

Monte-Carlo-Simulationen zum
Einfluß der
Synchrotronstrahlung auf die
Silizium-Detektoren
des PLUG-Kalorimeters

Physikalische Diplomarbeit
angefertigt von

Matthias Buck

DESY-Bibliothek

I. Institut für Experimentalphysik
Fachbereich Physik
Universität Hamburg

Januar 1996

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	5
1 Das Experiment	9
1.1 Das PLUG-Kalorimeter im H1-Experiment	9
1.2 Silizium-Detektoren	12
1.2.1 Funktionsweise von Silizium-Detektoren	12
1.2.2 Die beobachteten Schäden	15
1.2.3 Mikroskopische Ursachen	17
1.3 Strahlungsquellen	18
2 Wechselwirkung von Photonen mit Materie	21
2.1 Photoeffekt	22
2.2 Compton-Streuung	23
2.3 Rayleigh-Streuung	24
3 Monte-Carlo-Simulation	25
3.1 Die Methode	25
3.2 Programmbeschreibung	26
3.2.1 Programmablauf	27
3.2.2 Sicherung der Qualität – Vergleich mit GEANT	31
4 Versuchsaufbau	36
4.1 Geometrie von Strahlrohr und Detektor	36
4.1.1 Das Koordinatensystem	36
4.1.2 Das Strahlrohr	37
4.1.3 Das PLUG-Kalorimeter	40
5 Die Simulationen	42
5.1 Zerlegung in Einzelschritte	42
5.2 Simulation der Standardphase	43
5.2.1 1. Schritt—Die primäre Synchrotronstrahlung	43

5.2.2	2. Schritt—Streuung am C3-Kollimator	45
5.2.3	3. Schritt—Transmission der Photonen durch das Strahlrohr	48
5.2.4	4. Schritt—Energiedeposition im Silizium	49
5.3	Simulation der Beschleunigungsphase	53
5.3.1	1. Schritt—Die primäre Synchrotronstrahlung	53
5.3.2	2. Schritt—Transmission der Photonen durch das Strahlrohr	54
5.3.3	3. Schritt—Energiedeposition im Silizium	56
6	Ergebnisse	59
6.1	Die Strahlperiode 1994	59
6.1.1	Standardphase	60
6.1.2	Beschleunigungsphase	61
6.1.3	Gesamtdosis	62
6.1.4	Diskussion	63
6.2	Die Strahlperiode 1995	63
6.2.1	Änderungen in der Geometrie	63
6.2.2	Dosismessungen	64
6.2.3	Diskussion	65
6.3	Ausblick	66
7	Zusammenfassung	68
	Literaturverzeichnis	69
A	Die Klassenbibliothek	71
B	Die Simulationsschritte—Standardbedingungen	93
C	Die Simulationsschritte—Beschleunigungsbedingungen	111
D	Die Vergleichssimulation	121

Abbildungsverzeichnis

0.1	Der H1-Detektor mit Unterkomponenten	7
1.1	Das PLUG im H1-Detektor	10
1.2	Foto des halben PLUG-Kalorimeters	12
1.3	Querschnitt durch einen Detektor	13
1.4	Ausbreitung der Verarmungszone	14
1.5	Detektor Charakteristiken	16
1.6	Skizze zur Synchrotronstrahlung	19
2.1	Photonenwirkungsquerschnitte	22
3.1	Flußdiagramm eines Events	30
3.2	Geometrie der Vergleichssimulation	32
3.3	Ergebnisse der Vergleichssimulation	35
4.1	Das Koordinatensystem der Simulationen	37
4.2	X-Z-Schnitt durch die Geometrie	38
4.3	X-Y-Schnitt durch die Geometrie	39
4.4	Skizze zum Schatten auf dem Strahlrohr	40
4.5	Longitudinaler Aufbau eines Detektor-Moduls	41
5.1	Primäre Synchrotronstrahlung, die C3-Kollimator trifft	44
5.2	Strahlengang am C3-Kollimator	46
5.3	Streustrahlung vom C3-Kollimator, die das PLUG erreicht	47
5.4	Strahlung, die das Strahlrohr durchdringt	48
5.5	Energiedeposition im PLUG	50
5.6	Skizze zum ϕ -Binning	52
5.7	Primäre Synchrotronstrahlung mit offenen Kollimatoren	54
5.8	Strahlung, die das Strahlrohr bei offenen Kollimatoren durchdringt	55
5.9	Energiedeposition im PLUG mit offenen Kollimatoren	57
6.1	Dosimeter Messungen aus 1995	65

Tabellenverzeichnis

3.1	Ergebnisse der Vergleichssimulation	32
3.2	Fluoreszenzlinien des Wolfram	34
5.1	Energiedeposition in der Standardphase	51
5.2	Energiedeposition in der Beschleunigungsphase	58
6.1	Dosis pro Sekunde in der Standardphase	60
6.2	Anteil der Standardphase an der Gesamtdosis 1994	61
6.3	Dosis pro Sekunde in der Beschleunigungsphase	61
6.4	Anteil der Beschleunigungsphase an der Gesamtdosis 1994 . . .	62
6.5	Gesamtdosis 1994	62

Einleitung

Am DESY, dem Deutschen-Elektronen-Synchrotron, steht der Speicherring HERA. In dieser Anlage werden Elektronen (seit Mitte 1994 Positronen) auf ca. 30 *GeV* und Protonen auf 820 *GeV* beschleunigt und in zwei Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht. An den Wechselwirkungspunkten stehen das H1- und das ZEUS-Experiment, in denen die Kollisionsprozesse untersucht werden.

Diese Arbeit entstand im Rahmen der H1-Kollaboration und untersucht den Einfluß der Synchrotronstrahlung auf die Silizium-Detektoren des PLUG-Kalorimeters [1]. Das PLUG ist ein Silizium-Kupfer-Sampling-Kalorimeter, das den extremen Vorwärtsbereich des H1-Experiments abdeckt. Es schließt die Lücke zwischen dem Flüssig-Argon-Kalorimeter und dem Strahlrohr. In Abbildung 0.1 ist der H1-Detektor dargestellt, das PLUG trägt hierin die Nummer 13.

Während der Strahlzeit 1994 traten an vielen der Silizium-Detektoren Strahlenschäden auf, die einen großen Teil der Detektoren unbrauchbar machten. Die systematische Untersuchung dieser Schäden führte zu der Vermutung, daß es sich um Strahlenschäden an der Detektoroberfläche handelt.

In dieser Arbeit wird mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation untersucht, ob die Synchrotronstrahlung Ursache solcher Schäden sein kann. Die Arbeit gliedert sich wie folgt:

- **Kapitel 1** beschreibt das experimentelle Umfeld des PLUG-Kalorimeters, die Funktionsweise der verwendeten Silizium-Detektoren und die 1994 beobachteten Schäden. Der Einfluß ionisierender Strahlung auf Silizium-Detektoren wird erläutert und mögliche Quellen solcher Strahlung werden aufgezeigt.
- **Kapitel 2** stellt die für die Simulation grundlegenden physikalischen Prozesse zusammen.
- **Kapitel 3** erklärt den Ablauf einer für diese Arbeit typischen Monte-Carlo-Simulation. Das für diese Arbeit erstellte Programm wird vorge-

stellt und schließlich wird nachgewiesen, daß dieses Programm die gestellten Anforderungen erfüllt.

- **Kapitel 4** erläutert die Vereinfachungen zwischen der realen und der simulierten Geometrie.
- **Kapitel 5** beschreibt die zur Simulation nötigen Einzelschritte. Die Ergebnisse der dieser Schritte werden erläutert.
- **Kapitel 6** präsentiert die Endergebnisse der Simulationen und vergleicht sie mit den Dosimetermessungen aus 1994 und 1995.
- **Kapitel 7** faßt alle gewonnenen Erkenntnisse noch einmal zusammen.

HERA Experiment H1

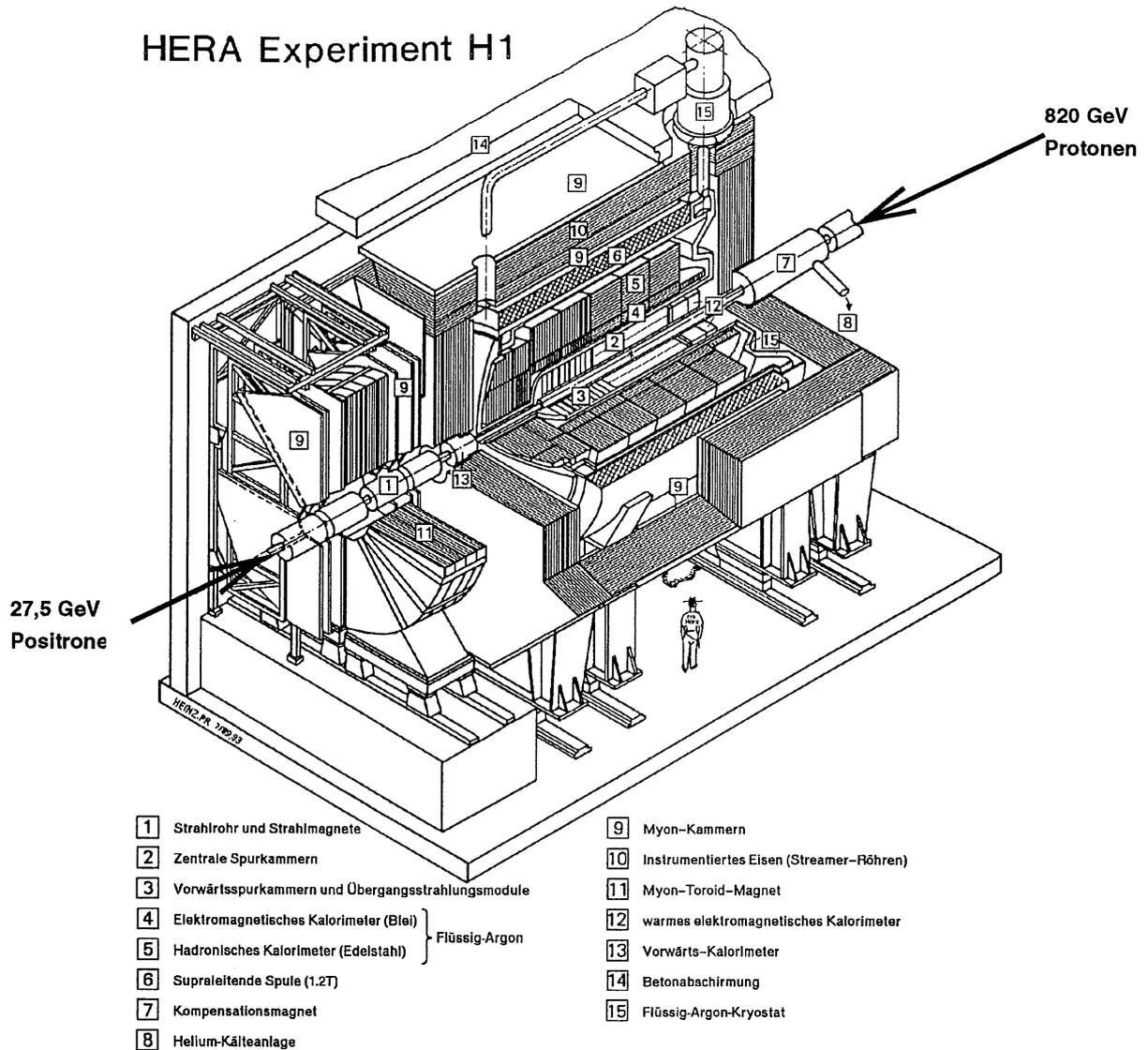


Abbildung 0.1: Abgebildet ist der H1-Detektor mit Unterkomponenten. Das PLUG trägt die Nummer 13 und befindet sich auf der Positronenseite des Wechselwirkungspunktes

Kapitel 1

Das Experiment

1.1 Das PLUG-Kalorimeter im H1-Experiment

Im HERA-Speicherring werden Protonen mit einer Energie von 820 GeV und Positronen mit einer Energie von rund 30 GeV gespeichert und in zwei Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht. In kleineren Speicherringen werden die Positronen und Protonen vorbeschleunigt und mit einer Energie von 12 GeV (Positronen) und 40 GeV (Protonen) in HERA eingeschossen. Im HERA-Ring werden sie dann auf ihre jeweilige Endenergie beschleunigt. Mit Hilfe von starken Magnetfeldern ist es möglich, die Teilchen auf der kreisförmigen Bahn von HERA zu halten.

Bewegen sich geladene Teilchen mit konstanter Geschwindigkeit auf einer gekrümmten Bahn, so emittieren sie elektromagnetische Strahlung. Bei Speicherringen wird diese Strahlung *Synchrotronstrahlung* genannt. Bei HERA spielt nur die Synchrotronstrahlung der Positronen eine Rolle, da die Strahlungsleistung (bei sonst als gleich vorausgesetzten Parametern) umgekehrt proportional zur vierten Potenz der Masse der Teilchen ist. Die Synchrotronstrahlung wird in der Ebene der Teilchenbahn tangential zur Bahnkurve abgestrahlt. D.h. nur die Außenseite des Strahlrohrs wird von direkter Synchrotronstrahlung getroffen dies ist in Abbildung 1.6 skizziert. In der Nähe der Experimente sind Kollimatoren und Absorber für die entstehende Synchrotronstrahlung vorhanden, um die empfindlichen Detektoren zu schützen. Vor allem der C3-Kollimator, der sich sehr dicht am PLUG befindet, ist für diese Arbeit von großer Bedeutung.

Der H1-Detektor, der an einem der beiden Wechselwirkungspunkte aufgebaut ist, dient dem Nachweis der bei der Kollision gestreuten oder erzeugten Teilchen. Mit dem H1-Detektor soll möglichst der gesamte Raumwinkel von 4π abgedeckt werden. Um diese Aufgabe optimal zu erfüllen besteht der

H1-Detektor aus mehreren Komponenten. Da die Protonen einen wesentlich größeren Impuls als die Elektronen haben, ist der Detektor in Protonenrichtung (vorwärts) anders instrumentiert als rückwärts.

In Vorwärtsrichtung befindet sich auch das PLUG-Kalorimeter. Ein Schnitt durch den H1-Detektor ist in Abbildung 0.1 zu finden, dort trägt das PLUG die Nummer 13. Das PLUG sitzt sehr dicht am Strahlrohr und ermöglicht es so, Daten in einem Winkelbereich zu nehmen, der dem Flüssig-Argon-Kalorimeter nicht mehr zugänglich ist.

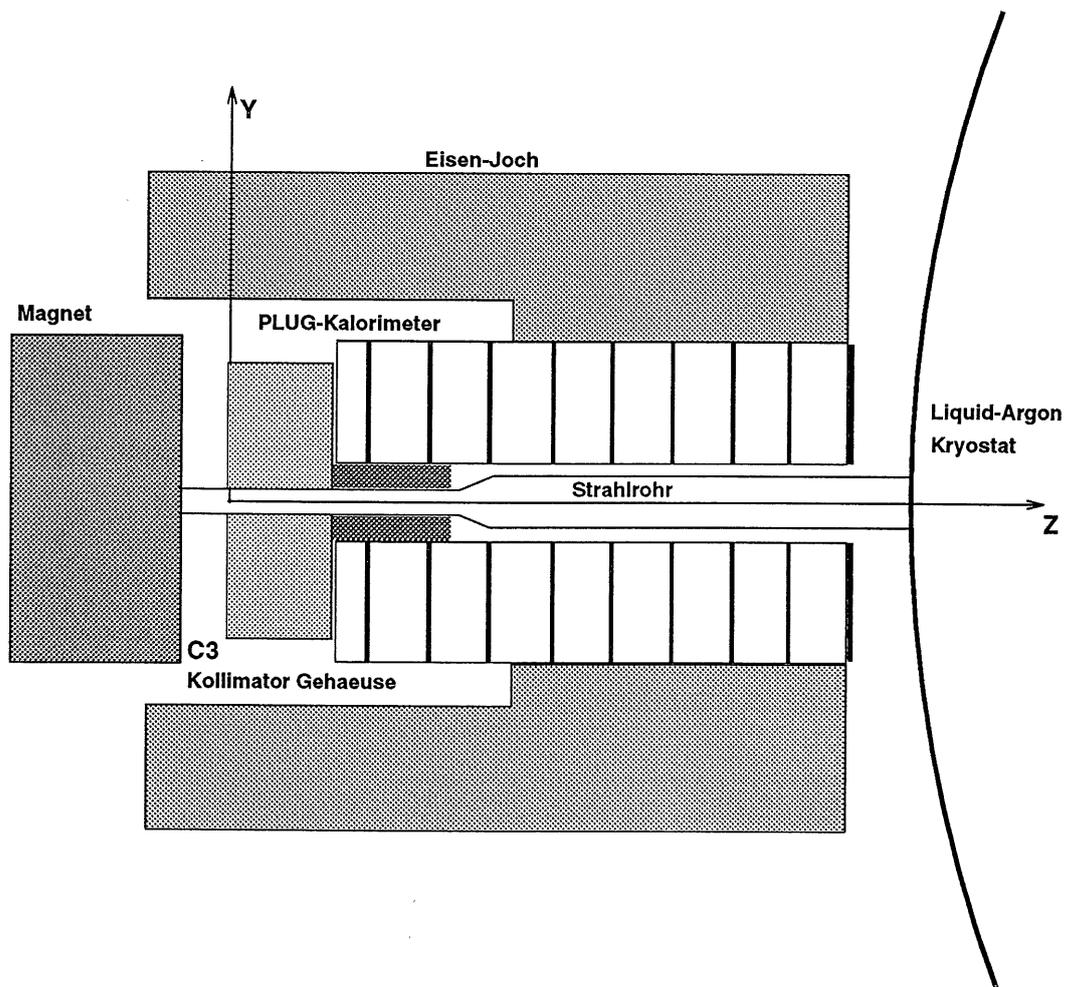


Abbildung 1.1: Die Abbildung zeigt schematisch die Umgebung des PLUG-Kalorimeters im H1-Detektor. Es ist gut zu erkennen wie dicht sich das PLUG am Strahlrohr befindet.

Für einen besseren Überblick über den Bereich des H1-Detektors, der für diese Arbeit von Bedeutung ist, ist Abbildung 1.1 nützlich. In dieser Skizze ist links ein Teil des letzten Quadrupol-Magneten zu erkennen. Es folgt rechts der C3-Kollimator, der sich in einem Blei-Gehäuse befindet. Ganz rechts schließt das Bild mit dem Kryostaten des Liquid-Argon-Kalorimeters ab. In der Mitte befindet sich das PLUG-Kalorimeter.

Das PLUG wurde als Silizium-Kupfer-Sampling-Kalorimeter gebaut, um den zur Verfügung stehenden Platz optimal zu nutzen. Sampling-Kalorimeter sind schichtweise zusammengesetzt, wobei sich Schichten aus Absorber-Material mit Schichten aus aktiven Material abwechseln. Als Absorber-Material werden Materialien mit hoher Ordnungszahl Z wie z.B. Blei oder Kupfer verwendet. In den Absorbern findet die Schauerbildung aufgrund der großen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit auf relativ kurzen Strecken statt. Die Energie des Schauers wird dann in den aktiven Schichten gemessen. Die aktiven Schichten des PLUG bilden Silizium-Detektoren, die Absorber-Schichten werden durch Kupfer realisiert.

In Abbildung 1.2 ist ein Foto des halben PLUG-Kalorimeters gezeigt, darauf ist die periodische Struktur gut zu erkennen. Das PLUG besteht aus acht $1,5\text{ cm}$ starken Detektor-Modulen, jeweils gefolgt von einem $6,5\text{ cm}$ starken Kupfer-Absorber. Am Ende folgt ein weiteres Detektor-Modul, gefolgt von einem letzten $3,5\text{ cm}$ starken Kupfer-Absorber. Die Gesamtlänge des PLUG beträgt 69 cm . In den Schlitzen von Abbildung 1.2 links befinden sich die *Detektor-Module*. Diese Module enthalten die eigentlichen Silizium-Detektoren. Der genaue Aufbau eines Moduls wird in Abschnitt 4.1.3 beschrieben. Abbildung 1.2 rechts zeigt ein Foto eines geöffneten Detektor-Moduls. Hieraus ist die Anordnung der einzelnen Detektoren zu entnehmen. Es ist zu erkennen, daß die Detektoren in „Ringen“ um das Strahlrohr angeordnet sind. Im innersten Ring fehlen hier zwei rechteckige Detektoren, ganz außen fehlen drei der dreieckigen. Aus Abbildung 1.2 rechts ist zu erkennen, daß das PLUG eine achteckige Grundfläche besitzt. Das Achteck hat einen Innenradius von $R = 6\text{ cm}$ und einen Außenradius von $R = 25\text{ cm}$, dieser Bereich ist mit Silizium-Detektoren instrumentiert.

Die Einbauplätze für Detektor-Module zwischen zwei Absorbern werden als *Slots* bezeichnet. Die Slots sind vom Wechselwirkungspunkt aus nummeriert, der erste Slot, vor dem sich kein Absorber befindet, hat die Nummer 0. In jedem der Slots 0 bis 7 befand sich 1994 ein Detektor-Modul. Slot 8 war mit Dosimetern bestückt. Eine weiterführende Beschreibung des PLUG wird im PLUG-Users-Guide [1] gegeben.

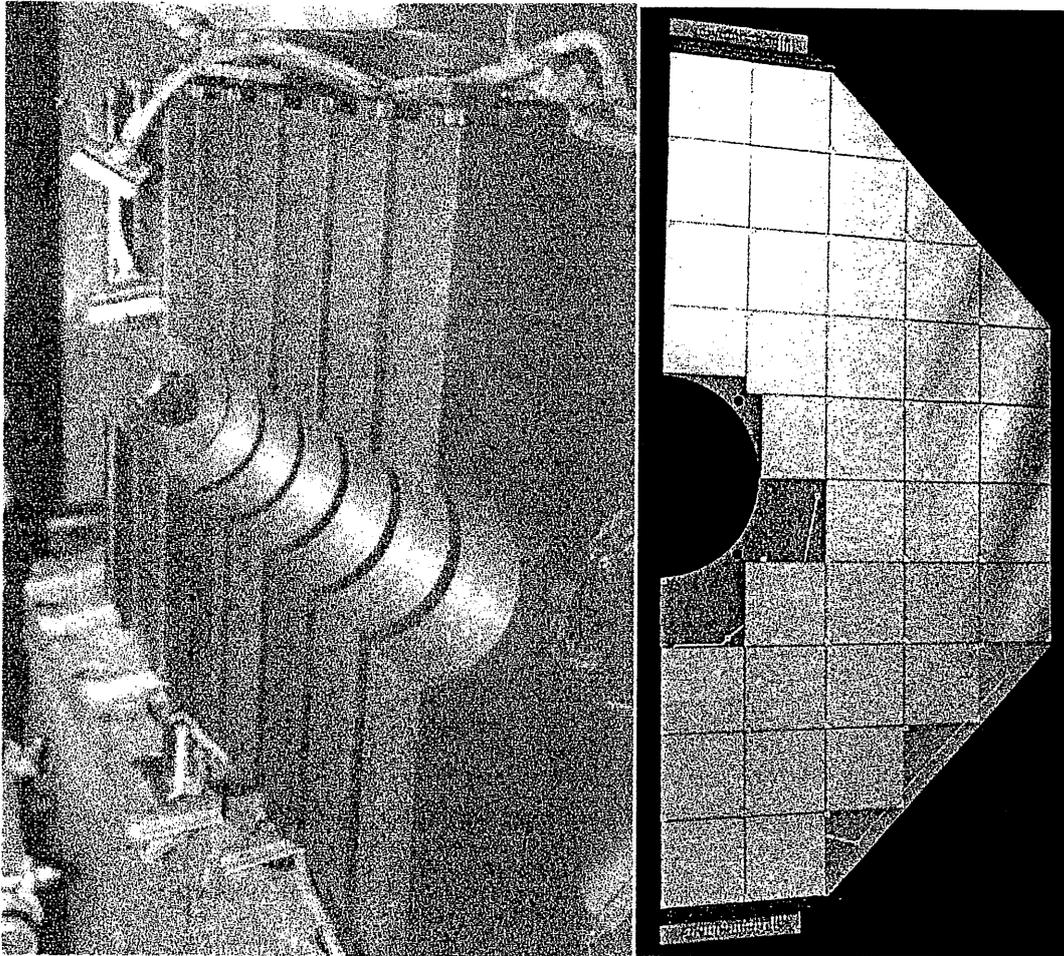


Abbildung 1.2: In diesen Fotos ist links eine Hälfte des geöffneten PLUG-Kalorimeters zu sehen. Deutlich ist die periodische Struktur des PLUG zu erkennen. In den Schlitzen zwischen den Kupferabsorbern befinden sich im Betrieb die Detektor-Module. Im rechten Foto ist ein geöffnetes Detektor-Modul abgebildet. Deutlich ist die Anordnung der meist 5×5 cm großen Silizium-Detektoren zu erkennen.

1.2 Silizium-Detektoren

1.2.1 Funktionsweise von Silizium-Detektoren

Ein Silizium-Detektor wird wie eine in Sperrichtung geschaltete Diode betrieben. Fliegt ein geladenes Teilchen durch den Detektor, so erzeugt es aufgrund

von Ionisation Elektron-Loch-Paare im Detektor. Die angelegte Sperrspannung führt dazu, daß die Ladungsträger getrennt werden und zu den Elektroden wandern. Dabei erzeugen sie einen Stromimpuls, dessen zeitliches Integral der erzeugten Ladung proportional ist. Ein Silizium-Detektor funktioniert also im Prinzip wie eine Ionisationskammer.

In Abbildung 1.3 ist ein Querschnitt durch einen typischen PLUG-Detektor dargestellt. An der Ober- und Unterseite des Detektors sind die von einer

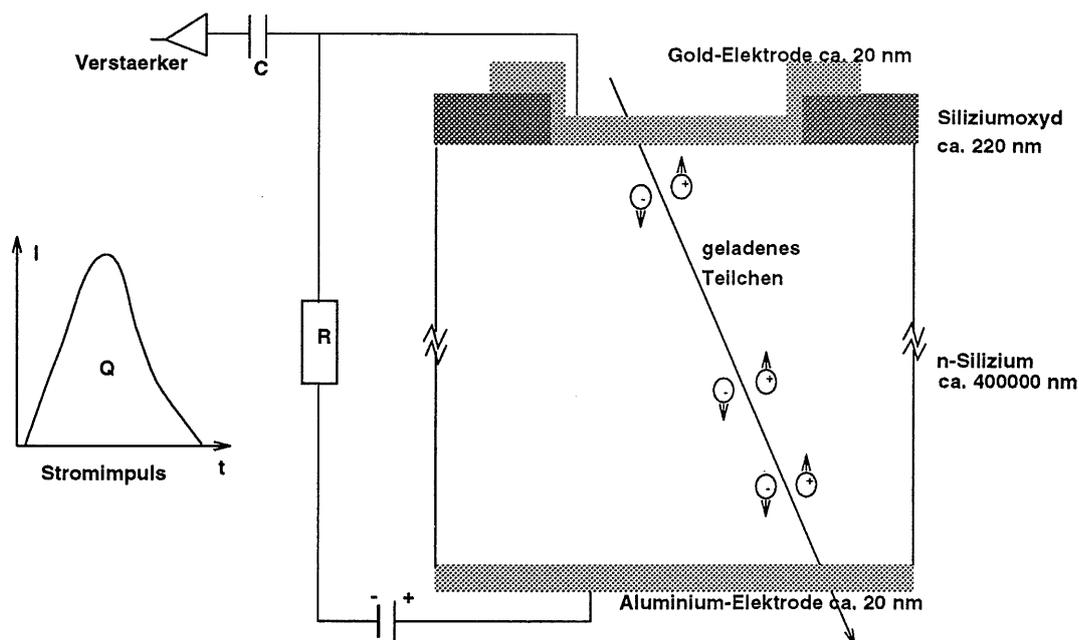


Abbildung 1.3: Querschnitt durch einen PLUG-Detektor. Der Querschnitt ist nicht maßstabsgerecht die Siliziumschicht ist real fast 2000 mal dicker als die Oxydschicht. Das Bild zeigt außerdem den Durchgang eines geladenen Teilchens durch den Detektor und den daraus resultierenden Stromimpuls.

Oxydschicht eingefassten Elektroden erkennbar. Der Gold-Silizium-Übergang bildet einen *Schottky*- oder Sperr-Kontakt, während der Gold-Oxyd-Übergang eine *MOS* (Metal Oxyde Semiconductor) Struktur bildet. Der Übergang zwischen Oxyd und Silizium wird *Interface* genannt.

Die Energieniveaus in Festkörpern werden mit Hilfe des Bändermodells beschrieben. An den Übergängen zwischen zwei Materialien kommt es aufgrund verschiedener Potentiale in den Materialien zu Bandverkrümmungen.

Die Bandverkrümmungen können durch das Anlegen einer Spannung wieder geglättet oder verstärkt werden. Wird an den Detektor in Sperrrichtung eine Spannung gelegt und diese langsam erhöht, gibt es zwei bemerkenswerte Spannungswerte:

1. Flachbandspannung

Dies ist die Spannung, bei der die Bandverkrümmung am Übergang von Gold nach SiO_2 aufgehoben wird und die Leitungsbänder auf demselben Energieniveau liegen. Ein weiteres Erhöhen der Spannung führt zu einer Umkehr der Bandverkrümmung, so daß sich die Verarmungszone unter die MOS-Schicht ausbreitet.

2. Verarmungsspannung

Ab dem Erreichen dieser Spannung erstreckt sich die Verarmungszone durch den gesamten Detektor bis zur Rückelektrode. Der Detektor ist dann vollständig verarmt.

Die Ausbreitung der Verarmungszone mit der angelegten Spannung ist in Abbildung 1.4 skizziert.

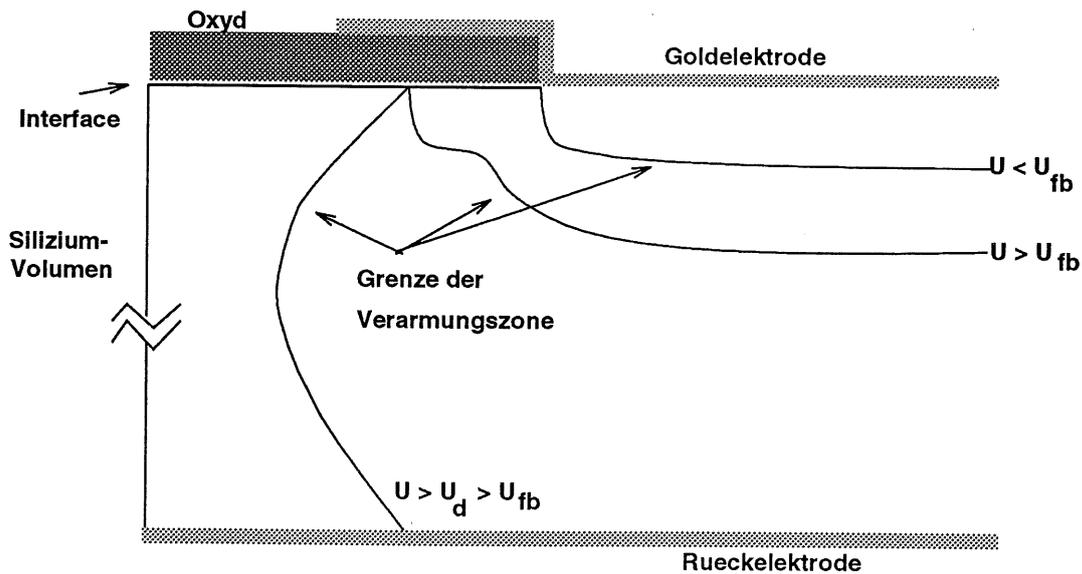


Abbildung 1.4: In dieser Abbildung ist die Ausbreitung der Verarmungszone für drei Spannungswerte skizziert. Es bezeichnet U die angelegte Spannung, U_{fb} die Flachbandspannung und U_d die Verarmungsspannung.

In einem vollständig verarmten Detektor fließt auch dann ein Strom, wenn kein geladenes Teilchen ihn durchquert. Diesen Strom nennt man *Dunkelstrom* oder Sperrstrom. Der Dunkelstrom sollte so gering wie möglich sein, da er zum Rauschen des Detektors beiträgt. Der Dunkelstrom setzt sich aus mehreren Komponenten zusammen. Die beiden wichtigsten sind:

- **Volumenstrom**

Der Volumenstrom entsteht aufgrund von Fehlstellen im Silizium-Volumen. Fehlstellen, deren Energieniveaus in der Bandlücke liegen, können fungieren als eine Brücke zwischen Valenz- und Leitungsband. Elektronen können über diese Brücken schon durch thermische Anregung ins Leitungsband gelangen und tragen so, wie die im Valenzband zurückbleibenden Löcher, zum Dunkelstrom bei. Entscheidend für die Größe des Volumenstroms ist daher die Dichte solcher Störstellenniveaus.

- **Oxydstrom**

Der Oxydstrom entsteht aufgrund von Fehlstellen im Interface, die ebenfalls Elektronen bzw. Löcher emittieren. Der Oxydstrom tritt erst auf, wenn die Flachbandspannung überschritten wird und es eine Überlappung der Goldelektrode mit der Oxydschicht gibt. Dann ist er abhängig von der Dichte der Grenzflächenzustände.

1.2.2 Die beobachteten Schäden

Im Laufe der Strahlzeit 1994 wurden die Detektoren regelmäßig während des Betriebes auf ihre Funktionstüchtigkeit untersucht. Diese Messungen lieferten nur Werte für ganze Spannungsringe, da aufgrund der begrenzten Anzahl von Auslesekanälen immer mehrere Detektoren zu einem Spannungsring zusammengefaßt waren. In den Laboruntersuchungen der geschädigten Detektoren am Ende der Strahlzeit wurden die Detektoren zum Teil auch einzeln gemessen. Dabei wurden vor allem die CV- (Kapazität gegen Sperrspannung) und die IV-Charakteristik (Sperrstrom gegen Sperrspannung) gemessen. In Abbildung 1.5 sind die Charakteristiken jeweils für einen normalen und einen geschädigten Detektor bzw. Spannungsring gezeigt. Aus den Meßdaten wurden folgende Ergebnisse [2] gewonnen:

- Bei der Messung der Flachbandspannung lassen sich zwei Gruppen von Detektoren unterscheiden. Mitglieder der einen Gruppe haben eine fast unveränderte Flachbandspannung im Bereich von 2 V. Mitglieder der anderen Gruppe haben eine stark angestiegene Flachbandspannung von ca. 40 V (vgl. Abb. 1.5 oben). Hier läßt sich eine Korrelation mit dem Herstellungsverfahren und damit Herstellungsdatum erkennen. Die

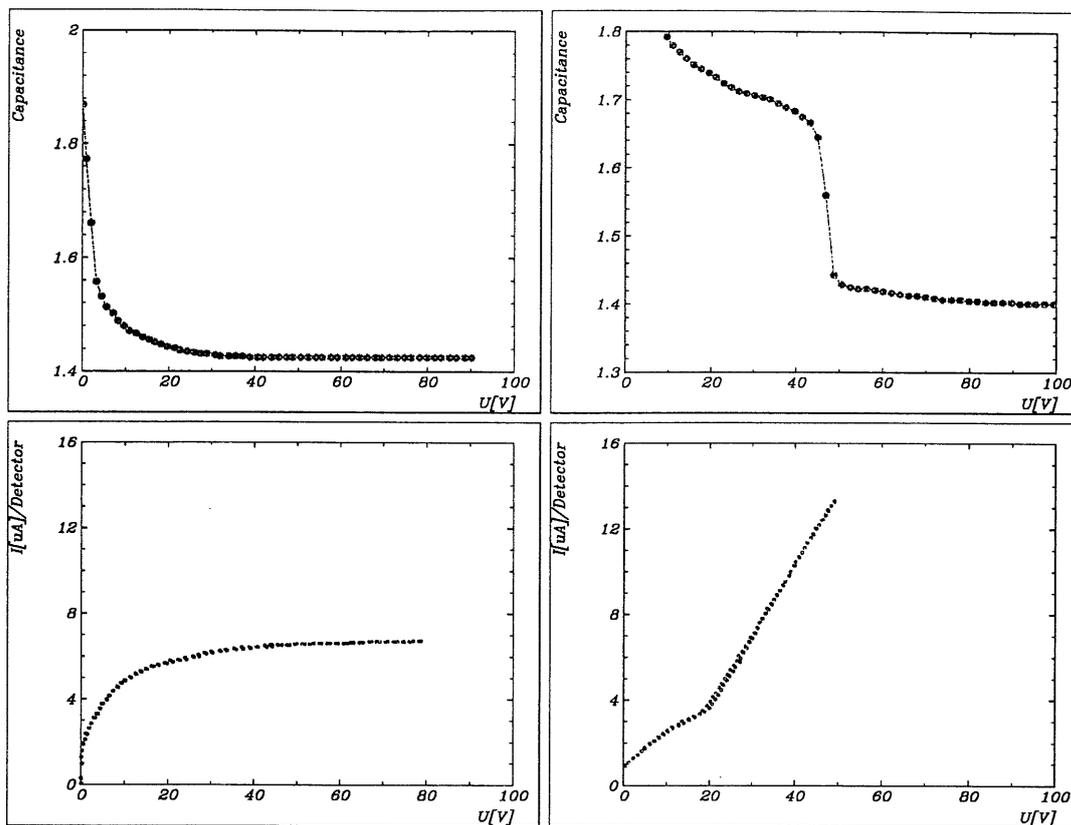


Abbildung 1.5: In der oberen Hälfte ist die CV-Charakteristik eines „guten“ Detektors (links) und eines geschädigten (rechts) abgebildet. Die Flachbandspannung des geschädigten Detektors liegt bei 40 V die des ungeschädigten bei 2 V. In der unteren Hälfte ist die IV-Charakteristik eines „guten“ (links) und eines geschädigten Spannungsrings (rechts) gezeigt. Im geschädigten Spannungsring ist mindestens ein Detektor durchgebrochen.

neueren Detektoren zeigen praktisch keinen Anstieg. Die Verschiebung der Flachbandspannung ist ein Oberflächeneffekt.

- Die Verarmungsspannung hat sich 1994 nicht geändert.
- Die Messung des Dunkelstroms ergibt, daß 7% der Detektoren durchgebrochen sind (vgl. Abb. 1.5 unten). D.h. sie zeigen nicht mehr das Verhalten einer Diode und sind daher nicht mehr zum Nachweis von Teilchen geeignet. Für die restlichen Detektoren zeigte sich ein radiusabhängiger Anstieg des Dunkelstroms. Detektoren dicht am Strahlrohr

zeigten größere Anstiege als die weiter außen.

- Die Flachbandspannung und der Dunkelstromanstieg zeigen keine eindeutige Abhängigkeit in longitudinaler Richtung.

Die Verschiebung der Flachbandspannung legt die Vermutung nahe, daß es sich bei den beobachteten Schäden um Schäden an der Detektoroberfläche handelt. Auch die unveränderte Verarmungsspannung stützt diese Vermutung, denn eine veränderte Verarmungsspannung wäre die Folge von Schäden im Siliziumvolumen. Die radiale Abhängigkeit der Schäden deutet darauf hin, daß die verursachende Strahlung aus Richtung des Strahlrohrs kommt.

1.2.3 Mikroskopische Ursachen

Die wesentliche Auswirkung von elektromagnetischer Strahlung auf die Oberfläche von Silizium-Detektoren ist die Aufladung der Oxydschicht in der Nähe des Interfaces. Diese wird im folgenden beschrieben.

Bei der Bestrahlung eines Detektors mit elektromagnetischer Strahlung werden auch in der Oxydschicht Elektron-Loch-Paare erzeugt. Die hohe Beweglichkeit der Elektronen ermöglicht diesen ein schnelles Verlassen des Oxydes. Zurück bleiben Löcher, die von Fehlstellen eingefangen werden können und so für eine positive Aufladung der Oxydschicht sorgen.

Unter der Voraussetzung, daß diese Aufladung in der Silizium-Oxyd Grenzschicht geschieht, besteht folgender formaler Zusammenhang [3] zwischen der absorbierten Dosis (D) und einer Verschiebung der Flachbandspannung (ΔV_{FB}).

$$\Delta V_{FB} = \frac{\rho}{E_{ep}} \times \frac{e \times d_{ox}^2}{\epsilon_o \epsilon_{SiO_2}} D$$

ρ	=	$2,32 \frac{g}{cm^3}$	Dichte von SiO_2
E_{ep}	=	$18 eV$	mittlere Ionisierungsenergie von SiO_2
ϵ_o	=	$8,85 \times 10^{-12} \frac{As}{Vm}$	Influenz-Konstante
ϵ_{SiO_2}	=	3,9	relative Dielektrizitätszahl
e	=	$1,6 \times 10^{-19} As$	Elementarladung
d_{ox}	=	220 nm	Stärke der Oxydschicht.

Aus dieser Gleichung kann berechnet werden, daß eine absorbierte Dosis von rund 2 kGy nötig ist, um eine Verschiebung der Flachbandspannung von 38 V zu erreichen.

1.3 Strahlungsquellen

Für einen optimalen Betrieb des PLUG ist es notwendig, die makroskopischen Ursachen der erläuterten Schäden zu kennen. Nur so können geeignete Schutzmaßnahmen getroffen werden. Es muß also die Quelle der schädigenden Strahlung gefunden werden.

In der Strahlzeit 1994 waren neben den Silizium-Detektoren auch Glasdosimeter in der achten Ebene des PLUG eingebaut. Die Dosimeter maßen eine Dosis von bis zu 50 Gy. Das ist wesentlich weniger als die aufgrund der beobachteten Schäden erwarteten 2 kGy. Eine mögliche Ursache hierfür ist die Ansprechschwelle von 30 keV der Dosimeter. Dies führte zu der Annahme, daß die Silizium-Detektoren von einer, für die Dosimeter „unsichtbaren“, Strahlung mit Energie unterhalb von 30 keV geschädigt wurden. Um diese niederenergetische Strahlung zu messen wurden 1995 zusätzlich LiF-Dosimeter eingebaut, die eine Ansprechschwelle von 5 keV haben.

Eine mögliche Quelle für niederenergetische Strahlung ist die Synchrotronstrahlung, die die Positronen abstrahlen, wenn sie von den letzten Magneten so abgelenkt werden, daß sie im Wechselwirkungspunkt frontal auf die Protonen treffen. Diese Strahlung hat bei normalen Strahlbedingungen eine Leistung von einigen $\frac{kW}{s}$ [14] [13]. Eine andere mögliche Quelle sind die Positronen oder Protonen selbst, denn die beschleunigten Teilchenpakete haben eine gewisse Ausdehnung um die Strahlrohrmitte, so daß bei schlecht fokussierten Paketen einige Teilchen an der Strahlrohrwand anschauen können. Ein Teil der Energie eines solchen Schauers kann dabei in den Silizium-Detektoren des PLUG deponiert werden.

Diese Arbeit wird untersuchen, ob die Synchrotronstrahlung Ursache der 1994 beobachteten Detektorschäden sein kann. Dazu muß das Spektrum der Synchrotronstrahlung in der Umgebung des PLUG bekannt sein.

Aufgrund des Betriebes im HERA Beschleuniger gibt es zwei unterschiedliche Fälle. Diese sollen anhand eines typischen HERA-„Tagesablaufs“ erläutert werden:

HERA-Tagesablauf

1. Injizieren eines ca. 60 mA Stromes von Protonen mit 40 GeV Energie und anschließendes Beschleunigen auf eine Energie von 820 GeV.
2. Injizieren von Positronen mit einer Energie von 12 GeV und einem Strom von 30 mA.
3. Beschleunigen der Positronen auf 27.5 GeV (Ramping).
4. Optimieren der Strahlen (Lumi tuning).

5. Datennahme in den Experimenten (Lumi-Run).

Der Strom der Positronen nimmt während der Datennahme kontinuierlich ab. Fällt er unter 10 mA , wird die Datennahme gestoppt. Die restlichen Positronen werden „gedumpt“, d.h. der Strahl wird unter definierten Bedingungen aus der Bahn gelenkt und in Materie absorbiert. Daraufhin werden neue Positronen injiziert. Der Ablauf setzt dann bei Punkt 2 wieder ein. Eine Positronen-Füllung hält im Durchschnitt 8 Stunden. Der Protonenstrahl muß aufgrund seiner längeren Lebensdauer im Mittel einmal pro Tag erneuert werden.

Im Betrieb von HERA gibt es zwei Phasen, die für diese Arbeit wichtig sind. In diesen Phasen wird das PLUG von Synchrotronstrahlung unterschiedlicher Qualität getroffen. Im oben beschriebenen Tagesablauf sind dies der dritte- und fünfte Punkt.

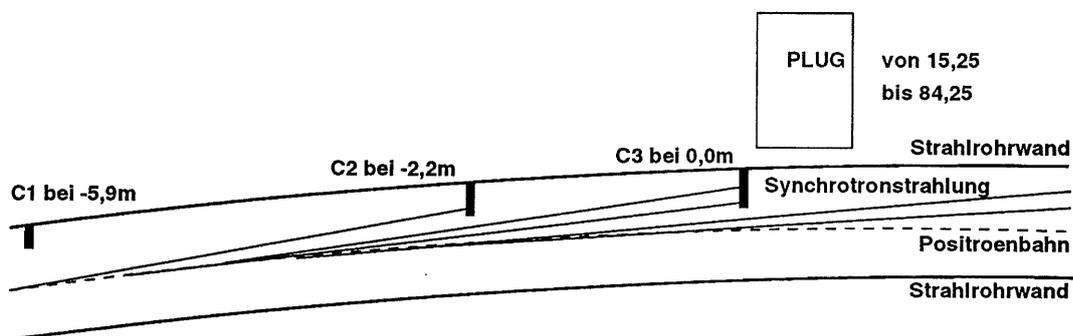


Abbildung 1.6: Die gestrichelte Linie stellt die Sollbahn der Positronen dar, von denen aufgrund der gekrümmten Bahn Synchrotronstrahlung emittiert wird. Die Synchrotronstrahlungskollimatoren C1, C2 und C3 und das PLUG sind nur auf der Außenseite angedeutet. Es ist zu beachten, daß die Skizze nicht maßstabsgerecht ist.

In der Umgebung des H1-Experimentes gibt es auf der Positronenseite des Wechselwirkungspunktes drei bewegliche Kollimatoren (C1, C2, C3), die die zentralen Detektorkomponenten vor Synchrotronstrahlung abschirmen sollen. Die Kollimatoren C1 und C2 sind 6 bzw. 2 m vor dem C3-Kollimator, weit außerhalb der hier betrachteten Geometrie. In Abbildung 1.6 sind die Verhältnisse skizziert. Dennoch spielen sie eine wichtige Rolle für das Spektrum der primären Synchrotronstrahlung. Denn das PLUG wird nur unter der Bedingung, daß alle drei Kollimatoren geöffnet sind, von direkter Synchrotronstrahlung getroffen [14]. Beim Beschleunigen der Positronen, der sogenann-

ten *Ramping-Phase*, ist diese Bedingung erfüllt. Die Ramping-Phase beginnt, nachdem die Positronen injiziert sind. Die Positionen haben dann eine Energie von 12 GeV und einen Strom von $25\text{--}30 \text{ mA}$. Die Energie wird daraufhin bis $27,5 \text{ GeV}$ hochgefahren. Ist eine Energie von ca. 22 GeV erreicht, werden die Kollimatoren geschlossen. D.h. die Kollimatoren werden bis zu einem bestimmten Abstand an die Strahlrohrmitte herangefahren. Hierbei wird der C3-Kollimator auf 12 mm an den Strahlrohrmittelpunkt herangefahren. Ab jetzt wird das PLUG ausschließlich von Streustrahlung des C3-Kollimators getroffen.

- **Standardphase**

Die Zeit, in der der C3-Kollimator bis auf 12 mm an die Strahlrohrmitte herangefahren ist, wird im folgenden *Standardphase* genannt. In dieser Phase wird der C3-Kollimator direkt von Synchrotronstrahlung getroffen. Das PLUG wird nicht von direkter Strahlung getroffen, sondern von Strahlung, die zuvor an C3 gestreut wurde. Die Standardphase dauert so lange an, wie der Positronenstrahl stabil ist, das sind in der Regel 8 Stunden.

- **Beschleunigungsphase**

Die Zeit, in der der C3-Kollimator offen ist und Positronen beschleunigt werden, dauert im Mittel 300 s . Dieser Zeitabschnitt wird im folgenden *Beschleunigungsphase* genannt. In dieser Phase wird das PLUG direkt von Synchrotronstrahlung getroffen. Der C3-Kollimator spielt in dieser Phase keinen Rolle.

In Kapitel 6 wird aus den Ergebnissen der Simulationen die Energiedosis bestimmt, die in den Silizium-Detektoren des PLUG im Jahre 1994 absorbiert wurde. Für die Berechnung dieser Dosis ist es unter anderem wichtig zu wissen, wie lange die Detektoren der Strahlung ausgesetzt waren. Im Jahre 1994 gab es im Mittel zwei Lumi-Runs pro Tag, wobei jeder rund 8 Stunden dauert. Es waren also 57600 s pro Tag die Standardbedingungen erfüllt. Zu jedem Lumi-Run gibt es mindestens eine Positronen-Injektion mit dem dazugehörigen Beschleunigen. Aus technischen Gründen führt nicht jedes Ramping zu einem Lumi-Run. Es wird daher angenommen, daß es jeden Tag 3 Rampings gab. Das bedeutet, es waren pro Tag 900 s die Beschleunigungsbedingungen erfüllt.

Kapitel 2

Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Im Rahmen dieser Arbeit werden die Wechselwirkung von niederenergetischen Photonen mit Materie untersucht. In der primären Synchrotronstrahlung kommen, in der Umgebung des PLUG, nur Photonen mit einer Energie bis zu einigen hundert keV vor (siehe Abschnitt 5.2.1). Es genügt demnach nur Wechselwirkungsprozesse zu berücksichtigen, die im Energiebereich $1\ keV - 1\ MeV$ liegen. In diesem Energiebereich gibt es drei Prozesse:

Photoeffekt, Comptoneffekt und Rayleighstreuung. Die Paarerzeugung setzt erst bei einer Energie von $1022\ keV$ ein und muß daher in dieser Simulation nicht berücksichtigt werden.

Die beim Photoeffekt entstehenden Elektronen haben aufgrund ihrer niedrigen Energie nur eine sehr kurze Reichweite in Materie. Ohne zu große Fehler zu erhalten, kann die Energie dieser Elektronen also an Ort und Stelle deponiert werden. Die Elektronen werden aus diesem Grund in der Simulation nicht verfolgt und daher wird hier nicht auf die Wechselwirkung von Elektronen mit Materie eingegangen. Das für diese Arbeit entwickelte Simulationsprogramm berücksichtigt nur die drei oben genannten Wechselwirkungsprozesse für Photonen. Diese sollen in den folgenden Abschnitten erläutert werden.

In Abbildung 2.1 ist der Wirkungsquerschnitt der drei Prozesse für Wolfram im Energieintervall von $1 - 1000\ keV$ aufgetragen. Wolfram wurde gewählt, da der C3-Kollimator in der Nähe des PLUG aus diesem Element besteht, und Wolfram Fluoreszenzlinien oberhalb von $10\ keV$ besitzt.

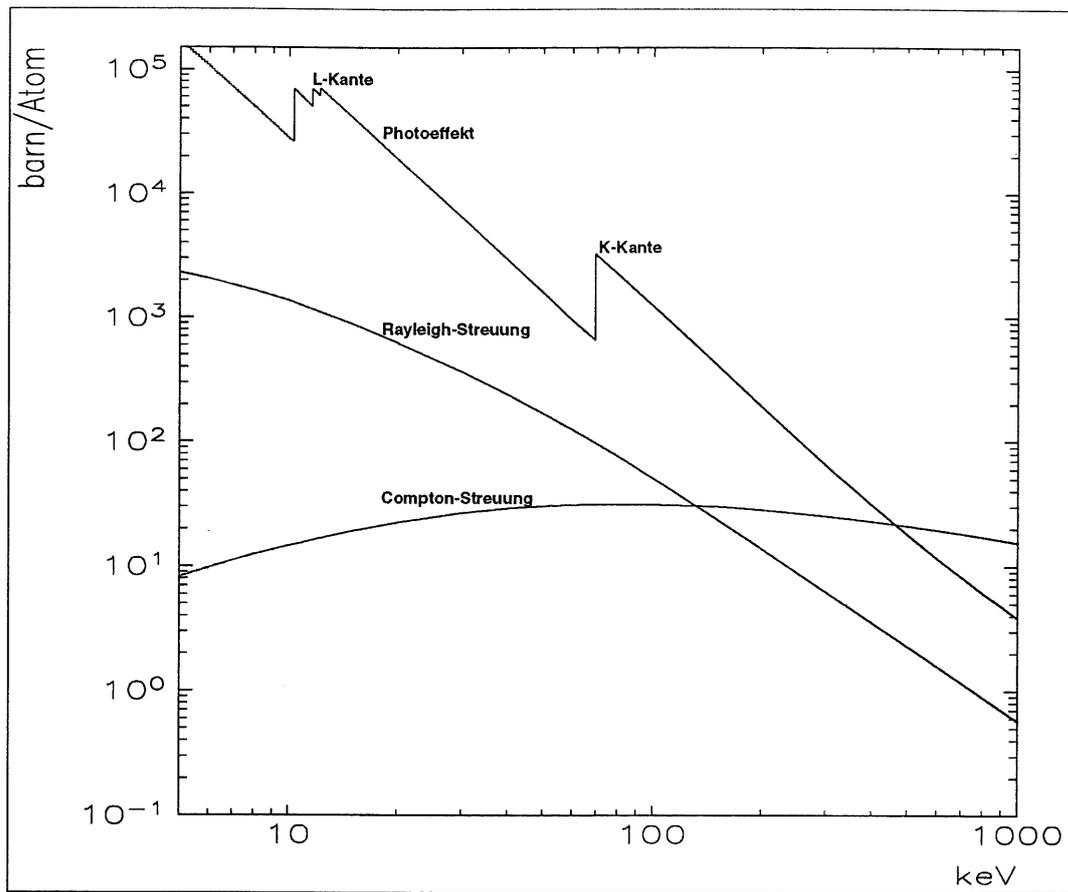


Abbildung 2.1: In der Abbildung sind die Wirkungsquerschnitte der drei hier behandelten Wechselwirkungen am Beispiel des Wolframatoms doppeltlogarithmisch dargestellt.

2.1 Photoeffekt

Beim Photoeffekt wird ein Photon von einem Atom absorbiert und ein Elektron emittiert. Der Wirkungsquerschnitt des Photoeffektes steigt an den diskreten Bindungsenergien der Elektronen des Atoms sprunghaft an. In Abbildung 2.1 sind diese Stufen bei 10 und 70 keV zu erkennen. Entfernt von den Kanten kann die Energie- und Kernladungsabhängigkeit des Photoeffektes mit folgender

Gleichung abgeschätzt werden:

$$\sigma \propto \frac{Z^{4,5}}{E_\gamma^3}$$

Ein Photoeffekt ist nur möglich, wenn die Energie des Photons größer ist als die Ionisierungsenergie des betroffenen Elektrons. Der Rückstoßimpuls des emittierten Elektrons wird vom ionisierten Atom aufgenommen.

Nach der Wechselwirkung befindet sich das Ion in einem angeregten Zustand. Das Loch in der inneren Schale wird durch ein Elektron aus einer äußeren Schale aufgefüllt. Dabei wird Bindungsenergie frei, die entweder in Form eines Fluoreszenzphotons abgestrahlt oder an ein Elektron einer äußeren Schale übertragen wird.

Der erste Fall führt zu den charakteristischen Photoemissionslinien der Atome. Die so emittierten Photonen werden dabei isotrop abgestrahlt. Für Wolfram werden die Werte dreier wichtiger Linien in Tabelle 3.2 mit den aus einer Simulation erhaltenen Werten verglichen.

Der zweite Fall ist ein strahlungsloser Übergang in den Grundzustand und heißt Augereffekt [4]. Der Augereffekt führt dazu, daß ein weiteres Elektron emittiert wird. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Konkurrenzprozess zur Fluoreszenz nimmt mit zunehmender Kernladungszahl ab, so daß bei schweren Atomen die strahlenden Übergänge überwiegen.

2.2 Compton-Streuung

Die Streuung eines Photons an einem Elektron wird als Compton-Streuung bezeichnet. Das Photon überträgt dabei einen Teil seiner Energie auf das Elektron, es handelt sich also um eine inelastische Streuung. Ist das Elektron an ein Atom gebunden, so wird das Atom durch die Compton-Streuung angeregt oder ionisiert. Der Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung von Photonen an freien Elektronen wird mit der Klein-Nishima-Formel [5] beschrieben.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \right)^2 \times \left(\frac{\hat{E}_\gamma}{E_\gamma} \right)^2 \times \left(\frac{E_\gamma}{\hat{E}_\gamma} + \frac{\hat{E}_\gamma}{E_\gamma} - \sin^2 \theta \right)$$

Es ist E_γ die Energie des einfallenden, \hat{E}_γ die Energie des gestreuten Photons. θ ist der Streuwinkel, m_e die Elektronenmasse und c die Lichtgeschwindigkeit. Zwischen E_γ und \hat{E}_γ besteht folgender Zusammenhang:

$$\hat{E}_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \left(\frac{E_\gamma}{m_e c^2} \right) \times (1 - \cos \theta)}$$

Für die Beschreibung der Streuung an Elektronen der Atomhülle wird hieran eine Strukturfunktion multipliziert. Die Strukturfunktion hängt vom Impulsübertrag und der Kernladungszahl ab. Kleine Impulsüberträge sind mit kleinen Streuwinkeln verbunden und werden durch die Strukturfunktion unterdrückt.

2.3 Rayleigh-Streuung

Die Wechselwirkung eines Photons mit der gesamten Elektronenhülle eines Atoms wird als Rayleigh-Streuung bezeichnet. Das Atom wird bei der Rayleigh-Streuung weder ionisiert noch angeregt. Es findet also kein Energieübertrag statt, d.h., es handelt sich, im Gegensatz zur Compton-Streuung, um elastische Streuung. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß kann durch das Produkt der Thomsonschen Formel und dem Betragsquadrat des Atom-Formfaktors beschrieben werden. Die Thomsonformel folgt aus der klassischen Elektrodynamik [6] und lautet für unpolarisiert einfallende Strahlung:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \right)^2 \times (1 + \cos^2 \theta)$$

Der Formfaktor ist die Fouriertransformation der Ladungsverteilung in der Atomhülle und hängt von der Kernladungszahl und dem Impulsübertrag ab. Je größer der Impulsübertrag desto geringer ist die Wahrscheinlichkeit, daß sich das Atom danach noch im Grundzustand befindet. Der Formfaktor fällt also mit zunehmendem Impulsübertrag schnell ab.

Kapitel 3

Monte-Carlo-Simulation

3.1 Die Methode

Das Monte-Carlo-Verfahren [7] ist ein numerisches Verfahren, das mit Hilfe von Zufallszahlen, Probleme zu lösen hilft, die analytisch nur schwer oder gar nicht lösbar sind. Für das zu untersuchende Problem wird ein stochastisches Modell gesucht, dessen Zufallsvariablen mit Hilfe eines Computers erzeugt werden. Es können dann aus Stichproben des gesamten stochastischen Systems Lösungen des bestehenden Problems durch statistische Analyse gewonnen werden. Im Falle der Wechselwirkung von Photonen mit Materie ist das Problem selbst schon statistischer Natur und der Schritt der Modellbildung entfällt.

Die Genauigkeit der Monte-Carlo-Methode hängt im wesentlichen von zwei Faktoren ab.

1. Fehler oder Ungenauigkeiten in der Modellbildung für das zu lösende Problem. Dies ist ein systematischer Fehler: Ein fehlerhaftes Modell führt zu fehlerhaften Ergebnissen.
2. Die Simulation der Stichprobe. Diese ist mit einem statistischen Fehler behaftet, der proportional zu $\sqrt{\frac{1}{n}}$ ist, wobei n der Umfang der Stichprobe ist. Der statistische Fehler kann also durch eine genügend große Stichprobe beliebig klein gemacht werden. Alle Simulationen dieser Arbeit werden mit Stichproben der Größe 1×10^6 arbeiten. Der statistische Fehler liegt dann bei 0,1%.

Die beiden oben genannten Faktoren hängen direkt mit der Monte-Carlo-Methode zusammen. In den Simulationen dieser Arbeit gibt es aber noch weitere Quellen für systematische Fehler, dies sind die Vereinfachungen in der Rahmenbedingungen (z.B. Vereinfachung in der Geometrie), auf die in den

Abschnitten 4.1.2 und 4.1.3 eingegangen wird.

Ein großer Vorteil von Monte-Carlo-Simulationen gegenüber echten Experimenten ist neben geringeren Kosten und großer Geschwindigkeit die Tatsache, daß in Simulationen auch mikroskopische Daten zugänglich sind, die in einem Experiment nicht direkt gemessen werden können. Hieraus können mitunter wichtige Erkenntnisse gezogen werden, und sich neue experimentelle Fragestellungen ergeben.

3.2 Programmbeschreibung

In dieser Arbeit wird mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulation untersucht, ob die Synchrotronstrahlung Ursache der in Abschnitt 1.2.2 beschriebenen Schäden an den Silizium-Detektoren des PLUG sein kann.

Es liegt nahe, für diese Aufgabe ein erprobtes Simulationsprogramm zu verwenden. Mit dem am CERN entwickeltem Simulationspaket GEANT [8] stand ein umfangreiches und gut dokumentiertes Programm zur Verfügung. GEANT hat aber für die zu untersuchende Fragestellung einen wesentlichen Nachteil: Der Energiebereich, in dem die Wechselwirkungen von Teilchen simuliert werden können, beginnt bei 10 keV. Da niederenergetische Strahlung als Ursache der Schäden vermutet wird, ist diese Schwelle zu hoch. Kupfer, das Absorbermaterial des PLUG, hat eine K_α - bzw. K_β -Linie bei 8 bzw. 9 keV. Photonen dieser Energie sind daher eine mögliche Ursache der Schäden und müssen also unbedingt mit simuliert werden. GEANT ist dazu aufgrund der Energieschwelle von 10 keV nicht in der Lage.

Für diese Arbeit wurde daher ein Programm entwickelt, das die Wechselwirkung von Photonen im Energiebereich von 1–1000 keV simulieren kann. Dafür werden Tabellen verwendet, in denen die im Kapitel 2 beschriebenen Wirkungsquerschnitte [9], Strukturfunktionen und Formfaktoren [10] enthalten sind. Solche Tabellen müssen für jedes Element erstellt werden, in dem Wechselwirkung simuliert werden sollen.

Für die Simulation ist es nicht nur wichtig die physikalischen Prozesse gut zu reproduzieren, sondern auch die Geometrie der verschiedenen Materialien exakt zu behandeln. Denn die Photonen bewegen sich durch verschieden geformte, zum Teil sehr dünne Materieschichten.

Das Simulationsprogramm wurde in der objektorientierten Programmiersprache C++ [11] geschrieben. Dabei wurde als Basis eine leicht erweiterbare Klassenbibliothek entwickelt, die Objekte wie z.B. Photonen, Volumina und Materialien enthält. In der Bibliothek sind auch Steuerobjekte wie Simulation

und Event enthalten.

Dieser Teil, der allen Simulationen gemeinsam ist, enthält sowohl die physikalischen Prozesse in Form von Tabellen und Funktionen als auch die Lösung der auftretenden geometrischen Probleme. Selbstverständlich sind in der Bibliothek nur die Materialien und Geometrien vorhanden, die für die gestellte Aufgabe relevant sind. Der objektorientierte Entwurf ermöglicht es aber, daß einzelne Teile der Bibliothek unabhängig von anderen sehr einfach zu erweitern sind. Die vorhandenen Steuerobjekte zum Beispiel nehmen nur Bezug auf die Schnittstellen anderer Objekte nicht aber auf deren Implementation. Es können also beispielsweise neue geometrische Objekte in die Bibliothek eingefügt werden, ohne daß die anderen Objekte geändert werden müssen. Dies läßt sich mit Hilfe der objektorientierten Konzepte *Vererbung* und *virtuelle Basisklasse* [11] [12] erreichen.

Auf der Basis der Bibliothek wurden daraufhin die verschiedenen Einzelsimulationen programmiert. Die leichte Erweiterbarkeit ist der eine Vorteil einer objektorientierten Bibliothek, ein weiterer großer Vorteil ist, daß der Programmtext für eine einzelne Simulation selten mehr als einige 100 Zeilen benötigt und daher sehr leicht zu überblicken ist. Fehler lassen sich so schnell finden und berichtigen.

Der Programmtext der Bibliothek ist wesentlich umfangreicher als der einer konkreten Simulation. Die Bibliothek muß aber nicht für jede Simulation neu verifiziert werden. Zur Verifizierung der Bibliothek eignen sich einfache Simulationen, deren Ergebnis durch Nachrechnen überprüfbar ist, oder Vergleichssimulationen mit Programmen, deren Richtigkeit bekannt ist (siehe Abschnitt 3.2.2).

Der Programmtext der Bibliothek und der Simulationsszenarien ist im Anhang abgedruckt. Im Anhang A in der Datei *buck.hh* finden sich kurze Beschreibungen der verschiedenen Objekte.

3.2.1 Programmablauf

In diesem Abschnitt soll erläutert werden, wie in dem hier erstellten Simulationsprogramm generell vorgegangen wird, um die Wechselwirkungen beim Durchgang von Photonen durch Materie zu simulieren. Anschaulich läßt sich das Vorgehen in Form eines Flußdiagramms darstellen. Abbildung 3.1 enthält das Flußdiagramm für die Simulation eines Events.

Einige Begriffe, die im folgenden immer wieder auftreten, sollen kurz erklärt werden:

Die *Geometrie* ist der Bereich in dem Photonen verfolgt werden.

Ein *Simulationsschritt* umfaßt das Versetzen eines Photons zum nächsten Wech-

selwirkungspunkt, die Auswahl der Art der Wechselwirkung und das Ausführen der Wechselwirkung. Dies bedeutet die Änderung von Energie und/oder Flugrichtung entsprechend des Wirkungsquerschnittes des ausgewählten Prozesses. Ein *Event* beginnt mit der Erzeugung eines neuen Photons und endet, wenn das Photon entweder die Geometrie verläßt oder absorbiert wird. Ein Event kann also mehrere Simulationsschritte umfassen.

Ein Photon gilt als *absorbiert*, wenn seine Energie eine festgelegte Schwellenenergie unterschreitet. Diese Schwelle kann in allen Materialien in dieser Simulation getrennt eingestellt werden.

Die Anfangsbedingungen für Photonen bestehen aus vorgegebener Energie-Orts- und Richtungsverteilung. Als erstes wird ein neues Photon erzeugt, das den Anfangsbedingungen genügt. Das heißt, es werden Werte für die Startparameter generiert, die den Anfangsverteilungen genügen. Nun wird festgestellt, in welchem Material sich das Photon befindet. Mit Hilfe der mittleren freien Weglänge, die für jedes Material gegen die Energie tabelliert ist, wird der Ort der nächsten Wechselwirkung gemäß einer exponentialverteilten Zufallszahl bestimmt. Dabei können zwei Fälle auftreten:

1. Der so bestimmte Ort befindet sich nicht mehr im gleichen Material, dann wird das Photon nur bis zur Grenze der Materialien bewegt, und ein neuer Simulationsschritt beginnt. Diese Art der Behandlung von Grenzübergängen stellt eine Näherung dar. Das Simulationsprogramm GEANT, das später als Referenz verwendet wird behandelt solche Grenzübergänge in ähnlicher Weise.
2. Der Ort befindet sich noch im gleichen Material, das Photon wird dorthin bewegt und eine Wechselwirkung wird simuliert.

Nach dem Anteil der Wirkungsquerschnitte der drei Wechselwirkungsprozesse am Gesamtwirkungsquerschnitt des Photons wird eine Zufallszahl erzeugt und so die Art der Wechselwirkung ausgewählt.

Handelt es sich bei der Wechselwirkung um einen *Photoeffekt*, so wird anhand der Beiträge der Schalen K, L und M die Schale ausgewählt, an der die Wechselwirkung stattfindet. Das Photon wird absorbiert und ein Elektron emittiert. Das Elektron wird in dieser Simulation nicht weiter verfolgt; es deponiert seine gesamte Energie am Ort seiner Erzeugung.

Mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit schließt sich eine Fluoreszenz an, bei der ein neues Photon erzeugt wird. Es wird dabei in der K-Schale zwischen einem K_α - oder K_β -Übergang unterschieden. Die Emission des Fluoreszenzphotons geschieht isotrop mit der Energie des Überganges. Das neue Photon

übernimmt die Identität des absorbierten. In der Simulation hat es dadurch den Anschein, als hätte das Photon den Photoeffekt überdauert. Dies ist aber nicht der Fall: Es handelt sich um ein gänzlich anderes Photon. Der Fluoreszenzprozeß steht in Konkurrenz zum Augereffekt, bei dem kein Photon, sondern ein Elektron emittiert wird. Das beim Augerübergang emittierte Elektron wird in dieser Simulation nicht weiter verfolgt; es deponiert seine gesamte Energie am Ort seiner Erzeugung. Ein Augereffekt bedeutet das sichere Ende eines Events. Ein Fluoreszenzübergang erzeugt ein neues Photon, das weiter verfolgt wird.

Bei einer *Compton-Streuung* wird der Streuwinkel θ gegen die Flugrichtung des Photons entsprechend dem differentiellen Wirkungsquerschnitt unter Berücksichtigung der Strukturfunktion ausgewählt. Der Streuwinkel ϕ wird über das Intervall $[0, 360^\circ]$ gleichverteilt ausgewählt. Die Energie des Photons ist durch den Streuwinkel bestimmt. Eventuell induzierte Strahlungsübergänge am Atom werden nicht berücksichtigt.

Tritt eine *Rayleigh-Streuung* auf, wird der Streuwinkel θ gegen die Flugrichtung des Photons entsprechend dem differentiellen Wirkungsquerschnitt unter Berücksichtigung des Formfaktors ausgewählt. Der Streuwinkel ϕ wird wieder über das Intervall $[0, 360^\circ]$ gleichverteilt ausgewählt. Bei der Rayleighstreuung ändert sich die Energie des Photons nicht.

Nach einer Wechselwirkung wird überprüft, ob das Photon absorbiert wurde, das führt wieder zu zwei Fällen:

1. Das Photon wurde absorbiert, das Event ist beendet, ein neues Event muß initialisiert werden.
2. Das Photon wurde nicht absorbiert, ein weiterer Simulationsschritt wird ausgeführt.

Vor und nach jedem Simulationsschritt besteht Zugriff auf die aktuellen Simulationsdaten, wie z.B. Energie, Position und Flugrichtung der Photonen. Diese Daten können dann zur späteren Auswertung gespeichert werden.

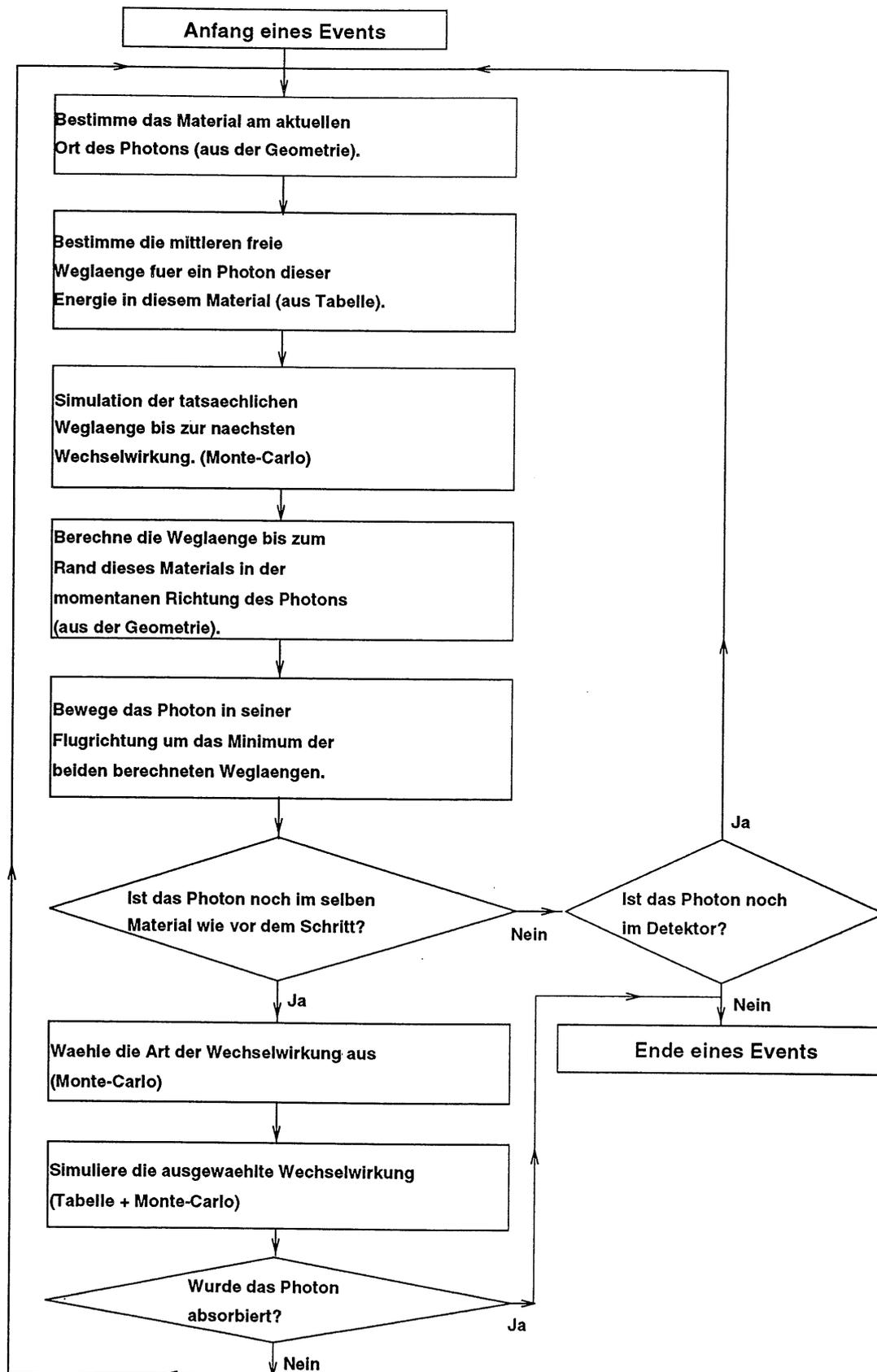


Abbildung 3.1: Flußdiagramm eines Events in der Simulation

3.2.2 Sicherung der Qualität – Vergleich mit GEANT

Jedes Simulationsprogramm muß seine Korrektheit unter Beweis stellen. Das heißt, es muß nachgewiesen werden, daß das Programm in der Lage ist, Ergebnisse zu erzielen, die der Realität entsprechen. Dies kann auf zwei Arten geschehen:

1. Direkt, durch Vergleich mit einem Experiment. Die Meßwerte eines Experimentes müssen dabei durch die Simulation reproduziert werden.
2. Indirekt, in dem die Ergebnisse des Simulationsprogramms mit denen eines anderen (Referenzprogramm) verglichen werden. Dabei ist es notwendig, daß die Qualität des Referenzprogramms bereits nachgewiesen ist.

Ein Experiment, in dem die Wechselwirkungen von Photonen mit Materie untersucht werden, konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden. Daher wurde der zweite Weg beschritten. Das Simulations-Paket GEANT ist ein in der Hochenergiephysik anerkanntes Simulationsprogramm, und eignet sich daher als Referenz für einen solchen Vergleich. GEANT wird fortlaufend weiterentwickelt, deshalb ist es wichtig für die Referenzsimulation eine aktuelle Version zu verwenden. Es wurde Version 3.21/04 vom 20.03.1995 verwendet.

Um die beiden Programme zu vergleichen wurde, ein einfaches „Experiment“ sowohl in GEANT, als auch in dem für diese Arbeit erstellten Programm (MBUCK) simuliert.

Es wurde der in Abbildung 3.2 skizzierte Aufbau mit beiden Programmen als Grundlage der Simulation verwendet. In der Simulation wird eine $100 \mu\text{m}$ starke Scheibe aus Materie mit monoenergetischen Photonen von einer Seite bestrahlt. Die Photonen treffen unter einem Winkel θ (gemessen gegen die positive Z-Achse) auf die Scheibe. Als Ergebnis werden die Energie- und Richtungsverteilung der transmittierten Photonen sowie ihr radialer Austrittsort gespeichert. Daneben werden auch Reflexions-, Transmissions- und Absorptionskoeffizient aus den Simulationen ermittelt und miteinander verglichen. Diese Daten sind für die eigentliche Simulation dieser Arbeit von großem Interesse, denn die Synchrotronstrahlung trifft auf dem Weg in das Silizium des PLUG auf mehrere Materieschichten.

Der Energiebereich, in dem GEANT die Wechselwirkungen von Teilchen simulieren kann, ist nach unten bei 10 keV beschränkt. Für das im Rahmen dieser Arbeit erstellte Programm liegt diese Schwelle bei 1 keV . Um zu vergleichbaren Ergebnissen zu gelangen, muß in beiden Simulationen mit derselben Schwelle gearbeitet werden. Es wurde daher mit 10 keV , der kleinsten

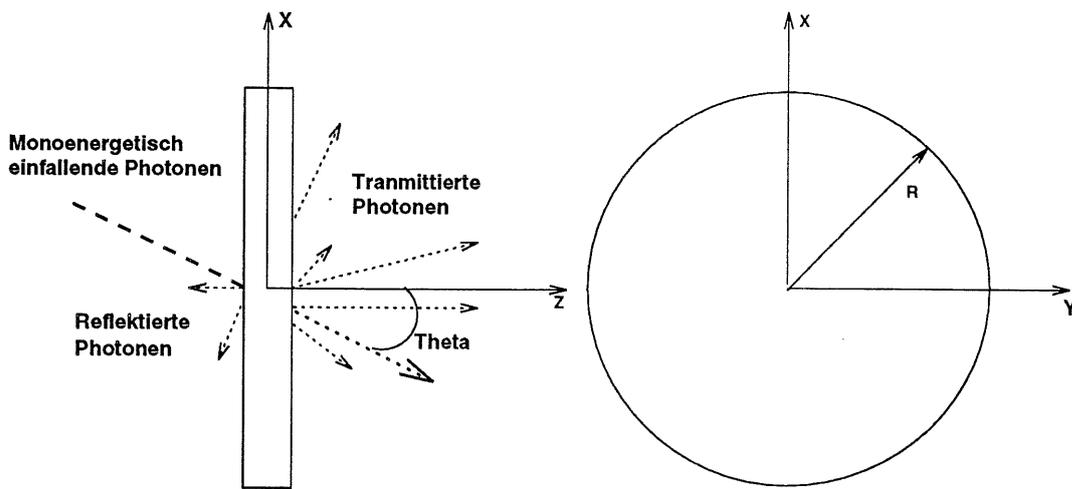


Abbildung 3.2: Darstellung der in der beschriebenen Vergleichssimulation verwendeten Geometrie.

gemeinsamen Energieschwelle, simuliert.

Die Vergleichssimulation wurde für verschiedene Einfallswinkel, verschiedene Einfallenergien und verschiedene Materialien durchgeführt.

Die hier dargestellten Ergebnisse stammen von senkrechtem Einfall ($\theta = 0^\circ$) bei 100 keV Einfallenergie. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.1 und Abbildung 3.3 gegenübergestellt. In der Abbildung sind die transmittierten Photonen in

	GEANT MBUCK		GEANT MBUCK	
Element	^{74}W		^{29}Cu	
Transmissionskoeffizient	0,551	0,543	0,970	0,969
Reflexionskoeffizient	0,114	0,122	0,005	0,006
Absorptionskoeffizient	0,335	0,335	0,025	0,025
Element	^{26}Fe		^{14}Si	
Transmissionskoeffizient	0,980	0,980	0,998	0,998
Reflexionskoeffizient	0,004	0,005	0,002	0,002
Absorptionskoeffizient	0,016	0,015	0,000	0,000

Tabelle 3.1: Ergebnisse der Vergleichssimulationen für verschiedene Materialien bei senkrechtem Einfall mit 100 keV Energie auf eine 100 μm starke Scheibe.

Prozent der eingestrahnten Photonen in Histogrammform dargestellt. Die vier Figuren der rechten Hälfte enthalten die Ergebnisse von MBUCK, die in der linken Hälfte die von GEANT. Es sind nur die Ergebnisse der Simulation mit Wolfram graphisch aufgetragen, da in allen anderen Fällen über 90% der Photonen die Scheibe ohne Wechselwirkung durchdringen. Daher läßt sich aus den Histogrammen nur sehr wenig Information über die Verteilung der gestreuten Teilchen entnehmen. Die Y-Achsen der Abbildung sind logarithmisch skaliert, die X-Achsen linear.

Aus Tabelle 3.1 läßt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den Programmen entnehmen.

Für den Transmissionskoeffizienten kann am Beispiel des Wolfram eine untere Grenze abgeschätzt werden. Die mittlere freie Weglänge (mfW) für 100 keV Photonen in Wolfram beträgt 120 μm [9], d.h. die Wolfram-Scheibe ist 0,83 mfW stark. Die Anzahl von Photonen, die keine Wechselwirkung durchgemacht haben, nimmt exponentiell mit dem zurückgelegten Weg ab. Es wird daher erwartet, daß $\exp(-0,833) = 0,43$ Photonen die Scheibe ungestört verlassen. Dieser Wert läßt sich in Abbildung 3.3 in den Figuren 3 und 4 wiederfinden. Es sind die Spitzen bei 0° . Dies besagt, daß rund 43% der Photonen die Scheibe unter derselben Flugrichtung auf der Rückseite wieder verlassen, mit dem sie vorne eingestrahlt wurden. Solche Photonen haben keine Wechselwirkung gemacht.

Da aber auch Photonen, die eine (oder mehrere) Wechselwirkung(en) hinter sich haben, die Scheibe durchdringen können, ist der Transmissionskoeffizient größer als die abgeschätzte untere Grenze. Vor allem Fluoreszenzphotonen des Photoeffekts tragen hierzu bei. Dies ist deutlich in den Linien der Energieverteilung zu erkennen. Die Linien in den Figuren 1 liegen bei 58 bzw. 67 keV und sind mit den K_α - und K_β -Linien des Wolfram zu identifizieren. Beide Programme geben die Linien gut wieder. In GEANT sind die Linien etwas breiter, da hier mit parametrisierten Wirkungsquerschnitten gearbeitet wird. Das Programm MBUCK arbeitet mit Tabellen und liefert sehr genaue Werte. In Tabelle 3.2 sind die mit MBUCK simulierten Linien den Literaturwerten [15] gegenübergestellt. Der Tabelle ist eine sehr gute Übereinstimmung zu entnehmen. Die letzte Zeile der Tabelle enthält einen L -nach- M -Übergang, der wegen der Energieschwelle von 10 keV in der Vergleichssimulation nicht erfaßt wird. In der Simulation in Abschnitt 5.2.2 kommt diese Linie aber vor und zeigt, daß das Programm auch unter 10 keV richtig arbeitet.

Auch die Figur 2 der Abbildung 3.3 zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen den Programmen und ist physikalisch plausibel. Aufgetragen ist hier der radiale Abstand des Austrittsortes vom Eintrittsort. Der Abstand nimmt exponentiell ab, das ist plausibel, da ein größerer Abstand mit einem längerem Weg durch die Scheibe verbunden ist. Es kommt hier wieder das Gesetz der

Name	Übergang	simulierter Wert [keV]	Literaturwert [keV]
K_α	$K \rightarrow L$	58	57,98
K_β	$K \rightarrow M$	67	66,95
η	$L \rightarrow M$	9	8,72

Tabelle 3.2: Vergleich der Fluoreszenzlinien des Wolfram zwischen MBUCK und Literaturwerten

exponentiellen Abschwächung zum Tragen.

In weiteren Testsimulationen wurden die Einfallsenergie und der Einfallswinkel sowie das Material der Scheibe variiert. Die Ergebnisse aller Simulationen zeigen keine großen Abweichungen zwischen den Ergebnissen beider Programme (vgl. Tab. 3.1). Das erstellte Programm ist also in der Lage, die Wechselwirkung von Photonen mit Materie richtig zu simulieren.

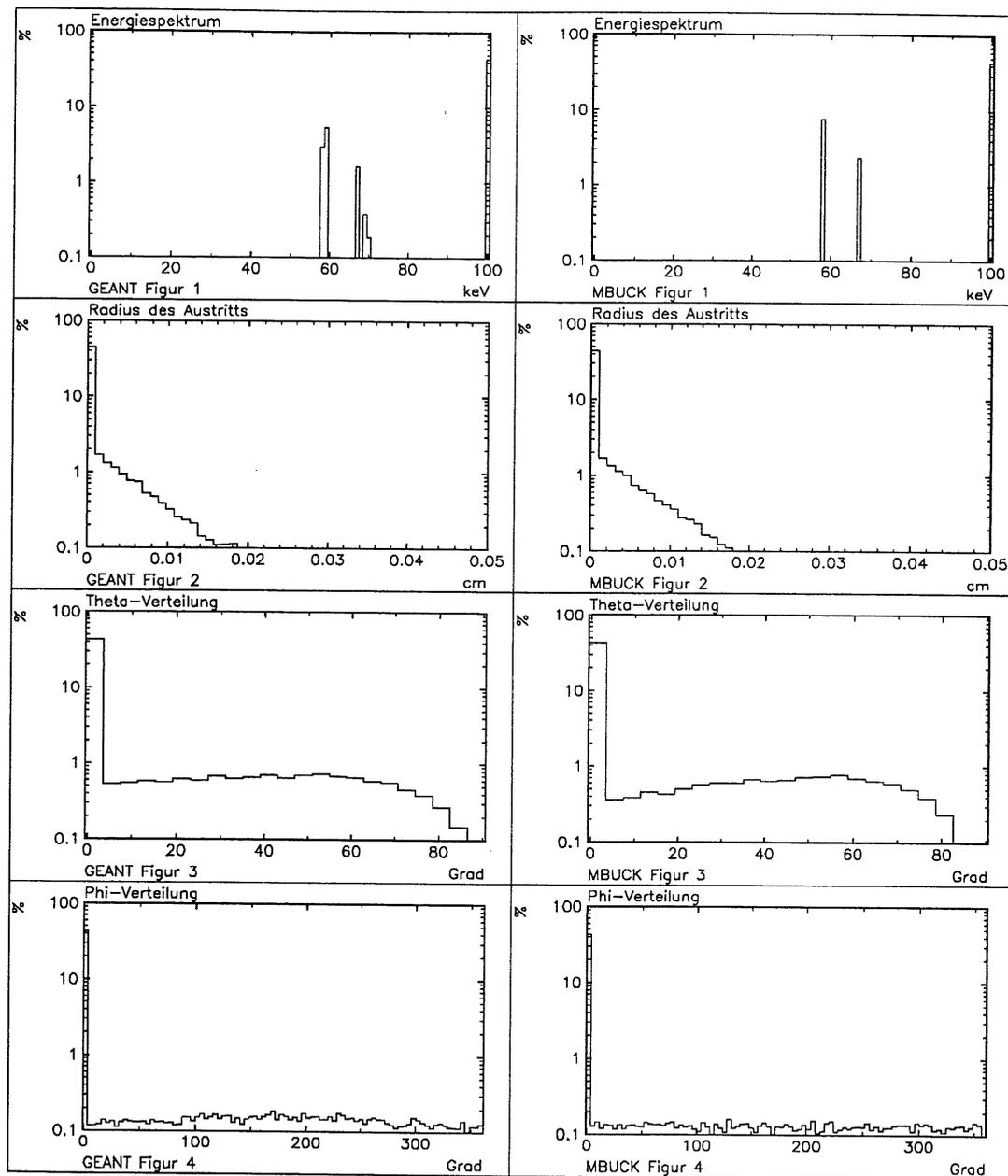


Abbildung 3.3: Darstellung der Simulationsergebnisse von MBUCK (rechts) und GEANT (links) am Beispiel des Wolfram (senkrechter Einfall, $100 \mu\text{m}$ starke Scheibe, 100 keV Einfallenergie). In den Verteilungen sind die transmittierten Photonen in Prozent der eingestrahelten abgebildet. Die Y-Achse ist logarithmisch skaliert.

Kapitel 4

Versuchsaufbau

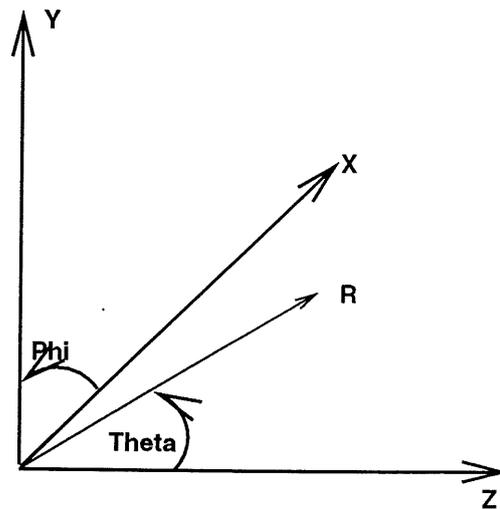
Ziel dieser Arbeit ist es, die Energiedeposition der Synchrotronstrahlung in den Silizium-Detektoren des PLUG zu simulieren. Die Synchrotronstrahlung entsteht im inneren des Strahlrohrs und muß dieses durchdringen, um zu den Detektoren des PLUG zu gelangen. Daher müssen die Geometrien von PLUG und Strahlrohr im Simulationsprogramm nachgebildet werden. Da die Geometrien sehr komplex sind, ist man gezwungen, diese zu vereinfachen. Die Vereinfachungen werden, wenn möglich, so gewählt, daß im Zweifelsfall mehr Strahlung den Detektor erreicht (worst case). Durch ein solches Vorgehen erhält man eine obere Grenze für die Dosis, die die Detektoren schädigt.

In diesem Kapitel wird der Aufbau des Strahlrohrs und des Detektors in der Simulation beschrieben und mit dem tatsächlichen Aufbau verglichen. Alle Beschreibungen beziehen sich auf den Zustand des PLUG und des Strahlrohrs im Jahre 1994. Wichtige Unterschiede zwischen der hier beschriebenen 1994er Geometrie und der von 1995 werden im Abschnitt 6.2 erläutert.

4.1 Geometrie von Strahlrohr und Detektor

4.1.1 Das Koordinatensystem

Für die Simulationen wurde ein rechtshändiges kartesisches Koordinatensystem gewählt. Der Ursprung des Systems befindet sich im Strahlrohrmittelpunkt am Anfang des C3-Kollimators (siehe Abbildung 4.2 und 4.3). Die Z-Richtung zählt zum Wechselwirkungspunkt hin, also in Flugrichtung der Positronen, Y nach oben und X nach außen, also links in Flugrichtung der Positronen. Richtungen werden durch die Winkel θ polar und ϕ azimuthal beschrieben. Dabei beschreibt der Polarwinkel den Winkel zwischen der positi-

Abbildung 4.1: *Koordinatensystem der Simulationen*

ven Z-Achse und dem Ortsvektor. $\theta = 0$ ist die Richtung entlang der Z-Achse. Der Azimutwinkel beschreibt die rechtshändige Drehung um die Z-Achse beginnend bei $\phi = 0$ der Richtung entlang der X-Achse. Die Koordinaten und Richtungswinkel sind in Abbildung 4.1 abgebildet. Auch in den Abbildungen 1.1, 4.2 und 4.3 sind zur Verdeutlichung Koordinaten-Achsen und Winkel eingezeichnet.

Im folgenden Kapitel werden häufig die Richtungen Nord und Süd verwendet werden. Zur Veranschaulichung dienen dabei die Abbildungen 4.3 und 5.6. Die Nordseite des H1-Experimentes ist die Ringaußenseite, d.h. die primäre Synchrotronstrahlung trifft die nördliche Strahlrohrwand. Der C3-Kollimator wird von norden an den Strahlrohrmittelpunkt herangefahren.

4.1.2 Das Strahlrohr

Die für die Simulation verwendete Geometrie des Strahlrohrs ist in den Abbildungen 4.2 und 4.3 dargestellt. Entscheidend für die Genauigkeit der Simulation sind die Stärken der verschiedenen Materialien, denn hierin finden die Wechselwirkungen statt. Etwas weniger Bedeutung kommt der genauen räumlichen Anordnung und Form zu.

Hier wurde deshalb wie folgt vereinfacht:

Die Aufweitung des Strahlrohrs innerhalb des PLUG (vgl. Abb. 1.1) wurde mit einem abrupten Übergang vom engen auf das weite Rohr programmiert (vgl. Abb. 4.2). In der Realität weitet sich das Strahlrohr im Laufe von 5 cm

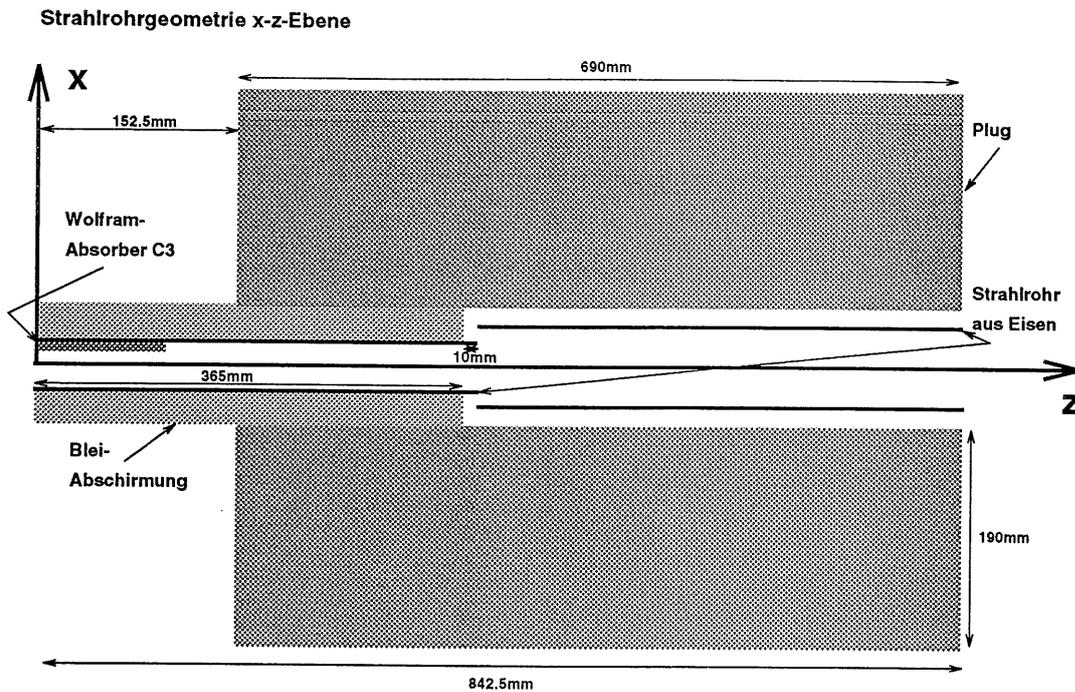


Abbildung 4.2: Es ist ein Schnitt durch die gesamte Geometrie maßstabsgerecht abgebildet.

unter einem Steigungswinkel von etwa 36° . Die Rechtfertigung hierfür liefert der in Kapitel 5 berechnete Einfallswinkel der Strahlung auf das Strahlrohr. Dieser ist in beiden Szenarien deutlich flacher (maximal 7°) als der der Strahlrohraufweitung. Durch die Aufweitung des Strahlrohrs liegt ein Teil des weiten Strahlrohrs im Schatten des engen, siehe dazu Abbildung 4.4. Die Länge dieses Schattens hängt, bei festem Einfallswinkel von der Größe der Radiusänderung ab. Die gesamte Aufweitung liegt in beiden Szenarien im oben erwähnten Schatten, so daß an dieser Stelle nur wenige Wechselwirkungen stattfinden. Das enge Strahlrohr ist in der Realität zudem nicht kreisförmig sondern eher oval, der Y-Durchmesser ist kleiner als der X-Durchmesser. Es wurde dennoch in der Simulation kreisförmig mit Durchmesser $D = 5 \text{ cm}$ dargestellt. Dieser Durchmesser entspricht dem X-Durchmesser der ovalen Geometrie. Je enger das dünne Rohr ist, desto länger ist der Schatten und desto weniger Strahlung trifft den vorderen Bereich des PLUG (weit weg vom Wechselwirkungspunkt). In der Realität gibt es aufgrund der ovalen Form eine Azimutwinkel-Abhängigkeit der Schattenlänge. Das runde Strahlrohr in der Simulation erzeugt einen ϕ -unabhängigen Schatten minimaler Länge. Es wird sich zeigen, daß die Syn-

Strahlrohrgometrie x-y-Ebene

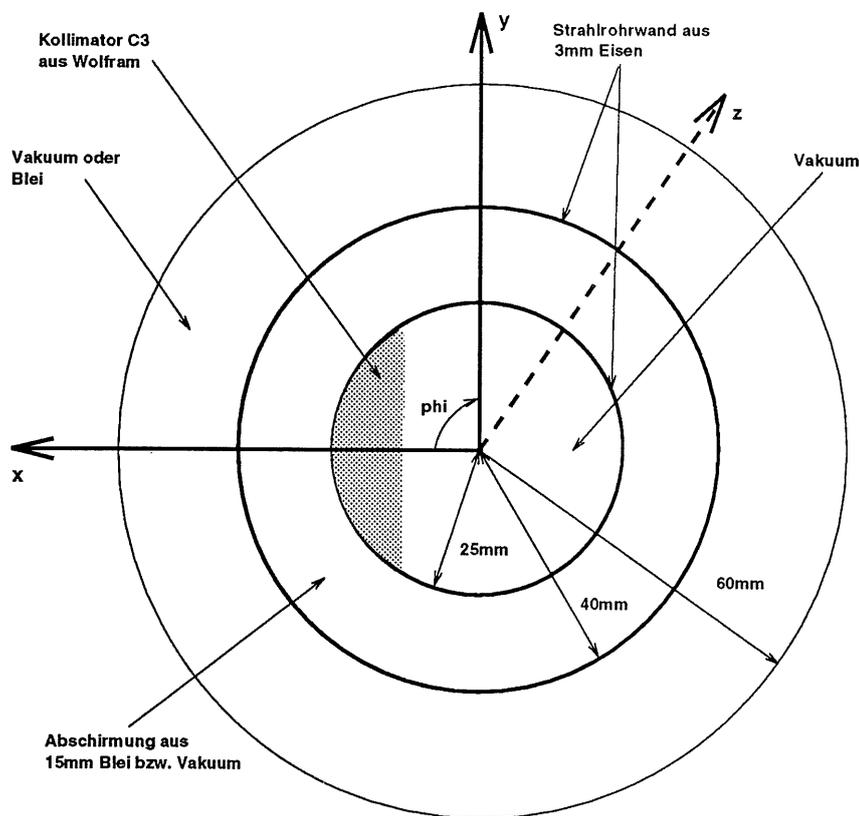


Abbildung 4.3: Es ist ein Schnitt durch das Strahlrohr maßstabsgerecht abgebildet. Der instrumentierte Bereich des PLUG beginnt außerhalb des äußeren Kreises.

chrotronstrahlung in der Ebene (X-Z-Ebene) einfällt, die parallel zur X- und Z-Achse bei $Y = 0$ verläuft. Dort wird daher eine besonders hohe Wechselwirkungsrate erwartet. Aus diesem Grund muß die Geometrie in dieser Ebene möglichst gut approximiert werden. Die Näherung zu einem runden Strahlrohrs führt dazu, daß in der Umgebung der Y-Z-Ebene (parallel zur Y- und Z-Achse bei $Z = 0$), in Abbildung 4.3 ist das oben bzw. unten, der Fluß der Photonen durch das enge Strahlrohr etwas geringer ausfällt, der Fluß durch das weite Strahlrohr dagegen etwas stärker. Der Gesamtfluß wird hierdurch nicht geändert, es ändert sich nur die Verteilung auf die zwei Strahlrohrabschnitte. In der Umgebung X-Z-Ebene (links und rechts in Abb. 4.3) ändert sich durch diese Vereinfachung nichts. Eine sehr detaillierte Beschreibung des

KAPITEL 4. VERSUCHSAUFBAU

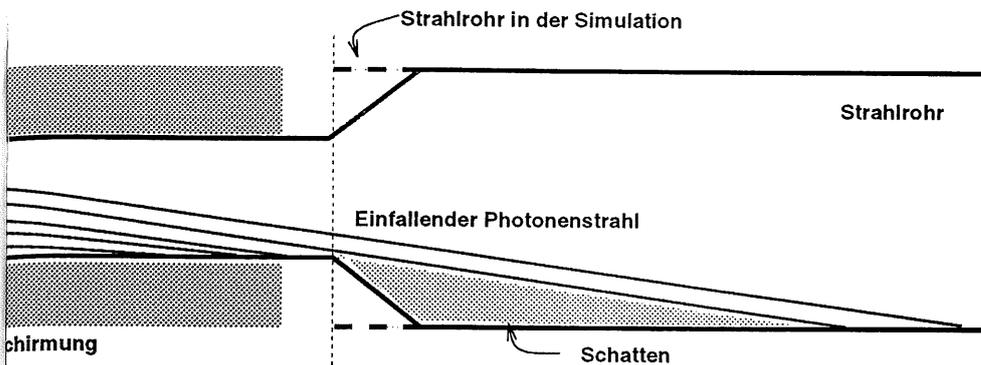


Abbildung 4.4: Die Skizze verdeutlicht das Entstehen des Schattens und deutet die gestrichelten Linien den Unterschied zwischen „echter“ und der in der Simulation verwendeten sprunghaften Strahlrohrerweiterung an.

Das Strahlrohr lässt sich in den technischen Zeichnungen [13] finden.

Das PLUG-Kalorimeter

Die Beschreibung des PLUG wurde bereits in Abschnitt 1.1 gegeben. Es wird hier daher nur die Vereinfachungen erläutert.

In der Simulation wird mit einer kreisförmigen Grundfläche gearbeitet. Die Detektoren werden nur als eine große kreisförmige Scheibe und nicht als individuelle Detektoren nachgebildet. Die dabei auftretenden Fehler führen für den innersten Ring zu einer Überschätzung der deponierten Energie, da, wie man auf dem Foto in Abbildung 1.2 rechts sehen kann, auch Bereiche als Detektor zählen, die in Wirklichkeit nicht instrumentell sind. Fehler, die am Außenrand entstehen, haben auf die Simulationsergebnisse, wie sich in Kapitel 5 zeigen wird, keinen Einfluß.

Die longitudinale Materialfolge im PLUG lässt sich aufgrund der Periodizität des Kalorimeters sehr leicht beschreiben. Es wiederholt sich die Abfolge von Detektor-Modul und Kupfer-Absorber. Die Kupfer-Absorber werden durch das Element Kupfer in der entsprechenden Stärke (6,5 cm bzw. am Ende des Kalorimeters 10 cm) dargestellt. Innerhalb der Detektor-Module werden in der Simulation die Silizium-Detektoren durch Silizium und die Kupferschichten durch Kupfer dargestellt. Die Aluminiumoxyd-Keramik, die als Träger für die Silizium-Detektoren dient, wird durch das Element Aluminium, die Kunststoff-Platine, die die Detektoren gelötet sind, wird durch Kohlenstoff, alles weitere durch das Element Kohlenstoff angenähert. Das Annähern der Keramik durch das Element Aluminium

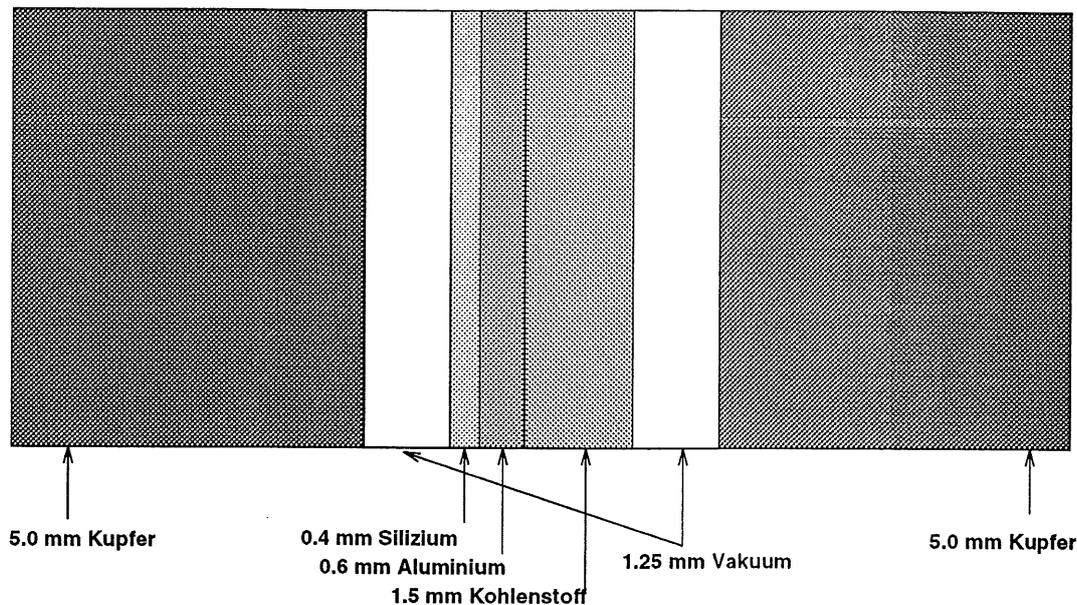


Abbildung 4.5: Die Abbildung ist in Z-Richtung maßstabsgerecht und zeigt die in der Simulation verwendete Materialfolge in den Modulen. Es ist zu erkennen, daß Silizium nur einen sehr kleinen Teil des Materials ausmacht.

ist eine grobe erste Näherung, die die Rückseite des Siliziums stärker als die eigentliche Keramik vor Strahlung abschirmt. Insofern wirkt diese Näherung dem „worst case“-Vorgehen entgegen. Die Erhöhung der der Flachbandspannung wird mit einer Aufladung der Oxyd Schicht an der Frontseite des Detektors erklärt, daher hat Strahlung, die von der Vorderseite den Detektor trifft, einen größeren Einfluß auf die Aufladung. Strahlung, die den Detektor von der Rückseite trifft spielt eine untergeordnete Rolle. Die N^äherung ist daher vertretbar. Die Materialfolge in einem Detektor-Modul ist in Abbildung 4.5 maßstabsgetreu dargestellt.

Kapitel 5

Die Simulationen

5.1 Zerlegung in Einzelschritte

Auf dem Weg von der primären Synchrotronstrahlung bis zur Energiedeposition im Silizium des PLUG wird der Photonenfluß um rund 10 Größenordnungen reduziert. Dabei wird der eine Teil der Photonen von den verschiedenen Materialien absorbiert, der andere Teil wird aus der Geometrie herausgestreut.

Aufgrund des großen Verlustes an Strahlungsintensität wird die Simulation in mehrere Teilschritte zerlegt. Die jeweiligen Ergebnisverteilungen werden daraufhin in parametrisierter Form als Anfangswerte für den nächsten Schritt verwendet. Das Zerlegen in Teilschritte verkürzt die Rechenzeit drastisch. Ein Vergleich liefert, daß eine Simulation in einem Schritt mit letztendlich 26 Energiedepositionen im PLUG rund 30 Stunden braucht. Eine Simulation in vier Schritten mit 1200 Energiedepositionen im PLUG braucht insgesamt rund drei Stunden.

Die beiden im Abschnitt 1.3 beschriebenen Fälle werden in folgenden Schritten ausgeführt:

- Simulation zur Erzeugung der primären Synchrotronstrahlung.
- Streuung am C3-Kollimator (nur in der Standardphase).
- Transmission der Photonen durch das Strahlrohr.
- Simulation der Energiedeposition im PLUG.

5.2 Simulation der Standardphase

In den folgenden drei Abschnitten werden die einzelnen Simulationsschritte für die Standardphase beschrieben. Dies ist die Phase, in der das PLUG von Streustrahlung des C3-Kollimators getroffen wird. Die Strahlbedingungen, die für die später verwendeten Raten als Basis dienen lauten in dieser Phase:

Positronenstrom 25 mA
Positronenenergie 27,5 GeV

5.2.1 1. Schritt—Die primäre Synchrotronstrahlung

In diesem ersten Schritt wird das Spektrum der primären Synchrotronstrahlung simuliert, das auf den C3-Kollimator trifft. Dazu wurde ein Programm verwendet, das D. Pitzl im Rahmen seiner Diplomarbeit [14] erstellt hat, und das auch heute noch bei der H1-Kollaboration Verwendung findet.

In diesem Programm sind die genauen Positionen der im H1-Bereich vorhandenen Magnete, des Strahlrohrs und der Kollimatoren enthalten. Für die Magnete sind außerdem die Daten der jeweiligen Magnetfelder vorhanden. Aus Angaben über die Energie und den Strom des Positronenstrahls wird eine Anzahl von Positronen erzeugt und gaußförmig um die Strahlrohrmitte verteilt. Die Positronen werden in 1 cm Schritten entlang des Strahlrohrs bewegt.

Gerät ein Positron in den Bereich eines Magnetens, wird Richtung und Energie des aufgrund der Bahnkrümmung abgestrahlten Synchrotronstrahlungsphotons berechnet. Dazu wird aus dem Impuls des Positrons und der Magnetfeldstärke der lokale Krümmungsradius der Bahn des Positrons berechnet. Mit diesem Krümmungsradius und der Energie des Positrons läßt sich die Energie der abgestrahlten Synchrotronstrahlung berechnen. Die spektrale Energieverteilung der Photonen wird gemäß einer Verteilung berechnet, die aus der klassischen Elektrodynamik [14] [6] folgt. Die Synchrotronstrahlung wird tangential zur Richtung des Positrons abgestrahlt.

Die Photonen werden nun so lange verfolgt, bis sie auf ein Objekt (z.B. Strahlrohr oder Kollimator) treffen. Dann werden ihre Koordinaten (Position, Flugrichtungswinkel, Energie) gespeichert.

Für diese Simulation werden nur Daten von den Photonen gespeichert, die den C3-Kollimator treffen und deren Energie über 5 keV liegt. Für Photonen geringerer Energie ist die Wahrscheinlichkeit, das Silizium des PLUG zu erreichen, sehr gering.

Die Ergebnisse der Simulation liest man aus Abbildung 5.1 ab. Auf den Y-Achsen ist im folgenden immer die Rate, d.h. die Anzahl der Photonen pro

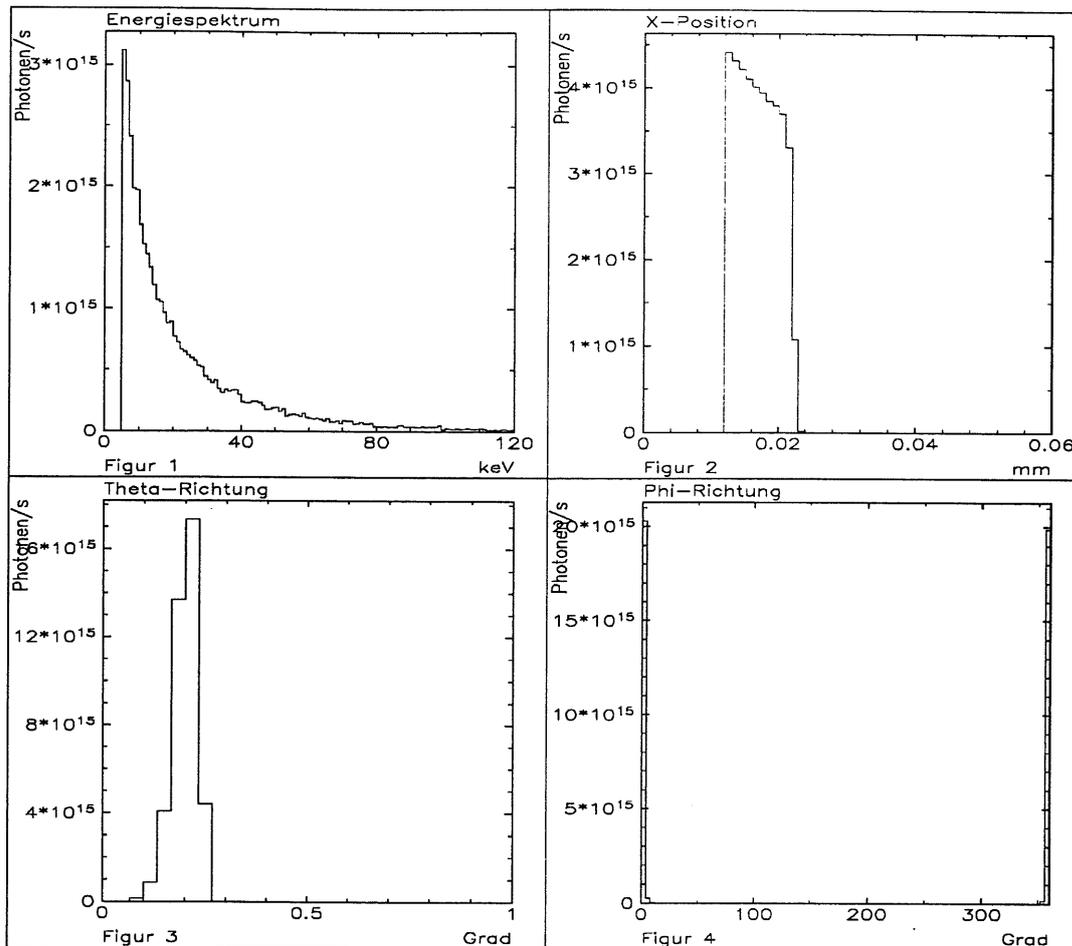


Abbildung 5.1: Dargestellt sind die Verteilungen der Photonen, die den C3-Kollimator treffen. Nur die Photonen, die im ersten gefüllten Bin in Figur 2 enthalten sind, werden im nächsten Schritt berücksichtigt. Alle anderen werden vom Kollimator absorbiert.

Sekunde, aufgetragen. Diese Rate basiert auf den oben genannten Strahlbedingungen. Auf den X-Achsen ist die Energie in keV , der Abstand in mm bzw. der Winkel in Grad aufgetragen. Dabei wurde für alle Abbildungen dieses Kapitels das in Kapitel 4 definierte Koordinatensystem zugrunde gelegt.

In Abbildung 5.1 Figur 1 findet sich das Energiespektrum der Photonen. Deutlich ist die Energieschwelle von $5 keV$ zu erkennen. Die Rate der Photonen fällt mit zunehmender Energie schnell ab. Die Verteilung entspricht den Erwartungen aus der Elektrodynamik [14] [6].

In Abbildung 5.1 Figur 2 ist die Rate der Photonen, die den C3-Kollimator treffen dargestellt. Auf der X-Achse ist der Abstand von der Strahlrohrmitte aufgetragen. Eine Zusatzsimulation zeigt, daß nur Photonen, die den C3 auf dem ersten Millimeter von der Kante treffen, diesen wieder verlassen. Dieser erste Millimeter entspricht dem ersten gefüllten Bin des Histogramms. Er wird von $4,5 \times 10^{15} \frac{\text{Photonen}}{\text{s}}$ getroffen.

Aus Abbildung 5.1 Figur 3 ist ersichtlich, daß die Photonen unter einem mittleren Winkel $\theta = 0,21^\circ$, der im wesentlichen der Bahnkrümmung der Positronen entspricht, auf den C3-Kollimator treffen. Die Verteilung des Winkels ist sehr scharf, daher wird im nächsten Schritt mit einem δ -verteiltem θ -Winkel von $0,21^\circ$ simuliert. Anhand von Abbildung 5.1 Figur 4 ist zu ersehen, daß die Strahlung genau bei $\phi = 0$, also in der Ebene der Positronenbahn auf den Kollimator trifft. Dies war zu erwarten, da die Synchrotronstrahlung in dieser Ebene emittiert wird. Es ist zu beachten, daß das erste und letzte Bin solcher Winkel-Histogramme, wegen der Periodizität der trigonometrischen Funktionen nicht wirklich zu trennen sind; sowohl 0 als auch 360° repräsentieren dieselbe Richtung.

5.2.2 2. Schritt—Streuung am C3-Kollimator

Während im ersten Schritt ein fremdes Programm verwendet wurde, wird in den restlichen Schritten das für diese Arbeit erstellte Programm verwendet.

Für diese Simulation werden Photonen erzeugt, die der im 1. Schritt berechneten Energie- und Winkelverteilung genügen. Als zusätzliche Rechtfertigung für die Annahme eines δ -verteilten θ -Winkels wurde in einer Zusatzsimulation der θ -Winkel im Bereich $0,15-0,25^\circ$ variiert. Dabei wurde kein wesentlicher Einfluß auf die Verteilung der gestreuten Strahlung beobachtet.

Die Photonen werden dann an einem Wolframblock, der den C3-Kollimator darstellt, gestreut. Der Strahlengang am C3-Kollimator ist in Abbildung 5.2 dargestellt.

Nur Photonen mit einem Ausfallswinkel θ von $3,5^\circ-5,7^\circ$ werden in den ungeschirmten Raumwinkelbereich des PLUG gestreut. Photonen mit größeren Winkeln treffen das Strahlrohr im Bereich der Bleimanschette (Abbildung 4.2). Photonen mit kleineren Winkeln treffen das Strahlrohr erst hinter dem PLUG.

Als Ergebnis erhält man Verteilungen für die Energie, θ - und ϕ -Richtung der Photonen, die das Strahlrohr im zugelassenen Bereich des PLUG erreichen. Auf allen Y-Achsen ist wieder die Rate der Photonen aufgetragen. Die Rate der Photonen, die vom C3-Kollimator in den zugelassenen Raumwinkelbereich gestreut werden, errechnet sich als Summe über alle Bins eines Histogramms. Es sind $1 \times 10^{11} \frac{\text{Photonen}}{\text{s}}$, die diese Bedingung erfüllen.

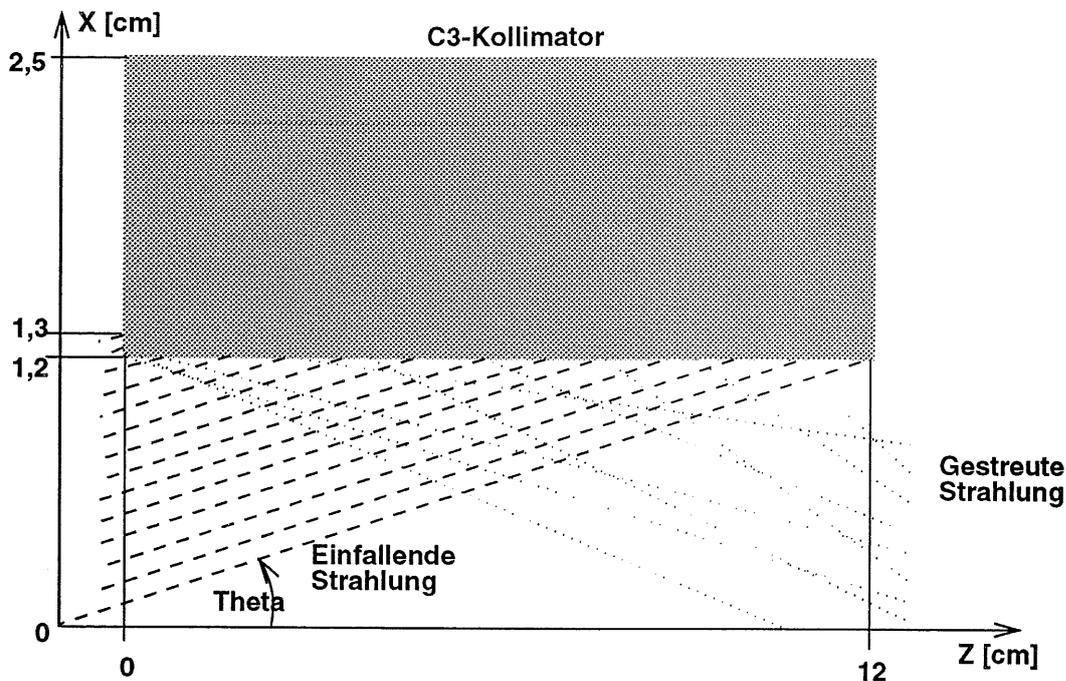


Abbildung 5.2: Die Darstellung ist nicht maßstabsgerecht, zeigt aber wie der C3-Kollimator in der Simulation prinzipiell bestrahlt wird. Nur die Photonen, die in X den ersten mm des C3 treffen, haben eine genügend große Wahrscheinlichkeit den Kollimator an der Unterkante wieder zu verlassen.

Die Verteilung der Photonen ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Abbildung 5.3 Figur 1 zeigt das Energiespektrum der gestreuten Photonen. Hier sind deutlich drei Linien zu erkennen. Es handelt sich um die K_{α} -, K_{β} - und η -Linie von Wolfram. Ein Vergleich der Energie dieser Linien mit Literaturwerten ist in der Tabelle 3.2 geschehen und zeigt eine gute Übereinstimmung. Dies zeigt, daß die Simulation zuverlässig arbeitet.

In derselben Figur erkennt man eine Stufe bei 70 keV . Photonen mit größerer Energie kommen deutlich seltener vor, als solche mit kleineren Energien. Der Grund hierfür ist der sprunghafte Anstieg des Wirkungsquerschnittes für den Photoeffekt bei dieser Energie. Die in Abschnitt 2.1 beschriebene Physik wird also von der Simulation gut reproduziert.

Aus Abbildung 5.3 Figur 2 ersieht man, daß der Austrittsort der gestreuten Photonen über die gesamte Länge des C3-Kollimators gleich verteilt ist. Deswegen kann man in guter Näherung die Mitte (in Z -Richtung) des C3-

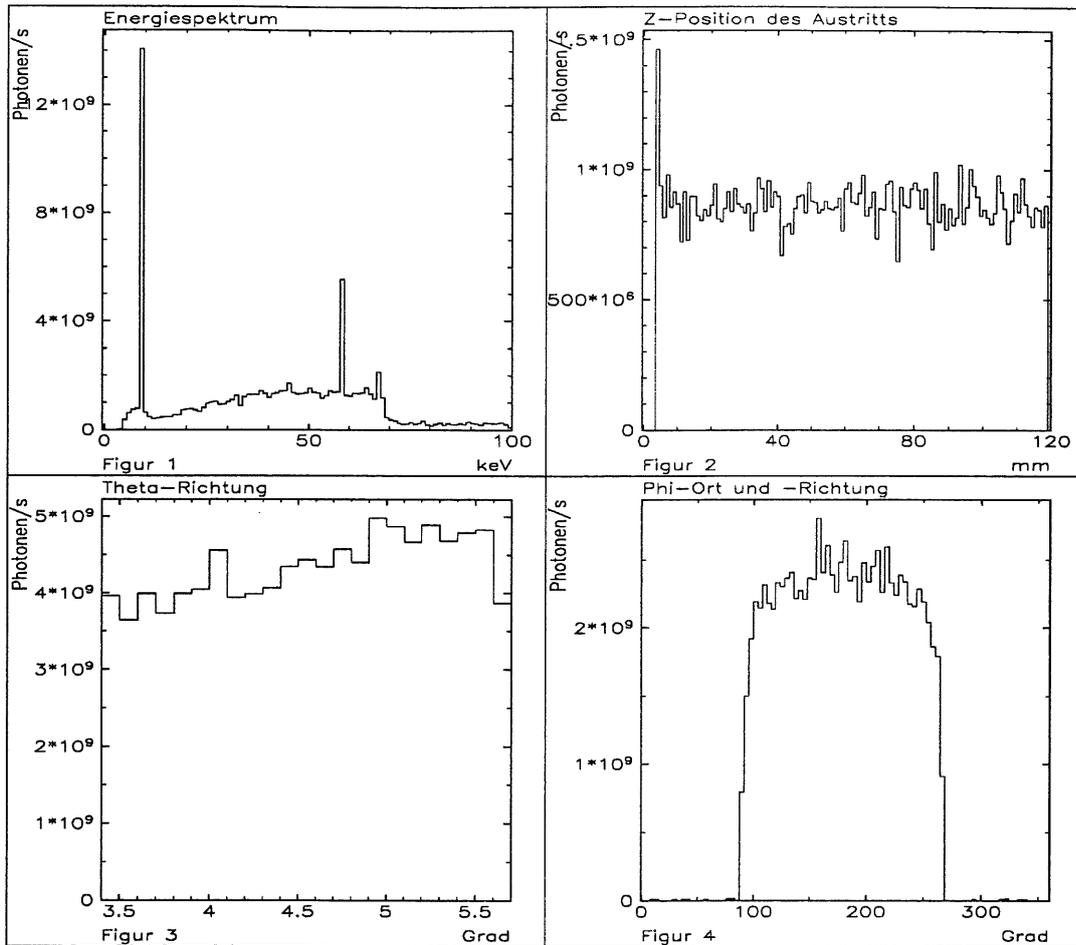


Abbildung 5.3: Dargestellt sind die Verteilungen der Photonen, die am C3 so gestreut wurden, daß sie in den Raumwinkelbereich des PLUG gelangen.

Kollimators als Quellpunkt der Strahlung für den nächsten Schritt annehmen. Die Spitze im ersten Bin stammt von den Photonen, die den C3-Kollimator an der Vorderseite treffen und an der Unterseite austreten. Die Flugrichtungswinkel θ und ϕ (Figur 3 und 4) sind in guter Näherung gleichverteilt. In ϕ können die Photonen auf Grund der Geometrie nur im Intervall $90\text{--}270^\circ$ austreten. Das ist in der Verteilung sehr deutlich zu erkennen (vgl. Abb. 4.3).

5.2.3 3. Schritt—Transmission der Photonen durch das Strahlrohr

Die Photonen der Streustrahlung starten mit den eben berechneten Verteilungen von der Mitte des C3 und treffen auf die Strahlrohrinnenwand im Bereich des PLUG.

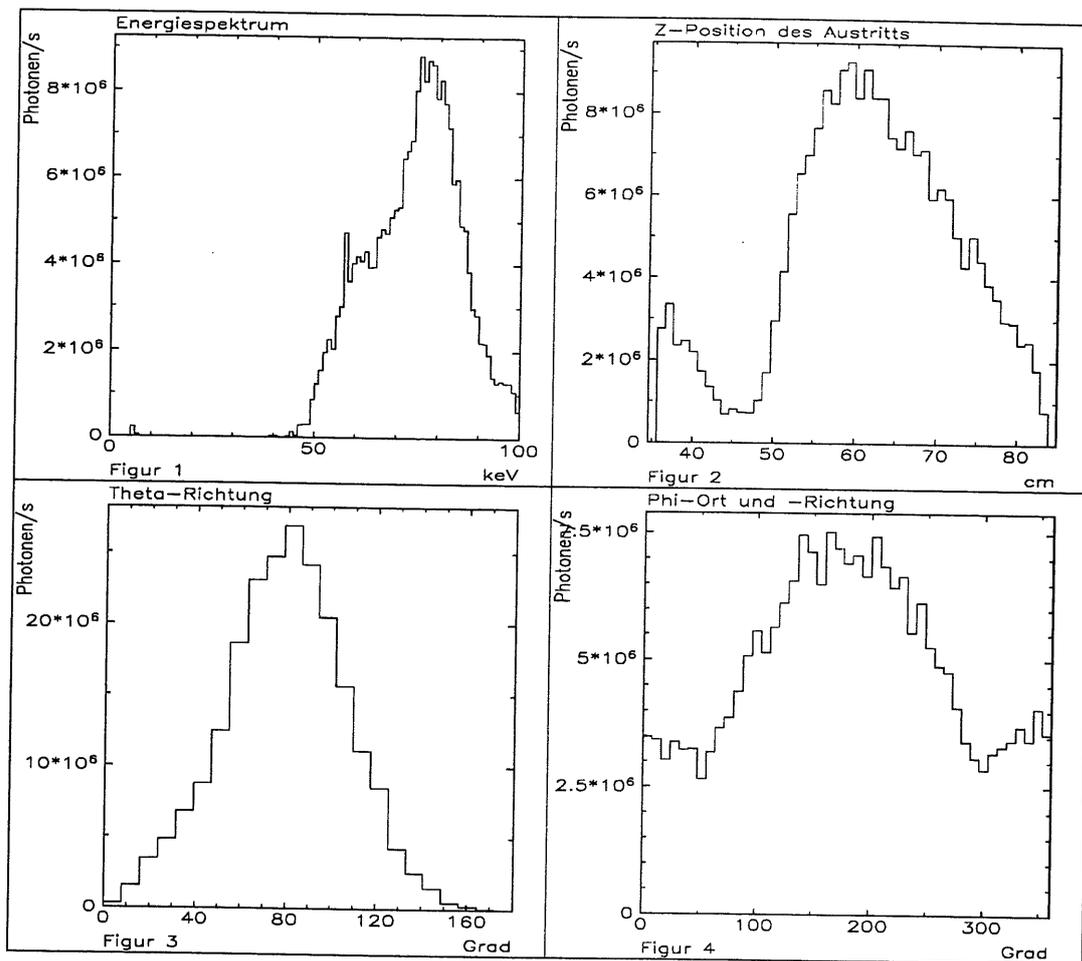


Abbildung 5.4: Abgebildet ist die Verteilung der Photonen, die das Strahlrohr im Bereich des PLUG durchdrungen haben. In Figur 2 ist der im Text schon erwähnte Schatten zu erkennen.

Abbildung 5.4 zeigt die Verteilung der Photonen, die das Strahlrohr durchdrungen haben. Die Rate dieser Photonen beträgt $2,2 \times 10^8 \frac{\text{Photonen}}{\text{s}}$.

In Figur 1 dieser Abbildung ist die durch Compton-Streuung verbreiterte K_{α} -Linie des Wolframs als Buckel in der Verteilung bei 60 keV zu erkennen. Die Photonen, die das Strahlrohr durchdrungen haben, haben nur sehr wenige Wechselwirkungen (in der Regel einen Compton Effekt) im Eisen erfahren.

Bei 6 keV ist die K_{α} -Linie des Eisen ($6,39 \text{ keV}$) zu erkennen. Daß die Linie überhaupt zu erkennen ist, liegt an der Vereinfachung der Strahlrohraufweitung. Am Strahlrohr reflektierte Photonen können durch die Lücke zwischen dem engen und dem weiten Strahlrohr entkommen. Dieses „Schlupfloch“ führt zu einer Überschätzung der Rate im Z-Intervall von $36,5\text{--}37,5 \text{ cm}$. Dort befindet sich jedoch ein Kupfer-Absorber, so daß der Einfluß auf die Energiedeposition unbedeutend ist.

Ein Fluoreszenzphoton von 6 keV hat im Eisen eine mittlere freie Weglänge von $1 \times 10^{-5} \text{ m}$. Es kann dieses also nur verlassen, wenn es sehr dicht am Rand erzeugt wird. Die Anzahl der Photonen, die keine Wechselwirkung gemacht haben, nimmt mit der zurückgelegten Weglänge exponentiell ab. Daher wird eine starke Fluoreszenz nur auf der Strahlrohrinnenseite erwartet. Eine Zusatzsimulation, die die Energieverteilung der Photonen „mißt“, die am Strahlrohr reflektiert werden, bestätigt diese Erwartung.

In Abbildung 5.4 Figur 2 ist der in Abschnitt 4.1.2 schon erwähnte Schatten gut zu erkennen. Im Bereich von $40\text{--}50 \text{ cm}$ verlassen nur sehr wenig Photonen das Strahlrohr. Aufgrund der Streuung an der Kante des engen Strahlrohrs gibt es keinen scharfen Schatten. Ein scharfer Schatten müßte sich aufgrund der Geometrie von $37,5$ bis $50,2 \text{ cm}$ erstrecken. Aus der θ -Verteilung (Abbildung 5.4 Figur 3) läßt sich eine gaußförmige Verteilung der Photonen um 80° erkennen, d.h., die Photonen verlassen das Strahlrohr fast senkrecht. Nur solche Photonen, die in ihrer ersten Wechselwirkung so abgelenkt wurden, daß sie sich durch wenig Eisen bewegen mußten, haben das Strahlrohr wieder verlassen.

Abbildung 5.4 Figur 4 zeigt eine deutliche Erhöhung im Bereich von $90\text{--}270^{\circ}$. Hierbei handelt es sich um die Photonen, die das Strahlrohr auf direktem Wege (ohne Reflexion am Strahlrohr) durchdrungen haben. Der beschriebene Bereich entspricht der Südhälfte des Detektors. Der C3-Kollimator, die Quelle der Strahlung, befindet sich auf der Nordseite. Die Bereiche rechts ($270\text{--}360^{\circ}$) und links ($0\text{--}90^{\circ}$) davon bilden zusammen die Nordhälfte. Strahlung, die das Strahlrohr auf dieser Seite durchdrungen hat, wurde vorher einmal an der Strahlrohrinnenwand reflektiert.

5.2.4 4. Schritt—Energiedeposition im Silizium

Für den letzten Schritt in diesem Szenario werden Photonen mit den beschriebenen Verteilungen als Anfangswerte verwendet. In die Auswertung werden

nur die Photonen aufgenommen, die Energie im Silizium des PLUG deponieren.

Es ist zu beachten, daß in Abbildung 5.5 auf der Y-Achse nicht mehr die Rate aufgetragen ist. Die Angaben erfolgen jetzt in Prozent. So läßt sich die relative Belastung direkt ablesen. Es deponieren $5,6 \times 10^5 \frac{\text{Photonen}}{\text{s}}$ Energie im gesamten Silizium des PLUG, dies entspricht 100%.

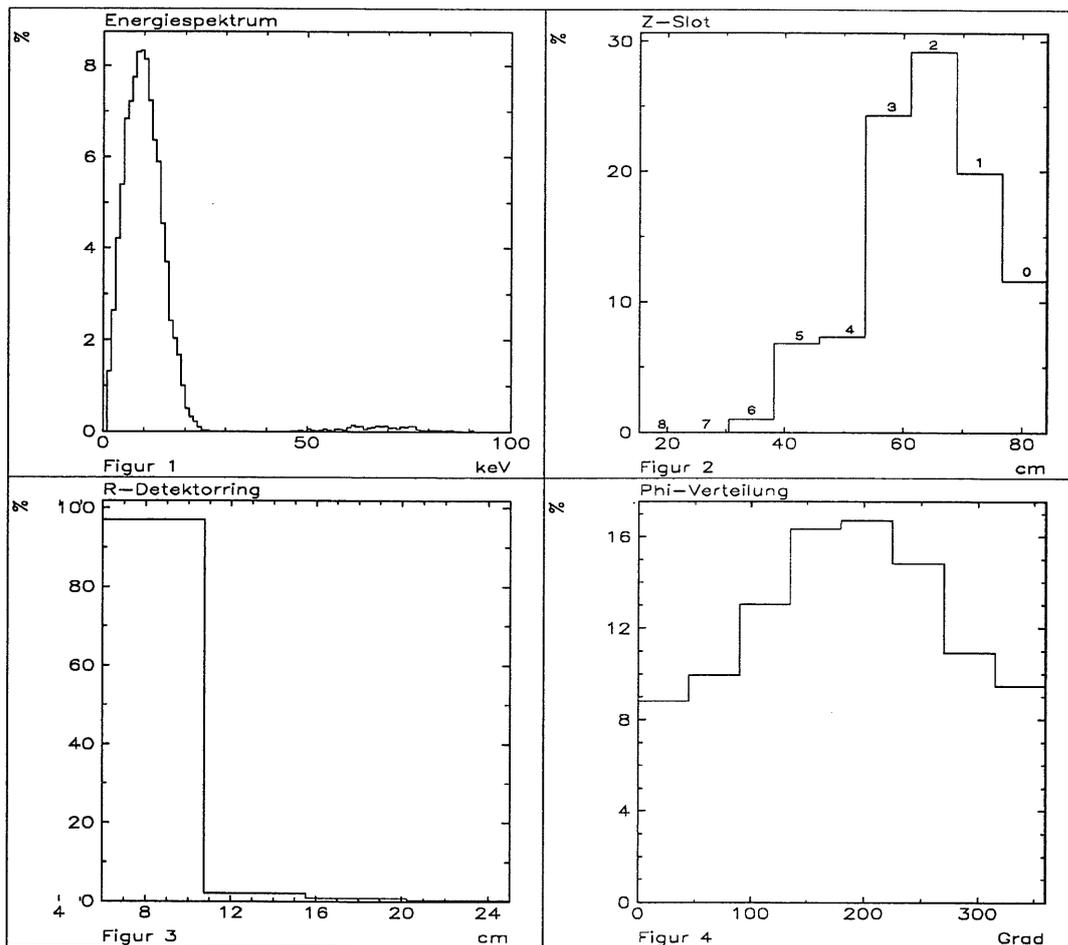


Abbildung 5.5: In dieser Abbildung ist die Verteilung der im Silizium des PLUG deponierten Energie dargestellt.

Aus Abbildung 5.5 Figur 1 liest man eine wahrscheinlichste Energiedeposition von 12 keV pro Photon ab.

Die Verteilung auf die Slots (Abbildung 5.5 Figur 2) läßt erkennen, daß die

Slots 1, 2 und 3 am stärksten belastet werden (die Slots sind von rechts nach links numeriert, beginnend mit 0). Abbildung 5.6 verdeutlicht die geometrische Verteilung der Energiedeposition im PLUG.

Abbildung 5.5 Figur 3 zeigt die radiale Verteilung der im Silizium deponierten Energie. Deutlich ist zu erkennen, daß 97% der Photonen Energie nur im Radiusintervall 6–11 cm deponieren. Dieser Bereich läßt sich mit den 12 Detektoren identifizieren, die direkt um das Strahlrohr angeordnet sind (vgl. Abb. 1.2 rechts). Abbildung 5.5 Figur 4 zeigt die Azimutal-Verteilung der Energiedeposition im Silizium des PLUG. Das Binning ist in Abbildung 5.6 anschaulich dargestellt. Es ist ein Süd–Nord–Gefälle der Energiedeposition zu erkennen. In den Süden (Binnummer 4 und 5) des PLUG fließen über 30% der Energie, in den Norden (Binnummer 1 und 8) nur 20%.

Slots	Nord [$\frac{MeV}{s}$]	Oben [$\frac{MeV}{s}$]	Süd [$\frac{MeV}{s}$]	Unten [$\frac{MeV}{s}$]
0	131,3	193,8	237,5	162,5
1	231,3	325,0	400,0	281,3
2	337,5	481,3	593,8	412,5
3	281,3	400,0	493,8	343,8
4	87,5	118,8	150,0	100,0
5	81,3	112,5	137,5	93,8
6	12,5	18,8	18,8	12,5

Tabelle 5.1: *Energiedeposition in der Standardphase*

Tabelle 5.1 stellt die Energieverteilungsrates auf das PLUG zusammen. Für die Berechnung der Werte in dieser Tabelle wird zunächst bestimmt, wieviel Energie im gesamten Silizium des PLUG deponiert wird. Diese wird dann mit den prozentualen Anteilen, die sich aus Abbildung 5.5 Figur 2 entnehmen lassen, auf die Slots verteilt. Die deponierte Energie in jedem Slot wird daraufhin entsprechend der Verteilung aus Abbildung 5.5 Figur 4 auf 4 Winkelintervalle verteilt.

Den Zeilen der Tabelle entnimmt man die Verteilung auf die vier Azimutalbereiche (Nord, Unten, Süd und Oben), den Spalten die Verteilung auf die verschiedenen Detektorebenen. Die Winkelbereiche und die Slots sind in Abbildung 5.6 im oberen Teil veranschaulicht.

Die Simulation zeigt keine Energiedepositionen in den Slots 7 und 8, daher sind diese nicht in der Tabelle vorhanden. Mit Hilfe dieser Werte wird in Kapitel 6 die absorbierte Dosis berechnet.

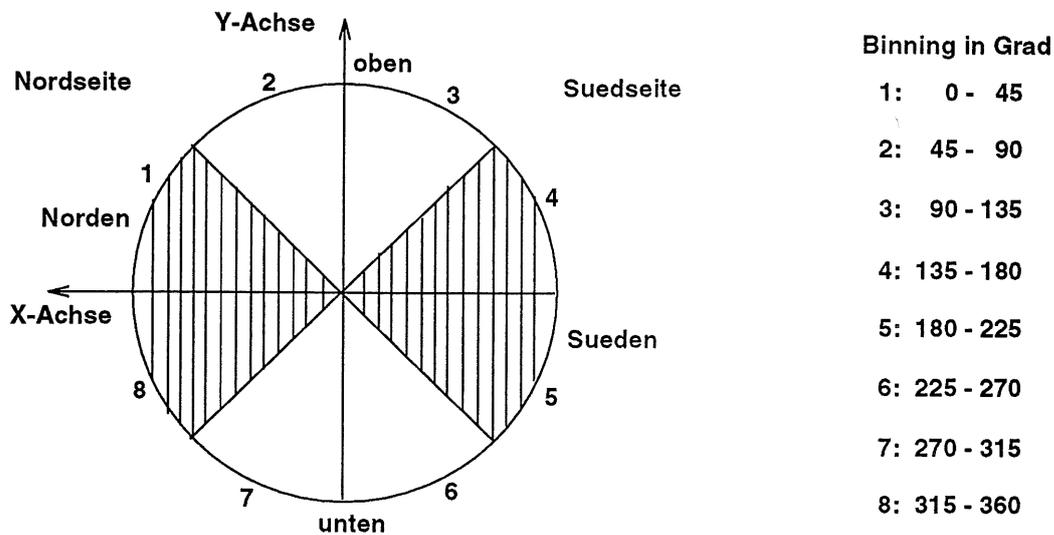
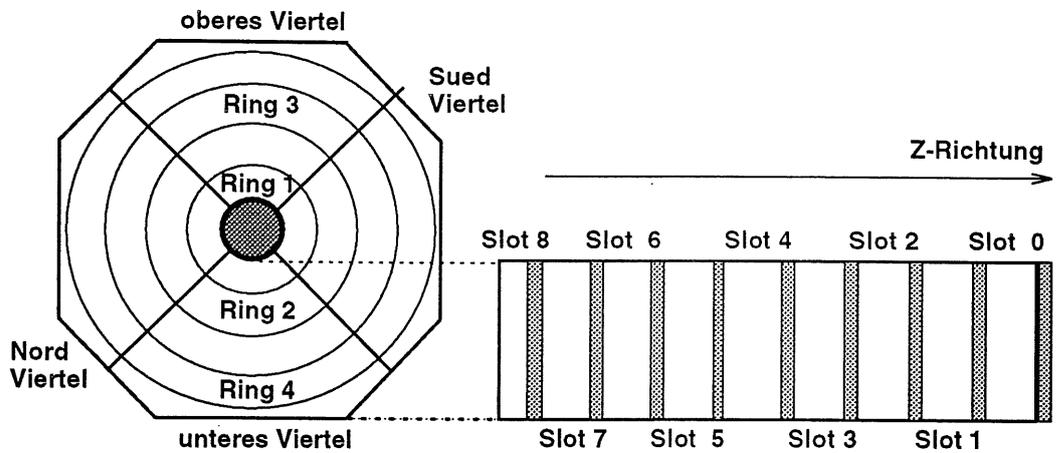


Abbildung 5.6: Oben links ist ein Detektor-Modul abgebildet. Hierin sind die Detektorringe sowie die vier Winkelbereiche graphisch dargestellt. Oben rechts ist die Abfolge der Slots dargestellt. Die Slots sind grau, die Kupferabsorber weiß abgebildet. Der Untere Teil der Abbildung veranschaulicht das ϕ -Binning aus Abbildung 5.5 Figur 4. Dasselbe Binning wird auch in Abbildung 5.9 Figur 4 verwendet.

5.3 Simulation der Beschleunigungsphase

In den folgenden drei Abschnitten werden die einzelnen Simulationsschritte für die Beschleunigungsphase beschrieben. In dieser Phase wird das PLUG von direkter Synchrotronstrahlung getroffen. Die Strahlbedingungen, die für die später verwendeten Raten als Basis dienen lauten in dieser Phase:

Positronenstrom 25 mA
Positronenenergie 22 GeV

5.3.1 1. Schritt—Die primäre Synchrotronstrahlung

In diesem ersten Schritt wird das Spektrum der primären Synchrotronstrahlung berechnet, das die Strahlrohrwand im Bereich des PLUG trifft. Als Parameter werden dafür die Energie und der Strom der Positronen benötigt. Es werden die im Abschnitt oben aufgeführten Werte verwendet. Als Grundlage dient wieder das im ersten Schritt der Standardphase benutzte Programm.

Die Ergebnisse der Simulation liest man aus Abbildung 5.7 ab. In Abbildung 5.7 Figur 1 findet man das Energiespektrum der Photonen, die das Strahlrohr im Bereich des PLUG treffen. Dies ist, wie im Standardfall, das Anfangsspektrum für den nächsten Schritt.

Aus Abbildung 5.7 Figur 3 ersieht man, daß die Photonen unter einem mittleren Winkel $\theta = 0,3^\circ$ auf die Strahlrohrwand treffen. Der Auftreffwinkel dieser Photonen ist viel kleiner als der der Photonen, die erst am C3-Kollimator gestreut wurden und dann das Strahlrohr trafen (Abschnitt 5.2.2). Abbildung 5.7 Figur 2 zeigt, wieviele Photonen das Strahlrohr im Bereich des PLUG pro Sekunde treffen. In diesem Bild ist die Stufe im Strahlrohr sehr deutlich zu erkennen. Strahlung, die unter $0,3^\circ$ auf das enge Strahlrohr trifft, wirft einen Schatten von 3 m Länge, so daß das restliche PLUG nicht von Synchrotronstrahlung getroffen wird. Das PLUG wird also, anders als in der Standardphase, nicht auf ganzer Länge sondern nur bis zur Strahlrohraufweitung von Photonen getroffen. Für die Berechnung der effektiven Rate berücksichtigt man, daß die Synchrotronstrahlung die Bleiabschirmung im vorderen Teil des PLUG nicht durchdringen kann. Der interessante Abschnitt ist in den letzten beiden Bins enthalten. Es ergibt sich eine effektive Rate von: $1,9 \times 10^{14} \frac{\text{Photonen}}{\text{s}}$. Diese Rate basiert auf den oben genannten Strahlbedingungen. Die Photonenerate, die die Strahlrohrinnenwand erreicht, ist rund 2000 mal höher als im Standardfall.

Die Abbildung 5.7 Figur 4 zeigt, daß die Synchrotronstrahlung, wie erwartet, genau in der X-Z-Ebene auf die nördliche Strahlrohrinnenwand trifft.

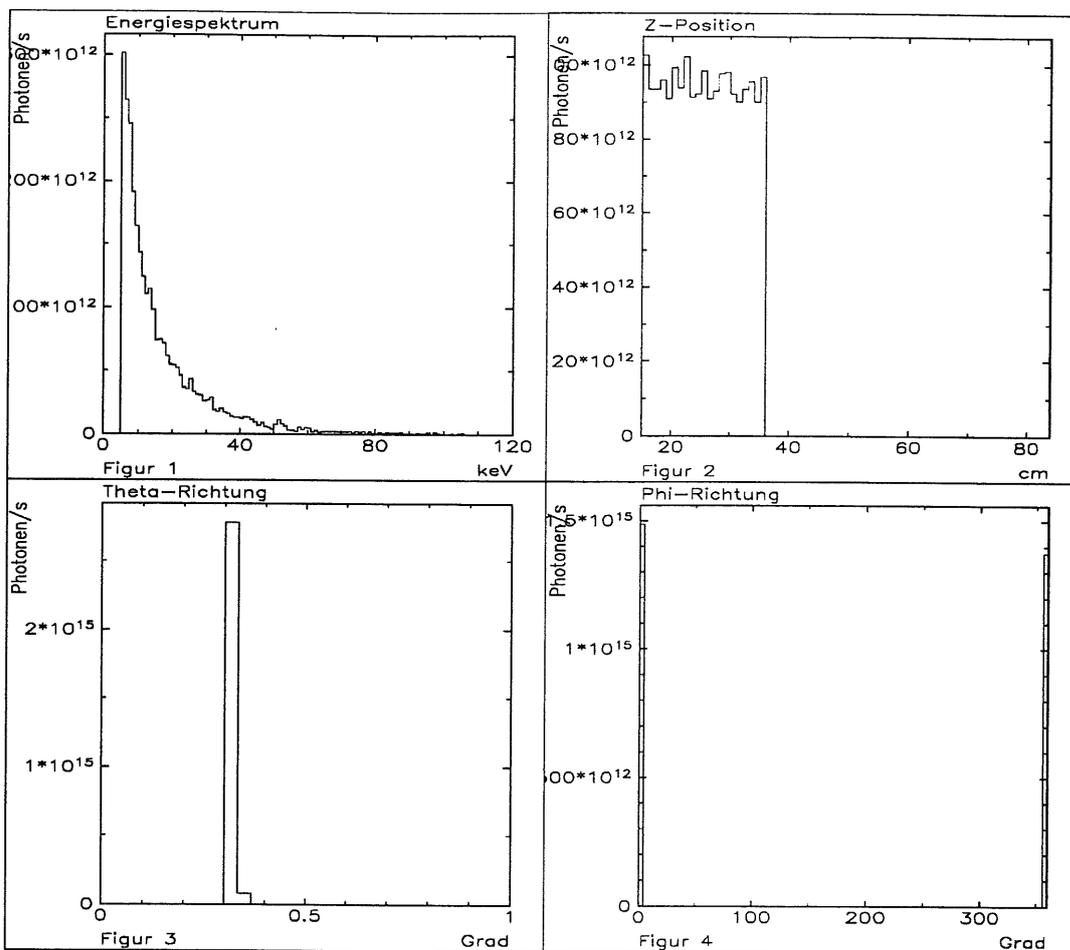


Abbildung 5.7: Dargestellt sind die Verteilungen der Photonen, die das Strahlrohr im Bereich des PLUG treffen. Nur die Photonen, die in den beiden letzten gefüllten Bins in Figur 2 enthalten sind, werden im nächsten Schritt berücksichtigt. Alle anderen werden von der Bleiabschirmung absorbiert (vgl. Abb. 4.2).

5.3.2 2. Schritt—Transmission der Photonen durch das Strahlrohr

Die Photonen der Synchrotronstrahlung starten mit der simulierten Energieverteilung unter einem θ -Winkel von $0,3^\circ$. Sie treffen in der X-Y-Ebene bei $Z \in [35,5; 37,5]$ cm gleichverteilt auf die Strahlrohrinnenwand.

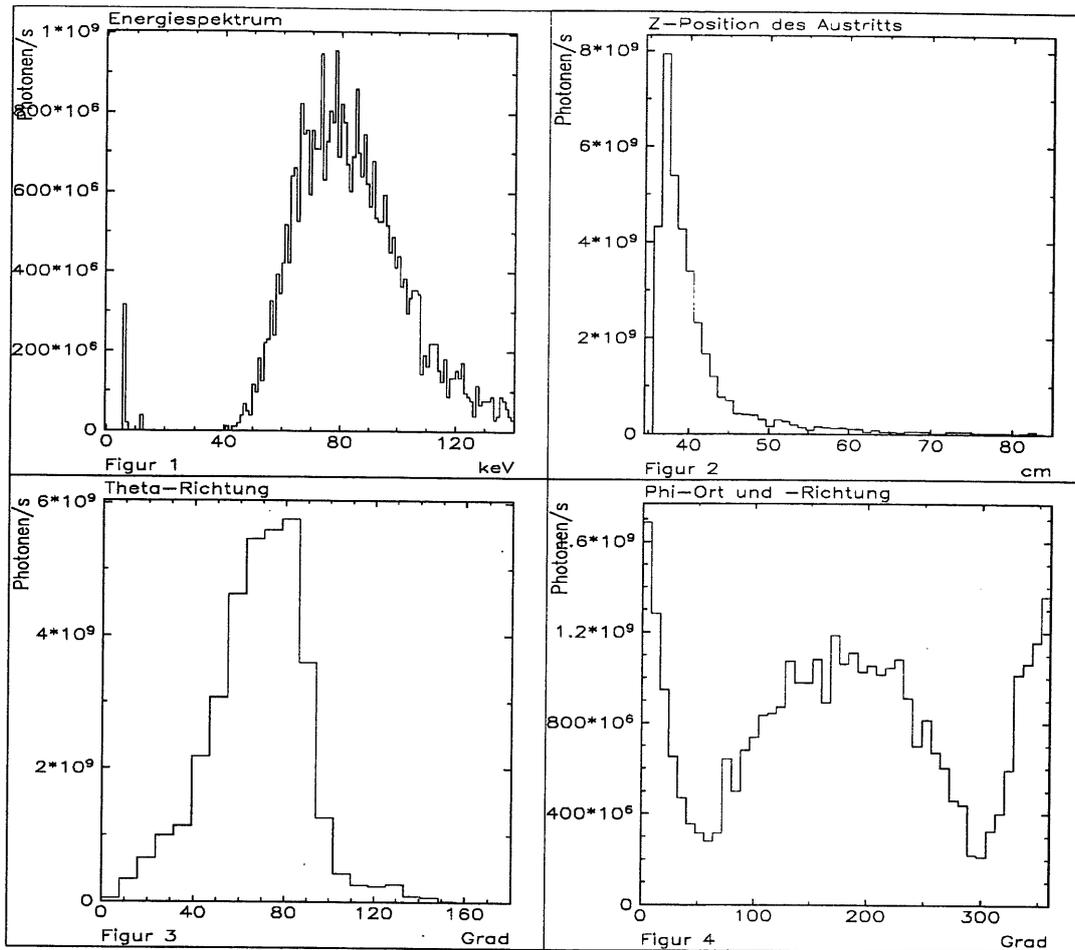


Abbildung 5.8: Abgebildet sind hier die Photonen, die das Strahlrohr im Bereich des PLUG durchdrungen haben. In Figur 4 ist die stärkere Konzentration der Strahlung auf X-Y-Ebene in diesem Szenario zu ersehen (vgl. Abb. 5.4).

Abbildung 5.8 zeigt die Verteilung der Photonen, die das Strahlrohr durchdrungen haben. Es sind $3,6 \times 10^{10} \frac{\text{Photonen}}{\text{s}}$, wie der Summe über die Bins zu entnehmen ist. Das ist 160 mal mehr als im Standardfall. Im Strahlrohr wird die Photonenrate also in diesem Fall rund 13 mal stärker reduziert als im Standardfall. Das ist nicht überraschend, denn die Strahlung fällt unter einem wesentlich spitzeren Winkel ein und das Spektrum der Strahlung ist niederenergetischer.

Man erkennt in Abbildung 5.8 Figur 1 die K_α -Linie ($6,39 \text{ keV}$) von Eisen. Sie ist in diesem Szenario wesentlich (1200 mal) stärker als im Standardfall.

Der Grund hierfür ist der um den Faktor 16000 größere Fluß an Photonen im Bereich der Strahlrohraufweitung.

In Abbildung 5.8 Figur 2 findet man im Bereich um 37 cm sehr viele Photonen, die das Strahlrohr verlassen. Es handelt sich hier um den Bereich der Strahlrohraufweitung. Wegen der Kantenstreuung an der Aufweitung gibt es im nachfolgenden Bereich wieder keinen scharfen Schatten.

Die θ -Verteilung (Abbildung 5.8 Figur 3) ist der aus dem Standardfall sehr ähnlich. Wieder durchdringen bevorzugt die Photonen das Strahlrohr, die in ihrer ersten Wechselwirkung so abgelenkt wurden, daß der Weg durch das Eisen minimiert wurde.

Die Abbildung 5.8 Figur 4 läßt zwei Bereiche erkennen: von 90 bis 270° der Bereich, der von primärer Strahlung getroffen wird und den von 270 bis 90°, der die Photonen enthält, die einmal am Strahlrohr reflektiert wurden. Es gibt hier ausgeprägte Täler um 90° (in der Geometrie nach oben) und 270° (nach unten). Wie zu erwarten, ist das Geschehen in diesem Szenario viel stärker auf die X-Y-Ebene konzentriert als im Standardfall. Dort sorgte die Streuung am C3-Kollimator für eine gleichmäßige „Ausleuchtung“ der gesamten Südhälfte des Strahlrohrs (vgl. Abb. 5.4).

5.3.3 3. Schritt—Energiedeposition im Silizium

In die Auswertung des letzten Schritts werden wiederum nur die Photonen aufgenommen, die Energie im Silizium des PLUG deponieren. Die Rate der energiedeponierenden Photonen ist $6 \times 10^7 \frac{\text{Photonen}}{\text{s}}$. Das ist 110 mal mehr als im Standardfall.

Es ist zu beachten, daß in Abbildung 5.9 auf der Y-Achse nicht mehr die Rate aufgetragen ist. Die Angaben erfolgen jetzt in Prozent der energiedeponierenden Photonen. So läßt sich die relative Belastung direkt ablesen. $6 \times 10^7 \frac{\text{Photonen}}{\text{s}}$ entsprechen 100%.

Aus Abbildung 5.9 Figur 1 läßt sich eine mittlere Energiedeposition von 15 keV pro Photon ablesen. Der Verteilung auf die Slots (Abbildung 5.9 Figur 2) ist zu entnehmen, daß jetzt vor allem Slot 5 von 73% der Energie getroffen wird. Abbildung 5.9 Figur 3 zeigt die radiale Verteilung der im Silizium deponierten Energie. Ein Großteil der Energie (98%) wird im ersten Bin deponiert. Die Detektoren des innersten Rings lassen sich diesem Bin zuordnen (vgl. Abb. 1.2 rechts). Die ϕ -Verteilung (Abbildung 5.9 Figur 4) macht die Konzentration der Energiedepositionen auf die X-Y-Ebene deutlich. Zur Erläuterung des Binnings dient wieder Abbildung 5.6.

Tabelle 5.2 stellt die Enregieverteilungsrates auf das PLUG dar. Die Daten berechnen sich wie im Standardfall. Den Zeilen der Tabelle entnimmt man die

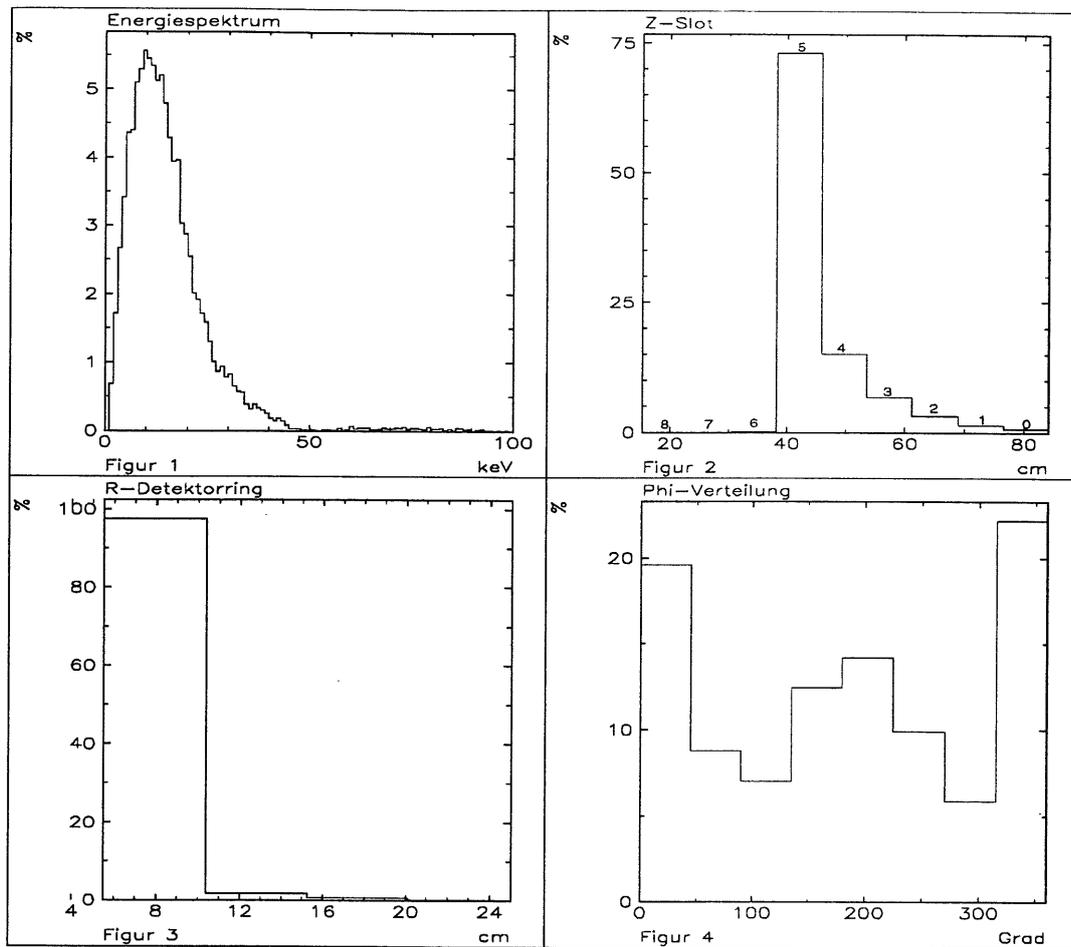


Abbildung 5.9: In dieser Abbildung ist die Verteilung der im Silizium des PLUG deponierten Energie dargestellt.

Verteilung auf vier Winkelbereiche (Nord, Unten, Süd und Oben), den Spalten die Verteilung auf die verschiedenen Detektorebenen. Mit Hilfe dieser Werte wird in Kapitel 6 die absorbierte Energiedosis berechnet.

Slots	Nord $[\frac{MeV}{s}]$	Oben $[\frac{MeV}{s}]$	Süd $[\frac{MeV}{s}]$	Unten $[\frac{MeV}{s}]$
0	2625	981	1688	1000
1	4881	1825	3138	1863
2	12012	4494	7719	4581
3	25894	9688	16644	9875
4	56294	21063	36181	20894
5	273594	102350	175838	104319

Tabelle 5.2: *Energiedeposition in der Beschleunigungsphase*

Kapitel 6

Ergebnisse

Dieses Kapitel gliedert sich in drei Teile:

1. Die Strahlzeit 1994.
In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der letzten Schritte der verschiedenen Szenarien in Dosis umgerechnet und diskutiert. Die simulierte Energiedosis wird schließlich mit der gemessenen Dosis verglichen.
2. Die Strahlzeit 1995.
Für 1995 läßt sich keine Dosis simulieren, daher werden hier nur die Ergebnisse der Dosimetermessungen vorgestellt. Die Messungen stehen im Widerspruch zu den anfangs aufgestellten Annahmen über den Energiebereich der schädigenden Strahlung.
3. Im Ausblick werden mögliche Erklärungen vorgestellt.

6.1 Die Strahlperiode 1994

Energiedosis ist definiert als deponierte Energie pro Masse. Die Einheit der Dosis ist Gray (*Gy*).

$$D = \frac{\Delta E}{M}$$

Die Simulationen aus dem vorherigen Kapitel haben die Rate der Energiedepositionen in den verschiedenen Bereichen des PLUG als Ergebnis hervorgebracht. Um die Dosis zu berechnen, die in einem bestimmtem Bereich des PLUG deponiert wird, muß die Dauer der Bestrahlung und die Masse des bestrahlten Bereiches bekannt sein. Des weiteren muß die Rate der mittleren Energiedeposition bekannt sein.

In den Tabellen 5.1 und 5.2 ist jeder Slot in vier Winkel-Bereiche aufgeteilt. Da nur die innersten Detektoren eines Slots getroffen werden, enthält jeder dieser Bereiche die Masse von drei Detektoren. Die Masse eines Detektors beträgt 2 g. In den Zellen der Tabellen steht die Rate der mittleren Energiedeposition.

6.1.1 Standardphase

Der Standardbetrieb ist das Szenario, in dem das PLUG von am C3-Kollimator gestreuter Synchrotronstrahlung getroffen wird. Mit den Ergebnissen aus Tabelle 5.1 kann man die Verteilung und Größenordnung der im Silizium deponierten Dosis bestimmen. Die Werte W_{std} in Tabelle 5.1 werden zunächst in $\frac{J}{s}$ umgerechnet und durch die enthaltene Detektormasse $M_{3Det} = 6 \times 10^{-3} \text{ g}$ dividiert.

$$D_{std} [\text{Gy}] = \frac{W_{std} \times 1,6 \times 10^{-13} \frac{\text{J}}{\text{MeV}}}{6 \times 10^{-3} \text{ kg}}$$

Damit ergeben sich die Werte D_{std} in Tabelle 6.1, in der die absorbierte Dosis pro Sekunde eingetragen ist. Die so bestimmte Dosisrate liegt im Bereich $n\text{Gy}$ pro Sekunde. Im Jahre 1994 war die Strahlperiode 165 Tage lang. Im

Slots	Nord [$\frac{n\text{Gy}}{s}$]	Oben [$\frac{n\text{Gy}}{s}$]	Süd [$\frac{n\text{Gy}}{s}$]	Unten [$\frac{n\text{Gy}}{s}$]
0	3,5	5,2	6,3	4,3
1	6,2	8,7	10,7	7,5
2	9,0	12,8	15,8	11,0
3	7,5	10,7	13,2	9,2
4	2,3	3,2	4,0	2,7
5	2,2	3,0	3,7	2,5
6	0,3	0,5	0,5	0,3

Tabelle 6.1: Dosis pro Sekunde in der Standardphase

Höchstfalls waren 16 Stunden am Tag die Standardbedingungen erfüllt. In Tabelle 6.2 ist die Dosis aufgetragen, die die Detektoren während der gesamten Strahlzeit (9504000 s) absorbiert haben. Diese Tabelle enthält eine „worst case“-Näherung:

Die Strahlbedingungen seien während der gesamten Standardphase konstant. Dies ist, wie im Abschnitt 1.3 beschrieben, nicht der Fall. Der Strom der Positronen nimmt im Laufe der Zeit kontinuierlich, daher nimmt auch die Rate an Synchrotronstrahlungsphotonen ab. Die Werte der Tabelle geben also eine obere Grenze der zu erwartenden Dosis an.

Die so genäherte Dosis liegt im Bereich bis zu 0.15 Gy.

Slots	Nord [Gy]	Oben [Gy]	Süd [Gy]	Unten [Gy]
0	0,03	0,05	0,06	0,04
1	0,06	0,08	0,10	0,07
2	0,09	0,12	0,15	0,11
3	0,07	0,10	0,13	0,09
4	0,02	0,03	0,04	0,03
5	0,02	0,03	0,04	0,02
6	0,00	0,00	0,00	0,00

Tabelle 6.2: Anteil der Standardphase an der Gesamtdosis 1994

6.1.2 Beschleunigungsphase

Die Beschleunigungsphase entspricht dem Szenario aus Abschnitt 1.3, in dem das PLUG von direkter Synchrotronstrahlung getroffen wird. Mit den Ergebnissen aus Tabelle 5.2 wird analog zum vorherigen Abschnitt die Dosis, die die verschiedenen Bereiche erreicht, berechnet. Damit ergibt sich Tabelle 6.3, in der die absorbierte Dosis pro Sekunde eingetragen ist. Die Werte sind deutlich größer als im Standardfall. In den 165 Tagen der Strahlperiode 1994 gab es im

Slots	Nord [$\frac{nGy}{s}$]	Oben [$\frac{nGy}{s}$]	Süd [$\frac{nGy}{s}$]	Unten [$\frac{nGy}{s}$]
0	70,0	21,7	45,0	26,7
1	130,2	48,7	83,7	49,7
2	320,3	119,8	205,8	122,2
3	690,5	258,3	443,8	263,3
4	1501,2	561,7	964,9	572,3
5	7295,9	2729,4	4689,1	2781,9

Tabelle 6.3: Dosis pro Sekunde in der Beschleunigungsphase

Mittel etwa 3 Positronenfüllungen am Tag. Die Phase, in der die Kollimatoren geöffnet sind und die Positronen beschleunigt werden, ist im Mittel 300 s lang. Das sind 148500 s in der gesamten Strahlzeit. Mit diesem Wert erhält

man den Anteil der Beschleunigungsphase an der Gesamtdosis. Wieder muß beachtet werden, daß nur der schlimmste Fall betrachtet wird: Die Energie des Positronenstrahls wird in der gesamten Beschleunigungsphase als konstant angenommen. In Abschnitt 1.3 wird erläutert, daß die Positronen im Laufe von 300 s von 12 auf 22 GeV beschleunigt werden. Für die Abschätzung der oberen Grenze der Dosis aus dieser Phase wird mit einer konstanten Strahlenergie von 22 GeV gerechnet.

In Tabelle 6.4 ist dies aufgetragen. Es wird hier ein Maximalwert von rund 1 Gy erreicht.

Slots	Nord [Gy]	Oben [Gy]	Süd [Gy]	Unten [Gy]
0	0,01	0,00	0,01	0,00
1	0,02	0,01	0,01	0,01
2	0,05	0,02	0,03	0,02
3	0,11	0,04	0,07	0,04
4	0,22	0,08	0,14	0,09
5	1,08	0,41	0,70	0,41

Tabelle 6.4: Anteil der Beschleunigungsphase an der Gesamtdosis 1994

6.1.3 Gesamtdosis

Die Gesamtdosis, die die Detektoren der innersten Ringe aufgrund von Synchrotronstrahlung erhalten haben, berechnet sich aus der Summe der Tabellen 6.2 und 6.4. In Tabelle 6.5 ist diese Summation geschehen. Die Synchrotron-

Slots	Nord [Gy]	Oben [Gy]	Süd [Gy]	Unten [Gy]
0	0,04	0,05	0,07	0,04
1	0,08	0,09	0,11	0,08
2	0,14	0,14	0,18	0,13
3	0,18	0,14	0,20	0,13
4	0,24	0,11	0,18	0,12
5	1,10	0,44	0,74	0,43

Tabelle 6.5: Gesamtdosis 1994

strahlung verursacht an den Detektoren des PLUG-Kalorimeters eine Jahresdosis die im Bereich einiger Zehntel Gy liegt. Es wird Dosis nur in den Slots 0 bis 5 von der Simulation vorausgesagt. Das ist nicht das erwartete Ergebnis.

6.1.4 Diskussion

Aufgrund der Simulationsergebnisse kann man mit Sicherheit sagen, daß die Strahlenschäden an den Silizium-Detektoren nicht von der Synchrotronstrahlung herrühren können. Die beobachteten Schäden treten erst bei einer Strahlungsdosis von 2 kGy auf, während die Synchrotronstrahlung nur eine Dosis von bis zu einem Gy verursacht. Die simulierte Dosis ist also um mindestens 3 Größenordnungen zu klein.

Während der Strahlzeit 1994 waren im 8. Slot des PLUG Glasdosimeter eingebaut, deren Ansprechschwelle 30 keV beträgt. Die Dosimeter maßen Dosiswerte von bis zu 50 Gy . Diese Arbeit zeigt, daß die gemessene Dosis nicht von der Synchrotronstrahlung stammen kann. Denn:

1. Die simulierte Synchrotronstrahlung deponiert keine Energie im 8. Slot. Dieser Slot kann aufgrund seiner Lage und Umgebung (1,5 cm Bleimanschette) nicht von Synchrotronstrahlung erreicht werden.
2. Die mittlere Energiedeposition der Photonen im Silizium liegt bei 15 keV . Die Ansprechschwelle der Dosimeter ist mit 30 keV aber deutlich größer, d.h., diese Dosimeter können die Synchrotronstrahlung technologiebedingt nicht nachweisen.

Die Dosimeterwerte aus dem Jahr 1994 lassen sich also nicht mit den simulierten Werten vergleichen. Für das Jahr 1994 kann das Vorhandensein niederenergetischer Strahlung anderer Quellen aufgrund dieser Arbeit aber nicht ausgeschlossen werden.

6.2 Die Strahlperiode 1995

6.2.1 Änderungen in der Geometrie

Im Jahre 1995 sind nur vier Ebenen (Slot 0–3) des PLUG mit Detektoren bestückt, da viele der im Vorjahr verwendeten Detektoren aufgrund der Strahlenschäden unbrauchbar geworden waren. In Slot vier befinden sich zwei MPI-Detektoren¹. Im Unterschied zu den sonst im PLUG verwendeten Oberflä-

¹Benannt nach dem Herstellungsort dem Max-Planck-Institut in München

chensperrschicht-Detektoren handelt es sich hierbei um ionenimplantierte Detektoren. Mit den verschiedenen Detektortypen soll festgestellt werden, ob die Strahlenschäden von der Detektortechnologie abhängig sind [16]. Slot fünf war 1995 mit zwei verschiedenen Sorten Dosimetern besetzt.

Die Ergebnisse dieser Arbeit waren am Beginn der 1995er Strahlzeit noch nicht bekannt, darum wurde das PLUG vorsorglich gegen Synchrotronstrahlung abgeschirmt. Hierzu diente eine 2 mm starke Bleifolie, die zwischen Strahlrohr und PLUG eingebracht wurde. Simulationen, die diese Bleifolie enthalten, beweisen deren Wirksamkeit; „kein“ Synchrotronstrahlungsphoton ist in der Lage, sie zu durchdringen. Eine einfache Abschätzung bestätigt das: Die Photonen, die das Strahlrohr verlassen, haben eine Energie von maximal 140 keV (Abb. 5.8). Solche Photonen haben in Blei eine mittlere freie Weglänge von 4×10^{-4} m. Die Bleifolie ist 2×10^{-3} m dick, das sind 5 mittlere freie Weglängen. Es ist $\exp -5 = 7 \times 10^{-3}$. Daher wird der Fluß der Photonen auf ihrem Weg durch die Bleifolie um den Faktor 7000 reduziert. Man kann also mit Sicherheit sagen, daß alle im Laufe der Strahlzeit 1995 beobachteten Strahlenschäden nicht die Synchrotronstrahlung als Ursache haben.

6.2.2 Dosismessungen

Bei den 1995 verwendeten Dosimetern handelt es sich zum einen um Glasdosimeter, die schon 1994 eingebaut waren und deren Ansprechbereich bei 30 keV beginnt. Zum anderen um LiF-Dosimeter, deren Ansprechbereich bei 5 keV beginnt. Beide Sorten Dosimeter messen Dosiswerte nur auf $\pm 20\%$ genau. Ein Ausgangspunkt dieser Arbeit war die Diskrepanz zwischen der von Dosimetern 1994 gemessenen (bis 50 Gy) und der durch Detektorschäden abgeschätzten (2 kGy) Dosis. Die LiF-Dosimeter sollten die Dosis messen, die von niedereenergetischer Strahlung verursacht wird und von den Glasdosimetern technologiebedingt nicht gemessen werden kann. Es wird also erwartet, daß die LiF-Dosimeter eine Dosis im kGy Bereich messen. Dies ist nicht der Fall. Beide Sorten Dosimeter messen dieselbe Größenordnung von 10^2 Gy an integraler Dosis für die innersten Dosimeter. Abbildung 6.1 zeigt die Ergebnisse dieser Messungen, bei denen beide Dosimetersorten nebeneinander angebracht waren. Es fällt auf, daß die LiF-Dosimeter in der Regel kleinere Werte anzeigen als die Glasdosimeter. Dies hängt mit der chemischen Zusammensetzung der Dosimeter zusammen. Die Glasdosimeter bestehen aus Material höherer Ordnungszahl d.h. sie absorbieren Strahlung besser als die LiF-Dosimeter und haben daher höhere Messwerte.

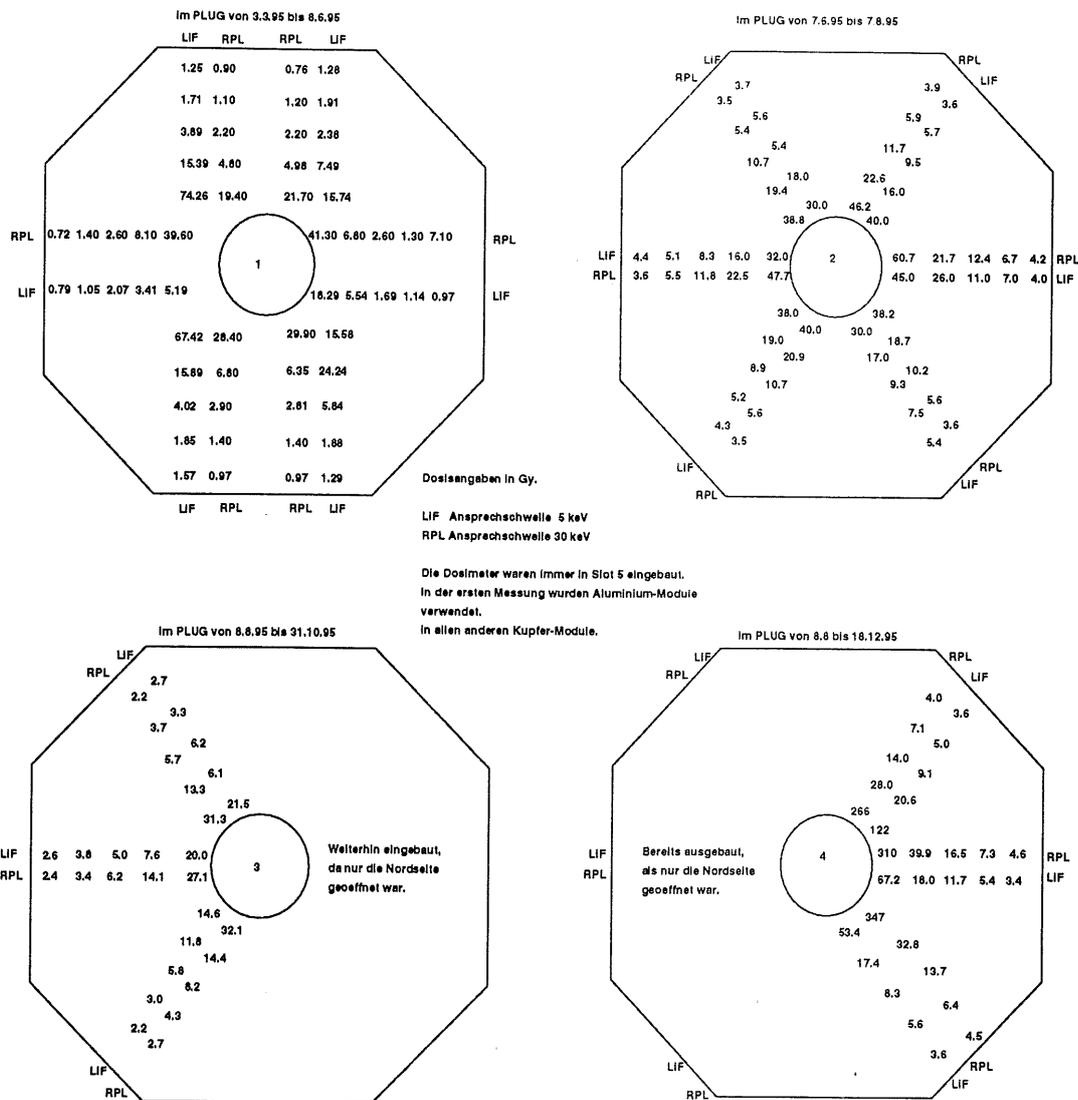


Abbildung 6.1: Auswertung der Dosimetermessungen des Jahres 1995

6.2.3 Diskussion

Das Ergebnis der Dosimetermessung steht im Widerspruch zu der Vermutung, daß niederenergetische Strahlung (im Bereich 5–30 keV) Ursache der Schäden im Jahre 1995 ist. Die von den Dosimetern gemessene Dosis stammt von Strahlung mit einer Energie größer als 30 keV. Aufgrund der Meßergebnisse gibt es keine Notwendigkeit mehr, mit Hilfe von Simulation zu untersuchen, ob

die Positronen oder Protonen die Ursache niederenergetischer Strahlung sind. Überhaupt könnten solche Simulationen bestenfalls die von den Dosimetern gemessene Dosis erklären, nicht aber die Detektorschäden. Strahlung noch geringerer Energie ($< 5 \text{ keV}$) ist aufgrund der kurzen mittleren freien Weglänge in Materie als Ursache solcher Dosen (und damit von Schäden) sehr fraglich.

Die Messung mit Dosimetern unterschiedlicher Technologie führt zu Dosiswerten derselben Größenordnung. Es ist daher anzunehmen, daß die Dosimeter die Dosis messen, die vom Strahlungsfeld des Experimentes stammt. Es gibt 1995 offensichtlich keine „unsichtbare“ Dosis aufgrund niederenergetischer Strahlung, wie anfangs vermutet. Dieses Ergebnis wirft die Frage nach der Ursache der beobachteten Schäden neu auf. Die im Abschnitt 1.2.3 erläuterte Aufladung der Oxydschicht kommt wegen der dafür benötigten Strahlungsdosis im kGy Bereich nicht mehr in Frage.

6.3 Ausblick

Die im Laufe der Strahlzeit 1995 an den Detektoren beobachteten Schäden äußern sich in einem starken Anstieg des Dunkelstroms. Verschiebungen der Flachband- oder Verarmungsspannung wurden während des Betriebes nicht beobachtet. Um die Schäden aus 1995 detailliert zu erfassen, müssen die Detektoren im Labor genau untersucht werden.

Eine mögliche Erklärung für die Dunkelstromanstiege bietet ein Experiment, das an der Indiana University durchgeführt wurde [17]. Dort wurde ein Ansteigen des Dunkelstroms von Detektoren beobachtet, die sich in einer gasgefüllten Atmosphäre befinden und mit ionisierender Strahlung bestrahlt werden. Wird das Gas oder die Strahlungsquelle entfernt, kommt der Anstieg zum Stillstand. Dieser Effekt wird durch die Ionisation der Gasschicht vor dem Detektor erklärt. Die dabei entstandenen Elektronen sollen in der Siliziumoxyd-Schicht Elektron-Loch-Paare erzeugen, die dann von Störstellen eingefangen werden. Aufgrund der niedrigen Energie dieser Elektronen ist es aber unwahrscheinlich, daß diese in der Oxydschicht Elektron-Loch-Paare erzeugen. Daher wurde die Vermutung geäußert, daß die Sekundärelektronen die Oberfläche der Oxydschicht aufladen und so einen Anstieg des Stromes verursachen.

In Indiana wurde weiterhin beobachtet, daß die Stromanstiege nicht auftreten, wenn die Spannungsversorgung der Detektoren so eingerichtet wird, daß an der Vorderseite negative Spannung anliegt. Die Sekundärelektronen können die Oxydschicht dann aufgrund des negativen Feldes nicht mehr erreichen.

Es ist am PLUG nicht gelungen, diesen Effekt mit einem der MPI-Detek-

toren zu reproduzieren, dennoch scheint es lohnend, in dieser Richtung weitere Untersuchungen anzustellen.

Durch ein gutes „Monitoring“ der Detektoren in der Strahlzeit 1995 ist es gelungen die Anstiege im Dunkelstrom mit Problemen des Protonensystems bei HERA zu korrelieren. Dies bringt Volumenschäden aufgrund hadronischer Prozesse wieder in die Diskussion. Tatsächlich konnten an den MPI-Detektoren mit Hilfe spektroskopischer Untersuchung Volumenschäden nachgewiesen werden. Diese Schäden ergeben, daß diese Detektoren einer Fluenz von $\Phi = 1 \times 10^{12} \frac{\text{Teilchen}}{\text{cm}^2}$ ausgesetzt waren.

Im folgenden soll grob abgeschätzt werden, ob eine solche Fluenz mit der im entsprechenden Zeitraum gemessenen Dosis D verträglich ist. Für die Abschätzung werden einige Annahmen gemacht:

Es handelt sich ausschließlich um minimalionisierende Hadronen. Diese deponieren in $400 \mu\text{m}$ Silizium rund $E = 130 \frac{\text{keV}}{\text{Teilchen}} = 2,7 \times 10^{-14} \frac{\text{J}}{\text{Teilchen}}$. Die Masse eines $400 \mu\text{m}$ Silizium-Detektors beträgt $M = 1 \times 10^{-4} \frac{\text{Kg}}{\text{cm}^2}$.

Es gilt dann:

$$D = \frac{\Phi \times E}{M}$$

Mit den genannten Werten ergibt sich daraus eine Dosis $D = 270 \text{ Gy}$. Die MPI-Detektoren waren in Slot 4 dicht am Strahlrohr angebracht. Aus den Dosimetermessungen in Abbildung 6.1 läßt sich eine mittlere integrale Dosis von 390 Gy für die innersten Dosimeter für die Strahlzeit 1994 bestimmen. Diese Dosis liegt in derselben Größenordnung wie die abgeschätzte. Die Volumenschäden sind daher mit der gemessenen Dosis verträglich. Hier sollten sich weitere Untersuchungen anschließen.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Zur Durchführung der Simulationen dieser Arbeit wurde ein Monte-Carlo-Simulationsprogramm erstellt, das die Wechselwirkungen von Photonen im Energiebereich 1 bis 1000 keV in diversen Materialien simulieren kann. Das Programm wurde als erweiterbare Klassenbibliothek in der objektorientierten Programmiersprache C++ entwickelt. Auf dieser Basis wurden schließlich die einzelnen Simulationsschritte programmiert. Vergleichssimulationen mit GEANT belegen, daß das Programm die physikalischen Prozesse korrekt wiedergibt.

Die im Rahmen dieser Arbeit erstellten Simulationen haben als Ergebnis, daß die während der Strahlzeit 1994 und 1995 an den Silizium-Detektoren des PLUG-Kalorimeters beobachteten Schäden nicht die Synchrotronstrahlung als Ursache haben.

Dosimetermessungen aus der Strahlzeit 1995 zeigen, daß die am Ende der Strahlzeit 1994 vermutete niederenergetische Strahlung im Jahre 1995 nicht meßbar ist, obwohl die 1995 verwendeten Dosimeter, im Gegensatz zu denen aus 1994, in der Lage sind, Strahlung ab einer Energie von 5 keV nachzuweisen. Aufgrund dessen lassen sich für 1995 auch die Positronen oder Protonen als Verursacher einer niederenergetischen Strahlung, die Energie in den Detektoren (und Dosimetern) deponiert, ausschließen.

Die mikroskopische Theorie der Detektorschäden verlangt nach einer Strahlungsdosis im kGy -Bereich, um Schäden der beobachteten Art erklären zu können. Die Messungen mit unterschiedlichen Sorten von Dosimetern ergeben in der Umgebung der Detektoren nur eine integrale Dosis von rund 390 Gy . Es müssen daher alternative Theorien zu der Strahlenschädigung an Silizium-Detektoren gefunden werden.

Literaturverzeichnis

- [1] W. Hildesheim, V. Riech, M. Seidel: „The Plug Calorimeter Users Guide“, Internal Report H1-08/94-372, Hamburg 1994
- [2] W. Hildesheim, M. Seidel: „An Investigation into the Radiation Damage of the Silicon Detectors of the H1-PLUG Calorimeter within the HERA Environment“, Internal Report DESY 95-139, Hamburg 1995
- [3] P. Schlichthärle: „Untersuchung von Oberflächeneffekten in Silizium-Detektoren nach Schädigung mit 20 keV Elektronen“, Diplomarbeit 1. Inst. für Exp. Physik, Hamburg 1995
- [4] H. Haken, H. C. Wolf: „Atom und Quantenphysik“, 4. Aufl. Springer, Berlin 1990
- [5] E. Lohrmann: „Hochenergiephysik“, 3. Aufl. Teubner, Stuttgart 1986
- [6] J. D. Jackson: „Klassische Elektrodynamik“, 2. Aufl. de Gruyter, Berlin 1981
- [7] R. Frühwirth, M. Regler: „Monte-Carlo-Methode, eine Einführung“, BI, Mannheim 1983
- [8] Application Software Group: „GEANT Detector Description and Simulation Tool“, CERN, Genf 1993
- [9] E. Storm, H. Israel: „Photon cross sections from 1 keV to 100 MeV for elements Z=1 to Z=100“, Nuclear Data Tables A 7 1970
- [10] J. H. Hubbell: „Atomic Form Factors, Incoherent Scattering Functions, and Photon Scattering Cross Sections“, Journal of Physics and Chemistry Reference Data 4 1975

- [11] M. A. Ellis, B. Stroustrup: „The Annotated C++ Reference Manual“, Addison-Wesley, Reading 1990
- [12] B. Meyer: „Objektorientierte Softwareentwicklung“, Hanser, München 1990
- [13] V. Schröder: Persönliches Gespräch unter Zuhilfenahme der technischen Zeichnung: Nummer 1908561/0.000 vom 21.06.91, DESY, Hamburg 1995
- [14] D. D. Pitzl: „Abschirmung der HERA-Detektoren gegen Synchrotronstrahlung“, Diplomarbeit 2. Inst. f. Experimentalphysik, Hamburg 1989
- [15] D. E. Gray, Coord. Ed.: „American Institute of Physics Handbook“, 3. Ed. McGraw Hill, Berkeley 1972
- [16] H. Jarck: „Untersuchung zum Langzeitverhalten der Silizium-Detektoren des H1-PLUG Kalorimeters“, Diplomarbeit 1. Inst. f. Experimentalphysik, Hamburg 1996 (in Arbeit)
- [17] K. B. Morley et. al.: „Charging Effects in Passivated Silicon Detectors“, Indiana University IN 47405 1995

Erklärung

Ich versichere, daß ich diese Arbeit nur unter Zuhilfenahme der angegebenen Quellen und Hinweise selbstständig angefertigt habe.
Hamburg, Januar 1996

Matthias Buck