

Abschirmung der HERA-Detektoren gegen Synchrotronstrahlung

Diplomarbeit von
Daniel D. Pitzl

II. Institut für Experimentalphysik
Universität Hamburg
1987

Inhaltsverzeichnis

1	Eigenschaften der Synchrotronstrahlung	9
1.1	Strahlungsleistung	9
1.2	Energiespektrum	10
1.3	Winkelverteilung, Polarisation und Zeitstruktur	13
2	Elektronenoptik	15
2.1	Bewegungsgleichung	15
2.2	Matrixformalismus	17
2.2.1	Driftstrecken	18
2.2.2	Dipole	19
2.2.3	Quadrupole	19
2.2.4	Verschobene Quadrupole	20
2.3	Beschreibung eines Teilchenstrahls	21
2.4	Computersimulation der Synchrotronstrahlung eines Elektronenstrahls	23
3	Wechselwirkung von γ-Strahlung mit Materie	25
3.1	Der Wechselwirkungskoeffizient	25
3.2	Der Photoeffekt	26
3.3	Der Comptoneffekt	27
3.4	Rayleigh-Streuung (kohärente Streuung)	31
3.5	Bremsstrahlung	34
3.6	Computersimulation	34
3.6.1	Simulation vorgegebener Verteilungen	34
3.6.2	Programmbeschreibung	35
4	Absorber für Synchrotronstrahlung	37
4.1	Material und Dicke der Absorber	37
4.2	Das Albedo eines Absorbers	38
4.2.1	Definition	38
4.2.2	Das Albedo von Wolfram	39
4.2.3	Beschichtung eines Wolframabsorbers	41
4.2.4	Vergleich mit Messungen	48
4.3	Kantenstreuung	48
4.4	Rückstreuung vom Strahlrohr	53
5	Abschirmung der HERA-Detektoren	56
5.1	Kollimatoren für die Synchrotronstrahlung	56
5.2	Abschirmung der einfach gestreuten Strahlung	58

5.3	Verfolgung der zweifach gestreuten Strahlung	59
5.3.1	Quelle: Die Innenflächen und Kanten von C_4 und C_5	60
5.3.2	Quelle: Das Strahlrohr zwischen C_3 und C_4	62
5.3.3	Quelle: Das Strahlrohr zwischen C_5 und A_{12}	64
5.3.4	Strahlung im Detektor	66
5.3.5	Absorberpositionen und -dimensionen	71
5.4	Abschätzung der dreifach gestreuten Strahlung	71

Abbildungsverzeichnis

.1	Das Strahlrohr von HERA im Bereich einer Wechselwirkungszone	8
1.1	Die Spektralfunktion $S(\xi)$	11
1.2	Die Photonverteilung $S(\xi)/\xi$	12
1.3	Die Anteile der Photonen mit Energien oberhalb von $E_{min} = \xi_{min}E_c$ an der Gesamtleistung und Gesamtphotonzahl.	13
2.1	Die Horizontale (x) und vertikale (z) Betafunktion und die Magneto-optik des Elektronenstrahls von HERA im Bereich des Wechselwirkungspunktes (WWP).	16
2.2	mitbewegtes Koordinatensystem	16
2.3	Ablage und Winkel einer Elektronenbahn.	18
2.4	Querschnitt durch einen Quadrupolmagneten	20
2.5	Parameter der Phasenraumellipse	22
2.6	Phasenraumverteilungen in der $z - z'$ -Ebene beim Durchgang durch den fokussierenden Quadrupol Q g. 1. vor, 2. in, 3. hinter dem Quadrupol sowie 4. nach einer Driftstrecke von 7 m	24
3.1	Die mittlere freie Photonweglänge in Eisen und Wolfram	26
3.2	Der Wahrscheinlichkeit für Fluoreszenz bei einem Loch in der K-Schale als Funktion der Ordnungszahl	27
3.3	Die Strukturfunktionen von Aluminium, Eisen, Silber und Wolfram normiert auf die Ordnungszahl Z als Funktion des Impulsübertrags.	29
3.4	Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Comptonstreuung an einem Wolframatom: unterbrochen nach Klein-Nishina, durchgezogen mit der Strukturfunktion	30
3.5	Der Formfaktor von Wolfram und Eisen als Funktion des Impulsübertrags an das Atom	32
3.6	Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Rayleighstreuung an Wolfram.	32
3.7	Die Photonwirkungsquerschnitte von Eisen	33
3.8	Die Photonwirkungsquerschnitte von Wolfram	33
3.9	Koordinatensystem im Absorber	35
4.1	Zur Definition des Albedo	39
4.2	Das Albedo von Wolfram bei senkrechtem Photoneinfall. Durchgezogen das Photonalbedo, in unterbrochener Linie das Energiealbedo bei einer Schwellenenergie von 5 keV	40
4.3	Rückgestreutes Energiespektrum bei Wolfram	41
4.4	Das Photonalbedo eines Cu-W und Ag-W Absorbers. Für die Kupferbeschichtung Schwellenenergien 5 und 10 keV	42

4.5	Photonalbedo (durchgezogen) und Energiealbedo (unterbrochen) für einen Wolframabsorber mit einer Beschichtung von 0,5 mm Silber und 0,2 mm Kupfer (Schwellenenergie 10 keV).	45
4.6	Energiespektrum nach Rückstreuung von einem Cu-Ag-W Absorber bei senkrechtem Einfall.	46
4.7	Das Spektrum der Synchrotronstrahlung nach Rückstreuung von einem Cu-Ag-W Absorber bei senkrechtem Einfall	47
4.8	Verteilung der Austrittswinkel gegen das Lot für einen Cu-Ag-W Absorber bei senkrechtem Einfall	47
4.9	Kantenstreuung	49
4.10	Verteilung der transversalen Reichweite r in einem Cu-Ag-W Absorber	49
4.11	Das Photonkantenalbedo eines Cu-Ag-W Absorbers. Die Photonen treffen parallel zur Kante im Abstand d auf. Die gestrichelten Kurven ergeben sich bei einer Beschichtung der Kantenfläche mit 0,25 mm Silber, die durchgezogenen Kurven für eine unbeschichtete Kante	50
4.12	Die Energieverteilung der an der Kantenfläche eines Cu-Ag-W Absorbers herausgestreuten Photonen. Parameter sind die Einfallenergie und der Abstand des Einfallsortes von der Kante.	51
4.13	Das Spektrum der Synchrotronstrahlung nach Kantenstreuung an einem Cu-Ag-W Absorber bei senkrechtem Einfall und Kantenabständen von 0,0 bis 2,0 mm.	52
4.14	Die Winkelverteilung der an der Kantenfläche eines Cu-Ag-W Absorbers herausgestreuten Photonen. Der Winkel Θ wird gegen die Einfallsrichtung gemessen. Sie liegt hier parallel zur Kante	52
4.15	Das Photonalbedo von Eisen. Durchgezogen für einen Halbraum, unterbrochen für eine 2,5 mm dicke Schicht. Parameter ist der Winkel der Einfallsrichtung gegen die Flächennormale.	53
4.16	Energiespektren nach Rückstreuung von Eisen bei streifendem Einfall	54
4.17	Winkelverteilungen $\cos \Theta$ und Φ bei Rückstreuung von Eisen nach streifendem Einfall.	54
4.18	Durchdringender Anteil der Strahlung für eine 2,5 mm dicke Eisenschicht bei verschiedenen Einfallswinkeln gegen das Lot.	55
5.1	Die horizontale Ausbreitung der Synchrotronstrahlung im HERA-Strahlrohr .	57
5.2	Ausbreitung der von C_3 und A_{12} gestreuten Photonen im HERA-Strahlrohr .	60
5.3	Verteilung der Strahlung auf dem zentralen Strahlrohrabschnitt. Quellen sind die Innenflächen von C_4 und C_5	61
5.4	Strahlung des Strahlrohrabschnitts $[-5,6; -5,4]$ m auf das zentrale Strahlrohr .	63
5.5	Strahlung des Strahlrohrabschnitts $[2; 2,9]$ m auf das zentrale Strahlrohr . . .	65
5.6	Verteilung aller Photontreffer 2. Ordnung auf dem Strahlrohr zwischen C_4 und C_5	67
5.7	Spektren der Photonen auf dem zentralen Strahlrohrabschnitt. Nach zwei Streuungen treten gestreute Wolframfluoreszenzen auf (Indices C und R). 1. zweimal zurück von Cu-Ag-W (A_{12} und C_4 : Weg A) 2. zurück von Cu-Ag-W und von Eisen streifend (A_{12} und Strahlrohr $[2; 2,9]$ m : Weg D) 3. Kante C_3 und zurück von Cu-Ag-W (C_5 : Weg B) 4. Kante C_3 und zurück von Eisen (Strahlrohr $[-5,6; -5,4]$ m : Weg C)	68
5.8	Das Spektrum aller Photonen, die das zentrale Strahlrohr durchdringen . . .	69

5.9	Skizze der zentralen Komponenten des H1 Detektors	69
5.10	Verteilung der Strahlung in 15 cm Abstand von der Strahlachse	70
5.11	Wege der dreifach gestreuten Strahlung	72

Tabellenverzeichnis

3.1	Energie des Schnittpunktes der Wirkungsquerschnitte für Photo- und Comptoneffekt.	31
4.1	Absorbermaterialien	37
4.2	Anteil des durchdringenden Photonflusses für ein Synchrotronpektrum mit $E_c = 70$ keV.	38
4.3	Die mittlere Zahl der Wechselwirkungen in Wolfram bis einschließlich zur Absorption n_{WW}^A und zur Rückstreuung n_{WW}^R bei senkrechtem Einfall.	42
4.4	Einige Eigenschaften der Elemente für die Beschichtung eines Absorbers: Dichte, Schmelztemperatur und Energie der K_β -Fluoreszenz	44
4.5	Vergleich von gemessenem und berechnetem Albedo	48
5.1	Die Position der Absorber, die Größe der Öffnung und die Dicke	58
5.2	Absorption der direkten Synchrotronstrahlung	58
5.3	Der nicht absorbierte Photonanteil hinter C_4 und C_5 bei verschiedenen Dicken der Wolframschicht	59
5.4	Photonfluß nach Durchdringung des 2,5 mm dicken Eisenstrahlrohrs und einer 5 mm dicken Bleischicht.	59
5.5	Einfach gestreute Strahlung auf C_4 und C_5	61
5.6	Einfach gestreute Strahlung auf dem Strahlrohr von -5,6 m bis -2,0 m	62
5.7	Strahlung des Abschnitts [-5,6; -2,0] m auf den zentralen Abschnitt [-2, +2] m	62
5.8	Einfach gestreute Photonen auf dem Strahlrohr von 2 m bis 12 m	64
5.9	Strahlung des Abschnitts [2; 12] m auf den zentralen Abschnitt [-2;2]m	64
5.10	Der Fluß der zweifach gestreuten Photonen auf dem Strahlrohr [-2;2]m	66
5.11	Photonfluß in den innersten Detektorkomponenten	66
5.12	Strahlung in 3.Ordnung: von der Kante von C_3 und von A_{12} auf das Strahlrohr und weiter auf C_4 und C_5	72
5.13	Strahlung in 3.Ordnung: Von der Kante von C_3 auf den Strahlrohrabschnitt [-5,6;-5,4]m, wieder auf das Strahlrohr und weiter auf den zentralen Abschnitt	73
5.14	Strahlung in 3.Ordnung: Von A_{12} auf den Strahlrohrabschnitt [11,6;12]m, wieder auf das Strahlrohr und weiter auf den zentralen Abschnitt.	73
5.15	Strahlung in 3.Ordnung: zwei Streuungen außerhalb des Bereichs von C_3 bis A_{12}	74

Einleitung

Die beim Deutschen Elektronen Synchrotron DESY in Hamburg in Bau befindliche Hadronen Elektronen Ring Anlage HERA ermöglicht die Untersuchung der Wechselwirkung von Elektronen und Protonen bei Schwerpunktsenergien bis 314 GeV. Die Strukturfunktionen des Protons können bei Impulüberträgen bis zu $100\,000 \text{ GeV}^2/c^2$ gemessen werden. Die zugrundeliegende Elektron-Quark Wechselwirkung kann durch einen neutralen Strom (Photon oder Z^0) oder einen geladenen Strom (W^-) vermittelt werden. Neben der Überprüfung des Standardmodells $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)$ ist mit HERA die Entdeckung neuer Effekte möglich:

- eine innere Struktur von Elektronen und Quarks
- angeregte Quarks und Leptonen, die 4. Teilchengeneration
- neue geladene und neutrale Eichbosonen, rechtshändige Eichbosonen
- Leptoquarks, supersymmetrische Teilchen

Um hohe Ereignisraten zu erhalten, werden große Stromstärken für den Elektronen- und den Protonenstrahl angestrebt. Die Stromstärken sind durch Instabilitäten der Teilchenstrahlen nach oben begrenzt. Die Instabilitäten bei der gegenseitigen Durchdringung der Strahlen im Wechselwirkungspunkt sind am geringsten, wenn die Strahlen frontal aufeinandertreffen. Dazu wird der Elektronenstrahl auf den letzten 24 Metern vor dem Wechselwirkungspunkt um 10 mrad abgelenkt (siehe Bild E.1). Gegen die dabei entstehende Synchrotronstrahlung müssen die Detektoren abgeschirmt werden. Die Aufgabe in meiner Diplomarbeit besteht in der Entwicklung einer Absorbergeometrie und der Berechnung des resultierenden Photonflusses in den zentralen Komponenten der HERA-Detektoren.

Aus der Erfahrung bei PETRA kann eine obere Grenze für den tolerierbaren Photonfluß angegeben werden. Die Driftkammern haben sich als die empfindlichsten Teile erwiesen. Die Zahl der Treffer in der Driftkammer, die pro Ereignis von Photonen der Synchrotronstrahlung verursacht werden, sollte nicht größer als etwa dreihundert sein. Bei einer maximalen Driftzeit von $1,5 \mu\text{s}$ in der Driftkammer können daher $2 \cdot 10^8$ Synchrotronstreffer pro Sekunde toleriert werden. Eine ähnliche Grenze folgt aus der Beschränkung der Lebensdauer der Signaldrähte durch Treffer der Synchrotronstrahlung. Die Signaldrähte mit einer typischen Dicke von $20 \mu\text{m}$ können brechen, nachdem etwa 10^{17} Elektronen pro cm Drahtlänge gesammelt wurden. Bei etwa 2500 Signaldrähten von 2,4 m Länge in der Jet-Kammer von H1 und einer Gasverstärkung von etwa 10^4 wird die Lebensdauer bei $2 \cdot 10^8$ Treffern pro Sekunde auf fünf Jahre reiner Betriebszeit begrenzt. Aus der Lebensdauer der Szintillatoren ergibt sich eine Grenze von $6 \cdot 10^8$ Photonen pro Sekunde aus der Abnahme der Lichtausbeute um einen Faktor zwei nach Absorption von 10^5 rad.

Die Arbeit ist in fünf Kapitel gegliedert. Kapitel 1 stellt die Formeln zur Berechnung der vom Elektronenstrahl emittierten Synchrotronstrahlung bereit. Der zur Verfolgung des Elektronenstrahls verwendete Formalismus wird in Kapitel 2 erläutert. Die Photonen der Synchrotronstrahlung werden mehrfach gestreut, bevor sie den Detektor erreichen können. Die

Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie wird in Kapitel 3 beschrieben. Kapitel 4 stellt die Ergebnisse meiner Computersimulation dieser Wechselwirkung vor. In Kapitel 5 werden diese Ergebnisse auf die Geometrie der Wechselwirkungszonen von HERA angewendet und der Photonfluß in den zentralen Detektorkomponenten berechnet.

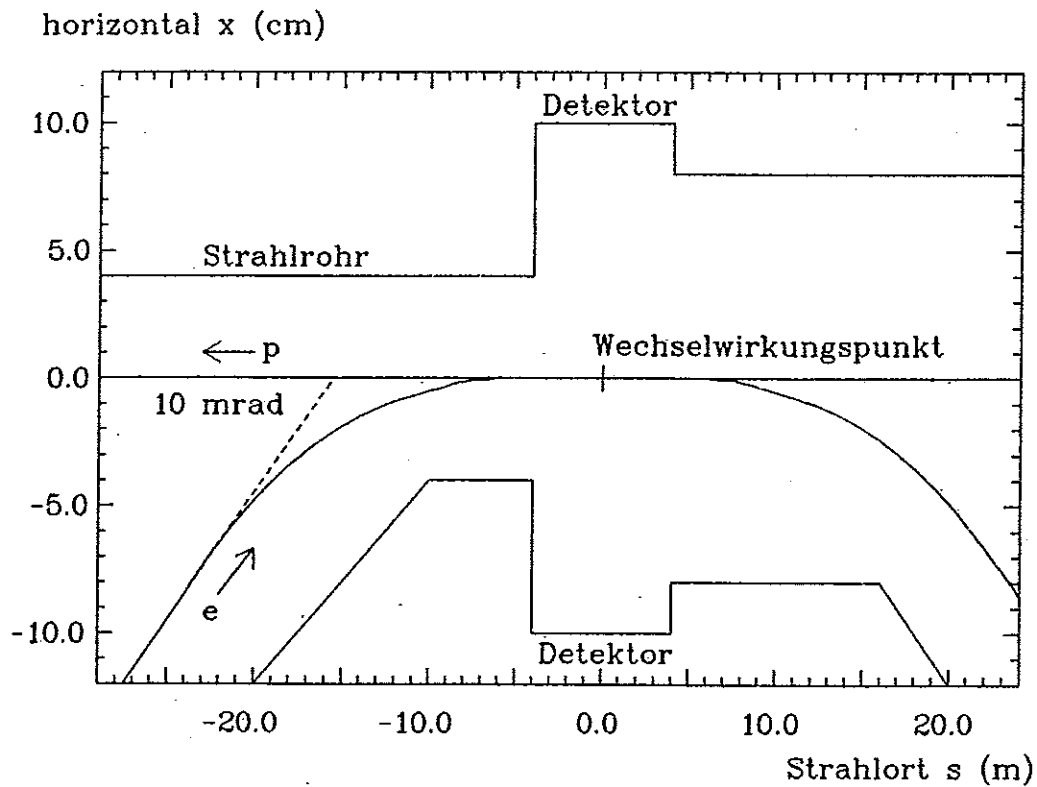


Abbildung E.1: Das Strahlrohr von HERA im Bereich einer Wechselwirkungszone

Kapitel 1

Eigenschaften der Synchrotronstrahlung

1.1 Strahlungsleistung

Wird ein Teilchen mit Ruhemasse m , Ladung q , Energie E und Geschwindigkeit v auf einer Bahn mit dem Krümmungsradius ρ abgelenkt, so ist die Leistung P der emittierten Synchrotronstrahlung gegeben durch [2,3]:

$$P = \frac{2}{3} \frac{c q^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{\rho^2} \left(\frac{v}{c}\right)^4 \left(\frac{E}{mc^2}\right)^4 \quad (1.1)$$

Dabei ist ϵ_0 die elektrische Feldkonstante und c die Lichtgeschwindigkeit. Erfolgt die Ablenkung in einem Magnetfeld B , das senkrecht zur senkrecht zur Richtung der Teilchenbewegung verläuft, so ist der Ablenkradius gegeben durch:

$$\rho = \frac{p}{qB}$$

p ist der Impuls des Teilchens. Gleichung 1.1 kann damit umgeformt werden zu:

$$P = \frac{2}{3} \frac{c^3 q^4}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{v}{c}\right)^2 \frac{E^2}{(mc^2)^4} B^2 \quad (1.2)$$

Da die Ruhemasse des Teilchens in die Strahlungsleistung in der vierten Potenz im Nenner eingeht, ist bei HERA nur die Synchrotronstrahlung der Elektronen von Bedeutung. Im Bereich der Wechselwirkungszonen von HERA laufen Elektronen und Protonen durch dieselben Magnete. Hier ergibt sich für das Verhältnis der Strahlungsleistung eines Protons zu der eines Elektrons:

$$\frac{P_p}{P_e} = \left(\frac{m_e}{m_p}\right)^4 \left(\frac{E_p}{E_e}\right)^2 = 9 \cdot 10^{-14} \left(\frac{E_p}{E_e}\right)^2 = 5 \cdot 10^{-11}$$

Hier wurden die für HERA geplanten Energien der Protonen ($E_p = 820$ GeV) und der Elektronen ($E_e = 35$ GeV) eingesetzt.

Die Strahlungsleistung $P_{ges} = NP$ eines Stroms von N Teilchen kann durch die elektrischen Stromstärke $I = qN$ ausgedrückt werden. Für extrem relativistische Teilchen ($v \approx c$)

ist die Zahl der Teilchen pro Zeiteinheit \dot{N} gegeben durch $\dot{N} = N/t = cN/l$. Die Strahlungsleistung eines Teilchenstroms auf der Weglänge l ergibt sich zu

$$P_{ges} = \frac{lI}{qc} P.$$

In den Einheiten der Hochenergiephysik läßt sich die Gesamtleistung pro Stromstärke und pro Weglänge für einen Elektronenstrahl berechnen aus

$$\frac{P_{ges}}{Il} \left[\frac{kW}{Am} \right] = 14 \frac{E^4 [GeV]}{\rho^2 [m]}$$

Ersetzt man den Krümmungsradius durch das Magnetfeld, so folgt

$$\frac{P_{ges}}{Il} \left[\frac{kW}{Am} \right] = 1,3 E^2 B^2 [GeV^2 T^2]$$

Vor den Wechselwirkungszonen von HERA wird der Elektronenstrahl auf einer Bahn mit einem Krümmungsradius von 1360 m abgelenkt. Bei einer Stromstärke von 60 mA und einer Elektronenergie von 35 GeV wird bei der Ablenkung um 10 mrad eine Strahlungsleistung von 9,3 kW emittiert.

1.2 Energiespektrum

Das Energiespektrum der Photonen der Synchrotronstrahlung wurde erstmals 1949 von J. Schwinger mit den Mitteln der klassischen, relativistischen Elektrodynamik berechnet [4,1,2]. Bezeichnet E_γ die Energie eines Photons, so wird in dem Energieintervall $[E_\gamma, E_\gamma + dE_\gamma]$ eine Leistung $P(E_\gamma)dE_\gamma$ emittiert, die gegeben ist durch

$$P(E_\gamma) = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0\hbar} \frac{1}{\rho} \frac{E}{mc^2} \frac{E_\gamma}{E_c} \int_{E_\gamma/E_c}^{\infty} K_{5/3}(x) dx \quad (1.3)$$

Es wurde $v/c \approx 1$ gesetzt. $K_{5/3}$ ist eine modifizierte Besselfunktion und $\hbar = 2\pi\hbar$ das Plancksche Wirkungsquantum. Das Spektrum der Synchrotronstrahlung besitzt eine charakteristische Energie E_c , die von den Parametern des Teilchens abhängt. Sie ist definiert durch:

$$E_c = \frac{3\hbar c}{2\rho} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^3$$

In den Einheiten der Hochenergiephysik berechnet sich die charakteristische Energie eines Elektrons aus

$$E_c [keV] = 2,2 \frac{E^3}{\rho} \left[\frac{GeV^3}{m} \right]$$

Bei einer Ablenkung von Elektronen mit einer Energie von 35 GeV auf einer Bahn mit Krümmungsradius von 1360 m beträgt die charakteristische Energie 70 keV.

Es wird sich als nützlich erweisen, Gleichung 1.3 umzuformen. Das Integral des Leistungsspektrums über alle Energien ergibt die Strahlungsleistung P des Teilchens. Setzt man

$$P(E_\gamma) = \frac{P}{E_c} S(\xi)$$

mit

$$\xi := E_\gamma / E_c$$

so ist die Spektralfunktion S gegeben durch

$$S(\xi) = \frac{9\sqrt{3}}{8\pi} \xi \int_\xi^\infty K_{5/3}(x) dx \quad (1.4)$$

und ihr Integral von null bis unendlich hat den Wert 1. Sie ist in Bild 1.1 dargestellt.

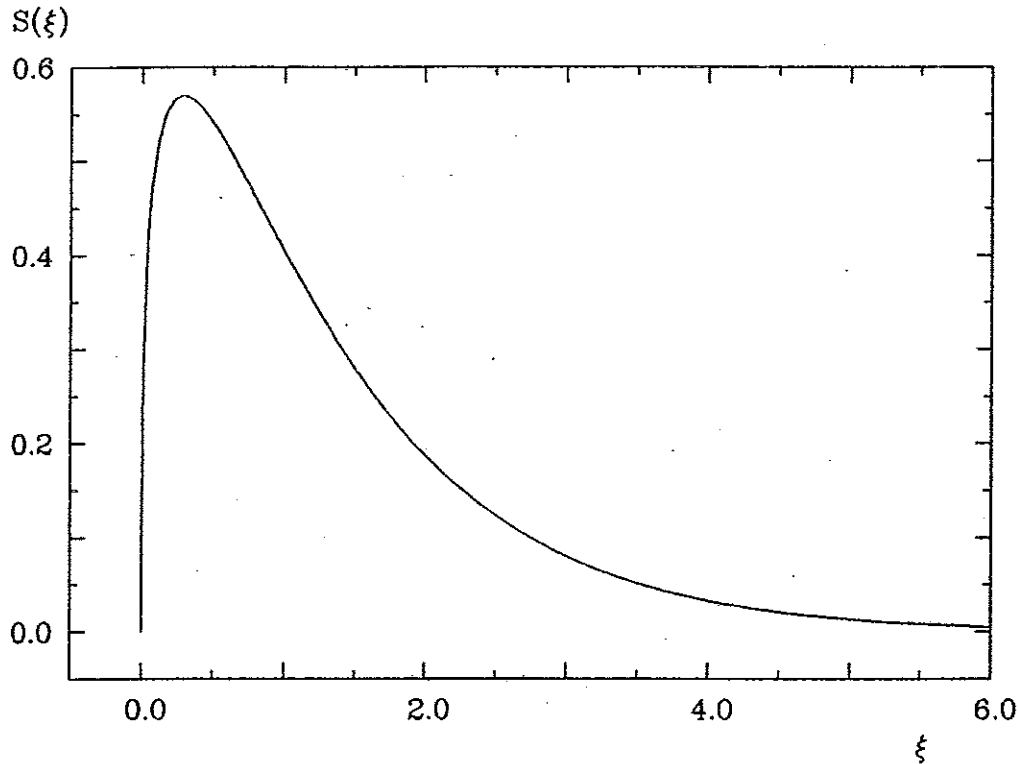


Abbildung 1.1: Die Spektralfunktion $S(\xi)$

Die modifizierten Besselfunktionen können für sehr große und sehr kleine Argumente approximiert werden durch [5,7]

$$x \ll 1 \Rightarrow K_\nu \approx \frac{\Gamma(\nu)}{2} \left(\frac{2}{x}\right)^\nu$$

$$x \gg 1 \Rightarrow K_\nu \approx \sqrt{\frac{\pi}{2x}} e^{-x}$$

Daher gilt für die Spektralfunktion nach einer Integration und Multiplikation mit ξ

$$\xi \ll 1 \Rightarrow S(\xi) \sim \xi^{1/3}$$

$$\xi \gg 1 \Rightarrow S(\xi) \sim \sqrt{\xi} e^{-\xi}$$

Neben dem Leistungsspektrum wird auch das Photonspektrum der Synchrotronstrahlung benötigt. Die Zahl der pro Zeiteinheit emittierten Photonen mit Energien im Intervall

$[E_\gamma, E_\gamma + dE_\gamma]$ ist gegeben durch $\dot{n}(E_\gamma)dE_\gamma$. Das Photonspektrum $\dot{n}(E_\gamma)$ läßt sich aus dem Leistungsspektrum berechnen:

$$\dot{n}(E_\gamma) = \frac{P(E_\gamma)}{E_\gamma} = \frac{P}{E_c^2} \frac{1}{\xi} S(\xi)$$

Die Funktion $S(\xi)/\xi$ ist in Abbildung 1.2 dargestellt. Das Integral über das Photonspektrum

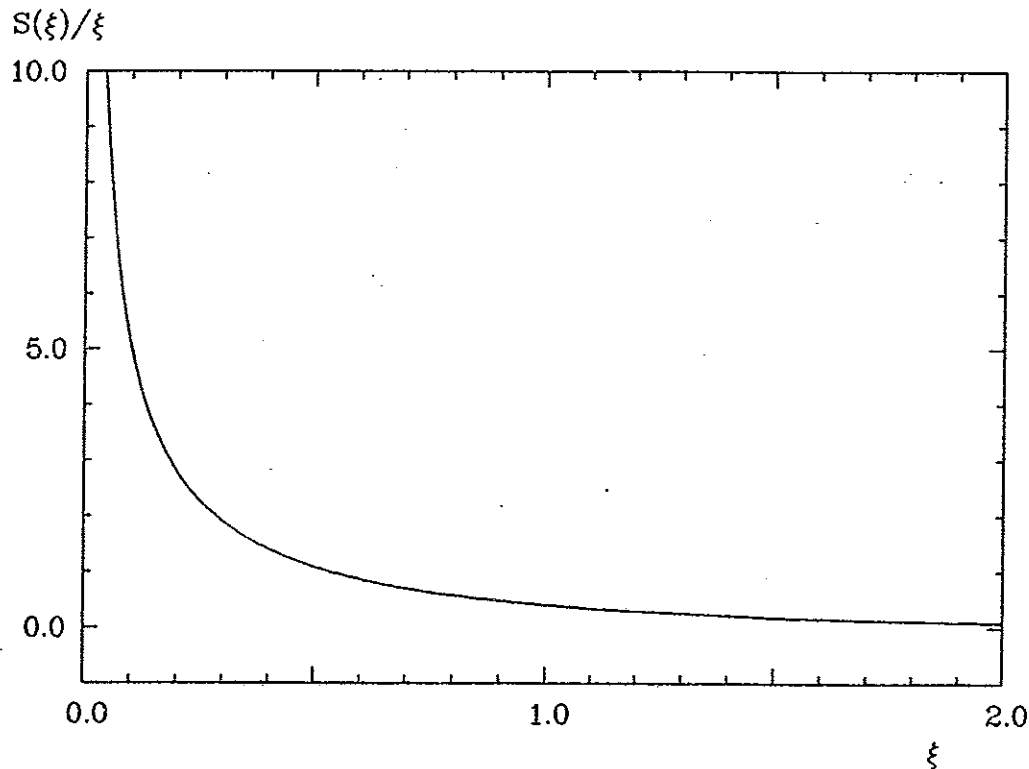


Abbildung 1.2: Die Photonverteilung $S(\xi)/\xi$

liefert die Gesamtzahl \dot{N} der pro Zeiteinheit von einem Elektron emittierten Photonen:

$$\dot{N}_\gamma = \int_0^\infty \dot{n}(E_\gamma) dE_\gamma = \frac{15\sqrt{3}}{8} \frac{P}{E_c}$$

Das Verhältnis der Leistung und der Photonenzahl pro Zeiteinheit liefert die mittlere Energie der Photonen:

$$\langle E_\gamma \rangle = \frac{P_\gamma}{\dot{N}_\gamma} = \frac{8}{15\sqrt{3}} E_c \approx 0,32 E_c$$

Bei der Ablenkung des Elektronenstrahls unmittelbar vor der Wechselwirkungszone von HERA werden bei einer Energie von 35 GeV und 60 mA Stromstärke pro Sekunde $2,7 \cdot 10^{18}$ Photonen mit einer mittleren Energie von 22 keV emittiert.

Bei allen Untersuchungen der Wechselwirkung von Synchrotronstrahlung mit Materie wird eine untere Grenzenergie gesetzt und es werden nur die Photonen mit einer Energie oberhalb dieser Grenze betrachtet, da die niederenergetischen Photonen vor Erreichen des Detektors

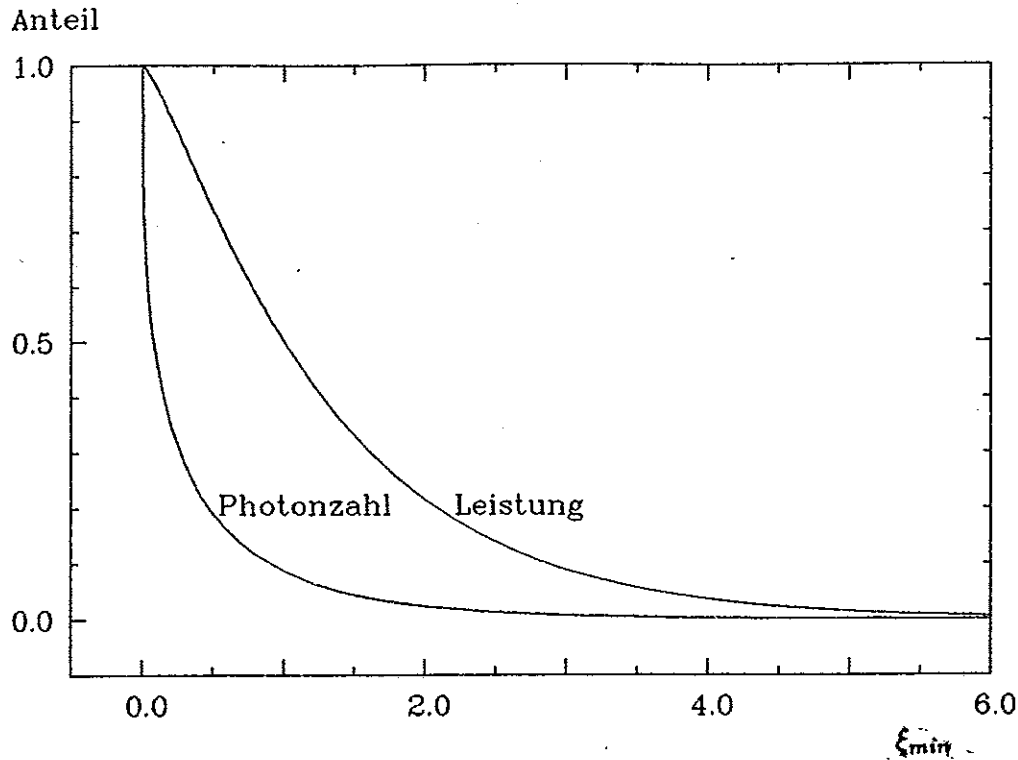


Abbildung 1.3: Die Anteile der Photonen mit Energien oberhalb von $E_{min} = \xi_{min} E_c$ an der Gesamtleistung und Gesamtphotonzahl.

absorbiert werden. Die Zahl der Photonen und die Strahlungsleistung oberhalb einer Grenzenergie erhält man aus einer Integration der Spektren [6].

$$\text{Leistungsanteil}(E_\gamma > E_{min}) = \frac{\int_{E_{min}}^{\infty} P(E_\gamma) dE_\gamma}{P}$$

$$\text{Photonanteil}(E_\gamma > E_{min}) = \frac{\int_{E_{min}}^{\infty} \dot{n}(E_\gamma) dE_\gamma}{N}$$

Das Ergebnis ist in Bild 1.3 unter Verwendung der dimensionslosen Variable $\xi_{min} = E_{min}/E_c$ für beide Verteilungen dargestellt. Bei einer charakteristischen Energie von 70 keV werden oberhalb einer Schwellenenergie von 10 keV etwa 94% der Leistung und 41% der Photonen erfaßt.

1.3 Winkelverteilung, Polarisation und Zeitstruktur

Extrem relativistischen Elektronen emittieren die Synchrotronstrahlung in Vorwärtsrichtung in einen Kegel um die Tangente ihrer Bahnkurve. Der volle Öffnungswinkel θ des Strahlungskegels ist durch das Verhältnis der Ruhemasse zur Energie der Elektronen gegeben. Er beträgt bei einer Energie von 35 GeV

$$\Theta = \frac{mc^2}{E} = \frac{1}{68\,500} \text{rad}$$

Dieser Winkel wird in den folgenden Rechnungen vernachlässigt.

Die Polarisation der Synchrotronstrahlung variiert mit der Photonenergie und räumlich innerhalb des Strahlungskegels. Gemittelt über alle Energien und die Winkelverteilung ist die Synchrotronstrahlung zu 75% parallel zu der Kreisbahnebene des Elektronstrahls polarisiert. In den folgenden Rechnungen wird die Polarisation nicht berücksichtigt.

Bei HERA wird ein Elektronenstrahl bestehend aus 200 Teilchenpaketen gespeichert werden. Bei einem Umfang des Speicherrings von 6,34 km wird ein Punkt alle $0,1 \mu\text{s}$ von einem Elektronenpaket passiert. Da die maximale Driftzeit in den Driftkammern der Detektoren etwa $1,5 \mu\text{s}$ beträgt, wird in der Datennahme eines Ereignisses über etwa 15 Durchgänge von Elektronpaketen summiert.

Kapitel 2

Elektronenoptik

Wie das erste Kapitel gezeigt hat, sind die Leistung und das Spektrum der Synchrotronstrahlung vom Krümmungsradius der Elektronenbahn abhängig. In einem Dipolmagneten ist der Krümmungsradius durch die konstante Magnetfeldstärke festgelegt. In einem Quadrupolmagneten steigt die Feldstärke linear mit dem Abstand von der Achse an, so daß hier die Krümmung der Elektronenbahn von ihrer Lage im Raum abhängt. Die Bestimmung der Synchrotronstrahlung erfordert eine Kenntnis der Elektronenbahnen im Speicherring in der Umgebung der Wechselwirkungspunkte von HERA.

Bild 2.1 zeigt die Magneto-optik des Elektronenrings von HERA im Bereich der Experimente und die zugehörige horizontale und vertikale β -Funktion. Ein Dipolmagnet BSEP und fünf verschobene Quadrupolmagnete QSE e,c,b,a lenken den Elektronenstrahl um 10 mrad ab, so daß er frontal auf den Protonenstrahl trifft. Die verschobenen Quadrupolmagnete und zwei weitere Quadrupole Q d fokussieren den Elektronenstrahl auf den Wechselwirkungspunkt. Die Magneto-optik ist symmetrisch bezüglich des Wechselwirkungspunktes.

Die folgenden Abschnitte erläutern den Formalismus zur Verfolgung des Elektronenstrahls in dieser Magneto-optik.

2.1 Bewegungsgleichung

Die Beschreibung der Elektronenbewegung erfolgt in einem Koordinatensystem, welches an die Geometrie des Speicherrings angepaßt ist. In der Ebene des Speicherrings wird ein geschlossener Weg als die Sollbahn ausgezeichnet. Die Achsen der Dipol- und Quadrupolmagnete liegen auf der Sollbahn. Der Ortsvektor \vec{r} eines Elektrons wird zerlegt in den Vektor \vec{U} des nächstgelegenen Punktes auf der Sollbahn und die Ablagen des Elektrons von der Sollbahn (siehe Bild 2.2).

$$\vec{r} = \vec{U} + x\vec{x}_0 + z\vec{z}_0$$

Bezüglich der Ebene des Speicherrings ist x die radiale oder horizontale und z die vertikale Koordinate. Die Koordinate entlang der Sollbahn wird mit s bezeichnet.

Die Bewegungsgleichung für Teilchen mit der Ladung q , die sich mit der Geschwindigkeit \vec{v} in einem Magnetfeld \vec{B} bewegen, lautet:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{q}{m_e} \vec{v} \times \vec{B} \quad (2.1)$$

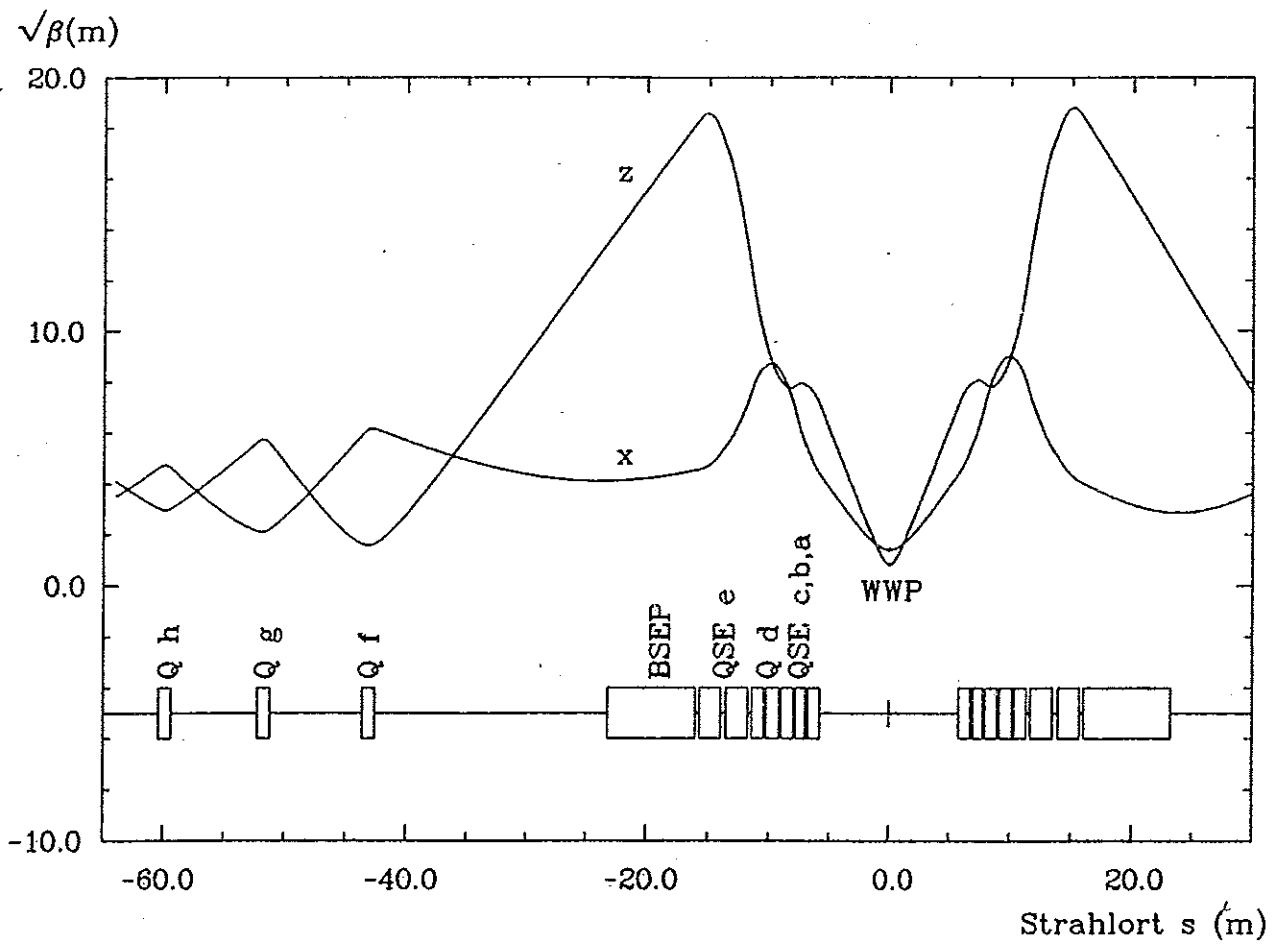


Abbildung 2.1: Die Horizontale (x) und vertikale (z) Betafunktion und die Magneto-optik des Elektronenstrahls von HERA im Bereich des Wechselwirkungspunktes (WWP).

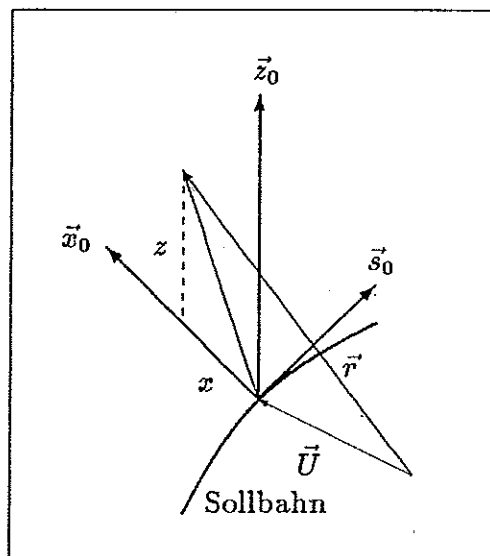


Abbildung 2.2: mitbewegtes Koordinatensystem

Dabei ist m_v die relativistische Masse des Teilchens. Für das Magnetfeld kann in dem hier betrachteten Abschnitt des HERA-Rings angesetzt werden:

$$\begin{aligned} B_x(s, x, z) &= g(s)z \\ B_z(s, x, z) &= B_z^0(s) + g(s)x \\ B_s &= 0 \\ \text{mit } g(s) &= \frac{\partial B_z(s)}{\partial x} = \frac{\partial B_x(s)}{\partial z} \end{aligned}$$

Das vertikale Feld B_z^0 der Dipolmagnete und der Feldgradient g der Quadrupolmagnete definieren die Magnetoptik als Funktion des Strahlorts s . Die Bewegungsgleichung 2.1 liefert für den Krümmungsradius R der Sollbahn in den Dipolmagneten den Ausdruck

$$R(s) = \frac{p}{qB_z^0(s)}$$

p ist der Impuls des Teilchens. In den in der Hochenergiephysik üblichen Einheiten lautet die Beziehung für Elektronen

$$R [m] = 3,3 \frac{p}{B_z^0} \left[\frac{GeV/c}{T} \right]$$

Die Impulsdispersion der Elektronen eines Strahls wird vernachlässigt.

Gleichung 2.1 liefert zwei Differentialgleichungen für die transversale Bewegung. Sie werden in den Koordinaten x und z linearisiert und lauten dann:

$$\begin{aligned} z'' &= -k(s)z \\ x'' &= k(s)x - \frac{x}{R^2(s)} \end{aligned} \quad (2.2)$$

Der Strich zeigt hier die Differentiation nach der Koordinate s an. $k(s)$ ist durch den Gradienten des Magnetfeldes gegeben:

$$k(s) = \frac{q}{p}g(s)$$

k wird als Quadrupolkonstante bezeichnet. Die linearisierten Bewegungsgleichungen sind in den beiden transversalen Koordinaten entkoppelt.

2.2 Matrixformalismus

Die linearisierten Bewegungsgleichungen sind Differentialgleichungen einer oszillatorischen Bewegung mit variabler Rückstellkraft.

$$y'' + K(s) \cdot y = 0, \quad \text{mit } y' := \frac{dy}{ds} \quad (2.3)$$

Für diese Gleichung kann die allgemeine Lösung in Matrixform angesetzt werden als

$$\begin{pmatrix} y \\ y' \end{pmatrix}_s = \begin{pmatrix} C & S \\ C' & S' \end{pmatrix}_s \begin{pmatrix} y_0 \\ y'_0 \end{pmatrix}$$

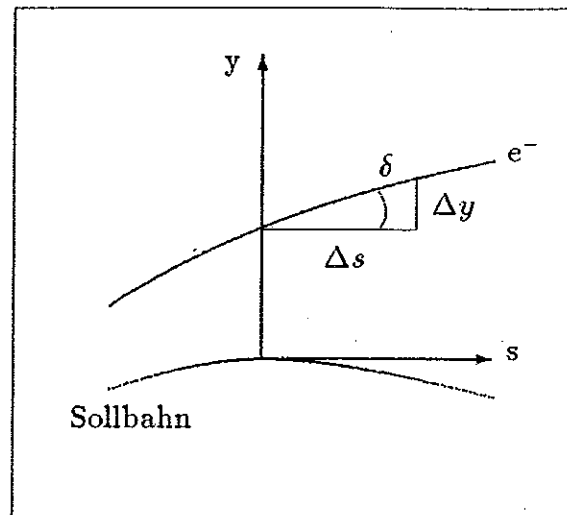


Abbildung 2.3: Ablage und Winkel einer Elektronenbahn.

mit zwei linear unabhängigen Lösungen $C(s)$ und $S(s)$, die folgenden Anfangsbedingungen genügen:

$$\begin{pmatrix} C & S \\ C' & S' \end{pmatrix}_{s_0} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Wenn die Lösungen $C(s)$ und $S(s)$ für die einzelnen Komponenten der Magneto-optik eines Speicherrings bekannt sind, können die Koordinaten der Elektronen an jedem Ort durch eine Matrizenmultiplikation aus vorgegebenen Anfangswerten berechnet werden. Diese Methode eignet sich gut für die Berechnung der Elektronenbewegung mit Hilfe eines Computers. Die folgenden Unterabschnitte geben die Transformationsmatrizen für die in dieser Arbeit benötigten Fälle an.

Innerhalb eines Dipols oder Quadrupols ist das Feld entlang der s -Achse konstant. Die Feldverzerrungen an den Magnetenden werden vernachlässigt, es wird ein abrupter Übergang zum feldfreien Driftraum angenommen. Im Falle eines ortsunabhängigen Koeffizienten K gibt es drei verschiedene Lösungstypen der Differentialgleichung 2.3.

2.2.1 Driftstrecken

In Driftstrecken ist der Koeffizient K in beiden transversalen Koordinaten null:

$$K_x = K_z = 0$$

Für eine Driftstrecke der Länge l lauten die Transformationsmatrizen lauten in beiden Koordinaten

$$\begin{pmatrix} C & S \\ C' & S' \end{pmatrix}_l^{x,z} = \begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Der Gradient y' der Ablage gibt den Winkel an, den die Tangente der Elektronenbahn mit der Tangente der Sollbahn in der Projektion auf die $s - y$ -Ebene einschließt. (siehe Bild 2.3). Es ist

$$y' = \tan \delta \approx \delta$$

Für kleine Winkel kann der Tangens durch sein Argument angenähert werden. Dann gibt der Gradient der Ablage direkt die Winkel der Elektronenbahn gegen die Sollbahn an.

Auf einer Driftstrecke der Länge l verändern sich die Winkel gegen die Sollbahn nicht und die Ablage wächst proportional zur Driftlänge und zum Winkel an.

2.2.2 Dipole

In einem horizontal ablenkenden Dipolmagneten der Länge l sind die Koeffizienten der Bewegungsgleichung gegeben durch

$$K_x = 1/R^2, \quad K_z = 0$$

In der Vertikalen (parallel zum Magnetfeld) wirkt ein Dipol wie eine Driftstrecke. Die Transformationsmatrix in der horizontalen Ebene (senkrecht zum Magnetfeld) lautet:

$$\begin{pmatrix} C & S \\ C' & S' \end{pmatrix}_l^x = \begin{pmatrix} \cos(l/R) & R \sin(l/R) \\ -\frac{1}{R} \sin(l/R) & \cos(l/R) \end{pmatrix}$$

In der horizontalen Ebene bewirkt ein Dipol nicht nur die Krümmung der Sollbahn sondern auch eine schwache Fokussierung der Elektronenbahn auf die Sollbahn.

2.2.3 Quadrupole

In einem Quadrupolmagneten ist der Koeffizient K gegen durch die Quadrupolkonstante k

$$K_x = -k, \quad K_z = k$$

Ist die Quadrupolkonstante positiv, so wirkt der Magnet fokussierend in der vertikalen $s-z$ -Ebene und defokussierend in der horizontalen $s-x$ -Ebene. Für einen Quadrupolmagneten der Länge l und $k > 0$ lauten Transformationsmatrizen:

$$\begin{pmatrix} C & S \\ C' & S' \end{pmatrix}_l^x = \begin{pmatrix} \cosh(l\sqrt{|k|}) & \frac{1}{\sqrt{|k|}} \sinh(l\sqrt{|k|}) \\ \sqrt{|k|} \sinh(l\sqrt{|k|}) & \cosh(l\sqrt{|k|}) \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} C & S \\ C' & S' \end{pmatrix}_l^z = \begin{pmatrix} \cos(l\sqrt{|k|}) & \frac{1}{\sqrt{|k|}} \sin(l\sqrt{|k|}) \\ -\sqrt{|k|} \sin(l\sqrt{|k|}) & \cos(l\sqrt{|k|}) \end{pmatrix}$$

Ist $k < 0$, so sind die Zuordnungen der Matrizen zu den Koordinaten x und z zu vertauschen, d.h. ein solcher Quadrupolmagnet wirkt fokussierend in der $s-x$ -Ebene und defokussierend in der $s-z$ -Ebene.

2.2.4 Verschobene Quadrupole

Vor den Wechselwirkungszonen von HERA muß der Elektronenstrahl auf engem Raum abgelenkt und auf den Wechselwirkungspunkt fokussiert werden. Die fünf verschobenen Quadrupole QSE e,e,c,b,a (siehe Bild 2.1) erfüllen beide Aufgaben gleichzeitig. Abbildung 2.4 zeigt den Verlauf des Magnetfeldes in der $x - z$ -Ebene eines Quadrupols. In dem Bild ist für einige Punkte die Richtung der Lorentzkraft auf ein negativ geladenes Teilchen, welches sich aus der Papierebene heraus bewegt, eingezeichnet. Dieser Quadrupol wirkt fokussierend auf die vertikale und defokussierend auf die horizontale Ablage. Wird dieser Quadrupol in

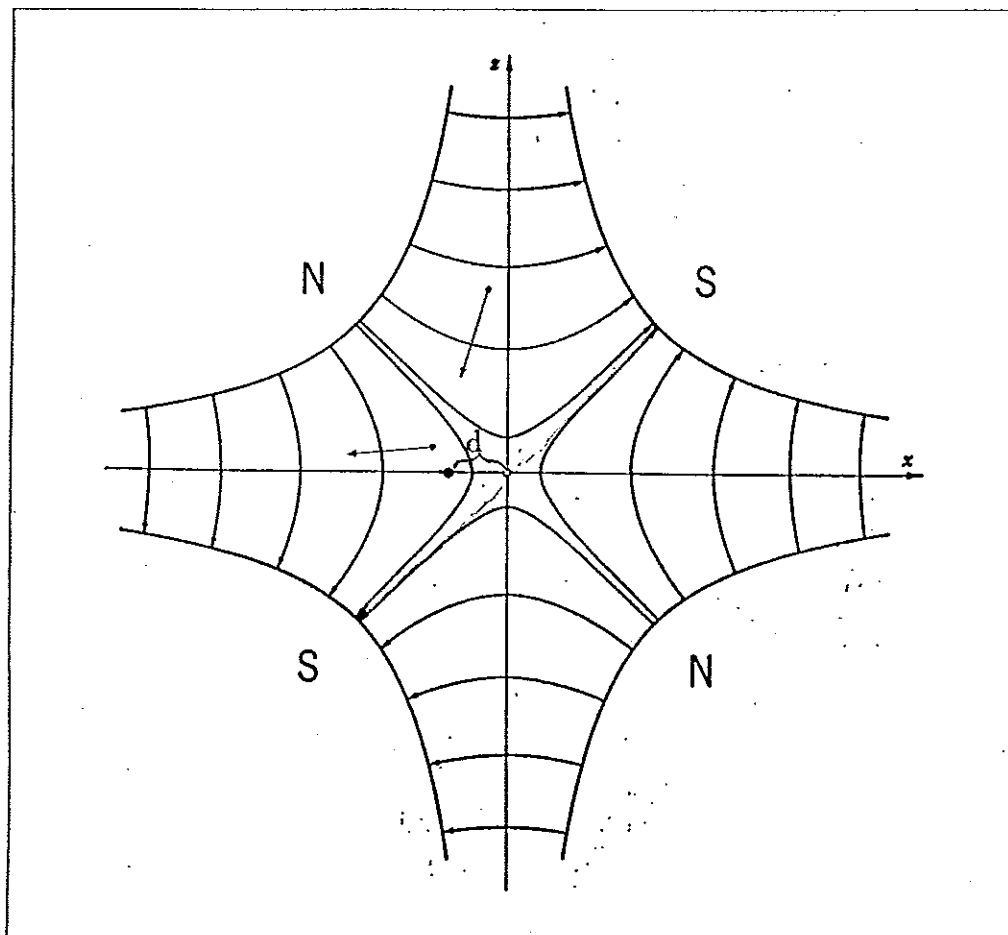


Abbildung 2.4: Querschnitt durch einen Quadrupolmagneten

horizontaler Richtung um eine Strecke d gegen die Sollbahn verschoben, so wirkt am Ort der Sollbahn (in Bild 2.4 am Punkt $(-d,0)$) ein vertikales Feld der Stärke

$$B_z = gd$$

Der Krümmungsradius der Sollbahn berechnet sich zu:

$$R = \frac{p}{egd} = \frac{1}{kd}$$

Die Koeffizienten der Differentialgleichungen sind gegeben durch:

$$K_x = -k + \frac{1}{R^2} = -k + (kd)^2, \quad K_z = k$$

Die fokussierende oder defokussierende Wirkung des Quadrupols relativ zur neuen Sollbahn bleibt unbeeinflusst von dieser Verschiebung, wenn $(kd)^2 \ll k$. Für die Koordinate z kann die Transformationsmatrix des Quadrupols übernommen werden. Die Matrix der Koordinate x ist für einen Quadrupol der Länge l und $k > 0$ gegeben durch:

$$\begin{pmatrix} C & S \\ C' & S' \end{pmatrix}_l^x = \begin{pmatrix} \cosh(l\sqrt{|(kd)^2 - k|}) & \frac{1}{\sqrt{|(kd)^2 - k|}} \sinh(l\sqrt{|(kd)^2 - k|}) \\ \sqrt{|(kd)^2 - k|} \sinh(l\sqrt{|(kd)^2 - k|}) & \cosh(l\sqrt{|(kd)^2 - k|}) \end{pmatrix}$$

Ist dagegen $k < 0$, so gilt:

$$\begin{pmatrix} C & S \\ C' & S' \end{pmatrix}_l^x = \begin{pmatrix} \cos(l\sqrt{|(kd)^2 - k|}) & \frac{1}{\sqrt{|(kd)^2 - k|}} \sin(l\sqrt{|(kd)^2 - k|}) \\ -\sqrt{|(kd)^2 - k|} \sin(l\sqrt{|(kd)^2 - k|}) & \cos(l\sqrt{|(kd)^2 - k|}) \end{pmatrix}$$

2.3 Beschreibung eines Teilchenstrahls

Zur Beschreibung eines Vielteilchensystems wird das Konzept des Phasenraums verwendet. Der vierdimensionale Phasenraum der Teilchenbewegung transversal zur Sollbahn des Speicherrings wird durch die Ablagen x, z und die Winkel δ_x, δ_z der Teilchen aufgespannt. Sind die Winkel klein, so ist der Punkt eines Teilchens im Phasenraum durch die Koordinaten (x, x', z, z') bestimmt.

Ein Teilchenstrahl wird durch eine Dichteverteilung im Phasenraum beschrieben. In der hier verwendeten Näherung sind die horizontale und die vertikale Bewegung entkoppelt (siehe Gleichung 2.2). Daher variieren die Verteilungen der horizontalen und vertikalen Phasenraumkoordinaten (x, x') und (z, z') unabhängig voneinander.

Die Variation der Phasenraumverteilungen entlang des Speicherrings unterliegt dem Liouvilleschen Theorem der klassischen Mechanik. Es besagt, daß die totale zeitliche Ableitung der Phasenraumverteilung null ist. Eine Folgerung aus diesem Theorem ist, daß eine Gruppe von Teilchen ein konstantes Phasenraumvolumen einnimmt, auch wenn sich die Lage und Gestalt des Volumens i.A. ändern.

In einem Speicherring kann für die Phasenraumdichte in beiden Koordinatenpaaren eine Gaußverteilung mit Maximum auf der Sollbahn angenommen werden :

$$\rho(x, x') = N \exp\left(-\frac{1}{2\epsilon_x}(\gamma_x x^2 + 2\alpha_x x x' + \beta_x x'^2)\right)$$

und analog für $\rho(z, z')$. Die Parameter der Verteilungen sind

$$\begin{aligned} \beta(s) &= \text{Betafunktion} \\ \alpha(s) &= -\frac{1}{2}\beta' \\ \gamma(s) &= \frac{1 + \alpha^2}{\beta} \\ \epsilon &= \text{Emittanz} \end{aligned}$$

Die Projektion der zweidimensionalen Gaußverteilungen auf die Achsen ergibt wieder Gaußverteilung für die Ablagen und Winkel mit den Standardabweichungen

$$\sigma_x = \sqrt{\epsilon_x \beta_x}, \quad \sigma_{x'} = \sqrt{\epsilon_x \gamma_x}$$

und analog für σ_z und $\sigma_{z'}$. Die horizontale und vertikale Betafunktion beschreiben die Variation der transversalen Ausdehnung des Teilchenstrahls.

Die 1σ -Kontur der zweidimensionalen Gaußverteilung ist eine Ellipse. Sie ist in Bild 2.5 in der $y - y'$ -Ebene gezeigt. Die Gleichung dieser Ellipse lautet:

$$\gamma y^2 + 2\alpha y y' + \beta (y')^2 = \epsilon$$

Ist $\alpha = 0$, so liegt die Phasenraumellipse auf Hauptachsen. In diesem Fall sind die Standardabweichungen σ_y und $\sigma_{y'}$ mit den Halbachsen der Ellipse identisch und für die Fläche der Ellipse erhält man:

$$F = \pi \sigma_y \sigma_{y'} = \pi \epsilon \sqrt{\beta \gamma} = \pi \epsilon$$

Die Emittanz ϵ ist also ein Maß für die Ausdehnung des Strahls im Phasenraum. Infolge des Liouvilleschen Theorems ist entlang des Speicherrings konstant. Die Betafunktion kann mit

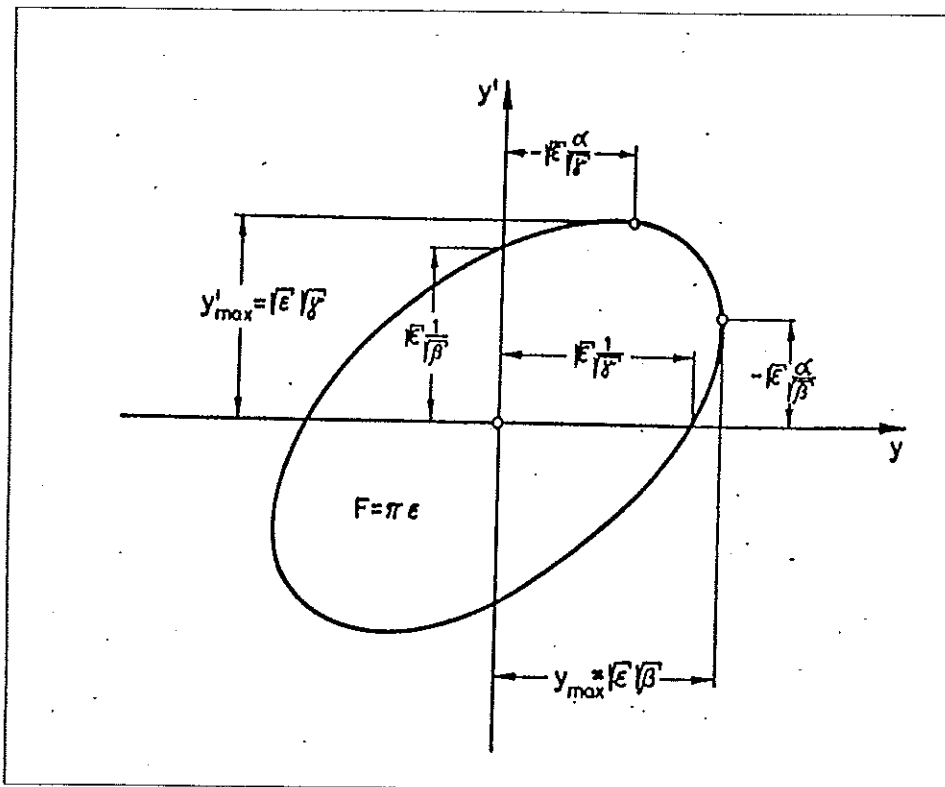


Abbildung 2.5: Parameter der Phasenraumellipse

Hilfe des Matrixformalismus aus zwei orthogonalen Teilchentrajektorien berechnet werden. Es sei

$$\begin{pmatrix} y_1 \\ y'_1 \end{pmatrix}_0 = \begin{pmatrix} \sqrt{\epsilon} \sqrt{\beta_0} \cos \varphi \\ -\frac{\sqrt{\epsilon}}{\sqrt{\beta_0}} (\sin \varphi + \alpha_0 \cos \varphi) \end{pmatrix}; \quad \begin{pmatrix} y_2 \\ y'_2 \end{pmatrix}_0 = \begin{pmatrix} \sqrt{\epsilon} \sqrt{\beta} \sin \varphi \\ \frac{\sqrt{\epsilon}}{\sqrt{\beta}} (\cos \varphi - \alpha_0 \sin \varphi) \end{pmatrix}$$

Die Phase φ kann beliebig gewählt werden, die Anfangswerte β_0 und α_0 müssen an einem Punkt des Speicherrings vorgegeben werden. Es gilt

$$\epsilon \beta = y_1^2 + y_2^2$$

$$\epsilon\gamma = y_1'^2 + y_2'^2$$

Diese Relationen bleiben bei der Matrixtransformation der Trajektorien durch die Magneto-optik erhalten.

2.4 Computersimulation der Synchrotronstrahlung eines Elektronenstrahls

Eine Anzahl von Elektronen wird mit dem Matrixformalismus durch die Magneto-optik im Bereich der Wechselwirkungszonen von HERA transformiert. Die Magnete werden entlang der Strahlachse in kleine Abschnitte unterteilt. Die Synchrotronstrahlung jedes Elektrons wird in jedem Abschnitt berechnet und tangential zur Elektronenbahn emittiert.

Die Computersimulation beginnt an einem Punkt des Speicherrings mit der Auswahl von gaußisch verteilten Koordinaten von N Elektronen ($N \sim 10\,000$). Der geplante Elektronenstrom von 60 mA entspricht bei HERA einer Zahl von $8 \cdot 10^{12}$ gespeicherten Elektronen. Jede verfolgte Trajektorie repräsentiert einen Anteil $1/N$ dieser Elektronenzahl.

Die Transformation der Elektronen durch die Magneto-optik erfolgt in Magneten mit einer Schrittweite von 1 cm. Bild 2.6 zeigt die Phasenraumverteilungen der vertikalen Koordinaten (z, z') von 2000 Elektronen beim Durchgang durch den fokussierenden Quadrupolmagneten Qg aus Bild 2.1. Vor dem Quadrupol (1.) divergiert der Strahl, die meisten Elektronen mit positiver Ablage haben auch positive Winkel. Der Quadrupol bewirkt eine Drehung der Phasenraumverteilung: Sie liegt auf Hauptachsen, wenn innerhalb des Quadrupols die Ableitung der Betafunktion null wird (2.). Hinter dem Quadrupol (3.) konvergiert der Strahl, die Elektronen mit positiver Ablage haben zumeist negative Winkel und umgekehrt. Es schließt sich eine Driftstrecke an, auf der die Winkel konstant bleiben während die Verteilung der Ablagen schmaler wird (4.).

Der Krümmungsradius ρ einer Elektronenbahn in einem Dipol oder Quadrupol wird berechnet aus

$$\frac{1}{\rho^2} = \frac{1}{R^2} + (kx)^2 + (kz)^2$$

R ist der Krümmungsradius der Sollbahn und k die Quadrupolkonstante. In Dipolen trägt nur der erste Term bei, in Quadrupolen die letzten beiden und in verschobenen Quadrupolen alle drei Terme. Die Leistung der emittierten Synchrotronstrahlung wird über die Schrittweite der Matrixtransformation integriert. Die Synchrotronstrahlung wird in Form eines Photons tangential zur Trajektorie emittiert. Der Öffnungswinkel des Strahlungskegels wird gegen die Verteilung der Winkel der einzelnen Trajektorien vernachlässigt ($\sigma_{z'} \geq 1/10\,000$ rad). Den Photonen wird eine Energie zugeordnet, die gemäß dem Photonspektrum der Synchrotronstrahlung verteilt ist.

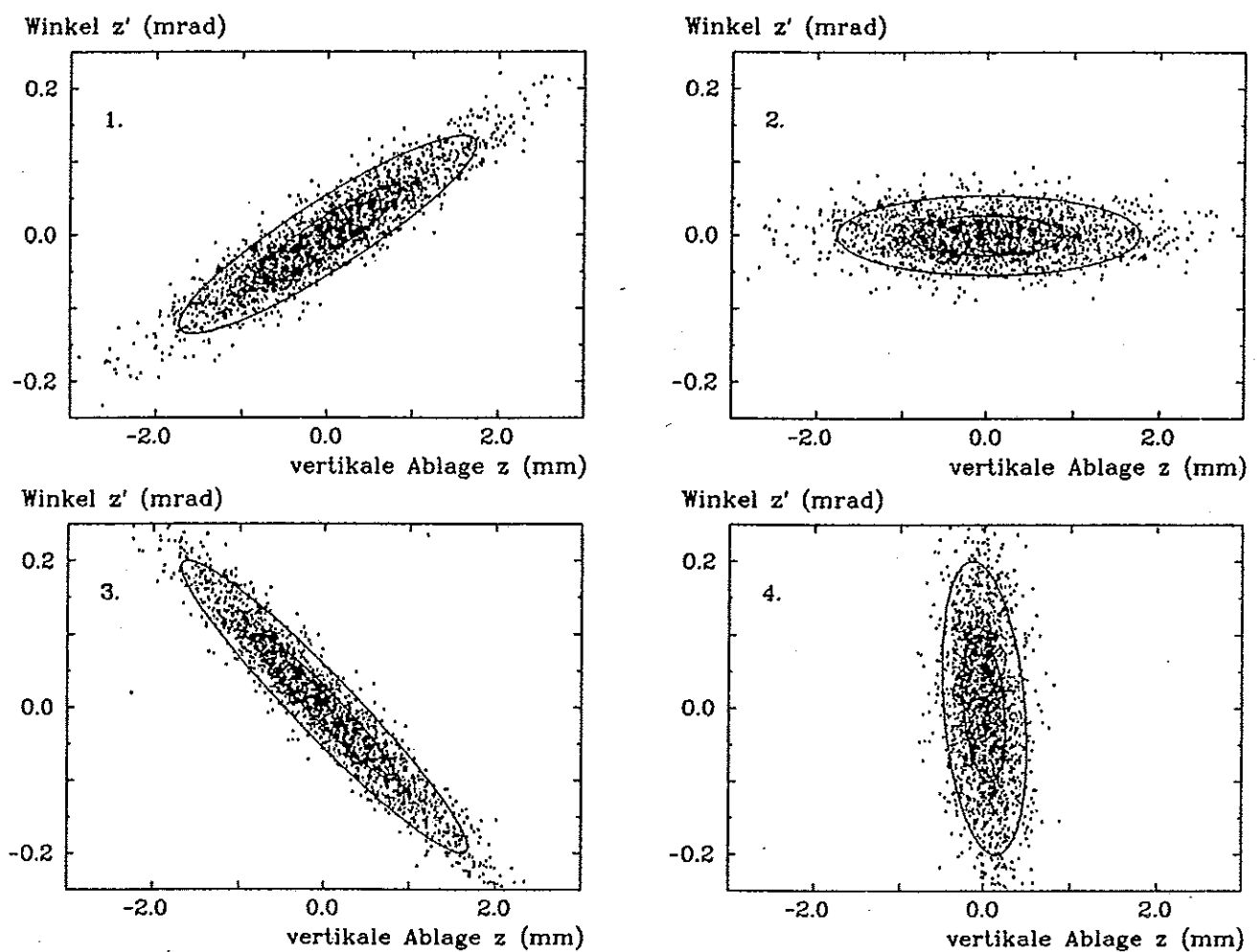


Abbildung 2.6: Phasenraumverteilungen in der $z - z'$ -Ebene beim Durchgang durch den fokussierenden Quadrupol Q g. 1. vor, 2. in, 3. hinter dem Quadrupol sowie 4. nach einer Driftstrecke von 7 m

Kapitel 3

Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie

Die Synchrotronstrahlung wird auf ihrem Weg vom Elektronenstrahl zum Detektor mehrfach an Kollimatoren, Absorbern und dem Strahlrohr gestreut. In diesem Kapitel werden die Wechselwirkungen von Photonen mit Energien bis zu 1 MeV in Materie und ihre Behandlung in einem Computerprogramm erläutert.

3.1 Der Wechselwirkungskoeffizient

Betrachtet werde folgende Anordnung [11] : Ein Strom von Photonen fällt auf die Oberfläche eines unendlichen Halbraums ein. Es sei $j(x)$ der Fluß derjenigen Photonen, die bis zur Tiefe x noch keine Wechselwirkung ausgeführt haben. Für die Verringerung dieses Flusses durch Wechselwirkungen in einer dünnen Schicht dx wird angesetzt

$$\frac{dj(x)}{dx} = -\mu j(x) \quad (3.1)$$

Der Proportionalitätsfaktor μ hat die Bedeutung einer Reaktionswahrscheinlichkeit pro Photon und pro Längeneinheit. Er wird als Wechselwirkungskoeffizient bezeichnet. Ist der Wechselwirkungskoeffizient ortsunabhängig, so nimmt der Fluß der Photonen ohne Wechselwirkung exponentiell ab.

$$j(x) = j_0 e^{-\mu x} \quad (3.2)$$

Der Kehrwert $\tau := 1/\mu$ ist die mittlere freie Weglänge eines einfallenden Photons bis zur ersten Wechselwirkung.

Der Wechselwirkungskoeffizient kann aus dem Wirkungsquerschnitt σ für die Reaktion eines Photons mit einem Atom berechnet werden. Besteht das Medium aus einem Element mit Atomgewicht A und Dichte ρ , so gibt der Ausdruck $N_A \rho / A$ die Zahl der Atome pro Volumeneinheit an (N_A ist die Avogadrozahl) und es ist

$$\mu = \sigma N_A \frac{\rho}{A}$$

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Photonenergie überträgt sich auf den Wechselwirkungskoeffizienten und auf die mittlere freie Weglänge. Für Photonenergien bis 1000 keV sind drei verschiedene Reaktionen mit Atomen möglich: der Comptoneffekt, der Photoeffekt und die kohärente Rayleighstreuung. Sie werden in den folgenden Abschnitten

erläutert. Die Erzeugung von Elektron-Positron Paaren im Kernfeld setzt bei 1022 keV ein. Bild 3.1 zeigt die mittleren freien Weglängen in Wolfram und Eisen für Photonenergien von 10 keV bis 1 MeV [13]. Die Sprünge in der Kurve für Wolfram treten an den Kanten des Photoeffekts auf.

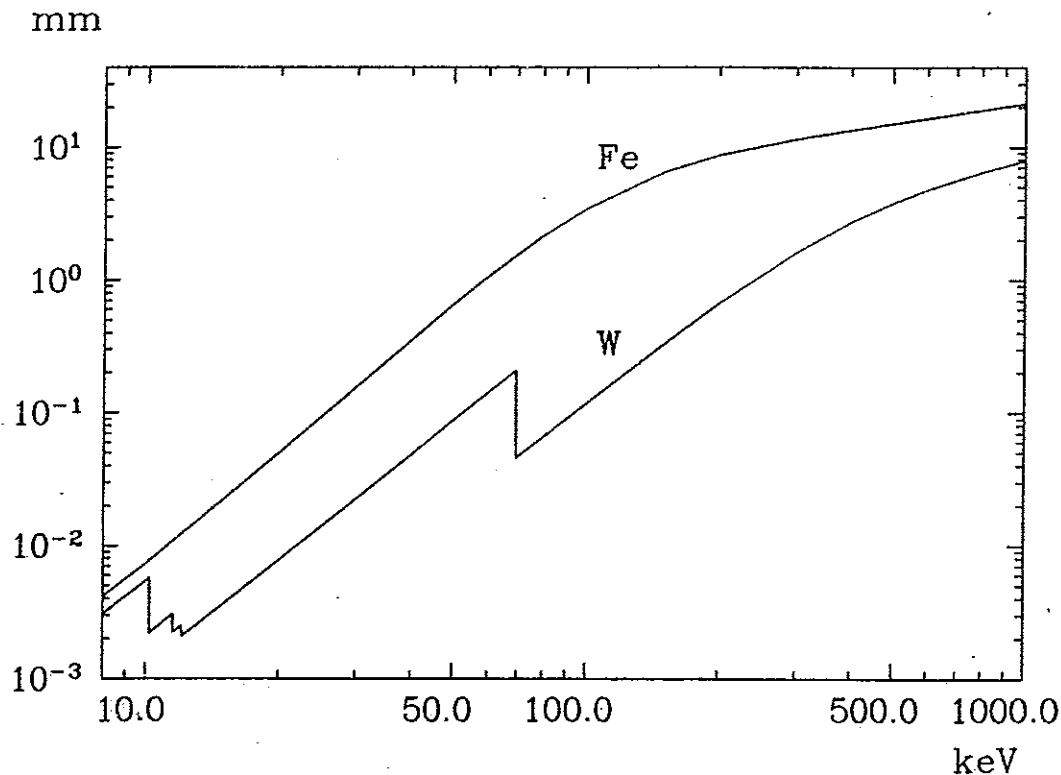


Abbildung 3.1: Die mittlere freie Photonweglänge in Eisen und Wolfram

Bisher wurde in diesem Abschnitt der Photonfluß bis zur ersten Wechselwirkung verfolgt und durch den Wechselwirkungskoeffizienten beschrieben. Um die gestreuten Photonen zu erfassen kann man entweder den Gesamtfluß der einfallenden und gestreuten Photonen oder den Energiefluß verfolgen. In einem Ansatz analog zur Gleichung 3.1 tritt entsprechend der Photonabsorptionskoeffizient μ_{PA} bzw. der Energieabsorptionskoeffizient μ_{EA} auf. Im Gegensatz zum Wechselwirkungskoeffizienten μ können diese Absorptionskoeffizienten nicht in einfacher Weise aus dem atomaren Photonwirkungsquerschnitt berechnet werden, da sie über mehrere Wechselwirkungen bis zur endgültigen Absorption mitteln. In [12,13] sind Abschätzungen des Energieabsorptionskoeffizienten angegeben.

3.2 Der Photoeffekt

Beim Photoeffekt wird ein Photon vom Atom absorbiert und ein Elektron emittiert. Die charakteristischen Kanten im Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts (siehe Bild 3.8) treten bei den diskreten Bindungsenergien der Elektronen im Atom auf. Die Abhängigkeit des Photowirkungsquerschnitts von der Photonenergie und der Ordnungszahl Z des Elements kann im Bereich von 10 - 500 keV und entfernt von den Kanten abgeschätzt werden durch

[11]

$$\sigma_{\text{Photo}} \sim Z^{4.5} E_{\gamma}^{-3}$$

Das nach der Emission des Photoelektrons zurückbleibende Ion übernimmt den Rückstoßimpuls. Daher erfolgt der Photoeffekt in einem Vielelektronenatom bevorzugt an den am stärksten gebundenen Elektronen, wenn deren Ionisationsenergie kleiner als die Photonenergie ist. Beim Wolframatom mit 74 Elektronen tragen die beiden Elektronen der K-Schale oberhalb von 70 keV mit 80 % zum Photowirkungsquerschnitt bei [12]. Das Ion befindet sich in einem angeregten Zustand. Das 'Loch' in einer der inneren Schalen K,L,M wird durch ein Elektron einer äußeren Schale aufgefüllt. Die dabei frei werdende Bindungsenergie kann entweder in Form eines Fluoreszenzphotons abgestrahlt, oder an ein Elektron einer äusseren Schale übertragen werden (Augereffekt). Die Wahrscheinlichkeit ω_K , daß bei einem Loch in der K-Schale eine Fluoreszenz stattfindet, ist in Bild 3.2 als Funktion der Ordnungszahl gezeigt [16]. Bei Atomen mit hoher Ordnungszahl überwiegt die Fluoreszenz. Die Bindungsenergie in der

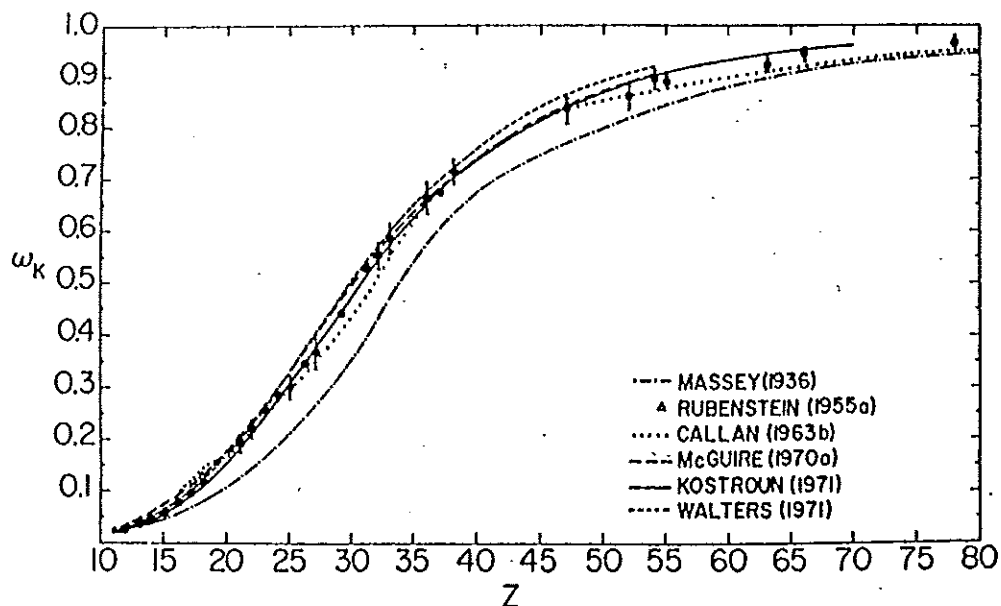


Abbildung 3.2: Der Wahrscheinlichkeit für Fluoreszenz bei einem Loch in der K-Schale als Funktion der Ordnungszahl

K-Schale und damit die Energie der Photonen aus der K-Fluoreszenz wächst proportional zum Quadrat der Ordnungszahl. Die Fluoreszenzphotonen werden isotrop abgestrahlt.

3.3 Der Comptoneffekt

Als Comptoneffekt bezeichnet man die Streuung eines Photons an einem Elektron. Im Falle der Streuung eines Photons mit Energie E_{γ} an einem ruhenden, freien Elektron berechnet sich die Energie E'_{γ} des gestreuten Photons zu

$$E'_{\gamma} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{mc^2}(1 - \cos \theta)} \quad (3.3)$$

Der Winkel θ gibt die Ablenkung des gestreuten Photons aus der Einfallsrichtung an, m ist die Ruhemasse des Elektrons. Für $\cos \theta = -1$, also in Rückwärtsrichtung, ist die Energie des gestreuten Photons stets kleiner als die halbe Ruheenergie des Elektrons, unabhängig von der Einfallsenergie.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Streuung von unpolarisierten Photonen an ruhenden, freien Elektronen wurde erstmals 1929 von Klein und Nishina angegeben [18]. Es sei $k = E_\gamma/mc^2$ die Einfallsenergie in Einheiten der Ruheenergie des Elektrons. Dann ist

$$\frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \frac{1 + \cos^2 \theta + \frac{k^2(1-\cos\theta)^2}{1+k(1-\cos\theta)}}{(1+k(1-\cos\theta))^2} \quad (3.4)$$

mit $r_e = 2,8 \text{ fm}$ (klassischer Elektronenradius), $r_e^2 = 0,08 \text{ barn}$

Ist das Elektron an einem Atom gebunden, so wird das Atom beim Comptoneffekt angeregt oder ionisiert. Dieser Prozeß wird auch als inkohärente Streuung bezeichnet. Unter Vernachlässigung der Elektronenbindung ergibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt eines Atoms aus der Klein-Nishina Formel durch Multiplikation mit der Elektronenzahl Z . Der Einfluß der Elektronenbindung wird durch eine Strukturfunktion berücksichtigt :

$$\frac{d\sigma_{Compton}}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega} S(q, Z)$$

Die Strukturfunktion eines Elements hängt vom Impulsübertrag q des Photons an das Elektron ab. Es ist

$$\begin{aligned} cq &= \sqrt{E_\gamma^2 + E_\gamma'^2 - 2E_\gamma E_\gamma' \cos \Theta} \\ &= \frac{2E_\gamma \sin \Theta/2}{1 + \frac{E_\gamma}{mc^2} (1 - \cos \Theta)} \sqrt{1 + \frac{E_\gamma}{mc^2} \left(2 + \frac{E_\gamma}{mc^2}\right) \sin^2 \Theta/2} \end{aligned}$$

Für $cq \ll mc^2$ gilt

$$cq \approx 2E_\gamma \sin(\theta/2) \quad (3.5)$$

Bild 3.3 zeigt die Strukturfunktion verschiedener Elemente als Funktion des Impulsübertrags [14]. Mit wachsendem Impulsübertrag können immer stärker gebundene Elektronen angeregt werden, bis alle Z Elektronen zum Comptoneffekt beitragen.

Der Einfluß der Strukturfunktion auf den differentiellen Comptonwirkungsquerschnitt ist für Wolfram in Abbildung 3.4 dargestellt. Kleine Impulsüberträge sind mit kleinen Streuwinkeln verbunden, so daß die Vorwärtsstreuung unterdrückt wird. Bei niedrigen Photonenergien hat die Strukturfunktion auch einen Einfluß auf den integrierten Comptonwirkungsquerschnitt (siehe Bild 3.7 und 3.8).

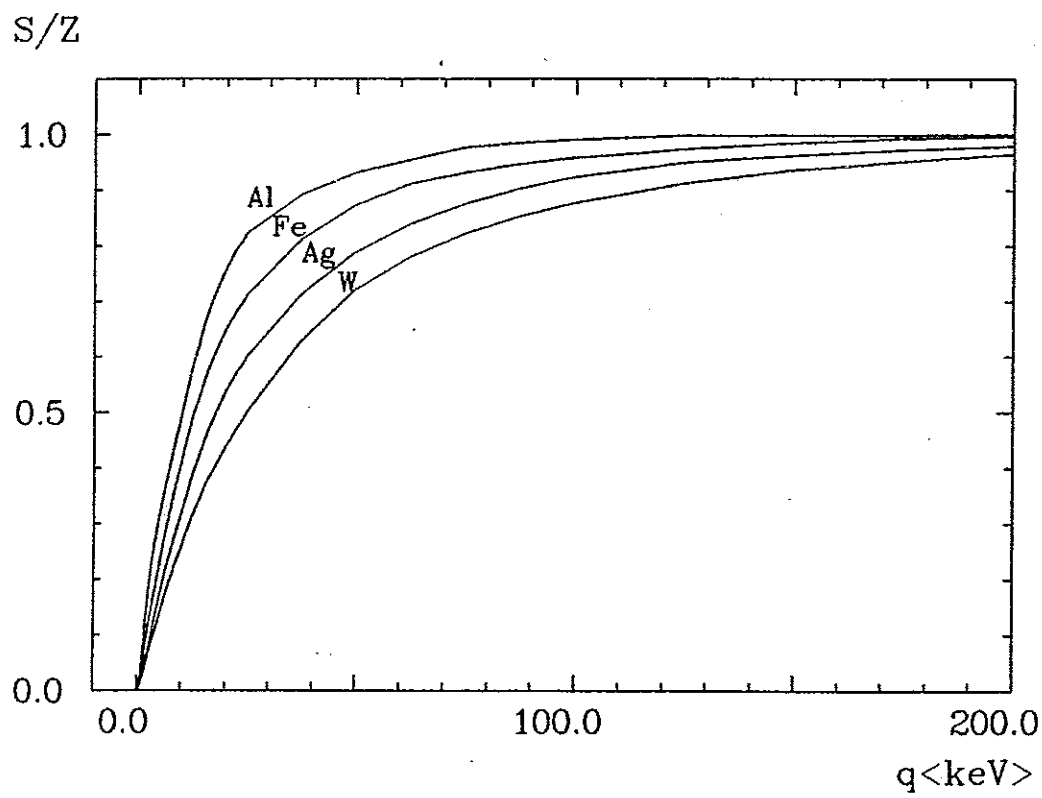


Abbildung 3.3: Die Strukturfunktionen von Aluminium, Eisen, Silber und Wolfram normiert auf die Ordnungszahl Z als Funktion des Impulsübertrags.

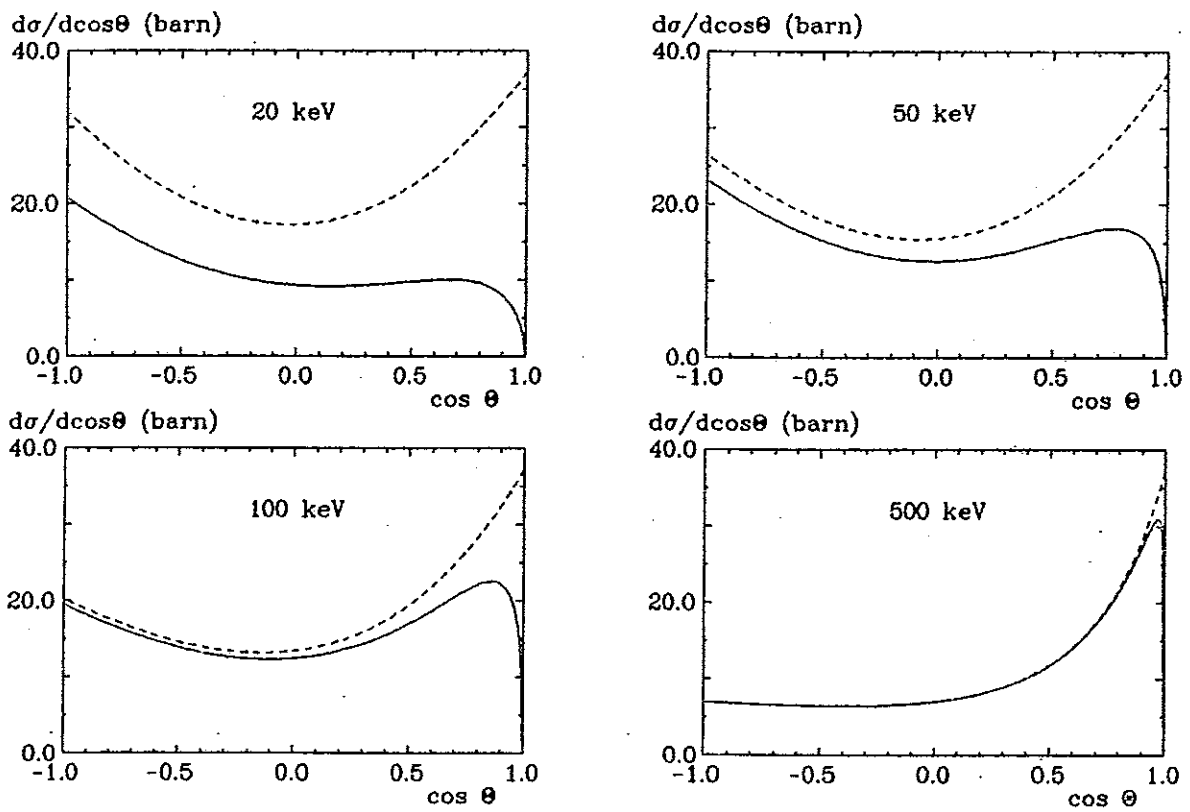


Abbildung 3.4: Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Comptonstreuung an einem Wolframatom: unterbrochen nach Klein-Nishina, durchgezogen mit der Strukturfunktion

3.4 Rayleigh-Streuung (kohärente Streuung)

Als Rayleigh-Streuung wird die Wechselwirkung eines Photons mit der gesamten Elektronenhülle eines Atoms bezeichnet, wobei im Gegensatz zur Comptonstreuung das Atom weder angeregt noch ionisiert wird. Zwischen dem einfallenden und dem gestreuten Photon besteht eine feste Phasenbeziehung.

Für die Rayleighstreuung an einem Atom kann der differentielle Wirkungsquerschnitt ausgedrückt werden durch die Thomsonformel und einen Formfaktor $F(q, Z)$:

$$\frac{d\sigma_{\text{Rayleigh}}}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{\text{Thomson}}}{d\Omega} |F(q, Z)|^2 = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2 \theta) |F(q, Z)|^2 \quad (3.6)$$

Die Thomsonformel ist der niederenergetische Grenzfall der Klein-Nishina-Formel. Sie folgt aus der klassischen Elektrodynamik. Der Formfaktor ist die Fouriertransformierte der Ladungsverteilung in der Atomhülle. Die Abhängigkeit des Formfaktors vom Impulsübertrag ist in Abbildung 3.5 für Eisen und Wolfram dargestellt [15]. Mit wachsendem Impuls- und Energieübertrag sinkt die Wahrscheinlichkeit, daß Atom nach der Streuung im Grundzustand vorzufinden, so daß der Formfaktor schnell abfällt. Bild 3.6 zeigt den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Rayleighstreuung an Wolframatomten.

Abschließend zeigen Bild 3.7 und 3.8 die Energieabhängigkeit der integrierten Wirkungsquerschnitte der drei Prozesse bei Wolfram und Eisen. Eine charakteristische Größe des Elements ist der Schnittpunkt der Wirkungsquerschnitte von Photoeffekt und Comptoneffekt. Tabelle 3.1 enthält die Energie des Schnittpunkts für einige Elemente.

Element	Schnittpunkt [keV]
Al	50
Fe	120
Cu	120
Ag	270
W	450

Tabelle 3.1: Energie des Schnittpunktes der Wirkungsquerschnitte für Photo- und Comptoneffekt.

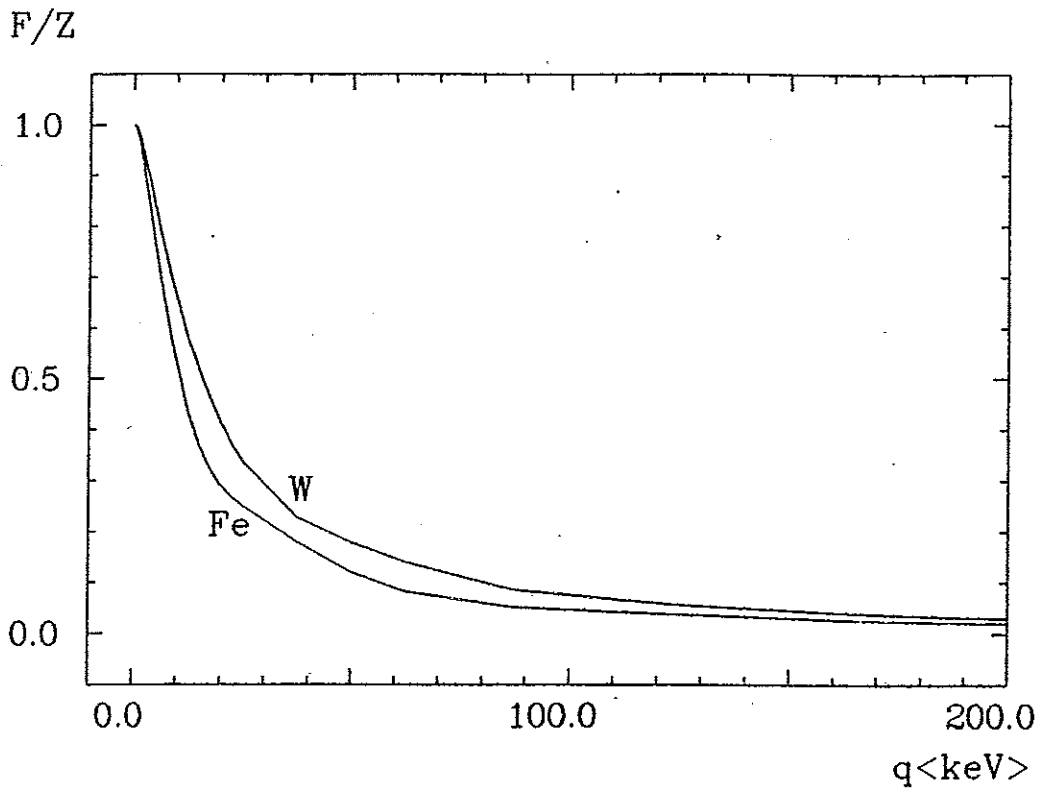


Abbildung 3.5: Der Formfaktor von Wolfram und Eisen als Funktion des Impulsübertrags an das Atom

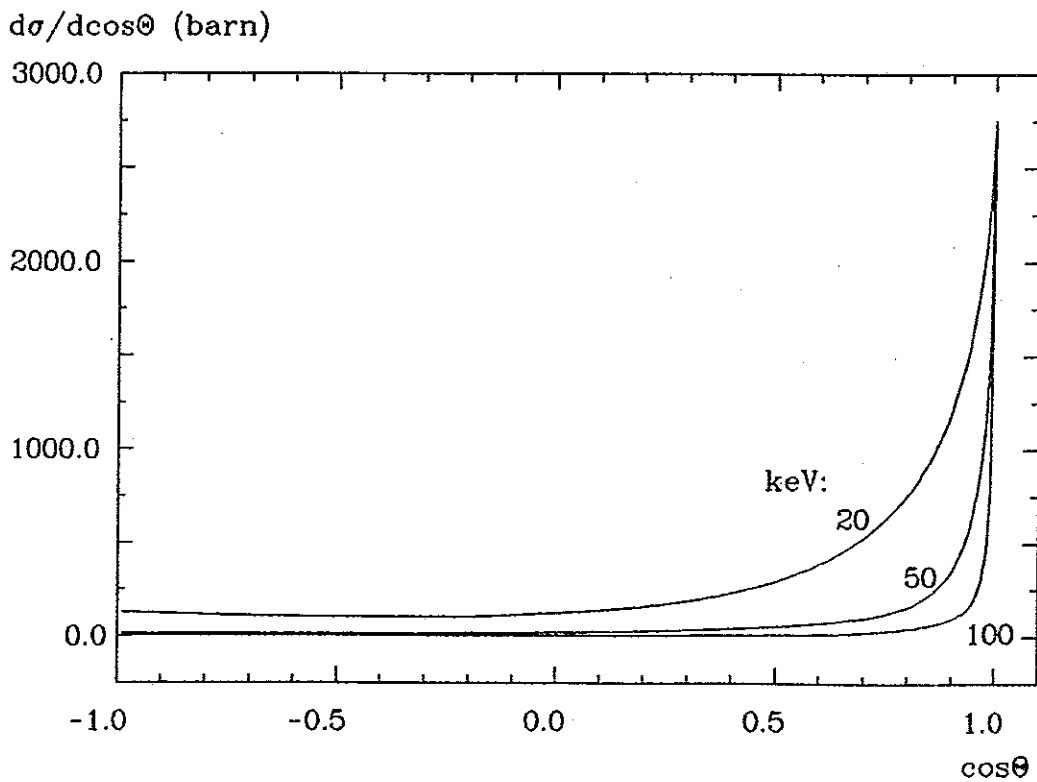


Abbildung 3.6: Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Rayleighstreuung an Wolfram.

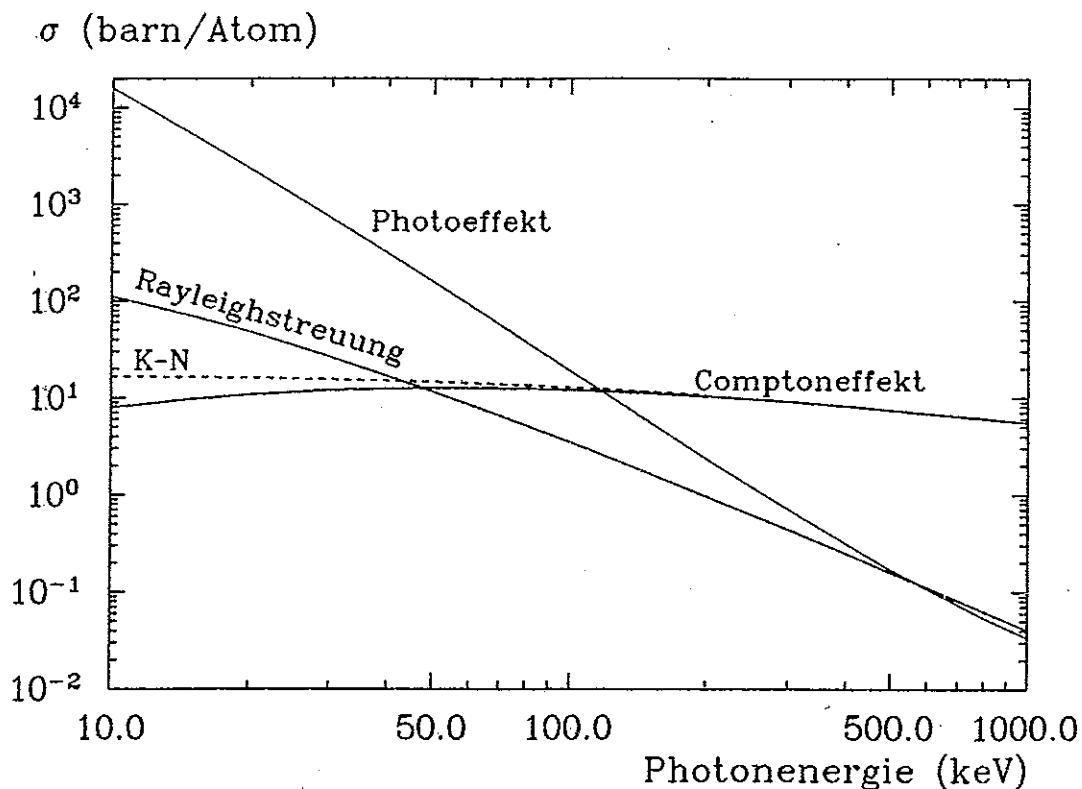


Abbildung 3.7: Die Photonwirkungsquerschnitte von Eisen

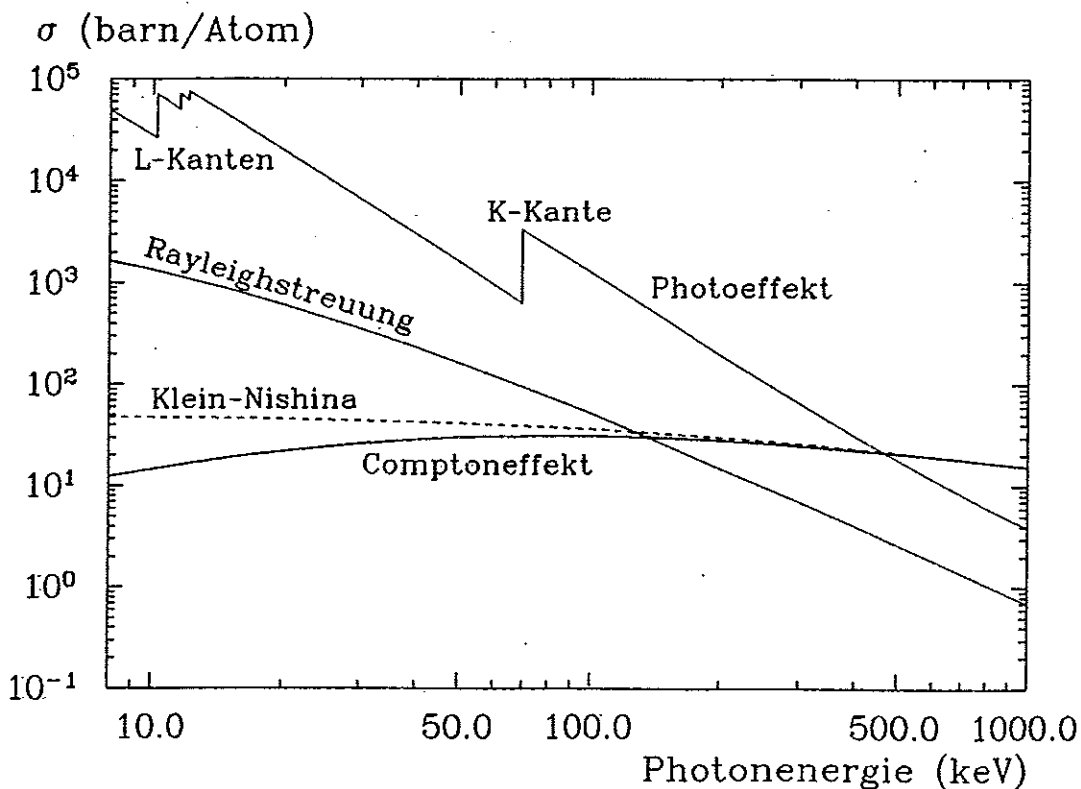


Abbildung 3.8: Die Photonwirkungsquerschnitte von Wolfram

3.5 Bremsstrahlung

Beim Photoeffekt entsteht ein freies Photoelektron und eventuell ein Augerelektron. Beim Comptoneffekt kann das streuende Elektron die Atomhülle verlassen. Diese Elektronen verlieren ihre kinetische Energie zum Teil durch Emission von Bremsstrahlung. In den Rechnungen des folgenden Kapitels wird die Bremsstrahlung stets vernachlässigt. Die Rechtfertigung liefert einmal das Spektrum der Bremsstrahlungsphotonen. Es wird mit einer Energieabhängigkeit proportional zu $1/E_\gamma$ von niederenergetischen Photonen dominiert. Zum anderen verlieren bei den hier betrachteten Energien die Elektronen ihre kinetische Energie zum größten Teil durch elektronische Anregung und Ionisation anderer Atome. Bei Wolfram treten Photoelektronen mit kinetischer Energie bis zu 400 keV auf. Sie verlieren 5% dieser Energie in Form von Bremsstrahlung [11]. Photonen mit einer Energie von 1000 keV können bei Comptonstreuung um 180° Elektronen mit kinetischer Energie von 800 keV freisetzen. Diese Elektronen verlieren 7% ihrer Energie in Form von Bremsstrahlung.

3.6 Computersimulation

Für die Untersuchung des Verhaltens von Absorbern bei Bestrahlung mit Synchrotronstrahlung werden die elementaren Wechselwirkungen von γ -Quanten mit Materie in einem Computerprogramm simuliert.

3.6.1 Simulation vorgegebener Verteilungen

Für die Auswahl von Variablen aus vorgegebenen Verteilungen werden drei Methoden verwendet [19].

Es sei ζ eine im Intervall $]0, 1[$ gleichverteilte Zufallszahl. f sei die Verteilungsdichte einer Variablen x .

1. Die Inversionsmethode: Setzt man

$$\int_{-\infty}^{x_0} f(x) dx = \zeta \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) dx$$

und löst diese Gleichung nach x_0 auf, so sind die Werte x_0 gemäß f verteilt. Eine Exponentialverteilung, wie sie gemäß Gleichung 3.2 für die Wegstrecke der Photonen bis zu einer Wechselwirkung benötigt wird, kann erzeugt werden durch:

$$x_0 = -\tau \ln \zeta$$

τ ist in diesem Beispiel die mittlere freie Weglänge.

Eine Gaußverteilung, wie sie für die Ablagen und Winkel des Elektronenstrahls benötigt wird, kann durch Integration und Inversion einer zweidimensionalen Gaußverteilung erzeugt werden. Es seien ζ_1 und ζ_2 unabhängige Zufallszahlen. Dann sind

$$x_1 = \sigma \sqrt{-2 \ln \zeta_1} \cos(2\pi \zeta_2) \quad \text{und} \quad x_2 = \sigma \sqrt{-2 \ln \zeta_1} \sin(2\pi \zeta_2)$$

zwei unabhängig voneinander gaußverteilte Variable mit Mittelwert 0 und Varianz σ .

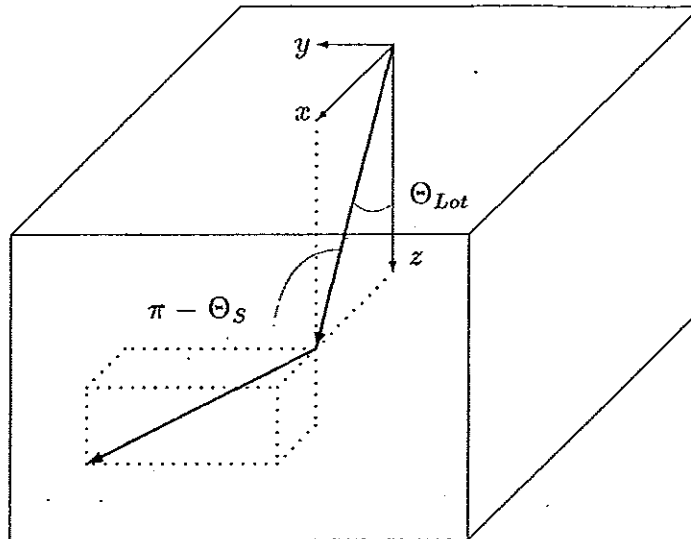


Abbildung 3.9: Koordinatensystem im Absorber

2. Die Verwerfungsmethode: Auf dem Intervall $[x_1, x_2]$ sei $\max f$ das Maximum der Verteilungsdichte. x_0 wird durch eine Zufallszahl ζ_1 aus diesem Intervall ausgewählt und akzeptiert, wenn

$$f(x_0) < \zeta_2 \cdot \max f$$

Die Effektivität dieses Verfahrens ist gegeben durch das Verhältnis der Flächen

$$\text{Effektivität} = \frac{\int_{x_1}^{x_2} f(x) dx}{(x_2 - x_1) \cdot \max f}$$

Die Verwerfungsmethode wird für die Winkelverteilung des Comptoneffekts verwandt.

3. Die Kombinationsmethode: Ist eine Verteilungsdichte gegeben als ein Produkt $f(x) = g(x)h(x)$, so kann die Inversionsmethode auf h allein angewandt werden. Der hier ausgewählte Wert x_0 wird in die Verwerfungsmethode für g eingesetzt.

Die Kombinationsmethode wird für die Winkelverteilung der Rayleighstreuung benutzt [20]. Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist eine Funktion des Streuwinkels und des Impulsübertrags (siehe Gleichung 3.6). Nach einer numerischen Integration kann die Inversionsmethode auf das Quadrat des Formfaktors angewendet werden. Aus dem ausgewählten Impulsübertrag berechnet sich nach Gleichung 3.5 ein Streuwinkel, der in die Verwerfungsmethode für die Thomsonformel eingesetzt wird.

3.6.2 Programmbeschreibung

Die Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie wird in einem Computerprogramm simuliert. Das Programm verfolgt den Weg von Photonen über alle Wechselwirkungen bis zur Absorption.

Der Anfangsort jedes Photons an der Oberfläche des Mediums ist zugleich der Ursprung eines cartesischen Koordinatensystems (siehe Bild 3.9). Die Energie des Photons und der Winkel der Flugrichtung gegen die Flächennormale sind Eingabeparameter.

Die mittlere freie Photonweglänge in dem Medium wird in einer Tabelle durch lineare Interpolation in der Photonenergie ermittelt. Die Wegstrecke des Photons bis zur ersten Wechselwirkung wird gemäß einer Exponentialverteilung ausgewählt. Überquert das Photon dabei die Grenzfläche zu einer anderen Schicht, so wird das Photon auf die Schichtgrenze gesetzt und eine weitere Wegstrecke in dem neuen Medium ermittelt.

Die Art der Wechselwirkung wird anhand des Anteils von Photoeffekt, Comptoneffekt und Rayleighstreuung am Gesamtwirkungsquerschnitt des Atoms ausgewählt. Findet ein Photoeffekt statt, so wird anhand der Beiträge der einzelnen Schalen zum Photowirkungsquerschnitt [12] die Schale K, L oder M der Wechselwirkung ausgewählt. Schließt sich eine Fluoreszenz an, so wird in der K-Schale zwischen einem K_α - und K_β -Übergang unterschieden, während in der L-Schale ein Photon mit der mittleren L-Fluoreszenzenergie emittiert wird. Die Emission der Fluoreszenzphotonen erfolgt isotrop. Das Photon ist absorbiert, wenn ein Augerübergang stattfindet.

Im Falle einer Comptonstreuung wird der Streuwinkel Θ gegen die Photonrichtung entsprechend dem differentiellen Wirkungsquerschnitt mit der Strukturfunktion ausgewählt. Der Azimutwinkel bezüglich der Einfallrichtung wird über 360° gleichverteilt. Es folgt eine Transformation der Koordinaten des gestreuten Photons in das absorberfeste Koordinatensystem. Die Energie der gestreuten Photonen ist durch den Streuwinkel festgelegt (Gleichung 3.3). Weitere Strahlungsübergänge des Atoms, an dem der Comptoneffekt stattgefunden hat, werden nicht berücksichtigt.

Bei einer Rayleighstreuung wird der Streuwinkel mit Hilfe der Kombinationsmethode ausgewählt.

Ist das Photon nicht absorbiert worden, so wird die mittlere freie Photonweglänge des Medium für die neue Photonenergie berechnet und der Weg des Photons weiter verfolgt. Die Verfolgung eines Photons endet außerdem, wenn es aus dem Absorber herausgestreut wird oder seine Energie unter eine Grenzenergie abgefallen ist.

Kapitel 4

Absorber für Synchrotronstrahlung

Bei der Verfolgung der Synchrotronstrahlung bei HERA wird die Wechselwirkung mit Materie von der Ausbreitung im Strahlrohr getrennt. Dieses Kapitel beschreibt die Berechnung der Energie- und Winkelverteilung von gestreuten Photonen, die in parametrisierter Form im nächsten Kapitel verwendet werden.

Ein Ziel dieser Arbeit ist der Entwurf eines Absorbers mit möglichst kleinem Albedo. Weiterhin werden die Kantenstreuung an Kollimatoren und die Rückstreuung vom Strahlrohr untersucht.

4.1 Material und Dicke der Absorber

Für die Absorber und Kollimatoren im Strahlrohr wird man ein Metall mit hoher Ordnungszahl und grosser Dichte wählen, so daß das Spektrum der Synchrotronstrahlung im Bereich von 10 bis 1000 keV durch einen hohen Absorptionskoeffizienten abgedeckt ist. Da ein Absorber bei HERA bis zu 10 kW an Strahlungsleistung empfängt, sollte seine Schmelztemperatur über 400°C liegen. Damit scheidet Blei mit einem Schmelzpunkt bei 327°C bereits aus. Geeignete Metalle mit hoher Ordnungszahl, Dichte und Schmelztemperatur sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Unter Berücksichtigung der Verarbeitbarkeit, der chemischen Stabilität und der

Z	Name	$\rho[g/cm^3]$	$T_{Schmelz}[^\circ C]$
76 Os	Osmium	22,5	3015
77 Ir	Iridium	22,4	2410
78 Pt	Platin	21,5	1772
75 Re	Rhenium	21,3	3175
74 W	Wolfram	19,3	3410
79 Au	Gold	19,3	1064
92 U	Uran	19,05	1132
73 Ta	Tantal	16,7	3000

Tabelle 4.1: Absorbermaterialien

Kosten ist Wolfram das am besten geeignete Element. In allen folgenden Rechnungen wurde daher Wolfram als Absorbermaterial gewählt.

Die notwendige Dicke eines Absorbers kann aus den Anforderungen an die Abschirmung berechnet werden. Die Kollimatoren vor den HERA-Detektoren empfangen bis zu $3 \cdot 10^{17}$

Photonen mit Energien über 10 keV pro Sekunde. Die Driftkammern der Experimente sollten von weniger als 10^8 Photonen pro Sekunde getroffen werden. Die Absorber müssen also eine Abschwächung um einen Faktor 10^9 und besser bewirken. Zur Berechnung der dafür notwendigen Dicke wird ein Strom von Photonen betrachtet, der mit einer vorgegebenen Energieverteilung in den Absorber eindringt. Der Photonfluß wird exponentiell abgeschwächt, wobei der Absorptionskoeffizient von der Photonenergie abhängt. Durch eine Integration über das Spektrum nach Durchdringung einer Schichtdicke d und Normierung auf den einfallenden Photonfluß kann der Anteil der durchdringenden Photonen abgeschätzt werden. Der Anteil des durchdringenden Photonflusses ist für ein einfallendes Synchrotronpektrum mit charakteristischer Energie von 70 keV in Tabelle 4.2 angegeben. Ein Wolframabsorber von 12 bis

Dicke in mm:	2	5	10	50	100	150
Aluminium	0.57	0.44	0.35	0.15	0.083	0.049
Eisen	0.18	0.11	0.064	0.0076	0.0012	$2.7 \cdot 10^{-4}$
Kupfer	0.15	0.081	0.045	0.0040	$5.0 \cdot 10^{-4}$	$8.7 \cdot 10^{-5}$
Silber	0.055	0.022	0.0091	$2.7 \cdot 10^{-4}$	$1.7 \cdot 10^{-5}$	$1.6 \cdot 10^{-6}$
Wolfram	0.0090	0.0018	$3.6 \cdot 10^{-4}$	$5.6 \cdot 10^{-7}$	$3.3 \cdot 10^{-9}$	$4.6 \cdot 10^{-11}$

Tabelle 4.2: Anteil des durchdringenden Photonflusses für ein Synchrotronpektrum mit $E_c = 70$ keV.

15 cm Dicke erfüllt die Anforderungen. Ein Eisenstrahlrohr von 2 mm Dicke reduziert den Photonfluß der direkten Synchrotronstrahlung etwa um einen Faktor 6.

4.2 Das Albedo eines Absorbers

4.2.1 Definition

Dringt ein Photon in einen Absorber ein, so kann es nach einer oder mehreren Wechselwirkungen wieder herausgestreut werden. Ein Absorber besitzt außer der bestrahlten Oberfläche noch Seitenflächen, durch die ebenfalls gestreute Photonen austreten können. Ein endlich dicker Absorber kann auch von einem Teil der einfallenden Strahlung durchdrungen werden. Jede solche aus einem Absorber austretende Strahlung kann durch ein geeignet definiertes Albedo beschrieben werden.

Als einfachste Geometrie werde ein unendlich ausgedehnter Halbraum betrachtet, auf dessen Oberfläche ein Strom von monochromatischen Photonen mit Energie E_γ unter einem Winkel Θ_L gegen die Flächennormale auftrifft (siehe Bild 4.1). Die rückgestreuten Photonen besitzen die Energie E'_γ und treten unter dem Winkel Θ gegen die Flächennormale aus. Das Photonalbedo A_N wird als das Verhältnis der Zahl der zurückgestreuten Photonen zur Zahl der einfallenden Photonen definiert. Das Energiealbedo A_E ist durch das Verhältnis von rückgestreuter zu einfallender Energie definiert.

$$A_N := \frac{N_\gamma^{out}}{N_\gamma^{in}}, \quad A_E := \frac{\sum E'_\gamma}{N_\gamma^{in} E_\gamma}$$

Da die rückgestreuten Photonen in der Regel Energie verloren haben, ist das Energiealbedo in der Regel kleiner als das Photonalbedo.

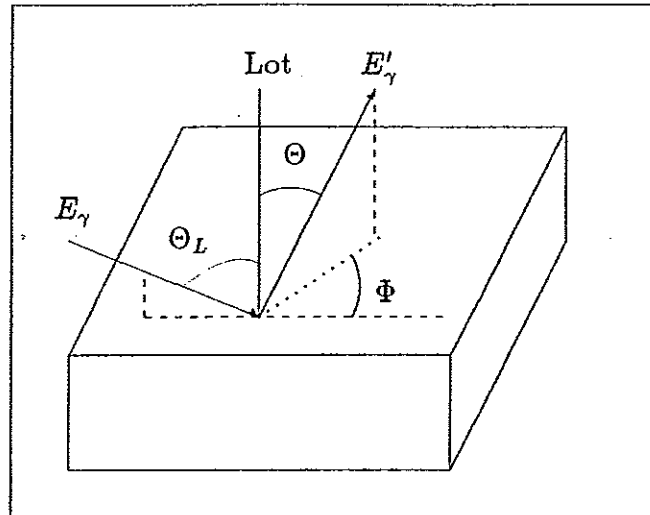


Abbildung 4.1: Zur Definition des Albedo

Das differentielles Albedo $A_N(E'_\gamma, \Omega)$ wird definiert durch:

$$A_N = \int_{E_{min}}^{E_\gamma} dE'_\gamma \int_{2\pi} d\Omega A_N(E'_\gamma, \Omega)$$

Die Integration erfolgt über den rückwärtigen Halbraum und über alle rückgestreuten Energien oberhalb einer Schwellenenergie E_{min} . Durch Integration des differentiellen Albedos über den Raumwinkel erhält man das Spektrum $A_N(E'_\gamma)$ der rückgestreuten Photonen und durch Integration über die Austrittsenergie erhält man die Winkelverteilung $A_N(\Omega)$.

Das Photonalbedo ist eine Funktion der Einfallenergie, des Einfallswinkels und der Schwellenenergie.

$$A_N = A_N(E_\gamma, \Theta_L, E_{min})$$

4.2.2 Das Albedo von Wolfram

In Bild 4.2 ist das Photonalbedo von Wolfram bei senkrechtem Photoneinfall dargestellt. Die Rechnung wurde mit einer Schwellenenergie von 5 keV durchgeführt, so daß die L-Fluoreszenz (9 keV) erfaßt wird. Der Verlauf des Albedo wird dominiert durch das Maximum an der K-Kante des Photoeffekts bei 69 keV, wo das Photonalbedo auf 24% ansteigt. Das Maximum der L-Kante liegt bei 12 keV und erreicht 5,5%. Bis zu Energien von 450 keV ist die erste Wechselwirkung der meisten einfallenden Photonen ein Photoeffekt. Der steile Abfall des Photonalbedos oberhalb der K-Kante beruht auf der Zunahme der mittleren freien Weglänge mit der Einfallenergie. Die Fluoreszenzphotonen werden in immer größeren Tiefen erzeugt, so daß ihre Wahrscheinlichkeit, die Oberfläche zu erreichen exponentiell abfällt.

Das Albedo wurde bisher für einen monochromatischen Photonenstrom berechnet, aber die Kenntnis der Funktion $A_N(E_\gamma)$ ermöglicht es, ein mittleres Albedo für einen Photonenstrom mit bekannter Energieverteilung $n_\gamma(E_\gamma)$ zu bestimmen. Es ist

$$\bar{A}_N := \frac{\int_{E_1}^{E_2} n_\gamma A_N dE_\gamma}{\int_{E_1}^{E_2} n_\gamma dE_\gamma}$$

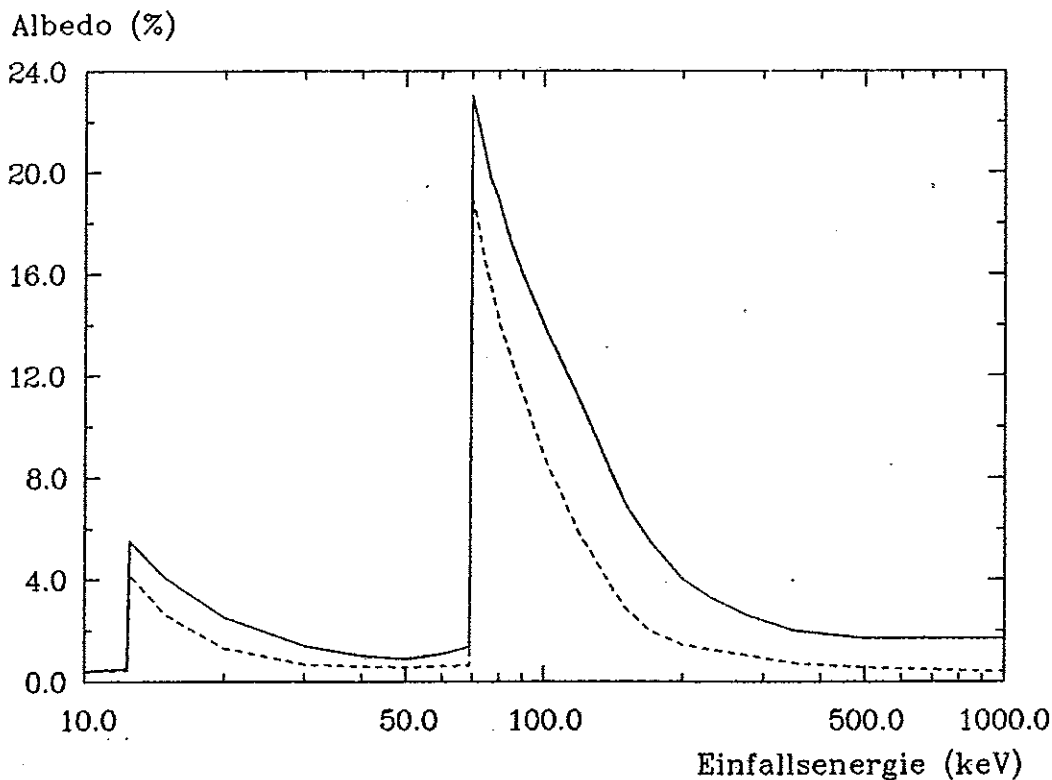


Abbildung 4.2: Das Albedo von Wolfram bei senkrechtem Photoneinfall. Durchgezogen das Photonalbedo, in unterbrochener Linie das Energiealbedo bei einer Schwellenenergie von 5 keV

Analog berechnet sich das mittlere Energiealbedo aus einer Faltung des einfallenden Energiespektrums mit dem Energiealbedo. Im Falle der Synchrotronstrahlung ergibt sich folgender Ausdruck:

$$\bar{A}_E = \int_{\xi_1}^{\xi_2} S(\xi) A_E(E_\gamma) d\xi$$

wobei $\xi := E_\gamma/E_c$ gesetzt wurde. E_c ist die charakteristische Energie der Synchrotronstrahlung und $S(\xi)$ die Spektralfunktion nach Gleichung 1.4.

Mittelt man das Albedo von 10 bis 1000 keV über ein Synchrotronpektrum mit $E_c = 70$ keV so ergibt sich für Wolfram

$$\begin{array}{ll} \text{Schwelle 5 keV} & \bar{A}_N = 4,6\% \quad \bar{A}_E = 3,6\% \\ \text{Schwelle 10 keV} & \bar{A}_N = 3,1\% \quad \bar{A}_E = 3,3\% \end{array}$$

Infolge des unterschiedlichen Verlaufs des Energie- und Photonspektrums der Synchrotronstrahlung kann das gemittelte Energiealbedo größer als das gemittelte Photonalbedo sein.

Die Energieverteilung der von einem Wolframabsorber rückgestreuten Photonen ist in Bild 4.3 für vier verschiedene Einfallenergien und senkrechten Einfall aufgetragen. Hier und in den folgenden Spektren und Winkelverteilungen ist das Integral über die Verteilung auf 1 normiert. Bei Energien unterhalb der K-Kante wird das Albedo von der L-Fluoreszenz und der Rayleigh-Streuung verursacht. Oberhalb der K-Kante dominieren die beiden K-Fluoreszenzen

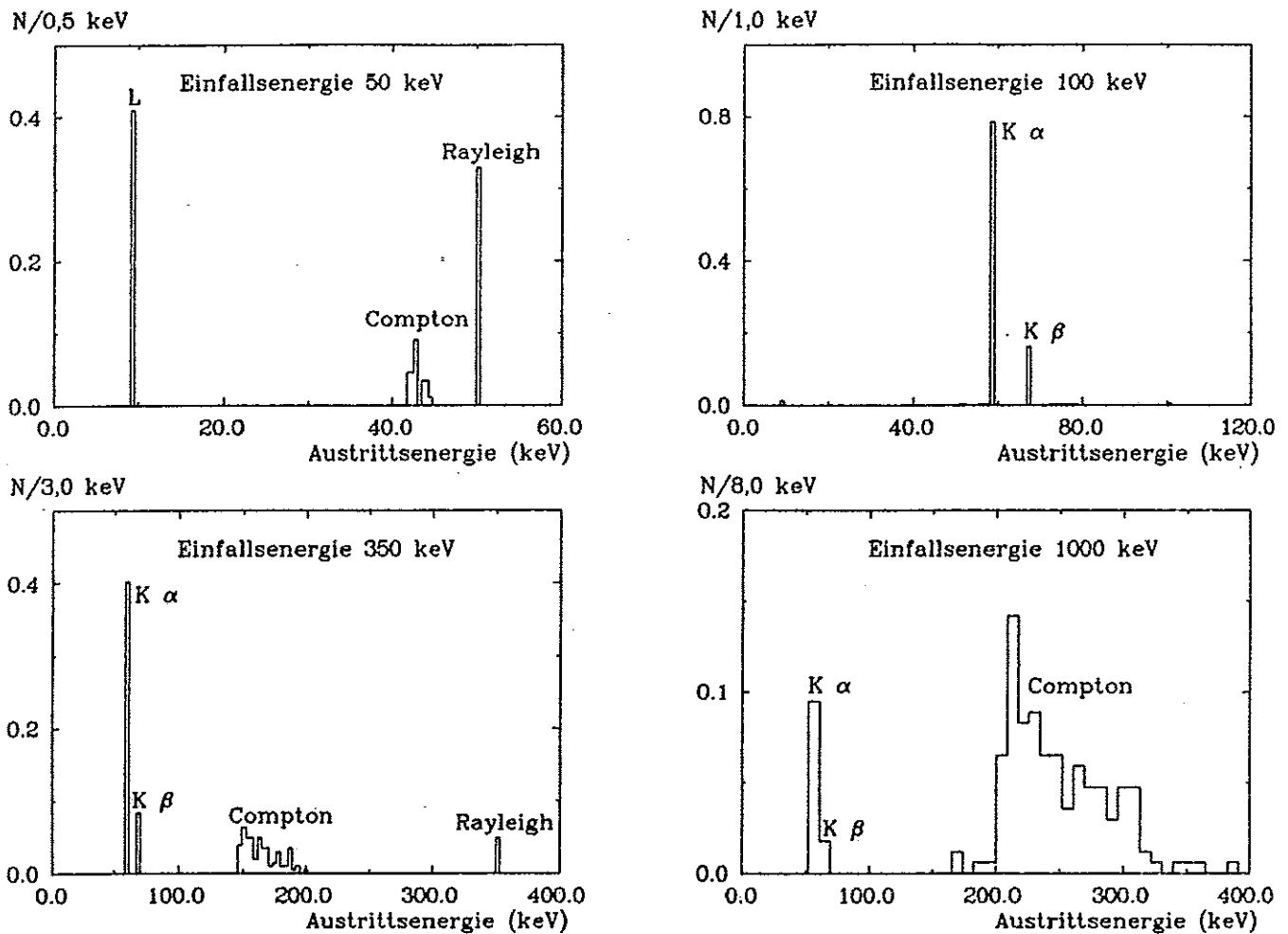


Abbildung 4.3: Rückgestreutes Energiespektrum bei Wolfram

das Spektrum. Auch bei einer Einfallenergie von 350 keV verursacht der Photoeffekt immer noch etwa die Hälfte des Albedo von Wolfram. Erst bei einer Einfallenergie von 450 keV ist der Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt auf den Wert des Wirkungsquerschnitts für Comptonstreuung abgefallen. Die Verteilung der Comptongestreuerten Photonen bei einer Einfallenergie von 1000 keV läßt sich mit dem Effekt der Selbstabsorption erklären. Bei senkrechtem Einfall haben Photonen, die um einen Winkel von 180° gestreut werden, den kürzesten Weg zur Oberfläche zurückzulegen, während sich bei kleineren Streuwinkeln die Wegstrecke proportional zu $1/|\cos \Theta|$ vergrößert. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Comptongestreutes Photon die Oberfläche ohne eine weitere Wechselwirkung erreicht, ist also proportional zu $\exp(-1/|\cos \Theta|)$. Die zusätzliche Winkelabhängigkeit durch den differentiellen Wirkungsquerschnitt ist klein gegen diesen Faktor. Folglich hat das Spektrum der Comptongestreuerten Photonen sein Maximum bei der kleinsten kinematisch möglichen Energie und fällt dann schnell ab. Die mittlere Zahl der Wechselwirkungen bis zur Rückstreuung sowie bis zur Absorption (einschließlich der Absorption) in Wolfram ist in Tabelle 4.3 angegeben.

4.2.3 Beschichtung eines Wolframabsorbers

Aus den Spektren der rückgestreuten Photonen ist ersichtlich, daß das Albedo eines Wolframabsorbers verringert werden kann, wenn es gelingt die K-Fluoreszenz in einer dünnen

keV	n_{WW}^A	n_{WW}^R
100	1,15	1,15
200	1,33	1,21
350	1,62	1,21
500	1,97	1,26
1000	2,67	1,28

Tabelle 4.3: Die mittlere Zahl der Wechselwirkungen in Wolfram bis einschließlich zur Absorption n_{WW}^A und zur Rückstreuung n_{WW}^R bei senkrechtem Einfall.

Beschichtung zu absorbieren, ohne daß die Beschichtung selbst ein großes Albedos besitzt. Ihr Material sollte also einen großen Wirkungsquerschnitt für die Wolframfluoreszenz und selbst eine niedrige Fluoreszenzenergie haben. Die erste Forderung führt auf Metalle mit hoher Kernladungszahl während die zweite durch Metalle mit niedriger Kernladungszahl erfüllt wird. Als Kompromiß bieten sich Metalle mit Kernladung im Bereich von etwa $Z = 40$ bis $Z = 50$ an. Ihre Fluoreszenzenergien liegen bei 20 keV.

Zum Vergleich wurden Rechnungen durchgeführt für einen Wolframabsorber, der einmal mit einer 0,5 mm dicken Silberschicht ($Z = 47$) und einmal mit einer 2 mm dicken Kupferschicht ($Z = 29$) bedeckt war. Die Schichtdicken wurden so gewählt, daß sie zwei mittleren freien Weglängen der K_β -Fluoreszenz von Wolfram (68 keV) entsprechen. Das Photonalbedo

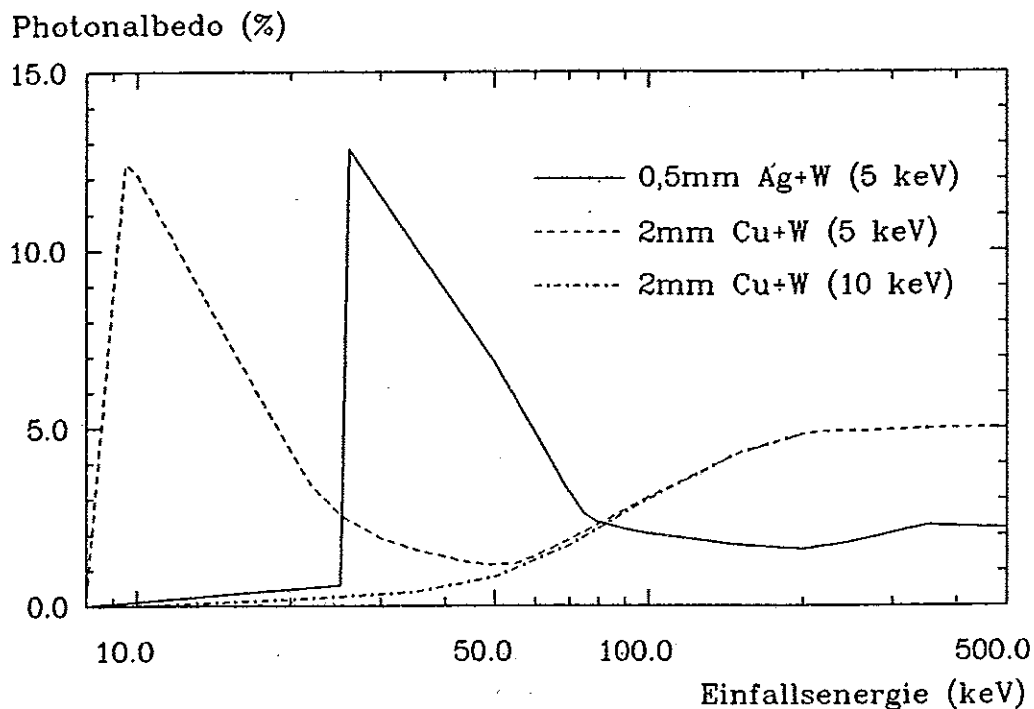


Abbildung 4.4: Das Photonalbedo eines Cu-W und Ag-W Absorbers. Für die Kupferbeschichtung Schwellenenergien 5 und 10 keV

dieser Absorber ist in Bild 4.4 für senkrechten Einfall dargestellt. Beide Beschichtungen reduzieren die Zahl der rückgestreuten Wolframfluoreszenzphotonen um einen Faktor 7. Die K-Kante des Photoeffekts liegt für Silber bei 26 keV und für Kupfer bei 9 keV. Für die Kupferbeschichtung wurden die Rechnungen mit 2 Schwellenenergien durchgeführt, die die K-Fluoreszenz von Kupfer einmal erfassen und einmal vernachlässigen.

Oberhalb von 100 keV wächst das Photonalbedo des kupferbeschichteten Absorbers auf etwa 5% an, während es bei der Silberbeschichtung nur 2% beträgt und für reines Wolfram bei knapp 2% lag. Für Photonen mit 500 keV Energie entspricht die Kupferschicht 0,15 Weglängen, die Silberschicht aber nur 0,05 Weglängen. Folglich erfahren etwa 14% der einfallenden Photonen eine Wechselwirkung in der Kupferschicht aber nur 5% wechselwirken in der Silberschicht. Bei 500 keV ist fast jede Reaktion in Kupfer oder Silber eine Comptonstreuung, bei der der rückwärtige Halbraum etwa 1/3 zum Wirkungsquerschnitt beiträgt. Allein die Kupferschicht ergibt daher bei 500 keV ein Photonalbedo von fast 5%, die Silberschicht von knapp 2%. Das Wolfram liefert bei 500 keV nur den kleineren Beitrag zum Gesamtalbedo.

Gemittelt über ein Synchrotronspektrum mit $E_c = 70$ keV und über den Energiebereich von 10 bis 1000 keV ergeben sich für die einfach beschichteten Absorber folgende Albedos

0,5 mm Silber auf Wolfram	$\bar{A}_N = 4,0\%$	$\bar{A}_E = 2,2\%$
2 mm Kupfer auf Wolfram, Schwellenenergie 5 keV	$\bar{A}_N = 4,5\%$	$\bar{A}_E = 2,1\%$
2 mm Kupfer auf Wolfram, Schwellenenergie 10 keV	$\bar{A}_N = 1,0\%$	$\bar{A}_E = 1,4\%$

Im Vergleich zu reinem Wolfram wird das Energiealbedo durch eine Beschichtung deutlich reduziert. Im Photonalbedo wird der erstrebte Wert von etwa 1% mit Kupfer bereits erreicht, wenn dessen Fluoreszenz vernachlässigt wird. Nachteilig ist bei Kupfer das hohe Albedo bei höheren Energien.

Es liegt nahe das günstigste Verhalten der Kupferschicht bei niedrigen Energien mit dem der Silberschicht bei höheren Energien durch Aufbringen einer doppelten Beschichtung zu kombinieren. Eine derartige Beschichtung der Absorber ist bereits beim Speicherring PE-TRA am DESY verwendet worden und auch für den Speicherring LEP am CERN vorgesehen [21]. Ohne sich auf die Elemente Kupfer und Silber festzulegen, wird die Wolframfluoreszenz in einem Material mit mittlerer Kernladungszahl absorbiert. Dessen Fluoreszenz wird in einer dünnen Kupfer- oder Eisenschicht absorbiert. Falls erforderlich kann die Kupfer- oder Eisenfluoreszenz in einer Aluminiumschicht absorbiert werden. Bei HERA wird das Strahlrohr im Bereich der Experimente aus etwa 2 mm dickem Aluminium bestehen. Für die Kupferfluoreszenz von 8 keV entspricht dies 20 mittleren freien Weglängen, in denen ihr Fluß um 8 Zehnerpotenzen reduziert wird. Die Kupfer- oder Eisenfluoreszenz wird daher in den folgenden Rechnungen nicht erfaßt, es wird eine einheitliche Schwellenenergie von 10 keV verwandt. Wenn jedoch zu einem späteren Zeitpunkt eine Vertexkammer innerhalb des Strahlrohres eingebaut werden soll, deren Wand aus Beryllium ($Z = 4$) besteht, so wäre der Fluß der Photonen aus der Kupferfluoreszenz ein starke Belastung.

Einige Eigenschaften der geeigneten Beschichtungselemente sind in Tabelle 4.4 zusammengestellt. Die Schichtdicken sind durch die Weglängen der Wolframfluoreszenz festgelegt. Die Dichte des Elements ist hier nicht entscheidend. Eine geringere Dichte kann durch Vergrößerung der Schichtdicke zur Erzielung einer vorgegebenen Absorption ausgeglichen werden. Als Auswahlkriterien können die chemische Beständigkeit, mechanische Haltbarkeit

Z	Name	ρ [g/cm ³]	$T_{Schmelz}$ [°C]	K_{β} [keV]
40	Zirkonium	6,4	1853	17,7
41	Niob	8,7	2468	18,7
42	Molybdän	9,0	2615	19,6
44	Ruthenium	12,1	2310	21,7
45	Rhodium	12,4	1966	22,8
46	Palladium	12,2	1550	23,8
47	Silber	10,5	962	25,0
51	Antimon	6,6	631	29,8
26	Eisen	7,9	1536	7,1
29	Kupfer	8,9	1083	8,9
13	Aluminium	2,7	660	1,5

Tabelle 4.4: Einige Eigenschaften der Elemente für die Beschichtung eines Absorbers: Dichte, Schmelztemperatur und Energie der K_{β} -Fluoreszenz

oder Verarbeitbarkeit herangezogen werden.

Die folgenden Rechnungen wurde Silber für die untere und Kupfer für die obere Schicht gewählt.

Das Albedo eines Wolframabsorbers mit einer 0,5 mm dicken Silberschicht und einer 0,2 mm dicken Kupferschicht ist für senkrechten Einfall in Bild 4.5 aufgetragen. Das Photoalbedo liegt über den gesamten Energiebereich unter 2,5%, das Energiealbedo unter 1,3%. Gemittelt von 10 bis 1000 keV über ein Synchrotronpektrum mit charakteristischer Energie von 70 keV ergibt sich

$$\bar{A}_N = 0,57\%$$

$$\bar{A}_E = 0,75\%$$

Das Energiespektrum der rückgestreuten Photonen ist in Bild 4.6 für verschiedene Einfallenergien bei senkrechtem Einfall dargestellt. Die Photonen der Silberfluoreszenz werden in der Kupferschicht fast vollständig absorbiert, so daß bei einer Einfallenergie von 50 keV die Comptonstreuung im Kupfer den Hauptteil des Albedo verursacht. Die Silberschicht reduziert bei einer Einfallenergie von 100 keV den Anteil der Wolframfluoreszenz am Albedo unter den Beitrag der Comptonstreuung. Eine dickere Silberschicht könnte die Wolframfluoreszenz weiter reduzieren, sie würde jedoch bei höheren Energien ein größeres Albedo durch Comptonstreuung verursachen. Bei 200 keV Einfallenergie wird das Albedo zu 90% von der Comptonstreuung in der Kupfer- und Silberschicht verursacht, bei 500 keV zu 60%.

Die Spektren zeigen weiterhin, daß das Silber durch ein anderes Element der obigen Tabelle ersetzt werden kann, ohne die Resultate wesentlich zu ändern. Von den dreibetrachteten Wechselwirkungen weist der Photoeffekt die stärkste Abhängigkeit von der Kernladung Z der Beschichtung auf. Da jedoch die Fluoreszenz der unteren Schicht im Kupfer fast vollständig absorbiert wird, werden das Albedo, das Spektrum und die Winkelverteilung der rückgestreuten Photonen nicht von einer kleinen Änderung der Kernladung beeinflusst. Ebenso kann das Kupfer durch eine 0,3 mm dicke Eisenschicht ersetzt werden, ohne daß sich die Resultate ändern.

Bild 4.7 zeigt den Verlauf eines Synchrotronpektrums mit $E_c = 70$ keV nach der Rückstreuung von einem Kupfer-Silber-Wolframabsorber. Auch hier ist das Integral über die Verteilung auf 1 normiert. Einem Untergrund von Comptongestreuten Photonen, der bis 200 keV reicht, sind die K-Fluoreszenzen aufgesetzt. Da das Synchrotronpektrum die niederenergetischen

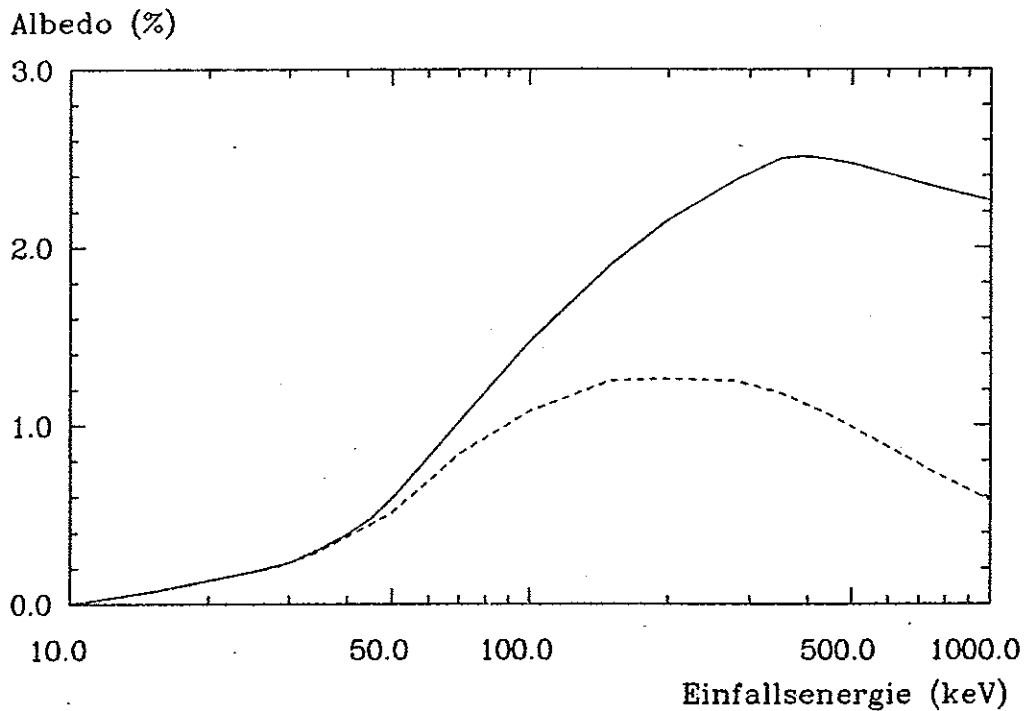


Abbildung 4.5: *Photonalbedo (durchgezogen) und Energiealbedo (unterbrochen) für einen Wolframabsorber mit einer Beschichtung von 0,5 mm Silber und 0,2 mm Kupfer (Schwellenenergie 10 keV).*

Photonen stärker gewichtet, dominiert die Silberlinie. Der Gesamtbeitrag der Fluoreszenzen zum Spektrum liegt bei 12%.

Die Winkelverteilung der zurückgestreuten Photonen ist für senkrechten Einfall in Bild 4.8 bei zwei Einfallenergien gezeigt. Die Winkelverteilungen haben ihr Maximum in Rückwärtsrichtung ($\Theta = 180^\circ$).

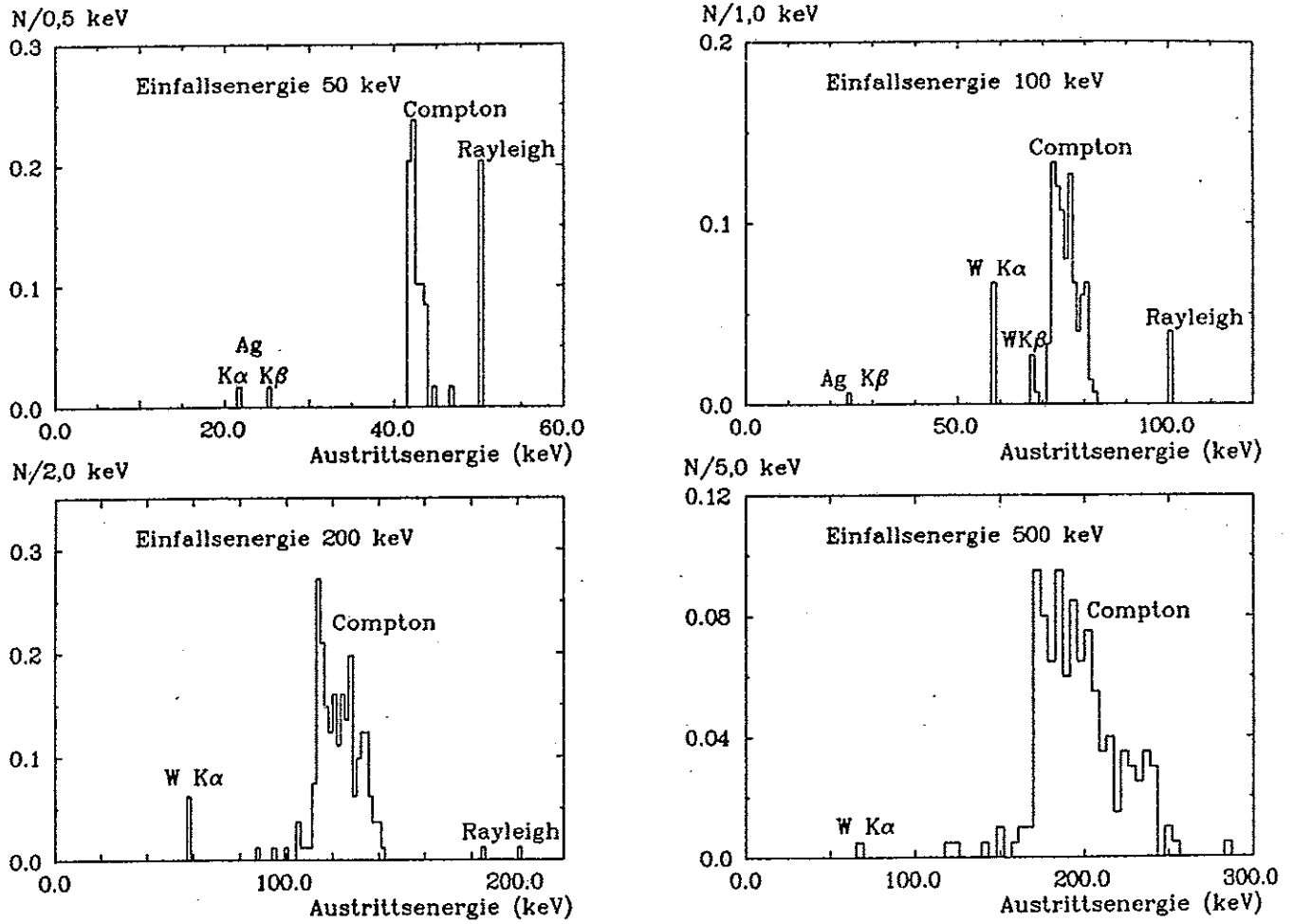


Abbildung 4.6: Energiespektrum nach Rückstreuung von einem Cu-Ag-W Absorber bei senkrechtem Einfall.

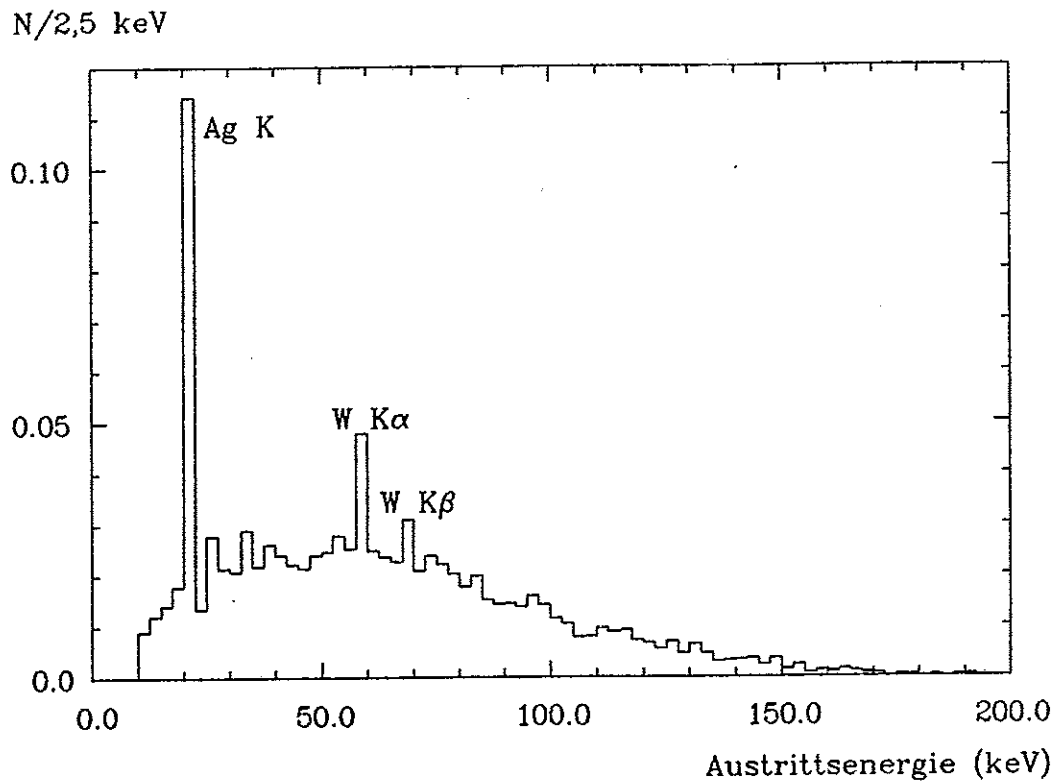


Abbildung 4.7: Das Spektrum der Synchrotronstrahlung nach Rückstreuung von einem Cu-Ag-W Absorber bei senkrechtem Einfall

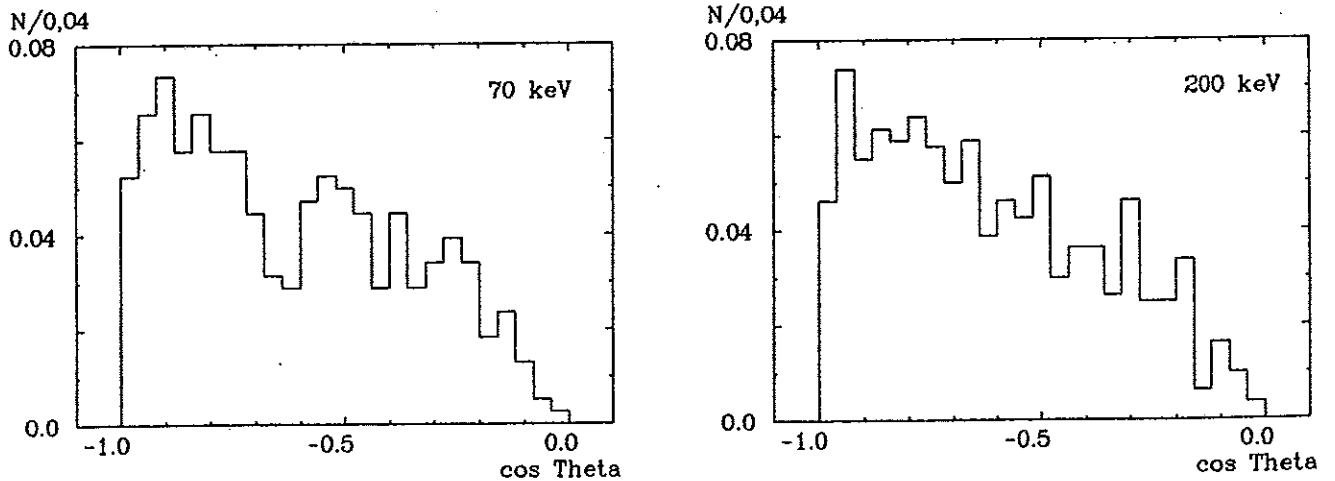


Abbildung 4.8: Verteilung der Austrittswinkel gegen das Lot für einen Cu-Ag-W Absorber bei senkrechtem Einfall

4.2.4 Vergleich mit Messungen

Zur Abschätzung der Zuverlässigkeit der bisherigen Rechnungen wurden die wenigen mir bekannten Messungen simuliert. Gemessen [22] wurden das Photon- und Energiealbedo von Eisen und Blei bei senkrechtem Einfall unter Verwendung einer monochromatischen, radioaktiven Quelle. Aus dem Vergleich mit den Messungen an Eisen bei relativ hoher Energie

	Messung	Rechnung
Eisen 410 keV A_N	15%	14,7%
Eisen 410 keV A_E	6,2%	6,1%
Eisen 660 keV A_N	14%	13,9%
Eisen 660 keV A_E	4,2%	4,1%
Blei 410 keV A_E	1,3%	0,8%

Tabelle 4.5: Vergleich von gemessenem und berechnetem Albedo

folgt, daß zumindest der Comptoneffekt korrekt berechnet wird. Bei Blei befindet man sich bei 410 keV noch im Photobereich des Wirkungsquerschnitts, wo das Albedo von der unteren Grenzenergie in Messung und Rechnung abhängt. Aber auch mit Berücksichtigung der L-Fluoreszenz von Blei liegt das berechnete Energiealbedo deutlich unter dem Meßwert.

4.3 Kantenstreuung

Die Innenkanten der Absorber im Strahlrohr sind neben den Oberflächen weitere Quellen für gestreute Photonen. Treffen Photonen dicht an der Kante auf die Oberfläche auf, so können sie durch die Kantenfläche wieder austreten. Das Kantenalbedo wird als eine Austrittswahrscheinlichkeit an der Kantenfläche definiert:

$$A_N^K := \frac{N_\gamma^{Kante}}{N_\gamma^{in}}, \quad A_E^K := \frac{E_\gamma^{Kante}}{E_\gamma^{in}}$$

Die Absorber im Strahlrohr werden von der direkten Synchrotronstrahlung unter sehr kleinen Lotwinkeln (< 10 mrad) getroffen. Der Einfall parallel zur Kantenfläche wird im folgenden genauer betrachtet (siehe Bild 4.9). Bei senkrechtem Einfall auf die Oberfläche hängt das Kantenalbedo von der Einfallenergie $E_{\gamma, in}$ und dem Abstand d des Auftreffpunktes von der Kante ab. Fällt ein Photon im Abstand d zur Kante ein, so muß es diesen Weg transversal zu seiner Einfallrichtung zurücklegen, um an der Kantenfläche herausgestreut zu werden. Die transversale Wegstrecke bis zur Absorption ist in Bild 4.9 mit r bezeichnet. Bild 4.10 zeigt die transversale Auffächerung eines Photonenstrahls bis zur Absorption in einem Wolframabsorber mit Kupfer- und Silberbeschichtung. Mehr als die Hälfte der Photonen wird bei diesen beiden Energien bei der ersten Wechselwirkung absorbiert. Die transversale Reichweite der gestreuten Photonen fällt exponentiell ab, wobei die mittlere transversale Reichweite sehr viel kleiner als die als die mittlere freie Weglänge ist.

Bild 4.11 zeigt das Photonkantenalbedo eines Wolframabsorbers mit beschichteter Oberfläche als Funktion der Einfallenergie und des Abstandes des Auftreffpunktes von der Kante. Man kann versuchen, daß Kantenalbedo durch eine Beschichtung der Kantenfläche zur Absorption der K-Fluoreszenz von Wolfram zu reduzieren. Der Effekt einer 0,25 mm dicken Silberbeschichtung auf der Kantenfläche ist in Bild 4.11 in den unterbrochenen Kurven dargestellt. Die Beschichtung der Kante bewirkt für fast alle Bedingungen eine Vergrößerung des Albedos.

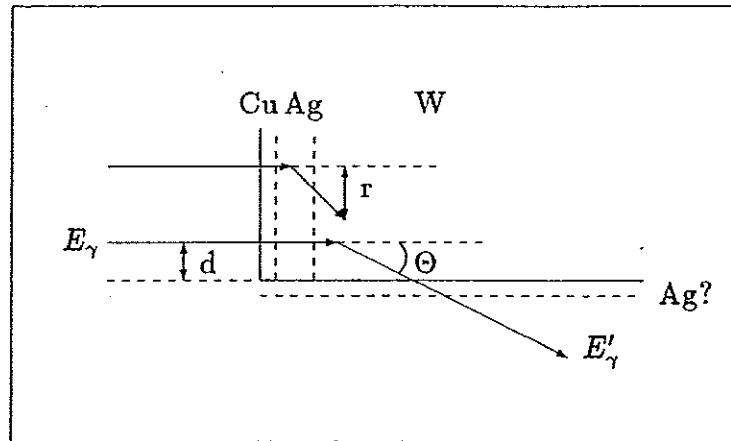
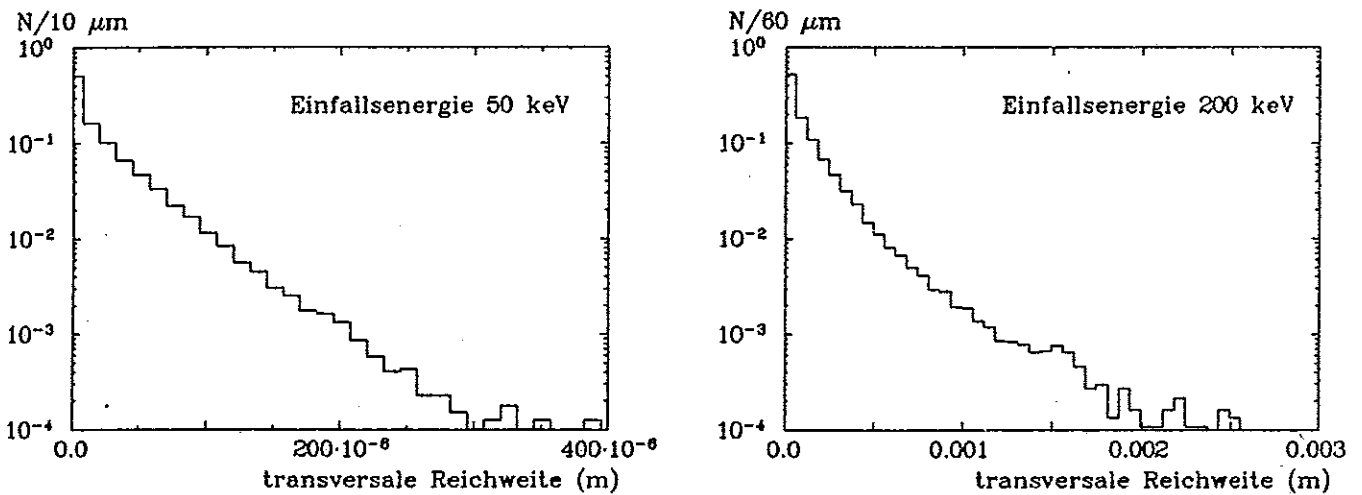


Abbildung 4.9: Kantenstreuung


 Abbildung 4.10: Verteilung der transversalen Reichweite r in einem Cu-Ag-W-Absorber

Bei Kantenabständen unter 0,25 mm dringen die Photonen direkt in die Silberschicht ein und werden vermehrt herausgestreut. Bei mittleren Kantenabständen erhöht die Silberschicht das Albedo, da alle Photonen in Silber eine größere Weglänge als in Wolfram haben. Bei Kantenabständen über ein Millimeter nimmt der Einfluß der dünnen Beschichtung schnell ab. Im Folgenden wird nur noch der Absorber mit einer unbeschichteten Kantenfläche untersucht.

Die spektrale Zusammensetzung der an der Kantenfläche eines Kupfer-Silber-Wolfram-Absorbers herausgestreuten Photonen ist in Bild 4.12 wiedergegeben. Bei niedrigen Energien erreichen die meisten Photonen nur die Silberschicht der bestrahlten Oberfläche und deren Fluoreszenz tritt im Spektrum am stärksten auf. Bei 100 keV liefert die Wolframfluoreszenz den größten Beitrag. Ab 200 keV Einfallenergie und einem Kantenabstand von 0,5 mm verursacht der Comptoneffekt den Hauptteil des Kantenalbedos.

Gemittelt über ein Spektrum der Synchrotronstrahlung mit $E_c = 70$ keV, welches über Kantenabstände bis 2 mm gleichverteilt einfällt, ergibt sich ein Kantenalbedo von 0,7%. Für größere Kantenabstände kann dieser Wert skaliert werden, so daß bei Bestrahlung von 2 cm das Kantenalbedo 0,07% beträgt. Bild 4.13 zeigt das Synchrotronpektrum nach der

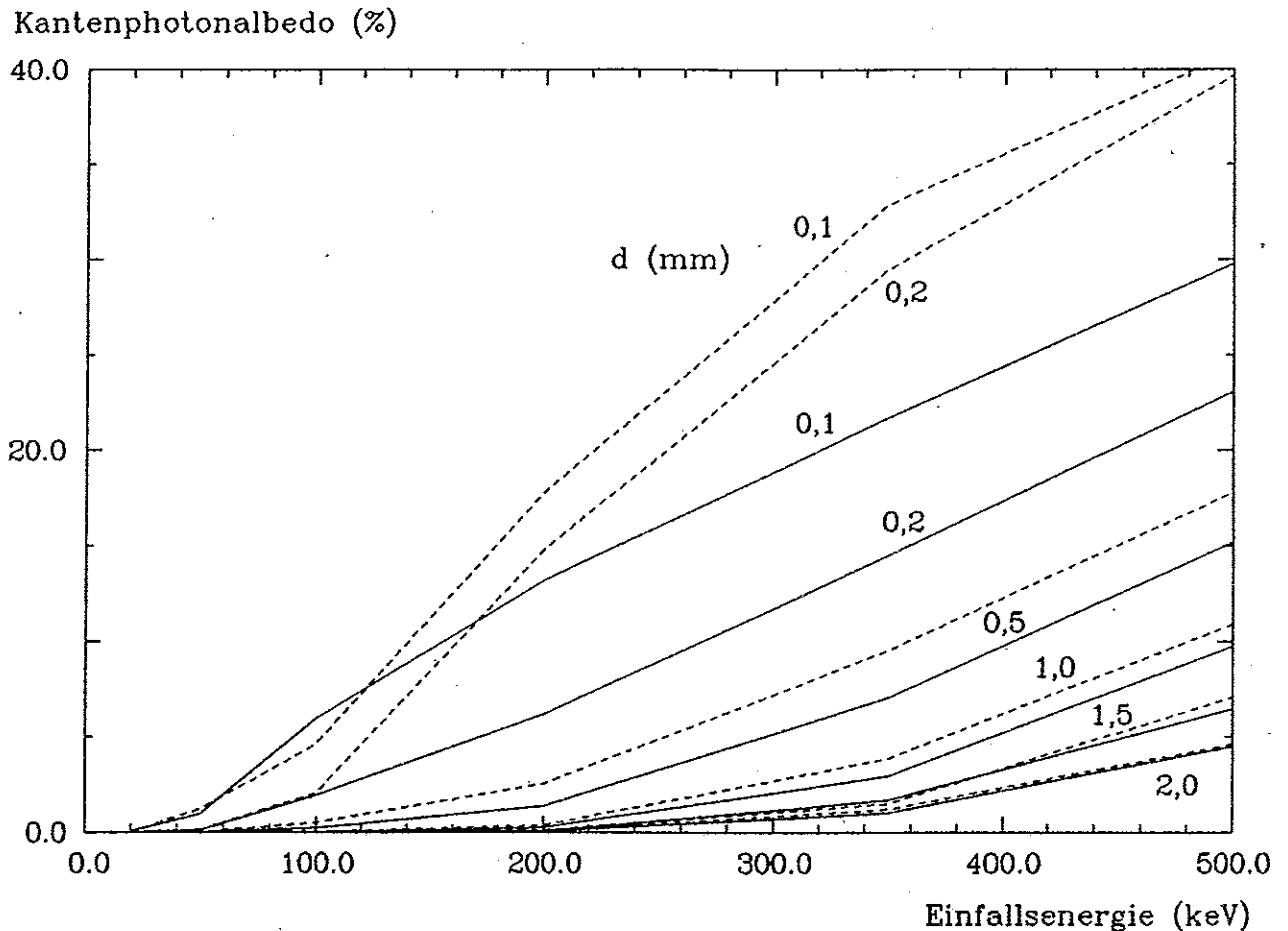


Abbildung 4.11: Das Photonkantenalbedo eines Cu-Ag-W Absorbers. Die Photonen treffen parallel zur Kante im Abstand d auf. Die gestrichelten Kurven ergeben sich bei einer Beschichtung der Kantenfläche mit 0,25 mm Silber, die durchgezogenen Kurven für eine unbeschichtete Kante

Kantenstreuung.

Der Übergang von Fluoreszenzphotonen zu Comptonphotonen mit wachsendem Kantenabstand und wachsender Einfallsenergie wirkt sich in der Winkelverteilung der herausgestreuten Photonen aus. In Bild 4.14 ist die Verteilung für den Winkel der heraustretenden Photonen mit der Einfallsrichtung aufgetragen. Im Bereich der Wolframfluoreszenz ergibt sich eine Verteilung mit Maximum bei etwa 90 Grad. Solche Photonen haben den kürzesten Weg zur Kantenfläche zurückzulegen. In Vorwärts- und Rückwärtsrichtung nimmt die Verteilung infolge weiterer Wechselwirkungen und Absorptionen stetig ab. Bei 100 keV und 0,1 mm Kantenabstand führen die herausgestreuten Photonen im Mittel 1,1 Wechselwirkungen aus. Die Comptongestreuten Photonen, die bei einer Einfallsenergie von 500 keV und einem Kantenabstand von 1,0 mm den Absorber verlassen, sind stark in Vorwärtsrichtung gebündelt. Sie führen im Mittel 1,3 Wechselwirkungen aus, so daß die Verteilung der Austrittswinkel den differentiellen Comptonwirkungsquerschnitt widerspiegelt.

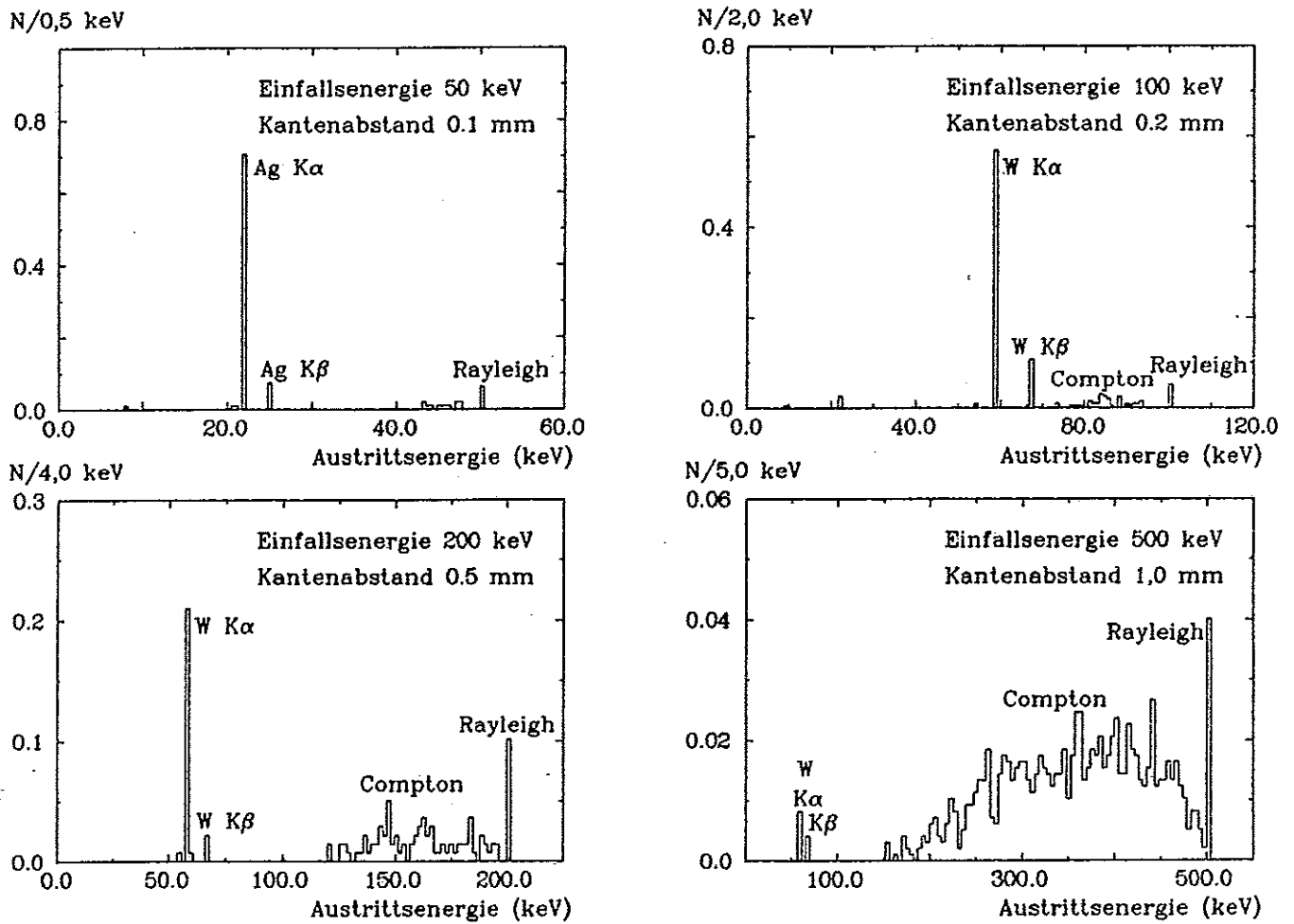


Abbildung 4.12: Die Energieverteilung der an der Kantenfläche eines Cu-Ag-W Absorbers herausgestreuten Photonen. Parameter sind die Einfallsenergie und der Abstand des Einfallsortes von der Kante.

N/3 keV logarithmisch

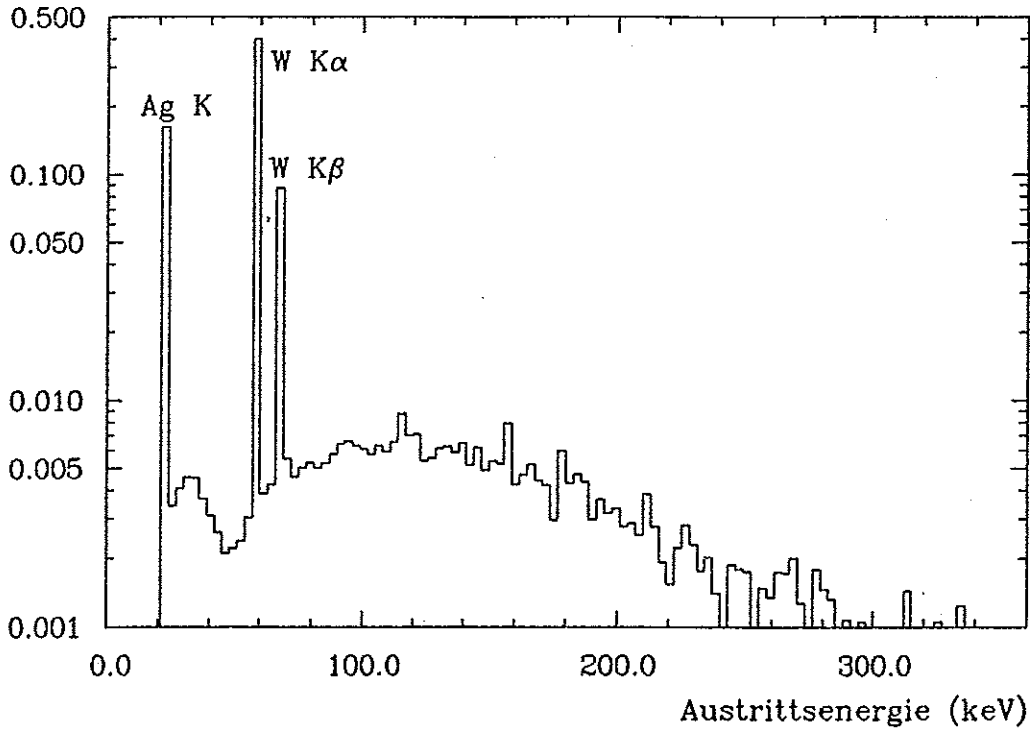


Abbildung 4.13: Das Spektrum der Synchrotronstrahlung nach Kantenstreuung an einem Cu-Ag-W Absorber bei senkrechtem Einfall und Kantenabständen von 0,0 bis 2,0 mm.

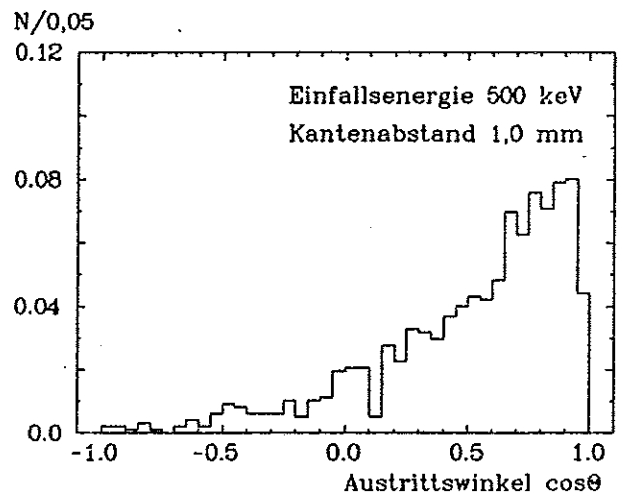
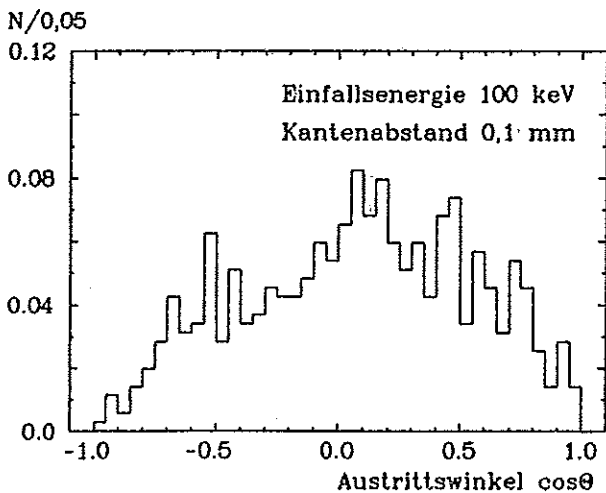


Abbildung 4.14: Die Winkelverteilung der an der Kantenfläche eines Cu-Ag-W Absorbers herausgestreuten Photonen. Der Winkel Θ wird gegen die Einfallrichtung gemessen. Sie liegt hier parallel zur Kante

4.4 Rückstreuung vom Strahlrohr

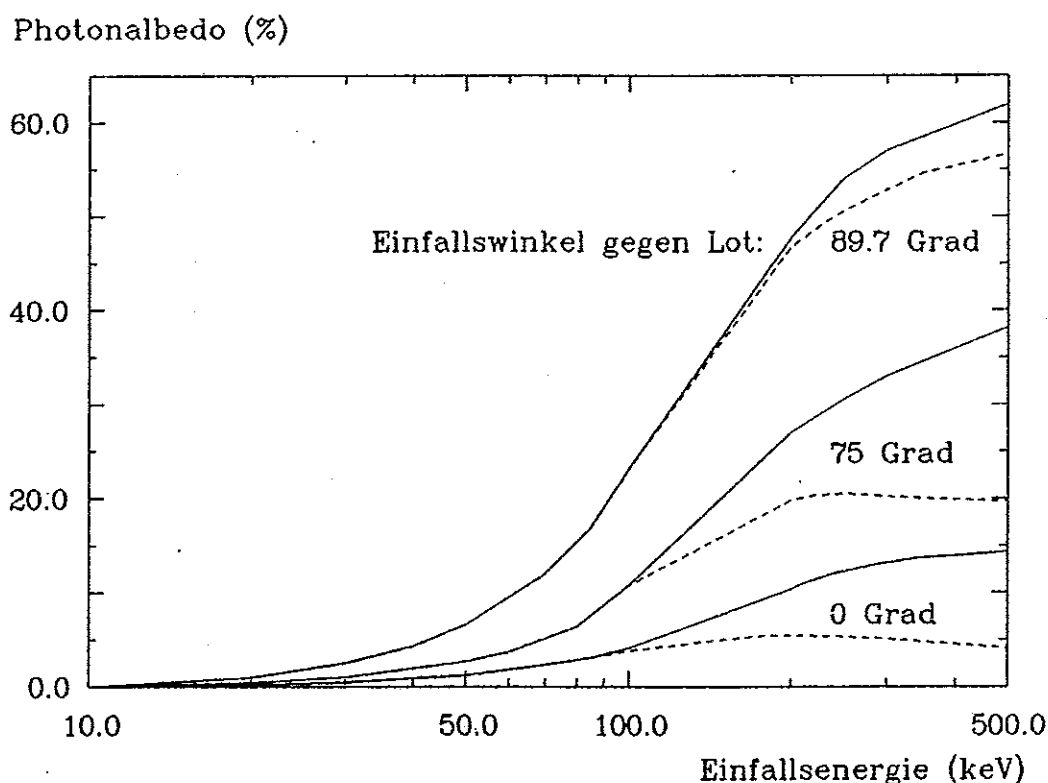


Abbildung 4.15: Das Photonalbedo von Eisen. Durchgezogen für einen Halbraum, unterbrochen für eine 2,5 mm dicke Schicht. Parameter ist der Winkel der Einfallsrichtung gegen die Flächennormale.

Das Strahlrohr von HERA besteht außerhalb des Detektors aus 2-3 mm dickem Stahl. Für die Untersuchung der Wechselwirkung mit γ -Strahlung kann Stahl durch reines Eisen ersetzt werden; die etwa 1 %ige Beimischung anderer Elemente hat hier keinen Einfluß.

Das Strahlrohr wird von der direkten Synchrotronstrahlung an einigen Stellen streifend getroffen, die Einfallswinkel gegen die Flächennormale liegen knapp unter 90 Grad. Bild 4.15 zeigt die Variation des Photonalbedos von Eisen mit dem Einfallswinkel. Zusätzlich ist hier der Einfluß der endlichen Dicke des Strahlrohrs auf das Albedo untersucht worden. Bei streifendem Einfall (Einfallswinkel größer als etwa 85°) hat die geringere Dicke nur einen kleinen Einfluß auf das Albedo. Bei senkrechtem Einfall wird die dünne Schicht von einem Teil der Photonen ohne Wechselwirkung durchdrungen, wodurch der rückgestreute Anteil kleiner wird.

Bei einer Schwellenenergie von 10 keV wird die K-Fluoreszenz von Eisen (6,4 keV) nicht erfaßt.

Im Folgenden wird der streifende Photoneinfall untersucht (Einfallswinkel gegen Lot $89,7^\circ$). Für diesen Fall ist das Albedo nicht von der Schichtdicke abhängig. Bei diesem Winkel ergibt sich bei Mittelung über ein Spektrum der Synchrotronstrahlung mit charakteristischer Energie von 70 keV ein mittleres Photonalbedo von 7,6%. Bild 4.16 zeigt die Energieverteilung der bei diesem Einfallswinkel zurückgestreuten Photonen.

Die räumliche Verteilung der rückgestreuten Photonen hängt von zwei Winkeln ab. Θ ist der Winkel der rückgestreuten Photonen mit dem Lot ($\Theta > 90^\circ$) und Φ der Azimuthwinkel

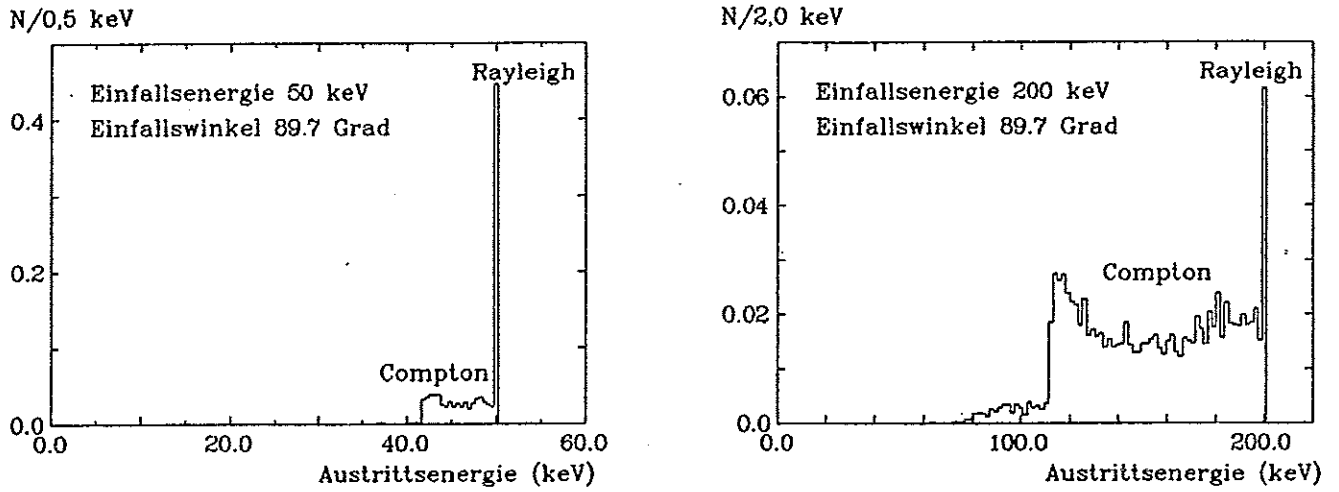


Abbildung 4.16: Energiespektren nach Rückstreuung von Eisen bei streifendem Einfall

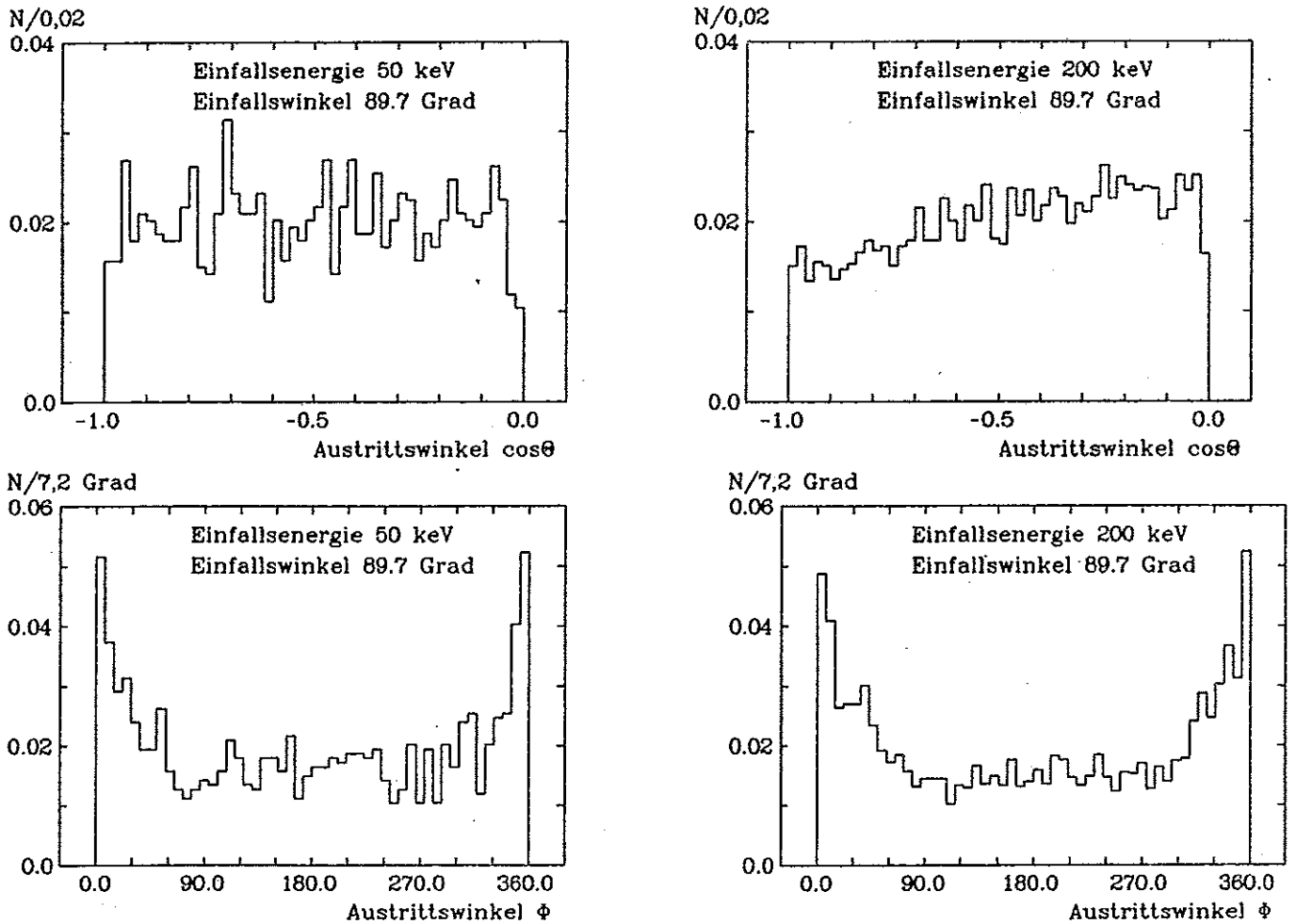


Abbildung 4.17: Winkelverteilungen $\cos \Theta$ und Φ bei Rückstreuung von Eisen nach streifen- dem Einfall.

bezüglich der Lotachse, wobei die Photonen unter $\Phi = 0$ einfallen (siehe Skizze 4.1). Bild 4.17 zeigt die Winkelverteilungen für einen Einfallswinkel von $89,7^\circ$ gegen das Lot (streifenförmiger Einfall). Für den Polarwinkel Θ ergibt sich bei 50 und 200 keV eine flache Verteilung. Die Verteilung des Winkels Φ hat ein Maximum in Vorwärtsrichtung der einfallenden Photonen. Es beruht auf der Vorwärtscharakteristik der differentiellen Wirkungsquerschnitte von Compton- und Rayleighstreuung.

Das Strahlrohr wird von einem Teil der Photonen durchdrungen. Bild 4.18 zeigt den Anteil der durchdringenden Strahlung für eine 2,5 mm dicke Eisenschicht als Funktion von Einfallenergie und Einfallswinkel gegen das Lot.

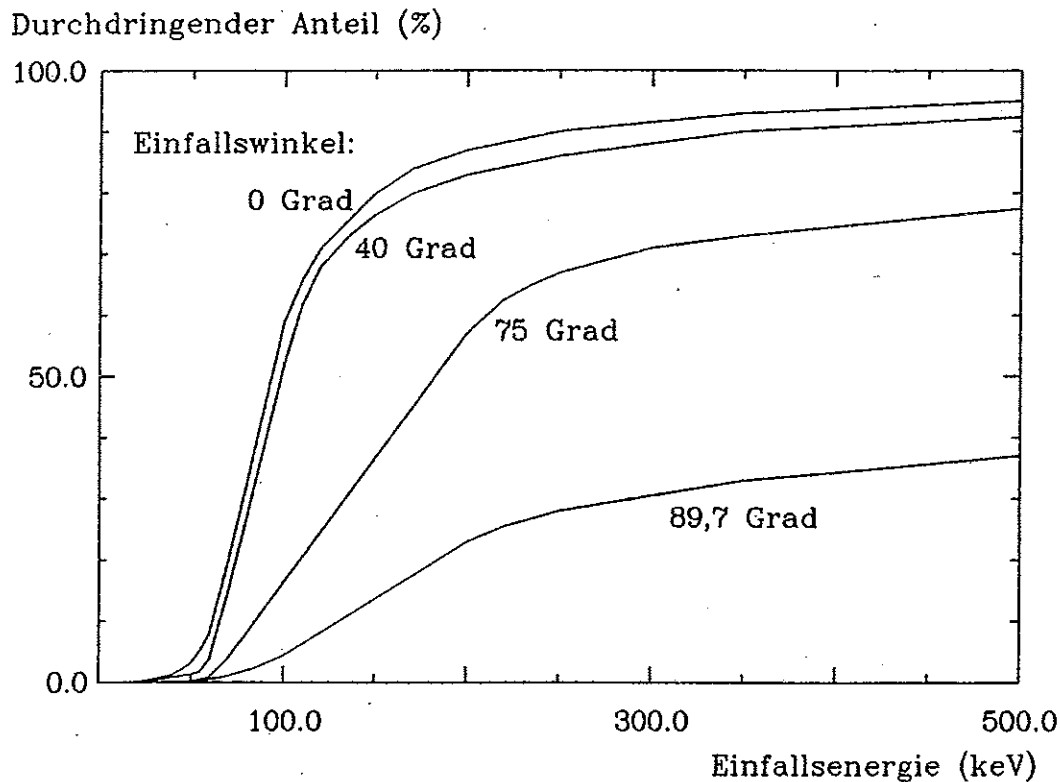


Abbildung 4.18: Durchdringender Anteil der Strahlung für eine 2,5 mm dicke Eisenschicht bei verschiedenen Einfallswinkeln gegen das Lot.

Kapitel 5

Abschirmung der HERA-Detektoren

In diesem Kapitel werden die in den vorangegangenen vier Kapiteln gewonnenen Ergebnisse auf die Verhältnisse in den Wechselwirkungszonen des geplanten Elektron-Proton Speicherrings HERA angewandt. Es soll nachgewiesen werden, daß der Photonfluß der Synchrotronstrahlung durch ein System von Kollimatoren und Absorbern bis zur Driftkammer des Detektors um 10 Größenordnungen reduziert werden kann.

5.1 Kollimatoren für die Synchrotronstrahlung

Die Rechnung wurde durchgeführt für folgende Betriebsbedingungen:

- Elektronenenergie : 35 GeV
- Emittanz horizontal : $\epsilon_x = 12 \cdot 10^{-8}$ rad m
- Emittanz vertikal : $\epsilon_z = 2.4 \cdot 10^{-8}$ rad m
- Elektronenstrom : 60 mA, 200 Teilchenpakete

Die Magnetoptik des Elektronenstrahls im Bereich der Wechselwirkungszonen ist in Bild 2.1 enthalten. Im Bereich von 24 m vor bis 24 m hinter dem Wechselwirkungspunkt ergeben sich folgende Werte der Synchrotronstrahlung

- Gesamtleistung: 20,8 kW, davon 2 kW durch die Quadrupole
- Gesamtzahl der Photonen: $6 \cdot 10^{18}/s$
- Photonen mit Energien über 10 keV: $2,4 \cdot 10^{18}/s$

Bild 5.1 zeigt die Ausbreitung der Synchrotronstrahlung in der horizontalen $s - x$ -Ebene. Das vollständige System der Kollimatoren und Absorber ist in diesem Bild bereits enthalten. Da die Elektronen die Synchrotronstrahlung in Vorwärtsrichtung emittieren ergibt sich eine bezüglich der Strahlachse unsymmetrische Verteilung. Die vertikale Dicke des Fächers der Synchrotronstrahlung beträgt am Ort der Absorber etwa 3 cm. Die gesamte Leistung wird daher auf einer kleinen Teilfläche der Absorber deponiert. Der Detektor erstreckt sich von -4m bis +4m, die innerste Komponente hat beim Experiment H1 einen Abstand von 15 cm von der Strahlachse. Die einzelnen Kollimatoren und Absorber haben folgende Funktion:

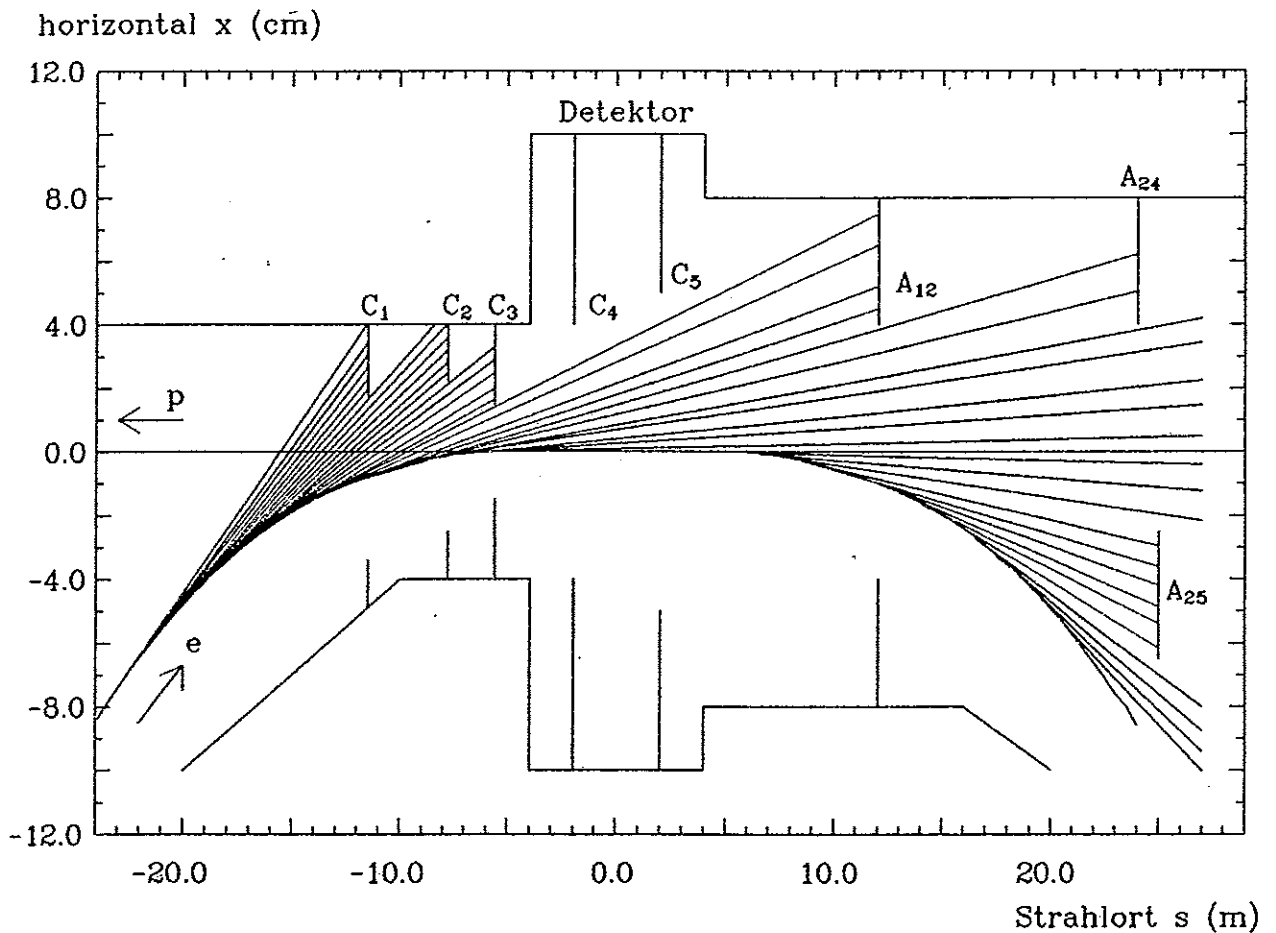


Abbildung 5.1: Die horizontale Ausbreitung der Synchrotronstrahlung im HERA-Strahlrohr

- C_1, C_2 und C_3 schützen das Strahlrohr oberhalb des Detektors. Sie sind beweglich und müssen gekühlt werden. Sie haben eine rechteckige Öffnung. Ihre Positionen sind durch die Lücken zwischen den Magneten vorgegeben. C_3 deckt das Strahlrohr unterhalb des Detektors bis zum Absorber A_{12} ab.
- A_{12} schützt das Strahlrohr hinter dem Detektor und reduziert den Fluß der rückgestreuten Photonen. Das Strahlrohr hat ein 12 mal größeres Albedo als der beschichtete Absorber.
- A_{24} und A_{25} absorbieren Strahlung und schützen das Protonenstrahlrohr. Sie sind ebenso wie A_{12} fest montiert, gekühlt und haben eine runde Öffnung.
- C_4 und C_5 werden nicht von der direkten Strahlung getroffen. Sie schützen die zentralen Detektorkomponenten gegen einfach gestreute Photonen. Sie sind fest montiert, müssen nicht gekühlt werden und haben eine elliptische Öffnung.

Position, Dicke und Größe der Öffnung der Kollimatoren und Absorber sind in Tabelle 5.1 angegeben. Für die beweglichen Kollimatoren C_1, C_2 und C_3 bezieht sich die Größe der Öffnung auf die oben genannten Betriebsbedingungen. Sie entsprechen 10 Standardabweichungen der transversalen Ausdehnung des Elektronenstrahls. Der Protonenstrahl hat in diesem Betriebszustand einen kleineren Querschnitt.

Die Verteilung der direkten Strahlung auf die Kollimatoren, die Absorber und das Strahlrohr

	Position [m]	vertikal [mm]	horizontal [mm]	Dicke [cm]
C ₁	-11,6	20	-34 / +17	15
C ₂	-7,9	12	-25 / +22	15
C ₃	-5,7	11	-15 / +15	15
C ₄	-2,0	40	-40 / +40	3
C ₅	2,0	50	-50 / +50	3
A ₁₂	12,0	40	-40 / +40	15
A ₂₅	24,0	40	-40 / +40	15
A ₂₅	25,0	0	-60 / -25	15

Tabelle 5.1: Die Position der Absorber, die Größe der Öffnung und die Dicke

ist in Tabelle 5.2 angegeben. Alle Kollimatoren und Absorber sind mit 0,2 mm Kupfer und 0,5 mm Silber beschichtet. Die Photonzahlen erfassen alle Photonen mit Energien oberhalb von 10 keV. Der Rest der Strahlung (8,7 kW entsprechend $9,5 \cdot 10^{17}$ Photonen pro Sekunde)

Absorber	kW	Treffer($10^{17}/s$)	zurück($10^{15}/s$)	Kante($10^{13}/s$)
C ₁	2,1	2,5	1,5	8,9
C ₂	1,6	1,9	1,1	5,4
C ₃	2,0	2,4	1,4	11
BP vor C ₁	0,06	0,08	0,56	
BP vor C ₂	0,43	0,5	3,0	
A ₁₂	1,6	2,0	1,2	
A ₂₄	1,1	1,2	0,75	
A ₂₅	3,2	3,8	2,3	
Summe	12,1	14,4	12	25,3

Tabelle 5.2: Absorption der direkten Synchrotronstrahlung

trifft das Strahlrohr mehr als 25 m hinter dem Wechselwirkungspunkt.

5.2 Abschirmung der einfach gestreuten Strahlung

Die Kollimatoren C₄ und C₅ schützen den Zentralbereich des Detektors gegen einfach gestreute Photonen (Bild 5.2). Die erforderliche Dicke dieser Kollimatoren läßt sich aus einer Integration des einfallenden Spektrums in verschiedenen Tiefen ermitteln.

- C₄ muß die kantengestreuerten Photonen von C₁, C₂ und C₃ absorbieren. Er empfängt von ihnen $2 \cdot 10^{10}$ Photonen pro Sekunde mit einem Spektrum gemäss Bild 4.13.
- C₅ muß die rückgestreute Strahlung von A₁₂, A₂₄ und A₂₅ absorbieren. Er empfängt $5 \cdot 10^{10}$ Photonen pro Sekunde mit einem Spektrum gemäß Bild 4.7.

Die Photonen treffen fast senkrecht auf C₄ und C₅ auf. Der Anteil der noch nicht absorbierten Photonen nach Durchdringung einer Wolframschicht der Dicke d ist in Tabelle 5.3 angegeben. Bei einer Dicke von 20 mm werden C₄ und C₅ von $6 \cdot 10^6$ bzw. $3 \cdot 10^6$ Photonen pro Sekunde durchdrungen. Eine Dicke von 20 bis 30 mm für die Kollimatoren C₄ und C₅ ist ausreichend. 20 mm Wolfram entsprechen 5,7 Strahlungslängen.

Dicke in mm:	2	5	10	15	20	30	50
C_4	0,05	0,01	0,003	0,001	$3 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-6}$
C_5	0,007	0,001	$4 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$7 \cdot 10^{-7}$

Tabelle 5.3: Der nicht absorbierte Photonanteil hinter C_4 und C_5 bei verschiedenen Dicken der Wolframschicht

Wie Bild 5.2 zeigt, wird das Strahlrohr außerhalb des zentralen Abschnitts, der von C_4 und C_5 begrenzt wird, von einfach gestreuten Photonen getroffen. Hier muß das Strahlrohr mit einer Bleischicht ummantelt werden. Eine 5 mm dicke Bleischicht reduziert das kanten-gestreute Spektrum um einen Faktor 80 und das rückgestreute Spektrum um einen Faktor 400. Tabelle 5.4 enthält den Fluß der Photonen nach Durchdringung des 2,5 mm dicken Strahlrohrs und nach Durchdringung einer zusätzlichen 5 mm dicken Bleischicht auf dem Strahlrohr.

Strahlrohrabschnitt [m]	durch Eisen 1/s	durch Eisen und Blei 1/s
[-5,4 ; -5,0]	$8 \cdot 10^{10}$	$1 \cdot 10^9$
[-5,0 ; -4,5]	$1,7 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^8$
[-4,5 ; -4,0]	$3,6 \cdot 10^9$	$4,5 \cdot 10^7$
[-2,2 ; -2,0]	$7 \cdot 10^7$	$1 \cdot 10^6$
[2,0 ; 2,9]	$1,6 \cdot 10^8$	$4 \cdot 10^5$
[4,0 ; 6,0]	$2 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^6$
[6,0 ; 8,0]	$6 \cdot 10^9$	$1,5 \cdot 10^7$
[8,0 ; 9,4]	$1,2 \cdot 10^{10}$	$3 \cdot 10^7$
[9,4 ; 10,4]	$4 \cdot 10^{10}$	$1 \cdot 10^8$

Tabelle 5.4: Photonfluß nach Durchdringung des 2,5 mm dicken Eisenstrahlrohrs und einer 5 mm dicken Bleischicht.

5.3 Verfolgung der zweifach gestreuten Strahlung

Einfach gestreute Photonen können den zentralen Bereich des Detektors nicht erreichen. Im Folgenden werden die zweifach gestreuten Photonen verfolgt. Anhand von Bild 5.2 können drei Bereiche unterschieden werden, von denen aus zweifach gestreute Photonen den zentralen Teil des Strahlrohrs von -2 m bis +2 m erreichen können:

- die Innenflächen und Kanten von C_4 und C_5 Wege A,B
- das Strahlrohr zwischen C_3 und C_4 Weg C
- das Strahlrohr zwischen C_5 und A_{12} Weg D

Diese drei Bereiche werden als Quellen 2.Ordnung bezeichnet.

Die Berechnung der Photonflusses im zentralen Strahlrohrabschnitt wird in zwei Schritte aufgeteilt. Zunächst wird die Strahlung der Quellen 1.Ordnung (aus Tabelle 5.2) auf die drei Quellen 2.Ordnung berechnet und anschließend die Strahlung jeder dieser drei Quellen auf den zentralen Strahlrohrabschnitt. Jeder Rechenschritt erfaßt nur einen kleinen Raumwinkel. Beispielsweise sieht der Absorber A_{12} den Kollimator C_5 unter einem Raumwinkel von $1,5 \cdot$

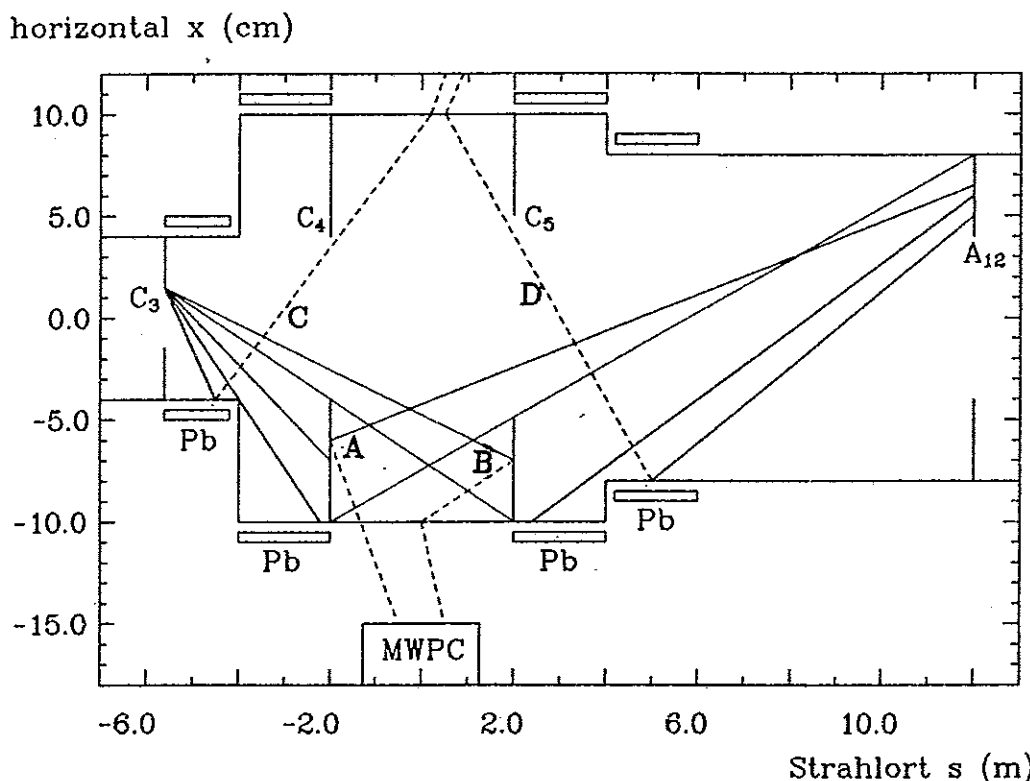


Abbildung 5.2: Ausbreitung der von C_3 und A_{12} gestreuten Photonen im HERA-Strahlrohr

10^{-4} steradian. Werden in der Rechnung 80 000 Photonwege verfolgt, so repräsentiert jeder Weg $2 \cdot 10^6$ Photonen pro Sekunde. Verglichen mit dem Grenzwert von $2 \cdot 10^8/s$, die die Driftkammer erreichen dürfen, ist die erforderliche Rechengenauigkeit erreicht.

Die drei Quellen 2. Ordnung werden in den folgenden Unterabschnitten einzeln untersucht.

5.3.1 Quelle: Die Innenflächen und Kanten von C_4 und C_5

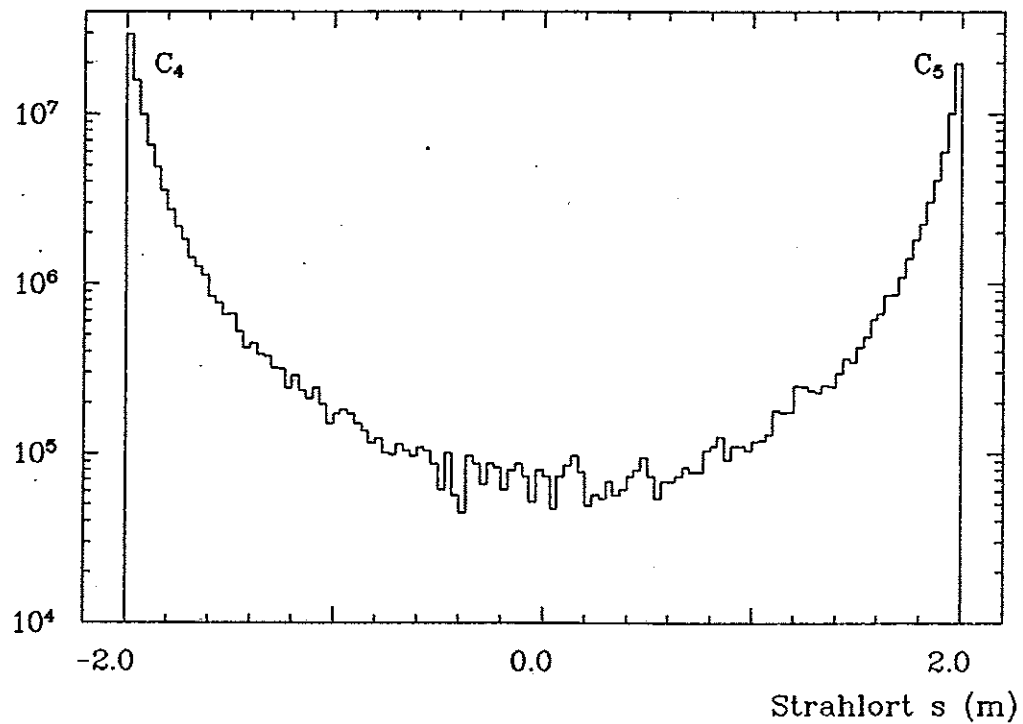
Die einzelnen Quellen 1. Ordnung aus Tabelle 5.2 bestrahlen die der Driftkammer zugewandten Innenflächen der Kollimatoren C_4 und C_5 (Wege A und B). Der Fluß der einfallenden Strahlung ist in Tabelle 5.5 angegeben. Die rückgestreute Strahlung trifft die Innenwand des Strahlrohrs zwischen C_4 und C_5 . Die Verteilung der Treffer entlang des Strahlrohrs zwischen C_4 und C_5 ist in Bild 5.3 gezeigt. Die meisten Photonen treffen das Strahlrohr dicht bei C_4 und C_5 . Die Rechnung ergibt folgende Werte:

- $14,5 \cdot 10^7$ Photonen pro Sekunde treffen die Innenwand des zentrale Strahlrohrs
- $11 \cdot 10^7$ Photonen pro Sekunde durchdringen die 2 mm dicke Aluminiumwand (75%)

von	empfangen $10^9/s$	rückgestreut $10^7/s$	kantengestreut $10^7/s$
Kante C_1	0,04	0,04	0,003
Kante C_2	0,5	0,5	0,03
Kante C_3	3,0	3,1	0,2
A_{12}	8,5	8,3	0,34
A_{24}	0,8	0,8	0,040
A_{25}	1,9	1,8	0,068
Summe	14,7	14,8	0,69

 Tabelle 5.5: Einfach gestreute Strahlung auf C_4 und C_5

Photonen / sec / 4 cm


 Abbildung 5.3: Verteilung der Strahlung auf dem zentralen Strahlrohrabschnitt. Quellen sind die Innenflächen von C_4 und C_5 .

5.3.2 Quelle: Das Strahlrohr zwischen C₃ und C₄

Der Fluß der einfach gestreuten Photonen, der den Strahlrohrabschnitt von -5,7 m bis -2,0 m trifft, ist in Tabelle 5.6 aufgeführt. Für diesen Strahlrohrabschnitt ist die Kante von C₃ die bei

Quelle	Treffer /s	zurück /s
Kante C ₁	0,0	0,0
Kante C ₂	$1,8 \cdot 10^8$	$2,6 \cdot 10^7$
Kante C ₃	$6,4 \cdot 10^{13}$	$2,8 \cdot 10^{12}$
A ₁₂	$2,0 \cdot 10^9$	$1,1 \cdot 10^8$
A ₂₄	$2,1 \cdot 10^8$	$1,3 \cdot 10^7$
A ₂₅	$7,8 \cdot 10^8$	$4,0 \cdot 10^7$
Summe	$6,4 \cdot 10^{13}$	$2,8 \cdot 10^{12}$

Tabelle 5.6: Einfach gestreute Strahlung auf dem Strahlrohr von -5,6 m bis -2,0 m

weitem stärkste Quelle (Weg C). Der getroffene Strahlrohrabschnitt wird vierfach unterteilt und die Strahlung jedes Teils auf den zentralen Strahlrohrabschnitt berechnet (Tabelle 5.7). Bild 5.4 zeigt die Verteilung der Strahlung des Abschnitts [-5,6; -5,4] m auf dem zentralen Strahlrohrabschnitt.

Quelle (m)	emittiert /s	auf (-2m; +2m) /s	Alu durchdrungen /s
-5,6 -5,4	$2,75 \cdot 10^{12}$	$5,9 \cdot 10^7$	$2,0 \cdot 10^7$
-5,4 -5,0	$3,2 \cdot 10^{10}$	$1,4 \cdot 10^6$	$5,7 \cdot 10^5$
-5,0 -4,0	$1,6 \cdot 10^{10}$	$3,6 \cdot 10^6$	$2,2 \cdot 10^6$
-2,2 -2,0	$9,2 \cdot 10^7$	$2,3 \cdot 10^6$	$1,7 \cdot 10^6$
Summe	$2,8 \cdot 10^{12}$	$6,6 \cdot 10^7$	$2,5 \cdot 10^7$

Tabelle 5.7: Strahlung des Abschnitts [-5,6; -2,0] m auf den zentralen Abschnitt [-2, +2] m

Zusammengefaßt:

- $6,6 \cdot 10^7$ Photonen pro Sekunde treffen die Innenwand des zentrale Strahlrohrs
- $2,5 \cdot 10^7$ Photonen pro Sekunde durchdringen die 2 mm dicke Aluminiumwand (38%)

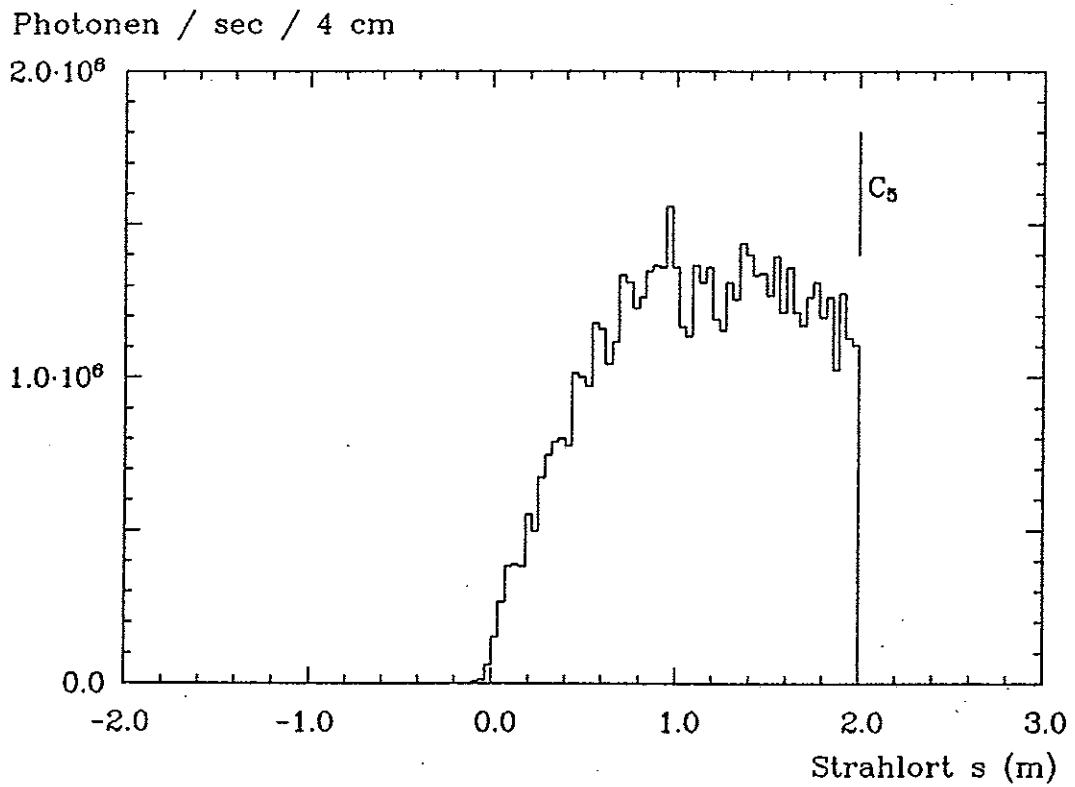


Abbildung 5.4: Strahlung des Strahlrohrabschnitts [-5,6; -5,4] m auf das zentrale Strahlrohr

5.3.3 Quelle: Das Strahlrohr zwischen C₅ und A₁₂

Tabelle 5.8 enthält den Photonfluß, der von den Quellen 1.Ordnung auf den Strahlrohrabschnitt von +2 m bis +12 m trifft.

von	empfangen pro sec	zurück pro sec
Kante C ₁	4,1 10 ⁷	6,0 10 ⁶
Kante C ₂	2,7 10 ⁸	4,4 10 ⁷
Kante C ₃	9,0 10 ⁸	1,5 10 ⁸
A ₁₂	1,0 10 ¹⁵	3,8 10 ¹³
A ₂₄	1,0 10 ⁹	1,1 10 ⁸
A ₂₅	1,4 10 ⁹	1,2 10 ⁸
Summe	1,0 10 ¹⁵	3,8 10 ¹³

Tabelle 5.8: Einfach gestreute Photonen auf dem Strahlrohr von 2 m bis 12 m

Die Treffer verteilen sich entlang des Strahlrohrs von 2 bis 12 m mit einem Maximum bei 12 m. Dieser Abschnitt wird in 7 Intervalle unterteilt und die Strahlung jedes Intervalls in Richtung auf den zentralen Detektors verfolgt (Weg D) (Tabelle 5.9). Das Intervall von 2,0 bis 2,9 m liefert den größten Beitrag zum Photonfluß auf dem zentralen Strahlrohrabschnitt. Bild 5.5 zeigt die Verteilung der Strahlung des Strahlrohrabschnitts [2;2,9]m auf den zentralen Abschnitt.

von	bis (m)	emittiert /s	auf (-2 ; +2) m /s	Alu durchdrungen /s
2,0	2,9	8,0 10 ⁸	1,0 10 ⁷	7,6 10 ⁶
4,0	6,0	5,8 10 ⁹	1,8 10 ⁶	1,3 10 ⁶
6,0	9,0	3,8 10 ¹⁰	1,4 10 ⁶	7,8 10 ⁵
9,0	10,4	8,5 10 ¹⁰	2,0 10 ⁶	7,2 10 ⁴
10,4	11,3	3,0 10 ¹¹	9,2 10 ⁴	2,9 10 ⁴
11,3	11,8	5,0 10 ¹²	1,1 10 ⁶	3,8 10 ⁵
11,8	12,0	3,2 10 ¹³	2,8 10 ⁶	9,5 10 ⁵
Summe		3,8 10 ¹³	1,7 10 ⁷	1,1 10 ⁷

Tabelle 5.9: Strahlung des Abschnitts [2; 12] m auf den zentralen Abschnitt [-2;2]m

Zusammengefaßt:

- $1,7 \cdot 10^7$ Photonen pro Sekunde treffen die Innenwand des zentrale Strahlrohrs
- $1,1 \cdot 10^7$ Photonen pro Sekunde durchdringen die 2 mm dicke Aluminiumwand (65%)

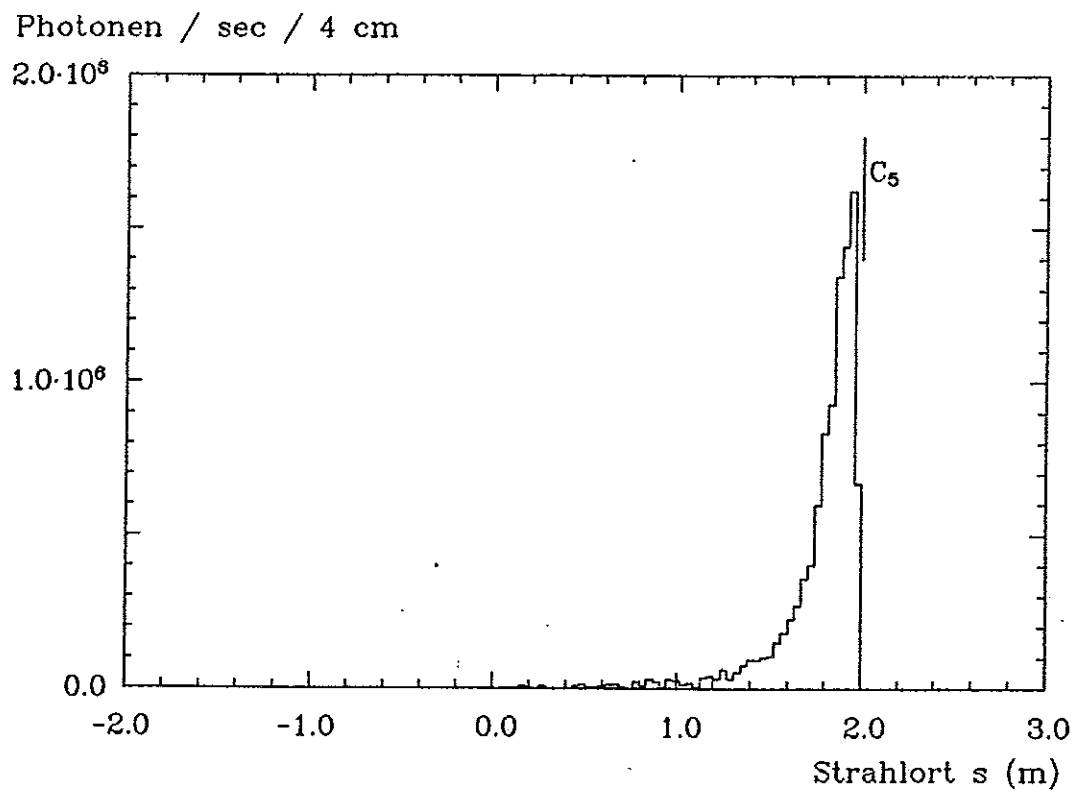


Abbildung 5.5: Strahlung des Strahlrohrabschnitts [2; 2,9] m auf das zentrale Strahlrohr

5.3.4 Strahlung im Detektor

Die Beiträge der einzelnen Quellen 2.Ordnung zu dem Photonfluß auf dem zentralen Strahlrohrabschnitt ist in Tabelle 5.10 zusammengefaßt. Von -2,0 bis +2,0 m wird das Strahlrohr von $1,5 \cdot 10^8$ Photonen pro Sekunde durchdrungen. Bild 5.6 zeigt die Verteilung der zweifach

Quelle	auf (-2 ; +2) m $10^7/s$	durchdrungen $10^7/s$
C ₄ und C ₅	15	11
Kanten C ₄ ,C ₅	0,35	0,23
Strahlrohr [-5,6;-2]m	6,6	2,5
Strahlrohr [2;12]m	1,7	1,1
Summe	24	15

Tabelle 5.10: Der Fluß der zweifach gestreuten Photonen auf dem Strahlrohr [-2;2]m

gestreuten Photonen auf der Innenfläche des zentralen Strahlrohrabschnitts in zweidimensionaler Darstellung. Hier wurde das Strahlrohr aufgeschnitten und abgerollt. Der Winkel Φ läuft einmal im Strahlrohr herum. Die Ringebene liegt bei 0° und 180° . Links und rechts wird der Bildausschnitt durch die Innenflächen der Kollimatoren C₄ und C₅ begrenzt.

Das Spektrum der zweifach gestreuten Photonen auf dem zentralen Strahlrohrabschnitt setzt sich aus vier Teilspektren zusammen. Die einfach gestreuten Photonen wurden entweder von einem Kupfer-Silber-Wolfram Absorber zurückgestreut (Spektrum siehe Bild 4.7) oder kantengestreu (Spektrum siehe Bild 4.13). In 2.Ordnung werden diese Photonen entweder von den beschichteten Innenflächen von C₄ und C₅ oder vom Strahlrohr zurückgestreut. Diese vier Einzelspektren sind in Bild 5.7 gezeigt.

Das Spektrum aller Photonen nach Durchdringung des Aluminiumrohres zeigt Bild 5.8. Dieses Spektrum ist auf den Photonfluss nach Durchdringung des Aluminiumrohres normiert.

Die durchdringenden Photonen werden bis zu den ersten Detektorkomponenten weiterverfolgt, die beim H1 Experiment in 15 cm Abstand von der Strahlachse beginnen (siehe Bild 5.9). Bild 5.10 zeigt die Verteilung der Photonen in 15 cm Abstand von der Detektorachse. Der Photonfluß in den innersten Detektorkomponenten ist in Tabelle 5.11 angegeben. Die Triggerproportionalkammer und die innere Z-Kammer werden von $2 \cdot 10^7$ Photonen pro Sekunde getroffen. Dies entspricht 2 Photonen pro Durchgang eines Elektronenpakets. Wenn diese Kammern mit einer Gesamtdicke von 5 cm in radialer Richtung von allen Photonen durchdrungen werden, so wird die Jetkammer von $2 \cdot 10^7$ Photonen pro Sekunde getroffen. Dies liegt einen Faktor 10 unter dem maximal tolerierbaren Photonfluß. Bei einer maximalen Driftzeit von 15 μsec wird die Jetkammer während der Aufzeichnung eines Ereignisses von etwa 30 Photonen erreicht.

Komponente	Abschnitt [m]	Photonen /s
innere zentrale Proportional- und Z-Kammer	-1,25 ; +1,25	$2 \cdot 10^7$
Vorwärtsspurdetektor	-2,2 ; -1,35	$8 \cdot 10^7$
Rückwärtsproportionalkammer	1,38 ; 1,44	$3 \cdot 10^6$
Rückwärts Elektron Kalorimeter	1,45 ; 1.85	$2 \cdot 10^7$

Tabelle 5.11: Photonfluß in den innersten Detektorkomponenten

Winkel ϕ auf der Innenwand des Strahlrohrs

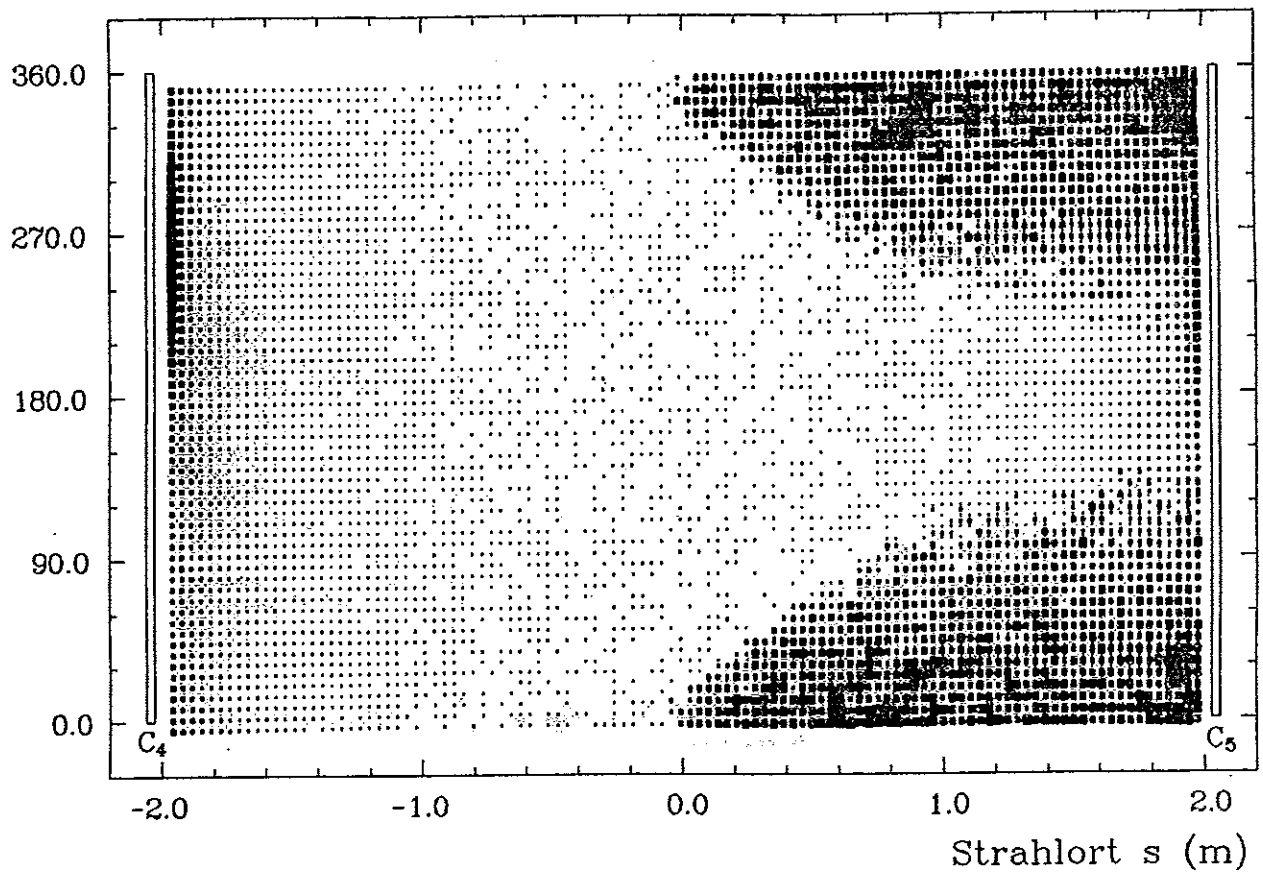


Abbildung 5.6: Verteilung aller Photontreffer 2.Ordnung auf dem Strahlrohr zwischen C_4 und C_5

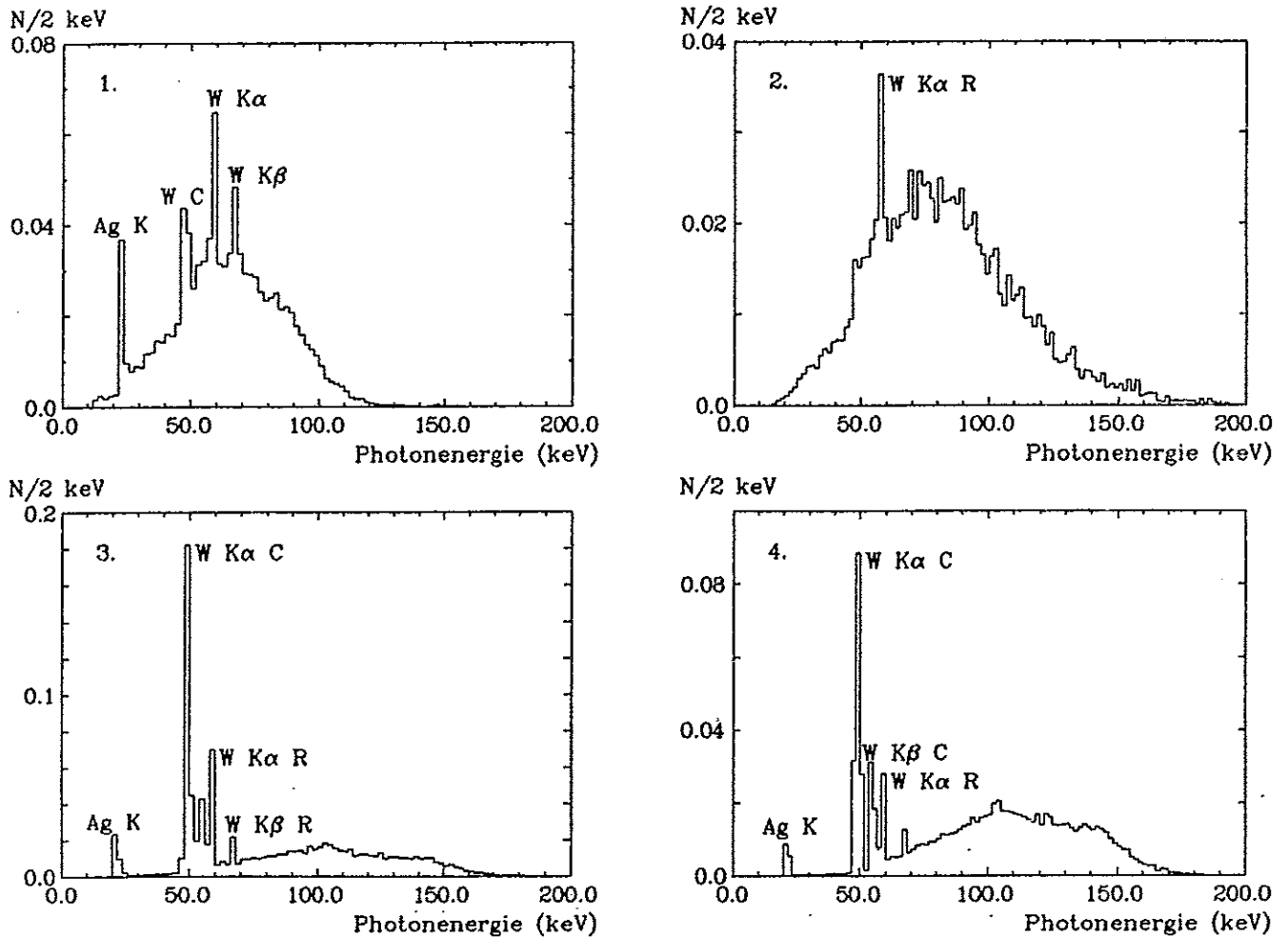


Abbildung 5.7: Spektren der Photonen auf dem zentralen Strahlrohrabschnitt. Nach zwei Streuungen treten gestreute Wolframfluoreszenzen auf (Indices C und R).

1. zweimal zurück von Cu-Ag-W (A_{12} und C_4 : Weg A)
2. zurück von Cu-Ag-W und von Eisen streifend (A_{12} und Strahlrohr [2;2,9]m : Weg D)
3. Kante C_3 und zurück von Cu-Ag-W (C_5 : Weg B)
4. Kante C_3 und zurück von Eisen (Strahlrohr [-5,6;-5,4]m : Weg C)

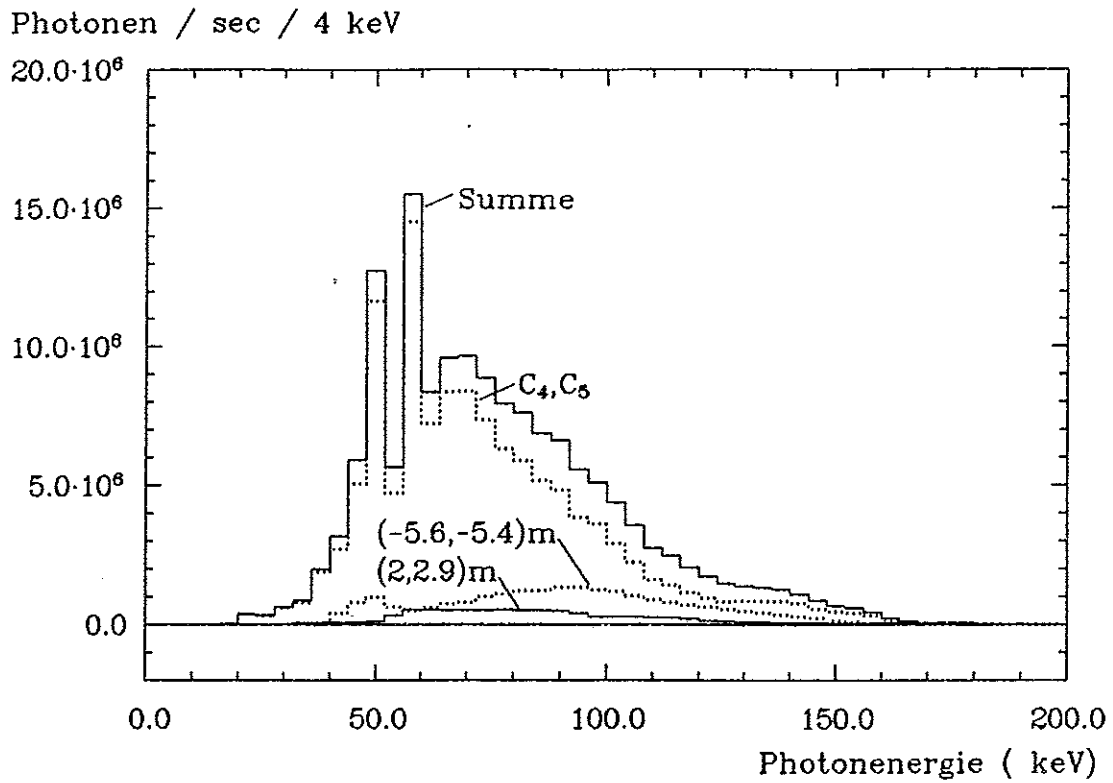


Abbildung 5.8: Das Spektrum aller Photonen, die das zentrale Strahlrohr durchdringen

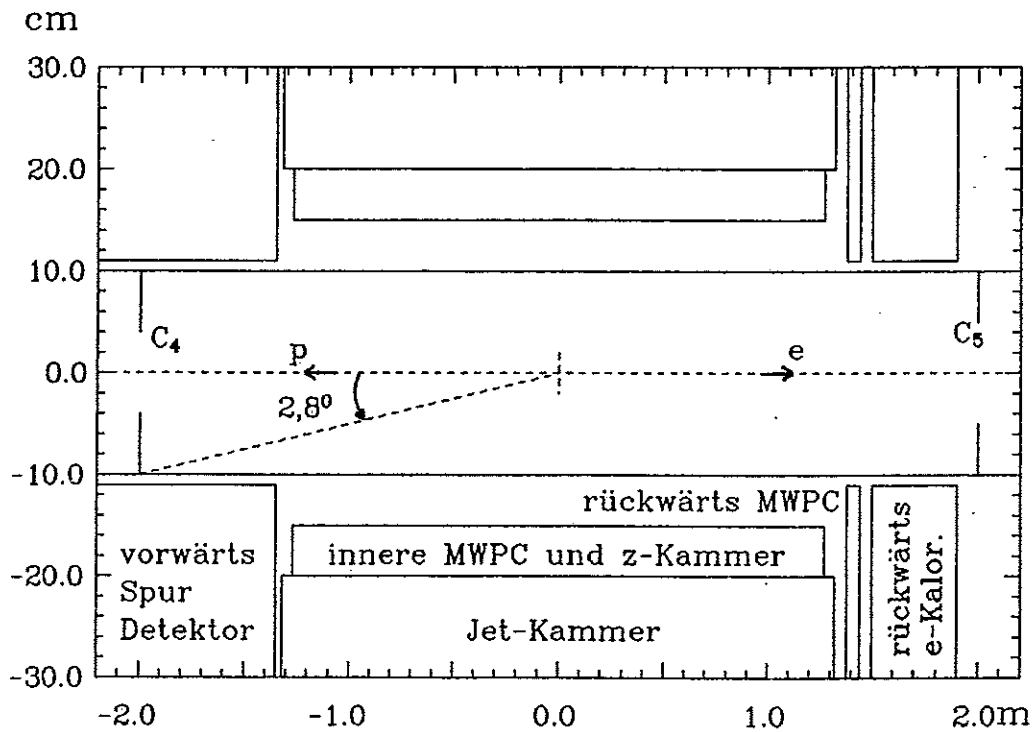


Abbildung 5.9: Skizze der zentralen Komponenten des H1 Detektors

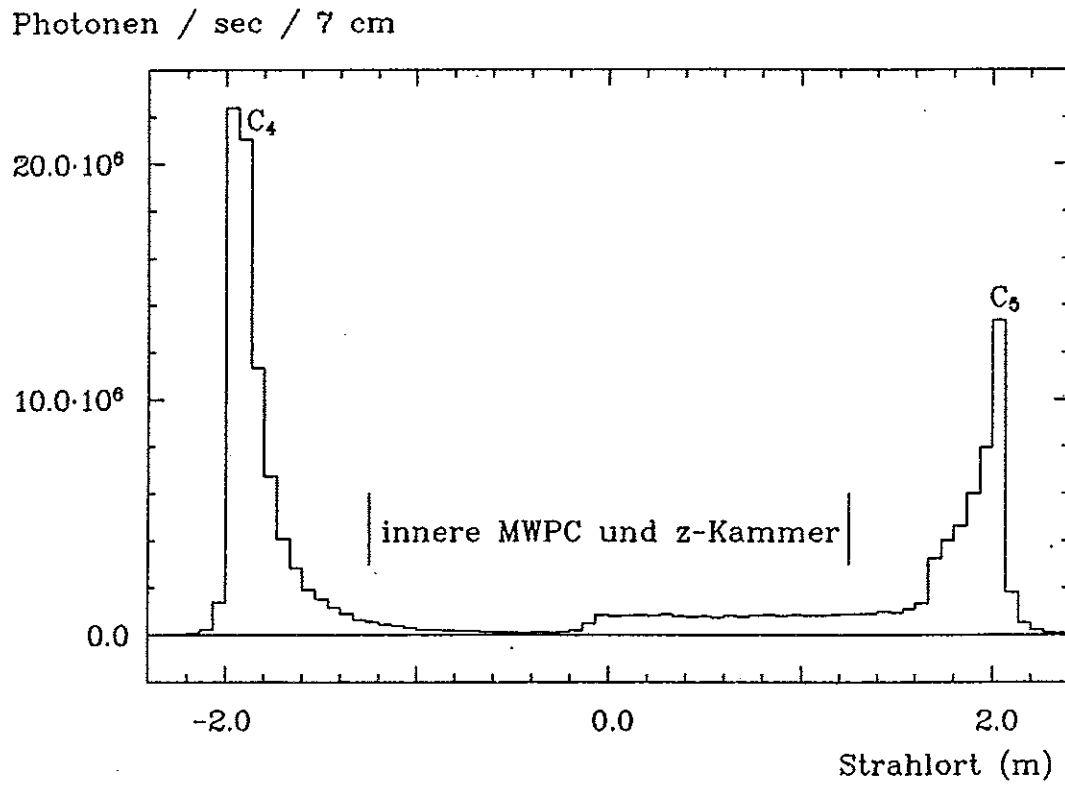


Abbildung 5.10: Verteilung der Strahlung in 15 cm Abstand von der Strahlachse

5.3.5 Absorberpositionen und -dimensionen

Die Festlegungen der Positionierungen und Dimensionierungen der Absorber und Kollimatoren sollen hier zusammengestellt werden.

- Die Positionen der Kollimatoren C_1 , C_2 und C_3 sind durch die Lücken zwischen den Magneten festgelegt. Ihre Öffnungen sind beweglich.
- Die Kanten des Kollimators C_4 haben einen Abstand von 4 cm von der Strahlachse. Um ihn weiter aus dem Detektorzentrum hinauszuschieben, muß te die Öffnung enger gemacht werden. Verschiebt man C_4 in Richtung des Wechselwirkungspunktes, so nähert sich das Maximum der Ortsverteilung der von C_4 zurückgestreute Strahlung der Driftkammer.
- Ebenso nähert sich die von C_5 zurückgestreute Strahlung der Driftkammer, wenn man C_5 zum Wechselwirkungspunkt verschiebt. Bei Verschiebung aus dem Detektor hinaus muß die Öffnung von C_5 verringert werden. Der Kollimator darf dabei nicht von der direkten Synchrotronstrahlung erfaßt werden.
- Verschiebt man den Absorber A_{12} vom Detektor weg, so wird bei weitester Öffnung von C_3 ein Teil des Strahlrohrs bei +12m von der direkten Synchrotronstrahlung getroffen, wodurch sich der Photonfluß im Detektor infolge des großen Albedos von Eisen erhöht. Setzt man A_{12} 2 m dichter an den Wechselwirkungspunkt heran, so führt dies zu einem Anstieg des Photonflusses im Detektor um etwa 12%.
- Die Positionen und Dimensionen der Absorber A_{24} und A_{25} haben auf den Photonfluß im Detektor nur einen geringen Einfluß.

5.4 Abschätzung der dreifach gestreuten Strahlung

Es soll gezeigt werden, daß dreifach gestreute Photonen im Vergleich zu zweifach gestreuten Photonen einen Beitrag von etwa 6% zu dem Photonfluß auf dem zentralen Strahlrohrabschnitt liefern. Zur systematischen Behandlung der dreifach gestreuten Photonen wird zwischen den Quellen 1.Ordnung aus Tabelle 5.2 und den drei Bereichen aus Abschnitt 5.2, die auf den zentralen Strahlrohrabschnitt abstrahlen können, eine weitere Streuung zugelassen. Den Hauptbeitrag in 3.Ordnung liefern solche Photonwege, die nach der ersten Streuung den Bereich zwischen C_3 und A_{12} erreichen. Die zweite Streuung erfolgt am Strahlrohr und nach der dritten Streuung wird der zentrale Strahlrohrabschnitt erreicht (Bild 5.11). Die wichtigsten Beiträge in 3.Ordnung sind in der folgenden Liste zusammengestellt.

1. Vom Strahlrohr auf die Innenflächen von C_4 und C_5 und weiter auf das zentrale Strahlrohr (Wege a und b in Bild 5.11): Tabelle 5.12
2. Vom Strahlrohr auf das Strahlrohr zwischen C_3 und C_4 und weiter auf das zentrale Strahlrohr (Weg c in Bild 5.11): Tabelle 5.13
3. Vom Strahlrohr auf das Strahlrohr von C_5 bis A_{12} und weiter auf den zentralen Strahlrohrabschnitt (Weg d in Bild 5.11): Tabelle 5.14

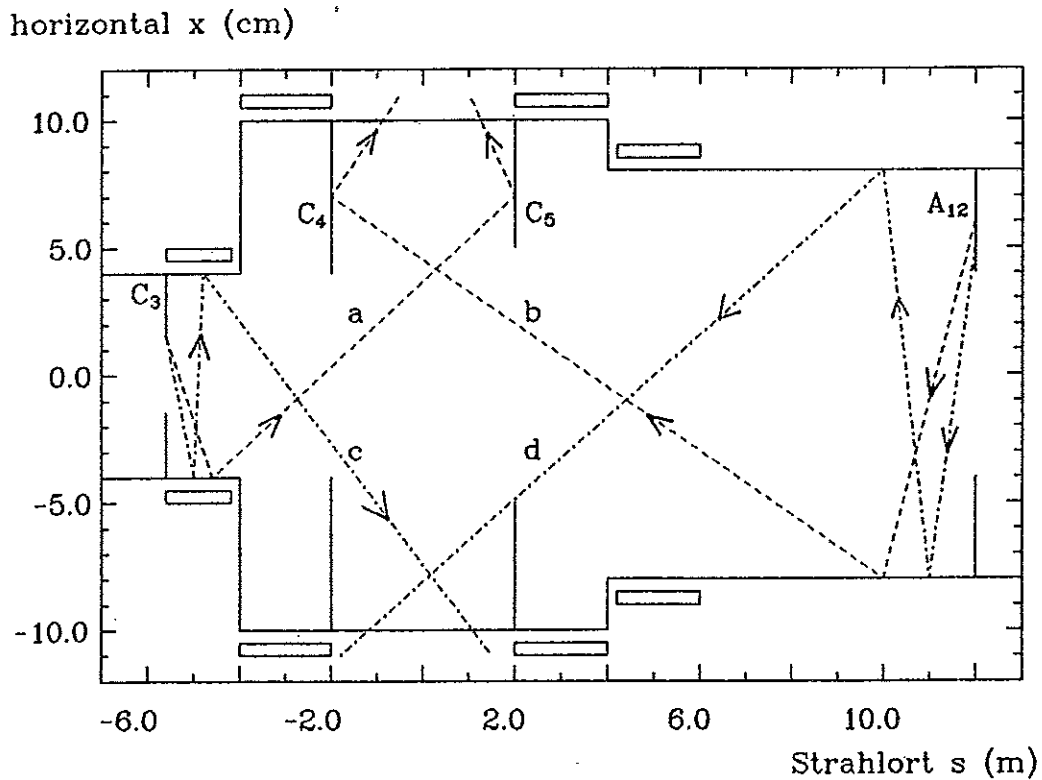


Abbildung 5.11: Wege der dreifach gestreuten Strahlung

2.Quelle (m)	auf 3. C_4/C_5 $10^7/s$	rückgestreut $10^5/s$	% zur 2.Ordnung
-5,6 -5,4	10	14	0,95
-5,4 -5,0	0,13	0,19	0,013
-5,0 -4,0	0,20	0,30	0,02
-4,0 -2,0	0,0	0,0	0,0
2,0 4,0	0,0	0,0	0,0
4,0 6,0	0,06	0,075	0,005
6,0 9,0	0,2	0,23	0,016
9,0 10,4	0,1	0,12	0,008
10,4 11,3	0,27	0,32	0,021
11,3 11,8	4,0	4,1	0,28
11,8 12,0	33	34	2,3
Summe	48	53	3,6

Tabelle 5.12: Strahlung in 3.Ordnung: von der Kante von C_3 und von A_{12} auf das Strahlrohr und weiter auf C_4 und C_5

3.Quelle (m)	empfängt /s	zurück /s	auf (-2m;2m) /s	% zur 2.Ordnung
-5,6 -5,4	$1,5 \cdot 10^{12}$	$1,2 \cdot 10^{10}$	$2,5 \cdot 10^6$	1,1
-5,0 -4,0	$8,3 \cdot 10^9$	$1,1 \cdot 10^9$	$3,2 \cdot 10^5$	0,12
-4,0 -2,0	$2,8 \cdot 10^8$	$3,6 \cdot 10^7$	$1,4 \cdot 10^6$	0,6

Tabelle 5.13: Strahlung in 3.Ordnung: Von der Kante von C_3 auf den Strahlrohabschnitt $[-5,6;-5,4]$ m, wieder auf das Strahlrohr und weiter auf den zentralen Abschnitt

3.Quelle (m)	empfängt /s	zurück /s	auf (-2m;2m) /s	% zur 2.Ordnung
2,0 4,0	$2,6 \cdot 10^8$	$3,5 \cdot 10^7$	$4,4 \cdot 10^5$	0,18
11,6 12	$1,5 \cdot 10^{13}$	$5,9 \cdot 10^{11}$	$8,4 \cdot 10^4$	0,035

Tabelle 5.14: Strahlung in 3.Ordnung: Von A_{12} auf den Strahlrohabschnitt $[11,6;12]$ m, wieder auf das Strahlrohr und weiter auf den zentralen Abschnitt.

Die erfaßten dreifach gestreuten Photonen erhöhen den Photonfluß der 2.Ordnung auf dem zentralen Strahlrohrabschnitt um 5,6%.

Photonen, die zwei Streuungen außerhalb des Bereichs von C_3 bis A_{12} ausführen, liefern einen verschwindenden Beitrag zu dem Photonfluß auf dem zentralen Strahlrohrabschnitt. Zur Bestätigung seien drei Beispiele in Tabelle 5.15 angeführt.

Photonweg	Anteil zur 2.Ordnung
Kantenstreuung an C_2 und Kantenstreuung an C_3	$6 \cdot 10^{-9}$
Rückstreuung von C_3 und Rückstreuung von C_2	$7 \cdot 10^{-6}$
Rückstreuung von A_{25} und Kantenstreuung an A_{12}	$6 \cdot 10^{-10}$

Tabelle 5.15: *Strahlung in 3.Ordnung: zwei Streuungen außerhalb des Bereichs von C_3 bis A_{12}*

Photonen, die nach drei und mehr Streuungen den zentralen Strahlrohrabschnitt erreichen, können gegen den Fluß der zweifach gestreuten Photonen vernachlässigt werden.

Zusammenfassung

Der Photonfluß der Synchrotronstrahlung, die bei der letzten Ablenkung des Elektronenstrahls um 10 mrad vor den Wechselwirkungszonen von HERA mit einer charakteristischen Energie von 70 keV entsteht, kann durch ein System von Kollimatoren und Absorbern bis zu den zentralen Komponenten des Detektors um 11 Größenordnungen reduziert werden. Die Kollimatoren und Absorber sollten aus Wolfram bestehen. Wenn sie von der Synchrotronstrahlung direkt getroffen werden, sollten sie 12 bis 15 cm dick sein. Zur Absorption der einfach gestreuten Strahlung reicht eine Dicke von 2 bis 3 cm aus. Der Anteil der von der bestrahlten Oberfläche der Absorber zurückgestreuten Photonen kann durch eine doppelte Beschichtung minimiert werden, wenn Photonen mit Energien unterhalb von 10 keV in der Wand des Strahlrohrs absorbiert werden. Die Beschichtung besteht aus einem Metall mit Ordnungszahl im Bereich von $Z = 40$ bis $Z = 50$ sowie einer Kupfer- oder Eisenschicht. Die Schichtdicken entsprechen zwei mittleren freien Weglängen der K-Fluoreszenzphotonen des darunterliegenden Elements.

Für die Kantenstreuung an den Kollimatoren sind nur Photonen, die mit Kantenabständen von 1 bis 2 mm auf die Oberfläche auftreffen, verantwortlich.

Die Kollimatoren und Absorber werden so positioniert und dimensioniert, daß das Strahlrohr nicht von der direkten Synchrotronstrahlung getroffen wird. Der zentrale Strahlrohrabschnitt im Bereich der Driftkammer des Detektors muß gegen einfach gestreute Photonen durch zwei Kollimatoren geschützt werden. Wenn der Schutz sich nicht auf eine Vertexkammer erstrecken soll, können diese Kollimatoren fest montiert werden.

Die zentrale Driftkammer wird von etwa $2 \cdot 10^7$ zweifach gestreuten Photonen pro Sekunde getroffen. Dies liegt einen Faktor 10 unter der tolerierbaren Grenze, wie sie sich aus den Erfahrungen bei PETRA errechnet. Dies entspricht 2 Photonen pro Durchgang eines Elektronenpakets und etwa 30 Photonen während der Aufzeichnung eines Ereignisses in der Driftkammer. Dreifach gestreute Photonen erhöhen diesen Photonfluß um etwa 6%.

Literaturverzeichnis

- [1] M.Sands: The physics of electron storage rings, SLAC report 121 (1970)
- [2] J.D.Jackson: Classical electrodynamics, chapter 14, Wiley, New York 1975
- [3] H.Winick: Properties of synchrotron radiation, in: H.Winick (Hrsg.): Synchrotron radiation research, Cambridge (1980)
- [4] J.Schwinger, Phys. Rev. 75, p1912 (1949)
- [5] G.Watson: Theory of Bessel functions, Cambridge 1966
- [6] Y.Luke: Integrals of Bessel functions, New York 1962
- [7] A.Erdelyi(Hrsg.): Higher transcendental functions Band 2, New York 1953
- [8] K.Steffen: High energy beam optics, Wiley, New York 1965
- [9] K.Steffen: Basic course in accelerator optics, DESY HERA Report 85/10 (1985)
- [10] B.Baule: Die Mathematik des Naturforschers und Ingenieurs, Band 3 Analytische Geometrie, Leipzig 1964
- [11] A.Chilton: Principles of radiation shielding, Prentice Hall 1984
- [12] E.Storm, H.Israel: Photon cross sections from 1 keV to 100 MeV for elements $Z=1$ to $Z=100$, Nuclear Data Tables A7, p565 (1970)
- [13] J.Hubbell: Photon cross sections, attenuation coefficients and energy absorption coefficients from 10 keV to 100 GeV, Nat. Bureau of Standards Ref. Data Service 29 (1969)
- [14] J.Hubbell et al.: Atomic form factors, incoherent scattering functions and photo scattering cross sections, Journal Phys.+Chem. Ref. Data 4, p471 (1975)
- [15] J.Hubbell, O. Overbo: Relativistic form factors and photon coherent scattering cross sections, Journal Phys.+Chem. Ref. Data 8, p69 (1979)
- [16] W.Bambynek et al.: X-ray fluorescence yields, Auger- and Coster-Kronig transition probabilities, Rev. Mod. Phys. 44, p716 (1972)
- [17] A.Compton, Phys. Rev. 21, p715 (1923)
- [18] O.Klein, Y.Nishina, Zeitschrift f. Physik 52, p853 (1929)
- [19] R.Frühwirth, M.Regler: Monte Carlo Methoden, eine Einführung, BI (1983)

- [20] W.Nelson, H.Hirayama, D.Rogers: The EGS4 code system, SLAC-Report 265 (1985)
- [21] P.Roudeau LEP Note 472 (1983)
- [22] M.Leimdörfer: The backscattering of photons, in in R.Jaeger (Hrsg.): Engeniering compendium on radiation shielding Bd.1 (1968), p233

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. G. Weber, der mir diese Arbeit im Rahmen der Vorbereitung von HERA ermöglichte.

Mein Dank gilt Herrn Dr. W. Bartel für die Betreuung meiner Arbeit. Ich danke dem DESY-Rechenzentrum, das einen störungsfreien Ablauf gesichert hat.

Den größten Dank schulde ich meinen Eltern für die Ermöglichung meines Studiums.

Ich versichere, diese Arbeit selbständig und unter ausschließlicher Verwendung der angegebenen Hilfsmittel durchgeführt zu haben.

Hamburg, im Januar 1987