

GSiI

**Diss. 2009 - 03
February**

**Charakterisierung und erster experimenteller
Einsatz von ortsauflösenden, energiedispersiven
Germanium-Detektoren zur
Präzisionsspektroskopie
an schweren Ionen**

Uwe Spillmann

(Dissertation Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main)

Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH
Planckstraße 1 · D-64291 Darmstadt · Germany
Postfach 11 05 52 · D-64220 Darmstadt · Germany

**Charakterisierung und erster experimenteller
Einsatz von ortsauflösenden, energiedispersiven
Germanium-Detektoren zur Präzisionsspektroskopie
an schweren Ionen**

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
in Frankfurt am Main

von
Uwe Spillmann
aus Gelnhausen

Frankfurt am Main 2008
(D30)

vom Fachbereich Physik der Johann Wolfgang Goethe-Universität
als Dissertation angenommen.

Dekan: Prof. Dr. Dirk-Hermann Rischke

Gutachter: Prof. Dr. Thomas Stöhlker

Prof. Dr. Reinhard Dörner

Datum der Disputation: 16.02.2009

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	1
2	Lambshift und Polarimetrie - Gegenwärtiger Stand der Forschung	5
2.1	Atomare Struktur: Lambverschiebung	5
2.2	Dynamik: Röntgenemission hochgeladener Schwerionen	8
3	Zukünftige Präzisionsexperimente mit Röntgenstrahlung am Speicherring	16
3.1	Spektroskopie: FOCAL Kristallspektrometer zur Messung der 1s-Lambshift in U^{92+}	16
3.2	Polarisation: REC und charakteristische (L→K)-Übergänge . . .	17
4	Die GSI-Beschleunigeranlage	19
4.1	Experimentelle Umgebung	19
5	Grundlagen von Halbleiterdetektoren für elektromagnetische Strahlung	25
5.1	Wechselwirkung von Photonen mit Materie	25
5.1.1	Linearer Schwächungskoeffizient	26
5.1.2	Photoelektrischer Effekt	28
5.1.3	Compton Effekt	28
5.1.4	Paarbildung	33
5.1.5	Elektronen in Materie	34
5.2	Prozesse im Halbleiter	35
5.2.1	PIN-Diode	35
5.2.2	Ladungsdrift und Diffusion	40

6	Polarimetrie	44
6.1	Einfache Polarimeter	44
6.1.1	Einführung in die Compton Polarimetrie	44
6.1.2	Kriterien für die Materialauswahl in Hinsicht auf ein Polarimeter	46
6.1.3	Diskussion unterschiedlicher Polarimetertypen	49
7	Monte Carlo - Simulationen zum Detektorverhalten	55
7.1	Gültigkeitsbereich des physikalischen Modells	56
7.2	Aufbau und Funktionsweise von EGS4 am Beispiel des 4x4-Pixel-Polarimeters	58
7.3	Beschreibung des 4x4-Pixel-Polarimeters	63
8	Ortsauflösende planare Mikrostreifendetektoren	66
8.1	1D-Ge(i) μ -Streifendetektor	66
8.1.1	Das Instrument	66
8.1.2	Laborexperimente	70
8.1.3	Resultate und Diskussion	72
8.2	Das 2D-Ge(i) μ -Streifendetektorsystem	72
8.2.1	Detektor	72
8.2.2	Datenaufnahme	76
9	Charakterisierung des 2D Mikrostreifendetektors an der ESRF	80
9.1	Anforderungen von FOCAL	80
9.2	ESRF - Facility und Experimentierumgebung	82
9.3	Response Function des Detektors für 60 keV Photonen: Homogenitätstest hinsichtlich FOCAL	84
9.3.1	Experimenteller Aufbau und Parameter	85
9.3.2	Datenanalyse in Hinsicht auf FOCAL	86
10	Polarimeter	102
10.1	Designanforderungen für die Polarimetrie	102
10.2	Experimenteller Teil	103
10.2.1	Experimenteller Aufbau und Parameter	103
10.2.2	Überlegungen zur Rekonstruktion von Compton-Ereignissen	103
10.2.3	Analyse der Daten	105

10.3	Simulation: 2D-Mikrostreifen Detektor als Polarimeter	120
10.3.1	Geometrie	120
10.3.2	Simulation und Resultate	120
11	Erste Messergebnisse und Resultate	123
11.1	Spektroskopie: Bedeutung des 2D-Streifendetektors für FOCAL	123
11.1.1	Aufbau und Durchführung	123
11.1.2	Analyse und vorläufige Ergebnisse	124
11.2	Polarimetrie: Erste Messung der linearen Polarisierung des K- REC in U^{92+} am ESR	124
11.2.1	Experimentdurchführung	125
11.2.2	Datenanalyse	126
11.2.3	Ergebnisse und Diskussion	130
12	Ausblick	133
12.1	Spektroskopie an antiprotonischen Atomen	133
12.2	Ortsempfindliche Halbleiterdetektoren zur Messung Spin- polarisierter Teilchen	134
12.3	Ultrakurze Röntgenstrahlungspulse	135
12.4	Si(Li)-Detektor	137
13	Zusammenfassung	140

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

Die Quantenelektrodynamik (QED) gilt als eine der genauesten experimentell überprüften physikalischen Theorien. Dies ist sicherlich der Fall für hochpräzise Messungen an leichten Atomen, wie Wasserstoff oder Helium [Hae95, InC95, FiK04], jedoch nicht für die schwersten Systeme bis hin zu Uran. Aber gerade hier, im Bereich, in dem die gebundenen Elektronen höchste elektrische Feldstärken sehen, bieten atomphysikalische Untersuchungen an Speicherringen mit Ein- und Wenigelektronen-Systemen fantastische Testmöglichkeiten der QED. So wurden theoretisch vorwiegend leichte Systeme wie Wasserstoff oder Helium mittels Störungstheorie durch Entwicklung in $(Z\alpha)$ behandelt, wobei α die Feinstrukturkonstante ist. Dies setzt voraus, dass $(Z\alpha) \ll 1$ ist. Für kleine Kernladungszahlen Z ist das gegeben; für schwere Systeme wie Uran mit $Z = 92$ und der Feinstrukturkonstanten $\alpha \approx 137.036$ gilt diese Aussage nicht mehr und die Expansion in (αZ) verliert ihre Berechtigung. Hier können nur Rechnungen [YeI03, YeI05, ArS05], die in allen Ordnungen von $(Z\alpha)$ vollständig sind, angewandt werden. Zu Fragestellungen auf diesem Gebiet konnten in der Vergangenheit röntgenspektroskopische Experimente am Experimentierspeicherring ESR der GSI unter Verwendung von einfachen Halbleiterdetektoren durchgeführt werden [Gum03, GuS03, GuS05, StG94, StK95, StL99, StM01, Tas05, TaS06]. Hierbei wurden vor allem theoretisch vorhergesagte QED-Effekte, die bei schwersten Systemen wie Uran besonders hervortreten, untersucht. Das Resultat dieser Untersuchungen ist, dass die 1s-Lamb-Verschiebung in Uran mittlerweile auf dem Ein-Prozent Niveau als überprüft angesehen werden kann [Gum03, GuS03]. Eine weitere Verbesserung der experimentellen Genauigkeit, wie sie letztlich für einen aussagekräftigen Test der QED in hohen Feldbereich erforderlich ist, setzt die Einführung neuer Technologien zum Nachweis hochenergetischer Röntgenstrahlung voraus.

Seit seiner Inbetriebnahme im Jahr 1990 wurde der ESR ständig optimiert [Fra87, Pot90, Bos93, MoS96, StB04], sodass nunmehr hinreichend hohe Luminositäten erreicht werden, um hochauflösende Kristallspektrometer erfolgreich

einsetzen zu können. Im Vergleich zu konventionellen Halbleiterdetektoren mit einer Raumwinkelakzeptanz von 10^{-4} an der Wechselwirkungskammer des internen Gastargets des ESR erreichen Kristallspektrometer, wie FOCAL [BeS04], für einen Energiebereich von ca. 70-100 keV konstruktionsbedingt lediglich eine Raumwinkelakzeptanz von 10^{-8} . Dem steht hier, je nach Kompromiss aus Effizienz und Energieauflösung, eine um mehr als eine Größenordnung bessere Energieauflösung gegenüber. Konventionell müßte die Fokal-Ebene wegen der hohen Photonenenergie mit einem Schlitzsystem und einer Halbleiterdiode, die im Vergleich zu Filmen oder CCDs eine um Faktoren höhere Nachweiseffizienz besitzt, in energiedispersiver Richtung abgescannt werden um eine hohe Energieauflösung zu erreichen. Wegen der benötigten Messzeit und der nicht ausreichend kontrollierbaren Quellintensität ist dieses Vorgehen nicht vertretbar. Benötigt wird ein simultaner orts aufgelöster Photonennachweis im interessanten Energiebereich, um auf eine Kollimierung verzichten zu können. Die Anforderungen an einen derartig fein strukturierten (ca. $250 \mu\text{m}$) und hinreichend dicken Röntgendetektor (ca. 10 mm) übersteigen jedoch in mehrerer Hinsicht bei weitem die Spezifikationen der kommerziell verfügbaren Detektorsysteme.

Die Entwicklung und der Betrieb dieser neuartigen ortsauflösenden Detektoren stellt einen erheblichen Aufwand dar. Es liegt deshalb nahe weitere Gebiete zu erschließen, in denen mit diesen neuen Detektorsystemen ein wesentlicher Beitrag geliefert werden kann.

Ein solches ist die Untersuchung von Polarisationsphänomenen, wie sie in relativistischen Schwerionenstößen auftreten. Diese sind eine essentielle Grundlage zum Verständnis der Teilchendynamik in extrem starken und zeitlich kurzen elektromagnetischen Feldern. So konnte experimentell belegt werden, dass, durch relativistische Effekte moderiert, die hochenergetische radiative Rekombinationsstrahlung (REC) eine deutliche energie- und winkelabhängige lineare Polarisation aufweist [Tas05, Tas06]. Hierbei handelt es sich um die Zeitumkehr der Photoionisation, dem bei weitem wichtigsten Ladungstransferprozess für relativistische Projektile im hohen Z-Bereich. Die bei diesem Prozeß auftretende hochenergetische Röntgenstrahlung weist eine starke anisotrope Winkelabhängigkeit und charakteristische Polarisationsseigenschaften auf, die durch höhere Multipolordnungen und insbesondere durch magnetische Beiträge zum Strahlungsfeld geprägt sind. Während diese Effekte für den direkten Prozeß der Photoionisation nur sehr schwer experimentell zugänglich sind, ermöglicht der Zugang über den REC erstmals Präzisionsuntersuchungen der Photoionisation im hohen Z-Bereich für einfache elektronische Konfigurationen. Vom experimentellen Standpunkt sind die meisten konventionellen Polarimeter, wie Bragg-Polarimeter, wegen der geringen Effizienz im Energiebereich der beobachteten Photonen aus dem REC schwerer Systeme von ca. 60 keV bis zu mehreren 100 keV nicht geeignet. Möglich ist jedoch die Verwendung des Compton-Polarimeter-Prinzips, wie es seit mehreren Jahrzehnten in der

Kernphysik und Astronomie eingesetzt wird [MeD50]. Es beruht darauf, dass die bevorzugte Streurichtung eines einfallenden Photons an einem freien bzw. schwach gebundenen Elektron abhängig von der Orientierung des elektrischen Feldvektors des einfallenden Photons ist. Die üblichen Aufbauten aus einzelnen diskreten Detektoren oder kleinen Arrays sowohl was die Streuwinkelauflösung betrifft als auch bzgl. des Platzbedarfs und der Handhabung im Experiment sind jedoch nicht optimal.

Die Fortschritte der letzten Jahre auf dem Gebiet der dicken strukturierten Halbleiterdetektoren [PrR84, PrR85, PrS01, PrK03, PrK04, PrH05], ermöglichen ein Konzept, bei dem die Aufgabe von Streuer und Absorber durch einen einzigen hinreichend großen planaren ortsauflösenden Detektor erfüllt wird.

Neben den vielfältigen Anwendungen in der grundlagenorientierten Röntgenspektroskopie und -polarimetrie können mit dieser Technologie auch anwendungsorientierte Probleme behandelt werden. In Bezug auf die zukünftige Beschleunigeranlage FAIR wird die Verwendung spinpolarisierter Ionenstrahlen diskutiert. In diesem Zusammenhang ist die theoretisch vorhergesagte Sensitivität der Photonenpolarisationsebene aus dem REC-Prozess auf die Spinpolarisation der beteiligten Stoßpartner [Sur05] interessant. Hier wird eine Verkippung der Polarisationsebene der Rekombinationsstrahlung gegen die Streuebene erwartet. Im Rahmen der Diagnostik könnte mit einem Compton-Polarimeter die REC-Strahlung aus Reaktionen des Strahls mit dem Restgas gemessen werden. Diese zerstörungsfreie Messmethode kann einen bedeutenden Beitrag zur Kontrolle der Qualität des spinpolarisierten Ionenstrahls leisten. So präparierte Ionenstrahlen gelten als wichtiger Baustein für Experimente mit Schwerionen zur Paritätsverletzung, wie sie von der SPARC-Kollaboration an FAIR untersucht werden sollen [STR06].

Über die beschriebenen Fälle hinaus bringt die Weiterentwicklung von Detektorsystemen und Detektionstechniken auch auf anderen Gebieten ein großes Potential mit. Dies sei am Konzept der Compton-Kamera gezeigt, das unter Verwendung der Kinematik des Compton-Effekts aus den Messdaten auf die Richtung eines einfallenden Photonenflusses schließt. Zu dieser Thematik gibt es neben starken Aktivitäten in Gebieten der Röntgen-Astronomie [BeB06, LeD97], wo aus der Polarisation auf die dynamischen Prozesse (z.B. Elektronenjets) in astronomischen Objekten geschlossen wird. In der medizinischen Diagnostik gibt es Forschungsaktivitäten durch das Prinzip der Compton-Kamera den Kontrast und die Auflösung von SPECT- und PET-Systemen zu verbessern und gleichzeitig die applizierten Strahlendosis zu reduzieren [Stu05].

Kapitelübersicht

Nach diesem einleitenden Abschnitt als Motivation wird in Kapitel 2 zunächst der aktuelle Stand der Forschung für die $1s$ -Lamb-Verschiebung an schwersten Systemen sowie Untersuchungen zur Polarisation der radiativen Rekombinationsstrahlung in die K-Schale von Uran dargestellt. Auf dieser Grundlage werden zukünftige Präzisionsexperimente an Speicherringen in Kapitel 3 diskutiert. Hieran schließt sich in Kapitel 4 eine Übersichtsdarstellung der GSI Beschleunigeranlage an. Insbesondere wird der Experimentierspeicherring ESR beschrieben, an dem die oben genannten Experimente durchgeführt wurden. Kapitel 5 gibt eine Einführung zum grundlegenden Verständnis der physikalischen Prozesse beim Nachweis von Röntgenstrahlung in Halbleiterdetektoren. Das anschließende Kapitel 6 diskutiert die Nachweisteknik der Compton-Polarimetrie und einige instrumentelle Konzepte hierzu. Kapitel 7 gibt anhand eines 4×4 -Pixel-Ge(i)-Detektorsystems, mit dem erstmals die K-REC-Strahlung aus Uran am ESR gemessen wurde, einen Überblick über die Monte-Carlo-Software EGS4 [NeH85], die zur Effizienzkorrektur in der Auswertephase und zur Abschätzung des Detektorverhaltens während der Planungsphase der neuen Detektoren verwendet wurde. Es schließt sich in Kapitel 8 eine Darstellung der 1D- und der 2D-Mikrostreifen-Detektorsysteme sowie der durchgeführten Labormessungen an. Die Resultate zur Charakterisierung des 2D-Mikrostreifen-Detektorsystems an der Synchrotronquelle ESRF in Hinblick auf seine Verwendung mit dem FOCAL-Spektrometer sind in Kapitel 9 beschrieben. Die Ergebnisse erster Testmessungen zur Compton-Polarimetrie, die ebenfalls an der ESRF durchgeführt wurden, sind in Kapitel 10 dargestellt. Erste experimentelle Resultate, die durch die neuartigen planaren strukturierten Ge(i)-Detektoren erzielt wurden, werden in Kapitel 11 gezeigt. Die Arbeit schließt in Kapitel 12 mit einem Ausblick und einer zusammenfassenden Darstellung in Kapitel 13.

Kapitel 2

Lambshift und Polarimetrie - Gegenwärtiger Stand der Forschung

2.1 Atomare Struktur: Lambverschiebung

Das von Bohr 1913 vorgeschlagene Atommodell beschreibt annähernd die Abhängigkeit der elektronischen Bindungsenergien von der Kernladungszahl Z und der Hauptquantenzahl n . Die hieraus abgeleiteten Bindungsenergien zeigen jedoch deutliche Abweichungen zu spektroskopisch gewonnenen Daten. Ebenso konnte die experimentell bereits bekannte Feinstrukturaufspaltung der Spektrallinien hiermit nicht erklärt werden. Mit Hilfe der klassischen Quantenmechanik unter Postulierung eines Eigendrehimpulses (Spins) des Elektrons, gelang eine detailgetreue Beschreibung der bekannten atomaren Struktur. Durch die relativistisch korrekte Formulierung der Quantenmechanik gelang es Dirac 1928 in seiner Theorie den Elektronenspin ($s = \pm 1/2\hbar$) und die atomare Struktur ohne Annahmen abzuleiten. Die Dirac-Theorie bildet die Grundlage zum heutigen Verständnis des atomaren Aufbaus. Aus der Dirac-Theorie, bei welcher der Kern als punktförmig und unendlich schwer angenommen wird, folgt, dass durch die Kopplung des Bahndrehimpulses, der durch die Quantenzahl l beschrieben wird, mit dem Elektronenspin s zum Gesamtdrehimpuls mit der Quantenzahl $j = (l \pm 1/2)$ alle Zustände gleicher Haupt- und Gesamtdrehimpulsquantenzahl entartet sind. Lamb und Retherford [LaR47] wiesen 1947 jedoch entgegen dieser Vorhersage der Dirac-Theorie nach, dass die zwei $j=1/2$ Zustände der L-Schale des atomaren Wasserstoffs, d.h. das $2s_{1/2}$ - und das $2p_{1/2}$ -Niveau, nicht entartet sind. Dieser als klassische Lamb-Verschiebung bezeichnete Unterschied von Theorie und Experiment lässt sich durch die Quantenelektrodynamik QED beschreiben [Sch94]. Bedingt durch verschiedene Effekte, wobei Selbstenergie und Vakuumpolarisation die dominanten sind, müssen entsprechende Korrekturen in die Rechnungen eingefügt

werden [Moh74, Moh92, InM98, MoS93, YeS99, YeS95, SoM88, MaN89, PeL93]. Die Kernausschiebung wird hiervon zumeist getrennt behandelt. Als die eigentliche Lamb-Verschiebung werden neben den soeben genannten QED-Korrekturen 1. Ordnung, auch die höherer Ordnung gezählt, sowie alle anderen Beiträge (z.B. Kernpolarisation), die zum Unterschied von experimentellen Ergebnissen zur Dirac-Theorie beitragen. Lediglich die Korrektur auf Grund der endlichen Masse des Atomkerns wird nicht relativistisch behandelt und aus historischen Gründen nicht zur Lamb-Verschiebung hinzugerechnet.

Grundsätzlich sind alle atomaren Energieniveaus von QED-Korrekturen betroffen, jedoch das 1s-Orbital am stärksten, da der Radialanteil der 1s-Wellenfunktion den größten Überlapp mit dem Kern besitzt.

Die atomare Struktur von Wasserstoff [FiK04] ist mittlerweile äußerst exakt vermessen und die Untersuchungen wurden inzwischen auf schwerste wasserstoffähnliche Systeme, bis hin zu Uran [GuS05], erweitert. Besonders erwähnt werden muss, dass im Vergleich zu den Bindungsenergien, die mit Z^2 skalieren, die QED-Effekte mit Z^4 verlaufen. Im Wasserstoffatom mit $Z=1$ bewegen sich QED-Beiträge auf einem 10^{-6} Niveau. Auf Grund des Energiebereichs können die experimentellen Untersuchungen mit Techniken der Laser-Spektroskopie durchgeführt werden. Im Vergleich hierzu rangiert die Lamb-Verschiebung z.B. in Uran mit $Z=92$ im Bereich von $4 \cdot 10^{-3}$, aber der Energiebereich der Bindungsenergien dieser schweren Systeme liegt bei mehreren 10 keV bis zu 100 keV. Diese Energien können zwar nicht mehr Laser-spektroskopisch betrachtet werden, stattdessen können jedoch Halbleiterdetektoren aus der Röntgenspektroskopie eingesetzt werden. Als besonders lohnenswert für die Untersuchung der 1s-Lamb-Verschiebung (siehe Abbildung 2.1) erwies sich in Uran der $2p_{3/2}$ nach $1s_{1/2}$ Übergang, der als Lyman- α_1 -Übergang bezeichnet wird (siehe Abbildung 2.2). Zusammen mit der theoretisch als bekannt angenommenen Energie des $2p_{3/2}$ -Niveaus kann die 1s-Lamb-Verschiebung bestimmt werden. Abbildung 2.3 zeigt die zeitliche Evolution dieser Messungen sowohl von experimenteller als auch von theoretischer Seite. Der aktuelle Stand ist eine experimentell bestimmte 1s-Lamb-Verschiebung von 459.8 ± 4.2 eV [GuS05] im Vergleich zur theoretischen von 463.95 ± 0.5 eV. Vorläufiges Ziel der experimentellen Arbeiten ist eine Genauigkeit von 1 eV, da hier die QED-Korrekturen 2. Ordnung in α so groß werden, dass ihre theoretische Beschreibungen in diesen schweren Systemen von großer Bedeutung wird. Bei dieser Genauigkeit zeichnet sich von experimenteller Seite her die Notwendigkeit ab, neue Nachweiskonzepte zu entwickeln, da die bisherigen Experimentaufbauten, die konventionelle Halbleiterdetektoren verwendeten, auf instrumentbedingte Auflösungsgrenzen stoßen.

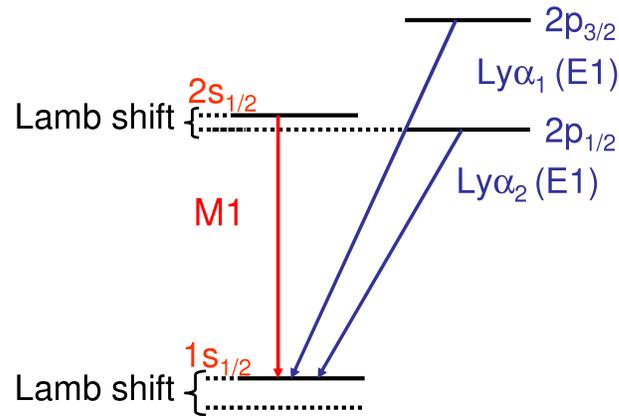


Abbildung 2.1: Vereinfachte Termdarstellung des Lyman-Übergangs. Die gepunktet dargestellten Niveaus entsprechen den durch die Dirac-Theorie berechneten.

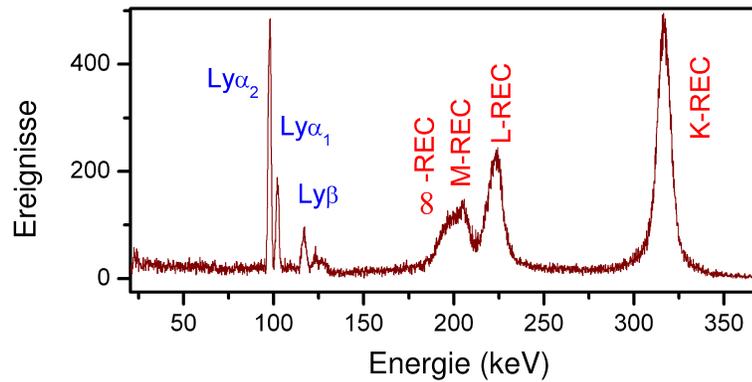


Abbildung 2.2: Beispiel eines am Speicherring ESR gemessenen Energiespektrums bei einer Projektilenergie von 368 MeV/u. Das Spektrum wurde unter einem Winkel von 132 Grad aufgenommen. Die dominanten Strukturen können dem Prozeß des Radiativen Elektroneneinfangs (REC) zugeordnet werden.

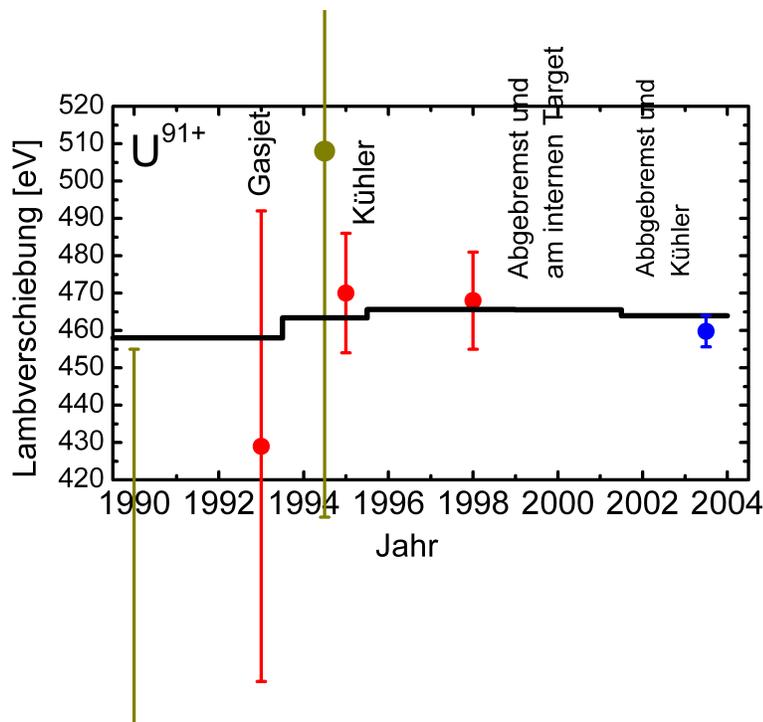


Abbildung 2.3: Chronologischer Verlauf der experimentellen und theoretischen Ergebnisse zur 1s-Lamb-Verschiebung in H-ähnlichem Uran

2.2 Dynamik: Röntgenemission hochgeladener Schwerionen

Die *Radiative Recombination (RR)* und der *Radiative Electron Capture (REC)* sind die dominanten Einfangprozesse in Ion-Elektron- bzw. Ion-Atom-Stößen bei niedrigen Kernladungszahlen des Targets (z.B. H_2) und hohen Stoßenergien. Der RR-Prozess beschreibt den Einfang eines freien Elektrons mit der Energie E_{kin} in einen gebundenen atomaren Zustand der Hauptquantenzahl n mit der Bindungsenergie E_{Bind} unter gleichzeitiger Emission eines Photons der Energie $\hbar\omega = E_{kin} - E_{Bind}$ ist. Der RR-Prozess stellt den zeitinversen Ablauf der Photoionisation dar (siehe Abbildung 2.4). Diese Tatsache eröffnet die Möglichkeit, anhand des RR-Prozesses die Photoionisation, eine der wichtigsten Wechselwirkungen von Licht und Materie überhaupt, in starken Feldern zu studieren [StG94, EiS07].

Im Gegensatz zum RR-Prozess beschreibt der REC-Prozess den Einfang eines Elektrons aus einem gebundenen atomaren Zustand in einen gebundenen atomaren Zustand eines anderen Atoms. Im Fall vernachlässigbar kleiner Geschwindigkeit $v_T = (\alpha Z_t/n_T)c$ (mit Kernladungszahl Z_t und Quantenzahl n_T des Targetelektrons gegenüber der Projektilgeschwindigkeit v_P , wie es in Stoßexperimenten mit hochgeladenen Schwerionen auf Gastargets

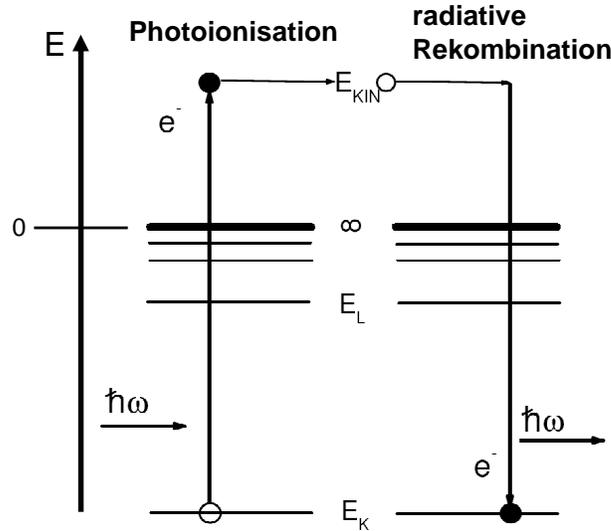


Abbildung 2.4: Illustration der Photoionisation als zeitinverser Prozess der Radiativen Rekombination (RR)

der Fall ist, kann das Elektron im Rahmen der Impulsnäherung als frei angesehen werden. Dies ermöglicht es den REC-Prozess (Abbildung 2.2) in guter Näherung als RR-Prozess zu behandeln.

Im Energiebereich der Photonen oberhalb von 50 keV bis zu einigen 100 keV, der relevant für Systeme mit hoher Kernladungszahl Z ist, sind nach unserer Kenntnis, abgesehen von der in Kapitel 11.2 diskutierten Messung [TaS06], bis jetzt keine atomphysikalischen (Speicherring-)Experimente zur linearen Polarisation von Photonen aus dem RR- und dem REC-Prozess durchgeführt worden. Gleiches gilt für den zeitinvertierten Prozess der Photoionisation, der experimentell im hohen Z -Bereich, d.h. bei Photonenenergien um 100 keV, außer indirekt über den REC-Prozess noch nicht erfassbar ist.

Dipolnäherung des REC Prozesses für den 1s-Grundzustand

Mit großem Erfolg wird der RR-Prozess von Stobbe theoretisch als Elektreneinfang in beliebige (n,l) -Zustände durch die nicht-relativistische Dipol-Näherung behandelt [Sto30]. Mit erstaunlicher Übereinstimmung läßt sich der K-REC in einem Energiebereich von wenigen keV bis in den unteren GeV-Bereich beschreiben, obwohl im hochenergetischen Bereich die Dipolnäherung sicherlich ihre Gültigkeit verliert.

Um aus dem totalen RR-Querschnitt für ein einzelnes freies Elektron den REC-Querschnitt zu berechnen muss der RR-Querschnitt mit der Anzahl der quasi-freien Elektronen des Targets multipliziert werden. Für den Einfang in den

1s-Grundzustand vereinfacht sich Stobbes Formalismus zu:

$$\sigma_{1s}^{Stobbe} = 11.016 \cdot \frac{\nu^3}{1 + \nu^2} \frac{e^{-4\nu \arctan(\frac{1}{\nu})}}{1 - e^{-2\pi\nu}} \cdot 10^{-21} \text{cm}^2 \quad (2.1)$$

Hierbei ist

$$\nu = \alpha Z/n\beta \quad (2.2)$$

der Sommerfeld-Parameter, α die Feinstrukturkonstante und $\beta = \frac{v}{c}$ die Stoßgeschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit c .

Unter Berücksichtigung des Skalierungsverhaltens des RR-Prozesses

$$\sigma_n \propto \frac{1}{n^3} \quad (2.3)$$

als Funktion der Hauptquantenzahl n , beschreibt diese Formel erfolgreich den totalen Wirkungsquerschnitt für den REC-Einfangprozess in die K-Schale für Stoßenergien bis zu einigen GeV, unter der Voraussetzung, dass die kinetische Elektronenenergie deutlich kleiner als die Elektronenruhemasse ist [StK95].

In der Dipolnäherung sind höhere Multipolterme, die zur Beschreibung des Prozesses bei höherer Energie notwendig sind, nicht enthalten. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma_{Dipol}}{d\Omega}$ zeigt deshalb für die bei niedrigen Energien korrekte Beschreibung eine Emissionscharakteristik der Photonen, die einer $\sin^2(\theta)$ -Verteilung folgt, wie sie für Dipolstrahlung zu erwarten ist.

Exakte relativistische Rechnungen zur Winkelverteilung des K-REC

Zur exakten relativistischen Behandlung des RR- bzw. REC-Prozesses muss eine relativistisch korrekte Berechnung der winkeldifferentiellen Querschnitte für die Photoionisation [BeS57] durchgeführt werden. Durch das Prinzip des detaillierten Gleichgewichts [Coe51] werden die Resultate in Rekombinationsquerschnitte umgewandelt, und anschließend für die Berechnung der REC-Querschnitte mit der Impulsverteilung der Targetelektronen gefaltet. Zuletzt wird die Transformation in das Laborsystem vorgenommen.

In Abbildung 2.5 sind die winkeldifferentiellen Wirkungsquerschnitte des K-REC als Resultat exakter relativistischer Rechnungen (als durchgezogene Linie) sowie in Dipolnäherung (als gestrichelte Linie) dargestellt [EiS07]. Allgemein läßt sich über strahlende Rekombination bzw. Einfang eines Elektrons ohne Betrachtung des Spins in den $l=0$ Zustand der K-Schale die Aussage treffen, dass der differentielle Wirkungsquerschnitt zu stark vorwärts und stark rückwärts gerichteten Winkeln gegen Null gehen muss. Dies folgt daraus, dass Anfangs- und Endzustand $m_l = 0$ aufweisen. Da Drehimpulserhaltung gelten muss, ist die Emission eines Photons mit einem Drehimpuls ± 1 in Bewegungsrichtung verboten. Nur Spinflip-Prozesse, welche durch die von relativistischen Geschwindigkeiten hervorgerufene magnetische Wechselwirkung stattfinden, können den Übergang dennoch ermöglichen

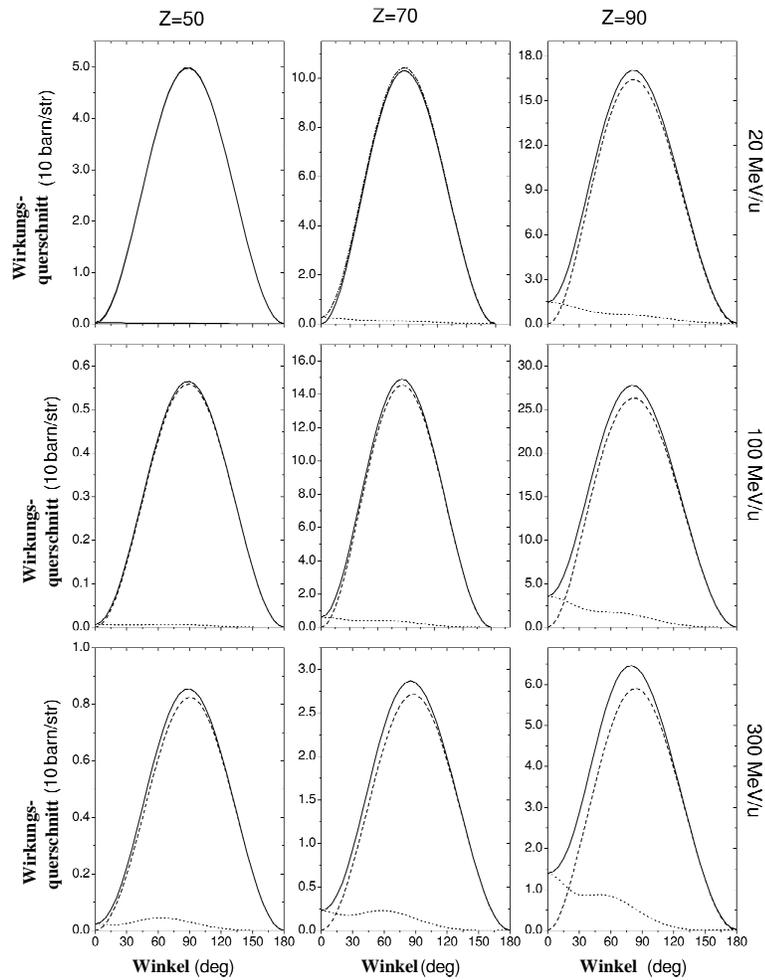


Abbildung 2.5: Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte aus exakten relativistischen Rechnungen für den K-REC von Projektilen mit $Z=50, 70$ und 90 für verschiedene Projektilenergien in den Grafiken als durchgezogene Linie gezeigt. Der Spin-flip Anteil ist gepunktet und der nicht-spin-flip Anteil ist gestrichelt dargestellt. [EiI95, EiI98, EiS07].

[EiI95, Eic90, IcS94, FaM59, PrR73]. Dies führt für die Winkel θ nahe 0° und nahe 180° im differentiellen Wirkungsquerschnitt mit steigender Energie und höherer Kernladungszahl zu Abweichungen von der erwarteten $\sin^2(\theta)$ -Verteilung [SpB79, Spi79].

Experimentelle Daten zum K-REC schwerer Systeme

Bei Messungen der totalen Querschnitte für den REC, wie sie am BEVALAC [MeA85] und am FRS/ESR der GSI [StK95] durchgeführt wurden, zeigte sich der totale Querschnitt für mittlere Energien weitgehend insensitive auf die relativistischen Beiträge. In Abbildung 2.6 sind die Resultate, die für schwere vollständig ionisierte Projektile gemessen wurden, als Funktion des Adiabasiereparameters η dargestellt. Wobei η durch den Sommerfeld Parameter ν (siehe Gleichung 2.2) gemäß folgender Relation bestimmt ist [StK95]:

$$\eta = \frac{1}{\nu^2} \simeq 40.31 \cdot \frac{E_P}{Z_P^2} [\text{MeV}/u] \quad (2.4)$$

Wesentlich ist, daß in dieser Definition von η die Beziehung $E_P = \frac{1}{2}Mv^2$ verwendet wird, d.h. es wird angenommen, daß sich das Projektil mit einer nicht-relativistischen Geschwindigkeit v bewegt. M ist die Projektilmasse und E_P die kinetische Projektilenergie. Hierbei soll darauf hingewiesen werden, dass die hervorragende Übereinstimmung der experimentellen Daten, gemessen bei relativistischen Projektilgeschwindigkeiten, und der exakten Rechnungen mit dem nicht-relativistische Adiabasiereparameter η , offensichtlich auf eine zufällige gegenseitige Kompensation der verschiedenen relativistischen Effekte zurückgeführt werden kann.

Ähnliches gilt für die Photonenemissionscharakteristik. Hier heben sich nahezu vollständig Retardierungseffekte und die relativistische Winkel- sowie Raumwinkeltransformation auf. Die Resultate einer Messung des REC in die K-Schale von nacktem Uran sind in Abbildung 2.7 dargestellt. Sehr deutlich sind hier bereits bei moderaten Energien von 88 MeV/u die relativistischen Effekte (Spin-flip-Anteil) zu sehen [StL99], welche die um $\theta = 90^\circ$ symmetrische nicht-relativistische $\sin^2(\theta)$ -Verteilung bei kleinem θ deformieren. Dieser Effekt nimmt mit der Projektilenergie zu [StM01]. Die Experimentdaten zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den vollständig relativistischen Rechnungen im Rahmen des experimentellen Fehlers. Von experimenteller Seite ist zu erwähnen, dass die möglichen Fehlerquellen gering sind, da die unterschiedlichen Detektoren, welche die verschiedenen Beobachtungswinkel abdecken, zueinander anhand der während des Experiments ebenfalls emittierten isotropen Lyman- α_2 Strahlung aus dem $2p_{1/2}$ nach $1s_{1/2}$ Übergang und der isotropen M1-Strahlung aus dem $2s_{1/2}$ nach $1s_{1/2}$ Übergang normiert werden.

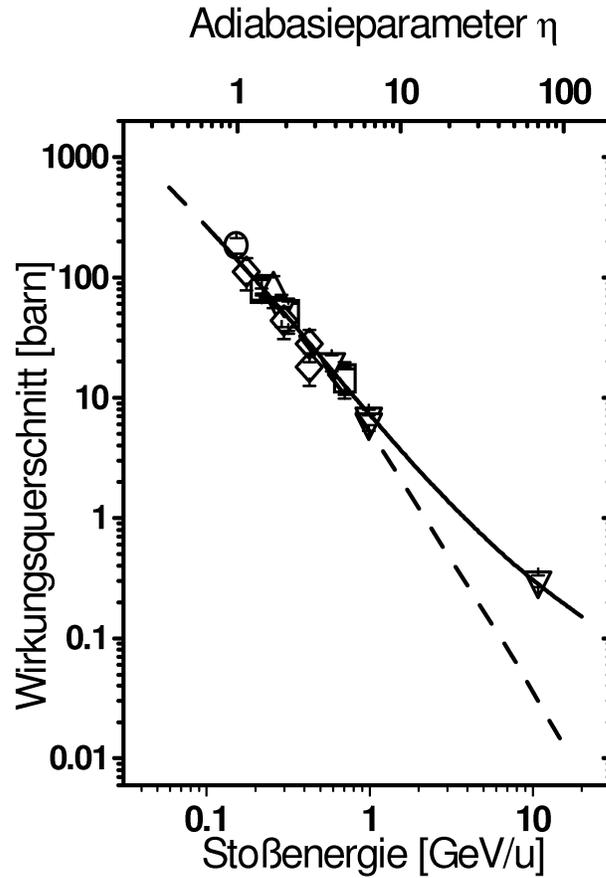


Abbildung 2.6: Experimentelle REC-Wirkungsquerschnitte für schwere Projektile ($54 \leq Z_P \leq 92$) als Funktion des Adiabasieparameters η [StK95]. Die untere x-Achse bezieht sich auf die entsprechenden Stoßenergien für Au-Projektile. Alle Daten wurden auf die Anzahl der Targetelektronen normiert. Die Dipolnäherung ist durch die gestrichelte Linie wiedergegeben, während die durchgezogene Linie sich auf die exakten Rechnungen bezieht. Der Datenpunkt bei 10.8 GeV/u wurde der Referenz [CIB97] entnommen.

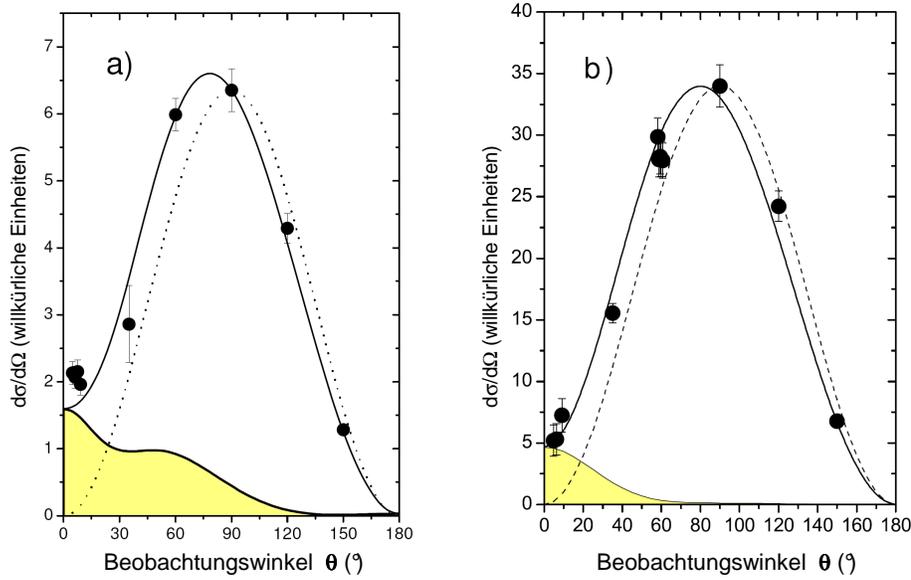


Abbildung 2.7: Winkeldifferentielle Messung des K-REC von U^{92+} auf N_2 . a) wurde bei 309.7 MeV/u [StL99] und b) bei 88 MeV/u [StM01] gemessen. Die experimentellen Daten sind als ausgefüllte Punkte dargestellt, der durchgezogene Verlauf zeigt die vollständig relativistische Rechnung, der schattierte Bereich repräsentiert den Spin-Flip-Anteil und die unterbrochene Linie zeigt jeweils die nicht relativistische Dipol-Näherung.

Polarisation des emittierten Photons beim RR und REC

In Abbildung 2.8 ist der Grad der linearen Polarisation des emittierten Photons beim Einfang eines Elektrons in die K-Schale eines vollständig ionisierten Uranatoms für verschiedene Projektilenergien als Funktion des Emissionswinkels θ gezeigt. Für einen Großteil des Emissionswinkelbereichs wird ein hoher linearer Polarisationsgrad vorhergesagt. Bei nicht relativistischer Behandlung des Problems ist die Polarisation in der Streuebene (vgl. Kap. 5.6), unabhängig von der Kernladungszahl Z , konstant 100 Prozent [Sto30]. Der stark depolarisierende Effekt bei relativistischer Behandlung besonders bei kleinen Winkeln θ wird durch die magnetische Wechselwirkung und eine starke Spin-Bahn Kopplung in schweren Systemen hervorgerufen. Ab circa 500 MeV/u führt dies zum sogenannten *Cross-over* Effekt (Abbildung 2.8). Das bedeutet, dass bei kleinen Streuwinkeln negative Polarisation auftritt, was als Drehung der Polarisationssebene um 90° zu sehen ist. Dies ist gleichbedeutend mit einer Polarisation der RR-Strahlung senkrecht zur Streuebene.

Um weitere Einblicke in die Dynamik des RR- bzw. REC-Prozesses zu erhalten, könnte in Zukunft der Einfluss polarisierter Teilchen betrachtet werden. Für den Einfang von longitudinal polarisierten Elektronen wird für den K-REC eine Verkippung der Polarisationssebene vorhergesagt. So ließe sich

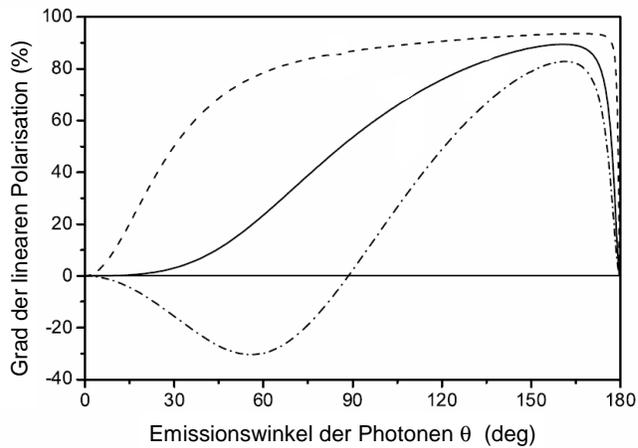


Abbildung 2.8: Energieabhängigkeit der linearen Polarisation der Photonen als Funktion des Emissionswinkels θ für den K-REC in U^{92+} im Bezugssystem des Projektils [EiI02, SuS03] (vgl. Kap. 5.6). Die gestrichelte Kurve stellt den Verlauf bei 20 MeV/u, die durchgezogene bei 300 MeV/u und die punkt-gestrichelte Linie bei 800 MeV/u dar.

auch eine nicht-destruktive Diagnostik für polarisierte Ionenstrahlen realisieren [SuS03, Sur05].

Kapitel 3

Zukünftige Präzisionsexperimente mit Röntgenstrahlung am Speicherring

3.1 Spektroskopie: FOCAL Kristallspektrometer zur Messung der 1s-Lambshift in U^{92+}

Zur hochauflösenden spektroskopischen Untersuchung von Röntgenstrahlung im Bereich von 30 keV bis 120 keV wurde das FOCAL Spektrometer entwickelt [BeS04]. Hierbei handelt es sich um ein Kristallspektrometer, das nach dem Prinzip der FOCusing Compensated Asymmetric Laue Geometrie konstruiert ist. Die Energieauflösung des Spektrometers ist weit besser als 100 eV, die Effizienz beträgt energieabhängig etwa 10^{-8} . Insbesondere für die Messung der 1s-Lambshift verspricht es Genauigkeiten unterhalb von 1 eV zu erreichen.

Aufbau

Das energiedispersive Element des Spektrometers ist der speziell präparierte Kristall. Es handelt sich hierbei um einen 220-Silizium-Einkristall, der asymmetrisch d.h. schräg mit einem Winkel von 2° zu seiner Gitterebene geschnitten ist. Zusätzlich ist der Kristall mit Hilfe einer mechanischen Spannvorrichtung um einen Radius von zwei Metern vorgespannt (siehe Abbildung 3.1). Dies entspricht dem Durchmesser des Rowland Kreises, der auch die Fokalebene beschreibt. Der Kristall transformiert die Energie der Photonen in eine Positionsinformation entlang des Rowland-Kreises. Dort muss auch der ortsauflösende Detektor positioniert werden, um die scharfen Linien nachzuweisen, die annähernd senkrecht zur Dispersionsrichtung abgebildet werden.

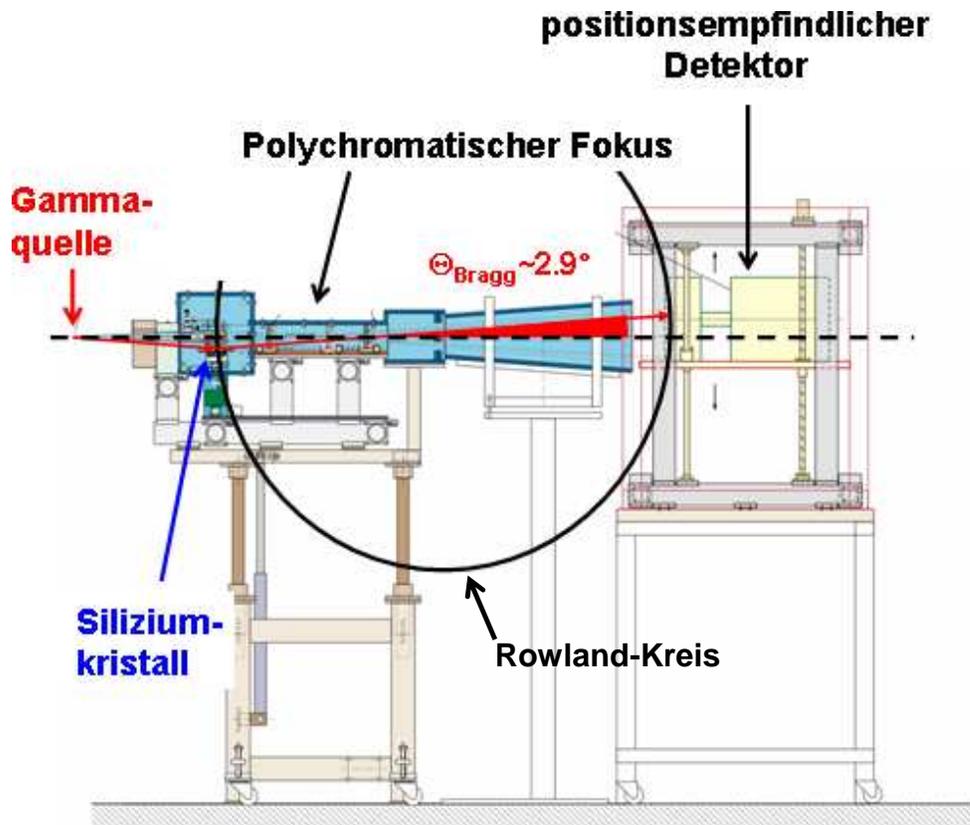


Abbildung 3.1: Skizze von FOCAL

Hierzu werden dicke ortsauflösende planare Halbleiterdetektoren verwendet. Diese erfüllen die notwendigen Anforderungen an Energie-, Zeit- und Ortsempfindlichkeit, um eine wirksame Untergrundunterdrückung zu gewährleisten. Nur durch einen simultanen Nachweis der Linienverteilung wird eine Messung im Experiment bei Raten von drei bis vier Events pro Stunde aus dem gewünschten Reaktionspfad erst möglich. Lediglich für Laborversuche sind Messungen mit kollimierten einfachen Dioden, jedoch in Kombination mit sehr starken Quellen, auf Grund der oben genannten Effizienz von $\epsilon = 10^{-8}$ möglich. Durch die hohen Energien und die benötigte Zeitauflösung scheiden CCD-Elemente aus.

3.2 Polarisation: REC und charakteristische (L→K)-Übergänge

Photonen-Polarisationsphänomene, wie bereits in Kapitel 2.2 diskutiert, sind von grundlegender Bedeutung für das Verständnis von Teilchendynamik in extrem starken elektromagnetischen Feldern. Durch eine erste Messung des

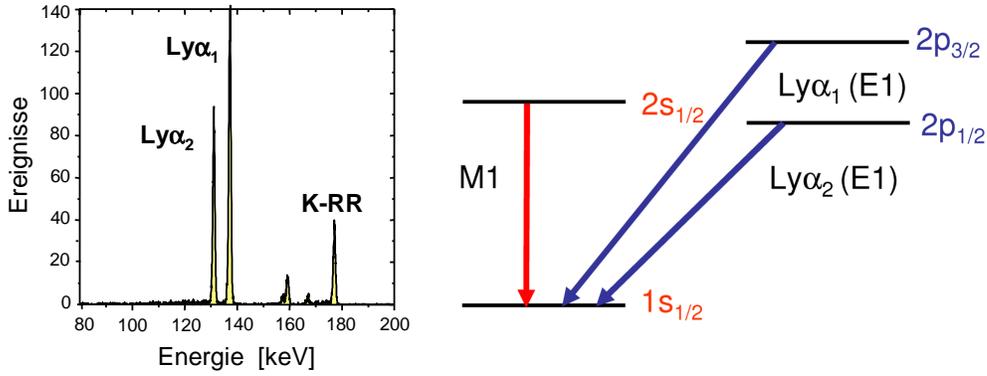


Abbildung 3.2: Energiespektrum von wasserstoffähnlichem Uran nach Elektreneinfang in Uran⁹²⁺ [Gum03], wobei die Photonenenergien stark blau verschoben sind, da unter flachen Vorwärtswinkeln (nahe 0°) gemessen wurde. Für Beobachtungswinkel, unter denen ein Polarimeter eingesetzt werden könnte, würde man Photonenenergien für die L→K Übergänge von deutliche weniger als 100 keV erwarten.

winkelabhängigen Verhaltens der linearen Polarisation der K-REC Photonen aus U^{92+} konnten erste Bestätigungen für die vollständigen theoretischen Vorhersagen gefunden werden. Hier gibt es jedoch starken Bedarf an weiteren experimentellen Resultaten. Gerade bei relativistischen Energien und unter Vorwärtswinkeln wird ab etwa 500 MeV/u eine Absenkung der linearen Polarisation der emittierten Photonen vorhergesagt, die letztendlich sogar zum Umkippen der Polarisationssebene führt (vgl. Abb. 2.8). Diese Resultate sind im wesentlichen durch höhere magnetische Multipolbeiträge zum Strahlungsfeld bestimmt [EiI95, EiI98]. Es wird erwartet, dass hier bedeutende Beiträge zum zeitinversen Prozess des REC, nämlich der Photoionisation, geleistet werden können.

Aber nicht nur der direkte Einfang ist ein interessantes Gebiet sondern auch für die inneratomaren Übergänge (vgl. Lyman-Übergänge in Abb. 3.2) werden Polarisationseffekte vorhergesagt. Hier war der Energiebereich von einigen 10 keV vom instrumentellen Standpunkt für die Polarimetrie nur schwer erreichbar. Diese Lücke wird durch ein auf Silizium basierendes Compton-Polarimeter ebenfalls geschlossen werden [PrH05].

Kapitel 4

Die GSI-Beschleunigeranlage

4.1 Experimentelle Umgebung

Die Produktion intensiver gekühlter Strahlen von vollständig ionisierten schweren Teilchen, wie sie vor allem am Experimentierspeicherring (ESR) [BIF94] der GSI bereitgestellt werden, ist eine wesentliche Voraussetzung zur Durchführung von RR- und REC-Experimenten in schweren Systemen wie Uran. Der ESR mit seinem kalten brillianten Schwerionenstrahl bietet somit einzigartige Experimentierbedingungen auf diesem Feld.

Die Schwerionen-Synchrotron- und Speicherringanlage der GSI (siehe Abbildung 4.1) besteht aus mehreren funktionellen Gruppen zur Präparation der

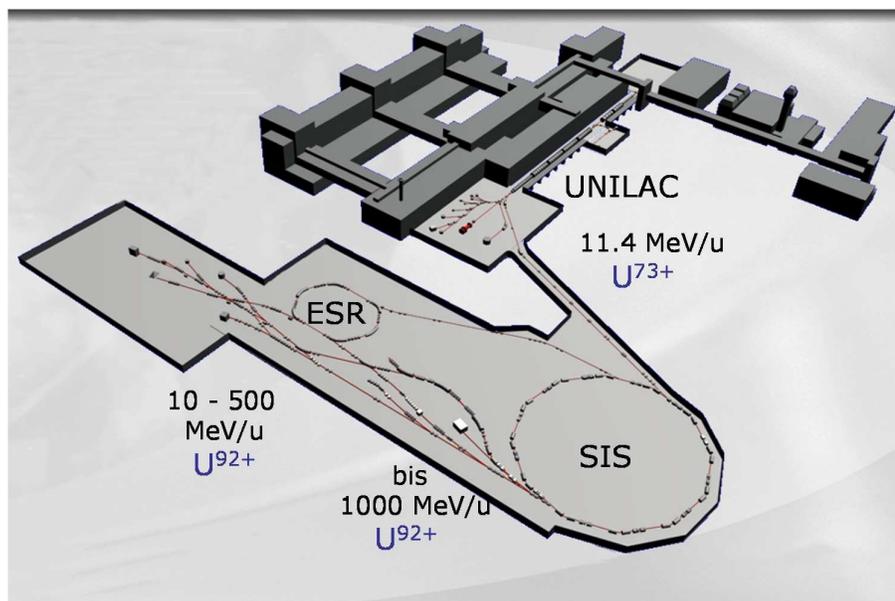


Abbildung 4.1: Lageplan der Beschleunigeranlage GSI mit dem Linearbeschleuniger UNILAC, dem Schwerionensynchrotron SIS18 und dem Experimentierspeicherring ESR.

Strahlen. Als Injektor dient der UNILAC Linear Beschleuniger, der niedrig geladene Ionen auf eine Energie von 11.4 MeV/u beschleunigt. Beim anschließenden Durchgang durch eine dicke Kohlenstoffolie wird ein Großteil der Elektronen abgestreift. So werden Ladungszustände bis $73+$ für Uran erreicht. Der Strahl wird dann magnetisch nach seinen Ladungszuständen separiert und an das Schwerionen Synchrotron SIS (Umfang 216 m) weitergegeben. Hier werden die Ionen weiter bis auf maximal 1 GeV/u (gilt für U^{73+}) beschleunigt. Der Strahl kann nach der Extraktion zu den Experimentier-Caves, dem Fragmentseparator (FRS) oder dem ESR weitergeleitet werden. Um einen vollständig ionisierten Strahl zu erhalten, wird nach Austritt aus dem SIS erneut durch eine Folie geschossen. Um einen U^{92+} -Strahl zu erzeugen, wobei die K-Schale des U^{91+} eine Bindungsenergie von 132 keV aufweist, muss laut dem Bohr'schen Kriterium die Strahlenergie mindestens 300 MeV/u betragen. Dies entspricht 60 % Lichtgeschwindigkeit ($\beta = 0.6$). Die magnetisch abseparierten nackten Ionen werden dann in den ESR eingeschossen.

Der ESR (siehe Abbildung 4.2) hat einen Umfang von 108 m und eine magnetische Steifigkeit von 9 Tm. Der in den ESR eingeschossene heiße Ionenstrahl hat eine typische Emittanz von 5π mm mrad und wird sehr effektiv im Elektronenkühler gekühlt. Hierzu wird dem Ionenstrahl auf einer Strecke von 2.5 m ein kalter Elektronenstrahl mit gleicher Geschwindigkeit und typischerweise 100-300 mA Strahlstrom überlagert. Dies führt zu einem scharf definierten Strahl mit einer um etwa zwei Größenordnungen verbesserten Impulsschärfe von etwa $\Delta p/p \approx 10^{-5}$. Die Emittanz verringert sich dadurch auf 0.1π mm mrad (für Details sei auf [StB94] verwiesen).

Diese verbesserten Strahleigenschaften dienen der besseren Kontrolle der Experimentierbedingungen und nehmen direkt Einfluss auf die Genauigkeit der Resultate. Hier sei vor allem auf die Ungenauigkeiten der Dopplerkorrekturen durch ausgedehnte Ionenstrahlen und Targets verwiesen.

Sowohl die longitudinale als auch die transversale Emittanz wird durch die Anzahl der gespeicherten Ionen beeinflusst [StB94]. Mittlerweile können z.B. mehr als 10^8 Uranionen im täglichen Betrieb gespeichert werden. Für U^{92+} werden maximale Strahlströme von 20 mA erreicht, bei 50 MeV/u bewegen sich die Strahlströme im Bereich von 1 mA. Bei der zur Zeit niedrigsten Energie von 4 MeV/u können noch etwa $2 \cdot 10^5$ U^{92+} -Ionen gespeichert werden.

Für Experimente an langsamen hochgeladenen Ionen kann am ESR ein kalter schneller Strahl durch Strahlmanipulation abgebremst werden. So können Strahlenergien bis unter 10 MeV/u erzeugt werden.

Es sei noch angemerkt, dass der Elektronenkühler neben seiner Funktion zum Kühlen heißer Strahlen auch als dichtes Elektronentarget mit circa 10^7 Elektronen/cm³ verwendet werden kann.

In Abbildung 4.3 ist das Gas-Jet-Target des ESR dargestellt [ReB97, Kra00]. Hier expandiert ein unter Überdruck stehendes Gas durch eine Laval-Düse von 100 μ m Durchmesser in das Hochvakuum. Bevor der Gasstrahl zur eigentlichen

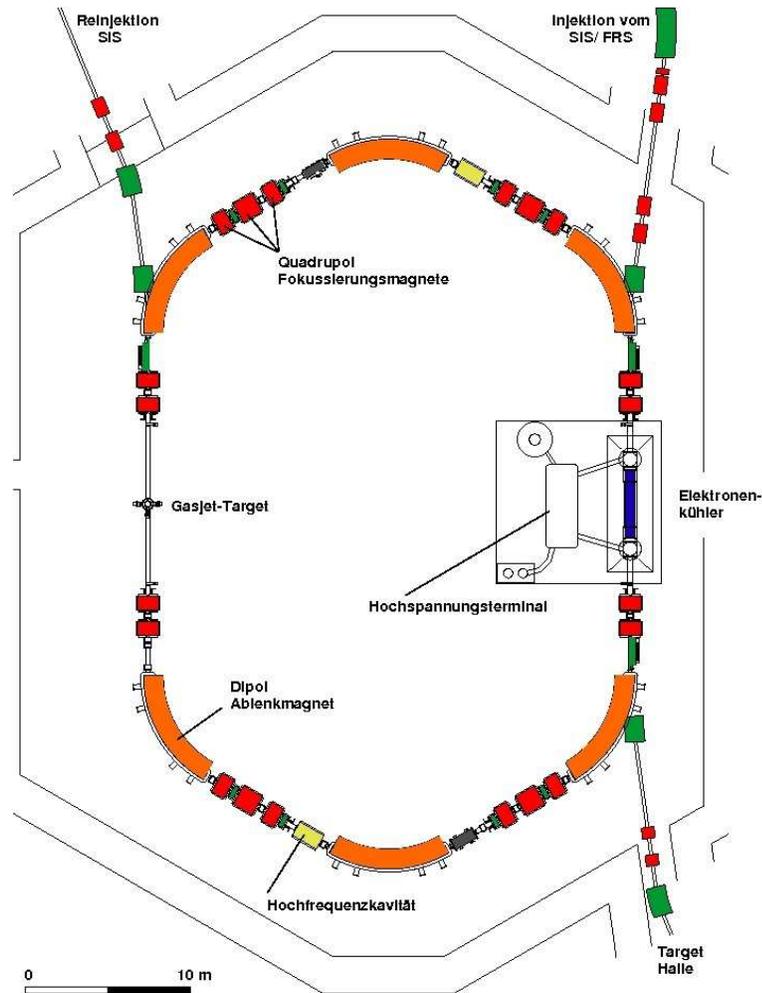


Abbildung 4.2: Experimentierspeicherring ESR an der GSI-Darmstadt. Der Lageplan zeigt sowohl die wesentlichen Strahlführungselemente als auch das Gasjet-Target und den Elektronenkühler.

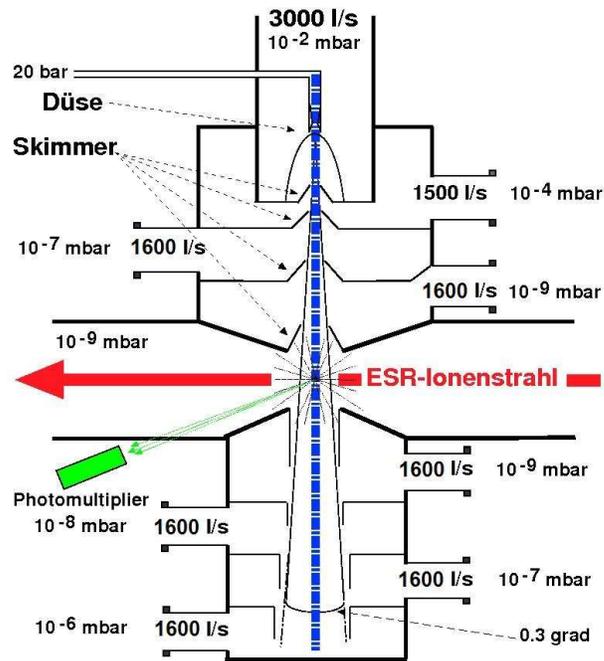


Abbildung 4.3: Skizze des internen Targets am ESR

Wechselwirkungskammer, die in den Strahlrohrverlauf des ESR eingebaut ist, gelangt, werden die transversal heißen Randbereiche des Gasstrahls durch Skimmer abgeschält. Auf diese Weise wird der Ultraschallgasstrahl einerseits gekühlt andererseits auch begrenzt, um das Vakuum des ESR von circa 10^{-11} mbar nicht unnötig zu belasten und die Targetregion möglichst gut zu definieren. Unterhalb der Kammer wird die anfallende Gaslast durch einen vierstufigen Pumpensumpf aufgenommen. Die Gastargetdichte in der Wechselwirkungskammer bewegt sich im Bereich von 10^{12} Teilchen/cm², variiert jedoch je nach verwendetem Gas. Hier stehen zur Zeit H_2 , He , CH_4 , N_2 , Ar , Kr und Xe zur Verfügung. Der Durchmesser des Gasstrahls am Wechselwirkungspunkt mit dem Ionenstrahl beträgt fünf Millimeter.

Kommt es in Folge einer Wechselwirkung in einer der Targetzonen zur Ladungsänderung eines Ions, so erfährt dieses im nächsten Umlenkmagneten eine andere magnetische Führungskraft und weist eine vom restlichen Ionenstrahl abweichende Trajektorie auf. Zum Nachweis dieser umgeladenen Ionen sind hinter dem Umlenkmagnet innerhalb und außerhalb des Rings jeweils Vieldraht-Proportional-Zähler (Multi Wire Proportional Counter MWPC) eingebaut. Sie zeichnen sich durch gute Orts- und Zeitauflösung, Ratenakzeptanz oberhalb von 100 kHz, sowie eine Nachweeffizienz nahe 100 Prozent aus. So können auf der Ringinnenseite die Ionisationsereignisse und auf der Außenseite die Elektroneneinfangereignisse nachgewiesen werden (siehe Abbildung 4.4). Abbildung 4.5 verdeutlicht die Anwendung des Umladungszählers am Beispiel von Elektroneinfangreaktionen. Die Ionen, welche koinzident zu den Photonen

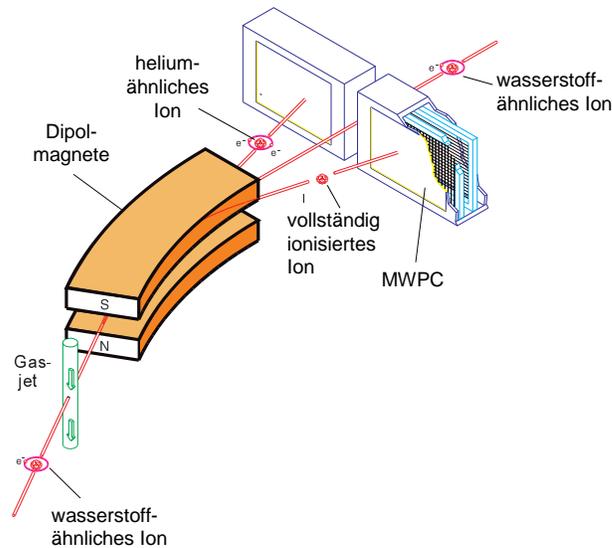


Abbildung 4.4: Prinzip eines Umladungsexperiments am ESR, illustriert am Fall eines H-ähnlichen Ions. Der Primärstrahl mit dem Ladungszustand Q trifft senkrecht auf den Gasstrahl des internen Target. Im Fall von Elektroneneinfang aus dem Target ($Q-1$) oder Ionisation ($Q+1$) findet eine Ablenkung des Ions von der Bahn der Ionen im Ladungszustand Q zu dem jeweiligen MWPC statt [StB03, KIK03].

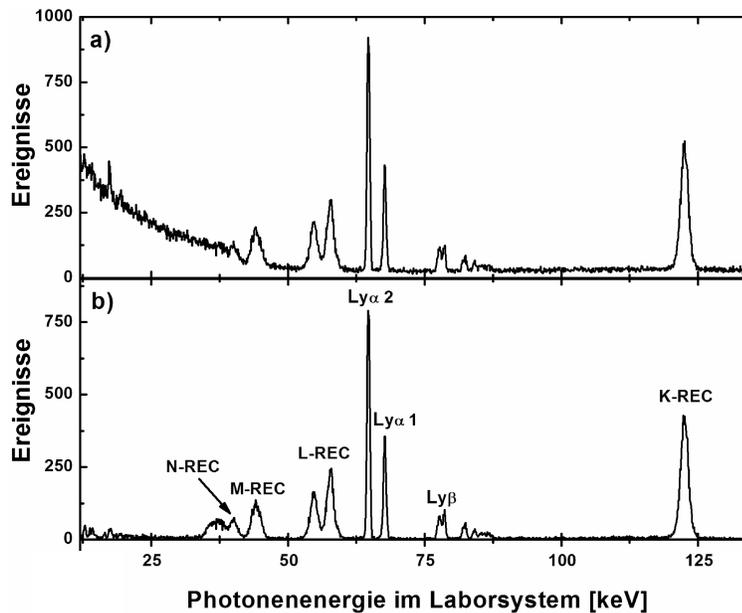


Abbildung 4.5: Unter 150° im Laborsystem aufgenommenes Röntgenspektrum von U^{92+} in Stößen mit H_2 [WeS06]: a) Rohdaten mit kalibrierter Energieachse. b) Photonen in Koinzidenz mit Ereignissen im Umladungsdetektor.

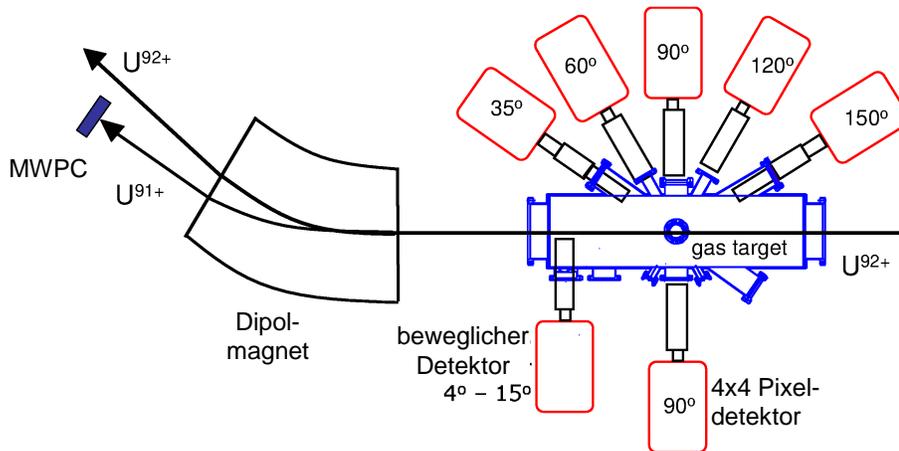


Abbildung 4.6: Übersichtsskizze der Wechselwirkungskammer am internen Target des ESR mit den verschiedenen möglichen Detektorpositionen.

nachgewiesen werden, ermöglichen es die gemessenen Photonen den einzelnen Reaktionskanälen zuzuordnen.

Die Wechselwirkungskammer am internen Target ist mit dem besonderen Augenmerk auf röntgenspektroskopische Untersuchungen der erwähnten Prozesse gebaut worden. Zur Beobachtung der Röntgenstrahlung mit Detektoren wurden für die Winkel von 4° , 35° , 60° , 90° , 120° und 150° Vakuumfenster vorgesehen [StL99] (siehe Abbildung 4.6). Diese trennen das Ultrahochvakuum des ESR entweder durch eine $100 \mu\text{m}$ dicke Berylliumfolie oder durch $50 \mu\text{m}$ Edelstahl vom Atmosphärendruck. Hierbei werden die Berylliumfenster wegen ihrer günstigen Transmissionseigenschaften bei kleinen Röntgenenergien eingesetzt.

Kapitel 5

Grundlagen von Halbleiterdetektoren für elektromagnetische Strahlung

Das folgende Kapitel gibt eine einführende Übersicht der physikalischen Prozesse, die zum Verständnis von Halbleiterdetektoren und deren Einsatz zum Nachweis von Röntgenphotonen notwendig sind. Der erste Teil konzentriert sich auf grundlegende Prozesse wie Photoionisation und Compton-Streuung. Im zweiten Teil wird die prinzipielle Funktionsweise des in dieser Arbeit verwendeten Detektortyps diskutiert.

5.1 Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Einleitung

Jeder Nachweis von Photonen beruht auf deren Wechselwirkung mit Materie. Bei den für diese Arbeit relevanten Wechselwirkungsprozessen überträgt, je nach Prozess, das Photon seine Energie ganz oder teilweise auf ein Elektron, bzw. im Falle von Paarbildung auf ein Elektron-Positron-Paar. Diese primären Wechselwirkungsprodukte erzeugen entlang ihres Weges im Festkörper Elektron-Loch-Paare, wobei sie auch ihre gesamte Energie abgeben können. Die Anzahl der erzeugten Ladungsträger ist proportional zur Energie-deposition. Wird die gesamte Energie des Photons und seiner möglichen Sekundärteilchen im Detektormaterial deponiert, so kann die Energie des Photons korrekt bestimmt werden (Photopeak). Verlässt ein Photon oder ein Sekundärprodukt den Detektor nachdem nur ein Teil seiner Energie im Detektor verbleibt, wird ein kleinerer als der korrekte Energiewert gemessen. Dieser Effekt wird im wesentlichen von der Art des Wechselwirkungsprozesses, der Energie des Röntgenquants, der Detektorgeometrie und der Kernladungszahl des De-

tektormaterials beeinflusst.

Im folgenden wird ein Überblick über die wichtigsten zum Verständnis von Halbleiterdetektoren notwendigen physikalischen Prozesse gegeben. Abgesehen von der reinen Energiebestimmung wird anhand des Unterkapitels 5.1.5 *Elektronen in Materie* der Einfluss der Photonenenergie auf die Ortsauflösung aufgezeigt.

5.1.1 Linearer Schwächungskoeffizient

Wird ein Photonenstrahl der Intensität I_0 durch ein Material der Dicke x gesendet, so wird die Intensität abgeschwächt. Unter Annahme eines monochromatischen, gut kollimierten Strahls ergibt sich die Intensität $I(x)$ beim Austritt aus einem Absorber zu

$$I(x) = I_0 \exp(-\mu_0 x) \quad (5.1)$$

wobei μ_0 als linearer Schwächungskoeffizient [Leo97] bezeichnet wird. Die Energie des Strahls bleibt hierbei erhalten, da bei jeder der möglichen Wechselwirkungen das Photon durch Streuung oder Absorption aus dem Strahl entfernt wird. Abbildung 5.1 zeigt exemplarisch den Schwächungskoeffizient μ_0 als Funktion der Energie für Silizium und Germanium. Diese beiden Materialien spielen bei Halbleiterdetektoren für Photonen eine wesentliche Rolle.

Der lineare Schwächungskoeffizient μ_0 stellt die integrale Betrachtung aller Prozesse im Absorber auf makroskopischer Ebene dar. Der Übergang zur mikroskopischen Welt wird durch die Betrachtung des totalen atomaren Wirkungsquerschnitts σ_{total} vollzogen:

$$\sigma_{total} = \frac{\mu_0}{\rho} \quad (5.2)$$

Hierbei ist ρ die Teilchendichte im Absorber. Dies führt mit Gleichung 5.1 zu

$$I(x) = I_0 \exp(-\sigma_{total} \rho x) \quad (5.3)$$

Der totale atomare Wirkungsquerschnitt σ_{total} ist die Summe aller vertretenen möglichen Reaktionspfade und ist von der Photonenenergie abhängig. Für Photonen sind diese Prozesse die Photoionisation, die Compton-Streuung, die Rayleigh-Streuung und die Paarbildung. Diese werden im weiteren Verlauf des Kapitels diskutiert.

Der totale Wirkungsquerschnitt σ_{total} ergibt sich somit zu:

$$\sigma_{total} = \sigma_{Photoionisation} + \sigma_{Compton} + \sigma_{Rayleigh} + \sigma_{Paarbildung} \quad (5.4)$$

Abbildung 5.2 zeigt einen Überblick über die totalen Wechselwirkungsquerschnitte der beteiligten Prozesse als Funktion der Photonenenergie am Beispiel von Germanium.

Der Kehrwert des totalen linearen Schwächungskoeffizienten wird auch als mittlere freie Weglänge λ bezeichnet:

$$\lambda = \frac{1}{\mu_0} = \frac{1}{\rho \sigma_{total}} \quad (5.5)$$

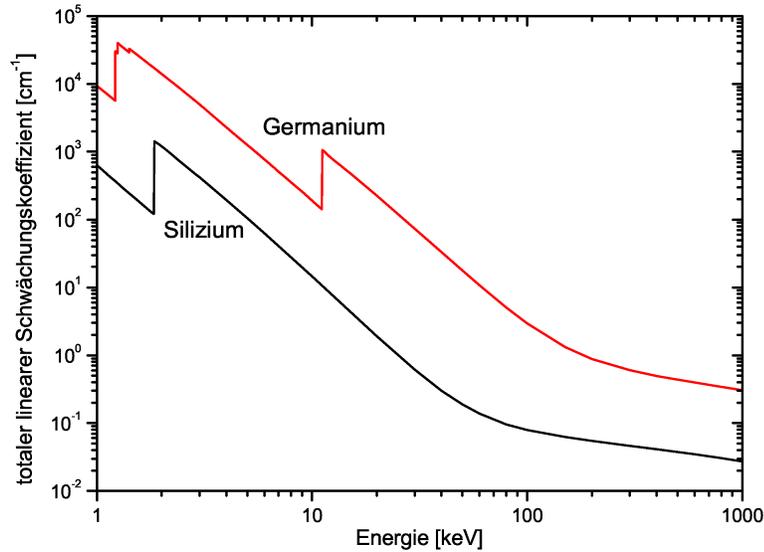


Abbildung 5.1: Totaler linearer Schwächungskoeffizient für Röntgenstrahlung in Germanium und Silizium als Funktion der Photonenenergie [HuV75, HuO79, Hub82, Sco73].

Dies ist die durchschnittliche Strecke, die ein freies Teilchen zwischen zwei Wechselwirkungen zurücklegt.

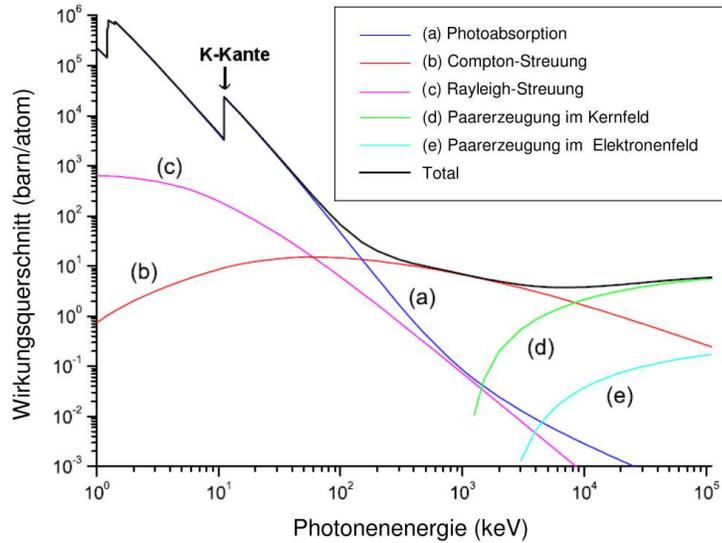


Abbildung 5.2: Überblick über die totalen Wirkungsquerschnitte der wichtigsten Wechselwirkungsprozesse für Röntgenstrahlung in Materie, illustriert am Beispiel von Germanium [HuV75, HuO79, Hub82, Sco73].

5.1.2 Photoelektrischer Effekt

Der Photoelektrische Effekt ist die Absorption eines einfallenden Photons mit der Energie $\hbar\omega$ unter Emission eines gebundenen Elektrons. Die Photoabsorption kann nicht an einem freien Elektron stattfinden, da ein Partner zur Impulsaufnahme benötigt wird. Das emittierte Elektron trägt die Energie E :

$$E = \hbar\omega + E_{bind} \quad (5.6)$$

Hierbei ist E_{bind} die Bindungsenergie des emittierten Elektrons, wobei E_{bind} definitionsgemäss stets negativ ist. Die Wahrscheinlichkeit bzw. der atomare Wirkungsquerschnitt für den Photoelektrischen Effekt wird in Näherung durch folgende Gleichung ausgedrückt [Leo97]:

$$\sigma_{Photo} = 4\alpha^4 \sqrt{2} Z^5 \Phi_0 \left(\frac{m_e c^2}{\hbar\nu} \right)^{\frac{7}{2}} \quad (5.7)$$

Hierbei ist Z die Kernladungszahl, $\alpha = 1/137$ die Feinstrukturkonstante und $\Phi_0 = 8\pi \frac{r_e^2}{3} = 6.651 \cdot 10^{-25} \text{cm}^2$. Hier ist anzumerken, dass der Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt mit steigender Photonenenergie stark abnimmt, aber mit der Kernladungszahl Z zur fünften Potenz steigt. Dies zeigt deutlich, dass Materialien mit hoher Kernladungszahl Z die besseren Photoabsorber sind. Die Gültigkeit der Gleichung 5.7 ist im Bereich der Bindungsenergien der einzelnen atomaren Schalen eingeschränkt. Von höherer Energie her kommend, steigt der Ionisationswirkungsquerschnitt stetig an bis zur Bindungsenergie E_K der K-Schale ($E_K = \hbar\omega$). Bei dieser Energie fällt der Wirkungsquerschnitt sprunghaft ab, da unterhalb dieser Energie die K-Schalen-Elektronen auf Grund ihrer höheren Bindungsenergie nicht mehr als Partner im Photoelektrischen Prozess zur Verfügung stehen. Dieser Sprung im Wirkungsquerschnitt wird auch als K-Kante bezeichnet (siehe Abbildung 5.2). Bei Germanium liegt die K-Kante bei $E_K(\text{Ge}) = 11.1 \text{keV}$ und bei Silizium bei $E_K(\text{Si}) = 1.84 \text{keV}$ [xrxuuse].

Unterhalb der K-Kante steigt der Wirkungsquerschnitt wieder an, bis das nächstgelegene Energieniveau der L-Schale erreicht ist. Entsprechendes gilt auch für die höheren Schalen.

5.1.3 Compton Effekt

A.H. Compton untersuchte Anfang der zwanziger Jahre des zwanzigsten Jahrhunderts die Streuung von Röntgenstrahlung an Graphit. Er fand eine Streustrahlung mit der Wellenlänge λ_S deren Verschiebung vom Streuwinkel θ der Primärstrahlung mit der Wellenlänge λ_P abhing. Hierbei gehorchte die Wellenlängenverschiebung $\Delta\lambda = \lambda_P - \lambda_S$ der Gesetzmäßigkeit:

$$\Delta\lambda = \lambda_C(1 - \cos\theta) \quad (5.8)$$

Die Wellenlänge λ_C wird als Compton-Wellenlänge bezeichnet und ergibt sich zu:

$$\lambda_C = \frac{h}{m_e c} \quad (5.9)$$

Wobei m_e die Elektronenmasse und c die Lichtgeschwindigkeit ist. Die Verschiebung $\Delta\lambda$ ist für den Streuwinkel $\theta = 180^\circ$ am größten. Hier entspricht die spektrale Verschiebung der doppelten Compton-Wellenlänge. Sie ist unabhängig von der Wellenlänge des einfallenden Photons und vom Material.

Ursprung dieser Beobachtung ist die als Compton Effekt bezeichnete Streuung eines Photons an einem freien oder schwach gebundenen Elektron (siehe Abb. 5.3). Das Photon mit der Energie $\hbar\omega$ überträgt dabei nur einen Teil seiner Energie auf das Elektron. Bei einem gegebenen Streuwinkel θ hat das Photon dann nach dem Stoß die Energie $\hbar\omega'$:

$$\hbar\omega' = \frac{\hbar\omega}{1 + \frac{\hbar\omega}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (5.10)$$

Durch die Forderung nach Energieerhaltung erhält man für das Rückstoßelektron den Energieübertrag ΔE :

$$\Delta E = \hbar\omega - \hbar\omega' = \hbar\omega \frac{\frac{\hbar\omega}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)}{1 + \frac{\hbar\omega}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (5.11)$$

Bei Photonenenergien, die kleiner sind als die Hälfte der Elektronenruhemasse $m_e c^2$, ist die kinetische Energie des gestreuten Photons stets größer als die des Elektrons. Für Photonenenergien größer als die halbe Elektronenruhemasse ist diese Aussage nur noch für kleine Vorwärtswinkel gültig (siehe Abbildung 5.4). Die entsprechende Energieverteilung des Compton-Elektrons ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Niedrige Streuwinkel θ entsprechen einem geringen Energieübertrag vom Photon auf das Elektron, ein großer Streuwinkel θ entspricht einer hohen Elektronenenergie bis hin zum scharfen Abfall im Elektronenenergiespektrum bei größtmöglichem Energieübertrag und Streuwinkel $\theta = 180^\circ$. Dieser Punkt wird als Compton-Kante bezeichnet. Die Compton-Kante entspricht der maximalen Wellenlängeverschiebung, die von A. H. Compton beobachtet wurde.

Über den totalen Wirkungsquerschnitt des Compton-Streuprozesses lässt sich allgemein aussagen, dass er von niedrigen Energien her flach ansteigt, bei einer Energie von einigen 10 keV sein Maximum erreicht und anschließend wieder flach abfällt. Dabei weist der Querschnitt auch im MeV Bereich noch einen Beitrag in der Größenordnung von 10 Prozent zum Gesamtwirkungsquerschnitt auf. Die Photonenenergie, bei der das Maximum des Verlaufs zu finden ist geht mit der Kernladungszahl Z des Streuers. Des weiteren zeigen leichte Elemente einen größeren Streuquerschnitt als schwerere (siehe Abbildung 6.4).

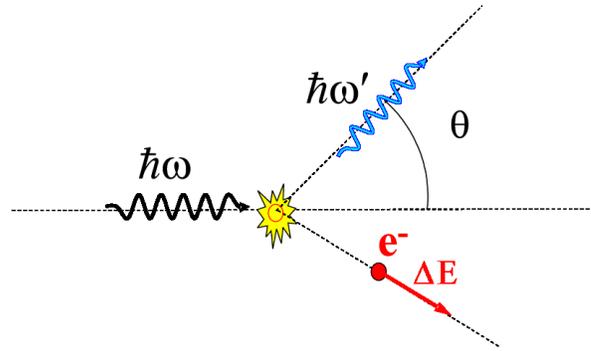


Abbildung 5.3: Kinematik der Compton-Streuung. $\hbar\omega$ bezeichnet die Energie des einfallenden Photons, $\hbar\omega'$ die Energie des Compton-gestreuerten Photons, ΔE beschreibt die kinetische Energie des Compton-Rückstoßelektrons und θ ist der Compton-Streuwinkel

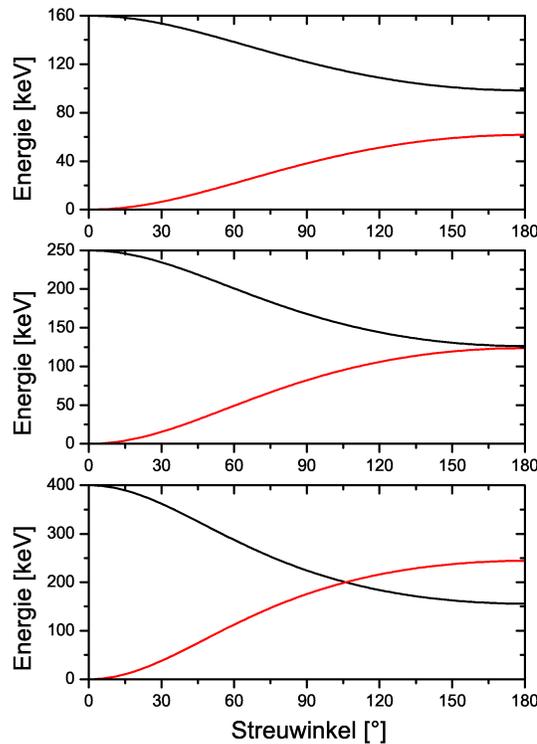


Abbildung 5.4: Energieverteilung beim Compton-Streuprozesse. Die Energie des Compton gestreuten Elektrons (rot dargestellt) bzw. Photons (schwarz dargestellt) ist in Abhängigkeit des Streuwinkels θ für Photonenenergien von 160 keV (oben), 250 keV (mitte) und 400 keV (unten) dargestellt.

Klein-Nishina Formel

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ der Compton-Streueformel wurde erstmals von Klein und Nishina im Rahmen der Quantenelektrodynamik

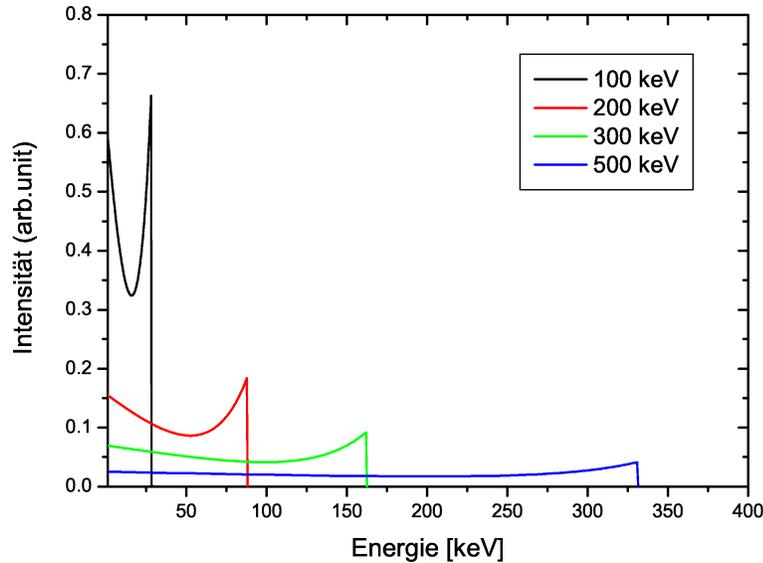


Abbildung 5.5: Energiespektren der Compton-Rückstoß-Elektronen für primäre Photonenenergien von 100 keV, 200 keV, 300 keV und 500 keV

beschrieben [Jac75, Ait72, Fey61, Sca79]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_e^2 \left(\frac{\hbar\omega'}{\hbar\omega} \right)^2 \left(\frac{\hbar\omega'}{\hbar\omega} + \frac{\hbar\omega}{\hbar\omega'} - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \varphi \right) \quad (5.12)$$

Dies ist die Klein-Nishina Gleichung. r_e gibt dabei den klassischen Elektronenradius von $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2.818 \cdot 10^{-13} \text{cm}$ an, θ ist der Comptonstreuwinkel und φ der azimutale Winkel zwischen der Compton Streuebene und dem Polarisationsvektor des einfallenden Photons (siehe Abbildung 5.6). Diese Besonderheit, dass der Compton-Streuprozess sensitiv auf die Polarisationssebene des einlaufenden Photons ist, macht ihn als Nachweismethode für die Polarimetrie harter Röntgenstrahlung interessant. Abbildung 5.7 zeigt den differentiellen Wirkungsquerschnitt als Funktion des Azimutalwinkels φ für verschiedene Streuwinkel θ . Der Einfluss der Polarisation ist aufgrund des $\sin^2(\theta)$ Faktors, wie in der Klein-Nishina Gleichung 5.12 beschrieben, besonders bei Streuwinkeln θ um 90° signifikant. Oberhalb und unterhalb von $\theta = 90^\circ$ verringert sich die Anisotropie der Verteilung wieder, bis sie bei $\theta = 0^\circ$ bzw. $\theta = 180^\circ$ als isotrope Verteilung erscheint. Wegen der Symmetrie der $\sin^2(\theta)$ Abhängigkeit wurde in Abbildung 5.7 auf eine Darstellung von Winkeln $\theta > 90^\circ$ verzichtet.

Thomson Limit

Als Thomson Streuung wird die elastische Streuung eines Photons an einem freien (bzw. quasi-freien) Elektron bezeichnet. Bei niederen Stoßenergien und inelastischer Streuung reduziert sich auch der mögliche Energieübertrag vom

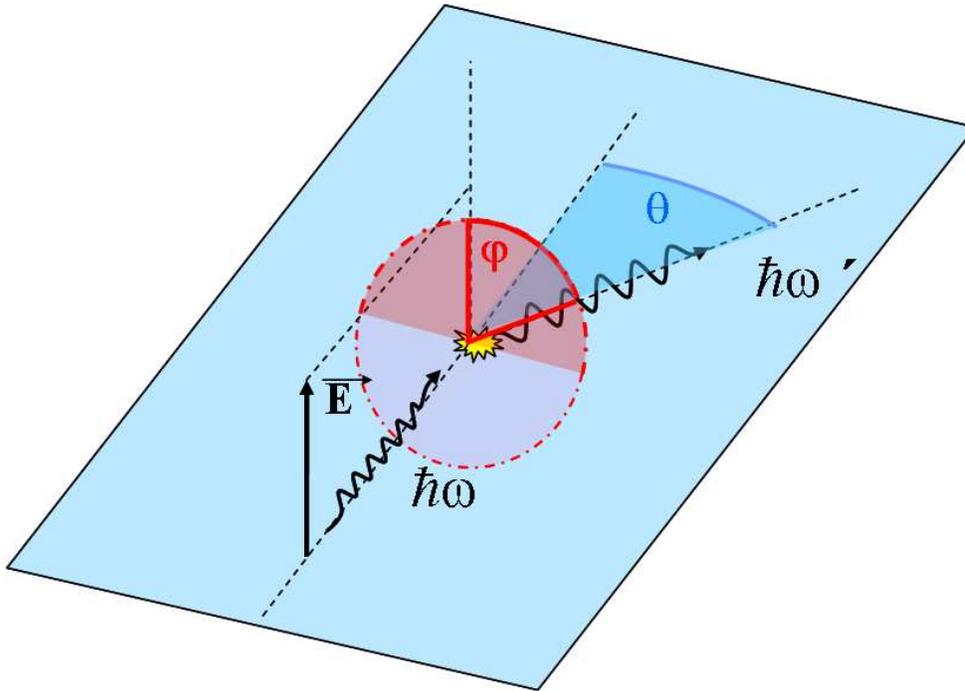


Abbildung 5.6: Skizze des Compton-Streuprozesses unter Berücksichtigung des Polarisationsvektors \vec{E} der einfallenden Strahlung

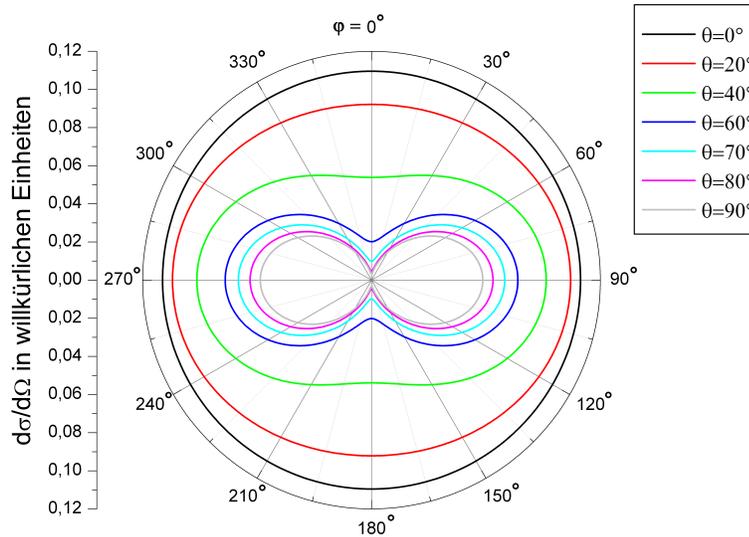


Abbildung 5.7: Differentieller Wirkungsquerschnitt des Comptonstreuprozesses für verschiedene Streuwinkel θ (radial aufgetragen) und Streuwinkel φ (azimutal aufgetragen) bei einer Primärenergie des Photons von 210 keV

Photon auf das Elektron zunehmend (siehe Gleichung 5.11). Ist der Punkt erreicht, ab dem klassisch keine Energie mehr auf das Elektron übertragen werden kann, spricht man vom Thomson Limit und dem Thomson Streuprozess. Klas-

sich lässt sich der Thomson Wirkungsquerschnitt für $\hbar\omega \ll m_e c^2$ wie folgt beschreiben:

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 6.6524 \cdot 10^{-25} \text{cm}^2 \quad (5.13)$$

wobei r_e wieder der klassische Elektronenradius ist. Der Thomson Wirkungsquerschnitt ist somit konstant.

Rayleigh Streuung

Als Rayleigh Streuung bezeichnet man die elastische kohärente Streuung eines Photons an der Atomhülle. Hierbei findet kein Energieübertrag auf die Elektronen oder das Atom statt. Das Photon ändert lediglich seine Richtung. Für den vereinfachten Fall, dass die Photonenenergie zwar kleiner als 2 keV, aber dennoch groß gegenüber der Bindungsenergie ist, gilt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Z^2 r_e^2 (\epsilon\epsilon')^2 \quad (5.14)$$

Hierbei ist Z die Kernladungszahl und damit gleich der Elektronenzahl der Atomhülle, die als kohärenter Streupartners beteiligt ist. ϵ bezeichnet den elektrischen Feldvektor des einlaufenden und ϵ' den des auslaufenden Photons. Für höhere Energien orientiert sich die Emission stark in Vorwärtsrichtung. Der totale Wirkungsquerschnitt wird beschrieben durch [Hub82]:

$$\sigma_{coh, Rayleigh} = \pi r_e^2 \int_{-1}^{+1} (1 + \cos^2\theta) f^2(\theta) d(\cos\theta) \quad (5.15)$$

Hierbei ist $f(\theta)$ ein Formfaktor, der mit steigender Energie und größerem Streuwinkel rapide abnimmt [Kis00].

Für reine Energiemessungen von Röntgenquanten ist die Rayleigh-Streuung kaum von Bedeutung. Soll mit dem Detektor eine Ortsmessung (z.B. Compton-Polarimetrie in planaren Detektoren) durchgeführt werden, so kann es durch die Streuung ohne Energieübertrag bei kleinen Energien (vgl. Abbildung 5.2) zu einer Fehlinterpretation des Ortes kommen.

5.1.4 Paarbildung

Der Vollständigkeit halber sei noch die Paarbildung erwähnt, obwohl die minimale Energie hierfür bei zwei Elektronenruhemassen liegt, d.h. 1022 keV. Ein Photon hinreichend hoher Energie kann ein Elektron-Positron-Paar erzeugen, die dann unter 180° zueinander emittiert werden. Um hierbei die Impulserhaltung zu gewährleisten, ist die Anwesenheit eines weiteren Teilchens, zum Beispiel eines Kerns oder Elektrons, notwendig. Jedoch ist für die Paarerzeugung im Coulomb-Feld eines Elektrons eine minimale kinetische Energie von vier Elektronenruhemassen, d.h. 2044 keV, erforderlich. Während der Impulsübertrag auf den Atomkern vernachlässigbar ist, führt er bei Beteiligung eines Elektrons als Stoßpartner zu dessen Emission als Rückstoßelektron [HuS04]. In diesem Fall spricht man auch von Triplett-Bildung.

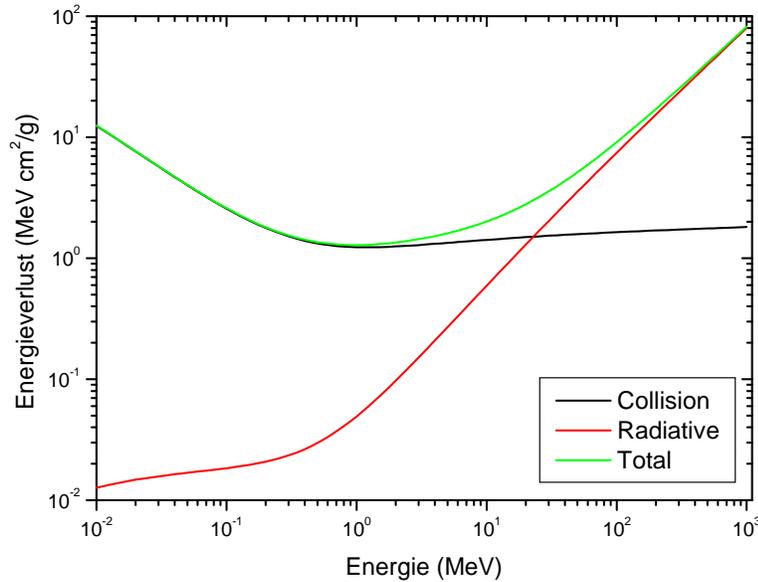


Abbildung 5.8: Totaler Energieverlust, sowie seine Einzelbeiträge, von Elektronen in Materie am Beispiel von Germanium [ESTAR]

5.1.5 Elektronen in Materie

Wie oben erwähnt überträgt das Photon die Energie auf ein Elektron bzw. ein Elektron-Positron-Paar. Es werden somit hochenergetische Elektronen (bzw. Positronen) erzeugt, die entlang ihres Weges in Materie Energie abgeben. Dieser Energieverlust $-(\frac{dE}{dx})_{total}$ lässt sich in zwei Kategorien von Wechselwirkungen aufteilen, einerseits radiativen Energieverlust $-(\frac{dE}{dx})_{rad}$ und andererseits Energieverlust durch Stoßprozesse $-(\frac{dE}{dx})_{coll}$ [Leo97]:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{total} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} \quad (5.16)$$

Die Stoßprozesse führen zu Anregung und Ionisation. Beim strahlenden Energieverlust kommt es zur Erzeugung von Bremsstrahlung. Im Energiebereich unter einem MeV ist der Beitrag von Bremsstrahlung jedoch von untergeordneter Bedeutung (siehe Abbildung 5.8).

Dieser Energieverlust entlang des Wegs wird als *electron stopping power* bezeichnet. Er ist als Mittelung über alle möglichen Szenarien zu verstehen, da im Einzelfall die unterschiedlichen Wechselwirkungen stochastischer Natur sind. Abbildung 5.9 zeigt den Energieverlust $-\frac{dE}{dx}$ als Funktion der Elektronenenergie in Germanium (Ge) und Silizium (Si). Er kann durch die Bethe Formel (5.17) berechnet werden [Jac93]:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2}{I}\right) - \beta^2 \right] \quad (5.17)$$

Hierbei ist N_a die Avogadro-Konstante, r_e der klassische Elektronenradius, m_e die Elektronenruhemasse, c die Lichtgeschwindigkeit, ρ die Dichte des Absorbers, Z die Kernladungszahl des Absorbers, A das Atomgewicht des Absorbers, z die Ladung des auftreffenden Teilchens, $\beta = \frac{v}{c}$ die Geschwindigkeit des auftreffenden Teilchens, v die Geschwindigkeit, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ der Lorentz-Faktor des auftreffenden Teilchens und I das mittlere Ionisationspotential.

Betrachtet man die Eindringtiefe von Elektronen in einen Absorber, so müssen im wesentlichen die Elektron-Elektron-Streuung und die elastische Elektron-Kern-Streuung (Mott-Streuung) berücksichtigt werden. Die Streuung an anderen Elektronen ist hauptsächlich für den Energieverlust verantwortlich und trägt deshalb wesentlich zur Aufweitung der Energieverteilung (energy straggling) z.B. eines Elektronenstrahls beim Durchgang von Materie bei. Hingegen führt die elastische Streuung des Elektrons an Atomkernen zu einer Winkeländerung. Im Fall eines Elektronenstrahls wäre eine deutliche Aufweitung (Angular straggling) des Strahls zu erkennen. Deshalb ist die Eindringtiefe der Elektronen in den Absorber bei weitem kleiner als die tatsächlich zurückgelegte Wegstrecke. Entsprechend ihrer anfänglichen Energie legen die Elektronen eine mittlere Wegstrecke im Absorber zurück. Dies ist die *Reichweite R der Elektronen in Materie*. Für hohe Elektronenenergien (≥ 200 keV) kann diese Reichweite in Silizium bzw. Germanium $100 \mu\text{m}$ und mehr betragen (siehe Abbildung 5.10). Bei dieser Betrachtung wird jedoch die stochastische Natur der Wechselwirkungen durch zuvor genannte Straggling-Effekte vernachlässigt und das tatsächliche Verhalten einer Elektronenverteilung eingeschränkt wiedergegeben.

Die Reichweite der Elektronen in Materie vermittelt einen Eindruck über die Größe der räumlichen Verteilung der nach der Wechselwirkung des Photons mit dem Detektormaterial erzeugten Elektron-Loch-Paare, die jedoch durch das Straggling erheblich variieren kann. Insbesondere für ortsempfindliche Detektoren ist dies von Bedeutung, da hierdurch der Wechselwirkungsort des Primärteilchens verschmiert wird.

5.2 Prozesse im Halbleiter

Ein Mikrostreifen-Germanium-Detektor ist ein Halbleiterdetektor mit streifenförmigen elektrischen Kontakten. Dieser kann in vereinfachter Form als strukturierte planare PIN-Diode, die in Sperrichtung betrieben wird, verstanden werden. Deshalb soll hier ein kurzer Überblick über die grundlegenden Mechanismen gegeben werden.

5.2.1 PIN-Diode

Eine PIN - Diode ist aus einem sehr reinen Halbleiterkristall, der mit zwei Kontakten auf den gegenüberliegenden Seiten versehen wird, aufgebaut. Der

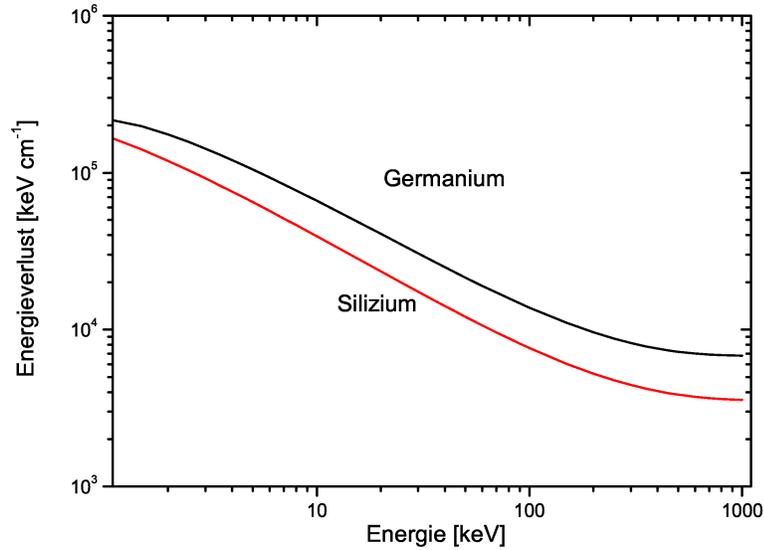


Abbildung 5.9: Energieverlust $-\frac{dE}{dx}$ von Elektronen in Materie, gezeigt am Beispiel von Germanium (schwarz) und Silizium (rot) [ESTAR]

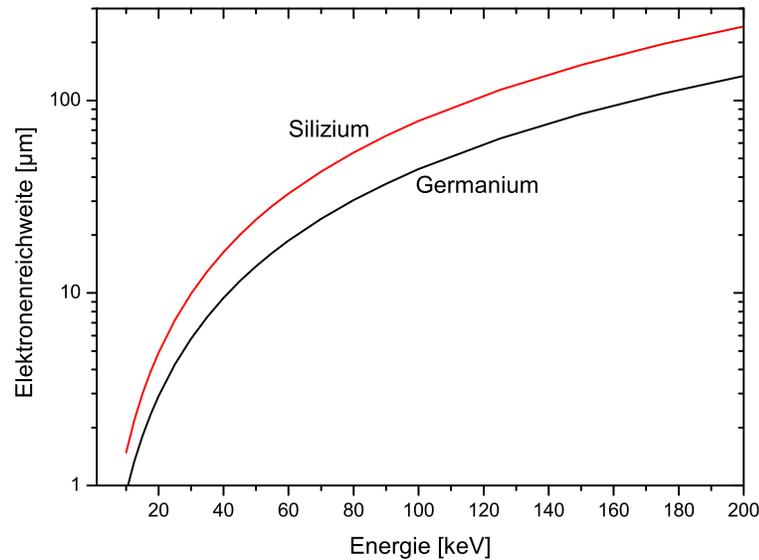


Abbildung 5.10: Mittlere Reichweite von Elektronen in Materie, illustriert am Beispiel von Germanium (schwarz gezeichnet) und Silizium (rot gezeichnet) [ESTAR]. Hierbei handelt es sich um die tatsächliche zurückgelegte Wegstrecke und nicht um die Projektion auf die Bewegungsrichtung des Elektrons zu Beginn.

Kristall als Basismaterial besteht meist aus einem n-Halbleitermaterial. Im Allgemeinen wird Silizium oder Germanium (Mitglieder der vierten Hauptgruppe des Periodensystems) mit einem geringen Überschuss von 5-wertigen Fremdatomen verwendet. Diese Fremdatome der fünften Hauptgruppe bezeichnet man

als Donatoren, da sie im Kristallgitter ein 4-wertiges Atom ersetzen und ihr überschüssiges Valenzelektron als frei bewegliche Ladung zur Verfügung stellen. Als Kontakte werden durch geeignete Techniken wie Implantation oder Aufspütern auf einer Seite des Basismaterials ein stark dotierter n-Kontakt (meist Bor) und auf der anderen Seite ein stark dotierter p-Kontakt aufgebracht. Beim p-Kontakt handelt es sich um eine Anreicherung an der Kristalloberfläche mit einem Element der 3. Hauptgruppe (meist Lithium oder Phosphor). Diesen 3-wertigen Atomen fehlt im Vergleich zum Silizium oder Germanium ein Valenzelektron. Es wird als Akzeptor bezeichnet, da es im Gegensatz zum Donatormaterial eine Elektronenfehlstelle bereit stellt. Diese kann aufgefüllt werden, wobei dann an anderer Stelle eine Fehlstelle entsteht. Ein p-dotiertes Material kann also als Elektronenlöcherleiter betrachtet werden. Prinzipiell kann auch p-Silizium oder p-Germanium als Basismaterial verwendet werden, es ist jedoch nur in geringerer Reinheit als das n-Material erhältlich. Die dotierten Halbleiter einzeln für sich sind ohne äußere Einflüsse elektrisch neutral. In einer Diode bildet sich jedoch durch die pn-Struktur eine Raumladungszone, d.h. eine Armut an freien Ladungsträgern, im Bereich des Übergangs aus. Es baut sich ein internes elektrisches Feld, die Sperrschicht genannt, auf. Diese Effekte entstehen durch Diffusion der frei beweglichen Ladungsträger (siehe Abbildung 5.11). Sie streben in Bereiche niedriger Konzentration. D.h. die Elektronen des n-Materials streben in Richtung des p-Kontakts, und die Fehlstellen des p-Kontakts in Richtung des n-Bereichs. Dadurch entsteht im n-Material ein Überschuß an positiver Ladung und am p-Kontakt ein Überschuß an negativer Ladung. Dies führt zu dem oben erwähnten internen elektrischen Feld, der Sperrschicht. Im Übergangsbereich der beiden Halbleiterzonen rekombinieren die Fehlstellen mit den frei beweglichen Elektronen. Es entsteht eine Verarmungszone freier Ladungsträger. Dem Prozess der Diffusion, der dem Material Ladungsträger entzieht, wirkt das daraus resultierende elektrische Feld entgegen. Es stellt sich ein Gleichgewicht ein. Die Größe und Form der Verarmungszone oder auch Sperrschicht ist durch die Ausführung der Dotierung, d.h. durch die Donator- bzw. Akzeptor-Konzentration, gegeben. Bei gleicher Dotierung im n- und p-Material bildet sich die Verarmungszone (intrinsische Zone) symmetrisch aus. Bei unterschiedlich starker Dotierung wächst sie stärker in den Bereich geringerer Konzentration hinein.

Das in der Verarmungszone entstandene elektrische Feld entspricht einer Spannung, die als Diffusionsspannung V_C oder Built-In-Spannung bezeichnet wird. Sie beträgt typischerweise 0.6 bis 0.7 Volt. Eine Ladung, die über diese Sperrschicht gelangen will, muss deshalb zuerst eine Energie von $V_C \cdot e$ aufbringen, um diesen Wall zu überwinden. Diese Energie kann in Form von elektrischer Energie bereitgestellt werden. Bei Polung in Durchlassrichtung wird der Potenzialwall stark reduziert. Von außen werden kontinuierlich neue Ladungsträger zugeführt, die am p-n-Übergang fortwährend rekombinieren können. Am p-Kontakt verlassen Elektronen den Kristall. Es fließt ein signifikanter Strom.

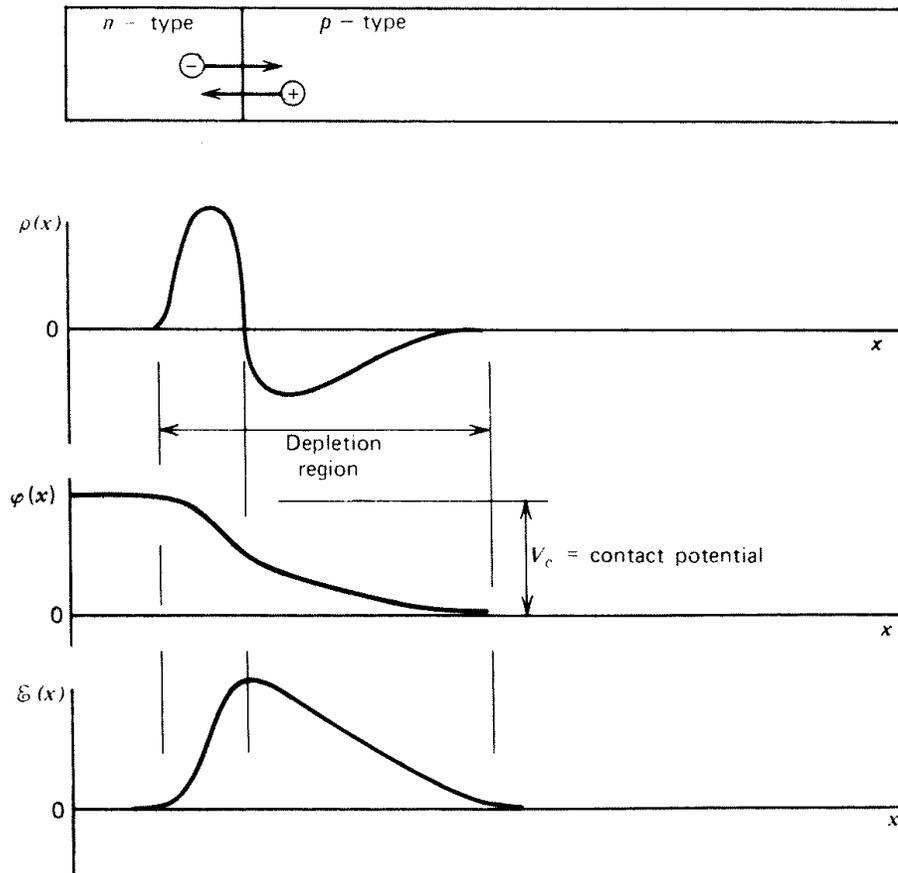


Abbildung 5.11: Oben: Darstellung eines PN-Übergangs mit der damit verbundenen Diffusion der freien Ladungsträger. Mitte oben: Gezeigt wird die zugehörige Verteilung der freien Ladungsträgerdichte im Detektor. Mitte unten: Potentialverlauf im Detektor. Unten: Verlauf des elektrischen Felds.[Kno89]

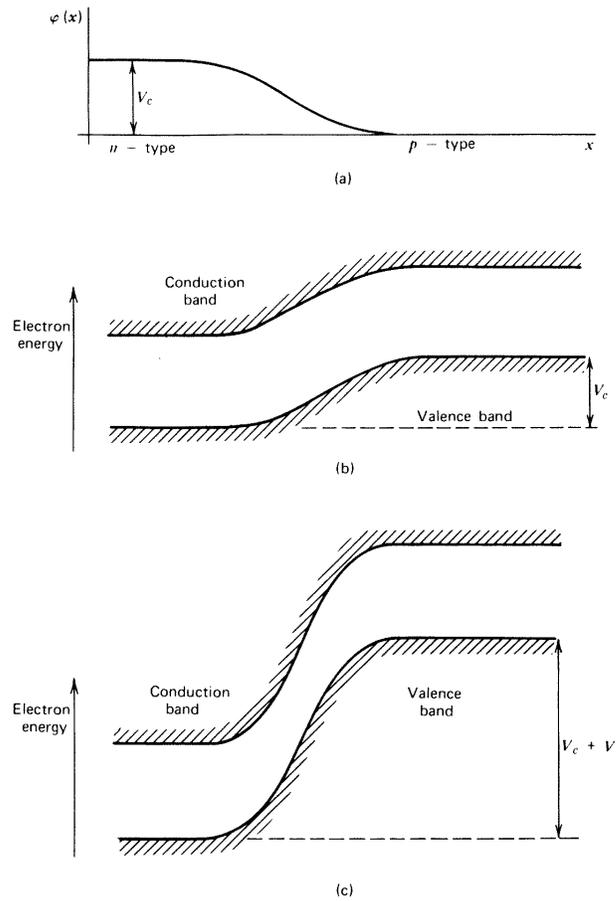


Abbildung 5.12: Oben: Gezeigt wird die Verteilung freier Ladungsträger an einem PN-Übergang in einem Halbleiterdetektor. Mitte: Verlauf des Leitungs- und des Valenzbandes der Elektronen entlang des PN-Übergangs ohne äußere Spannung. V_C ist die Sperrspannung. Unten: Entspricht der Bildmitte, jedoch mit einer zusätzlich von außen angelegter Spannung V . [Kno89]

Legt man eine äußere Spannung V in Sperrrichtung, dem normalen Betriebsmodus für einen Detektor, an, d.h. positiv an den n-Kontakt und negativ an den p-Kontakt, so wird die Sperrschicht verstärkt und die räumliche Größe der intrinsischen Zone erhöht (Abbildung 5.12). Elektronen und Löcher werden weiter von der Sperrschicht weggezogen.

Die Ausdehnung z_d der Raumladungszone, die gleich dem aktiven Detektorvolumen ist, kann laut Shockley in Abhängigkeit von Donatorkonzentration N_D und Akzeptorkonzentration N_A berechnet werden:

$$z_d = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r U_{bias}}{e} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right)} \approx \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r U_{bias}}{e N_D}} \quad (5.18)$$

Hierbei ist $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{F}{m}$ die elektrische Feldkonstante, ϵ_r die Dielektrizitätszahl, e die Elementarladung und U_{bias} die anliegende Sperrspannung. Für Halbleiterdetektoren ist im allgemeinen die Konzentration der Akzeptoren N_A im p-Kontakt sehr viel größer als die Konzentration der Donatoren N_D im n-dotierten Substrat. Für diesen Fall kann obige Näherung angewendet werden. Die Donatorkonzentration N_D liegt für n-Silizium typischerweise bei $10^{12} cm^{-3}$ und für n-Germanium bei $10^{10} cm^{-3}$.

5.2.2 Ladungsdrift und Diffusion

Die Absorption eines Photons führt zur Erzeugung einer lokalen Elektronen-Löcher-Wolke. Durch das elektrische Feld im unter Spannung gesetzten Detektor wird die Ladungswolke in Elektronen und Löchern getrennt. Die Elektronen als negative Ladungsträger driften in Richtung des positiven Kontakts, die Löcher als positive Ladungsträger driften in Richtung des negativen Kontakts. Die anfängliche Größe der erzeugten Elektronenwolke kann durch die Reichweite der Elektronen in Materie als Funktion der Energie abgeschätzt werden (siehe Abbildung 5.10). Bei 40 keV werden die Elektron-Loch Paare in Germanium in einem Kugelradius von etwa $10 \mu m$ erzeugt, bei 100 keV ist es bereits ein Radius von $50 \mu m$. Die erzeugte Ladungswolke wird ab einer gewissen Energie nicht mehr als punktförmig betrachtet.

Die Elektronen bzw. Löcher driften im elektrischen Feld E mit einer Geschwindigkeit v_d und besitzen die Mobilität μ (Abbildung 5.13):

$$v_d = \mu(E) \cdot E \quad (5.19)$$

Bei einer Feldstärke E von $1 \frac{kV}{cm}$ bis $10 \frac{kV}{cm}$ nähert sich die Driftgeschwindigkeit der Elektronen und Löcher im Halbleiter ihrem möglichen Maximum (siehe Abbildung 5.13) [JaN81, ReC77]. Wann das Maximum erreicht wird hängt einerseits von der Wahl des Halbleitermaterials selbst, andererseits von seiner Gitterkonfiguration des Kristalls ab.

Während die Ladungswolken in Richtung der Kontakte wandern, findet ebenfalls eine Aufweitung statt. Dieser Prozess kann als Diffusion beschrieben

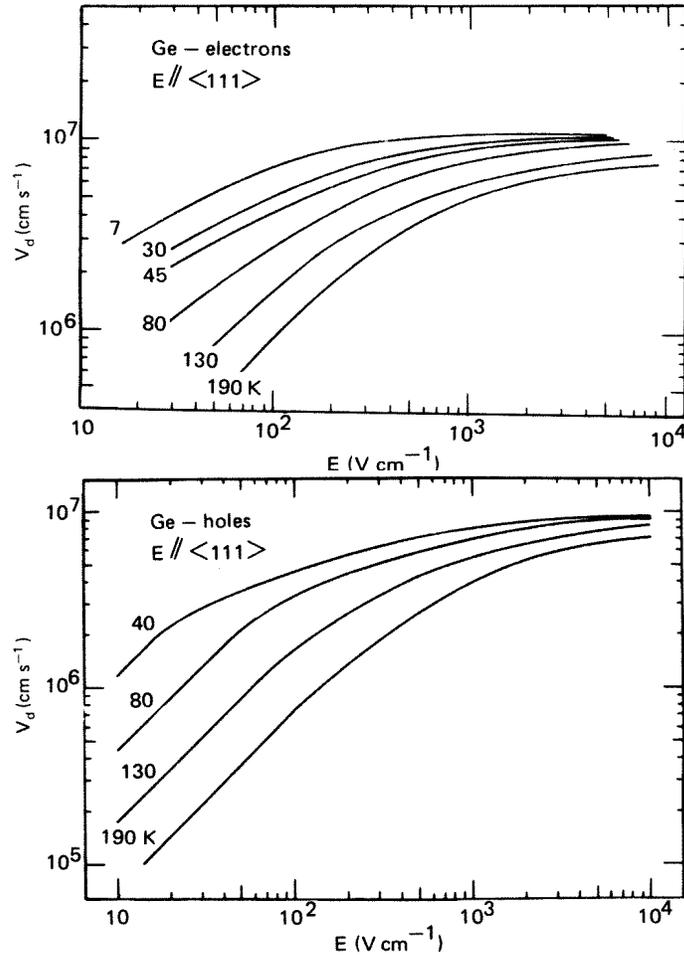


Abbildung 5.13: Dargestellt ist die Geschwindigkeit der Elektronen (oben) und der Löcher (unten) in Germanium für unterschiedliche Temperaturen in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke [OtC75].

werden. Die Aufweitung in lateraler Richtung kann dazu führen, dass in strukturierten Halbleiterdetektoren die von einem Ereignis erzeugte Ladung auf zwei oder mehr benachbarte Kontakte aufgeteilt wird. Die Drift der Ladungen kann durch eine Gauss-Verteilung beschrieben werden:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) dx \quad (5.20)$$

wobei $\frac{dN}{N}$ der Anteil der Ladung im Element dx in der Distanz x vom Ursprung nach der Zeit t ist. D ist der Diffusionskoeffizient. Er hängt mit der Mobilität μ durch

$$D = \frac{kT}{e} \mu \quad (5.21)$$

zusammen. Hier ist k die Boltzmann-Konstante, T die absolute Temperatur und e die Elementarladung.

Die Standardabweichung der Verteilung, d.h. die Breite σ der Ladungswolkenverteilung zum Zeitpunkt t , ist gegeben durch:

$$\sigma = \sqrt{2Dt} \quad (5.22)$$

Als Beispiel wird der in Kapitel 8.2 ausführlicher beschriebene Detektor mit einer Kristalldicke von 11mm und einer Betriebsspannung von 1100V betrachtet. Das elektrische Feld im Innern des Kristalls wird mit $E = 1000 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ als konstant angenommen. In der Literatur [JaN81] findet man für die Driftgeschwindigkeit v_D der Elektronen bei dieser Feldstärke und Temperaturen um 80K einen Wert von $v_D = 1.2 \cdot 10^7 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$ und für den Diffusionskoeffizienten $D = 1.4 \cdot 10^2 \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$. Somit ergibt sich für die Driftzeit durch den gesamten Detektor mit einer Dicke von 11mm eine Zeitspanne von 92ns. Die laterale Aufweitung der Elektronenwolke ist in Abbildung 5.14 in Abhängigkeit der Driftstrecke angegeben. Hierbei wird jedoch die Ladungswolke zu Beginn der Drift als punktförmig angenommen. Die tatsächliche Größe ergibt sich dann durch Faltung der in Abbildung 5.14 dargestellten Aufweitung mit der räumlichen Verteilung der primären Ladungsträger.

Tabelle 5.1 fasst noch einmal die wichtigsten Eigenschaften von Germanium und Silizium als Detektormaterialien zusammen.

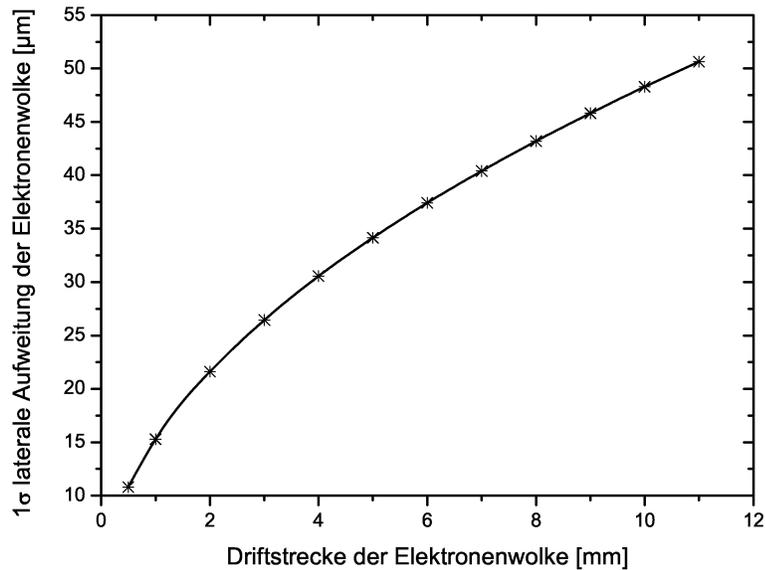


Abbildung 5.14: Dargestellt ist die laterale Aufweitung einer anfangs punktförmigen Elektronenwolke in Abhängigkeit der zurückgelegten Driftstrecke in mm in Germanium bei einer Temperatur von etwa 80K in einem elektrischen Feld von $1000 \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$. Es wird eine gaussförmige Ladungsverteilung angenommen wobei die Aufweitung (Varianz) σ in μm angegeben ist.

Materialeigenschaft	Silizium	Germanium
Z (A^{nat})	14, (28.08 u)	32, (72.61 u)
Dichte	$2.33 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$	$5.32 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$
Elektronenmobilität(300K)	$1350 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$	$3900 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$
Löchermobilität(300K)	$480 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$	$1900 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$
Elektronenmobilität(77K)	$21000 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$	$36000 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$
Löchermobilität (77K)	$11000 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$	$42000 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$
Bandlücke	1.1 eV	0.67 eV
mittl. Energie pro e-h Paar (77K)	3.61 eV	2.96 eV

Tabelle 5.1: Tabellarische Übersicht der wichtigsten Eigenschaften von Silizium und Germanium [Kno89].

Kapitel 6

Polarimetrie

Im Bereich weicher Röntgenstrahlung von etwa 1 keV bis wenigen 10 keV wurden einige Polarimetertypen nach dem Prinzip der Bragg-Streuung an Kristallen sowie auch der Thomson-Streuung entwickelt und eingesetzt [ScK69, KaN90, SoB03]. Ebenso wurden für den Hochenergiebereich ab einigen Hundert MeV Polarimeter, welche die Elektron-Positron Paarerzeugung analysieren, entwickelt [WoT03]. Im mittleren Bereich von etwa 60 keV bis wenigen MeV kann die Sensitivität des Compton Effekts auf linear polarisierte Photonen ausgenutzt werden [MeD50].

6.1 Einfache Polarimeter

6.1.1 Einführung in die Compton Polarimetrie

Verschiedene Arten von Polarimetern mit unterschiedlichen Designkriterien bzgl. Detektormaterialien, Nachweiswahrscheinlichkeit, Empfindlichkeit auf die Polarisation und Energieauflösung wurden bereits realisiert.

Im einfachsten Compton-Polarimeterkonzept werden zwei Detektoren verwendet. Einer dient als Streuer der andere Detektor als Absorber. Sie werden in einer Ebene, die senkrecht zum Weg der einfallenden Photonen orientiert ist, aufgestellt (Abbildung 6.1). Der Streudetektor bleibt fest im Raum stehen. Der Absorberdetektor muss entlang eines Kreises mit dem Streudetektor als Mittelpunkt an unterschiedlichen Positionen platziert werden können. Die Position von Absorberdetektor und Streudetektor muss exakt kontrolliert werden.

Ist die genaue Lage des Polarisationsvektors der Strahlungsquelle bekannt, so genügt es unter geeigneten Bedingungen, dass mit dem Absorberdetektor lediglich an zwei bestimmte Positionen gemessen wird. Diese sind, beschrieben durch den azimuthalen Winkel φ zwischen der Richtung des Polarisationsvektors und der Messposition, die Winkel $\varphi = 0^\circ$ und $\varphi = 90^\circ$. Wie im Kapitel 5 diskutiert, lässt sich die winkelabhängige Intensitätsverteilung der Compton gestreuten Photonen durch die Klein-Nishina-Formel beschreiben. Als Maß für

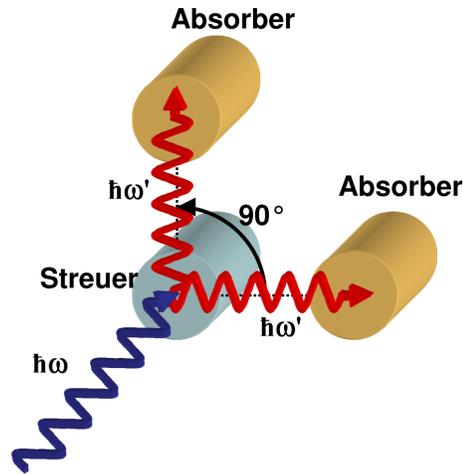


Abbildung 6.1: Einfachstes Compton-Polarimeter Konzept mit einem Streude-
tektor und einem Absorberdetektor.

den Grad der linearen Polarisierung dient die azimutale Intensitätsmodulation der gestreuten Strahlung. In Richtung des Polarisationsvektors $\varphi = 0^\circ$ bzw. 180° befindet sich das Minimum und unter 90° hierzu liegt das Maximum. Unpolarisierte Strahlung würde eine gleichförmige Verteilung erzeugen. Der Modulationsquotient M ist ein Maß für die Empfindlichkeit eines Polarimeters. Andererseits kann er auch als ein Maß für die Polarisierung selbst verwendet werden. Sein Verlauf beschreibt im Maximum den Kontrast zwischen Maximum und Minimum der azimutalen Intensitätsverteilung der Messung. Der Compton-Streuwinkel θ wird hierbei auf einem festen Wert gesetzt. Der Modulationsquotient M ist definiert durch:

$$M(\varphi, \theta = \text{konst.}) = \frac{N(\varphi + 90^\circ) - N(\varphi)}{N(\varphi + 90^\circ) + N(\varphi)} = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\varphi + 90^\circ) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(\varphi)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\varphi + 90^\circ) + \frac{d\sigma}{d\Omega}(\varphi)} \quad (6.1)$$

Ist die Lage des Polarisationsvektors der Strahlung unbekannt, genügt es nicht mehr nur an zwei Stützstellen der Verteilung zu messen. Eine möglichst genaue und vollständige azimutale Intensitätsverteilung wird benötigt, um die Richtung maximaler Streuintensität zu finden. Hierbei ist der Modulationsquotient hilfreich. $M(\varphi)$ erreicht sein Maximum für eine Übereinstimmung von $\varphi = 0^\circ$ bzw. 180° mit dem Polarisationsvektor des einfallenden Photons. Orthogonal dazu tritt das Minimum auf. Der Modulationsquotient $M(\varphi = \text{konst.}, \theta)$, d.h. sein Maximum, wird in Abbildung 6.2 als Funktion des Compton-Streuwinkels θ und für unterschiedliche Energien des einlaufenden Photons dargestellt. Das Maximum des Modulationsquotienten mit über 90 Prozent wird für Energien unter 200 keV und einem Compton Streuwinkel θ von etwa 90° erreicht. Mit steigender Energie verschiebt sich das Maximum leicht zu vorwärts gerichteten Winkeln. Im Bereich von Compton Streuwinkeln nahe 0° bzw. 180° geht der Modulationsquotient gegen Null. Als ein Maß für die Sensitivität des Prozesses

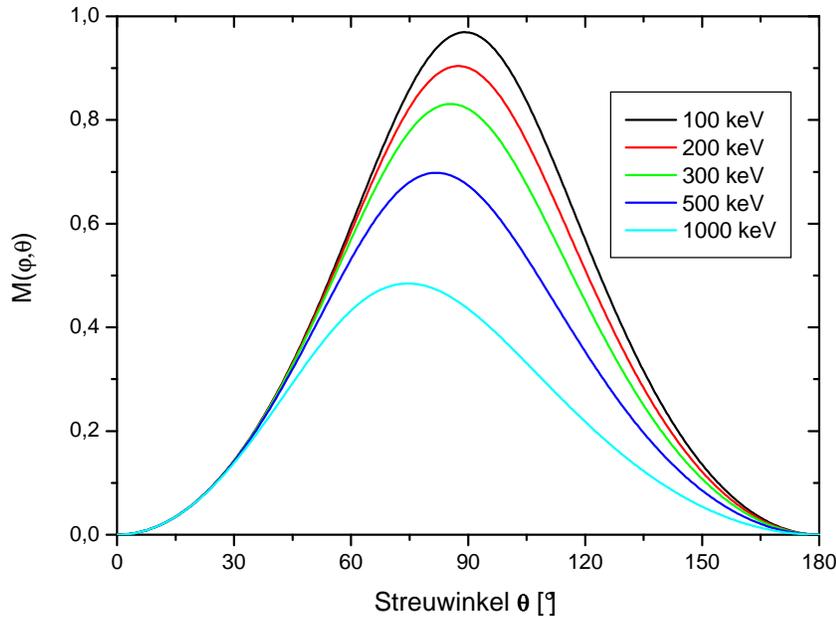


Abbildung 6.2: Maximum des Modulationsquotient M dargestellt als Funktion des Comptonstreuwinkels θ , wobei φ in Gleichung 6.1 auf einen festen Winkel gesetzt wird, der mit dem Polarisationsvektor übereinstimmt.

als Nachweismethode zeigt der Modulationsquotient, dass in einem Energiebereich bis etwa 300 keV eine Messung der Streuphotonen um einen Bereich von $\theta = 90^\circ$ die stärkste Aussagekraft (Kontrast) hat.

Für instrumentelle Betrachtungen muss die Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{\delta\sigma}{\delta\theta}$ in Bezug auf den Compton Streuwinkel θ mit einbezogen werden. In Abbildung 6.3 wird das Produkt von Modulationsquotient $M(\varphi = 0)$ und dem differentiellen Wirkungsquerschnitt für verschiedene Energien gezeigt. Mit steigender Energie ($E > m_e c^2$) ist die Vorwärtsstreuung, d.h. zu kleinen Winkeln θ , im Vergleich zu niedrigeren Energien deutlich dominanter als zu größeren Winkeln. Zur Optimierung eines Spektrometers sollte dieses Produkt $M \cdot \sigma$ möglichst maximiert werden. Es kann als theoretisch mögliche Nachweiswahrscheinlichkeit bei einer gegebenen Photonenenergie betrachtet werden. Man sieht eindeutig, dass ein Spektrometer für hohe Energien ($E > m_e c^2$) leicht vorwärts ausgerichtet sein sollte, ein niederenergetisches sollte bei 90° arbeiten.

6.1.2 Kriterien für die Materialauswahl in Hinsicht auf ein Polarimeter

Compton Streuung und Photoabsorption sind die beteiligten und konkurrierende Prozesse beim Nachweis in einem Compton Polarimeter. Deshalb sind für ein erfolgreiches Design Materialien mit angepassten Wirkungsquerschnitten

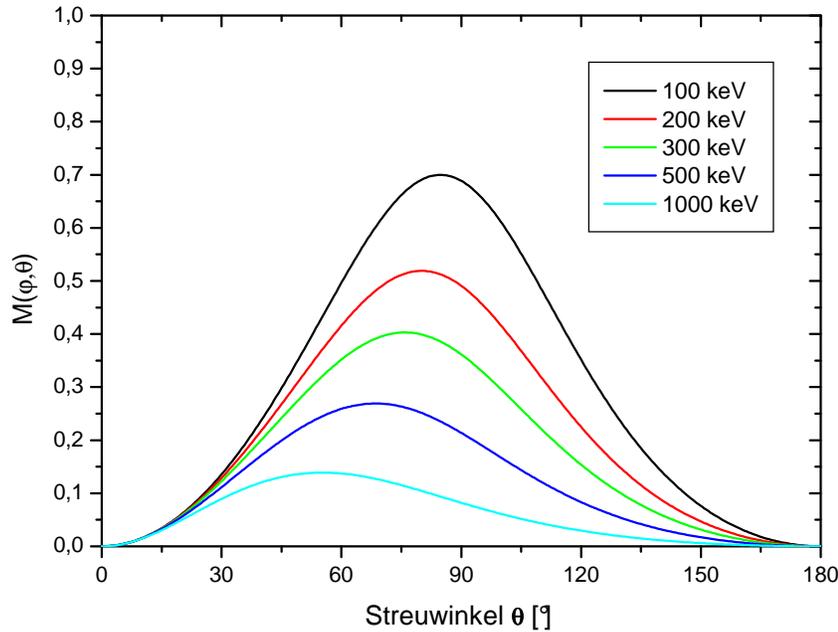


Abbildung 6.3: Verlauf des Maximums des Modulationsquotienten multipliziert mit dem Compton-Wirkungsquerschnitt

für diese Prozesse zu wählen. Einerseits ist anhand der Wirkungsquerschnitte in Abbildung 6.4 zu sehen, dass Germanium der bessere Photoabsorber ist, andererseits besitzt Silizium schon bei deutlich niedrigeren Energien eine hohe Compton Nachweiseffizienz. Für den Teil des Polarimeters, der die gestreuten Photonen detektiert, ist sicherlich Germanium wegen seiner hohen Effizienz für Photoabsorption das geeignete Material. Auch diverse anorganische Szintillatoren wie NaI(Tl) oder CsI(Na) eignen sich aufgrund ihrer hohen Kernladungszahl als gute Absorber mit hoher Photopeakeffizienz. Letztere weisen jedoch eine geringere Energieauflösung auf. Bei der Wahl des Streuers sollte darauf geachtet werden, dass er eine hohe Compton Effizienz besitzt. Weiterhin sollte es den gestreuten Photonen möglich sein, weitgehend ungehindert den Streuer wieder zu verlassen. Wählt man eine Kombination aus einzelnen Detektoren, ist eine Kombination aus Siliziumdetektoren für den Streuer und Germaniumdetektoren zur Energiemessung der gestreuten Photonen erstrebenswert.

Bei vielen Experimenten findet man einen zeitweise hohen Anteil zufälliger Ereignisse. Um diese von den eigentlichen Daten zu diskriminieren, bedarf es geeigneter Strategien zur effizienten Untergrundunterdrückung. Hier ist auf jeden Fall eine gute Zeitauflösung des Detektorsystems notwendig, um mit Koinzidenztechniken eine Auswahl anhand externer Signalquellen, z.B. eines weiteren Detektors, der koinzident andere Reaktionsprodukte aufzeichnet, treffen zu können. Eine weitere erfolgreiche Technik ist es, nur Ereignisse zuzulassen, die durch die Kinematik des Compton-Prozesses erlaubt sind.

Hierbei betrachtet man unter genauer Kenntnis der Spektrometergeometrie die möglichen Energieüberträge auf das Compton Elektron für die auftretenden Stoßwinkel. Gemäß Gleichung 5.11 sind Streuwinkel θ und der Energieübertrag ΔE korreliert. So ist eine weitere Selektion echter Ereignisse möglich. So hilfreich diese Technik für Energien oberhalb 100 keV ist, kann man sie mit Sicherheit nicht mit großem Erfolg unterhalb von 60 keV einfallender Photonenenergie anwenden. Einerseits ist hier der totale Wirkungsquerschnitt des Compton Prozesses im Vergleich zur Photoabsorption sehr reduziert, andererseits beträgt der Energieübertrag vom einfallenden Photon auf das Compton-Rückstoßelektron bei 60 keV und einem Streuwinkel $\theta = 90^\circ$ nur noch 6.3 keV. Dies liegt bereits recht nahe an der elektronischen Rauschschwelle von strukturierten dicken Halbleiterdetektoren der benötigten Größe.

Des weiteren sollte die Detektorgeometrie so gewählt sein, dass mehrfache

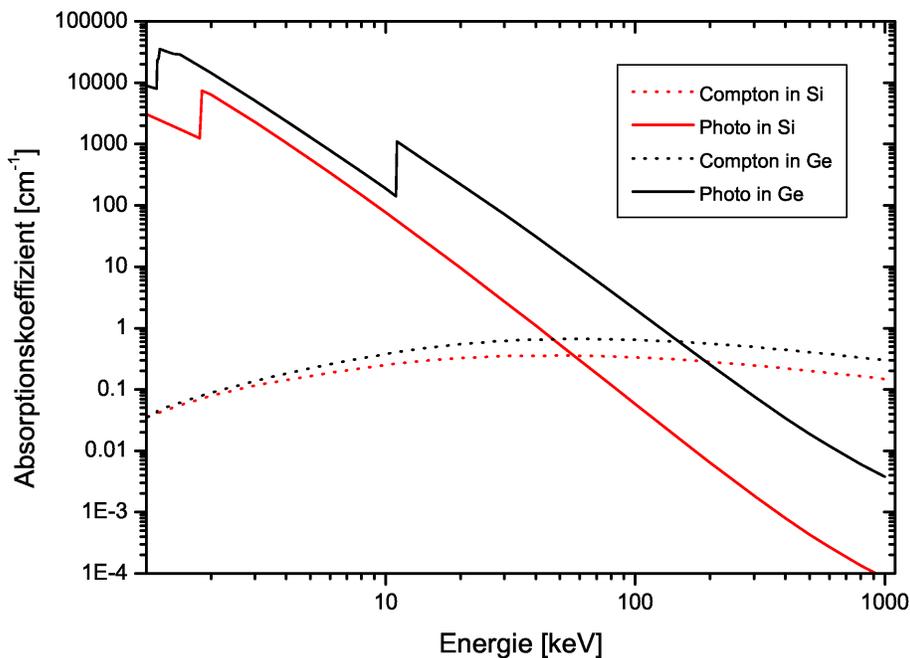


Abbildung 6.4: Energieabhängigkeit der Linearen Absorptionskoeffizienten für Photo- und Comptonprozeß im Falle von Silizium und Germanium

Streuung der Photonen vermieden wird, da hierbei in der Regel die Information über die Polarisationssebene des einfallenden Photons verloren geht.

Die Möglichkeit, das Spektrometer entlang seiner Längsachse zu drehen, ist vor allem bei unbekannter Lage der Polarisationssebene der einfallenden Photonen unabdingbar. Hierbei muss eine möglichst vollständige Intensitätsverteilung bezüglich des azimuthalen Streuwinkels φ der gestreuten Photonen bestimmt werden, um aus dem Verlauf des Modulationsquotienten $M(\varphi)$ die exakte Lage des Polarisationsvektors zu bestimmen.

6.1.3 Diskussion unterschiedlicher Polarimetertypen

In der Konstruktion einfacherer Polarimeter gibt es einige typische Schwachpunkte. Die Tatsache, dass der Streuer nur unvollständig vom Absorbermaterial umgeben ist, resultiert in einer niedrigen Nachweiswahrscheinlichkeit. Der Streuer muss in seiner Geometrie möglichst gut an die Messaufgabe angepasst sein. Einerseits soll er klein sein, um eine Wechselwirkung der Compton gestreuten Photonen im Streuer zu vermeiden. Andererseits muss er groß genug sein, um hinreichende Effizienz zu bieten. Ein großer Streuer führt ferner zu weiteren Winkelungenauigkeiten, d.h. zu einem ausgewaschenen Verlauf des Modulationsquotienten, da der Wechselwirkungsort im Streuer und damit der azimutale Streuwinkel nur ungenau bestimmt werden kann. Um diesem Effekt entgegenzuwirken, versucht man den Absorberdetektor in möglichst großem Abstand vom Streuer zu platzieren [WeE90]. Vom rein praktischen Standpunkt sind solche Aufbauten wegen ihres Platzbedarfs, der im allgemeinen entgegen den meist begrenzten Möglichkeiten der Experimentierumgebung läuft, schwierig zu realisieren. Weiterhin muss für diese einfachen Konzepte eine Möglichkeit zur Rotation des Polarimeters vorgesehen werden, um mehrere Messpunkte der azimutalen Winkelverteilung zu erfassen. Dies kann zusätzliche systematische Fehlerquellen mit sich bringen. Darüber hinaus muss eine zeitlich konstante Quellstärke und -qualität garantiert oder zumindest ihr zeitlicher Verlauf bekannt sein. Diese Begleitumstände schränken die Verwendbarkeit dieses Konzepts stark ein. Es findet jedoch wegen seiner vergleichsweise geringen Ansprüche an Standarddetektoren und Datenaufnahme weiterhin Anwendung.

Geometrien mit einem Streuer und mindestens einem Absorber

Der einfachste Aufbau besteht aus einem Streuer und einem Absorber. Dieser Aufbau ist sicher auf Experimente mit sehr hoher Rate und niedrigem Hintergrund anwendbar. Zu beachten sind die experimentellen Schwierigkeiten durch die notwendige Vermessung mehrerer azimutaler Streuwinkel. Wichtig ist hierbei, dass die Quellstärke für alle Messungen an den unterschiedlichen Detektorpositionen konstant bleiben muss. Den Absorberdetektor reproduzierbar präzise zu montieren, ist gewiss schwierig. Diese Ungenauigkeiten resultieren in einer geringen Sensitivität.

Polarimeter mit einem Streuer und mindestens zwei Absorbern

Hierbei werden zwei oder mehr Absorberdetektoren radial mit festem Radius um den Streudetektor als Mittelpunkt montiert (siehe Abbildung 6.1). Die Normale der Kreisfläche liegt auf der erwarteten Strahlachse. Der Anspruch an den

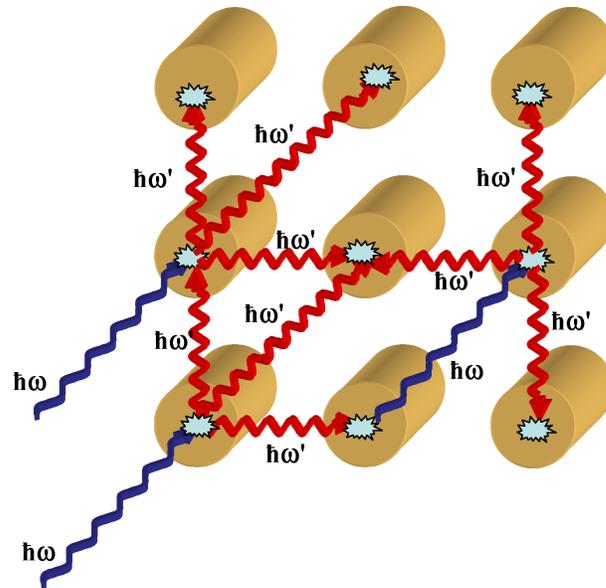


Abbildung 6.5: Symmetrisch aufgebautes Polarimeter. Hier sind alle Detektoren sowohl Streuer als auch Absorber.

Aufbau ist moderat und kann mit Standardkomponenten ausgeführt werden. Der Vorteil gegenüber einfacheren Aufbauten ist die weitgehende Kompensation von Quellenfluktuationen durch simultane Messung der Streuintensitäten. Der Nachteil ist der gesteigerte Platzbedarf und die geringe Effizienz, die zu einem erheblichen Hintergrund der Messung führen kann. Auf jeden Fall sollten die Absorber vor fremden Quellen abgeschirmt bzw. die Photonenquelle kollimiert werden.

Symmetrische Detektoraufbauten

Bei diesem Konzept handelt es sich um Arrays von möglichst gleichen Detektoren (Abbildung 6.5). Jeder Detektor dient sowohl als Streuer als auch als Absorber. Dies macht eine Kollimation in Form von Abschirmungselementen für die Absorber in Hinsicht auf die primäre Photonenquelle überflüssig. Bei diesem Konzept erhöht sich zudem die Effizienz des Systems durch die vergrößerte Streuerfläche. Es gilt aber weiterhin die Regel, dass zu nahe zueinander liegende Detektoren die azimutale Winkelauflösung reduzieren und somit die Polarisations sensitivität reduzieren.

Einfache segmentierte Detektoren

Ein verwandtes Konzept besteht in einfachen entweder mechanisch oder photolithographisch segmentierten Detektoren, die gleichzeitig die Funktion des Streuers und Absorbers ausüben. Diese deutlich aufwendigeren und kompakteren Detektorsysteme versuchen simultan die gesamte azimutale Verteilung zu messen.

Durch das stärker von Detektoren genutzte Raumvolumen ist die Nachweisefizienz deutlich gesteigert. Im allgemeinen Fall ist das Signal-zu-Hintergrund Verhältnis deutlich günstiger. Die Dimensionierung und Granularität des Detektors bestimmt wesentlich die Sensitivität. In der Regel ist die Winkelauflösung geometrisch bedingt jedoch gering. Da die Funktion des Streuers und des Absorbers vom selben Detektor erfüllt wird, sollte das Detektormaterial an den Energiebereich der Anwendung angepasst sein. Besonders sollte auf eine gute Energie- und Zeitauflösung geachtet werden, um eine effiziente Untergrundunterdrückung zu gewährleisten. Eine möglichst hohe Effizienz des Systems kann erreicht werden, wenn die Wechselwirkungsquerschnitte für den Comptonprozess des einfallenden Photons und den Photoprozess für die Energie des Compton-gestreuten Photons auf vergleichbarem Niveau liegen. Für Germanium liegt diese Energie bei etwa 160 keV (Abbildung 6.4) und für Silizium bei 60 keV [KrJ99]. Für einen Energiebereich von 100 keV bis einige hundert keV ist Germanium sicherlich zu vorzuziehen. Nach oben wird der Energiebereich durch das Auftreten von mehrfachen Compton-Ereignissen beschränkt, da die Ereignisse nur noch unvollständig rekonstruiert werden können, und somit die Information über die Polarisation verloren geht.

In der Datenauswertung wird für die Compton-Ereignisse gefordert, dass die gemessene Energie die Gleichung 5.11 erfüllt. Hierin ist beschrieben, dass der Energieübertrag vom einfallenden Photon auf das Rückstoßelektron für eine Stoßenergie unterhalb der halben Elektronenruhemasse stets kleiner ist als auf das Compton Photon (siehe Abbildung 5.4). Für höhere Energien verliert der Streuprozess beginnend von hohen Streuwinkeln her seine Eindeutigkeit. Gleiches gilt auch für die eindeutige Bestimmbarkeit der Polarisation. Somit ist man bei einem Compton Streuwinkel von $\theta = 90^\circ$ bei segmentierten Polarimetern auf eine obere Photonenenergie von etwa 350 keV beschränkt, da sich andernfalls die Rekonstruktion deutlich aufwendiger und in vielen Fällen nicht mehr eindeutig gestaltet. Prinzipiell kann die Compton Polarimetrie jedoch bis zu einigen MeV betrieben werden. Zum Beispiel wurde für 4-fach segmentierte Germanium Detektoren bereits eine Compton-Polarisationssensitivität bis zu einer Energie von 10 MeV vermessen [HuB02].

Die ersten Polarimeter dieser Art waren segmentierte planare Ge(Li)-Detektoren. Es wurde eine ringförmige Struktur symmetrisch 4-fach oder 8-fach segmentiert und um einen auf der Mittelachse liegenden zylinderförmigen Streuer angeordnet (Abbildung 6.6). Dies deckt den gesamten azimutalen Raumwinkel ab, ermöglicht jedoch nur eine grobe Winkelauflösung. Ähnliche Ansätze wurden mit koaxialen Detektoren verfolgt. Wobei hier jedes Segment Streuer und Absorber sein kann (Abbildung 6.7).

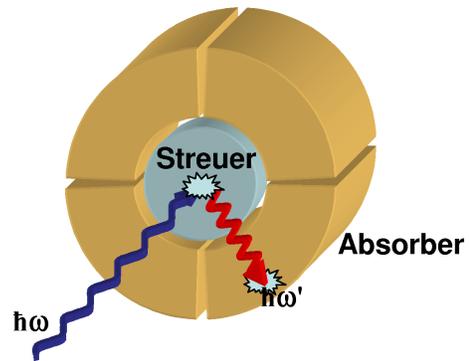


Abbildung 6.6: Planarer segmentierter Detektor mit zentralem zylindrischen Streuer.

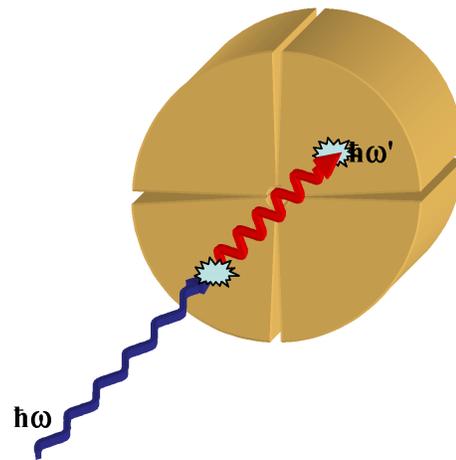


Abbildung 6.7: Segmentierter koaxialer Detektor

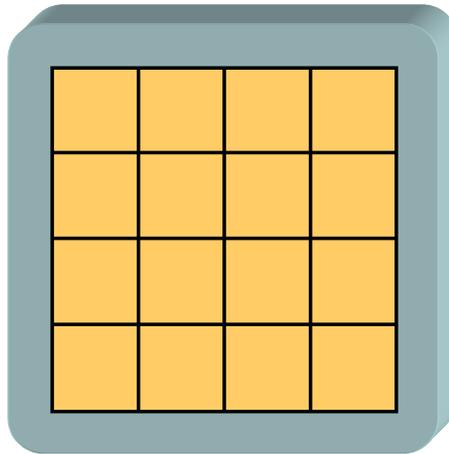


Abbildung 6.8: Skizze eines 4x4 Pixeldetektors

Planare Streifen- und Pixeldetektoren

Im Laufe der letzten Jahre wurde die Technologie dicker segmentierter planarer Halbleiterdetektoren weiterentwickelt. Diese bieten neben einer Ortsauflösung im Submillimeterbereich und einer guten Energieauflösung (z.B. 1.6 keV @ 60 keV) ebenso eine gute Zeitauflösung von weniger als 100 ns. Pixeldetektoren (siehe Abbildung 6.8) und vor allem zweidimensionale Streifendetektoren (siehe Abbildung 6.9) stellen durch ihre feine Strukturierung eine große hochgradig ortssensitive Detektorfläche dar. Hierbei kann jeder Pixel bzw. Pseudopixel als Streuer oder als Absorber dienen, was jedoch die Wahl unterschiedlicher Streuer- und Absorbermaterialien ausschließt. Die feine Segmentierung erlaubt eine hohe Streuwinkelsensitivität und eine qualitativ hochwertige Rekonstruktion bzw. Verifikation der echten Ereignisse. Dies führt zu einer gesteigerten Polarisations sensitivität. Ein weiterer großer Vorteil ist die simultane Beobachtung des gesamten azimuthalen 360° Raumes, ohne eine Rotation des Detektors. Dies nutzt die Beobachtungszeit optimal und erlaubt das Studium zeitvariabler Prozesse. Im Vorfeld muß jedoch die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektorsystems genau vermessen werden. Diese kann mit einer unpolarisierten Photonenquelle (radioaktives Präparat) erfolgen. Ein weiterer Vorteil dieser Detektoren ist ihre hohe Granularität. So können hochenergetische Hintergrundereignisse (z.B. kosmische Strahlung) besser von echten Ereignissen unterschieden werden.

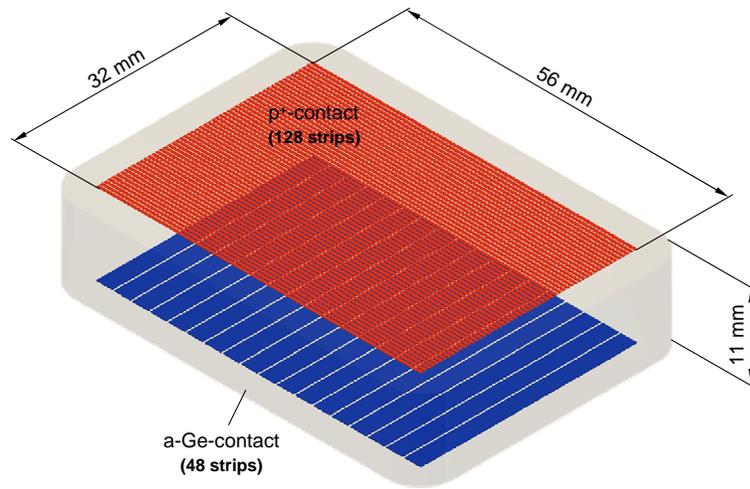


Abbildung 6.9: Skizze eines zweidimensional strukturierten Streifendetektors

Kapitel 7

Monte Carlo - Simulationen zum Detektorverhalten

Die Energiedeposition durch radioaktive Strahlung in Materie kann auf vielfältige Weise erfolgen. Jeder mögliche Weg kann in Abhängigkeit der Reaktionspartner und ihrer Zustandsparameter mit unterschiedlicher Wahrscheinlichkeit auftreten. Daher ergibt sich auch bei begrenzter Statistik im Ergebnis, trotz gleicher Anfangsbedingungen, ein mehr oder weniger abweichendes Bild.

Dies hat für viele Anwendungen weit reichende Konsequenzen, da sich die Probleme nicht mehr durch einfache analytische Ausdrücke beschreiben lassen. In einigen Fällen können Näherungen und die Akzeptanz eines gewissen Fehlers zu einfachen Lösungen führen. Hier sei auf die Abschirmung von Röntgenstrahlung mit Energien unterhalb von einem MeV verwiesen. Wird jedoch ein genaueres Verständnis der Details benötigt, müssen verschiedene Reaktionspfade in unterschiedlichen Kombinationen mit einem ganzen Spektrum an Parametern betrachtet werden. Dies ist häufig auf Grund der Komplexität des Problems nur noch durch Monte Carlo Simulationen zu leisten. Hierbei wird ein System mit bestimmten Anfangsbedingungen bis zu definierten End- oder Abbruchbedingungen in kleinen Zwischenschritten betrachtet. Die möglichen Reaktionspfade von einem zum nächsten Zwischenschritt werden mit einem Zufallsgenerator aus einem Regelwerk ausgewählt. Bei guter Kenntnis der Einzelprozesse und hinreichend großer Zahl der simulierten Historien ergibt sich eine repräsentative Beschreibung des Problems. Der Aufwand an Rechenleistung kann mit steigender Komplexität des Problems, z.B. bei hoher Energie des Primärteilchens, erheblich sein. Bei hochenergetischer Strahlung werden Schauererkaskaden mit einer Vielzahl an Teilchen verschiedener Energien und von unterschiedlicher Art ausgelöst, die abhängig von der bestimmten Geometrie (Material, Form) eines Streuers oder Absorbers beschrieben werden müssen. Entsprechendes gilt für das genaue Verständnis von Messdaten aus Experimenten mit Röntgenstrahlung sowie die Konzeptionierung neuer

Detektoren, wo sich Fragen nach Dicke, Fläche und Strukturierung stellen. Genaue Kenntnisse der physikalischen Abläufe, jeweils für sich betrachtet, sind vorhanden. Beispielsweise für den Photoeffekt ist schnell eine energieabhängige Schwächungskurve bestimmt. Muss diese jedoch noch mit Fluoreszenzstrahlungseffekten, Compton-Streuung oder gar Polarisierungseffekten gefaltet werden, wird es analytisch unmöglich, eine geeignete Beschreibung zu liefern. Mit Hilfe von Monte Carlo Software Paketen, wie EGS4 [NeH85], Fluka [FaF05], Geant [AgA03], ITS [HaK92] oder MCNP [GoB04], können solche Szenarien modelliert werden. Dabei wird dem Programmpaket in einer Subroutine ein geometrisches Modell mit entsprechenden Materialeigenschaften bereitgestellt. Anschließend wird die Simulation mit definierten Anfangsparametern gestartet. Das Programm enthält die notwendigen physikalischen Materialeigenschaften um den Transport von Teilchen möglichst realitätsnah zu simulieren. Die Teilchenhistorie wird protokolliert. Hieraus werden später Spektren, Effizienzen oder auch Listmode-Daten generiert, die weiter analysiert werden können. Die Aussagekraft der Simulation hängt natürlich von der Mächtigkeit des physikalischen Modells des Programms ab, das meist für eine bestimmte Klasse von Anwendungen ausgelegt ist.

7.1 Gültigkeitsbereich des physikalischen Modells

Zur Beschreibung der Wechselwirkungsprozesse im Detektorkristall wurde das Monte Carlo Programmpaket EGS4 [NeH85] mit der Erweiterung Low-Energy Photon-Scattering Expansion (LSCAT) [NaH00] verwendet. Dieses Programmpaket erlaubt die Beschreibung des gekoppelten Transports von Photonen, Elektronen und Positronen von einigen keV bis in den TeV-Bereich in beliebiger Geometrie und beliebigen Materialien.

LSCAT erweitert die Mächtigkeit im unteren Energiebereich abwärts bis 1 keV und ergänzt das physikalische Modell unter anderem um die Behandlung linear polarisierter Photonen für Compton- und Rayleigh-Streuung. Als Materialien stehen die Elemente von $Z=1$ bis $Z=100$ bereit. Zusätzlich modelliert es daraus resultierende chemische Verbindungen und Gemische [NaH00a]. Die benötigten Daten werden vor der eigentlichen Simulation von dem Programm PEGS aus Wirkungsquerschnitts- und Verzweigungsverhältnis-Datenbanken für den in der Simulation relevanten Energiebereich extrahiert. Für die Simulation von Bestrahlungsszenarien an Patienten stehen zusätzlich verfeinerte Materialdatensätze mit üblichen chemischen Verbindungen wie H_2O aber auch organischem Gewebe zur Verfügung.

Vor allem wegen des medizinischen Anwendungshintergrunds wurden zahlreiche Vergleiche zwischen Experimenten und Simulationen zur Qualitätssicherung des Programmpakets mit großem Erfolg durchgeführt [NaB95, NaH05].

Die folgenden physikalischen Wechselwirkungsprozesse sind in der Standard EGS4 Version integriert[NeH85]:

- Bremsstrahlung
- Elektron-Positron Annihilation in Bewegung und Ruhe
- Molière Mehrfachstreuung
- Møller (e^-e^-) und Bhabha (e^+e^-) Streuung
- Paarproduktion
- Compton Streuung (Inkohärente Streuung)
- Rayleigh Streuung (Kohärente Streuung)
- Photoelektrischer Effekt (weder Auger Elektronen noch Fluoreszenzstrahlung werden behandelt; siehe jedoch LSCAT)

Mit der Erweiterung LSCAT können folgende physikalische Prozesse modelliert werden [NaH00]:

- Streuung linear polarisierter Photonen im Rayleigh- und Compton-Prozess
- Compton Streuung an Bindungselektronen
- Dopplerverbreiterung des Energiespektrums von Compton gestreuten Photonen (Compton Profile)
- Elektronenstoßionisation
- photoelektrischer Effekt für Verbindungen und Gemische
- Behandlung von Auger-Elektronen

Momentane Einschränkungen von LSCAT sind [NaH00a]:

- Zirkulare Polarisation wird ignoriert und elliptische Polarisation als teilweise linear polarisiert betrachtet.
- Charakteristische Röntgenstrahlung und Bremsstrahlung werden als unpolarisiert angenommen.
- Die Compton Profile beziehen sich auch bei Verbindungen und Gemischen auf freie Atome. Effekte durch Molekülbindungen werden nicht behandelt.
- Beim Compton-Stoß wird der Energieverlust an das Atom nicht behandelt.
- Das Compton-Rückstoß-Elektron wird lokal deponiert.

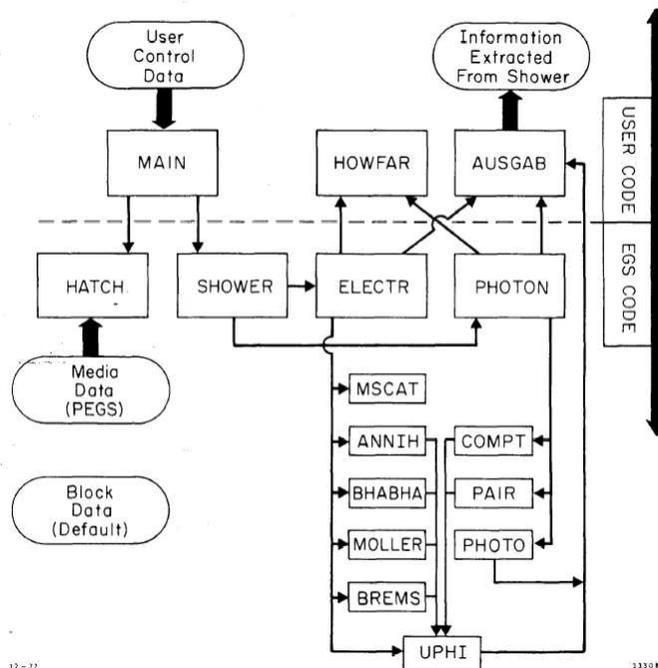


Abbildung 7.1: EGS4 Flowchart.

7.2 Aufbau und Funktionsweise von EGS4 am Beispiel des 4x4-Pixel-Polarimeters

Das EGS4-Programmpaket gliedert sich in zwei wesentliche Bereiche. Einerseits gibt es den eigentlichen EGS4 Code, der die physikalischen Modelle zur Behandlung der zahlreichen Effekte und die Mechanismen zum Transport der Teilchen beinhaltet. Ferner kann hier noch PEGS, ein separates Programm zur Erzeugung der Datenbasis mit den notwendigen physikalischen Eigenschaften, hinzugerechnet werden. Der andere Teil wird als User Code bezeichnet (siehe Abbildung 7.1). Dies sind das vom Anwender bereit zu stellende Hauptprogramm (MAIN) sowie die Routinen HOWFAR und AUSGAB.

Im Hauptprogramm definiert der Benutzer, nach dem Einlesen der Daten über Wirkungsquerschnitte durch den Aufruf der Subroutine HATCH, die Geometrie des Problems, die Eigenschaften der Strahlungsquelle, einige Parameter zur Steuerung der Simulation und die Dokumentation der Ergebnisse nach dem Ende jeder Teilchenhistorie.

EGS4 geht zu Beginn von einem leeren unendlichen Raum in kartesischen Koordinaten aus. Durch das Einfügen von einfachen geometrischen Elementen, wie Ebenen, Zylindern, Kugeln, wird der Raum in Regionen unterteilt, die nach intern festgelegten Regeln durchnummeriert sind. Jeder Region kann ein Material zugeordnet werden. Außerdem kann für jede einzelne Region ein gesonderter Aufruf von Analyseroutinen in Abhängigkeit bestimmter

auftretender Wechselwirkungen vereinbart werden.

Als Beispiel ist im folgenden die Definition eines Geometriemodells für einen 4x4-Pixel Detektor mit zwei Folien zwischen Quelle und Detektor diskutiert (siehe Abbildung 7.2):

```
1: TVAC1=30.0; TFOI1=1.0; TVAC2=1.0; TFOI2=1.0; TVAC3=1.0;
2: TDDL1=0.01; TDET1=1.5; TDDL2=0.01; XBINW=0.7; YBINW=0.7;
3:
4: DO J=1,NPLAN [
5:     PCOORD(1,J)=0.0; PCOORD(2,J)=0.0;
6:     PCOORD(3,J)=0.0; PNORM(1,J)=0.0;
7:     PNORM(2,J)=0.0; PNORM(3,J)=0.0;
8: ]
9:
10: ID1=$NZBIN+1; ID2=ID1+1; ID3=ID2+$NYBIN; ID4=ID3+1;
11: ID5=ID4+$NXBIN;
12:
13: DO I=1,ID1 [
14:     PNORM(3,I)=1.0;
15: ]
16: DO I=ID2,ID3 [
17:     PNORM(2,I)=1.0;
18: ]
19: DO I=ID4,ID5 [
20:     PNORM(1,I)=1.0;
21: ]
22:
23:"Z-direction"
24: PCOORD(3,2)=PCOORD(3,1)+TVAC1;
25: PCOORD(3,3)=PCOORD(3,2)+TFOI1;
26: PCOORD(3,4)=PCOORD(3,3)+TVAC2;
27: PCOORD(3,5)=PCOORD(3,4)+TFOI2;
28: PCOORD(3,6)=PCOORD(3,5)+TVAC3;
29: PCOORD(3,7)=PCOORD(3,6)+TDDL1;
30: PCOORD(3,8)=PCOORD(3,7)+TDET1;
31: PCOORD(3,9)=PCOORD(3,8)+TDDL2;
32:
33:"Y-direction"
34: DO IYNYBIN=0,$NYBIN [
35:     PCOORD(2,ID2+IYNYBIN)=(-1.4)+(0.7*FLOAT(IYNYBIN));
36: ]
37:
38:"X-direction"
39: DO IXNXBIN=0,$NXBIN [
40:     PCOORD(1,ID4+IXNXBIN)=(-1.4)+(0.7*FLOAT(IXNXBIN));
41: ]
```

Der USER CODE und EGS CODE sind in MORTRAN3 [NeH85] erstellt. Hierbei handelt es sich um ein Macro Fortran, das durch einen Precompiler in FORTRAN4/FORTRAN77 übersetzt wird. Der Anwender hat jedoch auch die Möglichkeit direkt FORTRAN4 im USER CODE zu verwenden. Externe Subroutinen können in Fortran77 erstellt, kompiliert und hinzugelinkt werden.

Die Ebenen, die den Raum in Regionen aufteilen, werden durch einen Aufpunkt und einen Normalenvektor definiert. Gespeichert werden diese Angaben in zwei 2-dimensionalen Datenfeldern, PCOORD für die Aufpunktskoordinaten und PNORM für die Richtung des Normalenvektors, wobei der erste Index für die Raumkoordinate (1:X, 2:Y, 3:Z) steht. Der zweite Index bezeichnet den Index der Ebene. Zuerst werden in den Zeilen 1-2 die Abstände und Größen einzelner Elemente in Variablen abgebildet. In Zeile 4-8 wird sichergestellt, dass die Datenfelder für die Geometriedaten leer sind. Anschließend werden in Zeile 10-11 jeweils die kleinsten und die größten Ebenenindizes für die verschiedenen Raumrichtungen errechnet. Die Normalen der Ebenen werden in Zeile 13-21 bestimmt. Hier liegen die Ebenen 1-9 in der X-Y-Ebene, Ebene 10-14 in der X-Z-Ebene und Ebene 15-19 in der Y-Z-Ebene. In Zeile 23-31 werden die Aufpunkte der ersten 9 Ebenen definiert. Auf Grund ihrer Ausrichtung sind sie durch Angabe der Z-Koordinate beschrieben. Diese Ebenen definieren, wie in einem Stapel aus unendlich ausgedehnten Blättern die Regionen. Anschaulich betrachtet sind dies vor allem die zur Z-Richtung senkrechten Oberflächen der Objekte. Zur Begrenzung in X- und Y- Richtung werden in Zeile 35 bzw. 40 jeweils 2 Ebenen pro Raumrichtung eingesetzt. Weitere 6 Ebenen dienen der inneren Strukturierung des Models und bestimmen im konkreten Fall die Größe der Detektorpixel.

Weiterhin werden im Hauptprogramm auch die Quelleneigenschaften definiert. Hierzu sind eine Reihe von Variablen als Schnittstelle vorbereitet (siehe Tabelle 7.1), die angepasst werden müssen. Um verschiedene Emissionscharakteristika der Quelle zu erzeugen, stehen einige Subroutinen zur Auswahl. So kann neben einem Strahl auch eine isotrope oder kegelförmige Emission erzeugt werden.

Eine weitere sehr wichtige Eigenschaft ist die untere Energieschwelle, bis zu der ein Transport von Elektronen und Photonen stattfindet. Diese untere Grenzenergie wird in EGS4 als PCUT für Photonen bzw. ECUT für Elektronen bezeichnet. Es muss überlegt werden, ob es physikalisch relevant ist, die Teilchen bis hinunter zu 1 keV zu betrachten, oder ob es ausreicht, z.B. ein Elektron mit 3 oder 4 keV bereits als lokal deponiert anzunehmen. Dieses Vorgehen spart vor allem bei höheren Energien in hohem Maße Rechenzeit ein, da hier Schauer von Sekundärteilchen erzeugt werden können.

Zu den notwendigen Vorarbeiten gehört auch, die Datenfelder zu erstellen, die die Simulationsergebnisse, wie z.B. Energiespektren, aufnehmen. Nach diesen notwendigen Vorarbeiten ruft das Hauptprogramm die Subroutine SHOWER

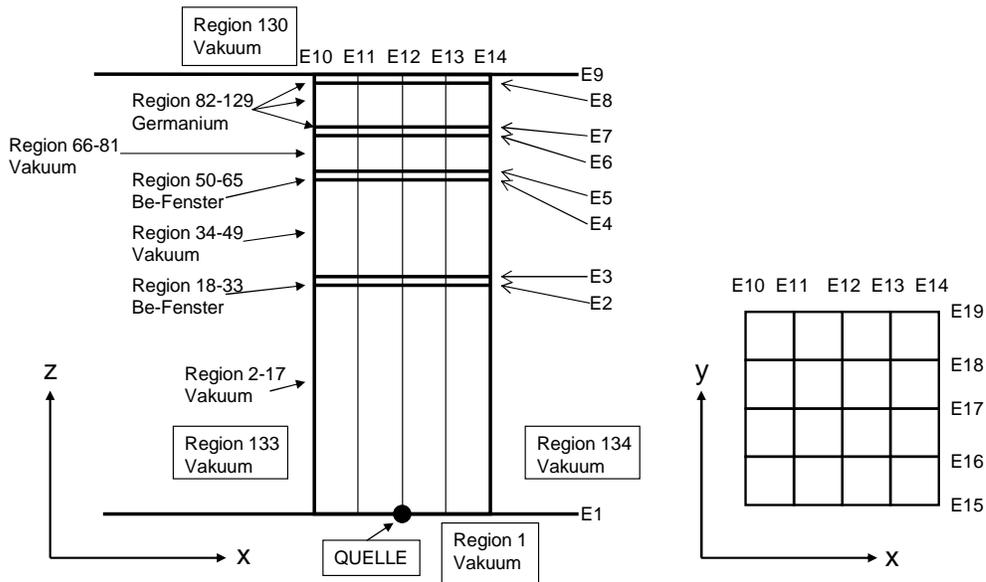


Abbildung 7.2: Skizze des Geometriemodells eines 4x4 Pixel Detektors mit zwei Eintrittsfenstern. Die Ebenen sind mit E1 bis E19 beschriftet. Der Detektor wird von Region 82-129 gebildet. Die beiden Eintrittsfenster sind durch Region 18-33 und 34-49 repräsentiert.

Variablenname	Bedeutung
EIN	Energie des Photons
IQIN	Ladungszustand des Primärteilchens (-1,0,1)
XIN, YIN, ZIN	Ortskoordinate der Quelle
UIN, VIN, WIN	Richtungsvektor der Emission (normiert)
UI, VI, WI	optional: Polarisationsvektor (normiert)
PVAL	optional: Grad der Polarisation

Tabelle 7.1: Aufistung der Parameter zur Kontrolle der Quelleneigenschaften

(siehe Abbildung 7.1) auf. Mit dem Start eines Primärteilchens beginnt die eigentliche Monte Carlo Simulation. Sobald das Teilchen und seine möglichen Sekundärteilchen deponiert oder entkommen sind, werden die Subroutinen beendet und es wird mit dem Hauptprogramm fortgefahren. Die erhaltenen Simulationsresultate dieses Teilschrittes können aufgearbeitet und gespeichert werden. Erneut kann ein Teilchen gestartet werden, bis die benötigte Statistik erreicht ist. Vor dem Programmende werden die Endresultate ermittelt und dokumentiert.

Sobald die Shower-Routine aufgerufen wird, transportieren die EGS4-eigenen Routinen (EGS CODE) das Primärteilchen. Sie wählen zufällig, jedoch im Rahmen der durch die Wechselwirkungsquerschnitte bedingten Wahrscheinlichkeiten, die physikalischen Prozesse aus.

Dennoch gibt es hier eine wichtige Stelle, an der der USER CODE direkt in die EGS4 Routinen Einfluss nimmt. Die Transportroutinen müssen nach Ermittlung der Schrittweite überprüfen, ob das Teilchen nach Ausführung des Transportschritts noch in der selben Region verbleibt. Hierzu wird HOWFAR aufgerufen. Der Anwender muss durch geeignete Implementierung der Routine HOWFAR für eine an seine Geometrie angepasste korrekte Überprüfung eines möglichen Teilchenübergangs aus einer Region in die nächste Sorge tragen [Hir97]. Hierzu wird festgestellt, in welcher Region sich das Teilchen zur Zeit aufhält und in welche Raumrichtung es sich bewegt. Hieraus ergeben sich die möglichen Ebenen, welche die Region begrenzen. Im folgenden muss mit einer einfachen geometrischen Rechnung überprüft werden, ob das Teilchen im anstehenden Transportschritt die Region durch eine dieser Begrenzungsebenen verläßt. In HOWFAR wird auch entschieden, ob ein Teilchen weiter transportiert wird oder ob der Pfad abgebrochen werden muss, falls das Teilchen die Grenzen des Modells verlassen will.

Die Routine AUSGAB bestimmt, wie das Programm die Daten, die bei jedem Simulationsschritt gesammelt wurden, aufbereiten soll. Hier steht die gesamte Information des letzten Transportschritts bereit, wie z.B. in welcher Region und an welchen Koordinaten ein Ereignis stattfand, welches Teilchen beteiligt war, welche Art von Wechselwirkung stattfand oder wieviel Energie deponiert wurde.

Die Information muss vom Benutzer gesammelt und in eigenen Routinen ausgewertet werden, um die gewünschten Antworten zu Absorptionseigenschaften, Responsefunktionen von Detektoren oder Effizienzen zu erhalten.

Wird die Teilchenhistorie noch nicht beendet, wird es einen Schritt weiter transportiert und wieder HOWFAR und AUSGAB aufgerufen. Andernfalls findet die Rückkehr in das Hauptprogramm statt.

Sollen noch weitere Ereignisse simuliert werden, wird ein Sprung zum Aufruf der Shower-Routine durchgeführt. Andernfalls können die zuvor gesammelten

Simulationsergebnisse nun weiter bearbeitet und ausgegeben werden oder in Tabellenform gespeichert werden, um sie in anderen Programmen weiter aufzuarbeiten bzw. darzustellen.

7.3 Beschreibung des 4x4-Pixel-Polarimeters

Das Pixel-Polarimeter (siehe Abbildung 7.3) wurde von D. Protic im Detektorlabor des IKP am Forschungszentrum Jülich hergestellt. Es besteht aus einem intrinsischen Germanium Detektor. Der hochreine Germaniumeinkristall weist eine planare Geometrie mit photolithographisch hergestellter Segmentierung auf. Die Vorderseite des Kristalls ist mit einer 4x4 Pixel großen Matrix versehen. Jeder Pixel misst 7 mm x 7 mm und ist durch wenige 10 μm breite und tiefe Gräben gegenüber seinen Nachbarn elektrisch isoliert (siehe Abbildung 7.4). Die aktive Detektorfläche ist von einem Guardring umgeben. Auf der Rückseite ist ein einziger zur Pixelmatrix deckungsgleicher 28 mm x 28 mm großer Kontakt aufgebracht, der als Abnehmer des Summensignals dient. Auch dieser ist von einem Guardring umgeben. Die Guardringe dienen zur Verbesserung der Feldlinienverläufe im Detektorkristall. Den durch Randeffekte auftretenden Inhomogenitäten, welche zu Verlusten bei der Ladungsdrift zu den Pixeln und somit zu einer Fehlmessung führen, wird so entgegengewirkt. Die Dimensionierung des Guardrings ist so gewählt, dass inhomogene Felder möglichst nur im Bereich unter den Guardringen auftreten, jedoch nicht unter den Pixeln selbst. Die Isolationsstrukturen zwischen den Pixeln bzw. zum Guardring wurden so klein gewählt, um auch hier wenige 10 μm unter der Kristalloberfläche einen Effizienzverlust durch Feldlinien, die nicht in den Pixelstrukturen enden, so gering wie möglich zu halten. Die Gräben sind jedoch hinreichend groß, um eine elektrische Isolation im Gigaohm-Bereich zu garantieren. Der Kristall ist zur thermischen Isolation und Reinhaltung seiner Oberfläche unter einer Aluminiumkappe von etwa 1 mm Dicke im Vakuum auf einem Kühlfinger gehalten, der mit einem LN₂ Vorrat verbunden ist. Mögliche Feuchtigkeitsanteile des Restgases innerhalb des Kryostaten werden in einer Zeolith-Falle adsorbiert.

Der einzelne Pixel der Rückseite ist mit einem gekühlten Vorverstärker verbunden. Die Kühlung des ladungsintegrierenden Vorverstärkers, im speziellen der FET-Eingangsstufe, reduziert den temperaturabhängigen Anteil des elektronischen Rauschens wesentlich. Es werden Auflösungen von 1.6 keV FWHM bei 60 keV Photonenenergie erreicht. Die Signale der 16 Pixel der Detektorvorderseite werden mit einzeln geführten Drähten und einer Mehrfachdurchführung aus dem unter Vakuum stehenden Kryostaten herausgeführt. Die Einzeldrähte haben eine deutlich geringere Kapazität im Vergleich zu Koaxialleitungen oder ähnlichem. Da das Rauschen der Eingangsstufen der nachfolgenden,

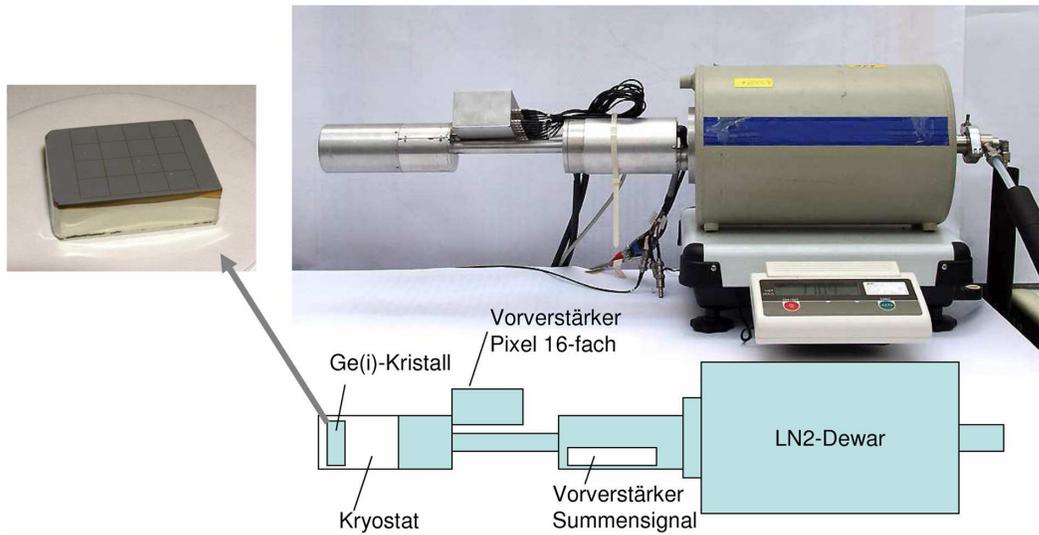


Abbildung 7.3: 4x4-Pixeldetektor mit seinen wesentlichen funktionalen Gruppen.

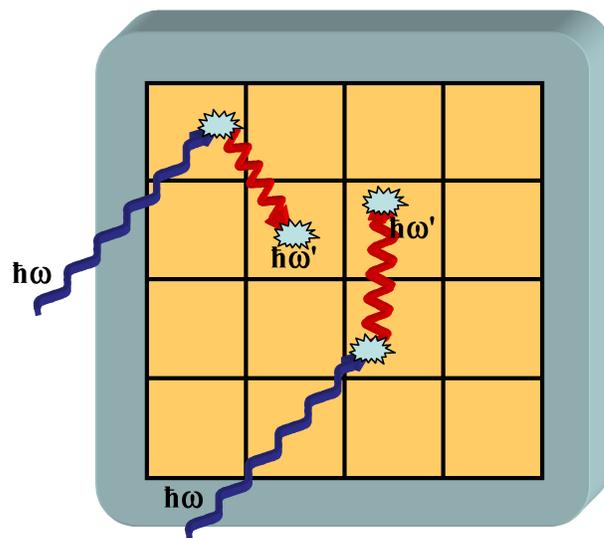


Abbildung 7.4: Die Abbildung zeigt schematisch den Ge(i)-Kristall des 4x4-Pixeldetektor mit zwei Compton-Ereignissen.

nicht gekühlten ladungsintegrierenden Vorverstärker mit der Kapazität der Eingänge ansteigt, muss die Leitungskapazität so gering wie möglich gehalten werden. Die 16 ungekühlten Vorverstärker vom Typ CSPA0204 sind in einer vom Detektor trennbaren Box auf einer eigens entwickelten Trägerplatine, die über Filter und Pufferkondensatoren für die Versorgungsspannung verfügt, montiert. Die Energieauflösung liegt hier bei 2.0-2.3 keV je nach betrachtetem Pixel.

Um die Verarmungszone im Kristall vollständig auszubilden, ist eine Betriebsspannung von 2000 Volt nötig. Der Leckstrom über die Hochspannungskabel, -stecker und den Kristall liegt dann bei 0.3 nA.

Der Energiebereich, in dem dieser Detektor eingesetzt werden kann, wird am unteren Ende durch sein Rauschen und die Absorptionseigenschaften des Aluminiumfensters auf etwa 10 keV und nach oben durch seine Dicke von 15 mm je nach Anforderung auf einige 100 keV beschränkt. Sowohl das Energiesignal als auch ein zugehöriges Zeitsignal jedes Pixels des Detektors kann unabhängig und simultan zu den anderen ausgelesen werden. Somit können zwei Ereignisse in zwei unterschiedlichen Pixeln zeitlich korreliert registriert werden. Über die Zeitinformation aus dem Summensignal kann eine Koinzidenz mit einem weiteren Detektor geschaltet werden. Die Energieinformation erlaubt in gewissem Umfang die Rekonstruktion von Ereignissen, bei denen mehr als ein Pixel reagiert. Besonders ist dies für die Betrachtung von Compton-Ereignissen interessant.

Kapitel 8

Ortsauflösende planare Mikrostreifendetektoren

8.1 1D-Ge(i) μ - Streifendetektor

8.1.1 Das Instrument

Das zentrale Element des eindimensional ortsauflösenden Mikrostreifen-Detektors ist der 4.1 mm dicke Ge(i)-Kristall. Die Vorderseite ist als Bor-implantierter Kontakt ausgebildet, die Rückseite als Lithium-gedrifteter Kontakt mit 0.6 mm Dicke. Die Kristallvorderseite ist die Niederspannungsseite und durch die Strukturierung des Kontakts in 200 Einzelstreifen mit 200 μm Breite und jeweils 23.4 mm Länge unterteilt. Der Isolationsgraben zwischen den Streifen ist lediglich 35 μm breit. Daraus ergibt sich eine aktive Detektorfläche von $47 \times 23.4 \text{ mm}^2$ ($=1100 \text{ mm}^2$). Die aktive Detektorfläche ist von einem weiteren, alle Streifen umschließenden Kontakt, guard ring genannt, umgeben. Dieser dient der Homogenisierung der elektrischen Felder im Kristall im Bereich der aktiven Detektorfläche. Jeder einzelne Streifen ist mit einem gebondeten Aluminiumdraht mit einer Leiterbahn auf Polyimid verbunden, die als Signalleitung und Vakuumdurchführung zu den außerhalb des Kryostaten befindlichen 200 ladungsintegrierende Vorverstärkern (Typ CSPA 02.04, KFKI-Budapest) führt. Diese Vorverstärker zeichnen sich durch ihre geringe Leistungsaufnahme von 50 mW pro Kanal aus. Für die Streifen wird eine Energieauflösung zwischen 1.6 - 1.9 keV FWHM bei eine Photonenenergie von 60 keV und 6 μs Shaping der Hauptverstärker erreicht (siehe Abbildung 8.2a).

Der Lithium-gedriftete Kontakt der Rückseite bildet eine kongruente homogene Fläche zu den Kontakten der Vorderseiten. Er ist ebenfalls mit einem Guardring umgeben. Der Rückseitenkontakt liegt auf einem Hochspannungspotenzial von 500 Volt. Aus der Hochspannungszuführung wird außerhalb des Detektorgehäuses mit einem angepassten ladungsintegrierenden Vorverstärker ein Summensignal abgeleitet. Es eignet sich vor allem zur Generierung eines

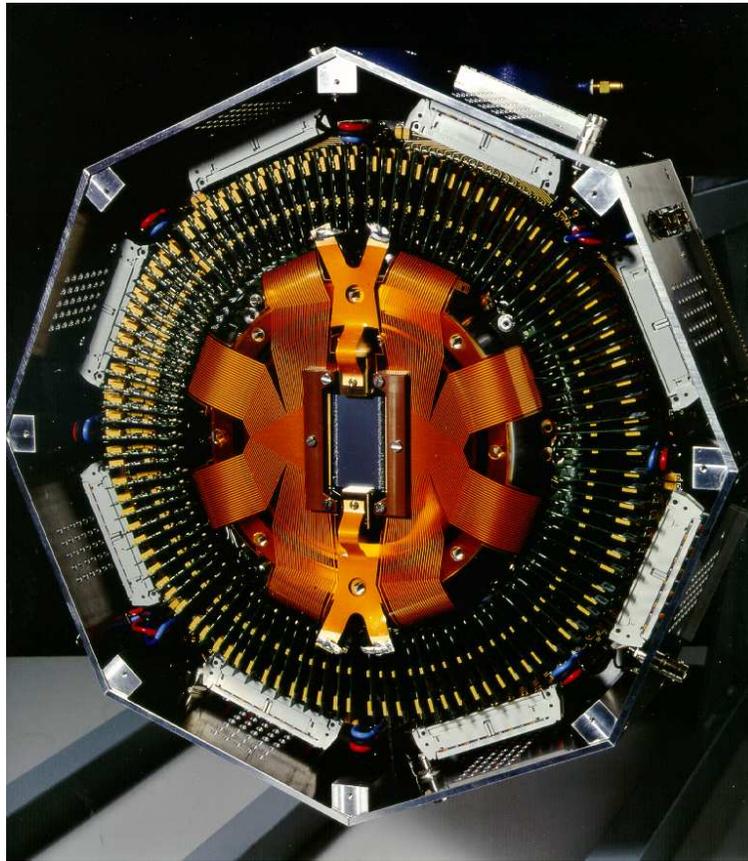


Abbildung 8.1: 1D- μ Germaniumdetektor mit geöffnetem Kryostat

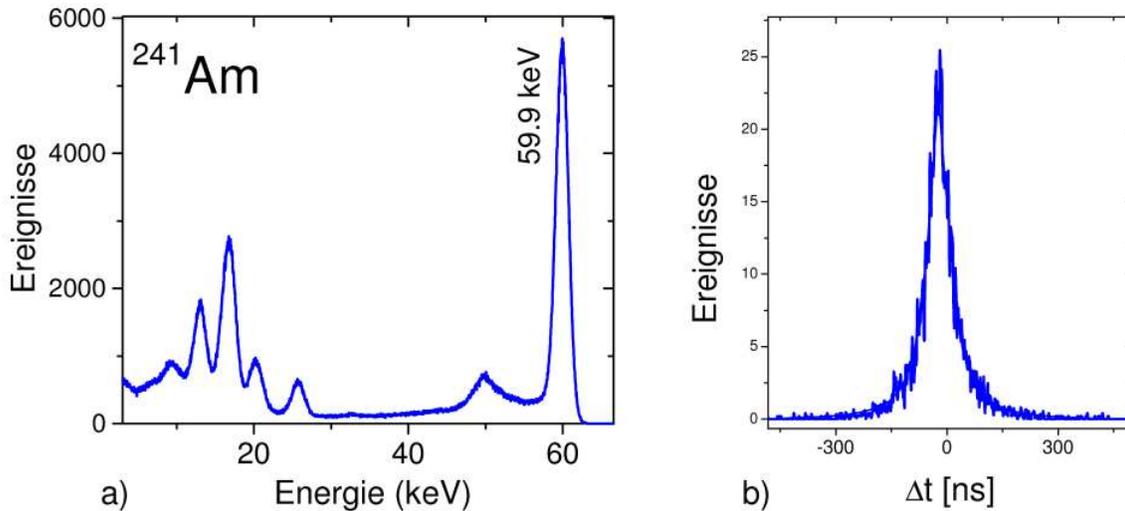


Abbildung 8.2: a) ^{241}Am Spektrum eines Streifens des 1D-Mikrostreifendetektors. b) Zeitspektrum des 1D - μ Streifendetektors, gemessen während der FOCAL-Strahlzeit 2003. Gemessen wird Röntgendetektor gegen Umladungsdetektor(ESR).

Master-Triggers für den gesamten Detektor. Die Zeitauflösung des Detektors wurde während einer Strahlzeit bestimmt. Hier wurde die koinzidente Messung von Röntgenquanten im 1D-Mikrostreifendetektor und umgeladenem Ion im Umladungsdetektor ausgenutzt. Die gemessene Auflösung beträgt 50 ns (siehe Abbildung 8.2b). Die gute Zeitauflösung ist bei koinzidenten Messungen zur Untergrundunterdrückung wichtig.

Der Kristall ist innerhalb des Kryostaten unter Hochvakuum auf einem Kältefinger gehalten, der mit einem Flüssigstickstoff-Dewar (LN_2 -Verbrauch 3l/Tag) verbunden ist. Befände sich der Kristall an Luft, könnte man die -160°C Betriebstemperatur nicht aufrecht erhalten. Andererseits schützt das Vakuum ($< 5 \cdot 10^{-7}$ mbar) den Kristall vor Verunreinigungen, zum Beispiel durch Kondensation auf der Oberfläche, was die Leitfähigkeit erhöhen und somit die Signalqualität verschlechtern bzw. den Betrieb unmöglich machen würde. Das Vakuum wird von einer Ionen Getter Pumpe mit einer Pumpleistung von 2l/s aufrecht erhalten. Der Kryostat besitzt oberhalb des Kristalls ein $500 \mu\text{m}$ dickes Fenster aus Beryllium. Es ermöglicht auf Grund seiner niedrigen Kernladungszahl von $Z=4$ den möglichst ungehinderten Durchgang der zu spektroskopierenden Röntgenstrahlung durch das Eintrittsfenster zum Detektorkristall.

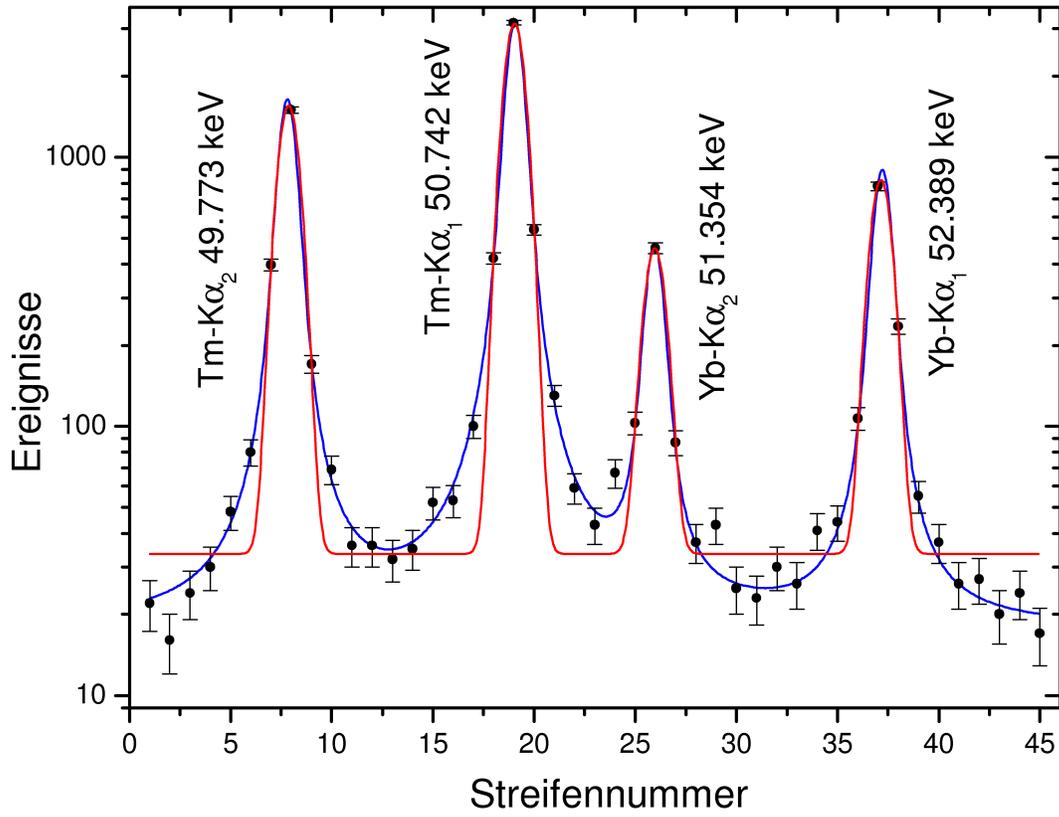


Abbildung 8.3: Energiespektrum einer ^{169}Yb -Quelle, aufgenommen mit dem 1D-Mikrostreifendetektor in Kombination mit FOCAL. Durch die experimentell gewonnenen Daten wurden sowohl Voigt-Profile (in blau dargestellt) als auch Gauss-Profile (in rot dargestellt) gelegt. Die Energieauflösung des Kristallspektrometers ist so gut, dass reine Gauss-Profile nicht mehr ausreichend sind, um die experimentellen Resultate zu reproduzieren.

8.1.2 Laborexperimente

Zur Justage und Eichung des FOCAL-Spektrometers wurde eine ^{169}Yb -Quelle verwendet. In der Fokalebene, wo der 1D-Mikrostreifendetektor positioniert ist, wurden das Tm-K α -Doublet und das Yb-K α -Doublet abgebildet (siehe Abbildung 8.3). Die einzelnen Linien sind deutlich von einander getrennt. Der Linienabstand beträgt bei dem Tm-K α -Doublet 970 eV und bei dem Yb-K α -Doublet 1030 eV. Die Auflösung von FOCAL beträgt mit dem Streifendetektor etwa 100 eV. Die instrumentelle Auflösung ist somit vergleichbar mit der natürlichen Linienbreite der Übergänge von etwa 30 eV. In diesem Fall ist die Annahme einer gaussförmigen Verteilung, die die wesentlichen Anteile der instrumentellen Auflösung beschreibt, zur Beschreibung des Spektrums nicht mehr ausreichend. Das Spektrum wurde deshalb mit Voigt-Profilen gefittet. Dies ist eine Faltung der Gauss-förmigen Detektorauflösung mit dem Lorentz-förmigen Verlauf der Übergangslinie. Beschrieben wird dies durch das Faltungsintegral der Voigt-Verteilung:

$$I(E) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_L(E - E_0) \cdot I_G(E - E_x) dE_x \quad (8.1)$$

wobei die Gauss-Verteilung durch

$$I_G(E) = I_0 \cdot \exp\left\{-\frac{(E - E_0)^2 \cdot 4 \cdot \log 2}{\Gamma^2}\right\} \quad (8.2)$$

und die Lorentz-Verteilung durch

$$I_L(E) = I_0 \frac{\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}{(E - E_0) + \frac{\Gamma}{2}} \quad (8.3)$$

gegeben ist. Γ kennzeichnet jeweils die Halbwertsbreite der Linie. Der jeweilige Mittelpunkt der Verteilung ist durch E_0 gegeben. Die Intensität I_0 ist gegeben durch die Intensität an der Stelle E_0 . Die Intensitäten I_G bzw. I_L sind die Intensitäten an der jeweiligen Stelle E der Verteilung.

Aus dem gemessenen Spektrum wurde anhand des Lorentz-Anteils im gefitteten Voigt-Profil auf die Linienbreite geschossen (siehe Abbildung 8.4). Die gemessene Linienbreite für die Tm-K α_1 -Linie beträgt 38 ± 9 eV. Die theoretische Linienbreite beträgt etwa 34.7 eV [WaH78].

Ein weiterer Test sollte die Empfindlichkeit auf kleine Verschiebungen des 1D-Mikrostreifendetektors untersuchen. Hierzu wurde der Detektor in der Fokalebene des Spektrometers in energiedispersiver Richtung in 50 μm -Schritten verschoben. Die Resultate von drei aufeinanderfolgenden Datensätzen sind in Abbildung 8.5 dargestellt. Es ist deutlich das gleichförmige Wandern der Verteilung zu beobachten. Für die Verwendung des Detektors im Experiment bietet das homogene Verhalten den großen Vorteil, dass zumindest keine gravierenden ortsabhängigen Effizienzkorrekturen notwendig sind.

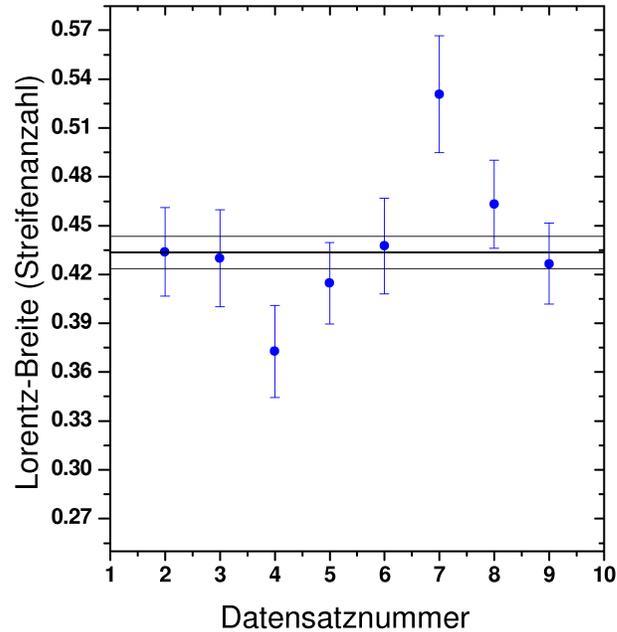


Abbildung 8.4: Natürliche Linienbreite der Tm- $K\alpha_1$ -Linie in Abhängigkeit des Datensatzes. Gemessen mit einer ^{169}Yb -Quelle am FOCAL-Spektrometer mit dem 1D-Mikrostreifendetektor. Experimentelle wurde die Linienbreite auf 38 ± 9 eV bestimmt. Die theoretische Linienbreite beträgt etwa 34.7 eV [WaH78]

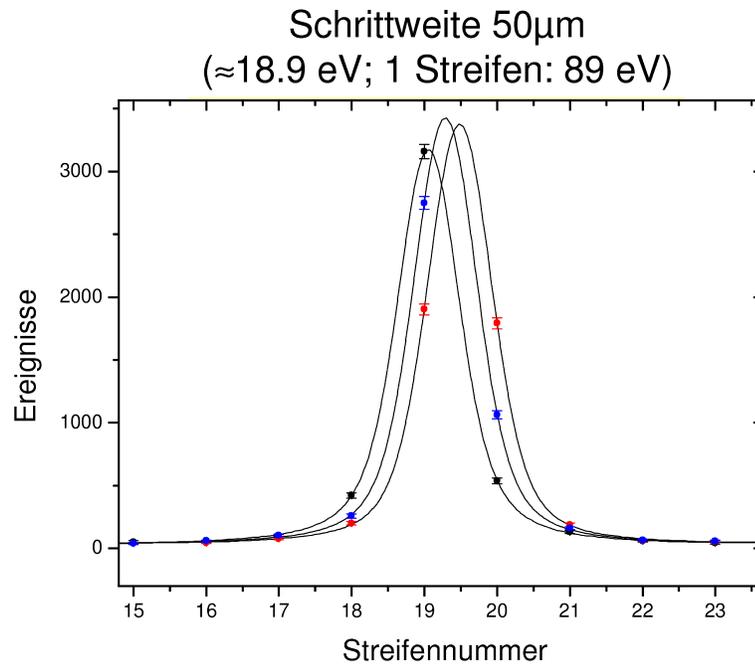


Abbildung 8.5: Drei überlagerte Intensitätsprofile der Streifen des 1D- μ -Streifendetektors, wobei die Position der schlitzkollimierten Quelle um jeweils $50\mu\text{m}$ verändert wurde.

8.1.3 Resultate und Diskussion

Wir konnten die zuvor diskutierten hervorragenden Eigenschaften des Detektors wie gute Zeitaufösung und Energieaufösung erreichen. Weiterhin zeigt er die gewünschte ortsabhängige Effizienz, die ihn für die Verwendung im FOCAL-Spektrometer so bedeutend macht.

Ein generelles Problem stellt jedoch bei eindimensional ortsauflösenden Detektoren die Orientierung der Detektorstreifen zur Emissionscharakteristik des Spektrometerkristalls dar. Durch den optisch geschlossenen Aufbau des Kryostaten ist eine direkte Kontrolle nicht möglich. Weitere Punkte wie der Einfluss der Doppler-Transformation für Strahlungsquellen mit relativistischer Geschwindigkeit werden im folgenden Kapitel 9.1 diskutiert. Für höhere Präzision ist deshalb der Einsatz eines zweidimensional ortsauflösenden Detektors notwendig.

8.2 Das 2D-Ge(i) μ -Streifendetektorsystem

Das Detektorsystem des 2D-Ge(i)- μ -Streifendetektors kann in die funktionalen Gruppen Detektor und elektronisches Datenaufnahmesystem(DAQ) gegliedert werden (siehe Abbildung 8.6). Im folgenden werden diese Gruppen weiter aufgeschlüsselt und in ihrem Zusammenhang dargestellt.

8.2.1 Detektor

Unter dem Begriff des Detektors versteht man bei Ge(i)-Halbleiterdetektoren im allgemeinen die Kombination aus dem Halbleiterkristall zur Konversion von Strahlungsenergie in Ladung und den Kryostat um für den Kristall im Betrieb Reinraumbedingungen und thermische Isolation gegenüber der Umgebung zu gewährleisten. Daran angeschlossen ist ein Dewar als Kältereservoir. Ferner kann noch die Vorverstärkerelektronik zur Aufbereitung der Detektorsignale hinzugezählt werden.

Der Kristall

Ausgangspunkt für die Herstellung des Detektorkristalls ist ein Einkristall aus Reinstgermanium. Laut Spezifikation weist das verwendete n-typ Germanium eine Reinheit (Konzentration von Störstellen) $N_D - N_A$ von $9 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ auf. Die spätere Vorderseite des Detektorkristalls wird durch einen p⁺-Kontakt definiert. Hergestellt wird dieser durch Implantation von Boratomen mit einer Flächenbelegung von $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Hierauf wird eine elektrisch leitende Schicht aus $0.33 \mu\text{m}$ Aluminium aufgedampft. Der gegenüberliegende Kontakt wird

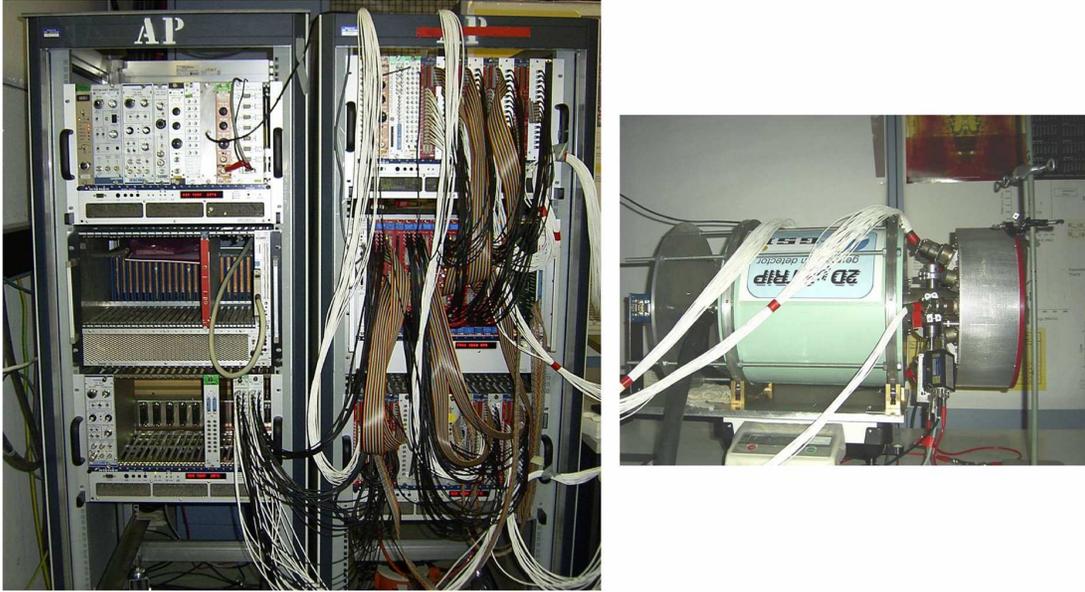


Abbildung 8.6: Detektor mit Datenaufnahmesystem

durch Aufdampfen einer amorphen Germaniumschicht von $0.17 \mu\text{m}$ Dicke erzeugt. Hierauf ist ebenfalls eine $0.20 \mu\text{m}$ dicke Aluminiumschicht aufgedampft. Die Diode hat eine Fläche von $70 \text{ mm} \times 41 \text{ mm}$ und eine Dicke von 11 mm . Die spätere Ortsauflösung wird durch Strukturierung der Oberfläche, genauer gesagt der aufgebrachtten Kontakte, erreicht. Der p^+ -Kontakt der Vorderseite wird photolithographisch in 128 Streifen strukturiert. Die Streifen mit einer Länge von 56 mm liegen auf einer Teilung von $250 \mu\text{m}$ mit einem Abstand von $28 \mu\text{m}$. Der verbleibende umschließende Kontakt wird als Guardring bezeichnet und dient der Homogenisierung des elektrischen Felds im Randbereich des Kristalls. Zur Isolierung der Kontaktstreifen zueinander werden etwa $15 \mu\text{m}$ tiefe Gräben mit SF_6 -Plasma-Ätzen durch die Kontakte getrieben. Die Gegenseite, versehen mit dem amorphen Kontakt, hat 48 Streifen mit einer Teilung von $1167 \mu\text{m}$ und einer Länge von 32 mm . Isoliert sind diese durch etwa $10 \mu\text{m}$ tiefe und $25 \mu\text{m}$ breite Gräben. Auch hier ist diese Struktur von einem Guardring umgeben. Die Streifenstrukturen beider Seiten sind zueinander orthogonal angeordnet. Die Depletion-Spannung des Kristalls beträgt 900 Volt .

Kryostat, Dewar und Vorverstärker

Der Kryostat beherbergt den Kristall und dient der Aufrechterhaltung der zum Betrieb notwendigen Umgebungsparameter. Der Kristall muss bei niedrigen Temperaturen betrieben werden. Nur dann ist die Energieverteilung der Elektronen im Valenzband hinreichend schmal, um ein Überspringen in das

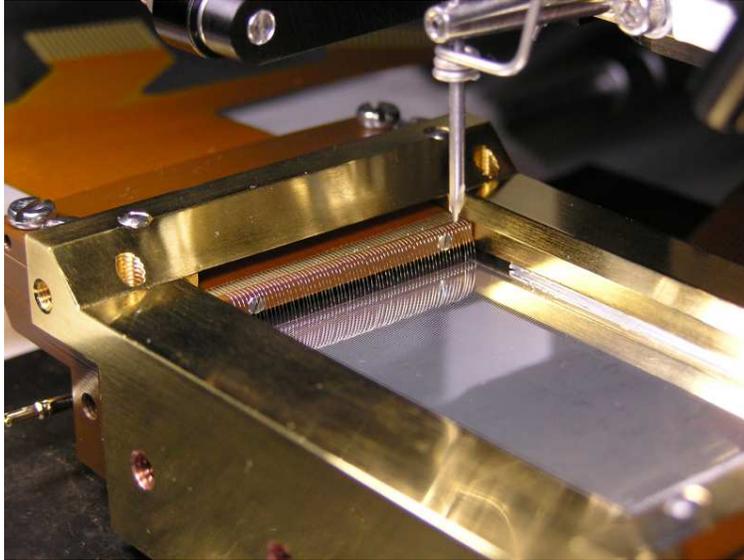


Abbildung 8.7: Kristall in seiner vergoldeten Halterung während des Bondens zur Herstellung der elektrischen Verbindung von Kristall und Vorverstärker

Leitungsband zu unterbinden. Dies würde das Rauschen deutlich erhöhen. Bei hinreichend hoher Temperatur würde sich der innere Widerstand des Halbleiters soweit reduzieren, dass ein Betrieb als Detektor nicht mehr möglich ist und der Detektorkristall selbst Schaden nehmen kann. Deshalb ist der Kristall über Kühlbänder und einen Kühlfinger mit einem Flüssigstickstoffvorrat verbunden. Dieser befindet sich in einem speziellen Dewar, der beliebig orientiert werden kann, ohne Stickstoff zu verlieren. Der Kristall befindet sich mit seiner vergoldeten Halterung innerhalb des Kryostaten unter einem Vakuum von $2 \cdot 10^{-7}$ mbar. So wird die benötigte thermische Isolation geschaffen und eine Anlagerung von Verunreinigungen auf der Kristalloberfläche verhindert. Als Pumpen kommen eine Ionen Getter Pumpe mit einer Pumpleistung von 21/s und eine Zeolith-Falle zum Einsatz. Die 176 Vorverstärker (MTA-ITA-LAI-Budapest, Hungary) sind auf einer ringförmigen Basisplatine gesteckt und befinden sich außerhalb des Vakuums des Kryostaten (siehe Abbildung 8.9). Diese Platine erfüllt mehrere Aufgaben. Sie versorgt einerseits die Vorverstärker mit der benötigten stabilisierten Betriebsspannung, andererseits sind in ihrem Layout auch die Signalleitungen enthalten. Der Innenradius des Platinenrings ist geringer als der Kryostatdurchmesser. Die Platine wird O-Ring gedichtet zwischen Kryostat und Kryostatendeckel, der das 0.5 mm dicke Beryllium Fenster trägt, gepresst. So dient sie auch als Vakuumdurchführung. Innerhalb des Kryostaten werden Signalleitungen in Form von flexiblen Polyimid-Platinen an den Platinenring gesteckt. Die Verbindung zwischen den flexiblen Signalleitungen und Kristall wird durch Bonding mit Aluminiumdrähten erstellt (siehe Abbildung 8.7).

*Der eindimensional und der zweidimensional ortsauflösende planare
Mikrostreifendetektor*

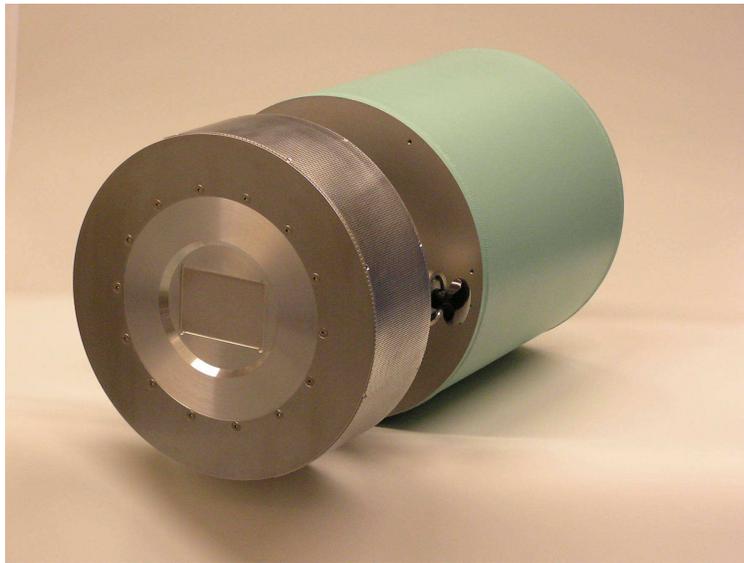


Abbildung 8.8: Der 2D-Mikrostreifen-Detektor mit dem Detektorkopf (silbern) und LN₂-Dewar (grün).

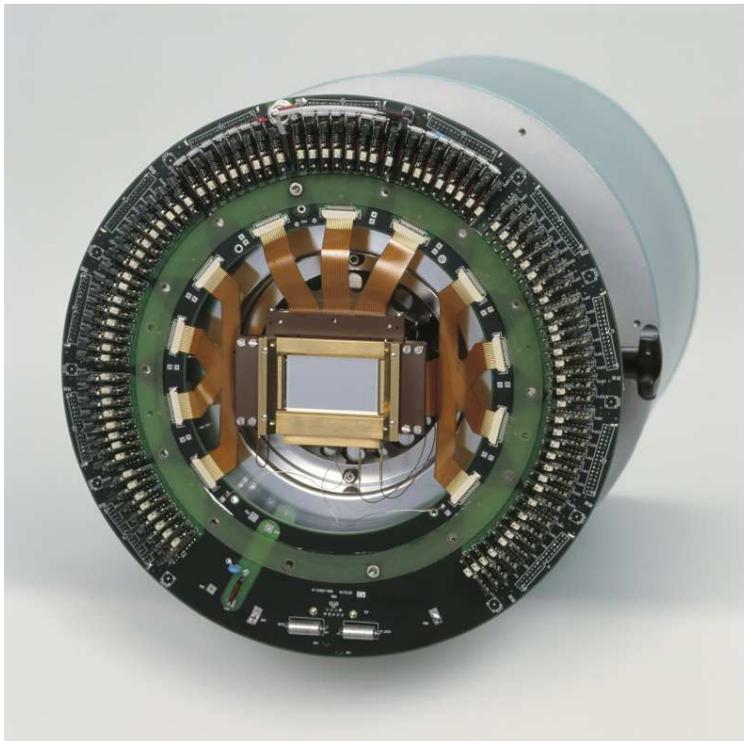


Abbildung 8.9: Geöffneter Kryostat des 2D-Mikrostreifen-Detektor. In der Mitte befindet sich der Germaniumkristall. Die Signalleitungen (braun) führen zur Trägerplatte (grün), die einerseits als Vakuumdurchführung des Kryostaten dient andererseits die radial ausgerichteten Vorverstärkern trägt.

8.2.2 Datenaufnahme

Als Datenaufnahmesystem wird MBS (Multi Branch System) der GSI verwendet [MBS]. Es nutzt die angebotenen Möglichkeiten der GSI-IT-Umgebung, kann jedoch auch stand-alone eingesetzt werden. Die DAQ ist als skalierbares ereignisbasierendes Multiparameter-Datenaufnahmesystem (Listmode) ausgelegt. Als wichtigste Eigenschaft ist hierbei die koinzidente Messung verschiedener Parameter zu nennen. Es kann sowohl bzgl. der Anzahl der auszulesenden Kanäle (Parameter), als auch in Hinsicht auf die Art der auszulesenden Information durch Erweiterung oder Austausch von Modulen angepasst werden. Die folgende Beschreibung betrifft den Aufbau wie er in der Strahlzeit an der ESRF (siehe Kapitel 9.2) verwendet wurde.

Detektor mit ladungsintegrierenden Vorverstärkern

Das Detektorgehäuse beherbergt neben dem eigentlichen Detektorkristall die 176 angekoppelten ladungsintegrierenden Vorverstärker vom Typ CSPA 02.04 . Dies ist der erste Teil der elektronisch aktiven Komponenten des Datenaufnahmesystems. Hierbei handelt es sich um Ladungs-zu-Spannungsverstärker mit kapazitiver Rückkopplung. Ihre Aufgabe ist es, die sehr schwachen Signale, das sind z.B. etwa 20000 Elektron-Loch-Paare für ein 60 keV Ereignis, möglichst rauscharm zu verstärken, um eine weiterführende Verarbeitung zu ermöglichen. Die Signalform ist charakterisiert durch eine steile Anstiegsflanke, die abhängig von der Eingangskapazität der CSPA typischerweise im Bereich von einigen 10 ns bis wenigen 100 ns liegt. Im konkreten Fall des 2D-Mikrostreifendetektors beträgt die Anstiegszeit der Signale nach den Vorverstärkern etwa 100 ns. Die abfallende Flanke verhält sich exponentiell. Typische Abfallzeiten liegen bei einigen 100 μ s. Die Amplitude der Signale liegt für ein 60 keV Signal bei 2-3 mV. Nach den Vorverstärkern werden die 48 Signale der Detektorrückseite verzweigt. Ein Teil, der auch zur Ableitung eines Triggersignals verwendet werden soll, wird mit konventionellen Hauptverstärkern (6 Module mit je 8 Kanälen MA8000, GSI) mit einer kurzen Shaping-Zeit von 1 μ s erneut verstärkt und an Constant Fraction Diskriminatoren CFD (6 Module mit je 8 Kanälen CF8000, GSI) weitergeleitet. Wobei diese Module einen redundanten Schaltkreis enthalten, der die Verwendung als Leading Edge Diskriminator ermöglicht. Sie erzeugen aus dem analogen Signal eines Ereignisses, sofern es über die Rauschschwelle kommt, einen logischen Pegel. Die verwendeten Module weisen neben individuellen Ausgängen für jeden einzelnen Kanal auch einen Ausgang auf, der alle einzelnen Kanäle mit einer logischen ODER-Verknüpfung versehen ausgibt. Die sechs logischen Signale der CFD-Module werden mit FAN In/Out Modulen erneut mit einem logischen ODER verknüpft und liefern nun ein einziges Signal, den Mastertrigger.

Analogverstärker

Die Signale aller ausgelesenen Vorverstärker, wobei die 48 Streifen der Rückseite und nur 64 Streifen der Vorderseite (=112 von 176 Kanälen) verwendet wurden, werden in sieben 16-fach Spektroskopieverstärker vom Typ CAEN N568B gegeben. Sie zeichnen sich durch eine hohe Integrationsdichte und den Zugriff auf die Betriebsparameter über eine Netzwerkstruktur aus. In diesen Modulen findet eine Verstärkung und Signalformung statt. Die Signalform der Vorverstärker wird durch geeignete Filteroperationen in ein annähernd Gauss-förmiges Signal überführt. Hierzu zählen auch Integration und Differentiation, wodurch störende Frequenzbänder, die keine Bedeutung für die Energiebestimmung haben, herausgefiltert werden. Des Weiteren ist der Eingang der Spektroskopieverstärker AC-gekoppelt, wodurch die störenden Einflüsse eines Offsets auf dem zu verstärkenden Signal weitgehend unterdrückt werden. Die Amplitude des Signals ist streng proportional zur Energie des zuvor absorbierten Photons und wird anschließend zur Digitalisierung an die ADCs (Analog to Digital Converter) weitergegeben.

ADCs und CPU

Die ADC Module erhalten einerseits die Signalleitungen der Hauptverstärker, andererseits werden sie von einem logischen Signal getriggert, um das analoge Energiesignal zu digitalisieren. Genauer gesagt, bewirkt die vorauslaufende Flanke des Triggersignals die Öffnung eines Zeitfensters, in dem eine analoge elektronische Schaltung den Verlauf der analogen Eingänge verfolgt und das Maximum analog zwischenspeichert. Geschlossen wird dieses Fenster durch die entgegengesetzte Flanke des Triggers an seinem Ende. Nach einer festen Zeit von einigen Nanosekunden wird die gepufferte Spannung an den ADC zur Konversion weitergegeben. Man muss also dafür sorgen, dass der Trigger relativ zu den analogen Eingangssignalen so liegt, dass das Maximum der Signale innerhalb des durch den Trigger gegebenen Zeitfensters liegt. Dies kann durch Verwendung von Delays bzw. Gate & Delay-Generatoren erreicht werden. Sie erlauben anhand der voranlaufenden Flanke des Triggers einerseits eine zeitliche Verzögerung von Nanosekunden bis einigen Mikrosekunden, andererseits kann die Breite des Triggers verändert werden. Somit wird auch das Zeitfenster, in dem der ADC unnötig Zeit darauf verwendet das eingehende Signal abzutasten, kürzer. Dies reduziert die Wahrscheinlichkeit für Pile-up. So bezeichnet man das quasi-gleichzeitige und deshalb mit einfachen Mitteln häufig nicht erkennbare Eintreffen zweier Ereignisse innerhalb des Messfensters. Es führt meist zur Aufaddierung zweier Signale und somit zu einer falschen Energiemessung. Ein weiteres sehr wichtiges Ziel ist es, hohe Ausleseraten zu ermöglichen. Dies kann vor allem erreicht werden, wenn die verschiedenen Einzelschritte während der Datenaufnahme, in denen die Elektronik blind für neue Ereignisse ist, z.B. die ADC Konversionszeit, so kurz wie möglich gehalten werden. Die hier ver-

wendeten vier ADC Module von CAEN Typ V785 zeichnen sich zudem durch erweiterte Funktionalitäten aus. Neben der kurzen Konversionszeit von $5.7 \mu\text{s}$ für alle 32 Kanäle eines Moduls, ist auch die Pedestrian Step Funktion zur Unterdrückung von Messwerten, von denen bekannt ist, dass sie im Rauschen liegen, erwähnenswert. So kann eine erhebliche Datenreduktion erreicht werden. Der analoge Teil der DAQ sowie einige einfache logische Module befindet sich in NIM - Überrahmen. Die intelligente Hardware ist VME basierend. Die oben erwähnten ADC Module sowie ein 16 Kanal Scaler V560 als auch die Frontend-CPU RIO2 sind in VME ausgeführt.

Modifikationen für FOCAL März 2006

Der Aufbau für FOCAL orientiert sich in weiten Teilen am obigen Konzept, hat jedoch eine stärkere Betonung auf der Zeitmessung. War es bei obigem Aufbau möglich, zur Erzeugung des Triggers im Timing-Zweig Hauptverstärker mit $1 \mu\text{s}$ Shaping zu verwenden, müssen hier schnelle Linearverstärker (FLA8000) mit kurzen Integrations- und Differenziationskonstanten Verwendung finden. So können Anstiegszeiten von weniger als 150 ns bei gutem Signal-zu-Rausch Verhältnis realisiert werden. Die sechs NIM Constant Fraction Module wurden wegen der höheren Integrationsdichte gegen drei VME 16-fache Leading Edge Module vom Typ CAEN V895 ausgetauscht. Der VME Bus dient zum Setzen von Schwellen, künstliche Totzeit der Kanäle nach erfolgtem Schuss und ähnlichem mehr. Diese Module besitzen ebenfalls einen ODER-Ausgang für alle Kanäle. So kann die nachfolgende Logik weiter vereinfacht werden. Ein wichtiger Schritt, um eine niedrige Rauschschwelle zu erhalten, wurde durch Einführung der Booster-Verstärker erreicht. Hierbei handelt es sich um schnelle lineare bipolare Verstärker, die zwischen die Vorverstärker der Streifen auf der Rückseite des Detektors und der Verzweigung in Timing- und Energiezweig eingefügt werden. Sie verstärken das Nutzsignal (2-3 mV bei 60 keV) rauscharm um einen Faktor fünf, bevor es auf das Rauschen (1-2 mV) der Eingangsstufe der schnellen Linearverstärker trifft.

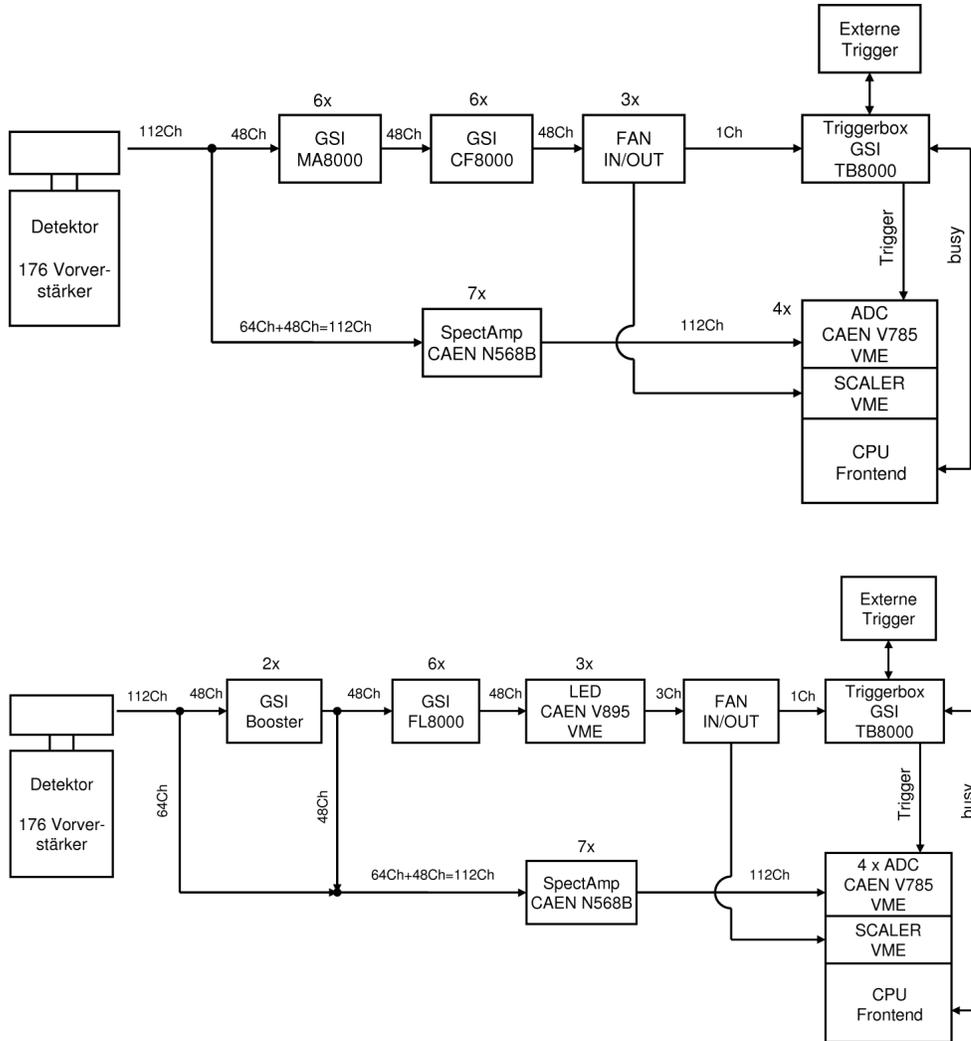


Abbildung 8.10: Schematische Darstellung der Datenaufnahmesysteme. Oben ist der Aufbau wie er in der ESRF Strahlzeit verwendet wurde gezeigt. Die unter Skizze zeigt den Aufbau für die FOCAL März 2006 Strahlzeit. Beide Skizzen zeigen nur eine vereinfachte Darstellung, da ein Teil der digitalen Logik nicht gezeigt ist. Dieser Teil ist für hier gemachte Diskussion nicht wesentlich, da er hauptsächlich zur Kontrolle des Systems während der Experimente diente.

Kapitel 9

Charakterisierung des 2D Mikrostreifendetektors an der ESRF

Im folgenden sollen die instrumentellen Anforderungen anhand der beiden Hauptanwendungen, dem FOCAL-Spektrometer und der Polarisationsmessung, diskutiert werden, die in die Planung für den zweidimensional ortsauflösenden Mikrostreifendetektor eingingen. Ziel war es, ein Design zu finden, das den Detektor bestens für den Einsatz in FOCAL geeignet macht. Die zweite Hauptanwendung wird der Einsatz als Compton-Polarimeter sein. Außerdem will man sich die Möglichkeit offen halten, den Detektor als bildgebendes Element im Energiebereich bis zu einigen 100 keV einzusetzen.

9.1 Anforderungen von FOCAL

FOCAL transformiert die Energieinformation von Photonen in eine Ortsinformation. Die Röntgenoptik von FOCAL ist so ausgelegt, dass die Dispersion vor allem im Bereich von 60 keV sehr linear verläuft. Sie beträgt 5.21 mm/pm. Das Auflösungsvermögen, d.h. das Profil der Röntgenreflexe von FOCAL wurde in Laborversuchen intensiv mit einem einfachen eng kollimierten Ge(i)-Detektor vermessen. Als Quelle diente ein ^{169}Yb -Präparat. Es weist eine intensive Linie bei 63.1 keV auf. Dies entspricht einer Wellenlänge von 19.642 pm. Hier hat das Linienprofil für die stationäre Quelle eine Halbwertsbreite von 0.077 mm, was einer Energie von 53 eV entspricht. Für eine bewegte Quelle mit relativistischer Geschwindigkeit $\beta = \frac{v}{c} = 0.59$ steigt die Halbwertsbreite der Linie durch die Doppler-Verbreiterung auf 0.125 mm an. Dies zeigt, dass die Breite der horizontal verlaufenden Streifen in dieser Größenordnung sein sollte. Mit dem 1D-Detektor wurden bereits Erfahrungen mit Streifenbreiten von 200 μm gesammelt. Technisch wäre eine Implementierung von Streifenbreiten

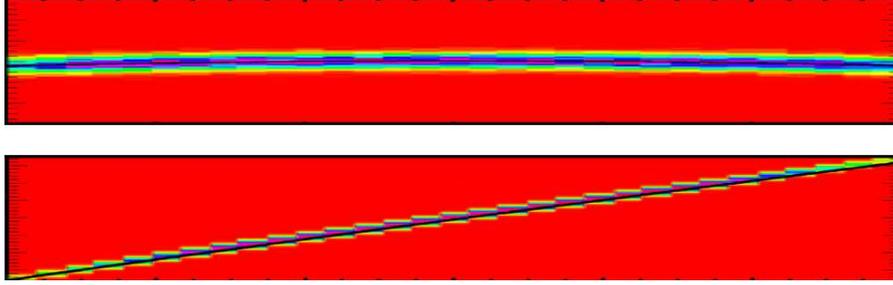


Abbildung 9.1: Simuliertes Ortsbild des Reflexes für eine langsame oder stationäre Quelle (oben) und eine relativistische Quelle (unten) in der Focalebene

unterhalb $200\ \mu\text{m}$ möglich, jedoch bedeutet dies gleichzeitig eine erhöhte Anzahl an Auslesekanälen und einen deutlich erhöhten Anteil an Ereignissen, bei denen mehr als ein Streifen der Vorderseite beteiligt ist. Dies bringt durch verstärkte Aufsummierung von Streifen während der Analyse auch einen erhöhten Fehler ein, da beim Aufsummieren die Breite der Energiepeaks mit der Quadratwurzel der Anzahl der beteiligten Streifen ansteigt. Als guter Kompromiss hat sich eine Teilung von $250\ \mu\text{m}$ mit einer Streifenbreite von etwa $220\ \mu\text{m}$ bei einer Anzahl von 128 Streifen herauskristallisiert.

Die Emissionscharakteristik des Kristallspektrometers für eine stationäre Quelle ist in grober Näherung eine horizontale Linie (siehe Abbildung 9.1oben). Eine genauere Betrachtung findet man unter [BeS04]. Für eine relativistisch bewegte Quelle ist der Reflex nicht mehr horizontal orientiert, sondern um einen gewissen Winkel gekippt (siehe Abbildung 9.1unten). Dies wird durch den Doppler-Effekt verursacht. Um eine exakte Ausrichtung des Detektors zum Reflex des Kristallspektrometers zu erreichen, wird deshalb die zweidimensionale Ortsauflösung benötigt. Dies wird durch orthogonal zur Vorderseite orientierte Streifenkontakte auf der Rückseite erreicht. Die Größe der rückwärtigen Strukturen kann breiter gewählt werden, da eine moderate Ortsauflösung in dieser Richtung zur Kontrolle der Reflexlage genügt. Für die Streifenstruktur der Rückseite wurde eine Teilung von $1167\ \mu\text{m}$ gewählt, wobei 48 Streifen erstellt wurden. Um eine hohe Absorptionseffizienz auch für andere Anwendungen zu erreichen, wurde die Diode mit 11 mm so dick wie möglich gebaut. Grenzen sind hier vor allem durch die Reinheit des verfügbaren Kristallrohmaterials gegeben.

Da im späteren Experiment bei einer Effizienz des Kristallspektrometers von 10^{-8} nur etwa 3 bis 4 Photonen pro Stunde aus dem untersuchten Übergang erwartet werden, muss der Detektor über eine möglichst gute intrinsische Energieauflösung und Zeitauflösung verfügen. Die Energieauflösung wird benötigt, um eine grobe Vorauswahl der registrierten Ereignisse bezüglich des interessierenden Energiebereichs treffen zu können. Die Zeitauflösung wird verwendet, um eine Koinzidenz mit dem Umladungsdetektor zu schalten. Dieser

registriert hinter dem der Gastargetzone am nächsten gelegenen Umlenkmagnet das zur beobachteten Reaktion gehörende umgeladene Ion. Die Messung der Zeitdifferenz zwischen beiden Detektoren definiert das Zeitfenster, in dem echte Ereignisse erwartet werden können. Es wurde eine Energieauflösung von 2.0 keV bis 2.5 keV in Abhängigkeit des Streifens und eine Zeitauflösung besser als 100 ns angestrebt.

9.2 ESRF - Facility und Experimentierumgebung

Die Messungen zur Homogenität der Detektorresponse und Polarimetrie wurden am Hochenergie-Strahlplatz ID15A der European Synchrotron Radiation Facility (ESRF) in Grenoble (Frankreich) durchgeführt.

Als Synchrotronstrahlung bezeichnet man die elektromagnetische Abstrahlung eines sich relativistisch bewegenden geladenen Teilchens, das eine Beschleunigung erfährt. Diese Anlagen bestehen maßgeblich aus einem Elektronenspeicherring, in dem die Teilchen mit konstanter Energie durch eine magnetische Strahlführung auf einer Kreisbahn gehalten werden. Die von den Teilchen abgestrahlte Leistung in Form von Photonen wird an geeigneter Stelle durch Einkoppelung von Hochfrequenzleistung kompensiert.

Eine Synchrotronstrahlungsquelle bietet die einzigartige Kombination von hoher Energieschärfe der Photonen, einen hohen Photonenfluss, eine hohe Konvergenz des Photonenstrahls sowie einen kontrollierbaren Polarisationsgrad. Es können Strahlflecken von wenigen Mikrometern Durchmesser erzeugt werden. Diese Eigenschaften ergeben die idealen Voraussetzungen, um das ortsabhängige Verhalten eines Detektors zu studieren.

Auf Grund ihrer hohen Luminosität wird die ESRF als Synchrotronstrahlungsquelle der dritten Generation bezeichnet. Der Speicherring der ESRF hat einen Umfang von 844 m. In ihm zirkulieren Elektronen mit einer Energie von 6.03 GeV. Der maximale Strahlstrom beträgt 200 mA und hat eine Lebensdauer von 50 Stunden im Speicherring. Je nach den Anforderungen der Experimente lässt sich der Ring in unterschiedlichen Modi betreiben. Hierbei kann die Füllung des Rings von einem bis zu 992 Strahlpaketen strukturiert sein. Die Synchrotronstrahlung wird außer von den Strahlführungsmagneten auch von sogenannten Insertion Devices erzeugt. Dies sind Magnete, die durch periodische Felder eine kurzzeitige Auslenkung des Elektronenstrahls bewirken und somit die benötigte transversale Beschleunigung erzeugen. Je nach Anforderung an die erzeugte Strahlung kann aus einer Vielzahl von Insertion Devices ausgewählt werden, um die benötigte Emissionscharakteristik zu erreichen. Der Strahlplatz ID15A (siehe Abbildung 9.2) ist für Experimente in einem Energiebereich von 30 keV bis 500 keV optimiert. Es sind zwei Insertion Devices zwischen den Ablenkmagneten an dieser Stelle des Elektronenspeicherrings ein-

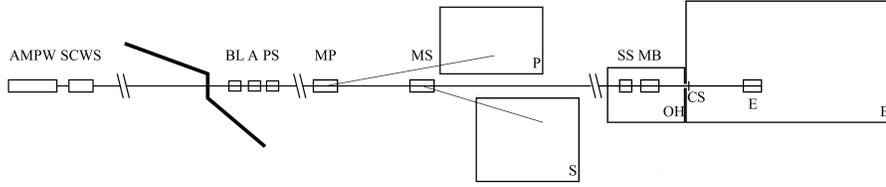


Abbildung 9.2: Schematische Skizze des Strahlplatz ID15A

gebaut; einerseits ein asymmetrischer Multipol-Wiggler (Asymmetric Multipol Wiggler AMPW) mit einer kritischen Energie von 44.1 keV und andererseits ein supraleitender Wiggler (Superconduction Wavelength Shifter SCWS) mit einer kritischen Energie von 95.8 keV. Diese beiden Elemente unterscheiden sich im Verlauf der Brillanz als Funktion der Energie (siehe Abbildung 9.3). Der SCWS ist über das Spektrum weniger brilliant, jedoch reicht die Emission bis zu deutlich höheren Energien. Die kritische Energie der Insertion Devices bezeichnet den Punkt, der das Spektrum in zwei Gebiete gleicher integraler Strahlleistung teilt. Sie ist gegeben durch [Wil92]

$$E_C = \frac{3}{2} c \frac{\gamma^3}{R} \quad (9.1)$$

wobei R der Krümmungsradius ist. Dies lässt sich umschreiben zu

$$E_c[\text{keV}] = 0.0665 \cdot E^2[\text{GeV}^2] B[\text{kG}] \quad (9.2)$$

Der weiße Strahl verlässt durch ein Fenster den Speicherring. Auf seinem Weg zum Strahlplatz passiert er mehrere optische Elemente (siehe Abbildung 9.2). Zuerst durchläuft er den Strahlbegrenzer (BL), der den Öffnungswinkel des Emissionskegels beschneidet, anschließend die Absorber (A), die den Niederenergieteil des Spektrums abschneiden, und den Primärspalt (PS) zur weiteren Strahlbegrenzung. Die beiden folgenden Monochromatoren (MP,MS) dienen der optionalen Umleitung des Strahls in seitlich platzierte Experimentierplätze (P,S). Im weiteren Verlauf gelangt der Strahl in die optische Station (OH). Hier trifft der Strahl nach Durchlaufen der Sekundärspalte (SS) auf den Doppelkristall-Monochromator (MB). Dort wird die gewünschte Strahlenergie selektiert. Durch nachfolgende Absorber werden unerwünschte Anteile abgeschwächt. Der Strahl gelangt anschließend in die Experimentierstation (B) und wird noch einmal an sogenannten Reinigungsschlitzen (CS) von Streuanteilen befreit, auf die eigentliche Spotgröße reduziert und dem Experiment angeboten.

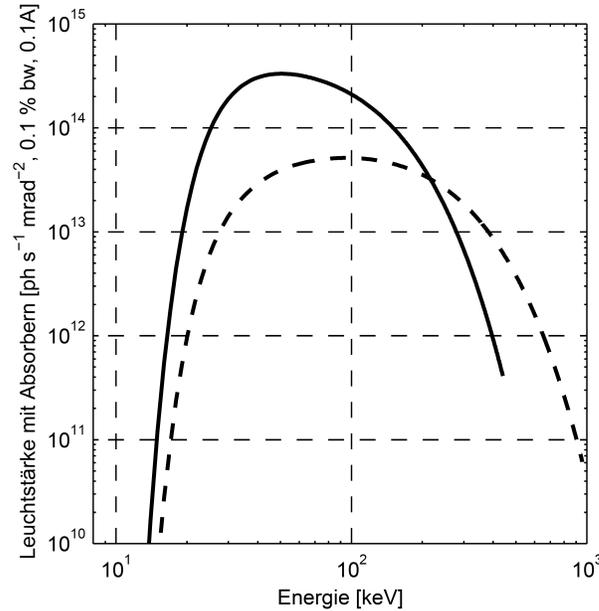


Abbildung 9.3: Leuchtstärke der beiden verfügbaren Insertion Devices an ID15a (AMPW durchgezogen, SCWS gestrichelt). Die Kurven schneiden sich bei 215 keV, so dass für Experimente, die hohe Photonenströme benötigen, unterhalb dieser Energie die Verwendung der AMPW und oberhalb der SCWS effizienter ist.

9.3 Response Function des Detektors für 60 keV Photonen: Homogenitätstest hinsichtlich FOCAL

Die ortsauflösende Eigenschaft des Detektorsystems, wie in Kapitel 8.2.1 beschrieben, wird durch Strukturierung der Kontakte auf dem Detektorkristall erreicht. Hierbei werden durch Plasma-Ätzen isolierende Gräben eingebracht. Für den Einsatz des zweidimensional ortsauflösenden Detektors im FOCAL Spektrometer muss gewährleistet sein, dass der Detektor eine möglichst gleichmäßige Nachweiseffizienz über die gesamte Fläche aufweist. Die Einflüsse, welche die Gräben zwischen den Streifen der Kontakte auf das Verhalten des Detektors haben, muss reproduzierbar und interpretierbar sein. Es muss untersucht werden, ob die Gräben bei dem vorhandenen Detektor zu Ladungsverlusten führen können und in wieweit sich Ereignisse, die in der Grabenregion stattfinden, von denen, die in Streifen stattfinden, unterscheiden. Dies wurde wie im folgenden beschrieben untersucht.



Abbildung 9.4: Positionierter Detektor am Messplatz der Beamline ID15a

9.3.1 Experimenteller Aufbau und Parameter

Der 2D-Mikrostreifen Detektor wurde auf einen Schrittmotor getriebenen XYZ-Tisch platziert. Durch Drehen des Detektors um seine Längsachse erfolgte eine horizontale Ausrichtung der rückwärtigen Detektorstreifen.

Der Photonenstrahl enthält neben der gewünschten 60 keV Linie als 1. Harmonische des Kristallmonochromators, auch 180 keV als 3. Harmonische und weitere höhere Harmonische, die jedoch stark unterdrückt sind. Durch geeignete Absorber (mehrere Zentimeter Aluminium) im Strahlengang zwischen den Siliziumkristallen des Monochromators (MB) wird der um Größenordnungen zu hohe Photonfluss reduziert. Zum Schutz des Detektors wurde im Verkehrsbereich des XYZ-Tisches eine Bleiziegelwand aufgebaut. Bei Änderung der Strahlparameter wurde der Detektor hinter diese Abschirmung gefahren. Zur Bestätigung der eingestellten Strahlintensität wurde vor dem Einsatz am 2D-Detektor ein Photomultiplier mit NaJ-Szintillator in den Photonenstrahl gefahren.

Ein kollimierter Photonenstrahl mit einem quadratischen Profil von nahezu $50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ und einer Strahlenergie von 60 keV in der ersten Harmonischen wurde eingesetzt. Die Energieauflösung des Photonenstrahls lag bei $\frac{\Delta E}{E} = 10^{-4}$. Mit Hilfe des XYZ-Tisches wurden in $50 \mu\text{m}$ Schritten 20 Messpunkte in orthogonaler Richtung zu den schmalen Frontstreifen (d.h. horizontal) angefahren. Bei einer Ereignisrate von einigen hundert Ereignissen pro Sekunde wurden Daten aufgenommen. Pro Position wurden bei einer Messzeit von 600 Sekunden in Abhängigkeit von der bereitgestellten Strahlintensität zwischen $1.5 \cdot 10^5$ und $2.3 \cdot 10^5$ Ereignisse aufgezeichnet. Die Intensität des Photonenstrahls am Experiment nahm dabei mit dem Strahlstrom des Elektronensynchrotrons ab. Der Elektronenspeicherring wird, entsprechend der Lebensdauer des Elektro-

nenstrahls, alle 50 Stunden neu gefüllt. Die Messprozedur wurde für zwei weitere vertikale Detektorpositionen wiederholt.

9.3.2 Datenanalyse in Hinsicht auf FOCAL

Rohspektren

Exemplarisch ist im folgenden in Abbildung 9.5 das Energiespektrum des direkt vom Photonenstrahl getroffenen Streifens einer Messposition gezeigt. Zu diesem Zeitpunkt sind auf die Daten noch keine Bedingungen angewendet. Die Photoabsorptionslinie bei einer Energie von 60 keV ist dominant im Spektrum. Diese wurde in Abbildung 9.5 als Region 1 bezeichnet. Der Photopeak sitzt jedoch auf einem breiten Untergrund, der sich in Anteile aus unterschiedlichen Quellen zerlegen lässt. Die Ereignisse oberhalb und ein gewisser Prozentsatz unterhalb des Photopeaks sind höherenergetischen Strahlanteilen zuzuordnen und wurden in Abbildung 9.5 als Region 2 bezeichnet. Außer der ersten Harmonischen mit einer Energie von 60 keV lässt der Doppelkristallmonochromator (BM) auch die höherenergetische dritte Harmonische passieren. Diese besitzt eine Energie von 180 keV und liegt bei aktueller Einstellung der Verstärkerelektronik außerhalb des Messbereichs der Analog-Digital-Wandler. Abgesehen von der Photoabsorption in einem einzigen Streifen besteht jedoch auch die Möglichkeit, dass die freigesetzten Ladungsträger auf mehreren Streifen eines Detektorkontakts gesammelt werden. Sie werden dann komplementär von mehreren nebeneinanderliegenden Streifen registriert. Ihre Summe ergibt mit leicht erhöhtem statistischem Fehler wieder die ursprüngliche Photonenenergie. Beiträge dieser Ereignisse zeigen sich in allen Einzelstreifenspektren unterhalb ihrer zugehörigen Photonenenergie. Dies gilt sowohl für die 180 keV als auch für die 60 keV Beiträge (siehe Abbildung 9.5 Region 3). Weiterhin tritt auch der Compton-Effekt zu Tage (siehe Abbildung 9.5 Region 4). Im Spektrum liegt eine Verteilung, die vom niederenergetischen Ende bis hin zum Endpunkt etwas unterhalb von 80 keV verläuft. Deutlich ist sie zwischen dem Photopeak und ihrem Endpunkt zu erkennen. Dies trifft sich mit dem maximalen Energieübertrag von 74.4 keV auf das Compton-Elektron bei einer Photonenergie von 180 keV für das einfallende Photon. Der entsprechende Effekt für 60 keV tritt deutlich seltener auf. Dies zeigt der Vergleich von totalem Wirkungsquerschnitt für den Compton-Prozess in Bezug auf den Photoabsorptionsprozess. Des weiteren ist ein Nachweis deutlich schwerer, da der Energieübertrag auf das Elektron im Bereich bis 11 keV liegt. Dies ist sehr nahe an der Rauschschwelle. Die gestreuten Photonen mit einer Energie von 49 keV bis 60 keV würden wegen ihrer geringen Energie mit hoher Wahrscheinlichkeit im selben oder in einem der Nachbarstreifen detektiert. Wegen des geringen Energieübertrags auf das Compton-Rückstosselektron, vergleichbar mit der Rauschschwelle, würde auch ein Compton-Ereignis, bei dem das Photon nicht im selben Streifen bleibt wie das Rückstosselektron, als Einfachereignis

erscheinen. Es müsste sich jedoch eine ausgewaschene niederenergetische Flanke bei Photopeakenergie in den Nachbarstreifen (siehe Abbildung 9.6 Spektrum #90-#92 und #94-#95) zeigen. Dies kann jedoch nicht beobachtet werden. Interessanterweise kann in jedem der Nachbarstreifen ein Photopeak bei 60 keV gefunden werden, obwohl das quadratische Strahlprofil lediglich eine Kantenlänge von $50\ \mu\text{m}$ gegenüber einer Streifenbreite von $250\ \mu\text{m}$ aufweist. In Übereinstimmung mit einer Abschätzung der Wirkungsquerschnitte kann davon ausgegangen werden, dass es sich hierbei um Rayleigh-Streuung handelt.

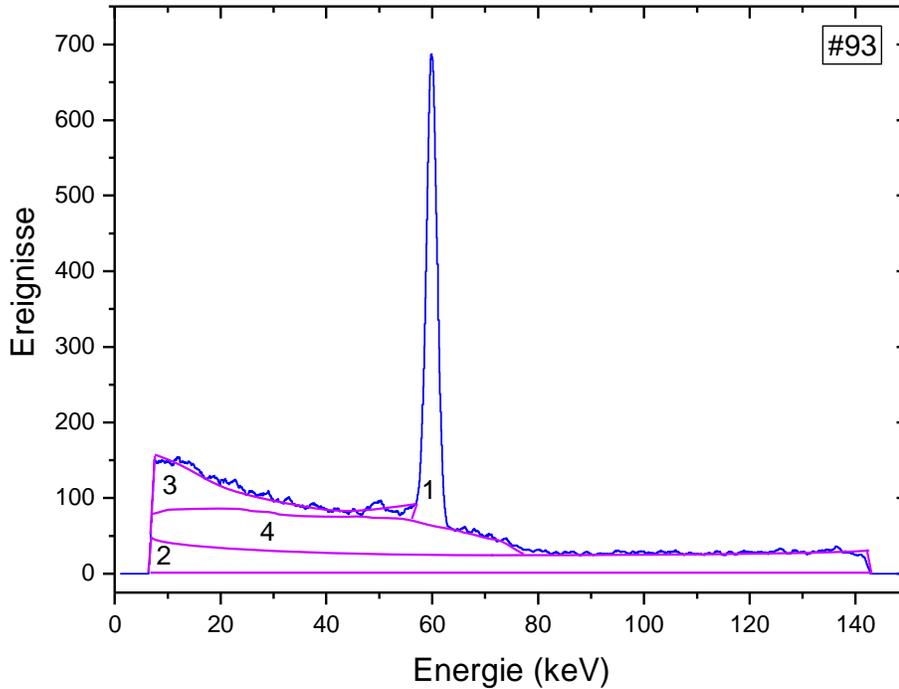


Abbildung 9.5: Rohenergiespektrum des Frontstreifens #93, der vom Photonenstrahl direkt getroffen wird. Anteile verschiedener Herkunft sind violett abgegrenzt und werden im Text diskutiert. Es handelt sich um eine qualitative Darstellung, die auf Resultaten der Datenauswertung beruht. 1) Photopeak, 2) Ladungsteilung 180 keV, 3) Ladungsteilung 60 keV, 4) Compton-Rückstoss-Elektron 180 keV.

Qualitativ sind die gleichen Effekte für die Streifensegmente der Rückseite des Detektors zu beobachten. Der wesentliche instrumentelle Unterschied besteht vor allem für Ereignisse mit niedriger Energie. Ihre Ladungsträgerwolken müssen eine längere Driftstrecke zu den Kontakten der Rückseite zurücklegen müssen, da Photonen dieser Energie deutlich näher am Frontkontakt als zum Rückseitenkontakt absorbiert werden. Hierdurch wird eine stärkere laterale Diffusion der Ladungsträgerwolke begünstigt. Um die Anzahl der Streifen bei einem Ereignis weiter möglichst auf ein oder zwei zu beschränken wurden die

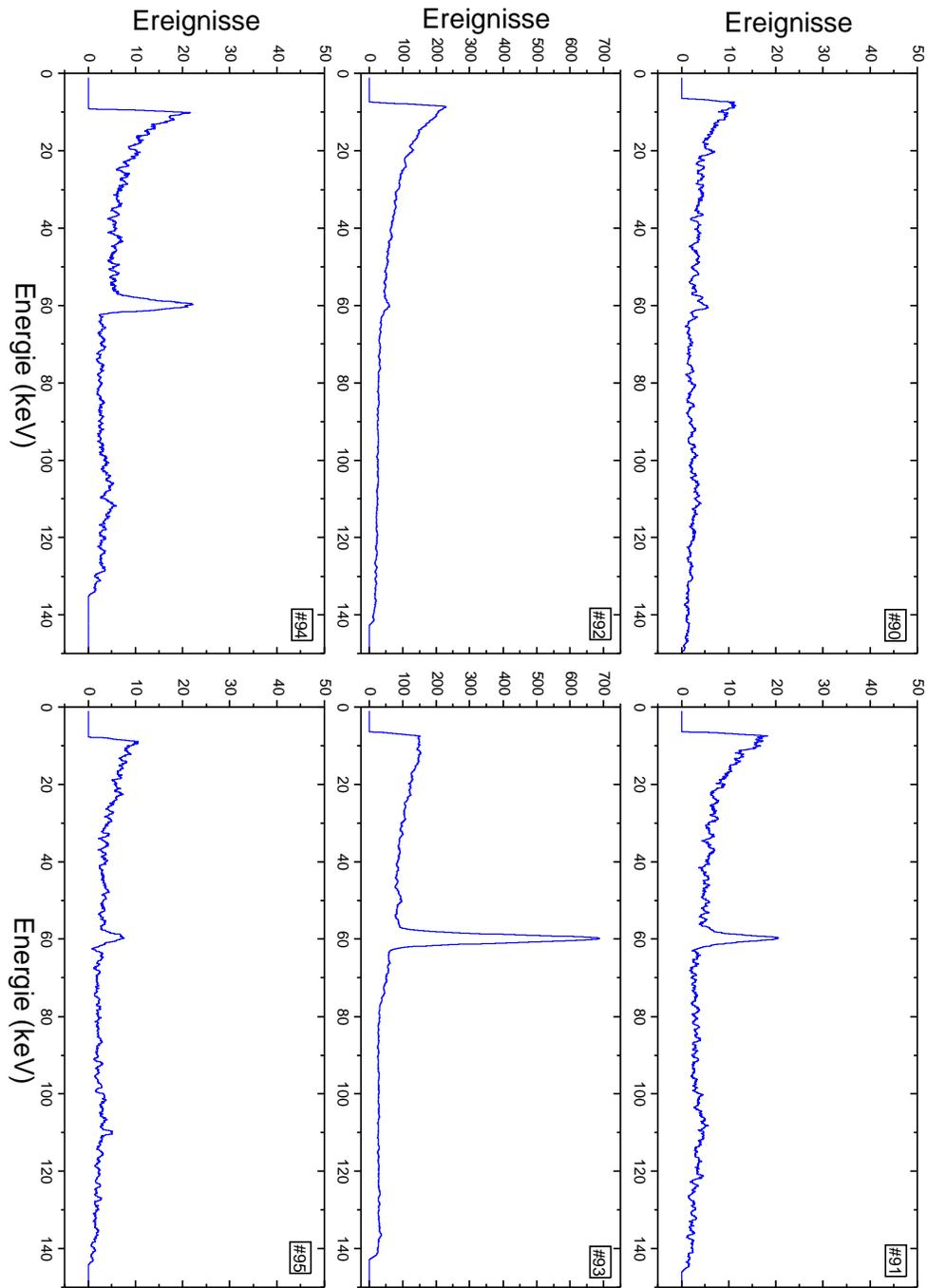


Abbildung 9.6: Rohenergiespektren der sechs Detektorstreifen #90-#95 der Vorderseite (Eintrittsseite des Kristalls), wobei Streifen #93 direkt vom Photonenstrahl getroffen wird. Im folgenden wird demonstriert (Abb. 9.9, Abb. 9.12), wie diese Rohdaten durch Anwendung unterschiedlicher Bedingungen auf die gesuchten vollständig registrierten Ereignisse (Photonenenergie 60 keV) reduziert werden.

Kontaktstreifen der Rückseite fast um einen Faktor fünf breiter gewählt als die der Vorderseite.

Selektion der vollständigen 60 keV Ereignisse

Ziel der Messung ist die Detektorresponse für 60 keV Photonen zu untersuchen. Hierzu werden die gewünschten vollständig registrierten 60 keV Ereignisse durch geeignete Bedingungen selektiert. Die angewendete Strategie zielt darauf ab, zuerst die gemessene deponierte Energiesumme für jedes Ereignis zu bestimmen. Dies geschieht durch event-weise Summation der gemessenen Energie jedes einzelnen Streifens getrennt nach Detektorvorderseite bzw. Detektorrückseite. Diese Summenspektren sind in Abbildung 9.7 dargestellt.

Die zu niedrigen Energien verbreiterte Schulter der Summenpeaks ist auf messtechnisch bedingte Fehlerquellen bei Detektoren mit mehrerer Streifen zurückzuführen.

Ein bekannter Effekt ist die Möglichkeit für Ladungsverlust im Kristall durch ungünstig verlaufende Feldlinien und Kristalldefekte (charge trapping). Dies ist jedoch auszuschließen, da sich solch ein Effekt auch deutlich in den Einzelstreifenspektren zeigen sollte. Am deutlichsten würde sich jedoch ein signifikanter Ladungsverlust z.B. durch Störstellen im Kristall in Abbildung 9.8 zeigen. Hier sind die koinzident gemessenen Energiewerte (Rohdaten ohne Bedingungen) der beiden benachbarten Streifen der Vorderseite mit den meisten Ereignissen gegeneinander aufgetragen. Die Ladungsteilungsereignisse, deren Summe eine konstante Energie ergibt, verlaufen entlang einer Diagonalen. Die intensive Gerade im rechten oberen Bereich stellt die aufgeteilten 180 keV Ereignisse dar, im linken unteren Drittel erscheinen die 60 keV Ereignisse. Der verbleibende Untergrund im Bereich bis etwa 70 keV ist Compton-Ereignissen zuzuordnen, wobei das Photon wahrscheinlich den Detektor verläßt und die Energie des Compton-Elektrons auf zwei benachbarte Streifen aufgeteilt wird. Im Fall des Verlusts von Ladungsträgern während der Sammlung wäre die Summenenergie nicht mehr konstant und somit der Verlauf der Diagonalen bei 60 keV bzw. 180 keV gestört. Da dies jedoch nicht erkennbar ist, können mögliche Verluste als vernachlässigbar angesehen werden.

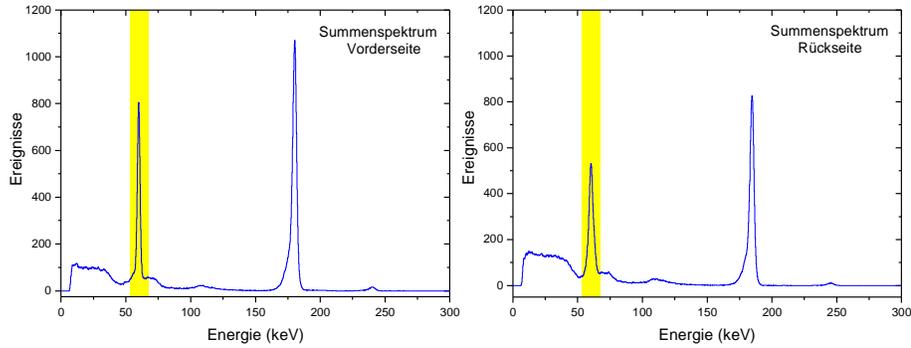


Abbildung 9.7: Rohsummenspektren über alle Streifen eine jeden Seite. Der gelb hinterlegte Teil der Spektren illustriert die Energiebedingung auf ein Fenster bei 60 keV.

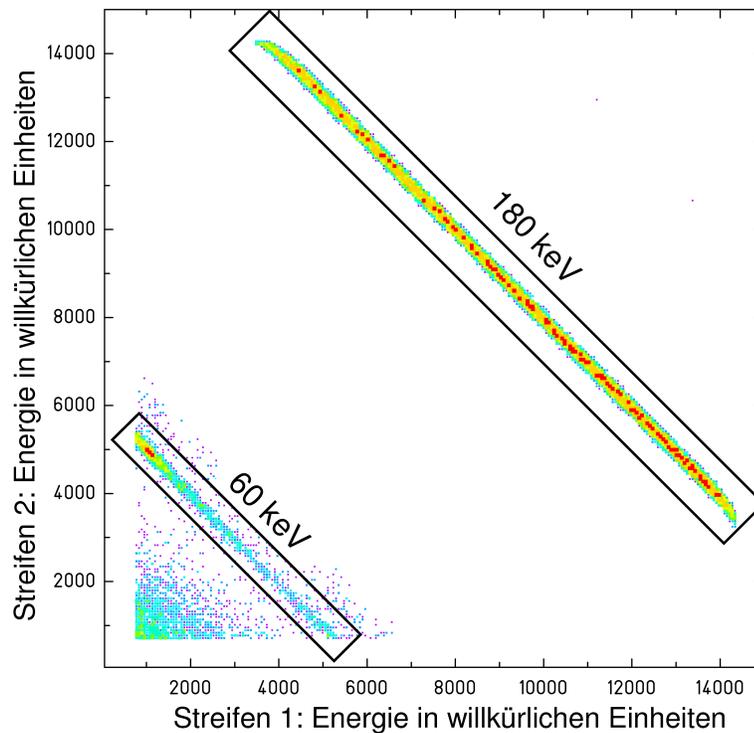


Abbildung 9.8: Ereignisweise Darstellung der Energien zweier benachbarter Streifen der Vorderseite.

Viel mehr ist zu erwarten, dass bei einem Teil der Ereignisse mit anschließender Aufspaltung der Ladungswolke ein kleiner Teil der Gesamtladung auf einen Streifen fällt. Die restliche Ladung erzeugt ein sauberes Signal. Nur der zuvor abgespaltene kleine Anteil der Ladungswolke reicht nicht aus, ein Signal, das aus dem elektronischen Rauschen hervortritt, zu erzeugen. Da das elektronische Rauschen abgeschnitten wird, fehlt dieser kleine Teil später und das Ereignis erscheint im Summenspektrum als ein niederenergetisch verschobenes Ereignis.

In den Summenspektren tritt deutlich auch die 3. Harmonische des Strahls auf, die als Komponente in den einfachen Streifenspektren wegen der beschränkten Breite des detektierten Energiebereichs nicht in Ereignissen mit Energiedeposition in nur einem Streifen erfaßt werden kann, sondern erst durch Rekonstruktion auftritt. Die Energieverteilung bei 110 keV deutet auf Comptongestreute 180 keV Photonen hin, die unter einem Streuwinkel von mehr als 90° rückwärts gestreut wurden. Dies können Photonen sein, die zuvor den Kristall ohne Wechselwirkung durchlaufen haben und anschließend vom umgebenden Material, wie der Kristallhalterung, in den Detektorkristall zurück gestreut wurden.

Wie schon bei den Einzelstreifen diskutiert, befindet sich die Rückstosselektronenverteilung aus dem Comptonprozess bei 74.4 keV. Es ist jedoch zum Nachweis eines Compton-Elektrons in einem Summenspektrum notwendig, dass das gestreute Photon aus dem Kristall entkommt. Sonst würde es sich einfach wieder zur ursprünglichen Photonenenergie des einfallenden Photons aufaddieren.

Als Bedingung wird auf die Summenspektren vorne und hinten jeweils ein Energiefenster um die 60 keV gesetzt. Diese sind in den Spektren farblich hinterlegt (siehe Abbildung 9.7). Im folgenden wurden die Energiespektren der Einzelstreifen erneut mit der Bedingung, dass ihre Summe innerhalb des Energiefensters bei 60 keV liegen muss, erzeugt (siehe Abbildung 9.9). Die entsprechenden Spektren der Detektorrückseite befinden sich im Anhang.

Diese Spektren sind nun von unvollständig detektierten und höherenergetischen Ereignissen gereinigt. Ein gewisser Anteil der Ereignisse erstreckt sich als Kontinuum über das gesamte unterhalb des 60 keV Photopeak liegende Spektrum. Es sind Ereignisse, die auf Ladungsteilung beruhen.

Multiplizität als weiteres Kriterium

Als Multiplizität bezeichnet man die Anzahl der Streifen, die in Folge eines absorbierten Photons im Detektorkristall ein Signal registrieren. Vor allem in der Hochenergiephysik können bestimmte Teilchen anhand der Multiplizität beim Nachweis und einem damit verbundenen Patternmuster eingegrenzt werden. Bei unserer Anwendung liefert die Multiplizität eine Vorauswahl welche Prozesse im Detektorkristall während der Deposition des Photons auftraten. So wird ein Compton-Ereignis charakterisiert durch die Beteiligung eines Elektrons und eines Photons, die im einfachsten Fall sowohl auf der Vorderseite als auch auf der Rückseite des Detektors jeweils in zwei Streifen ein Signal zeigen. Je nach dem, ob Ladungsteilung oder Escape stattfindet, kann es jedoch Abweichungen geben. Die Photoabsorption eines Photons führt zu einem Signal in einem Streifen der Vorder- bzw. Rückseite. Die Multiplizität erhöht sich jedoch, falls zusätzlich Ladungsteilung während der Drift der

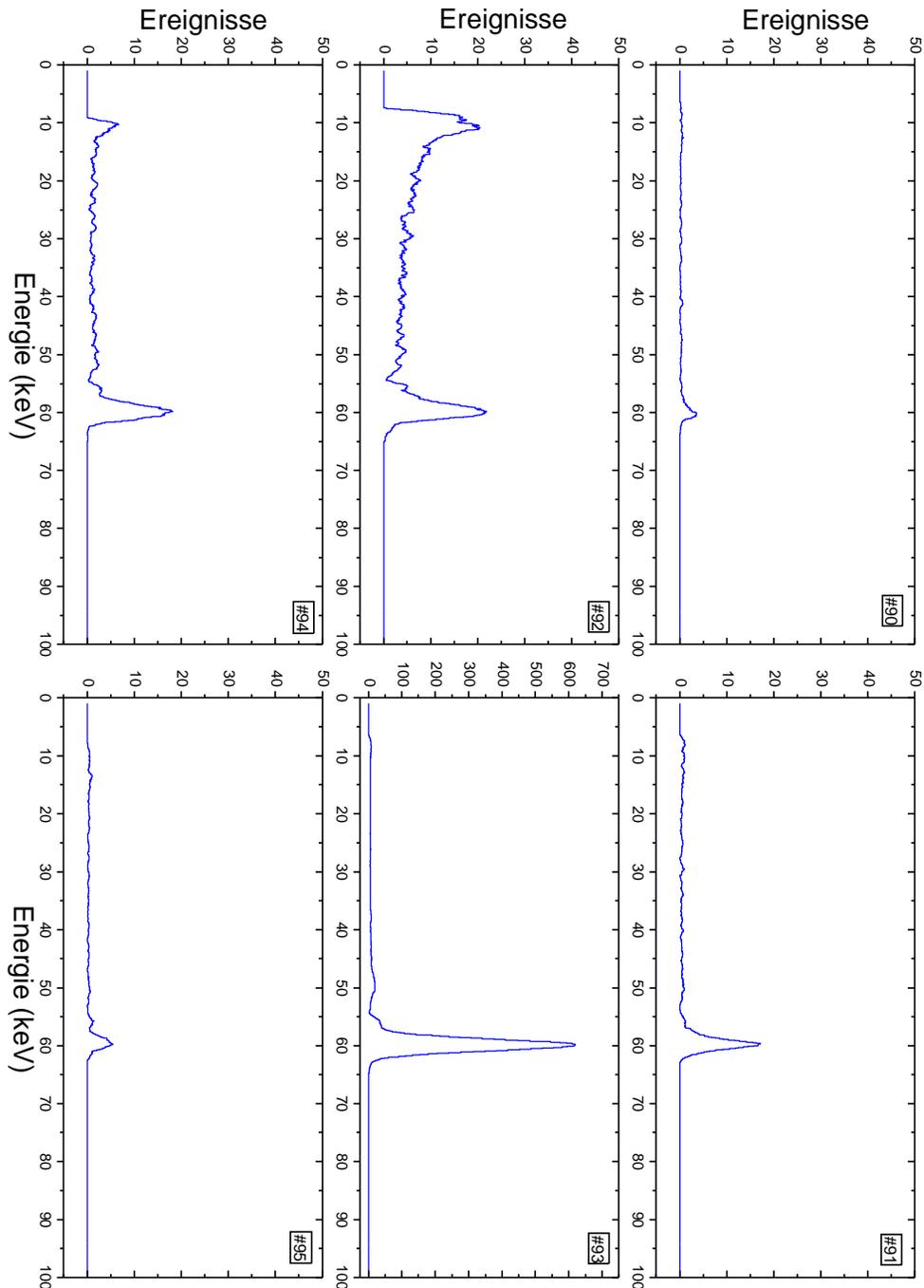


Abbildung 9.9: Energiespektren der sechs Detektorstreifen #90-#95 der Vorderseite (Eintrittsseite des Kristalls). Es wurde gefordert, dass die Summenenergie über alle Streifen dieser Seite 60 keV beträgt. So werden unvollständige Ereignisse von Photonen mit der Energie 60 keV (1. Harmonische) sowie Photonen höherer Energie (3. Harmonische oder darüber) aus den Daten entfernt. Der Photopeak bei 60 keV enthält Ereignisse mit der Multiplizität eins. Die Verteilung unterhalb des Photopeaks (vor allem in Spektrum #92 deutlich zu sehen) ist Ereignissen der Multiplizität zwei zuzuordnen.

Ladungswolken auftritt.

In Abbildung 9.10 wird die Intensitätsverteilung der Multiplizitäten für

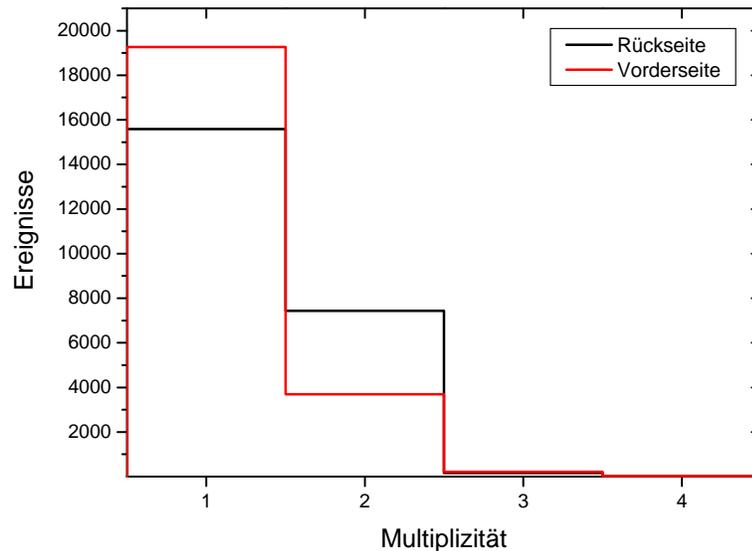


Abbildung 9.10: Multiplizität der feinstrukturierten Detektorvorderseite bzw. der gröber strukturierten Detektorrückseite

Vorder- und Rückseite des Detektors gezeigt. Zur Analyse wurden die zuvor anhand der Summenenergien selektierten 60 keV Ereignisse verwendet. Für die Vorderseite zeigt sich, dass etwa 87% der Ereignisse nur in einem Streifen der Vorderseite auftreten, 12.5% werden in zwei Streifen registriert, und weniger als 1% sind Ereignisse höherer Multiplizität. Für die Detektorrückseite sind die Verhältnisse verändert. Anteilig befinden sich etwa zwei Drittel bei Multiplizität eins und ein Drittel bei Multiplizität zwei.

Auf Grund der Verhältnisse der Wirkungsquerschnitte für Compton-Effekt und Photoabsorption in Germanium bei 60 keV, wird davon ausgegangen, dass hier fast ausschließlich mit Photoabsorption zu rechnen ist. Die Ereignisse mit einer Multiplizität von zwei sind als Aufteilung der Ladungswolke an den Kontakten anzusehen. Diese Behauptungen lassen sich durch nachfolgend diskutierten Energiespektren Abbildung 9.11 und Abbildung 9.12 belegen.

Energiespektren mit einfacher (M1) und zweifacher (M2) Multiplizität

Die Multiplizität kann als weiteres Filterkriterium angewendet werden. Setzt man zusätzlich zu der 60 keV Energiebedingung auf die Summenenergie eine Bedingung auf Multiplizität eins, dann zeigt sich folgendes Verhalten (siehe Abbildung 9.11). Im direkt getroffenen Streifen verbleiben lediglich Ereignisse, deren gesamte Energie im Streifen deponiert wird. Eine geringe Schulter zur

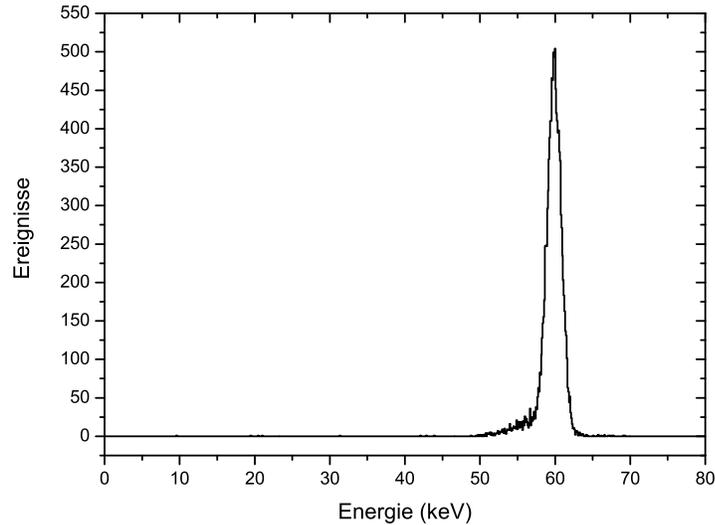


Abbildung 9.11: Das Energiespektrum zeigt den direkt getroffenen Frontstreifen #93 mit der Bedingung, dass die Summenenergie gleich 60 keV und Multiplizität gleich eins ist.

Seite niederer Energien wird von Ereignissen mit Ladungsteilung zu einem Nachbarstreifen erzeugt. Es wären eigentlich Multiplizität zwei Ereignisse. Der Anteil der geteilten Löcherwolke, die vom Nachbarstreifen aufgenommen wird, genügt nicht, um das Energiesignal aus dem Rauschen zu heben. Deshalb wird es nicht registriert und das Ereignis erhält die Multiplizität eins.

In Abbildung 9.12 sind die Multiplizität zwei Ereignisse aufgetragen, deshalb fehlt der Photopeak hier vollständig. Stattdessen findet man die Spektren unterhalb der 60 keV Photonenenergie gefüllt mit Ladungsteilungsereignissen. In die Multiplizität zwei Ereignisse fallen auch die bei dieser Energie verhältnismäßig seltenen Comptonereignisse. Einen schwachen Hinweis hierauf findet man in Streifen 94 in der Energieverteilung von 45 keV bis 55 keV. Ansonsten sind die wenigen Ereignisse jedoch von normalen Ladungsteilungsereignissen überlagert.

Die Möglichkeit, koinzident gemessene Mehrfachereignisse zu verstehen und die ursprünglichen Geschehnisse rekonstruieren zu können, ist nicht nur hier von großer Bedeutung. Vor allem zur Rekonstruktion von höher energetischen Compton Ereignissen ist dies, wie sich später zeigen wird, enorm bedeutsam.

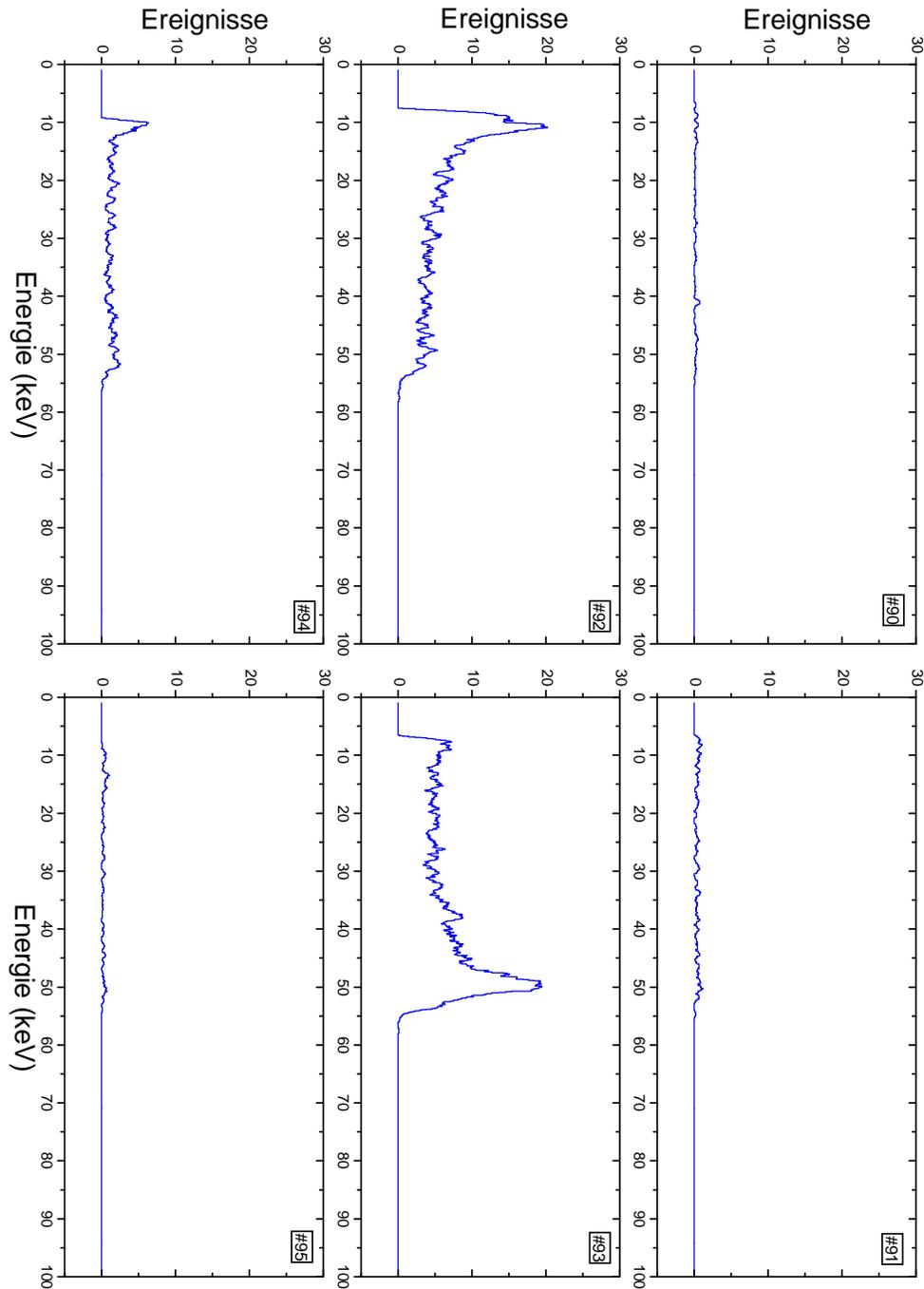


Abbildung 9.12: Energiespektren von Frontstreifen #90 bis #95 mit 60 keV Energiebedingung auf die Summenenergie und Multiplizität zwei. Dies sind Ereignisse, deren Ladungswolke auf zwei Kontakte aufgeteilt wurde. Im folgenden wird untersucht ob diese Ereignisse verwendet werden können um zu einer Ortsauflösung unterhalb einer Streifenbreite zu gelangen.

Analysen in Hinblick auf Focal

Im Anschluss an diese allgemeineren Betrachtungen soll der Bezug zu FOCAL aufgezeigt werden.

Multiplizitätsverteilung als Funktion der Strahlfleckposition

Zuerst wurde das Verhältnis von Multiplizität eins, zwei und drei Ereignissen als Funktion der Position des Strahlpunkts auf dem Detektor untersucht. Hierzu wurde für jeden Messpunkt die Multiplizitätsverteilung erstellt. Exemplarisch seien hier zwei Verteilungen gezeigt. In Abbildung 9.13 ist eine Position mit Strahlfleck im mittleren Bereich auf dem Streifen in schwarz und eine Messposition mit Strahlfleck im Bereich des Grabens zwischen zwei Streifen in rot dargestellt. Deutlich sind die relativen Intensitätsunterschiede der Multiplizitäten an den beiden Positionen zu erkennen.

Die relativen Intensitäten der Multiplizität, normiert auf die Anzahl der

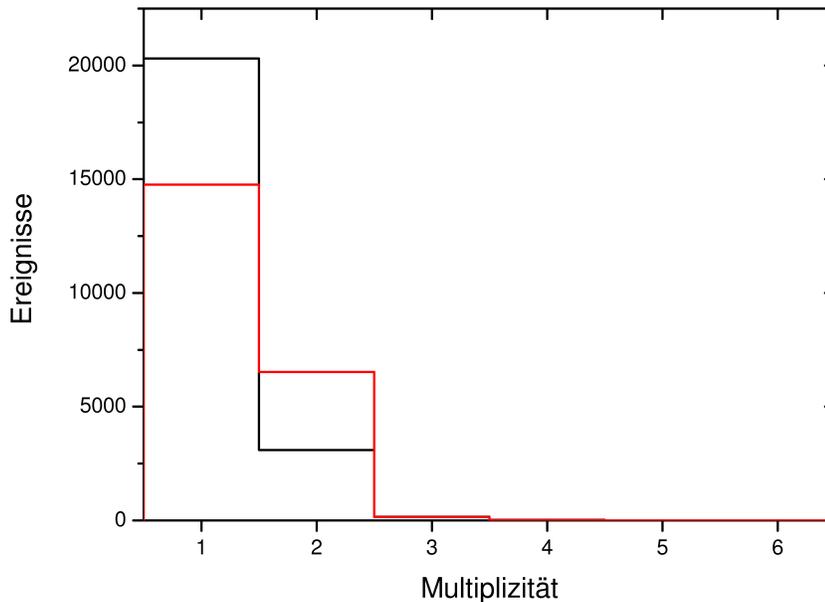


Abbildung 9.13: Verteilung der Multiplizität der Ereignisse für zwei unterschiedliche Strahlfleckpositionen.

vollständig nachgewiesenen 60 keV Ereignisse, aufgetragen als Funktion der Messposition, führt zu Abbildung 9.14. Man sieht sehr deutlich die periodische Modulation der normierten Multiplizität eins. Die Periodizität folgt der Strukturweite der Detektorstreifen mit einem Wiederholungsabstand von $250 \mu\text{m}$, hierbei nimmt die Amplitude im Minimum einen Wert von 68% und im Maximum einen Wert von 87% an. Die Modulation der Multiplizität zwei verläuft exakt in Gegenphase. Die Anteile höherer Multiplizität

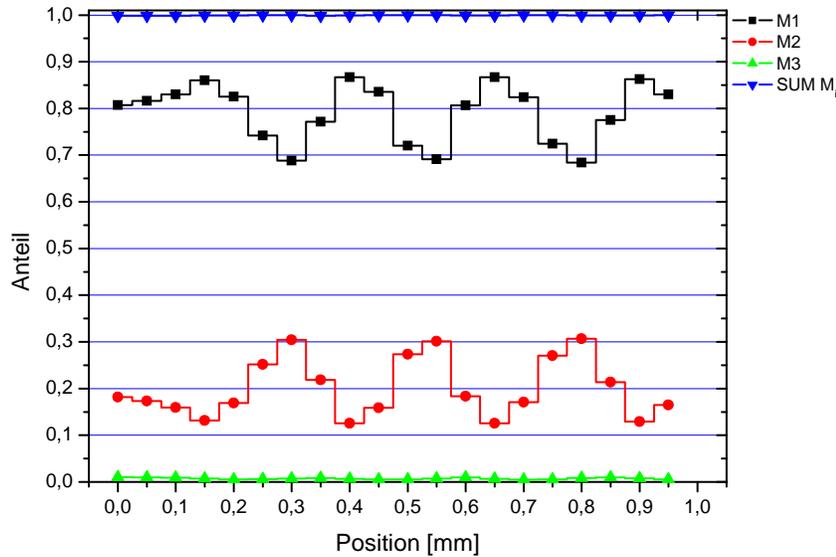


Abbildung 9.14: Multiplizitäten als Funktion der Strahlfleckposition

liegen bei weniger als einem Prozent und werden deshalb als vernachlässigbar angesehen.

Ortsbestimmung durch Analyse der Detektorresponse

Vor allem vor dem Hintergrund, dass der doppelseitig strukturierte Germanium-Streifendetektor in FOCAL eingesetzt wird, soll untersucht werden, in wie weit es möglich ist die "digitale" Ortsauflösung des Detektors, gegeben durch die Breite der Streifenstrukturen, unter Berücksichtigung von Prozessen wie der Ladungsteilung und Rayleigh-Streuung, zu verbessern.

Zuerst wird die räumlich verteilte Response der Detektorstreifen für 60 keV Photonen, die als Multiplizität eins-Ereignisse registriert werden, für eine jede Strahlfleckposition untersucht. Jede Messposition zeigt eine typische Intensitätsverteilung (z.B. Abbildung 9.15).

Ableitung einer Positionseichung aus Multiplizität eins Ereignissen

In Abbildung 9.15 deutet sich an, dass neben der reinen Photoabsorption am direkten Auftreffpunkt des Photonenstrahls mit $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ auch Prozesse zum Tragen kommen, die eine Aufweitung, oder besser Verschierung, der Abbildung des Strahlflecks hervorrufen. Es wird angenommen, dass diese Einflüsse stochastischer Natur sind, und deshalb bei ausreichend großer Statistik zur Interpolation der Strahlfleckposition verwendet werden können.

In Abbildung 9.16 ist die Position des Detektors laut Ansteuerung des XYZ-Tisches gegen die aus den Messdaten errechnete Detektorposition aufgetragen. Die Angaben des XYZ-Tisches wurden als exakt angenommen.

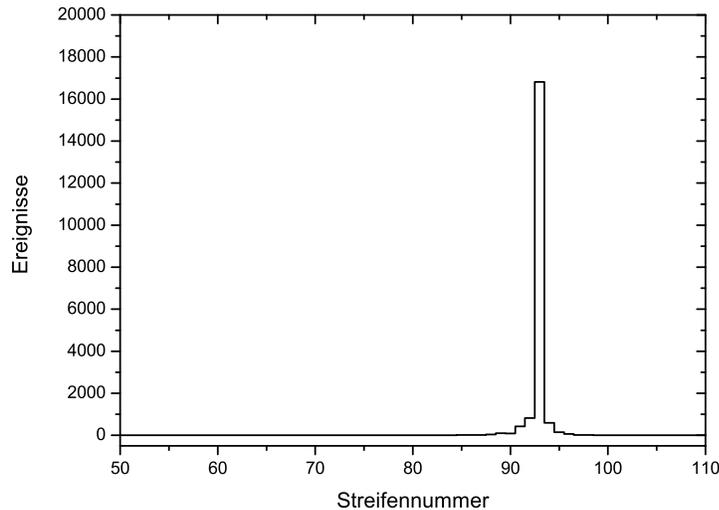


Abbildung 9.15: Intensität von Multiplizität eins Ereignisse gegen Streifennummer für jede Strahlfleckposition

Zum Berechnen der Detektorposition wurden die Streifenpositionen mit der Intensitätsverteilung gewichtet. Der konstante Intensitätsverlauf der ersten drei Messpunkte kann in erster Linie dem toten Gang der Positioniermechanik der Trägerplattform zugeschrieben werden und wird in weiteren Betrachtungen nicht berücksichtigt.

Die diskrete Streifenstruktur des Detektors schlägt sich, wie es zu erwarten war, deutlich in der Positionseichung nieder. Mit einer Periodizität von $250 \mu\text{m}$ tritt ein deutlich größerer Anstieg der Kurve auf. Sicherlich ließe sich hiermit bereits bei hoher Statistik ein gutes Beschreibungsmodell entwickeln.

Unter Berücksichtigung vorangegangener Untersuchungen fällt auf, dass diese Art der Betrachtung nur ein reduziertes Bild der Situation wiedergeben kann. Hierbei werden im Mittel pro Messpunkt etwa 20% Ereignisse, nämlich die Multiplizität zwei Ereignisse (Ladungsteilungsereignisse), vernachlässigt. Dies erscheint um so gravierender da unter Experimentbedingungen in FOCAL lediglich 3 bis 4 Ereignisse pro Stunde aus dem spektroskopierten Übergang im Detektor erwartet werden können.

Verfeinerter Ansatz unter Berücksichtigung der Multiplizität eins und zwei Ereignisse

Zum Zweck einer genaueren Positionseichung wird das vorherige Intensitätsspektrum mit höherer Granularität dargestellt (siehe Abbildung 9.17).

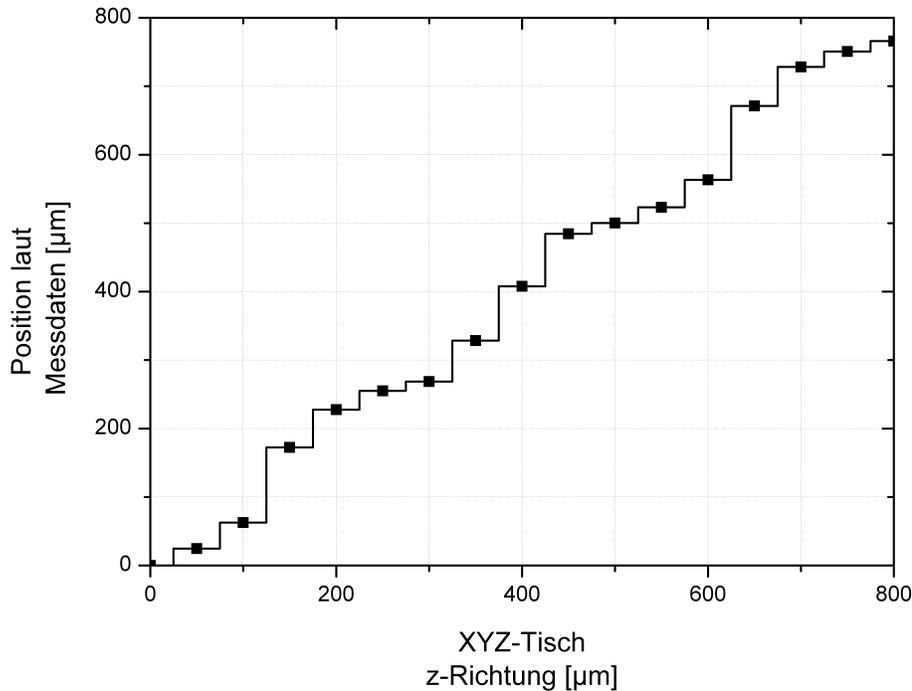


Abbildung 9.16: Positionseichung basierend auf Multiplizität eins Ereignissen. Auf der Abszisse ist die als korrekt angenommene Position des XYZ-Tischs gezeigt, auf der Ordinate wird die aus den Messdaten abgeleitete Position dargestellt.

Jeder Streifen wird in zehn Unterstreifen aufgeteilt. Die Ereignisse mit Multiplizität eins werden im Histogramm in die vollen Zehner Streifen registriert (z.B. Streifen 94 \rightarrow Streifen 940). Die Ereignisse mit Multiplizität zwei werden darauf hin untersucht, dass nur benachbarte Streifen ausgewertet werden, um Compton-Ereignisse auszuschließen. Die Wahl, welcher Unterstreifen um eins inkrementiert wird, ergibt sich aus der linearen Gewichtung der aufgeteilten Ladung. Betrachtet man Abbildung 9.17, so fällt auf, dass Unterstreifen mit ..9 leer bleiben. Dies ist durch die gesetzten Schwellen bedingt, die das Detektorsignal vom Rauschen diskriminieren. Deshalb bleiben die Unterstreifen ..0 und ..9 stets leer. Im Fall der ..0 ist der Effekt durch die Multiplizität EINS Ereignisse überdeckt. Wendet man diese Methode auf alle angefahrenen Positionen an und bildet jeweils den arithmetischen Schwerpunkt, erhält man die Eichkurve in Abbildung 9.18. Erneut ist die gemessene Position (Datenanalyse) gegen die reale Position (XYZ-Tisch) aufgetragen. Die erhaltene Kurve ist deutlich linearer im Vergleich zu vorangegangener, die lediglich die Multiplizität eins ausnutzt. Ein einfacher linearer Fit liefert einen Standardabweichung von lediglich $9 \mu m$ zu einer Geraden. Es wurden erneut die ersten drei Messpunkte ausgelassen (Schlupf der Mechanik).

In wie weit die Möglichkeit der Interpolation mit Hilfe der Multiplizität zwei

Ereignisse genutzt werden kann, hängt maßgeblich vom Verhältnis von echten Ereignissen zu unerwünschten Hintergrundereignissen, die nicht unterschieden werden können, ab. Unter solch sauberen Experimentierbedingungen, wie es an der ESRF gegeben war, und mit der erzielten Statistik konnte gezeigt werden, dass die geometrische Auflösung um mehr als einen Faktor zehn erhöht werden konnte. Unter realistischen Bedingungen in einem Kristallspektrometer, das in unmittelbarer Nähe zu einem Speicherring steht, wird dies nicht erreichbar sein. Die Messung wird auf Grund der prinzipiell bedingten geringen Effizienz des Kristallspektrometers durch einen erheblichen Hintergrund zufälliger Ereignisse überschattet. Dies verschlechtert, trotz ausgefeilter Selektionsbedingungen, das Verhältnis von echter Ereignisse zu Untergrund. Desweiteren ist die Gesamtstatistik eines solchen Experiments durch die endliche Messzeit und die erwähnte Effizienz auf eine Größenordnung von 10^3 Ereignissen beschränkt. Eine genaue Abschätzung der erhöhten Auflösung unter Experimentierbedingungen ist schwierig. Es darf sicherlich eine Verbesserung um einen Faktor zwei bis drei erwartet werden. Dies bedarf jedoch eingehender Untersuchungen, im besten Fall an Experimentdaten.

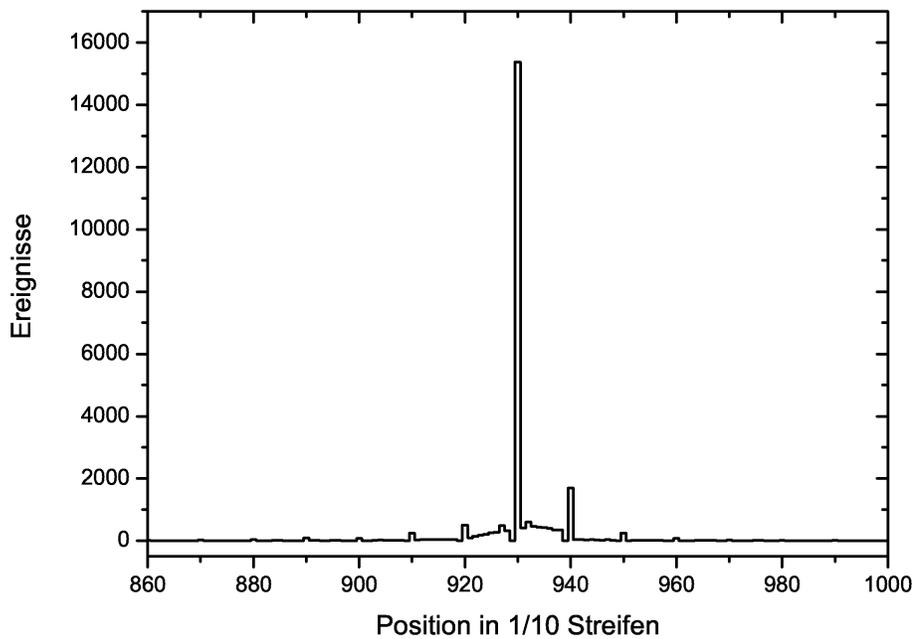


Abbildung 9.17: Intensitätsverteilung über die Streifen unter Berücksichtigung von M1- und M2-Ereignissen

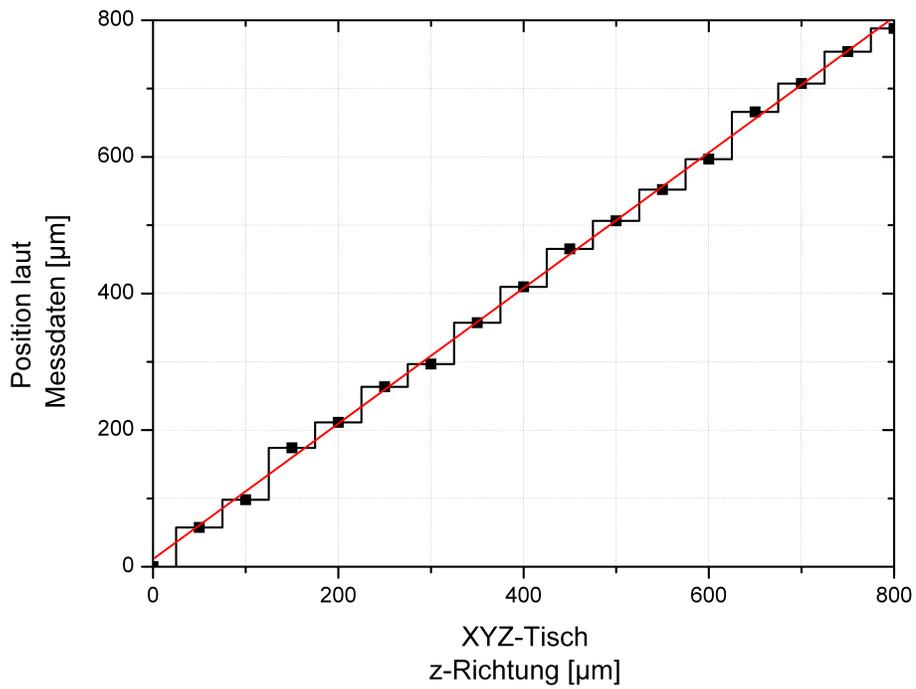


Abbildung 9.18: Analog zu Abbildung 9.16 werden jedoch M1 und M2-Ereignisse berücksichtigt. Die rote Gerade repräsentiert einen linearen Fit.

Kapitel 10

Polarimeter

Das zweite wesentliche Einsatzgebiet des Detektors ist die Compton-Polarimetrie von Photonen im Bereich von ca. 120 keV bis einigen hundert keV. Die Polarisation der untersuchten Strahlung gewinnt vor allem in Fachgebieten wie der Atomphysik an Schwerionen, der Astronomie, usw. stark an Bedeutung. Im folgenden werden die notwendigen Kriterien für den Nachweis der linearen Polarisation von Röntgenquanten vor allem in Bezug auf die Rekonstruktion der Compton-Ereignisse diskutiert, wobei besonders die Multihitfähigkeit und die Energieauflösung des Detektors von grundlegender Bedeutung ist. Um die hervorragenden instrumentellen Eigenschaften des Detektors herauszustellen und eine experimentelle Eichung des Systems zu erarbeiten, wurde ebenfalls am Strahlplatz ID15A der ESRF eine Messung mit nahezu 100 Prozent linear polarisierten Photonen bei einer Energie von 210 keV durchgeführt.

10.1 Designanforderungen für die Polarimetrie

Wie in Kapitel 6 beschrieben, kann ein zweidimensional ortsauflösender Detektor gleichzeitig als Streuer und Absorber dienen. Für den gleichzeitigen Einsatz von Germanium als Streu- und Absorbermedium in Compton-Polarimetern ist zu berücksichtigen, dass ein effizienter Einsatz bei vergleichbaren Wirkungsquerschnitten für den Photoprozess, bezogen auf die Energie des gestreuten Photons, und den Compton-Prozess bei der Energie des einlaufenden Photons, gegeben ist. Dieser Schnittpunkt liegt für Germanium bei einer Photonenenergie von etwa 160 keV (siehe Abbildung 6.4).

Exemplarisch wurde bereits in Abbildung 5.4 die Abhängigkeit des Energieübertrags auf Compton-Photon und Compton-Elektron aufgetragen. Die primäre Photonenenergie ist hierbei 160 keV bzw. 250 keV. In diesem Energiebereich liegt die maximale Sensitivität für Polarisation bei einem Streuwinkel von 90° . Unter diesem Winkel beträgt die Energie der Compton-gestreuten Photonen etwa 120 keV bzw. 170 keV. In diesem Energiebereich wird etwa 20 mm Germanium benötigt, um 90 % der ursprünglichen Intensität zu absor-

bieren. Berücksichtigt man dies, so ist die Anforderung an die Ortsauflösung bei FOCAL sicherlich höher. Eine Zeitauflösung unter 100 ns hingegen ist zum effizienten Einsatz an Speicherringen eine Notwendigkeit. Die Kristalldicke sollte möglichst groß sein, um eine hohe Nachweiseffizienz zu erreichen. Eine weitere wichtige Eigenschaft ist der koinzidente Nachweis mindestens zweier Ereignisse bezüglich Energie und Position. Dies ist jedoch bei Detektoren mit Streifenstrukturen auf Vorder- und Rückseite mit orthogonaler Orientierung zu einander durch die Einzelauslese gegeben.

10.2 Experimenteller Teil

10.2.1 Experimenteller Aufbau und Parameter

Der experimentelle Aufbau ist identisch mit dem in Kapitel 9.3.1 beschrieben. Es wurde lediglich mit einer höheren Energie von 210 keV und einer konstanten Position auf dem Detektor gearbeitet. Der Doppelkristall-Monochromator MB (Abbildung 9.2) wurde auf die Emission von 210 keV in der dritten Harmonischen eingestellt. Die dominierende 1. Harmonische mit 70 keV wurde durch Einbringen von geeignetem Absorbermaterial (Ta (0.5 mm), Ag (0.75 mm), Al (0.25 mm)) in den Strahlengang zwischen Monochromator (MB) und den Reinigungsschlitzen (CS) gedämpft, um die Emissionscharakteristik günstig in Richtung der 210 keV zu beeinflussen.

Die Photonenrate wurde auf 1000 s^{-1} begrenzt, um den sicheren Betrieb des Detektors zu gewährleisten. Anschließend wurde der Detektor mit Hilfe des XYZ-Tisches derart platziert, dass der Photonenstrahl möglichst die Mitte des ausgelesenen Bereichs trifft. Der Detektor wurde so gedreht, dass die rechteckige Kristallform einen möglichst großen Bereich der erwarteten Dipolverteilung der gestreuten Compton-Photonen abdeckt.

10.2.2 Überlegungen zur Rekonstruktion von Compton-Ereignissen

Wie bereits in Kapitel 5.1.3 diskutiert, beschreibt der Compton-Prozess die Streuung eines einlaufenden Photons an einem (schwach) gebundenen Elektron. Bei hinreichend hoher Energie des einlaufenden Photons erhält man im Detektor zwei quasi gleichzeitige räumlich getrennte Ereignisse: einerseits vom im allgemeinen kurzreichweitigen Compton-Elektron (vgl. Kapitel 5.1.5) und andererseits vom deutlich langreichweitigerem gestreuten Compton-Photon (vgl. Kapitel 5.1.1). Ist der räumliche Abstand größer als die Diskretisierung des Detektors, so können durch die parallele Auslese der Detektorstrukturen das Elektron und das Photon als zwei voneinander räumlich getrennte Teilchen erkannt

werden. Bei Ereignissen, die in direkt benachbarten Strukturen registriert werden, ist jedoch Vorsicht geboten. Die durch Absorption eines Primärteilchens im Kristall erzeugte Ladungswolke verbreitert sich während der Drift im Kristall hinreichend, um unter bestimmten Umständen auf zwei oder mehr nebeneinander liegenden Pickup-Strukturen einer Detektorseite registriert zu werden. Diese Ereignisse sind nicht von einem Compton-Ereignis zu unterscheiden, bei dem das Photon in der benachbarten Struktur zum Absorptionssort des Elektrons deponiert wird. Im weiteren wird dieser Effekt als Ladungsteilung bezeichnet.

Im konkreten Fall des 2D-Detektors erfolgt die Signalableitung aus dem Kri-

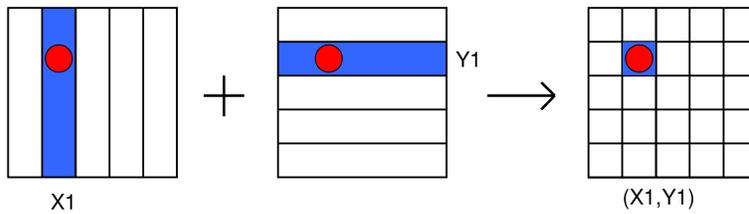


Abbildung 10.1: Schema der Rekonstruktion des Orts für ein Photoabsorptions-Ereignis auf einem 2D-Streifen-Detektor.

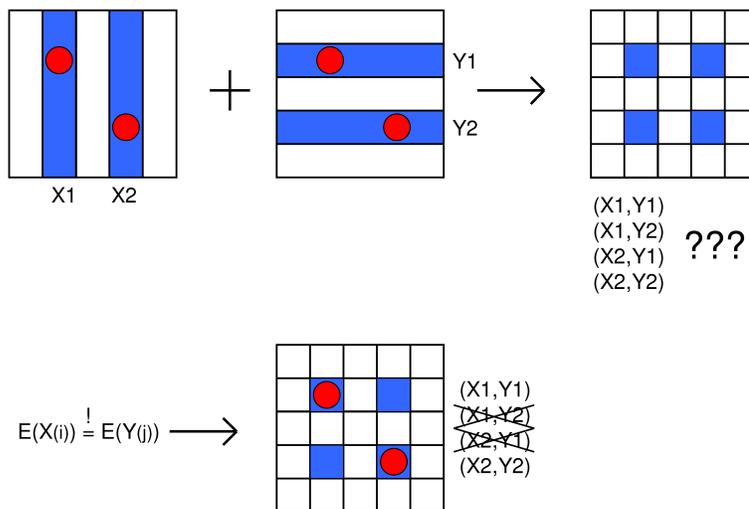


Abbildung 10.2: Darstellung eines Compton-Ereignisses in einem 2D-Streifen-Detektor. Durch reine Kombination der Streifen auf Vorder- bzw. Rückseite lassen sich die Wechselwirkungspunkte nicht eindeutig bestimmen. Erst die Energieinformation von jedem Streifen liefert die korrekten Kombinationen.

stall, wie bereits in Kapitel 8.2 diskutiert, über schmale parallele Streifenmetallisierungen auf der Detektoroberfläche. Die Streifen der Ober- und der Unterseiten verlaufen zueinander planparallel, jedoch ist ihr Längsverlauf zueinander orthogonal. Für den einfachsten Fall, wie er bei Photoabsorption auftreten kann, wird die Absorption eines Photons im Detektorkristall zu einem Signal

an einem der Streifen jeder Seite führen. Durch Kombination der eindimensionalen Ortsinformation der beiden orthogonal orientierten Streifenstrukturen, erhält man eine eindeutige zweidimensionale Ortsinformation (vgl. Abbildung 10.1). Im Fall eines vollständig nachgewiesenen Comptonereignisses wird es aufwändiger, da auf jeder Seite zwei Streifen ansprechen. Die einfache Kombination der beiden Streifen einer Seite als (X_i) bezeichnet, mit den beiden der gegenüberliegenden Detektorseite (Y_j) führt bereits zu vier möglichen Auftrefforten (vgl. Abbildung(10.2)). Um die richtige Zuordnung treffen zu können, wird als weitere Information die gemessene Energieinformation $E(X_i)$ bzw. $E(Y_j)$ der vier Streifen benötigt. Die richtige Kombination aus Ober- und Unterseitenstreifen führt im Rahmen der Messgenauigkeit zu Koordinatenpaaren gleicher Energie.

Die Energie liefert sogar noch die Information, an welchem der identifizierten Punkte das Elektron und wo das Photon absorbiert wurde. Aus der Kinematik des Compton-Prozesses geht hervor, dass unterhalb einer kinetischen Energie, die der halben Elektronenruhemasse entspricht, das Elektron stets eine geringere Energie als das Photon trägt. Für höhere Energien geht diese Information nach und nach verloren (vgl. Abbildung 5.4). Um Fehlinterpretationen, insbesondere Verwechslung mit Ladungsteilungereignissen, auszuschließen, wird gefordert, dass zwischen beiden gemessenen Positionen eine Streifenbreite Abstand liegt, in dem keine Energiedeposition gemessen wurde.

Die Rekonstruktion von Ereignissen wird zusehens schwieriger, wenn es zu Kombinationen von Compton-Ereignissen und Ladungsteilung kommt. Hier wirkt sich vor allem das elektronische Rauschen als signifikante Fehlerquelle bei der Messung kleiner Energien nachteilig aus. Deshalb wurde hier auf die Verwendung dieser Daten verzichtet, da die Einflüsse auf die Qualität der Gesamtmessung noch tiefergehend untersucht werden müssen.

Handelt es sich um bekannte enge Energiebereiche und nicht Kontinua in denen die vollständig registrierten Ereignisse zu erwarten sind, so ist eine wichtige Methode, die interessanten Ereignisse anhand ihrer Energie zu identifizieren und mit Hilfe einer Energiebedingung herauszufiltern. Diese Methode kann als effektive Untergrundunterdrückung eingesetzt werden.

10.2.3 Analyse der Daten

Allgemeine Diskussion der Spektren

Zu Beginn wird die Response des Detektorsystems auf den gemischten 70 keV und 210 keV Photonenstrahl untersucht. Es soll zunächst vereinfacht als nicht strukturierter planarer Detektor betrachtet werden. Hierzu werden die gemessenen Energien aller Kanäle der Vorder- bzw. Rückseite, sofern sie oberhalb der Rauschschwelle lagen, aufaddiert. Die resultierenden Spektren sind in Abbildung 10.3 gezeigt. Zu Beginn sei festgestellt, dass sich das Vorderseiten- und das Rückseitensummenspektrum nicht wesentlich voneinander unterscheiden. Es

zeigen sich lediglich kleine Verformungen von Energielinien, da unterschiedliche Streifen des Detektors beitragen und diese, trotz sorgfältiger Kalibrierung, voneinander geringfügig in ihrem Verhalten abweichen. Weiterhin tragen Ereignisse mit einer Multiplizität von mehr als eins mit einem höheren statistischen Fehler durch ihren Rauschanteil bei und führen zu einer Verbreiterung der Linienform. Deshalb zeigt die Rückseite wegen ihrer höheren Streifenbreite einen geringeren Anteil an Multiplizitätsereignissen und somit eine geringfügig bessere Auflösung, obwohl in den Energiespektren der einzelnen Streifen die feiner strukturierte Vorderseite eine geringfügig bessere Energieauflösung zeigt.

Außerhalb des 210 keV Photopeaks, des 70 keV Photopeaks und der Pileup-Ereignisse bei 280 keV und 420 keV liegende Strukturen werden auch unvollständig detektierte Ereignisse nachgewiesen. Energien oberhalb von ca. 300 keV sind aus mindestens zwei Streifen aufaddiert, da die Verstärkereinstellung in Kombination mit dem Arbeitsbereich der ADC-Module auf 250 keV plus einen Sicherheitsbereich eingestellt wurde. Dieser Sicherheitsbereich wurde zur Vermeidung von Daten mit stärkeren Nichtlinearitäten am Rande des Arbeitsbereichs von Verstärkern und ADC-Modulen eingeführt.

Hier sei vor allem auf den Verlauf der Compton-Elektronen-Verteilung in den Spektren hingewiesen. Der markante Verlauf dieser Verteilung ist besonders im niedrigen Energiebereich (Streuung nahe 0°) und im Bereich der Compton-Kante (180° Rückstreuung des Photons) bei etwa 115 keV deutlich sichtbar. Der Nachweis des Compton-Elektrons wird jedoch erst durch das Entkommen des Compton-gestreuten Photons aus dem Detektormaterial möglich. Aufgrund der planaren Geometrie des Kristalls ist der Nachweis des Photons im Bereich von Streuwinkeln um 90° im Vergleich zu größeren oder kleineren Streuwinkeln deutlich erhöht. Dies begünstigt den vollständigen Nachweis von Compton-Ereignissen unter diesem Winkelbereich. Somit werden diese Compton-Ereignisse überwiegend durch Summation der Energiesignale der Einzelstreifen wieder im 210 keV Peak zu finden sein. Die unvollständig erfassten Ereignisse werden für die weitere Diskussion bezüglich der Polarisationsmessung nicht weiter betrachtet. Auch aus den vollständig detektierten Ereignissen werden lediglich die Ereignisse mit 210 keV Summenenergie berücksichtigt, da für diese Energie der Nachweis der Polarisation mit Hilfe des Compton-Prozesses diskutiert werden soll. Ein Energiefenster auf den 210 keV Photonenpeak in den Summenspektren in Abbildung 10.3 führt zu den Spektren in den Abbildungen 10.4 und 10.5. Diese Abbildungen zeigen die einzelnen Energiespektren des hauptsächlich vom Photonenstrahl getroffenen Streifenkontakts #84 (Vorderseite) und #24 (Rückseite) sowie die jeweils zu beiden Seiten vier nächstgelegenen Nachbarstreifen der Detektorvorderseite bzw. der Detektorrückseite. Hierbei sind die Energiespektren der vollständig detektierten Ereignisse in schwarz dargestellt. Informativ sind weiterhin die Energiespektren der Rohdaten in rot überlagert.

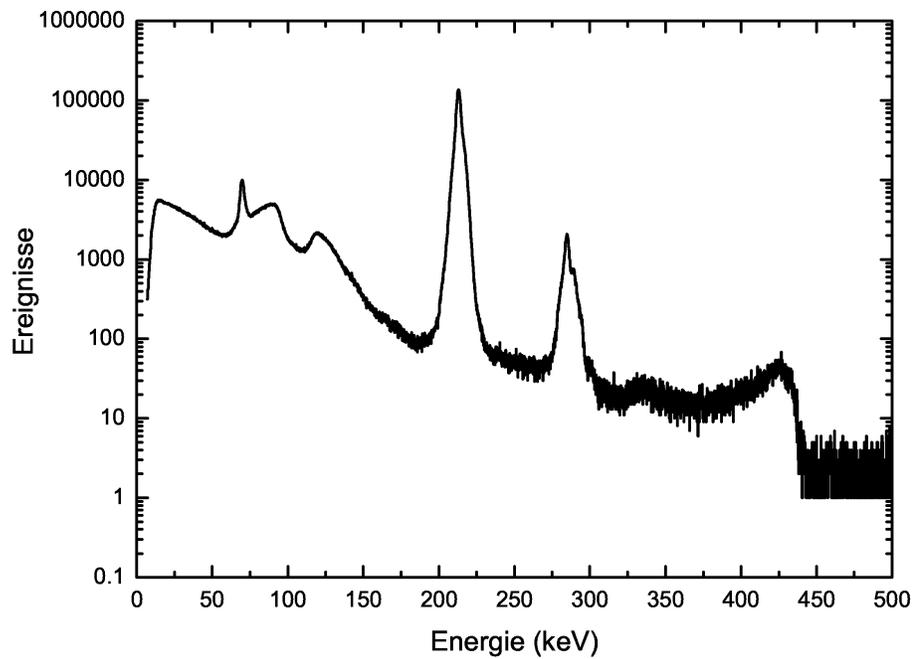
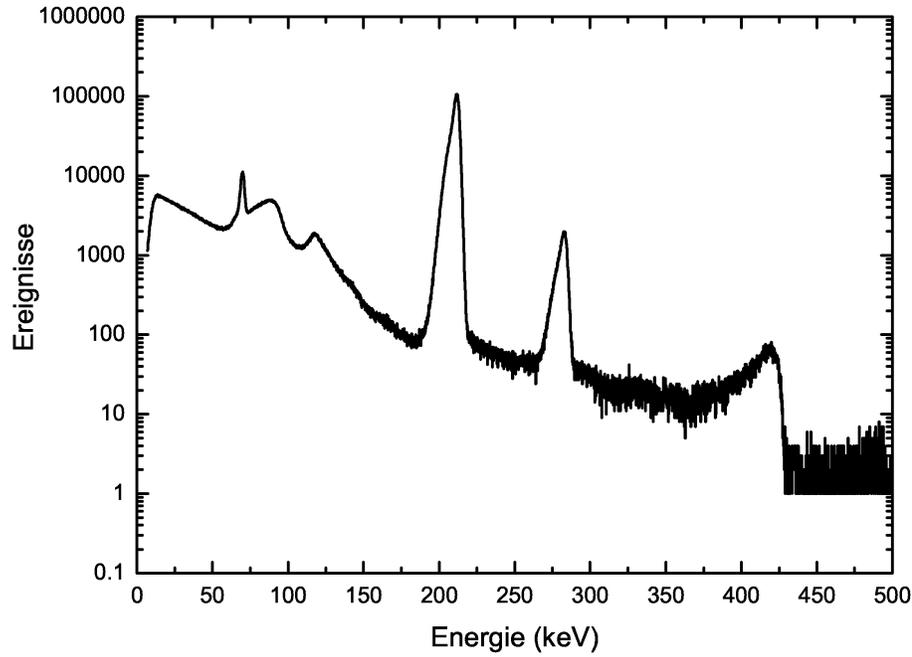


Abbildung 10.3: Summenspektren der Rohdaten von beiden Seiten des Detektors. Die erste Zeile zeigt die dem Strahl zugewandte Seite des Detektor, die zweite Zeile die abgewandte Seite.

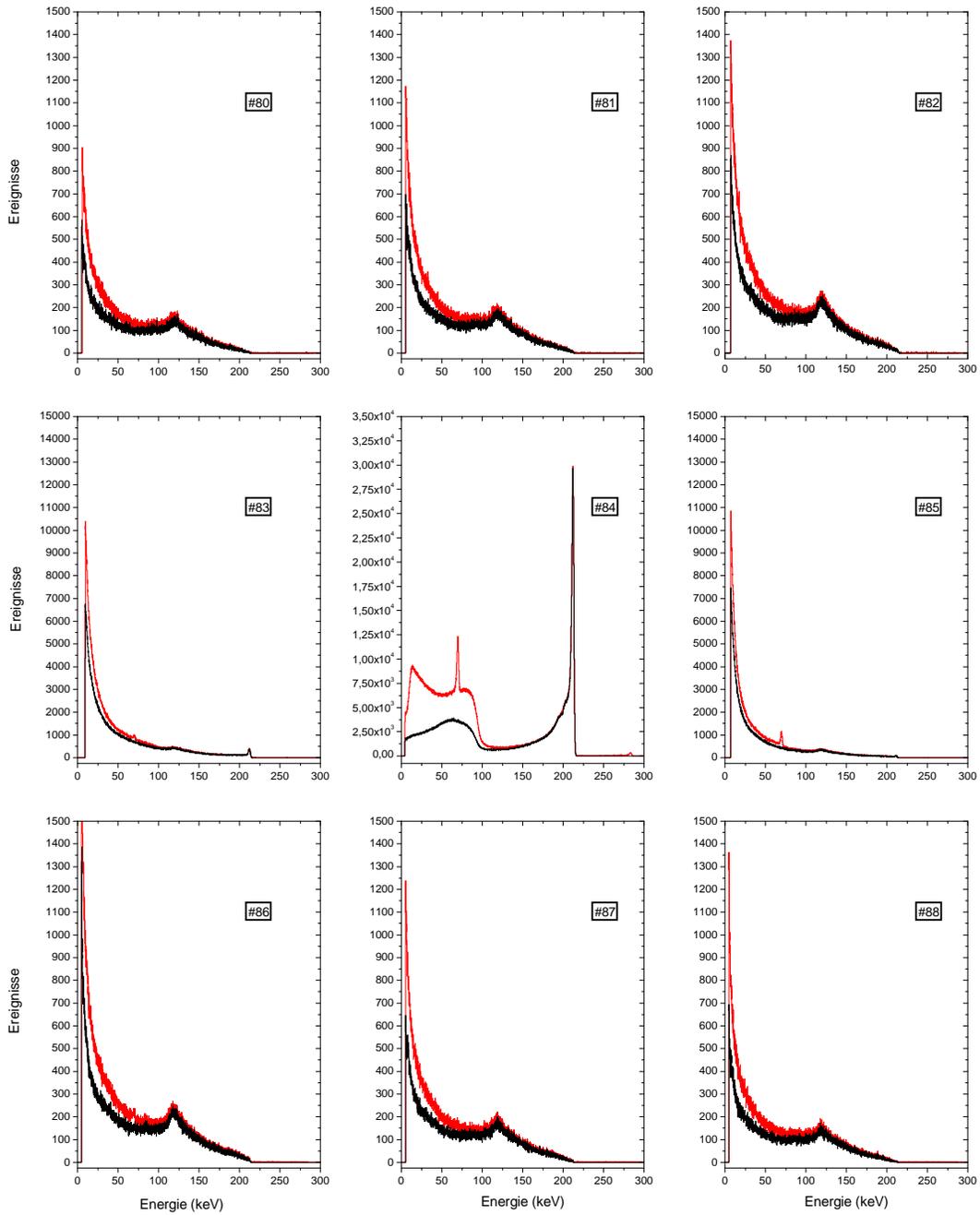


Abbildung 10.4: Rohspektren (rot) der Detektorseite, die dem Strahl zugewandt ist. Gezeigt werden die Streifen nahe am Strahlfleck, wobei Streifen 84 direkt getroffen wird. Die Energiespektren ausgewählter Vorderseitenstreifen, die zu vollständig registrierten 210 keV Ereignissen gehören wurden schwarz dargestellt.

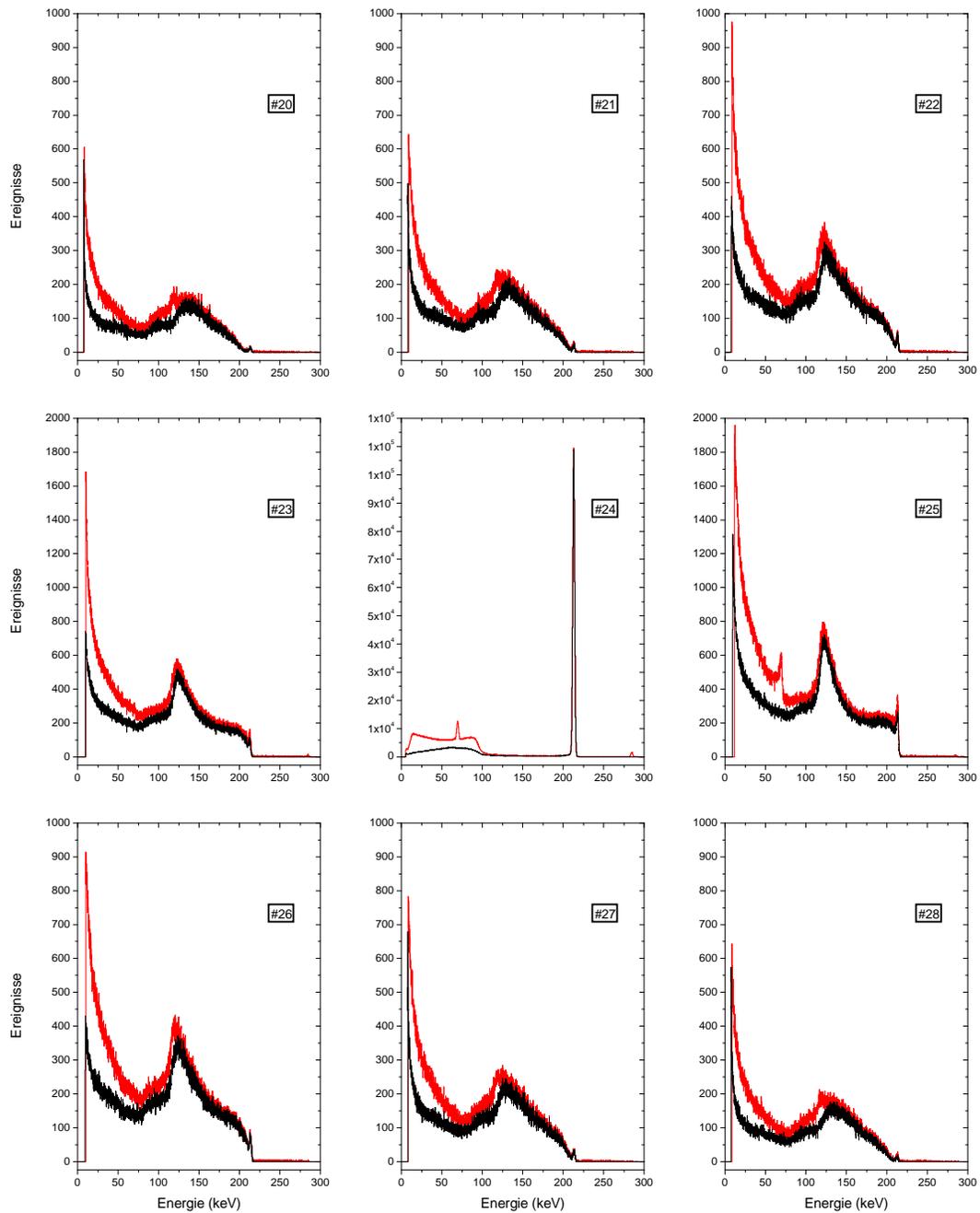


Abbildung 10.5: Rohspektren (rot) der Detektorseite, die dem Strahl abgewandt ist. Gezeigt werden die Streifen nahe am Strahlfleck, wobei Streifen 24 direkt getroffen wird. Energiespektren ausgewählter Rückseitenstreifen, die zu vollständig registrierten 210 keV Ereignissen gehören sind in schwarz dargestellt.

Betrachtet werden zunächst die Rohspektren der Detektorvorderseite. Der Strahl trifft auf Streifen 84. Im Spektrum sind die Photopeaks bei 70 keV und 210 keV deutlich erkennbar. Im unteren Bereich bis 100 keV zeigt sich die Energieverteilung des Compton-Elektrons. Der niederenergetische Ausläufer des 210 keV Photopeaks über den gesamten darunterliegenden Bereich läßt sich als Aufteilung der Ladungswolke auf die verschiedenen Streifen interpretieren. Die hierzu komplementären Anteile lassen sich in den Nachbarstreifen wiederfinden, erkennbar am exponentiellen Abfall von niedrigen Energien bis zu etwa 210 keV. Desweiteren ist in diesen Streifen auch ein Teil der Compton-gestreuten Photonen wiederzufinden. Sichtbar wird diese Verteilung bei etwa 115 keV. Dies ist das untere Ende der Photonenstreuverteilung und entspricht großen Streuwinkeln θ nahe 180° . Zu höheren Energien nimmt jedoch die Wahrscheinlichkeit für Photoabsorption stark ab. Deshalb gelangen viele Photonen in weiter entfernte Streifen oder verlassen gar den Detektor. Entsprechend ist die Verteilung in diesem Bereich kaum noch ausgeprägt. Bei 280 keV zeigt sich ein schwach ausgeprägter Peak, der sich als zufälliges quasi gleichzeitiges Eintreffen eines 70 keV und eines 210 keV Photons im gleichen Streifen (Pileup) interpretieren läßt. Die Elektronik kann ein Auftreten solcher zeitgleichen Ereignisse nicht auflösen.

In den rückwärtigen Streifen ist das gleiche Verhalten zu beobachten, jedoch sind die Effekte der Aufteilung der Ladungswolke durch die um einen Faktor fünf breiteren Strukturen stark reduziert. Die Compton-gestreuete Photonenverteilung ist deutlich besser gegen den exponentiell verlaufenden Ladungsteilungshintergrund zu erkennen.

Betrachtet man nun die vollständigen Ereignisse, die in Abbildungen 10.4 und 10.5 schwarz hinterlegt sind, so sind diese Spektren deutlich vom Untergrund aus unvollständigen Ereignissen und von solchen, deren einlaufendes Photon in der Energie von 210 keV abwich, gereinigt und die einzelnen Elemente der Spektren wie Photopeak und Comptonelektron bzw. Comptonphotonverteilung treten deutlich hervor. In den Spektren ist die abgeflachte Form der am Comptonprozess beteiligten Elektronen und Photonen auffällig. Dies erklärt sich analog zu den Compton-Strukturen der Summenspektren der Rohdaten. Da der planare Detektorkristall nur eine endliche Ausdehnung hat, entkommt eine erhebliche Anzahl an Compton-gestreuten Photonen vor allem für Streuwinkel θ , die deutlich von 90° abweichen (siehe Comptonelektronenverteilung in den Summenspektren). Da jedoch ein vollständiger Nachweis der einzelnen Beiträge gefordert wird, führt dieser Effekt hier zu einer Reduktion der Ereignisse für kleine und große Stoßwinkel.

Multiplizität

Das zweite wichtige Kriterium zur Analyse der Daten ist die Multiplizität. Die Multiplizität, als die Anzahl der reagierenden Streifen einer Detektorseite auf ein Ereignis definiert, hat sich für die Photonenenergie von 210 keV im Vergleich zur vorangegangenen Messung mit 60 keV Photonenenergie deutlich erhöht (vgl. Abb. 9.10 und Abb. 10.6). Dies läßt sich anhand des totalen Wechselwirkungsquerschnitts für Compton- bzw. Photoeffekt erklären. Der Wirkungsquerschnitt für den Comptonprozess, in dessen Ausgangskanal sich ein Elektron und ein Photon befinden, ist für Energien oberhalb von etwa 150 keV gegenüber dem Photoeffekt wahrscheinlicher (vgl. Abb. 5.2). Weitere Einflüsse auf die Multiplizität gehen von der Ladungswolkenaufspaltung aus, da mehr Photonen wegen der höheren Energie tiefer in den Detektorkristall eindringen können, wird im Mittel für die zur Vorderseite des Detektorkristalls laufende Ladungswolke eine höhere Aufspaltung im Vergleich zu niedrigeren Energien auftreten. Die Multiplizität stellt eine Art ersten Fingerabdruck eines Ereignisses dar, der hilft den physikalischen Ursprung der detektierten Ereignisse einzuordnen. Obwohl die Multiplizität alleine keinen eindeutigen Schluss erlaubt, stellt sie doch häufig zumindest Ausschlußkriterien dar.

Die notwendige Mindestanforderung an ein Ereignis, um es als zweifelsfreier Compton-Kandidat zu qualifizieren, ist eine Multiplizität von Zwei auf beiden Detektorseiten. Höhere Multiplizitäten verlangen nach aufwändigeren Routinen um die korrekten Wechselwirkungsorte zu bestimmen. Je mehr Streifen beteiligt sind, um so mehr Energieinformation fließt im weiteren Verlauf der Analyse ein. Da jedoch das Energiesignal jedes Streifens nur mit endlicher Auflösung (circa 2 - 2.5 keV) gemessen werden kann, führen komplexe Ereignissignaturen schnell zu Fehlinterpretationen der Kinematik des Ereignisses im weiteren Verlauf der Analyse und somit zu einem erhöhten Fehler der gesamten Messung.

In Abbildung 10.7 wird die Korrelation von Multiplizitäten der Vorder- und Rückseite betrachtet. Wie erwartet verschieben sich bei der Betrachtung der vollständigen 210 keV Ereignisse (s. Abb. 10.7unten) die Multiplizitätsverhältnisse relativ gesehen zu den Rohdaten (s. Abb. 10.7oben) deutlich in Richtung von Multiplizitäten von mindestens Zwei auf einer Seite. Weiterhin zeigt sich der generelle Trend, dass vollständige Ereignisse auf der Vorderseite mit einer höheren Multiplizität registriert werden als es für das gleiche Ereignis auf der Rückseite der Fall ist.

Aus den Rohdaten wurden Ereignisse mit Multiplizität zwei auf jeweils Vorder- und Rückseite extrahiert und in Abbildung 10.8 die Energiewerte der beiden beteiligten Vorderseitenstreifen in einem zweidimensionalen Spektrum der Form Energie gegen Energie aufgetragen. Die entstehenden Strukturen lassen sich unterschiedlichen Ereignissen zuordnen. Die Menge vollständig registrierter Ereignisse bzw. Ereignisse, deren Summenenergie der Streifen konstant ist, werden, unabhängig von der Aufteilung der Energie auf die einzelnen Streifen,

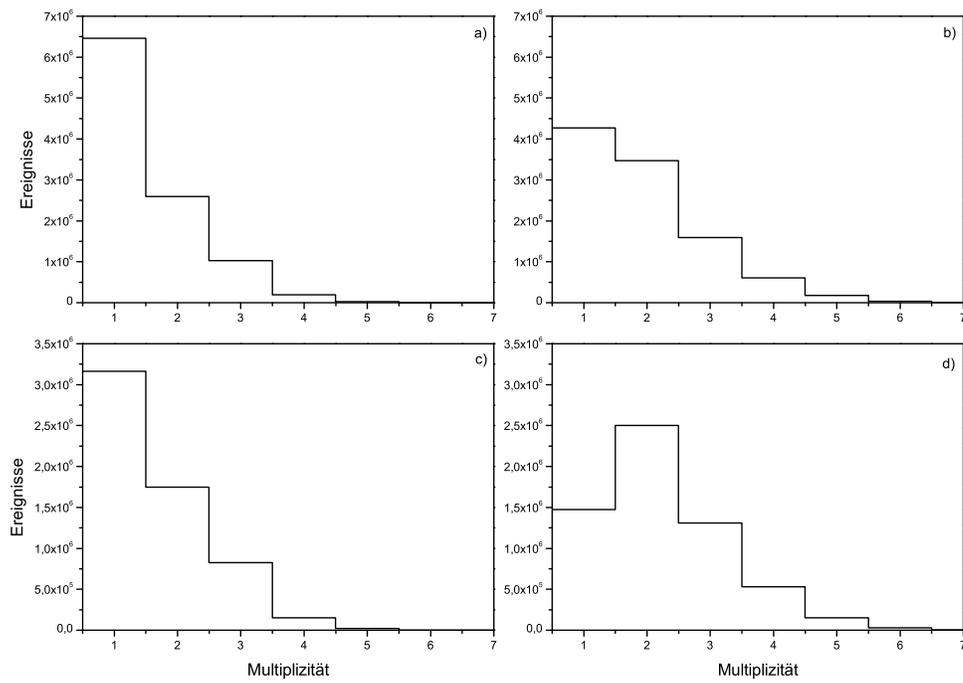


Abbildung 10.6: Multiplizität der Rohdatensätze für (a) Rück- und (b) Vorderseite des Detektors sowie für vollständig registrierten 210 keV Ereignisse für (c) Rück- und (d) Vorderseite.

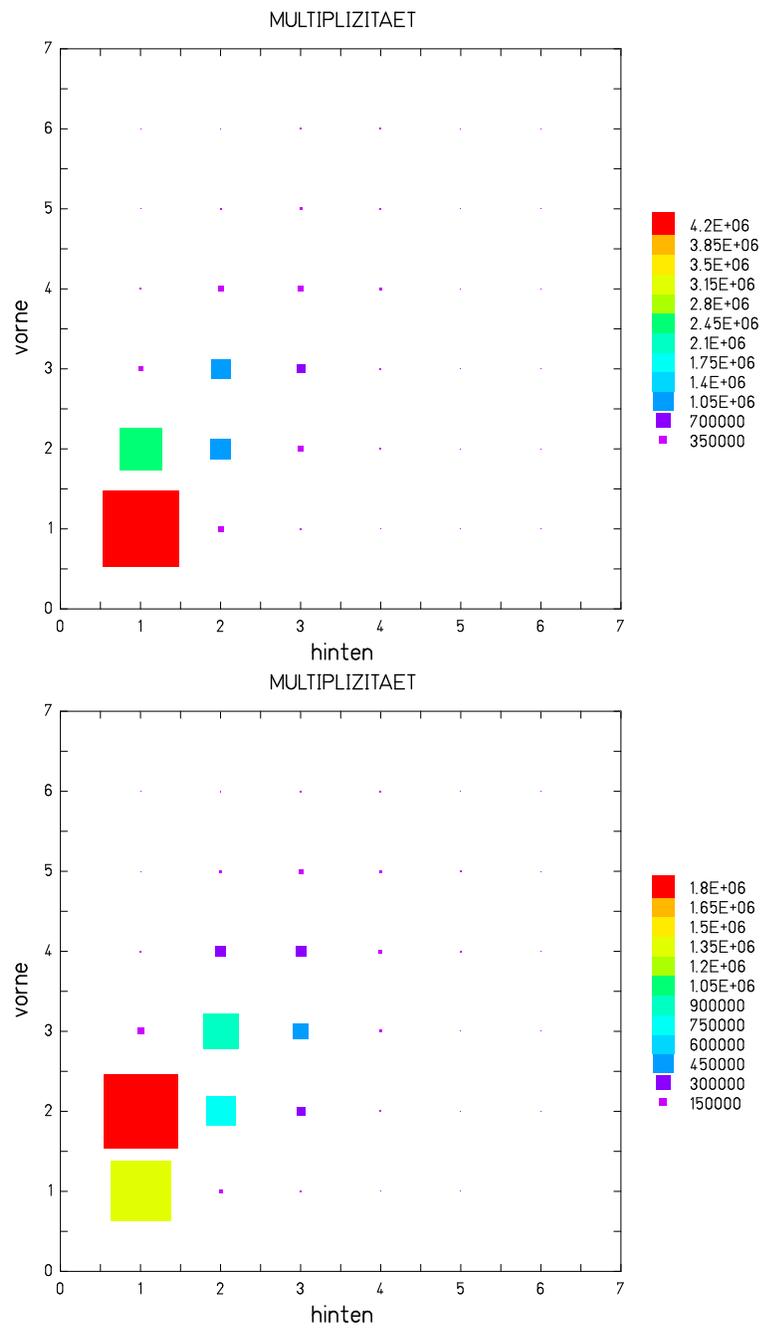


Abbildung 10.7: Multiplizität der Rohspektren (oben) und der vollständig registrierten 210 keV Ereignisse für Vorder- und Rückseite (unten).

entlang einer Diagonale abgebildet. Die bedeutendste Struktur verläuft entlang der 210 keV Diagonalen. Sie repräsentiert den Übertrag der Energie eines einfallenden Photons auf ein Elektron bei Comptonstreuung. Dass die Strukturen achsensymmetrisch zur Diagonalen gleicher Energie erscheint, liegt daran, dass nicht nach aufsteigenden Energien sortiert wird, wodurch im Fall von Comptonstreuung das Elektron stets auf einer Achse aufgetragen würde.

Parallel hierzu befindet sich bei 280 keV der Pile-up von 210 keV aus der 3. Harmonischen des Strahls mit 70 keV aus der 1. Harmonischen des Strahls mit anschließender Ladungsteilung auf zwei Streifen. Weiter oberhalb deutet sich der Pile-up von zwei 210 keV Photonen an. Unterhalb von 200 keV befinden sich vor allem unvollständig registrierte Ereignisse. Die 70 keV Photonen der 1. Harmonischen des Strahls, die in diesem Bereich Ladungsteilung erfahren, sind hier nicht mehr aufzulösen.

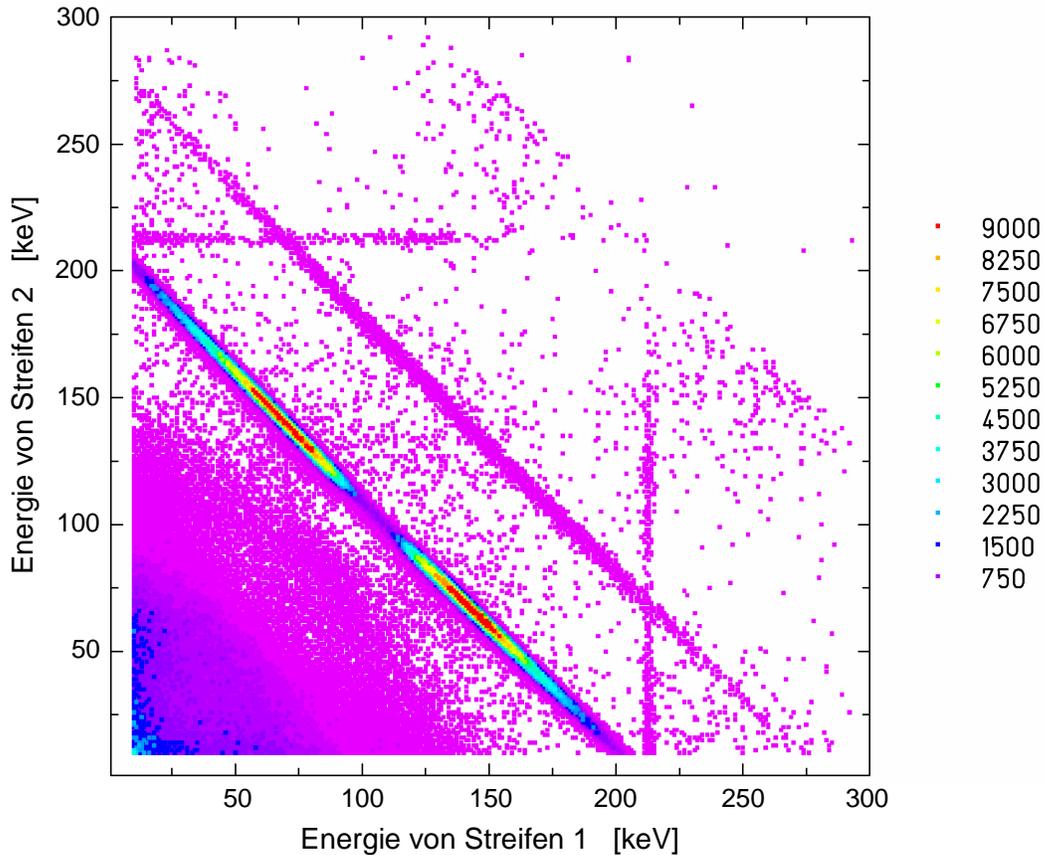


Abbildung 10.8: Plot von Energie gegen Energie der vollständig registrierten 210 keV Ereignisse für Vorder- und Rückseite.

Analyse der Compton-Ereignisse: Elektronenspektrum - Photonenpektrum und azimuthale Photonenstreuverteilung

Die Erkenntnisse aus Abbildung 10.8 mit den klaren Strukturen aus Compton-Ereignissen legt die Kombination von Multiplizität und Energieinformation nahe. In Abbildung 10.9 wird der Einfluss der unterschiedlichen möglichen Bedingungen und deren Kombinationen anhand des zentral getroffenen Streifens 84 verdeutlicht. Hierin zeigt a) die Rohdaten, in b) sind alle Ereignisse mit Multiplizität zwei aufgetragen, c) zeigt die Ereignisse mit einer Summenenergie von 210 keV, d) ist die Kombination aus b) und c), e) fordert zusätzlich zu d) noch, dass die beiden Streifen mindestens eine Streifenbreite Abstand haben. Besonders erwähnenswert ist in dieser Darstellung der Schritt von d) nach e), da hier die Trennung des Compton-Elektronenspektrums von der Aufspaltung der Ladungswolke auf zwei Streifen letztlich durch die Bedingung, dass benachbarte Signalstreifen wegen ihrer Doppeldeutigkeit ausgeschlossen werden, vollzogen wird.

Aus diesen Daten werden für die zweidimensionale Streuverteilung gemäß Kapi-

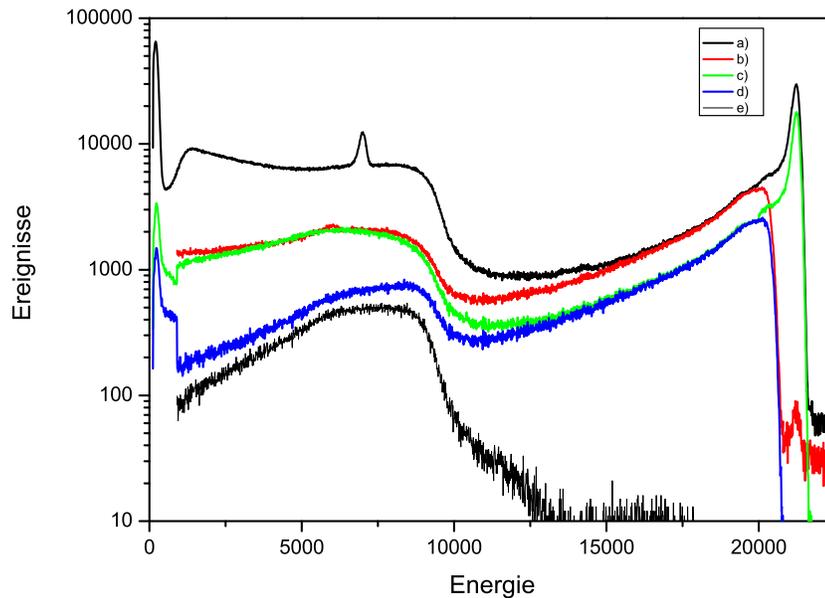


Abbildung 10.9: Energiespektrum des Streifens 84 in Abhängigkeit unterschiedlicher Bedingungen. Als a) sind die Rohdaten, als b) sind alle Ereignisse mit Multiplizität zwei, als c) die Ereignisse mit einer Summenenergie von 210 keV und als d) die Kombination aus b) und c) aufgetragen. Für e) wird zusätzlich zu d) noch gefordert, dass die beiden Streifen mindestens eine Streifenbreite Abstand haben

tel 10.2.2 die eindeutige Wechselwirkungspunkte ermittelt. Für den Ausschluss von Ladungsteilungsereignissen kann mit den zweidimensionalen Ortsinformationen die Forderung von mehr als einem Pixelabstand der Absorptionpunkte gestellt werden. Angemerkt sei, dass im eindimensionalen Fall ein ganzer Streifen keine Signal registriert haben durfte. Ebenso wurde in Kapitel 10.2.2 bzw. Kapitel 5.1.3 diskutiert, dass uns die Kinematik des Compton-Effekts für den betrachteten Energiebereich die Unterscheidung des Compton-Elektrons vom gestreuten Photon erlaubt.

Im Fall der durchgeführten Messung sollte man annehmen können, dass sich die Analyse zusätzlich vereinfachen lässt, da der Photonenstrahl mit $50 \times 50 \mu\text{m}$ deutlich kleiner als die Detektorstrukturen von $250 \mu\text{m}$ Wiederholungsabstand der Streifen auf der schmal strukturierten Seite war und stets auf die gleiche Stelle einfiel. Deshalb sollte der Ort, in dem das Compton-Elektron deponiert wird, auf Grund der geringen Reichweite freier Elektronen im Festkörper nur wenige zehn Mikrometern, mit hoher Wahrscheinlichkeit der Auftreffpunkt des einlaufenden Photons sein. Es zeigen sich jedoch auch Signaturen von Compton-Elektronen in den Nachbarstreifen. Dies kann zwei Gründe haben. Einerseits gibt es eine Restwahrscheinlichkeit für ein Abwandern der Compton-Elektronen in einen Nachbarstreifen. Oder das einlaufende Photon ist im Nachbarstreifen selbst gelandet und nicht im durch den experimentellen Aufbau vorgesehenen Streifen. Diese beiden Fälle sind anhand der experimentellen Daten nicht unterscheidbar. Auch für nachfolgende Experimente, für die diese Messung als Kalibration fungiert, besteht die gleiche Problematik. Deshalb müssen auch die Ereignisse, bei denen das Compton-Elektron außerhalb des Hauptstreifens liegt, berücksichtigt werden. Aus diesem Grund wurden alle Ereignisse in allgemeiner Art und Weise ohne die Annahme, dass ein Ereignis in einem bestimmten Streifen erwartet wird, rekonstruiert. Anschließend wurden die Positionen des Compton-Elektrons und des Compton-gestreuten Photons so transformiert, dass sich die Comptonelektronen in einem gemeinsamen Punkt überlagern, der auch den Mittelpunkt der Verteilung definiert.

Aus den einzelnen Ereignissen lassen sich zusätzlich die Elektron-Photon-Energiespektren erstellen. Diese Verteilungen wurden zur Illustration der Korrelation event-weise aufsummiert und durch den Summenpeak bei 210 keV in Abbildung 10.10 dargestellt.

Es sei noch erwähnt, dass die Auswahl der Ereignisse mit der Multiplizität Zwei auf Vorder- und Rückseite keinesfalls alle Compton-Ereignisse erfasst. Vorallem wenn das gestreute Photon sich entlang des Verlaufs eines Detektorstreifens bewegt und deshalb im selben Streifen wie das Compton-Elektron nachgewiesen wird, zeigen sich für dieses Ereignis auf einer Detektorseite die Multiplizität Eins und auf der anderen die Multiplizität Zwei. Betrachtet man nur die zuvor diskutierten Ereignisse, dann verliert man Ergebnisse für bestimmte Streuwinkel. Weitere Fälle sind für höhere Multiplizitäten (größer zwei) gegeben, bei denen das Compton-Elektron geringfügig nach der Compton-Streuung im Kri-

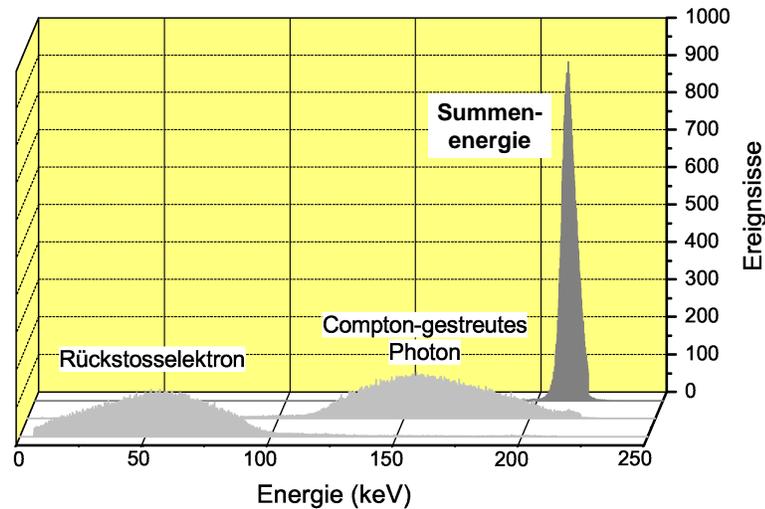


Abbildung 10.10: Illustration der ausgewerteten Compton-Ereignisse. Im Vordergrund befindet sich die Verteilung der Comptonelektronen, in der Mitte die energetisch höherliegenden Compton-gestreuten Photonen und im Hintergrund die ereignis-basierende Summenenergie von 210 keV aus Compton-Elektron und Compton-gestreutem Photon, die gleich mit der Energie des einlaufenden Photons ist.

stall wandert bevor es seine Energie deponiert und so einen Ladungswolke von einem Ort im Bereich oberhalb zwischen zwei Kontaktstreifen startet, die dann auf mehrere Streifen aufgeteilt wird. Für das gestreute Photon gibt es mehrere Szenarien. Erstens kann es seine Energie stückweise durch verschiedene Prozesse über eine größere Distanz deponieren, zweitens kann die vom Photon im Kristall erzeugte Ladungswolke von mehreren Streifenkontakten aufgenommen werden oder drittens ist es bei hinreichend hoher Energie des Compton-gestreuten Photons möglich, dass ein weiteres Compton-Ereignis auftritt. So muss gut abgewogen werden, welche Fälle bei dem gesteigerten Rekonstruktionsaufwand zusätzliche Informationen bieten, die die Qualität der Messung steigern und welche Fälle sich auf Grund ihres Fehlerpotentials durch prinzipielle instrumentelle Limitierung nicht eindeutige oder fehlerbehaftete Informationen zum Ereignis liefern und deshalb auch für das Endresultat eher nachteilig sind.

Die in Abbildung 10.10 enthaltenen Ereignisse sind Streuungen über den gesamten Winkelbereich von θ beginnend mit kleinen Streuwinkeln θ und geringem Energieübertrag auf das Compton-Elektron (vgl. Gleichung 5.11) über die großen Streuwinkel und hohem Energieübertrag auf das Compton-Elektron bis hin zum maximalen Energieübertrag bei 180° . Dies ermöglicht es, Comptonstreuungsprozesse für bestimmte Winkelbereiche $\Delta\theta$ anhand eines Energieintervalls angewandt auf das Spektrum der Compton-Elektronen (siehe Abbildung 10.10) oder alternativ auf das Spektrum der Compton-gestreuten Photonen auszuwählen. In Abbildung 10.11 sind die Ortsverteilungen für unterschied-

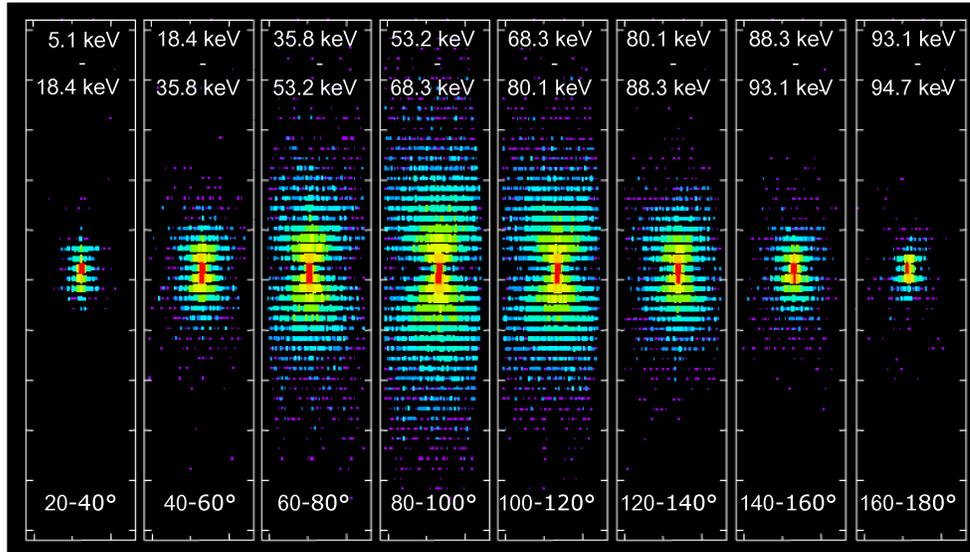


Abbildung 10.11: Azimutale Photonen-Streuverteilung für unterschiedliche Compton-Streuwinkel $\theta = 0^\circ \dots 180^\circ$ (Darstellung als Ortsbild)

liche Streuwinkelintervalle $\Delta\theta$ der Compton-gestreuerten Photonen dargestellt. Die azimutale Streuverteilung der Compton-gestreuerten Photonen weist je nach Winkelintervall einen unterschiedlich stark ausgeprägten Dipol-Charakter auf. In Abbildung 6.3 wird gezeigt, dass die Sensitivität eines Polarimeters bei Energien von etwa 200 keV unter einem geringem Vorwärtswinkel θ zwischen 90° und 85° maximal ist. Dies deckt sich mit den experimentellen Beobachtungen, dass der Kontrast der Photonverteilung hier in vertikaler zu horizontaler Richtung vom Mittelpunkt aus gesehen am größten ist.

Diese Verteilung stellt im Falle 100% linear polarisierter Röntgenstrahlung die durch Klein und Nishina beschriebene Verteilung gefaltet mit der Response-Funktion des Polarimeters dar.

Intensitätsschnitte auf Comptonstreuwinkel θ und Radius r

Für die weitere Datenanalyse sind jedoch andere Darstellungen wesentlich aussagekräftiger. So z.B. die Intensitätsverteilung als Funktion des azimutalen Streuwinkels φ . Läuft man in Abbildung 10.11 entlang eines Kreises, dessen Mittelpunkt mit dem Mittelpunkt der Streuverteilung übereinstimmt, und mit festem Radius r (kleines Radiusintervall), so können die Daten in einer Intensitätsverteilung als Funktion des azimutalen Streuwinkels φ dargestellt werden (vgl. Abb. 10.12).

Diese Daten sind die Grundlage für die Interpretation späterer experimenteller Beobachtungen in der Polarimetrie von Röntgenstrahlung in diesem Energiebereich, da sie die Response des Detektors auf einen in der Energie nahezu

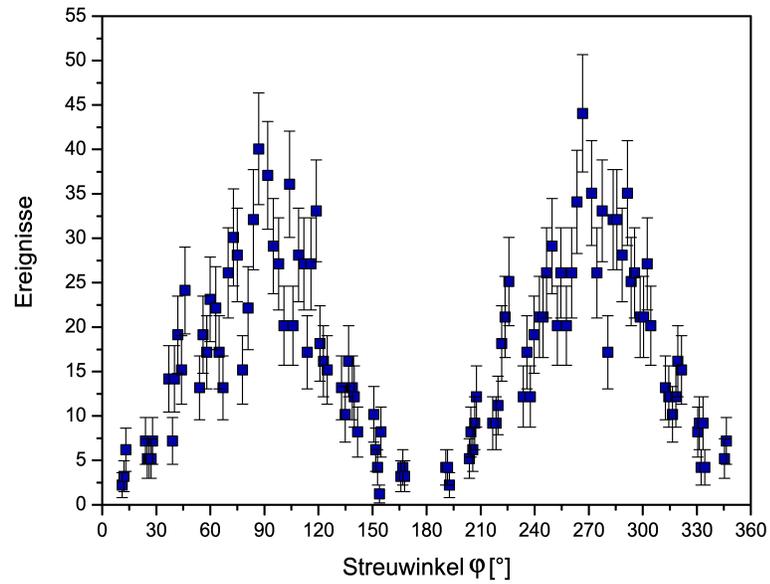


Abbildung 10.12: Azimutale Photonen-Streuverteilung für einen festen Compton-Streuwinkel $\theta = 90^\circ \pm 10^\circ$ und einen Radiusbereich von 4.5 bis 5.5 mm um den Wechselwirkungspunkt der Comptonstreuung.

diskreten Photonenstrahl mit einer linearen Polarisation von 97% linear zeigen.

10.3 Simulation: 2D-Mikrostreifen Detektor als Polarimeter

Um im Vorfeld zu experimentellen Untersuchungen Aussagen über die Eignung des 2D-Mikrostreifen-Detektors als Compton-Polarimeter treffen zu können, wurden Simulationen mit verschiedenen Quellenparametern durchgeführt. Es sollte weiterhin die Frage geklärt werden, ob die Auslese einer Hälfte ($16 \times 56 \text{ mm}^2$) der Detektorfläche, wie es die zu dieser Zeit zu Verfügung stehende Elektronik vorgab, bereits hinreichend die Verteilung der gestreuten Photonen abbilden kann.

10.3.1 Geometrie

Für die Simulation des 2D Streifendetektors mit EGS4 wurde die zu simulierende Kristallgeometrie auf Kosten des Guardrings vereinfacht. Das berücksichtigte Detektorvolumen wurde so auf das aktive Volumen unter den Streifenkontakten reduziert. Des weiteren wurden die 128 Streifen der Vorderseite und die 48 Streifen der Rückseite nicht direkt in das physikalische Modell der Software eingebaut. Dieses Model hätte mehrere tausend Voxel und somit einen deutlich erhöhten Bedarf an Rechenzeit und Speicher benötigt. Beim Versuch ein solches Modell zu rechnen, konnte mit der verwendeten Softwareversion kein Weg gefunden werden, den Speicherbedarf des Programms bereit zu stellen. Es wurde ein alternativer Weg eingeschlagen. Der Kristall wurde als Quader mit $32 \text{ mm} \times 56 \text{ mm}$ und 11 mm Dicke modelliert (vgl. Abb. 10.13). Um eine orts aufgelöste Energiedeposition im Detektorvolumen zu erhalten, wurde die Energiedeposition bei jedem Teilschritt der Simulation mit den dazugehörigen Koordinaten verfolgt, protokolliert und analysiert. Zur späteren weitergehenden Analyse kann das simulierte Szenario als Listmode-Datei dokumentiert werden. So kann mit den Daten aus der Simulation gearbeitet werden wie es auch mit realen Experimentdaten der Fall ist. Dies ermöglicht neben der eigentlichen Analyse der Daten auch die Vorbereitung von Algorithmen in Hinsicht auf Experimentdaten.

10.3.2 Simulation und Resultate

Exemplarisch sind hier zwei der betrachtete Szenarien herausgegriffen. Angenommen wird ein monoenergetischer Photonenstrahl, der senkrecht auf einen Punkt der Detektoroberfläche trifft. Die Startenergie der Photonen wurde mit 200 keV gewählt, was dem erwarteten Energiebereich entspricht, in dem der Detektor Verwendung finden soll.

Im ersten Fall wurde der Strahl als unpolarisiert angenommen, im zweiten jedoch als 100 Prozent linear polarisiert. Während der Simulationschritte werden die Photonen und Elektronen bis zu den Schwellen $\text{PCUT}=1.0 \text{ keV}$ und

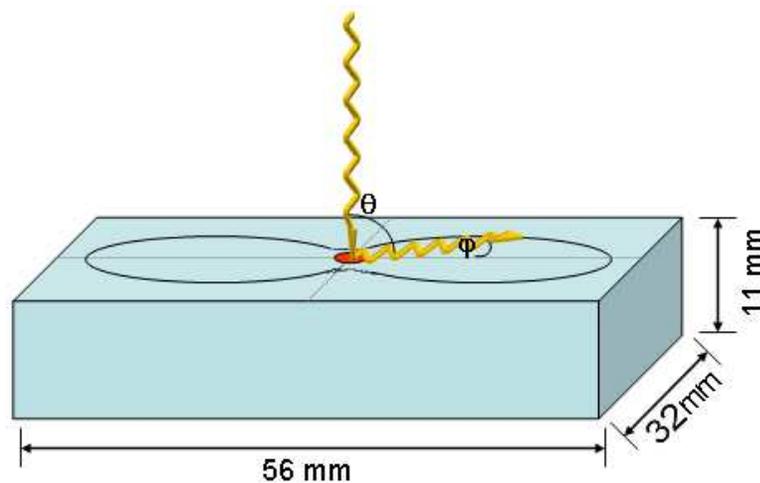


Abbildung 10.13: Skizze der simulierten vereinfachten Detektorgeometrie

ECUT=4.0 keV im Code transportiert. Die mögliche Teilung der Ladungswolke sowie spezielle reale Kristalleigenschaften wie Charge trapping (Verlust freier Ladung durch Störstellen im Kristall) wurden in diesen Betrachtungen nicht berücksichtigt. Ebenso bleiben die instrumentellen Fehler bei der Messung der Energie unberücksichtigt. Deshalb muss erwartet werden, dass die Interpretation der Experimentdaten des realen Detektorsystems komplizierter ist als die der Simulation.

Abbildung 10.14 zeigt die Simulationsergebnisse. Links ist der Fall für unpolarisierte und rechts die zu 100 Prozent linear polarisierte Strahlung als Verteilung der Compton-gestreuung abgebildet. Beides sind Ortsbilder in der Größe der aktiven Fläche des Detektorkristalls von $56 \times 32 \text{ mm}^2$. Es handelt sich hierbei um Schnitte auf den Compton-Streuwinkel θ , wobei für diese Spektren Ereignisse akzeptiert wurden, deren Compton-Streuwinkel zwischen 87° und 93° liegt. Der unpolarisierte Fall zeigt deutlich die zu erwartende radialsymmetrische Verteilung, wohingegen im Falle von Polarisation ein Streubild mit Dipolcharakter abgebildet wird. Die Ausrichtung der Keulen der Dipolähnlichen Verteilung liegt orthogonal zur definierten Schwingungsrichtung des Polarisationsvektors.

Alleine die qualitative Betrachtung dieser Verteilungen lässt eine hohe Sensitivität des Detektors auf lineare Polarisation erwarten. Die Resultate erlauben die Abschätzung, dass bei dieser Energie auch die halbe Detektorbreite ausreicht um die Streuverteilung, abgesehen von einzelnen Randbereichen, abzudecken. Hieran ist jedoch die in der Realität selten anzutreffende Bedingung geknüpft, dass es sich bei der Auftreffstelle der einfallenden Photonen auf den Detektorkristall um eine stark lokalisierte Verteilung in der Detektormitte handelt. Ebenso wird die Streuverteilung mit höherer Photonenenergie anwachsen, was den Ausbau der Detektorelektronik erforderlich macht.

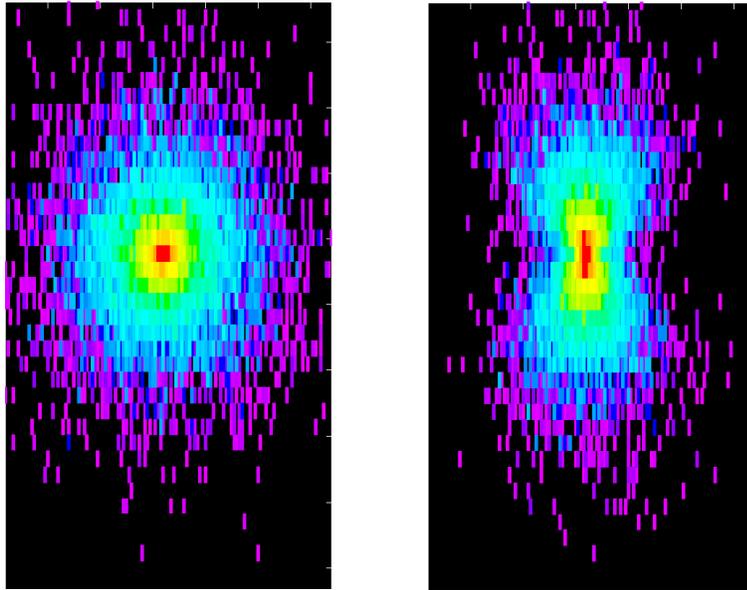


Abbildung 10.14: Die Compton-gestreuete Photonenverteilung wird als Ortsbild des Detektors bei einer Energie von 200 keV des einlaufenden Photons und dem Comptonstreuwinkel von $90^\circ \pm 3^\circ$ abgebildet. Links ist der Fall für einen unpolarisierten Photonenstrahl und rechts für 100 Prozent lineare Polarisation dargestellt.

Kapitel 11

Erste Messergebnisse und Resultate

11.1 Spektroskopie: Bedeutung des 2D-Streifendetektors für FOCAL

Im März 2006 wurde der 2D-Ge(i)- μ -Streifendetektor erstmals als Teil des FOCAL-Spektrometers am ESR für eine Messung der 1s-Lambshift in hochgeladenem Blei eingesetzt.

Die hier gezeigten Daten und Spektren sind vorläufige Ergebnisse dieser Messung und Resultate sowie Gegenstand einer anderen Doktorarbeit. Diese Daten sollen lediglich den Fortschritt, den der 2D-Streifendetektor für FOCAL darstellt, verdeutlichen.

11.1.1 Aufbau und Durchführung

Für diese Messung wurde ein $^{208}\text{Pb}^{81+}$ Strahl mit einer Energie von 210 MeV/u mit dem Krypton-Gasstrahl des internen Targets im ESR (Abbildung 4.2) gekreuzt. Zur Spektroskopie der erzeugten Lyman- α Strahlung wurde das FOCAL-Spektrometer (Kap. 3.1) mit dem 2D- μ -Streifendetektor unter 90° zur Strahlachse auf der Innenseite des Experimentierspeicherrings aufgebaut. Genau gegenüber wurde ein weiterer Spektrometerarm, mit den gleichen Spezifikationen wie der erste, in Kombination mit dem 1D- μ -Streifendetektor (Kap. 8.1) an der Außenseite des Speicherrings platziert. Beide Spektrometernaufbauten können simultan die Wechselwirkungszone beobachten. Im folgenden wird lediglich das 2D-System weiter betrachtet. Die Datenaufnahmeelektronik ist bis auf moderate Veränderungen gleich der von der ESRF-Strahlzeit. Die Modifikationen im Timing-Zweig wurden in Kapitel 8.2.2 diskutiert. Die Änderungen wurden notwendig, da in der Datenaufnahme des 2D-Detektor schnelle Triggersignale von parallel betriebenen Teilchendetektoren mitgeschrieben werden

müssen. Die Teilchensignale stammen von umgeladenen Ionen aus dem Strahl, die durch den Elektroneneinfang am nächsten Umlenkmagnet aus dem Strahl absepariert werden. Sie haben den gleichen Ursprung wie die spektroskopierte Strahlung und müssen zeitlich korreliert sein.

Zur exakten Justage und späteren Kompensation der dopplertransformationsbedingten Verkippung der Linien im Spektrum wurden Testmessungen mit einer intensiven stationären ^{169}Yb Quelle durchgeführt. Hierbei sieht man sofort den großen Vorteil den die zweidimensionale Abbildung des Reflexes auf dem Detektor darstellt. Im Fall des 1D-Detektors würde sowohl eine Verkippung als auch eine Position außerhalb der Fokalebene zu einer Verbreiterung der Linie führen. Um festzustellen welcher der beiden Möglichkeiten die richtige ist müssen weitere Messungen vorgenommen werden. Der 2D-Detektor kann direkt durch ein Ortsspektrum die Diagnose liefern. Die exakte Ausrichtung des Detektors ist für ein bestmögliches Resultat von großer Bedeutung.

11.1.2 Analyse und vorläufige Ergebnisse

Die größte experimentelle Schwierigkeit ist die äußerst geringe Rate der Lyman-Ereignisse (ca. 0.05 Hz) im Spektrometer verglichen mit der Untergrundrate aus zufälligen Ereignissen (ca. 100 Hz) im Energiebereich bis 200 keV. Abbildung 11.1 verdeutlicht dies. In Abbildung 11.1oben ist das Ortsbild des 2D-Detektors im FOCAL-Spektrometer gezeigt, wobei lediglich ein breites Fenster auf die Energien der einzelnen Streifen gesetzt ist, um Ereignisse, die im Rauschen liegen und Ereignisse oberhalb von 130 keV auszuschließen. Eine Bedingung auf die zeitliche Korrelation mit dem Teilchendetektor liefert erste erkennbare Strukturen (Abb. 11.1 mitte). Erst in Kombination eines engen Zeitfensters mit einem deutlich engeren Energiefenster werden die Daten genau genug gefiltert um ein nahezu untergrundfreies Abbild der Röntgenlinien zu erhalten (Abb. 11.1unten). Die horizontale Ausrichtung der Linien zeigt, dass die Kompensation des Einflusses der Dopplerverschiebung durch Drehung des Detektors gut gelungen ist. Der Abstand der beiden Lyman- α -Linien auf dem Detektor von circa 3.5 mm entspricht einer Energie von etwa 2.7 keV.

11.2 Polarimetrie: Erste Messung der linearen Polarisation des K-REC in U^{92+} am ESR

Erstmals wurde am Experimentierspeichering ESR der GSI die Polarisation des K-REC-Prozesses in U^{92+} durch Compton-Polarimetrie bestimmt [Tas05]. Zur Verifikation der Annahmen, die zur Interpretation der äußerst erfolgreichen Messung notwendig waren, wurde das Verhalten des eingesetzten 4x4-Pixel

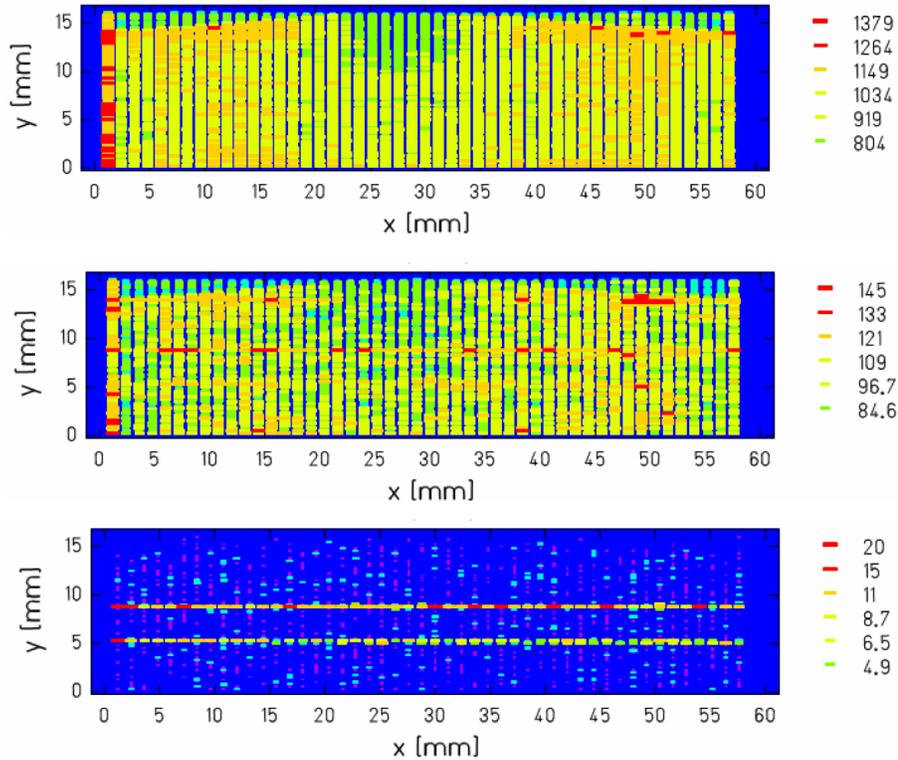


Abbildung 11.1: Dargestellt ist das Ortsbild des 2D Streifendetektors in der Fokalebene eines der beiden FOCAL-Spektrometerarme. Im oberen Teil der Abbildung wird das Ortsbild des Detektors nur durch eine breite Energiebedingung von 10 keV bis 130 keV gefiltert. In der Mitte wird zusätzlich eine Bedingung auf die Zeitmessung mit dem Umladungsdetektor gesetzt. Das untere Spektrum der Abbildung mit einer scharfen Bedingung auf die Zeit und ein Energiefenster von 58 keV bis 65 keV zeigt letztlich die Ly α -Linien. Bei diesen Darstellungen handelt es sich um vorläufige Ergebnisse.

Ge(i) Polarimeters bezüglich des Comptonstreuprozesses untersucht [Tas05].

11.2.1 Experimentdurchführung

Ein vollständig ionisierter Uranstrahl wurde aus dem SIS in den ESR mit einer Energie von 400 MeV/u eingeschossen (siehe Abbildung 4.2). Anschließendes Kühlen verbesserte die Strahlqualität wie bereits in Kapitel 4.1 diskutiert. Die Anzahl der gespeicherten Ionen betrug zwischen $(1 - 3) \cdot 10^8$ Teilchen. Für den Gasjet des internen Targets wurde molekularer Stickstoff bei einer Flächendichte von $\rho = (1 - 3) \cdot 10^{12}$ Teilchen/cm² verwendet. Zur Registrierung der Röntgenstrahlung aus der Targetzone wurde der Pixeldetektor während der Messung in der horizontalen Streuebene unter zwei verschiedenen Winkeln

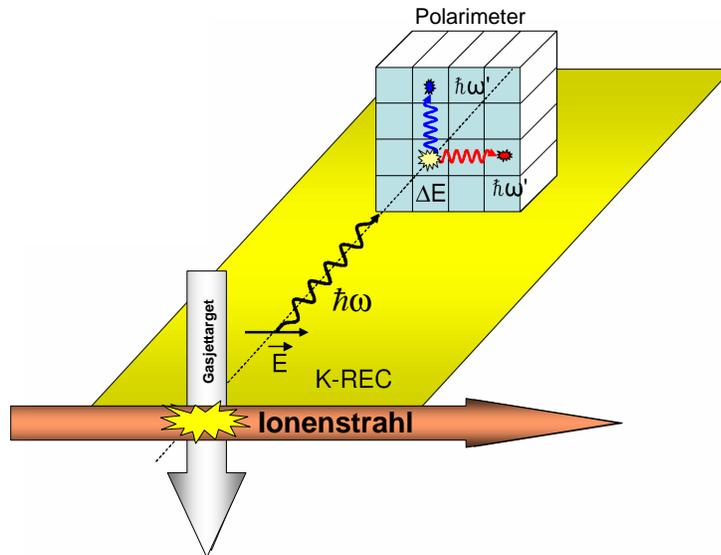


Abbildung 11.2: Schematische Darstellung des REC-Experiments am ESR.

von 60° bzw. 90° relativ zum Ionenstrahl aufgebaut (siehe Abbildung 11.2). Es wurde über einen Zeitraum von jeweils circa 48 Stunden bei verschiedenen Strahlenergien (98.4 MeV/u, 132.2 MeV/u, 190.0 MeV/u und 400.0 MeV/u) gemessen. Der Pixeldetektor, der neben Photonen aus der Elektroneneinfangreaktion auch Strahlung aus anderen Prozessen sieht, wurde in Koinzidenz mit dem Vieldraht-Proportional-Zähler (MWPC), der sich in Strahlrichtung hinter dem folgenden Dipol-Magnet befindet, verschaltet. Dieser Vieldraht-Proportional-Zähler (MWPC) detektiert lediglich die durch Elektroneneinfang umgeladenen U^{91+} Ionen. Der Pixeldetektor zeigte die erwarteten guten Eigenschaften mit einer Energieauflösung der 16 Pixelkontakte nahe 2 keV und einer Zeitauflösung, gemessen in Koinzidenz mit dem Vieldraht-Proportional-Zähler (MWPC), von 50 ns.

11.2.2 Datenanalyse

Experimentdaten

Abbildung 11.3 (oben) zeigt ein kalibriertes Energiespektrum der Messung mit Koinzidenzbedingung auf Umladungsereignisse bei einer Strahlenergie von 400 MeV/u. Das Polarimeter wurde dabei an der Wechselwirkungskammer unter 90° relativ zur Strahlrichtung positioniert. Im niederenergetischen Bereich zeigt das Spektrum die Anwesenheit von Bremsstrahlung und zufälliger Untergrundstrahlung. Der obere Energiebereich um den K-REC bei 250 keV ist nahezu untergrundfrei.

Da jeder Pixel des Polarimeters die Wechselwirkungszone unter einem anderen Winkel sieht und die Ionen mit relativistischer Geschwindigkeit fliegen,

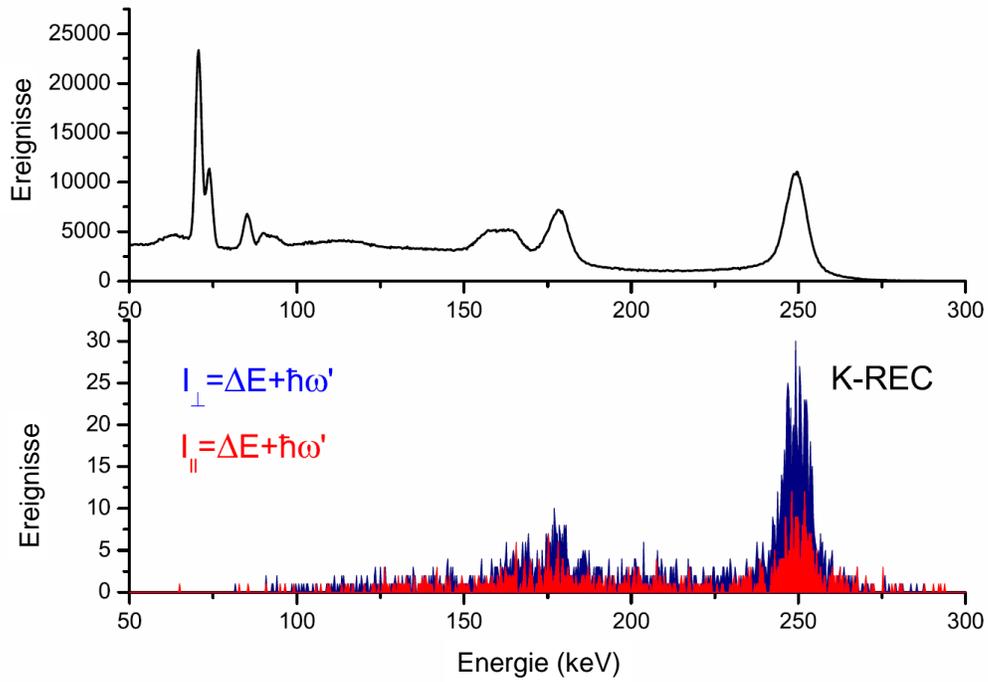


Abbildung 11.3: Oben: Energiespektrum der Umladung von U^{92+} auf N_2 . Unten: Energiespektren der Compton-gestreuten Ereignisse in horizontaler und vertikaler Richtung.

muss jedes Ereignis Doppler-korrigiert werden. Zur Filterung der Compton-Ereignisse werden Ereignisse gesucht, die in zwei Pixeln koinzident Energie deponierten. Zusätzlich muss ihre Summe mit der detektierten Summenenergie der Detektorrückseite übereinstimmen. Hierbei wird vorausgesetzt, dass das Rückstoßelektron im selben Pixel verbleibt in dem auch die Compton-Streuung selbst stattfand (siehe Kapitel 5.1.5). Abbildung 11.3 unten zeigt die überlagerten Spektren eines vertikal und eines horizontal relativ zum Wechselwirkungsort der Compton-Streuung liegenden Pixels. Es zeigen sich bereits deutliche Intensitätsunterschiede.

Ein Energiefenster bezüglich der K-REC Ereignisse auf das Summenenergiespektrum selektiert die Compton-Ereignisse, die über die Polarisation der K-REC Strahlung Aufschluss geben. Bedingt durch die Kinematik des Compton-Streuprozesses, dass das Rückstoßelektron stets niederenergetischer als das gestreute Photon ist, solange die Energie des einlaufenden Photons kleiner als die halbe Ruhemasse des Elektrons war, kann der Pixel der Compton-Streuung eindeutig identifiziert werden. Zur weiteren Analyse wird eine Koordinatentransformation vorgenommen, so dass das Compton-Ereignis im zentralen Pixel liegt. Diese Transformation verlangt die Erweiterung der realen 4×4 -Pixelmatrix in eine virtuelle 7×7 -Pixelmatrix (siehe Abbildung 11.4) mit dem Wechselwirkungspunkt des Compton-Prozesses im zentralen Pixel und den gestreuten Photonen in den umgebenden. In der Folge werden die Streuintensitäten unter 90° zueinander gemäß Abbildung 11.5 betrachtet, wobei die Pixel in direkter Nachbarschaft zum zentralen Pixel nicht berücksichtigt werden. Bei diesen besteht die Problematik, dass zwischen Compton-Ereignissen und der Aufteilung der Ladung aus einem Photoabsorptionsereignis auf zwei benachbarte Pixel nicht unterschieden werden kann. Außerdem wäre ein möglicher Streuwinkel für Ereignisse in benachbarte Pixel nicht gut genug definiert. Eine große Herausforderung ist die Effizienzkorrektur der einzelnen Pixel zueinander. Ein anschauliches Beispiel soll das Problem verdeutlichen. Gegeben seien drei nebeneinander liegende sehr schmale aber 7 mm lange Pixel. Im ersten soll die Compton-Streuung stattfinden und im dritten die Absorption des gestreuten Photons. Je nach dem an welchen Orten innerhalb der Pixel die Wechselwirkungen stattfinden, kann der Abstand der beiden Wechselwirkungspunkte zwischen geringfügig mehr als 7 mm und etwas weniger als 21 mm betragen. Die Abstände können in der Realität wegen der dreidimensionalen Geometrie noch größer werden. Hieraus folgt, dass eine Effizienzkorrektur, welche die unterschiedlichen Raumwinkel und die Distanzen der Pixel in Bezug zum zentralen Pixel gemittelt betrachtet, das Problem nicht vollständig beschreibt. Dies bestätigte sich während der Auswertung. Zum besseren Verständnis wurden eigene Monte Carlo Rechnungen mit EGS4 erstellt, um diese Problematik zu vertiefen und eine verlässliche Effizienzkorrektur zu finden. In Abbildung 11.5 ist eine alternative Auswertestrategie skizziert. Hier werden die geometrischen Effekte durch Vergleich der Streuintensitäten in zwei Pixeln ausgeglichen, die vom zentralen Pixel aus gesehen bis auf ihre Po-

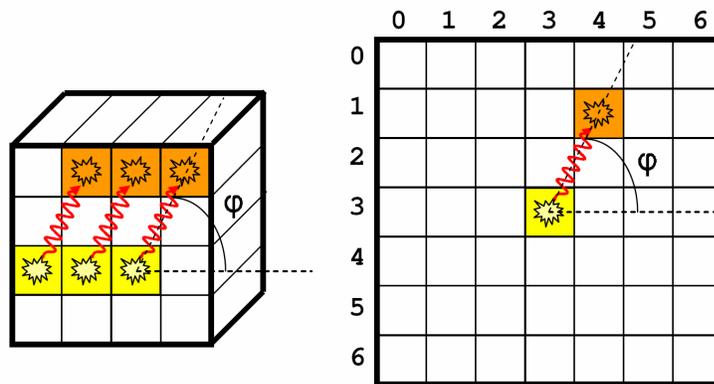


Abbildung 11.4: Übergang vom realen 4x4-Pixel-Polarimeter zu einem virtuellen 7x7-Pixel-Polarimeter.

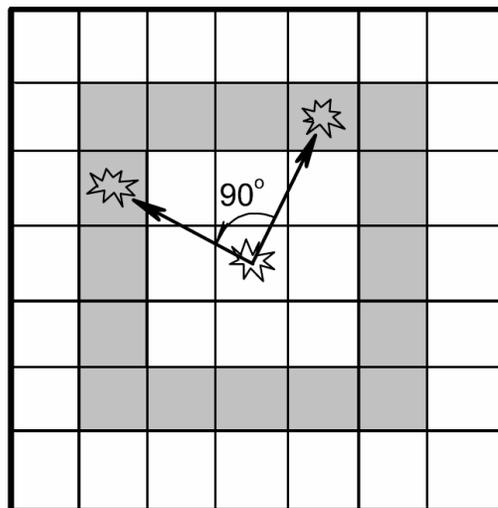


Abbildung 11.5: Prinzip der relativen Intensitätsbildung für Pixel unter 90° relativ zum Compton-Wechselwirkungsort.

sition, die zueinander 90° beträgt, geometrisch gleichwertig sind. Es hat sich gezeigt, dass dieser Ansatz die oben diskutierten Probleme weitgehend lösen kann [TaS06].

Die relativen Intensitäten der gestreuten Photonen sind in Abbildung 11.6 als Funktion des azimuthalen Winkels φ aufgetragen. Darüber wurde eine in gleicher Weise normalisierte Klein-Nishina Verteilung, die mit der Effizienz des Detektors gefaltet wurde, gelegt. Um den Fall unvollständig polarisierter Strahlung zu berücksichtigen, wurde in der Klein-Nishina Gleichung 5.12 der $\cos^2(\varphi)$ Term durch $P(d) = \frac{1}{2}(1 - d) + d \cos^2(\varphi)$ ersetzt. Hier repräsentiert d den Grad der Polarisation.

Simulation

In der Analyse der experimentellen Daten der Polarisationsmessung wurden in Hinblick auf den Einfluss der Detektoreffizienz einige Annahmen gemacht. Zur Verifizierung dieser Vorgehensweise wurde eine Simulation an Hand des in Kapitel 7 beschriebenen Softwarepakets EGS4 mit der Erweiterung LSCAT durchgeführt. Ziel ist es, Datensätze zu generieren, die in ihrer Form der Auswertung des Experiments vor dem Schritt der geometriebedingten Effizienzkorrektur entsprechen. Die simulierten Daten müssen nach Anwendung der Korrekturen die gleichen Resultate wie die experimentell bestimmten liefern. Für diese Simulation wurde ein Geometriemodell entsprechend dem diskutierten Beispiel in Kapitel 7 entwickelt. Jedoch wurde auch hier entsprechend der Strategie der Datenanalyse der Detektor als 7x7-Pixelmatrix mit einer Pixelgröße von 7 mm x 7 mm betrachtet. Es wurden 10^6 Photonen mit dem experimentell ermittelten Polarisationsgrad des jeweiligen Datensatzes senkrecht zur Oberfläche des Detektors auf den mittleren Pixel eingeschossen. Die Position, an dem der Photonenstrahl auf den Pixel trifft, wurde gleichmäßig über die Oberfläche des zentralen Pixel variiert. Aus den simulierten Ereignissen wurden die Compton-Ereignisse herausgefiltert. Es wurde, wie in der Datenanalyse, gefordert, dass zwei Pixel ein Ereignis registriert haben, unabhängig davon, ob innerhalb der Pixel weitere Compton-Streuungen stattfanden. Diese wären in den experimentellen Daten, sofern sie die Streukinematik eines einfachen Compton-Ereignisses nicht verletzen, auch nicht zu identifizieren. So wurde eine Intensitätsverteilung der Compton-gestreuten Photonen erzeugt. Diese Simulationsdaten wurden anschließend nach dem gleichen Schema wie die experimentellen Daten ausgewertet. Die Resultate der Analyse von experimentellen und simulierten Daten werden in Abbildung 11.6 gezeigt.

11.2.3 Ergebnisse und Diskussion

Der Polarisationsgrad der K-REC Strahlung sowie dessen Fehler wurde für die unterschiedlichen Datensätze des Experiments durch Fits der Daten mit der modifizierten Klein-Nishina Gleichung bestimmt. Die Maxima der Verteilung in Abbildung 11.6 zeigen, wie es bei nicht spinpolarisierten Ionen und Elektronen im Strahl zu erwarten war, eine deutliche Ausrichtung senkrecht zur Streuebene. Dies ist gleichbedeutend mit einer Übereinstimmung von Streu- und Polarisatonebene. Ebenso zeigen die mit EGS4 gewonnenen Simulationsergebnisse eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten und verifizieren so die ermittelte Effizienz des Detektors.

Die Resultate sind in Tabelle 11.1 bzw. exemplarisch für den Fall von 400 MeV/u Strahlenergie und einem Beobachtungswinkel von 90° in Abbildung 11.6 zu sehen.

Die experimentellen Resultate sind im Vergleich zu den theoretischen Vor-

Energie (MeV/u)	θ_{lab} (deg)	θ_{em} (deg)	$\hbar\omega$	Experiment (%)	Theorie (%)
400	90	135.5	246	79 ± 8	83.5
400	60	109.5	382	61 ± 12	69.2
190	60	94.5	270	72 ± 5	80.2
132	60	88.7	236	83 ± 5	83.8
98	60	84.6	214	85 ± 7	85.9

Tabelle 11.1: Aufistung der Resultate [Tas05]

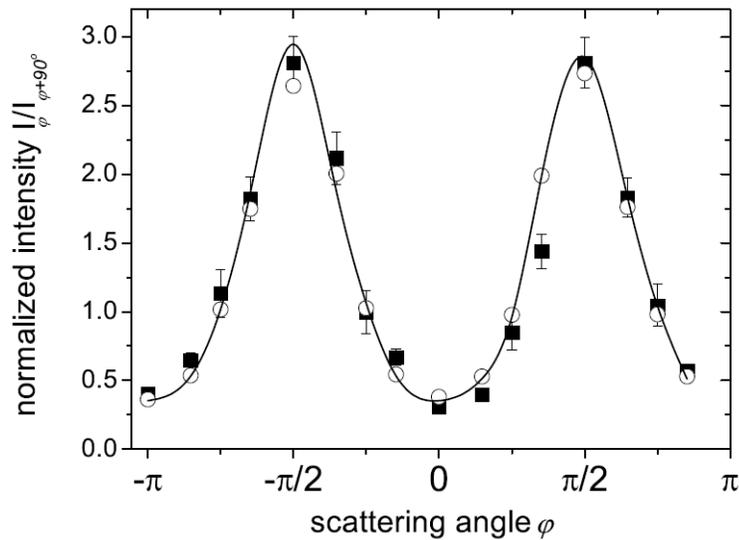


Abbildung 11.6: Normalisierte Intensitätsverteilung der Compton-gestreuten K-REC Strahlung $I_\varphi/I_{\varphi+90^\circ}$ als Funktion des Streuwinkels φ . (Beobachtungswinkel 90° für 400 MeV/u U^{92+}) Die gefüllten Rechtecke bezeichnen die experimentellen Datenpunkte, die leeren Kreise die Simulationsergebnisse mit EGS4 [TaS06].

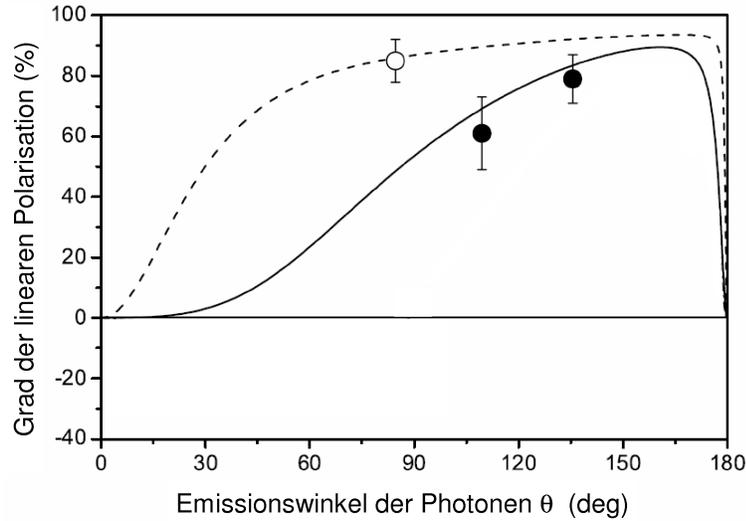


Abbildung 11.7: Grad der linearen Polarisation als Funktion der Emissionswinkel im Emittersystem. Die durchgezogene Linie zeigt die Vorhersage für U^{92+} bei 400 MeV/u mit den dazugehörigen Datenpunkten (voller Kreis). Die theoretische Vorhersage für U^{92+} bei 98 MeV/u mit dem experimentellen Datenpunkt (leerer Kreis) ist gestrichelt dargestellt.

hersagen in Abbildung 11.7 aufgetragen. Die Daten stimmen im Rahmen der Fehler mit den Rechnungen überein. Dennoch ist eine höhere Genauigkeit wünschenswert, vor allem vor dem Hintergrund, dass die Anzahl der experimentellen Datenpunkte in Zukunft erhöht werden muss, um eine vollständige Überprüfung der theoretischen Vorhersagen zu erreichen.

Eine Analyse der Fehlerquellen des Experiments zeigt, dass Raumwinkelungenauigkeiten bei der Analyse des Compton-Prozesses durch die begrenzte Anzahl und die Größe der einzelnen Pixel des Polarimeters einen erheblichen Einfluss ausüben. Eine höhere Genauigkeit in Hinsicht des Grades der Polarisation und auch bezüglich der Verkipfung der Polarisationsebene zur Streuebene kann erreicht werden, wenn die Granularität des Polarimeters erhöht wird.

Kapitel 12

Ausblick

Die Arbeit mit den diskutierten ortauflösenden Ge(i)-Detektoren hat ein großes Potential experimenteller Untersuchungen aufgezeigt. Gerade in Hinblick auf die zukünftige FAIR-Beschleunigeranlage sind diese Art von Detektoren unverzichtbar. Sie werden hier wichtige sowohl wissenschaftliche als auch technische Beiträge leisten. Gerade für die Experimentierprogramm der SPARC-Kollaboration sind diese Art der ortauflösenden Halbleiterdetektoren essenziell. Hierzu seien beispielhaft und keineswegs vollständig die Präzessionsspektroskopie von Röntgen- und Gammastrahlung, Polarisationsmessungen zur Untersuchung von Fragestellungen der Materie-Photon-Wechselwirkung, spektroskopische Untersuchungen an antiprotonischen Atomen, Instrumentierung zur Detektion spin-polarisierter Teilchenstrahlen für Experimente zur Paritätsverletzung und die Untersuchung ultrakurzer (fs) harter Röntgenpulse (100 keV bis 300 keV), erzeugt durch Thomson-Streuung optischer Laserpulse an hochenergetischen Teilchen, die in Hochenergielaserfeldern beschleunigt werden, genannt. Einige Punkte hiervon werden im folgenden kurz diskutiert.

12.1 Spektroskopie an antiprotonischen Atomen

Als Teil der zukünftigen FAIR Beschleunigeranlage ist der FLAIR-Bereich (facility for low-energy antiproton and heavy-ion research) geplant. Hier wird es auf Grund der hohen Intensitäten möglich sein, systematische Untersuchungen der charakteristischen Röntgenstrahlung antiprotonischer Atome mit hoher Auflösung durch Präzisionsinstrumente wie Kristallspektrometer durchzuführen. Um neben den leichtesten Elemente auch den Bereich mit Kernladungszahlen $Z > 2$ erschließen zu können, werden effiziente ortauflösende Detektoren für den Energiebereich ab 20 keV bis ca. 100 keV benötigt.

Die Messung der hadronischen Verschiebung und Verbreiterung tief liegender Bindungsniveaus stellt ein Antiproton-Kern Streuexperiment bei Relativener-

gie Null dar. Die Verbreiterung ist ein Maß für die Annihilationsstärke und reagiert empfindlich auf die Kernstruktur. Von besonderem Interesse sind hier vor allem Präzisionsmessungen hadronischer Effekte in Niveaus mit höheren Bahndrehimpulsen und ins Besondere Isotopieeffekte.

12.2 Ortsempfindliche Halbleiterdetektoren zur Messung Spin-polarisierter Teilchen

Für den Betrieb der neuen FAIR-Beschleunigeranlage wird unter anderem die Produktion von spin-polarisierten hochgeladenen Schwerionenstrahlen geplant. Diese Strahlen werden im Zusammenhang mit Tests der Paritätsverletzung an Schwerionen [LaN01], der Suche nach einem permanenten elektrischen Dipolmoment [JuB03] und für exaktere Tests des Standardmodells [cGSI01] diskutiert.

Für leichte Ionen wurden Konzepte zur Erzeugung spin-polarisierter Strahlen erstellt und zum Teil auch realisiert. Für schwere Systeme ist hier die Situation eine andere. Zwar wurde von Prozorov et al. ein entsprechendes Konzept zur Erzeugung schwerer spin-polarisierter wasserstoff-ähnlicher Schwerionen erarbeitet [PrL03], eine experimentelle Überprüfung steht jedoch aus. Das Verfahren wurde exemplarisch an ${}_{63}^{151}\text{Eu}$ gerechnet. Es sieht vor, dass durch selektive Laseranregung der Hyperfein-Niveaus von wasserstoff-ähnlichem ${}_{63}^{151}\text{Eu}$, das den Kernspin $I = \frac{5}{2}$ hat, Hyperfein-Grundzustände mit $F=2$ und $F'=3$ besetzt werden. Dadurch wird eine spin-polarisierte Elektronenkonfiguration erzeugt. Wegen der starken Hyperfeinwechselwirkung in diesen Ionen (Hyperfeinaufspaltung beträgt $\Delta E_{hfs} = 1.513 \text{ eV}$) wird die Polarisation auf den Kern nach 10^{-15} s übertragen. Theoretische Rechnungen zeigen, dass im Modell innerhalb von Minuten eine nahezu vollständige Polarisation von Elektronen und Kernen erreicht wird. Eine nicht zu unterschätzende Aufgabe ist jedoch das Design der Beschleunigerkomponenten, welche die Polarisation des Strahls über längere Zeit aufrecht erhalten können. Hier haben magnetische Streufelder eine deutlich depolarisierende Wirkung. Ebenso sind Spin-Resonanzen nach Möglichkeit zu vermeiden. Diese treten auf, wenn eine periodische Lorentz-Kraft mit gleicher Frequenz oder mit höheren Harmonischen wie die Lamor-Frequenz auf den Spin wirkt. Eine solche periodische Kraft wird durch das wiederholte Umlaufen der Ionen im Speicherring erzeugt. Ein Auftreten solch kritischer depolarisierender Frequenzen sind beim Beschleunigung bzw. beim Abbremsen der Ionen nicht vermeidbar.

Durch diese Vielfalt an Einflüssen auf die Polarisation des Strahls ist die Diagnostik ein wesentliches Element zur erfolgreichen Kontrolle des Strahls. Für die Polarisation der Rekombinationsstrahlung aus dem REC-Prozess wird eine starke Sensitivität auf die Spinpolarisation des Strahls vorhergesagt. Wie in

Kapitel 11.2 gezeigt wurde, kann die lineare Polarisation der K-REC-Strahlung für einen unpolarisierten Strahl indirekt durch die gemessene Verteilung der Compton-gestreuten Photonen in einem geeigneten planaren zweidimensional ortsauflösenden Halbleiterdetektor bestimmt werden. In diesem Fall steht die dipol-artige Streuverteilung senkrecht zur Streuebene. Für das Szenario von REC-Strahlung aus einem spin-polarisierten Ionenstrahl wird von Surzhykov, et al. [Sur05] eine Drehung der linearen Polarisation und damit der gemessenen Streuverteilung aus der Streuebene heraus vorhergesagt.

Darstellen läßt sich dies am elegantesten durch Verwendung der Stokes-Parameter, wobei vom praktischen Gesichtspunkt der erste Stokes-Parameter P_1 , ein Maß für die lineare Polarisation der einfallenden Röntgenstrahlung ist. Der zweite Stokes-Parameter P_2 erlaubt Rückschlüsse auf den Spin des Teilchenstrahls. Gegeben sind diese Parameter durch Intensitätsverhältnisse I_χ , wobei χ den Winkel zwischen Streuebene des Experiments und der Streuebene der Compton-Streuung im Polarimeter entspricht (s. Abbildung 12.1):

$$1. \text{ Stokes - Parameter } P_1 = \frac{I_0 - I_{90}}{I_0 + I_{90}} \quad (12.1)$$

$$2. \text{ Stokes - Parameter } P_2 = \frac{I_{45} - I_{135}}{I_{45} + I_{135}} \quad (12.2)$$

Exemplarisch seien die zu erwarteten Resultate für einen spin-polarisierten wasserstoff-ähnlichen Bismut-Strahl beim K-REC in Abbildung 12.2 gezeigt. Besonders sei auf das sensitive Verhalten des 2. Stokes-Parameters als Funktion der Ionenstrahl-Polarisation unter kleinen vorwärts gerichteten Beobachtungswinkeln verwiesen.

12.3 Ultrakurze Röntgenstrahlungspulse

Eine weitere Anwendung erschließt sich in der Diagnostik extrem kurzer hochenergetischer Röntgenpulse. Mit hochintensiven und extrem kurzen (fs) Laserpulsen (wie z.B. an OASIS (Berkeley) oder PHELIX (GSI)) werden durch Laserbeschleunigung hochenergetische Elektronenpulse (100 MeV-Bereich) erzeugt [LeS96]. Das Polarimeter soll zur Diagnose ultrakurzer (fs) Pulse harter Röntgenstrahlung (100 keV bis 300 keV), die durch Thomson-Streuung eines optischen Laserpulses an dem relativistischen Elektronenpuls generiert werden, verwendet werden (s. Abb. 12.3). Die erzeugten Röntgenpulse sind einerseits ein Diagnosewerkzeug für die Eigenschaften des im Laserpuls erzeugten Plasmas und spiegelt dessen Eigenschaften wieder. Andererseits ist dieser Aufbau auch eine Quelle für intensive polarisierte hochenergetische Röntgenstrahlung, deren

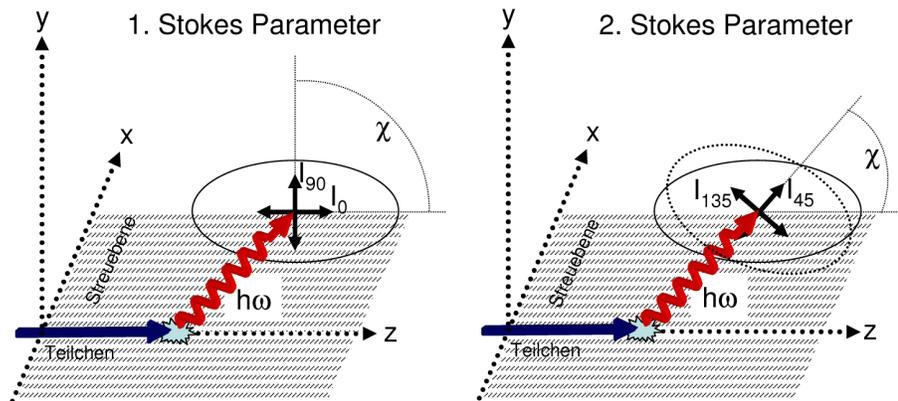


Abbildung 12.1: Illustration der beiden ersten Stokes-Parameter. Links der Stokes-Parameter P_1 , der die lineare Polarisation beschreibt, rechts der Stokes-Parameter P_2 , der sensitiv auf die mögliche Polarisation des Teilchenstrahls reagiert [Sur05]

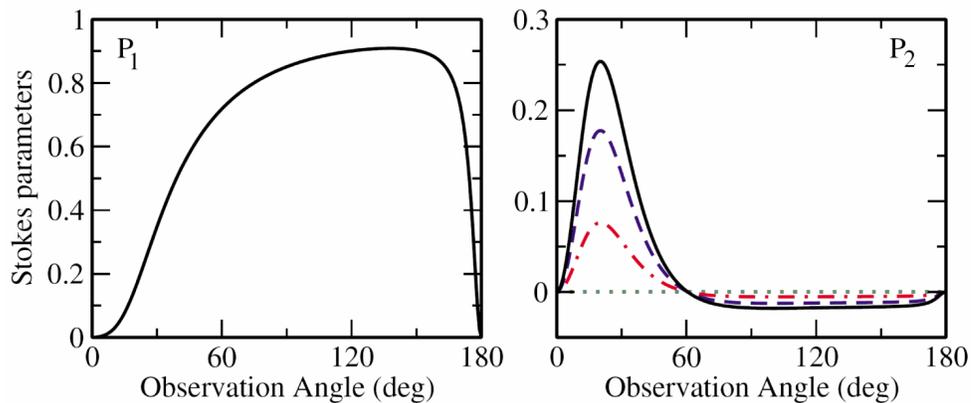


Abbildung 12.2: Darstellung der beiden ersten Stokes-Parameter für K-REC-Strahlung aus wasserstoff-ähnlichem Bismut bei einer Projektilenergie von 420 MeV/u. Der Stokes-Parameter P_2 ist in Abhängigkeit der Polarisation des Ionenstrahls dargestellt [Sur05]. (Polarisation λ : 1.0 (durchgezogene Linie), 0.7 (gestrichelte Linie), 0.3 (strich-punkt Linie) und 0.0 (gepunktete Linie))

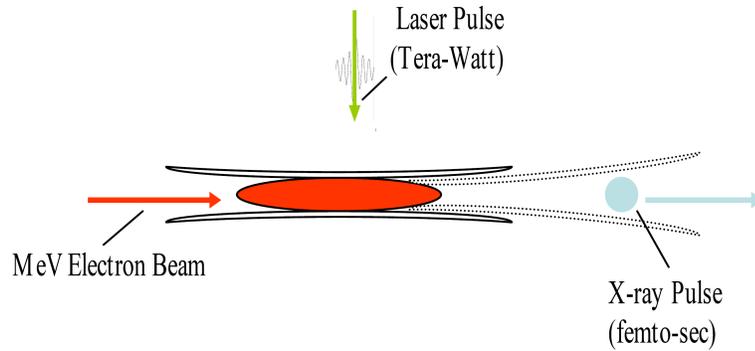


Abbildung 12.3: Schematische Darstellung zur Erzeugung hochenergetischer extrem kurzer Röntgenpulse durch laserbeschleunigte Elektronen.

zeitliche Struktur primär durch den Thomson-gestreuten Laserstrahl bestimmt ist. Pulslängen von einigen Femtosekunden sind als realistisch einzuschätzen, und bieten somit ideale Voraussetzungen um diagnostische Anwendungen in vielen Wissenschaftszweigen zu realisieren.

12.4 Si(Li)-Detektor

Der Ge(i)-Mikrostreifendetektor, wie er in dieser Arbeit beschrieben wurde, ist hervorragend für Projekte wie FOCAL oder die Polarisationsmessung von Photonemissionen aus hochgeladenen Schwerionen geeignet. Als logischer Schritt ergibt sich der gleiche Bedarf für Polarisationsmessungen der Strahlung aus mittelschweren Systemen und für die Untersuchung von strahlenden inneratomaren Übergängen in Schwerionen. In diesem Bereich niedrigerer Photonenenergien, bietet sich ab einer Photonenenergie von 60 keV, Silizium als Compton-Streumaterial an. Deshalb wurde ein Si(Li)-Streifendetektor entwickelt [PrH05] (siehe Abbildung 12.4) und bereits in einer Strahlzeit am ESR zur Untersuchung der linearen Polarisation von K-REC und L-REC Strahlung eingesetzt. Im Rahmen der Voruntersuchungen zum neuen Polarimeter entstand unter anderem die in Abbildung 12.5 dargestellte Simulation. Die Daten dieses Experiments werden zur Zeit analysiert.

Der Si(Li)-Detektor ist mit einer beidseitigen Streifenbreite von 2 mm ausgezeichnet für die Compton-Polarimetrie geeignet. Hierbei konnte mit 32 Streifen pro Seite, trotz der großen Detektorfläche von fast 4100 mm^2 und 32 Streifen * 32 Streifen = 1024 Pseudopixeln, der Aufwand an Elektronik verhältnismäßig gering gehalten werden. Diese Detektorsysteme bieten hervorragende Eigenschaften bezüglich Energieauflösung, Zeitauflösung und Ortsauflösung. Wegen ihrer Dicke von einigen Millimetern (z.Z. sind prinzipiell 20 mm erreichbar, bedingt durch die vom Hersteller verfügbare Reinheit des Rohmaterials) erreichen sie eine hohe Effizienz für Photonen bis zu einigen Hundert keV.

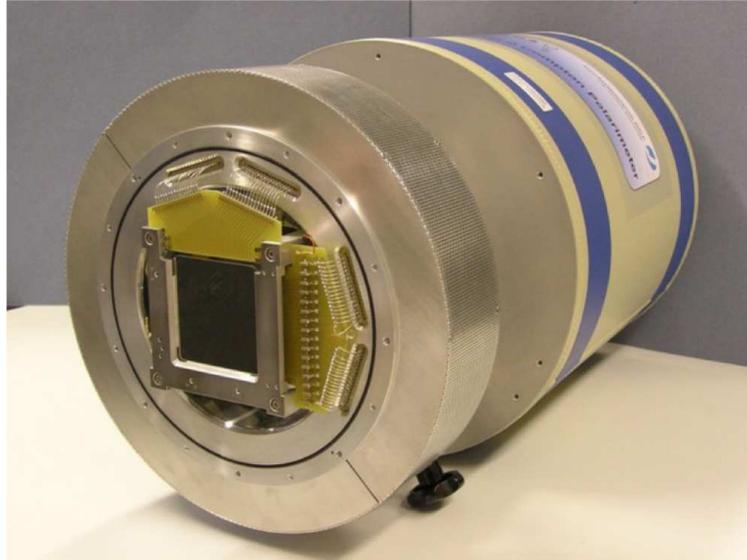


Abbildung 12.4: Neues Si(Li)-Polarimeter entwickelt am IKP des FZ Jülich [PrH05]

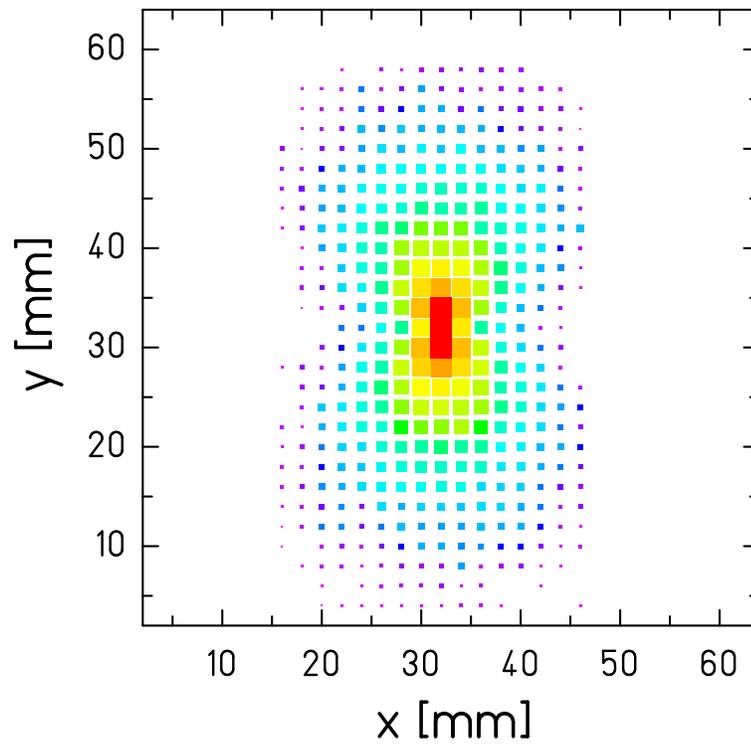


Abbildung 12.5: Eine mit EGS4 erstellte Simulation einer Dipol-artigen Verteilung Compton-gestreuter Photonen ist dargestellt. Es wurde ein 70 keV Photonenstrahl angenommen, der zentral auf das neue Si(Li)-Comptonpolarimeter trifft.

Kapitel 13

Zusammenfassung

Motiviert durch aktuelle atomphysikalische Fragestellungen zur Struktur und Dynamik der Materie im Bereich hochgeladener Schwerionen entstand der Bedarf zur Weiterentwicklung bestehender und zur Entwicklung neuartiger ortsauflösender Detektorsysteme.

Die Untersuchung der Struktur ist hauptsächlich durch die hochauflösende spektroskopische Vermessung einzelner Energieniveaus der atomaren Hülle bestimmt und liefert grundlegende Einblicke in den atomaren Aufbau. Dabei stellen diese Resultate gerade bei schweren hochgeladenen Ionen eine exzellente Testmöglichkeit der QED in extrem starken Feldern dar. Die Dynamik der Materie zeigt sich in der Teilchendynamik (hier der Atomhülle) in extrem starken und extrem kurzen elektromagnetischen Feldern, wie sie bei Ion - Atom - Stößen auftreten. Beobachtet werden können hier vor allem Teilchen- und Photonen-Polarisationsphänomene. Solche Polarisationseffekte sind jedoch nicht auf das Gebiet der atomaren Hülle beschränkt. Als ein Beispiel sei die Untersuchung laserbeschleunigter Teilchen genannt. Hier kann die Polarimetrie von Röntgenstrahlung, die durch Thomson-Streuung optischer Photonen an den zuvor auf relativistische Geschwindigkeiten beschleunigten Teilchen erzeugt wird, Aufschluß über die Natur des Beschleunigungsprozesses geben.

Einblick in die lineare Polarisation der Röntgenphotonen im für unsere Arbeit interessanten Energiebereich von einigen 10 keV bis einigen 100 keV können mit Compton-Polarimetern gewonnen werden. Kommerziell sind Detektorsysteme, die eine ausreichende Granularität in Kombination mit hinreichender Detektordicke besitzen, um hohe Nachweiseffizienzen zu erreichen, jedoch nicht verfügbar.

Im Rahmen der vorgelegten Arbeit, die sich mit Techniken der hochauflösten Röntgenspektroskopie und der Röntgenpolarimetrie an hochgeladenen Schwerionen befasst, wurden vielfältige Arbeiten an und mit orts-, zeit- und energieauflösenden planaren Ge(i)-Detektorsystemen durchgeführt. Wesentliches Ziel der Arbeit war es, ein zweidimensional ortsauflösendes planares Halbleiterdetektorsystem, das für den Einsatz im Kristallspektrometer FOCAL

und als Compton-Polarimeter angepasst ist, bereitzustellen.

Hierzu wurde ein 2D- μ -Streifendetektorsystem aufgebaut, das eine Ortsauflösung von $250\mu\text{m}$, bzw. $1167\mu\text{m}$ in orthogonaler Richtung, bei einer Detektordicke von 11mm und eine Energieauflösung von etwa 2keV für jeden einzelnen Streifen bei 60keV Photonenenergie gewährleistet. Durch Messungen an der Synchrotronquelle ESRF, Grenoble (Frankreich), wurde die Eignung des Systems als bildgebendes Element im FOCAL Kristallspektrometer bei einer Photonenenergie von 60keV und als Compton-Polarimeter bei einer Photonenenergie von 210keV untersucht. Der große Vorteil in FOCAL ein ortsauflösendes Detektorsystem einzusetzen, liegt darin, dass alle interessanten Beugungswinkel simultan beobachtet werden können. Im herkömmlichen Ansatz würde man mit einer einfachen Diode und einem Kollimator den Bereich abfahren. Wegen der geringen Ereignisrate und dem hohen Untergrund ist dies jedoch nicht praktikabel. Herkömmliche Systeme wie CCD oder Gasdetektoren haben nicht die nötige Effizienz oder eine zu hohe Dunkelrate. Zur Untersuchung der für FOCAL wichtigen Eigenschaften wurden mehrere Positionen auf dem Detektor bei niedriger Energie mit einem fein kollimierten Photonenstrahl ($50 \times 50\ \mu\text{m}^2$) gescannt. Neben der guten Energieauflösung des Detektorsystems von durchschnittlich 2.2keV bei 60keV , zeigen die Ergebnisse das homogene Verhalten der Detektoreffizienz, welche essentiell für den spektographischen Einsatz in FOCAL ist. Es konnten keine Hinweise auf messbare Ladungsverluste im Bereich des aktiven Detektorvolumens festgestellt werden. Ebenso konnte die Multiplizität (Anzahl der Streifen einer Detektorseite, die auf ein Ereignis reagieren), mit der ein Photon nachgewiesen wird, eindeutig mit der Strukturierung der Kontakte auf der Kristalloberfläche in Verbindung gebracht werden. Es stellte sich heraus, dass die Ereignisse der Multiplizität zwei dazu verwendet werden können um Ortsauflösungen deutlich unterhalb einer Streifenbreite zu erreichen. Diese Methode kann jedoch nur auf eine größere Anzahl von Ereignissen angewendet werden, nicht jedoch auf einzelne Ereignisse.

Um das 2D-Ge(i)- μ -Streifendetektorsystem auf seine Eignung als Compton-Polarimeter zu testen, wurden Daten mit einem nahezu vollständig linear polarisierten Photonenstrahl (98% linear polarisiert) bei einer Energie von 210keV aufgenommen. Die Daten zeigen die erwartete Dipol-ähnliche Asymmetrie im Ortsbild und dienen als Kalibrationsgrundlage zur Interpretation zukünftiger Experimente zur Polarimetrie in diesem Energiebereich.

Parallel hierzu wurde an Simulationsprogrammen auf Basis der etablierten Monte Carlo Software EGS4 gearbeitet. Hiermit wurden Vorhersagen bezüglich des Nachweisverhaltens des Detektors auf linear polarisierte Röntgenstrahlung gemacht. Ferner wurde für ein 4x4-Pixel-Polarimeter, das bei der ersten Bestimmung der linearen Polarisation der K-REC Strahlung von U^{92+} am Speichering ESR der GSI eingesetzt wurde, im Rahmen der Datenanalyse mit den auf EGS4-basierenden Programmen die Detektoreffizienz für linear

polarisierte Strahlung einer bestimmten Energie simuliert. Mit diesen Simulationsergebnissen konnten die selbstentwickelten Methoden zur Korrektur der Nachweiswahrscheinlichkeit eines Compton-Ereignisses als Funktion des Wechselwirkungspunkts innerhalb des Detektorkristalls und der Energie erfolgreich verifiziert werden.

Die detektorbezogenen Resultate dieser Arbeit fanden ihre erste Anwendung in der FOCAL-Spektrometer Strahlzeit 2006, deren genaue Beschreibung jedoch über den Umfang dieser Arbeit hinausgeht. Ebenso flossen die Erfahrungen, die mit den Detektorsystemen, im speziellen dem 2D-Ge(i)- μ -Streifendetektor, gemacht wurden in die Realisierung eines Si(Li)-Detektors mit 32+32 Streifen zur Compton-Polarimetrie bei niedrigeren Energien (ab 60 keV) ein, der gegenwärtig in ersten Experimenten am ESR eingesetzt wird.

Literaturverzeichnis

- [AgA03] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, et al., *Geant4 - A Simulation Toolkit*, NIM A **506**, 250 (2003)
- [Ait72] Aitchison, *Relativistic Quantum Mechanics*, 162, Macmillan (London), 1972
- [ArS05] A.N. Artemyev, V.M. Shabaev, V.A. Yerokhin, G. Plunien, and G. Soff, Phys. Rev. A **71**, 062104 (2005)
- [BeB06] R. Bellazzini, L. Baldini, F. Bitti, et al., *A photoelectric polarimeter for XEUS: a new window in x-ray sky*, Proc. of SPIE **6266** (2006)
- [BeS04] H.F. Beyer, Th. Stöhlker, D. Banas, D. Liesen, D. Protic, K. Beckert, P. Beller, J. Bojowald, F. Bosch, E. Forster, B. Franzke, A. Gumberidze, S. Hagmann, J. Hozzowska, P. Indelicato, O. Klepper, H.-J. Kluge, St. König, Chr. Kozhuharov, X. Ma, B. Manil, I. Mohos, A. Orsic-Muthig, F. Nolden, U. Popp, A. Simionovici, D. Sierpowski, U. Spillmann, Z. Stachura, M. Steck, S. Tachenov, M. Trassinelli, A. Warczak, O. Wehrhan, and E. Ziegler, *FOCAL: X-ray optics for accurate spectroscopy*, Spectrochimica Acta Part B **59**, 1535 (2004)
- [BeS57] H. Bethe and E. Salpeter, *Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Atoms*, Springer-Verlag, Berlin (1957)
- [BlF94] K. Blasche and B. Franzke, *Status report on SIS-ESR*, Proc. 6th Europ. Part. Acc. Conf. (EPAC), London, World Scientific, Singapore (1994)
- [Bos93] F. Bosch, in: *The Physics of electronic and Atomic Collisions*, AIP Conf. Proceed. 295, eds.: T. Andersen, B. Fastrup, F. Folkmann, H. Knudsen, N. Andersen, New York 1993, p. 3.
- [cGSI01] Conceptual Design Report, GSI (2001)
- [ClB97] N. Claytor, A. Belkacem, T. Dinneen, B. Feinberg, H. Gould, Phys. Rev. A **55**, R842 (1997)
- [Coe51] F. Coester, *Principle of Detailed Balance*, Phys. Rev. **84**, 1259 (1951)

- [Eic90] J. Eichler, Phys. Rep. **193**, 165 (1990)
- [EiI02] J. Eichler and A. Ichihara, *Polarization of photons emitted in radiative electron capture by bare high-Z ions*, Phys. Rev. A **65**, 052716 (2002)
- [EiI95] J. Eichler, A. Ichihara, and T. Shirai, *Photon angular distributions from radiative electron capture in relativistic atomic collisions*, Phys. Rev. A **51**, 3027 (1995)
- [EiI98] J. Eichler, A. Ichihara, and T. Shirai, *Alignment caused by photoionization and in radiative electron capture into excited states of hydrogenic high-Z ions*, Phys. Rev. A **58**, 2128 (1998)
- [EiS07] J. Eichler, T. Stöhlker, *Radiative Electron Capture In Relativistic Ion-Atom Collisions And The Photoelectric Effect In Hydrogen-Like High-Z Systems*, Phys. Rep. **439**, 1-2 (2007)
- [ESTAR] ESTAR-Database, NIST
- [FaF05] A. Fasso, A. Ferrari, J. Ranft, and P.R. Sala, *FLUKA: a multi-particle transport code*, CERN-2005-10
- [FaM59] U. Fano, K. McVoy, and J. Albers, *Sauter Theory of the Photoelectric Effect*, Phys. Rev. **116**, 1147 (1959)
- [Fey61] R. Feynman, *Theory of Fundamental Processes*, 125, Benjamin (New York) (1961)
- [FiK04] M. Fischer, N. Kolachevsky, M. Zimmermann, R. Holzwarth, Th. Udem, T. W. Hänsch et al, *New Limits on the Drift of Fundamental Constants from Laboratory Measurements*, Phys. Rev. Lett. **93** 230802 (2004)
- [Fra86] B. Franzke, *Information about ESR Parameters*, GSI-ESR/TN-86-01, GSI Internal Report (1986)
- [Fra87] B. Franzke, NIM B **24/25**, 18 (1987)
- [GoB04] T. Goorley, J. Bull, F. Brown et al, MCNP Monte Carlo Team, X-5, *Release of MCNP5 RSICC 1.30*, LA-UR-04-8086, Los Alamos National Laboratory (2004)
- [Gum03] A. Gumberidze, PHD Thesis Frankfurt University (2003)
- [GuS03] A. Gumberidze, T. Stöhlker, D. Banas, K. Beckert, P. Beller, H. F. Beyer, F. Bosch, X. Cai, S. Hagmann, C. Kozhuharov, D. Liesen, f. Nolden, X. Ma, P. H. Mokler, A. Orsic-Muthig, M. Steck, D. Sierpowski, S. Tashenov, A. Warczak, and Y. Zou, *Electron-Electron Interaction in Strong Electromagnetic Fields: The Two-Electron Contribution to the Ground-State Energy in He-like Uranium*, Phys. Rev. Lett. **92**, 203004 (2003)

- [GuS05] A. Gumberidze, Th. Stöhlker, D. Banas, K. Beckert, P. Beller, H. F. Beyer, F. Bosch, S. Hagmann, C. Kozhuharov, D. Liesen, F. Nolden, X. Ma, P. H. Mokler, M. Steck, D. Sierpowski, and S. Tashenov, *Quantum Electrodynamics in Strong Electric Fields: The Ground-State Lamb Shift in Hydrogenlike Uranium*, Phys. Rev. Lett. **94**, 223001 (2005)
- [Hae95] T. Hänsch, AIP Conference Proceedings **23**, D.J. Wineland, C.E. Wieman, S.J. Smith, Eds, 63 (1995)
- [HaK92] J.A. Halbleib, R.P. Kensek, G.D. Valdez, T.A. Mehlhorn, S.M. Seltzer, M.J. Berger, *ITS Version 3.0: integrated TIGER series of coupled electron/photon Monte Carlo transport codes.*, (1992), Report SAND91-1634, Sandia National Laboratories, USA.
- [Hir97] H. Hirayama, *How to code geometry of EGS4*, KEK Internal 97-9 (1997)
- [HuB02] C. Hutter, M. Babilon, W. Bayer, D. Galaviz, T. Hartmann, P. Mohr, S. Muller, W. Rochow, D. Savran, K. Sonnabend, K. Vogt, S. Volz, and A. Zilges, *Polarization sensitivity of a segmented HPGe detector up to 10 MeV*, NIM A **489**, 247 (2002)
- [Hub82] J. H. Hubbell, *Photon Mass Attenuation and Energy-Absorption Coefficients from 1 keV to 20 MeV*, Int. J. Appl. Radiat. Isot. **33**, 1269 (1982)
- [HuO79] J. H. Hubbell and I. Overbo, *Relativistic Atomic Form Factors and Photon Coherent Scattering Cross Sections*, J. Phys. Chem. Ref. Data **8**, 69 (1979)
- [HuS04] J.H. Hubbell and S.M. Seltzer, *Cross section data for electron positron pair production by photons a status report*, NIM B **213**, 1, (2004)
- [HuV75] J. H. Hubbell, Wm. J. Veigele, E. A. Briggs, R. T. Brown, D. T. Cromer, and R. J. Howerton, *Atomic Form Factors, Incoherent Scattering Functions, and Photon Scattering Cross Sections*, J. Phys. Chem. Ref. Data **4**, 471 (1975)
- [IcS94] A. Ichihara, T. Shirai, and J. Eichler, *Radiative electron capture in relativistic atomic collisions*, Phys. Rev. A **49**, 1875 (1994)
- [InC95] M. Inguscio, F.S. Cataliotti, P. De Natale, G. Giusfredi, F. Martin, F.S. Pavone, AIP Conference Proceedings **23** D.J. Wineland, C.E. Wieman, S.J. Smith, Eds, 81 (1995)
- [InM98] P. Indelicato and P. J. Mohr, Phys. Rev. A. **58**, 165 (1998)
- [Jac75] J. Jackson, *Classical electrodynamics, 2nd ed.*, 682, Wiley (New York) (1975)

- [Jac93] J.D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, Walter de Gruyter, Berlin (Germany), (1993)
- [JaN81] C. Jacoboni, F. Nava, C. Canali, and G. Ottaviani, *Electron drift velocity and diffusivity in germanium*, Phys. Rev. B **24**, 1014 (1981)
- [JuB03] K. Jungmann, G. P. Berg, U. Dammalapati, P. Dendooven, O. Dermois, M. N. Harakeh, R. Hoekstra, R. Morgenstern, A. Rogachevskiy, M. Sanchez-Vega, R. Timmermans, V. Traykov, L. Willmann, and H. W. Wilschut, Phys. Scr. **T104**, 178 (2003)
- [KaN90] P. Kaaret, R. Novick, C. Martin, P. Shaw, T. Hamilton, R. Sunyaev, I. Lapshov, E. Silver, M. Weisskopf, R. Elsner, G. Chanan, E. Costa, G. Manzo, G. Fraser, and G.C. Perola, *The stellar x-ray polarimeter: a focal plane polarimeter for the Spectrum-X-Gamma mission*, Optical Engineering **29**, 773 (1990)
- [KaS06] M. Kajetanowicz, S. Samek, D. Sierpowski, Th. Stoehlker, A. Warczak, and A. Wilk, *Digital processing of Ge-detector signals*, Rad. Phys. Chem. **75**, 1972 (2006)
- [Kis00] L. Kissel, *RTAB: the Rayleigh scattering database*, Rad. Phys. Chem. **59**, 185 (2000)
- [KIK03] O. Klepper and C. Kozhuharov, NIM B **204**, 553 (2003)
- [Kno89] Glenn F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley, (1989)
- [Kra00] A. Kraemer, PHD Thesis Universität Frankfurt (2000)
- [KrJ99] R. Kroeger, W. Johnson, J. Kurfess, and B. Philips, *Gamma ray polarimetry using a position sensitive germanium detector*, NIM A **436**, 165 (1999)
- [LaN01] L.N. Labzowsky, A.V. Nefiodov, G. Plunien, G. Soff, R. Marrus, and D. Liesen, Phys. Rev. A **63**, 054105 (2001)
- [LaR47] W.E. Lamb and R.C. Retherford, Phys. Rev. **72**, 241 (1947)
- [LeD97] F. Lei, A.J. Dean, G.L. Hills, *Compton Polarimetry in Gamma-Ray Astronomy*, Space Science Reviews **82** (1997)
- [Leo97] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, 53, Springer-Verlag, Heidelberg (Germany) (1997)
- [LeS96] W.P. Leemans, R.W. Schoenlein, P. Volfbeyn, et al, *X-Ray Based Sub-picosecond Electron bunch Characterization Using 90° Thomson Scattering*, Phys. Rev. Lett. **77**, 20 (1996)

- [MaN89] N.L. Manakov and A.A. Nakipelov and A.G. Fainstein, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **95**, 1167 (1989)
- [MBS] <http://www-win.gsi.de/daq/>
- [MeA85] W. Meyerhof, R. Anholt, J. eichler, H. Gould, C. Munger, J. Alonso, P. Thieberger, and H. E. Wegner, *Atomic collisions with relativistic heavyions. III. Electron capture*, Phys. Rev. A **32** 3291 (1985)
- [MeD50] F. Metzger and M. Deutsch, *A Study of the Polarization-Direction Correlation of Successive Gamma-Ray Quanta*, Phys. Rev. **78**, 551 (1950)
- [Moh74] P.J. Mohr, Ann. Phys. **88**, 52 (1974)
- [Moh92] P.J. Mohr, Phys. Rev. A **46**, 4421 (1992)
- [MoS93] P.J. Mohr and G. Soff, Phys. Rev. Lett. **70**, 158 (1993)
- [MoS96] P.H. Mokler and T. Stöhlker, Advances in Atomic and Molecular Physics **37**, 297 (1996)
- [NaB95] Y. Namito, S. Ban and H. Hirayama, *Compton scattering of 20 to 40 keV photons*, Phys. Rev. A **51**, 3036 (1995)
- [NaH00a] Y. Namito and H. Hirayama, *Implementation of a General Treatment of Photoelectric-Related Phenomena for Compounds or Mixtures in EGS4 Code*, KEK Internal 2000-3 (2000)
- [NaH00] Y. Namito and H. Hirayama, *LSCAT: Low-Energy Photon-Scattering Expansion for the EGS4 Code*, KEK Internal 2000-4 (2000)
- [NaH05] Y. Namito, H. Hirayama and S. Ban, Proceedings of the Third International Workshop on EGS, KEK Internal 2005-3 (2005)
- [NeH85] W.R. Nelson, J. Hirayama, and D.W.O. Rogers, *The EGS4 Code System*, Stanford Linear Accelerator Center Report **265** (1985)
- [OtC75] G. Ottaviani, C. Canali, A. Alberigi Quaranta, IEEE TNS **NS-22**(1), 192 (1975)
- [PeL93] H. Persson, I. Lindgren, S. Salomonson, and P. Sunnergren, Phys. Rev. A **48**, 2772 (1993)
- [PhK02] B.F. Philips, R.A. Kroeger, J.D. Kurfess, W.N. Johnson, E.A. Wulf, and E.I. Novikova, *Small Animal PET Imaging with Germanium Strip Detectors*, IEEE-MIC (2002)
- [Pot90] H. Poth, Phys. Rep. **196**, 135 (1990)

- [PrH05] D. Protic, E.L. Hull, T. Krings, and K. Vetter, *Large-volume Si(Li) orthogonal-strip detector for Compton-effect-based instruments*, IEEE-TNS **52**, 3181 (2005)
- [PrK03] D. Protic and T. Krings, *Microstructures on Ge detectors with amorphous Ge contacts*, IEEE-TNS **50**, 998 (2003)
- [PrK04] D. Protic and T. Krings, *Detection characteristics of Ge detectors with microstructured amorphous Ge contacts*, IEEE-TNS **51**, 1129 (2004)
- [PrL03] A. Prozorov, L. Labzowsky, D. Liesen, and F. Bosch, *Schemes for radiative polarization of ion beams in storage rings*, Phys. Lett. B **574**, 180 (2003)
- [PrR73] R. Pratt, A. Ron, and H. Tseng *Atomic Photoelectric Effect Above 10 keV*, Revs. Mod. Phys. **45**, 273 (1973)
- [PrR84] D. Protic and G. Riepe, *Thick silicon strip detectors*, NIM **226**, 103 (1984)
- [PrR85] D. Protic and G. Riepe, *Position-sensitive germanium detectors*, IEEE-TNS **NS-32**, 553 (1985)
- [PrS01] D. Protic, T. Stöhlker, H.F. Beyer, J. Bojowald, G. Borchert, A. Gumberidze, A. Hamacher, C. Kozhuharov, X. Ma, I. Mohos, *A micro-strip germanium detector for position sensitive X-ray spectroscopy*, IEEE-TNS **48**, 1048 (2001)
- [ReB97] H. Reich, W. Bourgeois, B. Franzke, A. Kritzer, and V. Varentsov, NIM A **626**, 473 (1997)
- [ReC77] L. Reggiani, C. Canali, F. Nava, and G. Ottaviani, *Hole drift velocity in germanium*, Phys. Rev. B **16**, 2781 (1977)
- [Sca79] M. Scadron, *Advanced Quantum Theory and its application through Feynman Diagrams*, 218, Springer (New York) (1979)
- [Sch94] S. S. Schweber, *QED and the man who made it: Dyson, Feynman, Schwinger, and Tomonaga*, Princeton University Press, Princeton (1994)
- [ScK69] H.W. Schnopper and K. Kalata, *Polarimeter for Celestial X Rays*, Astronom. J. **74**, 854 (1969)
- [Sco73] J. H. Scofield, *Theoretical Photoionization Cross Sections from 1 to 1500 keV*, Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-51326 (1973)
- [SoB03] P. Soffitta, L. Baldini, R. Bellazzini, A. Brez, E. Costa, G. Di Persio, L. Latronico, N. Omodei, L. Pacciani, and G. Spandre, *Techniques and detectors for polarimetry in X-ray astronomy*, NIM A **510**, 170 (2003)

- [SoM88] G. Soff and P.J. Mohr, Phys. Rev. A **38**, 5066 (1988)
- [STR06] SPARC Technical Report, GSI (2006)
- [SpB79] E. Spindler, H.-D. Betz, F. Bell, *Influence of Retardation on the Angular Distribution of Radiative Electron Capture*, Phys. Rev. Lett. **42**, 832 (1979)
- [Spi79] E. Spindler, *PhD Thesis*, München (1979)
- [StB03] Th. Stöhlker, D. Banas, H. Beyer, and A. Gumberidze, Simple Atomic Systems Conference (2003)
- [StB04] M. Steck, P. Beller, K. Beckert, B. Franzke, and F. Nolden, *Electron cooling experiments at the ESR*, NIM A **532**, 357 (2004)
- [StB94] M. Steck, K. Beckert, F. Bosch, H. Eickhoff, B. Franzke, O. Klepper, R. Moshhammer, F. Nolden, P. Spädtke, and Th. Winkler, *Fast and robust equalization: A case study*, Proc. 4th Europ. Part. Accel. Conf. (EPAC), London, World Scientific, Singapore (1994)
- [StG94] T. Stöhlker, H. Geissel, H. Irnich, T. Kandler, C. Kozhuharov, P. Mokler, G. Muenzenberg, F. Nickel, C. Scheidenberger, T. Suzuki, M. Kucharski, A. Warczak, P. Rymuza, Z. Stachura, A. Kriessbach, D. Dauvergne, R. Dunford, J. Eichler, A. Ichihara, and T. Shirai, *L-Subshell Resolved Photon Angular Distribution of Radiative Electron Capture into He-like Uranium*, Phys. Rev. Lett. **73**, 3520 (1994)
- [StK95] T. Stöhlker, C. Kozhuharov, P.H. Mokler, A. Warczak, F. Bosch, H. Geissel, R. Moshhammer, C. Scheidenberger, J. Eichler, A. Ichihara, T. Shirai, Z. Stachura, and P. Rymuza, *Radiative electron capture studied in relativistic heavy-ion - atom collisions*, Phys. Rev. A **51**, 2098 (1995)
- [StL99] T. Stöhlker, T. Ludziejewski, F. Bosch, R.W. Dunford, C. Kozhuharov, P.H. Mokler, H.F. Beyer, O. Brinzaescu, B. Franzke, J. Eichler, A. Griegal, S. Hagmann, A. Ichihara, A. Krämer, J. Lekki, D. Liesen, F. Nolden, H. Reich, P. Rymuza, Z. Stachura, M. Steck, P. Swiat, and A. Warczak, *Angular Distribution Studies for the Time-Reversed Photoionization Process in Hydrogenlike Uranium: The Identification of Spin-Flip Transitions*, Phys. Rev. Lett. **82**, 3232 (1999)
- [StM01] T. Stöhlker, X. Ma, T. Ludziejewski, H. Beyer, F. Bosch, O. Brinzaescu, R.W. Dunford, J. Eichler, S. Hagmann, A. Ichihara, A. Krämer, D. Liesen, P. Mokler, Z. Stachura, P. Swiat, and A. Warczak, *Near-Threshold Photoionization of Hydrogenlike Uranium Studied in Ion-Atom Collisions via the Time-Reversed Process*, Phys. Rev. Lett. **86**, 983 (2001)
- [Sto30] M. Stobbe, Ann. Phys. **7**, 661 (1930)

- [Stu05] , A. Studen, PhD Thesis, University Ljubljana (2005)
- [Sur05] A. Surzhykov, S. Fritzsche, T. Stöhlker, and S. Tashenov, *Application of Radiative Electron Capture for the Diagnostics of Spin-Polarized Ion Beams at Storage Rings*, Phys. Ref. Lett. **94**, 203202 (2005)
- [SuS03] A. Surzhykov, S. Fritzsche, T. Stöhlker, and S. Tachenov, *Polarization studies on the radiative recombination of highly charged bare ions*, Phys.Rev. A **68**, 022710 (2003)
- [Tas05] S. Tashenov, *PHD Thesis Universität Frankfurt* (2005)
- [TaS06] S. Tashenov, Th. Stöhlker, D. Banas, K. Beckert, P. Beller, H. F. Beyer, F. Bosch, S. Fritzsche, A. Gumberidze, S. Hagmann, C. Kozhuharov, T. Krings, D. Liesen, F. Nolden, D. Protic, D. Sierpowski, U. Spillmann, M. Steck, and A. Surzhykov, *First Measurement of the Linear Polarization of Radiative Electron Capture Transitions*, Phys. Rev. Lett. **97**, 223202 (2006)
- [WaH78] K. Wang, A. Hahn, F. Boehm, *Precise measurements of $K\alpha$ x-ray linewidths in Eu, Tm, and Ta*, Phys. Rev. A **17** 5 (1978)
- [WeE90] M.C. Weisskopf, R.F. Elsner, R. Novick, P.E. Kaaret, and E.H. Silver, *Predicted performance of the lithium scattering and graphite crystal polarimeter for the Spectrum-X-Gamma mission*, SPIE **1343**, 457 (1990)
- [WeS06] G. Weber, Th. Stöhlker, D. Banas, S. Fritzsche, A. Gumberidze, S. Hagmann, S. Hess, C. Kozhuharov, M. Nofal, U. Popp, R. Reuschl, U. Spillmann, A. Surzhykov, and S. Trotsenko, *Radiative processes studied for bare uranium ions in collisions with H_2* , J. Phys.: Conf. Ser. HCI 2006, (2006)
- [Wil92] K. Wille, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*, Teubner Verlag, Stuttgart (1992)
- [WoT03] B. Wojtsekhowski, D. Tedeschi, and B. Vlahovic, *A pair polarimeter for linearly polarized high-energy photons*, NIM A **515**, 605 (2003)
- [WuJ01] E.A. Wulf, W.N. Johnson, R.A. Kroeger, J.D. Kurfess, and B.F. Philips, *Depth Measurement in a Strip Detector*, IEEE-TNS (2001)
- [xraxuuse] <http://xray.uu.se/hypertext/EBindEnergies.html>
- [YeI03] V.A. Yerokhin, P. Indelicato, and V.M. Shabaev, Phys. Rev. Lett. **91**, 7 (2003)
- [YeI05] V.A. Yerokhin, P. Indelicato, and V.M. Shabaev, Phys. Rev. A **71**, 040101(R) (2005)

Literaturverzeichnis

[YeS95] V.A. Yerokhin and V.M. Shabaev, Phys. Rev. A **207**, 4 (1995)

[YeS99] V.A. Yerokhin and V.M. Shabaev, Phys. Rev. A **60**, 800 (1999)

Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei all jenen bedanken, die in unterschiedlichster Weise diese Arbeit ermöglicht und unterstützt haben.

Mein besonderer Dank gilt meinem Betreuer Professor Thomas Stöhlker für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe, seine vielfältigen konstruktiven Ideen, Gespräche und die Unterstützung, die zum Gelingen meiner Arbeit beigetragen haben.

Für die Aufnahme in die Abteilung Atomphysik der GSI möchte ich Herrn Professor H.-J. Kluge danken.

Ich danke den Professoren Reinhard Dörner und Horst Schmidt-Böcking, deren Vorlesungen zur Atomphysik mein Interesse an diesem Forschungsgebiet geweckt sowie die Grundlagen für meine Arbeit gelegt haben.

Meinen Kollegen Dr. D. Banas, Dr. H. F. Beyer, Dr. F. Bosch, Dr. C. Brandau, Dr. H. Bräuning, Dr. A. Bräuning-Demian, S. Geyer, Dr. A. Gumberidze, Prof. S. Hagmann, S. Hess, Dr. Chr. Kozhuharov, Dr. A. Kumar, Prof. D. Liesen, N. Lineva, R. Martin, N. Miski-Oglu, Dr. B. O'Rourke, R. Reuschl, Dr. A. Surzykov, Dr. S. Tashenov, Dr. M. Trassinelli, S. Trotsenko, G. Weber und Dr. D. Winters danke ich für das angenehme und freundliche Arbeitsklima und ihre Unterstützung bei Problemen aller Art. A. Bardonnier, W. Enders, D. Racano und H. Wesp danke ich für die technische Unterstützung, sowie Stefanie Lüttges für die Hilfe mit den üblichen kleinen und großen organisatorischen und verwaltungstechnischen Problemen.

Für die Entwicklung neuer Elektronik möchte ich Herrn Dr. E. Badura und Herrn Dr. K. Koch danken. Für die zahlreiche Unterstützung bei der Inbetriebnahme des Datenaufnahmesystems danke ich besonders Herrn Dr. N. Kurz.

Herrn Dr. G. Fehrenbacher möchte ich für die Starthilfe im Umgang mit der Monte-Carlo Software EGS4 danken.

Herrn D. Protić und Th. Krings möchte ich stellvertretend für das Detektorlabor des FZ Jülich für die Entwicklung und den Bau der ortsauflösenden Halbleiterzähler danken. Ebenso wichtig wie das Instrument selbst waren die vielen Diskussionen und umfangreichen Tipps.

Meiner Frau Beate und meinen Kindern Lena und Sarah möchte ich besonders für die seelische und moralische Unterstützung während der Anfertigung dieser Arbeit danken.

Einen besonderes Dankeschön möchte ich an meine Eltern richten, die mich stets unterstützt haben und so mein Studium und die Promotion erst ermöglicht haben.

All diejenigen, die ich trotz intensiven Nachdenkens zu erwähnen vergessen habe, bitte ich um Nachsicht - ihnen danke ich in besonderem Maße.