

INAUGURAL-DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich-Mathematischen
Gesamtfakultät
der Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Renate Märtin
aus Marsberg

Tag der mündlichen Prüfung: 26. 10. 2011

**Röntgenpolarimetrie angewandt
zur Untersuchung der Bremsstrahlung
spinpolarisierter Elektronen**

Gutachter:

**Prof. Dr. Thomas Stöhlker
Dr. Dr. Carsten Müller**

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden die Eigenschaften der linearen Polarisation der Elektron-Kern-Bremsstrahlung untersucht, die in Stößen von polarisierten Elektronen mit Festkörpertargets entsteht. Dazu wurde ein Experiment an der Quelle für polarisierte Elektronen SPIN der TU Darmstadt durchgeführt, bei der Elektronen mit einer kinetischen Energie von 100 keV zur Verfügung standen. Zur Untersuchung der Bremsstrahlung wurden Messreihen sowohl mit unpolarisierten Elektronen wie auch mit transversal und longitudinal spinpolarisierten Elektronenstrahlen vorgenommen. Die in den Stößen der Elektronen mit Gold- und Kohlenstofftargets unterschiedlicher Dicke emittierte Röntgenstrahlung wurde mit einem Si(Li)-Compton-Polarimeter unter zwei verschiedenen Beobachtungswinkeln aufgezeichnet. Dieser neuartige Detektor ermöglichte die Bestimmung sowohl des Grades der linearen Polarisation als auch der Orientierung des Polarisationsvektors der Bremsstrahlungsphotonen für Energien im Bereich zwischen 70 und 100 keV. Den Schwerpunkt der Datenauswertung bildete die Untersuchung des sogenannten Polarisationstransfers von der Spinpolarisation der Elektronen auf die Polarisations-eigenschaften der freiwerdenden Röntgenphotonen. Dieser Transfer spiegelt sich in einer Rotation des Polarisationsvektors der Photonen und in einem erhöhten Grad der linearen Polarisation wider. Beide Effekte konnten bei einer Relativmessung der Bremsstrahlungseigenschaften zwischen den unpolarisierten und den transversal polarisierten Elektronen nachgewiesen werden. Der Vergleich der experimentellen Resultate mit vollständig relativistischen Rechnungen zeigt eine gute qualitative Übereinstimmung.

Abstract

The present thesis reports on the study of the linear polarization properties of bremsstrahlung produced in polarized electron atom collisions. The experimental investigation of bremsstrahlung photons has been performed using the polarized electron source (SPIN) at the TU Darmstadt. Gold and carbon targets were bombarded with 100 keV electrons whose spin was oriented parallel, anti-parallel and transverse with respect of the beam axis. In addition, an unpolarized electron beam was used for a reference measurement. For the detection of the bremsstrahlung photons, a novel Si(Li) Compton polarimeter has been employed at two different observation angles. This detector enabled the determination of the degree of linear polarization as well as the orientation of the polarization vector for various energies of the bremsstrahlung photons. The emphasis of the work was on the so-called polarization transfer where the polarization of the incoming electron spin influences the polarization of the emitted x-rays. This gives rise to an enhanced degree of linear polarization and to a rotation of the photon polarization vector with respect to the unpolarized case. Both effects were observed by comparing data for the unpolarized and the transversely polarized electron beam. The experimental results are in qualitative agreement with fully relativistic calculations.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalische Grundlagen	5
2.1	Polarisationseigenschaften von Röntgenstrahlung	6
2.2	Wechselwirkungen von Röntgenstrahlung mit Materie	8
2.2.1	Photoeffekt	8
2.2.2	Compton-Effekt	9
2.2.3	Paarbildung	11
2.3	Eigenschaften von freien Elektronen	11
2.3.1	Polarisationseigenschaften von freien Elektronen	11
2.3.2	Wechselwirkungsprozesse von Elektronen mit Materie	12
2.4	Elektron-Kern-Bremsstrahlung	16
2.4.1	Totaler und differentieller Wirkungsquerschnitt	19
2.4.2	Polarisationskorrelationen und lineare Polarisation der Bremsstrahlung	21
2.4.3	Bisherige experimentelle Studien der Polarisationskorrelationen	22
3	Compton-Polarimetrie von Röntgenstrahlung	27
3.1	Grundlagen der Compton-Polarimetrie	27
3.2	Eingesetztes Compton-Polarimeter	29
3.3	Rekonstruktion der Compton-Ereignisse und Polarisationsbestimmung	30
4	Polarisierte Elektronenquelle SPIN	33
4.1	Quelle für polarisierte Elektronen	34
4.2	Wien-Filter	36
4.3	Mott-Polarimeter	37
5	Experimenteller Aufbau und Durchführung	39
5.1	Targetkammer	40
5.2	Datenaufnahmesystem	42
5.3	Energiekalibration	43
5.4	Experimentelle Vorbereitungen	44
5.5	Zählrate und zufällige Koinzidenzen	48
5.6	Experimenteller Ablauf	50
6	Auswertung und Datenanalyse	53
6.1	ROI-Gebiet und Ausleuchtung des Kristalls	53
6.2	Korrektur der Energiekalibration	55
6.3	Berücksichtigung der Ladungsteilung	58
6.4	Rekonstruktion der Compton-Ereignisse	59

6.5	Bestimmung der Eigenschaften der linearen Polarisation	61
6.5.1	Detektorcharakterisierung mittels Monte-Carlo-Simulationen . .	62
6.5.2	Beitrag der charakteristischen Strahlung	65
6.5.3	Einfluss von Untergrund durch Streustrahlung	66
6.5.4	Falsche Compton-Ereignisse durch zufällige Koinzidenzen	68
7	Diskussion der Ergebnisse und Vergleich mit Theorie	71
7.1	Berücksichtigung von Targeteffekten	71
7.2	Polarisationstransfer bei Verwendung des Goldtargets	74
7.2.1	Vergleich unpolarisierte und transversal polarisierte Elektronen – Beobachtungswinkel von 130°	76
7.2.2	Vergleich longitudinal und antilongitudinal polarisierte Elektro- nen – Beobachtungswinkel von 130°	82
7.2.3	Vergleich unpolarisierte und transversal polarisierte Elektronen – Beobachtungswinkel von 60°	84
7.3	Polarisation der Bremsstrahlung für unpolarisierte Elektronen	85
7.3.1	Vergleich dünnes und dickes Goldtarget	85
7.3.2	Messungen mit einem Kohlenstofftarget	86
7.4	Abschließende Fehlerbetrachtung	87
8	Zusammenfassung	89
9	Ausblick	93
	Abbildungsverzeichnis	95
	Tabellenverzeichnis	99
	Literaturverzeichnis	101

Kapitel 1

Einleitung

Der Bremsstrahlungsprozess stellt eine der fundamentalen Wechselwirkungen von geladenen Teilchen mit Materie dar. Bremsstrahlung tritt insbesondere bei energiereichen Elektronen auf, welche im Feld von Atomkernen abgelenkt werden und dabei elektromagnetische Strahlung emittieren. Diese Elektron-Kern-Bremsstrahlung, die in der Literatur auch als gewöhnliche („ordinary“) Bremsstrahlung bezeichnet wird [1], ist für zahlreiche technische Anwendungen zur Produktion von Röntgenstrahlung, beispielsweise mittels der Röntgenröhre, von grundlegender Bedeutung. Darüber hinaus liefert dieser Strahlungsprozess wichtige Einblicke in die Struktur und Dynamik atomphysikalischer Vorgänge, welche in der Astro- und Plasmaphysik [2, 3] sowie in der Materialforschung ausgenutzt werden. Dazu ist eine möglichst exakte theoretische Beschreibung des elementaren Prozesses¹ der Bremsstrahlung von großer Bedeutung.

Die Elektron-Kern-Bremsstrahlung wird seit Jahrzehnten experimentell und theoretisch ausführlich studiert [4, 5]. Der Schwerpunkt dieser Untersuchungen lag zunächst auf der Spektral- und Winkelverteilung der Bremsstrahlungsphotonen, wobei die Spinzustände der im Bremsstrahlungsprozess beteiligten Teilchen vernachlässigt wurden. Eine vollständige Beschreibung des Bremsstrahlungsprozesses umfasst jedoch auch die Polarisationskorrelationen, welche die Wechselwirkung zwischen den Polarisationszuständen der Stoßpartner beschreiben. Einen zentralen Aspekt stellen dabei die Polarisations-eigenschaften der Bremsstrahlungsphotonen dar, die nicht nur von dynamischen Eigenschaften des Streuprozesses abhängen, sondern darüber hinaus auf die Spinzustände der involvierten Teilchen sensitiv sind. Dieser „Transfer“ der Polarisations-eigenschaften der Elektronen auf die Eigenschaften der Polarisation der Bremsstrahlungsphotonen wurde bereits Ende der 50er diskutiert [6] und in den 70er Jahren für den Bremsstrahlungsprozess von theoretischer Seite systematisch untersucht [7]. Experimentell zugänglich sind die meisten Polarisationskorrelationen jedoch erst seit der Entwicklung intensiver Quellen für polarisierte Elektronen. So konnte beispielsweise die vorausgesagte Asymmetrie der Bremsstrahlung infolge eines polarisierten einlaufenden Elektrons bestätigt werden [8]. Demgegenüber stand eine experimentelle Untersuchung der Polarisations-eigenschaften der Bremsstrahlung im Fall von polarisierten Elektronenstrahlen noch aus. Kürzlich konnte jedoch an einer Quelle für polarisierte Elektronen eine erste Messung der Polarisationskorrelationen, die die lineare Polarisation der Bremsstrahlung betreffen, durchgeführt werden [9].

Eine solche Untersuchung des Polarisations-transfers von polarisierten Elektronen auf die Polarisations-eigenschaften der Bremsstrahlung ist auch der Hauptgegenstand der

¹„Elementarer Prozess der Bremsstrahlung“ beschreibt den Bremsstrahlungsprozess unter Beachtung aller involvierten Teilchen.

vorliegenden Arbeit. Hierzu wurde ein neuartiges Si(Li)-Compton-Polarimeter eingesetzt, welches sowohl die Bestimmung des linearen Polarisationsgrad als auch der Orientierung des Polarisationsvektors der einfallenden Strahlung ermöglicht. Hierbei wird die Sensitivität des Compton-Streuprozesses auf die Polarisation von elektromagnetischer Strahlung im Röntgenbereich ausgenutzt. Anders als bei den bisher genutzten Techniken dient der hier verwendete segmentierte Halbleiterdetektor sowohl als Streuer als auch Absorber und ermöglicht so u. a. eine wesentlich effizientere Messung der linearen Polarisation im Energiebereich von etwa 60 keV bis 250 keV [10]. In der vorgestellten Messung wurde das Si(Li)-Polarimeter erstmals außerhalb der GSI-Beschleunigeranlage für ein Experiment eingesetzt. An einem Teststand der polarisierten Elektronenquelle des S-DALINAC-Beschleunigers [11] wurden die Polarisationsseigenschaften in Abhängigkeit von der Energie der Bremsstrahlungsphotonen bei unterschiedlichen Spineinstellungen des Elektronstrahls studiert. In früheren Messungen am Speicherring ESR der GSI wurde das Polarimeter bereits mit großem Erfolg eingesetzt [12–14]. Speziell die Untersuchung von nahezu 100 Prozent polarisierter Strahlung, die dem genannten REC-Prozess in hochgeladene Ionen entstammt, demonstrierte die Güte des verwendeten Si(Li)-Polarimeters.

Neben einer genauen Untersuchung des Bremsstrahlungsprozesses bietet die Bestimmung der Polarisationskorrelationen auch die Möglichkeit, ausgehend von der Bremsstrahlung auf die Spinzustände der beteiligten Elektronen zurückzuschließen. Vorge schlagen wurde dies für den Zeitumkehrprozess des Photoeffekts, dem sogenannten radiativen Elektroneneinfang (REC) [15]. Im Hinblick auf die Verwendung von spinpolarisierten Ionenstrahlen, wie sie an der zukünftigen FAIR-Beschleunigeranlage geplant ist, sind effiziente Instrumente zur Diagnose der Polarisationszustände dieser Ionen notwendig [16, 17]. Die Messung der linearen Polarisation der Röntgenphotonen, welche beim Einfang von Elektronen in hochgeladene Ionen entstehen, kann als ein derartiges Diagnoseinstrument verwendet werden. Da zurzeit noch keine polarisierten Ionenstrahlen zur Verfügung stehen, bietet es sich an, Studien an anderen Teilchenstrahlen durchzuführen. Das diskutierte Experiment stellt damit auch eine erste Testmessung für den geplanten Einsatz von Compton-Polarimetern für die Polarimetrie spinpolarisierter Ionenstrahlen dar.

In der vorliegenden Arbeit werden zunächst in Kapitel 2 die für das hier vorgestellte Experiment relevanten physikalischen Grundlagen erörtert. Hierbei nimmt die Beschreibung der linearen Polarisation von Röntgenstrahlung, deren Eigenschaften und deren Beschreibung mithilfe der sogenannten Stokes-Parameter bzw. der entsprechenden experimentellen Observablen eine zentrale Stellung ein. Anschließend wird die Elektron-Kern-Bremsstrahlung erörtert. Diesbezüglich sind, insbesondere im Hinblick auf die lineare Polarisation von Röntgenstrahlung, die theoretischen und experimentellen Untersuchungen zu den sogenannten Polarisationskorrelationen der Bremsstrahlung von besonderem Interesse.

In dem darauf folgenden Kapitel 3 wird die hier eingesetzte Technik der Compton-Polarimetrie zur Polarisationsbestimmung von harter Röntgenstrahlung eingeführt. Neben der Beschreibung des verwendeten Si(Li)-Compton-Polarimeters, wird auch das Prinzip der Rekonstruktion von Compton-Ereignissen und die darauf basierende Analyse zur linearen Polarisation verdeutlicht.

In Kapitel 4 wird die experimentelle Umgebung an dem Teststand der polarisierten Elektronenquelle SPIN beschrieben. An dieser Stelle werden die wichtigsten Kompo-

zenten der Quelle vorgestellt, welche zur Produktion und Diagnostik von polarisierten Elektronenstrahlen notwendig sind.

Kapitel 5 beinhaltet eine Beschreibung des experimentellen Aufbaus und der Durchführung des Experiments. Zum Aufbau gehört u. a. die Beschreibung der neu eingebauten Targetkammer, aber auch das für das Polarimeter eingesetzte Datenaufnahmesystem. Zur Durchführung gehören wichtige Vorbereitungen für die Messung, die notwendig waren, um in der neuen experimentellen Umgebung den Aufbau und die experimentellen Parameter zu optimieren.

Die Auswertung und die dabei notwendigen Schritte der Datenanalyse zur Polarisationsbestimmung werden in Kapitel 6 vorgestellt. Dabei werden auch Monte-Carlo-Simulationen für die notwendige Normierung und zur Bestimmung der Güte des Si(Li)-Detektors vorgestellt.

Nachdem die Vorgehensweise der Analyse dargelegt wurde, werden die Resultate der einzelnen Messreihen präsentiert und mit neuen theoretischen Rechnungen verglichen. Für den aussagekräftigen Vergleich werden zu Beginn von Kapitel 7 Effekte in Festkörpertargets diskutiert und ein Simulationsprogramm zur Behandlung dieser Effekte vorgestellt.

Zur besseren Übersicht wird in Kapitel 8 eine kurze Zusammenfassung der wichtigsten Resultate dieser Arbeit gegeben und deren Bedeutung herausstellt.

Die Arbeit schließt mit einem Ausblick auf mögliche zukünftige Messkampagnen und Experimentideen, die durch diese Arbeit aufgekommen sind.

Kapitel 2

Physikalische Grundlagen

Im folgenden Kapitel werden die physikalischen Hintergründe und Theorien dargestellt, welche die Grundlage für die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente und deren Auswertung sowie deren Interpretation bilden.

Zunächst wird in Abschnitt 2.1 die Beschreibung der Polarisation von Röntgenstrahlung vorgestellt und dabei auf den Formalismus der Stokes-Parameter und auf ihre Verbindung zu den experimentellen Observablen eingegangen.

In Abschnitt 2.2 werden die für das Verständnis der Diagnostik von Röntgenstrahlen relevanten Wechselwirkungsprozesse von Photonen mit Materie erläutert. Darauf folgen in Abschnitt 2.3 die Grundlagen der Polarisationseigenschaften und der Wechselwirkungsprozesse von freien Elektronen. Mit einer kurzen Einführung in die Elektron-Kern-Bremsstrahlung schließt der Abschnitt 2.4 das Kapitel ab. Der Schwerpunkt liegt dabei auf der linearen Polarisation sowie den Polarisationskorrelationen, welche den Schwerpunkt des hier vorgestellten Experiments bilden.

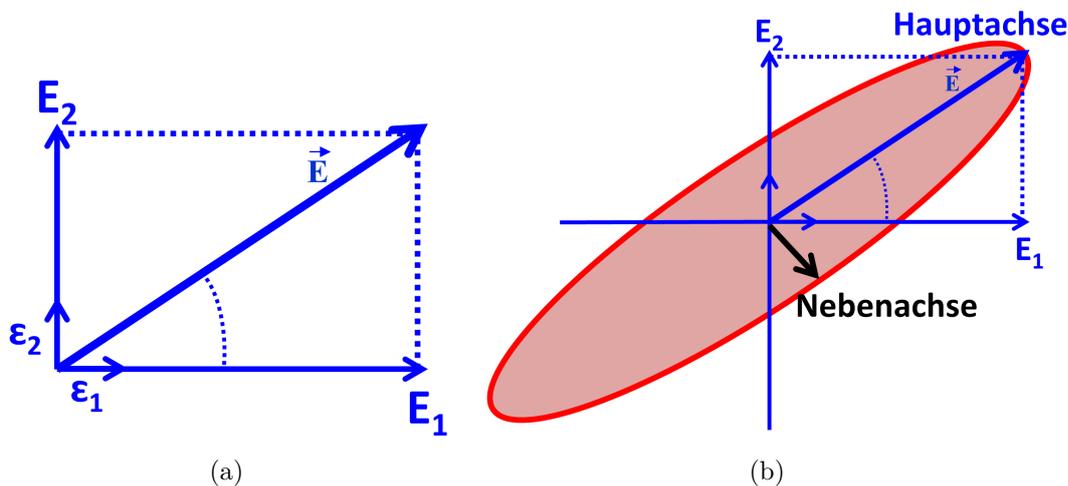


Abbildung 2.1: (a) Darstellung des elektrischen Feldvektors einer linear polarisierten Welle. (b) Darstellung der Polarisationsellipse, die im allgemeinen Fall elliptischer Polarisation durch den zeitlichen Verlauf des elektrischen Feldvektors beschrieben wird. Die Hauptachse hängt von den beiden Stokes-Parametern P_1 und P_2 ab, während die Nebenachse durch die zirkulare Polarisationskomponente, d. h. P_3 gegeben ist.

2.1 Polarisations-eigenschaften von Röntgenstrahlung

Die Polarisation von elektromagnetischer Strahlung wird durch die Ausrichtung und den zeitlichen Verlauf des elektrischen und des magnetischen Feldvektors beschrieben. Elektromagnetische Wellen können eine lineare, zirkulare oder elliptische Polarisation aufweisen, wobei letztere als Überlagerung von linearer und zirkularer Polarisation den allgemeinen Fall darstellt. Bei der linearen Polarisation bleibt die senkrechte Schwingungsrichtung des elektrischen Feldvektors relativ zur Ausbreitungsrichtung des Impulsvektors \mathbf{k} konstant, während der Feldvektor bei der zirkularen und elliptischen Polarisation um die Achse rotiert, die durch \mathbf{k} definiert ist.

Eine linear polarisierte Welle lässt sich als ebene Welle beschreiben [18]:

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = (\epsilon_1 E_1 + \epsilon_2 E_2) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - i\omega t} . \quad (2.1)$$

Hierbei sind ϵ_1 und ϵ_2 die Polarisationsvektoren. Bei linear polarisiertem Licht zeigen die Komponenten des elektrischen Feldvektors stets in Richtung dieser Vektoren, so dass für dessen Betrag $E = \sqrt{E_1^2 + E_2^2}$ gilt (siehe Abb. 2.1 (a)). Für die Beschreibung des Polarisationszustandes eines Photonenstrahls bieten sich die sogenannten Stokes-Parameter an [19, 20]. Die elektrischen Feldstärken gehen in die Komponenten des Stokes-Vektors \mathbf{P} quadratisch ein [18]:

$$\mathbf{P} = \begin{pmatrix} P_0 \\ P_1 \\ P_2 \\ P_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |\epsilon_1 \cdot \mathbf{E}|^2 + |\epsilon_2 \cdot \mathbf{E}|^2 \\ |\epsilon_1 \cdot \mathbf{E}|^2 - |\epsilon_2 \cdot \mathbf{E}|^2 \\ 2 [(|\epsilon_1 \cdot \mathbf{E}|)(|\epsilon_2 \cdot \mathbf{E}|) \cos \Delta\delta] \\ 2 [(|\epsilon_1 \cdot \mathbf{E}|)(|\epsilon_2 \cdot \mathbf{E}|) \sin \Delta\delta] \end{pmatrix} . \quad (2.2)$$

Hierbei sind $\Delta\delta$ die relativen Phasen zwischen den beiden Komponenten des elektrischen Feldes. Die Polarisation kann anschaulich durch die in Abbildung 2.1 (b) dargestellte Polarisationsellipse beschrieben werden. Diese entspricht der Umlaufkurve des Polarisationsvektors in der Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Die Exzentrizität der Ellipse ist durch das Verhältnis der Haupt- und Nebenachse definiert. Die Hauptachse hängt von den Stokes-Parametern P_1 und P_2 und somit von der linearen Polarisation ab. Der Stokes-Parameter P_3 , der die zirkulare Polarisation beschreibt, definiert die Nebenachse. Mithilfe von Intensitätsmessungen I nach dem Durchgang durch verschieden orientierte Polarisationsfilter sind die einzelnen Parameter experimentell zugänglich:

$$\begin{aligned} P_1 &= \frac{I_{0^\circ} - I_{90^\circ}}{I_{0^\circ} + I_{90^\circ}} \\ P_2 &= \frac{I_{45^\circ} - I_{135^\circ}}{I_{45^\circ} + I_{135^\circ}} \\ P_3 &= \frac{I_{\sigma^-} - I_{\sigma^+}}{I_{\sigma^-} + I_{\sigma^+}} . \end{aligned} \quad (2.3)$$

P_0 beschreibt die Gesamtintensität der Strahlung, P_1 beschreibt die Messung der Intensitätsverhältnisse senkrecht und parallel zu einer frei wählbaren, senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Photonen stehenden Achse. P_2 hingegen beschreibt den Fall einer Intensitätsmessung unter einem Winkel von 45° relativ zu dieser Achse. Abbildung 2.2

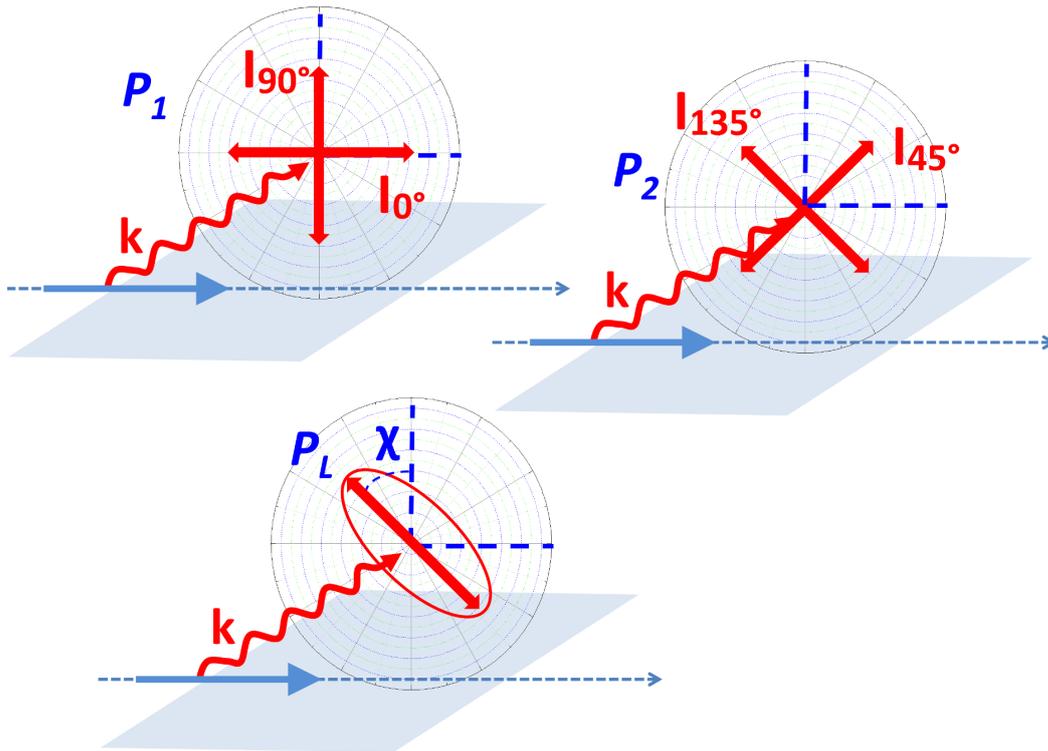


Abbildung 2.2: Bildliche Darstellung der Stokes-Parameter P_1 , P_2 und der Polarisationsellipse mit den Parametern P_L und χ . Bei Strahlung, die in Stoßprozessen frei wird, werden die Stokes-Parameter relativ zur Reaktionsebene definiert, die durch den Impuls des Photons k und des einlaufenden Teilchens aufgespannt wird.

illustriert die beiden Stokes-Parameter, die die lineare Polarisation definieren. Der dritte Stokes-Parameter beschreibt die zirkuläre Polarisation durch die Messung der links- und rechtzirkulären Intensitäten. Entspricht die Orientierung der Filter bei der Messung von P_1 der Richtung der linearen Polarisation, so kann auf die Messung des verschwindenden P_2 verzichtet werden.

Bei der Messung der linearen Polarisation von Röntgenstrahlung mithilfe des hier vorgestellten Compton-Polarimeters (vgl. Abschnitt 3.2) werden lediglich indirekt die einzelnen Stokes-Parameter P_1 und P_2 bestimmt. Die Polarisationsellipse ist in dem hier diskutierten Fall daher auf den Polarisationsvektor reduziert, da die zirkuläre Polarisation mit dem verwendeten Polarimeter nicht zugänglich ist. Aus diesem Grund ist mit der Polarisation von Photonen im Folgenden ausschließlich die lineare Polarisation gemeint.

Die in dieser Arbeit zugänglichen experimentellen Observablen sind der Parameter P_L , der den Grad der linearen Polarisation darstellt, und χ , welche die Verkippung des Vektors relativ zu der festgelegten Ebene wiedergibt (Abb. 2.2). P_L und χ können durch die Stokes-Parameter P_1 und P_2 ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned}
 P_L &= \sqrt{P_1^2 + P_2^2} \\
 \chi &= \frac{1}{2} \arctan \frac{P_2}{P_1} .
 \end{aligned}
 \tag{2.4}$$

Aus den obigen Relationen ergibt sich, dass eine Verkipfung χ von dem Polarisationsvektor nur dann auftritt, wenn der Stokes-Parameter P_2 nicht verschwindet. Zweckmäßig wird die Geometrie des experimentellen Aufbaus entsprechend der Orientierung des Polarisationsvektors gewählt. Bei Stößen von spinpolarisierten Teilchen ist die Ausrichtung der linearen Polarisation der entstehenden Röntgenstrahlung nicht allein von der Reaktionsebene abhängig. Sie ist auch auf die Spinolarisation der beteiligten Stoßpartner sensitiv. Dies ist insbesondere bei der Elektron-Kern-Bremsstrahlung der Fall, welche im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurde (vgl. Abschnitt 2.4.3).

2.2 Wechselwirkungen von Röntgenstrahlung mit Materie

Der Nachweis von Röntgenstrahlung beruht immer auf der Wechselwirkung von Photonen mit Materie. Je nach Wechselwirkungsprozess wird die Energie vollständig oder teilweise im Detektormaterial, z. B. dem Detektorkristall, deponiert. Dies führt zu einer Abschwächung der Strahlintensität der Photonen. Zu diesen Photon-Materie-Wechselwirkungsprozessen gehören die elastische Streuung (Thomson-, Delbrück- und Rayleigh-Streuung), die inelastische Compton-Streuung, die Paarbildung und die Photoabsorption. Für das Verständnis der Röntgendetektion und der Technik der Compton-Polarimetrie werden diese Prozesse im folgenden Abschnitt genauer diskutiert.

2.2.1 Photoeffekt

Beim photoelektrischen Effekt wird die gesamte Energie eines Photons $\hbar\omega$ von einem gebundenen Elektron absorbiert, sodass das Elektron einen energetisch höher liegenden Zustand einnehmen oder sogar den Atomverband verlassen kann und es zur Ionisation kommt. Die Energie E_{kin} des emittierten Elektrons beträgt dann:

$$E_{kin} = \hbar\omega - E_B . \quad (2.5)$$

Dabei ist E_B die Bindungsenergie des Elektrons. Da ein freies Elektron nicht gleichzeitig ein Photon absorbieren und den Impuls erhalten kann, tritt der Photoeffekt nur bei gebundenen Elektronen auf, wobei der Atomkern den Rückstoßimpuls aufnimmt. Der atomare nicht-relativistische Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt kann mithilfe der Bornschen Näherung ermittelt werden. Er skaliert mit der Photonenenergie und der Kernladungszahl Z wie folgt [21]:

$$\sigma_{Photo} \propto \frac{Z^5}{(\hbar\omega)^{7/2}} . \quad (2.6)$$

Dieses Skalierungsverhalten bleibt selbst bei relativistischen Photonenenergien näherungsweise erhalten. Im Bereich der atomaren Bindungsenergien bricht die Näherung zusammen, da der Querschnitt aufgrund von Resonanzbedingungen sprunghaft ansteigt. Ein Beispiel für diese sogenannten Kanten ist in Abbildung 2.3 zu sehen, hier sind die Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Photon-Materie-Prozesse gegen die Photonenenergie aufgetragen. Als Absorbermaterial dient hier, wie auch bei dem verwendeten Polarimeterkristall, Silizium ($Z = 14$).

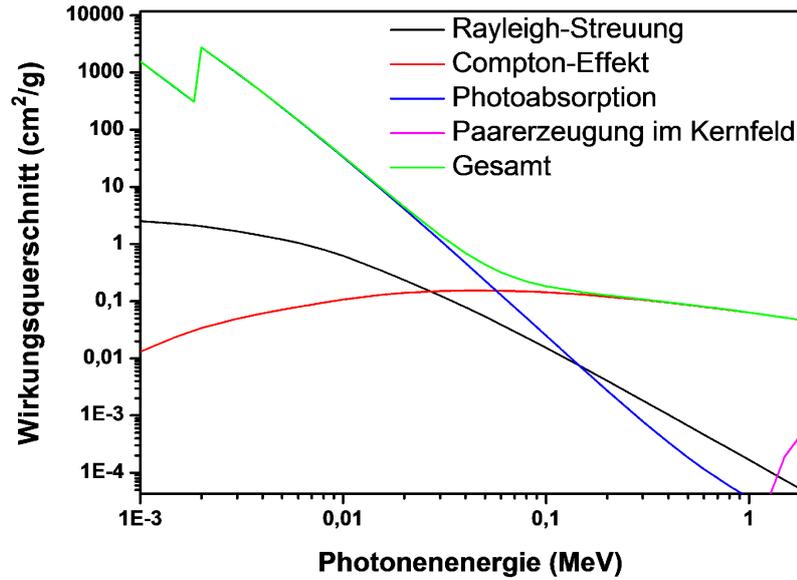


Abbildung 2.3: **Gesamtwirkungsquerschnitt und die einzelnen Wirkungsquerschnitte der Photon-Materie-Wechselwirkungen von Photonen mit Materie gegen die Photonenenergie aufgetragen.** Die Daten sind der XCOM-Datenbank des NIST¹ entnommen [22].

2.2.2 Compton-Effekt

Der Compton-Effekt bezeichnet die inelastische Streuung eines Photons an einem quasi-freien Elektron. A. H. Compton konnte als erster diese Streuung von Röntgenstrahlung an einem Graphitblock beobachten [23]. Der Energieübertrag des gestreuten Photons auf das Elektron ist nur vom Streuwinkel ϑ abhängig und für die Energie $\hbar\omega'$ des gestreuten Photons gilt [24]:

$$\hbar\omega' = \frac{\hbar\omega}{1 + \frac{\hbar\omega}{m_e c^2} (1 - \cos \vartheta)} . \quad (2.7)$$

Aus dieser Formel ergibt sich, dass der maximale Energieübertrag auf das Elektron bei $\vartheta = 180^\circ$ erfolgt, d. h. bei Rückwärtsstreuung. Bei Photonenenergien kleiner der halben Ruhemasse des Elektrons ($\hbar\omega < m_e c^2/2$) ist die Energie des Rückstoßelektrons zudem für alle Streuwinkel jeweils geringer als die des gestreuten Photons. Diese Tatsache ist besonders wichtig für die eindeutige Zuordnung von Rückstoßelektron und gestreutem Photon bei der später beschriebenen Compton-Analyse (siehe Abschnitt 3).

Die quantenelektrodynamische Beschreibung des winkeldifferentiellen Wirkungsquerschnitts für die Compton-Streuung an einem freien Elektron erfolgt durch die Klein-Nishina-Gleichung [25]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_e^2 \left\{ \frac{\hbar\omega'}{\hbar\omega} \right\}^2 \left\{ \frac{\hbar\omega'}{\hbar\omega} + \frac{\hbar\omega}{\hbar\omega'} - 2 \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi \right\} , \quad (2.8)$$

¹National Institute for Standards and Technologies

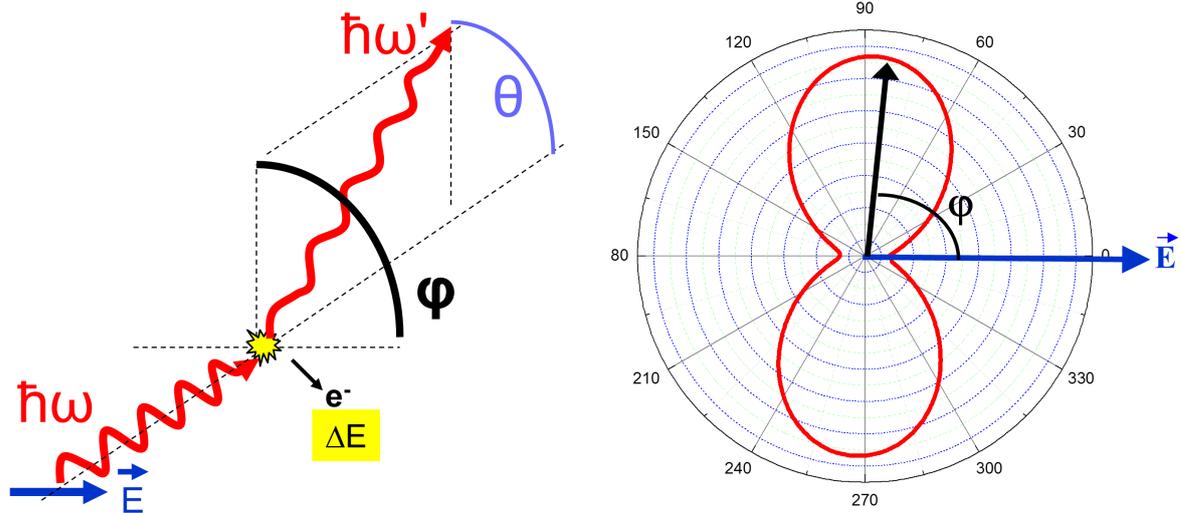


Abbildung 2.4: **Links: Illustration des Compton-Streuprozesses. Ein Photon wird an einem quasifreien Elektron gestreut. Diese Näherung ist gültig, wenn der Energieübertrag ΔE groß gegenüber der atomaren Bindungsenergie des Elektrons ist. Der polare Streuwinkel ϑ bestimmt die Energieaufteilung zwischen Rückstoßelektron und gestreutem Photon und φ beschreibt den azimutalen Streuwinkel relativ zum elektrischen Feldvektor des einfallenden Photons. Rechts: Veranschaulichung der azimutalen Compton-Streuverteilung, welche durch den Klein-Nishina-Querschnitt für $\vartheta = 90^\circ$ beschrieben wird. Je nach Grad der Polarisation ist eine mehr oder weniger starke Anisotropie der Streuverteilung zu erwarten.**

wobei r_e der klassische Elektronenradius ist. Neben der Abhängigkeit vom polaren Streuwinkel ϑ ist auch eine Abhängigkeit vom Azimutwinkel φ zu erkennen, der relativ zum elektrischen Feldvektor des einfallenden Photons definiert ist (vgl. Abb. 2.4). Diese Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts bezüglich des Winkels φ ermöglicht die Ausnutzung des Compton-Effektes für die Polarimetrie von Röntgenstrahlen.

In Abbildung 2.3 ist zu erkennen, dass sich in Silizium der Querschnitt für Compton-Streuung bei Photonenenergien zwischen 50 keV und 100 keV dem für den Photoeffekt nähert. Da in dem eingesetzten Polarimeter sowohl die Streuung als auch der Nachweis der gestreuten Photonen in einem einzigen Kristall erfolgt, ist das Material für den Einsatz zur Polarimetrie gut geeignet. Es stellt in diesem Energiebereich einen Kompromiss zwischen Photoabsorptionseffizienz und Compton-Streueffizienz dar (vgl. Kapitel 3).

Auf elastische Streuprozesse wie die **Thomson-Streuung**, die der klassische Grenzfall der Compton-Streuung ist, und die **Rayleigh-Streuung** soll hier nicht näher eingegangen werden. Wie in Abbildung 2.3 zu erkennen ist, liefern auch diese Prozesse einen deutlichen Beitrag zu dem gesamten Wechselwirkungsquerschnitt, der jedoch mit steigender Photonenenergie stark abfällt. Eine Diskussion der elastischen Streuprozesse und deren Bedeutung für die hier eingesetzte Compton-Polarimetrie findet sich in der Dissertation von U. Spillmann [26].

2.2.3 Paarbildung

Bei ausreichend hohen Photonenenergien, mindestens dem Zweifachen der Ruheenergie des Elektrons ($\hbar\omega \geq 1022 \text{ keV}$), kann es im Feld des Atomkerns zur Paarbildung kommen. Hierbei wandelt sich unter Beachtung der Impulserhaltung ein hochenergetisches Photon in ein Elektron-Positron-Paar um. Da dieser Prozess erst bei Photonenenergien jenseits der MeV-Grenze auftritt, ist dieser Prozess für das in dieser Arbeit präsentierte Experiment nicht von Bedeutung.

2.3 Eigenschaften von freien Elektronen

Im folgenden Abschnitt wird auf die Eigenschaften und Wechselwirkungen von freien Elektronen, d. h. nicht atomar gebundene Elektronen, näher eingegangen. Dabei sollen zunächst die Polarisations-eigenschaften eines Elektronenstrahls, der ein statistisches Ensemble darstellt, näher erläutert werden. In Hinblick auf die hier diskutierte Messung ist es auch notwendig, Prozesse wie die spinabhängige elastische Streuung und den Energieverlust von Elektronen in Materie zu beschreiben. Diese Prozesse sind insbesondere für die Targetdickenabhängigkeit der untersuchten Bremsstrahlungseigenschaften von großer Bedeutung (vgl. Abschnitt 7.1).

Dabei beschränken sich die folgenden Betrachtungen auf die Prozesse, die für die verwendeten experimentellen Parameter, wie die Elektronenenergie von 100 keV, relevant sind.

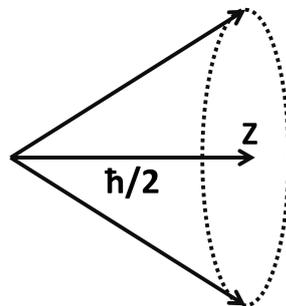


Abbildung 2.5: Veranschaulichung der Projektion des Elektronenspins auf die z-Achse als Vorzugsachse.

2.3.1 Polarisations-eigenschaften von freien Elektronen

Der Eigendrehimpuls des Elektrons, welcher als Spin bezeichnet wird, kann bei einer gewählten Achse (vorzugsweise die z-Richtung) zwei Ausrichtungen annehmen. In Abbildung 2.5 ist die Projektion auf die z-Achse veranschaulicht. Im Fall des Elektronenspins ergeben sich zwei mögliche Projektionszustände mit den Werten $\hbar/2$ oder $-\hbar/2$, die in der Quantenmechanik die beiden Spineigenzustände „spin-up“ und „spin-down“ des Elektrons beschreiben. Die dazugehörige Eigenwertgleichung hat die Form [27]:

$$S_z \begin{pmatrix} |\uparrow\rangle \\ |\downarrow\rangle \end{pmatrix} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} +|\uparrow\rangle \\ -|\downarrow\rangle \end{pmatrix} . \quad (2.9)$$

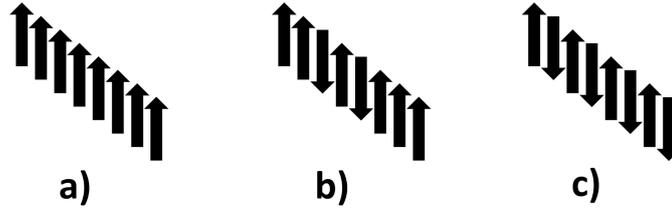


Abbildung 2.6: **Bildliche Darstellungen von Elektronenensembles mit unterschiedlicher Polarisation. a) Vollständig polarisiert, b) partiell polarisiert, c) unpolarisiert.**

Unter einem polarisierten Elektronenstrahl versteht man ein Ensemble von Elektronen, das bevorzugt einen Spinzustand bevölkert. Der Grad der Polarisation des Strahls P bezüglich der Quantisierungsachse ist gegeben durch die Anzahl der Elektronen im Eigenzustand „Spin-Up“ und der im Zustand „Spin-Down“ [28]:

$$P = |\mathbf{P}| = \frac{N \uparrow - N \downarrow}{N \uparrow + N \downarrow} . \quad (2.10)$$

Der Wert von $|\mathbf{P}|$ ($\mathbf{P} = (P_x, P_y, P_z)$) kann zwischen 0 und 1 liegen, was in Abbildung 2.6 veranschaulicht ist. Existiert in einem Teilchenstrahl die gleiche Anzahl von Teilchen mit negativen und positiven Spinprojektionen auf einer gewählten Quantisierungsachse, so spricht man von einem unpolarisierten Strahl mit $|\mathbf{P}| = 0$. Ist eine unterschiedliche Anzahl von Spinausrichtungen vorhanden, handelt es sich um einen partiell polarisierten Strahl ($0 < |\mathbf{P}| < 1$). Ein Strahl ist vollständig polarisiert ($|\mathbf{P}| = 1$), wenn die Spinausrichtung für alle Teilchen identisch ist.

2.3.2 Wechselwirkungsprozesse von Elektronen mit Materie

Energieverlust von Elektronen in Materie

Wie in Abbildung 2.7 dargestellt ist, verlieren Elektronen hauptsächlich über zwei Wechselwirkungsprozesse Energie. Bei den hier relevanten Energien um 100 keV dominiert der Verlust, der durch Stoßanregung und Ionisation des Targetmaterials hervorgerufen wird. Der andere Prozess ist die Emission von Bremsstrahlung, bei der die Elektronen im Coulombfeld der Atomkerne sowie der Elektronen abgebremst werden. Hierbei werden Bremsstrahlungsphotonen emittiert (vgl. Abschnitt 2.4). Der Energieverlust pro Weglänge durch Bremsstrahlung ist abhängig von dem Material sowie der Energie und aufgrund der folgenden Skalierungsgesetze vor allem bei hohen Energien bzw. schweren Absorbermaterialien relevant [21]:

$$-\frac{dE}{dX} \propto Z^2 \quad \text{und} \quad -\frac{dE}{dX} \propto E . \quad (2.11)$$

Bei schweren geladenen Teilchen wird der Verlust von Energie aufgrund von Ionisation und Anregung durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben. Die Behandlung von

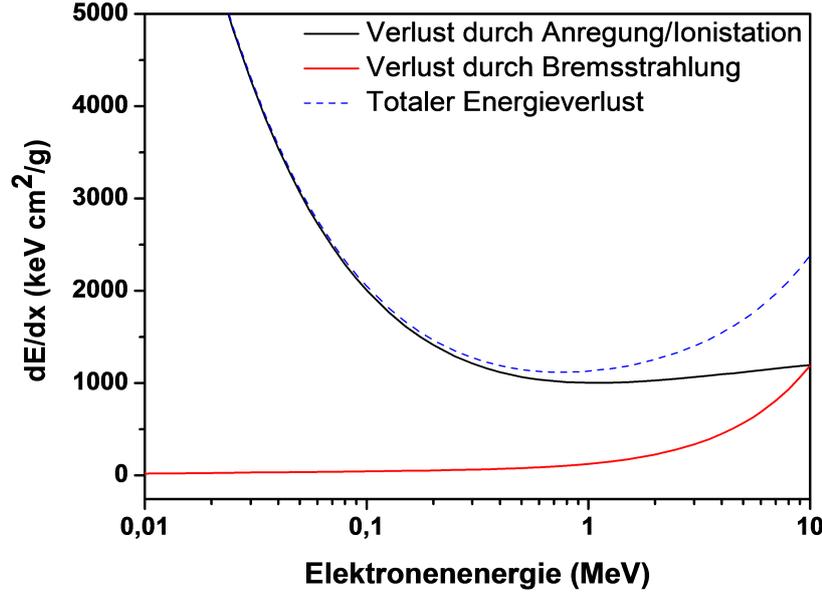


Abbildung 2.7: Energieverlust von Elektronen in Gold als Funktion der kinetischen Energie dargestellt. Im betrachteten Energiebereich stellen die Stoßionisation und die Anregung des Mediums den größten Beitrag. Die Daten wurden der Datenbank ESTAR entnommen [30].

Elektronen erfolgt aufgrund ihrer geringen Masse durch eine angepasste, ähnliche Formel [29]:

$$-\frac{dE}{dX} = \frac{N_A \rho Z}{A} \frac{2\pi e^4}{mv^2} \left\{ \ln \left(\frac{E^2}{I^2} \frac{\gamma + 1}{2} \right) + F(\gamma) - 2\frac{C}{Z} - \delta \right\}. \quad (2.12)$$

Hier sind Z und A die Kernladungs- bzw. Massenzahl und ρ die Massendichte des Materials, in dem das Teilchen abgebremst wird. I ist die mittlere Anregungsenergie, welche empirisch ermittelt wurde und in der Literatur tabelliert ist [30]. Die Masse des Elektrons ist durch m gegeben und dessen Geschwindigkeit mit v . γ ist der relativistische Gammafaktor. Der Korrekturterm $2C/Z$ berücksichtigt, dass die Bethe-Bloch-Formel nur eine Näherung ist, bei der das gebundene Elektron als stationär betrachtet wird. Bei relativistischen Elektronenenergien ist dieser Term vernachlässigbar. δ ist die sogenannte Dichtekorrektur, welche für das hier betrachtete System vernachlässigt werden kann [21]. Die energieabhängige Funktion $F(\gamma)$ unterscheidet man für Positronen und Elektronen und lautet für letztere [29]:

$$F(\gamma) = \frac{1}{\gamma^2} - \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2} \ln 2 + \frac{1}{8} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2. \quad (2.13)$$

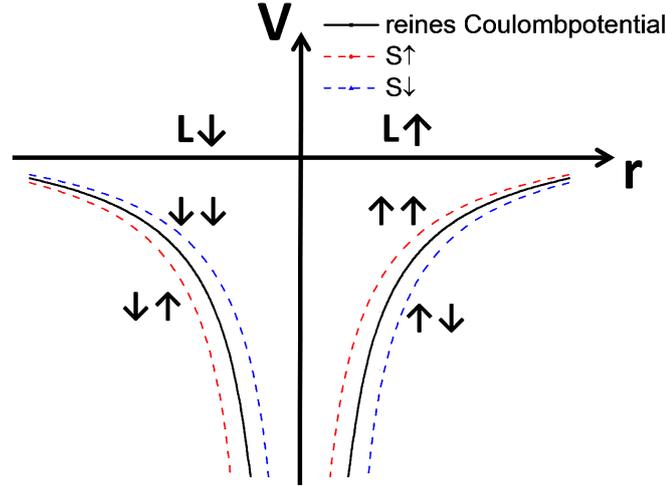


Abbildung 2.8: Potentialverlauf eines reinen Coulombpotentials (schwarze durchgezogene Linie) im Vergleich zu dem Potential unter Berücksichtigung des zusätzlichen Terms der Spin-Orbit-Kopplung bei verschiedenen Spineinstellungen des Elektrons (gestrichelte Linien). Sind Elektronenspin und Drehimpuls kollinear ausgerichtet, so resultiert dies in einem stärkeren Potential. Bei anti-kollinearer Ausrichtung erhält man ein schwächeres Potential.

Mott-Streuung

Die Mott-Streuung ist die elastische Streuung im Coulombfeld des Atomkerns [31]. Im Gegensatz zu der Rutherford-Streuung berücksichtigt die Mott-Streuung den Spin des Elektrons. Die Spin-Bahn-Wechselwirkung führt zu einem zusätzlichen Potentialterm:

$$V_{ls} = F(r) \mathbf{l} \cdot \mathbf{s} . \quad (2.14)$$

Hierbei ist $F(r)$ eine vom Abstand r des Elektrons zum Zentralpotential abhängige Funktion. Je nach Orientierung des Drehimpulses \mathbf{l} zu dem Spin \mathbf{s} wird das Potential größer oder kleiner, was in Abbildung 2.8 illustriert ist. Der resultierende Wirkungsquerschnitt weist folglich eine Links-Rechts-Asymmetrie in der azimuthalen Streuverteilung auf:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \varphi, \mathbf{P}) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \varphi) [1 + \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}} S(\theta, E, Z)] . \quad (2.15)$$

$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \varphi)$ ist der spinunabhängige Streuquerschnitt und $\hat{\mathbf{n}}$ der Normalvektor zur Streuebene. Analog zur Compton-Streuung ist θ der polare und φ der azimuthale Streuwinkel. Von der Polarisation \mathbf{P} der Elektronen geht nur die transversale Komponente ein. $S(\theta, E, Z)$ ist die Asymmetriefunktion, welche auch Sherman-Funktion [32] genannt wird. Diese ist von der Energie der Streuteilchen, dem Streuwinkel und dem Targetmaterial abhängig. In Abbildung 2.9 ist die Asymmetriefunktion für eine Elektronenenergie von 100 keV und Gold als Targetmaterial dargestellt. Gemäß Gleichung 2.15 gibt die Asymmetrie $A(\theta)$ Aufschluss über den Grad der transversalen Polarisation der Elektronen:

$$A(\theta) = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, 90^\circ) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, 270^\circ)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, 90^\circ) + \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, 270^\circ)} = \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R} . \quad (2.16)$$

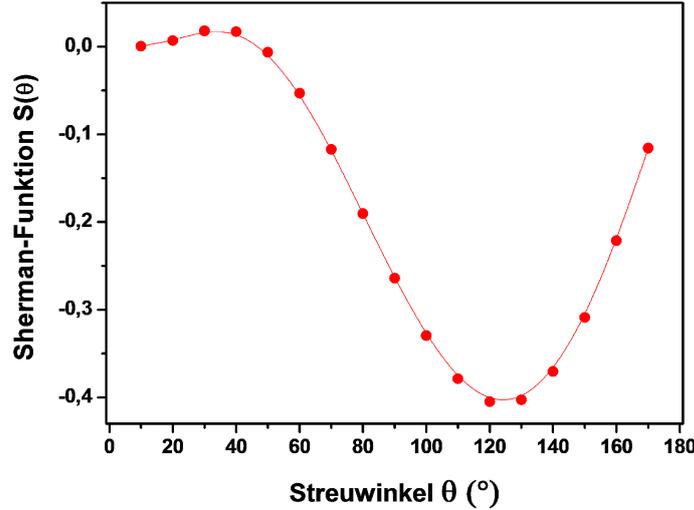


Abbildung 2.9: Die berechnete Sherman-Funktion ist für eine Elektronenenergie von 100 keV und $Z=79$ gegen den Streuwinkel θ aufgetragen [33]. Die Asymmetrie ist für Streuwinkel nahe 120° am stärksten ausgeprägt.

Diese Asymmetrie erhält man durch Messung der Wirkungsquerschnitte bzw. Zählrate (N_R und N_L) der unter einem bestimmten Winkel θ nach links bzw. rechts gestreuten Elektronen. Mit einem Mott-Polarimeter (Abschnitt 4.3) können die Streuintensitäten bestimmt werden, sodass man bei Kenntnis der dazugehörigen Sherman-Funktion den ursprünglichen Polarisationsgrad der Elektronen bestimmen kann [28]:

$$A = \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}} S(\theta, E, Z) . \quad (2.17)$$

Polarisationsänderung durch elastische Streuung

Bei der elastischen Streuung ändert sich durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung in der Regel die Richtung der Elektronenspinorientierung. Wobei man hier einige Sonderfälle unterscheiden kann. Die Polarisation des Elektrons nach der Streuung \mathbf{P}' lässt sich wie folgt beschreiben:

$$\mathbf{P}' = \frac{\{\mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}} + S(\theta, E, Z)\} \hat{\mathbf{n}} + T(\theta, E, Z) \hat{\mathbf{n}} \times (\mathbf{P} \times \hat{\mathbf{n}}) + U(\theta, E, Z) (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{P})}{1 + (\mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}}) S(\theta, E, Z)} \quad (2.18)$$

wobei die Werte $S(\theta, E, Z)$, $U(\theta, E, Z)$ und $T(\theta, E, Z)$ Funktionen der Streuamplituden sind. Diese sind zum Beispiel durch Elektronenstreuexperimente messbar [28]. Wie bereits beschrieben, trägt nur die senkrecht zur Streuebene stehende Polarisationskomponente zur Asymmetrie der Streuung bei. Gestreute Elektronen aus einem ursprünglich unpolarisierten Strahl werden daher eine vom Streuwinkel abhängige partielle Polarisation aufweisen. (Abschnitt 2.3.1). Senkrecht zur Streuebene kann eine Polarisationsänderung proportional zur Sherman-Funktion $S(\theta, E, Z)$ festgestellt werden. Ebenso ändern sich die Polarisation und die Polarisationsausrichtung eines Strahls mit beliebiger Einstellung des Elektronenspins. Bei einem vollständig polarisierten Strahl ($|\mathbf{P}| = 1$) verändert sich der Grad der Polarisation nicht, jedoch findet abhängig von der Streurichtung eine Drehung der Spinorientierung statt.

Møller-Streuung

Die Møller-Streuung [34] bezeichnet die Elektron-Elektron-Streuung, bei der die Elektronen als frei angenommen werden. Ähnlich wie die Mott-Streuung ist auch hier der differentielle Wirkungsquerschnitt von der Spinpolarisation der Stoßpartner abhängig:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{\text{CM}}) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{\text{CM}})_{\text{unpol}} \left[1 + \sum_{ij} a_{ij} P_i P_j^T \right]. \quad (2.19)$$

Dabei bezeichnet $\frac{d\sigma}{d\Omega}_{\text{unpol}}$ den Querschnitt für einen unpolarisierten Elektronenstrahl. P_i ist die Polarisationskomponente der einzelnen Elektronen im einlaufenden Teilchenstrahl, während P_j^T die der Targetelektronen beschreibt. Die Koeffizienten a_{ij} beinhalten die räumliche Asymmetrie der Streuverteilung. Die Møller-Streuung wird für gewöhnlich in Elektronenspeicherringen unter Einsatz eines polarisierten Targets zur Polarisationsanalyse bei hohen Strahlenenergien ($E \gg 1$ MeV) verwendet. Im Gegensatz zu der Mott-Streuung ist sie auch auf die longitudinale Komponente des Spins sensitiv (siehe z. B. [35]). Da in dem vorliegenden Fall ein unpolarisiertes Target verwendet wurde, ist lediglich der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt aus Formel 2.19 relevant, der eine Funktion des Streuwinkels im Schwerpunktsystem ist.

Die oben genannten Wechselwirkungsprozesse (ineleastische Streuung, Anregung bzw. Ionisation und Bremsstrahlung) führen zu dem sogenannten „Energy Straggling“ eines Elektronenstrahls in Materie. Dies bedeutet, dass die Energieverteilung immer breiter wird. Ähnlich verhält es sich mit der räumlichen Verteilung eines Elektronenstrahls, da es u. a. durch die Mott-Streuung zu einer Richtungsänderung der Elektronen kommen kann. Das „Angular Straggling“ führt somit zu einer Aufweitung des Teilchenstrahls [21].

2.4 Elektron-Kern-Bremsstrahlung

Elektron-Bremsstrahlung bezeichnet die Emission eines Photons bei der Streuung eines Elektrons im Coulombfeld eines anderen geladenen Teilchens bzw. eines atomaren Systems. Sie ist einer der fundamentalen Prozesse, anhand welcher die Wechselwirkung von Elektronen und Photonen in dem Feld eines Atoms studiert werden kann. Des Weiteren wird der Bremsstrahlungsprozess in zahlreichen wissenschaftlichen und technischen Anwendungen zur Erzeugung von Röntgenstrahlung genutzt. Man unterscheidet grundsätzlich zwischen Elektron-Kern-Bremsstrahlung und Elektron-Elektron-Bremsstrahlung². Dabei beschreibt die Elektron-Kern-Bremsstrahlung die Streuung von Elektronen an dem statischen (abgeschirmten) Potential des Kerns und die Elektron-Elektron-Bremsstrahlung die Streuung an den Elektronen des atomaren Targets. Da die Elektron-Kern-Bremsstrahlung proportional zu Z_T^2 (Kernladung des Targetmaterials) und die Elektron-Elektron-Bremsstrahlung proportional zu Z_T und damit zu der Anzahl der

²Im niederenergetischen Bereich der Bremsstrahlungsverteilung wird auch das Auftreten der sogenannten Polarisationsbremsstrahlung diskutiert [1]. Diese ist jedoch bei der vorliegenden Arbeit irrelevant.

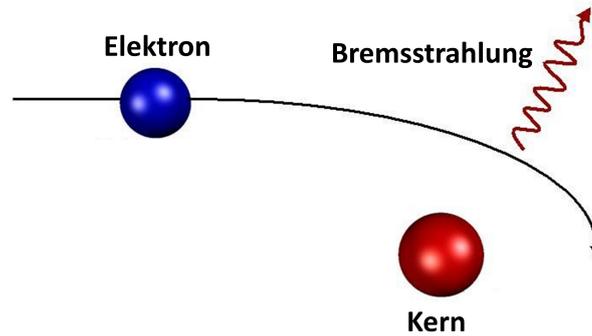


Abbildung 2.10: **Schematische Darstellung der Abbremsung eines Elektrons im Feld eines Atomkerns bei gleichzeitiger Aussendung eines Bremsstrahlungsphotons.**

Targetelektronen ist, kann sie speziell bei schweren Targets, z. B. Gold, vernachlässigt werden [36,37]. Die folgende Beschreibung beschränkt sich auf die Elektron-Kern-Bremsstrahlung. In der klassischen Elektrodynamik wird die Elektron-Kern-Bremsstrahlung durch das Abstrahlen einer elektromagnetischen Welle bei der Beschleunigung eines geladenen Teilchens im Coulombfeld des Kerns beschrieben. In jeder Kollision des Elektrons, die eine Richtungs- und Geschwindigkeitsänderung impliziert, wird Strahlung emittiert. Da der Kern eine sehr viel größere Masse als das Elektron besitzt, ist dessen Rückstoßenergie vernachlässigbar. Es gilt:

$$E_2 = E_1 - E_\gamma . \quad (2.20)$$

Hier sind E_1 und E_2 die Energie des einlaufenden bzw. des gestreuten Elektrons und E_γ ist die Energie des emittierten Photons. Photonen mit der höchsten Energie $E_\gamma = E_1$ entstehen, wenn das Elektron in einem einzigen Stoßprozess vollständig gestoppt wird und seine ganze Energie abgibt.

In der klassischen Betrachtung würde es jedoch kein hochenergetisches Ende, wie es in Abbildung 2.11 exemplarisch dargestellt ist, geben. Stattdessen würde das Energiespektrum asymptotisch gegen Unendlich streben. In der quantenmechanischen Beschreibung sind die meisten Streuprozesse elastisch, daher nicht mehr zwangsläufig mit dem Abstrahlen einer elektromagnetischen Welle verbunden. Dies lässt sich in der Quantenelektrodynamik durch virtuelle Photonen erklären, die jedes einzelne Elektron umgeben. Bei einem Stoß oder bei einer Streuung an einem Atomkern kann unter Umständen eines dieser Photonen emittiert werden, welches dann an das elektromagnetische Feld des Elektrons koppelt. Durch diese Feldkopplung ist die Abstrahlungswahrscheinlichkeit des gestreuten Elektrons proportional zur Feinstrukturkonstante $\alpha \approx 1/137$. Der Bremsstrahlungswirkungsquerschnitt ergibt sich aus dem Produkt von α und dem Querschnitt für die elastische Streuung. Der nicht verschwindende Querschnitt am hochenergetischen Ende des Photonenspektrums entsteht dadurch, dass das einfallende Elektron seine gesamte kinetische Energie verliert und ein Photon gemäß

$$E_{\gamma_{\max}} = h\nu_{\max} = \frac{hc}{\lambda_{\max}} = E_1 \quad (2.21)$$

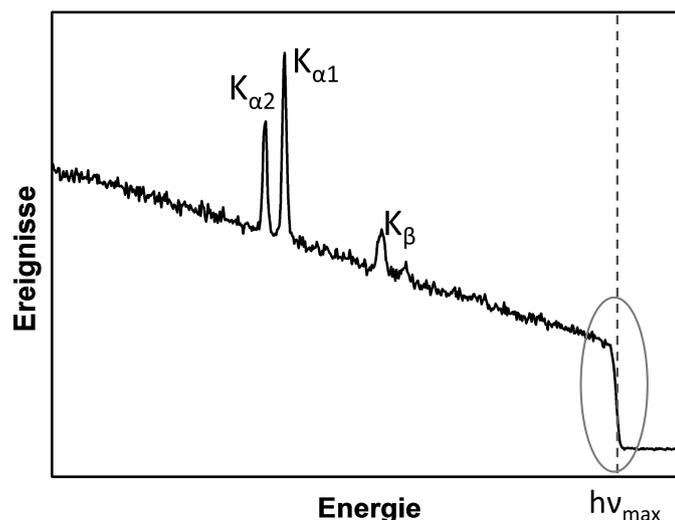


Abbildung 2.11: Beispiel für das hochenergetische Ende (SWL) der Bremsstrahlung $h\nu_{\max}$. Das Spektrum zeigt die Bremsstrahlung und die charakteristischen Übergänge, welche durch den Elektronbeschuss von einem Goldtarget bei einer Energie von 100 keV zu beobachten sind. Es wurde mit einem Standard-Ge(i)-Röntgendetektor unter 60° aufgenommen.

emittiert wird. Der nicht verschwindende Wert am hochenergetischen Ende der Bremsstrahlung, welcher auch als „SWL“³ oder als „Tip Region“ bezeichnet wird, ist daher ein rein quantenmechanisches Phänomen [38].

Abschirmungseffekte

Die Emission von Bremsstrahlung findet in den meisten Fällen nicht in einem reinen Kernpotential, sondern im Feld eines Atoms statt. Die Abschirmung des Kernpotentials, die durch die Ladungsverteilung der atomaren Elektronen hervorgerufen wird, sollte bei der theoretischen Beschreibung berücksichtigt werden⁴. Das sogenannte „Screening“ resultiert in einer geringeren effektiven Ladung und führt in der Regel zu einer Reduzierung des Wirkungsquerschnitts (vgl. Abschnitt 2.4.1). Umgekehrt wird der Grad der linearen Polarisation insbesondere bei schweren Targets dadurch erhöht. Diese Effekte sind aufgrund der größeren Stoßparameter am niederenergetischen Ende des Spektrums am stärksten ausgeprägt. Zur hochenergetischen Seite hin, wo eine große Energieänderung mit einem kleineren mittleren Stoßparameter korrespondiert, sind deutlich geringere Auswirkungen zu erwarten [39]. In der Regel wird die Abschirmung auf Basis der Hartree-Fock-Methode behandelt [40].

³Short Wavelength Limit.

⁴Es ist anzumerken, dass bei den in dieser Arbeit relevanten Energien ein abgeschirmtes statisches Potential betrachtet wird und andere Effekte wie z. B. die Anregung der Targetelektronen vernachlässigt werden können.

2.4.1 Totaler und differentieller Wirkungsquerschnitt

Für theoretische Vorhersagen über den Elektron-Kern-Bremsstrahlungsprozess stellt die Wahrscheinlichkeit, dass ein einlaufendes Elektron bei gleichzeitiger Aussendung des Bremsstrahlungsphotons in einen anderen Kontinuumszustand übergeht, eine wesentliche Größe dar. Dieser Übergang wird zum einen durch die Wechselwirkung des Elektrons mit dem Strahlungsfeld, das zur Photonenemission führt, und zum anderen durch die Wechselwirkung des Elektrons mit dem (abgeschirmten) Coulombpotential des Kerns hervorgerufen. Hierbei kann ersteres nur mithilfe der Störungstheorie behandelt werden, während die Wechselwirkung mit dem atomaren Feld unter Voraussetzung eines punktförmigen Kerns exakt behandelt werden kann. Dafür muss die Dirac-Gleichung für ein Elektron, das sich mit der Energie E in einem Coulombfeld bewegt, gelöst werden [39]:

$$(-i\vec{\alpha} \cdot \nabla + \beta - E - \frac{\alpha Z}{r})\psi(\mathbf{r}) = 0. \quad (2.22)$$

Dabei ist $\frac{\alpha Z}{r}$ der Potentialterm. Die einfachste Methode zur Lösung dieser Gleichung ist in erster Ordnung Störungstheorie (Bornsche Näherung). Hier wird nur der erste nicht verschwindende Term der Entwicklung in αZ berücksichtigt, wobei $\alpha Z \ll 1$ gelten muss:

$$\psi(\mathbf{r}) = \psi_0(\mathbf{r}) + \alpha Z \psi_1(\mathbf{r}) + (\alpha Z)^2 \psi_2(\mathbf{r}) + \dots \quad (2.23)$$

Der erste Term $\psi_0(\mathbf{r})$ wird durch eine ebene Welle beschrieben, während die weiteren Entwicklungsterme eine geringfügige Deformation durch das Kernpotential beinhalten. Unter dieser Annahme kann der dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt für die Energie- und Winkelverteilung der Bremsstrahlung wie folgt berechnet werden [39, 41, 42]:

$$\begin{aligned} \frac{d^3\sigma}{dk d\Omega_k d\Omega_p} = & \frac{\alpha Z^2 r_0^2}{4\pi^2} \frac{p_2}{k p_1 q^4} \left((4E_2^2 - q^2) \frac{p_1^2 \sin^2 \theta_1}{(E_1 - p_1 \cos \theta_1)^2} \right. \\ & + (4E_1^2 - q^2) \frac{p_2^2 \sin^2 \theta_2}{(E_2 - p_2 \cos \theta_2)^2} - (4E_1 E_2 - q^2 + 2k^2) \\ & \left. \times \frac{2p_1 p_2 \sin \theta_1 \sin \Theta \cos \phi}{(E_1 - p_1 \cos \theta_1)(E_2 - p_2 \cos \theta_2)} 2k^2 \frac{p_1^2 \sin^2 \theta_1 + p_2^2 \sin^2 \theta_2}{(E_1 - p_1 \cos \theta_1)(E_2 - p_2 \cos \theta_2)} \right). \end{aligned} \quad (2.24)$$

Hierbei ist k der Impuls des Photons und p_1, p_2 sind die Impulse des ein- und auslaufenden Elektrons mit den dazugehörigen kinetischen Energien E_1 und E_2 . Hier wird nicht das in dieser Arbeit übliche und in Abbildung 2.12 dargestellte Koordinatensystem verwendet, das als z-Achse die Ausbreitungsrichtung des einlaufenden Elektrons definiert. Stattdessen ist in obiger Gleichung aus praktischen Gründen die z-Achse durch die Richtung des Photonenimpulses k bestimmt, sodass θ_1 den Winkel zwischen dem einfallenden Elektron und dem emittierten Photon einschließt und θ_2 den Winkel zwischen gestreutem Elektron und Photon bezeichnet. Der totale Impulsübertrag auf den Kern ist durch $\mathbf{q} = \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2 - \mathbf{k}$ gegeben. Wie bereits oben erwähnt, beruht

diese Näherung darauf, dass sich das ein- sowie das auslaufende Elektron durch eine ebene Welle beschreiben lassen kann. Dadurch wird die Wechselwirkung nur durch Ein-Photon-Austausch beschrieben. Diese ist nur gültig, wenn folgendes Kriterium erfüllt ist:

$$\frac{\alpha Z}{\beta} \ll 1 . \quad (2.25)$$

Dieses Kriterium muss sowohl für das einlaufende als auch für das auslaufende Elektron erfüllt sein. Dies bedeutet, dass die Näherung nur für hohe Energien der Elektronen, leichte Targets und niedrige Energien des emittierten Photons anwendbar ist. Letztere Bedingung begründet, warum die als Bethe-Heitler-Formel bezeichnete Gleichung 2.24 das hochenergetische Ende SWL des Photonenspektrums nicht erklären kann und einen Wirkungsquerschnitt von Null für das SWL vorhersagt. Für eine korrekte Beschreibung müssten weitere Terme der Entwicklung in Gleichung 2.23 um αZ berücksichtigt werden. Das hochfrequente Ende kann korrigiert werden, indem man Formel 2.24 mit dem sogenannten Elwert-Faktor multipliziert. Dieser führt dazu, dass der differentielle Wirkungsquerschnitt am hochfrequenten Ende nicht verschwindet und das niederfrequente Ende unverändert bleibt [38, 43].

Exaktere Berechnungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts beruhen auf Sommerfeld-Maue-Wellenfunktionen bzw. auf vollständig relativistischen Rechnungen. In Kapitel 7 werden die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit mit den zwei Theorien verglichen. Aus diesem Grund werden diese beiden Methoden im Folgenden skizziert. Wie bereits erwähnt, müssen zwei Wechselwirkungen zur Berechnung des Querschnitts behandelt werden. Die eine ist die Wechselwirkung des Elektrons mit dem Strahlungsfeld und die andere die des Elektrons mit dem atomaren Feld. Erstere kann in der QED in niedrigster Ordnung störungstheoretisch behandelt werden, während die Wechselwirkung im atomaren Feld mit einem ungestörten Hamilton-Operator beschrieben werden kann, indem man exakte Lösungen der Dirac-Gleichung verwendet. Im relativistischen Fall sind diese Rechnungen sehr aufwendig, sodass häufig ein genäherter Ansatz mithilfe der Sommerfeld-Maue-Wellenfunktion verwendet wird [38, 44]. Diese Wellenfunktionen sind durch $\psi_{SM} = \psi_0 + \alpha Z \cdot \psi_1$ gegeben. Der Nachteil dieser theoretischen Behandlung ist, dass sie nur für die Spezialfälle für $\alpha Z \ll 1$ oder aber bei genügend hohen Elektronenenergien, d. h. kleinen Streuwinkeln, für alle αZ gültig ist [7, 45]. Im Vergleich zur Bornschen Näherung stellt sie jedoch eine deutliche Verbesserung [46] dar, da sie z. B. endliche Werte am SWL liefert.

Die exakteste Methode zur Berechnung des Bremsstrahlungsquerschnitts ist die sogenannte relativistische Partialwellenentwicklung [39, 47]. Hierbei wird die Bewegung des Elektrons in einem statischen (abgeschirmten) Potential durch einen vollständig relativistischen Ansatz unter Verwendung der Partialwellenentwicklung der Diracschen Kontinuumszustände des einfallenden und auslaufenden Elektrons sowie einer Multipolentwicklung des emittierten Photons beschrieben. Diese Behandlung führt zu einer hohen Anzahl von Entwicklungstermen und ist demzufolge mit hohem numerischen Aufwand verbunden. Sie ist für einen breiten Energiebereich anwendbar, wobei für sehr niedrige Elektronenenergien (≤ 1 keV) keine vernünftigen Ergebnisse mehr zu erwarten sind. Dies gilt ebenso für den niederenergetischen Teil des Photonenspektrums [48], da hier die Beschreibung des energiereichen Zustands des auslaufenden Elektrons eine sehr

hohe Anzahl an Entwicklungstermen erfordert. Daraus folgt, dass sich die Sommerfeld-Maue-Näherung sowie die vollständig relativistische Beschreibung in ihrem Anwendungsbereich ergänzen.

Die ersten präzisen, vollständig relativistischen Rechnungen wurden bereits in der 70er Jahren von Pratt und Tseng durchgeführt [49–52]. Diese Rechnungen beschränkten sich noch auf den einfach und doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt, d. h. ohne Berücksichtigung des gestreuten Elektrons und unter Vernachlässigung der Spinzustände der beteiligten Teilchen. Die komplizierter zu handhabenden Berechnungen des dreifach differentiellen [53–55] Querschnitts unter Berücksichtigung der Polarisatoneigenschaften wurden später durchgeführt. Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt und die dazugehörigen sogenannten Polarisationskorrelationen, welche wichtig für diese Arbeit sind, wurden von Tseng und Pratt ausführlich studiert [50]. Vor kurzem wurden unabhängige, vollständig relativistische Rechnungen von Yerokhin und Surzhykov [56] durchgeführt, die auch den Bereich von höheren Stoßenergien abdecken und im Wesentlichen die bereits durchgeführten Rechnungen von Tseng und Pratt [50] bestätigen.

2.4.2 Polarisationskorrelationen und lineare Polarisation der Bremsstrahlung

Der Bremsstrahlungsprozess wird vollständig durch den dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitt unter Berücksichtigung aller Polarisationskorrelationen beschrieben. Dies erfolgt über folgenden Ausdruck [39]:

$$\frac{d^3\sigma^{pol}}{dk d\Omega_k d\Omega_p} = \frac{d^3\sigma^{unpol}}{dk d\Omega_k d\Omega_p} \left[\frac{1}{4} \sum_{l,m,n=0}^3 C_{lmn} \zeta_l \xi_m \zeta_n \right]. \quad (2.26)$$

Hier beschreibt $\frac{d^3\sigma^{pol}}{dk d\Omega_k d\Omega_p}$ den dreifach differentiellen Querschnitt, bei dem über alle Polarisationszustände der Teilchen gemittelt wird. ζ_l , ζ_n geben die Polarisation des einfallenden bzw. des gestreuten Elektrons an, während ξ_m die Polarisation des gemessenen Photons bezeichnet. Mit C_{lmn} werden die Polarisationskorrelationskoeffizienten bezeichnet, die von der Energie, der Kernladungszahl und von dem Beobachtungswinkel abhängig sind. Die obige theoretische Beschreibung geht auf Tseng und Pratt [50] zurück, jedoch ist es von experimenteller Seite günstiger, anstelle der Korrelationskoeffizienten ξ_m die sogenannten Stokes-Parameter zur Angabe der Polarisatoneigenschaften der Bremsstrahlung zu verwenden (vgl. Abschnitt 2.1). Im Folgenden wird daher die Beschreibung von Yerokhin und Surzhykov [56] aufgegriffen, die wie Tseng und Pratt den doppelt differentiellen Querschnitt betrachten. Dabei wird das gestreute Elektron nicht beobachtet und es werden somit nur die Polarisationskorrelationen zwischen dem einfallenden Elektron und dem emittierten Photon berücksichtigt. Durch die Umbenennung der Parameter und der Indizes sind nun als Ergebnis der Rechnungen die Stokes-Parameter der emittierten Bremsstrahlungsphotonen ($P_1(P_x, P_y, P_z)$, $P_2(P_x, P_y, P_z)$, $P_3(P_x, P_y, P_z)$) und der differentielle Querschnitt ($d\sigma(P_x, P_y, P_z)$) u. a. als Funktion der Polarisation des einfallenden Elektrons (P_x, P_y, P_z) gegeben. Das zur Beschreibung des Bremsstrahlungsprozesses verwendete Koordinatensystem ist im Ruhesystem des Targets definiert und in Abbildung 2.12 dargestellt. Der Impuls des einlaufenden Elektrons \mathbf{p}_1 definiert die z-Achse, somit wird durch den Impuls des Photons

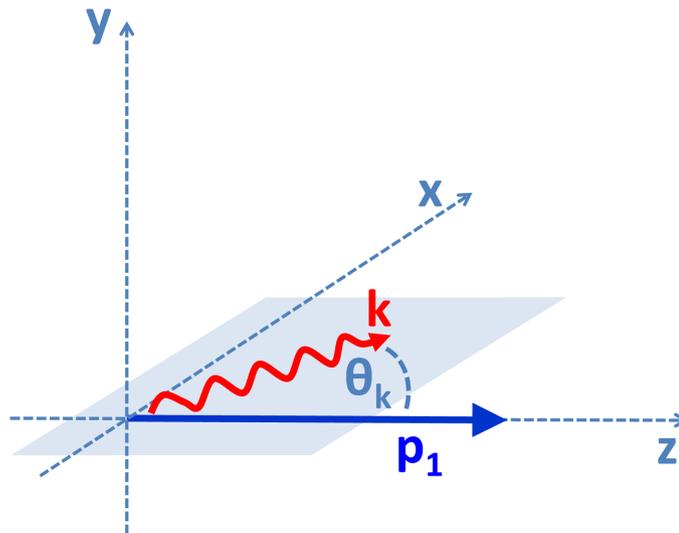


Abbildung 2.12: **Koordinatensystem der Berechnung und Messung des doppelt differentiellen Bremsstrahlungsquerschnitts.** Da das gestreute Elektron nicht betrachtet wird, beschränkt sich das System auf die Reaktionsebene, welche durch den Impuls des einlaufenden Elektrons und des emittierten Photons gegeben ist.

\mathbf{k} die xz -Ebene als Reaktionsebene festgelegt⁵. Da das auslaufende Elektron bei der diskutierten Messung nicht detektiert und somit über alle Streuwinkel integriert wird, kann es in der Beschreibung vernachlässigt werden.

2.4.3 Bisherige experimentelle Studien der Polarisationskorrelationen

Die bestmögliche experimentelle Untersuchung des Bremsstrahlungsprozesses wäre ein vollständiges Experiment, in dem sowohl die Spektral- und Winkelverteilung als auch die Polarisationszustände aller beteiligten Teilchen gemessen werden. Ein derartiges Experiment wurde noch nicht durchgeführt, da die Bestimmung des Spinzustandes des auslaufenden Elektrons sowie des Bremsstrahlungsphotons für die einzelnen Teilchen nicht möglich ist. Stattdessen lässt sich die Polarisation von energiereichen Elektronen- und Photonenstrahlen nur über die Winkelverteilung in Streuprozessen ermitteln. Solche statistischen Verfahren erfordern hohe Teilchenzahlen sowie kollimierte und nahezu monoenergetische Strahlen. Im Fall von koinzidenten Polarisationsmessungen des auslaufenden Elektrons und des emittierten Photons sind die zu erwartenden Zählraten daher extrem niedrig. Zusätzlich sind aufgrund zufälliger Koinzidenzen hohe Untergrundbeiträge zu erwarten.

Jedoch wird der Prozess der Bremsstrahlung schon seit Jahrzehnten ausführlich studiert⁶. Diese Studien beinhalten die Spektralverteilung, energie- und winkelabhängige Querschnitte und Koinzidenzmessungen dieser Querschnitte, bei denen die Richtung

⁵Diese Reaktionsebene ist das von nun an ausschließlich verwendete Koordinatensystem.

⁶Eine ausführliche Übersicht der bereits durchgeführten Messungen und die dazugehörigen Referenzen befinden sich in [4].

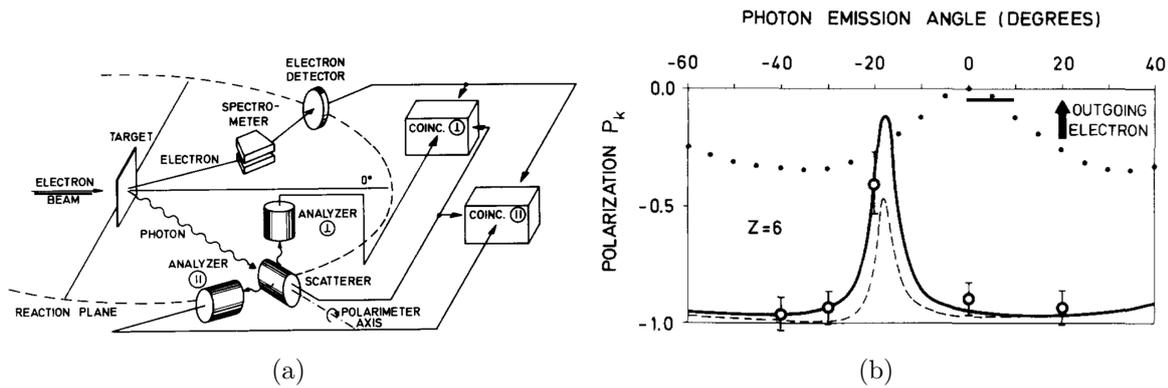


Abbildung 2.13: (a) Zeichnung des experimentellen Aufbaus zur Messung der linearen Polarisation bei Verwendung von unpolarisierten Elektronen mit einer Energie von 300 keV und einem Kohlenstofftarget im Experiment von W. Nakel [57]. Die Bremsstrahlungsfotone wurden mittels eines konventionellen Compton-Polarimeters, bestehend aus einem dedizierten Streudetektor und Absorberdetektoren, für verschiedene Beobachtungswinkel analysiert. Die Richtung des auslaufenden Elektrons konnte mittels einer Koinzidenzmessung zwischen Photonen- und Elektronendetektor festgehalten werden. (b) Lineare Polarisation als Funktion des Beobachtungswinkels für eine feste Richtung (20°) und einer festen Energie (140 keV) des auslaufenden Elektrons. Die durchgezogene Linie zeigt den Vergleich zur Theorie unter Berücksichtigung von experimentellen Korrekturen [4].

des Photons oder des gestreuten Elektrons fest vorgegeben ist. Die Polarisationskorrelationen betreffend sind bisher wenige Messungen durchgeführt worden. Diese werden im Folgenden kurz skizziert.

Polarisations-Polarisations-Korrelation – Lineare Polarisation der Bremsstrahlung für unpolarisierte Elektronen

Bevor Quellen für polarisierte Elektronen zur Verfügung standen, wurden Messungen der linearen Polarisation der Bremsstrahlung, die bei der Kollision von unpolarisierten Elektronen mit einem Festkörpertarget entsteht, durchgeführt. Diese Arbeiten beinhalten auch winkelabhängige Studien der linearen Polarisation, bei denen das auslaufende Elektron in Koinzidenz mit dem Bremsstrahlungsfoton detektiert wurde⁷ [57–59]. Abbildung 2.13 (a) zeigt den dazugehörigen experimentellen Aufbau, bei dem W. Nakel [57] mithilfe der klassischen Compton-Polarimetrie, unter Einsatz von dedizierten Streuer- und Absorberdetektoren (vgl. Kapitel 3), die Winkelabhängigkeit der Polarisation untersucht hat. Die dazugehörige gemessene Winkelverteilung der linearen Polarisation und der Vergleich zu den theoretischen Vorhersagen sind in Abbildung 2.13 (b) dargestellt.

⁷Nach der Beschreibung aus Abschnitt 2.4.2 entspräche dies dem Polarisationskoeffizienten C_{030} oder dem Stokes-Parameter $P_1(0,0,0)$.

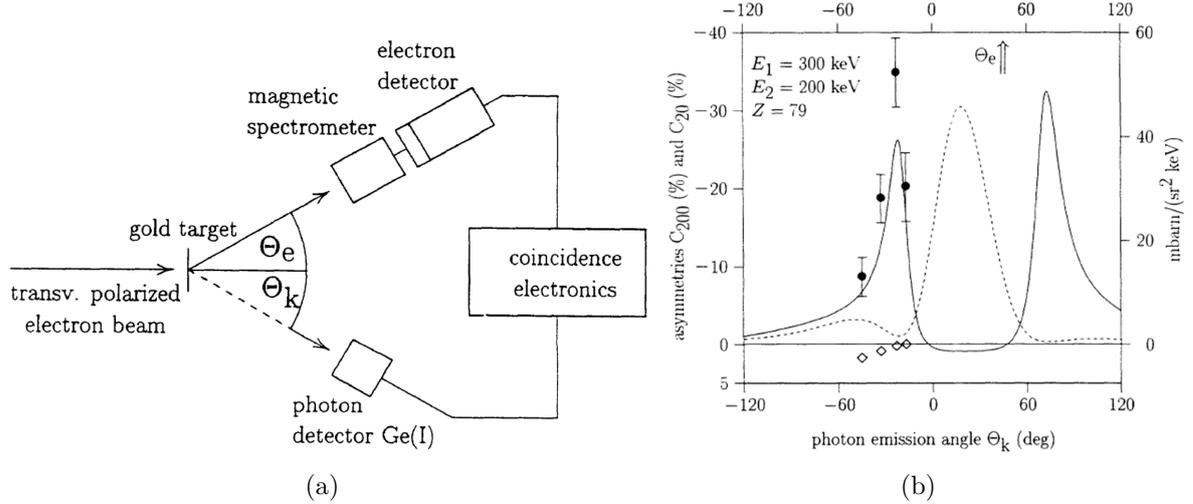


Abbildung 2.14: (a) Skizze des experimentellen Aufbaus zur Messung der Emissionsasymmetrie der Bremsstrahlungsphotonen bei Verwendung eines senkrecht zur Reaktionsebene stehenden Elektronenspins. Die Elektronen hatten eine Energie von 300 keV und die Photonen wurden in Koinzidenz mit dem unter 45° auslaufenden Elektron gemessen. Die Polarisation des Elektronenstrahls ist senkrecht zur Reaktionsebene [8]. (b) Gemessene Emissionsasymmetrie als Funktion des Beobachtungswinkels für eine feste Richtung des auslaufenden Elektrons. Die durchgezogene Linie zeigt die theoretische Emissionsasymmetrie und die gestrichelte den dreifach differentiellen Querschnitt für unpolarisierte Elektronen.

Impuls-Polarisations-Korrelation – Asymmetrie der Bremsstrahlung für polarisierte Elektronen

Das erste Bremsstrahlungsexperiment, das unter Verwendung polarisierter Elektronen durchgeführt wurde, ist die Messung der Asymmetrie der räumlichen Bremsstrahlung, welche bei der Streuung von transversal polarisierten⁸ Elektronen entsteht [59]. Analog zu der Mott-Streuung (vgl. Abschnitt 2.3.2) ergibt sich eine je nach Targetmaterial, Streuwinkel und Energie unterschiedlich stark ausgeprägte azimutale Asymmetrie des differentiellen Querschnitts:

$$d\sigma^{pol} = d\sigma^{unpol} [1 + C_{200} \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}}] . \quad (2.27)$$

Hierbei ist C_{200} (bzw. $d\sigma(0,1,0)$) der Korrelationskoeffizient. Er ist bei bekannter Elektronenpolarisation $|\mathbf{P}|$ durch die unterschiedliche Zählrate der Bremsstrahlungsphotonen N bei entgegengesetzter Spineinstellung gegeben:

$$C_{200} = \frac{N \uparrow - N \downarrow}{N \uparrow + N \downarrow} \cdot \frac{1}{|\mathbf{P}|} . \quad (2.28)$$

Abbildung 2.14 (a) zeigt den experimentellen Aufbau eines Koinzidenzexperimentes zur Messung der Abstrahlungsasymmetrie, wie er in [8] realisiert ist. Abbildung 2.14 (b)

⁸Senkrecht zur Reaktionsebene, die durch das einlaufende Elektron und das emittierte Photon aufgespannt wird, polarisiert.

zeigt die dazugehörigen experimentellen Ergebnisse, die mit unterschiedlichen Theorien verglichen sind.

Polarisations-Polarisations-Korrelation – Orientierung des Polarisationsvektors der Bremsstrahlung für polarisierte Elektronen

Die erste Messung der linearen Polarisation der Bremsstrahlung für den Fall von polarisierten Elektronen wurde kürzlich von S. Tashenov durchgeführt [9]. An der polarisierten Elektronenquelle der TU Darmstadt (vgl. Kapitel 4), an welcher kurz darauf auch das in dieser Arbeit diskutierte Experiment durchgeführt wurde, untersuchte er die Bremsstrahlungscharakteristik in Hinblick auf die Orientierung der Polarisationsachse bei Verwendung eines longitudinal und transversal polarisierten Elektronenstrahls (vgl. Abschnitt 2.1). Den Schwerpunkt der Untersuchung bildete die Messung der Verkipfung des Polarisationsvektors⁹ und nicht die Messung des Grades der linearen Polarisation für verschiedene Photonenenergien.

Der hier auftretende sogenannte Polarisationstransfer zwischen den Polarisationseigenschaften des einfallenden Elektrons und des emittierten Photons wurde schon um 1960 am Beispiel des photoelektrischen Effekts sowie der Bremsstrahlung theoretisch diskutiert [60, 61]. Kürzlich wurde außerdem für den Umkehrprozess des Photoeffekts, der als radiativer Elektroneneinfang (REC) bezeichnet wird [62], die Abhängigkeit der Photonenpolarisation von der Polarisation des Projektils untersucht und als mögliches Diagnoseinstrument für spinpolarisierte Ionenstrahlen diskutiert [15]. Allgemein ist für den Fall einer nicht verschwindenden Spinpolarisation der Stoßpartner eine Rotation χ des Polarisationsvektors relativ zur Reaktionsebene sowie eine erhöhte lineare Polarisation P_L der emittierten Photonen zu erwarten. Dagegen ist für unpolarisierte Projektil- und Targetsysteme, sowohl für den REC-Prozess als auch für die Elektron-Kern-Bremsstrahlung, der Stokes-Parameter P_2 gleich Null, sodass die lineare Polarisation allein durch P_1 bestimmt wird [56, 63]. Dieser Parameter ist bei einer verschwindenden Spinpolarisation allein durch die Kernladung des Targets Z , der Energie des Projektils E und den Beobachtungswinkel θ gegeben.

Die Messung der linearen Polarisation von polarisierten Elektronen ist nicht nur in Hinsicht auf den elementaren Prozess der Bremsstrahlung relevant. Wie bereits in Abschnitt 2.1 diskutiert, ermöglichen Messungen dieser Art die Erprobung und Charakterisierung von Diagnosetechniken für die zukünftige Verwendung von spinpolarisierten Ionenstrahlen in Speicherringen (FAIR) [64, 65].

In der hier präsentierten Arbeit wurde ein neuartiges Compton-Polarimeter zur Untersuchung der Bremsstrahlung von spinpolarisierten Elektronen eingesetzt. Das Polarimeter ist im Rahmen der SPARC-Kollaboration entwickelt worden und diese Art von Detektor soll zukünftig u. a. zur Diagnose von spinpolarisierten Ionenstrahlen bei der geplanten FAIR-Beschleunigeranlage eingesetzt werden [16, 17]. Ähnlich wie in der Messung von S. Tashenov wurden Bremsstrahlungsmessungen mit longitudinal und transversal polarisierten Elektronen durchgeführt. Jedoch wurde in der vorliegenden Arbeit der Grad der linearen Polarisation sowie die Verkipfung der Polarisationsachse für Photonenenergien zwischen 71 und 100 keV gemessen. Wie aus der Beschreibung

⁹Für eine ausführliche Darstellung sei auf [9] verwiesen.

der Stokes-Parameter (Abschnitt 2.1) hervorgeht, bietet diese Messung die Möglichkeit die beiden Parameter P_1 und P_2 ¹⁰ zu untersuchen. Darüber hinaus kann mithilfe der Bestimmung des Parameters P_2 auf den zugrunde liegenden Grad der Elektronenpolarisation geschlossen werden und so der mögliche Einsatz und die Güte des 2D-Compton-Polarimeters für Zwecke der Diagnose polarisierter Teilchenstrahlen untersucht werden.

¹⁰Genauer: $P_1(1,0,0)$ und $P_1(0,0,1)$ bzw. $P_2(1,0,0)$ und $P_2(0,0,1)$, welche den Korrelationen C_{13} und C_{33} bzw. $-C_{11}$ und C_{31} entsprechen.

Kapitel 3

Compton-Polarimetrie von Röntgenstrahlung

Je nach Energiebereich verwendet man unterschiedliche Techniken, um die Polarisation von Röntgenstrahlung zu bestimmen. Im niederenergetischen Röntgenbereich von etwa 1 bis 10 keV kann beispielsweise die Bragg- oder Thomson-Streuung für die Polarisationsmessung verwendet werden. Bei sehr hohen Energien oberhalb einiger MeV kann die Sensitivität des Paarbildungsprozesses (vgl. Abschnitt 2.2.3) auf die Photonenpolarisation ausgenutzt werden. Im Energiebereich zwischen 50 keV und einigen MeV bietet sich dagegen der Compton-Prozess für Polarisationsmessungen an.

Im folgenden Kapitel wird die Compton-Polarimetrie unter Einsatz eines neuartigen Si(Li)-Polarimeters erläutert. Die hierbei relevanten physikalischen Grundlagen, wie die Wechselwirkung von Photonen mit Materie und der Compton-Streuprozess, wurden bereits im vorangegangenen Abschnitt 2.2 dargestellt. Die folgende Diskussion beschränkt sich auf die für das durchgeführte Experiment relevanten Aspekte der Polarisationsmessungen. Detaillierte Informationen über die Entwicklung der Compton-Polarimetrie von Röntgenstrahlung im Energiebereich von 50 bis mehreren 100 keV mithilfe von segmentierten Halbleiterdetektoren finden sich in [26, 66–68]. Weitere technische Details und physikalischen Aspekte bezüglich des Si(Li)-Polarimeters sind in [10, 12, 13, 69, 70] dargestellt. Diese Referenzen behandeln auch die ersten mit dem Si(Li)-Polarimeter durchgeführten Messungen der linearen Polarisation von Röntgenstrahlung am ESR-Speicherring der GSI.

3.1 Grundlagen der Compton-Polarimetrie

Für die Compton-Polarimetrie nutzt man aus, dass der winkeldifferentielle Compton-Streuquerschnitt sensitiv bezüglich der Orientierung des elektrischen Feldvektors der einfallenden Photonen ist (vgl. Abschnitt 2.2.2). Die Anisotropie der Klein-Nishina-Verteilung gibt somit Auskunft über den Grad der linearen Polarisation P_L und zusätzlich, bei einer passenden geometrischen Anordnung, auch über die Ausrichtung des Polarisationsvektors. Demzufolge ist es möglich, sowohl den Stokes-Parameter P_1 als auch den Parameter P_2 zu bestimmen (vgl. Abschnitt 2.1). Da diese Technik der Polarisationsbestimmung auf der Messung einer Wahrscheinlichkeitsverteilung beruht,

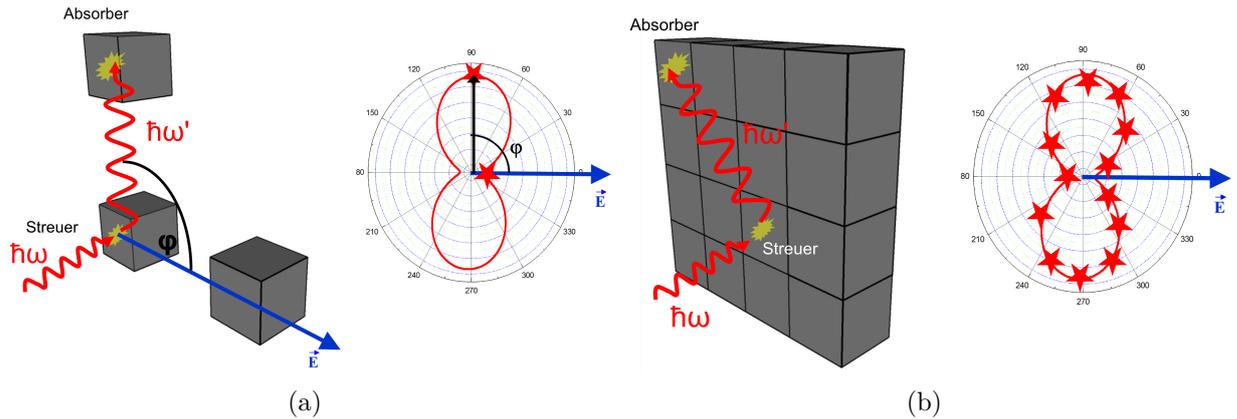


Abbildung 3.1: (a) **Konzept eines einfachen Compton-Polarimeters mit dedizierten Streu- und Absorberdetektoren.** (b) **Konzept eines effizienten Compton-Polarimeters, bei dem jeder Detektor als Streuer und Absorber dienen kann.**

unterscheidet sie sich von Polarisationsfiltern im optischen Bereich, die den Polarisationsnachweis von Einzelphotonen ermöglichen. Die Compton-Polarimetrie gibt daher lediglich Auskunft über die mittleren Polarisations-eigenschaften einer großen Zahl einfallender Photonen. Bei Einsatz von energiedispersiven Detektorsystemen, wie sie in dieser Arbeit verwendet wurden, ist zudem eine energieaufgelöste Polarisationsanalyse der einfallenden Röntgenstrahlung möglich.

Ein klassisches Compton-Polarimeter, wie es bereits 1950 realisiert wurde [71], besteht aus einem festen Streu- sowie aus einem oder mehreren Absorberdetektoren. Wenn die Orientierung des elektrischen Feldvektors bekannt ist, kann wie in Abbildung 3.1 (a) dargestellt, senkrecht und parallel dazu, bei einem festen polaren Streuwinkel ϑ , die Anisotropie der azimuthalen Streuerverteilung unter zwei Azimutwinkeln φ rekonstruiert werden. Im Bild der Stokes-Parameter würde dies einer Messung von P_1 entsprechen (vgl. Gleichung 2.3). Die Differenz der Anzahl der Photonen, die senkrecht und parallel zur Polarisationsrichtung gestreut wurden, gibt Auskunft über die Modulation M :

$$M(\vartheta = \text{konst.}) = \frac{I_{90^\circ} - I_{0^\circ}}{I_{90^\circ} + I_{0^\circ}}. \quad (3.1)$$

Der Modulationsfaktor ist proportional zur Polarisation und würde für ein ideales Polarimeter dem Polarisationsgrad entsprechen. Er dient deshalb als Gütefaktor für das Polarimeter. Da die azimuthale Asymmetrie der Klein-Nishina-Verteilung (siehe Gleichung 2.8) vom Streuwinkel ϑ abhängt, sollte darauf geachtet werden, dass ein polarer Streuwinkel gewählt wird, der in einer maximalen Modulation bzw. einem maximalen Kontrast der gemessenen Intensität resultiert. Für den hier betrachteten Energiebereich in der Größenordnung von 100 keV ist ein Streuwinkel von $\vartheta \approx 90^\circ$ die beste Wahl [10]. Der diskutierte Aufbau aus separatem Streuer und Absorber hat deutliche Nachteile. Wenn die Orientierung des Polarisationsvektors nicht bekannt ist, muss mindestens an vier Positionen ein Absorberdetektor positioniert werden, um über die Bestimmung von P_1 und P_2 eine Messung des Polarisationsgrades P_L zu ermöglichen (vgl. Abb. 2.2). Geo-

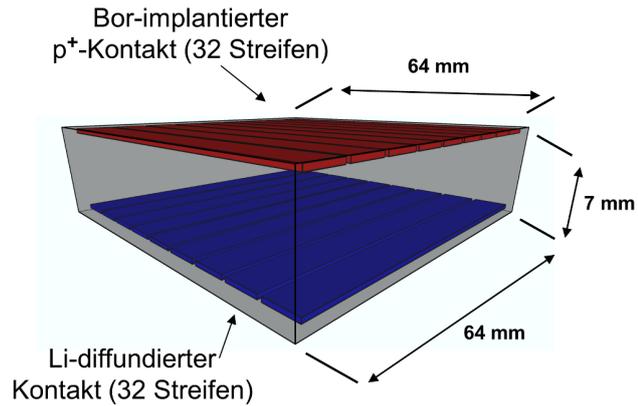
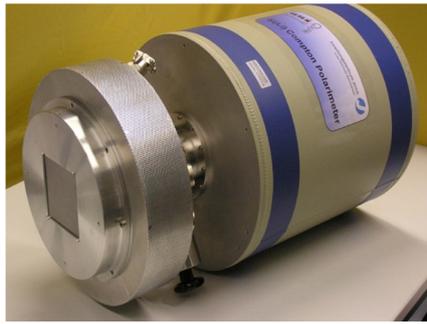


Abbildung 3.2: Links: Foto des Si(Li)-Compton-Polarimeters mit Detektorkopf und Dewargefäß. Rechts: Skizze des beidseitig segmentierten Detektorkristalls.

metrisch ist man auf feste Streuwinkel beschränkt und hat eine sehr geringe Effizienz, da nur ein geringer Ausschnitt der Streuverteilung durch Absorberdetektoren abdeckt wird. Ein deutlich effizienterer Aufbau, bei dem die gesamte Streuverteilung rekonstruiert werden kann, ist eine Anordnung von Detektoren, wie sie in Abbildung 3.1 (b) dargestellt ist. Besitzen diese Detektoren zudem eine hinreichend hohe Energie- und Zeitaufösung, so kann der Raumwinkel stark vergrößert werden, da jeder Detektor zugleich als Streuer und Absorber fungiert. Zusätzlich ist bei Photonenenergien unterhalb der halben Elektronenruhemasse eine eindeutige Unterscheidung zwischen dem Rückstoßelektron und dem gestreuten Photon möglich (vgl. Gleichung 2.7). Bei Polarimetern mit Energieauflösung lässt sich deshalb die Position des einfallenden Photons ermitteln, sofern diese nicht aufgrund des Einsatzes eines dedizierten Streudetektors bereits eindeutig bestimmt ist. Dies ist beispielsweise für die Doppler-Korrektur bei bewegten Röntgenquellen von großem Nutzen [12, 70].

3.2 Eingesetztes Compton-Polarimeter

Der in dieser Arbeit verwendete Detektor ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Es handelt sich dabei um einen Silizium-Halbleiterdetektor, der in einer Zusammenarbeit zwischen der Firma Semikon in Jülich und der Atomphysikabteilung der GSI entwickelt wurde [26, 72, 73]. Der aktive Bereich des Kristalls umfasst eine Fläche von $6,4\text{ cm} \times 6,4\text{ cm}$ und ist 7 mm dick. Die Verwendung von Lithium-gedriftetem Silizium bietet einen guten Kompromiss zwischen Photoabsorption und Compton-Streueffizienz in einem Energiebereich um 100 keV (vgl. Abschnitt 2.2.2). Vorder- und Rückseite des Kristalls sind in je 32 Streifen mit einer Streifenbreite von jeweils 2 mm segmentiert. Diese Streifen sind senkrecht zueinander orientiert, sodass sie eine Struktur mit 1024 Pseudopixeln bilden und demzufolge eine zweidimensionale Ortsbestimmung ermöglichen. Jedes Segment bietet eine Energieauflösung von ca. 2,5 keV bei einer Energie von 60 keV der einfallenden Photonen und eine Zeitaufösung von weniger als 100 ns. Jeder dieser Streifen wird separat von einer eigenen Elektronik ausgelesen und fungiert wie ein einzelner, unabhängiger Detektor.

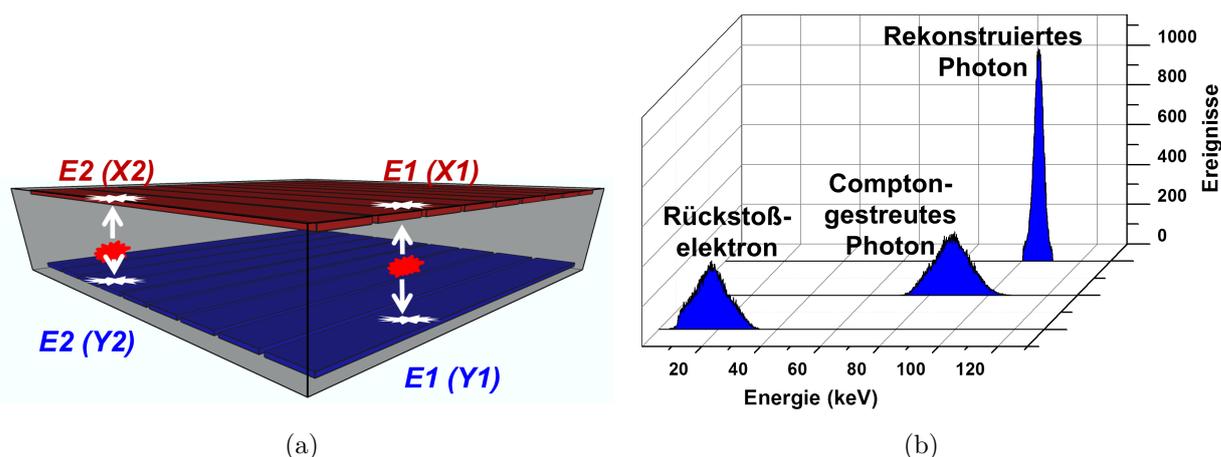


Abbildung 3.3: (a) Skizze der koinzidenten Signale auf der Kristallvorder- und -rückseite, die im Fall von Compton-Streuung jeweils dem Rückstoßelektron und dem gestreuten Photon zugeschrieben werden können. (b) Darstellung der Energieverteilung der detektierten Rückstoßelektronen und der gestreuten Photonen. Die Summenenergie liefert die Energie des einfallenden Photons. Dieses Beispiel ist der Arbeit von S. Hess entnommen [12].

3.3 Rekonstruktion der Compton-Ereignisse und Polarisationsbestimmung

Die Eigenschaften des Si(Li)-Compton-Polarimeters ermöglichen die Rekonstruktion der Streuverteilung unabhängig von der Orientierung des elektrischen Feldvektors der Photonen. Der dem Polarimeter zugängliche Energiebereich liegt ungefähr zwischen 60 und 250 keV. Dabei wird die untere Grenze durch die Minimalenergie der Rückstoßelektronen, welche oberhalb des elektronischen Rauschlevels von etwa 7 keV liegen muss, bestimmt. Die obere Grenze folgt aus der abnehmenden Absorptionseffizienz des Detektormaterials bei hohen Photonenenergien. Im folgenden Abschnitt wird das Verfahren zur Identifikation der Compton-Ereignisse und die anschließende Rekonstruktion der ursprünglichen Photonenpolarisation skizziert.

Wird ein auf den Detektor treffendes Röntgenphoton zunächst innerhalb des Kristalls gestreut und anschließend an einer anderen Stelle im Kristall gestoppt, ist es möglich das Compton-Ereignis von anderen Ereignissen (z. B. sofortige Photoabsorption) zu unterscheiden. Zur Rekonstruktion sind Bedingungen festzulegen, die möglichst nur von Compton-gestreuten Photonen und dem dazugehörigen Rückstoßelektron erfüllt werden können.

Zunächst wird untersucht, ob im Detektor koinzident jeweils zwei Streifen auf Vorder- und Rückseite Signale oberhalb der Rauschschwelle detektiert haben. Dabei sollten die Energien auf Vorder- und Rückseitenstreifen innerhalb des Auflösungsvermögens des Detektors weitgehend übereinstimmen. Diese Forderung der sogenannten Multiplizität 2, die in Abbildung 3.3 (a) veranschaulicht ist, bedeutet, dass auf Vorder- und Rückseite jeweils zwei Ereignisse oberhalb des Rauschlevels detektiert wurden. Multi-

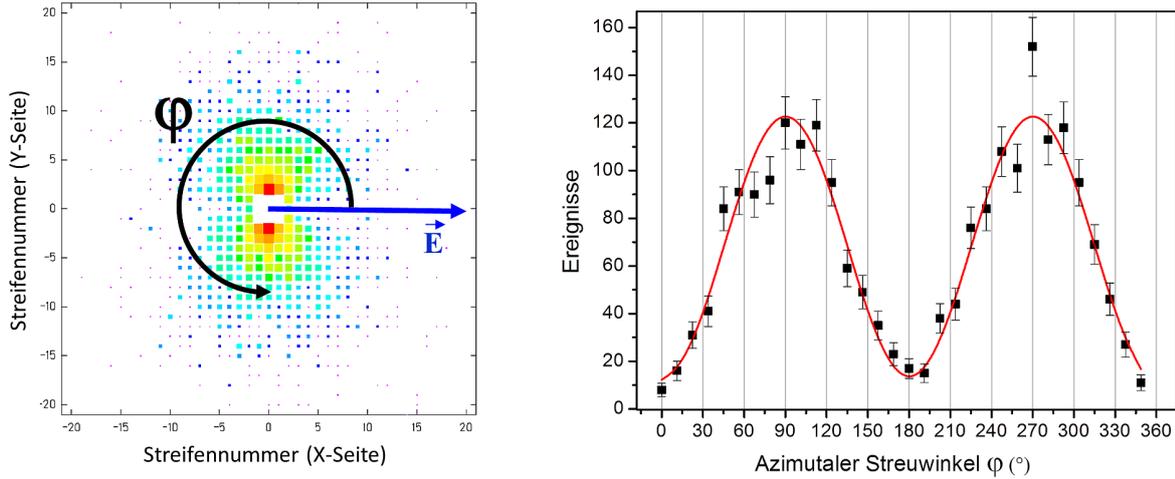


Abbildung 3.4: **Links: Zweidimensionale Verteilung der Compton-gestreuten Photonen, welche relativ zu dem entsprechenden Rückstoßelektron aufgetragen sind. Das Ortsbild zeigt die Verteilung von Bremsstrahlungsphotonen bei einer Photonenenergie von $98,5 \pm 3$ keV. Die Bremsstrahlung ist durch Elektronenbeschuss einer Kohlenstoffolie entstanden. Der Streuwinkel ist auf einen Bereich von $\vartheta = 90 \pm 15^\circ$ beschränkt. Die deutliche Anisotropie deutet einen hohen Polarisationsgrad an, außerdem ist keine Verkippung der Polarisationsverteilung zu erkennen. Rechts: Projektion der Streuverteilung auf die φ -Achse. Die rote durchgezogene Linie zeigt den Fit mit der für partielle Polarisation modifizierten Klein-Nishina-Formel.**

plizität 1 bedeutet hingegen, dass auf beiden Kristallseiten nur in einem Segment ein Signal oberhalb des Rauschlevels detektiert wurde. Solche Ereignisse sind hauptsächlich auf Photoabsorption zurückzuführen. Die Compton-Streuung führt zu dem Fall der Multiplizität 2, bei dem das Ereignis mit der geringeren Energie bei den hier untersuchten Röntgenenergien zweifelsfrei dem Rückstoßelektron und folglich die größere Energie dem gestreuten Photon zugeordnet werden kann. Über die Summenenergie der beiden Ereignisse lässt sich die Energie des einfallenden Photons rekonstruieren, wie es in Abbildung 3.3 (b) dargestellt ist. Zusätzlich kann mithilfe der Gleichung 2.7 der polare Streuwinkel ϑ bestimmt werden. Wie bereits diskutiert, bietet es sich an, die Daten auf einen Streuwinkel nahe 90° zu beschränken, da hier der maximale Kontrast der Streuverteilung zu erwarten ist.

Aufgrund der starken Wechselwirkungen von Elektronen mit Materie liegt die typische Reichweite des Rückstoßelektrons in Silizium im Bereich von wenigen μm . Infolgedessen kann bei einer wesentlich größeren Streifenbreite von 2 mm die Position des Rückstoßelektrons als Ursprungsort der Streuung angesehen werden¹.

Die Compton-Streuverteilung erhält man, indem der Ursprungsort des Compton-Ereignisses in den Koordinatenursprung eines Ortsbildes gelegt wird. Dieser Ursprung ist durch die jeweilige Position des Rückstoßelektrons definiert. Die Compton-gestreuten

¹Ausführlichere Überlegungen zu dem Verhalten der Compton-gestreuten Photonen und den Elektronen in Halbleiterkristallen sowie deren Berücksichtigung in der Compton-Analyse finden sich in [26].

Photonen werden relativ dazu in das Ortsbild eingezeichnet. Die resultierende Streu-
verteilung beinhaltet die Information über den Grad der Polarisierung sowie über die
Orientierung der Polarisationsachse der einfallenden Photonen. In Abbildung 3.4 ist
ein Beispiel² einer solchen Streuverteilung dargestellt, die eine deutliche Anisotropie
aufweist und deswegen auf einen hohen Polarisationsgrad der einfallenden Strahlung
schließen lässt. Zur quantitativen Analyse des Polarisationsgrades und der Orientierung
des Polarisationsvektors wird die Ortsverteilung auf den Azimut-Winkel φ projiziert.
An die resultierende Winkelverteilung wird eine modifizierte Klein-Nishina-Formel (vgl.
Gleichung 2.8) angepasst [74]:

$$f(\varphi) = \frac{1}{2} r_e^2 \left\{ \frac{\hbar\omega'}{\hbar\omega} \right\}^2 \left\{ \frac{\hbar\omega'}{\hbar\omega} + \frac{\hbar\omega}{\hbar\omega'} - 2 \sin^2 \vartheta \left[\frac{1}{2} (1 - P_L) + P_L \cos^2(\varphi - \chi) \right] \right\} . \quad (3.2)$$

Diese Fitfunktion beinhaltet den Grad der Polarisierung P_L und die Verkippung des
Polarisationsvektors χ relativ zu den durch die Orientierung des Detektors definierten
Koordinatenachsen als freie Parameter.

Auf diese Weise können im Rahmen der Energieauflösung für alle Energien der einfal-
lenden Photonen die dazugehörigen Compton-gestreuten Ereignisse rekonstruiert und
für diese der Polarisationsgrad und die Orientierung des Polarisationsvektors bestimmt
werden.

Eine sehr ausführliche Beschreibung des Rekonstruktionsalgorithmus und der Polari-
sationsanalyse findet sich in der Dissertation von G. Weber [70]. Dort erfolgt auch
eine detaillierte Darstellung zu dem verwendeten Analyseprogramm. Dieses wurde den
Anforderungen des durchgeführten Experiments entsprechend angepasst und erweitert.

²In diesem Fall wurde das hochenergetische Ende der Bremsstrahlung untersucht. Dabei hatten die
Elektronen eine Energie von 100 keV, ein Kohlenstofftarget wurde verwendet und unter einem
Beobachtungswinkel von 60° aufgezeichnet.

Kapitel 4

Polarisierte Elektronenquelle SPIN

Das Experiment zur Untersuchung der Elektron-Kern-Bremsstrahlung wurde am Teststand der polarisierten Elektronenquelle SPIN am Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt durchgeführt [11, 75]. Der S-DALINAC¹ Polarized INjector (SPIN) soll als neuer Injektor für den Elektronenbeschleuniger S-DALINAC dienen und Kernphysikexperimente mit polarisierten Elektronen ermöglichen. Solche Streuexperimente unter Verwendung von polarisierten Elektronen wurden schon an diversen Elektronenbeschleunigern realisiert [76–78], diesbezüglich sind u. a. das SLC² am Stanford Linear Accelerator Center [79] und das Mikrotron MAMI³ zu nennen [80]. Während an den genannten Beschleunigern Experimente der Teilchen- und Hochenergiephysik bei hohen Impulsüberträgen⁴ durchgeführt werden, soll der S-DALINAC mit dem neuen Injektor den Bereich niedriger Impulsüberträge⁵ experimentell zugänglich machen. Der polarisierte Elektronenstrahl soll sowohl für direkte Elektronenstreuexperimente als auch zur Erzeugung von zirkular polarisierten Photonen dienen. Die zirkular polarisierten Photonen sollen dann für Photonenstreuexperimente genutzt werden.

In diesem Kapitel wird die Injektorquelle der TU Darmstadt vorgestellt, welche sich an dem Design der polarisierten Elektronenquelle des MAMI-Beschleunigers orientiert [80]. Das in dieser Arbeit präsentierte Bremsstrahlungsexperiment wurde an dem Teststand der Quelle, der in einem separaten Labor errichtet wurde, durchgeführt. Die neu konzipierte Quelle besteht im Wesentlichen aus einer Quelle zur Produktion von polarisierten Elektronen, einem Spinrotator zur räumlichen Spinausrichtung sowie einem Mott-Polarimeter zur Messung des Polarisationsgrades des Elektronenstrahls. Die Elektronen haben eine kinetische Energie von 100 keV. Weitere Bestandteile der Quelle sind beispielsweise Elemente zur Strahlmanipulation (Magnete und Quadrupole) sowie Instrumente zur Strahldiagnose (z. B. Leuchtschirme).

Im Folgenden werden die wichtigsten Komponenten der Quelle im Detail beschrieben. Für den Betrieb des Darmstädter Elektronenbeschleunigers soll ein polarisierter Elektronenstrahl direkt von der Quelle zur Verfügung gestellt werden. Die beste Methode hierzu ist die Photoemission aus NEA-Photokathoden⁶. Eine Alternative dazu, aber technisch schwieriger zu realisieren, ist die Helium-Afterglow-Methode [81, 82], die hier jedoch nicht näher erläutert wird.

¹Superconducting Darmstadt Linear Accelerator.

²Stanford Linear Collider.

³MAinzer Mikrotron.

⁴Maximalenergie bis ca. 50 GeV am SLC und bis zu 1,5 GeV am MAMI-Beschleuniger.

⁵2,5 bis 130 MeV.

⁶Negative Electron Affinity.

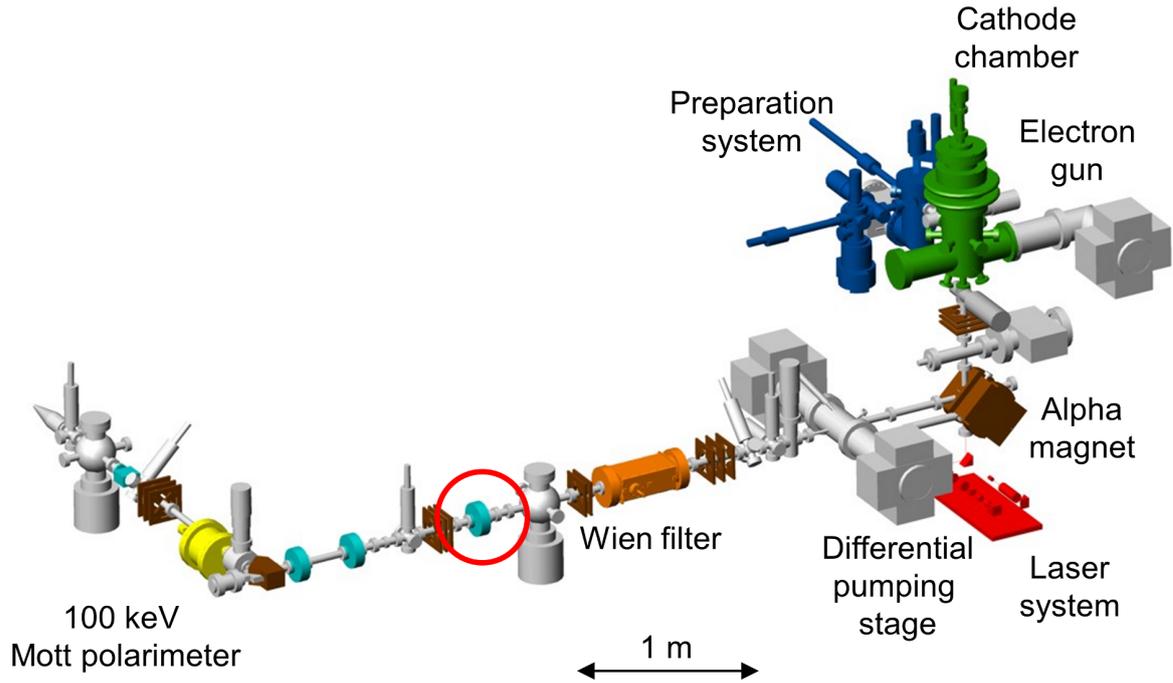


Abbildung 4.1: Zeichnung des Teststandes der polarisierten Elektronenquelle SPIN [11]. Farblich hervorgehoben sind einzelne Elemente wie die Präparationskammer, das Lasersystem, die Elektronenkanone, der Wien-Filter und das Mott-Polarimeter. Der rote Kreis markiert die Stelle, wo während des Experiments die Targetkammer eingebaut war.

4.1 Quelle für polarisierte Elektronen

Als Standard für polarisierte Elektronenquellen dient heutzutage der Einsatz von Photokathoden aus GaAs, einem III/V-Halbleiter [83]. Durch selektive optische Anregung mittels eines Lasers können Übergänge der Elektronen vom Valenz- ins Leitungsband angeregt werden. Die Größe der Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband liegt bei 1,43 eV, sodass eine Anregung deshalb mit handelsüblichen Lasern möglich ist. In Abbildung 4.2 ist das atomare Termschema von GaAs dargestellt. In dem Termschema ist das $p_{3/2}$ -Niveau im Valenzband vierfach und das $p_{1/2}$ -Niveau zweifach entartet. Wie bei atomaren Systemen können durch Einstrahlung von rechtszirkular polarisiertem Laserlicht (σ^+ -Absorption) Übergänge mit $\Delta m_j = 1$ angeregt werden. Im dargestellten Fall sind zunächst drei Übergänge möglich. Wählt man die Laserenergie nun so, dass lediglich Übergänge aus dem $p_{3/2}$ -Niveau angeregt werden resultiert daraus bereits, bedingt durch die entsprechenden relativen Übergangswahrscheinlichkeiten, ein theoretischer Polarisationsgrad von 50 % der Elektronen im Leitungsband. Dabei werden bei senkrechtem Laserlichteinfall, definiert durch die Drehimpulsrichtung des Laserlichts, longitudinal polarisierte Elektronen erzeugt. Höhere Polarisationsgrade können durch Modifikation des Kathodenmaterials erreicht werden. Dabei wird beispielsweise durch eine uniaxiale Deformation des Kristallgitters [84] oder durch ein Übergitter aus wechselnden Schichten [85] die Entartung des $p_{3/2}$ -Niveaus aufgehoben. Durch die Absenkung des $p_{3/2}$ -Niveaus kann nun bei geeigneter Wahl der Laserenergie und

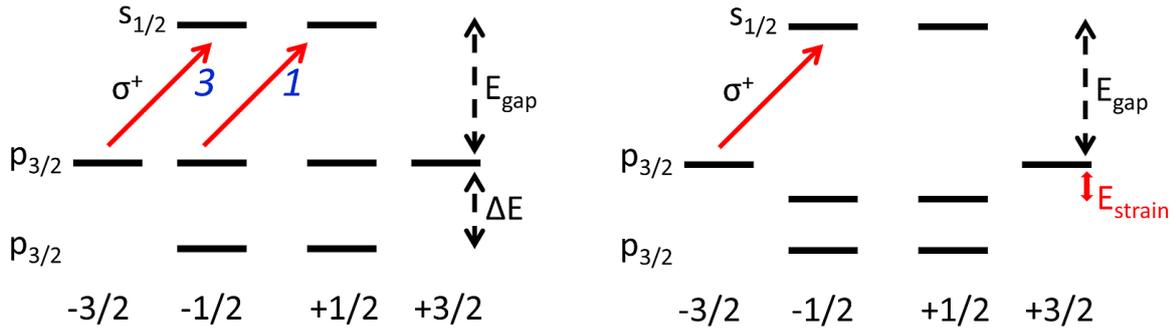


Abbildung 4.2: **Prinzip der Erzeugung von polarisierten Elektronen mittels GaAs-Photokathoden.** Links: Durch das Einstrahlen von rechtszirkular polarisiertem Laserlicht und die Wahl einer passenden Laserenergie werden gezielt zwei Übergänge in das Leitungsband (rote Pfeile) angeregt. Bedingt durch die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten (blaue Zahlen) der betreffenden Übergänge führt dies zu einem Elektronenpolarisationsgrad von 50 %. Rechts: Durch Verformung des Halbleiters wird die Entartung der $p_{3/2}$ -Niveaus aufgehoben. Durch selektive Anregung ist nun ein theoretischer Polarisationsgrad der Leitungsbandelektronen von 100 % möglich.

von rechts- oder linkszirkular polarisiertem Licht lediglich ein einzelner Elektronenübergang selektiv angeregt werden, womit theoretisch eine Elektronenpolarisation von 100 % möglich ist.

Damit der Halbleiter als Elektronenquelle dienen kann, müssen die Elektronen aus dem Leitungsband ins Vakuum gelangen. Bei undotierten Halbleitern werden die Elektronen durch die Elektronenaffinität am Austreten ins Vakuum gehindert. Dieses Oberflächenpotential kann auch nicht durch Erhöhung der eingestrahlten Laserenergie überwunden werden, da sonst die Polarisation der Elektronen verloren gehen würde. Es ist jedoch möglich, eine negative Elektronenaffinität durch p-Dotierung z. B. mit Zink zu erreichen [86, 87]. Dabei wird durch Störstellen im Kristall die Fermi-Energie abgesenkt. Da diese aber per Definition konstant sein muss, führt dies zu einer Absenkung des Leitungsbandes im oberflächennahen Bereich. Zusätzlich wird Cäsium aufgedampft, die so entstehende dünne CsO-Schicht führt zu einer weiteren Verringerung der Austrittsarbeit. Das Vakuumniveau ist nun soweit abgesenkt, dass die Elektronen durch die Potentialbarriere an der Oberfläche ins Vakuum gelangen können.

In der Realität kommt es aufgrund von diversen Depolarisierungsprozessen [88, 89] zu einer Abweichung gegenüber dem theoretisch erreichbaren Polarisationsgrad von 100 %. Die besten Quellen für polarisierte Elektronen erreichen zurzeit einen Polarisationsgrad nahe 90 %.

Am Teststand der SPIN-Quelle wird zur Anregung der oben dargestellten Übergänge ein Diodenlasersystem verwendet. Die Wellenlänge des Lasers liegt bei ca. 830 nm. Mittels einer $\lambda/4$ -Platte kann rechts- und linkszirkular polarisiertes Licht erzeugt werden, das dann mithilfe eines Glasfaserkabels zur Quelle transportiert wird. Wie in Abbildung 4.1 dargestellt ist, wird der Laserstrahl von unten durch die vertikale Strahlführung in die Vakuumapparatur eingekoppelt und auf die Photokathode fokussiert.

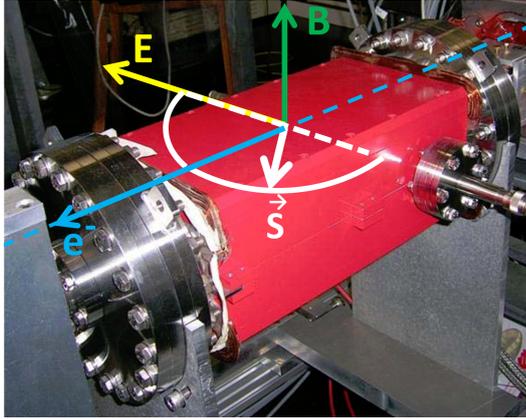


Abbildung 4.3: Aufnahme des Wien-Filters inklusive einer schematischen Skizze der dort angelegten elektrischen und magnetischen Felder. Weiß gekennzeichnet ist die Ebene, in welcher der Elektronenspin in jede beliebige Richtung ausgerichtet werden kann.

Bei senkrechtem Laserlichteinfall werden je nach Helizität entweder longitudinal oder antilongitudinal polarisierte Elektronen ins Vakuum freigesetzt. Um einen unpolarisierten Elektronenstrahl zu erhalten, wird das linear polarisierte Laserlicht ohne Einsatz der $\lambda/4$ -Platte verwendet. Durch die Anregung und Überlagerung mehrerer Elektronenübergänge erzeugt man einen unpolarisierten Elektronenstrahl.

Bei der hier beschriebenen Messung wurde der Polarisationsgrad des Elektronenstrahls mithilfe des Mott-Polarimeters zu $76 \pm 5\%$ bestimmt [90, 91]. Die aus der Photokathode emittierten Elektronen werden in der Quelle auf eine Energie von 100 keV elektrostatisch vorbeschleunigt. Anschließend werden sie von einem Alpha-Magneten (siehe Abb. 4.1) in die horizontale Strahlführung umgelenkt. Zur weiteren Führung und Steuerung des Elektronenstrahls werden Dipolmagnete sowie Triplets von Quadrupolmagneten verwendet [92]. Um neben der longitudinalen Einstellung des Elektronenspins auch andere Spineinstellungen zu erhalten, benötigt man einen Spinrotator. Zusätzlich kann es bei dem Transport durch die Führungsmagnete zu einer ungewollten Drehung des Spins kommen, die dann kompensiert werden muss. Als Spinrotator können Solenoide, Umlenkkondensatoren [93] oder Wien-Filter verwendet werden. An der Quelle der TU Darmstadt wird aus Platzgründen ein Wien-Filter eingesetzt.

4.2 Wien-Filter

Der hier eingesetzte Wien-Filter ist in Abbildung 4.3 dargestellt und dem in [80] diskutierten Modell sehr ähnlich. In dem Filter sind das elektrische und magnetische Feld senkrecht zueinander orientiert, sodass sich ein Teilchen mit der Geschwindigkeit \mathbf{v} kräftefrei auf einer zentralen Bahn bewegen kann, wenn folgende Relation erfüllt ist:

$$\mathbf{B} \times \mathbf{v} = \mathbf{E} . \quad (4.1)$$

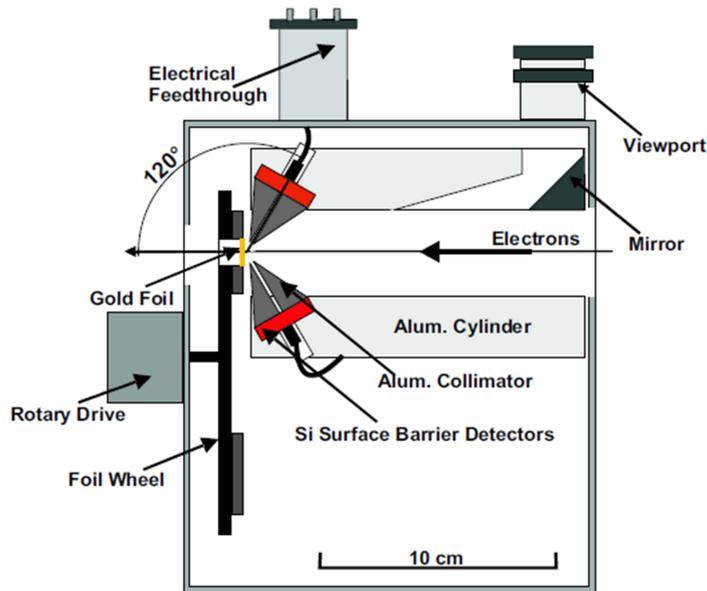


Abbildung 4.4: Schematische Zeichnung des Mott-Polarimeters, das an der Elektronenquelle SPIN eingesetzt wird [95]. Eingezeichnet sind u. a. die Elektronendetektoren, das Targetrad und der Strahlengang der Elektronen.

Gleichzeitig wird der Spin im elektromagnetischen Feld des Wien-Filters gedreht. Die BMT-Formel⁷ [94], welche die Spinpräzession in makroskopischen, elektromagnetischen Feldern beschreibt, führt zusammen mit Gleichung 4.1 zu folgender Relation zwischen Spindrehwinkel Θ und Magnetfeld B :

$$B = \frac{m_e c \gamma^2 \beta \Theta}{eL} . \quad (4.2)$$

Hierbei bezeichnet L die effektive Feldlänge und β und γ die relativistischen Faktoren, die von der Elektronenenergie abhängen. Mit diesem Prinzip lässt sich jeder Spinwinkel in der Ebene senkrecht zur Magnetfeldrichtung einstellen (siehe Abb. 4.3). Durch Umpolung der Zirkularpolarisation des Lasers und der damit verbundenen Spindrehung um 180° (antilon longitudinal) kann jede gewünschte Orientierung des Spins in dieser Ebene realisiert werden.

4.3 Mott-Polarimeter

Die Messung der Elektronenpolarisation bei Energien bis zu einigen MeV basiert auf dem Prinzip der Mott-Streuung, die bereits in Kapitel 2.3.2 diskutiert wurde. Gemessen wird die azimutale Asymmetrie (vgl. Formel 2.16) bei Streuung von Elektronen an Targetfolien. Um einen möglichst hohen Streuquerschnitt und gleichzeitig eine hohe Asymmetrie zu erhalten, bietet sich aufgrund der hohen Kernladungszahl Gold als Targetmaterial an. Aus der Asymmetrie und der bekannten Sherman-Funktion (vgl. Formel 2.17)

⁷Bargmann, Michel und Telegdi.

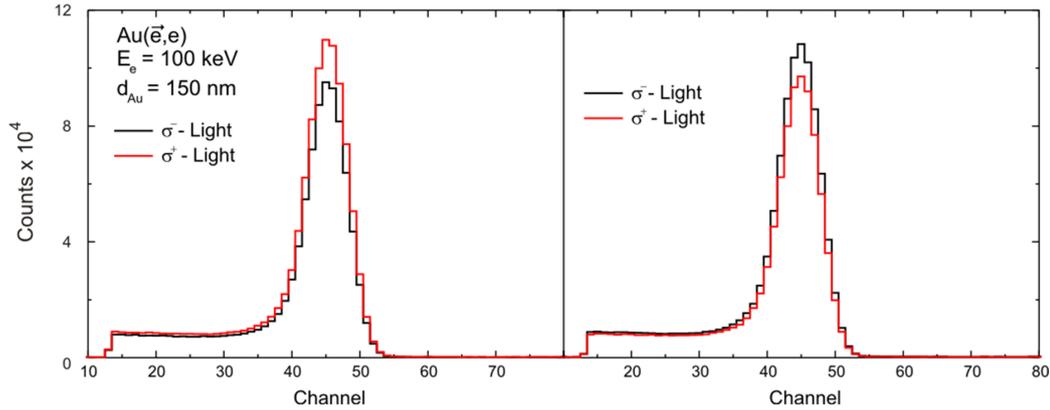


Abbildung 4.5: **Energiespektren der Elektronen, welche mit zwei gegenüberliegenden Detektoren und unterschiedlichen Helizitäten, d. h. entgegengesetzten Spineinstellungen, aufgenommen wurden [91]. Den sichtbaren Peaks entspricht die elastische Streuung. Es ist deutlich die Asymmetrie in der Zählrate zu erkennen, welche Aufschluss über den Polarisationsgrad gibt.**

erhält man den gesuchten Polarisationsgrad des Elektronenstrahls. Da die Asymmetrie der Mott-Streuung bei einer Elektronenenergie von 100 keV nur bezüglich der senkrecht zur Ausbreitungsrichtung stehenden Komponente der Polarisation sensitiv ist, muss die anfänglich longitudinale Polarisation der Elektronen mithilfe des Wien-Filters in eine transversale Polarisation umgewandelt werden. Im Fall eines Goldtargets ist die Analysierstärke, d. h. die Asymmetrie, unter einem polaren Streuwinkel von ca. 120° maximal (vgl. Abb. 2.9). Bei dem Mott-Polarimeter in Abbildung 4.4 sind vier Sperrschichtdetektoren unter diesem Winkel angeordnet. Die Asymmetrie der Zählrate bei der Streuung an den Goldfolien wird demnach in zwei entgegengesetzt zueinander stehenden Detektoren gemessen und das quadratische Mittel der Messwerte gebildet. Abbildung 4.5 zeigt die mit beiden Detektoren aufgenommenen Elektronenspektren bei Änderung der Helizität und der damit verbundenen Polarisationsumkehr. Durch eine Messung mit umgekehrter Spinpolarisation lassen sich mögliche instrumentelle Asymmetrien minimieren. Da in einem endlich dicken Target u. a. Mehrfachstreuungen der Elektronen die Messung und die damit erhaltene Asymmetrie bzw. Sherman-Funktion verfälschen (vgl. Abschnitt 7.1), ist ein Targetrad installiert, welches mit Goldfolien verschiedener Dicke bestückt ist. Dies ermöglicht über die Messung einer dickenabhängigen, effektiven Sherman-Funktion eine Foliendickenextrapolation zu Null und liefert so einen Wert für die Asymmetrie unter Einzelstoßbedingungen. Gleichung 2.17 gibt die Asymmetrie unter Einzelstoßbedingung an und erlaubt so eine Bestimmung des Polarisationsgrades des Elektronenstrahls. Bei Elektronenenergien jenseits von einigen MeV verschiebt sich die maximale Asymmetrie der azimuthalen Streuverteilung zu immer größeren polaren Streuwinkeln, sodass eine Positionierung des Mott-Polarimeters unter diesen großen Rückstreuwinkeln immer schwieriger wird. Daher ist die Mott-Polarimetrie für den Bereich sehr hoher Elektronenenergien nicht möglich, was jedoch für diese Arbeit ohne Belang ist. [95] liefert nähere Informationen zu dem Mott-Polarimeter, welches an dem SPIN-Injektor verwendet wird.

Kapitel 5

Experimenteller Aufbau und Durchführung

Targetmaterial	Dicke ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	Beobachtungswinkel ($^\circ$)	Elektronenspineinstellung $\mathbf{P} = (P_x, P_y, P_z)$
Au	90	130	(0,0,0)
Au	90	130	(1,0,0)
Au	90	130	(0,0,1)
Au	90	130	(0,0,-1)
Au	90	60	0,0,0
Au	90	60	(1,0,0)
Au	178	130	(0,0,0)
Au	178	60	(0,0,0)
C	210	130	(0,0,0)
C	210	60	(0,0,0)
C	20	60	(0,0,0)
	Elektronenenergie 100 keV		Polarisationsgrad $76 \pm 5 \%$

Tabelle 5.1: **Experimentelle Parameter der einzelnen Messreihen. Es wurden vier verschiedene Targetfolien eingesetzt und das Si(Li)-Polarimeter wurde unter zwei Beobachtungswinkeln positioniert. Der Elektronenstrahl wurde unpolarisiert (0,0,0), transversal in der Reaktionsebene (1,0,0) sowie longitudinal (0,0,1) und antilongitudinal (0,0,-1) polarisiert verwendet.**

Im folgenden Kapitel werden der experimentelle Aufbau, die Datenaufnahme und die Vorgehensweise zur Messung der linearen Polarisation der Bremsstrahlung beschrieben. Die wesentlichen Aspekte der experimentellen Umgebung und des Funktionsprinzips der polarisierten Quelle wurden bereits im vorangegangenen Kapitel dargelegt.

Im Rahmen dieses Projektes gab es zwei Messkampagnen von insgesamt sechs Wochen Dauer. Die erste Kampagne wurde sehr kurzfristig durchgeführt. Aus diesem Grund konnten keine speziellen Aufbauten wie eine Targetkammer und passende Targets konstruiert und eingesetzt werden. Mithilfe dieser Messung konnte aber die Machbarkeit eines Experiments zur Untersuchung des Polarisationstransfers der Bremsstrahlung bestätigt werden.

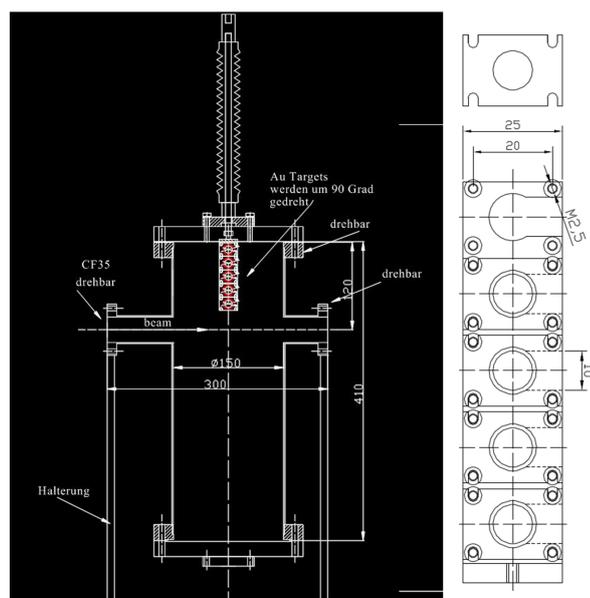


Abbildung 5.1: **Bauzeichnung der eingesetzten Targetkammer sowie der integrierten Targetleiter und Beispiel eines einzusetzenden Targeträhmchens [90].**

Die zweite Messung fand wenige Wochen später statt und wurde mit einer dedizierten Targetkammer und Targetfolien durchgeführt. Auf diese zweite Messung beziehen sich die folgenden Ausführungen. Es wird zunächst geschildert, welche experimentellen Vorbereitungen für die Messung nötig waren. Diesbezüglich werden sukzessive Verbesserungen und Besonderheiten des Experiments erörtert, die während der Messzeit aufgetreten sind. Bedingt durch diese Maßnahmen und weitere Unterbrechungen durch Arbeiten an der Elektronenquelle betrug die effektive Messzeit, die unter stabilen Bedingungen durchgeführt wurde, etwa 10 Tage. Während dieser Zeit wurden die in Tabelle 5.1 dargestellten Messreihen durchgeführt. Die Auswertung dieser Messdaten wird in Kapitel 6 diskutiert.

5.1 Targetkammer

Für das Bremsstrahlungsexperiment wurde eine speziell angefertigte Targetkammer in die Strahlführung an der in Abbildung 4.1 markierten Stelle hinter dem Wien-Filter eingebaut. Der Teststand der Quelle ist sehr kompakt gebaut und die Strahlführung konnte nicht verlängert werden, sodass die Kammer an diese geometrischen Beschränkungen angepasst werden musste. Ferner stand für die Konstruktion und die Fertigung der Kammer ein kurzer Zeitraum zur Verfügung, sodass mit bereits vorhandenen Bauteilen die beste Lösung gefunden werden musste. Die Kammer ist in den Abbildungen 5.1 und 5.2 dargestellt. Im Wesentlichen bestand sie aus einem 40 cm hohen Edelstahlrohr mit einem Innendurchmesser von 15 cm und einer Wanddicke von 2 mm. Die Strahldurchführung erfolgte über Rohrleitungsstücke mit CF35-Schweißflanschen. Senkrecht zum Strahlgang konnte von oben mithilfe einer von einem Schrittmotor angetriebenen Verfahrmechanik ein Targethalter aus Aluminium in den Elektronenstrahl

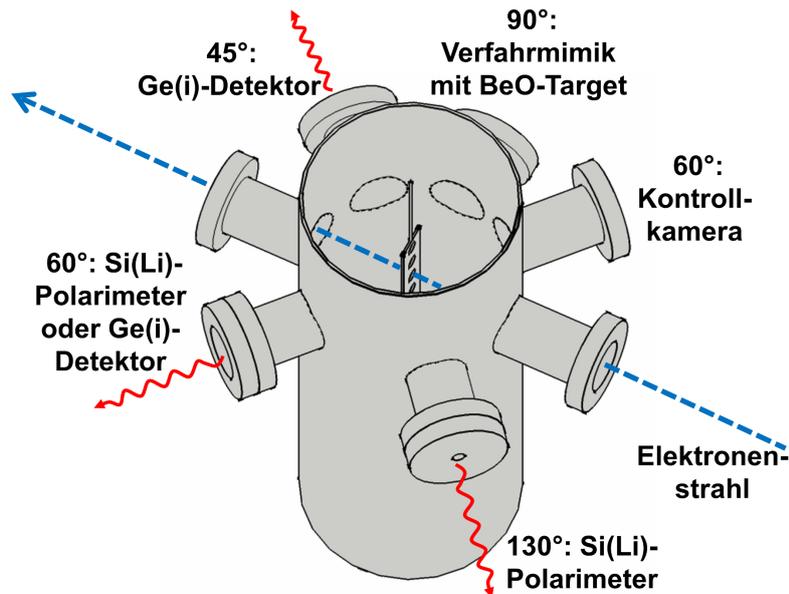


Abbildung 5.2: Zeichnung der Targetkammer. In der Kammer befand sich die Leiter mit vier Targets und einem Leerrahmen. Zur Strahldiagnose dienten das seitlich angebrachte BeO-Leuchttarget und eine Kontrollkamera. Das Si(Li)-Polarimeter konnte variabel unter einem Winkel von 130° oder 60° relativ zum Elektronenstrahl positioniert werden. Unter einem Winkel von 45° stand ein Ge(i)-Standarddetektor.

gefahren werden. Der Halter bot Platz für fünf Targets, die auf Aluminiumrähmchen angebracht an dem Halter befestigt werden konnten (vgl. Abb. 5.1).

Wie in Abbildung 5.2 zu sehen, waren an der Kammer auf der Höhe des Elektronenstrahls fünf Ports¹ unter verschiedenen Winkeln angebracht. An dem 90°-Port war eine Verfahrmechanik mit einem Berylliumoxid-Leuchttarget installiert, welches in der Mitte der Kammer positioniert werden konnte. In Verbindung mit der Kontrollkamera, die hinter einem Quarzsichtfenster unter 60° befestigt war, diente es zur Diagnose und Justierung des Elektronenstrahls. Traf der Elektronenstrahl das Leuchttarget, so wurde das Material durch Thermolumineszenz zum Leuchten angeregt, sodass es möglich war, den Durchmesser und das Profil des Strahls zu bestimmen und seine Position zu optimieren.

Das Si(Li)-Polarimeter konnte während der Messung variabel unter einem Winkel von 130° bzw. 60° zur Strahlrichtung positioniert werden, wohingegen die Ge(i)-Standarddetektoren unter einem Winkel von 45° oder 60° platziert werden konnten. Die Beobachtungsfenster für die Röntgendetektoren sind mit 25 bzw. 50 μm dicken Edelstahlfenstern bestückt, die für Photonenenergien größer 25 keV nahezu transparent sind.

¹Genau wie bei der Strahlführung bestanden diese jeweils aus einem Rohrstück mit einem angebrachten CF35-Schweißflansch.

5.2 Datenaufnahmesystem

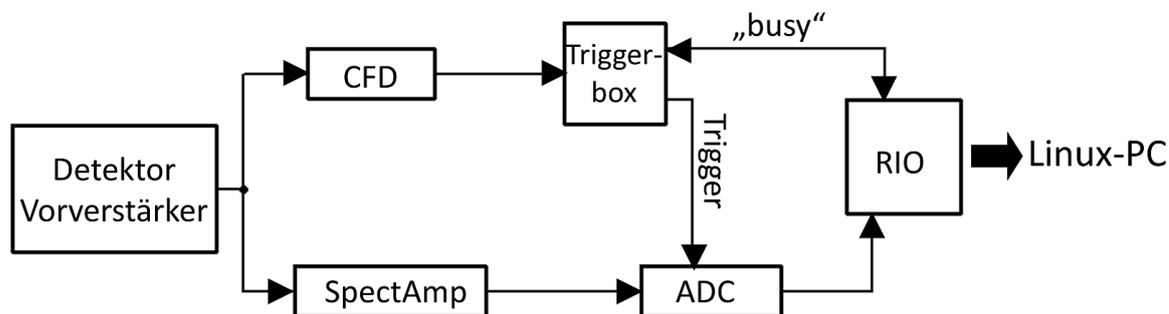


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung der Auslese für die Röntgendetektoren.

Zum Auslesen der Detektoren und zum Verarbeiten der Signale, wurden im Rahmen der Messung Elektronikmodule, die auf dem VME- bzw. NIM-Standard basieren, eingesetzt. Das Datenaufnahmesystem, wie es während des Experiments zum Einsatz kam, ist in Abbildung 5.3 schematisch dargestellt. Eine detaillierte Beschreibung des Datenaufnahmesystems, wie es standardmäßig für die Compton-Polarimeter unserer Arbeitsgruppe verwendet wird, findet sich in [26].

Da jeder der 64 Streifen des Polarimeters wie ein unabhängiger Detektor funktioniert, befindet sich im Detektorgehäuse für jeden Streifen ein eigener Vorverstärker, der die Signale rauscharm für die weitere Verarbeitung verstärkt. Bei dem verwendeten Aufbau wurden die beiden Ge(i)-Standarddetektoren in die Datenaufnahme integriert, sodass effektiv 66 Energiekanäle ausgelesen wurden. Nach dem Vorverstärker wurden die Signale zur Analyse der Energie- und Zeitinformation verzweigt. Wenn die detektierten analogen Signale oberhalb eines definierten Rauschlevels lagen, wurden aus diesen im „Zeitast“ mithilfe von CFD-Modulen² schnelle logische Signale erzeugt. Durch die Verknüpfung dieser Signale mit einer logischen OR-Schaltung startete das Zeitsignal die Auslese und generierte ein Zeitfenster für die ADC-Module³, in welchen die analogen Energiesignale digitalisiert wurden. Vor der Digitalisierung durch die ADC-Wandler wurden die von den Vorverstärkern ankommenden Energiesignale im Hauptverstärker abermals verstärkt und in gaußförmige Spannungspulse umgewandelt. Deren Pulshöhe ist jeweils proportional zur Energie, die durch die einfallenden Photonen im Detektorkristall deponiert wurde. Die zur Energie proportionalen Spannungspulse konnten dann in den ADC-Modulen in digitale Kanalzahlen konvertiert werden. Die von den ADC-Modulen generierte, digitale Information wurde dann vom FrontEnd-Prozessor RIO⁴ ausgelesen und auf die Festplatte eines Linux-Rechners geschrieben. Dafür wurde das Datenaufnahmesystem MBS⁵ der GSI verwendet, das die aufgenommene Information im Listmode-Format speicherte.

²Constant Fraction Diskriminatoren.

³Analog to Digital Converter.

⁴Remote Input Output.

⁵Multi Branch System [96].

5.3 Energiekalibration

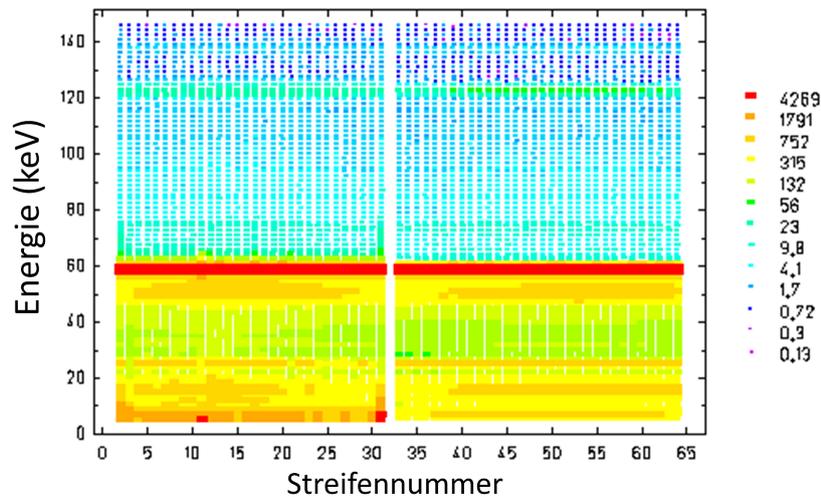


Abbildung 5.4: **Energiespektrum der einzelnen Streifen gegen ihre Kanalzahl in der Datenaufnahme aufgetragen. Die Intensität ist in der Farbe codiert. Zu sehen ist das Kalibrationsspektrum von Americium-241 und Cobalt-57. Die ersten 32 Streifen (HV-Seite des Kristalls) zeigen im Bereich bis ca. 10 keV ein deutlich höheres Rauschlevel als die Streifen 33 bis 64 (Masse-Seite).**

Wie bei gewöhnlichen Halbleiterdetektoren muss für eine korrekte Energiebestimmung jeder einzelne Streifen des 2D-Polarimeters kalibriert werden. Zur Kalibration wurden Energiespektren mit Americium-241 und Cobalt-57 aufgenommen. Diese Kalibration wurde während des Experiments in regelmäßigen Abständen von wenigen Tagen wiederholt. Unter Annahme einer linearen Verstärkung der eingesetzten Elektronik können mithilfe der bekannten Referenzlinien die Kalibrationsparameter als Koeffizienten einer Geradengleichung bestimmt werden. Dieses Kalibrationsverfahren muss für jeden der 64 Detektorstreifen vorgenommen werden.

Abbildung 5.4 zeigt ein typisches Energiespektrum aller Streifen der Vorder- und Rückseite des Detektorkristalls. In der Auswertung wurden die Randstreifen 1 und 32 der Kristallrückseite aufgrund eines zu hohen Rauschniveaus nicht berücksichtigt. Das starke elektronische Rauschen hätte die Analyse der Compton-Ereignisse verfälschen können, indem beispielsweise vermehrt zufällige Koinzidenzen produziert worden wären (vgl. Abschnitt 5.5). Der Kontakt der Detektorrückseite liegt auf dem Hochspannungspotential von etwa 1 keV, der Kontakt der Vorderseite dagegen auf Masse. Die Rückseitenstreifen weisen eine schlechtere Energieauflösung als die Streifen der Vorderseite auf. Dies ist durch das stärker ausgeprägte elektronische Rauschen der HV-Seite bedingt. In der Analyse wurde eine untere Energieschwelle von 7 keV gesetzt, sodass Ereignisse unterhalb dieser Energie nicht berücksichtigt wurden. Je nach Ausprägung des elektronischen Rauschlevels wurde diese Schwelle bei einzelnen Streifen höher gesetzt, um Rauschartefakte in der Compton-Streuverteilung zu vermeiden⁶.

⁶Der Rückseitenstreifen 11 in Abbildung 5.4 zeigte beispielsweise ein deutlich höheres niederenergetisches Rauschen.

5.4 Experimentelle Vorbereitungen

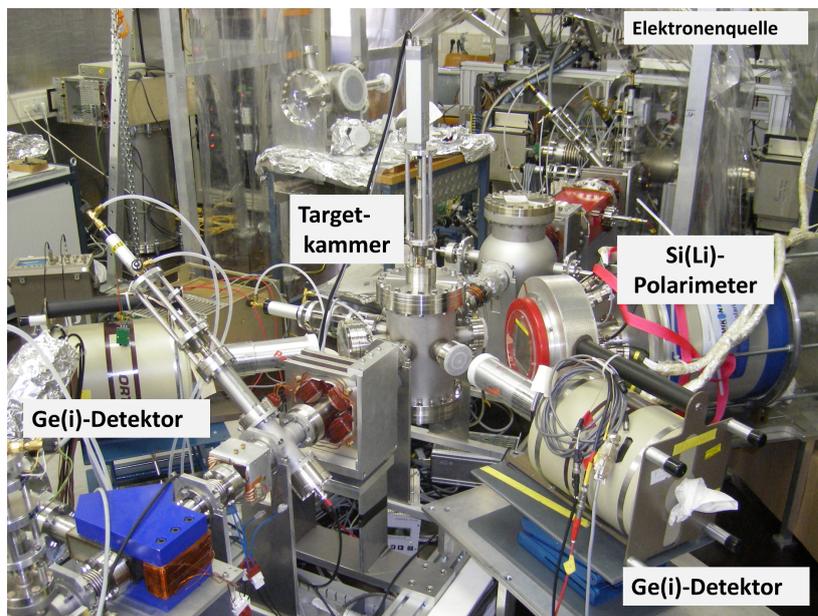


Abbildung 5.5: Foto des experimentellen Aufbaus zu Beginn der Messung.

Der Teststand der Elektronenquelle mit eingebauter Targetkammer stellte eine neue experimentelle Umgebung dar, sodass diverse Vorbereitungen, Optimierungen und Testmessungen nötig waren, bevor die eigentliche Messung beginnen konnte. Die wichtigsten Aspekte der Versuchsdurchführung werden im Folgenden skizziert.

In der Targetkammer wurde nach dem Einbau ein Vakuumdruck im oberen 10^{-8} mbar-Bereich erreicht. Da kein Vakuummeter angeschlossen war, kann dieser Wert nicht genau angegeben werden. In der Kathodenkammer sowie in der Präparationskammer, in der die GaAs-Kathode vor dem Experiment durch Aufdampfen einer CsO-Schicht erneuert wird, sind im Betrieb Ultrahochvakuumbedingungen notwendig. Im übrigen Teil der Strahlführung herrscht unter normalen Betriebsbedingungen ein Hochvakuum mit einem Druck von ca. $6 \cdot 10^{-9}$ mbar, das durch einen differentiellen Pumpenabschnitt von der Kathodenkammer getrennt ist. Da an der vergleichsweise großen Targetkammer keine zusätzliche Pumpe installiert werden sollte, wurde ein etwas geringeres Vakuum erreicht [91,97]. Dies war für die Messung jedoch ausreichend.

In der Halterung der Targetleiter wurden insgesamt vier Dünnschichttargets eingesetzt, die im GSI-Targetlabor [98] gefertigt und freitragend auf die Aluminiumrähmchen (Durchmesser 10 mm) aufgebracht wurden (vgl. Abb. 5.1). Hierbei handelte es sich um zwei Gold- und Kohlenstofftargets unterschiedlicher Dicke wie in Tabelle 5.1 angegeben. Der fünfte Targetplatz blieb unbestückt, sodass mithilfe des Leerrahmens der Strahlungsuntergrund abgeschätzt werden und eine zusätzliche Überprüfung der korrekten Position des Elektronenstrahls erfolgen konnte. So wurde beispielsweise anhand der vom Polarimeter angezeigten Zählrate überprüft, ob der Elektronenstrahl ungezwollt den Aluminiumtargethalter traf. Bei einem optimal justierten Elektronenstrahl sollte sich die Zählrate des leeren Halters nicht signifikant von jener unterscheiden, die

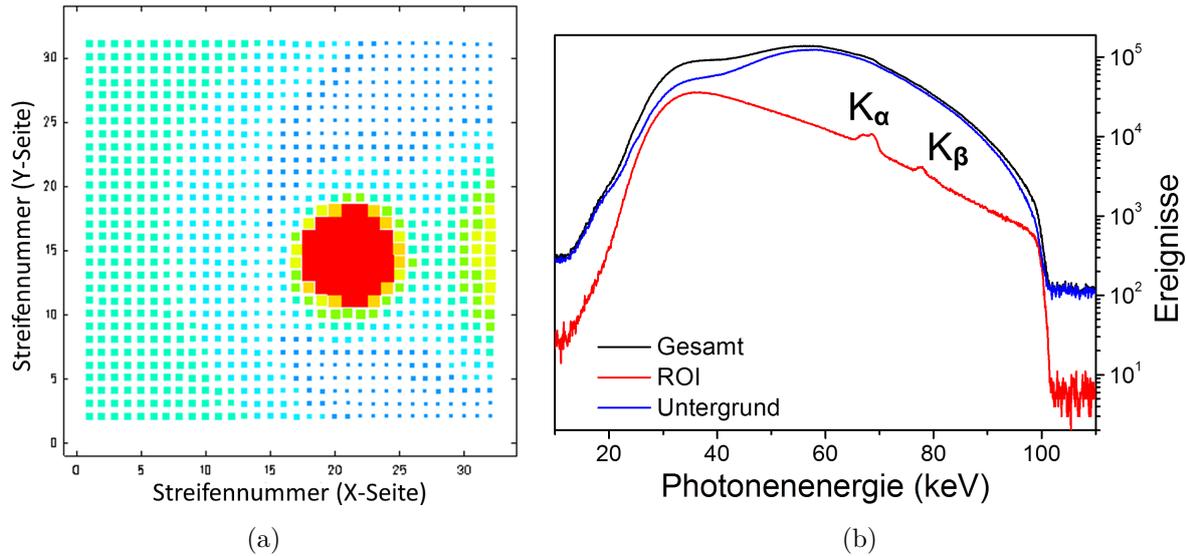


Abbildung 5.6: (a) Ortsbild der Multiplizität-1-Ereignisse. Der aus dem Target stammende Strahlfleck ist sehr klein und Streustrahlung deckt den größeren Teil der Detektorfläche ab. (b) Zu dem Ortsbild zugehöriges Energiespektrum. Nur durch Setzen einer ROI auf den Strahlfleck ist die gewünschte Bremsstrahlungsverteilung mit den charakteristischen K_{α} - und K_{β} -Linien sichtbar (rote Kurve). Der größte Teil der Detektorfläche wird durch den Untergrund dominiert (blaue Kurve).

gemessen wurde, wenn der Targethalter nicht in die Kammer gefahren war.

Abbildung 5.5 zeigt die eingebaute Kammer in der Strahlführung der Elektronenquelle. Im Vordergrund sind die beiden Ge(i)-Standarddetektoren zu sehen, die jeweils mit einem Pb/Cu-Lochkollimator ausgestattet wurden. Diese dienen dazu, möglichst nur Röntgenstrahlung aus der Targetregion durchzulassen und die Detektoren gegen Streu- bzw. Untergrundstrahlung abzuschirmen. Des Weiteren ist der überwiegende Anteil des Bremsstrahlungsspektrums im niederenergetischen Bereich zu finden, der für die Messung jedoch uninteressant war und lediglich die Zählrate der Detektoren erhöhte. Daher wurden vor den Detektoren Edelstahlfolien installiert, die Strahlung unterhalb von ca. 35 keV abschwächt.

Zunächst wurde das Polarimeter, wie in Abbildung 5.5 dargestellt, ohne Kollimator aufgestellt und versuchsweise Messungen durchgeführt. Abbildung 5.6 zeigt das Energiespektrum und das dazugehörige Ortsbild der Ereignisse mit Multiplizität 1 (vgl. Abschnitt 3.3), die unter diesen Bedingungen mit einem Goldtarget aufgezeichnet wurden. Im Energiespektrum ist deutlich zu erkennen, dass Streu- und Untergrundstrahlung gegenüber der vom Target stammenden Bremsstrahlung dominieren. Letztere ist erst durch das Setzen einer ROI⁷ auf den intensiven Strahlfleck erkennbar. Die Größe des Strahlflecks wird durch den Durchmesser des Sichtfensters und dessen Abstand zum Detektor bestimmt. Hier wirkte der relativ kleine Fensterdurchmesser von 9 mm

⁷Region Of Interest.

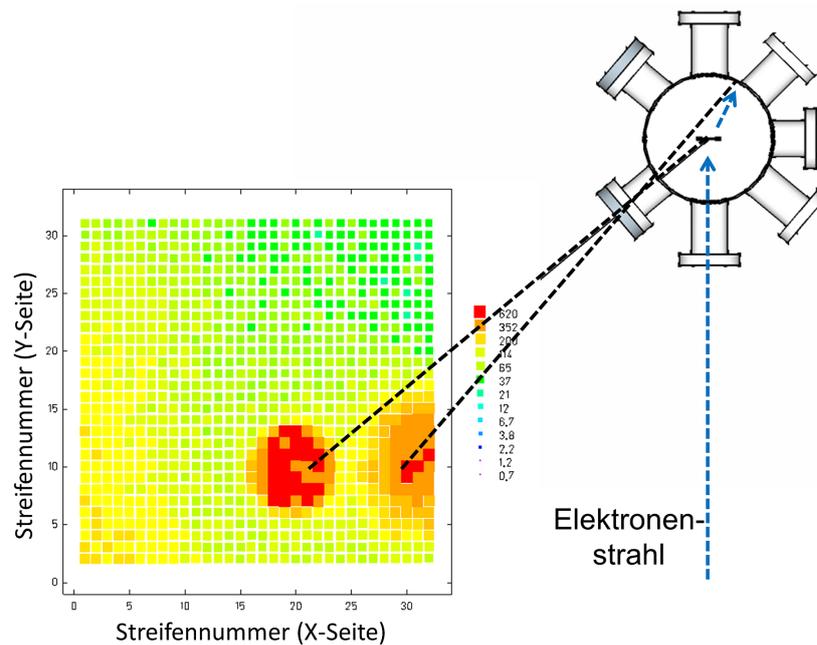


Abbildung 5.7: Ortsbild aller Multiplizität-1-Ereignisse. Im Zusammenspiel mit einem Kollimator bzw. kleinem Sichtfenster fungiert der ortsauflösende Detektor als Lochkamera. Neben dem von der Targetstrahlung herrührenden Strahlfleck ist seitlich Untergrundstrahlung von gestreuten Elektronen erkennbar, die hinter dem Target die Wand der Targetkammer treffen und Bremsstrahlung emittieren.

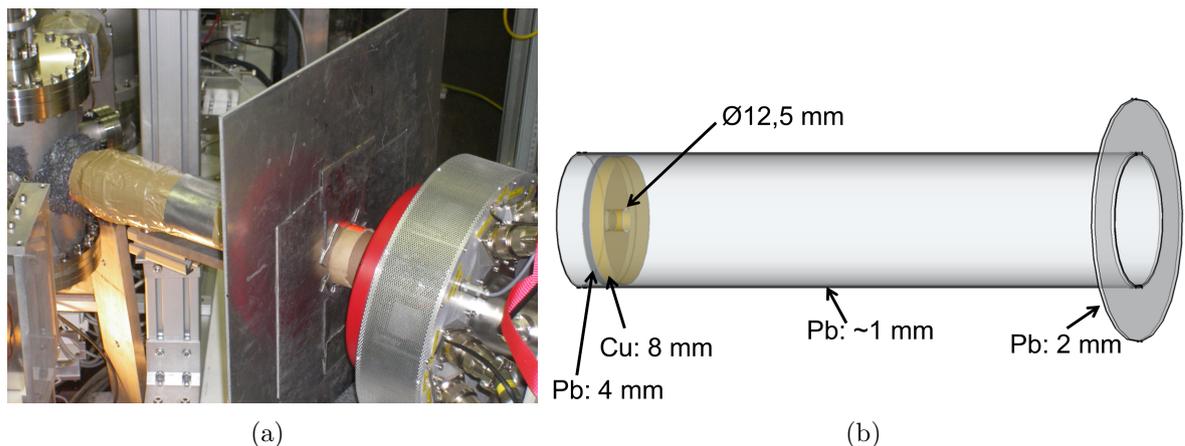


Abbildung 5.8: (a) Das Foto zeigt den Kollimator und die Abschirmung, die vor dem Si(Li)-Polarimeter am 60°-Port angebracht wurden. (b) Bauzeichnung des Kollimatoraufbaus.

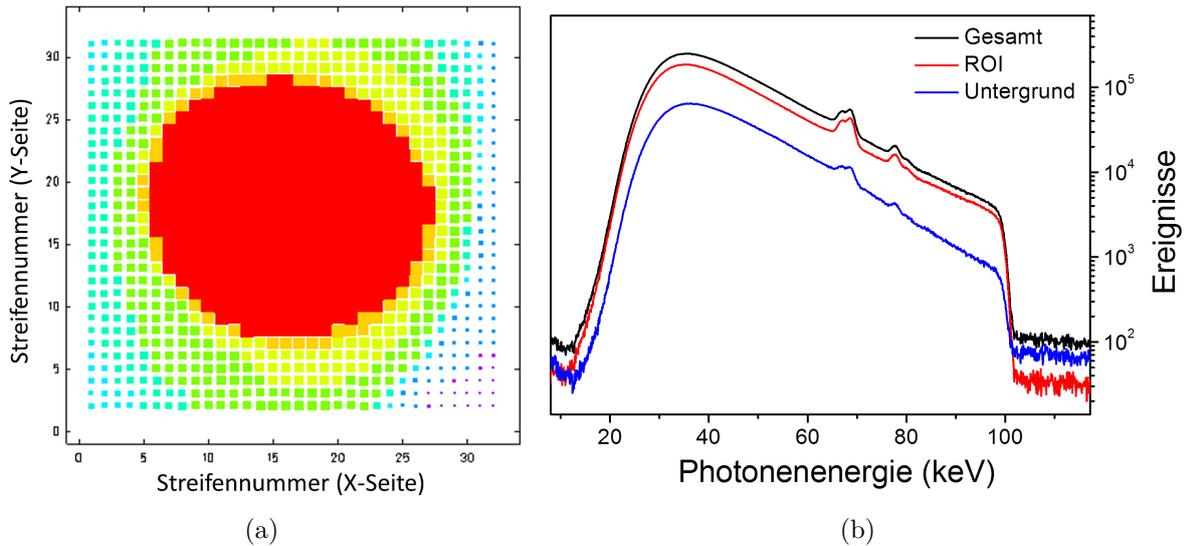


Abbildung 5.9: (a) Ortsbild aller Multiplizität-1-Ereignisse bei optimierter Abschirmung. Der kreisförmige Fleck zeigt die von der Targetkammermitte kommende Strahlung. (b) Energiespektrum von allen Streifen des Detektors (schwarze Kurve), Spektrum mit ROI auf den Strahlfleck (rote Linie) und Spektrum vom Rest des Detektorkristalls (blaue Kurve).

wie ein Kollimator für die vom Target kommende Strahlung⁸. Diese Eigenschaft konnte bei der späteren Analyse ausgenutzt werden, um die Targetstrahlung besser vom Untergrund zu trennen.

In Abbildung 5.7 wird die Vielseitigkeit des Polarimeters deutlich. Dieses bietet beim Einsatz eines Kollimators neben der Energie- und Zeitaufösung auch Ortsauflösung und fungiert somit als effektive Lochkamera. Hier ist neben der vom Target kommenden Strahlung auch ungewollte Strahlung erkennbar, die durch Elektronenstreuung in der Kammerwand entstanden ist.

Um den Anteil der Targetstrahlung gegenüber dem ungewollten Strahlungsanteil zu erhöhen, wurde der Abstand zwischen Detektor und Kammer deutlich vergrößert. Um Streustrahlung vom Detektor fernzuhalten, wurde außerdem ein dedizierter Kollimator gebaut und vor dem Polarimeter angebracht. Dieser ist Abbildung 5.8 schematisch dargestellt und bestand aus einem Bleirohr, in das ein Pb/Cu-Lochkollimator eingesetzt wurde. Das Rohr wurde direkt am Flansch des Sichtfensters befestigt und endete einige Zentimeter vor dem Polarimeter in einer angepassten Aussparung einer Bleiplatte. Die Platte diente zum Schutz des Detektorkristalls vor Strahlung aus anderen Raumrichtungen.

Die resultierende Ortsverteilung und das Energiespektrum bei Einsatz des Kollimators sind in Abbildung 5.9 dargestellt. Aufgrund des vergrößerten Abstands des Detektors

⁸Unter einem Winkel von 60° wurde der Strahlfleck durch den später eingesetzten Pb/Cu-Kollimator hervorgerufen.

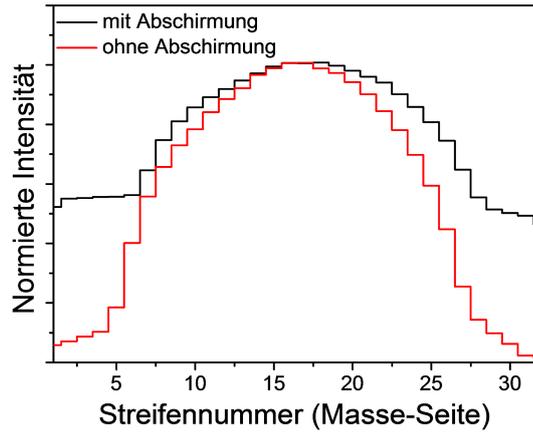


Abbildung 5.10: **Intensitätsverteilung aller Multiplizität-1-Ereignisse der Segmente der Kristallvorderseite (Masse-Seite). Die Intensitätsverteilung ist mit (schwarze Linie) und ohne dedizierten Kollimator und Abschirmung (rote Linie) aufgetragen. Der Untergrund wurde durch die Abschirmung signifikant reduziert.**

füllt der Strahlfleck nun einen großen Teil der Kristallfläche aus. Außerdem wird die spektrale Verteilung im Gegensatz zu der in Abbildung 5.6 (b) durch die vom Target emittierte Bremsstrahlung und durch die charakteristischen Linien dominiert. Mit dem Setzen der ROI auf den Strahlfleck beschränkt man sich so weitestgehend auf die Strahlung des Targets. Die durch den Kollimator und die Abschirmung gewährleistete Unterdrückung von Streustrahlung wird zudem in Abbildung 5.10 veranschaulicht. Hier ist die Intensitätsverteilung entlang der Segmente der Kristallvorderseite vor und nach Einsatz des Kollimatoraufbaus dargestellt. An den Flanken des Profils des Strahlflecks ist der Beitrag der Untergrundstrahlung zu erkennen. Diese konnte durch die Abschirmung weitestgehend unterdrückt werden.

5.5 Zählrate und zufällige Koinzidenzen

Bei einem zu hohen Photonenfluss sollte der Detektor nicht betrieben werden, da hierbei vermehrt zufällige Koinzidenzen auftreten. Zufällige Koinzidenzen sind unabhängig voneinander einfallende Photonen, die innerhalb eines Auslesevorgangs (einige μs) im Detektor nachgewiesen werden und so fälschlicherweise als koinzident erscheinen. Falls diese Photonen die an ein Compton-Ereignis gestellten Orts- und Energiebedingungen erfüllen, spricht man von einem zufälligen Compton-Ereignis. Da diese zufälligen Ereignisse mit steigender Strahlungsintensität zunehmen und insbesondere im Fall einer kontinuierlichen Spektralverteilung die Bedingungen für Compton-Streuung leicht erfüllt werden können, musste sichergestellt werden, dass der Elektronenstrom und der damit verbundene Photonenfluss nicht zu hoch war. Ein guter Indikator, um abzuschätzen, ob die Strahlintensität für den Einsatz des Detektors als Compton-Polarimeter zu hoch ist, ist die Abstandsverteilung der Compton-gestreuten Photonen relativ zum Streupixel. Aufgrund von Wechselwirkungen und Abschwächung der Photonen (Abschnitt 2.2) im Detektormaterial sowie durch Photonen, die den Kristall verlassen,

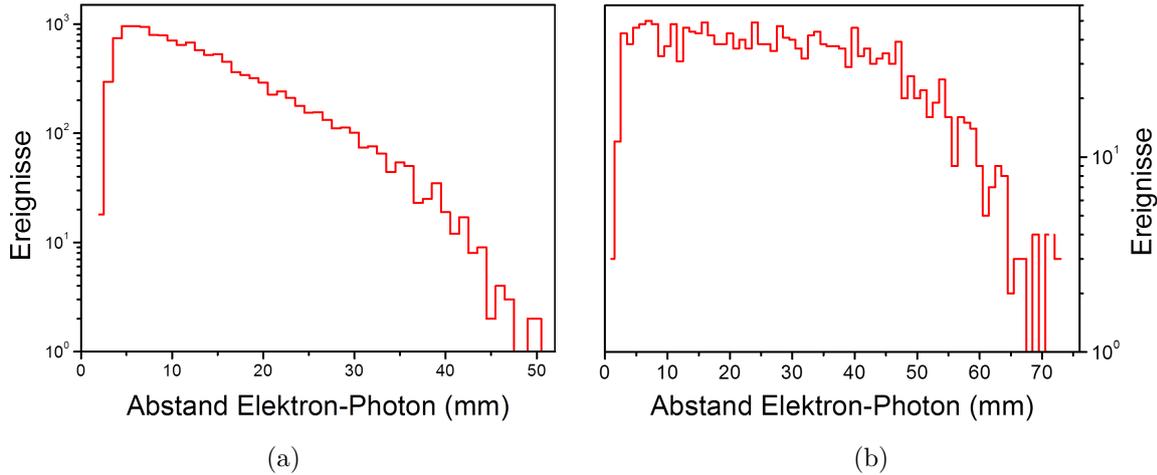


Abbildung 5.11: (a) Abstand zwischen Rückstoßelektron und Compton-gestreutem Photon bei akzeptabler Strahlungsintensität. Aufgrund von Abschwächung im Detektormaterial sowie gestreuten Photonen, die den Kristall verlassen, ist eine exponentiell abfallende Abstandsverteilung zu erwarten. (b) Abstandsverteilung bei zu hoher Strahlungsintensität vom Elektron und gestreuten Photon bei zu hoher Ereignisrate. Die nicht exponentiell abfallende Abstandsverteilung ist ein eindeutiger Indikator für eine hohe Anzahl an zufälligen Koinzidenzen, welche fälschlicherweise als Compton-Ereignisse identifiziert werden.

sollte die Abstandsverteilung der Photonen einem näherungsweise exponentiellen Abfall folgen. Durch zufällige Compton-Ereignisse weicht die Abstandsverteilung jedoch deutlich von dem erwarteten Verlauf ab. Ein Vergleich der Abstandsverteilungen bei akzeptablem sowie bei zu hohem Photonenfluss ist in Abbildung 5.11 dargestellt. Dabei zeigt Abbildung 5.11 (b) die Abweichung am Beispiel einer Messung, in der eine Rate von über 3 kHz vom Polarimeter registriert wurde. Die Abweichung der gemessenen Verteilung gegenüber der Abstandsverteilung ohne zufällige Koinzidenzen wurde später in der Datenanalyse zur Bestimmung des Anteils falscher Compton-Ereignisse genutzt (vgl. Abschnitt 6.5.4). Durch mehrere Testmessungen bei unterschiedlich starken Elektronenströmen wurde eine Ereignisrate von 1 kHz als bestmögliche Lösung befunden, um zufällige Koinzidenzen zu vermeiden und gleichzeitig eine möglichst hohe statistische Signifikanz zu gewährleisten⁹. Die Stromstärke des Elektronenstrahls konnte mit dem Netzteil des Diodenlasers (vgl. 4.1) geregelt werden.

Es bleibt anzumerken, dass nur Photonen oberhalb der Triggerschwelle (zwischen 20 und 30 keV) zur Ausleserate beitragen. Die Strahlungsintensität im niederenergetischen Bereich war während der Messung also nicht an der Zählrate des Detektors abzulesen. Allerdings lagen in diesem Energiebereich sowohl die höchste Intensität der Bremsstrahlung als auch die typischen Energien der Compton-Rückstoßelektronen. Die Verwendung der Edelstahlfolie vor dem Polarimeter war daher auch zum Minimieren des Anteils falscher Compton-Ereignisse unbedingt erforderlich.

⁹Dies entspricht je nach Targetdicke und -material einem Elektronenstrom im zwei- bis dreistelligen nA-Bereich. Beispielsweise lag der Strom im Fall des dünnen Goldtargets bei etwa 40 nA.

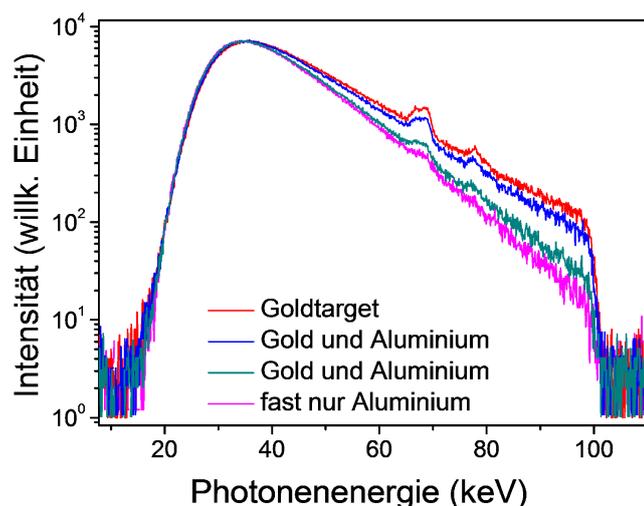


Abbildung 5.12: Veränderung des Verlaufs der spektralen Bremsstrahlungsverteilung, wenn der Aluminiumrahmen des Targethalters gar nicht, partiell oder fast ausschließlich vom Elektronenstrahl getroffen wird.

5.6 Experimenteller Ablauf

Nach den oben skizzierten Vorbereitungen und Testmessungen konnte mit den eigentlichen Messreihen aus Tabelle 5.1 begonnen werden. Dabei erfolgte die Steuerung der Magnete der Elektronenstrahlführung über eine Kontrollkonsole. Zur Strahldiagnose konnten an mehreren Stellen der Strahlführung Leuchtschirme in den Strahlengang gefahren werden, um sowohl die Position als auch das Profil des Elektronenstrahls zu überprüfen. Auf diese Weise wurde auch sichergestellt, dass der Strahl senkrecht auf die Targetfolie einfiel und optimal mit ihr überlappte. Der Durchmesser des Strahls im Targetbereich wurde mithilfe des Leuchttargets zu ca. 2 mm bestimmt [90]. Dies lag deutlich unterhalb des Durchmessers der verwendeten Targetfolie (10 mm). Neben der korrekten Positionierung des Strahls wurde kontrolliert, ob der Strahlfleck der vom Target emittierten Bremsstrahlung mittig auf den Kristall des Polarimeters traf. Im nächsten Schritt wurde das gewünschte Target in den Strahl gefahren und der Elektronenstrom so eingestellt, dass eine Ereignisrate von ca. 1 kHz registriert wurde.

Während der Messreihen kam es zu einer starken Wärmeentwicklung im unbelüfteten Labor des Teststandes. Diese Wärmeentwicklung konnte zu veränderten Feldgeometrien der Steuermagnete [91] sowie zu Fehlfunktionen der Ausleselektronik führen (vgl. Abschnitt 6.2). Da eine Änderung der Feldstärke der Steuermagnete im Allgemeinen eine Veränderung der Position des Elektronenstrahls zur Folge hatte, wurde während der Messung durchgehend die Zählrate des Polarimeters kontrolliert. Sie diente als erster Indikator für eine ungewollte Auslenkung des Elektronenstrahls von der Sollbahn. Wurde beispielsweise im Targetbereich der wesentlich dickere Aluminiumrahmen getroffen, erhöhte sich die Rate gravierend. Darüber hinaus wurde während der Messung – wie auch in der späteren Datenanalyse – die Position und Größe des auf dem Detektor sichtbaren Strahlflecks überprüft. Die Position gibt Auskunft über mögliche Verände-

rungen der Elektronstrahlposition. Bei Unsicherheiten wurde zusätzlich die spektrale Form der Bremsstrahlungsverteilung, die aus dem Setzen der ROI auf den Strahlfleck resultierte, überprüft. Abbildung 5.12 zeigt exemplarisch den Fall, in dem der Elektronenstrahl langsam von dem Goldtarget abgedriftet ist und schließlich hauptsächlich den Aluminiumrahmen getroffen hat. Aufgrund der wesentlich geringeren Kernladungszahl des Rahmenmaterials, fällt die resultierende Bremsstrahlungsverteilung für Aluminium deutlich steiler ab und darüber hinaus fehlen die charakteristischen Übergänge von Gold.

Um die Eigenschaften der linearen Polarisierung der Bremsstrahlung in Abhängigkeit von der Elektronenspineinstellung zu untersuchen, wurden diverse Messreihen mit unterschiedlichen Spineinstellungen vorgenommen. Vor Beginn jeder Messreihe wurde, wie oben beschrieben, zunächst die Einstellung des Elektronenstrahls geregelt. Die unterschiedlichen experimentellen Parameter der Bremsstrahlungsmessung beinhalten den Beobachtungswinkel, die Elektronenspineinstellung sowie das Targetmaterial und die Targetdicke (vgl. Tabelle 5.1). Typischerweise wurde im Durchschnitt für die Messung einer bestimmten Einstellung jeweils etwa 24 Stunden benötigt. Dabei wurden Messungen mit einem unpolarisierten, longitudinal, antilongitudinal und transversal polarisierten Elektronenstrahl vorgenommen. Mit transversaler Einstellung ist im Folgenden gemeint, dass der Elektronenspin in der Reaktionsebene liegt, die durch die Ausbreitungsrichtung der Elektronen und die Richtung der gemessenen Bremsstrahlungsphotonen aufgespannt wird.

Da die genaue Lage und Orientierung des Detektorkristalls nicht bekannt war, fand eine Relativmessung zwischen unpolarisiertem und polarisiertem Elektronenstrahl statt, um die Unterschiede in der Polarisationscharakteristik der Photonen zu überprüfen. Explizit ist hier eine mögliche Verkippung des Polarisationsvektors zu nennen. Um in Hinblick auf diese Untersuchung die Stabilität des Detektors sicherzustellen, wurde die geometrische Stabilität im Verlauf der Messung mehrfach mit einem digitalen Winkelmessgerät überprüft.

Der Polarisationsgrad des Elektronenstrahls konnte lediglich zu Beginn und zum Ende des Bremsstrahlungsexperiments bestimmt werden, da die Messung mit dem Mott-Polarimeter einige Stunden in Anspruch nimmt und stabile Temperaturbedingungen erfordert [91]. Während des Strahlbetriebs erhitze sich das abgeschlossene Labor so stark, dass auf eine ausreichend lange Pause vor der Mott-Polarisationsmessung zu achten war.

Zwischen den Messungen wurde in einem Abstand von etwa 2 Tagen eine Energiekalibration mithilfe radioaktiver Quellen vorgenommen (vgl. Abschnitt 5.3).

Kapitel 6

Auswertung und Datenanalyse

Im folgenden Kapitel wird die Auswertung der Messdaten im Hinblick auf den Grad der linearen Polarisation der Bremsstrahlung sowie auf eine mögliche Verkippung des Polarisationsvektors dargestellt. Dies beinhaltet neben der Analyse der mit dem Si(Li)-Polarimeter aufgenommenen Daten auch eine Charakterisierung des Detektors mittels Monte-Carlo-Simulationen. Die einzelnen Analyseschritte werden, soweit nicht anders angegeben, am Beispiel der mit dem dünnen Goldtarget ($90 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) unter einem Beobachtungswinkel von 130° gewonnenen Daten illustriert. Die Auswertung der übrigen Datensätze (vgl. Tabelle 5.1) verläuft nahezu identisch.

Zur Auswertung der Messdaten wurde auf das Programmpaket „PolarPackage“ zurückgegriffen, das im Rahmen der Arbeit von G. Weber entwickelt wurde [70]. Neben dem auf dem SATAN-Paket [99] aufgesetzten Analyseprogramm für die Messdaten des Polarimeters („PolarBasic“) enthält dieses noch weitere Hilfsprogramme zur Rekonstruktion der Polarisationseigenschaften. In dieser Arbeit wurden diese in PL1 bzw. FORTRAN geschriebenen Programme zusätzlich den besonderen Bedürfnissen dieser Messung angepasst.

6.1 ROI-Gebiet und Ausleuchtung des Kristalls

Für die Analyse war ausschließlich die vom Target emittierte Bremsstrahlung von Interesse, die ohne weitere Wechselwirkung auf den Detektor einfiel. Strahlung, welche von anderen Orten in der Targetkammer oder der Strahlführung ausging, wurde durch die verwendete Abschirmung soweit wie möglich reduziert (vgl. Abschnitt 5.4). Die Ortsauflösung des Polarimeters ermöglichte eine weitere Optimierung, indem nur solche Photonen berücksichtigt wurden, die innerhalb des durch den Kollimator hervorgerufenen Strahlflecks auf den Detektor einfielen. Dazu wurden in der Datenanalyse die akzeptierten Ereignisse auf die entsprechenden ROI-Fenster eingeschränkt (vgl. Abb. 5.9). Hierbei musste berücksichtigt werden, dass die Position des Strahlflecks auf dem Detektor aufgrund der Instabilität des Elektronenstrahls Schwankungen unterworfen war. Um diesem Umstand Rechnung zu tragen, wurde für jede aufgenommene Listmode-Datei¹ die Position des Strahlflecks und im Fall von deutlichen Änderungen auch die zugehörige spektrale Verteilung der Bremsstrahlung überprüft (vgl. Abb. 5.12). Für die Auswertung der Energiespektren und der Histogramme wurde eine ROI in Form eines Kreises auf den Strahlfleck gesetzt. Dabei wurden die auszuwertenden Ereignisse

¹Eine Datei entsprach der Messdauer von etwa einer halben Stunde.

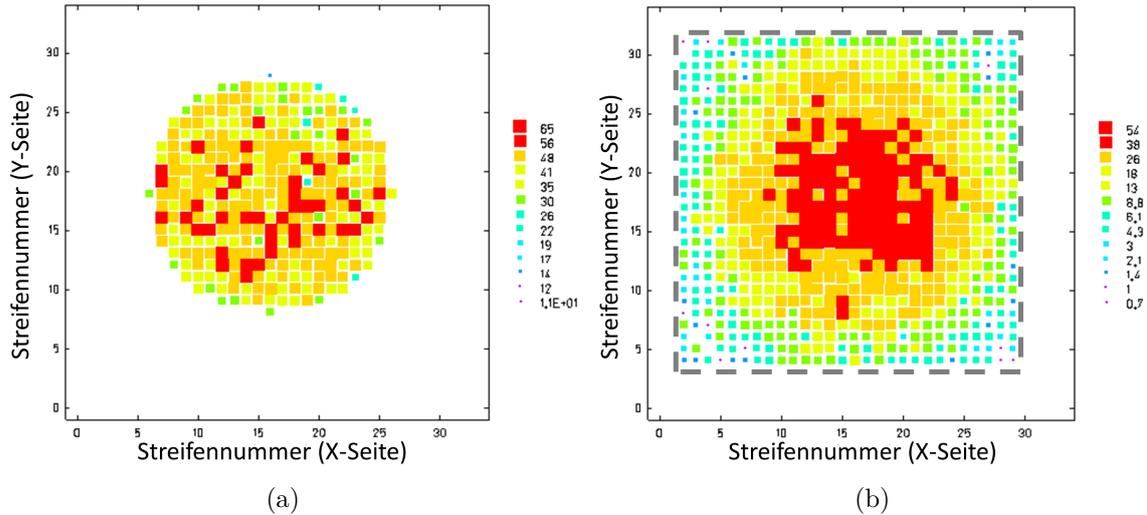


Abbildung 6.1: (a) Ortsbild der Compton-Rückstoßelektronen für einen Energie-schnitt der einfallenden Strahlung von $98,5 \pm 3$ keV. Durch die Einschränkung der Elektronen auf die ROI werden nur Photonen, die innerhalb des Strahlflecks auf den Detektor trafen, berücksichtigt. (b) Position der zugehörigen Compton-Streuphotonen, die im Detektor gestoppt wurden. Um relativ zum Mittelpunkt des Strahlflecks eine möglichst homogene Detektorausleuchtung zu erreichen, wurde die aktive Fläche des Detektors eingeschränkt (gestrichelte Linie).

durch die Position des Mittelpunktes sowie den Radius des Kreises definiert, die für jede Datei einzeln angepasst wurden.

Die Ortsbedingung durch die kreisförmige ROI war nicht nur für die Energiespektren wichtig, auch für die Auswertung der Ereignisse mit Multiplizität 2 und der darauf basierenden Compton-Analyse wurde sie eingesetzt. Da der Auftreffort der einfallenden Photonen identisch mit demjenigen Pixel ist, in welchem das Rückstoßelektron nachgewiesen wurde (vgl. 3.3), konnte die oben dargestellte Ortsbedingung auf die Auswertung der Compton-Ereignisse übertragen werden. Abbildung 6.1 (a) zeigt das Ortsbild der Compton-Elektronen mit der Beschränkung durch die ROI und Abbildung 6.1 (b) zeigt die dazugehörigen gestreuten Photonen. Für letztere war ebenfalls eine Einschränkung notwendig, da der Strahlfleck nicht immer zentral auf dem Detektor positioniert war. Leichte Abweichung in eine Richtung führen dazu, dass die gestreuten Photonen in die entgegengesetzte Richtung im Mittel einen weiter ausgedehnten Detektor vorfinden und folglich dort mit größerer Wahrscheinlichkeit nachgewiesen werden. Dies hat eine zusätzliche Inhomogenität der Compton-Streuverteilung zur Folge, die die Polarisationsmessung verfälschen kann (vgl. Abschnitt 3.3). Daher wurde für die gestreuten Photonen die Detektorfläche so verkleinert, dass deren Mitte dem Mittelpunkt des Strahlflecks entsprach. Mit diesem Verfahren wurden, abhängig von der Messreihe, maximal bis zu 4 Randstreifen weggeschnitten, sodass der Verlust an potentiellen Compton-Ereignissen gering gehalten wurde.

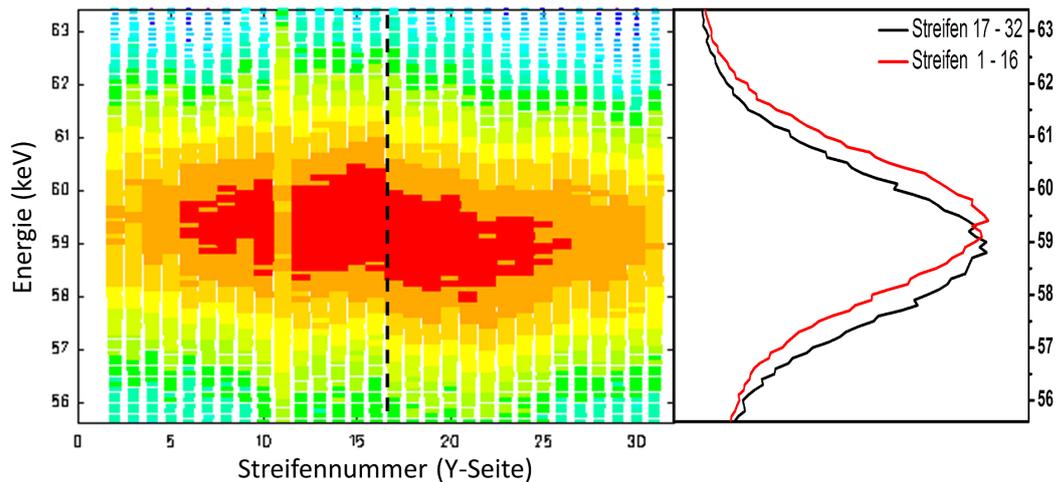


Abbildung 6.2: **Photonenergie in Abhängigkeit der Streifennummer auf der HV-Seite.** Der Energieausschnitt ist auf die Hauptlinie von Am-241 (59.45 keV) eingeschränkt. Deutlich zu erkennen ist eine systematische Energieverschiebung der rechten 16 Streifen gegenüber den linken, korrekt kalibrierten Streifen. Dieser Effekt, der höchstwahrscheinlich auf einen temperaturabhängigen Drift eines 16-Kanal-Hauptverstärkermoduls zurückzuführen war, musste nachträglich korrigiert werden.

6.2 Korrektur der Energiekalibration

Bei der Auswertung der experimentellen Daten stellte sich heraus, dass die während der Messung aufgenommenen Röntgenspektren teilweise energetisch nicht zu den Kalibrationsdaten passten. Die Energiesignale auf 16 benachbarten Streifen der HV-Seite waren systematisch gegenüber den zur Energiekalibration verwendeten Messdaten verschoben. Dies ist in Abbildung 6.2 am Beispiel der 59 keV-Linie von Am-241 dargestellt. Dieser Versatz wurde wahrscheinlich durch einen temperaturabhängigen Drift eines Hauptverstärkermoduls verursacht, da die betroffenen 16 Kanäle alle zu einem Modul gehörten und um einen sehr ähnlichen Wert verschoben waren. Die Energieverschiebung schwankte in Abhängigkeit von der Labortemperatur und konnte am hochenergetischen Ende der Bremsstrahlung Werte zwischen 0 und etwa 1.4 keV annehmen. Das Spektrum links in Abbildung 6.3 zeigt die Bremsstrahlungsverteilung für die jeweils ersten und letzten 16 Kanäle der HV-Seite. Die energetische Abweichung der beiden Spektren untereinander ist besonders am hochenergetischen Ende zu erkennen. Ein derartiger Effekt konnte nur bei den Streifen dieses einen Verstärkermoduls festgestellt werden. Die Energiesignale der ersten 16 Streifen der HV-Seite stimmten mit den restlichen 32 Streifen der Masse-Seite gut überein.

Für das korrekte Funktionieren der Compton-Analyse ist eine saubere Energiebestimmung absolut notwendig. Daher mussten die energetischen Abweichungen behoben werden, indem für die Streifen 17–32 der HV-Seite eine Korrektur der Kalibration vorgenommen wurde. Dazu konnte jedoch nicht auf die Daten mit Kalibrationsquellen zurückgegriffen werden, da diese Messungen lediglich im Abstand von einigen Tagen durchgeführt wurden, während die Energieverschiebung des vermutlich instabilen Mo-

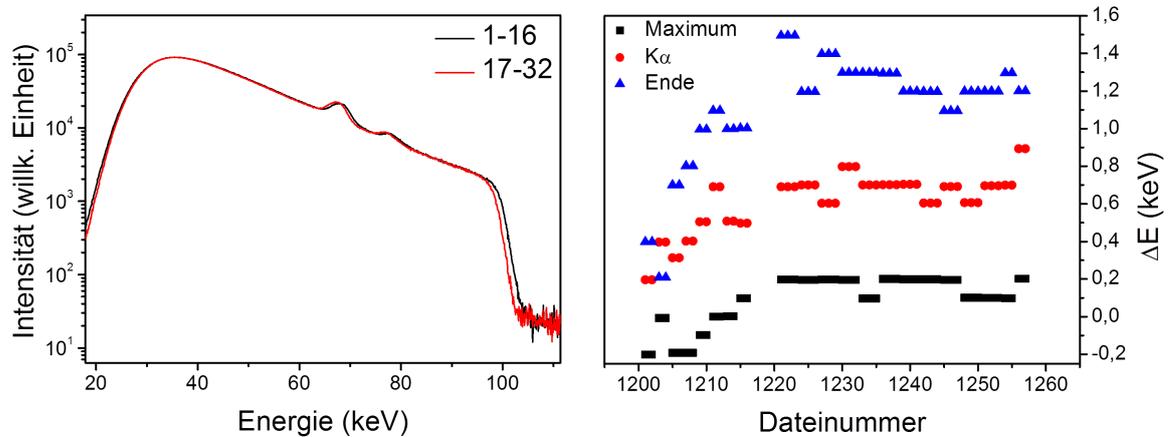


Abbildung 6.3: **Unkorrigierte Daten:** Linke Seite: Multiplizität-1-Spektrum der ersten 16 Kanäle (1–16) und der letzten 16 Kanäle (17–32) der Streifen der HV-Seite. Es ist ein deutlicher Versatz zwischen diesen beiden Spektren auf der Energieachse zu erkennen. Rechte Seite: Energetische Abweichung für das Bremsstrahlungsmaximum (ca. 35 keV), die K_{α} -Linie (ca. 68 keV) und das hochenergetische Ende (ca. 100 keV) zu den jeweils 16 Segmenten der HV-Seite.

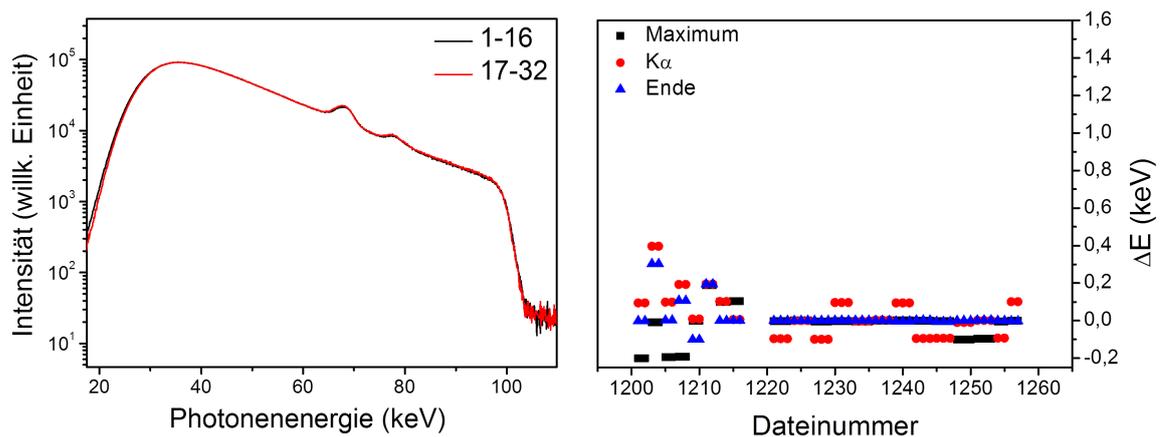


Abbildung 6.4: **Korrigierte Daten:** Linke Seite: Multiplizität-1-Spektrum der ersten 16 Kanäle (1–16) und der letzten 16 korrigierten Kanäle (17–32) der Streifen der HV-Seite. Rechte Seite: Wie in Abbildung 6.3, die Korrektur hat die energetische Abweichung deutlich reduziert.

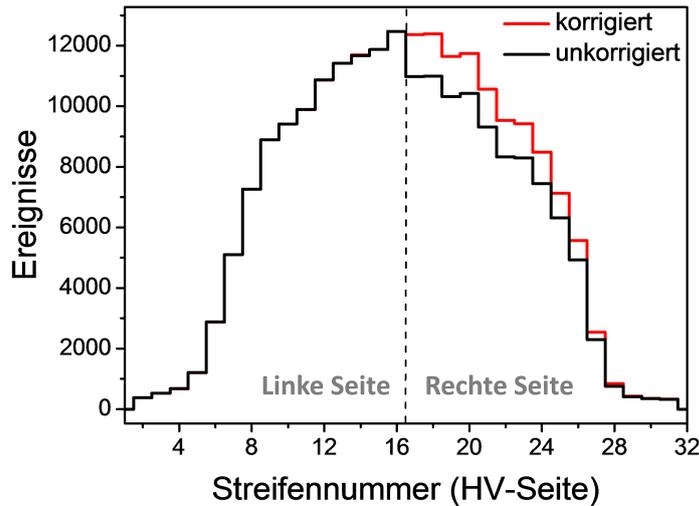


Abbildung 6.5: Das Histogramm zeigt die Projektion der Intensität des hochenergetischen Endes der Bremsstrahlung ($98,5 \pm 3$ keV) auf die Streifen der HV-Seite mit und ohne Kalibrationskorrektur.

duls auf einer Zeitskala von wenigen Stunden deutlich schwankte. Daher wurde auf die Daten der Bremsstrahlungsmessung zurückgegriffen. Wie in Abbildung 6.3 (b) dargestellt, wurde die energieabhängige Verschiebung der rechten gegenüber den linken HV-Seite anhand von drei charakteristischen Bereichen des Spektrums (Maximum der Verteilung, K_{α} -Linie und hochenergetisches Ende) ermittelt. Dazu wurden die Daten für jeweils eine experimentelle Einstellung aus Tabelle 5.1 in etwa gleich große Datensätze unterteilt. Die Größe eines Datensatzes entsprach dabei der Messdauer von etwa 1,5 Stunden. Hierbei wurden u. a. auch die zeitlichen Unterbrechungen der Messreihen berücksichtigt. Um die Energiekalibration der einzelnen Datensätze zu überprüfen bzw. zu korrigieren wurden jeweils die beiden Multiplizität-1-Spektren der ersten 16 Kanäle (linke Seite) und der Kanäle 17 – 32 (rechte Seite) ausgegeben. Um die energieabhängige Verschiebung der Streifen 17 – 32 in den einzelnen Datensätzen gegenüber den korrekt kalibrierten Streifen 1 – 16 zu ermitteln, wurde das Spektrum der rechten und linken Seite mittels der Methode der kleinsten Quadrate innerhalb der genannten drei Bereiche an ein während der gesamten Messzeit aufgenommenes Referenzspektrum angepasst. Dabei dienten die Verschiebungen auf der Energieachse als freie Fitparameter. Für jeden Datensatz resultierte aus der Differenz der jeweiligen Verschiebung zwischen linker und rechter HV-Seite ein Wert für den Energieversatz an den drei Punkten des Spektrums. An diese Werte wurde wiederum eine Gerade angepasst, um Korrekturwerte für beliebige Punkte des Spektrums zu erhalten. Dabei ist zu beachten, dass diese Gerade typischerweise bei ca. 30 keV einen Nulldurchgang aufwies und für niedrigere Energien folglich einen negativen Versatzwert vorhersagte. Dies hätte jedoch im Bereich von wenigen keV zu unrealistisch großen negativen Verschiebungen geführt, sodass eine Korrektur der auf der rechten HV-Seite gemessenen Energien nur für positive Korrekturwerte durchgeführt wurde. Das Ergebnis dieser Prozedur ist in Abbildung 6.4 dargestellt, in der im Vergleich zu den unkorrigierten Daten in Abbildung 6.3 eine deutliche Verbesserung zu erkennen ist. Einen weiteren Indikator für die Überprüfung der Qualität der Korrektur zeigt Abbildung 6.5, in welcher die Intensität am hochenerge-

tischen Ende der Bremsstrahlung ($98,5 \pm 3$ keV) auf die Streifennummer der HV-Seite projiziert wurde. Vor der Korrektur entfielen auf die rechten Streifen weniger Ereignisse, da die Verteilung zu niedrigeren Energien hin verschoben war. Dagegen ist nach der Korrektur eine deutlich gleichmäßigere Verteilung zu erkennen. Diese Korrektur wurde für jede experimentelle Einstellung durchgeführt.

6.3 Berücksichtigung der Ladungsteilung

Energiefenster (keV)	Anteil der Ladungsteilungsergebnisse (%)
$98,5 \pm 3$	~ 20
$92,5 \pm 3$	~ 18
$86,5 \pm 3$	~ 17
$80,5 \pm 3$	~ 16
$74,5 \pm 3$	~ 15

Tabelle 6.1: **Erhöhung der Anzahl von Compton-Ereignissen durch die Rekonstruktion von Ladungsteilungsergebnissen.**

Ein weiterer Effekt, der in der Polarisationsauswertung berücksichtigt wurde, ist die Ladungsteilung zwischen benachbarten Segmenten des Detektorkristalls. Im Halbleiter entstehen durch Absorption eines Photons eine positive und negative Ladungswolke, die dann jeweils zu den Kontakten der einzelnen Kristallsegmente driften und während dieser Zeit aufgrund von Diffusion beständig aufgeweitet werden. Wenn diese Ladungswolken im Grenzgebiet zwischen zwei Segmenten entstehen, können sie zwischen den benachbarten Streifen aufgeteilt werden, sodass nur ein Teil der im Detektor deponierten Photonenenergie in einem Segment registriert wird.

Ladungsteilung bei Compton-Ereignissen führt zu einer Erhöhung gegenüber der ursprünglichen Multiplizität 2, sodass diese Ereignisse in der Compton-Analyse aussortiert werden und die Zahl der identifizierten Streuereignisse reduziert wird. Daher ist es sinnvoll, in der Analyse zunächst Ladungsteilungsergebnisse zu identifizieren und derart zu rekonstruieren, dass die in zwei benachbarten Streifen deponierte Energie in einem der beiden Streifen zusammengeführt wird. Dies resultiert in einer Reduktion der Multiplizität, die dann wieder der Zahl der inelastischen Wechselwirkungen im Detektor entspricht. So war es in dieser Messung möglich, die Anzahl der identifizierten Compton-Ereignissen um bis zu 20 % zu erhöhen (vgl. hierzu Tabelle 6.1). Die Zunahme bei höheren Energien erklärt sich daraus, dass die energiereicheren Primärelektronen längere Wegstrecken im Detektorkristall zurücklegen und daher die resultierende Ladungswolke weiter ausgedehnt ist². Es ist jedoch zu beachten, dass nicht alle potentiellen Ladungsteilungsergebnisse eindeutig rekonstruiert werden konnten, da bestimmte Kombinationen von betroffenen Streifen durch verschiedene Prozesse erzeugt werden können. In der hier eingesetzten Auswertung wurden nur solche rekonstruiert, bei denen die Ladungsteilung eindeutig zu identifizieren war.

²Eine detaillierte Diskussion des Ladungsdrifts und anderen Prozessen in Halbleiterdetektoren befindet sich in [26].

6.4 Rekonstruktion der Compton-Ereignisse

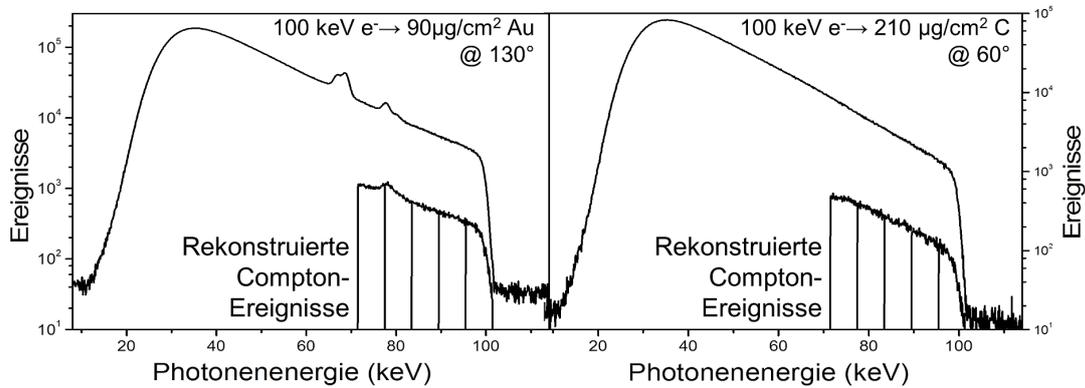


Abbildung 6.6: **Bremsstrahlungsverteilung des dünnen Goldtargets unter einem Beobachtungswinkel von 130° und des dicken Kohlenstofftargets unter 60° bei der Verwendung eines unpolarisierten 100 keV-Elektronenstrahls. Die darunterliegende Kurve zeigt die rekonstruierten Compton-Ereignisse für fünf Energieschnitte.**

Nachdem in den vorangegangenen Abschnitten die notwendigen Vorarbeiten für die Auswertung der Messdaten dargestellt wurden, konnte mit der Rekonstruktion der Compton-Ereignisse begonnen werden. Abbildung 6.6 illustriert die Ergebnisse des Rekonstruktionsalgorithmus am Beispiel des unpolarisierten Elektronenstrahls und unterschiedlichen Targetfolien. Die linke Seite in Abbildung 6.6 zeigt die Bremsstrahlungsverteilung für das dünne Goldtarget und einem Beobachtungswinkel von 130° und die rechte Seite die spektrale Verteilung für das dickere Kohlenstofftarget und der Positionierung des Polarimeters unter einem Winkel von 60° . Für die Rekonstruktion der Compton-Ereignisse wurde jeweils das hochenergetische Ende der Bremsstrahlungsverteilung in fünf Energiefenster mit einer Breite von je 6 keV unterteilt (98,5 keV, 92,5 keV, 86,5 keV, 80,5 keV und 74,5 keV). Da die Energie des Rückstoßelektrons oberhalb der Rauschgrenze des Detektors liegen musste (vgl. Abschnitt 3.2), konnten keine niedrigeren Energien untersucht werden.

Wie in Abschnitt 3.3 beschrieben, wurde für jeden dieser Schnitte die Ortsverteilung der im Detektor gestreuten Photonen rekonstruiert. Die unter der Bremsstrahlungsverteilung liegende Kurve in Abbildung 6.6 zeigt die Anzahl dieser rekonstruierten Compton-Ereignisse für die einzelnen Energiefenster und einem polaren Streuwinkel von $\vartheta = 90 \pm 15^\circ$. Diese Einschränkung des polaren Streuwinkels ist aufgrund der hohen Modulation besonders gut für die Polarisationsbestimmung geeignet. Abbildung 6.7 zeigt die Streuverteilung, bei der sich der Ort der Wechselwirkung im Koordinatensprung des zweidimensionalen Graphen befindet und relativ dazu die Position der Compton-gestreuten Photonen aufgetragen ist. Beide Compton-Streuverteilungen sind jeweils für den höchsten Energieschnitt von $98,5 \pm 3$ keV und den besagten Streuwinkelbereich von $\vartheta = 90 \pm 15^\circ$ dargestellt. Hierbei wurden Compton-Ereignisse, die aus der Ladungsteilung resultieren, nicht berücksichtigt. Insbesondere die Streuverteilung des Kohlenstofftargets ist durch eine starke Anisotropie gekennzeichnet und lässt in Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen auf einen hohen Polarisationsgrad schließen.

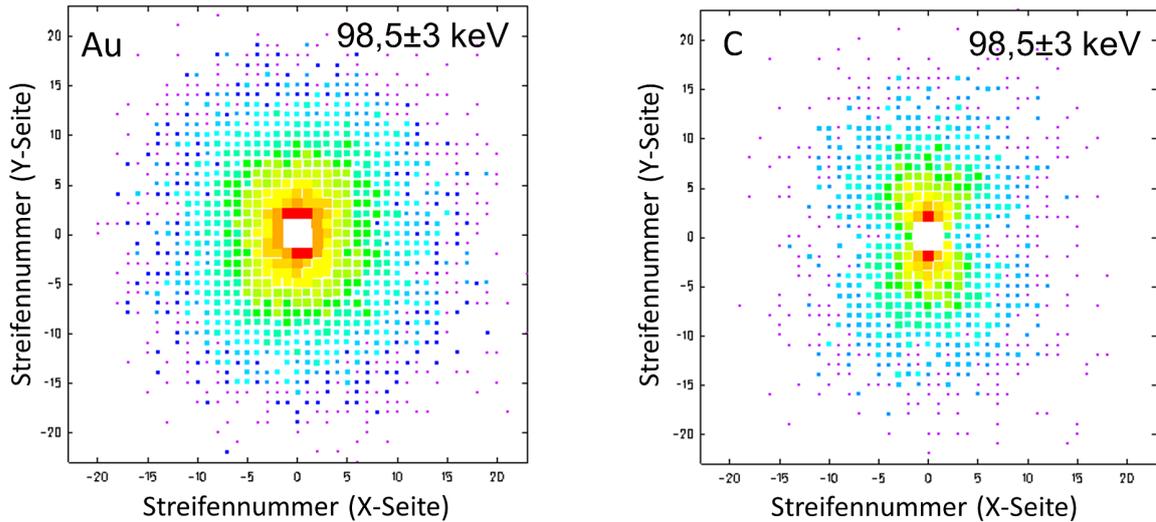


Abbildung 6.7: **Compton-Streuverteilung für Gold und Kohlenstoff unter einem Beobachtungswinkel von 130° . Die Verteilung wurde jeweils für den höchsten Energieschnitt rekonstruiert.**

Um die lineare Polarisierung sowie die Orientierung des Polarisationsvektors zu bestimmen, wurden die Verteilungen auf die φ -Achse projiziert und an diese Daten die modifizierte Klein-Nishina-Gleichung 3.2 mittels der Methode der kleinsten Quadrate mit dem Polarisationsgrad P_L und der Orientierung des Polarisationsvektors χ als freie Parameter angepasst. Dieses Verfahren ist in Abbildung 6.8 dargestellt, wobei die eingezeichneten Fehlerbalken die statistische Unsicherheit widerspiegeln.

Um möglichst viele Compton-Ereignisse zu rekonstruieren und die statistische Signifikanz zu erhöhen, wurden bei der Auswertung jeweils zwei getrennte Compton-Analysen durchgeführt. Bei der einen Auswertung wurde die mögliche Ladungsteilung zwischen benachbarten Segmenten nicht berücksichtigt (Abb. 6.8 (a)). Dahingegen wurde bei der anderen die Polarisierung ausschließlich für Ereignisse, die von Ladungsteilung herühren, rekonstruiert. Diese Vorgehensweise ist notwendig, da aufgrund der nicht für alle Ladungsteilungsereignisse möglichen eindeutigen Rekonstruktion die resultierende Compton-Streuverteilung nicht der für die „normalen“ Compton-Ereignisse entsprach. Zur Korrektur geometrischer Effekte, die beispielsweise durch die endliche Pixelgröße des Detektors hervorgerufen werden, wurden beide Streuverteilungen jeweils auf eine simulierte Verteilung für unpolarisierte Strahlung normiert (vgl. Abschnitt 6.5.1). An die normierten Messdaten konnte dann die modifizierte Klein-Nishina-Gleichung angepasst werden.

Es zeigte sich jedoch, dass der Grad der linearen Polarisierung, der im Fall der Ladungsteilung rekonstruiert wurde, systematisch erhöht war. Dies ist vermutlich auf eine nicht ausreichend detaillierte Behandlung der Ladungsteilung in dem zur Normierung genutzten Simulationscode zurückzuführen. Daher wurden für die Bestimmung der linearen Polarisierung diese Ereignisse nicht berücksichtigt. Dagegen zeigte sich für die Orientierung der Polarisationsachse keine systematische Abweichung zwischen beiden Datensätzen, sodass der Mittelwert der Ergebnisse der Rekonstruktion mit und ohne Berücksichtigung der Ladungsteilung verwendet werden konnte.

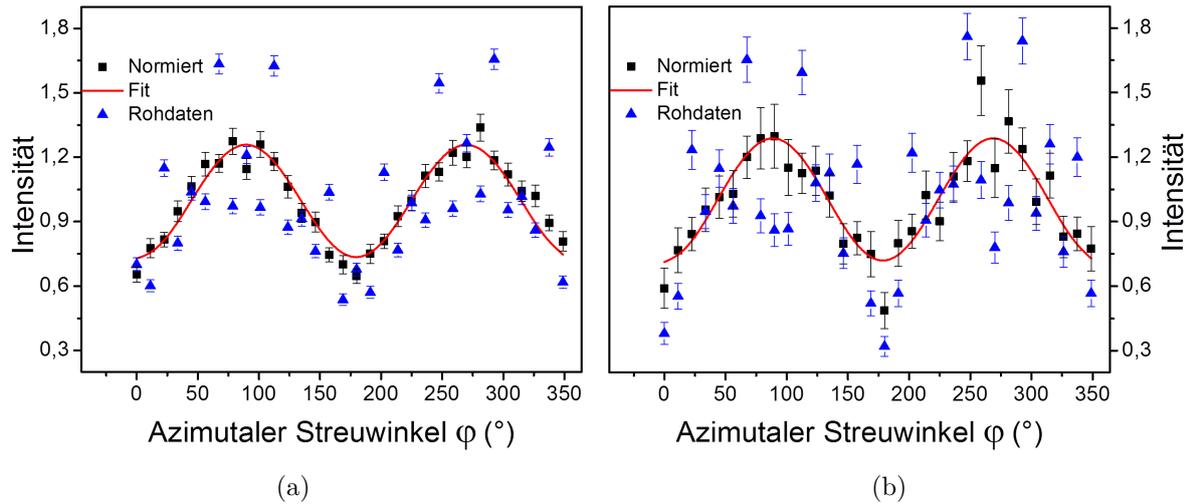


Abbildung 6.8: (a) Azimutale Streuverteilung der aus dem Experiment gewonnenen Rohdaten (blaue Punkte). Die Normierung (schwarze Punkte) auf eine simulierte, isotrope Streuverteilung führt zu einer Verringerung der Artefakte, die durch die Detektorgeometrie bedingt ist. Die so korrigierten Datenpunkte lassen sich durch die modifizierte Klein-Nishina-Formel (rote Kurve) beschreiben. (b) Streuverteilung wie in Abbildung (a), aber mit Einschränkung auf von Ladungsteilung betroffene Compton-Ereignisse.

6.5 Bestimmung der Eigenschaften der linearen Polarisation

Im vorangegangenen Abschnitt wurde dargestellt, wie für die verschiedenen Energien die Compton-Ereignisse und die daraus resultierenden Streuverteilungen rekonstruiert wurden. Die Werte für die lineare Polarisation, die man durch die Anpassung dieser Verteilungen erhält, liefern jedoch noch nicht direkt die Endergebnisse. Bevor die endgültigen Werte für jede Messreihe bestimmt werden können, müssen Effekte, welche die Anisotropie der Streuverteilung beeinflussen und nicht in der Fitfunktion berücksichtigt sind, quantifiziert bzw. korrigiert werden.

Zum einen können die Eigenschaften des Detektors zu einer Reduktion der Anisotropie führen, sodass der rekonstruierte Polarisationsgrad kleiner als die tatsächliche Polarisation der einfallenden Strahlung ist. Diesem Umstand wird durch die Einführung eines Gütefaktors Rechnung getragen. Dieser beschreibt das relative Verhältnis der tatsächlichen Polarisation der auf den Detektor treffenden Photonen zu der rekonstruierten Polarisation. Um eine endgültige Bestimmung der linearen Polarisation zu ermöglichen, muss der Detektor charakterisiert werden. In dieser Arbeit geschieht dies mithilfe von Monte-Carlo-Simulationen. Diese Simulationen dienen nicht nur zur Bestimmung der Güte, sondern auch dazu, die experimentell gemessene Streuverteilung auf eine unpolarisierte simulierte Verteilung zu normieren und geometrische Artefakte zu eliminieren (vgl. Abb. 6.8). Das Verfahren zur Normierung und Bestimmung der Güte wird in Abschnitt 6.5.1 beschrieben.

Zudem führt die Überlagerung der Bremsstrahlung mit den charakteristischen Über-

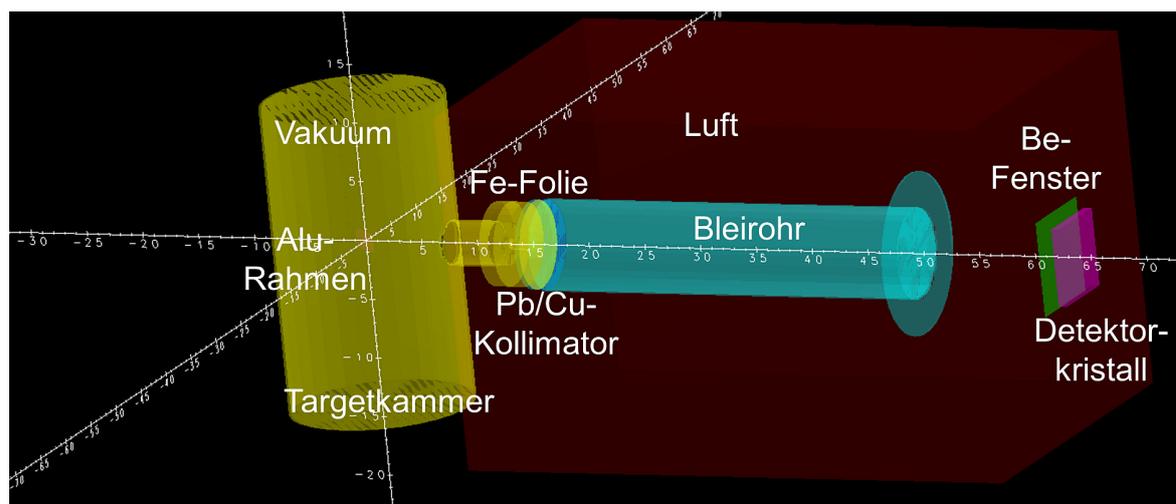


Abbildung 6.9: Experimenteller Aufbau, der mithilfe von CGVIEW [100] für die EGS5-Simulation konstruiert wurde. Das Bild zeigt die einzelnen farblich unterschiedenen Materialien. Zum Beispiel die Kammer aus Edelstahl mit dem Targethalter aus Aluminium. An dem Port mit dem CF35-Flansch ist ein Pb/Cu-Kollimator mit einer Bleiummantelung angebracht. Auf der rechten Seite ist das Berylliumfenster des Detektors zu sehen, welches das umgebene Vakuum für den Siliziumkristall gewährleistet.

gängen der K-Schale zu einer Veränderung des gesamten Polarisationsgrades gegenüber der reinen Bremsstrahlung. Die Berücksichtigung dieser unpolarisierten Strahlungsbeiträge wird in Abschnitt 6.5.2 diskutiert.

Weniger gut zu quantifizieren ist der Untergrund, der durch Streuung von Photonen und Elektronen in der Targetkammer und der Strahlführung entstanden ist. Eine qualitative Behandlung dieses Untergrundanteils erfolgt in Abschnitt 6.5.3.

Ähnlich wie die charakteristischen Übergänge, aber mit einem viel geringeren Anteil, wirken sich die in Abschnitt 6.5.4 diskutierten zufälligen Koinzidenzen auf die lineare Polarisation aus.

Werden die oben genannten Effekte bei der Auswertung nicht berücksichtigt, resultiert dies in einem zu niedrigen Polarisationsgrad. Für eine aussagekräftige Bestimmung müssen somit diese Faktoren quantifiziert und die Resultate um diese korrigiert werden.

6.5.1 Detektorcharakterisierung mittels Monte-Carlo-Simulationen

Für die Interpretation der in Abbildung 6.7 dargestellten Streuverteilung in dem Si(Li)-Polarimeter ist eine genaue Kenntnis der Detektoreigenschaften und deren Zusammenspiel mit dem experimentellen Aufbau nötig. Für eine solche Charakterisierung wären systematische Messungen unter Verwendung von Röntgenstrahlung mit bekannten linearen Polarisations-eigenschaften unter möglichst identischen experimentellen Bedingungen ideal. So könnte insbesondere anhand des bekannten Polarisationsgrades der

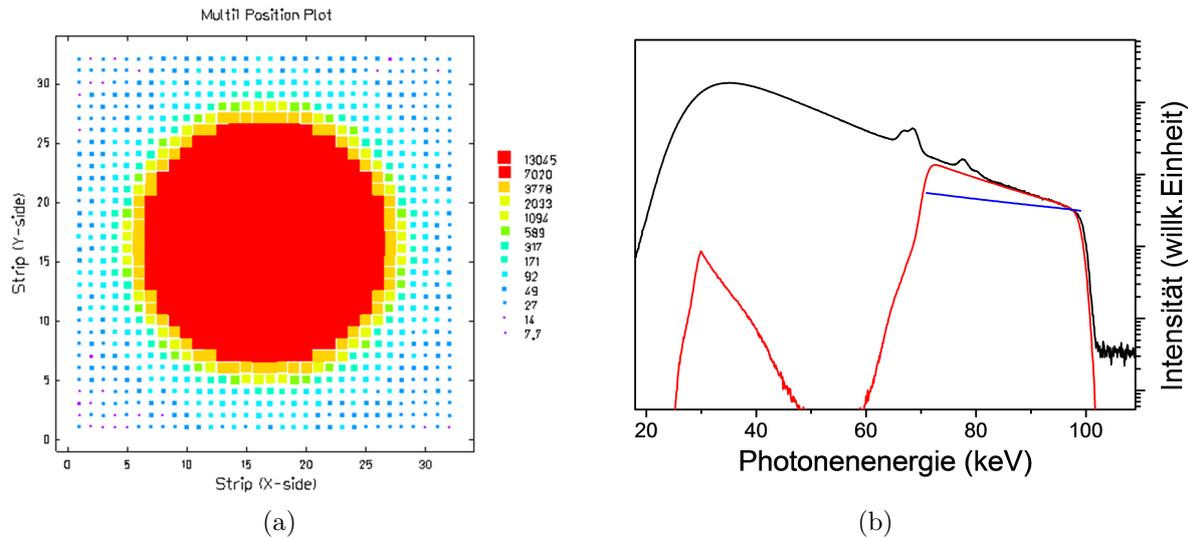


Abbildung 6.10: (a) Ortsbild der simulierten Multiplizität 1-Ereignisse. Wie im Experiment ist der durch das Fenster bedingte Strahlfleck erkennbar. (b) Das Energiespektrum zeigt die experimentell gemessene Verteilung (schwarze Linie), die Eingabewerte für die Simulation (blaue Linie) und die aus der Simulation resultierende Photonenerverteilung (rote Kurve).

einfallenden Strahlung der Gütefaktor des Polarimeters bestimmt werden. Verschiedene Effekte, wie beispielsweise die endliche Pixelgröße, führen zu einer Auswaschung der Anisotropie, sodass für den Gütefaktor ein Wert kleiner 1 zu erwarten ist. In der Praxis sind solche Messungen jedoch nur schwer zu realisieren. Zwar wurde die Funktionsfähigkeit eines ortsempfindlichen Ge(i)-Detektors für die Compton-Polarimetrie an der Synchrotronstrahlungsquelle ERSF³ mit zu nahezu 100 % linear polarisierten Photonen erfolgreich überprüft [26], jedoch ist das Ansprechverhalten des jeweiligen Detektors auch vom experimentellen Aufbau sowie der Photonenergie abhängig. Für die Charakterisierung des Polarimeters musste überprüft werden, inwieweit die aus der Rekonstruktion und Anpassung gewonnenen Resultate für den Grad der linearen Polarisation und der Polarisationsorientierung (vgl. Abb. 6.8) mit den Werten der tatsächlich auf den Detektor einfallenden Strahlung übereinstimmen. Für diesen Zweck wurde auf Monte-Carlo-Simulationen zurückgegriffen. Als Grundlage für das Simulationsprogramm diente das EGS5-Programmpaket⁴, das für die Modellierung des Transports von Photonen und Elektronen in variablen Geometrien und Materialien bei Energien von einigen keV bis in den GeV-Bereich Verwendung findet [101]. Es wurde im Zusammenhang mit Messungen unter Verwendung des Si(Li)- oder Ge(i)-Polarimeter bereits erfolgreich für deren Charakterisierung eingesetzt [12, 26, 70, 102].

Für die Simulation wurden die wichtigsten geometrischen Details des verwendeten Aufbaus mit dem Hilfsprogramm CGVIEW [100] berücksichtigt. Mithilfe des Programms lassen sich auch komplexe Geometrien relativ komfortabel realisieren. Dabei wird zwischen Zonen, Materialien und Körpern unterschieden, welche aus wenigen geometri-

³European Synchrotron Radiation Facility in Grenoble.

⁴Electron Gamma Shower.

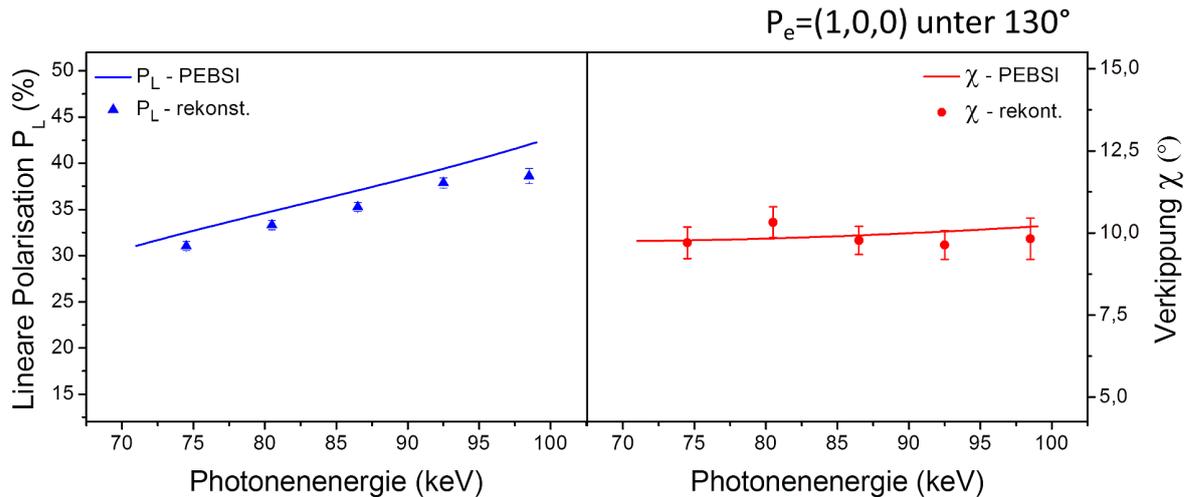


Abbildung 6.11: **Resultate für den Grad der linearen Polarisation sowie für die Verkipfung des Polarisationsvektors, die sich aus der Monte-Carlo-Simulation ergeben. Die Güte des Polarimeters ergibt sich aus dem Vergleich der rekonstruierten Werten (P_L -rekonst.) zu den Eingabewerten der linearen Polarisation (P_L -PEBSI).**

schen Grundelementen mittels eines CG-Algorithmus⁵ zusammengestellt werden. Die hier konstruierte Geometrie (Abb. 6.9) enthält die Kammer mit dem Rohrstück sowie dem kleinen Edelstahlfenster, welches auf dem Flansch unter 130° befestigt ist. Direkt davor befindet sich der verwendete Pb/Cu-Kollimator mit dem Bleirohr und der Bleiabschirmung (vgl. Abb. 5.8). Daran schließt das Polarimeter in Form des Beryllium-Fensters an, das die Umgebungsluft vom Vakuum trennt. Kurz hinter dem Eintrittsfenster befindet sich schließlich der Siliziumkristall des Detektors. Die Photonenquelle mit dem Kreisdurchmesser von 2 mm ⁶ befindet sich in der Aussparung des Aluminiumrahmens ($\varnothing 10\text{ mm}$), der in der Mitte der Targetkammer positioniert ist. Es wird ausgewürfelt, in welche Raumrichtung die Photonen starten. Der Raumwinkel ist so gewählt, dass dieser mindestens die Fläche des Detektorkristalls abdeckt. Die spektrale Verteilung, die lineare Polarisation sowie die Orientierung des Polarisationsvektors der Photonen für Energien von 71 keV bis 99 keV dienen als Eingabeparameter und wurden mit dem Programm PEBSI auf Grundlage vollständig relativistischer Rechnungen erstellt (vgl. Abschnitt 7.1). Neben der Bremsstrahlung für verschiedene Einstellungen des Elektronenspins und verschiedene Beobachtungswinkel wurden auch Simulationen mit unpolarisierter Strahlung durchgeführt. Deren isotrope Streuverteilung diente zur geometrischen Normierung der im Experiment ermittelten Compton-Streuverteilungen. Die aus EGS5 resultierende Positionen der Wechselwirkungen und die dort deponierte Energie wurde abgespeichert und mit der gleichen Analyse, die auch für die experimentellen Daten verwendet wurde, ausgewertet.

Abbildung 6.10 zeigt das simulierte Ortsbild auf dem Detektorkristall und das dazugehörige Energiespektrum, welches man für die oben genannten Parameter erhält. Die Eingabewerte werden deutlich durch die energieabhängige Nachweiseffizienz des Detek-

⁵Combinatorial Geometry

⁶Entspricht dem mit dem BeO-Leuchtschirm ermittelten Elektronenstrahldurchmesser.

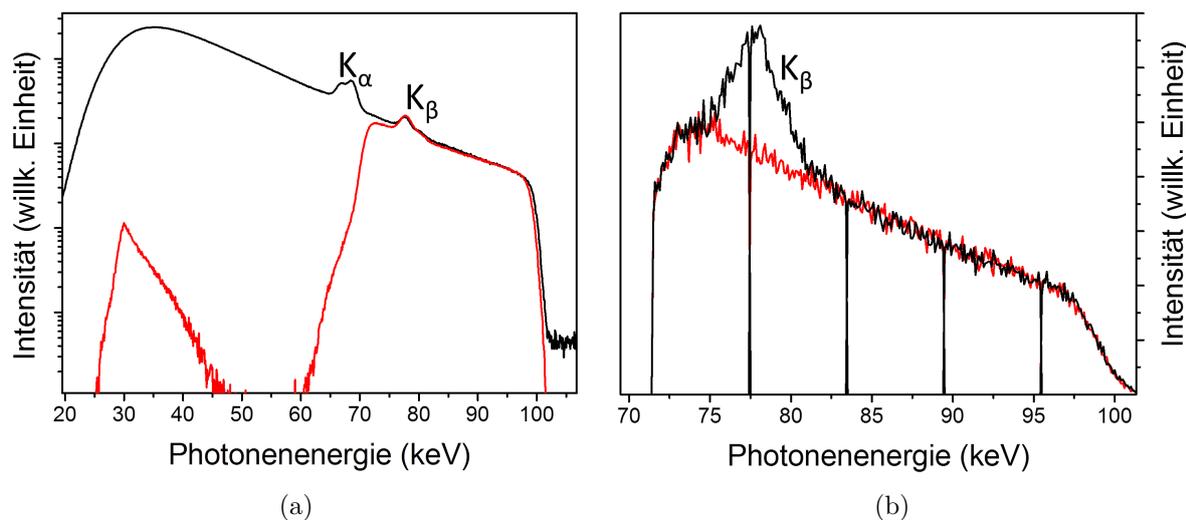


Abbildung 6.12: (a) Vergleich des gemessenen Photonenergiespektrums mit dem Spektrum, das mittels EGS5 unter Berücksichtigung der K_β -Übergänge simuliert wurde (rote Kurve). (b) Rekonstruierte Compton-Ereignisse der Simulation mit (schwarze Verteilung) und ohne (rote Verteilung) Berücksichtigung der charakteristischen K_β -Linien. Die Striche markieren die Energieschnitte für die jeweils die lineare Polarisation ausgewertet wurde. Die Polarisationswerte für 74,5 keV und 80,5 keV müssen um den jeweiligen Anteil der charakteristischen Linien korrigiert werden.

tors sowie durch Streuprozesse innerhalb des Detektorkristalls modifiziert, sodass das resultierende Spektrum gut mit den experimentellen Daten übereinstimmt.

Zur Bestimmung des Gütefaktors des Polarimeters wurden die zu erwartenden Werte der Polarisationsparameter und der differentielle Querschnitt der Bremsstrahlung mithilfe der PEBSI-Simulation (vgl. Abschnitt 7.1) für einen transversal polarisierten Elektronenstrahl ermittelt. Durch Vergleich der Eingabewerte mit den Ergebnissen der EGS5-Simulation konnte die Güte in Hinblick auf den Wert der linearen Polarisation und die Orientierung der Polarisation χ ermittelt werden. Abbildung 6.11 zeigt die Werte für den Grad der linearen Polarisation und die Orientierung des Polarisationsvektors für die auf den Detektor treffenden Photonen sowie für die aus den Simulationsdaten rekonstruierten Photonen. Aus dem Verhältnis der Werte erhält man die entsprechende Güte für die einzelnen Energieschnitte. Der mit dem verwendeten Polarimeteraufbau gemessene und rekonstruierte Wert P_L liegt systematisch vier bis acht Prozent niedriger als der tatsächliche Polarisationsgrad der einfallenden Strahlung. Die daraus resultierenden Korrekturfaktoren sind in Tabelle 6.2 verzeichnet. Dagegen konnte für die Orientierung χ des Polarisationsvektors keine systematische Abweichung festgestellt werden. Es war daher keine Korrektur notwendig.

6.5.2 Beitrag der charakteristischen Strahlung

Bei den Photonenergien von etwa 68 bis 81 keV ist die Bremsstrahlungsverteilung mit den charakteristischen K_α - und K_β -Linien des Goldtargets überlagert. Diese sind

auf Elektronenstoßionisation der K-Schale und der darauffolgenden Auffüllung dieser Vakanzen durch schwächer gebundene Elektronen aus höheren Schalen zurückzuführen. Bei der Ermittlung der linearen Polarisation der Bremsstrahlung musste dieser unpolarisierte Beitrag der charakteristischen Linien berücksichtigt und korrigiert werden.

Allgemein ergibt sich die effektive lineare Polarisation P_L von Strahlungsbeiträgen unterschiedlicher Polarisation bei Superposition der Polarisation der einzelnen Beiträge P_1 und P_2 wie folgt:

$$P_L = \frac{P_1 I_1 + P_2 I_2}{I_1 + I_2} . \quad (6.1)$$

Hierbei dienen die Intensitäten der betreffenden Strahlung I_1 und I_2 als Gewichtungsfaktoren. Um den Anteil von charakteristischer Strahlung relativ zur Bremsstrahlung zu bestimmen, wurde in der in Abschnitt 6.5.1 beschriebenen Polarisationsbestimmung neben dem differentiellen Querschnitt der Bremsstrahlung auch die einzelnen Querschnitte der K_β -Übergänge berücksichtigt. Die betreffenden relativen Intensitäten und die Fluoreszenzausbeute der charakteristischen Übergänge in die K-Schale wurden dem X-Ray Data Booklet [103] entnommen. Der Querschnitt der Elektronenstoßionisation der K-Schale wurde mit dem Programm PEBSI (vgl. Abschnitt 7.1) ermittelt, welches hierfür eine semi-empirische Formel aus [104] verwendet.

Abbildung 6.12 (a) zeigt das unter Berücksichtigung der charakteristischen Linien simulierte Photonenspektrum im Vergleich zu dem experimentellen Spektrum. Der jeweilige Anteil von unpolarisierter Strahlung für die verschiedenen Energieschnitte der Compton-Rekonstruktion wurde über den Vergleich der Intensitäten mit und ohne Berücksichtigung der charakteristischen Übergänge ermittelt (vgl. Abb. 6.12 (b)). Der Wert der linearen Polarisation wurde mit dem so ermittelten Faktor bei diesen Energien korrigiert (siehe Tabelle 6.2).

Es ist noch anzumerken, dass die unpolarisierten Strahlungsbeiträge nicht den Wert der Orientierung des Polarisationsvektors χ der polarisierten Strahlung beeinflussen.

6.5.3 Einfluss von Untergrund durch Streustrahlung

Neben der vom Target stammenden Bremsstrahlung ist auf den Detektor auch Strahlung gefallen, die sowohl durch Elektronenstreuung in Teilen der Targetkammer als auch durch Photonenstreuung in der Kammer und dem Kollimatoraufbau, verursacht wurde. In Abbildung 5.10 ist dieser Untergrund als geringer Beitrag bei den seitlichen Ausläufern des Strahlflecks zu erkennen. Generell war der Beitrag des Untergrunds unter dem Beobachtungswinkel von 60° geringer als unter 130° , da unter 130° aus Gründen der Geometrie mehr Streustrahlung auf den Detektor treffen konnte. In Abbildung 5.10 ist aber auch ersichtlich, dass durch den Einsatz des optimierten Abschirmungsaufbaus der Beitrag des Untergrunds stark unterdrückt werden konnte.

Um die Polarisations-eigenschaften des Untergrunds zu ermitteln und auf diese Weise die Auswirkung auf die Bremsstrahlungsmessung zumindest qualitativ abschätzen zu können, bieten sich die experimentellen Daten an, die am Anfang der Messkampagne bei nicht optimierten Bedingungen aufgenommen wurden. Wie bereits in Abbildung 5.6 dargestellt, war zu Beginn der auf den Detektorschirm treffende Strahlfleck sehr klein und der Detektor war kaum vor unerwünschter Strahlung abgeschirmt. Diese Daten

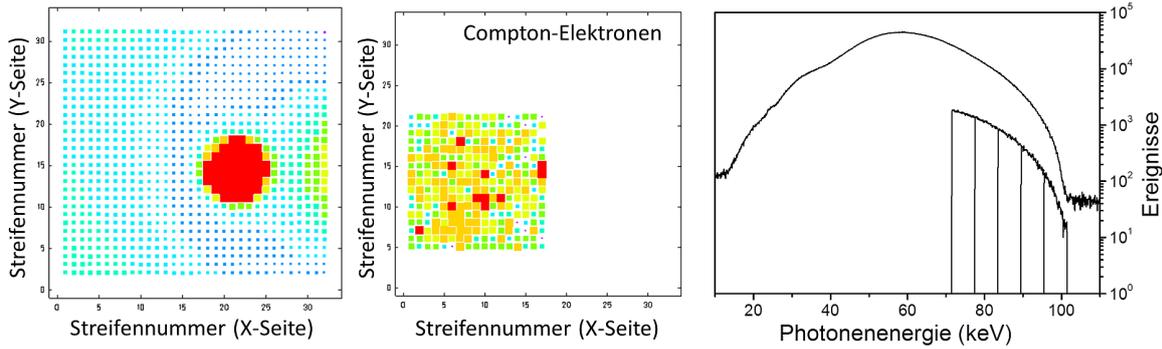


Abbildung 6.13: **Linke Seite: Ortsbild aller Multiplizität-1-Ereignisse bei nicht abgeschirmtem Aufbau und nicht optimierten experimentellen Einstellungen. Mitte: Räumliche Einschränkung der Compton-Elektronen auf den Strahlungsuntergrund neben dem Strahlfleck. Rechte Seite: Energiespektrum für diesen Bereich des Detektorkristalls. Die darunter liegende Kurve zeigt die rekonstruierten Compton-Ereignisse für die verschiedenen Energiefenster.**

konnten für die Abschätzung verwendet werden, da eine ausreichend große und homogene Kristallfläche zur Verfügung stand, die nur von der zu untersuchenden Streustrahlung getroffen wurde. Dieser Teil des Detektorkristalls konnte für die Polarisationsanalyse des Untergrunds verwendet werden. In der Mitte von Abbildung 6.13 ist die Ortsbedingung sichtbar, welche auf die Rückstoßelektronen und gestreuten Photonen gesetzt wurde. Das zu dieser quadratischen ROI korrespondierende Energiespektrum zeigt die stark deformierte Photonverteilung, die besonders im niederenergetischen Bereich durch Streuung geprägt ist. Die darunterliegende Kurve zeigt die rekonstruierten Compton-Ereignisse für die fünf verwendeten Energieschnitte. Die dazugehörigen Polarisationswerte und die Orientierung des Polarisationsvektors χ sind in Abbildung 6.14 eingezeichnet. Die hier dargestellten Daten wurden mit einem transversal polarisierten Elektronenstrahl⁷ aufgenommen, jedoch war der experimentelle Aufbau zu jenem Zeitpunkt noch nicht optimiert und unterschied sich deutlich von dem endgültigen Aufbau. Demzufolge konnten die so ermittelten Werte nicht direkt auf den Untergrund während der eigentlichen Messung übertragen werden. Trotzdem konnte man einen qualitativen Eindruck bezüglich des generellen Verhaltens der Untergrundpolarisation gewinnen.

Bei der höchsten Photonenergie ist anzunehmen, dass die Bremsstrahlungsphotonen oder die Elektronen, die Bremsstrahlungsphotonen emittieren, in einer geringeren Anzahl von Streuprozessen involviert waren. Folglich sollte bei dieser Photonenergie der Polarisationswert nahe dem des optimierten Aufbaus liegen. Bei niedrigeren Energien steigt der Anteil der Elektronen und Photonen, die in mehreren elastischen und inelastischen Streuprozessen involviert gewesen waren, sodass sich Strahlungsanteile mit unterschiedlichen Grad der Polarisation und unterschiedlicher Orientierung überlagern. Dieses Verhalten führt effektiv zu einer deutlichen Reduzierung des Grad der linearen Polarisation der Photonen (dazu mehr in Abschnitt 7.1). Bei dem niedrigsten Energieschnitt von 74,5 keV sind die Photonen fast vollständig depolarisiert.

Der Wert der Orientierung χ des Polarisationsvektors ist näherungsweise konstant und

⁷90 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ -Goldtarget und das Si(Li)-Polarimeter unter einem Beobachtungswinkel von 130° .

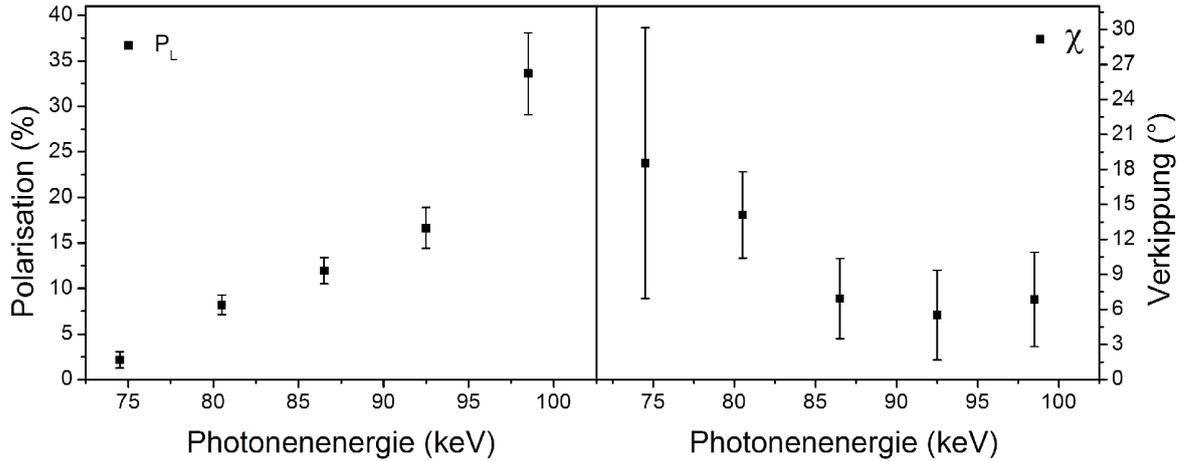


Abbildung 6.14: **Linke Seite: Grad der linearen Polarisation des Strahlungsuntergrunds. Rechte Seite: Orientierung der Polarisationsvektors des Untergrunds.**

folgt keinen offensichtlichen systematischen Änderungen. Durch die steigende Depolarisierung der gemessenen Photonen ist die Bestimmung der Polarisationsachse jedoch immer schwieriger und der statistische Fehler der Orientierung des Polarisationsvektors wesentlich größer. Da die Orientierung des Detektorkristalls nicht exakt bekannt ist, kann eine zuverlässige Bestimmung der Richtung des Polarisationsvektors ohnehin nur über eine Relativmessung zwischen Photonenstrahlung mit unterschiedlichen Orientierungen des Polarisationsvektors erfolgen (vgl. Abschnitt 7.2.1).

6.5.4 Falsche Compton-Ereignisse durch zufällige Koinzidenzen

Wie Abschnitt 5.5 diskutiert kann mithilfe der Abstandsverteilung der Compton-gestreuten Photonen der Anteil von zufälligen Koinzidenzen, die die Polarisation verfälschen, abgeschätzt werden. Es wurde bereits während des Experiments darauf geachtet, dass der auf dem Detektor treffende Photonenfluss nicht zu hoch und so die Zahl der fälschlicherweise als Compton-Ereignisse identifizierten Photonenpaare möglichst gering gehalten wurde.

Unter der Annahme, dass die Auftrefforte zufällig koinzidenter Photonen auf dem Detektor isotrop verteilt sind, weisen die daraus rekonstruierten Compton-Ereignisse eine verschwindende Polarisation auf. Die Orientierung des Polarisationsvektors hingegen bleibt davon unbeeinflusst.

Ähnlich wie bei den charakteristischen Übergängen konnte die gemessene lineare Polarisation um den Anteil der zufälligen Koinzidenzen korrigiert werden. Um den relativen Anteil der falschen Ereignisse zu ermitteln, wurde eine passend für den experimentellen Aufbau simulierte Abstandsverteilung an die tatsächlich gemessene Abstandsverteilung angepasst. Dabei wurde ein modellierter Untergrund sowie die experimentelle Intensitätsverteilung der Photonen auf dem Detektor berücksichtigt. Aus den relativen Intensitäten der Verteilungen, die in Abbildung 6.15 dargestellt sind, konnte der unpolarisierte Anteil der zufälligen Ereignisse bestimmt werden.

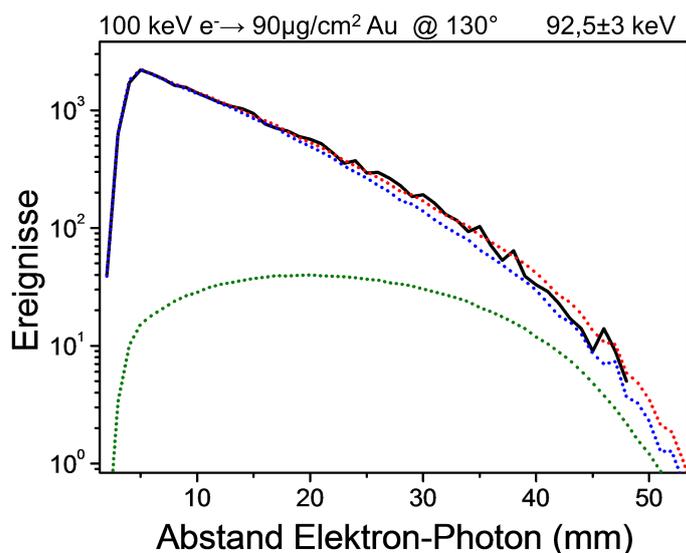


Abbildung 6.15: **Abstandsverteilung zwischen Rückstoßelektron und Compton-Photon.** Die schwarze Linie zeigt die tatsächlich gemessene Abstandsverteilung der Photonen. Die grüne Kurve zeigt den Anteil der fälschlicherweise als Compton-Ereignisse identifizierten Photonenpaare, die zufällig koinzident auf den Detektor getroffen sind. Die blaue Kurve zeigt den simulierten, zu erwartenden Verlauf ohne zufällige Koinzidenzen und die rote Linie zeigt die Anpassung von blauer und grüner Kurve an die experimentellen Daten mit dem Anteil der falschen Compton-Ereignisse als freien Parameter.

Zur abschließenden Übersicht wird in Tabelle 6.2 dargelegt, welche Faktoren und Größen in die endgültigen Polarisationsparameter P_L und χ sowie in deren Fehlern eingehen. Als Beispiel werden die experimentellen Ergebnisse verwendet, die mit dem dünneren Goldtarget und einem unpolarisierten Elektronenstrahl unter einem Beobachtungswinkel von 130° aufgenommen wurden.

Energie (keV)	98,5	92,5	86,5	80,5	74,5
$P_L(\text{Fit})$ (%)	30,11	29,89	27,46	21,59	20,86
$\Delta P_L(\text{Fit})$ (%)	1,71	1,23	1,07	0,90	0,83
Gütefaktor	1,0881	1,0407	1,0508	1,0450	1,0468
Δ Güte	0,0228	0,0152	0,0150	0,0165	0,0168
Faktor-Zufällige	1,0612	1,0476	1,0456	1,0605	1,0571
Δ Faktor-Zufällige	0,0075	0,0053	0,044	0,0075	0,0031
K_β -Faktor	1	1	1	1.2106	1.1033
ΔK_β -Faktor	0	0	0	0.0061	0.0059
P_L (%)	34,77	32,59	30,17	28,97	25,46
ΔP_L (%)	2,12	1,43	1,26	1,31	1,10
$\chi(\text{Fit})$ (°)	-2,62	-0,57	-0,31	-2,81	-2,70
$\Delta\chi(\text{Fit})$ (°)	1,71	1,24	1,17	1,25	1,20
$\chi_{\text{LT}}(\text{Fit})$ (°)	-7,33	-0,92	-1,35	-2,20	-1,89
$\Delta\chi_{\text{LT}}(\text{Fit})$ (°)	2,62	2,43	2,38	2,15	2,32
χ (°)	-4,03	-0,64	-0,51	-2,66	-2,53
$\Delta\chi$ (°)	1,43	1,10	1,05	1,08	1,070

Tabelle 6.2: Einzelne Korrekturfaktoren und Größen, die bei den verschiedenen Energieschnitten in die Polarisationswerte eingehen. Bei dem Grad der linearen Polarisation P_L muss die Güte des Polarimeters, der Anteil der falschen Compton-Ereignisse durch zufällige Koinzidenzen und die charakteristischen Übergänge berücksichtigt werden. Bei der Orientierung des Polarisationsvektors χ müssen keine Korrekturen vorgenommen werden. Hier gehen die Resultate der Auswertung mit und ohne Berücksichtigung der Ladungsteilung (LT) in das Endergebnis ein.

Kapitel 7

Diskussion der Ergebnisse und Vergleich mit Theorie

In diesem Kapitel werden die im Experiment ermittelten Polarisations-eigenschaften der Bremsstrahlung präsentiert und mit theoretischen Vorhersagen verglichen. Der Fokus der Diskussion liegt dabei auf der Untersuchung des Polarisations-transfers von den einlaufenden polarisierten Elektronen auf die emittierten Bremsstrahlungsphotonen. Bei dieser Messung waren unter Verwendung von Festkörpertargets keine Einzelstoßbedingungen gewährleistet. Um die mit dem Si(Li)-Polarimeter gemessenen Werte für den Grad der linearen Polarisation sowie für die Orientierung des Polarisationsvektors mit den Theoriewerten vergleichen zu können, müssen Veränderungen der Bremsstrahlungseigenschaften, die durch Mehrfachstreuung im Target entstehen, berücksichtigt werden. Dazu werden in Abschnitt 7.1 die Auswirkungen der Verwendung von endlich dicken Targetfolien auf die Polarisation der Bremsstrahlung mithilfe von Monte-Carlo-Simulationen untersucht. In Abschnitt 7.2 werden die Messwerte, die mit einer unterschiedlichen Elektronenspineinstellungen und bei Einsatz des dünnen Goldtargets aufgenommen wurden, vorgestellt. Darüber hinaus werden in Abschnitt 7.3 die Ergebnisse der linearen Polarisation der Bremsstrahlung unter Verwendung eines unpolarisierten Elektronenstrahls präsentiert. Dies beinhaltet den Vergleich der linearen Polarisation bei dem Einsatz von unterschiedlichen Targetdicken sowie die mit dem Kohlenstofftarget gemessenen Ergebnisse.

7.1 Berücksichtigung von Targeteffekten

Generell ist bei der experimentellen Untersuchung von Stoßprozessen davon auszugehen, dass Targeteffekte eine signifikante Rolle spielen, sobald für die beteiligten Teilchen – hier Elektronen und Photonen – die mittlere freie Weglänge geringer als die Ausdehnung des verwendeten Targets ist. Für Elektronen mit einer Energie von 100 keV und Gold als Targetmaterial beträgt die mittlere freie Weglänge der elastischen Streuung im Kernfeld ca. 8 nm. Sie liegt somit deutlich unterhalb der Ausdehnung der dünnsten verwendeten Targetfolie mit 47 nm ($90 \mu\text{g}/\text{cm}^2$). Diese Situation unterscheidet sich von den bisherigen Messungen mit dem Si(Li)-Polarimeter, die am Gastarget des Speicherrings ESR durchgeführt wurden. Bei einem Gastarget sind aufgrund der niedrigen Teilchendichte Einzelstoßbedingungen gewährleistet, die auch in den theoretischen Rechnungen vorausgesetzt werden.

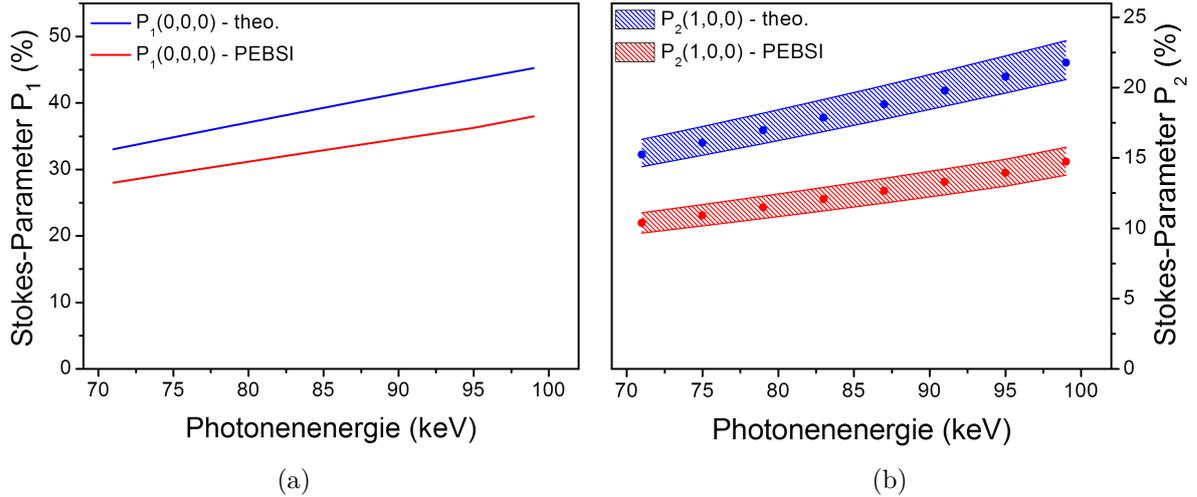


Abbildung 7.1: (a) Theoretische Werte für den Stokes-Parameter P_1 der Bremsstrahlung im Vergleich zu den Vorhersagen der PEBSI-Simulation für eine $90 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke Goldfolie. Die Energie der transversal polarisierten einlaufenden Elektronen liegt wie im Experiment bei 100 keV und es wurde ein Beobachtungswinkel von 130° angenommen [105, 106]. (b) Gleiche Parameter der Simulation wie in Abb. (a). Dargestellt ist der Stokes-Parameter P_2 sowohl für die reine Theorie als auch durch die Targetsimulation modifiziert. Die Seitenbänder geben die Unsicherheit wieder, welche aus der Elektronenstrahlpolarisation von $76 \pm 5 \%$ resultiert. Demgegenüber ist P_1 aus Abb. (a) nicht von dem Grad der Elektronenpolarisation abhängig.

Der Einfluss von unterschiedlichen Dicken von Targetfolien auf den doppelt differentiellen Querschnitt – Spektral- und Winkelverteilung – der Elektron-Kern-Bremsstrahlung ist bereits experimentell und theoretisch ausführlich untersucht worden [107–111]. Hier ist zu beachten, dass der Querschnitt der elastischen Elektronenstreuung mit größer werdendem Streuwinkel sehr stark abfällt. Bei einer Ablenkung um sehr kleine Winkel ($< 1^\circ$) ist jedoch keine signifikante Beeinflussung der emittierten Bremsstrahlung zu erwarten, sodass der Anteil der Streuung um sehr kleine Winkel bei der elastischen Streuung zu vernachlässigen ist. In der Literatur findet sich die Empfehlung, bei der Verwendung von Targetmaterialien mit hoher Kernladungszahl und typischen Elektronenenergien zwischen einigen 10 und 100 keV Foliendicken unterhalb von 50 bis $90 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ zu verwenden, um signifikante Abweichungen gegenüber der Einzelstoßcharakteristik der Bremsstrahlung zu minimieren [109, 111, 112]. Dieses Kriterium ist bei dem hier verwendeten dünneren Goldtarget erfüllt. Es sind allerdings keine Veröffentlichungen bekannt, in denen das Verhalten der Polarisationsseigenschaften der Bremsstrahlung in Abhängigkeit der Targetdicke systematisch quantifiziert wurde¹. Insbesondere fehlen Untersuchungen zur Dickenabhängigkeit der Bremsstrahlung für den Fall von polarisierten Elektronenstrahlen.

¹Es wurden Targeteffekte als Teil von Korrekturtermen bei der Messung der linearen Polarisation der Bremsstrahlung von unpolarisierten Elektronen berücksichtigt [57–59]. Jedoch wurden in diesen Veröffentlichungen die Beiträge nicht explizit angegeben.

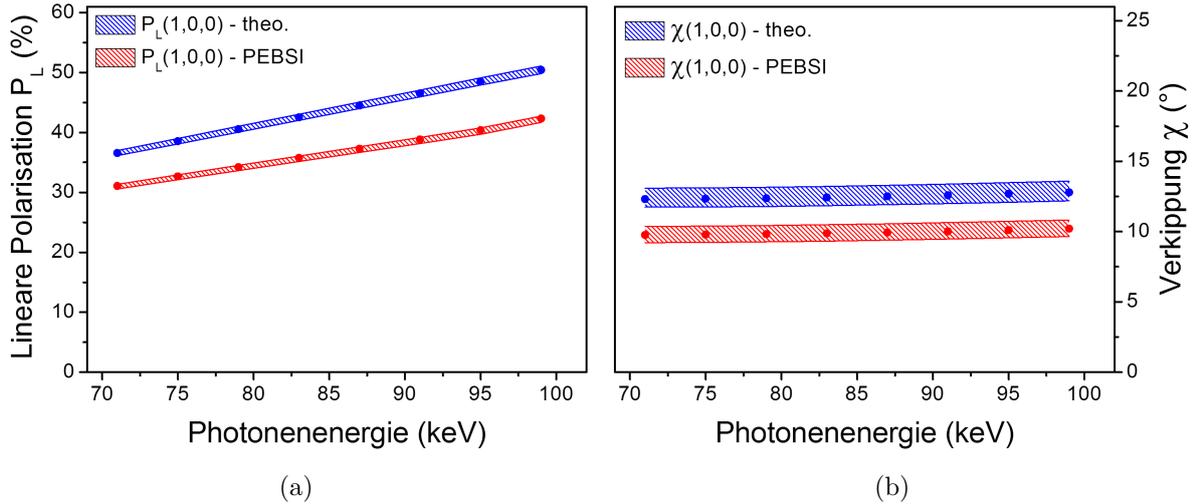


Abbildung 7.2: (a) Darstellung der sich aus den Stokes-Parametern P_1 und P_2 in Abbildung 7.1 ergebenden experimentellen Observablen. Dargestellt ist die lineare Polarisation P_L [105, 106]. (b) Die aus einem nicht verschwindenden Stokes-Parameter P_2 resultierende Verkipfung des Polarisationsvektors χ .

Es ist anzunehmen, dass der Einfluss der Targeteffekte auf die Polarisation der Bremsstrahlung ausgeprägter ist als auf die Spektral- und Winkelverteilung. Dies lässt sich anhand folgender Überlegung verdeutlichen: Werden Elektronen im Target um etwa 90° gestreut, bevor sie Bremsstrahlungsphotonen emittieren, so ist die resultierende Polarisation gegenüber der vom Primärstrahl ausgehenden Bremsstrahlung entgegengesetzt orientiert. Eine Überlagerung beider Bremsstrahlungsbeiträge würde bei gleicher Intensität zu einer verschwindenden Polarisation führen. Derart ausgeprägte Effekte treten bei der Messung von Spektral- oder Winkelverteilungen nicht auf. Zwar werden in der Realität nur sehr wenige Elektronen unter diesen großen Winkeln gestreut, jedoch erhöht sich für diese Elektronen die Wahrscheinlichkeit der Bremsstrahlungsemission aufgrund der im Verhältnis zur Dicke wesentlich größeren senkrechten Targetausdehnung deutlich.

Um die Auswirkung der Elektronenstreuung im Target auf die lineare Polarisation P_L sowie auf die Orientierung der Polarisation χ zu quantifizieren, wurde in unserer Arbeitsgruppe das Monte-Carlo-Programm PEBSI² entwickelt [113]. Dieses Programm behandelt sowohl den Transport der polarisierten Elektronen im Target als auch die Charakteristik der emittierten Bremsstrahlung. Dabei beinhaltet es u. a. die elastische Streuung für polarisierte Elektronen unter Beachtung des Mott-Querschnitts sowie der Drehung des Elektronenspins nach der Streuung. Darüber hinaus wird näherungsweise die Elektron-Elektron-Streuung, die Elektronenstoßionisation sowie der kontinuierliche Energieverlust im Target berücksichtigt (vgl. Abschnitt 2.3.2). Als Eingabewerte für die Eigenschaften der Bremsstrahlung dienen die theoretischen Vorhersagen von Yerokhin und Surzhykov [56], die für den Bremsstrahlungsprozess an isolierten Atomen – also unter Einzelstoßbedingungen – berechnet wurden [106, 113].

²Polarized Electron Bremsstrahlung Simulator.

Abbildung 7.1 stellt die von PEBSI für das $90 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke Goldtarget vorhergesagten „effektiven“ Stokes-Parameter P_1 und P_2 der Bremsstrahlung den zugrundeliegenden Theoriewerten gegenüber. In der Simulation wurden die Effekte der Elektronenstreuung im Target auf die Polarisationsparameter der Bremsstrahlung unter einem Beobachtungswinkel von 130° ermittelt. Für den Elektronenstrahl wurde eine transversale Polarisation gewählt, wobei der Polarisationsgrad wie im Experiment $76 \pm 5 \%$ betrug. Aufgrund der experimentellen Unsicherheit bezüglich der Elektronenpolarisation sind sowohl der auf die Elektronenpolarisation sensitive Wert P_2 als auch die in Abbildung 7.2 dargestellten korrespondierenden Werte für P_L und für die Verkipfung χ mit einer entsprechenden Unsicherheit behaftet. Wie erwartet, ergibt sich für die beiden Stokes-Parameter P_1 und P_2 sowie für die davon abhängige lineare Polarisation P_L (vgl. Formel 2.4) durch die Targeteffekte eine deutliche Verminderung. Für die Verkipfung χ ist ebenfalls ein im Vergleich zur theoretischen Vorhersage verringerter Wert zu erwarten. Diese Resultate belegen, dass Targeteffekte für einen quantitativen Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den Theoriewerten berücksichtigt werden müssen. Dazu wurde aus dem Verhältnis der Theorie- und Simulationswerte ein Korrekturfaktor ermittelt. Diese zusätzliche Korrektur erlaubt den Vergleich der experimentellen Werte zu den Theoriewerten trotz der auftretenden Targeteffekte.

Der Einfluss der Streuung von Elektronen in endlich dicken Targetfolien auf den beobachteten Wert der Photonenpolarisation könnte prinzipiell auch durch eine Messreihe mit mehreren unterschiedlich dicken Folien untersucht werden. Ähnlich wie bei der Mott-Polarimetrie (vgl. Abschnitt 4.3) könnte man so eine Extrapolation für das Verhalten der gemessenen linearen Polarisation sowie der Orientierung der Polarisationsachse durchführen. Aus dieser Extrapolation ließen sich die Werte für Einzelstoßbedingungen – für eine Targetdicke von Null – abschätzen. Aus Zeitgründen konnten bei der vorgenommenen Messung jedoch nicht mehr als zwei Goldtargets bzw. zwei Kohlenstofftargets verwendet werden. Da für eine systematische Untersuchung der Targeteffekte zwei unterschiedliche Foliendicken nicht genügen und die nötige Zahl an Messwerten nicht zu erreichen war, konnte eine experimentelle Abschätzung der Targeteffekte nicht durchgeführt werden.

7.2 Polarisationstransfer – Lineare Polarisation und Orientierung des Polarisationsvektors der Bremsstrahlung für polarisierte Elektronen

Im folgenden Abschnitt werden die Ergebnisse zu den Polarisationskorrelationen zwischen den Elektronen und den Bremsstrahlungsphotonen präsentiert. Der Schwerpunkt der Diskussion liegt dabei auf den mit dem dünnen Goldtarget unter einem Beobachtungswinkel von 130° gewonnenen Bremsstrahlungsdaten. Wie in Abbildung 7.3 deutlich wird, ist der Stokes-Parameter P_2 für den Fall eines transversal zur Ausbreitungsrichtung stehenden und in der Reaktionsebene liegenden Elektronenspins und bei rückwärtigen Beobachtungswinkeln am stärksten ausgeprägt. Zusätzlich werden Daten für eine longitudinal bzw. antilongitudinal orientierte Elektronenspineinstellung und für

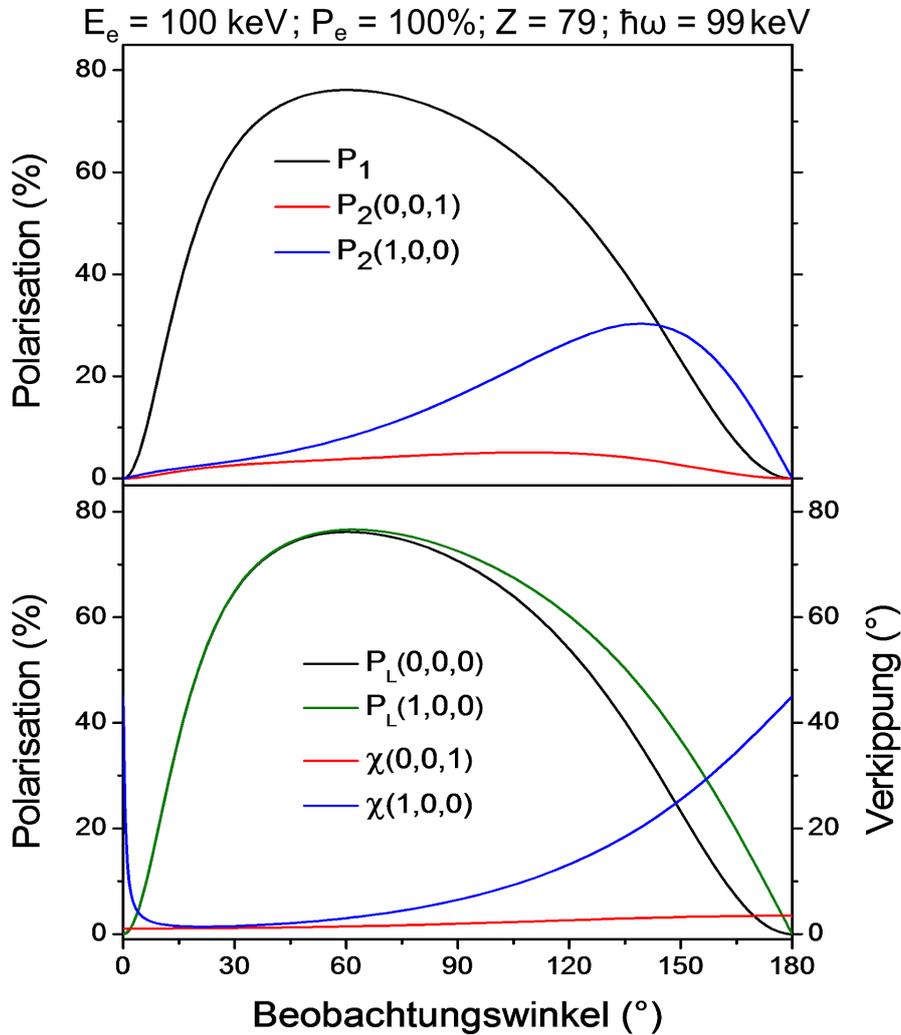


Abbildung 7.3: Oben: Theoretische Winkelverteilung der Stokes-Parameter P_1 und P_2 für einen vollständig transversal ($P_e = (1,0,0)$) und longitudinal ($P_e = (0,0,1)$) polarisierten Elektronenstrahl mit einer Energie von 100 keV. Als Targetmaterial wird Gold angenommen und die Energie der Bremsstrahlungsphotonen liegt bei 99 keV [106]. Der auf die Elektronenpolarisation sensitive Parameter P_2 ist bei transversaler Spineinstellung bei etwa 140° maximal. Unten: Winkelverteilung der experimentellen Observablen der Bremsstrahlungspolarisation, die über Gleichung 2.4 mit den Stokes-Parametern verknüpft sind.

Messungen unter dem Beobachtungswinkel von 60° präsentiert.

In Kapitel 3 wurde erläutert, dass als experimentelle Observable sowohl die lineare Polarisation als auch die Orientierung des Polarisationsvektors ab einer Photonenenergie von ca. 70 keV zur Verfügung steht. Über die Gleichungen 2.4 sind diese mit den für die theoretische Beschreibung verwendeten Stokes-Parametern P_1 und P_2 verknüpft. Da im Fall einer verschwindenden Elektronenpolarisation der Grad der linearen Polarisation allein durch den Parameter P_1 gegeben ist und der Polarisationsvektor aufgrund von $P_2 = 0$ entlang der Reaktionsebene ausgerichtet ist (vgl. Abschnitt 2.1), ist die Messung mit unpolarisierten Elektronen als Referenz geeignet. Gegenüber dieser „Nullmessung“ lässt sich der Einfluss der Elektronenpolarisation auf die Bremsstrahlung untersuchen, indem sowohl die Erhöhung der linearen Polarisation P_L als auch die Verkippung des Polarisationsvektors χ gemessen werden. Damit stehen zwei unabhängige Observablen zur Verfügung, um entweder bei bekannter Elektronenstrahlpolarisation die theoretischen Polarisationskorrelationen zu überprüfen oder aber um mithilfe der theoretischen Vorhersagen auf den Grad der Elektronenpolarisation zu schließen. Letzteres stellt somit eine alternative Messmethode zur Mott-Polarimetrie dar. Im Gegensatz zu dieser kann mittels der Bremsstrahlungspolarimetrie neben der transversalen auch die longitudinale Spinkomponente gemessen werden. Des Weiteren ist diese Technik, wie in [15] diskutiert, auf die Diagnose von spinpolarisierten Ionenstrahlen übertragbar.

7.2.1 Vergleich unpolarisierte und transversal polarisierte Elektronen – Beobachtungswinkel von 130°

An der Elektronenquelle SPIN war die Elektronenenergie von 100 keV ein fester experimenteller Parameter. Bei der Einstellung der Elektronenstrahlpolarisation konnte zwischen einem longitudinal und transversal in der Reaktionsebene polarisierten Strahl gewählt werden (vgl. Abschnitt 4). Die Polarisationskorrelationen sind bei schweren Targetmaterialien am stärksten ausgeprägt. Bei dem verwendeten Goldtarget bot sich besonders die transversale Spineinstellung des Elektronenstrahls an. Der Grad der linearen Polarisation, welcher hauptsächlich durch den dominanten Parameter P_1 bestimmt wird, ist bei einem Beobachtungswinkel von 60° maximal. Da jedoch der Fokus dieser Untersuchung auf dem Polarisationstransfer von den Elektronen auf die Photonen lag, bot die Messung unter einem Beobachtungswinkel von 130° bessere Bedingungen. Abbildung 7.3 zeigt, dass unter größeren Rückwärtswinkeln aufgrund des stark abfallenden Stokes-Parameters P_1 ein noch höherer Wert für die Observable χ zu erwarten ist. Jedoch hätte eine Positionierung des Detektors unter einem größeren Beobachtungswinkel zu Platzproblemen geführt. Zusätzlich erschwerte der geringere Grad der linearen Polarisation die Bestimmung der Orientierung des Polarisationsvektors. Der im Experiment gewählte Beobachtungswinkel von 130° stellte somit einen Kompromiss zwischen einer deutlich ausgeprägten Verkippung und einer hinreichend hohen Polarisation der Bremsstrahlung dar.

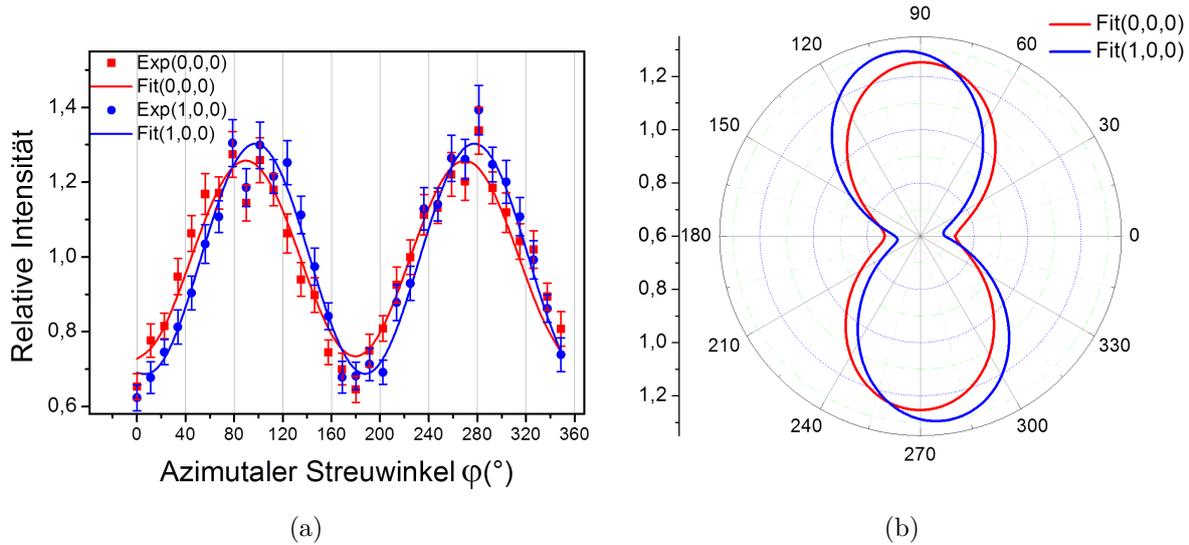


Abbildung 7.4: (a) Projektion der Compton-Streuverteilungen auf den Azimutwinkel für eine Photonenenergie von $92,5 \pm 3$ keV. Es sind jeweils Daten aus Messungen, die mit einem unpolarisierten und transversal polarisierten Elektronenstrahl aufgenommen wurden, dargestellt. Die mittlere Intensität ist auf Eins skaliert. Die Streuverteilung, die mit der transversalen Elektronenspineinstellung aufgenommen wurde, zeigt eine deutlich stärkere Modulation und es ist eine Verschiebung auf der φ -Achse zu erkennen. (b) Zur besseren Darstellung ist die jeweils an die experimentellen Daten angepasste Funktion 3.2 aus Abb. (a) in einem polaren Koordinatensystem aufgetragen.

Abbildung 7.4(a) zeigt die Projektion der normierten Compton-Streuverteilungen auf den Azimutwinkel für eine Photonenenergie von $92,5 \pm 3$ keV, welche mit einem unpolarisierten sowie einem transversal polarisierten Elektronenstrahl unter Verwendung des $90 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicken Goldtargets aufgenommen wurden. Die Daten zeigen nur solche Compton-Ereignisse, die nicht von Ladungsteilung betroffen waren, und die Fehlerbalken spiegeln hier nur die statistische Unsicherheit wider. Auf der φ -Achse ist eine deutliche Verschiebung zwischen den beiden Streuverteilungen zu erkennen. Diese Verschiebung entspricht einer Verkippung des Polarisationsvektors im Fall einer transversalen Elektronenspineinstellung. Darüber hinaus ist bei der transversalen Spineinstellung eine stärkere Modulation sichtbar, die gleichbedeutend mit einem erhöhten Polarisationsgrad ist.

Wie in Abschnitt 6.5 dargestellt, muss der Polarisationsgrad, der aus der Compton-Rekonstruktion resultiert, noch mit den entsprechenden Güte- bzw. Korrekturfaktoren multipliziert und von den zufälligen Compton-Ereignissen bereinigt werden. Besonders wichtig ist die Berücksichtigung der isotropen Strahlungsbeiträge bei den niedrigen Photonenenergien, die durch die charakteristischen Übergängen von Gold hervorgerufen werden (vgl. Tabelle 6.2).

Die auf diese Weise korrigierten Messwerte der Bremsstrahlungspolarisation sind in Abbildung 7.5 dargestellt. Abbildung 7.5 (a) stellt die experimentellen Werte für P_L sowie P_1 bei den unterschiedlichen Photonenenergien dar. Hierbei konnte P_1 aus der

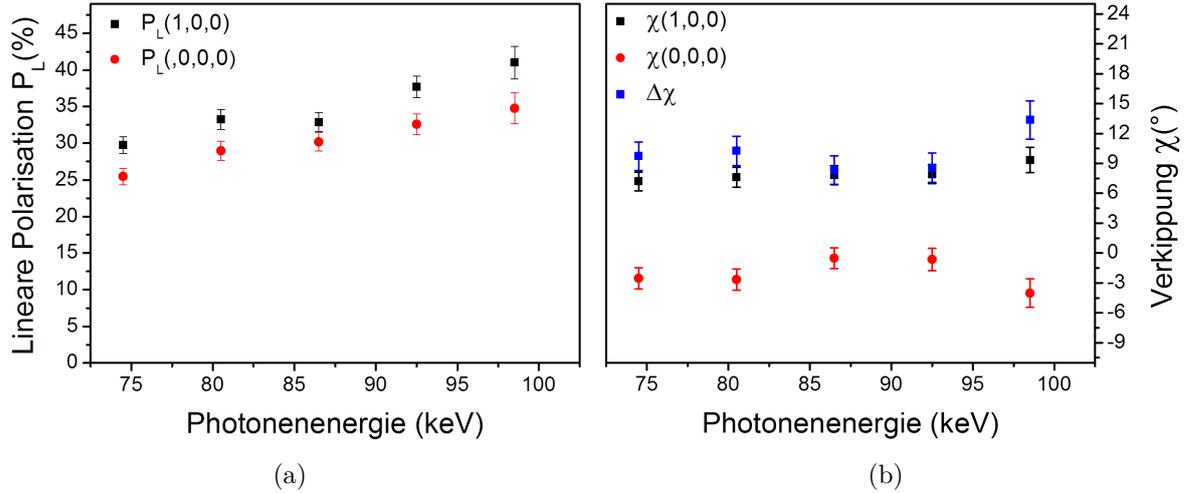


Abbildung 7.5: (a) Experimentell ermittelte Werte für P_L und P_1 der Bremsstrahlung in Abhängigkeit der Photonenergie für das dünne Goldtarget unter einem Beobachtungswinkel von 130° . P_1 resultiert aus der Messung des linearen Polarisationsgrades mit einem unpolarisierten Elektronenstrahl, während P_L unter Einsatz transversal polarisierter Elektronen ermittelt wurde. (b) Orientierung des Polarisationsvektors für einen unpolarisierten sowie einen transversal polarisierten Elektronenstrahl. Die blauen Datenpunkte zeigen die relative Verkippung zwischen beiden Messwerten.

Messung der linearen Polarisation mit dem unpolarisierten Elektronenstrahl und P_L mit der transversalen Spineinstellung bestimmt werden. Die Ergebnisse für die zweite experimentelle Observable, die Orientierung des Polarisationsvektors χ , sind in Abbildung 7.5 (b) eingezeichnet. Aus der Differenz der beiden Elektronenspineinstellungen erhält man eine relative Verkippung bei den einzelnen Energieschnitten von jeweils etwa 10° . Sowohl die Verkippung als auch die erhöhte lineare Polarisation sind eindeutige Indikatoren für einen nicht verschwindenden Stokes-Parameter P_2 .

Wie bereits in Abschnitt 7.1 erläutert, konnten die experimentellen Ergebnisse nicht direkt mit der Theorie verglichen werden, da letztere Einzelstoßbedingungen voraussetzt. Um einen aussagekräftigen Vergleich zu gewährleisten wurden mithilfe der Simulationsergebnisse [105], welche die Wechselwirkung im endlich dicken Target berücksichtigten, entsprechende Korrekturfaktoren ermittelt. Mit diesen Faktoren wurden die in Abbildung 7.5 dargestellten Messwerte modifiziert, sodass sie mit den theoretischen Werten von Yerokhin und Surzhykov verglichen werden konnten [106]. Abbildung 7.6 (a) stellt die experimentellen P_1 -Werte der Theorie gegenüber. Die Resultate stimmen qualitativ mit der Theorie gut überein, jedoch ist bei dem Grad der linearen Polarisation trotz der durchgeführten Korrekturen eine Diskrepanz zu erkennen. Die experimentellen Werte sind systematisch um ca. 8% niedriger gegenüber denen der Theorie. In Abbildung 7.6 (b) hingegen ist bei dem Grad der linearen Polarisation für die transversale Elektronenspineinstellung eine geringere Abweichung zwischen der Theorie und dem Experiment festzustellen. Die Werte stimmen innerhalb der experimentellen Unsicherheit in der Elektronenpolarisation teilweise überein.

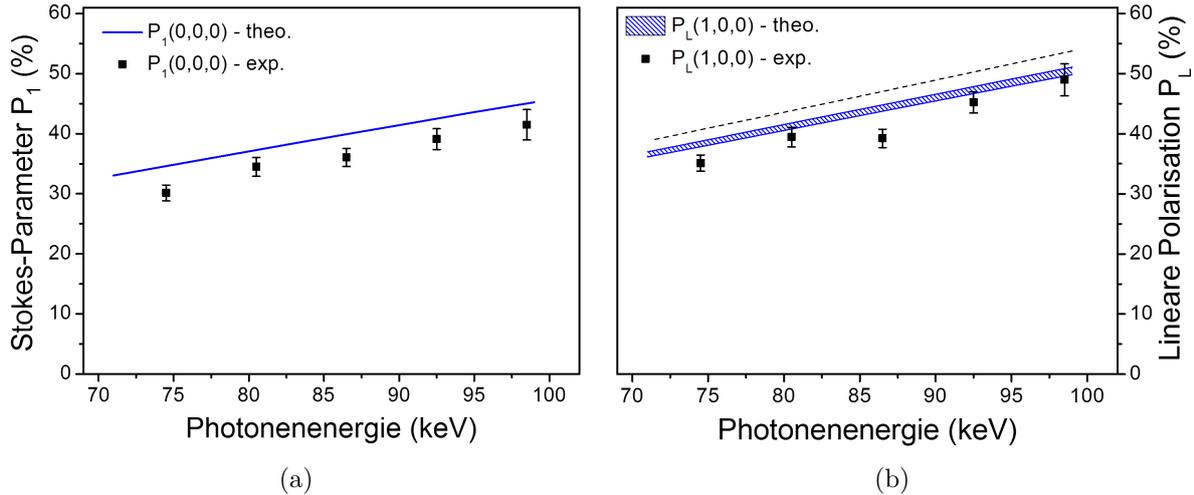


Abbildung 7.6: (a) Vergleich der experimentellen P_1 -Werte aus Abb. 7.5 mit den theoretischen Vorhersagen bei Einzelstoßbedingungen. Das gemessene P_1 resultiert aus dem Grad der linearen Polarisation P_L für unpolarisierte Elektronen, wo $P_L = P_1$ gilt. Die experimentellen Ergebnisse wurden entsprechend den aus dem PEBSI-Simulationsprogramm resultierenden Ergebnissen korrigiert. (b) Vergleich der experimentellen P_L -Werte mit den theoretischen Werten unter Berücksichtigung der Unsicherheit bezüglich des Grades der Elektronenpolarisation. Wie bei dem Stokes-Parameter P_1 in Abb. (a) wurden die experimentellen Resultate mit Faktoren aus der Targetsimulation korrigiert. Die schwarz gestrichelte Linie illustriert den theoretischen Grad der linearen Polarisation für den Fall eines vollständig polarisierten Elektronenstrahls.

Eine mögliche Erklärung für die Abweichung zwischen Experiment und Theorie ist der Beitrag von Untergrundstrahlung, die andere Polarisationsseigenschaften als die Bremsstrahlung aufweist. Von experimenteller Seite konnte der Strahlungsuntergrund, der durch Streuung von Photonen und Elektronen in anderen Teilen der Strahlführung entstanden ist, nicht quantitativ erfasst werden. Obwohl durch Einsatz des Kollimators und anderen Abschirmungen Maßnahmen zur Reduzierung des Untergrunds vorgenommen wurden, sind Einflüsse auf die gemessenen Polarisationsseigenschaften der Bremsstrahlung nicht auszuschließen. In der Literatur wird für präzise Messungen der Bremsstrahlung die Verwendung von Kammern und Strahlführungen aus Materialien mit niedriger Kernladungszahl oder die Beschichtung mit solchen Materialien empfohlen. Ein derart optimierter Aufbau war für die hier präsentierte Messung jedoch nicht zu realisieren. Beiträge durch Streustrahlung sind aufgrund der beteiligten inelastischen Prozesse hauptsächlich im Bereich niedriger Photonenenergien zu erwarten. Wie in Abschnitt 6.5.3 diskutiert, erfolgt bei der Untergrundstreuung eine stetige Depolarisierung, welche bei $74,5 \pm \text{keV}$ zu einem fast vollständig unpolarisierten Strahlungsbeitrag führt (vgl. Abb. 6.14). Diese Untergrundbeiträge können teilweise für die Diskrepanzen zwischen den Ergebnissen der Simulation und des Experiments verantwortlich sein. Allerdings ist bei der Abweichung keine ausgeprägte Energieab-

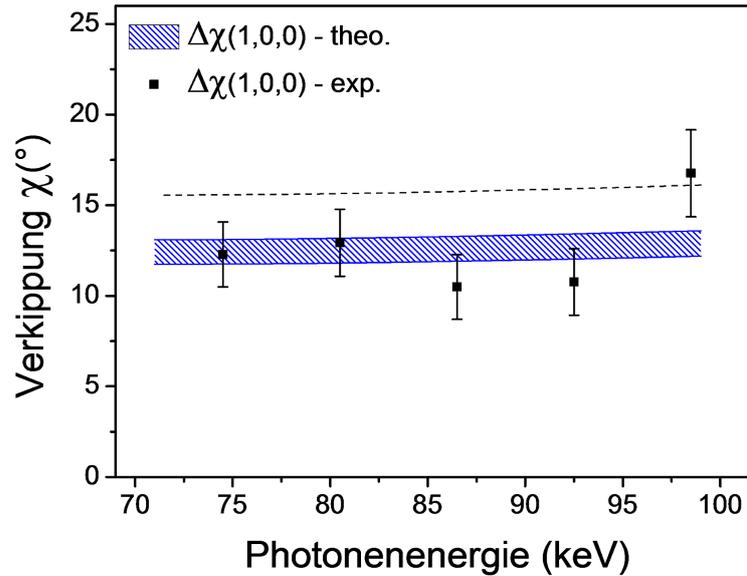


Abbildung 7.7: Vergleich der experimentellen χ -Werte aus Abbildung 7.5 mit den theoretischen Werten. Die Werte stimmen innerhalb der experimentellen Unsicherheit gut mit den theoretischen Erwartungen unter Berücksichtigung der Targeteffekte überein. Die gestrichelte Linie gibt den Wert für die Verkippung bei einem vollständig transversal polarisierten Elektronenstrahl wieder.

hängigkeit erkennbar. Experimentelle Einflüsse wie Untergrundbeiträge wurden für die zwei unterschiedlichen Einstellungen verglichen, jedoch konnten dabei keine bedeuteten Unterschiede identifiziert werden, sodass dadurch die stärkere Abweichung in Abbildung 7.6 (a) nicht erklärbar ist.

Einen weiteren Ansatzpunkt stellen die Unsicherheiten und Näherungen der verwendeten Simulationsprogramme dar. Auf Simulationen wie EGS5 und PEBSI wurde sowohl für die Bestimmung der Polarimetergüte als auch zur Quantifizierung der Targeteffekte zurückgegriffen. Allerdings gibt es keinen offensichtlichen Grund, warum die Abschätzung der Targeteffekte die beiden Messungen in Abbildung 7.6 verschieden gut wiedergeben sollte. Die Vermutung, dass die mithilfe der EGS5-Simulation ermittelte Güte des Polarimeters bei einer gering ausgeprägten Verkippung der Polarisation relativ zu der durch den Detektorkristall vorgegebenen Achse systematisch unterschätzt sein könnte, wurde durch zusätzliche Simulationen überprüft. Hierbei konnte keine Abhängigkeit der Güte von der Orientierung der Polarisationsachse ermittelt werden. Dennoch wird die Vermutung, dass der Grad der linearen Polarisation bei einer ausgeprägten Verkippung relativ zu der Kristallachse – wie es in Abbildung 7.6 (b) der Fall ist – besser rekonstruiert werden kann, durch die Resultate bei der longitudinalen Elektronenspin-einstellung gestützt (vgl. Abschnitt 7.2.2)

Die unterschiedlich gute Übereinstimmung der gemessenen linearen Polarisation mit den Theoriewerten für den unpolarisierten und transversal polarisierten Fall konnte daher nicht abschließend geklärt werden. Angesichts der Tatsache, dass bei der vorliegenden Messung in vielerlei Hinsicht neuartige Bedingungen vorlagen, erscheint die qualitative Übereinstimmung der Messdaten mit den theoretischen Erwartungen jedoch bereits als befriedigendes Ergebnis.

Demgegenüber ist der in Abbildung 7.7 dargestellte und direkt mit dem Polarimeter gemessene Wert der Verkippung deutlich robuster und wird durch Effekte wie beispielsweise die Untergrundstrahlung nicht signifikant beeinflusst. Die Resultate werden sehr gut durch die Theorie von Yerokhin und Surzhykov beschrieben. Lediglich bei der höchsten Energie liegt der Wert zu hoch.

Experimentelle Bestimmung des Stokes-Parameters P_2

Der Stokes-Parameter P_2 konnte durch die dargestellte Relativmessung zwischen unpolarisiertem und transversal polarisiertem Elektronenstrahl auf zwei unabhängige Wege ermittelt werden. Zum einen gelingt dies über die Messung von P_L mit einem unpolarisierten sowie einem transversal polarisierten Elektronenstrahl (vgl. Formel 2.4):

$$P_2(1,0,0) = \sqrt{P_L^2(1,0,0) - P_1^2(1,0,0)} \quad \text{mit } P_1(1,0,0) = P_L(0,0,0) . \quad (7.1)$$

Den Wert für den Stokes-Parameter P_1 lieferte die Messung der linearen Polarisation bei Verwendung eines unpolarisierten Elektronenstrahls, während sich P_L auf den Grad der linearen Polarisation im Fall der transversalen Spineinstellung bezieht.

Den anderen experimentellen Zugang zu P_2 eröffnet die Messung der Orientierung der Polarisation χ zusammen mit der linearen Polarisation P_1 aus der Messung mit einem unpolarisierten Elektronenstrahl:

$$P_2(1,0,0) = P_1(1,0,0) \tan 2\chi(1,0,0) \quad \text{mit } P_1(1,0,0) = P_L(0,0,0) . \quad (7.2)$$

Obige Gleichungen sind nur für den Idealfall von Einzelstoßbedingungen, wie sie in der Theorie vorausgesetzt werden, gültig. Die Messgrößen P_1 , P_L und χ werden jedoch nach Vorhersage der Simulation durch die in Abschnitt 7.1 behandelten Targeteffekte unterschiedlich beeinflusst. Beide Formeln gelten demnach nicht für die unkorrigierten Messergebnisse aus Abbildung 7.5, können jedoch für die korrigierten Messwerte aus Abbildung 7.6 und 7.7 verwendet werden. Die daraus berechneten Ergebnisse für P_2 und der Vergleich zu der theoretischen Vorhersage für $76 \pm 5\%$ transversal polarisierte Elektronen sind in Abbildung 7.8 dargestellt. Die auf beide Arten ermittelten P_2 -Werte stimmen größtenteils innerhalb ihrer experimentellen Unsicherheit mit den theoretischen Werten überein. Auffallend ist, dass die über Gleichung 7.1 ermittelten Werte bis auf die höchste Energie systematisch höher liegen, als die über Gleichung 7.2 berechneten Resultate. Der Grund für diese Diskrepanz ist der im Vergleich zur Theorie zu niedrige Messwert für die lineare Polarisation im Fall von unpolarisierten Elektronen (vgl. Abb. 7.6 (a)). Folglich liegen die berechneten Werte für $P_2(P_1, P_L)$ über und die Werte für $P_2(P_1, \chi)$ unter den theoretischen Vorhersagen.

Mithilfe der theoretischen Vorhersage für einen vollständig polarisierten Elektronenstrahl (gestrichelte Linie in Abb. 7.8 (a)) und den experimentell ermittelten P_2 -Werten konnte aus dem jeweiligen Verhältnis der beiden Zahlenwerte der Grad der Elektronenpolarisation bestimmt werden. Durch das Bilden der gewichteten Mittelwerte wurden für die Polarisation des Elektronenstrahls folgende Werte ermittelt:

$P_e(P_1, P_L)$	$P_e(P_1, \chi)$	Mott-Polarimetrie
$82,62 \pm 8,43 \%$	$65,54 \pm 5,43 \%$	$76 \pm 5 \%$

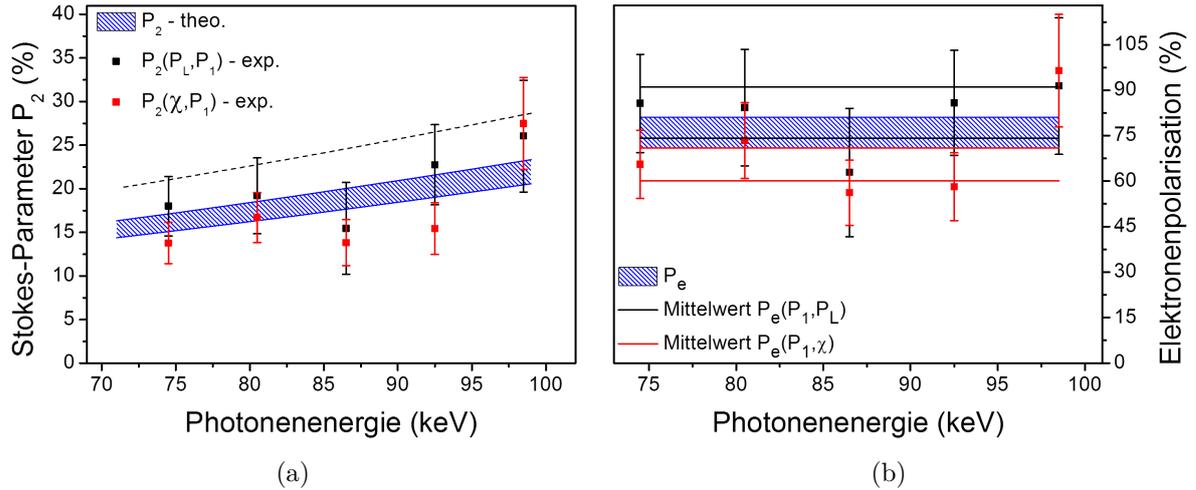


Abbildung 7.8: (a) Bestimmung des Stokes-Parameters P_2 aus dem Grad der linearen Polarisation P_L sowie aus der Verkippung der Polarisationsachse χ für den transversal polarisierten Elektronenstrahl. Der Parameter P_1 wurde der Referenzmessung mit unpolarisierten Elektronen entnommen. Die experimentellen Resultate zeigen weitgehende Übereinstimmung mit der Theorie. Die gestrichelte Linie zeigt die Theorie für einen vollständig polarisierten Elektronenstrahl. (b) Elektronenpolarisation, die aus den zwei experimentell bestimmten P_2 -Werten aus Abb. (a) ermittelt wurde.

Aus dem gleichen Grund wie bei den Resultaten des Stokes-Parameters P_2 ist der so bestimmte Grad der Elektronpolarisation $P_e(P_1, P_L)$ etwas zu hoch, während $P_e(P_1, \chi)$ einen zu niedrigen Grad der Elektronenpolarisation liefert.

Dessen ungeachtet ist zumindest eine qualitative Übereinstimmung festzustellen. Die Ergebnisse demonstrieren, dass es mit der hier vorgestellten Methode prinzipiell möglich ist, die theoretischen Vorhersagen bezüglich der Polarisations-eigenschaften der Bremsstrahlung zu überprüfen. Darüber hinaus kann diese Technik auch umgekehrt dazu genutzt werden, um mithilfe der theoretischen Vorhersagen den Grad der Polarisation des Elektronenstrahls zu bestimmen.

7.2.2 Vergleich longitudinal und antilongitudinal polarisierte Elektronen – Beobachtungswinkel von 130°

Unter dem Beobachtungswinkel von 130° und bei der Verwendung des dünnen Goldtargets wurden zusätzlich Messreihen mit einem longitudinal und antilongitudinal polarisierten Elektronenstrahl durchgeführt. In der theoretischen Winkelverteilung der Polarisations-eigenschaften (Abb. 7.3) ist zu erkennen, dass der Wert des Stokes-Parameters P_2 sogar bei einem vollständig polarisierten Elektronenstrahl relativ gering ausfällt. Für die Verkippung der Polarisationsachse ist bei der hier verwendeten Elektronenpolarisation von ca. 76 % nur ein Wert von etwa 2° zu erwarten. Die Auswirkung auf den Grad der linearen Polarisation läge mit deutlich weniger als 1 % unterhalb der experimentellen Genauigkeit, sodass die Erhöhung der Polarisation gegenüber der Messung

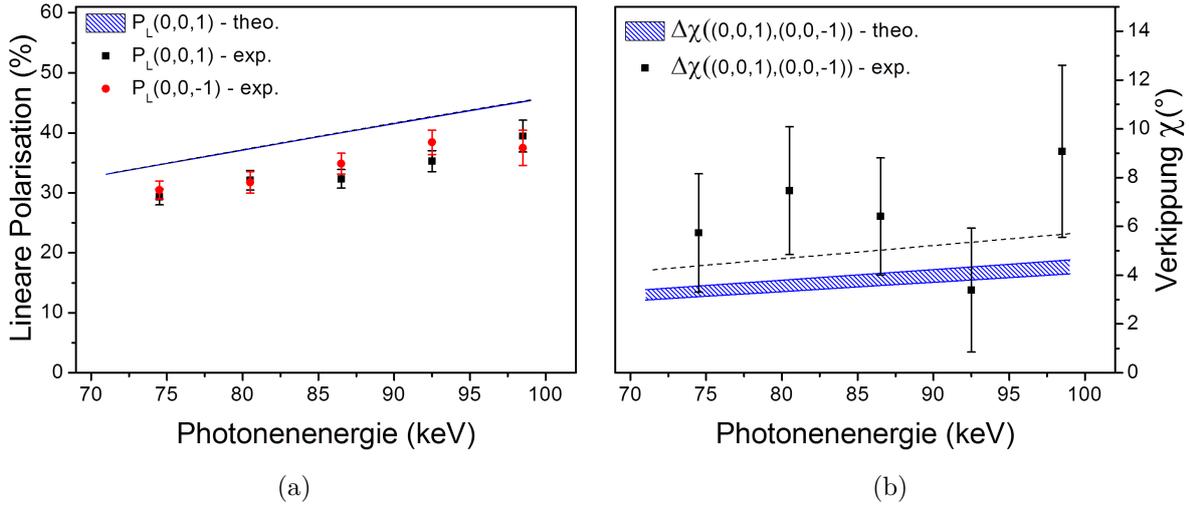


Abbildung 7.9: (a) Vergleich der experimentellen P_L -Werte mit den theoretischen Werten bei einem longitudinal und antilongitudinal polarisierten Elektronenstrahl unter einem Beobachtungswinkel von 130° . Die experimentellen Werte (rote und schwarze Datenpunkte) stimmen innerhalb der experimentellen Unsicherheit überein, liegen allerdings systematisch unterhalb der Theoriewerte. (b) Relative Verkippung des Polarisationsvektors zwischen beiden Einstellungen aus Abb. (a). Hier zeigt sich gegenüber der Theorie ein höherer experimenteller Wert.

mit unpolarisierten Elektronen nicht nachweisbar ist. Für die Untersuchung der Orientierung des Polarisationsvektors bietet sich eine Referenzmessung mit der entgegengesetzten Elektronenspineinstellung an. Bei einer antilongitudinalen Spineinstellung des Elektronenstrahls ist die gleiche Verkippung der Reaktionsebene aber mit umgekehrten Vorzeichen zu erwarten [63, 106]. Die Relativmessung sollte den doppelten Wert der Verkippung liefern, während der gleiche Wert für den Grad der linearen Polarisation zu erwarten ist.

Wie in Abbildung 7.9 (a) dargestellt, trifft diese Vorhersage für die experimentellen P_L -Werte bei einer longitudinalen und antilongitudinalen Spineinstellung zu. Es ist jedoch eine Diskrepanz zu den Theoriewerten zu erkennen. Ähnlich wie die Ergebnisse für die Polarisation mit einem unpolarisierten Elektronenstrahl sind die Werte systematisch gegenüber der Theorie erniedrigt. Für die Orientierung des Polarisationsvektors in Abbildung 7.9 (b) ergibt sich eine deutliche relative Verkippung zwischen den beiden Einstellungen. Im Gegensatz zu den Resultaten mit transversal polarisierten und unpolarisierten Elektronen, stimmen die Ergebnisse jedoch nur qualitativ mit den theoretischen Werten überein (Abb. 7.9 (b)).

Eine aussagekräftige Bestimmung des Stokes-Parameters P_2 wie im vorangegangenen Abschnitt ist aufgrund der sehr geringen Änderung der linearen Polarisation P_L nicht möglich.

7.2.3 Vergleich unpolarisierte und transversal polarisierte Elektronen – Beobachtungswinkel von 60°

Unter dem Beobachtungswinkel von 60° wurden u. a. Messreihen mit unpolarisierten und transversal polarisierten Elektronen durchgeführt. Die theoretische Winkelverteilung (Abb. 7.3) für vollständig polarisierte Elektronen zeigt, dass ähnlich wie im vorhergehenden Abschnitt die Auswirkung der Elektronenpolarisation sehr gering ausfällt und bei dem Vergleich der beiden Spineinstellungen keine sichtbare Erhöhung der gemessenen linearen Polarisation zu erwarten ist. Bei der Elektronenstrahlpolarisation von $76 \pm 5 \%$ ist für die gemessene Verkippung der Polarisationsachse ein Wert von annähernd 2° zu erwarten. Die Messergebnisse bestätigen weitgehend diese Vorhersagen. Für den Grad der linearen Polarisation ist keine signifikante Erhöhung zwischen unpolarisierten und transversal polarisierten Elektronen feststellbar. Der Wert für die Verkippung χ liegt jedoch mit unter 1° unter den Werten der Theorie. Die Ergebnisse aus diesem und vorherigem Abschnitt deuten darauf hin, dass bei sehr kleinen Winkeln der Verkippung die Messung schwieriger durchzuführen ist.

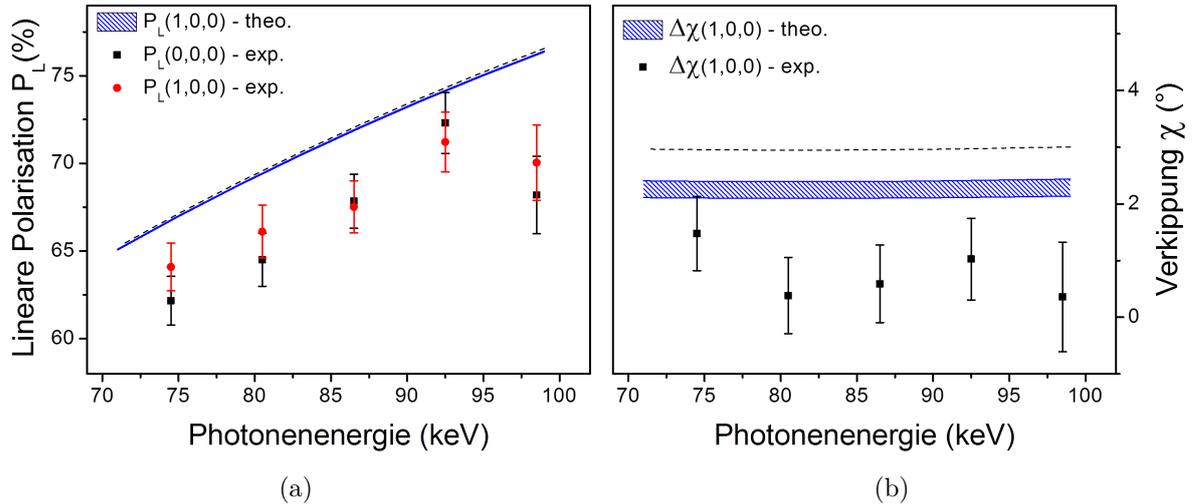


Abbildung 7.10: (a) Grad der linearen Polarisation für einen unpolarisierten und transversal polarisierten Elektronenstrahl unter einem Beobachtungswinkel von 60° . Auch hier zeigt sich eine systematische Abweichung des Experiments gegenüber dem vorhergesagten Polarisationsgrad. (b) Vergleich der experimentell ermittelten Verkippung χ des Polarisationsvektors mit den theoretischen Werten.

7.3 Polarisation der Bremsstrahlung für unpolarisierte Elektronen

7.3.1 Vergleich dünnes und dickes Goldtarget

Neben Messungen mit dem $90 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicken Goldtarget wurde auch eine Messreihe mit einer $178 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicken Goldtargetfolie durchgeführt. In Abschnitt 7.1 wurde bereits erläutert, dass die Auswirkungen von Targeteffekten auf den Grad der linearen Polarisation wesentlich ausgeprägter sein sollten als auf die Spektralverteilung. Um das Verhalten der Polarisationseigenschaften bei unterschiedlichen Foliendicken zu untersuchen, werden in Abb. 7.11 die direkt gemessenen Werte ohne Korrekturfaktor mit den Resultaten der PEBSI-Simulation verglichen. Bei der linearen Polarisation ist sowohl in den Simulationsdaten als auch in den Messwerten ein deutlicher Unterschied zwischen dicker und dünner Targetfolie zu erkennen. Hierbei ist jedoch wie bei allen bisher präsentierten Polarisationswerten eine systematische Abweichung nach unten im Vergleich zu den theoretischen bzw. simulierten Vorhersagen zu erkennen.

Der Unterschied der Polarisation zwischen dünner und dicker Targetfolie fällt im Experiment geringer aus und im Fall der dicken Folie ist bei einer Energie von $98,5 \text{ keV}$ ein deutlicher Abfall erkennbar, der nicht mit den Vorhersagen der Simulation vereinbar ist. Dieser Abfall kann nicht auf Targeteffekte zurückgeführt werden, da bei der höchsten Energie weniger Streuprozesse stattfinden und eine etwas geringere Auswirkung auf den Grad der linearen Polarisation zu erwarten ist (vgl. Abb. 7.11 (a)). Angesichts der experimentellen Unsicherheit ist aber ein statistischer Ausreißer möglich, da bei keiner anderen Messung eine so ausgeprägte Verringerung des Polarisationsgrades am hochenergetischen Ende der Bremsstrahlung festzustellen war.

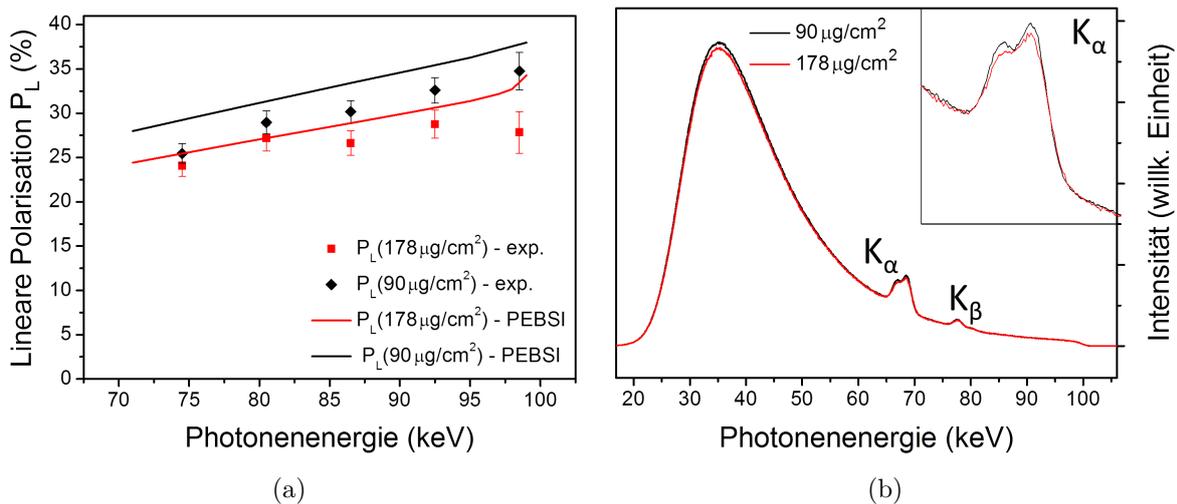


Abbildung 7.11: (a) Gemessener und mit PEBSI simulierter Grad der linearen Polarisation unter einem Beobachtungswinkel von 130° bei Einsatz unterschiedlich dicker Goldtargets. (b) Gemessene Spektralverteilung der Bremsstrahlung für das dünne und dicke Goldtarget.

Bei der dickeren Folie wird von PEBSI lediglich eine geringe Erhöhung des Emissionsquerschnitts für rückwärtige Winkel vorhergesagt. Dieser Effekt ist durch die Superposition verschiedener Beobachtungswinkel begründet, der bei einem dicken Target verstärkt ausgeprägt ist. Da die Erhöhung näherungsweise unabhängig von der Photonenenergie ist, bleibt der spektrale Verlauf der Bremsstrahlung nahezu unbeeinflusst. Lediglich die Intensität der charakteristischen Linien relativ zur Bremsstrahlung ist vermindert. Abbildung 7.11 (b) zeigt die gemessenen Spektralverteilungen der Bremsstrahlung. Da bei den hohen Photonenenergien die geringste Auswirkung auf die Spektralverteilung zu erwarten ist, wurden die Verteilungen zwischen einer Energie von 94 keV bis 98 keV aufeinander normiert. Die experimentellen Spektralverteilungen sind den Erwartungen entsprechend nahezu identisch. Bei dem $178 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicken Target sind lediglich das Maximum der Verteilung und die Ausprägung der charakteristischen Linien reduziert.

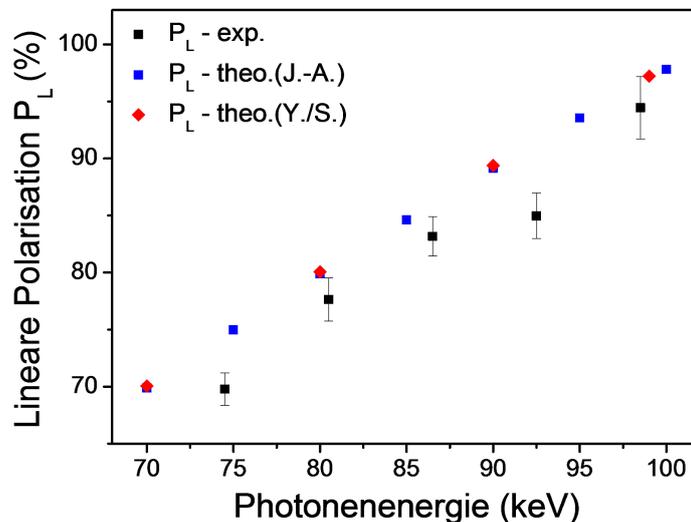


Abbildung 7.12: Grad der linearen Polarisation bei der Verwendung eines $210 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicken Kohlenstofftargets und einem Beobachtungswinkel von 60° . Den experimentellen Werten sind vollständig relativistische Rechnungen [56] und Vorhersagen auf Grundlage der Sommerfeld-Maue-Wellenfunktionen gegenübergestellt [114].

7.3.2 Messungen mit einem Kohlenstofftarget

Neben Gold als Targetmaterial wurden auch Messreihen mit Kohlenstofftargets durchgeführt. Als Beispiel werden hier die Resultate, welche unter einem Beobachtungswinkel von 60° gemessen wurden, präsentiert. Im Gegensatz zu Gold eignet sich Kohlenstoff aufgrund der niedrigen Kernladungszahl bei der hier verwendeten Elektronenenergie nicht, um den Polarisationstransfer von den Elektronen auf die Bremsstrahlungsphotonen zu studieren. Allerdings bietet die Messung mit Kohlenstoff die Möglichkeit, theoretische Modelle auch im Bereich niedriger Kernladungszahl zu überprüfen. Abbildung 7.12 zeigt die experimentellen Ergebnisse für den Grad der linearen Polarisation, jedoch ohne Berücksichtigung der Targeteffekte. Die vergleichsweise

gute Übereinstimmung mit den theoretischen Rechnungen belegt, dass bei Materialien mit niedriger Kernladungszahl der Einfluss der Elektronenstreuung im Target auf den Grad der linearen Polarisierung deutlich weniger ausgeprägt ist. Neben den bisher verwendeten vollständig relativistischen Rechnungen [56] sind hier auch Vorhersagen der Theorie von D. H. Jakubassa-Amundsen, welche auf dem Ansatz der Sommerfeld-Maue-Wellenfunktionen basiert [114,115], eingezeichnet. Dieser theoretische Ansatz beschreibt bei den hier verwendeten Elektronenenergien die experimentellen Ergebnisse, die mit Gold als Targetmaterial aufgenommen wurden, weniger gut. Bei der Verwendung von Kohlenstoff sind die Werte für die beiden gezeigten Theorien jedoch nahezu identisch und geben das Experiment gut wieder.

7.4 Abschließende Fehlerbetrachtung

Bei den präsentierten Messwerten sind die bisher angegebenen experimentellen Unsicherheiten ausschließlich statistischer Natur (siehe Tabelle 6.2). Es sind jedoch auch systematische Unsicherheiten nicht auszuschließen. Diese resultieren einerseits aus möglichen Instabilitäten des Messaufbaus. Zu nennen sind hier vor allem die Positionierung des Polarimeters sowie der Überlapp von Elektronenstrahl mit dem Target. Eine signifikante Drehung des Detektors beispielsweise bei der Füllung mit flüssigem Stickstoff kann aufgrund der regelmäßigen Kontrolle mit dem Winkelmesser ausgeschlossen werden. Hingegen war die Position des Elektronenstrahls Schwankungen unterworfen. Da sich eine deutliche Positionsveränderung sowohl in einer Verlagerung des Bremsstrahlungsflecks auf dem Polarimeter als auch in einer veränderten Spektralverteilung widerspiegelt, konnten Messdaten mit nicht optimaler Strahlposition aussortiert werden (vgl. Abschnitt 6.1)

Daneben wurde für die komplexe Datenanalyse an mehreren Stellen auf Monte-Carlo-Simulationen zurückgegriffen, deren Zuverlässigkeit auf der Exaktheit der zugrunde liegenden physikalischen Modelle beruht. Von entscheidender Bedeutung für die Polarisationsmessung war die Verwendung der auf EGS5 [101] basierenden Detektorsimulation. Für die Bestimmung der Güte des Polarimeters, die eine wesentliche Korrektur darstellt, wurde auf das EGS5-Programm zurückgegriffen. Aber auch bei der genauen Bestimmung des Anteils der zufälligen Koinzidenzen und der charakteristischen Übergänge konnte nicht ganz auf die Ergebnisse der Simulation verzichtet werden (vgl. Tabelle 6.2). Darüber hinaus wurden die Resultate der EGS5-Simulation für unpolarisierte Strahlung zur geometrischen Normierung der experimentellen Compton-Streuverteilungen verwendet.

Um einen quantitativen Vergleich mit den theoretischen Vorhersagen zu gewährleisten, konnte bei der Verwendung von Festkörperfolien als Targets nicht auf die Vorhersagen des PEBSI-Monte-Carlo-Programms [113] verzichtet werden. Obwohl dieses Programm erst vor kurzem fertiggestellt wurde, konnte dessen Funktionsfähigkeit durch den Vergleich mit PENELOPE³, einem etablierten Programm zur Modellierung des Elektronentransports, sowie auch mit experimentellen Daten aus der Mott-Polarimetrie belegt werden [113].

EGS fand bereits vielfältigen Einsatz zur Beschreibung und Interpretation von Polari-

³PENetration and Energy LOSS of Positrons and Electrons and photons [116].

sationsexperimenten, die innerhalb der Arbeitsgruppe durchgeführt wurden [12, 26, 70]. Dabei konnte gezeigt werden, dass sowohl die Energieverteilung als auch die Polarisationsparameter sehr gut wiedergegeben werden [102]. Basierend auf diesen Erfahrungen bezüglich der Polarimetrie liegt der systematische Fehler sicherlich deutlich unter der statistischen Unsicherheit.

Kapitel 8

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die lineare Polarisation der Bremsstrahlung, die in Stößen von polarisierten Elektronen mit neutralen Atomen entsteht, mithilfe eines neuartigen Detektorsystems untersucht. Die Messungen fanden am Teststand der polarisierten Elektronenquelle SPIN der TU Darmstadt statt, wo sowohl ein unpolarisierter als auch ein polarisierter Elektronenstrahl zur Verfügung stand. Die Quelle lieferte einen Elektronenstrahl mit einer Energie von 100 keV und einer Spinpolarisation von bis zu 80 %. Im Rahmen dieser Arbeit wurde zunächst eine dedizierte Targetkammer konstruiert und an der Strahlführung der Elektronenquelle installiert. Als Target für das Bremsstrahlungsexperiment wurden in die Kammer jeweils zwei dünne Gold- und Kohlenstofffolien eingebaut. Die in den Stößen der Elektronen mit den Targetatomen freiwerdende Röntgenstrahlung wurde mithilfe eines neuartigen Si(Li)-Compton-Polarimeters unter den Beobachtungswinkeln von 60° und 130° untersucht. Der verwendete Detektor wurde innerhalb der SPARC-Kollaboration [16, 17] entwickelt und erlaubt die energieaufgelöste Bestimmung des Grades der linearen Polarisation sowie die der Orientierung des Polarisationsvektors der einfallenden Photonen. Dieser Detektor wurde im Rahmen dieser Arbeit erstmals außerhalb der GSI-Beschleunigeranlage für eine Messung eingesetzt.

Neben Untersuchungen an unpolarisierten Elektronenstrahlen, die als Referenz dienten, wurden Messreihen mit jeweils unterschiedlichen Spinorientierungen relativ zur Ausbreitungsrichtung des Strahls durchgeführt. Während der Messung lag die mittels Mott-Polarimetrie gemessene Elektronenpolarisation bei $76 \pm 5\%$. Das Hauptaugenmerk dieser Arbeit lag dabei auf der Untersuchung des sogenannten Polarisationstransfers, der die Auswirkung der Spinpolarisation der Elektronen auf die Polarisations Eigenschaften der Bremsstrahlungsphotonen bezeichnet und insbesondere für schwere Targets wie Gold relevant ist. Allgemein ist im Falle einer nicht verschwindenden Spinpolarisation des Elektronenstrahls eine Rotation χ des Polarisationsvektors relativ zur Reaktionsebene sowie eine erhöhte lineare Polarisation P_L der Bremsstrahlungsphotonen zu erwarten. In dieser Arbeit sowie in der kurz zuvor durchgeführten Messung von S. Tashenov [9] konnten diese Effekte erstmals bei der linearen Polarisation von Röntgenstrahlung beobachtet werden. Dieser Nachweis ist nicht nur im Zusammenhang mit der Untersuchung des Bremsstrahlungsprozesses von Bedeutung, sondern auch bei Stößen von Ionen mit Atomen relevant, für die ein analoger Polarisationstransfer vorhergesagt wurde [15]. Die Messung der Polarisation der Röntgenstrahlung kann auf diese Weise als mögliches Diagnoseinstrument für spinpolarisierte Ionenstrahlen dienen, die bei der zukünftigen FAIR-Beschleunigeranlage Verwendung finden sollen.

Ausschlaggebend für die Beobachtung des Polarisationstransfers in dem hier präsentier-

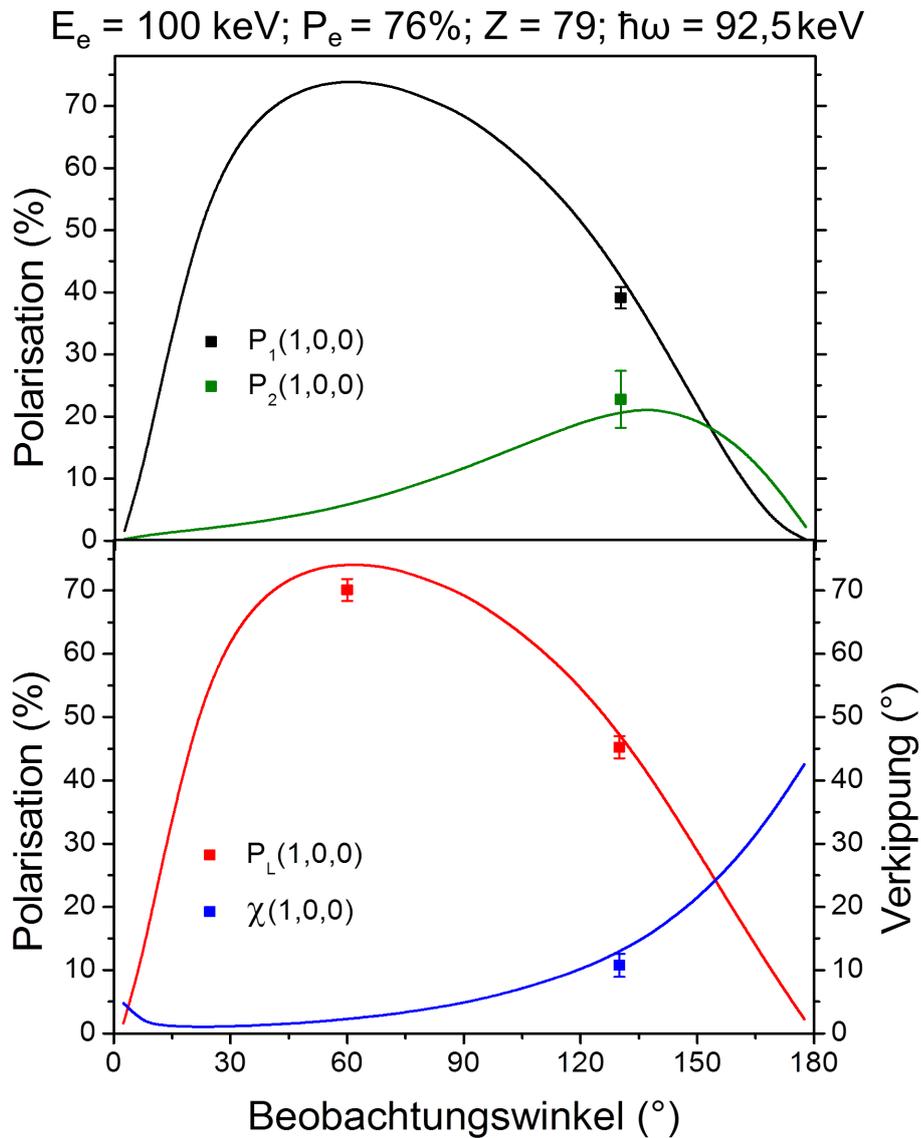


Abbildung 8.1: Oben: Theoretische Winkelverteilung [106] der Stokes-Parameter P_1 und P_2 der Bremsstrahlung für eine Photonenenergie von 92,5 keV und einer transversalen Elektronenspineinstellung ($P_e = (1,0,0)$) mit einem Polarisationsgrad von 76%. Unten: Die Winkelverteilung zeigt die theoretische Vorhersage für die experimentellen Observablen P_L und χ , die aus den obigen Stokes-Parametern resultieren. Die eingezeichneten Datenpunkte zeigen die experimentellen Resultate für diese Photonenenergie. Dabei wurde über den Grad der linearen Polarisation bei unpolarisierten Elektronen der Parameter P_1 und bei transversal polarisierten Elektronen P_L ermittelt. Der über diese Messwerte berechnete Stokes-Parameter P_2 stimmt für die Photonenenergie von $92,5 \pm 3 \text{ keV}$ gut mit dem Theoriewert überein.

ten Experiment war die Messung mit Goldfolien unter einem Beobachtungswinkel von 130° , da für schwere Targets und den rückwärtigen Winkelbereich eine besonders starke Abhängigkeit der Polarisation der Bremsstrahlungsphotonen von der Elektronenpolarisation gegeben ist. Hier konnte durch Relativmessungen zwischen einer longitudinalen und antilongitudinalen Elektronenpolarisation sowie zwischen unpolarisierten und transversal polarisierten Elektronen jeweils die erwähnte Rotation χ der Polarisationsachse beobachtet werden. In letzterem Fall konnte darüber hinaus auch ein erhöhter Grad der linearen Polarisation P_L der Bremsstrahlungsphotonen nachgewiesen werden. Die Messung dieser zwei Observablen ermöglichte die Bestimmung des auf den Elektronenspin sensitiven Stokes-Parameters P_2 der Bremsstrahlung auf zwei unabhängige Arten. Hierbei stellte sich insbesondere die Orientierung des Polarisationsvektors als sehr robuste Messgröße gegenüber Beiträgen von Streustrahlung sowie geometrischen Effekten des Detektors heraus.

Im Zuge dieser Arbeit stellte sich heraus, dass für die Interpretation der Messdaten selbst bei Einsatz dünner Folien von ca. 50 nm die Berücksichtigung von Targeteffekten, welche die experimentellen Observablen beeinflussen, notwendig ist. Für einen quantitativen Vergleich der experimentellen Werte zu den Theoriewerten wurde auf das Monte-Carlo-Programm PEBSI [113] zurückgegriffen, welches innerhalb der Arbeitsgruppe entwickelt worden ist. So konnten die experimentellen Ergebnisse für die lineare Polarisation sowie für die Verkippung der Polarisationsachse für verschiedene Photonenenergien der Bremsstrahlung unter Berücksichtigung der Targeteffekte mit neuen vollständig relativistischen Rechnungen [56] verglichen werden. Es zeigte sich insgesamt eine weitgehende Übereinstimmung. Überdies konnte aus den experimentellen Resultaten der Stokes-Parameter P_2 auf zwei unabhängige Arten ermittelt werden. Mithilfe des Stokes-Parameters P_2 konnte unter Hinzunahme der theoretischen Werte die damit verknüpfte Elektronenpolarisation berechnet werden.

Abbildung 8.1 zeigt als Beispiel die theoretische Winkelverteilung für die Stokes-Parameter P_1 und P_2 sowie die daraus resultierenden experimentellen Observablen P_L und χ für eine Photonenenergie von 92,5 keV. Die eingezeichneten Daten zeigen die direkt gemessenen Werte für P_1 , P_L sowie χ . In dem gezeigten Beispiel konnte mithilfe der Messwerte für P_1 und P_L der vom Grad der Elektronenspinpolarisation abhängige Parameter P_2 ermittelt werden.

Anhand des ermittelten P_2 -Wertes können auf der einen Seite bei bekannter Elektronenpolarisation die theoretischen Modelle überprüft werden und auf der anderen Seite kann mithilfe der theoretischen Vorhersagen der Grad der Elektronpolarisation bestimmt werden. Der Einsatz des hier verwendeten Compton-Polarimeters könnte somit als Alternative zu herkömmlichen Mott-Polarimetern dienen und wäre im Gegensatz zu der Mott-Technik auch auf eine longitudinale Spineinstellung sensitiv. Wie schon angesprochen, belegt dieses Experiment zusätzlich, dass das Compton-Polarimeter als potentielles Diagnoseinstrument für die Spinpolarisation von Ionen in Speicherringen eingesetzt werden kann.

Ferner konnten unter demselben Beobachtungswinkel Werte für die lineare Polarisation und die Verkippung der Polarisationsachse bei einer Relativmessung von longitudinal und antilongitudinal polarisierten Elektronen gemessen werden. Genau wie bei den Ergebnissen für eine transversale Elektronenspineinstellung unter dem Beobachtungswinkel von 60° waren hier aufgrund der geringen Auswirkung auf die Polarisationseigenschaften und nicht ausreichender statistischer Signifikanz keine quantitativen Aussagen

möglich.

Neben der diskutierten Untersuchung des Polarisationsstransfers konnte bei Einsatz eines unpolarisierten Elektronenstrahls die lineare Polarisation für verschieden dicke Kohlenstoff- und Goldtargets unter den zwei verschiedenen Beobachtungswinkeln ermittelt werden. Dabei konnte in Übereinstimmung mit den Vorhersagen der PEBSI-Simulation aufgezeigt werden, dass Targeteffekte, die bei der Verwendung von Festkörperfolien auftreten, die lineare Polarisation wesentlich stärker als die spektrale Verteilung der Bremsstrahlung beeinflussen.

Insgesamt wurde für alle experimentellen Ergebnisse eine qualitative Übereinstimmung mit dem theoretischen energieabhängigen Verlauf der Bremsstrahlungspolarisation gefunden. Die experimentellen Werte lagen jedoch systematisch unter denen der Theorie. Diese Abweichung konnte nicht vollständig geklärt werden. Ein Grund könnte eine mögliche Unsicherheit bei der Bestimmung der Güte gewesen sein. Für diese wurde auf Monte-Carlo-Simulationen zurückgegriffen, da eine Charakterisierung des Polarimeters von experimenteller Seite nicht möglich gewesen ist.

Kapitel 9

Ausblick

Die hier präsentierte Messung stellt eine erfolgreiche Untersuchung des Polarisations-transfers in polarisierten Elektron-Atom-Stößen dar. Im Zuge dieser Arbeit wurde sowohl bei der experimentellen Umgebung als auch bei der Analyse der Messdaten Neuland betreten. Die Korrelationen der Polarisations-eigenschaften von Elektronen und emittierten Bremsstrahlungsphotonen könnten in Zukunft mit verbesserten experimentellen Bedingungen detaillierter untersucht werden. So wäre beispielsweise beim Einsatz einer Targetkammer und einer Strahlführung aus Materialien mit niedriger Kernladungszahl oder mit einer Beschichtung aus solchen Materialien ein wesentlich geringerer Strahlungsuntergrund zu erwarten.

Zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit wurde ein neues Experiment zur systematischen Untersuchung der Bremsstrahlungskorrelationen an der polarisierten Elektronquelle SPIN, welche nun als Injektor an dem Elektronenbeschleuniger der TU Darmstadt eingebaut ist, durchgeführt [117].

Für zukünftige Untersuchungen der Bremsstrahlung wäre auch ein Koinzidenzexperiment ähnlich wie bei vorangegangenen Untersuchungen, bei denen für den Fall von unpolarisierten Elektronen die lineare Polarisation der Bremsstrahlungsphotonen in Koinzidenz mit den gestreuten Elektronen gemessen wurden, von großem Interesse. Dies wäre ein weiterer Schritt hin zum „vollständigen“ Experiment, bei welchem die Polarisations-eigenschaften aller beteiligten Teilchen gemessen werden und somit die Untersuchung des elementaren Prozesses der Bremsstrahlung gewährleistet. Für die unverfälschte Messung der Eigenschaften der Elektron-Kern-Bremsstrahlung bietet sich ein Gastarget an, da dort Einzelstoßbedingungen sichergestellt und folglich keine Korrekturen bezüglich der Targeteffekte notwendig sind. Dies hat im Fall von Elektron-Photon-Koinzidenzmessungen zusätzlich den Vorteil, dass das auslaufende Elektron nicht durch Streuung im Target beeinflusst wird.

Das hochenergetische Ende der Bremsstrahlung ist aufgrund der damit verbundenen maximalen Wechselwirkung mit dem Kernpotential von besonderem theoretischen Interesse. Bei der Verwendung von dünnen Festkörpertargets haben die Elektronen zu wenig Energie, um diese ungestört zu verlassen und anschließend nachgewiesen werden zu können. Hier würden Messungen an Speicherringen, in welchen der Bremsstrahlungsprozess in inverser Kinematik stattfindet, einmalige Möglichkeiten bieten. Am Speicherring ESR konnte auf diese Weise das gestreute Bremsstrahlungselektron mit dem Emittersystem nahezu verschwindender Energie nachgewiesen werden [118]. Messungen mit vollständig ionisierten Systemen bieten zudem den Vorteil, dass keine Abschirmung des Kernpotentials durch gebundene Elektronen berücksichtigt werden muss.

Des Weiteren wird an der GSI derzeit ein polarisiertes Elektronentarget entwickelt,

welches an Speicherringen wie dem ESR eingesetzt werden kann. Auch bei Experimenten mit diesem neuartigen Elektronentarget ist die Verwendung des Si(Li)-Compton-Polarimeters geplant. Hierbei sind ähnliche Effekte wie bei spinpolarisierten Elektronenstrahlen auf die lineare Polarisation der freiwerdenden Röntgenstrahlung zu erwarten. Nicht zuletzt ist der geplante Einsatz von spinpolarisierten Ionenstrahlen an der zukünftigen FAIR-Beschleunigeranlage zu nennen, bei welcher diese Art von Compton-Polarimeter zur Diagnose der Spinpolarisation der Ionen eingesetzt werden soll.

Das Si(Li)-Compton-Polarimeter wurde im Rahmen dieser Arbeit erstmals außerhalb der GSI-Beschleunigeranlage erfolgreich für eine Messung verwendet. Es bietet aber noch weitere vielfältige Einsatzmöglichkeiten. Der Detektor wurde mittlerweile auch zu Messungen der inelastischen Photon-Photon-Streuung am DESY eingesetzt. Weitere Untersuchungen der Polarisation der inelastischen und elastischen Photon-Photon-Streuung sollen in naher Zukunft an PETRA III der DESY-Synchrotronanlage erfolgen. Neben dem Si(Li)-Detektor steht in unserer Arbeitsgruppe auch ein 2D-Ge(i)-Streifendetektor zur Verfügung, dessen Funktionsfähigkeit als Polarimeter bereits in Experimenten am ESRF in Grenoble und am ESR-Speicherring der GSI demonstriert wurde. Dieser Detektor ermöglicht aufgrund der höheren Absorptionsfähigkeit von Germanium Polarisationsmessungen bei Photonenenergien bis jenseits von 500 keV. Das Ge(i)-Polarimeter eröffnet also die Möglichkeit, Polarisationsexperimente bei höheren Photonenenergien durchzuführen.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Darstellung des elektrischen Feldvektors und der Polarisationsellipse für elektromagnetische Strahlung	5
2.2	Darstellung der Stokes-Parameter und der experimentellen Observablen	7
2.3	Wechselwirkungsquerschnitte von Röntgenstrahlung in Silizium	9
2.4	Illustration des Prozesses der Compton-Streuung	10
2.5	Veranschaulichung der Spinprojektion für Elektronen	11
2.6	Bildliche Darstellung verschiedener Elektronenensembles	12
2.7	Energieverlust von Elektronen in Gold	13
2.8	Effektives Kernpotential bei der Mott-Streuung	14
2.9	Sherman-Funktion für Stöße von Elektronen mit Gold bei 100 keV	15
2.10	Schematische Darstellung des Bremsstrahlungsprozesses	17
2.11	Beispiel eines Bremsstrahlungsspektrums	18
2.12	Koordinatensystem zur Beschreibung des Bremsstrahlungsprozesses	22
2.13	Aufbau und Resultate für eine Koinzidenzmessung der linearen Polarisation der Bremsstrahlung	23
2.14	Aufbau und Resultate der Messung der Emissionsasymmetrie der Bremsstrahlung	24
3.1	Illustration der Compton-Polarimetrie	28
3.2	Bild des Si(Li)-Polarimeters	29
3.3	Illustration der Rekonstruktion der Compton-Ereignisse	30
3.4	Zweidimensionale Compton-Streuverteilung und die Projektion auf den Azimutwinkel	31
4.1	Bauzeichnung des Teststandes	34
4.2	Erzeugung polarisierter Elektronen mittels GaAs-Photokathoden	35
4.3	Bild des Wien-Filters	36
4.4	Bauzeichnung des Mott-Polarimeters	37
4.5	Mit dem Mott-Polarimeter aufgenommene Elektronenspektren	38
5.1	Bauzeichnung der Targetkammer	40
5.2	Skizze der Targetkammer	41
5.3	Schematische Darstellung des Datenaufnahmesystems	42
5.4	Kalibrationsspektren aller Streifen des Polarimeters	43
5.5	Foto des experimentellen Aufbaus an der Elektronenquelle	44
5.6	Ortsbild des Strahlflecks und zugehöriges Energiespektrum	45
5.7	Verwendung des Detektors als Lochkamera	46
5.8	Foto und Skizze des Kollimatoraufbaus für das Polarimeter	46
5.9	Ortsbild des Strahlflecks und zugehöriges Energiespektrum unter optimierten Bedingungen	47

5.10	Reduzierung des Untergrunds durch den Kollimator	48
5.11	Abstandsverteilung zwischen Compton-Elektron und gestreutem Photon	49
5.12	Änderung des Bremsstrahlungsspektrums bei Gold- und Aluminiumrahmenbeschuss	50
6.1	Ortsbild der Compton-Elektronen und gestreuten Photonen	54
6.2	Photonenenergie in Abhängigkeit der Streifennummer auf der HV-Seite	55
6.3	Versatz der unkorrigierten Multiplizität-1-Spektren und energetische Abweichung	56
6.4	Versatz der korrigierten Multiplizität-1-Spektren und energetische Abweichung	56
6.5	Intensitätsverteilung des Hochenergieendes der Bremsstrahlung mit und ohne Kalibrationskorrektur	57
6.6	Spektrale Verteilung und rekonstruierte Compton-Ereignisse für Gold- und Kohlenstofftargets	59
6.7	Rekonstruierte Compton-Streuverteilung für Gold und Kohlenstoff . . .	60
6.8	Azimutale Streuverteilung und angepasste Klein-Nishina-Verteilung . .	61
6.9	In EGS5 simulierter experimenteller Aufbau	62
6.10	Ortsbild und Energiespektrum der Simulation	63
6.11	Per Simulation ermittelte Güte des Polarimeters	64
6.12	Bestimmung des Anteils charakteristischer Targetstrahlung relativ zur Bremsstrahlung	65
6.13	Bestimmung der Polarisations-eigenschaften des Strahlungsuntergrundes	67
6.14	Strahlungsuntergrund Polarisation – Qualitative Abschätzung	68
6.15	Bestimmung des Anteils falscher Compton-Ereignisse durch zufällige Koinzidenzen	69
7.1	Theoretische und simulierte Werte für P_1 und P_2	72
7.2	Theoretische und simulierte Werte für P_L und χ	73
7.3	Theoretische Winkelverteilung für die Stokes-Parameter und für die experimentellen Observablen	75
7.4	Vergleich der Compton-Streuverteilung der Bremsstrahlung für unpolarisierte und transversal polarisierte Elektronen unter 130°	77
7.5	Experimentelle Werte für P_L und χ der Bremsstrahlung für unpolarisierte und transversal polarisierte Elektronen unter 130°	78
7.6	Vergleich des experimentell ermittelten Stokes-Parameters P_1 und der linearen Polarisation P_L mit der Theorie für unpolarisierte und transversal polarisierte Elektronen unter 130°	79
7.7	Vergleich der experimentell ermittelten Verkippung χ mit der Theorie für unpolarisierte und transversal polarisierte Elektronen unter 130° . .	80
7.8	Bestimmung des Stokes-Parameters P_2 und der Elektronenpolarisation für transversal polarisierte Elektronen unter 130°	82
7.9	Vergleich der experimentellen Werte für P_L und χ mit der Theorie für longitudinale und antilongitudinale polarisierte Elektronen unter 130° .	83
7.10	Vergleich der experimentellen Werte für P_L und χ mit der Theorie für unpolarisierte und transversal polarisierte Elektronen unter 60°	84
7.11	Lineare Polarisation P_L und Energiespektrum für unterschiedlich dicke Goldtargets für unpolarisierte Elektronen unter 130°	85

7.12	Lineare Polarisierung für Kohlenstoff für unpolarisierte Elektronen unter 60°	86
8.1	Vergleich der experimentellen Polarisierungseigenschaften der Bremsstrahlung mit der Theorie	90

Tabellenverzeichnis

5.1	Experimentelle Parameter der in dieser Arbeit durchgeführten Messreihen	39
6.1	Erhöhung der Anzahl von Compton-Ereignissen durch Ladungsteilung .	58
6.2	Rohdaten und Korrekturbeiträge für die gemessenen Polarisations-eigenschaften	70

Literaturverzeichnis

- [1] Quarles C A 2000 *Rad. Phys. Chem.* **59** 159 – 169
- [2] Holman G D, Sui L, Schwartz R A and Emslie A G 2003 *Astrophys. J. Lett.* **595** L97
- [3] Peysson Y and Imbeaux F 1999 *Rev. Sci. Instrum.* **70** 3987–4007
- [4] Nakel W 1994 *Phys. Rep.* **243** 317 – 353
- [5] Koch H W and Motz J W 1959 *Rev. Mod. Phys.* **31** 920–955
- [6] Olsen H and Maximon L C 1959 *Phys. Rev.* **114** 887–904
- [7] Pratt R H and Tseng H K 1975 *Phys. Rev. A* **11** 1797–1803
- [8] Mergl E, Prinz H Th, Schröter C D and Nakel W 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 901–904
- [9] Tashenov S *zur Veröffentlichung eingereicht*
- [10] Weber G, Bräuning H, Hess S, Martin R, Spillmann U and Stöhlker Th 2010 *Journal of Instrumentation* **5** C07010
- [11] Heßler C, Barday R, Bonnes U, Brunken M, Eckardt C, Eichhorn R, Enders J, Poltoratska M P Y, Roth M, Aulenbacher K, Ackermann W, Müller W F O, Steiner B and Weiland T 2008 *Conf. Proc. EPAC08* 1482–1484
- [12] Hess S 2009 *Dissertation, Universität Frankfurt*
- [13] Bräuning H, Hess S, Geyer S, Spillmann U, Kozhuharov Ch, Krings Th, Kumar A, Martin R, Protic D, Reuschl R, Trassinelli M, Trotsenko S, Weber G, Winters D and Stöhlker Th 2009 *AIP Conference Proceedings* **1099** 117–120
- [14] Weber G, Bräuning H, Surzhykov A, Brandau C, Fritzsche S, Geyer S, Haggmann S, Hess S, Kozhuharov C, Martin R, Petridis N, Reuschl R, Spillmann U, Trotsenko S, Winters D F A and Stöhlker Th 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 243002
- [15] Surzhykov A, Fritzsche S, Stöhlker Th and Tashenov S 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 203202
- [16] Stöhlker Th, Backe H, Beyer H F, Bosch F, Bräuning-Demian A, Haggmann S, Ionescu D C, Jungmann K, Kluge H J, Kozhuharov C, Kühl Th, Liesen D, Mann R, Mokler P H and Quint W 2003 *Nucl. Instr. and Meth. B* **205** 156 – 161
- [17] Stöhlker Th, Beyer H F, Bräuning H, Bräuning-Demian A, Brandau C, Haggmann S, Kozhuharov C, Kluge H J, Kühl Th, Liesen D, Mann R, Nörtershäuser W,

- Quint W, Schramm U and Schuch R 2007 *Nucl. Instr. and Meth. B* **261** 234 – 238
- [18] Jackson J D 1982 *De Gruyter Klassische Elektrodynamik*
- [19] Stokes G G 1852 *Camb. Phil. Soc. Trans.* **9** 399–416
- [20] McMaster W H 1954 *Am. J. Phys.* **22** 351–362
- [21] Leo W R 1994 *Springer Verlag Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments - A How-to Approach*
- [22] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>
- [23] Compton A H 1923 *Phys. Rev.* **21** 483–502
- [24] Drake G W F 1994 *Springer Verlag, Handbook of Atomic, Molecular and Optical Physics*
- [25] Klein O and Nishina T 1929 *Zeitschrift für Physik A* **52** 24 – 33
- [26] Spillmann U 2009 *Dissertation, Universität Frankfurt*
- [27] Schwabl F 2005 *Springer Verlag Quantenmechanik, QM I*
- [28] Kessler J 1985 *Springer Verlag Polarized Electrons*
- [29] Salvat F and Fernández-Varea J M 1992 *Nucl. Instr. and Meth. B* **63** 255 – 269
- [30] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>
- [31] Mott N F 1929 *Proc. R. Soc. A* **124** 425–442
- [32] Sherman N 1956 *Phys. Rev.* **103** 1601–1607
- [33] Lin S R 1964 *Phys. Rev.* **133** A965–A970
- [34] Møller Chr 1932 *Annalen der Physik* **406** 531 – 585
- [35] Band H R, Mitchell G, Prepost R and Wright T 1997 *Nucl. Instr. and Meth. A* **400** 24 – 33
- [36] Komma M and Nakel W 1982 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **15** 1433
- [37] Haug E and Keppler M 1984 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **17** 2075
- [38] Elwert G and Haug E 1969 *Phys. Rev.* **183** 90
- [39] Nakel W 2004 *World Scientific The Elementary Process of Bremsstrahlung*
- [40] Brandsen B H and Joachain C J 2003 *Benjamin Cummings Physics of Atoms and Molecules*
- [41] Bethe H A and Heitler W 1934 *Proc. Roy. Soc. (London)* **A126** 83–112
- [42] Heitler W 1957 *Oxford University Press, Oxford The Quantum Theory of Radiation*

-
- [43] Elwert G 1939 *Dissertation, Universität Münschen*
- [44] Sommerfeld A and Maue A W 1935 *Ann. Phys.* **22** 629 – 642
- [45] Bethe H A and Maximon L C 1954 *Phys. Rev.* **93** 768–784
- [46] Fink J K and Pratt R H 1973 *Phys. Rev. A* **7** 392–403
- [47] Landau L D and Lifschitz E M 1991 *Verlag Harri Deutsch Lehrbuch der Theoretischen Physik IV, Quantenelektrodynamik*
- [48] Keller S, Engel E, Ast H and Dreizler R M 1997 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **30** L703
- [49] Tseng H K and Pratt R H 1971 *Phys. Rev. A* **3** 100–115
- [50] Tseng H K and Pratt R H 1973 *Phys. Rev. A* **7** 1502–1515
- [51] Tseng H K and Pratt R H 1979 *Phys. Rev. A* **19** 1525–1528
- [52] Lee C M, Pratt R H and Tseng H K 1977 *Phys. Rev. A* **16** 2169–2173
- [53] Keller S and Dreizler R M 1997 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **30** 3257
- [54] Shaffer C D, Tong X M and Pratt R H 1996 *Phys. Rev. A* **53** 4158–4163
- [55] Tseng H K 2002 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **35** 1129
- [56] Yerokhin V A and Surzhykov A 2010 *Phys. Rev. A* **82** 062702
- [57] Behncke H H and Nakel W 1978 *Phys. Rev. A* **17** 1679–1685
- [58] Bleier W and Nakel W 1984 *Phys. Rev. A* **30** 607–609
- [59] Nakel W 2006 *Rad. Phys. Chem.* **75** 1164 – 1175
- [60] Pratt R H, Levee R D, Pexton R L and Aron W 1964 *Phys. Rev.* **134** A916–A922
- [61] Fano U, McVoy K W and Albers J R 1959 *Phys. Rev.* **116** 1159–1167
- [62] Eichler J and Stöhlker T 2007 *Phys. Rep.* **439** 1 – 99
- [63] Surzhykov A *persönliche Mitteilung*
- [64] Gumberidze A, Stöhlker Th, Beyer H F, Bosch F, Bräuning-Demian A, Hagmann S, Kozhuharov C, Kühl Th, Mann R, Indelicato P, Quint W, Schuch R and Warczak A 2009 *Nucl. Instr. and Meth. B* **267** 248 – 250
- [65] Aumann T, Langanke K, Peters K and Stöhlker Th 2010 *EPJ Web of Conferences* **3** 01006
- [66] Spillmann U, Bräuning H, Hess S, Beyer H, Stöhlker Th, Dousse J Cl, Protic D and Krings T 2008 *Rev. Sci. Instrum.* **79** 083101
- [67] Tashenov S 2005 *Dissertation, Universität Frankfurt*

- [68] Tashenov S, Stöhlker Th, Banaś D, Beckert K, Beller P, Beyer H F, Bosch F, Fritzsche S, Gumberidze A, Hagmann S, Kozhuharov C, Krings T, Liesen D, Nolden F, Protic D, Sierpowski D, Spillmann U, Steck M and Surzhykov A 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 223202
- [69] Hess S, Bräuning H, Spillmann U, Brandau C, Geyer S, Hagmann S, Hegewald M, Kozhuharov C, Krings T, Kumar A, Martin R, Protic D, O'Rourke B, Reuschl R, Trassinelli M, Trotsenko S, Weber G, Winters D F A and Stöhlker Th 2009 *Journal of Physics: Conference Series* **163** 012072
- [70] Weber G 2010 *Dissertation, Universität Heidelberg*
- [71] Metzger F and Deutsch M 1950 *Phys. Rev.* **78** 551–558
- [72] Protic D, Hull E, Krings T and Vetter K 2005 *IEEE Trans. Nucl. Sci* **52** 3181–3185
- [73] Protic D, Stöhlker Th, Krings T, Mohos I and Spillmann U 2005 *IEEE Trans. Nucl. Sci* **52** 3194–3198
- [74] Lei F, Dean A J and Hills G L 1997 *Space Sci. Rev.* **82** 309–388
- [75] Eckardt C, Ackermann W, Bahlo T, Bangert P, Barday R, Bonnes U, Brunken M, Eichhorn R, Enders J, Müller W F O, Platz M, Poltoratska Y, Roth M, Schneider F, Wagner M, Weber A, Weiland T and Zwicker B 2010 *Proceedings of IPAC'10 THPEC019*
- [76] Sinclair C K, Adderley P A, Dunham B M, Hansknecht J C, Hartmann P, Poelker M, Price J S, Rutt P M, Schneider W J and Steigerwald M 2007 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **10** 023501
- [77] Nakamura S, Drachenfels W V, Durek D, Frommberger F, Hoffmann M, Husmann D, Kiel B, Klein F J, Menze D, Michel T, Nakanishi T, Naumann J, and Reichelt S O, Sato H, Schoch B, Steier C, Togawa K, Toyama T, Voigt S and Westermann M 1998 *Nucl. Instr. and Meth. A* **411** 93
- [78] Cates G D, Hughes V W, Michaels R, Schaefer H R, Gay T J, Lubell M S, Wilson R, Dodson G W, Dow K A, Kowalski S B, Isakovitch K, Kumar K S, Schulze M E, Souder P A and Kim D H 1989 *Nucl. Instr. and Meth. A* **278** 293 – 317
- [79] Alley R, Aoyagi H, Clendenin J, Frisch J, Garden C, Hoyt E, Kirby R, Klaisner L, Kulikov A, Miller R, Mulhollan G, Prescott C, Sáez P, Schultz D, Tang H, Turner J, Witte K, Woods M, Yeremian A D and Zolotarev M 1995 *Nucl. Instr. and Meth. A* **365** 1
- [80] Aulenbacher K, Nachtigall Ch, Andresen H G, Bermuth J, Dombo Th, Drescher P, Euteneuer H, Fischer H, v Harrach D, Hartmann P, Hoffmann J, Jennewein P, Kaiser K H, Köbis S, Kreidel H J, Langbein J, Petri M, Plützer S, Reichert E, Schemies M, Schöpe H J, Steffens K H, Steigerwald M, Trautner H and Weis Th 1997 *Nucl. Instr. and Meth. A* **391** 498 – 506
- [81] Arianer J, Arvieux J, Aulenbacher K, Baudet J, Duc N, Essabaa S, Frascaria R,

- Gacougnolle R, Kreidel H J, Kunne R, Morlet M and Roger G 1999 *Nucl. Instr. and Meth. A* **435** 271 – 283
- [82] McCusker M V, Hatfield L L and Walters G K 1969 *Phys. Rev. Lett.* **22** 817–820
- [83] Pierce D T and Meier F 1976 *Phys. Rev. B* **13** 5484
- [84] Maruyama T, Garwin E L, Prepost R, Zapalac G H, Smith J S and Walker J D 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 2376–2379
- [85] Omori T, Kurihara Y, Nakanishi T, Aoyagi H, Baba T, Furuya T, Itoga K, Mizuta M, Nakamura S, Takeuchi Y, Tsubata M and Yoshioka M 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 3294–3297
- [86] Spicer W E 1977 *Appl. Phys* **12** 115–130
- [87] Spicer W E and Herrera-Gomez A 1993 *SLAC-PUB-6306*
- [88] Fishman G and Lampel G 1977 *Phys. Rev. B* **16** 820–831
- [89] Subashiev A V and Clendien J E 2000 *Int. J. Mod. Phys. A* **15** 2519
- [90] Barday R *persönliche Mitteilung*
- [91] Poltoratska Y *persönliche Mitteilung*
- [92] Heßler C 2008 *Dissertation, TU Darmstadt*
- [93] Engwall D A, Dunham B M, Cardman L S, Heddle D P and Sinclair C K 1993 *Nucl. Instr. and Meth. A* **324** 409 – 420
- [94] Bargmann V, Michel L and Telegdi V L 1959 *Phys. Rev. Lett.* **2** 435–436
- [95] Poltoratska Y 2005 *Diplomarbeit, TU Darmstadt*
- [96] <http://www-win.gsi.de/daq/>
- [97] Poltoratska Y 2009 *DPG-München - Vortrag*
- [98] <http://www.gsi.de/informationen/wti/tl/index.html>
- [99] <http://www-wnt.gsi.de/charms/SATAN/graf.htm>
- [100] <http://rcwww.kek.jp/research/egs/kek/cgview/>
- [101] <http://rcwww.kek.jp/research/egs/epub.html>
- [102] Weber G, Bräuning H, Martin R, Spillmann U and Stöhlker Th 2011 *Physica Scripta* **2011** 014034
- [103] <http://xdb.lbl.gov/>
- [104] Haque A K F, Talukder M R, Shahjahan M, Uddin M A, Basak A K and Saha B C 2010 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **43** 115201
- [105] Weber G *persönliche Mitteilung*

- [106] Yerokhin V A *persönliche Mitteilung*
- [107] Placious R C 1967 *J. Appl. Phys.* **38** 2030
- [108] Trincavelli J and Castellano G 2008 *Spectrochim. Acta B* **63** 1 – 8
- [109] Williams S and Quarles C A 2008 *Phys. Rev. A* **78** 062704
- [110] Quarles C A and Heroy D B 1981 *Phys. Rev. A* **24** 48–54
- [111] Quarles C A and Portillo S 2006 *Rad. Phys. Chem.* **75** 1187 – 1200
- [112] Requena S, Williams S and Quarles C A 2010 *Nucl. Instr. and Meth. B* **268** 3561 – 3563
- [113] Weber G, Märtin R, Surzhykov A, Yasuda M, Yerokhin V A and Stöhlker Th *zur Veröffentlichung bei Nucl. Instr. and Meth. B eingereicht*
- [114] Jakubassa-Amundsen D H *persönliche Mitteilung*
- [115] Märtin R, Barday R, Jakubassa-Amundsen D, Enders J, Poltoratska Y, Spillmann U, Surzhykov A, Weber G, Yerokhin V A and Stöhlker Th 2011 *AIP Conference Proceedings* **1336** 94–96
- [116] Baró J, Sempau J, Fernández-Varea J M and Salvat F 1995 *Nucl. Instr. and Meth. B* **100** 31 – 46
- [117] Tashenov S *persönliche Mitteilung*
- [118] Nofal M, Hagmann S, Stöhlker Th, Jakubassa-Amundsen D H, Kozhuharov Ch, Wang X, Gumberidze A, Spillmann U, Reuschl R, Hess S, Trotsenko S, Banas D, Bosch F, Liesen D, Moshhammer R, Ullrich J, Dörner R, Steck M, Nolden F, Beller P, Rothard H, Beckert K and Franczak B 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 163201

Danksagung

Zum Schluss möchte ich mich bei allen Menschen bedanken, die mir diese Arbeit ermöglicht haben.

Zunächst bedanke ich mich bei meinem Betreuer Prof. Thomas Stöhlker. Er hat mich immer unterstützt und die Gespräche mit ihm konnten mich immer wieder für unser Arbeitsgebiet neu begeistern.

Ein ganz besonderer Dank geht an Prof. Joachim Enders und seine Arbeitsgruppe. Sie haben mir die Möglichkeit geboten, an der polarisierten Elektronenquelle SPIN das hier präsentierte Experiment durchzuführen. Hier möchte ich mich speziell bei Yuliya Poltoratska und Roman Barday bedanken, die durch ihren unermüdlichen Einsatz während des Experimentes eine sehr große Hilfe waren.

An die Kollegen aus der Theorie geht ein großes Dankeschön. Doris Jakubassa-Amundsen, Andrey Surzhykov und Vladimir A. Yerokhin haben durch ihre Arbeit erst den Vergleich zur Theorie ermöglicht und lieferten viele wichtige Hintergrundinformationen zur theoretischen Beschreibung der Bremsstrahlung.

Bei Uwe Spillmann bedanke ich mich nicht nur für die technische Unterstützung, sondern auch dafür, dass er mit seiner Ruhe aufkeimende Panik und Hektik meist vertreiben konnte.

Bei unseren Technikern Axel Bardonner, Davide Racano und Wolfgang Enders will ich mich gerne dafür bedanken, dass sie durch ihren Einsatz das kurzfristige Fertigstellen der notwendigen Bauteile ermöglichten.

Für den Schichteinsatz und sonstiger Unterstützung bedanke ich mich bei den Mitgliedern meiner Arbeitsgruppe: Alex, Bob, Daniel, Danyal, Mayk, Natalya, Sebastian, Serge, Siegbert, Weidong. . . . Durch ihre Hilfe wurde ich sehr entlastet.

Ich möchte mich bei Max Schwemlein nicht nur für die hilfreichen Tipps und Anregungen bedanken, sondern auch für den Gedankenaustausch abseits der Physik.

Ganz herzlich bedanke ich mich auch bei Barbara, Sandra und Steffi für die Hilfe bei administrativen und organisatorischen Dingen.

Natürlich danke ich allen Mitgliedern der Atomphysikabteilung. Jeder Einzelne hat mir mehr als nur einmal geholfen und hat zu einer interessanten Arbeit sowie einem netten Arbeitsklima beigetragen.

Ich bedanke mich auch bei meinem Lieblingscousin Benni, der mir während der langen Nächte am PC per Chat Gesellschaft geleistet hat.

Ganz besonders möchte ich mich bei Günter für die moralische und seelische Unterstützung bedanken. Er wurde nicht müde mich neu zu motivieren und mir immer die positive Seite aufzuzeigen.

Zum Schluss möchte ich mich gerne bei meinen Eltern bedanken, die mich immer unterstützt haben und es noch immer tun. Ohne ihren selbstlosen Einsatz wäre das alles nicht möglich gewesen.

Sollte ich einige Personen an dieser Stelle vergessen haben, so möge man es mir nachsehen. Die Liste der oben genannten Personen ist bestimmt nicht vollständig und ich bedanke mich natürlich auch bei den nicht aufgeführten Personen, die während meiner Promotionszeit mit mir zusammengearbeitet haben.

Erklärung:

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den

.....

Unterschrift