

Optimierung und Charakterisierung des Free Electron Lasers am Speicherring DELTA

Holger Huck

Dissertation
zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
des Fachbereichs Physik der
Technischen Universität Dortmund

Februar 2009

Tag der mündlichen Prüfung: 27.03.2009

1. Gutachter: Prof. Dr. Klaus Wille

2. Gutachter: Prof. Dr. Metin Tolan

Vertreter der wiss. Mitarbeiter: Dr. Christian Sternemann

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie des Free Electron Lasers	3
2.1	Grundlagen	3
2.2	Pendelgleichung	10
2.3	Resonatorverluste	15
3	FELICITA - Aufbau und Parameter	19
3.1	Übersicht	19
3.2	Komponenten	20
3.2.1	Undulator	20
3.2.2	Spiegel	21
3.2.3	Füllstruktur im Speicherring	22
3.3	Parameterwahl	23
4	Neue Spiegeltürme	27
4.1	Motivation	27
4.2	Ursprüngliche Spiegelsteuerung	28
4.3	Neubau der Spiegelkammern	31
4.4	Änderungen im Kontrollsystem	35
5	Inbetriebnahme und Experimente	39
5.1	Transversale Justierung	39
5.1.1	Alternative Justageprozedur	43
5.1.2	Vergleich der Methoden	43
5.2	Longitudinale Justierung	44
5.3	Lebensdauer	47
5.4	Resonatorgüte	49
5.5	Lasing, Strahlprofil und Strahlqualität	54

6	Leistung und Verstärkung des FELs	61
6.1	Energiebreite des Elektronenstrahls	61
6.1.1	Theorie	62
6.1.2	Energiebreitenmessung	65
6.2	Gain	72
6.2.1	Gültigkeit der Low-Gain Näherung	80
6.3	Leistung	81
6.3.1	Theorie	81
6.3.2	Messung der Ausgangsleistung des FELs	84
7	Dynamik der Laser - Elektron Wechselwirkung	89
7.1	Zeitstruktur und Makropulsfrequenz	89
7.2	Q-Switch Modus	93
7.3	Dynamik der Laser-Elektron Wechselwirkung	98
7.4	Fewbunch Modus	103
7.5	4-Bunch Modus	106
8	Zusammenfassung	107
A	Thermische Belastung der Spiegel	111
B	Das Timing-System von DELTA	113
	Literaturverzeichnis	115
	Danksagung	119

Kapitel 1

Einleitung

Die **D**ortmunder **E**lektronenspeicherring-**A**nlage DELTA an der Technischen Universität Dortmund ist eine Synchrotronstrahlungsquelle der dritten Generation mit einer Maximalenergie von 1,5 GeV.

DELTA ist als flexible Anlage konzipiert, die zum einen Synchrotronstrahlung für den dedizierten Nutzer-Betrieb bereitstellen soll, zum anderen beschleunigerphysikalische Forschung im universitären Umfeld ermöglicht, die an größeren Anlagen oft nicht durchführbar ist. Ein auch in diesem Sinn wesentlicher Bestandteil von DELTA ist der Undulator U250, der im Nutzer-Betrieb weiche Röntgenstrahlung für eine Beamline erzeugt. In seiner Hauptfunktion dient er hingegen als optisches Klystron (s. Kap. 2) für den Free Electron Laser FELICITA (**F**ree **E**lectron **L**aser in a **c**ircular **T**est **A**ccelerator).

FELICITA ist eines der zentralen Projekte von DELTA. Die Speicherringanlage wurde bereits in der Planungsphase für den Einbau eines Free Electron Lasers optimiert. Die übliche Kreisform eines Speicherrings wurde durch lange Geraden erweitert, um Platz für den Einbau des U250 zu schaffen, und die Magnetstruktur des Speicherrings wurde hinsichtlich einer idealen Elektronenstrahlqualität im FEL-Bereich optimiert.

Ein FEL nutzt die Energie des Elektronenstrahls, um die spontane Undulatorstrahlung kohärent zu verstärken. Bei geringen Verstärkungen im Prozentbereich, wie es bei FELICITA der Fall ist, wird die gepulste Strahlung innerhalb eines optischen Resonators gespeichert, und bei jedem Zusammentreffen mit den im Speicherring umlaufenden Elektronenpaketen weiter verstärkt.

Ziele dieser Arbeit waren die Wiederinbetriebnahme und Charakterisierung von FELICITA im sichtbaren Spektralbereich, die erstmalige Messung der ausgekoppelten Laserleistung, und die Untersuchung der Dynamik der Elektron-Laser-Wechsel-

wirkung. Notwendig hierfür waren weitreichende Optimierungen der Qualität des Elektronenstrahls, des Umschaltprozesses zwischen Standard- und FEL-Betrieb, und vor allem der Genauigkeit und Reproduzierbarkeit der Resonatorjustage. Zu diesem Zweck wurden neue Spiegelkammern und Spiegelsteuerungen für den optischen Resonator konstruiert und eingebaut. Infolge der Optimierungen konnte schließlich der FEL reproduzierbar in Betrieb genommen werden, umfangreiche Messungen wurden durchgeführt, und die Ziele der Arbeit erreicht.

Kapitel 2 gibt eine kurze Einführung in die FEL-Theorie, bevor der Aufbau und die Eigenschaften von FELICITA vorgestellt werden (Kap. 3). Es folgt die Beschreibung der durchgeführten Umbaumaßnahmen, insbesondere der neuen Spiegelkammern (Kap. 4), sowie der Justierung des optischen Resonators, welche schließlich zur erfolgreichen Wiederinbetriebnahme des FELs führte (Kap. 5). Die beiden abschließenden Kapitel beschäftigen sich mit der Energiebreite des Elektronenstrahls, der Verstärkung und Leistung des FELs (Kap. 6), und mit der Dynamik der Wechselwirkung zwischen Elektronenstrahl und Laserfeld (Kap. 7).

Kapitel 2

Theorie des Free Electron Lasers

Dieses Kapitel dient zur Einführung der grundlegenden physikalischen Zusammenhänge des Free Electron Lasers (FEL). Analog zu [44] werden, basierend auf der Analyse der Lorentzkraft im Laborsystem, die Undulatorstrahlung, Kohärenzbedingung und Pendelgleichung vorgestellt, sowie die theoretische Verstärkung eines Low-Gain FELs im reinen Undulatorfeld angegeben. Abschließend wird auf die Vorteile des optischen Klystrons sowie auf die Eigenschaften eines speicherringgetriebenen FEL-Oszillators (SR-FEL) eingegangen. Detaillierte Beschreibungen einzelner Aspekte, insbesondere Verstärkung und Leistung eines realen SR-FELs, finden sich erst in den folgenden Kapiteln. Hiermit wird beabsichtigt, einen direkteren und verständlicheren Vergleich zwischen Theorie und experimentellen Ergebnissen zu ermöglichen.

2.1 Grundlagen

Der klassische Laser beruht auf stimulierter Abgabe von Energie an ein vorhandenes elektromagnetisches Feld. Ein Medium (Gas, Flüssigkeit oder Festkörper) dient als Energiereservoir, dessen gebundene Elektronen durch beispielsweise optisches Pumpen oder chemische Prozesse zu einem großen Teil in angeregte Zustände versetzt werden (Besetzungsinversion). Ein Teil der Elektronen verliert seine Energie durch spontane Emission von Photonen. Diese Photonen können wiederum von Elektronen im Grundzustand absorbiert werden. Aufgrund der Besetzungsinversion überwiegt jedoch der Prozess der stimulierten Emission, bei dem ein Photon ein angeregtes Elektron zum Aussenden eines weiteren Photons derselben Energie und Phase anregt: Das Licht wird kohärent verstärkt. Ist die Wechselwirkungszone ausreichend lang - oder befindet sich das Medium in einem optischen Resonator, das heißt zwischen zwei parallelen Spiegeln - wächst die Lichtintensität durch wiederholte Wechselwirkung exponentiell an. Die mögliche mittlere Laserleistung ist in der Regel begrenzt durch die Energiemenge, die dem aktiven Medium kontinuierlich von au-

ßen zugeführt wird, und durch die Transmissions- und Absorptionseigenschaften des optischen Resonators.

Beim Free Electron Laser (Abb. 2.1) übernimmt ein hochenergetischer Elektronenstrahl die Rolle des Mediums, und der Energieübertrag beruht auf der elektromagnetischen Wechselwirkung zwischen Photonen und den freien, nicht gebundenen Elektronen. Die von einem Elektron der Geschwindigkeit \vec{v} an das elektrische Feld

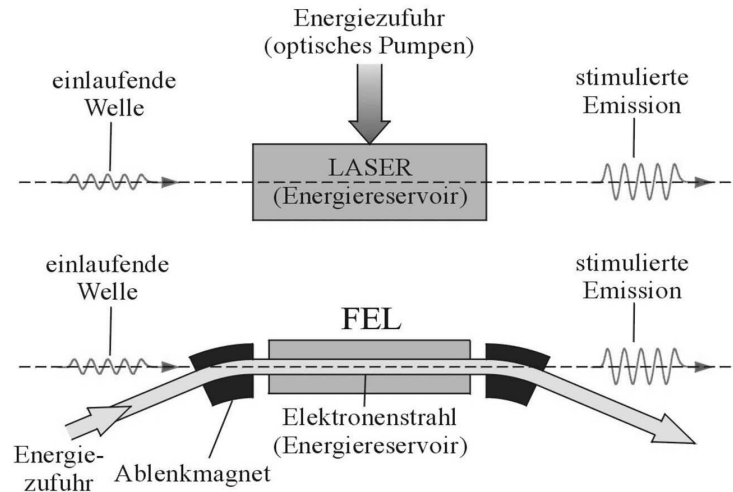


Abbildung 2.1: Funktionsprinzip eines klassischen Lasers (oben) im Vergleich zum FEL (unten). Quelle: [45]

\vec{E}_L des Lasers übertragene Energie ist

$$\Delta W = -e \int \vec{E}_L d\vec{s} = -e \int \vec{v} \cdot \vec{E}_L dt = 0. \quad (2.1)$$

Ein parallel zur Laserachse verlaufender Elektronenstrahl kann also keinen Energiegewinn ermöglichen, da das Laserfeld senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Elektronen steht. Eine einfache Kreuzung der Strahlen hingegen würde die Länge der Wechselwirkungszone zu stark einschränken. Als Lösung bietet sich die Verwendung eines Undulators an, der ein vertikales, sinusförmiges Magnetfeld besitzt und dadurch parallel eingeschossenen Elektronen eine zur Laserachse orthogonale Geschwindigkeitskomponente aufprägt.

Ein planarer Undulator besteht aus einer periodischen Folge von kurzen Ablenkmagneten alternierender Polarität (Abb. 2.2). Sein Magnetfeld auf der Strahlachse beträgt in guter Näherung [44]

$$B_z(s) = B_0 \cos(k_u s) \quad (2.2)$$

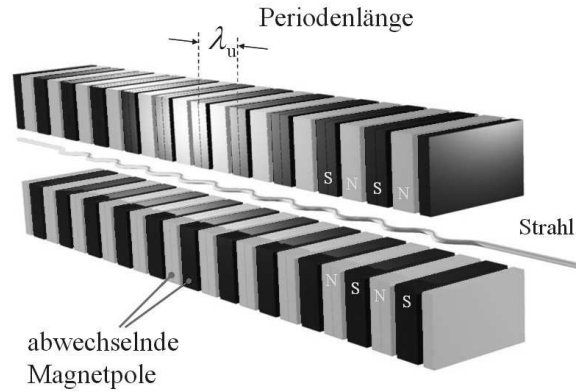


Abbildung 2.2: Planarer Undulator. Quelle: [45]

mit der Periodenlänge des Undulators $\lambda_u = 2\pi/k_u$ und der Elektronenstrahlrichtung des Sollorbits $s \perp z$. Auf ein Elektron (Masse m_e , Ladung e) wirkt die Lorentzkraft

$$\vec{F} = \dot{\vec{p}} = m_e \gamma \dot{\vec{v}} = e \vec{v} \times \vec{B}. \quad (2.3)$$

Vernachlässigt man Geschwindigkeitskomponenten in vertikaler Richtung, lässt sich 2.3 mit 2.2 schreiben als

$$\begin{aligned} \ddot{x} &= -\dot{s} \frac{e}{m_e \gamma} B_z s \\ \ddot{s} &= \dot{x} \frac{e}{m_e \gamma} B_z s \end{aligned} \quad (2.4)$$

Für relativistische Elektronen ($\beta \approx 1$, $\gamma \gg 1$) dominiert die Ablenkung in x-Richtung, so dass in erster Näherung für die Lösung der ersten Gleichung von (2.4) $\dot{s} \approx c$ als konstant angenommen werden kann. Substituiert man die zeitliche Ableitung (\dot{x}) durch die räumliche Ableitung nach s gemäß $\dot{x} = x' \beta c$ und $\ddot{x} = x'' \beta^2 c^2$, ergibt sich schließlich eine sinusförmige Elektronenbahn entlang der Undulatorachse:

$$\begin{aligned} x'' &= -\frac{e B_0}{m_e \beta c \gamma} \cos(k_u s) \\ x' &= -\frac{K}{\gamma} \sin(k_u s) \\ x &= \frac{K}{k_u \gamma} \cos(k_u s) \end{aligned} \quad (2.5)$$

mit dem dimensionslosen Undulatorparameter

$$K = \frac{\lambda_u e B_0}{2\pi m_e c} \approx 0.934 \cdot B_0[\text{T}] \cdot \lambda_u[\text{cm}]. \quad (2.6)$$

Diese Oszillation der Elektronen mit der Frequenz $\nu = c/\lambda_u$ bewirkt im mitbewegten System die Emission von Strahlung der Frequenz $\nu^* = \gamma c/\lambda_u$. Bei Betrachtung der Strahlung im Laborsystem muss der relativistische Dopplereffekt berücksichtigt werden. Man erhält für die unter einem Winkel Θ_0 zur Strahlachse beobachtete Wellenlänge λ_w [44]:

$$\lambda_w = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} + \gamma^2 \Theta_0^2 \right). \quad (2.7)$$

Dies ist die wichtige *Kohärenzbedingung* für die Undulatorstrahlung. Auf der Wellenlänge λ_w wird kohärentes Licht abgestrahlt, dessen Intensität um mehrere Größenordnungen über der breitbandigen natürlichen Synchrotronstrahlung liegt. Der Öffnungswinkel des Undulatorlichts wird im wesentlichen bestimmt durch den maximalen Winkel der Elektronenbahn $\Theta_w = K/\gamma$. Mit zunehmendem K verliert die Strahlung ihre scharfe Bündelung und damit auch ihre Kohärenzeigenschaften. Üblicherweise werden Magnete mit $K > 1$, also mit Lichtkegeln größer als der natürliche Öffnungswinkel der Synchrotronstrahlung, als *Wiggler* bezeichnet; solche mit $K \leq 1$ als *Undulatoren*.

Aufgrund der endlichen Dauer eines Wellenzugs, der von jedem Elektron emittiert wird, besitzt die Undulatorstrahlung auch eine endliche Energiebreite. Das resultierende Spektrum besitzt die Form einer Spaltfunktion [44]:

$$I_{und}(\Delta\omega) \propto \left[\frac{\sin\left(\pi N_u \frac{\Delta\omega}{\omega_w}\right)}{\pi N_u \frac{\Delta\omega}{\omega_w}} \right]^2 \quad (2.8)$$

mit $\omega_w = 2\pi c/\lambda_w$, $\Delta\omega = \omega - \omega_w$ und der Anzahl der Undulatorperioden $N_u = L_u/\lambda_u$. Die Halbwertsbreite der Verteilungsfunktion 2.8 ist proportional zu N_u^{-1} ; die Schärfe der Linien nimmt also linear mit der Anzahl der Undulatorperioden zu.

Es sei an dieser Stelle erwähnt, dass planare Undulatoren auch auf höheren Harmonischen n der Frequenz (c/λ_w) Strahlung liefern, die durch die FEL-Wechselwirkung verstärkt werden kann. Die Intensität der Strahlung ist abhängig von der Funktion $\xi_n(K)$ (siehe z.B. [11; 18]):

$$\xi_n(K) = \frac{K^2 n^2}{(1 + K^2/2)^2} \left\{ J_{\frac{n-1}{2}} \left[\frac{nK^2}{4(1 + K^2/2)} \right] - J_{\frac{n+1}{2}} \left[\frac{nK^2}{4(1 + K^2/2)} \right] \right\}^2. \quad (2.9)$$

$J_n(x)$ sind die Besselfunktionen n -ter Ordnung. Hiermit beträgt der Photonenfluss auf der Strahlachse (horizontaler und vertikaler Betrachtungswinkel $\theta, \psi = 0$) für die n -te ungerade Harmonische

$$\left. \frac{d^2 F_n}{d\theta d\psi} \right|_0 = \alpha N_u^2 \gamma^2 \frac{\Delta\omega}{\omega} \frac{I}{e} \xi_n(K) \quad (2.10)$$

oder

$$\left. \frac{d^2 F_n}{d\theta d\psi} \right|_0 \left[\frac{\text{Photonen}}{\text{s} \cdot \text{mrad}^2 \cdot (0,1\% \text{ Bandbreite})} \right] = 1,744 \cdot 10^{14} N_u^2 E^2 [\text{GeV}] I [\text{A}] \xi_n(K) \quad (2.11)$$

mit der Feinstrukturkonstanten α und dem Strahlstrom I . Je nach K -Wert kann die Peakintensität höherer Harmonischen die der Grundharmonischen übertreffen (siehe Abb. 2.3 links). Integriert man jedoch über den „*central cone*“, das heißt den Raumwinkelbereich, in dem sich der Großteil der Intensität befindetet, mit seiner vollen Halbwertsbreite

$$\sigma_{cc} = \frac{1}{2\gamma} \sqrt{(1 + K^2/2)/(nN_u)}, \quad (2.12)$$

so beträgt der Fluss

$$F_n = \pi\alpha N_u \frac{\Delta\omega}{\omega} \frac{I}{e} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right) \frac{\xi_n(K)}{n} \quad (2.13)$$

oder

$$F_n \left[\frac{\text{Photonen}}{\text{s} \cdot (0,1\% \text{ Bandbreite})} \right] = 1,431 \cdot 10^{14} N_u I [\text{A}] \left(1 + \frac{K^2}{2} \right) \frac{\xi_n(K)}{n}. \quad (2.14)$$

Hier sinkt der Fluss mit steigendem n für beliebiges K ab (Abb. 2.3 rechts).

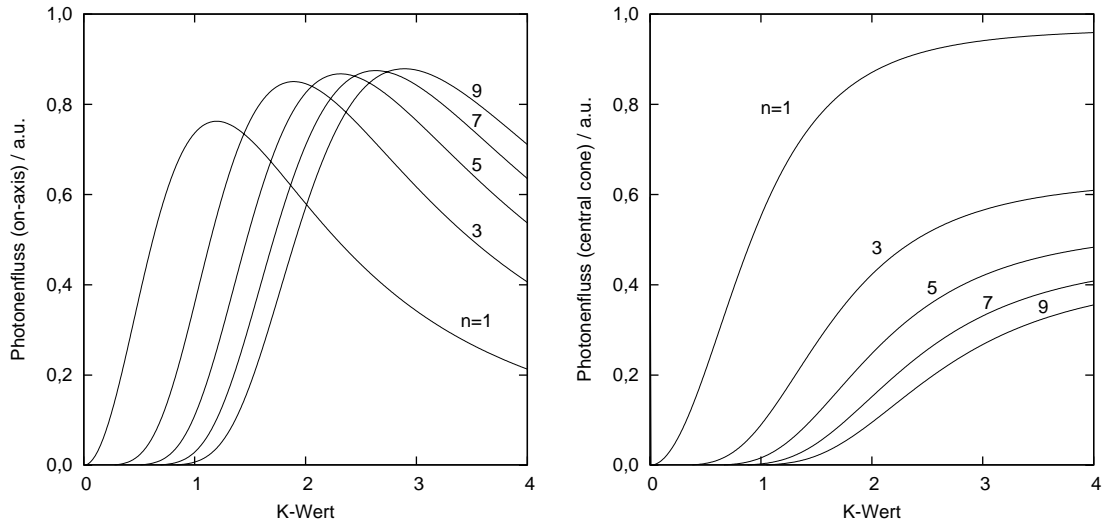


Abbildung 2.3: Intensitätsverhältnis der n -ten Harmonischen eines Undulators. Linke Bildhälfte: Peakfluss auf der Strahlachse nach Gleichung 2.10, rechts: über den *central cone* (Gl. 2.12) integrierter Fluss nach Gleichung 2.13

Für SR-FEL ist der gesamte central cone von Interesse, da die bestrahlte Fläche der Resonatorspiegel in der Regel klein gegen ihre Gesamtfläche ist (bei DELTA: $\sigma_{cc} \approx 0,3$ mrad, $r_{cc,Spiegel} \approx 2$ mm, $r_{Spiegel} = 12,7$ mm, vgl. auch Kap. 5.5). Die Intensität der Grundharmonischen ist bei einem K-Wert von 2 etwa doppelt so hoch wie die der dritten Harmonischen. Wollte man höhere Harmonische im sichtbaren Spektralbereich erzeugen, würde zudem die benötigte Strahlenergie gemäß Gleichung 2.7 so niedrig sein, daß im Allgemeinen kein stabiler Strahlbetrieb mehr möglich wäre (vgl. hierzu Kapitel 3.3). Daher werden SR-FEL meistens nur auf der Grundharmonischen betrieben. Der Übersichtlichkeit halber sind die folgenden theoretischen Betrachtungen auf die Grundharmonische begrenzt.

Betrachten wir nun eine mögliche Verstärkung der Undulatorstrahlung durch Wechselwirkung mit dem Elektronenstrahl. Das elektrische Feld der spontanen Undulatorstrahlung kann in guter Näherung als horizontale, ebene Welle (mit zunächst beliebiger Frequenz ω_L) geschrieben werden:

$$E_{L,x} = E_{L,0} \cos(k_L s - \omega_L t + \phi_0). \quad (2.15)$$

Die Geschwindigkeitskomponente der Elektronen in x-Richtung ergibt sich aus Gleichung 2.5 zu

$$v_x = c \frac{K}{\gamma} \sin(k_u s). \quad (2.16)$$

Die Energieänderung eines Elektrons beträgt demnach (Gl. 2.1)

$$\begin{aligned} \Delta W &= -e \int \vec{v} \cdot \vec{E}_L dt = -\frac{ceE_{L,0}K}{\gamma} \int \cos(k_L s - \omega_L t + \phi_0) \sin(k_u s) dt \\ &= -\frac{ceE_{L,0}K}{\gamma} \left[\int \sin(\Psi_+) dt - \int \sin(\Psi_-) dt \right] \end{aligned} \quad (2.17)$$

mit

$$\Psi_{\pm}(s, t) = (k_L \pm k_u)s - \omega_L t + \phi_0 \quad (2.18)$$

Die Phase Ψ_{\pm} zwischen Elektronschwingung und Laserfeld muss im Mittel konstant bleiben, damit der über die gesamte Undulatorlänge integrierte Energieübertrag nicht verschwindet. Hierbei ist zu beachten, dass die Geschwindigkeit \dot{s} der Elektronen entlang der Laserachse nicht der Lichtgeschwindigkeit entspricht, sondern dass sie aufgrund ihrer sinusförmigen Bewegung (Gl. 2.4) hinter dem Lichtpuls zurückbleiben. Die mittlere Geschwindigkeit $\bar{\dot{s}}$ kann aus der Bewegungsgleichung 2.4 berechnet werden [44] und beträgt

$$\bar{\dot{s}} = c \left[1 - \frac{1}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right) \right]. \quad (2.19)$$

Hiermit und unter Berücksichtigung von $k_u/\gamma^2 \ll 1$ lautet die Phasenbedingung

$$\begin{aligned} \frac{d\Psi_{\pm}}{dt} &= (k_L \pm k_u)\bar{s} - \omega_L \approx 0 \\ 0 &= (k_L \pm k_u) \left[1 - \frac{1}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right) \right] - k_L \\ k_u &= \pm \frac{k_L}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right) \end{aligned} \quad (2.20)$$

Nur das positive Vorzeichen ist physikalisch sinnvoll. Die Phasenbedingung für den Energieübertrag entspricht also der bereits bekannten Kohärenzbedingung für die spontane Undulatorstrahlung (Gl. 2.7), so dass sie für die im Undulator auf der Wellenlänge $\lambda_L = \lambda_w$ erzeugten Strahlung automatisch erfüllt ist.

Dieses Verhalten ist anschaulich in Abbildung 2.4 dargestellt: Zum Zeitpunkt t_0

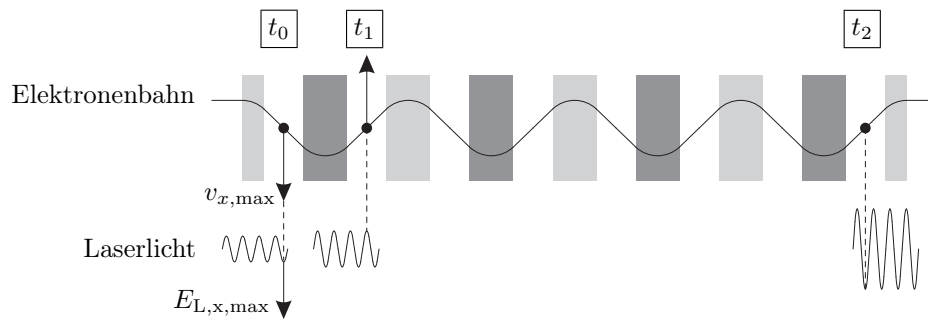


Abbildung 2.4: Phasenbeziehung zwischen Undulatorperiode und Laserfeld. Gezeigt ist ein Elektron und ein Wellenzug des Laserlichtes zu drei aufeinander folgenden Zeitpunkten. Nach einer halben Undulatorperiode muss das Laserlicht gerade um die Phase $\Delta\Psi = \pi$ vorausgeeilt sein, damit es Energie vom Elektron aufnehmen kann. Dies ist für die zentrale Linie der spontanen Undulatorstrahlung (Gl. 2.7) automatisch erfüllt. Quelle: [3]

besitzen sowohl Laserfeld als auch die hierzu parallele Geschwindigkeitskomponente v_x des Elektrons ihren maximalen Wert. Hier wird die meiste Energie auf das Laserfeld übertragen. Nach einer halben Undulatorperiode, zum Zeitpunkt t_1 , zeigt v_x in die entgegengesetzte Richtung. Aufgrund der begrenzten Geschwindigkeit des Elektrons in Strahlrichtung \bar{s} ist jedoch der Lichtpuls nun genau eine halbe Wellenlänge gegenüber dem Elektron vorausgeeilt, so dass auch hier wieder die gleiche Energie vom Elektron an das Laserfeld abgegeben wird. Zwischen t_0 und t_1 nimmt $(\vec{v}_x \cdot \vec{E}_{L,x})$ ab und verschwindet an den Umkehrpunkten in der Mitte der Undulatorpole vollständig. Laserfeld und transversale Elektronengeschwindigkeit stehen jedoch nie antiparallel zueinander; der Energieübertrag erfolgt bei den in Abbildung 2.4 gewählten Anfangsbedingungen immer vom Elektron auf das Laserfeld.

2.2 Pendelgleichung

Bisher wurden die Auswirkungen der FEL-Wechselwirkung auf die Elektronenbewegung vernachlässigt. Die relative Energieänderung eines Elektrons der Energie $E = \gamma m_e c^2$ pro Wegelement kann mit Gleichung 2.17 geschrieben werden als

$$\frac{d\gamma}{ds} = \frac{dW}{cdt} \frac{1}{m_e c^2} = -\frac{eE_{L,0}K}{2\gamma m_e c^2} (\sin(\Psi_+) - \sin(\Psi_-)) \quad (2.21)$$

Führt man die Resonanzenergie γ_r ein, auf der die Phasen- und Kohärenzbedingung (2.20) für gegebenes k_u und k_L erfüllt ist, und benutzt als Energievariable $\Delta\gamma = \gamma - \gamma_r$, lassen sich die folgenden zwei Beziehungen herleiten [44]:

$$\frac{d\Psi(s)}{ds} = \frac{2k_u}{\gamma_r} \Delta\gamma(s) \quad (2.22)$$

$$\frac{d\Delta\gamma(s)}{ds} = -\frac{k_u K_L K}{2\gamma_r} \sqrt{F_{[JJ]}} \sin \Psi(s) \quad (2.23)$$

mit der Abkürzung

$$K_L = \frac{eE_{L,0}}{k_u m_e c^2} \quad (2.24)$$

und dem *JJ-Faktor*, der die Besselfunktionen erster und nullter Ordnung, $J_1(x)$ und $J_0(x)$ enthält:

$$F_{[JJ]}(K) = \left[J_1 \left(\frac{K^2}{4 + 2K^2} \right) - J_0 \left(\frac{K^2}{4 + 2K^2} \right) \right]^2. \quad (2.25)$$

Kombiniert man die beiden Beziehungen 2.22 und 2.23, ergibt sich die allgemeine *Pendelgleichung*

$$\Psi''(s) + \Omega_L^2 \sin \Psi(s) = 0 \quad (2.26)$$

mit der Frequenz

$$\Omega_L^2 = \frac{k_u^2 K_L K}{\gamma_r^2} \sqrt{F_{[JJ]}}. \quad (2.27)$$

Die Elektronen führen also eine Pendelbewegung im Phasenraum aus, deren Frequenz mit zunehmender Laser- und Magnetfeldstärke ansteigt. Nach Gleichung 2.22 ist die erste Ableitung der Phase proportional zu $\Delta\gamma$, der Energiedifferenz der Elektronen zur Resonanzenergie. Daher können aus den im Folgenden gezeigten Phasenraumdiagrammen wichtige qualitative Schlüsse bezüglich der FEL-Verstärkung gezogen werden.

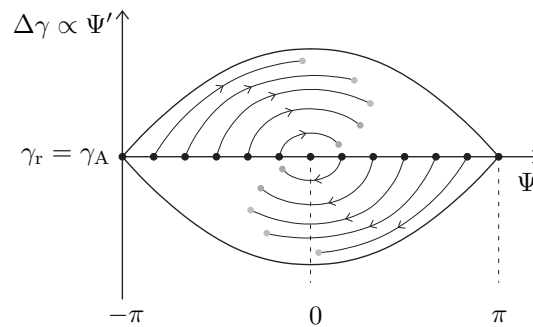


Abbildung 2.5: Elektronenbewegung im Phasenraum bei gleichmäßiger Füllung des Phasenbereichs und konstanter, scharf definierter Eintrittsenergie. Dick eingezeichnet ist die Separatrix, die die stabile von der instabilen Bewegung trennt. Aufgrund der Symmetrie ist im Mittel kein Energieübertrag vorhanden. (Quelle: [3; 44])

Abbildung 2.5 veranschaulicht die Pendelbewegung mehrerer Elektronen im Phasenraum. Die äußere Separatrix stellt die Grenze dar, außerhalb der die Elektronen nicht mehr stabil im Laserfeld gehalten werden können. Das mechanische Analogon hierzu ist ein sich überschlagendes Fadenpendel. Üblicherweise ist die Länge eines Elektronenpakets um ein Vielfaches größer als die Laserwellenlänge, weshalb die Anfangsphasen der Elektronen homogen über alle Phasen verteilt sind. Bei der im Beispiel gewählten Anfangsenergie $\gamma_r = \gamma_A$ folgt daraus, dass zu jedem Zeitpunkt die über alle Elektronen gemittelte Energiedifferenz verschwindet: Es tritt keine Verstärkung des Laserlichts ein.

Es gibt prinzipiell zwei Wege, dieses Problem zu umgehen. Schießt man die Elektronen mit einer leicht höheren Energie $\Delta\gamma_A > 0$ in den Undulator ein (Abb. 2.6 links), so haben sie am Ausgang im Mittel Energie an das Laserfeld abgegeben, $\gamma_A > \bar{\gamma}$. Bei Verfolgung der Elektronenbahnen im Beispiel wird jedoch auch deutlich, dass die Wahl der Bahnlängen hierfür entscheidend ist. Das bedeutet, dass Pendelfrequenz, Undulatorlänge und auch die Einschussenergie aufeinander abgestimmt sein müssen. Die rechte Bildhälfte von Abbildung 2.6 zeigt eine andere Möglichkeit: Wenn *Microbunching* vorliegt, das heißt wenn am Anfang nur der Phasenbereich zwischen 0 und π gefüllt ist, geben alle Elektronen Energie ab, solange sie nicht mehr als eine Viertelschwingung durchlaufen haben.

Idealerweise werden beide Möglichkeiten kombiniert. Ein geeignetes Mittel um bei relativ geringen Laserfeldstärken *Microbunching* zu erreichen ist das *optische Klystron*. Es besteht aus zwei Undulatoren, die durch eine stark disperse Strecke getrennt sind. Im ersten Undulator, dem *Modulator*, erfahren die Elektronen eine Energiemodulation (aufgrund der Pendelbewegung, Abb. 2.6). Diese wird in der dispersiven Strecke durch den Wegunterschied im starken Magnetfeld in eine Dichtemodulation

umgewandelt, so dass im zweiten Undulator (dem *Radiator*) idealerweise ausschließlich der Phasenbereich zwischen 0 und π gefüllt ist.

Jede Undulatorperiode ist vom Prinzip her auch eine dispersive Strecke. Bei ausreichender Magnetfeldstärke und Undulatorlänge kann so auch ohne optisches Klystron Microbunching erreicht werden - im Idealfall bis zur Sättigung, das heißt bis zum vollständigen Microbunching und maximalem Energieübertrag auf die spontane Undulatorstrahlung im hinteren Undulatorbereich. Solche *SASE-FEL* (*Self Amplified Spontaneous Emission*) sind hauptsächlich für Laserwellenlängen im VUV- und Röntgenbereich ausgelegt, für die keine hochreflektiven Spiegel existieren, so dass die hohe Verstärkung in einem Durchlauf durch den Undulator erfolgen muss. Sie können aufgrund ihrer Länge von mehr als 100 m [19] und der benötigten Elektronenstrahlqualität praktisch ausschließlich an Linearbeschleunigern eingesetzt werden. Das bekannteste Beispiel ist der im Aufbau befindliche *XFEL* am Deutschen Elektronen-Synchrotron, der eine Designwellenlänge von 0,1 nm anstrebt.

Eine Alternative, um auch mit deutlich kürzeren Undulatoren hohe Verstärkungen zu erzielen, stellt das *Seeding* mit einem externen Hochleistungslaser dar. Dessen starkes elektrisches Feld erzwingt bereits auf den ersten Undulatorperioden eine starke Energiemodulation der Elektronen, so dass Microbunching viel früher erreicht wird als bei den aus dem Rauschen startenden SASE-FEL. Die verstärkte Undulatorstrahlung auf höheren Harmonischen der externen Laserwellenlänge kann als Treiber für einen weiteren Undulator mit kürzerer Zentralwellenlänge genutzt werden; durch eine solche Kaskadierung mehrerer Undulatoren sind Laserwellenlängen von wenigen Nanometern möglich [29].

Eine quantitative Bestimmung der FEL-Verstärkung erfordert die Lösung der Pendelgleichung (2.26). Rein analytisch ist dies aufgrund der Nichtlinearität nur in Aus-

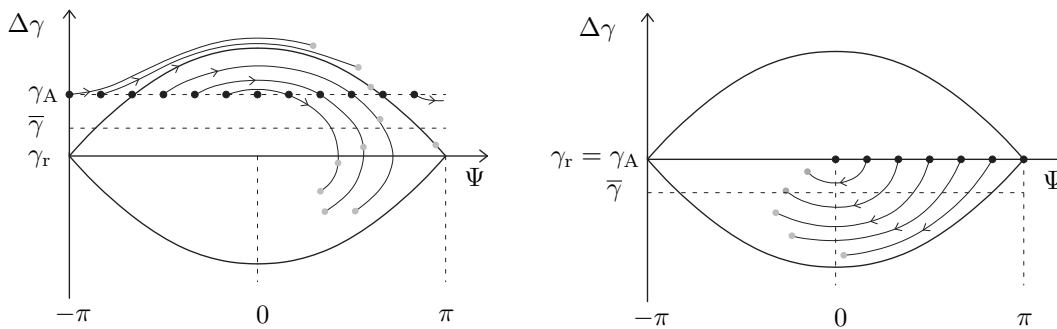


Abbildung 2.6: Elektronenbewegung im Phasenraum. Im linken Diagramm ist ein Energieübertrag auf das Laserlicht vorhanden durch Erhöhen der Anfangsenergie der Elektronen γ_A gegenüber der Resonanzenergie γ_r . Im rechten Diagramm gibt es einen Energieübertrag durch das teilweise Auffüllen des Phasenbereichs. (Quelle: [3; 44])

nahmefällen möglich; von Interesse für SR-FEL ist insbesondere die *Low-Gain* Näherung, in der die Energieabgabe des Elektrons $\Delta\gamma$ und daher (siehe Gl. 2.22) auch die Änderung seiner Phase über die gesamte Undulatorlänge gering ist. Das entspricht einer geringen Pendelfrequenz und einer geringen Laserfeldstärke, die pro Durchlauf eines Elektrons nahezu konstant bleibt. Definiert man den Gain pro Elektron als

$$G_1 = \frac{\Delta W_L}{W_L} \quad (2.28)$$

mit dem Energiegewinn des Laserfeldes

$$\Delta W_L = -m_e c^2 \Delta\gamma \quad (2.29)$$

und seiner gespeicherten Energie

$$W_L = \frac{\epsilon_0}{2} E_{L,0}^2 V, \quad (2.30)$$

so kann gezeigt werden [44], dass sich unter Annahme eines über alle Phasen homogen verteilten Elektronenpakets (Abb. 2.6 links) im Low-Gain-Fall eine Gesamtverstärkung ergibt von

$$G = -\frac{\pi e^2 K^2 N_u^3 \lambda_u^2}{4\epsilon_0 m_e c^2 \gamma_r^3} F_{[JJ]} \cdot n_b \cdot \frac{d}{dw} \left(\frac{\sin w}{w} \right)^2 \quad (2.31)$$

mit

$$w = 2\pi N_u \frac{\Delta\gamma}{\gamma_r} \quad (2.32)$$

und der Elektronendichte in der Wechselwirkungszone $n_b = n/V$.

Der Gain steigt linear mit

$$N_u^3 \lambda_u^2 = N_u L_u^2. \quad (2.33)$$

Dies ist der Hauptgrund dafür, dass SASE-FEL ohne optischen Resonator deutlich längere Undulatoren benötigen, die effektiv nur an Linearbeschleunigern eingesetzt werden können. Genaue Aussagen über das Verhalten des Gains bei Variation anderer Parameter sind nicht pauschal möglich, da K , γ_r und λ_u über die Kohärenzbedingung (2.7) mit der Laserwellenlänge gekoppelt sind. Das Verhalten bei fester Laserwellenlänge wird für den Fall von DELTA in Kapitel 3.3 untersucht.

Der Parameter w kann durch Ableiten der Kohärenzbedingung als Funktion der Laserfrequenz oder -wellenlänge ausgedrückt werden:

$$w = 2\pi N_u \frac{\Delta\gamma}{\gamma_r} = \pi N_u \frac{\Delta\omega}{\omega_r} = -\pi N_u \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \quad (2.34)$$

mit der allgemeinen Definition

$$\Delta\gamma = \gamma - \gamma_r, \quad \Delta\omega = \omega - \omega_r, \quad \Delta\lambda = \lambda - \lambda_r.$$

Setzt man 2.34 in 2.31 ein und vergleicht mit 2.8, so ergibt sich

$$G \propto \frac{d}{dw} (I_{\text{Undulator}}). \quad (2.35)$$

Dieser Zusammenhang ist als das *Madey-Theorem* [26] bekannt: Die Verstärkung eines Free Electron Lasers ist proportional zur Ableitung seines Undulatorspektrums.

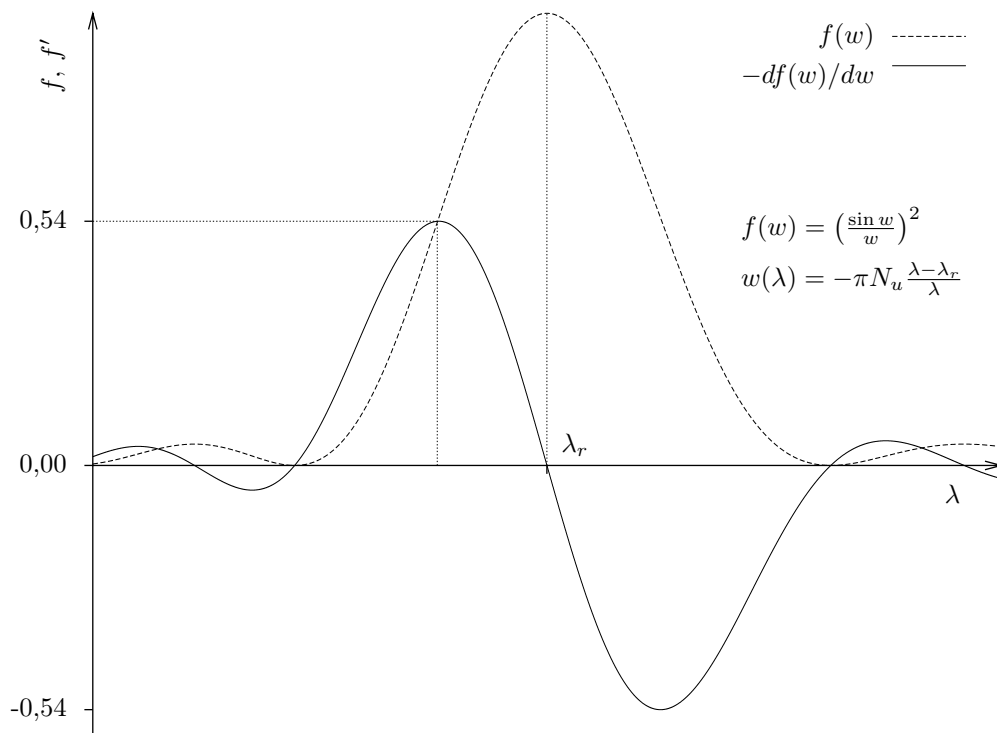


Abbildung 2.7: Visualisierung des Madey-Theorems: Aufgetragen ist das normierte Undulatorspektrum, das heißt die Spaltfunktion $f(w)$, und ihre Ableitung, welche proportional zum Gain ist. Das Maximum der Ableitung beträgt (unabhängig von N_u und λ_r) etwa 0,54. Auf der zentralen Undulatorlinie λ_r gibt es keine Verstärkung (vgl. hierzu auch Abb. 2.5). Auf der rechten, niederenergetischen Flanke des Spektrums entziehen die Elektronen im Mittel dem Laserfeld Energie.

In der Praxis will man die absolute Einschussenergie des Elektronenstrahls möglichst

nicht verändern, um seine Lage und Stabilität nicht unnötig zu verschlechtern. Vielmehr wird bei gegebener Energie und gegebenem Undulatorfeld automatisch ein Laserpeak an der Stelle der maximalen Verstärkung entstehen, also auf einer leicht kürzeren Wellenlänge als die zentrale Undulatorlinie (s. Abb. 2.7). Diese Wellenlänge kann dann gegebenenfalls durch Variation des K-Werts angepasst werden.

Das Madey-Theorem liefert auch eine Erklärung für die hohe Verstärkung des optischen Klystrons im Vergleich zum reinen Undulator: Das Spektrum eines idealen optische Klystron kann nach [6] geschrieben werden als modulierte Spaltfunktion:

$$I_{OK} \propto \left[1 + \cos \left(2\pi(N + N_d) \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right) \right] \left(\frac{\sin w}{w} \right)^2.$$

N_d ist die Anzahl der Laserwellenlängen, die ein Elektron auf der dispersiven Strecke in longitudinaler Richtung hinter dem Lichtpuls zurückbleibt. Sie bestimmt die Modulationsperiode des Spektrums, welche üblicherweise um ein Vielfaches schmaler ist als die Breite des zugehörigen Undulatorspektrums. Wie in Abbildung 2.8 ersichtlich, ergibt sich dadurch eine deutlich höhere maximale Steigung, nach Madey also auch ein deutlich höherer Gain. Dargestellt ist ein ideales Spektrum mit voller Modulationstiefe; in der Realität sind die Wellenlängen aufgrund der endlichen Energiebreite des Elektronenstrahls verschmiert, resultierend in einer Modulationstiefe kleiner eins. Eine quantitative Analyse dieses Effekts und der Auswirkungen auf den Gain findet sich in Kapitel 6.1.2.

2.3 Resonatorverluste

Die maximal erreichbare FEL-Verstärkung an Speicherringen ist begrenzt durch die Länge der eingesetzten Undulatoren und die endliche Elektronendichte. Die Verstärkung bewegt sich meist im ein- bis zweistelligen Prozentbereich. Um ein exponentielles Anwachsen der Laserintensität zu erreichen, wird daher ein optischer Resonator benötigt. Hieraus ergibt sich die Synchronizitätsbedingung zwischen dem Abstand der Elektronenpakete im Speicherring und der Umlaufzeit eines Laserpulses im optischen Resonator:

$$U_{SR} = 2nd_S n_B. \quad (2.36)$$

Der Speicherringumfang U_{SR} geteilt durch die Anzahl der äquidistanten Elektronenbunche n_B muss ein ganzzahliges Vielfaches des Abstands der Resonatorspiegel d_S sein, damit die gespeicherten Lichtpulse nach jedem n -ten Umlauf weiter verstärkt werden können. Bei DELTA gilt $U_{SR} = 8d_S$, so dass im Singlebunch-, 2-Bunch- und

4-Bunch-Modus gearbeitet werden kann.

Die Bedingung (2.36) stellt hohe Anforderungen an die Reflektivität der Spiegel, die transversale und longitudinale Justierung des optischen Resonators, sowie die Qualität des Elektronenstrahls.

- Im Singlebunch-Modus muss eine Laserwechselwirkung 8 Spiegelverluste ausgleichen. Bei einem Gain von 5% pro Zusammentreffen von Elektronenbunch und gespeichertem Licht benötigt man Resonatorspiegel mit einer Reflektivität besser als $R = (0,95)^{1/8} = 99,4\%$, um überhaupt eine positive effektive Verstärkung ($G - L$) zu erhalten. $L > R^8$ bezeichnet die gesamten Resonatorverluste, wobei gegebenenfalls auch Fehlstellungen der Spiegel berücksichtigt werden müssen.
- Ein Puls der spontanen Undulatorstrahlung besitzt näherungsweise dieselbe Länge wie der erzeugende Elektronenbunch, im Fall von DELTA etwa $\sigma_l = 2$ cm FWHM ($\sigma_t = 25$ ps). Bis zur vollständigen Ausbildung des Laserpulses werden mehrere hundert bis tausend fortlaufende Wechselwirkungen benötigt (vgl. Kap. 7), währenddessen sich Bunch und Lichtpuls im Undulator nicht weiter als etwa $\sigma_l/2 = 1$ cm voneinander entfernen dürfen, um einen dauerhaften und ausreichenden Überlapp zu gewährleisten. Der Abstand der Spiegel (hier 14,4 m) muss demnach auf $1 \text{ cm} / 10^3 = 10 \text{ } \mu\text{m}$ genau eingehalten werden.
- Die obige Überlegung gilt auch für die longitudinale Stabilität des Elektronenstrahls: Während des Anwachsens eines Laserpulses werden mehrere Synchrotronschwingungsperioden à $40 \text{ } \mu\text{s}$ durchlaufen. Kleine Synchrotronamplituden in der Größenordnung von 20% der Bunchlänge verringern den effektiven Gain aufgrund des Plateaus der Gaußverteilung nur leicht, so dass ein FEL-Betrieb weiterhin möglich ist (vgl. Kapitel 7.4). Bei Amplituden in der Größenordnung der Bunchlänge hingegen kann sich kein Laserpuls mehr ausbilden, wie eigene Messungen gezeigt haben [16].

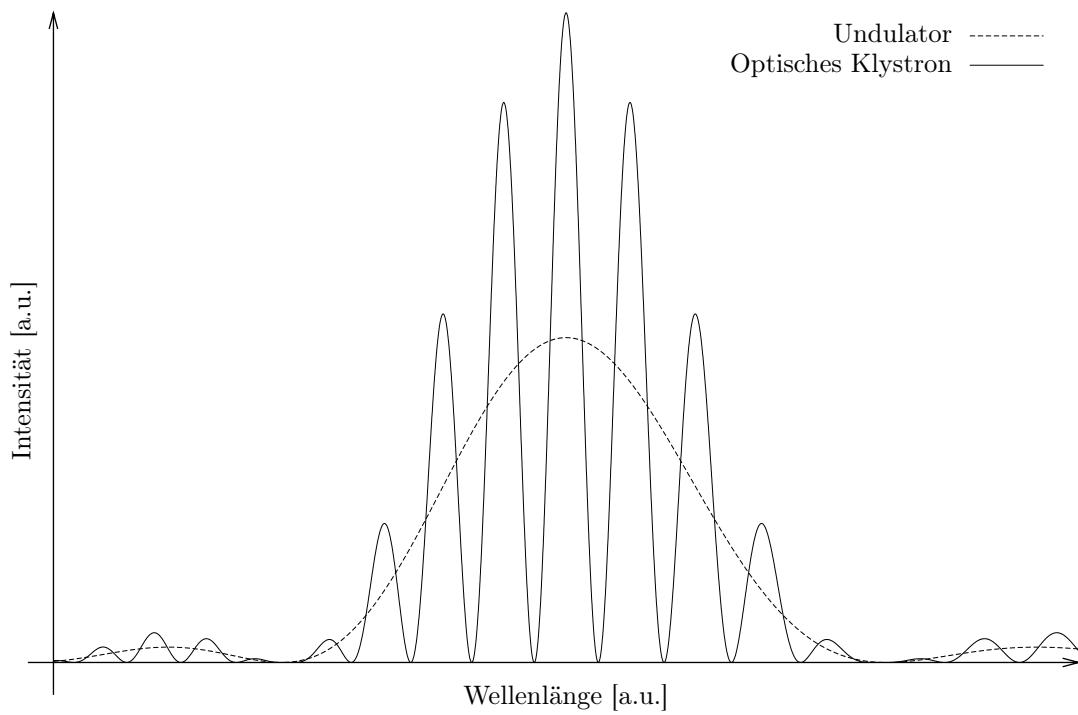


Abbildung 2.8: Vergleich der Spektren von reinem Undulator und Optischem Klystron. Letzteres besitzt auf den Flanken eine deutlich stärkere maximale Steigung, und dadurch nach dem Madey-Theorem auch eine entsprechend größere FEL-Verstärkung.

Kapitel 3

FELICITA - Aufbau und Parameter

3.1 Übersicht

DELTA ist eine Synchrotronstrahlungsquelle der dritten Generation. Der Aufbau ist in Abbildung 3.1 skizziert. Im 3 GHz Linac werden die Elektronen auf 60 MeV vorbeschleunigt und am Ende durch den Transferkanal 1 in das Booster-Synchrotron *BoDo* (*Booster Dortmund*) injiziert. Anders als Synchrotrons mit White-Schaltung, wo der sinusförmige Beschleunigungszyklus fest vorgegeben ist, wird BoDo als gerampter Speicherring betrieben. Die Bestromung der Strahlführungsmagnete wird digital gesteuert, resultierend in langsameren aber freier einstellbaren Energierampen. BoDo beschleunigt die Elektronen innerhalb von etwa 4 Sekunden (die gesamte Dauer des Rampenzyklus beträgt 6,5 Sekunden) auf maximal 1,5 GeV, die Standardenergie des Speicherrings. Für den FEL-Betrieb bei 550 MeV wurde im Rahmen dieser Doktorarbeit eine kürzere Rampe konstruiert, dessen Gesamtdauer nur 3 Sekunden beträgt, um die Injektionszeiten zu verkürzen und den Maximalstrom im Speicherring Delta zu erhöhen. Im Speicherring werden im Standardbetrieb bei 1,5 GeV 120-130 mA akkumuliert. Hierbei sind drei Viertel der 192 Buckets gefüllt, bei einer Lebensdauer von bis zu 10 Stunden. Mit dieser Füllstruktur konnten bei 550 MeV in Tests etwa 300 mA akkumuliert werden.

Um einen möglichst hohen Peakstrom zu erreichen und um Multibunchinstabilitäten vorzubeugen, muss für den FEL-Betrieb jedoch die gesamte Ladung in ein Bucket injiziert werden (Singlebunch-Modus). Hierbei wurden maximal 20 mA erreicht, was etwa dem zehnfachen Peakstrom der 300-mA-Multibunchfüllung entspricht. Der Singlebunch-Modus erfordert einen Umbau der Elektronenkanone, damit bereits der im Linac beschleunigte Bunchzug kürzer als der Abstand zweier Buckets des Speicherrings ist. Der Abstand ist von der beschleunigenden Hochfrequenz (499,84 MHz) vorgeben und beträgt 2 ns oder 60 cm.

Der Free Electron Laser befindet sich in der nördlichen Gerade des Speicherrings.

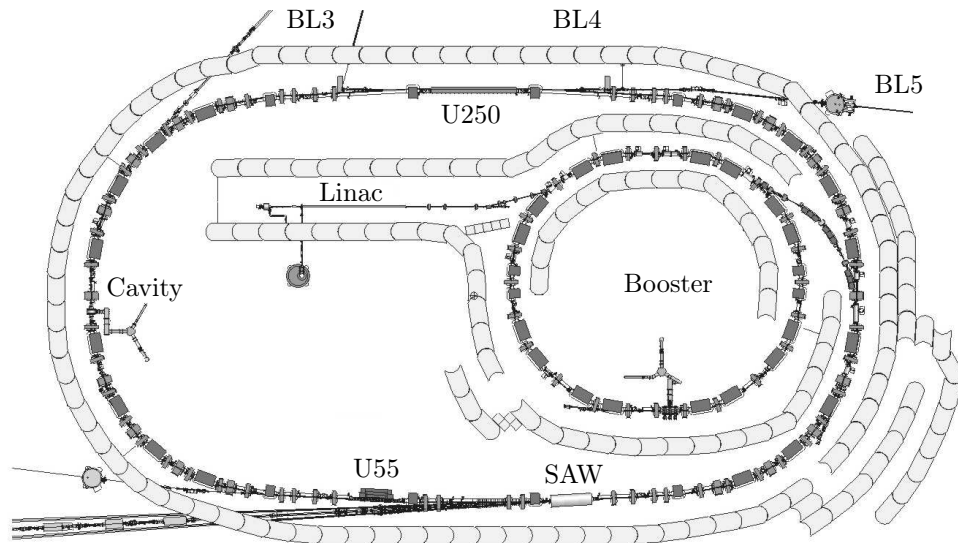


Abbildung 3.1: DELTA, Übersichtszeichnung. Das FEL-Experiment FELICITA befindet sich in der nördlichen Gerade des Speicherrings, mit dem Undulator U250 und den beiden Diagnose-Beamlines BL3 und BL4.

Die Resonatorspiegel haben einen Abstand von 14,4 m, entsprechend einem Achtel der gesamten Länge des Speicherrings von 115,2 m. Die beiden 3° -Dipole vor und hinter dem Undulator U250 dienen zur Trennung von Elektronenstrahl und dem im optischen Resonator gespeicherten Licht. Da die Resonatorspiegel auch auf ihrer Zentralwellenlänge eine endliche Transmission besitzen, kann ein Teil der Lichtpulse ausgekoppelt werden und über weitere Umlenkspiegel für Experimente genutzt werden. Hierzu befindet sich auf der Upstream-Seite (d.h. entgegen der Flugrichtung der Elektronen, vom Undulator aus gesehen) ein fest installierter Spiegel ausserhalb der Vakuumkammer, der das Licht durch die Beamline 3 ins FEL-Labor reflektiert. Downstream (strahlabwärts) lenkt ein in der Vakuumkammer befindlicher 45° -Spiegel das Licht durch die Beamline 4 in die FEL-Hütte. Dieser Spiegel kann bei Bedarf aus dem Strahlweg manuell nach oben gezogen werden, so dass die spontane Undulatorstrahlung auch von der Beamline 5 genutzt werden kann.

3.2 Komponenten

3.2.1 Undulator

Der verwendete planare Undulator *U250* ist ein elektromagnetischer normaleitender Undulator mit einer Gesamtlänge von 4,85 m und 5 cm vertikalem Polabstand, entsprechend der Gaphöhe der Dipole bei Delta. Er besteht aus 17 Perioden à 25

cm Länge, plus je zwei halben Periode mit $1/4$ ($3/4$) Windungszahl am Anfang und Ende zum Abgleich der ersten beiden Feldintegrale. Alle Spulen sind wassergekühlt und bis 800 A bestrombar, was einem maximalen Magnetfeld von 0,76 T auf der Strahlachse entspricht. Das Erregungsschema ist in Abbildung 3.2 skizziert. Die mittleren drei Perioden werden separat bestromt, so dass der Undulator auch als Optisches Klystron verwendet werden kann. Das in Betrieb befindliche Hauptnetzgerät hat einen maximalen Strom von 125 A und erlaubt damit einen maximalen K-Wert von 3. Zur Erzeugung der dispersiven Strecke ist ein Netzgerät mit einem Maximalstrom von 800 A eingebaut.

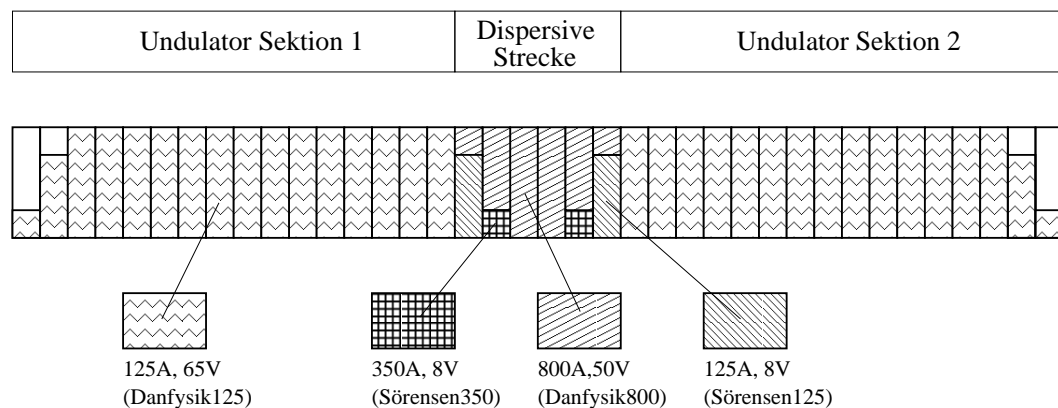


Abbildung 3.2: Bestromung des Undulators U250.

3.2.2 Spiegel

Als Resonatorspiegel stehen dielektrische Multilayerspiegel mit einem Durchmesser von 2,54 cm (1 inch) zur Verfügung. Sie bestehen aus einem 2-4 mm dicken Quarz- oder Saphirsubstrat als Träger, auf das etwa $30 \lambda/4$ -Schichten mit alternierender Brechzahl aufgedampft sind. Durch konstruktive Interferenz der Teilstrahlen ergibt sich eine hohe Reflektivität von über 99% für die Zentralwellenlänge λ . Mit geringerer Rauheit des Substrats und damit der Multilayer erhöht sich die maximale Reflektivität, die nutzbare Bandbreite jedoch wird gesenkt.

Während dieser Arbeit wurden Spiegel mit Zentralwellenlängen von 470 nm und 420 nm verwendet, deren Reflektivität in einem Bereich von etwa ± 25 nm nahezu konstant und ausreichend zum Betrieb eines FEL-Oszillators ist. Die Spiegel wurden in [15] zum Teil charakterisiert. Ihre Rauheit beträgt etwa 0,3 nm. Der Transmissionsgrad des 420nm-Spiegels auf Saphirsubstrat (96SVK04) beträgt nach [35] 0,04 %, mit einer relativen Genauigkeit von $5 \cdot 10^{-2}$ [15]. Für das verwendete Exemplar

bei 470 nm (95QBI04) existieren keine verlässlichen Transmissions- oder Absorptionsmessungen, weshalb auf Vergleichswerte ähnlicher Exemplare zurückgegriffen werden muss. Spiegel derselben Fertigungsreihe besitzen Transmissionen im Bereich von 0,01 - 0,04 %. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde eine Transmission von 0,04 % bei 470 nm angenommen.

Tabelle 3.1 zeigt eine Auflistung der eingebauten und während dieser Arbeit benutzten Spiegel. Ebenfalls aufgeführt sind die beiden UV-Spiegel, die zur Zeit auf der obersten Position der neuen Spiegelhalter (s. Kap. 4.3) eingesetzt sind.

Position im Spiegelhalter	Kennzeichen	λ_{zentral}	Reflektivität
oben, downstream	96QSR02/IOF259	259 nm	98,95%
oben, upstream	96QSR01/IOF259	259 nm	98,95%
mitte, downstream	95QBI04/LZH460	460 nm	99,63%
mitte, upstream	95QBI01/LZH460	460 nm	99,63%
unten, downstream	96SVK04/LZH420	420 nm	97,7(99,84)%
unten, upstream	95QBI03/LZH420	420 nm	97,7(99,82)%

Tabelle 3.1: Daten der momentan im Einsatz befindlichen Resonatorspiegel. Die eingeklammerten, ursprünglichen [35] Werte wurden 2007 nicht mehr erreicht, s. Kap. 5.4.

Alle Spiegel sind leicht konkav. Der größte *filling factor*¹ und damit die höchste Verstärkung wäre mit einem Krümmungsradius von 7,41 m erreicht worden. Dies hätte jedoch die benötigte Winkelgenauigkeit drastisch erhöht [14; 16], so dass ein Kompromiss von 8,0 - 8,2 m gewählt wurde, bei dem der filling factor um etwa 10% unter dem Optimum liegt.

3.2.3 Füllstruktur im Speicherring

Da die Länge des optischen Resonators einem Achtel des Speicherringumfangs entspricht, bieten sich mehrere Betriebsmodi an:

- **Singlebunch**

Nur eines der 192 möglichen Buckets wird mit Elektronen gefüllt. Dieser Modus bietet den maximalen Spitzenstrom (30 - 40 A) bei mittleren Strömen von 10 - 20 mA. Limitierend ist hier die geringe Touschek-Lebensdauer von etwa 10 Minuten im Vergleich zur pro Rampenzyklus injizierten Ladung. Der im optischen Resonator gespeicherte Laserpuls wird achtmal reflektiert, bis er wieder mit dem Elektronenbunch zusammentrifft, so dass der Gain pro Wechselwirkung mindestens 8 Spiegelverluste ausgleichen muss. Die Bunchlänge beträgt je nach Strom und Cavity-Leistung 20 - 40 ps [3], die relative Energiebreite

¹Maß für die Elektronendichte in der Wechselwirkungszone; transversaler, gemittelter Überlapp von Laserpuls und Elektronenbunch (s. Kap. 6.2).

etwa $1 \cdot 10^{-3}$.

Nur mit einer reinen Singlebunchfüllung können bei DELTA die durch Multibunchinstabilitäten verstärkten Synchrotronschwingungen soweit unterdrückt werden, dass stabiler, kontrollierter FEL-Betrieb möglich wird [16].

- **4-bunch**

Vier äquidistante Buckets des Speicherrings werden möglichst gleichmäßig mit Elektronen gefüllt. Dieser Modus bietet die höchste effektive Verstärkung, da dem gespeicherten Laserlicht bei jedem Umlauf im optischen Resonator Energie zugeführt wird; es müssen nur 2 Spiegelverluste kompensiert werden. Der Spitzenstrom entspricht im Idealfall dem einer Singlebunchfüllung, der Gesamtstrom wäre demnach bis zu viermal höher. Bei DELTA ist der Gesamtstrom im 4-bunch-Modus aufgrund von Multibunchinstabilitäten auf etwa 20 - 30 mA begrenzt. Ein Feedback-System zur Dämpfung der Instabilitäten ist nicht vorhanden, könnte aber den erreichbaren Strom deutlich erhöhen.

- **Fewbunch**

Wird das Timing zwischen Gun, Booster und Speicherring konstant gehalten, jedoch mit dem üblichen langen Gunpuls (ca. 20 ns) injiziert, so erhält man eine Füllstruktur von 5 - 10 aufeinanderfolgenden Bunchen. Diese Füllstruktur ist am einfachsten zu realisieren, da kein Umbau der Elektronenkanone erforderlich ist, und bietet einen hohen Gesamtstrom und damit eine hohe durchschnittliche Laserleistung bei mäßigem Spitzenstrom. Ebenso wie der 4-bunch-Modus leidet er unter Multibunchinstabilitäten. Ein Lasingerfolg ist hier stark abhängig von Feineinstellungen des Linacs und des Injektionstimings, welche die Anzahl der Bunche und ihr Intensitätsverhältnis bestimmen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der FEL mit allen drei Füllstrukturen betrieben (s. Kap. 7).

3.3 Parameterwahl

Mithilfe der Kohärenzbedingung (2.7) und (2.25) kann der Verlauf der FEL-Verstärkung im Low-Gain-Modell (2.31) abhängig vom K-Wert, aber bei konstanter Laserwellenlänge, geschrieben werden als

$$G(K) \propto K^2 \cdot F_{[JJ]}(K) \cdot \left(1 + \frac{K^2}{2}\right)^{-3/2} \quad (3.1)$$

Wie aus Abbildung (3.4) ersichtlich, hat diese Funktion ihr Maximum bei $K = 1,5$, fällt jedoch zu höheren K-Werten nur langsam ab. Im angestrebten Wellenlängenbereich von 420 nm bis 470 nm würde ein K-Wert von 1,5 eine Elektronenenergie

von unter 400 MeV erfordern. Dies ergibt sich aus der Kohärenzbedingung (Gl. 2.7), siehe auch Abbildung (3.3). Bei so geringen Strahlenergien ist aufgrund fehlender

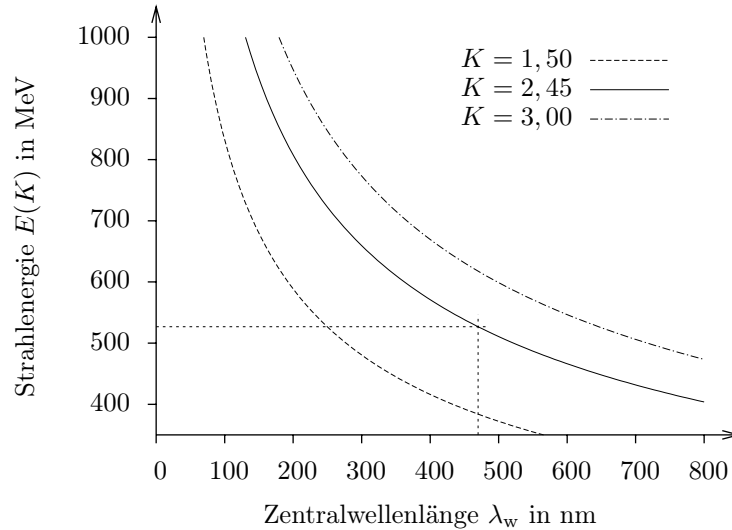


Abbildung 3.3: Visualisierung der Kohärenzbedingung: Dargestellt ist die erforderliche Elektronenstrahlenergie E in Abhängigkeit von der gewünschten Laserwellenlänge λ_w für drei unterschiedliche Werte des Undulatorparameters K .

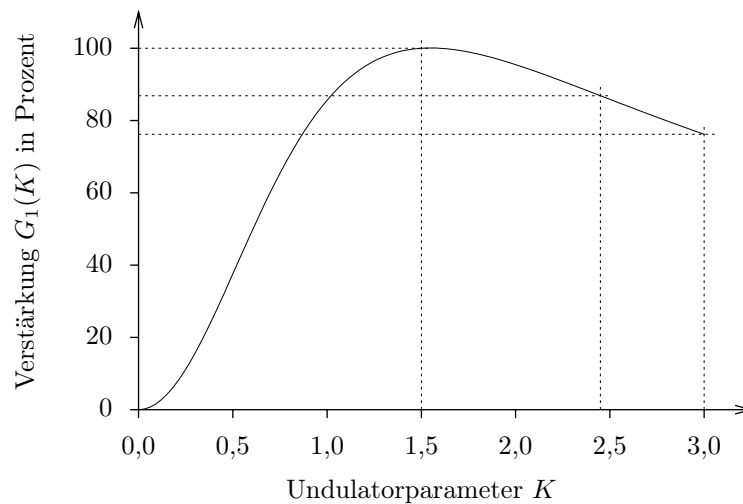


Abbildung 3.4: Gain in Abhängigkeit vom Undulatorparameter K bei konstanter Laserwellenlänge (im Low-Gain-Modell) nach Gleichung 3.1. Das Maximum liegt bei $K = 1,5$

Synchrotronstrahlungsdämpfung ein stabiler Beschleunigerbetrieb mit ausreichend hohen Strahlströmen kaum möglich. Daher wurden als Kompromiss K -Werte zwischen 2,2 und 2,5 gewählt, bei denen noch etwa 90% des maximalen Gains erreicht

werden, sowie eine entsprechende Elektronenenergie von 550 MeV. Hierdurch verringern sich die Dämpfungszeiten $\tau \propto E/E^4$ um etwa einen Faktor 3 gegenüber einer Elektronenenergie von 380 MeV.

Tabelle 3.2 enthält eine Zusammenstellung der wichtigsten Parameter des Free Electron Lasers am Speicherring DELTA. Neben den während dieser Arbeit verwendeten Einstellungen des Undulators und des Speicherrings sind auch einige Messergebnisse des FEL-Betriebs aufgelistet, die erst in den nachfolgenden Kapiteln erläutert werden. Die entsprechende Kapitelnummer ist in der mittleren Spalte aufgelistet.

Laserwellenlänge		470 nm
K-Wert		2,54
Undulator-Modus		optisches Klystron
Bestromung der disp. Strecke		750 A
$N + N_d$		85
Elektronenenergie		542 MeV
Füllstruktur	(7.4)	Singlebunch (4-Bunch, Fewbunch)
Strahlstrom (Singlebunch)		< 15 mA
Lebensdauer (bei 10 mA)		\approx 5 min
Lasing-Schwellstrom	6.3.2	3,5 mA
Gain an der Lasingschwelle	5.4	3 %
Reflektivität der Spiegel	5.4	99,63 %
Spiegeltransmission		\approx 0,04 %
Bandbreite der Spiegel		50 nm
Mikropulsfrequenz		10,4 MHz
Mikropulslänge (1σ)	7.1	3 ps
Spektrale Breite (1σ)	7.1	0,4 nm
Q-Switch-Frequenz	7.2	10 - 250 Hz
ausgekoppelte mittlere Leistung	6.3.2	3 mW
ausgekoppelte Peakleistung	7.2	5 kW
Peakleistung im Resonator	7.2	13 MW

Tabelle 3.2: Betriebsparameter des FELs während dieser Arbeit. Die Leistungsangaben beziehen sich auf einen Strahlstrom von 14 mA und eine Q-Switch-Frequenz von 20 Hz. Die mittlere Spalte enthält die Nummer des Kapitels, in denen die entsprechenden Messungen vorgestellt werden.

Kapitel 4

Neue Spiegeltürme

4.1 Motivation

Ein Jahr bei DELTA besteht neben den Shutdown-Zeiten zur Wartung des Beschleunigers aus 30 Betriebswochen à 100 Stunden, von denen zwei Drittel für den Standard-Nutzerbetrieb mit einer Elektronenenergie von 1,5 GeV reserviert sind. Priorität hierbei sind ein hoher mittlerer Strahlstrom und eine hohe Lebensdauer, was sich nur im Multibunch-Modus realisieren lässt.

Mit diesen Parametern ist kein FEL-Betrieb möglich, hauptsächlich aufgrund des niedrigen Gains, welcher in erster Näherung antiproportional¹ zur Elektronenenergie und zur Anzahl der gefüllten Buckets bei gleichem Gesamtstrom ist. Zudem besitzt der Elektronenstrahl nur im Singlebunchmodus die notwendige longitudinale Stabilität. Daher muss auf die restlichen zehn Wochen ausgewichen werden, welche etwa zur einen Hälfte der reinen Reparatur und Wartung dienen (z.B. Vakuumkonditionierung nach größeren Umbauten).

Die Inbetriebnahme eines Free Electron Lasers ist ein aufwendiger und komplexer Prozess, insbesondere hinsichtlich der Justierung des optischen Resonators und der erforderlichen Elektronenstrahlparameter. Die notwendige transversale Überlagerung von Resonatorachse und Elektronenstrahl beispielsweise kann nur unzureichend genau gemessen werden, so dass große Bereiche gescannt werden müssen (siehe Kapitel 5.1). Longitudinal sind bei Delta aufgrund thermischer Schwankungen mehrmals pro Stunde Resonator- oder Elektronenbahnlänge nachzuregeln, um die Synchronizitätsbedingung (2.36) zu erfüllen.

Um dennoch einen „routinemäßigen“ Laserbetrieb zu gewährleisten, müssen Hard- und Software fehlerfrei funktionieren, und alle Einstellungen sollten schnell und mit

¹bei fester Wellenlänge; siehe Gleichung (2.31) und (2.7)

hoher Genauigkeit zu reproduzieren sein.

Beim FEL-Betrieb gewonnene eigene Erfahrungen [16] zeigten, dass dies vom ursprünglichen FELICITA I Design nicht geleistet werden konnte. Es war nicht vorrangig für diese Aufgabe konzipiert und löste andere Problemstellungen, wie im folgenden Abschnitt dargelegt wird.

4.2 Ursprüngliche Spiegelsteuerung

Die erste bei FELICITA eingesetzte Steuerung der Resonatorspiegel war darauf ausgelegt, möglichst genaue Verkippungen der Spiegel um die beiden zum Elektronenstrahl orthogonalen Achsen durchführen zu können. Hierzu bediente man sich piezoelektrischer Stallelemente, die innerhalb der Vakuumkammer quasi direkt am Spiegel angriffen, um die zu bewegende Masse zu minimieren. Ein Feedback-System, basierend auf einem modifizierten Michelson-Interferometer, sollte die Resonatorlänge und Parallelität der Spiegel auf einer Zeitskala von Sekunden konstant halten [41]. Die Erfahrung zeigte jedoch, dass ein FEL-Betrieb auf der Zeitskala der Lebensdauer des Elektronenstrahls (10 min) auch ohne kontinuierliche Regelung der Spiegelpositionen möglich ist.

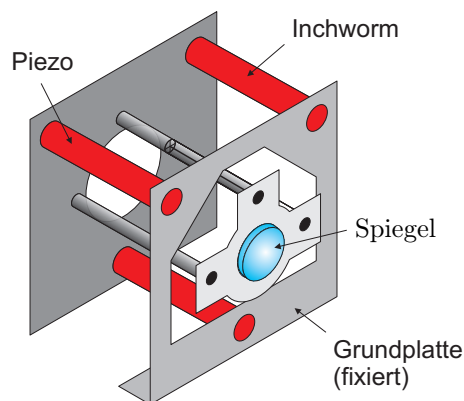


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der alten Spiegelhalter. Die drei Inchworms bewegen die hintere Platte, an welcher über Piezos der Resonatorspiegel befestigt ist.

Insgesamt wurde jeder der beiden Spiegel über je drei Piezos und drei *Inchwormmotoren* (s.u.) angesteuert, welche ein gekoppeltes Drei-Punkt-System bildeten (Abb. 4.1): Die Inchwormmotoren für die Grobjustage waren starr mit der Vakuumkammer verbunden und hielten eine Metallplatte, von der aus wiederum mit drei Piezos die Spiegel in deutlich feineren Schritten bewegt werden konnten. Das Funktionsprinzip

der Inchworms ist in Abbildung 4.2 verdeutlicht: Drei zusammenhängende Piezoelemente, von denen eines fixiert ist, schieben durch abwechselnde Kontraktion und Relaxation schrittweise einen Stift vor oder zurück. Die zwei äußeren Piezos dienen als Klemmen, der mittlere schiebt oder zieht. Auf diese Weise wird die Fortbewegung einer Raupe nachgeahmt.

Die technische Realisierung dieses Prinzips erwies sich als fehleranfällig und für die Anforderungen bei DELTA unbefriedigend. Die Schrittweite der Inchworms beträgt prinzipiell $1,4 \mu\text{m}$ [39], war aber nicht konstant aufgrund von Hystereseeffekten, der instabilen Spannungsversorgung, und insbesondere da die aufzuwendende Kraft beim verwendeten Design richtungsabhängig war. Das größte Problem aber war, dass eine einmal eingestellte Position nicht zuverlässig gehalten wurde. So kam es oft vor, dass während der Justierung ein Inchworm-Stift durchrutschte und sich danach in undefinierter Position befand. In Kombination mit dem viel zu großen maximalen Hub von 15 mm und einer fehlenden Rücklese der realen Position bedeutete dies jedesmal eine erneute, praktisch komplette Justageprozedur, da durch die Verwendung der Drei-Punkt-Steuerung die Justage in allen drei Dimensionen verloren war. Oft war sogar eine Wiederholung der Vorjustage mit externen Lasern erforderlich, wenn der fehlerhafte Inchworm aufgrund des großen Hubs den Spiegel so weit verkippt hatte, dass der Hauptreflex der spontanen Strahlung im Bereich des Undulators die Innenseite der Vakuumkammer traf.

Die Drei-Punkt-Steuerung bewirkte eine prinzipielle Kopplung sowohl der beiden Drehachsen als auch des Spiegelabstands (die Distanz wurde durch gleichzeitiges Fahren von drei bzw. sechs Inchworms verändert), so dass jede Optimierung eines Parameters die beiden anderen beeinflusste.

Für Wartungsarbeiten problematisch erwies sich die Entscheidung, alle Stellelemente innerhalb des Ultrahochvakuums zu positionieren. Beispielsweise kam es zwi-

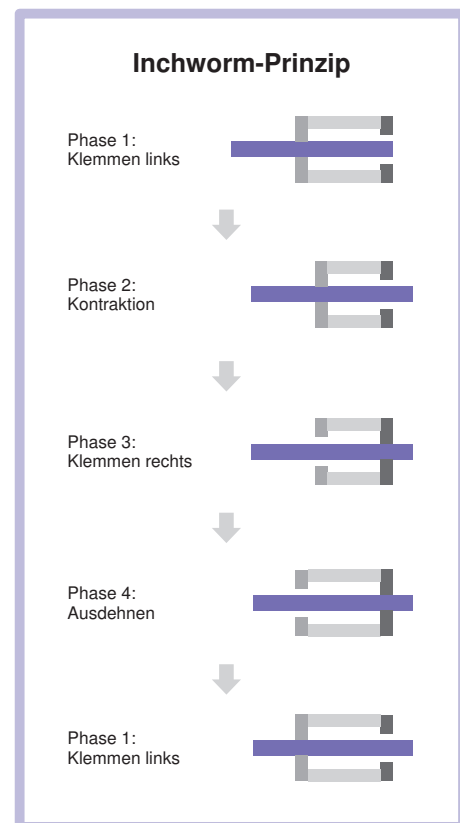


Abbildung 4.2: Prinzip der Inchworms: Drei Piezoelemente erzeugen eine Raupenbewegung des mittleren Stifts.

schen den unisolierten Hochspannungleitungen zur Versorgung der Piezokristalle zum Kurzschluss, was außerhalb der Vakuumkammer schnell zu beheben oder zu verhindern gewesen wäre, so aber nicht ohne aufwendige Belüftung eines Kammerabschnitts reparierbar war.

All dies war letztendlich der Grund dafür, dass die geplante Wiederinbetriebnahme des FELs im Jahr 2002 (siehe [16]) nicht von Erfolg gekrönt war, und dass im Anschluss daran die komplette Neukonstruktion der Spiegelkammern, Spiegelhalter und der Spiegelsteuerung in Angriff genommen wurde.

4.3 Neubau der Spiegelkammern

Bei der Neukonstruktion galt es im Wesentlichen, folgende Punkte zu gewährleisten:

1. Einfache Wartung, Zuverlässigkeit und Reproduzierbarkeit

Im Gegensatz zum alten Design befindet sich nun die gesamte Verstellmimik, Steuerung und Rücklese außerhalb der Vakuumkammer: Die gesamte Kammer wird bewegt, während die Spiegel innen starr mit dieser verbunden sind. Dies vereinfacht eventuell anfallende Reparaturarbeiten; vor allem aber ermöglicht es die Verwendung von zuverlässigen, erprobten Komponenten wie Schrittmotoren. Auf die zwar UHV-taugliche aber schwer zu handhabende Piezotechnik konnte so komplett verzichtet werden.

2. Entkopplung der Justageachsen

Sowohl die Drehung und Verkippung der Spiegel, als auch Spiegelhöhe und Spiegelabstand sind nun voneinander entkoppelt. Jede dieser Achsen (3 pro Spiegel plus eine für die Resonatorlänge) wird von einem eigenen Schrittmotor justiert, so dass Änderungen in einer Ebene nicht mehr die anderen Ebenen beeinflussen.

3. Hohe Genauigkeit der Spiegeleinstellungen

Um Licht im optischen Resonator speichern zu können, und um einen ausreichenden Überlapp von Elektronenstrahl und gespeichertem Licht zu erreichen, müssen die Resonatorspiegel auf etwa $5 \mu\text{rad}$ [41] genau parallel zueinander stehen. Dementsprechend genau müssen die Spiegel um die beiden zur Laserachse orthogonalen Achsen (im folgenden pitch und yaw genannt) verkippt werden können. Hierbei stößt man an die Grenzen des technisch Machbaren: Das letztendlich gewählte kompakte Design stellt einen Kompromiss dar zwischen mechanischen Hystereseeffekten und Minimierung der Schrittweite durch Getriebe und Hebelarme. (Zur erzielten Genauigkeit siehe Kapitel 5.1)

4. Gute, einmalige Vorjustage beim Einbau

Um die Genauigkeit zu erhöhen, wurden die Verstellwege im Vergleich zum alten Design reduziert. Die beiden Drehachsen haben nun maximale Verstellwege von $\pm 25 \text{ mrad}$, und der Abstand der Spiegel von $14,4 \text{ m}$ kann um maximal 10 mm variiert werden, was entsprechend hohe Anforderungen an die Vorjustage stellt. Beim Einbau und Einmessen der neuen Kammern wurde außerdem die transversale Position der Spiegel gegenüber der zentralen Undulatorachse auf etwa 2 mm genau eingestellt.

5. Schneller Spiegelwechsel

Multilayer-Spiegel mit der benötigten hohen Reflektivität von über 99% haben nur eine begrenzte Bandbreite von etwa 50 nm . Um die Flexibilität des Undulators (Wel-

lenlängenbereich ca. 200 - 800 nm) ausnutzen zu können, sollten die Spiegel ohne zeitaufwendige Vakuumarbeiten gewechselt werden können. Die neuen Spiegelhalter können drei verschiedene Spiegel aufnehmen und sind vertikal verstellbar, so dass jeder Spiegel innerhalb von Minuten auf die Laserachse zentriert werden kann. Zudem können sie - wie auch der 45°-Auskopplungsspiegel - ganz aus dem Strahlweg (nach oben) entfernt werden, so dass die spontane Undulatorstrahlung weiterhin für die Beamline 5 zur Verfügung gestellt werden kann.

6. Optionale Kühlung des Downstream-Spiegels

Wie in Anhang A gezeigt wird, kann der FEL prinzipiell auch bei höheren Elektronenenergien betrieben werden. Die Strahlungsleistung der spontanen Undulatorstrahlung steigt mit der vierten Potenz der Energie, dadurch auch die thermische Belastung des strahlabwärts gelegenen Spiegels, so dass bei Energien von 1 GeV und mehr eine Kühlung dieses Spiegels zwingend erforderlich ist.

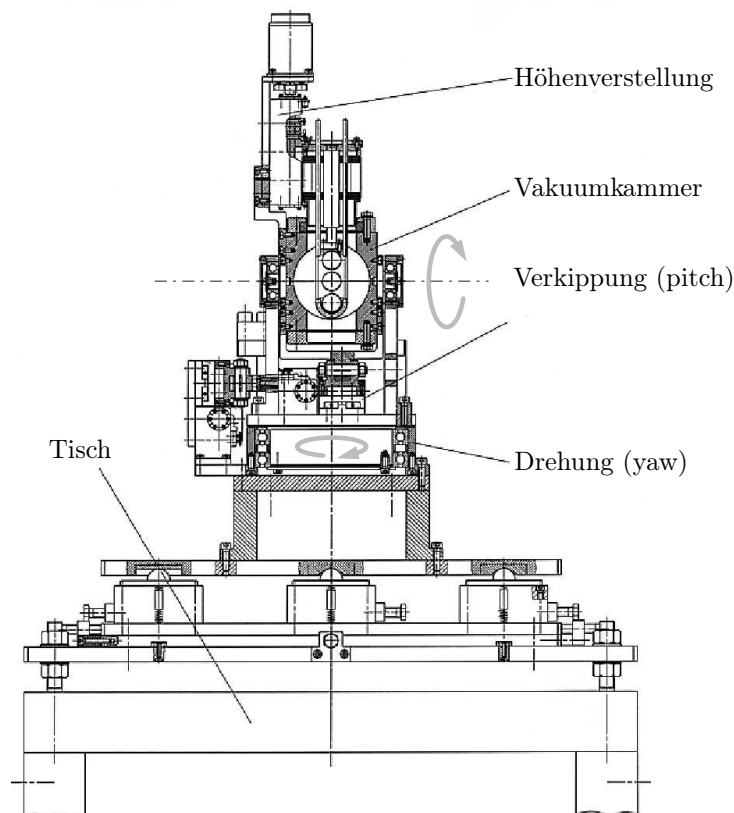


Abbildung 4.3: Konstruktionszeichnung des neuen Spiegelturms (upstream). Die Vakuummkammer kann mit Schrittmotoren um die beiden zur Laserachse orthogonalen Achsen, pitch und yaw, gedreht werden. Die Höhenverstellung des Spiegelhalters, ebenfalls über einen Schrittmotor, erlaubt einen schnellen Wechsel zwischen den drei eingebauten Spiegeln.

Die Konstruktionszeichnung des neuen Upstream-Spiegelturms (Schnitt senkrecht zur Elektronenflugrichtung) ist in Abbildung (4.3) dargestellt. Abbildung (4.4) zeigt die Seitenansicht des Turms.

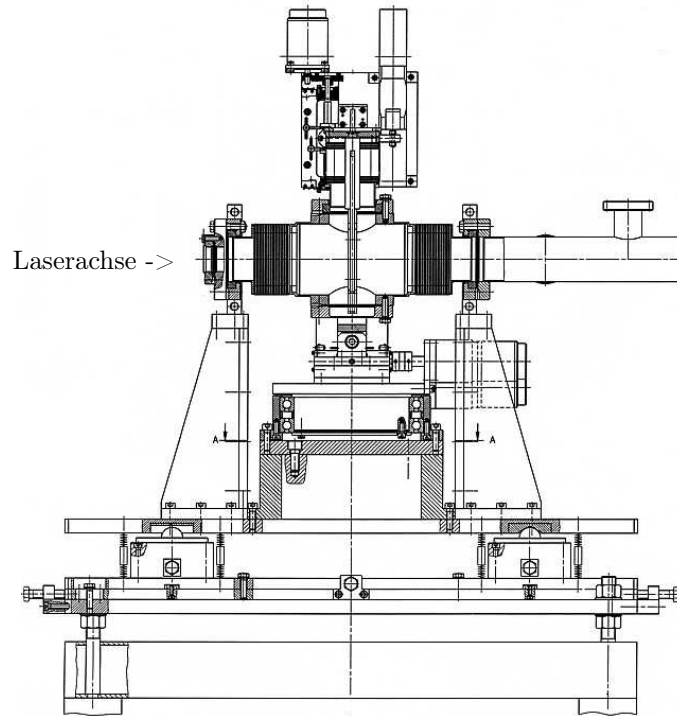


Abbildung 4.4: Konstruktionszeichnung der neuen Spiegelkammer (upstream, Seitenansicht).

Das Herzstück bildet ein Stahlwürfel mit 12 cm Kantenlänge (genaue Abmessungen: $115 \times 118 \times 130 \text{ mm}^3$), der von drei Seiten aufgefräst wurde. Links und rechts (Abb. 4.4) entlang der Laserachse sind Faltenbälge angeschweißt, zur Ankopplung an die Delta-Vakuumkammer, und um die Verstellwege bei Drehung der gesamten Spiegelkammer aufzunehmen. Von oben wird der Spiegelhalter in den Laserstrahl gefahren, über einen Linearschlitten, welcher mit der Außenwand des Würfels fest verschraubt ist.

Der Würfel liegt kugelgelagert als Wippe auf einer U-förmigen Stütze, und kann so mitsamt des Spiegelhalters um die *pitch*-Achse verkippt werden (Abb. 4.3). Die Stütze steht auf einem ebenfalls kugelgelagerten Drehteller von 210 mm Durchmesser, mit dem das gesamte System um die vertikale Achse (*yaw*) gedreht werden kann. Als Basis dient ein Tisch aus Vierkantrohren, deren Füße fest mit dem Betonboden der Halle verschraubt wurden. Auf dem Tisch liegen zwei massive Stahlplatten, welche mit vier Stellschrauben gegeneinander verschoben werden können. Die untere

Platte ist fest mit dem Tisch verbunden, die obere mit dem Drehteller. Dieses System dient zur groben Vorjustage der Resonatorlänge sowie der transversalen Spiegelposition relativ zur Undulatorachse. Der Hub beträgt knapp 20 mm bei einer Auflösung von unter einem Millimeter.

Der Downstream-Spiegelturm ist analog aufgebaut, mit dem Unterschied, dass sich zwischen Drehteller und Tischplatte ein Linearschlitten befindet, über den die longitudinale Position des Spiegels entlang der Laserachse und damit die Länge des optischen Resonators eingestellt wird.

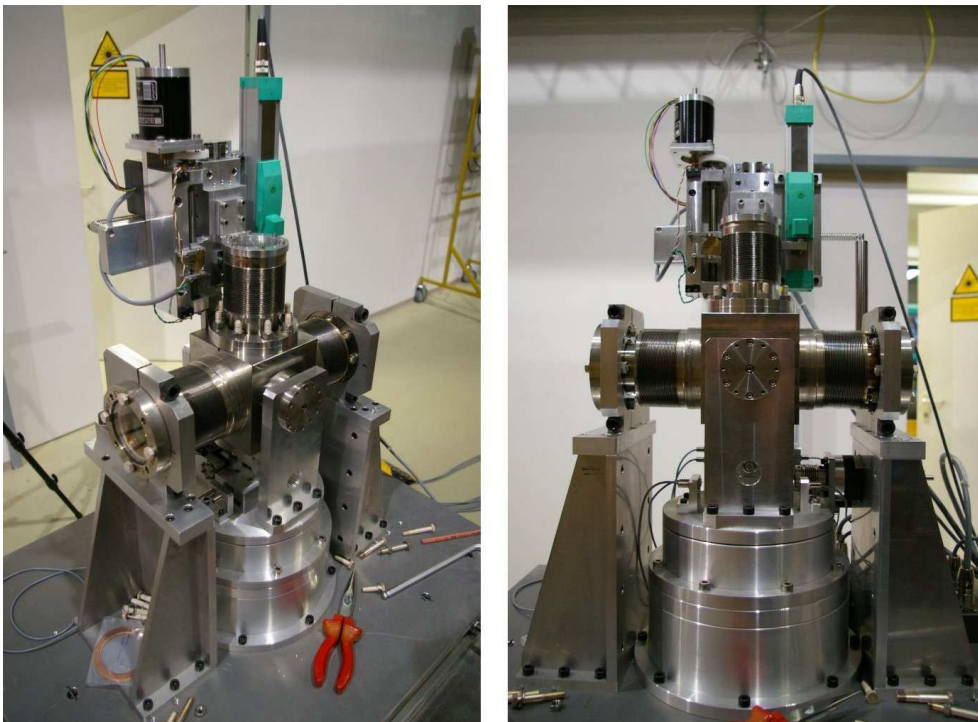


Abbildung 4.5: Photos der neuen Spiegelkammern vor dem endgültigen Einbau in den Speicherring.

Eine hohe Reproduzierbarkeit der Spiegeleinstellungen im Bereich von $10 \mu\text{rad}$ wird gewährleistet durch mechanische Präzisionsschalter (Fa. Baumer electric, Modell MY COM F75/80 und MY COM G75P/200/L), die eine Genauigkeit von $1 \mu\text{m}$ aufweisen (Herstellerangabe). Jeweils zwei pro Drehachse dienen als Endschalter um den Hub einzugrenzen, und einer zum Anfahren einer definierten Null-Position. Die vertikale Position der Spiegelhalter sowie die longitudinale Position der Downstream-Spiegelkammer wird mit potentiometrischen Wegsensoren überwacht, die eine mechanische Auflösung von $0,01 \text{ mm}$ besitzen (Fa. burster, Modell 8718-100).

Zur Verstellung der 2x2 Drehachsen sind Schrittmotoren der Firma Phytron im Einsatz (ZSH 57/1.200.5.5), die über ein Planetengetriebe (PLE 60) mit 12-facher

Untersetzung eine Gewindespindel antreiben. Die resultierende Winkelauflösung bei 400 Schritten pro Umdrehung der Motorachse und 1 mm Gewindesteigung ergibt sich zu $1,8 \mu\text{rad}$, jedoch wird die einstellbare Genauigkeit dominiert von mechanischen Hystereseeffekten. Sie beträgt etwa $5 \mu\text{rad}$ für die pitch- und yaw-Achse (siehe hierzu auch Kapitel 5.1).

Die Anbindung der Spiegelsteuerung und -rücklese ans DELTA-Kontrollsystem ist in Abbildung (4.6) schematisch dargestellt.

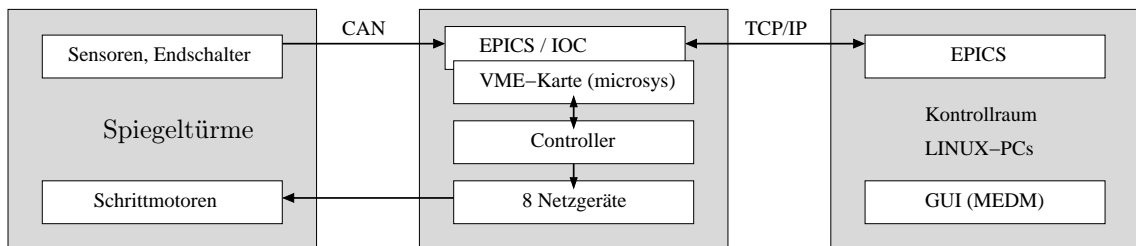


Abbildung 4.6: Ansteuerungsschema der Spiegelkammern.

Die Stromversorgung der sieben Schrittmotoren erfolgt über einzelne Netzgeräte, die von einem speziellen Controller (ENZ Ingenieurbüro, Modell SSD-NT-1) angesteuert werden. Der Controller erhält seine Befehle von zwei VME-Karten (je eine erlaubt die Steuerung von 4 Kanälen) der Firma Oregon Micro Systems, Inc., welche zusammen mit einem PowerPC (Motorola, MVME23xx) den Kontrollrechner vor Ort bilden. Der Rechner, im Folgenden IOC (Input Output Controller) genannt, arbeitet mit dem Betriebssystem VxWorks sowie einem EPICS-Client [9] zur Anbindung an das gesamte DELTA-Kontrollsystem [30; 24; 31]. Die Präzisionstaster und Endschalter sind direkt mit dem Controller verbunden, während die Auslese der potentiometrischen Wegsensoren über eine CAN-Bus (beckhoff CANopen System) erfolgt. Das DELTA-weite Kontrollnetz (Ethernet) auf TCP/IP-Basis schliesslich sorgt für die Kommunikation zwischen IOC und den LINUX-PCs im Kontrollraum. Abbildung (4.7) zeigt einen Screenshot der graphischen Benutzeroberfläche zur Steuerung der Spiegeltürme. Das Grundgerüst dieser Software unter MEDM wurde von BESSY/Cosylab übernommen [28] und ist bei DELTA bereits seit längerem an den Beamlines 11 und 12 im Einsatz [20]. Die Anpassung an die Erfordernisse des FEL wurde im Rahmen dieser Promotion durchgeführt.

4.4 Änderungen im Kontrollsystem

Das gesamte Areal innerhalb der Strahlenschutzmauer von DELTA ist während der Betriebszeiten ein Sperrbereich. Aus diesem Grund müssen sämtliche Geräte und Pa-

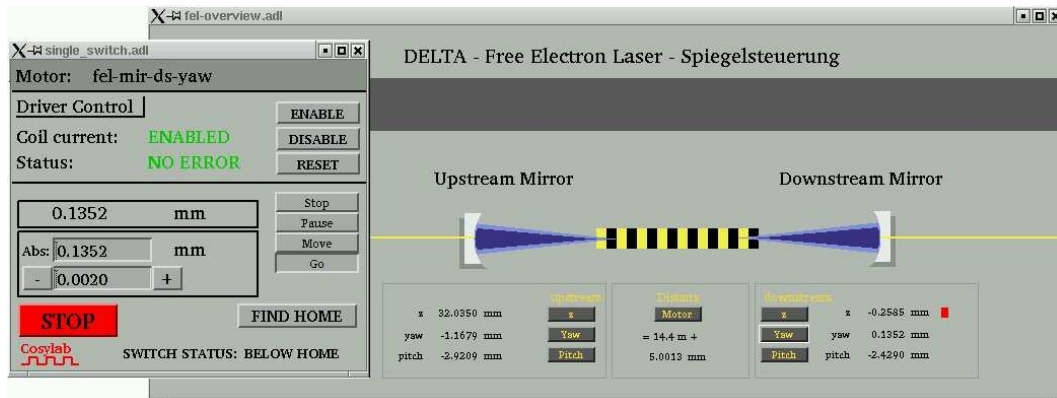


Abbildung 4.7: Die graphische Benutzeroberfläche zur Spiegelsteuerung unter LINUX/MEDM.

parameter - Magnetfelder, Motoren, Vakuumdruck u.ä. - über ein komplexes Kontrollsystem von außen, vom Kontrollraum aus, überwacht und ferngesteuert werden. Auf Softwareseite erfolgte die Kommunikation zwischen dem Operator am Kontrollraum-PC und den IOCs ursprünglich über ein eigens entwickeltes Kontrollsystem, welches nach und nach durch das *Experimental Physics and Industrial Control System* (EPICS) [9] ersetzt wurde [30]. Als Benutzeroberfläche auf den PCs werden *Epics Mega Widgets* (EMW) eingesetzt [30; 24], welche auf Basis der Linux-Scriptsprache TCL zusätzliche Bedienelemente mit EPICS-Schnittstelle sowie einen GUI-Editor zur Verfügung stellen.

Das Timing-System von DELTA sowie die Ansteuerung der Netzgeräte des FEL-Undulators sind die Komponenten, welche als letztes, im Rahmen dieser Doktorarbeit, auf das neue Kontrollsystem umgestellt wurden. Das Timing-System (siehe Anhang B) regelt die Synchronisation zwischen der Elektronenkanone und der Transferkanäle zwischen Linac, Booster und Speicherring, und ermöglicht so beliebige Füllstrukturen im Speicherring durch gezielte Injektion in einzelne Buckets. Eine PC-basierte Analyse der Signale einer Pickup-Elektrode erlaubt die ständige Überwachung der Füllstruktur [25].

	Spiegelverkipfung	Resonatorlänge	Transv. Versatz
angestrebte Genauigkeit	5 μrad	28 μm	0,1 mm
Detuning-Fenster (*)	$\pm 50 \mu\text{rad}$	$\pm 6 \mu\text{m}$ ($\pm 200 \text{ Hz}$)	$\approx 0,3 \text{ mm}$
erreichte Genauigkeit	5 μrad	10 μm	0,01 mm
Auflösung / Schrittweite	1,8 μrad	2 μm	
Reproduzierbarkeit	10 μrad	20 μm	
Hub	25 mrad	10 mm	
Diagnose (**)	20 μrad	15 μm (500 Hz)	1,0 mm
Auflösung HF-Frequenz		1 Hz	

Tabelle 4.1: Justagegenauigkeiten des optischen Resonators. Die Feineinstellung der relativen Resonatorlänge erfolgt über eine Variation der HF-Frequenz. Die angegebene erreichte Genauigkeit des transversalen Versatzes zwischen Elektronenstrahl und Resonatorachse entspricht der Genauigkeit der Orbitkorrektur [12]. (*) Das „Detuning-Fenster“ ist der Bereich, in dem eine Lasertätigkeit noch möglich ist (bei ca. 7 mA Strahlstrom). (**) Die Diagnosegenauigkeit bezieht sich auf die in Kap. 5.1 und 5.2 vorgestellten Methoden.

Kapitel 5

Inbetriebnahme und Experimente

Die Inbetriebnahme des FELs erfordert eine sehr genaue Justage der Resonatorlänge, der Spiegelstellungen, und der Elektronenstrahllage (siehe Tabelle 4.1). Zu Anfang dieses Kapitels werden die wichtigsten Schritte der durchgeführten Justageprozedur beschrieben, die gegenüber früheren Arbeiten in wichtigen Punkten optimiert werden konnte, und die schließlich zum erfolgreichen FEL-Betrieb führte.

5.1 Transversale Justierung

Nach dem Einbau der neuen Spiegelkammern konnte der optische Resonator transversal erfolgreich justiert werden. Die Diagnose erfolgte über CCD-Farbkameras, die gemäß Abbildung 5.1 innerhalb der Strahlenschutzmauer das auf die Beamshutter fallende Licht aufnehmen. Die Lage der Reflexe der Undulatorstrahlung, betrachtet auf Bildschirmen im Kontrollraum, gibt Aufschluss über Winkel und Ablage des Elektronenstrahls sowie über die Parallelität der Resonatorspiegel.

Prinzipiell gibt es drei Arten von transversalen Fehlstellungen, die zusammen mit den resultierenden Beamshutterbildern in Abbildung 5.2 erläutert werden (vereinfacht auf eine der beiden Drehachsen bzw. Verkippungsrichtungen).

1) Eine gleichgerichtete Verkippung der Resonatorspiegel oder die Verkippung von nur einem der beiden Spiegel bewirkt eine Verkippung der stabilen Resonatorachse, so dass bei dem in (5.2) oben dargestellten Extremfall die spontane Strahlung aufgrund des stark von der Achse abweichenden Einkopplungswinkels nach wenigen Umläufen aus dem Resonator driftet und nicht gespeichert werden kann.

2) Die im mittleren Beispiel dargestellte entgegengesetzte Verkippung der Spiegel resultiert in einer Parallelverschiebung der stabilen Resonatorachse. Das Licht kann bei geringer Auslenkung noch gespeichert werden, jedoch weder in Überlagerung mit dem Orbit des Elektronenstrahls noch im Zentrum der Spiegel, wodurch letztend-

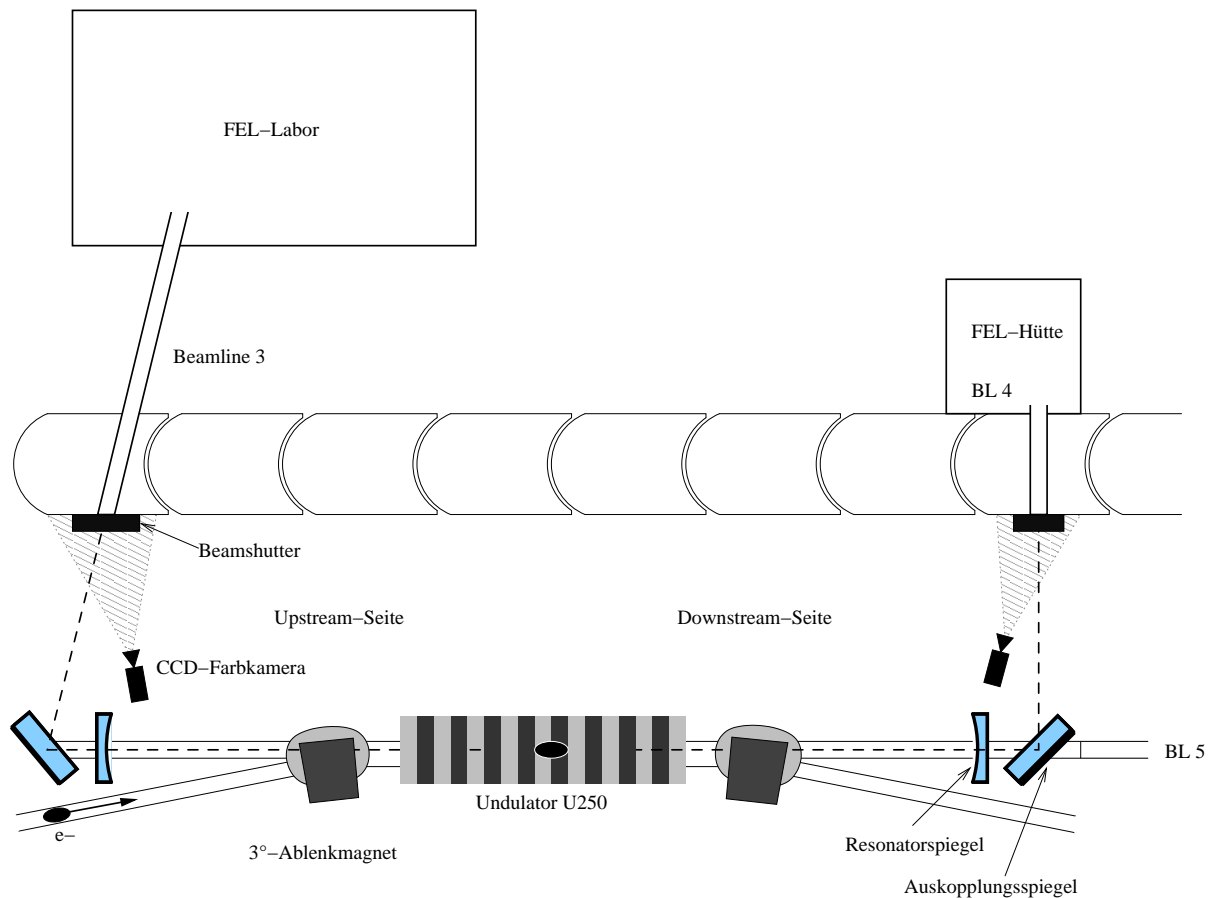


Abbildung 5.1: FELICITA, schematischer Aufbau

lich die Resonatorgüte für die äußeren Winkel- und Wellenlängenbereiche abnimmt sowie die relative Intensität höherer Resonatormoden (s. Kap. 5.5) zunimmt.

3) Das Licht kann auf der Achse im Zentrum der Spiegel gespeichert werden, ohne sich mit dem Elektronenstrahl zu überlagern. Dieses Verhalten ist in Abbildung 5.2 unten gezeigt. Die Spiegel stehen zwar exakt parallel zueinander, jedoch geht der Elektronenstrahl unter leichtem Winkel und mit leichter Ablage zur Resonatorachse durch den Undulator (im Beispiel stark übertrieben). Das eingekoppelte Licht pendelt aufgrund der Spiegelkrümmung stabil um die Achse, eine Laserwechselwirkung kann aber nicht stattfinden.

Aus geometrischen Überlegungen folgt, dass eine perfekte Überlagerung von gespeichertem Licht und spontaner Strahlung auf dem Beamshutter gleichbedeutend ist mit einer transversalen Überlagerung von Elektronenstrahl und gespeichertem Licht in der Wechselwirkungszone, dem Undulator. Daher kann auch diese letz-

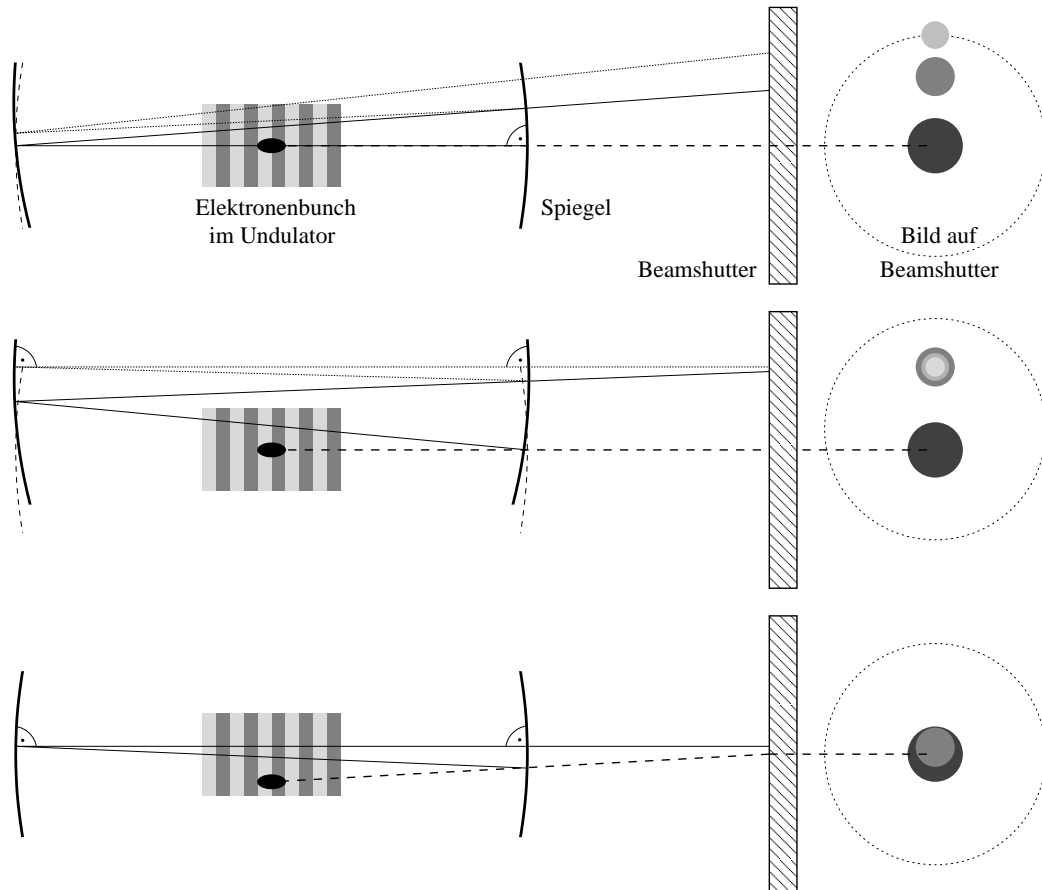


Abbildung 5.2: Transversale Fehlstellungen von Resonator und Elektronenstrahl. Im oberen Beispiel ist der linke Spiegel verkippt, wodurch die Reflexe auf dem Schirm (dargestellt auf der rechten Bildseite) in eine Richtung weglaufen. Das Licht kann nicht gespeichert werden. Im mittleren Beispiel sind beide Spiegel entgegengesetzt verkippt, wodurch sich die stabile Resonatorachse (gekennzeichnet durch rechte Winkel) parallel verschiebt. Sowohl das gespeicherte Licht als auch die spontane Strahlung (die gestrichelte Linie) befinden sich außerhalb des Zentrums der von den Spiegeln vorgegebenen Apertur. Im unteren Beispiel sind sowohl die spontane Strahlung als auch das gespeicherte Licht auf dem Schirm *nahezu* zentriert. Eine Laserwechselwirkung kann dennoch nicht stattfinden, da sich der Elektronenbunch, Quellpunkt der spontanen Strahlung, nicht mit dem gespeicherten Licht auf der Resonatorachse überlagert. Diese Fehlstellung ist besonders schwierig zu diagnostizieren und zu beheben, da in den meisten Fällen alternierend Orbitänderungen und mechanische Spiegelbewegungen erforderlich sind. Je nach Lichtverhältnissen und Wellenlänge sind drei bis vier Umläufe im optischen Resonator erkennbar und unterscheidbar. Die transversale Justage ist abgeschlossen, wenn sich jeder Reflex mit der spontanen Strahlung im Zentrum beider Resonatorspiegel überlagert.

te Art der Fehlstellung mit der beschriebenen Methode diagnostiziert werden. Um die Fehlstellung zu beheben, müssen alternierend leichte Orbitveränderungen sowie Spiegelverkippen durchgeföhrt werden. Transversale Verschiebungen der Spiegel sind im Allgemeinen nicht erforderlich, da die Spiegelfläche (25,4 mm) groß gegen den Querschnitt des Laserstrahls ($\approx 1,9$ mm) ist. Leichte Parallelverschiebungen der Laserachse können daher durch entgegengesetzte Drehung der beiden gekrümmten Resonatorspiegel erzeugt werden. Größere Ablagen von mehreren Millimetern erfordern entweder eine Änderung des Orbits oder eine transversale Verschiebung der gesamten Spiegelkammern.

Die Diagnose der Resonatorjustage per CCD-Kameras ist im Prinzip unabhängig von der Wellenlänge (im sichtbaren Bereich) und dem K-Wert sowie der Stärke der dispersiven Strecke des Undulators. Bei perfektem Feldabgleich [39] bleibt der Orbit unbeeinflusst von einer variierender Bestromung der Undulatormagnete¹. So kann beispielsweise zur Vereinfachung der Justierung der K-Wert auf drei erhöht werden; das resultierende rote Licht ($\lambda = 611$ nm) ist intensiver aufgrund der stärkeren Ablenkung der Elektronen, und auch die Empfindlichkeit der Kamera ist hier höher als am kurzwelligen Ende des sichtbaren Spektrums. Zudem wird rotes Licht von den Resonatorspiegeln zu etwa gleichen Teilen reflektiert und transmittiert, während die Transmission für die Zentralwellenlänge unter einem Prozent liegt.

Die Genauigkeit der transversalen Spiegeljustage mithilfe der beschriebenen Methode beträgt etwa $20 \mu\text{rad}$ hinsichtlich der Parallelität der Spiegel (Typ 1), gegeben durch die Unterscheidbarkeit der Reflexe des ersten und zweiten Resonatorumlaufs auf den beiden Beamshuttern. Eine Parallelverschiebung vom Typ 2 kann auf etwa 1 mm genau bestimmt werden. Nach Abschluss der alternierenden transversalen Justierung von Orbit und Resonator sollten sich die verbleibenden Fehler von Ablage und Winkel des Elektronenstrahls zur Resonatorachse in der gleichen Größenordnung bewegen. Die theoretische minimale Strahltaile des gespeicherten Lichts ergibt sich nach

$$w_0^2 = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{L(2R - L)} \quad (5.1)$$

zu $w_0 = 0,6$ mm. Die horizontale Elektronenstrahlbreite im U250 beträgt im Durchschnitt bei 550 MeV etwa $\sigma_x \approx 0,3$ mm, so dass sich die erhaltene Genauigkeit an der Grenze des Benötigten bewegt, um einen Überlapp in der Wechselwirkungszone sicherzustellen. (Die Elektronenstrahlhöhe beträgt ebenfalls etwa $\sigma_z \approx 0,3$ mm).

¹Der Arbeitspunkt ändert sich jedoch aufgrund zusätzlicher Fokussierung.

5.1.1 Alternative Justageprozedur

Bei der ersten Inbetriebnahme von FELICITA [35] wurde eine Kombination aus Monochromator, Photomultiplier und Oszilloskop benutzt, um die Resonatorgüte über vier Umläufe des gespeicherten Lichts zu bestimmen (im folgenden *4-Peak* Methode genannt; zum Aufbau siehe auch Abbildung (5.7) in Kapitel (5.4)). Dies erfordert eine Unterbrechung des Injektionsbetriebs und Messung im FEL-Labor bei geöffnetem Beamshutter. Ein transversal dejustierter optischer Resonator besitzt eine geringere Güte, so dass aus dem Intensitätsverhältnis der vier Peaks auf die Parallelität der Spiegel geschlossen werden kann.

5.1.2 Vergleich der Methoden

Eine Genauigkeit für die 4-Peak-Methode wird in [35] nicht angegeben. Im Zuge der Messung der Resonatorgüte (Kap. 5.4) konnte allerdings gezeigt werden, dass selbst grobe Verstimmungen des ersten Typs aus Abb. 5.2 in der Größenordnung von $200 \mu\text{rad}$ nicht mehr aufgelöst werden können. Fehlstellungen des dritten Typs, also leichte Abweichungen des Elektronenstrahls von der Resonatorachse, können so prinzipiell nicht diagnostiziert werden. Die Diagnose per CCD-Kameras ist um etwa eine Größenordnung genauer und ermöglicht die Behebung von Fehlstellungen jeden Typs. Ein weiterer, entscheidender Vorteil der Diagnose per CCD-Kameras ist, dass ein Operateur vom Kontrollraum aus die Spiegelstellungen optimieren kann, ohne den Injektionsbetrieb unterbrechen zu müssen.

Der Einwand aus [35], das menschliche Auge als Diagnosemittel führe aufgrund der höheren Transmission der Spiegel für größere Wellenlängen zu falschen Ergebnissen, wird dadurch entkräftet, dass die spektrale Winkelverteilung der Undulatorstrahlung gemäß (2.7) rotationssymmetrisch zur zentralen Achse ist. Da weiterhin die Transmissionseigenschaften über nahezu die gesamte Spiegelfläche konstant sind und die Spiegelkrümmungen horizontal und vertikal achsensymmetrisch, kann aus der Struktur der Reflexe jeder Wellenlänge auf die Lage des Zentrums geschlossen werden.

Aus der endlichen Energiebreite der Strahlung ergibt sich ein weiteres Argument gegen die *4-peak* Methode: Auch außerhalb der Strahlachse befinden sich noch Anteile der zentrale Wellenlänge. Mit zunehmendem Betrachtungswinkel ist das Spektrum zwar rotverschoben (transversaler Dopplereffekt, Gl. 2.7), das Spaltfunktions-Spektrum (2.8) besitzt jedoch eine endliche Breite von etwa 30 nm, so dass die Intensität der Zentralwellenlänge unter einem Winkel von $0,5 \text{ mrad}$ (entsprechend 5 mm transversalem Versatz im Labor) noch etwa 50 % der Peakintensität beträgt. Dadurch ist es möglich, unter leicht dezentralem Einfang der Strahlung im Monochromator bzw. asymmetrischem Abschneiden der Randbereiche, trotz Konzentration auf die Zentralwellenlänge unbewusst nicht auf das Zentrum des Strahlungskegels zu optimieren. Dieses Problem tritt bei der Verwendung von Kameras nicht auf, da

hier symmetrische Strukturen als ganzes analysiert werden.

5.2 Longitudinale Justierung

Damit sich auch longitudinal der Elektronenbunch nach jedem Umlauf um den Speicherring mit dem gespeicherten Licht im Resonator überlagert, muss die Laufzeit des Lichts mit der Umlaufzeit der Elektronen synchronisiert werden. Die Resonatorlänge von 14,4 m entspricht einem Achtel des Speicherringumfangs U_{SR} , so dass der Lichtpuls nach acht Spiegelreflexen oder vier Resonatorumläufen wieder mit dem Elektronenbunch zusammentrifft:

$$U_{SR} = 2(n \cdot n_b) \cdot d_{\text{Spiegel}}, \quad n \in \mathbb{N} \quad (5.2)$$

In dieser allgemeinen Form der Synchronizitätsbedingung beschreibt n_b die Anzahl der äquidistanten Bunche im Speicherring. Für Delta gilt $(n \cdot n_b) = 4$, so dass der FEL mit einer Single-, 2- und 4-Bunch-Füllung betrieben werden kann. Die Genauigkeit, mit der diese Bedingung einzuhalten ist, ergibt sich aus der Bunchlänge und der Anzahl der benötigten Laser-Elektron-Wechselwirkungen. Die Länge eines Elektronenpakets an der Stromschwelle des Laserbetriebs von 4 - 5 mA beträgt etwa $\sigma_t = 33$ ps ([3]), entsprechend 1 cm. Der resultierende Laserpuls startet mit derselben Länge und wird mit zunehmender Intensität kürzer, während er über etwa 500 Umläufe bis zur Sättigung verstärkt wird. Die Resonatorlänge muss also auf $10 \text{ mm}/500 = 20 \mu\text{m}$ genau justiert werden, um den FEL im Singlebunchbetrieb bei moderaten Strömen von unter 10 mA betreiben zu können.

Genauigkeiten dieser Größenordnung von 10^{-6} auf 14,4 m sind ohne Temperaturstabilisierung auf $\approx 0,1^\circ\text{C}$ mechanisch nicht zu erreichen. Daher greift man für die Feinabstimmung der Synchronizitätsbedingung auf eine Variation der beschleunigenden Hochfrequenz zurück. Die Bahnlänge der Elektronen ist festgelegt durch

$$U_{SR} = q \cdot \frac{\beta c}{\omega_{HF}} \quad (5.3)$$

mit der Harmonischenzahl $q = 192$, der Geschwindigkeit der Elektronen $\beta c \approx 3 \cdot 10^8$ m/s und der Frequenz der Beschleunigungsspannung $\omega_{HF} \approx 499,83$ MHz. Kleine Veränderungen der Hochfrequenz $\Delta\omega_{HF}$ entsprechen also einer Variation der Resonatorlänge um

$$\Delta d_{\text{Spiegel}} \approx -\frac{192}{8} \cdot \frac{\beta c \Delta\omega_{HF}}{\omega_{HF}^2} \quad (5.4)$$

$$\Delta d_{\text{Spiegel}} [\mu\text{m}] \approx -28,8 \cdot \Delta\omega_{HF} [\text{kHz}]$$

Variationen von bis zu etwa ± 10 kHz erlauben noch einen stabilen Injektions- und Speicherbetrieb, so dass auch größere thermische Schwankungen im Verlauf einer FEL-Schicht auf diese Art ausgeglichen werden können. Die Veränderungen der an die Orbitlänge gekoppelten Elektronenstrahllage im Undulator sind bei der für den FEL-Betrieb optimierten Optik so gering, dass die transversale Justierung nicht merklich beeinflusst wird. Darüber hinausgehende Abweichungen werden mechanisch korrigiert, durch Verfahren der Downstream-Spiegelkammer per Schrittmotor.

Eine direkte Messung des Spiegelabstands mit der benötigten Genauigkeit ist praktisch nicht möglich. Man bedient sich auch hier der Synchronizitätsbedingung, indem man die einzelnen Umläufe des gespeicherten Lichts stroboskopartig im Takt der Hochfrequenz aufnimmt und aus der zunehmenden zeitlichen Verschiebung auf die Verstimmung der Resonatorlänge schließt.

Als Messinstrument diente eine Streackamera vom Typ *Hamamatsu C5680*, die uns von der Berliner Elektronenspeicherring-Gesellschaft für Synchrotronstrahlung BES-SY als Leihgabe zur Verfügung gestellt wurde.

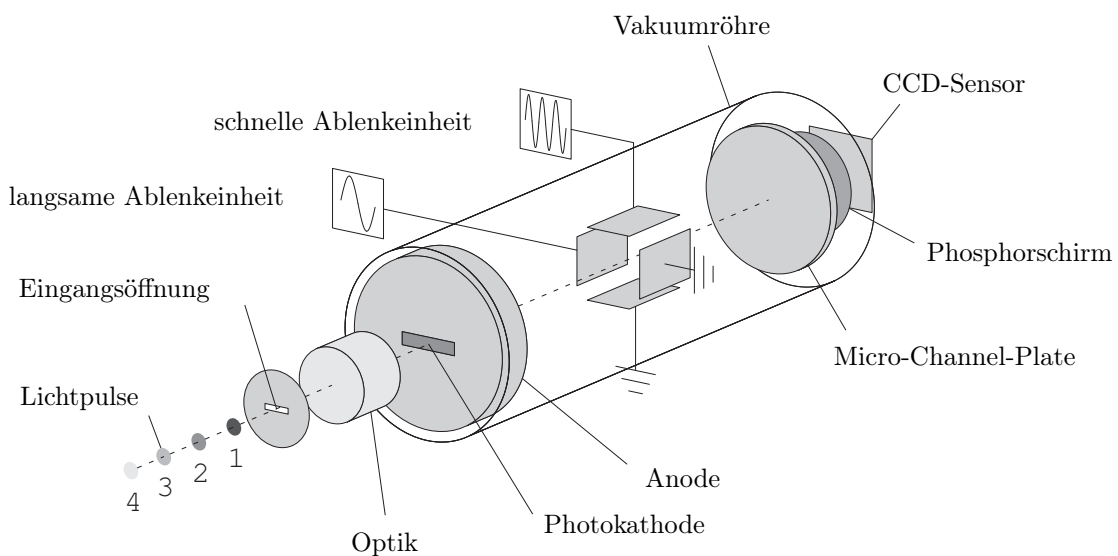


Abbildung 5.3: Prinzipieller Aufbau einer Streackamera. Quelle:[3]

Der Aufbau der Streackamera ist in Abbildung 5.3 skizziert. Das zu untersuchende Licht wird von der Eingangsoptik auf eine Photokathode fokussiert, aus der die Photonen aufgrund des Photoeffekts Elektronen herausschlagen, die zur Anode hin beschleunigt werden. Seitlich der folgenden, evakuierten Driftstrecke befinden sich Ablenkplatten, an denen eine hochfrequente Sinusspannung, die *Sweep-Spannung*, anliegt. Ihre Amplitude, Phase, sowie die Driftgeschwindigkeit der Elektronen sind

so gewählt, dass nur vom linearen Teil der Sweep-Spannung abgelenkte Elektronen auf die Micro-Channel-Plate (MCP) treffen. Letztere besteht aus einem zweidimensionalen Array von Sekundärelektronenvervielfachern zur Verstärkung des Signals, welches vom dahinter liegendem Phosphorschirm sichtbar gemacht wird. Eine CCD-Kamera leitet schließlich das entstehende Bild an die Framegrabberkarte eines PCs zur Auswertung weiter. Je nach Phase der Sweep-Spannung, bei der die Elektronen die Ablenkplatten passieren, werden sie unterschiedlich stark abgelenkt, so dass im linearen Bereich des Sinus die Zeitdifferenz zwischen eintreffendem Licht und Nulldurchlauf der Ablenkfrequenz proportional ist zur räumlichen Auslenkung des Signals auf dem CCD-Bild.

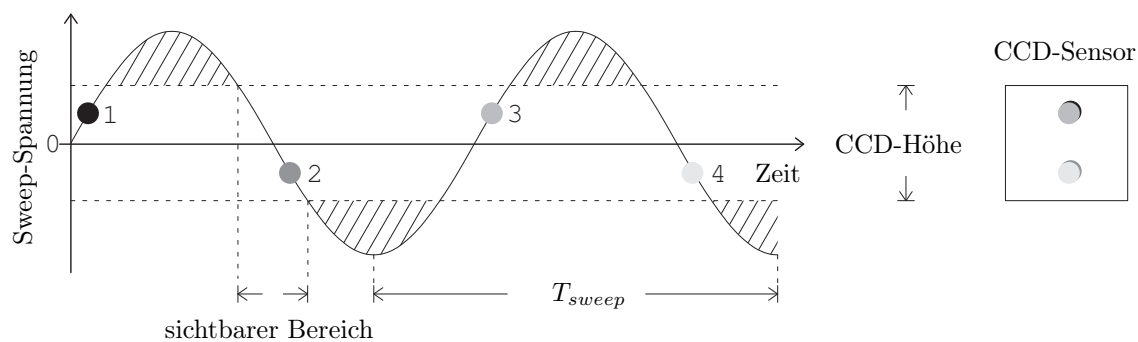


Abbildung 5.4: Entstehung eines Streakkamera-Bildes. Quelle:[3]

Für die longitudinale Justierung wird nur die vertikale der beiden orthogonalen Ablenkeinheiten benutzt, synchronisiert mit der halben Delta-Hochfrequenz (250 MHz). Abbildung 5.4 erläutert das entstehende Bild für mehrere hintereinanderliegende Elektronenbunche. Wegen der Synchronisierung mit der Beschleunigungsfrequenz werden die Bunche je nach Phase abwechselnd auf der oberen und unteren Bildhälfte dargestellt, so dass sich jeweils die geradzahigen bzw. ungeradzahigen Bunche untrennbar überlagern. Die zeitliche Auflösung der verwendeten Streakkamera und Optik beträgt etwa 2 ps [3].

Die Justierung des Resonators geschieht im Singlebunchmodus. Hier überlagern sich nun während der Integrationszeit des CCD-Chips von etwa 100 ms die Reflexe des im optischen Resonator gespeicherten Lichts im Abstand von 24 Sweep-Perioden mit der bei jedem Umlauf des Elektronenstrahls ($4 \cdot 24$ Perioden) neu entstehenden spontanen Undulatorstrahlung. Bei der erwähnten notwendigen Genauigkeit der Resonatorlänge von $20 \mu\text{m}$ beträgt der zeitliche Abstand zwischen spontaner Strahlung und dem ersten Resonatorumlauf auf dem Streakkamerabild lediglich 0,13 ps - deutlich weniger als die Auflösungsgrenze des Messgerätes. Trotzdem kann die Synchronisationsbedingung mit dieser Genauigkeit gemessen und eingehalten werden, indem man die Form des Pulses analysiert, der aus der Überlagerung von je nach Reso-

natorgüte bis zu $100 \text{ ms}/96 \text{ ns} = 10^6$ Umläufen (in der Praxis nur einige Dutzend) resultiert. Wie in Abbildung 5.5 verdeutlicht, resultiert ein zu kurzer oder zu langer Resonator immer in einer systematischen Verlängerung nur einer Seite des Gaußprofils. Diagramm 5.6 zeigt beispielhaft das Profil zweier Messungen, eine bei starker Resonatorverstimmung, die andere an der Auflösungsgrenze der Methode von $15 \mu\text{m}$.

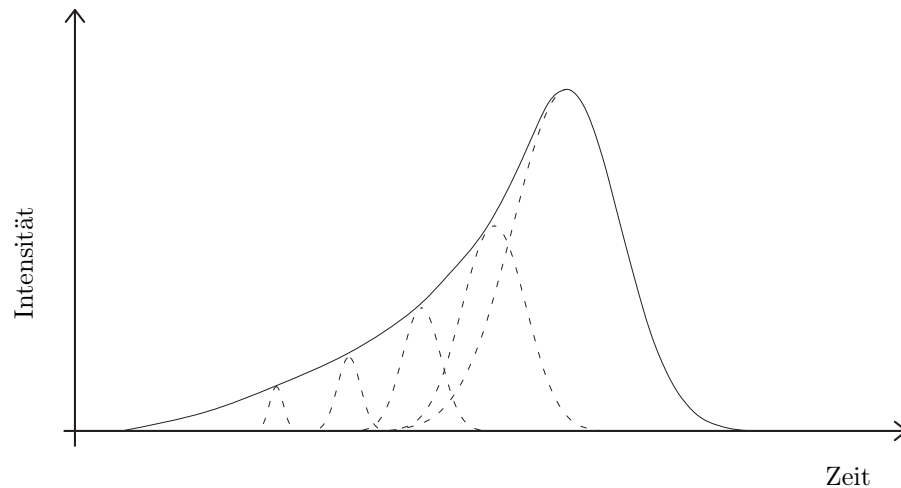


Abbildung 5.5: Prinzip der *Pulse-Shape Methode*. Ist die Laufzeit des Lichts im optischen Resonator kürzer oder länger als ein ganzzahliges Vielfaches der Sweep-Periode, ergibt sich aus der Überlagerung der einzelnen Reflexe ein asymmetrisches Profil. Quelle:[3]

Mit dieser *Pulse-Shape Methode* wurde der Abstand der neuen Spiegelkammern auf etwa $15 \mu\text{m}$ genau justiert. Eine detailliertere Beschreibung der Methode, des Messaufbaus und der verwendeten Kamera findet sich in [3].

5.3 Lebensdauer

Im Sommer-Shutdown 2007 wurden größere Umbauten der Delta-Vakuumkammer durchgeführt. Die Auslasskammer des supraleitenden asymmetrischen Wigners in der Südgerade wurde ausgetauscht. Beim anschließenden Betrieb entstand ein thermisches Leck an einem der Flansche, weshalb der Vakuumdruck während der zweiten Jahreshälfte in diesem Bereich stark erhöht war und sich zunehmend weiter verschlechterte. Ein genauer Wert kann nicht angegeben werden, da sich Drucksensoren nur in mehreren Metern Abstand von der Leckstelle befinden.

Infolgedessen konnte in den Beschleunigerphysikwochen nur mit deutlich verkürzter Lebensdauer des Elektronenstrahls gearbeitet werden. Im für den FEL-Betrieb relevanten Singlebunchbetrieb bei 550 MeV betrug sowohl die Vakuum- als auch

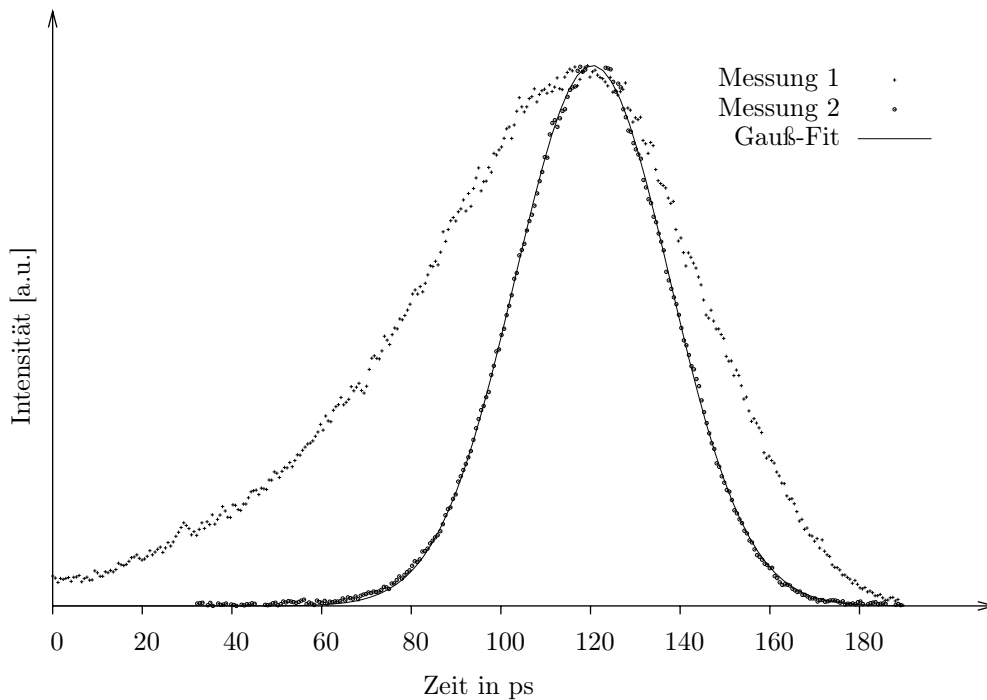


Abbildung 5.6: Longitudinale Resonatorjustage mittels der *Pulse-Shape Methode*, Beispielmessung. Quelle:[3]

die Touschek-Lebensdauer bei über 5 mA Strahlstrom weniger als 10 Minuten. Die Kehrwerte der Lebensdauern addieren sich zur Gesamtlebensdauer

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{\text{Vakuum}}} + \frac{1}{\tau_{\text{Touschek}}}. \quad (5.5)$$

Gemessen wurden Lebensdauern τ zwischen 4 und 8 Minuten bei Strahlströmen zwischen 5 und 10 mA. Die starken Schwankungen sind nicht ausschließlich strombedingt, sondern resultierten auch aus einem variierenden Vakuumdruck an der Leckstelle. Auf den maximal akkumulierbaren Strom im Speicherring hat die schlechte Lebensdauer ebenfalls Auswirkungen. Die vor dem Umbau akkumulierten 20 mA in einem Bunch waren prinzipiell nicht mehr zu erreichen, wie folgende Überlegung zeigt.

Das Gleichgewicht, bei dem pro Rampzyklus genau soviel Elektronen nachgefüllt werden wie aufgrund der Lebensdauer verloren gehen, ist gegeben durch

$$\Delta I = I_{\text{max}} - I_{\text{max}} \cdot \exp\left(-\frac{t_{\text{ramp}}}{\tau}\right) \quad (5.6)$$

Auf der $t_{\text{ramp}} = 3,1$ s langen Rampe wird im Singlebunchmodus bis zu 1 mA beschleunigt, was den Strahlstrom im Speicherring bei perfekter Injektionseffizienz um

$\Delta I < (84/192) \cdot 1 \text{ mA} \approx 0,4 \text{ mA}$ erhöht. Der Skalierungsfaktor entspricht dem Verhältnis des Umfangs von Bodo zu Delta. In der Praxis kann mit einer durchschnittlicher Injektionseffizienz von 60% gerechnet werden, entsprechend einem injizierten Strom von $\Delta I \approx 0,25 \text{ mA}$. Die Touschek-Lebensdauer ist antiproportional zur Elektronendichte und damit in erster Näherung, d.h. bei Vernachlässigung von Bunchverformungen, antiproportional zum Strom. Für hohe Singlebunchströme über 10 mA sinkt die Gesamtlebensdauer τ deshalb deutlich weiter ab als auf die oben angegebenen 4-8 Minuten. Bei einer Lebensdauer von 3 Minuten folgt aus Gleichung 5.6 für den maximal akkumulierbaren Strom $I_{max} \approx 14,5 \text{ mA}$.

Dieser Wert stimmt mit dem maximal akkumulierten Strom während des FEL-Betriebs überein. In den meisten Injektionsphasen lag die Grenze jedoch aufgrund geringerer Bodo-Ströme niedriger, bei etwa 10-12 mA.

5.4 Resonatorgüte

Die Spiegelkammern sind mit je einem Spiegelpaar für Zentralwellenlängen von 420 nm, 470 nm und 259 nm bestückt. Anfangs wurde bei 420 nm gearbeitet, da mit diesen Spiegeln während der ersten Laserexperimente im Jahr 1999 die besten Ergebnisse erzielt wurden. Im Rahmen dieser Arbeit konnte hiermit jedoch trotz wiederholter Justierung und Singlebunchströmen über 10 mA kein exponentielles Anwachsen der Lichtintensität im optischen Resonator beobachtet werden.

Um eine mögliche Beeinträchtigung der Spiegelreflektivität auszuschließen, wurde die Güte des optischen Resonators gemessen.

Der Messaufbau ist in Abbildung 5.7 skizziert. Von jedem Umlauf des gespeicherten Lichts im optischen Resonator wird ein konstanter Intensitätsanteil durch den Downstream-Spiegel ausgekoppelt. Ein Umlenkspiegel leitet dieses Licht durch die Beamline 3 ins FEL-Labor, wo es auf den Eingangsspalt eines Monochromators fokussiert wird. Das verwendete Gerät (*Acton Research Corporation SpectraPro-275*) ist ein Gitter-Spektrometer des Czerny-Turner Typs. Es enthält drei wechselbare Gitter; gearbeitet wurde mit einem Gitter der Blaze-Wellenlänge $\lambda_B = 300 \text{ nm}$ und einer Gitterkonstanten von 300 mm^{-1} . Weiterführende Information zum Monochromator können ([3], S.58ff.) entnommen werden.

Eine spektrale Trennung des Lichts ist notwendig, da sowohl die Reflektivität als auch die Transmission der Resonatorspiegel wellenlängenabhängig ist. Am Ausgangsspalt des Monochromator befindet sich ein Photomultiplier (PMT), der eine zur Lichtintensität proportionale Spannung erzeugt, welche direkt auf den hochohmigen Eingang eines digitalen Speicheroszilloskops (*LeCroy WM8620A*) gegeben werden kann. Man erhält einzelne Peaks im Abstand von 96 ns, der Umlaufzeit des

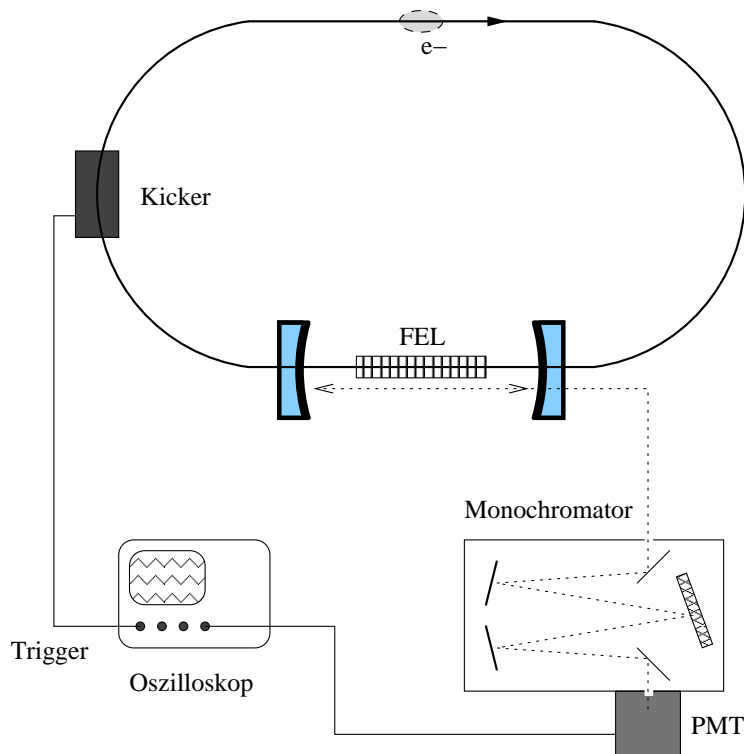


Abbildung 5.7: **Bestimmung der Resonatorgüte, Messaufbau:** Der Elektronenstrahl wird innerhalb eines Umlaufes per Injektionskicker vernichtet, so dass das reine im optischen Resonator gespeicherte Licht untersucht werden kann. Die zu untersuchende Wellenlänge wird im Monochromator von störenden Spektralanteilen separiert und vom Photomultiplier (PMT) in ein auf dem Oszilloskop darstellbares Signal umgewandelt.

Licht im optischen Resonator. Bei gespeichertem Elektronenstrahl im Singlebunchbetrieb entspricht jeder vierte Peak der Auffrischung des Lichts durch die spontane Undulatorstrahlung nach einem Umlauf in Δ . Auf diese Weise kann auch die in Kapitel 5.1 erwähnte *4-peak* Methode zur transversalen Spiegeljustierung durchgeführt werden. Zur Bestimmung der Resonatorgüte ist sie ungeeignet, da aufgrund des starken Rauschens des PMT-Signals das Verhältnis der vier Peaks zueinander lediglich auf etwa 10% genau abgeschätzt werden kann.

Die Genauigkeit kann deutlich erhöht werden, indem man den Elektronenstrahl innerhalb eines Umlaufs komplett vernichtet, so dass das gespeicherte Licht im Resonator abklingen kann, und die exponentiell abfallende Intensität ohne neue störende spontane Strahlung bis zur Rauschgrenze vom Oszilloskop aufgezeichnet werden

kann. Hierfür diene der Delta-Kicker 3. Seine eigentliche Aufgabe ist es, während der Injektion in den Speicherring den bereits akkumulierten Elektronenstrahl nahe genug an das Injektionsseptum heranzubringen. Hierbei wird er gleichzeitig mit den beiden anderen Delta-Kickern gepulst, so dass eine abgeschlossene Orbitbeule entsteht. Wird nur Kicker 3 gepulst, trifft der Strahl die Vakuumkammer und geht so komplett verloren.

Die Resonatorgüte Q wird üblicherweise als Kehrwert des Verlustfaktors beschrieben:

$$Q(\lambda) = ((1 - R_1(\lambda)) \cdot (1 - R_2(\lambda)) \cdot \eta)^{-1} \quad (5.7)$$

mit den wellenlängenabhängigen Reflektivitäten der beiden Spiegel $R_1(\lambda)$, $R_2(\lambda)$ und den sonstigen, durch Fehlstellungen der Spiegel bedingten Resonatorverlusten η .

Für unsere Zwecke bietet sich eine Definition über das Verhältnis der Lichtintensität im optischen Resonator I_{n+1} zur Intensität des vorherigen Umlaufs I_n an:

$$f_Q(\lambda) := \frac{I_{n+1}(\lambda)}{I_n(\lambda)} = R_1(\lambda) \cdot R_2(\lambda) \cdot (1 - \eta) = \text{const.} \quad (5.8)$$

Im Folgenden wird die Wellenlängenabhängigkeit nicht mehr explizit erwähnt. Aus Gleichung 5.8 folgt, dass die Lichtintensität im Resonator exponentiell abklingt:

$$I_n = I_0 \cdot f_Q^n = I_0 \cdot e^{n \cdot \ln(f_Q)} = I_0 \cdot e^{-n/n_\lambda} \quad (5.9)$$

Die zeitabhängige Form der Gleichung ergibt sich durch Multiplikation von n mit der Umlaufzeit T des Lichts im Resonator, $t = nT$:

$$I(t) = I_0 \cdot e^{-(t \cdot \ln 2)/T_{1/2}} \quad (5.10)$$

Hierbei ist $T_{1/2} = (n_\lambda T \cdot \ln 2)$ die Zeit, nach der die Lichtintensität auf die Hälfte abgefallen ist.

Eine Messung bei 420 nm ist in Abbildung 5.8 dargestellt. Auf der Upstream-Seite befand sich der Resonatorspiegel mit der internen Bezeichnung *95QBI03*, ein Multilayerspiegel auf Quarzsubstrat. Downstream wurde Saphirsubstrat verwendet (*96SVK04*) aufgrund der besseren thermischen Stabilität. Die Reflektivität dieser beiden Spiegel wurde 1999 als mindestens 99,6% angegeben [35]. Im Vergleich dazu ist die in Abbildung 5.8 zu sehende Abnahme der Lichtintensität deutlich stärker als erwartet. Die gemessene Halbwertszeit von $T_{1/2} = 1,41 \mu\text{s}$ entspricht nach den Gleichungen 5.8 - 5.10 bei Vernachlässigung von Fehlstellungen der Spiegel einer mittleren Spiegelreflektivität von nur

$$(R_{420})^2 = 2^{-T/T_{1/2}} \approx 2^{-1/14,7} \approx (97,7\%)^2 \quad (5.11)$$

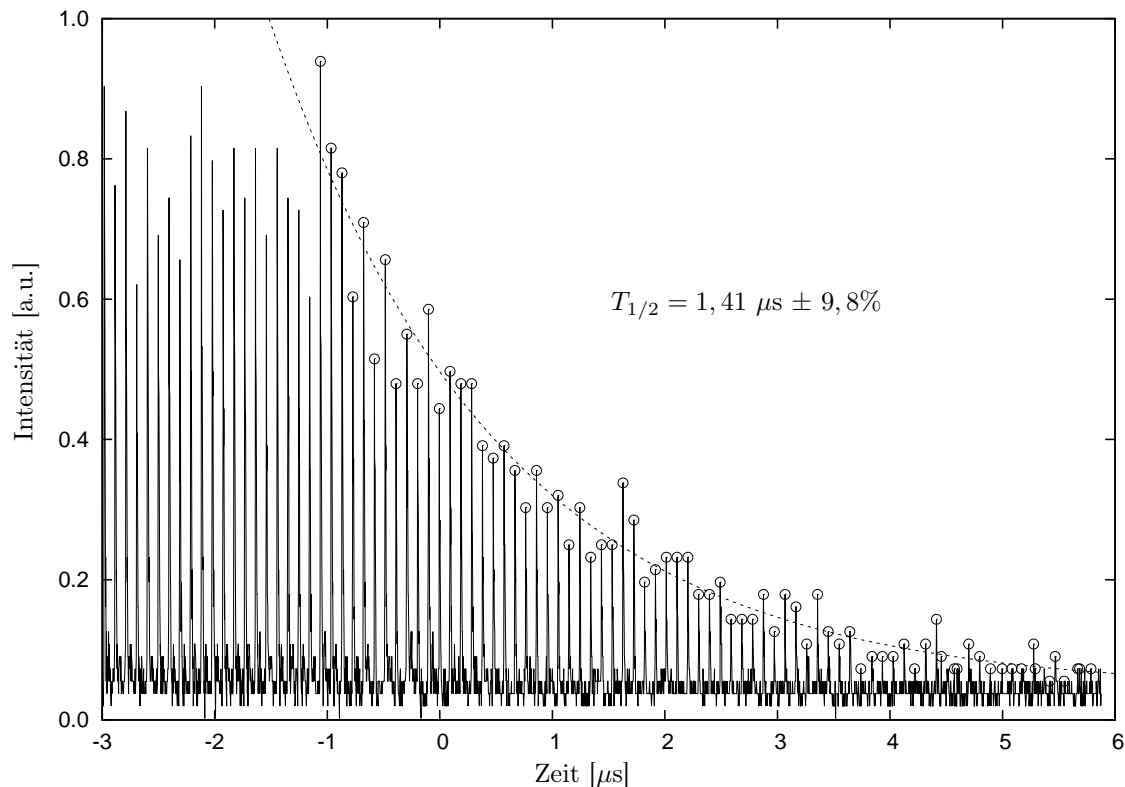


Abbildung 5.8: Resonatorgüte bei Verwendung des Spiegelpaars *95QBI03*, *96SVK04* mit einer Zentralwellenlänge von 420 nm. Die Kreise bezeichnen die für den Exponentialfit benutzten Peaks.

Im Singlebunch-Modus müssten demnach mindestens $(1 - 0,977^8 = 17\%)$ Gain pro Umlauf erreicht werden um einen FEL-Betrieb zu ermöglichen - entsprechend einem Strahlstrom von rund 20 mA, der wie schon erwähnt während der zur Verfügung stehenden Messzeit nicht akkumulierbar war.

Der große statistische Fehler des Exponentialfits von knapp 10% hat seine Ursache im starken Rauschen der Peakintensität. Dieses konnte auch durch Variation der Optik, der Samplingrate des Oszilloskops sowie durch Verwendung einer Verstärkerschaltung zwischen PMT und Oszilloskop nur marginal verringert werden. Betatronschwingungen können als Hauptverursacher ausgeschlossen werden, da das Rauschen des gespeicherten Lichts nach Vernichtung des Elektronenstrahls nicht wesentlich abnimmt. Weitere Messungen, auch in späteren Wochen bei veränderten Spiegelstellungen, bestätigten die hier gezeigte Messung der Reflektivität innerhalb der Messgenauigkeit und rechtfertigen die Vernachlässigung möglicher Verluste durch Fehljustierung.

Die wahrscheinlichste Ursache für die Degenerierung der 420nm-Spiegel ist, dass sie im Laufe der acht Jahre, während der sie sich die meiste Zeit eingebaut im Spei-

cherring befanden, versehentlich von hochenergetischer Röntgenstrahlung getroffen wurden. Eine Degenerierung aufgrund normalen Gebrauchs während der wenigen zwischenzeitlichen Tests ist zwar nicht auszuschließen, aber unwahrscheinlich in dem beobachteten Maß, denn weder bei [35] noch im Rahmen dieser Arbeit konnte eine Änderung der Resonatorgüte infolge von mehrtägigem durchgehendem Laserbetrieb festgestellt werden.

Die neuen, drei Spiegelpaaren Platz gebenden Spiegelkammern ermöglichten ein schnelles Wechseln auf eine Zentralwellenlänge von 470 nm. Die Bezeichnungen der hierfür eingebauten Spiegel lauten *95QBI01* (upstream) und *95QBI04* (downstream). Entgegen den Erfahrungen aus [35] mit ähnlichen Exemplaren dieser Fertigungsreihe wurde hier eine deutlich bessere Resonatorgüte gemessen, wie aus Abbildung 5.9 hervorgeht.

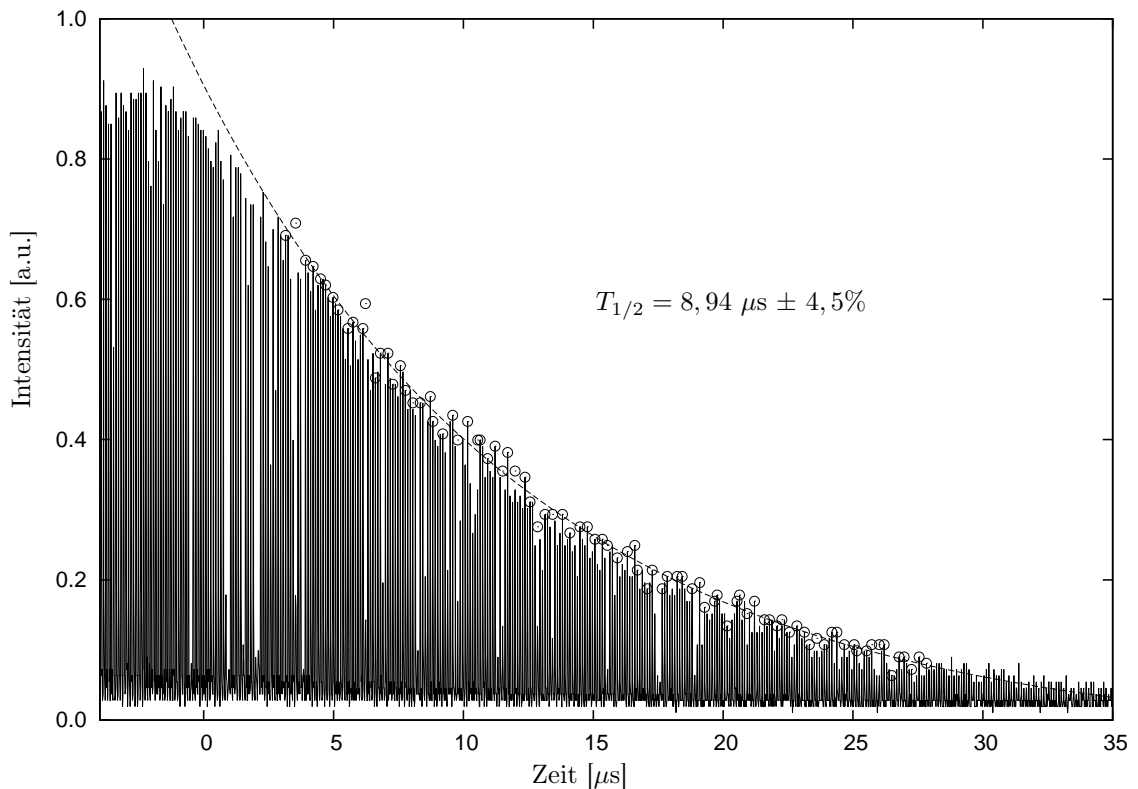


Abbildung 5.9: Resonatorgüte unter Verwendung des Spiegelpaars *95QBI01*, *95QBI04* mit einer Zentralwellenlänge von 470 nm.

Die Halbwertszeit beträgt $T_{1/2} = 8,94 \mu\text{s} \pm 4,5\%$, entsprechend einer gemittelten

Spiegelreflektivität von

$$(R_{470})^2 \approx 2^{-1/93,1} \approx (99,63\%)^2 \quad (5.12)$$

Für den Fit wurden nur die mit Kreisen gekennzeichneten Peaks im mittleren Bereich der Exponentialfunktion zwischen 3 und 27 μs benutzt. Bei höheren Intensitäten weicht das Verhalten der Messdaten nach unten ab, verursacht durch eine leichte Sättigung des Photomultipliers. Mit abnehmender Lichtintensität dominiert das Rauschen mehr und mehr, was ausserhalb des gekennzeichneten Bereichs aufgrund der verwendeten „Peakfind“-Methode zu systematischen Abweichungen des Exponentialfits führen würde.

Trotz des starken Rauschens und der hohen Ungenauigkeit der Halbwertszeit von 5 % beträgt der Fehler der Reflektivitätsmessungen nur etwa 0,02 % (0,2 % bei 420 nm), wie folgende Fehlerfortpflanzung zeigt:

$$\begin{aligned} \frac{dR}{dT_{1/2}} &= \ln(2) \frac{T}{2T_{1/2}^2} R \\ \frac{\sigma_R}{R} &= \frac{\sigma_{T,1/2}}{R} \frac{dR}{dT_{1/2}} = \frac{\ln 2}{2} \frac{T}{T_{1/2}} \cdot \frac{\sigma_{T,1/2}}{T_{1/2}} \end{aligned}$$

Eine Resonatorgüte von $((99,63 \pm 0,02)\%)^2$ erfordert pro Umlauf eine minimale FEL-Verstärkung von 3%. Nach den Erfahrungen aus [35], wo im Singlebunch-Modus etwa 1% Gain pro Milliampere Strahlstrom gemessen wurde, konnte also ab einem - selbst bei schlechten Vakuumbedingungen realisierbaren - Strom von 3 mA mit einem Einsetzen der Laserwechselwirkung gerechnet werden.

5.5 Lasing, Strahlprofil und Strahlqualität

Nach der Messung der Spiegelreflektivitäten wurden die longitudinale und transversale Überlagerung von gespeichertem Licht und Elektronenstrahl bei Verwendung der 470nm-Spiegel optimiert, sowie das Spektrum des optischen Klystrons auf die entsprechende Wellenlänge eingestellt. Zur transversalen Feinjustierung wurden anschließend bei geöffnetem Beamshutter leichte Änderungen von Winkel und Ablage des Elektronenstrahls im Undulator durchgeführt, unter ständiger Kontrolle der Intensität des gespeicherten Lichts auf einem Oszilloskop (vgl. Abb. 5.7) und Nachjustierung der Spiegelstellung. Eine Annäherung an die Lasingzone kann dadurch festgestellt werden, dass die Intensität der Pulse leicht zunimmt und stärker fluktuiert. Durch Variation der HF-Frequenz in 10Hz-Schritten konnten schließlich die ersten Laserpulse beobachtet werden. Weitere Optimierung von Spiegelstellung und HF-Frequenz ermöglichte einen stabilen, kontinuierlichen Betrieb des Free-Electron-Lasers bei einer Wellenlänge von 470 nm.

Der benötigte Schwellstrom, bei dem der Gain die Resonatorverluste gerade ausgleicht, betrug je nach Reinheit der Singlebunch-Füllstruktur etwa 4 - 7 mA. Lasing konnte bei Verstimmungen der HF-Frequenz von bis zu ± 200 Hz beobachtet werden. Auch der mögliche Bereich der transversalen Dejustierung ohne Abbrechen der Lasertätigkeit war gegenüber früheren Arbeiten [41] unerwartet groß: Spiegelverkip-pungen von bis zu $\pm 50 \mu\text{rad}$, deutlich sichtbar als Abweichungen der Laserachse vom Zentrum der Spiegel, lassen noch einen FEL-Betrieb zu.

Das Laserlicht wurde im FEL-Labor mit einer Videokamera gefilmt. Abbildung 5.10 zeigt ein Einzelbild, beobachtet auf einem weißen Blatt Papier und hinter einem schmalbandigen Interferenzfilter zur Ausblendung der spontanen Undulatorstrahlung. Auf weitere Optikelemente wie Linsen und Blenden wurde verzichtet.

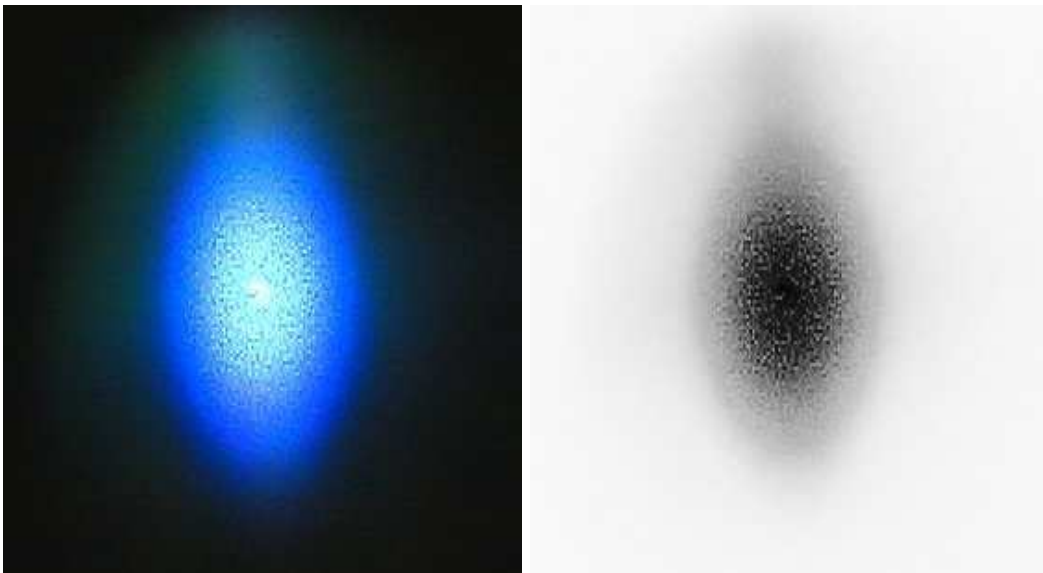


Abbildung 5.10: Bild des Laserlichtes, abgefilmt von einem weißen Schirm hinter einem Interferenzfilter (470 nm). Das für kohärente Strahlung typische Interferenzflimmern ist gut zu erkennen.

Das transversale Profil der Laserstrahlung ist abhängig von ihrer Wellenlänge, sowie von der Krümmung und des Abstandes der Resonatorspiegel. Im optischen Resonator kann das erzeugte elektromagnetische Feld durch *Gauß-Laguerre-Moden* [40], die Eigenmoden eines zylindersymmetrischen Resonators, beschrieben werden. Die Intensitätsverteilung der TEM_{00} -Grundmode entspricht der beugungsbegrenzten Ausbreitung eines Gauß-Strahls [35]:

$$I_{00}(x, y, z) \propto e^{-\left(\frac{2x^2}{w(z)^2} + \frac{2y^2}{w(z)^2}\right)} \quad (5.13)$$

mit der ortsabhängigen Strahltaille

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}. \quad (5.14)$$

Die Strahltaille w ist definiert als der Abstand von der Strahlachse, bei dem die Amplitude auf das $1/e$ -fache, beziehungsweise die Intensität auf das $1/e^2$ -fache abgefallen ist. Dies entspricht der Aussage, dass die Strahltaille den Bereich innerhalb einer Standardabweichung der gaußförmigen Intensitätsverteilung abdeckt, $\sigma = w/2$. Die minimale Strahltaille w_0 in der Mitte des Resonators und die *Rayleighlänge* z_R , bei der sich der Strahlquerschnitt um den Faktor $\sqrt{2}$ verbreitert hat, sind durch den Krümmungsradius R der Resonatorspiegel und ihren Abstand L gegeben:

$$z_R = \sqrt{\frac{L}{4}(2R - L)} \quad (5.15)$$

$$w_0^2 = \frac{\lambda z_R}{\pi} \quad (5.16)$$

Der Krümmungsradius der Wellenfronten $R(z)$ entspricht auf der Spiegeloberfläche dem Krümmungsradius der Spiegel, und strebt für kleine z gegen unendlich:

$$\begin{aligned} R(z) &= z + \frac{z_R^2}{z} \\ R\left(\frac{L}{2}\right) &= R \end{aligned} \quad (5.17)$$

Als Strahldivergenz wird der halbe Öffnungswinkel $\Theta/2$ im Fernfeld bezeichnet:

$$\frac{\Theta}{2} \approx \frac{\tan \Theta}{2} = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{w(z)}{2z} = \frac{w_0}{2z_R} \quad (5.18)$$

Für den FELICITA-Resonator ($L = 14,4$ m, $R = 8$ m) ergeben sich unter der idealisierten Annahme eines reinen TEM₀₀-Gaußstrahls folgende Werte (Tabelle 5.1):

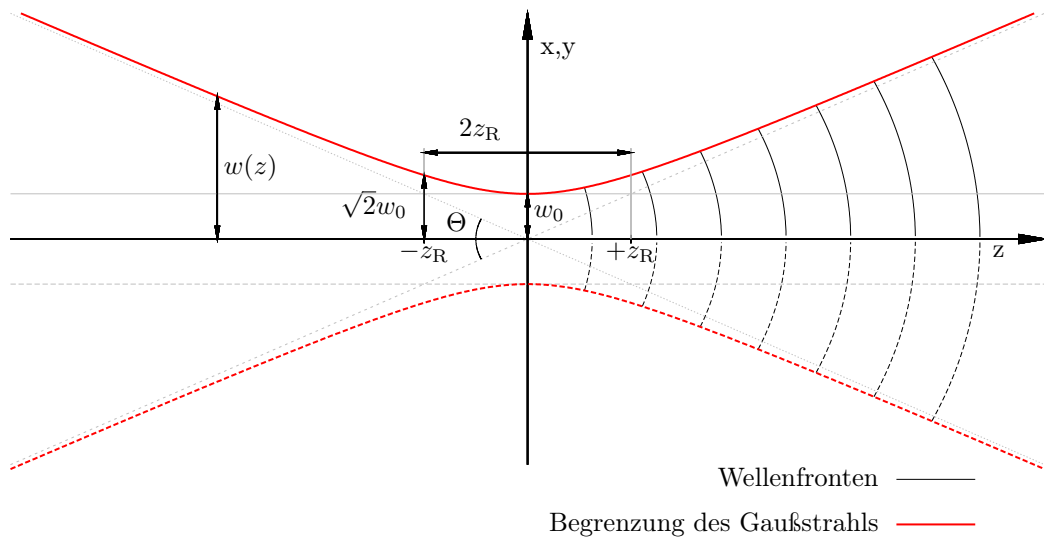


Abbildung 5.11: Beugungsbegrenzte Ausbreitung eines Gauß-Strahls [1].

Parameter	Symbol	Wert	Hinweis
Resonatorlänge	L	14,4 m	
Spiegelkrümmung	R	8 m	
Laserwellenlänge	λ	470 nm	
Rayleighlänge	z_R	2,4 m	$L/6$
Strahltaile	w_0	0,6 mm	$\sqrt{\lambda z_R / \pi}$
Divergenz	$\Theta/2$	0,125 mrad	$w_0 / (2z_R)$
theoretische Strahlgröße			
am Ende des Undulators	$w(2,4 \text{ m})$	0,85 mm	$\sqrt{2} \cdot w_0$
auf den Resonatorspiegeln	$w(L/2)$	1,9 mm	$\sqrt{10} \cdot w_0$
im FEL-Labor	$w(15 \text{ m})$	3,8 mm	$6,33 \cdot w_0$

Tabelle 5.1: Der optische Resonator von FELICITA: Parameter der beugungsbegrenzten TEM₀₀-Mode bei 470 nm Laserwellenlänge, berechnet aus Resonatorlänge und Spiegelkrümmung.

Abbildung 5.12 zeigt das gemessene horizontale (links) und vertikale (rechts) Strahlprofil in 15 m Entfernung von der Undulatormitte, ermittelt aus dem Bild der CCD-Kamera (5.10).

Die zentralen Bereiche lassen sich in beiden Diagrammen gut durch ein reines Gauß-Profil annähern. Im horizontalen Profil ist jedoch außerhalb von etwa zwei Standardabweichungen die Intensität deutlich erhöht, ebenso die linke Flanke des vertikalen

Profils außerhalb von einer Standardabweichung. Mögliche Ursachen hierfür sind zum einen der Untergrund der spontanen Undulatorstrahlung, und zum anderen bewirken Anteile höherer transversaler Resonatormoden Abweichungen vom Profil eines idealen Gaußstrahls.

Höherer transversale Resonatormoden zeichnen sich durch eine bestimmte Anzahl von Knotenpunkten in der transversalen Ebene aus, so dass im Vergleich zu einem reinen Gaußstrahl mehr Intensität in den äußeren Bereichen liegt. Ihre Entstehung wird begünstigt durch eine transversale Dejustierung von Resonatorachse und Elektronenstrahl [35]. Während in früheren Arbeiten [35] bis zu sechs verschiedene Moden beobachtet wurden, war im Rahmen der vorliegenden Arbeit ihre relative Intensität auch bei starker Resonatorverstimmung nie so hoch, dass bestimmte Moden anhand der Knotenpunkte identifiziert werden konnten - womöglich aufgrund „zu guter“ Justierung.

Die aus Abb. (5.12) ermittelten Strahlbreiten, $w_x = 2\sigma_x = 5,3$ mm und $w_y = 2\sigma_y = 9,2$ mm, liegen um einen Faktor von 1,4 (horizontal) beziehungsweise 2,4 (vertikal) über den theoretischen Werten des idealen Gaußstrahls (s. Tab. 5.1). Ein übliches Maß für die Strahlqualität eines Lasers ist die *Beugungsmaßzahl* M^2 , welche die Abweichung seines *Strahlparameterprodukts* von dem eines reinen Gaußstrahls angibt. Das Strahlparameterprodukt SPP ist definiert als Produkt von Divergenz

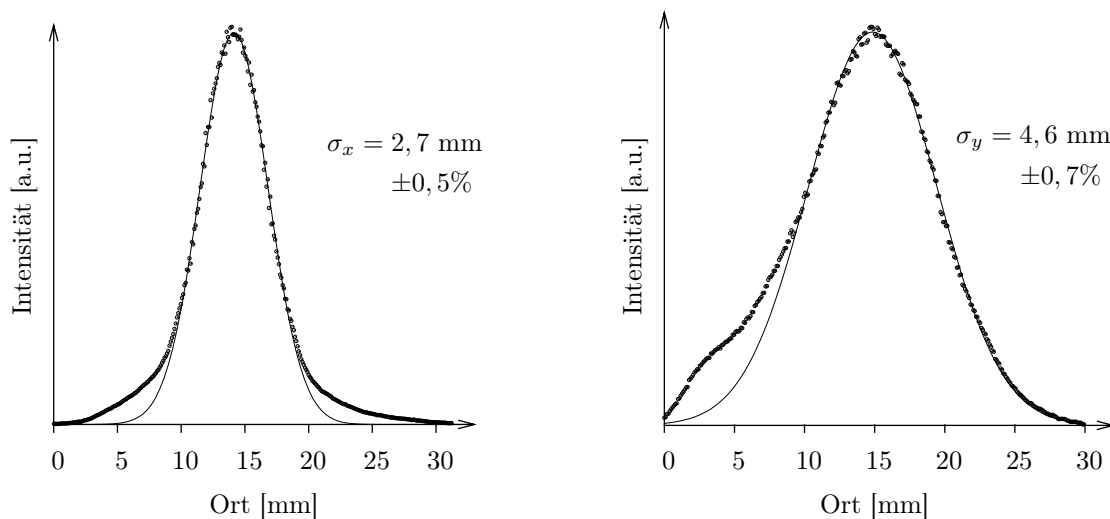


Abbildung 5.12: Gemessenes horizontales (links, „x“) und vertikales (rechts, „y“) Profil des Laserstrahls im FEL-Labor (Daten aus Abb. 5.12). Für die Gauß-Fits wurden nur die zentralen Bereiche verwendet, die keine offensichtlichen systematische Abweichungen zeigen.

$\Theta/2$ und Strahltaile w_0 . Es gilt

$$\text{SPP} = \frac{\Theta}{2} \cdot w_0 = M^2 \cdot \frac{\lambda}{\pi}. \quad (5.19)$$

M^2 ist bei realen Lasern immer größer als der ideale Wert von 1,0. Vergleicht man das gemessene Strahlprofil (Abb. 5.12) mit den Werten des Gaußstrahls (Tab. 5.1), so ergibt sich horizontal ein M^2 -Wert von 1,96. Sowohl Divergenz als auch Strahltaile sind um einen Faktor von 1,4 erhöht. Vertikal ist $M^2 = 5,9$. Zum Vergleich: Typische Werte von CO_2 -Lasern liegen bei 1,1 - 1,5, während Hochleistungslaser Werte von über 100 besitzen können [34].

Kapitel 6

Leistung und Verstärkung des FELs

Vor Anfertigung dieser Arbeit war die reale Leistung des FELs unbekannt. In frühen Simulationen [10] wurde für den sichtbaren Spektralbereich eine mittlere ausgekoppelte Leistung im Bereich von 100 mW erwartet, mit einer Spitzenleistung um 1 MW. Hierbei wurden jedoch Annahmen hinsichtlich des erreichbaren Strahlstroms, der Strahlqualität und der Spiegeltransmission gemacht, die sich in der Praxis als nicht haltbar erwiesen. Erstmals gemessen wurde die ausgekoppelte, gemittelte Leistung während dieser Arbeit.

Im Falle einer Echtzeit-Messung können unter ständiger Beachtung der ausgekoppelten Leistung Resonator- und Elektronenstrahlparameter optimiert werden. Eine Analyse der zeitlichen Entwicklung der Laserintensität erlaubt die Berechnung der Peakleistung sowie Rückschlüsse auf die Wirksamkeit eines *Q-Switch* Modes, welcher in Abschnitt 7.2 näher erläutert wird. Zudem kann die Gültigkeit theoretischer Modelle wie des *Renieri-Limits* überprüft werden.

Zu Anfang dieses Kapitels (6.1) wird die Energiebreite des Elektronenstrahls näher untersucht, da diese sowohl die Verstärkung (6.2) als auch die Leistung (6.3) des Free Electron Lasers direkt beeinflusst. Der FEL-Prozess erhöht wiederum die Energiebreite, hat jedoch - wie im Laufe dieses Kapitels gezeigt wird - auch eine dämpfende Wirkung auf den Elektronenstrahl.

6.1 Energiebreite des Elektronenstrahls

An Elektronenspeicherringen wird die Energiebreite σ_γ experimentell im Allgemeinen auf indirektem Weg über eine Messung der Bunchlänge $\sigma_s = c\sigma_t$ bestimmt. Dies setzt jedoch eine feste Beziehung zwischen σ_γ und σ_s voraus, welche nur exakt gültig ist bei minimalen Strömen, wenn der Einfluss des Elektronenpakets auf seine Umgebung und sich selbst vernachlässigbar ist. Ein optisches Klystron bietet die Möglichkeit, die Energiebreite auf direkterem Weg und unabhängig von der

Bunchlänge zu bestimmen.

6.1.1 Theorie

Die Energiebreite eines Elektronenpakets steigt mit wachsendem Singlebunch-Strom. Ausgehend von der natürlichen Energiebreite (Wert aus Simulation der DELTA-Optik [37])

$$\left(\frac{\sigma_\gamma}{\gamma}\right)_0 = 2,5 \cdot 10^{-4} \quad (6.1)$$

im Speicherring Delta bei 542 MeV, welche nur von Optikparametern bestimmt ist, stellt sich in Folge der Phasenfokussierung mit der Synchrotronkreisfrequenz Ω_S und dem Momentum-Compaction-Faktor α eine natürliche Bunchlänge [42; 43]

$$\sigma_{s,0} = c\beta \frac{|1/\gamma^2 - \alpha|}{\Omega_S} \left(\frac{\sigma_\gamma}{\gamma}\right)_0 \quad (6.2)$$

bei sehr kleinen Strömen ein. Die energetische und longitudinale Aufweitung des Strahls wird je nach Teilchendichte von unterschiedlichen Effekten dominiert.

Das *intra beam scattering* beschreibt die Streuung der Elektronen eines Bunches untereinander. Im Gegensatz zum *Touschek-Effekt*, welcher bei gleicher Ursache zu Teilchenverlusten führt, setzt das *intra beam scattering* bereits bei sehr kleinen Strömen ein und bewirkt eine Vergrößerung sowohl der Energiebreite als auch des Strahlvolumens in allen drei Raumrichtungen. Die zugehörigen Gleichungen [38] sind analytisch nicht lösbar; entsprechende Simulationen wurden für Delta bisher nicht durchgeführt. Auch genaue Messungen des *intra beam scatterings* in Abhängigkeit vom Strahlstrom sind schwierig, da der Effekt für kleine Elektronenenergien von 0,5 GeV bereits bei kaum messbaren Strömen von unter 0,1 mA einsetzt [38]. Die Größe des Effekts kann aber abgeschätzt werden durch Vergleich der beobachteten Nullstrom-Bunchlänge von 15-20 ps [3; 5] mit der theoretischen, natürlichen Bunchlänge (Gl. 6.1, 6.2). Für die momentan bei Delta benutzte Optik ist letztere um etwa einen Faktor 2 bis 2,5 geringer ist als die gemessenen Werte (gilt für $E = 542$ MeV, $(\sigma_\gamma/\gamma)_0 = 2,5 \cdot 10^{-4}$, $\Omega_S = 24$ kHz).

Hohe Ladungsdichten im Bunch bewirken eine Verformung und Schwächung des beschleunigenden elektromagnetischen Feldes im Cavity. Diese *potential well distortion* ist der Hauptgrund dafür, dass die einfache Kopplung von Energiebreite und Bunchlänge über den Momentum-Compaction-Faktor und die Synchrotronfrequenz gemäß Gleichung 6.2 nicht für beliebige Strahlströme anwendbar ist. Die Bunchlänge nimmt zu, während die Energiebreite unbeeinflusst bleibt. *Potential well distortion* dominiert bei Strahlströmen in der Größenordnung von einem Milliampere pro Bunch.

Für noch höhere Ströme dominiert die *turbulente Bunchverlängerung* [42], oft auch *microwave instability* genannt. Zuerst an Protonenbeschleunigern beobachtet, führt der Effekt dort ab einem bestimmten Schwellstrom zu Instabilität und Strahlverlust, verbunden mit Emission von Strahlung im Mikrowellenbereich. Mithilfe des *Keil-Schnell Kriteriums* kann die Stromschwelle in Abhängigkeit von Energiebreite und Impedanz des Speicherrings berechnet werden. *Boussard* erweiterte das Kriterium für gepulste Teilchenstrahlen. Insbesondere an Elektronenspeicherringen führt die Instabilität nicht zum Strahlverlust, sondern nur zu einer Energieaufweitung der einzelnen Bunche, bis sich aufgrund von Landaudämpfung ein Gleichgewicht einstellt. Hiermit einher geht nach Gleichung 6.2 ein proportionales Anwachsen der Bunchlänge. Es gilt in guter Näherung [38; 3]:

$$\frac{\sqrt{2\pi} \cdot I}{0,88 \cdot \omega_u^3 \cdot q \cdot U_{acc} \cdot \cos \Phi_s} \left| \frac{Z_{\parallel}}{n} \right|_{eff} \leq \sigma_t^3 \quad (6.3)$$

$$\begin{aligned} I &= \text{Gesamtstrom pro Bunch} \\ \omega_u/(2\pi) &= \text{Umlauffrequenz} \\ q &= \text{Harmonischenzahl des Speicherrings } (\Omega_{HF}/\omega_u) \\ U_{acc} \cdot \cos \Phi_s &= \text{effektive Beschleunigungsspannung} \\ \left| \frac{Z_{\parallel}(\omega)}{n} \right|_{eff} = \left| \frac{Z_{\parallel}(\omega)}{\omega/\omega_u} \right|_{eff} &= \text{effektive normalisierte longitudinale Impedanz} \end{aligned}$$

Für lange Bunche mit einem niederfrequenten Spektrum unterhalb der Cut-Off-Frequenz der Vakuumkammer ω_c kann der Impedanzverlauf stückweise angenähert werden durch das *Breitbandresonator-Modell*, das heißt jede relevante Querschnittsänderung der Kammer wird beschrieben durch einen Resonator der Resonanzfrequenz ω_R , der Güte Q , der Shuntimpedanz R_S sowie der resultierenden Impedanz

$$Z_{\parallel BB}(\omega) = \frac{R_S}{1 + iQ \left(\frac{\omega_R}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_R} \right)} \quad (6.4)$$

In [3] wurde gezeigt, dass im für den FEL-Betrieb relevanten Bereich zwischen 3 und 10 mA Singlebunch-Strom bei DELTA das Breitbandmodell durch ein Scaling-Modell (*SPEAR-Scaling*) angepasst werden muss:

$$Z(\omega) = Z(\omega_c) \cdot \omega^a \quad (6.5)$$

Der Radius der Vakuumkammer beziehungsweise ihre Höhe h ist nach [38] ein Maß für die Cut-Off-Frequenz. Entscheidend für das Einsetzen der Instabilität bei stei-

gendem Strahlstrom ist die tiefste mögliche Mode. Für diese gilt:

$$\omega_c(TE_{11}) \approx 1,841 \cdot \frac{c}{h/2} \quad (6.6)$$

Hiermit (eine detailliertere Herleitung findet sich in [3]) ändert sich Gleichung 6.3 zu

$$\frac{\sqrt{2\pi} \cdot I}{0,88 \cdot \omega_u^3 \cdot q \cdot U_{acc} \cdot \cos \Phi_s} \left| \frac{Z_{\parallel}}{n} \right| \left(\frac{h/2}{1,841 \cdot c} \right)^{a-1} \leq \sigma_t^{2+a}. \quad (6.7)$$

Unter Verwendung der Proportionalität 6.2 zwischen relativer Energiebreite und Bunchlänge im turbulenten Regime sowie der Beziehung zwischen Synchrotron- und Umlauffrequenz

$$\frac{\Omega_S}{\omega_u} = \sqrt{-\frac{e \cdot q \cdot U_{acc} \cdot \cos \Phi_s}{2\pi\beta^2 E} \left(\alpha - \frac{1}{\gamma^2} \right)} \quad (6.8)$$

folgt schließlich

$$\frac{e \cdot I}{0,88 \cdot \sqrt{2\pi} \cdot E \cdot \omega_u \cdot \alpha} \left| \frac{Z_{\parallel}}{n} \right| \left(\frac{\Omega_S}{\alpha} \right)^a \left(\frac{h/2}{1,841 \cdot c} \right)^{a-1} \leq \left(\frac{\sigma_\gamma}{\gamma} \right)^{2+a} \quad (6.9)$$

Das Boussard-Kriterium ordnet einer gegebenen Teilchendichte eine minimale Energiebreite zu. Das Gleichheitszeichen in 6.9 gilt also, wenn die turbulente Bunchverlängerung gegenüber anderen energieaufweitenden Effekten (insbesondere intra beam scattering und FEL-Wechselwirkung) dominiert. Das Gleichheitszeichen im Kriterium für die Bunchlänge 6.7 gilt, wenn außerdem die turbulente Bunchverlängerung gegenüber der potential well distortion überwiegt, so dass die Bunchlänge entsprechend Gleichung 6.2 allein von der Energiebreite bestimmt wird.

In Tabelle 6.1 sind die wesentlichen Parameter zur Berechnung der Energiebreite gemäß Gleichung 6.9 für den FEL-Betrieb bei DELTA aufgeführt. Die Werte für Impedanz und Scaling wurden anhand der in [3] vorgestellten Bunchlängenmessungen neu berechnet, die minimale Energiebreite $(\sigma_\gamma/\gamma)_{IBS}$ bei kleinen Strömen unter Einfluss des intra beam scatterings wurde durch Einsetzen der Nullstrom-Bunchlänge von 15 ps in Gleichung 6.2 abgeschätzt.

Energie	E	= 542 MeV
momentum compaction factor	α	= 0,004927
Umlauffrequenz	ω_u	= $2\pi \cdot 2,6$ MHz
Synchrotronfrequenz	Ω_S	= $2\pi \cdot 25$ kHz
Intra-Cavity Leistung	P_{cav}	= 20 kW
Höhe der Vakuumkammer	h	= 40 mm
longitudinale Koppelimpedanz	$\left \frac{Z_{\parallel}}{n} \right $	= $(0,87 \pm 0,10) \Omega$
Scaling-Parameter	a	= $0,40 \pm 0,05$
natürliche Energiebreite	$(\sigma_{\gamma}/\gamma)_0$	= $0,25 \cdot 10^{-3}$
minimale Energiebreite	$(\sigma_{\gamma}/\gamma)_{IBS}$	$\approx 0,5 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 6.1: Elektronenstrahl- und Optik-Parameter im FEL-Betrieb

6.1.2 Energiebreitenmessung

Die Energiebreite des Elektronenstrahls kann experimentell über die Modulationstiefe des Spektrums des optischen Klystrons bestimmt werden.

Ausgehend von der klassischen Strahlungsformel für Elektronen [17]

$$\frac{dI}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \omega^2}{16\pi^3 \epsilon_0 c} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{n} \times (\vec{n} \times \vec{\beta}) e^{i\omega(t - \frac{\vec{n}\vec{r}}{c})} dt \right|^2 \quad (6.10)$$

mit dem Ortsvektor \vec{r} des Elektrons zum Zeitpunkt t und dem Einheitsvektor \vec{n} in Strahlungsrichtung wurde die spektrale Intensitätsverteilung des optischen Klystrons in [6] berechnet. Man erhält

$$I_{ok}(\lambda) = 2I_{und}(\lambda) \cdot \left(1 + f \cdot \cos \left(2\pi(N + N_d) \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right) \right) \quad (6.11)$$

$$I_{und}(\lambda) \propto \left(\frac{\sin(\pi N_u \frac{\Delta\omega}{\omega_0})}{\pi N_u \frac{\Delta\omega}{\omega_0}} \right)^2 = \left(\frac{\sin(-\pi N_u \frac{\Delta\lambda}{\lambda})}{-\pi N_u \frac{\Delta\lambda}{\lambda}} \right)^2$$

mit

$$\lambda_0 = \lambda - \Delta\lambda = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} + \gamma^2 \Theta_0^2 \right) \quad (6.12)$$

und

$$f = f_0 \cdot \exp \left(-8\pi^2 \left((N + N_d) \left(\frac{\sigma_{\gamma}}{\gamma} \right) \right)^2 \right). \quad (6.13)$$

Die mathematische Struktur entspricht also einer Spaltfunktion, moduliert mit einem Cosinus-Term. Die Modulationstiefe f ist proportional zu $\exp((\sigma_\gamma/\gamma)^2)$.

Die Zentralwellenlänge λ_0 und damit das gesamte Spektrum verschiebt sich aufgrund des relativistischen Dopplereffekts gemäß Gleichung 6.12 mit größeren Betrachtungswinkeln Θ_0 zu größeren Wellenlängen. Um eine Verschmierung des Spektrums - und damit eine zu klein erscheinende Modulationstiefe - zu verhindern, muss daher der zu analysierenden Lichtkegel so schmal wie möglich gehalten werden. Zu kleine Blendenöffnungen hingegen verringern die Intensität und damit die statistische Genauigkeit. Als Kompromiss für die hier vorgestellten Messungen wurde ein Pinhole mit Radius $r \approx 0,4$ mm verwendet. Dies entspricht einem Öffnungswinkel von $2 \cdot 5 \cdot 10^{-5}$ rad, resultierend in einer maximalen Abweichung der Zentralwellenlänge von 0,26 nm oder 4% der Modulationsperiode (ca. 6 nm). Die gemessene Modulationstiefe liegt dadurch rund 2% unter dem realen Wert. Zum Vergleich: Bereits eine 5 mm große Blende verursacht eine Verschmierung um eine Periodenlänge und damit eine nahezu vollständige Annullierung der gemessenen Modulation, wie Rechnungen und Messungen gezeigt haben.

Zur Messung diente ein Monochromator des Modells *SpectraPro* – 275, baugleich mit dem Gerät zur Bestimmung der Resonatorgüte (siehe Kapitel 5.4). Das verwendete Gitter hat jedoch eine deutlich geringere Auflösung (300 Linien pro mm), um die gesamte Breite des Spektrums zwischen den ersten Nebenmaxima auf dem CCD-Sensor darstellen zu können. Der CCD-Sensor ist ein eindimensionaler Array, bestehend aus 2400 Spalten bei einer Gesamtbreite von etwa 2 cm, der anstelle des Photomultipliers am Ausgangsspalt des Monochromators angebracht ist. Ausgelesen wird der Sensor über einen MS-DOS Rechner (*Auswerte-Software 7.00 für CCD-Kamera*, G. Stresing, Berlin). Die Software stellt die Intensität in Abhängigkeit von der CCD-Spaltennummer dar, welche in guter Näherung proportional zur Wellenlänge ist. Die Belichtungszeit des CCD-Chips kann frei gewählt werden zwischen wenigen Millisekunden und mehreren Sekunden. Dies ermöglicht ein Aufzeichnen des Spektrums auch bei sehr kleinen Strömen von unter 0,1 mA.

Eine typische Messung ist in Abbildung 6.1 zu sehen. Die an die Messwerte gemäß Gleichung 6.11 angepasste Kurve weist mehrere systematische Abweichungen auf. Gut überein stimmen die Kurven auf den Flanken der mittleren drei Modulationsperioden (ca. 460 - 475 nm), welche die größte Steigung besitzen und daher der entscheidende Bereich für die FEL-Wechselwirkung sind (Madey-Theorem, vgl. Abb. 2.8). Die nächste höherenergetische Periode erscheint deutlich schwächer als erwartet, vermutlich aufgrund lokaler Feldfehler des Undulators, während die Intensität auf der anderen Seite des Spektrums bis etwa 480 nm höher liegt. Noch weiter abseits der Zentralwellenlänge passt die mittlere Intensität der Kurven auf beiden Seiten des Spektrums wieder besser überein, jedoch erscheint die gemessene Modulation hier stärker als die theoretische.

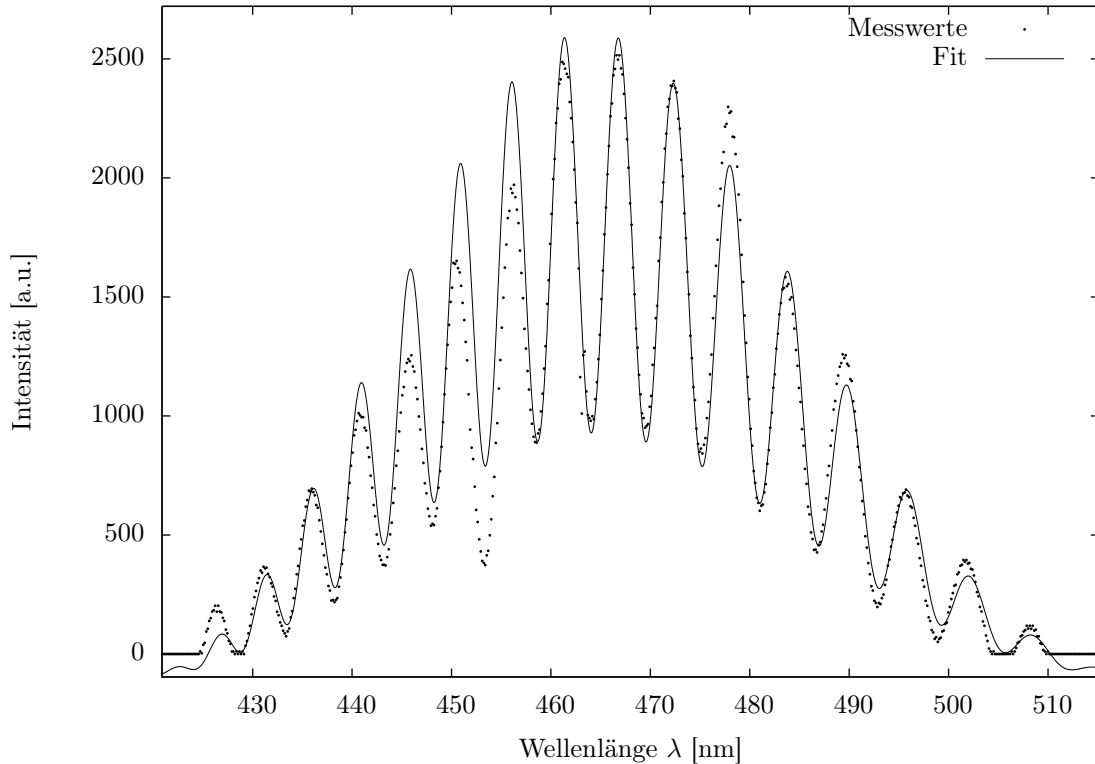


Abbildung 6.1: Spektrum des optischen Klystrons, Beispielmessung und Fit nach Gleichung 6.11. Messung bei 6,6 mA Singlebunch-Strom, 540 MeV Elektronenenergie und $N + N_d = 85$. Die aus dem Fit ermittelte Modulationstiefe beträgt $f = 0,45$, entsprechend einer relativen Energiebreite von $1,2 \cdot 10^{-3}$.

Zudem fällt auf, dass die Nulllinie des Fits unterhalb der Nulllinie der Messdaten liegt, da der Sensor erst ab einer gewissen Lichtintensität positive Werte liefert. Dadurch wird der Dynamikbereich (bei einer digitalen Auflösung von 12 Bit) zusätzlich eingeschränkt, so dass eine gleichzeitige Darstellung des Hauptmaximums und der ersten Nebenmaxima der einhüllenden Spaltfunktion nicht möglich ist.

Insgesamt besitzt der Fit 6 freie Parameter, die zum Teil manuell vorgegeben werden müssen und bei Variation zu unterschiedlichen Ergebnissen mit ähnlich guter Modellierung der Messdaten führen. Neben Amplitude, Modulationstiefe und Nullpunkt der Intensität sind auch die Breite des Spektrums, die Modulationsfrequenz und die Zentralwellenlänge (bestimmt durch N , N_u , und λ_0) nur näherungsweise bekannt, da sowohl die Elektronenenergie als auch die reale Magnetfeldverteilung des U250 nur auf etwa 2% genau bestimmt werden kann.

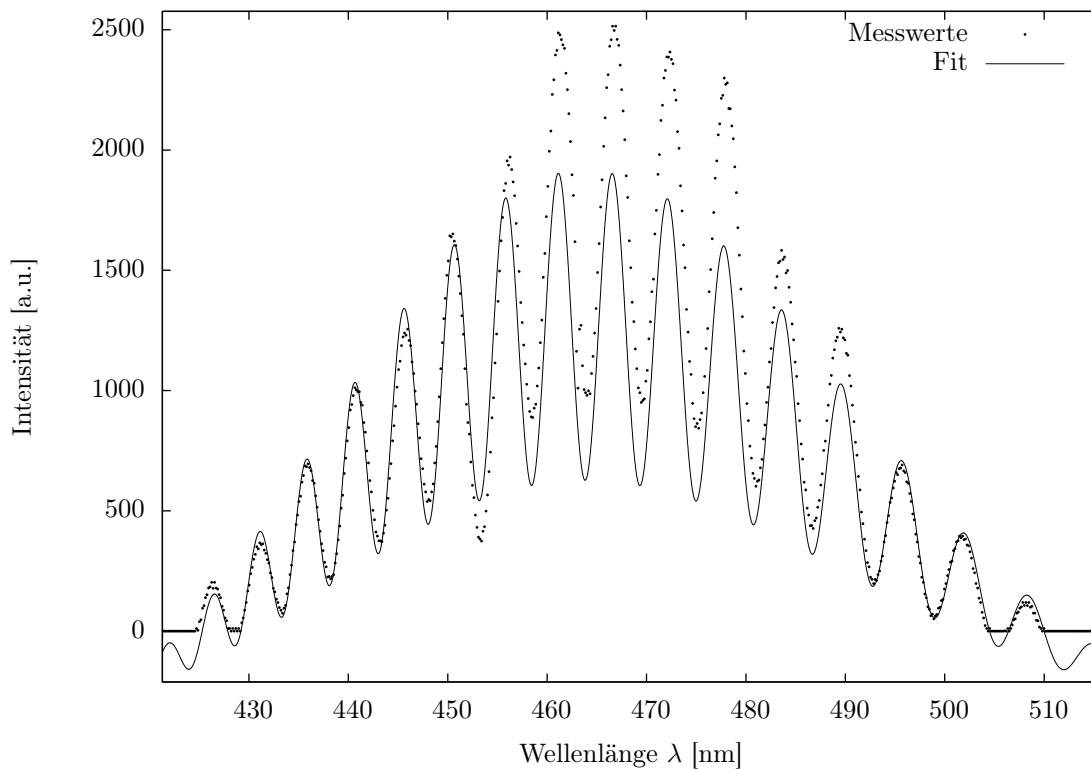


Abbildung 6.2: Spektrum des optischen Klystrons. Die Messwerte sind identisch mit Diagramm 6.1, jedoch wurde hier die theoretische Kurve bevorzugt an die äußeren Spektralbereiche angepasst. Die resultierende Modulationstiefe ändert sich dadurch kaum.

Abbildung 6.2 zeigt dieselben Messdaten wie 6.1, jedoch wurden die Parameter der Ausgleichskurve hier so angepasst, dass vor allem die äußeren Spektralbereiche gut mit der Messung übereinstimmen, während die Amplituden der mittleren 4-5 Modulationsperioden deutlich zu klein modelliert werden. Mathematisch äußert sich der Unterschied in einer geringeren Amplitude bei breiterem Spektrum, was in dem einfachen Modell durch eine nicht-ganzzahlige, „effektive“ Anzahl von Undulatorperioden N berücksichtigt werden kann. Die übrigen Fitparameter, insbesondere die Modulationstiefe f , sind in beiden Diagrammen nahezu identisch. Dies deutet darauf hin, dass das reale Spektrum des U250 als Linearkombination von Spektren mit unterschiedlichem effektiven N modelliert werden kann.

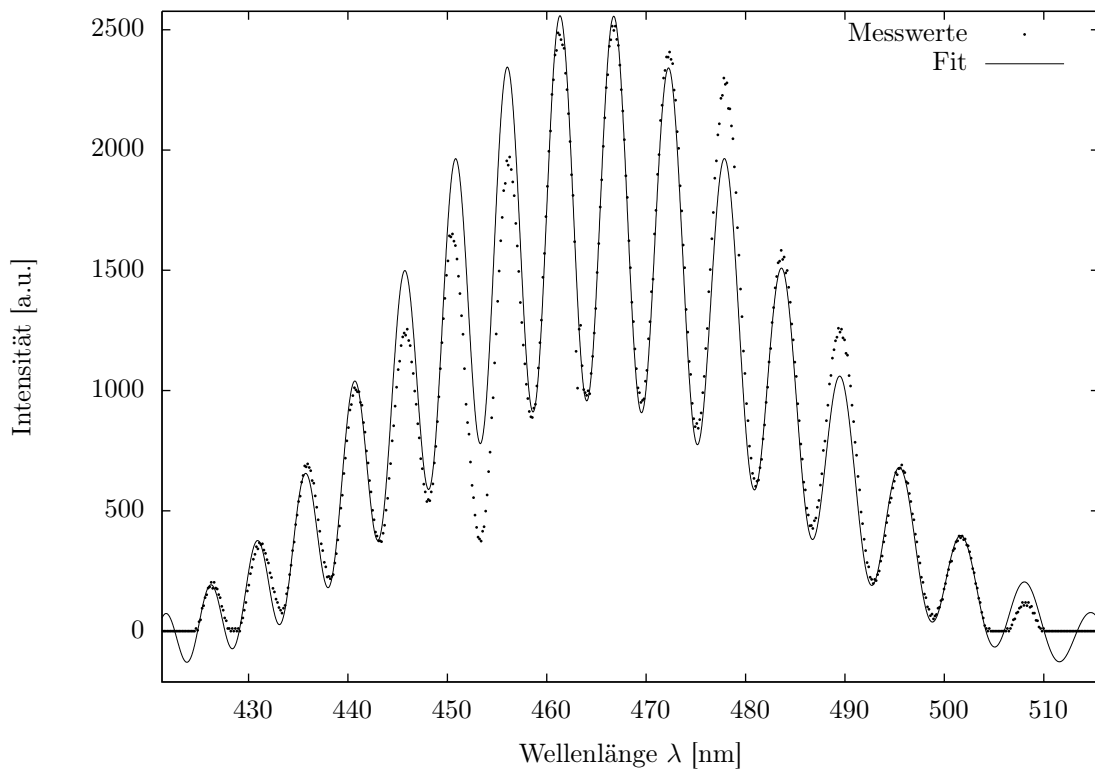


Abbildung 6.3: Spektrum des optischen Klystrons. Die Messwerte sind identisch mit Diagramm 6.1, der Fit ist eine Linearkombination zweier Doppelspaltspektren.

Eine entsprechende Kurve aus zwei Spektren ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Trotz guter Anpassung an sowohl die mittleren als auch die äußeren Modulationsperioden treten bereichsweise immer noch stärkere systematische Abweichungen auf. Die Modulationstiefe und damit die Energiebreite stimmt jedoch mit den Fits aus Abbildung 6.1 und 6.2 überein.

Für die Auswertung der im Folgenden vorgestellten Messreihen hinsichtlich der Energiebreite wurden die Parameter wie in Abbildung 6.1 so angepasst, dass vor allem die Flanken der mittleren drei Modulationsperioden gut mit den Messdaten übereinstimmen, da diese entscheidend für die FEL-Wechselwirkung sind, und da sich wie erwähnt die Modulationstiefe und damit die ermittelte Energiebreite bei Anpassung an die äußeren Spektralbereiche kaum ändert. Die Faltung des theoretischen Spektrums mit der endlichen Größe der Pinhole-Blende kann hier näherungsweise durch Erhöhung der ermittelten Modulationstiefe um 2% berücksichtigt werden, wie eigene Modellrechnungen gezeigt haben. Der Parameter f_0 beschreibt die Verringerung der idealen Modulationstiefe durch Magnetfeldfehler und durch die endliche Auflösung der Messung bezüglich der Wellenlänge. Das verwendete Fit-Verfahren konzentriert

sich jedoch auf die zentralen Flanken des Spektrums und antizipiert so das ideale Modell; daher wurde für f_0 der ideale Wert von 1,0 angenommen (womit der Effekt der endlichen Größe der Blende schon berücksichtigt ist). Der systematische Fehler der Messung aufgrund der beschriebenen Methode beträgt etwa $\sigma_{f,rel} = 5\%$ und dominiert damit stark gegenüber statistischer Fehler. Nach Gauß'scher Fehlerfortpflanzung und unter Berücksichtigung der Genauigkeit der Elektronenenergie von 2% erhält man für den relativen Fehler der gemessenen Energiebreite ebenfalls etwa 5%.

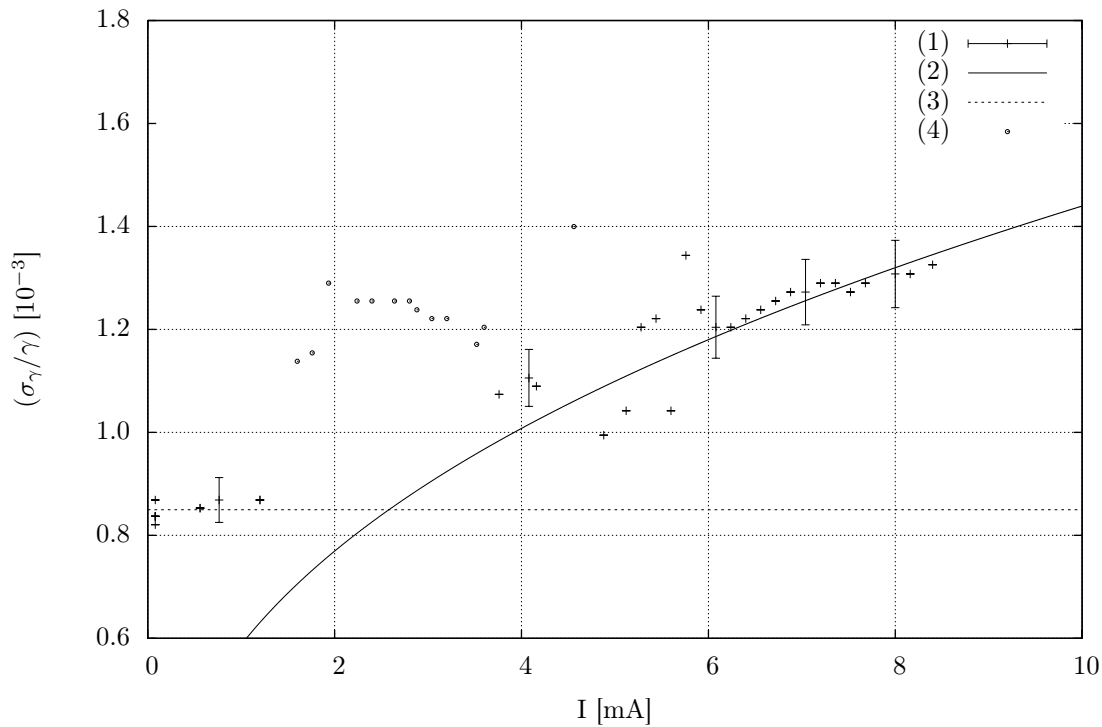


Abbildung 6.4: Energiebreite bei 540 MeV, $P_{cavity} = 20$ kW, Singlebunch: (1) direkte Messung über Modulationstiefe des Spektrums des optischen Klystrons (Fehlerbalken exemplarisch nur bei einigen Werten); (2) erwarteter Verlauf aufgrund turbulenter Bunchverlängerung; (3) kleinste gemessene Energiebreite σ_{min} ; (4) siehe Text

Die aus der Modulationstiefe ermittelte Energiebreite ist in Abbildung 6.4 gegen den mittleren Strahlstrom des Hauptbunches aufgetragen, welcher für die hier verwendeten Messreihen zu $(80 \pm 5)\%$ des Gesamtstroms abgeschätzt wurde (Fehlerbalken wurden der Übersichtlichkeit halber nur exemplarisch eingezeichnet). Ebenfalls eingezeichnet (Kurve (2)) ist der theoretische Verlauf der Energiebreite gemäß des Bousard-Kriteriums (Gl. 6.9) unter Verwendung der Parameter aus Tabelle 6.1. Somit erhält man einen Vergleich der direkten Energiebreitenmessung mit der indi-

rekten Methode über die Bunchlängen, aus denen das Impedanzmodell und damit der Verlauf der Theoriekurve abgeleitet wurde. Im Rahmen der Messgenauigkeit ergibt sich eine gute Übereinstimmung der beiden Methoden im turbulenten Bereich zwischen 3 und 9 mA.

Abbildung 6.6 zeigt dieselben Messdaten in doppelt-logarithmischer Darstellung. Man sieht, dass im Gegensatz zur Bunchlänge die Energiebreite nicht durch potential well distortion beeinflusst wird: Erst oberhalb der Stromgrenze, ab der die turbulente Bunchverlängerung gegenüber dem intra beam scattering überwiegt, wächst die gemessene Energiebreite an.

Unterhalb von etwa 2 mA liegt die gemessene Energiebreite jedoch über den erwarteten Werten, sie beträgt hier etwa $\sigma_{\min} = 0,85 \cdot 10^{-3}$. Eine Erklärung für den beobachteten Effekt ist in der Auflösung der Messapparatur zu finden. Die Blendenöffnung, transversale Elektronenstrahlbreite und Orbitauslenkung im Undulator begrenzen die mögliche Auflösung der Energiebreitenmessung aufgrund des transversalen Dopplereffekts. In unserem Fall (s. Abb. 6.5) sieht der Monochromator Strahlung in einem Winkelbereich von etwa $60 \mu\text{rad}$. Diese Winkelbreite äußert sich in einer Verschmierung des Spektrums, und kann nach der Kohärenzbedingung 6.12 als scheinbare Energiebreite interpretiert werden. Bei reinen Gaußverteilungen könnte der Effekt im Prinzip durch Faltung als einfacher Faktor der Modulationstiefe berücksichtigt werden. Diese Näherung ist jedoch weder für die Blendenöffnung noch für die Sinusbewegung der Elektronen im Undulator haltbar. Desweiteren ist die Emittanz nur ungenau bekannt (vgl. Kapitel 5.5), so dass σ_{\min} als Auflösungsgrenze der Methode angesehen werden muss.

Die in Abbildung 6.4 mit „4“ gekennzeichneten Punkte stammen aus einer Messreihe mit starken Synchrotronschwingungen. Dadurch verändern sich lokal Ablage und Winkel der Elektronen im Undulator, was ebenfalls zu einer Verschmierung der durch das Pinhole beobachteten Zentralwellenlänge führt. Die gemessene Modulationstiefe verringert sich, weshalb die gemessene Energiebreite hier deutlich über den erwarteten Werten liegt.

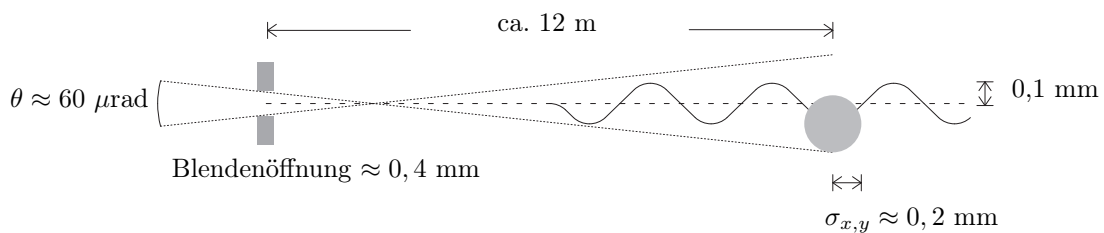


Abbildung 6.5: Auflösungsbegrenzung der Energiebreitenmessung über die Modulationstiefe des optischen Klystrons. Die Amplitude der Elektronenschwingung im Undulator ergibt sich aus Gleichung (2.5)

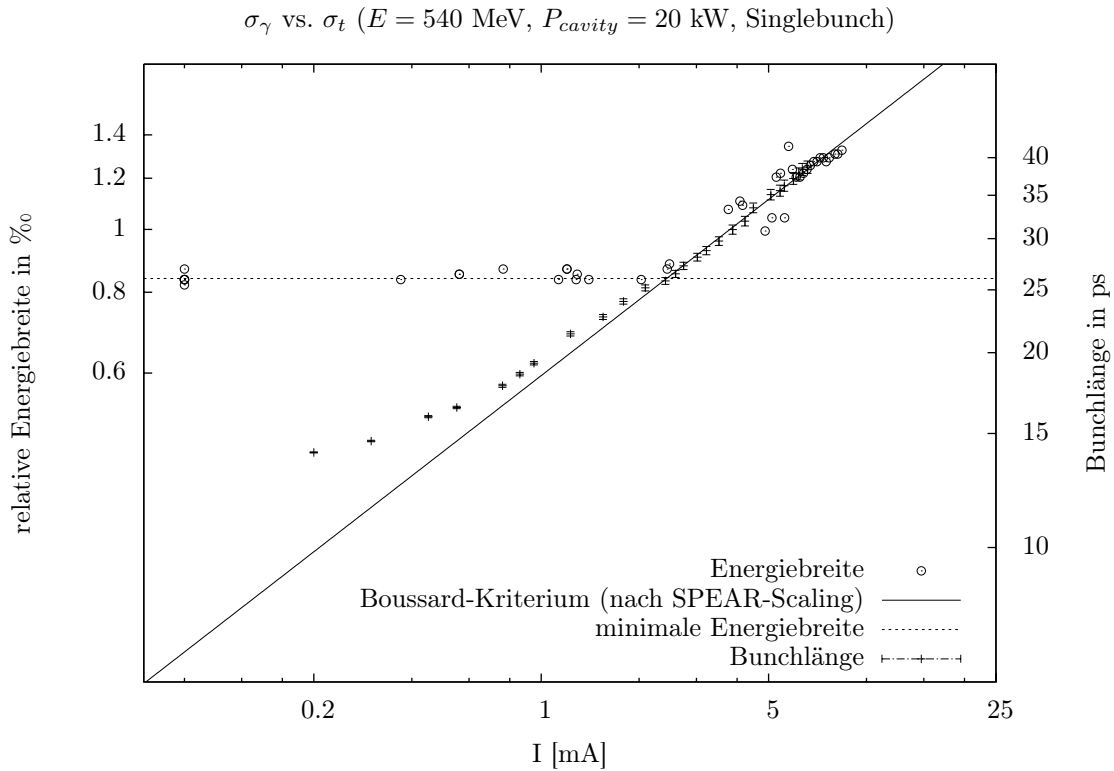


Abbildung 6.6: Doppelt-logarithmische Darstellung von Energiebreite (linke Skala) und Bunchlänge (rechte Skala) in Abhängigkeit vom Singlebunchstrom. Zusätzlich eingezeichnet ist die theoretische Kurve des Boussard-Kriteriums mit den experimentell ermittelten Scaling-Parametern sowie die experimentelle minimale Energiebreite.

6.2 Gain

In Kapitel 2 wurde ein Ausdruck für die Verstärkung des FELs auf der ersten Harmonischen in der Low-Gain-Näherung hergeleitet:

$$G = -\frac{\pi e^2 K^2 N^3 \lambda_u^2}{4 \epsilon_0 m_e c^2 \gamma_r^3} F_{[JJ]} \cdot n_b \cdot \frac{d}{dw} \left(\frac{\sin w}{w} \right)^2 \quad (6.14)$$

mit

$$w = 2\pi N \frac{\Delta\gamma}{\gamma_r} = \pi N \frac{\Delta\omega}{\omega_r} = -\pi N \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$$

Gleichung 6.14 beschreibt den relativen Zuwachs der Lichtintensität pro Wechselwirkung mit einem Elektronenbunch im reinen Undulatormodus mit N Undulatorperioden.

Bei Verwendung eines optischen Klystrons muss der letzte Term, die Ableitung des Undulatorspektrums, gemäß des Madey-Theorems ersetzt werden durch die Ableitung des Spektrums des optischen Klystrons (Gl. 6.11). Man erhält

$$\begin{aligned}
 -\frac{dI_{ok}}{dw} = & -2\frac{d}{dw} \left(\frac{\sin w}{w} \right)^2 \left[1 + f \cos \left(\frac{-2w(N + N_d)}{N} \right) \right] \\
 & + 2 \left(\frac{\sin w}{w} \right)^2 \cdot f \sin \left(\frac{-2w(N + N_d)}{N} \right) \cdot \frac{2(N + N_d)}{N}
 \end{aligned} \tag{6.15}$$

Der erste Summand, die Ableitung der einhüllenden Spaltfunktion, ist immer kleiner Eins. Für große N_d wird die Verstärkung daher vom zweiten Term dominiert. Das Maximum der Funktion liegt dann an der Stelle, wo das Argument des Sinus $\pi/2$ beträgt:

$$\begin{aligned}
 \frac{\pi}{2} &= \frac{+2\pi N(\Delta\lambda/\lambda)(N + N_d)}{N} \\
 \frac{\Delta\lambda}{\lambda} &= \frac{1}{4(N + N_d)} \approx 3 \cdot 10^{-3}
 \end{aligned} \tag{6.16}$$

$$w \approx 0,066$$

Die Zahlenwerte gelten für $N = 7$ und $(N + N_d) = 85$. Für eine Zentralwellenlänge von ca. 470 nm wird sich demnach die maximale Verstärkung und der Laserpeak bei $\lambda = 1,003 \cdot \lambda_r = \lambda_r + 1,4$ nm einstellen. Dies konnte experimentell bestätigt werden, durch Vergleich des Laserspektrums mit dem Spektrum des optischen Klystrons (siehe Abbildung 6.7, [3]).

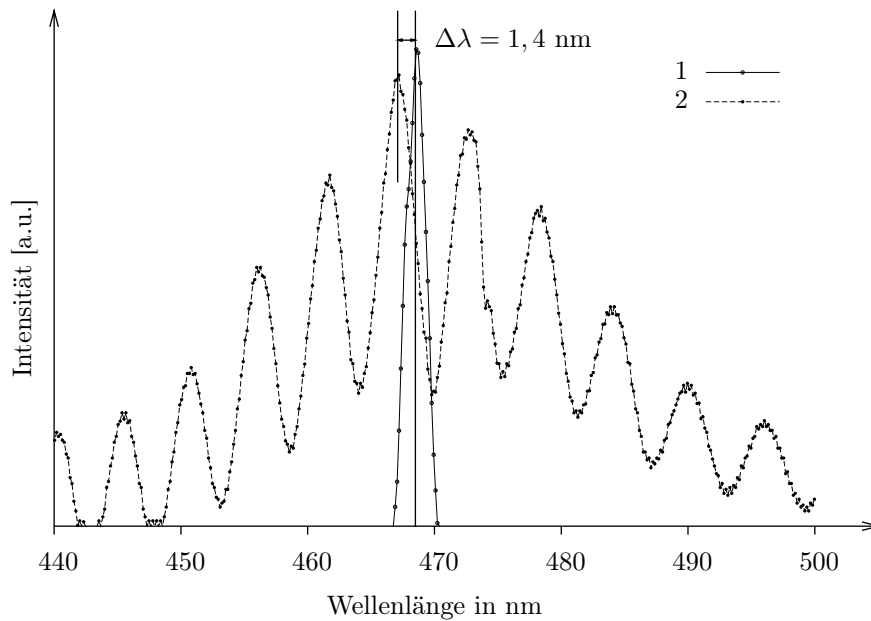


Abbildung 6.7: Lage des Laserlichts (1) auf der abfallenden Flanke des Spektrums des optischen Klystrons (2). Der Peak befindet sich am Ort der maximalen Verstärkung, in 1,4 nm Abstand von der Zentralwellenlänge des Undulators. Quelle: [3]

Setzt man (6.16) in (6.15) ein, geht $(\sin w/w)^2$ gegen 1, und der erste Summand ($< 0,1$) kann vernachlässigt werden. Das Maximum beträgt also

$$\left| \frac{dI_{ok}}{dw} \right|_{max} \approx \frac{4(N + N_d)}{N} \cdot f \quad (6.17)$$

Unter Berücksichtigung von

$$\left| \frac{dI_{und}}{dw} \right|_{max} = \left| \frac{d}{dw} \left(\frac{\sin w}{w} \right)^2 \right|_{w \approx 1,303} \approx 0,540 \quad (6.18)$$

kann die maximale Verstärkung des optischen Klystrons G_0 nun geschrieben werden als

$$\begin{aligned} G_0 &= 7,4 \left(\frac{N + N_d}{N} \right) f \cdot G_N \\ G_{0,N(ok)} &= 7,4 \left(\frac{N_{(ok)}}{N_{(u)}} \right)^3 \left(\frac{N_{(ok)} + N_d}{N_{(ok)}} \right) f \cdot G_{N(u)} \end{aligned} \quad (6.19)$$

Die zweite Gleichung erlaubt den Vergleich zwischen optischem Klystron und reinem Undulatormodus bei einer unterschiedlichen Anzahl von Undulatorperioden $N_{(u)}$ und „OK-Perioden“ $N_{(ok)}$. Bei DELTA beträgt das Verhältnis 7 zu 17, so dass

abhängig von der Modulationstiefe (0,4 - 0,7) mit dem optischen Klystron eine 2,5- bis 4,4-fache Verstärkung gegenüber dem reinen Undulatormodus erzielt werden kann.

Eine quantitative Auswertung der Gainformel erfordert die Kenntnis der Elektronendichte n_b im Laserfeld. Sie kann geschrieben werden als

$$n_b = \frac{\int \rho dV / e}{V_{\text{Laser}}} \quad (6.20)$$

mit der in guter Näherung [3] in allen drei Raumrichtungen gaußverteilten Ladungsdichte eines Elektronenbunches [2; 5]

$$\rho(x, y, ct) = \hat{\rho} \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{t^2}{2\sigma_t^2}\right). \quad (6.21)$$

Hieraus folgt für den zeitabhängigen Strahlstrom $I(t)$ und den Peakstrom \hat{I} im Singlebunchmodus:

$$I(t) = \frac{\int \rho dV}{\sigma_t \sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma_t^2}\right) = \hat{I} \cdot \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma_t^2}\right). \quad (6.22)$$

Unter der Näherung, dass die transversalen Profile von Elektronen- und Laserstrahl im Undulatorbereich konstant sind¹, kann V_{Laser} als zweidimensionale Faltung der gaußförmigen Lasertaille mit dem Bunchvolumen angesehen werden:

$$V_{\text{Laser}} \approx (\sqrt{2\pi})^3 \cdot \sqrt{\sigma_x^2 + \left(\frac{w_0}{2}\right)^2} \cdot \sqrt{\sigma_y^2 + \left(\frac{w_0}{2}\right)^2} \cdot c\sigma_t. \quad (6.23)$$

Einsetzen von (6.23) und (6.22) in (6.20) liefert die Elektronendichte n_b in Abhängigkeit vom Peakstrom:

$$n_b = \frac{\hat{I} \sigma_t \sqrt{2\pi}}{e \cdot V_{\text{Laser}}} = \frac{\hat{I} \cdot f_f}{2\pi e c \sigma_x \sigma_y} \quad (6.24)$$

mit dem *filling factor* f_f , welcher die Faltung von Laser- und Bunchprofil berücksichtigt:

$$f_f = \frac{1}{\sqrt{\left[1 + \left(\frac{w_0}{2\sigma_x}\right)^2\right] \left[1 + \left(\frac{w_0}{2\sigma_y}\right)^2\right]}}. \quad (6.25)$$

¹Diese Näherung gilt bei Delta nur bedingt, da der Undulator länger als die Rayleighlänge des optischen Resonators ist.

Im Falle einer reinen und longitudinal gaußförmigen Singlebunchfüllung lässt sich der Peakstrom aus dem mittleren Strom I berechnen nach

$$\hat{I} = \frac{\int \rho dV}{\sigma_t \sqrt{2\pi}} = I \cdot \frac{\sqrt{2\pi}}{\omega_u \sigma_t}. \quad (6.26)$$

Es folgt schließlich

$$n_b = \frac{I \cdot f_f}{\sqrt{2\pi} \cdot e c \omega_u \sigma_x \sigma_y \sigma_t}. \quad (6.27)$$

Sowohl die Elektronendichte n_b als auch die Modulationstiefe $f(\sigma_\gamma)$ sind abhängig von der Energiebreite des Elektronenstrahls und damit vom Strahlstrom. Mit steigender Energiebreite wird der Elektronenstrahl longitudinal über die Phasenfokussierung, und transversal über die Dispersion und Kopplung aufgeweitet. Hierdurch ändert sich auch der filling factor f_f . Eine einfache Angabe des FEL-Gains in Prozent pro Milliampere Strahlstrom ist daher nicht sinnvoll.

Experimentell kann die Verstärkung am genauesten an der Lasingschwelle ($I \approx 3,5$ mA) ermittelt werden. Im Singlebunchmodus entspricht hier der Gain den Verlusten $L_4 \approx (1 - R^8)$ des optischen Resonators pro Wechselwirkung mit dem Elektronenbunch:

$$G(3,5 \text{ mA}) = L_4 = 2,92\%. \quad (6.28)$$

Eine Methode zur Bestimmung des Gains bei höheren Strömen bietet der Vergleich der Anstiegszeit eines Laserpulses mit den Resonatorverlusten [35]:

$$G \approx 4 \left[\exp \left(a_0 \frac{T_{\text{Res.}}}{\tau_0} \right) + L_1 - 1 \right] \quad (6.29)$$

Hier bezeichnet $L_1 \approx (1 - R^2)$ die Verluste während einer Umlaufzeit $T_{\text{Res.}} = 96$ ns im optischen Resonator, und τ_0 die Anstiegszeit eines Laserpulses. Zur Vermeidung systematischer Fehler aufgrund von Sättigung des Laserpulses und des Photomultipliers wird nur die Zeit zwischen 10% und 50% der Maximalintensität genommen, woraus sich ein Korrekturfaktor $a_0 = \ln 5 - \ln 1 = \ln 5$ ergibt. Die Anstiegszeit der Laserpulse wurde mit Hilfe eines Monochromators, Photomultipliers und Oszilloskops (s. Kap. 7) bei Strahlströmen zwischen 5,5 mA und 8,2 mA bestimmt. Sie bewegt sich zwischen 150 und 500 μs , entsprechend einem Gain von etwa 3,1 - 3,4 %. Diese Methode ist als grobe Abschätzung anzusehen, da sie von einem rein exponentiellen Anstieg der Intensität ohne Sättigung durch Energieaufweitung (Kap. 7) ausgeht, und da τ_0 nur auf etwa 20 % genau bestimmt werden konnte, resultierend in einem absoluten Fehler des Gains von bis zu 0,1 %.

Abbildung 6.8 zeigt den theoretischen Verlauf des Gains nach den Formeln (6.14) bis

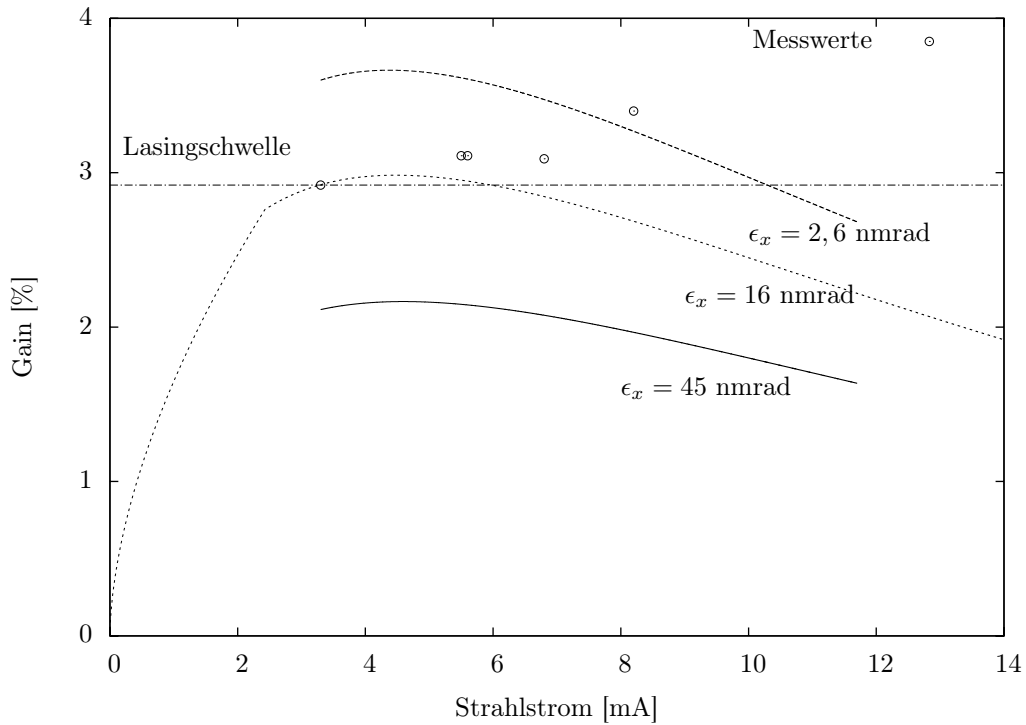


Abbildung 6.8: Gain in Abhängigkeit vom Strahlstrom im Singlebunchbetrieb. Die drei Kurven entsprechen dem theoretischen Verlauf gemäß dem Low-Gain Modell für unterschiedliche Emittanzen, unter Berücksichtigung der turbulenten Bunchverlängerung. Ebenfalls eingezeichnet ist die Lasingschwelle von 2,92 %, an der die Resonatorverluste genau ausgeglichen werden, sowie experimentelle Werte bei höheren Strömen. Das Modell überschätzt den Einfluss der turbulenten Bunchverlängerung auf den Gain.

(6.27), sowie die auf der Messung der Resonatorgüte und der Anstiegszeit beruhenden experimentellen Werte. Die drei Theoriekurven berücksichtigen die Auswirkungen der stromabhängigen Energiebreite (Kap. 6.1.2) auf das Spektrum des optischen Klystrons und auf die Elektronendichte. Sie unterscheiden sich im angenommenen Wert für die horizontale Emittanz ϵ_x , welche den Strahlquerschnitt und damit f_f und n_b (6.27) beeinflusst. Es wurde mit einer Kopplung von 5 % sowie mit einer über den Undulator gemittelten horizontalen Betafunktion von 3 m gerechnet. Die unterste Kurve mit $\epsilon_x = 45$ nrad liegt komplett unterhalb der Lasingschwelle. Dieser Emittanzwert wurde in [2] über CCD-Kameras gemessen, die eine zeitliche Auflösung von 20 ms besitzen (vgl. Kap. 5.5). Daher wurde bei der Emittanzmessung über transversale Strahlschwingungen im kHz-Bereich (insb. Synchrotronschwingungen) integriert, welche für die einzelnen Laser-Elektron Wechselwirkungen nicht von Bedeutung sind. Die Elektronendichte und der Gain werden dadurch unterschätzt. Für die obere Kurve wurde die aus den Optikparametern resultierende natürliche

Emittanz von 2,6 nmrad eingesetzt. An der Stromschwelle läge der Gain hier mit 3,6 % deutlich über dem experimentellen Wert. Die natürliche Emittanz wird bei niedrigen Elektronenenergien jedoch nicht erreicht. In [38] wurde am Beispiel der ESRF (European Synchrotron Radiation Facility) gezeigt, dass bei 550 MeV und Bunchladungen von $10^{10}e$ das intra beam scattering die Emittanz um mehr als eine Größenordnung aufweiten kann. (Ein Bunch bei Delta enthält $T_u/e = 0,24 \cdot 10^{10}$ Teilchen pro mA Singlebunchstrom.) Die Dämpfungszeiten sind bei Delta aufgrund der kleineren Dipolradien (3,5 m gegenüber 22 m) kürzer als an der ESRF, weshalb die Emittanzaufweitung schwächer ist.

Die mittlere Kurve in Abb. 6.8 wurde an die beobachtete Lasingschwelle von $G = 2,9\%$ bei 3,3 mA Strahlstrom angepasst. Man erhält sie für eine horizontale Emittanz von 16 nmrad, die also um etwa einen Faktor 6 über der natürlichen Emittanz liegt.

Allen Gain-Kurven ist gemein, dass sie ein Maximum bei etwa 5 mA aufweisen, und zu noch höheren Strömen langsam absinken. Qualitativ ist dieser Effekt durch die turbulente Bunchverlängerung erklärbar und wurde auch an anderen Beschleunigern beobachtet [21]. Der Gain ist proportional zur Modulationstiefe f des optischen Klystrons und zur Elektronendichte n_b . Letztere nimmt mit steigendem Strahlstrom zu, jedoch ab einem gewissen Strahlstrom aufgrund der Bunchverlängerung langsamer als die Modulationstiefe abnimmt. Im turbulenten Regime ist $\sigma_\gamma \sim I^{(1/(2+a))}$ (Gl. 6.9), $n_b \sim (I/\sigma_\gamma)$, und $f \sim \exp(-\sigma_\gamma^2)$.

Die Stärke des Abfalls wird von dem verwendeten Modell jedoch offensichtlich überschätzt. Selbst für die kleinstmögliche, natürliche Emittanz sagt das Modell ein Absinken des Gains unter die Lasingschwelle ab etwa 10 mA voraus. Lasing wurde aber bis zum höchsten erreichten Singlebunchstrom von 14 mA beobachtet. Der Anstieg der Energiebreite wurde im turbulenten Regime sowohl über die Bunchlänge als auch über die Modulationstiefe übereinstimmend vermessen. Wie in Abschnitt 6.2.1 gezeigt wird, besitzt auch die Low-Gain Näherung, die (6.14) zugrunde liegt, Gültigkeit.

Eine mögliche Erklärung für die Unterschätzung des Gains bei hohen Strömen wäre, dass der Term (dI_{OK}/dw) in der Gainformel nicht als Ableitung des realen Spektrums verstanden werden muss, sondern dass die Situation in Abwesenheit der turbulenten Bunchverlängerung, d.h. für die minimale Energiebreite $(\sigma_\gamma/\gamma)_{IBS}$ bei kleinen Strömen, ausgewertet werden sollte. Diese Überlegung wurde in [22] zur Erklärung der Unterschätzung der FEL-Leistung am Speicherring ELETTRA herangezogen. Als Begründung wurde genannt, dass sowohl die turbulente Bunchverlängerung als auch die Sättigung der FEL-Pulse dieselbe Ursache haben, nämlich die Erhöhung der Energiebreite. Wenn die Energieaufweitung durch die FEL-Wechselwirkung überwiegt, sollte daher die turbulente Bunchverlängerung bedeutungslos werden - in ähnlicher Weise, wie die potential well distortion im turbulenten Regime keinen Einfluss

mehr auf die Bunchlänge hat.

Am Free Electron Laser des Speicherring ACO, Orsay [21] wurden ebenfalls Diskrepanzen zwischen Modell und Experiment beobachtet, die sich nur durch eine niedrigere Energiebreite während des Laserbetriebs erklären lassen. Mehrere Effekte (z.B. ein sprunghafter Anstieg der Modulationstiefe und eine Verkürzung der Bunchlänge beim Einsetzen des Lasings) führten zu der Schlussfolgerung, dass die turbulente Bunchverlängerung entweder komplett oder zumindest teilweise vom Lasingsprozess „abgeschaltet“ wird. Die Aufheizung des Elektronenbunches durch die Laserwechselwirkung scheint demnach weder in einfacher Konkurrenz zur turbulenten Bunchverlängerung zu stehen, noch können die beiden Effekte addiert werden. Eine mögliche Erklärung des Mechanismus nach [21] wäre, dass der Elektronenbunch durch die Laserwechselwirkung so stark verwirbelt wird, dass für die turbulente Instabilität verantwortliche kohärente Schwingungen abgeschwächt werden oder ganz verschwinden. In diesem Sinn könnte der Mechanismus als eine Form von Landau-Dämpfung des Elektronenstrahls angesehen werden, die an der Lasingschwelle sprunghaft einsetzt.

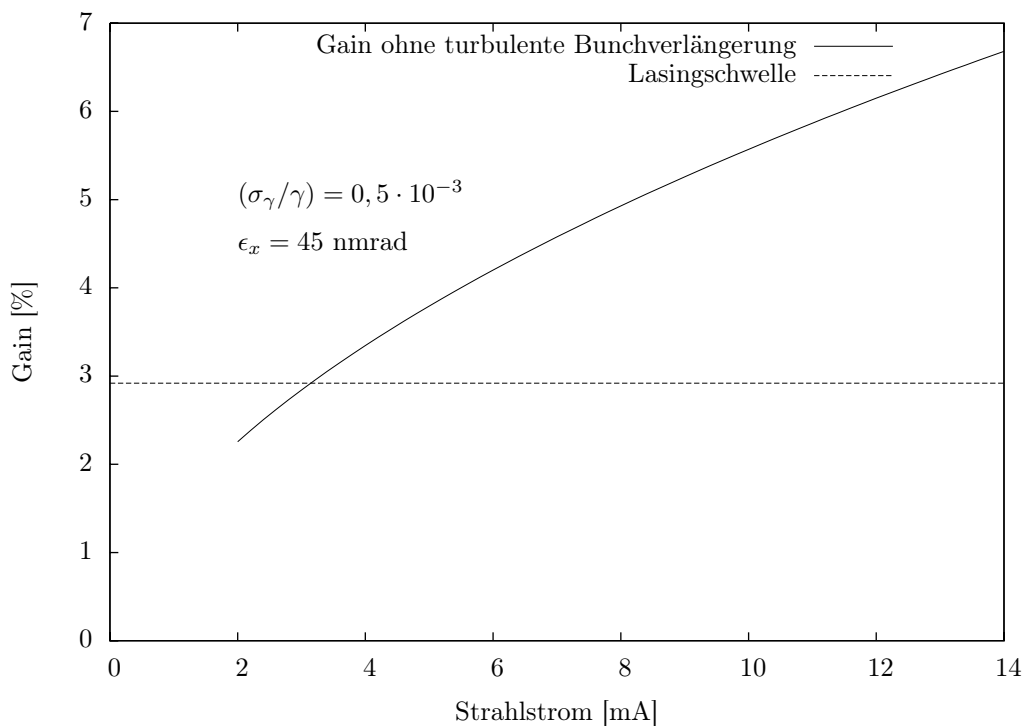


Abbildung 6.9: Verlauf des Gains ohne turbulente Bunchverlängerung.

Für eine reale Absenkung der Energiebreite bei Betrieb des FELs am Speicherring

DELTA spricht, dass die über mehrere Laserpulse gemittelte Bunchlänge in den meisten Streackamera-Messungen leicht unterhalb vergleichbarer Messungen ohne Laserbetrieb lag, wohingegen eine Addition der Energieaufweitungen eine deutliche Erhöhung der gemittelten Bunchlänge zur Folge hätte. Die Stärke dieses Effektes bewegte sich jedoch im Prozentbereich und lag damit in der Größenordnung der Messungenauigkeit.

Ein tiefergehendes Verständnis der Dynamik von Energiebreite, Bunchlänge und FEL-Wechselwirkung ist insbesondere auch für zukünftige Seeding-Laser-Experimente an Speicherringen von Interesse. Daher ist zu empfehlen, das Verhalten der Bunchlänge und der Energiebreite beim Betrieb von FELICITA, vor allem bei Einsetzen des Lasings, genauer zu untersuchen. Sinnvoll wäre die Messung der Bunchlänge an einer reinen Dipol-Beamline, zur Entkopplung der Messungen von Laser- und Bunchform. Ebenfalls hilfreich wäre eine schnellere und empfindlichere Messung der Modulationstiefes des optischen Klystrons.

6.2.1 Gültigkeit der Low-Gain Näherung

Im vorigen Abschnitt wurde die Diskrepanz zwischen experimentellem und theoretischem Gain mit einer Laser-induzierten Dämpfung der turbulenten Bunchverlängerung erklärt. Um andere Erklärungen ausschließen zu können, wird im folgenden die Gültigkeit der analytischen Formeln untersucht.

Das hier benutzte Low-Gain Modell beruht auf der Entwicklung der Wurzel

$$\sqrt{1+Y} \approx 1 + \frac{Y}{2} - \frac{Y^2}{8} \quad (6.30)$$

für kleine Y mit

$$Y = \frac{N_u^2 \lambda_u^2 \Omega_L^2}{2w^2} [\cos \Psi(s) - \cos \Psi_A] \quad (6.31)$$

$$\Omega_L^2 = \frac{2\pi e E_L K \sqrt{F_{[JJ]}}}{m_e c^2 \lambda_u \gamma_r^2} \quad (6.32)$$

$$w = \frac{2\pi N_u (\gamma_A - \gamma_r)}{\gamma_r}. \quad (6.33)$$

Ω_L bezeichnet die Kreisfrequenz der Pendelgleichung (2.26), $\Psi(s)$ den ortsabhängigen Phasenunterschied zwischen Laserwelle und Elektronenschwingung (2.18). Die maximale elektrische Feldstärke des Laserfeldes E_L kann aus der Peakleistung \hat{P}_L eines Laserpulses mit dem Volumen V_{Laser} (6.23) berechnet werden:

$$E_L^2 = \frac{2}{\epsilon_0} \frac{W_L}{V} = \frac{2}{\epsilon_0} \frac{\sqrt{2\pi} \sigma_t \hat{P}_L}{V_{\text{Laser}}} = \frac{4\hat{P}_L}{\pi c \epsilon_0 w_{0,x} w_{0,y}}, \quad (6.34)$$

wobei $w_{0,x} \approx 0,9$ mm und $w_{0,y} \approx 0,7$ mm die realen Lasertailen (berechnet aus den Ergebnissen von Kap. 5.5) in der Undulatorenmittle bezeichnen. Wie in Kapitel 7.2 gezeigt wird, erreicht FELICITA auf einer Laserwellenlänge von 470 nm Peakleistungen von 13 MW innerhalb des optischen Resonators (bei 14 mA Singlebunchstrom und 20 Hz Pulsfrequenz). Dies entspricht einer elektrischen Feldstärke von

$$E_L \approx 100 \frac{\text{MV}}{\text{m}}. \quad (6.35)$$

Für $K = 2,56$ ist $F_{[J,J]} \approx 0,6$. Unter Berücksichtigung der Gleichungen (6.14) und (6.16) folgt mit $\gamma_A = 542 \text{ MeV}/(m_e c^2)$:

$$\Omega_L = 0,093 \text{ m}^{-1}. \quad (6.36)$$

Eine Schwingungsperiode zwischen Laser- und Elektronphase ist mit $L_L = 2\pi/\Omega_L = 67$ m etwa 14 mal so lang wie der gesamte Undulator. (Ohne Q-Switching beträgt die Pulsfrequenz bei hohen Strahlströmen 250 Hz, vgl. Kap. 7.2. Hier ist $\hat{P}_L \approx 1$ MW, $E_L \approx 30$ MV/m, $L_L \approx 120$ m.)

Für das optische Klystron ist vor allem die zweite Hälfte mit 7 Undulatorperioden von Interesse, da hier der Hauptenergieübertrag stattfindet. Hier beträgt die Phasendifferenz zwischen Anfang und Ende, berechnet in 0-ter Ordnung [44], $\Delta\Psi = 2w \approx 0,13$. Der Term Y wird maximal im Bereich der größten Steigung der Cosinusfunktion, also für Elektronen, die mit einer Phase $\Psi_A = (\pi/2) - (\Delta\Psi/2)$ in den Undulator eintreten. Zusammen mit (6.31) und (6.36) kann Y schließlich abgeschätzt werden zu

$$\begin{aligned} |Y| &< \frac{(1,75 \text{ m})^2 (0,093 \text{ m}^{-1})^2}{2w^2} \cdot \left| \cos\left(\frac{\pi}{2} + w\right) - \cos\left(\frac{\pi}{2} - w\right) \right| \\ &\approx \frac{0,026}{2w^2} \cdot 2w \approx 0,4. \end{aligned} \quad (6.37)$$

Der Fehler der Wurzelentwicklung (6.30) ist für $Y < 0,4$ kleiner als ein Prozent; die Low-Gain Näherung kann also für FELICITA im OK-Modus als gültig bezeichnet werden.

6.3 Leistung

6.3.1 Theorie

Jede FEL-Wechselwirkung erhöht die Energiebreite der Elektronen, was wiederum eine Verringerung des Gains nach sich zieht, bis schließlich die Lasertätigkeit erlischt. Die natürliche Synchrotronstrahlungsdämpfung im Speicherring wirkt diesem

Prozess entgegen. Die Dämpfung der Energiebreite pro Umlauf ist jedoch üblicherweise deutlich geringer als die Aufweitung durch den Lasingprozess, so dass der Gain erst nach längerer Pause (meist einige Millisekunden) wieder größer als die Resonatorverluste wird und sich ein neuer Laserpuls, *Makropuls* genannt, ausbilden kann. Abhängig von den Dämpfungs- und Anregungszeiten stellt sich ein gepulster Laserbetrieb ein (vgl. Kap. 7.1). Es ist möglich, dass spätere Makropulse bereits bei einem noch leicht aufgeweiteten Elektronenstrahl einsetzen, und demzufolge eine geringere Höhe als der erste erreichen, bis sich schließlich eine Art *continuous wave* Betrieb einstellt: Anregung und Dämpfung heben sich bei jedem Umlauf des Elektronenpakets auf, jeder Umlauf generiert einen schwachen Laser-Mikropuls derselben Intensität.

In diesem Gleichgewichtszustand gilt für die mittlere Laserleistung P_{FEL} eines Speicherring-FELs das *Renieri-Limit* [36], welches besagt, dass die abgestrahlte Laserleistung einen bestimmten Bruchteil der gesamten im Speicherring erzeugten Synchrotronstrahlungsleistung P_{SR} (welche die Dämpfung bestimmt) nicht überschreiten kann. Als obere Abschätzung gilt:

$$P_{\text{FEL}} \leq \frac{1}{2N_u} P_{\text{SR}}, \quad (6.38)$$

wobei die Anzahl der Undulatorperioden N_u im Falle eines optischen Klystrons durch den Term $(N + N_d)$ ersetzt werden muss. Für ein nur schwach gesättigtes optisches Klystron im Low-Gain Bereich, und bei Kenntnis der Energiebreiten mit und ohne Lasertätigkeit $(\sigma_\gamma)_{\text{on}}$ und $(\sigma_\gamma)_0$, kann die ausgekoppelte mittlere Leistung nach [21; 8] genauer berechnet werden:

$$\begin{aligned} P_{\text{FEL}} &= 8\pi \frac{T}{L} (N + N_d) f_{\text{OK}} \left[\left(\frac{\sigma_\gamma}{\gamma} \right)_{\text{on}}^2 - \left(\frac{\sigma_\gamma}{\gamma} \right)_0^2 \right] P_{\text{SR}} \\ &= 8\pi \frac{T}{L} (N + N_d) f_{\text{OK}} \left(\frac{\sigma_\gamma}{\gamma} \right)_0^2 (X^2 - 1) P_{\text{SR}}. \end{aligned} \quad (6.39)$$

Der Quotient aus der Transmission des Resonatorspiegels T und den gesamten Resonatorverlusten $L \approx (1 - R_1 R_2)$ beschreibt hier den nutzbaren Anteil der FEL-Leistung, und

$$f_{\text{OK}} = \exp(-8\pi^2 (N + N_d)^2 (\sigma_\gamma / \gamma)_0^2) \quad (6.40)$$

die Modulationstiefe des Spektrums. X ist das Verhältnis der Energiebreiten mit und ohne Lasertätigkeit. Es kann ermittelt werden durch Lösen der Gleichung [32]

$$X \exp \left(8\pi^2 (N + N_d)^2 \left(\frac{\sigma_\gamma}{\gamma} \right)_0^2 (X^2 - 1) \right) = \frac{G}{L_G / (1 - L_G)}. \quad (6.41)$$

Die Resonatorverluste L_G beziehen sich auf je eine Wechselwirkung mit dem Gain G und müssen daher im Fall des Singlebunchbetriebs bei Delta als vierfache Spiegelverluste gewertet werden: $L_G \approx (1 - (R_1 R_2)^4)$. Die maximal mögliche Laserleistung gemäß (6.39), in Abhängigkeit von N_d und $(\sigma_\gamma/\gamma)_0$, ergibt sich für [21]

$$(N + N_d)_P = \frac{1}{4\pi \sqrt{(\sigma_\gamma/\gamma)_{\text{on}}^2 - (\sigma_\gamma/\gamma)_0^2}}. \quad (6.42)$$

Durch Einsetzen von (6.42) in (6.39) kann auch ohne Lösen von (6.41) und damit ohne genaue Kenntnis des Gains eine obere Grenze für die FEL-Leistung abgeschätzt werden:

$$\begin{aligned} P_{\text{FEL}} &\leq 8\pi \frac{T}{L} (N + N_d)_P f_{\text{OK}} \frac{1}{16\pi^2 (N + N_d)_P^2} P_{\text{SR}} \\ &\leq \frac{1}{2\pi (N + N_d)_P} f_{\text{OK}} \frac{T}{L} P_{\text{SR}}. \end{aligned} \quad (6.43)$$

$(N + N_d)_P$ ist nicht genau bekannt. Nach den Erfahrungen anderer SR-FEL [21] kann aber davon ausgegangen werden, dass sich der Wert nicht wesentlich von $(N + N_d)_{G0}$ unterscheidet, für den der Gain maximal wird:

$$(N + N_d)_{G0} = \frac{1}{4\pi (\sigma_\gamma/\gamma)_{\text{off}}} \quad (6.44)$$

An der Lasingschwelle ($I \approx 4$ mA, $(\sigma_\gamma/\gamma)_{\text{off}} \approx 0,1\%$) entspricht dies nahezu der verwendeten Einstellung des optischen Klystrons von $(N + N_d) = 83$.

Die Verlustleistung P_{SR} setzt sich zusammen aus der Strahlung der Ablenkmagnete des Speicherrings und der Insertion Devices. Ein Elektron verliert pro vollem Umlauf in einem Dipolfeld mit Ablenkradius R

$$\Delta E[\text{keV}] = 88,5 \frac{E^4[\text{GeV}^4]}{R[\text{m}]}. \quad (6.45)$$

Dies entspricht einer Strahlungsleistung von

$$\frac{P}{I} \left[\frac{\text{W}}{\text{mA}} \right] = \frac{P \cdot dt}{dQ} [\text{kV}] = \frac{\Delta E}{e} \left[\frac{\text{keV}}{e} \right]. \quad (6.46)$$

Für die Synchrotronstrahlungsleistung in einem Undulator gilt

$$P[\text{W}] = \frac{7,26 \cdot E^2[\text{GeV}^2] \cdot I[\text{A}] \cdot N_U \cdot K^2}{\lambda_U[\text{cm}]} \quad (6.47)$$

Sowohl Gleichung 6.45 als auch 6.47 müssen für den FEL-Betrieb bei Delta stückweise berechnet werden, da die Dipole unterschiedliche Ablenkradien haben, und die dispersive Strecke des optischen Klystrons einen deutlich höheren K-Wert aufweist. Tabelle 6.2 enthält eine Übersicht über die relevanten Parameter und die resultierende Leistung. Insgesamt werden 2,25 Watt pro Milliampere Strahlstrom abgestrahlt, davon entfallen etwa 3% auf die dispersive Strecke und weniger als 0,3% auf die restlichen 15 Perioden des Undulators.

Dipol, Typ	Radius [m]	Anzahl	P/I [W/mA]
20°	3,34	16	2,033
7°	4,79	4	0,124
3°	11,17	4	0,023
(360°)			2,180
Undulator U250 ($K = 2, 124$)			0,006
dispersive Strecke ($K \approx 20$)			0,066
(Summe)			2,252

Tabelle 6.2: Synchrotronstrahlungsleistung im FEL-Betrieb bei 542 MeV

Die gesamte Verlustleistung P_{SR} ist proportional zur Anzahl der Elektronen, so dass als obere Grenze nach (6.43) - das heisst ohne Berücksichtigung von Sättigung und Stromabhängigkeit der Energiebreite - eine Proportionalität zwischen Laserleistung und Strahlstrom zu erwarten ist:

$$P_{\text{max},470\text{nm}}[\text{mW}] \approx 0,23 \cdot I[\text{mA}]. \quad (6.48)$$

Im nächsten Abschnitt wird diese Vorhersage mit Messungen verglichen.

6.3.2 Messung der Ausgangsleistung des FELs

Zur Bestimmung der FEL-Leistung wurde das Powermeter *FieldMate*TM [4] der Firma *Coherent* verwendet. Beim zugehörigen Halbleitersensor *OP-2 VIS* handelt es sich im Wesentlichen um eine Silizium-Photodiode mit einer runden Detektorfläche von 7,9 mm Durchmesser, geeignet für Wellenlängen zwischen 400 und 1060 nm. Der kalibrierte Messbereich erstreckt sich von 10 nW bis 50 mW, bei einer Kalibrationsungenauigkeit von $\pm 5\%$. Das Gerät besitzt einen analogen Ausgang, dessen Spannung proportional zur einfallenden Laserleistung ist. Die Genauigkeit des analogen Ausgangs wird vom Hersteller mit $\pm 1\%$ angegeben, bei einem Vollausschlag von 2 V und einer Wiederholrate von 20 Hz. Die Auflösung ist im gewählten Messbereich (3 mW Vollausschlag) besser als 3 μW (Herstellerangabe).

Die Integration des Gerätes ins Kontrollsystem ermöglichte ein automatisiertes Auslesen der Messdaten mit einer Frequenz von 10 Hz.

Der Sensor wurde innerhalb der Strahlenschutzmauer auf dem Beamshutter befestigt, so dass die mittlere Laserleistung auch während fortlaufender Injektion überwacht werden kann. Dadurch bedingt, aufgrund der lokalen Gegebenheiten, konnte der Laserstrahl nicht vollständig auf den Sensor fokussiert werden. Zusammen mit den beschriebenen Ungenauigkeiten des Messgerätes lässt sich der systematische, asymmetrische Fehler der gemessenen absoluten Laserleistung abschätzen zu $[-5\%, +15\%]$.

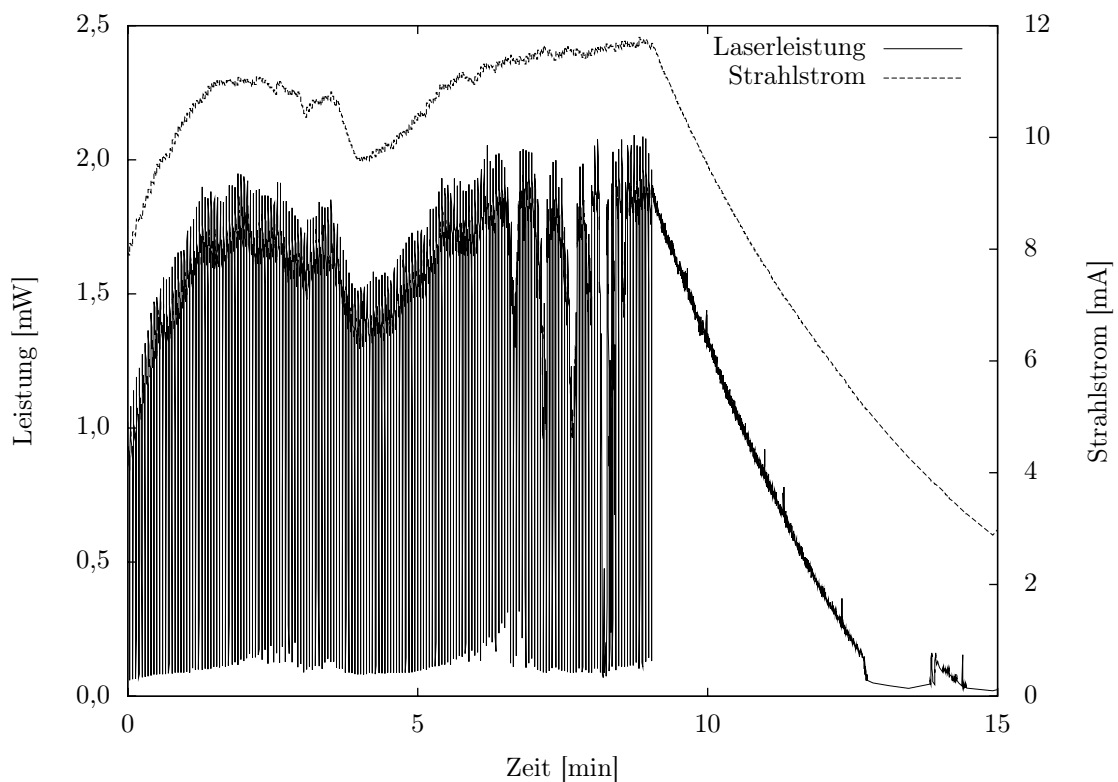


Abbildung 6.10: Beispielmessung der ausgekoppelten Laserleistung.

Abbildung 6.10 zeigt eine typische Messreihe eines kontinuierlichen Laserbetriebs über 15 Minuten. Während der ersten zehn Minuten lief die Injektion mit, so dass ein hoher Singlebunchstrom von 8-12 mA über längere Zeit gehalten wurde. Jeweils zum Zeitpunkt der Injektion setzt die Lasertätigkeit für einige Zehntelsekunden aus, da die Elektronendichte in der Wechselwirkungszone stark reduziert ist. Ursachen hierfür sind die transversalen Schwingungen der nicht perfekt abgeschlossenen Kickerbeule, und der Einfluss von Streufeldern der Bodo-Rampe, des Septums und

der gepulsten T2-Dipole auf den Orbit im Bereich des FEL-Undulators. Die natürliche Dämpfung durch Synchrotronstrahlung führt nach wenigen Dämpfungszeiten (≈ 90 ms, siehe auch Kapitel 7.2) zu einem ausreichend ruhigen Elektronenstrahl, um den FEL-Gain wieder über die Resonatorverluste anzuheben.

Nach 9 Minuten wurde die Injektion abgeschaltet, so dass der Strahlstrom bis zum Ende des Messintervalls gleichmäßig abfällt, bei einer mittleren Lebensdauer von etwa 4 Minuten. In diesem Bereich sinkt auch die Laserleistung monoton und stetig mit dem Strahlstrom.

Die Lasertätigkeit bricht zunächst bei 5 mA ab, konnte aber durch Nachjustieren der Hochfrequenz und damit der Synchronizitätsbedingung (Kap. 5.2) noch bis zu einem Strahlstrom von 3,5 mA beobachtet werden. Auch in diesem Grenzbereich folgt die Leistungskurve der Stromkurve und fällt stetig, abgesehen von leichtem Rauschen, bis auf Null ab. Hierbei handelt es sich nicht um ein gleichmäßiges Abklingen der Lichtintensität, wie es etwa beim Dimmen einer Glühlampe zu beobachten ist. Vielmehr nimmt vor allem der zeitliche Abstand der Laserblitze zu, die bei höheren Strömen oberhalb der Laserschwelle mit dem Auge nicht zu trennen sind. Dieses ungleichmäßige Aufflackern des Lasers wird immer seltener, bis es bei etwa 3,5 mA und 1 Hz ganz verschwindet.

In Abbildung 6.11 ist die gemessene Leistung gegen den Strom aufgetragen. Benutzt wurden alle verfügbaren Daten einer Spätschicht (11.10.2007), hierin ist auch die Beispielmessung aus Abbildung 6.10 enthalten. Besonders hervorgehoben sind die Punkte, die nicht während einer Injektionsphase aufgenommen wurden. Ebenfalls eingezeichnet ist die maximal mögliche Laserleistung P_{max} nach Gleichung 6.48. Außerhalb der Injektionsphasen ist die gemessene Laserleistung nahezu proportional zum Strahlstrom, und liegt zwischen 6 und 14 mA etwa 20 - 50 % unterhalb von P_{max} . Letzteres ist vor allem eine Folge der Näherungen und Vereinfachungen, die Gleichung 6.48 (einer oberen Abschätzung der Laserleistung, da Gleichung 6.41 analytisch nicht zu lösen ist) zugrunde liegen: Die Stromabhängigkeit von Gain und Sättigung des FELs ist nicht berücksichtigt; die Ersetzung von $(N + N_d)_P$ durch $(N + N_d)_{G0}$ ist nur oberhalb der Lasingschwelle physikalisch sinnvoll, und $(N + N_d)_{G0}$ ist ebenfalls stromabhängig. Zudem wurde die Modulationstiefe des optischen Klystrons auf das mögliche Maximum 1.0 gesetzt.

Eine genauere Modellierung des Renieri-Limits, insbesondere unter Berücksichtigung von Gleichung 6.41, wurde mithilfe des Programms *MATLAB* durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.12 dargestellt, zusammen mit den Messdaten aus Abb. 6.11. Die obere Kurve (2) beschreibt die maximal mögliche Laserleistung nach Gleichung 6.43. Hierbei wurde zur Abschätzung von $(N + N_d)_P$ die stromabhängige Energiebreite in (6.44) eingesetzt. Die untere Kurve (1) ergibt sich aus dem „vollständigen“ Modell (6.39, 6.40, 6.41), und berücksichtigt damit Gain und Sät-

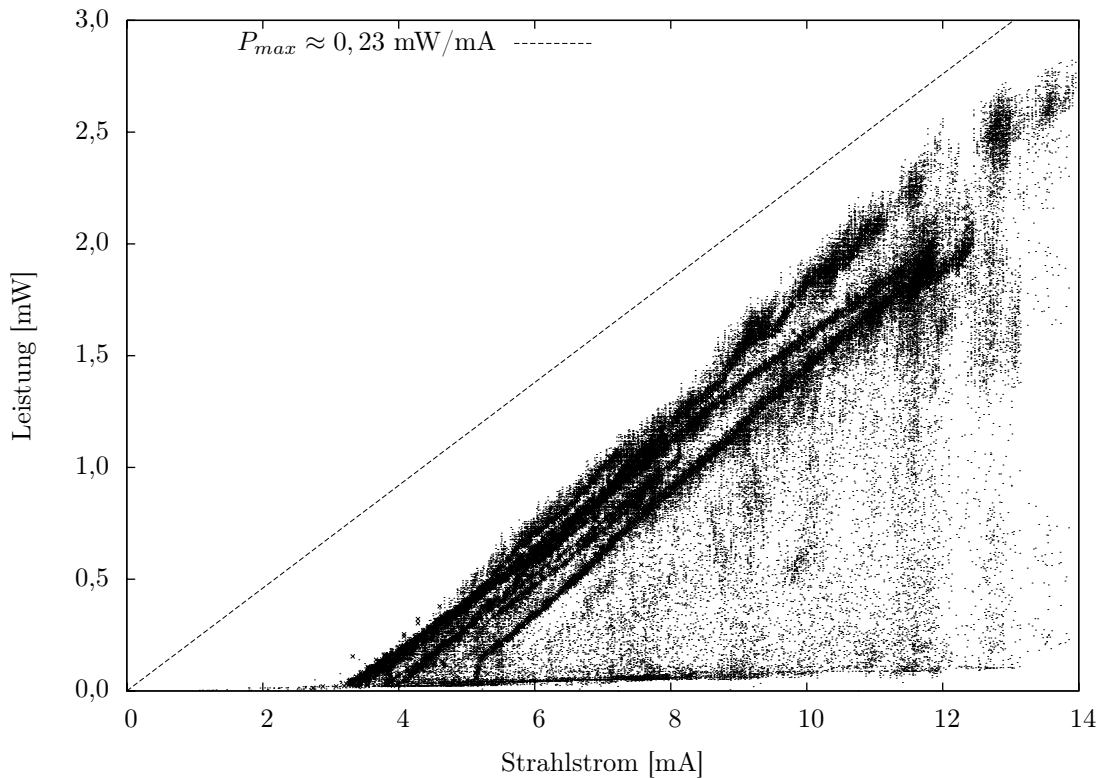


Abbildung 6.11: Laserleistung in Abhängigkeit vom Strahlstrom, gemessen über einen Zeitraum von 7 Stunden. Besonders hervorgehoben sind die Messungen, während der nicht injiziert wurde. P_{max} entspricht Gleichung 6.48.

tigung der Energiebreite durch die Laserwechselwirkung. Entscheidend ist, dass in Anlehnung an Kapitel 6.2 sowohl für die Berechnung des Gains als auch für die Modulationstiefe des optischen Klystrons die Energiebreite in Abwesenheit der turbulenten Bunchverlängerung, $(\sigma_\gamma/\gamma)_{IBS} \approx 0,5 \cdot 10^{-3}$ benutzt wurde. Eine Einbeziehung der turbulenten Bunchverlängerung ergäbe eine deutlich niedrigere Leistung, ab etwa 7 mA sogar ein Absinken auf Null, was von den Messungen her eindeutig auszuschließen ist. Die Leistungsmessung kann somit als weiteres Indiz dafür gewertet werden, dass die FEL-Wechselwirkung eine Dämpfung des Elektronenstrahls bewirkt, welche die turbulente Bunchverlängerung ganz oder zum Teil abschaltet. Ab etwa 9 mA wächst die theoretische Kurve deutlich stärker als die Messwerte. Dies könnte darauf hindeuten, dass das Verhältnis von Dämpfung und Anregung der Instabilität stromabhängig ist, und für höhere Strahlströme nicht mehr mit der minimalen Energiebreite $(\sigma_\gamma/\gamma)_{IBS}$ gerechnet werden kann.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass das Low-Gain-Modell FELICITA gut

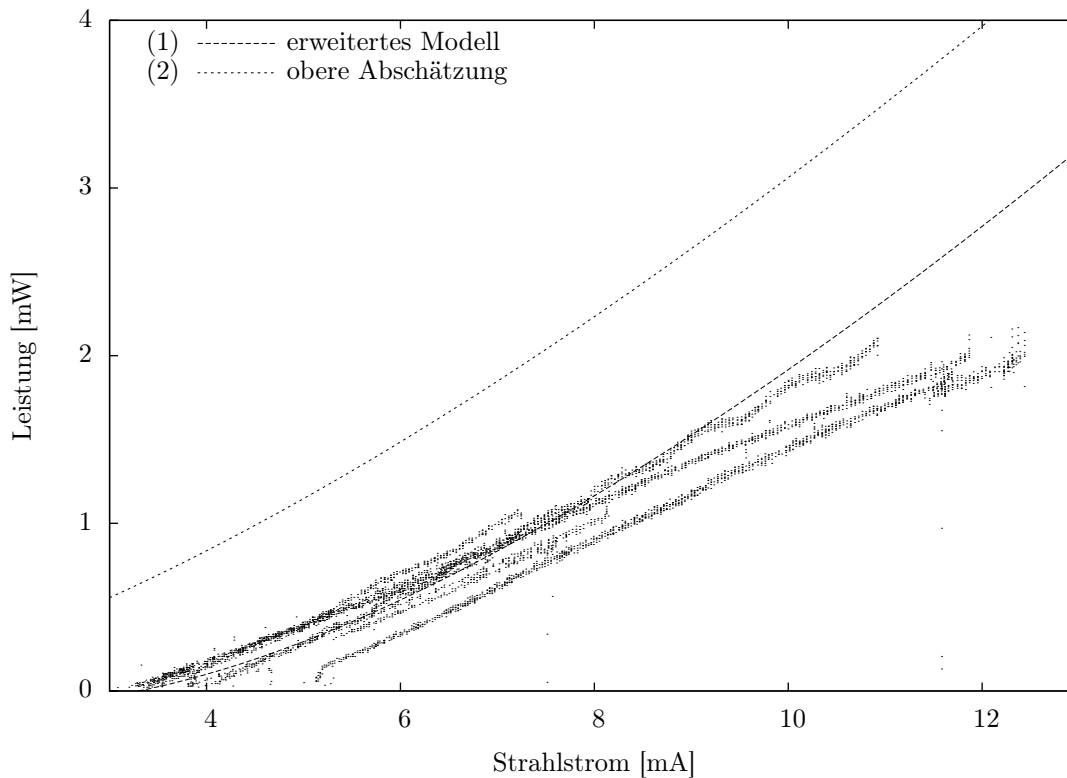


Abbildung 6.12: Theoretischer Verlauf der Laserleistung (untere Kurve (1)) nach dem erweiterten Renieri-Modell (Gl. 6.39). Die obere Kurve (2) zeigt die maximal mögliche Laserleistung P_{max} nach Gl. 6.43 unter Verwendung von 6.44. Bei beiden Kurven wurde als Energiebreite der Wert in Abwesenheit der turbulenten Bunchverlängerung angenommen.

beschreibt. Das Renieri-Limit, ursprünglich für den Gleichgewichtszustand eines Quasi-CW-Betriebs entwickelt, besitzt auch im gepulsten Laserbetrieb Gültigkeit. Der Energieaustausch zwischen Elektronen und Laserfeld wirkt durch Dämpfung stabilisierend auf den Elektronenstrahl, so dass die turbulente Bunchverlängerung zum Teil oder sogar vollständig außer Kraft gesetzt wird. Weitere, gezielte Untersuchungen dieses Effekts bei DELTA sind sehr zu empfehlen, um ein tieferes Verständnis der turbulenten Bunchverlängerung und der Natur des Dämpfungsmechanismus zu erlangen.

Kapitel 7

Dynamik der Laser - Elektron Wechselwirkung

7.1 Zeitstruktur und Makropulsfrequenz

Der effektive Gain und die Intensität eines speicherringgetriebenen Free Electron Lasers sind zeitlich nicht konstant, sondern abhängig von der momentanen Energiebreite σ_γ des Elektronenstrahls. Anfangs ist die Energiebreite am geringsten, und daher der Energieübertrag auf das Laserfeld und der Gain am größten. Während die Intensität des Laserpulses anwächst, erhöht sich mit der Zeit durch die Wechselwirkung die Energiebreite (s. Abb. 2.6, im folgenden auch die Messung Abb. 7.9 - 7.11). Hierdurch sinkt wiederum der effektive Gain (nach Gleichung (6.14) aufgrund sowohl einer kleineren Elektronendichte n/V als auch einer kleineren Modulationstiefe des optischen Klystrons) und fällt schließlich unter Null, so dass die Laserintensität wieder abnimmt. Über die Synchrotronstrahlungsdämpfung kühlt sich der Elektronenstrahl langsam ab, die Energiebreite wird kleiner, bis der Prozess von vorne beginnt: Ein neuer Laser-Makropuls entsteht.

Nachfolgende Makropulse erreichen hierbei nicht die Höhe des ersten, da sie bereits bei nicht vollständig abgekühltem Elektronenstrahl einsetzen, sobald der Gain nur leicht größer ist als die Resonatorverluste. Dies liefert eine anschauliche Erklärung für das Renieri-Limit (Gl. 6.39): Das Anwachsen eines Makropulses bis zur Sättigung wird bestimmt durch den Unterschied der Energiebreite mit und ohne Lasing, und die Abklingdauer bis zum Einsetzen des nächsten Makropulses durch die natürliche Dämpfung der Energiebreite. Letztere ist bestimmt durch die totale Synchrotronstrahlungsleistung P_{SR} im Speicherring. Für den FEL steht also quasi eine konstante Energiebreitendifferenz pro Zeiteinheit zur Verfügung, so dass die mittlere Laserleistung proportional zu P_{SR} ist, unabhängig von der Makropulsfrequenz. Dies gilt, sofern die Energiebreite zwischen zwei Makropulsen nicht komplett

auf ihren Wert ohne FEL-Betrieb gedämpft wird, wenn also der zeitliche Abstand zweier Pulse kleiner bleibt als (in etwa) die longitudinale Dämpfungszeit τ_s . Wenn keine äußeren periodischen Einflüsse (wie z.B. Orbitenschwankungen aufgrund von Netzschwingungen der Ablenkmagnete) den Verlauf des Gains stören, ergibt sich [33; 7] eine natürliche Makropulsfrequenz f_r von

$$\begin{aligned} f_r &= \frac{1}{\pi\sqrt{2\tau_0\tau_s}} \\ \tau_0 &= T_0/(G - L). \end{aligned} \tag{7.1}$$

Hierbei bezeichnet τ_0 die Anstiegszeit des Makropulses, L die Resonatorverluste zwischen zwei Bunch-Laser-Wechselwirkungen mit dem ungesättigten Gain G , und T_0 den zeitlichen Abstand der Elektronbunche (im Singlebunch-Betrieb bei DELTA entspricht dieser der Umlaufzeit des Speicherrings, $T_0 = 384$ ns). Die longitudinale Dämpfungszeit τ_s beträgt bei 550 MeV Elektronenstrahlenergie und der Standard-DELTA-Optik 90 ms. Zu erwarten wäre demnach eine mit steigendem Strahlstrom von Null aus anwachsende Frequenz bis zu einigen hundert Hertz.

Zur Beobachtung und Messung der Makropulsstruktur wurden zwei Methoden angewendet. Zum einen konnte an der Upstream-Beamline mit dem Setup aus Abbildung (5.7) (Monochromator, Photomultiplier und digitales Speicheroszilloskop) der Intensitätsverlauf des Laserlichts über einen Zeitraum von wenigen Millisekunden bis zu 8 Sekunden aufgezeichnet werden. Zum anderen bietet die Streackkamera an der Downstream-Beamline die Möglichkeit, die Entstehung der Laserpulse auf zwei Zeitskalen (Pikosekunden und Mikro- bis Millisekunden) gleichzeitig zu beobachten.

Abbildung 7.1 zeigt eine Oszilloskopaufnahme der Laserintensität über 40 ms bei einem Strahlstrom von 6,8 mA. Der Abstand der Makropulse beträgt im Mittel etwa 7 ms, was einer Frequenz von 145 Hz entspricht. Sowohl die Intensität als auch der Abstand der Makropulse ist jedoch nicht konstant sondern leicht unregelmäßig, was vermutlich auf leichte Schwankungen der Elektronenstrahllage und damit des filling factors und des Gains zurückzuführen ist.

Zu kleineren Strahlströmen hin nimmt die Makropulsfrequenz ab. Im Bereich von etwa 4 - 5 mA beträgt sie konstant 50 Hz (s. Abb. 7.2), dominiert durch Strahlschwankungen im Takt der Netzfrequenz.

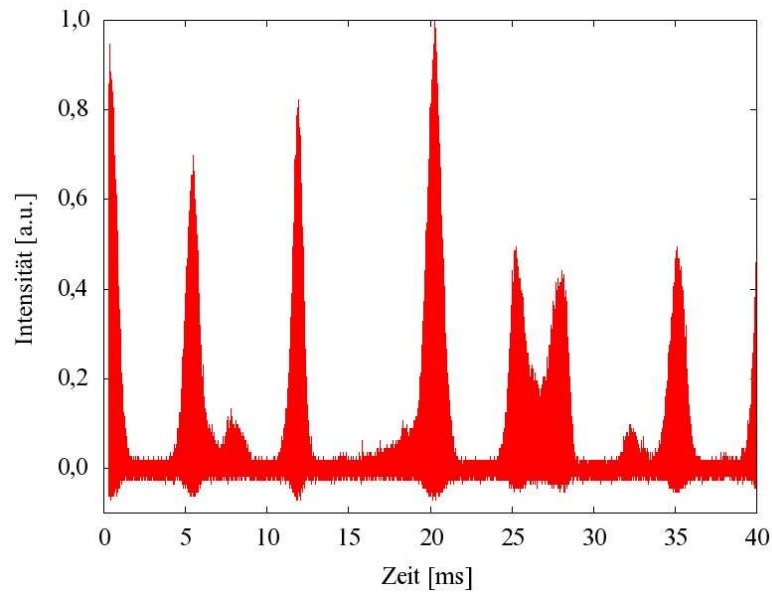


Abbildung 7.1: Zeitlicher Verlauf der Laserintensität im Singlebunchbetrieb bei 6,8 mA Strahlstrom. Die Makropulse haben im Mittel einen Abstand von 7 ms, entsprechend einer Frequenz von 145 Hz.

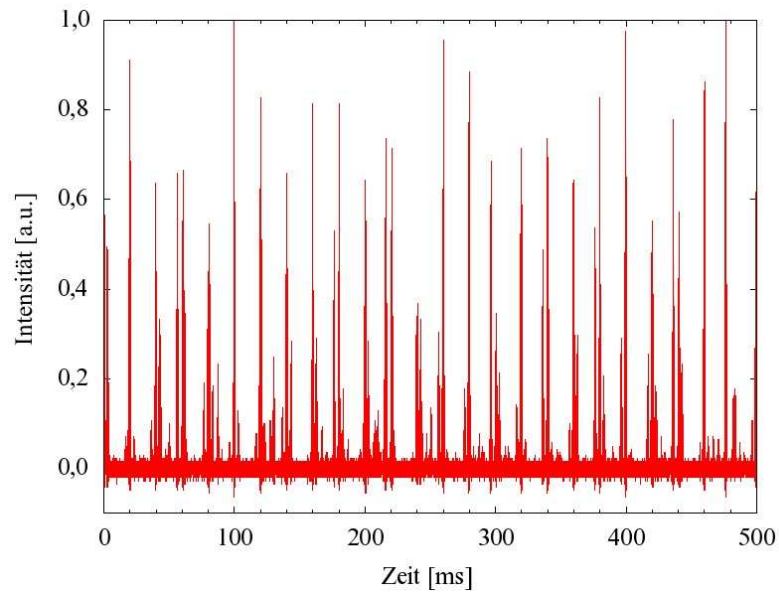


Abbildung 7.2: Quasi-CW Betrieb bei 4,6 mA Strahlstrom. Die reale Makropulsfrequenz entspricht der Netzfrequenz.

Bei hohen Strahlströmen von 8 mA und mehr hingegen steigt die Frequenz. Die höchste beobachtete Frequenz lag bei 250 Hz. Es ist nicht ausgeschlossen, dass es sich auch hierbei um ein Vielfaches der Netzfrequenz handelt. Aufgrund der Zunah-

me der Laserfrequenz mit steigendem Strahlstrom kann jedoch davon ausgegangen werden, dass die beobachtete Makropulsfrequenz im Allgemeinen mit der natürlichen Makropulsfrequenz f_r übereinstimmt, und nur in der näheren Umgebung von 50Hz-Vielfachen von der Netzfrequenz dominiert wird. Setzt man die beobachteten Frequenzen in Gleichung (7.1) ein, erhält man eine Abschätzung für den Gain bei Strahlströmen oberhalb der Lasingschwelle. Unter Berücksichtigung der Resonatorverluste $L = 3\%$ ergibt sich

$$\begin{aligned} G(f_r) &\approx L + 2T_0\tau_s(\pi f_r)^2 \\ G(50 \text{ Hz}) &\approx 3,2\% \\ G(145 \text{ Hz}) &\approx 4,4\% \\ G(250 \text{ Hz}) &\approx 7,3\%. \end{aligned}$$

Sinkt der Strahlstrom, ausgehend vom 50Hz-Modus, weiter ab in die Nähe der Lasingschwelle (die je nach Strahl- und Resonatorqualität zwischen 3,0 - 3,5 mA liegt), so sinkt auch die Makropulsfrequenz. Die Laserpulse werden vom Auge getrennt wahrgenommen, bis schließlich an der Lasingschwelle nur noch vereinzelte, unregelmäßige Pulse im Abstand von bis zu mehreren Sekunden auftreten. An der unteren Grenze des 50Hz-Modus sollte die reale Frequenz mit der natürlichen Makropulsfrequenz übereinstimmen: Bei kleinerem Strahlstrom wird eine niedrigere Energiebreite benötigt, um einen positiven effektiven Gain zu erreichen. Sinkt die Makropulsfrequenz unter 50 Hz, so kann die Energiebreite während der verfügbaren 20 ms nicht mehr ausreichend gedämpft werden, um einen neuen Laserpuls zu erzeugen. Das unregelmäßige Flackern rührt daher, dass hier neben der Netzfrequenz weitere externe Störungen (z.B. Vibrationen des Hallenbodens, thermische Schwankungen) den Orbit des Elektronenstrahls und den Gain beeinflussen.

Jeder Makropuls besteht wiederum aus einer konstanten Anzahl von Mikropulsen, deren Abstand von 96 ns durch die Resonatorlänge vorgegeben ist. Die Mikropulslänge ist abhängig von der Energiebreite des Elektronenstrahls, wie folgende Überlegung zeigt: Das Laserlicht setzt sich zusammen aus all jenen Wellenlängen, deren ganzzahlige Vielfache die Resonatorlänge ergeben und daher durch kohärente Verstärkung stabile Resonatormoden ausbilden können. Der mögliche Wellenlängenbereich $(\pm)\Delta\lambda_L$ ist hierbei über die Kohärenzbedingung mit der Energiebreite des Elektronenstrahls verknüpft:

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_L &= \Delta\left(\frac{\lambda_u}{2\gamma^2}\left(1 + \frac{K^2}{2}\right)\right) \\ &= \lambda_L \cdot 2\frac{\sigma_\gamma}{\gamma} \\ &\approx 0,9 \text{ nm} \end{aligned} \tag{7.2}$$

für $\lambda_L = 470 \text{ nm}$ und $(\sigma_\gamma/\gamma) \approx 10^{-3}$. Aus der Unschärferelation läßt sich nun die theoretische kleinstmögliche Mikropulslänge τ_L ermitteln:

$$\begin{aligned} \Delta E_L \cdot \tau_L &= h \\ \tau_L &= \frac{h}{\Delta(hc/\lambda_L)} \\ &= \frac{\lambda_L^2}{c\Delta\lambda_L} \\ &\approx 0,8 \text{ ps}. \end{aligned} \tag{7.3}$$

Die reale Mikropulslänge wurde per Streackkamera zu etwa $(3 \pm 2) \text{ ps}$ bestimmt (7 ps FWHM, siehe Abbildung 7.3), die kleinste gemessene spektrale Breite des Laserlichts betrug $(0,38 \pm 0,15) \text{ nm}$ (0,9 nm FWHM, Abb. 7.4). Die Diskrepanzen zu den theoretischen Werten (0,8 ps und 0,9 nm) lassen sich auf zwei Ursachen zurückführen. Zum einen trägt nicht der gesamte Elektronenbunch mit seiner gesamten Energiebreite zum Laserpeak bei, die zentralen Bereiche hoher Elektronendichte werden aufgrund des höheren Gains stark bevorzugt, während der Gain von äußeren Bereichen teilweise geringer ist als die Resonatorverluste. Daher ist das Spektrum des gesamten Laserpulses etwas schmaler als in Gl. (7.2), seine Dauer entsprechend der Unschärferelation hingegen länger. Zum anderen liegen sowohl die Mikropulslänge als auch die Linienbreite nahe an der Auflösungsgrenze der entsprechenden Messgeräte (Streackkamera: 2 ps [3]; Monochromator: 0,15 nm pro CCD-Pixel).

7.2 Q-Switch Modus

Für die Nutzung von Laserstrahlung ist es oft erwünscht, die Pulsfrequenz eines Lasers kontrolliert verändern zu können. Im *Q-Switch* Modus herkömmlicher Laser wird die Transmission (und damit die Güte Q) des optischen Resonators gezielt verändert, um nur zu bestimmten Zeitpunkten einen Teil der akkumulierten Lichtintensität auszukoppeln. Hierdurch wird die Spitzenleistung gegenüber einem *CW* (Continuos Wave) Betrieb stark erhöht, so dass beispielsweise *Pump-Probe* Experimente mit hoher Peakintensität durchgeführt werden können.

An Speicherring-FELs ist eine Transmissionsänderung des optischen Resonators aufgrund der verwendeten Spiegel nicht möglich. Um dennoch einen Q-Switch Modus zu erreichen, bieten sich zwei unterschiedliche Wege an:

Zum einen kann mit Hilfe schneller Ablenkermagnete eine lokale Orbitbeule erzeugt werden, die den Elektronenstrahl kurzfristig aus der Resonatorachse ablenkt. Die Lasertätigkeit erlischt somit, und die Energiebreite kann bis auf den niedrigstmöglichen, vom Boussard-Kriterium vorgegebenen Wert absinken. Bei Rücknahme der Orbitbeule steht wieder der maximale Gain zur Verfügung, so dass kontrolliert Laserpulse mit hoher Intensität erzeugt werden.

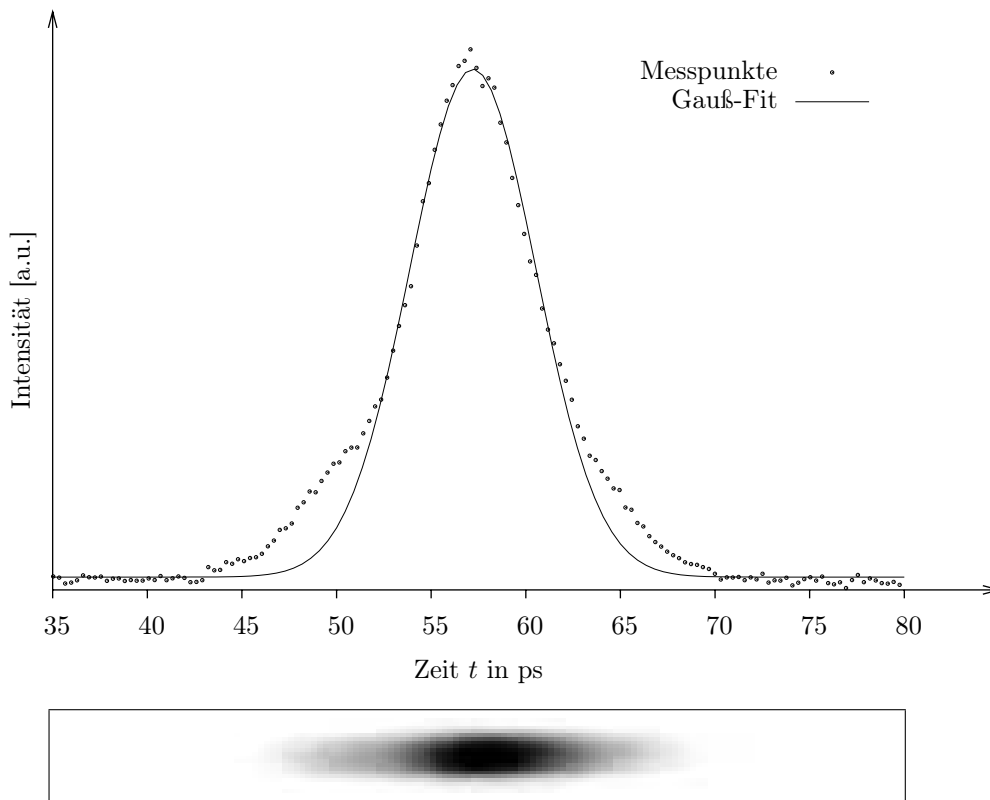


Abbildung 7.3: Streakkammermessung eines Lasermikropulses mit $\sigma_t = 3,3$ ps.

Zum anderen kann durch gezielte Veränderung der Frequenz der Beschleunigungsspannung im Cavity die Synchronizität zwischen gespeichertem Licht und Elektronenbunch verletzt werden. Die Zeit Δt , die der Elektronenbunch dadurch pro Umlauf hinter dem gespeichertem Licht zurückbleibt oder vorausseilt, beträgt

$$\Delta t = q \frac{\Delta \nu_{\text{RF}}}{\nu_{\text{RF}}^2} \approx \frac{192}{(500 \text{ MHz})^2} \Delta \nu_{\text{RF}}$$

mit der Harmonischenzahl des Speicherrings q und der HF-Frequenz ν_{RF} . Für $\Delta \nu_{\text{RF}} = 2$ kHz ergibt sich $\Delta t = 1,5$ ps, was etwa 5% der Bunchlänge entspricht. Gespeichertes Licht kann demnach nur über etwa 20 Umläufe verstärkt werden, was bei einem effektiven Gain von 3 - 4% die Intensität gegenüber der spontanen Strahlung etwa verdoppelt. Die Energieaufweitung durch Laserwechselwirkung bei derart schwachen Intensitäten ist vernachlässigbar gering gegenüber der Synchrotronstrahlungsdämpfung, da nach Gl. (2.28) der Energieübertrag auf das Laserfeld proportional zu der im Laserfeld gespeicherten Energie ist (bei festem Gain). Somit kann auch durch Variation der HF die Energiebreite auf ihr Minimum gedämpft werden und der FEL im Q-Switch Modus betrieben werden.

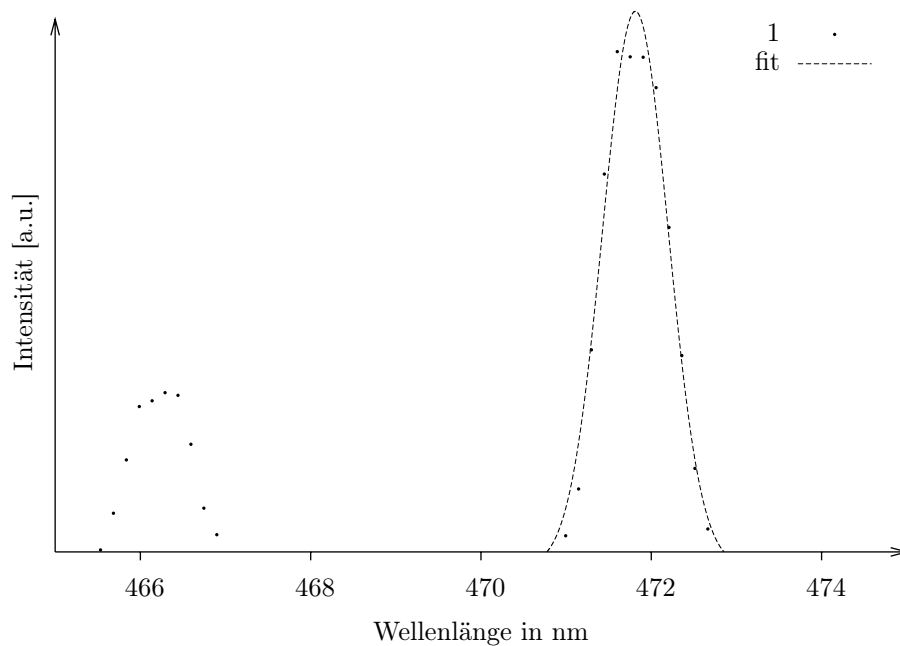


Abbildung 7.4: Spektrum der Laserstrahlung. Die Breite des Hauptpeaks beträgt $\sigma_\lambda = 0,38$ nm. Der schwächere Nebenpeak korrespondiert mit der nächsten höherenergetischen Flanke des Spektrums des optischen Klystrons (siehe auch [3]).

Im Bereich des FEL-Undulators bei DELTA stehen vier schnelle Steerermagnete zur Verfügung, die synchron über DSP-Karten angesteuert werden können und so abgeschlossene Orbitbeulen mit bis zu 200 Hz Änderungsfrequenz erzeugen können. Jedoch erlauben die verwendeten Netzgeräte nur Ablagen von etwa $150 \mu\text{m}$ ($50 \mu\text{m}$ bei 1,5 GeV), was den Elektronenstrahl ($\sigma_x \approx 300 \mu\text{m}$) nicht ausreichend für einen Q-Switch Betrieb von der stabilen Resonatorachse ablenkt.

Daher wurde die Methode der HF-Änderung gewählt. Der Frequenzgenerator (Rohde&Schwarz, Modell SML01) für die BoDo- und DELTA-HF besitzt eine eingebaute Funktion, mit der die Masterfrequenz moduliert werden kann. Die Modulationsfrequenz ist ferngesteuert frei wählbar im Bereich zwischen 0,1 Hz und 100 kHz, ebenso die Modulationsamplitude (also die maximale Frequenzänderung), zwischen 0 und 500 kHz. Abbildung (7.5) zeigt eine Oszilloskopaufnahme der Laserintensität im Q-Switch Betrieb bei 8,2 mA Singlebunchstrom. Die HF-Frequenz wurde hier moduliert mit einer Modulationsfrequenz von 10 Hz und ± 2 kHz Hub. Die Lasermakropulse entstehen zwei Mal pro Schwingung während der Nulldurchgänge, also im Abstand von 50 ms. Betrachtet man die einzelnen Makropulse mit höherer Zeitauflösung (Abb. 7.6), so ergibt sich bei gaußförmiger Annäherung des Profils eine Makropulslänge von $\sigma_t = (135 \pm 3) \mu\text{s}$. Zudem scheint es, dass die Intensität nicht mit jedem Umlauf monoton wächst bis zur Sättigung, sondern lokale Maxi-

ma im Abstand von 50 ms aufweist. Eine nähere Untersuchung ergibt jedoch, dass es sich hierbei nicht wie anfangs vermutet um reale Gainveränderungen, verursacht durch Synchrotronschwingungen, handelt, sondern um Artefakte der Messmethode aufgrund der Abtastrate $f_T = 2,5$ MHz, welche deutlich unter der benötigten Bandbreite zur Auflösung der Mikropulse liegt.

Die Mikropulsrate $f_{\text{Mik}} = (4/192) \cdot \nu_{\text{RF}}$, bestimmt durch die Resonatorlänge und damit von der HF-Frequenz ν_{RF} , entspricht etwa $(25/6) \cdot f_T$. Daher kann der abgetastete Verlauf beschrieben werden als Schwebung mit einer Grundfrequenz von $25 \cdot f_T$ und einer Schwebungsfrequenz

$$f_{\text{Schwebung}} = 25 \cdot f_T - 6 \cdot f_{\text{Mik}}.$$

Für $\nu_{\text{RF}} = 499,840$ MHz ergibt sich exakt $f_{\text{Schwebung}} = 20$ kHz. Dies stimmt mit dem beobachteten Verlauf (Abb. 7.6) gut überein, während die Synchrotronfrequenz mit etwa 25 kHz deutlich höher lag.

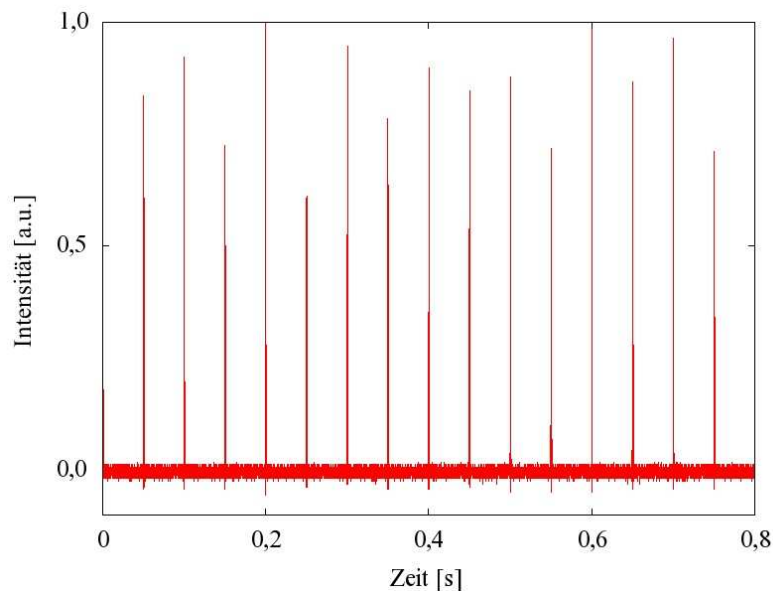


Abbildung 7.5: Q-Switch Modus: Zeitlicher Verlauf der Laserintensität im Singlebunchbetrieb bei 8,2 mA Strahlstrom. Durch Frequenzmodulation der HF (10 Hz Takt, 2 kHz Amplitude) werden Makropulse im Abstand von 50 ms erzeugt.

Aus den Pulslängen und Pulsraten kann nun die Peakleistung \hat{P} des Free Electron Lasers berechnet werden. Unter der vereinfachenden Annahme einer gaußförmigen Pulsform

$$P(t) = \frac{\bar{P}}{f_{\text{Puls}}} \cdot \frac{1}{\sigma_{t,\text{Puls}} \sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma_{t,\text{Puls}}^2}\right)$$

mit der über die Periodendauer f_{Puls}^{-1} gemittelten Leistung \bar{P} gilt für die Peakleistung

$$\hat{P} = \frac{\bar{P}}{2\pi f_{\text{Mak}} f_{\text{Mik}} \sigma_{t,\text{Mak}} \sigma_{t,\text{Mik}}}. \quad (7.4)$$

Die höchste gemessene mittlere Leistung \bar{P} ohne HF-Modulation lag bei 2,8 mW (s. Kap. 6). Im Q-Switch Betrieb zeigte sich, dass bis zu einer unteren Grenze von etwa 10 Hz die mittlere Leistung unabhängig von der gewählten Modulationsfrequenz und damit der Makropulsfrequenz ist. Dies bestätigt die Gültigkeit des Renieri-Limits (die Abhängigkeit der *mittleren* Laserleistung von der gesamten Synchrotronstrahlungsleistung) für gepulsten Laserbetrieb, sofern der Abstand der Pulse kleiner als die longitudinale Dämpfungszeit des Speicherrings τ_s ist. Der Pulsabstand an der Grenzfrequenz von 10 Hz beträgt 50 ms (zwei Nulldurchgänge pro Schwingung) und liegt damit in der Nähe von $\tau_s = 90$ ms.

Für die Peakleistung \hat{P} des FELs bei dem höchsten erreichten Singlebunchstrom ($I=14$ mA, $\bar{P}=2,8$ mW) und der niedrigstmöglichen Modulationsfrequenz ohne Leistungsverlust ergibt sich demnach

$$\hat{P} = \frac{2,8 \text{ mW}}{2\pi \cdot 20 \text{ Hz} \cdot (4/192) \cdot 500 \text{ MHz} \cdot 135 \mu\text{s} \cdot 3 \text{ ps}} \approx 5,3 \text{ kW} \quad (7.5)$$

mit einem relativen Fehler von etwa [-5%, +15%], vgl. Kap. 6.

Unter Berücksichtigung der Transmission der Resonatorspiegel von 0,04% entspricht

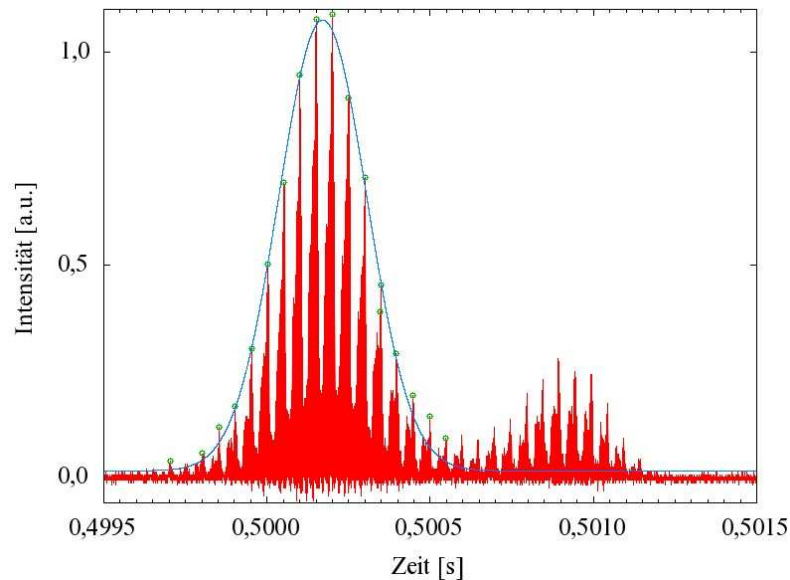


Abbildung 7.6: Q-Switch Modus, Ausschnitt eines Makropulses aus Abbildung (7.5). Bei gaußförmiger Annäherung des Profils beträgt die Makropulslänge $\sigma_t = (135 \pm 3) \mu\text{s}$. Die 20-kHz Struktur ist ein Artefakt der Messmethode.

dies innerhalb des optischen Resonators einer Peakleistung von 13 MW.

In früheren Simulationen [10] wurden für FELICITA im sichtbaren Spektralbereich und bei leistungsoptimierten Betriebsparametern mittlere Leistungen um 100 mW und Peakleistungen im Q-Switch-Modus um 1 MW vorausgesagt, wobei eine Spiegeltransmission von 1,0 – 1,5% angenommen wurde. Die in dieser Arbeit verwendeten Resonatorspiegel besitzen eine deutlich geringe Transmission von nur 0,04%. Der Einbau eines Spiegels mit höherer Transmission sollte die hier gemessene Ausgangsleistung um ein bis zwei Größenordnungen erhöhen, in Übereinstimmung mit den Simulationsergebnissen.

7.3 Dynamik der Laser-Elektron Wechselwirkung

Die Intensität des Laserlichts liegt um mehrere Größenordnungen über der spontanen Undulatorstrahlung und der Dipolstrahlung. Streakkammermessungen der Laserstrahlung erfordern den Einsatz von Filtersystemen zur Abschwächung der Intensität, um die Photokathode und die MCP nicht zu beschädigen. Aufgrund des begrenzten Dynamikbereichs der Streakkamera von 12 bit kann jedoch bei Verwendung von Graufiltern lediglich die Laserstrahlung untersucht werden, während die Intensität der spontanen Undulatorstrahlung unterhalb der Rauschgrenze liegt. Eine gleichzeitige Darstellung der Laserpulse und der spontanen Strahlung wird erst ermöglicht durch den Einsatz von wellenlängenselektiven Filtern.

Als sinnvoll erwies sich insbesondere die Platzierung eines weiteren Multilayerspiegels, baugleich zu den Spiegeln des optischen Resonators, vor der Eingangsoptik der Streakkamera. Dieser besitzt eine geringe Transmission von etwa 0,04 % genau im Bereich der Laserwellenlänge ($470 \text{ nm} \pm 50 \text{ nm}$), und eine hohe (ca. 60 - 90 %) im übrigen sichtbaren Spektrum sowie nahen UV-Bereich. Hierdurch wird die Laserstrahlung gegenüber dem Großteil der spontanen Undulator- und Dipolstrahlung, welche ein Abbild des Elektronenstrahls im Quellpunkt ist, um einen Faktor von etwa $2 \cdot 10^3$ abgeschwächt.

Abbildung 7.7 zeigt die Streakkameraaufnahme einer Reihe von Laserpulsen bei 10,5 mA Singlebunchstrom. Horizontal ist die Zeitachse der langsamen Ablenkeinheit aufgetragen, wobei die gesamte Bildbreite 10 ms entspricht. Die vertikale Achse beschreibt die Ablenkung der 250MHz-Synchrosceinheit. Man erkennt Makropulse im Abstand von etwa 4 ms (250 Hz), die eine Unterstruktur besitzen. Während der Messung war die Länge des optischen Resonators gegenüber der Elektronenbahnlänge leicht verstimmt. Aus diesem Grund haben die Laserpulse in der Abbildung keine konstante Lage, sondern wandern mit einer bestimmten Geschwindigkeit über den Elektronenbunch.

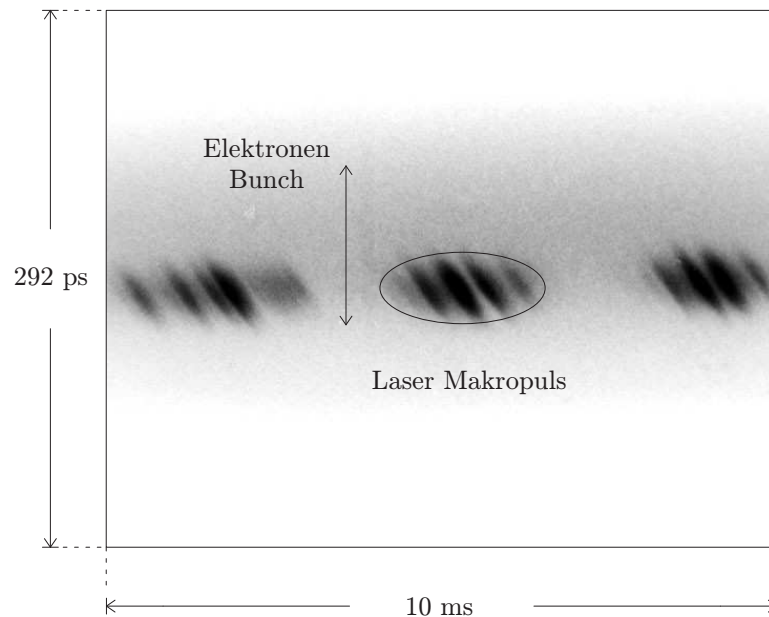


Abbildung 7.7: Double-Sweep Streakkamera-Aufnahme des Laserlichts bei 10,5 mA Singlebunchstrom. Zur Abschwächung der Laserintensität gegenüber der spontanen Synchrotronstrahlung (um ca. $2 \cdot 10^{-3}$) wurde ein weiterer Resonatorspiegel eingesetzt. Die Makropulse im Abstand von 4 ms bestehen jeweils aus 4 - 6 kürzeren Pulsen. Diese wandern über den breiteren Elektronenbunch ($\sigma_{t,e} \approx 40$ ps; $\sigma_{t,fe} < 9$ ps), da die Länge des optischen Resonators leicht verstimmt war.

Zur Verdeutlichung des Prozesses wurde ein einzelner Laserpuls in Abbildung (7.8) näher untersucht. Hier zeigt das linke Bild einen diagonalen Ausschnitt der Streakkameraaufnahme (7.7), dessen vertikales Profil im rechten Diagramm aufgetragen ist. Die Steigung des parallelogrammförmigen Bildausschnitts ist ein Maß für die Verschiebung des Laserpulses gegenüber dem Elektronenbunch, da letzterer von der Streakkamera prinzipiell auf konstanter Höhe abgebildet wird. Die Steigung beträgt 54 ps/ms oder $5,2 \cdot 10^{-3}$ ps pro Umlauf des Lichts im optischen Resonator. Das entspricht einer Verstimmung der Resonatorlänge um $\Delta d = 0,78 \mu\text{m}$, oder nach Gleichung (5.4) einer Verstimmung der Hochfrequenz um $\Delta\omega_{\text{HF}} = 27$ Hz. (Zum Vergleich: Lasing wurde bis zu einer Verstimmung von 200 Hz beobachtet, und Verstimmungen sind ohne Lasing (Pulse-Shape Methode) nur mit einer Genauigkeit von 500 Hz erkennbar.)

Betrachtet man das Profil (1) im rechten Diagramm von Abb. (7.8), so fällt auf, dass die Lage des Laserpulses nicht mit dem Zentrum der spontanen Strahlung des Elektronenbunches (2) übereinstimmt. Die vorauseilende Flanke des Bunches ist aufgrund von Potential-Well-Distortion mit positiven resistiven Impedanzen grundsätzlich die steilere [5], im Bild also die linke. Ein leichtes Anwachsen der Lichtintensität ist ab etwa 100 ps zu erkennen, wo rund 80% der maximalen Elektronendichte

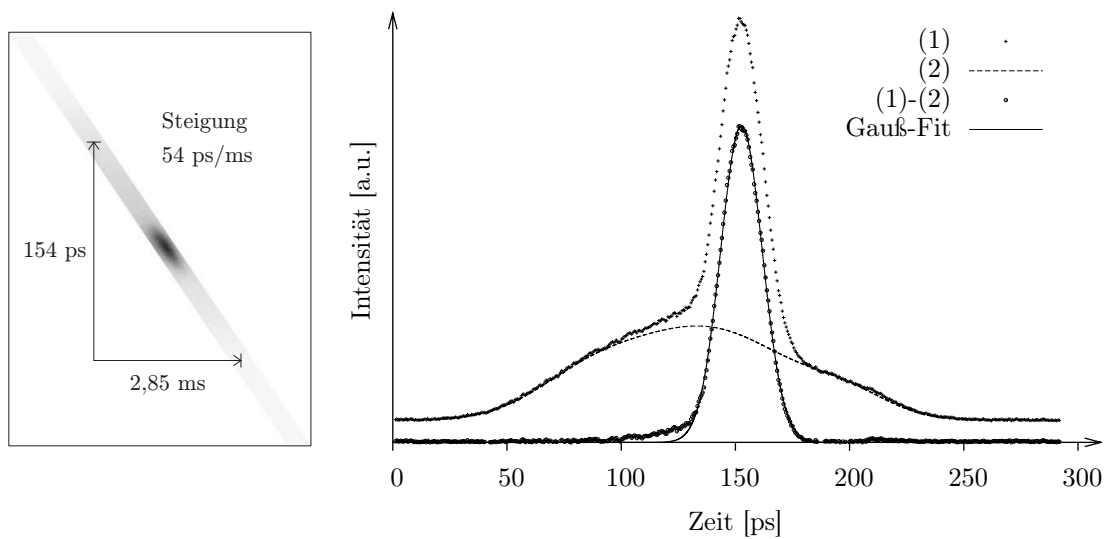


Abbildung 7.8: Diagonaler Ausschnitt aus Abbildung (7.7). Die Steigung des Parallelogramms von 54 ps/ms entspricht einer Resonatorverstimmung von $0,78 \mu\text{m}$. Im rechten Diagramm ist das vertikale Profil des Ausschnitts (1) und das Bunchprofil ohne Lasertätigkeit (2) dargestellt. Die Differenz der beiden ist ein Gauß-Profil mit einer Breite von $\sigma_{t,(1)-(2)} = (9,10 \pm 0,02) \text{ ps}$.

im Bunch erreicht sind. Die exponentielle Laserverstärkung setzt jedoch erst bei etwa 130 ps ein, an der Stelle der höchsten Elektronendichte und damit des höchsten Gains. Subtrahiert man das Bunchprofil (2), welches aus einem Bildbereich von Abb. (7.7) ohne Lasertätigkeit gewonnen wurde, von der Gesamtintensität, so kann aus dem bereinigten Profil die Form des diagonalen Laserpulses bestimmt werden. Abgesehen von dem leichten Anwachsen bei 100 - 130 ps handelt es sich um ein Gauß-Profil mit einer Breite von $\sigma_{t,(1)-(2)} = (9,10 \pm 0,02) \text{ ps}$. Dies ist nicht die Länge der einzelnen Mikropulse, sondern vielmehr der Bereich des Bunches, in dem die Elektronendichte hoch genug ist um eine positive FEL-Verstärkung zu erzeugen. Hiermit korreliert ist die Dauer von $(9,1 / 54 = 0,17)$ Millisekunden, während der sich der diagonale Laserpuls aufbauen kann.

In dieser Zeitspanne wird die Energiebreite des gesamten Elektronenstrahls nur um einen Bruchteil dessen aufgeweitet, was bei einem nicht verstimmt Resonator zur Sättigung der Makropulse, also zum Absinken des effektiven Gains unter Null, führt. Es steht ein im Mittel noch ausreichend kalter Elektronenstrahl für die Generierung weiterer Pulse zur Verfügung. Lokal jedoch sind die zum Lasing benutzten Bereiche des Bunches stark erhitzt. Ihre Abkühlung erfolgt über die Durchmischung der Elektronen im gesamten Bunch infolge der Phasenfokussierung bzw. Synchrotron-schwingung. Der Abstand der diagonalen Pulse in Abb. (7.7) beträgt etwa 0,45 ms. Dies kann so interpretiert werden, dass für eine ausreichende Durchmischung der Elektronen grob die Hälfte dieses Abstands, oder umgerechnet 5 - 6 Synchrotronpe-

rioden, benötigt werden.

Abbildung (7.9) zeigt eine weitere Streackameraaufnahme unter Benutzung eines Resonatorspiegels zur gleichzeitigen Darstellung von Laserstrahlung und Elektronenbunch, bei einem Strahlstrom von 6,6 mA. Auch hier beträgt die Makropulsfrequenz 250 Hz. Die Pulse wandern jedoch nicht über den Bunch, was auf eine perfekte Abstimmung von Resonatorlänge und HF-Frequenz schließen lässt. Dennoch bestehen die einzelnen Makropulse wiederum aus jeweils vier kürzeren Pulsen unterschiedlicher Intensität. Ein Teil des Bunches wird vom Energieübertrag auf das Laserfeld aufgeheizt und kühlt sich anschließend durch Vermischung mit dem Rest des Bunches während einiger Synchrotronperioden leicht ab. Dieser Prozess wiederholt sich, bis der gesamte Bunch so stark aufgeheizt ist, dass sich kein Laserpuls mehr ausbilden kann und eine komplette Kühlung des Bunches durch Synchrotronstrahlungsdämpfung erfolgen muss.

Um die Auswirkungen der FEL-Wechselwirkung auf den Elektronenstrahl näher zu untersuchen, sind mehrere vertikale und horizontale Profile in den Abbildungen (7.10) und (7.11) dargestellt. Verwendet wurden die markierten Bildbereiche (a) - (f) der Streackameraaufnahme (7.9). Die beiden vertikalen Profile (a) und (d) stammen aus den Bereichen ohne Lasertätigkeit zwischen den Makropulsen, und geben damit das longitudinale Profil des Elektronenstrahls mit erhöhter Energiebreite wieder. Gegenüber den dazwischenliegenden Profilen (b) und (c) ist die vorausseilende, rechte Flanke¹ des Strahlprofils leicht verbreitert, während auf der linken Seite im Rahmen der Messgenauigkeit keine Unterschiede auszumachen sind. Deutlicher zu erkennen ist der Effekt bei Betrachtung der horizontalen Profile. Abbildung (7.11) vergleicht ein 70 ps breites Band, das die Laserpulse enthält (e), mit dem Bereich des Elektronenbunches, welcher der rechten Flanke aus Abb. (7.10) entspricht (f). Letztere kann als Maß für die Bunchlänge angesehen werden, da sich die entgegengesetzte Flanke des Bunchprofils qualitativ ähnlich verhält, wenn auch mit schwächeren Änderungen. Die Intensität der Kurve (f) schwingt im Takt der Makropulsfrequenz, in grober Näherung als Dreiecksschwingung. Ihr Minimum befindet sich jeweils an den Stellen, an denen auch die Makropulse einsetzen. Während der Lasertätigkeit steigt sie kontinuierlich an, und fällt anschließend wieder ab bis zum Beginn des nächsten Makropulses. Dieser Verlauf spiegelt qualitativ das Verhalten der Energiebreite wieder: Die energetische Aufweitung des Elektronenstrahls durch die FEL-Wechselwirkung und seine anschließende Dämpfung durch Abstrahlung von Synchrotronlicht überträgt sich im Rahmen der Phasenfokussierung auf die Bunchlänge.

Es bleibt anzumerken, dass dieser Effekt keine quantitativen Schlüsse auf den Ver-

¹in diesem Beispiel ist die rechte Flanke die vordere, d.h. die Zeitachse ist gespiegelt, da der Backtrace der Synchroscan-Ablenkeinheit benutzt wurde

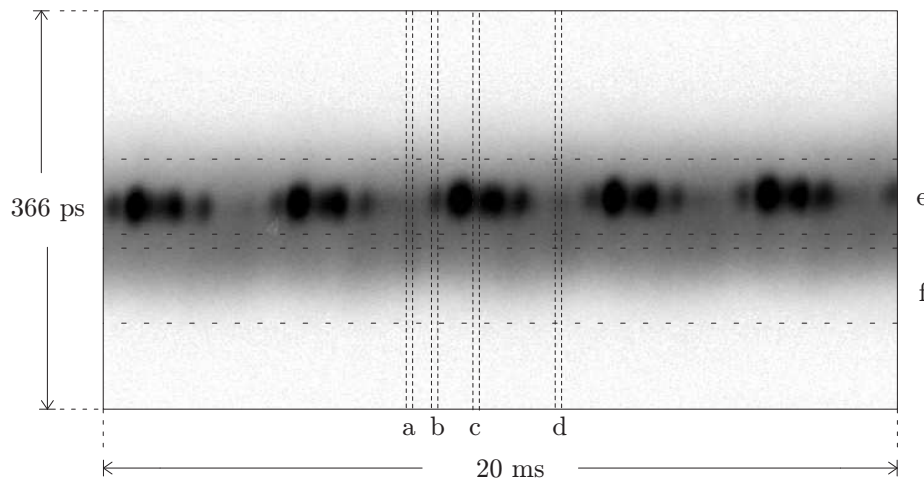


Abbildung 7.9: Streakkameraaufnahme von Laserlicht und spontaner Strahlung bei 6,6 mA Singlebunchstrom und 250 Hz Makropulsfrequenz. Vier vertikale Bereiche (a)-(d) und zwei horizontale Bereiche (e),(f) sind markiert, deren Profile im Folgenden verglichen werden.

lauf der Energiebreite zulässt. Zum einen weicht das Bunchprofil bei den hohen, für den FEL-Betrieb notwendigen Singlebunchströmen stark von einem reinen Gauß-Profil ab, verursacht durch Potential-Well-Distortion mit resistiven und induktiven Impedanzanteilen [3; 5]. Selbst ohne Anwesenheit eines Laserfeldes kann die resultierende Teilchenverteilung nur mit numerischen Methoden bestimmt werden. Vor allem aber sind die Veränderungen der Energiebreite infolge der FEL-Wechselwirkung gegenüber der Synchrotronfrequenz zu schnell, um eine vollständige und gleichmäßige Vermischung aller Teile des Elektronenbunches zwischen den Makropulsen zu gewährleisten. Dies ist zum Teil auch in Abbildung (7.10) zu erkennen: Die Verbreiterung bzw. Erhöhung der rechten Flanke tritt vor allem im zentralen Teil des Bunches zu Tage, während die weiter außen liegenden Bereiche kaum beeinflusst werden. Im Fall einer einfachen Verbreiterung eines reinen Gauß-Profiles hingegen werden gerade die äußeren Bereiche stärker erhöht als das Zentrum.

Zudem konnte eine Veränderung des Bunchprofils im Takt der Makropulsfrequenz nur auf wenigen Streakkameraaufnahmen nachgewiesen werden. Insbesondere bei niedrigen Strahlströmen war im Rahmen der Messgenauigkeit keine Verbreiterung zu erkennen. Dies deckt sich mit früheren Simulationen [10], nach denen sich die Dynamik der Energiebreite im Allgemeinen nicht auf dem longitudinalen Profil widerspiegelt.

In [10] wurde aufgrund von Simulationen vermutet, dass im gepulsten FEL-Betrieb die Makropulse eine Länge in der Größenordnung von nur $20 \mu\text{s}$ besitzen und im Allgemeinen aus zwei Gauß-Peaks bestehen, wobei der zweite nach einer halben Syn-

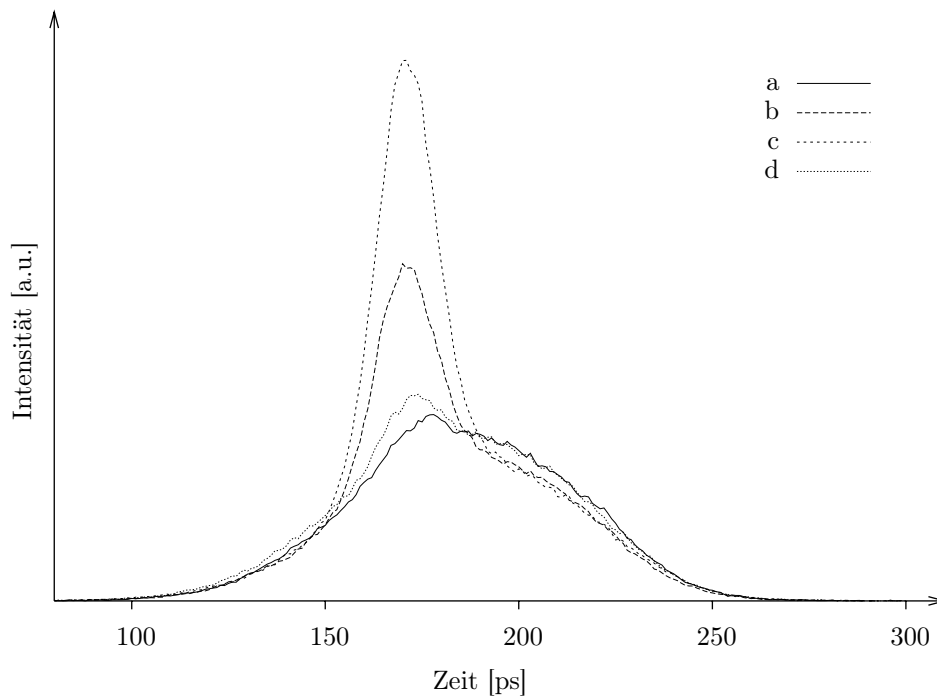


Abbildung 7.10: Vertikale Profile aus Abbildung 7.9.

chrotronperiode von den rücklaufenden Elektronen des ersten Peaks erzeugt wird. Dies konnte im Rahmen der vorliegenden Doktorarbeit nicht bestätigt werden. Bei nahezu allen Streikkameraaufnahmen oberhalb von 5 mA Singlebunchstrom wurde die Zeitstruktur der beiden vorgestellten Beispielaufnahmen (Abb. 7.7, 7.9) beobachtet, das heißt Pulse mit einer Länge von über $100 \mu\text{s}$, die sich im Abstand von rund $450 \mu\text{s}$ wiederholen bis zur energetischen Aufweitung des gesamten Bunches (vgl. Abb. 7.11).

7.4 Fewbunch Modus

Normalerweise wird die Elektronenkanone von DELTA mit einer Pulserplatine betrieben, welche die Gitterspannung für 20 ns über das Kathodenpotential hebt und dadurch Bunchzüge mit einer Länge von etwa 10 gefüllten Buckets in BoDo und Delta erzeugt. Singlebunch-Betrieb erfordert daher jedes Mal den Einbau einer speziellen Gunplatine, deren Pulslänge unterhalb des Bucketabstands von 2 ns liegt, sowie den abschließenden Rückbau der Standardplatine. Eine Fewbunch-Füllung (wenige aufeinanderfolgende Bunche, erzeugt durch Singlebunch-Injektionstimung mit der

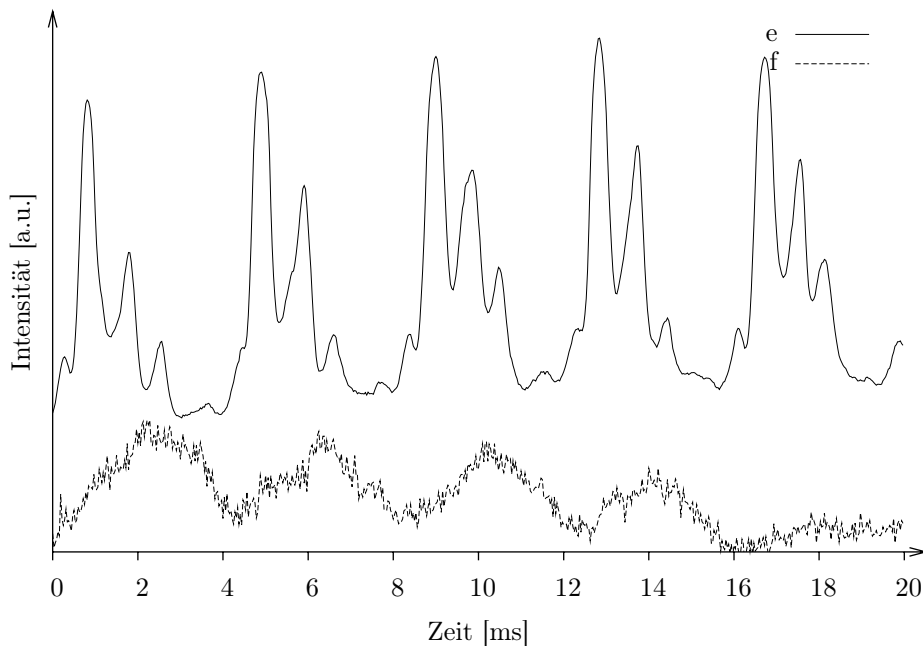


Abbildung 7.11: Horizontale Profile aus Abbildung 7.9.

Standardplatine, siehe auch Kap. 3.2.3) bietet den Vorteil hoher Spitzenströme ohne die Notwendigkeit des Platinentauschs, sowie höherer Laserintensitäten durch den höheren Gesamtstrom. Starke Synchrotronschwingungen, verursacht durch Multi-bunchinstabilitäten, verhinderten jedoch vor dieser Arbeit einen FEL-Betrieb im Fewbunch-Modus [16].

Wenige Tage nach Inbetriebnahme des FELs mit den neuen Spiegelkammern konnte bei DELTA erstmals erfolgreich im Fewbunch-Modus Lasing erreicht werden. Die Lasingschwelle lag wie im Singlebunch-Modus bei etwa 4 mA pro Bunch. Die Laserpulse traten unregelmäßig auf, unterbrochen von etwa 0,1 - 1,0 s langen Abschnitten starker Synchrotronamplituden. Variationen des Strahlstroms zeigten kaum Auswirkungen auf Dauer und Abstand dieser Unterbrechungen, da durch höheren Strom zwar der Gain erhöht wird, aber auch die Instabilitäten verstärkt werden. Ein kontrollierter Quasi-CW- oder Q-Switch-Betrieb mit konstanter Makropulsfrequenz konnte im Fewbunch-Modus aufgrund der Multibunch-Instabilitäten nicht erreicht werden. Der Einbau eines longitudinalen Feedback-Systems ist daher sehr zu empfehlen, um die Stabilität des Elektronenstrahls zu erhöhen.

Abbildung (7.12) zeigt eine typische Streackameramessung im Fewbunch-Betrieb unter Benutzung eines zusätzlichen Resonatorspiegels zur Abschwächung der Laserintensität. In der oberen Bildhälfte sind mehrere Nebenbunche zu erkennen. Das Muster lässt sich als Überlagerung von drei Bunchen erklären, die Synchrotron-

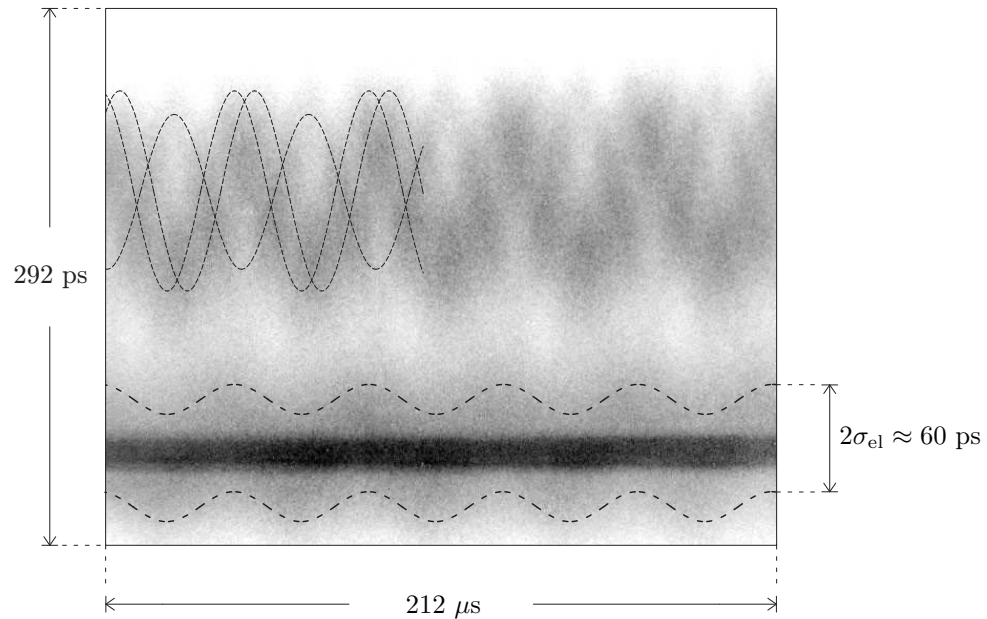


Abbildung 7.12: FEL-Betrieb im Fewbunch-Modus bei 9,5 mA Gesamtstrom, Streikkameraaufnahme.

schwingungen mit unterschiedlicher Phase ausführen. Der Verlauf dieser Schwingungen ist im Bild durch gestrichelte Sinuskurven angedeutet. Ihre Amplituden sind größer als die Bunchlänge ($\sigma_{el} \approx 30$ ps), weshalb sich hier keine Laserpulse ausbilden können. Da die Streikkamera prinzipiell den ersten, dritten, fünften (usw.) Bunch überlagert, bestand der Bunchzug aus mindestens 5-6 gefüllten Buckets.

In der unteren Bildhälfte befinden sich die dazwischenliegenden Bunche. Es ist nur eine Schwingung mit geringer Amplitude (ca. 9 ps) zu erkennen. Daher kann davon ausgegangen werden, dass sich hier der Großteil der Ladung im Hauptbunch befindet, während die nachfolgenden Buckets nur leicht gefüllt sind und schwache Wakefelder erzeugen, welche den Hauptbunch nur zu leichten Schwingungen anregen können. Der Strom des Hauptbunches wurde zu etwa 40 - 50% des Gesamtstroms, also 4 - 5 mA, abgeschätzt. Im Bild wurde durch zwei Sinuskurven der Bereich des Bunches markiert, der weniger als eine Standardabweichung vom Zentrum entfernt ist, in dem also an jedem Punkt mehr als 60% der maximalen Elektronendichte vorhanden ist. Aufgrund der relativ geringen Synchrotronamplitude existiert in der Mitte ein ausreichend breites Band von nahezu konstant hoher Elektronendichte, in dem sich ein Laserpuls ausbilden kann. Auffallend ist, dass das vertikale Profil des Laserpulses nicht gaußförmig ist, sondern ein Plateau mit einer Breite von etwa 18 ps besitzt. Dies entspricht der doppelten Synchrotronamplitude - der Laserpuls breitet sich demnach über den gesamten Bereich aus, in dem sich kurzzeitig das Zentrum des Bunches mit seiner maximalen Elektronendichte befindet.

7.5 4-Bunch Modus

Erstmalig konnte auch im 4-Bunch-Modus gelast werden, das heißt mit vier gefüllten äquidistanten Buckets im Speicherring zur Minimierung der Resonatorverluste pro FEL-Wechselwirkung (siehe auch Kap. 3.2.3). Die Pulse traten wie im Fewbunch-Modus unregelmäßig auf, verursacht durch Multibunchinstabilitäten. Lasertätigkeit mit vereinzelt Makropulsen im Abstand von bis zu mehreren Sekunden wurde bereits ab einem Schwellstrom von etwa 0,9 mA pro Bunch beobachtet. Dieser Wert stimmt im Rahmen der Low-Gain-Näherung gut mit dem Schwellstrom im Singlebunch-Betrieb überein, da der Gain nur die einfachen statt vierfachen Resonatorverluste ausgleichen muss, und in grober Näherung linear zum mittleren Strahlstrom pro Bunch ist.

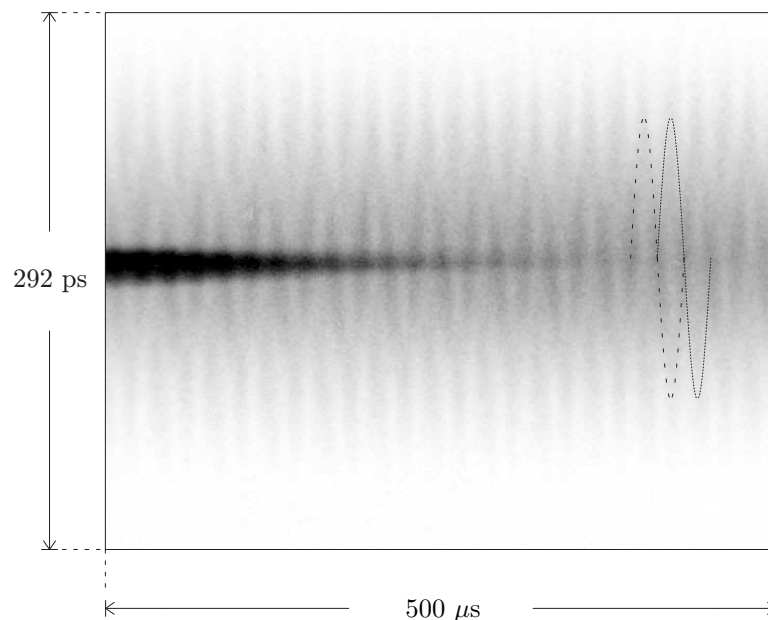


Abbildung 7.13: FEL-Betrieb im 4-Bunch-Modus bei 9,6 mA Gesamtstrom, Streakkameraaufnahme.

Abbildung (7.13) zeigt die Streakkammermessung eines abnehmenden Lasermakropulses im 4-Bunch-Betrieb. Man erkennt zwei unterschiedliche Elektronenbunche, die gegenphasig zueinander Synchrotronoschwingungen ausführen. Sowohl ihre Amplituden als auch die Bunchladungen sind nahezu gleich groß. Trotz der hohen Synchrotronamplituden in der Größenordnung der Bunchlänge kann sich ein Laserpuls ausbilden, dessen Intensität nur leicht moduliert ist im Takt der Synchrotronfrequenz.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der FEL-Oszillator am Speicherring DELTA hinsichtlich Geschwindigkeit und Reproduzierbarkeit der gesamten Justageprozedur optimiert, um das Umschalten zwischen Standard-Nutzer- und FEL-Betrieb zu beschleunigen, und um einen stabilen FEL-Betrieb für beschleunigerphysikalische Experimente zu etablieren. Damit war erstmalig die Messung und Untersuchung der Zusammenhänge zwischen Gain, Ausgangsleistung und Pulsstruktur des Lasers, und des Strahlstroms, der Energiebreite und der longitudinalen Dynamik des Elektronenstrahls bei DELTA möglich.

Zu diesem Zweck wurden neue Spiegelkammern und Spiegelsteuerungen für den optischen Resonator konstruiert und erfolgreich in Betrieb genommen. Die angestrebte und notwendige Genauigkeit der Spiegelsteuerungen wurde erreicht (siehe Tabelle 4.1). Weiterhin wurde gegenüber früheren Arbeiten im Jahr 1999 [35] eine schnellere und genauere Methode zur Diagnose der transversalen Justierung bei laufender Injektion etabliert.

Das Umschalten der Speicherringanlage zwischen Standard- und FEL-Modus konnte im Rahmen dieser Arbeit erheblich beschleunigt werden. Auch die Füllzeiten, der Maximalstrom und die Qualität der Elektronenstrahlparameter im FEL-Modus wurden verbessert. Dank einer verkürzten Energierampe für den Vorbeschleuniger BoDo konnten im Singlebunch-Modus bei 550 MeV Ströme bis zu 20 mA akkumuliert werden mit Füllzeiten von wenigen Minuten.

Aufgrund der beschriebenen Maßnahmen konnte der FEL, erstmals seit 1999, wieder erfolgreich in Betrieb genommen werden, so dass im zweiten Teil dieser Arbeit eine weitreichende Charakterisierung der erzeugten Laserstrahlung auf einer Zentralwellenlänge von 470 nm erfolgte. Einige Messergebnisse werden im folgenden diskutiert; eine tabellarische Übersicht mit den zugehörigen Betriebsparametern bietet Tabelle

3.2. Die Justagetoleranzen des optischen Resonators, innerhalb derer die Lasertätigkeit erhalten bleibt (Tab. 4.1), sind infolge der verbesserten Resonator- und Elektronenstrahleigenschaften deutlich größer als aufgrund früherer Arbeiten [35] erwartet. Eine Degeneration der Resonatorspiegel infolge jahrelanger Lagerung oder während der Betriebswochen konnte nicht festgestellt werden.

Ein optisches Klystron bietet die einzigartige Möglichkeit, die Energiebreite des Elektronenstrahls direkt, d.h. unabhängig von der Bunchlänge zu messen. Dies wurde bei unterschiedlichen Strahlströmen durchgeführt. Über einen Vergleich der Ergebnisse mit Bunchlängenmessungen konnte die Gültigkeit des Boussard-Kriteriums im turbulenten Regime ($I > 3$ mA) bestätigt werden.

Die ausgekoppelte mittlere Leistung des FELs wurde erstmals gemessen und beträgt etwa 3 mW bei 14 mA Strahlstrom. Im Q-Switch-Modus, generiert durch eine Frequenzmodulation der beschleunigenden Hochfrequenz, konnte die Peakleistung des Lasers stark erhöht werden. Bei Modulationsfrequenzen von 10 Hz und mehr wurde keine Abnahme der mittleren Leistung festgestellt, so dass Peakleistungen von 5 kW ausserhalb und 13 MW innerhalb des Resonators erreicht wurden. Dies zeigt zudem, dass das Renieri-Limit auch für gepulsten FEL-Betrieb gilt: Die mittlere FEL-Leistung wird von der gesamten Synchrotronstrahlungsdämpfung des Elektronenstrahls bestimmt. Sie ist unabhängig von der Pulsfrequenz, sofern der Abstand der Pulse kleiner ist als die longitudinale Dämpfungszeit von etwa 90 ms (s. Kap. 7.2).

Für diese Arbeit wurden Resonatorspiegel mit einer sehr geringen Transmission von 0,04% verwendet. Der Einbau eines Spiegels mit einer Transmission von 1,0 – 1,5% sollte die ausgekoppelte Leistung um ein bis zwei Größenordnungen erhöhen. Dies entspräche den Ergebnissen früherer Simulationen [10], nach denen im sichtbaren Spektralbereich bei leistungsoptimierten Betriebsparametern mittlere Leistungen um 100 mW und Peakleistungen im Q-Switch-Modus um 1 MW zu erwarten sind.

In der Umgebung der Lasingschwelle stimmen die experimentell ermittelten Werte für Gain und Leistung gut mit den theoretischen Voraussagen des Low-Gain-Modells und des Renieri-Kriteriums überein. Der Verlauf bei höheren Strahlströmen jedoch kann nur dadurch erklärt werden, dass die Lasertätigkeit den Elektronenstrahl zwar aufheizt, zu Beginn aber eine dämpfende Wirkung auf seine Energiebreite hat. Die turbulente Bunchverlängerung scheint von der Laseraktivität ganz oder zum großen Teil außer Kraft gesetzt zu werden. Ähnliche Überlegungen wurden bereits an anderen Beschleunigern [22; 21] angestellt, um unter anderem die Unterschätzung der Leistung bei hohen Strömen zu erklären. Bei DELTA ist der Effekt jedoch deutlich stärker und eindeutig: Die volle Berücksichtigung der turbulenten Bunchverlänge-

rung hätte ein Absinken des Gains unter die Lasingschwelle und damit ein Erlöschen der Laseraktivität bereits ab etwa 7 mA Strahlstrom zur Folge; Lasing wurde aber, mit steigender Leistung, bis zum maximal erreichten Strom von 14 mA beobachtet. Eine sprunghafte Reduzierung der Energiebreite bei Einsetzen der Lasertätigkeit erklärt auch, warum die Peakintensität der Laserpulse mit steigendem Strom nicht langsam von Null ausgehend anwächst, sondern ein Aufblitzen des Lasers an der Stromschwelle stattfindet. Weitere Untersuchungen dieses Effektes bei DELTA sind sehr zu empfehlen, um die Natur der turbulenten Bunchverlängerung und den Dämpfungsmechanismus besser zu verstehen.

Die Zeitstruktur der Laserstrahlung wurde mit einem Speicheroszilloskop und mit einer Streackamera untersucht. Mittels eines weiteren Resonatorspiegels konnte die Laserintensität so weit abgeschwächt werden, dass eine gleichzeitige Darstellung der Laserstrahlung und der spontanen Synchrotronstrahlung des Elektronenbunches mit der Streackamera möglich war. Dies ermöglichte ein tieferes Verständnis der Wechselwirkung zwischen Elektronenbunch und Laserstrahlung. So konnte gezeigt werden, dass die Makropulse eine Unterstruktur besitzen, erklärbar durch die ungleichmäßige Aufheizung des Elektronenbunches (Abb. 7.8). Auch konnte gezeigt werden, dass bei leichten Synchrotronschwingungen in der Größenordnung von ± 10 ps ein stabiler Laserbetrieb möglich ist, wobei sich die Lasertätigkeit (die Länge der Mikropulse) über die doppelte Schwingungsamplitude erstreckt (Abb. 7.12). Als Anwendung dieses Effekts könnte die Mikropulslänge gezielt variiert werden, indem man beispielsweise über eine Modulation der Hochfrequenz im kHz-Bereich den Elektronenstrahl in longitudinale Schwingungen versetzt.

Die Frequenz der Laser-Mikropulse von 10,4 MHz ist durch die Resonatorlänge vorgegeben, während die Entstehung der Makropulse vom dynamischen Verhalten des Gains in Abhängigkeit von Energiebreite und externen Störungen bestimmt wird. Außerhalb des Q-Switch-Modus verringerte sich der Abstand der Makropulse mit steigendem Strahlstrom, bis zu einer Maximalfrequenz von 250 Hz. Dies legt den Schluss nahe, dass der FEL über weite Bereiche mit der natürlichen theoretischen Makropulsfrequenz (7.1) arbeitet, bei hohen Strömen jedoch von einem Vielfachen der Netzfrequenz dominiert wird. Ein „CW-Betrieb“, bei dem alle Mikropulse gleich hoch sind und sich keine Makropulsstruktur ausbildet, wurde nicht beobachtet.

Lasing wurde in mehreren Betriebswochen, und erstmals auch mit unterschiedlichen Füllstrukturen erreicht. Im Fewbunch- und 4-Bunch-Modus traten die Laserpulse unregelmäßig im Abstand von durchschnittlich einer Sekunde auf. Der Grund hierfür waren starke Synchrotronschwingungen, verursacht durch Multibunchinstabilitäten. Der Schwellstrom im 4-Bunch-Modus lag bei knapp 1 mA pro Bunch, in Übereinstimmung mit der gemessenen Resonatorgüte und dem Schwellstrom im

Singlebunch-Modus.

Als wichtigste Maßnahme für zukünftige FEL-Projekte bei DELTA ist der Einbau eines longitudinalen Feedback-Systems zur Dämpfung der kohärenten Synchrotron-schwingungen zu empfehlen. Dies würde die Stabilität des Fewbunch- und auch des 4-Bunch-Modus stark erhöhen, welcher eine Voraussetzung für einen FEL-Betrieb sowohl im UV-Bereich als auch bei höheren Elektronenstrahlenergien ist. In naher Zukunft ist ein Seeding-Projekt bei DELTA geplant, bei dem ein externer, gepulster Hochleistungslaser in den bestehenden FEL-Undulator eingeschossen wird. Das Ziel des Projektes ist es, im ersten Undulatorabschnitt mithilfe des externen Laserfeldes eine starke Energiemodulation des Elektronenstrahls zu erzeugen, um im zweiten, getrennt bestromten Abschnitt Laserstrahlung auf höheren Harmonischen zu generieren. Auch hierfür ist ein ruhiger Elektronenstrahl essentiell, um einen Überlapp von Laser- und Elektronenstrahl zu garantieren.

Anhang A

Thermische Belastung der Spiegel

Alle Perioden des Undulators U250 können mit bis zu 800 A bestromt werden. Dies ermöglicht nach der Kohärenzbedingung (2.7) einen FEL-Betrieb bei höheren Elektronenstrahlenergien im sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich. Die Strahlungslast auf dem strahlabwärts gelegenen Resonatorspiegel erhöht sich mit steigender Energie und K-Wert nach (6.45) und (6.47). Der Anteil der beiden 3°-Dipole vor und hinter dem Undulator an der Gesamtlast beträgt hierbei je nach Energie 5-10 %.

In der nachfolgenden Tabelle (A.1) sind für eine Laserwellenlänge von 420 nm und vier unterschiedliche Elektronenenergien die benötigten Undulatorparameter, die erwartete Lasingschwelle, sowie die resultierende thermische Belastung der Spiegel zusammengestellt. Die Temperatur T des strahlabwärtsgelegenen Spiegels ergibt sich im thermischen Gleichgewicht aus dem Stefan-Boltzmann-Gesetz, ohne Kühlung und unter Vernachlässigung von Wärmeleitung. I_{\min} ist als grobe Abschätzung der Lasingschwelle zu verstehen, unter Annahme eines Schwellstroms von 5 mA bei 550 MeV im Singlebunchbetrieb (entspricht den experimentellen Daten aus [35]) und Skalierung des Gains nach den Gleichungen (2.31) und (2.7) bei fester Wellenlänge.

Energie	550 MeV	750 MeV	1 GeV	1,5 GeV
K-Wert	2,4	3,5	4,9	7,5
I_{U250}	94 A	137 A	192 A	294 A
$P_{\text{add.}}$	-	2 kW	12 kW	38 kW
$I_{\text{min},1}$ (Singlebunch)	5 mA	6,5 mA	8 mA	12 mA
$I_{\text{min},4}$ (4-Bunch)	4 x 2 mA	4 x 3 mA	4 x 4 mA	4 x 6 mA
Gain($I_{\text{min},1}$)/mA	$\approx 0,87\%$	0,67%	0,51%	0,34%
$P_{\text{SR,Spiegel}}$	12 W/A	47 W/A	133 W/A	600 W/A
$P_{\text{SR,Spiegel}}(I_{\text{min},1})$	0,06 W	0,3 W	1 W	7 W
$T(I_{\text{min},1})[^\circ\text{C}]$	36	66	126	331
$T(I_{\text{min},4})[^\circ\text{C}]$	42	96	182	435

Tabelle A.1: FEL-Betrieb bei höheren Strahlenergien: Undulatorparameter, benötigte Leistung $P_{\text{add.}}$, die durch zusätzliche Netzgeräte bereitgestellt werden müsste, voraussichtlicher Strahlstrom an der Lasingschwelle im Singlebunchmodus $I_{\text{min},1}$ und im 4-Bunch-Modus $I_{\text{min},4}$, sowie die resultierende Strahlungsbelastung und Temperatur auf dem strahlabwärtsgelegenen Resonatorspiegel. Bei Energien von 1 GeV und mehr ist eine Kühlung des Spiegels erforderlich.

Anhang B

Das Timing-System von DELTA

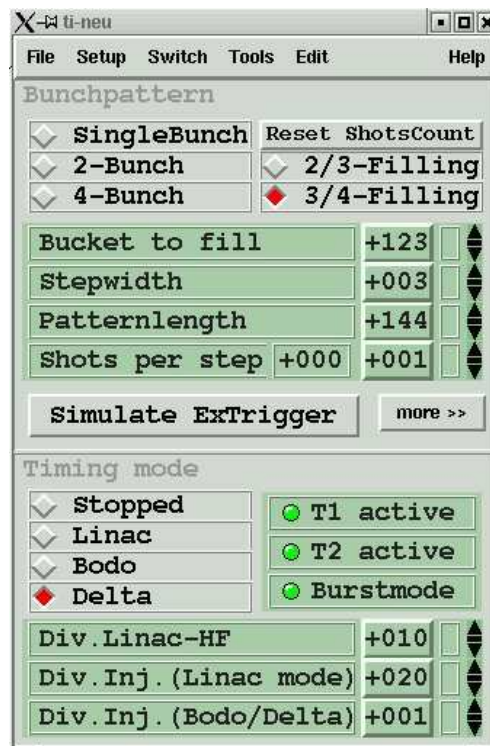
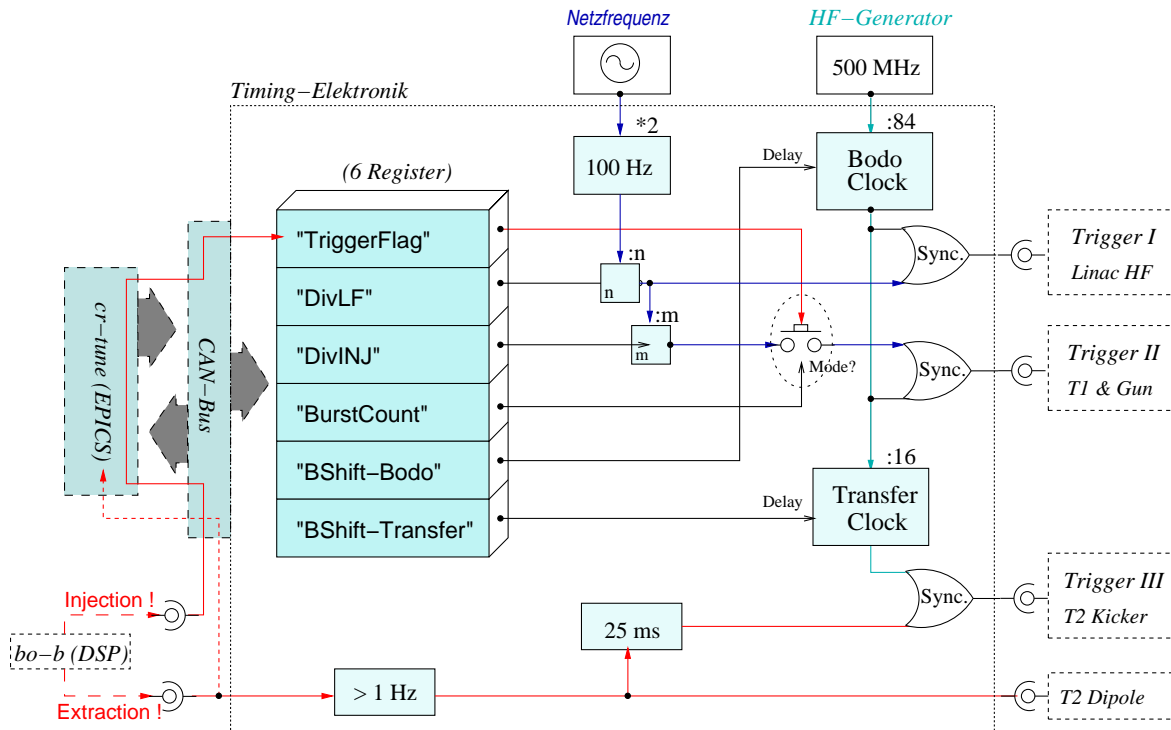


Abbildung B.1: Die graphische Benutzeroberfläche zur Einstellung des Bunchpatterns im Speicherring.

Das Timing-System von DELTA



Ansteuerung der Stanford-Delay-Generatoren ("Triggerkiste" 1, 2 und 3)

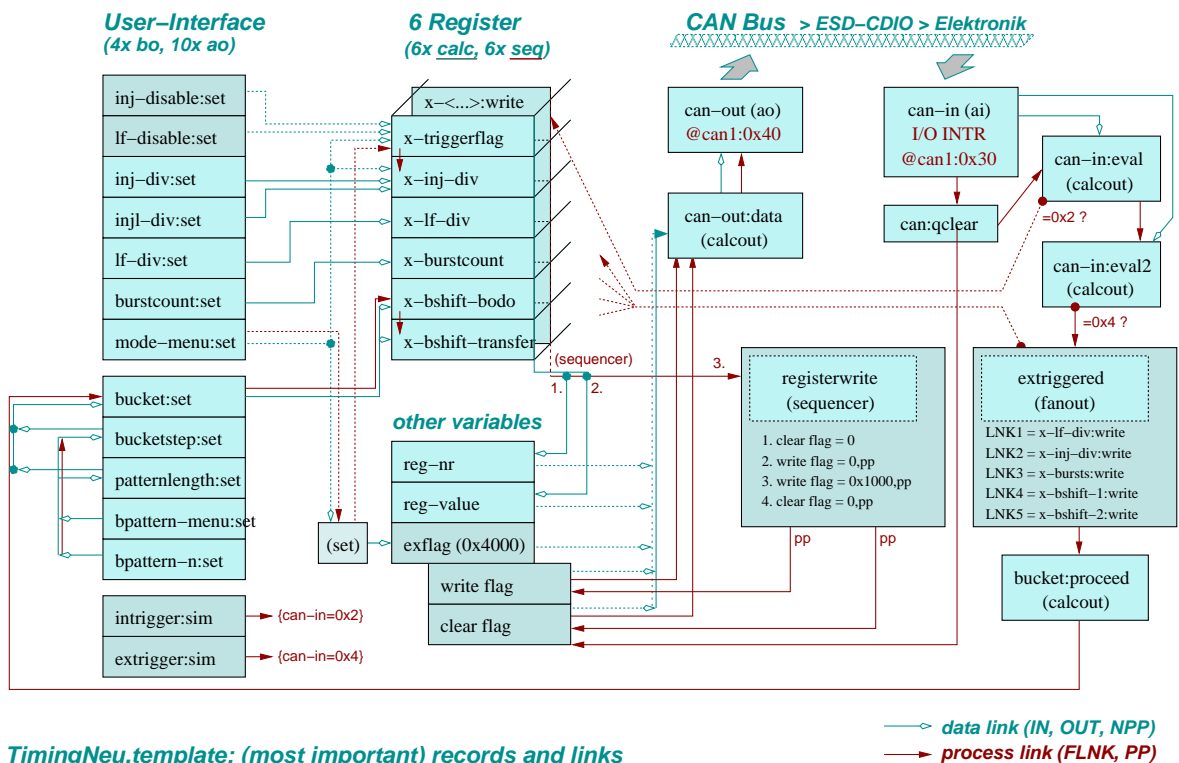


Abbildung B.2: Schematische Darstellung der Timing-Elektronik zur Synchronisation der Injektionskette (oben) sowie die Struktur der zugehörigen EPICS-Records (unten).

Literaturverzeichnis

- [1] \mathcal{N} (ALEPH), [HTTP://COMMONS.WIKIMEDIA.ORG/](http://commons.wikimedia.org/): *Gaussian beam with German description*. Veröffentlicht unter der Creative-Commons-License CC-BY-SA-2.5, 2008. Das Gnuplot-Script wurde für diese Arbeit angepasst.
- [2] BERGES, ULF: *Hochauflösende optische Strahldiagnose mittels Synchrotronstrahlung am Beispiel der Synchrotronstrahlungsquelle DELTA*. Dissertation, Universität Dortmund, 2000.
- [3] BUREK, RALF: *Untersuchung der longitudinalen Strahldynamik für den FEL-Betrieb am Speicherring DELTA*. Diplomarbeit, DELTA, 2008.
- [4] COHERENT: *User Manual FieldMate Laser Power Meter*.
- [5] DUNKEL, KAI: *Monitoring der longitudinalen Vakuumkammer-Impedanz von DELTA, Einfluss auf Bunch-Länge und Bunch-Manipulation*. Dissertation, Universität Dortmund, 2008.
- [6] ELLEAUME, P.: *Optical Klystrons*. J. Phys. Colloques 44, Coll . C1 (1983) 333, 1983.
- [7] ELLEAUME, P. J. Phys. 45 (1984) 997, 1984.
- [8] ELLEAUME, P.: *Laser à électrons libres sur l'anneau de collision d'Orsay*. Dissertation, Univ. Paris Sud, Orsay, France, 1984.
- [9] EPICS. Nucl. Instr. and Meth. A352, pp. 179-184 (1994), 1994.
- [10] GEISLER, ANDREAS: *Leistungsoptimierte Betriebsparameter für den Free-Electron-Laser FELICITA I am Speicherring DELTA*. Dissertation, Universität Dortmund, 1997.
- [11] GREEN, G. K.: *Spectra and Optics of Synchrotron Radiation*. Proposal for National Synchrotron Light Source, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York, BNL-50595, 1977.

-
- [12] GREWE, MARC: *SVD-basierte Orbitkorrektur am Speicherring Delta*. Dissertation, DELTA, 2005.
- [13] HARTMANN, PETER: *interne Korrespondenz*.
- [14] HÖFNER, MARCUS: *Aufbau, Justage und Vermessung des Optischen Resonators für FELICITA I*. Diplomarbeit, DELTA, 1998.
- [15] HIRSCH, MATTHIAS: *Parameter Description of Storage Ring FELs and First Experimental Results of FELICITA I*. Diplomarbeit, DELTA, 1999.
- [16] HUCK, HOLGER: *Optimierung des Free Electron Lasers am Speicherring Delta im Multibunch-Mode*. Diplomarbeit, DELTA, 2003.
- [17] JACKSON, J. D.: *Klassische Elektrodynamik, 2. Auflage*. de Gruyter, Berlin, New York, 1982.
- [18] KIM, K.-J.: *Angular Distribution of Undulator Power for an arbitrary Deflection Parameter K*. Nucl. Instr. and Meth. A246, pp. 67-70 (1986), 1986.
- [19] ALTARELLI, M. ET AL.: *The European X-Ray Free-Electron Laser, Technical design report*. DESY 2006-097, 2007. S. 179 ff.
- [20] BERGES, U. AND DÖRING, S.: *EPICS at the Synchrotron Radiation Source DELTA*. ICALEPS 2007, Knoxville, USA, 2007.
- [21] BILLARDON, M. ET AL.: *Free Electron Laser Experiments at Orsay: A Review*. IEEE J. Quantum Electron., QE-21(1985)805, 1985.
- [22] DE NINNO, G. ET AL.: *The UV European FEL at ELETTRA: towards compatibility of storage ring operation for FEL and synchrotron radiation*. Nucl. Instr. and Meth. A 507 (2003) 274, 2003.
- [23] DEACON, D. A. G. AND XIE, MING: *Measurement of the Violation of the Madey Theorem Induced by a Diverging Wave*. IEEE J. Quantum Electron., QE-21(1985)939, 1985.
- [24] KASEL, E. ET AL.: *The Evolution of the DELTA Control System*. ICALEPS 2001, San Jose, CA/USA, 2001.
- [25] KETTLER, J. ET AL.: *Fast Beam Dynamics Investigation Based on an ADC Filling Pattern Measurement*. Proceedings of EPAC 2006, Edinburgh, UK, 2006.
- [26] MADEY, J.M.J. Nuovo Cimento B50 (1979) 64, 1979.

-
- [27] QUICK, HENRICH ET AL.: *Experimental Results of the FELICITA I FEL at the DELTA Storage Ring and Comparison with Numerical Simulations*. Free Electron Lasers 1999, II-17, 1999.
- [28] SABJAN, ROK: *U55 Control System - GUI User's Manual*. Cosylab, 2003.
- [29] SALDIN, E. ET AL.: *Study of a noise degradation of amplification process in a multistage HGHG FEL*. Opt. Comm. 202 (2002) 169, 2002.
- [30] SCHIRMER, D. ET AL.: *Standardization of the DELTA Control System*. ICALEPS 1999, Triest, Italien, 1999.
- [31] SCHIRMER, D. ET AL.: *Status of the DELTA Control System*. ICALEPS 2007, Knoxville, USA, 2007.
- [32] TROVÒ, M. ET AL.: *Operation of the European storage ring FEL at ELETTRA down to 190 nm*. Nucl. Instr. and Meth. A 483 (2002) 157, 2002.
- [33] WALKER, R. P. ET AL.: *First lasing and initial performance of the European UV/VUV storage ring FEL at ELETTRA*. Nucl. Instr. and Meth. A 475 (2001) 20, 2001.
- [34] PASCHOTTA, RÜDIGER: *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*. Wiley-VCH, Berlin, 2008.
- [35] QUICK, HENRICH: *First Laser Operation of FELICITA I in the Visible*. Dissertation, DELTA, 1999.
- [36] RENIERI, A. Il Nuovo Cimento 35 (1979) 161, 1979.
- [37] SCHIRMER, DETLEV: *interne Korrespondenz*.
- [38] SCHMIDT, GERALD: *Beam Dynamic Studies in Cycling and Storage Mode on the ESRF Fast Cycling Booster Synchrotron*. Dissertation, Universität Dortmund, 1997.
- [39] SCHMIDT, THOMAS: *Aufbau des FEL Experiments FELICITA I im sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich am Speicherring DELTA*. Dissertation, DELTA, 1997.
- [40] SIEGMAN, A. E.: *Lasers*. University Science Books, Sausalita CA, 1986.
- [41] TAMMEN, SWEN: *Spiegelsteuerung und Spiegeljustage für das FEL Experiment FELICITA I am Speicherring DELTA*. Diplomarbeit, DELTA, 1995.

- [42] WIEDEMANN, HELMUT: *Particle Accelerator Physics I*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 2003.
- [43] WIEDEMANN, HELMUT: *Particle Accelerator Physics II*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 2003.
- [44] WILLE, KLAUS: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. Teubner Verlag, Stuttgart, 1996.
- [45] WILLE, KLAUS: *FEL-Projekte an DELTA*. Seminarvortrag, 2006.

Danksagung

Ich möchte mich herzlich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr. Klaus Wille, der es mir ermöglichte, an einem sehr interessanten und komplexen Thema und in einem so angenehmen Umfeld wie DELTA zu arbeiten.

Dr. Gerald Schmidt danke ich für die Betreuung und die kritische Durchsicht meiner Arbeit, für zahlreiche Anregungen und viele lehrreiche Diskussionen.

Ebenso danke ich allen Personen, die an der Konstruktion und dem Einbau der neuen Spiegeltürme beteiligt waren - insbesondere den DELTA-Mitarbeitern Bernhard Hippert, Peter Kortmann und Thomas Dybiona, dem Konstruktionsbüro der Universität unter Leitung von Klaus Rudloff, und der mechanischen Werkstatt des Fachbereichs Physik unter Leitung von Susanne Kralemann.

Dr. Ulf Berges danke ich dafür, dass ich von seinem großen Erfahrungsschatz bei der Planung, Beschaffung und Einrichtung der notwendigen Elektronik, der Hardware und der Software für die Spiegelsteuerungen profitieren durfte.

Arndt Haselhoff danke ich für die Optimierung der Pulserplatine der Elektronenkanone, wodurch die Qualität der Singlebunchfüllung deutlich verbessert werden konnte.

Mein Dank gilt auch dem gesamten Delta-Team für die vielfältige Unterstützung bei der Optimierung der Speicherringanlage im FEL-Modus.

Für unermüdliches Korrekturlesen, und nicht zuletzt auch für unzählige physikalische und nichtphysikalische Diskussionen, danke ich neben Gerald Schmidt vor allem Ralf Burek und Frank Rüdiger.

Dr. Peter Kuske von BESSY danke ich für die Leihgabe der Streakkamera während der kritischen Wochen der Inbetriebnahme des FELs.

Ich danke Prof. Dr. Thomas Weis für die langjährige Bereitstellung einer Doktorandenstelle.

Abschließend möchte ich mich noch einmal herzlich bei Ralf Burek dafür bedanken, dass er sich aktiv am Test und am Einbau der Spiegeltürme in den Speicherring beteiligte, dass er mir während der Inbetriebnahme des FELs und den folgenden Monaten tatkräftig und mit vielen frischen Ideen zur Seite stand, und dass er auch bei der Aufbereitung der Messdaten eine unschätzbare Hilfe war.