
Charakterisierung einer Röntgenfluoreszenz-Streak-Kamera mit Synchrotronstrahlung

Martin Wilke

Masterarbeit im Studiengang Physik

Durchgeführt an der:
Universität Kassel, Institut für Physik
Experimentalphysik IV - Dünne Schichten und Synchrotronstrahlung

Erstgutachter: Prof. Dr. Arno Ehresmann

Zweitgutachter: Prof. Dr. Thomas Giesen

Matrikelnummer: 30210242

Kassel, Juli 2016



U N I K A S S E L
V E R S I T Ä T

Erklärung

Hiermit bestätige ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe. Die Stellen meiner Arbeit, die dem Wortlaut oder dem Sinn nach, anderen Werken entnommen sind, habe ich unter Angabe der Quelle kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in dieser oder einer ähnlichen Form noch nicht im Rahmen einer anderen Prüfung vorgelegen.

Ort, Datum

Unterschrift

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalische Grundlagen	3
2.1	Synchrotronstrahlung	3
2.1.1	Entstehung der Strahlung	4
2.1.2	Wiggler und Undulatoren	4
2.1.3	Self amplified spontaneous Emission (SASE)	6
2.1.4	Brillanz	6
2.2	Wechselwirkung Licht und Materie	7
2.3	Photoelektronenausbeute im Metall	8
3	Funktionsweise einer Röntgenfluoreszenz-Streak-Kamera	9
3.1	Streak-Verfahren	9
3.2	Begrenzungen der Zeitauflösung	10
4	Charakterisierung mit FLASH	13
4.1	Experimentelle Bedingungen	13
4.2	Auswertung	15
4.2.1	Fokus-Modus	15
4.2.2	50 μ s Zeitspanne	19
4.2.3	10 ns Zeitspanne	25
4.2.4	1 ns Zeitspanne	29
4.2.5	Vergleich der 10 ns und 1 ns Zeitspannen	33
5	Charakterisierung mit BESSY	37
5.1	Experimenteller Aufbau	37
5.2	Analyse der Belichtungszeit	38
5.3	Relative Quanteneffizienz zwischen 7 und 26 eV	40

5.3.1	Auswertung der relativen Quanteneffizienz	41
5.3.2	Diskussion der relativen Quanteneffizienz	45
6	Zusammenfassung	49

In den letzten Jahrzehnten ist die Entwicklung von Röntgenstrahlungsquellen mit ultrakurzen Pulsen basierend auf Laser-produziertem Plasma, der Erzeugung hoher Harmonischer, Synchrotrons oder Freie-Elektronen-Lasern (FEL) stark vorangeschritten [MKR90, LB93, SDR08]. Freie-Elektronen-Laser ermöglichen die Analyse von atomaren Strukturen und fundamentalen, nichtlinearen Licht-Materie-Wechselwirkungen stark gebundener Kernelektronen auf einer Femtosekunden-Zeitskala [BBC10]. Die Erzeugung ultrakurzer, ultraintensiver und kohärenter Strahlungspulse beruht in einigen dieser Einrichtungen auf dem Effekt der *self amplified spontaneous emission* (SASE), deren Spektrum aufgrund des stochastischen Strahlungsprozesses von Puls zu Puls stark variiert [SDR08, Zho05]. Eine spektrale und zeitliche Charakterisierung der individuellen Pulse eröffnet neue experimentelle Methoden zur Untersuchung der Absorptionseigenschaften stark ionisierter Atome oder Moleküle [Li12].

Der Fortschritt für Detektionssysteme, die Röntgenstrahlung mit Subpikosekunden-Auflösung messen können, ist vergleichsweise rückständig [MKF16, SBP00]. Korrelationstechniken wie *pump-probe*-Experimente erreichen eine Auflösung von Femtosekunden, messen jedoch nur indirekt die physikalischen Eigenschaften der angeregten Stoffe. Streak-Kamera-Detektoren sind hingegen ideal zur Untersuchung von spontaner und stimulierter Emission nach Anregung mit FEL-Strahlung geeignet, da sie zusätzlich zur Pikosekunden-Zeitauflösung eine Ortsauflösung bieten [CRZ96]. In Kombination mit einem geeigneten Spektrometer ist eine Streak-Kamera in der Lage, einen einzelnen Röntgenstrahlungspuls zeitlich und spektral aufgelöst zu detektieren [Li12].

In dieser Arbeit wird ein Röntgenfluoreszenz-Streak-Kamera-Detektor auf seine Messtauglichkeit in Bezug auf die beschriebenen Phänomene untersucht. Ein Pionierexperiment

zur SASE-Diagnose am Freie-Elektronen-Laser in Hamburg (FLASH) charakterisiert den Detektor in verschiedenen Modi. Das Ziel ist die Überprüfung der Machbarkeit, dass zufällige SASE-Pulse mit Repetitionsraten von einem Megahertz individuell spektral charakterisiert werden können. In dem ersten Teil der Arbeit wird die Streak-Kamera mit ultrakurzen Röntgenstrahlungspulsen in den Eigenschaften der Zeitauflösung und des Jitters charakterisiert. Mit Hilfe von monochromatisierter Synchrotronstrahlung wird in einem weiteren Teil die relative Quanteneffizienz zwischen 7 und 26 eV Photonenenergie thematisiert und mit einer veröffentlichten theoretischen Berechnung verglichen.

Die Kapitel 2 und 3 geben einen Überblick über die physikalisch relevanten Prozesse. Der erste Abschnitt der Grundlagen behandelt die Entstehung und Eigenschaften der Synchrotronstrahlung für Speicherringe und Freie-Elektronen-Laser. In Kapitel 3 wird der Aufbau und die Funktionsweise der Röntgenfluoreszenz-Streak-Kamera detailliert erläutert. Die beiden Hauptkapitel 4 und 5 beschreiben die Messungen, Auswertungen und Diskussionen zur Charakterisierung des Detektors an den Forschungseinrichtungen FLASH und dem Berliner Elektronen Speichersynchrotron (BESSY). Beleuchtet werden verschiedene Modi und Streak-Zeitspannen von 50 μs bis 1 ns der Streak-Kamera sowie der Einfluss der Belichtungszeit auf die Datenqualität.

KAPITEL 2

Physikalische Grundlagen

In diesem ersten Kapitel werden die relevanten physikalischen Grundlagen eingeführt, die zum Verständnis der durchgeführten Experimente mit Synchrotronstrahlung notwendig sind. Die Entstehung der Strahlung und deren Eigenschaften, sowie die Wechselwirkung mit Materie werden im Folgenden beleuchtet.

2.1 Synchrotronstrahlung

Synchrotronstrahlung bezeichnet elektromagnetische Strahlung, die von relativistischen Elektronen in Magnetfeldern emittiert wird [Ter95]. Sie ermöglicht eine breite, interdisziplinäre Auswahl an Spektroskopie- oder Strukturuntersuchungen und bedient einen weiten spektralen Bereich über Terahertz- und Röntgenstrahlung hinaus [WB78]. Ursprünglich waren Elektronen- bzw. Teilchenbeschleuniger dazu gedacht, Kollisionen von hochenergetischen Teilchen herbeizuführen und die Reaktionsprodukte zu analysieren. Die durch magnetische Dipole auf Kreisbahnen beschleunigten Teilchen erleiden Energieverluste durch die austretende Strahlung, welche als unerwünschter Nebeneffekt die Teilchenenergie limitierte. Parasitär wurde diese Strahlung für erste Experimente genutzt [Cod73]. Heute gibt es weltweit deutlich weniger Kollisionsteilchenbeschleuniger als Elektronenspeicherringe, die ausschließlich die Erzeugung von Synchrotronstrahlung in Wiggler und Undulatoren zum Ziel haben [Dem10].

2.1.1 Entstehung der Strahlung

Werden Elektronen beschleunigt und passieren ein homogenes Magnetfeld, tritt die Lorentzkraft auf und sie folgen einer Kreisbahn. Durch die Beschleunigung zum Zentrum des Kreises emittieren sie Dipolstrahlung in Toroidform. Wird den Elektronen weiter Energie zugeführt, sodass die Elektronen beinahe die Lichtgeschwindigkeit erreichen, muss die Relativitätstheorie mittels Lorentz-Transformation berücksichtigt werden. Dies führt im Laborsystem zu einer Abstrahlcharakteristik tangential zur Elektronenbahn (vgl. Abb. 2.1).

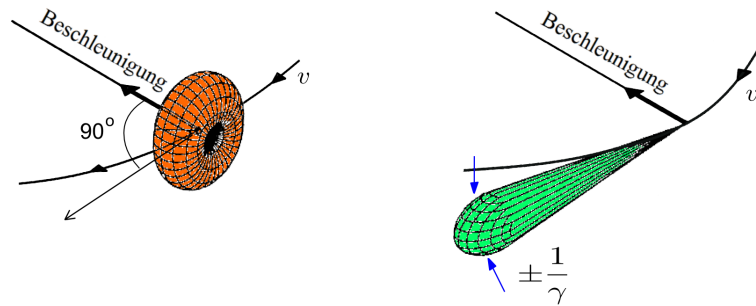


Abb. 2.1: Vergleich der räumlichen Abstrahlcharakteristik von Elektronen auf Kreisbahnen mit Geschwindigkeiten links $v \ll c$ und rechts $v \approx c$ [Ter95].

Bei Speicherringen mit Elektronenenergien größer als 1 GeV führt die hohe Geschwindigkeit der Elektronen zu einer extrem kollimierten Abstrahlung mit einem Öffnungswinkel kleiner als 1 mrad, welche die Nutzung von Dispersionsgittern für monochromatische Strahlung ermöglicht [WB78].

Der tangentielle Beobachter wird eine maximale Frequenz der emittierten Strahlung entsprechend dem Fourierspektrum gleich der reziproken Pulsdauer messen. Die untere Grenze sei grob abgeschätzt mit der Kreisfrequenz ω_0 des Elektrons im Speicherring.

Elektronen in elektrischen Feldern nehmen Energie auf, zunächst erhöht sich die Geschwindigkeit. In modernen Elektronenspeicherringen werden Energien von bis zu 6 GeV erreicht. Bei jedem Umlauf wird den Elektronen Energie zugeführt, wobei die Geschwindigkeit auf die Lichtgeschwindigkeit begrenzt ist und gemäß der speziellen Relativitätstheorie die Energie bei zunehmender Geschwindigkeit in Masse umgewandelt wird. Die Elektronenmasse steigt dabei über das 100.000-fache der Ruhemasse hinaus an.

2.1.2 Wiggler und Undulatoren

Wiggler und Undulatoren bezeichnen Instrumente zur Synchrotronstrahlungserzeugung, die aus aneinandergereihten Magneten bestehen, deren Magnetfeldrichtung sich periodisch abwechselt (vgl. Abb. 2.2). Das sich ausbildende Magnetfeld zwingt durchfliegende geladene Teilchen durch die auftretende Lorentzkraft auf eine oszillierende Trajektorie senkrecht zum

Magnetfeld. Für jeden Undulator charakteristisch ist die Periodizität λ_u und die maximale Magnetfeldstärke B_0 , die vom Abstand der Magnete abhängig ist. Diese Abhängigkeit von B_0 wird benutzt um die Energieverteilung der austretenden Strahlung auf das jeweilige Experiment zu optimieren.

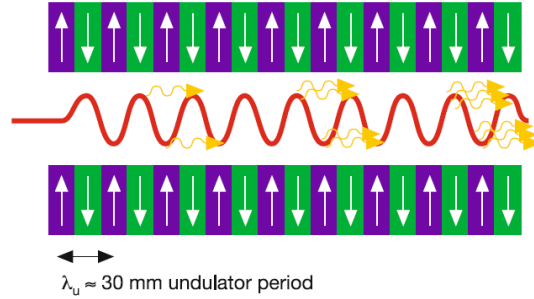


Abb. 2.2: Schematische Skizze einer sinusoidalen Elektronenbahn (rot) im Magnetfeld der periodisch abwechselnd ausgerichteten Magneten (grün und lila), die zur Emission von elektromagnetischer Strahlung (gelb) führt [SDR08].

Wiggler und Undulatoren unterscheiden sich in dem Undulatorparameter K , der sich durch

$$K = \frac{eB_0\lambda_u}{2\pi m_0 c} \quad (2.1)$$

für Elektronen mit der Ladung e und der Ruhemasse m_0 , die sich in einem statischen Magnetfeld der Stärke B_0 mit Lichtgeschwindigkeit c bewegen, berechnet [SDR08]. Für einen Undulatorparameter $K > 1$ wird die Magnetstruktur Wiggler genannt und die Elektronen erfahren auf ihrer Bahn starke Auslenkung aus ihrer ursprünglichen Kurve. Dadurch ist der Öffnungswinkel der emittierten Strahlung groß und die an unterschiedlichen Punkten entstandene Strahlung kann sich nicht überlagern. Wiggler erreichen durch die starke Ablenkung der Elektronen eine hohe Gesamtintensität. Durch den großen Öffnungswinkel und der großen spektralen Bandbreite ist für einzelne Energien die Intensität von Undulatoren höher. Undulatoren sind charakterisiert durch Werte $K \leq 1$ und führen zu einer kleineren Auslenkung der Elektronen. Die generierte Intensität hängt quadratisch von der Anzahl der Undulatorperioden ab, wogegen im Vergleich die Intensität beim Wiggler lineare Abhängigkeit von den Perioden zeigt [Sch98]. Die Wellenlänge λ_l der emittierten Undulatorstrahlung kann durch

$$\lambda_l = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} + \Theta^2 \gamma^2 \right) \quad (2.2)$$

angenähert werden. Dabei beschreibt Θ den Emissionswinkel der emittierten Welle in Bezug auf die lange Achse des Undulators. γ entspricht dem Lorentzfaktor für relativistische Teilchen der Geschwindigkeit v bzw. der Energie W

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} = \frac{W}{m_0 c^2} \quad (2.3)$$

Die kürzeste Wellenlänge kann nach Gleichung 2.2 bei einem Beobachterwinkel von $\Theta = 0^\circ$ observiert werden, da ansonsten eine quadratische Abhängigkeit des Winkels besteht. Jedes Elektron in den Paketen strahlt unabhängig Photonen ab, somit hängt die abgegebene Leistung linear mit der Anzahl an Elektronen N_e zusammen [WB78]. Um die Leistung zu steigern, muss die Länge des Elektronenpaketes die Undulator Wellenlänge λ_1 unterschreiten, sodass eine kohärente Abstrahlung mit einer Leistungsabhängigkeit von N_e^2 erreicht wird. Fokussierende Kompressoren erreichen keine Verkürzung der Elektronenpakete auf die Nanometer-Größenordnung der Wellenlänge λ_1 , jedoch führt bei langen Undulatoren der *microbunching*-Effekt zu kürzeren Elektronenpaketen. Der Effekt wird in Abschnitt 2.1.3 weiter erläutert.

2.1.3 Self amplified spontaneous Emission (SASE)

Typische Freie-Elektronen-Laser basieren auf dem Prinzip der *selbst-verstärkenden-spontanen-Emission* (engl. SASE). Die Besonderheit eines Freie-Elektronen-Laser (FEL) gegenüber eines Synchrotrons ist die deutlich längere Strecke, welche die Elektronen in Undulatoren zurücklegen. In einem ersten Abschnitt der aneinander gereihten Undulatoren emittieren die Elektronen spontan und unkorreliert Strahlung. Diese statistisch entstehende Strahlung wirkt im Hauptteil des langen Undulatorsystems als gesäte (engl. *seeding*) Strahlung. Das bedeutet, dass ein Energieübertrag der Elektronen auf die bereits vorhandene Welle dessen Intensität erhöht. Jedoch tritt bei langen Undulatoren, wie sie in FEL benutzt werden, der Effekt auf, dass die Elektronenpakete mit der emittierten Strahlung Energie austauschen. Dadurch ergeben sich, wie bei einer stehenden Welle, Bereiche hoher und Bereiche niedriger Elektronendichte. Dieser Effekt wird im englischen *microbunching* genannt und bedeutet frei übersetzt das Auftreten von Elektronen-Kleinstgruppierungen innerhalb eines Elektronenpaketes. Diese Dichtemodulation geschieht auf einer Längenskala im Bereich der Undulatorwellenlänge λ_1 . Durch eine Länge der strahlenden Mikrobunche unterhalb von λ_1 entsteht im weiteren Verlauf des Undulators kohärente Strahlung [SDR08].

Bei jedem Elektronenpaket entsteht ein individuell ausgebildetes, statistisches Strahlungsprofil. Werden alle Strahlungsprofile einer großen Anzahl an Pulsen gemittelt, ergibt sich das spektrale Intensitätsprofil einer Gauß-Verteilung, das auf die Wellenlänge λ_1 des Undulators zentriert ist.

2.1.4 Brillanz

Brillanz ist definiert als Photonenfluss pro Einheit Fläche und pro Einheit Raumwinkel pro 10 % Bandbreite und dient zur Vergleichbarkeit der Qualität von Strahlungsquellen. Mit Photonenfluss wird die Photonenzahl pro Sekunde bezeichnet. Er hängt von der Menge an Elektronen oder Ladung im Speicherring ab, deren Geschwindigkeit bzw. Energie und

von dem Undulator sowie den speziellen Strahlrohrbedingungen ab. Die Brillanz lässt sich anders als die Intensität oder die Divergenz nicht durch optische Elemente verändern, daher ist sie geeignet, um Strahlungsquellen unabhängig von ihrer Strahlform miteinander zu vergleichen.

2.2 Wechselwirkung Licht und Materie

In diesem Abschnitt wird ein Überblick über die Prozesse der Wechselwirkung von Licht mit Materie gegeben, um die Abschwächung der Intensität beim Durchgang von Strahlung durch einen Festkörper zu beschreiben. Diese Überlegungen tragen zum Verständnis der Detektion von Röntgenstrahlung bei. Für den Nachweis von Röntgenstrahlung sind folgende Prozesse von Bedeutung [Dem10]:

- elastische Streuung (Rayleigh- und Thomson-Streuung)
- inelastische Streuung (Compton-Effekt)
- Absorption in der Elektronenhülle (Photoeffekt)
- Absorption durch Atomkerne (Kern-Photoeffekt)
- Erzeugung von Teilchen (Paarbildung)

Die genannten Effekte treten mit unterschiedlicher Wahrscheinlichkeit, je nach Photonenenergie und Materie, auf. Die Rayleigh-Streuung tritt für Photonenenergien kleiner als die Austrittsarbeit vermehrt auf, während die Wahrscheinlichkeit für eine inelastische Streuung durch den Compton-Effekt mit zunehmender Photonenenergie steigt bis die Paarbildung möglich wird und den dominierenden Effekt darstellt. Die detektierte Strahlung in dieser Arbeit liegt in einem Energiebereich, in dem der Photoeffekt der dominierende Prozess zur Abschwächung bzw. Absorption der eintreffenden Strahlung ist. Ein charakteristisches Elektronenspektrum nach monochromatischer Anregung ist in Abschnitt 3.2 in Abbildung 3.2 gezeigt.

Diese Effekte zusammen führen zu einem gesamten Wirkungsquerschnitt $\sigma(E_P)$, der von der Photonenenergie E_P abhängig ist und ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass die einfallende Strahlung absorbiert wird, darstellt. Mit Hilfe des *Lambert-beerschen Gesetz* kann die transmittierte Intensität $I(x)$ geschrieben werden als [Bee52]:

$$I(x) = I_0 \cdot e^{\sigma(E_P)x} \quad . \quad (2.4)$$

Dies bedeutet, dass die transmittierte Intensität $I(x)$ exponentiell mit einer steigenden

Materialdicke x abnimmt. Gleichzeitig bedeutet dies für die Detektion der Strahlung, dass die Wahrscheinlichkeit für eine Absorption mit steigender Dicke zunimmt.

2.3 Photoelektronenausbeute im Metall

Die Detektion der Strahlung mit der Streak-Kamera funktioniert indirekt über das Messen der Photoelektronenausbeute des Kathodenmaterials. Die entstehenden Photoelektronen unterliegen mehreren Prozessen im Festkörper, bevor sie die Metalloberfläche verlassen und detektiert werden können. Bei der Wechselwirkung von Elektronen mit Materie können folgende Prozesse auftreten [Dem10, Kan66]:

- elastische Stöße mit Elektronen der Atomhüllen
- Anregung oder Ionisation von Hüllenelektronen
- Ablenkung geladener Teilchen im Coulomb-Feld des Kerns, die zur Emission von Bremsstrahlung führt
- elastische Stöße mit Atomkernen, bei denen der Kern einen Rückstoß erhält
- inelastische Stöße mit einem Atomkern, die zur Anregung des Kerns und anschließender Emission von γ -Quanten oder Teilchen führt

Die mittlere freie Weglänge der Elektronen im Festkörper beträgt zwischen 5 und 50 Å [BGF05, HPT80]. Alle Effekte führen zum Energieverlust des Primärelektrons und unter anderem zur Emission weiterer Elektronen, den Sekundärelektronen. In Abbildung 3.2 ist ein typisches Elektronenemissionsspektrum nach Anregung durch Röntgenstrahlung mit Photonenenergien über 100 eV gezeigt. Der Anteil der Sekundärelektronen an der gesamten Elektronenausbeute schwankt zwischen 50 und 90% je nach Anregungsenergie [HSA77]. Bei Anregungsenergien unterhalb von 100 eV Überlagern sich die Emissionsverteilungen von Primär- und Sekundärelektronen, sodass in diesem Bereich eine besondere Photonenenergieabhängigkeit entsteht, die in dieser Arbeit untersucht wird.

KAPITEL 3

Funktionsweise einer Röntgenfluoreszenz-Streak-Kamera

In diesem Abschnitt wird das generelle Funktionsprinzip einer Streak-Kamera erläutert und spezielle Eigenschaften der benutzten Streak-Kamera eingeführt. Die Streak-Kamera ist ein Röntgenfluoreszenzdetektor mit Pikosekunden-Zeitauflösung. Photonen der Energie 5 – 10.000 eV bzw. der Wellenlänge 248–0,12 nm können mit der eingebauten Gold-Photokathode detektiert werden.

3.1 Streak-Verfahren

Das Streak-Verfahren bezeichnet den Vorgang, bei dem die Pikosekunden-Zeitauflösung erreicht wird. Die hohe zeitliche Auflösung wird nicht durch eine hohe Messfrequenz erreicht, sondern durch die Projektion des zeitlichen Signals auf eine Ortsachse. Abbildung 3.1 zeigt das grundlegende Funktionsprinzip der Streak-Kamera. In der Schemazeichnung gelangen vier optische Pulse, die sich leicht in Raum, Zeit und Intensität unterscheiden, durch einen Spalt auf die Photokathode der Streak-Röhre. Die einfallenden Photonen wechselwirken mit dem Kathodenmaterial und verschiedene Effekte führen zu einer Elektronenemission (siehe Abs. 3.2). Photonen gleicher Wellenlänge führen zu einer Zahl von Elektronen proportional zur eintreffenden Intensität. Nicht jedes Photon löst in der Kathode ein Elektron aus. Die Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung mit Materie ist ein statistischer Prozess: Je dicker das Material ist, desto wahrscheinlicher wird ein Photon vom Gesamtmedium absorbiert. Außerdem kann unter Umständen das losgelöste Elektron die Kathode nicht in Richtung der Streak-Röhre verlassen, wenn es rekombiniert. Das Verhältnis von transmittierten Elektronen pro auftreffenden Photonen wird Quanteneffizienz (QE) genannt.

Die Elektronen werden durch eine Gitteranode auf eine Mikrokanalplatte (engl. *micro-channel plate* (MCP)) beschleunigt. Auf der Strecke durchlaufen sie ein gegenüberliegendes Paar von Ablenkelektroden, an denen eine Spannungsrampe zeitlich synchronisiert zum Signal angelegt wird, was dazu führt, dass die Elektronen in vertikaler Richtung abgelenkt werden. Während der schnellen Änderung der Spannung werden zeitlich leicht hintereinander ankommende Elektronen in unterschiedlichen Höhen auf das MCP gelenkt. Diese Elektronen werden von einem veränderlichen elektrischen Feld orthogonal zur langen Spaltachse abgelenkt, sodass auf bereits auf dem MCP in vertikaler Richtung eine Zeitachse entsteht. Zuerst eintreffende Signale werden nach oben gelenkt, spätere weiter nach unten. Das elektrische Ablenkefeld entspricht einer Rampe, wobei die Zeit, in der das elektrische Ablenkefeld verändert wird, variabel einstellbar ist, sodass verschiedene Zeitfenster zwischen 1 ms und 1 ns mit dem Detektorsystem vermessen werden können. Durch Anlegen einer bestimmaren Verstärkerspannung am MCP können die Elektronen auf kontrollierte Weise vervielfacht werden, um auf einem Fluoreszenzschirm ein Signal zu produzieren, welches mit Standard-Optiken auf den Chip einer *Complementary Metal-Oxide-Semiconductor* (CMOS) Kamera fokussiert wird.

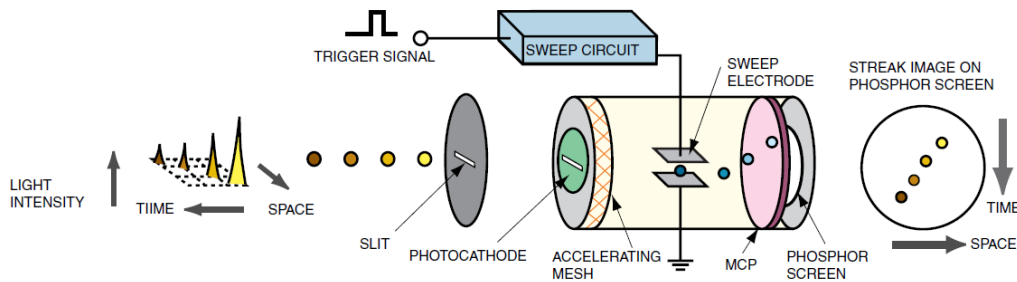


Abb. 3.1: Funktionsprinzip der Streak-Kamera [Ham08].

Die Streak-Kamera lässt sich in zwei Modi betreiben. Im *Fokus*-Modus wird dauerhaft ein statisches elektrisches Feld an die Ablenkelektroden angelegt, um alle eintreffenden Signal detektieren zu können. Dieser Modus eignet sich zur Ausrichtung des Detektors bei der Inbetriebnahme am Experiment und zur Überprüfung, ob Signal an der Photokathode ankommt. Im *Operate*-Modus wird die Spannungsrampe wie beschrieben zur Ablenkung der Elektronen genutzt, um eine räumliche Auffächerung des zeitlichen Signals zu erhalten.

3.2 Begrenzungen der Zeitauflösung

[HSR05] [BGF05] Mit der beschriebenen Methode der zeitauflösenden Röntgenstrahlspektroskopie stellt sich heraus, dass das ultimative Limit der zeitlichen Auflösung in der intrinsischen Umwandlungseffizienz von Photonen zu Elektronen der Photokathode und der Energieverteilung der emittierten Elektronen liegt [HKP80]. Die Umwandlungseffizienz bezieht sich in diesem Zusammenhang darauf, dass der photoelektrische Effekt ein

statistischer Prozess ist, wodurch die Umwandlungszeit im Bereich von $t_1 = 0,01$ ps variiert [HSA77]. Die emittierten Elektronen lassen sich in Primär- und Sekundärelektronen unterteilen. Durch Röntgenstrahlanregung direkt induzierte Photoionisation oder durch Auger-Effekt angeregte Elektronen, die weitere inelastische Stoßprozesse vor dem Verlassen des Festkörpers vollziehen, haben große kinetische Energien und werden als Primärelektronen bezeichnet. Das Elektronenspektrum (siehe Abb. 3.2) bei monochromatischer Anregung weist je einen Peak für verlustfreie Photo- und Auger-Elektronen und eine charakteristische Struktur für niedrigere Energien auf. Sekundärelektronen entstehen nach Anregung von Elektronen durch inelastische Stöße, wobei sie eine Energieverteilung zwischen 0 – 30 eV mit einem Maximum bei 1 – 2 eV und einer Halbwertsbreite von ca. 10 eV aufweisen (vgl. Abb. 3.2). Die Verteilung der Sekundärelektronen verändert sich für Anregungsenergien größer als 100 eV nicht wesentlich. Der relative Anteil der verwendeten Sekundärelektronen an der gesamten Elektronenausbeute liegt je nach Anregungsenergie und Material zwischen 50 – 90 % [HSA77]. Emittierte Elektronen mit kinetischen Energien unter 30 eV werden durch elektrische Felder abgelenkt, wodurch sie zum Signal beitragen. Die schnellen Primärelektronen werden absichtlich nicht auf das nächste MCP gelenkt, weil sie ein mehrere hundert eV breites Energiespektrum besitzen. Dieser Unterschied in der kinetischen Energie führt zu einer schlechteren zeitlichen Auflösung. Je nach Geometrie und Beschleunigungsspannung U_B der Streak-Röhre führt eine Energieverteilung der Breite 10 eV unter Annahme einer Weglänge von 0,1 m, einer Beschleunigungsspannung von $U_B = 8000$ V und Berücksichtigung relativistischer Geschwindigkeiten zu einer zeitlichen Aufweitung des Signals von $t_2 = 1,1$ ps.

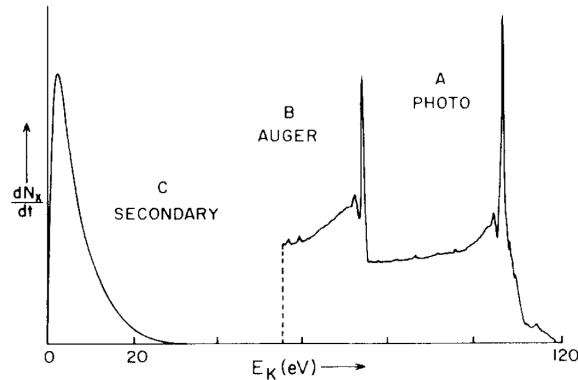


Abb. 3.2: Elektronenemissionsspektrum eines Metalls nach Anregung mit monochromatischer Röntgenstrahlung mit Photonenenergie > 277 eV [HSA77].

Unabhängig von dem statistischen Entstehungszeitpunkt und der kinetischen Energieverteilung der Elektronen gibt es noch zwei weitere Faktoren, welche die Auflösung verschlechtern. Ein inhomogenes Ablenkungsfeld, das bei einem ausgedehnten Elektronenstrahl in Ablenkungsrichtung zu Laufzeitunterschieden im Bereich von $t_3 = 2,30$ ps führt [Ham08]. Der räumlich ausgedehnte Eintrittsspalt der Höhe $w = 80$ μm wird im letzten Schritt auf dem 17,8 mm hohen Schirm innerhalb von minimal 1 ns entsprechend mit einer Geschwindigkeit von maximal $v = \frac{17,8 \text{ mm}}{1 \text{ ns}} = 17,8 \cdot 10^5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ in Ablenkrichtung abgebildet [Ham08]. Dies führt zu einer zeitlichen Auflösungsuntergrenze von $t_4 = \frac{w}{v} = 4,5$ ps.

Die theoretisch kalkulierte gesamte Auflösung der charakterisierten Streak-Kamera liegt bei:

$$t_{\text{ges}} = \sqrt{t_1^2 + t_2^2 + t_3^2 + t_4^2} = \sqrt{0,01^2 + 1,1^2 + 2,30^2 + 4,5^2} \text{ ps} = 5,2 \text{ ps} \quad (3.1)$$

Dies ist die Zeit um die sich zwei gleichzeitig ankommende Photonen im Messsignal maximal unterscheiden können. Ebenfalls stellt es die Zeit dar, in der es nicht möglich ist, zwei Signale voneinander zu unterscheiden. Das ist gleichbedeutend mit der maximalen Zeitauflösung, die in diesem Fall vorwiegend durch die Höhe w limitiert ist.

KAPITEL 4

Charakterisierung mit FLASH

Das nachfolgende Kapitel bietet einen Überblick über die durchgeführten Experimente zur Charakterisierung des Röntgenfluoreszenz-Detektors. Es wird auf die Datenakquise von insgesamt drei unabhängigen Messzeiten; davon eine am FLASH und zwei vergleichbare am BESSY, eingegangen. Im ersten Abschnitt wird gezeigt, dass die Kamera zur Charakterisierung von ultrakurzen und hochintensiven Röntgenstrahlungspulsen, wie sie an FEL vorkommt, benutzt werden kann. In Abschnitt 5 zum Versuchsaufbau an einem Synchrotron wird die relative Quanteneffizienz der eingebauten Photokathode im Photonen Energiebereich $7 - 26 \text{ eV}$ bestimmt und ein qualitatives Verständnis von dem Einfluss der Belichtungszeit vermittelt.

4.1 Experimentelle Bedingungen

Der Freie-Elektronen-Laser in Hamburg (FLASH) dient zur Bereitstellung von Vakuumultraviolett (VUV)-Strahlung mit den in Abschnitt 2.1.3 beschriebenen Eigenschaften. Zur detaillierten Beschreibung des FLASH siehe [SDR08]. Bei dem durchgeführten Experiment werden die Elektronen auf eine Energie von $1,25 \text{ GeV}$ beschleunigt. Ein Modus mit 30 Elektronenpakete pro Zug und einer Zugwiederholungsrate von 10 Hz wurde bereitgestellt, bei dem ein Elektronenpaketabstand von $1 \mu\text{s}$ eine gesamte Zuglänge von $30 \mu\text{s}$ ergibt. Pro Elektronenpaket entstehen in dem 27 m langen Undulator $10^{11} - 10^{13}$ Photonen mit einer eingestellten Zentralphotonenenergie von $71,0 \text{ eV}$ bzw. einer Wellenlänge von $17,4 \text{ nm}$. Dies entspricht einer Energie von $1 - 100 \mu\text{J}$ pro Puls [Deu16].

Die Strahlung des FELs wird mit einer Kirkpatrick-Baez-Optik (KB-Optik) auf eine minimale Fokusfläche von $3 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$ fokussiert [KB48]. Kurz vor und hinter dem Fokuspunkt

dienen Kaptonfolien als Lochblenden um eine Strahlungsquelle zu definieren. Um möglichst kleine Löcher zu benutzen, werden vor dem eigentlichen Messmodus in den unbeschädigt eingebauten Kaptonfolien Löcher produziert. In diesem Prozess wird die Strahlung auf eine hohe Energie pro Puls optimiert, die das Kapton im Strahlengang sublimieren kann und kleinste Löcher mit einem Durchmesser von ca. 2 mm entstehen lässt. Der Fokuspunkt dieses Spiegelsystems befindet sich in der CAMP-Kammer, einer variablen Endstation für Elektronen- Ionenspektroskopie [Deu12].

In Strahlrichtung schließt sich ein Spektrometer mit einer Armlänge von 3 m an, dass auf einem Platin-beschichtetem Gitter mit 2400 1/mm basiert. Das Gitter wird unter Normal-einfall bei einem Winkel zwischen Eintritts- und Austrittsarm von 15° benutzt. Das Gitter ist in jeder Richtung justierbar. Während der Benutzung ist ausschließlich eine Rotation der Dispersionsachse mögliche, wodurch das Wellenlängenspektrum am Austrittsarm definiert wird. Durch die sphärisch konkave Oberfläche des Gitters mit einer Brennweite von 1,5 m wird die punktförmige Strahlungsquelle unter Berücksichtigung der Rowland-Anordnung von Quelle, Gitter und Detektor scharf auf dem Detektor abgebildet [Row83]. Während die Eintrittsblende fest montiert ist, kann die Position des Detektors entlang der Strahlrichtung manipuliert werden, um die Abbildung zu optimieren. Am Austrittsarm des Spektrometers ist die *X-Ray Streak Camera C7700-31* von *Hamamatsu Photonics K.K.* an einem Manipulator mit 20 cm Verschiebestrecke angeflanscht.

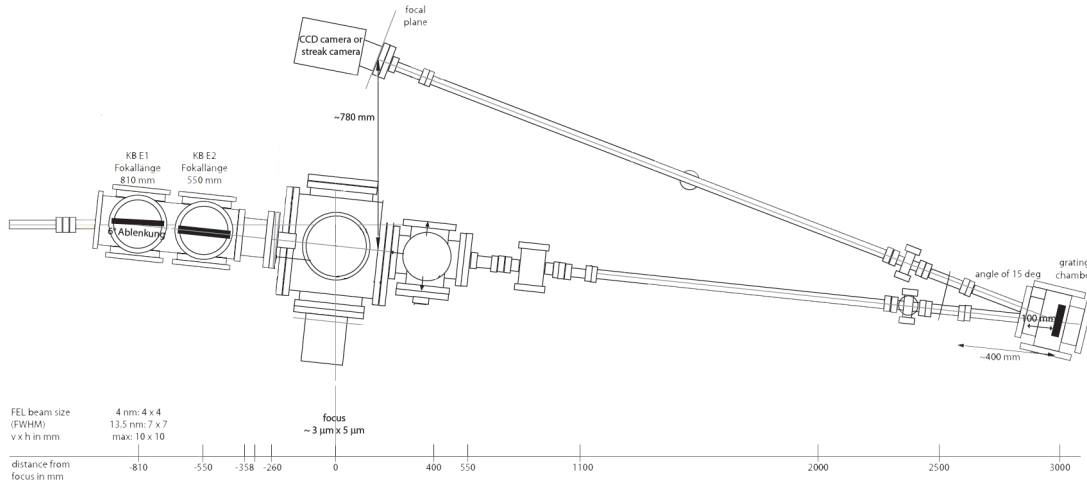


Abb. 4.1: Schematische Skizze des experimentellen Aufbaus inklusive KB-Optik, CAMP-Kammer unten links, Spektrometer rechts und Streak-Kamera am Austrittsarm oben. Ansicht von oben.

Der Detektor ist zeitlich durch einen Auslöser mit dem ankommenden Signal synchronisiert. Durch eine konstant einstellbare Verzögerung ist es möglich, mit einer Frequenz von 10 Hz den Detektor so auszulösen, dass jeder Einzelschuss des FEL aufgenommen werden kann. Insgesamt werden 5700 Datensätze aufgenommen, die sich in den eingestellten Parametern der ankommenden Strahlung, dem Winkel des Gitters und den Messoptionen des Detektors unterscheiden.

Der Abschnitt 4.2 beleuchtet zwei unterschiedliche Modi der Streak-Kamera, den *Fokus*- und den *Operate*-Modus. Im *Fokus*-Modus (vgl. Auswertung in Abschnitt 3.1) des Detektors werden mit Belichtungszeiten von $t_{\text{Be}} \in \{250, 400\}$ ms, bei einer mit 10 Hz frequentierten Strahlung, entsprechend zwei bis vier Signalzüge gemittelt und in verschiedenen spektralen Ordnungen gemessen. In diesem Modus ist, bei ausgeschalteter Streak-Funktion, die minimale Verbreiterung des Signals auf der eigentlichen Zeitachse sichtbar. Diese Information ermöglicht Rückschlüsse auf eine maximale Auflösung für jede Zeitspanne. Die Verbreiterung ist bei ausgeschalteter Streak-Funktion abhängig von der Höhe der Photokathode und der Fokussierung des optischen Signals auf den Auslesechip der Kamera.

Im *Operate*-Modus des Detektors wird die Strahlung mit den Belichtungszeiten von $t_{\text{Be}} = 5$ ms und variierenden Zeitspannen (vgl. Auswertung in Abschnitt 3.1) $t_{\text{Zeit}} \in \{50.000, 10, 1\}$ ns in erster Ordnung des Spektrometers vermessen. Während in der längsten Zeitspanne alle 30 Pulse eines Zuges auf einem Detektorbild untersucht werden können, werden mit den beiden kürzeren Zeitspannen die Einzelpulse mit deutlich erhöhter zeitlicher Auflösung betrachtet und verglichen.

4.2 Auswertung

Die aufgenommenen Daten liegen in Form spezieller Dateiformate von Hamamatsu (siehe [Ham11]) vor und werden mit selbst geschriebenen *Python*-Skripten bearbeitet [Pyt16]. Bei der Speicherung der Daten stehen vier Dateiformate für Einzelaufnahmen zur Verfügung: *.img*, *.tif*, *.dat* und *.dac*. Außerdem gibt es eine Möglichkeit, eine Sequenz von mehreren Einzelaufnahmen in einer Datei mit dem Format *.HIS* zu speichern, das mit der maximalen Geschwindigkeit die Daten auf eine Festplatte schreibt. Im Nachhinein kann das Sequenzformat mit dem Programm High Performance Digital Temporal Analyzer (HPD-TA) in *.img* Dateien konvertiert werden. Ausschließlich die Formate *.img* und *.HIS* speichern neben den Daten auch alle relevanten Einstellungen der Kamera bei der Datenaufnahme mit ab und sind deshalb den anderen Formaten vorzuziehen. Durch die Datenaufnahme mit der optischen CMOS Kamera ist die Grundlage jeder Auswertung eine $h \times v$ Intensitätsmatrix mit einer maximalen Pixelanzahl von 1376×1024 , wobei die Intensität standardmäßig mit einer 16 Bit Genauigkeit pro Pixel ausgelesen und abgespeichert wird.

4.2.1 Fokus-Modus

Der *Fokus*-Modus erlaubt eine lange Integrationszeit über alle ankommenden Signale und eignet sich am besten zur Überprüfung, Röntgenstrahlung den Detektor erreicht. In diesem Modus ist die dynamische Ablenkspannung, die das Streak-Verfahren ermöglicht, auf den

statischen Fall optimiert, sodass möglichst viele Photoelektronen so weitergeleitet werden, dass das detektierte Signal maximal wird.

Mit dem Aufbau und den Einstellungen des FLASH, wie in Abschnitt 4.1 beschrieben, ergibt sich eine Intensitätsmatrix, welche durch eine Falschfarbenskala in Abbildung 4.2 dargestellt ist. Dabei werden zehn Einzelaufnahmen im *Fokus*-Modus der Streak-Röhre und in erster Ordnung des Spektrometers gemittelt. Bei einer Belichtungszeit von 400 ms und einer Repetitionsrate von 10 Hz des FELs werden pro Bild mindestens drei, eventuell vier Pulszüge integriert aufgenommen. Durch Verwendung des Spektrometers sind in Abbildung 4.2 auf der horizontalen Achse prinzipiell verschiedene Wellenlängen abzulesen, jedoch kann mit den aufgenommenen Messdaten allein keine kalibrierte Kanal-Wellenlängen Zuordnung für dieses Experiment vorgenommen werden.

Für eine Abschätzung der Kanal-Wellenlängen Zuordnung werden die geometrischen Bedingungen des Aufbaus benutzt. Die Annahmen dafür sind: eine Zentralwellenlänge von $\lambda_z = 17,4 \text{ nm}$, ein Winkel zwischen den 3 m langen Eintritts- und Austrittsarm des Spektrometers von 15° , eine Gitterkonstante von $g = \frac{1}{2400} \text{ mm}$ und eine effektive Detektorbreite von 17,3 mm. Mit der Gittergleichung

$$g(\sin \beta - \sin \alpha) = n\lambda, \quad \text{mit } n = 1 \quad \text{und} \quad \lambda = \lambda_z \quad (4.1)$$

für Licht, das unter dem Winkel α zur Gitternormalen auf das Gitter einfällt und unter dem Winkel β zur Gitternormalen reflektiert wird, ergibt in erster Ordnung ein spektraler Bereich der Breite 2,4 nm auf der horizontalen Achse des Detektors. Der Peak im unteren Summenspektrum der Abbildung 4.2 wird mit einer Gauß-Funktion (vgl. Gleichung (4.2)) angenähert, wodurch die Position der Zentralwellenlänge dem Kanal $(702,3 \pm 0,4)$ zugeordnet wird. Die Informationen der Position und die Abschätzung, dass die gesamte Detektorbreite 2,4 nm spektralem Bereich entspricht, werden zur Kalibrierung der Wellenlängenskala für alle gezeigten Aufnahmen verwendet.

Potentielle Fehler ergeben sich aus der Angabe der Zentralwellenlänge der Strahlungsquelle sowie der Annahme, dass auf dem Detektorbild die ursprüngliche Breite der Photokathode linear und bis exakt zu den Rändern abgebildet wird. Das Spektrometer hat durch die großen Armlängen und der kleinen Gitterkonstante das Potential zu einer spektralen Auflösung im Bereich von Pikometern, jedoch lassen sich ohne dezidierte Strahlungsquelle und entsprechende Kalibrierungsmessungen keine genauen Aussagen über das Auflösungsvermögen treffen.

Die Ausdehnung des Signals in vertikaler Richtung ist durch die Effekte beeinflusst, die die Zeitauflösung bestimmen (vgl. Abschnitt 3.2). Als einer der Faktoren beträgt die Höhe der austauschbaren Photokathode in der folgenden Messung $80 \mu\text{m}$. Um eine minimale Ausdehnung zu realisieren, muss bei der Inbetriebnahme des Detektors stets eine Fokussierung

der optischen Linseneinheit durchgeführt werden, sodass der Fluoreszenzschirm scharf auf den Auslesechip der CMOS-Kamera abgebildet wird. Diese Optimierung hat zum Ziel die zeitliche Auflösung im *Operate*-Modus zu maximieren. Dazu wird die Gauß-förmige Signalbreite im *Fokus*-Modus in vertikaler Richtung minimiert. Im *Test Report* von Hamamatsu ist bei einer Pixelanzahl von 1024 in vertikaler Richtung eine minimale Halbwertsbreite von $FWHM_{1024 \text{ Pixel, Hama}} = 5,94 \text{ Kanälen}$ angegeben [Ham14a].

Für die Bestimmung dieser Signalbreite in vertikaler Richtung wird das rechte Summenspektrum aus Abbildung 4.2 mit der folgenden Gauß-Funktion angenähert:

$$I(x) = A \cdot e^{-\frac{(x-x_c)^2}{2\omega^2}} + I_0 \quad (4.2)$$

Die Intensität I in Abhängigkeit des Kanals x wird durch die Parameter der Hintergrundintensität I_0 , der Amplitude A , des zentralen Kanals x_c und der charakteristischen Breite ω beschrieben. Unabhängig von der Fitfunktion ist die Halbwertsbreite $FWHM$ ein sinnvoller und vergleichbarer Parameter. $FWHM = \omega \cdot \sqrt{\ln(4)}$ beschreibt den Zusammenhang der beiden konvertierbaren Signalbreiten.

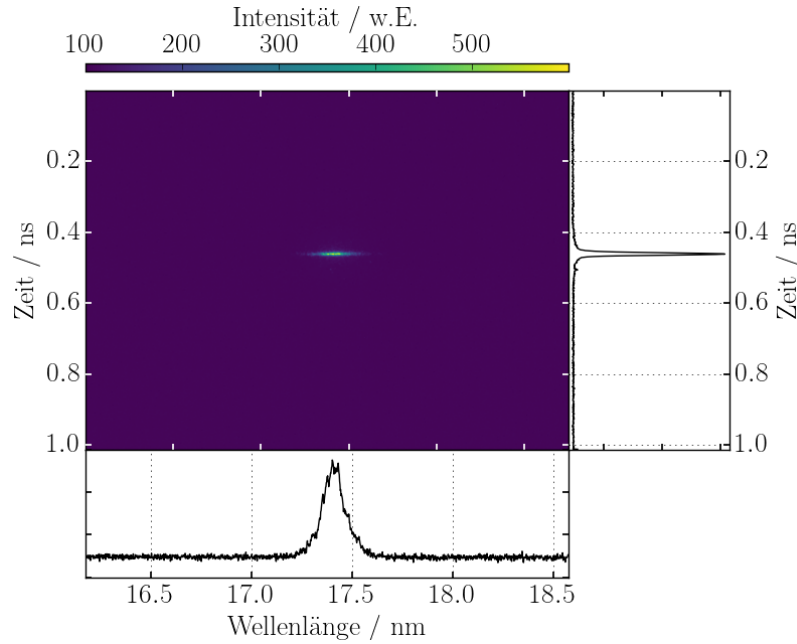


Abb. 4.2: Intensitätsmatrix in Falschfarbendarstellung inklusive der Summenspektren rechts und unten. Aufgenommen im *Fokus*-Modus mit der $80 \mu\text{m}$ hohen Photokathode mit 400 ms Belichtungszeit in erster Ordnung des Spektrometers. Über 10 Aufnahmen (entsprechen 40 Signalzüge) gemittelt bei einer Kameraauflösung von $1376 \times 1024 \text{ Pixel}$.

Die berechnete Breite bei einer Pixelanzahl von 1024 Kanälen in vertikaler Richtung ergibt sich zu $FWHM_{1024 \text{ Pixel}} = (7,76 \pm 0,07) \text{ Kanälen}$ (vgl. Abb. 4.3 (a)). Abbildung 4.3 (b) zeigt zum Vergleich ein Summenspektrum unter gleichen Bedingungen mit dem Unterschied, dass jeweils 2 Pixel vertikal und horizontal zusammen ausgelesen werden. Durch ein Binning von 2

Pixel im Aufnahmemodus der Kamera kann theoretisch ein schnelleres Auslesen mit besserem Signal-zu-Rausch Verhältnis (SRV) erreicht werden. Der Vergleich in Abbildung 4.3 dient zur Überprüfung der verbesserten Qualität bei der Signalverarbeitung durch das Binning. Zum einfacheren Vergleich ist die Intensität in Abbildung 4.3 (b) auf der y-Achse halbiert, um der Addition zweier Zeilen entgegenzuwirken. Es ergibt sich die Breite bei 512 Pixel in vertikaler Richtung in Abbildung 4.3 (b) zu $FWHM_{512 \text{ Pixel}} = (4,15 \pm 0,05)$ Kanälen. Das Doppelte dieser Halbwertsbreite ist innerhalb des Fehlers signifikant größer als die ermittelte Halbwertsbreite für 1024 Kanäle. Allerdings sind in diesem Fehler nur die mathematischen Abweichungen der Fitfunktion berücksichtigt, sodass der Faktor zwei im Binning auch in der Halbwertsbreite wie erwartet eintrifft.

Der stärkere Quantisierungseffekt bei weniger Bildpunkten, der durch ein Binning auftritt, findet in diesem Fall noch nicht bzw. nur wenig statt. Die ausgewerteten Messungen legitimieren ein Binning mit dem Faktor zwei, bei dem noch kein Verlust in der zeitlichen Auflösung zu erkennen ist.

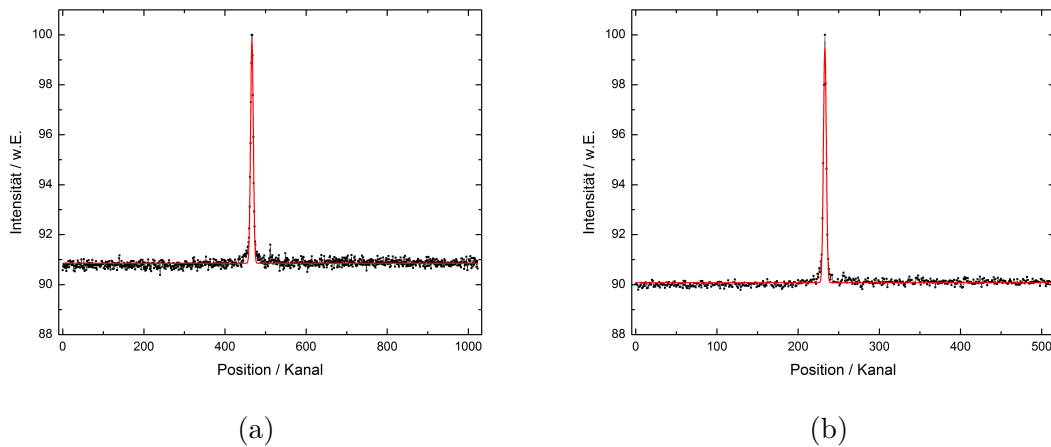


Abb. 4.3: Horizontale Summenspektren im *Fokus*-Modus mit a) 1024 Pixel und b) 512 Pixel durch Binning zweier Bildpunkte. Beide Maxima der Kurven sind auf 100 normiert, sodass sich das Rauschniveau vergleichen lässt. An die schwarzen Messdaten ist eine Gauß-Funktion in rot angenähert. $FWHM_{1024 \text{ Pixel}} = (7,76 \pm 0,07)$ Kanäle, $FWHM_{512 \text{ Pixel}} = (4,15 \pm 0,05)$ Kanäle.

Interessant im Hinblick auf die Zeitauflösung ist an dieser Stelle eine Vorhersage, die davon ausgeht, dass die ermittelte Halbwertsbreite in Pixel im *Fokus*-Modus der minimalen Breite im *Operate*-Modus für alle einstellbaren Zeitspannen entspricht. Dabei werden alle nicht linearen Abbildungen bzw. Elektronenablenkungen vernachlässigt. Unter der genannten Annahme entspricht die minimal erreichbare zeitliche Signalbreite im *Operate*-Modus $\frac{7,76}{1024} = 0,76\%$ der eingestellten Zeitspanne, wobei vernachlässigt wird, dass die eingestellte Zeit und die tatsächlich abgebildete Zeit auf dem Kamerabild leicht voneinander abweichen. Beispielfhaft bedeutet das für die Zeitspannen $1 \mu\text{s}$ bzw. 1 ns eine zeitliche Halbwertsbreite von $7,6 \text{ ns}$ bzw. $7,6 \text{ ps}$. Um diese Abschätzung einzuordnen, sei erwähnt, dass im Test von Hamamatsu

selbst bei eingeschalteter Streak-Funktion in der Zeitspanne 1 ns eine Halbwertsbreite von 4,42 Kanälen bzw. 4,33 ps gemessen wird [Ham14a]. Dies bedeutet, dass die Halbwertsbreite im *Operate*-Modus (4,42 Kanäle) kleiner sein kann, als im *Fokus*-Modus (5,94 Kanäle), sodass im aufgebauten Experiment eine höhere zeitliche Auflösung als 7,6 ps mit der kleinsten Zeitspanne von 1 ns zu erwarten ist.

4.2.2 50 μ s Zeitspanne

Im *Operate*-Modus, ergo mit eingeschaltetem Streak-Verfahren, bei dem die Zeitspanne von der oberen bis zur unteren Zeile ca. 50 μ s beträgt, werden die ersten Daten aufgenommen, die die Vorteile der Kombination aus Spektrometer und Streak-Kamera deutlich machen. In diesem Modus ist es möglich, jeden Einzelnen der 30 Pulse aus einem 30 μ s langen Pulszug spektral aufgelöst mit einer Wiederholrate von 10 Hz zu detektieren (vgl. Abb. 4.4 bis 4.8).

Zur Demonstration dieses Detektionssystems ist keine Probe im Strahlengang integriert. Durch den zufälligen Charakter der anregenden Photonenenergie bei der Strahlungsentstehung ist eine Mittelung mehrerer Pulse nicht sinnvoll. Daher ist es wichtig, jeden einzelnen Puls spektral charakterisieren zu können. Bisher ist keine andere Methode bekannt, in der die direkte Absorptionsmessung mit zeitlich voneinander getrennten und spektral aufgelösten Lichtpulsen gewährleistet wird.

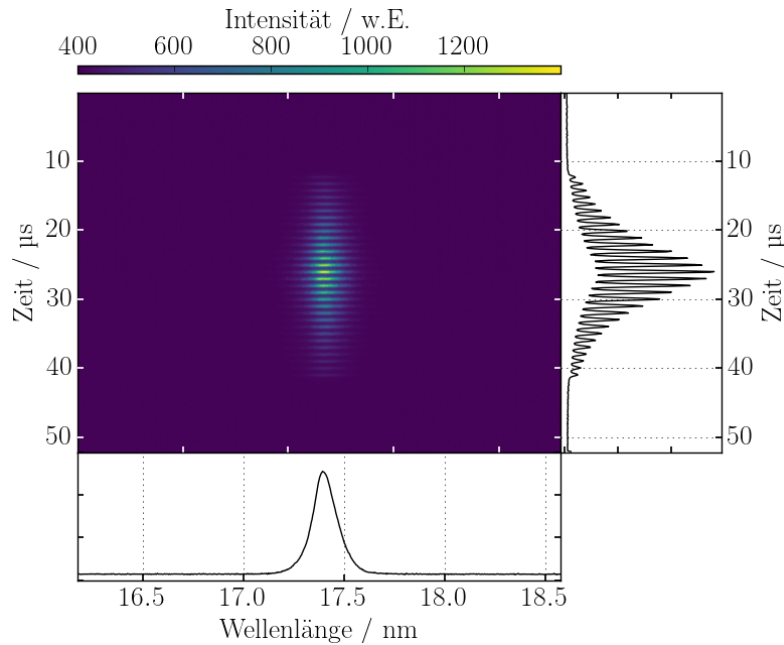


Abb. 4.4: Gemittelte Intensitätsmatrix von 500 Einzelaufnahmen in erster Ordnung des Spektrometers inklusive der Summenspektren. Kalibrierte Wellenlängenskala auf der x -Achse und Zeitskala entsprechend der Zeitspanne von 50 μ s auf der y -Achse. Jeder Peak auf der vertikalen Zeitachse entspricht dem gemittelten Signal einer der 30 Pulse.

In Abbildung 4.4 ist bei einer Zeitspanne von $50\text{ }\mu\text{s}$ auf der vertikalen Achse die FEL Strahlung in erster Ordnung des Spektrometers dargestellt. Die Intensitätsmatrix ist gemittelt über 500 Einzelaufnahmen, sodass im unteren Summenspektrum über der horizontalen Wellenlängenachse das typische Gauß-Profil der zufällig verteilten Anregungsstrahlung mit der Zentralwellenlänge von $\lambda_z = 17,4\text{ nm}$ zu erkennen ist. Der Grund, dass an dieser Stelle die gemittelte Darstellung gezeigt wird, ist der Intensitätsverlauf im rechten zeitlichen Summenspektrum auf der vertikalen Achse in Abb. 4.4. Auf der Zeitachse ist deutlich zu erkennen, dass das Intensitätsmaximum der einzelnen Pulse von Null bis ca. $25\text{ }\mu\text{s}$ exponentiell zunimmt und von 25 bis $50\text{ }\mu\text{s}$ exponentiell abnimmt. Dieser Verlauf entspricht nicht der wirklichen Intensitätsverteilung, da sich, gemittelt über viele Pulszüge, für jeden Puls eine vergleichbar große Intensität ergibt.

Der Intensitätsverlauf ist eine Folge des *Rolling Shutter* Auslesemodus der CMOS Kamera. In diesem Modus werden die Zeilen des Chips nicht gleichzeitig belichtet bzw. ausgelesen. Das bedeutet, dass die Zeilen zwar alle mit der gleichen Belichtungszeit von hier $5\text{ }\mu\text{s}$ angesteuert werden, sie jedoch zeitlich verzögert ausgelesen werden. Prinzipiell wird die Intensitätsverteilung des Fluoreszenzschirms auf dem Auslesechip abgebildet und dieser wird innerhalb der $50\text{ }\mu\text{s}$ Streak-Zeitspanne angeregt, wodurch anschließend Fluoreszenz bzw. Phosphoreszenz stattfindet. Die Fluoreszenz des einmal angeregten Materials nimmt mit der Zeit exponentiell gemäß der charakteristischen Abklingzeit bzw. Lebensdauer des angeregten Zustandes ab. Intuitiv ist der Abfall der gemessenen Intensität im Bereich von $25\text{ }\mu\text{s}$ bis $50\text{ }\mu\text{s}$ durch den verzögerten Auslesestartpunkt jeder Zeile erklärbar. Mit der Information, dass nicht die oberste Zeile zuerst, sondern stets zwei Zeilen gleichzeitig ausgelesen werden, ergibt sich der symmetrische Intensitätsverlauf wie in Abbildung 4.4 ersichtlich. Beginnend mit der mittleren Zeile werden immer gleichzeitig etwas verzögert die nächst höhere und niedrigere Zeile ausgelesen [Bra13, MFG10]. In den verzögerten Belichtungszeiträumen ist bereits die Intensität des Fluoreszenzschirms abgefallen. Je später belichtet wird bzw. je weiter die Zeile von der Mittleren entfernt ist, desto weniger Intensität wird detektiert. Der exponentielle Abfall entspricht einer Abtastung der abklingenden Intensität des Fluoreszenzschirms.

Um den Effekt des *Rolling Shutter* zu vermeiden, existiert der *Global Shutter*-Modus, der alle Zeilen gleichzeitig ausliest. Diese Auslesevariante führt im Allgemeinen zu einer kleineren maximalen Bildrate. Da die maximale Bildrate nicht ausgereizt wird, ist für zukünftige Experimente stets die Option des *Global Shutter* zu wählen.

Die aufgenommenen Daten der Messzeit am FLASH unterliegen alle dem Einfluss des gezeigten Intensitätsverlaufs. Um diesen Effekt für Einzelaufnahmen zu korrigieren, wird die Einhüllende der Intensitätsmaxima im zeitlichen Summenspektrum ermittelt. Dazu werden manuell die Maxima jedes Peaks ausgewählt und die Funktion

$$I_{\text{Einhüllende}}(t) = A \cdot e^{-\frac{|t-t_c|}{\tau}} + I_0 \quad (4.3)$$

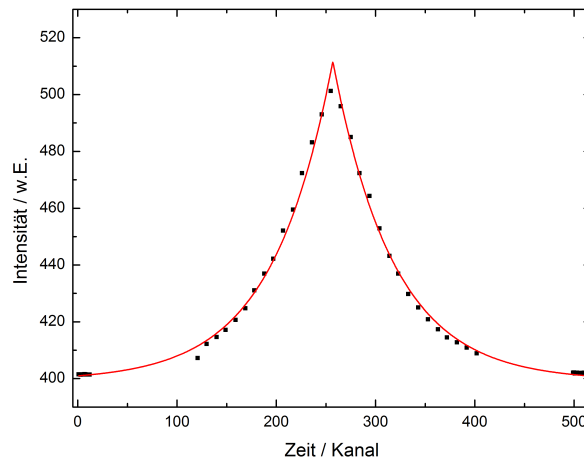


Abb. 4.5: Die schwarzen Datenpunkte entsprechen den markierten Maxima des horizontalen Summenspektrums der Intensitätsmatrix aus Abbildung 4.4. Außerdem sind im Randbereich noch weitere schwarze Punkte im Fitprozess berücksichtigt. Der Verlauf ist mit einer zu beiden Seiten symmetrisch abfallenden Exponentialfunktion in rot angenähert.

angenähert (vgl. Abb. 4.5). Die einhüllende Intensitätsfunktion $I_{\text{Einhüllende}}$ in Abhängigkeit von der Zeit t wird durch die Parameter der Hintergrundintensität I_0 , der Amplitude A , dem zentralen Zeitpunkt t_c und der charakteristischen Abklingkonstante τ beschrieben. Die Fitparameter sind in Tabelle 4.2.2 aufgeführt.

Korrekturparameter	Wert
I_0	$(399,9 \pm 3) \text{ w.E.}$
t_c	$(256,9 \pm 0,4) \text{ Kanäle}$
τ	$(61,3 \pm 1,3) \frac{1}{\text{Kanal}}$

Tab. 4.1: Alle Korrekturparameter der Fitfunktion in Abbildung 4.5 im Überblick

Für diese Vorgehensweise der Korrektur wird angenommen, dass bei einer Mittelung von 500 Einzelaufnahmen die maximale Intensität aller 30 Pulse exakt gleich ist und dass der Intensitätsabfall ausgehend von t_c für vorhergehende bzw. spätere Zeitpunkte (Zeilen) identisch verläuft. Außerdem wurden zur besseren Bestimmung der Hintergrundintensität einige Datenpunkte an den Rändern in die Fitberechnung mit einbezogen (vgl. Abb. 4.5). Ohne die Einbeziehung der Randpunkte ergibt sich ein 2,5% geringerer Hintergrundwert für I_0 . Bei einer Korrektur der Einzelbilder ist die subtrahierte Korrektur-Hintergrundintensität von I_0 entscheidend, um herauszufinden, ob in den Randbereichen noch eine sinnvolle Korrektur erreichbar ist. Es wird mit der Einbeziehung der Hintergrundwerte im Randbereich sichergestellt, dass die Hintergrundintensität gut angenähert wird.

Mit den berechneten Parametern der Einhüllenden lässt sich der Einfluss der abnehmenden Intensität im ersten Auswertungsschritt ausgleichen. In jeder Einzelaufnahme werden die

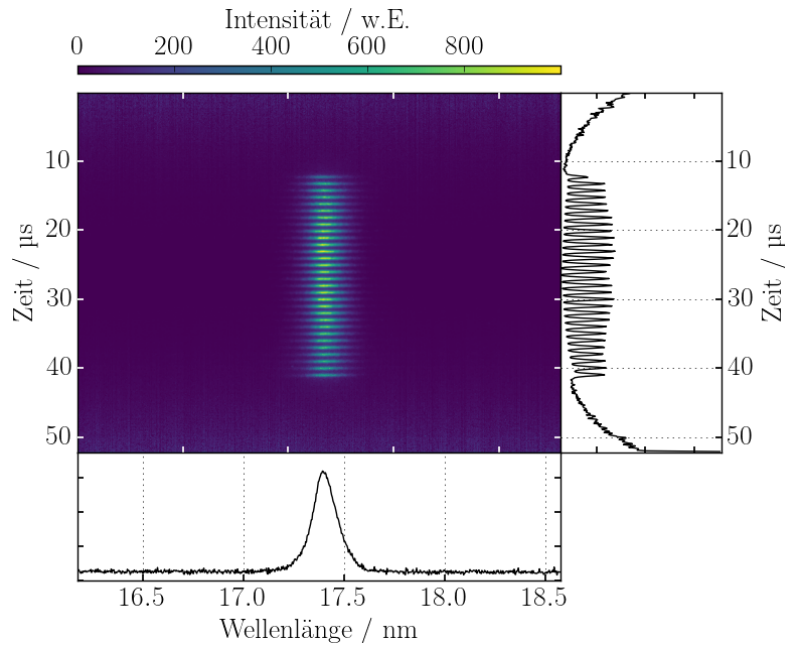


Abb. 4.6: Gemittelte Intensitätsmatrix von 500 Einzelaufnahmen in erster Ordnung des Spektrometers inklusive der Summenspektren. Kalibrierte Wellenlängenskala auf der x -Achse und Zeitskala entsprechend der Zeitspanne von $50 \mu\text{s}$ auf der y -Achse. Der Datensatz entspricht dem von Abbildung 4.4, wobei die Korrekturparameter aus Tabelle 4.2.2 angewendet sind.

Intensitäten $I(t)$ zum Zeitpunkt t folgendermaßen korrigiert:

$$I_{\text{korrigiert}}(t) = \frac{I(t) - I_0}{e^{-\frac{|t-t_c|}{\tau}}} \quad (4.4)$$

Zur Überprüfung der Methode sei in Abbildung 4.6 die korrigierte Intensitätsmatrix der Originaldaten aus Abbildung 4.4 dargestellt. Der Fokus liegt bei diesem Vergleich auf dem rechten Summenspektrum, das nun für jeden Puls eine vergleichbare Intensität zeigt. In den Randbereichen werden die Nachteile einer manuellen Korrektur deutlich, die mit der Verwendung der Option *Global Shutter* nicht aufgetreten wären. In den Bereichen ohne Signal steigt die korrigierte Intensität aufgrund des gegen Null strebenden Nenners der Korrekturfunktion (4.4) stark an. In weiteren Betrachtungen werden diese Bereiche ignoriert.

Mit exakt den gleichen Parametern wie in Tabelle 4.2.2 werden die 500 Einzelaufnahmen korrigiert, sodass der Effekt des *Rolling Shutter*s bestmöglich ausgeglichen wird. Dies wird in Abbildung 4.7 im rechten Summenspektrum deutlich. Es ist keine signifikante Abnahme der Intensität in den Randbereichen im Vergleich zur Mitte zu erkennen. Weiterhin bleibt der zufällige Charakter mit unterschiedlicher Intensität und Spektrum je Puls erhalten. Für weitere Analysen Pulsparameter abhängigen Ereignissen ist es nötig, die Spektren der Einzelpulse zu separieren. Dazu werden beispielhaft für zwei Pulse ein Interessensbereich (ROI) manuell festgelegt (vgl. Abb. 4.7). An dieser Stelle wäre ein Softwarefilter vorteilhaft,

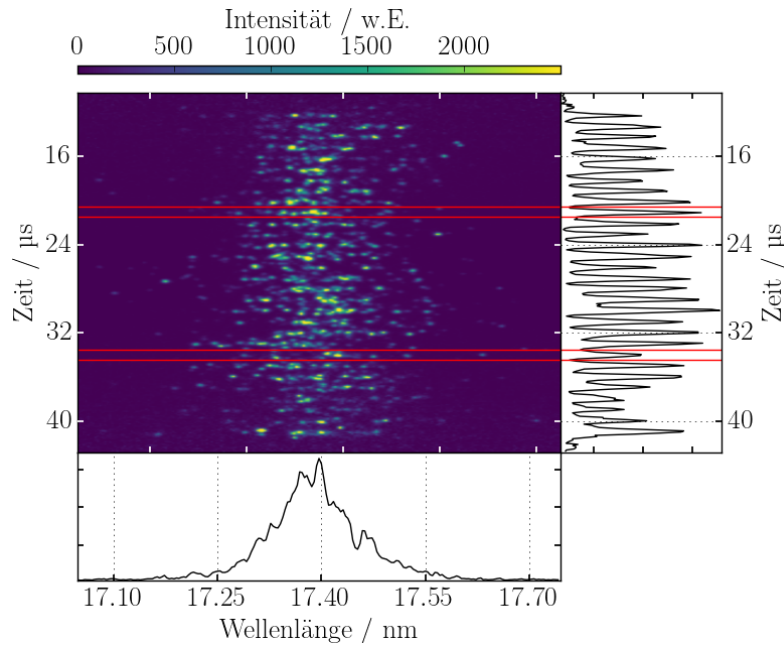


Abb. 4.7: Ausschnitt einer Einzelaufnahme mit 30 Pulsen in der 50 μs Zeitspanne in erster Ordnung. Die Zeilen sind korrigiert mit den Korrekturparametern aus Tabelle 4.2.2. Zwei Pulse sind mit einem manuell festgelegten Interessensbereich markiert.

welcher nach festgelegten Regeln die Bereiche für jeden Puls ermittelt. Ausschließlich auf eine automatisierte Weise lassen sich die Mengen an Spektren effizient erzeugen und vergleichen, da beim aktuellen Experiment in einer Minute bis zu 30.000 Einzelpulse detektiert werden können und genauso viele ROIs für die entsprechende spektrale Analyse selektiert werden müssen.

Zur Verdeutlichung der Notwendigkeit der Verarbeitung der individuellen Einzelspektren der Pulse, wird in Abbildung 4.8 jeweils das vertikale Summenspektrum der markierten ROIs aus der Messung in Abbildung 4.7 gezeigt. Hier ist ersichtlich, dass für die zufällige Intensitätsverteilung der einzelnen Pulse über der Wellenlängenskala eine individuelle Analyse nötig ist.

Die automatisierte Auswertung dieser Spektren ist nicht Teil dieser Arbeit. Erst mit einer physikalischen Probe im Strahlengang kann eine Absorption in Abhängigkeit der Pulsparameter untersucht werden und würde eine Auswertung jedes Pulses erfordern. Eine Methode der direkten Absorptionsbestimmung ist die synchrone Aufnahme der Pulsspektren einerseits ohne Probe und andererseits mit Probe im Strahlengang. Durch anschließende Subtraktion der Spektren erhält man für jeden Puls die entsprechende Absorption. Die Umsetzung dieses Ansatzes beruht auf einer Aufteilung des anregenden Strahls bevor dieser auf die Probe trifft und einer Zusammenführung des Strahls auf dem gleichen Detektor. Ein simulierter Datensatz dieses Experiments ist in Abbildung 4.9 gezeigt.

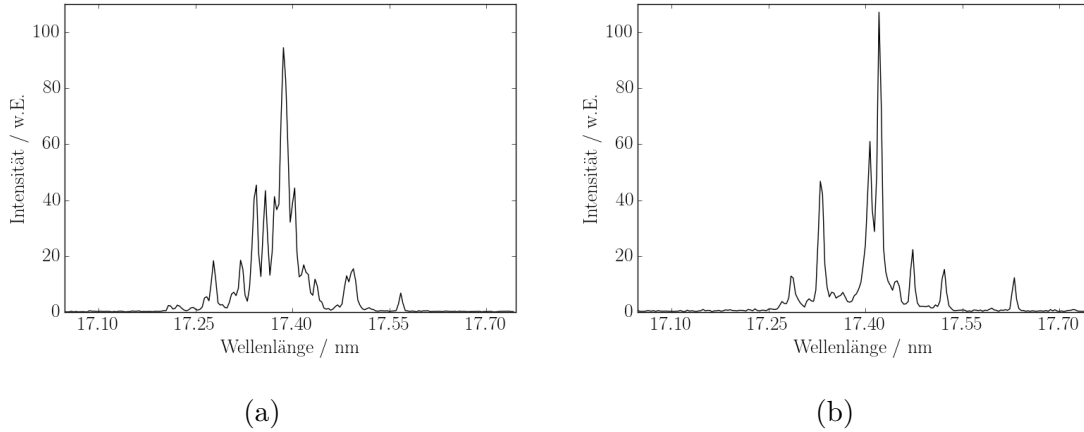


Abb. 4.8: Vertikale Summenspektren der a) oberen und b) unteren ROI in Abbildung 4.7 mit kalibrierter Wellenlängenskala zeigen die zufällige Intensitätsverteilung der FEL Strahlung. Zum leichteren Vergleich sind beide Intensitätskurven mit dem gleichen Faktor skaliert, sodass sie auf einer Skala von 0 bis 100 abzulesen sind.

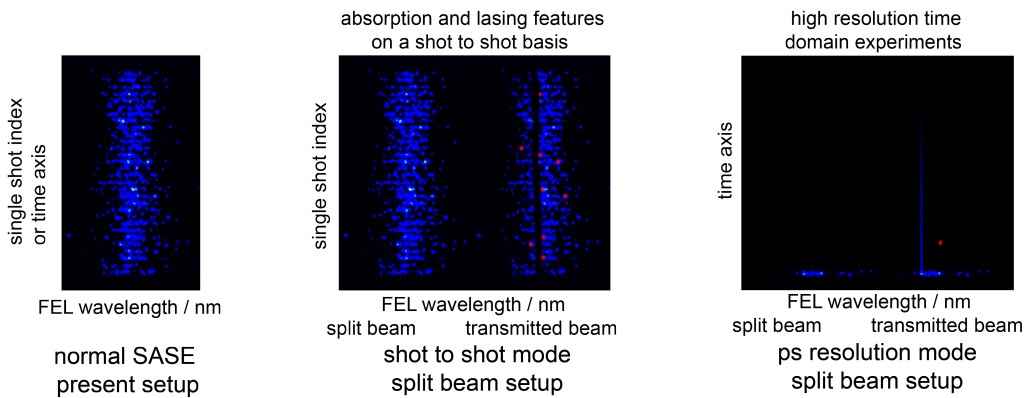


Abb. 4.9: Linkes Bild zeigt das Detektorbild einer simulierten Messung des SASE Spektrums mit 30 Elektronenpaketen, wie sie auch in Abb. 4.7 gemessen ist. Im mittleren Bild führt eine Probe im Strahlengang zur sichtlichen Absorption im transmittierten Strahl. Das rechte Bild zeigt die Absorption in einem Einzelpuls und die anschließende Fluoreszenz auf einer Pikosekunden Zeitskala.

4.2.3 10 ns Zeitspanne

Die Bestimmung der maximalen zeitlichen Auflösung, des Jitters des gesamten Aufbaus sowie ein Vergleich der Signale in den Zeitspannen 10 ns und 1 ns werden in diesem und den beiden folgenden Abschnitten 4.2.4 bis 4.2.5 diskutiert. Der 30-Bunch-Modus des FELs und die Einstellung der ersten Ordnung am Spektrometer bleibt unverändert. Der zeitliche Abstand der Pulse untereinander von $1\text{ }\mu\text{s}$ ist ein Vielfaches der beobachteten Zeitspanne, sodass auf einem Detektorbild exakt ein Puls beobachtbar ist. Der Index des Pulses ist dabei nicht trivial bestimmbar, da das detektierte Zeitfenster 1 ns beträgt, und die Pulszugänge mit $30\text{ }\mu\text{s}$ das 30.000-Fache. Alle Aufnahmen werden mit einer Belichtungszeit der CMOS Kamera von $5\text{ }\mu\text{s}$ abgespeichert.

Einen Überblick über die 215 Einzelaufnahmen mit der Zeitspanne 10 ns zeigt die gemittelte Darstellung der Intensitätsmatrix in Abbildung 4.10. Für die Analyse der Einzelaufnahmen wird einmalig manuell eine ROI, wie in Abb. 4.10 eingezeichnet, festgelegt. Das untere Summenspektrum zeigt mit der Kalibrierung aus dem Kapitel 4.2.1 die Intensitätsverteilung über der Wellenlängenskala. Das rechte Summenspektrum zeigt den Intensitätsverlauf der FEL Strahlung über der Zeitskala von 0 bis 10 ns.

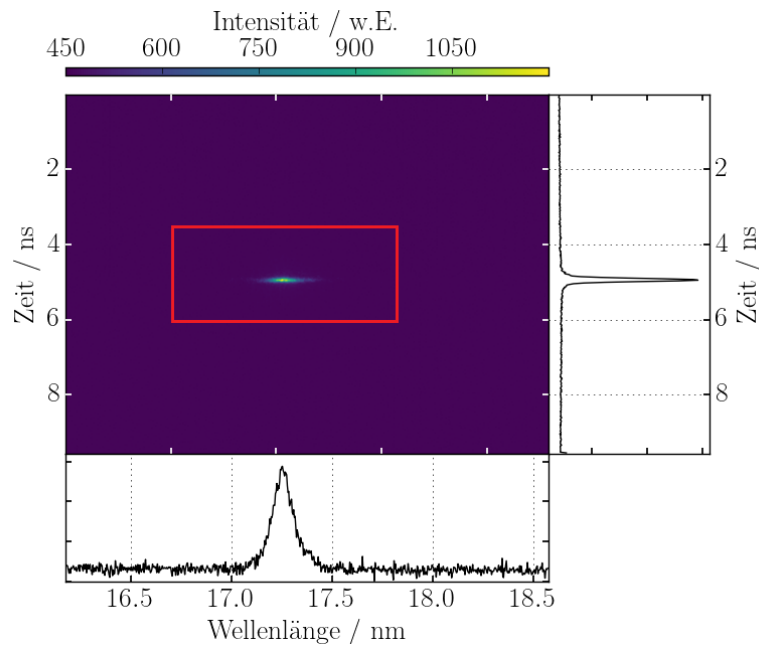


Abb. 4.10: 215 Aufnahmen gemittelt. Ein Puls in einer Zeitspanne von 10 ns mit einer Belichtungszeit von jeweils 5 ms. ROI für alle Einzelaufnahmen festgelegt.

Zur Bestimmung der maximalen Zeitauflösung für die jeweilige Zeitspanne wird die ultrakurze und intensive FEL Strahlung genutzt. FLASH beziffert die Halbwertsbreite auf unter 50 fs und liegt damit deutlich unter dem angegebenen Limit der Streak-Kamera von 4,33 ps [Deu16, Ham14a]. Die maximale Zeitauflösung sei wie in Abschnitt 4.2.1 definiert und wird

entsprechend durch einen Gauß-Fit an den zeitlichen Intensitätspeak einer Einzelaufnahme ermittelt.

Eine Kalibrierung der Zeitachse wurde vom Hersteller des Detektors, Hamamatsu, durchgeführt. Die nichtlineare Zuordnung von Zeitpunkten zu Kanälen wird mit den bereit gestellten Korrekturparametern aus dem *Test Report* festgelegt. Hamamatsu benutzt zur Kalibrierung einen gepulsten Femtosekunden-Laser, der direkt auf den Detektor ausgerichtet wird. Durch ein Triggersignal und einen Verzögerungsgenerator lässt sich der Laserpuls im Vergleich zum Triggersignal in jeder x ns Zeitspanne von 0 bis x ns verzögern. Für jede Verzögerung wird der Peak auf der Zeitachse mit einer Gauß-Funktion angenähert und das Zentrum bestimmt. Dadurch entsteht eine Zuordnung der Verzögerungsdifferenz zu den Kanälen. Der Zusammenhang Zeit pro Kanal ist mit einer quadratischen Abhängigkeit ausreichend angenähert [Ham14a]. Bei einem Binning von zwei Zeilen mit einem Binningfaktor $a = 2$ in y -Richtung ergibt die Formel

$$T[y] = (A_1 + A_2 \cdot (ya) + A_3 \cdot (ya)^2) \cdot a \quad y \in \mathbb{N}, \text{ mit } 0 \leq y \leq 512, \quad (4.5)$$

die Zeit T des Kanals y in Pikosekunden. Für die Zeitspanne von 10 ns sind die Koeffizienten $A_1 = 9,285$ ps, $A_2 = 8,595 \cdot 10^{-4}$ ps, $A_3 = -1,042 \cdot 10^{-6}$ ps angegeben. Bei 512 Kanälen ergibt sich durch Addition aller Zeiten $T[y]$ nach Formel (4.5) eine Gesamtzeitspanne von 9,586 ns.

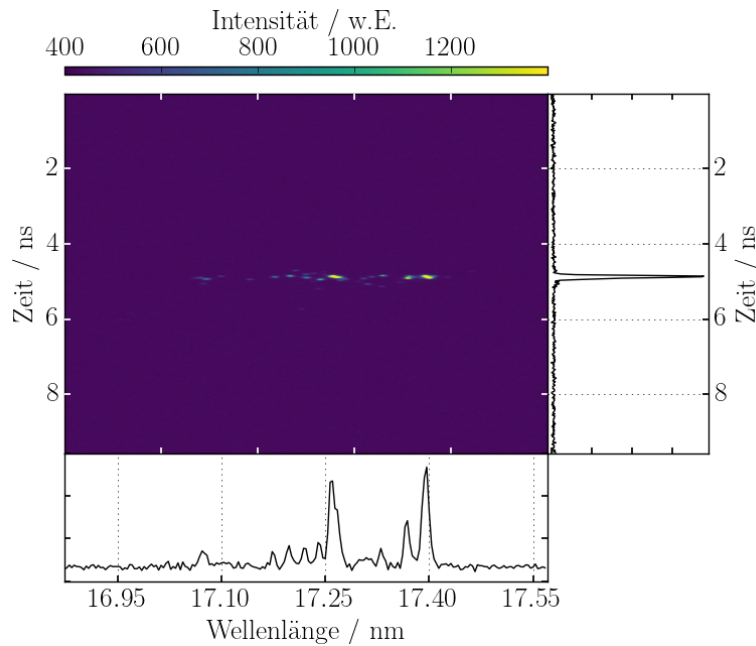


Abb. 4.11: Einzelaufnahme eines Pulses bei einer Zeitspanne von 10 ns mit einer Belichtungszeit von 5 ms.

Das zeitliche Summenspektrum wird für 10 zufällig ausgewählte Einzelaufnahmen (Beispiel in Abb. 4.11) mit einer kalibrierten Zeitachse erstellt und der jeweilige Peak wird mit einer Gauß-Funktion (vgl. Gleichung (4.2)) angenähert. Der Fitparameter der Breite ω bzw.

$FWHM$ definiert direkt die zeitliche Auflösung der Detektionstechnik in dieser Zeitspanne. Das vermessene Signal des FELs ist um mindestens zwei Größenordnungen kürzer und ist für die Breite des Messsignals zu vernachlässigen. Abbildung 4.12 zeigt beispielhaft die Anpassung durch eine Gauß-Funktion an das zeitliche Summenspektrum zur Bestimmung der Halbwertsbreite $FWHM_{10\text{ ns}}$. In Tabelle 4.2 sind die berechneten Werte der zentralen Peakposition t_c und der Halbwertsbreite $FWHM_{10\text{ ns}}$ inklusive Fehler für 10 Messungen angegeben. In der Zeitspanne 10 ns ergibt sich im Mittel für alle Einzelaufnahmen eine Halbwertsbreite von

$$\overline{FWHM_{10\text{ ns}}} = (72 \pm 11) \text{ ps.} \quad (4.6)$$

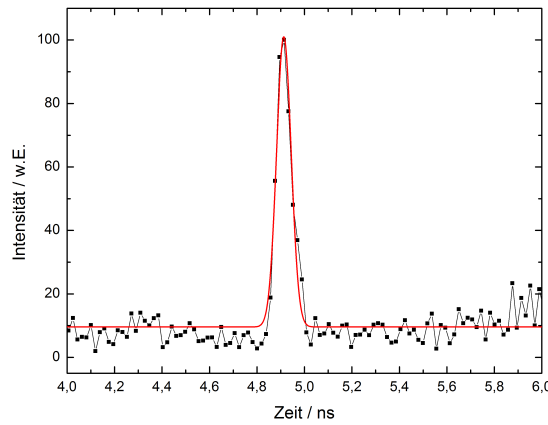


Abb. 4.12: Ausschnitt des Intensitätsverlaufs des zeitlichen Summenspektrums der Abbildung 4.11 auf 100 normiert. In rot ist eine Gauß-Funktion an die Messdaten in schwarz angepasst.

Messnummer	t_c [ps]	δt_c [ps]	$FWHM_{10\text{ ns}}$ [ps]	$\delta FWHM_{10\text{ ns}}$ [ps]
002	4936,2	1,2	78	2
011	4947,3	0,5	71,4	1,3
035	4984,7	0,5	59,0	1,3
048	5044,3	0,8	66,7	1,9
075	5001,5	0,7	58,6	1,6
091	4971,8	1,5	94	4
123	4976,9	0,8	66,1	1,9
183	5023,4	0,5	82,3	1,1
204	4981,0	0,6	66,5	1,5
213	4958,4	0,8	73,9	1,9

Tab. 4.2: Halbwertsbreite $FWHM$ und zentrale Position t_c der ultrakurzen Pulse in der Zeitspanne 10 ns.

Zum Vergleich beträgt die Vorhersage durch die Abschätzung mit der Breite im *Fokus*-Modus

aus Abschnitt 4.2.1: $FWHM_{10\text{ ns}} = 76\text{ ps}$. Die Übereinstimmung der Vorhersage durch den *Fokus*-Modus mit der ermittelten Halbwertsbreite aus den Einzelbildern unterstreicht die Aussage, dass die Auflösung stark von der optischen Fokussierung des Linsensystems im letzten Detektorteil beeinflusst wird. In diesem Fall ist mit hoher Wahrscheinlichkeit davon auszugehen, dass die nicht optimierte Fokussierung die zeitliche Auflösung limitiert. Eine Optimierung der Fokussierung bei einem folgenden Experiment verbessert direkt die zeitliche Auflösung.

Die zentrale Position der Pulse ergibt sich im Mittel der 10 ausgewerteten Datensätze zu $\bar{t}_{c, 10\text{ ns}} = (4,98 \pm 0,03)\text{ ns}$. Jede Abweichung Δt_c vom Mittelwert $\bar{t}_c$ ist im Folgenden als Jitter J bezeichnet. Das Programm HPD-TA von Hamamatsu hat zusätzlich zur Datenakquise ein softwarebasiertes Datenbearbeitungswerkzeug zur Jitterkorrektur integriert, das exakt diese Abweichung vom Mittelwert $\bar{t}_c$ berechnet. Das Werkzeug erstellt ebenfalls das zeitliche Summenspektrum und stellt zwei Optionen zur Bestimmung des Jitters zur Verfügung. Die erste Option *Center of Gravity*: das Programm berechnet in einem vorgegebenen Interessensbereich den intensitätsgewichteten mittleren Kanal [Ham11]. Ein kleines SRV verhindert bei der gewichteten Berechnung des mittleren Kanals ein präzises Ergebnis, da die Intensität bzw. die Gewichtung des Signals gegenüber dem Hintergrundrauschen keine Verschiebung des mittleren Kanals bewirkt. Bei einem Jitter, der das Signal über das komplette Bild verschiebt, muss die ROI entsprechend groß sein, sodass der Hintergrund ein starkes Gewicht erhält. Deshalb wird die zweite Option *Rising Edge* gewählt: In dem vorgegebenen Interessensbereich wird im zeitlichen Summenspektrum das Minimum und das Maximum der Intensität berechnet. Der Zeitpunkt, an dem die Intensität den Mittelwert aus Minimum und Maximum zum ersten Mal überschreitet, wird als Fixierungspunkt angegeben [Ham11]. Dieser Fixierungspunkt entspricht nicht dem Zentrum des Signalverlaufs, sondern markiert die ansteigende Flanke. Unter der Annahme, dass der zeitliche Intensitätsverlauf stets die gleiche Form hat, besteht zwischen dem Fixierungspunkt und dem zentralen Zeitpunkt t_c ein konstanter Abstand. Für eine Berechnung des Jitters, also der Differenz zum jeweiligen Mittelwert, hat dieser Abstand keinen mathematischen Einfluss. Alle Fixierungspunkte pro Messdatensatz können im Anschluss an die automatische Erkennung manuell überprüft, verändert oder ausgeschlossen werden. Zuletzt lassen sich diese Werte in Tabellenform aus Messnummer und Fixpunkt in Nanosekunden als *.txt* Datei abspeichern.

Die Verbreiterung der Halbwertsbreite in der gemittelten Darstellung (vgl. Abb. 4.10 mit $FWHM_{\text{Mittelung}} = (97,5 \pm 1,6)\text{ ps}$) gegenüber den Einzelaufnahmen ($\overline{FWHM_{10\text{ ns}}} = (72 \pm 11)\text{ ps}$) ist die Folge des statistisch auftretenden Jitters. Ohne Jitter ist im Idealfall der Detektor mit dem Signal über einen Triggerpuls mit einer konstanten Verzögerung verbunden. Jede zeitliche Abweichung dieser idealen zeitlichen Korrelation führt zur Verbreiterung des Signals bei einer Mittelung. In diesem Experiment treten verschiedene Gründe für einen Jitter auf. Grundsätzlich gibt es bei allen Geräten, die elektrische Signale verarbeiten, ein elektronisches Rauschen, welches Schwankungen im Bereich von wenigen Pikosekun-

den hervorruft. Im *Test Report* der Streak-Kamera ist ein Jitter von $\pm 11,04$ ps [Ham14a]. Schwankungen innerhalb der Signalverarbeitung im Detektor, sowie in der Synchronisation des Triggers mit dem Pulszug tragen zum Jitter bei. Die Abstände der Pulse innerhalb des Pulszuges schwanken und ergeben einen weiteren Beitrag zum gesamten Jitter. Nur ein Puls ist mit dem Triggersignal korreliert, es ist jedoch nicht festzustellen, welcher detektiert wird.

Die Messung von 215 Einzelaufnahmen mit einer Messfrequenz von 10 Hz entspricht einer gesamten Messdauer von 21,5 s. Der Jitter in dieser Messreihe gemittelt über diese Zeit ergibt sich zu

$$\bar{J} = (22 \pm 17) \text{ ps.} \quad (4.7)$$

Der Wert liegt in einem Bereich, der bei der Erstellung und Verarbeitung der elektrischen Triggersignale zu erwarten ist. Der Fehler ist die Standardabweichung der ermittelten Messwerte. Die Schwankungen um den Mittelwert sind entsprechend in dieser Größenordnung. Die Überprüfung des Jitters von einer Einzelaufnahme zur nächsten ergibt einen vergleichbaren Mittelwert von $\overline{J_{\text{Einzel}}} = (23 \pm 19) \text{ ps}$. Dazu werden die absoluten Zeitdifferenzen der Fixierungspunkte von Einzelbild zu Einzelbild berechnet und gemittelt. Die Übereinstimmung der beiden Jitter Mittelwerte ist ein Hinweis dafür, dass der Jitter durch einen statistischen Prozess hervorgerufen wird. Diese Aussage gilt mindestens für die Messdauer von 21,5 s.

4.2.4 1 ns Zeitspanne

Die kürzeste Zeitspanne des Detektorsystems beträgt 1 ns. In dieser Zeitspanne ist die höchste Zeitauflösung zu erwarten. Dieser Abschnitt stellt die bisher einzigen Aufnahmen des Detektors in dieser Zeitspanne vor. Wie im Abschnitt zuvor gilt, dass im 30-Bunch-Modus des FLASH mit einer Wiederholrate von 10 Hz in erster Ordnung des Spektrometers mit einer Belichtungszeit von 5 ms gemessen wird. Insgesamt werden 1030 Einzelaufnahmen ohne Unterbrechung abgespeichert, sodass die Messzeit 101 s beträgt.

Eine Mittelung aller Einzelbilder ist in Abbildung 4.13 gezeigt. Bei der Analyse dieser Darstellung ist die Belegung der Farbskala zu beachten. Nur 16 Einheiten trennen das Maximum vom Untergrund, wobei das Hintergrundrauschen bei mindestens 388 w.E. beginnt und selbst Schwankungen bis ca. 400 w.E. enthält. Im zeitlichen Summenspektrum der gemittelten Darstellung ist keine sinnvolle Annäherung durch eine Gauß-Funktion möglich, da neben der geringen Intensität außerdem eine nicht Gauß ähnliche Form ausgebildet wird. Dafür gibt es zwei Gründe.

- Die Intensitätsverteilung ist durch den *Rolling Shutter* Effekt überlagert
- Der Jitter unterliegt einer nichtstatistischen Schwankung

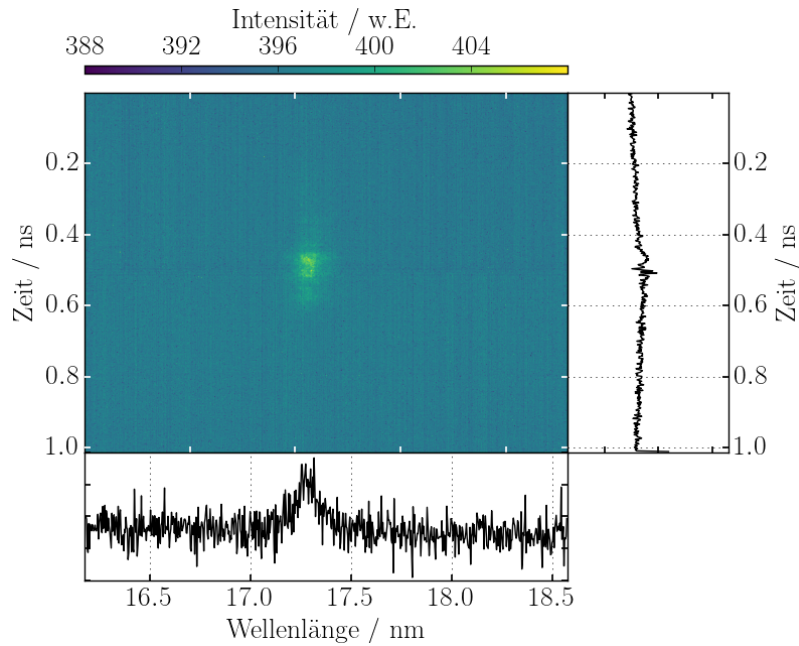


Abb. 4.13: 1030 Aufnahmen gemittelt. Ein Puls in einer Zeitspanne von 1 ns mit einer Belichtungszeit von jeweils 5 ms.

Wie bei allen Messungen der FLASH-Messzeit ist der *Rolling Shutter* eingeschaltet und überlagert die Intensitätsmessung wie in Abschnitt 4.2.2 in Abbildung 4.5 dargestellt. Bei dieser Messung treten einige Signalpeaks der Einzelaufnahmen im oberen Fünftel der Intensitätsmatrix zwischen 0 und 0,2 ns auf. Signale in diesem Bereich werden bei gleicher Originalintensität mit weniger als 8 % der maximalen Peakintensität aus dem mittleren Bereich detektiert. Eine Korrektur der Daten mit den erhaltenen Korrekturparametern aus Abschnitt 4.2.2 ist nur im mittleren Bereich zwischen ca. 0,2 und 0,8 ns sinnvoll. Außerhalb dieses Bereichs lässt sich das Signal nach der Korrektur nicht mehr vom Untergrund unterscheiden. Aus diesem Grund tragen die Messungen mit Peaks im oberen Bereich bei einer Mittelung weniger Gewicht. Durch die gefaltete Intensitätsverteilung würde sich selbst bei statistischem Schwanken der Signale keine Gauß-Verteilung ergeben. Der zweite Grund für das nicht Gauß ähnliche Profil im zeitlichen Summenspektrum ist eine periodische Abhängigkeit des Jitters. Diese wird nach der Zusammenfassung der zeitlichen Auflösung auf Seite 32 diskutiert.

Die Intensitätsverteilung bei einer Einzelaufnahme ist wie erwartet mit einer kurzen zeitlichen Halbwertsbreite und einer hohen Intensität zu beobachten (vgl. Abb. 4.14). Alle 1030 Einzelaufnahmen weisen ein ähnliches Profil im zeitlichen Summenspektrum auf, einzig die zeitliche Position unterscheidet sich zwischen 0 und 0,6 ns.

Zur Bestimmung der maximalen zeitlichen Auflösung sind 10 Einzelaufnahmen zufällig ausgewählt, bei denen das zeitliche Summenspektrum über einer kalibrierten Zeitachse geplottet wird, um den Intensitätsverlauf mit einer Gauß-Funktion anzunähern. Diese

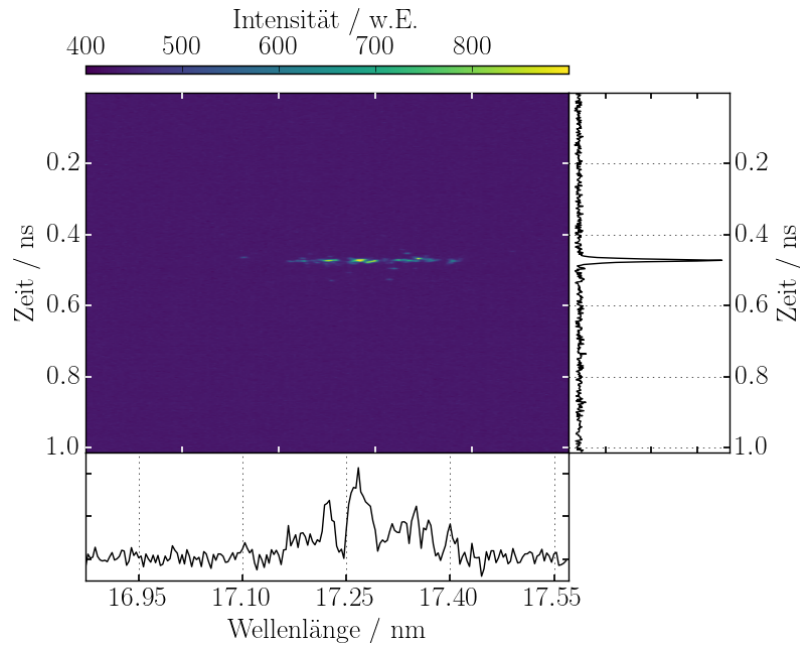


Abb. 4.14: Einzelaufnahme eines Pulses bei einer Zeitspanne von 1 ns mit einer Belichtungszeit von 5 ms.

Vorgehensweise ist in Abbildung 4.15 beispielhaft gezeigt. Die erhaltenen Fitparameter für die zentrale Zeit t_c und der Halbwertsbreite $FWHM_{1\text{ ns}}$ sind in Tabelle 4.3 abzulesen.

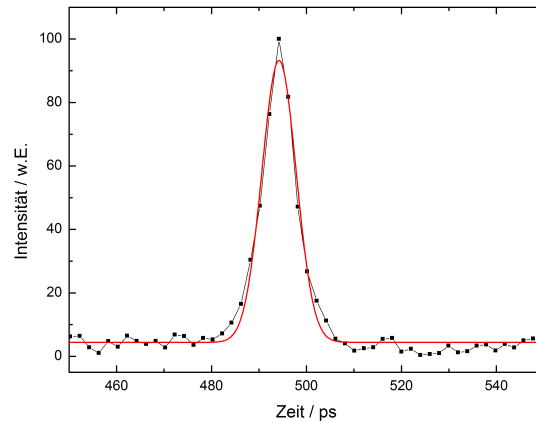


Abb. 4.15: Ausschnitt des Intensitätsverlaufs des zeitlichen Summenspektrums der Abbildung 4.14 auf 100 normiert. In rot ist eine Gauß-Funktion an die Messdaten in schwarz angepasst.

Die Mittelung der Halbwertsbreiten und von t_c des zeitlichen Intensitätsverlaufs in der kürzesten Zeitspanne über 1 ns ergibt

$$\overline{FWHM_{1\text{ ns}}} = (8,5 \pm 1,5) \text{ ps} \quad \text{und} \quad \bar{t}_{c, 1\text{ ns}} = (340 \pm 160) \text{ ps} \quad (4.8)$$

Das Ergebnis liegt 4,1 ps über dem vom Hersteller angegebenen Testergebnis [Ham14a]. Die Erreichbarkeit der maximalen Zeitauflösung und die Funktionsfähigkeit des Detektorsystems

kann mit diesem Ergebnis teilweise bestätigt werden. Eine Verbesserung der zeitlichen Auflösung ist durch die optimale Fokussierung des optischen Linsensystems direkt vor dem Auslesechip zu erreichen. Bereits in der Auswertung der Halbwertsbreite im *Fokus*-Modus ist eine erhöhte *FWHM*, verglichen mit dem *Test Report*, zu erkennen. Außer dem *Test Report* liegen keine Daten vor, die zeigen können, dass das Linsensystem auf eine minimale Halbwertsbreite von 5,94 Kanälen optimierbar ist. Zu beachten ist auch die richtige Drehung der CMOS Kamera. Eine weitere Voraussetzung für eine maximale Auflösung auf der Zeitachse ist außerdem die Ausrichtung des Messchips gegenüber der Streak-Achse. Die Summation entlang einer Zeile setzt die orthogonale Ausrichtung der Zeitachse voraus. Bei einer Verkipfung verbreitert sich, durch die Summation entlang einer Zeile, das Signal im Summenspektrum. Eine quantifizierte Auswertung der Halbwertsbreiten bei einer kontinuierlichen Veränderung der Fokussiereinheit kann darüber Aufschluss geben.

Messnummer	t_c [ps]	δt_c [ps]	$FWHM_{1\text{ ns}}$ [ps]	$\delta FWHM_{1\text{ ns}}$ [ps]
3	298,1	0,4	7,7	0,8
6	278,4	0,3	7,5	0,7
11	303,1	0,3	9,2	0,7
86	227,7	0,4	10,6	0,8
147	124,3	0,3	11,0	0,8
439	523,2	0,1	6,8	0,2
567	274,7	0,2	8,3	0,5
639	236,8	0,4	7,7	0,9
802	509,6	0,1	6,6	0,2
909	592,3	0,2	9,2	0,4

Tab. 4.3: Halbwertsbreite *FWHM* und zentrale Position t_c der ultrakurzen Pulse in der Zeitspanne 1 ns.

Der auf Seite 4.2.4 bereits angekündigte zweite Grund für die nicht Gauß ähnliche Form des Intensitätsverlaufs im zeitlichen Summenspektrum der Mittelung in Abbildung 4.13 ist das nichtstatistische Verhalten des Jitters während der 101 s Messzeit. Mit der gleichen Methode wie in Abschnitt 4.2.3 wird für jede Einzelaufnahme mithilfe des Programms HPD-TA der jeweilige Fixierungspunkt bestimmt, der die ansteigende Signalfanke markiert und zur Berechnung des Jitters benutzt wird. Die manuelle Kontrolle der 1030 automatisch bestimmten Fixierungspunkte schließt 137 Messwerte für die weitere Verarbeitung aus, da der ermittelte Fixierungspunkt offensichtlich nicht mit dem Signal übereinstimmt. Für die restlichen 893 Werte ergibt sich der Jitter über die 101 s Messzeit im Mittel zu

$$\bar{J} = (140 \pm 30) \text{ ps.} \quad (4.9)$$

Der Wert $\bar{J}$ beschreibt die zeitliche Abweichung vom berechneten Mittelwert der Fixierungspunkte.

Der Jitter zwischen zwei direkt aufeinanderfolgenden Einzelaufnahmen beträgt

$$J_{\text{Einzel}} = (30 \pm 20) \text{ ps.} \quad (4.10)$$

Hier wird die Aussage getroffen, dass der zeitliche Abstand der Peaks bei zwei aufeinanderfolgenden Events deutlich geringer voneinander abweicht, als alle Events vom Mittelwert abweichen. Dies ist durch eine längere periodische Schwankung des Signals zu erklären. Es treten in den ersten Sekunden alle Peaks bei ca. 0,5 ns auf und innerhalb von 40 s wandert das Zentrum der Signalpeaks zu dem Zeitpunkt 0,2 ns. Gegen Ende der Messung wandern die Pulse wieder zum Ausgangszeitpunkt zurück. Durch diese Oszillation mit einer Periode von fast 100 s ist keine reine statistische Verteilung der Signalpulse gegeben. Dadurch ist der gemittelte Jitter keine Angabe, die das Verhalten des Detektors beschreibt. Viel wahrscheinlicher erscheint die These, dass das Triggersignal gegenüber der Strahlung längeren zeitlichen Schwankungen unterliegt.

Abschließend kann der Jitter des Detektors nicht eindeutig bestimmt werden, da es wahrscheinlich erscheint, dass der Jitter des Triggersignals den Jitter des Detektors um Größenordnungen übertrifft. Im *Test Report* wird ein Jitter von $J_{\text{Test}} = (11,02 \pm 0,05) \text{ ps}$ in der Zeitspanne von 1 ns angegeben. Dieser Wert steht nicht im Widerspruch mit dem ermittelten Jitter $J_{\text{Einzel}} = (30 \pm 20) \text{ ps}$ zwischen zwei Einzelbildern.

4.2.5 Vergleich der 10 ns und 1 ns Zeitspannen

Der Vergleich der Einzelaufnahmen in den Zeitspannen 1 und 10 ns zeigt ein bemerkenswertes Verhalten. Die beiden Abbildungen 4.16 (a) und (b) zeigen beispielhaft die, im Folgenden als *Flecken* bezeichneten, unterschiedlich intensiven, inselartigen Signale. Die Flecken zeichnen

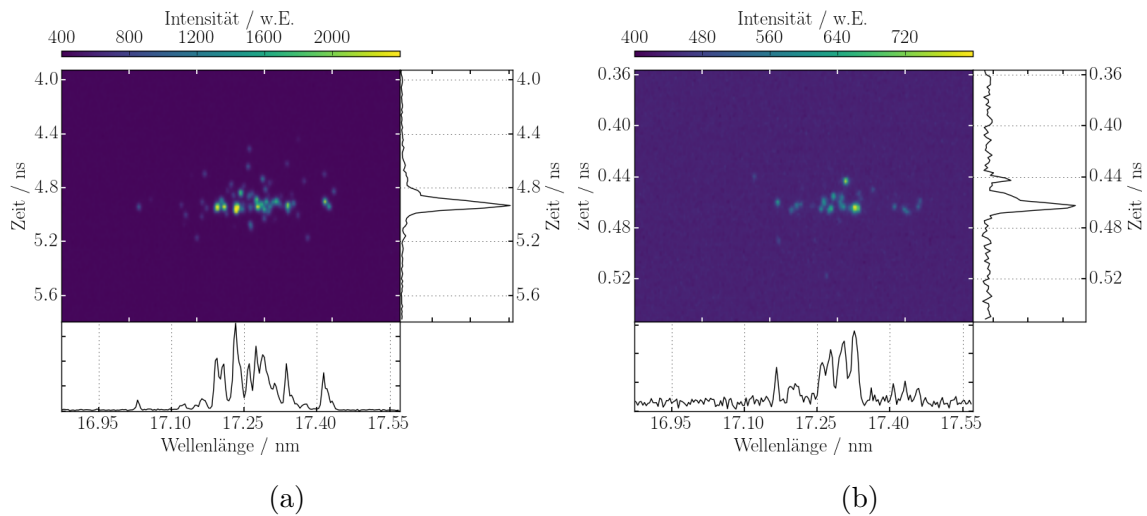


Abb. 4.16: Zwei Einzelaufnahmen in den verschiedenen Zeitspannen (a) 10 ns und (b) 1 ns, die jeweils einen Ausschnitt von 100 Zeilen und 200 Spalten zeigen.

sich durch unterschiedliche Positionen auf der vertikalen Achse aus, sind aber ebenfalls auf der horizontalen Achse getrennt voneinander zu erkennen. Die horizontale Variation ist durch den Effekt der SASE erklärt und entspricht der Erwartung aus Kapitel 2.1.3. Bemerkenswert ist bei diesem Vergleich die Fleckenausbildung auf der Zeitskala, die keiner bekannten Erklärung folgt. Beide Abbildungen (a) und (b) zeigen in Kanälen gemessen den gleichen Detektorausschnitt: jeweils 100 Zeilen und 200 Spalten. In den Abbildungen ist eine ähnliche Fleckenausbildung zu erkennen. Ähnlich bedeutet in diesem Fall, dass die Positionen zwar zufällig verteilt sind, jedoch der Abstand zum Zentrum bei beiden Zeitspannen gleich ist. Eine vergleichbare Fleckenverteilung bei zwei unterschiedlichen Zeitspannen bedeutet, dass das ankommende Signal nicht dieser Verteilung in der Zeit entspricht, sonst wären die Signale entsprechend der kalibrierten Zeitachsen bei der kleineren Zeitspanne um den Faktor 10 gestreckt.

Ein zeitliches Phänomen des Experiments zur Erklärung der vertikalen Abstände der Flecken ist damit ausgeschlossen. Ein Auftreffen der Strahlung auf unterschiedlichen Punkten der Photokathode könnte dagegen eine Erklärung liefern. Die Verwendung eines refokussierenden Gitters bildet den $3 \times 5 \mu\text{m}$ kleinen Fokuspunkt des FLASH scharf auf die $80 \mu\text{m}$ hohe Photokathode ab. Dadurch ist eine nichtvollständige Ausleuchtung der Photokathode wahrscheinlich. Die unterschiedlichen Flecken sind dann folgerichtig gleichzeitig ankommende Signale, die sich in ihrem Ort auf der Photokathode um bis zu $80 \mu\text{m}$ unterscheiden. Eine mögliche Erklärung dafür sind unterschiedliche Mikrobunche, die eine leicht divergierende Ausbreitungsrichtung besitzen. Dies bedeutet nicht, dass die Mikrobunche selbst divergieren, sondern dass verschiedene Mikrobunche nicht exakt die gleiche Ausbreitungsrichtung haben. Unabhängige Mikrobunche haben nicht zwingend eine unterschiedliche Ausbreitungsrichtung, allerdings entsprechen die Unterschiede ca. 6 m hinter dem Fokus nur einer räumlichen Differenz von einigen μm . Dies korrespondiert mit einem Divergenzwinkel von 0,01 mrad zwischen zwei Ausbreitungsrichtungen.

Weiterhin ist anzumerken, dass die Fokussierung der FEL Strahlung mit der KB-Optik auf Kosten einer Strahlungsdivergenz von $0,5^\circ$ im Fokuspunkt stark gebündelt ist. Beim Eintritt der Strahlung in die Gitterkammer, ca. 2,9 m hinter dem Fokuspunkt, beträgt der Strahldurchmesser 50 mm. Der Innendurchmesser der Rohre beträgt nur 40 mm, sodass ca. 36% der Strahlung an der Rohrrinnenseite reflektiert wird. Bei diesem nicht zu vernachlässigenden Anteil an reflektierter Strahlung ist die Detektion von Reflexen nicht ausgeschlossen. Ein verlängerter Weg von ca. $100 \mu\text{m}$ führt zu einer Zeitdifferenz von 0,4 ps. Diese Zeitdifferenz kann die Flecken in keiner der Zeitspanne ausreichend erklären und spielt höchstens eine untergeordnete Rolle. Trotzdem können die Reflexe ebenfalls zu einem unterschiedlichen Auftreffort auf der Photokathode führen. Der Effekt wirkt sich gleichermaßen, wie eine unterschiedliche Ausbreitungsrichtung der Mikrobunche aus. Die beiden Effekte können sich unabhängig voneinander verstärken. Aus Erfahrung haben Reflexe allerdings eine willkürli-

che Intensitätsverteilung, sodass die Erklärung durch Mikrobunche mit unterschiedlichen Ausbreitungsrichtungen plausibler ist.

Der Abstand vom frühesten bis zum spätesten bzw. vom obersten bis zum untersten Flecken beträgt bis zu 33 Zeilen. Dies entspricht 60 ps in der 1 ns Zeitspanne bzw. 0,6 ns in der 10 ns Zeitspanne. Die 80 μm hohe Photokathode wird im *Fokus*-Modus mit einer Halbwertsbreite von 7,8 Kanälen unter sonst gleichen Einstellungen abgebildet. Mit Testbedingungen des Herstellers ergibt sich eine minimale Halbwertsbreite von 2,2 Kanälen, dabei ist eine volle Ausleuchtung der Photokathode vorausgesetzt, während in dem vorliegenden Experiment auch im *Fokus*-Modus keine volle Ausleuchtung sichergestellt ist. Dadurch kann die Halbwertsbreite unter den Experimentbedingungen mit voller Ausleuchtung der Photokathode noch höher ausfallen, als berechnet.

Zusammengefasst lassen sich durch die gesammelten Argumente der zeitliche bzw. örtliche Abstand der Flecken erklären. Es ist an dieser Stelle aber nicht durch eine wissenschaftliche Beweisführung nachhaltig festzuhalten, dass die Flecken durch gleichzeitige Signale mit unterschiedlichen Auftreffhöhen auf der Photokathode zustande kommen.

Zwei Strahlzeiten wurden im BESSY an dem Undulator U125-2 / 10 m *normal incidence monochromator* (NIM) durchgeführt. Die Synchrotronstrahlung an diesem Strahlrohr zeichnet sich durch die einstellbare Photonenenergie von ca. 4 bis 40 eV, die mit einer hohen Auflösung zur Verfügung steht, aus. Außerdem führt der *Hybridbunch*-Modus zu einer periodischen Zeitstruktur der Synchrotronstrahlungsintensität, die zur Bestimmung der Zeitauflösung der Streak-Kamera benutzt wurde, auf die in dieser Arbeit jedoch nicht eingegangen wird. In den folgenden Abschnitten ist beschrieben, wie die Parameter der Belichtungszeit und die Quanteneffizienz der Photokathode des Detektorsystems bestimmt werden können. Zunächst wird der experimentelle Aufbau beschrieben und anschließend werden die Ergebnisse vorgestellt und diskutiert.

5.1 Experimenteller Aufbau

Die Strahlung des Undulators wird in einen Monochromator mit senkrechtem Einfall und einer Armlänge von 10 m inklusive variablen Eingangs- und Ausgangsspalten gelenkt. Der Undulator sowie die optischen Elemente des Strahlrohres sind für eine Photonenenergie von 7 – 40 eV vorgesehen. Durch die Armlänge, die Liniendichte von 300 l/mm des Gitters und die präzisen Spalten ist eine Energieauflösung von $E/\Delta E = 100.000$ erreichbar [RBS01]. Die aufgenommenen Daten werden mit einer Eintrittsspaltöffnung von 50 μm und einer Austrittsspaltöffnung von 100 μm durchgeführt, wodurch sich die Auflösung auf ca. 2000 reduziert. Hinter dem Austrittsspalt wird die Strahlung durch zwei Platin beschichtete Toroid-Spiegel refokussiert, sodass im Fokus des letzten Spiegels eine Fokusgröße von $(80 \times 100) \mu\text{m}^2$ (hor. $\times$ vert.) und eine Divergenz von $(5,5 \times 12) \text{ mrad}$ erreicht wird [10m15].

Da die Elektronen nicht gleichmäßig in dem Speicherring verteilt sind, sondern in Paketen bzw. Bündeln (engl. *bunch*) auftreten, hat die entstehende Strahlung eine gepulste Zeitstruktur. In BESSY haben die Pulse eine zeitliche Länge von ca. 2 ps [Hel16]. Bei der Befüllung des Speicherrings mit den Elektronenpaketen wird zwischen den Modi *Single*-, *Multi*- und *Hybridbunch* unterschieden. Der zeitliche Abstand zweier Elektronenpakete ist im *Multibunch*-Modus kleiner als im *Singlebunch*-Modus. Außerdem sind in den Elektronenpaketen des *Singlebunch* im Gegensatz zum *Multibunch* mehr Elektronen enthalten und die Elektronenpakete haben einen größeren Abstand zu den Nachbarpaketen. Ein typischer Abstand im *Multibunch*-Modus ist $\Delta t = 2 \text{ ns}$.

Eine Messung außerhalb des Fokus erlaubt den parallelen Aufbau von zwei Experimenten, wobei in dieser Arbeit ausschließlich die Messdaten der Streak-Kamera betrachtet werden. Die Streak-Kamera ist in Synchrotronstrahlrichtung 1,7 m hinter dem Fokus des letzten Refokussierspiegels angeordnet und wird direkt mit der monochromatisierten Synchrotronstrahlung bestrahlt. Mit der angegebenen Divergenz ergibt sich eine Strahlfläche von $(18,8 \times 40,9) \text{ mm}$ an dem Detektor. Zu diesen makroskopischen Größen sei angemerkt, dass diese nicht der Beobachtung bei fast zwei Meter Entfernung vom Fokuspunkt entsprechen.

Mit diesem Aufbau wird die relative Quanteneffizienz des Detektors bei Photonenenergien zwischen 7 und 26 eV in Abschnitt 5.3 bestimmt. Außerdem wird die Synchrotronstrahlung als Röntgenstrahlungsquelle benutzt, um eine optimale Belichtungszeit der CMOS im folgenden Abschnitt zu bestimmen.

5.2 Analyse der Belichtungszeit

Die Belichtungszeit der CMOS Kamera ist ein Messparameter, der Einfluss auf die Qualität der Daten hat. Im *Fokus*-Modus wird eine Belichtungszeit von mindestens 100 ms empfohlen, um möglichst viel Signal aufzusammeln [Ham14b]. Während des Streak-Verfahrens wird der Fluoreszenzschirm innerhalb der Zeitspanne zwischen 1 ns und 1 ms angeregt. Ab diesem Zeitpunkt bis zum Ende der Belichtungszeit sammelt der CMOS Sensor Ladung proportional zur Intensität auf. Bei einer längeren Belichtungszeit ist das Rauschen von Pixel zu Pixel beim Auslesen geringer, jedoch emittiert der Fluoreszenzschirm mit der Zeit exponentiell weniger Licht, sodass das Signal-zu-Rausch Verhältnis (SRV) bei langen Zeiten ebenfalls sinkt.

Die Belichtungszeit wird unter sonst konstanten Bedingungen zwischen 1 und 5 ms in 0,5 ms Schritten verändert. 1 ms ist die kürzeste einstellbare Belichtungszeit und 5 ms ist die längste Belichtungszeit, bei der noch eine Messung mit maximaler Auslesefrequenz von 200 Hz möglich bleibt. Die Photonenenergie des Monochromators des Strahlrohres wird bei maximalem Photonenfluss bei ca. 22 eV betrieben. Die Streak-Kamera misst im *Operate*-

Modus mit einer MCP Verstärkerspannungseinstellung von 40, die etwa 750 V entspricht. 3000 Einzelaufnahmen werden analog integriert abgespeichert.

Die über 3000 Einzelaufnahmen analog integrierte Intensitätsmatrix für jeden Belichtungszeit-schritt wird unterteilt in einen Bereich mit Signal und in den restlichen Hintergrundbereich. Der Mittelwert der Intensität der Bildpunkte in dem jeweiligen Bereich wird bestimmt. Die Varianz der Intensitäten der Bildpunkte aus dem Hintergrundbereich zeigt, inwieweit die Signalaufnahme vom Rauschen beeinträchtigt ist. Der gemittelte Signal- und Hintergrundwert, sowie die Varianz des Hintergrundbereiches sind in Abbildung 5.1 mit einer getrennten y-Achsen Darstellung für Intensität in schwarz, links und Varianz in blau, rechts gezeigt.

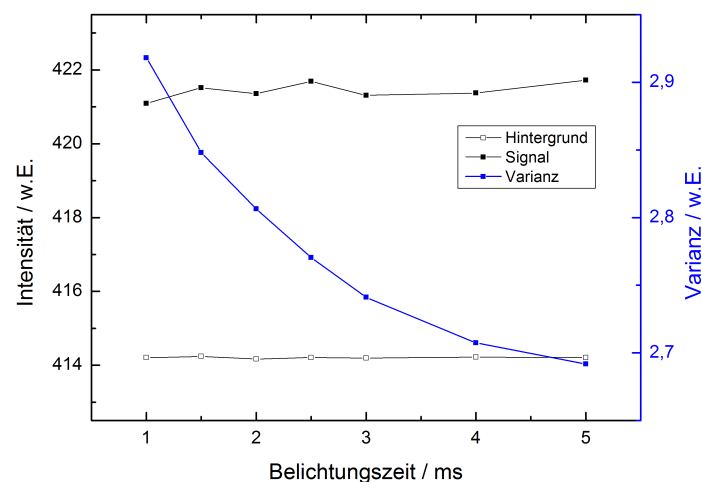


Abb. 5.1: Gemittelte Intensitäten im Signal- bzw. Hintergrundbereich in schwarz für verschiedene Belichtungszeiten der CMOS Kamera. In blau ist die Varianz der Intensität im Hintergrundbereich gezeigt. Die Farben zeigen an, auf welcher y-Achse der Wert abzulesen ist.

Auffällig ist, dass die Mittelwerte der Intensitäten für Hintergrund- und Signalbereich nahezu konstant für verschiedene Belichtungszeiten sind. Hingegen ist die Varianz im Hintergrundbereich eindeutig monoton fallend bei steigender Belichtungszeit. Bei der Angabe des SRV gibt es verschiedene Methoden das Verhältnis zu berechnen. Eine intuitive Methode betrachtet das Verhältnis von Signalamplitude zu Rauschamplitude. Dabei gilt die Differenz von Signal- und Hintergrundmittelwert als Signalamplitude und die Varianz des Hintergrundsignals als Rauschamplitude. Bei der recht konstanten Signalamplitude von ca. $421 - 414 = 7$ w.E. und einer sinkenden Varianz ergibt sich ein steigendes Signal-zu-Rausch Verhältnis bei steigender Belichtungszeit. Für eine Millisekunde gilt $SRV = 4,03$ und für 5 ms ergibt sich das maximale Verhältnis zu $SRV = 4,58$. Betrachtet man als Rauschamplitude die Differenz von Hintergrundmittelwert und Hintergrundmaximalwert, so ergibt sich für das SRV stets eine Zahl kleiner als Null, da die Maximalwerte über dem Signalmittelwert liegen.

Für diese Messung ist vorausgesetzt, dass die eintreffenden Synchrotronintensität über den Zeitraum der gesamten Messdauer aller Belichtungszeitschritte konstant ist. Diese Annahme wird während des Experiments live kontrolliert. Die Intensitätsschwankungen liegen unter einem viertel Prozent und sind vernachlässigbar für die Auswertung.

Zusammenfassend kann keine eindeutige Empfehlung für eine spezielle Belichtungszeit gegeben werden. Generell sind längere Belichtungszeiten zu bevorzugen, da die Varianz des Rauschsignals abnimmt. Der Effekt des abklingenden Fluoreszenzschirms scheint in dem Zeitfenster unterhalb von 5 ms keinen entscheidenden Einfluss zu generieren.

5.3 Relative Quanteneffizienz zwischen 7 und 26 eV

Die Quanteneffizienz (QE) des Detektorsystems ist abhängig von allen signalverarbeitenden Teilstücken. Relevant sind die Photokathode, das Anodengitter, die Elektronenoptik der Streak-Röhre, die beiden Phosphorschirme, die Fiberglasplatte, das MCP, das Linsensystem und die CMOS-Kamera. Diese Aufzählung berücksichtigt die Reihenfolge bei der Signalverarbeitung, sodass zunächst die Quanteneffizienz der Photokathode entscheidend ist und im letzten Verarbeitungsschritt die QE der CMOS-Kamera. Die Quanteneffizienz dieser Bauteile ist grundsätzlich unabhängig voneinander und jede QE ist jeweils als Photonen- bzw. Elektronenenergieabhängig anzunehmen. Bei der Detektion der ankommenden Photonen sorgt bereits die Elektronenoptik als drittes Element für eine Filterung der hoch energetischen Elektronen (vgl. Abschnitt 3.2). Alle weiteren Elemente des Detektorsystems verarbeiten Photonen bzw. Elektronen der gleichen Energie, unabhängig von der ankommenden Wellenlänge auf der Photokathode. Die Durchlässigkeit des Anodengitters wird als unabhängig von der kinetischen Energie der Elektronen angenommen. Ebenfalls wird bei der Filterung der Elektronen nach Energien davon ausgegangen, dass dieser Filter alle niederenergetischen Elektronen durchlässt und alle Elektronen oberhalb eines Schwellenwertes blockiert.

Ausschließlich die Photokathode unterliegt einer Photonenenergieabhängigen QE, falls die getroffenen Annahmen berücksichtigt werden. Das Ziel dieses Experiments ist die Bestimmung der relativen QE der Photokathode. Relativ bedeutet in diesem Fall, dass die gemessenen Intensitäten bei verschiedenen Photonenenergien relativ zueinander verglichen werden. Eine Bestimmung der absoluten QE ist nur für das gesamte Detektorsystem möglich und hängt stark von variablen Parametern, wie die Verstärkerspannung am MCP, der Belichtungszeit der CMOS-Kamera und so weiter (usw.) ab, sodass eine Auswertung ausschließlich für eine Einstellungskonstellation gültig ist. Zusätzlich ist ein kalibrierter Detektor zur Normierung des Eingangssignals notwendig, der die gleichen Anteile der Strahlung detektiert wie die Streak-Kamera. Diese Umstände stufen eine Analyse der absoluten QE als nicht zweckmäßig ein. Sinnvoll hingegen ist die Auswertung der relativen QE, um bei zukünftigen Experimenten eine energiekalibrierte Intensitätsmessung durchführen zu können.

5.3.1 Auswertung der relativen Quanteneffizienz

Die Photonenenergie wird in Schritten von 0,5 eV zwischen 7 und 40 eV variiert. Die Bandbreite der anregenden Photonen liegt je nach Energie in dem Bereich zwischen 2 und 50 meV. Bei jedem Energieschritt wird über eine Messdauer von 50 s die Intensität mit der Streak-Kamera integriert gemessen. Parallel zu dieser Messung wird ein elektrischer Strom am letzten Refokussierspiegel des Strahlrohres abgegriffen, der zur Normierung der gemessenen Intensität auf den eintreffenden Strahlungsfluss dient.

Alle Parameter der Streak-Kamera sind während der gesamten Messung konstant. Im *Fokus*-Modus werden mit einer Messfrequenz von 200 Hz und einer Belichtungszeit von 5 ms pro Energieschritt insgesamt 10.000 Einzelbilder analog integriert und abgespeichert. Die Verstärkerspannung am MCP ist auf „63“ im Messprogramm eingestellt, was 900 V maximaler Spannung entspricht. Parallel wird am letzten Refokussierspiegel ein Photoelektronenstrom gemessen und für jeden 50 s langen Messschritt gemittelt abgespeichert, worauf in der Diskussion des Ergebnisses näher eingegangen wird. Das Experiment wird für zwei Photokathoden durchgeführt, die sich lediglich in der Höhe des Spaltes unterscheiden. Beide Kathoden bestehen aus einer 100 nm dicken Paryleneschicht und einer 30 nm dicken Schicht aus Gold. Die Höhen betragen 80 μm bzw. 200 μm .

Die Auswertung beruht auf der Extraktion der gemessenen Intensität für jeden Energieschritt unter Berücksichtigung der Normierung der Intensität auf den ankommenden Photonenfluss. In Abbildung 5.2 ist die originale Intensitätsmatrix bei der Photonenenergie von 16 eV visuell dargestellt. Die Achsen der Matrix haben für die Auswertung keine besondere Bedeutung. Im *Fokus*-Modus wird prinzipiell die Ausleuchtung der Photokathode dargestellt, wobei eine vollständige Ausleuchtung zu einer horizontalen Linie in der Mitte des Detektors mit einer Breite von wenigen Pixeln in vertikaler Richtung führt. Wie in Abbildung 5.2 erkennbar, ist die Photokathode in horizontaler Richtung nur teilweise ausgeleuchtet. Dies entspricht auch der Erfahrung beim Ausrichten des Experiments mit dem sichtbaren Lichtanteil des Undulators in nullter Ordnung des Monochromators.

Für jeden Energieschritt werden zwei Interessensbereiche der Intensitätsmatrix festgelegt. Ein Signalbereich, der das Signal umrandet und ein Hintergrundbereich, der die Hintergrundintensität festlegt. Abbildung 5.2 zeigt die Auswahl der interessanten Bereiche, die bei allen Energieschritten identisch gewählt werden. Der Mittelwert der Intensitäten im Hintergrundbereich $\bar{I}_{\text{Hintergrund}}$ wird vom Intensitätswert jedes Bildpunktes abgezogen. Anschließend wird die Summe der Intensitäten I_{Signal} aller Bildpunkte im Signalbereich berechnet. Da die Intensitäten mit einer 16 BIT Genauigkeit ausgelesen werden, entspricht der Zahlenwert eines jeden Bildpunktes einer ganzen Zahl zwischen 1 und $2^{16} = 65536$. Die Einheit ist beliebig und entsprechend nur für einen Vergleich zu benutzen, wie er in diesem Experiment vorliegt.

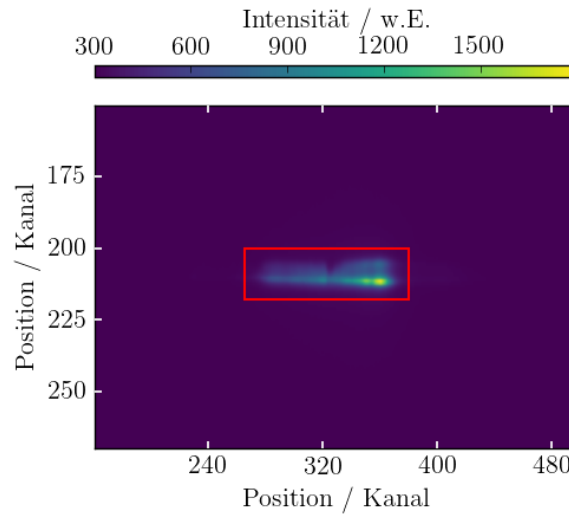


Abb. 5.2: Beispielhafte Intensitätsmatrix der Messung im *Fokus*-Modus im Energieschritt 19 eV. Außerhalb des markierten Bereichs wird der Mittelwert aller Intensitätswerte als Hintergrund berechnet. Im roten Bereich wird, nach Abzug des Hintergrundes, die Signalintensität durch Summation der Intensität über alle Bildpunkte ermittelt.

Der Strahlungsfluss ist bei diesem Strahlrohr im gescannten Bereich stark energieabhängig und schwankt um mindestens drei Größenordnungen vom Minimum bei 7 eV zum Maximum bei ca. 21 eV. Geringere Flüsse bei höheren Energien werden durch den Wechsel in die zweite Ordnung des Monochromators ausgeglichen. Ein Blazewinkel $< 1^\circ$ führt jeweils zu einem Maximum der Reflektivität des Gitters bei diesem Winkel bzw. der entsprechenden Energie [RBS01]. Diese Energie mit maximalem Fluss ist außerdem vom Undulator abhängig und unterscheidet sich in den verschiedenen Ordnungen des Monochromators. Die Messung von 7 bis 26 eV wird in der ersten Ordnung durchgeführt und mit einem Überlapp von 5 eV wird in dem Bereich von 21 bis 40 eV in zweiter Ordnung des Monochromators gemessen.

Die Kenntnis der Intensität der eintreffenden Strahlung als Normierungsfaktor wird durch eine Photonenflussmessung mit einer PtSi-Schottky Diode erlangt. Die Messdaten werden von Tobias Zimmermann vom *Institut für Optik und Atomare Physik* der *Technischen Universität Berlin* bereitgestellt. Sie stammen nicht aus der gleichen Messzeit, sondern wurden bei einem früheren Experiment am selben Strahlrohr bestimmt. Das Signal der Diode ist nicht intrinsisch proportional zur auftreffenden Intensität. Allerdings stellt der Hersteller eine kalibrierte Quanteneffizienz zur Normierung bereit, sodass eine absolute Angabe der auftreffenden Photonen pro Sekunde für jede Energie als Ergebnis der Flussmessung zur Verfügung steht. Relevant für die weitere Auswertung ist, dass die Intensität der Synchrotronstrahlung für jede Photonenenergie gemessen werden kann. Die absolute Angabe der Einheit ist in der weiteren Auswertung vernachlässigbar, da ausschließlich die relativen Intensitäten in dem untersuchten Energiebereich analysiert werden können. Der

kalibrierte Intensitätsverlauf der Synchrotronstrahlung abhängig von der Photonenenergie ist in Abbildung 5.3 dargestellt.

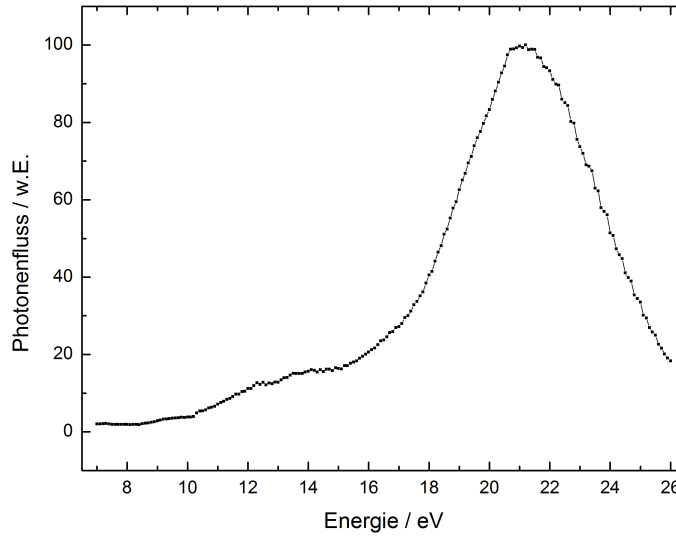


Abb. 5.3: Kalibrierter relativer Photonenfluss im Energiebereich zwischen 7 und 26 eV gemessen mit einer PtSi-Diode.

Die normierte Intensität bzw. relative Quanteneffizienz $QE(E)$ für jede Photonenenergie wird gemäß der Formel

$$QE(E) = \sum_{i \in ROI_{\text{Signal}}} \frac{I_{\text{Signal}}^i(E) - \bar{I}_{\text{Hintergrund}}(E)}{I_{\text{Diode}}(E)} \quad (5.1)$$

berechnet. Dabei meint $i \in ROI_{\text{Signal}}$ alle Bildpunkte im Signalbereich und $I_{\text{Diode}}(E)$ die Intensität der Synchrotronstrahlung für die Energie E .

Die ermittelte Quanteneffizienz in Abhängigkeit von der Photonenenergie wurde zweimal für die Photokathodenhöhe von 80 μm und einmal für die 200 μm Höhe gemessen und ausgewertet. Die Höhe hat keinen Einfluss auf die relative Quanteneffizienz, sodass drei Verläufe verglichen werden können. Dies lässt Rückschlüsse auf die Reproduzierbarkeit zu, da die Messungen von prinzipiell dem gleichen Aufbau stammen, aber die Datenaufnahme bei zwei unterschiedlichen Messzeiten mit einer zeitlichen Differenz von fünf Monaten stattfindet. Innerhalb der ersten Messzeit werden nur Energien von 10 bis 22 eV zur Charakterisierung der 80 μm Photokathode untersucht. Hingegen bieten die Daten der zweiten Messzeit einen Überblick von 7 bis 26 eV in der ersten Ordnung des Monochromators und von 21 bis 40 eV in der zweiten Ordnung. Die externen Daten zur Intensitätsmessung der Synchrotronstrahlung, gemessen mit der Diode, korrespondieren ausschließlich mit der ersten Ordnung des Monochromators. Durch diese Bedingungen ist der untersuchte Bereich auf die Energie von 7 bis 26 eV begrenzt.

Die Speicherung des Photoelektronenstroms am letzten Refokussierspiegel des Strahlrohres

zu jeder Messung wurde ebenfalls als Eingangsstrahlungsintensität zur Normierung genutzt, sodass auch die Daten im Energiebereich von 21 bis 40 eV ausgewertet wurden. Dabei ist festzustellen, dass mit der Normierung auf den Spiegelstrom keine reproduzierbaren Daten resultieren. Der Verlauf der relativen Quanteneffizienz für zwei identische Messungen unterscheidet sich bei diesem Verfahren signifikant. Zu begründen ist dies damit, dass der Spiegelstrom in dem 30 eV breiten Energiebereich materialbedingten Schwankungen unterliegt und somit nicht als proportional zum Eingangsstrahlungssignal festgehalten werden kann.

Zur besseren Vergleichbarkeit ist das Maximum aller Quanteneffizienzkurven nach dem letzten Auswertungsschritt auf 100 normiert. Durch diese Skalierung geht für einen qualitativen Vergleich der erhaltenen Kurven keine Information verloren. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.4 zusammengefasst dargestellt.

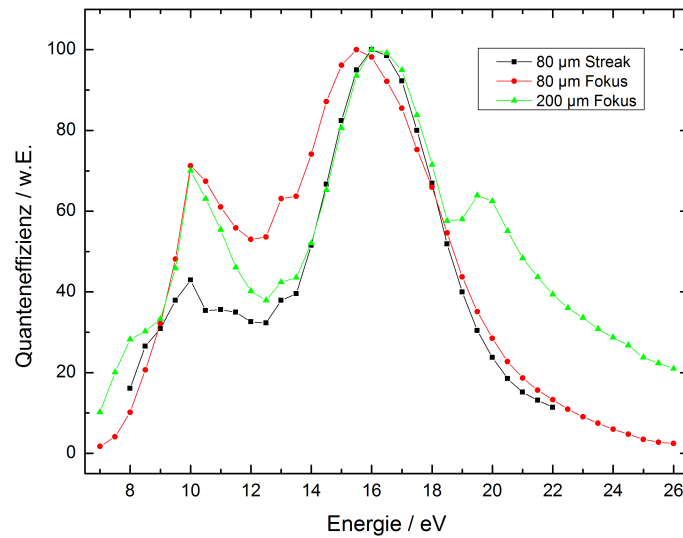


Abb. 5.4: Relative Quanteneffizienz der 80 µm bzw. 200 µm hohen Photokathode im Energiebereich von 7 bis 26 eV. Rote und grüne Daten sind im *Fokus*-Modus, die schwarzen Daten im *Operate*-Modus. Alle drei Datensätze sind bei ihrem Maximum auf 100 normiert.

Die Abbildung 5.4 zeigt in rot und schwarz die Quanteneffizienz der Photokathode mit 80 µm Höhe und in grün die Quanteneffizienz für 200 µm Höhe in Abhängigkeit der anregenden Photonenenergien von 7 bis 26 eV. Die Messungen für rot und grün sind zur Signalmaximierung in der zweiten Messzeit im *Fokus*-Modus durchgeführt, der Datensatz in schwarz ist hingegen im *Operate*-Modus gemessen.

5.3.2 Diskussion der relativen Quanteneffizienz

Bei dem Vergleich der drei Messreihen in Abbildung 5.4 ist der qualitativ Kurvenverlauf gleich. Für alle drei Messungen ergeben sich zwei Maxima bei 10 und 16 eV, bei denen das Verhältnis der Maxima, unabhängig von der Photokathodenhöhe, im *Fokus*-Modus 7 zu 10 und im *Operate*-Modus 4 zu 10 ist. Das Minimum bei 13 eV ist für die 200 μm Kathode am stärksten ausgeprägt im Vergleich zum Maximum. Außerdem erscheint ausschließlich für die 200 μm Ausführung ein weiteres Minimum bei 18,75 eV bzw. ein Maximum bei 20 eV. Bei höheren Energien nehmen alle Quanteneffizienzen vom jeweiligen Maximum auf 20 bis 3% ab. Im gesamten Energiebereich beträgt der Unterschied vom Maximum zum Minimum bis zu zwei Größenordnungen. Allerdings ist es auffällig, dass diese jeweils im Randbereich des Energiescans auftreten, und somit in Bereichen, in denen die ankommende Synchrotronstrahlung deutlich geringer ist. In diesen Bereichen ist die genaue Bestimmung der Eingangsstrahlung durch die geringere Intensität mit größerem Fehler einzuschätzen. Dies wirkt sich durch die Normierung ebenfalls auf die Quanteneffizienz aus, die entsprechend in diesen Bereichen mit größeren Fehlern zu betrachten ist.

Die Photoelektronenausbeute der verbauten Photokathode nach Anregung mit Röntgenstrahlung ist von mehreren Effekten abhängig, die in den Abschnitten 2.2 und 2.3 eingeführt sind. Um die experimentell ermittelten Quanteneffizienzkurven aus Abbildung 5.4 einordnen zu können, wird im Folgenden eine Modellierung des Experiments eingeführt. Eine von *Henke et al.* theoretisch berechnete Photoelektronenausbeute, die die Geometrie der verwendeten Photokathode berücksichtigt, ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Die Berechnung ist in zwei Schritte aufgeteilt [HKP80]. Zunächst wird die Transmission für jede Photonenenergie durch eine 100 nm dicke Parylenschicht kalkuliert. In einem weiteren Schritt wird das Verhältnis von Photoelektronen pro einfallendem Photon für eine 30 nm dicke Goldschicht in Transmissionsrichtung berechnet. Das Produkt der beiden Funktionen ergibt die in Abbildung 5.5 sichtbare Photoelektronenausbeute pro Photon für Gold und Parylene. Der Autor gibt an, dass unterhalb der Photonenenergie von 4,82 eV aufgrund der Austrittsarbeit von Gold keine Elektronenausbeute vorhanden ist. Über den Bereich von 10 eV bis 10 keV variiert die berechnete Photoelektronenausbeute von Gold zwischen einem und zehn Prozent. Speziell im überprüften Energiebereich unterhalb von 40 eV steigt die Ausbeute von ca. 1 % auf 5 % an (vgl. roter Bereich in Abb. 5.5). Die Transmission der Parylenschicht ist stark abhängig von Absorptionsbanden. Für Photonenenergien oberhalb von 100 eV ist Parylene nahezu transparent, während um 20 eV eine Absorptionsbande die Transmission um drei Größenordnungen auf ca. $1 \times 10^{-3} \%$ absenkt. Das Produkt der Transmission von Parylene und der Elektronenausbeute in Gold ist in Abb. 5.5 anhand durchgezogenen schwarzen Kurve ersichtlich und ergibt die Quanteneffizienz des Photokathodenaufbaus, der auch im Experiment benutzt wird.

Der theoretischen Vorhersage einer Minderung der Quanteneffizienz um drei Größenordnun-

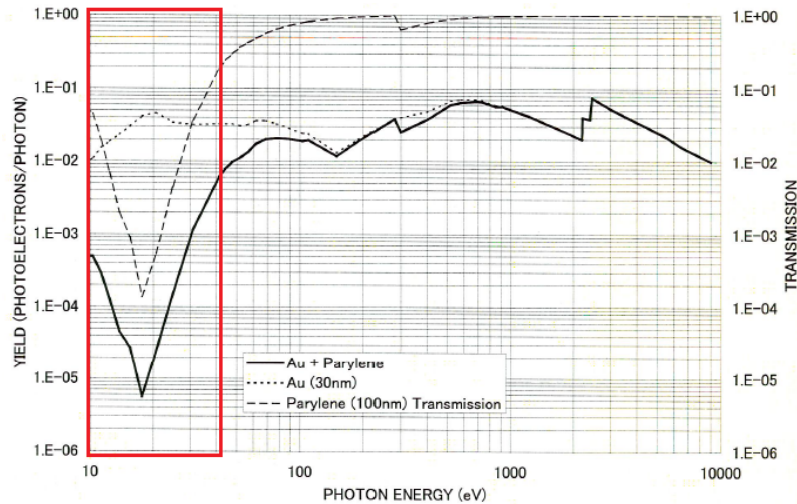


Abb. 5.5: Theoretisch berechnete Photonentransmission einer 100 nm dicken Parylene-schicht (strichliert) und die Photoelektronenausbeute einer 30 nm dicken Gold-schicht (gepunktet) bzw. das Produkt der beiden Funktionen (durchgezogen) in Abhängigkeit von der Photonenenergie zwischen 10 und 10.000 eV [HKP80]. Der experimentell überprüfte Bereich ist rot umrandet.

gen bei ca. 18 eV widerspricht die Auswertung des Experiments deutlich. Einzig im Verlauf der 200 μm Ergebnisse ist die Absorptionsbande durch Parylene wieder zu finden, allerdings mit einer geringeren Ausprägung des Minimums.

Die Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment ist nicht eindeutig zu erklären. Zum Beispiel ergeben sich Widersprüche bei den Normierungsmessungen um bis zu 1,5 eV zwischen den Energien mit maximalem Photonenfluss gemessen einerseits mit dem Spiegelstrom und andererseits mit der PtSi-Diode. Die Spiegelstrommessung kann die Eingangsintensität nicht in kalibrierter Weise bestimmen, jedoch ist diese Messung geeignet um das Maximum im Photonenfluss zu ermitteln. Bei der schrittweisen Verschiebung des Maximums der Dioden Intensitätskurve aus Abbildung 5.3 von 21 eV auf das Maximum des Spiegelstroms bei 19,5 eV ergibt sich eine eindeutige Korrelation. Eine Neuberechnung der Quanteneffizienz (QE) ergibt für die 200 μm hohe Photokathode den Verlauf, der in Abbildung 5.6 gezeigt ist. Dabei sind eine deutlichere Ausprägung des theoretisch zu erwartenden Minimums bei 18 eV und eine höhere QE in den Randenergiebereichen zu erkennen. Für verschiedene Verschiebungen der Diodenintensität ist in dem Graph die stärkste Ausprägung des Minimums gezeigt. Dies lässt vermuten, dass die Diodenflussmessung keine kalibrierte Intensitätsmessung für das vorliegende Experiment darstellt, sondern um einen Offset von 1,5 eV verschoben ist.

Die gleiche Vorgehensweise, eine korrelierte Verschiebung der Diodenintensität entlang der Energieachse, führt bei den QE der 80 μm hohen Photokathode zu keiner Ausprägung des Minimums bei 18 eV. Einzig das Minimum der QE bei 13 eV (vgl. Abbildung 5.4) verschwindet für alle Verläufe bei einer Verschiebung der Diodenintensität.

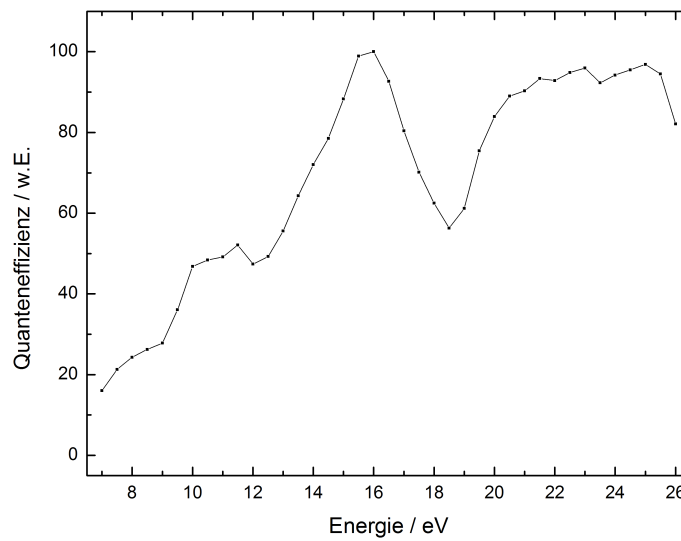


Abb. 5.6: Relative Quanteneffizienz der 200 µm hohen Photokathode im Energiebereich von 7 bis 26 eV mit 1,5 eV verschobenem Diodensignal.

Für die Interpretation der Ergebnisse ist zu beachten, dass trotz monochromatisierter Strahlung stets Photonenenergien von höheren Ordnungen bis zu 30% der Strahlungsleistung ausmachen können [RBS01]. Weiterhin findet die Messung nicht im Fokuspunkt des Strahlrohres statt, sodass durch die Divergenz nur ca. 20% der Strahlung auf den Detektor treffen. Die Strahlform ändert sich außerhalb des Fokusbereichs bei Bewegung des Gitters, sodass sich auch der Anteil der Strahlung auf dem Detektor unter Variation der Monochromatorenergie ändert.

Zusammenfassend unterliegt die Messung nicht exakt bestimmbar Schwankungen, aber innerhalb der Ungenauigkeit lässt sich trotzdem die Minderung der Quanteneffizienz bei 18 eV auf weniger als drei Größenordnungen abschätzen. Bei variierenden Auswertungswegen zeigt sich die stärkste Absorption durch Parylene, wie in Abbildung 5.6 erkennbar, mit einem Maximum-zu-Minimum-Verhältnis von 10 zu 5,5, also ca. einer halben Größenordnung.

KAPITEL 6

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Experimente zur Charakterisierung einer Röntgenfluoreszenz-Streak-Kamera durchgeführt. Hintergrund ist dabei der zukünftig angestrebte Einsatz des Detektorsystems für SASE Puls Untersuchungen an Freie-Elektronen-Lasern. Durch die Kombination mit einem geeigneten Spektrometer wurde die Tauglichkeit des Detektors überprüft und erfolgreich festgestellt, dass eine zeitliche und spektrale Auflösung der individuellen SASE Pulse möglich ist (vgl. Abbildung 4.7). Dazu sei gesagt, dass keine zeitliche Dynamik innerhalb eines Pulses aufgelöst werden kann. Jedoch ist mit der entsprechenden Streak-Zeitspanne die Möglichkeit gegeben mehrere Pulse getrennt voneinander individuell zu analysieren.

Als Röntgenstrahlungsquelle zur Charakterisierung dienten der Freie-Elektronen-Laser in Hamburg (FLASH) und das Berliner Elektronen Speichersynchrotron (BESSY). Die ultrakurzen Röntgenstrahlungspulse wurden zur Bestimmung der Zeitauflösung in verschiedenen Streak-Zeitspannen genutzt. In der kleinsten Zeitspanne von 1 ns wurde die maximale Zeitauflösung zu $(8,5 \pm 1,5)$ ps bestimmt. Als Abschätzung für alle weiteren Zeitspannen gilt, dass die Zeitauflösung ca. 0,8% der jeweiligen Streak-Zeitspanne beträgt. Eine konkrete Auswertung eines Streak-Kamera internen Jitters war nicht möglich, da dieser durch systemübergreifende Effekte außerhalb des Detektors deutlich überlagert wurde. Die Analyse des Einflusses der Belichtungszeit ergab keine relevanten Unterschiede für den Wertebereich von einer bis fünf Millisekunden. Lediglich eine unwesentliche Verkleinerung der Rauschamplitude tritt für größere Belichtungszeiten wie erwartet ein.

Durch die Auswertung der aufgenommenen Daten stellt sich als zentrale Erkenntnis heraus, dass unter keinen Umständen die Ausleseoption des *Rolling-Shutters* der CMOS Kamera

gewählt werden sollte. Der Effekt des verzerrten Intensitätsverlaufs lässt sich im Nachhinein nicht ohne Nachteile korrigieren.

Die Ergebnisse der relativen Quanteneffizienz der Gold-Photokathode im Photonenenergiebereich von 7 bis 26 eV weisen im Vergleich zum berechneten Verlauf die Gemeinsamkeit eines globalen Minimums bei 18 eV auf. Die Ausprägung ist im vorliegenden Experiment deutlich geringer. Während sich die Quanteneffizienz in der Theorie um mindestens drei Größenordnungen verringert, ergibt sich ein Maximum zu Minimum Verhältnis von höchstens fünf in den ausgewerteten Daten.

Abkürzungsverzeichnis

BESSY Berliner Elektronen Speichersynchrotron

bzw. beziehungsweise

CMOS *Complementary Metal-Oxide-Semiconductor*

FEL Freie-Elektronen-Laser

FLASH Freie-Elektronen-Laser in Hamburg

HPD-TA High Performance Digital Temporal Analyzer

KB-Optik Kirkpatrick-Baez-Optik

MCP *micro-channel plate*

NIM *normal incidence monochromator*

QE Quanteneffizienz

ROI Interessensbereich

SASE *self amplified spontaneous emission*

SRV Signal-zu-Rausch Verhältnis

usw. und so weiter

VUV Vakuumultraviolett

Literaturverzeichnis

- [10m15] *U125/2-10m-NIM*. Technical Report, Helmholtz Zentrum Berlin (2015).
- [BBC10] Berrah, N., J. Bozek, J. T. Costello, S. Düsterer, L. Fang, J. Feldhaus, M. Hoener, Y. H. Jiang, P. Johnsson, E. T. Kennedy, M. Meyer, P. Radcliffe, M. Richter, A. Rouzée, A. Rudenko, A. A. Sorokin, K. Tiedtke, K. Ueda und J. Ullrich. *Non-linear processes in the interaction of atoms and molecules with intense EUV and X-ray fields from SASE free electron lasers*. Journal of Modern Optics, 57, 1015 (2010).
- [Bee52] Beer, A. *Bestimmung der Absorption des rothen Lichts in farbigen Flüssigkeiten* (1952).
- [BGF05] Banfi, F., C. Giannetti, G. Ferrini, G. Galimberti, S. Pagliara, D. Fausti und F. Parmigiani. *Experimental evidence of above-threshold photoemission in solids*. Physical Review Letters, 94, 2 (2005).
- [Bra13] Brankner, S. Z. *Synchronization and Triggering with the ORCA-Flash 4.0 Scientific CMOS Camera*. Technical Report, Hamamatsu Corporation (2013).
- [Cod73] Codling, K. *Applications of synchrotron radiation*. Rep. Prog. Phys., 36, 541 (1973).
- [CRZ96] Chang, Z., A. Rundquist, J. Zhou, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, X. Liu, B. Shan, J. Liu, L. Niu und M. Gong. *Demonstration of a sub-picosecond x-ray streak camera*. Applied Physics Letters, 133, 1994 (1996).
- [Dem10] Demtröder, W. *Experimentalphysik 4: Kern-, Teilchen-und Astrophysik*. Springer Verlag, Berlin Heidelberg (2010).
- [Deu12] Deutsches Elektronen-Synchrotron, Hamburg. *CAMP@FLASH BL1 – A Multi-Purpose Endstation for Electron and Ion Spectroscopy, Pump-Probe, and Imaging Experiments* (2012).
- [Deu16] Deutsches Elektronen-Synchrotron. <http://www.desy.de/> (2016).

- [Ham08] Hamamatsu. *Guide to Streak Cameras*. Technical Report, Hamamatsu Photonics (2008).
- [Ham11] Hamamatsu Photonics Deutschland. *High Performance Digital Temporal Analyzer Users Manual*. Technical Report, Hamamatsu Photonics (2011).
- [Ham14a] *Test Report*. Technical Report, Hamamatsu Photonics (2014).
- [Ham14b] Hamamatsu Photonics Deutschland. *High Dynamik Range X-Ray Streak Camera C7700-31 Instruction Manual*. 1.11E (2014).
- [Hel16] Helmholtz Zentrum Berlin. http://www.helmholtz-berlin.de/forschung/oe/fg/mi-synchrotron-radiation/synchrotron/photons/bessy/index_de.html (2016).
- [HKP80] Henke, B. L., J. P. Knauer und K. Premaratne. *The characterization of x-ray photocathodes in the 0.1-10-keV photon energy region*. Journal of Applied Physics, 52, 1509 (1980).
- [Hof80] Hofmann, A. *Synchrotron Radiation from Large Electron-Positron Storage Ring LEP*. Physics Reports, 5 (1980).
- [HPT80] Hopkinson, J. F. L., J. B. Pendry und D. J. Titterton. *Calculation of photoemission spectra for surfaces of solids*. Computer Physics Communications, 19, 69 (1980).
- [HSA77] Henke, B. L., J. A. Smith und D. T. Attwood. *0.1–10-keV x-ray-induced electron emissions from solids—Models and secondary electron measurements*. Journal of Applied Physics, 48, 1852 (1977).
- [HSR05] Hüfner, S., S. Schmidt und F. Reinert. *Photoelectron spectroscopy - An overview*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 547, 8 (2005).
- [Jac99] Jackson. *Classical Electrodynamics*. John Wiley & Sons, Inc., 3 Auflage (1999).
- [Kan66] Kane, E. O. *Simple model for collision effects in photoemission*. Physical Review, 147, 335 (1966).
- [KB48] Kirkpatrick, P. und a. V. Baez. *Formation of optical images by X-rays*. Journal of the Optical Society of America, 38, 766 (1948).
- [LB93] L Huillier, A. und P. Balcou. *High-Order Harmonic Generation in Rare Gases with a 1-ps 1053-nm Laser*. Physical Review Letters, 70, 774 (1993).
- [Li12] Li, B. *X-Ray Photon Temporal Diagnostics for the European XFEL*. Technical Report (2012).
- [MFG10] Mode, O. S., M. Frame und R. Global. *Revisiting Gen I- and Gen II-sCMOS Cameras for Live-Cell Fluorescence Imaging - Global Shutter vs Rolling Shutter -*. Technical Report, Hamamatsu Photonics K.K. (2010).
- [MKF16] Murnane, M. M., H. C. Kapteyn, R. W. Falcone, M. M. Murnane und R. W.

- Falcone. *X-ray streak camera with 2 ps response*. Applied Physics Letters, 1948, 10 (2016).
- [MKR90] Murnane, M. M., H. C. Kapteyn, M. D. Rosen und R. W. Falcone. *Ultrafast X-ray Pulses from Laser-Produced Plasmas*. Science, 102 (1990).
- [Pyt16] Python Software Foundation. <https://www.python.org/> (2016).
- [RBS01] Reichardt, G., J. Bahrddt, J. Schmidt, W. Gudat, A. Ehresmann, N. Schwentner und S. Sasaki. *A 10 m-normal incidence monochromator at the quasi-periodic undulator U125-2 at BESSY II*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 468, 462 (2001).
- [Rön95] Röntgen, W. C. *Über eine neue Art von Strahlen*. Stahel'schen k. Hof- u. Univers.-Buch- u. Kunsthandlung in Würzburg (1895).
- [Row83] Rowland, H. A. *On concave gratings for optical purposes*. Philosophical Magazine Series 5, 16, 197 (1883).
- [SBP00] Shepherd, R., R. Booth, D. Price, M. Bowers, D. Swan, J. Bonlie, B. Young, J. Dunn, B. White, R. Stewart, R. Shepherd, R. Booth, D. Price, M. Bowers, D. Swan, J. Bonlie, B. Young, J. Dunn, B. White und R. Stewart. *Ultrafast x-ray streak camera for use in ultrashort laser-produced plasma research*. Review of Scientific Instruments, 719, 10 (2000).
- [Sch49] Schwinger, J. *On the Classical Radiation of Accelerated Electrons*. Physical Review, 75, 1912 (1949).
- [Sch98] Schwinger, J. *Classical electrodynamics*. Westview Press (1998).
- [Sch13] Schmüser, P. *Free Electron Lasers*. Plenum Press - New York and London (2013).
- [SDR08] Schmüser, P., M. Dohlus und J. Rossbach. *Ultraviolet and Soft X-Ray Free-Electron Lasers: Introduction to Physical Principles, Experimental Results, Technological Challenges*, Volume 229. Springer, Berlin Heidelberg (2008).
- [Ter95] Ternov, I. M. *Synchrotron radiation*. Springer, 281, 429 (1995).
- [TH56] Tombouliau, D. H. und P. L. Hartman. *Spectral and Angular Distribution of Ultraviolet Radiation from the 300-Mev Cornell Synchrotron*. Physical Review, 102, 1423 (1956).
- [WB78] Winick, H. und A. Bienenstock. *Synchrotron Radiation Research*. Ann. Rev. Nucl. Sci., 281, 429 (1978).
- [Wil11] Willmott, P. *An Introduction to Synchrotron Radiation: Techniques and Applications*, Volume 53. Wiley (2011).
- [Zho05] Zholents, A. *Method of an enhanced self-amplified spontaneous emission for x-ray free electron lasers*. Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams, 8, 40701 (2005).