

Abbildung 110: Schematische Darstellung der elektro-optischen Rekonstruktion der Ladungsverteilung in einzelnen Elektronenpaketen mit Hilfe der zeitlichen Codierung (electro-optic temporal decoding EOTD). Der verstärkte Laserpuls mit einer Energie von 1 mJ und einer Dauer von 30 fs wird in einen 30 fs langen Testpuls und einen auf 20 ps gestreckten Abtastpuls aufgespalten. Der Abtastpuls durchläuft einen Polarisator P und danach den im Strahlrohr befindlichen EO-Kristall, wo dem Laserpuls eine elliptische Polarisation aufgeprägt wird, die proportional zur elektrischen Feldstärke des Bunches ist und den gleichen zeitlichen Verlauf hat. Diese elliptische Polarisation wird im zweiten Polarisator in eine Intensitätsmodulation umgewandelt. Abtast- und Teststrahl werden im BBO-Kristall unter einem Kreuzungswinkel von  $38^\circ$  überlagert. Die UV-Strahlung aus der Überlagerung der beiden Strahlen verläuft in Richtung der Normalen des BBO-Kristalls. Sie ist dadurch räumlich von dem UV-Licht getrennt, welches von den Einzelstrahlen erzeugt wird.

# Forschung Linearbeschleuniger-Technologien

Gruppenleiter: B. Schmidt

Die Gruppe FLA arbeitet wie in den Vorjahren an hochauflösenden Strahldiagnosesystemen für FLASH und den XFEL. Zur Bestimmung der longitudinalen Ladungsverteilung in den komprimierten Elektronenpaketen werden drei Methoden angewandt: die elektro-optische (EO) Abtastung, die THz-Spektroskopie kohärenter Übergangsstrahlung und die transversale Strahlablenkung mittels einer Hochfrequenz-Wanderwellenstruktur. Ein wichtiges Projekt der Gruppe ist ein optisches Synchronisationssystem für supraleitende Linacs mit Femtosekunden-Genauigkeit, das für den Röntgenlaser XFEL von zentraler Bedeutung sein wird und gegenwärtig am FLASH-Linac erprobt wird. Im Jahr 2007 wurden umfangreiche Baumaßnahmen durchgeführt, die eine lange Unterbrechung des Messbetriebs am Beschleuniger notwendig machten. Unser Laser-Container wurde abgebaut und durch ein massives Gebäude neben dem FLASH-Tunnel ersetzt. Die Errichtung dieses Gebäudes mit Infrastruktur und Klimaanlage sowie der Wiederaufbau des Laserlabors und des THz-Spektrometers haben mehr als 8 Monate beansprucht.

## Elektro-optische Experimente mit höchster Auflösung

In Zusammenarbeit mit Physikern des Infrarot-FEL-Labors FELIX in Nieuwegein (Niederlande), der Universitäten von Dundee und Aberty Dundee (Schottland) und des Daresbury Laboratory (UK) wurde ein EO-Experiment mit zeitlicher Codierung durchgeführt,

das Einzelbunch-Messungen mit hervorragender Zeitauflösung erlaubt. Das schon im Jahresbericht 2006 vorgestellte Schema wird zur Vollständigkeit noch einmal in Abbildung 110 gezeigt. Ein verstärkter Titan-Saphir-Laserpuls von 30 fs Länge wird in einen *Testpuls* (obere Spur) und einen *Abtastpuls* (untere Spur) aufgespalten. Der Abtastpuls wird mit einer Gitteranordnung auf 20 Picosekunden gestreckt. Im Gallium-Phosphid-Kristall wird die elektrische Feldverteilung des Bunches dem Abtastpuls aufgeprägt, der dabei eine zeitabhängige elliptische Polarisation erhält. In einem frequenz-verdoppelnden BBO-Kristall werden Abtast- und Testpuls unter einem Kreuzungswinkel von  $38^\circ$  überlagert. Die Zeitinformation des Abtastpulses setzt sich dabei in eine räumliche Verteilung der entstehenden UV-Strahlung um. Die UV-Strahlung wird mit einer bildverstärkenden CCD-Camera abgebildet. Hauptziel des Experiments war es, die Grenzen der Zeitauflösung elektro-optischer Methoden bei Einzelbunch-Messungen zu ermitteln. Zu diesem Zweck wurden Vergleichsmessungen mit der transversal ablenkenden Wanderwellenstruktur (*transverse deflecting structure* TDS) durchgeführt, die eine hervorragende Auflösung von 20 fs bietet.

Ein Beispiel ist in Abbildung 111 zu sehen. Die EO- und TDS-Signale stimmen in der generellen Form überein, aber die bessere Zeitauflösung der TDS ist offensichtlich. Das TDS-Signal besitzt eine Struktur mit einem schmalen Hauptmaximum ( $\sigma < 30$  fs) und einer Schulter, während der mit EOTD gemessene elektrische Feldpuls  $E_b(t)$  nur ein einzelnes Maximum mit  $\sigma \approx 60$  fs aufweist. Um diese Unterschiede zu verstehen, wurde der mit der Wanderwellenstruktur ermittelte zeitliche Verlauf des Pulses als Eingangsgröße einer

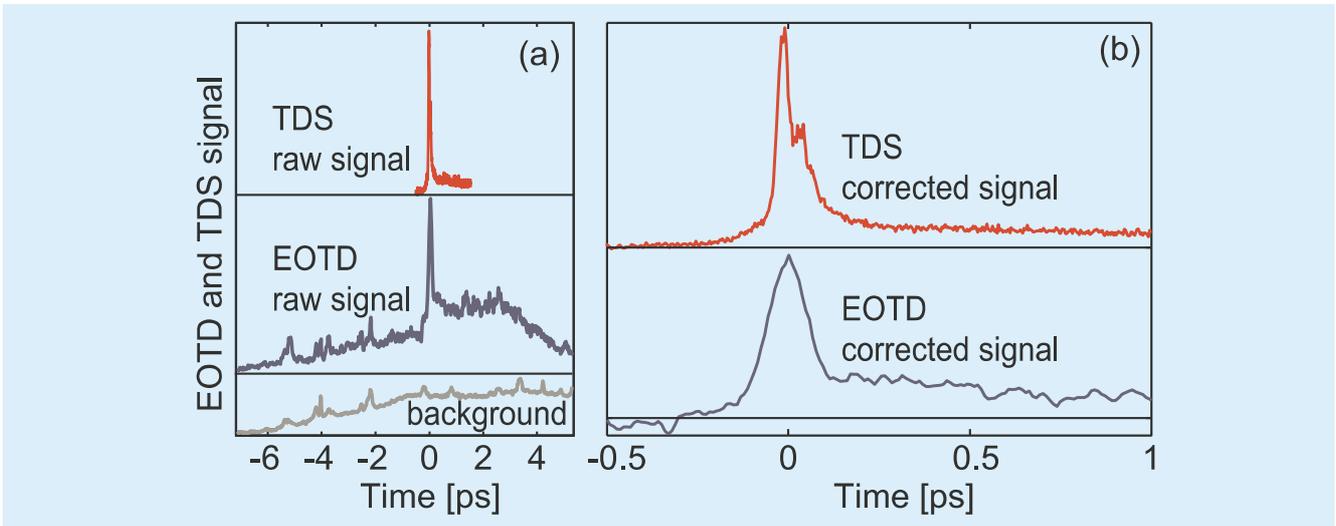


Abbildung 111: (a) Die obere Kurve zeigt das longitudinale Ladungsdichteprofil eines komprimierten Elektronenbunches, gemessen während des FEL-Betriebs mit der transversal ablenkenden Wanderwellenstruktur (TDS). Die untere Kurve zeigt den zeitlichen Verlauf des elektrischen Bunchfeldes  $E_b(t)$  gemäss der Einzelschuss-EOTD-Messung. Der Kopf des Bunches liegt links. Für die EOTD-Daten wird auch der Untergrund ohne Elektronenstrahl gezeigt. (b) Die TDS- und EOTD-Signale nach Untergrundsubtraktion auf einer gedehnten Zeitskala.

Simulation des elektro-optischen Effekts in GaP verwendet. Der transiente elektrische Feldpuls des relativistischen Elektronen-Bunches entspricht dabei einem THz-Puls, der durch den GaP-Kristall wandert. Bei dieser Simulation spielen die physikalischen Eigenschaften des elektro-optischen Kristalls eine wesentliche Rolle, insbesondere die Frequenzabhängigkeit des komplexen Brechungsindex  $n(\omega) + i\kappa(\omega)$  und des elektro-optischen Koeffizienten  $r_{41}(\omega)$ , die ein Resonanzverhalten bei der transversal-optischen (TO) Gitterschwingung bei 11 THz aufweisen. Der abtastende Titan-Saphir-Laserpuls propagiert mit der optischen Gruppengeschwindigkeit in Galliumphosphid

$$v_g = \frac{c}{n} \left( 1 + \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} \right),$$

die bei 800 nm den Wert  $v_g = 0.28c$  hat. Die Phasengeschwindigkeit von THz-Signalen hängt von deren Frequenz ab und ändert sich stark bei Annäherung an die TO-Resonanz des GaP-Kristalls bei 11 THz. Die THz-Phasengeschwindigkeit kann aus dem gemessenen frequenzabhängigen Brechungsindex von GaP berechnet

werden. Sie ist in Abbildung 112 aufgetragen. Bei niedrigen Frequenzen propagiert eine THz-Welle mit etwas höherer Geschwindigkeit als der Laserpuls, aber mit wachsender Frequenz sinkt die Phasengeschwindigkeit ab, und bei Annäherung an die TO-Resonanz von GaP bei 11 THz findet man eine starke Fehlanpassung der Geschwindigkeiten. Die Konsequenz davon ist, dass die sehr hochfrequenten Fourierkomponenten des elektrischen Feldpulses nicht mehr korrekt abgetastet werden können. Als quantitatives Maß der Fehlanpassung definiert man eine geometrische Ansprechfunktion

$$\begin{aligned} G(\omega) &= \frac{1}{d} \int_0^d \left[ \int e^{i[kz - \omega t]} e^{-\alpha z} \delta(z/v_g - t) dt \right] dz \\ &= \frac{1}{d} \int_0^d \exp \left( \frac{i\omega z}{v_{ph}(\omega)} - \frac{i\omega z}{v_g} \right) e^{-\alpha z} dz. \end{aligned}$$

Hierbei ist  $\alpha(\omega) = \omega\kappa(\omega)/c$  der Abschwächungskoeffizient. Die geometrische Ansprechfunktion  $G(\omega)$  hängt von der Dicke  $d$  des EO-Kristalls ab. Sie ist in Abbildung 112 als Funktion der Frequenz aufgetragen. Die geometrische Ansprechfunktion ist ungefähr

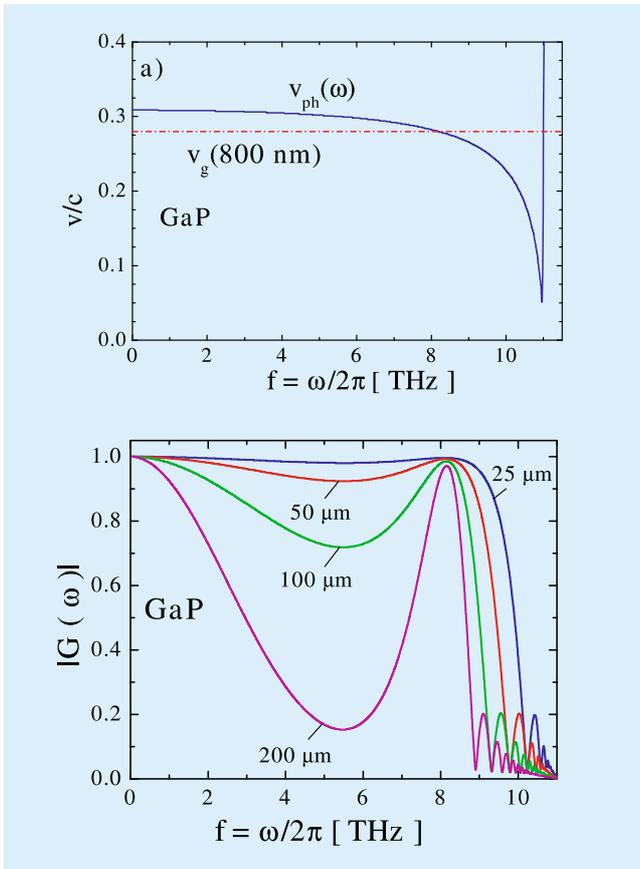


Abbildung 112: Oben: Die Phasengeschwindigkeit von GaP als Funktion der Frequenz im THz-Bereich. Die optische Gruppengeschwindigkeit bei  $\lambda = 800 \text{ nm}$  wird durch die strichpunktierte Linie gezeigt. Die Geschwindigkeiten sind auf  $c$  normiert. Unten: Absolutbetrag der geometrischen Ansprechfunktion von GaP für Kristalldicken von  $25 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $50 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $100 \text{ }\mu\text{m}$  und  $200 \text{ }\mu\text{m}$ .

Eins bei niedrigen Frequenzen, wo gute Anpassung der Geschwindigkeiten vorliegt, sinkt aber auf Null ab für Frequenzen um 10 THz, bei größeren Kristalldicken sogar schon früher. Um hohe Frequenzen erfassen und somit sehr kurze Bunche rekonstruieren zu können, müssen GaP-Kristalle mit einer Dicke von weniger als  $100 \text{ }\mu\text{m}$  verwendet werden.

In der EO-Literatur wird üblicherweise eine elektro-optische Ansprechfunktion eingeführt, die auch noch den frequenzabhängigen Amplituden-Transmissionskoeffizienten  $A_{tr}(\omega)$  und den elektro-optischen Koeffi-

zienten  $r_{41}(\omega)$  umfasst

$$G_{EO}(\omega) = G(\omega) \cdot A_{tr}(\omega) \cdot r_{41}(\omega) = G(\omega) \cdot \frac{2}{1 + n(\omega) + i\kappa(\omega)} \cdot r_{41}(\omega).$$

Die im doppelbrechenden EO-Kristall erzeugte Phasenverzögerung  $\Gamma$  zwischen den beiden orthogonalen Polarisationskomponenten des Ti:SA-Laserstrahls ist durch folgenden Ausdruck gegeben

$$\Gamma(\tau) = \frac{2n_0^3 d}{\lambda_0} \Re \left\{ \int_0^\infty e^{-i\omega\tau} F_E(\omega) G_{EO}(\omega) d\omega \right\},$$

wobei  $\tau$  die frei einstellbare Zeitdifferenz zwischen Laserpuls und Elektronenbunch ist.

In Abbildung 113 wird die vorhergesagte Form des EO-Signals mit dem gemessenen EOTD-Signal verglichen. Die Übereinstimmung ist perfekt. Dies ist unseres Wissens die erste absolute Pulsformbestimmung von THz-Pulsen mit Hilfe des elektro-optischen Effekts. Der einzige Unterschied zwischen Simulation und EO-Experiment ist eine höhere Intensität im Schwanz des gemessenen Signals (Zeiten oberhalb von  $0.15 \text{ ps}$ ). Dies ist auf *wake fields* zurückzuführen, die in der Wanderwellenstruktur TDS erzeugt werden und

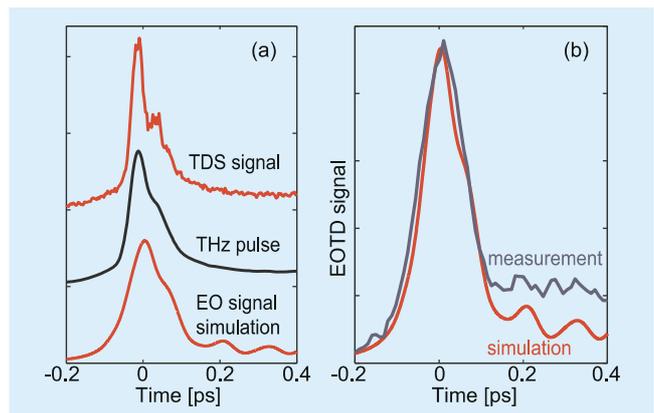


Abbildung 113: (a) Die obere Kurve zeigt das Zeitprofil eines komprimierten Elektronenbunches in FLASH wie es mit der Wanderwellenstruktur TDS gemessen wird. Die Zeitauflösung der TDS beträgt  $20 \text{ fs}$ . Die untere zeigt das simulierte EO-Signal. (b) Vergleich des simulierten EO-Signals mit dem im EOTD-Aufbau gemessenen Signal.

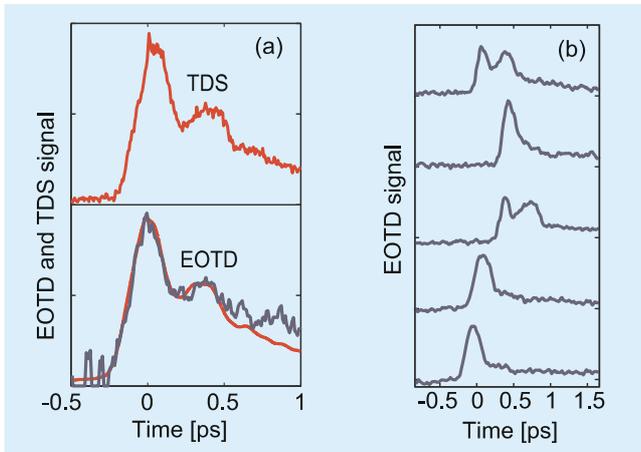


Abbildung 114: (a) TDS- und EOTD-Signale von längeren Bunchen mit Doppelppeak-Struktur, die man durch Verstimmung des Bunchkompressions-Systems erzeugen kann. (b) Sequenz von EOTD-Signalen bei Abschaltung des Feedbacks im Bunchkompressions-System. Die beobachteten Schwankungen in der Form der Bunchen verschwinden, sobald das Feedbacksystem eingeschaltet wird und die Hochfrequenzphase im ersten Beschleunigungsmodul stabilisiert.

dem Elektronenbunch folgen. In diesem Experiment wurde die weltweit beste Auflösung bei der Analyse ultrakurzer Elektronenbunchen mit elektro-optischen Methoden erzielt. Die Zeitaufösung liegt unter 50 fs (rms) und ist um einen Faktor 2 besser als bei der spektralen Codierung.

Die elektro-optische Methode ist durch die Gitterschwingungen des EO-Kristalls begrenzt: nur die Frequenzkomponenten unterhalb der Gitterresonanz (11 THz in GaP, 5,3 THz in ZnTe) können zur Rekonstruktion des Zeitprofils der Bunchen genutzt werden. Bunchen mit  $\sigma \leq 30$  fs erscheinen in der EO-Messung auf etwa 55 fs gestreckt. Der TDS-Aufbau kann diese Bunchen formtreu wiedergeben, hat aber zwei große Nachteile: die TDS ist „destruktiv“, d. h. der analysierte Bunch wird so stark verschmiert, dass er kein FEL-Licht mehr erzeugen kann. Zweitens benötigt die TDS mit OTR-Schirm sehr viel Platz im Beschleuniger, und zwar umso mehr, je höher die Energie ist. Aus diesem Grund werden die raumsparenden und

nicht-destruktiven EO-Experimente auch am XFEL eine wichtige Rolle spielen.

Bei längeren Bunchen ( $\sigma > 90$  fs) ist die EO-Rekonstruktion absolut formtreu. Um dies zu zeigen, wurden Messungen mit nicht optimal komprimierten Bunchen gemacht, die ein Doppelmaximum haben. Hier stimmen TDS und EOTD sehr gut überein, siehe Abbildung 114a. Die Benutzung des EOTD-Aufbaus als Online-Monitor für die Form einzelner Bunchen wird in Abbildung 114b demonstriert.

## Bau eines Faserlasers für einen elektro-optischen Zeitprofilmonitor

Der Standard-Laser für Messungen im Femtosekundenbereich ist der Titan-Saphir-(Ti:Sa)-Laser. Dieser Lasertyp ist kostspielig und wartungsanfällig und daher kaum für einen Dauerbetrieb am Beschleuniger geeignet. Es besteht ein großes Interesse an einem in Realzeit arbeitenden Monitor, der das zeitliche Profil der Elektronenbunchen kontinuierlich kontrolliert, damit Fehlfunktionen des Bunch-Kompressionssystems von FLASH sofort nachgewiesen werden können. Zu diesem Zweck ist ein Ytterbium-dotierter Faserlaser entwickelt worden, der bei einer Wellenlänge von

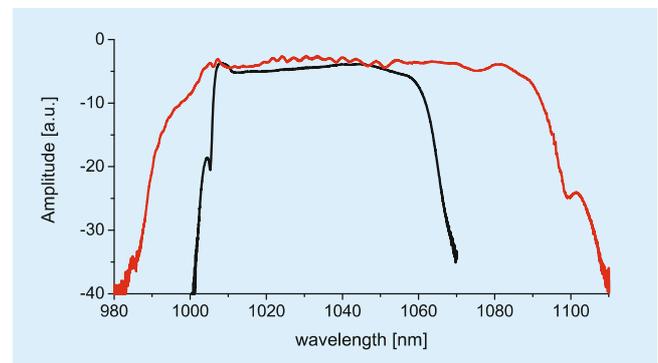


Abbildung 115: Optisches Spektrum des Ytterbium-dotierten Faserlasers (schwarze Kurve) und das Spektrum nach Verstärkung und spektraler Verbreiterung (rote Kurve).

1030 nm arbeitet. Faserlaser sind sehr robust und bestens für Dauerbetrieb geeignet. Spezielle Anstrengungen wurden unternommen, um eine große Bandbreite von 100 nm zu realisieren, siehe Abbildung 115. Die große Bandbreite ist optimal für die Methode der spektralen Codierung und erlaubt Einzelschuss-Messungen mit guter Zeitauflösung. In Gallium-Phosphid GaP ist die THz-Phasengeschwindigkeit besser an die optische Gruppengeschwindigkeit bei einer Wellenlänge von 1030 nm angepasst als an die optische Gruppengeschwindigkeit bei der Ti:Sa-Wellenlänge von 800 nm. Der Faserlaser erlaubt daher die Verwendung dickerer GaP-Kristalle, wodurch sich das Signal-Rauschverhältnis verbessern lässt.

## Messungen der transversalen Emittanz

Die Verstärkung eines Freie-Elektronen-Lasers hängt kritisch davon ab, dass der Elektronenstrahl im gesamten Undulator einen kleinen Querschnitt hat. Um eine hohe Effizienz im SASE-Prozess zu erzielen, ist ein fein kollimierter Strahl mit hoher Ladungsdichte erforderlich. Die Emittanz ist ein Maß für die vom Strahl eingenommene Fläche im Phasenraum und kann als Produkt der transversalen Ausdehnung und Divergenz des Strahls interpretiert werden. Eine kleine Emittanz bedeutet, dass man einen kleinen Strahlquerschnitt über eine lange Distanz realisieren kann, was sehr wichtig in den langen Undulatomagneten eines UV- oder Röntgen-FEL ist. Die normierte Emittanz

$$\varepsilon_n = \frac{p}{m_e c} \varepsilon \approx \gamma \varepsilon$$

ist unabhängig von der Teilchenenergie. Um die Bedeutung einer kleinen Emittanz zu demonstrieren, zeigen wir in Abbildung 116 die berechnete Verstärkungslänge in FLASH als Funktion der Emittanz. Die mit der dreidimensionalen FEL-Theorie berechnete Verstärkungslänge wächst rapide mit der normierten Emittanz an. Es ist daher von allergrößter Bedeutung, eine kleine Emittanz zu erzielen. Der bei FLASH er-

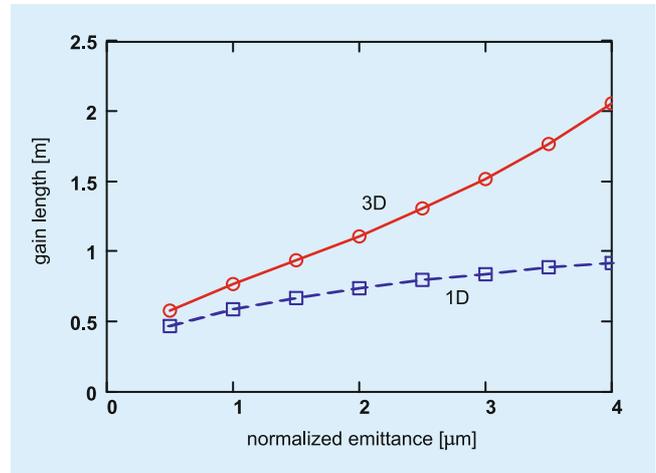


Abbildung 116: Die berechnete Verstärkungslänge in FLASH als Funktion der normierten Emittanz in der eindimensionalen (1D) und der dreidimensionalen (3D) FEL-Theorie.

reichte Wert  $\varepsilon_n = 2 \mu\text{m}$  stellt zurzeit eine technisch realisierbare untere Grenze dar.

## Die mittlere Emittanz vieler Bunche

Emittanzmessungen werden routinemässig in zwei Diagnosektionen von FLASH durchgeführt. Die zweidimensionalen Intensitätsprofile des Strahls werden mit

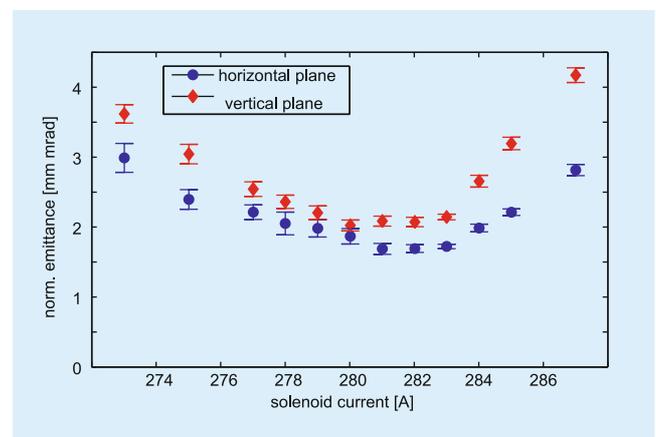


Abbildung 117: Die normierte horizontale bzw. vertikale Emittanz als Funktion des Solenoidstroms in der Elektronenquelle.

CCD-Cameras an vier OTR-Stationen aufgenommen (OTR: *optical transition radiation*). Aus den bekannten Strahltransfermatrizen zwischen den OTR-Schirmen kann die Teilchenverteilung im Phasenraum mit tomographischen Methoden berechnet und die Emittanz bestimmt werden. Abbildung 117 zeigt die normierte horizontale und vertikale Emittanz als Funktion des Stroms im Solenoidmagneten der Elektronenquelle. Die Emittanzen sind über viele aufeinander folgende Bunche sowie über die longitudinale Ladungsverteilung innerhalb der Bunche gemittelt.

### Scheiben-Emittanz

Für den SASE-FEL ist nicht die mittlere Emittanz des gesamten Bunches von Interesse, sondern nur die Emittanz in der Hochstrom-Region am Bunchkopf. Die Standard-Emittanzmessmethoden sind außerstande, diesen wichtigen Parameter zu bestimmen. Die Wanderwellenstruktur TDS ist ein einzigartiges Messgerät, mit dem die Emittanz in einzelnen Zeitscheiben ermittelt werden kann. Die sogenannte Scheiben-Emittanz (*slice emittance*) wird in Abbildung 118 gezeigt. Sie hat den Wert  $\epsilon_n \approx 10\mu\text{m}$  im Kopf des Bunches und sinkt ab auf weniger als  $4\mu\text{m}$  im Schwanz. Dies ist ein überraschendes Resultat, da eine Emittanz von  $\epsilon_n \approx 10\mu\text{m}$  viel zu groß ist, um die gemessene hohe Verstärkung im FLASH-FEL zu erklären. Die Komplexität der Daten wird in Abbildung 119 illustriert, wo die rekonstruierte horizontale Phasenraumverteilung im Bunchkopf gezeigt wird. Man beobachtet große Abweichungen von der idealen elliptischen Verteilung. Die langen

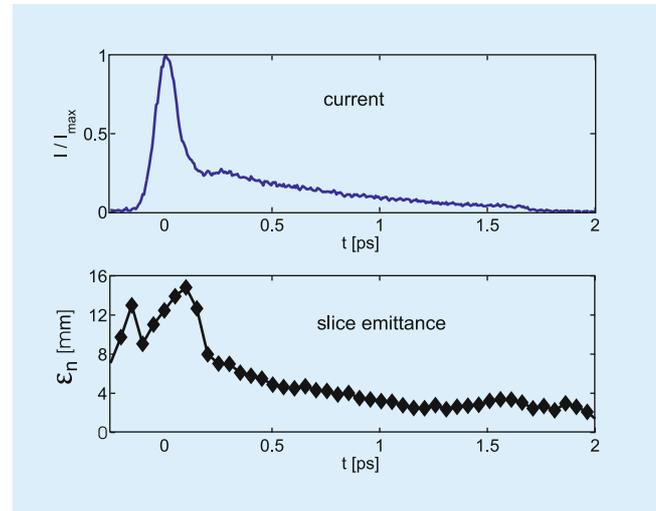


Abbildung 118: Der normierte Strahlstrom  $I/I_{max}$  und die normierte horizontale Emittanz als Funktion der zeitlichen Position im Bunch. Der Kopf des Bunches befindet sich links. Nur im Kopfbereich ist die Ladungsdichte groß genug, um hohe FEL-Verstärkung zu erhalten. Der Maximalstrom beträgt in dieser Messung  $I_{max} = 1.8\text{ kA}$ .

Ausläufer, die sich weit über den zentralen elliptischen Bereich hinaus erstrecken, liefern einen erheblichen Beitrag zu der Emittanz von  $10\mu\text{m}$  im Bunchkopf, tragen aber wegen ihrer geringen Ladungsdichte nicht zur FEL-Verstärkung bei. Wenn man sich auf den zentralen elliptischen Bereich beschränkt (siehe Abbildung 120), ergibt sich eine Emittanz von wenigen  $\mu\text{m}$  bei einem Maximalstrom von  $1.4\text{ kA}$ . Dieser zentrale Bereich ist in der Tat für die FEL-Verstärkung verantwortlich.

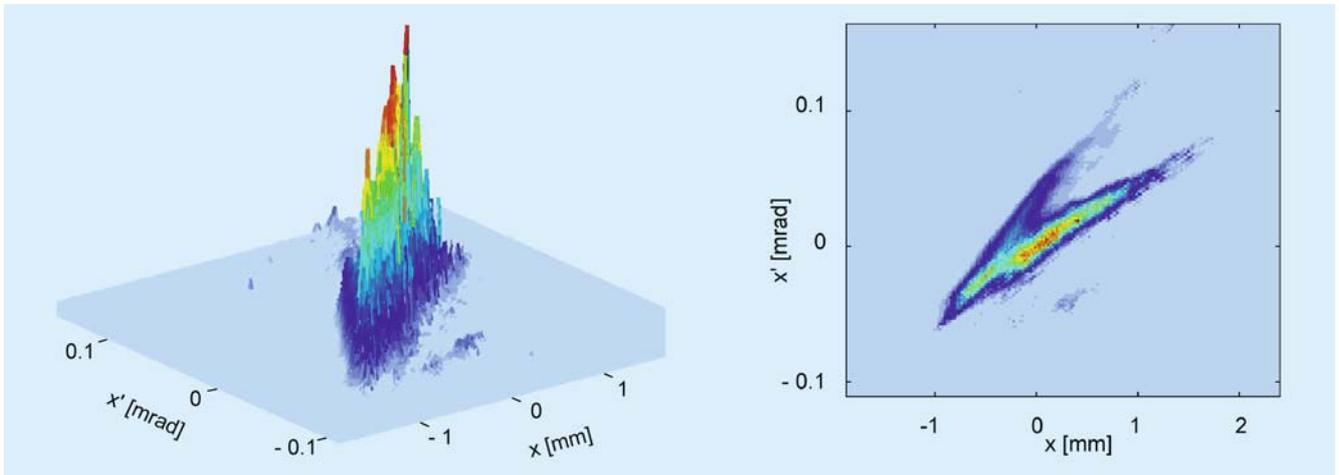


Abbildung 119: Die rekonstruierte horizontale Phasenraumverteilung in Bunchkopf. Die langen Ausläufer, die sich weit über den zentralen elliptischen Bereich hinaus erstrecken, sind die Hauptursache für die große Emittanz im Kopfbereich des Bunches, die in Abbildung 118 zu sehen ist.

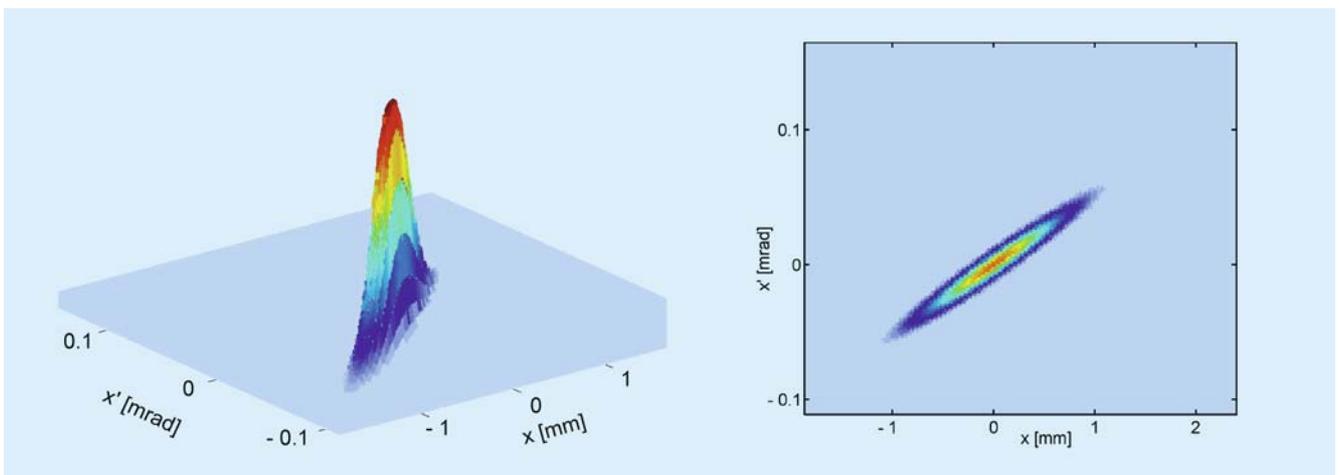


Abbildung 120: Die zentrale elliptische Phasenraumverteilung im Bunchkopf. Der Maximalstrom beträgt 1,4 kA, die normierte Emittanz ist  $\epsilon_n = 4 \mu\text{m}$ .