



Forschungszentrum Karlsruhe
in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 7273

**Bestrahlungsanlage
MARTA an der
Synchrotronstrahlungsquelle
ANKA**

F. M. Schöck

Institut für Synchrotronstrahlung

Dezember 2006

Forschungszentrum Karlsruhe

in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 7273

**Bestrahlungsanlage MARTA an der
Synchrotronstrahlungsquelle ANKA**

Fabian Matthias Schöck

Institut für Synchrotronstrahlung

Diplomarbeit

an der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg,

Naturwissenschaftliche Fakultät I,

Lehrstuhl für Physik – Teilchenphysik

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

2006

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft
Deutscher Forschungszentren (HGF)

ISSN 0947-8620

urn:nbn:de:0005-072738

Zusammenfassung

Bestrahlungsanlage MARTA an der Synchrotronstrahlungsquelle ANKA

In der vorliegenden Arbeit wird eine neuartige Magnetanordnung vorgestellt, die es erlaubt, die Feldstärke eines Ablenkmagnets in einem Speicherring zu variieren, ohne dabei den Ablenkwinkel zu verändern. Die Magnetanordnung MARTA (Magnet for Reduced and Tunable Photon Energy Applications) ermöglicht es, breite Synchrotronstrahlungsfächer mit Strahlung von einstellbarer kritischer Photonenenergie zu erzeugen, wie sie für LIGA-Anwendungen (eine Technik zur Herstellung von Mikrobautteilen) benötigt wird. Der Elektronenstrahl im übrigen Speicherring wird nicht beeinflusst und der Ring kann daher unabhängig von der Wahl des MARTA-Feldes wie gewohnt betrieben werden. In der vorliegenden Arbeit wird eine Designstudie für einen solchen Magnet für den Speicherring ANKA vorgestellt.

Abstract

MARTA, a wide-angle irradiation magnet for the storage ring ANKA

A novel bending magnet device is introduced, which allows to vary the field strength of such a bending magnet in a storage ring without changing the deflection angle of the beam. The MARTA magnet system (Magnet for Reduced and Tunable Photon Energy Applications) produces a broad fan of synchrotron radiation with adjustable critical energy, needed for instance for the LIGA technology (a technique for the production of micro components). The beam in the storage ring outside MARTA is not affected by this device and the storage ring can be used independently of the field strength in MARTA. In this paper a detailed design study of such a device for the storage ring ANKA is presented.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Ablenkmagnete als Synchrotronstrahlungsquellen in Teilchenbeschleunigern	7
2.1	Ablenkmagnete	7
2.2	Erzeugung von Synchrotronstrahlung durch relativistische Elektronen in Ablenkmagneten	11
3	Fertigung von Mikrokomponenten am Elektronenspeicherring ANKA	17
3.1	Der Elektronenspeicherring ANKA	17
3.2	Das LIGA-Verfahren zur Fertigung von Mikrokomponenten	19
4	Computergestützte Berechnung von Magnetfeldern und Synchrotronstrahlungsspektren	23
4.1	Berechnung von Magnetfeldern mit dem Programm RADIA	23
4.2	Berechnung von Synchrotronstrahlungsspektren mit dem Programm SRW	24
5	Anforderungen an die MARTA-Magnetanordnung	25
6	Die MARTA-Magnetanordnung	27
6.1	Allgemeine Geometrie	27
6.2	Aufbau des Magnets zur Strahlungserzeugung	30
6.2.1	Die Multimagnet-Anordnung	30
6.2.2	Die Einzelmagnet-Anordnung	34
6.3	Auswahl der RADIA-Segmentierungsparameter für die Simulation der EM-Anordnung	40
6.4	Optimierung der EM-Anordnung	43
6.4.1	Homogenisierungsplatten	43
6.4.2	Magnetmaterial	44
6.5	Abweichung der berechneten Magnetfelder von idealen Kastenfeldern	47

7	Resultierende Strahlungsspektren der EM-Anordnung	49
7.1	Ideale Spektren	49
7.2	Abweichung der berechneten von den idealen Spektren	51
7.2.1	Abweichung wegen der Magnetfeldinhomogenitäten	51
7.2.2	Abweichung aufgrund des Längeneffekts	53
7.2.3	Gesamtbetrachtung der Abweichung	55
7.3	Zusammenfassung der Berechnungen der Strahlungsspektren	56
8	Zusammenfassung und Ausblick	57
A	Anhänge	59
A.1	RADIA-Programmcode für die EM-Anordnung	59
A.2	RADIA-Programmcode für die MM-Anordnung	65
A.3	SRW-Programmparameter für die Berechnung der Strahlungsspektren	71
B	Abbildungsverzeichnis	73
C	Tabellenverzeichnis	75
D	Literaturverzeichnis	76

1 Einleitung

In Elektronenspeicherringen werden Elektronen auf annähernd Lichtgeschwindigkeit beschleunigt und durch Magnete auf einer stabilen Kreisbahn gehalten. Dabei emittieren die relativistischen Elektronen elektromagnetische Strahlung, die sogenannte Synchrotronstrahlung. Diese hat ein breites kontinuierliches Spektrum, das von infraroter Strahlung bis hin zur Röntgenstrahlung reicht. Im Vergleich zu herkömmlichen Lichtquellen besitzt die Synchrotronstrahlung in den meisten Energiebereichen eine deutlich höhere Intensität und auch ihre Brillanz, ein Maß für die Güte einer Strahlungsquelle, ist einzigartig. Synchrotronstrahlung ist dank dieser Eigenschaften die ideale Quelle zur Untersuchung und Bearbeitung von Strukturen im Mikro- und Nanometerbereich und hat viele Gebiete modernster Forschung und Anwendung erst möglich gemacht. Ein Beispiel dafür ist die Fertigung von Mikrobauteilen durch Belichtung mit Synchrotronstrahlung.

Die Angströmquelle Karlsruhe (ANKA) ist ein 2.5 GeV-Elektronenspeicherring am Forschungszentrum Karlsruhe (FZK). Der Auftrag von ANKA ist es, Synchrotronstrahlung sowohl für Forschung, als auch für kommerzielle Anwendungen bereitzustellen. An der Schnittstelle zwischen Anwendung und Forschung befindet sich das LIGA-Verfahren (Lithographie – Galvanoumformung – Abformung). Es ist ein Verfahren zur Fertigung von Mikrokomponenten mittels Synchrotronstrahlung. Durch die Verwendung von Synchrotronstrahlung für die Lithographie können mit bisher nicht gekannter Präzision kleinste Bauteile gefertigt werden, zum Beispiel neuartige Röntgenlinsen und Uhrenteile. Die kommerzielle Fertigung von Bauteilen für die Uhrenindustrie an ANKA soll in Zukunft ausgebaut und automatisiert werden. Dazu ist der Aufbau einer modularen Fertigungsstraße für Mikrobauteile über Röntgenlithographie und Galvanik (FELIG) geplant. Sie soll die Fertigungskapazität wesentlich steigern und die Herstellungskosten der Bauteile deutlich senken.

Verschiedene Arbeitsschritte und Materialien des LIGA-Verfahrens benötigen Synchrotronstrahlung mit unterschiedlichen spektralen Eigenschaften. Momentan sind diese unterschiedlichen Eigenschaften nur an verschiedenen Strahlungsquellen und mit reduziertem Photonenfluß zu erreichen. An FELIG soll es möglich sein, die unterschiedlichen Anforderungen mit nur einer Quelle und mit hoher Intensität zu bedienen. Außerdem sollen mehrere Proben gleichzeitig homogen belichtet werden können, was eine entsprechende Breite des Strahlungsfächers erfordert. Der „Magnet for reduced and tunable photon energy applications“, MARTA, soll variierbare

Magnetfelder bei konstanter Gesamtablenkung erzeugen können, so daß der Elektronenstrahl Synchrotronstrahlung variabler Spektren mit hohem Photonenfluß bei gesenkter Photonenenergie emittiert. Die erzeugten Magnetfelder sollen außerdem möglichst homogen sein, damit eine gleichmäßige Belichtung über eine große horizontale Breite erfolgen kann.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit soll gezeigt werden, daß es möglich ist, einen Magnet zu bauen, der die von FELIG gestellten Anforderungen an Strahlspektren und Strahlgüte erfüllt. Basierend auf den grundlegenden Anforderungen an die Geometrie werden verschiedene mögliche Modelle des Magnets vorgestellt. Anhand der Resultate von Computersimulationen wird eine Anordnung ausgewählt und die durchgeführten Optimierungen für diesen Magnet werden gezeigt. Abschließend werden die berechneten Synchrotronstrahlungsspektren des ANKA-Elektronenstrahls beim Durchflug durch diese Magnetanordnung im Hinblick auf die gestellten Anforderungen diskutiert.

2 Ablenkmagnete als Synchrotronstrahlungsquellen in Teilchenbeschleunigern

2.1 Ablenkmagnete

Die Elektronen werden in Speicherringen durch Ablenkmagnete auf einer kreisförmigen Sollbahn gehalten. Auf die Elektronen wirken dabei zwei Kräfte: die Zentrifugalkraft in radialer Richtung nach außen und die Lorentzkraft aufgrund des Magnetfeldes der Ablenkmagnete radial nach innen. Das Magnetfeld der Ablenkmagnete kann in erster Näherung als konstantes Feld in z -Richtung betrachtet werden (Koordinatensystem siehe Abbildung 2.1). Man nennt die Ablenkmagnete in diesem Fall Dipolmagnete. Aus dem Gleichgewicht zwischen Zentrifugalkraft $F_Z = mv_s^2/R$ und Lorentzkraft $F_L = ev_s B_z$ ergibt sich unter Verwendung des Impulses des Teilchens in Strahlrichtung $p_s = mv_s$ die Gleichung

$$R = \frac{p_s}{eB_z}, \quad (2.1)$$

und damit der Radius R der Kreisbahn in Abhängigkeit von der Elementarladung e , dem Impuls p_s und dem Magnetfeld B_z . Für einen Elektronenspeicherring gegebener Energie hängt somit die Sollbahn nur vom Magnetfeld B_z der Ablenkmagnete ab.

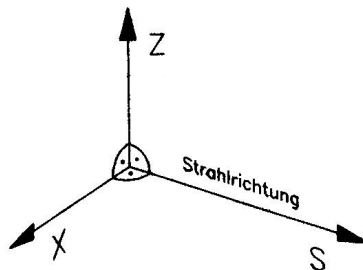


Abbildung 2.1: Koordinatensystem zur Beschreibung der Teilchenbewegung in einem Speicherring [Wil96]

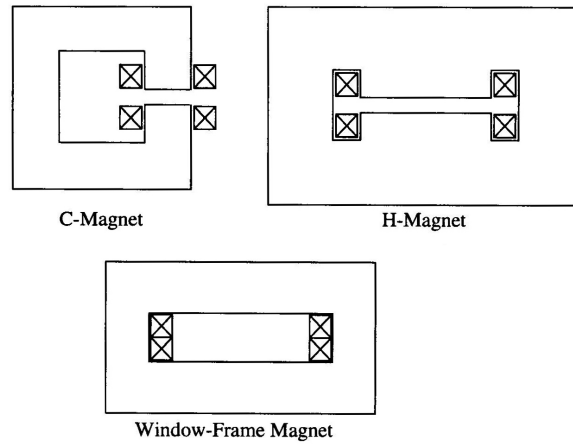


Abbildung 2.2: Verschiedene Bauarten für Ablenkmagnete in Speicherringen [Hin97]

Dipolmagnete sind in der Regel normaleitende Elektromagnete, die aus einem Weicheisenkern und Spulen aufgebaut sind. Das Weicheisen dient zur Führung und Verstärkung des Magnetfeldes. Die Erzeugung des Feldes erfolgt in den Spulen, welche in der Regel aus wassergekühlten, stromdurchflossenen Kupferleitern bestehen. Die vorherrschende Bauform in Speicherringen ist die des C-Magnets. Der Name beruht auf der Querschnittsform des Magnets (siehe Abbildung 2.2). Der Vorteil dieser Bauweise ist die Öffnung nach außen. Dadurch kann sowohl das Strahlrohr leicht ein- und ausgebaut werden, als auch die entstehende Synchrotronstrahlung direkt am Strahlrohr abgegriffen werden. Bei anderen Bauweisen, wie dem H-Magnet oder dem Window-Frame Magnet, sind diese beiden Aspekte problematischer, die erreichten Felder dafür aber homogener.

Das Magnetfeld eines C-Magnets läßt sich ausgehend von den Maxwell-Gleichungen berechnen:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad \text{und} \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0. \quad (2.2)$$

Im Bereich zwischen den Magnetpolen fließt kein Strom (Stromdichte $\vec{j} = 0$) und die dielektrische Verschiebung \vec{D} ist ebenfalls gleich Null. Damit erhalten wir

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = 0 \quad \text{und} \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0. \quad (2.3)$$

Die Tangentialkomponente von \vec{H} und die Normalkomponente von \vec{B} verhalten sich somit an Grenzflächen stetig. Bei einem Übergang von Luft zu Eisen ($\mu_r \gg 1$) tritt \vec{B} senkrecht in das Eisen ein und bleibt dort unverändert, während \vec{H} im Eisen

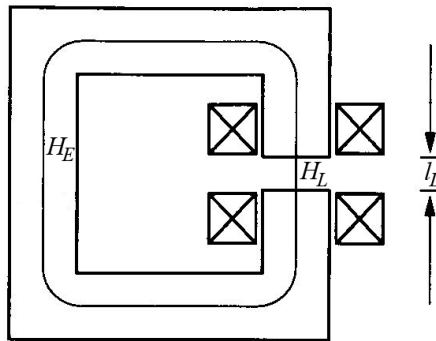


Abbildung 2.3: Integrationsweg zur Berechnung des Magnetfeldes im Luftspalt eines Ablenkmagnets [Hin97]

gegen Null geht. Ausgehend von

$$\oint \vec{H} d\vec{s} = nI, \quad (2.4)$$

wobei n die Windungszahl der Spule und I der Spulenstrom ist, läßt sich das Magnetfeld im Luftspalt des Magnets berechnen. Das Kreisintegral setzt sich, wie in Abbildung 2.3 ersichtlich, aus dem Weg im Eisen und dem Weg in Luft zusammen und wir können schreiben

$$\oint \vec{H} d\vec{s} = \int \vec{H}_E d\vec{s} + \int \vec{H}_L d\vec{s} = H_E l_E + H_L l_L = nI. \quad (2.5)$$

\vec{H}_E und \vec{H}_L werden als konstant angenommen und l_E und l_L sind die Weglängen im Eisen und in der Luft. Zur Abschätzung des Magnetfeldes im Luftspalt kann man die Näherung $l_E/\mu_r \ll l_L$ verwenden und erhält so

$$B \approx \frac{\mu_0 n I}{l_L}. \quad (2.6)$$

Für eine genauere Berechnung kann die Änderung der magnetischen Eigenschaften des Materials mit wachsendem Magnetfeld nicht mehr vernachlässigt werden und man muß die Magnetisierungskurve $B(H_E)$ berücksichtigen. Diese ist stark materialabhängig und wird vom Hersteller angegeben. Als Beispiel ist hier die Kurve von vier verschiedenen weichmagnetischen Legierungen mit hoher Sättigungsinduktion gezeigt (Abbildung 2.4 auf Seite 10). Weichmagnetische Werkstoffe sind durch eine niedrige Koerzitivfeldstärke gekennzeichnet und haben eine schmale Hysteresekurve, das heißt zur Ummagnetisierung wird wenig Arbeit benötigt. Für den Bau von Elektromagneten werden weichmagnetische Materialien verwendet, da sie eine hohe Permeabilität ($\mu_r > 10000$) und eine hohe Sättigungsinduktion ($B_S > 2\text{ T}$) besitzen. Der größte Teil der gängigen Elektromagnete wird entweder aus reinem Eisen

oder aus Si-Fe-Bleichen hergestellt [Sch73]. Für Anwendungen, die eine sehr hohe Sättigungsinduktion benötigen, gibt es spezielle Legierungen aus Eisen und Kobalt. Dabei lassen sich Werte von bis zu $B_S = 2.35$ T erreichen, allerdings sind diese Materialien teuer und auf Grund ihrer Härte mechanisch schwer zu verarbeiten. In Abbildung 2.4 sind zwei Legierungen dieser Art dargestellt. Vacoflux 50 hat eine Zusammensetzung von 49.1 % Eisen, 49.0 % Kobalt und 1.9 % Vanadium, Vacoflux 17 besteht aus 81 % Eisen, 17 % Kobalt und 2 % Chrom.

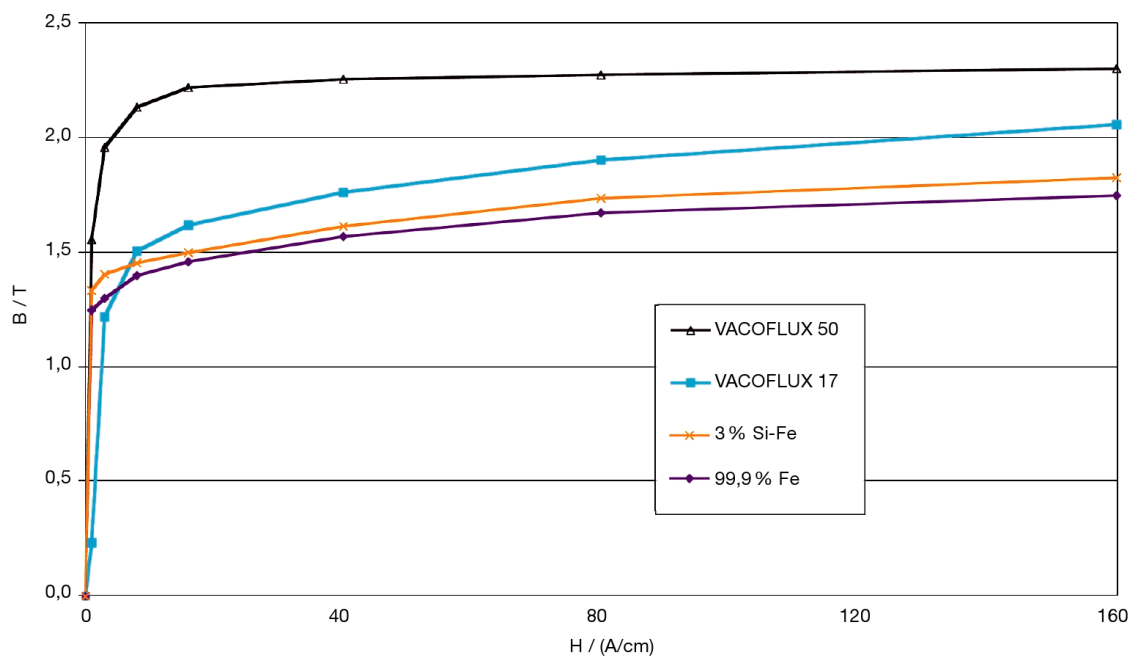


Abbildung 2.4: Magnetisierungskurven verschiedener Weicheisenmaterialien [Vac01]

2.2 Erzeugung von Synchrotronstrahlung durch relativistische Elektronen in Ablenk magneten

Bewegen sich geladene Teilchen auf einer Kreisbahn in einem Magnetfeld, so verlieren sie Energie, die in Form von elektromagnetischer Strahlung, der Synchrotronstrahlung, emittiert wird. Für Punktladungen erfolgt die Beschreibung dieses Energieverlustes durch retardierte Potentiale, die sogenannten Liénard-Wiechert Potentiale. Diese beschreiben die elektromagnetischen Felder am Beobachtungsort, abhängig vom Ort der abstrahlenden Ladung zum Zeitpunkt der Emission. Eine Darstellung der Theorie der Synchrotronstrahlung findet sich zum Beispiel im Buch von Wille [Wil96].

Für den nichtrelativistischen Fall mit $v \ll c$ ergibt sich die totale abgestrahlte Leistung eines Elektrons zu

$$P_s = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 m_0^2 c^3} \left(\frac{d\vec{p}}{dt} \right)^2. \quad (2.7)$$

Bei Elektronen mit nichtrelativistischen Geschwindigkeiten ist diese abgestrahlte Leistung im Allgemeinen vernachlässigbar. Eine Abstrahlung erfolgt nach Gleichung (2.7) nur, falls die Impulsänderung $d\vec{p}/dt$ ungleich Null ist.

In Speicherringen genügt eine nichtrelativistische Behandlung nicht mehr, sondern es ist eine relativistisch invariante Form der Formel zur Berechnung der Strahlungsleistung erforderlich. Dazu wird die Zeit Lorentz-transformiert und der relativistische Vierer-Impuls P_μ verwendet.

$$dt \rightarrow d\tau = \frac{1}{\gamma} dt \quad \text{und} \quad \left(\frac{dP_\mu}{d\tau} \right)^2 \rightarrow \left(\frac{d\vec{p}}{d\tau} \right)^2 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{dE}{d\tau} \right)^2. \quad (2.8)$$

Dabei bezeichnet γ den relativistischen Lorentzfaktor $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$. Die Strahlungsleistung resultiert dann durch Einsetzen der transformierten Größen zu

$$P_s = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0 (m_0 c^2)^2} \left[\left(\frac{d\vec{p}}{d\tau} \right)^2 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{dE}{d\tau} \right)^2 \right]. \quad (2.9)$$

Für lineare Beschleunigung läßt sich dieser Energieverlust im Allgemeinen vernachlässigen, anders verhält es sich jedoch bei der Kreisbeschleunigung. Hier bleibt die Teilchenenergie konstant und $dE/d\tau = 0$. Gleichung (2.9) vereinfacht sich damit zu

$$P_s = \frac{e^2 c \gamma^2}{6\pi\epsilon_0 (m_0 c^2)^2} \left(\frac{d\vec{p}}{dt} \right)^2. \quad (2.10)$$

Die Impulsänderung dp/dt bei der Kreisbewegung folgt aus $dp = p d\alpha$, wobei $d\alpha$ die Änderung des Winkels durch die Bewegung ist. Mit $d\alpha/dt = \omega = v/R$ erhält man dann

$$\frac{dp}{dt} = p \frac{v}{R}. \quad (2.11)$$

Da wir hier Geschwindigkeiten annehmen die der Lichtgeschwindigkeit sehr nahe kommen, können wir für die weitere Vereinfachung noch die Beziehungen $v = c$ und $E = \gamma m_0 c^2 = pc$ verwenden. Setzt man diese Ausdrücke in die allgemeine Strahlungsgleichung für die Kreisbewegung (2.10) ein, so erhalten wir

$$P_s = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0 (m_0 c^2)^4} \frac{E^4}{R^2}. \quad (2.12)$$

Die Strahlungsleistung hängt also von der Energie und der Masse des Teilchens, sowie dem Ablenkradius der Teilchenbahn ab. Die Abhängigkeit der Abstrahlung von der 4. Potenz der Masse im Nenner führt dazu, daß Synchrotronstrahlung für Forschungs- und Anwendungszwecke hauptsächlich mit Elektronen erzeugt wird. Für Protonen ist die Strahlung stark unterdrückt und erst ab einer Strahlenergie von mehreren 100 GeV beobachtbar, während bei Elektronen schon einige 10 MeV ausreichen. Gleichzeitig limitiert der Anstieg der Strahlungsleistung mit der 4. Potenz der Strahlenergie die maximal erreichbare Energie von Elektronen-Kreisbeschleunigern, denn der Verlust durch die Synchrotronstrahlung muß durch Hochfrequenzsender wieder zugeführt werden. Beim Elektronen-Kreisbeschleuniger LEP wurde in der zweiten Ausbaustufe mit einer Energie von etwa 100 GeV die Grenze der technischen Machbarkeit erreicht. Für eine weitere Steigerung der Energie muß man auf andere Teilchen oder Linearbeschleuniger ausweichen. Die abgestrahlte Leistung läßt sich durch eine Vergrößerung des Ablenkradius vermindern, der jedoch nur mit der 2. Potenz in die Gleichung (2.12) eingeht. Moderne Speicherringe für die Erzeugung von Synchrotronstrahlung arbeiten mit einer Strahlenergie von ca. 1 bis 7 GeV.

Die Winkelverteilung der Synchrotronstrahlung erhält man, indem man den Impuls eines emittierten Photons aus dem mitbewegten Schwerpunktsystem des Elektrons in das Laborsystem Lorentz-transformiert. Auf der nächsten Seite zeigt Abbildung 2.5 die Abstrahlung eines Elektrons in seinem Schwerpunktsystem K' und im Laborsystem K . Im Schwerpunktsystem des Elektrons K' entspricht die Winkelverteilung der eines Hertz'schen Dipols. Im Laborsystem K ist die Synchrotronstrahlung jedoch eng gebündelt und wird zum größten Teil in Flugrichtung des Elektrons emittiert. Der halbe Öffnungswinkel des Strahlungskegels, θ , beträgt im Laborsystem K

$$\theta \approx \tan \theta \approx \frac{1}{\gamma}. \quad (2.13)$$

2.2 Erzeugung von Synchrotronstrahlung durch relativistische Elektronen in Ablenkmagneten

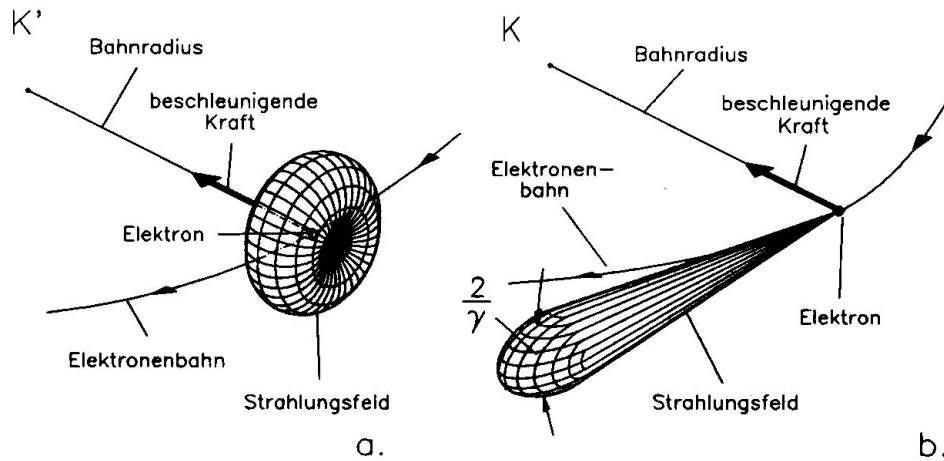


Abbildung 2.5: Strahlungskegel der Synchrotronstrahlung im Schwerpunktsystem K' des Elektrons (a.) und im Laborsystem K (b.) [Wil96]

Am Elektronenspeicherring ANKA, bei einer Elektronenenergie von $E = 2.5 \text{ GeV}$, hat der halbe Öffnungswinkel zum Beispiel einen Wert von $\theta \approx 0.01^\circ \approx 0.2 \text{ mrad}$. Diese enge Bündelung der Strahlung ist eine der besonderen Eigenschaften der Synchrotronstrahlung, die sie für die Forschung so interessant macht. Der Synchrotronstrahlungskegel wird mit einem sehr kleinen Öffnungswinkel tangential zur Flugbahn emittiert, weshalb bei der kontinuierlichen Ablenkung in einem Dipolmagnet ein horizontaler Strahlungsfächer, wie in Abbildung 2.6 dargestellt, entsteht. Der Strahlungsfächer ist eine Überlagerung von einzelnen Strahlungskegeln, die je-

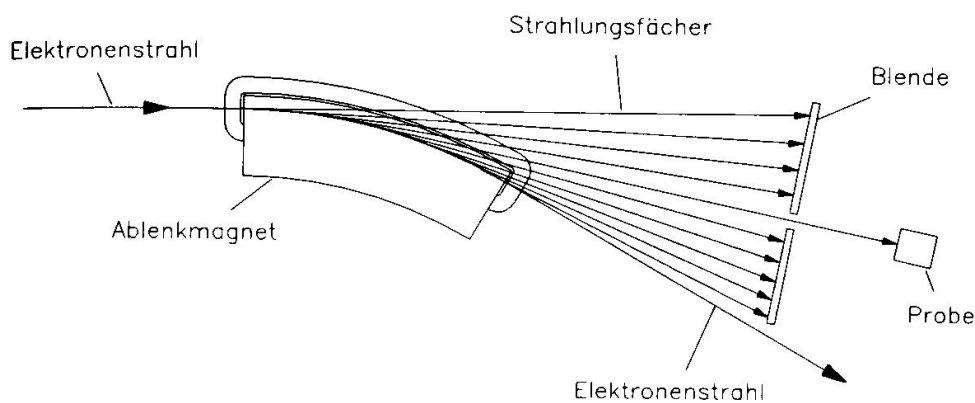


Abbildung 2.6: Horizontaler Strahlungsfächer der Synchrotronstrahlung in einem Ablenkmagnet [Wil96]

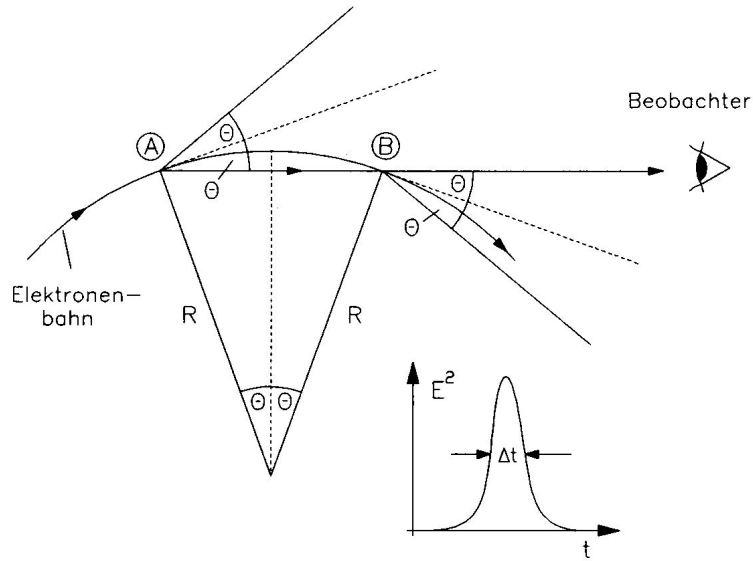


Abbildung 2.7: Pulslänge beim Vorbeiflug eines Elektrons [Wil96]

weils einen Öffnungswinkel von $2/\gamma$ haben.

Die Entstehung des Frequenzspektrums der Synchrotronstrahlung läßt sich mit folgender Vorstellung anschaulich verstehen. Ein Elektron erzeugt auf seiner Kreisbahn aus Sicht des Beobachters einen kurzen Puls elektromagnetischer Strahlung mit der Länge Δt . Die Länge des Pulses entspricht der Zeitdifferenz der bei Punkt A und Punkt B (siehe Abbildung 2.7) emittierten Photonen. Der Winkel θ , und damit auch der Abstand der beiden Punkte voneinander, ist in der Abbildung zur Verdeutlichung stark übertrieben dargestellt. Die Näherung $\theta \approx 1/\gamma$ ist für die hier auftretenden kleinen Winkel sehr gut anwendbar und man kann die Pulslänge damit zu

$$\Delta t \approx \frac{4R}{3c\gamma^3} \quad (2.14)$$

abschätzen. Das von diesem Puls erzeugte breite Spektrum wird durch die typische Frequenz ω_{typ} und die kritische Frequenz ω_c charakterisiert:

$$\omega_{typ} = \frac{2\pi}{\Delta t} = \frac{3\pi c\gamma^3}{2R} \quad \text{und} \quad \omega_c = \frac{\omega_{typ}}{\pi} = \frac{3c\gamma^3}{2R}. \quad (2.15)$$

Die kritische Frequenz ω_c teilt das Spektrum in zwei Bereiche gleicher Strahlungsleistung. Im Diagramm 2.8 ist auf der nächsten Seite der Photonenfluß pro Sekunde, Quadratmillimeter und 0.1% Bandbreite in Abhängigkeit von der Photonenergie in Elektronenvolt aufgetragen. Die Quelle dieser Strahlung ist der ANKA 2.5 GeV-Elektronenstrahl in einem 1.5 T-Dipolmagnet. Die kritische Photonenergie E_c ist eingezeichnet und beträgt für diesen Fall 6.23 keV.

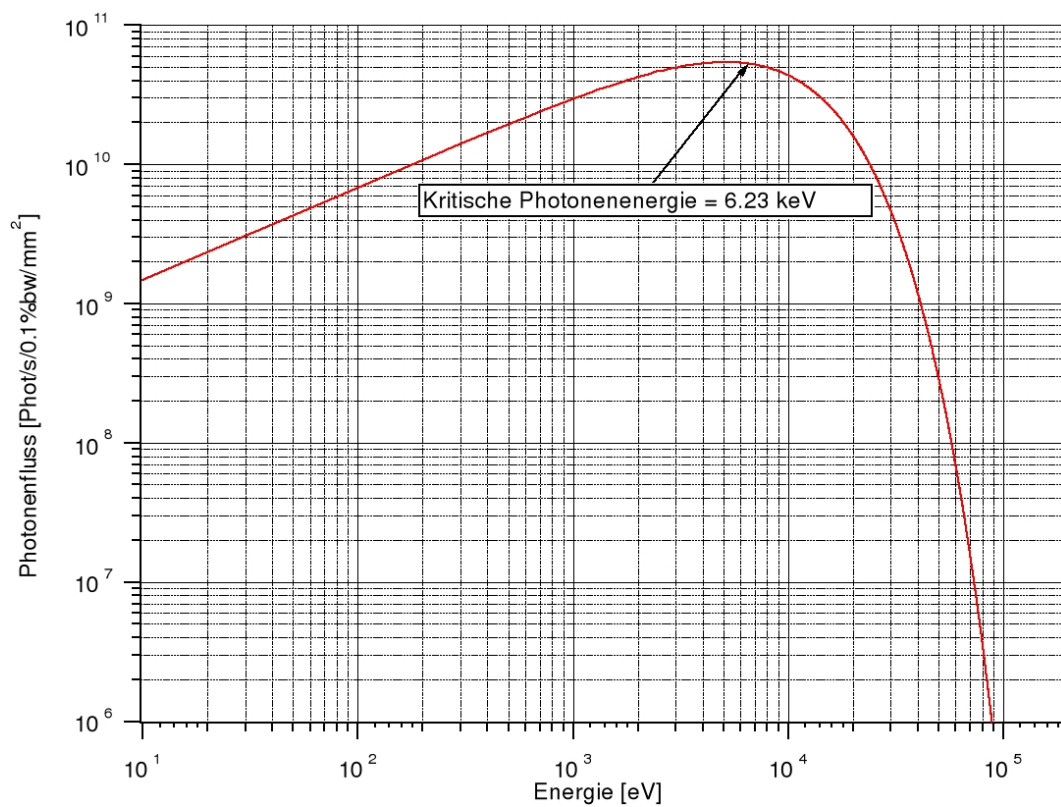


Abbildung 2.8: Mit dem Programm SRW berechnetes Synchrotronstrahlungsspektrum des ANKA 2.5 GeV-Elektronenstrahls in einem 1.5 T-Dipolmagnet

3 Fertigung von Mikrokomponenten am Elektronenspeicherring ANKA

3.1 Der Elektronenspeicherring ANKA

ANKA, die Angströmquelle Karlsruhe, ist ein Synchrotronspeicherring für Elektronen und hat einen Umfang von 110.4 m und eine Strahlenergie von 2.5 GeV. Er ist seit dem Jahr 2002 in Betrieb und liefert Synchrotronstrahlung für Forschungs- und Anwendungszwecke. Dabei wird industriellen Anwendungen, unter anderem dem LIGA-Verfahren, ein großer Anteil der Strahlzeit zur Verfügung gestellt. Derzeit sind neun Beamlines in Betrieb, weitere sind in Planung. An drei der vier geraden Sektionen von ANKA sind Wiggler oder Undulatoren installiert, was den Speicherring zu einer Strahlungsquelle der dritten Generation macht. In Abbildung 3.1, auf Seite 18, sind im linken Bildteil die drei LIGA-Beamlines zur Herstellung von Mikrobauteilen eingezeichnet. Dort werden in Kooperation mit industriellen Partnern Mikrokomponenten gefertigt.

In Abbildung 3.1 sind auch die verschiedenen Beschleunigungselemente des Synchrotrons zu sehen. Im Microtron werden die Elektronen auf eine Energie von 52 MeV vorbeschleunigt. Anschließend wird ihre Energie im Booster-Synchrotron auf 500 MeV erhöht. Mit dieser Energie wird der Elektronenstrahl in den eigentlichen Speicherring injiziert, wo die Elektronen dann auf die endgültige Energie von 2.5 GeV beschleunigt werden. Der Strahlstrom des Elektronenstrahls beträgt im normalen Betrieb ca. 200 mA, die Lebenszeit des Strahls liegt bei etwa 20 Stunden. Die horizontale Emittanz, ein Maß für die Ausdehnung des Elektronenstrahls im Phasenraum, ist im Normalbetrieb 50 nmrad. Die Elektronen werden durch 16 identische Dipolmagnete auf der Sollbahn gehalten. Für die passende Strahloptik und Feinjustierung sorgen insgesamt 40 Quadrupolmagnete und 48 Sextupole. Die Dipolmagnete sind normale Elektromagnete mit einem Weicheisenkern. Die Länge des Eisens beträgt 2.13 m, der Radius 5.559 m, das Gap (Abstand der Polschuhe voneinander) ist 41 mm und die nominale Feldstärke liegt bei 1.5 T. Einer dieser Ablenkmagnete soll im Rahmen der Fertigungslinie FELIG durch eine besondere Magnetanordnung zur Erzeugung von Synchrotronstrahlung mit variabler Photonenenergie ersetzt werden.

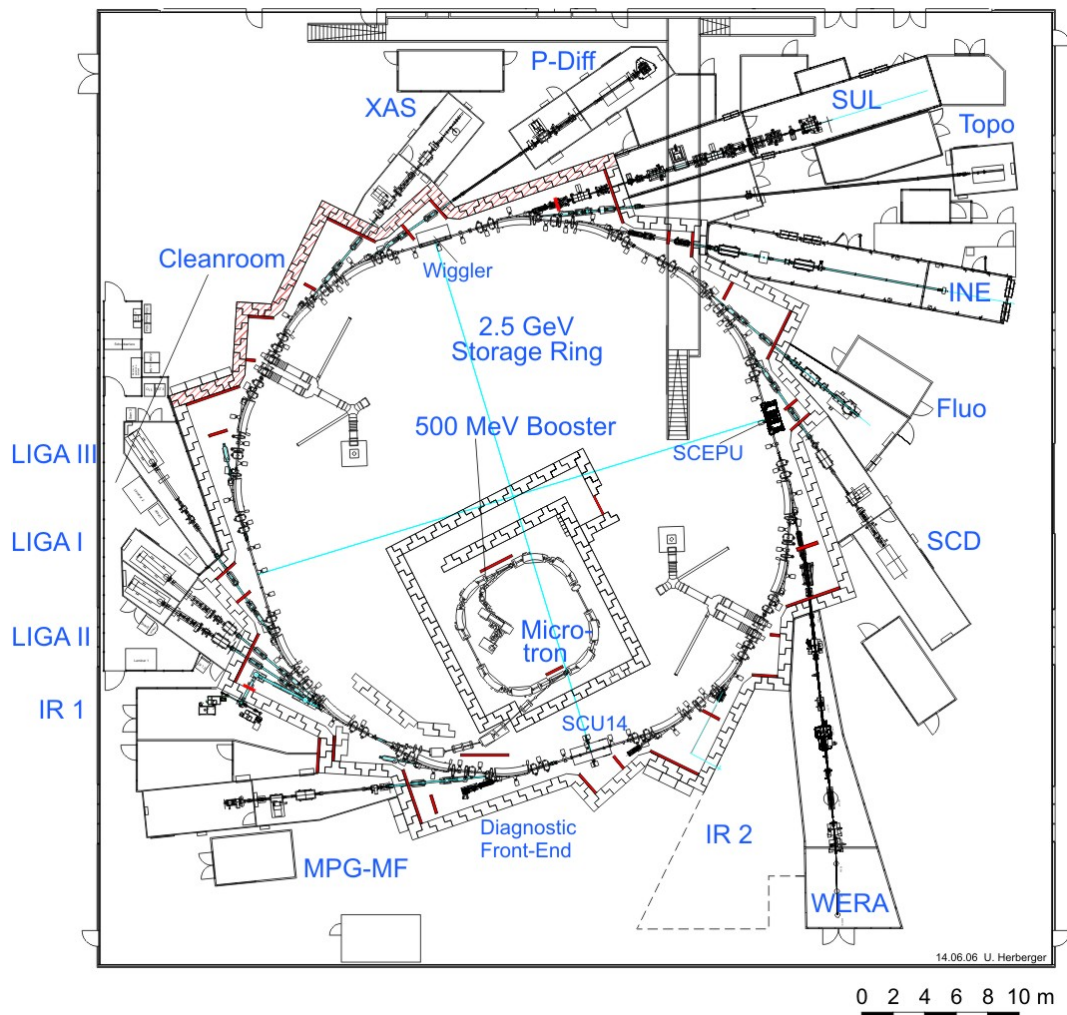


Abbildung 3.1: Übersicht des Elektronenspeicherrings ANKA (Quelle: ISS)

3.2 Das LIGA-Verfahren zur Fertigung von Mikrokomponenten

Das Akronym LIGA steht für Lithographie – Galvanoformung – Abformung und beinhaltet damit die drei wesentlichen Prozessschritte dieses Verfahrens zur Fertigung von Mikrokomponenten. Die LIGA-Technik wurde Anfang der 80er Jahre am Institut für Mikrostrukturtechnik am Forschungszentrum Karlsruhe entwickelt und stellt eine besonders leistungsfähige Technologie zur Serienproduktion von Mikrobauteilen dar. Die Besonderheiten des an ANKA verwendeten LIGA-Verfahrens sind das hohe Aspektverhältnis (Verhältnis der Strukturhöhe zur Strukturbreite) und die große Genauigkeit, welche durch die Verwendung von Synchrotronstrahlung zur Belichtung der Photolacke erreicht wird. Anders als bei der herkömmlichen Mikroelektronik können Strukturen bis zu einer Resisthöhe von mehr als einem Millimeter erreicht werden. Dies eröffnet völlig neue Möglichkeiten bei der Herstellung von Mikrokomponenten, da die dritte Dimension in die Herstellung miteinbezogen werden kann. Die laterale Auflösung liegt im Bereich von $2\ \mu\text{m}$ und die Genauigkeit der Strukturen bei $0.2 - 0.5\ \mu\text{m}$. Abbildung 3.2 zeigt Mikrokomponenten, die an ANKA mit der LIGA-Technik hergestellt wurden. Das linke Bild zeigt eine Röntgenlinse. Die Wände der Struktur sind sehr glatt und parallel, was sich lithographisch nur mit einer sehr durchdringenden und parallel einfallenden Strahlung, wie sie ein Synchrotron liefert, realisieren läßt. Das rechte Bild zeigt aus Hartgold gefertigte Uhrenteile, die an den LIGA-Beamlines für Unternehmen gefertigt werden. Der Maßstab, der jeweils in den Bildern zu sehen ist, verdeutlicht die Feinheit der Strukturen und die herausragende Präzision des LIGA-Verfahrens.

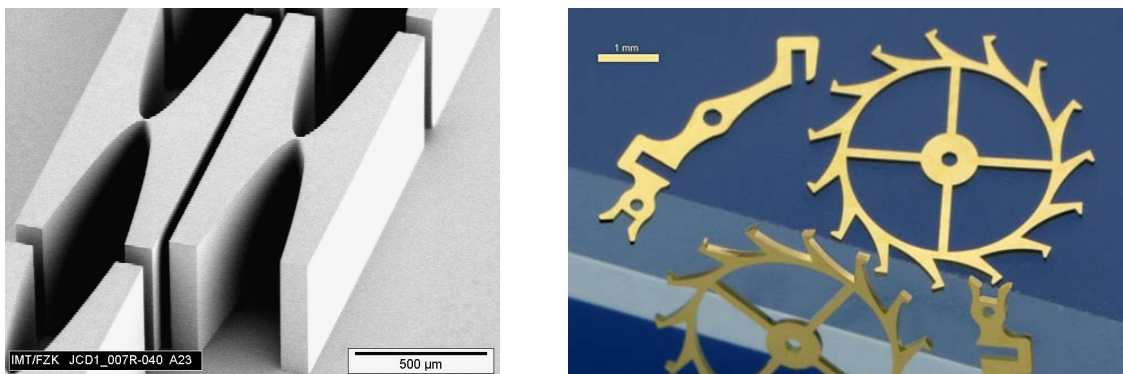


Abbildung 3.2: An ANKA hergestellte LIGA-Mikrokomponenten (Quelle: FZK)

In Abbildung 3.3 auf der nächsten Seite sind die einzelnen Schritte des LIGA-Prozesses dargestellt. Im ersten Schritt, „Irradiation“ (Belichtung), wird ein photoempfindlicher Lack, der sogenannte Resist, durch eine Maske mit Synchrotronstrahlung

lung belichtet. Das Absorbermuster der Maske besteht meist aus einer relativ dicken Goldschicht und ist auf der Maskenmembran, gewöhnlich aus Beryllium oder Titan, aufgebracht. Als Material für den Resist werden im LIGA-Prozeß photoempfindliche organische Stoffe eingesetzt, darunter vor allem das Polymethylmethacrylat (PMMA). Durch Bestrahlung mit einer bestimmten Strahlungsdosis brechen im PMMA Molekülbindungen auf und die chemischen Eigenschaften verändern sich. Die veränderten Strukturen können dann durch ein Lösungsmittels selektiv entfernt werden. Um mit den dünnen Resistschichten arbeiten zu können, sind diese auf einer Substratplatte aufgebracht. Die Wahl des Substratmaterials ist dabei wichtig, um unerwünschte Effekte wie die Erzeugung sekundärer Photoelektronen und Photo-Fluoreszenz im Substrat zu minimieren. In den meisten Fällen wird als Material Titan verwendet.

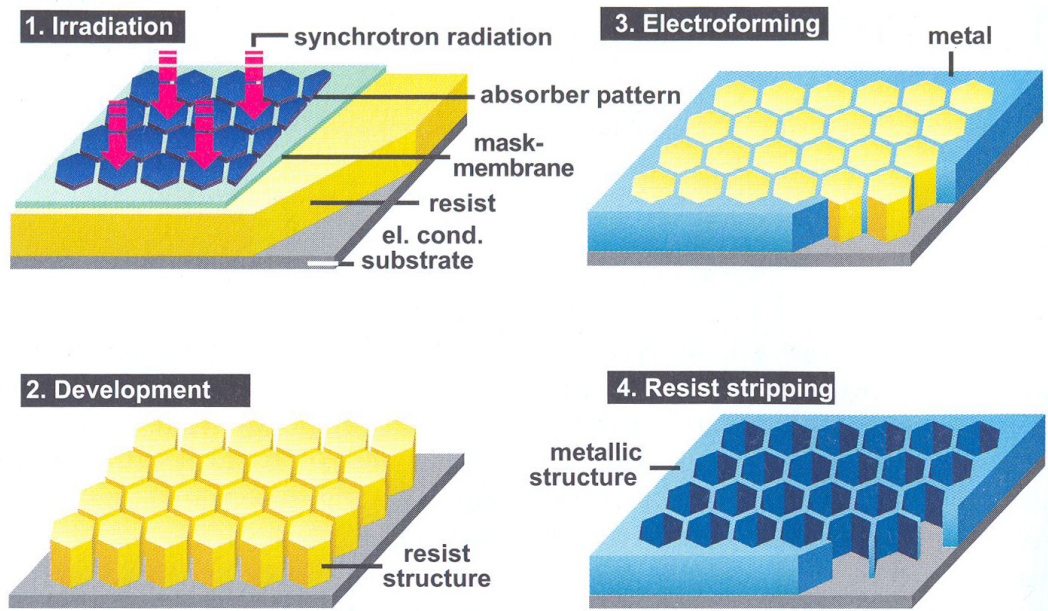


Abbildung 3.3: Die Schritte der LIGA-Technik [Bru01]

Der zweite Schritt in Abbildung 3.3 heißt „Development“, zu Deutsch Entwicklung. Mittels naßchemischer Methoden werden hier, wie bereits oben erwähnt, die bestrahlten und damit chemisch veränderten Strukturen entfernt. Nach der Entwicklung bleibt nur die unbestrahlte Struktur aus dem Schattenbereich der Maske stehen. Man nennt diese auch Primärstruktur. Wegen des hohen Aspektverhältnisses und den deswegen vorhandenen engen und tiefen Kanälen im Resist, stellt auch die Entwicklung der Photolacke große Anforderungen an die Verfahrenstechnik. „Electroforming“, die Galvanoformung, ist der dritte Schritt in Abbildung 3.3. Hierbei werden die Zwischenräume der Primärstruktur galvanisch mit einem Metall aufgefüllt. Je nach Verwendungszweck können verschiedene Metalle, vor allem Nickel,

Nickellegierungen, Gold und Titan, verwendet werden. Wie bei der Entwicklung stellt das hohe Aspektverhältnis auch an die Galvanik besondere Anforderungen. Im vierten und letzten Schritt, dem „Resist stripping“ (Entfernung des Photolacks), kommt die Naßchemie ein zweites Mal zum Einsatz. Die PMMA-Primärstruktur wird entfernt und es bleibt nur die metallische Struktur übrig. Diese kann zum einen als Abformwerkzeug zur kostengünstigen Massenproduktion von Mikrobauteilen aus Kunststoffen oder keramischen Materialien eingesetzt werden, zum anderen kann die entstandene selbsttragende Metallstruktur auch direkt verwendet werden. Man spricht in diesem Fall auch von Direkt-LIGA Teilen.

Das LIGA-Verfahren nutzt für die Lithographie verschiedene Energiebereiche der Synchrotronstrahlung. Das ermöglicht die Verwendung verschiedener Materialien und Strukturturen. In Abhängigkeit vom Energiespektrum der eingesetzten Strahlung unterscheidet man drei Arten der Lithographie. Die Dünnschichtlithographie (thin film X-ray lithography (XRL)) verwendet einen Energiebereich der Photonen zwischen 2 und 3 keV, die Röntgentiefenlithographie (deep X-ray lithography (DXRL)) einen Bereich von 2.5 bis 7 keV und bei einem Energiebereich von bis zu 15 keV spricht man von ultratiefer Röntgenlithographie (ultra deep X-ray lithography (UDXRL)). Die resultierenden Strukturturen gehen bis zu $100\ \mu\text{m}$ bei XRL, $100 - 400\ \mu\text{m}$ bei DXRL und bis zu $2500\ \mu\text{m}$ bei UDXRL. Die Breite der Strukturen bewegt sich zwischen 5 und $40\ \mu\text{m}$. Mit der Dünnschichtlithographie werden unter anderem auch hochauflösende Maskenstrukturen hergestellt. Diese verwendet man anschließend im Rahmen des LIGA-Prozesses als Masken für die Tiefenlithographie.

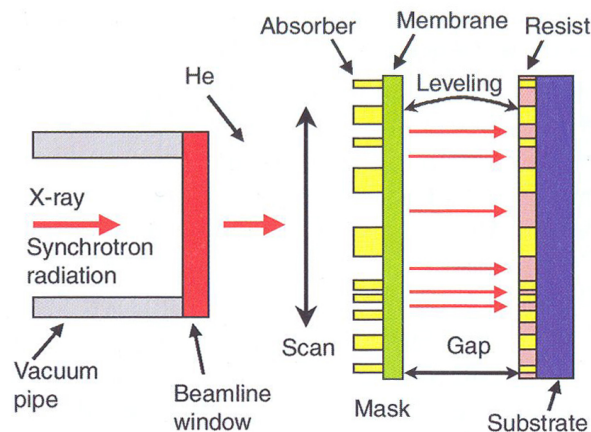


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der Lithographie [Bru01]

Abbildung 3.4 zeigt schematisch die Anordnung bei der Bestrahlung. Die Synchrotronstrahlung fällt durch das Beryllium-Fenster des evakuierten Strahlrohrs auf die

Maske. Um die Röntgenmaske zu kühlen, erfolgt die Belichtung nicht im Vakuum, sondern in einer Helium-Unterdruckatmosphäre. Beim Passieren der Maskenstrukturen wird die Synchrotronstrahlung in bestimmten Bereichen absorbiert, während in den anderen Bereichen die Strahlung ungehindert durch die Maske hindurchtritt. Anschließend trifft die restliche Strahlung auf dem Resist auf und deponiert dort seine Energie. Um eine gleichmäßige Belichtung aller Bereiche zu gewährleisten, werden Maske, Resist und Substrat vertikal verfahren.

Die Präzision des LIGA-Verfahrens wird durch mehrere Faktoren begrenzt. Dazu zählen unter anderem die Fresnelsche Beugung an der Röntgenmaske, die Divergenz der Synchrotronstrahlung, sowie die Auswirkung von sekundären Photoelektronen auf die Resiststruktur. Die Auswirkung dieser Effekte auf die Strukturgenauigkeit ist energieabhängig. Während die Fresnelsche Beugung mit wachsender Energie der Synchrotronstrahlung abnimmt, steigt die Auswirkung der Photoelektronen an. Für eine Photonenenergie von 3 keV ergibt sich bei einer Resistdicke von 500 μm ein Minimum der negativen Effekte auf die Strukturgenauigkeit [PM95]. Die Belichtung des Resists ist also für einen möglichst engen Energiebereich der Synchrotronstrahlung um dieses Minimum herum ideal. Die Photonen mit niedrigen Energien lassen sich gut durch Absorberfolien herausfiltern, wodurch sich aber die mittlere Photonenenergie erhöht. Eine Reduzierung der Anzahl der Photonen mit höherer Energie läßt sich am besten durch eine Senkung der kritischen Energie der Synchrotronstrahlung erreichen. Das erreicht man entweder durch eine niedrigere Elektronenergie, was aber gleichzeitig die Intensität senkt, oder durch ein geringeres Magnetfeld im Ablenkmagnet.

Unterschiedliche Schritte des LIGA-Verfahrens, also zum Beispiel die Maskenfertigung, XRL oder DXRL, benötigen Synchrotronstrahlung verschiedener Energiebereiche. Derzeit ist es nicht ohne Probleme möglich, diese Variabilität an nur einer einzigen Strahlungsquelle zu erreichen. Man muß entweder die Energie des Elektronenstrahls ändern oder einen Großteil des Flusses der Synchrotronstrahlung in Filtern absorbieren. Durch einen Magnet mit variablem Feld läßt sich hier eine wesentliche Verbesserung erreichen. Es ist damit möglich, bei gleichbleibender Elektronenenergie das Energiespektrum der Synchrotronstrahlung zu variieren. Die unterschiedlichen Arbeitsschritte des LIGA-Verfahrens können dann mit nur einer Quelle durchgeführt werden. Diese Art der Effizienzsteigerung soll im Rahmen der Fertigungslinie FELIG erstmals angewandt werden.

4 Computergestützte Berechnung von Magnetfeldern und Synchrotronstrahlungsspektren

4.1 Berechnung von Magnetfeldern mit dem Programm RADIA

Die Modelle der verschiedenen Magnetanordnungen wurden am Rechner mit dem Programm RADIA [CEC97] simuliert und optimiert. RADIA ist ein Aufsatz auf das Programm Mathematica [Wol05] und dient der Berechnung von dreidimensionalen magnetostatischen Strukturen. Die Grundlagen von RADIA sind in [CEC98], [?] und [CB04] erläutert. RADIA beinhaltet ein breites Spektrum von möglichen Geometrien und Materialien für die gewünschten Magnete und Spulen. Im Gegensatz zu vielen kommerziell erhältlichen Anwendungen zur Magnetberechnung verwendet RADIA zur Berechnung der Magnetfelder nicht die Methode der finiten Elemente (FEM), sondern die Randintegral-Methode (boundary integral method, BIM). Ein Vergleich der Vor- und Nachteile verschiedener Methoden bei der numerischen Berechnung von Felder findet sich zum Beispiel bei Tortschanoff [Tor84]. Durch die Randintegral-Methode wird eine deutliche Reduzierung der nötigen Eingabedaten sowie der Rechenzeit erreicht. Nachteilig erweist sich, daß der notwendige Speicher ungefähr quadratisch mit der Anzahl der Elemente steigt. Die für eine hohe Präzision nötige feine Unterteilung kann deshalb bei komplexen Problemen durch die Speicherkapazität des Rechners eingeschränkt werden.

Um das Magnetfeld einer virtuellen Anordnung zu berechnen, erzeugt der RADIA-Benutzer Volumenobjekte, denen anschließend Materialeigenschaften zugewiesen werden. Die grundsätzlichen Volumenobjekte sind magnetisierbare Vielecke und stromdurchflossene Spulen verschiedener Geometrie. Außerdem stehen dem Benutzer Transformationen, wie zum Beispiel Rotation, Translation oder Spiegelung zur Verfügung. Anders als bei der FEM ist eine Unterteilung des umgebenden Raums nicht nötig. Die Volumenobjekte werden in kleinere Objekte mit voneinander unabhängiger Magnetisierung unterteilt. Die magnetische Wechselwirkung der Objekte untereinander wird in einer sogenannten Interaktionsmatrix verwaltet. Auf diese wird eine Relaxationsprozedur, eine iterative Berechnung der Magnetisierung

in den einzelnen Objekten durch Multiplikation der Interaktionsmatrix mit dem jeweiligen Magnetisierungsvektor, angewandt. Erreicht die Magnetisierung die vorher angegebene Präzision, so wird der Iterationsprozeß beendet. Die Genauigkeit der Berechnung hängt unter anderem von der Anordnung der Objekte und deren Unterteilung ab. Die Oberflächen der erzeugten Objekte sollten für eine präzise Berechnung parallel oder senkrecht zum Magnetfeld plaziert werden. Um eine angemessene Präzision zu erreichen, ist eine Unterteilung der Objekte zwingend nötig. Die Magnetisierung wird objektweise berechnet, so daß gerade bei ferromagnetischen Materialien die Genauigkeit durch eine möglichst feine Unterteilung erhöht wird. Allerdings wächst durch die größere Anzahl von Objekten auch der Speicherbedarf enorm.

4.2 Berechnung von Synchrotronstrahlungsspektren mit dem Programm SRW

Hat man das Magnetfeld einer Anordnung simuliert, so interessiert als nächster Punkt das Spektrum der Synchrotronstrahlung, das von einem Elektronstrahl mit einer bestimmten Energie beim Durchfliegen des Magnetfeldes emittiert wird. Für die Berechnung dieses Spektrums wurde der Programmaufsatz Synchrotron Radiation Workshop (SRW) [CE01] verwendet. Es setzt auf das Datenanalyse-Programm Igor Pro [Wav05] auf und erlaubt die Berechnung der Strahlung von Ablenkmagneten, Wiggler und Undulatoren in der Nah- und Fernfeldnäherung. Im Gegensatz zur getrennten Behandlung von Beschleunigungs- und Geschwindigkeitsfeldern, wird für die Nahfeld-Synchrotronstrahlung eines einzelnen Elektrons ein Ansatz basierend auf retardierten Potentialen verwendet. Fourier-transformiert man die retardierten Skalar- und Vektorpotentiale, erhält man für das elektrische Strahlungsfeld eines relativistischen Elektrons

$$\vec{E} =iek \int_{-\infty}^{\infty} [\vec{\beta} - \vec{n}[1 + i(kR)^{-1}]]R^{-1} \exp[ik(c\tau + R)]d\tau. \quad (4.1)$$

\vec{k} ist die Wellenzahl, $\vec{\beta} = \vec{\beta}(\tau)$ die zeitlich abhängige relative Geschwindigkeit des Elektrons, $\vec{n} = \vec{n}(\tau)$ der Einheitsvektor von der momentanen Position des Elektrons zum Beobachter, $\vec{R} = \vec{R}(\tau)$ die Entfernung des Elektrons zum Beobachter, c die Lichtgeschwindigkeit und e die Elektronenladung. Die Berechnung der Emission eines Elektronenstrahls mit einer Emittanz ungleich Null erfolgt durch eine zweidimensionale Faltung der Emission des einzelnen Elektrons mit einer Gaußfunktion in der Horizontalen und Vertikalen. Die Größe des Elektronenstrahls spiegelt sich in den Parametern der verwendeten Gaußfunktion wieder. Eine ausführliche Behandlung der Grundlagen des Programms SRW findet sich in [CE98].

5 Anforderungen an die MARTA-Magnetanordnung

Die LIGA-Technik wird am Forschungszentrum Karlsruhe vom Institut für Mikrostrukturtechnik (IMT) betrieben. Die Vorgaben für die MARTA-Magnetanordnung wurden deshalb in Gesprächen mit Vertretern des IMT festgelegt. Im Rahmen von FELIG, der modularen Fertigungsstraße für Mikrobauteile über Röntgenlithographie und Galvanik, ist geplant, die industrielle Produktion von Mikrobauteilen am Speicherring ANKA zu rationalisieren. Dafür soll die spezielle Magnetanordnung MARTA durch das Anlegen verschiedener Spulenströme Synchrotronstrahlung mit variablem Spektrum liefern. Das Akronym MARTA steht für den „Magnet for reduced and tunable photon energy Applications“. Die kritische Energie der Strahlung von MARTA ist im Vergleich zu den ANKA-Standarddipolen gesenkt. Seitens der LIGA-Anwender wurde für die von der Anordnung erzeugte Strahlung ein Bereich der kritischen Energie E_c zwischen ca. 2.9 und 5 keV gewünscht. Im ANKA Standardbetrieb mit einer Elektronenenergie von 2.5 GeV entsteht diese Strahlung bei der Ablenkung der Elektronen in einem Magnetfeld von 0.7 T, beziehungsweise 1.2 T. Im Vergleich dazu hat das Strahlungsspektrum der ANKA-Standarddipole ($B = 1.5$ T) bei einer Strahlenergie von 2.5 GeV eine kritische Energie von 6.2 keV. Die Anzahl der zwischen den Extremwerten liegenden Schritte wurde nicht genau spezifiziert, sie sollte für eine optimale Nutzbarkeit der Anlage für verschiedene LIGA-Anwendungen jedoch möglichst hoch sein. Eine weitere Besonderheit der MARTA-Anordnung soll außerdem die Bestrahlungsbreite darstellen. Für die effiziente Massenfertigung von Mikrobauteile sollen jeweils drei Proben gleichzeitig bestrahlt werden können. Dafür wird eine Breite des Strahlungsfächers von insgesamt 60 cm gefordert. Bei einer gewünschten Entfernung von 15 m zwischen Magnet und Schirm entspricht dies einem Öffnungswinkel des Strahlungsfächers von 2.29° . Weiterhin soll die Bestrahlungsdosis für alle Bereiche möglichst homogen sein, weswegen eine Abweichung des Photonenflusses um weniger als $\pm 4\%$ vom Mittelwert über die Horizontale des Schirms gefordert wurde. An die vertikale Homogenität des Photonenflusses wurden keine Anforderung gestellt. In der LIGA-Technik wird der Schirm gleichmäßig vertikal über die Synchrotronstrahlung verfahren. Inhomogenitäten werden dadurch ausgeglichen und es bilden sich in der Vertikalen keine Bereiche ungleichmäßiger Belichtung.

Außer über die Qualität der Synchrotronstrahlung wurden auch noch Anforderun-

6 Die MARTA-Magnetanordnung

6.1 Allgemeine Geometrie

Eine Breite des Strahlungsfächers von 60 cm in einer Entfernung von 15 m erreicht man, wie bereits in Kapitel 5 erwähnt, wenn der Dipolmagnet einen Ablenkwinkel von 2.29° hat. Ungleichmäßigkeiten des Spektrums des Strahlungsfächers treten vor allem an den Rändern auf, da das Magnetfeld vorrangig in den Randbereichen des Magnets inhomogen ist. Um eine möglichst gleichförmige Strahlung zu erhalten, wählt man einen größeren Ablenkwinkel. Für eine 3° -Ablenkung ergibt sich ein Breite des Strahlungskegel von 80 cm in 15 m Abstand und man erhält einen ungenutzten Bereich von ± 10 cm an den Rändern. Der Fächer zwischen den beiden Randbereichen hat dann eine Breite von 60 cm bei verbesserter horizontaler Homogenität der Strahlungsspektren.

Soll ein Magnet eine konstante Ablenkung von 3° gewährleisten, so muß er bei verschiedenen Magnetfeldern auch unterschiedliche Längen haben. Bei diesem Ablenkwinkel und einem konstanten Magnetfeld von 0.7 T beträgt die notwendige Länge des Magnets 0.62 m. Bei einem Feld von 1.2 T benötigt man für dieselbe Ablenkung eine magnetische Länge von 0.36 m. In Tabelle 6.1 sind die notwendigen Längen für verschiedene Ablenkwinkel und unterschiedliche Magnetfelder aufgetragen. Das niedrigste Magnetfeld, das erzeugt werden soll, beträgt 0.7 T. Folglich muß die Gesamtlänge des strahlungserzeugenden Magnets 0.62 m betragen.

Eine weitere geometrische Bedingung ergibt sich aus der Tatsache, daß das Zentrum des Synchrotronstrahlungsfächers für jedes Magnetfeld im gleichen Punkt liegen muß, um mit einem Strahlrohr die Synchrotronstrahlung bei verschiedenen Magnetfeldern zu nutzen. Damit diese Bedingung möglichst gut erfüllt ist, muß die Ablenkung bei allen Magnetfeldern symmetrisch um den Mittelpunkt des Magnets

B [T]	Magn. Länge für 2.29° -Abl. [m]	Magn. Länge für 3° -Abl. [m]
0.7	0.48	0.62
0.8	0.42	0.55
1.0	0.33	0.44
1.2	0.28	0.36

Tabelle 6.1: Magnetische Länge für verschiedene Ablenkwinkel

erfolgen. Für alle magnetischen Längen kleiner als 0.62 m müssen folglich feldfreie Bereiche gleicher Länge am Anfang und am Ende des Magnets existieren. Nur für die ideale magnetische Länge (siehe Tabelle 6.1) darf dann jeweils ein Magnetfeld existieren. Diese Bedingung läßt sich in der Realität nicht perfekt realisieren. Der Magnet muß vielmehr so entwickelt werden, daß der Feldverlauf annähernd einer Kastenfunktion entspricht. Die verschiedenen einstellbaren Magnetfelder entsprechen im Idealfall Rechteckfunktionen mit verschiedenen Längen und Höhen. Die Länge variiert zwischen den beiden Extremwerten von 0.36 m bei einem Magnetfeld von 1.2 T und 0.62 m bei 0.7 T Magnetfeld.

Die Gesamthöhe und die Gesamtbreite des Magnets sind prinzipiell nicht durch die vorgegebenen Parameter beeinflußt und frei wählbar. Für die Simulationen wurden deswegen die Höhe und die Breite der Standarddipole des ANKA-Speicherrings verwendet.

Die MARTA-Anordnung soll einen der regulären Dipolmagnete des Speicherrings ersetzen. Diese besitzen ein Magnetfeld von 1.5 T und bewirken eine Ablenkung der Elektronen um 22.5° . Die Anordnung muß deshalb aus einem Magnet zur Erzeugung des gewünschten Synchrotronstrahlungsspektrums und einem Korrekturmagnet zur Rückführung des Elektronenstrahls auf die Sollbahn bestehen. Da die Ablenkung des strahlungserzeugenden Magnets 3° betragen soll, muß der Korrekturmagnet eine Krümmung von 19.5° bewirken, damit insgesamt der Ablenkwinkel von 22.5° erreicht wird. In Abbildung 6.1, auf Seite 29, ist der prinzipielle Aufbau der gesamten Anordnung samt resultierender Synchrotronstrahlungsfächer dargestellt. Der vorhandene Platz zum Einbau der beiden Magnete wird durch die jeweils angrenzenden Quadrupole begrenzt (siehe Abb. 5.1 auf Seite 26). Um Störungen zwischen den Quadrupolmagneten und den MARTA-Magneten zu vermeiden, sollte am Anfang und am Ende der Anordnung ein Abstand der Magnete von mindestens 100 mm zu den Quadrupolmagneten eingehalten werden. Man kann nun in erster Näherung die Sollbahn der Elektronen berechnen. Die Flugbahn der Elektronen wird dabei in Bereichen ohne Magnetfeld als Gerade und in Magnetfeldern als Kreisbahn mit einem Radius entsprechend Gleichung (2.1) angenommen. Der Korrekturmagnet muß dann eine Feldstärke bis zu 1.56 T bei einer Länge von 1.82 m haben, um die Elektronen auf die Sollbahn zurückzuführen. Diese Werte liegen im Bereich der ANKA-Standarddipole und somit läßt sich die Korrektur mit einem modifizierten Standardmagnet bewerkstelligen. Eine nähere Behandlung des Korrekturmagnets wird nicht erfolgen, das Hauptaugenmerk wird vor allem auf dem weitaus anspruchsvolleren Magnet zur Strahlungserzeugung liegen.

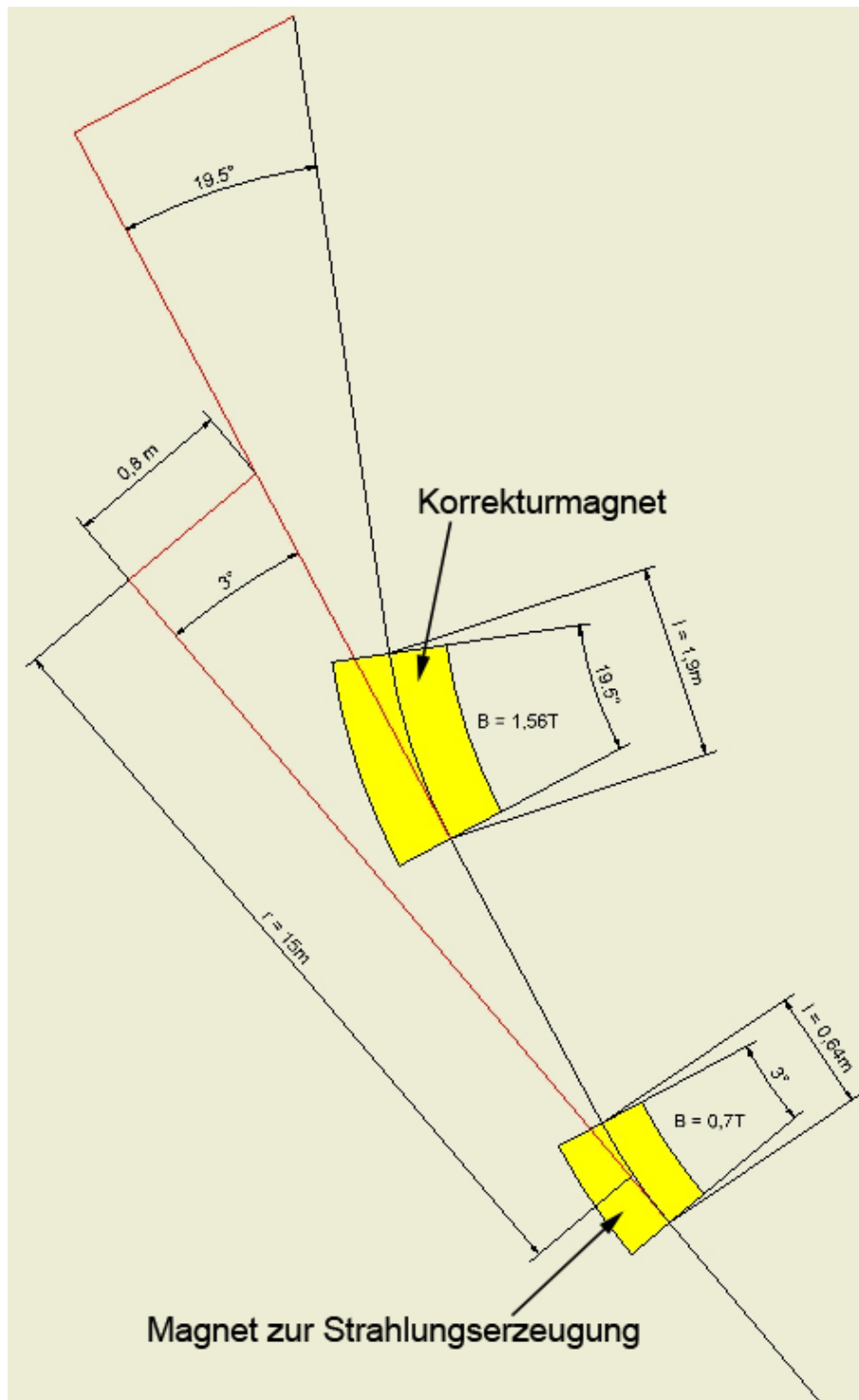


Abbildung 6.1: Schemaskizze der MARTA-Anordnung

6.2 Aufbau des Magnets zur Strahlungserzeugung

Die in Kapitel 5 diskutierten Vorgaben für die Magnetanordnung lassen für die Umsetzung des strahlungserzeugenden Magnets verschiedene Ansätze zu. Bei der Erstellung des Modells muß berücksichtigt werden, daß die variablen Magnetfelder nur durch die unterschiedliche Bestromung der Spulen erzeugt werden und eine Änderung der Magnetgeometrie nicht erfolgt. Aus bereits in Abschnitt 6.1 genannten Gründen müssen die Magnetfelder einer Kastenfunktion möglichst nahe kommen. Die in Tabelle 6.1 aufgelisteten verschiedenen magnetischen Längen erfordern eine Unterteilung der Magnetanordnung. Je nach benötigtem Feld müssen verschiedene Teile des Magnets an- und ausgeschaltet werden können. Dabei ist die Symmetrie der Anordnung in Strahlrichtung äußerst wichtig, da der Mittelpunkt der Abstrahlung bei verschiedenen Magnetfelder gleich bleiben muß.

Es gibt zwei unterschiedliche Anordnungen, die genauer betrachtet werden können und die nachfolgend diskutiert werden sollen. Entweder verwendet man ein System mehrerer getrennter Magnete oder einen einzelnen Magnet mit unterteilter Polstruktur. Zuerst soll im nächsten Abschnitt die aus mehreren einzelnen Magneten zusammengesetzte Multimagnet-Anordnung (MM-Anordnung) vorgestellt werden. In Abschnitt 6.2.2 wird dann auf die Einzelmagnet-Anordnung (EM-Anordnung) eingegangen und begründet, warum diese Anordnung als Quelle für die Synchrotronstrahlung mit den geforderten spektralen Eigenschaften besser geeignet ist. Der RADIA-Programmcode der EM-Anordnung findet sich in Anhang A.1, der Code für die MM-Anordnung ist in Anhang A.2 dokumentiert.

6.2.1 Die Multimagnet-Anordnung

Der prinzipielle Aufbau der Multimagnet-Anordnung ist in den Abbildungen 6.2 und 6.3 auf der nächsten Seite gezeigt. Zwei kleinere Teilmagnete sind in Strahlrichtung vor und hinter dem Hauptmagnet angeordnet. Die Länge des Hauptmagnets entspricht der kürzesten benötigten magnetischen Länge. Diese beträgt 0.36 m bei einem Feld von 1.2 T (siehe Tabelle 6.1). Die Länge der beiden äußeren Teilmagnete ist gerade so groß, daß die Gesamtlänge der Anordnung die größte magnetische Länge, 0.62 m bei einem Magnetfeld von 0.7 T, ergibt. Es gibt nur zwei Teilmagnete, obwohl eine größere Anzahl Magnete, deren Breite dann entsprechend kleiner sein müßte, für die Variabilität der Felder besser wäre. Mehr Teilmagnete sind in dieser Anordnung allerdings nicht möglich, denn die Spulen sind zu breit, als daß sich mehrere Teilmagnete nebeneinander anbringen lassen können. Dies wird in der Draufsicht (Abb. 6.3) deutlich. Auch die Streufelder werden bei dünneren Magneten verstärkt zu einem Problem und führen zu größeren Feldabweichungen am Rand. Die Anordnung besteht deshalb nur aus drei Magneten. Dies ist für die Felder mit 0.7 T und 1.2 T unproblematisch, führt jedoch bei Magnetfeldern zwischen die-

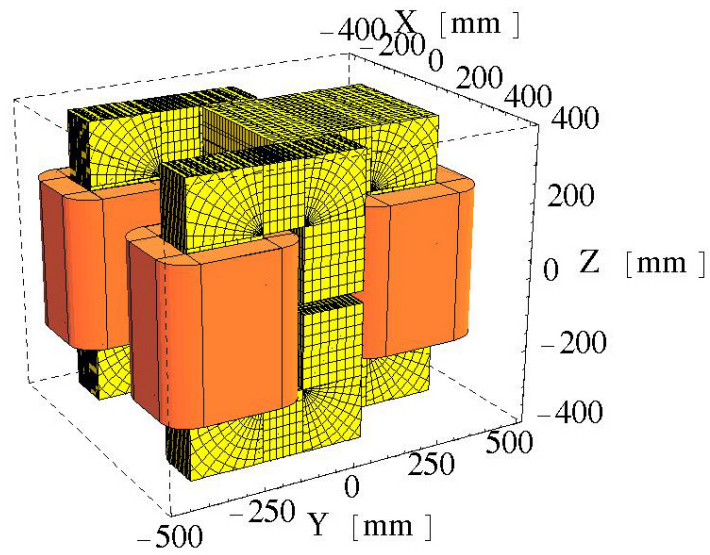


Abbildung 6.2: Überblick der Multimagnet-Anordnung

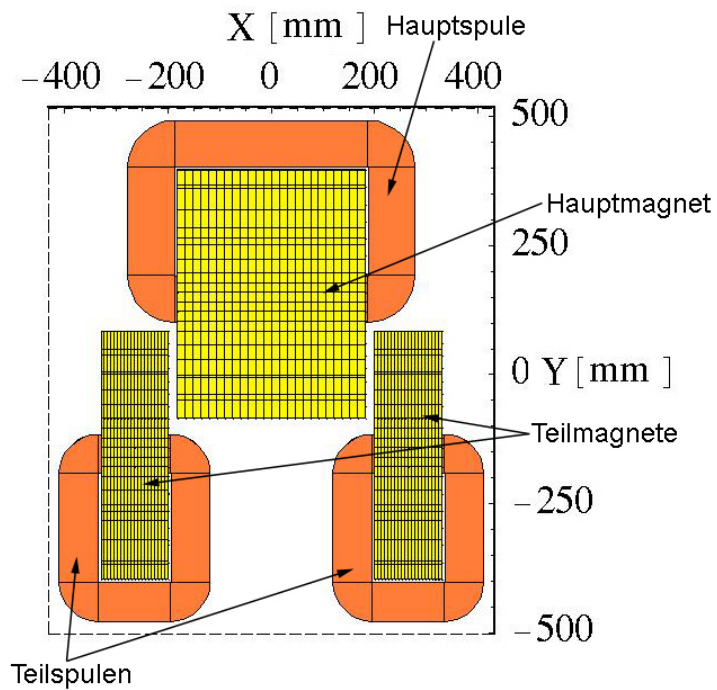


Abbildung 6.3: Draufsicht auf die Multimagnet-Anordnung

sen beiden Werten zu erhöhten Abweichungen vom idealen Feld. Ein gravierender Nachteil der MM-Anordnung ist außerdem die problematische Extraktion der Synchrotronstrahlung. Die Magnete sind zu beiden Seiten des Strahlrohrs plziert, so daß dessen Einbau Schwierigkeiten bereiten würde. Eine Anordnung aller Magnete auf einer Seite des Strahlrohrs ist wegen der Spulenkörper jedoch nicht möglich.

Einige geometrische Parameter der MM-Anordnung sind in Tabelle 6.2 aufgelistet. Das Gap, der Abstand der beiden Polschuhe voneinander, ist mit 30 mm etwas geringer als das der Standarddipole (41 mm), was die Erzeugung der nötigen Magnetfelder erleichtert.

Gap:	30 mm
Breite des mittleren Hauptmagnets:	363.6 mm
Breite der äußeren Teilmagnete:	70 mm
Abstand zwischen den Magneten:	8.2 mm

Tabelle 6.2: Parameter der MM-Anordnung

Die Variation der Magnetfelder erfolgt in der MM-Anordnung über das Anlegen unterschiedlicher Ströme an den Spulen des Hauptmagnets und der Teilmagnete. Die beiden äußeren Spulen werden zusammen angesteuert, so daß es für die Stromdichten in den Spulen nur zwei Parameter gibt, j_H für die Stromdichte in der Hauptspule und j_T für die in den Teilspulen. In Tabelle 6.3 sind die Werte der Stromdichten für die verschiedenen Magnetfelder aufgelistet. Zum Vergleich, die aus wassergekühlten Kupferleitern bestehenden Spulen der ANKA-Ablenkmagnete werden für ein Magnetfeld von 1.5 T mit einer Stromdichte von ca. 4 A/mm² bestromt.

Nominelles Magnetfeld [T]	j_H [A/mm ²]	j_T [A/mm ²]
0.7	-0.5	0.6
0.8	-0.55	0.68
1.0	-10	-7
1.2	-13	-1.5

Tabelle 6.3: Stromdichten für verschiedene Magnetfelder der MM-Anordnung

Der Abstand der beiden Teilmagnete vom Hauptmagnet bestimmt die Homogenität des Magnetfeldes der MM-Anordnung wesentlich. Folglich wurde dieser Parameter systematisch variiert, um ein möglichst homogenes Feld zu erhalten. In den Abbildungen 6.4 und 6.5 auf der nächsten Seite sind die Magnetfelder entlang der Strahlachse für 0.7 T und 1.2 T für verschiedene Spaltbreiten dargestellt. Zwei Effekte sind für die Inhomogenitäten im Verlauf des Magnetfeldes verantwortlich. Wählt man die Spaltbreite klein (< ca.6 mm), so wird das Feld für 0.7 T zwar relativ homogen, aber für die größeren Magnetfelder wird die Abweichung des Magnetfeldes

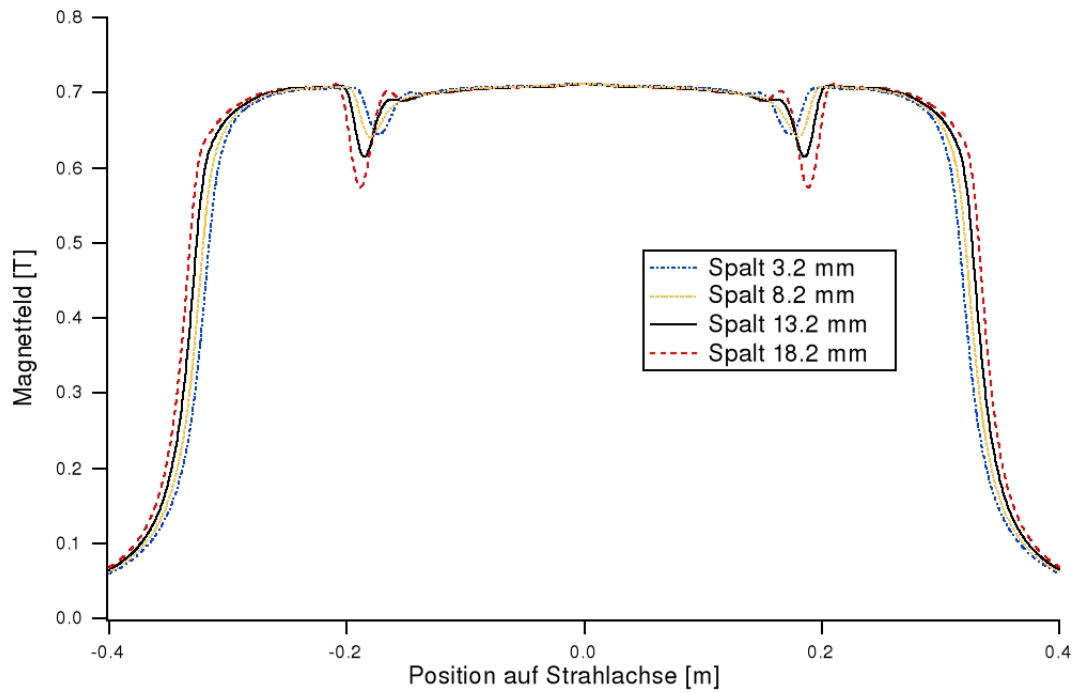


Abbildung 6.4: Nominelles 0.7 T-Magnetfeld der MM-Anordnung für verschiedene Spaltbreiten

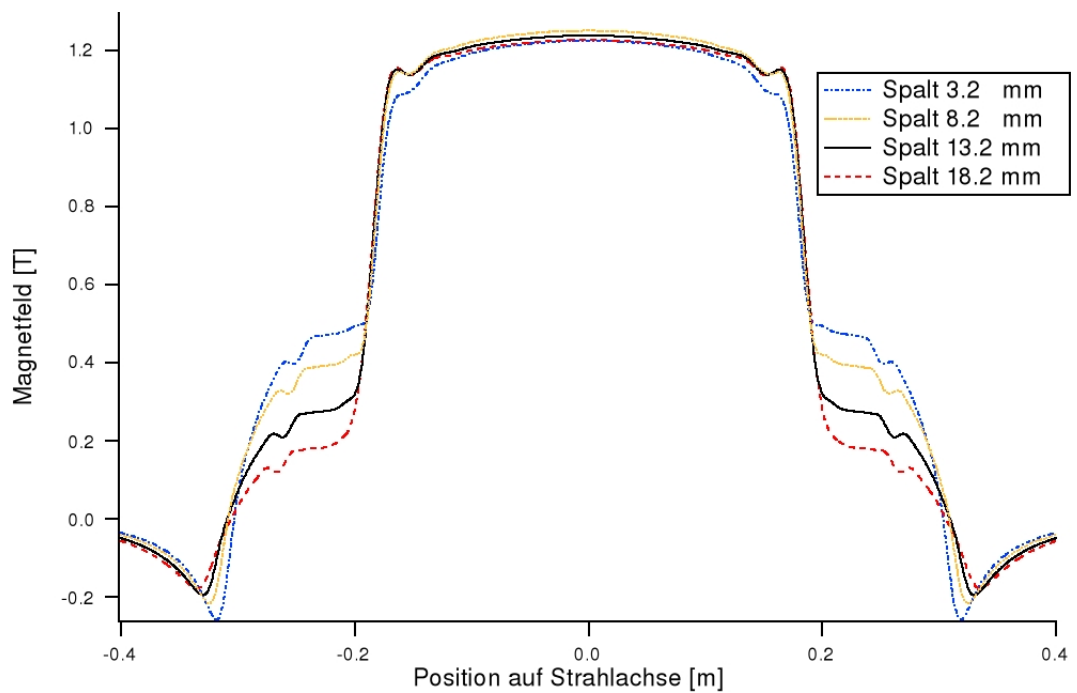


Abbildung 6.5: Nominelles 1.2 T-Magnetfeld der MM-Anordnung für verschiedene Spaltbreiten

vom gewünschten Kastenfeld sehr groß. Für diese Fälle wird zwar hauptsächlich der zentrale Magnet bestromt, aber sein Streufluß gelangt in die Teilmagnete, wird dort verstärkt und erzeugt ein unerwünschtes Magnetfeld. Wird die Spaltbreite vergrößert, so wirkt sich ein anderer Effekt aus. Im Raum zwischen den Teilmagneten und dem Hauptmagnet verringert sich das Magnetfeld dann spürbar. Dieser Einbruch wirkt sich vor allem bei niedrigen Magnetfeldern aus, welche die größte magnetische Länge besitzen.

Einen guten Kompromiß zwischen den beiden Effekten erhält man bei einer Spaltbreite von 8.2 mm. Trotzdem ist auch bei dieser Breite die Anordnung durch eine hohe Inhomogenität im Bereich des Spaltes und durch Abweichungen vom idealen Feld in den Randbereichen gekennzeichnet. Die maximale Abweichung des Photonenflusses vom Mittelwert beträgt für das 0.7 T-Magnetfeld etwa $\pm 6\%$. Da außerdem noch die Problematik besteht, daß die Synchrotronstrahlung nur schwer extrahiert werden kann, wurde diese Anordnung nicht weiter betrachtet. Ein besseres Ergebnis läßt sich durch die Einzelmagnet-Anordnung erreichen, die im nächsten Abschnitt diskutiert wird.

6.2.2 Die Einzelmagnet-Anordnung

Die Einzelmagnet-Anordnung ist auf Seite 35 in den Abbildungen 6.6 und 6.7 zu sehen. Sie besitzt einen Hauptpol, der von der Hauptspule umgeben wird. Auf diesen Hauptpol setzt eine weitere, unterteilte Polstruktur auf. Es gibt drei unterschiedlich große Teilpole, die jeweils von eigenen Teilspulen umgeben sind. Die Länge des Hauptpols resultiert aus der kleinsten magnetischen Länge zu 0.36 m (siehe Tabelle 6.1). Die Gesamtlänge des Magnets folgt aus der größten magnetischen Länge zu 0.62 m. Die beiden äußeren Teilpole sind gleich lang und symmetrisch angeordnet. Wie schon bei der MM-Anordnung wäre eine feinere Unterteilung der Teilpole für die Variabilität der einstellbaren Magnetfelder gut, allerdings ist dies nicht möglich, da der benötigte Platz für die Spulen zu groß wäre. Dies würde sowohl die Erzeugung der nötigen Felder erschweren, als auch deren Homogenität verschlechtern. Die Anordnung ist also auf die Fälle mit 0.7 T und 1.2 T zugeschnitten, während die anderen Magnetfelder durch Zwischenlösungen realisiert werden müssen. In den Abbildungen ist außerdem über den geteilten Polen ein Luftspalt, bzw. ein Spalt mit nichtmagnetischem Material, zu sehen. Über diesem Spalt sind drei Platten aus magnetischem Material angebracht. Der Spalt mitsamt den darüber liegenden Platten dient der Homogenisierung des Magnetfeldes. Ähnlich wie bei der MM-Anordnung nimmt auch bei der EM-Anordnung das Feld in den Bereichen zwischen den Teilpolen ab. Die Platten über dem Luftspalt wirken diesem Effekt entgegen. Dies geschieht dadurch, daß die Feldlinien in der Luft mehr divergieren als im magnetischen Material. Sobald die Feldlinien die geteilte Polstruktur verlassen und in den Luftspalt eintreten, werden die Inhomogenitäten abgeschwächt. Danach treten

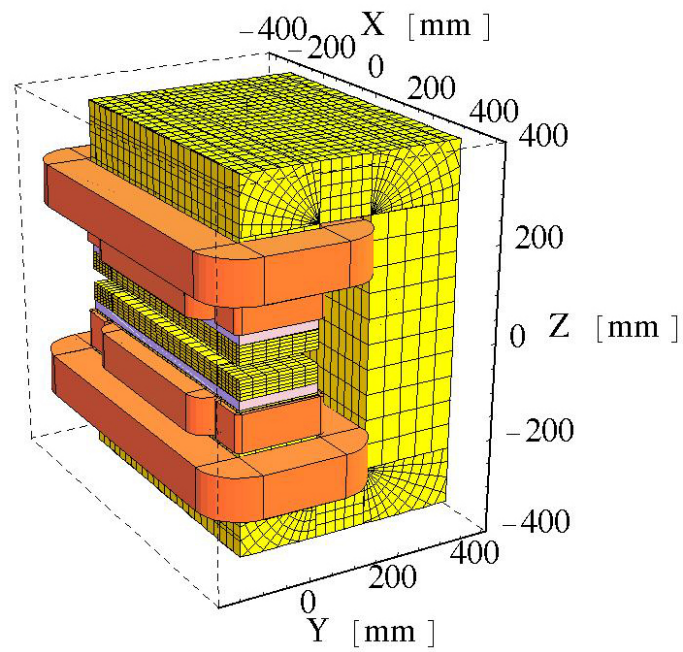


Abbildung 6.6: Überblick der Einzelmagnet-Anordnung

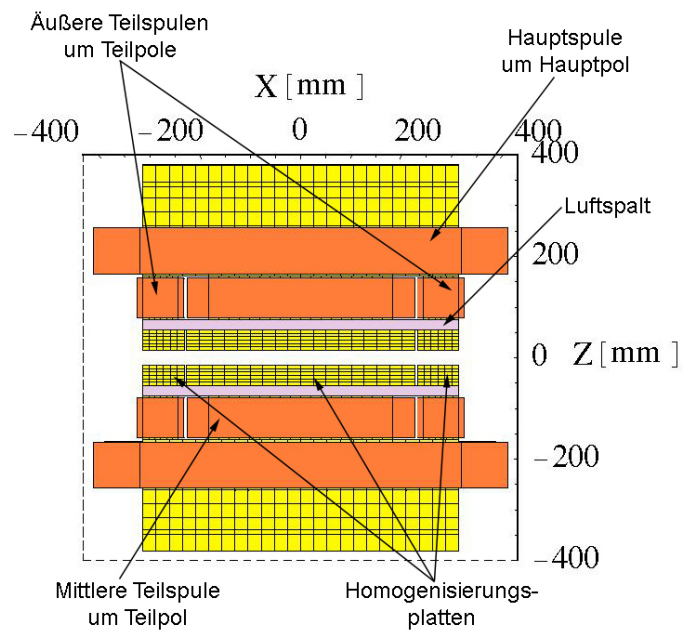


Abbildung 6.7: Frontansicht der Einzelmagnet-Anordnung

die Feldlinien in die Platten ein und sind dann deutlich homogener. Die Breite des Luftspalts sowie der Homogenisierungsplatten sind durch etliche Optimierungen festgelegt worden, die in Kapitel 6.4 dargestellt werden sollen.

In Tabelle 6.4 sind einige Parameter der optimierten EM-Anordnung angegeben. Das Gap bezeichnet hier den Abstand der oberen und der unteren Homogenisierungsplatten voneinander und beträgt 30 mm. Die Breite der Pole ist durch die Anforderungen an die Geometrie bestimmt, alle anderen Maße wurden durch Optimierungen mittels Simulationen festgelegt.

Gap:	30 mm
Breite des mittleren Teilpols:	363.6 mm
Breite der äußeren Teilpole:	70 mm
Höhe des Hauptpols:	100 mm
Höhe der geteilten Pole:	86 mm
Höhe der Homogenisierungsplatten:	40 mm
Spalthöhe zwischen den Polen und den Homogenisierungsplatten:	20 mm
Spalt in Strahlrichtung zwischen den Homogenisierungsplatten:	5 mm

Tabelle 6.4: Parameter der EM-Anordnung

Zum Einstellen der verschiedenen Magnetfelder werden, wie bei der MM-Anordnung, die Stromdichten variiert. Insgesamt gibt es vier verschiedene Spulenpaare: die Hauptspule, die mittlere Teilspule und die beiden äußeren Teilspulen. Da letztere zusammen angesteuert werden, gibt es nur drei unabhängig voneinander einstellbare Stromdichten, mit denen die verschiedenen Magnetfelder eingestellt werden. j_{HS} gibt die Stromdichte für die Hauptspule an, j_{mTS} für die mittlere Teilspule und j_{aTS} für die beiden äußeren Teilspulen. In Tabelle 6.5 finden sich die Werte der Stromdichten für die verschiedenen Magnetfelder bei der EM-Anordnung. Die durch die jeweiligen Stromdichten erzeugten Felder sind in den Abbildungen 6.8 und 6.9 auf der nächsten Seite aufgetragen. Die Längachse entspricht der benötigten magnetischen Länge für eine Ablenkung von 2.29° beim jeweiligen nominellen Magnetfeld.

Nominelles Magnetfeld [T]	j_{HS} [A/mm ²]	j_{mTS} [A/mm ²]	j_{aTS} [A/mm ²]
0.7	2.9	0	0
0.8	3.1	1	-10
1.0	2.8	5	-5
1.2	2.1	13	-13

Tabelle 6.5: Stromdichten für verschiedene Magnetfelder der EM-Anordnung

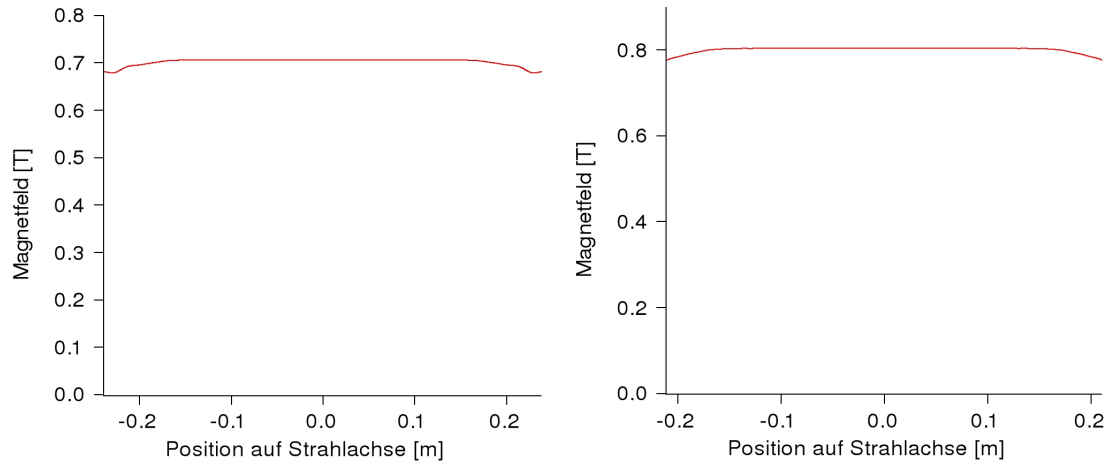


Abbildung 6.8: Magnetfelder der EM-Anordnung (0.7 T und 0.8 T)

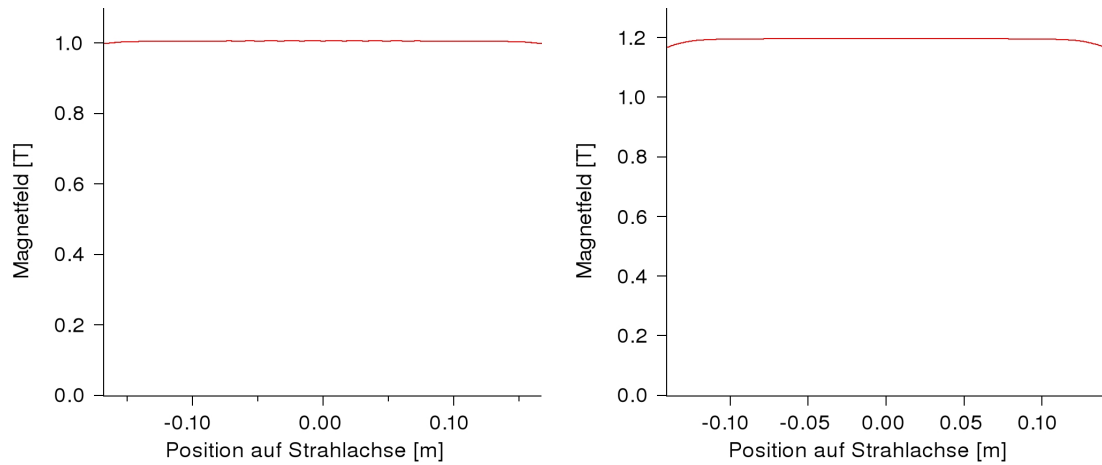


Abbildung 6.9: Magnetfelder der EM-Anordnung (1.0 T und 1.2 T)

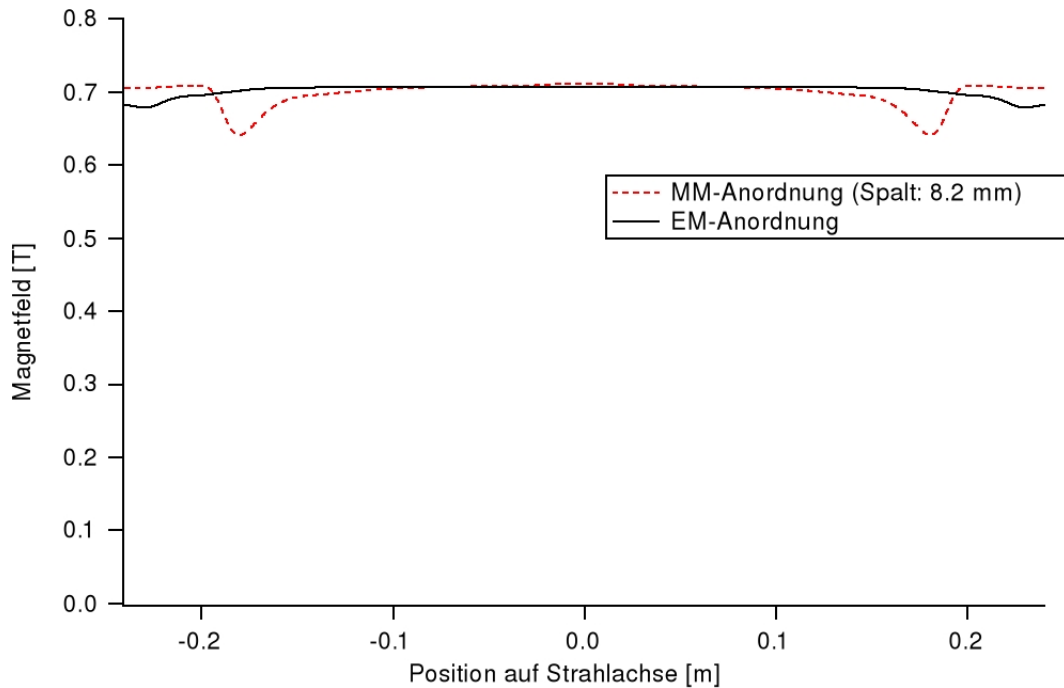


Abbildung 6.10: Vergleich des 0.7 T-Magnetfeldes für die MM- und die EM-Anordnung

Wie schon in Abschnitt 6.2.1 erwähnt, liefert die EM-Anordnung homogenere Felder, hat weniger Randeffekte und ermöglicht außerdem eine leichte Extraktion der Synchrotronstrahlung. In den Abbildungen 6.10 und 6.11 auf Seite 38 und 39 ist ein Vergleich der durch die beiden Anordnungen erzeugten Magnetfelder für 0.7 T und 1.2 T zu sehen. Die Länge der x-Achse ergibt sich aus der für die Bestrahlung von 2.29° nötigen magnetischen Länge (siehe Tabelle 6.1 auf Seite 27) zu 0.48 m und 0.28 m. Der Feldverlauf der EM-Anordnung ist in beiden Fällen deutlich homogener. Die maximalen Abweichungen vom ungewichteten Mittelwert betragen bei der MM-Anordnung $\pm 6\%$, bzw. $\pm 2.5\%$ und bei der EM-Anordnung $\pm 4\%$, bzw. $\pm 1.5\%$, jeweils für 0.7 T, bzw. 1.2 T. Diese Vorteile in der Feldhomogenität führten zusammen mit der deutlich einfacheren Extraktionsmöglichkeit für die Synchrotronstrahlung zu der Entscheidung, die EM-Anordnung genauer zu untersuchen. In den folgenden Betrachtungen wird die MM-Anordnung deswegen nicht mehr behandelt. In Kapitel 6.4 erfolgt eine Darstellung der an der EM-Anordnung durchgeführten Optimierungen. Zuvor soll jedoch im nächsten Kapitel die Auswirkung der Elementunterteilung auf die Genauigkeit der Simulationen diskutiert werden.

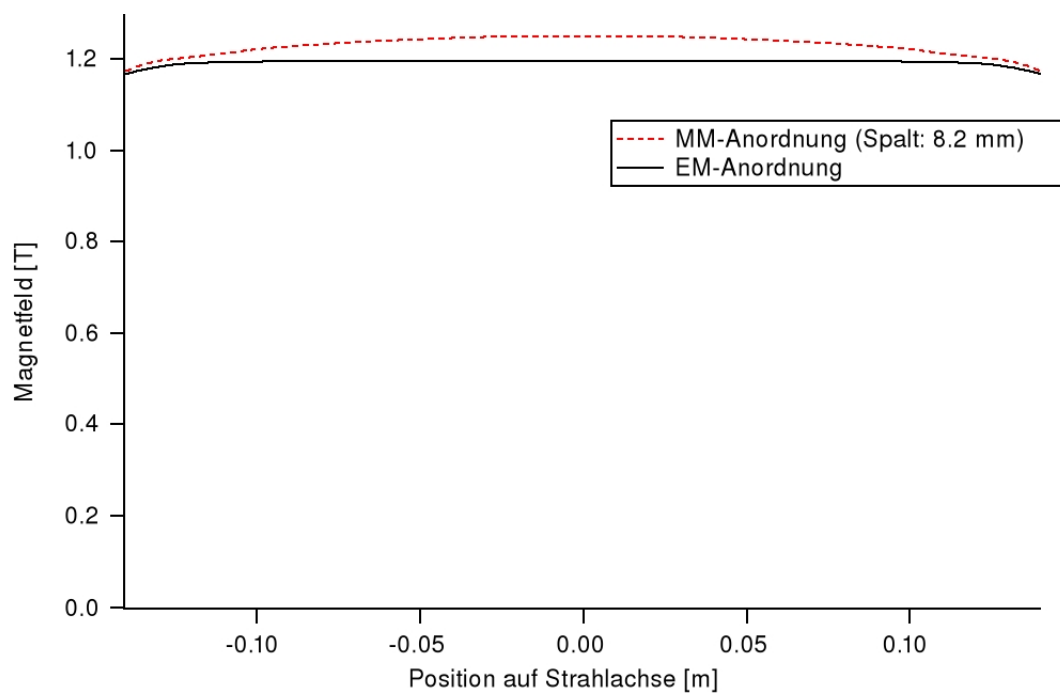


Abbildung 6.11: Vergleich des 1.2 T-Magnetfeldes für die MM- und die EM-Anordnung

6.3 Auswahl der RADIA-Segmentierungsparameter für die Simulierung der EM-Anordnung

Die Genauigkeit der Berechnung von Magnetfeldern mit dem Programm RADIA basiert wesentlich auf einer möglichst feinen Unterteilung der Strukturen (siehe auch Kapitel 4.1). Die Anzahl der Elemente wird jedoch durch den benötigten Speicher und die stark ansteigende Rechenzeit nach oben begrenzt. Um verlässliche Simulationen zu erhalten, müssen die Ergebnisse der Rechnungen bei steigender Präzision konvergieren. Ein Maß für die Feinheit der Unterteilung einer Anordnung ist die Größe der Interaktionsmatrix, die die Wechselwirkung der einzelnen Objekte untereinander verwaltet. Die Größe der Matrix steigt proportional zum Quadrat der Anzahl der Elemente an. Für eine effiziente und verlässliche Magnetfeldberechnung muß eine ausführliche Betrachtung der Ergebnisse bei verschiedenen Unterteilungen erfolgen. Auf der einen Seite müssen die Rechnungen in jedem Fall zuverlässig sein und dürfen sich bei steigender Präzision nicht verändern, auf der anderen Seite muß der Speicher- und Rechenaufwand in einem praktikablen Rahmen gehalten werden. Abbildungen 6.12 und 6.13 auf Seite 41 zeigen die berechneten Magnetfelder für verschiedene Größen der Matrix. Dabei wurden bei den verschiedenen Berechnungen nur die Unterteilungsparameter verändert, nicht jedoch andere geometrische Größen oder Stromdichten. Abbildung 6.12 zeigt einen breiten Überblick mit Interaktionsmatrizen von 3 Mbytes bis zu 3090 Mbytes, entsprechend groß sind auch die Schwankungen der berechneten Felder. Einen detaillierteren Blick liefert Abbildung 6.13. Die Wertebereiche für das Magnetfeld und die Strahlposition wurden verkleinert und die Anzahl der aufgetragenen Matrizen reduziert.

In den Abbildungen ist deutlich zu erkennen, daß eine größere Interaktionsmatrix die Berechnung des Magnetfeldes verbessert. Dabei muß jedoch auch auf eine sinnvolle Unterteilung der Elemente geachtet werden. Vergleicht man die Kurven IM6 mit IM8 und IM7 mit IM9, so ist dies besonders gut zu sehen: Die Interaktionsmatrizen haben für diese Fälle jeweils ungefähr die gleiche Größe, die erreichte Präzision der Rechnung weicht jedoch stark voneinander ab. Für die Interaktionsmatrizen 6 und 7 erfolgte die Unterteilung für jeden Teil der Anordnung gleich, während für IM8 und IM9 die Bereiche mit großer Magnetisierung feiner und diejenigen mit kleiner Magnetisierung gröber dividiert wurden. Die absolute Anzahl der Elemente ist für beide Fälle jeweils etwa gleich, trotzdem ist die Präzision für die Matrizen 8 und 9 deutlich größer.

Die Rechnungen sind bei einer Matrixgröße von ca. 1 GB auf wenige Prozent, bei 2 GB auf weniger als ein Prozent genau. Die Anforderungen an die Anordnung geben eine Homogenität besser als $\pm 4\%$ vor. Die rechnerbedingten Schwankungen der Simulationen müssen für eine sinnvolle Betrachtung deutlich unter diesem

6.3 Auswahl der RADIA-Segmentierungsparameter für die Simulation der EM-Anordnung

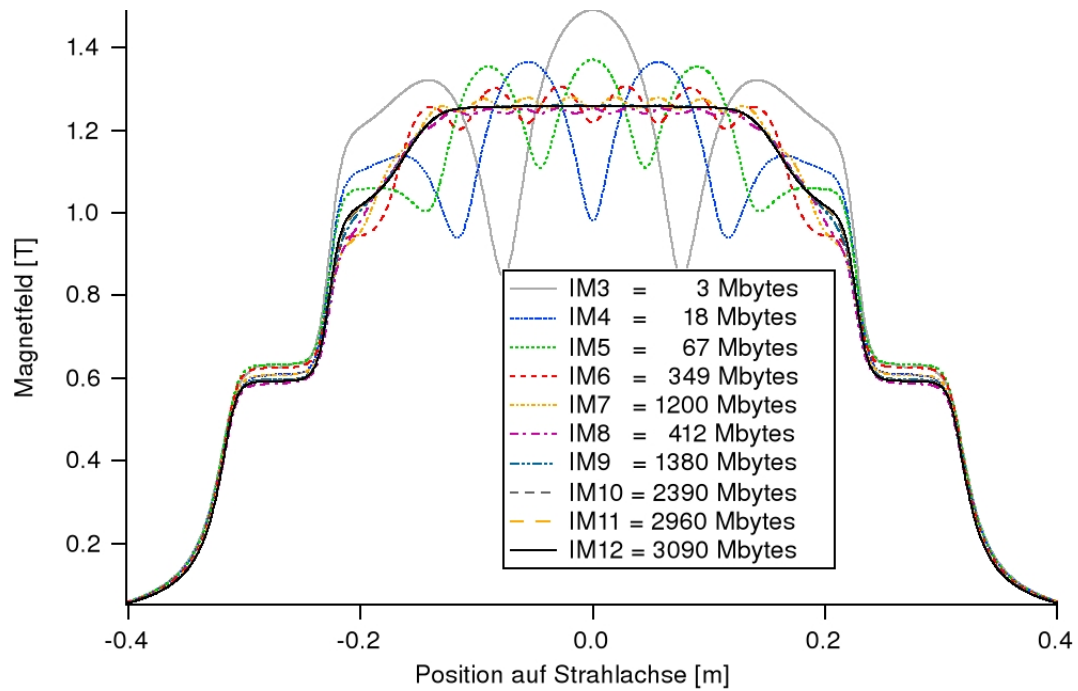


Abbildung 6.12: Berechnete Magnetfelder für verschiedene Größen der Interaktionsmatrix – Überblick

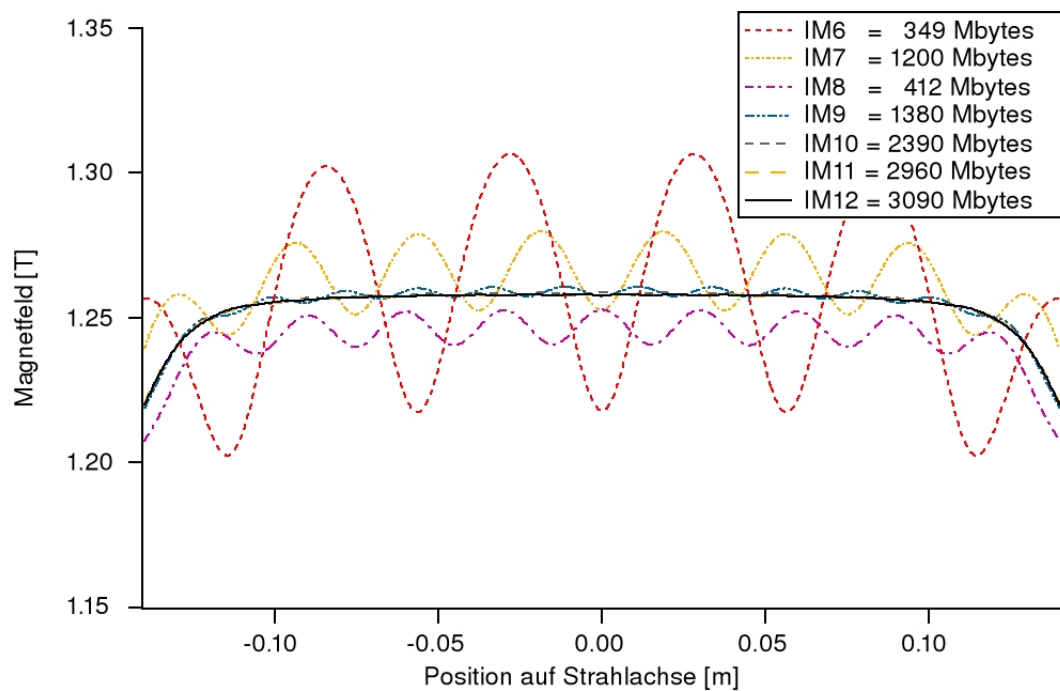


Abbildung 6.13: Berechnete Magnetfelder für verschiedene Größen der Interaktionsmatrix – vergrößerter Ausschnitt

Wert liegen. Um die Rechnungen möglichst präzise zu machen, wurde der Speicher des Rechners deshalb von 2 GB auf 4 GB erweitert. Außerdem wurde über das „High Performance Computing“ des Rechenzentrums Erlangen ein Rechner mit einem Speicher von 6 GB angemietet. Die beiden Speicher von 4 GB, bzw. 6 GB lassen sich jedoch mit dem Programm RADIA nicht voll ausnutzen. Der verwendbare Speicher wird auf ein Maximum von etwa 3 GB begrenzt. Die Interaktionsmatrix IM12 (Abb. 6.13) befindet sich mit einer Größe von 3090 Mbytes bereits an der Grenze der Möglichkeiten für dieses Programm. Die Abweichung der berechneten Magnetfelder ist für diese Matrix unter 0.1% und erfüllt somit die geforderte Genauigkeit. Mit genauerer Unterteilung steigt die Rechenzeit ebenfalls deutlich an. Für die Interaktionsmatrix 12 liegt sie bei etwas über einer Stunde. Man kann die Elementanzahl etwas herabsetzen und erhält trotzdem noch eine ausreichende Präzision. Für die Rechnungen wurde die Matrix IM11 verwendet. Für sie liegt die Rechendauer bei einer Größe der Interaktionsmatrix von 2.96 GB immer noch bei etwa einer Stunde. Im RADIA-Programmcode in Anhang A.1 sind die Unterteilungsparameter der EM-Anordnung aufgelistet.

6.4 Optimierung der EM-Anordnung

6.4.1 Homogenisierungsplatten

Die in Abschnitt 6.2.2 vorgestellte EM-Anordnung hat über der geteilten Polstruktur Homogenisierungsplatten, die zur Glättung der erzeugten Magnetfelder dienen. Die ersten Simulationen der EM-Anordnung wurden ohne solche Platten durchgeführt. Die bei diesen Berechnungen erhaltenen Magnetfelder waren aufgrund der unterteilten Polstruktur sehr inhomogen. Es wurde die Möglichkeit einer homogenisierenden Platte diskutiert und in die Simulationsanordnung aufgenommen. Abbildung 6.14 zeigt einen Vergleich der berechneten Magnetfelder für die EM-Anordnung ohne Homogenisierungsplatten im Vergleich zur Anordnung mit den optimierten Platten. Der starke Rückgang des Feldes zwischen den Teilpolen für die Anordnung ohne Platten ist deutlich zu sehen. Der Einbau der Homogenisierungsplatten führt zu einer merklichen Glättung des Feldes und damit auch zu einer Homogenisierung des Synchrotronstrahlungsspektrums des Elektronenstrahls. Die Simulationen zeigten außerdem, daß es die Gleichförmigkeit der berechneten Felder deutlich verbessert, wenn man zwischen den Teilpolen und den Homogenisierungsplatten einen Luftspalt, bzw. einen Spalt aus nichtmagnetischem Material läßt. Setzt man die Platten direkt auf die Teilpole auf, so wird das Magnetfeld nur geringfügig homogenisiert. Wählt man den Abstand der Platten sehr groß, so wird es

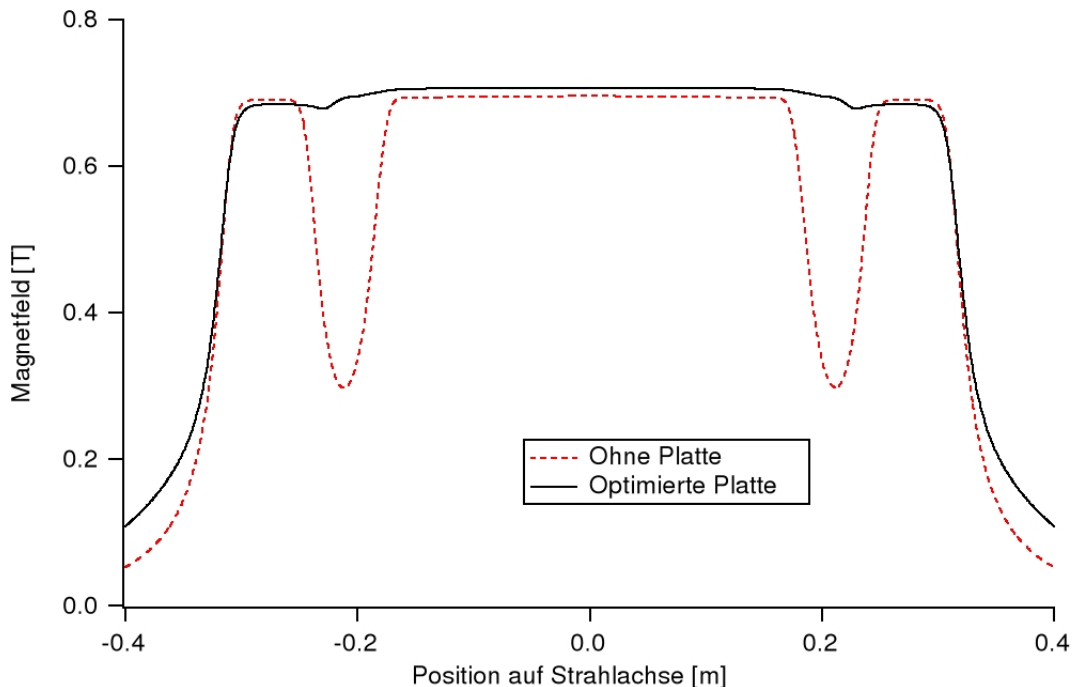


Abbildung 6.14: Berechnete 0.7 T-Magnetfelder mit und ohne Abdeckplatte

schwierig, Magnetfelder der benötigten Feldstärke zu erzeugen. Diese Problematik tritt vor allem bei der Simulation des 1.2-T-Magnetfeldes auf. In den Simulationen wurde außerdem deutlich, daß eine Anordnung aus drei in Strahlrichtung getrennten Platten eine bessere Homogenisierung liefert als eine durchgehende Platte. Für die Höhen von Luftspalt und Homogenisierungsplatten, sowie für die Spaltbreite in Strahlrichtung zwischen den Platten, wurde eine ausführliche Optimierung durchgeführt. Dabei tritt allerdings die Schwierigkeit auf, daß sich durch die veränderten geometrischen Parameter auch das von einer bestimmten Stromdichte jeweils erzeugte Magnetfeld ändert. Man muß also wiederum für alle Parameter und alle Magnetfelder die notwendigen Stromdichten bestimmen und kann nicht auf die Werte aus Tabelle 6.5 zurückgreifen. Die Optimierung der Platten ergab eine Dicke von 20 mm und einen Abstand der Platten und Teilpole von 40 mm. Die Spaltbreite in Strahlrichtung zwischen den drei Homogenisierungsplatten beträgt in der optimierten Anordnung 5 mm.

6.4.2 Magnetmaterial

Die magnetischen Eigenschaften der verwendeten Materialien spielen für die erzeugten Magnetfelder der Anordnung eine wichtige Rolle. Vor allem in den Bereichen mit hoher Magnetisierung ist die Verwendung von Materialien mit hoher Sättigungsinduktion nötig, um die geforderten Magnetfelder zu erreichen. An dieser Stelle sei nochmal auf Abbildung 2.4 auf Seite 10 verwiesen, in der die Magnetisierungskurve verschiedener Werkstoffe dargestellt ist. Das Programm RADIA stellt insgesamt fünf Magnetmaterialien verschiedener Zusammensetzung zur Auswahl, darunter drei Stahlsorten mit verschiedenen Kohlenstoffgehalten und zwei hochpermeable Fe-Co-Legierungen. In den Abbildungen 6.15 und 6.16 auf Seite 45 sind Berechnungen mit diesen Materialien zu sehen. Das Material AFK502 wird von der Firma Imphy Alloys hergestellt und ist dem in Kapitel 2.1 vorgestellten und in Abbildung 2.4 aufgetragenen Material VacoFlux 50 der Firma Vacuumschmelze sehr ähnlich. AFK1 ist ebenfalls ein Material von Imphy Alloys und besteht aus 73 % Eisen und 27 % Kobalt. Xc06 ist ein besonders kohlenstoffarmer Stahl mit einem Kohlenstoffanteil $< 0.06\%$, die anderen beiden Stahlsorten, Steel37 und Steel42, haben einen Anteil von $< 0.13\%$ und $< 0.19\%$.

Die Stromdichte war für die Simulation in den beiden Grafiken jeweils für alle Materialien gleich. Mit den hochpermeablen Werkstoffen werden deutlich höhere Magnetfelder erzeugt, was auch zu erwarten war. Interessanter ist die Betrachtung der Form der beiden Magnetfelder. Bei $B \approx 0.7\text{ T}$ (Abb. 6.15) verändert sich im Feldverlauf bei unterschiedlichen Materialien nur die absolute Höhe, nicht jedoch der Anstieg und der Abfall des Feldes. In Abbildung 6.16, bei $B \approx 1.2\text{ T}$, spielt die Sättigung bei den jeweiligen Werkstoffen jedoch schon eine größere Rolle und es verändert sich nicht nur die Höhe, sondern auch die allgemeine Form des Magnetfel-

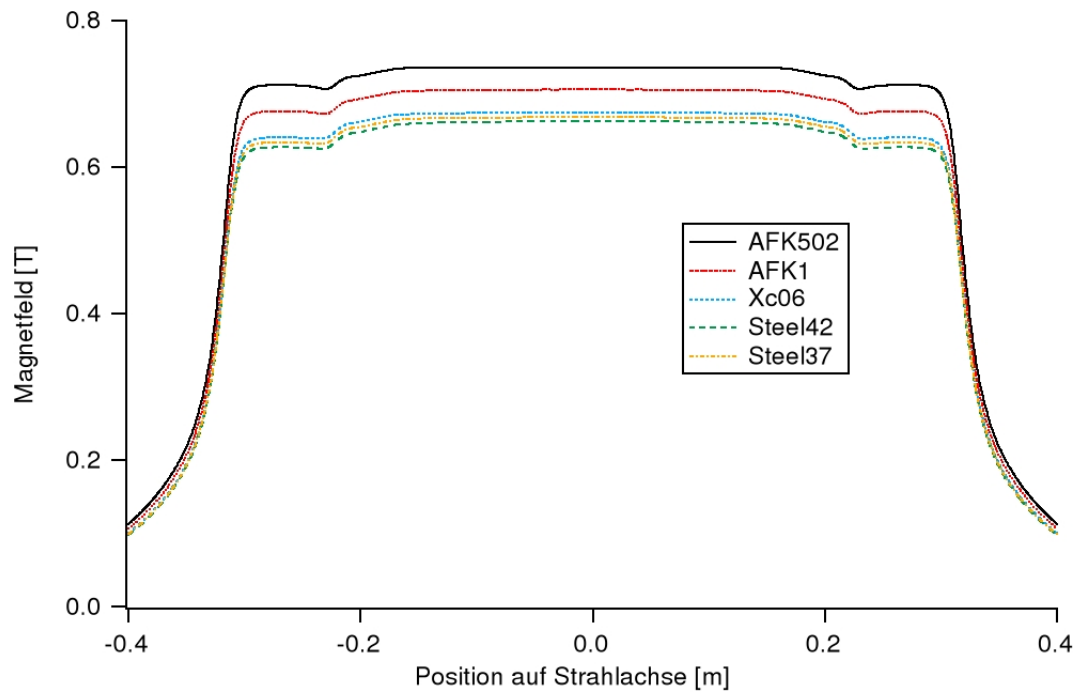


Abbildung 6.15: 0.7 T-Magnetfelder der EM-Anordnung mit verschiedenen Materialien

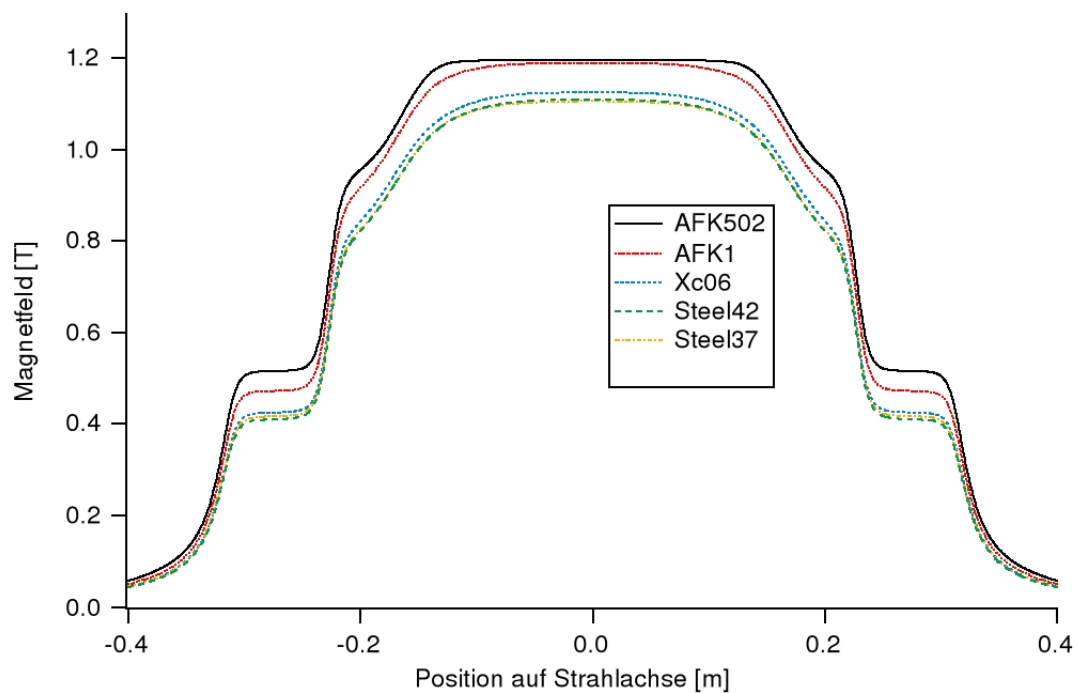


Abbildung 6.16: 1.2 T-Magnetfelder der EM-Anordnung mit verschiedenen Materialien

des. Das Magnetfeld fällt bei den Stahlsorten viel früher von seinem Maximalwert ab, als bei AFK1 und AFK502. Für eine homogene Abstrahlung benötigt man jedoch ein möglichst konstantes Feld über die erforderliche magnetische Länge. Dies ist mit keiner der Stahlsorten zu erreichen. Selbst mit dem Werkstoff AFK1 ist die Abweichung der Homogenität mehr als doppelt so groß wie bei AFK502.

Es wurden auch Untersuchungen durchgeführt, bei denen verschiedene Bereiche des Magnets aus unterschiedlichen Materialien zusammengesetzt wurden. Auch hier zeigte sich, daß das Material AFK502 erforderlich ist, um die geforderten Magnetfelder und die optimale Homogenität der Anordnung zu erreichen. Besonders die Teilpole und der Hauptpol sind Bereiche, in denen eine hohe Magnetisierung vorhanden ist und deswegen hochpermeables Material verwendet werden muß. Die Rolle des Materials der Homogenisierungsplatten ist weniger kritisch, da der Fluß dort geringer ist. Das beste Ergebnis im Hinblick auf Feldstärke und Form des Magnetfeldes erhält man aber auch dort mit dem Material AFK502.

6.5 Abweichung der berechneten Magnetfelder von idealen Kastenfeldern

Um die Anforderungen an die MARTA-Magnetanordnung zu erfüllen, wären ideale kastenförmige Magnetfelder mit unterschiedlichen Längen optimal. In der Realität kann dies nicht erreicht werden, man muß deshalb eine möglichst gute Annäherung an die Kastenform erreichen. Abbildung 6.17 zeigt ein Kastenfeld für eine 3°-Ablenkung und ein mit RADIA berechnetes Magnetfeld für den 1.2-T-Fall. Abweichungen von der idealen Form können verschiedene negative Effekte hervorrufen. Inhomogenitäten innerhalb des verwendeten Bereichs für die Strahlungserzeugung wurden schon in den vorigen Abschnitten behandelt. Außerhalb dieses Bereichs sollte das Magnetfeld im Idealfall gleich Null sein. Dies läßt sich jedoch nicht verwirklichen, weshalb hier eine Diskussion der durch die zusätzlich auftretenden Felder entstehenden Abweichungen erfolgen soll. Magnetfelder vor und nach der idealen magnetischen Länge vergrößern den gesamten Ablenkwinkel des strahlungserzeugenden Magnets. Die Ablenkung beträgt dann nicht mehr die geforderten 3°, sondern vergrößert sich. Die zusätzliche Krümmung muß im Korrekturmagnet berücksichtigt werden. Dies ist jedoch nicht problematisch, da die Feldstärke des Korrekturmagnets dazu nur gesenkt werden muß. Durch die zusätzliche Krümmung vor der eigentlichen 3°-Ablenkung verschiebt sich aber außerdem auch das Zen-

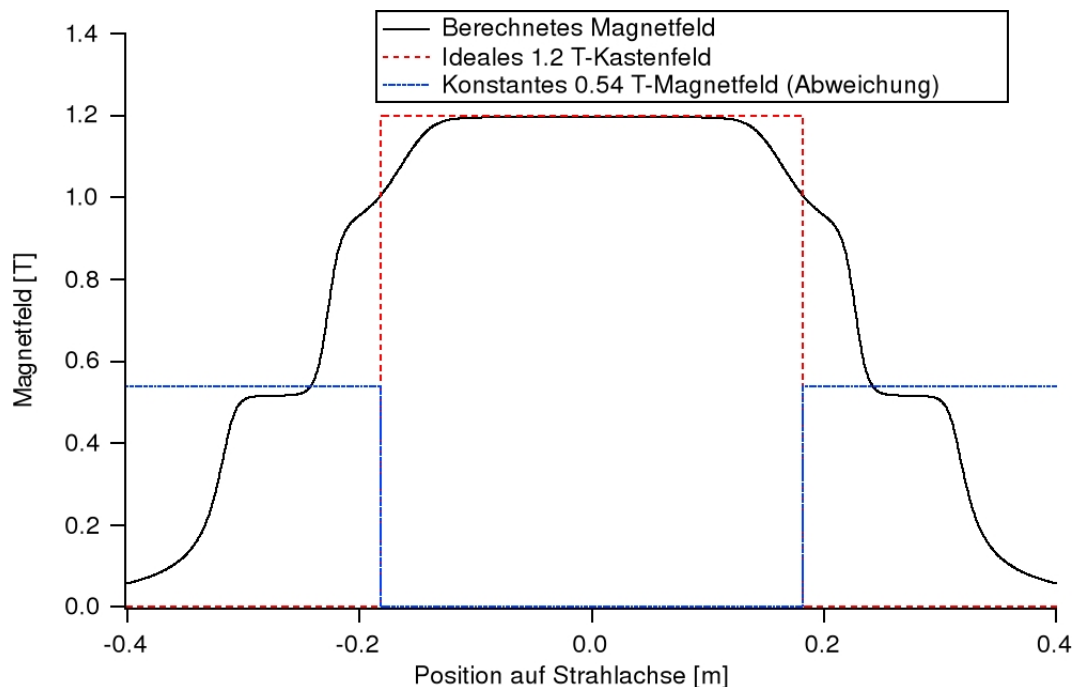


Abbildung 6.17: Abweichung des berechneten vom idealen Magnetfeld für 1.2 T

trum der Strahlemission. Dieser Versatz beeinträchtigt die Homogenität des auf dem Schirm auftreffenden Strahlungsspektrums, denn der verwendete Bereich des Strahlungsfächers wird dadurch ebenfalls verschoben. Die Auswirkungen dieses Effekts wurden abgeschätzt, indem die unerwünschten Felder außerhalb der idealen magnetischen Länge durch ein mittleres Magnetfeld angenähert wurden und die Ablenkung durch dieses zusätzliche Feld in die Betrachtung der Geometrie aufgenommen wurde. In Abbildung 6.17 ist das ideale Kastenfeld für 1.2 T und das berechnete Magnetfeld für diesen Fall eingezeichnet. In Strahlrichtung vor und hinter der idealen magnetischen Länge ist das mittlere Magnetfeld von 0.54 T für die Fehlerabschätzung aufgetragen.

Die maximale Verschiebung des Zentrums der Strahlungserzeugung tritt zwischen der idealen Bahn für das 0.7 T-Magnetfeld und der korrigierten Bahn für das 1.2 T-Magnetfeld auf. In Abbildung 6.18 sind die Trajektorien der Elektronen für diese beiden Fälle über eine Bahnlänge von 400 mm aufgetragen. Die Bahn der Elektronen wird in Magnetfeldern als Kreisbahn angesehen und in feldfreien Bereichen als Gerade. Für das 0.7 T-Magnetfeld setzt sich die Flugbahn der Elektronen aus zwei Geraden der Länge 88.35 mm und einer Kreisbahn der Länge 623.3 mm (magnetische Länge der 3°-Ablenkung für 0.7 T) zusammen. Bei 1.2 T sind die beiden äußeren Teile der Trajektorie Kreisbahnen mit einer Länge von 218.2 mm und einem Radius von 15.4 m, entsprechend einem Magnetfeld von 0.54 T. Der mittlere Abschnitt ist 363.6 mm lang (magnetische Länge der 3°-Ablenkung für 1.2 T). Die Verschiebung des Zentrums der Strahlungserzeugung ist in der Skizze eingezeichnet und beträgt in diesem Fall ca. 2 mm. Damit ist diese Verschiebung im Vergleich zu den 10 cm Spielraum des Strahlungsfächers vernachlässigbar, zumal die Verschiebung für die anderen Magnetfelder noch geringer ausfällt.

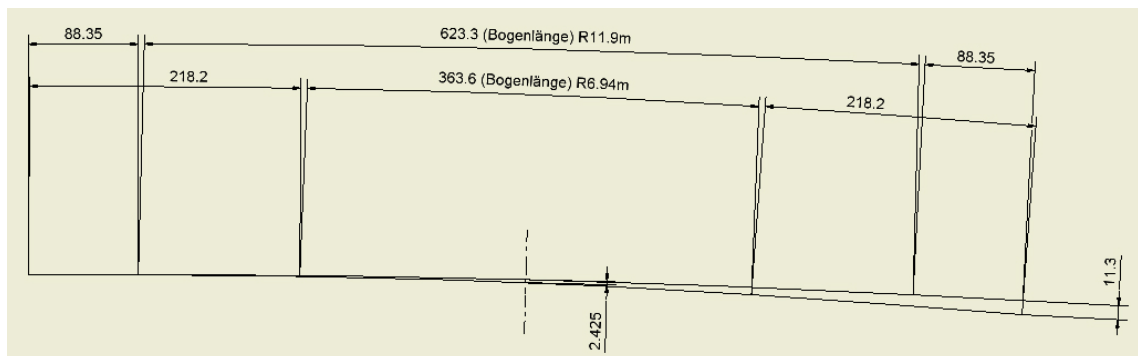


Abbildung 6.18: Skizze der Abweichung des Zentrums der Strahlungserzeugung

7 Resultierende Strahlungsspektren der EM-Anordnung

In Kapitel 6 wurden die Anforderungen an die MARTA-Magnetanordnung erläutert und die Ergebnisse der Magnetfeldberechnungen mit dem Programm RADIA dargestellt. Mit dem Programm SRW kann man nun die Synchrotronstrahlung simulieren, die ein Elektronenstrahl beim Durchfliegen der berechneten Magnetfelder emittiert. Für die Parameter des Elektronenstrahls wurden die Standardwerte des Speicherrings ANKA verwendet, die in Anhang A.3 zusammengefaßt sind. Alle folgenden Berechnungen basieren auf diesen Werten.

7.1 Ideale Spektren

Die berechneten Synchrotronstrahlungsspektren werden über den Photonenfluß charakterisiert, der von der Energie abhängt. Der Fluß wird in der Einheit Photonen pro Sekunde pro 0.1 % Bandbreite pro Quadratmillimeter angegeben, die Energie in Elektronenvolt. In Abbildung 7.1 auf Seite 50 sind verschiedene, mit dem Programm SRW berechnete Spektren aufgetragen. Die drei durchgezogenen Kurven stehen für Magnetfelder von 0.7 T, 1.2 T und 1.5 T. Man kann an diesen Kurven die gesenkte kritische Energie der niedrigeren Felder im Vergleich zum 1.5 T Standardmagnetfeld der ANKA-Dipole erkennen. Der maximale Fluß hängt von der Elektronenstrahlenergie ab und ist deswegen für diese drei Kurven gleich. Die gestrichelte Linie entspricht dem Spektrum im sogenannten „Special User Mode“ (SUM). In dieser Betriebsart wurde speziell für die LIGA-Anwender die Elektronenstrahlenergie des Speicherrings gesenkt, um die kritische Photonenenergie der Synchrotronstrahlung abzusinken. Durch die geringere Strahlenergie von 1.3 GeV sinkt allerdings auch der Fluß beträchtlich. Der Vorteil von MARTA ist unter anderem, daß die kritische Photonenenergie gesenkt wird, gleichzeitig aber der Elektronenstrahl mit einer Energie von 2.5 GeV betrieben werden kann und man somit einen deutlich höheren Photonenfluß, verglichen mit dem SUM, erhält. Der integrierte Fluß ist für den Energiebereich der Dünnschichtlithographie (2.2 – 3.3 keV) um einen Faktor fünf größer als bei der Bestrahlung im SUM. Bei der Röntgentiefenlithographie (2.5 – 7.0 keV) ist der Fluß zehnmal, und bei der ultratiefen Röntgenlithographie (2.5 – 15 keV) sogar 20mal größer.

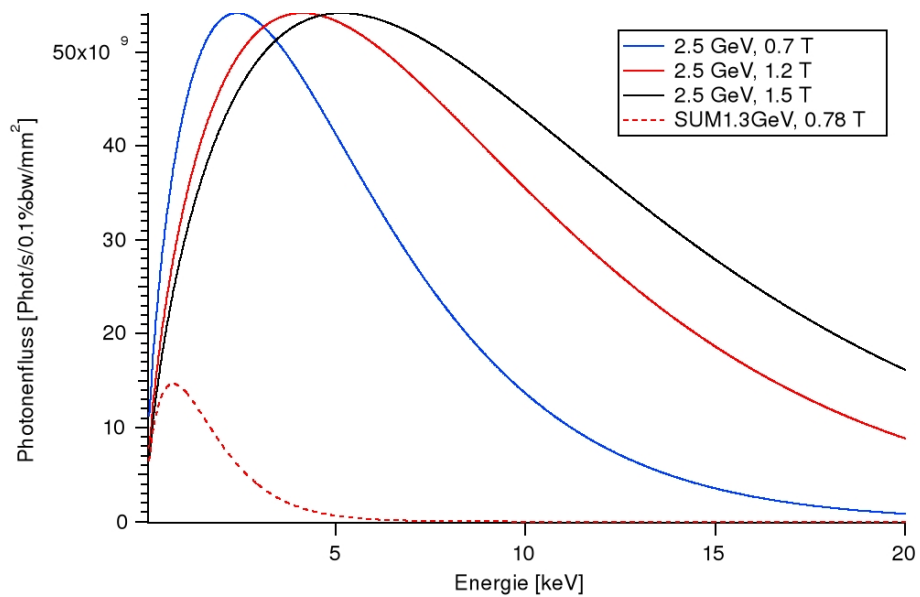


Abbildung 7.1: Vergleich verschiedener berechneter Synchrotronstrahlungsspektren

7.2 Abweichung der berechneten von den idealen Spektren

Die Spektren der in Kapitel 6.2.2 vorgestellten EM-Anordnung weichen von den für Abbildung 7.1 berechneten, idealen Spektren in zweierlei Hinsicht ab. Die berechneten Magnetfelder der EM-Anordnung entsprechen nicht den idealen Feldern, sondern weisen Inhomogenitäten auf, die sich auf das Strahlungsspektrum auswirken. Außerdem basieren die für Abbildung 7.1 berechneten Spektren auf der Annahme von punktförmigen Strahlungsquellen. Diese Näherung ist jedoch bei der Länge des strahlungserzeugenden Magnets nicht mehr gültig und verursacht eine Abweichung von den idealen Spektren.

7.2.1 Abweichung wegen der Magnetfeldinhomogenitäten

Die Inhomogenitäten des Magnetfeldes der EM-Anordnung verschieben das Maximum des von den Elektronen erzeugten Synchrotronstrahlungsspektrums. Die maximale Abweichung im Photonenfluß kann man bestimmen, indem man das Spektrum der Synchrotronstrahlung für das maximale und das minimale Magnetfeld der Anordnung vergleicht. In den Abbildungen 7.2 und 7.3 sind diese Flüsse für die nominalen Magnetfelder von 0.7 T und 1.2 T aufgetragen. Für das 0.7 T-Feld beträgt die

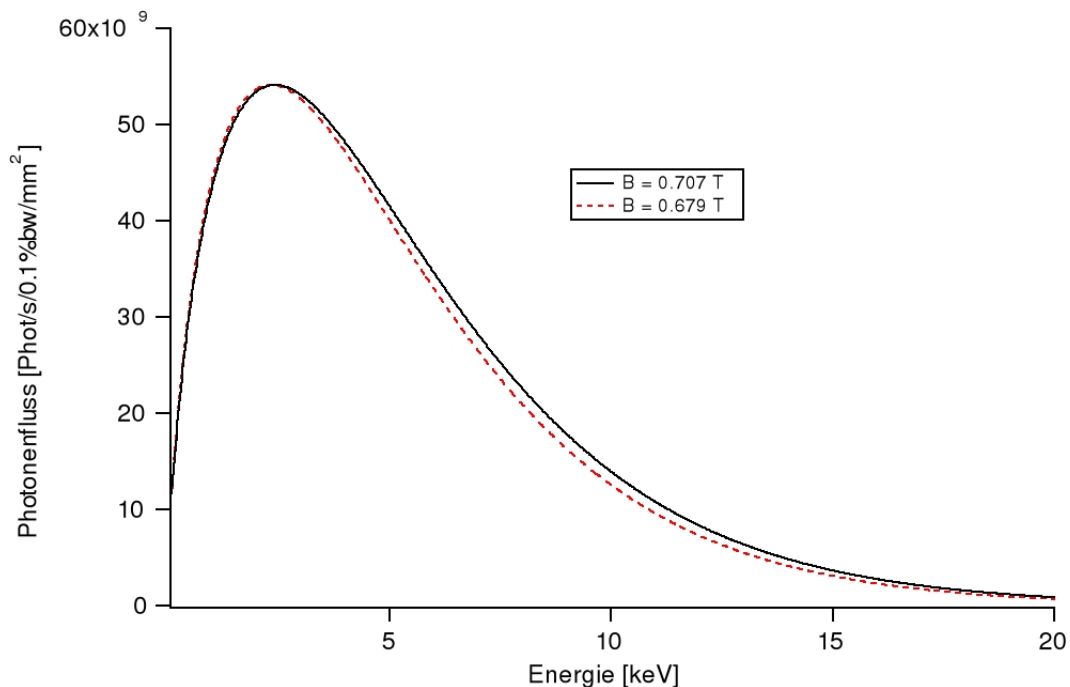


Abbildung 7.2: Photonenflüsse für das maximale und minimale Magnetfeld (0.7 T)

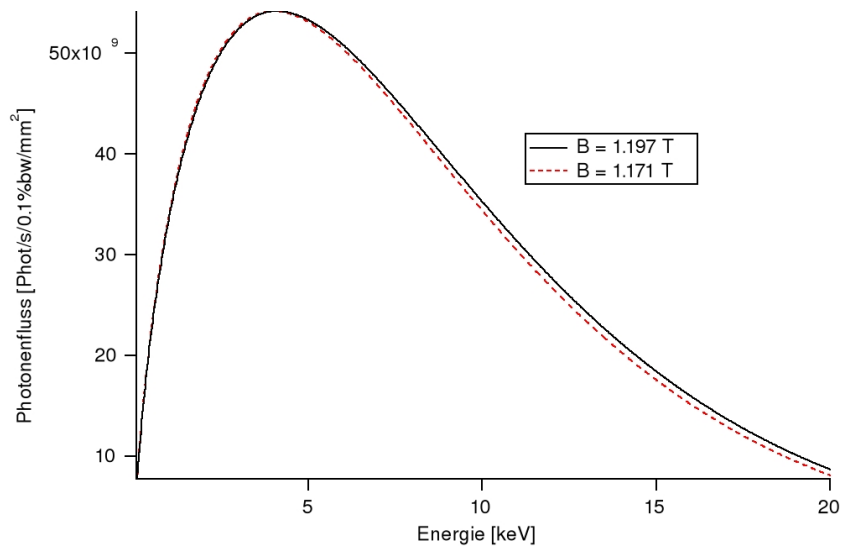


Abbildung 7.3: Photonenflüsse für das maximale und minimale Magnetfeld (1.2 T)

maximale Feldstärke 0.707 T und die minimale 0.679 T. Für das 1.2 T-Magnetfeld liegt das Maximum bei 1.197 T und das Minimum bei 1.171 T. Die Abbildungen verdeutlichen, daß die prozentuale Abweichung vor allem für Photonenenergien ab etwa 6 keV eine Rolle spielt und für die Bereiche um die kritische Photonenenergie von 2.9 keV für 0.7 T und 5 keV für 1.2 T gering ist.

7.2.2 Abweichung aufgrund des Längeneffekts

Die andere Ursache für Inhomogenitäten über die Breite des Strahlungsfächers beruht auf der Ausdehnung der Strahlungsquelle im Vergleich zu einer Punktquelle. Für normale Anwendungen der Synchrotronstrahlung ist der Öffnungswinkel des Strahlungsfächers klein genug, um den Entstehungsort dieses Fächers als punktförmig zu betrachten. Der Strahlungsfächer der MARTA-Anordnung deckt jedoch einen Winkel von 3° ab und entsteht in einem Magnet mit einer minimalen Länge von 0.36 m bei 1.2 T und einer maximalen Länge von 0.62 m bei 0.7 T. Dies führt dazu, daß die Synchrotronstrahlung, die von den Elektronen am Anfang des Magnets emittiert wird, eine deutlich weitere Strecke zum Schirm zurücklegt als die Strahlung der Elektronen vom Ende des Magnets. Dieser Längeneffekt ist bei 0.7 T am größten. In Abbildung 7.4 ist deswegen der Effekt für ein konstantes Magnetfeld von 0.7 T dargestellt. Der Photonenfluß ist proportional zum Quadrat der Entfernung. Die oberste Kurve hat den höchsten Fluß und wird von den Elektronen am Ende des Magnets emittiert. Die mittlere Kurve entstammt dem Zentrum des Magnets und basiert auf einem Schirmabstand von 15 m, also der in den Anforderungen spezifizierten Entfernung. Der niedrigste Fluß geht auf die Elektronen vom Anfang des Magnets zurück. Der Längeneffekt führt zu einer maximalen Schwankung von $\pm 3\%$ um den Mittelwert. Er ist durch die Geometrie bedingt und läßt sich durch Änderungen am Magnet nicht vermindern. Die gestellten Geometriebedingungen begrenzen aufgrund des Längeneffekts die größtmögliche Homogenität der Strahlungsspektren. Neben den Schwankungen des Photonenflusses führt die Ausdehnung der

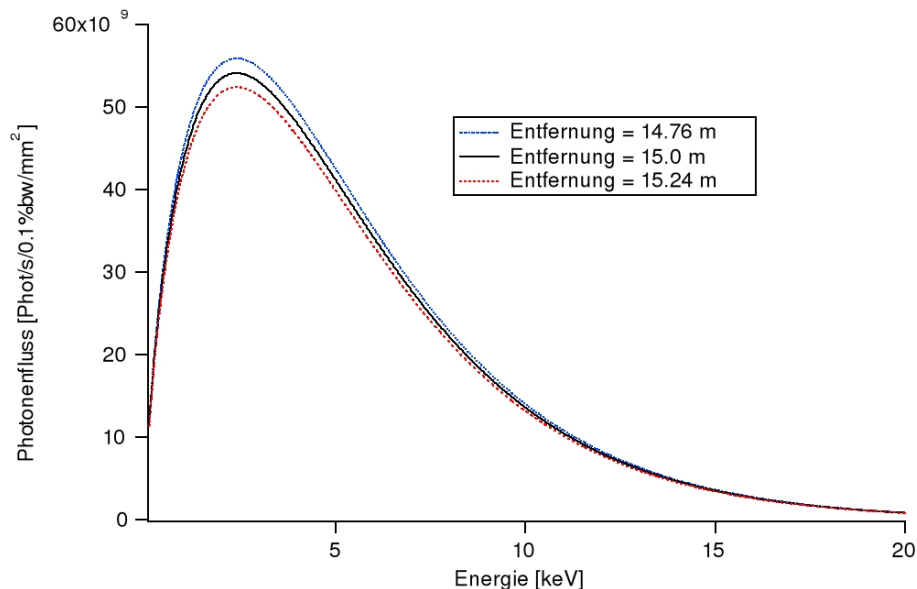


Abbildung 7.4: Photonflüsse bei verschiedenen Schirmentfernungen (0.7 T)

Quelle noch zu einem weiteren Problem. Die Anwendungen der Synchrotronstrahlung, und insbesondere auch das LIGA-Verfahren, benötigen Synchrotronstrahlung, die äußerst parallel ist und nicht divergiert. Für kleine Quellen ist diese Bedingung äußerst gut erfüllt. Wird der Öffnungswinkel des Strahlungsfächers aber groß, so fällt die Synchrotronstrahlung in den äußeren Bereichen des Schirms nicht mehr senkrecht ein. Dieses Problem läßt sich nach Aussage der LIGA-Anwender jedoch durch verkippbare Teilschirme ausgleichen.

7.2.3 Gesamtbetrachtung der Abweichung

Die gemeinsame Betrachtung der Auswirkungen beider Effekte auf die Homogenität des Spektrums über die ganze Breite des Strahlungsfächers läßt sich bei der Schirmbreite von 60 cm nicht mehr mit dem Programm SRW durchführen. Der Öffnungswinkel des Fächers ist in diesem Fall nicht mehr hinreichend klein und die SRW-Berechnungen liefern keine sinnvollen Ergebnisse. Die Abweichung der Strahlungsspektren wurde deshalb genähert betrachtet. Dazu wurde der Magnet in mehrere Bereiche gleicher Länge eingeteilt. Für jeden dieser Bereiche wurde eine bestimmte Entfernung und ein konstantes Magnetfeld angenommen. Anschließend wurde mit dem Programm SRW jeweils das Strahlungsspektrum für jeden Abschnitt berechnet. In Abbildung 7.5 sind die Kurven, die bei einer solchen Betrachtung des 0.7 T-Magnetfeldes entstehen, aufgetragen. Insgesamt wurde das Feld in elf Bereiche unterteilt. Für verschiedene Photonenenergien wurde nun die prozentuale Abweichung des Photonenflusses vom Mittelwert berechnet. Für Energien bis zu 4 keV beträgt die Abweichung maximal $\pm 3\%$ und steigt dann bei höheren Energie ($E < 9$ keV) auf bis zu $\pm 6\%$. Bei noch höheren Photonenenergien steigt die prozentuale Abweichung noch weiter an und ist bei 20 keV bei $\pm 13\%$.

Die Abweichungen der Strahlungsspektren der anderen Magnetfelder sind im Vergleich zu den in Abbildung 7.5 dargestellten Abweichungen des 0.7 T-Magnetfeld geringer, da sowohl die Inhomogenitäten des Magnetfeldes geringer sind, als auch der Längeneffekt schwächer ist.

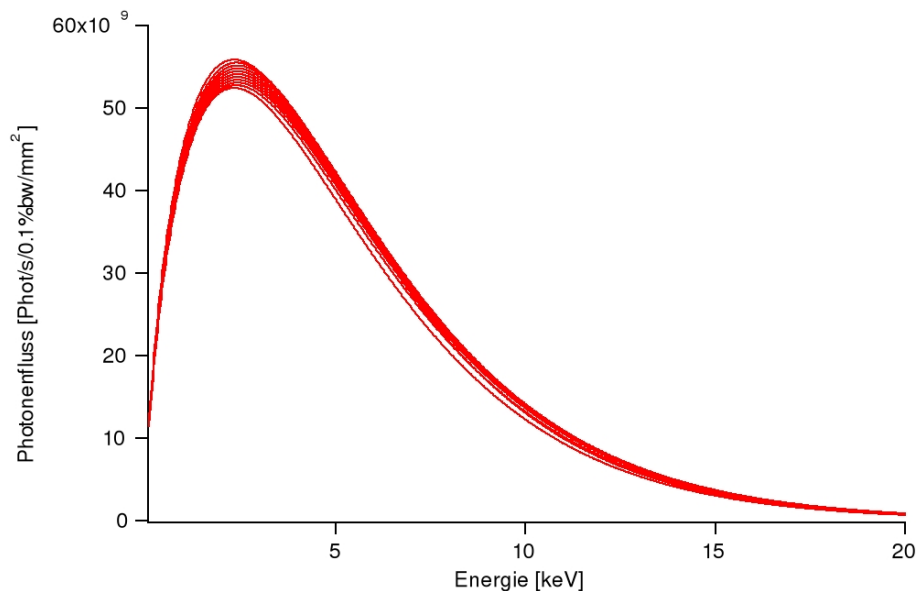


Abbildung 7.5: Berechnete Photonenflüsse für verschiedene Entfernungen und Magnetfelder

7.3 Zusammenfassung der Berechnungen der Strahlungsspektren

Der größte Teil der Abweichung von einem gleichmäßigen Spektrum beruht auf der außerordentlichen Breite des Schirms, die einen sehr großen Öffnungswinkel für den Strahlungsfächer zur Folge hat. Gerade bei den niedrigen Energien bis etwa 6 keV spielen die Magnetfeldinhomogenitäten für die Gleichförmigkeit des Spektrums nur eine geringe Rolle. Bei höheren Photonenenergien werden die Auswirkungen der Schwankungen des Feldes dann größer, während der Effekt aufgrund der Länge des Magnets abnimmt.

Die quantitative Betrachtung der resultierenden Strahlungsspektren zeigt, daß die Forderung nach einer spektralen Homogenität auf eine Genauigkeit von $\pm 4\%$ über die Breite des Schirms durch die EM-Anordnung im Energiebereich bis 5 keV sehr gut erfüllt wird. Für diese Energien liegt die Abweichung innerhalb der Spezifikationen der Anforderung. Bei Photonenenergien bis zu 9 keV ist die Abweichung mit $\pm 6\%$ etwas über den geforderten $\pm 4\%$. Deutlicher über den Erfordernissen liegt die Abweichung erst bei Energien bis 20 keV.

Für die Dünnschichtlithographie (Photonenenergie von 2.2 – 3.3 keV) sind die Anforderungen der LIGA-Anwender damit sehr gut erfüllt. Auch für die Röntgentiefenlithographie genügt die Homogenität für den größten Teil des Energiebereichs von 2.5 – 7.0 keV. Für die ultratiefe Röntgenlithographie, mit Energien von 2.5 – 15 keV, liegen die Inhomogenitäten dagegen bei bis zu $\pm 10\%$ für die höheren Energien.

Der integrierte Photonenfluß der Synchrotronstrahlung des ANKA-Elektronenstrahls ist für alle Lithographiearten bei der EM-Anordnung deutlich größer als beim Einsatz eines Standarddipols im energiereduzierten SUM. Bei der Dünnschichtlithographie ist der integrierte Photonenfluß fünfmal, für den Energiebereich der Röntgentiefenlithographie zehnmals und für die ultratiefe Röntgenlithographie 20mal größer als der jeweilige Photonenfluß im bisherigen Verfahren.

8 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit werden die Ergebnisse für die Simulierung verschiedener Modelle von Magnetanordnungen für das Projekt MARTA präsentiert. Basierend auf den Anforderungen der LIGA-Anwender sind die geometrischen Aspekte verschiedener Anordnungen betrachtet worden. Mit dem Programm RADIA wurden zwei Modelle erstellt, die MM-Anordnung, bestehend aus mehreren einzelnen Magneten, und die EM-Anordnung, aufgebaut aus einem Magnet mit unterteilter Polstruktur. Die EM-Anordnung lieferte bei den durchgeführten Berechnungen die homogeneren Magnetfelder und wurde für eine nähere Betrachtung ausgewählt.

In einer ausführlichen Optimierung wurden mit Computersimulationen die Parameter der EM-Anordnung im Hinblick auf einen möglichst idealen Verlauf des Magnetfeldes bestimmt. Dabei zeigte sich, daß der Einbau von Homogenisierungsplatten für einen wesentlich glatteren Feldverlauf sorgt und die Anforderungen an die Homogenität des Magnetfeldes nur durch eine Anordnung mit solchen Platten zu erfüllen sind. Außerdem war das Material des Magnets Gegenstand der Optimierungen. Es stellte sich heraus, daß für die gewünschten Feldstärken und Feldverläufe die Verwendung von Hochflußmaterialien unerlässlich ist.

Abschließend wurde mit dem Programm SRW die Synchrotronstrahlung des ANKA-Elektronenstrahls beim Durchflug durch die berechneten Magnetfelder simuliert. Dabei gibt es zwei verschiedene Quellen der Abweichung von den idealen Spektren. Der erste Effekt basiert auf den Inhomogenitäten der berechneten Magnetfelder. Der zweite Effekt tritt wegen der geometrischen Anforderungen auf, denn die Breite des Schirms führt dazu, daß der emittierte Photonenfluß für die Elektronen vom Anfang des Magnets deutlich geringer ist als der Fluß für die Elektronen am Ende des Magnets. Der Längeneffekt bewirkt für niedrige Energie bis etwa 6 keV größere Abweichungen, die Magnetfeldinhomogenitäten sorgen erst bei höheren Energien für eine nennenswerte Abweichung von den idealen Spektren.

Die EM-Anordnung erfüllt die gestellten Anforderungen im Energiebereich bis 5 keV sehr gut. Die Dünnschichtlithographie, mit einer verwendeten Maximalenergie von etwa 3 keV, ist mit dieser Anordnung im Rahmen der Anforderungen möglich. Für den Bereich der DXRL, bis zu einer Energie von 7 keV, liegt die Abweichung bei maximal $\pm 6\%$ und damit für einen kleinen Teil des Energiespektrums über den geforderten $\pm 4\%$. Für die höheren Energien, die die UDXRL benötigt ($E < 15$ keV),

werden die Voraussetzungen etwas weiter überschritten, hier liegt die Abweichung für die Photonenenergien ab ca. 9 keV bei bis zu $\pm 10\%$.

Das in dieser Diplomarbeit vorgestellte Modell der MARTA-Magnetanordnung hat einen deutlich höheren Photonenfluß im Vergleich zu den derzeitigen Quellen des LIGA-Verfahrens. Die erreichten Flüsse sind für die Energiebereiche der verschiedenen Lithographiearten zwischen fünf- und 20mal größer. Der hohe Fluß kann zusammen mit der großen Bestrahlungsbreite die Effizienz der Fertigung von Mikroteilen steigern und helfen, diese Technologie wirtschaftlicher zu machen. In der weiteren Entwicklung des MARTA-Projekts sollte ein Prototyp die Magnetfeldberechnungen verifizieren und anschließend die Anordnung im Rahmen der Fertigungsline FELIG in den Speicherring eingebaut und getestet werden.

A Anhänge

A.1 RADIA-Programmcode für die EM-Anordnung

Der folgende RADIA-Code wurde für die Simulation der EM-Anordnung für ein Magnetfeld von 1.2 T verwendet. Die Parameter `CurDens`, `jedge` und `jcenter` geben die Stromdichte für Hauptspule, äußere und innere Teilspulen an. Durch verschiedene Werte für diese Variablen kann man, wie in Abschnitt 6.2.2 erläutert, die verschiedenen Magnetfelder erzeugen. Der Ausgangspunkt für den Programmcode war ein in RADIA enthaltenes Beispiel. Dieses wurde auf die komplexe Geometrie der Anordnung umgeschrieben, sowie verschiedene Hilfen zur Datenauslese eingebaut.

Das Programm gliedert sich in folgende Teile:

- Initialisierung
- Erstellen des Geometrieobjekts
- Zuweisen der konkreten Parameter auf das Objekt
- Festlegen der Segmentierungsparameter
- Lösen der Interaktionsmatrix
- Darstellen der Ergebnisse

Im ersten Teil wird das Programm RADIA im Mathematica Notebook initialisiert.

```
1 <<Radia';  
2 <<Graphics'PlotField3D';  
3 t00=AbsoluteTime[];  
4 Off[General::"spell1"];
```

Im nächsten Programmteil wird die Geometrie des Magnets und der Spulen festgelegt. Dabei werden allgemeine Variablen für die Abmessungen des Magnets geschaffen, denen beim Aufruf des Geometrieobjekts verschiedene Werte zugewiesen werden können. Die unterschiedlichen Teile des Magnets werden einzeln generiert und dann in einem gemeinsamen Container zusammengefaßt.

```
5 geom[circ_]:= (
6 ironcolor={1,1,0};
7 ironcolorp={0,0.8,1};
8 ironcolorc={0,0.4,1};
9 coilcolor={1,0.5,0.2};
10
11 (* Vertical segment on top of the gap *)
12 lx2=1/2;ly2=Gw;lz2=Ygh;
13 l2={lx2,ly2,lz2};
14 p2={0.25*1,0,0.5*(h-Ygh)-Yd};
15 g2=radObjRecMag[p2,l2];
16 radObjDivMag[g2,n2];
17
18 (* Corner over gap*)
19 lx3=1/2;ly3=Gw;lz3=Yd;
20 l3={lx3,ly3,lz3};
21 p3={0.25*1,0,0.5*(h-Yd)};
22 g3=radObjRecMag[p3,l3];
23 typ={"cyl",{0,0.5*Gw,h/2-Yd},{1,0,0}},{0,-Gw/2,h/2},1};
24 If[circ==1,
25 radObjDivMag[g3,{nbr,nbp,n3[[1]]},typ],
26 radObjDivMag[g3,n3]];
27
28 (* Horizontal segment between the corners *)
29 lx4=1/2;ly4=w-Yw-Gw;lz4=Yd;
30 l4={lx4,ly4,lz4};
31 p4={0.25*1,0.5*(w-Yw),p3[[3]]};
32 g4=radObjRecMag[p4,l4];
33 radObjDivMag[g4,n4];
34
35 (* Corner yoke backside *)
36 lx5=1/2;ly5=Yw;lz5=Yd;
37 l5={lx5,ly5,lz5};
38 p5={0.25*1,w-0.5*(Gw+Yw),p4[[3]]};
39 g5=radObjRecMag[p5,l5];
40 typ={"cyl",{0,w-0.5*Gw-Yw,h/2-Yd},{1,0,0}},{0,w-Gw/2,h/2},1};
41 If[circ==1,
42 radObjDivMag[g5,{nbr,nbp,n5[[1]]},typ],
43 radObjDivMag[g5,n5]];
44
45 (* Yoke backside *)
46 lx6=1/2;ly6=Yw;lz6=0.5*h-Yd;
47 l6={lx6,ly6,lz6};
48 p6={0.25*1,w-0.5*(Gw+Yw),0.5*(0.5*h-Yd)};
49 g6=radObjRecMag[p6,l6];
50 radObjDivMag[g6,n6];
51
52 (* Generation of the coils *)
53 Rmin=2;Rmax=92;Nseg=8;
54 H=Ygh-10;
```


A.1 RADIA-Programmcode für die EM-Anordnung

```
55 pc1={0,0,0.5*(h-Ygh)-Yd};
56 pc2={0,0,-(0.5*(h-Ygh)-Yd)};
57 lcx=1+10;
58 lcy=Gw+10;
59 coil1=radObjRaceTrk[pc1,{Rmin,Rmax},{lcx,lcy},H,Nseg,CurDens];
60 coil2=radObjRaceTrk[pc2,{Rmin,Rmax},{lcx,lcy},H,Nseg,CurDens];
61 radObjDrwAtr[coil1,coilcolor];
62 radObjDrwAtr[coil2,coilcolor];
63
64 (* Partial Magnet Definition *)
65 lpm1=363.6;
66 lpm2=70;
67 hp=0.5*(h-Gh)-Ygh-Yd-Ya;
68 Gp1=radObjRecMag[{0,0,0.25*(h+Gh)-0.5(Ygh+Yd-Ya)},
69 {lpm1,Gw,hp},{0,0,0}];
70 Gp2=radObjRecMag[{0.5*(1-lpm2),0,0.25*(h+Gh)-0.5(Ygh+Yd-Ya)},
71 {lpm2,Gw,hp},{0,0,0}];
72 Gp3=radObjRecMag[{-0.5*(1-lpm2),0,0.25*(h+Gh)-0.5(Ygh+Yd-Ya)},
73 {lpm2,Gw,hp},{0,0,0}];
74 radObjDivMag[Gp1,n7];
75 radObjDivMag[Gp2,n9];
76 radObjDivMag[Gp3,n9];
77
78 (* Cover Sheet Definition *)
79 A1=radObjRecMag[{0,0,0.5*(Gh+Ys)},{lpm1+87,Gw,Ys},{0,0,0}];
80 A2=radObjRecMag[{0.5*(1-81),0,0.5*(Gh+Ys)},{82,Gw,Ys},{0,0,0}];
81 A3=radObjRecMag[{-0.5*(1-81),0,0.5*(Gh+Ys)},{82,Gw,Ys},{0,0,0}];
82 radObjDivMag[A1,n8];
83 radObjDivMag[A2,n10];
84 radObjDivMag[A3,n10];
85
86 (* Partial Coils Definition *)
87 rpmin=1;
88 rpmax1=43;
89 rpmax2=11;
90 lpx1=lpm1;
91 lpy=Gw+2;
92 lpx2=lpm2;
93 hpc=hp-8;
94 nsegp=5;
95 Copft=radObjRaceTrk[{0.5*(1-lpm2),0,0.25*(h+Gh)-0.5(Ygh+Yd-Ya)},
96 {rpmin,rpmax2},{lpx2,lpy},hpc,nsegp,jedge];
97 Copct=radObjRaceTrk[{0,0,0.25*(h+Gh)-0.5(Ygh+Yd-Ya)},
98 {rpmin,rpmax1},{lpx1,lpy},hpc,nsegp,jcenter];
99 Copbt=radObjRaceTrk[{-0.5*(1-lpm2),0,0.25*(h+Gh)-0.5(Ygh+Yd-Ya)},
100 {rpmin,rpmax2},{lpx2,lpy},hpc,nsegp,jedge];
101 Copfb=radObjRaceTrk[{0.5*(1-lpm2),0,-(0.25*(h+Gh)-0.5(Ygh+Yd-Ya))},
102 {rpmin,rpmax2},{lpx2,lpy},hpc,nsegp,jedge];
103 Copcb=radObjRaceTrk[{0,0,-(0.25*(h+Gh)-0.5(Ygh+Yd-Ya))},
104 {rpmin,rpmax1},{lpx1,lpy},hpc,nsegp,jcenter];
```

```

105 Copbb=radObjRaceTrk[{-0.5*(1-lpm2)},0,-(0.25*(h+Gh)-0.5*(Ygh+Yd-Ya))},
106 {rpxmin,rpmax2},{lpx2,lpy},hpc,nsegg,jedge];
107 pcoil=radObjCnt[{Copft,Copbt,Copct,Copfb,Copbb,Copcb}];
108 radObjDrwAtr[pcoil,coilcolor];
109
110
111 (* Container Making And Color Setting *)
112 g=radObjCnt[{g2,g3,g4,g5,g6}];
113 gp=radObjCnt[{Gp1,Gp2,Gp3}];
114 a=radObjCnt[{A1,A2,A3}];
115 radObjDrwAtr[g,ironcolor];
116 radObjDrwAtr[gp,ironcolorp];
117 radObjDrwAtr[a,ironcolorc];
118 radMatApl[g,ironmatmain];
119 radMatApl[gp,ironmatpartial];
120 radMatApl[a,ironmatpartial];
121 t=radObjCnt[{g,gp,a,coil1,coil2,pcoil}];

```

In den Zeilen 111 – 121 wird der Container für die einzelnen Segmente erstellt. Von Zeile 122 – 126 werden Symmetrieoperationen auf den erzeugten Container angewandt und so das endgültige Modell erstellt. Die Verwendung von symmetrischen Transformationen senkt die Größe der Interaktionsmatrix und damit die nötige Rechenleistung erheblich. In Zeile 127 wird die Erzeugung des Geometrieobjekts abgeschlossen.

```

122 (* Symmetry Definition *)
123 RadTrfZerPara[g,{0,0,0},{0,0,1}];
124 RadTrfZerPara[gp,{0,0,0},{0,0,1}];
125 RadTrfZerPara[a,{0,0,0},{0,0,1}];
126 RadTrfZerPerp[g,{0,0,0},{1,0,0}];
127 );

```

Der untenstehende Programmteil weist dem Geometrieobjekt die für die jeweilige Berechnung gültigen Parameter zu. In diesem Beispiel sind die Stromdichten für das 1.2 T-Magnetfeld der EM-Anordnung angegeben.

```

128 (*Create The Model 1.2T*)
129
130 (* Geometry Parameters *)
131 CurDens=2.1;      (* Main Coil Current Density In Ampere/mm^2 *)
132 jedge=-13;      (* Partial Edge Coils Current Density In Ampere/mm^2 *)
133 jcenter=13;     (* Partial Center Coil Current Density In Ampere/mm^2 *)
134 Gw=170;         (* Gap Width *)
135 Gh=30;          (* Gap Height *)
136 w=482;          (* Total Width *)
137 h=762;          (* Total Height *)
138 Yw=200;         (* Yoke Width *)
139 Yd=120;         (* Thickness Of Upper And Lower Yoke parts *)
140 l=623.3;        (* Total Length *)

```

```

141 Ygh=100;          (* Height Of The Main Yoke Above The Gap *)
142 n=2;             (* Number Of Partial Yokes *)
143 Ya=60;          (* Height Of The Cover Sheet And Space
144                 Between Pole And Cover Sheet *)
145 Ys=40;          (* Height Of The Cover Sheet *)

```

Programmzeilen 146 – 160 legen die Segmentierungsparameter für die Berechnung fest. Eine ausreichende Unterteilung der jeweiligen Volumenobjekte ist für eine zuverlässige Berechnung zwingend notwendig. Durch die Wahl dieser Parameter wird auch die Größe der Interaktionsmatrix und damit die Rechendauer festgelegt. In Zeile 161 wird der Präzisionsparameter für die iterative Lösung der Interaktionsmatrix festgelegt und in 163 – 165 erfolgt die Eingabe des Magnetmaterials.

```

146 (* Segmentation Parameters *)
147 nx=22;          (* Segmentation in x direction *)
148 nxp=28;         (* Segmentation in x direction for center partial magnet *)
149 nxp2=28;       (* Segmentation in x direction for partial magnets *)
150 nbp=7;nbr=7;   (* for the corners *)
151 nyz=5;         (* for the straights *)
152 n2={nx,nyz,nyz}; (* Small Vert. Arm *)
153 n3={nx,nyz,nyz}; (* Gap Corner *)
154 n4={nx,nyz,nyz}; (* Horiz. Arm *)
155 n5={nx,nyz,nyz}; (* Back Corner*)
156 n6={nx,nyz,nyz}; (* Yoke Backside *)
157 n7={nxp,7,7}; (* Partial Center Magnet Gap Structure *)
158 n8={nxp,7,7}; (* Center Cover Sheet *)
159 n9={nxp2,5,5}; (* Partial Magnets Gap Structure *)
160 n10={nxp2,5,5}; (* Cover Sheets *)
161 prec=0.00001;  (* Precision Parameter For The Calculation *)
162 MName="MARTA_SM8_1.2T"; (* Directory Name For Data Storage *)
163 mat="AFK502"
164 ironmatmain=RadMatAFK502[];
165 ironmatpartial=RadMatAFK502[];

```

Im folgendem Schritt werden nun dem Geometrieobjekt die oben festgelegten Werte für Stromdichten, geometrische Abmessungen und Segmentierung zugewiesen.

```

166 (* Build the geometry *)
167 t0=AbsoluteTime[];
168 radUtiDelAll[];
169 geom[1];
170 size=radObjDegFre[t];

```

An dieser Stelle wird eine Abschätzung der für die Berechnung der Magnetfelder nötigen Rechenzeit gemacht. Außerdem wird die Größe der Interaktionsmatrix an den Benutzer ausgegeben. Dies ermöglicht dem Benutzer zu überprüfen, ob der Rechenspeicher für die gewählte Unterteilung ausreichend ist, und die Dauer des Relaxationsprozesses abzuschätzen.

```
171 (* Test for estimation of calculation time *)
172 t1=AbsoluteTime[];
173 radFld[t,"Bz",{0,0,0}];
174 t2=AbsoluteTime[];
175 Print["Built in ",Round[t1-t0]," seconds "]
176 Print["Magnetic Field for one point computed in ",N[(t2-t1),2], " seconds"]
177 Print["For 1500 Points approx. ", N[((t2-t1)*1500)/60,2]," minutes"]
178 Print["Interaction Matrix : ",size," X ",size," or "
179 , N[size*size*4/1000000,3]," Mbytes"]
```

In Zeile 182 wird der Relaxationsprozeß für die Geometrie durchgeführt.

```
180 (*Solve The Geometry*)
181 t3=AbsoluteTime[];
182 res=RadSolve[t,prec,1000];
183 t4=AbsoluteTime[];
```

Im letzten Programmteil erfolgt die Ausgabe der Ergebnisse an den Benutzer. Man kann das Magnetfeld an beliebigen Punkten im Raum berechnen, verschiedene Diagramme des Magnetfeldverlaufs erzeugen und die berechneten Daten exportieren.

```
184 (* Print The results *)
185 b0=radFld[t,"Bz",{0,0,0}];
186 b220=radFld[t,"Bz",{220,0,0}];
187 b318=radFld[t,"Bz",{318,0,0}];
188 Print["Mag_Max H_Max N_Iter = ",N[res[[2]],3]," T ",N[res[[3]],3],
189 " T ",res[[4]]];
190 Print["Built & Solved in ",Round[t1-t0]," & ",Round[t4-t3], " seconds"]
191 Print["Bz0 = ", N[b0,3]," T; ", "Bz220 = ", N[b220,3]," T;"]
192
193 (*Magnetic Field Plots*)
194 ob=t;y=0;z=0;xmax=400;Nn=2000;
195 RadPlotOptions[];
196 bz=radFldLst[ob,"Bz",{-xmax,y,z},{xmax,y,z},Nn,"arg",-xmax];
197 G200=ListPlot[ bz,
198     PlotJoined->True,
199     FrameLabel->{"X [mm]","Bz [T]","mat<>"," Y = 0 mm, Z = 0 mm",""},
200     PlotRange->{0,1.3}
201 ];
202
203 (*Export Field Plots*)
204 FName=MName<>"_"<>ToString[Nn]<>"_"<>mat<>"_"<>ToString[prec];
205 Export[FName<>".jpg",G200,"JPEG",ImageResolution->150]
206 Export[FName<>".txt",Table[bz[[i,2]],[i,Nn]],"List"]
```

A.2 RADIA-Programmcode für die MM-Anordnung

Der nachfolgende Programmcode wurde für die Simulation des 0.7 T-Magnetfeldes der MM-Anordnung verwendet. Die Stromdichte für die äußeren Teilmagnete und den Hauptmagnet werden in den Parametern `CurDensAM` und `CurDensCM` angegeben. Die Struktur des Programmcodes basiert, wie der Code für die EM-Anordnung, auf einem RADIA-Beispiel, das jedoch für die gewünschte Geometrie umgeschrieben wurde.

Im ersten Programmteil wird RADIA initialisiert und die Geometrie der Magnetanordnung, sowie der Spulen definiert. Die Abmessungen der Anordnung wird in Parametern festgelegt, denen zu einem späteren Zeitpunkt Werte zugewiesen werden. Am Ende des Abschnitts werden die einzeln definierten Teile des Magnets in einem einzigen Container zusammengefaßt.

```

1  <<Radia';
2  <<Graphics'PlotField3D';
3
4  Off[General::"spell1"];
5  geom[circ_] := (
6  ironcolor={1,1,0};
7  ironcolorp={0,0.8,1};
8  ironcolorc={0,0.4,1};
9  coilcolor={1,0.5,0.2};
10 th=0.0001;
11
12 (* Center Magnet, Length = 0.3636m (3°-Deflection In 1.2 T Magnetic Field) *)
13
14 (* CM Vertical Segment On Top Of The Gap *)
15 lx1=lc/2;ly1=Gw;lz1=0.5*(h-Gh)-Yd;
16 l1={lx1,ly1,lz1};
17 p1={lc/4,0,0.25*(h+Gh)-0.5*Yd+1*eps};
18 gc1=radObjRecMag[p1,l1];
19 radObjDivMag[gc1,nc1];
20
21 (* CM Corner over gap*)
22 lx2=lc/2;ly2=Gw;lz2=Yd;
23 l2={lx2,ly2,lz2};
24 p2={lc/4,0,0.5*(h-Yd)+2*eps};
25 gc2=radObjRecMag[p2,l2];
26 typ={"cyl",{0,0.5*Gw,h/2-Yd},{1,0,0}},{0,-Gw/2,h/2},1};
27 If[circ==1,
28 radObjDivMag[gc2,{nbr,nbp,nc2[[1]]},typ],
29 radObjDivMag[gc2,nc2]];
30
31 (* CM Horizontal segment between the corners *)
32 lx3=lc/2;ly3=w-Yw-Gw;lz3=Yd;
33 l3={lx3,ly3,lz3};

```

```

34 p3={lc/4,0.5*(w-Yw)+eps,p2[[3]]};
35 gc3=radObjRecMag[p3,l3];
36 radObjDivMag[gc3,nc3];
37
38 (* CM Corner yoke backside *)
39 lx4=lc/2;ly4=Yw;lz4=Yd;
40 l4={lx4,ly4,lz4};
41 p4={lc/4,w-0.5*(Gw+Yw),p3[[3]]};
42 gc4=radObjRecMag[p4,l4];
43 typ={"cyl",{0,w-0.5*Gw-Yw,h/2-Yd},{1,0,0}},{0,w-Gw/2,h/2},1};
44 If[circ==1,
45 radObjDivMag[gc4,{nbr,nbp,nc4[[1]]},typ],
46 radObjDivMag[gc4,nc4]];
47
48 (* CM Yoke backside *)
49 lx5=lc/2;ly5=Yw;lz5=0.5*h-Yd;
50 l5={lx5,ly5,lz5};
51 p5={lc/4,w-0.5*(Gw+Yw),0.5*(0.5*h-Yd)-eps};
52 gc5=radObjRecMag[p5,l5];
53 radObjDivMag[gc5,nc5];
54
55 (* CM Generation of the coils *)
56 Rminc=1;Rmaxc=91;Nsegc=8;
57 Hc=h-2*Yd-17;
58 pc={0,w-0.5*(Gw+Yw),0};
59 lcx=lc+10;
60 lcy=Yw+10;
61 coilc=radObjRaceTrk[pc,{Rminc,Rmaxc},{lcx,lcy},Hc,Nsegc,CurDensCM];
62 radObjDrwAtr[coilc,coilcolor,th];
63
64 (* Additional Magnets For Magnetic Field Variation *)
65
66 (* AM Vertical Segment On Top Of The Gap *)
67 lx6=lam/2;ly6=Gw;lz6=0.5*(h-Gh)-Yd;
68 l6={lx6,ly6,lz6};
69 p6={lam/4,0,0.25*(h+Gh)-0.5*Yd+1*eps};
70 gam6=radObjRecMag[p6,l6];
71 radObjDivMag[gam6,nam6];
72
73 (* AM Corner over gap*)
74 lx7=lam/2;ly7=Gw;lz7=Yd;
75 l7={lx7,ly7,lz7};
76 p7={lam/4,0,0.5*(h-Yd)+2*eps};
77 gam7=radObjRecMag[p7,l7];
78 typ={"cyl",{0,0.5*Gw,h/2-Yd},{1,0,0}},{0,-Gw/2,h/2},1};
79 If[circ==1,
80 radObjDivMag[gam7,{nbr,nbp,nam7[[1]]},typ],
81 radObjDivMag[gam7,nam7]];
82
83 (* AM Horizontal segment between the corners *)

```

```

84  lx8=lam/2;ly8=w-Yw-Gw;lz8=Yd;
85  l8={lx8,ly8,lz8};
86  p8={lam/4,0.5*(w-Yw)+eps,p7[[3]]};
87  gam8=radObjRecMag[p8,l8];
88  radObjDivMag[gam8,nam8];
89
90  (* AM Corner yoke backside *)
91  lx9=lam/2;ly9=Yw;lz9=Yd;
92  l9={lx9,ly9,lz9};
93  p9={lam/4,w-0.5*(Gw+Yw),p8[[3]]};
94  gam9=radObjRecMag[p9,l9];
95  typ={"cyl",{0,w-0.5*Gw-Yw,h/2-Yd},{1,0,0},{0,w-Gw/2,h/2},1};
96  If[circ==1,
97  radObjDivMag[gam9,{nbr,nbp,nam9[[1]]},typ],
98  radObjDivMag[gam9,nam9]];
99
100 (* AM Yoke backside *)
101 lx10=lam/2;ly10=Yw;lz10=0.5*h-Yd;
102 l10={lx10,ly10,lz10};
103 p10={lam/4,w-0.5*(Gw+Yw),0.5*(0.5*h-Yd)-eps};
104 gam10=radObjRecMag[p10,l10];
105 radObjDivMag[gam10,nam10];
106
107 (* AM Generation of the coils *)
108 Rmina=1;Rmaxa=76;Nsega=Nsegc;
109 Ham=Hc;
110 pcam={0,w-0.5*(Gw+Yw),0};
111 lamx=lam+10;
112 lamy=Yw+10;
113 coilam=radObjRaceTrk[pcam,{Rmina,Rmaxa},{lamx,lamy},Ham,Nsega,CurDensAM];
114 radObjDrwAtr[coilam,coilcolor,th];
115
116 (* Container Making And Color Setting *)
117 gc=radObjCnt[{gc1,gc2,gc3,gc4,gc5}];
118 radObjDrwAtr[gc,ironcolor,th];
119 radMatApl[gc,ironmatmain];
120 tcent=radObjCnt[{gc,coilc}];
121 gam=radObjCnt[{gam6,gam7,gam8,gam9,gam10}];
122 radObjDrwAtr[gam,ironcolor,th];
123 radMatApl[gam,ironmatmain];
124 tam=radObjCnt[{gam,coilam}];
125 tam2=radObjCnt[{gam,coilam}];
126
127 (* Symmetry Definition *)
128 RadTrfZerPara[gc,{0,0,0},{0,0,1}];
129 RadTrfZerPara[gam,{0,0,0},{0,0,1}];
130 RadTrfZerPerp[gc,{0,0,0},{1,0,0}];
131 RadTrfZerPerp[gam,{0,0,0},{1,0,0}];
132
133 (* Transformations For The Magnets *)

```

```
134 radTrfOrnt[tam,radTrfRot[{0,0,0},{1,0,0},Pi]];
135 radTrfOrnt[tam,radTrfTrsl[{265,0,0}]];
136 radTrfOrnt[tam2,radTrfRot[{0,0,0},{1,0,0},Pi]];
137 radTrfOrnt[tam2,radTrfTrsl[{-265,0,0}]];
138
139 (* Final Container Making *)
140 t=radObjCnt[{tcent,tam,tam2}];
141 );
```

Im nächsten Teil des Programms werden die Werte der Variablen für die jeweilige Berechnung festgelegt. Die Stromdichte ist in diesem Fall so eingestellt, daß ein Magnetfeld von 0.7T erzeugt wird. Danach wird, wie im Programmcode für die EM-Anordnung, noch die Segmentierung der Objekte festgelegt und das Geometrieobjekt erzeugt.

```
142 (* Geometry Parameters *)
143 CurDensCM=-0.5;      (* Center Magnet Coil Current Density In Ampere/mm^2 *)
144 CurDensAM=0.6;      (* Additional Magnet Coil Current Density In Ampere/mm^2 *)
145
146 Gw=170;              (* Gap Width *)
147 Gh=30;               (* Gap Height *)
148 w=482;               (* Total Width *)
149 h=762;               (* Total Height *)
150 Yw=200;              (* Yoke Width *)
151 Yd=170;              (* Thickness Of Upper And Lower Yoke parts *)
152 l=623.3;             (* Total Length *)
153 lc=363.6;           (* Length Of Center Magnet *)
154 lam=130;             (* Length Of Additional Magnet *)
155
156 (* Segmentation Parameters *)
157 nx=12;               (* Segmentation in x direction *)
158 nax=10;              (* Segmentation in x direction for additional magnets *)
159 nbp=10;nbr=10;      (* for the corners *)
160 nyz=6;               (* for the straights *)
161 nc1={nx,7,7};       (* CM Vertical Segment Over Gap *)
162 nc2={nx,nyz,nyz};  (* CM Corner Over Gap *)
163 nc3={nx,nyz,nyz};  (* CM Horizontal Segment *)
164 nc4={nx,nyz,nyz};  (* CM Corner Over Yoke *)
165 nc5={nx,nyz,nyz};  (* CM Yoke Backside *)
166 nam6={nax,7,7};    (* AM Vertical Segment Over Gap *)
167 nam7={nax,nyz,nyz}; (* AM Corner Over Gap *)
168 nam8={nax,nyz,nyz}; (* AM Horizontal Segment *)
169 nam9={nax,nyz,nyz}; (* AM Corner Over Yoke *)
170 nam10={nax,nyz,nyz}; (* AM Yoke Backside *)
171
172 (* Build the geometry *)
173 t0=AbsoluteTime[];
174 radUtiDelAll[];
175 ironmatmain=RadMatAFK502[];
176 ironmatpartial=RadMatAFK502[];
```



```

177 geom[1];
178 size=radObjDegFre[t];
179
180 (* Test for estimation of calculation time *)
181 t1=AbsoluteTime[];
182 radFld[t,"Bz",{0,0,0}];
183 t2=AbsoluteTime[];
184 Print["Built in ",Round[t1-t0]," seconds "]
185 Print["Magnetic Field for one point computed in ",N[(t2-t1),2], " seconds"]
186 Print["For 1500 Points approx. ", N[((t2-t1)*1500)/60,2]," minutes"]
187 Print["Interaction Matrix : ",size," X ",size," or
188 ", N[size*size*4/1000000,4]," Mbytes"]

```

In Zeile 191 wird die Relaxationsprozedur auf die Anordnung angewandt. Anschließend werden die Ergebnisse dargestellt. Die benötigte Rechenzeit wird ausgegeben, die Anordnung wird grafisch dargestellt und die Magnetfelder werden berechnet. Zuletzt werden die berechneten Magnetfelder gespeichert.

```

189 (* Solve the geometry *)
190 t3=AbsoluteTime[];
191 res=RadSolve[t,0.001,1000];
192 t4=AbsoluteTime[];
193
194 (* Print The results *)
195 b0=radFld[t,"Bz",{0,0,0}];
196 b220=radFld[t,"Bz",{220,0,0}];
197 b180=radFld[t,"Bz",{180,0,0}];
198 b312=radFld[t,"Bz",{312,0,0}];
199 Print["Mag_Max H_Max N_Iter = ",N[res[[2]],3]," T ",N[res[[3]],3]
200 ," T ",res[[4]]];
201 Print["Built & Solved in ",Round[t1-t0]," seconds & "
202 ,N[(t4-t3)/60,2], " minutes"]
203 Print["Bz0 = ", N[b0,4]," T"]
204 Print["Bz180 = ", N[b180,4]," T"]
205 Print["Bz220 = ", N[b220,4]," T"]
206 Print["Bz312 = ", N[b312,4]," T"]
207
208 (* Show Magnet Graphics *)
209 draw = radObjDrw[t];
210 RadPlot3DOptions[];
211 G1 = Show[Graphics3D[draw]
212 (*, ViewPoint -> {0, -1, 0}*)
213     , PlotRange -> All
214     , AmbientLight -> GrayLevel[0.4]
215     , AxesLabel -> {" X [mm ]", " Y [mm ]", "Z [mm ]"}];
216 G2 = Show[Graphics3D[draw]
217     , ViewPoint -> {0, -1000, 0}
218     , PlotRange -> All
219     , AmbientLight -> GrayLevel[0.4]
220     , AxesLabel -> {" X [mm ]", " Y [mm ]", "Z [mm ]"}];

```

```
221 G3 = Show[Graphics3D[draw]
222     , ViewPoint -> {1000, 0, 0}
223     , PlotRange -> All
224     , AmbientLight -> GrayLevel[0.4]
225     , AxesLabel -> {" X [mm ]", " Y [mm ]", "Z [mm ]"}];
226 G4 = Show[Graphics3D[draw]
227     , ViewPoint -> {0, 0, 1000}
228     , PlotRange -> All
229     , AmbientLight -> GrayLevel[0.4]
230     , Axes -> {True, True, False}
231     , AxesLabel -> {" X [mm ]", " Y [mm ]", ""}];
232
233 (* Calculate And Plot The Magnetic Field *)
234 ob = t; y = 0; z = 0; xmax = 400; Nn = 2000;
235 RadPlotOptions[];
236 bz = radFldLst[ob, "Bz", {-xmax, y, z}, {xmax, y, z}, Nn, "arg", -xmax];
237 G200 = ListPlot[ bz
238     , PlotJoined -> True
239     , FrameLabel -> {"X [mm]", "Bz [T]", "Y = 0 mm, Z = 0 mm", ""}
240     (*, PlotRange -> {0, 1.3}*);
241 ob = t; z = 0;
242 pl = Plot3D[radFld[ob, "Bz", {x, y, z}], {x, -xmax, xmax}, {y, -Gw/2, Gw/2}
243     , PlotPoints -> 50
244     (*, ViewPoint -> {0, -100, 0}*)
245     , AxesLabel -> {"X [mm]", "Y [mm]", "Bz [T]"}]
246 (*pl = Plot3D[radFld[ob, "Bz", {x, y, z}], {x, -1/2, 1/2}, {y, -Gw/2, Gw/2}
247     , ViewPoint -> {0, -100, 0}
248     , AxesLabel -> {"X [mm]", "Y [mm]", "Bz [T]"}]*)
249
250 Export["MARTA_MM_2.4_2000_0.7T.jpg", G200, "JPEG"]
251 Export["MARTA_MM_2.4_2000_0.7T.txt", Table[bz[[i, 2]], {i, Nn}], "List"]
```

A.3 SRW-Programmparameter für die Berechnung der Strahlungsspektren

In Abschnitt 4.2 wurde die Berechnung von Synchrotronstrahlungsspektren mit dem Programm SRW kurz erläutert. Will man die Emission eines Elektronenstrahls berechnen, so werden einige Parameter über dessen Eigenschaften benötigt. Für alle Berechnungen aus Kapitel 7 wurden folgende Strahleigenschaften verwendet:

Elektronenenergie	2.5 GeV
Strahlstrom	0.1 A
Definition by	twiss
Relative RMS Energy Spread	0.001 nm
Horizontale Emittanz	53 nm
Horizontales Beta	12 m
Vertikale Emittanz	0.53 nm
Vertikales Beta	2 m

Tabelle A.1: Parameter für die Berechnung der Strahlungsspektren mit SRW

B Abbildungsverzeichnis

2.1	Koordinatensystem zur Beschreibung der Teilchenbewegung in einem Speicherring [Wil96]	7
2.2	Verschiedene Bauarten für Ablenkmagnete in Speicherringen [Hin97]	8
2.3	Integrationsweg zur Berechnung des Magnetfeldes im Luftspalt eines Ablenkmagnets [Hin97]	9
2.4	Magnetisierungskurven verschiedener Weicheisenmaterialien [Vac01]	10
2.5	Strahlungskegel der Synchrotronstrahlung im Schwerpunktsystem K' des Elektrons (a.) und im Laborsystem K (b.) [Wil96]	13
2.6	Horizontaler Strahlungsfächer der Synchrotronstrahlung in einem Ablenkmagnet [Wil96]	13
2.7	Pulslänge beim Vorbeiflug eines Elektrons [Wil96]	14
2.8	Mit dem Programm SRW berechnetes Synchrotronstrahlungsspektrum des ANKA 2.5 GeV-Elektronenstrahls in einem 1.5 T-Dipolmagnet	15
3.1	Übersicht des Elektronenspeicherrings ANKA (Quelle: ISS)	18
3.2	An ANKA hergestellte LIGA-Mikrokomponenten (Quelle: FZK)	19
3.3	Die Schritte der LIGA-Technik [Bru01]	20
3.4	Schematische Darstellung der Lithographie [Bru01]	21
5.1	Ausschnitt der LIGAIII-Beamline an ANKA (Quelle: ISS)	26
6.1	Schemaskizze der MARTA-Anordnung	29
6.2	Überblick der Multimagnet-Anordnung	31
6.3	Draufsicht auf die Multimagnet-Anordnung	31
6.4	Nominales 0.7 T-Magnetfeld der MM-Anordnung für verschiedene Spaltbreiten	33
6.5	Nominales 1.2 T-Magnetfeld der MM-Anordnung für verschiedene Spaltbreiten	33
6.6	Überblick der Einzelmagnet-Anordnung	35
6.7	Frontansicht der Einzelmagnet-Anordnung	35
6.8	Magnetfelder der EM-Anordnung (0.7 T und 0.8 T)	37
6.9	Magnetfelder der EM-Anordnung (1.0 T und 1.2 T)	37
6.10	Vergleich des 0.7 T-Magnetfeldes für die MM- und die EM-Anordnung	38
6.11	Vergleich des 1.2 T-Magnetfeldes für die MM- und die EM-Anordnung	39

6.12	Berechnete Magnetfelder für verschiedene Größen der Interaktionsmatrix – Überblick	41
6.13	Berechnete Magnetfelder für verschiedene Größen der Interaktionsmatrix – vergrößerter Ausschnitt	41
6.14	Berechnete 0.7 T-Magnetfelder mit und ohne Abdeckplatte	43
6.15	0.7 T-Magnetfelder der EM-Anordnung mit verschiedenen Materialien	45
6.16	1.2 T-Magnetfelder der EM-Anordnung mit verschiedenen Materialien	45
6.17	Abweichung des berechneten vom idealen Magnetfeld für 1.2 T . . .	47
6.18	Skizze der Abweichung des Zentrums der Strahlungserzeugung . . .	48
7.1	Vergleich verschiedener berechneter Synchrotronstrahlungsspektren	50
7.2	Photonenflüsse für das maximale und minimale Magnetfeld (0.7 T) .	51
7.3	Photonenflüsse für das maximale und minimale Magnetfeld (1.2 T) .	52
7.4	Photonenflüsse bei verschiedenen Schirmentfernung (0.7 T)	53
7.5	Berechnete Photonenflüsse für verschiedene Entfernungen und Magnetfelder	55

C Tabellenverzeichnis

6.1	Magnetische Länge für verschiedene Ablenkwinkel	27
6.2	Parameter der MM-Anordnung	32
6.3	Stromdichten für verschiedene Magnetfelder der MM-Anordnung . .	32
6.4	Parameter der EM-Anordnung	36
6.5	Stromdichten für verschiedene Magnetfelder der EM-Anordnung . .	36
A.1	Parameter für die Berechnung der Strahlungsspektren mit SRW . .	71

D Literaturverzeichnis

- [Bru01] BRÜCK, R.: *Angewandte Mikrotechnik*. München: Carl Hanser Verlag, 2001. - ISBN 3-446-21471-2
- [CB04] CHUBAR, O.; BENABDERRAHMANE, C.; MARCOUILLE, O., MARTEAU, F., CHAVANNE, J.; ELLEAUME, P.: *Application of finite volume integral approach to computing of 3D magnetic fields created by distributed iron-dominated electromagnet structures*. Proceedings of EPAC 2004, Lucerne 2004, p1675
- [CE01] CHUBAR, O.; ELLEAUME, P.: *SRW - Synchrotron Radiation Workshop - Version 3.76*. Grenoble, Frankreich: ESRF, 1997-2001. - Programmaufsatz für IGOR PRO [Wav05], <http://www.esrf.fr/Accelerators/Groups/InsertionDevices/Software/SRW>
- [CEC97] CHUBAR, O.; ELLEAUME, P.; CHAVANNE, J.: *Radia - A 3D Magnetostatics Computer Code for Insertion Devices - Version 4.1*. Grenoble, Frankreich: ESRF, 1997-2001. - Programmaufsatz für MATHEMATICA [Wol05], <http://www.esrf.fr/Accelerators/Groups/InsertionDevices/Software/Radia/Documentation>
- [CE98] CHUBAR, O.; ELLEAUME, P.: *Accurate And Efficient Computation Of Synchrotron Radiation In The Near Field Region*. Proceedings of EPAC 1998, Stockholm 1998, p.1177
- [CEC98] CHUBAR, O.; ELLEAUME, P.; CHAVANNE, J.: *A 3D Magnetostatics Computer Code for Insertion Devices*. Journal of Synchrotron Radiation, 1998, vol.5, p.481
- [ECC97] ELLEAUME, P.; CHUBAR, O.; CHAVANNE, J.: *Computing 3D Magnetic Fields from Insertion Devices*. Proceedings of PAC 1997, Vancouver 1997, p.3509
- [Hin97] HINTERBERGER, F.: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. Berlin: Springer, 1997. - ISBN 3-540-61238-6
- [ISS05] ISS: *The ANKA Instrumentation Book*. Karlsruhe, 2005.

- [PM95] PANTENBURG, F.J.; MOHR,J.: *Influence of secondary effects on the structure quality in deep X-ray lithography*. Nucl. Instr. and Meth. B 97, 1995, p.551
- [Sch73] SCHNELL, G.: *Magnete - Grundlagen - Aufbau - Anwendungen*. München: Verlag Karl Thiemig, 1973. - ISBN 3-521-06082-9
- [Tor84] TORTSCHANOFF, T.: *Survey Of Numerical Methods In Field Calculations*. Invited paper given at 1984 INTERMAG Conf., CERN-LEP-MA/84-20
- [Vac01] Vacuumschmelze GmbH und Co. KG.: *Weichmagnetische Kobalt-Eisen-Legierungen*. Hanau: 2001. - PHT-004
- [Wav05] WaveMetrics, Inc.: *Igor Pro - Version 5.0*. 1988-2005. - <http://www.wavemetrics.com/>
- [Wil96] WILLE, K.: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen: Eine Einführung*. Stuttgart: Teubner Studienbücher, 1996. - ISBN 3-519-13087-4
- [Wol05] Wolfram Research, Inc.: *Mathematica - Version 5.2*. 1988-2005. - <http://www.wolfram.com/>