

F. B.

Interner Bericht  
DESY FH1T-92-05  
Dezember 1992

## Strahlenbelastungen im H1-Detektor

Untergrundmessungen mit Silizium-Photodioden

von

J. Ewert

**DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.**

**DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.**

**“Die Verantwortung für den Inhalt dieses  
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser”**

# Strahlenbelastungen im H 1-Detektor

Untergrundmessungen mit Silizium-Photodioden

Diplomarbeit am II. Institut für Experimentalphysik  
Universität Hamburg

JÖRG EWERT

Dezember 1992

## Abstract

This report describes dosimetric measurements inside the *H1*-detector during the first long *HERA*-luminosity-run in summer 1992. Six silicon photodiodes were used as dosimeters and installed in the detector at a radial distance  $r = 11 - 14 \text{ cm}$  from beam position and at  $z = -136 \text{ cm}$  with respect to the interaction point. Each diode has a sensitive area of  $1 \text{ cm}^2$  and when irradiated emits a small current which is measured with an electronic readout-system described in this report.

Measurable doses from *HERA*-operation occur during injections, from synchrotron radiation with open collimators and beam losses. With stable beams and during luminosity-operation the radiation is below the detection limit of  $0.014 \text{ rad/h}$ . During summer 1992 the highest currents injected in *HERA* were  $\sim 2 \text{ mA}$  for protons and  $\sim 3 \text{ mA}$  for electrons and led to doses of typically 10 to 170 *mrad* and 10 to 75 *mrad*, respectively. Synchrotron radiation of 26.7 *GeV* electrons causes dose rates of about 10 *mrad* per *mA* current and *minute* when the collimators are open. Beam losses produce doses between less than 1 *mrad* and 50 to 100 *mrad* per *lost mA* beam current.

When scaled to the *HERA*-design-currents of  $I_p = 160 \text{ mA}$  and  $I_e = 60 \text{ mA}$  a total dose of 4 - 12 *krad* for one year of *HERA*-luminosity-operation is expected. Since machine tests may imply higher values the additional dose from two months of *HERA*-test-operation per year is estimated to 1 - 35 *krad*.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>1 Rahmenbedingungen</b>	<b>4</b>
1.1 HERA . . . . .	4
1.2 Der H 1-Detektor . . . . .	5
1.2.1 Der zukünftige Vertexdetektor . . . . .	7
1.3 Untergrundquellen und erwartete Strahlenbelastungen . . . . .	7
<b>2 Physikalische Grundlagen</b>	<b>11</b>
2.1 Dosimetrie . . . . .	11
2.2 Halbleiter-Photodioden . . . . .	16
2.2.1 Dosimetrie mit Photodioden . . . . .	18
<b>3 Meßprinzip</b>	<b>20</b>
3.1 Die verwendeten Photodioden . . . . .	20
3.2 Der Strom/Frequenz-Konverter . . . . .	20
<b>4 Eichung</b>	<b>25</b>
4.1 Experimenteller Aufbau . . . . .	25
4.2 Ergebnisse . . . . .	27
<b>5 Durchführung der Messungen bei HERA</b>	<b>30</b>
5.1 Aufbau am H 1-Detektor . . . . .	30
5.2 Messungen während verschiedener HERA-Betriebszustände . . . . .	34
5.2.1 Wirkung der Kollimatoren . . . . .	36
5.2.2 Auswertung von HERA-Betriebszuständen . . . . .	37
5.3 Fehler . . . . .	38

<b>6 Ergebnisse</b>	<b>41</b>
6.1 Ergebnisse für unterschiedliche HERA-Betriebszustände . . . . .	42
6.2 Hochrechnung auf die HERA-Sollströme . . . . .	54
6.3 Diskussion der Ergebnisse . . . . .	56
<b>Zusammenfassung</b>	<b>59</b>
<b>A Schaltplan des Strom/Frequenz-Konverters &amp; Photos</b>	<b>61</b>
<b>B Tabellen der Meßwerte</b>	<b>65</b>
B.1 Test der Strom/Frequenz-Konverter mit konstanten Strömen . . . . .	65
B.2 Eichmessungen . . . . .	66
B.3 Dosiswerte aller ausgewerteten HERA-Betriebzustände . . . . .	68
<b>C Berechnungen zur Fehlerabschätzung</b>	<b>74</b>
C.1 Fehler durch die Totzeit-Korrektur . . . . .	74
C.2 Bestimmung der Schwellenfrequenz . . . . .	76
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>80</b>
<b>Danksagung</b>	<b>82</b>

# Einleitung

Das Jahr 1992 stellt für die Hochenergiephysik den Beginn einer neuen Ära dar. In Hamburg wurde am *Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY)* nach mehr als 10-jähriger Planungs- und Bauzeit die *Hadron-Elektron-Ring-Anlage (HERA)* in Betrieb genommen. Erstmals werden hier Elektronen und Protonen gleichzeitig beschleunigt und zur Kollision gebracht. Mit *HERA* ist bei maximalen Impulsüberträgen von etwa  $100000 (GeV/c)^2$  unter anderem die Erforschung der Proton-Struktur mit bisher unerreichter Auflösung möglich. Wie stets bei einem Vorstoß in neue Energiebereiche hoffen die Physiker der 17 beteiligten Nationen, wie auch die übrige Fachwelt, außerdem auf bisher nicht vorhergesagte Phänomene in der Welt der Elementarteilchen.

Im Mai 1992 wurden die beiden Groß-Experimente *H1* und *ZEUS* in die *HERA*-Wechselwirkungszonen gefahren und mit der Beobachtung der ersten Elektron-Proton-Kollisionen begonnen. Seitdem sind die beiden Detektoren Strahlenbelastungen durch den *HERA*-Untergrund ausgesetzt. Beim Betrieb der beiden Speicherringe werden verschiedene Betriebszustände durchlaufen, deren Strahlenbelastungen in den Detektoren vor Betriebsbeginn nicht bekannt waren. Es gab lediglich Simulationsrechnungen für den zu erwartenden Untergrund, die erhebliche Unsicherheiten enthielten.

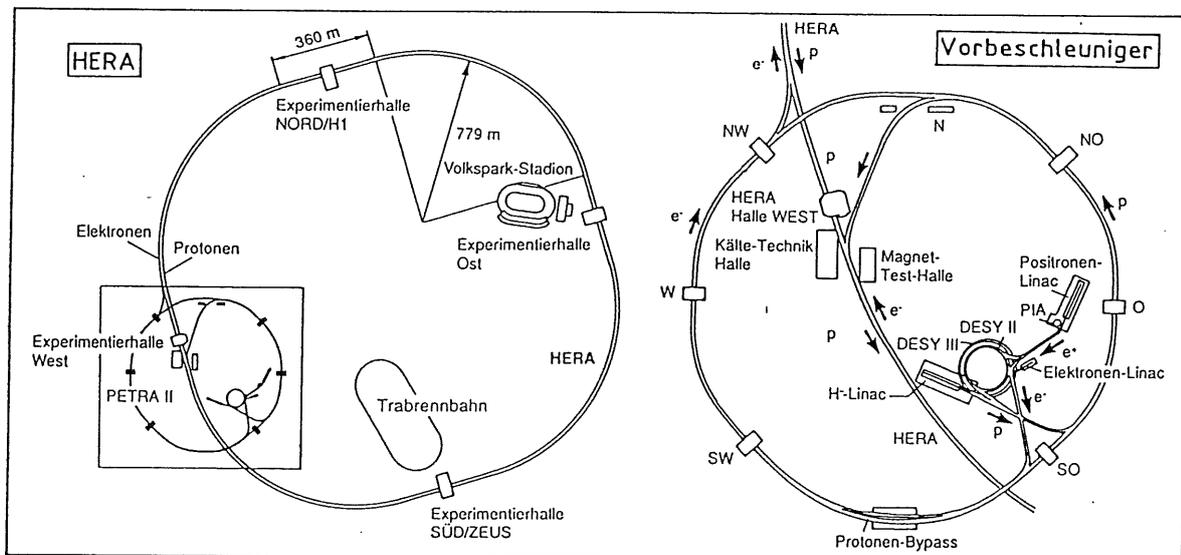
Die *H1*-Kollaboration, in deren Rahmen diese Diplomarbeit durchgeführt wurde, plant die Erweiterung ihres Experimentes um einen Silizium-Vertexdetektor, der dann die innerste Komponente des gesamten Detektors bilden wird. Durch seine Lage in unmittelbarer Nähe des Strahlrohres wird er den stärksten Strahlenbelastungen ausgesetzt sein. Dieser Situation entstammt die Motivation für die vorliegende Arbeit. Das Ziel ist die Messung der mit verschiedenen *HERA*-Betriebszuständen in Strahlrohrnähe verbundenen Strahlendosen, um eine Abschätzung der Gesamt-Belastung für den zukünftigen Vertexdetektor zu ermöglichen.

Die Untergrundmessungen wurden mit Photodioden aus Silizium durchgeführt, die als Festkörper-Ionisationskammern bei Bestrahlung einen Strom emittieren, der ein direktes Maß für die in den Dioden absorbierte Energiedosis darstellt. In dieser Arbeit wird ein elektronisches Auslesesystem vorgestellt, mit dem die sehr kleinen Diodenströme gemessen werden können. Die Arbeit beschreibt dessen Test und Eichung. Den Schwerpunkt der Arbeit bildet die Durchführung und Auswertung von Messungen des *HERA*-Betriebs im *Juni* und *Juli 1992*. Die Hochrechnung der Meßergebnisse ermöglicht eine Abschätzung der bei den Soll-Strömen von *HERA* zu erwartenden Strahlenbelastungen.

# Kapitel 1

## Rahmenbedingungen

### 1.1 HERA



Links: Die HERA-Speicherringe mit den Experimenten H1 (Halle Nord) und ZEUS (Halle Süd). Rechts die Vorbeschleuniger (Endenergie jeweils in Klammern). Elektronen: Linac (200 MeV); Synchrotron DESY II (7 GeV); Synchrotron PETRA II (14 GeV). Protonen: Hochfrequenz-Quadrupol (750 keV) und H<sup>-</sup>-Linac (50 MeV) für H<sup>-</sup>-Ionen; Synchrotron DESY III (7,5 GeV), beim Einschub werden die beiden Elektronen von den H<sup>-</sup>-Ionen abgestreift; Synchrotron PETRA II (40 GeV).

Abbildung 1.1: HERA und Vorbeschleuniger (aus [SCHMUE 1990])

Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage *HERA* besteht aus zwei im wesentlichen unabhängigen Speicherringen, in denen Teilchen beschleunigt und gespeichert werden können. *HERA* ist die weltweit erste Anlage, in der Elektronen und Protonen *gemeinsam* gespeichert und zur Kollision gebracht werden. Die maximale Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 314 \text{ GeV}$  ergibt sich aus der angestrebten Elektronen-Energie von  $30 \text{ GeV}$  und der Protonen-Energie von  $820 \text{ GeV}$ . Zur Zeit wird im Elektronen-Ring nur eine Energie von  $26.7 \text{ GeV}$  erreicht, da konventionelle (normalleitende) Beschleunigungsstrecken verwendet werden. Höhere Elektronen-Energien werden erst durch den Einsatz supra-leitender Komponenten möglich. Die Führung des Protonenstrahls geschieht bei *HERA*

durch die Verwendung von supraleitenden Magneten. Der Betrieb des Protonenringes erfordert daher eine ständige Kühlung mit flüssigem Helium. In Abb. 1.1 ist *HERA* zusammen mit dem System aus Vorbeschleunigern gezeigt. Die *HERA*-Speicherringe befinden sich in einem  $6.3\text{ km}$  langen Tunnel etwa  $20\text{ m}$  unter der Erdoberfläche. An insgesamt vier Wechselwirkungspunkten können der Elektronen- und der Protonenstrahl zur Kollision gebracht werden. Der *H1*-Detektor befindet sich in *Experimentierhalle Nord*.

Durch die Vorbeschleuniger werden Elektronen mit derzeit etwa  $12\text{ GeV}$  und Protonen mit  $40\text{ GeV}$  injiziert. Die Beschleunigung auf die Endenergien findet in den *HERA*-Speicherringen statt. Durch die dafür benutzten elektromagnetischen Wechselfelder soll der gesamte Teilchenstrom von  $60\text{ mA}$  für Elektronen und  $160\text{ mA}$  für Protonen (Soll-Konfiguration<sup>1</sup>) in jeweils 210 Teilchenpaketen (*bunche*) konzentriert werden. An den Wechselwirkungspunkten trifft dann alle  $96\text{ ns}$  ein Elektronenpaket auf ein Protonenpaket. Diese Taktfrequenz von  $10.4\text{ MHz}$  wird als *HERA-clock* bezeichnet. In Tabelle 1.1 sind einige *HERA*-Parameter aufgeführt.

	Elektronen	Protonen
Maximalenergie	$30\text{ GeV}$	$820\text{ GeV}$
Injektionsenergie	$12\text{ GeV}$	$40\text{ GeV}$
Teilchenstrom	$60\text{ mA}$	$160\text{ mA}$
Anzahl von Paketen	210	210
Teilchen pro Paket	$3.5 \times 10^{10}$	$1 \times 10^{11}$
Paketlänge	$3\text{ cm}$	$44\text{ cm}$
Paketabstand	$96\text{ ns} (\equiv 28.8\text{ m})$	
Schwerpunktsenergie	$314\text{ GeV}$	
Luminosität	$1.5 \times 10^{31}\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$	
Ringumfang	$6336\text{ m}$	

Tabelle 1.1: Einige *HERA*-Parameter (aus [SCHMUE 1990])

## 1.2 Der H1-Detektor

An einem der *HERA*-Wechselwirkungspunkte befindet sich der *H1*-Detektor. Er besteht aus einer Vielzahl von Komponenten, die zusammen eine Analyse der bei der Kollision entstehenden Teilchen ermöglichen. In Abb. 1.2 ist der *H1*-Detektor dargestellt (aus [HERA 1989]).

Die *Spurenkammern* (2,3) liefern den Impuls und das Ladungsvorzeichen von geladenen Teilchen aus den im Magnetfeld der supraleitenden *Spule* (6) gekrümmt verlaufenden Spuren. Mit den *Kalorimetern* (4,5,12,13) wird die Energie der Teilchen gemessen. Zur Identifizierung von Myonen, die den gesamten Detektor durchdringen können, sind außerhalb der Spule *Myonenkammern* (9) und *Streamerröhren* (10) installiert. Letztere befinden sich im *Eisenjoch*, welches der Rückführung des magnetischen Flusses der Spule

<sup>1</sup>Während des *HERA*-Betriebs im Sommer 1992, über den in dieser Arbeit berichtet wird, betragen die höchsten Strahlströme nur etwa  $3\text{ mA}$  für Elektronen und etwa  $2\text{ mA}$  für Protonen.

# H1-Experiment

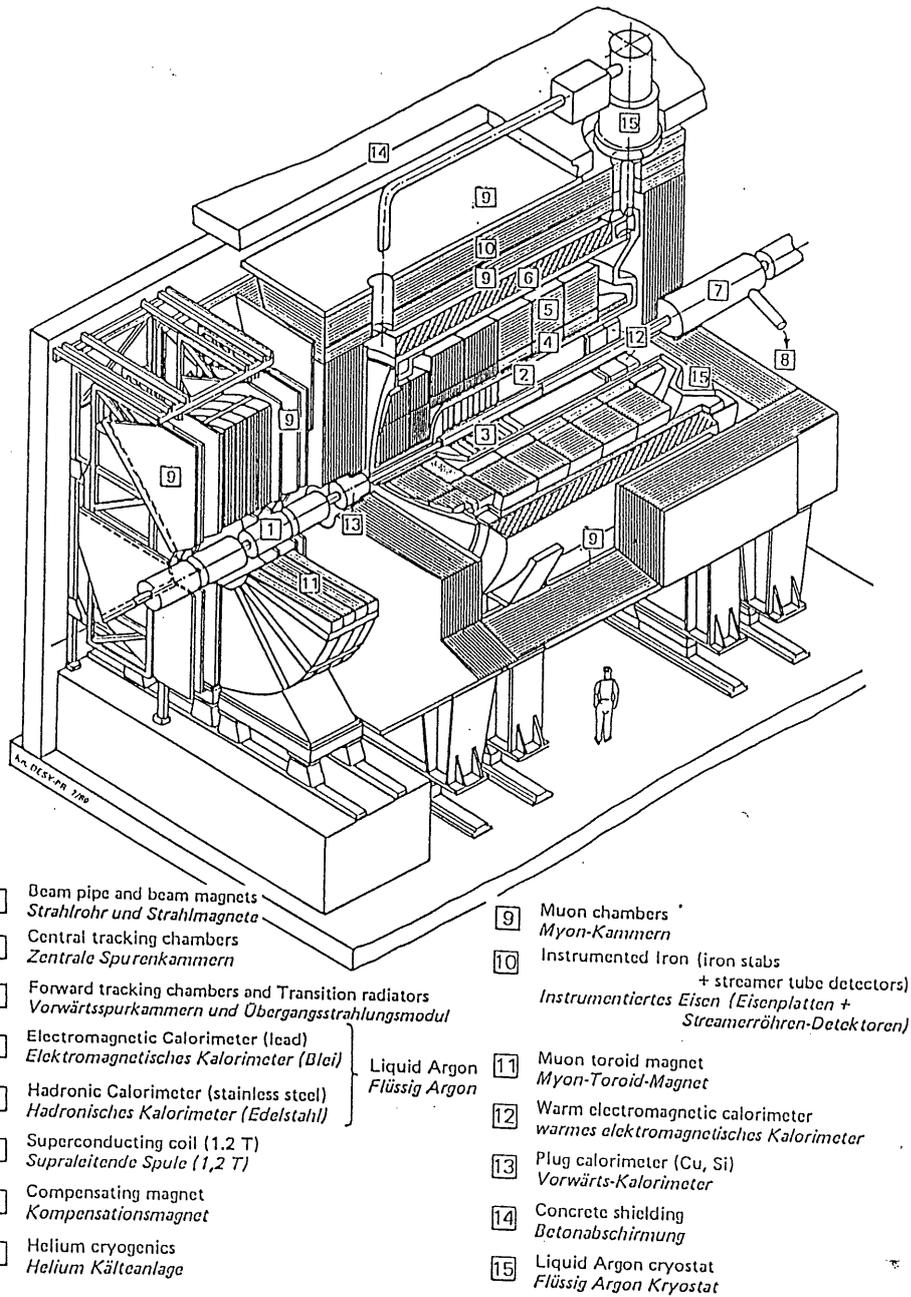


Abbildung 1.2: Der H1-Detektor

dient. Nicht in Abb. 1.2 eingezeichnet ist die *Veto-Wand*, die sich aus Protonenrichtung gesehen vor dem *H1*-Detektor befindet. Die Veto-Wand dient zur Identifikation von Untergründereignissen und wird in Kapitel 5.1 näher beschrieben. Einzelheiten über die Detektor-Komponenten und über den *H1*-Detektor als Ganzes findet man in [H1PROP 1986].

### 1.2.1 Der zukünftige Vertexdetektor

Die Spurenkammern des *H1*-Detektors sollen in naher Zukunft um eine Komponente ergänzt werden. Bei dieser Erweiterung handelt es sich um einen Silizium-Streifen-Detektor, der Ortsinformationen über die Teilchen nahe des Wechselwirkungspunktes liefern soll. Zu diesem Zweck soll das derzeitige Strahlrohr ( $r = 10\text{ cm}$ ) durch ein schmaleres mit einem Durchmesser von nur noch  $r = 3.5\text{ cm}$  ersetzt werden. Die zylindrische Komponente des neuen Vertexdetektors<sup>2</sup> besteht aus einer zweilagigen Schicht von Silizium-Detektoren mit einem inneren Durchmesser von  $4\text{ cm}$  und befindet sich damit viel näher an den Teilchenstrahlen als die derzeitige innere Proportionalkammer, die CIP<sup>3</sup>. Daher sind Kenntnisse über die Strahlenbelastungen in Strahlrohrnähe von großer Wichtigkeit.

Der Vertexdetektor wird ausführlich in [PROPOS 1992] beschrieben. Dort angeführte Strahlentests an einzelnen Bauteilen ergeben, daß die Auslese-Elektronik die empfindlichste Komponente ist. Bis zu einer absorbierten Gesamtdosis von  $1.5\text{ kGy}$  ( $150\text{ krad}$ ) ist deren Funktion gewährleistet<sup>4</sup>. Daher sollte eine jährliche Gesamtdosis von  $0.15\text{ kGy}$  ( $15\text{ krad}$ ) nicht überschritten werden, um die angestrebte Betriebsdauer von 10 Jahren zu gewährleisten.

## 1.3 Untergrundquellen und erwartete Strahlenbelastungen

### Untergrundquellen bei HERA

Beim Betrieb der *HERA*-Speicherringe sind die an den Wechselwirkungszonen aufgestellten Detektoren Strahlenbelastungen durch Untergrund ausgesetzt. Die verschiedenen Betriebszustände von *HERA* führen zu unterschiedlichen Strahlenbelastungen, die hier anhand des typischen *HERA*-Betriebs erläutert werden. In Abb. 1.3 sind schematisch die Vorgänge dargestellt, die beim Betrieb von *HERA* auftreten.

Die Füllung der Speicherringe beginnt mit der *Injektion des Protonenstrahls*. Dabei kann es zu Teilchenverlusten kommen, die eine Strahlenbelastung für den *H1*-Detektor darstellen.

Während und nach der *Beschleunigung der Protonen* von der Injektionsenergie ( $40\text{ GeV}$ ) auf ihre Endenergie von  $820\text{ GeV}$  ist der *gespeicherte Protonenstrahl* die Ursache

---

<sup>2</sup>Central Silicon Tracker (CST)

<sup>3</sup>Die CIP (Central Inner Proportional Chamber) befindet sich im Abstand  $r = 15\text{ cm}$  von den Teilchenstrahlen.

<sup>4</sup>Die Einheiten für *Dosis* werden in Kapitel 2.1 erläutert.

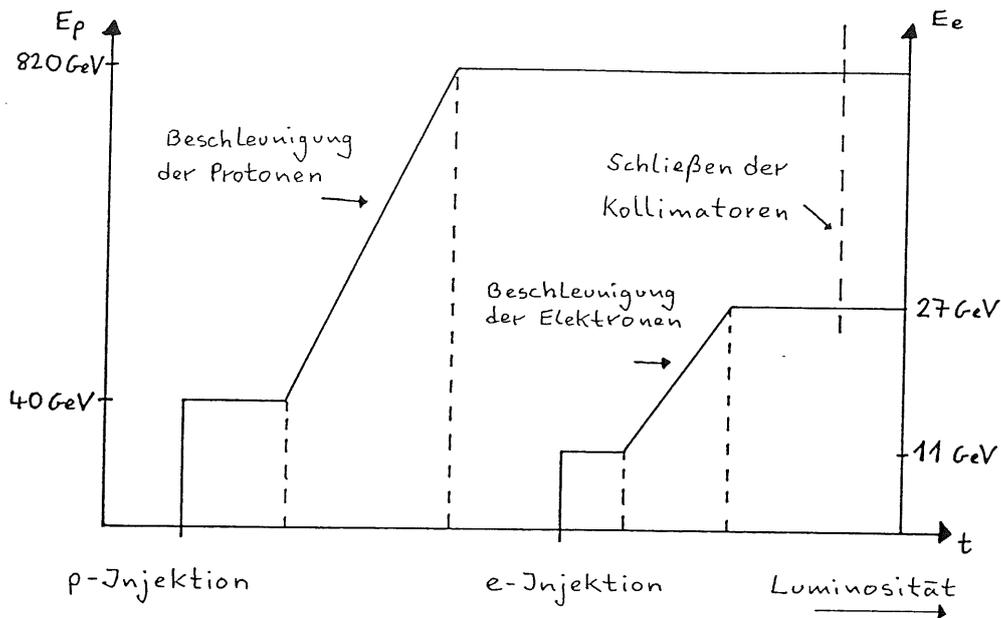


Abbildung 1.3: Füllung der HERA-Speicherringe

für hadronischen Untergrund. Die Wechselwirkungen von Protonen mit dem Restgas im Strahlrohr ("beam-gas") und mit der Strahlrohr-Innenwand ("beam-wall") führen zu hadronischen Teilchenschauern, die den gesamten Protonenstrahl begleiten ("beam-halo") und ebenfalls den  $H1$ -Detektor erreichen.

Nachdem der Protonenstrahl auf  $820 \text{ GeV}$  beschleunigt worden ist, beginnt die *Injektion des Elektronenstrahls*. Auch dabei führen Teilchenverluste zu einer Strahlenbelastung im  $H1$ -Detektor.

Um am Wechselwirkungspunkt im  $H1$ -Detektor eine Frontalkollision zwischen beiden Teilchenstrahlen zu erzwingen, wird der Elektronenstrahl vor der Wechselwirkungszone durch Magnetfelder entsprechend abgelenkt. Die Ablenkung führt zur Emission von Synchrotronstrahlungs-Photonen, die tangential zur Elektronenbahn abgestrahlt werden und den  $H1$ -Detektor erreichen. Die Strahlenbelastung durch *Synchrotronstrahlung der Elektronen* wird wesentlich größer, wenn die Elektronen von der Injektionsenergie ( $12 \text{ GeV}$ ) auf ihre Endenergie von  $26.6 \text{ GeV}$  beschleunigt werden<sup>5</sup>. Die Synchrotronstrahlung der Protonen ist wegen deren wesentlich größeren Masse nicht von Bedeutung. Nachdem beide Teilchenstrahlen bei maximaler Energie in *HERA* gespeichert sind, werden die Strahlen zur Kollision gebracht, um mit dem *Luminositätsbetrieb* zu beginnen. Dabei kommt es zu kontinuierlichen Teilchenverlusten bei beiden Strahlen und ebenfalls zu einer Strahlenbelastung im  $H1$ -Detektor.

Schließlich kann es während des stabilen *HERA*-Betriebs zu teilweisen oder vollständigen *Strahlverlusten* bei beiden Teilchensorten kommen. Solche Vorgänge sind ebenfalls mit einer Strahlenbelastung im  $H1$ -Detektor verbunden.

Das Ziel dieser Diplomarbeit ist die Messung der gesamten Strahlenbelastung, die durch

<sup>5</sup>Bei konstantem Krümmungsradius gilt für die Leistung  $P$  der emittierten Synchrotronstrahlung eines Teilchens der Masse  $m$  und der Energie  $E$ :  $P \propto (E/m)^4$  [PERKIN 1987].

die verschiedenen *HERA*-Betriebszustände im *H1*-Detektor hervorgerufen wird.

## Erwartete Strahlenbelastungen

Von der Synchrotronstrahlung der Elektronen wird der größte Beitrag zur Strahlenbelastung erwartet. Daher wurde im Bereich des *H1*-Detektors ein System von Kollimatoren installiert, das den Detektor gegen die Synchrotronstrahlung abschirmen soll. In Abb. 1.4 sind die Kollimatoren gezeigt.

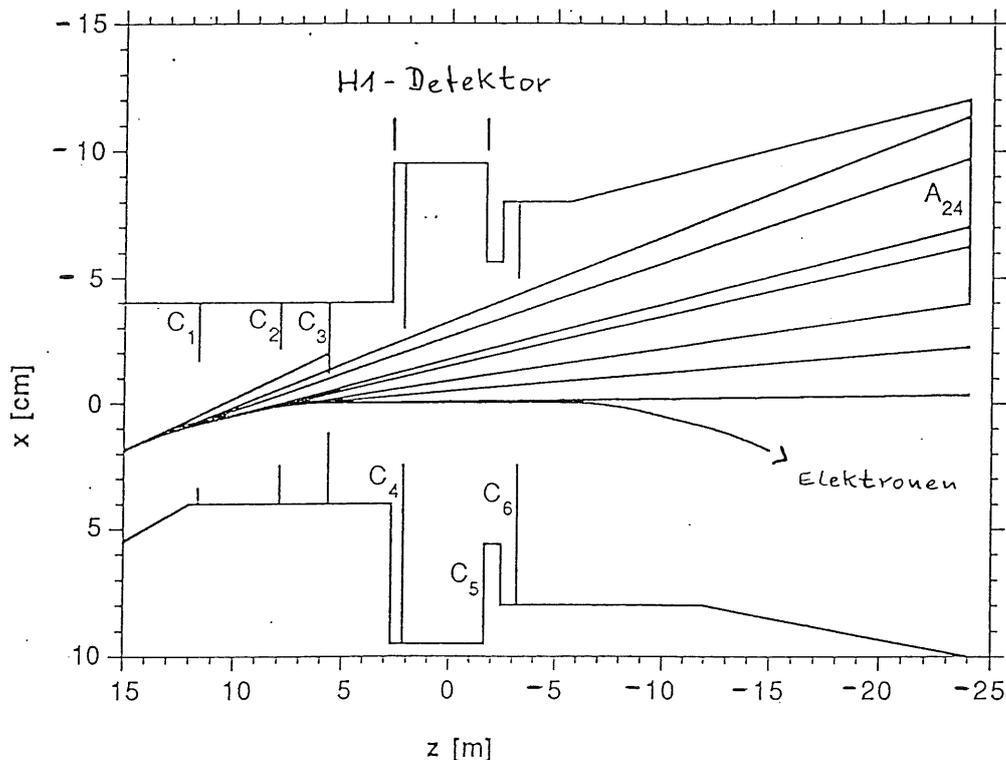


Abbildung 1.4: Abschirmung der Synchrotron-Strahlung durch Kollimatoren

Die geraden Linien stellen die Ausbreitungsrichtung der direkten Synchrotronstrahlung dar. Die Kollimatoren C1, C2, C3 und C6 sind beweglich und werden nach der Injektion der Elektronen geschlossen. Der Photonenfluß durch das Strahlrohr des *H1*-Detektors ist simuliert worden [PITZL 1987]. Bei geschlossenen Kollimatoren wird das zentrale Strahlrohr nur von zweifach gestreuten Photonen getroffen. Der Photonenfluß ist am größten in Protonenrichtung ( $-z$ ) an der Innenseite ( $+x$ ) des *HERA*-Ringes. Die Simulation ergab dort etwa  $2.4 \times 10^4$  Photonen  $s^{-1}cm^{-2}$  mit einer mittleren Energie von etwa  $60 keV$ . In Abb. 1.5 ist das Energiespektrum der Photonen gezeigt, die das Strahlrohr innerhalb des *H1*-Detektors durchdringen. In einer  $300 \mu m$  dicken Silizium-Schicht bedeutet dieser Photonenfluß eine Strahlenbelastung von etwa  $3 \mu rad/s$ . Bei einer ununterbrochenen Betriebsdauer von jährlich 200 Tagen ergibt sich eine Strahlenbelastung von  $50 rad/y$ . Diese Zahlen beziehen sich auf Luminositätsbetrieb mit einem Elektronenstrahl von  $35 GeV$  und einer Stromstärke von  $60 mA$ . Neuere Abschätzungen

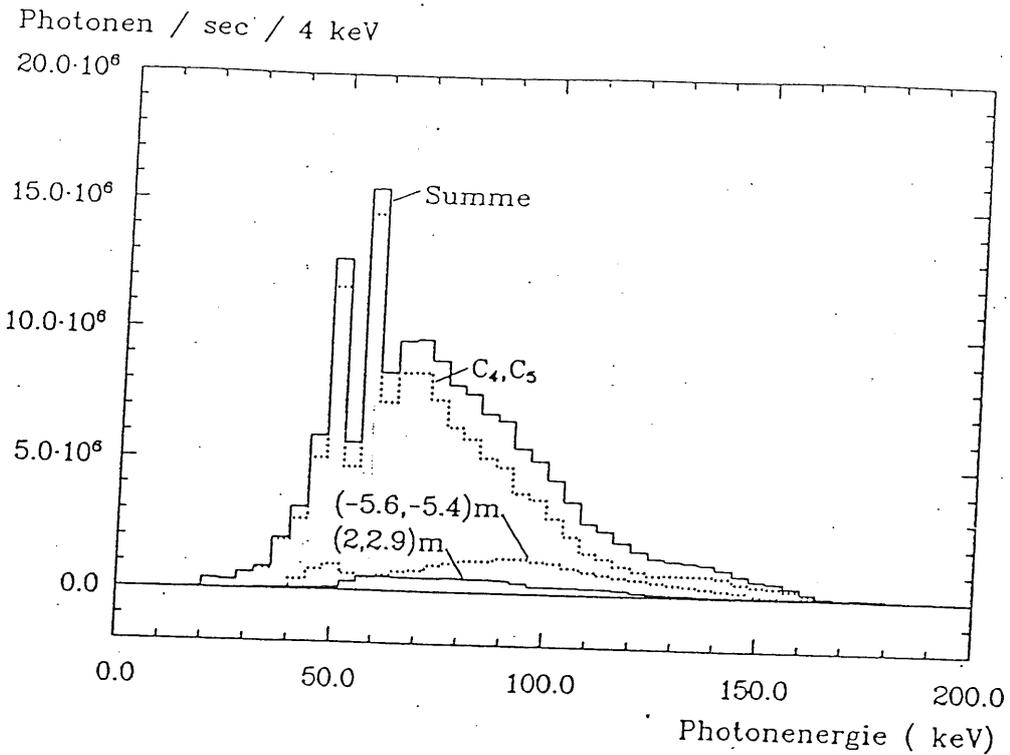


Abbildung 1.5: Energiespektrum der Synchrotronstrahlungs-Photonen (aus [PITZL 1987])

in [PROPOS 1992] ergeben eine Belastung von  $< 100 \text{ rad/y}$ . Diese Angabe bezieht sich auf eine modifizierte Geometrie der Kollimatoren, die in [PROPOS 1992] für den zukünftigen Vertexdetektor vorgeschlagen wird, und gilt ebenfalls für Luminositätsbetrieb bei maximalem Elektronenstrom. Die Rechnungen sind dort für eine Elektronen-Energie von  $30 \text{ GeV}$  durchgeführt worden. Die erwartete Strahlenbelastung durch hadronischen Untergrund wird ebenfalls in [PROPOS 1992] abgeschätzt. Es wird mit einer jährlichen Dosis von etwa  $10 \text{ rad}$  gerechnet.

Während des ersten *HERA*-Betriebs im Sommer 1992 wurden die Kollimatoren erst geschlossen, *nachdem* die Elektronen auf  $26.7 \text{ GeV}$  beschleunigt waren. Bisher gibt es keine Abschätzung über die Strahlenbelastung durch Synchrotronstrahlung bei geöffneten Kollimatoren. Auch für Strahlinjektionen und Strahlverluste gibt es keine Abschätzung über die im *H1*-Detektor zu erwartenden Strahlenbelastungen. Die Messungen dieser Arbeit zeigen, daß gerade solche *HERA*-Betriebszustände einen wesentlichen Beitrag zur gesamten Strahlendosis liefern.

# Kapitel 2

## Physikalische Grundlagen

### 2.1 Dosimetrie

Wie zu Beginn einer jeden neuen Forschungsrichtung setzte die Entwicklung an zufällig gemachten Beobachtungen ein, nachdem natürlich die wichtigste Voraussetzung dafür erfüllt war, nämlich die Entdeckung der ionisierenden Strahlung. Wir denken zum Beispiel an Becquerel, der versehentlich ein Radiumpräparat in der Westentasche mit sich trug, was auf der Haut eine schwer heilende Entzündung hervorrief. Nach der Entdeckung der Röntgenstrahlung gab es viele Forscher, die sich an deren Durchdringungsvermögen erfreuten und nicht müde wurden, immer wieder das Skelett ihrer Hand zu betrachten. Doch diese Freude wurde bald gedämpft durch die Beobachtung eigenartiger Veränderungen der exponierten Haut. An solchen Phänomenen entzündete sich das Interesse an der Wirkung der ionisierenden Strahlung.

H.Dertinger/H.Jung *Molekulare Strahlenbiologie* [DERTIN 1969]

### Wechselwirkungen von Strahlung in Materie

Der Nachweis von geladenen und neutralen Teilchen erfordert eine gute Kenntnis über deren möglichen Wechselwirkungen mit Materie. In diesem Abschnitt werden die elementaren Prozesse vorgestellt. Eine übersichtliche Darstellung dieses Gebietes findet man in [REICH 1990].

#### Photonen

Das Schwächungsgesetz für Gamma-Strahlung in Materie lautet in seiner differentiellen Form  $dN = -N \mu dz$ . Die Anzahl von Wechselwirkungen in einem Material der Dichte  $\rho$  ergibt sich aus

$$dN = N \mu/\rho dz \rho, \quad (2.1)$$

wobei  $\mu/\rho$  der Massenschwächungskoeffizient des betreffenden Materials ist.

Die Größe  $\mu$  setzt sich aus vier energieabhängigen Beiträgen zusammen, die jeweils einen bestimmten Wechselwirkungsprozeß darstellen. Es gilt

$$\mu = \tau + \sigma_{coh} + \sigma + \chi,$$

wobei  $\tau$ : Photoelektrischer Effekt,  $\sigma_{COH}$ : Kohärente Streuung,  $\sigma$ : Inkohärente Streuung und  $\chi$ : Paarerzeugung.

Der Schwächungskoeffizient wird aus den Wirkungsquerschnitten der einzelnen Prozesse berechnet und kann in Tabellenwerken nachgeschlagen werden [HUBBEL 1969, STORM 1970]. Mit den Zahlenwerten aus [HUBBEL 1969] ergibt sich für Silizium das in Abb. 2.1 gezeigte Energieverhalten der Einzelbeiträge und deren Summe.

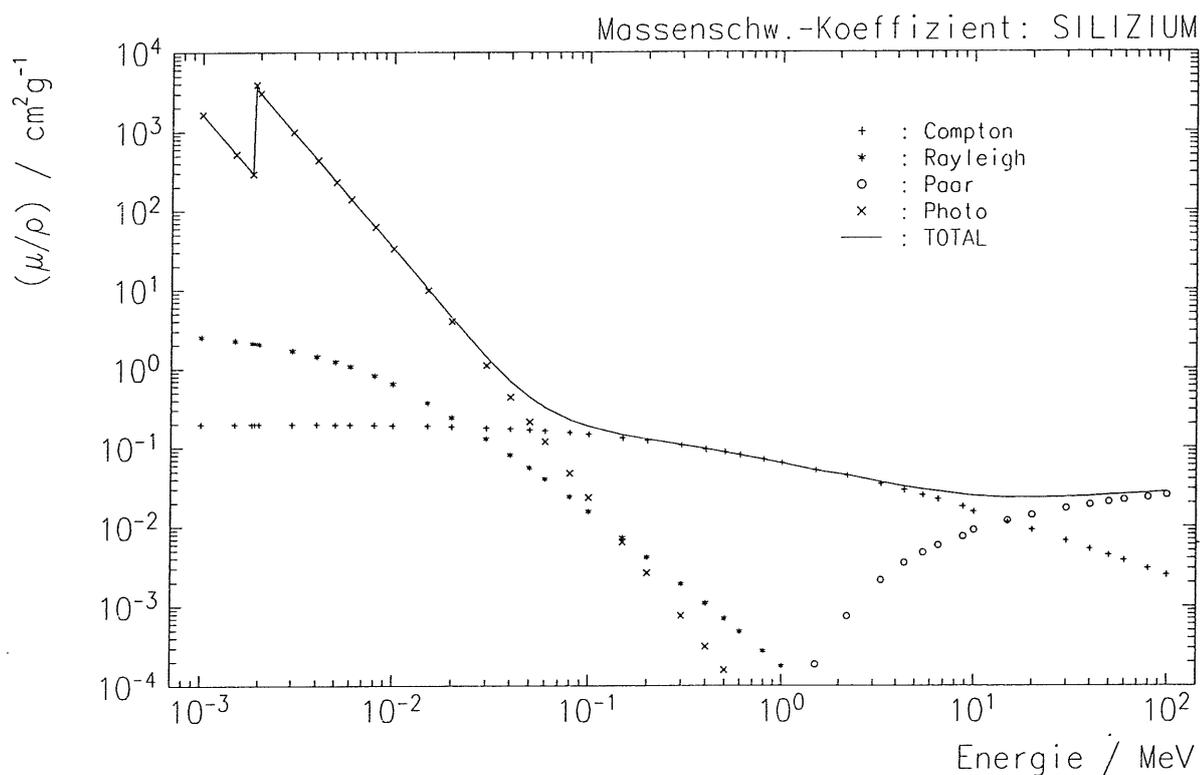


Abbildung 2.1:  $\mu/\rho$  für Silizium von  $1 \text{ keV} \leq E_\gamma \leq 100 \text{ MeV}$

Oftmals interessiert man sich in der Dosimetrie nicht für die Zahl von Wechselwirkungen, sondern für die durch die einfallende Strahlung deponierte Energie in dem durchquerten Material. Die entscheidende Größe ist der Energieabsorptionskoeffizient  $\mu_{en}$ , der aus  $\mu$  berechnet werden kann und ebenfalls tabelliert ist. Durch  $\mu_{en}$  wird berücksichtigt, daß ein absorbiertes Photon nicht seine gesamte Energie an das Material abgibt.

Es folgt eine kurze Beschreibung der einzelnen Prozesse, die zur Absorption von Photonen in Materie führen.

**Photoelektrischer Effekt:** Wenn ein Photon der Energie  $E_\gamma$  auf ein Atom des durchquerten Mediums trifft, kann es ein gebundenes Elektron aus dessen Schale herausstoßen. Dieses Sekundärelektron erhält die Photonenenergie vermindert um seine Bindungsenergie als kinetische Energie, während das angeregte Atom in den Grundzustand

zurückkehrt und dabei entweder ein Photon abstrahlt oder ein Hüllenelektron emittiert (Auger-Elektron). Das gestoßene Elektron verliert durch Ionisationsvorgänge im Material Energie und erst in diesem zweiten Schritt findet die eigentliche Energieabgabe des einfallenden Photons an das Medium statt.

**Rayleigh-Streuung (kohärent):** In diesem Prozeß wird das Atom des durchquerten Mediums weder angeregt noch ionisiert. Das Photon regt als elektromagnetische Welle die Hüllenelektronen zu Schwingungen an und dadurch ändert sich nur die Richtung der einfallenden Strahlung. Das Photon verliert dabei keine Energie. Trotzdem spielt dieser Prozeß für die Energieabsorption eine Rolle, da das Photon an diesem Ort nicht für andere Prozesse zur Verfügung steht.

**Compton-Streuung (inkohärent):** Bei diesem Prozeß kommt es zu einem Stoß zwischen einfallendem Photon und einem Hüllenelektron. Jedoch gibt das Photon nicht seine gesamte Energie wie beim Photoeffekt ab, sondern verliert, je nach Stoßparameter, nur einen Teil seiner Energie und wird um einen bestimmten Winkel gestreut. Das Elektron erhält die Energiedifferenz, vermindert um seine Bindungsenergie, als kinetische Energie. Auch hier findet die eigentliche Energieabsorption erst im Sekundärprozeß statt.

**Paarerzeugung:** Im elektrischen Feld eines Atomkerns oder auch eines Hüllenelektrons kann die Absorption eines Photons durch den Prozeß der Erzeugung eines Elektron-Positron-Paares stattfinden. Das Photon muß dabei eine Schwellenenergie von mindestens  $E_\gamma \geq 2m_e = 1.022 \text{ MeV}$  besitzen. Die Restenergie wird auf die beiden Teilchen verteilt. Der Atomkern oder das Hüllenelektron als Stoßpartner sind nötig, da sie bei diesem Prozeß einen Rückstoßimpuls erhalten, ohne den Energie- und Impulserhaltungssatz verletzt wären.

## Geladene Teilchen

Beim Durchqueren von Materie verlieren geladene Teilchen durch elektromagnetische Wechselwirkung Energie. Der Energieverlust geschieht im wesentlichen durch Ionisation der Atome im durchquerten Material. Die Ionisation wird näherungsweise durch die Bethe-Bloch-Formel (Gleichung 2.2) beschrieben. Die Formel gibt die an das Material pro zurückgelegte Wegstrecke  $dx$  übertragende Energie  $dE$  an [KLEINK 1987].

$$\left( -\frac{dE}{dx} \right)_{ion} = 4\pi r_e^2 m_e c^2 N_A \cdot \frac{Z z^2}{A \beta^2} \cdot \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right]. \quad (2.2)$$

Das durchquerte Medium geht mit der Ordnungszahl  $Z$ , der Massenzahl  $A$  und seinem effektiven Ionisationspotential  $I$  ein. Letzteres kann näherungsweise durch  $I = 12 \text{ eV} \cdot Z$  beschrieben werden. Das geladene Teilchen geht mit seiner Ladung  $z \cdot e$  und seiner Geschwindigkeit  $v = \beta c$  in die Formel ein. Bei den anderen Größen bedeutet  $r_e = 2.8 \text{ fm}$  der klassische Elektronenradius,  $m_e$  die Elektronenmasse und  $N_A$  die Avogadro-Zahl. Außerdem ist  $\beta = v/c$  und  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ .

Die wichtigste Eigenschaft der Bethe-Bloch-Formel ist die Unabhängigkeit des Ionisationsverlustes von der Masse der Teilchen, d.h. bei gleicher Ladung spielt nur die Geschwindigkeit der Teilchen eine Rolle. In Abb. 2.2 ist der Verlauf des Energieverlustes in Silizium ( $Z = 14$ ,  $A = 28$ ) für  $z = 1$  über  $\beta\gamma = p/m_e c$  aufgetragen. Das Minimum des

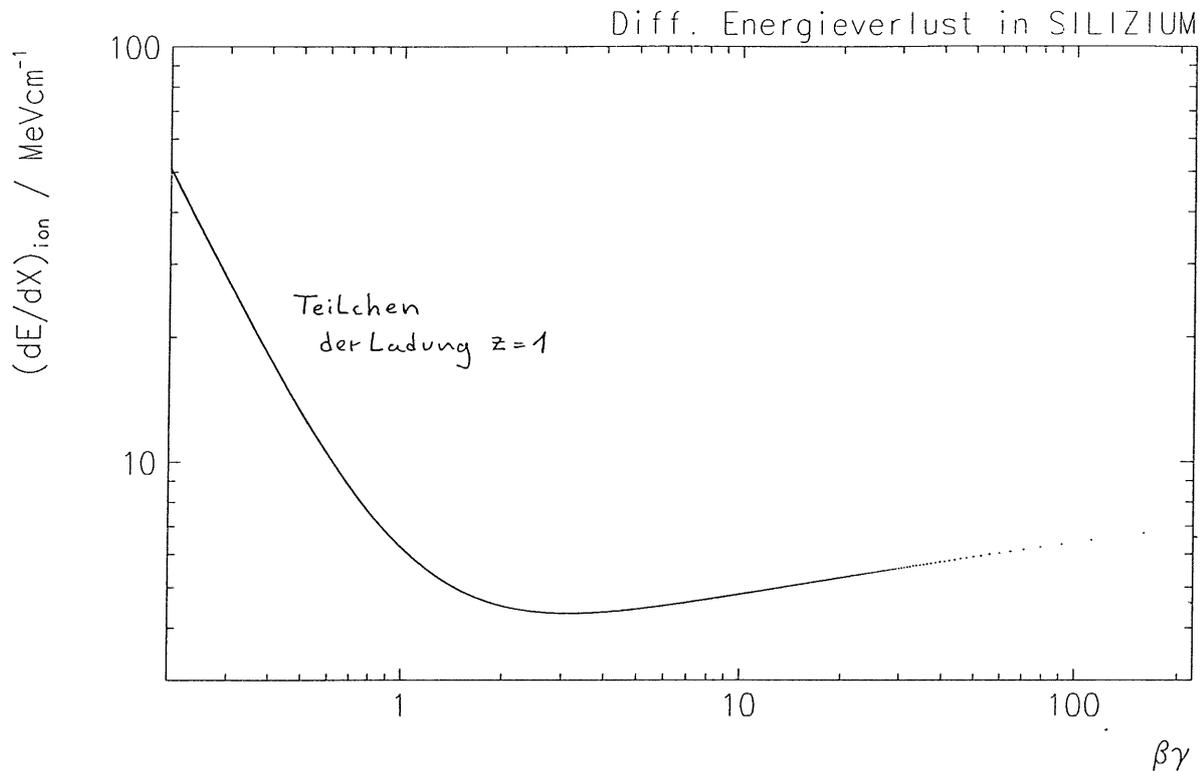


Abbildung 2.2: Ionisationsverlust in Silizium nach Bethe-Bloch für  $z = 1$

Energieverlustes liegt für alle Materialien bei  $\beta\gamma \sim 3$ . Ein geladenes Teilchen, welches im Bereich des Minimums liegt, wird als minimal-ionisierendes Teilchen ("MIP") bezeichnet. In Festkörpern liegt der Anstieg bei hohen Energien nur etwa 10% über dem minimalen Wert. In Silizium können daher alle Teilchen mit  $\beta\gamma \geq 3$  als MIP's bezeichnet werden. Der mittlere Energieverlust eines einfach geladenen MIP's beträgt in Silizium etwa  $4.4 \text{ MeV cm}^{-1}$ .

## Begriffe und Einheiten der Dosimetrie

**Energiedosis:** Die entscheidende Größe in der Dosimetrie ist die *Energiedosis*  $D$ . Diese Größe bezeichnet diejenige Energie, die von einem Strahlungsfeld an ein Materiestück abgegeben wird,

$$D = \frac{\Delta E}{\Delta m_{\text{Stoff}}} = \frac{1}{\rho_{\text{Stoff}}} \cdot \frac{\Delta E}{\Delta V_{\text{Stoff}}} \quad (2.3)$$

Die Einheit der Energiedosis ist *Gray* ( $1 \text{ Gray} = 1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}$ ). Das *Gray* löste als SI-Einheit die alte Größe *rad* ab; es gilt  $1 \text{ rad} = 0.01 \text{ Gy}$ .

Aus der Definition Gleichung 2.3 ist ersichtlich, daß die Angabe einer Energiedosis

nur dann sinnvoll ist, wenn auch das absorbierende Material genannt wird. Eine Energiedosis von 1 Gy kann für verschiedene Materialien sehr unterschiedliche Auswirkungen haben.

**Dosisleistung:** In vielen Fällen ist neben der absorbierten Gesamtdosis auch die *Dosisleistung*  $\dot{D}$  von Interesse. Sie ist definiert durch

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} .$$

Mit der Dosisleistung kann beispielsweise die Intensität eines radioaktiven Präparates charakterisiert werden. Eine gebräuchliche Einheit für  $\dot{D}$  ist  $rad/h$ .

In dieser Arbeit werden alle gemessenen Energiedosen und Dosisleistungen auf *Silizium* bezogen und in  $rad$  beziehungsweise  $rad/h$  angegeben. Die alte Einheit  $rad$  ist derzeit noch sehr gebräuchlich und wird auch in anderen Arbeiten oft ausschließlich benutzt.

**TLD-Dosimetrie:** Es soll hier eine Methode vorgestellt werden, mit der die Energiedosis  $D$  gemessen werden kann. TLD steht als Abkürzung für *Thermolumineszenz-Dosimeter*. TLD's werden zur Kalibrierung von radioaktiven Quellen oder bei der Bestrahlung anderer Objekte zur Bestimmung der integrierten Gesamtdosis verwendet. In dieser Arbeit wurden TLD's dazu benutzt, das für die *HERA*-Dosimetrie benutzte System zu eichen (Kapitel 4). Mit TLD's lassen sich nur integrierte Gesamt-Dosen bestimmen, da sie erst *nach* der Bestrahlung ausgewertet werden. Dadurch geht jede Zeitinformation über die Strahlenbelastung verloren; eine zeitaufgelöste Dosimetrie ist mit TLD's nicht möglich.

Da für diese Arbeit lediglich die *Ergebnisse* der TLD-Bestrahlungen von Bedeutung sind, soll auf das Prinzip der Thermolumineszenz-Dosimetrie nicht eingegangen werden. Details hierzu findet man in [REICH 1990] oder insbesondere in [MCKINL 1981]. Die hier benutzten TLD's bestehen aus Lithiumfluorid und stehen in gepreßter Form als kleine zylindrische Stäbchen zur Verfügung (Typ: "SR 104", Durchmesser: 1 mm, Länge: 6 mm). Die Vorbereitung und Auswertung der Dosimeter geschieht durch die Strahlenschutzgruppe am *DESY*, wobei die Auswertung mit einer Unsicherheit von 5% behaftet ist [EBELIN 1992]. Die gemessenen Dosiswerte müssen noch auf *Silizium* umgerechnet werden. Bei der Eichung wurde eine  $^{137}Cs$ -Quelle verwendet, die Photonen mit  $E_\gamma = 662 keV$  emittiert. Da sich die Energiedosen zweier Stoffe zueinander verhalten wie die dazugehörigen Massen-Energieabsorptionskoeffizienten, ergibt sich für  $E_\gamma = 662 keV$  und den Zahlenwerten

$$\left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{Si} = 0.029 ; \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{LiF} = 0.027 .$$

aus [REICH 1990, HUBBEL 1969], daß man  $D_{Si}$  aus  $D_{LiF}$  durch Multiplikation mit 1.07 erhält.

## 2.2 Halbleiter-Photodioden

Die in dieser Arbeit verwendeten Photodioden sind aus Silizium und gehören damit zu den Halbleiter-Detektoren. Auf die Physik von intrinsischen und dotierten Halbleitern wird hier nicht eingegangen. In jedem Lehrbuch über Festkörper-Physik wird dieses Gebiet ausführlich behandelt [IBACH 1988,LEO 1987,SZE 1981]. Hier wird gezeigt, wie mit einer Halbleiter-Diode ionisierende Teilchen nachgewiesen werden können.

### Aufbau von Photodioden

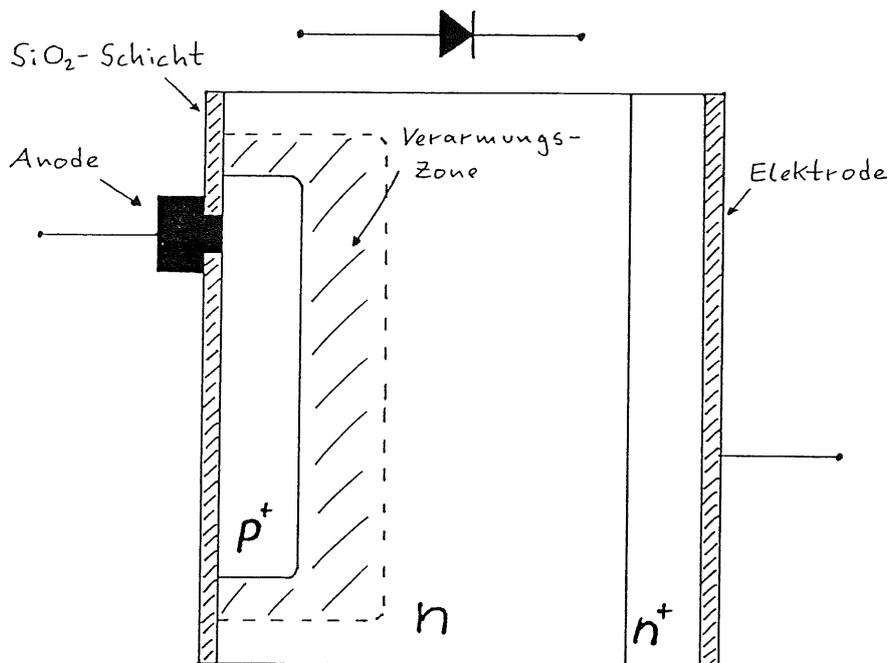


Abbildung 2.3: Querschnitt durch eine Photodiode (aus [HMATSU 1991])

In Abb. 2.3 ist der Querschnitt durch eine kommerzielle Photodiode gezeigt. Die gesamte Dicke des Halbleiters wird durch den *Silizium-Wafer* bestimmt, der am Anfang der Dioden-Herstellung steht. Durch den Kontakt von  $n$ - und  $p$ -dotiertem Silizium kommt es am  $pn$ -Übergang zur Ausbildung einer *Verarmungszone*. Die energetischen Verhältnisse in einer Diode sind in Abb. 2.4 und Abb. 2.5 gezeigt. Durch die Verbiegung der Energieniveaus und der damit verbundenen Ionisation von Donator- und Akzeptoratomern herrscht in der Verarmungszone ein elektrisches Feld, welches alle freien Ladungsträger aus diesem Gebiet drängt. In dem "eingebauten" elektrischen Feld eines  $pn$ -Übergangs liegt die Bedeutung einer Halbleiter-Diode als Teilchendetektor: Ein ionisierendes Teilchen, welches die Diode durchquert, erzeugt entlang seiner Bahn Elektron-Loch-Paare ( $eh$ -Paare), die in der Verarmungszone durch das elektrische Feld sofort getrennt werden. Außerhalb der Verarmungszone erzeugte  $eh$ -Paare diffundieren gemeinsam durch den Kristall, bis sie schließlich die Verarmungszone erreichen und getrennt werden. Die Elektronen werden in das  $n$ -Gebiet gezogen, während die Löcher in das

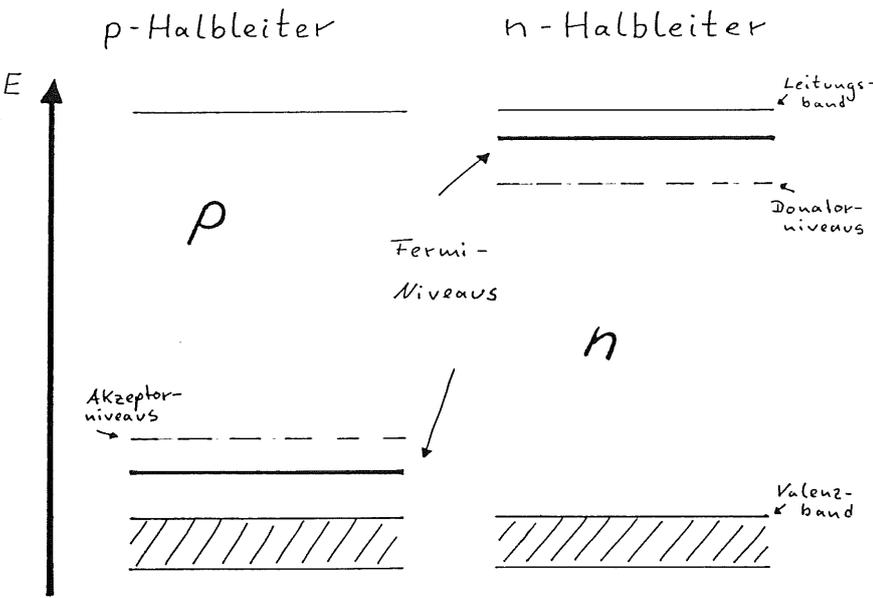


Abbildung 2.4: p- und n-Gebiet getrennt

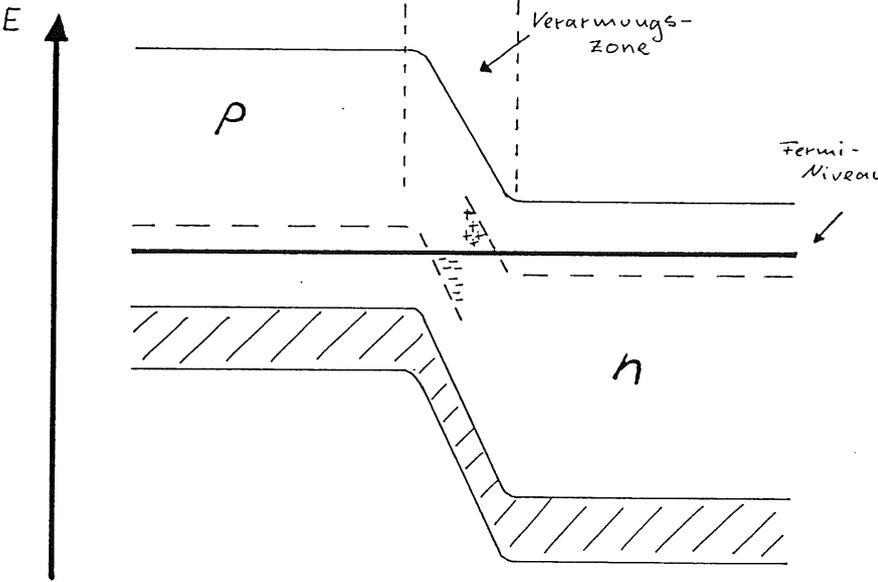


Abbildung 2.5: p- und n-Gebiet in Kontakt

p-Gebiet driften. Wird die Diode an einen äußeren Stromkreis angeschlossen, fließen diese Ladungen ab und der Teilchendurchgang kann nachgewiesen werden.

Eine Diode mit dem in Abb. 2.3 gezeigten Aufbau wird als “planar-diffusion-type” bezeichnet. Im wesentlichen besteht sie nur aus einem pn-Übergang. Solche Dioden werden im weiteren Verlauf mit *PN-Diode* bezeichnet. Dagegen befindet sich bei *PIN-Dioden* zwischen p- und n-dotiertem Material eine “I-Schicht”, die eine vergleichsweise geringe Ladungsträger-Konzentration aufweist (intrinsische Schicht). Dadurch besitzen PIN-Dioden eine breitere Verarmungszone als PN-Dioden.

### 2.2.1 Dosimetrie mit Photodioden

Photodioden können als Dosimeter verwendet werden, da sich die in ihnen deponierte Energie messen läßt. In Silizium wird für die Erzeugung eines  $eh$ -Paares eine mittlere Energie von  $3.6\text{ eV}$  benötigt [KNOLL 1989]. An einen äußeren Stromkreis angeschlossen liefert die Photodiode unter Bestrahlung einen Strom, der direkt der deponierten Energie und damit der Dosis entspricht. Kennt man durch gleichzeitige Messung mit geeichten Dosimetern die tatsächlichen Dosiswerte am Ort der Diode, dann ist der Zusammenhang zwischen Diodenstrom und Dosis bekannt. Auf diese Weise wurde das in dieser Arbeit benutzte Dosimeter-System geeicht (Kapitel 4). Unter der Voraussetzung, daß bei Eichung und Messungen immer dasselbe Diodenvolumen beiträgt, ist die Methode unabhängig von dem in der Eichung verwendeten Strahlungsfeld, denn durch die unabhängigen Dosimeter kennt man den Zusammenhang zwischen der Wirkung des Strahlungsfeldes auf die Diode und den dazugehörigen Diodenstrom, dessen Messung *direkt* die Energieabsorption ergibt. In diesem Fall ist die Angabe einer *Dosis* gerechtfertigt, da mit diesem Begriff die absorbierte Energie bezogen auf ein Einheitsvolumen angegeben wird. Die Voraussetzungen sind bei den hier dargestellten Messungen für alle Untergrundquellen erfüllt.

Bei Durchgang von minimalionisierenden Teilchen durch die Diode erzeugen diese entlang ihrer gesamten Bahn  $eh$ -Paare und damit findet in der ganzen Diode die Energieabsorption statt.

Die bei der Eichung verwendete  $^{137}\text{Cs}$ -Quelle emittiert Photonen mit  $E_\gamma = 662\text{ keV}$ . Die Synchrotronstrahlung der Elektronen in *HERA* besitzt bei  $E_e = 26.7\text{ GeV}$  eine charakteristische Energie<sup>1</sup>  $E_c$  von etwa  $32\text{ KeV}$ . Aus dem Abschwächungsgesetz für Photonen läßt sich der Anteil von  $\gamma$ -Quanten berechnen, die in einer Materialschicht der Dicke  $z$  absorbiert werden. Für eine Silizium-Photodiode mit einer typischen Dicke  $z = 300\text{ }\mu\text{m}$  ergibt sich mit den entsprechenden Abschwächungskoeffizienten  $\mu$  aus [HUBBEL 1969], daß für  $E_\gamma = 32\text{ keV}$  etwa 90 % und für  $E_\gamma = 662\text{ keV}$  mehr als 99 % aller einfallenden Photonen die Diode durchqueren. Die Deponierung von Energie findet hier ebenfalls in der ganzen Diode statt. Der durch die Eichung bestimmte Zusammenhang zwischen Dosis und Diodenstrom kann daher für Messungen an *HERA* benutzt werden. Da Dioden aus *Silizium* verwendet werden, können gemessene Strahlendosen direkt auf den zukünftigen Vertexdetektor bezogen werden.

<sup>1</sup>Diese *charakteristische Energie* hängt von der Energie  $E$  und der Masse  $m$  des Teilchens ab. Sie ist definiert durch  $E_c = \frac{3\hbar c}{2\rho} \left(\frac{E}{mc^2}\right)$ , wobei  $\rho$  der Krümmungsradius der Elektronenbahn ist, der bei *HERA*  $1360\text{ m}$  beträgt (siehe [JACKSO 1983]).

# Kapitel 3

## Meßprinzip

### 3.1 Die verwendeten Photodioden

Für die Untergrundmessungen bei *HERA* wurden kommerzielle Photodioden der Firma *HAMAMATSU* verwendet [HMATSU 1991]. Insgesamt wurden *sechs* Dioden im *H1*-Detektor installiert, davon sind *vier* PIN-Dioden und *zwei* PN-Dioden.

**PIN-Diode:** Typ S 1723–06

**PN-Diode:** Typ S 2387–1010 R

Beide Dioden-Typen besitzen eine empfindliche Fläche von  $1\text{ cm}^2$ . Die Dicke des empfindlichen Silizium-Volumens ist nicht bekannt, sie beträgt bei Photodioden dieser Bauart typischerweise  $150 - 300\ \mu\text{m}$ .

Die Dioden werden im “current-mode” betrieben, d.h. es wird keine äußere Spannung angelegt. Bei konstanter Bestrahlung mit Licht oder ionisierender Strahlung liefern die Photodioden einen konstanten Strom. Jedes Exemplar wurde in ein  $15 \times 20 \times 25\text{ mm}^3$  großes Aluminium-Kästchen eingebaut, welches mit schwarzem Klebeband lichtdicht verpackt wurde. Die Dioden werden mit einem etwa  $4\text{ m}$ -langen Kabel ausgelesen<sup>1</sup>. In Anhang A sind Photographien der Photodioden gezeigt.

### 3.2 Der Strom/Frequenz-Konverter

Die von den Photodioden unter Bestrahlung emittierten Ströme liegen zwischen wenigen  $\text{pA}$  und einigen  $\text{nA}$ . Die Messung solcher kleinen Ströme erfordert neben der notwendigen Empfindlichkeit des Meßgerätes eine sorgfältige Abschirmung gegen äußere Einflüsse. Bei den in dieser Arbeit verwendeten *Strom/Frequenz-Konvertern* werden die Diodenströme durch eine integrierte Schaltung in *Pulse* umgewandelt, deren elektronische Weiterverarbeitung vergleichsweise einfach ist. Die Frequenz der ausgesandten Pulse ist proportional zum Diodenstrom und die Strommessung wird auf das *Zählen von Pulsen* zurückgeführt.

---

<sup>1</sup>Halogenfreies Kabel, zweiadrig mit gemeinsamer Abschirmung. Nach CERN-Spezifikationen (I-0064 M/CERN MC 02P).

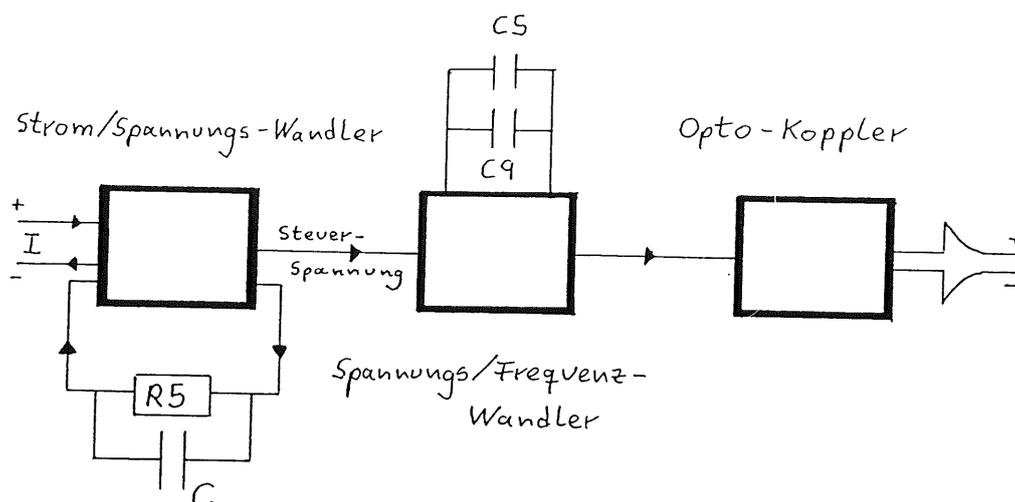


Abbildung 3.1: Elektronischer Aufbau des Strom/Frequenz-Konverters (schematisch)

**Elektronischer Aufbau:** Der hier beschriebene Strom/Frequenz-Konverter wird am *CERN*<sup>2</sup> ebenfalls für Untergrundmessungen benutzt und ist dort entwickelt worden<sup>3</sup>. In Abb. 3.1 ist der Aufbau des Strom/Frequenz-Konverters schematisch gezeigt<sup>4</sup>. Der Diodenstrom wird zunächst durch einen schnellen *Operationsverstärker*<sup>5</sup> verstärkt und in eine *Steuerspannung* konvertiert. Der Rückkopplungs-Widerstand *R5* bestimmt die Verstärkung. Zur Unterdrückung von Eigenschwingungen wird ein Kondensator *C* parallel geschaltet. Aus der Steuerspannung des Verstärkers wird durch den *Spannungs/Frequenz-Wandler*<sup>6</sup> eine Frequenz erzeugt, deren Bereich mit den Kondensatoren *C5* und *C9* variiert werden kann. Am Ausgang befindet sich ein *Opto-Koppler*<sup>7</sup>, der zur Störunterdrückung eine galvanische Trennung des Ausgangs von den anderen Bauteilen bewirkt.

Alle Bauteile werden auf einer  $3 \times 6 \text{ cm}^2$  großen Platine untergebracht. Die bei dieser Arbeit verwendeten Platinen stammen vom *CERN* und wurden bei *DESY* bestückt. Der Strom/Frequenz-Konverter wurde dabei so eingestellt, daß sich ohne Diodenstrom eine *Grundfrequenz*  $f_0$  von etwa  $2.5 \text{ kHz}$  ergibt und die maximale Ausgangsfrequenz  $f_{gr}$  etwa  $10 \text{ kHz}$  beträgt.

**Elektronische Weiterverarbeitung:** Die Ausgangssignale des Strom/Frequenz-Konverters werden von einem *Empfänger* weiterverarbeitet. Dieser besteht aus einem *Operationsverstärker* mit Differenzeingang, von dem nur dann ein Signal weitergegeben wird, wenn gleichzeitig ein positives und ein negatives Signal vom Strom/Frequenz-Konverter eintrifft. Dadurch werden Störpulse unterdrückt. Ein *One-Shot* bildet an-

<sup>2</sup>Centre Européen pour la Recherche Nucléaire

<sup>3</sup>Am "Large Electron-Positron-Collider (*LEP*)" wird im Rahmen des *ALEPH*-Experiments mit Photodioden in Strahlrohrnähe die Strahlenbelastung durch den Speicherring-Betrieb gemessen.

<sup>4</sup>Ein Schaltbild des Strom/Frequenz-Konverters befindet sich in Anhang A.

<sup>5</sup>*Texas Instruments*, TLC 2201 Typ C

<sup>6</sup>*Analog Devices*, AD537 JH

<sup>7</sup>Typ 4N32 (*DESY*-Lagerartikel)

schließend Rechteck-Signale, deren Länge so gewählt wurde, daß sie mit  $90 \mu s$  etwas kürzer sind als der minimale Pulsabstand ( $100 \mu s$ ) bei der höchsten Ausgangsfrequenz des Strom/Frequenz-Konverters von  $10 kHz$ . Dadurch werden eventuelle Störpulse zwischen den Signalen des Konverters unterdrückt.

Vom Strom/Frequenz-Konverter und dem dazugehörigen Empfänger wurden insgesamt acht Exemplare hergestellt. Die Konverter und Empfänger wurden jeweils gemeinsam in ein Aluminium-Gehäuse eingebaut, welches der mechanischen und elektronischen *NIM*<sup>8</sup>-Norm entspricht. Das Konverter-Gehäuse wurde später erdfrei im *H1*-Detektor befestigt (Kapitel 5.1), während das Gehäuse mit den Empfängern außerhalb des Detektors zusammen mit weiterer Elektronik in einem *NIM*-Überrahmen installiert wurde (Kapitel 5.1). Die Spannungsversorgung der Strom/Frequenz-Konverter mit  $9 V$  Gleichspannung geschieht dabei durch das Empfänger-Modul.

Zusätzlich wurde vom Strom/Frequenz-Konverter und vom Empfänger jeweils ein *Prototyp* hergestellt, der zu Testzwecken und bei der Eichung verwendet wurde (Kapitel 4).

**Die empfindliche Version des Strom/Frequenz-Konverters:** Bei zwei der insgesamt acht Konverter wurde der Rückkopplungs-Widerstand ( $500 M\Omega$  in der Standard-Version) durch einen  $1 G\Omega$ -Widerstand ersetzt. Dadurch verdoppelt sich dessen Empfindlichkeit. Diese Umrüstung fand kurz vor Beginn der Messungen am *HERA*-Speicherring statt. Der Grund für die Umrüstung waren Untergrund-Simulationen, die eine geringe Strahlenbelastung durch Synchrotron-Strahlung erwarten ließen. Daher sollte die Empfindlichkeit einiger Konverter kurzfristig verbessert werden.

Die umgerüsteten Konverter konnten nicht mehr direkt geeicht werden und deshalb wurde dafür der Prototyp verwendet (Kapitel 4).

**Meßbarer Strombereich:** Zur Bestimmung des meßbaren Strombereiches und zur Überprüfung der Linearität wurden auf den Eingang jedes Strom/Frequenz-Konverters zeitlich konstante Ströme bis  $6 nA$  gegeben. Zu diesem Zweck wurde eine Photodiode mit einer Leuchtdiode bestrahlt, der Strom aus dieser Photodiode gemessen und auf den Eingang des untersuchten Konverters gelegt. Für jeden Eingangsstrom  $I$  wurde die Differenz  $\Delta f$  aus der Grundfrequenz  $f_o$  und der Ausgangsfrequenz  $f$  gemessen. Alle Konverter zeigten ein lineares Verhalten zwischen Eingangsstrom und Frequenzänderung  $\Delta f$ . In Tabelle 3.1 sind neben der Proportionalitätskonstanten  $a$  die Grundfrequenz  $f_o$  und die maximale Ausgangsfrequenz  $f_{gr}$  des jeweiligen Konverters angegeben. Die einzelnen Meßwerte dieser Messungen werden in Anhang B angegeben. Bei den empfindlichen Strom/Frequenz-Konvertern entspricht eine Frequenzänderung von einem *Hz* einem Diodenstrom von etwa  $0.5 pA$ . Insgesamt können mit den Strom/Frequenz-Konvertern Ströme zwischen  $1 pA$  und  $6 nA$  (bzw.  $3 nA$  bei der empfindlichen Version) gemessen werden.

Der Zusammenhang zwischen dem Diodenstrom und der am Ort der Photodiode herrschenden *Dosisleistung* wird in Kapitel 4 bestimmt.

---

<sup>8</sup> *NIM: Nuclear Instrument Module*: erster Standard für ein Elektronikmodul-System in der Kern- und Hochenergiephysik

Konverter	Typ	$f_o$ [Hz]	$f_{gr}$ [Hz]	$a$ [pA/Hz]
No. 1	stand.	2480	9850	0.801
No. 2	"	2440	9590	0.827
No. 3	"	2500	9800	0.804
No. 5	"	2570	9840	0.804
Prototyp	empf.	2660	9670	0.429

Tabelle 3.1: Ergebnisse der Stromeichung der verwendeten Strom/Frequenz-Konverter

## Das zeitliche Verhalten der Strom/Frequenz-Konverter

Konstante Diodenströme führen bei den Konvertern zu konstanten Ausgangsfrequenzen. Es wurde zusätzlich untersucht, wie sich die Konverter bei *kurzzeitigen* Strahlenbelastungen verhalten, die kurze Strompulse zur Folge haben. Diese Fragestellung ist für die Fehlerbestimmung bei der Auswertung der Messungen von Bedeutung (Kapitel 5.3 und Anhang C).

Zur Bestimmung des Zeitverhaltens wurden mithilfe eines Pulsgenerators Signale mit einer Amplitude  $U_{in}$  auf Kondensatoren unterschiedlicher Kapazität  $C$  gegeben, die parallel zum Eingang des Strom/Frequenz-Konverters gelegt wurden. Die auf den Kondensator gebrachte Ladung  $Q = U_{in} \cdot C$  wird vom Operationsverstärker des Konverters in die Steuerspannung konvertiert. Bei Variation der Pulsamplitude  $U_{in}$  oder der Kapazität  $C$  ergab sich stets eine Proportionalität zwischen dem Maximalwert  $U_{S_{max}}$  der Steuerspannung und dem Produkt  $U_{in} \cdot C$ , also der insgesamt auf den Konverter injizierten Ladung  $Q$ .

Durch den schnellen Operationsverstärker erreicht die Steuerspannung ihren Spitzenwert  $U_{S_{max}}$  innerhalb einiger  $\mu s$  und fällt danach exponentiell mit der Zeit ab. Damit ist auch das Zeitintegral über die Steuerspannung proportional zur injizierten Ladung  $Q$ . Da die Amplitude der Steuerspannung die Ausgangsfrequenz  $f$  des Spannungs/Frequenz-Konverters bestimmt, ist die Anzahl aller ausgesandten Pulse  $\int (f - f_o) dt$  ebenfalls proportional zur Ladung  $Q$ . Der Strom/Frequenz-Konverter stellt somit einen Ladungsintegrator dar, der in jedem Fall eine Messung der beim Teilchendurchgang durch die Photodiode erzeugten Ladungen ermöglicht.

**Bestimmung der Zeitkonstanten:** Der zeitliche Verlauf der Steuerspannung bei Injektion kurzer Strompulse wurde mit einem Oszilloskop gemessen. In Abb. 3.2 und Abb. 3.3 ist der dabei ermittelte Verlauf für die beiden Konverter-Typen dargestellt<sup>9</sup>. Die Zeitkonstante  $k$  ergibt sich beim Standard-Konverter ( $R5 = 500 M\Omega$ ) zu  $k = 2.1 \text{ sek}^{-1}$  und bei der empfindlichen Version ( $R5 = 1 G\Omega$ ) zu  $k = 1.1 \text{ sek}^{-1}$ . Die Steuerspannung und damit die Ausgangsfrequenz  $f$  des Strom/Frequenz-Konverters fällt innerhalb von etwa  $2 \text{ sek}$  bzw.  $4 \text{ sek}$  nach einem Teilchendurchgang durch die Photodiode auf die Grundfrequenz  $f_o$  ab. Diese Verzögerung durch die Elektronik macht also auch die Messung kurzzeitiger Strahlenbelastungen möglich.

<sup>9</sup>Die Kurven wurden vom Oszilloskop-Schirm kopiert und auf Millimeterpapier übertragen. Die Zeitkonstante  $k$  ist wie folgt definiert:  $U_S(t) = U_{S_{max}} \cdot e^{-k t}$ .

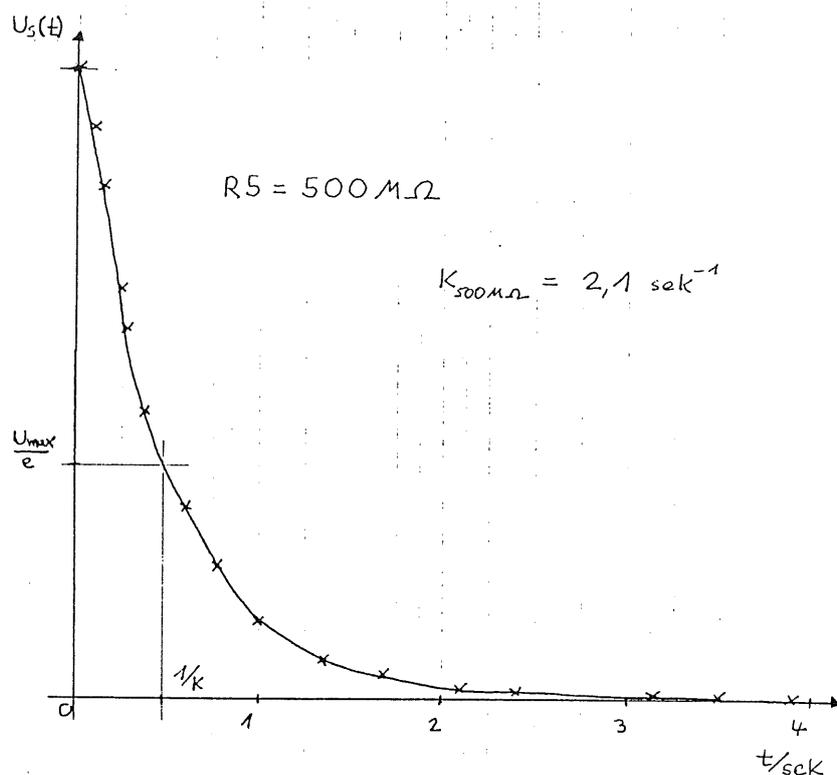


Abbildung 3.2: Bestimmung der Zeitkonstanten des Standard-Konverters

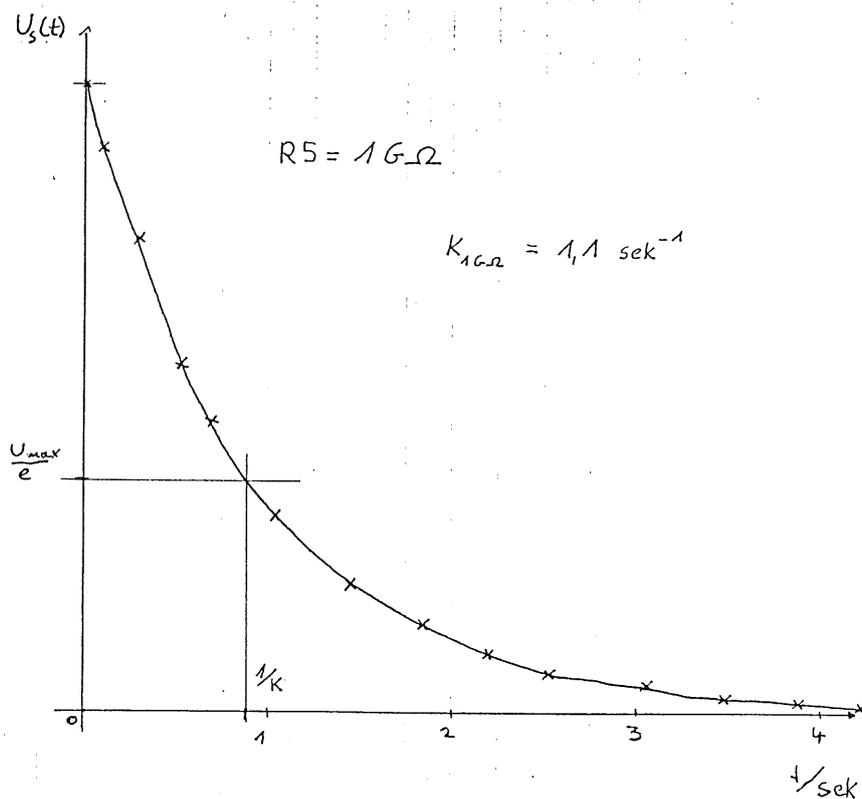


Abbildung 3.3: Bestimmung der Zeitkonstanten des empfindlichen Konverters

# Kapitel 4

## Eichung

Dieses Kapitel beschreibt die Eichung des Systems aus Photodiode und Strom/Frequenz-Konverter. Nach einem Überblick über das Vorgehen werden der experimentelle Aufbau und die Ergebnisse der Eichung dargestellt. Das Ziel der Messungen ist der Zusammenhang zwischen *Dosisleistung* und *Diodenstrom*.

### 4.1 Experimenteller Aufbau

Zum Zeitpunkt der Eichmessungen im Dezember 1991 waren die Photodioden für die Messungen an *HERA* schon im *H1*-Detektor installiert. Es blieb für die Eichung von jedem Dioden-Typ nur ein Exemplar übrig und es wird vorausgesetzt, daß sich baugleiche Photodioden gleich verhalten. Dies wird gerechtfertigt durch die Tatsache, daß es sich um fabrikneue Dioden handelte. Das Gehäuse mit den Strom/Frequenz-Konvertern konnte zu einem späteren Zeitpunkt im *H1*-Detektor installiert werden (siehe Kapitel 5.1) und stand bei der Eichung zur Verfügung. Anstelle der beiden empfindlichen Konverter wurden die Eichmessungen am Prototypen durchgeführt.

Für die Untergrundmessungen im *H1*-Detektor sind die in Tabelle 4.1 aufgeführten Kombinationen aus Photodioden- und Konverter-Typ relevant.

Diode	Typ	Konverter	Typ
#2	PIN	No.2	standard
#3	"	No.3	"
#4	"	No.1	"
#5	"	No.5	"
#6	PN	No.0	empfindlich
#7	"	No.4	"

Tabelle 4.1: Zuordnung Diode  $\leftrightarrow$  Strom/Frequenz-Konverter im *H1*-Detektor

Die Eichung geschieht im Strahlungsfeld einer  $^{137}\text{Cs}$ -Quelle der Strahlenschutz-Abteilung am *DESY*. Das Präparat ist fest in einem Kellerraum installiert und in einem kleinen Bleibunker untergebracht, der zu einer Seite geöffnet werden kann. In Anhang C wird ein Photo der Quelle gezeigt. Die Aktivität  $\Lambda$  des  $^{137}\text{Cs}$ -Präparates beträgt

etwa  $3.9 \text{ Ci}^1$  (Dezember 1991). Die Quelle emittiert Photonen mit  $E_\gamma \sim 662 \text{ keV}$  und ermöglicht Messungen mit Dosisleistungen im Bereich von  $0.3 \text{ rad/h} \leq \dot{D} \leq 600 \text{ rad/h}$ . Die Variation erzielt man durch Veränderung des Abstandes  $r$  von der Quelle<sup>2</sup>. Geringere Dosisleistungen erreicht man durch das Einbringen von Bleifolie geeigneter Dicke in den Strahlengang.

Bei der Eichung wurden die Photodioden an unterschiedlichen Positionen bestrahlt und an der Ausgangsfrequenz der Konverter die Differenz  $\Delta f$  aus Grundfrequenz  $f_0$  ohne Bestrahlung und Frequenz  $f$  mit Bestrahlung gemessen. An genau denselben Positionen wurden im Anschluß TLD-Dosimeter bestrahlt deren Auswertung die jeweilige Dosisleistung lieferte. Daraus ergab sich der Zusammenhang  $\dot{D} \propto \Delta f = f - f_0$ . Die Auswertung der TLD-Dosimeter wurde von der Strahlenschutzabteilung am *DESY* durchgeführt. Die dabei ermittelten Werte sind mit einer Unsicherheit von 5% behaftet und müssen in eine Silizium-Dosis umgerechnet werden (siehe Kapitel 2.1).

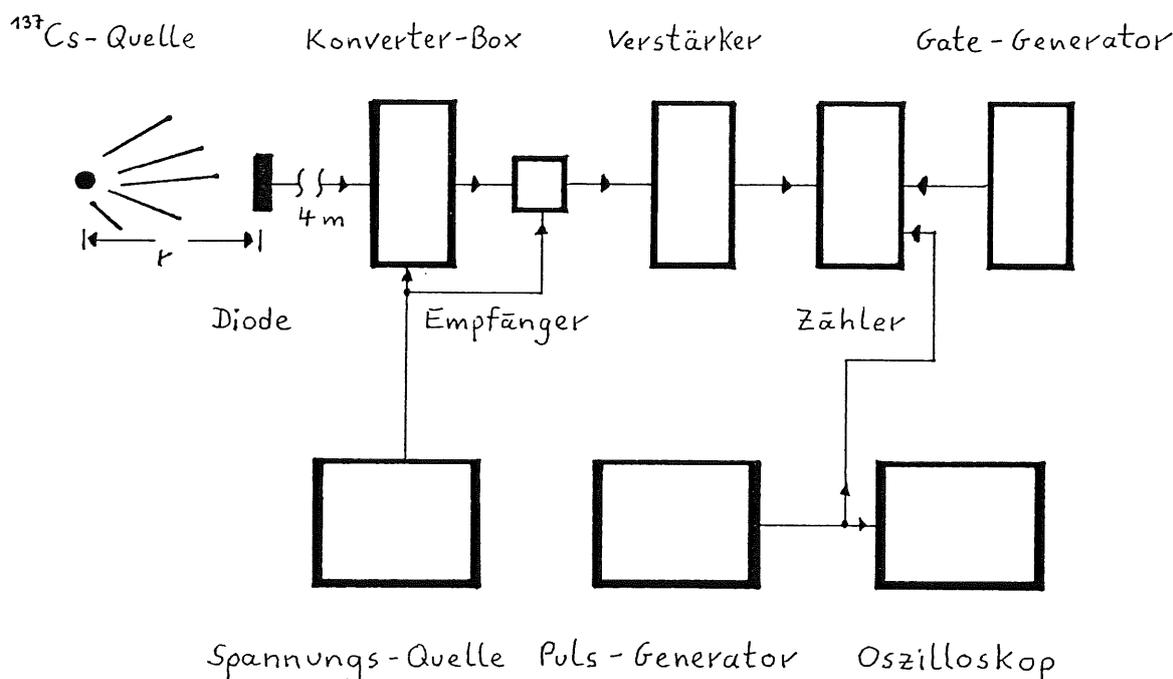


Abbildung 4.1: Experimenteller Aufbau für die Eichmessungen

Der experimentelle Aufbau der Eichmessungen ist in Abb. 4.1 dargestellt. Die Photodiode befand sich im Abstand  $r$  von der Quelle. Die Positionierung erfolgte auf einem vorhandenen Holzgestell derart, daß sich Präparat und Diode auf gleicher Höhe über dem Fußboden befanden (etwa  $40 \text{ cm}$ ). An diesem Gestell wurden auch die TLD-Dosimeter befestigt. Die Eich-Dioden befanden sich wie die *H1*-Dioden in mit schwarzem Klebeband umwickelten Aluminium-Kästchen und wurden durch identische Kabel ausgelesen (siehe Kapitel 3.1).

Der Empfänger-Prototyp dient zusammen mit dem Spektroskopie-Verstärker dazu, die

<sup>1</sup> $1 \text{ Ci} = 1 \text{ Curie} = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$ , wobei  $1 \text{ Bq} = 1 \text{ Becquerel} = 1 \text{ Zerfall pro Sekunde}$

<sup>2</sup>In guter Näherung gilt  $\dot{D} \propto 1/r^2$  [REICH 1990].

Signale aus den Strom/Frequenz-Konvertern so zu formen und zu verstärken, daß sie vom nachfolgenden Sicht-Zähler verarbeitet werden können. Der Verstärker, der Zähler und ein Zweifach-Gate-Generator befinden sich in einem NIM-Überrahmen, der die einzelnen Module mit Spannung versorgt. Der Zweifach-Gate-Generator steuert den Sicht-Zähler derart, daß abwechselnd für eine Zeit  $t_C$  Pulse gezählt und danach deren gemessener Wert abgelesen und notiert werden kann.

Um die Zählpulse aus dem Strom/Frequenz-Konverter als *Frequenz* zu messen, muß die Länge  $t_C$  des Zeitfensters genau bekannt sein. Zur Einstellung von  $t_C$  am Gate-Generator dient der Puls-Generator, der auf eine Frequenz von  $10\text{ kHz}$  eingestellt und mit dem Oszilloskop kontrolliert wird. Eine Frequenz  $f = 10\text{ kHz}$  bedeutet eine Zeit von  $100\text{ }\mu\text{s}$  zwischen zwei Pulsen, die mit dem Oszilloskop auf  $2\text{ }\mu\text{s}$  genau gemessen werden konnte. Der Gate-Generator wurde so eingestellt, daß die Zählzeit  $t_C$  etwa 10 Sekunden betrug. Im besten Fall gelang die Einstellung so, daß am Zähler 100300 Pulse registriert wurden.

Aus den gemessenen Zählraten mit und ohne Bestrahlung der Photodiode berechnet sich  $\Delta f$  aus

$$\Delta f = \frac{C_{mit} - C_o}{t_C} = \frac{C_{mit} - C_o}{C_{Gate} \cdot P}, \quad (4.1)$$

wobei  $C_{Gate} = 100300$  und  $P = 100\text{ }\mu\text{s}$  ist.

Die Zählgrößen sind mit dem statistischen Fehler  $\sigma_C = \sqrt{C}$  behaftet und der relative Fehler in  $P$  ist  $\sigma_P/P = 2\%$ . Mithilfe der Fehlerfortpflanzung ergibt sich daraus der Fehler in  $\Delta f$ .

## 4.2 Ergebnisse

Die Meßergebnisse der Eichung sind tabellarisch im Anhang B zusammengestellt. Für jede Diode wurde mit den gemessenen Werten der Dosisleistung  $\dot{D}_{Si}$  und der Frequenzänderung  $\Delta f$  eine lineare Regression durchgeführt<sup>3</sup>. Die Werte für  $\Delta f$  wurden dabei mit ihren Fehlern gewichtet. Die Meßwerte wurden nach der Methode der kleinsten Quadrate an die lineare Beziehung  $y = a \cdot x$  angepaßt. Daraus ergibt sich für jede Diode die Konstante  $A_i$  in der gesuchten Beziehung  $\dot{D} = A_i \cdot \Delta f$ .

Für die PIN-Diode#2 bzw. die empfindlichen PN-Dioden#6 und #7 ist die Eichgerade in Abb. 4.2 bzw. in Abb. 4.3 gezeigt. Alle Eichparameter  $A_i$  für die im *H 1*-Detektor verwendeten Kombinationen aus Photodiode und Strom/Frequenz-Konverter sind mit ihren Fehlern in Tabelle 4.2 zusammengestellt. Die Eichparameter der Dioden# 2 bis # 4 zeigen, daß sich baugleiche Konverter gleich verhalten. Dadurch ist die Verwendung des Konverter-Prototypen für die Eichung der empfindlichen Exemplare der Strom/Frequenz-Konverter für die Dioden#6 und #7 gerechtfertigt.

Die Kombination aus PN-Diode und empfindlichem Strom/Frequenz-Konverter ist etwa *dreimal* empfindlicher als eine PIN-Diode an einem Standard-Konverter. Eine *Verdopplung* der Empfindlichkeit ist auf die Umrüstung der betreffenden Konverter zurückzuführen, da der die Verstärkung bestimmende Widerstand bei den empfindlichen Exemplaren  $1\text{ G}\Omega$  und bei den Standard-Konvertern  $500\text{ M}\Omega$  beträgt.

<sup>3</sup>Die für eine lineare Regression nötigen Formeln findet man in [LEO 1987].

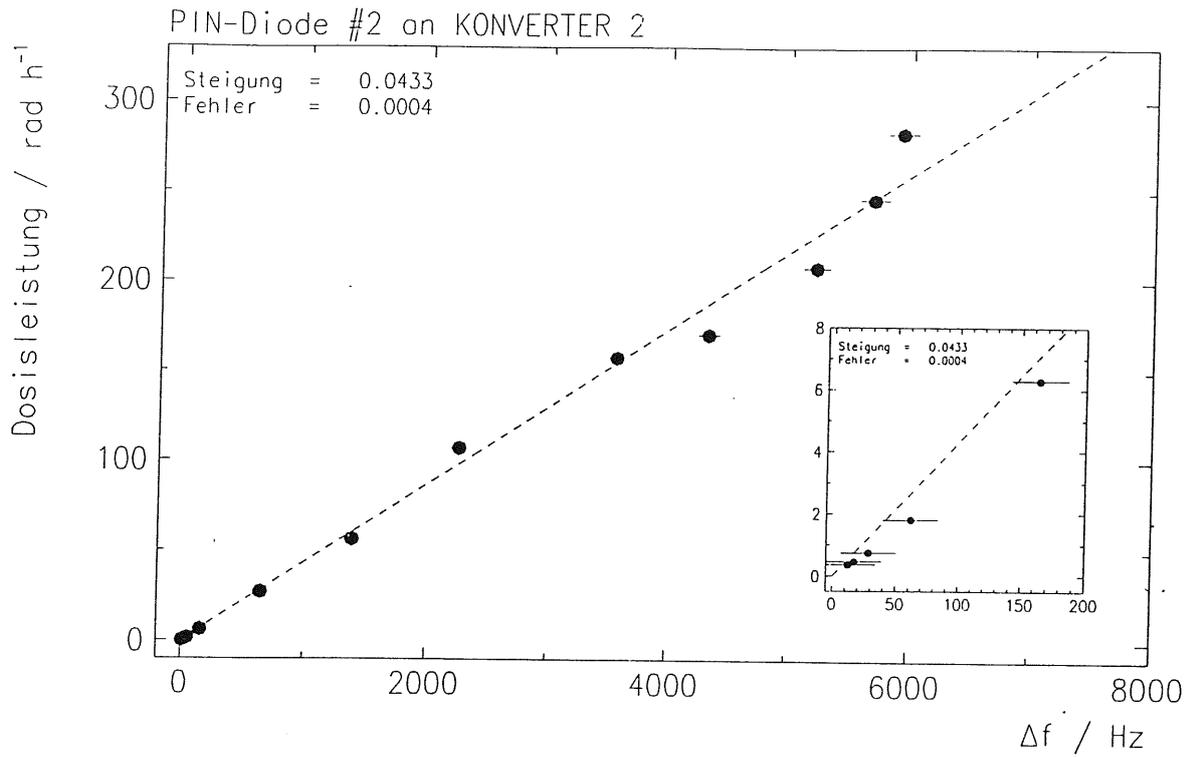


Abbildung 4.2: Eichgerade für Diode#2

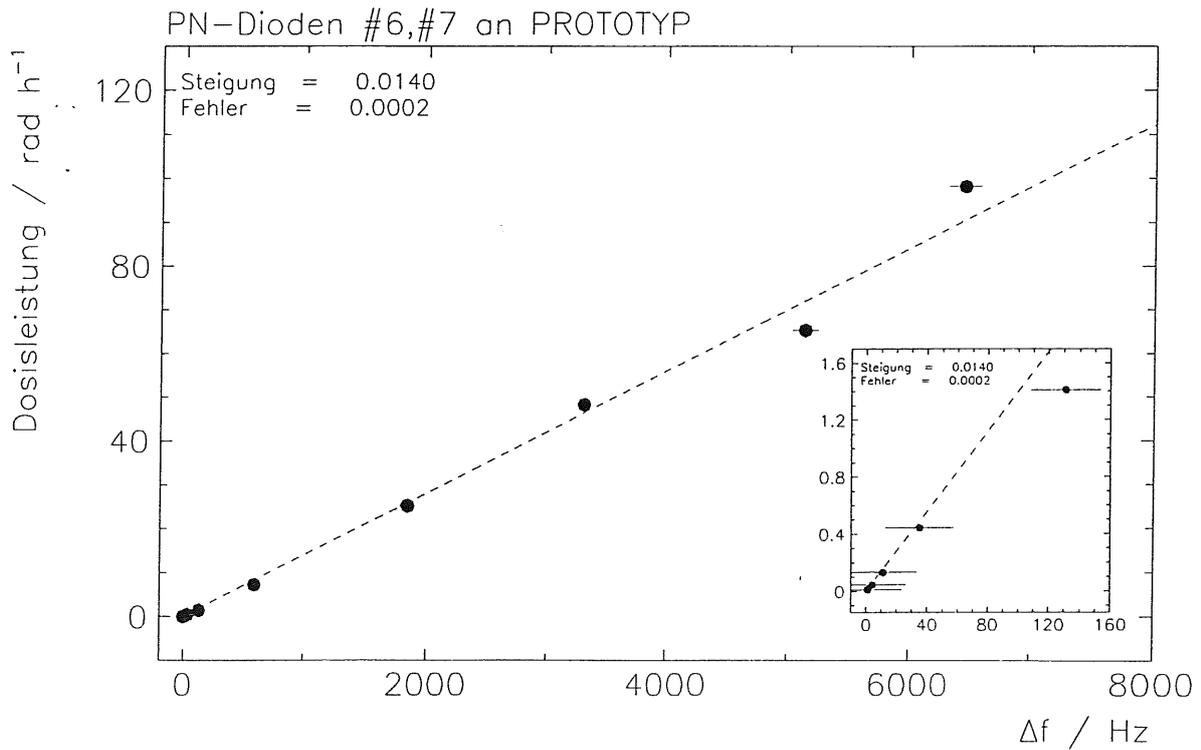


Abbildung 4.3: Eichgerade für Dioden#6 und #7

Photodiode	Typ	Konverter	Typ	$A$ [ $rad\ h^{-1}\ Hz^{-1}$ ]	$\sigma_A$ [ $rad\ h^{-1}\ Hz^{-1}$ ]
#2	PIN	No.2	stand.	0.0433	0.0004
#3	"	No.3	"	0.0419	0.0003
#4	"	No.1	"	0.0419	0.0003
#5	"	No.5	"	0.0418	0.0003
#6	PN	No.0	empf.	0.0140	0.0002
#7	"	No.4	"	0.0140	0.0002

Tabelle 4.2: Eichparameter  $A_i$  in  $\dot{D} = A_i \cdot \Delta f$  für die im *H1*-Detektor verwendeten Photodioden

Der andere Beitrag wird wegen der gleichen Diodenfläche auf einen Unterschied in der Dicke des empfindlichen Silizium-Volumens der betreffenden Dioden-Typen zurückgeführt. Wie in Kapitel 3.1 bereits erwähnt, liegen typische Schichtdicken dieser Photodioden bei einigen hundert  $\mu m$ , so daß sich bei einer Dicke von 300  $\mu m$  bei der PN-Diode und 200  $\mu m$  bei der PIN-Diode ein Verhältnis 1.5 ergäbe, das zusammen mit dem Effekt der Strom/Frequenz-Konverter die dreifache Empfindlichkeit der PN-Dioden erklären würde. Die Ursache für den Unterschied in der Empfindlichkeit ist für die Messungen an *HERA* nicht von Bedeutung und wird durch die Eichung berücksichtigt.

Mit dem Meß-System aus Photodiode und Strom/Frequenz-Konverter können Dosisleistungen von 0.01  $rad/h$  bis etwa 300  $rad/h$  gemessen werden. Die relativen Fehler in den Eichparametern betragen etwa 1.0 %.

# Kapitel 5

## Durchführung der Messungen bei HERA

### 5.1 Aufbau am H1-Detektor

**Photodioden und Strom/Frequenz-Konverter H1-Detektor:** In Abb. 5.1 ist der zentrale Bereich des H1-Detektors mit den Spurenkammern und dem Rückwärts-Kalorimeter (*BEMC*<sup>1</sup>) gezeigt.

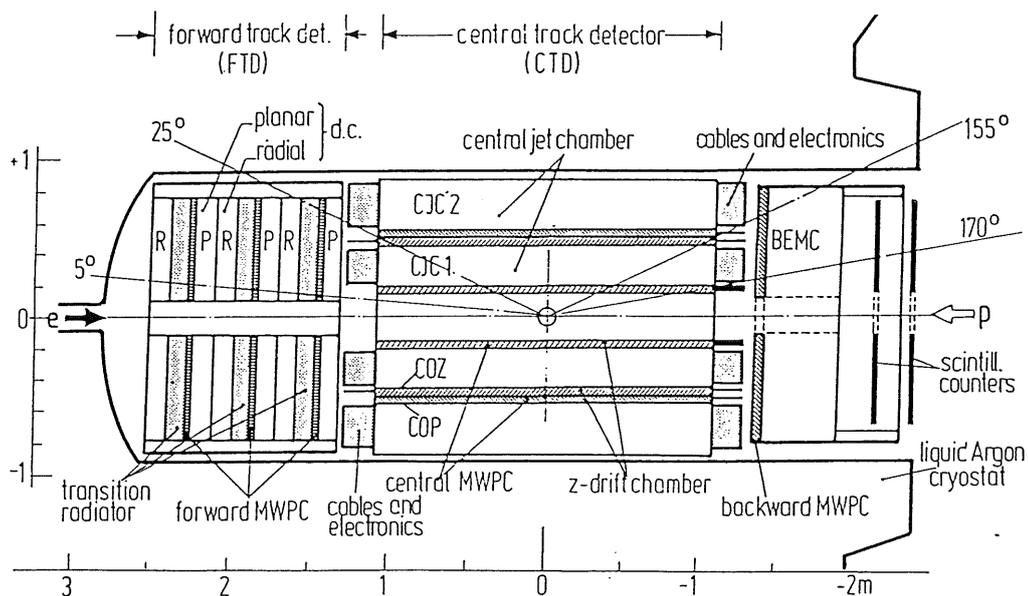


Abbildung 5.1: Zentraler Bereich des H1-Detektors (aus [BUERGE 1989])

Zwischen dem Strahlrohr mit dem Radius  $r = 10 \text{ cm}$  und der inneren Proportionalkammer (*CIP*) besteht in radialer Richtung ein Zwischenraum von ungefähr  $5 \text{ cm}$ . In diesen Zwischenraum wurden auf der Protonenseite ( $-z$ ) sechs Photodioden zwischen die zentralen Spurenkammern und dem *BEMC* bei etwa  $z = -136 \text{ cm}$  eingebaut. Dieser Bereich ist im Querschnitt in Abb. 5.2 aus Sicht der Protonen dargestellt. Bei jedem der

<sup>1</sup> *BEMC*: Backward-ElectroMagnetic-Calorimeter

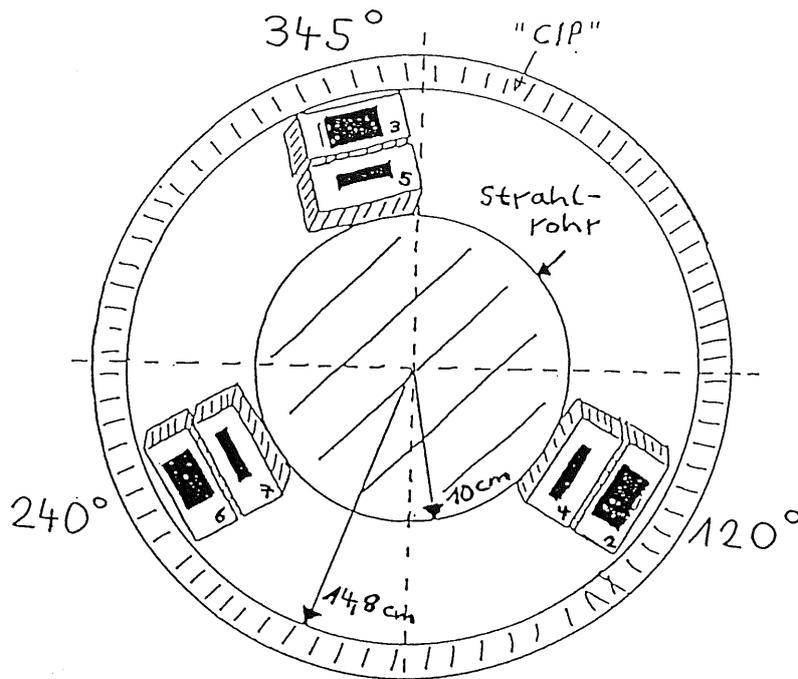


Abbildung 5.2: Querschnitt des zentralen Bereiches aus Protonenrichtung gesehen

drei Diodenpaare steht die äußere Photodiode *senkrecht* zur Strahlrichtung, während das innere Exemplar mit seiner empfindlichen Fläche parallel zum Strahlrohr liegt. In Tabelle 5.1 sind alle wichtigen Angaben über die im *H1*-Detektor installierten Photodioden zusammengestellt. Mit den Photodioden wird die Strahlenbelastung in einem radialen Abstand von etwa 11 – 14 cm von den Teilchenstrahlen gemessen.

Position	Diode	Typ	Konverter	Lage
240°	#6	PN	empfindlich	außen ( $\perp$ )
"	#7	"	"	innen ( $\parallel$ )
345°	#3	PIN	standard	außen ( $\perp$ )
"	#5	"	"	innen ( $\parallel$ )
120°	#2	PIN	"	außen ( $\perp$ )
"	#4	"	"	innen ( $\parallel$ )
Protonenseite ( $z = -136 \text{ cm}$ )				

 Tabelle 5.1: Parameter der im *H1*-Detektor installierten Photodioden

Aus Platzgründen wurde das Gehäuse mit den Strom/Frequenz-Konvertern in radialer Richtung weiter außerhalb, aber immer noch *innerhalb* des *H1*-Detektors befestigt<sup>2</sup>. Durch diesen Aufbau ist das Konverter-Gehäuse erreichbar, wenn das Eisenjoch des *H1*-Detektors aufgefahren wird. An die Photodioden gelangt man jedoch nur, wenn zusätzlich das *BEMC* ausgebaut wird. Die Signale aus den Strom/Frequenz-Konvertern

<sup>2</sup>Bei den "CDA-Slots", dem sogenannten *Kabelbahnhof*, an dem die Auslesekäme der zentralen Detektor-Komponenten zusammengeführt werden.

werden gemeinsam über ein etwa 30 m langes Kabel<sup>3</sup> im unteren Stockwerk des H1-Elektronik-Rucksacks ausgelesen. Dort findet die Verarbeitung der Konverter-Signale statt.

**Signalverarbeitung im H1-Elektronik-Rucksack:** Mit dem Begriff "Elektronik-Rucksack" werden die seitlich am H1-Detektor aufgestellten Container bezeichnet, in denen die Daten aller Detektor-Komponenten zusammenlaufen. Die Auslese-Elektronik für die Strom/Frequenz-Konverter befindet sich im untersten Container. Zwei NIM-Überrahmen sind dort zur Aufnahme einzelner Elektronik-Module installiert worden<sup>4</sup>. In Abb. 5.3 sind die Signalwege schematisch dargestellt.

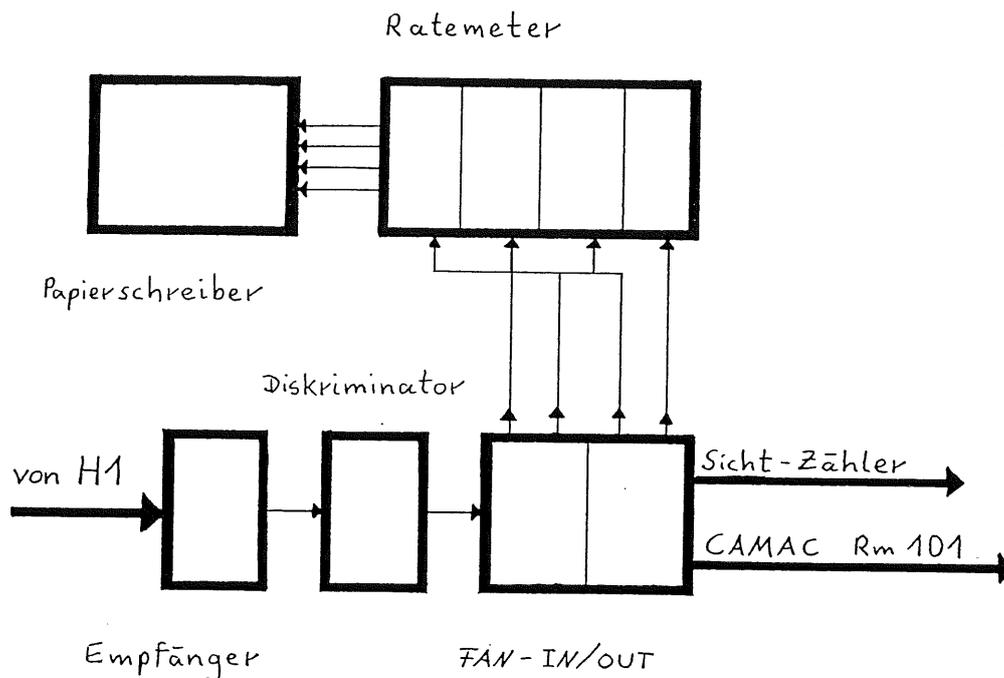


Abbildung 5.3: Auslese-Elektronik im H1-Elektronik-Rucksack

Das *Empfängermodul* dient außer zur Formung der Konverter-Signale (Kapitel 3.2) zur Spannungsversorgung der Strom/Frequenz-Konverter im Detektor. Der *Diskriminator*<sup>5</sup> stellt die Signale für die nachfolgenden Module in der NIM-Norm<sup>6</sup> zur Verfügung. Die beiden *Vierfach-Fan-In/Fan-Out*<sup>7</sup> sorgen lediglich für die Verteilung der Signale auf verschiedene Kanäle: Zur Funktionsüberprüfung des Systems dienen, in Abb. 5.3 nicht eingezeichnet, vier *Sicht-Zähler*. Eine graphische Darstellung der Zählraten über die Zeit ist mit dem *Papierschreiber*<sup>8</sup> möglich. Das für jeden Kanal benötigte *Ratemeter*<sup>9</sup> liefert dem Schreiber eine der Eingangsfrequenz proportionale Gleichspannung. Mit

<sup>3</sup>24-poliges Koaxial-Kabel (Einzel-Abschirmung) mit 40-poligen Flachsteckern.

<sup>4</sup>Gang B, Rack 10

<sup>5</sup>Hersteller: LeCroy, Model 623 B

<sup>6</sup>Ein Signal gilt als *Logisch 1*, wenn  $U < -0.8 V$

<sup>7</sup>Hersteller: LeCroy, Model 428 F

<sup>8</sup>KONTRON Elektronik (Hersteller: W+W electronic AG, Model 314), vier Kanäle.

<sup>9</sup>Hersteller: Wenzel-Elektronik, Modell N-R-107

dem Papiersreiber ist jedoch eine systematische Auswertung der Zählraten, d.h. eine genaue Messung von Dosis und Dosisleistung, nicht möglich. Der Papiersreiber wurde vor der Installation der automatischen Datennahme dazu verwendet, erste Erfahrungen mit dem Dosimeter-System während des *HERA*-Betriebs zu bekommen.

**Datennahme mit Hilfe der Veto-Wand-Elektronik:** Die Veto-Wand besteht aus Paaren von großflächigen Szintillationszählern, die aus Sicht der Protonen vor dem *H1*-Detektor um das Strahlrohr herum installiert sind. Die Zählerpaare werden von Sekundärelektronen-Vervielfachern (*Photomultipliern*) ausgelesen. Durch Koinzidenz-Schaltung der Zählerpaare wird jeder Teilchendurchgang registriert und in einen Zählpuls umgewandelt. Die Aufgabe der Veto-Wand besteht darin, vom Protonenstrahl erzeugte Untergrundteilchen (siehe Kapitel 1.3) zu registrieren und durch zusätzliche Zeitinformation diese Untergrundereignisse von den Elektron-Proton-Kollisionen im *H1*-Detektor zu trennen. Wegen ihrer großen Detektorflächen werden von der Veto-Wand in jeder *HERA*-Betriebsphase hohe Teilchenflüsse gemessen. Dadurch ist die Veto-Wand sehr empfindlich auf Änderungen in den *HERA*-Betriebsparametern und unterschiedliche *HERA*-Betriebszustände lassen sich deutlich unterscheiden.

Die sechs Zählraten der Photodioden wurden in die Auslese-Elektronik der Veto-Wand integriert, da dort noch Kanäle zur Verfügung standen<sup>10</sup>. Da die Datennahme der Veto-Wand zu einem großen Teil ebenfalls auf der Messung von Zählraten beruht, war bei der Integration der Photodioden-Signale keine elektronische Anpassung nötig. Die Zählraten werden von rechnergesteuerten *CAMAC-Zählern*<sup>11</sup> ausgelesen und auf einen Rechner<sup>12</sup> im *H1*-Kontrollraum (Raum 307) transportiert. Auf diesem Rechner laufen alle Signale von der Veto-Wand und dem *TOF-System*<sup>13</sup> zusammen. Im Detail wird die Veto-Wand und ihre Auslese-Elektronik in [FLAMM 1992] beschrieben.

Die auf dem Rechner installierte Software<sup>14</sup> steuert die *CAMAC*-Zähler so, daß diese während eines Zeitintervalls  $\Delta t \sim 1.5 \text{ sec}$  Pulse zählen und danach die Summe ausgelesen und abgespeichert wird. Nach einer Totzeit von etwa  $0.5 \text{ sec}$  beginnt ein neuer Zählzyklus. Es wird also etwa alle  $2 \text{ sec}$  für jede Photodiode eine Zählrate ausgelesen und abgespeichert. Diese Rohdaten werden später mit eigenen Computer-Programmen auf *Hz* normiert und können graphisch dargestellt werden. Auf diese Zeitstruktur der Datennahme konnte kein Einfluß genommen werden.

Von der Vielzahl der Veto-Wand-Zählraten ist für die Auswertung der Untergrundmessungen mit den Photodioden die Rate "VETO OR GLOBAL" von Bedeutung (siehe Kapitel 5.2). Diese Zählrate stellt ein *logisches ODER* aller Einzelraten der Veto-Wand dar. Gleichzeitig mit allen Zählraten werden die Werte für die *HERA*-Strahlströme gespeichert. Die im *H1* Kontrollraum registrierten Daten werden ständig gespeichert und

<sup>10</sup>Die Auslese-Elektronik der Veto-Wand befindet sich ebenfalls in der *H1*-Experimentierhalle (Raum 101), daher mußten zusätzliche Kabel vom Elektronik-Rucksack gelegt werden.

<sup>11</sup>*CAMAC* ist wie *NIM* eine weitere Norm für elektronische Module, die jedoch mit Computern gesteuert werden können.

<sup>12</sup>*MacIntosh II* mit 200 MB-Festplatte

<sup>13</sup>*Time-Of-Flight*-System des *H1*-Detektors. Eine Komponente, die wie die Veto-Wand zur Identifikation von Untergrundereignissen dient.

<sup>14</sup>*TOF + Veto-Wall Monitoring*, geschrieben von M. London (*TOF*-Gruppe), z.Zt. Version 1.4.9 (16.10.1992).

über ein Datennetz auf die *IBM*-Rechenanlage transferiert, an der mit eigener Software die Auswertung durchgeführt wurde.

**Ausfall von Diode#4:** Bei Beginn der Untergrundmessungen an *HERA* im April 1992 stellte sich heraus, daß an Diode#4 trotz hoher Strahlenbelastungen nur die Grundfrequenz des entsprechenden Strom/Frequenz-Konverters gemessen wird. Während der ersten Betriebspause im Sommer 1992 wurde Diode#4 mit einem bisher nicht verwendeten Konverter verbunden, was aber zu keiner Änderung führte. Als Ursache bleibt entweder eine Beschädigung der Photodiode oder eine fehlerhafte Verbindung zwischen der Diode und dem Konverter. Eine Überprüfung ist erst dann möglich, wenn in einer der nächsten Betriebspausen das *BEMC* aus dem *H1*-Detektor entfernt wird. Damit standen für die Untersuchung der Strahlenbelastung in Strahlrohrnähe nur noch *fünf* Photodioden zur Verfügung.

## 5.2 Messungen während verschiedener HERA-Betriebszustände

Die gespeicherten Rohdaten wurden mithilfe eines eigenen Computer-Programms graphisch dargestellt<sup>15</sup>. In Abb. 5.4 ist ein Beispiel für Messungen während des *HERA*-Betriebs gezeigt. Die unterschiedlichen *HERA*-Betriebszustände lassen sich dort deutlich unterscheiden. Das mittlere Bild zeigt die Messung von einer der Photodioden (Diode#7). Das untere Bild enthält die gemessenen Raten der Veto-Wand. In beiden Darstellungen ist die Zählrate über die Zeit aufgetragen. Im oberen Bild sind die Werte für die Strahlströme desselben Zeitraumes dargestellt.

Zu Beginn des dargestellten Zeitraumes werden Protonen in *HERA* injiziert. Der Vergleich mit der Veto-Wand zeigt, daß von den Photodioden nur die dabei auftretenden Spitzenbelastungen gemessen werden. Nach dem vierten Injektionsversuch ist in *HERA* ein Protonenstrom von etwa  $0.8\text{ mA}$  bei der Injektionsenergie ( $40\text{ GeV}$ ) gespeichert. Während dieser Betriebsphase und der nachfolgenden Beschleunigung des Protonenstrahls auf  $820\text{ GeV}$  ist bei der Veto-Wand eine erhöhte Untergrundrate erkennbar. Von den Photodioden wird dieser Betriebszustand dagegen nicht nachgewiesen. Dort wird erst wieder bei der Elektronen-Injektion eine Strahlenbelastung gemessen. Jede Spitze entspricht einer einzelnen Injektion von Elektronen, die deutlich am stufenförmigen Anstieg des Elektronenstroms zu erkennen sind.

Der Elektronenstrahl ist zu diesem Zeitpunkt bei der Injektionsenergie ( $12\text{ GeV}$ ) gespeichert. Die Synchrotronstrahlung macht sich bei der Veto-Wand an einer deutlich erhöhten Untergrundrate bemerkbar. Von den Photodioden wird während dieser Betriebsphase keine Strahlenbelastung gemessen. Nach der Beschleunigung der Elektronen auf  $26.7\text{ GeV}$  wird deren Synchrotronstrahlung jedoch deutlich nachgewiesen.

Nach einigen Minuten werden die Kollimatoren geschlossen. Bei den Photodioden liegt die Strahlenbelastung danach unter deren Nachweisgrenze, während von der Veto-Wand weiterhin eine hohe Untergrundrate gemessen wird. Der Einfluß der Kollimatoren auf

<sup>15</sup>Die graphische Darstellung erfolgte mit dem Programm-Paket *LOOK* [BLOBEL 1990].

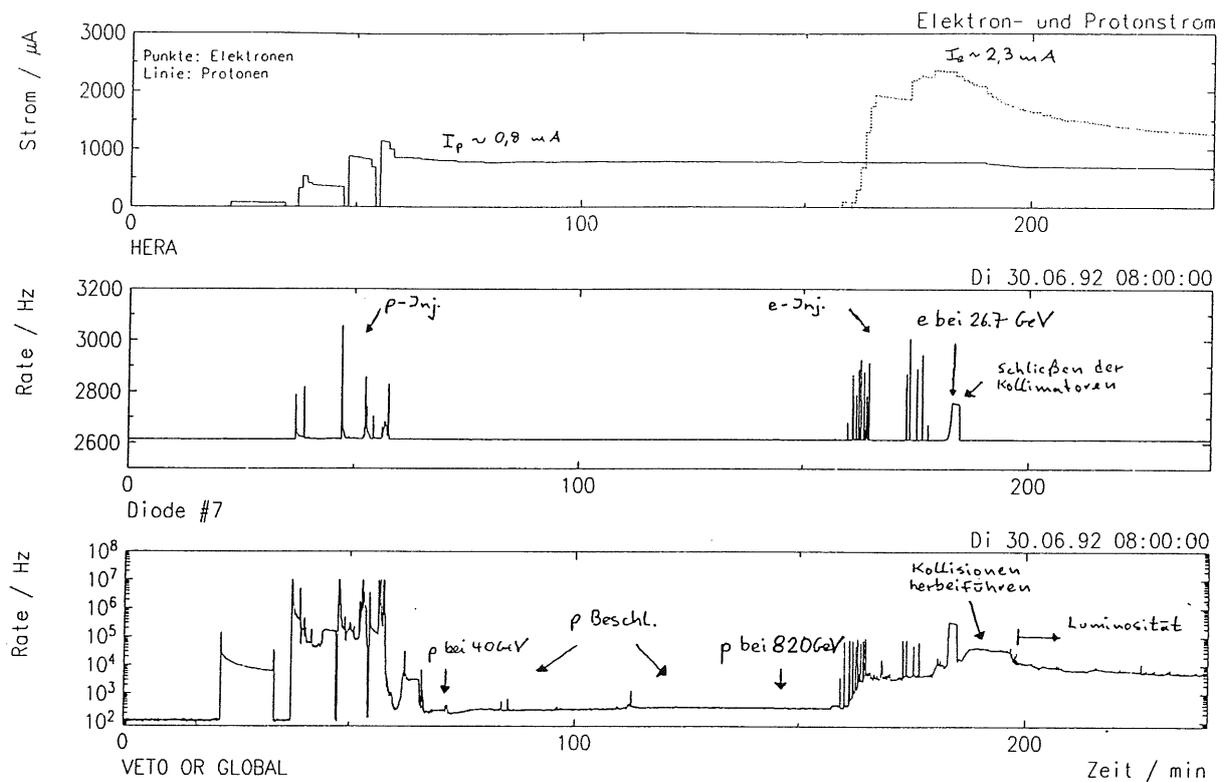


Abbildung 5.4: Beispiel für eine Messung während des HERA-Betriebs (oben: Strahlströme; Mitte: Zählrate von Diode#7; unten: Veto-Wand-Zählrate *VETO OR GLOBAL*)

die Photodioden wird im nächsten Abschnitt detaillierter gezeigt.

In der nachfolgenden *HERA*-Betriebsphase werden der Elektronen- und der Protonenstrahl zur Kollision gebracht. Diese Phase führt zu einem erhöhten Untergrund, der nur von der Veto-Wand nachgewiesen wird. Auch während des anschließenden Luminositätsbetriebs kommt es bei den Photodioden zu keiner meßbaren Strahlenbelastung. In Abb. 5.4 nicht zu sehen sind teilweise oder vollständige Strahlverluste, die sowohl von der Veto-Wand als auch von den Photodioden nachgewiesen werden.

Zusammenfassend führen folgende *HERA*-Betriebszustände am Ort der Photodioden zu einer meßbaren Strahlenbelastung:

- Protonen-Injektionen
- Elektronen-Injektion
- Synchrotron-Strahlung der Elektronen bei  $26.7 \text{ GeV}$  und geöffneten Kollimatoren
- Strahlverluste des Protonen- und des Elektronenstrahls

Bei der Bestimmung der gesamten Strahlendosis durch den *HERA*-Betrieb sind mit den Photodioden Strahlenbelastungen unterschiedlicher Art zu messen (Abb. 5.4).

Injektionen und Strahlverluste führen zu kurzzeitigen und meist hohen Spitzenbelastungen. Während mancher Betriebsphasen liegen die Spitzen jedoch nur wenig über dem

Untergrund, d.h. über der Grundfrequenz der Strom/Frequenz-Konverter. Dadurch ist die Bestimmung der mit solchen Betriebsphasen verbundenen Strahlendosen schwierig. Die Synchrotronstrahlung der Elektronen dagegen führt zu einer konstanten Strahlenbelastung über einen vergleichsweise langen Zeitraum. Die Messung der Strahlendosis stellt in diesen Fällen kein Problem dar. Während der langen Zeiträume, in denen die Strahlenbelastung unter der Nachweisgrenze der Photodioden liegt, kann nur eine obere Grenze für die Strahlenbelastung angegeben werden.

### 5.2.1 Wirkung der Kollimatoren

Im April 1992 wurden am *H1*-Detektor Untersuchungen mit Synchrotronstrahlung durchgeführt. Es ging dabei um die Wirkung der Kollimatoren, die das Strahlrohr innerhalb des *H1*-Detektors gegen die Synchrotronstrahlung der Elektronen schützen sollen (siehe Abb. 1.4 in Kapitel 1.3). Das Ziel der Untersuchungen war, die optimale Stellung der beweglichen Kollimatoren zu bestimmen. Dafür wurden vorrangig die gemessenen Zählraten der Veto-Wand benutzt. Mit den Photodioden standen jedoch noch zusätzliche Meßpunkte innerhalb des *H1*-Detektors zur Verfügung.

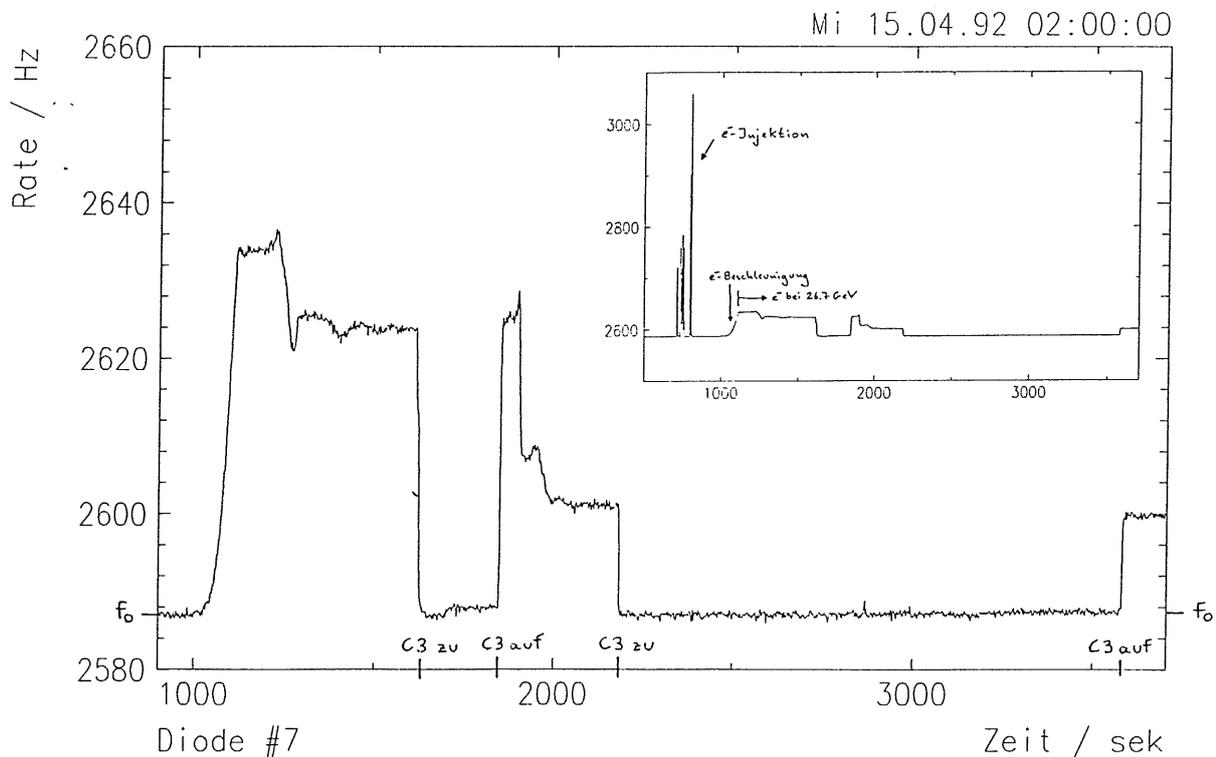


Abbildung 5.5: Kollimatoren-Studie im April 1992

Die Messungen fanden mit einem Elektronenstrahl der Energie  $26.7 \text{ GeV}$  und einer Stromstärke von  $0.6 \text{ mA}$  statt. In Abb. 5.5 ist die Messung für eine der Photodioden gezeigt (Diode#7). Im kleinen Bild erkennt man zunächst die Injektion des Elektronenstrahls. Danach werden die Elektronen auf ihre Endenergie ( $26.7 \text{ GeV}$ ) beschleunigt. Die anschließenden Kollimatoren-Tests sind im großen Bild vergrößert dargestellt. Die

Strahlenbelastung bei vollständig geschlossenem  $C3$ -Kollimator liegt unter der Nachweisgrenze der Photodioden. Ein Einfluß der anderen Kollimatoren war mit den Photodioden nicht nachzuweisen. Beim normalen  $HERA$ -Betrieb werden alle Kollimatoren gleichzeitig geschlossen, so daß für die Photodioden nur die Wirkung des  $C3$ -Kollimators von Bedeutung ist. Die optimalen Stellungen für  $C1$ ,  $C2$  und  $C6$  wurden allein mit der Veto-Wand bestimmt, worauf hier nicht eingegangen wird.

Zusammen mit der Veto-Wand wurde ein vollständig geschlossener  $C3$ -Kollimator für den  $HERA$ -Betrieb empfohlen. Alle Ergebnisse der Untersuchungen mit Synchrotronstrahlung sind in einem Bericht zusammengefaßt worden [BARTEL 1992].

## 5.2.2 Auswertung von $HERA$ -Betriebszuständen

Grundsätzlich ließe sich die durch den gesamten  $HERA$ -Betrieb hervorgerufene Strahlendosis durch Integration aller Zählraten über den zu untersuchenden Zeitraum bestimmen. Diese Methode würde aber keinen Aufschluß über den Beitrag unterschiedlicher  $HERA$ -Betriebszustände zur Gesamt-Belastung geben.

In dieser Arbeit wurden daher die Strahlendosen unterschiedlicher  $HERA$ -Betriebszustände getrennt voneinander gemessen. Dazu mußten aus dem untersuchten Zeitraum die verschiedenen Betriebszustände herausgesucht und identifiziert werden. Von jedem einzelnen Vorgang wurde dessen Anfangs- und Endzeit bestimmt und dann mit einem selbsterstellten Computer-Programm die Zählraten integriert. Mithilfe der in Kapitel 4 bestimmten Eichparameter  $A_i$  ergibt sich aus der Summe der Zählpulse die integrierte Dosis  $D_E$  aus der Gleichung

$$D_E = \frac{A}{3600} \cdot \left( \frac{T}{N} \sum_{i=1}^N f_i - T f_o \right) . \quad (5.1)$$

In Abb. 5.6 wird schematisch die Auswertung eines  $HERA$ -Betriebszustandes dargestellt und die in Gleichung 5.1 auftretenden Größen erläutert. Mit  $T$  wird die Gesamt-Zeit des Vorgangs bezeichnet. Während dieser Zeit werden insgesamt  $N$  einzelne Zählraten ausgelesen. Wegen der in Kapitel 5.1 beschriebenen Zeitstruktur der Datennahme muß mit der Summe  $\sum_{i=1}^N f_i$  der auf  $Hz$  normierten Zählraten noch eine Totzeit-Korrektur durchgeführt werden. Diese wird später noch ausführlich besprochen.

Nach Abzug des gesamten Untergrundes  $T \cdot f_o$  ergibt sich die integrierte Dosis des untersuchten Vorgangs in der Einheit *Zählpulse*. Durch Multiplikation mit dem Eichparameter  $A$  erhält man die Dosis  $D_E$  in *rad*. Die Grundfrequenz  $f_o$  wird bestimmt, indem aus der mittleren Grundfrequenz *vor* und *nach* dem untersuchten Vorgang der Mittelwert gebildet wird. Außerdem wird mit dem Auswerteprogramm die höchste aufgetretene Dosisleistung  $\dot{D}_{max}$  bestimmt, die aus  $\Delta f_{max}$  berechnet wird.

Die gemessenen Strahlendosen  $D_E$  werden auf den jeweiligen Strahlstrom normiert, der für jeden einzelnen Betriebszustand aus einer graphischer Darstellung (siehe Abb. 5.4) abgelesen wird. Bei Strahl-Injektionen wird auf denjenigen Stromwert normiert, der nach der Injektion als stabiler Strahl vorliegt. Bei den Betriebszuständen mit Synchrotronstrahlung und offenen Kollimatoren ist auf den Elektronenstrom, der beim Schließen der Kollimatoren vorliegt, normiert worden. Die Auswertung jedes Betriebszustandes ergibt für jede Photodiode die normierte Strahlendosis  $D_N$ .

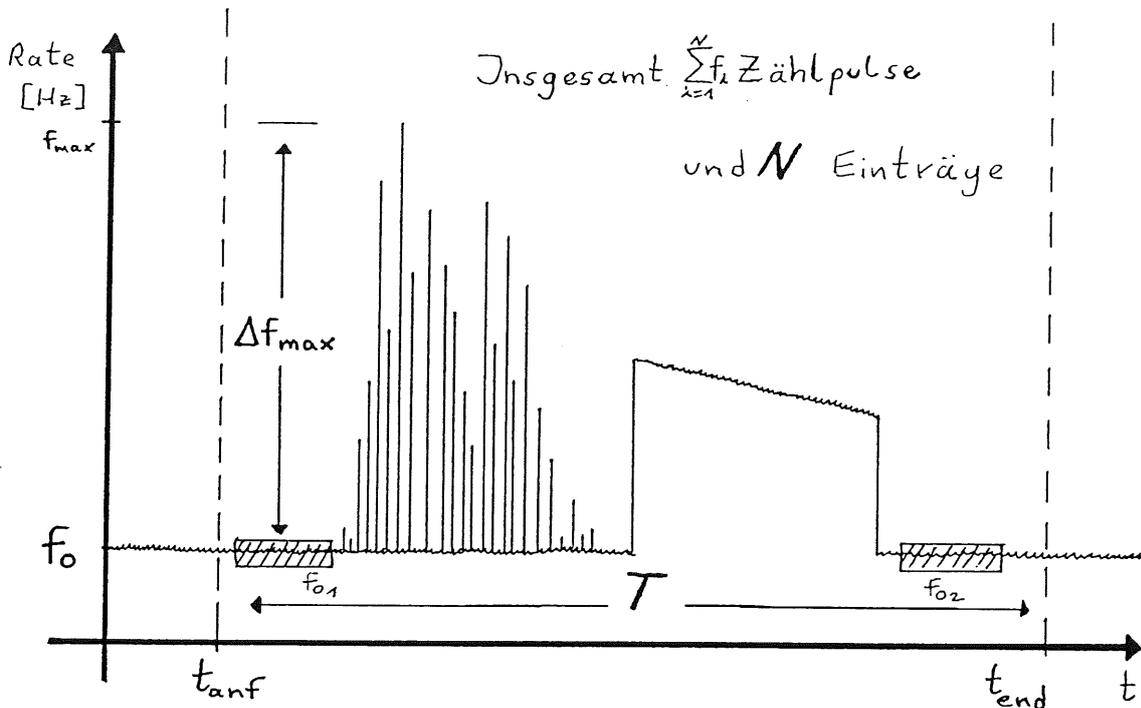


Abbildung 5.6: Zur Auswertung eines HERA-Betriebszustandes

### 5.3 Fehler

Bei der Bestimmung der integrierten Gesamtdosis  $D_E$  eines *HERA*-Betriebszustandes gibt es folgende Fehlerquellen:

**Eichparameter A:** Der Fehler bei der Bestimmung der Eichgeraden (Kapitel 4) führt zu einem Beitrag im Gesamtfehler der gemessenen Dosis  $D_E$  von  $\sigma_A/D_E = 1\%$ .

**TLD-Auswertung:** Die Auswertung der TLD-Dosimeter ist mit einer Unsicherheit von 5% behaftet (Kapitel 2.1). Dies führt zu einem Fehler in der Gesamtdosis  $D_E$  von  $\sigma_{TLD}/D_E = 5\%$ .

**Extrapolation:** Um die registrierten Zählpulse eines 1.5 sek langen Zeitfensters über die Totzeit von 0.5 sek zu extrapolieren, wird die Summe der Zählpulse mit dem Verhältnis  $(1.5 + 0.5)/1.5$  multipliziert. Diese Korrektur führt ebenfalls zu einem Fehler in der Gesamtdosis  $D_E$ . Die Ursache dafür ist die im Vergleich zur Zählzeit von etwa 1.5 sek kurze Abklingzeit der Strom/Frequenz-Konverter (Kapitel 3.2). Der Extrapolations-Fehler macht sich daher bei kurzzeitigen Spitzenbelastungen wie Strahl-Injektionen und Strahlverlusten bemerkbar. Die Synchrotronstrahlung führt zu vergleichsweise konstanten Strahlenbelastungen, so daß bei deren Messung der Extrapolations-Fehler vernachlässigt werden kann.

In Anhang C wird die Extrapolation ausführlich diskutiert und deren Fehlerbeitrag berechnet. Die Methode der Extrapolation führt im Mittel zu einer Unterschätzung der tatsächlichen Strahlendosis. Daher ist der Fehler nicht symmetrisch. Für Strahl-Injektionen wird der relative Extrapolations-Fehler mit  $\sigma_{\text{korrr}}/D_E = +25\% / -15\%$  und bei Strahlverlusten mit  $\sigma_{\text{korrr}}/D_E = +40\% / -25\%$  abgeschätzt. Die Extrapolation und die Begründung dieser Abschätzungen werden in Anhang C diskutiert.

**Statistischer Fehler:** Die Bestimmung der integrierten Gesamtdosis geschieht durch Integration von Zählraten. Die nach Abzug des Untergrundes ermittelte Summe  $\Sigma$  von Zählpulsen und damit die Gesamtdosis  $D_E$  ist daher mit einem statistischen Fehler  $\sigma_{\text{stat}}/D_E = \sqrt{\Sigma}/\Sigma$  behaftet. Der statistische Fehler beträgt bei fast allen untersuchten Vorgängen weniger als 10%. Einige Vorgänge, die zu geringen Strahlendosen führen, sind mit Fehlern von bis zu 100% behaftet.

**Grundfrequenz:** Die typische Dauer der untersuchten *HERA*-Betriebszustände beträgt etwa 30 min. Während dieser Zeit schwankt die Grundfrequenz der Strom/Frequenz-Konverter um weniger als 0.05 Hz. Dies führt bei der Integration der Zählraten eines typischen Betriebszustandes zu einer Unsicherheit von  $30 \cdot 60 \text{ sek} \cdot 0.05 \text{ Hz} = 60$  Zählpulsen, die einer Dosis von weniger als 1 mrad entsprechen.

Bei fast allen untersuchten *HERA*-Betriebszuständen kann der Fehler durch die Unsicherheit in der Grundfrequenz vernachlässigt werden, da die gemessenen Strahlendosen weit über dieser Genauigkeitsgrenze liegen. Bei einigen Strahl-Injektionen liegt die gemessene Gesamtdosis jedoch in der Größenordnung dieses Fehlers, daher sind solche Betriebszustände mit Fehlern von etwa 100% behaftet.

**Sättigung der Strom/Frequenz-Konverter:** Die Grenzfrequenz der Konverter beträgt bei allen Photodioden etwa 10 kHz. Bis zu diesem Wert ist die Linearität zwischen Dosisleistung und Ausgangsfrequenz gewährleistet. Höhere Dosisleistungen führen zu einer Sättigung des Konverters, die bei der Auswertung nicht erkennbar sein kann, wenn es sich um eine kurzzeitige Spitzenbelastung handelt. Der Grund dafür ist die kurze Abklingzeit des Konverters, denn innerhalb der Zählzeit von 1.5 sek tritt die Sättigung und damit die höchste Konverter-Frequenz nur im Moment des Teilchendurchgangs durch die Photodiode auf. Obwohl die Ausgangsfrequenz des Konverters kurzzeitig gleich der maximalen Frequenz von 10 kHz ist, wird wegen der vergleichsweise langen Zählzeit eine kleinere Frequenz abgespeichert. Dadurch ist die Sättigung bei der Auswertung nicht erkennbar.

Es ist jedoch möglich eine *Schwellenfrequenz* anzugeben, die folgende Eigenschaft hat: Wird die Schwellenfrequenz bei der Auswertung eines *HERA*-Betriebszustandes niemals überschritten, hat keine Sättigung stattgefunden. Werden dagegen Frequenzen über der Schwellenfrequenz registriert, kann eine Sättigung stattgefunden haben. In Anhang C wird das Problem ausführlicher erläutert und die Schwellenfrequenz für alle Photodioden berechnet. In Tabelle 5.2 sind die Ergebnisse angegeben. Es ist ab einer Ausgangsfrequenz von etwa 4000 Hz bei den Dioden #6 und #7 und von etwa 3000 Hz bei den Dioden #2 bis #4 mit einer Sättigung zu rechnen. Bei der Auswertung wurden solche *HERA*-Betriebszustände nicht berücksichtigt, bei denen die Möglichkeit der

Diode	Schwellenfrequenz [Hz]
# 2	2923
# 3	2991
# 4	3001
# 5	3075
# 6	3915
# 7	3954

Tabelle 5.2: Schwellenfrequenzen der Photodioden

Sättigung besteht.

Zur Bestimmung des *relativen Gesamtfehlers*  $\sigma_{D_E}/D_E$  in der integrierten Gesamtdosis werden die angegebenen Einzel-Beiträge quadratisch addiert. Die Bestimmung des Wertes für den jeweiligen Strahlstrom aus der graphischen Darstellung ist mit einer Genauigkeit von 10 % möglich. Der relative Fehler in der auf den Strahlstrom normierten Gesamtdosis  $D_N = D_E/I_{p,e}$  ergibt sich schließlich mithilfe der Fehlerfortpflanzung zu  $\sigma_{D_N}/D_N = \sqrt{(\sigma_{D_E}/D_E)^2 + (10\%)^2}$ .

Insgesamt ergeben sich für die unterschiedlichen *HERA*-Betriebszustände typische Fehler in der normierten Gesamtdosis von

- etwa +30 %/−20 % bei Strahl-Injektionen, wobei einzelne Injektionen, die zu einer geringen Strahlenbelastung führen, durch die Beiträge des statistischen Fehlers und der Unsicherheit in der Grundfrequenz mit Fehlern von etwa 100 % behaftet sind,
- etwa +40 %/−30 % für Strahlverluste und
- etwa 10 % für Strahlenbelastungen durch Synchrotronstrahlung bei offenen Kollimatoren.

# Kapitel 6

## Ergebnisse

Von Mitte Mai 1992 bis zum 3. August 1992 wurde bei *HERA* der erste längere Luminositätsbetrieb für die beiden Experimente *H1* und *ZEUS* durchgeführt. In dieser Arbeit wurden insgesamt 152 einzelne *HERA*-Betriebszustände aus dem Zeitraum 29. Juni bis 3. August 1992 ausgewertet. Darunter sind

- 30 Protonen-Injektionen,
- 49 Elektronen-Injektionen,
- 40 Vorgänge mit Synchrotronstrahlung der Elektronen bei  $26.7\text{ GeV}$  und offenen Kollimatoren und
- 33 Strahlverluste.

Von jedem *HERA*-Betriebszustand wurde die integrierte Gesamtdosis aller Photodioden und der dazugehörige Strahlstrom gemessen. Daraus wurden die normierten Strahldosen  $D_N$  berechnet. In den im Anschluß gezeigten Tabellen wird für *jede Photodiode* die mittlere Dosis aus allen Einzelmessungen angegeben. Aus diesen Mittelwerten der einzelnen Photodioden wird dann eine *mittlere Belastung* bestimmt. Die Zahlen in den Klammern hinter der mittleren Belastung geben den Bereich der Einzelmessungen an, in dem alle Dosiswerte der untersuchten Vorgänge liegen. Der Wert für die mittlere Belastung dient als Grundlage für eine Hochrechnung auf die *HERA*-Sollströme. Die *relative Belastung* der Photodioden untereinander wird auf Diode#7 bezogen. Bei der Bestimmung der *mittleren Belastung* wurden solche Einzelmessungen nicht berücksichtigt, bei denen die Möglichkeit einer Sättigung besteht. Bei der Angabe des Bereiches in den Klammern werden diese jedoch mit angeführt, was dann durch einen hochgestellten Stern\* gekennzeichnet ist.

Die Strahlenbelastung durch gleichartige *HERA*-Betriebszustände ist kein fester Parameter des Speicherrings, sondern kann sehr unterschiedliche Werte annehmen. Dies ist in Abb. 6.1 am Beispiel der 8 Einzelmessungen von Protonen-Injektionen mit *MEHRFACH-VERSUCHEN* für eine Photodiode (Diode#6) gezeigt.

Es sind die normierten Dosiswerte  $D_N$  der Einzelmessungen mit ihren typischen Fehlern (Kapitel 5.3) eingezeichnet, die hier etwa  $+30\% / -20\%$  betragen. Die Variation der

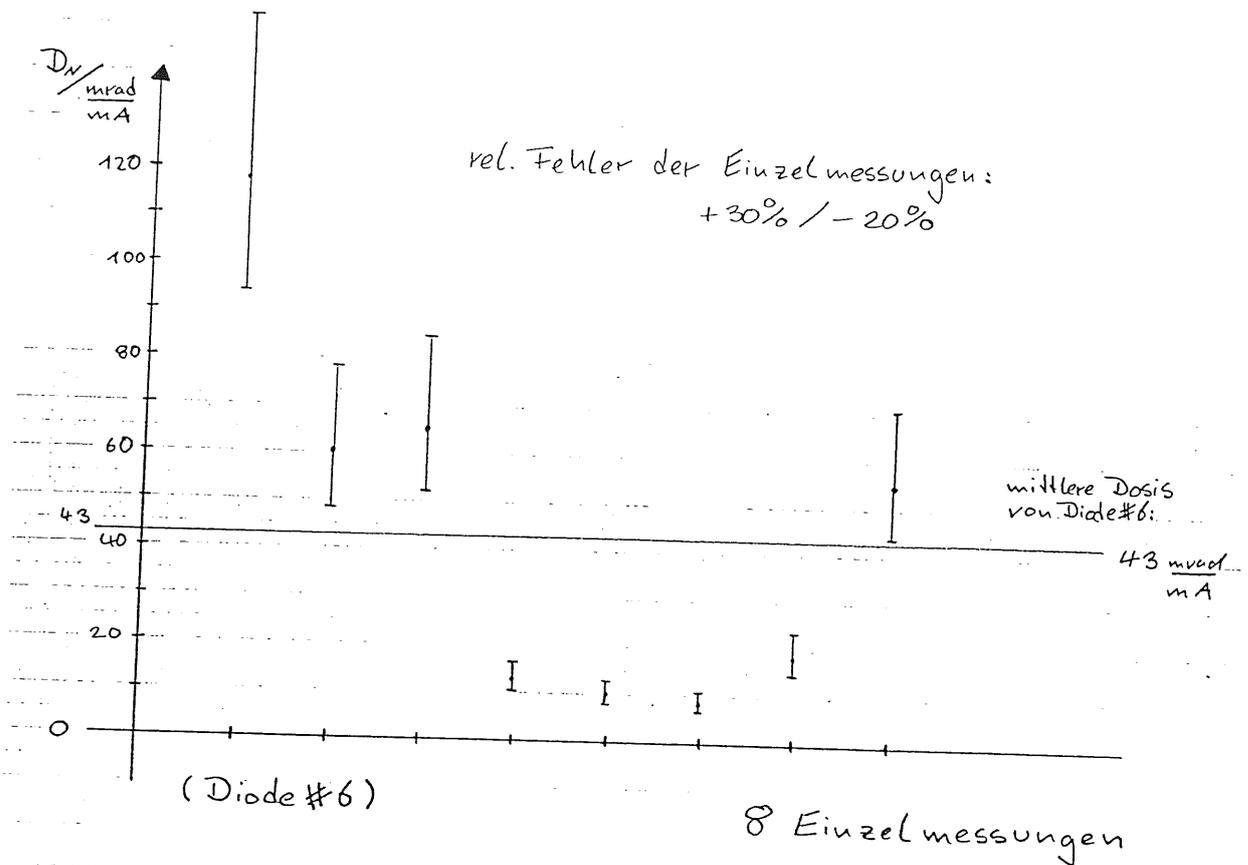


Abbildung 6.1: Variation von Messungen der Strahlendosis einzelner Protonen-Injektionen (am Beispiel von MEHRFACH-VERSUCHEN)

Einzelmessungen ist wesentlich größer als deren Meßfehler. Die Fehler der Einzelmessungen sind daher nur bei der Bewertung der Genauigkeit, mit der ein *einzelner* Vorgang gemessen werden kann, von Bedeutung. Die mittlere Belastung von etwa 43 mrad stellt als Mittelwert der Einzelmessungen eine grobe Abschätzung für die zu erwartende Strahlendosis von Injektionen dieser Art dar.

## 6.1 Ergebnisse für unterschiedliche HERA-Betriebszustände

### Protonen-Injektionen

Es wurden insgesamt 30 Protonen-Injektionen ausgewertet. Die Strahlenbelastung durch die Injektion hängt davon ab, ob mit dem Protonenstrahl Luminositätsbetrieb aufgenommen werden soll oder ob es sich um Vorgänge handelt, die zur Optimierung der Injektionsprozedur dienen. Protonen-Injektionen mit einer geringen Strahlenbelastung werden hier mit *SAUBER* bezeichnet. Mit *TEST* sind dagegen hier die Optimierungsvorgänge gemeint. In manchen Fällen gelingt die Protonen-Injektion nicht beim ersten Versuch und der Strahl geht nach kurzer Zeit wieder verloren. Es sind mehrere Versuche nötig, um einen stabilen Teilchenstrahl in den Protonen-Speicherring zu injizieren. Solche Vorgänge werden mit *MEHRFACH-VERSUCHE* bezeichnet. In Tabelle 6.1 sind die Messungen für die unterschiedlichen Arten von Protonen-Injektionen zusammengefaßt.

**SAUBERE Protonen-Injektionen:** Ein Beispiel für eine *SAUBERE* Protonen-Injektion ist in Abb. 6.2 gezeigt<sup>1</sup>. Beim ersten Versuch gelingt es hier, einen stabilen Protonenstrahl zu injizieren. In diesem Beispiel kommt die Strahlenbelastung zu einem großen Teil von Teilchenverlusten im Anschluß an die Injektion. Es wurden insgesamt 16 Vorgänge dieser Art ausgewertet. Die gemessenen Strahlendosen bei *SAUBEREN* Protonen-Injektionen liegen zwischen 1 und 16  $mrad/mA$ . Die mittlere Belastung beträgt 5  $mrad/mA$ .

**MEHRFACH-VERSUCHE bei der Protonen-Injektion:** In Abb. 6.3 ist ein Beispiel für eine Injektion gezeigt, bei welcher der Protonenstrahl mehrmals verlor. An der Darstellung des Protonenstroms ist deutlich der mehrfache Verlust des Strahls zu erkennen. Es wurden insgesamt 9 Vorgänge dieser Art untersucht. Die Strahlenbelastung liegt zwischen 8 und 240  $mrad/mA$ . Die mittlere Strahlendosis beträgt 69  $mrad/mA$ . Von den 45 Einzelwerten aller Photodioden, aus denen die mittlere Belastung bestimmt wurde, können 14 Werte wegen möglicher Sättigung höher liegen.

**TEST-Protonen-Injektionen:** Es wurden 5 *TEST*-Injektionen ausgewertet. Die dabei gemessenen Strahlendosen liegen zwischen 20 und 360  $mrad/mA$  mit einer mittleren Belastung von 86  $mrad/mA$ . Hier kann bei 10 der 25 gemessenen Werte eine Sättigung stattgefunden haben.

PROTONEN-INJEKTIONEN	$D_N$ in $mrad/mA$					
	#6	#7	#3	#5	#2	#4
SAUBER	3.0	4.0	5.0	6.2	6.5	-
- relative Belastung	0.8	1.0	1.3	1.6	1.6	-
- mittlere Belastung	5 (1 – 16) $mrad/mA$					
MEHRFACH-VERSUCHE	43	66	93	56	84	-
- relative Belastung	0.7	1.0	1.4	0.9	1.3	-
- mittlere Belastung	69 (8 – 240) $mrad/mA$					
TEST	105	149	54	64	59	-
- relative Belastung	0.7	1.0	0.4	0.4	0.4	-
- mittlere Belastung	86 (20 – 360*) $mrad/mA$					

Tabelle 6.1: Ergebnisse für Protonen-Injektionen

<sup>1</sup>Die zeitliche Verzögerung zwischen der gemessenen Spitze und dem Einsetzen des Stroms liegt in der Übertragung der Stromwerte auf den Auswerte-Rechner begründet. Laufen auf dem zentralen Rechner, der die Stromdaten verteilt, viele Operationen gleichzeitig, so kann es bei der Daten-Übertragung zu Verzögerungen kommen, die bei der relativ kleinen Zeitskala in Abb. 6.2 besonders auffallen.

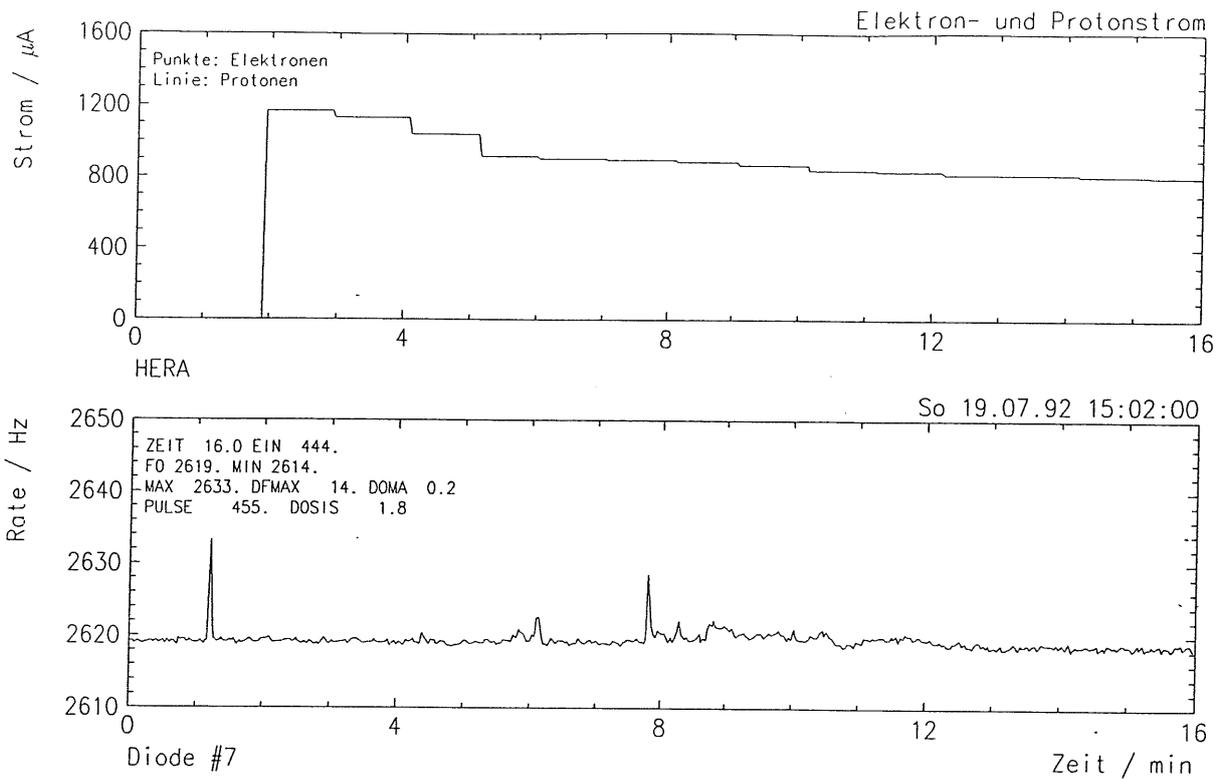


Abbildung 6.2: Beispiel für eine SAUBERE Protonen-Injektion

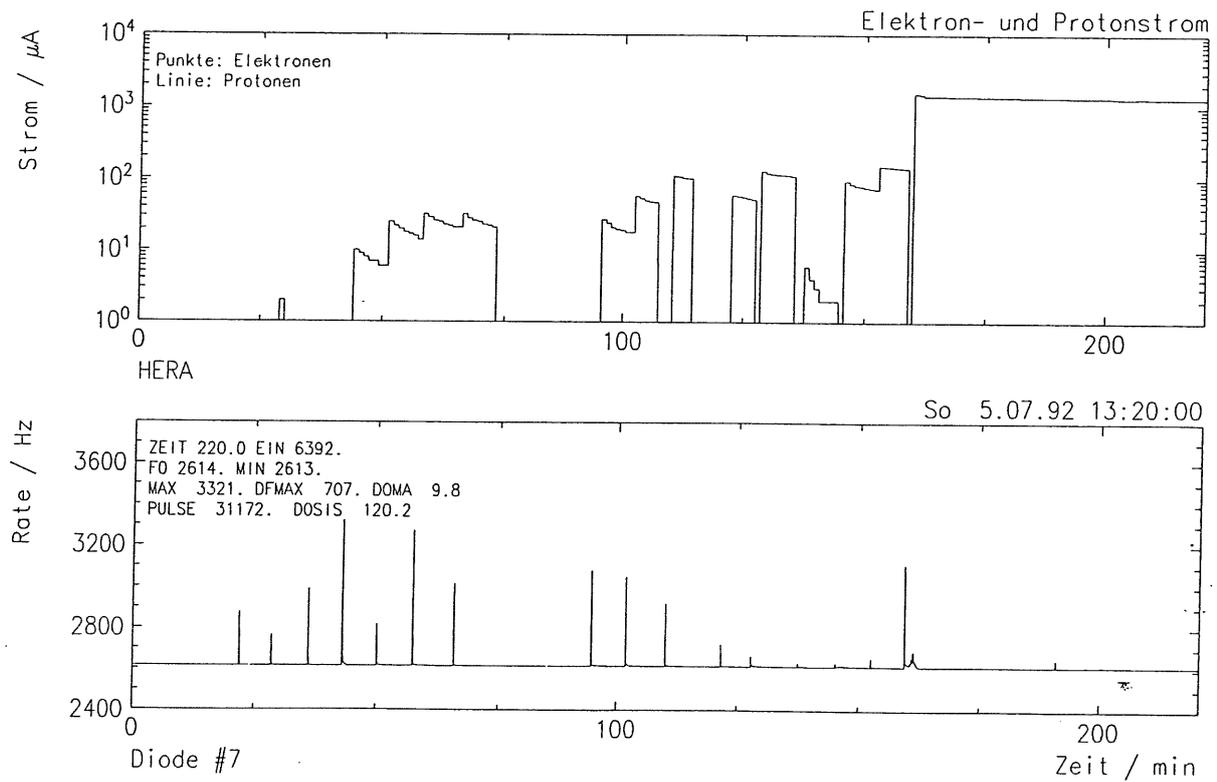


Abbildung 6.3: Beispiel für MEHRFACH-VERSUCHE bei der Protonen-Injektion

## Elektronen-Injektionen

Insgesamt wurden 49 Elektronen-Injektionen ausgewertet. Die Injektion des Elektronenstrahls gelang in fast allen untersuchten Fällen beim ersten Versuch. Die Unterteilung der 49 untersuchten Injektionen erfolgt aufgrund der unterschiedlich großen Strahlenbelastungen. In den Abbildungen 6.4 bis 6.7 sind Beispiele für die im folgenden vorgestellten Elektronen-Injektionen gezeigt. Die Ergebnisse für alle ausgewerteten Elektronen-Injektionen sind in Tabelle 6.2 zusammengefaßt.

ELEKTRONEN-INJEKTIONEN	$D_N$ in $mrad/mA$					
	#6	#7	#3	#5	#2	#4
<b>SEHR GUT</b>	3.7	4.5	3.3	3.7	5.1	-
- relative Belastung	0.8	1.0	0.7	0.8	1.1	-
- mittlere Belastung	4 (1 – 11) $mrad/mA$					
<b>GUT</b>	12	14	10	11	16	-
- relative Belastung	0.8	1.0	0.7	0.8	1.1	-
- mittlere Belastung	12 (5 – 22) $mrad/mA$					
<b>MITTEL</b>	23	29	20	21	33	-
- relative Belastung	0.8	1.0	0.7	0.7	1.2	-
- mittlere Belastung	25 (13 – 43) $mrad/mA$					
<b>SCHLECHT</b>	53	48	38	39	50	-
- relative Belastung	1.1	1.0	0.8	0.8	1.1	-
- mittlere Belastung	46 (22 – 394*) $mrad/mA$					

Tabelle 6.2: Ergebnisse für Elektronen-Injektionen

**SEHR GUTE Elektronen-Injektionen:** Die Strahlenbelastungen liegen zwischen 1 und 11  $mrad/mA$ . Die mittlere Belastung beträgt 4  $mrad/mA$ .

**GUTE Elektronen-Injektionen:** Bei den insgesamt 17 Vorgängen wurden Strahlendosen zwischen 5 und 22  $mrad/mA$  gemessen. Die mittlere Belastung liegt bei 12  $mrad/mA$ , wobei von den 85 Einzelmessungen bei 4 Vorgängen die Möglichkeit der Sättigung besteht.

**MITTLERE Elektronen-Injektionen:** Insgesamt wurden 8 Vorgänge dieser Art ausgewertet und dabei Strahlendosen zwischen 13 und 43  $mrad/mA$  gemessen. Die mittlere Strahlenbelastung liegt bei 25  $mrad/mA$ . Bei 5 der insgesamt gemessenen 40 Einzelwerte besteht die Möglichkeit der Sättigung.

**SCHLECHTE Elektronen-Injektionen:** Es wurden insgesamt 11 Vorgänge dieser Art untersucht. Die mittlere Belastung liegt bei 46  $mrad/mA$ . Die gemessenen Strahlendosen liegen zwischen 22 und 394  $mrad/mA$ . Bei diesen Injektionen kommt es häufiger zu hohen Spitzenbelastungen, weshalb unter den insgesamt 55 Einzelwerten 21 Vorgängen sind, bei denen die Möglichkeit der Sättigung besteht.

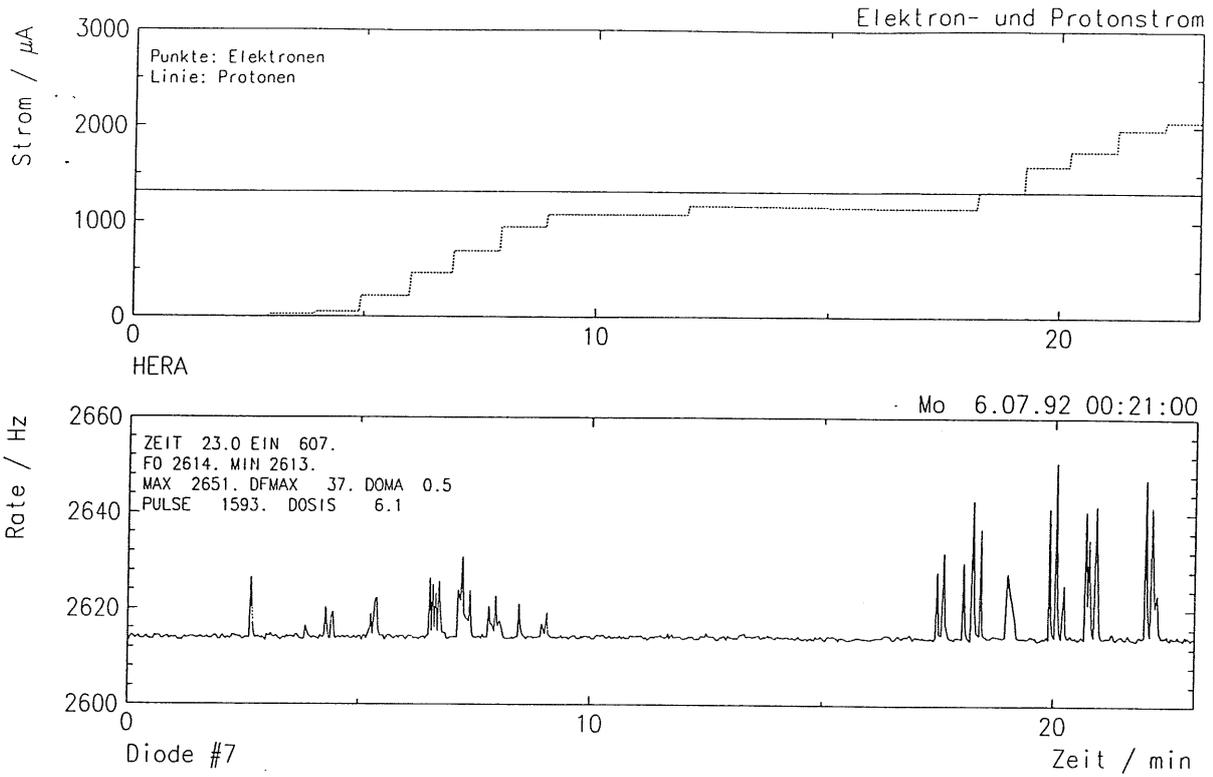


Abbildung 6.4: Beispiel für eine *SEHR GUTE* Elektronen-Injektion

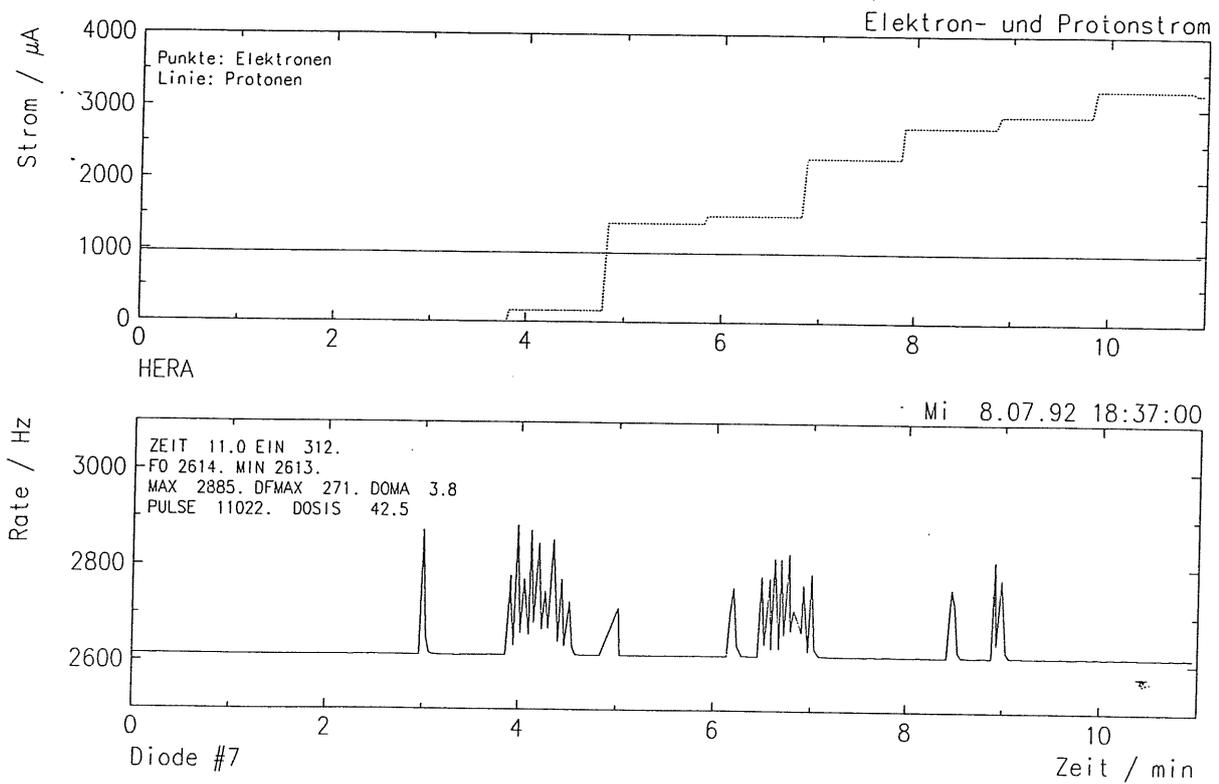


Abbildung 6.5: Beispiel für eine *GUTE* Elektronen-Injektion

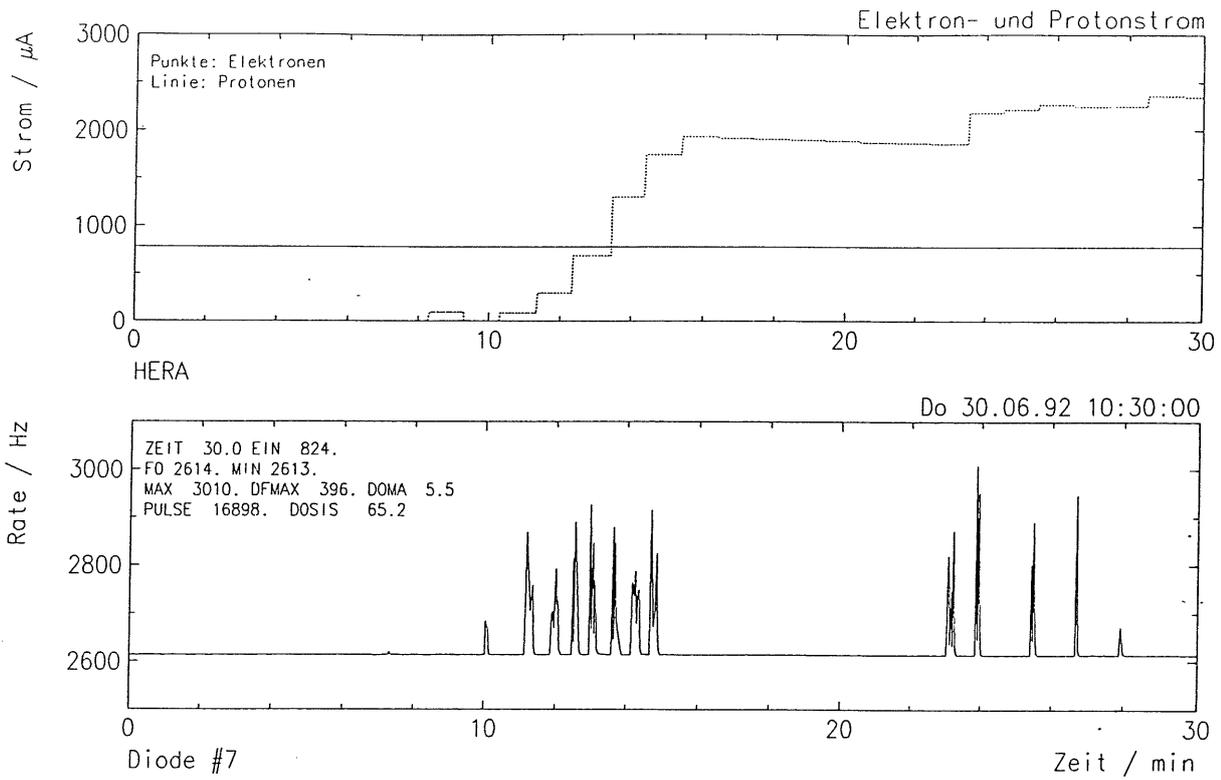


Abbildung 6.6: Beispiel für eine *MITTLERE* Elektronen-Injektion

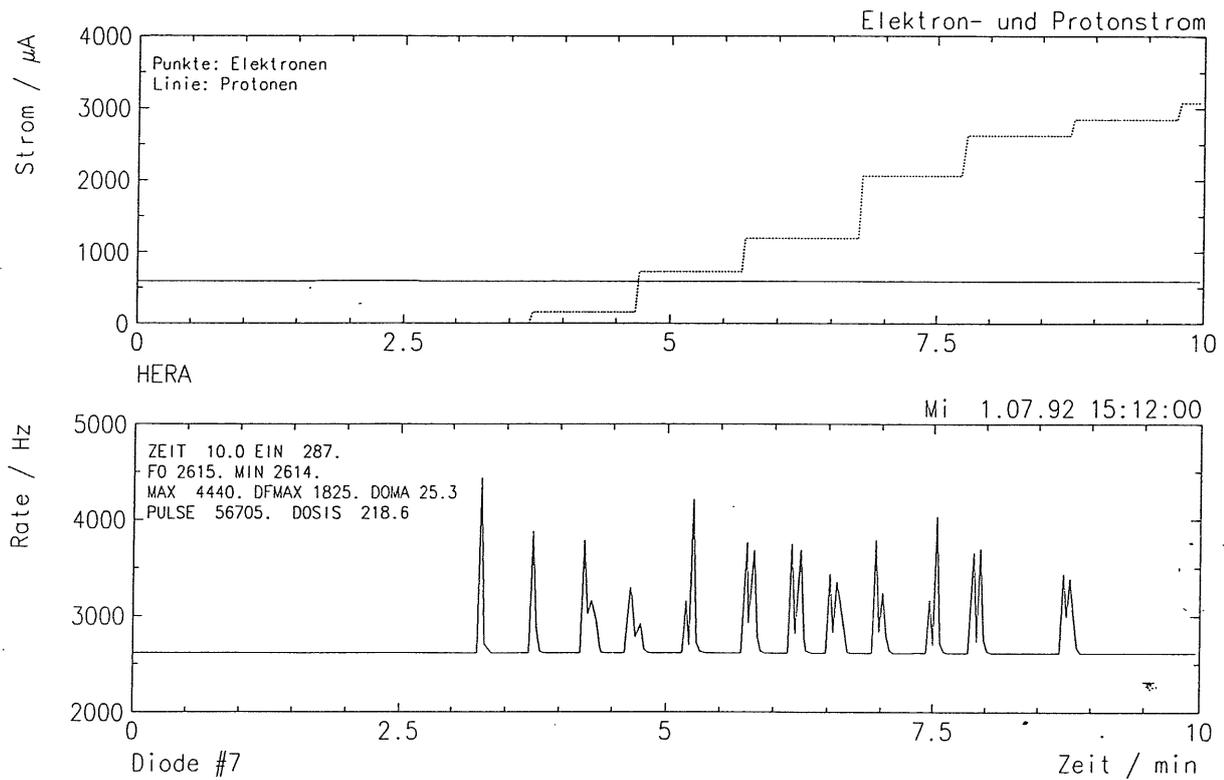


Abbildung 6.7: Beispiel für eine *SCHLECHTE* Elektronen-Injektion

## Synchrotronstrahlung der Elektronen bei offenen Kollimatoren

Insgesamt wurden 40 Vorgänge ausgewertet. Die gemessenen Strahlendosen unterscheiden sich nur aufgrund der unterschiedlichen Zeitspanne, die zwischen der Beschleunigung der Elektronen auf  $26.7\text{ GeV}$  und dem Schließen der Kollimatoren vergeht. Normiert man die gemessenen Strahlendosen zusätzlich auf eine Zeiteinheit, dann ergibt sich bei allen 40 Vorgängen eine Strahlenbelastung von etwa  $10\text{ mrad}/\text{mA}\cdot\text{min}$ . Die einzelnen Vorgänge lassen sich aufgrund der jeweiligen Öffnungszeit der Kollimatoren unterscheiden. In Abb. 6.8 ist ein Beispiel für einen Vorgang gezeigt, bei dem die Kollimatoren  $3\text{ min}$  geöffnet waren. In Tabelle 6.3 sind die Ergebnisse für alle gemessenen Vorgänge zusammengefaßt.

**KURZE Kollimator-Öffnungszeiten:** Während der 12 untersuchten Vorgänge blieben die Kollimatoren durchschnittlich etwa  $3\text{ min}$  lang geöffnet. Die mittlere Strahlenbelastung beträgt hier  $31\text{ mrad}/\text{mA}$ .

**LANGE Kollimator-Öffnungszeiten:** Es wurden 15 Vorgänge dieser Art ausgewertet. Die mittlere Kollimator-Öffnungszeit betrug etwa  $8\text{ min}$ . Es ergab sich hier eine mittlere Strahlenbelastung von  $70\text{ mrad}/\text{mA}$ .

**TESTBETRIEB bei geöffneten Kollimatoren:** Es wurden insgesamt 13 Vorgänge ausgewertet, bei denen die Kollimatoren durchschnittlich  $33\text{ min}$  geöffnet waren. Diese *HERA*-Betriebsphasen traten nicht während Luminositätsbetrieb auf. Es handelt sich hierbei um Optimierungs-Prozeduren am Elektronenstrahl. Die mittlere Strahlenbelastung beträgt bei diesen Vorgängen  $320\text{ mrad}/\text{mA}$ .

## Strahlverluste

Es wurden insgesamt 20 Strahlverluste des Protonen-Strahls und 6 Strahlverluste des Elektronen-Strahls ausgewertet. Beim *HERA*-Betrieb kam es sowohl zu vollständigen als auch zu teilweisen Strahlverlusten, nach denen ein stabiler Strahl erhalten blieb. Die gemessenen Strahlendosen wurden auf denjenigen Stromwert normiert, der bei dem jeweiligen Vorgang verloren ging. In Tabelle 6.4 sind alle bei Strahlverlusten gemessenen Strahlendosen zusammengefaßt.

**Strahlverluste bei den Protonen:** Die gemessenen Strahlenbelastungen der einzelnen Vorgänge liegen zwischen 1 und  $240\text{ mrad}/\text{mA}$ . In Abb. 6.9 ist ein Beispiel für einen teilweisen Protonen-Strahlverlust gezeigt. Wegen der hohen Spitzenbelastungen besteht bei 41 der 100 gemessenen Einzelwerte die Möglichkeit der Sättigung.

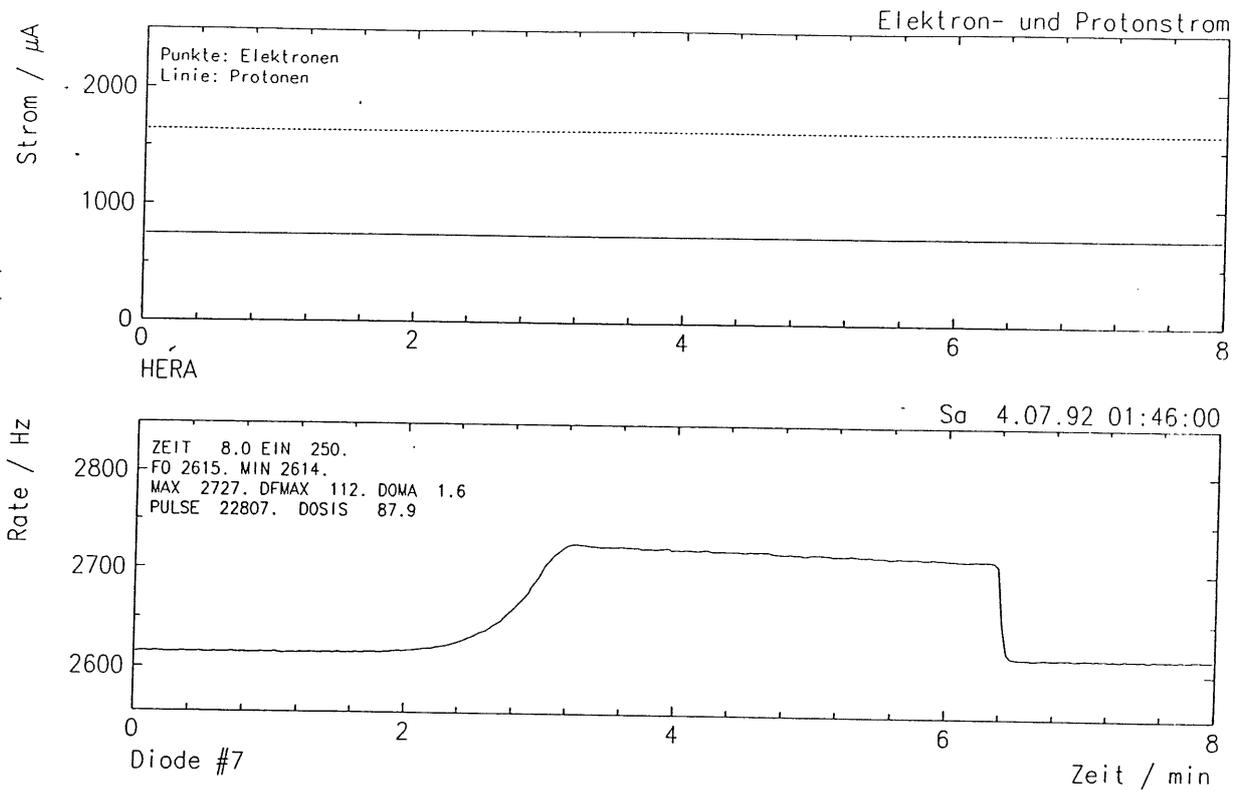


Abbildung 6.8: Beispiel für einen Vorgang mit *KURZER* Kollimator-Öffnungszeit

OFFENE KOLLIMATOREN	$D_N$ in $mrad/mA$					
	#6	#7	#3	#5	#2	#4
<b>KURZ (3 min)</b>	50	46	31	17	10	-
- relative Belastung	1.09	1.0	0.67	0.38	0.22	-
- mittlere Belastung	9.6 $mrad/mA \cdot min$					
<b>LANG (8 min)</b>	111	103	69	40	23	-
- relative Belastung	1.08	1.0	0.67	0.39	0.22	-
- mittlere Belastung	9.2 $mrad/mA \cdot min$					
<b>TESTBETRIEB</b>	510	480	320	190	110	-
- relative Belastung	1.06	1.0	0.67	0.38	0.22	-
- mittlere Belastung	9.7 $mrad/mA \cdot min$					

Tabelle 6.3: Ergebnisse für Synchrotron-Strahlung bei geöffneten Kollimatoren

**Teilchenverluste durch Protonen-Blenden:** Bei 7 *HERA*-Betriebsphasen wurde nach der Beschleunigung der Elektronen beim Schließen der Protonen-Blenden<sup>2</sup> eine Strahlenbelastung durch Teilchenverluste des Protonenstrahls gemessen. Da sich die Verluste im Wert des Protonenstromes nicht bemerkbar machen, konnten die gemessenen Strahlendosen nicht auf eine Stromeinheit normiert werden. In Abb. 6.10 ist ein Beispiel für einen solchen Vorgang gezeigt. Die gemessenen Strahlendosen liegen bei diesen Vorgängen zwischen 1 und 8 *mrAd*.

**Strahlverluste bei den Elektronen:** Es wurden 6 Vorgänge ausgewertet. Die Strahlenbelastungen durch Elektronen-Strahlverluste liegen zwischen 2 und 220 *mrAd/mA*. Ein vollständiger Verlust des Elektronen-Strahls ist in Abb. 6.11 dargestellt. Bei 15 der 30 gemessenen Einzelwerte kann eine Sättigung stattgefunden haben.

## Die örtliche Verteilung der Strahlenbelastungen

Die in den Tabellen der vorigen Abschnitte aufgeführten Werte für die relative Strahlenbelastungen geben Aufschluß über die örtliche Verteilung der Strahlenbelastung am Ort der Photodioden.

Weder bei Strahl-Injektionen noch bei Strahl-Verlusten sind eindeutige Aussagen über räumliche Unterschiede in der Strahlenbelastung möglich. Es muß daher von einer homogenen Verteilung der Strahlendosis ausgegangen werden.

Über die örtliche Verteilung der Belastung durch Synchrotronstrahlung bei offenen Kollimatoren können dagegen Angaben gemacht werden. In Abb. 6.12 sind die in Tabelle 6.3 aufgeführten Meßwerte zusammen mit den Positionen der Photodioden gezeigt. Wegen des Ausfalls von Diode#4 steht an der Außenseite der *HERA*-Speicherringe nur ein Meßpunkt zur Verfügung. Trotzdem ist aus den Werten darauf zu schließen, daß an der Innenseite der Speicherringe etwa eine *fünffach* höhere Strahlenbelastung als außen vorliegt.

Die gleiche Strahlenbelastung bei Diode#6 und Diode#7 zeigt, daß die Synchrotronstrahlung an dieser Stelle keine bevorzugte Richtung aufweist. Bei einer gerichteten Strahlung würde mit Photodioden, die parallel zu ihrer empfindlichen Fläche getroffen werden, eine kleinere Dosis gemessen werden.

Der Grund dafür ist, daß bei streifendem Einfall das empfindliche Silizium-Volumen eine Dicke von 1 *cm* in Richtung der einfallenden Photonen besitzt. Hier gelten nicht mehr die Voraussetzungen von Kapitel 2.2. Bei der mittleren Energie der Synchrotronstrahlungs-Photonen von etwa 32 *keV* ergibt sich aus dem Abschwächungsgesetz für Photonen (Gleichung 2.1), daß 1 *cm* Silizium nur von etwa 4 % aller einfallenden Photonen durchdrungen wird. Wegen des exponentiellen Abfalls der Wechselwirkungswahrscheinlichkeit findet die Energieabsorption der restlichen 96 % nicht gleichmäßig in

<sup>2</sup>Die Protonen-Blenden (*scraper*) werden vor dem Beginn des Luminositätsbetriebs etwa gleichzeitig mit den Synchrotronstrahlungs-Kollimatoren geschlossen. Die Protonen-Blenden befinden sich in der *HERA*-Experimentierhalle *West* auf dem *DESY*-Gelände und im Bereich des *ZEUS*-Detektors in der *HERA*-Experimentierhalle *Süd*. Beim Schließen der Blenden kann es bei nicht optimaler Protonenstrahlage zu einem "Abstreifen" von Teilchen und damit zu geringfügigen Strahlverlusten kommen.

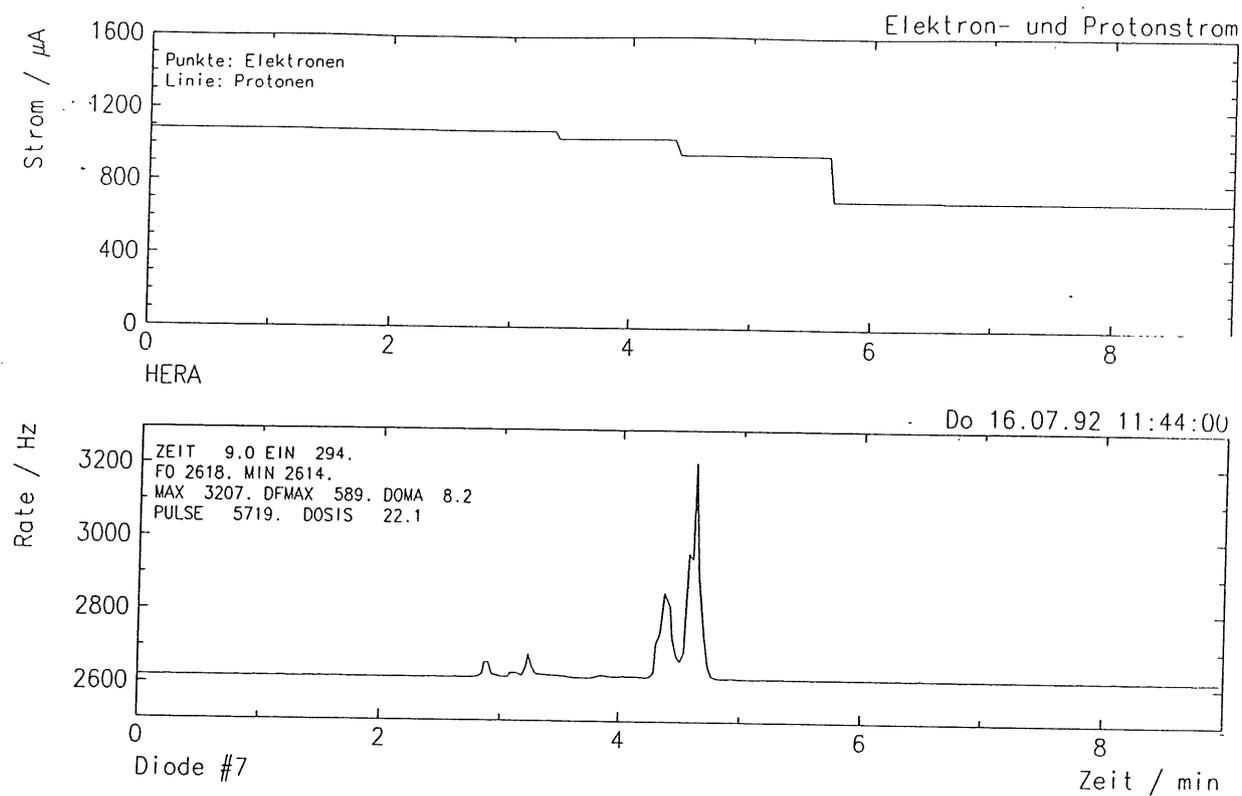


Abbildung 6.9: Beispiel für einen teilweisen Protonenstrahl-Verlust

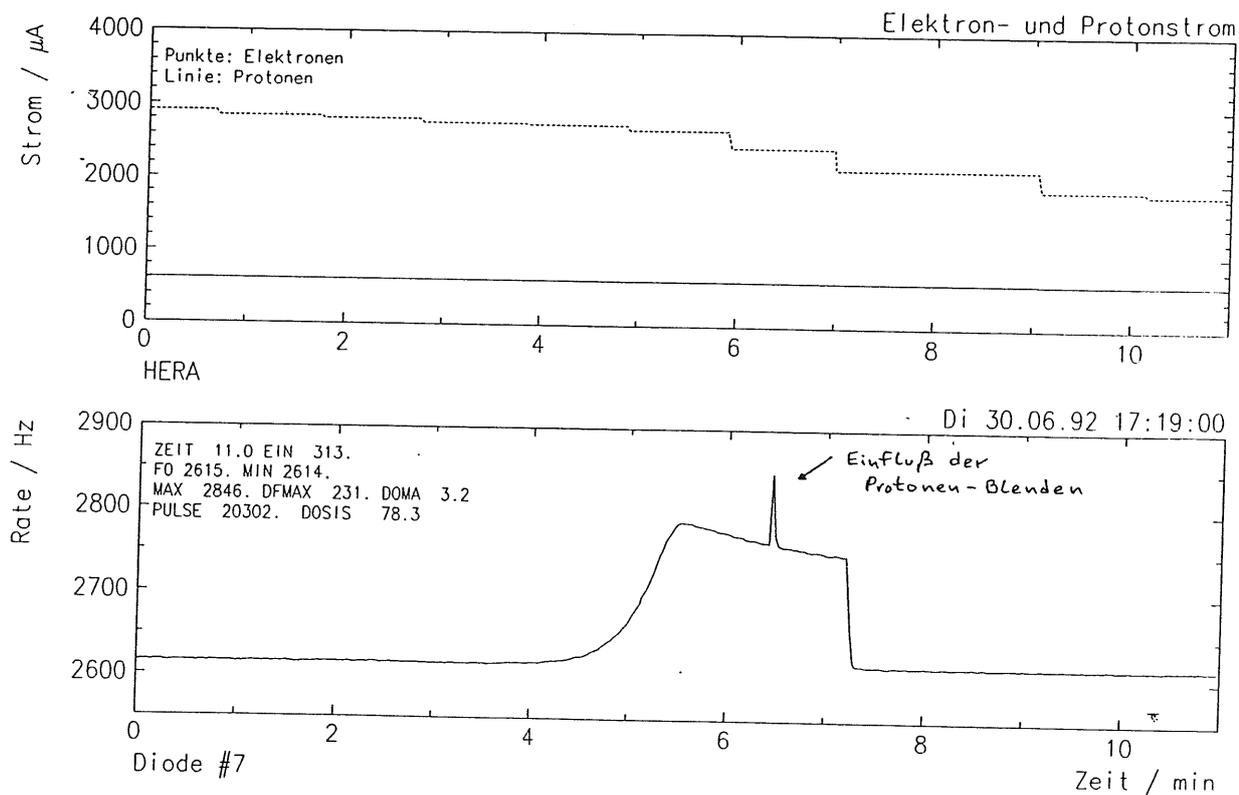


Abbildung 6.10: Beispiel für Protonenstrahl-Verluste durch Schließen der Protonenblenden

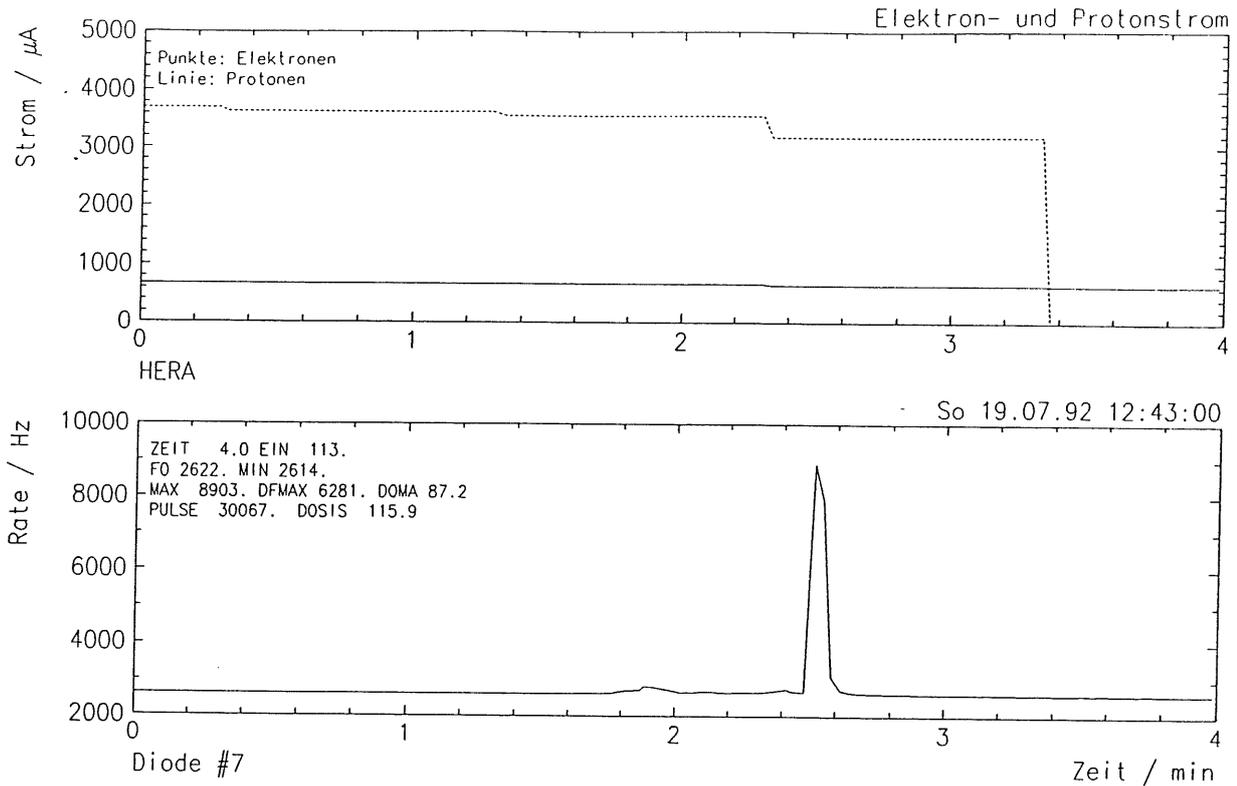
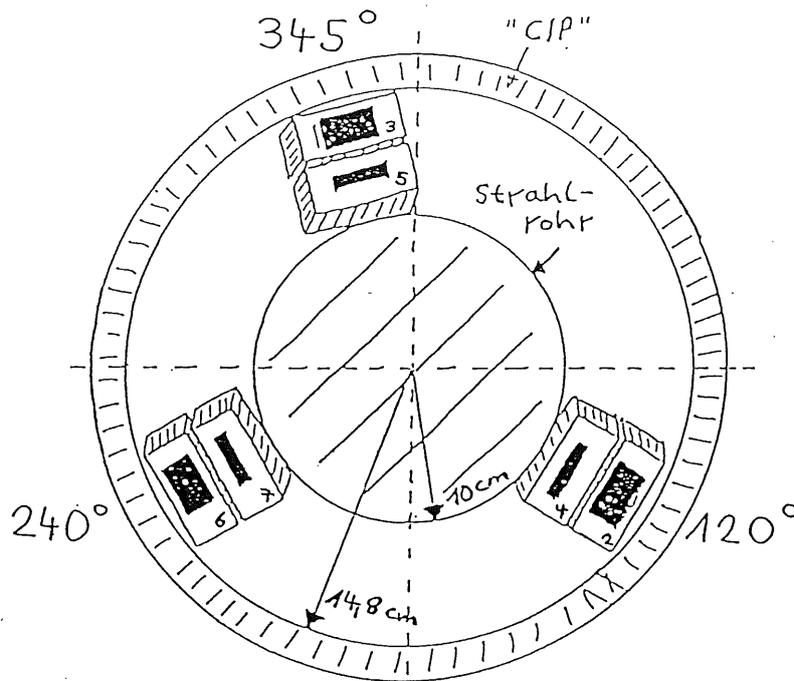


Abbildung 6.11: Beispiel für einen vollständigen Elektronenstrahl-Verlust

STRAHLVERLUSTE	$D_N$ in $mrad/mA$					
	#6	#7	#3	#5	#2	#4
PROTONEN	34	52	55	65	57	-
- relative Belastung	0.7	1.0	1.1	1.3	1.1	-
- mittlere Belastung	1 – 240* $mrad/mA$					
ELEKTRONEN	40	44	40	43	61	-
- relative Belastung	0.9	1.0	0.9	1.0	1.4	-
- mittlere Belastung	2 – 220* $mrad/mA$					
	$D_E$ in $mrad$					
	#6	#7	#3	#5	#2	#4
PROTONEN-BLENDEN	1.2	2.3	1.6	2.0	2.9	-
- relative Belastung	0.5	1.0	0.7	0.9	1.3	-
- mittlere Belastung	1 – 8 $mrad/mA$					

Tabelle 6.4: Ergebnisse für Strahlverluste



Diode	# 6	# 7	# 3	# 5	# 2	# 4
relative Belastung	1,07	1,0	0,67	0,38	0,22	—

Abbildung 6.12: Zur örtlichen Verteilung der Synchrotron-Strahlung

der 1 cm langen Diode, sondern in einem kleineren Volumen statt. Da aber die Eichung auf das gesamte Dioden-Volumen bezogen wird, ist die tatsächliche Dosis innerhalb des Dioden-Volumens größer und es wird scheinbar eine geringere Dosis gemessen. Beim Dioden-Paar #3/#5 könnte dieser Fall eingetreten sein. Die parallel zum Strahlrohr liegende Diode#5 registriert eine um den Faktor 1.7 kleinere Dosis als Diode#3. Folgt man obiger Argumentation, so gibt es an dieser Stelle eine Vorzugsrichtung der Synchrotronstrahlung parallel zum Strahlrohr.

### Zusammenfassung

In Tabelle 6.5 sind die in den Einzelmessungen bestimmten Bereiche der Strahlenbelastungen für die unterschiedlichen HERA-Betriebszustände zusammengestellt. Die mittleren Strahlenbelastungen der unterschiedlichen HERA-Betriebszustände bilden die Grundlage für die in Kapitel 6.2 durchgeführte Hochrechnung auf die HERA-Sollströme.

HERA-Betriebszustände		Gesamtdosis pro Stromeinheit	
Protonen-Injektionen	SAUBER	1 – 16	<i>mrad/mA</i>
	MEHRFACH-VERSUCHE	8 – 240	”
	TEST	20 – 360*	”
Elektronen-Injektionen	SEHR GUT	1 – 11	<i>mrad/mA</i>
	GUT	5 – 22	”
	MITTEL	13 – 43	”
	SCHLECHT	22 – 394*	”
Offene Kollimatoren	KURZ	15 – 50	<i>mrad/mA</i>
	LANG	55 – 90	”
	TESTBETRIEB	110 – 970	”
Strahlverluste	Protonen	1 – 240*	<i>mrad/mA</i>
	Elektronen	2 – 220*	”
	Protonen-Blenden	1 – 8	<i>mrad</i>

Tabelle 6.5: Zusammenfassung der Ergebnisse aller HERA-Betriebszustände. Der hochgestellte Stern\* bedeutet eine mögliche Sättigung.

## 6.2 Hochrechnung auf die HERA-Sollströme

Die für *HERA* geplanten höchsten Teilchenströme betragen für *Protonen* 160 *mA* und für *Elektronen* 60 *mA*. Die auf 1 *mA* Strahlstrom normierten mittleren Strahlendosen werden zunächst auf die jeweilige Stromstärke skaliert. Im Anschluß werden diese Strahlendosen auf *ein Jahr HERA-Betrieb* hochgerechnet. Ein *Jahr* sind hier 200 *Tage* ununterbrochenen *HERA*-Betriebs, um Betriebspausen zu berücksichtigen.

Im letzten Schritt werden die Strahl-Lebensdauern in den Speicherringen berücksichtigt. Unter guten Bedingungen ergeben sich typische Strahl-Lebensdauern von etwa 20 *h* bei *Protonen* und etwa 6 *h* bei *Elektronen*. Für die Hochrechnung wird daher mit täglich einer Protonen-Injektion und vier Elektronen-Injektionen mit anschließenden Synchrotronstrahlungs-Belastungen gerechnet. Die Grundlage der Hochrechnung bilden die mittleren Belastungen, die in den Tabellen des vorigen Abschnitts für die einzelnen *HERA*-Betriebszustände angegeben sind.

Desweiteren wird angenommen, daß jeder Teilchenstrahl verlorenght und es dabei zu einer Strahlenbelastung von 5 bis 50 *mrad/mA* kommt. Die Teilchenverluste des Protonenstrahls durch das Schließen der Protonen-Blenden werden wegen der damit verbundenen geringen Strahlenbelastungen nicht berücksichtigt.

Während der Betriebsphasen mit gespeicherten Teilchenstrahlen wird mit den Photodioden keine Strahlenbelastung nachgewiesen. Es wird für die Hochrechnung der ungünstigste Fall angenommen, daß während des stabilen *HERA*-Betriebs die Strahlenbelastung gerade unter der Nachweisgrenze der empfindlichen Photodioden von  $\dot{D} = 0.014 \text{ rad/h}$  liegt. Da während dieser Phasen mit einer Strahlenbelastung durch *Synchrotron-Strahlung* gerechnet wird und die höchsten Elektronen-Ströme während des Auswerte-Zeitraumes bei etwa 3 *mA* lagen, wird ein Skalierungsfaktor von 20 benutzt.

Im oberen Teil der Tabelle 6.6 sind die Ergebnisse dieser Hochrechnung angegeben. Die erste Zeile gibt für den jeweiligen Betriebszustand den möglichen Bereich der Belastung an. Darunter sind die Jahresbelastungen aufgeführt, die sich mit der angegebenen Skalierung ergeben. Die Grundlage der Hochrechnung soll zunächst der *HERA-Luminositätsbetrieb* bilden. Daher wird im oberen Teil der Tabelle von den verschiedenen *HERA*-Betriebszuständen der *Testbetrieb* jeweils nicht berücksichtigt.

Im unteren Teil der Tabelle wird die zusätzliche Strahlenbelastung durch Testbetrieb von *jährlich 2 Monaten* abgeschätzt. Dies wird dadurch erschwert, daß der *HERA*-Testbetrieb sehr unterschiedlich sein kann. Der Elektronenstrahl wird häufig nicht auf seine Endenergie beschleunigt, sondern bei der Injektionsenergie von  $12\text{ GeV}$  gespeichert. In solchen Fällen kommt es daher zu keiner Belastung durch Synchrotronstrahlung. Außerdem werden zu Testzwecken oft Teilchenstrahlen mit kleineren als den maximal möglichen Stromstärken injiziert, was bei der Hochrechnung durch eine entsprechende Skalierung berücksichtigt werden muß.

Die Hochrechnung der Strahlenbelastung durch Testbetrieb wird jeweils für gute und für schlechte Bedingungen durchgeführt.

Es wird mit 5 bzw. 10 täglichen Injektionen für beide Teilchenstrahlen gerechnet. Unter schlechten Bedingungen wird die maximale Stromstärke injiziert, während im anderen Fall mit einem *Zehntel* des Maximalstroms gerechnet wird. Außerdem wird angenommen, daß im günstigsten Fall der Elektronenstrahl bei nur  $12\text{ GeV}$  gespeichert wird. Schließlich wird in jedem Fall mit einem unbeabsichtigten Strahlverlust gerechnet, der mit einer Strahlendosis von  $100\text{ mrad}$  verbunden ist. Die Hochrechnung für den *HERA*-Testbetrieb ist im unteren Teil der Tabelle 6.6 angegeben.

	Integrierte Gesamt-Dosis	Skalierung
Protonen- Injektionen	5 - 69 $mrad/mA$ 0.2 – 2.2 $krad/y$	160 × 200 × 1
Elektronen- Injektionen	4 - 25 $mrad/mA$ 0.2 – 1.2 $krad/y$	60 × 200 × 4
Offene Kollimatoren	31 - 70 $mrad/mA$ 1.5 – 3.4 $krad/y$	60 × 200 × 4
Protonen- Strahlverluste	5 - 50 $mrad/mA$ 0.2 – 1.6 $krad/y$	160 × 200 × 1
Elektronen- Strahlverluste	5 - 50 $mrad/mA$ 0.2 – 2.4 $krad/y$	60 × 200 × 4
Gespeicherte Strahlen bei Luminositätsbetrieb	$\leq 0.014 rad/h$ $\leq 1.3 krad/y$	20 × 24 × 200
<b>SUMME</b>	<b>3.6 – 12.1 <math>krad/y</math></b>	
Zusätzliche Belastungen durch Testbetrieb (2 Monate/Jahr)		
Protonen- Injektionen	86 $mrad/mA$ 0.4 – 8.3 $krad/y$	16 × 60 × 5 160 × 60 × 10
Elektronen- Injektionen	46 $mrad/mA$ 0.1 – 1.7 $krad/y$	6 × 60 × 5 60 × 60 × 10
Offene Kollimatoren	320 $mrad/mA$ 0 – 11.5 $krad/y$	— 60 × 60 × 10
Protonen- Strahlverluste	100 $mrad/mA$ 0.5 – 9.6 $krad/y$	16 × 60 × 5 160 × 60 × 10
Elektronen- Strahlverluste	100 $mrad/mA$ 0.2 – 3.6 $krad/y$	6 × 60 × 5 60 × 60 × 10
<b>SUMME</b>	<b>1.2 – 34.7 <math>krad/y</math></b>	

Tabelle 6.6: Ergebnisse der Hochrechnung auf HERA-Sollströme

Alle beim Betrieb der *HERA*-Speicherringe auftretenden Quellen von Strahlenbelastungen lassen zusammen bei der maximalen Leistung von *HERA* eine jährliche integrierte Gesamtdosis von 3.6 bis 12.1  $krad$  in einem radialen Abstand  $r = 11$  bis 14  $cm$  von den Teilchenstrahlen erwarten. Durch jährlich 2 Monate Testbetrieb kann die zusätzliche Strahlenbelastung zwischen 1 und 35  $krad$  betragen.

### 6.3 Diskussion der Ergebnisse

**Gesamt-Strahlenbelastung:** Die in Tabelle 6.6 in Kapitel 6.2 aufgeführten Gesamtbelastungen für unterschiedliche *HERA*-Betriebszustände zeigen, daß die Synchrotronstrahlung der Elektronen bei geöffneten Kollimatoren mit einem Anteil von 30 bis 40 % an der gesamten Strahlenbelastung die stärkste Untergrundquelle darstellen. Die Strahlendosis hängt dabei nur von der Zeitspanne ab, die die Kollimatoren nach der Beschleu-

nigung der Elektronen geöffnet bleiben, denn alle untersuchten Vorgänge ergeben eine auf eine Zeiteinheit normierte Strahlenbelastung von etwa  $10 \text{ mrad}/\text{mA}\cdot\text{min}$ . Würden die Kollimatoren vor der Beschleunigung geschlossen werden, ließe sich dieser Anteil an der Gesamtbelastung vermeiden. Die Beschleunigung der Elektronen bei *geschlossenen* Kollimatoren ist prinzipiell möglich [BIALOW 1992].

Strahlinjektionen und Strahlverluste tragen etwa in gleichem Maße zur Gesamtbelastung bei. Für den zukünftigen *HERA*-Routinebetrieb ist anzunehmen, daß nach dem Erreichen der maximalen Strahlströme und der Optimierung der Injektionsprozeduren die unteren Grenzen der in Tabelle 6.6 angegebenen Strahlenbelastungen relevant sind. Es kann weiterhin davon ausgegangen werden, daß es nur in seltenen Fällen zu unbeabsichtigten Strahlverlusten und damit verbundenen hohen Strahlendosen kommen wird. Die Erfahrungen mit dem *HERA*-Betrieb im Sommer 1992 zeigen, daß die geplante Vernichtung<sup>3</sup> eines Teilchenstrahls mit Strahlendosen von weniger als  $5 \text{ mrad}/\text{mA}$  verbunden ist.

Wird die Strahlenbelastung durch Synchrotronstrahlung bei offenen Kollimatoren nicht berücksichtigt, dann ergibt sich bei den eben erläuterten optimalen Bedingungen eine jährliche Strahlendosis von etwa  $2 \text{ krad}$ .

Bei *HERA* ist man jedoch noch weit von den maximalen Strahlströmen entfernt. Während der nächsten Betriebsphasen wird es daher auch Testphasen geben, die mit höheren Strahlendosen verbunden sind. Eine Hochrechnung auf die jährliche Strahlendosis ist schwierig, da gleichartige Betriebs-Zustände zu sehr unterschiedlichen Strahlenbelastungen führen können. Die im unteren Teil von Tabelle 6.6 durchgeführte Hochrechnung zeigt, daß die verursachte Strahlenbelastung durch 2-monatigen Testbetrieb wesentlich größer sein kann als die jährliche Gesamtbelastung durch normalen *HERA*-Betrieb.

**Örtliche Verteilung der Strahlenbelastungen:** Bei Strahlinjektionen und Strahlverlusten konnten keine signifikanten Unterschiede in den Strahlendosen der einzelnen Photodioden gemessen werden. Eine gleichmäßige Strahlenbelastung entspricht der Erwartung, da bei Injektionen und Strahlverlusten die Teilchen entlang des gesamten Speicherringes verlorengehen. Dies führt zu Teilchenschauern, die im Bereich der Wechselwirkungszone den *H1*-Detektor parallel zum Strahlrohr durchdringen und eine homogene Strahlenbelastung hervorrufen.

Bei der Verteilung der Strahlendosis durch Synchrotronstrahlung wurden dagegen örtliche Unterschiede gemessen. Die *fünffach* höhere Strahlenbelastung an der Innenseite des *HERA*-Ringes im Vergleich zur Außenseite läßt sich durch Streuung der Synchrotronstrahlungs-Photonen erklären.

In Abb. 1.4 in Kapitel 1.3 ist an der Ausbreitung der *direkten* Synchrotronstrahlung zu erkennen, daß ohne Streuung die Außenseite einer stärkeren Strahlenbelastung ausgesetzt sein würde. Das Strahlrohr innerhalb des *H1*-Detektors wird jedoch wegen der Streuung der Photonen an den Kollimatoren und Absorbern nicht von der direk-

<sup>3</sup>Bei der gezielten Vernichtung eines Teilchenstrahls ("beam-dump") wird dieser durch zusätzliche Magnetfelder ("kicker") auf ein dafür vorgesehenes "target" gelenkt. Der gesamte Teilchenstrahl geht dabei innerhalb weniger Umläufe im Speicherring (in weniger als  $100 \mu\text{s}$ ) verloren.

ten Synchrotronstrahlung getroffen. Auch bei geöffneten Kollimatoren erreichen nur gestreute Photonen den zentralen Strahlrohr-Abschnitt. Als Quellen gestreuter Synchrotronstrahlung kommen die Kante des C3-Kollimators, der Absorber A12 sowie die Innenflächen der Kollimatoren C4 und C5 in Frage (siehe [PITZL 1987]).

**Fehler durch Extrapolation und Sättigung:** Das in Kapitel 3.2 beschriebene zeitliche Verhalten des Strom/Frequenz-Konverters ist zusammen mit der Zeitstruktur der Datennahme (Kapitel 5.1) zum einen die Ursache für den Fehler durch die Totzeit-Korrektur, der den Gesamtfehler einer Einzelmessung dominiert, und zum anderen für das Problem der Sättigung. Die zeitliche Verzögerung kurzzeitiger Strahlenbelastungen durch die Konverter-Elektronik würde eine wesentlich genauere Messung der Strahlendosis dann ermöglichen, wenn bei der Datennahme die Zähler einerseits häufiger ausgelesen und andererseits die Totzeit in der Datennahme auf ein Minimum begrenzt werden würde. Da auf die Zeitstruktur der Datennahme kein Einfluß genommen werden konnte, sind die Abklingzeit der Konverter (2 sek bzw. 4 sek) und die Zeitfenster der Auslese (1.5 sek) in der gleichen Größenordnung.

Der Fehler in der Strahlendosis durch Sättigung kann nicht berechnet werden. Bei der Bestimmung der mittleren Strahlenbelastung der unterschiedlichen HERA-Betriebszustände wurden daher solche Vorgänge nicht berücksichtigt, bei denen die Möglichkeit der Sättigung besteht. Die in Tabelle 6.5 angegebenen oberen Grenzen dagegen beinhalten *alle* Einzelmessungen, um die große Variation der einzelnen Meßwerte bei gleichartigen HERA-Betriebszuständen zu verdeutlichen.

Aus folgenden Gründen kann davon ausgegangen werden, daß die *tatsächlichen* Strahlendosen der betreffenden Vorgänge *nicht* wesentlich höher liegen: Bei den meisten Einzelmessungen (ausgenommen Strahlverluste) lagen die Spitzenbelastungen höchstens 1000 Hz über der Schwellenfrequenz  $f_S$  von 3000 bzw. 4000 Hz. Die Wahrscheinlichkeit für eine Sättigung wird kleiner, je näher die ausgelesenen Frequenzen bei der Schwellenfrequenz liegen und deshalb ist es in vielen Fällen wahrscheinlich, daß überhaupt keine Sättigung stattgefunden hat.

Andererseits liegt bei fast allen verworfenen Vorgängen die mögliche Sättigung nur bei einer einzigen Spitzenbelastung vor (d.h. bei nur einer einzigen Zählrate). Bei Strahlinjektionen wird jedoch die gesamte Strahlenbelastung durch eine Vielzahl solcher Spitzen hervorgerufen, so daß selbst bei tatsächlich stattgefundener Sättigung das Ergebnis für die Gesamtdosis nicht wesentlich verfälscht wird.

Zusammenfassend betrachtet stellt die Sättigung der Strom/Frequenz-Konverter zwar eine gewisse Unsicherheit in den gemessenen Strahlendosen der betroffenen Vorgänge dar; die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen werden insgesamt dadurch jedoch nicht verfälscht.

# Zusammenfassung

Das Ziel dieser Diplomarbeit war die Messung von Strahlenbelastungen im *H1*-Detektor in Strahlrohrnähe während des *HERA*-Betriebs.

Dazu wurden ein Aufbau von insgesamt sechs Photodioden mit einer Fläche von jeweils  $1\text{ cm}^2$  im Detektor installiert. Die Dioden und das elektronische Auslesesystem wurden im Labor mit einem  $^{137}\text{Cs}$ -Präparat kalibriert. Das Meß-System erwies sich als linear über seinen gesamten Empfindlichkeitsbereich von  $0.01 - 300\text{ rad/h}$ .

Die Photodioden wurden innerhalb des *H1*-Detektors in einem Abstand  $r = 11 - 14\text{ cm}$  von den Teilchenstrahlen an einer Position  $z = -136\text{ cm}$  relativ zum Wechselwirkungspunkt installiert. Die Auslese erfolgte über das Datennahme-System der *H1*-Veto-Wand.

Aus dem Meß-Zeitraum *29. Juni bis 3. August 1992* wurden insgesamt 152 einzelne *HERA*-Betriebszustände ausgewertet. Meßbare Strahlenbelastungen ergaben sich bei Strahlinjektionen, Strahlverlusten und durch Synchrotronstrahlung der Elektronen bei geöffneten Kollimatoren. Während der übrigen Betriebsphasen lag die Strahlenbelastung unter der Nachweisgrenze des verwendeten Meß-Systems.

Die im Sommer 1992 gespeicherten Strahlströme stellen mit weniger als 2% beim Protonen- und weniger als 6% beim Elektronenstrahl jedoch nur einen Bruchteil der bei *HERA* maximal möglichen Ströme dar. Daher mußten die Meßergebnisse auf die Maximalströme skaliert werden. Die Strahlenbelastung durch gleichartige *HERA*-Betriebszustände ist allerdings keine Speicherring-Konstante. So wurde beispielsweise bei der Injektion eines Elektronenstrahls von  $2.8\text{ mA}$  Stromstärke einmal eine Strahlendosis von  $16\text{ mrad}$  und in einem anderen Fall von mehr als  $200\text{ mrad}$  gemessen. Die Abschätzung der Gesamt-Strahlenbelastung ist also an gewisse Annahmen über den zukünftigen *HERA*-Betrieb gebunden.

Insgesamt wird die *jährliche Gesamtbelastung* durch den *HERA*-Betrieb bei maximaler Leistung für die Experimente mit *4 bis 12 krad* abgeschätzt. Durch reinen Testbetrieb der Speicherringe muß mit einer zusätzlichen Strahlendosis von bis zu *35 krad* pro Jahr gerechnet werden. Für einen ungefährdeten Betrieb des zukünftigen *H1*-Vertexdetektors sollte eine obere Grenze von jährlich etwa *15 krad* nicht überschritten werden. Unter schlechten Bedingungen kann dieser Fall eintreten. Es ist allerdings anzunehmen, daß der *HERA*-Betrieb in Zukunft so optimiert sein wird, daß die Strahlenbelastungen unter der Grenze von *15 krad/y* bleiben. Allerdings wird sich der Vertexdetektor näher an den Teilchenstrahlen befinden, als derzeit wegen des bestehenden Strahlrohres gemessen werden kann.

Mit dem System aus Photodioden und Strom/Frequenz-Konvertern ist die Messung der Strahlendosis eines einzelnen *HERA*-Betriebszustandes bis zu einer unteren Grenze von etwa  $1\text{ mrad}$  möglich. Die Genauigkeit, mit der ein einzelner Vorgang gemessen werden kann, ließe sich durch eine angepaßtere Auslese-Software verbessern.

Das System bleibt auch in Zukunft im *H1*-Detektor installiert. Insbesondere nach dem Erreichen der maximalen Strahlströme und der Installation des schmaleren Strahlrohres kann die Strahlenbelastung durch den zukünftigen *HERA*-Betrieb weiter untersucht werden.

# Anhang A

## Schaltplan des Strom/Frequenz-Konverters & Photos

### Schaltplan des Strom/Frequenz-Konverters

In Abb. A.1 ist der Schaltplan des Strom/Frequenz-Konverters gezeigt. Bei einem Eingangsstrom  $I$  ergibt sich die Ausgangsfrequenz aus der Beziehung

$$f = \frac{V_R + I \cdot R_5}{10 \cdot R_4 \cdot (C_5 + C_9)}. \quad (\text{A.1})$$

Dabei bedeutet  $V_R$  eine intern gebildete *Referenzspannung* von  $1\text{ V}$ . Der Wert des Widerstandes  $R_4$  beträgt  $10\text{ k}\Omega$ ; die Gesamtkapazität der Kondensatoren  $C_5$  und  $C_9$  ist  $4\text{ nF}$ . Aus Gleichung A.1 ist zu erkennen, daß die Empfindlichkeit des Konverters durch den Rückkopplungswiderstand  $R_5$  bestimmt wird. Ohne Bestrahlung der Photodiode, also bei einem Eingangstrom von  $I = 0$ , ergibt sich eine Grundfrequenz  $f_o = 2500\text{ Hz}$ .

### Photos

In Abb. A.2 sind die für die Messungen im  $H1$ -Detektor verwendeten Photodioden gezeigt (siehe Kapitel 3.1). In Abb. A.3 ist eines der lichtdicht verpackten Aluminium-Kästchen zu sehen, in denen die Photodioden im  $H1$ -Detektor installiert wurden (siehe Kapitel 3.1). Außerdem ist das Auslesekabel zu erkennen. Die Platine mit einem der Strom/Frequenz-Konverter ist in Abb. A.4 gezeigt (siehe Kapitel 3.2). Schließlich ist in Abb. A.5 die große  $^{137}\text{Cs}$ -Quelle gezeigt, an der die Eichmessungen durchgeführt wurden (siehe Kapitel 4). Man erkennt den Bleibunker, in dem das Präparat aufbewahrt wird. Mithilfe eines Elektromotors kann der Bunker nach einer Seite geöffnet werden. Der Aufenthalt hinter der Quelle ist während der Messungen möglich, da dort keine Streustrahlung auftritt.





Abbildung A.2: Die verwendeten Photodioden (links: PN-Diode, rechts: PIN-Diode)



Abbildung A.3: Eine Photodiode vor der Installation im  $H1$ -Detektor

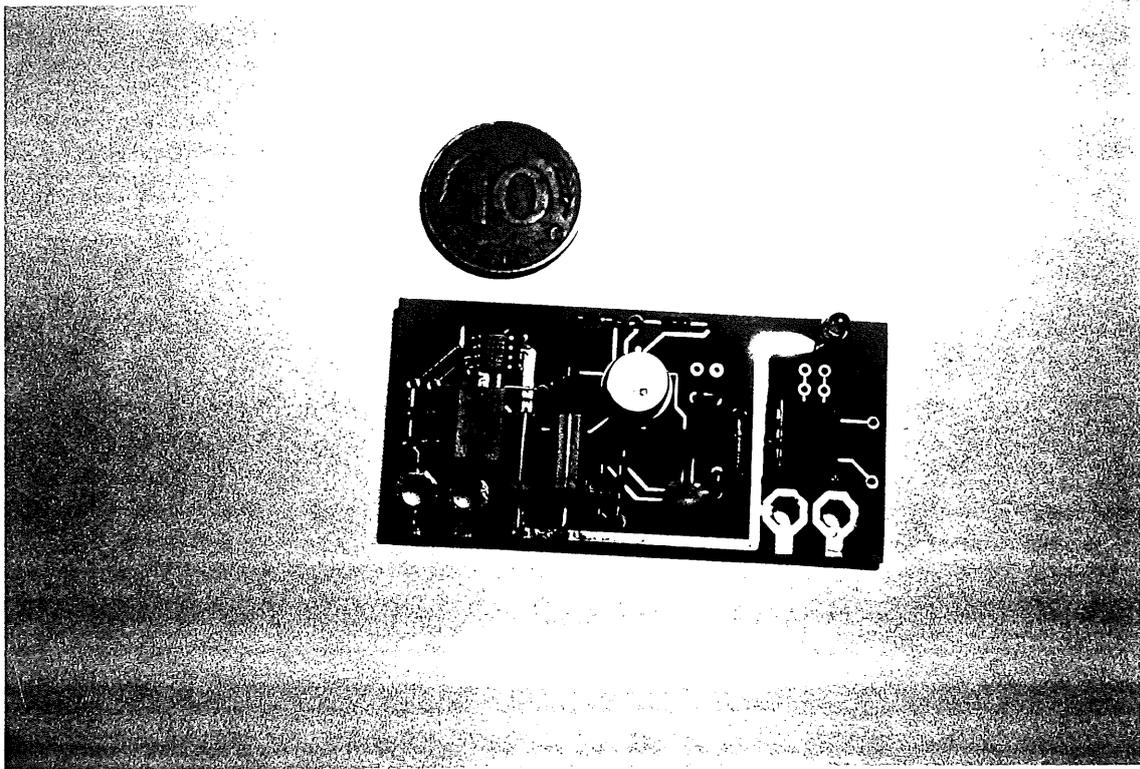


Abbildung A.4: Der Strom/Frequenz-Konverter

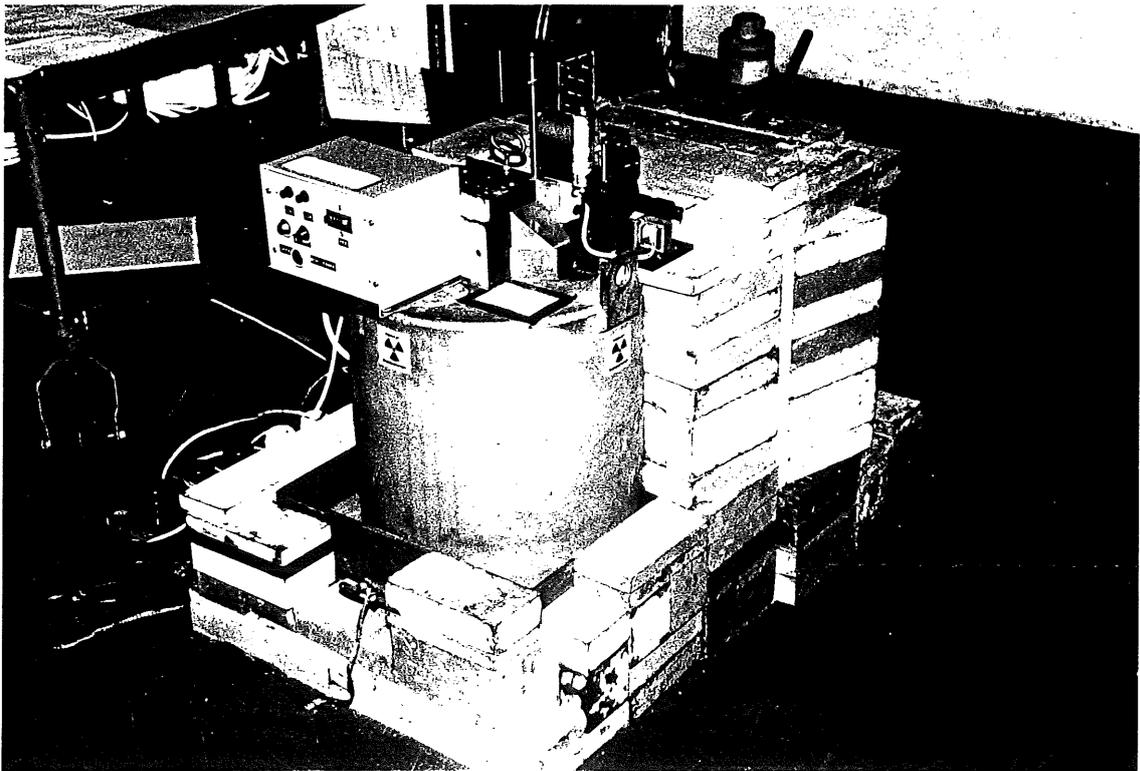


Abbildung A.5: Die große  $^{137}\text{Cs}$ -Quelle

# Anhang B

## Tabellen der Meßwerte

### B.1 Test der Strom/Frequenz-Konverter mit konstanten Strömen

Tabelle B.1 enthält die einzelnen Meßwerte für die in Kapitel 3.2 beschriebenen Messungen an den Strom/Frequenz-Konvertern mit konstanten Strömen. Angegeben ist für jeden Konverter jeweils die Ausgangsfrequenz  $f$  in Abhängigkeit vom Eingangsstrom  $I$ . Aus diesen Werten wurde mithilfe einer linearen Regression jeweils die Konstante  $a_i$  in  $I = a_i \cdot (f - f_o) = a_i \cdot \Delta f$  bestimmt (siehe Kapitel 3.2).

$I [nA] \rightarrow$	0.0	1.0	2.0	3.0	4.0	5.0	6.0
Konverter ↓	↓	↓	↓	↓	↓	↓	↓
	Ausgangsfrequenz $f [Hz]$						
No.1 (stand.)	2480	3880	4980	6420	7580	8620	9850
No.2 ”	2440	3790	4860	6260	7370	8390	9590
No.3 ”	2500	3890	5000	6440	7590	8650	9800
No.5 ”	2570	3950	5060	6520	7660	8740	9840
No.0 (empf.)	2500	5260	7450	10010	10570	-	-
No.4 ”	2540	5320	7530	10030	10570	-	-
Prototyp ”	2660	4950	7320	9670	-	-	-

Tabelle B.1: Meßwerte für die Messungen mit konstanten Strömen

## B.2 Eichmessungen

Tabelle B.2 enthält alle Angaben zur Bestimmung der Dosisleistung der großen  $^{137}\text{Cs}$ -Quelle. Zu jeder Position wird die Entfernung von der Quelle, die Bestrahlungsdauer der TLD-Dosimeter und deren absorbierte Dosis angegeben. Daraus bestimmt sich die Dosisleistung  $\dot{D}_{\text{LiF}}$ , die noch in die entsprechende Größe für Silizium umgerechnet wurde ( $\dot{D}_{\text{Si}} = 1.07 \cdot \dot{D}_{\text{LiF}}$ ). In der Spalte "Blei" ist angegeben, welche Schichtdicke Blei zwischen Quelle und Diode gebracht wurde (nur für Dioden #6 und #7).

Pos.	Entf. [cm]	Blei	Zeit [min]	$D_{\text{LiF}}$ [rad]	$\dot{D}_{\text{LiF}}$ [rad/h]	$\dot{D}_{\text{Si}}$ [rad/h]
1	235.0	-	66	0.37	0.34	0.36
2	195.0	-	54	0.38	0.43	0.46
3	150.0	-	69	0.80	0.70	0.74
4	100.0	-	58	1.63	1.69	1.80
18	75.0	-	46	2.4	3.2	3.4
5	60.0	-	50	4.9	5.9	6.3
17	40.0	-	45	13.5	17.9	19.2
6	30.0	-	57	24	25	27
7	20.0	-	57	50	53	56
11	15.0	-	66	109	100	107
10	12.0	-	108	265	147	157
9	11.0	-	64	170	159	170
8	10.0	-	53	172	194	208
12	9.5	-	38	146	230	246
13	9.0	-	50	220	264	283
A	228.8	58 mm	345	0.07	0.01	0.01
B	108.8	58 mm	810	0.58	0.04	0.05
C	68.8	58 mm	45	0.10	0.12	0.13
D	78.8	20 mm	45	0.32	0.41	0.44
E	118.8	-	60	1.32	1.32	1.41
F	53.8	-	30	3.4	6.8	7.3
G	29.6	-	15	5.9	24	25
H	21.6	-	15	11.3	45	48
I	17.1	-	15	15.3	61	65
J	14.6	-	15	22.9	92	98

Tabelle B.2: Gemessene Dosisleistungen an der großen  $^{137}\text{Cs}$ -Quelle

Tabelle B.3 enthält die Meßwerte aus der Bestrahlung der PIN-Diode an den Strom/Frequenz-Konvertern vom Standard-Typ (Dioden#2, #3, #4 und #5). Angegeben ist für jede Bestrahlungs-Position die Dosisleistung in Silizium sowie der Meßwert für  $\Delta f$ . Der Fehler  $\sigma_{\Delta f}$  wird aus Gleichung 4.1 in Kapitel 4.2 über Fehlerfortpflanzung berechnet. In Tabelle B.4 sind die entsprechenden Größen für die PN-Diode am empfindlichen Konverter-Prototyp (Dioden#6 und #7) zusammengestellt.

Pos.	$\dot{D}_{Si}$ [rad/h]	$\Delta f \pm \sigma_{\Delta f}$ [Hz]			
		# 2	# 3	# 4	# 5
1	0.36	12± 22	13± 22	13± 22	13± 22
2	0.46	17± 22	18± 22	18± 22	17± 22
3	0.74	28± 22	28± 22	29± 22	29± 22
4	1.80	62± 22	63± 22	62± 22	62± 23
5	6.3	164± 23	168± 23	169± 23	167± 23
6	27	653± 27	674± 27	670± 27	674± 27
7	56	1392± 38	1439± 39	1437± 38	1441± 39
11	107	2259± 53	2338± 54	2333± 54	2338± 55
10	157	3568± 78	3693± 80	3679± 80	3694± 80
9	170	4334± 93	4486± 96	4472± 96	4488± 96
8	208	5227±110	5401±114	5396±114	5402±114
12	246	5695±120	5900±124	5881±124	5900±124
13	283	5924±124	6112±128	6119±128	6119±128

Tabelle B.3: Eichwerte für Dioden#2, #3, #4 und #5

Pos.	$\dot{D}_{Si}$ [rad/h]	$\Delta f \pm \sigma_{\Delta f}$ [Hz]
		# 6 und # 7
A	0.01	1 ± 22
B	0.05	4 ± 22
C	0.13	11 ± 22
D	0.44	35 ± 22
E	1.41	131 ± 23
F	7.3	597 ± 27
G	25	1841 ± 46
H	48	3311 ± 73
I	65	5137 ± 109
J	98	6456 ± 135

Tabelle B.4: Eichwerte für Dioden#6 und #7

### B.3 Dosiswerte aller ausgewerteten HERA-Betriebszustände

In den folgenden Tabellen sind die Einzelmessungen aller 152 untersuchten *HERA*-Betriebszustände aufgeführt, die die Grundlage der in Kapitel 6 angegebenen *mittleren Strahlenbelastungen* bilden. Für jeden Betriebszustand werden dessen *Identifikationsnummer (ID)*, der dazugehörige *Strahlstrom  $I_{p,e}$*  und die auf diesen Strom normierten *Strahlendosen  $D_N$*  der einzelnen Photodioden angegeben<sup>1</sup>. In der Tabelle mit den Einzelmessungen bei *offenen Kollimatoren* ist zusätzlich die Zeitdauer angegeben, die die Kollimatoren während des betreffenden Vorgangs geöffnet waren.

---

<sup>1</sup>Bei den Strahlendosen von Protonen-Strahlverlusten durch die Protonenblenden erfolgt die Angabe der *Gesamtdosis  $D_E$* .

Protonen-Injektionen							
ID	$I_p$ [mA]	$D_N$ [mrad/mA]					
		Diode#6	Diode#7	Diode#3	Diode#5	Diode#2	Diode#4
SAUBER							
2	1.15	5.6	8.3	10.6	10.3	9.2	-
4	0.65	6.0	7.7	4.6	9.8	7.2	-
10	1.35	6.7	10.6	12.1	12.4	11.6	-
11	0.70	0.1	0.1	0.1	0.2	0.0	-
12	1.35	0.2	0.7	0.2	1.6	1.2	-
13	1.40	0.3	0.8	0.8	1.0	1.4	-
14	2.20	0.1	0.2	0.2	1.0	1.1	-
15e	1.35	3.8	5.1	5.1	8.3	7.7	-
15g	0.80	1.4	2.1	2.0	1.0	2.9	-
16	1.00	2.0	2.0	4.6	7.2	8.2	-
18	1.35	1.9	2.9	5.5	7.3	7.6	-
18b	1.65	0.9	0.7	1.8	2.5	2.6	-
19	1.10	5.7	5.1	11.5	10.6	16.1	-
20	1.05	2.6	3.8	4.6	3.2	6.4	-
20a	1.00	5.4	6.6	7.5	8.9	11.2	-
21	1.00	5.4	7.7	8.8	13.8	9.7	-
MEHRFACH-VERSUCHE							
1	0.85	118	187	240	175	238	-
8	1.30	60	95	99	110*	109	-
10	1.45	65	117*	105*	86*	117*	-
15d	1.50	13	16	39	20	20	-
15e	1.35	10	12	26	19	32	-
15g	0.80	8	9	18	10	22	-
18b	1.65	18	30*	33*	24*	39	-
20b	1.25	55	80	137	83*	128	-
22	1.30	63*	85*	131*	113*	133*	-
TEST-INJEKTIONEN							
2b	0.05	36	58	48	68	64	-
3	0.60	20	43	60	60	54	-
5	0.95	120	194	172*	201*	186*	-
6	0.45	193	302	315*	359*	323*	-
9	0.70	156	247*	228*	263*	256*	-

Tabelle B.5: Einzelmessungen für *Protonen-Injektionen*

Elektronen-Injektionen							
ID	$I_e$ [mA]	$D_N$ [mrad/mA]					
		Diode#6	Diode#7	Diode#3	Diode#5	Diode#2	Diode#4
							SEHR GUT
14	1.85	2.3	3.4	1.4	2.7	2.0	-
16	1.60	1.5	1.9	1.2	1.6	3.1	-
18	2.10	2.0	2.9	1.9	3.0	3.0	-
19	1.90	4.1	5.8	2.7	5.4	6.0	-
29	2.85	1.4	1.7	1.5	1.6	2.0	-
30	2.95	4.1	5.5	4.6	4.7	5.8	-
31	2.80	4.9	5.9	4.4	4.9	7.1	-
33	2.30	4.9	6.0	4.4	4.8	7.3	-
34	2.30	3.2	3.9	2.8	3.2	3.8	-
36	1.35	1.4	1.8	1.1	1.6	2.4	-
38	2.50	5.0	6.2	4.1	4.7	7.0	-
60	1.80	8.2	7.5	7.1	6.2	10.9	-
61	2.80	5.6	5.8	5.3	4.3	5.7	-
							GUT
23	2.80	13	16	11	12	18	-
25	3.35	15	18	12	13	19	-
26	3.25	11	13	9	9	13	-
28	2.90	15	17	14	13	19	-
32	1.60	9	10	8	7	12	-
37	1.90	8	8	7	5	9	-
39	0.95	8	10	5	8	11	-
40	1.40	8	11	7	9	10	-
43	2.20	10	13	8	9	14	-
45	2.15	15	19	13	15	22	-
46	2.00	13	15*	9	10	15	-
47	1.80	10	13	9	12	15	-
48	1.65	15	18	13	16	22	-
49	1.55	16	19	12	13	19	-
50	2.10	9	11	7	9	12	-
55	3.35	12	15	11	12	18	-
56	2.85	12	12	11*	12*	16*	-

Tabelle B.6: Einzelmessungen für *Elektronen-Injektionen* (Fortsetzung auf der nächsten Seite)

Elektronen-Injektionen							
ID	$I_e$ [mA]	$D_N$ [mrad/mA]					
		Diode#6	Diode#7	Diode#3	Diode#5	Diode#2	Diode#4
							MITTEL
3	2.30	23	28	21	22	32	-
4	2.90	22	27	19	21	30	-
5	2.90	25	29	21	21	32	-
21	1.65	26	33	24	26	38	-
22	3.30	27	32	24	15	43	-
51	1.55	23	28	20	22	33	-
54	1.90	17	21	13	21	24	-
59	1.50	33*	33*	31*	25*	40*	-
							SCHLECHT
1	1.90	38	46	31	35	50	-
2	2.30	61*	74*	50	58*	81*	-
6	2.30	33*	40*	26	29*	42*	-
7	1.90	33	40	28	31	44	-
8	2.80	55	66	45	52	72	-
9	3.10	58*	71*	50	56*	80*	-
41	2.90	22	38	30	36	36	-
42	2.00	27	44	41	41	47	-
53	2.00	41	51	37	39	51	-
57	0.70	155	158*	127*	123*	164*	-
58	0.75	340*	348*	305*	289*	394*	-

Tabelle B.7: Einzelmessungen für *Elektronen-Injektionen* (Fortsetzung)

Synchrotronstrahlung bei offenen Kollimatoren								
ID	$I_e$ [mA]	$t$ [min]	$D_N$ [mrad/mA]					
			Diode#6	Diode#7	Diode#3	Diode#5	Diode#2	Diode#4
								KURZ
1	1.85	5	65	58	38	20	14	-
3	2.20	2.5	32	29	20	11	7	-
4	2.15	2.5	39	36	24	14	9	-
16	1.65	3.5	57	53	36	21	12	-
18	1.50	3.5	51	48	33	19	11	-
21	1.50	2	29	26	18	10	6	-
6a	2.15	4.5	64	60	40	23	14	-
33	1.80	2.5	40	38	26	15	9	-
34	1.75	1.5	22	21	15	9	5	-
36	1.25	4	76	67	45	26	12	-
40	1.35	3.5	48	44	30	17	9	-
41	1.30	3.5	74	65	44	25	13	-
								LANG
2	2.10	7	98	91	61	35	20	-
6b	2.15	8.5	59	54	35	20	12	-
8	1.95	9	161	153	102	61	39	-
9	2.75	5.5	73	77	45	25	15	-
13	1.10	9	155	136	94	57	28	-
14	1.00	9	147	131	92	57	30	-
19	1.30	9	133	123	85	49	28	-
26	2.70	8	103	96	65	37	22	-
30	1.80	5.5	87	76	49	26	14	-
31	1.60	7.5	116	108	72	41	24	-
37	1.25	6	95	90	61	35	20	-
38	1.20	9	156	147	99	57	32	-
39	0.95	7.5	88	84	56	32	18	-
48	1.95	6	81	76	51	30	17	-
54	1.75	6	112	105	73	42	25	-
								TEST-BETRIEB
5	1.70	15	253	234	155	89	51	-
22	1.05	35	589	553	376	217	126	-
23	1.40	32	430	394	272	157	94	-
25	1.30	52	812	765	528	306	178	-
28	1.45	13	198	185	127	76	41	-
29	2.10	11	187	170	109	60	32	-
32	1.15	31	496	476	325	185	100	-
35	1.20	27	394	366	250	142	77	-
42	1.25	16	184	162	109	62	34	-
44	1.25	97	1554	1460	987	548	320	-
46	1.90	11	150	142	96	54	31	-
49	1.30	51	825	830	506	302	160	-
53	1.70	43	582	548	377	216	126	-

Tabelle B.8: Einzelmessungen für *Synchrotronstrahlung bei offenen Kollimatoren*

Strahlverluste							
ID	$I_p$ [mA]	$D_N$ [mrad/mA]					
		Diode#6	Diode#7	Diode#3	Diode#5	Diode#2	Diode#4
PROTONENSTRAHL-VERLUSTE							
3	0.45	134*	131*	184*	180*	194*	-
4	0.30	2.3	4.0	4.3	4.7	5.0	-
7	1.75	63*	92*	117*	138*	107*	-
8	1.20	3.6	6.4	4.3	5.2	7.2	-
9	1.30	1.9	2.9	2.4	3.3	7.6	-
11	0.40	35	55	64	75	58	-
12	1.75	34*	52*	59*	69*	55*	-
13	0.30	80	156*	151*	194*	170*	-
14	0.50	120*	221*	186*	239*	194*	-
16	0.65	0.8	1.4	1.1	1.7	1.4	-
18	0.95	0.2	0.5	0.1	0.2	0.1	-
22	0.17	7	15	9	11	11	-
23	1.60	21	34*	32*	38*	36	-
24	0.65	13	27*	22*	27*	33*	-
25	1.50	34	55	54	65*	56	-
27	1.25	30	47	56*	66*	51*	-
28	1.25	18	29	32*	39*	30	-
29	0.20	15	23	26	29	27	-
30	0.85	38*	59*	67*	78*	60*	-
31	0.16	21	34	36	42	34	-
ELEKTRONENSTRAHL-VERLUSTE							
	$I_e$ [mA]						
6	0.60	75*	74*	89*	87*	93*	-
10	1.15	6.7	7.9	4.4	5.0	7.9	-
15	3.70	27*	31*	25*	29*	30*	-
19	0.95	4.6	6.1	3.4	4.3	7.3	-
21	0.85	125*	143*	116*	130*	224*	-
26	0.93	1.9	2.4	1.5	1.6	2.8	-
STRAHLVERLUSTE DURCH PROTONEN-BLENDEN							
		$D_E$ [mrad]					
A	-	0.9	1.6	1.2	1.7	1.9	-
B	-	1.3	1.3	0.8	0.8	2.0	-
C	-	0.8	1.2	1.2	1.2	3.2	-
D	-	4.0	7.0	5.3	6.2	7.7	-
E	-	0.9	3.4	1.9	2.5	4.0	-
G	-	0.5	0.9	0.6	0.9	1.2	-
H	-	0.2	0.4	0.3	0.5	0.5	-

Tabelle B.9: Einzelmessungen für *Strahlverluste*

# Anhang C

## Berechnungen zur Fehlerabschätzung

### C.1 Fehler durch die Totzeit-Korrektur

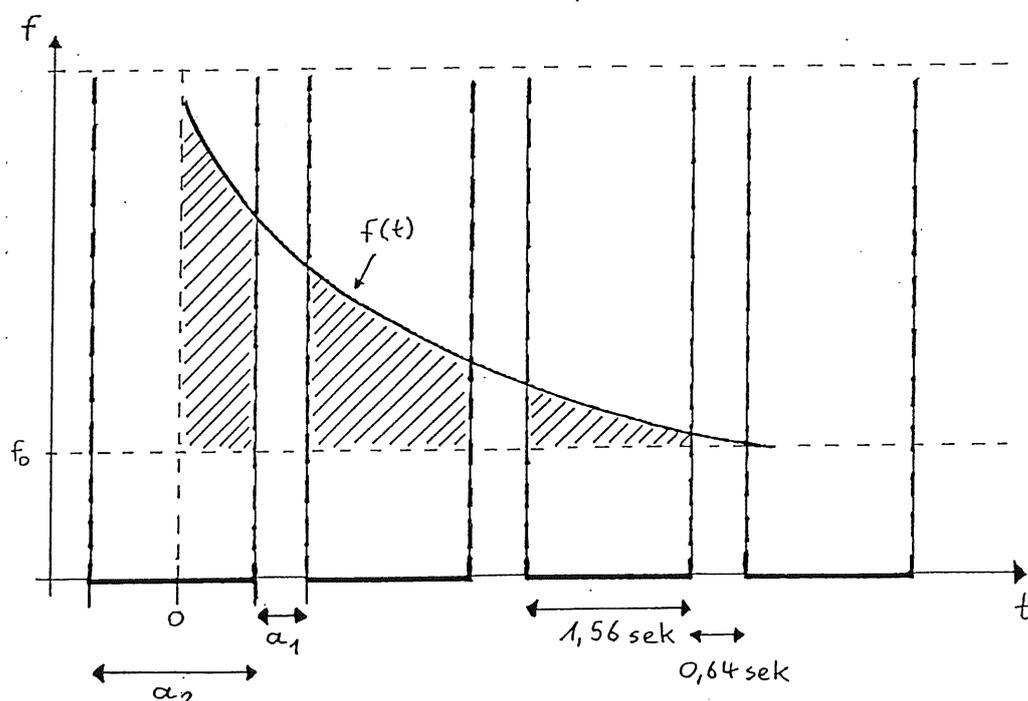


Abbildung C.1: Zur Bestimmung des Extrapolationsfehlers

In diesem Abschnitt soll der Fehler in der integrierten Gesamtdosis  $D_E$  eines einzelnen *HERA*-Betriebszustandes abgeschätzt werden, der bei der Auswertung durch die Extrapolation über die Totzeit bei der Datennahme hervorgerufen wird.

In Abb. C.1 ist das zeitliche Verhalten der Konverter-Ausgangsfrequenz nach einer einzigen kurzzeitigen Strahlenbelastung zusammen mit vier Auslesezeiträumen gezeigt. Das Zeitfenster, in der die *CAMAC*-Zähler die Zählpulse der Konverter registrieren, ist

1.56 *sek* lang (Zählzeit)<sup>1</sup>. Die Totzeit bis zum Beginn des nächsten Zählvorgangs beträgt 0.64 *sek*<sup>2</sup>. Die gesamte Fläche unter der Kurve entspricht der wahren Anzahl  $\Sigma_{wahr}$  von Zählpulsen, die bei dieser kurzzeitigen Strahlenbelastung durch den Strom/Frequenz-Konverter an die *CAMAC*-Zähler gegeben wird. Die schraffierten Flächen dagegen stellen diejenigen Zählpulse dar, die innerhalb der Zeitfenster von den Zählern registriert werden. Die Fläche unterhalb der Grundfrequenz  $f_0$  stellt den Untergrund dar, der bei der Auswertung abgezogen wird.

Die Summe der schraffierten Zählpulse  $\Sigma$  wird zum Ausgleich der Totzeit mit einem Faktor multipliziert, der gleich dem Verhältnis aus der Gesamtzeit von 1.56 *sek* + 0.64 *sek* und der Zählzeit von 1.56 *sek* ist. Die korrigierte Summe wird mit  $\Sigma_{korr}$  bezeichnet.

Das Ziel dieses Abschnittes ist die Berechnung der Differenz aus der wahren Anzahl von Zählpulsen  $\Sigma_{wahr}$  und dem korrigierten Wert  $\Sigma_{korr} = (2.2/1.56) \cdot \Sigma$ . Für den relativen Fehler durch die Totzeit-Korrektur gilt dann

$$\frac{\sigma_{korr}}{D_E} = \frac{\Sigma_{wahr} - (2.2/1.56) \cdot \Sigma}{\Sigma_{wahr}} \quad (C.1)$$

Dieser relative Fehler hängt vom zeitlichen Einsetzen der Strahlenbelastung (in Abb. C.1 bei  $t = 0$ ) relativ zur Lage der Zeitfenster ab. Im *ersten Fall* fällt der Beginn in die Totzeit zwischen zwei Zeitfenster (Bereich von  $a_1$ ) und im *zweiten Fall* beginnt die Strahlenbelastung innerhalb eines Zeitfensters (Bereich von  $a_2$ ). Der relative Fehler  $\sigma_{korr}/D_E$  wurde für alle Werte berechnet, die die beiden Parameter  $a_1$  und  $a_2$  annehmen können. Es wird dabei angenommen, daß die vier in Abb. C.1 gezeigten Auslesezeiträume mit einer Gesamtzeit von etwa 8 *sek* die Strahlenbelastung vollständig abdecken, da diese je nach Konverter-Typ nur 2 bzw. 4 *sek* lang ist.

Die Berechnung der innerhalb der Zeitfenster registrierten Zählpulse geschieht durch stückweise Integration über die schraffierten Flächen in Abb. C.1, was die Summe  $\Sigma$  ergibt. Die wahre Anzahl von Zählpulsen  $\Sigma_{wahr}$  wird durch Integration über den gleichen Zeitraum, jedoch einschließlich der Totzeiten berechnet. Aus Gleichung C.1 wird aus den für alle Werte der Parameter  $a_1$  und  $a_2$  berechneten Summen schließlich der relative Fehler  $\sigma_{korr}/D_E$  bestimmt. Das Ergebnis ist in Abb. C.2 für beide Konverter-Typen ( $k_{PIN} = 2.1 \text{ sek}^{-1}$ ,  $k_{PN} = 1.1 \text{ sek}^{-1}$ ) gezeigt. Aufgetragen ist der relative Fehler  $\sigma_{korr}/D_E$  über den Wert des jeweiligen Parameters  $a$ . Im ungünstigsten Fall ergibt sich für den Strom/Frequenz-Konverter der PIN-Dioden eine Unsicherheit von +60%, während im Idealfall durch die Korrektur zufällig die wahre Anzahl von Zählpulsen ermittelt wird. Bei den empfindlichen Strom/Frequenz-Konvertern zeigt sich ein analoges Verhalten, nur ist hier der relative Fehler wegen der längeren Abklingzeit durchweg kleiner. Bei einem positiven Fehler wird durch die Extrapolation die tatsächliche Strahlenbelastung unterschätzt (siehe Gleichung C.1). Man erkennt aus Abb. C.2, daß es durch die Extrapolation zu einer einseitigen Unterschätzung kommt. Überschätzung und Unterschätzung treten zeitlich zwar mit etwa gleicher Wahrscheinlichkeit auf, jedoch liegen die Fehlerwerte bei Unterschätzung höher.

<sup>1</sup>Dieser Wert schwankte während der Auswertung um weniger als 0.05 *sek*.

<sup>2</sup>Die Totzeit ist nicht konstant. Dieser Wert ist aber typisch für die meisten ausgewerteten *HERA*-Betriebszustände.

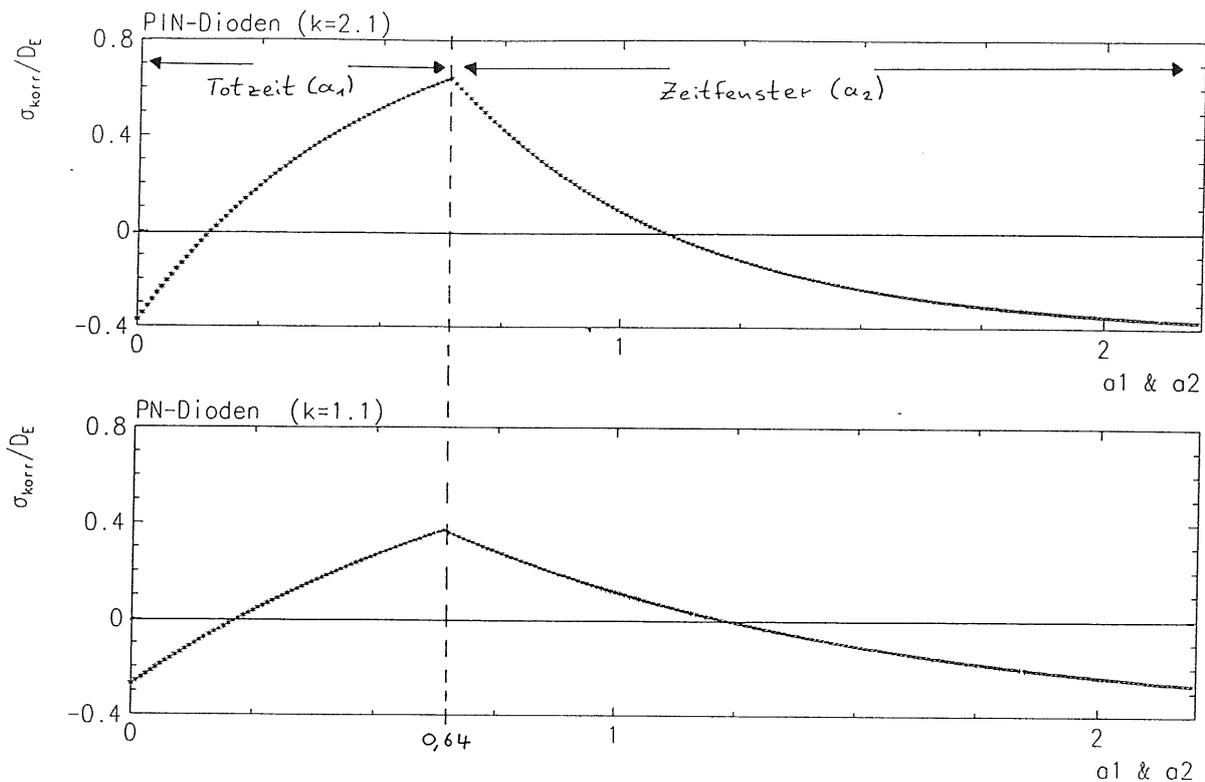


Abbildung C.2: Relativer Extrapolationsfehler bei einer einzelnen kurzzeitigen Strahlenbelastung

Bei der Bestimmung des *Gesamtfehlers* in  $D_E$  wurde mit einem Beitrag der Totzeitkorrektur von  $\sigma_{korrr}/D_E = +25\% / -15\%$  für beide Konverter-Exemplare gerechnet. Dies wird dadurch gerechtfertigt, daß die in Abb. C.2 gezeigten Resultate nur für eine einzige kurzzeitige Strahlenbelastung gelten. In der Praxis kommt es meist zu einer Überlagerung mehreren Spitzen, was zu einem langsameren zeitlichen Abfall der resultierenden Strahlenbelastung führt. Für Strahlverlusten gilt diese Annahme nicht. Bei solchen Vorgängen wird daher mit einem Extrapolationsfehler von  $+40\% / -25\%$  gerechnet.

## C.2 Bestimmung der Schwellenfrequenz

In diesem Abschnitt wird das Problem der Sättigung näher erläutert und gezeigt, wie die Schwellenfrequenz berechnet werden kann. Das Problem der Sättigung ist in Abb. C.3 graphisch dargestellt. Im linken Teil der Abbildung ist der zeitliche Verlauf der Ausgangsfrequenz bei einer einzigen kurzzeitigen Strahlenbelastung gezeigt. Ohne Begrenzung wäre die höchste Frequenz  $f_{max}$  größer als die tatsächliche Konverter-Grenzfrequenz  $f_{gr}$ . Die Anzahl der tatsächlich gemessenen Zählpulse ist gleich der gesamten Fläche unter der Kurve. Wegen der Begrenzung durch  $f_{gr}$  wird aber nur die schraffierte Fläche gemessen. Symbolisiert der gestrichelt gezeichnete Kasten einen 1.56 sek-langen Zählvorgang, dann ist zu erkennen, daß weniger als  $1.56 \cdot f_{gr}$  Zählpulse registriert werden und nach der Normierung der Summe von Zählpulsen auf Hz eine

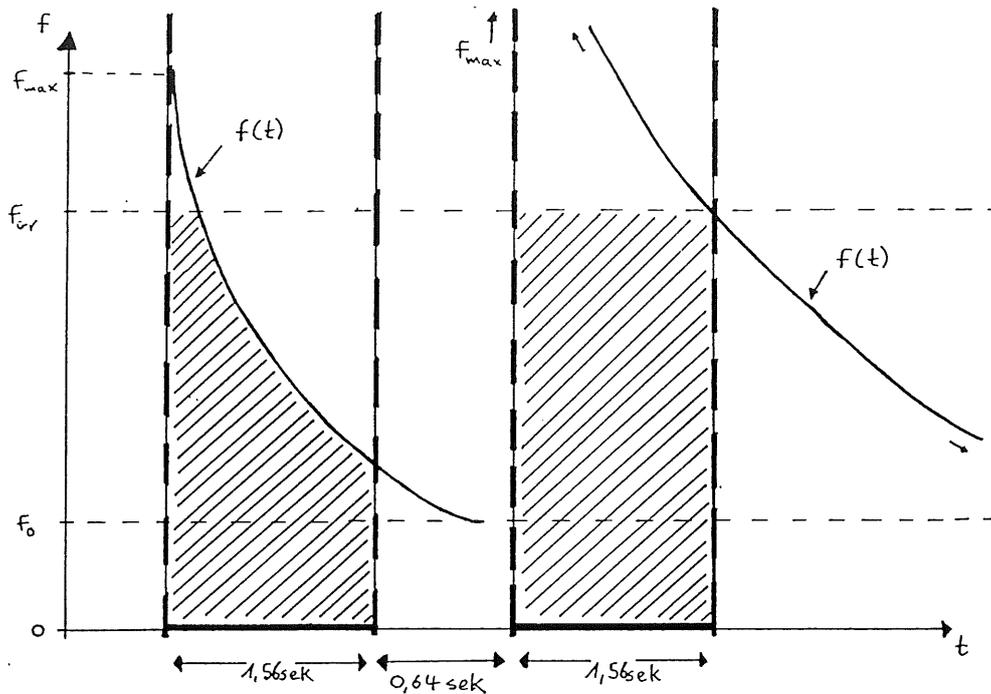


Abbildung C.3: Sättigung bei kurzzeitigen hohen Dosisleistungen

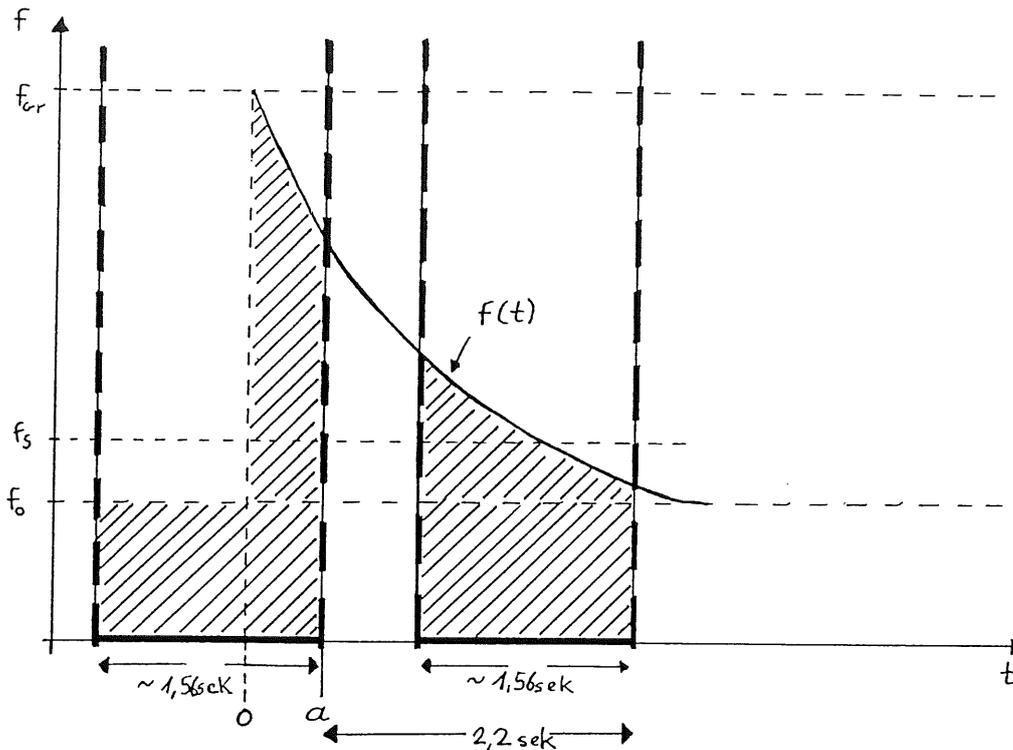
Rate  $f < f_{gr}$  abgespeichert wird, *obwohl* eine Sättigung des Strom/Frequenz-Konverters stattgefunden hat. Bei der Auswertung ist dieser Fehler nicht zu erkennen.

Die Sättigung macht sich erst dann bemerkbar, wenn die kurzzeitige Strahlenbelastung so hoch war, daß die Ausgangsfrequenz des Strom/Frequenz-Konverters nach 1.56 sek immer noch größer oder gleich der Grenzfrequenz  $f_{gr}$  ist. Dieser Fall ist im rechten Teil von Abb. C.3 dargestellt.

Es soll jetzt gezeigt werden, wie die in Kapitel 5.3 eingeführte *Schwellenfrequenz*  $f_s$  bestimmt wird. In Abb. C.4 ist wieder eine einzige kurzzeitige Strahlenbelastung gezeigt, die gerade noch sättigungsfrei ausgewertet werden kann, d.h. wo die höchste Ausgangsfrequenz des Strom/Frequenz-Konverters der tatsächlich aufgetretenen Spitzen-Dosisleistung entspricht. Außerdem sind zwei aufeinanderfolgende Zeitfenster eingezeichnet. In der Abbildung liegen diese zeitlich gerade so, daß die schraffierten Flächen gleich groß sind und daher in beiden Zeitfenstern die gleiche Anzahl von Zählpulsen gemessen wird<sup>3</sup>.

Diese Anzahl von Zählpulsen hat den Charakter einer *Schwelle*, daher wird diese Summe als Schwellenfrequenz bezeichnet. Es gibt zwei Möglichkeiten, die bei dieser Art von Strahlenbelastung zur Messung einer größeren Anzahl von Zählpulsen führen können. Die *erste Möglichkeit* tritt ein, wenn die Strahlenbelastung größer wird, und die in Abb. C.4 gezeigte Kurve deshalb nach oben verschoben wird. Es wird in diesem Fall in beiden Zeitfenstern eine Anzahl von Zählpulsen gemessen, die größer als die Schwellenfrequenz ist. Verschiebt sich der Beginn der Strahlenbelastung relativ zur zeitlichen Lage der Zeitfenster, dann steigt in einem der Zeitfenster die Zahl der registrierten Pulse sogar noch weiter an. Dies bedeutet, daß bei einer Strahlenbelastung, deren Spit-

<sup>3</sup>Die Grundfrequenz  $f_0$  wird in *beiden* Zeitfenstern über die gesamte Zählzeit von 1.56 sek gemessen.

Abbildung C.4: Zur Bestimmung der Schwellenfrequenz  $f_s$ 

zenwert über der Grenzfrequenz  $f_{gr}$  liegt (Sättigung), in jedem Fall eine Anzahl von Zählpulsen gemessen wird, die größer als die Schwellenfrequenz ist. Dadurch wird die Sättigung bei der Auswertung erkennbar und der dazugehörige HERA-Betriebszustand kann verworfen werden.

Die zweite Möglichkeit zur Messung einer Rate von größer als die Schwellenfrequenz besteht, wenn sich der Einsatz der in Abb. C.4 gezeigten Strahlenbelastung (keine Sättigung) verschiebt, da dann ebenfalls in einem der Zeitfenster die Zahl der registrierten Pulse über die Schwellenfrequenz steigt.

Da bei der Auswertung der Daten der Beginn der Strahlenbelastung nicht festgestellt werden kann, ist nicht erkennbar, ob die Messung einer Rate von größer als der Schwellenfrequenz tatsächlich auf eine Sättigung oder nur auf eine zeitliche Verschiebung der Zeitfenster zurückzuführen ist.

Um vor einer möglichen Sättigung sicher zu sein, müssen alle HERA-Betriebszustände verworfen werden, in denen eine Rate von größer als der Schwellenfrequenz gemessen wurde. Diese Methode hat allerdings den Nachteil, daß dabei auch sättigungsfreie Messungen verworfen werden können. Das Problem der Sättigung besteht darin, daß es bei der Auswertung nur eine Wahrscheinlichkeit für eine Sättigung gibt, die davon abhängt, wie hoch die gemessene Rate über der Schwellenfrequenz liegt.

Die Schwellenfrequenz  $f_s$  wird hier für die einzelnen Dioden berechnet. Die in Abb. C.4 gezeigte Größe  $a$  ergibt sich aus der Forderung, daß die schraffierten Flächen unter den

Auslese-Zeiträumen gleich groß sein müssen:

$$\begin{aligned}\mathcal{F} &= \int_0^a (f_{gr} - f_o) e^{-kt} dt + z \cdot f_o \\ &= \int_{a+(Z-z)}^{a+Z} (f_{gr} - f_o) e^{-kt} dt + z \cdot f_o \\ \Rightarrow a &= \frac{1}{k} \ln \left( 1 - e^{-kz} + e^{-k(Z-z)} \right) .\end{aligned}$$

Dabei bedeutet  $k$  die Zeitkonstante des entsprechenden Strom/Frequenz-Konverters (Kapitel 3.2),  $z$  die Zählzeit der *CAMAC*-Zähler von 1.56 *sek* und  $Z$  die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Auslesevorgängen von 2.2 *sek*. Die Schwellenfrequenz ergibt sich durch die Normierung der insgesamt registrierten Anzahl von Zählpulsen (eine der schraffierten Flächen) auf die Einheit *Hz*,

$$f_s = \frac{\mathcal{F}}{z} = \frac{1}{z} \left( \int_0^a (f_{gr} - f_o) e^{-kt} dt + z \cdot f_o \right) . \quad (\text{C.2})$$

In Tabelle C.1 sind für jede Photodiode die entsprechenden Parameter und die sich daraus ergebende Schwellenfrequenz angegeben. Für die Grundfrequenz  $f_o$  wurde der gemessene Wert vom 27. Juni 1992 (Beginn des Auswerte-Zeitraumes) genommen. Die höchste Ausgangsfrequenz  $f_{gr}$  des jeweiligen Konverters wurde bei den Konverter-Tests mit Dauerstrom bestimmt (Kapitel 3.2).

Diode	$k$ [ <i>sek</i> <sup>-1</sup> ]	$a$ [ <i>sek</i> ]	$f_o$ [ <i>Hz</i> ]	$f_{gr}$ [ <i>Hz</i> ]	$f_{gr} - f_o$ [ <i>Hz</i> ]	$f_s$ [ <i>Hz</i> ]
# 6	1.1	0.31	2568	10570	8002	3915
# 7	1.1	0.31	2614	10570	7956	3954
# 3	2.1	0.11	2534	9800	7266	2991
# 5	2.1	0.11	2620	9840	7220	3075
# 2	2.1	0.11	2475	9590	7115	2923
# 4	2.1	0.11	2541	9850	7309	3001
$z = 1.56 \text{ sek}; Z = 2.20 \text{ sek}$						

Tabelle C.1: Parameter und Schwellenfrequenzen der einzelnen Dioden

Obwohl die Strom/Frequenz-Konverter eine maximale Ausgangsfrequenz von 10 *kHz* besitzen, kann schon bei einer gemessenen Rate von 3 *kHz* bzw. 4 *kHz* eine Sättigung aufgetreten sein. Deshalb ist in Abb. C.4 der Wert für  $f_s$  so nahe bei der Grundfrequenz eingezeichnet worden.

Zusammengefaßt ist das Entscheidende bei der Schwellenfrequenz, daß man eine Sättigung absolut ausschließen kann, wenn alle Zählraten darunter liegen. Bei Raten mit  $f > f_s$  hat eine Sättigung mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit stattgefunden. Bei einer Beurteilung der untersuchten *HERA*-Betriebszustände kommt es daher auf die tatsächlichen Werte der Spitzen-Belastungen an.

# Literaturverzeichnis

- [BARTEL 1992] W. BARTEL *et al.* : *H1 Synchrotron Radiation Tests April 92*  
Internes Papier der H1-Kollaboration, Frühjahr 1992
- [BIALOW 1992] W. BIALOWONS, GRUPPE MPY (BESCHLEUNIGERPHYSIK)  
Persönliche Mitteilung
- [BLOBEL 1990] V. BLOBEL : *LOOK - A system for data analysis*  
Graphik-Paket der H1-Kollaboration; zur Zeit Version 1.13
- [BUERGE 1989] J. BÜRGER *et al.* : *The Central Jet Chamber Of The H1 Experiment*  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A279 (1989)  
217-222
- [DERTIN 1969] H. DERTINGER/H. JUNG : *Molekulare Strahlenbiologie*  
Springer 1969
- [EBELIN 1992] H. G. EBELING, STRAHLENSCHUTZABTEILUNG DESY  
Persönliche Mitteilung
- [FLAMM 1992] K. FLAMM : *Messungen von Strahluntergrund bei HERA für den Betrieb von H1*  
Diplomarbeit in Vorbereitung
- [H1PROP 1986] H1-KOLLABORATION : *Technical Proposal for the H1-Detector*  
Interner Bericht der H1-Kollaboration, März 1986
- [HERA 1989] H1  
HERA-Bulletin Nr.16 (1989)
- [HMATSU 1991] HAMAMATSU PHOTONICS K.K.  
1990-91 Catalog of Photodiodes
- [HUBBEL 1969] J. H. HUBBEL : *Photon cross sections, attenuation coefficients and energy absorption coefficients from 10 keV to 100 GeV*  
NBS, Washington 1969
- [IBACH 1988] H. IBACH/H. LÜTH : *Festkörperphysik, Einführung in die Grundlagen*  
Springer 1988

- [JACKSO 1983] J. D. JACKSON : *Klassische Elektrodynamik*  
Walter de Gruyter, Berlin - New York 1983
- [KLEINK 1987] K. KLEINKNECHT : *Detektoren für Teilchenstrahlung*  
B.G. Teubner, Stuttgart 1987
- [KNOLL 1989] G. F. KNOLL : *Radiation Detection and Measurement*  
John Wiley & Sons 1989
- [LEO 1987] W. R. LEO : *Techniques for nuclear and particle physics experiments*  
Springer, Berlin 1987
- [MCKINL 1981] A. F. MCKINLAY : *Thermoluminescence Dosimetry*  
Adam Hilger Ltd, Bristol 1981
- [PERKIN 1987] D. H. PERKINS : *Introduction to High Energy Physics*  
Addison-Wesley Publishing Company, Inc. 1987
- [PITZL 1987] D. D. PITZL : *Abschirmung der HERA-Detektoren gegen Synchrotronstrahlung*  
Diplomarbeit 1987
- [PROPOS 1992] H 1-KOLLABORATION : *Technical Proposal to build Silicon Tracking Detectors for H 1*  
PRC 92/01 und H 1 06/92-226
- [REICH 1990] H. REICH (HRSG.) : *Dosimetrie ionisierender Strahlung*  
B.G. Teubner 1990
- [SCHMUE 1990] P. SCHMÜSER : *Zur Fertigstellung von HERA*  
Physikalische Blätter 46, Nr.12 (1990)
- [STORM 1970] E. STORM/H. I. ISRAEL : *Photon cross sections from 1 keV to 100 MeV for Elements Z = 1 to Z = 100*  
Nuclear Data Tables A7, 565-681 (1970)
- [SZE 1981] S. M. SZE : *Physics of semiconductor devices*  
Wiley, New York 1981

# Danksagung

Herrn Prof. Dr. H. Spitzer danke ich für die Aufgabenstellung und die Beurteilung der Arbeit.

Herrn Prof. Dr. W. Bartel danke ich für die Erstellung des Zweitgutachtens.

Herrn Dr. G. G. Winter danke ich für die Betreuung der Arbeit und ganz besonders dafür, daß er in den entscheidenden Momenten stets die Weichen richtig gestellt hat.

K. Finke und K. Ludwig danke ich für die Vorbereitung und Installation der Photodioden. Karen Johannsen und Andreas Gellrich mußten sich durch die ersten Versionen der Arbeit kämpfen. Vielen Dank dafür ! Allen nicht namentlich erwähnten Mitgliedern der Gruppe *FH1T* möchte ich für die Hilfe bei allen möglichen und unmöglichen Problem(ch)en danken.

Mein ganz besonderer Dank gilt U. Kühnel, der bei der unendlichen Geschichte des Strom/Frequenz-Konverters auch dann nicht müde wurde, wenn zum 97igsten Mal *eben noch* etwas getestet werden mußte.

Ich danke der *DESY*-Strahlenschutzgruppe und insbesondere Frau B. Racky und Herrn H. G. Ebeling für die Auswertung unzähliger TLD's und für die Beantwortung mindestens ebensovieler Fragen.

Bedanken möchte ich mich auch bei der Mannschaft der Veto-Wand, da ich wertvolle Auslese-Kanäle belegen durfte, mich nie um Daten-Transfers kümmern brauchte und diverse Nachtschichten mitmachen konnte.

Abschließend möchte ich mich noch bei denen bedanken, die nur meiner wegen mit dem *DESY* zu tun hatten:

Meiner Familie danke ich dafür, das mein gesamtes Studium nicht nur mit *DM* unterstützt wurde.

Bei meinen Freunden habe ich mich in den letzten Wochen und Monaten ziemlich rar gemacht. Ich bin wieder da ! Vielen Dank an Ollie für die Photos.

Ganz besonders möchte ich mich bei Daria bedanken, die alle Höhen und Tiefen der letzten 15 Monate on-line miterlebt hat (in letzter Zeit leider nur on-phone).

## Erklärung

Hiermit versichere ich, daß ich diese Arbeit selbständig und nur unter Zuhilfenahme der angegebenen Quellen und Hinweise angefertigt habe.

Hamburg, den 1. Dezember 1992

(Jörg Ewert)