

Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik
vorgelegt von
Max Schwemlein
geboren in Mannheim
– 2011 –

Verhältnis von inelastisch– zu elastisch– gestreuter
hochenergetischer Röntgenstrahlung
bei großen Impulsüberträgen

Die Diplomarbeit wurde von Max Schwemlein
ausgeführt am
GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Thomas Stöhlker

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	7
2	Theorie: Physikalische Grundlagen der Photonen–Materie–Wechselwirkung	9
2.1	Lambert-Beer'sches Gesetz	9
2.2	Absorption	10
2.2.1	Photoionisation	10
2.2.2	Weitere absorbierende Wechselwirkungen	12
2.3	Inelastische Streuprozesse	13
2.3.1	Compton–Effekt	13
2.3.2	Compton–Profil	16
2.4	Elastische Streuprozesse	18
2.4.1	Rayleigh–Streuung	18
2.4.2	Thomson–Streuung	20
2.4.3	Weitere elastische Streuprozesse	21
3	Der Messplatz	23
3.1	DESY	23
3.2	DORIS III	24
3.2.1	Synchrotron	24
3.2.2	Brillanz	25
3.2.3	Wiggler und Undulator	26
3.3	HASYLAB	29
3.3.1	Beamline BW5	29
3.4	Experimenteller Aufbau	29
4	Auswertung	33
4.1	Erläuterung der Rohspektren	34
4.2	Kalibration	38
4.3	Normierung	39
4.4	Intensität des Rayleigh–Peak	41
4.5	Intensität des Compton–Peak	46
4.6	Compton–zu–Rayleigh–Verhältnis	49
4.7	Zusammenfassung – Diskussion der Ergebnisse	50
5	Ausblick	53

1 Motivation

In den angewandten Wissenschaften wie der Chemie oder Biologie, aber auch in der Industrie, spielen Verfahren und Messmethoden basierend auf elastischen und inelastischen Photon–Materie–Streuprozessen eine große Rolle. Genannt seien hier exemplarisch die Analyse komplexer Moleküle oder die Strukturuntersuchung von Oberflächen unterschiedlichster Beschaffenheit. Bisher etablierte Verfahren nutzen die inelastische Compton–Streuung (Kapitel 2.3.1) oder die Rayleigh–Streuung (Kapitel 2.4.1), die zur Klasse der elastischen Streuprozesse gehört. Die Energie der Photonen wird dabei so gewählt, dass eine möglichst hohe Intensität an gestreuten Photonen erzielt wird und gleichzeitig andere Prozesse, welche die jeweilige Messung beeinflussen, minimiert werden. Daher nutzen viele Methoden fast ausschließlich vorwärts gerichtete Streuwinkel $\vartheta \leq 30^\circ$ und eine Photonenenergie $\hbar\omega$ so, dass der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta)$ des gewünschten Streueffekts dominiert.

Aus physikalischer Sicht, besonders aus Sicht der Atomphysik, ist die Untersuchung elastischer Streuprozesse trotz vergangener Studien immer noch von großem Interesse. Einerseits wurden in vielen der bisherigen Veröffentlichungen zu diesem Thema unpolarisierte Photonenquellen verwendet. So haben beispielsweise [1] und [2] jeweils eine unpolarisierte Am-241 Quelle verwendet und elastische Streuung unter großen Rückwärtswinkeln bis zu $\vartheta = 165^\circ$ beobachtet. Mittlerweile weiß man aber, dass auch die Querschnitte der elastischen Streuung stark vom Grade der linearen Polarisation der einfallenden Photonen abhängen. Für einen besseren Vergleich zwischen Theorie und Experiment bietet es sich daher an auf polarisierte Quellen, wie sie an Synchrotronanlagen zur Verfügung gestellt werden, zurückzugreifen. An diesen Anlagen ist der Polarisationsgrad der einfallenden Strahlung bekannt.

Andererseits sind zur Untersuchung des Impulsübertrags der elastischen Streuung große Streuwinkel ϑ und hohe Energien $\hbar\omega > 100\text{ keV}$ an schweren Targets von besonderem Interesse. Eine zusammenfassende Übersicht der wenigen bereits durchgeführte Experimente wurde in [3] vorgestellt. Die meisten dieser Experimente sind jedoch zur Untersuchung der Delbrück–Streuung optimiert, welche lediglich einen Teilbereich der

1 Motivation

elastischen Prozesse darstellt, da diese erst im Energiebereich der Gammastrahlung¹ bei Energien größer als 1 GeV relevant ist. Die Landschaft der experimentellen Daten mit linear polarisierten Röntgenstrahlen² zur Beschreibung der Rayleigh–Streuung ist bisher dünn besiedelt. Im Rahmen eines Kooperationsprojekts der Helmholtzzentren DESY³ und GSI⁴ soll die fehlende Datenlage nun aufgebessert werden. Darüber hinaus gilt als langfristiges Ziel des Projektes, Photon–Streuprozesse höherer Ordnung, z.B. doppelte Compton–Streuung [4], zu untersuchen und dabei auch das Verhalten der Polarisation bei elastischer Streuung unter großen Winkeln zu berücksichtigen. Gerade zu elastischen Streutheorien wie beispielsweise der in [5] vorgestellten erweiterten *S–Matrix Theorie* fehlen hierzu noch experimentelle Befunde. Zum Schließen dieser Lücke soll auch auf neuartige Detektoren wie den in [6] beschriebenen Compton–Polarimetern zurückgegriffen werden.

Zum einen erfüllen die gegenwärtigen Anlagen DORIS III und PETRA III die nötigen Voraussetzungen an Synchrotronstrahlungsquelle und Experimentierplatz⁵, zum anderen verfügt die Abteilung Atomphysik der GSI über die technische Ausrüstung und die dazu notwendige Erfahrung, um Experimente dieser Art durchzuführen. Daher haben sich mit den beiden Helmholtz–Zentren zwei geeignete Partner gefunden.

Üblicherweise werden die in diesem Experiment eingesetzten Detektoren am hauseigenen Speicherring ESR⁶ der GSI eingesetzt, um dort die Stoßdynamik hochgeladener Schwerionen zu untersuchen. Transport und Einsatz der Experimentelektronik in Hamburg stellen für die Darmstädter Atomphysik in gewisser Hinsicht Neuland dar. Dieses erste, im Rahmen dieser Diplomarbeit vorbereitete und durchgeführte Experiment dient nun als Auftakt–Experiment, um die Hürden der neuen Rahmenbedingungen zu nehmen. Hierzu gehören auch die Fertigung zusätzlicher Ausrüstung, um die Hardware der GSI mit jener des DESY kompatibel zu verbinden, sowie die Vermessung der vor Ort gegebenen Geometrie von Strahlführung und Position des Targets und der Detektoren. Darüber hinaus sollen die aus den gewonnenen Daten geschöpften Erkenntnisse in Planung und Durchführung der anknüpfenden Experimente einfließen.

¹Als Gammastrahlung bezeichnet man Strahlung mit Energien größer der Röntgenstrahlung.

²Als Röntgenstrahlung bezeichnet man Energien der Größenordnung keV.

³Deutsches Elektron Synchrotron.

⁴GSI Helmholtzzentrum für Schwerionen Forschung.

⁵Einige der Experimentierplätze an PETRA III befinden sich zum gegenwärtigen Zeitpunkt noch im Aufbau.

⁶Experimentier–Speicher–Ring.

2 Theorie: Physikalische Grundlagen der Photonen–Materie–Wechselwirkung

Im folgenden Abschnitt werden zunächst die häufigsten Wechselwirkungen von Photonen mit Materie voneinander abgegrenzt. Im Anschluss wird die Compton–Streuung unter theoretischem Gesichtspunkt näher beleuchtet und das sogenannte Compton–Profil erklärt, welches dann in Abschnitt 4.5 mit den im durchgeführten Experiment gemessenen Daten verglichen wird.

2.1 Lambert-Beer'sches Gesetz

Der Intensitätsverlust elektromagnetischer Wellen beim Durchdringen von Materie entlang einer Strecke dx wird formal durch das Lambert-Beer'sche Gesetz¹ beschrieben [8]:

$$\frac{dI}{I} = -\mu_L dx \quad (2.1)$$

Durch integrieren

$$\int_{I_0}^{I(d)} \frac{dI}{I} = - \int_0^d \mu_L dx \Rightarrow \ln \frac{I(d)}{I_0} = -\mu d$$

erhält man die aus Vorlesung und Lehrbüchern bekannte Form:

$$I(d) = I_0 e^{-\mu d} = I_0 e^{-\sigma d} \quad (2.2)$$

Hier beschreibt I die Intensität eines Photonen- oder Teilchenstrahls und d die im jeweiligen Medium zurückgelegte Strecke. Anders als bei einem Strahl geladener Teilchen, bei dem jedes Teilchen seine Energie kontinuierlich mit jeder Wechselwirkung abgibt,

¹Die Ursprünge des Lambert-Beer'schen Gesetzes reichen zurück in das Jahr 1760 [7]

werden Photonen durch Absorption vernichtet (Abschnitt 2.2) oder durch Streuprozesse (Abschnitt 2.3 und 2.4) aus dem Strahl entfernt. Diese Effekte werden für einen monochromatischen, kollimierten Photonenstrahl im linearen Schwächungskoeffizienten μ_L aus Gleichung 2.1 berücksichtigt. Der lineare Schwächungskoeffizient ist somit ein Maß für die mittlere freie Weglänge $\lambda = \frac{1}{\mu_L}$ der Photonen im absorbierenden Medium. Er hängt lediglich von der Photonenenergie ab. In [9] findet man für viele Elemente und Moleküle tabellierte Werte für den linearen Schwächungskoeffizienten sowie für den sogenannten Massenschwächungskoeffizienten $\mu = \frac{\mu_L}{\rho}$, eine von der Materialdichte unabhängige Materialkonstante. In Abhängigkeit von der Photonenenergie ist in Abbildung 2.1 der lineare Schwächungskoeffizient für die Elemente Nickel und Gold, welche im Experiment als Targetmedien eingesetzt wurden, sowie Germanium, dem absorbierenden Material des verwendeten Detektors, aufgetragen.

2.2 Absorption

2.2.1 Photoionisation

Die Photoionisation² beschreibt die Absorption eines Photons der Energie $E_\gamma = \hbar\omega$ durch gebundene Elektronen. Diese können in Atomen, wie auch in Molekülen gebunden sein. Aus Gründen der Impulserhaltung muss ein dritter Reaktionspartner den Impuls des angeregten Elektrons aufnehmen. Daher ist Photoionisation an freien Elektronen nicht möglich. War beispielsweise bei einem Einelektronensystem³ das emittierte Elektron Anfangs mit der Energie E_{nl} im Atom gebunden, so hat es nach der Absorption des Photons die kinetische Energie

$$E_{kin} = \hbar\omega - E_I, \quad (2.3)$$

wobei die Ionisationsenergie E_I über $E_I = -E_{nl}$ mit der Bindungsenergie⁴ des Elektrons verknüpft ist. Freie Orbitale werden nahezu instantan, unter Einhaltung des Pauli-Prinzips, durch schwächer gebundene Elektronen aufgefüllt. Die dabei frei werdende Energie wird in Form von Auger-Elektronen oder Fluoreszenzstrahlung an die Umgebung abgegeben. In erster Näherung wird der Wirkungsquerschnitt der Photoionisation

²In manchen Lehrbüchern auch *Photoelektrischer Effekt* oder *Photoeffekt* genannt.

³Mit gebundenen Zuständen E_{nl} , bei denen n die Hauptquantenzahl und l den Bahndrehimpuls beschreibt.

⁴Die Bindungsenergie ist negativ definiert.

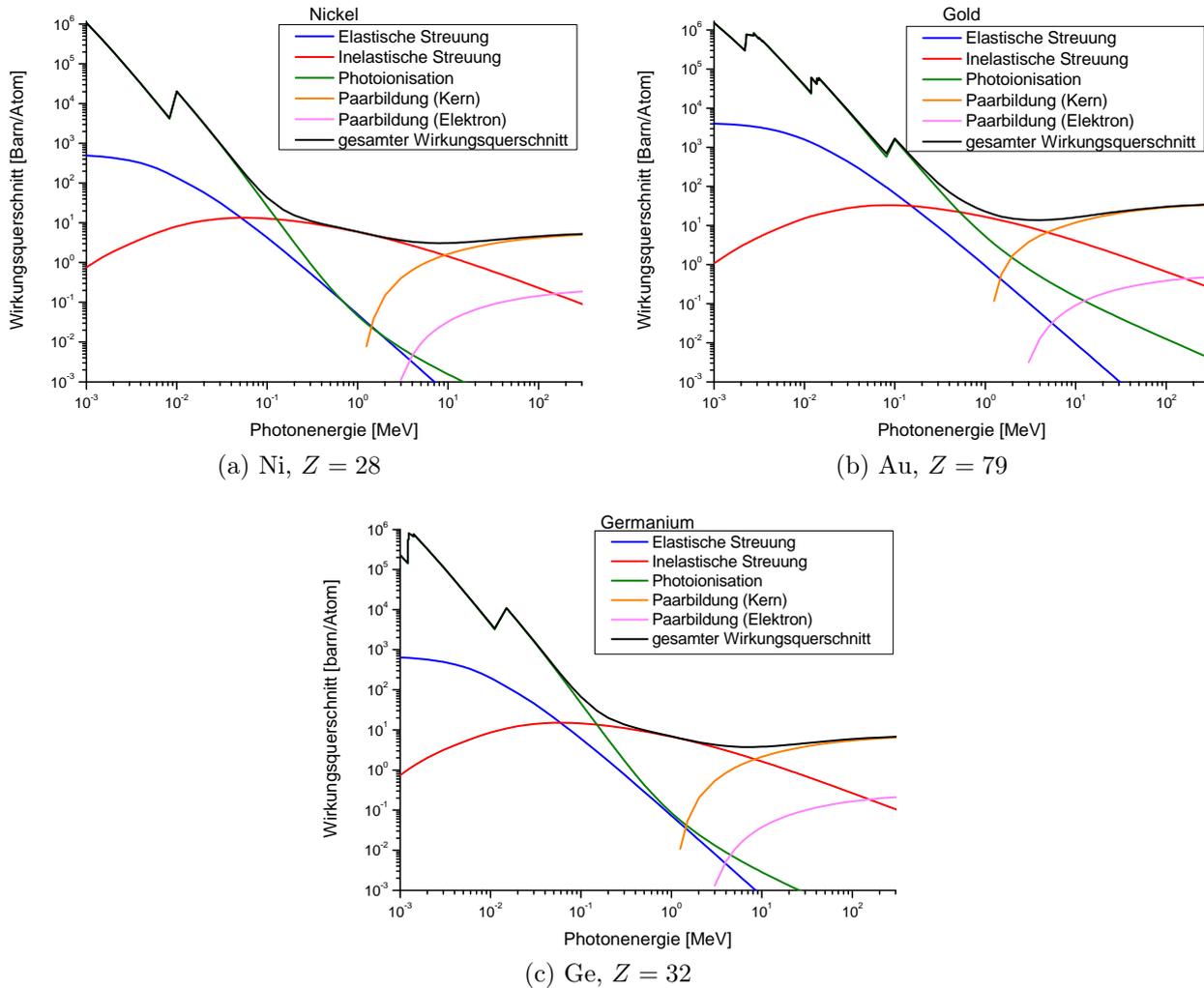


Abbildung 2.1: Für die Elemente Nickel, Gold und Germanium ist der lineare Schwächungskoeffizient (schwarzer Graph) gegen die Photonenergie aufgetragen. Es ist die Summe aus den Wirkungsquerschnitten der Photoionisation, der elastischen und inelastischen Streuung sowie, zusätzlich im oberen Energiebereich, der Paarbildung. Deutlich zu sehen sind die Absorptionskanten der Photoionisation. In 2.1a ist die Kante der K-Schale zu erkennen. 2.1c zeigt zusätzlich die L-Kante und in 2.1b erkennt man noch die Absorptionskante der M-Schale. Alle Schaubilder wurden mit Daten aus [9] erstellt.

durch die *Born'sche Näherung* beschrieben. Deren Herleitung ist ausführlich in [10] *Kapitel 5.5.2* beschrieben. Eine übersichtlichere und kompaktere Schreibweise findet man in [11]:

$$\sigma_{Photoionisation} = 4\alpha^4 \sqrt{2} Z^5 \sigma_T \left(\frac{m_e c^2}{\hbar\omega} \right)^{\frac{7}{2}} \quad (2.4)$$

Obwohl Gleichung 2.4 streng genommen eine Näherung für nicht-relativistische hohe Photonenenergien darstellt, also $E_I \ll \hbar\omega \ll m_e c^2$, so stimmt zumindest ihr Verlauf mit dem Verhalten von wasserstoffähnlichen Systemen überein. Für niedrigere Energien verschiebt sich der Abfall der Photonenenergie von $\propto (\hbar\omega)^{-\frac{7}{2}}$ zu $\propto (\hbar\omega)^{-5}$, für höhere Energien um $\hbar\omega < m_e c^2$ schwankt die starke Abhängigkeit der Kernladung zwischen $\propto Z^5$ und $\propto Z^4$. Am generellen Skalierungsverhalten ändert dies aber nichts. Die weiteren Faktoren aus Gleichung 2.4 sind die Feinstrukturkonstante α , Masse des Elektrons m_e , Vakuum–Lichtgeschwindigkeit c sowie der Thomson-Querschnitt σ_T (Gleichung 2.15), der die elastische Streuung von Photonen an Elektronen beschreibt.

Verfolgt man in Abbildung 2.1 den Graphen der Photoionisation, so beobachtet man bei niedrigeren Photonenenergien⁵ sägezahnförmige Resonanzen. Dies sind die Absorptionskanten der jeweiligen Schalen. Von hoher Energie ausgehend steigt der Wirkungsquerschnitt bis zur K-Schalen Bindungsenergie zunächst an, fällt dann aber plötzlich ab, da $\hbar\omega$ nicht mehr ausreicht, um ein K-Schalen-Elektron zu ionisieren. Zu niedrigeren Energien steigt $\sigma_{Photoionisation}$ bis zur L-Schalen Bindungsenergie erneut an und bricht danach, aus dem selben Grund wie bereits bei der K-Schale, wieder ein.

2.2.2 Weitere absorbierende Wechselwirkungen

Paarbildung Sobald die Photonenergie größer ist als $1022 \text{ keV} = 2m_e c^2$, beziehungsweise größer gleich der doppelten Ruhemasse eines Elektrons, besteht die Möglichkeit der Paarbildung. Dabei konvertiert ein Photon in ein Positron–Elektron–Paar. Die Umwandlung findet im Coulomb–Feld des Atomkerns statt. Aus Gründen der Energie- und Impulserhaltung nimmt der Atomkern einen Rückstoß auf. (Detailliert beschrieben in [12] *Kapitel 4.2.3.*) Nach Überschreiten der für diese Wechselwirkung notwendigen Schwellenenergie steigt der Wirkungsquerschnitt der Paarbildung

$$\sigma_{Paarbildung} \sim Z^2 \ln E_\gamma \quad (2.5)$$

⁵Im Bereich der Bindungsenergien der Elektronen.

mit zunehmender Energie an. Abhängig vom jeweiligen Z wird ab Energien der Größenordnung einiger MeV die Paarbildung der dominierende Effekt unter den Photon–Materie–Wechselwirkungen (Abbildung 2.1).

Zusätzlich besteht ab einer Photonenergie von $E_\gamma \geq 4m_e c^2$ die Möglichkeit zur sogenannten Triplettbildung. Dies meint die Paarbildung an Elektronen des Atoms. Der Impulsübertrag auf den Wechselwirkungspartner ist nicht mehr zu vernachlässigen. In Folge der Reaktion beobachtet man nun zwei Elektronen und ein Positron. Dieser Effekt wird ab Energien größer 100 MeV signifikant (Abbildung 2.1).

Da die in diesem Experiment verwendete, maximal Photonenenergie 150 keV nicht übersteigt, ist Paarbildung für die Auswertung der Experimentdaten nicht von Interesse und wurde hier lediglich aus Gründen der Vollständigkeit erwähnt.

Nuklearer Photoeffekt Unter *Nuklearem Photoeffekt* versteht man die Photonenabsorption an Kernen. Anders als bei der zuvor beschriebenen Photoionisation beobachtet man hier eine sehr breite Resonanz, *Riesenresonanz* genannt, die bereits seit den 50er Jahren bekannt ist. Eine detaillierte Übersicht findet man z.B. in [13] *Kapitel 18.2*.

2.3 Inelastische Streuprozesse

2.3.1 Compton–Effekt

Der Compton-Effekt beschreibt die inelastische Streuung von Photonen an Elektronen. Dabei wird von der Näherung eines quasi–freien Elektron ausgegangen. Die in Abbildung 2.2a dargestellte Änderung der Wellenlänge wurde erstmals von A.H. Compton⁶ [14] beschrieben:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \lambda_C (1 - \cos \vartheta) \quad (2.6)$$

λ bezeichnet die Wellenlänge der einfallenden Photonen, λ' jene der gestreuten Photonen. Somit kann $\Delta\lambda$ als Wellenlängenverschiebung betrachtet werden. Die Konstante λ_C heißt Compton–Wellenlänge und ist über $\lambda_C = \frac{h}{m_e c} = 2,426 \cdot 10^{-10}$ cm mit Planckschem Wirkungsquantum h , Lichtgeschwindigkeit c und Elektronenmasse m_e , definiert. ϑ benennt den Streuwinkel des Compton–Effekts. Es ist der Winkel zwischen Einfallsrichtung des primären Photons und der Richtung des gestreuten Photons, dargestellt in Abbildung 2.2b. Weiterhin zeigt diese Abbildung einen Winkel φ . Dieser beschreibt die

⁶Arthur Holly Compton, *10. Sep. 1892, † 1962, Nobelpreis der Physik für den Nachweis der Compton–Elektronen in einer Nebelkammer.

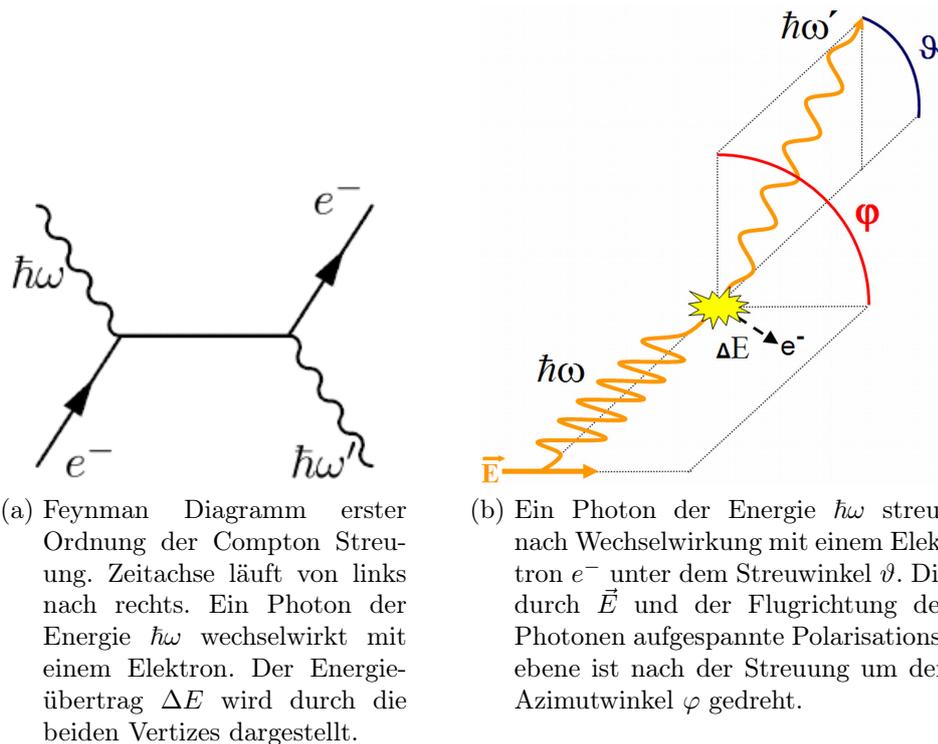


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Compton-Effekts. Ein Photon $\hbar\omega$ überträgt Energie ΔE auf das Rückstoßelektron. Durch den Streuprozess erfährt das Photon eine Richtungsänderung sowie eine Änderung der Polarisations Ebene.

Drehung der Polarisations Ebene der Photonen. Theoretische Grundlagen zur Polarisations Eigenschaft des Compton-Effekts sowie der Messung und Auswertung der linearen Polarisations der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Experimentkonfiguration werden ausführlich in der Diplomarbeit von T. Groß [15] beschrieben.

In Abbildung 2.1 ist der totale Compton-Wirkungsquerschnitt der inelastischen Streuung für die Elemente Nickel, Gold und Germanium aufgetragen. Den Elementen gemein ist, dass der Wirkungsquerschnitt bis etwa 10 keV ansteigt, im weiteren Verlauf ein leichtes Plateau bildet und bei ca. 1 MeV wieder leicht abnimmt. Insbesondere im Bereich des Plateaus wird der lineare Schwächungskoeffizient μ_L aus Gleichung 2.1 von der Compton-Streuung dominiert [16]. Da die Wellenlängenverschiebung der gestreuten Photonen aus Gleichung 2.6 unabhängig von der Energie $\hbar\omega$ der einfallenden Photonen ist und darüber hinaus keine vom Streumaterial abhängige Z-Abhängigkeit aufweist, werden der Energieübertrag ΔE auf das Compton-Elektron und die Energie des Compton-Photon

$\hbar\omega'$ beschrieben über:

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

$$\hbar\omega' = \frac{\hbar\omega}{1 + \frac{\hbar\omega}{m_e c^2} (1 - \cos \vartheta)} \quad (2.8)$$

Im Jahre 1928 entwickelten Klein und Nishina die nach ihnen benannte Klein–Nishina–Gleichung [17]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{KN} = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{\hbar\omega'}{\hbar\omega}\right)^2 \left(\frac{\hbar\omega'}{\hbar\omega} + \frac{\hbar\omega}{\hbar\omega'} - 2 \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi\right) \quad (2.9)$$

Diese beschreibt den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Compton–Streuung im Rahmen der QED⁷. Dabei fließen neben dem klassischen Elektronenradius r_e und Streuwinkel ϑ auch die Richtungsänderung des elektrischen Feldvektors \vec{E} über den azimuthalen Streuwinkel φ (siehe Abbildung 2.2b) in die Berechnung des Querschnittes ein. Gleichung 2.9 benutzt die Energie der Compton–Photonen $\hbar\omega'$ aus Gleichung 2.8. Leider gelten die Gleichungen 2.7 und 2.8 nur für den Grenzfall freier, ruhender Rückstoßelektronen, wovon im Regelfall nicht ausgegangen werden kann. Die sich um den Atomkern bewegendes Elektronen sorgen für eine Doppler–Verbreiterung des, im Falle ruhender Elektronen, monoenergetischen Compton–Peaks. Statt des tatsächlichen Compton–Peaks beobachtet man das sogenannte Compton–Profil. Für dieses liefert im Falle $\Delta E \gg E_b$ die Impulsnäherung eine gute Beschreibung. Hierbei ist E_b die Bindungsenergie der Elektronen. Im Grenzfall kleiner Energien geht die Klein–Nishina–Gleichung (Gleichung 2.9) in den Thomson–Wirkungsquerschnitt (Abschnitt 2.4.2) über.

Doppelter–Compton–Effekt Entgegen dem gewöhnlichen Compton–Effekt, bei dem ein einziges Compton–Photon emittiert wird, beobachtet man beim Doppelten–Compton–Effekt die Emission zweier oder mehrerer Quanten. Dieser Prozess wurde erstmals von Heitler und Nordheim [4] beschrieben und ist um den Faktor $\frac{1}{137}$ je zusätzlichem Compton–Photon, gegenüber dem einfachen Compton–Effekt unterdrückt. Eine schöne Übersicht über die ersten Experimente liefert [18], gegenwärtige Bemühungen werden exemplarisch in [19] vorgestellt.

⁷Quantenelektrodynamik

2.3.2 Compton–Profil

Das Compton–Profil beschreibt die Auswirkung der Elektronenimpulse auf die Energieverteilung der inelastisch, nach Gleichung 2.9, gestreuten Photonen. Maßgebliche Größe ist die Impulsdichte–Verteilung⁸ der Elektronen jeder Schale des Atoms. Unter Zuhilfenahme der Impulsnäherung [20] erhält man für beliebige Streuwinkel ϑ die Impulsverteilung aus dem differentiellen Compton–Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega}$ gemäß [21]:

$$\frac{d^2\sigma_{KN}}{d\omega d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_T \frac{\hbar\omega}{\hbar\omega'} \frac{m_e}{|k|} J(q) \quad (2.10)$$

Die verwendeten Größen sind der Thomson–Querschnitt (2.15), die Ruhemasse des Elektrons m_e sowie die Energie des einfallenden Photons $\hbar\omega$ und die Energie des gestreuten Photons $\hbar\omega'$. $|k|$ ist der auf das Elektron übertragene Impuls und $J(q)$ das sogenannte *Compton–Profil*. q ist gegeben durch $q = -\frac{\vec{k}\cdot\vec{p}}{k}$ und stellt somit die Projektion des Impulsübertrags k auf den ursprünglichen Elektronenimpuls \vec{p} dar. Die hier vorgestellte Formel (2.10) gilt unter der Annahme nicht–relativistischer Energien $\hbar\omega \ll m_e c^2$. Einen ähnlichen, jedoch komplizierteren Zusammenhang für größeren Energien zeigt die relativistische Impulsnäherung [22]. Auf diesen Grundlagen sind, unter Verwendung numerischer relativistischer Hartree–Fock Wellenfunktionen [23], die totalen und orbitalen Compton–Profile, für den relativistischen und nicht–relativistischen Fall, in [24] gerechnet und dort für Atome mit $1 \leq Z \leq 102$ tabellarisiert. In den diesen Tabellen liegt q in atomarer Einheit $[\frac{m_e c^2}{\hbar}]$ vor. Die berechneten $J(q)$ dienen als Datenbasis für die in dieser Arbeit gerechneten Compton–Profile.

In Abbildung 2.3 wird das Compton–Profil für Nickel und Gold gezeigt. $J(q)$ wurde für Streuung unter $\vartheta = 151^\circ$ mit Energie $\omega_1 = 146,5 \text{ keV}$ gerechnet. Dies entspricht der Konfiguration des Experimentes mit dem Nickel–Target und einigen Messungen mit dem Gold–Target. Deutlich zu sehen ist das Peakzentrum bei $96,4 \text{ keV}$ was man aufgrund der Compton–Streuformel (Gleichung 2.9) auch erwartet. Die Änderungen in der Steigung, z.B. bei 94 keV und 97 keV im Nickel–Graphen, stammen von den Beiträgen der unterschiedlichen Schalen. Schön zu sehen ist, dass das Gold–Profil deutlich breiter ist als jenes von Nickel. Eine Erklärung hierfür sind die stärker gebundenen Elektronen der inneren Schalen des Gold–Atoms.

Im Anhang befindet sich der Quellcode des Programms zur Berechnung der Compton–Profile. Das dort gezeigte Programm ist umfangreicher als das an dieser Stelle eingesetzt

⁸kurz: Impulsverteilung

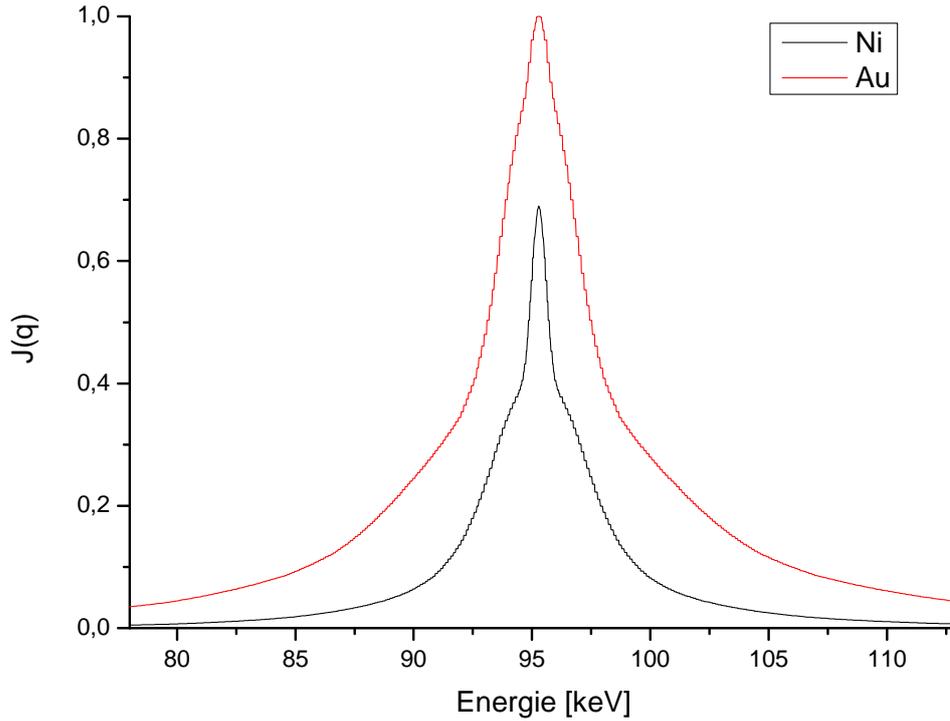


Abbildung 2.3: Rohes Compton-Profil für Nickel (Ni) und Gold (Au). Einfallende Photonen haben die Energie $\hbar\omega = 146.5$ keV, der Streuwinkel beträgt $\vartheta = 151^\circ$. Das Peakzentrum der gestreuten Photonen liegt bei $\hbar\omega' = 65$ keV. Es wurden noch keinerlei Korrekturen vorgenommen. Detektorauflösung, Energieeffizienz und Ungenauigkeiten in der geometrischen Anordnung werden ausführlich in Abschnitt 4.5 diskutiert und sind hier nicht berücksichtigt.

te, da im Anhang noch weitere Experimentparameter wie z.B. Detektorauflösung und Energieungenauigkeit mit einbezogen wurden. Kern der Berechnung ist jedoch die Formel

$$q = \alpha \cdot \frac{(\hbar\omega - \hbar\omega' - \hbar\omega\hbar\omega' \frac{1-\cos(\vartheta)}{mc^2})}{\sqrt{(\hbar\omega^2 + \hbar\omega'^2 - 2\hbar\omega\hbar\omega' \cos(\vartheta))}} \quad (2.11)$$

aus [21], welche den Zusammenhang zwischen der Energie $\hbar\omega'$ in [eV] des gestreuten Photons mit dem Impulsübertrag q in [*a.u.*] herstellt. α ist die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante. Im Quellcode wird statt q die Bezeichnung $p_{z_{au}}$ verwendet um zu kennzeichnen, dass es sich hier um die Impulskomponente des Elektrons in z-Richtung⁹ handelt. Wegen der Symmetrie [25] des Compton-Profiles in Impulsnäherung gilt $J(q) = J(-q)$, weshalb in der Literatur teilweise ein Vorzeichenwechsel zu finden ist.

⁹Dies entspricht, wie auch in [24], [20], [21], [22], [25], der Richtung des Impulsübertrags \vec{k} .

2.4 Elastische Streuprozesse

Elastische Streuung umfasst jene Prozesse, bei denen die Summe der kinetischen Energie aller Stoßpartner vor und nach der Wechselwirkung identisch ist. Eine sehr schöne Übersicht zu den wichtigsten Komponenten der elastischen Streuung findet man in [26].

2.4.1 Rayleigh–Streuung

Ein Hauptaugenmerk dieser und anknüpfender Arbeiten ist die Beobachtung der Rayleigh–Streuung unter Rückwärtswinkeln. Die Rayleigh–Streuung ist in einem breiten elektromagnetischen Energiespektrum die dominante Wechselwirkung unter den elastischen Streuprozessen. Man versteht darunter die Streuung¹⁰ von Photonen an in Atomen gebundenen Elektronen. Wie eingangs erwähnt ändert sich die Energie des einfallenden zum gestreuten Photon nicht.

1979 beschrieb Hubbell [27] den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Rayleigh–Streuung mit Hilfe der Formfaktornäherung für eine sphärische, symmetrisch angeordnete Ladungsverteilung $\rho(r)$ des Streuelektrons:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_T |f(q)|^2 \quad (2.12)$$

Formfaktor und Impulsübertrag sind gegeben über:

$$f(q) = 4\pi \int \rho(r) \frac{\sin(qr)}{qr} r^2 dr \quad , \quad q = 2\hbar \frac{\omega}{c} \sin\left(\frac{\vartheta}{2}\right) \quad (2.13)$$

Eine Einführung zum Formfaktor $f(q)$ mit Impulsübertrag q für verschiedene Ladungsverteilungen findet man z.B. in [13] *Kapitel 5.4*.

Aus Gründen der Energie- und Impulserhaltung nimmt der Atomkern des gebundenen Elektrons den Rückstoß des gestreuten Photons $\hbar\omega'$ auf. Für die kinetische Energie des Kerns gilt dann $\Delta E_{kin} = \hbar\omega - \hbar\omega'$. Die Energie des gestreuten Photons ist winkelabhängig [28]:

$$\hbar\omega' = \frac{\hbar\omega}{\left(1 + \left(\frac{\hbar\omega}{M_{Atom}c^2}\right)(1 - \cos\vartheta)\right)} \quad (2.14)$$

Folglich würde ein Goldkern der Masse $M_{Au} = 197$ u von einem einfallenden Photon mit Energie $\hbar\omega = 150$ keV das unter einem Streuwinkel $\vartheta = 150^\circ$ gestreut wird, die Energie

¹⁰Oder auch *Wechselwirkung*.

$\Delta E_{kin} = 228.8 \text{ meV}$ aufnehmen.

Azimutale Asymmetrie Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Rayleigh–Streuung (Gleichung 2.12) wird als Produkt des Thomson–Querschnittes (Abschnitt 2.4.1) und eines geeigneten Formfaktors beschrieben. Da der Thomson–Querschnitt eine azimutale Asymmetrie besitzt, ist diese auch im Wirkungsquerschnitt der Rayleigh–Streuung zu finden. Nach Gleichung 2.17 ist Streuung innerhalb der Polarisationssebene der einfallenden Photonen unterdrückt. In dem hier durchgeführten Experiment sind die einfallenden Photonen zu 92 % linear polarisiert und der verwendete Detektor musste in der Polarisationssebene der einfallenden Photonen positioniert werden.

Formfaktoren Eine einfache und oft verwendete Beschreibung des *Formfaktors* **FF** ist die IPA¹¹. Es wird angenommen, dass sich alle Elektronen unabhängig in einem gemeinsamen Zentralpotential bewegen und das Atom eine homogene Ladungsverteilung besitzt. Wechselwirkungen zwischen den Elektronen selbst werden dabei vernachlässigt. Erweiterte Beschreibungen sind der *relativistische Formfaktor* **RF** und der *modifizierte relativistische Formfaktor* **MF**¹². Beide Fälle liefern eine relativistische Beschreibung der Wechselwirkung. Die Modifikation im **MF** besteht darin, jedem Elektron ein eigenes Potential zuzuweisen und so die Bindungseffekte der Elektronen zu berücksichtigen. **RF** und **MF** sind Näherungen für kleine Impulsüberträge und hohe Photonenergien. Starke Abweichungen werden für schwere Elemente hoher Ordnungszahl und bei großen Impulsüberträgen erwartet. Das andere Extrem beschreibt sehr kleine Streuwinkel und besonders niedrige Photonenergien. Auch hier gibt es Abweichungen zu experimentellen Daten. Zur Korrektur wird der ASF¹³ verwendet, in dem Interferenzeffekte berücksichtigt werden. Die mit ASF korrigierten Formfaktoren werden üblicherweise **RFASF** und **MFASF** bezeichnet. Die Gültigkeit der hier vorgestellten Formfaktoren wird ausführlich in [29] diskutiert.

¹¹Independent Particle Approximation

¹²In einiger Literatur wird der modifizierte relativistische Formfaktor schlicht *modifizierter Formfaktor* genannt. Dennoch ist dort die relativistische Variante des Formfaktors gemeint.

¹³Anomalous Scattering Factor

2.4.2 Thomson–Streuung

Erstmals berechnete J.J. Thomson¹⁴ ganz klassisch die Streuung von Licht an quasi freien Elektronen. Das elektrische Feld einfallender Photonen regt geladene Teilchen zu kohärenter harmonischer Schwingung in der Ebene des elektrischen Feldes an. Folglich senden die nun oszillierenden Teilchen Dipolstrahlung der selben Frequenz ν , wie die des anregenden Photons, aus. Da wegen $E_\gamma = h\nu$ die Energie beider Photonen identisch ist, handelt es sich um elastische Photon–Elektron–Streuung. Thomson berechnete hierfür den Thomson–Streuquerschnitt

$$\sigma_T = \frac{e_0^4}{6\pi\epsilon_0^2 m_e^2 c^4} = \frac{8\pi}{3} \alpha^4 a_0^2 = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 0,665 \text{ barn} = 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2 \quad (2.15)$$

In Gleichung 2.15 bezeichnet r_e den klassischen Elektronenradius, α die Feinstrukturkonstante, a_0 die atomare Längeneinheit sowie die elektrische Feldkonstante ϵ_0 . Thomson–Streuung findet statt, solange die Energie der einfallenden Photonen klein ist, d.h. die Wellenlänge der Photonen viel größer ist als ein Atomradius.

Die einfachste Beschreibung für den, von der Energie des einfallenden Photons unabhängigen, differentiellen Thomson–Wirkungsquerschnitt für linear polarisierte Photonen ist [26]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = r_e^2 \cos^2 \vartheta \quad (2.16)$$

ϑ beschreibt den polaren Streuwinkel relativ zur Ausbreitungsrichtung des einfallenden Photons. Berücksichtigt man zusätzlich die Änderung der Polarisationssebene, beschrieben durch den Azimutalwinkel φ , so weist der Thomson–Querschnitt eine azimutale Asymmetrie auf [30]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_T = r_e^2 (1 - \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi) \quad (2.17)$$

Für unpolarisierte Strahlung geht Gleichung 2.17 in den klassischen energieunabhängigen Thomson–Querschnitt über¹⁵ [31]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{T,\text{unpol}} = \frac{1}{2} r_e^2 (1 + \cos^2 \vartheta) \quad (2.18)$$

Der Thomson–Querschnitt ergibt sich ebenfalls aus dem Grenzfall niedriger Photonen-

¹⁴Sir Joseph John Thomson, *18. Dez. 1859, † 1940, Nobelpreis der Physik für seine Forschung über die elektrische Leitfähigkeit von Gasen.

¹⁵Der Übergang von Gleichung 2.17 zu Gleichung 2.18 ist in [30] hergeleitet.

energie der Klein–Nishina–Formel (Gleichung 2.9).

2.4.3 Weitere elastische Streuprozesse

Der Vollständigkeit wegen seien hier noch weitere elastische Streuprozesse genannt. Allerdings sind diese Prozesse im Rahmen dieser Arbeit zu vernachlässigen.

Delbrück–Streuung Die Delbrück–Streuung beschreibt die elastische Streuung reeller Photonen am Coulombfeld des Atomkerns. Maßgeblich für diese Wechselwirkung ist die Erzeugung virtueller Elektron–Positron–Paar die wiederum im Feld des Atomkerns annihilieren. Nachzulesen beispielsweise in [32].

Nukleare Thomson–Streuung Nukleare Thomson–Streuung beschreibt die elastische Streuung an Atomkernen. Dabei wechselwirken die einfallenden Photonen mit der Ladung der Kerne. Meist ist der Impulsübertrag so gering, dass der Kern als Punktladungsquelle behandelt wird. Einen Überblick liefern [33] und [34].

3 Der Messplatz

3.1 DESY

Das Deutsche Elektron-Synchrotron, kurz DESY, wurde am 18. Dezember 1959 gegründet. Der damals größte Beschleuniger *Deutsches Elektron Synchrotron*¹ wurde im Laufe der Jahre um weitere Speicherringe erweitert. Zu diesen zählen seit 1974 der Speicherring DORIS², seit 1978 PETRA³ und seit 1990 HERA^{4,5}. Zu den bekanntesten physikalischen Errungenschaften gehören sicherlich die Entdeckung des Gluons⁶ an PETRA sowie die bisher genaueste Auflösung der Protonstruktur an HERA [13].

Neben der Forschung im Bereich Teilchenphysik ist ein weiteres großes Forschungsfeld des DESY die Forschung an und mit Synchrotronstrahlung. Gegenwärtige Entwicklungen an FLASH⁷ zeigen auf, dass künftig die FEL⁸-Forschung ebenfalls im Zentrum der Aktivitäten steht [35]. Zu Beginn der Forschungsaktivitäten an DORIS wurde parallel Teilchenphysik und Forschung mit Synchrotronlicht betrieben. Weiterhin wurde viel Ingenieursarbeit geleistet, was die Entwicklung neuer Methoden und Instrumente nach sich zog. Die so gewonnenen Erkenntnisse führten schließlich zur zweiten Generation der Synchrotronstrahlungsquellen. Seit dem Umbau zu DORIS III im Jahre 1993 wird diese Anlage ausschließlich als Strahlungsquelle für die Forschung mit Synchrotronlicht verwendet.

¹Von diesem Beschleuniger leitet sich der Name des Institutes ab.

²Doppel-Ring-Speicher.

³Positron-Electron-Tandem Ring Accelerator.

⁴High Energy Ring Accelerator.

⁵Hadron-Elektron Ringanlage.

⁶Masselose Spin 1 Vektorbosonen. Sie sind Austauschteilchen der Farbwechselwirkung.

⁷Free-Elektron Laser in Hamburg.

⁸Freier-Elektronen-Laser.

3.2 DORIS III

Wie bereits angedeutet handelt es sich bei *DORIS III* um den erweiterten Speicherring *DORIS*. Hinzugefügt wurden Wiggler sowie Undulatoren (siehe Abschnitt 3.2.3), um die Intensität des Strahls zu erhöhen und den Strahl in der Beamline besser zu bündeln. Vor der Injektion der geladenen Teilchen⁹ in den Speicherring durchlaufen diese zunächst zwei Vorbeschleunigerstufen. Das sind zuerst ein Linearbeschleuniger und anschließend das Synchrotron *DESY*. In *DORIS III* wird eine Maximalenergie von 5,6 GeV pro Strahl erreicht.

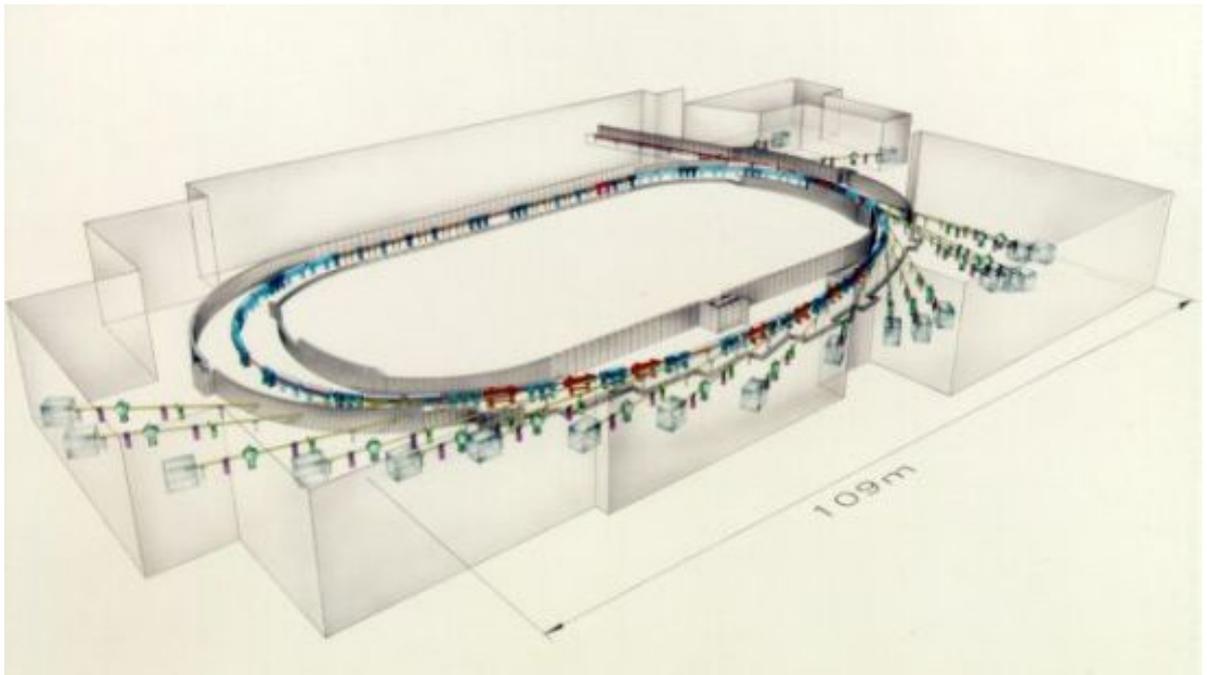


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Synchrotron Speicherrings DORIS III. An den Ring sind mehrere Beamlines angeschlossen die jede für sich ein eigenes Experiment beherbergen. Grafik: DESY, [36].

3.2.1 Synchrotron

Ein Synchrotron dient dem beschleunigen und speichern geladener Teilchen. Dabei sind abwechselnd Beschleunigungsstrecken und Ablenkstrecken in einem Ring angeordnet. Die Beschleunigungsstrecken werden mit Hilfe elektrischer Felder realisiert, wohingegen Magnetfelder genutzt werden, um die zuvor beschleunigten Teilchen der Ladung q und

⁹Im Falle von DORIS sind dies Positronen oder Elektronen.

Masse m auf eine Kreisbahn mit Radius r_0 zu zwingen. Der Radius ist durch die Konstruktion des Synchrotrons vorgegeben und muss konstant gehalten werden. Dazu ist das Magnetfeld $B(v) = \frac{mv}{qr_0}$ erforderlich. Da die Teilchen in Vorbeschleunigern bereits eine sehr hohe kinetische Energie erreichen, muss für die Magnetfelder eine relativistische Korrektur

$$B(v) = \frac{v}{qr_0} \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (3.1)$$

angesetzt werden. Um eine konstante Kreisbahn zu erhalten muss also B proportional mit v zunehmen. Dies geschieht in der Zeit, in welcher sich die Teilchen außerhalb der Ablenkmagnete auf der Beschleunigungsstrecke befinden. Die Beschleunigungsstrecke selbst wird mit einer Wechselspannung U der Frequenz $f \propto v$ betrieben. Da die Länge der beschleunigenden Strecke ebenso wie der Bahnradius fest sind, muss f ebenfalls proportional mit v erhöht werden, um die Beschleunigung der Teilchen aufrecht zu erhalten. Die Schwierigkeit hierbei ist, die Beschleunigungsfrequenz gemäß

$$f = \frac{k}{2\pi \cdot \sqrt{\left(\frac{r_0}{c}\right)^2 + \left(\frac{m_0}{qr_0 B}\right)^2}} \quad (3.2)$$

mit dem wachsenden Magnetfeld zu synchronisieren ([12] *Kapitel 4.1.5*). Um die im Synchrotron beschleunigten Teilchen in Experimenten zu nutzen werden diese aus dem Ring extrahiert und anschließend zu Kollisionsexperimenten verwendet oder, wie im Falle des Experimentes dieser Arbeit, in ein sogenanntes *Insertion Device* überführt. Dies sind Geräte, die nachträglich an Synchrotrons oder Speicherringe angebaut wurden und nicht dazu benötigt werden, den Ring als solchen zu betreiben. Beschrieben werden diese in Abschnitt 3.2.3.

3.2.2 Brillanz

Die Vorteile von Synchrotronstrahlungsquellen zur Erzeugung von Röntgenstrahlen liegen in der hohen Intensität und der Breite des elektromagnetischen Spektrums. Aus diesem Spektrum kann mit Hilfe geeigneter Monochromatoren, quasi-monochromatische Strahlung extrahiert werden. Diese Art Strahlungsquellen werden üblicherweise über die *spektrale Brillanz* charakterisiert die in der Einheit *Schwinger* angegeben wird ([10]

Kapitel 10.8.2):

$$\text{Spektrale Brillanz} = \frac{\Delta^3 \Phi}{\Delta \Omega \frac{\Delta \omega}{\omega}}$$

$$1\text{Sch} = \frac{1\text{Photon/s}}{\text{mm}^2 \cdot \text{mrad}^2 \cdot 0,1\% \text{ BW}}$$

Somit misst Schwinger den Photonenfluss¹⁰ pro Raumwinkel, in den Photonen emittiert werden und pro relativer spektraler Bandbreite der Strahlung. Die relative spektrale Bandbreite bezieht sich auf eine Bandbreite $\frac{\Delta \omega}{\omega} = 0,1\%$. Unter der spektralen Bandbreite versteht man die Linienbreite, gemessen auf halber Höhe der maximalen Intensität.

In Abbildung 3.2 ist die spektrale Brillanz¹¹ in Abhängigkeit von der Photonenenergie für verschiedene Strahlungsquellen des DESY aufgetragen. Als ältestes eingezeichnete Anlage verfügt DORIS III über die geringste Brillanz, dafür aber über das breiteste elektromagnetische Spektrum. Die erwartete Zählrate der im Experiment detektierten Photonen lässt sich über die spektrale Brillanz jedoch nicht abschätzen. Zwar korreliert die Anzahl der Photonen mit der spektralen Brillanz, doch sind weitere Größen wie der Photonenfluss nach passieren des Monochromators und des Kollimators nicht bekannt.

3.2.3 Wiggler und Undulator

Wiggler und Undulator sind technische Geräte zur Erzeugung von Synchrotronstrahlung. Sie zählen zu den in Abschnitt 3.2.1 erwähnten Insertion Devices. Die technische Konstruktion von Wiggler und Undulatoren ist nahezu identisch. Beide unterscheiden sich lediglich in der Dimensionierung ihrer mechanischen Bauelemente sowie der Stärke des angelegten Magnetfeldes. Es handelt sich in beiden Fällen um eine Folge von Dipolmagneten die so angeordnet sind, dass zwei paarweise aufeinanderfolgende Dipolmagnete ein entgegengesetztes Magnetfeld erzeugen. Bewegt sich nun ein geladenes Teilchen entlang dieser Dipolstrecke, so erfährt es gemäß der Lorentzkraft $\vec{F}_L = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$ eine Beschleunigung, welche mit dem Abstand $\lambda_U/2$ (siehe Abbildung 3.3) ihr Vorzeichen ändert.

Mit dem dimensionslosen Parameter

$$\kappa = \frac{eB\lambda_U}{2\pi m_e c}, \quad (3.3)$$

Undulatorparameter genannt ([10] Kapitel 10.8.3), wird die Stärke der Auslenkung

¹⁰Der Photonenfluss bezeichnet die Anzahl der Photonen pro Fläche und pro Zeiteinheit.

¹¹Die Spektrale Brillanz wird auch als *Peak Brillanz* bezeichnet.

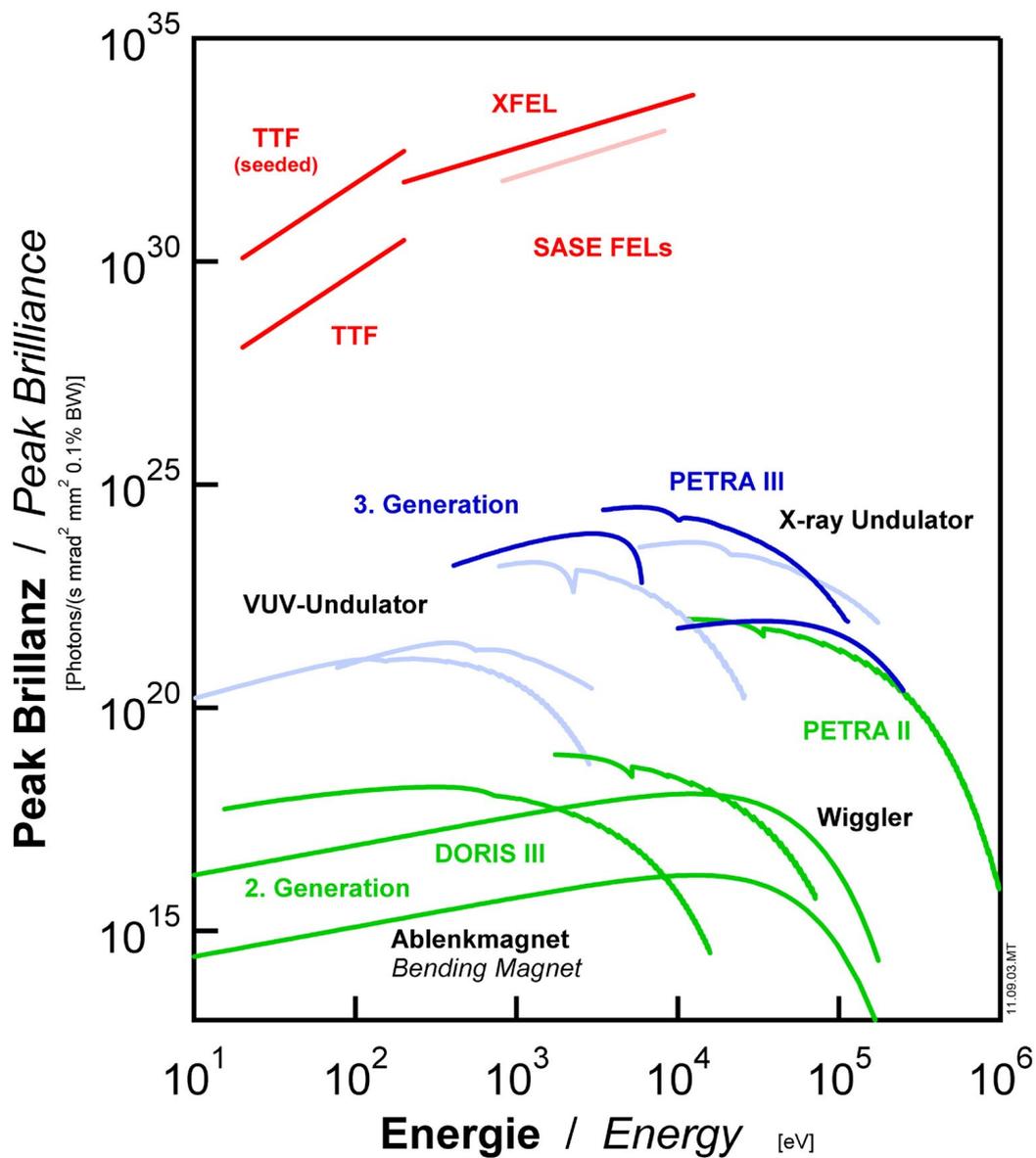


Abbildung 3.2: Die spektrale Brillanz verschiedener Synchrotron-Strahlungsquellen des DESY ist gegen die Energie aufgetragen. PETRA III besitzt eine um einige Größenordnungen stärkere Brillanz als DORIS III. Die spektrale Brillanz korreliert mit der Intensität des Photonenstrahls. ©DESY, [37].

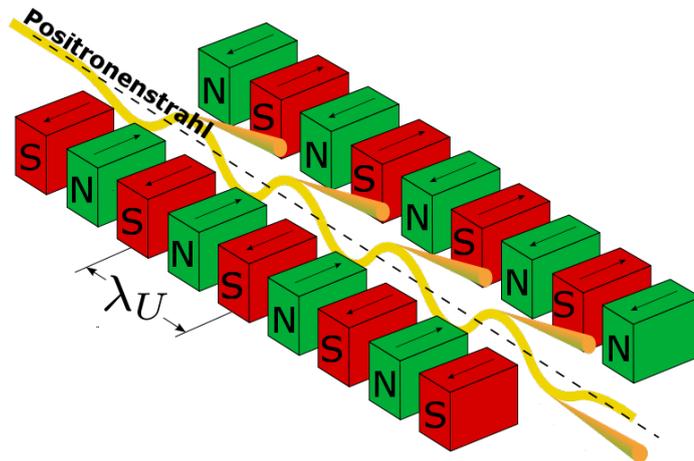


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau eines Wigners bzw. Undulators. Je zwei gegensätzlich gepolte Magnete sind im Abstand $\frac{\lambda_U}{2}$ angeordnet. Eingeschossene geladene Teilchen erfahren so eine λ_U -periodische Oszillation. Die gestrichelte Linie skizziert die Einschussflugrichtung der Positronen. Die gelbe Schlangenlinie veranschaulicht die durch die Magnete induzierte beschleunigte, oszillierende Bewegung. Die erzeugten Lichtkegel sind symbolisch durch sich öffnende Kegel an den Maxima der Schlangenlinie dargestellt. Selbstverständlich entstehen die Lichtkegel auf der kompletten Oszillationsstrecke und nicht nur in den Maxima. ©GFDL, [39]

des Elektrons beschrieben. Parameter sind hier die Elementarladung e , die magnetische Feldstärke B , die Undulatorperiode λ_U sowie die Elektronenmasse m_e und die Lichtgeschwindigkeit c .

Im Falle $\kappa < 1$ spricht man von einem Undulator. Hier ist die Auslenkung der geladenen Teilchen klein. Die in jeder Beschleunigungsperiode erzeugten Lichtkegel interferieren konstruktiv. Dadurch erhält man ein scharfes Spektrum hoher Brillanz mit kleinem Öffnungswinkel. Die erzeugte Photonenenergie ist allerdings kleiner als im Falle $\kappa > 1$: Hier spricht man von einem Wiggler. Die Teilchen werden mit Hilfe größerer Magnetfelder stärker ausgelenkt. So werden Photonen höherer Energie erzeugt, die allerdings aufgrund der starken Auslenkung einen großen Öffnungswinkel aufweisen. Mit zunehmendem κ wird das Spektrum der erzeugten Wellenlängen breiter, die emittierten Lichtkegel der einzelnen Undulationen überlagern sich dann nicht mehr kohärent ([38] *Kapitel 10 - Insertion Device Radiation*).

3.3 HASYLAB

Das HASYLAB¹² versteht sich als User-Facility für die Forschung mit energiereichen Photonen. Es stellt den Usern diverse Beamlines, optimiert für unterschiedlichste Anwendungen, zur Verfügung. Manche Forschungsgruppen betreiben am HASYLAB dauerhaft installierte Messstationen wohingegen andere Gastforscher, so wie auch wir, ihre Ausrüstung mitbringen und dort für kurze Zeit an einem stärker frequentierten Strahlplatz installieren. Wie wir selbst erfahren durften stellt HASYLAB nicht einfach nur Strahlzeit zur Verfügung. Die Betreuung reicht von Hilfe bei der Programmierung und Bedienung der Beamlineparameter bis hin zur Unterstützung bei Problemen jeglicher Art mit dem Experiment.

3.3.1 Beamline BW5

An der HASYLAB Beamline BW5 wird der Wiggler *HARWI 2* als Synchrotronstrahlungsquelle eingesetzt. HARWI 2 besteht aus 34 Dipolen. Die charakteristischen Größen zur Bestimmung von κ (Gleichung 3.3) sind $\lambda_U = 226$ mm sowie $B = 2$ T. Die Photonen werden anschließend kollimiert und gelangen zum Monochromator, in welchem die nicht gewünschten Energien herausgefiltert werden. So stehen in der Beamline Photonen-Energien zwischen 60 keV und 150 keV zur Verfügung. Der erzeugte Strahl ist in horizontaler Ebene zu ca. 92 % linear polarisiert.

Abbildung 3.5 zeigt eine Skizze unserer Experimentinstallation. Der tatsächliche Aufbau ist in Abbildung 3.4 zu sehen, welche eine bearbeitete Fotografie des Messplatzes zeigt. Außerhalb der Messhütte befindet sich der Wiggler. Innerhalb des Messplatzes sind Kollimator, Monochromator, ein Monitor zur Strahldiagnose, der Targetplatz sowie der Detektor installiert. In Aufbau (a) steht der Detektor unter 151° links des Primärstrahls¹³, in Aufbau (b) ist der Detektor unter 156° rechts zum Primärstrahl installiert.

3.4 Experimenteller Aufbau

Mit dem Ziel, elastische mit inelastischen Streuprozessen unter großen Rückwärtswinkeln ϑ zu vergleichen, wurde ein Standard-Ge(i)-Röntgendetektor zunächst unter einem

¹²Hamburger Synchrotronstrahlungs-Labor.

¹³Aus Flugrichtung des Strahls gesehen.

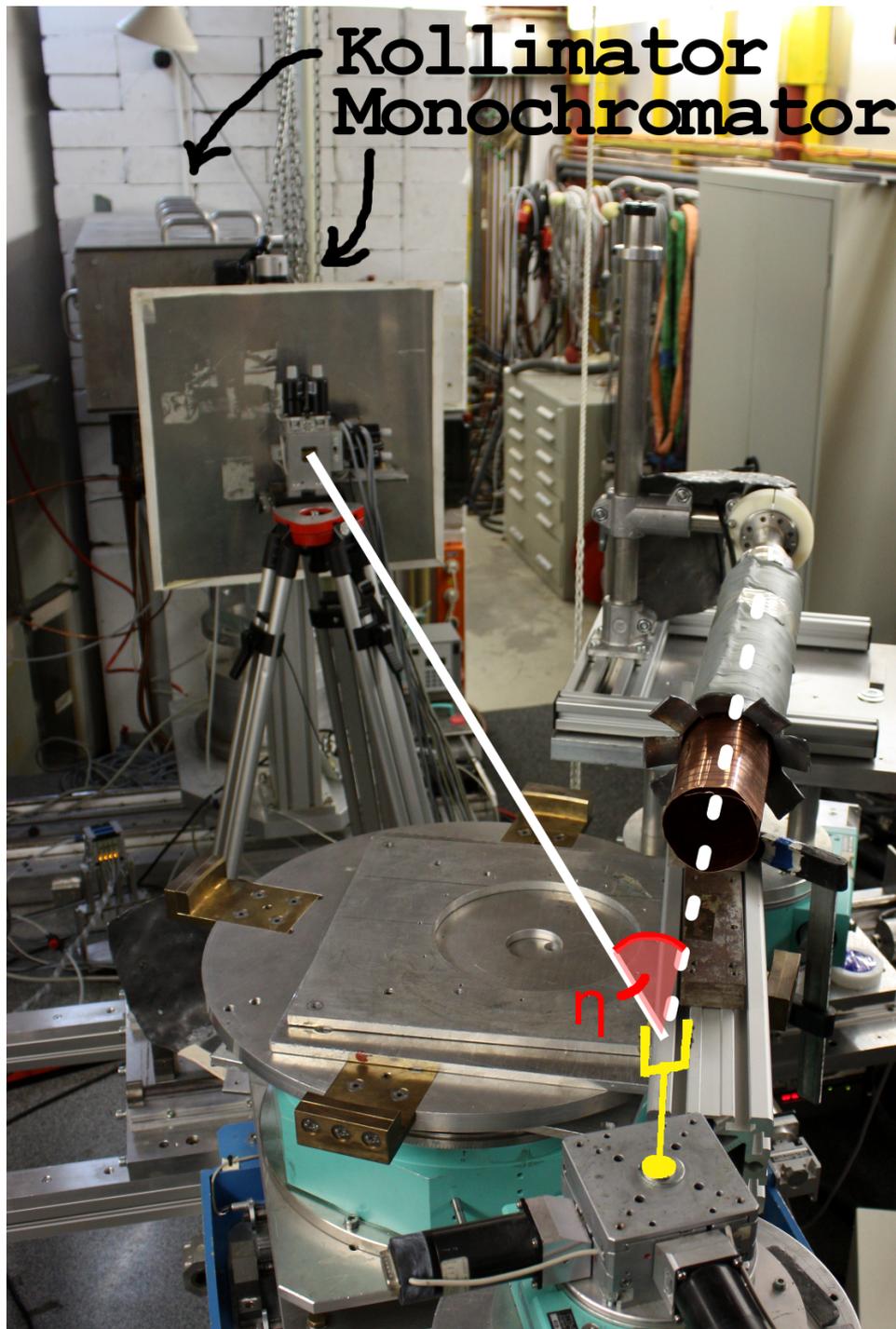


Abbildung 3.4: Nachträglich bearbeitete Fotografie des experimentellen Aufbaus. Die Flugbahn des Primärstrahls ist durch eine weiße Linie angedeutet. Die zum Detektor gestreuten Photonen durch eine gestrichelte Linie. In Gelb hervorgehoben ist die Haltevorrichtung für die Targetfolien, hier ohne eingelegtes Target. Ebenfalls skizziert ist der zum Streuwinkel ϑ Supplementärwinkel η .

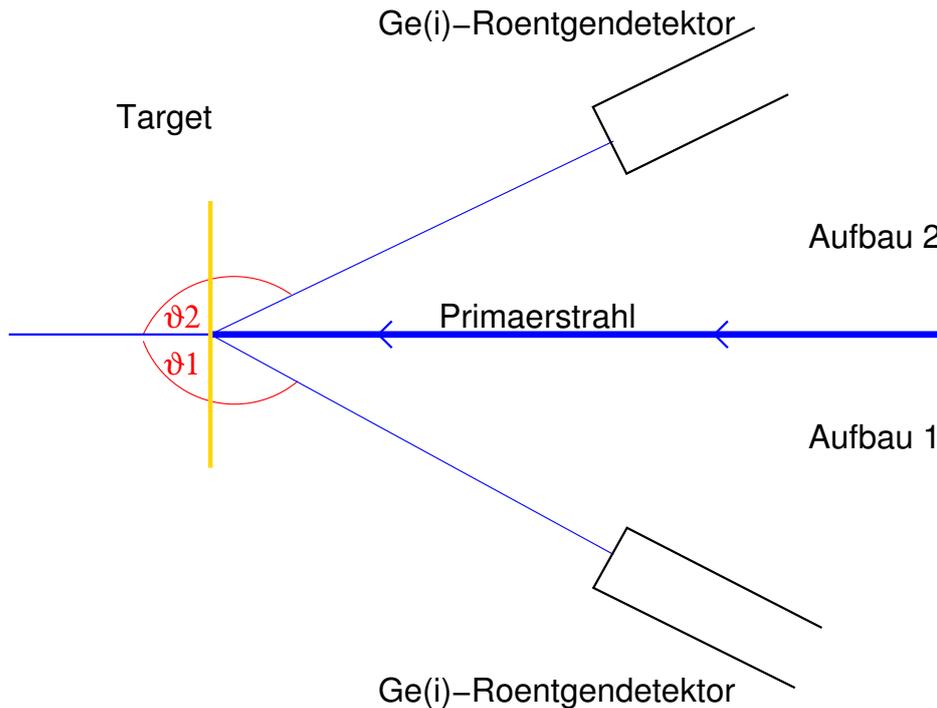


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus.

Streuungswinkel von $\vartheta_1 = 151^\circ$, links des Primärstrahls¹⁴ positioniert. (Zu sehen in Abbildung 3.4 und 3.5, Aufbau 1.) Nach ersten Messungen mit einem Nickel-Target wurde der Germanium Detektor entfernt, um Platz für ein 2D-Si(Li) Compton-Polarimeter zu schaffen. Der Germaniumdetektor fand jedoch aufgrund seiner kompakten Abmessung und seiner kompakten Vakuum Kühlung noch auf der rechten Seite des Primärstrahls unter einem Streuwinkel $\vartheta_2 = 156^\circ$ (Abbildung 3.5, Aufbau 2) Platz. In dieser Position wurden die Messungen am Gold-Target durchgeführt.

Experimentelle Parameter

Detektor und Analysator Als Detektor kam ein Standard-Ge(i)-Röntgendetektor zum Einsatz. Der planare Detektorkristall besitzt einen Durchmesser von 25 mm und eine Länge von 13 mm. Das Eintrittsfenster besteht aus Berillium der Dicke 0,254 mm. Der Detektorkristall wird mit einem Kryostaten gekühlt. Dies erwies sich im Experiment als sehr nützlich, da der Detektor so auch an schwer zugänglichen Stellen positioniert werden konnte, wo regelmäßiges Nachfüllen von flüssigem Stickstoff (LN2) nicht möglich ist. Die Auswertung der am Detektor gemessenen Spannungs-

¹⁴Aus Sicht des Strahls.

3 Der Messplatz

signale erfolgte über den Vielkanalanalysator MCA8000. Wie der Name andeutet handelt es sich hierbei um einen 12 Bit MCA¹⁵, welcher die gemessenen Detektorsignale der Größe nach auf 8192 Kanäle verteilt. Daher endet beispielsweise die Abszisse der Abbildungen 4.1 bei Kanal 8191.

Öffnungswinkel Der Detektor stand in Aufbau 1 (Abbildung 3.5) 67,5 cm und in Aufbau 2 72,9 cm vom Target entfernt. Mit einem Kristalldurchmesser von 25 mm ergibt sich ein Öffnungswinkel von $2,1^\circ$ im Falle von Aufbau 1, bzw $2,0^\circ$ für Aufbau 2.

Primärenergie Aufgrund der technischen Funktionsweise der Beamline BW5 kann für den Primärstrahl nicht jede gewünschte Energie konfiguriert werden. So wurde zwar eine gewünschte Energie von 150 keV eingestellt, die tatsächliche Energie der Photonen des Strahls muss aber den aufgenommenen Spektren entnommen werden. Als Anhaltspunkt dient in diesem Experiment die Energie des Rayleigh-Peaks. Diese entspricht gerade, da die Streuung elastisch ist, bis auf wenige meV¹⁶ der Energie der Primärphotonen. Da, wie in Abschnitt 4 gezeigt, das Zentrum des Rayleigh-Peaks bei einer Energie von 146,1 keV liegt, wird auch die Primärenergie zu 146,1 keV angenommen.

Abschirmung Der Primärstrahl verläuft bei seinem Weg Richtung Target durch Luft. Dabei findet ebenso wie auch im Target selbst, Compton-Streuung statt. Zwar ist der Wirkungsquerschnitt für Compton-Streuung an Luft geringer als für Compton-Streuung an Gold, doch sorgt die Menge der Luft für einen enormen Anteil an Photonen, die an Luft Compton-gestreut wurden. Vor dieser unerwünschten Compton-Streuung muss der Detektor abgeschirmt werden. Zu diesem Zweck wurde eine Bleifolie zu einem Hohlzylinder geformt und diese vor dem Detektorkristall positioniert, um so die Anzahl der seitlich einfallenden Photonen zu reduzieren.

¹⁵Multi Channel Analyzer.

¹⁶Eine Beispielrechnung befindet sich am Ende von Abschnitt 2.4.1

4 Auswertung

In diesem Abschnitt erfolgt eine ausführliche Darstellung der im Experiment gewonnenen Daten. Ziel der Auswertung dieser Daten ist es, das Verhältnis der inelastischen Compton-Streuung zur elastischen Rayleigh-Streuung unter großen Streuwinkeln zu bestimmen. Hierzu wurde Streuung von Röntgenstrahlen, mit einer Energie von 146 keV, in Rückwärtsrichtung an zwei verschiedenen Streumaterialien, Nickel und Gold, gemessen. Als Targets kamen dünne Folientargets zum Einsatz. Die jeweiligen Schritte der Datenauswertung werden exemplarisch anhand des Gold-Targets erläutert. Die Vorgehensweise der Nickel-Messung ist, wenn nicht gesondert darauf hingewiesen wird, identisch zur Auswertung der Gold-Messung.

Mit Hinblick auf künftige Präzisionsmessungen der Rayleigh-Streuung von polarisierten Röntgenstrahlen sollte mit diesem Experiment die experimentelle Umgebung an Synchrotron-Strahlungsquellen erkundet werden. Weiterhin werden im Rahmen dieser Auswertung die gewonnenen Daten dazu verwendet, das Intensitätsverhältnis der inelastischen Compton-Streuung zu der elastischen Rayleigh-Streuung zu bestimmen. Die Resultate werden im Anschluss mit verschiedenen Theoriewerten verglichen.

Während der Durchführung des Experimentes wurde festgestellt, dass durch den Monochromator (Abbildung 3.4) der Beamline Photonen austreten, die teilweise direkt, teilweise aber auch nach einer Streuung in der Experimentierhütte, auf den Detektor treffen. Normalerweise finden Experimente an BW5 im Primärstrahl statt. Die Beamline ist dahingehend optimiert, die Streustrahlung des Monochromators von Detektoren, die im Strahlgang positioniert sind, abzuschirmen. Steht aber der Detektor wie im Falle dieses Experimentes seitlich des Strahlgangs, so muss der Detektor selbst vor der im Monochromator austretenden Strahlung geschützt werden. Dies würde die Unsicherheit der Intensität des Rayleigh-Peaks deutlich senken. Jedoch soll nicht verschwiegen werden, dass im Falle dünner Targets, wegen der geringen Statistik aufgrund des niedrigen Wirkungsquerschnittes unter großen Streuwinkeln, auch eine längere Messzeit benötigt wird.

Die Daten welche in dieser Arbeit ausgewertet werden, wurden mit dem in Abschnitt 3.4

genannten Detektor aufgenommen. Zur Analyse der Daten wurden diese in die Software SATAN¹ [40] importiert, um die dort implementierten MINUIT Fitting-Routinen [41] für die Analyse der gaußförmigen Linien der Spektren zu nutzen.

4.1 Erläuterung der Rohspektren

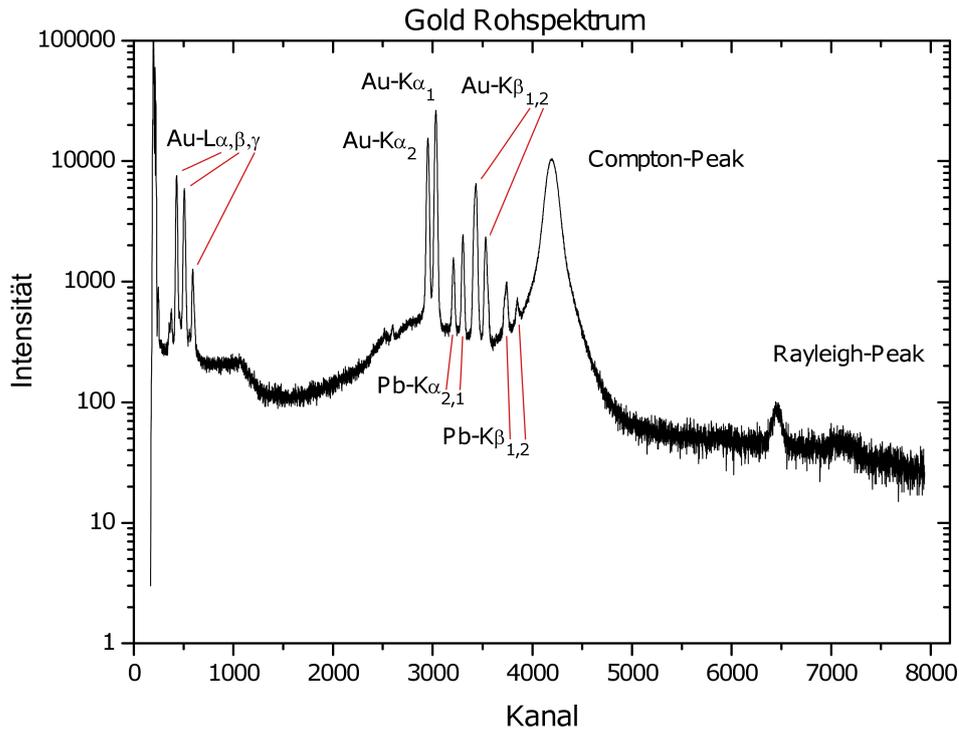
Zunächst wird exemplarisch ein Rohspektrum, aufgenommen mit einem Ge(i)-Röntgendetektor, der Goldmessreihen in Abbildung 4.1a und der Nickelmessreihen in Abbildung 4.1b betrachtet. In beiden Abbildungen ist die Zählrate² gegen die Kanäle des ADC bzw. gegen die Energie der einfallenden Photonen aufgetragen. Ein Kanal ist ein Speicherplatz des MCA und steht stellvertretend für die Einheit der Energie. Der MCA misst die Signalthöhe des in den Detektors integrierten Verstärkers. Diese wiederum verhält sich proportional zu der im Detektor deponierten Energie. Eine niedrige Kanalnummer bedeutet eine niedrige deponierte Energie, hohe Kanalnummern stehen für höhere Energien. Wie die Kalibration durchgeführt wurde wird nachfolgend in Abschnitt 4.2 erläutert.

Beginnend mit den niedrigen Kanälen aus Abbildung 4.1a findet man am linken Rand des Spektrums die höchste Zählrate. Dabei handelt es sich um Energien kleiner als ca. 7 keV, die durch den Detektor nicht aufgelöst werden können. Der Bereich um Kanal 500 zeigt drei deutliche Linien. Diese sind die L-Schalen-Übergänge des Gold-Targets. L-Schalen-Übergänge liegen energetisch sehr dicht beieinander [42] und können in diesem Experiment nicht aufgelöst werden. Daher sind in Tabelle 4.1 lediglich die intensivsten Komponenten der L-Linien eingetragen. Der für diese Arbeit interessante Bereich beginnt etwa bei Kanal 3000. Dort findet man zunächst sechs deutlich erkennbare Linien, gefolgt von zwei kleinen Erhebungen, welche bereits in den linken Flügel des Compton-Peaks (Kanal 4000 bis 4500) hineinreichen. Diese insgesamt acht Linien links des Compton-Peak-Maximums sind in Tabelle 4.1 benannt und darüber hinaus in Abbildung 4.3 in vergrößerter Form dargestellt. Weiter rechts im Spektrum ist bei Kanal 6500 schließlich der Rayleigh-Peak zu erkennen.

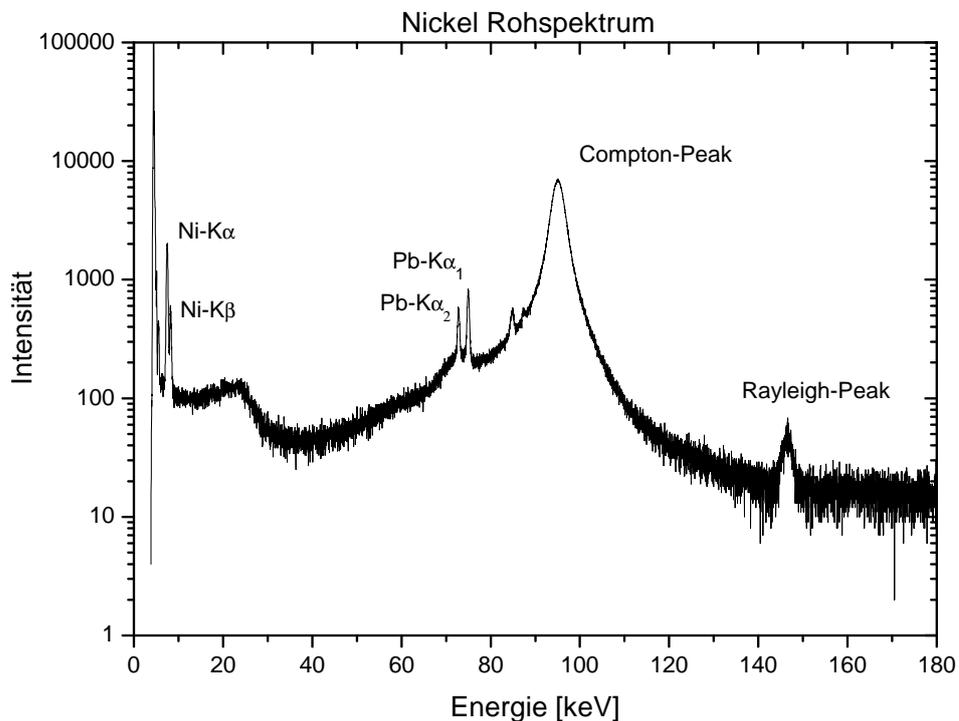
Ebenso wie in den Gold-Messungen findet man auch in den Nickel-Spektren (Abbildung 4.1b) die Compton- und Rayleigh-Peaks an derselben Position. Im Bereich zwischen 60 keV und 90 keV fehlen hier allerdings die charakteristischen Gold-Linien. Die charakteristischen Linien von Blei bleiben erhalten, da auch während der Nickel-Messungen mit Blei als Absorbermaterial für unerwünschte Streustrahlung gearbeitet wurde. Am linken

¹System for the analysis of tremendous amounts of nuclear data.

²Anstelle von Zählrate wird in den Spektren die Bezeichnung Intensität verwendet.



(a) Rohspektrum mit Gold-Target das hier noch mit der Kanal-Achse abgebildet ist. Kalibrierte Gold-Spektren findet man in den folgenden Abschnitten der Auswertung. In Tabelle 4.1 wird den Linien ihre jeweilige Energie zugeordnet.



(b) Nickel-Rohspektrum mit bereits kalibrierter Abszisse.

Abbildung 4.1: Zu sehen sind zwei typische Rohspektren, die jeweils mit einem Gold und einem Nickel-Target aufgenommen wurden. Die charakteristischen Linien sind in Tabelle 4.1 bzw. Tabelle 4.1 aufgeführt.

4 Auswertung

Ende des Spektrums befinden sich, rechts des elektrischen Rauschens, zwei eng benachbarte Linien. Dies ist die charakteristische Fluoreszenzstrahlung von Nickel. $K\alpha$ und $K\beta$ können nicht weiter aufgelöst werden. Die Energien der Übergänge sind in Tabelle 4.1 notiert.

	Energie [keV]
Ni- $K\alpha_2$	7,461
Ni- $K\alpha_1$	7,478
Ni- $K\beta_3$	8,265
Ni- $K\beta_1$	8,265
Au- $L\alpha_1$	9,713
Au- $L\beta_1$	11,442
Au- $L\gamma_1$	13,382
Au- $K\alpha_2$	66,991
Au- $K\alpha_1$	68,806
Pb- $K\alpha_2$	72,805
Pb- $K\alpha_1$	74,969
Au- $K\beta_3$	77,577
Au- $K\beta_1$	77,982
Au- $K\beta_2$	80,130
Pb- $K\beta_3$	84,450
Pb- $K\beta_1$	84,938
Pb- $K\beta_2$	87,300

Tabelle 4.1: Energien der charakteristischen Fluoreszenzlinien aus Abbildung 4.1a und 4.1b. Nomenklatur und Energie sind aus [42] entnommen. Au- $K\beta_3$ und Pb- $K\beta_3$ sind nicht als separate Linie in Abbildung 4.1 erkennbar, da die Energien zu nahe an Au- $K\beta_1$ bzw. Pb- $K\beta_1$ liegen und vom Detektor nicht aufgelöst werden.

Compton-Peak Für Primärphotonen der Energie 146,1 keV berechnet sich nach Gleichung 2.9 die Energie der Compton gestreuten Photonen bei Streuwinkeln $\vartheta = 150 \pm 3^\circ$ zu etwa 96 ± 1 keV. Dies entspricht nach Durchführen der Kalibration aus Abschnitt 4.2 den Kanälen 4200 bis 4300 der Abbildungen 4.1a und 4.1b, welche den Compton-Peak beinhalten. Die Daten der Nickelmessung wurden unter $\vartheta = 151^\circ$ gemessen (Aufbau 1 aus Abbildung 3.5). Bei den Messungen mit dem Gold-Target wurde der Detektor unter $\vartheta = 156^\circ$ positioniert (Aufbau 2 aus Abbildung 3.5). Daher haben beide Peaks ein um einige eV unterschiedliches Peakzentrum.

Rayleigh–Peak Die elastisch gestreuten Photonen formen den Rayleigh–Peak. Da im Experiment eine Primärenergie von ca. 146,1 keV verwendet wurde, erwartet man auch den Rayleigh–Peak bei dieser Energie. Nach Gleichung 2.14 verliert ein keV–Photon während der elastischen Rayleigh–Streuung lediglich Energie in der Größenordnung weniger meV. Der Rayleigh–Peak sollte also, basierend auf der Kalibration von Abschnitt 4.2, bei den Kanälen 6490 ± 40 zu finden sein, was in den Rohspektren 4.1a und 4.1b zu erkennen ist.

Targets Als Gold–Target kamen dünne Folien der Dicken $0,7 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$, $1,4 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ und $2,1 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ zum Einsatz. Gefertigt wurden diese im Target Labor der GSI [43]. Die Targets sind so dimensioniert, dass die mittlere freie Weglänge der auftreffenden Photonen deutlich größer ist als die Targetdicke. So kann davon ausgegangen werden, dass jedes Photon im Target nur eine Wechselwirkung erfährt. Mehrfachstreuung von Primärphotonen und Compton–gestreuten Photonen kann somit effizient unterdrückt werden [44], was die Berechnung des theoretischen Compton–Profils (Abschnitt 2.3.2) deutlich vereinfacht [45]. Die Nickel Targets wurden in den Stärken $5,3 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$, $10,3 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ und $44,4 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ gefertigt. Auch hier liegt die mittlere freie Weglänge von Photonen der Energie größer als 100 keV deutlich oberhalb der Targetdicke.

Bleiabschirmung Während der Experimentdurchführung war mit einem hohen Anteil unerwünschter Untergrundstrahlung zu rechnen. Die beiden Hauptbestandteile dieser sind zum einen Streustrahlung des Monochromators und zum anderen Compton Streuung an Luft unter Streuwinkeln kleiner als Θ . Dies sind Primärphotonen, die bereits vor dem Auftreffen auf das Target in der Luft gestreut werden und auf den Detektor fallen. Aus diesem Grund wurden Detektor und Strahlengang mit Blei abgeschirmt. Die Flugbahn der rückgestreuten Photonen wurde zusätzlich mit einem Cu-Pb Sandwich umhüllt, um zusätzlich zur hochenergetischen Streustrahlung auch niederenergetische, bereits mehrfach gestreute Photonen, zu absorbieren. In den Abbildungen 4.1 sind die, aufgrund der Bleiabschirmung entstandenen, charakteristischen Pb–Fluoreszenzlinien deutlich zu erkennen.

Es sei angemerkt, dass es im Rahmen dieses Experimentes nicht möglich war, die unerwünschte Strahlung vollständig zu unterdrücken. Die charakteristische Strahlung der Abschirmung liegt in der selben Größenordnung wie die charakteristische Strahlung des Targets. Ebenso ist auch der Anteil der an Luft Compton–gestreuten Photonen nahezu identisch mit dem Anteil der Compton–gestreuten Photonen des Targets.

4.2 Kalibration

Um den jeweiligen Kanälen des MCA eine diskrete Energie zuzuweisen wurde das Detektorsetup mit einer Ba-133 Quelle kalibriert. Eine Kalibrationsdatei wurde jeweils zu Beginn, während und am Ende der Messzeit aufgenommen, um zu überprüfen, ob sich die den Kanälen des MCA zugewiesene Energie verschiebt. Solch eine Verschiebung konnte nicht festgestellt werden, weshalb es für die Auswertung genügt, für jedes aufgenommene Spektrum dieselbe kalibrierte Abszisse zu verwenden. Abbildung 4.2 zeigt ein solches Kalibrationsspektrum. Die zur Kalibration verwendeten Linien sind dort farblich hervorgehoben. Sämtliche Linien des Kalibrationsspektrums sind in Tabelle 4.2 genannt. Da die Energien der Linien des Kalibrationsspektrums bekannt sind [46] kann nun der Kanal der Linie bestimmt und diesem die jeweilige Energie zugewiesen werden. Weiterhin verhalten sich die Spannungssignale am Verstärker des Detektors nahezu linear zur Energie der einfallenden Photonen³. Daher wurde zum Kalibrieren eine Gerade durch die Energie–Kanal–Tupel interpoliert. Rechnet man nun die Kanal–Achse aus Abbildung 4.1 in die Einheit keV⁴ um, so ausschnittsweise in Abbildung 4.3 geschehen, stimmen die Linienpositionen der Au- und Pb-Fluoreszenz mit den Werten aus Tabelle 4.1 überein.

	Energie [keV]	Linien aus Abb. 4.2
Barium, $\Sigma \mathbf{X} - \mathbf{ray} K\alpha$	30,85	1
Barium, $\Sigma \mathbf{X} - \mathbf{ray} K\beta$	35,1	2
	53,16	3
Barium, γ	79,62	5
	81,00	
	160,61	7
Blei, $K\alpha_2$	72,805	4
Blei, $K\alpha_1$	74,969	
Blei, $K\beta_3$	84,450	6
Blei, $K\beta_1$	84,938	
Blei, $K\beta_2$	87,300	

Tabelle 4.2: Sichtbare Linien des Kalibrationsspektrums Abbildung 4.2. Zur Kalibration wurden die Linien der Ziffern Drei, Fünf und Sieben verwendet. Bei Ziffer Sechs sind zwei Linien erkennbar, wovon jener mit der niedrigeren Energie aus den $K\beta_1$ und $K\beta_3$ Linien von Blei besteht. Diese liegen energetisch so eng beieinander, dass sie durch den Detektor nicht aufgelöst werden können.

³Diese Aussage ist nicht allgemein gültig, trifft aber auf den hier verwendeten Energiebereich zu.

⁴Kiloelektronen Volt.

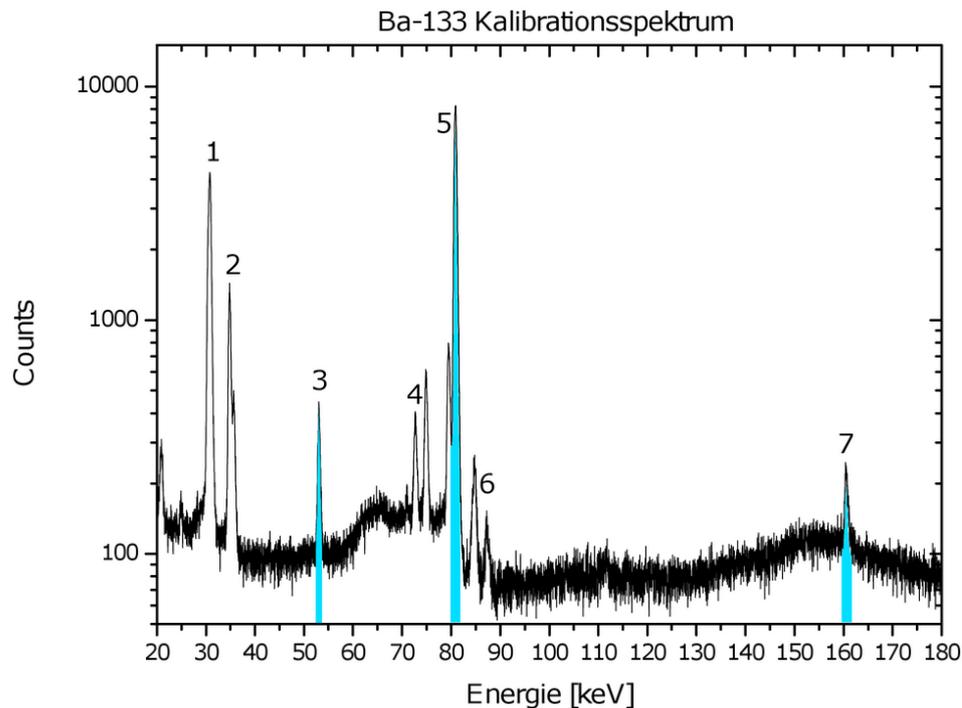


Abbildung 4.2: $Ba-133$ Kalibrationsspektrum. Die Abszisse ist bereits in Energie umgerechnet. Die dargestellten Linien sind in Tabelle 4.2 aufgeführt. Die Zuweisung der Energie zu den jeweiligen Linien geschieht auf Basis von [46].

4.3 Normierung

Leerrahmenmessung Während der Messzeit wurde zu jedem Target zusätzlich eine Leerrahmenmessung durchgeführt, bei welcher in den Targethalter lediglich ein leeres Targeträhmchen eingesetzt wurde. So erhält man einen Eindruck von der am Experimentierplatz vorhandenen Untergrundstrahlung. Da bei solch einer Leerrahmenmessung lediglich das Target entfernt wird und keine Experimentparameter verändert werden bleibt, bis auf den Anteil des Targets, das restliche Spektrum identisch. Dies ist für einen schmalen Energiebereich in Abbildung 4.3 zu sehen. Sehr deutlich zu erkennen ist, dass die charakteristischen Gold Fluoreszenzlinien lediglich bei den Messreihen mit eingelegtem Gold-Target vorhanden sind. Die Leerrahmenmessung zeigt wie erwartet die charakteristischen Blei-Fluoreszenzlinien, welche durch die Bleiabschirmung entstehen. Die Leerrahmenmessung dient nun dazu, die Messreihen mit jeweils unterschiedlicher Targetdicke aufeinander zu normieren, um diese in Abschnitt 4.4 von der Untergrundstrahlung zu bereinigen.

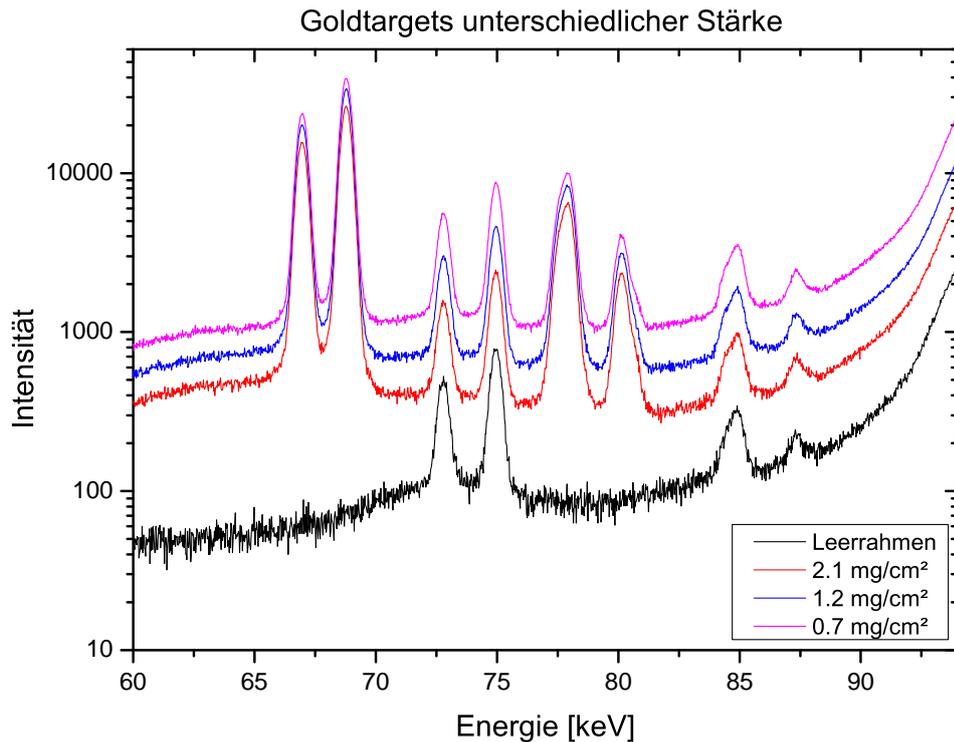


Abbildung 4.3: Zu sehen sind drei Spektren mit jeweils unterschiedlich dickem Gold-Target und ein Leerrahmenspektrum. Die erkennbaren Linien sind, beginnend bei niedrigen Energien: Au- $K\alpha_2$, Au- $K\alpha_1$, Pb- $K\alpha_2$, Pb- $K\alpha_1$, Au- $K\beta_{3,1}$, Au- $K\beta_2$, Pb- $K\beta_{3,1}$, Pb- $K\beta_2$. Die Asymmetrie der Linie Pb- $K\beta_{3,1}$ ist im Kommentar zu Tabelle 4.2 erläutert. Auch Au- $K\beta_3$ und Au- $K\beta_1$ liegen energetisch so dicht beieinander, dass diese vom Detektor nicht separat aufgelöst werden, aber dennoch durch die Asymmetrie der Linie erkennbar sind. Der Anstieg in der Intensität am rechten Rand ist der beginnende Compton-Peak.

Normierung auf Blei Um Spektren unterschiedlicher Targetdicke miteinander zu vergleichen müssen diese auf eine gemeinsame Messdauer normiert werden. Solch eine Normierung könnte ohne Weiteres mit den gemeinsamen charakteristischen Gold-Linien geschehen. Um jedoch später den Untergrundanteil zu subtrahieren, wird für die Normierung eine Linie benötigt, die auch in den Leerrahmenspektren enthalten ist. Die energetisch schärfsten und intensivsten gemeinsamen Linien sind die $K\alpha$ Linien von Blei. Für die Normierung wurden alle Spektren einer Messreihe mit einem Faktor multipliziert, so dass die Summe aus Pb- $K\alpha_1$ und Pb- $K\alpha_2$ in allen Spektren skaliert. Sicherlich ist es auch möglich sich lediglich auf $K\alpha_1$ zu beschränken, jedoch liefert die Normierung auf die Summe beider charakteristischer Bleilinen in diesem Fall das exaktere Resultat.

Abhängigkeit zwischen Zählrate und Targetdicke. In diesem Abschnitt wird die Zählrate in Abhängigkeit zur Targetdicke untersucht. Da die Spektren mit unterschiedlich dicken Targets auf eine gleiche Messdauer normiert wurden erwartet man nun, dass sich das Integral über jede charakteristische Gold–Fluoreszenzlinie linear zur Targetdicke verhält. Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 4.4a die Zählrate gegen die Targetdicke aufgetragen. Zusätzlich zu der Intensität der Gold– $K\alpha$ –Linien ist auch die Intensität der Blei– $K\alpha$ –Linien eingetragen. Im Vergleich sieht man, dass die Zählrate der Gold–Linien mit der Targetdicke ansteigt, jene der Blei Linien allerdings nicht. Dies wird so erwartet, da die Menge des verwendeten Bleis bei dickeren Gold–Targets nicht zunimmt. Weiterhin ist durch die ersten beiden Gold– $K\alpha_1$ Datenpunkte eine Gerade angedeutet, welche den Ursprung des Koordinatensystems schneidet. Diese Ausgleichsgerade ist kosmetischer Natur und hilft dem Betrachter bei der Feststellung, dass die Zählrate nicht linear mit der Targetdicke ansteigt. Erklärt werden kann diese durch die Selbstabsorption des Targets. Je dicker das Target und je niedriger die Photonenenergie, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit, dass die emittierte Fluoreszenzstrahlung bereits im Target selbst wieder absorbiert wird.⁵

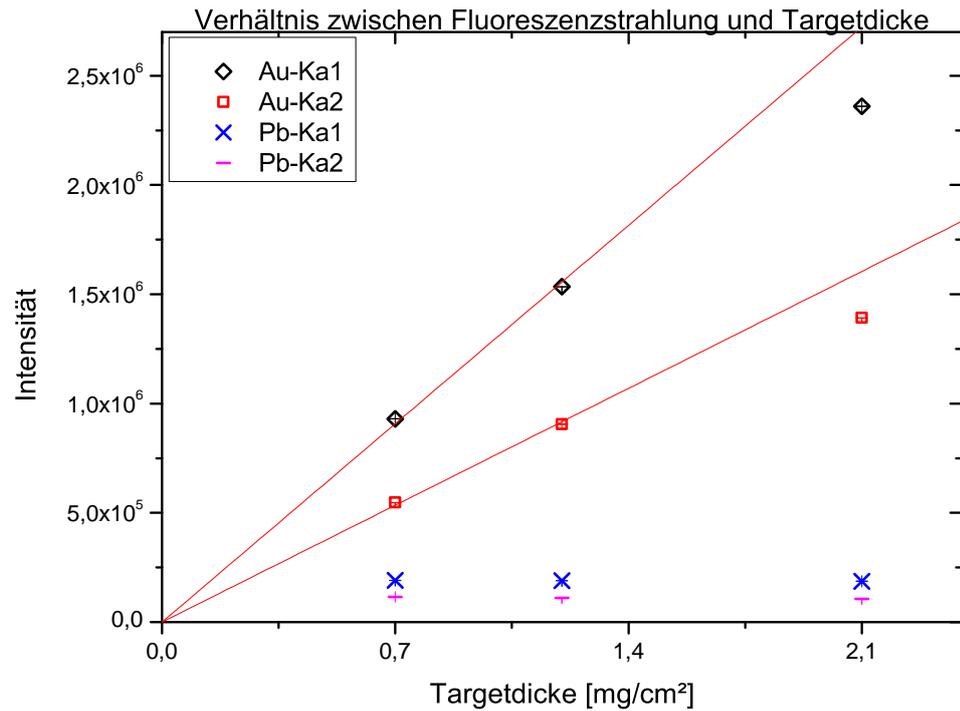
Noch deutlicher ist dieser Effekt in Abbildung 4.4b erkennbar. Dort ist die Zählrate in Abhängigkeit zur Targetdicke der verwendeten Nickel–Targets dargestellt. Nach Abschnitt 2.2 werden niedrigere Energien wesentlich stärker absorbiert als Photonen höherer Energie. Vergleicht man die Datenpunkte der dicksten Targets der Abbildungen 4.4a und 4.4b miteinander, kann diese Aussage qualitativ bestätigt werden. Diese Beobachtung soll aber nur eine quantitative Feststellung sein und wird im Rahmen dieser Arbeit nicht näher untersucht. Eine Abschätzung für die Absorptionswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von Material, Energie und Targetdicke kann mit [47] gewonnen werden.

4.4 Intensität des Rayleigh–Peak

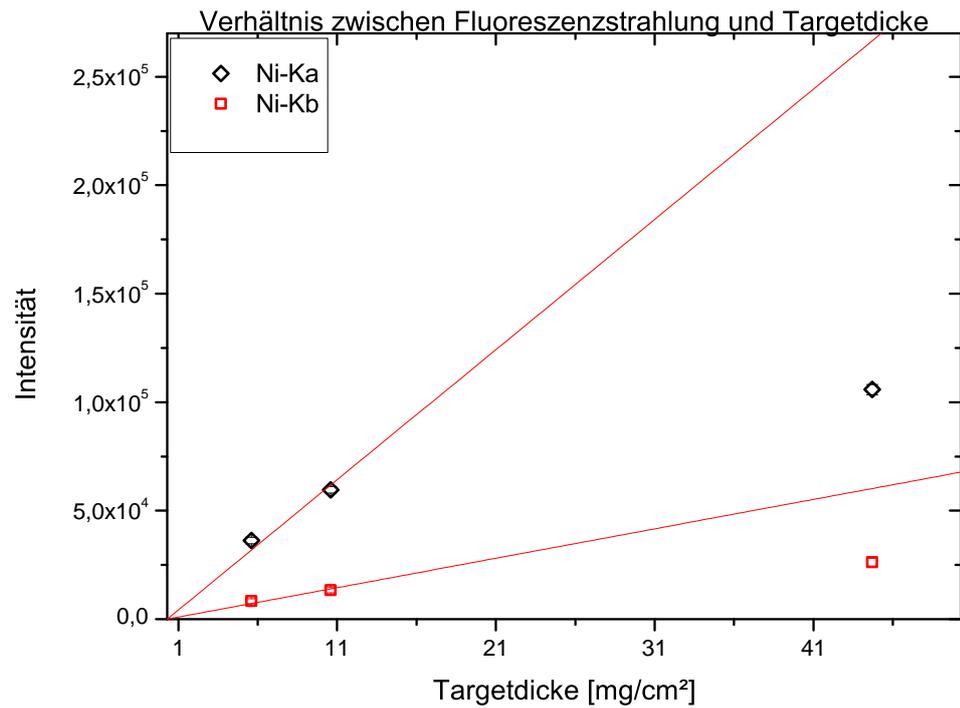
Bisher wurden die Linien der Rohspektren identifiziert und daraufhin die unterschiedlichen Messreihen (Target– und Leerrahmenmessung) auf eine gemeinsame Messdauer normiert. Nun besteht das Interesse darin, das Intensitätsverhältnis zwischen Compton– und Rayleigh–Streuung zu bestimmen um damit die theoretischen Modelle zu überprüfen. In der bisherigen Analyse besteht der Compton–Peak zum größten Teil aus an

⁵Die Targets wurden so dimensioniert, dass die mittlere freie Weglänge der Compton– und Rayleigh–Photonen größer als die Targetdicke ist. Bei der charakteristischen Fluoreszenzstrahlung, welche eine kleinere mittlere freie Weglänge als die Rayleigh–Photonen besitzt, kann durchaus Mehrfachstreuung auftreten.

4 Auswertung



(a) Gold Messreihen, normiert auf Pb- K_{α} .



(b) Nickel Messreihen, normiert auf Pb- K_{α} .

Abbildung 4.4: Aufgetragen ist die Zählrate der charakteristischen Floreszenzlinien gegen die Targetdicke für die Streumaterialien Gold (oben) und Nickel (unten). Die statistische Unsicherheit ist so klein, dass sie innerhalb der Datenpunkte liegen. Zum Vergleich zeigt Abbildung (a) zusätzlich die charakteristischen Bleilinen, welche mit zunehmender Targetdicke nicht an Intensität gewinnen.

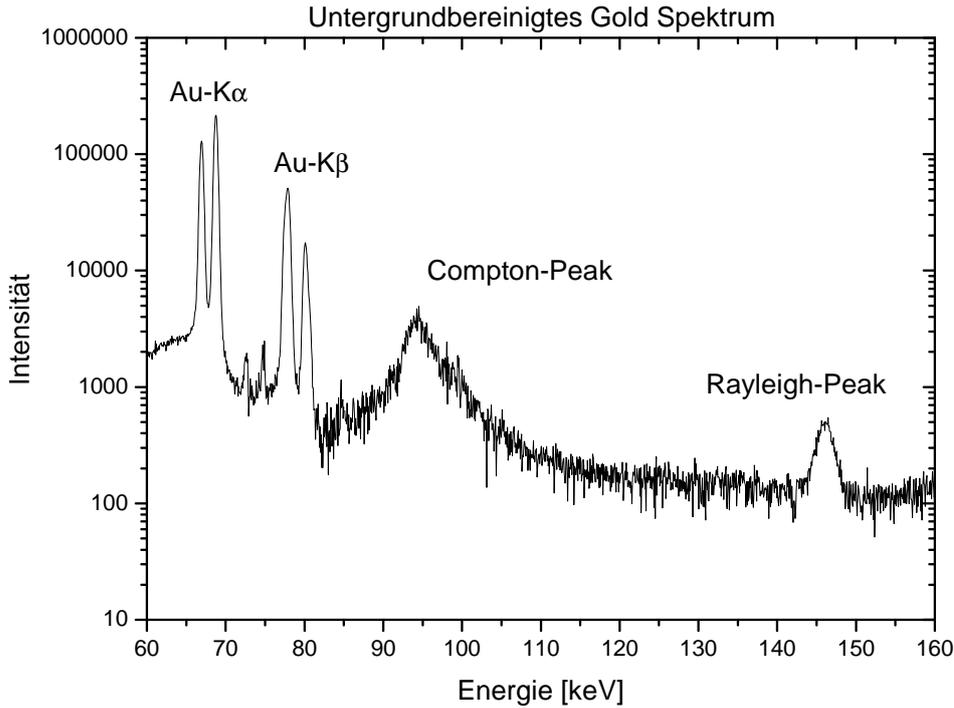


Abbildung 4.5: Ausschnitt eines untergrundbereinigten Gold-Spektrums.

Luft gestreuten Compton-Photonen. Mithilfe der Leerrahmenmessung, welche in Abschnitt 4.3 auf dieselbe Messzeit wie die Targetmessungen normiert wurde, wird nun der Compton-Streuanteil der Luft subtrahiert. Die Subtraktion wurde ebenfalls mit der Software SATAN/GRAF [40] durchgeführt, um auch die Analyse der untergrundbereinigten Spektren mit dieser durchzuführen. Abbildung 4.5 zeigt ein solches Spektrum welches mit einem Gold-Target aufgenommen wurde. Erneut erkennt man die charakteristischen Übergänge des Targets. Zwischen den Au- $K\alpha$ - und Au- $K\beta$ -Fluoreszenzlinien sind die charakteristischen Pb- $K\alpha$ -Linien, im Vergleich zu Abbildung 4.1a, deutlich unterdrückt. Auch der Compton-Peak hat sehr stark an Intensität verloren. In Abbildung 4.1a liegt sein Intensitätsmaximum deutlich über jenem der Fluoreszenzlinien. Nach Subtraktion des Luft-Anteils liegt das Maximum nun weit darunter.

Um die Anzahl der Rayleigh-gestreuten Photonen unter dem Rayleigh-Peak zu bestimmen wäre es naheliegend, ebenso wie schon bei den Fluoreszenzlinien, eine Gauss-Kurve durch den Peak zu fitten und den Untergrund dabei zu berücksichtigen. Leider stößt man mit dieser Methode auf zwei grundlegende Probleme. Zum einen entspricht der Rayleigh-Peak keiner Gauss-Kurve, denn die Energie des Primärstrahls hat eine Energiebreite von ca. $\pm 0,25$ keV [48]. Zu erkennen ist dies an einem kleinen Plateau im Maximum des Rayleigh-Peak. Zum anderen ist es sehr schwierig, mit der imple-

4 Auswertung

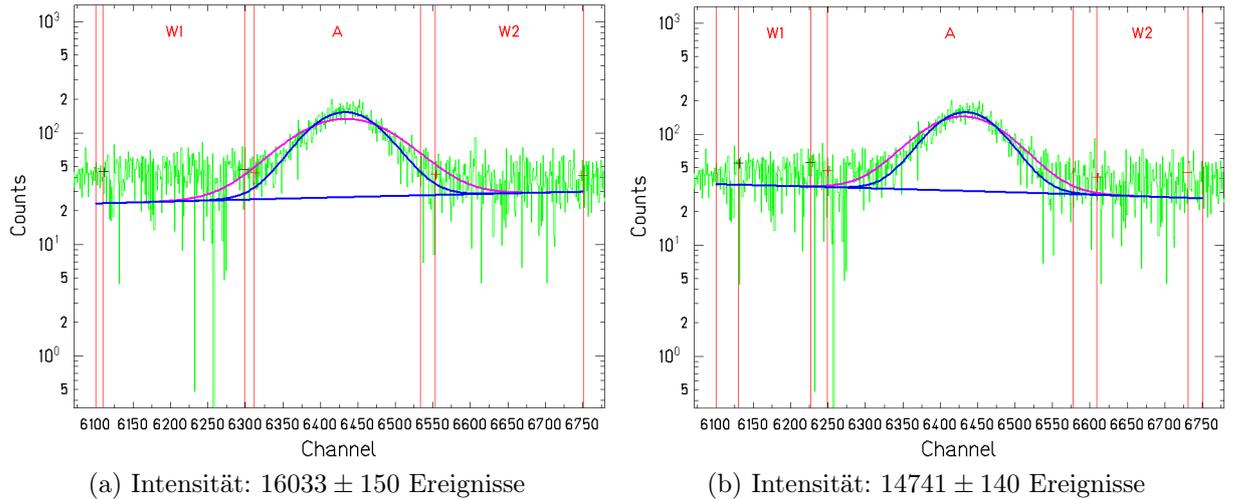


Abbildung 4.6: Beide Abbildungen zeigen den identischen Ausschnitt des Rayleigh–Peak einer Goldmessung. Zur Bestimmung der Zählrate wird in (a) und (b) der Untergrund in unterschiedlichen Bereichen $W1$ und $W2$ abgeschätzt. Mit der Wahl eines anderen Bereiches für den Untergrund ändert sich die Zählrate jedoch stärker, als dies durch die statistische Unsicherheit beschrieben wird. Die Bestimmung der Intensität kann daher nicht durch die Fitting–Routinen der SATAN–Tools durchgeführt werden.

mentierten Fitting–Routine den Untergrund angemessen beschreiben. Die Auswahl des Untergrundes beeinflusst die Zählrate im Rayleigh–Peak jedoch beträchtlich. Als Beispiel sei hier auf die Abbildungen 4.6a und 4.6b verwiesen. Hier wurden zwei geringfügig unterschiedliche Bereiche für die Bestimmung der Untergrundstrahlung ausgewählt, doch die Zählrate unterscheidet sich stärker, als es die statistische Unsicherheit beschreibt. Beide Abbildungen zeigen die Bereiche $W1$ und $W2$. Diese geben den Untergrund links und rechts des Peaks an. Im Bereich A wird eine Gauss–Kurve durch den Rayleigh–Peak gefittet. Die blaue Gerade zeigt den angenommenen Untergrund. Die blaue Kurve zeigt den Fit, die lila Kurve eine grobe Abschätzung des Gauss–Fit unter veränderten Randbedingungen. Für 4.6a erhält man, abzüglich des Untergrundes, 16033 ± 150 Ereignisse und für 4.6b sind es 14741 ± 140 Ereignisse. Um die Zählrate und vor allem den Fehler realistischer abzuschätzen ist es in diesem Falle ratsam die Ereignisse unter dem Rayleigh–Peak modellunabhängig, also ohne Annahme einer mathematischen Beschreibung der Linienform zu bestimmen. Es wird lediglich über die Intensität im Energiefenster (Bereich A) integriert und anschließend ein konstanter Untergrund subtrahiert. Dies ist mathematisch in Gleichung 4.1 formuliert. Zur besseren Lesbarkeit sind dort die Abkürzungen R , C , B , H eingeführt, mit welchen sich, nach Gauss’scher Fehlerfortpflanzung, Gleichung

4.3 für den Fehler der Zählrate des Rayleigh–Peak ergibt:

$$\underbrace{\sum (Counts)_{ohneUG}}_R = \underbrace{\sum (Counts)_{mitUG}}_C - \underbrace{Breite_{Peak}}_B \cdot \underbrace{HoeheUG}_H \quad (4.1)$$

$$\Delta R = \sqrt{\left(\frac{\delta R}{\delta C} \Delta C\right)^2 + \left(\frac{\delta R}{\delta B} \Delta B\right)^2 + \left(\frac{\delta R}{\delta H} \Delta H\right)^2} \quad (4.2)$$

$$\Leftrightarrow \Delta R = \sqrt{(\Delta C)^2 + (-H\Delta B)^2 + (-B\Delta H)^2} \quad (4.3)$$

	Gold	Nickel
C	21002 ± 2083	12031 ± 848
B	100 ± 20	193 ± 43
H	40 ± 15	11 ± 9

Tabelle 4.3: Experimentell bestimmte Anzahl der Photonen (C) im Rayleigh–Peak einer Messung mit Gold–Target der Dicke $2,1 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ und Nickel Target der Dicke $44,4 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$. Zur Abschätzung der Untergrundstrahlung wurde die Peakbreite (B) und die Intensität (H) des Untergrundes bestimmt.

Die Werte aus Tabelle 4.3 werden nun in Gleichung 4.1 und 4.3 eingesetzt. Der Rayleigh–Peak der Gold Messreihe hat somit 17000 ± 2700 Ereignisse, jener der Nickel Messreihe 9900 ± 2000 Ereignisse. In Abschnitt 4.6 wird die Intensität des Rayleigh–Peak mit dem Compton–Peak verglichen. Da allerdings die Nachweiswahrscheinlichkeit des Ge(i)–Röntgendetektors im Energiebereich der Rayleigh–Photonen deutlich geringer ist als im Energiebereich der Compton–Photonen, muss die gemessene Zählrate nun noch gemäß der Nachweiswahrscheinlichkeit skaliert werden, um die tatsächliche Intensität zu erhalten. Mittels PEGS⁶ [49] wurde der Detektorkristall modelliert und zur Bestimmung der Nachweiseffizienz eine Monte–Carlo–Simulation mit den Energien des Compton–Peak–Zentrums und des Rayleigh–Peak–Zentrums durchgeführt. Für den Rayleigh–Peak liefert die Simulation eine um den Faktor 0,712 geringere Nachweiswahrscheinlichkeit als für den Compton–Peak. Werden nun die gemessenen Ereignisse des Rayleigh–Peak mit dem Faktor $\frac{1}{0,712} = 1,4$ angepasst, so erhält man die tatsächliche Intensität des Rayleigh–Peak. Erst nach dieser Anpassung der gemessenen Zählrate können die Intensitäten beider Streuprozesse verglichen werden. Die vergleichbaren Intensitäten der Peaks sind in Tabelle 4.4 eingetragen.

⁶Photon Electron Gamma Shower

4.5 Intensität des Compton–Peak

Dieser Abschnitt behandelt die Bestimmung der Intensität des Compton–Peaks. Vorab sei erwähnt, dass die Zählratenbestimmung per Hand, wie am Rayleigh–Peak in Abschnitt 4.4 geschehen, hier kaum möglich ist. Das hauptsächliche Problem stellt hierbei die Breite des Compton–Peaks dar. Seine Ausläufer ragen weit in die charakteristischen Gold–Linien hinein. Weiterhin kann aufgrund der Breite nicht von einem konstanten Untergrund ausgegangen werden. Diese und weitere Schwierigkeiten der Zählratenbestimmung werden umgangen, indem das theoretische Compton–Profil unter Berücksichtigung der experimentellen Parameter (Abschnitt 2.3.2) berechnet und mit einem Skalierungsfaktor an die Messdaten angepasst wird. Schließlich erhält man die tatsächliche Intensität durch numerische Integration des an die Messdaten angepassten Compton–Profils.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde auf Basis von Gleichung 2.11 ein Algorithmus zur Berechnung des Compton–Profils entwickelt. Um die experimentelle Situation möglichst genau zu reproduzieren wurden einige Korrekturen am reinen theoretischen Profil vorgenommen. Der Algorithmus wurde in der Skriptsprache Perl [50] programmiert. Eine ausführlich kommentierte Version ist im Anhang zu finden. Die berücksichtigten Faktoren zur Anpassung des Compton–Profils sind im einzelnen:

Primärenergie: Die Energie der Primärphotonen schwankt um wenige 100 eV [48]. Diese Schwankung führt zu einer Verbreiterung des Compton–Profils. Um dies zu berücksichtigen wird angenommen, dass die Schwankung der Primärenergie in einem festen Intervall gleichverteilt ist. Für äquidistante Stützstellen wird mit beliebiger Schrittweite je Stützstelle das jeweilige Compton–Profil berechnet. Anschließend werden all diese Profile superpositioniert und normiert.

Öffnungswinkel: Ebenso wie die Energie der Primärphotonen schwankt auch der Streuwinkel ϑ der gestreuten Photonen. Der Grund ist die in Abbildung 3.5 gezeigte Geometrie des Versuchsaufbaus. Mit gegebenem Durchmesser des Detektorkristalls erhält man im Falle von Aufbau 1 einen Öffnungswinkel von $2,1^\circ$, im Falle von Aufbau 2 einen Öffnungswinkel von $1,9^\circ$. Auch hier wird die Annahme gemacht, dass unter jedem Winkel mit gleicher Wahrscheinlichkeit gestreut wird. Diese Annahme kann gemacht werden, da die Änderung von Gleichung 2.9 in diesem Winkelbereich vernachlässigbar ist.

Energieauflösung: Das Compton–Profil muss mit dem Auflösungsvermögen des eingesetzten Detektors gefaltet werden. Hierzu werden zu jeder Stützstelle die selbe

Anzahl an Zufallszahlen erzeugt, die normalverteilt, im Intervall der Detektorauflösung, um die Stützstelle liegen. Das zuvor berechnete normierte Compton–Profil wird nun je Stützstelle gewichtet und im Rahmen der Detektorauflösung auch auf benachbarte Stützstellen verteilt. Zur Bestimmung der Detektorauflösung wurde die Halbwertsbreite der $K\alpha_1$ –Linie von Gold (68,8 keV) bestimmt. Diese entspricht einer Energiebreite von 0,545 keV und liegt somit innerhalb der Spezifikation des Detektors [51].

Detektoreffizienz: Je höher die Energie der auf den Detektor einfallenden Photonen, um so geringer ist die Nachweiswahrscheinlichkeit. Für kleine Energieschwankungen im Bereich weniger keV spielt dies in der Regel keine Rolle. Da sich jedoch das Compton–Profil über einen weiten Energiebereich erstreckt, muss dieser Effekt berücksichtigt werden. Man betrachte hierzu die Photoionisationskurve aus Abbildung 2.1c, welche mit der Nachweiswahrscheinlichkeit von Photonen eines Germaniumdetektors korreliert. Daher wird nach Faltung mit der Energieauflösung jede Stützstelle des Compton–Profils mit der Photoabsorptionswahrscheinlichkeit des Detektors für diese Energie gewichtet. Zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit wurde der Detektorkristall mit dem Monte–Carlo–Programm PEGS5 [49] modelliert und mittels MC–Simulation untersucht, wie viele von 100000 auf den Detektor fallenden Photonen innerhalb des Photopeaks detektiert werden.

Das berechnete theoretische Compton–Profil wird nun so an die Messwerte angepasst, dass die Summe der kleinsten Fehlerquadrate minimiert wird. Gleichung 4.4 beschreibt das sogenannte reduzierte χ^2 . Für benachbarte Stützstellen $x_i \in I$ eines zusammenhängenden Intervalls $I := [x_a, \dots, a_b]$ wird jeweils die quadratische Abweichung der gemessenen Daten $D(x_i)$ vom entsprechenden Theoriewert $T(x_i)$ bestimmt und anschließend mit der Unsicherheit des Messwertes $\Delta D(x_i)$ gewichtet. Diese Summe, dividiert durch $n - 1$ (⁷), heißt reduziertes χ^2 .

$$\chi^2 = \frac{1}{n - 1} \sum_{i=a, i \in \mathbb{N}}^b \left(\frac{D(x_i) - T(x_i)}{\Delta D(x_i)} \right)^2 \quad (4.4)$$

Es ist üblich zu sagen, das ein Fit die experimentellen Daten hinreichend genau beschreibt, wenn für das reduzierte χ^2 Werte nahe bei, aber größer als Eins erzielt werden. Im Falle der vorliegenden Daten ist Vorsicht bei der Interpretation dieses Wertes geboten. Je nach Wahl des Fitintervalls I schwankt χ^2 deutlich. Wird die Theoriekurve

⁷Hier ist $n := |a - b| + 1$ die Anzahl der Stützstellen.

4 Auswertung

beispielsweise an den rechten Flügel des Compton-Peaks angepasst, was nach [25] ohne weiteres möglich ist, erhält man den Wert $\chi^2 = 1,9$. Legt man das Fitintervall um das Peakzentrum, so ist $\chi^2 = 1,3$. Welches nun die richtige oder bessere Anpassung ist, kann nicht ohne weiteres festgestellt werden. Sicherlich ist es nicht sinnvoll, eine Anpassung über den gesamten Bereich des Compton-Profiles vorzunehmen. Gerade bei den Daten der Goldmessung fallen beispielsweise die charakteristischen Fluoreszenzlinien in den niederenergetischen Flügel, weshalb dieser Bereich nicht in das Fitintervall einbezogen werden kann. Die Schwankung von χ^2 spiegelt sich auch in der Unsicherheit des Integrals der angepassten Theoriekurve wieder. Die Zählrate des Compton-Peaks wird auf eine Intensität von 420000 ± 40000 Ereignissen bestimmt wobei sich die Messunsicherheit aus der Schwankung, bedingt durch die Wahl des Fitintervalls ergibt. Für die Messung des Nickel-Targets wird die Zählrate des Compton-Peaks auf 3200000 ± 220000 Ereignisse bestimmt. Die experimentell bestimmten Intensitäten und deren Verhältnis sind in Tabelle 4.4 zusammengefasst.

In Abbildung 4.7 sind neben dem angepassten Compton-Profil und den Messdaten, für einige Datenpunkten auch deren statistische Unsicherheit aufgetragen. Diese Unsicherheit, die auch in Gleichung 4.4 auftaucht, berücksichtigt streng nach Gauss'scher Fehlerfortpflanzung alle mathematischen Operation, die sowohl beim Normieren als auch beim Subtrahieren der Leerrahmenmessung aufgetreten sind. Den größten Einfluss bei der Bestimmung der Unsicherheit hat die Zählrate der Compton-gestreuten Photonen der Untergrundmessung. Diese trägt gleich zweimal zur Bestimmung der Unsicherheit bei. Zum einen zeigt die Leerrahmenmessung im Bereich des Compton-Peak eine hohe Intensität und folglich auch einen großen statistischen Fehler. Zum anderen wird durch die hohe Intensität der Compton-Streuung an Luft auch die Zählrate im Bereich des Compton-Peak der Gold-Messung erhöht, was auch dort zu einem großen statistischen Fehler führt.

Festzuhalten ist, dass die Messwerte dem Verlauf der Theoriekurve folgen und dabei mehr oder minder gleichmäßig um diese schwanken. Nochmals erwähnt werden soll, dass je nach Wahl des Fitintervalls sowohl das reduzierte χ^2 , als auch das Integral über den Fit mitunter stark variieren, die Theoriekurve aber augenscheinlich dennoch durch die Messdaten verläuft. Da aufgrund der stark schwankenden Daten ein aussagekräftiger Fit nicht möglich ist, wird das Integral zweimal, nämlich bei beiden Extrema bestimmt und der Mittelwert als Zählrate der Compton-Ereignisse angenommen. Als Fehler dieses Wertes wird die mögliche Spannweite zwischen beiden Extrema angegeben.

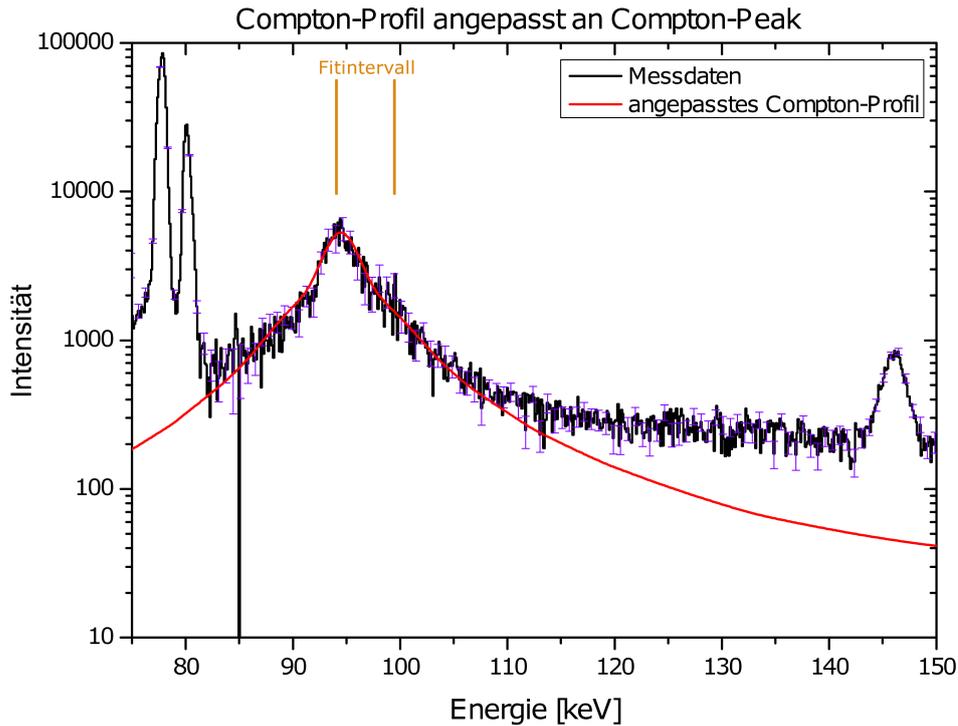


Abbildung 4.7: Untergrundbereinigtes Spektrum einer Messung mit eingelegtem Gold-Target. Die gemessenen Daten folgen dem Verlauf der theoretischen Erwartung. Zur Veranschaulichung der Unsicherheit sind zu einigen Datenpunkten die Fehlerbalken eingezeichnet. Der Untergrund des angepassten Compton-Profiles konvergiert zu einer Intensität von 25 Ereignissen. Die Intensität des Compton-Peaks beträgt abzüglich des Untergrundes 460000 ± 40000 Ereignisse. Die Intensitäten und das Verhältnis beider Streuungen sind in Tabelle 4.4 zusammengefasst.

4.6 Compton-zu-Rayleigh-Verhältnis

In diesem Abschnitt wird das experimentell bestimmte Verhältnis der Compton- zur Rayleigh-Streuung mit der theoretischen Erwartung verglichen werden. Die experimentellen Befunde aus Abschnitt 4.4 und 4.5 sind in Tabelle 4.4 zusammengefasst. Unter Berücksichtigung der Gauss'schen Fehlerfortpflanzung findet man dort zusätzlich das experimentelle Ergebnis des Quotienten $\frac{\text{Compton}}{\text{Rayleigh}}$, welcher das Verhältnis der Intensitäten von Compton- zu Rayleigh-Streuung beschreibt.

Um das theoretische Verhältnis beider Streuungen zu bestimmen wird der Quotient $\frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{KN}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R}$ der differentiellen Wirkungsquerschnitte aus den Gleichungen 2.9 und 2.12 bestimmt. Da am Experimentierplatz BW5 der Primärstrahl zu 92 % parallel zur Streu-

	Compton–Peak [Counts]	Rayleigh–Peak [Counts]	$\frac{\text{Compton}}{\text{Rayleigh}}$
Gold	$460000 \pm 9\%$	$23800 \pm 16\%$	$19,3 \pm 18\%$
Nickel	$3200000 \pm 7\%$	$13900 \pm 20\%$	$230 \pm 21\%$

Tabelle 4.4: Experimentelle Ergebnisse zum Verhältnis von Compton– zu Rayleigh–Streuung an den Streumedien Gold und Nickel. Das Verhältnis der Goldmessung stimmt mit den Theoriewerten der Formfaktoren NF und MF (Tabelle 4.5) überein. Das Resultat der Nickel–Messung passt zu dem Theoriewert basierend auf dem Formfaktor RFASF (Tabelle 4.5).

ebene⁸ polarisiert ist, wird in Gleichung 2.9 $\varphi = 0$ gesetzt. Weiterhin ist der Öffnungswinkel des im Experiment verwendeten Detektors klein. Die Breite des Streuwinkels hat daher kaum Einfluss auf den differentiellen Wirkungsquerschnitt der inelastischen Streuung. Folglich wird mit $\vartheta = 156^\circ$ der mittlere Streuwinkel bei einer Primärenergie $\hbar\omega = 146,1 \text{ keV}$ eingesetzt. Das Resultat ist, ebenso wie auch die theoretischen Werte der elastischen Streuung, in Tabelle 4.5 zusammengefasst. Die Werte der theoretischen differentiellen Rayleigh Wirkungsquerschnitte sind mit Hilfe von [52] für verschiedene Näherungsverfahren (Gleichung 2.13) bestimmt. Je nach verwendeter Formfaktornäherung unterscheiden sich die Theoriewerte. Aufgrund des großen experimentellen Fehlers, hauptsächlich bedingt durch ein ungünstiges Verhältnis von Zählrate zu Untergrundstrahlung im Energiebereich des Compton–Peak, kann nur eingeschränkt zwischen verschiedenen Näherungsverfahren unterschieden werden. Allerdings wird eine Tendenz deutlich. Im Rahmen der statistischen Ungenauigkeit der Messdaten stimmt das experimentell bestimmte Verhältnis der Goldmessung innerhalb der Ein–Sigma–Umgebung mit der *nicht relativistischen*– und der *modifizierten*– Formfaktornäherung überein. Das Resultat der Nickel–Messung passt zu dem Theoriewert des RFASF –Formfaktors (Tabelle 4.5).

4.7 Zusammenfassung – Diskussion der Ergebnisse

Im Rahmen dieser Arbeit wurde maßgeblich daran mitgewirkt, das hier vorgestellte Experiment vorzubereiten, durchzuführen und in der vorliegenden Auswertung die Daten des Standard–Ge(i)–Röntgendetektors auszuwerten. Zuerst wurden die Rohspektren erläutert und eine Kalibration durchgeführt. Um ein Gespür für die eigentliche Rückwärtsstreuung im Target zu bekommen wurde im Anschluss untersucht, wie die charak-

⁸Die Streuebene wird durch den Primärstrahl und die Verbindungslinie Target–Detektor aufgespannt.

Gold			Nickel		
	[barn]	$\frac{(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{KN}}{(\frac{d\sigma}{d\Omega})_R}$		[barn]	$\frac{(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{KN}}{(\frac{d\sigma}{d\Omega})_R}$
$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{KN}^a$	2,4409E+00			8,0906E-01	
$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{R, MFASF}^b$	2,6578E-01	$\Rightarrow 9,2$		5,3244E-03	$\Rightarrow 152,0$
$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{R, MF}^c$	1,1398E-01	$\Rightarrow 21,4$		4,2270E-03	$\Rightarrow 191,4$
$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{R, RFASF}^d$	1,7156E-01	$\Rightarrow 14,2$		3,5384E-03	$\Rightarrow 228,6$
$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{R, RF}^e$	1,8770E-01	$\Rightarrow 13,0$		5,0520E-03	$\Rightarrow 160,1$
$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{R, NF}^f$	1,2814E-01	$\Rightarrow 19,0$		4,3942E-03	$\Rightarrow 184,1$

^aKlein–Nishina

^bModified form factor with angle independent anomalous scattering factors.

^cModified form factor.

^dRelativistic form factor with angle independent anomalous scattering factors.

^eRelativistic form factor.

^fNonrelativistic form factor.

Tabelle 4.5: Theoretische Ergebnisse zum Verhältnis von Compton– zu Rayleigh–Streuung an den Streumedien Nickel und Gold. Die differentiellen Rayleigh Wirkungsquerschnitte wurden mit [52] für verschiedenen Formfaktoren berechnet. Die Parameter der Berechnung sind:

Gold : ($\vartheta = 156^\circ$, $\hbar\omega = 146,1$ keV, $\hbar\omega' = 94,4$ keV, $Z = 79$)

Nickel : ($\vartheta = 151^\circ$, $\hbar\omega = 146,1$ keV, $\hbar\omega' = 95,1$ keV, $Z = 28$)

Die experimentell bestimmten Verhältnisse sind $19,3 (\pm 18\%)$ (Gold) und $230 (\pm 21\%)$ (Nickel). Somit passt, im Rahmen der statistischen Unsicherheit, das Verhältnis des Gold–Targets zu den Theoriewerten $19,0$ des Formfaktors **NF** und zu $21,4$ des Formfaktors **MF**. Das Verhältnis der Nickelmessung stimmt mit dem Theoriewert $228,6$ des **RFASF**–Formfaktors überein. Die Unterschiede in der Berechnung der Formfaktoren werden in Abschnitt 2.4.1 genannt.

teristische Fluoreszenzstrahlung der Targets mit der Targetdicke skaliert und festgestellt, dass das Verhalten den Erwartungen entspricht.

Im weiteren Verlauf der Datenauswertung wurde ein Algorithmus entwickelt, der das Compton–Profil unter Berücksichtigung der Beamline–Parameter, der geometrischen Versuchsanordnung und der Detektoreigenschaften, modelliert. Zur Bestimmung der Intensität des Compton–Peaks wurde dieses Profil mittels der Methode der kleinsten Quadrate an die Messdaten angepasst. Nach anschließender Bestimmung der Intensität des Rayleigh–Peaks wurde das experimentelle Verhältnis der Intensitäten von Compton– zu Rayleigh–Streuung bestimmt und im Rahmen der Messunsicherheit mit verschiedenen Theoriewerten verglichen. Die unterschiedlichen Theoriewerte stammen aus verschiede-

nen Varianten zur Berechnung des Formfaktors des differentiellen Rayleigh–Wirkungsquerschnittes (Abschnitt 2.4.1).

Trotz der relativ kurzen Experimentzeit von lediglich drei Tagen und der daraus resultierenden geringen Statistik gibt es für beide Targetmaterialien, Nickel und Gold, jeweils Theoriewerte, die mit dem experimentell bestimmten Verhältnis von Compton– zu Rayleigh–Streuung übereinstimmen. Für das Verhältnis der Gold–Messung passt der Theoriewert mit *nicht-relativistischem*– aber auch jener des *modifizierten–Formfaktors* im Rahmen der Messungenauigkeit überein. Für die Nickel–Messung passt die Theorie des *relativistischen Formfaktors mit anormalem Streufaktor* im Rahmen des Fehlers mit den experimentellen Befunden überein. An der großen Differenz, den die theoretischen Daten aufweisen, zeigt sich aber auch die große Schwierigkeit, die es bei der Beschreibung der elastischen Streuung mit hohen Impulsüberträgen unter großen Streuwinkeln gibt. Ausgeschlossen werden kann jedoch keiner der theoretischen Werte, denn aufgrund der hohen Unsicherheit des experimentellen Ergebnisses stimmen die weiteren Theoriewerte zumindest in der Zwei–Sigma–Umgebung ebenfalls mit dem experimentellen Verhältnis überein. Um eine höhere Messgenauigkeit zu erreichen muss, wie in Abschnitt 4.5 diskutiert, die Zählrate der an Luft gestreuten Compton–Photonen reduziert werden. Festzuhalten ist, dass lediglich eine höhere Statistik mit dem hier gewählten experimentellen Aufbau zu keiner signifikanten Reduktion der Messungenauigkeit führt. Um die Ungenauigkeit bei der Intensitätsbestimmung des Compton–Peaks deutlich zu reduzieren, muss für die zukünftigen Experimente eine Vakuumkammer konstruiert werden.

Während der Strahlzeit wurde auch mit dünneren Gold–Targets der Stärken $0,7 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ und $1,4 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ experimentiert. Allerdings ist die Zählrate der Compton–Streuung am Target bei diesen Messungen so gering, dass nach Subtraktion des Untergrundes kein messbarer Compton–Peak im untergrundbereinigten Spektrum zu erkennen ist. Der relative Fehler der Intensität $\frac{\Delta I}{I}$ des Rayleigh–Peaks, für das dickste angefertigte Gold–Target der Stärke $2,1 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$, liegt bei ca. 20 % (Tabelle 4.4). Für dünnere Targets wird das Verhältnis von Intensität zu Untergrund schlechter. Bei dem nächst dünneren Gold–Target der Dicke $1,4 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ wächst $\frac{\Delta I}{I}$ auf etwa 40 % an.

5 Ausblick

Das in dieser Arbeit beschriebene Experiment ist das Auftaktexperiment für weitere Experimente zur Untersuchung der elastischen Streuung von Röntgenstrahlung. Unter den Streuwinkeln 151° und 156° wurde das Verhältnis von inelastischer (Compton-)Streuung zu elastischer (Rayleigh-)Streuung bei einer Photonenenergie von 146 keV untersucht. Künftig soll dieses Verhältnis auch für dünnere Targetdicken bestimmt werden. In dieser Arbeit wurde deutlich, dass neben einer längeren Messzeit vor allem auch eine Reduktion der an Luft Compton-gestreuten Photonen ausschlaggebend für präzisere Ergebnisse ist. Zu diesem Zweck wird man nun für das Target eine Vakuumkammer entwerfen müssen, was die Überlegung mit sich bringt, die hier eingesetzten Folientargets durch ein einfaches Gastarget zu ersetzen. Durch den Einsatz der Vakuumkammer wird es möglich sein, die Ungenauigkeit der Messung drastisch zu reduzieren und die statistische Unsicherheit des Verhältnisses deutlich zu senken. Weiterhin muss überlegt werden, wie künftig mit der massiven Untergrundstrahlung der Messhütte umgegangen wird. Bei einer weiteren Messung an der selben Beamline, muss der Detektor effektiv von der nicht lokalisierbaren Untergrundstrahlung der Messhütte abgeschirmt werden. Eleganter ist es sicherlich, auf mögliche Beamlines auszuweichen die darauf optimiert sind, Detektoren auch jenseits des Strahlgangs zu positionieren. Durch die Reduktion der Untergrundstrahlung können dann bezüglich der vorhandenen Theoriewerte (Tabelle 4.5) deutlich bessere Aussagen über deren Gültigkeit gemacht werden.

Desweiteren sind Prozesse höherer Ordnung wie z.B. die *Doppelte Compton-Streuung* oder die *Delbrück-Streuung* (Abschnitt 2.4.3) von besonderem künftigen Interesse. Auf lange Sicht ist es das Ziel, Polarisationsstudien zu den Komponenten der elastischen Streuung durchzuführen. Ein erster Schritt in diese Richtung ist die Untersuchung der Polarisations-eigenschaft der Rayleigh-Streuung unter großen Streuwinkeln und Streumaterialien hoher Ordnungszahl. Ein erster Versuch hierzu wurde ebenfalls im Rahmen dieser Strahlzeit unternommen und in [15] ausgewertet und diskutiert. Neben den Verhältnismessungen muss auch die Messung der Polarisation für mehrere Experimentparameter durchgeführt werden. Die Fragestellung wird sein, wie beide Observablen mit der

Kernladungszahl des Targets und der Energie der Primärphotonen skalieren.

Nachdem in diesem ersten Experiment gezeigt wurde, dass mit der vorhandenen Ausstattung Experimente dieser Art generell möglich sind und darüber hinaus untersucht wurde wie künftige Experimente an Präzision gewinnen, wird nun eine weitere Strahlzeit beantragt. Je nach Ausrichtung des anschließenden Experimentes sollte berücksichtigt werden, die Strahlzeit eventuell an PETRA III durchzuführen. Gerade in Hinblick darauf, mit mehreren Energien oberhalb von 150 keV zu messen bietet PETRA III wesentlich mehr Spielraum, wohingegen DORIS III in diesem Energiebereich drastisch an Intensität verliert¹.

¹Veranschaulicht wird dies in Abbildung 3.2. Dort ist die Peak-Brillanz, welche mit der Intensität korreliert, für PETRA III und DORIS III gegen die Energie aufgetragen.

Appendix

Abbildungsverzeichnis

2.1	Linearer Schwächungskoeffizient von Nickel, Germanium und Gold. . . .	11
2.2	Schematische Darstellung des Compton-Effekts.	14
2.3	Berechnetes Compton-Profil von Nickel und Gold.	17
3.1	Schematische Darstellung des Speicherrings DORIS III.	24
3.2	Spektrale Brillanz verschiedener Synchrotron-Strahlungsquellen am DESY.	27
3.3	Schematische Darstellung eines Wigglers.	28
3.4	Fotografie des Experimentaufbaus.	30
3.5	Schematische Darstellung des Experimentaufbaus.	31
4.1	Rohspektren von Nickel und Gold.	35
4.2	Kalibrationsspektrum einer Ba-133 Quelle.	39
4.3	Gold-Fluoreszenzlinien bei unterschiedlicher Targetdicke.	40
4.4	Normierung der charakteristischen Fluoreszenzstrahlung.	42
4.5	Untergrundbereinigtes Gold-Spektrum.	43
4.6	Fehlerhafter Gauß-Fit des Rayleigh-Peaks.	44
4.7	Angepasstes Compton-Profil.	49

Tabellenverzeichnis

4.1	Energien der charakteristischen Fluoreszenzstrahlung.	36
4.2	Energien des Ba-133 Kalibrationsspektrums.	38
4.3	Anzahl der Photonen im Rayleigh-Peak.	45
4.4	Intensitätsverhältnis von Compton zu Rayleigh – experimenteller Wert .	50
4.5	Intensitätsverhältnis von Compton zu Rayleigh – theoretische Erwartung	51

Literaturverzeichnis

- [1] N. Chaudhuri S. S. Nandi, R. Dutta. Large angle elastic scattering of 59.5 keV photons. *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*, 20(16):4027, 1987.
- [2] Ibrahim S. Elyaseery, A. Shukri, C. S. Chong, A. A. Tajuddin, and D. A. Bradley. Photon-atom scattering of 13.95-, 17.75-, 26.36-, and 59.54-keV photons by Cu, Zn, Zr, Nb, Mo, Ag, Cd, In, Sn, Ta, and W. *Phys. Rev. A*, 57(5):3469–3477, May 1998.
- [3] D. A. Bradley, O. D. Gonçalves, and P. P. Kane. Measurements of photon-atom elastic scattering cross-sections in the photon energy range 1 keV to 4 MeV. *Radiation Physics and Chemistry*, 56(1-2):125 – 150, 1999.
- [4] W. Heitler and L. Nordheim. Über die Wahrscheinlichkeit von Mehrfachprozessen bei sehr hohen Energien. *Physica*, 1(7-12):1059 – 1072, 1934.
- [5] S. C. Roy, Lynn Kissel, and R. H. Pratt. Elastic scattering of photons. *Radiation Physics and Chemistry*, 56(1-2):3 – 26, 1999.
- [6] U. Spillmann. Charakterisierung und erster experimenteller Einsatz von ortsauflösenden energiedispersiven Germanium-Detektoren zur Präzisionsspektroskopie an schweren Ionen. *Dissertation Hohann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt*, 2009.
- [7] J. H. Lambert. *Photometria, sive de mensura et gradibus luminis, colorum et umbrae. Sumptibus Vidae Eberhardi Klett*, 1760.
- [8] A. Beer. Bestimmung der Absorption des rothen Lichts in farbigen Flüssigkeiten. *Annalen der Physik und Chemie*, 86:78, 1852.
- [9] National Institute of Standards and USA Technology. XCOM: Photon cross sections database. <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/tab3.html>.
- [10] I. Hertel and C. Schulz, editors. *Atome, Moleküle und optische Physik 1*. Springer-Verlag, 2008.
- [11] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach*. Springer Berlin Heidelberg, 1994.
- [12] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 4*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010.

- [13] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, and F. Zetsche, editors. *Teilchen und Kerne*. Springer Berlin Heidelberg, 8 edition, 2009.
- [14] Arthur H. Compton. A quantum theory of the scattering of x-rays by light elements. *Phys. Rev.*, 21(5):483–502, May 1923.
- [15] T. Groß. Untersuchung der Polarisations-eigenschaften inelastisch gestreuter, harter Röntgenstrahlung (147 keV). *Diplomarbeit der Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg*, 2011.
- [16] National Institute of Standards and USA Technology. Xcom: Photon cross sections database. <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>.
- [17] Y. Nishina O. Klein. Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac. *Zeitschrift für Physik*, 52, 1929.
- [18] M. Nicke. Untersuchungen über den Doppel-Compton-Effekt. *Z. Physik*, 223:169 – 179, 1969.
- [19] S. Pasic and K. Ilakovac. Measurement of Compton scattering on bound electrons by the coincidence method. *Radiation Physics and Chemistry*, 75(11):1683 – 1687, 2006.
- [20] P. Eisenberger and P. M. Platzman. Compton scattering of x rays from bound electrons. *Phys. Rev. A*, 2(2):415–423, Aug 1970.
- [21] P. Eisenberger and W. A. Reed. Gamma-ray Compton scattering: Experimental Compton profiles for He, Ne, Ar, and Kr. *Phys. Rev. A*, 5(5):2085–2094, May 1972.
- [22] P. Eisenberger and W. A. Reed. Relationship of the relativistic Compton cross section to the electron’s velocity distribution. *Phys. Rev. B*, 9(8):3237–3241, Apr 1974.
- [23] J.B. Mann and J.T. Waber. Self-consistent relativistic Dirac-Hartree-Fock calculations of lanthanide atoms. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 5(2):201 – 229, 1973.
- [24] F. Biggs, L. B. Mendelsohn, and J. B. Mann. Hartree-Fock Compton profiles for the elements. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 16(3):201 – 309, 1975.
- [25] J. Felsteiner, R. Fox, and S. Kahane. Symmetry of the Compton profile of polycrystalline aluminum. *Solid State Communications*, 11(5):635 – 638, 1972.
- [26] P. P. Kane, Lynn Kissel, R. H. Pratt, and S. C. Roy. Elastic scattering of [gamma]-rays and x-rays by atoms. *Physics Reports*, 140(2):75 – 159, 1986.
- [27] J. H. Hubbell and I. Øverbø. Relativistic atomic form factors and photon coherent

- scattering cross sections. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 8(1):69–106, 1979.
- [28] S. Tashenov, A. Khaplanov, B. Cederwall, and K.-U. Schässburger. Hard x-ray polarimetry by means of rayleigh scattering. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 600(3):599 – 603, 2009.
- [29] L. Kissel, B. Zhou, S. C. Roy, S. K. Sen Gupta, and R. H. Pratt. The validity of form-factor, modified-form-factor and anomalous-scattering-factor approximations in elastic scattering calculations. *Acta Crystallographica Section A*, 51(3):271 – 288, 1994.
- [30] Y. Namito, S. Ban, and H. Hirayama. Implementation of linearly-polarized photon scattering into the egs4 code. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 332(1-2):277 – 283, 1993.
- [31] J. J. Thomson. Conduction of electricity through gases. *Cambridge University Press*, 1909.
- [32] A. I. Milstein and M. Schumacher. Present status of delbrück scattering. *Physics Reports*, 243(4):183 – 214, 1994.
- [33] W S C Williams, H S Caplan, and D T Stewart. The nuclear scattering of high energy photons. *Proceedings of the Physical Society*, 78(6):1125, 1961.
- [34] G.V. Smirnov. General properties of nuclear resonant scattering. *Hyperfine Interactions*, 123-124:31–77, 1999. 10.1023/A:1017007520099.
- [35] DESY Website. Free-electron laser flash. <http://flash.desy.de/>.
- [36] DESY Website. Doris. <http://doris.desy.de/>.
- [37] DESY Website. Mediendatenbank. <http://bilder.desy.de:9080/DESYmediabank/>.
- [38] Helmut Wiedemann. *Synchrotron radiation*. Springer, 2003.
- [39] DESY Website. Free-electron laser flash. <http://www.gnu.org/licenses/fdl-1.2.html>.
- [40] GSI Darmstadt. System for the analysis of tremendous amounts of nuclear data. <http://www-wnt.gsi.de/charms/SATAN/graf.htm>.
- [41] CERN. Minuit. <http://lcgapp.cern.ch/project/cls/work-packages/mathlibs/minuit/index.html>.
- [42] Sweden The Lund/LBNL Nuclear Data Search, Lund University. Table of radioac-

- tive isotopes, atomic data. <http://nucleardata.nuclear.lu.se/nucleardata/toi/>.
- [43] GSI Targetlabor Darmstadt. <http://www.gsi.de/informationen/wti/tl/index.html>.
- [44] J. Felsteiner and P. Pattison. Monte Carlo study of multiple scattering of photons in Compton profile measurements. *Nuclear Instruments and Methods*, 124(2):449 – 453, 1975.
- [45] T. Pitkanen, M.J. Cooper, D. Laundy, and R.S. Holt. The characterisation of multiple scattering in compton profile measurements. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 257(2):384 – 390, 1987.
- [46] Deutscher Kalibrierdienst DKD. Kalibrierschein für Ba-133 Quelle.
- [47] G. Weber. X-ray attenuation absorption calculator. <http://www.gsi.de/informationen/wti/tl/index.html>.
- [48] M. von Zimmermann. Beamlinebeauftragter. Mündliche Mitteilung zur Strahlzeit.
- [49] High Energy Accelerator Research Organization (KEK) JapanHirayama, Namito. The egs5 code system. <http://rcwww.kek.jp/research/egs/egs5.html>.
- [50] L. Wall. Perl. <http://www.cpan.org/>.
- [51] Datenblatt des Detektors.
- [52] Lawrence Livermore National Laboratory. Compute differential cross sections. <http://adg.llnl.gov/Research/scattering/fftab.html>.

Listing

```
1  #!/usr/bin/perl
2  #use diagnostics;           # use diagnostic tool at runtime
3  use strict;                 # makes you to write clean code

5  use Spreadsheet::WriteExcel; # write output-data zu MS-Excel-Sheet
6  use Spreadsheet::WriteExcel::Utility qw( xl_range_formula );
7  use Math::Random qw(random_normal); # enable better random numbers

9  my $workbook = Spreadsheet::WriteExcel->new('werte.xls');
10 my $worksheet = $workbook->add_worksheet('');
11 my $chart     = $workbook->add_chart( type => 'line', embedded => 1 );

13     $mc2      = 510.99906;      # in keV
14     $pi       = 3.14159265;
15     $alpha    = 137.036;
16     @hbar_comp = ();           # define compton-photon-energy array
17     $werte_row = 0;
18     $detres   = 0.545;        # detektor resolution in keV

21     # read theoretical compton-profil data from file "au_compton.DAT"
22     open DATEI, "<", "au_compton.DAT";
23     $i = 0;
24     while (<DATEI>) {
25         ($X[$i], $Y[$i]) = (split)[0,1];
26         $i++;
27     }
28     close DATEI;

31     # read detector efficiency data from file "ENERGIEEFFIZIENZ"
32     open DATEI, "<", "ENERGIEEFFIZIENZ";
33     $i = 0;
34     while (<DATEI>) {
35         ($effE[$i], $effF[$i]) = (split)[0,1];
36         $i++;
37     }
38     close DATEI;

41     # --- --- --- define theta ange --- --- ---
42     $theta_c = 156;           # [GRAD] (Center of theta)
43     $theta_v = 1.1;         # [GRAD] (width of theta, theta +/-0.5*width)
```

```

44     $theta_h = 0.05;                # Schrittweite [GRAD]
45     for ( $i = $theta_c - $theta_v ; $i <= $theta_c + $theta_v ; $i += $theta_h ) {
46         push(@theta, $i * $pi / 180); # theta jetzt im Bogenmaß
47     }

50     # read energy calibrated channel from data file "ENERGIEESTELLEN"
51     open HBARCOMP, "<", "ENERGIEESTELLEN";
52     while (<HBARCOMP>) {
53         push(@hbar_comp, (split)[0]);
54     }
55     close HBARCOMP;

58     # --- --- --- define hbar --- --- ---
59     $hbar_c = 146.09;                # energie of primary beam [keV]
60     $hbar_v = 0.25;                # width of beamenergy [keV]
61     $hbar_h = 0.05;                # step size of beamenergy [keV]
62     for ( $i = $hbar_c - $hbar_v ; $i <= $hbar_c + $hbar_v ; $i += $hbar_h ) {
63         push(@hbar, $i);
64     }

67     # main program: calculates the Compton-Profil ($JZ)
68     #   for each calibrated channel ($hbar_comp)
69     #   for each possible beam-energy ($hbar) and
70     #   for each angle $theta.
71     foreach $hbar_comp (@hbar_comp) {
72         $JZ = 0;

74         foreach $hbar (@hbar) {
75             foreach $theta (@theta) {

77                 $theta_n = $theta;
78                 $p_z_au = $alpha
79                     * ($hbar - $hbar_comp - $hbar * $hbar_comp * (1 - cos($theta_n)) / $mc2)
80                     / sqrt(($hbar**2 + $hbar_comp**2 - 2 * $hbar * $hbar_comp * cos($theta_n)));

82                 $JZ += compton_profile(abs($p_z_au));

84             }
85         }

86     # --- --- --- Werte normieren --- --- ---
87     $JZ /= ( @theta * @hbar);
88     # --- --- --- normierte Werte zwischenspeichern --- --- ---
89     push(@JZ_norm, $JZ);
90     # --- --- --- correction with detector efficiency --- --- ---
91     $JZ_effkorr = $JZ * effizienz_korrektur(abs($hbar_comp));
92     # --- --- --- save efficiency corrected values --- --- ---
93     push(@JZ_effkorr, $JZ_effkorr);
94 }

```

```

98 # calculate Klein-Nishina formula
99 sub compton_profile {
101     $pz = $_[0];
102     $help = undef;
104     foreach (0..$#X) {
106         if ( ($pz >= $X[$_] ) && ($pz < $X[$_+1]) ) {
107             $help = $Y[$_];
108             return $help;
109         }
110     }
111     $help = 0;
112     return $help;
113 }
116 # calculate efficiency correction
117 sub effizienz_korrektur {
119     $effkorr = $_[0];
120     $help = undef;
122     foreach (0..$#effE) {
124         if ( ($effkorr >= $effE[$_]) && ($effkorr < $effE[$_+1]) ) {
125             $help = ( ( $effF[$_+1] - $effF[$_] ) / ( $effE[$_+1] - $effE[$_] ) )
126                 * abs( $effkorr - $effE[$_] ) + $effF[$_];
127             $help /= 100000;
128             return $help;
129         }
130     }
131     $help = 0;
132     return $help;
133 }
136 # create random numbers zu calibrate detector-resolution effects
137 foreach $stuetzstelle (@hbar_comp) {
138     $JZ_detres = 0;
139     $JZ_detres_effkorr = 0;
140     # normalverteilte Zufallszahlen erzeugen die um Stützstelle verschmiert sind
141     for (1..1000) {
142         push(@zufallswerte, random_normal(1, $stuetzstelle, $detres));
143     }
144     # jede verschmierte ZZ einer Stützstelle zuordnen
145     while (@zufallswerte) {
146         $channel = 0;
147         $channel = sort_zz(pop(@zufallswerte));
148         $Ecounts[$channel]++;
149     }

```

```

150 # gewichten
151 foreach (0..$#hbar_comp) {
152     if ( $Ecounts[$_] > 0 ) {
153         $JZ_detres      += $Ecounts[$_] / 1000 * $JZ_norm[$_];
154         #ADD: Effizienzkorrektur
155         $JZ_detres_effkorr += $Ecounts[$_] / 1000 * $JZ_effkorr[$_];
156         #END: Effizienzkorrektur
157     }
158     $Ecounts[$_] = 0;
159 }
160 push(@JZ_detres,$JZ_detres);
161 #ADD: Effizienzkorrektur
162 push(@JZ_detres_effkorr,$JZ_detres_effkorr);
163 #END: Effizienzkorrektur
164 }

167 sub sort_zz {
168     my $zz_tmp = $_[0];
169     foreach (0..$#hbar_comp) {
170         if ( ($zz_tmp>=$hbar_comp[$_] ) && ($zz_tmp<$hbar_comp[$_+1]) ) {
171             return $_;
172         }
173     }
174 }

177 # write output data to MS Excel and
178 # create a spectra with the Compton-Profile on the
179 # y-axis and Energy on the x-axis.
180 $werte_row = 0;
181 foreach $hbar_comp (@hbar_comp) {
182     $worksheet->write($werte_row, 0, $hbar_comp);
183     $worksheet->write($werte_row, 1, $JZ_norm[$werte_row]);
184     $worksheet->write($werte_row, 2, $JZ_detres[$werte_row]);
185     $worksheet->write($werte_row, 3, $JZ_detres_effkorr[$werte_row]);
186     $werte_row++;
187 }

189 $chart->add_series(
190     categories => xl_range_formula( 'Sheet1', 0, $werte_row, 0, 0),
191     values     => xl_range_formula( 'Sheet1', 0, $werte_row, 1, 1),
192     );
193 $chart->set_title ( name => 'JZ gegen hbar_comp' );
194 $chart->set_x_axis( name => 'Energie hbar_comp [keV]' );
195 $chart->set_y_axis( name => 'JZ' );
196 $worksheet->insert_chart( 'F3', $chart, 25, 10 );
197 print "End.\n";

```

Danksagung

Danken möchte ich an erster Stelle Herrn Prof. Dr. Thomas Stöhlker, der mir die Möglichkeit und das Vertrauen schenkte, dieses Experiment und diese Arbeit mit einem hohen Maß an Selbstständigkeit durchzuführen. In vielen konstruktiven Gesprächen schafft er es immer wieder, Faszination und Begeisterung für die Physik zu wecken.

Besonders danken möchte ich auch meinen Betreuern Renate Märtin und Dr. Günter Weber, sowie meinem persönlichen Berater für Elektronikangelegenheiten Dr. Uwe Spillmann für ihren unermüdlichen Einsatz während der Experimentdurchführung, vor allem aber auch für die sofortige und kompetente Beantwortung aller meiner schlaun und weniger schlaun Fragen.

Ebenfalls zum Erfolg des Experimentes beigetragen haben die Mitarbeiter des Targetlabors der GSI sowie die Mitarbeiter der mechanischen Werkstatt des Physikalischen Instituts der Universität Heidelberg durch ihre überaus freundliche Beratung und Anfertigung der Targets und des Detektorfuß–Detektortisch–Adapters. Selbiges gilt für die Mitarbeiter der Werkstatt des HASYLAB, die ausgesprochen schnell und kurzfristig den Positionierungsstift der Targets auf eine geeignete Länge gekürzt haben. Besonders erwähnen möchte ich auch Davide Racano, der teilweise noch knapp vor Experimentbeginn das ein oder andere mechanische Ausrüstungsteil binnen kürzester Zeit angefertigt hat.

Nicht vergessen werden sollen meine Kollegen und Mitarbeiter, die Atomphysiker der GSI, die durch ihr sympathisches Miteinander bei etlichen gemeinsamen Sitzungen, Mittagessen und Kaffeepausen für ein unglaublich angenehmes Arbeitsklima sorgen.

Danken möchte ich auch meinen Eltern, die trotz einiger Umwege, meinen Werdegang mit viel Geduld unterstützen.

Herzlichen Dank richte ich an Thorsten Groß für die 50000 gemeinsamen Autobahnkilometer und die harmonische Schreibtischnachbarschaft, doch vor allem für die überaus wertvolle Freundschaft.

Und schließlich danke ich Stefanie Fitterling für sehr viel Geduld und ihre seelisch–moralische Unterstützung sowie die schöne Zeit, die wir gemeinsam verbringen.

Erklärung:

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

Heidelberg, den 7. März 2011

.....