

Energie-Stabilisierung für den Freien Elektronlaser an der TESLA-Test-Anlage

von

Nikolay Sturm

Diplomarbeit in Physik

vorgelegt der
Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften
der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

im Januar 2002

angefertigt am
Deutschen Elektronen-Synchrotron
bei Prof. Dr. M. Tonutti

Gutachter: Prof. Dr. M. Tonutti
Zweitgutachter: Prof. Dr. P. Schmüser

Für Katrin²

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Die TESLA Test Anlage	3
2.1. Der TTF-Linearbeschleuniger	3
2.2. Das Kontrollsystem DOOCS	4
2.3. Die digitale Hochfrequenzregelung	5
3. Orbitkorrigierte Energiemessung	8
3.1. Prinzip der Energiemessung	8
3.2. Strahloptik	10
4. Der Energie-Server	13
4.1. Übersicht	13
4.2. Programmablauf	13
4.3. Überprüfung des Energie-Servers	14
4.3.1. Absoluteichung über FEL-Spektren	15
4.3.2. Einfluß der Orbitkorrektur auf die Energiemessung	16
4.3.3. Untersuchung der Energieschwankungen	19
4.4. Möglichkeiten zur Verbesserung der Energiemessung	20
5. Strahlregelung mit selbstanpassender Vorkompensation	22
5.1. Einführung	22
5.2. Das Step-Response-Verfahren	22
5.3. Die Feedforward-Regelung	24
5.4. Praktische Umsetzung	25
5.5. Messungen und Ergebnisse	26
5.5.1. Step-Response Kurven	26
5.5.2. Einfluß des Adaptive Feedforward auf die Vektorsumme	27
5.5.3. Einfluß des Adaptive Feedforward auf die Elektronenenergie	31
5.5.4. Ergebnisse	34
A. Transfermatrizen	36
A.1. Driftstrecken	36
A.2. Dipolmagnete	36
A.3. Quadrupolmagnete	37
A.4. Steerer	37

Inhaltsverzeichnis

B. Dokumentation des Energie-Servers	38
B.1. Documentation of the Energy Server	38
C. Kalibration der Strahllagemonitore	40
C.1. Rauschmessung der BPMs	40
C.2. Durchführung der Kalibrationsmessungen	42
Literaturverzeichnis	44

1. Einleitung

Die Hochenergiephysik befaßt sich mit dem Verständnis der fundamentalen Bausteine der Materie und deren Wechselwirkungen. Als wichtigstes Hilfsmittel dienen ihr die sogenannten Teilchenbeschleuniger, deren größter Vertreter, LHC (*Large Hadron Collider*), momentan am CERN in Genf im Bau ist. LHC wird als Proton-Proton-Speicherring realisiert und soll Schwerpunktsenergien von 14 TeV erreichen. Als Hadronen-Maschine wird LHC nicht für hochpräzise Messungen geeignet sein, weshalb die Auffassung verbreitet ist, daß eine Leptonen-Maschine in Form eines e^-e^+ -Colliders, mit einer Schwerpunktsenergie deutlich über den 200 GeV von LEP2 (*Large Electron Positron Collider*, CERN), eine sinnvolle Ergänzung [8] darstellen würde.

Bei Kreisbeschleunigern ergibt sich allerdings das Problem der Energieverluste ΔE in Form von Synchrotronstrahlung, welche von beschleunigter Ladung abgegeben wird und von der Teilchenenergie E , der Teilchenmasse m_0 und dem Beschleunigerradius ϱ abhängt.

$$\Delta E \propto \left(\frac{E}{m_0} \right)^4 \cdot \frac{1}{\varrho}$$

Aus dieser Gleichung wird deutlich, daß eine Verdoppelung der Teilchenenergie zu einer Verzehnfachung der Verluste bei gleichem Radius führt, bzw. der Radius des Beschleunigers deutlich schneller wachsen muß als die Energie, um die Verluste in einem akzeptablen Rahmen zu halten.

Eine Möglichkeit, das Problem der Synchrotronverluste zu umgehen, ist der Bau eines Linearbeschleunigers, in dem aufgrund der nahezu reinen longitudinalen Beschleunigung kaum mehr Synchrotronstrahlung auftritt. Ein Vorschlag zum Bau eines solchen Linearbeschleunigers für die Kollision von Elektronen mit Positronen stellt TESLA (*TeV-Energy Superconducting Linear Accelerator*) dar [1], welcher am DESY (*Deutsches Elektronen-Synchrotron*) in Hamburg in internationaler Kollaboration geplant wird. Hierbei handelt es sich, wie der Name schon andeutet, um einen Beschleuniger auf Basis supraleitender Beschleunigungselemente, welche in zwei Teilbeschleunigern Elektronen bzw. Positronen auf eine Energie von jeweils 250 GeV beschleunigen sollen. Diese Energien sollen in einer zweiten Phase auf jeweils 400 GeV erweitert werden können.

TESLA soll jedoch nicht nur ein Beschleuniger für teilchenphysikalische Experimente werden, sondern auch den restlichen Naturwissenschaften eine Stätte der Forschung bieten, indem in den Elektronenbeschleuniger eine zweite Maschine integriert wird, ein FEL (*Freier Elektronen Laser*) im Röntgenbereich [6]. Für diesen FEL werden die Elektronen in einem Undulator zur Abstrahlung von Synchrotronlicht angeregt, welches von seiner spektralen Brillanz Größenordnungen über derjenigen aktueller Synchro-

1. Einleitung

tronstrahlungsquellen liegen soll. Die dabei erzeugten Lichtpulse sollen im fs-Bereich liegen und damit sowohl Physikern als auch Chemikern, Biologen und anderen Naturwissenschaftlern völlig neue Möglichkeiten bieten können.

Um nachzuweisen, daß die Technologie für einen solchen Beschleuniger beherrschbar ist, wird die TESLA Test Anlage (*TESLA Test Facility*, TTF) betrieben. Bei TTF werden supraleitende Hohlraumresonatoren (*Cavities*) in einem hochsauberen Reinraum chemisch präpariert, getestet und schließlich in einem kleinen Linearbeschleuniger betrieben. Dieser Beschleuniger wird momentan zu Technologiestudien genutzt, in seiner endgültigen Ausbaustufe wird er jedoch auch für Synchrotronstrahlungsexperimente genutzt werden, da er auch über einen FEL verfügt.

Betreibt man einen FEL, so läßt sich die Wellenlänge der ausgestrahlten Photonen durch die Energie der Elektronen am Eingang des Undulators regeln. In einem Linearbeschleuniger läßt sich diese Energie recht einfach in einem großen Bereich variieren, so daß dessen FEL in der Lage ist, verschiedenste Photonenwellenlängen zu produzieren. Andererseits ist es jedoch wichtig, die Elektronenenergie möglichst stabil halten zu können, da eine Schwankung der Elektronenenergie eine Schwankung der Photonenwellenlänge zur Folge hat, die Nutzer eines FEL aber typischerweise eine möglichst stabile und genaue Wellenlänge benötigen. Für den FEL des TESLA Projektes setzt man die erlaubten Energieschwankungen der Elektronen am Eingang des Undulators mit $\Delta E/E \approx 5 \cdot 10^{-4}$ an.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Optimierung der digitalen Regelung bei TTF derart, daß die Energieschwankungen innerhalb eines Zuges (*Puls*) von Elektronenpaketen (*Bunch*) minimiert werden. Hierzu war es zunächst notwendig, eine Software zur Energiemessung der Elektronen zu schreiben, welche auf einem Spektrometerdipol am Ende des Beschleunigers basiert. Zur Erhöhung der Genauigkeit der Energiemessung und um von eventuellen Ablagen der Bunche von ihrer Sollbahn unabhängig zu sein, werden die Bunchparameter Ablage und Winkel zur Sollbahn in die Berechnung der Energie mit einbezogen. [10] Auf diese Weise wird eine genaue Energiemessung auch dann möglich, wenn die Bunche im Experimentalbereich nicht genau auf ihrer Sollbahn liegen. Dies bewirkt aufgrund der nicht mehr notwendigen Feinjustierung der Strahllage im Experimentalbereich, eine deutliche Entlastung der Operateure.

Nachdem es somit möglich war, die Energieverteilung von Bunch zu Bunch zu beobachten, wurde die vorhandene Regelungssoftware zur selbstanpassenden Vorkompensation [5], welche sich in einem Prototypenstadium befand, neu geschrieben, um sie an die Anforderungen des Routinebetriebs mit wechselnden Betriebsparametern anzupassen.

2. Die TESLA Test Anlage

In diesem Kapitel wird eine Übersicht über diejenigen Bereiche der TESLA Test Anlage gegeben, welche einen Bezug zu dieser Diplomarbeit haben, so daß die Konzepte bekannt und eine leichtere Einordnung möglich werden. Da es sich nur um eine Übersicht handelt, kann an dieser Stelle keine Erläuterung der Details stattfinden, stattdessen wird auf entsprechende Quellen verwiesen.

2.1. Der TTF-Linearbeschleuniger

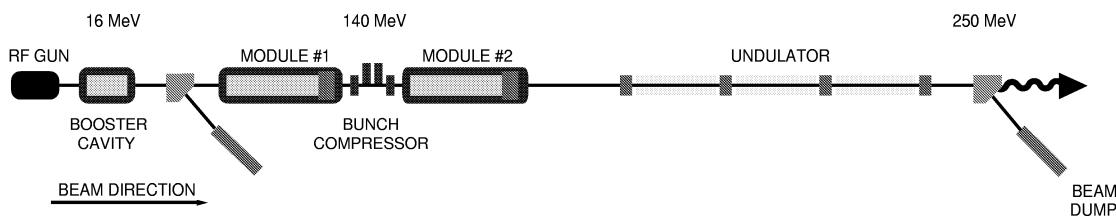


Abbildung 2.1.: Schema des TTF-Linearbeschleunigers

Abbildung 2.1 zeigt schematisch den momentanen Aufbau des TTF-Linearbeschleunigers (die sogenannte Phase I). Der Beschleuniger hat eine Gesamtlänge von etwa 120 m und soll in 2002 auf etwa 300 m ausgebaut werden. Diese ausgebauten Version, Phase II genannt, wird dann auch die Version sein, welche als Nutzeranlage für einen FEL in Betrieb genommen werden soll.

Erzeugt werden die Elektronen in einer Hochfrequenzquelle (*RF Gun*), wo sie mittels eines Lasers aus einer Photokathode extrahiert werden, an welche sich eine ca. 30 cm lange Cavity anschließt. Diese beschleunigt die Elektronen mit 35 MeV/m . Der Laser schießt dabei nicht kontinuierlich auf die Photokathode, sondern gepulst mit 100 kHz, 1 MHz oder 2,25 MHz. Hieraus resultiert eine entsprechende zeitliche Struktur der Bunche. Die Dauer eines Laserpulses liegt bei einigen Pikosekunden.

Die so erzeugten Elektronen werden in der *Booster Cavity* auf eine relativistische Energie von 16 MeV beschleunigt. Auf diese Weise vermindert man das Aufblähen der Bunche, da die elektrischen Abstoßungskräfte der Elektronen mit $1/\gamma^2$ reduziert werden.

Daran schließt sich eine Beschleunigungsstrecke an, welche aus zwei Modulen mit jeweils acht supraleitenden Cavities und einem *Bunch Compressor* dazwischen besteht. Im

2. Die TESLA Test Anlage

ersten Modul werden die Elektronen 13° vom Maximum der Hochfrequenzwelle entfernt und somit, aufgrund der endlichen Bunchlänge, unterschiedlich stark beschleunigt, wobei die energieärmeren Elektronen vorn und die energiereicheren Elektronen hinten im Bunch zu liegen kommen. Im magnetischen Umweg des Bunch Compressors werden die Elektronen dann derart auf eine energieabhängige Bahn geführt, daß die energieärmeren Elektronen einen längeren Weg zurückzulegen haben und die energiereicheren einen kürzeren. Auf diese Weise reduziert sich die longitudinale Ausdehnung des Bunches.

Nachdem die Elektronen ihre Sollenergie von zur Zeit etwa 240 MeV erreicht haben, durchlaufen sie den *Undulator*. Dieser besteht aus einer Anordnung alternierender Dipolmagnete mit einer Periodenlänge von 27,3 mm. In einem Undulator werden die Elektronen auf eine leicht sinusförmige Bahn gezwungen, was eine transversale Beschleunigung der Elektronen zur Folge hat und somit zur Abstrahlung monochromatischer, aber nicht kohärenter Undulatorstrahlung führt, deren Intensität mit der Anzahl der Elektronen steigt. In dem TTF FEL wechselwirkt die Undulatorstrahlung jedoch mit den Bunchen derart, daß sich in den Bunchen eine Scheibenstruktur ausbildet, wobei es zu einer kohärenten Abstrahlung kommt und somit zu einer Laserstrahlung, deren Intensität mit dem *Quadrat* der Elektronenzahl steigt.

Da man für Experimente mit der Synchrotronstrahlung diese vom Elektronenstrahl trennen muß, befindet sich hinter dem Undulator ein Dipolmagnet, welcher die Elektronen ablenkt, die Photonen jedoch passieren läßt. Dieser Dipol dient desweiteren der Messung der Elektronenenergie. Hinter dem Dipol endet das Strahlrohr schließlich mit dem Strahlabsorber (*Beam Dump*).

2.2. Das Kontrollsystem DOOCS

Um eine komplexe Maschine wie den TTF-Linearbeschleuniger betreiben zu können, braucht es ein computergestütztes Kontrollsystem. Am DESY wurde dazu das *Distributed Object Oriented Control System* (siehe [3] und [4]) entwickelt, welches bei TTF erstmals zum Einsatz kommt.

Basis des Kontrollsystems sind Serverprozesse, die auf den verschiedensten Rechnern laufen. Auf niedrigster Ebene stehen die Geräte-Server, welche direkt mit angeschlossener Hardware wie z. B. ADCs (*Analog Digital Converter*) kommunizieren.

Darüber befinden sich die Server der mittleren Ebene, welche keinen direkten Hardwarekontakt mehr haben. Stattdessen generieren diese Server aus den Daten der Geräte-Server abgeleitete Daten. Zu dieser Kategorie gehört auch der in Kapitel 4 beschriebene Energie-Server, welcher aus den Werten der BPM-Server (*Beam Position Monitor*) eine korrigierte Strahlenergie berechnet.

Noch in der Einführung befinden sich die Server der höchsten Ebene, welche der autonomen Steuerung von Teilen der Maschine dienen. Typischerweise in Form einer *Finite State Machine* [11] implementiert, erleichtern diese Server den Betrieb der Maschine dadurch, daß komplexe Vorgänge, wie z. B. die Steuerung der Beschleunigungsmodule, auf wenige Einstellmöglichkeiten reduziert werden, um dann von der Software

2.3. Die digitale Hochfrequenzregelung

vollautomatisch gesteuert zu werden. [7]

Um das Kontrollsystem und den Beschleuniger bedienen zu können, bedarf es natürlich einer Schnittstelle zum Benutzer. Diese wird in Form einer grafischen Benutzerschnittstelle durch das *DOOCS Data Display* zur Verfügung gestellt.

2.3. Die digitale Hochfrequenzregelung

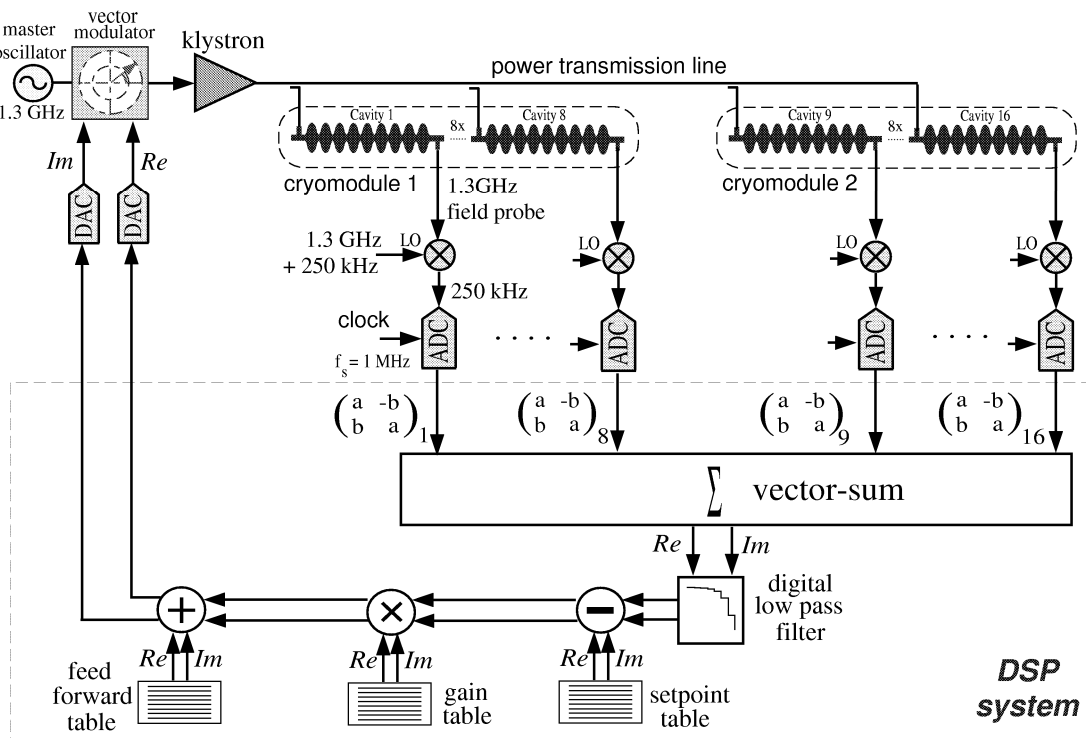


Abbildung 2.2.: Schema des Hochfrequenz-Kontrollsystems der TTF

Abbildung 2.2 zeigt schematisch das Kontrollsystem der Hochfrequenzanlage [9] bei TTF. Das Klystron und die Cavities stellen das zu regelnde System dar, die Regelung selbst zeigt sich in Form einer Rückkopplungsregelung mit Tiefpaß (*Feedback*) und einer Vorkompensation (*Feedforward*). Geregelt werden bei TTF nicht direkt Amplitude und Phase, sondern Real- und Imaginärteil der vektoriellen Summe der einzelnen Beschleunigungsspannungen. Dies begründet sich darin, daß Real- und Imaginärteil prinzipiell entkoppelt sind, was bei Amplitude und Phase nicht der Fall ist.

Ziel der Regelung ist es, dafür zu sorgen, daß während des Strahldurchganges durch die Module in diesen Amplitude und Phase der Vektorsumme konstant gehalten werden, um eine gleichmäßige Beschleunigung aller Bunche sicherzustellen und somit letztlich die Energievariation der Bunche innerhalb eines Pulses so klein wie möglich

2. Die TESLA Test Anlage

zu halten.

Das Klystron liefert eine maximale Leistung von 10 MW und wird bei einer Frequenz von 1,3 GHz betrieben, der Resonanzfrequenz der Beschleunigungsmoden in den Cavities.

Das 1,3 GHz Meßsignal wird auf 250 kHz konvertiert, um für die mit 1 MHz getakteten ADCs sinnvoll verarbeitbar zu sein. Dies geschieht über einen Mischer, welcher die Phasen- und Amplitudeninformationen beibehält. Nach Anwendung einer Cavity-spezifischen Dreh-Streck-Matrix erhält man die Vektorsumme, die zur Rauschunterdrückung ein digitales Tiefpaß-Filter durchläuft. Die Dreh-Streck-Matrizen dienen der Kompensation von Laufzeitunterschieden der Meßsignale und berücksichtigen die Cavity-spezifischen Verstimmungen.

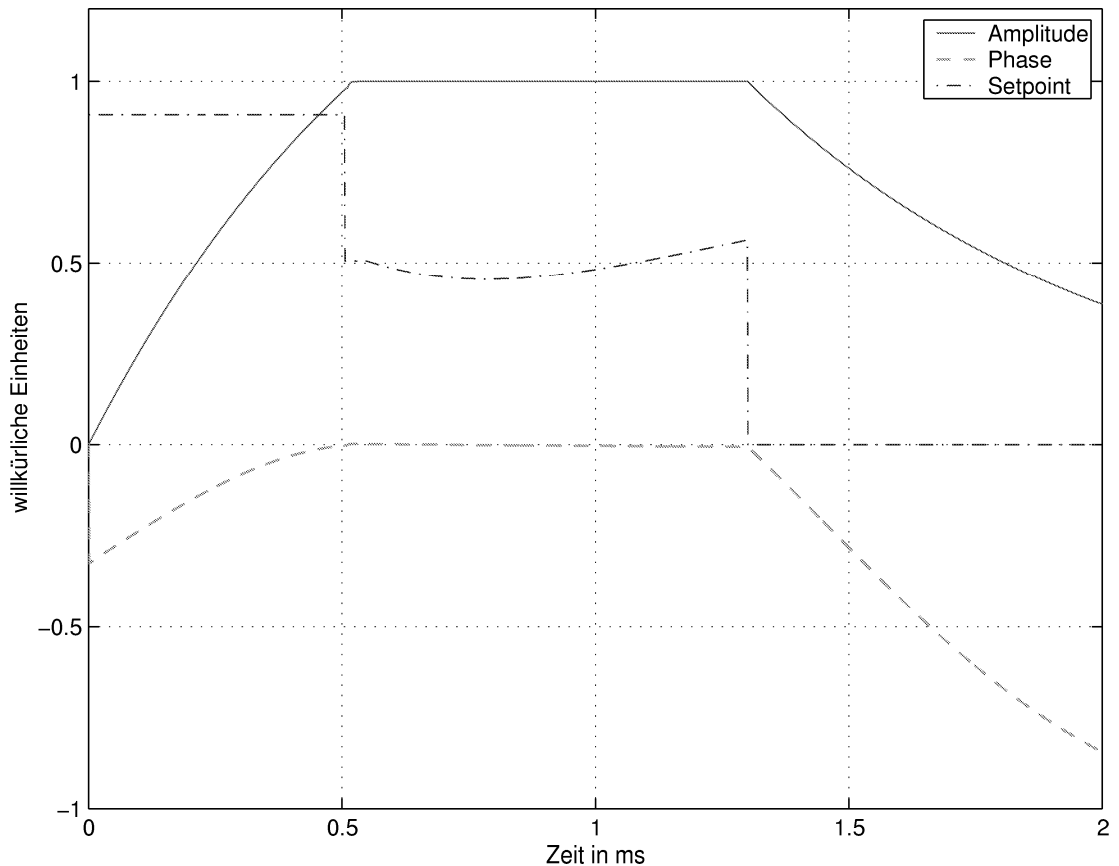


Abbildung 2.3.: Verlauf von Amplitude und Phase der Vektorsumme mit Feedback. Die ersten 0,5 ms zeigen das Füllen des Moduls; daran schließt sich der sogenannte *Flat-Top-Bereich* an, in welchem der Setpoint aufgrund der Lorentz-Kraft Verstimmung variiert werden muß; der letzte Bereich zeigt das Abklingverhalten nach Abschalten des Klystrons.

2.3. Die digitale Hochfrequenzregelung

Alle weiteren Rechnungen der Hochfrequenzsteuerung werden der Einfachheit halber mit Tabellen durchgeführt, da einerseits der ADC zeitdiskrete Werte liefert und so andererseits maximale Flexibilität gesichert wird. Die Rechnungen selbst finden in DSPs (*Digital Signal Processor*) statt.

Zur Regelung wird zunächst ein Fehlervektor aus der Differenz von Meßsignal und Sollwert (*Setpoint*) errechnet. Der Sollwert ist so ausgelegt, daß sich im strahlungsfreien Fall eine konstante Amplitude und Phase der Vektorsumme (siehe Abbildung 2.3) einstellen. Der Fehlervektor wird mit einem Verstärkungsfaktor (*Gain*) multipliziert, was den Feedback-Anteil der Regelung darstellt. Auf diese Weise lassen sich langsame Feldfehler korrigieren.

Während des Strahlbetriebes gibt es jedoch Ereignisse, die vorhersehbar eintreten und zu Fehlern in der Vektorsumme führen. Solche Ereignisse sind z. B. die Elektronenpakete, welche den Modulen Energie entziehen. Aufgrund der langen Reaktionszeit des Systems von einigen $10 \mu\text{s}$, macht es keinen Sinn, lediglich mit einem Feedback-System zu reagieren, zumal bei diesem die Verstärkung begrenzt ist, da bei einer zu hohen Verstärkung Schwingungen in der Vektorsumme auftreten. Stattdessen wird über eine Feedforward-Tabelle das zu erwartende Ereignis vorweggenommen, indem das Klystron rechtzeitig entsprechend angesteuert wird, so daß beim Eintreffen des Ereignisses genügend Zusatzleistung zur Verfügung steht.

Das so erhaltene Signal

$$(\text{Vektorsumme} - \text{Setpoint}) \cdot \text{Gain} + \text{Feedforward} \quad (2.1)$$

wird schließlich zur Ansteuerung eines Vektormodulators und damit letztlich des Klystrons genutzt.

3. Orbitkorrigierte Energiemessung

Die Orbitkorrektur der Energiemessung basiert auf [10], Anhang B, wo sich auch weitere Informationen finden. In diesem Kapitel wird ein Überblick über die theoretischen Grundlagen gegeben, die Implementation und Messungen werden in Kapitel 4 vorgestellt. Die Kalibrationsmessungen der Strahlagemonitore werden in Anhang C beschrieben.

3.1. Prinzip der Energiemessung

Basis der Energiemessung ist der Spektrometerdipol B1 in der dispersiven Sektion des Experimentalbereiches (siehe Abbildung 3.1). Dieser Magnet trennt die im Undulator erzeugten Photonen der Synchrotronstrahlung vom Elektronenstrahl, indem die Elektronen durch das Magnetfeld abgelenkt werden, wohingegen die Photonen ungehindert geradeaus weiterfliegen.

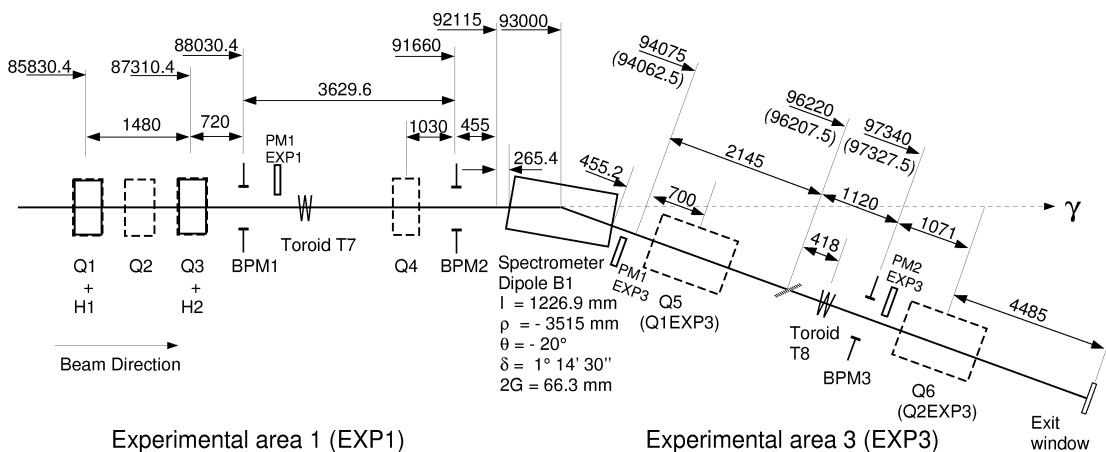


Abbildung 3.1.: Verlauf des Strahlrohres im Bereich des Spektrometerdipols B1, die Elektronen kommen von links

In einem Dipol ist die Ablenkung abhängig von der Stärke des integralen Magnetfeldes und der Energie der abzulenkenden Teilchen. Da die Ablenkung durch die Strahlführung hinter dem Dipol vorgegeben ist, kann man aus dem integralen Magnetfeld direkt auf die Elektronenenergie zurückschließen. Dieses Verfahren hat jedoch ein Problem:

3.1. Prinzip der Energiemessung

- Das integrale Magnetfeld des Dipols wurde vor dem Einbau nicht vermessen.

Hieraus folgt, daß aus der Regelgröße des Dipols, dem Spulenstrom, nicht auf das tatsächlich auf den Strahl wirkende Magnetfeld geschlossen werden kann. Da das integrale Magnetfeld auch Randeffekte des Magneten beinhaltet, war es nicht möglich, den Dipol nachträglich zu vermessen. Stattdessen wurde in [10] der Weg gewählt, über das Photonenspektrum des FEL eine Beziehung zwischen der Elektronenenergie und dem Dipolstrom herzustellen (siehe auch Abschnitt 4.3.1). Die Messungen liefern mit einer absoluten Genauigkeit von etwa 1% die lineare Beziehung

$$E_{\text{Elektron}}/\text{MeV} = (8,09 \pm 0,01) \cdot I_{\text{Dipol}}/\text{A}. \quad (3.1)$$

Wie jeder Magnet, so zeigt auch der hier verwendete Dipol Hystereseverhalten. Insofern ist es für eine möglichst genaue Messung der absoluten Elektronenenergie notwendig, den Magneten in einen definierten Zustand zu bringen (diesen Vorgang nennt man *Cyclen*, wobei der Magnet mit einem definierten Stromzyklus angesteuert wird, s.u.). Da dies im täglichen Einsatz nicht immer möglich ist, war es notwendig, die Stärke der Hysterese zu vermessen. An dieser Stelle sei angemerkt, daß die Hysterese kaum einen Effekt auf die relative Energiemessung hat.

Zur Messung der Hystereseeffekte wurde eine Hall-Sonde in den Magneten, nahe des Strahlrohres eingebracht und dieser mehrfach mit dem gleichen Meßprogramm gefahren:

- cyclen des Magneten (auf Maximalstrom, auf 0 A, auf 30 A Setzwert)
- Variation des Dipolstromes mit maximal 6 A um den Setzwert

Abbildung 3.2 zeigt die Ergebnisse dieser Messungen. Die Hystereseschwankungen bewegen sich in einem Bereich kleiner 0,2 % und sind somit deutlich kleiner als die Ungenauigkeit der absoluten Energiemessung aufgrund der Eichung durch das FEL Spektrum.

Im täglichen Beschleunigerbetrieb sind die gefahrenen Schwankungen des Dipols im Bereich kleiner 1 A, dafür ist nur selten mit einem Cyclen des Magneten zu rechnen, so daß dieser Fehler nicht wesentlich beiträgt.

Aus der endlichen Breite des Strahlrohres folgt, daß das Magnetfeld am Dipol nicht exakt auf die Energie des Strahles eingestellt sein muß, da auch ein leicht falsch abgelenkter Strahl noch innerhalb des Strahlrohres liegen kann.

Dieser Effekt läßt sich mit dem Strahllagemonitor BPM3 (*Beam Position Monitor* [2]), der sich im Strahlrohr hinter dem Dipol befindet, beobachten. Geht man davon aus, daß der Elektronenstrahl den Dipol auf der vorgeschriebenen Sollbahn erreicht, so ließe sich mit diesem BPM der Strahl so ausrichten, daß er den Dipol auch wieder zentriert verläßt. Real ist es jedoch nicht gegeben, daß der Elektronenstrahl den Dipol zentriert erreicht und genau an dieser Stelle setzt die Korrektur der Energiemessung an, indem die reale Flugbahn der Elektronen zur Berechnung herangezogen und somit eine Orbitkorrektur der durch den Dipol vorgegebenen Energie vorgenommen wird.

3. Orbitkorrigierte Energiemessung

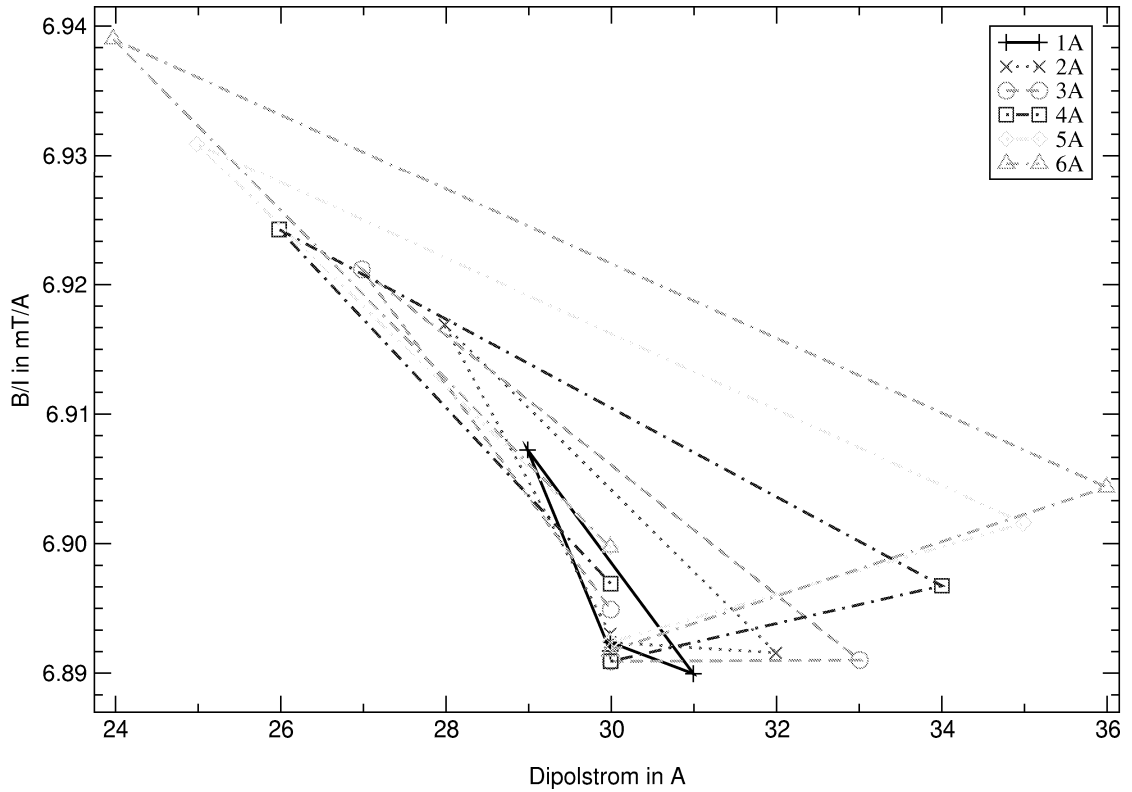


Abbildung 3.2.: Hysterese des Spektrometerdipols bei verschiedenen Stromvariationen (1 A bis 6 A) um den Setzwert von 30 A

3.2. Strahloptik

Berücksichtigt man die reale Flugbahn der Teilchen, so ergibt sich die gemessene Ablage x_3 in BPM3 als Summe einer dispersionsabhängigen Ablage x_D , welche die Abweichung vom Sollimpuls berücksichtigt und einer Sollablage x_S , welche sich aus der Transfermatrix (siehe auch Anhang A) eines mit dem Sollimpuls fliegenden Teilchens ergibt.

$$x_3 = x_D + x_S \quad (3.2)$$

Die dispersionsbedingte Ablage lässt sich als

$$x_D = D_x \cdot \frac{\Delta p}{p_0} \quad (3.3)$$

schreiben (siehe z. B. [12]), wobei D_x dem Wert der Dispersionsfunktion bei BPM3, Δp der Impulsabweichung und p_0 dem Sollimpuls entsprechen.

Der Impuls p des Teilchens lässt sich als Summe von Sollimpuls und Impulsabweichung schreiben, was unter Verwendung von Gleichung (3.3) zu Gleichung (3.4) führt.

$$p = p_0 + \Delta p = p_0 \cdot \left(1 + \frac{x_D}{D_x}\right) \quad (3.4)$$

Zur Berechnung der Sollablage x_S benötigt man die Transfermatrix \mathbf{M} , welche die Transformation der Teilchen vom Eingang des Dipols bis zu BPM3 beschreibt. Um diese Transformation durchführen zu können, ist es jedoch notwendig, Ablage und Winkel der Bunche am Eingang des Dipols zu bestimmen.

Da die Bestimmung des Winkels nicht direkt möglich ist, wurde der Weg gewählt, zwei BPMs vor dem Dipol anzubringen und mit diesen Ablage und Winkel des Strahles bei BPM2 zu bestimmen. Unter Annahme einer Driftstrecke läßt sich diese Strahl-ausrichtung dann in den Eingang des Dipols transformieren.

Die Ablage in BPM1 und BPM2 ist durch x_1 bzw. x_2 gegeben. Der Winkel φ der Flugbahn der Bunche zur Designtrajektorie, an der Stelle von BPM2, ergibt sich dann durch

$$\varphi = \frac{x_2 - x_1}{l_{12}}, \quad (3.5)$$

wobei $l_{12} = 3,63$ m den Abstand der beiden BPMs meint.

Zur Transformation der Ablage x_2 und des Winkels φ in den Eingang des Dipols bedient man sich einer Matrix $\mathbf{M}_{\text{Drift}}$ mit $L = l_{2d} = 0,72$ m, dem Abstand von BPM2 zum Dipol, was schließlich auf

$$\begin{aligned} x &= x_2 + l_{2d} \cdot x' \\ x' &= \varphi \end{aligned} \quad (3.6)$$

führt und sich mittels \mathbf{M} zur Berechnung der Sollablage in BPM3 nutzen läßt.

$$x_S = M_{11} \cdot x + M_{12} \cdot x' \quad (3.7)$$

Faßt man die Gleichungen (3.4) bis (3.7) zusammen, so ergibt sich die Impulsabweichung zu

$$\frac{\Delta p}{p_0} = a_1 \cdot x_1 + a_2 \cdot x_2 + a_3 \cdot x_3 \quad \text{mit} \quad (3.8)$$

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{1}{D_x \cdot l_{12}} (M_{11} \cdot l_{2d} + M_{12}), \\ a_2 &= \frac{-1}{D_x \cdot l_{12}} (M_{11} \cdot (l_{12} + l_{2d}) + M_{12}), \\ a_3 &= \frac{1}{D_x}. \end{aligned} \quad (3.9)$$

Wie man in Abbildung 3.1 sieht, liegen in dem betrachteten Bereich noch zwei Quadrupole (Q4 und Q5), die in die bisherige Betrachtung nicht einbezogen wurden, für eine genaue Messung der Energie jedoch nicht vernachlässigt werden dürfen. Gleichung (3.8) gilt zwar auch weiterhin, jedoch sind die Koeffizienten a_1 , a_2 und a_3 auch

3. Orbitkorrigierte Energiemessung

von den Stärken der Quadrupole abhängig zu machen. Dies geschieht, indem die entsprechenden Transfermatrizen nicht mehr nur aus Driftstrecken bestehen, sondern um die entsprechenden Quadrupolmatrizen erweitert werden.

Bezeichnet man die Transfermatrix von BPM1 zu BPM2 als \mathbf{R} , so transformieren sich Ablage und Winkel gemäß Gleichung (3.10) in den Eingang des Dipols.

$$\begin{aligned}x &= x_1 \cdot l_{2d} \cdot \left(R_{21} - R_{11} \cdot \frac{R_{22}}{R_{12}} \right) + x_2 \cdot \left(1 + l_{2d} \cdot \frac{R_{22}}{R_{12}} \right) \\x' &= x_1 \cdot \left(R_{21} - R_{11} \cdot \frac{R_{22}}{R_{12}} \right) + x_2 \cdot \frac{R_{22}}{R_{12}}\end{aligned}\tag{3.10}$$

Setzt man diese Werte in Gleichung (3.7) ein, so erhält man für die Koeffizienten

$$\begin{aligned}a_1 &= \frac{1}{D_x \cdot R_{12}} \cdot (M_{11} \cdot l_{2d} + M_{12}), \\a_2 &= \frac{-1}{D_x \cdot R_{12}} \cdot (M_{11} \cdot (R_{12} + l_{2d} \cdot R_{22}) + M_{12} \cdot R_{22}), \\a_3 &= \frac{1}{D_x}.\end{aligned}\tag{3.11}$$

Alle drei Koeffizienten hängen über D_x von Q5 und die ersten beiden Koeffizienten über die Elemente der Matrix \mathbf{R} von Q4 ab.

Im Verlauf dieses Abschnitts wurde lediglich auf Impulsschwankungen eingegangen, wohingegen das Ziel eine möglichst genaue Energiemessung ist. In Anbetracht der Tatsache, daß die Elektronen bei TTF typischerweise Energien deutlich über 200 MeV haben und somit hochrelativistisch sind, gilt $E = c \cdot p$ in sehr guter Näherung.

4. Der Energie-Server

Die Energie der Elektronen am Ende der Beschleunigungsstrecke ist eine der wichtigsten Kenngrößen eines Teilchenbeschleunigers. Desweiteren geht ihr Wert z. B. in die Berechnung von Transfermatrizen ein, kann zur Fehlersuche genutzt werden oder kann zu Stabilitätsbetrachtungen herangezogen werden. Daher sollte die Energiemessung in das Kontrollsystem des TTF-Linearbeschleunigers integriert werden. In diesem Kapitel wird zunächst das Programm beschrieben, welches die Berechnung der Energie durchführt und anschließend auf Messungen zu Funktionalität und Qualität der Energiemessungen eingegangen.

4.1. Übersicht

Implementiert wurde ein Server der mittleren Ebene, welcher sich bei verschiedenen Geräte-Servern mit Daten, wie z. B. der Strahlablage in den BPMs, versorgt und aus diesen sowohl die Energie der einzelnen Bunche berechnet, als auch Statusinformationen über die Qualität der Energiemessung bzw. -berechnung zur Verfügung stellt. Dies ist insbesondere deshalb wichtig, da dem Nutzer der Energiedaten mitgeteilt werden muß, wann die Daten aufgrund ungünstiger Bedingungen ihre Aussagekraft verlieren. Ist z. B. der Spektrometerdipol auf ein falsches Magnetfeld eingestellt, so kann es passieren, daß Elektronen vor BPM3 Kontakt mit der Strahlrohrwand haben und dort anschauen. In diesem Fall liefert BPM3 eine falsche Strahlablage, was zu der Berechnung einer falschen Teilchenenergie führt.

4.2. Programmablauf

Die grundlegende Kommunikationsstruktur für Serverprozesse, sowie ein Gerüst zur Programmierung von Servern werden dem Programmierer durch das DOOCS-Team zur Verfügung gestellt, so daß lediglich die spezifische Funktionalität implementiert werden muß.

In einem ersten Schritt überprüft der Energie-Server, ob sich die Polynom-Parameter der BPMs geändert haben. Diese definieren Polynome, welche den BPM-Servern zur Umrechnung der Bit-Werte der ADCs in Ablagen in mm dienen. Die BPMs zeigen nur in einem kleinen Bereich um ihre Nullposition ein lineares Verhalten, so daß die Umrechnung durch ein Polynom höherer Ordnung erforderlich ist. Von Seiten der BPM-Server findet eine Beschränkung der Polynome auf die zweite Ordnung statt. Polynome

4. Der Energie-Server

höherer Ordnung sind mit dem zugehörigen Datentyp nicht realisierbar. Diese Eigenschaft der BPM-Server ist insofern keine Einschränkung, als die Forderung besteht, Zugriff auf die Rohdaten¹ zu haben. Da innerhalb der BPM-Server die strenge Monotonie der Polynome aber nicht überprüft wird, werden lineare Polynome gewählt, da diese immer umkehrbar sind. Auf diese Weise können die Operateure in einem Bereich von etwa ± 5 mm um die Designtrajektorie hinreichend genau die Strahlage bestimmen. Wenn eine höhere Genauigkeit der Ablage gefordert ist, kann über den Weg der Rohdaten und mit Hilfe eines angepaßten Polynoms höherer Ordnung die Ablage genauer bestimmt werden. Dieser Weg wurde auch beim Energie-Server gewählt. Zur Bestimmung der Polynom-Parameter sei auf Anhang C verwiesen.

In einem nächsten Schritt werden die Magnete Q4, Q5 und der Spektrometerdipol überprüft, da sich Änderungen in deren Stärke auf die Koeffizienten a_i auswirken (siehe Gleichung (3.11)) und diese somit neu berechnet werden müßten.

Ist sichergestellt, daß alle Koeffizienten Werte im Rahmen der Spezifikation haben, muß die Betriebsart des Beschleunigers bestimmt werden. Die Betriebsart ist dabei durch die Anzahl der Bunche und deren Wiederholfrequenz bestimmt. Praktisch relevant ist zusätzlich noch die Anzahl der Bunche, welche tatsächlich von der Elektronik wahrgenommen werden können. Wird der Beschleuniger nämlich bei 2,25 MHz betrieben, so messen die mit 1 MHz getakteten ADCs lediglich jeden neunten Bunch.

Daran schließt sich die Messung der Ablagen in BPM1 bis BPM3, sowie der zugehörigen Ladungen in den Toroiden T7 und T8 an.

Unter Verwendung der in Abschnitt 3.2 beschriebenen Rechnungen wird aus den BPM-Werten eine Korrektur der Sollenergie, wie sie am Spektrometerdipol eingestellt ist, berechnet. Anhand der weiteren Daten wird zusätzlich ein Status der Energiemessung bestimmt, welcher in Anhang B erläutert ist.

Abschließend werden die Daten dem interessierten Anwender über DOOCS zur Verfügung gestellt.

4.3. Überprüfung des Energie-Servers

Nach Fertigstellung des Energie-Servers gab es Strahlbetrieb mit maximal 60 Bunchen pro Puls. Es zeigte sich keinerlei Korrelation der CPU-Belastung von etwa 2 % durch den Energie-Server mit der Bunchzahl, so daß davon ausgegangen werden kann, daß der Energie-Server in der Lage ist, die Energie aller 800 Bunche pro Puls im anvisierten *Long-Pulse-Mode* zu berechnen.

Ebenso konnte die prinzipielle Funktionalität der Orbitkorrektur verifiziert werden. Die in diesem Rahmen durchgeführten Experimente werden im Folgenden dokumentiert. Desweiteren fand eine Kalibration der genutzten BPMs statt, deren Durchführung und Ergebnisse in Anhang C beschrieben werden. Dort wird auch die relative Genauigkeit der Energiemessung bestimmt.

¹Hierunter versteht man die Bit-Werte, wie der ADC sie liefert.

4.3.1. Absoluteichung über FEL-Spektren

Die absolute Genauigkeit des Energie-Servers basiert auf der Genauigkeit, mit der das integrale Magnetfeld des Spektrometerdipols bestimmt werden kann. Dieses Feld ist jedoch nur über den Umweg der Bestimmung des FEL-Spektrums bekannt.

Für einen FEL ergibt sich die Photonenwellenlänge als

$$\lambda_{\text{Photon}} = \frac{\lambda_{\text{Undulator}}}{2\gamma^2} (1 + K_{rms}^2), \quad (4.1)$$

wobei

$$K_{rms} = \frac{eB_{rms}\lambda_{\text{Undulator}}}{2\pi m_0 c} \quad (4.2)$$

gilt. $\lambda_{\text{Undulator}}$ ist die Undulator-Periodenlänge, K_{rms} ist der gemittelte Undulator Parameter und m_0 die Elektronenruhemasse.

Löst man diese Gleichungen nach der Energie auf und setzt für die Konstanten TTF-typische Werte ein, so ergibt sich die vereinfachte Gleichung (4.3) zur Berechnung der Elektronenenergie in MeV am Eingang des Undulators aus der Wellenlänge der FEL-Photonen in nm.

$$E_0 = \frac{2438,5 \pm 1}{\sqrt{\lambda_{\text{Photon}}}} \quad (4.3)$$

Die mit dieser Gleichung bestimmte Elektronenenergie ist aufgrund der Ungenauigkeiten in den Konstanten mit einem absoluten Fehler von 0,5 % versehen.

Bestimmt man mittels Gleichung (4.3) die Elektronenenergien bei verschiedenen Beschleunigungsfeldern und vergleicht diese Werte mit dem Strom, der zur gleichen Zeit an dem Spektrometerdipol anlag², so ergibt sich der lineare Zusammenhang

$$E_0 = (8,09 \pm 0,01) \cdot I_{B1}. \quad (4.4)$$

Der absolute Fehler in der Energiemessung mittels Gleichung (4.4) kann dann mit 1 % beziffert werden.

Einige Monate nach dieser Energie-Eichung wurden abermals FEL-Spektren aufgenommen und die zugehörigen Elektronenenergien bestimmt. In Abbildung 4.1 ist das mittlere Spektrum von 20 Bunchen zusammen mit den berechneten Energien des Energie-Servers dargestellt.

Aus den FEL-Spektren ergibt sich eine mittlere Elektronenenergie von 242,0 MeV mit einem absoluten Fehler von $\pm 1,2$ MeV, wohingegen der Energie-Server eine mittlere Elektronenenergie von 241,7 MeV errechnet. Diese beiden Werte stimmen im Rahmen der Meßgenauigkeit gut überein.

²Der Strahl muß dabei so eingestellt werden, daß die Elektronen in den BPMs der dispersiven Sektion, also im Bereich um den Spektrometerdipol, mittig zu liegen kommen.

4. Der Energie-Server

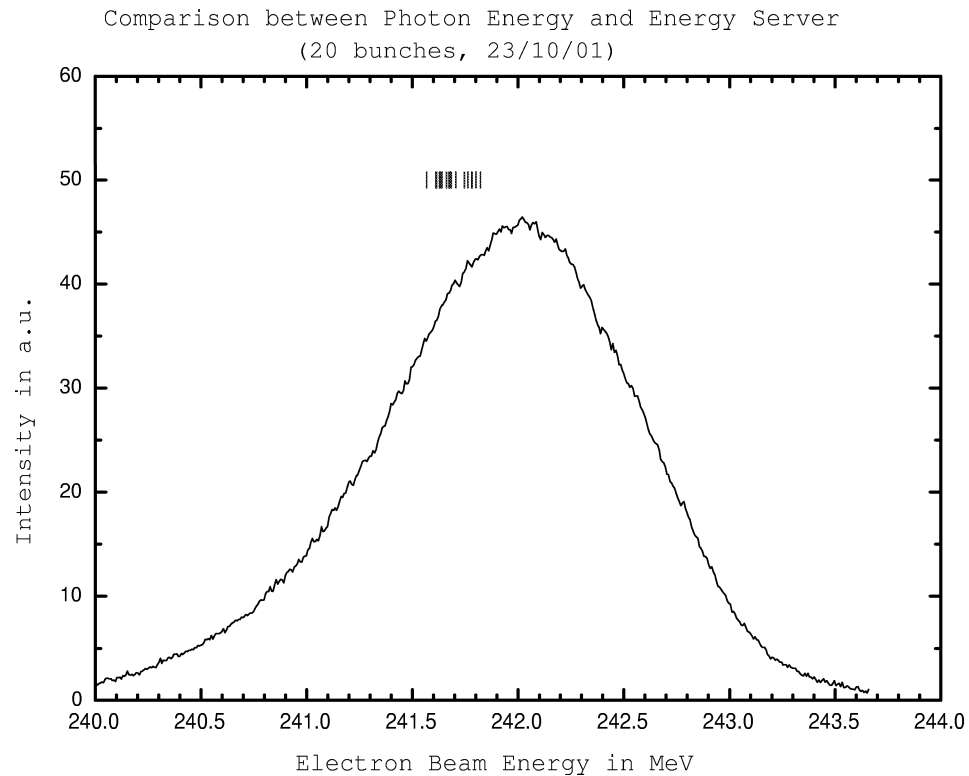


Abbildung 4.1.: gemittelttes FEL-Spektrum von 20 Bunchen und die dabei vom Energie-Server gemessenen Elektronen-Energien (vertikale Balken)

4.3.2. Einfluß der Orbitkorrektur auf die Energiemessung

Zur Verifikation der Orbitkorrektur wurde mit Hilfe des Steuerers H1 eine sinusförmige Orbitvariation induziert, welche direkt eine entsprechende Ablage in BPM3 bewirkt. Geht man von einer ideal justierten Maschine aus, bei der die Bunches auf der Designtrajektorie liegen, so entspricht eine Ablage in BPM3 gemäß Gleichung (3.3) direkt einer definierten Energieabweichung. Für typische Werte von $D_x = 1,49$ m und $E_0 = 240$ MeV ergibt sich z. B., daß einer Ablage von 1 mm in BPM3 eine Energieabweichung von 0,16 MeV entspricht.

Abbildung 4.2 zeigt die durch den Steerer H1 hervorgerufene Oszillation der Ablage in BPM3 und darunter die zugehörige Energieberechnung durch den Energie-Server. Die beiden Spitzen bei etwa 60 s und 160 s stellen Pulse dar, bei denen kein Bunch im Beschleuniger war, weshalb der Energie-Server nur die Energie gemäß Gleichung (4.4)

4.3. Überprüfung des Energie-Servers

ausgibt. Die mittlere Bunchladung lag bei $1,4 \text{ nC} \pm 0,1 \text{ nC}$ und der Steerer wurde sinusförmig mit 1,15 A bis 1,75 A angesteuert.

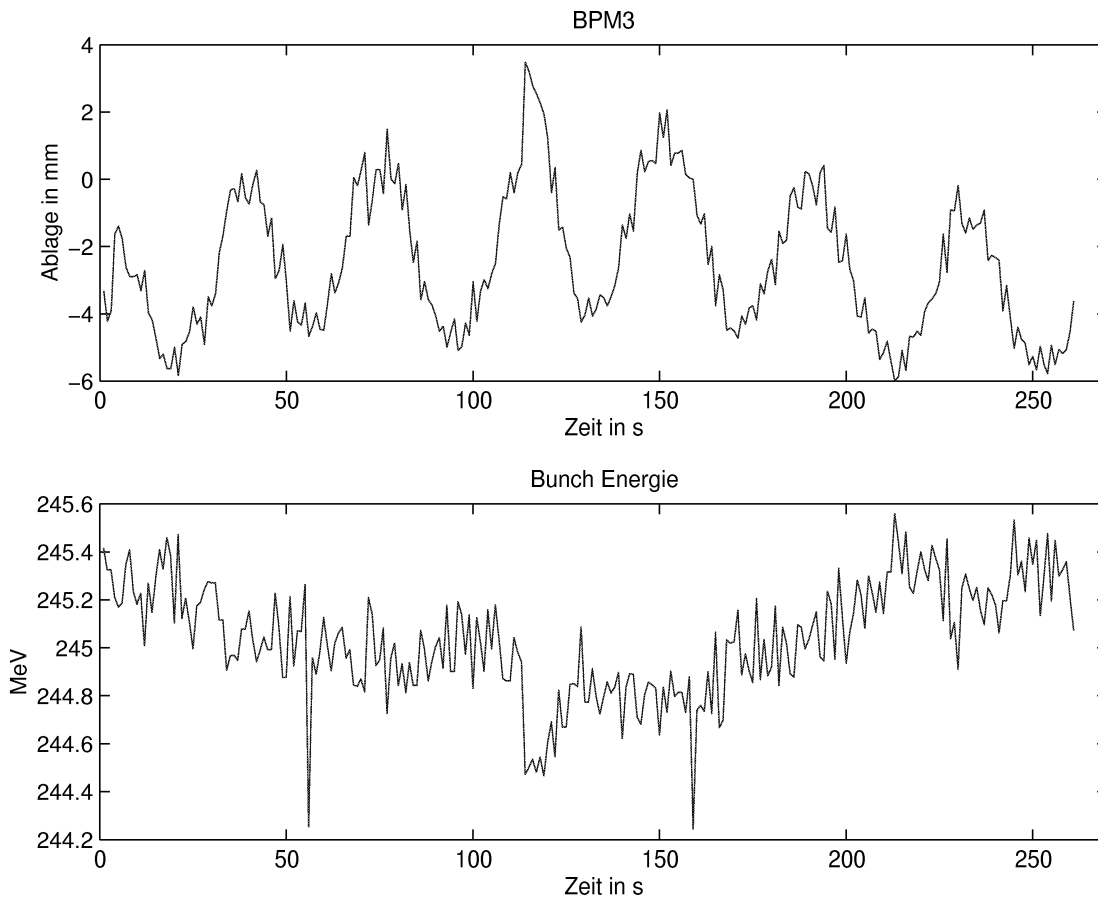


Abbildung 4.2.: Strahlungsveränderungen in BPM3 und die mit dem Energie-Server berechneten Energievariationen bei periodischer Orbitmodulation durch einen Steerer; die Spitzen bei 60 s und 160 s stellen den unkorrigierten Dipolstrom dar.

Man sieht deutlich, daß sich die Ablagenschwankung nicht in die Energievariation fortpflanzt. Es ist jedoch eine langsame Modulation auf der Energie zu erkennen, welche mit dem BPM-Signal korreliert ist. Da der Beschleuniger nicht speziell eingestellt wurde, kann diese Modulation leicht durch Instabilitäten in der Maschine erklärt werden. Bildet man pro Oszillation die Energieschwankung gemäß Energie-Server bzw. BPM-Ablage, so zeigt sich, daß die orbitkorrigierte Energie im Mittel um einen Faktor sechs stabiler ist, als die aus lediglich der BPM-Ablage bestimmte. Bei ersterer ergeben sich Schwankungen zwischen 0,1 MeV und 0,2 MeV. Diese Ergebnisse werden durch eine zweite Messung mit etwa 2 nC Ladung und ohne die obige Modulation bestätigt.

4. Der Energie-Server

Da sich die Schwankungen in der Ablage nicht in die Energieberechnung fortpflanzen liegt es nahe, daß die berechneten Energieschwankungen Rauschen darstellen. Um dies zu verifizieren, ist zweierlei zu tun. Einerseits gilt es das Rauschen in der Energiemessung zu untersuchen (siehe Abschnitt 4.3.3) und andererseits muß der BPM-Ausschlag maximiert werden.

Der BPM-Ausschlag wurde im Rahmen eines Steerer-Scans, wie auch in Anhang C beschrieben, untersucht. Der Steerer H1 wurde von $-3,5\text{ A}$ monoton, aber mit unterschiedlich großen Schritten, auf $+3,5\text{ A}$ gefahren und dabei die Strahlbewegung an BPM3 sowie die berechnete Energie für zehn aufeinanderfolgende Bunche mitgeschrieben. Der Scan wurde bei drei verschiedenen Bunch Ladungen durchgeführt. Im Falle extremer Steererwerte hat der Strahl Kontakt mit dem Strahlrohr, weshalb nur der Energiebereich ausgewählt wurde, in welchem keine offensichtliche Fehlmessung vorlag (siehe Abbildung 4.3).

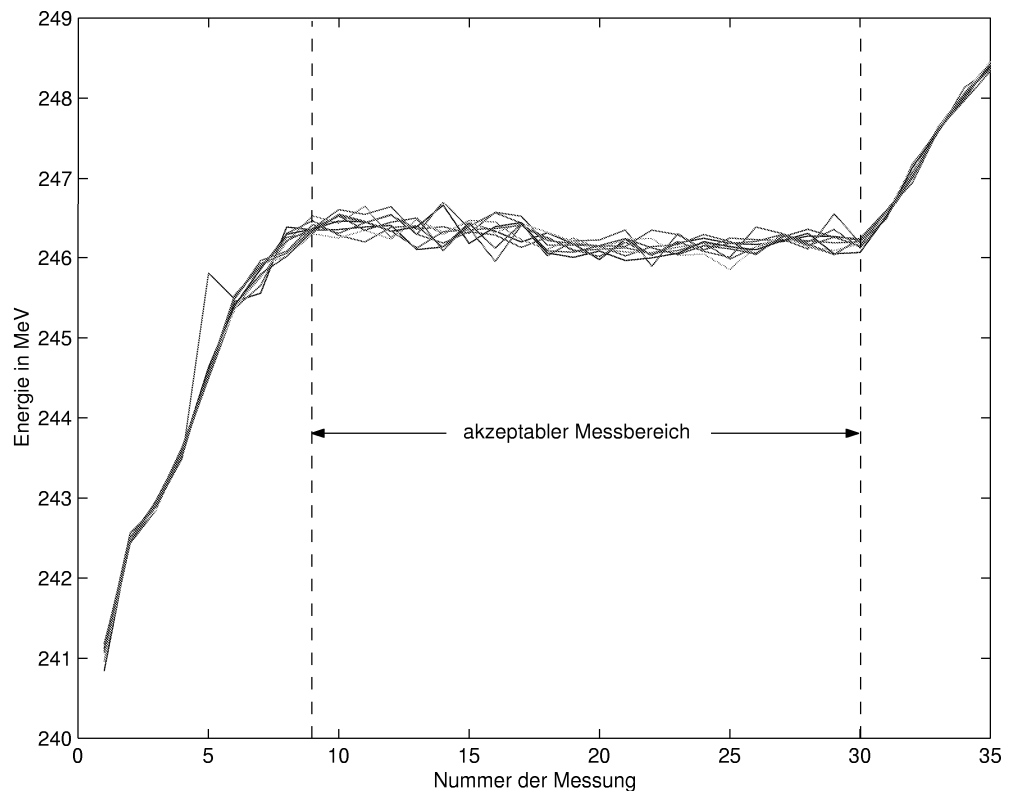


Abbildung 4.3.: Verlauf der berechneten Energie während eines Steerer-Scans, wobei pro Steererstrom zehn mal die Energie bestimmt wurde. Für die Auswertung wurde der Bereich zwischen Messung neun und 30 herangezogen, da bei extremeren Steererströmen der Strahl die Wand der Vakuumkammer trifft.

4.3. Überprüfung des Energie-Servers

Die Ergebnisse dieser Messung sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt, wobei die Kalibration der BPMs bei einer Ladung von etwa 2 nC vorgenommen wurde. Δx_3 zeigt den Abstand der extremalen Ablagen in BPM3 an und ΔE_3 die daraus, gemäß Dispersion, bestimmte Energieschwankung. Diese wird in der letzten Spalte mit der Energieschwankung des Energie-Servers verglichen. Dieser Quotient kann als Verbesserungsfaktor der Energiemessung interpretiert werden, womit sich ergibt, daß der Energie-server die Elektronenenergie um einen Faktor 5–10 genauer mißt, als dies ohne Berücksichtigung des Teilchenorbits möglich wäre.

Ladung/nC	berechnete Energie/MeV	Δx_3 /mm	ΔE_3 /MeV	$\Delta E_3/\Delta E$
$1,39 \pm 0,13$	$246,23 \pm 0,16$	17	2,8	8,75
$2,33 \pm 0,33$	$247,08 \pm 0,22$	16	2,65	6,02
$3,26 \pm 0,10$	$249,61 \pm 0,25$	17	2,8	5,60

Tabelle 4.1.: Ergebnisse des Steerer-Scans

Nach dieser Messung gibt es einen schwachen Zusammenhang zwischen der Bunchladung und der Elektronenenergie, sowie deren Genauigkeit, wobei sowohl die Energie, wie auch die Schwankungen in der Energie mit zunehmender Ladung größer werden. Für eine endgültige Aussage sollten diese Zusammenhänge allerdings, nach Optimierung des Beschleunigers, nochmals vermessen werden.

4.3.3. Untersuchung der Energieschwankungen

Um Aussagen über die Schwankungen der Energie machen zu können, muß zunächst auf das Rauschen der Messung eingegangen werden. Um dieses zu bestimmen, wurden zwei Meßreihen zugrunde gelegt, bei denen die Maschine jeweils stabil lief und keine Energiedrifts zu beobachten waren. Es wurde jeweils der erste Bunch ausgewertet. Nach Weglassen ungültiger Meßpunkte (kein Bunch in der Maschine) ergab sich ein Bild wie in Abbildung 4.4 zu sehen.

Hierbei lag die mittlere Energie der Elektronen bei 245,35 MeV mit einer Standardabweichung von 0,09 MeV über 2499 Messpunkte. In der zweiten Meßreihe ergab sich bei einer mittleren Energie von 244,94 MeV eine Standardabweichung von 0,10 MeV bei 3780 Meßpunkten. Dies bedeutet eine Energiestabilität von Puls zu Puls von $4 \cdot 10^{-4}$. Die Anforderungen an die Bunch zu Bunch Energiestabilität für TTF und TESLA belaufen sich auf $2 \cdot 10^{-3}$ bzw. $5 \cdot 10^{-4}$ [1].

Laut Anhang C.1 beträgt die RMS-Auflösung (der relativen Energiemessung im Gegensatz zur absoluten Energiemessung) des Energie-Servers 0,03 MeV, so daß davon ausgegangen werden muß, daß die obigen Standardabweichungen von 0,1 MeV auf reale Energieschwankungen zurückzuführen sind. Damit ist jedoch auch das Ziel der Orbitkorrektur erreicht und die Energiemessung genauer als die Energiestabilität der Elektronen im Beschleuniger.

4. Der Energie-Server

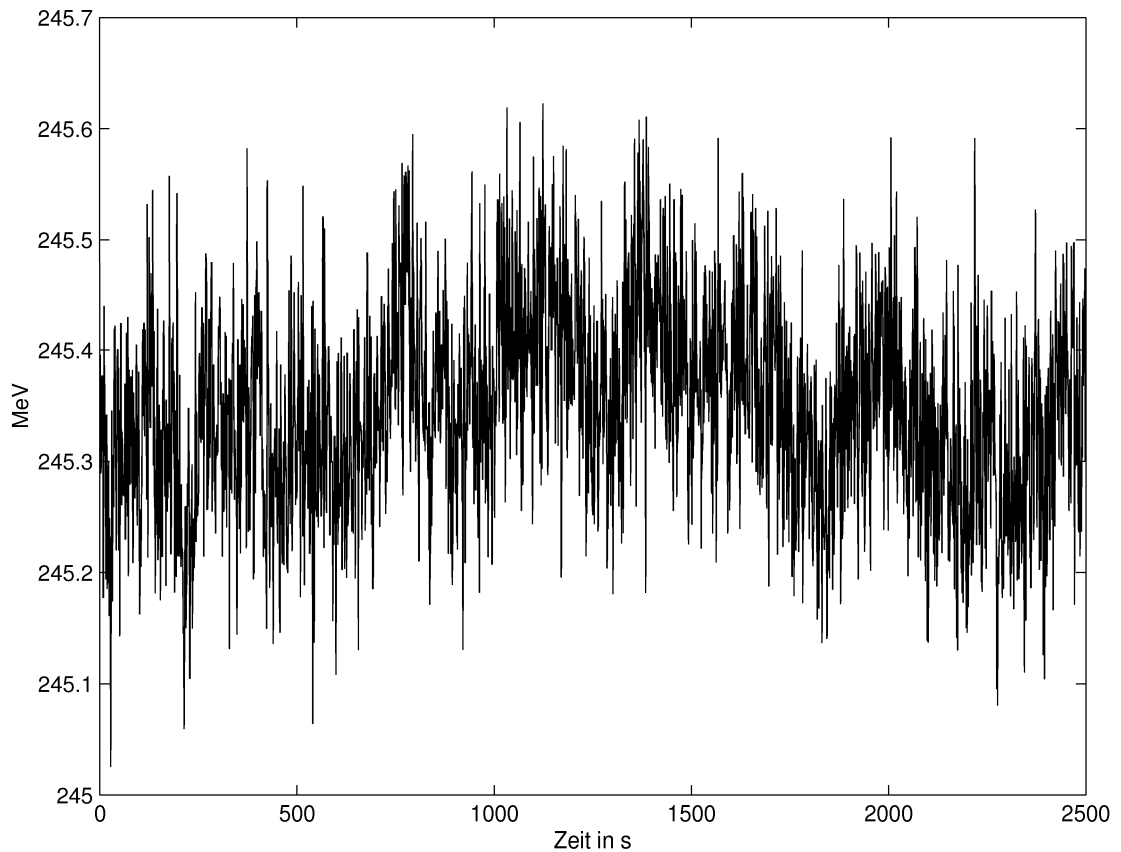


Abbildung 4.4.: Energieverlauf des ersten Bunches im regulären Betrieb

4.4. Möglichkeiten zur Verbesserung der Energiemessung

Aus dem Betrieb des Energie-Servers haben sich drei wesentliche Problembereiche herauskristallisiert, welche im Rahmen des Umbaus für Phase II von TTF bedacht werden sollten bzw. bereits jetzt angegangen werden könnten.

Der vielleicht wichtigste Bereich ist derjenige der Bestimmung des Status der Energiemessung. Momentan geschieht dies unter der Voraussetzung, daß die ausgelesenen Geräte gemäß Spezifikation funktionieren. Dies ist jedoch häufig nicht der Fall, was dazu führt, daß der Status im Falle defekter Geräte zu falschen Ergebnissen führen kann. So könnte der Energie-Server z. B. zu dem Schluß kommen, daß eine Messung fehlerfrei verlief, obwohl in Wirklichkeit ein Gerät defekt war und deshalb einen Meßwert lieferte, der nicht der Realität entspricht. Dies kann vor allem im Nachhinein nicht mehr nachvollzogen werden.

Die Statusbestimmung ließe sich dadurch verbessern, daß in die Server, welche direkt Geräte auslesen, jeweils eine Statusanzeige eingebaut würde. Auf diese Art würden die Daten direkt am Ort ihrer Entstehung mit einem korrekten Status versehen und der

4.4. Möglichkeiten zur Verbesserung der Energiemessung

Energie-Server könnte entsprechend reagieren. Gekoppelt mit einer Datenbank hätte man so auch jederzeit einen Überblick über die Defekte an den Geräten der Anlage.

Zunächst müssen Fehler jedoch gefunden werden. Um dies zu erleichtern, könnten einerseits Geräte redundant ausgelegt werden und andererseits die Messung des Energie-Servers durch andere Messungen auf ihre Konsistenz hin überprüft werden.

Die momentane Konfiguration stellt eine Minimalausstattung dar, um die Energie der Elektronen zu bestimmen. Eine Vergrößerung der Redundanz brächte hier deutliche Vorteile, da einzelne defekte Meßgeräte identifiziert werden könnten. Baut man beispielsweise hinter dem Dipol einen weiteren BPM ein, so ließe sich auch der Teilchenwinkel zur Designtrajektorie hinter dem Dipol bestimmen. Dieser und die Teilchenablage könnten dann mit den Messungen vor dem Dipol verglichen werden. Auf diese Weise ließe sich zumindest feststellen, falls ein BPM defekt bzw. falsch kalibriert ist.

Eine andere Möglichkeit wäre der Vergleich der Ablage in BPM3 mit dem theoretischen Wert, wie er auch zur Kalibration berechnet wurde. Unterscheiden diese Werte sich zu stark, ist wenigstens ein BPM falsch kalibriert.

Eine direkte Überprüfung der Energie könnte mit Hilfe des Spektrums der FEL-Strahlung in Form einer Konsistenzprüfung geschehen, da über dieses die Energie der Elektronen ebenfalls bestimmt werden kann.

Es sollte auf jeden Fall die Gelegenheit genutzt werden, das integrale Magnetfeld des Spektrometerdipols genau zu vermessen. Auf diese Art ließe sich die absolute Genauigkeit der Energiemessung deutlich erhöhen, da diese momentan über den Weg des FEL-Spektrums gegeben ist und damit einen Fehler im Prozent-Bereich besitzt, wohingegen ein Vermessen des Feldes mit einer relativen Genauigkeit von bis zu 10^{-4} möglich ist.

5. Strahlregelung mit selbstanpassender Vorkompensation

Basis der selbstanpassenden Vorkompensation (*Adaptive Feedforward*) ist die Arbeit von Matthias Liepe, der in [5] die mathematischen Grundlagen ausführlich beschrieben hat. Im Rahmen dieser Arbeit bestand das Ziel darin, den vorhandenen Prototypen derart weiterzuentwickeln, daß er den Anforderungen des Routinebetriebs mit wechselnden Betriebsparametern gewachsen ist, um mittelfristig eine Integration in die automatische Hochfrequenzregelung zu ermöglichen. Dies bedeutete insbesondere eine deutliche Erhöhung der Robustheit des Programms.

5.1. Einführung

Die Idee des Adaptive Feedforward besteht darin, langsame Feldänderungen in den Cavities des Beschleunigers zu korrigieren, indem kontinuierlich die Vektorsumme gemessen und mit dem Setpoint verglichen wird. Werden die vorgegebenen Tolleranzen überschritten, wird das Feedforward automatisch nachgeregelt.

Zunächst muß jedoch ermittelt werden, in welchem Maße eine Änderung der Feedforward-Tabelle die Vektorsumme beeinflußt. Hierzu wird ein *Step-Response-Verfahren* gewählt, mit welchem das dynamische Verhalten des Hochfrequenzsystems bestimmt und modelliert wird.

Dazu wird eine kleine Stufe auf die Feedforward-Tabelle gegeben und die Reaktion der Vektorsumme bestimmt. Mit Kenntnis dieser Reaktion läßt sich ein Modell des Hochfrequenzsystems erstellen, aus welchem sich die Feedforward-Tabelle gezielt so einstellen läßt, daß die Differenz zwischen Vektorsumme und Setpoint minimiert wird.

Das Adaptive Feedforward stellt momentan die einzige Methode dar, die Vektorsumme dynamisch an ihren Setpoint anzugleichen. Lediglich statistische Fluktuationen bleiben unkorrigiert.

5.2. Das Step-Response-Verfahren

Im weiteren Verlauf dieses Kapitels sei die Feedforward-Tabelle nicht in ihrer direkten Form verwandt, sondern in Form diskreter Stufen $f_{r,i}$ von einem Eintrag zum Nächsten,

so daß die Tabelle zu einem Zeitpunkt t_k die Werte

$$F_r(t_k) = \sum_{j=1}^k f_r(t_j) \quad \text{und} \quad F_i(t_k) = \sum_{j=1}^k f_i(t_j) \quad (5.1)$$

hat, wobei F_r den Realteil und F_i den Imaginärteil meint. Für $k = 1$ sei der Zeitpunkt des Einschaltens des Klystrons zugrundegelegt, wobei k die Zeitschritte in μs bis zum Ende des Hochfrequenz-Pulses ($k = p$) zählt.

Da es im Beschleuniger endliche Signallaufzeiten gibt, ist es sinnvoll, die Abtastzeiten der Feedforward-Tabelle und der Vektorsumme gegeneinander um eine Zeit ΔT_d zu verschieben, welche in der Größenordnung einer μs liegt. Der Abtastzeitpunkt der Vektorsumme ist somit definiert als

$$\tau_k = t_k + \Delta T_d + \Delta T_s, \quad (5.2)$$

wobei $\Delta T_s = 1 \mu\text{s}$ die Abtastperiode der digitalen Regelung darstellt.

Seien \vec{f}_{r0} und \vec{f}_{i0} die Vektoren der Stufen im Real- bzw. Imaginärteil der Feedforward-Tabelle.

$$\vec{f}_{r0} = \begin{pmatrix} f_r(t_1) \\ \vdots \\ f_r(t_p) \end{pmatrix} \quad \vec{f}_{i0} = \begin{pmatrix} f_i(t_1) \\ \vdots \\ f_i(t_p) \end{pmatrix} \quad (5.3)$$

Addiert man auf beide Vektoren kleine Stufen $\Delta \vec{f}_{r,i}$, so erhält man

$$\vec{f}_r = \vec{f}_{r0} + \Delta \vec{f}_r \quad \text{und} \quad \vec{f}_i = \vec{f}_{i0} + \Delta \vec{f}_i. \quad (5.4)$$

Diese Änderungen der Feedforward-Tabelle bewirken eine Modifizierung der Vektorsumme, welche sich für hinreichend kleine $\Delta \vec{f}_{r,i}$ durch die linearen Gleichungen

$$\Delta \vec{V}_r = \vec{V}_r - \vec{V}_{r0} = \left. \frac{\partial \vec{V}_r}{\partial \vec{f}_r} \right|_0 \cdot \Delta \vec{f}_r + \left. \frac{\partial \vec{V}_r}{\partial \vec{f}_i} \right|_0 \cdot \Delta \vec{f}_i \quad (5.5)$$

$$\Delta \vec{V}_i = \vec{V}_i - \vec{V}_{i0} = \left. \frac{\partial \vec{V}_i}{\partial \vec{f}_r} \right|_0 \cdot \Delta \vec{f}_r + \left. \frac{\partial \vec{V}_i}{\partial \vec{f}_i} \right|_0 \cdot \Delta \vec{f}_i \quad (5.6)$$

beschreiben läßt.

Die Gleichungen (5.5) und (5.6) lassen sich in Matrix-Schreibweise folgendermaßen zusammenfassen:

$$\begin{pmatrix} \Delta V_r(\tau_1) \\ \vdots \\ \Delta V_r(\tau_p) \\ \Delta V_i(\tau_1) \\ \vdots \\ \Delta V_i(\tau_p) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial V_r(\tau_1)}{\partial f_r(t_1)} & 0 & \frac{\partial V_r(\tau_1)}{\partial f_i(t_1)} & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots \\ \frac{\partial V_r(\tau_p)}{\partial f_r(t_1)} & \cdots & \frac{\partial V_r(\tau_p)}{\partial f_i(t_1)} & \cdots & \frac{\partial V_r(\tau_p)}{\partial f_i(t_p)} \\ \frac{\partial V_i(\tau_1)}{\partial f_r(t_1)} & 0 & \frac{\partial V_i(\tau_1)}{\partial f_i(t_1)} & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots \\ \frac{\partial V_i(\tau_p)}{\partial f_r(t_1)} & \cdots & \frac{\partial V_i(\tau_p)}{\partial f_i(t_1)} & \cdots & \frac{\partial V_i(\tau_p)}{\partial f_i(t_p)} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \Delta f_r(t_1) \\ \vdots \\ \Delta f_r(t_p) \\ \Delta f_i(t_1) \\ \vdots \\ \Delta f_i(t_p) \end{pmatrix} \quad (5.7)$$

5. Strahlregelung mit selbstanpassender Vorkompensation

Die $2p \times 2p$ -Matrix in Gleichung (5.7) nennt man die Übergangsmatrix \mathbf{M} . Zeigt der gemessene Realteil der Vektorsumme \vec{V}_r eine gewisse Differenz $\Delta\vec{V}_r$ zu seinem Sollwert \vec{V}_{r0} , so läßt sich bei Kenntnis von \mathbf{M} berechnen, welche Änderung an der Feedforward-Tabelle notwendig wird, um diese Abweichung zu kompensieren. Dies gilt analog auch für den Imaginärteil der Vektorsumme.

Es sei noch erwähnt, daß die 0-Einträge in \mathbf{M} aus Kausalitätsgründen folgen, da nur für $\tau_k \geq t_k + \Delta T_d$ eine Änderung der Feedforward-Tabelle Einfluß auf die Vektorsumme haben kann.

In der Praxis wird die Übergangsmatrix \mathbf{M} dadurch bestimmt, daß nacheinander auf den Real- bzw. Imaginärteil der Feedforward-Tabelle eine Stufe Δf gegeben wird und die daraus resultierenden Änderungen von Real- und Imaginärteil der Vektorsumme gemessen werden. Es gilt also

$$\frac{\partial V_{r,i}(\tau_k)}{\partial f_{r,i}(t_k)} \rightarrow \frac{\Delta V_{r,i}(\tau_k)}{\Delta f}. \quad (5.8)$$

An dieser Stelle ist zu beachten, daß der Sprung hinreichend klein gewählt werden muß, um den regulären Beschleunigerbetrieb nicht zu stören. Andererseits muß bei der Vektorsummenmessung eine Mittelung über hinreichend viele Pulse erfolgen, um Schwankungen, die von Puls zu Puls auftreten, zu unterdrücken und das Rauschen des Meßsignals zu reduzieren. Zu Größenangaben sei auf Abschnitt 5.5.1 verwiesen.

5.3. Die Feedforward-Regelung

Wie in Abbildung 2.2 zu sehen, ergibt sich das Stellsignal für den Vektormodulator, der das Klystron ansteuert, durch

$$\text{Gain} \cdot (\text{Setpoint} - \text{Vectorsum}) + \text{Feedforward}, \quad (5.9)$$

wobei die einzelnen Werte in Tabellen vorliegen und jeweils zwischen zwei Pulsen berechnet werden.

Die Feedforward-Tabelle aus Gleichung (5.9) berechnet sich aus drei Tabellen. Die grundlegende Tabelle (*FEEDFORWARD.TABLE*) wird vom Kontrollsystem berechnet, indem eine Referenztablette *REF.FF.TABLE* mit einer Dreh-Streck-Matrix \mathbf{M}_{DS} multipliziert wird (siehe Gleichung (5.11)), die aufgrund eines vereinfachten Modells von wenigen Betriebsparametern des Beschleunigers abhängt. Zu der *FEEDFORWARD.TABLE* addieren sich die beiden Korrekturtabellen *FEEDFORWARD2.TABLE* und *FEEDFORWARD3.TABLE*, welche wahlweise genutzt werden.

Die Idee hierbei ist, daß jede dieser zwei Korrekturtabellen für eine von zwei Bunchzahlen steht, mit welchen der Beschleuniger betrieben werden kann. Auf diese Weise kann z. B. zwischen Langpuls- und Kurzpulsbetrieb gewechselt werden, ohne daß das Adaptive Feedforward neu initialisiert werden müßte.

Für die Feedforward-Tabelle ergibt sich

$$\begin{aligned} \textit{Feedforward} &= \textit{FEEDFORWARD.TABLE} \\ &+ \textit{FEEDFORWARD2.TABLE} \\ &+ \textit{FEEDFORWARD3.TABLE}, \end{aligned} \quad (5.10)$$

mit

$$\textit{FEEDFORWARD.TABLE} = \textit{REF.FF.TABLE} \times \mathbf{M}_{DS}, \quad (5.11)$$

$$\textit{FEEDFORWARD2.TABLE} = \textit{REF.FF2.TABLE} \cdot \textit{FF_2_SW} \quad (5.12)$$

und

$$\textit{FEEDFORWARD3.TABLE} = \textit{REF.FF3.TABLE} \cdot \textit{FF_3_SW}. \quad (5.13)$$

Das Adaptive Feedforward schreibt seine Korrekturen nicht direkt in eine der Korrekturtabellen, sondern zunächst in die zugehörige *REF*-Tabelle (siehe Gleichung (5.12) und (5.13)). Über die Schalter *FF_2_SW* und *FF_3_SW* kann dann entschieden werden, welche Korrekturtabelle genutzt werden soll (Schalter auf 1 setzen) und welche nicht (Schalter auf 0 setzen). Prinzipiell besteht auch die Möglichkeit, beide Korrekturtabellen gleichzeitig zu nutzen.

5.4. Praktische Umsetzung

Das im Rahmen dieser Arbeit geschriebene Programm zum Adaptive Feedforward basiert auf einem Prototypen von Matthias Liepe, unterscheidet sich jedoch in seinem Laufzeitverhalten deutlich von diesem.

Lag bei dem Prototypen das Ziel in der Demonstration des Prinzips des Adaptive Feedforward, so liegt bei dem neuen Programm der Schwerpunkt auf dem Umgang mit einem realen Beschleuniger. Dieser zeichnet sich vor allem dadurch aus, daß unvorhergesehene Fehler auftreten können oder regelungsrelevante Parameter des Beschleunigers geändert werden.

Das Programm muß auf jeden Fall sicherstellen, daß keine unsinnigen Feedforward-Tabellen geschrieben werden, da diese die Stabilität des Beschleunigers im Ganzen beeinträchtigen könnten. Mögliche Ursachen für die Berechnung unsinniger Tabellen können z. B.

- eine Verstärkungsänderung des Klystrons sein,
- Parameteränderungen während der Messung,
- eine Interlock-bedingte Abschaltung,
- verrauschte Meßsignale oder
- Netzwerkfehler bei der Abfrage von Werten.

5. Strahlregelung mit selbstanpassender Vorkompensation

Diese Ursachen lassen sich, sobald sie identifiziert sind, direkt beheben, indem

- die Hochspannung des Klystrons überwacht wird,
- nach jeder Messung die relevanten Parameter überprüft werden,
- über genügend Messungen gemittelt wird und
- die Rückgabewerte der Netzwerkanfragen überprüft werden.

Da jedoch auch Probleme auftreten könnten, die zunächst übersehen wurden und sich womöglich erst nach langem Einsatz zeigen, werden die berechneten Feedforward-Tabellen zusätzlich auf einen sinnvollen Parameterbereich begrenzt.

Weiterhin muß verhindert werden, daß das Programm abstürzt, da ein Absturz einerseits die Operateure belastet (diese müßten das Programm im Auge behalten und bei Bedarf neu starten) und andererseits zu undefinierten Zuständen führen kann, da nach einem Absturz Feedforward-Tabellen genutzt werden könnten, die nicht mehr gültig sind.

In Testläufen konnte gezeigt werden, daß sich das Programm wie erwartet verhält, über viele Stunden stabil läuft und auch mit wechselnden Einstellungen des Beschleunigers problemlos zurecht kommt.

5.5. Messungen und Ergebnisse

5.5.1. Step-Response Kurven

Es hat sich gezeigt, daß die Vektorsummen bei Sprunghöhen von etwa 1 % der Vektorsummenamplitude¹ über 50 Messungen gemittelt werden sollten, um sinnvolle Step-Response Kurven zu bekommen. Mehr Messungen sind zwar möglich, verlängern aber die Bestimmung der Übergangsmatrix linear. Weniger Messungen verschlechtern die Bestimmung der Übergangsmatrix aufgrund der schlechteren Signalqualität. Eine Vergrößerung der Sprunghöhe kann nicht als sinnvoll betrachtet werden, da die momentane Sprunghöhe bereits merklich die Energie der Elektronen und die Qualität der FEL-Strahlung beeinflußt. Von einer geringeren Sprunghöhe wurde aufgrund der damit einhergehenden Verschlechterung der Meßsignale abgesehen.

Das Programm benötigt für die Bestimmung der Übergangsmatrix etwa 200 s, da jeweils 50 Vektorsummen mit positiven und negativen Stufen auf den Real- bzw. Imaginärteil gemessen werden müssen und der Beschleuniger typischerweise mit 1 Hz betrieben wird. Typische Kurven, welche das Antwortverhalten des Hochfrequenzsystems auf diese Stufen beschreiben, sind in Abbildung 5.1 zu sehen.

Aus diesen Graphen läßt sich ablesen, daß das zu regelnde System (siehe auch Abschnitt 2.3) im wesentlichen *direkt* antwortet, auf eine Stufe auf den Realteil der Feedforward-Tabelle also mit einem Anstieg im Realteil der Vektorsumme reagiert (Imaginärteil entsprechend), es jedoch auch eine schwache Kreuzkopplung gibt. Diese zeigt

¹Zur genauen Bestimmung der Sprunghöhe sei auf den Quellcode des Programms zum Adaptive Feedforward verwiesen.

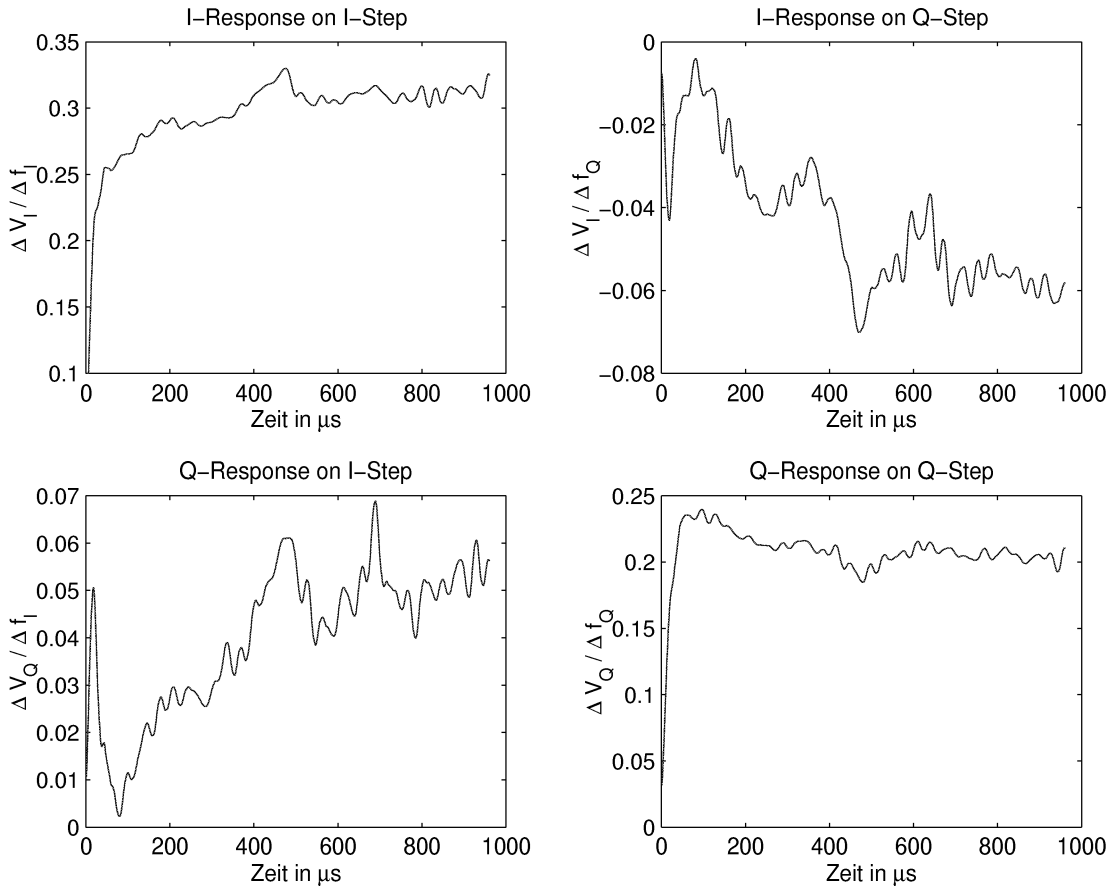


Abbildung 5.1.: normierte Step-Response Kurven über den identifizierten Bereich, wobei I und Q den Real- bzw. Imaginärteil bedeuten

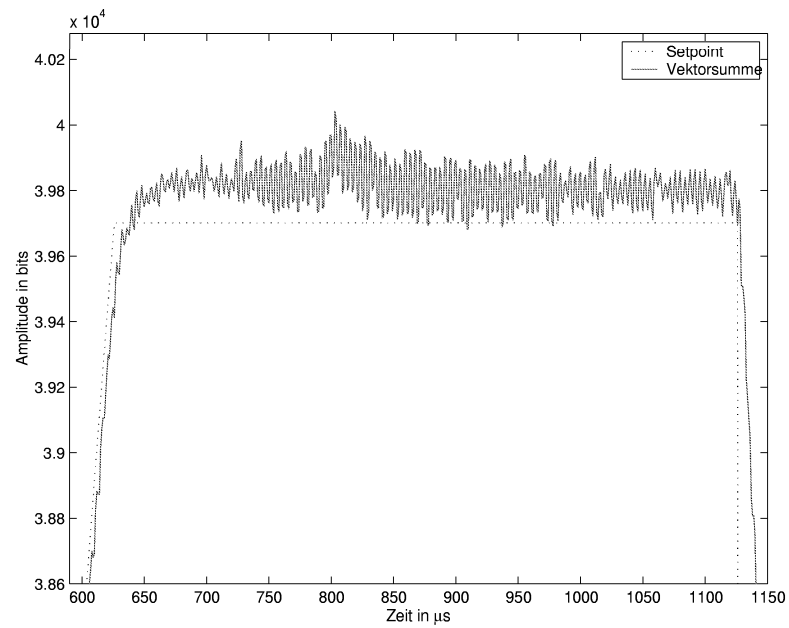
sich in den nicht verschwindenden Nichtdiagonalelementen der Übergangsmatrix. Die Ursache sind Frequenzverstimmungen der Cavities.

Desweiteren erkennt man an den beiden direkten Antwortgraphen eine Verzögerung in der ansteigenden Flanke. Es dauert einige zehn μs , ehe die Vektorsumme auf die Stufe voll reagiert hat.

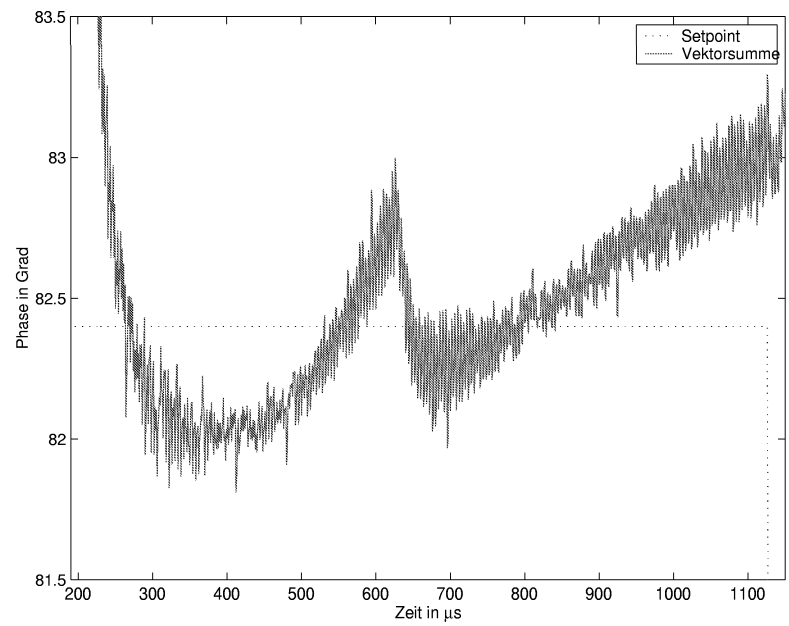
5.5.2. Einfluß des Adaptive Feedforward auf die Vektorsumme

Die Abbildungen 5.2(a) bis 5.4(a) zeigen die Entwicklung der Vektorsummenamplitude und die Abbildungen 5.2(b) bis 5.4(b) zeigen die Entwicklung der Vektorsummenphase bei Anwendung des Adaptive Feedforward. Die Daten wurden mit einem Bunch im Beschleuniger, liegend bei etwa $790 \mu\text{s}$, genommen. Der Bereich zwischen etwa $620 \mu\text{s}$ und $1120 \mu\text{s}$ ist der sogenannte *Flat-Top-Bereich*, in welchem die Regelung die Vektorsumme an den Setpoint angleichen soll.

5. Strahlregelung mit selbstanpassender Vorkompensation

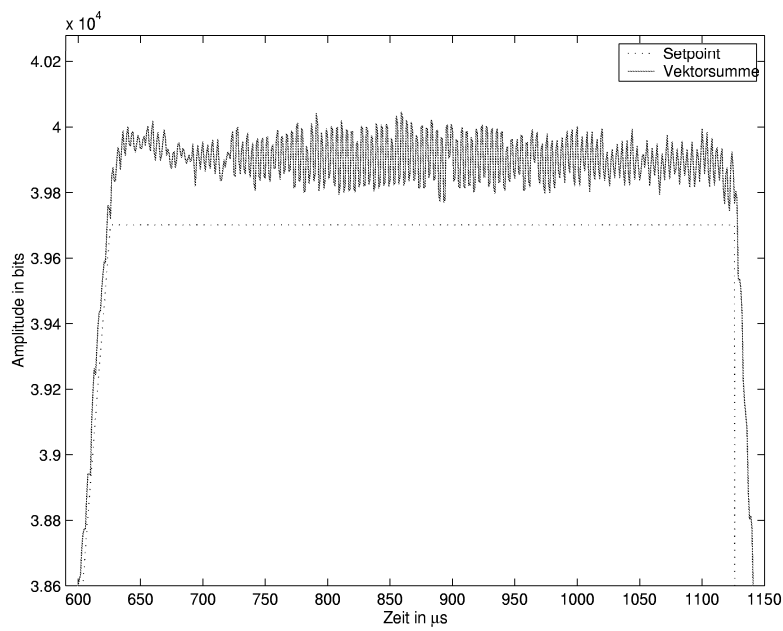


(a) Amplitude

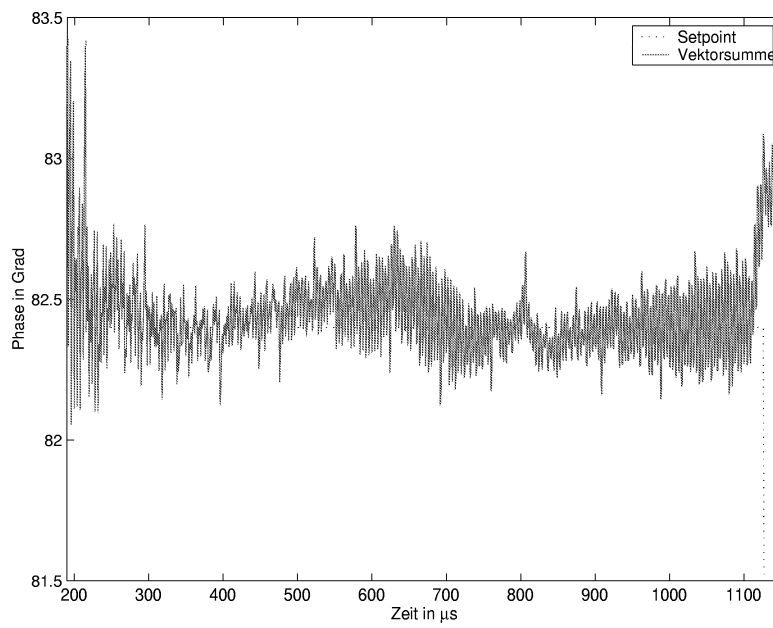


(b) Phase

Abbildung 5.2.: Vektorsumme der ersten acht Cavities ohne Adaptive Feedforward



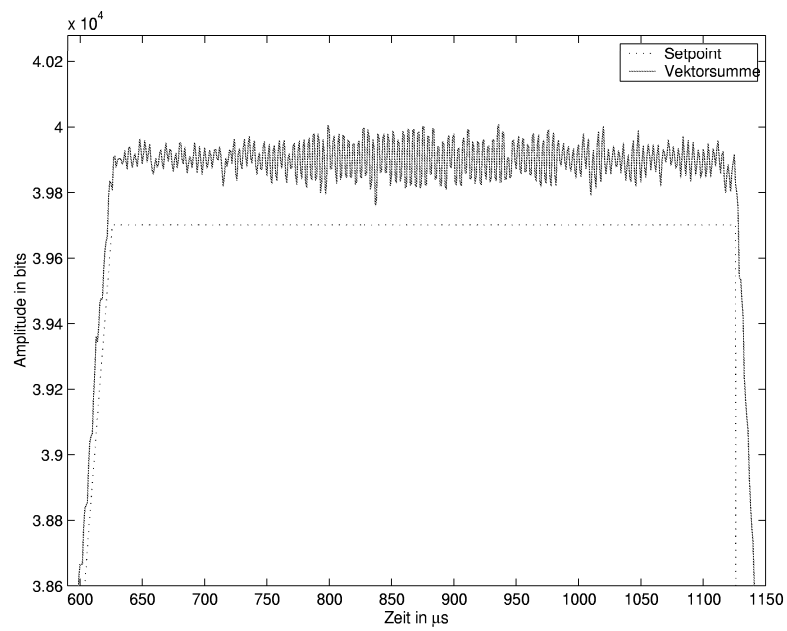
(a) Amplitude



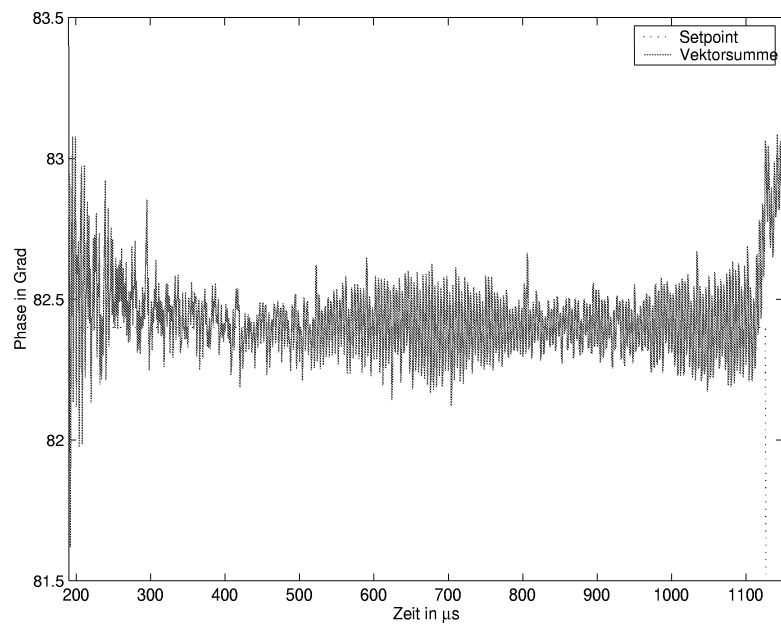
(b) Phase

Abbildung 5.3.: Vektorsumme der ersten acht Cavities nach einer Iteration des Adaptive Feedforward

5. Strahlregelung mit selbstanpassender Vorkompensation



(a) Amplitude



(b) Phase

Abbildung 5.4.: Vektorsumme der ersten acht Cavities nach drei Iterationen des Adaptive Feedforward

Für die Amplitude gilt, daß diese auch ohne Anwendung des Adaptive Feedforward bereits relativ glatt ist; es sticht lediglich eine kleine „Nase“ hervor, welche auf der *Beam Loading Compensation*² beruht.

Bereits nach der ersten Iteration ist diese „Nase“ beseitigt und nach drei Iterationen, ist eine deutlich ebenere Amplitudenkurve zu erkennen. Diese Verbesserung geht einher mit einer leichten Erhöhung der Amplitude über den Setpoint. Der RMS-Wert des relativen Amplitudenfehlers entwickelt sich dabei von 0,37 % über 0,06 % zu 0,02 %. Betrachtet man die Glättung der Amplitude, so entwickelt sich die auf den Setpoint normierte Standardabweichung der Amplitude von 0,15 % über 0,06 % zu 0,03 %.

Anders sieht es bei der Phase aus. Diese liegt zwar während des Bunches auf dem Setpoint, variiert aber ansonsten im geregelten Bereich um $\pm 0,5^\circ$. Liegt der anfängliche RMS-Wert des relativen Phasenfehlers bei 0,27 %, so wird auch dieser durch das Adaptive Feedforward über 0,06 % auf 0,02 % reduziert. Deutlicher sichtbar fällt die Glättung der Phase aus. Die auf den Setpoint normierte Standardabweichung der Phase entwickelt sich von 0,23 % über 0,05 % zu 0,01 %.

Es sei noch angemerkt, daß die gezeigten Graphen der Vektorsummen Einzelmessungen darstellen und somit deutlich „verrauschter“ sind, als die gemittelten und gefilterten Vektorsummen, mit denen das Adaptive Feedforward rechnet. Ursache der geringen Signalqualität ist ein systematischer Fehler durch einen Offset am Eingang der ADCs. Die realen Vektorsummen sind deutlich glatter.

5.5.3. Einfluß des Adaptive Feedforward auf die Elektronenenergie

Ziel des Adaptive Feedforward ist nicht nur die Glättung der Vektorsumme, sondern auch der Energieverteilung der Bunche. Um zu verifizieren, daß eine Glättung der Vektorsumme zu einer glatten Energieverteilung führt, wurde der Beschleuniger mit 59 Bunchen pro Puls betrieben (längere Pulse waren zum Zeitpunkt der Messung nicht möglich) und anschließend das Adaptive Feedforward zugeschaltet.

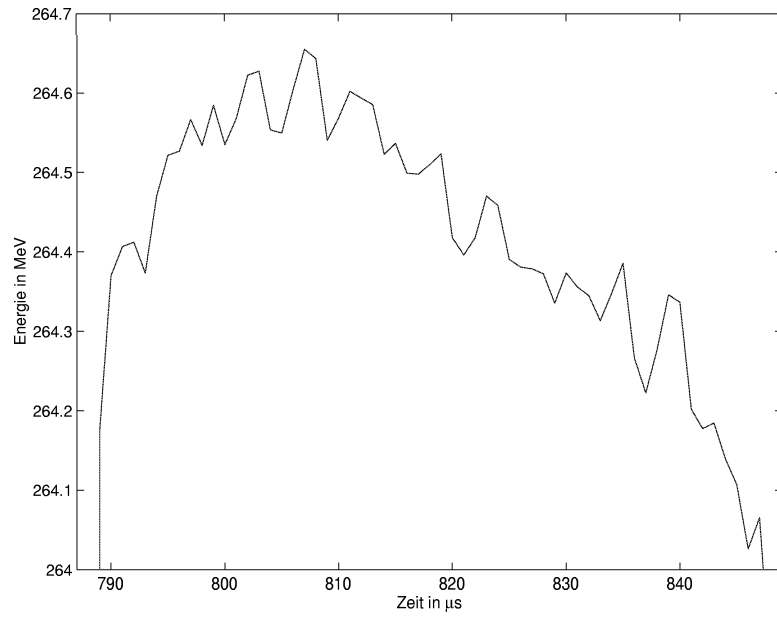
Die Energieverteilung ohne Adaptive Feedforward ist in Abbildung 5.5(a) dargestellt. Man erkennt eine deutliche Variation der Energie über den Puls, welche aufgrund ihrer bogenförmigen Struktur mit der Beam Loading Compensation (siehe hierzu auch Abschnitt 5.5.2) erklärt werden kann.

Mit zugeschaltetem Adaptive Feedforward ergibt sich ein Energieverlauf, wie in Abbildung 5.5(b) zu sehen. Deutlich erkennbar ist die Strukturänderung der Energieverteilung, welche jetzt linear verläuft. Hierbei resultiert die Aufhebung der bogenförmigen Struktur aus der Glättung der Vektorsummenamplitude, welche mit Beam Loading Compensation eine deutliche „Nase“ aufweist.

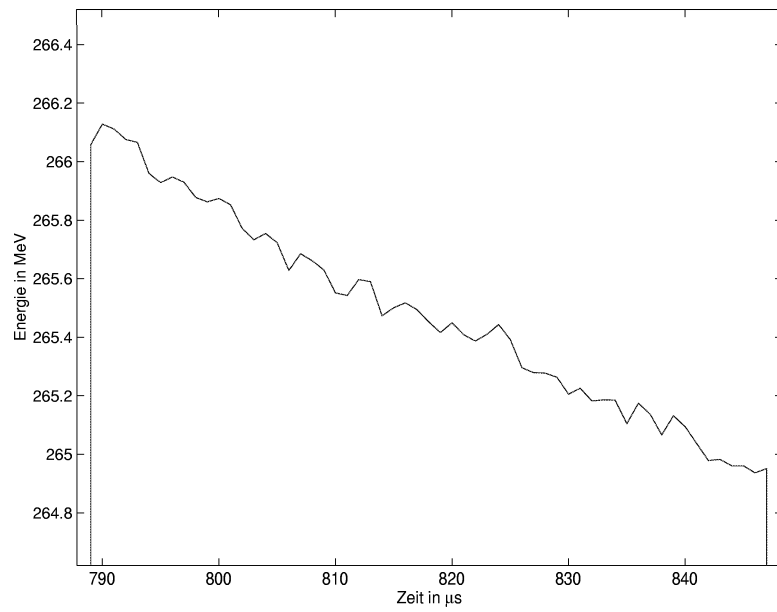
Die Abnahme der Elektronenenergie innerhalb des Pulses ist eine Folge der Nutzung des Bunch Compressors. Um eine möglichst geringe Energieverteilung der Bunche eines Pulses vor dem Bunch Compressor sicherzustellen, wird lediglich das erste Modul geregelt. Das zweite Modul erhält über einen Leistungsteiler einen gewissen Prozentsatz der zur Verfügung gestellten Klystronleistung. Über die manuelle Einstellung des

²Hierunter versteht man die Erhöhung der Klystronleistung in dem Zeitraum, in dem sich der Strahl in den Modulen befindet und diesen Leistung entzieht.

5. Strahlregelung mit selbstanpassender Vorkompensation



(a) ohne Adaptive Feedforward



(b) mit Adaptive Feedforward

Abbildung 5.5.: Verteilung der Elektronenenergie bei 59 Bunchen

Leistungsteilers und der belasteten Güte der Cavities läßt sich für einen bestimmten Strahlstrom eine Situation einstellen, in der auch im zweiten Modul über den Puls eine konstante Beschleunigungsspannung herrscht. Aufgrund des hohen Aufwandes, wird diese Einstellung jedoch nur sehr selten vorgenommen und war insbesondere während der diesem Abschnitt zugrundeliegenden Messungen nicht vorgenommen. Hieraus resultiert ein über den Puls abnehmendes Beschleunigungsfeld und somit die Reduktion der Elektronenenergie um etwa ein MeV über die 59 Bunche.

Abschließend seien noch die Korrekturtabellen des Feedforward, wie sie sich aus den Step-Response Kurven (Abbildung 5.1) ergaben, in den Abbildungen 5.6 und 5.7 dokumentiert.

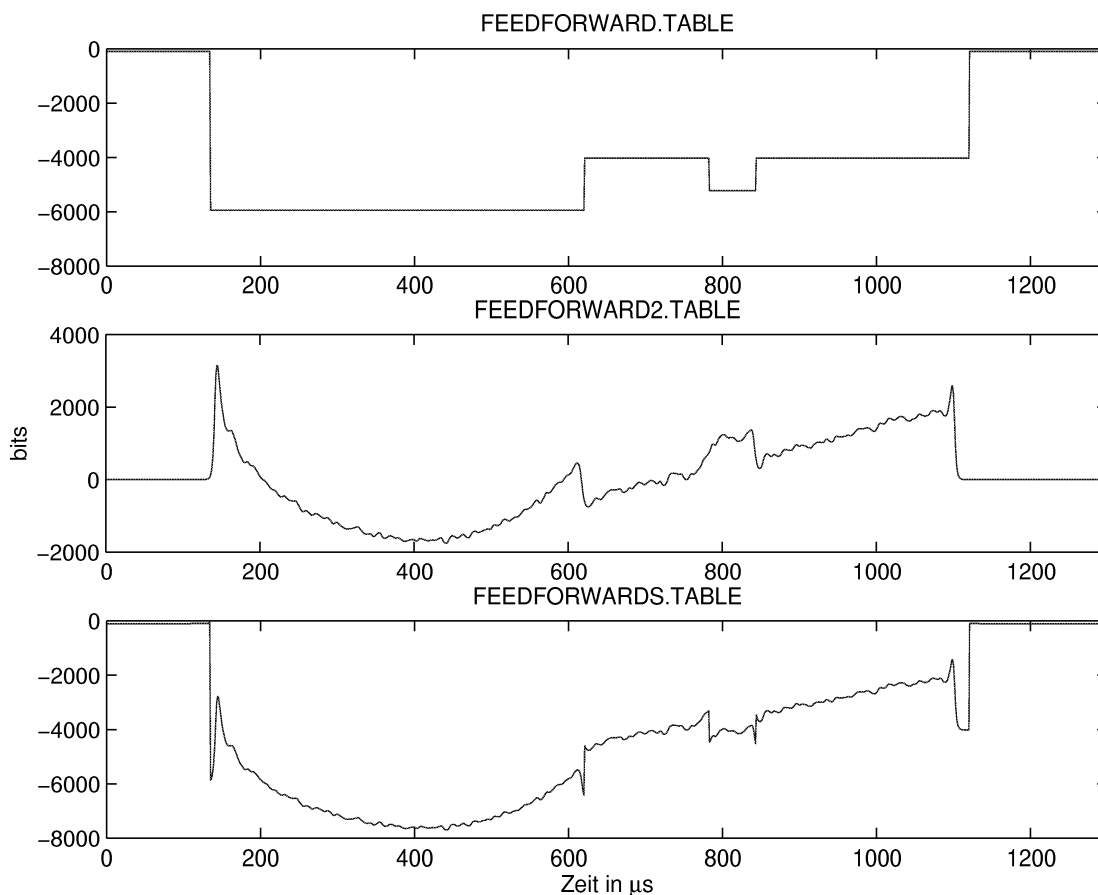


Abbildung 5.6.: Durch das Adaptive Feedforward berechnete Korrekturtabellen für I.

FEEDFORWARD.TABLE zeigt zunächst für etwa $600 \mu\text{s}$ den Bereich des Füllens der Cavities. In diesem Bereich wird das Klystron mit maximalem Signal angesteuert (während der ersten μs regelt das adaptive Feedforward noch nicht). Ist der Flat-Top-Bereich erreicht, schaltet das Steuersignal auf ein viertel der ursprünglichen Klystronleistung (halbe Amplitude) zurück. Um $800 \mu\text{s}$ erkennt man die Beam Loading Compensation,

5. Strahlregelung mit selbstanpassender Vorkompensation

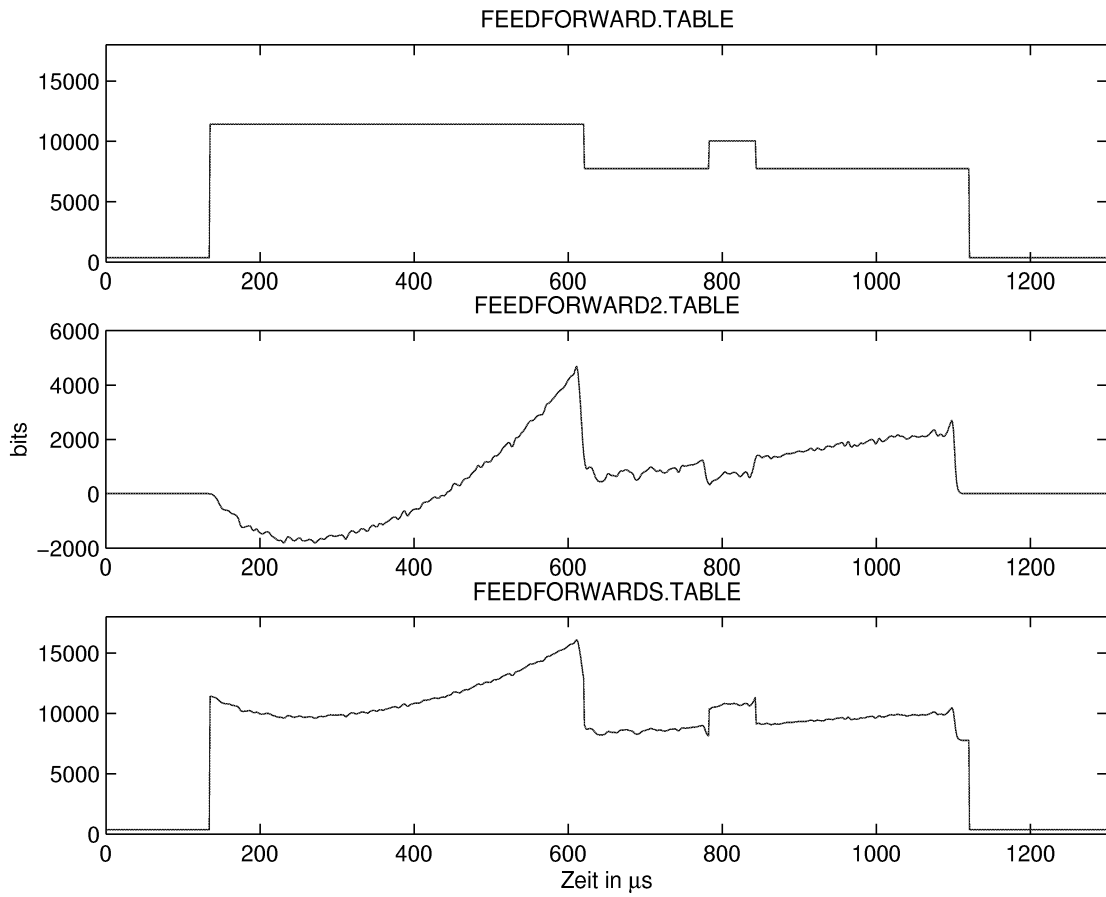


Abbildung 5.7.: Durch das Adaptive Feedforward berechnete Korrektortabellen für Q.

welche zusätzliche Leistung zur Verfügung stellt, um die strahlinduzierten Verluste zu kompensieren. Nach gut 1100 μs wird das Klystron und damit auch dessen Steuersignal ausgeschaltet.

FEEDFORWARD2.TABLE zeigt die notwendigen Korrekturen, welche das Adaptive Feedforward berechnet hat, um Amplitude und Phase der Vektorsumme dem jeweiligen Setpoint anzunähern. FEEDFORWARDS.TABLE zeigt schließlich die Summe der beiden anderen Tabellen, wie sie in den DSP geladen und im Regelkreis genutzt wird.

5.5.4. Ergebnisse

Das Adaptive Feedforward hat sowohl seine Funktionalität als auch seine Stabilität unter Beweis gestellt und kann im Rahmen einer systematischen Nutzung des Beschleunigers die Arbeit der Operateure deutlich verbessern, indem es durch die Glättung der Vektorsumme die Beschleunigungsstrecke bei gegebenen Parametern in einen wohldefinierten Zustand überführen kann.

Wie in Abschnitt 5.5.3 gezeigt, resultiert aus der Glättung der Vektorsumme eine

gleichmäßige Beschleunigung der Bunche. Paßt man eine Gerade an den Energieverlauf in Abbildung 5.5(b) an und zieht diese von den Meßwerten ab (*Detrending*), so ergibt sich eine RMS Energievariation der Elektronen von lediglich 0,04 MeV, was einer Energiestabilität von $1,5 \cdot 10^{-4}$ entspricht. Inwiefern diese Energiestabilität tatsächlich erreicht werden kann und welche Auswirkungen sich für die Kompression im Bunch Compressor und für den FEL ergeben, kann an dieser Stelle nicht bestimmt werden. Wenn die Ergebnisse auch positiv stimmen, so sind hierzu doch noch weitere Messungen notwendig.

Weiterhin wird klar, daß für den Beschleunigerbetrieb mit langen Pulsen (bis zu 800 Bunche pro Puls) das zweite Modul sehr genau eingestellt werden muß, um die Energievariation der Elektronen eines Pulses möglichst klein zu halten. Skaliert man die momentane Variation hoch, so ergibt sich ein inakzeptabler Wert von 13 MeV Energievariation über 800 Bunche. Es kann nicht damit gerechnet werden, daß der Beschleuniger ein solch breites Band an Teilchenenergien zu befördern in der Lage ist.

Zur Lösung dieses Problems bieten sich einerseits ein zweites Klystron an, welches nur Modul 2 steuert und über eine eigene Regelung verfügt oder andererseits der Aufbau einer automatischen Anpassung von Modul 2 an die Betriebsparameter. Eine manuelle Einstellung wird aufgrund der Sensitivität der Einstellung von den Betriebsparametern und dem zeitlichen Aufwand zu keinen befriedigenden Läufen mit langen Pulsen führen.

A. Transfermatrizen

Um die Flugbahn geladener Teilchen durch eine Magnetstruktur beschreiben zu können, bedient man sich sogenannter Transfermatrizen, welche für die verschiedenen magnetischen Situationen das Transformationsverhalten einer Ablage und eines Winkels zur Sollbahn beschreiben. Im weiteren sind die im Rahmen dieser Arbeit benutzten Matrizen aufgeführt, wobei lediglich die horizontale Teilchenbewegung berücksichtigt wird.

Transformiert werden Vektoren der Art

$$\begin{pmatrix} \text{Ablage} \\ \text{Winkel} \\ \text{Impulsabweichung} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x \\ x' \\ \frac{\Delta p}{p_0} \end{pmatrix}. \quad (\text{A.1})$$

A.1. Driftstrecken

Als Driftstrecken bezeichnet man diejenigen Strecken der Länge L , in welchen kein Magnetfeld die Flugbahn der Teilchen beeinflusst. Die zugehörige Transfermatrix lautet

$$\mathbf{M}_{\text{Drift}} = \begin{pmatrix} 1 & L & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.2})$$

A.2. Dipolmagnete

Der Spektrometerdipol (siehe Abbildung 3.1) ist ein sogenannter Sektormagnet, d. h. ein Magnet mit Kanten, die nicht orthogonal zur Solleinschußrichtung des Strahles stehen. Bei dieser Magnetform findet am Ein- und Ausgang des Magneten aufgrund der Polkappenausrichtung eine Fokussierung statt. Im Allgemeinen sind diese Fokussierungen aufgrund unterschiedlicher Ein- bzw. Austrittswinkel verschieden und werden in der Transfermatrix einzeln betrachtet, bei dem Spektrometerdipol sind die Winkel und somit die Fokussierung jedoch gleich groß, so daß in der Transfermatrix nur eine Fokussierung auftritt. Für diese gilt in der horizontalen Ebene

$$\frac{1}{f_x} = \frac{\tan(\delta)}{\varrho}, \quad (\text{A.3})$$

mit $\delta = 0.0217$ dem Ein- und Austrittswinkel des Strahles aufgrund der Keilform des Magneten und $\varrho = -3,52$ m dem Krümmungsradius des Dipols.

Damit ergibt sich die horizontale Transfermatrix $\mathbf{M}_{\text{Dipol},x}$ wie in Gleichung (A.4) angegeben, wobei $\Theta = -20^\circ$ den Öffnungswinkel des Dipols beschreibt.

$$\mathbf{M}_{\text{Dipol},x} = \begin{pmatrix} \cos(\Theta) - \varrho \cdot \frac{\sin(\Theta)}{f_x} & \varrho \cdot \sin(\Theta) & \varrho \cdot (1 - \cos(\Theta)) \\ -\frac{\sin(\Theta)}{\varrho} - \frac{2 \cdot \cos(\Theta)}{f_x} + \varrho \cdot \frac{\sin(\Theta)}{f_x^2} & \cos(\Theta) - \varrho \frac{\sin(\Theta)}{f_x} & \sin(\Theta) - \varrho \cdot \frac{1 - \cos(\Theta)}{f_x} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.4})$$

A.3. Quadrupolmagnete

Bei einem Quadrupol unterscheiden sich die Transfermatrizen für die fokussierende und defokussierende Ebene des Magneten, wobei im Falle der Betrachtung der horizontalen Ebene diese für $k = -e \cdot g/p_0 < 0$ fokussierend und für $k > 0$ defokussierend wirkt. Hierbei bezeichnet k die Stärke des Quadrupols im Falle von Elektronen des Impulses p_0 und eines Feldgradienten g .

Mit $\Omega = \sqrt{|k|} \cdot L$ (L ist die magnetische Länge des Quadrupols) ergibt sich für die fokussierende Ebene

$$\mathbf{M}_{\text{Quadrupol},f} = \begin{pmatrix} \cos(\Omega) & \frac{1}{\sqrt{|k|}} \sin(\Omega) & 0 \\ -\sqrt{|k|} \sin(\Omega) & \cos(\Omega) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.5})$$

und für die defokussierende Ebene

$$\mathbf{M}_{\text{Quadrupol},d} = \begin{pmatrix} \cosh(\Omega) & \frac{1}{\sqrt{|k|}} \sinh(\Omega) & 0 \\ \sqrt{|k|} \sinh(\Omega) & \cosh(\Omega) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.6})$$

A.4. Steerer

Als Steerer bezeichnet man einen sehr kurzen Dipolmagneten, der zur Orbitkorrektur verwendet wird, indem er lediglich die Richtung der Teilchenbahn ändert. Mathematisch wird dies durch einen Korrekturvektor beschrieben, der zu dem transformierten Teilchenvektor addiert werden muß. Er lautet

$$\mathbf{M}_{\text{Steerer}} = \begin{pmatrix} 0 \\ \alpha \end{pmatrix}. \quad (\text{A.7})$$

Der Winkel α ergibt sich als Quotient aus der magnetischen Länge L und dem Krümmungsradius ϱ des Magneten: $\alpha = L/\varrho$. Desweiteren ist der Krümmungsradius über das Magnetfeld und den Impuls des Teilchens (hier ein Elektron) bestimmt, so daß

$$\alpha = L \cdot \frac{B}{p_0} = L \cdot \frac{B \cdot c}{p_0 \cdot c} = L \cdot \frac{B \cdot c}{E_0} \quad (\text{A.8})$$

gilt, mit E_0 der Sollenergie des Teilchens. Für die Steerer in der dispersiven Sektion von TTF gilt $B = 0,09031 \text{ T/A} \cdot I_{\text{Steerer}}$ und $E_0 = 8,09 \text{ MeV/A} \cdot I_{\text{Dipol}}$.

B. Dokumentation des Energie-Servers

In diesem Kapitel ist die Dokumentation des Energie-Servers wiedergegeben, wie sie auch im TTF-Handbuch eingefügt ist.

B.1. Documentation of the Energy Server

The energy server uses the large dipole 1EXP1 to measure the energy of the electrons downstream of the undulator. It does not simply scale the current of the magnet but uses information of the BPMs upstream and downstream of the dipole to correct for orbit deviations. It can determine the energy of each bunch individually.

The server can be accessed in DDD at *TOOLS - Bunch Energy*. There you get an overview of the energy measurement as well as a graphical representation of the STATUS of the energy measurement.

Additionally you can use DOOCS or `rpc_test` to access all properties of the server at `TTF.FSM/ENERGY/DIPOLE.1EXP1/` with the following properties being of most interest to the user.

`1ST_BUNCH[.HIST]`: is the orbit corrected energy of the first bunch in a macropulse and used in various DOOCS panels such as *LINAC* and *STATUS*

`ENERGY.TD`: is a 2048 value time domain with the orbit corrected energy of all bunches in a macropulse

`MEAN[.HIST]`: is the mean energy of a macropulse

Additionally there are some properties that give the user further information. These are:

`NUMBER`: which is simply the number of bunches per macropulse

`STATUS`: which represents the quality of the given energy

0 everything is OK

1 could not determine dipole current, so no energy could be calculated

2 beam current is below 0.15 nC at toroid 7

4 beam transmission between toroid 7 and toroid 8 is below 50 %

8 beam offset in BPMs is above 7.5 mm (or whatever `MAX_X_OFF` is set to in the code)

B.1. Documentation of the Energy Server

- 16 could not read some DOOCS-value needed for the calculation of at least one of the correction parameters (either BPM paras or a1, a2, a3), which might be incorrect now
- 32 current at dipole 1EXP1 is below 18A
- 64 something went fundamentally wrong so that the given energy is just the uncorrected energy as given by the dipole current
- 128 beam transmission between T7 and T8 is above 120 %

BUFFER: is the ADC buffer number that was used to read the data

The STATUS value has to be interpreted in such a way, that if the STATUS is 0 one can trust the corrected energy, given correctly calibrated hardware. If STATUS contains 64 i.e. STATUS & 64 == 1, the given energy is simply given by the dipole current and is only to be trusted if the beam is centered in the BPMs upstream and downstream of the dipole. Still, it can be used only as a rough estimate. In all other cases the user has to think about the meaning of STATUS concerning the energy measurement and current situation.

At last there are a few properties which represent configurable options of the server.

TOROID: is the sample point where the toroid ADCs time domains will have the data for the first bunch

BPM: is the sample point where the bpm ADCs time domains will have the data for the first bunch

BPM.1EXP1: contains the polynomial parameters of the response function for bpm 1EXP1 which looks like $a \cdot x^3 + b \cdot x^2 + c \cdot x + 0$, so there is no constant term. If one wants to change these parameters, one has to set the initial 0 to some integer value, e.g. 1 and the following three floats to the new values for a , b and c in this order (which results in an IFFF data type).

BPM.2EXP1: s.a. but for bpm 2EXP1

BPM.1EXP3: s.a. but for bpm 1EXP3

C. Kalibration der Strahlungemonitore

In diesem Abschnitt wird die Kalibration der BPMs im Experimentalbereich des TTF-Linearbeschleunigers beschrieben. Da diese vor dem Hintergrund der Energiemessung mittels des Energie-Servers stattfindet, wird nur die dafür notwendige horizontale Kalibration betrachtet.

Im DOOCS soll sinnvollerweise die Ablage in mm angegeben werden, welche sich jedoch in nicht-linearer Form aus dem tatsächlichen Meßsignal der BPMs ergibt. Um noch Zugriff auf die Rohdaten zu haben, um z. B. nachträglich mit einer genaueren Umrechnungsfunktion zu arbeiten, werden in diesem Abschnitt zwei Umrechnungsfunktionen eingeführt. Einerseits nutzt der BPM-Server lineare Funktionen zur Angabe einer ungefähren Strahlablage für die Operateure, andererseits bestimmt der Energie-Server mittels Polynomen dritter Ordnung eine möglichst genaue Ablage aus den zurückgerechneten Rohdaten.

Der BPM-Server bekommt als Eingangssignal Bits, welche über die unten bestimmten linearen Gleichungen in mm umgerechnet werden. Die Bits ergeben sich durch das Abtasten der Spannung der Ausleseelektronik der BPMs mit den ADCs; diese Bits stellen die Rohdaten dar, welche jedoch nicht direkt über DOOCS zur Verfügung stehen. Der Energie-Server nutzt intern die Spannung der BPM-Elektronik, welche sich aus den Bits über Gleichung (C.1) ergibt.

$$U/V = \frac{10}{4095} \cdot x_{\text{bits}} - 5 \quad (\text{C.1})$$

C.1. Rauschmessung der BPMs

Die BPM-Elektronik ist mit einem Rauschen versehen, welches auch von den ADCs aufgenommen wird und so zu einem Versatz der Ablage führt.

Die Ausleseelektronik der BPMs basiert auf einem differentiellen System, bei dem für die Berechnung der horizontalen Ablage die Differenz eines *linken* und eines *rechten* Signals genommen wird. Speist man nun beide Kanäle der Elektronik mit dem gleichen Signal, so sollte als Differenz ein Null-Signal übrig bleiben. Hierzu wurde das *linke* BPM-Signal über einen -3 dB Splitter auf die beiden Eingänge der horizontalen Auswertelektronik gelegt und der Beschleuniger mehrere Minuten lang normal betrieben. Dabei ergab sich eine Verteilung der Ablage gemäß Abbildung C.1. Die zugehörigen Werte sind in Tabelle C.1 aufgeführt.

Aus der Standardabweichung von $0,06$ mm an BPM3 ergibt sich nach Abschnitt 4.3.2, ein unkorreliertes Energierauschen von $\pm 0,01$ MeV.

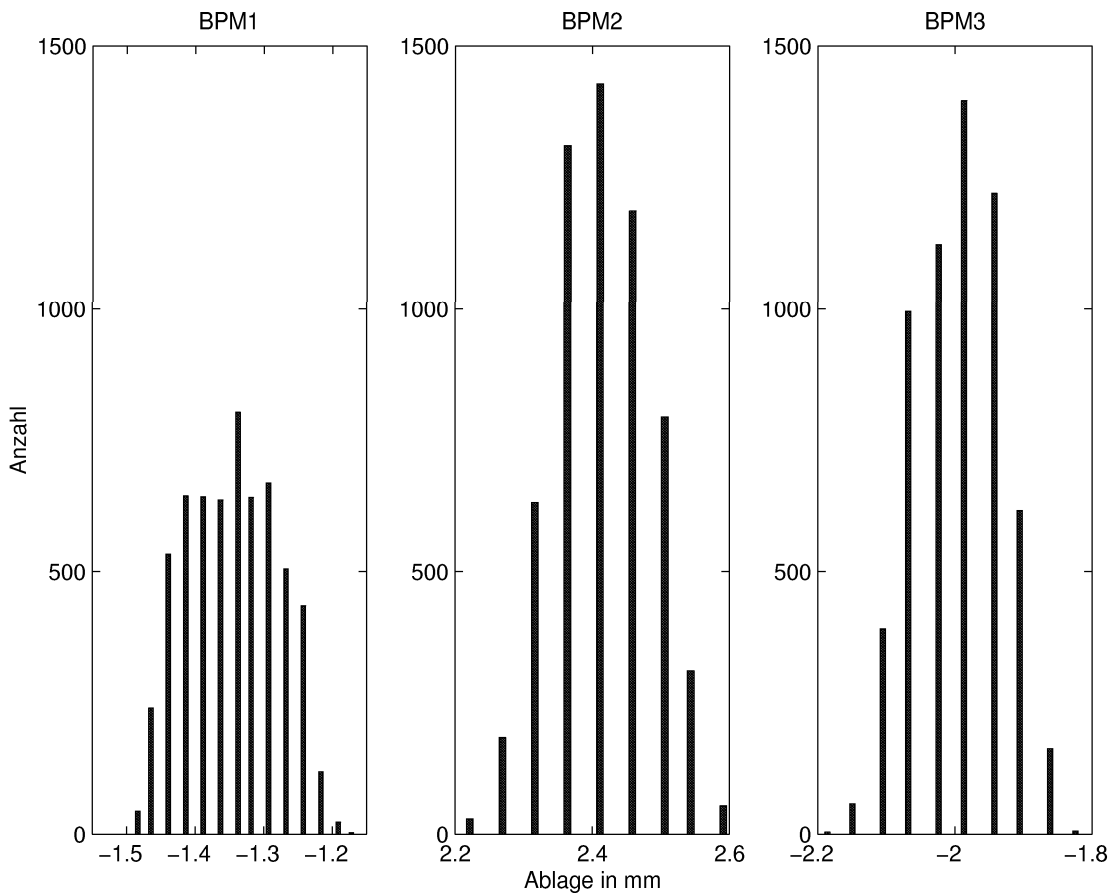


Abbildung C.1.: Einfluß des Rauschens der BPM-Elektronik auf die Ortsmessung, wobei der ADC von BPM1 die doppelte Auflösung der anderen ADCs hat; die leeren Spalten deuten die Auflösungsgrenzen der ADCs an

	BPM1	BPM2	BPM3
mittlere Ablage/mm	-1,35	2,41	-2,00
Standardabweichung/mm	0,07	0,07	0,06
Peak-To-Peak/mm	0,32	0,47	0,37
Anzahl der Meßpunkte	6000	5935	5937

Tabelle C.1.: Ergebnisse der BPM-Rauschmessung

C. Kalibration der Strahllage-monitore

Aus den Werten der Tabelle C.1 lässt sich die BPM-Auflösung bestimmen. Unter Vernachlässigung der Quadrupole Q4 und Q5 (diese wurden für die Messung mit einem Remanenzfeld-kompensierenden Strom angesteuert) ergibt sich bei einer Sollenergie von 230 MeV mittels der Gleichungen (3.9) für die RMS-Auflösung

$$\frac{\delta p_{\text{Rauschen}}}{p_0} = \sqrt{\sum_i (a_i \cdot \delta x_{i,\text{Rauschen}})^2} = 0,12 \cdot 10^{-3} \quad (\text{C.2})$$

und für die Peak-To-Peak Auflösung

$$\frac{\Delta p_{\text{Rauschen}}}{p_0} = \sum_i |a_i \cdot \Delta x_{i,\text{Rauschen}}| = 1,21 \cdot 10^{-3}. \quad (\text{C.3})$$

Vergleicht man diese Werte mit den Auflösungen, wie sie in [10], B.2.1 bestimmt wurden, so zeigt sich eine deutliche Verbesserung. Die RMS-Auflösung ist etwa um einen Faktor 2, die Peak-To-Peak Auflösung etwa um einen Faktor 1,5 verbessert worden. Ursächlich hierfür zeichnet vor allem BPM3, welcher aufgrund reparierter Elektronik wieder voll einsetzbar ist.

C.2. Durchführung der Kalibrationsmessungen

Zur Bestimmung der Umrechnungsfunktionen wurde der Steerer H1 komplett durchgefahen (von $-3,5$ A auf $+3,5$ A) und dabei die gemessene Ablage in den BPMs mitgeschrieben. Mit Kenntnis der Transfermatrizen lässt sich parallel dazu bestimmen, welche Ablage ein idealer Strahl in den jeweiligen BPMs hätte.

Nach Rückrechnung der gemessenen Ablagen in Spannungen, ergibt sich z. B. für BPM1 ein Zusammenhang wie in Abbildung C.2. Man erkennt deutlich die Nichtlinearitäten im BPM-Signal für größere Ablagen, welche einen Fit mit einem Polynom höherer Ordnung notwendig machen. Im mittleren Bereich hingegen kann das Signal als linear betrachtet werden; dort findet der lineare Fit statt. Auf diese Weise konnten für alle drei BPMs entsprechende Umrechnungsfunktionen bestimmt werden. Die Ergebnisse sind in den Gleichungen (C.4) und (C.5) zusammengefasst. Da der Energie-Server intern mit den Spannungen rechnet, sind die Polynome dritter Ordnung zur Umrechnung von Spannungen in mm ausgelegt, wohingegen die linearen Polynome für den BPM-Server zur Umrechnung von bits in mm dienen.

$$\begin{aligned} x_{\text{BPM1}} &= -6,38 \cdot U_1^3 - 4,83 \cdot U_1^2 - 9,99 \cdot U_1 - 1,56 \\ x_{\text{BPM2}} &= -17,93 \cdot U_2^3 - 6,37 \cdot U_2^2 - 17,30 \cdot U_2 - 0,02 \\ x_{\text{BPM3}} &= -12,74 \cdot U_3^3 - 7,32 \cdot U_3^2 - 10,31 \cdot U_3 - 0,13 \end{aligned} \quad (\text{C.4})$$

$$\begin{aligned} x_{\text{BPM1}} &= 48.3313 \cdot x_{\text{bits}_1} - 0.0236105 \\ x_{\text{BPM2}} &= 58.4330 \cdot x_{\text{bits}_2} - 0.0285320 \\ x_{\text{BPM3}} &= 61.5115 \cdot x_{\text{bits}_3} - 0.0300391 \end{aligned} \quad (\text{C.5})$$

C.2. Durchführung der Kalibrationsmessungen

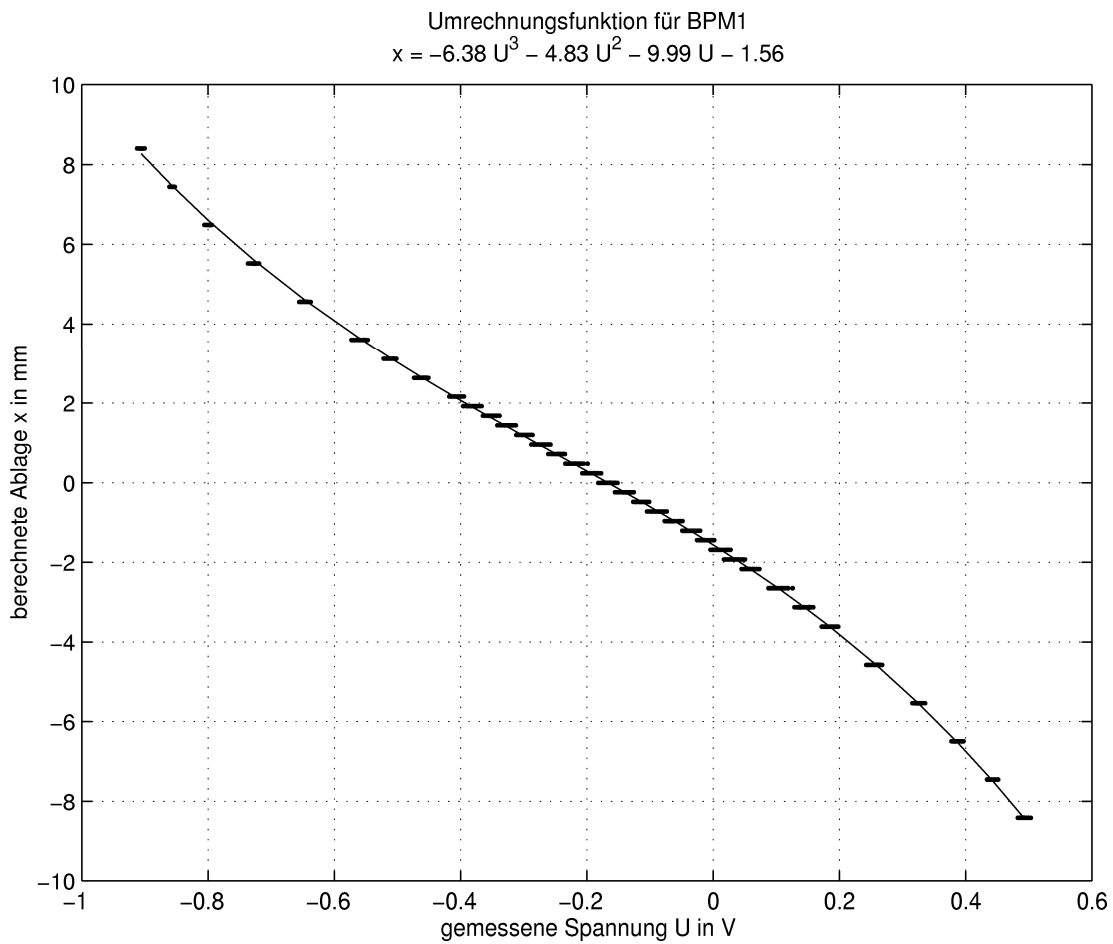


Abbildung C.2.: Bestimmung der Umrechnungsfunktion von gemessener Spannung in Ablage mittels Anpassung eines Polynoms dritter Ordnung

Literaturverzeichnis

- [1] BRINKMANN, R., K. FLÖTTMANN, J. ROSSBACH, P. SCHMÜSER, N. WALKER und H. WEISE (Herausgeber): *TESLA Technical Design Report Part II: The Accelerator*, März 2001. DESY 2001-011.
- [2] CACCIOTTI, L., P. PATERI und F. TAZZIOLI: *The New Front End Module of the TTF Stripline BPM Detector With Single Bunch Response*. Technischer Bericht TESLA 1998-18, INFN Frascati, July 1998.
- [3] <http://tesla.desy.de/doocs/>.
- [4] ICALEPCS: *DOOCS: a Distributed Object Oriented Control System on PC's and Workstations*, Beijing, 1997.
- [5] LIEPE, MATTHIAS: *Regelung supraleitender Resonatoren mit Strahlbelastung am TESLA-Test-Linearbeschleuniger*. Diplomarbeit, Universität Hamburg, August 1998.
- [6] MATERLIK, G. und TH. TSCHENTSCHER (Herausgeber): *TESLA Technical Design Report Part V: The X-Ray Free Electron Laser*, März 2001. DESY 2001-011.
- [7] PCAPAC: *An Integrated Finite State Machine to Automate TTF Operation*, Hamburg, 2000. siehe auch <http://tesla.desy.de/doocs/fsm/fsm.html>.
- [8] RICHARD, F., J. R. SCHNEIDER, D. TRINES und A. WAGNER (Herausgeber): *TESLA Technical Design Report Part I: Executive Summary*, März 2001. DESY 2001-011.
- [9] SCHILCHER, THOMAS: *Vector Sum Control of Pulsed Accelerating Fields in Lorentz Force Detuned Superconducting Cavities*. Doktorarbeit, Universität Hamburg, 1998.
- [10] SCHLARB, HOLGER: *Collimation System for the VUV Free-Electron Laser at the TESLA Test Facility*. Doktorarbeit, Universität Hamburg, 2001.
- [11] THE MATHWORKS INC. (Herausgeber): *Stateflow User's Guide*, Kapitel 2, Seiten 2–2f. The MathWorks Inc., September 2000.
- [12] WILLE, KLAUS: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*, Kapitel 3.6, Seite 84ff. B. G. Teubner Stuttgart, 1996.

Danksagung

Ich möchte meinen Betreuern Prof. Dr. M. Tonutti und Prof. Dr. P. Schmüser für die Möglichkeit danken, meine Diplomarbeit am DESY in Hamburg durchführen zu können. Ohne sie wären mir sehr viele wertvolle Erfahrungen verwährt geblieben.

Ich danke weiterhin M. Liepe, H. Schlarb und S. Simrock, die mir jederzeit tatkräftig zur Seite standen, um meine Fragen zu beantworten und mir ein Verständnis für TTF zu vermitteln.

Großen Dank schulde ich auch O. Hensler und K. Rehlich, die mir bei zahlreichen Programmierfragen hilfreich zur Seite standen, sowie V. Ayvazyan, G. Grygiel, G. Petrosyan und den Operateuren des TTF-Linearbeschleunigers für ihre Hilfe und Mitarbeit.

Auch den übrigen Mitgliedern der Gruppe FDET gilt mein Dank, da sie maßgeblich für die äußerst angenehme Arbeitsatmosphäre verantwortlich waren.

Abschließend sei noch meinen Eltern, meinem Bruder und meinen Freunden gedankt, die mich das gesamte Studium hindurch nach Möglichkeiten unterstützt haben. Ohne die vielen Gespräche und ihre Ermutigungen wäre diese Arbeit nicht denkbar.