

Compton - Polarimetrie mit ortsauflösenden Röntgendetektoren

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

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

von
Sebastian Heß
aus Hanau

Frankfurt am Main 2009
(D30)

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

Dekan: Prof. Dr. Dirk - Hermann Rischke

Gutachter: Prof. Dr. Th. Stöhlker

Prof. Dr. Reinhard Dörner

Datum der Disputation: 28.01.2010

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	5
2	Physikalische Theorie	9
2.1	Radiativer Elektroneneinfang	9
2.2	Winkelverteilungen	12
2.3	Polarisation der Einfangstrahlung	18
2.4	Alignment	21
2.5	Besonderheiten hochgeladener schwerer Ionen	22
3	Compton - Polarimetrie mit Halbleiter - Detektoren	25
3.1	Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung mit Materie . . .	26
3.2	Funktionsweise und Aufbau von Halbleiterdetektoren	31
3.3	Allgemeines zur Compton - Polarimetrie	35
4	Polarimetrie mit dem 2D Si(Li) Polarimeter	41
4.1	Der 2D Si(Li) Streifendetektor	41
4.2	Verwendung als 2D Compton - Polarimeter	44
5	Experimentaufbau	53
5.1	Die Beschleunigeranlage der GSI	53
5.2	Der Experimentier - Speicherring	55
5.3	Elektronenkühler und Gastarget	59
5.4	Verwendete Detektorsysteme und Aufbau	61

6 Erzeugung hochpolarisierter Röntgenstrahlung durch K-REC in Xe^{54+} und Nachweis der Einsetzbarkeit des Polarimeters	65
6.1 Experiment	65
6.2 Datenanalyse	66
6.3 Vergleich mit der Theorie und Diskussion der Ergebnisse	69
7 Bestimmung der linearen Polarisation der Strahlung des Radiativen Elektroneneinfangs in die K- und L- Schalen in U^{91+} und U^{92+}	75
7.1 Experimente	75
7.2 Datenanalyse	78
7.3 Vergleich mit der Theorie und Diskussion der Ergebnisse	79
8 Vergleich mit Simulationen und früheren Methoden	89
8.1 Monte - Carlo - Simulationen mit dem EGS 5 Programmpaket	89
8.2 Simulationen des 2D Si(Li) Polarimeters	90
8.3 Vergleich mit früheren Methoden	91
9 Zusammenfassung	95
10 Ausblick	97
11 Danksagung	101
A Anhang	103
A.1 Literaturverzeichnis	105
A.2 Abbildungsverzeichnis	116
A.3 Curriculum Vitae	123

Kapitel 1

Einführung

Durch die Verwendung moderner Halbleiterdetektoren konnten in den vergangenen Jahrzehnten zahlreiche neue Fenster zum Verständnis atomphysikalischer Prozesse geöffnet werden. Die mit diesen Detektoren etwa an Speicherringen oder EBIT's gewonnenen Röntgenspektren und Winkelverteilungen lieferten über Jahre hinweg wichtige Einblicke in die Details der Physik von Ionen - Atom - Stößen [1]. Neben der Gewinnung von spektralen Informationen und Winkelverteilungen ist auch die mit diesen Detektoren erschlossene zeitliche Information von Bedeutung, etwa um Koinzidenzmessungen durchführen zu können. Eine vierte - bislang experimentell kaum erschlossene - Information ist die lineare Polarisierung der emittierten Röntgenstrahlung. Da viele natürliche physikalische Prozesse hochgradig polarisierte Röntgenstrahlung emittieren, kommen Polarisationsmessungen im Röntgenbereich sogar eine Schlüsselrolle zu. Ein schönes Beispiel für einen solchen Prozess ist die in dieser Arbeit untersuchte Strahlung des Radiativen Elektroneneinfangs [2]. Es handelt sich hierbei um einen der wichtigsten Wechselwirkungsprozesse bei Stößen hochgeladener schwerer Ionen mit neutralen Targetatomen, bei dem während des Stoßes ein nur leicht gebundenes (quasi - freies) Elektron aus dem Targetatom in das Projektilion übertragen und ein energetisch adäquates Photon emittiert wird. Im Folgenden wird zwischen dem Radiativen Elektroneneinfang (REC) und der Radiativen Rekombination (RR) - dem Einfang des freien Elektrons - nicht unterschieden. Radiativer Elektroneneinfang stellt somit eine Zeitumkehrung

der Photoionisation dar, welcher in experimentellen Studien für hochgeladene schwere Ionen kaum zugänglich ist. Der Radiative Elektroneneinfang hingegen ist bei solchen Stoßexperimenten unter einer Vielzahl von Aspekten beobachtbar und eignet sich damit hervorragend, die Details des Photoionisationsprozesses in der Zeitumkehr zu studieren. In der Natur kommt Radiativer Elektroneneinfang zum Beispiel in der Wechselwirkung zwischen dem Sonnenwind und der Koma von Kometen vor [3] und stellt, nach bisherigem Wissen, den dominierenden Beitrag zu der von diesen Himmelskörpern emittierten Röntgenstrahlung dar. Der hohe Grad linearer Polarisierung der bei diesem Prozess emittierten Strahlung wird bei einem Vergleich mit der Photoionisation verständlich. Hier wird das Elektron fast ausschließlich entlang der Richtung des elektrischen Feldvektors emittiert. In dem Verständnis des Radiativen Elektroneneinfangs als Zeitumkehrung der Photoionisation wird das emittierte Photon im Rahmen nicht-relativistischer Theorien innerhalb der Reaktionsebene immer eindeutig orientiert sein, also zu einer einhundertprozentigen Polarisierung führen. Neue, vollständig relativistische theoretische Untersuchungen zeigen jedoch, dass unter kleinen Emissionswinkeln ein starker Rückgang der Polarisierung zu erwarten ist. Bei besonders hohen Strahlenergien wird sogar eine Umkehrung des gemessenen Stokes-Parameters erwartet. Anschaulich bedeutet diese bisher bei dem Einfang in hochgeladene schwere Ionen noch nie beobachtete Vorhersage, dass bei dem Photoeffekt das Elektron entlang des magnetischen Feldvektors emittiert würde. Die Ursache für dieses ungewöhnliche Verhalten liegt in der relativistischen Natur der Stöße sowie den höheren Ordnungen der Multipolentwicklung. Wegen des besonderen Verhältnisses des mittleren Elektronenbahnradius zur Wellenlänge müssen diese bei hochgeladenen schweren Ionen berücksichtigt werden. Ein Beispiel für eine beitragende höhere Ordnung ist der magnetische Dipolübergang M1, bei welchem sich der Elektronenspin während des Übergangs umdreht. Obwohl eine experimentelle Überprüfung dieser Prozesse durchaus von Interesse ist, blieb in Ermangelung ausreichend effizienter Detektionsmethoden bislang jedoch ausgerechnet dieses "Beobachtungsfenster" zu physikalischen Prozessen verschlossen. Und dies auch, obwohl Röntgenpolarisation zusätzlich in vielen anderen Bereichen der Atomphysik von großem Interesse ist, etwa der Pola-

rimetrie charakteristischer Linien oder den mit der Atomphysik verbundenen Wissenschaften.

Durch aktuelle technische Entwicklungen stehen jedoch seit kurzem neuartige Halbleiterdetektoren zur Verfügung, die neben der Gewinnung energetischer und zeitlicher Informationen auch eine erheblich verbesserte Ortsauflösung besitzen [4]. Durch geschickte Verwendung dieser Systeme als Compton - Polarimeter wird nun erstmals die lineare Polarisation experimentell mit hoher Effizienz erschlossen. Compton - Polarimeter werden prinzipiell seit Metzger und Deutsch - um 1950 - eingesetzt, allerdings nur mit relativ geringer Effizienz. Dabei wird der auf die Ausrichtung des Photons sensitive Compton - Streuprozess mit Hilfe zweier Detektoren (Streuer und Absorber) beobachtet. Durch Rotation des Absorber - Detektors um den Streuer kann sowohl die Qualität als auch die Quantität der anisotropen Streuwinkelverteilung gemessen und somit die Röntgenpolarisation bestimmt werden.

In der vorliegenden Arbeit wird der Prototyp eines neuartigen ortsauflösenden und multihitfähigen 2D Si(Li) Streifendetektors charakterisiert, dessen planarer Detektorkristall gleichzeitig sowohl als Streuer als auch als Absorber verwendet wird. Durch die Verwendung der energetischen Informationen wird eine eindeutigen Identifikation des Compton - Streueignisses sowie der gestreuten Photons ermöglicht. Dadurch können im Gegensatz zu den üblichen Polarimetern alle Streurichtungen des Compton - Prozesses parallel überwacht werden. Die hiermit verbundene Steigerung der Effizienz ermöglicht nun auch Messungen der Röntgenpolarisation im atomphysikalisch relevanten Energiebereich bei Experimenten an Speicherringen. Im Laufe dieser Arbeit konnte das Si(Li) Polarimeter an verschiedenen Experimenten zum Radiativen Elektroneneinfang und zur charakteristischen Strahlung am Experimentier-Speicherring der GSI eingesetzt werden. Die Charakterisierung des Detektors erfolgte anhand der hochpolarisierten Strahlung des Elektroneneinfangs in die K-Schale von nacktem Xenon. Anschließend wurden in zwei weiteren Experimenten neue Werte zur Polarisation des Elektroneneinfangs in die K-Schale sowohl des nackten als auch des wasserstoffähnlichen Urans durchgeführt. Durch das ausgeprägte Zentralpotential der hochgeladenen Uranionen, aber auch durch eine geschickte Wahl

der Strahlparameter, konnte eine partielle energetische Auflösung des Radiativen Elektroneneinfangs in die $j = \frac{1}{2}$ und $j = \frac{3}{2}$ L-Sublevel erreicht werden, so dass erstmals der Einfang in diese Level polarimetrisch untersucht werden konnte. Um das Verhalten der Polarisation der bei dem REC emittierten Strahlung unter kleineren Winkeln - in Bezug auf die Strahlachse - zu untersuchen, wurde zusätzlich zu dem in dieser Arbeit charakterisierten 2D Si(Li) Streifendetektor ein 2D Ge(i) Mikrostreifendetektor als Polarimeter eingesetzt.

In dieser Arbeit stelle ich zunächst die physikalische Theorie zum Radiativen Elektroneinfang sowie zur Messung der linearen Polarisation von Röntgenstrahlung dar. Anschließend stelle ich das neuartige Si(Li) Polarimeter und die Experimentierumgebung der der GSI vor. Es folgt eine detaillierte Beschreibung der durchgeführten Experimente einschließlich der Analyse und einer Diskussion der Ergebnisse. Ein kurzer Vergleich mit Monte-Carlo-Simulationen rundet den experimentellen Teil dieser Arbeit ab. Ich schließe die Arbeit mit der Zusammenfassung, einem Ausblick und der Danksagung. Zu dieser Arbeit befinden sich derzeit mehrere Veröffentlichungen in Vorbereitung.

Kapitel 2

Physikalische Theorie

2.1 Radiativer Elektroneneinfang

Radiativer Elektroneneinfang (Radiative Electron Capture - REC) ist ein wichtiger Wechselwirkungsprozess bei Stößen zwischen hochgeladen schweren Ionen und neutralen Targetatomen. In diesem Prozess wird ein nur leicht gebundenes (quasi - freies) Elektron aus dem Stoßpartner in das Projektilion übertragen. Dabei wird von dem Emittersystem aus gesehen ein Photon der Energie

$$\hbar\omega' = |\epsilon_f| - \gamma|\epsilon_i| + T_e - \gamma v q_z \quad (2.1)$$

emittiert. Dabei ist ϵ_f die finale Bindungsenergie im Projektilion, ϵ_i die Bindungsenergie im Stoßpartner, T_e die kinetische Energie der Elektronen und q_z der longitudinale Impuls der Elektronen [8]. Radiativer Elektroneneinfang stellt somit eine in Schwerionen - Atom - Stößen leicht experimentell zugängliche Zeitumkehrung des Photoeffektes dar. Bei hohen Strahlenergien und hohen Kernladungen des Projektilions im Vergleich zu dem Stoßpartner ($Z_p \gg Z_T$) tritt er als ein dominierender Effekt auf. Die bei diesem Effekt emittierte Strahlung ist experimentell unter vielen Aspekten untersuchbar [5] und eignet sich daher hervorragend, um die Details des Photoionisationsprozesses in der Zeitumkehr zu studieren. In Speicherringexperimenten kann die kinetische Energie der Projektilionen (und somit im Emittersystem die kinetische Energie T_e der Elektronen) frei gewählt werden, weshalb die Lage der Rekombinationslinien in den

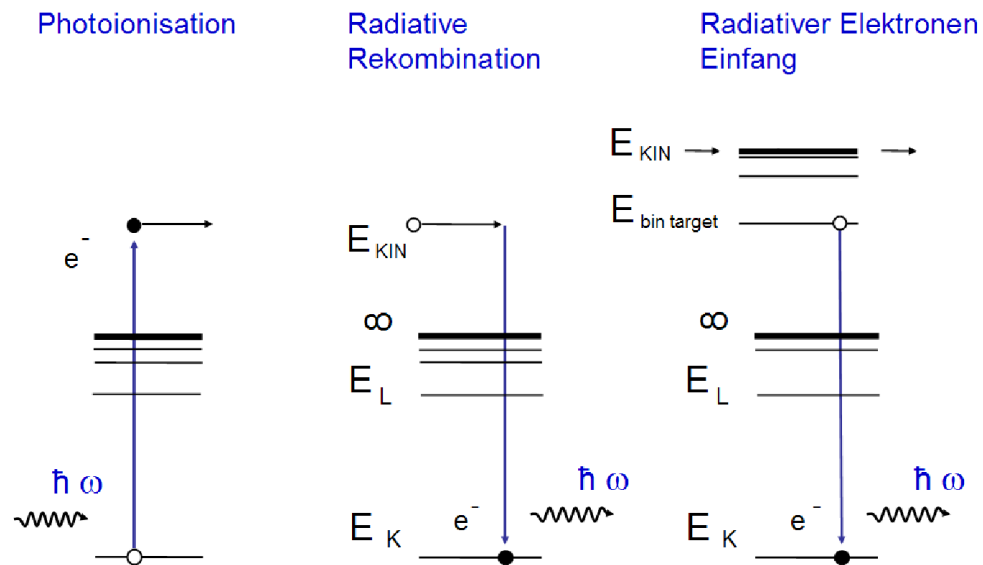


Abbildung 2.1: Radiativer Elektroneneinfang sowie Radiative Rekombination stellen die Zeitumkehr der Photoionisation dar.

Röntgenspektren durch eine Veränderung der Strahlenergie verschoben werden kann. Weiterhin geht in die Energie des emittierten Photons die Bindungsenergie $|\epsilon_f|$ des Projektilions ein. Dabei skaliert die Bindungsenergie mit der Kernladung und mit der Hauptquantenzahl gemäß $\frac{Z^2}{n^2}$. Im Gegensatz zum Einfang eines freien Elektrons, der sogenannten Radiativen Rekombination (Radiative Recombination - RR), tritt außerdem die ursprüngliche Bindungsenergie des Elektrons im Targetatom $|\epsilon_i|$ auf, da diese Energie aufgebracht werden muss, um das Elektron aus dem Targetatom zu lösen. Verglichen mit dem Potential des einfangenden Projektilions handelt es sich bei den im Targetatom gebundenen Elektronen jedoch nur um leicht gebundene, sogenannte "quasi-freie" Elektronen. Insbesondere macht sich das Potential des Targetatoms hier in einer Impulsverteilung der Elektronen zu dem Zeitpunkt des Einfangs bemerkbar (sog. Compton - Profil), welche in der Summe zu einer Energieverschmierung der REC - Linien führt [2; 6; 7]. Diese wird durch den letzten Term $\gamma v q_z$ beschrieben. Da sich die Breite des Compton - Profils mit zunehmender Bindungsenergie vergrößert, ist eine Verwendung leichter Targetgase notwendig, um eine gute Energieauflösung

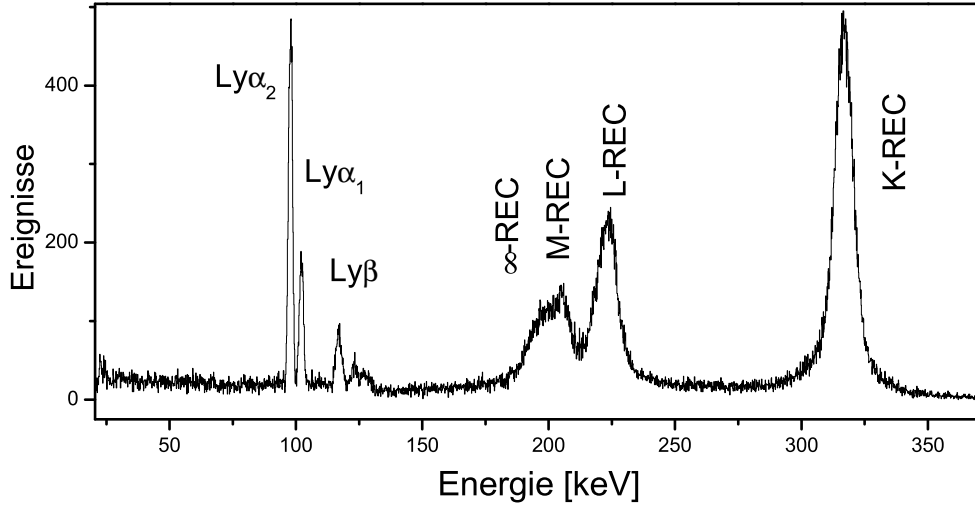


Abbildung 2.2: Exemplarisches Spektrum der bei Ionen - Atom - Stoßprozessen entstehenden Röntgenstrahlung [12] - Aufgrund der Impulsverteilung der Elektronen im Stoßpartner sind die Linien der Einfangstrahlung energetisch verschmiert (Compton - Profil) und daher deutlich breiter als die in dem Spektrum ebenfalls zu erkennenden Linien der Lyman - Übergangsstrahlung.

der REC-Linien zu erreichen. Für den totalen Wirkungsquerschnitt des Radiativen Elektroneneinfangs in Bezug auf die Target- und Projektilladung sowie die Projektilenergie gilt:

$$\sigma_{REC} \propto \frac{Z_{Projectile}^5 Z_{Target}}{\sqrt{v^5}} \quad (2.2)$$

Der Radiative Elektroneneinfang steht in Konkurrenz zu dem Nicht - Radiativen - Einfang (Non Radiative Capture - NRC), bei welchem keine Photonen emittiert werden. Dennoch werden hier die Energie- und Impulserhaltungssätze nicht verletzt, da die Impuls-Komponente der ursprünglichen Wellenfunktion ihr Gegenstück im Projektilion findet. Da dies bei höheren Kernladungszahlen des Targetgases sowie niedrigen Strahlenergien wahrscheinlicher ist, dominiert

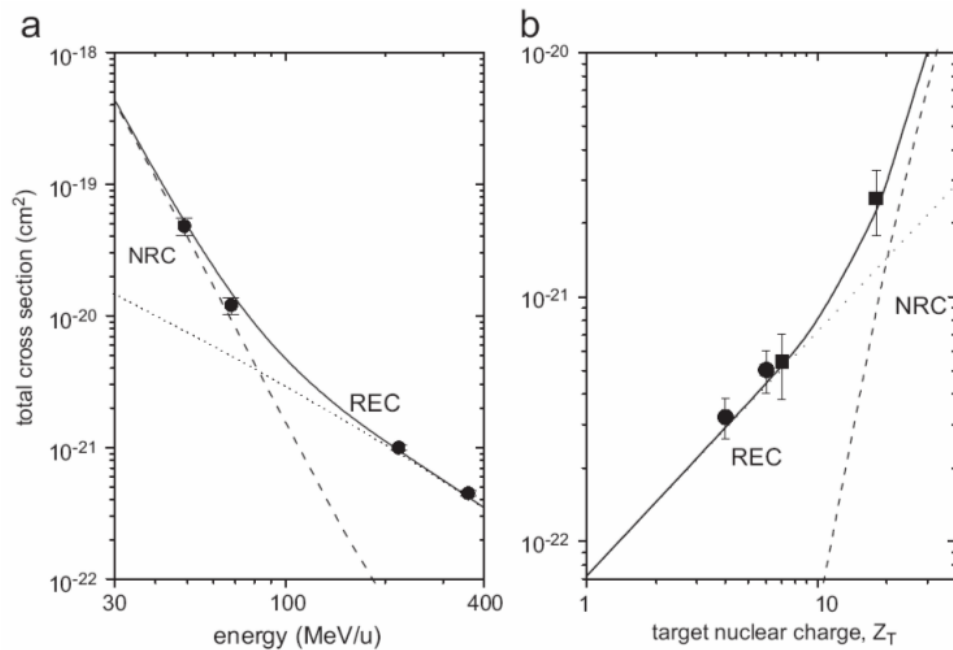


Abbildung 2.3: Totale Wirkungsquerschnitte für Radiativen und Nicht-Radiativen Elektroneneinfang im Vergleich [6; 8]

in diesen Bereich der NRC. Der totale Wirkungsquerschnitt des NRC verhält sich gemäß:

$$\sigma_{NRC} \propto \frac{Z_{\text{Projectile}}^5 Z_{\text{Target}}^5}{v^{12}} \quad (2.3)$$

2.2 Winkelverteilungen

Um zu winkeldifferentiellen Wirkungsquerschnitten des Radiativen Elektroneneinfangs zu gelangen, müssen zum Teil äußerst komplexe Rechnungen durchgeführt werden. Leider ist es nicht möglich, für dieses Dreikörperproblem eine exakte analytische Lösung zu finden [8], welche einer gleichzeitigen Beschreibung ebenso des Target- wie des Projektilions entspricht. Näherungen, bei denen Anfangs- und Endzustand zunächst im Target- und dann im Projektilsystem berechnet werden, führen zu Problemen, da die Basissätze der Wellen-

funktionen nicht orthogonal zueinander stehen. Unter Berücksichtigung der bereits erwähnten Tatsache, dass das Potential des einfangenden Projektilions sehr viel stärker ist als das des Targetatoms, ist es jedoch durchaus sinnvoll, komplett im System des Projektilions zu rechnen. Das Potential des Target-Atoms geht dann vor allem in der Impulsverteilung des Anfangszustandes (sogenannte Impuls-Näherung) und durch die Anzahl der Elektronen ein. Zur Bestimmung der Winkelverteilungen kann im Wesentlichen der Einfang eines freien Elektrons (RR) gerechnet werden. Für die Photoionisation, deren Übergangsmatrixelement aus der Störungsrechnung folgt, gilt [8]:

$$M_{\mathbf{p},n}(m_s, \lambda, \mu_n) = \int \psi_{\mathbf{p},m_s}^\dagger(\mathbf{r}) \alpha \cdot \hat{\mathbf{u}}_\lambda e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \psi_{j_n,\mu_n}(\mathbf{r}) d^3r \quad (2.4)$$

Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma^{\text{ph}}(\theta)}{d\Omega} = \frac{\alpha m_e c^2}{4 \hbar \omega} \frac{\lambda^2}{2(2j_n + 1)} \sum_{\mu_n} \sum_{m_s=\pm 1/2} \sum_{\lambda=\pm 1} |M_{\mathbf{p},n}(m_s, \lambda, \mu_n)|^2 \quad (2.5)$$

Im nicht-relativistischen Limit entspricht dies:

$$\frac{d\sigma_{\text{ph}}}{d\Omega} = \frac{e^2}{2\pi m_e c} \frac{1}{\hbar^2} \frac{k_f}{\omega} \left| \int \varphi_f^*(\mathbf{r}) p_{\text{op}} \cdot \hat{\mathbf{u}} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \varphi_i(\mathbf{r}) d^3r \right|^2 \quad (2.6)$$

Prinzipiell lässt sich durch Verwendung aller notwendigen Phasenraum-Transformationen und unter Verwendung des Prinzips des Detaillierten Gleichgewichts [10] die Geometrie und der zeitliche Ablauf des Photoeffektes umkehren. Diese wird so mit der Radiativen Rekombination (RR), also dem Einfang eines freien Elektrons, in Verbindung gebracht:

$$\frac{d^2\sigma_{\text{RR}}(E, \theta)}{dE d\Omega} = \left(\frac{\hbar\omega}{m_e c^2} \right)^2 \frac{1}{\beta^2 \gamma^2} \frac{d^2\sigma_{\text{ph}}(E, \theta)}{dE d\Omega} \quad (2.7)$$

$$= \frac{(\gamma - 1 + |\epsilon_b|/m_e c^2)^2}{\gamma^2 - 1} \frac{d^2\sigma_{\text{ph}}(E, \theta)}{dE d\Omega} \quad (2.8)$$

Hierbei stellt θ die Emissionsrichtung des Photons relativ zur Einfangrichtung des Elektrons (Z-Achse) dar und ϵ_b die Bindungsenergie des eingefangenen Elektrons. Da man beim Übergang zu einer Beschreibung des REC zumeist die Ionenflugrichtung als Z-Achse verwendet, muss in diesem Fall θ durch $\pi - \theta$ ersetzt werden. Der Faktor $e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$ im Übergangsmatrixelement ist Ausdruck der ebenen Photonewelle und beinhaltet zusammen mit allen höheren Ordnungen der Multipolentwicklung den Effekt der Retardierung. Eine Reihenentwicklung des Faktors $e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} = 1 - ikr + (kr)^2 - \dots$ zerlegt den Ausdruck in die einzelnen sogenannten Multipolordnungen. Die ausschließliche Berücksichtigung des ersten Terms führt zur sogenannten Dipolnäherung. Eine solche Näherung macht Sinn, sofern die Wellenlänge des Lichtquants wesentlich kleiner ist als der mittlere Radius des Elektronenorbitals $k \ll r$ und somit bereits der zweite Term der Reihenentwicklung gegen Null geht. Durch Verwendung dieser Näherung im Rahmen einer nichtrelativistischen Theorie erhält man für den totalen Wirkungsquerschnitt die sogenannte Stobbe - Näherung [9]:

$$\sigma_{\text{RR}}^{\text{Stobbe}} = \frac{\pi^2}{3} a^3 \alpha_0^2 \left(\frac{\nu^3}{1 + \nu^2} \right)^2 \left((l + 1) [C_{nl}^{l+1}(\nu)]^2 + l [C_{nl}^{l-1}]^2 \right) \quad (2.9)$$

Dabei stellt $\nu = \frac{Ze^2}{\hbar\nu}$ den Sommerfeld - Parameter, a_0 den Bohrradius und C_{nl}^{l+1} und C_{nl}^{l-1} die Dipolmatrixelemente für den Einfang in den Zustand n,l dar. Für den Einfang in die K-Schale vereinfacht sich diese Formel zu dem bekannten Ausdruck:

$$\sigma_{\text{RR}}^{\text{Stobbe}} = \frac{2^8 \pi^2 \alpha}{3} \lambda^2 \left(\frac{\nu^3}{1 + \nu^2} \right)^2 \frac{e^{-4\nu \arctan(1/\nu)}}{1 - e^{-2\pi\nu}} \quad (2.10)$$

Hier ist $\lambda = \frac{\hbar}{m_e c}$ die Compton - Wellenlänge. Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt, speziell für den Einfang in den 1s Grundzustand, gilt dann:

$$\frac{d\sigma_{\text{RR}}^{\text{Stobbe}}(\theta)}{d\Omega} = \frac{3}{8\pi} \sigma_{\text{RR}}^{\text{Stobbe}} \sin^2(\theta) \quad (2.11)$$

Obwohl die Stobbe-Näherung ein gutes Werkzeug zur Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts bei niedrigen Projektilenergien darstellt, zeigen die ex-

perimentell gewonnenen Winkelverteilungen bei relativistischen Strahlenergien ein anderes Verhalten (siehe Bild 2.4): Trotz der in der Relativistik begründeten vorwärts gerichteten Abstrahlcharakteristik der Projektilionen ergibt sich eine \sin^2 - ähnliche Verteilung im Laborsystem [11]. Daher muss sich bei relativistischen Stößen die ursprüngliche Verteilung im Projektilsystem umso deutlicher von der durch die Stobbe-Näherung vorhergesagten Dipolverteilung unterscheiden. Eine Näherung, die auch die als Ursache in Frage kommenden höheren Ordnungen des Strahlungsfeldes berücksichtigt (Retardierung), dafür aber ebene Elektronenwellen verwendet, ist die sogenannte Bornsche - Näherung. Für die Bornsche Näherung, bei Einfang in die K-Schale, gilt:

$$\frac{d\sigma_{\text{RR}}^{\text{Born}}(\theta)}{d\Omega} \propto \frac{\sin^2(\theta)}{1 + \beta \cos(\theta)^4} \quad (2.12)$$

Das Maximum der Winkelverteilung ist dann nach hinten gerichtet. Die Anwendung der Lorentz - Transformation, welche das Abstrahlverhalten der relativistischen Projektilen beschreibt, biegt die Strahlungskeulen dann wieder nach vorne. Mathematisch kommt es für s-Zustände zu einem exakten Ausgleich der "Retardierung" durch die höheren Anteile der Multipolentwicklung und der Lorentz - Transformation.

Leider ist der Gültigkeitsbereich der Bornschen Näherung wegen der Verwendung der ebenen Elektronenwellen auf niedrige Stoßenergien und niedrige Kernladungen beschränkt. Bei höheren Kernladungen Z und höheren Strahlenergien muss dann entweder doch auf eine Stobbe - Näherung unter Verwendung von exakten Wellenfunktionen oder - besser - auf die aufwändige, vollständig relativistische Rechnung zurückgegriffen werden. Abb. 2.4 zeigt die Winkelverteilung der K-REC - Strahlung aus nacktem Uran auf Stickstoff bei 309.7 MeV/u [13]. Die nicht - relativistische ($\sin^2\theta$) Näherung im Labor-System ist in Abb. 2.4 durch die gestrichelte Linie vorgegeben. Für uns ist sie eine Testfunktion zur Messung relativistischer Effekte. Tatsächlich führt erst eine vollständige Berechnung nach Gleichung 2.7, unter Berücksichtigung aller relativistischen Effekte, zu einer Verschiebung der Verteilung zu den niedrigeren Winkeln (durchgezogene Linie). Es liegt auf der Hand, dass bei einem Einfang in das $1s_{\frac{1}{2}}$ Niveau die

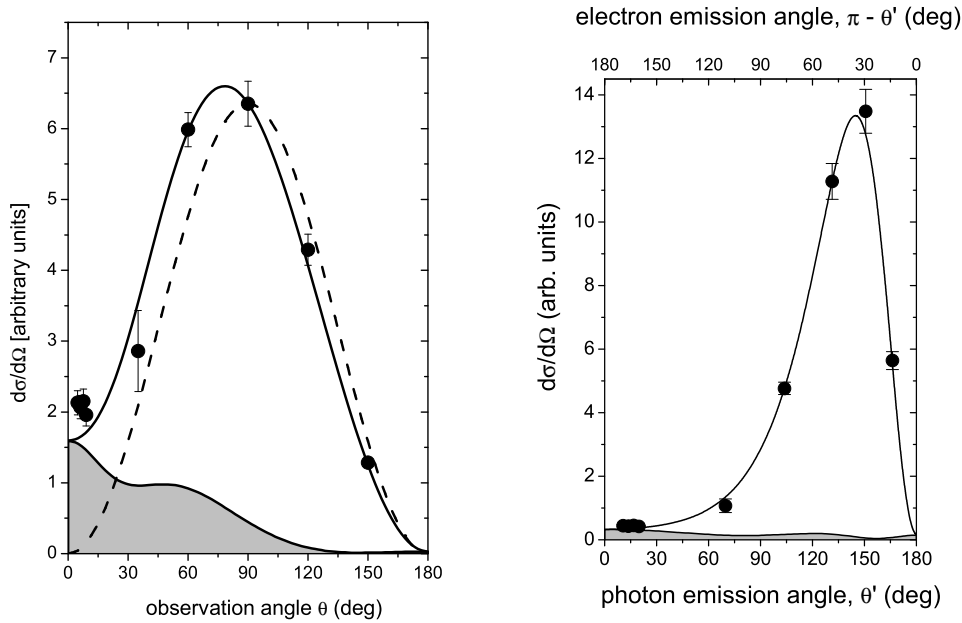


Abbildung 2.4: Winkelverteilung der K-REC Strahlung des nackten Urans im Stoß mit Stickstoff bei 309.7 MeV/u im Labor- (links) und Emittersystem (rechts) [12; 13; 14; 15]

Projektion des Drehimpulsvektors des eingefangenen Elektrons auf die Emissionsrichtung des Photons ihren Maximalwert bei einer senkrechten Abstrahlung des Photons erreicht (Dipolübergang). Solche Einfänge gehen in Strahlrichtung, das heißt bei den Winkeln $\theta = 0^\circ$ und $\theta = 180^\circ$ gegen Null. Daher kann die beobachtete Intensität der Winkelverteilung unter kleinen Winkeln nur durch Beiträge der höheren Ordnungen, etwa Spin-Flip - Übergänge, erklärt werden. Dies ist ein Hinweis auf eine Wechselwirkung des magnetischen Momentes des Elektrons mit dem magnetischen Feld des schnellen, hochgeladenen Projektils [1; 8]. Die große Genauigkeit, die bei den experimentellen Untersuchungen der Winkelverteilungen erreicht wird, liegt insbesondere an der Tatsache, dass die $\text{Ly}\alpha_2$ Linie, als Zerfall des $2p_{1/2}$ Niveaus, oftmals in dem Energiebereich der REC Übergänge liegt. Da diese isotrop ist, kann sie zur direkten Normierung der REC-Linienintensitäten bei den unter verschiedenen Winkeln stehenden Detektoren genutzt werden. Trotz der kleinen Fehlerbalken bei dieser Messmethode

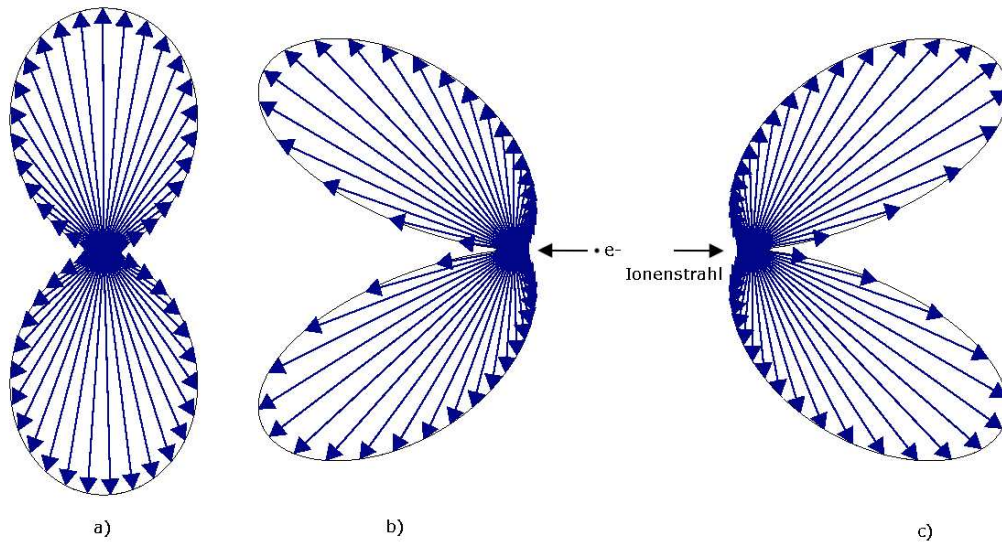


Abbildung 2.5: Die Winkelverteilung, wie sie im Laborsystem in erster Näherung bei der Strahlung des Radiativen Einfangs in die K-Schale von Uran beobachtet wird, entspricht weitgehend derjenigen einer \sin^2 -Verteilung (a). Tatsächlich entspricht die Winkelverteilung im Projektilsystem jedoch der in (b) gezeigten. Diese durch die höheren Ordnungen der Multipolentwicklung entstehende Retardierung wird bei der Transformation in das Laborsystem durch relativistische Effekte vollständig ausgeglichen, so dass lediglich der Eindruck einer \sin^2 Verteilung entsteht.

ist anzumerken, dass es sich bei den beobachteten Intensitäten unter sehr kleinen Winkeln um einen sehr kleinen Effekt handelt. Winkelverteilungen eignen sich daher prinzipiell nur eingeschränkt für solche Analysen. Da es sich bei der wenigen unter diesen Winkeln beobachteten Strahlung jedoch grundsätzlich um nicht - dipolartige Übergänge handeln muss, erwartet man aber größere Effekte bezüglich der Depolarisation des hier gemessenen Anteils der Röntgenstrahlung.

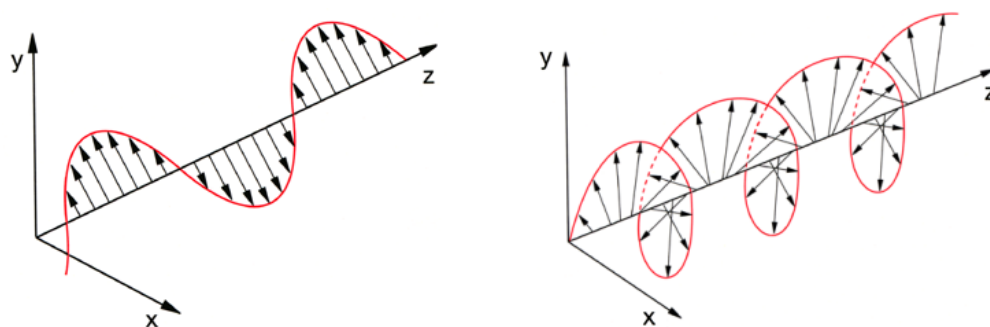


Abbildung 2.6: Die Ausrichtung der Feldvektoren linear polarisierten Lichtes (links) sind im Raum konstant. Bei zirkular polarisiertem Licht (rechts) drehen sich diese im Kreis. [16]

2.3 Polarisation der Empfangsstrahlung

Ähnlich wie bei der Winkelverteilung ist die Polarisation der beim REC - Prozess emittierten Strahlung sensitiv auf Übergänge höherer Ordnung der Multipolentwicklung [17; 18]. Allerdings ist dieser Aspekt in Ermangelung ausreichend effizienter Polarimeter für den weichen Röntgenbereich bislang kaum untersucht. Die Polarisationsrichtung einer elektromagnetischen Welle wird durch die Ausrichtung der elektrischen und magnetischen Feldvektoren bestimmt. Dabei kann eine aus der Überlagerung von einzelnen Lichtwellen erzeugte elektromagnetische Welle lineare, zirkulare oder elliptische Polarisation aufweisen. Während im Falle linearer Polarisation die Achse des elektrischen Feldvektors und des stets senkrecht darauf stehenden magnetischen Feldvektors zu jedem Zeitpunkt erhalten bleiben, rotiert die Richtung des Feldvektors bei zirkular sowie elliptisch polarisiertem Licht kontinuierlich. Bei zirkular polarisiertem Licht bleibt der Betrag der Feldvektoren erhalten, bei elliptisch polarisiertem Licht verändert sich zusätzlich der Betrag der Feldvektoren in Abhängigkeit von der Phase. Bemerkenswerterweise können auch einzelne Photonen - abhängig von ihrem Erzeugungsmechanismus - zirkular polarisiert sein. Der Grad der linearen Polarisation elektromagnetischer Strahlung wird durch die drei sogenannten Stokes - Parameter [20] beschrieben:

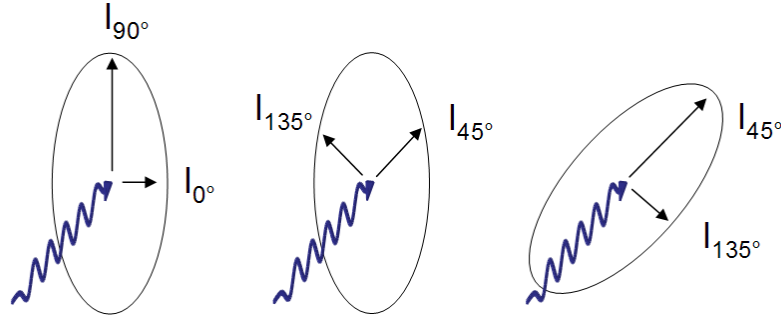


Abbildung 2.7: Polarisationsellipsen linear polarisierter Strahlung. Während der erste Stokes - Parameter (links) die Polarisation senkrecht zu dieser Achse festlegt, liegt einem sich von Null unterscheidenden zweiten Stokes - Parameter eine gekippte Polarisationsellipse als Ursache zu Grunde (Mitte und rechts).

$$P_1 = \frac{I_{0^\circ} - I_{90^\circ}}{I_{0^\circ} + I_{90^\circ}} \quad (2.13)$$

$$P_2 = \frac{I_{45^\circ} - I_{135^\circ}}{I_{45^\circ} + I_{135^\circ}} \quad (2.14)$$

$$P_3 = \frac{I_{\sigma^-} - I_{\sigma^+}}{I_{\sigma^-} + I_{\sigma^+}} \quad (2.15)$$

Dabei bestimmt der erste Stokes - Parameter [20] den Grad der linearen Polarisation aus den Intensitäten der senkrecht bzw. parallel zu einer wohlbestimmten, sich als geeignet erweisenden optischen Achse, der zweite Stokes - Parameter den Anteil der um 45 Grad zur Reaktionsebene gekippten linear polarisierten Strahlung. Daneben wird der dritte Stokes - Parameter aufgeführt, welcher über die Intensitäten der rechtshändig und linkshändig zirkular polarisierten Strahlung die zirkulare Polarisation zu beschreiben vermag. Im Fall nicht-polarisierter Strahlung ist die Polarisationsellipse kreisrund. Das Zusammenwirken der einzelnen Stokes - Parameter kann quantenmechanisch in Analogie zur Elektronenspin - Dichtematrix aufgeschrieben werden:

$$\langle k\lambda|\rho|k\lambda'\rangle = \begin{pmatrix} 1 + P_3 & P_1 - iP_2 \\ P_1 + iP_2 & 1 - P_3 \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

Der Impuls des Photons wird durch k dargestellt, die Helizität durch λ , also die "Spin-Projektion" auf die Richtung des Impulses k , welche nur die Werte $\lambda = \pm 1$ annehmen kann [21]. Auf der anderen Seite folgt aus der Dichtematrix - Theorie für Elektroneneinfang unter Vernachlässigung des Kernspins [17; 22; 23]:

$$\langle k\lambda|\rho_\gamma|k\lambda'\rangle = \sum_{\mu_b} \sum_{m_s m_s'} M_{b,p}(m_s, \lambda, \mu_b) M_{b,p}^*(m_s', \lambda', \mu_b) \times \langle pm_s|\rho_e|pm_s'\rangle \quad (2.17)$$

Die Elemente der Übergangsmatrixen sind dabei:

$$M_{b,p}(m_s, \lambda, \mu_b) = C \int d^3r \psi_{j_b \mu_b}^+(r) \alpha \hat{u}_\lambda^* e^{ikr} \psi_{p, m_s}(r) \quad (2.18)$$

Für eine detaillierte Herleitung der Stokes - Parameter über die Dichtematrix-Theorie für Elektroneneinfang verweise ich auf [17; 23; 24]. Für den Elektroneneinfang als Zeitumkehr der Photoionisation erwartet man bei der Photoionisation eine Emission des Photoelektrons entlang des elektrischen Feldvektors. Dies bedeutet für die Zeitumkehr dieses Prozesses, dem Radiativen Elektroneneinfang, eine vollständige Polarisation senkrecht zur Einfangebene und damit einen Stokes - Parameter $P_1 = 1$. Unter Verwendung der Dichtematrix - Theorie und den beiden Gleichungen 2.16 und 2.17 kann jedoch gezeigt werden, dass mit zunehmender Stoßenergie ein steigender Beitrag der höheren Ordnungen der Multipolentwicklung zu einer Depolarisation der emittierten Röntgenstrahlung unter kleineren Winkeln bezüglich der Ionenstrahlrichtung führt. Im Extremfall führt dieser Effekt sogar zu einer Umkehrung der Polarisation, dem sogenannten "Cross-over" /citeEichler02, Logan71 des ersten Stokes - Parameters. Für den Photoeffekt bedeutet dies anschaulich eine Emission des Photoelektrons entlang des magnetischen Feldvektors.

2.4 Alignment

Alignment beschreibt das Verhältnis der Besetzungszahl der Beträge der durch die Raumquantisierung gegebenen magnetischen Quantenzahl $|\mu|$. So ist das Alignment eines $j = \frac{3}{2}$ Zustandes definiert durch :

$$A_{20}(j = 3/2) = \frac{N_{j\mu=\pm 3/2} - N_{j\mu=\pm 1/2}}{N_{j\mu=\pm 3/2} + N_{j\mu=\pm 1/2}} = \frac{1}{\alpha_{20}}\beta_{20} \quad (2.19)$$

Dabei sind $N_{j\mu=\pm 3/2}$ und $N_{j\mu=\pm 1/2}$ die Besetzungszustände der magnetischen Quantenzahlen $j=|\pm \frac{3}{2}|$ und $j=|\pm \frac{1}{2}|$, also die "Ausrichtung" der Elektronen. Im Falle einer nicht-statistischen Verteilung, wie sie etwa nach Elektroneneinfang oder durch Stößen mit Target-Atomen zustande kommt, beobachtet man eine nicht-isotrope Winkelverteilung der Übergangsstrahlung. Der Zusammenhang der Form der Winkelverteilung mit dem in Gleichung 2.20 beschriebenen Alignmentparameter β_{20} [25] ist bei elektrischen Dipolübergängen (E1) gegeben durch:

$$W_{Ly}(\theta) = 1 + \beta_{exp}(1 - \frac{3}{2}\sin^2\theta) \quad (2.20)$$

Gerade bei schweren Ionen werden jedoch auch seltenere Anteile, wie etwa der magnetische Quadrupol - Übergang (M2) immer wahrscheinlicher. In diesem Fall muss $A_{20}(j = 3/2)$ zusätzlich mit einem Interferenzterm $f(E1, M2)$ multipliziert werden. Für diesen gilt:

$$f(E1, M2) \propto 1 + 2\sqrt{3}\frac{\langle |M2| \rangle}{\langle |E1| \rangle} \quad (2.21)$$

Als Beispiel sei hier auf die oft verwendeten Linienverhältnisse der Lyman- α_1 ($2p_{\frac{3}{2}}$ nach $1s_{\frac{1}{2}}$) und Lyman- α_2 ($2p_{\frac{1}{2}}$ nach $1s_{\frac{1}{2}}$) Übergänge verwiesen. Da in dem zweiten Fall der Anisotropie - Parameter gleich Null sein muss ($j = \frac{1}{2}$), handelt es sich bei dem Lyman- α_2 Übergang um eine isotrope Winkelverteilung. Im Vergleich dazu ist ein Alignment bei dem Lyman- α_1 Übergang durchaus möglich und kann bei Experimenten zur Winkelverteilung gemessen werden. Diese

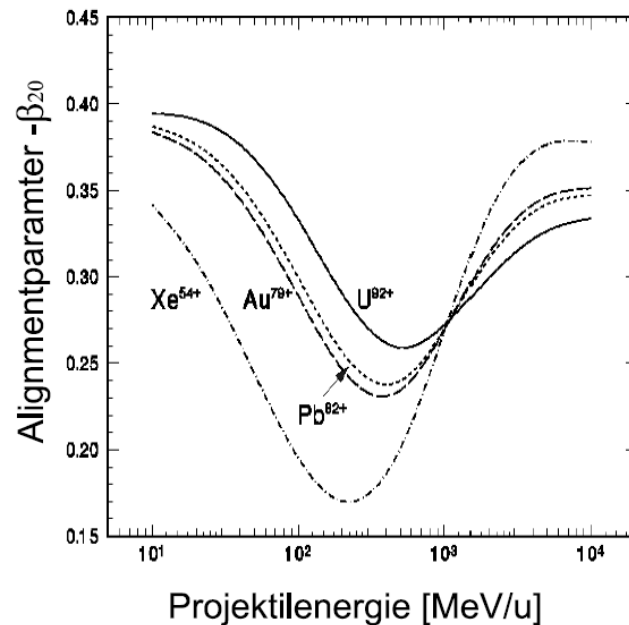


Abbildung 2.8: Der Alignmentparameter β_{20} für den $2p_{3/2}$ Zustand, nach Radiativem Elektroneneinfang für verschiedene Projektile und Strahlenergien [26]

sind besonders genau, wenn zur Normierung der Linienintensitäten die isotrope Lyman- α_2 Linie verwendet wird. Eine Messung des Anisotropie Parameters der Lyman- α_1 Linie kann Aussagen über den Besetzungsmechanismus der angeregten Zustände treffen, etwa nach Radiativem oder Nicht - Radiativem - Einfang [27].

2.5 Besonderheiten hochgeladener schwerer Ionen

Der Radiative Elektroneneinfang bei Stößen zwischen hochgeladenen schweren Ionen und neutralen Gasatomen sowie die sich bei diesen Prozessen ergebenden Beobachtungsmöglichkeiten der Polarisation stellen den Hauptteil der vorliegenden Arbeit dar. Dennoch soll an dieser Stelle auch ein kurzer Überblick über

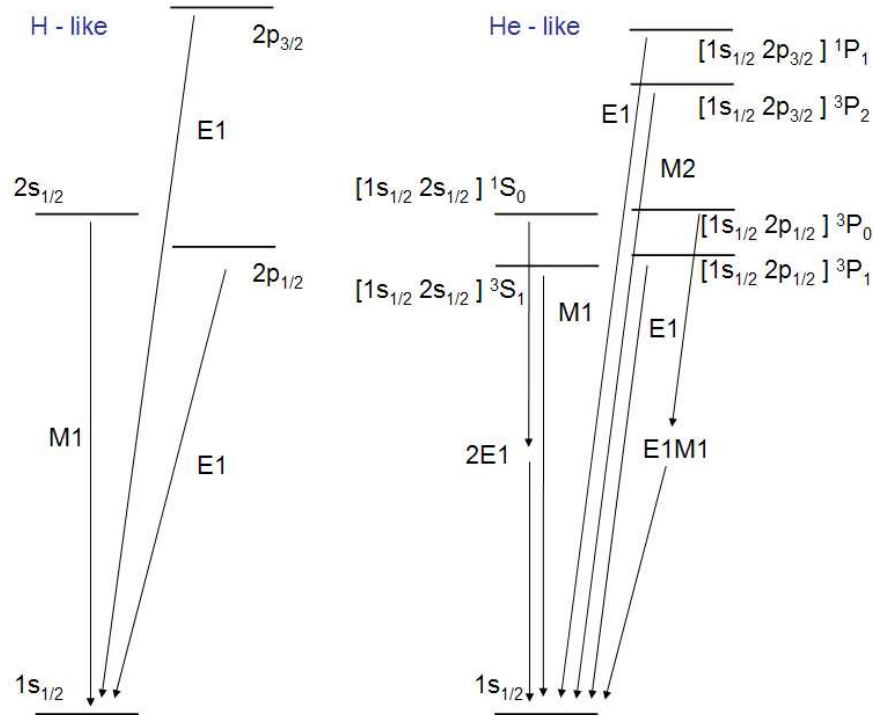


Abbildung 2.9: Termschemata von wasserstoff- und heliumähnlichem Uran.

weitere wichtige Besonderheiten der Physik hochgeladener schwerer Ionen gegeben werden. So macht sich der Übergang von niedriger zu hoher Kernladungszahl Z durch eine Veränderungen in der Struktur der Energieniveaus hochgeladener schwerer Ionen bemerkbar. Unter Berücksichtigung der Hauptquantenzahl n sowie der Kopplung zwischen der Drehimpulsquantenzahl l und dem Spin s zu der neuen Quantenzahl j ergeben sich für wasserstoffähnliche Ionen nach der Dirac - Theorie [28; 29] Energieniveaus gemäß:

$$E_{nj} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 + \left(\frac{Z\alpha}{n + |j + \frac{1}{2}| + \sqrt{(j + \frac{1}{2})^2 - (Z\alpha)^2}} \right)^2}} \quad (2.22)$$

Hiernach sind Energieniveaus unterschiedlicher Drehimpulsquantenzahl l wegen der Kopplung mit dem Spin s "entartet". Zustände mit gleichem j besitzen die gleiche Energie. Diese Entartung wird jedoch durch die von Z abhängige Lamb - Verschiebung aufgehoben [30; 31; 32; 33]. Hier gibt es Beiträge der Selbstener-

gie, bei denen das Elektron über ein virtuelles Photon mit seinem eigenen Feld wechselwirkt, der Vakuumpolarisation, also der Wechselwirkung mit virtuellen Teilchen / Antiteilchenpaaren und Geometrieeffekten des Kerns. Die hierdurch verursachte Aufhebung der Entartung ist im Termschema in Abb.2.9 (links) schematisch angedeutet. Die genaue theoretische Untersuchung dieser Prozesse ist aufwendig. Zur experimentellen Untersuchung dieser Phänomene werden - etwa in Kombination mit Kristalloptiken - nicht zuletzt auch 2D Halbleiterdetektoren, wie dem in dieser Arbeit beschriebenen, am ESR eingesetzt [34; 35; 36]. Der Effekt der Kernladung Z wird in den Levelschemen von Mehrelektronensystemen, bei denen die Elektron - Elektron - Wechselwirkung berücksichtigt werden, noch deutlicher sichtbar. Als Beispiel ist hier in Abb.2.9 (rechts) mit dem Termschema des heliumähnlichen Urans ein solches Zwei - Elektronensystem dargestellt. Während bei leichten Mehrelektronen-Atomen die mit Z skalierende Coulomb - Wechselwirkung überwiegt und zur sogenannten Russel - Saunders Kopplung führt, überwiegt bei schweren Ionen die mit Z^4 skalierende Spin - Wechselwirkung, die sich in einem Übergang zur jj -Kopplung äußert. Obwohl die Termschemata leichter Atome im wesentlichen durch die Summe der Bahndrehimpulse dominiert werden, ähneln die Schemata der schweren Ionen dann wieder denjenigen für wasserstoffähnliche Ionen, bei denen die einzelnen j wieder gute Quantenzahlen darstellen.

Nicht zuletzt müssen bei hohen Kernladungen Z auch bei der Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeiten die höheren Ordnungen der Multipolentwicklung mitgenommen werden. Unter dem steigenden Einfluss der relativistischen Effekte, dem Aufweichen der LS - Kopplung sowie der daraus resultierenden Mischung der Zustände werden die bei leichten Systemen "verbotenen Übergänge" bei größeren Kernladungen sehr viel häufiger beobachtet.

Kapitel 3

Compton - Polarimetrie mit Halbleiter - Detektoren

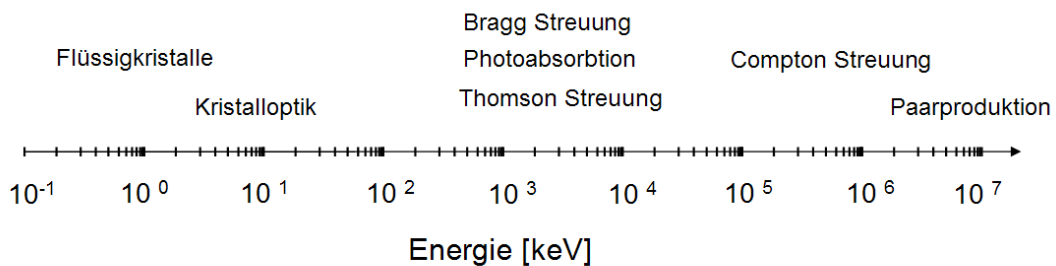


Abbildung 3.1: Die für die Polarimetrie elektromagnetischer Strahlung nutzbaren Effekte, zugeordnet zu den für sie relevanten Energiebereichen

Aufgrund der besonderen Eigenschaften von Röntgenstrahlung können für Polarisationsmessungen im harten Röntgenbereich keine Filtermethoden verwendet werden, wie sie etwa aus der Optik bekannt sind. Jedoch kann in dem für uns relevanten Energiebereich der Röntgenstrahlung aus charakteristischen Übergängen und Rekombinationsstrahlung hochgeladener schwerer Ionen die sogenannte Compton - Streuung genutzt werden. Compton - Polarimetrie ist bereits seit den 1950er Jahren bekannt [37]. Allerdings kann diese erst seit kurzem dank des Einsatzes neuartiger Halbleitertechnologien effizient für atomphysikalische

Messungen genutzt werden. Im Folgenden beschreibe ich zunächst die Möglichkeiten der Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung mit Materie. Hieran anschließend folgt eine Erklärung der Funktionsweise der auf diesen Prozessen basierenden Halbleiterdetektoren. Ich schließe das Kapitel mit einem Überblick über die prinzipiellen Techniken bei der traditionellen Compton - Polarimetrie sowie einer Einführung in die Besonderheiten der neuen Methode unter Verwendung ortsauflösender (2D) Streifenpolarimeter.

3.1 Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung mit Materie

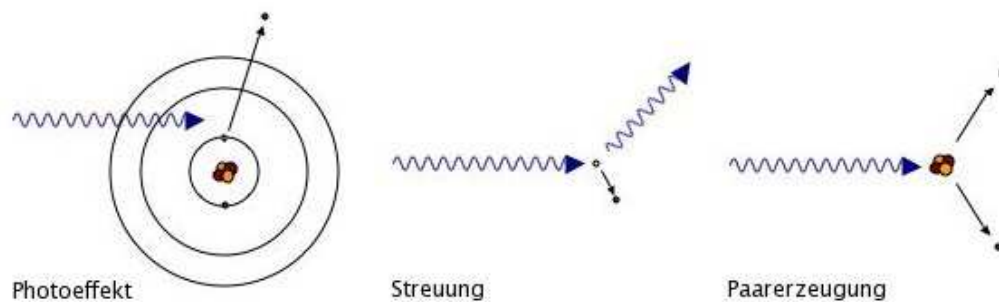


Abbildung 3.2: Photoelektrischer Effekt, Streuung und Paarerzeugung - drei Klassen der Wechselwirkung zwischen elektromagnetischer Strahlung und Materie

Bei der Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung unterscheidet man zwischen Effekten, die aus physikalischen Gründen dem Photoelektrischen Effekt, der Streuung oder der Paarerzeugung zugeordnet werden können.

3.1.1 Der Photoelektrische Effekt

Der Photoelektrische Effekt (Becquerel 1839 [38]) beschreibt die Wechselwirkung eines Photons mit einem atomaren System. Hierbei wird ein Elektron emittiert,

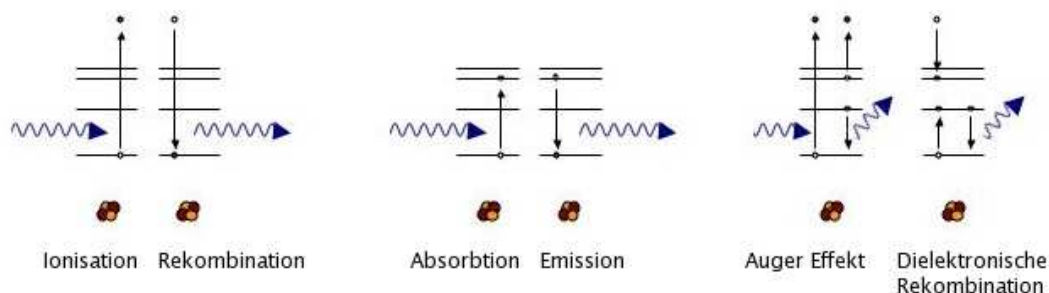


Abbildung 3.3: Ionisation, Absorption und Auger-Effekt sowie die Umkehrprozesse sind Beispiele für Effekte, deren physikalischer Ablauf ähnlich zu dem des Photoelektrischen Effektes verläuft und welche aus diesem Grund dieser Wechselwirkungsklasse zugeordnet werden.

dessen kinetische Energie von der Bindungsenergie und der Energie des einlaufenden Photons, nicht jedoch von der Intensität der elektromagnetischen Strahlung abhängt. Für die richtige Deutung [39] der Experimente von Becquerel (1839), Hertz (1887) und Hallwachs (1888) erhielt Albert Einstein 1921 den Nobelpreis für Physik. Physikalisch gesehen handelt es sich bei diesem Prozess um eine Dreikörperwechselwirkung. Im Gegensatz zu einer reinen Zweikörperwechselwirkung zwischen Photon und Elektron (siehe auch Streuung), bei der das Photon aus Gründen der Energie und Impulserhaltung nicht vollständig absorbiert werden kann, wird bei diesem Prozess der Impuls des Photons vollständig durch den Atomkern aufgenommen. Prozesse, bei denen eine Dreikörperwechselwirkung mit dem Atomkern notwendig ist, gehören somit zur gleichen Klasse der Wechselwirkungsprozesse. Beispiele hierfür sind Photoionisation (Zeitumkehrung: Radiative Rekombination), Auger-Effekt (Zeitumkehrung: Dielektronische Rekombination) und Photoabsorption (Zeitumkehrung Photoemission). Für ungebundene Elektronen ist nach dieser Definition der Photoelektrische Effekt nicht möglich. Für den absoluten Wirkungsquerschnitt der Photoabsorption gilt (relativistisch):

$$\sigma_{Photo} \propto \frac{Z^{(4 \leq n \leq 5)}}{(\hbar\omega)^5} \quad (3.1)$$

Dabei bewegt sich der Exponent n in Abhängigkeit von $\hbar\omega$ und der Kernladung Z zwischen vier und fünf. Es ist darauf hinzuweisen, dass in der Effizienzkurve von Halbleiterdetektoren auch so genannte Ionisationskanten auftauchen, welche dadurch entstehen, dass die Photoionisation erst ab einer gegebenen Ionisationsenergie stattfinden kann.

3.1.2 Streuung

Es ist naheliegend, elektrische Ladungen durch den Einfluss elektromagnetischer Wechselfelder zu Oszillationsbewegungen angeregt zu können. Dies kann ebenso bei atomaren Systemen wie auch bei freien Ladungen (etwa freien Elektronen) geschehen. Der oszillierende Ladungsträger gibt diese Energie wieder durch die Emission von elektromagnetischer Strahlung ab. Die Oszillationsbewegungen des Ladungsträgers müssen bei diesem Vorgang der Differentialgleichung für den gedämpften harmonischen Oszillator $m\ddot{x} + f\dot{x} + kx = F_0e^{i\omega t}$ genügen. Unter Annahme kleiner Dämpfung f folgt als Lösung für die Differentialgleichung: $x(t) = x' \cos(\omega t) + x'' \sin(\omega t) = c * e^{i\omega t}$ mit der Eigenfrequenz

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (3.2)$$

Für den Fall, dass die Frequenz der einfallenden elektromagnetischen Welle sehr viel kleiner oder sehr viel größer als diese Eigenfrequenz ω_0 ist, kann kein nennenswerter Energieübertrag stattfinden. Man spricht daher von "elastischer" Streuung oder, da in diesem Fall auch keine nennenswerte Phasenveränderung zwischen absorbiertem und emittiertem Welle zu beobachten ist, auch von "kohärenter" Streuung. Ein Beispiel für die "elastische" Streuung elektromagnetischer Strahlung ist die Rayleigh - Streuung [40; 41] des sichtbaren Lichtes in der Atmosphäre. Hierbei ist die Wellenlänge der einfallenden Strahlung wesentlich größer als der Durchmesser der streuenden Atome, somit ist $\omega \ll \omega_0$. Obwohl bei dieser Streuung kein Energieübertrag stattfindet, steigt der Wirkungsquerschnitt mit der Frequenz ($\sigma_{Rayleigh} \propto \frac{\omega^4}{\omega_0^4}$), weshalb blaues Licht in der Atmosphäre stärker gestreut wird als rotes. Auch Thomson - Streuung ist ein Beispiel für

elastische, kohärente Streuung. Dabei wird elektromagnetische Strahlung ohne Energieübertrag an freien Elektronen gestreut. Es gilt ebenfalls $\omega \ll \omega_0$.

Davon unterscheidet man die "inelastische" oder "inkohärente" Streuung, bei der sehr wohl Energie auf den Streuer übertragen wird. Hier ist die 1922 von Arthur Holly Compton (Nobelpreis 1927 [42]) entdeckte Compton - Streuung von Photonen an freien Elektronen zu nennen. Sie ist je nach verwendetem Material in dem Energiebereich von etwa 10 keV bis etwa 100 MeV der bei weitem dominierende Wechselwirkungsprozess von Licht in Materie. Thomson - Streuung kann im wesentlichen als der niederenergetische Grenzfall der Compton - Streuung angesehen werden. Während Thomson - Streuung auch innerhalb der klassischen Theorie verstanden werden kann, kann der Energieübertrag vom Photon auf das Elektron nur quantenmechanisch gedeutet werden. Das gestreute Photon hat dann die vom Streuwinkel θ abhängige Energie:

$$\hbar\omega' = \frac{\hbar\omega}{1 + \frac{\hbar\omega}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (3.3)$$

Der entsprechende, von Klein und Nishina 1928 gefundene, winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitt der Compton - Streuung [43] ist gegeben durch:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e \hbar\omega'^2}{2 \hbar\omega^2} \left(\frac{\hbar\omega'}{\hbar\omega} \frac{\hbar\omega}{\hbar\omega'} - 2 \sin^2\theta \cos^2\varphi \right) \quad (3.4)$$

Wie in der Gleichung erkennbar, ist der differentielle Wirkungsquerschnitt neben dem Streuwinkel θ auch von dem Winkel φ abhängig. Dieser Winkel wird relativ zu dem elektrischen Feldvektor des einlaufenden Photons gemessen. Aus der Anisotropie der Compton - Streuung bezüglich dieses Streuwinkels ergibt sich die Möglichkeit, Compton - Streuung für Röntgenpolarisationsmessungen einzusetzen (siehe Kapitel 3.3).

3.1.3 Paarbildung

Unter der Voraussetzung, im einfallenden Photon genügend Energie zur Verfügung zu haben, kann es in dem elektrischen Feld des Atomkerns (selten auch

eines Elektrons) zur sogenannten Paarbildung kommen. Hierbei wird unter Beachtung der Impulserhaltung die Energie des Photons in ein Teilchenpaar aus Teilchen und Antiteilchen umgewandelt. Unter dieser Bedingung muss die Energie des ursprünglichen Photons mindestens der Ruheenergie des Teilchen - Antiteilchenpaares entsprechen und zudem den Energieübertrag auf den Kern (oder das Elektron) beinhalten. Da das leichteste Teilchenpaar aus einem Elektron und einem Positron besteht, tritt Paarbildung erst ab einer Mindestenergie von 1022 MeV ($2m_e = 511 \text{ MeV}$) auf. Der totale Wirkungsquerschnitt der von Patrick Blackett entdeckten Paarproduktion (Nobelpreis 1948 [44]) wird bestimmt durch:

$$\sigma_{Paar} \propto \rho Z^2 \ln(E_\gamma) \quad (3.5)$$

3.1.4 Lichtabschwächung in Materie durch Zusammenwirken der Wechselwirkungen

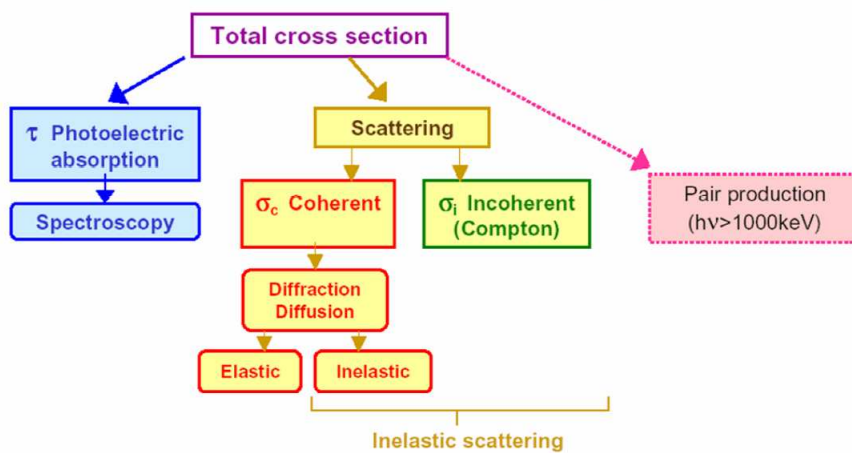


Abbildung 3.4: Überblick über die unterschiedlichen Wechselwirkungen, die zum totalen Wechselwirkungsquerschnitt beitragen [45]

Streuung, Absorption und Paarerzeugung führen bei der Durchquerung eines Festkörpers zu einer Intensitätsabschwächung des ursprünglichen Photonen-

strahls. Abb. 3.4 zeigt den Vergleich aller Wirkungsquerschnitte in den unterschiedlichen Energiebereichen. Unter Verwendung des Gesamtwirkungsquerschnitts σ_{total} folgt die erwartete Abnahme der Strahlintensität gemäß [46]:

$$I(x) = I_0 \exp^{-\sigma_{total} * \rho * r} \quad (3.6)$$

3.2 Funktionsweise und Aufbau von Halbleiterdetektoren

Moderne Halbleiterdetektoren [47; 48] zur Messung energiereicher Strahlung entsprechen in ihrem Aufbau und ihrer Funktionsweise in wesentlichen Teilen derjenigen einer in Sperrrichtung betriebenen Diode. Im Kontaktbereich zwischen den p- und n- dotierten Halbleitern baut sich aufgrund der Rekombination von Löchern und Elektronen eine Verarmungszone auf (siehe Abbildung 3.2). In dieser stehen keine freien Ladungsträger zur Verfügung, der Übergang ist nichtleitend. Die Dicke dieser Schicht kann durch eine in Sperr-Richtung der Diode angelegte BIAS Spannung gemäß

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon(V_b + V_{bi})}{Ne}} \quad (3.7)$$

gesteuert werden. Daher werden an solchen Detektorsystemen in der Regel Sperrspannungen zwischen einigen hundert und mehreren tausend Volt angelegt. Durch ein eintreffendes Röntgenquant können in der Sperrschicht Elektronen in das Leitungsband des Halbleiters angehoben werden. Sekundäre Stoßprozesse schlagen dann weitere Elektronen aus den Halbleiteratomen heraus, es entstehen Elektronen - Loch - Paare, deren Gesamtladung bei vollständiger Absorption des Photons proportional zu der im Detektorsignal absorbierten Photonenenergie ist:

$$Q = \frac{E_{photon}}{E_{pair}} * e \quad (3.8)$$

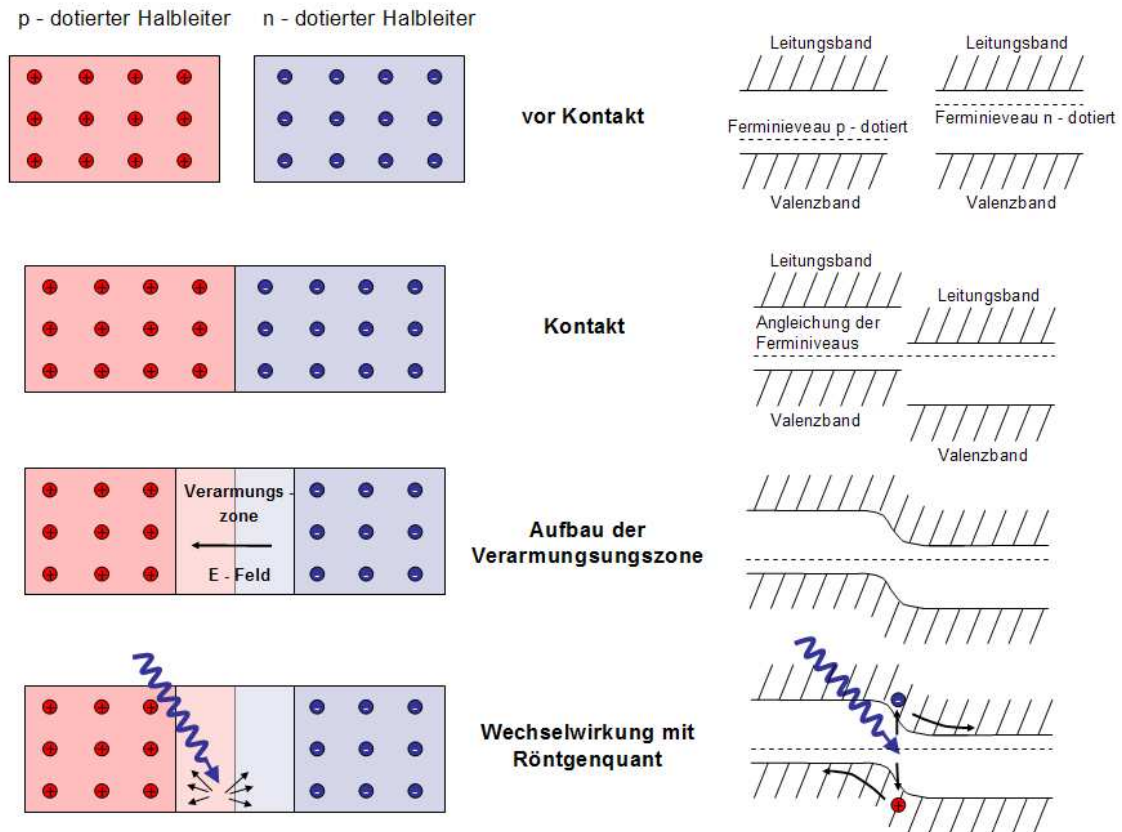


Abbildung 3.5: Schematisch dargestellte Funktionsweise von Halbleiterdetektoren - Die Verarmungszone, welche sich bei Kontakt zwischen p- und n- dotiertem Bereich aufbaut, kann durch Anlegen einer BIAS-Spannung zusätzlich vergrößert werden. Durch Wechselwirkung des Röntgenquants mit einem der gebundenen Elektronen sowie sekundären Wechselwirkungen werden freie Ladungsträger zur Verfügung gestellt.

Dabei ist E_{photon} die zur Verfügung stehende Energie und E_{pair} die notwendige Energie, um ein Elektronen - Loch - Paar zu erzeugen. Sowohl die entstehende Elektronenwolke als auch die "Löcherwolke" wandert, dem elektrischen Feld folgend, zu den jeweiligen Kontakten. Für einen kurzen Zeitraum fließt ein Strom. Diese Signale werden von einer Ausleseelektronik abgegriffen und umgewandelt. Aus der Höhe des Signals kann aufgrund der Gleichung 3.8 ein direkter Rückschluss auf die Energie des ursprünglichen Photons gezogen werden. Dies setzt jedoch voraus, dass immer nur ein Photon zur gleichen Zeit gemessen wird. Laufen mehrere Photonen gleichzeitig oder kurz hintereinander ein, so kann keine direkte Aussage über ihre Energie getroffen werden, man spricht von "Pile Up".

Die für Detektoren verwendeten Halbleiterkristalle unterscheiden sich von denen einfacher Dioden hauptsächlich in der Dicke der verwendeten Kristalle, die je nach Geometrie bis zu mehreren Zentimetern betragen können. Um den aktiven Bereich (Verarmungszone) von Halbleiterdetektoren noch weiter zu vergrößern und damit die Effizienz dieser Detektoren gerade im höherenergetischen Bereich zu erhöhen, werden bei Röntgendetektoren oftmals intrinsische Bereiche zwischen den p- und n-dotierten Kontakten eingesetzt, in denen aktiv keine Dotierung eingebracht wurde. Hierdurch existiert bereits ohne das Anlegen einer Sperrspannung eine relativ große, aktive Zone, in der keine freien Ladungsträger existieren. Allerdings können solche Bereiche nicht in allen Halbleiterdetektoren eingesetzt werden. So gibt es in Siliziumkristallen dieser Dicke ohne aktive Dotierungen zu viele Fehlstellen. Daher müssen Silizium - Detektoren oftmals vollständig dotiert werden, etwa durch Anlegen einer Spannung an den Kristall und einer Drift von Lithium Ionen (n-Dotierung). Beispiele hierfür sind lithiumgedriftete Germanium oder Silizium Detektoren - Ge(Li) bzw. Si(Li). Um hochreine Detektoren mit intrinsischem Bereich von gedrifteten zu unterscheiden, kennzeichnet man diese oftmals mit einem "(i)" - beispielsweise Ge(i).

Die eben beschriebenen Halbleiterdetektoren stellen eine elegante und effektive Möglichkeit zur Röntgendetektion dar. Im Vergleich zu Gasdetektoren haben sie insbesondere den Vorteil einer sehr guten Energieauflösung, außerdem sind sie bereits bei sehr niedrigen Röntgenenergien einsetzbar. Allerdings sind Halbleiterdetektoren im Gegensatz zu Gasdetektoren einem Alterungsprozess unter

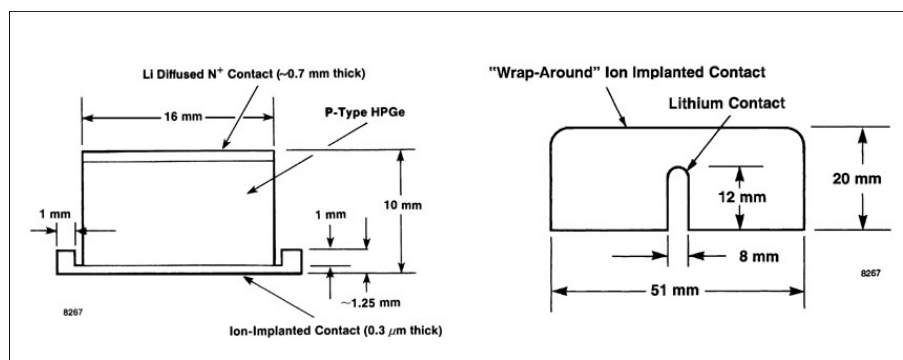


Abbildung 3.6: Planare und koaxiale Geometrie bei Halbleiterdetektoren [49]

Strahlungseinfluss ausgesetzt und müssen, um den thermischen Einfluss auf die Halbleiterkristalle zu minimieren (Dunkelstrom, Rauschen), stark gekühlt werden. Auch in dem Vergleich zu den derzeit verwendeten Standard - Szintillationsdetektoren schneiden Halbleiterdetektoren gut ab, denn obgleich sie eine schlechtere Zeitauflösung als Szintillationsdetektoren besitzen, sind sie diesen bezüglich der Energie- und Ortsauflösung deutlich überlegen.

Bei Halbleiterdetektoren unterscheidet man zwischen verschiedenen Detektorgeometrien. Insbesondere die Limitierung der möglichen Driftdicke von Halbleiterkristallen führt im höherenergetischen Bereich häufiger zur Verwendung von koaxialen Detektorgeometrien. Bei Driftdotierungsvorgängen kann hier eine Spannung zwischen einer zentralen Bohrung und dem äußeren Bereich angelegt werden. Obwohl der Abstand zwischen der zentralen Bohrung und dem äußeren Bereich nicht beliebig groß gewählt werden darf, können doch zumindest sehr große Zylinderlängen erreicht werden. Derartige Detektoren werden dann, bezogen auf die Sperrschicht, "von der Seite" betrieben, weshalb die Detektordicke für das eintreffende Photon groß ist. Daher ermöglichen solche Detektoren auch im höherenergetischen Strahlungsbereich, in welchem die Wechselwirkung von Röntgenstrahlung mit Materie eher gering ist, ausreichend Effizienz. Der Nachteil, insbesondere für Polarisationsmessungen im eher niedrigen Energiebereich, ist die aufgrund der zylindrischen Geometrie nur sehr schwer zu realisierende Ortsauflösung und eine eher unüberschaubare Feldgeometrie im Inneren. Im niederenergetischen Bereich bieten hier planare Detektoren Abhilfe. Diese kön-

nen nicht durch das Anlegen einer Spannung von innen nach außen, sondern nur zwischen "oben" und "unten" driftdotiert werden. Obwohl durch das Diffusionsverfahren hier die Driftdicken nicht beliebig sind, sind bei solchen Detektoren große Flächen sowie durch Segmentation auch sehr gute Ortsauflösungen realisierbar.

Neben der Ortsauflösung gibt es mit der Energieauflösung noch einen weiteren Grund, Halbleiterdetektoren zu segmentieren, denn die Energieauflösung sinkt mit der Kapazität der Detektorfläche. Segmentierungen werden durch spezielle Herstellungsverfahren wie zum Beispiel Plasmaätzen oder Photolithographie durchgeführt. Vollständig segmentierte planare Detektoren werden Pixeldetektoren genannt. Eine Alternative hierzu sind Streifendetektoren, bei welchen einer der beiden Kontakte (bei 1D Streifendetektoren zumeist die Kathode) oder sogar beide Kontakte (2D Streifendetektoren) in einzelne Streifen aufgeteilt werden. Dabei driftet die nach der Wechselwirkung mit einem Röntgenquant erzeugte Elektronen- und Löcherwolke zu den entsprechenden Kontaktseiten und erzeugt in den einzelnen Streifen ein Signal. Da jeder einzelne Streifen von einer eigenen Ausleseelektronik ausgelesen wird, unterscheiden sich 2D Halbleiterdetektoren maßgeblich von Röntgen - CCD's. Besondere Prozesse in solchen Detektorsystemen sind etwa die durch die Aufweitung der Elektronen- und Löcherwolke mehrfach getroffenen Streifen (Ladungsteilung oder Charge-sharing), die bei der Datenanalyse später zu berücksichtigen sind.

3.3 Allgemeines zur Compton - Polarimetrie

Der folgende Abschnitt beschreibt die Compton - Polarimetrie zur Messung linearer Polarisierung, also des ersten und des zweiten Stokes - Parameters beschrieben. Wie bereits erwähnt, kann im Gegensatz zu Polarisationsmessungen im visuellen Energiebereich bei Messungen der Röntgenpolarisation nicht auf Filter zurückgegriffen werden. Jedoch kann genutzt werden, dass es sich bei der Compton - Streuung nach Gleichung 3.4 um eine nicht-isotrope Streuung handelt, das heißt, die Wahrscheinlichkeit der Streuung ist stark abhängig von

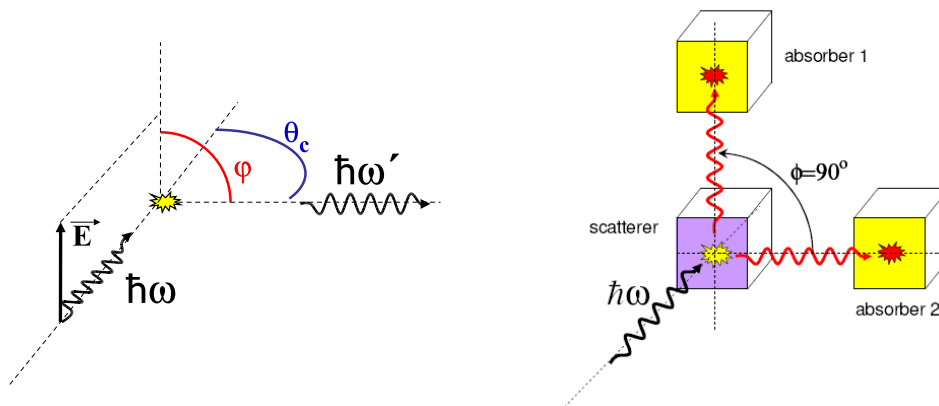


Abbildung 3.7: Geometrie der Compton - Streuung und traditionelle Detektoranordnung in der Compton - Polarimetrie. Gemessen wird die Intensität der Compton - gestreuten Photonen in Abhängigkeit zum Streuwinkel φ relativ zum elektrischen Feldvektor des ursprünglichen Photons.

der Richtung des elektrischen Feldvektors des einfallenden Photons. Geometrisch beschreibt man die Richtung des gestreuten Photons durch den Streuwinkel θ (innerhalb der Streuebene, bezogen auf die Einfallsrichtung des Photons) und den Winkel φ (senkrecht zur Streuebene und bezogen auf den elektrischen Feldvektor des Photons). Diese Streugeometrie wird in Abbildung 3.7 dargestellt. Eine statistisch relevante Anzahl von jeweils gleich polarisierten Photonen (100% polarisierte Röntgenstrahlung) wird eine der Klein - Nishina - Formel entsprechende Streuverteilung erzeugen. Ungleich polarisierte Photonen werden eine von dieser Verteilung abweichende Verteilung erzeugen, da für jedes einzelne Photon ein anderer differentieller Wirkungsquerschnitt gilt. In der Summe nimmt dann die Anisotropie der Streuverteilung ab. Um diese Anisotropie zu messen und damit den Grad der Polarisation zu bestimmen, verwendet man in der traditionellen Compton - Polarimetrie mindestens zwei Detektoren, einen zur Streuung (Streuer) und einen zweiten zur Detektion der gestreuten Photonen (Absorber). So kann durch Veränderung der Position des zweiten Detektors

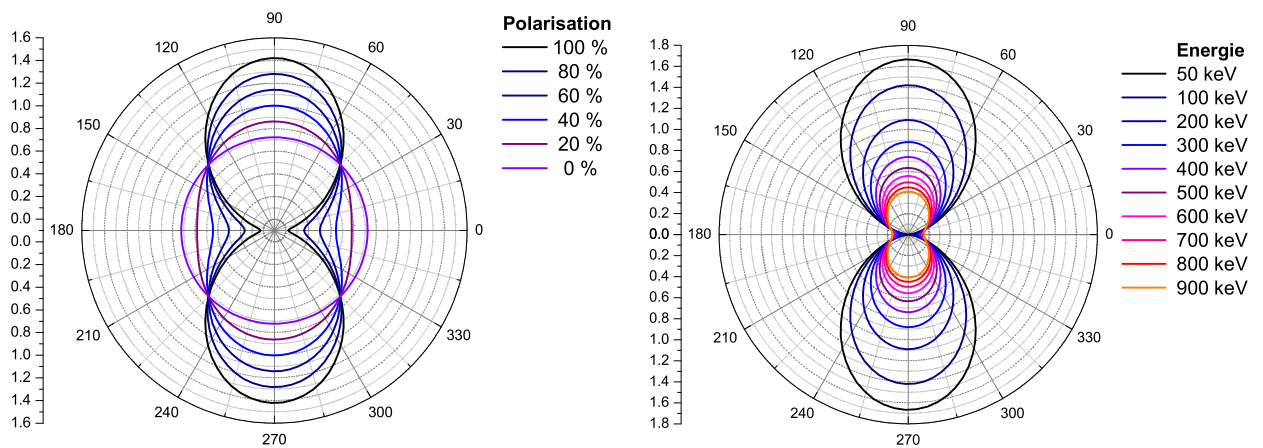


Abbildung 3.8: Winkeldifferentieller Wirkungsquerschnitt für polarisierte Röntgenstrahlung unter einem Compton - Streuwinkel von $\theta = 90^\circ$ (willkürliche Skalierung) - Die linke Graphik zeigt, wie sich die Verteilung bei einer Variation des Polarisationsgrades verhält. Der Wirkungsquerschnitt ist im Fall vollständig polarisierter Strahlung maximal anisotrop, obwohl er niemals Null wird. Für unpolarisierte Strahlung ist die Verteilung vollständig isotrop. In der rechten Graphik wird die Energie bei gleichem Streuwinkel $\theta = 90^\circ$ und 100% polarisierter Einfallstrahlung gezeigt. Mit zunehmender Energie wird der differentielle Wirkungsquerschnitt für $\theta = 90^\circ$ Streuung kleiner und zunehmend isotrop.

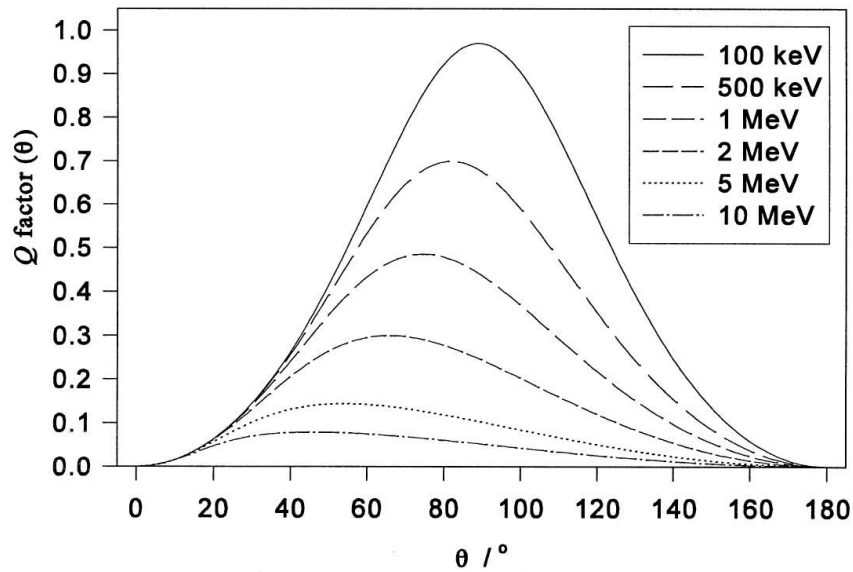


Abbildung 3.9: Der Modulationsfaktor für ein ideales Compton - Polarimeter bei der Messung von 100% polarisierter Strahlung in Abhängigkeit vom Compton - Streuwinkel θ bei unterschiedlichen Stoßenergien - Im niederenergetischen Bereich ist der Modulationsfaktor in dem Bereich von $\theta \approx 90^\circ$ am größten [50].

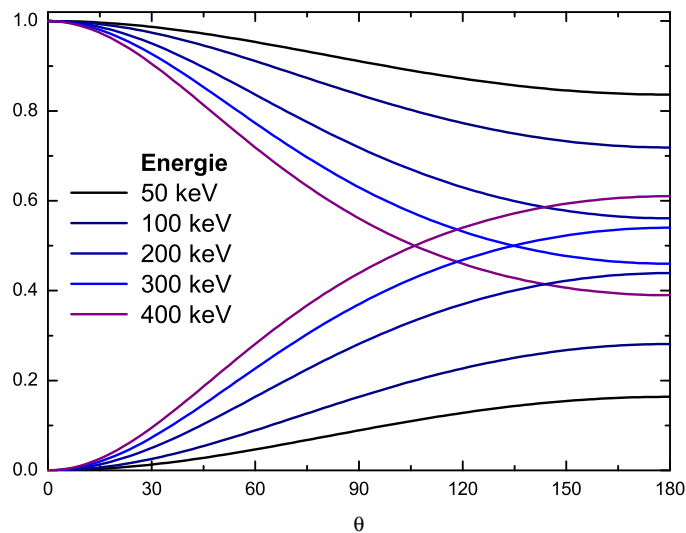


Abbildung 3.10: Hier ist die Energie der gestreuten Photonen (oben) gegenüber der in den Rückstoßelektronen deponierten Energie (unten) aufgetragen. Die Werte sind auf die Energie des ursprünglich einfallenden Photons normiert (siehe Legende).

eine Messung der Streuintensitäten gemäß der Klein - Nishina - Formel (Gleichung 3.4) durchgeführt werden. Sofern die Polarisationsrichtung bekannt ist, kann durch die Verwendung von zwei Detektoren zum Nachweis von gestreuten Photonen die Polarisation durch eine einzige Messung bestimmt werden. Das Verhältnis aus der Differenz und der Summe der Anzahl der senkrecht sowie parallel zur Polarisationsrichtung gestreuten Photonen nennt man Modulationsfaktor. Für ein reales Polarimeter ist der Modulationsfaktor proportional zur Polarisation und nähert sich für ein ideales Polarimeter dem Polarisationswert, bei vollständiger Polarisation also der Eins. Ist die Polarisationsrichtung bekannt, kann der Modulationsfaktor als ein Maß für die Güte eines Polarimeters herangezogen werden:

$$Q = \frac{M_{\perp} - M_{\parallel}}{M_{\perp} + M_{\parallel}} \quad (3.9)$$

Die reale Winkelverteilung hängt jedoch auch von dem Streuwinkel θ ab. Insbesondere bei kleinen Streuwinkeln θ nähert sich die Klein - Nishina - Funktion einer isotropen Verteilung und kann daher nicht mehr für Polarisationsmessungen genutzt werden. In dem für uns interessanten Energiebereich ist die Klein - Nishina - Funktion insbesondere unter einem Streuwinkel um $\theta = 90^{\circ}$ anisotrop. Dieser Streuwinkel wird bei einfacheren Polarimetern vor allem durch den Einsatz geometrischer Maßnahmen festgelegt. Er wird unter Einsatz energieauflösender Systeme auch unter der Verwendung von Energiebedingungen erreichbar. Für die bei $\theta = 90^{\circ}$ Compton - Streuung auf das Rückstoßelektron übertragene Energie $\Delta E = \hbar\omega - \hbar\omega'$ gilt unter Verwendung von Gleichung 3.3:

$$\Delta E = \hbar\omega \frac{\frac{\hbar\omega}{mc^2}(1 - \cos(\theta))}{1 + \frac{\hbar\omega}{mc^2}(1 - \cos(\theta))} \quad (3.10)$$

Nach Einschränkung des θ Streuwinkelbereiches über diese Relation, oder - bei einfachen Polarimetern - über geometrische Maßnahmen, kann die Polarisation durch den Fit einer modifizierten Klein - Nishina - Formel, bei welcher der $\cos^2(\varphi)$ Faktor durch $\frac{1}{2}(1 + d) + d * \cos^2(\varphi)$ ersetzt wird [50], bestimmt werden. In diesem Fall gibt "d" den Grad der Polarisation an.

Kapitel 4

Polarimetrie mit dem 2D Si(Li) Polarimeter

4.1 Der 2D Si(Li) Streifendetektor

Bei dem von uns erstmals verwendeten Si(Li) Polarimeter handelt es sich um die Entwicklung eines Prototypen des Detektorlabors Jülich [4] in Zusammenarbeit mit der GSI Darmstadt. Insbesondere bei der Festlegung der Detektorgeometrie konnten die mit anderen Detektoren in Strahlzeiten am Experimentierspeicherring der GSI gewonnenen Erfahrungen verwendet werden. Bei dem Si(Li) Detektorkristall handelt es sich um eine planare, Lithium gedriftete Siliziumdiode. Um das thermische Rauschen des Detektorkristalls zu minimieren und eine ungewollte Auflösung der Li - Diffusion zu verhindern, sitzt dieser auf einem Kühlfinger, welcher den Kristall permanent auf einer Temperatur von -149°C hält. Der zur Kühlung verwendete Kryostat hat einen Durchmesser von 36 cm und ist eine Spezialkonstruktion, die auch im Liegen und unabhängig von der Ausrichtung des Kryostaten mit bis zu 11 Litern (9 kg) LN_2 befüllt werden kann. Insgesamt (Detektorkopf und Kryostat) ergibt sich eine Detektorlänge von etwa 62 cm. Vor dem Detektorkristall befindet sich ein $500\ \mu\text{m}$ dickes Beryllium - Fenster, welches den kompletten aktiven Bereich des Kristalls überdeckt. Zur Erzeugung der notwendigen thermischen Isolation und zur Verhinderung von schädlichen Anlagerungen auf dem Kristall sorgt eine Ionen - Getter - Pumpe

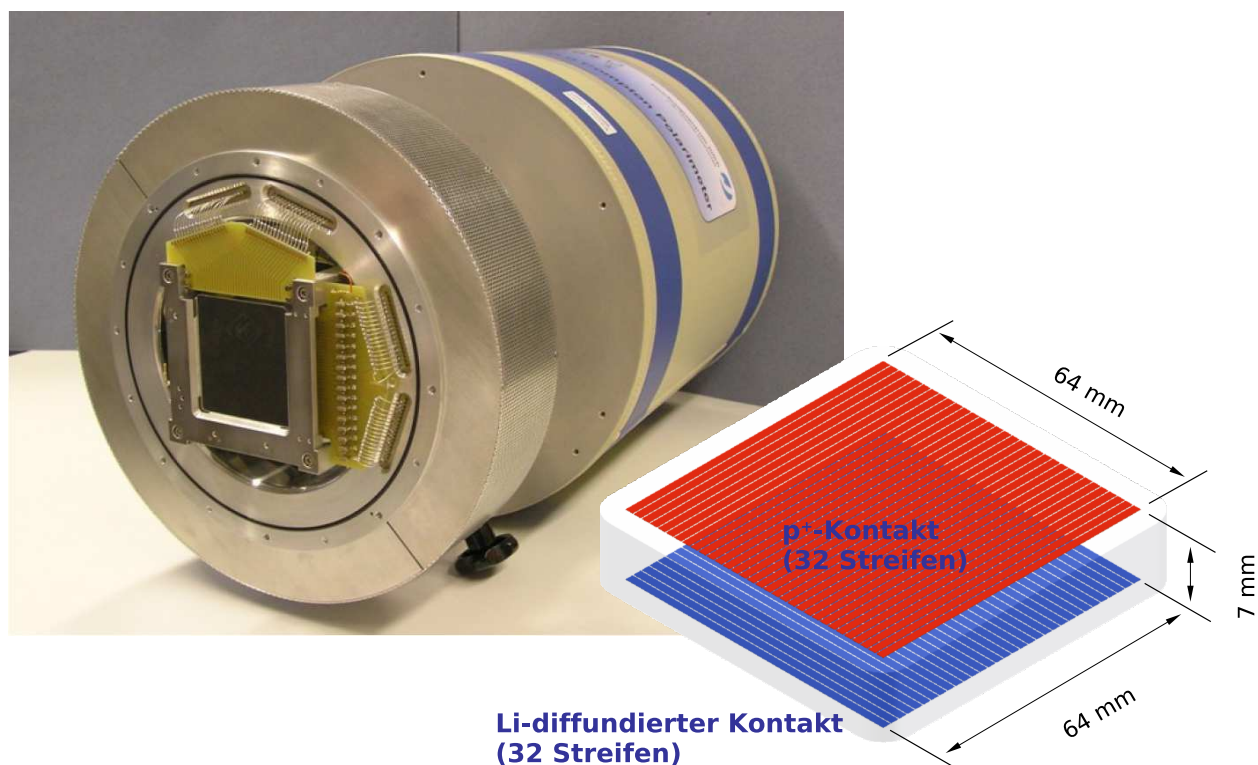


Abbildung 4.1: Blick von vorne auf das geöffnete Si(Li) Polarimeter sowie ein schematischer Überblick des Detektorkristalls

für das beim Betrieb notwendige Vakuum. Für den Fall eines kurzfristigen Pumpenausfalls sorgt eine Zeolithfalle über einen kurzen Zeitraum für ausreichende Sicherheit.

Der Detektorkristall des Polarimeters ist ein kommerziell erhältlicher planarer Siliziumkristall (TOPSIL, Dänemark). Sowohl die Lithium-Diffusion als auch die Bor - Ionenimplantation für den Vorderseitenkontakt wurden im Forschungslabor Jülich durchgeführt [4]. Im Gegensatz zu dem in früheren Arbeiten [51; 52] beschriebenen Ge(i) Detektor handelt es sich also nicht um eine PIN - Diode mit intrinsischem undotiertem Bereich zwischen den beiden Kontakten, sondern um einen n-Typ Kristall mit einem Bor - implantierten p - Kontakt, also um einen klassischen PN - Übergang. Im Anschluss wurden beide Kontakte durch ein spezielles Plasma - Ätz - Verfahren in jeweils 32 Einzelstreifen unterteilt, deren

Breite 2 mm beträgt. Die geätzten Gräben haben eine Breite von etwa $50 \mu\text{m}$. Zur Minimierung von Feldeffekten am Rand des Kristalls ist die aktive Fläche durch einen auf Masse liegenden "Guard Ring" aus dem gleichen Detektormaterial mit einer Breite von 8 mm umgeben. Nach der Durchführung aller Bearbeitungsprozesse ergibt sich insgesamt eine aktive Fläche von $64 \times 64 \text{ mm}^2$ bei einer Kristalldicke von 6.65 mm. Da die Kontaktstreifen beider Seiten senkrecht zueinander liegen, entspricht die aktive Fläche des Streifendetektors derjenigen eines Detektors mit $32 \times 32 = 1024$ Pixeln. Ohne die Anwendung komplexer Analyseroutinen kann daher - sofern keine Ladungsteilung vorliegt - ein Ereignis mit einer Genauigkeit von 2mm lokalisiert werden. Die typische, an die Rückseite des Detektorkristalls angelegte, BIAS - Spannung beträgt +1000V. Demgegenüber sitzt die Bor implantierte p+ dotierte Vorderseite des Detektors im Normalbetrieb auf Masse. Einzelne Streifen sind durch Golddrähte gebondet und sitzen direkt auf einer Keramik-Platine, welche die Signale über Niederkapazitätsleitungen zu den 64 unmittelbar um den Detektorkopf angebrachten Vorverstärkern führt. Sie befinden sich außerhalb des Vakuums. Hinter den Vorverstärkern werden die Signale über 64 (LEMO) Koaxialkabel zur eigentlichen Ausleselektronik übertragen, die durch NIM Hauptverstärker differenziert, integriert und verstärkt werden, bevor sie, durch 64 VME Analog - zu - Digital - Konverter digitalisiert und durch einen VME RIU Rechner aufgegriffen, im Listmode Datenformat auf Festplatte niedergeschrieben werden. Zusätzlich zur Generierung der Energieinformation werden die 32 Vorverstärker-Signale der auf Hochspannung liegenden Rückseitenstreifen noch vor dem Erreichen des Hauptverstärkers aufgespalten und Fast Linear Amplifiern (FLA) zugeführt, die durch ihre besonders schnelle Verstärkung hervorragend zur Erzeugung von Trigger-signalen geeignet sind. Diese schnellen Signale gehen in 32 Constant - Fraction - Diskriminatoren (CFD), welche im wesentlichen das jeweilige Signal invertieren, verschieben und das verschobene Signal von dem ursprünglichen abziehen. Der zeitliche Nulldurchgang des so entstandenen Signals wird durch ein logisches NIM-Signal und durch passende Verzögerungsmodule als Start-Signal an die Zeit - Digital - Konverter (Time to Digital Converter - TDC) weitergegeben. Als Stop-Signale werden in den Experimenten in der Regel die Signale der Umla-

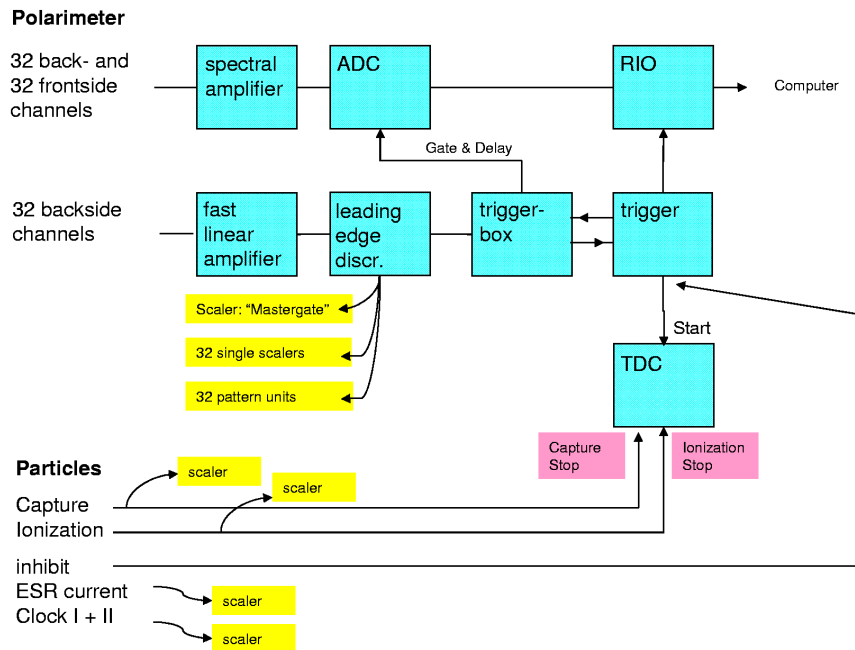


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung der bei den Versuchen verwendeten Ausleseelektronik

dungsdetektoren hinter dem ersten Dipol-Mangeten sowie weitere, im Einzelfall geeignete Signale, verwendet.

4.2 Verwendung als 2D Compton - Polarimeter

Um den Detektor als Compton - Polarimeter zu verwenden, müssen gleichzeitig Compton - Ereignisse und gestreute Photonen nachgewiesen werden. Zur eindeutigen Identifikation dieser "echten" Compton - Streueignisse in der Vielzahl der aufgezeichneten Daten werden folgende Bedingungen verwendet:

- Forderung von Multiplizität zwei auf Vorder- und Rückseitenkontakten des Detektors
- Gleiche nachgewiesene Energie der Vorder- und Rückseitenstreifen (des jeweils gleichen Ereignisses)
- Energiesumme der jeweiligen zwei Vorder- oder zwei Rückseitenstreifen

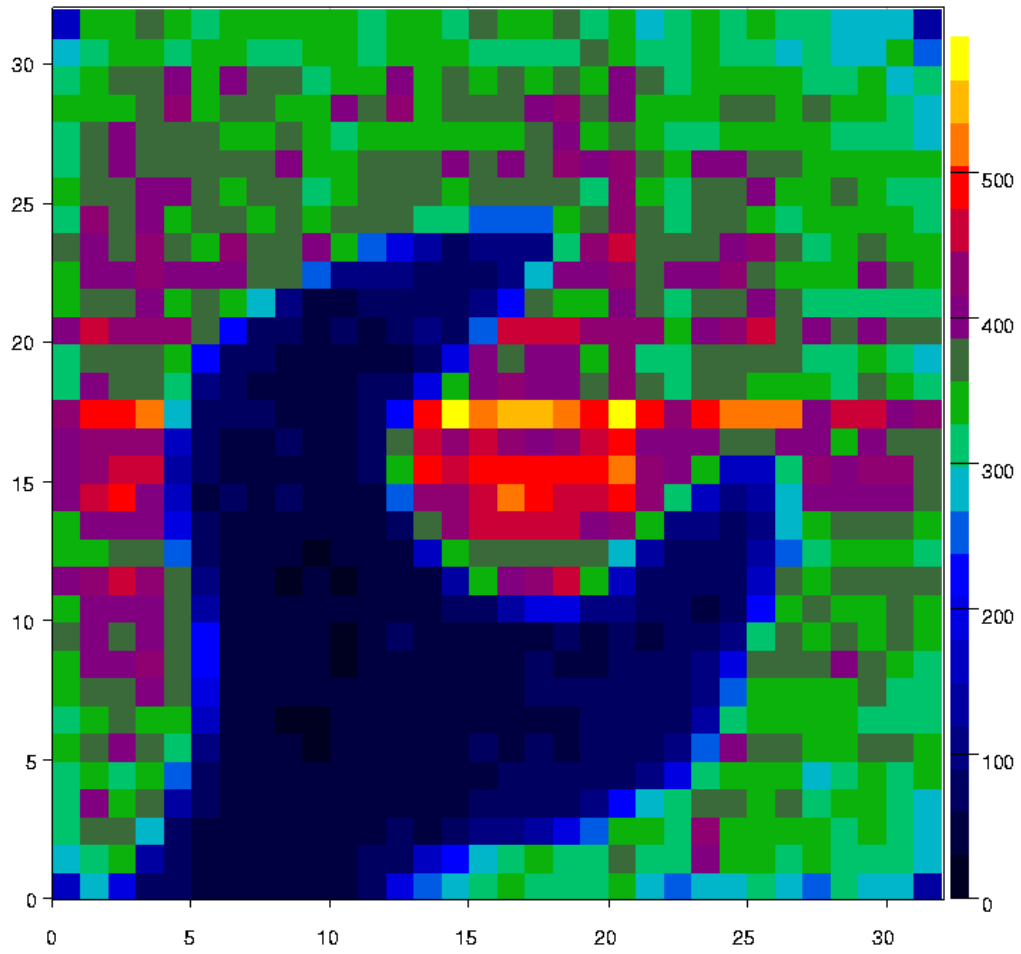


Abbildung 4.3: Ortsbild eines vor das Polarimeter gehaltenen Mausschlüssels

entspricht der erwarteten Übergangsenergie

- Energie der Rückstoßelektronen entspricht einem Compton - Streuwinkel von 90°

Diese Bedingungen gelten strenggenommen nur für die nicht-zentralen Streifen. Bei einer Compton - Streuung entlang eines Vorder- oder Rückseitenstreifens gilt selbst für eine erfolgte Compton - Streuung und anschließender vollständiger Absorption des gestreuten Photons eine Multiplizität von eins. Die Energiebedingungen müssen dementsprechend auf der gegenüberliegenden Seite abgefragt werden. Aus den unterschiedlichen Wirkungsquerschnitten für Compton- und Photoeffekt ergibt sich der unterschiedliche Einsatzbereich von Ge(i) und Si(Li) Polarimetern. Abb. 4.4 zeigt die totale Photoabsorption für Germanium und Silizium sowie die Compton - Wirkungsquerschnitte im Vergleich zu den Wirkungsquerschnitten der anderen Effekte. Im direkten Vergleich von Germanium- zu Silizium - Systemen ist weiterhin festzustellen, dass aufgrund der bei höheren Energien einsetzenden Dominanz der Compton - Streuung gegenüber dem Photoeffekt der Einsatz eines Ge(i) Polarimeters erst ab einer Photonenenergie von etwa 150 keV sinnvoll ist. Ein Si(Li) System ist aufgrund des bereits bei niedrigeren Röntgenenergien dominierenden Compton - Wirkungsquerschnitts bereits ab Energien von etwa 50 keV einsetzbar und deckt daher erstmals auch den Energiebereich zahlreicher charakteristischer Übergänge oder den Einfang in die L-Schale von schweren hochgeladenen Ionen ab. Eine weitere Steigerung der Effizienz des Polarimeters kann durch die Steigerung des θ -Streuwinkelbereichs erreicht werden. Der Vorteil des in dieser Arbeit beschriebenen 2D Detektorsystems liegt in seiner Fähigkeit, gleichzeitig räumliche, zeitliche sowie energetische Informationen der detektierten Ereignisse liefern zu können. Die Kombination dieser Eigenschaften macht ein solches System multihitfähig, da erst durch die Kombination dieser drei Eigenschaften eine exakte Zuordnung der gleichzeitig im Detektor stattfindenden Ereignisse ermöglicht wird. Ein solcher Detektor, als Compton - Polarimeter eingesetzt, ist in der Lage, sowohl den Nachweis von Compton - Streuung als auch der zunächst gestreuten und anschließend in ein und demselben Kristall an einem anderen Ort absorbierten Photonen durchzuführen. Aus der daraus resultierenden gleichzeitigen Überwachung aller Streu-

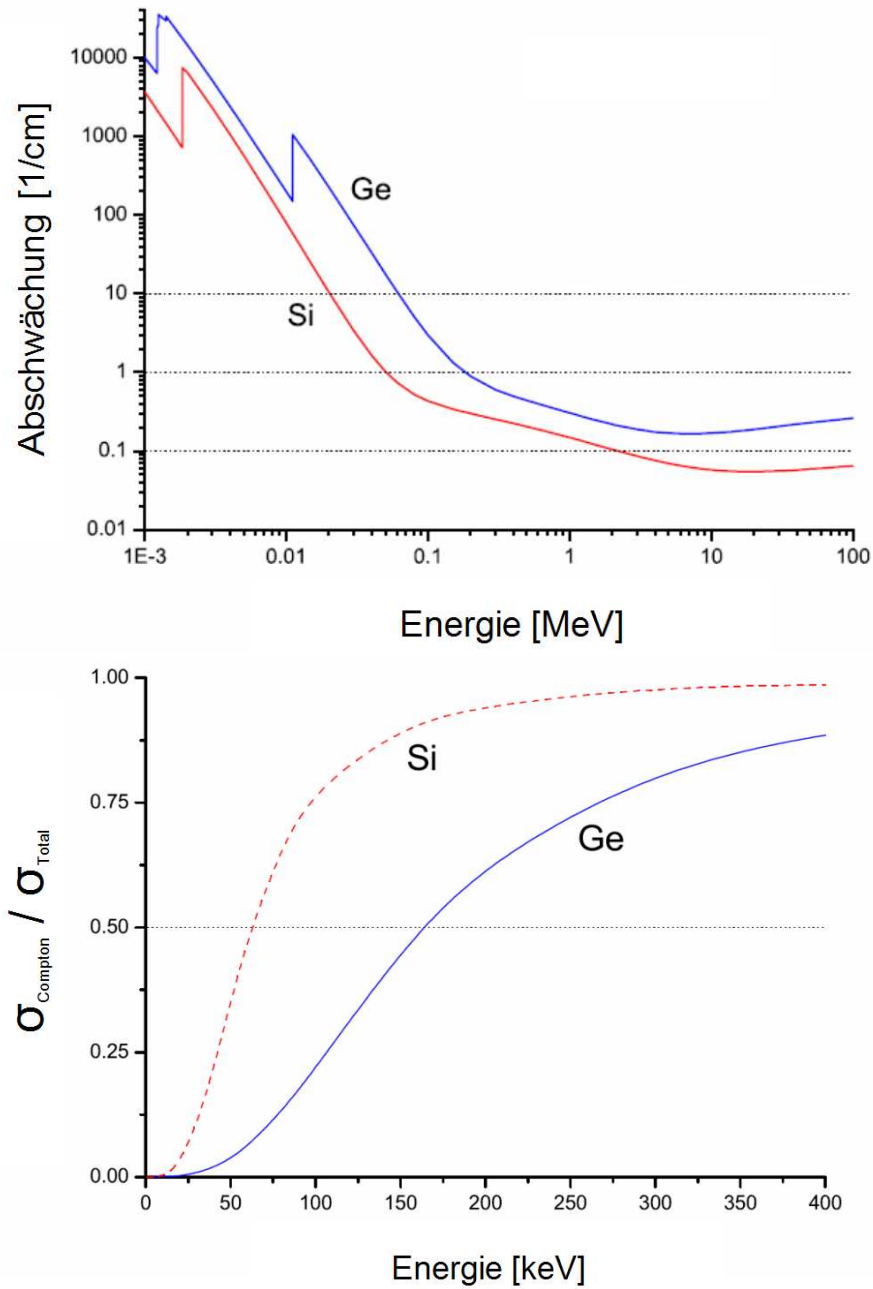


Abbildung 4.4: Silizium und Germanium: Totale Absorption und Vergleich des totalen Compton - Wirkungsquerschnitts zu anderen Effekten [53]

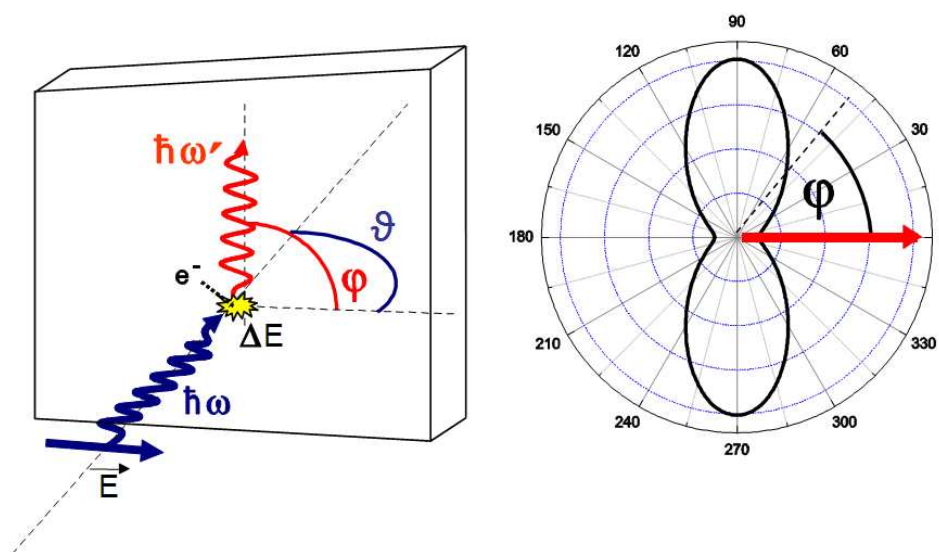


Abbildung 4.5: In dem Si(Li) Polarimeter findet sowohl der Streuprozess als auch der Nachweis des gestreuten Photons in demselben Detektorkristall statt.

winkel φ und der Abdeckung eines breiten Bereichs des Steuwinkels θ , der von der linearen Polarisation der Strahlung abhängigen Compton - Streuung, ergibt sich die enorme Effizienz des 2D Si(Li) Compton - Polarimeters im Vergleich zu den bislang verwendeten Compton - Polarimetern. Zur eindeutigen Unterscheidung zwischen Rückstoßelektronen und gestreuten Photonen sowie der Bestimmung des Streuwinkels θ kann in einem solchen System jedoch ausschließlich auf Energiebedingungen nach 3.10 zurückgegriffen werden. In Graphik 3.10 werden die Energien des gestreuten Photons sowie der Rückstoßelektronen für verschiedene Energien des ursprünglichen Photons aufgetragen. Es wird deutlich, dass es bereits ab einer Röntgenenergie von etwa 250 keV unter großen Bereichen des Streuwinkels θ zu einem Energieüberlapp der gestreuten Photonen und der Rückstoßelektronen kommt und daher nicht mehr unter allen Streuwinkeln eine eindeutige Zuordnung der Ereignisse durchgeführt werden kann. Hier liegt eine wesentliche Beschränkung der in dieser Arbeit vorgestellten Messmethode für Polarisation harter Röntgenstrahlung. Unter Laborbedingungen ist die

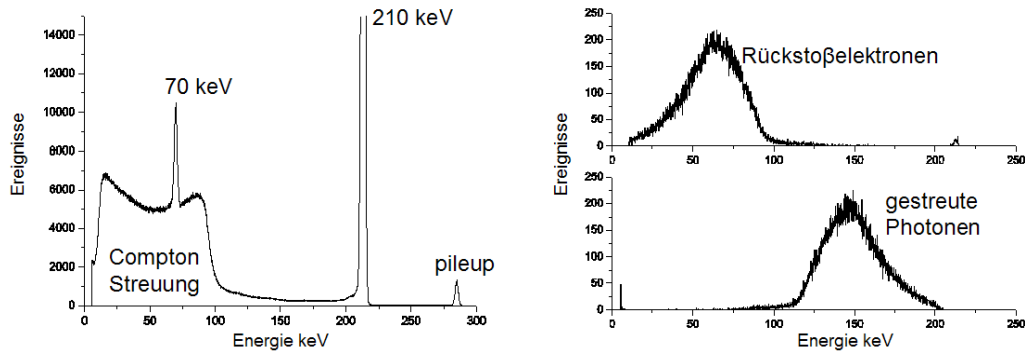


Abbildung 4.6: Streifenspektrum eines 2D Ge(i) Detektors bei einer Testmessung an der ESRF, Grenoble - Rechts sind die geometrisch bedingten Energieverteilungen der Rückstoßelektronen und gestreuten Photonen dargestellt [51].

φ -Winkelverteilung der Compton - Streuung punktsymmetrisch. Daher ist unter diesen Bedingungen die Unterscheidung von Compton- oder Photoabsorptionsereignis zur Bestimmung der Polarisation unwesentlich.

Jedoch wird diese Unterscheidung im Experiment am Speicherring wegen der relativistischen Dopplerverschiebung der emittierten Photonen erneut notwendig, da Photonen, die auf der linken Detektorseite auftreffen, eine andere Energie besitzen, also solche, die auf der rechten Seite auftreffen. Daher kann es bei hohen Strahlenergien notwendig sein, in der Auswertung ausschließlich kleinere Streuwinkeln zu verwenden, damit Rückstoßelektronen und gestreute Photonen klar voneinander getrennt werden können. Nur dadurch bleiben in einer solchen Umgebung Bedingungen auf den Streuwinkel θ möglich. Abb. 5.3 (links) zeigt das Spektrum eines einzelnen Streifens eines Ge(i) Detektors unter Röntgenbestrahlung an der ESRF, Grenoble [52]. Die dritte Harmonische des Synchrotrons liegt bei 210 keV. Daneben ist die erste Harmonische bei 70 keV, der gemeinsame Pile - up - Peak bei 280 keV. Die Compton - Ereignisse liegen deutlich als breite Energieverteilung im niederenergetischen Bereich vor. Diese Verteilung hat Maxima im Bereich der 180° und 0° Streuung. Durch die Verwendung von verschiedenen Bedingungen, die später in dieser Arbeit beschrieben werden,

können die "echten" Compton - Ereignisse, bei denen sowohl die Streuung selbst als auch die gestreuten Photonen nachgewiesen werden, sichtbar gemacht werden. Eine solche Verteilung ist typisch für 2D Streifen Detektoren, da aufgrund der Geometrie des Detektorkristalls die Streuung unter 90° hervorgehoben wird. Zuletzt sei noch erwähnt, dass bei so genannten Pixel-Detektoren [57] oder bei 2D Streifen - Detektoren mit nur sehr grober Ortsauflösung unter Umständen eine Korrektur auf geometrische Effekte, wie sie etwa durch die unterschiedliche Ausrichtung der Pixel gegenüber dem Streumittelpunkt entstehen, notwendig wird. Hierzu normiert man die Intensität eines gegebenen Pixels im Winkel φ mit derjenigen unter $\varphi + 90$. Bezogen auf den Streumittelpunkt ist die geometrische Lage der beiden Pixel gleich und kann daher für diese Korrektur verwendet werden:

$$I_\varphi/I_{\varphi+90} = \frac{d\sigma}{d\Omega_\varphi} / \frac{d\sigma}{d\Omega_{\varphi+90}} \quad (4.1)$$

Es sei hervorgehoben, dass im Gegensatz zu früheren Messungen mit groben Pixeldetektoren eine solche Vorgehensweise nicht mehr notwendig ist. Die Visualisierung und auch die Messungen der Anisotropie der Compton - Streuung und damit der linearen Polarisation wurden für diese Arbeit direkt und ohne weitere Normalisierungen durchgeführt.

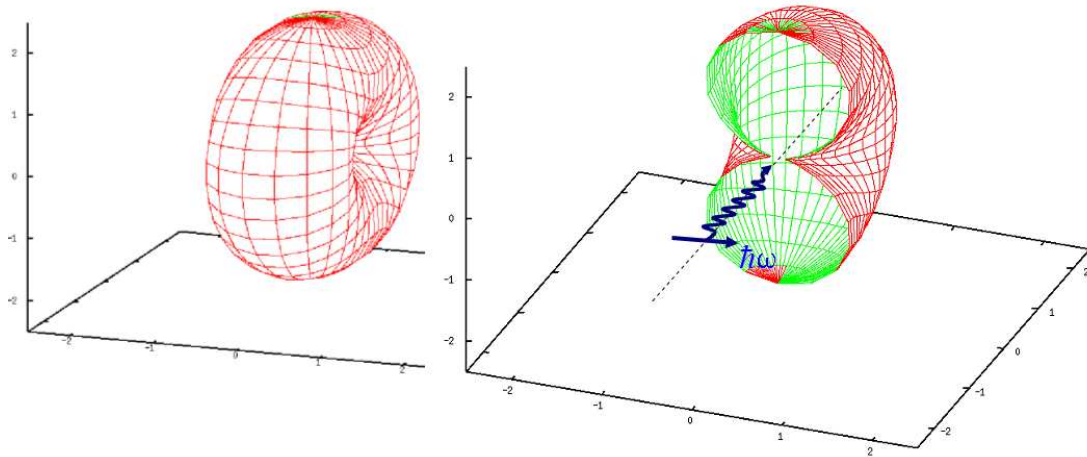


Abbildung 4.7: Dreidimensionaler Klein - Nishina - Wirkungsquerschnitt für niedrige Strahlenergien - Das ursprüngliche Photon kommt von vorne. Rechts ein Schnitt in der $\theta = 90^\circ$ Ebene.

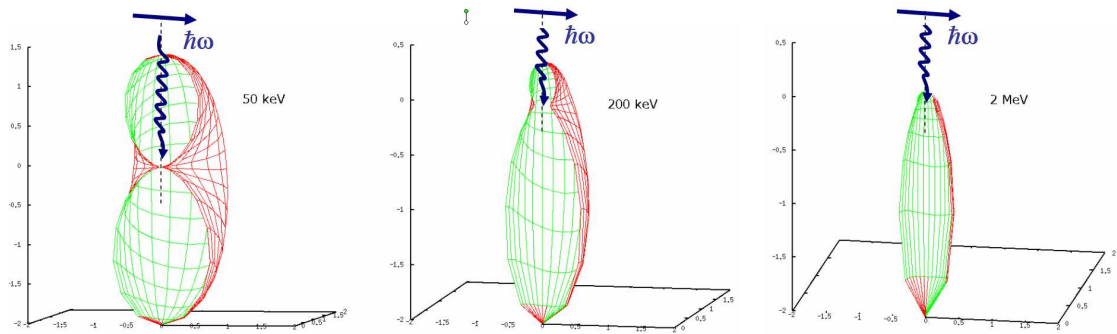


Abbildung 4.8: Compton - Streuung bei verschiedenen Photonenenergien - Die Streugeometrie ist links gezeigt, das Photon kommt diesmal von oben, die Schnitte entsprechen der θ -Streuebene.

Kapitel 5

Experimentaufbau

5.1 Die Beschleunigeranlage der GSI

An der Beschleunigeranlage der Gesellschaft für Schwerionenforschung können alle Elemente von Wasserstoff bis Uran ($Z=1$ bis $Z=92$) beschleunigt werden. Die Kombination aus der möglichen Elementvielfalt und der hohen erreichbaren Strahlintensität ist weltweit einzigartig. Elemente, die nicht von Anfang an in Ionenquellen gewonnen werden können, können im Fragmentseparator durch Stoß- und Fusionsprozesse künstlich erzeugt werden. Die Beschleunigeranlage der GSI beginnt mit den Ionenquellen, die - abhängig von dem Experiment und den angeforderten Elementen - als Penning, MEVVA (Metal Vapor Vacuum Arc) oder ECR (Electron Cyclotron Resonance Ionenquellen (Hochladungsinjektor - HI) vorliegen. Hinter den Penning und MEVVA Quellen befindet sich der 120 Meter lange Universelle Linearbeschleuniger (Universal Linear Accelerator - UNILAC). Dieser besteht aus einer Radiofrequenzquadrupol (RFQ) - Beschleunigerstruktur, gefolgt von zwei IH Strukturen (36 MHz). Dahinter befindet sich der sogenannte Poststripper, ein Gastarget, durch welches weitere Elektronen aus den Ionen entfernt werden. Somit können höhere Ladungszustände erzeugt werden, an deren elektrischer Ladung die weiteren Beschleunigerstrukturen angreifen. Hinter dem Poststripper werden die bereits hochgeladenen Ionen aus der ECR-Quelle durch den Hochladungsinjektor eingeschossen. Die auf 1.4 MeV/u vorbeschleunigten Ionen werden im Anschluss durch vier Alvarez Strukturen

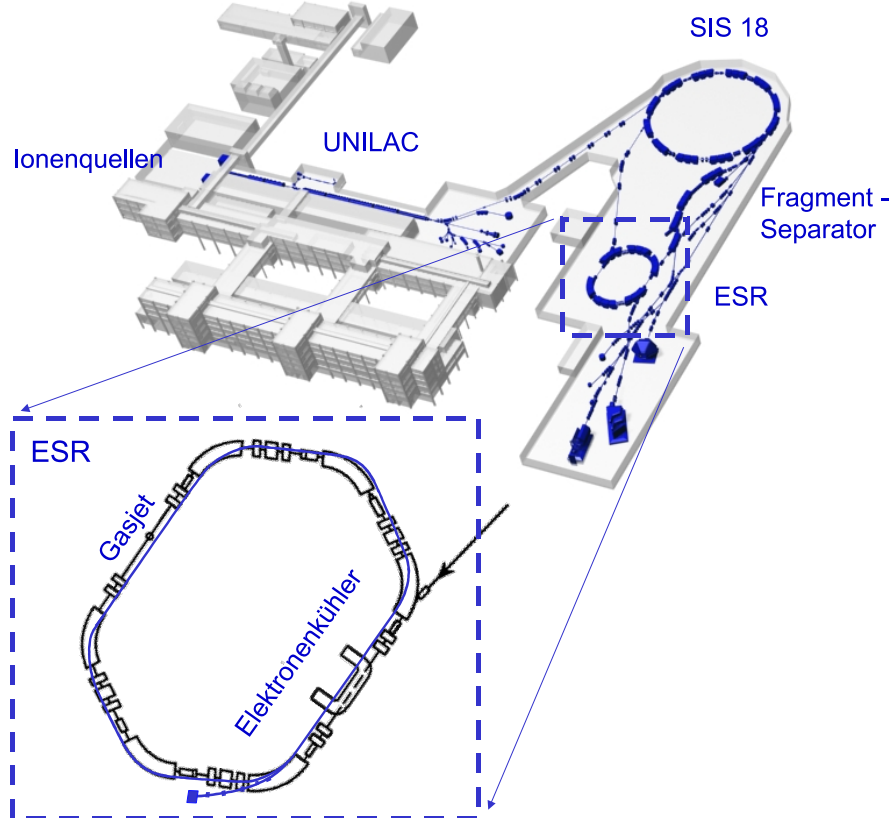


Abbildung 5.1: Überblick über die Beschleunigeranlagen der GSI - Hervorgehoben ist der Experimentier - Speicherring (ESR), an dem die in dieser Arbeit vorgestellten Experimente durchgeführt wurden.

(bei 108 MHz) auf eine Energie von 11.4 MeV/u gebracht, welche in der sich an den UNILAC anschließenden Niederenergiehalle für Experimente zur Verfügung steht. Hier steht unter anderem das SHIP-Experiment, mit dem die Elemente 107 - 112, Bohrium, Hassium, Meitnerium, Darmstadtium, Roentgenium und das noch nicht benannte Element 112 entdeckt worden sind [58]. Um viel höhere Strahlenergien zu erreichen, steht seit den 90er Jahren der sogenannte Schwerionensynchrotron (SIS) zur Verfügung. In ihn werden über einen Transferkanal die durch den UNILAC beschleunigten Ionen eingeleitet. Beschränkt durch die magnetische Steifigkeit VON 18 Tm , können mit dem SIS bei Uran 73+ Strahlenergien von maximal 1 GeV/u erreicht werden. Bei leichteren Ionen sind sogar bis zu 2.1 GeV/u erreichbar. Der SIS beschleunigt parallel vier Schwerionenpulse. An das SIS schließt sich der Fragment Separator an, in dessen Produktionstarget bei Bedarf nichtstabile, kurzlebige Isotope erzeugt und separiert werden können. Hinter dem FRS kann der Ionenstrahl wahlweise in den Experimentier Speicher Ring - ESR oder in die Hochenergie - Experimentierhalle weitergeleitet werden. Für den Einfang von stark abgebremsten hochgeladenen schweren Ionen befindet sich hinter dem ESR die HITRAP Experimentieranlage [59] in dem Tunnel des ehemaligen Reinjektionskanal in den SIS. Hier wird die Beschleunigeranlage der GSI als Produktionsanlage für hochgeladene schwere Ionen verwendet und diese unter Zuhilfenahme des ESR und weiterer Linearbeschleuniger abgebremst und eingefangen.

5.2 Der Experimentier - Speicherring

Der Experimentier - Speicherring stellt die Umgebung der für die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente dar und wird daher etwas detaillierter behandelt. Ein wichtiger Vorteil des ESR liegt in der "Wiederverwertung" derjenigen Ionen, die keine Wechselwirkung mit den Targetatomen eingegangen sind. Außerdem können im ESR die aus dem SIS injizierten Ionenpulse kumulativ überlagert, also aufsummiert werden. Dabei liegen die typischen Teilchenzahlen für die Speicherung von Uranionen im Bereich von 10^8 . Begrenzt wird die Teilchenzahl vor allem durch Raumladungseffekte [60; 61]. Der ESR ist mit einem Umfang von

108.36 Metern gerade halb so groß wie das Schwerionensynchrotron SIS. Deshalb werden aus diesem auch zwei der insgesamt vier beschleunigten Schwerionenpulse in den ESR eingeschossen. Die Strahlführung des ESR wird durch insgesamt sechs Dipolmagnete mit einer magnetischen Steifigkeit von 10 Tm gewährleistet. Um der durch die gegenseitige Abstoßung der positiv geladenen

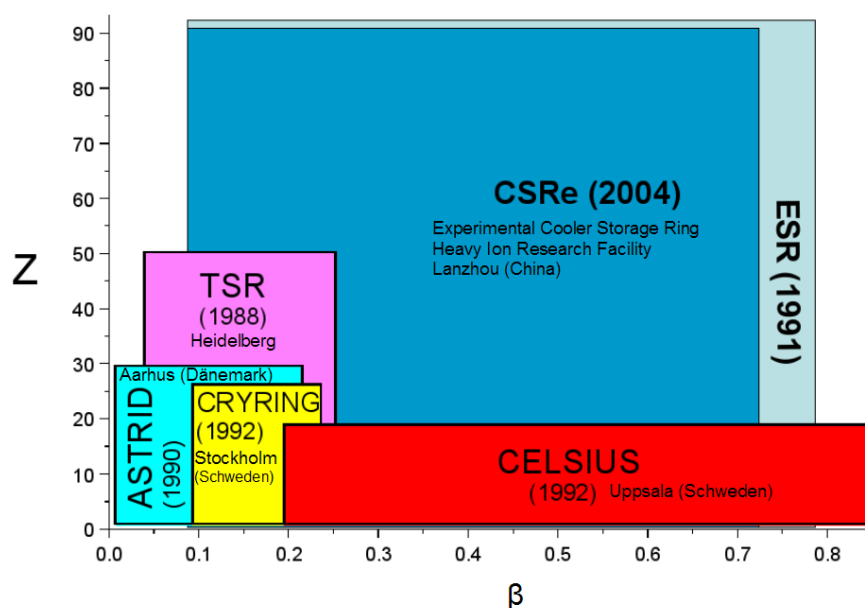


Abbildung 5.2: Vergleich der Operationsbereiche wichtiger Schwerionenspeicherringe. Der ESR ist der weltweit erste Speicherring, in dem alle Elemente von Wasserstoff($Z=1$) bis Uran($Z=92$) gespeichert werden können - aus [62]

Ionen hervorgerufenen Verbreiterung des Ionenstrahls entgegenzuwirken, werden neben den Dipolmagneten insgesamt vier Quadrupol - Triplets und vier Quadrupol Dupletts eingesetzt. Während die Dipol-Magneten den Ionenstrahl durch die als Zentripedalkraft wirkende Lorenz - Kraft auf einer Kreisbahn halten, wirken die Quadrupol-Magnete jeweils in einer Ebene fokussierend. Da sie in der senkrecht dazu stehenden Ebene jedoch defokussierend wirken, müssen mindestens zwei Quadrupole (Duplett) hintereinander eingesetzt werden. Durch die Verwendung eines dritten Quadrupol - Magneten kann zusätzlich der Abstand des Fokuspunktes variiert werden. Die Ionen vollführen auf ihrer Bahn

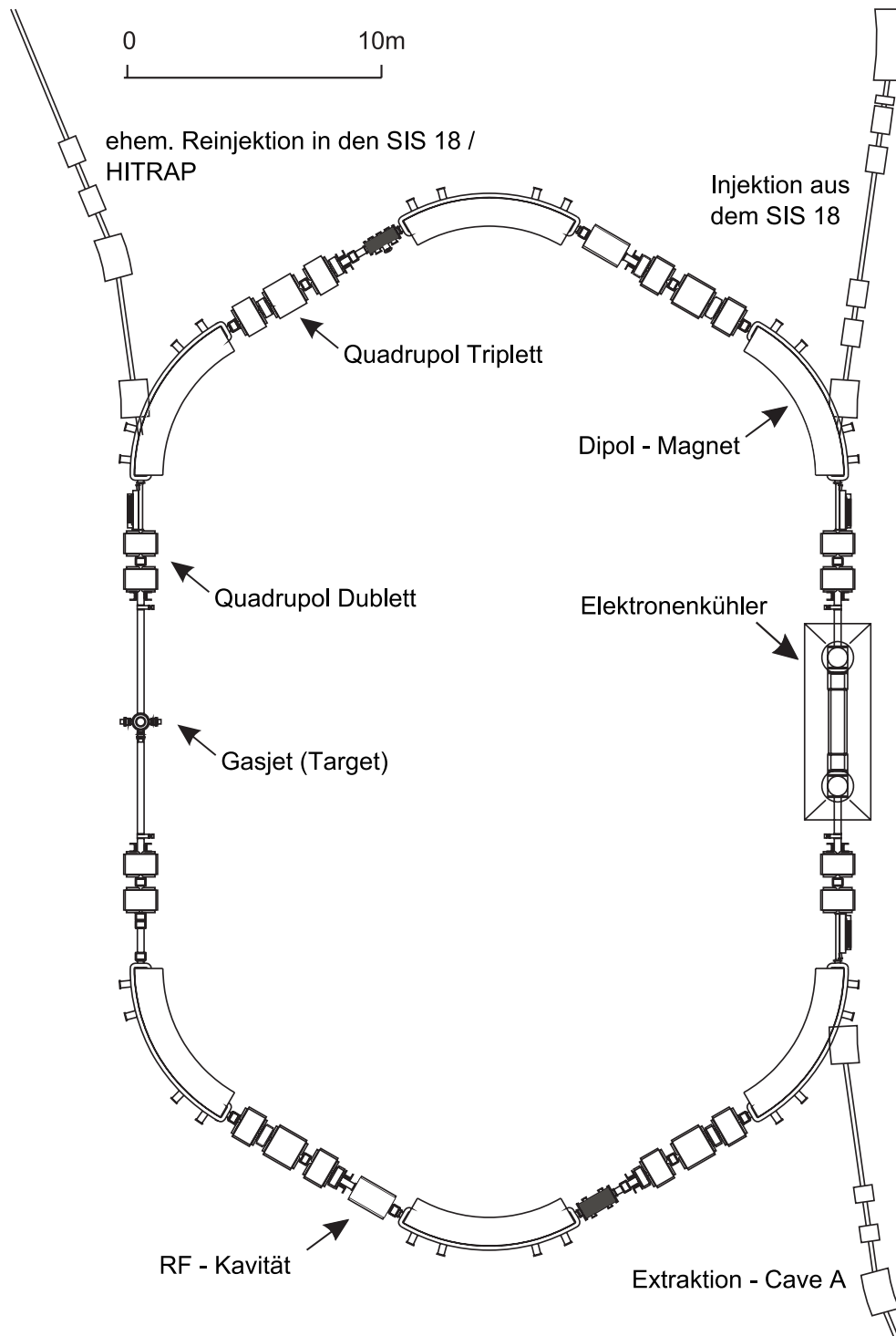


Abbildung 5.3: Der Experimentierspeicherring hat einen Umfang von 108.36 Metern und kann gekühlte Ionenstrahlen bis zu Uran⁹²⁺ speichern. Die beiden wichtigsten Experimentstandorte für atomphysikalische Messungen sind der Elektronenkühler und das Gasjet Target.

eine sogenannte Betatron-Oszillation um die Soll - Bahn; beim Einsatz der fokussierenden Systeme muss auch dieser Bewegung Rechnung getragen werden. Um Resonanzbedingungen auszuschließen, darf außerdem die Anzahl dieser Oszillationen n kein ganz - oder $\frac{1}{n}$ - zahliges Vielfaches der Umlauffrequenz darstellen: dies führte zum Strahlverlust. Die typischen Umlauffrequenzen der im ESR gespeicherten Ionen betragen - je nach Strahlenergie - bis zu etwa $2 \cdot 10^6$ Hz. Die Injektionsenergien in den Speicherring können durch zwei gegenüberliegende tm - Moden Radiofrequenz - Kavitäten reduziert werden. Dies ist für ESR Experimente von zentraler Bedeutung, da aus der Kombination von relativistischer Ionengeschwindigkeit und endlicher Detektorausdehnung eine Doppler-Verbreiterung der beobachteten Röntgenlinien resultiert. Diese kann jedoch durch eine Reduktion der kinetischen Strahlenergie sowie durch den Einsatz von Spaltblenden vor den Detektoren oder einer geschickten Ausrichtung von Streifendetektoren reduziert werden. Um eine möglichst hohe Lebensdauer des Ionenstrahls zu gewährleisten (Rekombinationsraten), wird der ESR über zahlreiche Turbopumpen kontinuierlich auf einem Vakuum von etwa 10^{-11} mbar gehalten. Zur Strahldiagnose werden in erster Linie die sogenannten Schottky - Dioden eingesetzt. Dieser Diodentyp besitzt anstelle eines PN - Übergangs einen Halbleiter - Metall - Übergang. Da es in diesem Dioden - Typ zu keiner (langsamen) Löcher-Wanderung kommt, sondern nur zu einer Elektronenbewegung, sind Dioden dieses Typs besonders schnell. Durch die Nähe des Ions wird eine Bildladung in der Diode induziert, welche gemessen werden kann. Eine Fourier-Analyse der entstehenden Signale führt zu einer Messung der Umlauffrequenz der Ionen und damit der Strahllage im Ring. Diese Messung kann nicht nur auf der Hauptfrequenz, sondern auf jeder harmonischen Schwingungsfrequenz durchgeführt werden. Schottky - Diagnostik kann etwa dazu genutzt werden, um den Erfolg der Elektronen- und stochastischen Kühlung zu überprüfen. Eine Strahlkühlung ist notwendig, um ein Auseinanderlaufen des vollständig aus positiv geladenen Ionen bestehenden Strahls zu verhindern. Bei der stochastischen Kühlung werden auf Mikrowellen basierende und im ESR - Ring exakt gegenüber liegende Pick-Ups und Kicker eingesetzt. Die durch das Pick-Up gemessene mittlere Impulsabweichung der Ionen wird in extrem kurzer Zeit zu

dem genau gegenüber liegenden Kicker übertragen (halber Speicherringumfang). An dieser Stelle wird ein entsprechender, dieser Impulsabweichung entgegengesetzter "Kick" auf den Ionenstrahl ausgeübt (Simon Van der Meer, Nobelpreis 1984 [63]). Dieses Verfahren funktioniert insbesondere bei hohen Strahlenergien gut. Stochastische Kühlung wird daher vor allem zur Vorkühlung bei sehr heißen Ionenstrahlen verwendet, etwa nach der Element-Erzeugung im FRS. Bei den für diese Arbeit durchgeführten Experimenten war eine stochastische Kühlung jedoch nicht sinnvoll. Bei niedrigeren Strahlenergien wird die in der folgenden Sektion beschriebene Methode der Elektronenkühlung sehr viel effizienter und genauer.

5.3 Elektronenkühler und Gastarget

Nach dem Satz von Liouville ist das innerhalb des Impuls - Ort Raumes eingeschlossene Volumen der Teilcentrajektorien in einem geschlossenen System konstant. Diese sogenannte "Emittanz" kann jedoch durch die Überlagerung eines Elektronenstrahls mit dem Ionenstrahl verringert werden, da die Elektronen zwar kurzzeitig zum System gehören und dabei Impuls aufnehmen, nach dem Kühlungsvorgang jedoch wieder abgesaugt werden. Die Geschwindigkeit des Ionenstrahls passt sich insbesondere der longitudinalen Geschwindigkeit des Elektronenstrahls an. Auf diese Weise kann die Impulsverteilung auf bis zu $\frac{\Delta p}{p} = 1 * 10^{-6}$ reduziert werden. Die Kopplung der Teilchengeschwindigkeit an den Gesamtbahnradius führt außerdem zu einer Konzentration des Teilchenstrahls auf dem der Strahlenergie entsprechenden Bahnradius. Aufgrund der hohen Elektronendichten eignet sich der Elektronenkühler außerdem als Elektronentarget. Da sich die Elektronen auf Kreisbahnen um die Magnetfeldlinien bewegen, findet der größte Teil der Stöße mit dem Ionen senkrecht zur Ionenstrahlachse statt. Die fast wieder vollständig senkrecht zur Einfangebene stehende Abstrahlcharakteristik des Einfangprozesses führt dann dazu, dass in Strahlnähe hinter dem Elektronenkühler positionierte Detektoren die Rekombinationsstrahlung beobachten können. Das Gasjet-Target des ESR [66] ist für die Verwendung von leichten (Wasserstoff) bis schweren Gasen (Xenon) ausge-

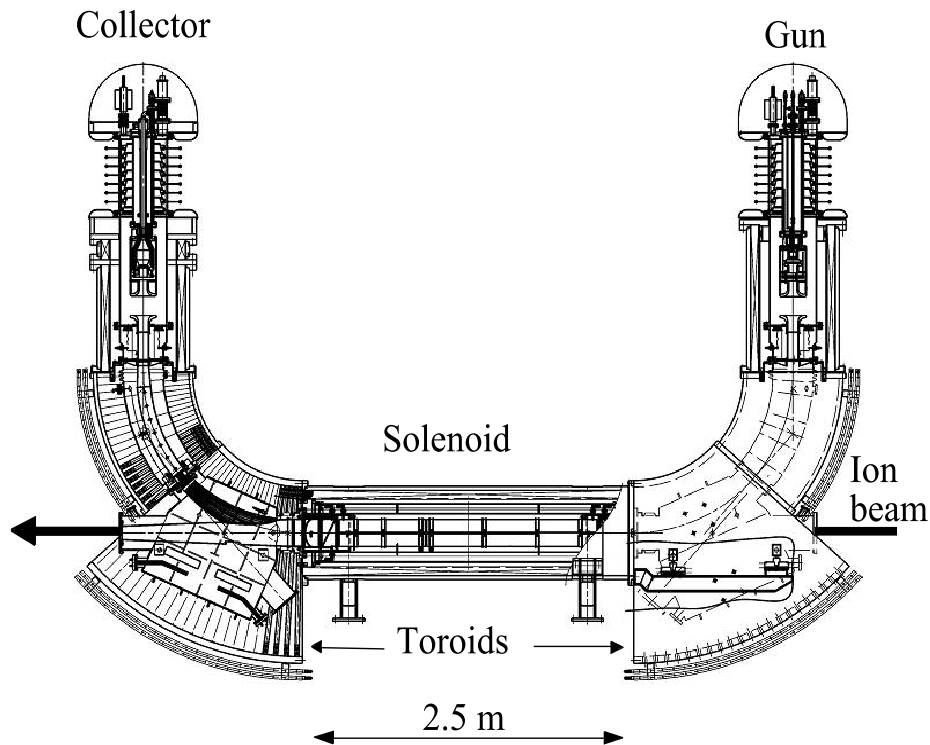


Abbildung 5.4: Schematischer Aufbau des Elektronen - Kühlers, der dem Ionenstrahl kurzfristig einen Elektronenstrahl überlagert [1; 64]

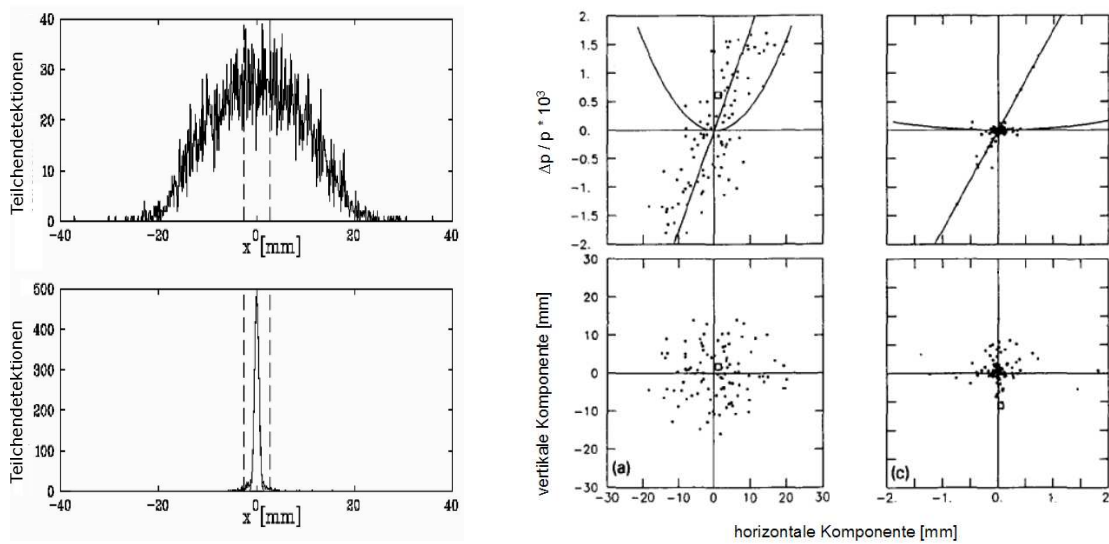


Abbildung 5.5: Links: Positionskalierte Schottky - Spektren vor und nach der Kühlung - Rechts oben: Simulierte Position der Ionen vor und nach der Kühlung im Impuls-Orts Raum - Rechts unten: Kühlvorgang in der x - y Ebene [65]

legt. Die Zuleitung der Gase erfolgt über das Dach des ESR. Seit Anfang des Jahres 2008 wird zur Formung des Gasjets eine kühlbare Lavaldüse mit einem Durchmesser von $5\ \mu\text{m}$ verwendet [67]. Durch das Zusammenspiel von Druck und Temperatur können Gas-, Cluster- und Droplet-Targets erzeugt werden. Die besonders hohen Anforderungen an das Speicherring - Vakuum führen auch zu sehr hohen Anforderungen an die Gasjet - Qualität. So gelangt der durch die Lavaldüse erzeugte Gasjet in eine Reihe von gepumpten Kammern, in deren Übergang sogenannte Skimmer die äußeren Bereiche des Gasjets abstreifen. Nach dem Durchgang durch drei Skimmer trifft der Gasjet in der Wechselwirkungskammer senkrecht auf den Ionenstrahl. Die Wechselwirkungskammer besitzt verschiedene Beobachtungsfenster unter 0° , 35° , 60° , 90° , 120° , 150° und 145° . Sie sind jeweils mit Beryllium, Edelstahl oder optischen Quarzfenstern bestückt, an welche die Röntgen- oder optische Detektoren positioniert werden können. Unterhalb der Targetkammer befindet sich der sogenannte Targetsumpf. Er ist zur Verteilung der Gaslast aus insgesamt vier hintereinander liegenden Vakuumkammern aufgebaut. Diese werden jeweils durch eine Turbomolekularpumpe gepumpt.

5.4 Verwendete Detektorsysteme und Aufbau

Neben dem bereits beschriebenen 2D Si(Li) Polarimeter kam während des U^{92+} Experimentes auch ein 2D Ge(i) Mikrostreifen Detektor als Compton - Polarimeter zum Einsatz. Es handelt sich dabei um einen intrinsischen Ge(i) Detektor, dessen Elektroden in 128 Vorderseitenstreifen und 48 Rückseitenstreifen mit einem Streifenabstand von $250\ \mu\text{m}$ und $1167\ \mu\text{m}$ aufgeteilt wurden ([68]). Eine genaue Beschreibung dieses 2D Halbleiterdetektors findet man in [52; 51]. Die für diesen Detektor angewendete Analyse entspricht - bis auf die Berücksichtigung der sich unterscheidenden Anzahl der Vorder- und Rückseitenstreifen - der in dieser Arbeit für den Si(Li) Detektor beschriebenen. Das 2D Si(Li) Polarimeter stand bei allen Experimenten am äußeren 90° Port der Targetkammer, während der 2D Ge(i) Detektor ausschließlich für das U^{92+} Experiment am inneren 35° Fenster stationiert wurde. Einen Überblick über den Versuchsaufbau

gibt Graphik 5.7. Um den Effekt der relativistischen Linienverbreiterung zu reduzieren, wurden die Detektoren so positioniert, dass die positiven Kontaktstreifen mit ihrer besseren Energieauflösung bei allen Experimenten parallel zum Gastarget und damit senkrecht zum Ionensrahl ausgerichtet waren. Dadurch war jeder dieser Streifen nur einem sehr kleinen Abstrahlwinkel ausgesetzt. Die durch die relativistische Dopplerverschiebung bedingte Energiedifferenz zwischen den einzelnen Streifen konnte dann aufgrund der bekannten Strahlenergie berücksichtigt werden. Neben einer optischen Webcam mit Restlichtverstärker am äußeren 150° Fenster wurden die übrigen freien Fenster mit Single Detektoren ausgerüstet. Um Umladungsereignisse in Koinzidenz mit den beobachteten Röntgenphotonen nachweisen zu können, befanden sich hinter dem ersten Dipolmagneten Vielkanal - Multiproportionalzähler. Da sich die nach innen gerichtete Trajektorie der durch Rekombination negativ umgeladenen Ionen von der nach außen gerichteten Trajektorie der durch Ionisation positiv umgeladenen Ionen unterscheidet, befinden sich diese Zähler auf der inneren bzw. äußeren Seite des ersten Dipolmagneten. Bei Auftreffen auf die Gaszähler wird das in ihnen befindliche Xenon-Gas ionisiert, die freien Ladungsträger führen zu einem Funkenüberschlag auf die entsprechenden Drähte (Anoden). Über die Identifikation der Anoden sowie Laufzeitdifferenzen der Signale kann mit diesen Detektoren zudem prinzipiell eine gute Ortsauflösung erreicht werden. In unseren Experimenten wurde jedoch ausschließlich das Summensignal aller Anoden (ohne Ortsauflösung) zur Koinzidenzmessung verwendet.

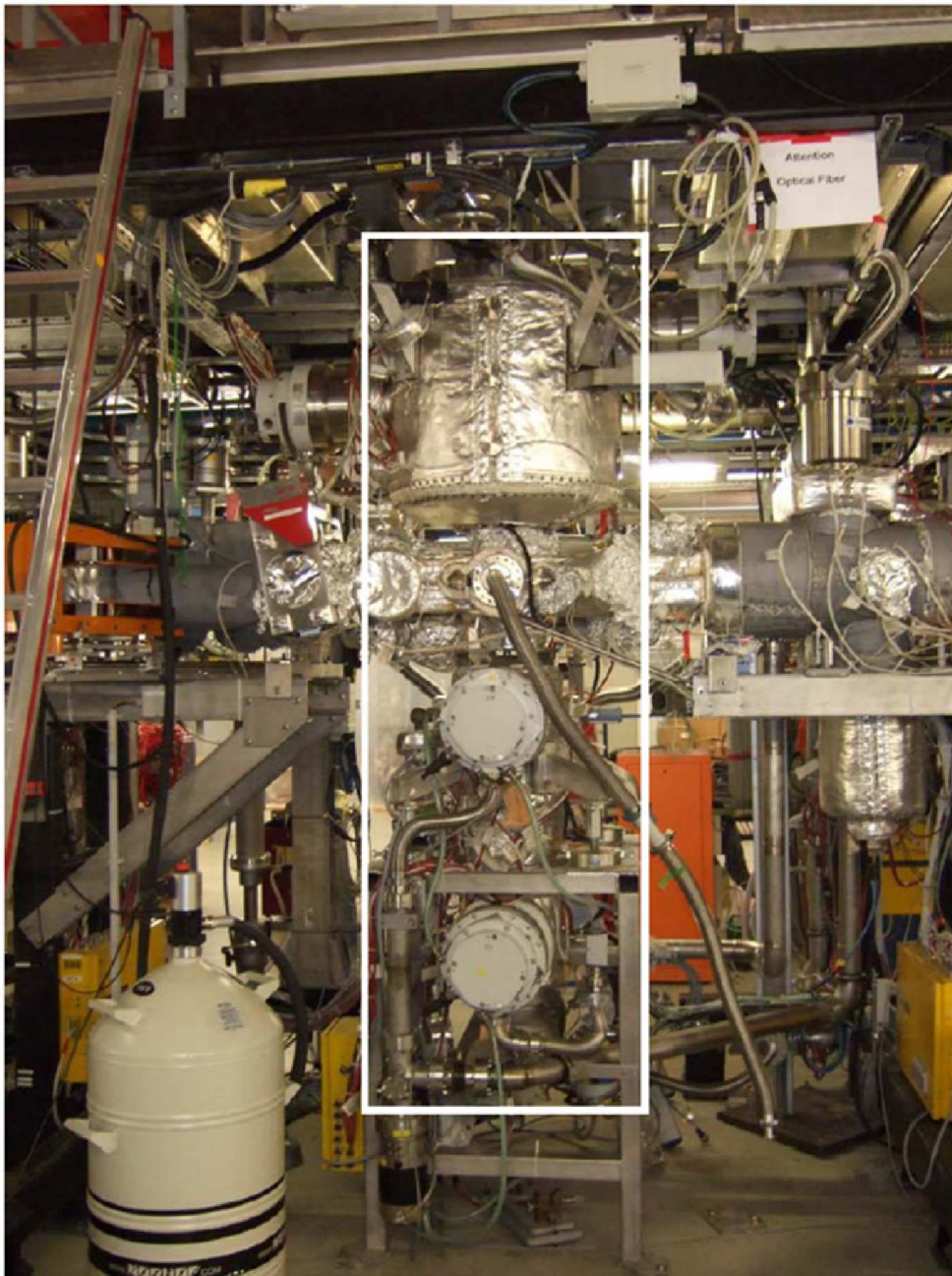


Abbildung 5.6: Das interne Gasjet Target des Experimentier - Speicherrings ist in der linken Aufnahme markiert. Der Ionenstrahl verläuft von rechts nach links.

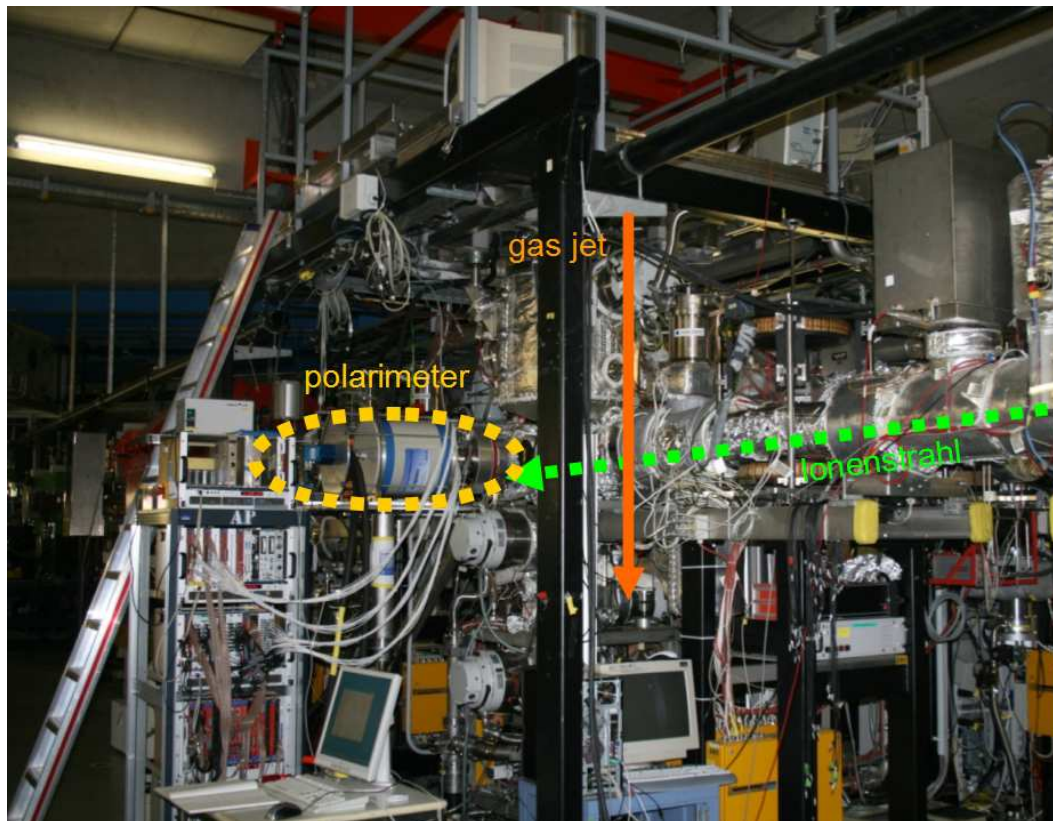


Abbildung 5.7: Blick auf den Versuchsaufbau mit dem am 90° Port des internen Gasjets aufgebauten 2D Si(Li) Polarimeter - Die Ausleselektronik des Detektors befindet sich in dem Rack links unterhalb des Detektors.

Kapitel 6

Erzeugung hochpolarisierter Röntgenstrahlung durch K-REC in Xe^{54+} und Nachweis der Einsetzbarkeit des Polarimeters

6.1 Experiment

Eine Reihe physikalischer Effekte, wie etwa Bremsstrahlung, Synchrotronstrahlung oder Radiative Rekombination in hochgeladene Ionen erzeugen polarisierte Röntgenstrahlung. Dennoch sind nur wenige Forschungseinrichtungen weltweit dazu in der Lage, energetisch wählbare, hochpolarisierte Röntgenstrahlung an den Nutzer zu liefern. Zur Inbetriebnahme unseres neuartigen 2D Si(Li) Polarimeters verwendeten wir die Strahlung des K-REC Übergangs in vollständig ionisiertes Xenon, um hochpolarisierte Strahlung in unserer Speicherringumgebung zu erzeugen [71; 72]. Zur Durchführung des Experimentes wurde aus dem SIS ein Xe^{48+} Ionenstrahl mit einer Energie von 156 MeV/u extrahiert und im Transferkanal zum ESR auf Xe^{52+} gestrippt. Die ringinternen Radiofrequenz - Kavitäten bremsten den Strahl dann noch geringfügig auf eine Endgeschwindigkeit von etwa 154 MeV/u. Zur Kühlung des Ionenstrahls und zur Maximierung der Strahlintensität verwendeten wir den Elektronenkühler bei einer Betriebs-

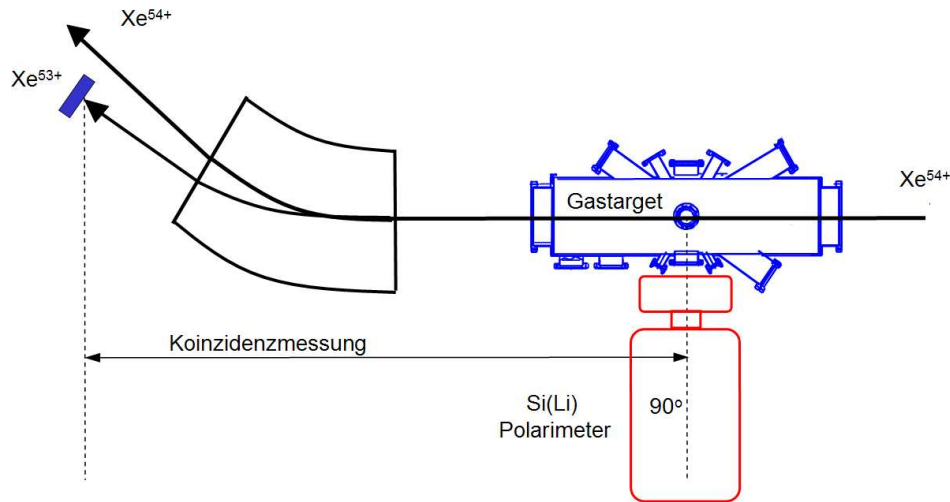


Abbildung 6.1: Schematisch dargestellter Versuchsaufbau des Experimentes - Das 2D Si(Li) Polarimeter war am äußeren 90° Port positioniert. Die Ereignisse wurden in Koinzidenz mit den negativ umgeladenen Xe^{53+} Ionen gemessen. Diese wurden in einem Teilchendetektor hinter dem ersten Dipolmagneten identifiziert.

spannung von 82.42 KeV ($I = 150\text{mA}$). Das Polarimeter wurde am 90° Port des internen Gasjets aufgestellt und die Röntgenereignisse wurden in Koinzidenz mit den, hinter dem ersten Dipolmagneten des Speicherrings detektierten, negativ umgeladen Xenon-Ionen gemessen. Als Targetgas wurde wegen des besonders schmalen Compton - Profils und den damit verbundenen schmalen REC - Linienprofilen Wasserstoff verwendet. Ausrichtung und Kalibration des Polarimeters geschah mit Hilfe einer waagrecht ausgerichteten Stahlplatte sowie einer Europium¹⁵² Quelle.

6.2 Datenanalyse

Zur Datenauswertung wurden die mit den Detektoren nachgewiesenen und über einen MBS-Server [73] im Listmodeverfahren auf Festplatte geschriebenen Röntgenspektren mit dem SATAN Programm (System to Analyze Tremendous

Amounts of Nuclear data [74]) analysiert. Mit diesem Programm konnten während des Analyseprozesses Energie- und/ oder Zeitbedingungen gesetzt sowie Spektren generiert werden. Als Fit-Routine wurden MINUIT basierte Benutzerrountinen mit gut dokumentierter und zuverlässiger Fehlerbestimmung verwendet.

Abb.6.2 zeigt ein Spektrum eines zentralen Vorderseitenstreifens. Für den K-REC ergab sich hier im Laborsystem unter einem Beobachtungswinkel von nahezu 90° eine Linienenergie von 106 keV. Die L-REC Linie liegt bei 79 keV. Aufgrund des relativistischen Stoßprozesses sind diese gemessenen Linienenergien für unterschiedliche Streifenpositionen jedoch nach verschieden. Für die relativistische Dopplerverschiebung gilt:

$$E_{Projektil} = E_{Labor} \gamma (1 - \beta \cos(\theta_{Labor})) \quad (6.1)$$

Die Dopplerverschiebung wird eindrucksvoll in Abb. 6.3 dargestellt, in der die gemessenen Energien der unterschiedlichen Vorder- und Rückseitenstreifen (Parameter) farblich kodiert aufgetragen sind. Während die Rückseitenstreifen (Parameter 1-32, HV Seite) aufgrund ihrer parallelen Ausrichtung zum Strahl eine ausgeprägte Dopplerverschmierung der gemessenen Energien aufweisen, sind die REC - Linienenergien der senkrecht ausgerichteten Vorderseitenstreifen (Parameter 33-64, Masse Seite) lediglich systematisch zueinander verschoben. Jeder Vorderseitenstreifen deckt aufgrund seiner Ausrichtung nur einen kleinen Emissionswinkelbereich ab. Zur exakten Identifizierung der Compton - Ereignisse wird darum ausschließlich die Energieinformationen der Vorderseite verwendet. Die im Experiment gemessene Energieverschiebung wurde bei der weiteren Verwendung von Energiebedingungen berücksichtigt.

Um die Compton - Ereignisse in den Detektor zu identifizieren, wurde als erster Schritt eine Multiplizitätsbedingung von zwei auf beide Detektorseiten angewendet. Dies sind Ereignisse, bei denen jeweils zwei auf der Vorder- und Rückseite gemessenen Streifenenergien oberhalb von 10keV liegen. Graphik 6.4 zeigt - gegeneinander aufgetragen - die Energien, die in den beiden jeweils involvierten Streifen nachgewiesen wurden. Aus Energieerhaltungsgründen liegen die ech-

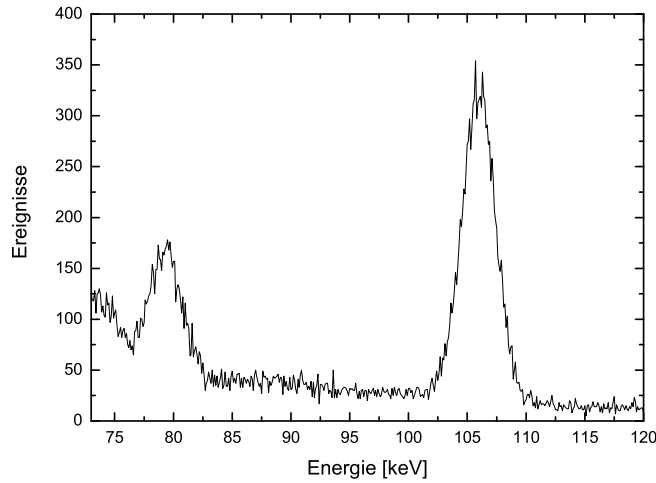


Abbildung 6.2: Energiespektrum des zentralen Vorderseitenstreifens.

ten Compton - Ereignisse der K-REC Strahlung auf der markierten diagonalen Linie. Da zur Erstellung der Abbildung die Streifen nicht nach Compton- oder Photoabsorbtionsereignis sortiert wurden, bilden sich auf dieser Diagonalen zwei Maxima. Sie entsprechen den Energieverteilungen der Rückstoßelektronen sowie der gestreuten Photonen. Die Energieverteilungen werden in Abb. 6.5 im Detail dargestellt. Um ausschließlich solche Ereignisse sichtbar zu machen, welche durch die K-REC Einfangstrahlung ausgelöst wurden, wurde zusätzlich eine Bedingung auf die Summenenergie der beiden gleichzeitig gemessenen Ereignisse gesetzt. Aufgrund der Kombination aus Detektorgeometrie und Multiplizitätsbedingung werden insbesondere Compton - Streueignisse in der Streurichtung von $\theta = 90^\circ$ bevorzugt. Daher weichen die experimentell beobachteten Energieverteilungen deutlich von der ab, die durch den differentiellen Wirkungsquerschnitt für Compton - Streuung vorhergesagt wird. Hier wäre insbesondere eine Rückstreuung in große Winkel ($\theta = 180^\circ$), aber auch Streuung in kleinere Winkel in der Nähe von ($\theta = 0^\circ$) zu beobachten. Weiterhin wird nachgewiesen, dass bei den verwendeten Strahlenergien kein Überlapp der Energieverteilungen von Rückstoßelektronen und gestreuten Photonen vorliegt. Beide Ereignisse können daher durch die Verwendung von Energiebedingungen identifiziert werden.

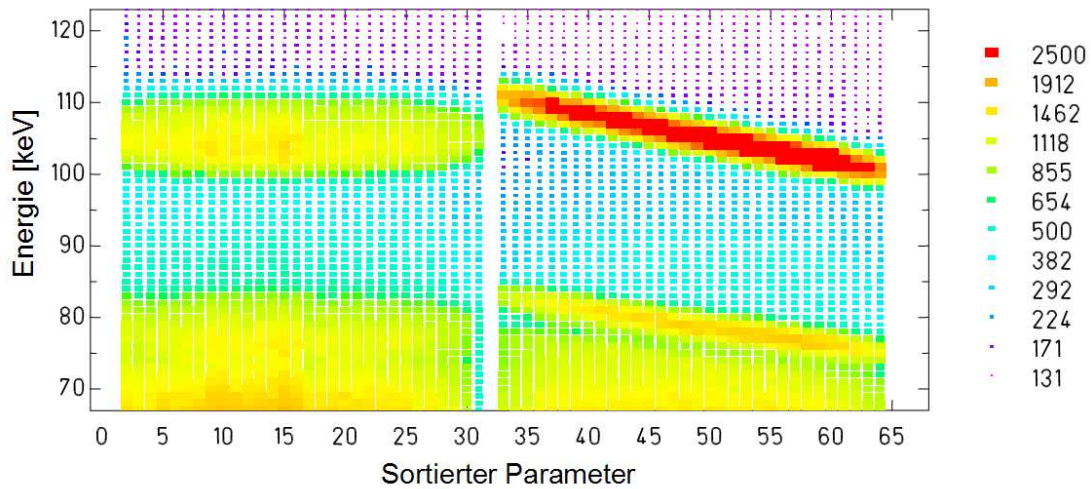


Abbildung 6.3: Kanäle gegen Energie - Deutlich ist die Dopplerverschiebung der Energiespektren der Vorderseitenstreifen sowie die Dopplerverbreiterung der Rückseitenstreifen zu erkennen.

6.3 Vergleich mit der Theorie und Diskussion der Ergebnisse

Für die Erstellung der Compton - Bilder wurden die Positionen der identifizierten Compton - Ereignisse als Koordinatenurprung gewählt und die Verteilung der gestreuten Photonen um die Compton - Ereignisse geplottet. Obwohl das Polarimeter prinzipiell Compton - Streuung in alle Winkelbereiche nachweisen kann, ist die Polarisations sensitivität im Bereich von $90^\circ \pm 10^\circ$ am größten. Abb. 6.6 zeigt ein Compton - Bild für diesen, durch die kinematische Relation 3.10 ausgewählten Streuwinkelbereich. Während die Energie der Rückstoßelektronen durch den Streuwinkel θ bestimmt wird, ist es die Anisotropie der Streuverteilung entlang φ senkrecht zur Einfallrichtung des Photonenstrahls, welche den Grad der Polarisation bestimmt. Diese kann durch eine Summation und Projektion der Ereignisse auf die entsprechenden Winkelbereiche sichtbar gemacht werden. Um geometrische Effekte und Effekte durch Ladungsteilung auszuschließen, wurden hierfür ausschließlich Ereignisse im Bereich von 3 - 30 Streifenbreiten (6 - 60 mm) verwendet. Für die Messung ebenfalls aussortiert

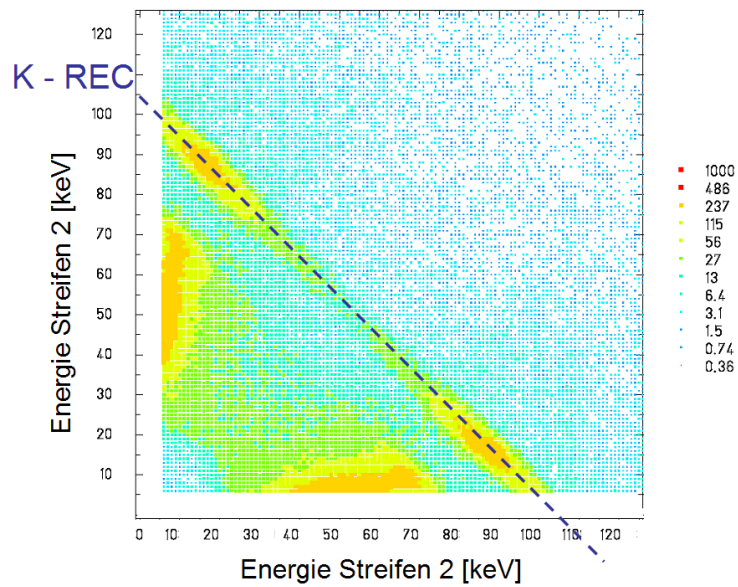


Abbildung 6.4: Multiplizität zwei - Plot - Die "echten" Compton - Ereignisse der K-REC Strahlung liegen auf diagonalen Linien.

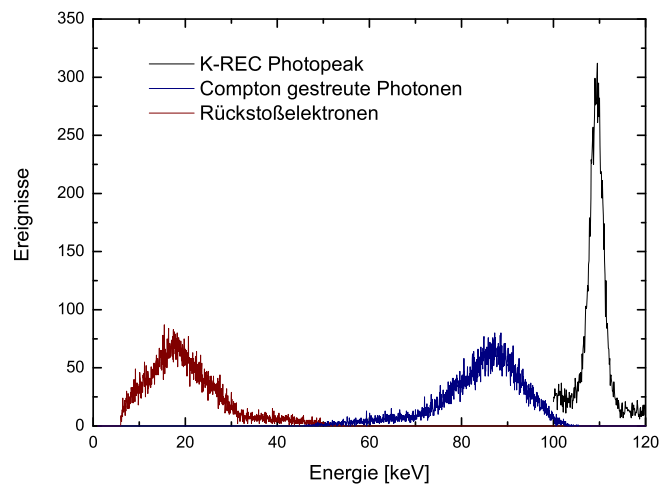


Abbildung 6.5: Energieverteilungen der Rückstoßelektronen (rot) und der gestreuten Photonen (blau) der Strahlung des K-REC in nacktes Xenon (schwarz)

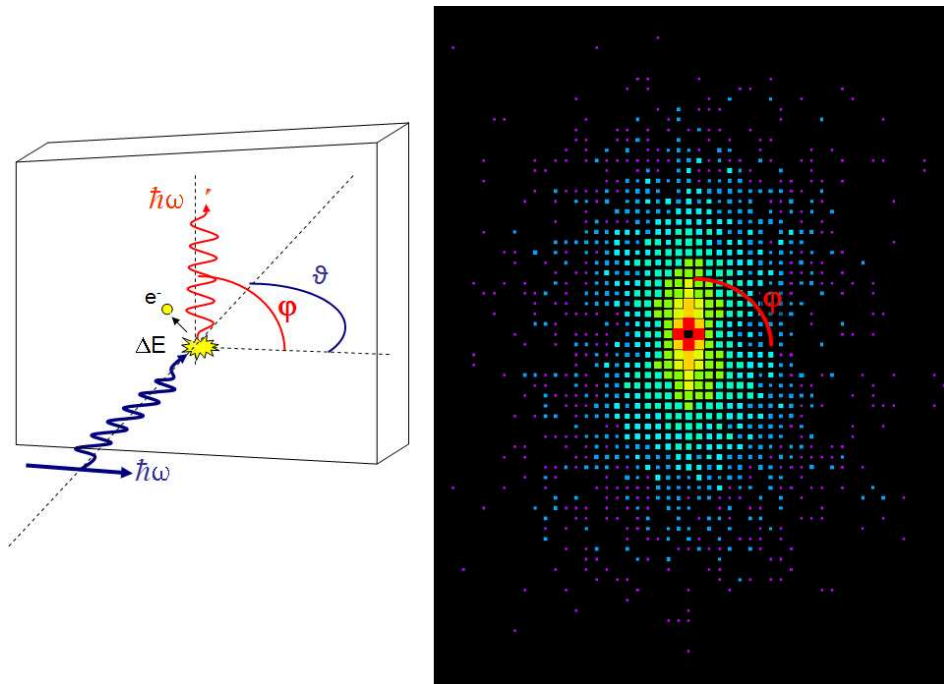


Abbildung 6.6: Vergleich der Geometrie der Compton - Streuung mit dem Streu - Bild der K-REC Strahlung in nacktes Xenon bei Streuung nahe $\theta = 90^\circ$

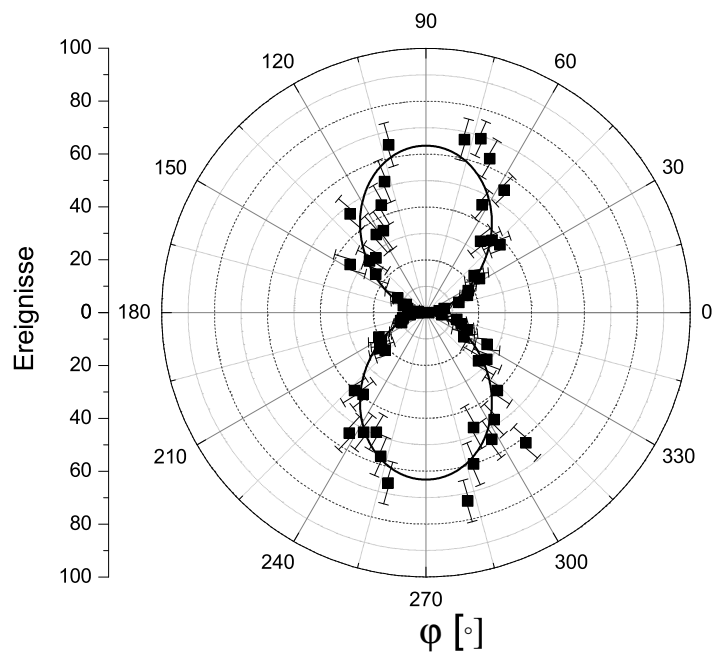


Abbildung 6.7: Winkelverteilung entlang φ bei Summation über Ereignisse von 6 - 60 mm

wurde Streuung entlang der vertikalen Streifen. Dies sind die im Compton - Bild zentral horizontal und zentral vertikal liegenden Streifen, bei denen auf beiden Seiten unterschiedliche Multiplizitätsbedingungen verwendet werden müssen. Insbesondere für Streuung exakt senkrecht zur Ionenstrahlrichtung wird wegen der Ausrichtung des Polarimeters nur ein Vorderseitenstreifen getroffen. Hier muss bei den Energiebedingungen auf die energetisch dopplerverschmierte Rückseite zurückgegriffen werden. Zur Garantie von einheitlichen Bedingungen wurde daher bei der Messung auf diese Streifen verzichtet. Außerdem wurde zur eigentlichen Messung der Winkelbereich auf $\Delta\theta = \pm 5^\circ$ beschränkt. Tatsächlich zeigt der Fit der modifizierten Klein - Nishina - Formel an diese Winkelverteilung (Abb. 6.7) eine Polarisation von fast 97%. Ein Vergleich des experimentellen Befundes mit der theoretischen Vorhersage [70] ist in Abbildung 6.8 gegeben. Dennoch ist eine derart hohe Polarisation durchaus bemerkenswert, da mit Hilfe eines Stoßprozesses zwischen einem unpolarisierten Ionenstrahl und einem unpolarisierten Gasjet eine Quelle hochpolarisierter, monoenergetischer Röntgenstrahlung generiert wurde. Zusätzlich kann, durch Verfahren der Strahlenergien, die Energie dieser Strahlung - innerhalb gewisser Grenzen - frei gewählt werden. Schlußfolgernd ist festzustellen, dass der REC Prozess das ideale Werkzeug darstellt, um hochpolarisierte, energetisch frei wählbare Röntgenstrahlung in einer Speicherringumgebung zu erzeugen. Schließlich sei noch angemerkt, dass der experimentelle Befund der nahezu vollständig polarisierten K-REC Strahlung auch konsistent mit Daten zur Winkelverteilung der Strahlung ist, wie sie von Anholt et al. gemessen wurde (siehe Abb. 6.9). Diese Daten weisen eine nahezu perfekte \sin^2 Verteilung auf, was bereits auf eine vollständige Polarisation der Strahlung hinweist.

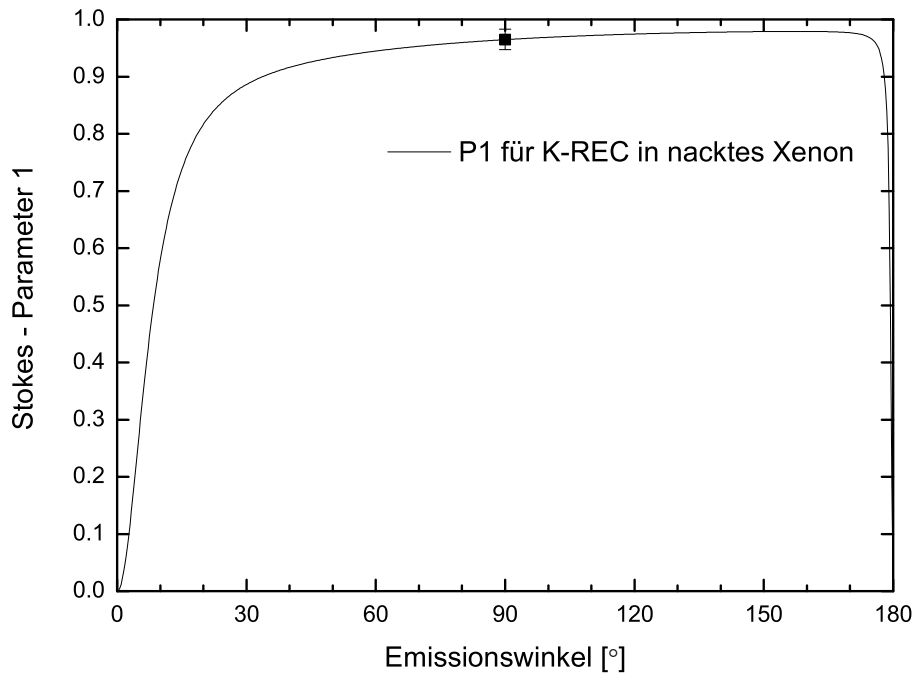


Abbildung 6.8: Vergleich des gemessenen Polarisationswertes mit dem durch die Theorie vorhergesagten Wert

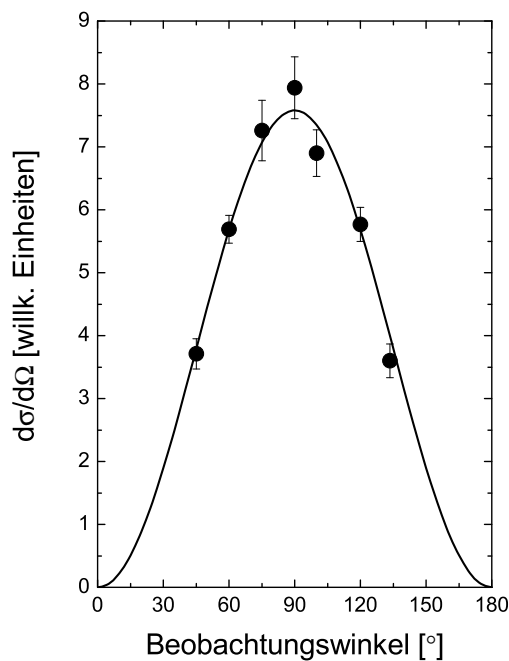


Abbildung 6.9: Der Vergleich mit Winkelverteilungen der Einfangstrahlung in die K-Schale von Xenon [75] - Die beobachtete Verteilung entspricht im wesentlichen einer Dipolverteilung und ist mit der beobachteten hohen Polarisation der K-REC Strahlung in nacktes Xenon in Übereinstimmung.

Kapitel 7

Bestimmung der linearen Polarisation der Strahlung des Radiativen Elektroneneinfangs in die K- und L- Schalen in U^{91+} und U^{92+}

7.1 Experimente

Ziel der Experimente war es, sowohl bessere Werte für die Polarisation der K-REC Strahlung in U^{92+} zu erhalten, als auch eine erste Polarisationsmessung der separierten L-REC Strahlung zu realisieren. Zusätzlich dazu wurde - unter Strahlzeitbedingungen - eine Vergleichsmessung mit vollständig unpolarisierter $K\alpha_2$ Strahlung nach Elektroneneinfang in die L-Schale durchgeführt. Um insbesondere die Strahlung des Einfangs in die $j=\frac{1}{2}$ und $j=\frac{3}{2}$ Sublevel der L-Schale des Projektilions energetisch zu separieren, wurde Uran als Projektilion ausgewählt [54; 55]. Dieses eignet sich aufgrund seiner hohen Kernladung Z als schwerstes, ohne Einsatz des Fragmentseparators beschleunigbares Element, hierzu besonders gut. Um diese Messungen durchzuführen, wurden in zwei nacheinander durchgeführten Experimenten U^{73+} Ionen bei einer Energie

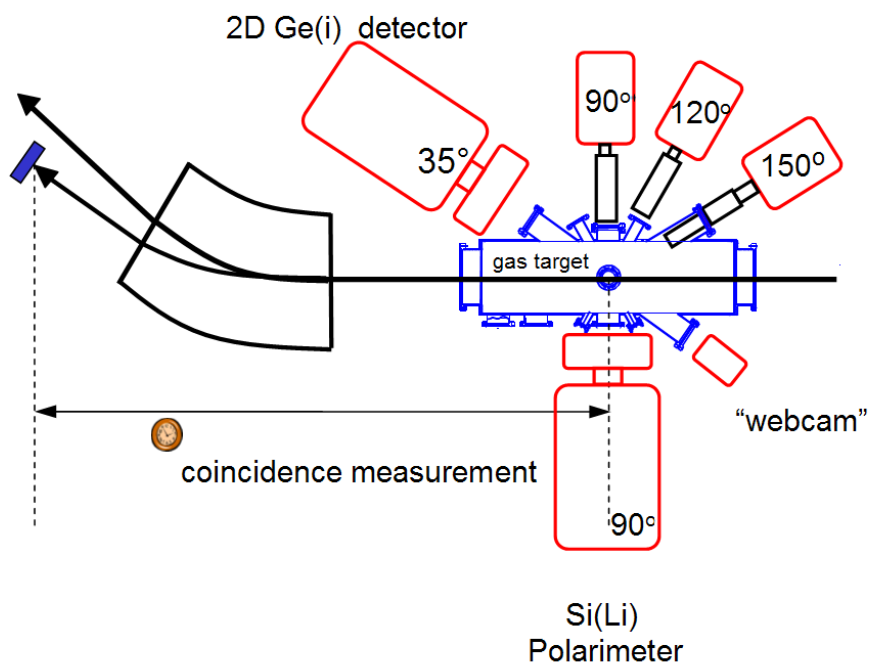


Abbildung 7.1: Zusätzlich zum 2D Si(Li) Polarimeter wurde während des Uran⁹²⁺ Experimentes ein Ge(i) Streifendetektor am 35° Port positioniert.

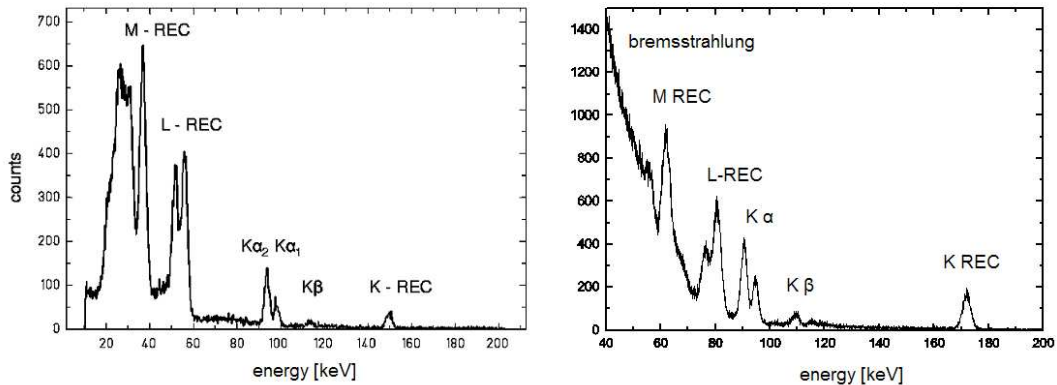


Abbildung 7.2: Vergleich der Single Spektren des fünften Streifen auf der Vorderseite des Silizium - Detektors beim Einfang in wasserstoffähnliches Uran (43.6 MeV/u) und in nacktes Uran (96.6 MeV/u)

von 400 MeV/u aus dem SIS extrahiert und durch den Stripper des Transferkanals in wasserstoffähnliches Uran U^{91+} sowie nacktes Uran U^{92+} gestrippt. Um eine möglichst hohe Energieauflösung der Detektoren im Bereich der L-REC Linien zu gewährleisten, wurden hier im Vergleich zu dem Experiment des Radiativen Einfangs in Xe^{54+} (154MeV/u) deutlich niedrigere Strahlenergien verwendet. Durch den Einsatz der Ringkavitäten konnten Strahlen von 43.6 MeV (U^{91+}) und 96.6 MeV/u (U^{92+}) erzeugt und im Experimentierspeicherring für die Experimente zur Verfügung gestellt werden. Weiterhin wurde bei den Experimenten, wegen des schmalen Compton - Profils Wasserstoff als Targetgas verwendet, der Ionenstrahl durch eine Kühlerspannung von 23.8 kV (U^{91+}) beziehungsweise 204.35 kV (U^{92+}) bei einem Kühlerstrom von 20mA (200mA) gekühlt. Um Depolarisationseffekte unter kleineren Abstrahlwinkeln, bezogen auf den Ionenstrahl, messen zu können, wurde ein zusätzlicher 2D Germanium Detektor unter einem Winkel von 35° aufgebaut. In Abb. 7.1 sind Röntgenspektren des fünften Vorderseitenstreifens während der beiden Experimente dargestellt. In diesem Streifen liegt der Radiative Einfang in die K-Schale des wasserstoffähnlichen Urans (U^{91+}) bei 147 keV, während die beim Übergang in die beiden Sublevel der L-Schale ($j=\frac{3}{2}$ und $j=\frac{1}{2}$) emittierten Photonen eine Energie von 52 und 56 keV besitzen. Bei dem Einfang in nacktes Uran (U^{92+})

lagen die REC - Linien wegen der höheren Strahlenergie bei deutlich höheren Energien. So liegt der Einfang in die K-Schale hier bei 172 keV und der Einfang in die beiden Sublevel der L-Schale bei 77 und 80 keV. In dem niederenergetischen Bereich sind bei beiden Spektren außerdem der Einfang in die M- und höheren Schalen zu beobachten. Zusätzlich sind die $K\alpha$ und $K\beta$ (Lyman α und Lyman β) Linien als Übergang nach dem Elektroneneinfang sichtbar. Insbesondere die $K\alpha_2$ -Linie nach dem Einfang in U^{91+} ist hervorzuheben, da diese der Theorie nach vollständig unpolarisiert ist und sich daher hervorragend zu einem Vergleich mit unpolarisierter Strahlung in diesem Experiment eignet. Im Falle des Einfangs in nacktes U^{92+} ist am linken Rand des Spektrums auch die bei den Ionen-Atom-Stößen entstehende Bremsstrahlung zu sehen, da bei der Erstellung dieser Graphik aus Demonstrationsgründen auf die Koinzidenzbedingung mit dem Einfang - Teilchendetektor verzichtet wurde. Zu den verwendeten Strahlenergien ist anzumerken, dass niedrigere Strahlenergien den Vorteil einer geringeren Dopplerverschmierung der gemessenen Photonenenergien innerhalb der einzelnen Streifen besitzen. Zudem besitzt der Detektor eine leicht höhere Energieauflösung im niedrigen Energiebereich. Daher eignen sich besonders niedrige Strahlenergien zur energetischen Separation der Strahlung aus dem L-REC in beide Unterschalen [56]. Jedoch muss auch berücksichtigt werden, dass zu einer erfolgreichen Polarisationsmessung die Energie der Compton - Elektronen und nicht die Energie der intrinsischen Photonen über dem Rauschen liegen muss, um messbar zu sein. Daher wurde insbesondere bei dem U^{92+} Experiment mit 96.6 MeV/u eine leicht höhere Strahlenergie verwendet als sie zum energetisch partiell aufgelösten Nachweis der L-REC Linie optimal gewesen wäre.

7.2 Datenanalyse

Um eine partielle energetische Separation der Strahlung des Radiativen Elektroneneinfangs in die beiden Sublevel der L-Schale zu gewährleisten, wurde bei der Datenanalyse ein besonderes Augenmerk auf die exakte Berücksichtigung der Abstrahlcharakteristik des relativistischen Stoßprozesses gelegt. Abb 7.2 zeigt beispielhaft die gemessenen Energien der K-REC Linie bei Einfang in nacktes

Uran. Die hier dargestellte Energieverschiebung wurde bei der Verwendung aller weiteren Energiebedingungen berücksichtigt. Wie bereits im Experiment zum Radiativen Einfang in nacktes Xenon lagen die Vorderseitenstreifen senkrecht und die Rückseitenstreifen parallel zum Ionenstrahl, so dass hier eine entsprechende Linienverschiebung sowie -verbreiterung zu berücksichtigen ist. Abb 7.2 zeigt beispielhaft die detaillierten Energieverteilungen der Rückstoßelektronen des K-REC in U^{91+} .

Um die Polarisation der einfallenden Röntgenstrahlung zu messen, wurden über die kinematische Energierelation 3.10 nur solche Compton - Ereignisse zugelassen, welche im Streuwinkelbereich von $\theta = 90^\circ \pm 5^\circ$ lagen. Die Koordinaten dieser Ereignisse wurden als Ursprung für die Erstellung der Compton - Bilder verwendet. Ereignisse im Bereich zwischen 6 und 60 mm wurden aufaddiert und die modifizierte Klein - Nishina - Formel für nicht-vollständige Polarisation wurde gefittet. Ereignisse, die im zentralen Bereich lagen, wurden aussortiert, um geometrische Effekte sowie Effekte durch Ladungsteilung zu reduzieren. Damit gleiche Energiebedingungen für alle Streifen gewährleistet werden konnten, wurde zusätzlich die Streuung entlang der vertikal liegenden Vorderseitenstreifen ausgeschlossen. Die Analyse der mit dem - für das U^{92+} Experiment unter einem Winkel von 35° aufgebauten - 2D Germanium Detektor [52] gewonnenen Daten wurde ebenfalls nach dem hier beschriebenen Analyseverfahren gewonnen. Allerdings musste hier die größere Streifenanzahl sowie die asymmetrische Geometrie der Vorder- und Rückseitenstreifen berücksichtigt werden. Die 128 p+ dotierten Vorderseitenstreifen lagen parallel zum Ionenstrahl und die 48 Lithium - diffundierten Rückseitenstreifen senkrecht hierzu.

7.3 Vergleich mit der Theorie und Diskussion der Ergebnisse

In den Experimenten konnten genauere Werte für die Polarisation der Strahlung des K-REC in wasserstoffähnliches Uran unter 90° sowie erstmals Werte für die Depolarisation unter 35° gemessen werden. Die Compton - Bilder und

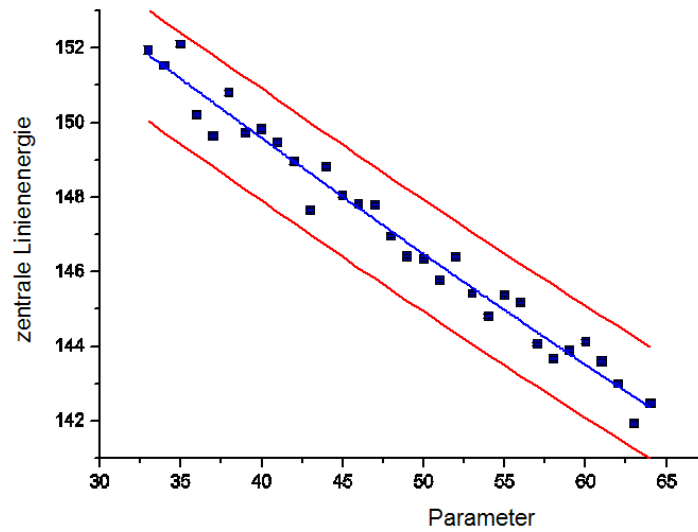


Abbildung 7.3: Die zentralen Energien der Linien verschieben sich gemäß der relativistischen Stoßkinematik und dem jeweiligen Beobachtungswinkel der senkrecht stehenden Vorderseitenstreifen.

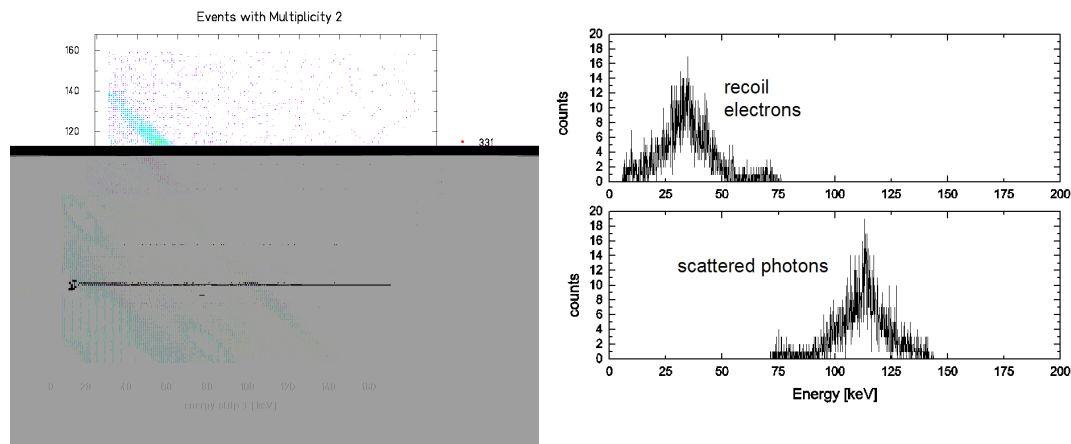


Abbildung 7.4: Links: Multiplizitätsplot- die echten Compton - Ereignisse liegen auf den Diagonalen, welche der Strahlung des Radiativen Einfangs und den charakteristischen Übergängen entsprechen. Rechts: Energieverteilung der Compton - Ereignisse der Strahlung des K-RECs in U^{91+} . Da es sich um die höchstenergetische Strahlung des Spektrums handelt und kein Energieüberlapp auftritt, können alle Compton- und Photoabsorptionsereignisse über Energiebedingungen selektiert werden.

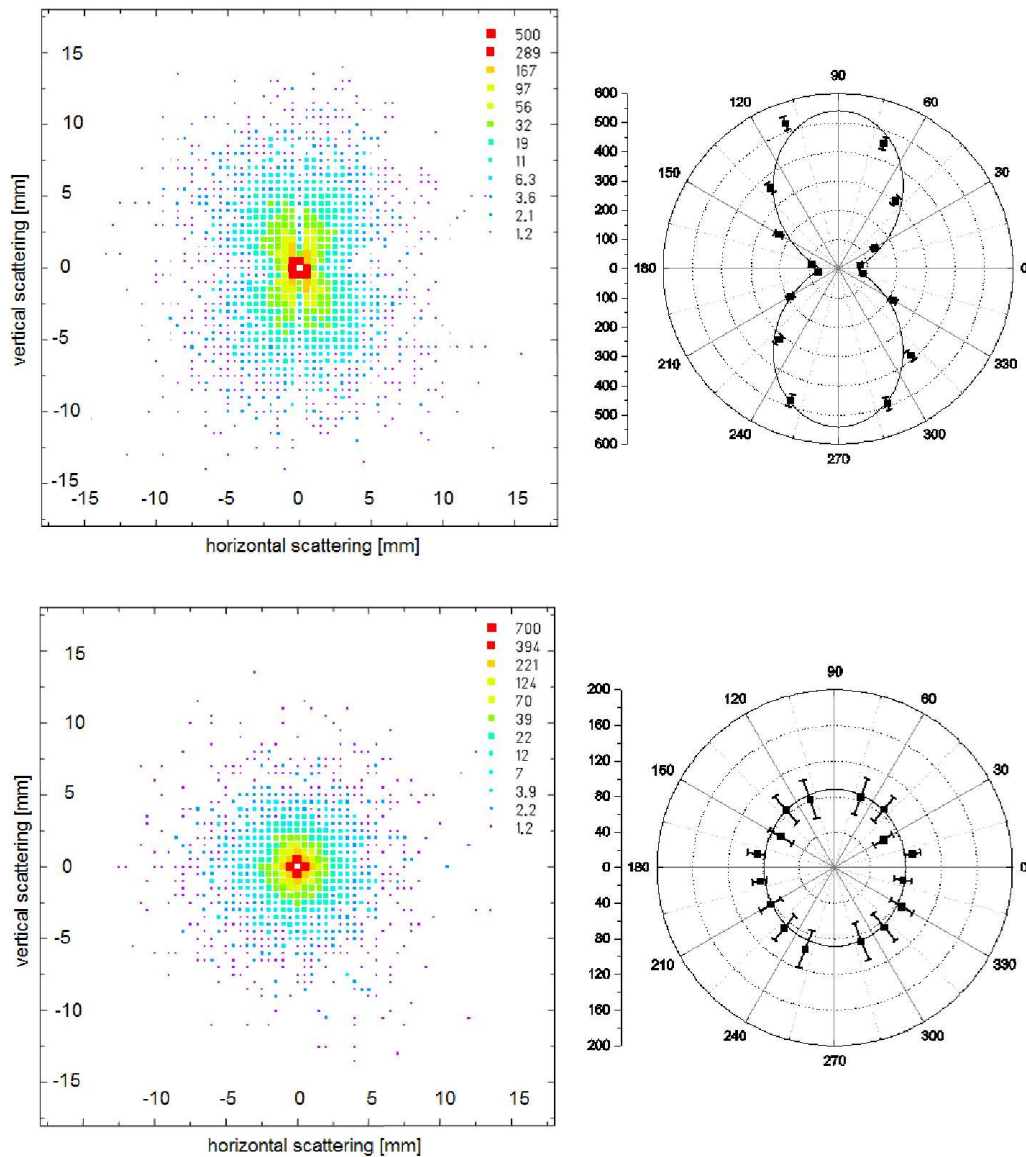


Abbildung 7.5: Compton - Bilder der Strahlung des K-REC in nacktes Uran (171 keV) sowie Vergleich mit der charakteristischen, unpolarisierten $K\alpha_2$ strahlung nach L-REC (92 keV)

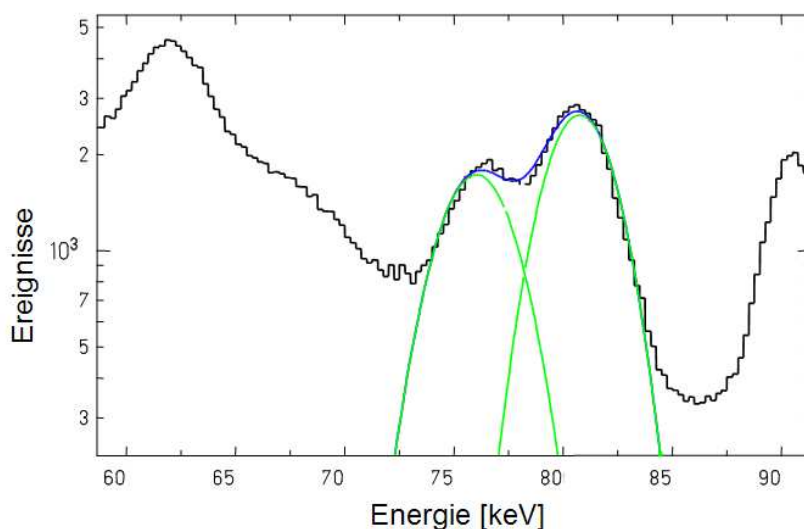


Abbildung 7.6: Der partiell energetisch aufgelöste Einfang in die beiden $j=\frac{3}{2}$ (links) und $j=\frac{1}{2}$ (rechts) Zustände der L-Schale von nacktem Uran bei 96.6 MeV / u.

Fits für die Strahlung des K-REC in nacktes Uran sowie für die charakteristische $K\alpha_2$ Strahlung nach L-REC in wasserstoffähnliches Uran sind in Abb. 7.2 dargestellt. Der Messwert für die mit dem 2D Si(Li) Polarimeter gemessene K-REC-Strahlung unter 90° beträgt $90\% \pm 2.4\%$. Gegenüber früheren Messungen [53; 57] konnte hier der Fehlerbalken trotz der sehr einfach gehaltenen Analyse um mehr als die Hälfte reduziert werden. Im Vergleich dazu liegt der Wert für die Strahlung des $K\alpha_2$ Übergangs nach Einfang in wasserstoffähnliches Uran fast in Übereinstimmung mit der Theorie bei $6\% \pm 5\%$. Die Depolarisation unter einem Winkel von 35° konnte mittels des Germaniumdetektors auf $67\% \pm 12\%$ festgelegt werden. Leider lag die Energie der Compton - Rückstoßelektronen für den Einfang in U^{91+} unterhalb des wegen des Detektorrauschens notwendigen Energieschnittes.

Jedoch konnte in dem U^{92+} Experiment gezeigt werden, dass es möglich ist, mit den neuartigen 2D Polarimetern unter Strahlzeitbedingungen den Einfang in die beiden L-Sublevel des nackten Urans partiell energetisch zu separieren (Abb. 7.2) und durch Wahl geeigneter Parameter erstmals eine unabhängige Polarisationsmessung der Einfangstrahlung in beide Energieniveaus durchzuführen.

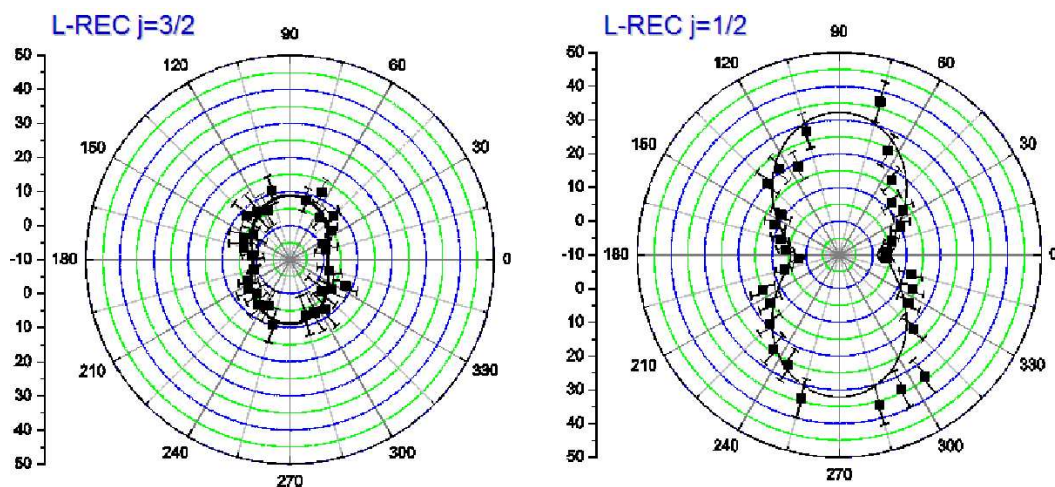


Abbildung 7.7: Compton - Bild Winkelverteilungen für L-REC Strahlung des Einfangs in den $j = \frac{3}{2}$ (links, 77 keV) und $j = \frac{1}{2}$ (rechts, 81 keV) Zustand

ren. Hierfür wurde der energetische Überlappungsbereich gemieden und eine nur geringe Abweichung von $\Delta E = \pm 1$ keV von der gefundenen zentralen Sublevel-Linienenergie zugelassen. Trotz der sich daraus ergebenden geringen Statistik lässt sich mit Hilfe der, in Abb. 7.3 dargestellten Messwerte, die Polarisation der Strahlung des Einfangs in die Sub - Linien messen.

Die Resultate sind graphisch in Abb. 7.3 dargestellt. Es lässt sich feststellen, dass die gemessenen Werte, innerhalb der Fehlerbalken in guter Übereinstimmung mit den Vorhersagen durch die Theorie sind [69]. Auffällig ist, dass sich die theoretisch berechneten und die gemessenen ersten Stokes Parameter der Strahlung des Einfangs in die K-Schale deutlich von denen der Strahlung des Einfangs in die L - Schale unterscheiden. Abb. 7.8 (oben) zeigt diesen Unterschied in beeindruckender Weise innerhalb des selben Graphen. Während die lang gestrichelte Linie den ersten Stokes Parameter für den berechneten Einfang in das $2s_{\frac{1}{2}}$ Niveau darstellt, zeigt die untere (kurz gestrichelte Linie) diesen für den Einfang in das $2p_{\frac{1}{2}}$ Niveau. Hiervon unterscheidet sich der erste Stokes Parameter für den Einfang in das $2p_{\frac{3}{2}}$ Niveau (Abb. 7.8 unten) kaum. Es ist instruktiv diesen Befund mit einer Winkelverteilung zu vergleichen, wie sie aus der Literatur entnommen werden kann (siehe Abb. 7.10 und 7.11). Die Winkelverteilung

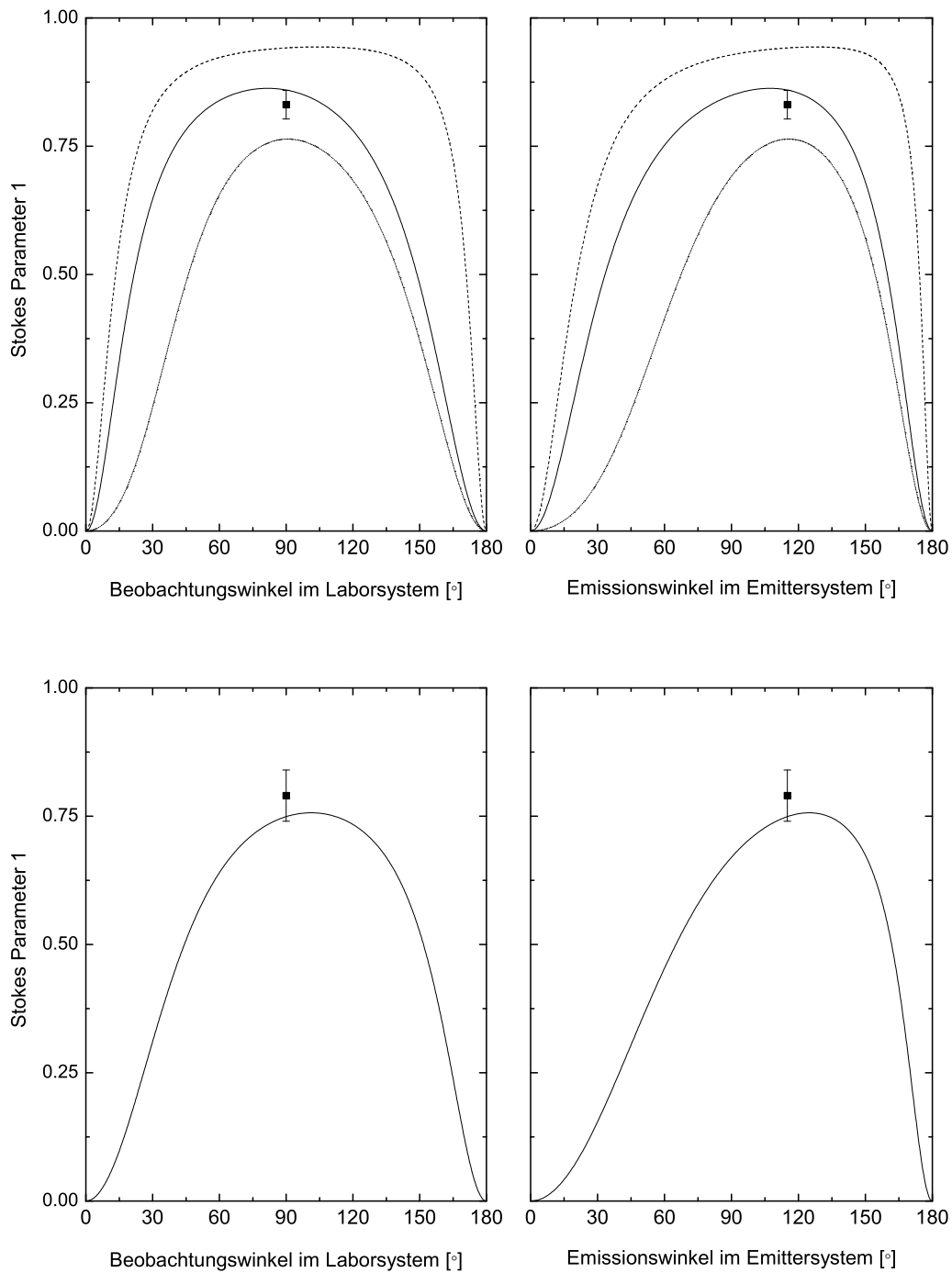


Abbildung 7.8: Vergleich der theoretischen Vorhersage mit den mit dem Si(Li) Polarimeter gewonnene Messwerten der energetisch separierten Einfangstrahlung in die $j = \frac{1}{2}$ (oben) und $j = \frac{3}{2}$ L-Unterschalen.

	1 s _{1/2}	2 s _{1/2}	2p _{1/2}	2p _{3/2}	
Theorie	92.3	94.2	Σ 85.95	76.4	74.9
Experiment	90 ± 2.4	83.1 ± 2.8		79 ± 5	

Tabelle 7.1: Vergleich der gemessenen Polarisation der Strahlung des K- und L-REC in nacktes Uran unter einem Winkel von 90° mit den Vorhersagen durch die Theorie

der Einfangstrahlung in die 2s_{1/2} und 2p_{1/2} Niveaus entsprechen im Laborsystem nahezu einer sin² Verteilung (durchgezogenen Linie in Abb. 7.10). Jedoch ist auch ein kleiner Beitrag durch Spinflip - Prozesse zu der Abstrahlcharakteristik in der Nähe von Null Grad in Bezug auf die Ionenstrahlrichtung nachzuweisen (schraffierter Bereich). Im Gegensatz hierzu weist die Strahlung des Einfangs in das 2p_{1/2} Niveau (gestrichelt - gepunktete Linie in Abb. 7.11) - im Vergleich zur Ionenstrahlrichtung - eine deutlich rückwärts gerichtete Abstrahlcharakteristik auf. Es ist offensichtlich, dass an dieser Stelle sowohl für den Depolarisationsprozess als auch die Form der Winkelverteilungen die Drehimpulsquantenzahl die entscheidende Rolle spielt.

Der Zusammenhang wird qualitativ anschaulich, wenn man sich klar macht, dass beide Prozesse durch das quantitativ stärkere Auftreten von höheren Multipolordnungen des Strahlungsfeldes dieselbe Ursache besitzen und das p - Orbital stärkere Möglichkeiten zur Kopplung mit dem eingefangenen Elektron zur Verfügung stellt. Die Messungen von Winkelverteilungen und Depolarisationseffekten stellen demnach zwei unabhängige Möglichkeiten zur Untersuchung von Übergängen in schwere hochgeladene Ionen dar, bei denen hohe Ordnungen der Multipolentwicklung berücksichtigt werden müssen.

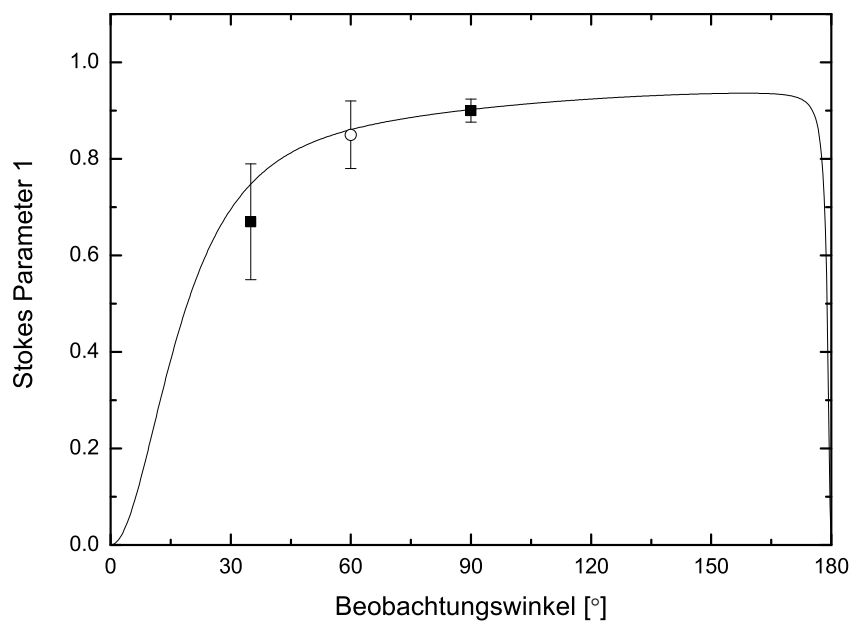


Abbildung 7.9: Polarisierung der K-REC Strahlung in U^{92+} unter dem Winkel von 90° (2D Si(Li) Detektor) und 35° (2D Ge(i) Detektor). Hinzugefügt wurde der bei einem früheren Experiment mit einem Pixeldetektor gewonnene Polarisationswert für K-REC Strahlung unter einem Winkel von 60° (98 MeV/u $U^{92+} \rightarrow N_2$, offener Kreis [57]).

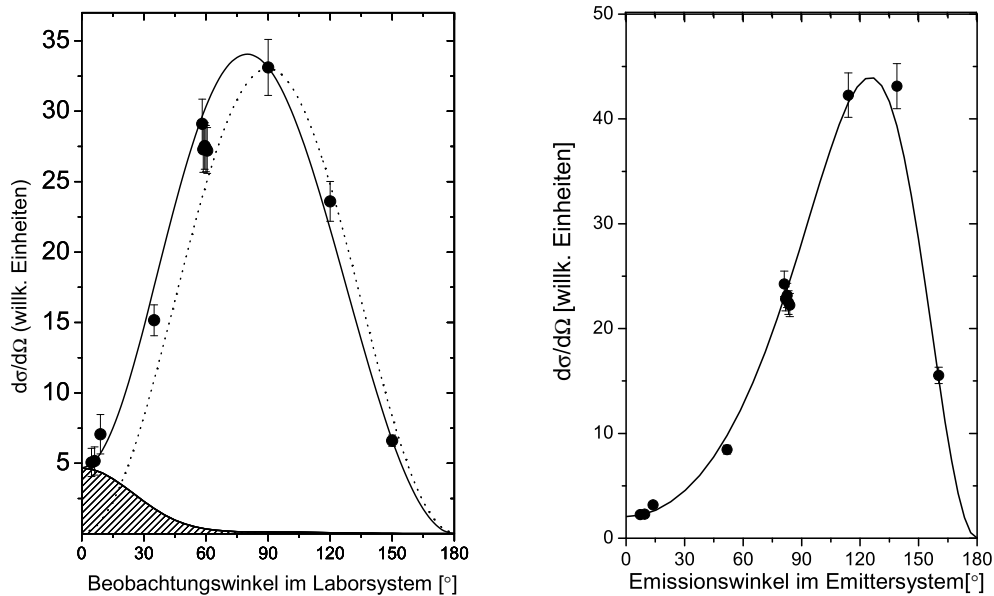


Abbildung 7.10: Winkelverteilungen der KREC Einfangstrahlung im Labor- (links) und zurückgerechnet auf das Emittersystem (rechts) einer vorangegangenen Beobachtungskampagne [13] von nacktem Uran auf Stickstoff bei 88 MeV/u.

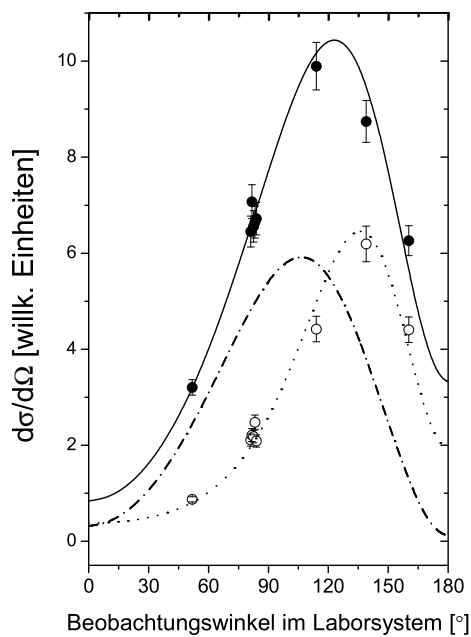


Abbildung 7.11: Winkelverteilungen des Einfangs in die L - Schale von U^{92+} bei 88 MeV/u im Laborsystem [13]. Die geschlossenen Symbole stellen Messwerte für den Einfang in beide Unterschalen dar, die offenen die Winkelverteilung für den LREC in die p - Schale. Im Vergleich zu dem theoretisch berechneten Einfang in die s - Schale (ohne Messwerte) zeigt sich eine deutliche Abweichung von der Dipolverteilung.

Kapitel 8

Vergleich mit Simulationen und früheren Methoden

8.1 Monte - Carlo - Simulationen mit dem EGS 5 Programmpaket

Bereits im Vorfeld der Experimente stellte sich die Frage, innerhalb welcher Winkelbereiche $\Delta\theta$ eine sinnvolle Polarisationsmessung möglich ist und mit welcher Beeinflussung der Messung durch die Abschattung der einfallenden Strahlung durch das Beamline - Fenster gerechnet werden muss. Um diesen Fragen nachzugehen, wurde insbesondere eine Simulation mit dem EGS 5 Programmpaket durchgeführt [76]. Das originär am SLAC entwickelte Electron Gamma Shower Programmpaket [77] ist ein Monte - Carlo - Simulationspaket zur Beschreibung des gekoppelten Transports von Elektronen und Photonen in Materie unter Berücksichtigung aller dabei relevanten Wechselwirkungen. Der Gültigkeitsbereich der Software erstreckt sich dabei in einem Bereich zwischen einigen keV bis einigen TeV. Bei Monte - Carlo - Simulationen werden bestenfalls echte Zufallszahlen, in unserem Fall computergenerierte pseudo - Zufallszahlen, dazu verwendet, Photonen (oder Elektronen) in einer Quelle zu generieren und unter Berücksichtigung des Zufallsprinzips und den entsprechenden differentiellen Wirkungsquerschnitten mit der Materie interagieren zu lassen. Die dabei gege-

benfalls erzeugten neuen Teilchen (Paarerzeugung, Photoionisation ...) werden erkannt und ebenfalls nach diesem Prinzip weiterbehandelt. Auf diese Weise können auch sekundäre und tertiäre Effekte behandelt werden, die bereits bei einfachen, vor allem jedoch bei komplexen Geometrien analytisch kaum behandelbar wären.

8.2 Simulationen des 2D Si(Li) Polarimeters

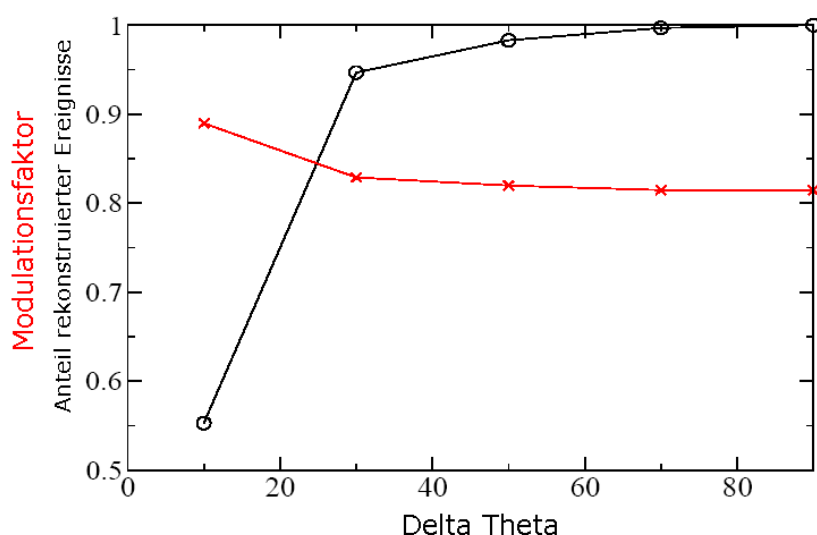


Abbildung 8.1: Modulationsfaktor (rot) und Anteil der rekonstruierten Ereignisse (schwarz) in Abhängigkeit von dem über Energiebedingungen selektierten Streuwinkelbereich $\Delta\theta$

Die HOWFAR Routine des EGS 5 Paketes erzeugte in unserem Fall eine Beryllium-Platte von 0.5 Millimetern Dicke und, in zehn Millimetern Abstand, den Detektorkristall mit einer Dicke von insgesamt sieben Millimetern. Es wurden ausschließlich Energiedepositionen berücksichtigt und keine Ansammlung oder ein Transport von Ladungsträgern. Als Effekte berücksichtigte die Routine Rayleigh - Streuung, Compton - Streuung an quasi-freien Elektronen, K- und L- Fluoreszenz sowie der Auger Effekt. Die verwendete Energie entsprach

mit 150 keV in etwa der Energie der K-REC Strahlung in dem Xenon Experiment, die Anzahl der simulierten Photonen betrug 10 Millionen. Abb 8.2 zeigt den simulierten, gemessenen Modulationsfaktor in Abhängigkeit von dem über Gleichung 3.10 festgelegten Winkelbereich $\Delta\theta$. Die Anzahl der rekonstruierbaren Ereignisse nimmt entsprechend der schwarzen Datenpunkte zu. Auffällig ist, dass der gemessene Modulationsfaktor nicht unter 0.8 sinkt. Dies ist ein Effekt der endlichen Detektordicke.

In einem zweiten Schritt wurde überprüft, inwiefern eine Abschattung des Detektorrandes, etwa durch einen Beamline - Flansch, den Messwert beeinflussen könnte. Hier wurden mit der gleichen Energie kreisförmige Ausschnitte des Detektors zentral beleuchtet. Der für einen Streuwinkelbereich von $\Delta\theta = 10^\circ$ gemessene Modulationsfaktor variierte nur leicht innerhalb der gemessenen Fehlerbalken. Gemessen wurden:

Radius	Modulationsfaktor
4 mm	0.878 ± 0.015
12 mm	0.874 ± 0.015
20 mm	0.887 ± 0.015
32 mm	0.868 ± 0.017

Es lässt sich feststellen, dass der Detektorflansch demnach zu keiner Verfälschung der Messwerte führte.

8.3 Vergleich mit früheren Methoden

Im Gegensatz zu den bisher für Röntgenpolarisationsmessungen verwendeten 2D Germanium - Streifen- und Pixeldetektoren [52; 57] kann das neuartige Si(Li) Polarimeter auch bei niedrigen Röntgenenergien sinnvoll eingesetzt werden. Dies liegt insbesondere an dem totalen Wirkungsquerschnitt der Photoionisation, der bei Germanium bereits unterhalb von etwa 150 keV gegenüber dem totalen Wirkungsquerschnitt der Comptonstreuung dominiert. Bei dem Silizium - Detektor

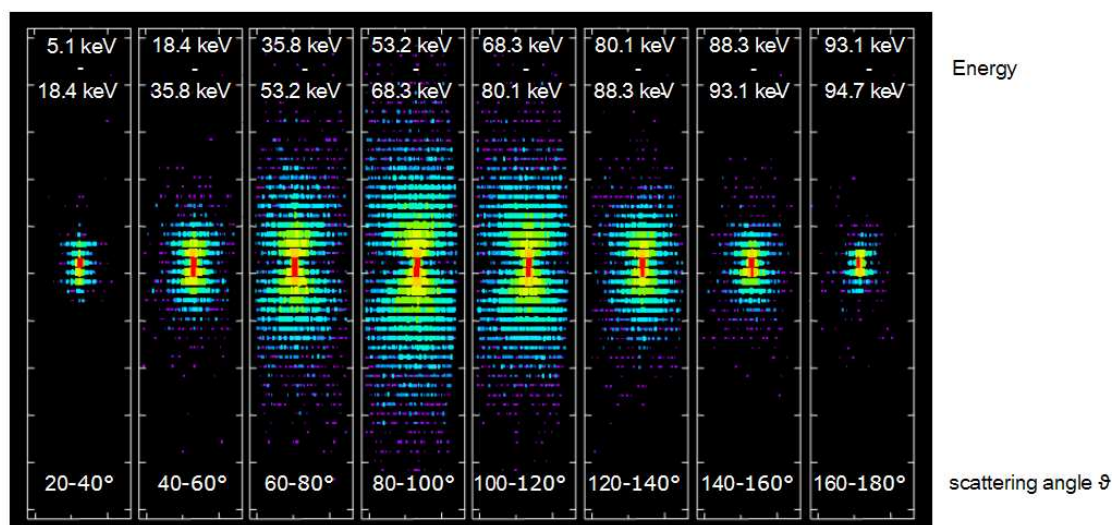


Abbildung 8.2: Compton - Bilder verschiedener Streuwinkel bei dem 2D Ge(i) Detektor [52]

geschieht dies erst unterhalb von 50 keV. Es ist daher festzuhalten, dass insbesondere für die niedrigen Röntgenenergien der L-REC Linien die Verwendung des neuen 2D Si(Li) Detektors notwendig war, da trotz der niedrigen Röntgenenergie sowohl Comptonstreuung, als auch Photoabsorption im Detektor nachgewiesen werden mussten. Im Vergleich zur Verwendung von traditionellen Systemen aus separatem Streuer und Absorber konnte hier zudem der große Raumwinkel von 0.076 sr vollständig genutzt werden, da jeder Ort auf der 41 cm² großen aktiven Fläche des Detektors als Ausgangspunkt eines Compton - Streuereignisses dienen konnte. Im Gegensatz zu dem 2D Ge(i) Streifendetektor, welcher speziell zur Kristallspektroskopie am FOCAL - Experiment [78] entwickelt wurde, jedoch auch als Polarimeter eingesetzt werden kann, wurde der 2D Si(Li) Streifendetektor von Anfang an als Niederenergie - Polarimeter konstruiert. Um geometrische Effekte ebenso wie Effekte durch Ladungsteilung zu reduzieren, wurden die Vorder- und Rückseitenstreifen symmetrisch und mit 2mm Streifenabstand deutlich breiter als bei dem Ge(i) Detektor (28 μm und 1167 μm) realisiert. Gleichzeitig besitzt er mit dieser Streifenbreite jedoch noch eine deutlich bessere Auflösung als der bei [57] verwendete Pixeldetektor (Pixel: 7x7mm). Hier mussten zum Ausgleich der durch die grobe Pixelstruktur

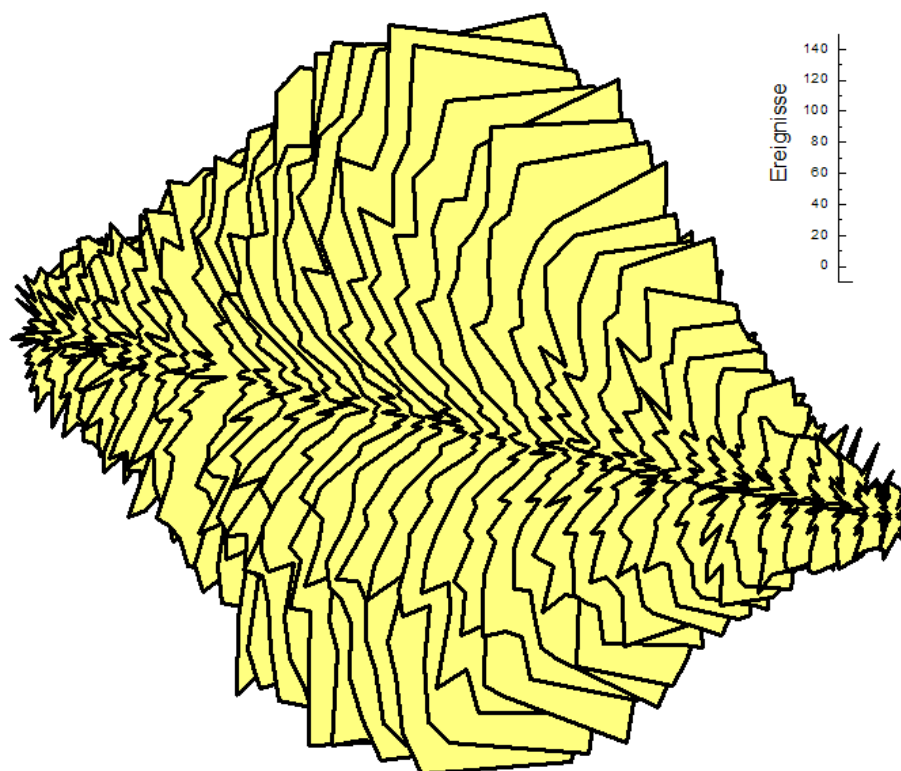


Abbildung 8.3: φ - Winkelverteilungen unter verschiedenen Streuwinkeln θ aufgenommen mit dem 2D Si(Li) Polarimeter unter der Verwendung der Einfangstrahlung des K-REC's in Xe^{54+} - Die Winkelverteilungen wurden in Schritten von $\Delta\theta = 3^\circ$ zwischen $\theta = 20^\circ$ und $\theta = 160^\circ$ leicht versetzt hintereinander erstellt (Vgl. Abb. 4.7).

bedingten geometrischen Effekte die Intensitäten der Pixel auf die Intensitäten der um 90° versetzt liegenden Pixel normiert werden. Weiterhin war es wegen der großen Distanzen notwendig, die Lichtabschwächung innerhalb der Pixel zu simulieren und diese Annahme in der Messung zu berücksichtigen. Im Gegensatz zu derartigen Messungen mit groben Pixelpolarimetern kamen die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen mit dem 2D Si(Li) Streifenpolarimeter vollständig ohne zusätzliche Normierungen oder Annahmen aus.

Kapitel 9

Zusammenfassung

Zahlreiche physikalische Prozesse, wie Bremsstrahlung, Synchrotronstrahlung oder Radiative Rekombination verursachen die Emission linear hochpolarisierter Röntgenstrahlung. Dennoch wird technisch nutzbare hochpolarisierte Röntgenstrahlung derzeit fast ausschließlich von einigen wenigen hochspezialisierten Synchrotronlichtquellen oder Freie Elektronen Lasern zur Verfügung gestellt. In der vorliegenden Arbeit wurde der Radiative Einfang in die K-Schale von nacktem Xenon verwendet, um erstmals eine Quelle einstellbarer, monoenergetischer sowie hochpolarisierter Röntgenstrahlung (97%) in einer Speicherringumgebung zu realisieren. Zum Nachweis der Polarisation der Strahlung wurde erstmals auch ein neuartiger orts-, zeit- und energieauflösender Si(Li) Streifendetektor als Röntgenpolarimeter eingesetzt, mit dem die Beschränkungen traditioneller Compton - Polarimeter umgangen werden können. Der gemessene Grad hoher linearer Polarisation, der mit den Vorhersagen durch die Theorie übereinstimmt, ist durchaus bemerkenswert, da die hochpolarisierte Röntgenstrahlung in einem Stoßprozess zwischen einem unpolarisierten Ionenstrahl und einem unpolarisierten Gasjet zustande kam. Dies bedeutet, dass der Radiative Elektroneneinfang ein ideales Werkzeug darstellt, um hochpolarisierte, energetisch frei wählbare Röntgenstrahlung in einer Speicherringumgebung zu erzeugen.

Die Entwicklung der neuen 2D Detektortechnologie eröffnet auch Möglichkeiten zur experimentellen Untersuchung der Details atomphysikalischer Vorgänge. So konnte im Rahmen dieser Arbeit durch die Kombination des verwendeten Detek-

tors und der Beschleunigereinrichtung der GSI erstmals experimentell die lineare Polarisation der Strahlung des Radiativen Elektroneneinfangs in die energetisch partiell aufgelösten L-Unterschalen von nacktem Uran bestimmt werden. Zudem wurden neue und präzisere Werte für die Polarisation der Einfangstrahlung in die K-Schalen von nacktem und wasserstoffähnlichem Uran gemessen. Die theoretischen Vorhersagen zeigten eine starke Sensitivität von Messungen linearer Polarisation der bei dem Radiativen Elektroneneinfang emittierten Strahlung auf den Einfluss der insbesondere bei Schwerionen - Atom - Stößen zu berücksichtigenden höheren Ordnungen der Multipolentwicklung. Während die Effekte bei der Messung von Winkelverteilungen des Radiativen Elektroneneinfangs gerade bei den kleineren Winkeln im Bezug auf die Ionenstrahlachse im Laborsystem vergleichsweise gering ausfallen, ist hier ein sehr ausgeprägter Effekt der Depolarisation zu beobachten. Hier liegt der wesentliche Unterschied zwischen den in dieser Arbeit vorgestellten Messungen der linearen Polarisation der Strahlung des Radiativen Einfangs in Xenon sowie in Uran. Das Auftreten der starken Depolarisation veranschaulicht die starke Abhängigkeit der Polarisationscharakteristik des REC-Prozesses von der Kernladungszahl des Projektils.

Abschließend sei der Schritt zu der erstmals für diese Arbeit verwendeten Messtechnik mit einem hochaufgelösten Streifendetektor hervorgehoben. Im Gegensatz zu früheren Polarisationsmessungen mit grob dimensionierten Pixeldetektoren waren zu der Gewinnung der hier vorgestellten Messungen praktisch keinerlei zusätzliche Annahmen oder Simulationen zu der Interpretation der gewonnenen Winkelverteilungen notwendig. So konnte mit dem System bereits während des Experimentes eine erste Abschätzung der linearen Polarisation der beobachteten Strahlung durchgeführt werden. Diese Tatsache wird es in naher Zukunft ermöglichen, das für die niederenergetische Röntgenstrahlung weitgehend neue "Fenster" polarimetrischer Messungen für weitere atomphysikalische Prozesse zu öffnen.

Kapitel 10

Ausblick

Die hohe Präzision der neuen Technik (Verwendung des 2D Polarimeters) ermöglicht jetzt erstmals auch Polarisationsuntersuchungen an atomaren Photonerzeugungprozessen, zum Beispiel der Dielektronischen Rekombination (DR) und der Coulombanregung von K-Schalenelektronen. Hier gibt es bislang nur wenige experimentelle Daten und auch die derzeit erhältlichen theoretischen Vorhersagen sind mit großen Unsicherheiten behaftet. Die Messung der linearen Polarisation der Strahlung des Radiativen Elektroneneinfangs ist daher auch als ein Beweis der Einsetzbarkeit der neuen Technik für weitergehende Untersuchungen verschiedenster atomphysikalischer Prozesse zu verstehen. Allerdings wäre die Messung des sogenannten Cross - Over - Effektes des Radiativen Elektroneinfangs eine weitere Herausforderung, die einen äußerst präzisen Test der Theorie des Prozesses darstellt. Hierbei wird gerade bei sehr hohen Stoßenergien und Kernladungen Z eine Umkehrung des Vorzeichens des ersten Stokes Parameters erwartet, was anschaulich einer Änderung des Polarisationsvektors um 90° entspricht. In der Zeitumkehr, also bei der Photonionisation, würde hier das Elektron entlang des magnetischen Feldvektors emittiert werden.

Aus den durchgeführten Messungen ergibt sich der Vorschlag zur Vermeidung des Energiebedingungs-Problems auf den zentralen Streifen, den Detektor bei zukünftigen Messungen in einem 45° Winkel aufzustellen. Somit können gleiche, wenn auch leicht verschlechterte Energiebedingungen, auch für die Streuung entlang der zentralen vertikalen Streifen auf den Rückseitenstreifen

angewendet werden, dem sensitivsten Bereich zur Messung des Grades der Polarisation.

Um die Ortsauflösung der Streifendetektoren zu verbessern und der Realisation einer monokristallinen Compton - Kamera näher zu kommen, arbeiten wir derzeit an einer Bestimmung der Eindringtiefe (z-Achse). Eine solche Messung kann durch die Bestimmung von Laufzeiten oder durch eine Messung der unterschiedlichen Anstiegszeiten der Vorverstärkersignale auf beiden Seiten realisiert werden (Digital Signal Processing - DSP).

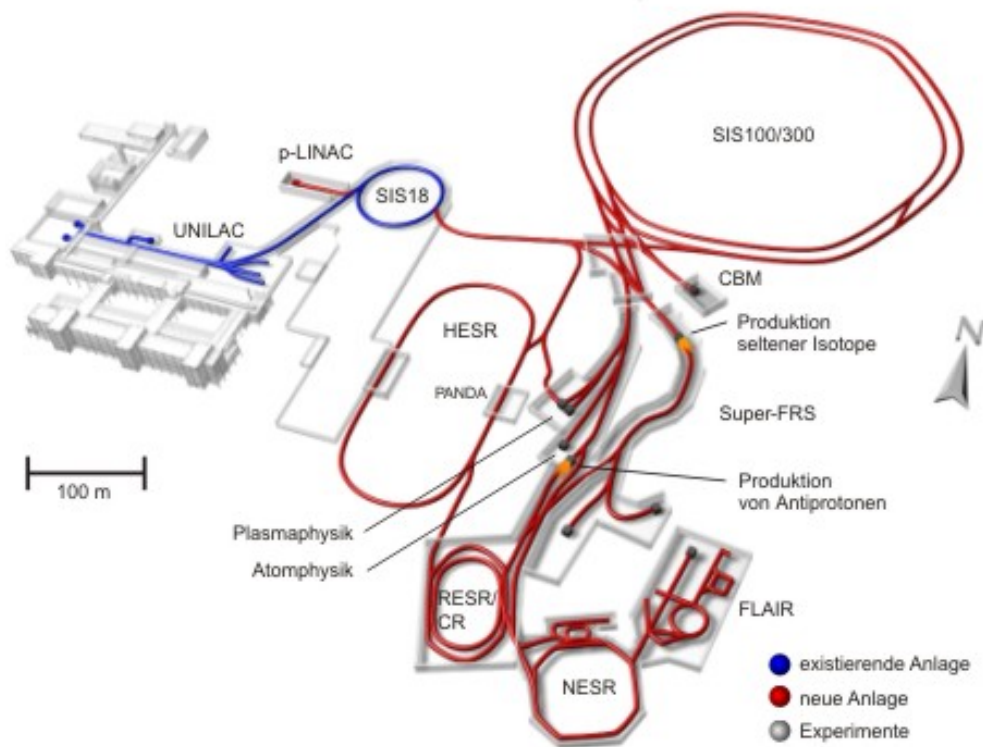


Abbildung 10.1: Überblick über das FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research [79]) - Projekt: Der NESR (New Experimental Storage Ring) wird einer der wichtigsten Experimentierplätze der Atomphysik innerhalb des FAIR Projektes sein.

Die Verfügbarkeit von Detektoren wie dem in dieser Arbeit vorgestellten 2D Si(Li) Polarimeter ist eine Voraussetzung, um an dem geplanten New

Experimental Storage Ring (NESR) [80; 81] des internationalen FAIR Projektes den Anteil der vorgesehenen Spin-Polarisation der gespeicherten Ionen detektieren zu können. Hier wird eine parallele Veränderung des ersten und des zweiten Stokes Parameters der Strahlung des Radiativen Elektroneneinfangs erwartet. Da der 2D Detektor hierfür sowohl den richtigen Energiebereich abdeckt, als auch den für die Messung des zweiten Stokes Parameter wichtigen, φ Winkelbereich vollständig überwacht, erscheint sein Einsatz an dieser Stelle optimal.

Diese Eigenschaft ist insbesondere im Hinblick auf mögliche zukünftige Experimente zur Paritätsverletzung interessant. Aufgrund der Überlappung der elektronischen Wellenfunktionen mit dem Kern wird der Austausch eines W-Bosons ermöglicht, weshalb jede Wellenfunktion zugleich einen Anteil umgekehrter Parität besitzt [82].

Weiterhin werden durch den Einsatz der in dieser Arbeit beschriebenen Detektortechnologie in den nächsten Jahren Beiträge zur Messung von zirkularer Polarisation erwartet. Die hierzu notwendige Streuung an Spin - polarisierten Elektronen kann zum Beispiel durch Streuung an stark magnetisierten Festkörpern realisiert werden.

Kapitel 11

Danksagung

An erster Stelle möchte ich mich bei Prof. Dr. Thomas Stöhlker bedanken, der mich auf meinen ersten Schritten von der Röntgenastrophysik zur Röntgenatomphysik begleitet hat. Er hat sich immer wieder die Zeit genommen, Fragen zur Auswertung, dem Experimentaufbau und vor allem zur beobachteten Physik zu beantworten. Die Zusammenarbeit mit ihm hat mich sehr beeindruckt. Er war und wird mir stets eine Quelle der Inspiration und hervorragender physikalischer Ideen sein.

Prof. Reinhard Dörner danke ich für die Aufnahme in die Atomphysik - Gruppe am Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt. Seine stets zutiefst physikalische Motivation, die Welt zu untersuchen, hat schon während des Studiums abgefärbt und die Grundlagen für den erfolgreichen Abschluss dieser Arbeit gelegt.

Weiterhin gilt mein Dank Prof. Dr. Hans Jürgen Kluge, der als damaliger Leiter der Atomphysik - Gruppe und Vorgänger von Prof. Stöhlker Vertrauen in mich gesetzt und meine Aufnahme in die Abteilung Atomphysik an der GSI betrieben hat.

Auch danke ich meiner lieben Freundin Regina Reuschl, die schon die Erstellung meiner Diplomarbeit und nun auch die Erstellung der vorliegenden Dissertation mit allen unvermeidlichen Begleiterscheinungen hat über sich ergehen lassen müssen. Sie war mir bei allen Diskussionen eine große Hilfe.

Weiterhin danke ich:

Herrn PD Dr. Harald Bräuning, dessen Antriebskraft mich immer weiter vorangetrieben hat und dessen Kenntnisse der Elektronik und der Programmiersprachen eine schier unerschöpfliche Ideenquelle darstellten,

Robert Grisenti, Nikos Petridis, Matthias Kühnel und Rui Alexandre Costa Fraga für ihren unermüdlichen und motivierten Einsatz am Gasjet des ESR,

Dr. Christophor Kozhuharov und Dr. Carsten Brandau für die Inbetriebnahme der Teilchendetektoren und zahlreiche technische Erläuterungen,

der technischen Infrastruktur der Atomphysik, insbesondere den Herren Heinz Wesp, Davide Racano und Wolfgang Enders, deren zügige Hilfestellungen bei den mechanischen Aufbauten viel zum Gelingen beigetragen haben,

meinen Eltern und Großeltern, deren zahlreiche Hilfestellungen bis zum heutigen Tage die Voraussetzungen für das Studium und die Promotion geschaffen haben. Habt vielen Dank hierfür.

Außerdem danke ich Frau Gudrun Reuschl für das Gegenlesen der Arbeit, dass sie gewissenhaft durchführte, auch wenn sie zu diesen Zeitpunkten selbst genug zu tun hatte,

allen Kollegen und Freunden in der Atomphysikgruppe deren Aufmunterungen und Hilfestellungen sowie die zahlreichen gemeinsamen Aktivitäten einen Beitrag zur Stimmung innerhalb der Arbeitsgruppe darstellten.

Insbesondere danke ich unseren Freunden Benjamin Lungewitz, Barbara Betz, Vedran Kvesic und Kathrin Link, Uwe und Beate Spillmann, Mayk Hegewald und Linda Krüger, Danyal Winters und Natalya Miski-Oglu, Natalya und Sergej Linev, Mario Weigand und Sabrina Geyer, Siegbert und Constanza Hagmann, Daniel Thorn und Alexandra Silze.

Prof. Dr. Bruno Deiss und Prof. Dr. Wolfgang Grünbein danke ich für die Gelegenheit, die "Physik am Samstag" in Frankfurt von 2006 bis 2009 zu konzipieren und zu organisieren. Sie boten mir die Gelegenheit, die physikalischen Einsichten weiterzugeben, die sich bei der Erstellung der vorliegenden Doktorarbeit ergaben.

Anhang

Literaturverzeichnis

- [1] Th. Stöhlker, Habilitationsschrift, Universität Frankfurt (1999) - "Atomphysik sehr starker Zentralfelder: Die Röntgenstrahlung der schwersten Ein- und Zwei-Elektronensysteme"
- [2] H.W. Schnopper et al., Phys. Rev. Lett. 29 (1971) 898 - "Evidence for Radiative Electron Capture by Fast, Highly Stripped Heavy Ions"
- [3] C. M. Lisse et al., Science 274 (1996) 205 - 209 - "Discovery of X-ray and Extreme Ultraviolet Emission from Comet C/Hyakutake 1996 B2"
- [4] D. Protic et al. , NSSMIC IEEE Vol. 2 (2004) 943-944 - "Large-Volume Si(Li) Orthogonal-Strip Detectors for Compton-Effect-Based Instruments"
- [5] Th. Stöhlker et al. Nucl. Instr. and Meth. B 87 (1994) 64-69 - "X-ray emission from very-heavy H- and He-like ions in collisions with gaseous and solid targets"
- [6] T. Stoehlker et al., Phys. Rev. A 58 (1998) 2043 - "Charge-exchange cross sections and beam lifetimes for stored and decelerated bare uranium ions"
- [7] G. Raisbeck et al., Phys Rev. Lett. 4 (1971) 1858 - "Electron Capture by 40-, 155-, and 600-MeV Protons in Thin Foils of Mylar, Al, Ni, and Ta"
- [8] J. Eichler und Th. Stöhlker, Phys. Rep. 439 (2007) 1 "Radiative electron capture in relativistic ion atom collisions and the photoelectric effect in hydrogen-like high-Z systems"

- [9] M. Stobbe, Ann. Phys. 6 (1930) 661 - "Zur Quantenmechanik photoelektrischer Prozesse"
- [10] F. Coester, Phys. Rev. 84 (1951) 1259 - "Principle of Detailed Balance"
- [11] E. Spindler et al., Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 832, - "Influence of Retardation on the Angular Distribution of Radiative Electron Capture"
- [12] Th. Stöhlker et al., Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 3232 - "Angular Distribution Studies for the Time-Reversed Photoionization Process in Hydrogenlike Uranium: The Identification of Spin-Flip Transitions"
- [13] Th. Stöhlker et al., Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 983 - "Near-Threshold Photoionization of Hydrogenlike Uranium Studied in Ion-Atom Collisions via the Time-Reversed Process"
- [14] A. Ichihara, T. Shirai, and J. Eichler, Phys. Rev. A 49 (1994) 1875 - "Radiative electron capture in relativistic atomic collisions"
- [15] J. Eichler, A. Ichihara, and T. Shirai, Phys. Rev. A 51 (1995) 3027. "Photon angular distributions from radiative electron capture in relativistic atomic collisions"
- [16] W. Dermtröder, Experimentalphysik Bd. 2: Elektrizität und Optik, 3. Auflage, Springer-Verlag
- [17] A. Surzhykov, S. Fritzsche, and Th. Stöhlker, Phys. Lett. A 289 (2001) 213 - "Photon polarization in the radiative recombination of high-Z, hydrogen-like ions"
- [18] J. Eichler and A. Ichihara, Phys. Rev. A 65 (2002) 052716 - "Polarization of photons emitted in radiative electron capture by bare high-Z ions"
- [19] B. A. Logan, J. Phys. A 4 (1971) 346 - "A crossover phenomenon in the photoelectric effect"

- [20] S.G.G. Stokes, "On Light" - in three courses, Macmillan and Co, London (1892)
- [21] V.B. Berestetskii, E.M. Lifshitz and L.P. Pitaevskii, Relativistic Quantum Theory - Course of Theoretical Physics (1971)
- [22] K. Blum, Density Matrix Theory and Applications, Plenum, New York (1981)
- [23] S. Fritzsche, A. Surzhykov and Th. Stöhlker, Phys. Rev. 72 (2005) 012704 - "Linear polarization of the $2p^53s$ to $2p^6$ lines following the inner-shell photoionization of sodiumlike ions"
- [24] A. Surzhykov, Stephan Fritzsche, Thomas Stöhlker, S. Tachenov, Physical Review A 68 (2003) 022710 - "Polarization studies on the radiative recombination of highly charged bare ions"
- [25] E.G. Berezhko and N.M. Kabachnik, J. Phys. B 10 (1977) 2467 "Theoretical study of inner-shell alignment of atoms in electron impact ionisation: angular distribution and polarisation of x-rays and Auger electrons"
- [26] J. Eichler, A. Ichihara and T. Shirai, Phys. Rev. A 58 (1998) 2128 - "Alignment caused by photoionization and in radiative electron capture into excited states of hydrogenic high-Z ions"
- [27] Th. Stöhlker et al., Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 3270 - "Strong Alignment Observed for the Time-Reversed Photoionization Process Studied in Relativistic Collisions with Bare Uranium Ions"
- [28] P.A.M. Dirac, Proc. Roy. Soc. A 117 (1928) 610 - "The quantum theory of the electron"
- [29] P.A.M. Dirac, Proc. Roy. Soc. A 118 (1928) 351 - "The quantum theory of the electron, Part II"
- [30] W.E. Lamb and R.C. Retherford Phys. Rev. 72 (1947) 241 - "Fine Structure of the Hydrogen Atom by a Microwave Method"

- [31] H.A. Bethe Phys. Rev. 72 (1947) 339 - "The Electromagnetic Shift of Energy Levels"
- [32] A. Gumberidze et al., Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 223001 - "Quantum Electrodynamics in Strong Electric Fields: The Ground-State Lamb Shift in Hydrogenlike Uranium"
- [33] A. Gumberidze, PhD Thesis, Universität Frankfurt (2003), - "Experimental Studies of the Ground State QED Corrections in H- and He-like Uranium."
- [34] R. Reuschl, Promotionsschrift Universität Frankfurt (2008) - "Untersuchungen zur Lamb - Verschiebung in schweren Ein- und Zwei-Elektronen-Systemen"
- [35] M. Trassinelli et al., to be published - "Observation of the $2p_{3/2} \rightarrow 2s_{1/2}$ intra-shell transition in a high-Z He-like ion"
- [36] R. Martin, Diplomarbeit Universität Frankfurt (2008) - "Entwicklung eines Kristallspektrometers zur Untersuchung von Inner-schalenübergängen in hochgeladenen Ionen"
- [37] F. Metzger & M. Deutsch, Phys. Rev. 78 (1950) 551 - 558 - "A Study of the Polarization-Direction Correlation of Successive Gamma-Ray Quanta"
- [38] E. Becquerel. C.R. Acad. Sci. 9 (1839) 561 - "Mémoire sur les effets Électriques produits sous l'influence des rayons solaires"
- [39] A. Einstein, AdP 21, 583 (1906) 199 - "Zur Theorie der Lichterzeugung und Lichtabsorption"
- [40] Lord Rayleigh, Philos. Mag 41 (1871) 107 - "On the light from the sky, its polarization and colour"
- [41] Lord Rayleigh, Philos. Mag 41 (1871) 447 - "On the scattering of light by small particles"

- [42] A.H. Compton Phys., Rev. 21 (1923) 483 - 502 - "A Quantum Theory of the Scattering of X-rays by Light Elements"
- [43] O. Klein und Y. Nishina, 1929, Zeits. Phys., 25 853-868 - "Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac."
- [44] Blackett and Occhialini, Proc. Roy. Soc. A 139 (1933) 699 - "Some photographs of the tracks of penetrating radiation"
- [45] T. Stöhlker, Vorlesung an der Universität Frankfurt - "Einführung in die Atomphysik" (2006)
- [46] W.R. Leo, "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments" - Springer-Verlag 1997 Heidelberg
- [47] G. Knoll, "Radiation Detection and Measurement", Third Edition, Wiley
- [48] H. Spieler, "Semiconductor Detector Systems", Oxford University Press
- [49] Published with kind permission of Ortec, AMETEK
- [50] F. Lei, J. Dean and G.L. Hills, Space Science Rev. 82 (1997) 309-388 - "Compton Polarimetry in gamma-ray astronomy"
- [51] U. Spillmann, Phd Thesis, Universität Frankfurt (2008) - "Charakterisierung und erster experimenteller Einsatz von ortsauflösenden, energiedispersiven Germanium-Detektoren zur Präzisionsspektroskopie an schweren Ionen"
- [52] U. Spillmann, H. Bräuning, S. Hess, T. Stöhlker et al., Rev. of Sci. Inst. 79 (2008) 083101 - "Performance of a Ge - Microstrip Imaging Detector and Polarimeter"

- [53] S. Tashenov, PhD Thesis, Universität Frankfurt (2005) - "Hard X-Ray polarimetry with position sensitive germanium detectors - studies of the recombination transitions into highly charged ions"
- [54] S. Hess et al., GSI annual report (2007) 271, - "Polarisation of radiative electron capture transitions studied for U^{91+} "
- [55] S. Hess et al., to be published in PRA, - "Measurement of the polarisation of Radiative Electron Capture into U^{91+} and U^{92+} "
- [56] Th. Stöhlker et al. Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 3520 - 3523 - "L-Subshell Resolved Photon Angular Distribution of Radiative Electron Capture into He-like Uranium"
- [57] S. Tashenov et al., Phys. Rev. Lett. 97 (2006) 223202 - "First Measurement of the Linear Polarization of Radiative Electron Capture Transitions"
- [58] S. Hofmann et al., Eur. Phys. J. A (2002) 147 - 157 - "New results on elements 111 and 112"
- [59] Th. Beier et al. Nucl. Inst. Meth. B 235 (2005) 473 - "Trapping ions of hydrogen-like uranium: The HITRAP project at GSI"
- [60] B. Franzke, GSI Internal Report (1986) - "Information about ESR parameters"
- [61] B. Franzke, Nucl. Inst. Meth. B 24 (1987) 18 - "The heavy ion storage and cooler ring project ESR at GSI"
- [62] H. Bräuning, Vorlesungsscript an der Universität Giessen (2007), "Bau und Physik von Teilchenbeschleunigern und Synchrotronstrahlungsquellen"
- [63] S. van der Meer, Rev. Mod. Phys. 57 (1985) 689 - "Stochastic cooling and the accumulation of antiprotons"

- [64] M. Steck et al, Proc. 4th Europ. Part. Accel. Conf. London, World Scientific Singapore (1994) 1197
- [65] H. Poth, Phys. Rep. 196, (1990) 135 - "Electron cooling: Theory, experiment, application"
- [66] H. Reich et al., Nucl. Phys. A 626 (1997) 417 - "The ESR internal target"
- [67] M.Kühnel, R.Grisenti et al. Nucl. Instr. and Meth. A 602 (2009) 311-314 - "Low-Z internal target from a cryogenically cooled liquid microjet source"
- [68] D. Protic et al., NSSMIC IEEE Vol. 2 (2004) 941-942 - "Two-dimensional microstrip germanium detector for X-ray spectroscopy of highly charged heavy ions"
- [69] A. Surzhykov, Phd Thesis, Universität Kassel (2003) - "Polarization and Correlation Phenomena in the Radiative Electron Capture by Bare Highly-Charged Ions"
- [70] A. Surzhykov et al., Radiation Physics and Chemistry 75 (2003) 1767 - 1770 - "Polarization of L-shell REC photons following the capture into highly charged ions"
- [71] S. Hess et al., GSI annual report (2008) 282, - "Polarized tunable monoenergetic X-rays produced by REC into Xe⁵⁴⁺"
- [72] S. Hess et al., to be published (2009), - "Polarized tunable monoenergetic X-rays produced by radiative electron capture into the K-shell of Xe⁵⁴⁺ in a storage ring environment"
- [73] <http://www-wnt.gsi.de/daq/>
- [74] K.H. Schmidt, "Basic Concepts of Satan Analysis Features",
<http://www-wnt.gsi.de/kschmidt/SATAN/GHELP/concepts/satan.pdf>

- [75] R. Anholt et al., Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 234 - "Observation of Radiative Capture in Relativistic Heavy-Ion-Atom Collisions"
- [76] D.M. DeBlas et al., GSI summer student report (2006) - "Simulation of a Si(Li) polarimeter for x-rays"
- [77] H. Hirayama, Y. Namito, A.F. Bielajew, S.J. Wilderman and W.R. Nelson, SLAC-R-730 (2005)
- [78] H.F. Beyer et al., Spectrochimica Acta Part B 59 (2004) 1535 - "FOCAL: X-ray optics for accurate spectroscopy"
- [79] W. Henning et al., Conceptual Design Report: An international accelerator facility for beams of ions and antiprotons, Eds. , GSI (2001)
- [80] SPARC Technical Report (2006)
- [81] Th. Stöhlker et al., Nucl. Instr. and Meth. B 235 (2005) 494 - "Atomic physics with highly-charged heavy ions at the GSI future facility: The scientific program of the SPARC collaboration"
- [82] A. Schäfer und G. Soff, Phys. Rev. A 40 (1989) 7362 - "Prospects for an atomic parity-violation experiment in U^{90+} "

Abbildungsverzeichnis

2.1	Radiativer Elektroneneinfang sowie Radiative Rekombination als Zeitumkehr der Photoionisation.	10
2.2	Beispielspektrum	11
2.3	Totale Wirkungsquerschnitte für Radiativen und Nicht-Radiativen Elektroneneinfang	12
2.4	Winkelverteilung der K-REC Strahlung des nackten Urans auf Stickstoff bei 309.7 MeV/u	16
2.5	Winkelverteilungen in Projektil- und Laborsystem, retardierung und relativistische Effekte	17
2.6	Die Ausrichtung der Feldvektoren linear und zirkular polarisierten Lichtes	18
2.7	Polarisationsellipsen linear polarisierter Strahlung . . .	19
2.8	Der Alignmentparameter β_{20} für den $2p_{\frac{3}{2}}$ Zustand, nach Radiativem Elektroneneinfang	22
2.9	Termschemata von wasserstoff- und heliumähnlichem Uran.	23
3.1	Die für die Polarimetrie elektromagnetischer Strahlung nutzbaren Effekte	25
3.2	Photoelektrischer Effekt, Streuung und Paarerzeugung - drei Klassen der Wechselwirkung	26
3.3	Ionisation, Absorbtion und Auger-Effekt	27
3.4	Überblick über die unterschiedlichen Wechselwirkungen	30
3.5	Schematisch dargestellte Funktionsweise von Halbleiterdetektoren	32

3.6	Planare und koaxiale Geometrie bei Halbleiterdetektoren [49]	34
3.7	Geometrie der Compton - Streuung und traditionelle Detektoranordnung in der Compton - Polarimetrie. . .	36
3.8	Winkeldifferentieller Wirkungsquerschnitt für polarisierte Röntgenstrahlung für $\theta = 90^\circ$	37
3.9	Der Modulationsfaktor für ein ideales Compton - Polarimeter bei 100% polarisierter Strahlung	38
3.10	Energie der gestreuten Photonen gegenüber der in den Rückstoßelektronen deponierten	38
4.1	Blick von vorne auf das geöffnete Si(Li) Polarimeter sowie ein schematischer Überblick des Detektorkristalls .	42
4.2	Schematische Darstellung der bei den Versuchen verwendeten Ausleseelektronik	44
4.3	Ortsbild eines vor das Polarimeter gehaltenen Maulschlüssels	45
4.4	Silizium und Germanium: Totale Absorption und Compton - Wirkungsquerschnitt	47
4.5	Streuprozess und Nachweis des gestreuten Photons im selben Detektorkristall	48
4.6	Streifenspektrum eines 2D Ge(i) Detektors bei einer Testmessung an der ESRF, Grenoble	49
4.7	Dreidimensionaler Klein - Nishina - Wirkungsquerschnitt für niedrige Strahlenergien	51
4.8	Compton - Streuung bei verschiedenen Photonenenergien	51
5.1	Überblick über die Beschleunigeranlagen der GSI . . .	54
5.2	Vergleich der Operationsbereiche wichtiger Schwerionenspeicherringe.	56
5.3	Der Experimentierspeicherring	57
5.4	Schematischer Aufbau des Elektronen - Kühlers	60

5.5	Positionskalibrierte Schottky - Spektren vor und nach der Kühlung	60
5.6	Das interne Gasjet Target des Experimentier Speicherringes	63
5.7	Blick auf den Versuchsaufbau mit dem am 90° Port des internen Gasjets aufgebauten 2D Si(Li) Polarimeter . .	64
6.1	Versuchsaufbau des Experimentes - Das 2D Si(Li) Polarimeter war am äußeren 90° Port positioniert.	66
6.2	Energiespektrum des zentralen Vorderseitenstreifens. .	68
6.3	Kanäle gegen Energie	69
6.4	Multiplizität zwei - Plot - Die "echten" Compton - Ereignisse der K-REC Strahlung liegen auf diagonalen Linien.	70
6.5	Energieverteilungen der Rückstoßelektronen und der gestreuten Photonen	70
6.6	Compton - Streubild der K-REC Strahlung in nacktes Xenon	71
6.7	Winkelverteilung entlang φ bei Summation über Ereignisse von 6 - 60 mm	71
6.8	Vergleich des gemessenen Polarisationswertes mit dem durch die Theorie vorhergesagten Wert	73
6.9	Vergleich mit Winkelverteilungen der Einfangstrahlung in die K-Schale von Xenon	73
7.1	Zusätzlich wurde während des Uran ⁹²⁺ Experimentes ein Ge(i) Streifendetektor positioniert.	76
7.2	Vergleich der Single Spektren des fünften Streifen auf der Vorderseite des Silizium - Detektors	77
7.3	Die zentralen Energien der Linien verschieben sich gemäß der relativistischen Stoßkinematik und dem jeweiligen Beobachtungswinkel der senkrecht stehenden Vorderseitenstreifen.	80

7.4	Multiplizitätsplot und Energieverteilung der Compton - Ereignisse der Strahlung des K-RECs in U^{91+}	80
7.5	Compton - Bilder des K-REC in U^{92+} und $K\alpha_2$ Strah- lung nach L-REC in U^{91+}	81
7.6	Der partiell energetisch aufgelöste Einfang in die beiden Zustände der L-Schale	82
7.7	Compton - Bild Winkelverteilungen für L-REC Strah- lung des Einfangs in den $j = \frac{3}{2}$ (links, 77 keV) und $j = \frac{1}{2}$ (rechts, 81 keV) Zustand	83
7.8	Polarisation der L-REC Strahlung in U^{92+}	84
7.9	Polarisation der K-REC Strahlung in U^{92+}	86
7.10	Winkelverteilungen der KREC Einfangstrahlung im Labor- und Emittersystem	87
7.11	Winkelverteilungen des Einfangs in die L - Schale von U^{92+} im Laborsystem	87
8.1	Modulationsfaktor in Abhängigkeit von $\Delta\theta$	90
8.2	Compton - Bilder verschiedener Streuwinkel bei dem 2D Ge(i) Detektor	92
8.3	Winkelverteilungen unter verschiedenen Streuwinkeln bei dem Si(Li) Detektor	93
10.1	Die FAIR facility	98

Die hier aufgelisteten Bildunterschriften wurden zum Zwecke der Übersichtlichkeit gekürzt.

Veröffentlichungen

- "Polarization studies of radiative electron capture into highly-charged uranium ions" - S. Hess, H. Bräuning, U. Spillmann, C. Brandau, S. Geyer, S. Hagmann, M. Hegewald, C. Kozhuharov, T. Krings, A. Kumar, R. Martin, D. Protic, B. E. O'Rourke, R. Reuschl, M. Trassinelli, S. Trotsenko, G. Weber, D. F. A. Winters, T. Stöhlker, J. Phys.: Conf. Ser. 163 (2009) 12072
- "Polarized tunable monoenergetic X-rays produced by radiative electron capture into the K-shell of Xe^{54+} " - S. Hess, H. Bräuning, U. Spillmann, S. Geyer, S. Hagmann, C. Kozhuharov, T. Krings, A. Kumar, R. Martin, B. E. O'Rourke, R. Reuschl, S. Trotsenko, G. Weber, D. Winters, Th. Stöhlker, submitted to J. Phys.: Conf. Ser.
- "Observation of the $2p_{\frac{3}{2}} - 2s_{\frac{1}{2}}$ intra-shell transition in a high-Z He-like ion" - M. Trassinelli, A. Kumar, H.F. Beyer, P. Indelicato, R. Martin, R. Reuschl, C. Brandau, H. Bräuning, S. Geyer, A. Gumberidze, S. Hess, P. Jagodzinski, C. Kozhuharov, S. Trotsenko, G. Weber, and Th. Stöhlker accepted by European Physical Letters (2009)
- "Beam lifetimes and ionization cross sections of U^{28+} " - G. Weber, C. Omet, R. D. DuBois, O. de Lucio, T. Stöhlker, C. Brandau, A. Gumberidze, S. Hagmann, S. Hess, C. Kozhuharov, R. Reuschl, P. Spiller, U. Spillmann, M. Steck, M. Thomason, S. Trotsenko, Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams 12 (2009) 84201
- "Experimental Developments for the Lamb Shift Investigation in Heavy Ions" - R. Reuschl, D. Banas, H. F. Beyer, A. Gumberidze, S. Hess, P. Indelicato, D. Liesen, D. Protic, U. Spillmann, T. Stöhlker, M. Trassinelli, S. Trotsenko, G. Weber, Journal of Physics: Conference Series 58 (2007) 407

- "Polarization and angular correlation studies of X-rays emitted in relativistic ion-atom collisions" - T. Stöhlker, D. Banas, H. Bräuning, S. Fritzsche, S. Geyer, A. Gumberidze, S. Hagmann, S. Hess, C. Kozhuharov, A. Kumar, R. Martin, B. E. O'Rourke, R. Reuschl, U. Spillmann, A. Surzhykov, S. Tashenov, S. Trotsenko, G. Weber, D. F. A. Winters, The European Physical Journal - Special Topics 169 (2009) 5
- "Two-photon decay in highly charged heavy ions - Spectral shape of the 2E1 ($2\ ^1S_0$ to $1\ ^1S_0$) in He-like tin" - A. Kumar, S. Trotsenko, A.V. Volotka, D. Banas, H.F. Beyer, H. Bräuning, S. Fritzsche, A. Gumberidze, S. Hagmann, S. Hess, C. Kozhuharov, G. Plunien, R. Reuschl, U. Spillmann, M. Trassinelli, G. Weber and Th. Stöhlker, Journal of Physics: Conference Series 163 (2009) 12027
- "Spectral shape of the 2E1 decay from 2s state in He-like Tin" - A. Kumar, S. Trotsenko, A.V. Volotka, D. Banas, H.F. Beyer, H. Bräuning, A. Gumberidze, S. Hagmann, S. Hess, C. Kozhuharov, R. Reuschl, U. Spillmann, M. Trassinelli, G. Weber, and Th. Stöhlker, European Physical Journal-Special Topics 169 (2009) 19
- "Spectral shape of the two-photon decay of the $2\ ^1S_0$ state in He-like tin" - S. Trotsenko, A. Kumar, A.V. Volotka, D. Banas, H.F. Beyer, H. Bräuning, S. Fritzsche, A. Gumberidze, S. Hagmann, S. Hess, P. Jagodzinski, C. Kozhuharov, R. Reuschl, A. Simon, U. Spillmann, M. Trassinelli, L.C. Tribedi, G. Weber, and Th. Stöhlker resubmitted to Physical Review Letters (2009)
- "Performance of a Ge - Microstrip Imaging Detector and Polarimeter" - U. Spillmann, H. Bräuning, S. Hess, H. Beyer, Th. Stöhlker, J.-C. Dousse, D. Protic and T. Krings Review of Scientific Instruments 79 (2008) 083101
- "Observation of non-exponential orbital electron capture decays of hydrogen-like ^{140}Pr and ^{142}Pm ions" - Y. A. Litvinov, F. Bosch, N. Winckler, D. Boutin, H. G. Essel, T. Fästermann, H. Geissel, S. Hess, P. Kienle, R. Knöbel, C. Kozhuharov, J. Kurcewicz, L. Maier, K. Becker, P. Beller, C. Brandau, L. Chen, C. Dimopoulou, B. Fabian, A. Fragner, E. Haettner, M. Hausmann, S. A. Litvinov, M. Mazzocco,

-
- F. Montes, A. Musumarra, C. Nociforo, F. Nolden, W. Plass, A. Prochazka, R. Reda, R. Reuschl, C. Scheidenberger, M. Steck, T. Stöhlker, S. Torilov, M. Trassinelli, B. Sun, H. Weic, M. Winkler, *Physics Letters B* 664 (2008) p. 162-168
- "Measurement of the β^+ and orbital electron-capture decay rates in fully-ionized, hydrogen-like, and helium-like ^{140}Pr ions" - Yu.A. Litvinov, F. Bosch, H. Geissel, J. Kurcewicz, Z. Patyk, N. Winckler, L. Batist, K. Beckert, D. Boutin, C. Brandau, L. Chen, C. Dimopoulou, B. Fabian, T. Faestermann, A. Fragner, L. Grigorenko, E. Haettner, S. Hess, P. Kienle, R. Knöbel, C. Kozhuharov, S.A. Litvinov, L. Maier, M. Mazzocco, F. Montes, G. Münzenberg, A. Musumarra, C. Nociforo, F. Nolden, M. Pfützner, W.R. Plaß, A. Prochazka, R. Reda, R. Reuschl, C. Scheidenberger, M. Steck, T. Stöhlker, S. Torilov, M. Trassinelli, B. Sun, H. Weick, and M. Winkler, *Physical Review Letters* 99 (2007) p. 262501-4
 - "Recent experimental developments for the Lamb shift investigation in heavy ions" - R. Reuschl, D. Banas, H. F. Beyer, S. Chatterjee, A. Gumberidze, S. Hess, T. Krings, D. Liesen, D. Protic, U. Spillmann, T. Stöhlker, M. Trassinelli, S. Trotsenko, G. Weber, the FOCAL Collaboration *Journal of Physics Conf. Ser.* (2007) 58 p. 407-410
 - "Radiative processes studied for bare uranium ions in collisions with H_2 " - G. Weber, T. Stöhlker, D. Banas, S. Fritzsche, A. Gumberidze, S. Hagmann, S. Hess, C. Kozhuharov, M. Nofal, U. Popp, R. Reuschl, U. Spillmann, A. Surzhykov, S. Trotsenko *Journal of Physics* 58 (2007) 243-246
 - "Radiative Electron Capture to the Continuum and the Short-Wavelength Limit of Electron-Nucleus Bremsstrahlung in 90 A MeV $\text{U}^{88+} (1s^2 2s^2) + \text{N}_2$ Collisions" - M. Nofal, S. Hagmann, T. Stöhlker, D. H. Jakubassa-Amundsen, C. Kozhuharov, X. Wang, A. Gumberidze, U. Spillmann, R. Reuschl, S. Hess, S. Trotsenko, D. Banas, F. Bosch, D. Liesen, R. Moshhammer, J. Ullrich, R. Dörner, M. Steck, F. Nolden, P. Beller, H. Rothard, K. Beckert, B. Franczak *Physical Re-*

- view Letters 99 p. 163201-4 DOI: 10.1103/Phys. Rev. Lett. 99 (2007) 163201
- "Radiative Electron Capture to Continuum (RECC) in 90 AMeV $U^{88+} (1s^2 2s^2) + N_2$: The Short Wavelength Limit of Electron Nucleus Bremsstrahlung" - M. Nofal, S. Hagmann, T. Stöhlker, D. H. Jakubassa-Amundsen, C. Kozhuharov, X. Wang, A. Gumberidze, U. Spillmann, R. Reuschl, S. Hess, S. Trotsenko, D. Banas, F. Bosch, D. Liesen, R. Moshhammer, J. Ullrich, R. Dörner, M. Steck, F. Nolden, P. Beller, K. Beckert, B. Franczak J. Phys.: Conf. Ser 58 (2007) 307-310
 - "Investigation of the Decay Properties of the $1s(2s)^2$ State in Li-Like Uranium S. Trotsenko, T. Stöhlker, D. Banas, C. Z. Dong, S. Fritzsche, A. Gumberidze, S. Hagmann, S. Hess, P. Indelicato, C. Kozhuharov, M. Nofal, R. Reuschl, J. Rzakiewicz, U. Spillmann, A. Surzhykov, M. Trassinelli, G. Weber Journal of Physics 58 (2007) 141-144
 - "Current and future electron spectroscopy experiments in relativistic storage rings" - S. Hagmann, T. Stöhlker, C. Kozhuharov, J. Ullrich, R. Dörner, R. Moshhammer, M. Nofal, H. Rothard, U. Spillmann, R. Reuschl, S. Hess, S. Trotsenko, D. Banas, F. Bosch, D. Liesen, M. Steck, C. Dimopoulou, F. Nolden, D. Jakubassa-Amundsen, G. Lanza-no, E. deFilippo, X. Wang, B. Wei, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B 261 (2007) 218-221
 - "A 2D position sensitive germanium detector for spectroscopy and polarimetry of high-energetic x-rays" - Th. Stöhlker, U. Spillmann, D. Banas, H. F. Beyer, J. C. Dousse, S. Chatterjee, S. Hess, C. Kozhuharov, M. Kavcic, T. Krings, D. Protic, R. Reuschl, J. Szlachetko, S. Tashenov, S. Trotsenko Journal of Physics 58 (2007) 411-414
 - "Simultaneous electron capture to bound and continuum states in 90 A MeV $U^{88+} + N_2$ collisions" - S. Hagmann, M. Nofal, Th. Stöhlker, ... S. Hess, ... et al., American Physical Society, 37th Meeting of the Division of Atomic, Molecular and Optical Physics, May 16-20, 2006
 - "Radiative Electron Capture to Continuum in 90 A MeV $U^{88+} + N_2$: The Short Wavelength Limit of Electron Nucleus Bremsstrahlung" -

- M. Nofal, S. Hagmann, Th. Stöhlker, D. H. Jakubassa-Amundsen, Ch. Kozhuharov, X. Wang, A. Gumberidze, U. Spillmann, R. Reuschl, S. Hess, S. Trotsenko, D. Banas, F. Bosch, D. Liesen, R. Moshhammer, J. Ullrich, R. Dörner, M. Steck, F. Nolden., P. Beller, K. Beckert and B. Franczak - , Physical Review Letters 99 (2007) 163201
- "The XMM-SSC survey of hard-spectrum XMM-Newton sources I: optically bright sources" - M.J. Page, I. Lehmann, Th. Boller, M.G. Watson, T. Dwelly, S. Hess, I. Matute, N.S. Loaring, S. Rosen, H. Ziaee pour, A. Schwope, G. Lamer, F.J. Carrera, J. Tedds, R. Della Ceca, P. Severgnini, R.G. McMahon, W. Yuan, MNRAS 378 (2005) 1335-1355
 - Proc. of The X-ray Univ.- (2005) I. Balestra, T. Boller, L. Gallo, D. Lutz and S. Hess,
 - "XMM-Newton spectral properties of the ultraluminous IRAS galaxy Mrk 273" - I. Balestra, Th. Boller, L. Gallo, D. Lutz, and S. Hess, A&A 442 (2005) 469-478

Curriculum Vitae

Persönliche Daten:

Name: Sebastian Heß

Geboren: 09.05.1980 in Hanau

Staatsangehörigkeit: Deutsch

Ausbildung:

1999 Abitur an der Karl - Rehbein - Schule Hanau

1999 - 2000 Grundwehrdienst in der Luftlandepionierkompanie 260

2000 Beginn Studium an der JWG Universität, Frankfurt

2002 Vordiplom in Physik

2005 Diplom in Physik - mit Auszeichnung -

Diplomarbeit: "Ultraweiche und ultraharte Quellen im XMM-Newton Serendipitous Source Catalogue" bei Prof. H. Stöcker (ITP)

2006: Beginn der Doktorarbeit an der GSI Darmstadt und am IKF Frankfurt "Compton - Polarimetrie mit ortsauflösenden Röntgendetektoren" bei Prof. Th. Stöhlker

Training:

Februar - März 2002: Praktikum am MPIA Heidelberg: 6 Wochen für ein Vorexperiment für das Mid Infrared Instrument (MIRI) an Bord des James Webb Space Telescope zur Einsetzbarkeit eines PT1000 Temperatur Sensors in einer Ulbricht Sphäre als künstliche IR Kalibrationslichtquelle.

Februar - März 2003: Praktikum am MPIA Heidelberg in der Adaptiven Optik Gruppe, zur Ausmessung neuartiger optischer Phasenschir-

me mit einem Schack Hartmann Wellenfront Sensor.

November 2004: Beobachtungsnacht am Very Large Telescope (Chile) zur Identifizierung und Spektroskopie der optischen Gegenstücke harter Röntgenquellen (FORS2).

November 2006 - Januar 2007 sowie November - Dezember 2007: DAAD finanzierte Aufenthalte in den USA in der LOASIS Gruppe der "Accelerators and Fusion Research Division" des Lawrence Berkeley National Laboratory mit dem Ziel, Röntgendiagnosesysteme zur Untersuchung von laserbeschleunigten Elektronen zu entwickeln.

Lehrerfahrungen:

Seit 1998: Führungen und Vorträge im Physikalischen Verein

2004 - 2006 Assistent des astronomischen Praktikums der Johann - Wolfgang - Goethe Universität

Seit 2006 Öffentliche Führungen und Vorträge an der Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt

2006: Konzeption und Organisation der "Physik am Samstag" Frankfurt, ehemalige "Schülervorlesungen": "Die Herren der Ringe - Physik mit dem Ringbeschleuniger der GSI in Darmstadt"

2007: Konzeption und Organisation der "Physik am Samstag" Frankfurt: "A Theory of Everything Auf der Suche nach der Weltformel.

2008: Konzeption und Organisation der "Physik am Samstag" Frankfurt: "Von der Radiowelle zum Tsunami - Wo Schwingungen und Wellen das Geschehen bestimmen"

2009: Konzeption und Organisation der "Physik am Samstag" Frankfurt: "Fusion - Vom nuklearen Sternenfeuer und dem Versuch es für die Menschheit nutzbar zu machen"

Mitgliedschaften:

Physikalischer Verein

Hanauer Geschichtsverein