

# Kapitel 4

## Synchronisation eines Titan:Saphir-Lasers auf den BESSY-Speicherring

Die Pump-Probe-Technik ist eine bewährte Methode innerhalb der Ultrakurzzeitspektroskopie (s. Kap. 2.2). Die dabei erreichbare zeitliche Auflösung ergibt sich nicht nur aus der Pulsbreite der verwendeten Lichtpulse, sondern auch aus der Synchronisationsgenauigkeit von Pump- und Probepuls. Der Anregungspuls definiert den zeitlichen Ursprung  $t = 0$ , während ein verzögerter Probepuls den Entwicklungszustand des transient angeregten Systems zu einem späteren Zeitpunkt  $t$  abfragt. Ist die Verzögerungszeit mit einer Unsicherheit  $\Delta t$  behaftet, so verliert die Messung an zeitlicher Auflösung. Bei Laser-Laser-Experimenten wird typischerweise der Strahl durch einen Strahlteiler in einen Pump- und einen Probestrahl aufgespalten. Der Probestrahl wird im weiteren Verlauf zeitlich verzögert und auf der Probe wieder mit dem Anregungsstrahl zusammengeführt. Zusätzlich kann in einem der optischen Arme ein Frequenzverdoppler, Verdreifacher oder eine sonstige parametrische Einheit zur Frequenzkonversion eingesetzt werden (Mehrfarboxperimente: 2C-2PPE). In diesem Fall sind Pump- und Probepuls automatisch synchronisiert, da sie durch Aufspaltung desselben Pulses entstehen. Prinzipbedingt sind damit die Wellenlängen von Pump- und Probepuls nicht frei wählbar, durch Summen- oder Differenzfrequenzmischen können dennoch weite Wellenlängenbereiche überdeckt werden.

Die Kombination eines Lasers mit einem Synchrotronspeicherring gibt die Möglichkeit, Wellenlängen von Pump- und Probepuls völlig unabhängig voneinander einzu-

stellen. Mit dem Synchrotron steht eine kontinuierlich über einen sehr weiten Bereich durchstimmbare Lichtquelle zur Verfügung. Damit ist es möglich (s. Kap. 1 und 2.2.2), die Klasse der Pump-Probe Experimente auf den VUV und Röntgenbereich zu erweitern.

Jede Synchronisierung eines Lasers auf einen Synchrotronspeicherring muß sich in das durch das Synchrotron vorgegebene periodische Zeitschema einpassen. Die Synchrotronstrahlung bei BESSY I ist mit 4,8 MHz (Singlebunch Modus - SB) bzw. mit 500 MHz (Multibunch Modus - MB) periodisch. Der Einsatz eines Titan:Saphir-Lasers mit einer Repetitionsfrequenz um 80 MHz stellt einen annehmbaren Kompromiß dar - insbesondere für eine Synchronisierung im Multibunch-Modus.

Die Pulsfolgefrequenz  $f_{rep}$  des Lasers ergibt sich aufgrund der passiven Modenkopplung aus der aktuellen Resonatorlänge des Ti:Sa-Lasers. Um die Repetitionsrate und Phase des Lasers auf das Synchrotron zu synchronisieren, muß die Resonatorlänge des Lasers aktiv geregelt werden. Es wird also der freilaufende Laseroszillator auf einen Referenzoszillator synchronisiert. Als Referenz dient hier der BESSY Masteroszillator, der auch den Hochfrequenzresonator im Speicherring taktet.

Die Bestimmung der Synchronisationsgenauigkeit wurde im Single- und Multibunch durchgeführt. Problematisch ist die Tatsache, daß die Bunche selbst mit einem nicht unerheblichen Jitter behaftet sind. Die verwendete Regelung synchronisiert den Laser auf den BESSY Masteroszillator und berücksichtigt daher ein Abweichen der Bunche von ihrer Sollage nicht.

Die in dieser Arbeit gezeigten Messungen am System  $C_{60}$ /Nickel und an Halbleitoberflächen wurden im Singlebunch durchgeführt. Für das Experiment an  $C_{60}$ /Nickel wurde mit einer vorläufigen Regelung gearbeitet (s.u.). Zwei verschiedene Regeltechniken wurden erprobt und verglichen: Die Detektion der Phase mit einem *digitalen* Fensterkomparator und einem *analogen* Diodenmischer.

## 4.1 Laser

Entsprechend der Synchrotron-Pulsstruktur (s. Kap. 4.5) wird man unterschiedliche Lösungen für die Laser-Synchrotron Synchronisation anstreben, je nachdem, ob ein Experiment im Singlebunch (SB) oder Multibunch (MB) durchgeführt werden soll. Im Falle des Multibunches erhält man Synchrotronpulse mit 500 MHz Folgefrequenz, also mit einem Puls-zu-Puls-Abstand von 2 ns. Beim Singlebunch bei BESSY I beträgt dieser Abstand 208 ns. Im Falle des MB ist also ein sehr hochrepetierendes Lasersystem gewünscht.

Wir entschieden uns für die Verwendung eines kommerziellen Ti:Saphir Lasers mit ca. 80 MHz Repetitionsfrequenz (ca. 12 ns Pulsabstand). Obwohl hier im MB nur für jeden sechsten Synchrotronpuls ein Laserpuls verfügbar ist, stellt diese Anordnung einen akzeptablen Kompromiß dar. Wenn die Laser-Resonatorlänge entsprechend verändert wird, läßt sich der 80 MHz Laser auch auf den SB synchronisieren, wie weiter unten in Kap. 4.5 beschrieben wird. Allerdings ergibt sich dann ein noch ungünstigeres Verhältnis der Repetitionsraten. Das Zeitintervall zwischen zwei Laserpulsen beträgt 13 ns, während die Synchrotronpulse nur alle 208 ns kommen. Es liegt auf der Hand, daß solch ein ungleiches Verhältnis von Laser- und Synchrotron Repetitionsrate einerseits zu Ungunsten des Signal-Rauschverhältnisses ausfällt und andererseits das verfügbare Zeitfenster für Pump-Probe-Experimente drastisch einschränkt. Dieses wird durch die jeweils größere der Repetitionsraten bestimmt. Alternative Lasersysteme, insbesondere für den SB, werden allerdings erst zu einem späteren Zeitpunkt an dieser Facility zum Einsatz kommen.

### 4.1.1 MIRA 900

Ein kommerzielles Titan-Saphir-Lasersystem (Coherent Mira 900) mit 80 MHz Repetitionsrate ist sowohl für Singlebunch- als auch für Multibunch-Experimente benutzt worden. Wir werden in Abschnitt 4 sehen, daß dies keine optimale Anpassung von Laser- und Synchrotronrepetitionsrate ermöglichen kann, stellt aber bzgl. grundlegender technischer Fragen zur Laser-Synchrotron-Synchronisation keinerlei Einschränkung dar.

Der Aufbau des Titan-Saphir-Lasers (Coherent Mira 900) ist schematisch in Abb. 4.1 gezeigt. Als Pumplaser dient ein 8 W Argon-Ionen-Laser (Coherent Innova 300). Der Ti:Saphir Oszillator arbeitet nach dem Prinzip der passiven Kerrlinsen-Modenkopplung (siehe z.B. [Her94]). Er kann mit entsprechendem Spiegelsatz Piko- bzw. Femtosekundenpulse erzeugen. Der Strahlengang für die Femtosekundenvariante ist in Abb. 4.1 gestrichelt gezeichnet. Durch Einbringen des Prismas P1 wird der Strahl abgelenkt und über den Spiegel M6 und das Prisma P2 auf den Endspiegel M7 des Femtosekundenoszillators geführt. Pulsdauern liegen bei 4 ps bzw. 200 fs. Die gemittelte Ausgangsleistung bei 80 MHz beträgt 900 mW, was einer Pulsenergie von 11 nJ entspricht. Die Wellenlänge läßt sich in einem Bereich von 780-820 nm variieren.

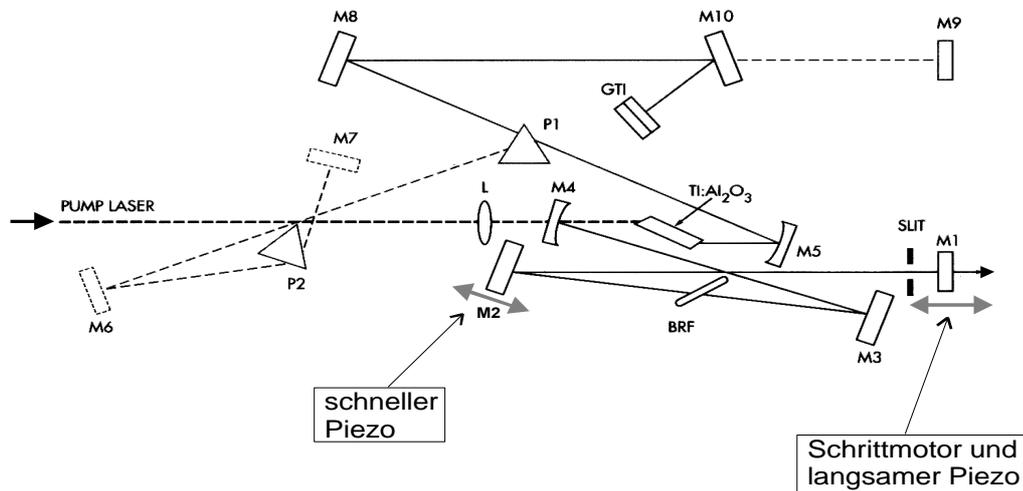


Abbildung 4.1: Strahlführung im Titan:Saphir-Laser. Durchgezogene Linie: Pikosekundenvariante; dünne gestrichelte Linie: Femtosekundenvariante. Der schnelle Piezo bewegt den Faltungsspiegel M2. Der Auskoppelspiegel M1 kann mit einem Schrittmotor und einem langsamen Piezo verfahren werden.

Im Femtosekundenbetrieb wird die Dispersion mit Prismen (P1, P2) kompensiert. Aufgrund der Gruppengeschwindigkeitsdispersion (GVD), insbesondere im Laserkristall, wird der Puls positiv geschirpt. Ein positiver Chirp bedeutet, daß die langwelligen Komponenten schneller als die kurzwelligen propagieren, was zu einer Verlängerung des Pulses führen würde. Dies wird durch ein Prismenpaar ausgeglichen, das so angeordnet ist, daß die langwelligen Komponenten einen längeren Weg zurücklegen. Bei korrekter Justage wird die GVD minimiert, so daß Pulsbreiten von 200 fs erreicht werden. Die

Wellenlängenselektion erfolgt mit einem doppelbrechenden Filter (BRF) (s. Abb. 4.1).

In der Pikosekundenversion wird die Dispersion mit einem Gires-Tournoiser-Interferometer (GTI) kompensiert (siehe z.B. [KWP92]). Dazu befindet sich wenige  $\mu\text{m}$  vor dem Endspiegel eine halbverspiegelte planparallele Platte. Berücksichtigt man die bei den Reflektionen zwischen den Platten sich jeweils ergebenden Amplituden- und Phasenbeziehungen, so ergibt sich eine Gruppenverzögerungszeit, die Oszillationen als Funktion der Wellenlänge zeigt. Durch einen Piezo kann der Abstand der halbverspiegelten Platte zum Endspiegel verändert werden, so daß das GTI eine negative GVD für die Laserwellenlänge aufweist.

Wie oben bereits angedeutet basiert die Laser-Synchrotron-Synchronisation auf der Regelung der Laser-Resonatorlänge. Das erfordert eine entsprechende Modifikation des Standard MIRA-Aufbaus (s. Abb. 4.1).

Als schnelles Stellelement für die Synchronisation dient ein auf einem Piezo montierter Faltungsspiegel im Resonator (M2 in Abb. 4.1). Mit einem Phasendetektor wird die Phasenlage der Laserpulse bezüglich der 500 MHz Referenzfrequenz des BESSY Masteroszillators verglichen. Das dabei generierte Stellsignal steuert den Piezospiegel. Eine mechanische Vorspannung im Piezo sorgt für eine Erhöhung der mechanischen Resonanzfrequenz. Da der Piezo aus praktischen Gründen nicht mit Hochspannung angetrieben wird, besitzt er nur einen recht kleinen Verstellbereich von  $1,2 \mu\text{m}$ . Um eine grobe Grundeinstellung der Resonatorlänge (Repetitionsfrequenz) vornehmen zu können, ohne dabei in die Justage des Lasers eingreifen zu müssen, wurde der Auskoppelspiegel (M1) auf einem Verstellschlitten montiert. Durch eine schrittmotorgetriebene Spindel kann so der Spiegel bequem verfahren werden. Zum Ausgleich von thermischer Drift ist in die Schrittmotorspindel ein langsamer Piezo ( $15 \mu\text{m}$  Hub) integriert. Er wird mit einem speziellen (rauscharmen) HV-Verstärker angesteuert und hält die Frequenz im Regelbereich des schnellen Piezos. Damit ist eine langsame Abstimmung der Laserfrequenz über einen weiten Bereich möglich. Ansonsten müßte bei Erreichen der Endstellung des schnellen Piezos der Schrittmotor bewegt werden, was eine ruckartige Bewegung und ein kurzzeitiges Aussetzen der Regelung bedeuten würde.

Der Regelungsverlauf wird wie folgt realisiert: Mit dem Schrittmotor wird die Frequenz zunächst grob eingestellt, durch den langsamen Piezo wird dann die Frequenz

langsam verstimmt, bis die Frequenz im Fangbereich des schnellen Piezos liegt und die Regelung einrastet. Das Stellsignal des schnellen Piezos wird von einem Microcontroller überwacht, und sobald es einen Schwellwert von 80 % des Maximalwertes erreicht, wird automatisch der langsame Piezo verfahren, so daß der Stellbereich des schnellen Piezos wieder um die Nullage herum liegt. Im Betrieb bei BESSY I ist dies ca. alle 10 - 20 Minuten nötig.

## 4.2 Anforderung an die Stellgenauigkeit

Um ein Gefühl für die Anforderungen zu vermitteln, die an die Stabilität des gesamten mechanischen Aufbaus und der Stellelemente gestellt werden, dient folgende Betrachtung.

Nimmt man eine Abweichung von  $\Delta d = 0,1 \mu\text{m}$  von der idealen Resonatorlänge an, bei der die Laserfrequenz exakt mit der (heruntergeteilten) Masterfrequenz übereinstimmt, was einer Spannungsänderung von 1 V am Piezo entspricht, so ergibt sich gemäß folgender Gleichung:

$$\Delta t_n = \frac{2 \cdot \Delta d}{c} \quad (4.1)$$

$c$  : Lichtgeschwindigkeit

$\Delta t_n$  : zeitliche Verstimmung nach n Resonatorumläufen

eine zeitliche Abweichung des Laserpulses von der Sollage nach einem Resonatorumlauf von

$$\Delta t_1 = 7 \cdot 10^{-16} \text{s} = 0,7 \text{ fs} \quad (4.2)$$

und nach 1 s ( $80 \cdot 10^6$  Umläufen<sup>1</sup>) beträgt die Abweichung bereits

$$\Delta t_{80 \cdot 10^6} = 53 \text{ ns.} \quad (4.3)$$

---

<sup>1</sup>Die Repetitionsfrequenz wird hier beispielhaft mit 80 MHz angesetzt. In der Praxis wird im Multibunch mit 83,33 MHz und im Singlebunch mit 76,92 MHz gearbeitet.

Setzt man umgekehrt voraus, daß der Jitter innerhalb einer typischen Meßdauer von einer Sekunde die Pulsbreite des Synchrotrons<sup>2</sup> nicht übersteigt, so muß man für die mittlere relative Resonatorlängenabweichung  $\Delta d$  fordern:

$$\Delta d \leq \frac{c \cdot \Delta t_{\text{Pulsbreite(FWHM)}}}{2 \cdot 80 \cdot 10^6} = \frac{c \cdot 30 \text{ ps}}{2 \cdot 80 \cdot 10^6} = 5,6 \cdot 10^{-11} \text{ m.} \quad (4.4)$$

Dies entspricht einem Abstand von  $\frac{1}{10}$  Atomabstand im Festkörper.

Die Forderung in Gleichung 4.4 relativiert sich etwas, wenn man den Zeitraum betrachtet, in dem sich eine Verstimmung  $\Delta d$  der Resonatorlänge aufbaut. So finden  $80 \cdot 10^6$  Umläufe und ebensoviele Vergleichsoperationen der Regelung in dieser Zeit (1 Sekunde) statt. Eine Abweichung wird also frühzeitig erkannt und entsprechend wird die Resonatorlänge ausgeglichen.

### 4.3 Spektrale Rauschleistungsdichte

Die spektrale Rauschleistungsdichte  $S(f)$  beschreibt, mit welcher Frequenz und Amplitude Phasen- und Intensitätsschwankungen in einem System auftreten. Die Definition der spektralen Rauschleistungsdichte  $S_P(f)$  für einen optischen Pulszug  $P(t)$  kann gemäß den Ausführungen von A. Finch et al. [FZK90] wie folgt ausgedrückt werden:

$$P(t) = \frac{P_0}{f_{rep}} [1 + A(t)] \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta \left[ t - \frac{n}{f_{rep}} - J(t) \right] \quad (4.5)$$

$A(t)$  : normierte Amplitudenfluktuation

$J(t)$  : Puls-zu-Puls-Jitter innerhalb eines Pulszuges

$P_0$  : mittlere Leistung des optischen Signals

$f_{rep}$  : Repetitionsrate der Laserpulse.

---

<sup>2</sup>Für BESSY II ist die Pulslänge mit 30 ps Halbwertsbreite (FWHM) projiziert. Die Pulslänge von BESSY I ist deutlich länger [BES86].

Die spektrale Rauschleistungsdichte  $S_P(f)$  des Pulszuges ergibt sich nach dem Wiener-Khinchin Theorem [Rei80] aus der Fouriertransformierten [Cha73] der Autokorrelation von  $P(t)$ :

$$S_P(f) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \langle P(T+t) P(T) \rangle \exp \{i(2\pi ft)\} dt, \quad (4.6)$$

mit der Autokorrelationsfunktion  $\langle P(T+t) P(T) \rangle$  von  $P(t)$ :

$$\langle P(T+t) P(T) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} P(T+t) P(t) dt. \quad (4.7)$$

Für kleine Puls-zu-Puls-Jitter kann die spektrale Rauschleistungsdichte angenähert werden durch:

$$S_P(f) \approx P_0^2 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left\{ \begin{array}{l} [1 - (2\pi n f_{rep} \sigma_J)^2] \delta(f - n f_{rep}) + \\ [1 - (2\pi n f_{rep} \sigma_J)^2] S_A(f - n f_{rep}) + \\ (2\pi n f_{rep})^2 S_J(f - n f_{rep}) \end{array} \right\} \quad (4.8)$$

$S_A(f)$  : spektrale Rauschleistungsdichte der  
Amplitudenfluktuation des Pulszuges (Definition analog Gl. 4.6)

$S_J(f)$  : spektrale Rauschleistungsdichte des  
Puls-zu-Puls-Jitters (Definition analog Gl. 4.6)

$\sigma_J$  : gemittelter (rms) Puls-zu-Puls-Jitter in einem Pulszug.

In Abb. 4.2 ist  $S_P(f)$  schematisch dargestellt. Der 1. Term in Gl. 4.8 beschreibt die zentrale Frequenzkomponente  $n f_{rep}$ . Die anderen beiden Terme sind für die spektrale Verbreiterung der zentralen Frequenzkomponente verantwortlich. Der 2. Term beinhaltet die Verbreiterung aufgrund der Amplitudenfluktuation  $A(t)$  und der 3. Term die Verbreiterung aufgrund des Puls-zu-Puls-Jitters. Man erkennt, daß die Amplitudenfluktuationen  $S_A(f)$  im Rauschleistungsspektrum einen Beitrag proportional zu  $(1-n^2)$

liefern, wohingegen der Pulsjitter  $S_J(f)$  proportional zu  $n^2$  eingeht. Mit anderen Worten bei höheren Ordnungen im Spektrum dominiert das Phasenrauschen, während bei niedrigen Ordnungen das Amplitudenrauschen vorherrscht. Ein Vergleich verschiedener Ordnungen des Rauschspektrums ermöglicht eine Trennung von Amplituden- und Phasenfluktuation.

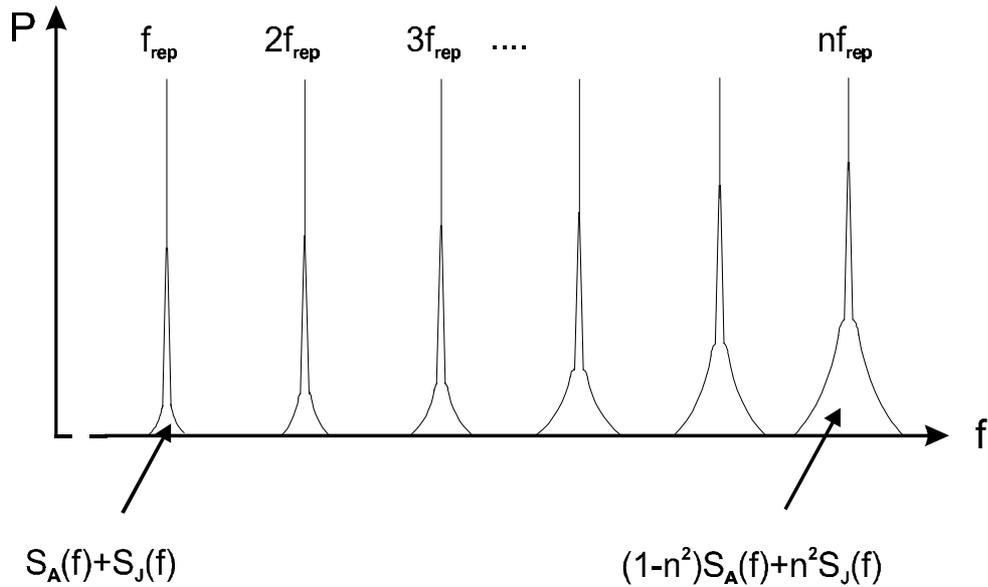


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung des Amplituden  $S_A(f)$ - und Phasenrauschens  $S_J(f)$  eines Pulszuges im Leistungsspektrums.  $S_A(f)$  geht mit  $(1-n^2)$  ein;  $S_J(f)$  geht mit  $n^2$  ein.

## 4.4 Rauschspektren-Analyse des Titan:Saphir-Lasers

Um die Anforderungen an die Synchronisation des Lasers zu bestimmen, wurde zunächst die Amplituden- und Phasenstabilität des zu regelnden Systems bestimmt. Dazu wurde das Rauschspektrum des freilaufenden Ti:Sa-Lasers (gepumpt von einem CW Argonionenlaser) aufgenommen. Während in der Gleichung 4.8 bis  $\infty$  summiert wird, ist in der Praxis die höchste Ordnung durch die Bandbreite des Spektrumanalysators (Tektronix 492P, Maximalfrequenz 21 GHz) begrenzt. Dementsprechend wurde das Spektrum nur bis zur 21. Harmonischen ( $\sim 1,7$  GHz) aufgezeichnet. Das Amplituden-

rauschen des Spektrumanalysators selbst liegt bei -130 dBm (bei 100 Hz Filterbandbreite). Als Detektor wurde eine schnelle Photodiode (Typ SP 102,  $f_{3dB} = 500$  MHz) benutzt, auf die ein 4 % Reflex des Ti:Sa Oszillators geleitet wurde.

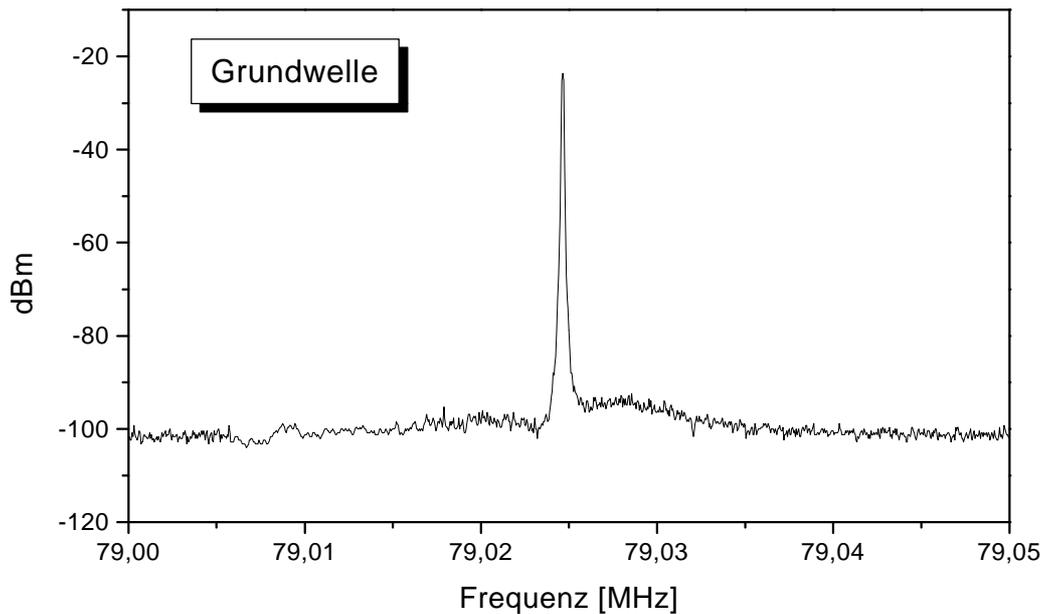


Abbildung 4.3: Rauschleistungsspektrum der Grundwelle bei hoher Auflösung. Aufgenommen wurde ein Intervall von 50 kHz mit einer Auflösung von 100 Hz.

Abb. 4.3<sup>3</sup> und 4.4 zeigen die Rauschspektren der Grundwelle bzw. der 21. Oberwelle. Aufgenommen wurde jeweils ein Intervall von 50 kHz mit einer Auflösung von 100 Hz. Man erkennt ein Ansteigen der Seitenbänder mit der Ordnung der Harmonischen, charakteristisch für Phasenrauschen. Die Seitenbänder fallen innerhalb eines Intervalles von  $< 10$  kHz ab. Eine Regelschleife mit einer Bandbreite von einigen kHz sollte eine Kompensation des Phasenrauschens ermöglichen. Man beachte, daß mit dieser Messung nur die Bandbreite des Phasenrauschens, nicht aber die absolute Größe bestimmt wird.

<sup>3</sup>Die in Abb. 4.3 bis 4.6 verwendete Einheit „dbm“ bezeichnet die absolute Leistung in Dezibel, bezogen auf den Referenzwert 1 mW. D.h. 1 dbm = 1 mW; 30 dbm = 1 W.

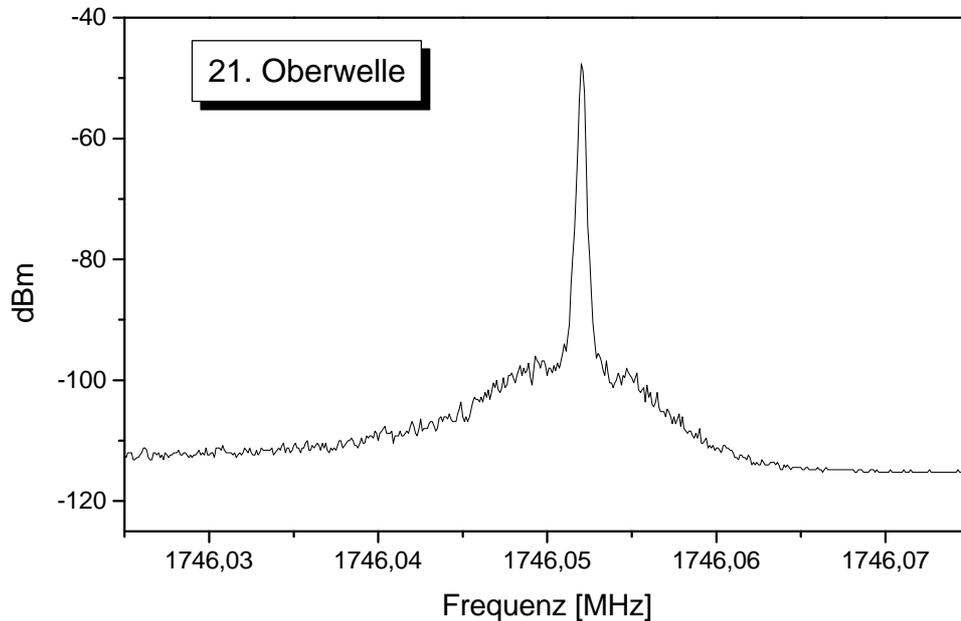


Abbildung 4.4: Rauschleistungsspektrum der 21. Oberwelle bei hoher Auflösung. Aufgenommen wurde ein Intervall von 50 kHz mit einer Auflösung von 100 Hz. Die Leistung in den Seitenbändern wächst mit der Ordnung der Oberwelle, wie es charakteristisch für Phasenrauschen ist.

In diesen beiden Spektren fällt eine deutliche Asymmetrie bezüglich des Hauptpeaks auf, wie sie auch in anderen Messungen beobachtet wurde. Sie wird direkt beeinflusst durch die Stellung des doppelbrechenden Filters, mit dem die Wellenlänge des Lasers eingestellt wird. Diese Asymmetrie wird möglicherweise durch eine (nicht-lineare) Kopplung der zum Phasen- und Amplitudenrauschen beitragenden Prozesse verursacht. Amplitudenrauschen verursacht identische Phasen des linken und rechten Seitenbandes, während für das Phasenrauschen die Phase des linken und rechten Seitenbandes um  $180^\circ$  zueinander verschoben ist. Sind Phasen- und Amplitudenrauschen gekoppelt, so kann dies zu einer Kompensation des Seitenbandes auf der einen Seite führen, während gleichzeitig das Seitenband auf der anderen Seite verstärkt wird.

Abb. 4.5 und 4.6 zeigen ein größeres Frequenzintervall der Rauschspektren der Grundwelle bzw. der 19. Oberwelle. Aufgenommen wurde jeweils ein Intervall von 2 MHz mit einer Auflösung von 1 kHz. Man erkennt ein Seitenband mit einer Halb-

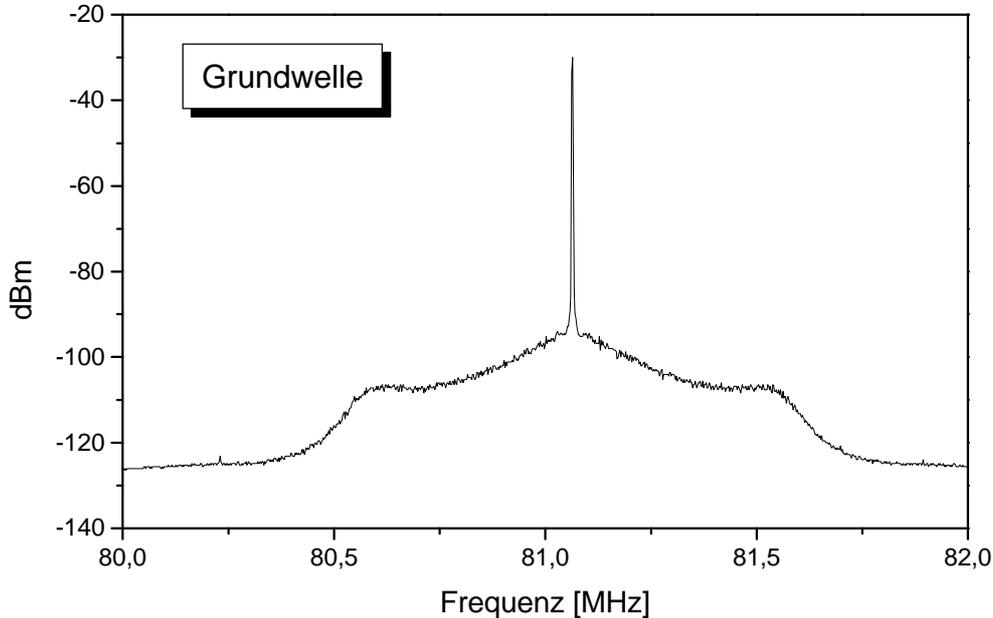


Abbildung 4.5: Rauschleistungsspektrum der Grundwelle. Aufgenommen wurde ein Intervall von 2 MHz mit einer Auflösung von 1 kHz. Das Maximum liegt bei -9 dBm. Deutlich erkennt man ein Seitenband mit einer Halbwertsbreite von 1 MHz bei -85 dBm relativ zum Maximum.

wertsbreite von 1 MHz mit einer Leistung von -85 dBm relativ zum Hauptpeak. Das Spektrum wird trotz des  $n^2$ -Verhaltens des Phasenrauschens bis zur 19. Harmonischen vom Amplitudenrauschen dominiert. Das Phasenrauschen ist also erheblich kleiner als das Amplitudenrauschen. Ursache für das Phasenrauschen sind Schwankungen in der Resonatorlänge, wie sie durch akkustische Vibrationen im Bereich von einigen kHz, aber auch durch langsame Drift aufgrund von Temperaturschwankungen verursacht werden. Das Amplitudenrauschen wird sehr wahrscheinlich durch den Argonionen-Pumplaser verursacht. Das Amplitudenrauschen des Pumplasers (das nicht direkt gemessen wurde), führt zu Instabilitäten der im Lasermedium (Ti:Sa) gespeicherten Energie (Besetzungsinversion). Da das Lasermedium über diese Schwankungen integriert mit einer Integrationszeit in der Größenordnung der Fluoreszenzlebensdauer ( $5 \mu\text{s}$  für Ti:Sa), ist die Bandbreite der Seitenbänder auf 1 MHz Halbwertsbreite begrenzt.

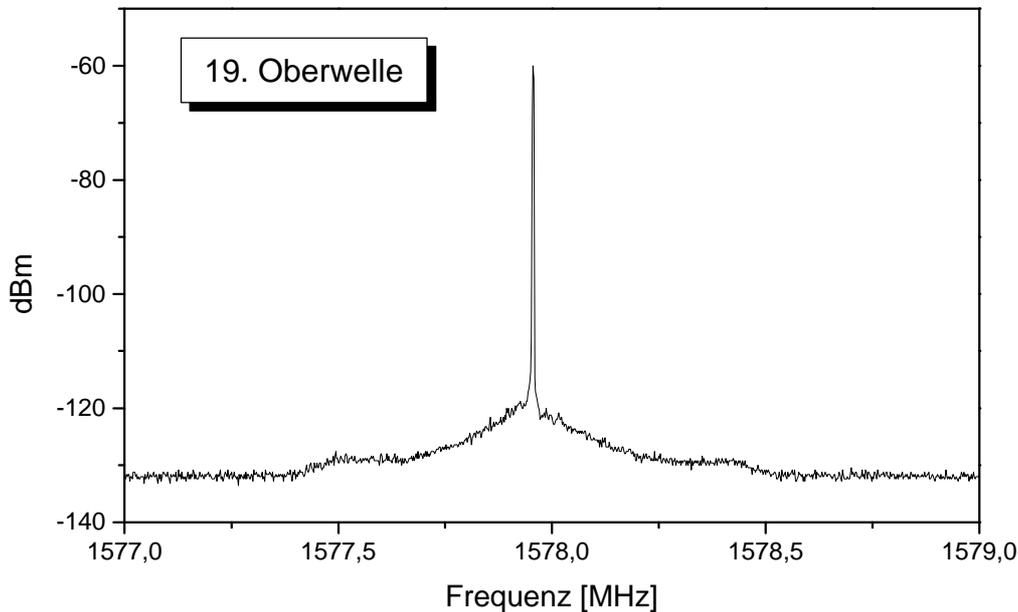


Abbildung 4.6: Rauschleistungsspektrum der 19. Oberwelle. Aufgenommen wurde ein Intervall von 2 MHz mit einer Auflösung von 1 kHz. Das Maximum liegt bei -34 dBm. Genau wie bei der Grundwelle existiert ein Seitenband mit einer Halbwertsbreite von 1 MHz bei -85 dBm relativ zum Maximum.

## 4.5 Zeitstruktur der Synchronisation im Multi- und Singlebunch

Der Speicherring bei BESSY I besitzt einen Umfang  $L$  von 62,4 m. Dies entspricht gemäß  $t = \frac{c}{L}$ <sup>4</sup> einer Umlaufzeit von 208 ns. Der Abstand zweier aufeinanderfolgender Elektronenbunche beträgt 2 ns entsprechend dem 500 MHz Masterszillator, der im MB den Hochfrequenzbeschleuniger im Ring taktet. Damit ergibt sich eine theoretische Maximalanzahl von 104 Bunchen im Ring. Aus Gründen der Stabilität wird der Ring jedoch nur zu ca. 2/3 gefüllt. Das heißt, daß im Multibunch von den 104 möglichen Plätzen (Buckets) lediglich ca. 70 Bunche gefüllt sind. Nach ca. 70 aufein-

<sup>4</sup>für eine Elektronenergie von 800 MeV (BESSY I) ist  $V_{Elektron} = 0,999999 \cdot c$ . Es kann also bei praktischen Berechnungen  $V_{Elektron} = c$  angenommen werden.

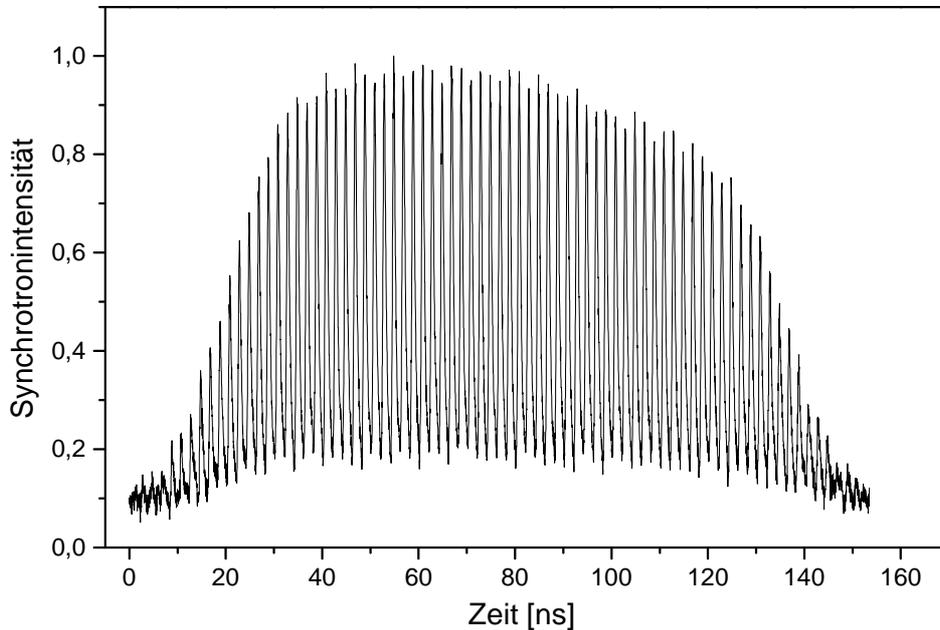


Abbildung 4.7: Zeitstruktur der Synchrotronstrahlung bei BESSY I, aufgenommen mit einer schnellen Pin-Diode und einem Speicheroszilloskop. Der Abstand zwischen zwei Synchrotronpulsen beträgt 2 ns; der gesamte Pulszug ist periodisch mit 208 ns. Zu erkennen ist, daß die Bunche am Anfang und am Ende eines Pulszuges schwächer sind.

anderfolgenden Synchrotronpulsen im Abstand von 2 ns folgt also eine Tastlücke von ca. 70 ns. Abb. 4.7 zeigt einen Synchrotronpulszug, wie er mit einer schnellen Photodiode aufgenommen wurde. Im Singlebunch ist genau ein Bunch im Ring, so daß die Synchrotronpulse periodisch im Abstand von 208 ns kommen.

Zur Synchronisation im Multibunch wird die Laserfrequenz auf 83,33 MHz eingestellt, was einem Pulsabstand von 12 ns entspricht (vgl. Abb. 4.8). Gemäß einem Pulsabstand von 2 ns der Synchrotronstrahlung trifft dann jeder 6. Synchrotronpuls mit einem Laserpuls zusammen. Für den Singlebunch muß die Frequenz des Lasers anders gewählt werden, denn die Umlaufzeit von 208 ns ist nicht durch 12 ns teilbar. Jedoch ist  $208 \text{ ns} \cdot 3 = 624 \text{ ns}$  durch 12 ns teilbar, was bedeutet, daß bei dieser Resonatorfrequenz nur jeder 3. Synchrotronpuls mit einem Laserpuls zusammentrifft. Für den Singlebunch wurde daher eine Frequenz von 76,92 MHz gewählt. Mit einem

Pulsabstand von 13 ns trifft dann jeder Synchrotron- mit einem Laserpuls zusammen bzw. es trifft jeder 16. Laserpuls mit einem Synchrotronpuls zusammen ( $13 \text{ ns} * 16 = 208 \text{ ns}$ ). (Siehe Abbildung 4.9.) Diese Frequenz ist die nächst passende, die mit geringen Umbauten am Laser erreicht werden konnte.

Gemäß einem Pulsabstand der Synchrotronstrahlung von 2 ns im Multibunch ist als größtmögliche Verzögerungszeit in einem Pump-Probe-Experiment ein Intervall von  $\tau < 2 \text{ ns}^5$  zugänglich. Im Singlebunch wird der maximale Abstand zwischen Pump- und

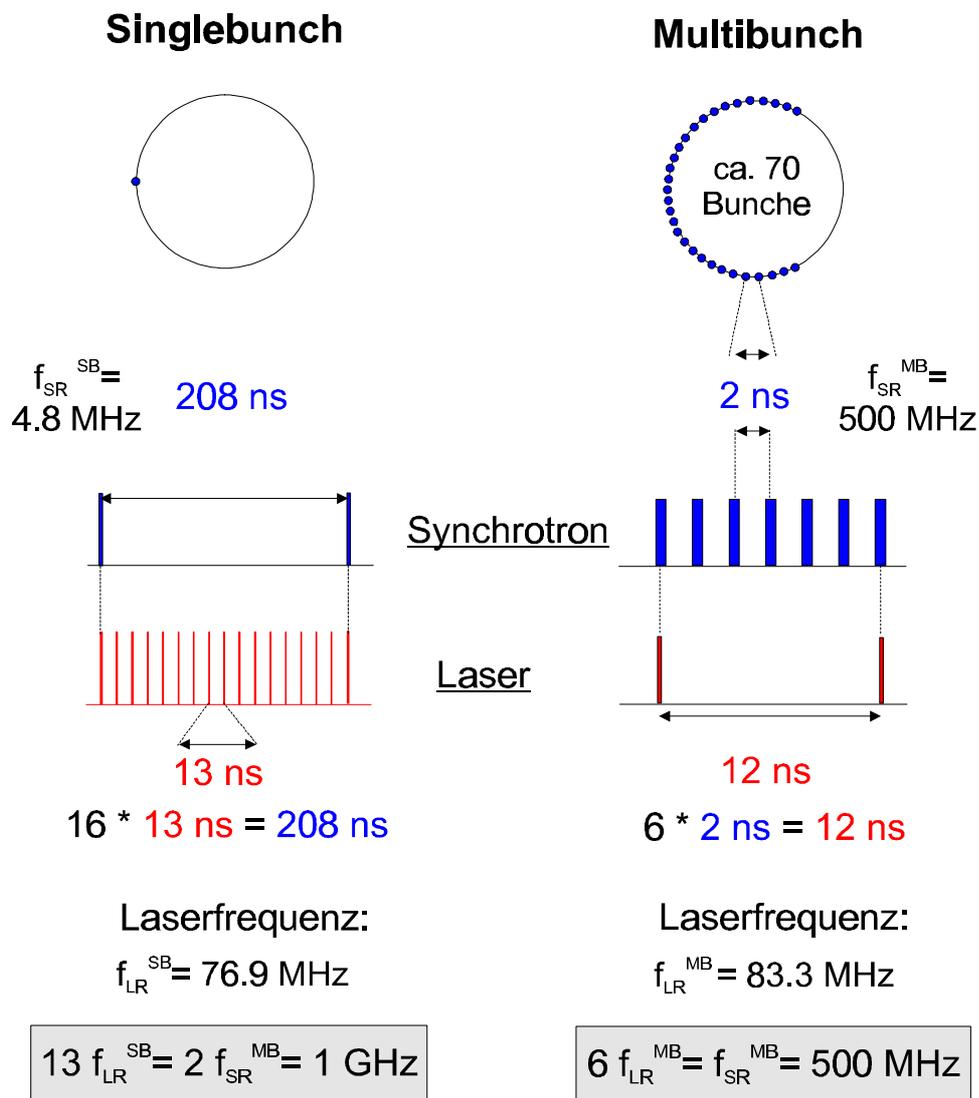


Abbildung 4.8: Synchronisationsschema im Multi- und Singlebunch.

<sup>5</sup>1 ns  $\triangleq$  30 cm Lichtweg

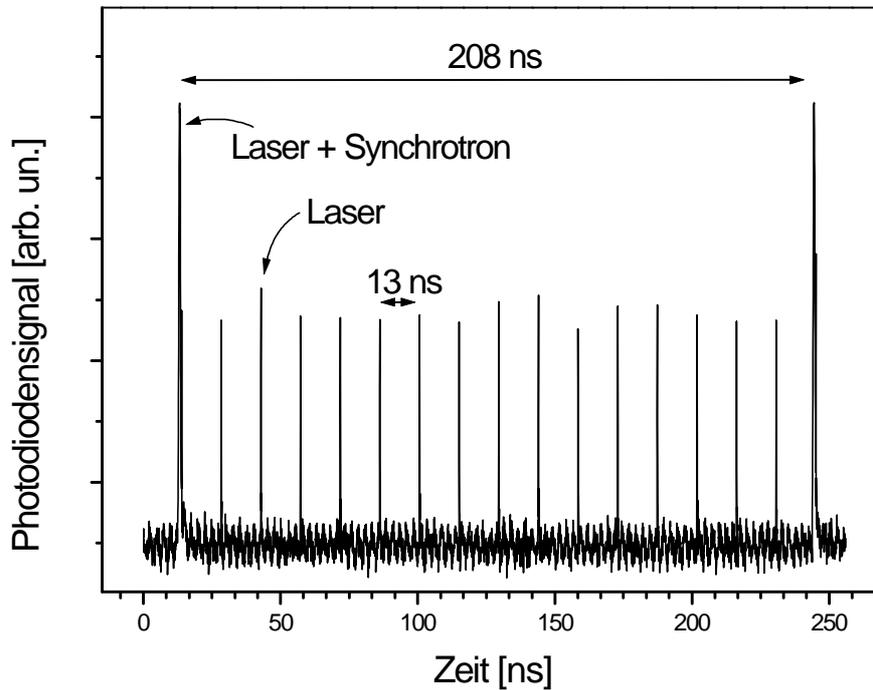


Abbildung 4.9: Zeitstruktur der Synchronisation im Singlebunch. Die Lichtpulse wurden mit einer schnellen Photodiode aufgenommen und mit einem Samplingoszilloskop aufgezeichnet. Es liegen 15 Laserpulse im Abstand von 13 ns zwischen zwei Singlebunch-Pulsen im Abstand von 208 ns. (Vergleiche Abb. 4.8 links.)

Probepuls durch den Abstand zwischen zwei Laserpulsen, also 13 ns begrenzt. Arbeitet man im Singlebunch mit einer Laserfrequenz von 83,33 MHz (= 12 ns Pulsabstand), so ist aufgrund des Zusammentreffens von nur jedem 3. Synchrotron- mit einem Laserpuls auch die maximal zugängliche Verzögerungszeit gedrittelt. Sie beträgt dann nur noch 4 ns. Unter diesen Umständen ist das erste Experiment ( $C_{60}$ , s. Kap. 6.2.5) durchgeführt worden, da zu diesem Zeitpunkt noch nicht die Möglichkeit bestand mit dem analogen Regler den Laser auf eine andere Frequenz zu synchronisieren.

## 4.6 Der digitale Phasendetektor

Nachdem in den vorhergehenden Abschnitten auf die Anforderungen eingegangen wurde, die eine Synchronisation zu leisten hat, geht es im folgenden um das Kernstück der Regelung, den Phasendetektor. Als Referenz wird das elektrische 500 MHz Signal des

Masteroszillators genommen, das auch für die HF-Cavity im Speicherring als Taktgeber dient. In der ersten Variante wird als Phasendetektor ein digitaler Fensterkomparator eingesetzt. Der Phasendetektor besitzt zwei Eingänge. An den einen Eingang wird das elektrische Signal des BESSY Masteroszillators gegeben, dessen Frequenz  $f_{Master}$  elektronisch durch 6 auf 83,33 MHz geteilt wird. An den anderen wird das Signal des Lasers gegeben, das mit einem Reflex des Strahls auf eine schnelle Photodiode (Si PIN-Diode Typ SP 102) generiert wird.

Die Funktion des Phasendetektors kann man sich vereinfacht wie folgt vorstellen: Der Phasendetektor arbeitet gewissermaßen als „Ladungspumpe“. Periodisch wird detektiert, welcher Eingang als erster einen bestimmten Schwellwert überschreitet, also in der Phase vorausseilt. Dementsprechend wird ein Kondensator be- und entladen. Die Spannung  $U_C$ , die sich so am Kondensator einstellt, treibt über einen Verstärker und Tiefpaß den Piezo.

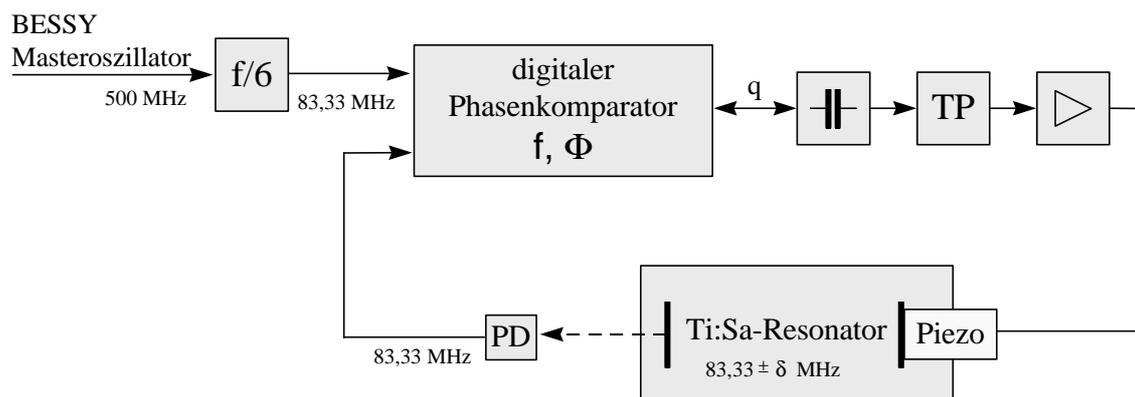


Abbildung 4.10: PLL-Schema des digitalen Reglers.

Sind die Signale an den Eingängen des Phasendetektors frequenz- und phasengleich, so wird an den beiden Eingängen (innerhalb der Zeitkonstanten des Tiefpaß) statistisch gleich häufig der Schwellwert zuerst erreicht. Im Mittel wird genausoviel Ladung auf den Kondensator gebracht wie wieder heruntergenommen wird; die Spannung  $U_C$  bleibt konstant und der Piezo bewegt sich nicht. Wird der Schwellwert an einem Eingang häufiger als am anderen erreicht, so ändert sich  $U_C$  und der Piezo wird verfahren, bis die Phasendifferenz am Detektor wieder Null ist.

Sind die Eingangsfrequenzen verschieden, so funktioniert dieses Prinzip nicht mehr.

Der hier eingesetzte Phasendetektor ist daher zusätzlich „frequenzempfindlich“, d.h. er steuert die Kondensatorspannung so, daß die Frequenzen gleich werden. Aus diesem Grund müssen auch die Eingangssignale die gleiche Frequenz haben. Also ist es nötig, die 500 MHz des Masters auf die 83,33 MHz des Lasers zu teilen.

Der Tiefpaß in der Piezoansteuerung ist mit einer Frequenz von 1 kHz so ausgelegt, daß die maximale Frequenz unterhalb der Resonanzfrequenz des Piezospiegels liegt.

## 4.7 Der analoge Phasendetektor

In der zweiten Variante wurde ein analoger Phasendetektor eingesetzt. In einem Diodenmischer werden unter Nutzung der nichtlinearen Kennlinie einer Halbleiterdiode die beiden Eingangssignale miteinander multipliziert. Es entsteht am Ausgang ein Signal mit der Summen- und der Differenzfrequenz der Eingangssignale. Sind beide Eingangsfrequenzen gleich, so enthält das Ausgangssignal neben einem Hochfrequenzanteil (der durch Tiefpaßfilter herausgenommen wird) eine Gleichspannung, deren Größe ein Maß für die Phasendifferenz der Eingangssignale ist.

Zwischen der Photodiode und dem Eingang des Mixers ist ein Bandpaßfilter von 500 MHz (Multibunch) bzw. 1 GHz (Singlebunch) geschaltet. Dieses erfüllt zwei Aufgaben. Das Spektrum des Signals der Photodiode enthält einen großen Anteil von Oberwellen, bedingt durch den steilen Anstieg des Signals. Das Filter nimmt aus diesem Oberwellenspektrum die 6. Harmonische (von 83,33 MHz) heraus, die dann mit den 500 MHz, der BESSY Masterfrequenz gemischt werden. Hiermit erlangt man eine Verbesserung im Signal-Rausch-Verhältnis. Weiterhin dürfen die Dioden im Mischer nicht übersteuert werden (max. 0,7 V), was eigentlich eine starke Abschwächung der „nadel-förmigen“ Laserpulse erfordern würde. Durch das Filter werden zusätzlich die Pulse verbreitert, was praktisch einer Vergrößerung der Fläche des Pulses entspricht. Letztlich gewinnt man dadurch eine höhere Aussteuerbarkeit, also einen höheren Dynamikbereich.

Im Singlebunch wird das Masteroszillatorsignal elektronisch auf 1 GHz frequenzverdoppelt. Dieses wird dann mit der 13. Harmonischen der Laserwiederholfrequenz (im Singlebunch ist sie 76,92 MHz) im Phasendetektor gemischt. Entsprechend kommt

ein 1 GHz Filter zum Einsatz. Das Ausgangssignal des Mischers wird über einen Verstärker und eine PI-Regelschaltung an den Piezo gegeben. Das Signal direkt hinter dem Mischer wird herausgeführt und kann mit einem Oszilloskop zur Beurteilung des relativen Jitters der Eingangsfrequenzen genutzt werden.

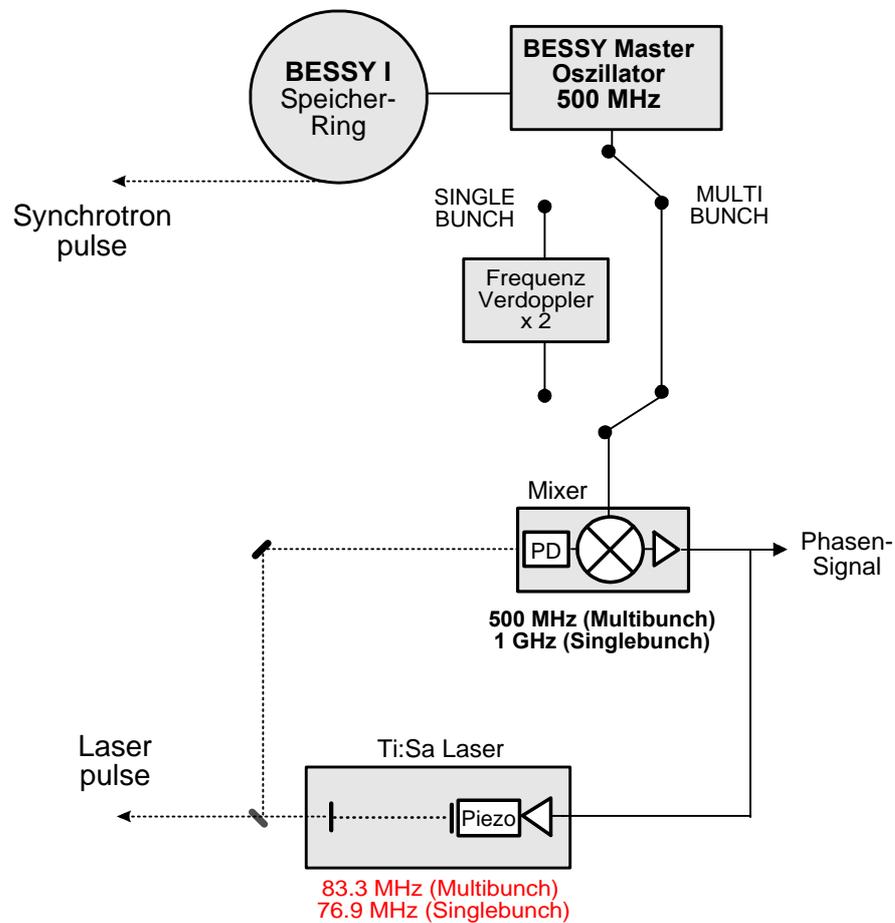


Abbildung 4.11: PLL-Schema des analogen Regelkreises. Für den Singlebunch wird das 500 MHz Mastersignal elektronisch (analog) auf 1 GHz verdoppelt.

## 4.8 Digitaler und analoger Phasendetektor im Vergleich

### 4.8.1 Konversion von Amplitudenmodulation in Phasenmodulation

Die erreichbare Regelgenauigkeit wird neben dem Rauschen der elektronischen Komponenten und durch die maximale Geschwindigkeit des mechanischen Stellelementes durch einen weiteren Faktor grundsätzlich begrenzt. Dies ist der Einfluß von Amplitudenschwankungen auf das Phasen(fehler)signal am Detektorausgang.

Im Fall des digitalen Phasendetektors läßt sich dieser Effekt leicht veranschaulichen. Der zeitliche Abstand zwischen zwei Laserpulsen beträgt  $\tau_{rep}$ . Bei konstanter Pulsamplitude wird die Triggerschwelle des digitalen Komparators immer genau nach der Zeit  $\tau_{rep}$  erreicht. Ändert sich aber die Pulshöhe innerhalb des Pulszuges, so verschiebt sich der Triggerzeitpunkt um einen Betrag von  $\Delta t_{trigger}$  (Abb. 4.12).

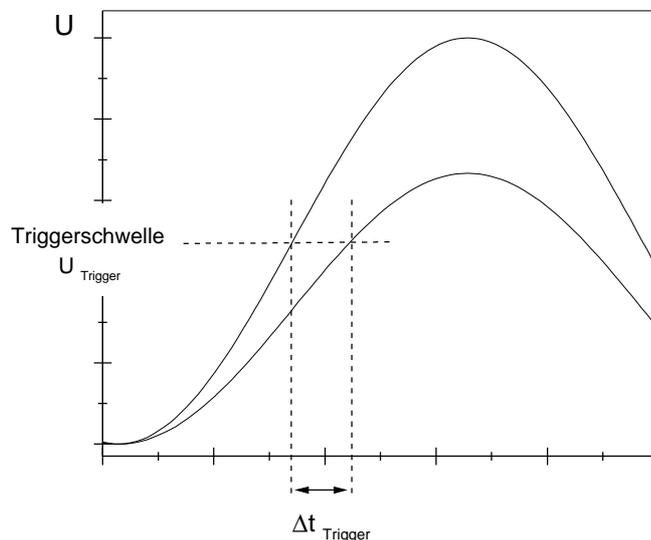


Abbildung 4.12: *Einfluß der Amplitudenfluktuation auf den Triggerzeitpunkt.*

Die Pulsamplitudenfluktuationen simulieren somit einen Phasen- bzw. einen Frequenzfehler, der in der Realität gar nicht vorhanden ist. Demgemäß produziert der

Regelkreis, im Bestreben den angeblichen Phasenfehler auszugleichen, eine Fehlanpassung der Resonatorlänge. Dieser Effekt wird als Konversion von Amplituden- zu Phasenmodulation (AM-PM Konversion) bezeichnet [RBW89].

Für den analogen Phasendetektor gibt es einen ähnlichen Effekt der AM-PM Konversion. Dieser wird durch einen unvollständigen Abgleich der Eingänge des Phasendetektors verursacht. Die Beschreibung folgt der von M.J. Rodwell et al.:

Die Ausgangsspannung des Phasendetektors enthält einen Gleichspannungsanteil gemäß der Phasenlage der Eingangssignale und einen Hochfrequenzanteil (der durch einen Tiefpass herausgefiltert wird). Die Ausgangsspannung des Phasendetektors ist sowohl eine Funktion der Phase als auch der Amplitude beider Pulszüge:

$$V_{Detektor} = k\bar{P} [1 + A(t)] \sin(\theta) + V_{Offset} \quad (4.9)$$

$$k\bar{P} : \text{Phasenkoeffizient des Detektors} \quad (4.10)$$

$$A(t) : \text{Amplitudenrauschen} \quad (4.11)$$

$$V_{Offset} : \text{Offsetspannung durch unvollständigen} \quad (4.12)$$

$$\text{Abgleich der Eingänge des Mixers} \quad (4.13)$$

dabei ist  $k\bar{P}$  der Phasenkoeffizient des Detektors:

$$k\bar{P} = A_M V_{in} \quad (4.14)$$

$$A_M : \text{Konversionseffizienz des Mixers}$$

$$V_{in} : \text{Eingangsspannung des Phasendetektors}$$

und  $\theta$  die Phasendifferenz der Eingangssignale:

$$\theta = 2\pi [T_0 + J(t)] / T \quad (4.15)$$

$$T_0 : \text{konstanter Phasenfehler}$$

$$T : \text{Repetitionszeit der Laserpulse (=1/f}_{rep}\text{)}$$

$$J(t) : \text{Phasenrauschen}$$

Für kleine  $\theta$  nimmt die Ausgangsspannung des Phasendetektors näherungsweise die Form an:

$$V_{Detektor} \simeq 2\pi f_{rep} k \overline{P} ([1 + A(t)] T_0 + J(t)) + V_{Offset} \quad (4.16)$$

Die Näherung kleiner  $\theta$  ist hier gerechtfertigt, da in der geschlossenen Regelschleife der Phasenfehler kleiner als  $5 \cdot 10^{-3}$  ist. Das Bemühen der Regelschleife, das Phasendetektorsignal auf 0 zu regeln, erzeugt somit einen Phasenfehler  $T_0$  von:

$$T_0 = \frac{-V_{Offset}}{2\pi f_{rep} k \overline{P}} \quad (4.17)$$

und einen vom Amplitudenrauschen abhängigen Phasenjitter  $J(t)$ :

$$J(t) = -T_0 A(t). \quad (4.18)$$

Während der Phasenfehler  $T_0$  konstant ist (bis auf ggf. auftretende thermische Schwankungen von  $V_{Offset}$ ), simuliert  $A(t)$  einen ständig variierenden Phasenjitter innerhalb der geschlossenen Regelschleife.

Der Einsatz eines Amplitudenbegrenzers schafft keine Abhilfe, da ein solcher Schaltkreis selber zusätzliche AM-PM-Konversion verursachen würde [RBW89]. Um den Einfluß der AM-PM-Konversion zu minimieren, möchte man möglichst ein steilflankiges Eingangssignal in den Phasendetektor geben. Im Falle des digitalen Phasendetektors wird dem durch Einsatz einer Photodiode mit möglichst kleiner Anstiegszeit (300 ps) Rechnung getragen. Zudem wird als Phasendetektor ein Typ mit möglichst hoher Grenzfrequenz benutzt.

Der digitale Phasendetektor arbeitet prinzipbedingt intern mit Triggerschwellen. So sind an seiner Funktion eine Vielzahl von Transistoren beteiligt, die bei Erreichen eines Schwellwertes geschaltet werden. Durch (thermisches) Rauschen ist jeder dieser Schwellwerte einer gewissen Fluktuation unterlegen. Ein Jittern des Schwellwertes um seine Soll-Lage verursacht - wie beschrieben - immer ein ungewolltes (nicht ausregulbares) Phasenjittern.

Das Mastersignal von BESSY wird digital von 500 MHz auf 83,33 MHz heruntergeteilt. Dieser Schritt beinhaltet wiederum Schwellprozesse, die zusätzlichen zeitlichen Jitter mit sich bringen.

Der analoge Phasendetektor kommt hingegen völlig ohne rauschende Schwellprozesse aus. Zur Minimierung der Umwandlung von Amplituden- in Phasenrauschen (siehe Gl. 4.18) versucht man den Nenner in Gl. 4.17 möglichst groß zu machen. So wird im Vergleich zum digitalen Detektor mit einer größeren Repetitionsfrequenz  $f_{rep}$  gearbeitet (500 MHz bzw. 1 GHz im Vergleich zu 83,33 MHz). Aber auch der Phasenkoeffizient, d.h. die Konversionseffizienz des Mixers, sollte möglichst groß sein. Durch den bereits in Kap. 4.7 beschriebenen Einsatz eines Bandpaßfilters wird eine bessere Aussteuerbarkeit des Mixers und somit eine höhere Konversionseffizienz erreicht.

Durch Ausnutzung von höheren Harmonischen der Laserrepetitionsfrequenz in Verbindung mit einem Bandpaßfilter wird das Problem der unterschiedlichen Frequenzen von Mastersoszillator und Laserfrequenz auf sehr elegante Weise gelöst. Man gewinnt einen vereinfachten Aufbau und eine höhere Flexibilität in der Auswahl von zueinander passenden Oberwellen der Master- und Laserfrequenz. Zudem läßt der Einsatz eines analogen Phasendetektors aufgrund der obigen Betrachtungen eine höhere Präzision der Synchronisierung erwarten. Dem stehen die typischen Vorteile der Digitaltechnik gegenüber, die sich durch eine geringe thermische Drift und eine hohe Reproduzierbarkeit auszeichnet.

### 4.8.2 Synchronisationsgenauigkeit von digitalem und analogem Regler

Der beim analogen Phasendetektor verwendete Diodenmischer besitzt als kontinuierlich arbeitendes Bauteil eine sehr hohe Grenzfrequenz. Daher kann das Ausgangssignal des Mixers zur Beurteilung der Synchronisationsgenauigkeit verwendet werden. Die Genauigkeit der digitalen Regelung wurde wie folgt bestimmt: Während der digitale Regler den Laseroszillator auf den Mastersoszillator des Synchrotrons synchronisiert, wurde das Mischsignal hinter dem analogen Mischer (vor dem PI-Schaltkreis) vom Photodiodensignal des Laserstrahls und des Mastersoszillators mit einem Oszilloskop beobachtet.

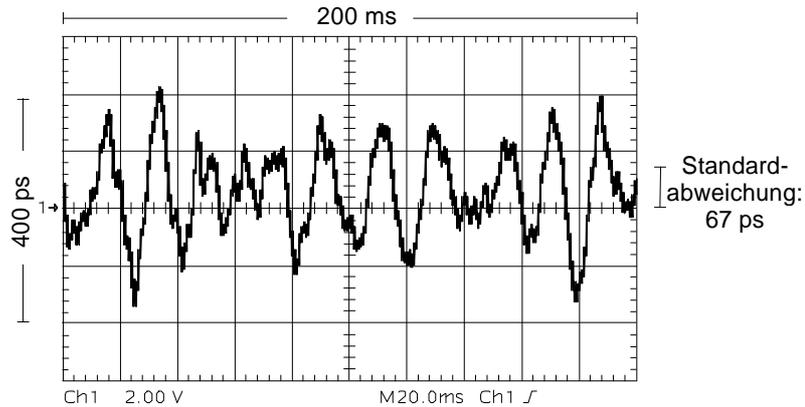


Abbildung 4.13: *Phasenabweichung bei Einsatz des digitalen Phasendetektors. Das Phasensignal zeigt einen 50 Hz Anteil mit  $\sim 120$  ps Amplitude.*

Abb. 4.13 zeigt das erhaltene Signal. Gemäß Gl. 4.9 kann die Amplitude der Oszilloskopspur in eine Phasenabweichung umgerechnet werden. Der Jitter zwischen Masteroszillator und Laserpulsen beträgt bei Einsatz des digitalen Reglers 67 ps. Das gleiche Vorgehen kann auch verwendet werden, wenn der analoge Phasendetektor selber als Regler eingesetzt wird. Man erhält dann eine Aussage über die zwar gemessene, aber

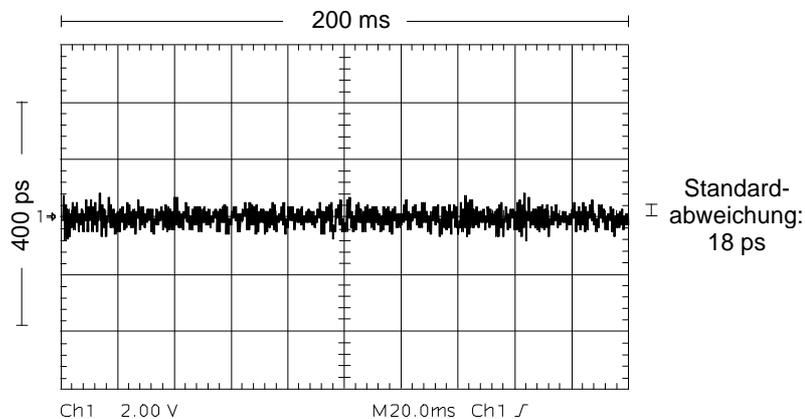


Abbildung 4.14: *Phasenabweichung bei Einsatz des analogen Reglers. Die noch vorhandenen Phasenfehler haben Frequenzen hauptsächlich in einem Bereich jenseits der Eigenfrequenz des Piezos ( $>1$  kHz).*

nicht ausgeregelte Phasenabweichung. Dies spiegelt den Einfluß der Maximalfrequenz, mit der der Piezospiegel bewegt werden kann, oder eine unangepaßte Einstellung des PI-Reglers wider. Die Oszilloskopspur bei Einsatz des analogen Reglers ist in Abb. 4.14 zu sehen. Der Jitter beträgt hier 18 ps.

## 4.9 Laser-zu-Synchrotron Synchronisationsgenauigkeit

Der BESSY Masteroszillator taktet die Hochfrequenzcavity im Speicherring und synchronisiert somit quasi die umlaufenden Bunche. Der Laser wird ebenfalls auf den Masteroszillator synchronisiert (Abb. 4.15). Mit dem Monitorausgang am analogen

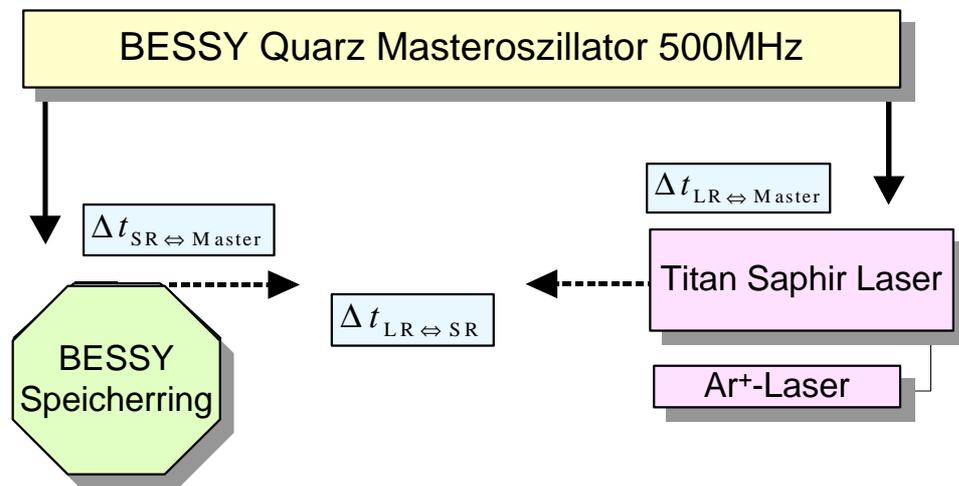


Abbildung 4.15: Abhängigkeiten der Synchronisation auf den Masteroszillator: Sowohl für den Laser- als auch für den Bunchtakt ist der BESSY Quarsoszillator der Master.

Phasendetektor haben wir die Synchronisationsgenauigkeit des Lasers auf den Masteroszillator bestimmt. Experimentell entscheidend ist aber der Jitter der Lichtpulse  $\Delta t_{LR \leftrightarrow SR}$  zueinander. Diese Beziehung kann aus dem relativen Jitter des Synchrotrons zum Masteroszillator  $\Delta t_{SR \leftrightarrow \text{Master}}$  und dem Jitter des Lasers relativ zum Masteroszillator bestimmt werden:

$$\Delta t_{LR \leftrightarrow SR} = \sqrt{\Delta t_{SR \leftrightarrow \text{Master}}^2 + \Delta t_{LR \leftrightarrow \text{Master}}^2} \quad (4.19)$$

### 4.9.1 Jittern der Bunche im Speicherring

Bei der Synchronisation des Lasers auf den Masteroszillator des Speicherrings geht man davon aus, daß die Elektronenbunche im Ring nur einen geringen Jitter relativ zum Masteroszillator besitzen. Tatsächlich jittern die Bunche, je nach Betriebsmodus, z.T. ganz erheblich um ihre Soll-Lage. Grund dafür ist, daß die Impedanz des Speicherringes, welche ein Elektron während eines Umlaufes erfährt, nicht konstant ist. D.h. während eines Umlaufes wird das Elektron mal mehr, mal weniger abgebremst. Die Impedanz des Speicherrings verursacht eine longitudinale Strahldynamik. Die Schwingung der Bunche um die Soll-Lage geschieht im wesentlichen mit der Synchrotronfrequenz, deren Dipolmode für BESSY I im Multibunch bei  $\sim 41$  kHz liegt (Singlebunch  $\sim 12$  kHz). Bei den durch die Impedanz verursachten longitudinalen Bunchinstabilitäten unterscheidet man zwischen Multi-Bunch-Instabilitäten und Single-Bunch-Instabilitäten. Beeinflußt das Feld eines Bunches nachfolgende Bunche z.B. im Multibunch-Modus, so spricht man von Multi-Bunch-Instabilitäten. Single-Bunch-Instabilitäten werden z.B. durch Sprungstellen im Vakuumtank verursacht. Die durch die vorderen Elektronen eines Bunches verursachten Felder sind am Ende des Bunches bereits abgeklungen.

Weitere Single-Bunch-Instabilitäten werden durch eine Verformung der Hochfrequenzbeschleunigungsspannung am Ort des Bunches, durch Modenkopplung (Kopplung von transversal- und longitudinalen Schwingungsmoden der Bunche) sowie durch sog. turbulente Bunchverlängerung hervorgerufen. Eine genaue Beschreibung der unterschiedlichen Einflüsse auf die Strahlinstabilitäten des BESSY Speicherrings findet sich in [And92]. Zudem gibt es eine Wechselwirkung der Bunche untereinander<sup>6</sup>. Die Impedanz des Speicherringes verursacht im wesentlichen eine longitudinale Strahldynamik.

Mit dem analogen Phasendetektor war es möglich, das Jittern der Bunche relativ zum Takt des Masteroszillators zu bestimmen. Dies wurde sowohl im Single- als auch im Multibunch gemessen.

---

<sup>6</sup>Das führende Elektron  $q_1$  induziert aufgrund der axialen Symmetrie ein elektrisches Feld mit longitudinaler Komponente. Ein zweites nachfolgendes Elektron  $q_2$  wird durch dieses Feld beeinflusst.

#### 4.9.1.1 Bunchjitter im Multibunch

Abb. 4.16 zeigt das Signal des Phasendetektors. Es wird das 500 MHz Mastersignal mit dem Signal von der Photodiode gemischt. Auf die Photodiode wird dabei das weiße Licht aus der 0. Ordnung des Monochromators (Reflektion) fokussiert. Durch Einsetzen von bekannten Verzögerungsleitungen (Kabellängen) in den Signalweg des 500 MHz Referenzsignals kann die Spannung am Ausgang des Phasendetektors direkt in einen Phasenfehler umgerechnet werden. Mit einer kontinuierlichen Verzögerungsleitung wurde dann die Phase so eingestellt, daß die Amplitude des Ausgangssignals minimal wurde. Da die Synchrotronpulse nicht kontinuierlich fortlaufend, sondern je-

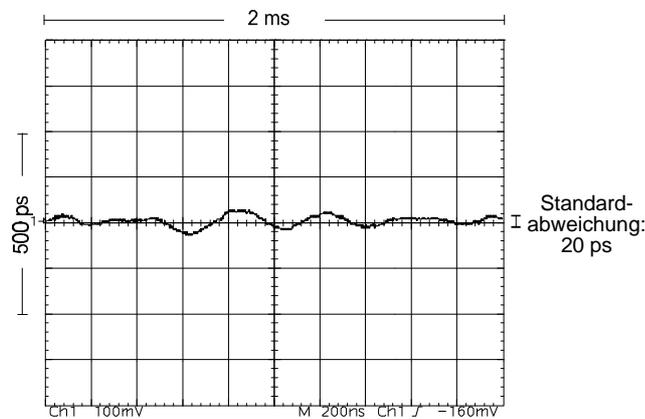


Abbildung 4.16: *Bunchjitter im Multibunch Modus. Der Jitter wird zu  $20 \pm 10$  ps (RMS) bestimmt.*

weils als Pulszug in Abständen von 208 ns kommen, erhält man auch nur dann ein Phasensignal aus dem Mischer. In der Oszilloskopspur macht sich dies durch einen Nulldurchgang alle 208 ns (200 ns/Kästchen) bemerkbar. Die Maxima und Minima geben dann den Phasenjitter der Synchrotronpulse relativ zum Masteroszillator wieder. Aus der Oszilloskopspur ergibt sich ein Phasenjitter  $\Delta t_{SR \leftrightarrow Master}$  im Multibunch von  $20 \pm 10$  ps.

#### 4.9.1.2 Bunchjitter im Singlebunch

Die Bestimmung des Jitters im Singlebunch Modus geschieht genauso wie im Multibunch. Abb. 4.17 zeigt rechts eine Messung über einen längeren Zeitraum von 20 ms. Die einzelnen Bunche sind hier aufgrund der begrenzten Punktzahl des Oszilloskopes

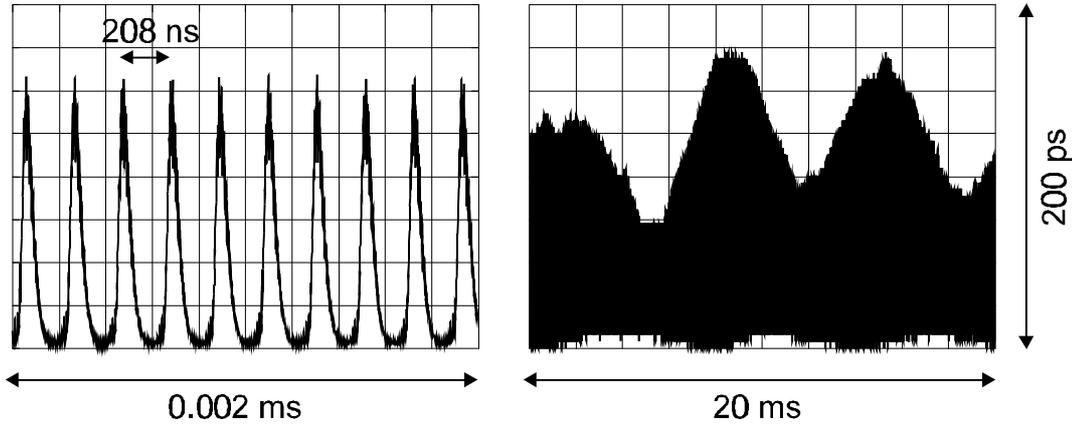


Abbildung 4.17: Bunchjitter im Singlebunch-Modus. Rechts: Die Oszillation der Einhüllenden entspricht einem Jitter von  $40 \pm 10$  ps (RMS). Links: die einzelnen Umläufe im Abstand von 208 ns werden noch deutlich aufgelöst.

nicht mehr aufgelöst. Eine Messung über ein kleineres Intervall zeigt die linke Abbildung, die gewissermaßen eine Ausschnittsvergrößerung der rechten ist. Es werden noch die einzelnen Umläufe des Bunches im Abstand von 208 ns aufgelöst, das heißt die Zeitauflösung des Phasendetektors liegt deutlich darunter. Man sieht, daß der Jitter  $\Delta t_{SR \Leftrightarrow Master} = 40 \pm 10$  ps beträgt (rechts) und stark von einer Frequenzkomponente um 150 Hz dominiert ist.

## 4.9.2 Zusammenfassung

Mit einer Synchronisationsgenauigkeit von 18 ps (Standardabweichung relativ zum Mastersoszillator) ist der Jitter nicht nur sehr viel kleiner als die Synchrotronpulslänge (FWHM) bei BESSY I, sondern sie ist auch besser als der Jitter der Bunche selber. In Tabelle 4.1 sind die Ergebnisse zusammengestellt. Für den relevanten Jitter zwischen den Laser- und Synchrotronpulsen ergibt sich ein Wert von  $\Delta t_{LR \Leftrightarrow SR} = 45 \pm 10$  ps im Single- bzw. von  $\Delta t_{LR \Leftrightarrow SR} = 30 \pm 10$  ps im Multibunch Modus.

Der Phasenjitter und die Pulslänge sind im Singlebunch Modus größer. Ursache dafür ist die größere Ladung pro Bunch, die den Bunch instabiler werden läßt. Sind im Multibunch 700 mA verteilt auf ca. 64 Bunche ein typischer Wert für den Ringstrom, so ist im Singlebunch etwa 70 mA Ringstrom auf nur einen Bunch konzentriert. Im Singlebunch ist die Ladungsdichte ca. 7 mal größer als im Multibunch.

Eigenschaft	Amplitude / Dauer
Synchronisationsgenauigkeit der Laserpulse relativ zum Masterszillator (rms)	$\Delta t_{LR \leftrightarrow Master} = 18 \text{ ps}$
Jitter der Synchrotronpulse relativ zum BESSY Masterszillator (rms)	SB: $\Delta t_{SR \leftrightarrow Master} = (40 \pm 10) \text{ ps}$ MB: $\Delta t_{SR \leftrightarrow Master} = (20 \pm 10) \text{ ps}$
Jitter der Synchrotron- und Laserpulse zueinander (berechnet)	SB: $\Delta t_{SR \leftrightarrow LR} = (45 \pm 10) \text{ ps}$ MB: $\Delta t_{SR \leftrightarrow LR} = (30 \pm 10) \text{ ps}$
Synchrotronpulsdauer (FWHM)	SB: $T_{Bunch} = 600 \dots 650 \text{ ps}$ MB: $T_{Bunch} = 400 \dots 450 \text{ ps}$

Tabelle 4.1: Übersicht über den gemessenen Jitter der Synchrotronpulse im Single- und Multibunch sowie die Abweichung des synchronisierten Lasers relativ zum Masterszillator bei BESSY I.

## 4.10 Ausblick

Durch die Verwendung eines analogen Phasendetektors wurde der relative Jitter der Laserpulse zum Masterszillator auf 18 ps reduziert. Ein analoger Regler bietet nicht nur eine höhere Präzision sondern auch eine größere Flexibilität bezüglich Laserrepetitionsrate und Betriebsmodus des Speicherringes. Im Hinblick auf einen Einsatz bei BESSY II kann die Regelung für Multibunch-Experimente völlig ohne Veränderungen übernommen werden. Die Rahmenbedingungen werden dort identisch sein. Wie bei BESSY I wird der Abstand aufeinander folgender Bunche 2 ns betragen und der Masterszillator bei einer Frequenz von 500 MHz betrieben werden.

Aufgrund des größeren Ringumfangs beträgt die Umlaufzeit bei BESSY II 800 ns (208 ns bei BESSY I). Für den Singlebunch bei BESSY II bietet es sich an, eine Laserrepetitionsfrequenz von 80 MHz einzustellen (entsprechend einem Pulsabstand von 12,5 ns). Der Phasendetektor würde dann bei 2 GHz arbeiten, das entspräche der 4. Harmonischen der Masterfrequenz und der 25. Harmonischen der Laserfrequenz.

Die projektierte Pulslänge bei BESSY II beträgt  $\sim 30 \text{ ps}$  [BES86], d.h. man wäre mit einer Synchronisationsgenauigkeit von 18 ps noch unterhalb der Synchrotronpulsbreite - allerdings ohne Berücksichtigung des Bunchjitters<sup>7</sup>. Eine Idee, die Genauigkeit

<sup>7</sup>Der Bunchjitter ist eine für BESSY II experimentell noch zu ermittelnde Größe.

weiter zu verbessern, ist es, den Laser nicht auf den Masteroszillator zu synchronisieren sondern auf die Elektronenbunche bzw. die Synchrotronpulse selber. Das Synchronisationssignal dafür könnte elektrisch über eine Stripline im Ring abgenommen werden oder über eine Photodiode aus dem Kontinuum des Synchrotronpektrums gewonnen werden, wie es am Bendingmagneten oder am Undulator um den eigentlichen Undulatorstrahl herum entsteht. Diese Möglichkeit bietet sich insbesondere im Singlebunch an, denn hier fehlt die störende Tastlücke aus dem Multibunch. Aus Abb. 4.17 ist ersichtlich, daß im Singlebunch der Phasenjitter im wesentlichen mit einer Frequenz im Bereich von 1 - 1,5 kHz auftritt. Diese Frequenz auszuregeln, wäre möglicherweise mit einem verbesserten mechanischen Aufbau, beispielsweise einem leichteren Spiegelhalter für höhere Eigenresonanz, noch zu erreichen.

Ein Test dazu wurde bislang noch nicht durchgeführt, insbesondere wegen fehlender Möglichkeiten, einen entsprechenden Weißlichtreflex an der Beamline vor dem Monochromator herauszuführen. An der MBI-Beamline bei BESSY II wird dafür die weiße Randstrahlung vom Undulator mit einem Spiegel herausgeführt. Eine Öffnung in der Mitte des Spiegels läßt den Undulatorstrahl, der einen kleinen Querschnitt und eine geringe Divergenz besitzt, ungehindert passieren.

Als weitere Möglichkeit der Bestimmung des Jitters zwischen Laser- und Synchrotronpulsen kann optisch die Kreuzkorrelation der Pulse gemessen werden. Dazu werden Synchrotron- und Laserstrahl in einem nichtlinearen optischen Kristall gemischt. Die Pulsbreite der Kreuzkorrelation  $\Delta t_{Kreuzkorr}$  (FWHM) steht in folgender Beziehung zur Autokorrelation des Pulsjitters  $\Delta t_{Jitter}$  zwischen Laser- und Synchrotronpulsen.

$$\Delta t_{Kreuzkorr}^2 = \Delta t_{Laser}^2 + \Delta t_{Synchrotron}^2 + \Delta t_{Jitter}^2 \quad (4.20)$$

$\Delta t_{Laser}^2$  : Breite (FWHM) der Laserpulse

$\Delta t_{Synchrotron}^2$  : Breite (FWHM) der Synchrotronpulse

Streng genommen beschreibt Gl. 4.20 den Phasenjitter für Pulse mit Gaußprofil. Dieses kann näherungsweise für die Synchrotronpulse und auch für die Laserpulse angenommen werden. So weicht die *sech*<sup>2</sup>-Pulsform, wie sie üblicherweise für die Laserpulse angenommen wird, in erster Näherung nur unwesentlich vom Gaußprofil ab. Eine analytische Berechnung des Phasenjitters für eine vom Gaußprofil abweichende Pulsform ist nicht trivial und für die hier geforderten Genauigkeiten nicht erforderlich.

Ein entsprechender Versuch zum optischen Frequenzmischen von Laser- und Synchrotronstrahlung wurde bei BESSY I mit der digitalen Regelung im Multibunch durchgeführt. Mit einem Spiegel vor dem Monochromator wird an der Beamline der Universität Freiburg (Wadsworth Monochromator)<sup>8</sup> die Strahlung vom Dipolmagneten herausgeführt und mit dem Laserstrahl in einem optisch nichtlinearen Kristall kollinear zusammengebracht. Das Mischsignal wird von einem Photomultiplier verstärkt und

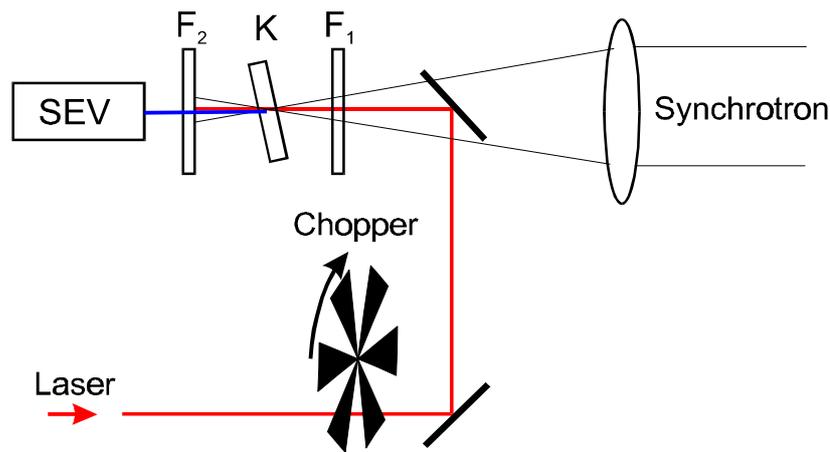


Abbildung 4.18: Aufbau zum optischen Frequenzmischen von Laser- und Synchrotronstrahlung, durchgeführt bei BESSY I. Der Laserstrahl wird gepulst und mit dem fokussierten Synchrotronlicht kollinear im optisch nichtlinearen Kristall (K) zusammengeführt. Mit einem SEV und Lock-in-Verstärker wird das Signal verstärkt.  $F_1$  und  $F_2$  sind Filter.  $F_2$  läßt nur das Mischsignal durch,  $F_1$  filtert genau dieses aus den eintreffenden Strahlen heraus.

mit einem Lock-In-Verstärker aufgenommen (s. Abb. 4.18). Die so gemessene Kreuzkorrelation von Laser- und Synchrotronpuls zeigt Abbildung 4.19. Der Anstieg erfolgt innerhalb von 230 ps, die Halbwertsbreite beträgt 460 ps. Die Laserpulsdauer ist mit 4 ps hier vernachlässigbar klein und kann näherungsweise als Deltapuls betrachtet werden. Entscheidend für eine genaue Bestimmung des Jitters mit dieser Methode ist die Kenntnis der Synchrotronpulslänge. Mit einer Halbwertsbreite der Synchrotronpulse von 450 ps ergibt sich hier eine Halbwertsbreite von 95 ps für den Jitter zwischen Laser- und Synchrotronpulsen. (Beträgt die Synchrotronpulslänge statt 450 ps 495 ps, so errechnet sich der Jitter zu 30 ps.) Die Halbwertsbreite der Synchrotronpulse schwankt jedoch über einen weiten Bereich (abhängig vom Strahlstrom), so daß diese Messung

<sup>8</sup>An dieser Stelle möchte ich mich bei Herrn Professor Kamke und bei Herrn Dr. Jochims für die freundliche Unterstützung bedanken.

mit großem Fehler behaftet ist. Die obere Grenze des Jitters kann aus der ansteigenden Flanke mit 230 ps angegeben werden.

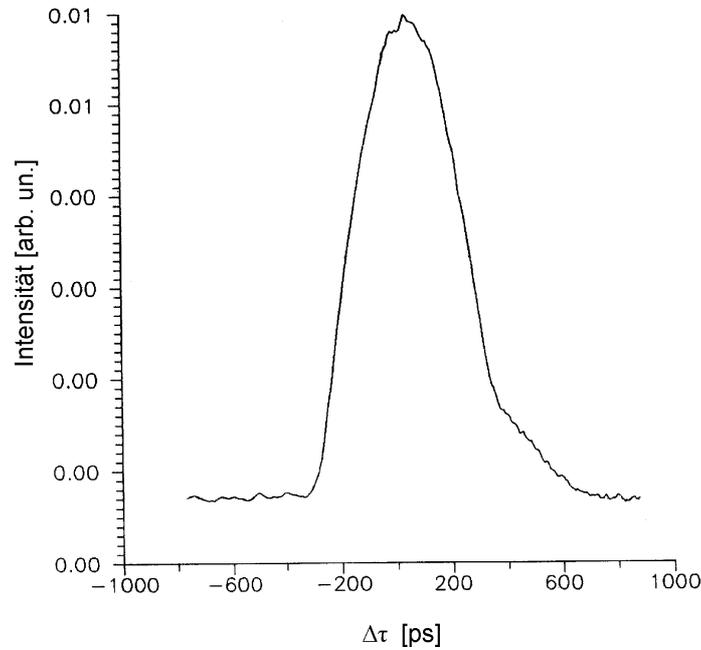


Abbildung 4.19: Kreuzkorrelationssignal von Laser- und Synchrotronpuls durch optisches Frequenzmischen in einem nichtlinear optischen Kristall aufgenommen. Die Halbwertsbreite beträgt 460 ps.

(Besonderer Dank gilt F. Noack, der an dieser Messung wesentlich beteiligt war.)

Mit dem Prinzip des optischen Frequenzmischens wurde eine Methode für eine Synchronisation konzipiert, die vom Phasenjitter der Synchrotronpulse (zum Masteroszillator) völlig unbeeinflusst bleibt. Da ein 100 fs Laserpuls um mehrere Größenordnungen kürzer ist als ein Synchrotronpuls (einige 10 ps), wird beim Mischprozeß im nichtlinearen Kristall aus dem langen Synchrotronpuls ein Teil von der Länge des Laserpulses quasi herausgeschnitten. Je nachdem, an welcher zeitlichen Position der Laserpuls in dem Synchrotronpuls liegt, wird ein intensiveres (bei mittiger Lage) oder ein schwächeres Mischsignal (bei Lage rechts oder links vom Maximum) generiert. (Vergleiche hierzu Abb. 6.7 in Abschnitt 6.1.3.) Mit der Intensität des Mischsignals steht nun ein Kriterium zur Verfügung, um die relative Lage eines Pulspaars zueinander zu beurteilen. Allerdings geht in die Intensität des Mischsignals die Amplitude der Eingangsimpulse ein. Damit müßte für eine Zuordnung der (absoluten) Mischsignal-

intensität zu einem Pulsdelay von einer sehr konstanten Amplitude der Laser- und Synchrotronpulse ausgegangen werden. Diese Voraussetzung ist - wie oben gezeigt - weder für den Laser noch für das Synchrotron gegeben. (Vergleiche Abschnitt 4.4 und Abb. 4.7.) Außerdem hat man anhand der Mischsignalintensität keine Möglichkeit zu entscheiden, ob sich der Laserpuls bei positiver oder negativer Verzögerungszeit  $\Delta\tau$ , also vor oder nach dem Synchrotronpulsmaximum befand. Diese Probleme lassen sich aber umgehen, indem man in einem geeigneten Parallelaufbau von z.B. fünf Mischkristallen Laser- und Synchrotronstrahlen (fast gleichzeitig) zusammenführt. Abb. 4.20

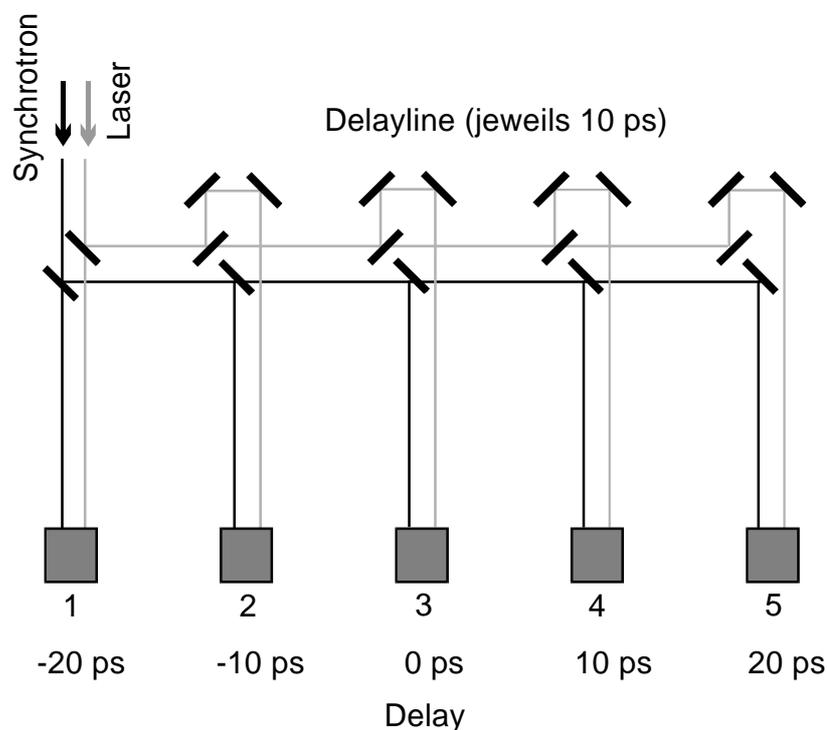


Abbildung 4.20: Schematische Anordnung für eine Auswertung des aktuellen Delays für jeweils ein Synchrotron-Laser Pulspaar. Detektiert wird die Intensität des in den nichtlinearen optischen Kristallen (1...5) erzeugten Mischsignals.

zeigt schematisch einen solchen Aufbau. Über Strahlteiler wird fünf identischen Mischkristallen das Synchrotronlicht zugeführt. Der Laserpuls wird ebenso aufgeteilt, aber jeder der Teilstrahlen durchläuft hier eine Verzögerungsstrecke mit fest eingestellter Verzögerungszeit von z.B. 10 ps. Der Aufbau ist nun so justiert, daß bei Zeitdelay Null am Ort der Probe auch in Kristall Nr. 3 Laser- und Synchrotronpuls gleichzeitig eintreffen, also dort das stärkste Mischsignal im Vergleich zu den anderen Kristallen erzeugt wird. Beträgt aufgrund des Synchrotronphasenjitters die aktuelle Verzöge-

rungszeit +20 ps, d.h. der Synchrotronpuls kommt 20 ps zu spät, so wird die maximale Mischsignalintensität an Kristall Nr. 5 gemessen. Für eine Messung wird nun einfach zu jedem Pulspar das Meßergebnis des Experimentes zusammen mit den fünf Mischsignalintensitäten abgespeichert. Indem man die Delayzeit des Kristalls mit der stärksten Mischsignalintensität dem Meßwert des Experimentes zuordnet, können im Nachhinein die Meßwerte als Funktion der Delayzeit aufgetragen werden. Im hier gewählten Beispiel besitzt die Delayzeit ein Raster von 10 ps, ein Aufbau mit durchstimmbarer Rasterweite kann aber leicht realisiert werden, so daß auch kleinere Delayzeitintervalle untersucht werden können. Unter Umständen liegt dann ein Teil der Messungen außerhalb des durch das „Delayarray“ aufgelösten Bereiches, was unkritisch ist, aber natürlich eine Verlängerung der Meßzeit bedeutet. Praktisch würde man also eine „aktive“ Synchronisierung (wie in dieser Arbeit beschrieben) benutzen, um die Lage der Pulse zueinander in einem gewissen Intervall zu halten.

Wie eingangs erwähnt, handelt es sich bei dem in Abbildung 4.20 gezeigten Schema zunächst um eine geplante Konstruktion. Sie soll aber nach ersten erfolgreichen Experimenten mit kombinierter Laser- und Synchrotronstrahlung bei BESSY II realisiert werden.