

Eberhard Karls Universität Tübingen

Institut für Astronomie und Astroteilchenphysik

Abteilung Hochenergieastrophysik

Geant4-Simulationen zur Streuung
von Protonen an Röntgenspiegeln
von XIPE und eROSITA

Abschlussarbeit zur Erlangung des akademischen Grades

Bachelor of Science (B.Sc.)

vorgelegt von

Sarah Hanschke

Betreuer: Prof. Dott. Andrea Santangelo

Abgabedatum: 15.09.2015

Inhaltsverzeichnis

1. Einführung	1
2. Detektoren in der Röntgenastronomie	3
2.1. Ladungsgekoppelte Halbleiterdetektoren	3
2.2. Gaspixeldetektoren	5
3. Röntgenteleskope	9
3.1. Wolterteleskope	10
3.2. Spiegelmaterialien	11
4. Niederenergetische Protonen	12
5. Das Simulationstoolkit <i>Geant4</i>	14
5.1. Komponenten einer <i>Geant4</i> -Simulation	15
5.2. Physikalische Prozesse in <i>Geant4</i>	19
6. Ein Beitrag zum Untergrund? – Simulation der Protonenstreuung an den Spiegeln von XIPE	20
6.1. Messinstrumente und Untergrundstrahlung	20
6.2. Simulationsaufbau	23
6.3. Ergebnisse und Interpretation	25
7. Simulation der Streuung niederenergetischer Protonen an Rönt- genspiegeln	32
7.1. Experimentaufbau zur Streuung von Protonen an einem Röntgen- spiegel	33
7.2. Umsetzung in der Simulation	34

7.3.	Ergebnisse der Simulation	38
7.3.1.	Spektren der gestreuten Protonen	39
7.3.2.	Berechnung der Streueffizienz	41
7.3.3.	Energieverlust der Teilchen durch Streuung	45
7.4.	Vergleich der Simulationsergebnisse mit den experimentellen Ergebnissen	47
7.4.1.	Vergleich der gemessenen und simulierten Streueffizienzen	50
7.4.2.	Vergleich der Energieverluste der gestreuten Protonen	56
7.4.3.	Schlussfolgerungen	58
A.	Kleinwinkelstreuung nach Firsov	60
A.1.	Die Firsov-Verteilungsfunktion	60
A.2.	Probleme bei der Implementierung in Geant4	61
B.	TRIM-Simulation der Protonenstreuung an den XIPE-Spiegeln	62
C.	Simulation der Streuung niederenergetischer Protonen an Röntgenspiegeln – Detektorstatistiken und Histogrammwerte zur Energieverlustberechnung	64
C.1.	Detektorstatistiken	64
C.2.	Histogrammwerte zur Berechnung der Energieverluste	67

1. Einführung

Röntgenteleskope im All sind vielerlei Arten von Strahlung ausgesetzt. Neben einem hohen Photonenfluss über das gesamte elektromagnetische Spektrum hinweg, treffen auch hochenergetische Teilchen der kosmischen Strahlung insbesondere aus der Sonne (und größten Teils Protonen) auf das Teleskop. Diese Strahlung ist nicht nur für zusätzlichen Untergrund in astronomischen Messungen verantwortlich – die Teilchen können den Detektoren auch schaden. Insbesondere können niederenergetische („softe“) Protonen von der großen Sammelfläche des Teleskops bei streifenförmigem Einfall auf die Detektorfläche fokussiert werden. Hierbei bestehen noch offene Fragen, die durch verbesserte Simulationen und experimentelle Ergebnisse gefüllt werden können. Nicht nur, um Degradierungen an Messinstrumenten, wie etwa bei *Chandra*¹ und *XMM-Newton*² zukünftig zu vermeiden, sondern auch um die Zusammensetzung des Untergrunds zu verstehen, werden im Vorfeld der Missionen Simulationen durchgeführt, aufgrund derer die Strahlungsumgebung eingeschätzt und Lösungen zur Vermeidung von Schäden entwickelt werden können.

Allerdings beruhen Simulationen auf, zwar wohlüberlegten, Annahmen und sind von der Art der Implementierung von physikalischen Prozessen abhängig. Zur Validierung der Simulationsergebnisse sind experimentelle Daten nötig, die Prozesse, wie die Streuung von Protonen an Röntgenteleskopspiegeln, untersuchen und mithilfe der Ergebnisse auch dazu beitragen, die Simulationen zu verbessern.

Eine weit verbreitete Möglichkeit, Simulationen zu erstellen, bieten die Bibliotheken von *Geant4*. Mit *Geant4* können Monte-Carlo-Simulationen in C++ programmiert werden und dabei Detektorgeometrie, physikalische Prozesse, Teilchenquelle und viele weitere Elemente individuell angepasst werden.

¹*Chandra X-Ray Observatory (CXO)* [32]

²*X-Ray Multi-Mirror Mission (XMM-Newton)* [14]

1. Einführung

In der nachfolgenden Arbeit wird es darum gehen, die Streuprozesse von Protonen an Röntgenspiegeln zu betrachten. Dafür werden zwei weit verbreitete Detektorarten in der Röntgenastronomie und Röntgenteleskope eingeführt. Die Streuung der Protonen wird anhand von *Geant4*-Simulationen untersucht. Die Funktionsweise der Simulation auf Basis von Monte-Carlo-Methoden und die Komponenten einer Simulation werden erläutert, sowie ein Überblick der physikalischen Prozesse in *Geant4* gegeben. Insbesondere werden zur Untersuchung Spiegel simuliert, wie sie bei der Mission *XIPE*³ und für *eROSITA*⁴ eingesetzt werden sollen und werden.

XIPE befindet sich, nach der Auswahl als eine mögliche M-Klasse-Mission durch die ESA, in der Assessment-Phase. Der Beitrag dieser Arbeit für diese Evaluierung besteht in der Untersuchung des möglichen zusätzlich verursachten Untergrunds, durch Protonen über 100 MeV, die an *XIPE*-Spiegeln gestreut werden, im Vergleich zu Simulationsergebnissen, die durch TRIM⁵ gewonnen wurden.

Streuung unter sehr kleinen Winkeln von niederenergetischen Protonen an *eROSITA*-Spiegeln wurden und werden durch ein Beschleunigerexperiment an der Universität Tübingen untersucht. Die experimentellen Ergebnisse bieten eine ideale Grundlage, um die Simulation von Streuprozessen in *Geant4* innerhalb der vorliegenden Arbeit kritisch zu betrachten und Optimierungsvorschläge zu erarbeiten.

³*X-ray Imaging Polarimetry Explorer (XIPE)* [29]

⁴*extended ROentgen Survey with an Imaging Telescope Array (eROSITA)* [24]

⁵*The Transport of Ions in Matter (TRIM)* [33]

2. Detektoren in der Röntgenastronomie

Einige Arten astrophysikalischer Objekte senden Röntgenstrahlung aus, werden durch sie zum Leuchten angeregt oder reflektieren die Strahlung: Galaxienhaufen, Supernova-Überreste oder Binärsternsysteme mit weißen Zwergen, Neutronensternen oder schwarzen Löchern. Röntgenstrahlung wird durch Prozesse, wie Bremsstrahlung, Schwarzkörperstrahlung, Synchrotronstrahlung und weitere Streuprozesse erzeugt. Um die Strahlung zu detektieren, machen sich die Detektoren in der Röntgenastronomie von den Wechselwirkungen zwischen Photonen und Materie den Photo- und den Comptoneffekt zu Nutze. Innerhalb des Röntgenbereichs, bei Energien von etwa 100 eV bis zu 511 keV, sind diese Effekte dominant. Im nächsten Abschnitt werden zwei, für diese Arbeit relevanten Detektorarten für einen Bereich von 0,1 keV bis 20 keV vorgestellt: Zum einen die weit verbreiteten charge-coupled devices (CCDs), die Bilder und Spektren liefern können und auf zahlreichen Missionen (z.B. bei der *XMM-Newton* oder bei *Chandra*) erfolgreich eingesetzt wurden und auch heute noch eingesetzt werden. Zum anderen wird ein Blick auf die neuartigen Gaspixeldetektoren zur Messung der Polarisation von Röntgenstrahlung geworfen, wie sie etwa bei der zukünftigen Mission *XIPE* eingesetzt werden sollen.

2.1. Ladungsgekoppelte Halbleiterdetektoren

CCDs sind „charge-coupled devices“ bzw. „ladungsgekoppelte Bauelemente“. Sie werden an Röntgenteleskopen als abbildende und gleichzeitig energieauflösende Detektoren eingesetzt.

Ein CCD gehört zu den Halbleiterdetektoren, hat also ein besetztes Valenzband und ein Leitungsband, getrennt durch eine materialspezifische Bandlücke. Die Leitfähigkeit kann durch Dotierungen, also durch Einfügen eines kleinen Anteils fremder Atome in die Kristallstruktur des Grundmaterials, beeinflusst werden. Ein sol-

2. Detektoren in der Röntgenastronomie

cher Detektor besteht zumeist aus dotiertem Silizium, einer isolierenden Schicht Siliziumoxid und darauf verteilt vielen Potenzialstrukturen, die in Zeilen und Spalten angeordnet sind – die Pixel. Jedes der Pixel des CCDs verhält sich mit einer angelegten Spannung wie eine Halbleiterdiode, die in Sperrichtung betrieben wird. Zwischen p- und n-dotierten Schichten entsteht eine sogenannte Verarmungszone, in der es nahezu keine freien Ladungsträger mehr gibt. Dieser Bereich wird Depletionszone genannt. Die Depletionsszone muss für die Messung von Röntgenlicht mit hohen Energien auf den gesamten Querschnitt des CCDs ausgedehnt werden, damit die, durch Interaktion mit Photonen entstandenen, Ladungsträger vollständig nachgewiesen werden können.

Abb. 1 zeigt einen pn-CCD-Detektor. Die pn-CCDs werden von der Rückseite belichtet. Trifft nun Röntgenstrahlung von unten auf den Detektor, löst jedes Photon durch Wechselwirkung mit dem Halbleitersubstrat (Silizium) eine Ladungsträgerwolke aus. Durch eine an die Pixel angelegte Spannung bildet sich ein attraktives Potential aus. Dort werden die Ladungen gesammelt. Zum Auslesen wird dieses Potential entlang der Zeilen in Richtung der Anode, also zum Rand des CCDs, verschoben, und die Ladung jedes Pixels gemessen. Bei Röntgen-

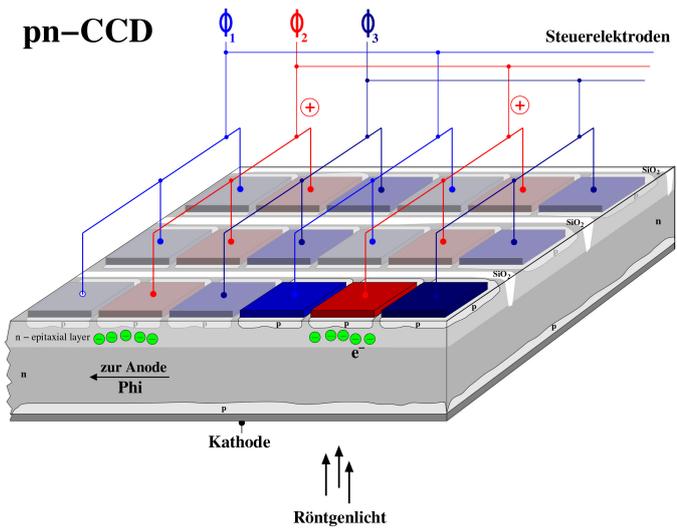


Abbildung 1 Ein pn-CCD: Röntgenlicht trifft von unten auf den Detektor. Dort löst ein Photon eine elektrische Ladung aus, die durch ein elektrisches Potential Φ_2 in einem Pixel aufgefangen wird. Für die Auslese wird das Potential in Richtung der Anode verschoben und die Menge der Ladungsträger in jedem Pixel gemessen (Abbildung: T. Schanz, IAAT).

CCDs sind das typischerweise zwischen 0 und 1 Photon pro Aufnahme und die Ladung entspricht der Energie des Photons. Das resultierende Bild wird aus vielen Aufnahmen, die über mehrere Stunden bis Tage hinweg gemacht werden, zusammengesetzt.

2.2. Gaspixeldetektoren

Die bislang erste Messung der Polarisation von Röntgenstrahlung auf einer Mission liegt bereits über 30 Jahre zurück - die Messung der Polarisation des Crab-Nebels [30] durch *OSO-8* [22]. Bildgebende und spektrographische Instrumente wurden in den vergangenen Jahren stark weiterentwickelt im Gegensatz zu den Polarimetrietechniken in der Röntgenastronomie. Seither wurden fast keine weiteren Röntgenpolarimeter mehr ins All geschickt.⁶

Röntgenquellen emittieren polarisierte Strahlung, wenn die Strahlung ihren Ursprung in nicht-thermischen Prozessen hat. Polarisierte Strahlung entsteht bei Prozessen, wie etwa Synchrotronstrahlung, Bremsstrahlung, Reflexion und Emissionen von heißen Gasen in starken Magnetfeldern, wie sie an den Polen von Neutronensternen vermutet werden oder auch bei Emissionen von Pulsaren (Vgl. dazu [18, 25, 31]). Über die Polarisationsrichtung der Photonen können Rückschlüsse auf die Geometrie bzw. Magnetfelder ihrer Quellen gezogen werden, wie etwa die Emissionsrichtung bei Pulsaren, Röntgenpulsaren in Doppelsternsystemen oder auch einzelner Neutronensterne [7]. Auch die Aussicht besteht, über die Polarisation elektromagnetischer Strahlung Kenntnisse für die fundamentale Physik zu gewinnen.⁷ So können möglicherweise Quantengravitationseffekte mit Hilfe der

⁶Weitere Polarimeter waren z.B. an Bord von Raketenexperimenten [6, 23] und auf dem Satelliten *ARIEL-5* [13].

⁷Eine übersichtliche Aufzählung und Erläuterung der fundamentalen Physikbereiche (wie Quantengravitation, Allgemeiner Relativitätstheorie, Vakuumresonanzen, Suche nach Axionartigen Teilchen), die durch Polarisation erforscht werden können ist in [29] zu finden.

2. Detektoren in der Röntgenastronomie

energieabhängigen Rotation der Polarisationswinkel und dem Polarisationsgrad von entfernten Quellen entdeckt werden [29].

Eine mögliche Lösung, polarisierte Strahlung zu detektieren sind Gaspixeldetektoren. Abb. 2 zeigt den Aufbau eines Gaspixeldetektors. Eine dünne $50\ \mu\text{m}$ Beryllium-Scheibe schließt die Gas-Zelle und dient als Photoneneintrittsfenster. Unterhalb der Gas-Zelle (der Drift- bzw. Absorptionslücke) liegt ein Gas-Elektronen-Verstärker (GEM – Gas Electron Multiplier) sowie ein sehr fein gepixelter Detektor.

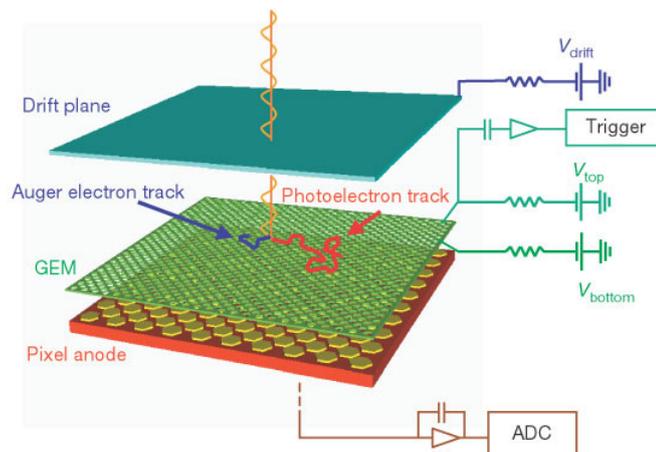


Abbildung 2 Der Aufbau eines Gaspixeldetektors: Das Photon gelangt durch die Drift-Ebene in die darunter liegende Gas-Zelle. Durch den Photoeffekt wird durch das Photon ein Elektron freigesetzt, das seine Energie in Form einer Ionisationsspur abgibt. Die, entlang der Spur ausgelösten, Elektronen⁸ driften wegen einer angelegten Spannung in Richtung des GEMs. Dort wird die Spur auf einem räumlich stark begrenzten Gebiet gasverstärkt. Danach erreichen die Elektronen mehrere Pixel der Anode und bilden dort die Spur ab. Nach der Anode wird das Signal digitalisiert und an die Auslese geschickt. (Quelle:[8])

⁸Zusätzlich ist in Abb.2 ein Auger-Elektron eingezeichnet. Auger-Elektronen entstehen, wenn eine Leerstelle in einer der inneren Schalen eines Atoms besetzt wird und dabei durch Energietransfer ein Elektron emittiert wird.

Ein Photon durchdringt die Beryllium-Scheibe, wird vom Gas absorbiert und ein Photoelektron wird ausgelöst. Das Elektron gibt seine Energie an das Gas ab, indem es das Gas ionisiert. Die hierdurch freigesetzten Elektronen hinterlassen somit eine Spur, wie sie in Abb. 3 zu sehen ist, die durch ein GEM verstärkt wird.

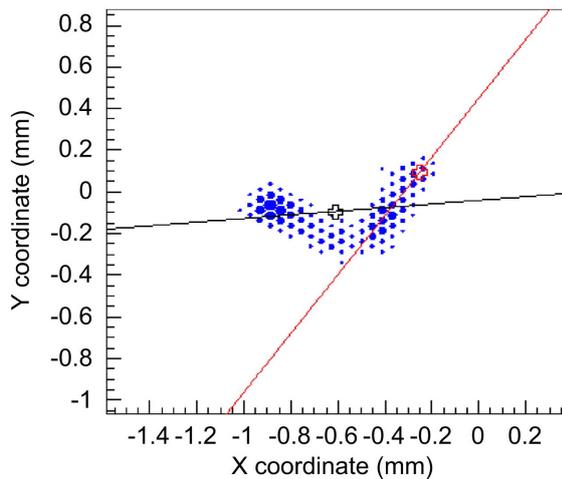


Abbildung 3 Beispiel einer Photonenspur bei 5.2 keV: Die blauen Waben zeigen je nach Elektronendichte eingefärbte Bereiche. Die schwarze Linie beschreibt die Richtung des Auftreffpunktes des Photons durch die gesamte Spur. In Rot ist die Rekonstruktion des Auftreffpunktes des Photons eingezeichnet, die auf dem ersten Teil der Spur basiert. In diesem Bereich ist die Elektronendichte gering und die Energie noch hoch. (Quelle: [7]).

Die Ladungsverteilung wird durch eine hexagonal gepixelte Metallschicht – die oberste Schicht aus Metalloxid-Halbleitern (CMOS – Complementary Metal–Oxide–Semiconductor) – an der Auslese-Anode gesammelt. Jeder der Anodenkontakte hat eine dezidierte Ausleseelektronik. Die Datenauslese sammelt die Information der Pixel, die innerhalb einer Region of Interest (ROI) liegen und getriggert wurden. Auf diese Weise wird der Weg der Elektronen als reale zweidimensionale Spur aufgenommen.

Da der Energieverlust durch Ionisation umgekehrt proportional zur quadrierten Energie ist, beginnt die Spur, wie in Abb. 3 gezeigt, am berechneten Einschlagpunkt des Photons mit einer niedrigen Elektronendichte. Am Ende

der Spur ist die Elektronendichte am höchsten, da dort das Elektron gestoppt wird. Es gibt zwei Möglichkeiten, die Richtung des Photons zu rekonstruieren: Unter Einbezug der gesamten Elektronenspur (in Abb. 3 in schwarz eingezeichnet)

und die Rekonstruktion über den ersten Teil der Spur (in rot zu sehen). Dabei kann mit der Rekonstruktion über den ersten Teil der Spur ein wesentlich genaueres Ergebnis erzielt werden, als durch die Annäherung über die gesamte Spur [7].

Mit diesen Detektoren ist es also möglich, die Wege der, durch einfallende Photonen ausgelösten, Photoelektronen nachzuverfolgen und die Polarisationsrichtung des Photons zu rekonstruieren. Insbesondere, weil die Richtung der Spur, die durch die Photoelektronen entsteht, durch die Polarisation des einfallenden Photons beeinflusst wird. Über den GPD können durch diese Informationen zwei Messgrößen gewonnen werden: Der Polarisationswinkel der Photonen und zusätzlich der Grad der Polarisation, also der Anteil der Photonen, die eine bestimmte Polarisationsrichtung haben. Bei diesem Messprinzip spielt der Photoeffekt die größte Rolle, da er unter den physikalischen Prozessen den größten Wirkungsquerschnitt in einem niedrigen Energiebereich, also wenige keV, aufweist. Die Elektronen haben innerhalb des Gasdetektors eine größere freie Weglänge, als in den Gitterstrukturen eines CCD-Detektors. Dadurch hinterlassen sie eine längere Spur im Detektor, aufgrund derer die Richtung der Polarisation berechnet werden kann.

3. Röntgenteleskope

Durch Reflexionen an Spiegeln liefern Röntgenteleskope Bilder von Objekten, die Röntgenstrahlung emittieren. Bildgebende Verfahren ermöglichen es, z.B. Komponenten von Galaxiehaufen zu identifizieren, die Röntgenstrahlung aussenden oder etwa Supernova-Überreste nach kompakten Objekten zu untersuchen. Ohne bildgebende Messungen wäre die Erforschung dieser Details nicht möglich.

Es gibt mehrere Arten der bildgebenden Untersuchung durch Teleskope: Nicht-fokussierende Techniken, wie beispielsweise Kameras, die durch kodierte Masken Bilder aufnehmen und fokussierende Techniken, wie sie bei Spiegelteleskopen Anwendung finden. Fokussierende Optiken haben den Vorteil, dass sie eine große Sammelfläche nebst kleinem Detektorvolumen ermöglichen. Dadurch wird Untergrundstrahlung, wie zum Beispiel hochenergetische Teilchenstrahlung, minimiert und das Verhältnis von Signal und Rauschen optimiert.

Im Unterschied zu optischem Licht werden Röntgenstrahlen bei direktem Einfall weder gebrochen noch reflektiert, sondern vom Spiegel absorbiert oder transmittiert, wie in Abb. 4 zu sehen ist, wohingegen beide Arten von Strahlung durch streifenden Einfall am Spiegel reflektiert werden. Konventionelle Spiegelteleskope oder Linsen, wie sie für Strahlung im optischen Bereich verwen-

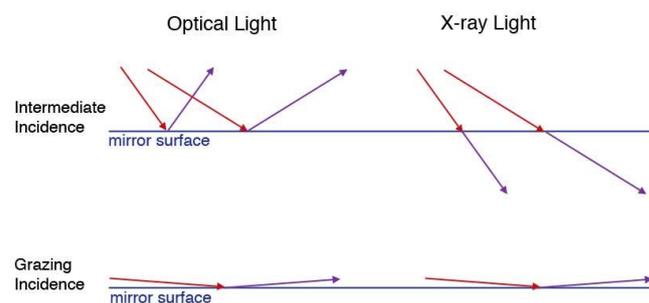


Abbildung 4 Unterschiede zwischen optischem Licht und Röntgenstrahlung, die auf einen Spiegel treffen: Das Röntgenlicht wird bei direktem Einfall auf den Spiegel, im Gegensatz zum optischen Licht, nicht reflektiert. Bei einem streifenden Einfall der Strahlung werden hingegen beide Strahlungsarten reflektiert. (Quelle: GSFC/NASA)

det werden, können in der Röntgenastronomie nicht verwendet werden. Stattdessen werden im Röntgenbereich Spiegelteleskope verwendet, die auf Basis der Totalreflexion⁹ bei streifendem Einfall der Strahlen funktionieren, wie etwa die Teleskope in Wolter-Geometrie.

Hans Wolter entwickelte in den 50er Jahren ein zweikomponentiges System aus Spiegeln: die Wolter-Geometrie. Dort werden die einfallenden Strahlen reflektiert und fokussiert [26].

3.1. Wolterteleskope

Wolter entwickelte drei Geometrien aus Kombinationen von parabolischen und hyperbolischen Spiegelementen. Die Verbindung dieser Spiegelemente führt zu einer kürzeren Fokallänge, verringert Aberration und ermöglicht dadurch ein größeres Gesichtsfeld sowie gute optische Abbildungen. In der Röntgenastronomie werden Wolter-Optiken vom Typ 1 eingesetzt. Diese Anordnung wurde beispielsweise für das Röntgenteleskop *Chandra* verwendet und ist schematisch in Abb. 5 zu sehen. Die Röntgenstrahlen treffen unter sehr kleinen Winkeln auf den ersten Spiegel. Der paraboloiden Spiegel reflektiert die Strahlen weiter in Richtung des zweiten, hyperboloiden, Spiegels. Dieser fokussiert die Strahlen auf den Fokuspunkt.

Um die effektive Fläche zu vergrößern, sind mehrere Spiegel in Schalen angeordnet. Da Reflexion von Energie und Einfallswinkel abhängt, reflektieren die inneren Spiegel auch die hochenergetische Strahlung durch einen flachen Einfallswinkel und die äußeren Schalen nur die niederenergetische Strahlung unter größeren Einfallswinkeln.

⁹Totalreflexion bedeutet, dass der Brechungswinkel ab einem bestimmten Einfallswinkel größer als 90° ist.

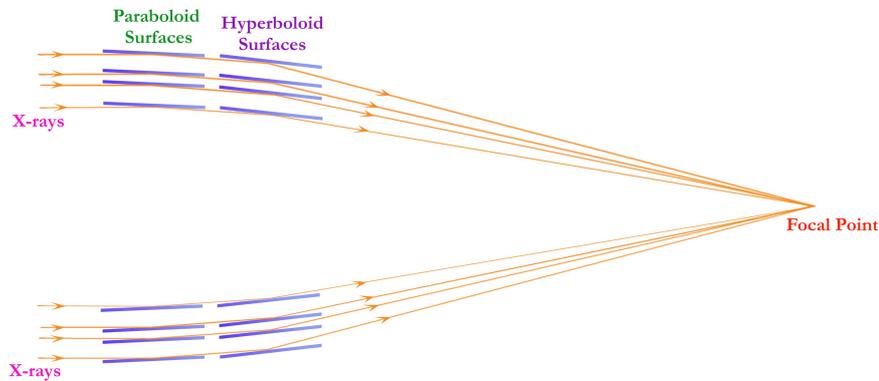


Abbildung 5 Die Spiegelschalenanordnung eines Wolterteleskops vom Typ I am Beispiel von *Chandra*. Die paraboloiden Spiegelschalen reflektieren die einfallenden Röntgenstrahlen in Richtung der hyperboloiden Spiegel. Dort werden sie auf einen Fokalpunkt gebündelt. (Quelle: GSFC/NASA)

3.2. Spiegelmaterialien

Die Spiegelmaterialien der Teleskope müssen einige Bedingungen erfüllen: Zunächst müssen sie die Beschleunigungskräfte beim Start der Rakete unbeschadet überstehen, sie sollten wenig Gewicht haben, um sie ins All transportieren zu können und sie müssen großen Temperaturschwankungen standhalten [26]. Röntgenstrahlen können unter sehr kleinen Winkeln an glatten metallischen Oberflächen reflektiert werden. Bei Teleskopen, die auf den streifenden Einfall von Strahlung ausgelegt sind, werden die Spiegel mit Metallen, wie Gold, Platin oder Iridium, die eine hohe Dichte haben, beschichtet [21]. Beispielsweise bestehen die Spiegelschalen von *eROSITA* aus einem Nickelsubstrat, das mit Gold beschichtet ist. Die Spiegel für *XIPE* haben ebenfalls eine Nickelschicht, darauf Iridium und eine Kohlenstoffschicht, um die Reflektivität des Spiegels zu vergrößern.

4. Niederenergetische Protonen

Kurze Zeit nachdem das Röntgenteleskop *Chandra* 1999 seine Mission im Weltall startete, wurde bereits ein Teil der Messinstrumente - ein Teil der CCDs des *Advanced CCD Imaging Spectrometer* (ACIS) in der Fokalebene - beschädigt [15].

Bis dahin war zumindest bekannt, dass hochenergetische Teilchen (vorwiegend Protonen) Schäden an den Instrumenten verursachen können, wie zum Beispiel die Degradierung der CCDs. Deshalb wurde die Empfindlichkeit der CCDs auf hochenergetische Protonen für *Chandra*, wie auch für *XMM-Newton* vor deren Start intensiv erforscht. Nachdem *Chandra* gestartet war, wurde deutlich: Nicht nur ist der Protonenfluss etwa dreimal höher, als man ihn durch Simulationen vorhergesagt hatte, sondern auch der Schaden durch die Protonen ist wesentlich größer, als erwartet. Denn neben den hochenergetischen Protonen sind vielmehr die niederenergetischen Protonen an den Strahlungsschäden der Detektoren beteiligt. Sie streifen die Spiegel unter kleinen Winkeln, werden auf die Fokalebene der Teleskope gebündelt und schädigen dadurch die Gitterstruktur der Sensoren [15].

Astronomische Röntgenteleskope sind vielen Arten von Teilchenstrahlung ausgesetzt. Protonen, Alphateilchen, Elektronen und weitere energiereiche Teilchen treffen je nach Umlaufbahn des Satelliten in unterschiedlicher Menge auf das Teleskop. Den größten Anteil der Strahlung machen allerdings Protonen aus. Protonen wirken sich auf zweierlei Arten auf die Röntgenteleskope aus: Zum einen können sie die Leistungsfähigkeit des Detektors vermindern und zum anderen tragen sie zum Untergrund astronomischer Messungen bei. Der Untergrund entsteht durch die direkte Wechselwirkung der Protonen mit dem Detektor und über Fluoreszenzstrahlung, die durch Abregung der ionisierten Atomhüllen entsteht. Die Energie der Fluoreszenzen liegt üblicherweise im Bereich zwischen 1 und 80 keV und damit im relevanten Energiebereich. [10].

Niederenergetische Protonen sind im Energiebereich weniger keV bis hin zu mehreren MeV anzusiedeln. Trotz ihrer niedrigen Energie, verursachen sie ernstzunehmende Schäden an den Messinstrumenten großer Teleskope, wie beispielsweise bei *Chandra* oder *XMM-Newton* [9, 17]. Die Protonen deponieren ihre Energie sehr früh in oberflächennahen Schichten, wenn sie auf den Detektor treffen. Zudem sind die verursachten Schäden konzentriert auf einen sehr kleinen Raum, um den Punkt herum, an welchem die Protonen gestoppt werden. Durch streifenden Einfall werden die Protonen an den Spiegeln der Teleskope gestreut und treten nicht in die Oberfläche ein, sondern streuen an der Oberfläche. Dieser Prozess erschwert eine Modellierung mittels Simulationsprozessen, da noch keine passenden physikalischen Prozesse fest in Programmen, wie *Geant4* implementiert sind. Eine theoretische Beschreibung für den Streuprozess von Teilchen, die unter streifendem Einfall an Oberflächen streuen, lieferte Firsov bereits im Jahr 1967 [12] (mehr dazu in Anhang A). Diese Beschreibung wurde durch Lei et al. in *Geant4* implementiert [16], ist experimentell noch nicht validiert und ebenfalls noch nicht als *Firsov-Prozess* in den offiziellen Physiklisten des Simulationstoolkits eingefügt.

5. Das Simulationstoolkit *Geant4*

Mit *Geant4* (*GEometry ANd Tracking*) [11] können Wege von Teilchen durch Materie und elektromagnetische Felder, sowie sämtliche Wechselwirkungen der Teilchen berechnet und dargestellt werden. Auf Basis der objektorientierten Programmiersprache C++ können mit *Geant4* Experimente modelliert, physikalische Prozesse eingebunden und Daten, wie etwa Teilchenspuren oder Streuprozesse, rekonstruiert werden.

Geant4 bietet Bibliotheken, um individuelle Monte-Carlo-Simulationen zu programmieren. Die Ergebnisse von Monte-Carlo-Simulationen werden auf Basis einer großen Anzahl von Zufallsexperimenten gewonnen. Dadurch ermöglichen diese Simulationsprogramme die Lösung analytisch unlösbarer Probleme durch numerische Methoden und auf der Grundlage von Wahrscheinlichkeiten. *Geant4* verwendet diese Methoden, um mögliche Wechselwirkungen zwischen Teilchen, die unterschiedlich wahrscheinlich sind zu berechnen.

Um Wege von Teilchen durch Materie zu simulieren, müssen Energieverlust, mehrfache Streuungen und magnetische Felder berücksichtigt werden. Um sie zu detektieren müssen Ionisierung, oder je nach Detektorart Szintillation und Lichtemissionen betrachtet werden. All diese Parameter stellen zahlreiche Freiheitsgrade und sind Beispielbereiche, die durch Monte-Carlo-Methoden in einer Simulation durch Algorithmen, die auf zufälligen und wiederholten Stichproben beruhen, berechnet werden.

Die Anwendungsmöglichkeiten des *Geant4*-Toolkits sind vielfältig – es wird sowohl in Kern-, Teilchen-, Astro- und Hochenergiephysik, als auch in der medizinischen Physik verwendet. Während zum Beispiel Teilchenstrahlen und Detektoren der großen Experimente am CERN¹⁰ simuliert werden, können die Astrophysiker

¹⁰Europäisches Kernforschungszentrum (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire)

beispielsweise Simulationen von der Strahlenbelastung ihrer Messinstrumente und bezüglich des teilcheninduzierten Untergrunds im Weltall erstellen und auf Basis dessen Lösungen entwickeln, die Messinstrumente besser zu schützen bzw. die Messergebnisse zu optimieren. In der medizinischen Physik hingegen, wird *Geant4* verwendet, um beispielsweise die Eindringtiefe der Strahlen in menschliches Gewebe bei einer Tumorbehandlung zu berechnen.

Nachfolgend werden die informationstechnischen Komponenten einer *Geant4*-Simulation erklärt und die Funktionen einiger Klassen, insbesondere der obligatorischen, anhand eines Beispiels verdeutlicht. Eine kurze Erläuterung der physikalischen Prozesse in *Geant4* bildet die Grundlage, um Stärken und Schwächen der Simulationsprogramme in den experimentellen Kapiteln zu evaluieren.

5.1. Komponenten einer *Geant4*-Simulation

Der organisatorische Kern einer *Geant4*-Simulation ist der *G4RunManager*.¹¹ Er ist die Manager-Klasse des gesamten Programms, in welcher der Programmablauf gesteuert und weitere Manager-Klassen aufgerufen werden. Sowohl Initialisierung als auch Beendigung der implementierten Klassen, insbesondere der obligatorischen Klassen werden durch den *RunManager* kontrolliert. Weitere Klassen sind in Aktions- und Initialisierungsklassen unterteilt. Während die Initialisierungsklassen zu Beginn einer Simulation aufgerufen werden, steuern die Aktionsklassen die Vorgänge während der Simulation. So müssen vor der Simulation beispielsweise schon Experimentaufbau (*DetectorConstruction*) und die zu berücksichtigenden Wechselwirkungen der Teilchen mit Materie und elektromagnetischen Feldern (*PhysicsList*) festgelegt werden. Während der Simulation werden Einstellungen zu

¹¹Die Klassen und Bibliotheken des *Geant4*-Toolkits sind durch den Zusatz „G4“ bzw. „G4V“ bezeichnet. Auf diesen wird im Folgenden verzichtet, da sich alle beschriebenen Klassen und Bibliotheken auf *Geant4* beziehen.

Energieverteilung und Teilchenart der Quelle (beides *PrimaryGeneratorAction*) oder auch zur Datennahme benötigt.

Neben dem *RunManager* gibt es vier weitere obligatorische Klassen, die in einer *Geant4*-Simulation implementiert sein müssen: die Initialisierungsklassen *DetectorConstruction*, *PhysicsList*, *ActionInitialization* und die Aktionsklasse *PrimaryGeneratorAction*. In der *DetectorConstruction* werden Geometrie, Material, elektromagnetisches Feld und Detektoren definiert. Grundlegend dafür ist ein sogenanntes *Worldvolume* - ein Rahmenvolumen, in welchem der gesamte physische Experimentaufbau eingebettet ist. Jedes der Volumina benötigt ein logisches und ein damit verknüpftes physikalisches Volumen und muss innerhalb des *Worldvolumes* platziert werden. Ein einzelnes Volumen besteht aus einem vorher definierten Material und kann aus einem oder mehreren elementaren Volumenelementen aufgebaut sein. Detektorelemente können in der *DetectorConstruction* sensitiv geschaltet werden. Das bedeutet: Es werden dem sensitiv geschalteten Volumen bestimmte Messgrößen zugeordnet, die es aufnehmen soll. Mit der *UserPhysicsList* werden physikalische Prozesse, wie etwa elektromagnetische Wechselwirkungen, hadronische Prozesse, Zerfallsprozesse¹² etc. in das Programm eingefügt. Mittlerweile gibt es dafür Standardlisten, die nicht nur für viele physikalische Probleme geeignet, sondern auch validiert sind.¹³ In der *ActionInitialization* müssen alle Aktionsklassen definiert und aufgerufen werden. Über die *PrimaryGeneratorAction* werden die Parameter für die Teilchenquelle festgelegt: Teilchensorte, Form und Durchmesser der Quelle, Energieverteilungen der Teilchen, wie beispielsweise monoenergetische, linear verteilte, exponentiell verteilte oder gaussverteilte Energien, die Richtung des Impulsvektors oder auch der Impuls der Teilchen.

¹²Eine beispielhafte Liste der physikalischen Prozesse, die einbezogen werden können, findet sich auf der *Geant4*-Homepage des CERN unter [3].

¹³Die Standardlisten können auf der Homepage der *Geant4*-Kollaboration eingesehen werden [4].

Um an einem Beispiel zu sehen, welche charakteristischen Funktionen durch die Klassen aufgerufen werden können und wie sie in einer Simulation miteinander verknüpft sind, ist in Abb. 6 ein kleines, graphisch vereinfachtes, Beispielprogramm dargestellt.

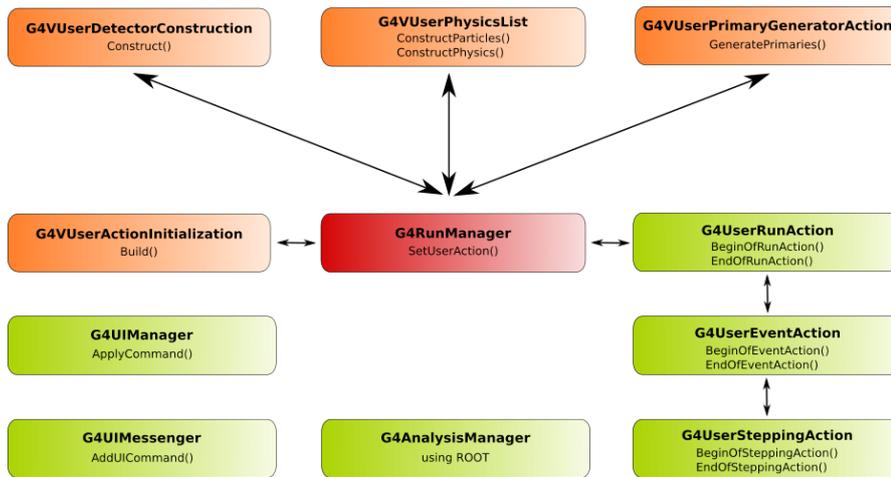


Abbildung 6 Der Aufbau eines einfachen Beispielprogramms: Die wichtigste Instanz des Programms ist der *RunManager* in der Mitte (rot). Über ihn werden die obligatorischen Klassen (in orange) aufgerufen und beendet. Geometrie, physikalische Prozesse, Aufbau des Experiments innerhalb des Programms und die Konstruktion einer Primärteilchenquelle werden durch die vier Klassen *DetectorConstruction*, *PhysicsList*, *ActionInitialization* und *PrimaryGeneratorAction* aufgerufen. Weitere optionale Klassen (in grün) sind für die Steuerung eines Runs, eines Events bzw. eines Steps zuständig (*RunAction*, *EventAction* und *SteppingAction*) und werden insbesondere am Anfang und Ende eines Runs aufgerufen. Hier können unter anderem auch die Datenaufnahme eingerichtet und die Speicherung in Dateien initialisiert werden. Für die Übergabe der Daten an ein Analyseframework wie *Root* kann eine Definition innerhalb des *AnalysisManagers* eingerichtet werden. Für die Veränderung von Parametern zu Laufzeit können mit dem *UIMessenger* Kommandos eingerichtet werden, die über den *UIManager* an das Programm über die Oberfläche weitergegeben werden. Zu allen aufgeführten Klassen ist jeweils mindestens eine charakteristische Funktion angegeben, die deren Aufgabe beschreibt.

Im Zentrum steht der *RunManager*, der den Programmablauf steuert und weitere Prozesse aufruft und beendet. Über den Aufruf *Construct()* wird der Aufbau des Detektors in der *DetectorConstruction* aufgerufen. Die physikalischen Prozesse werden durch die *PhysicsList* gesteuert. In diesem Beispiel werden über *ConstructParticles()* die Teilchenklasse instanziiert und mit *ConstructPhysics()* Wechselwirkungen in die Simulation implementiert. Damit Detektor und physikalische Prozesse im Programm verankert sind, bevor die Simulation startet, wird die Konstruktion über die *ActionInitialization* gestartet. Die *PrimaryGeneratorAction* konfiguriert die Quelle für die Simulation. Im Beispiel wird mit dieser Klasse über die Funktion *GeneratePrimaries()* die Erzeugung von Primärteilchen initiiert. Der *RunManager* ist eng mit der *RunAction* und den Bestandteilen eines Simulationsdurchlaufs - den zahlreichen Events eines Runs und den Steps innerhalb der Events - verbunden.

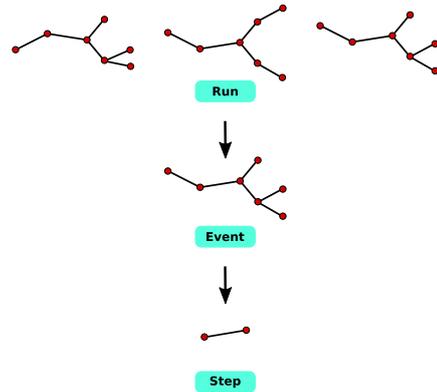


Abb. 7 zeigt die Struktur der drei Unterteilungen von Run, Event und Step. Ein Run besteht aus mehreren Events – den Teilchen, die an der Quelle losgeschickt werden. Durch Interaktionen mit Material oder der Teilchen untereinander, werden die ursprünglich geschossenen Teilchen in Richtung, Impuls oder Art verändert. Der Energieverlust zwischen zwei Punkten oder beispielsweise die Zeit, die ein Teilchen von einem Wechselwirkungspunkt zum an-

Abbildung 7 Ein Run einer Simulation ist eine Sammlung von Events. Ein Event, ist ein Teilchen, das von der Quelle losgeschickt wird und Sekundärteilchen produzieren kann. Ein Step liefert Informationen zu dem, was zwischen zwei Punkten (in rot) passiert, wie z.B. Energieverlust zwischen den beiden Punkten oder die Zeit, die von einem zum anderen Punkt vergeht.

deren benötigt, wird über die Steps aufgenommen.

Über die technische Ebene hinaus, ist die Verallgemeinerung und Implementierung von physikalischen Prozessen der Kern, durch den die Simulationen Aussagekraft gewinnen.

5.2. Physikalische Prozesse in *Geant4*

Die physikalischen Prozesse, die *Geant4* bietet, sind in sieben große Bereiche unterteilt: Elektromagnetische, Hadronische und Photoleptonisch-Hadronische Prozesse, Zerfallsprozesse, optische Prozesse, Vorgänge, welche die Parametrisierung betreffen (z.B. hinsichtlich der Teilchenspuren) und Transportprozesse.

Um nun einen physikalischen Prozess in *Geant4* einzufügen, werden zwei grundlegende Methoden verwendet. Die erste Methode kalkuliert die Step-Längen auf Basis der Wechselwirkungswahrscheinlichkeit und des Wirkungsquerschnitts beteiligter Prozesse. Am Ende eines Steps implementiert die zweite Methode die Details der Wechselwirkung, wie die Änderung der Teilchenenergie, des Impulses, der Richtung und Position der Teilchen und gegebenenfalls die Produktion von Sekundärteilchen.

Monte-Carlo-Methoden, die *Geant4* für Berechnungen verwendet, Formeln zu Wirkungsquerschnitten, freien Weglängen und weiteren Details der physikalischen Vorgänge sind in einem Physik-Handbuch für *Geant4* samt weiterführender Literatur angegeben [1].

Die physikalischen Prozesse in *Geant4* werden in den folgenden Kapiteln eine wichtige Rolle spielen – sowohl die Lücken der bereits implementierten Physik, als auch die Notwendigkeit, neue physikalische Prozesse einzubinden wird in den Auswertungskapiteln in Simulationen aufgezeigt und die Abweichung von experimentellen Daten zur Simulation verdeutlicht.

6. Ein Beitrag zum Untergrund? – Simulation der Protonenstreuung an den Spiegeln von XIPE

Im Juni 2015 hat die europäische Weltraumorganisation (ESA) drei Missionskonzepte für ihre vierte M-Klasse-Mission, die 2025 ins All starten soll, ausgewählt. Unter den Kandidaten ist eine Mission zur Erforschung der Polarisation von Röntgenemissionen hochenergetischer Quellen – *XIPE*.

Mit der Zielsetzung, Materie unter extremen Bedingungen besser zu verstehen, soll XIPE Objekte, wie Supernovae, Galaxie-Jets, schwarze Löcher und Neutronensterne erforschen. Es wäre das erste Instrument, fähig zu hochauflösenden Polarisationsmessungen im Röntgenbereich [5]. In einer Assessment-Phase werden weitere wissenschaftliche und technische Details evaluiert und bei der ESA eingereicht. Nach den Vorstudien wird die endgültige Entscheidung gefällt, welche Mission 2025 starten wird. Für XIPE gehören dazu unter anderem die Abwägungen in Bezug auf den Strahlungsuntergrund durch Protonen und andere Teilchen. Als Beitrag dazu wurde im Rahmen dieser Arbeit eine *Geant4*-Simulation der Protonenstreuung an den Wolter-Spiegelschalen erstellt und mit einer *TRIM*-Simulation¹⁴ verglichen.

6.1. Messinstrumente und Untergrundstrahlung

In Abb. 8 ist der Aufbau des Satelliten zu sehen. Hier sind die Messinstrumente im Bereich der Fokalebene angesiedelt. Dort sind drei Röntgen-Polarimeter mit jeweils einem Gaspixeldetektor (GPD) angebracht.

¹⁴ TRIM (The Transport of Ions in Matter) gehört zum Programmpaket SRIM (The Stopping and Range of Ions in Matter) und berechnet die Wechselwirkungsprozesse von Teilchen in Materie. Dabei können Targetschäden, Ionisation, Interaktion mit mehrschichtigen Targets etc. simuliert werden. (Programmdownload und Zusatzinformation auf: <http://www.srim.org>).

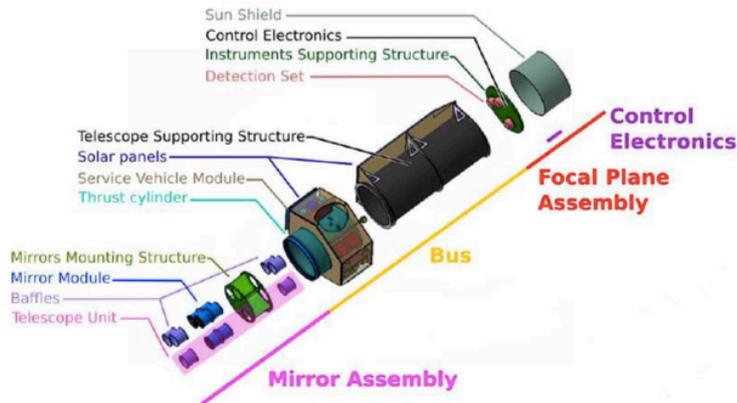


Abbildung 8 Die Elemente von XIPE: Im Bereich des Spiegelaufbaus sind drei Teleskopseinheiten zusammen an einem Spiegelhalter angebracht. Zusätzlich sind Blenden um den Spiegelaufbau angebracht, als Sonnen- bzw. Hitzeschilde. Der Spiegelhalter ist das Verbindungsstück zu einem Druckzylinder und zur Einheit für die technische Unterstützung des Teleskops. Im Bereich der Fokalebene befinden sich neben den Gaspixeldetektoren zugehörige Instrumente sowie die Kontrollelektronik. Um die Detektoren ist ein Sonnenschild angebracht, durch den die Wärme, die durch die Detektoren produziert wird, entweichen kann. (Quelle:[19])

Wie in Kapitel 4 bereits erwähnt, verursachen Wechselwirkungen geladener Teilchen in einem Orbit zusätzliche Untergrundstrahlung. Deshalb müssen Ursachen gefunden und Ideen entwickelt werden, um die Untergrundstrahlung möglichst effizient zu unterdrücken beziehungsweise genau zu beschreiben. XIPE soll auf eine niedrige Umlaufbahn (LEO¹⁵) in einer Höhe von 600 km und mit einer Inklination von 6° gebracht werden. Innerhalb dieses Orbits wird der Satellit insbesondere dem starken Protonenfluss am Rande der Südatlantischen Anomalie (SAA) ausgesetzt sein. Im Bereich der SAA ist die Strahlung stark erhöht durch die Verschiebung und Neigung der geomagnetischen Achse in Bezug auf die Rotationsachse der Erde. Dadurch können geladene Teilchen dort tief in die Atmosphäre eindringen.

¹⁵Low Earth Orbit

6. Ein Beitrag zum Untergrund? – Simulation der Protonenstreuung an den Spiegeln von XIPE

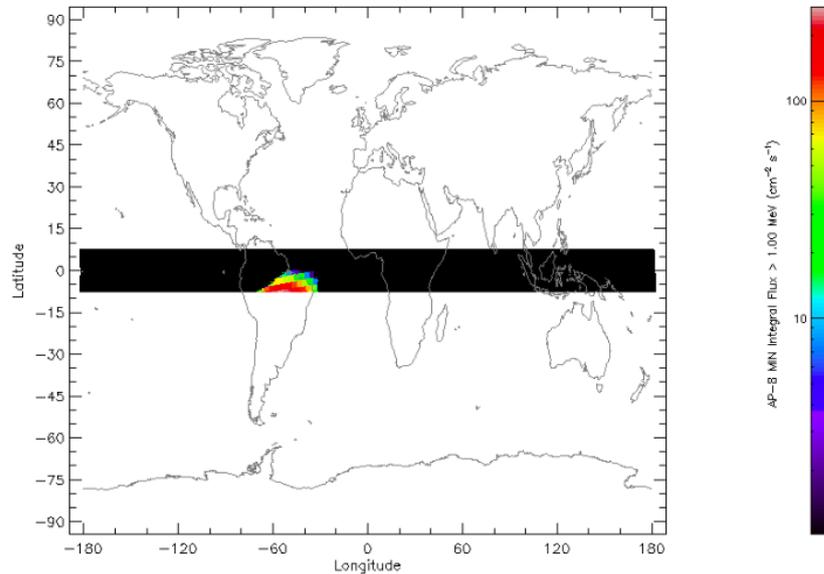


Abbildung 9 Weltkarte mit einer SPENVIS¹⁶ Simulation des Teilchenflusses innerhalb des XIPE-Orbits in 600 km Höhe und 6° Inklination. Im Bereich der SAA über Südamerika ist der Protonenfluss stark konzentriert. (Quelle: [19])

Der Einfluss der Untergrundstrahlung auf Gaspixeldetektoren wurde durch Soffitta et al. ([28]) untersucht. Auf Basis dessen gibt es für XIPE mehrere Vorschläge zur Minimierung des Untergrunds.

Während bereits einige Ideen zur Eindämmung der Protonen, die von der Seite auf die Detektoren treffen, vorliegen, muss der Untergrund der Protonen, die direkt einfallen noch untersucht werden. Der Detektoruntergrund, durch reflektierte und direkt einfallende Protonen soll mit einer *Geant4*-Simulation abgeschätzt werden.

¹⁶Space Environment Information System

In der Simulation wird davon ausgegangen, dass die Streueffizienz für gleichen Ein- und Ausfallswinkel am größten ist. Die Streueffizienz der Protonen nimmt mit größer werdenden Einfallswinkeln ab. Ein maximaler Einfallswinkel ist durch die Geometrie des XIPE-Teleskops bedingt, für die eine, beziehungsweise zwei Streuungen ausreichen, um die Fokalebene zu erreichen. In der Technischen Studie zu den Effekten des Strahlungsumfelds der XIPE-Instrumente vom Juli 2015 ([19]) wurde von einem Einfallswinkel Θ_{center} von 0.3689° ausgegangen und darauf basierend mit TRIM die Wechselwirkungen von 10.000 Protonen mit einem flachen Spiegeltarget simuliert. Das Target besteht aus einer $300\ \mu\text{m}$ dicken Nickelschicht beschichtet mit 30 nm Iridium und einer 10 nm-Schicht Kohlenstoff. Ausgehend von der Annahme, dass reflektierte Protonen nur in einem Bereich von $\Theta_{\text{center}}-0.125^\circ$ ($0.125^\circ \hat{=} 7.5\ \text{arcmin}$) bis $\Theta_{\text{center}}+0.125^\circ$ am Gaspixeldetektor ankommen, wurde aus den Simulationsergebnissen eine Reflektionseffizienz von 12.0 % berechnet [19].

6.2. Simulationsaufbau

Die in TRIM-simulierten Ergebnisse sollten durch eine Simulation mit *Geant4* gegengeprüft und durch die Untersuchung zusätzlicher Winkel erweitert werden. Dazu wurde ein flaches $100 \times 100\ \text{mm}^2$ Spiegelstück mit den vorgegebenen Materialschichten (von unten nach oben: $300\ \mu\text{m}$ Ni, 30 nm Ir, 10 nm C) implementiert und im Abstand von 100 mm zur Targetmitte eine monoenergetische Punktquelle mit 100 MeV-Protonen eingesetzt, wie in Abb. 10 skizziert.

6. Ein Beitrag zum Untergrund? – Simulation der Protonenstreuung an den Spiegeln von XIPE

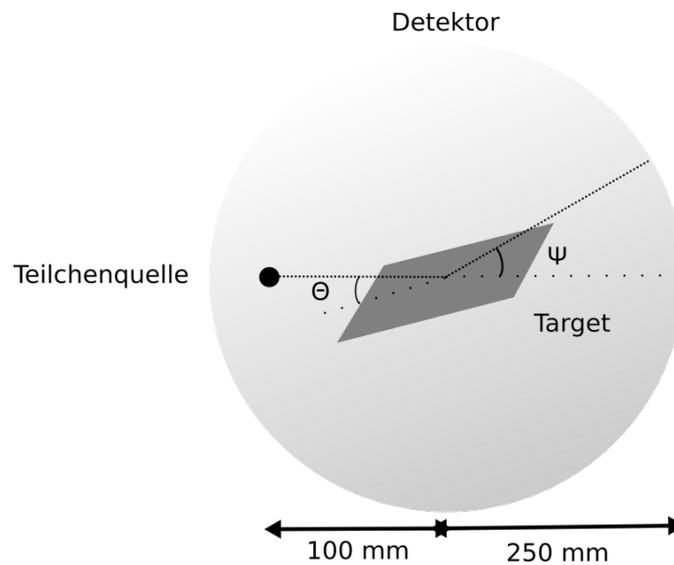


Abbildung 10 Skizze zum Versuchsaufbau der *Geant4*-Simulation für die Streueffizienz: Eine Punktquelle von 100 MeV-Protonen trifft auf das dreischichtige Target, das auf einen jeweils bestimmten Einfallswinkel Θ eingestellt ist. Dort werden die Teilchen um den Ausfallswinkel Ψ herum gestreut, absorbiert beziehungsweise transmittiert und über die Detektorkugel gemessen.

Für die Datenauslese wurde ein kugelförmiger Detektor eingesetzt, der den gesamten Aufbau umgibt. So können später beliebige Bereiche ausgesucht und betrachtet werden. Über die Datenauslese werden Positionen, Impulse, kinetische Energie und Teilchensorte herausgeschrieben, sodass neben Streuwinkelausschnitten zusätzlich auch die Betrachtung der gestreuten Teilchenarten einzeln möglich ist. Für die physikalischen Prozesse wurde für die *PhysicsList* in *Geant4* die Liste *G4Livermore* verwendet. Sie ist für einen Bereich von 250 eV bis 1 GeV validiert.

6.3. Ergebnisse und Interpretation

1 Millionen Protonen mit einer Energie von 100 MeV wurden auf den Spiegel geschossen und die getesteten Einfallswinkel des Strahls in 0.05° -Schritten um den Winkel 0.3689° variiert. So konnten insgesamt Einfallswinkel von 0.25° bis 0.50° untersucht werden. Insbesondere wurde der Bereich um den Ausfallswinkel von $\Theta_{\text{center}} - 0.125^\circ$ bis $\Theta_{\text{center}} + 0.125^\circ$ (wobei $\Theta_{\text{center}} = 0.3689^\circ$) betrachtet und auf die Anzahl aller geschossenen Teilchen normiert. Werden die Protonen in diesen Bereich gestreut, so treffen sie in den Detektor und können zum Untergrund beitragen.

Die Streuwinkel werden über die Impulsrichtung der gestreuten Protonen berechnet, sowie zusätzlich bei den Ausfallswinkeln der Einfallswinkel beziehungsweise die Targetdrehung abgezogen. Abb. 11 zeigt den Anteil der gestreuten Protonen innerhalb der betrachteten Ausfallswinkel. In Tab. 1 findet sich eine Übersicht zu den jeweiligen Anteilen der gestreuten Protonen je Einfallswinkel, die in Abb. 12 dargestellt ist.

6. Ein Beitrag zum Untergrund? – Simulation der Protonenstreuung an den Spiegeln von XIPE

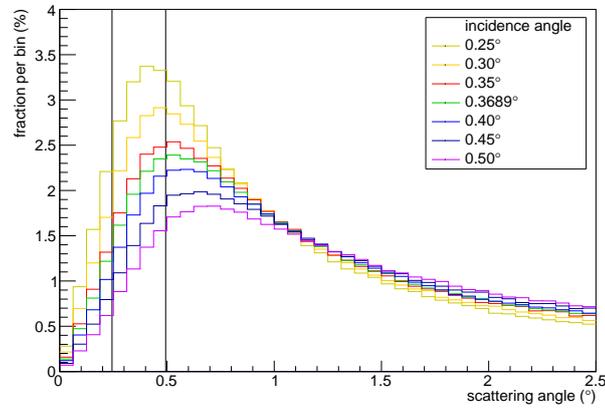


Abbildung 11 $E_{beam}=100$ MeV, Einfallswinkel von $\Theta_{inc}=0.25^\circ$ bis 0.50° (in 0.05° -Schritten), der relevante Bereich von $\Theta_{center}-0.125^\circ$ bis $\Theta_{center}+0.125^\circ$ (wobei $\Theta_{center}=0.3689^\circ$) ist durch vertikale Linien gekennzeichnet.

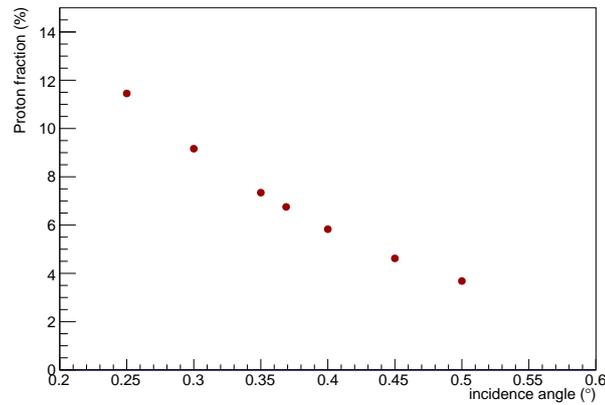


Abbildung 12 Darstellung des Anteils gestreuter Protonen bei $E_{beam}=100$ MeV im Bereich von $\Theta_{center}-0.125^\circ$ bis $\Theta_{center}+0.125^\circ$, wobei $\Theta_{center}=0.3689^\circ$ (vgl. Tab. 1) zu allen Einfallswinkeln. Die Fehler sind kleiner als die Datenpunkte.

Aus den Abbildungen wird deutlich, dass bei größer werdenden Einfallswinkeln Θ_{inc} die Zahl der gestreuten Protonen innerhalb des betrachteten Bereichs abnimmt. Bei größeren Einfallswinkeln werden sowohl im relevanten Winkelbereich, als auch insgesamt weniger Protonen reflektiert.

Parallel zur *Geant4*-Simulation wurden die gleichen Winkel mit TRIM betrachtet. Dazu ist der Vergleich der Ergebnisse in Tab. 1 aufgelistet.

Tabelle 1 Übersicht aller gestreuten Protonen bei $E_{\text{beam}}=100$ MeV im festen Winkelbereich von $\Theta_{\text{center}}-0.125^\circ$ bis $\Theta_{\text{center}}+0.125^\circ$ (mit $\Theta_{\text{center}}=0.3689^\circ$) zu allen getesteten Einfallswinkeln.

Einfallswinkel Θ_{inc} ($^\circ$)	Protonen (<i>Geant4</i>) (%)	Protonen (TRIM) (%)
0.25	12.60 ± 0.04	16.98 ± 0.04
0.30	10.45 ± 0.03	14.92 ± 0.04
0.35	8.67 ± 0.03	12.94 ± 0.03
0.3689	8.04 ± 0.03	12.24 ± 0.03
0.40	7.13 ± 0.03	11.04 ± 0.03
0.45	5.86 ± 0.02	9.47 ± 0.03
0.50	4.86 ± 0.02	8.02 ± 0.03

Bei allen Einfallswinkeln sind die TRIM-simulierten Ergebnisse durchgehend um etwa 4% größer, als die Ergebnisse der *Geant4*-Simulation. Das kann bedeuten, dass die Teilchen in *Geant4* wesentlich stärker gestreut werden und deshalb weniger im betrachteten Winkelbereich ankommen, bzw. werden die Teilchen in TRIM zu kleineren Winkeln gestreut und treffen zahlreicher im Winkelbereich ein. Eine weitere Möglichkeit ist, dass wesentlich mehr Teilchen in der *Geant4*-Simulation durch ihre hohe Energie einfach das Target durchqueren, ohne gestreut zu werden.

6. Ein Beitrag zum Untergrund? – Simulation der Protonenstreuung an den Spiegeln von XIPE

Ersichtlich wird hier allerdings noch nicht, welche Werte treffender sind. Sinnvoll wäre hier eine Überprüfung der implementierten Physik zur Streuung von Protonen unter sehr kleinen Winkeln, sowie möglicherweise experimentelle Untersuchungen zur Reflektionseffizienz der Spiegel von XIPE.

In Tab. 1 wurden die Anteile der gestreuten Protonen gezeigt, nachdem sie einmal reflektiert und in den Bereich von $\Theta_{\text{center}}-0.125^\circ$ bis $\Theta_{\text{center}}+0.125^\circ$ (mit $\Theta_{\text{center}}=0.3689^\circ$) gestreut wurden. Auf Basis der Geometrie des Teleskops treffen nur Protonen, die zweimal unter sehr kleinen Winkeln reflektiert werden und in diesen Bereich gestreut werden den Gaspixeldetektor [19]. Demnach ergibt sich aus den Simulationsergebnissen eine maximale Reflektionseffizienz bei zwei Reflektionen von 1.59 % bei einem Einfallswinkel von $\Theta_{\text{inc}}=0.25^\circ$.

Unter Berücksichtigung der Einschätzungen aus der Technischen Studie vom Juli 2015 zu den Effekten des Strahlungsumfeldes der XIPE-Instrumente [19], also

- einem Protonenfluss von $2.6 \cdot 10^{-2}$ p/cm²/s/sr bei einer Energie > 100 MeV und im Orbit von XIPE
- dem Gesichtsfeld einer Kreisring mit einem Durchmesser von 15 arcmin (0.25°) und entspricht $1.8 \cdot 10^{-4}$ sr
- einfallenden Protonen auf einer geometrischen Fläche von 600 cm² des Teleskops, die auf die Fläche des GPDs von 2.25 cm² fokussiert werden
- einem Sicherheitsfaktor von 10 in Bezug auf den Protonenfluss

geht aus einer maximalen Reflektionseffizienz von 1.59 % ein zusätzlicher Untergrund durch Protonen mit einer Rate von $1.98 \cdot 10^{-4}$ p/cm²/s hervor.

2D-Verteilungen der gestreuten Protonen

Weiterhin können die zweidimensionalen Verteilungen der gestreuten Protonen betrachtet werden, um zu sehen, in welche Bereiche die meisten Protonen gestreut werden. In Abb. 13 sind die gestreuten Protonen in Prozent pro mm^2 dargestellt. Die Kreisform ergibt sich durch den betrachteten Winkelbereich von insgesamt 0.25° , wobei in den Bereich für $x < 0$ kaum Protonen gestreut werden.

Für größer werdende Einfallwinkel steigt die Anzahl der gestreuten Protonen im betrachteten Winkelbereich insgesamt, sowie im mittleren Bereich der oberen Hälfte des Kreisausschnitts – in Übereinstimmung mit den zuvor betrachteten Ergebnisse für die Streuung der Protonen.

Energieverlust der Protonen

Der Energieverlust bei Protonen mit einer Energie über 100 MeV liegt innerhalb des Energiebereichs von XIPE [19]. Deshalb wird der Verlauf des Energieverlusts der Protonen in Abb. 14 betrachtet. Dabei deponiert ein Großteil der Protonen kleine Energien, die meisten im Bereich von 10 bis 20 MeV.

6. Ein Beitrag zum Untergrund? – Simulation der Protonenstreuung an den Spiegeln von XIPE

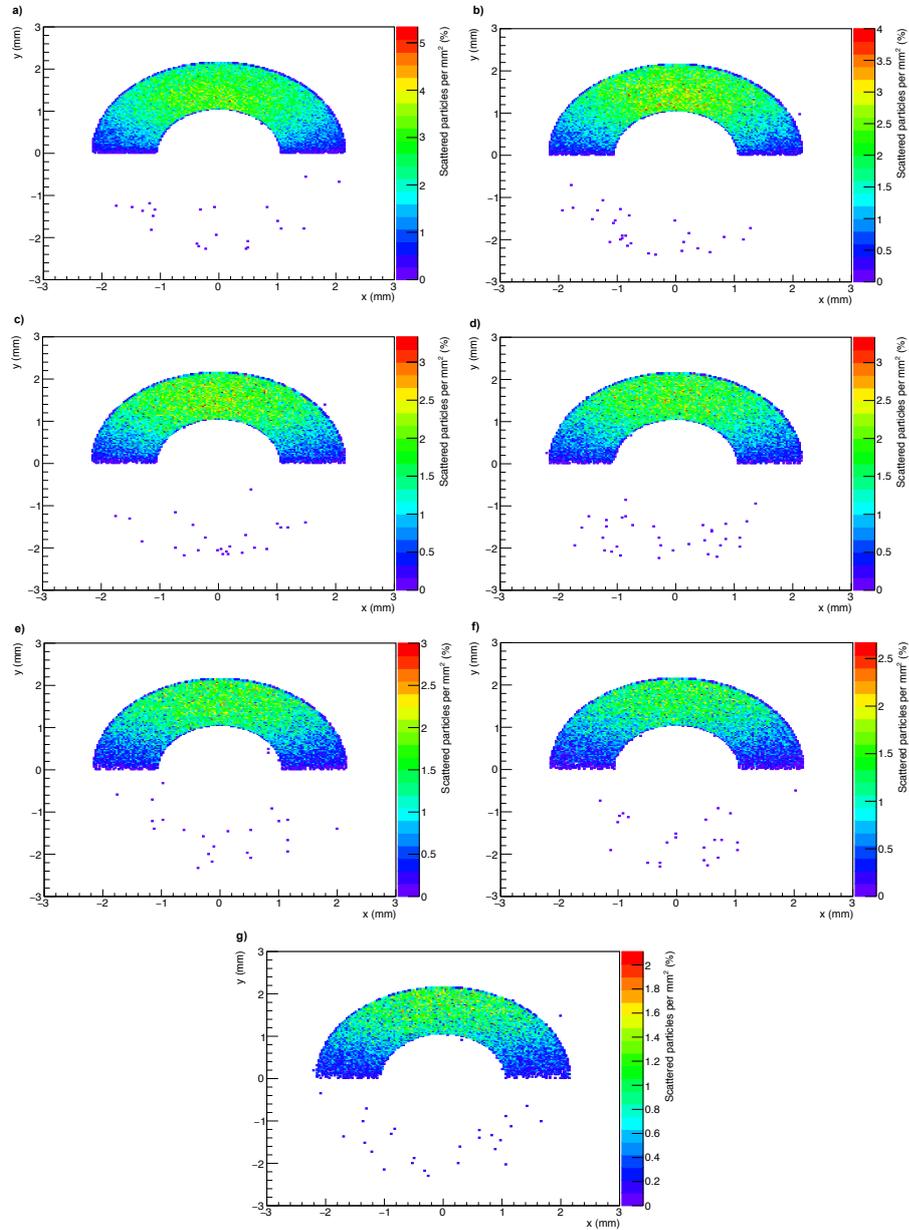


Abbildung 13 Ortsverteilung der gestreuten Protonen (in Prozent pro mm^2) bei $E_{beam}=100$ MeV im Bereich von $\Theta_{center}-0.125^\circ$ bis $\Theta_{center}+0.125^\circ$, wobei $\Theta_{center}=0.3689^\circ$ zu allen Einfallswinkeln: a) 0.25° , b) 0.30° , c) 0.35° , d) 0.3689° , e) 0.40° , f) 0.45° , g) 0.50° .

6.3. Ergebnisse und Interpretation

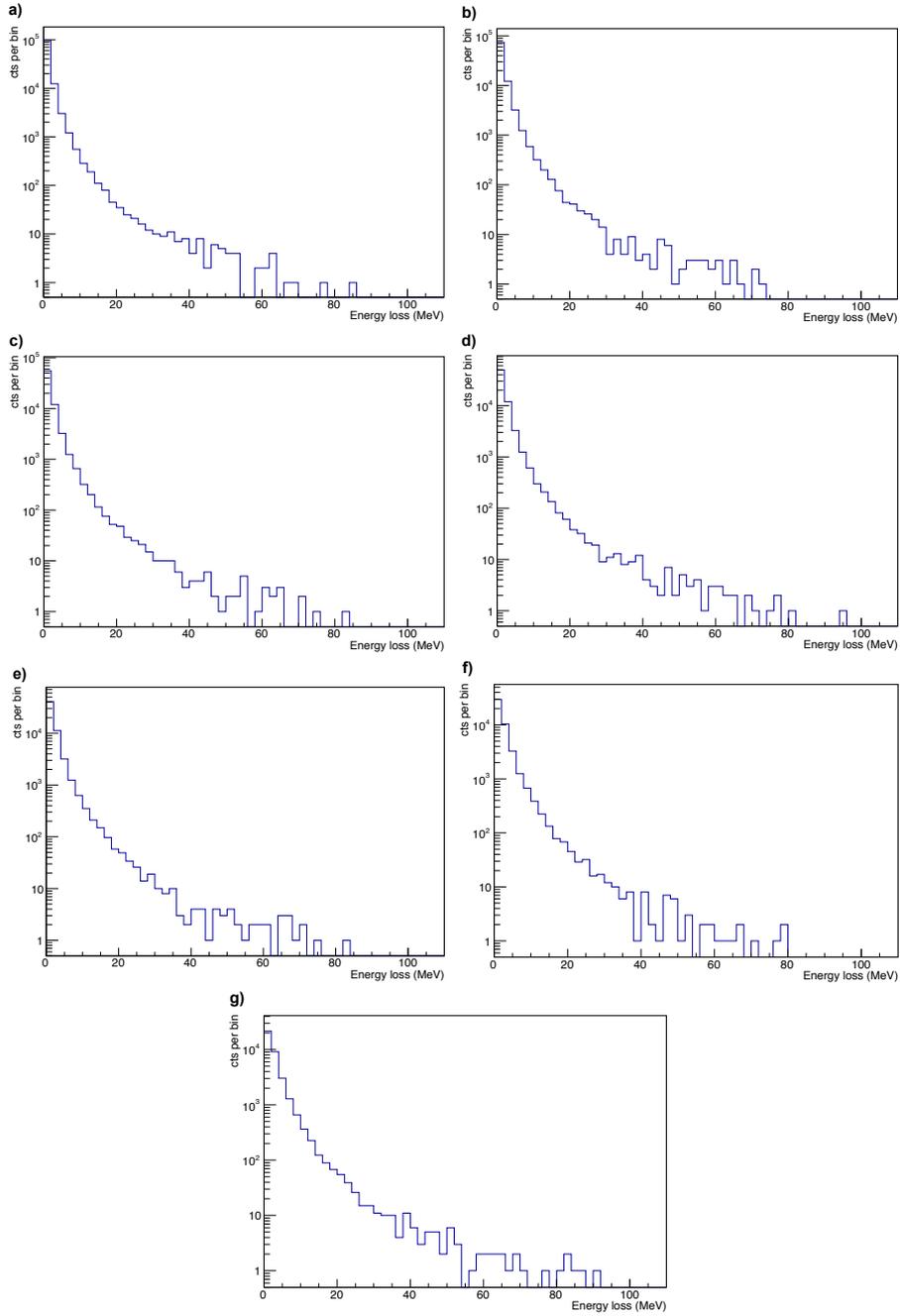


Abbildung 14 Energieverlust der gestreuten Protonen bei $E_{beam}=100$ MeV im Bereich von $\Theta_{center}-0.125^\circ$ bis $\Theta_{center}+0.125^\circ$, wobei $\Theta_{center}=0.3689^\circ$ zu allen Einfallswinkeln: a) 0.25° , b) 0.30° , c) 0.35° , d) 0.3689° , e) 0.40° , f) 0.45° , g) 0.50° . 31

7. Simulation der Streuung niederenergetischer Protonen an Röntgenspiegeln

Aus den Erfahrungen bisheriger Missionen konnte die Erkenntnis gewonnen werden, dass niederenergetische Protonen wesentlich effizienter in den Optiken der Wolterteleskope reflektiert werden, als es vorher, etwa durch Simulationen, abgeschätzt werden konnte [20]. Nicht nur am Beispiel *Chandra*, sondern auch an *XMM-Newton* wurde deutlich, dass diese Protonen deutlich mehr Schaden anrichten können und einen größeren Beitrag zum Detektoruntergrund leisten, als vorhergesehen [15].

Die Streuung von niederenergetischen Protonen an vollständigen Röntgen-Optiken ist experimentell kaum umsetzbar. Um Röntgenspiegel auf ihr Streuverhalten zu testen und etwa Streueffizienzen und mögliche Schäden an Detektoren durch die Strahlung im Orbit abzuschätzen werden deshalb zumeist Simulationen eingesetzt. Um Informationen über das Streuverhalten der Protonen an Spiegeln zu gewinnen, können aber einzelne Spiegelstücke untersucht werden. Allerdings gibt es auf diesem Gebiet noch wenige experimentelle Ergebnisse, die für die Validierung der Simulationen von großer Bedeutung wären. Eines der wenigen Experimente wurde und wird noch am Beschleunigerlabor der Universität Tübingen durchgeführt. Dabei wurde die Streueffizienz und Energieverlust von an Spiegeloberflächen unter streifendem Einfall gestreuten Teilchen mit einem Van-de-Graaff-Beschleuniger untersucht [10].

Dieses Experiment wird mit *Geant4* simuliert, um Abweichungen der Simulation aufzuzeigen. Die experimentellen Ergebnisse des Streuexperiments werden als Referenz verwendet.

7.1. Experimentaufbau zur Streuung von Protonen an einem Röntgenspiegel

Für die experimentelle Untersuchung wurden Spiegelteile von *eROSITA* verwendet und unter verschiedenen Einfallswinkeln im Bereich von 0.3° bis 1.2° bei Protonenenergien zwischen 250 keV und 1 MeV getestet.

Zu *eROSITA* gehören insgesamt sieben Wolteteleskope vom Typ I, mit jeweils 54 ineinander geschachtelten Spiegelschalen. Es soll, als Teil des SRG (Spektrum-Roentgen-Gamma)-Satelliten, wahrscheinlich 2017 ins All starten. Es wird das erste Röntgenteleskop sein, das in einem Orbit um den Lagrange-Punkt L2 fliegt. Deshalb wird das Teleskop Vorreiter für weitere Missionen, wie etwa *ATHENA* (*Advanced Telescope for High-Energy Astrophysics*) sein, denn es wird Daten zum Protonenfluss in diesem Orbit liefern, die es bisher noch nicht gab.

In Abb. 15 ist der Aufbau des Beschleunigerexperiments vereinfacht zu sehen. Eine $6\ \mu\text{m}$ Kupferfolie weitet den einfallenden Teilchenstrahl auf und ein Edelstahl-Kollimator mit einem Blendendurchmesser von vorne 0.7 mm und hinten 0.3 mm fokussiert den ankommenden Teil des Strahls in Richtung des Spiegels. Das verwendete Spiegelstück besteht aus einem $270\ \mu\text{m}$ dicken Nickelsubstrat und ist mit 50 nm Gold beschichtet. Es hat eine Länge von 120 mm, sowie eine Breite von 62 mm und einen Radius von 85,42 mm. Die Detektorposition hinter dem Spiegel definiert im Experiment den gemessenen Streuwinkel.

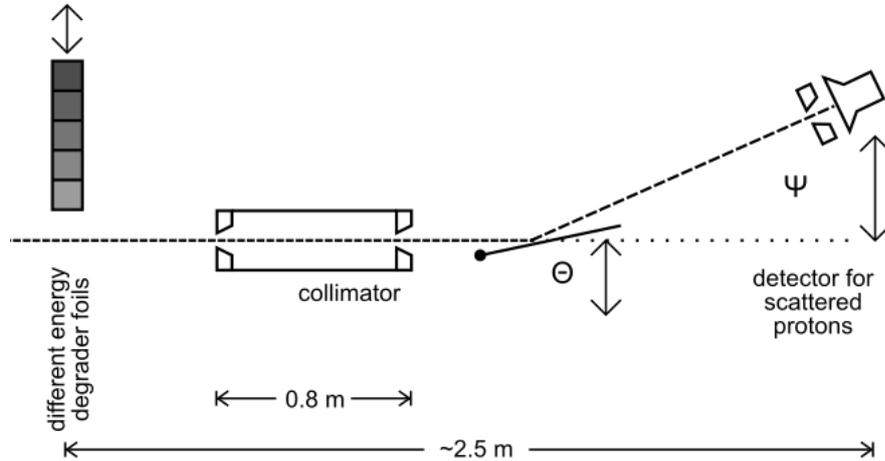


Abbildung 15 Der experimentelle Aufbau, wie er in der Simulation umgesetzt wurde: Die $6\ \mu\text{m}$ dicke Kupferfolie weitet den Strahl auf, sodass die Teilchenanzahl hinter der Folie in Richtung des Kollimators bereits reduziert wird. Ein Edelstahlkollimator fokussiert den Strahl in Richtung des Spiegeltargets. Das Target ist winkelverstellbar, um unterschiedliche Einfallswinkel zu testen. Im abgebildeten Aufbau wird der Streuwinkel über die Position des Detektors hinter dem Target festgelegt. (Quelle: [10])

7.2. Umsetzung in der Simulation

Zunächst wurde der gesamte Aufbau ohne Spiegel simuliert, wie er in Abb. 16 zu sehen ist. Eine flache Protonenquelle mit einem Durchmesser von $1\ \text{mm}$ erzeugt eine gaußförmige Energieverteilung um Energien von $E_0=1030, 1180$ bzw. $1550\ \text{keV}$ mit $\sigma=1\ \text{keV}$. Die Teilchen treffen in $500\ \text{mm}$ Abstand zur Quelle auf die Folie, sodass am Kollimator weniger Teilchen ankommen, da sie an der Folie bereits gestreut wurden. Durch den Kollimator wird der Teilchenfluss zusätzlich stark reduziert, dass etwa bei einer Quelle, die 10^9 Teilchen erzeugt, noch zwischen 30 und 400 Teilchen (abhängig von der Teilchenenergie) durch beide Kollimatoren kommen.

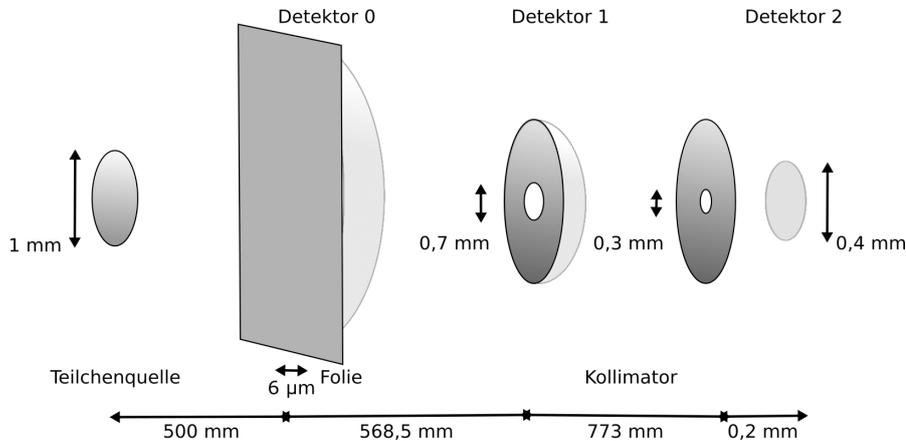


Abbildung 16 Aufbau der Simulation für die Protonen, die auf den Spiegel geschossen werden sollen: Die Protonenquelle mit 1 mm Durchmesser schießt die Teilchen auf die $6 \mu\text{m}$ dicke Kupferfolie, hinter der Detektor 0 in Halbkugelform angebracht ist. Der Strahl wird verbreitert und die, durch die Folie gestreuten Teilchen durch den Kollimator fokussiert. Der Kollimator – wie in Abb. 15 ein Rohr mit einer Blende jeweils an Eingang und Ausgang – wurde in Form zweier Edestahlscheiben, die Beginn und Ende des Rohres ersetzen, im Abstand von 773 mm und Blenden von 0,7 mm und 0,3 mm umgesetzt. Hinter der ersten Kollimatorscheibe befindet sich Detektor 1, zur Überprüfung der Eigenschaften der Teilchen, die noch durchkommen. In einem geringen Abstand von 0,2 mm hinter der zweiten Kollimatorscheibe ist ein weiterer kreisförmiger Detektor mit einem Durchmesser von 0,4 mm angebracht.

Über die (virtuellen) Detektoren 0, 1 und 2 kann die abnehmende Teilchenzahl überprüft werden. Um keine Teilchen durch Streuprozesse an der Blende vor Detektor 2 zu verlieren, liegt dieser ganz knapp hinter der Blende und kommt aufgrund dessen mit einem geringen Durchmesser aus. Das Spektrum an Detektor 2 sollte als Histogramm dargestellt werden und hätte unter Angabe der Bins als Quelle¹⁷ auf den Spiegel geschossen werden können, um die Streueffizienz am Spiegel zu messen. Dafür war selbst bei 10^9 geschossener Teilchen nicht genug Sta-

¹⁷Die Binaufteilung kann in einem *GeneralParticleSource*-Makro für die *Geant4*-Simulation angegeben werden, sodass die Quelle dieselbe Energieverteilung erzeugt, wie im Histogramm.

7. Simulation der Streuung niederenergetischer Protonen an Röntgenspiegeln

tistik in der Simulation zu erzielen, insbesondere für die niedrigste Energie (vgl. dazu Histogramme in Anhang C). Durch Wechselwirkungen mit der Folie, werden die Teilchen energieabhängig gestreut. Je niedriger dabei die Energie der Teilchen ist, desto stärker werden die Teilchen gestreut und desto weniger Teilchen kommen durch die Blende des ersten Kollimators. Der höherenergetische Teilchenstrahl wird weit weniger durch die Folie aufgeweitet, da mehr Teilchen durch die Folie gelangen und geringer gestreut werden. Dadurch gelangen mehr Teilchen durch die Kollimatorblenden.

Stattdessen wurden die Spektren der 10^9 geschossener Teilchen hinter der Folie (s. Abb. 17) an Detektor 0 gemessen, durch jeweils eine Gauss-Kurve angenähert und die Teilchenquelle auf diese Energieverteilungen eingestellt (s. Tab. 2).

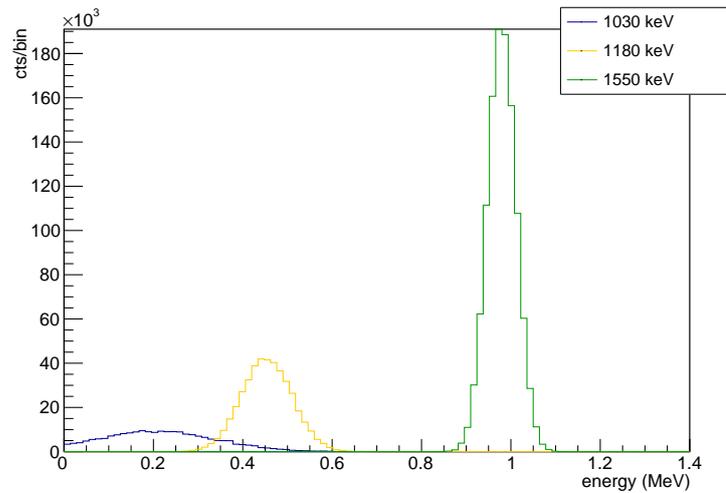


Abbildung 17 Die, an Detektor 0 gemessenen Folienspektren. Das Spektrum für $E_0=1030$ keV in blau, für $E_0=1180$ keV in gelb und für $E_0=1550$ keV in grün (alle mit $\sigma=1$ keV).

Tabelle 2 Die Parameter der angepassten Gauss-Kurven an die Spektren hinter der Folie aus Abb. 17.

Energie des Strahls	Mittelwert	Breite
E_{beam} (keV)	E_0 (keV)	σ (keV)
1030	204	135
1180	452	56
1550	980	32

Anhand der Spektren ist erkennbar, dass die Folie den Strahl bei der niedrigsten Energie stark aufweitet, sodass das Spektrum sehr breit und flach wird. Auch werden hinter der Folie für die niedrigste Energie wesentlich weniger Teilchen gemessen, als für die beiden höheren Energien.

Diese Spektren wurden im Simulationsaufbau in Abb. 18 auf den Spiegel geschossen.¹⁸ Dafür wurde eine flache, kreisförmige Teilchenquelle mit einem Durchmesser von 0.3 mm (entsprechend der Blende des zweiten Kollimators) jeweils auf die Werte, die in Tab. 2 angegeben sind, eingestellt und mit 10^9 Teilchen auf das Target gerichtet. Das Target ist winkelverstellbar, sodass der Einfallswinkel Θ für die Simulation auf die Winkel von 0.3° , 0.5° , 0.65° , 0.85° , 1.00° bzw. 1.20° gedreht werden konnte. Der Ausfallswinkel Ψ wird über eine geometrische Einschränkung der Daten auf einen Detektorbereich, analog zur Durchführung des Beschleunigerexperiments, bestimmt.

¹⁸Die nachfolgende Nomenklatur orientiert sich an dieser Abbildung.

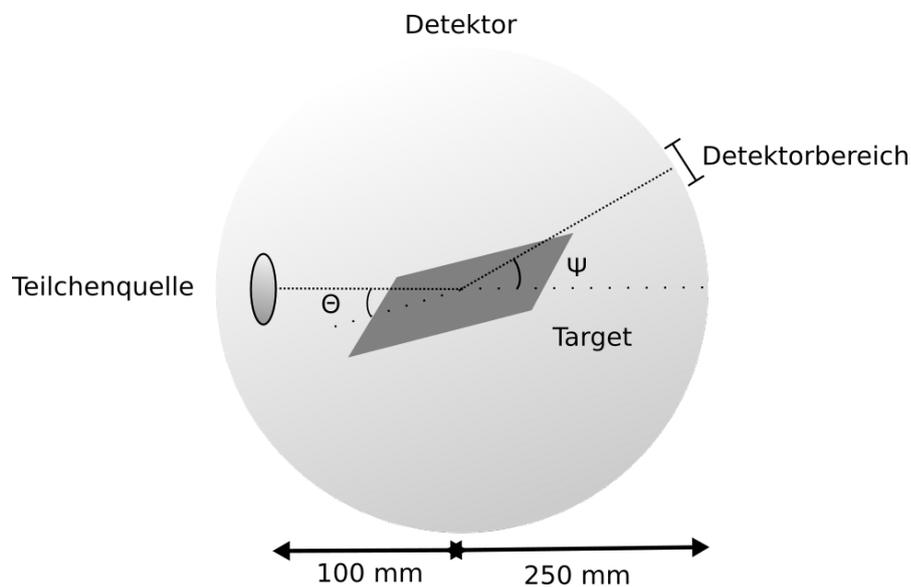


Abbildung 18 Simulation der Streuung von Protonen am Spiegel: Die Teilchenquelle war auf das gemessene Spektrum der Teilchen hinter der Folie eingestellt und wurde auf einen Abstand von 100 mm zum Target gesetzt. Die Teilchen treffen unter Einfallswinkeln, die über die Targetdrehung um Θ verändert werden, auf den Spiegel und werden um den Ausfallswinkel Ψ gestreut. Materialien und Maße des Spiegels sind die in Abschnitt 7.1 beschriebenen. Der gesamte Aufbau ist von einer Detektorsphäre mit einem Radius von 250 mm umgeben. Als Detektorbereich ist die geometrische Einschränkung der Daten für die Ausfallswinkel um Ψ eingezeichnet.

7.3. Ergebnisse der Simulation

Anhand der Simulation erhält man für die drei Teilchenstrahlenergien von 1030, 1180 und 1550 keV für jeweils sechs Einfallswinkel Streuspektren und es können Streueffizienz sowie Energieverlust der Protonen betrachtet werden.

7.3.1. Spektren der gestreuten Protonen

In Abb. 19, 20 sowie 21 sind drei Spektren der gestreuten Protonen für unterschiedlichen Energien, jeweils den gleichen Einfallswinkeln und im Bereich der gleichen Ausfallswinkel zu sehen. Die eingezeichneten Gauss-Kurven werden benötigt, um den Energieverlust der Teilchen zu berechnen. Dafür wird der Mittelwert der Einschussenergie genommen und mit dem Mittelwert aus den Gauss-Kurven von den Spektren, die auf das Target geschossen wurden, verglichen.

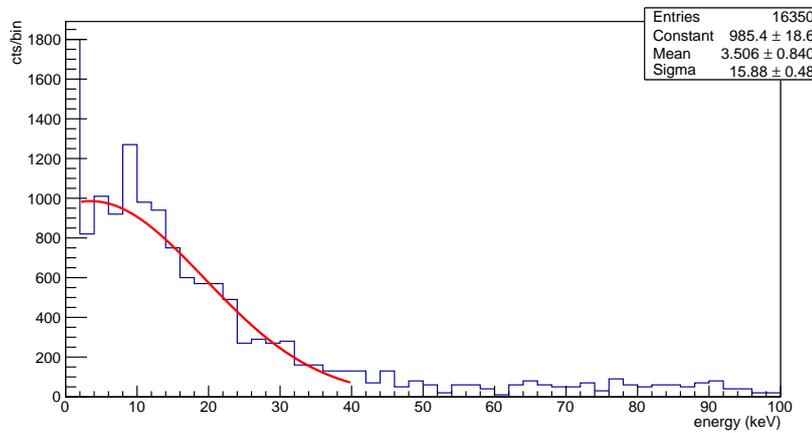


Abbildung 19 Spektrum der gestreuten Protonen für $E_{\text{beam}}=1030$ keV, $E_{\text{inc}}=204$ keV, einem Einfallswinkel von $\Theta=0.65^\circ$, einem Streuwinkel von $\Psi=1.50^\circ$ sowie einem Gauss-Fit (in rot).

7. Simulation der Streuung niederenergetischer Protonen an Röntgenspiegeln

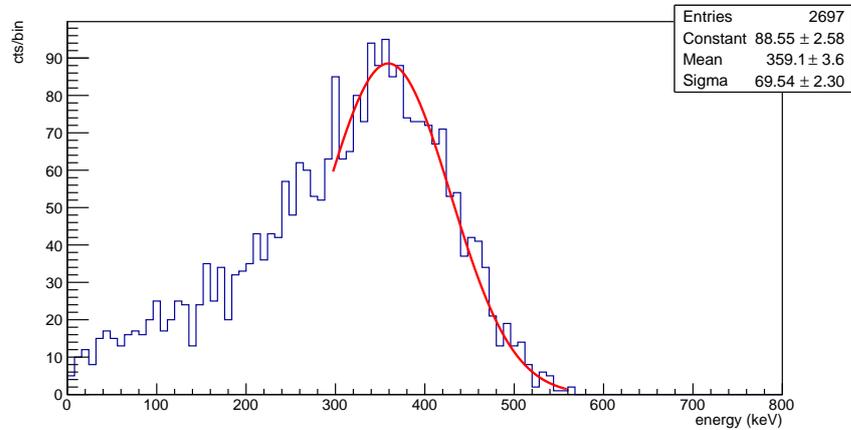


Abbildung 20 Spektrum der gestreuten Protonen, wie Abb. 19, nur für $E_{\text{beam}}=1180$ keV bzw. $E_{\text{inc}}=452$ keV.

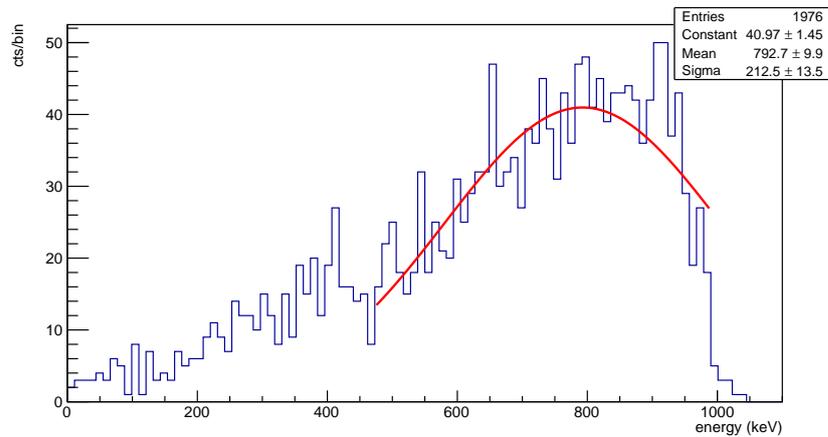


Abbildung 21 Spektrum der gestreuten Protonen, wie Abb. 19, nur für $E_{\text{beam}}=1550$ keV bzw. $E_{\text{inc}}=980$ keV.

Die Spitzenwerte der Histogramme wandern mit steigender Einfallenergie zu größeren Energien. Bei der niedrigsten Energie liegen vergleichsweise noch sehr

viele Teilchen (etwa 16.000) im Detektorbereich, während bei den beiden höheren Energien relativ wenige Teilchen (zwischen 2.000 und 3.000) den Detektorbereich erreichen. Auch die Verteilung der Energien ist bei der kleinsten Energie wesentlich breiter, als bei den anderen beiden Spektren. Die Werte der Gauss-Kurven sind in Tab. 3 zusammengetragen.

Tabelle 3 Die Parameter der Gauss-Kurven, die an die Energiespektren der gestreuten Protonen angefitet wurden.

Energie des Strahls E_{beam} (keV)	Mittelwert E_0 (keV)	Breite σ (keV)
1030	3.51 ± 0.84	15.88 ± 0.48
1180	359.10 ± 3.60	69.54 ± 2.30
1550	792.70 ± 9.90	212.50 ± 13.50

7.3.2. Berechnung der Streueffizienz

Um die differentielle Streueffizienz η zu berechnen, teilt man die Anzahl der gemessenen Protonen N_{det} abhängig von Einfallswinkel (Θ, Ψ) durch die Anzahl der Protonen, die auf dem Spiegel auftreffen N_{inc} . Zusätzlich wird die Streueffizienz in Gl. 1 über den Winkel Ω des Detektors, abhängig vom Ausfallswinkel Ψ normiert [10]:

$$\eta(\Theta, \Psi) = \frac{\Phi_{\text{Det}}(\Theta, \Psi)}{\Phi_{\text{inc}}} \frac{1}{d\Omega} = \frac{N_{\text{det}}(\Theta, \Psi)}{N_{\text{inc}}} \frac{1}{\Omega(\Theta)} \quad (1)$$

Die Abb. 22, 23 und 24 zeigen die Ergebnisse für die Streueffizienz bei verschiedenen Energien und allen Einfallswinkeln.

7. Simulation der Streuung niederenergetischer Protonen an Röntgenspiegeln

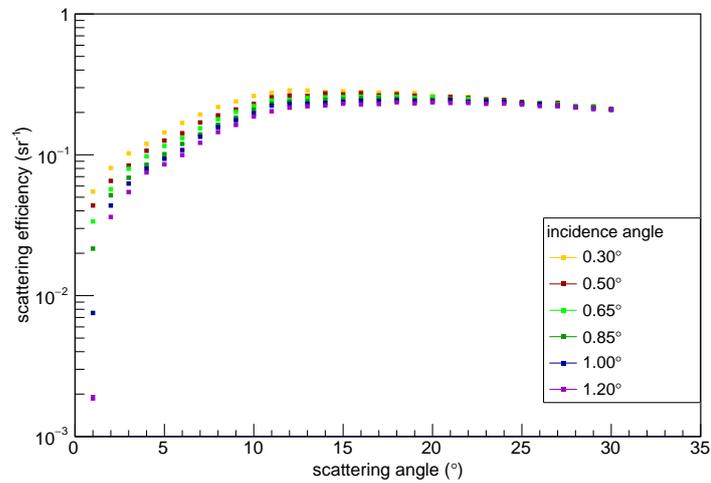


Abbildung 22 Ergebnisse für die Streueffizienz mit $E_{\text{inc}}=204$ keV (wobei $E_{\text{beam}}=1030$ keV) und für die Einfallswinkel $\Theta=0.3^\circ$, 0.5° , 0.65° , 0.85° , 1.00° bzw. 1.20° . Die Werte sind auf die einfallenden Teilchen und den Raumwinkel normiert, ebenfalls wie die statistischen Fehler. Die Fehler sind im Wesentlichen kleiner, als die eingezeichneten Datenpunkte.

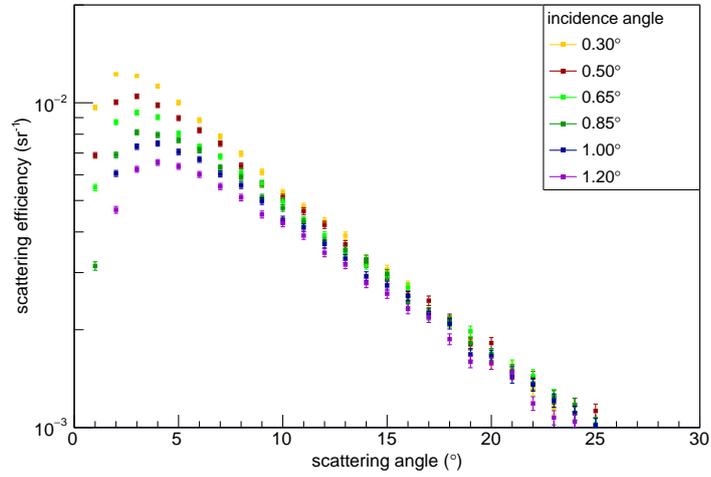


Abbildung 23 Wie Abb. 22, allerdings mit $E_{\text{inc}}=452$ keV (wobei $E_{\text{beam}}=1180$ keV).

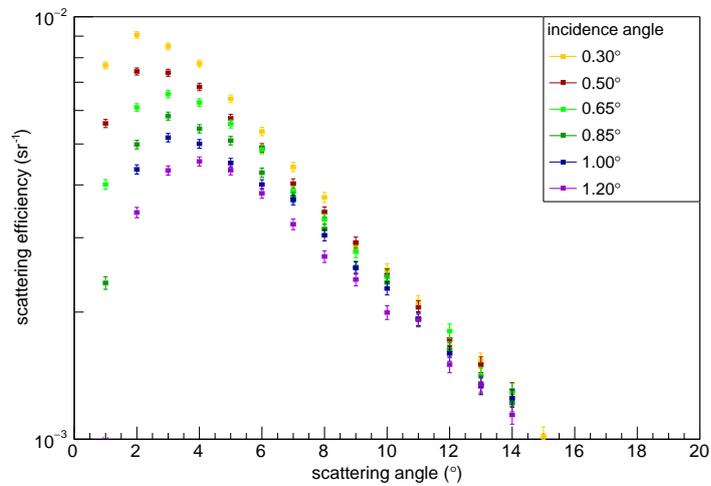


Abbildung 24 Wie Abb. 22, allerdings mit $E_{\text{inc}}=980$ keV (wobei $E_{\text{beam}}=1550$ keV).

7. Simulation der Streuung niederenergetischer Protonen an Röntgenspiegeln

Umso kleiner die Energie, desto größer werden die Streuwinkel der Teilchen und desto mehr Protonen werden zu großen Winkeln hin gestreut. Je größer die Energie, umso schneller nimmt die Streueffizienz mit zunehmendem Streuwinkel ab. Nimmt der Einfallswinkel zu, wird der Verlauf der Streueffizienz extremer (d.h. er steigt schneller an und fällt deutlicher ab) und der Spitzenwert ist höher.

Für die Streueffizienzen der drei Einfallsenergien sind die Maxima in Tab. 4 aufgelistet.

Tabelle 4 Maxima der Streueffizienzen $\hat{\eta}$ für alle Einfallswinkel Θ und Einfallsenergien E_{inc} sowie Streuwinkel Ψ , die den Maxima zugeordnet sind. Die Streueffizienzen $\hat{\eta}$ der beiden höheren Energien sind über den Mittelwert ihrer Streuwinkel Ψ_{Mittel} zugeordnet. Die Streuwinkel der niedrigsten Energie $\Psi_{204 \text{ keV}}$ sind einzeln aufgelistet, da sie in keinen vergleichbaren Bezug zu den beiden höheren Energien gesetzt werden können.

Θ ($^{\circ}$)	$\Psi_{204 \text{ keV}}$ ($^{\circ}$)	$\hat{\eta}_{204 \text{ keV}}$ (sr^{-1})	Ψ_{Mittel} ($^{\circ}$)	$\hat{\eta}_{452 \text{ keV}}$ (sr^{-1})	$\hat{\eta}_{980 \text{ keV}}$ (sr^{-1})
0.30	12	$0.287 \pm 0.89 \cdot 10^{-3}$	2	$0.012 \pm 0.18 \cdot 10^{-3}$	$0.009 \pm 0.16 \cdot 10^{-3}$
0.50	16	$0.274 \pm 0.87 \cdot 10^{-3}$	2.5	$0.010 \pm 0.17 \cdot 10^{-3}$	$0.007 \pm 0.14 \cdot 10^{-3}$
0.65	18	$0.259 \pm 0.85 \cdot 10^{-3}$	3	$0.009 \pm 0.16 \cdot 10^{-3}$	$0.007 \pm 0.14 \cdot 10^{-3}$
0.85	16	$0.252 \pm 0.84 \cdot 10^{-3}$	3	$0.008 \pm 0.15 \cdot 10^{-3}$	$0.006 \pm 0.13 \cdot 10^{-3}$
1.00	21	$0.246 \pm 0.82 \cdot 10^{-3}$	3.5	$0.007 \pm 0.14 \cdot 10^{-3}$	$0.005 \pm 0.12 \cdot 10^{-3}$
1.20	18	$0.236 \pm 0.81 \cdot 10^{-3}$	4	$0.007 \pm 0.13 \cdot 10^{-3}$	$0.005 \pm 0.11 \cdot 10^{-3}$

7.3.3. Energieverlust der Teilchen durch Streuung

Der Energieverlust der Teilchen wurde über die Gauss-Fit-Werte der Einfallsspektren (Tab. 2) und aus den Mittelwerten der Histogramme für die Streuspektren (vgl. Anhang C, Tab. 8, 9, 10) berechnet. Abb. 25, 26, 27 zeigen den Energieverlust für die drei unterschiedlichen Energien und jeweils für alle Einfallswinkel.

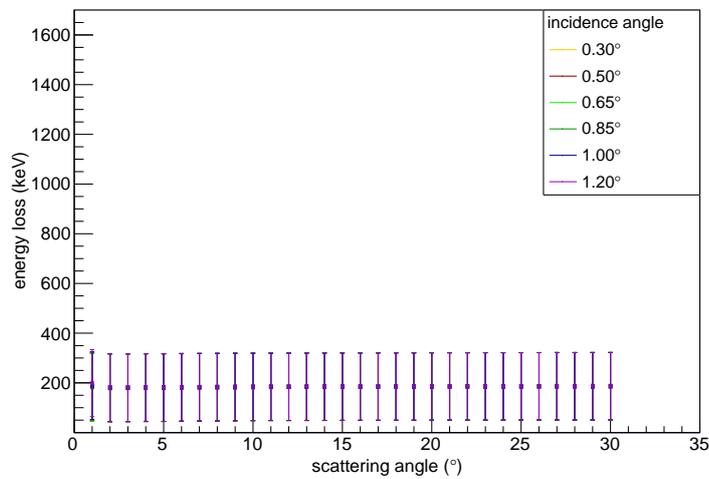


Abbildung 25 Energieverlust der gestreuten Protonen für $E_{\text{beam}}=1030$ keV, $E_{\text{inc}}=204$ keV und für die Einfallswinkel $\Theta=0.3^\circ$, 0.5° , 0.65° , 0.85° , 1.00° bzw. 1.20° .

7. Simulation der Streuung niederenergetischer Protonen an Röntgenspiegeln

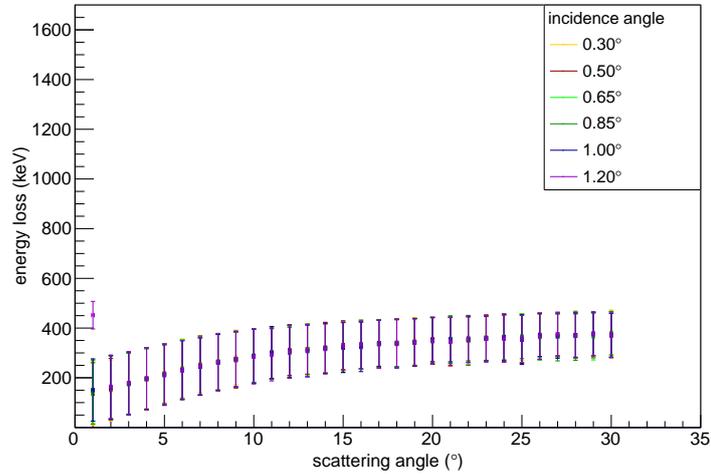


Abbildung 26 Energieverlust der gestreuten Protonen, wie Abb. 25, für $E_{\text{beam}}=1180$ keV, $E_{\text{inc}}=452$ keV.

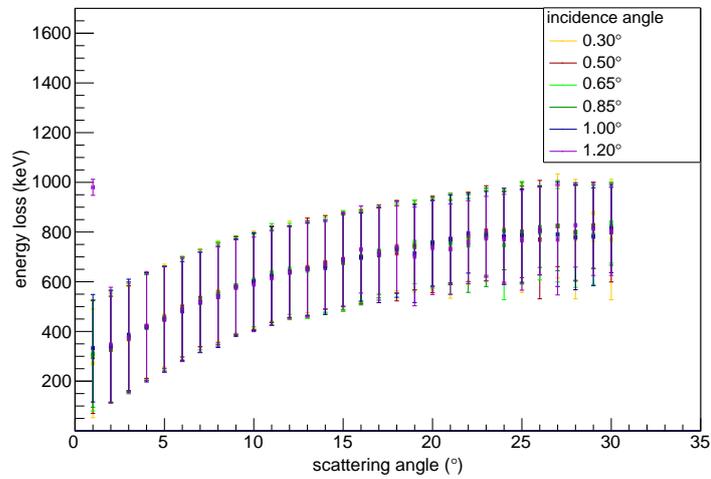


Abbildung 27 Energieverlust der gestreuten Protonen, wie Abb. 25, für $E_{\text{beam}}=1550$ keV, $E_{\text{inc}}=980$ keV.

7.4. Vergleich der Simulationsergebnisse mit den experimentellen Ergebnissen

Bei den beiden höheren Energien, insbesondere der Einfallsenergie von $E_{\text{inc}}=980$ keV steigt der Energieverlust für zunehmende Streuwinkel. Der Energieverlust für die niedrigste Energie $E_{\text{inc}}=204$ keV bleibt nahezu konstant. Eine mögliche Erklärung können hier die Breite des Einfallsspektrums der niedrigsten Energie und der vergleichsweise kleine Mittelwert der einzelnen Histogramme zu den gestreuten Energien sein, wodurch die Differenz der beiden ebenfalls klein bleibt. Dabei sind die Energieverluste der jeweiligen Einfallsenergien unabhängig von den Einfallswinkeln. Lediglich bei der höchsten Einfallsenergie gibt es minimale Abweichungen bei größeren Streuwinkeln.

7.4. Vergleich der Simulationsergebnisse mit den experimentellen Ergebnissen

Im Folgenden werden die Ergebnisse der gestreuten Protonen der *Geant4*-Simulation aus Abschnitt 7.3.1 und die experimentellen Ergebnissen des Beschleunigerexperiments betrachtet. Dazu sind in Abb. 28, 29 und 30 die experimentell gemessenen Spektren zu sehen.

7. Simulation der Streuung niederenergetischer Protonen an Röntgenspiegeln

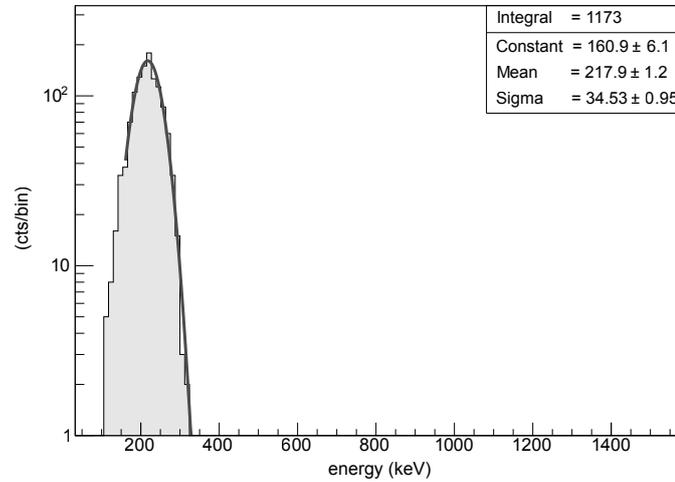


Abbildung 28 Spektrum der gestreuten Protonen für $E_{\text{inc}}=250$ keV, Einfallswinkel $\Theta=0.67^\circ \pm 0.11^\circ$, Ausfallswinkel $\Psi=1.67^\circ \pm 0.11^\circ$. Das Spektrum wurde mit einer Gauss-Kurve (graue Linie) gefittet, um aus einem Vergleich mit dem Einfallsspektrum den Energieverlust der Teilchen zu bestimmen (Spektrum aus [10]).

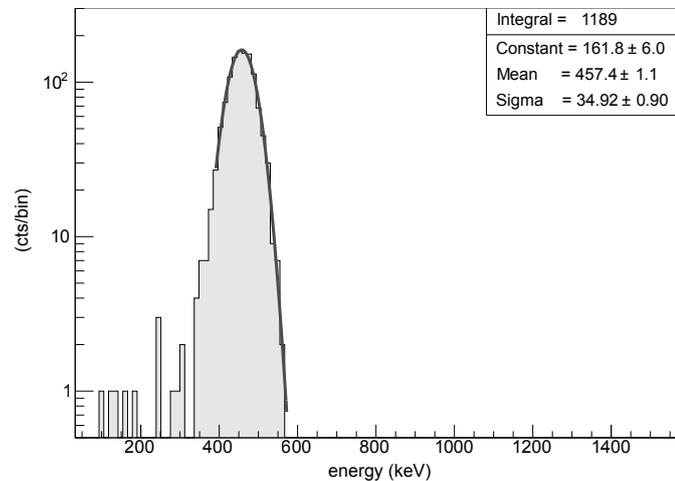


Abbildung 29 Wie Abb. 28, nur für $E_{\text{inc}}=500$ keV, Einfallswinkel $\Theta=0.64^\circ \pm 0.12^\circ$, Ausfallswinkel $\Psi=1.64^\circ \pm 0.11^\circ$ (Spektrum aus [10]).

7.4. Vergleich der Simulationsergebnisse mit den experimentellen Ergebnissen

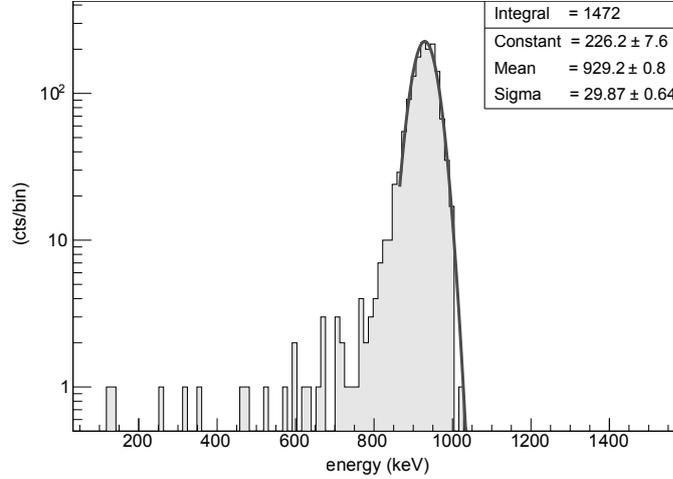


Abbildung 30 Wie Abb. 28, nur für $E_{inc}=1$ MeV, Einfallswinkel $\Theta=0.61^\circ \pm 0.15^\circ$, Ausfallswinkel $\Psi=1.61^\circ \pm 0.10^\circ$ (Spektrum aus [10]).

Wie aus dem Vergleich deutlich wird, sind die Spektren der *Geant4*-Simulation wesentlich breiter als die im Experiment gemessenen Spektren der gestreuten Protonen. Insbesondere bei der niedrigsten Energie wurden innerhalb der Simulation viele Protonen gemessen, die bei sehr kleinen Winkeln und gestreut werden und im Bereich sehr kleiner Energien liegen. Bei den beiden höheren Energien prägt sich das in längeren Schweifen in Richtung der kleinen Energien aus. Die Gauss-Kurven können in den experimentellen Ergebnissen präziser angepasst werden, da die Verteilung nicht so stark verbreitert wird, wie in den Ergebnissen der Simulation. Lediglich durch eine starke Einschränkung des Anpassungsbereich, entsprechen die Parameter der Gauss-Fits der Simulation annäherungsweise den experimentell bestimmten Werten.

Die starke Verbreiterung der Spektren kann zum einen daran liegen, dass die Einstellungen zur Produktion von Sekundärteilchen in der Simulation nicht hoch genug angesetzt war (in Bezug auf die Cut-Range), zum anderen kann die Ursache bereits in der Streuung an der Folie liegen. Die Simulationsergebnisse nach der

Folie, die als Einfallsspektren für die Simulation der Streuung am Spiegeltarget verwendet wurden, waren bereits sehr breit, als sie nach der Folie gemessen wurden. Auch hier liegt eine mögliche Ursache in einer niedrig eingestellten Cut-Range auf gestreute Sekundärteilchen und insbesondere sollten die physikalischen Prozesse, die bei der Streuung an der Folie in *Geant4* greifen überprüft und präzisiert werden. Offenbar stimmen die simulierten Ergebnisse hier nicht mit den Resultaten des Experiments überein. Insgesamt wäre hier eine erste Überprüfung der Streuprozesse an der Folie nötig, um die darauf basierenden Ergebnisse zur Streuung dementsprechend neu zu bewerten.

7.4.1. Vergleich der gemessenen und simulierten Streueffizienzen

In Abschnitt 7.3.2 wurden die Ergebnisse der Streueffizienz anhand der Simulation mit *Geant4* gezeigt. Wie in Abb. 22, 23 und 24 zu sehen war, werden die Teilchen am Target zu größeren Winkeln gestreut, als erwartet. Insbesondere, wenn man die Streueffizienzwerte und die zugehörigen Streuwinkel in Tab. 4 betrachtet, schwankt das Maximum der Streueffizienz bei der kleinsten Einfallenergie für die verschiedenen Einfallswinkel in einem Streuwinkelbereich zwischen 12° und 21° . Diese Streuwinkelbereiche sind mindestens um das sechsfache größer, als die mittleren Streuwinkelbereiche, die Streueffizienzmaxima bei den beiden höheren Energien zugeordnet sind. Die Maxima der beiden höheren Energien liegen bei Streuwinkeln, die sich weit oberhalb der Bedingung für Reflexion an Spiegelflächen bewegen ($\Psi=2\Theta$, mit Einfallswinkel Θ und Streuwinkel Ψ).

Die Ergebnisse der Streueffizienzmessung mit *Geant4* werden innerhalb gleicher Bereiche (Bereich bis 5°), zu sehen in Abb. 31, 32 und 33, mit den experimentellen Werten in Abb. 34, 35 sowie 36 verglichen.

7.4. Vergleich der Simulationsergebnisse mit den experimentellen Ergebnissen

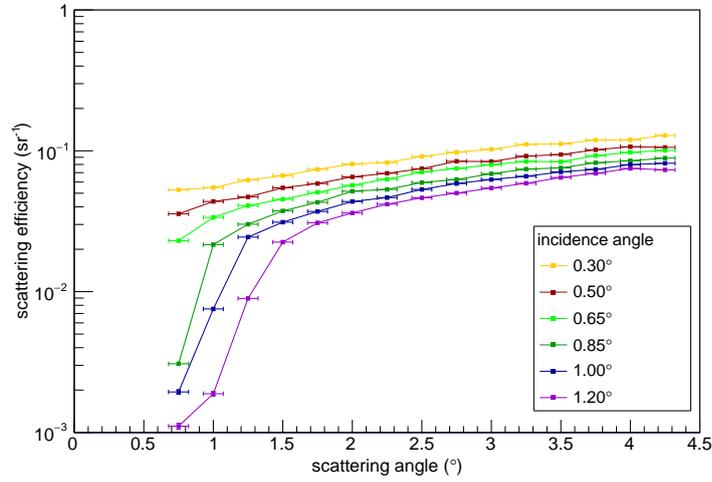


Abbildung 31 Simulationsergebnisse der Streueffizienz mit *Geant4* in einem, mit den Messungen vergleichbaren, Bereich von Streuwinkeln unter 5° für $E_{\text{inc}}=204$ keV.

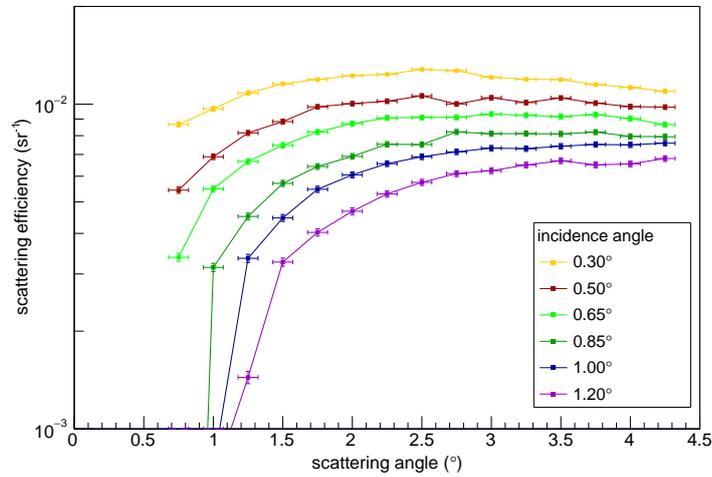


Abbildung 32 Wie Abb. 31, für $E_{\text{inc}}=452$ keV.

7. Simulation der Streuung niederenergetischer Protonen an Röntgenspiegeln

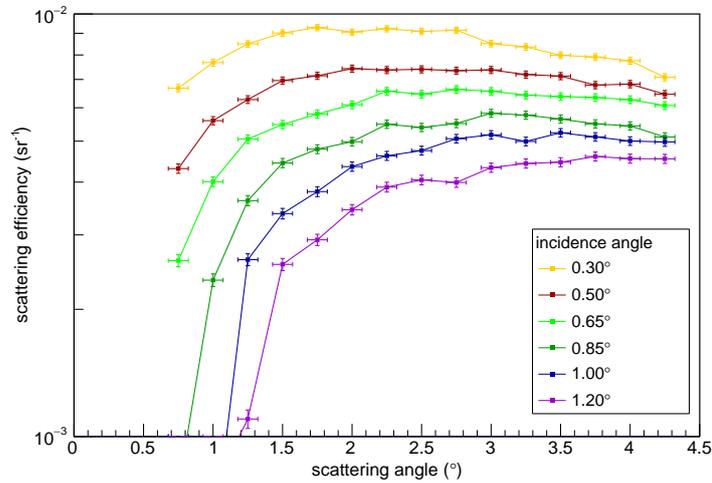


Abbildung 33 Wie Abb. 31, für $E_{\text{inc}}=980 \text{ keV}$.

Nachdem in Abschnitt 7.3.2 gezeigt wurde, dass die Protonen hin zu großen Winkeln streuen, ist die Entwicklung der Streueffizienz innerhalb der jetzt betrachteten 5° -Ausschnitte nicht deutlich. Die Effizienzen sind bei kleineren Ausfallswinkeln Ψ immer größer, allerdings sind keine deutlichen Maxima ausgeprägt. Zusätzlich sind die Streueffizienzwerte für die beiden höheren Energien um eine Größenordnung kleiner. Die Maxima der Streueffizienz für die betrachteten Einfallswinkel sind in Tab. 6 aufgelistet.

7.4. Vergleich der Simulationsergebnisse mit den experimentellen Ergebnissen

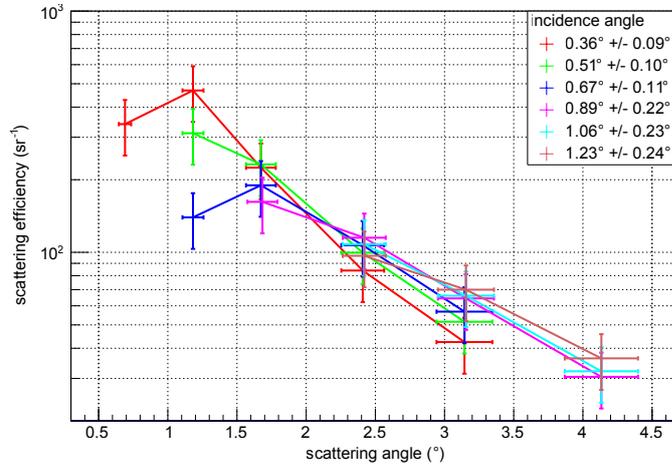


Abbildung 34 Experimentell bestimmte Streueffizienz aus [10] für $E_{\text{inc}}=250$ keV.

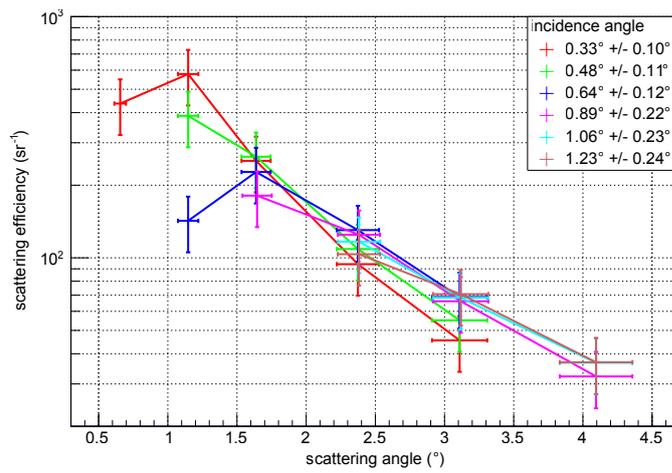


Abbildung 35 Wie Abb. 34, nur für $E_{\text{inc}}=500$ keV (aus [10]).

7. Simulation der Streuung niederenergetischer Protonen an Röntgenspiegeln

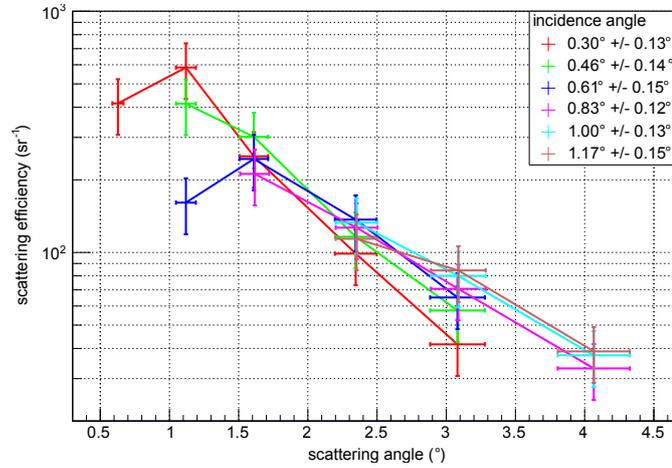


Abbildung 36 Wie Abb. 34, nur für $E_{\text{inc}}=1$ MeV (aus [10]).

Die experimentellen Ergebnisse zeigen ein deutliches Maximum der Streueffizienz, sowie einen raschen Abfall in Richtung größerer Streuwinkel. Der Verlauf der experimentell gemessenen Werte ist zwar dem Verlauf der simulierten Ergebnisse ähnlich, allerdings nur, wenn die Simulationsergebnisse in einem wesentlich größeren Bereich betrachtet werden - einem Bereich, der um Faktor zwei bis fünf erweitert ist, als der hier betrachtete.

Die Maxima der Streueffizienzen aus der experimentellen Bestimmung sind in Tab. 5 aufgelistet. Im Vergleich zu den Streueffizienzwerten, die auf Basis der *Geant4*-Simulation aquiriert wurden, sind die experimentellen Ergebnisse um das hundert- bis tausendfache größer (die Werte sind, ebenfalls in einem Bereich, der mit den experimentellen Messungen vergleichbar ist, in Tab. 6 zu sehen).

7.4. Vergleich der Simulationsergebnisse mit den experimentellen Ergebnissen

Tabelle 5 Maxima der experimentell bestimmten Streueffizienzen $\hat{\eta}$ für alle Einfallswinkel Θ und Einfallsenergien E_{inc} sowie Streuwinkel Ψ nach [10].

Θ ($^{\circ}$)	Ψ ($^{\circ}$)	$\hat{\eta}_{250 \text{ keV}}$ (sr^{-1})	$\hat{\eta}_{500 \text{ keV}}$ (sr^{-1})	$\hat{\eta}_{1 \text{ MeV}}$ (sr^{-1})
0.33	1.15	469 ± 122	578 ± 150	585 ± 152
0.48	1.15	312 ± 81	388 ± 101	414 ± 107
0.64	1.64	190 ± 49	227 ± 59	244 ± 63
0.86	1.65	162 ± 42	181 ± 47	212 ± 55
1.03	2.38	108 ± 28	177 ± 30	133 ± 35
1.20	2.38	97 ± 25	104 ± 27	114 ± 30

Tabelle 6 Maxima der Ausschnitte bis zu 5° der, mit *Geant4* bestimmten, Streueffizienzen $\hat{\eta}$ für alle Einfallswinkel Θ und Einfallsenergien E_{inc} sowie Streuwinkel Ψ . Die Streueffizienzen der beiden höheren Energien können über den Mittelwert ihrer Streuwinkel verglichen werden. Die niedrigste Energie wurde aufgrund der großen Streuwinkel der Maxima der Streueffizienzen nicht in diesen Vergleich einbezogen und einzeln aufgelistet.

Θ ($^{\circ}$)	$\Psi_{204 \text{ keV}}$ ($^{\circ}$)	$\hat{\eta}_{204 \text{ keV}}$ (sr^{-1})	Ψ_{Mittel} ($^{\circ}$)	$\hat{\eta}_{452 \text{ keV}}$ (sr^{-1})	$\hat{\eta}_{980 \text{ keV}}$ (sr^{-1})
0.30	4.5	$0.13 \pm 0.61 \cdot 10^{-3}$	2.15	$0.013 \pm 0.19 \cdot 10^{-3}$	$0.009 \pm 0.16 \cdot 10^{-3}$
0.50	4.5	$0.11 \pm 0.56 \cdot 10^{-3}$	2.25	$0.011 \pm 0.17 \cdot 10^{-3}$	$0.007 \pm 0.14 \cdot 10^{-3}$
0.65	4.5	$0.10 \pm 0.54 \cdot 10^{-3}$	2.90	$0.009 \pm 0.16 \cdot 10^{-3}$	$0.007 \pm 0.14 \cdot 10^{-3}$
0.85	4.5	$0.09 \pm 0.51 \cdot 10^{-3}$	2.90	$0.008 \pm 0.15 \cdot 10^{-3}$	$0.006 \pm 0.13 \cdot 10^{-3}$
1.00	4.5	$0.09 \pm 0.50 \cdot 10^{-3}$	3.85	$0.008 \pm 0.15 \cdot 10^{-3}$	$0.005 \pm 0.12 \cdot 10^{-3}$
1.20	4.5	$0.08 \pm 0.48 \cdot 10^{-3}$	4.00	$0.007 \pm 0.14 \cdot 10^{-3}$	$0.005 \pm 0.11 \cdot 10^{-3}$

Im Kern liegt der Unterschied zwischen Experiment und Simulation hier in den Verteilungen: Weil die Teilchen in den simulierten Ergebnissen wesentlich größere

Streuwinkel haben, wird auch die Streueffizienz innerhalb des betrachteten Detektorbereichs sehr deutlich verkleinert. Eine Tendenz zu kleineren Streueffizienzen für größere Einfallswinkel ist verglichen mit dem Experiment noch erkennbar, jedoch kein Anstieg der Streueffizienz mit höheren Einfallsenergien. Das Gegenteil ist der Fall: Die Streueffizienzen werden sehr klein für steigende Energien. Trotz der gleichmäßigen Verteilung der Streuwinkel in der Simulation, kann die absolute Effizienz ähnlich sein. Um das zu überprüfen, könnte ein genauerer Vergleich mit TRIM zu Rate gezogen werden.

7.4.2. Vergleich der Energieverluste der gestreuten Protonen

In Abschnitt 7.3.3 war der Energieverlust, der aus den Simulationsergebnissen berechnet wurde, betrachtet. Abb. 37 zeigt die Energieverluste, die aus den experimentellen Daten hervorgehen für Einfallsenergien von $E_{\text{inc}}=250$ keV, 500 keV und 1 MeV und vergleichbaren Einfallswinkeln zur Simulation.

Der Energieverlust im Experiment ist nicht nur wesentlich geringer, sondern zeigt auch einen Anstieg zu größeren Streuwinkeln in einem signifikant kleineren Streuwinkelbereich. In Experiment und Simulation sind allerdings die Tendenzen ähnlich, dass die Energieverluste für höhere Einfallsenergien größer werden und, dass sie unwesentlich von den jeweiligen Einfallswinkeln abhängen.

7.4. Vergleich der Simulationsergebnisse mit den experimentellen Ergebnissen

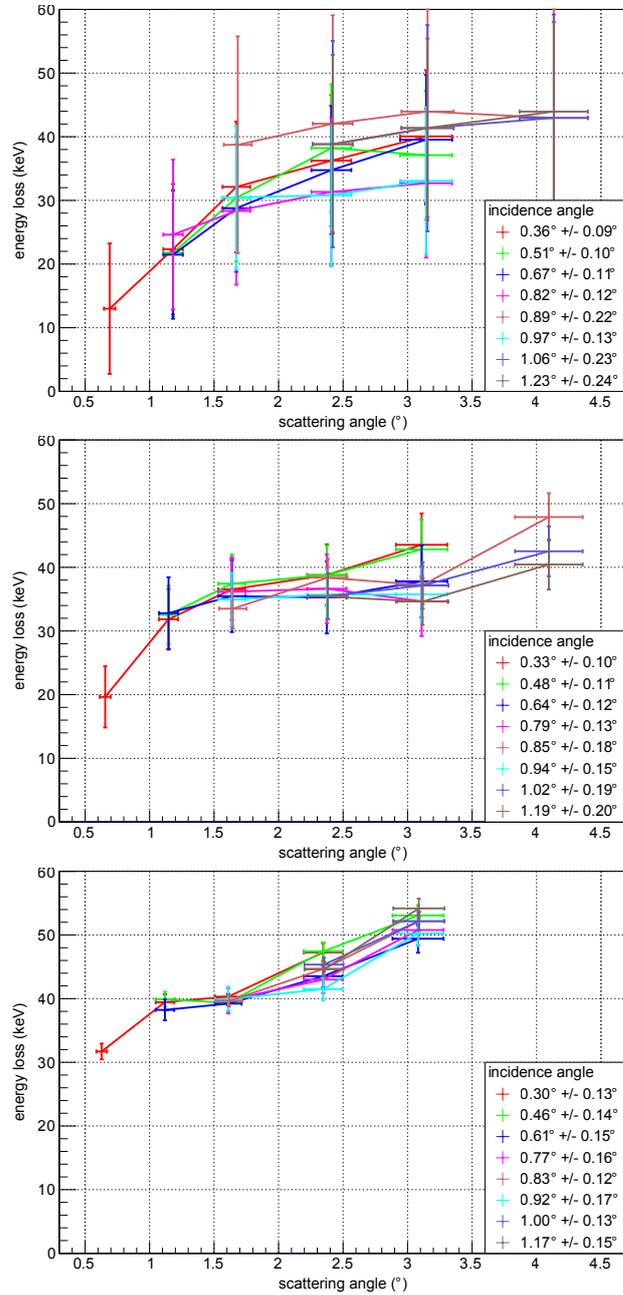


Abbildung 37 Experimentell gemessene Energieverluste (aus [10]) für $E_{inc}=250$ keV, 500 keV und 1 MeV (von oben nach unten).

7.4.3. Schlussfolgerungen

Aus den vorangehenden Betrachtungen kann die Schlussfolgerung gezogen werden, dass die Simulationsergebnisse mittels *Geant4* nahezu keinen Aufschluss über das experimentell gemessene Streuverhalten von Protonen an Spiegeloberflächen geben können. Die Abweichung der Simulationsergebnisse ist nicht überraschend, aber eine Abweichung um zwei bis drei Größenordnungen ist dennoch sehr viel. Ursachen für die starken Abweichungen sind möglicherweise fehlende physikalische Prozesse in der Simulation, wie etwa dem Firsov-Streuprozess für den streifenden Einfall von Protonen auf spiegelähnliche Oberflächen (in Anhang A erläutert), aber auch das Streuverhalten der Teilchen an dünnen Materialien, wie etwa der Folie, die für die Simulation verwendet wurde. *Geant4* ist bei den betrachteten Energien im MeV-Bereich zudem ungenauer als etwa Simulationen mit TRIM [2]. Hierfür sind Implementierungen neuer physikalischer Prozesse, Überprüfung der Streuverhalten auf Basis derselbigen und zusätzliche experimentelle Validierung nötig.

Weiterhin können in *Geant4* beispielsweise weitere Stufen von Sekundärteilchenproduktionen bei Wechselwirkungen getestet werden (bezüglich der Cut-Range). Darüber hinaus gibt es die Möglichkeit der Überprüfung des Streuverhaltens, indem in der Datenauslese der Simulation die Energie der einzelnen Teilchen, die einfallen, aufgenommen wird und diese mit der Energie der gestreuten Teilchen zu vergleichen.

Eine mögliche Alternative zu *Geant4* bietet TRIM. Das Programm eignet sich in Bezug auf kleine Winkel wesentlich besser, um das Streuverhalten der Protonen zu simulieren und kommt näher an eine Übereinstimmung mit dem Experiment, als *Geant4*. Unterhalb bestimmter Schwellenwerte für Einfalls- und Streuwinkel sowie Einfallenergie zeigt allerdings auch TRIM deutliche Abweichungen. Zusätzlich wird auch der Energieverlust bei den kleinsten Einfallswinkeln und Energien nicht

7.4. Vergleich der Simulationsergebnisse mit den experimentellen Ergebnissen

gut wiedergegeben. TRIM-Ergebnisse zum Streuverhalten von Protonen wurden zu den, in dieser Arbeit betrachteten experimentellen Ergebnissen überprüft (s. dazu [10]).

A. Kleinwinkelstreuung nach Firsov

Firsov entwickelte bereits 1967 eine Theorie, die niederenergetische Protonen, die unter streifendem Einfall auf dichte Medien treffen, beschreibt [12]. Knapp 10 Jahre danach entwickelte Remizovich diese Theorie weiter [27]. 2004 wurde die Firsov-Streuung als Physikprozess in eine ältere Version von *Geant4* implementiert [16]. Seither wurde sie allerdings nicht in das öffentliche Toolkit von *Geant4* übernommen und es bedarf experimenteller Befunde, um die Ergebnisse der Firsov-Streuung in den Simulationen zu bestätigen.

A.1. Die Firsov-Verteilungsfunktion

Für die Winkelverteilung der Streuung unter streifendem Einfall an glatten Oberflächen entwickelte Firsov die folgende Beschreibung in Form einer Verteilungsfunktion [12]:

$$N(\Psi, \Theta) = \frac{3}{2\pi\Psi} \frac{(\Psi\Theta)^{3/2}}{(\Psi^3 + \Theta^3)} \quad (2)$$

Im Unterschied zur bisher verwendeten Nomenklatur wurde hier die Originalnomenklatur übernommen. Das bedeutet: In Gl. 2 bezeichnet Ψ den Einfallswinkel und Θ den Ausfallswinkel zur Targetebene.

Firsovs Gleichung gibt allerdings keinen Aufschluss über die Azimutalverteilung der gestreuten Teilchen. Durch sie erhält man Informationen zur Winkelverteilung der gestreuten Teilchen in der x-y-Ebene, in welche das Integral über die Azimutwinkel eingeht. Durch die Formel kann jedoch keine Information über die Azimutverteilung, sowie über die absolute Streueffizienz gewonnen werden. Firsovs Formel lässt zudem keine Aussagen über den Energieverlust der Teilchen zu. Remizovich [27] entwickelte die Theorie Firsovs auf Basis von weiteren Annahmen für charakteristische Energie- und Winkelverteilung bei Teilchen, die durch

streifenden Einfall an einer Oberfläche reflektiert werden, weiter. Protonen, die unter kleinen Winkeln auf eine Oberfläche treffen, werden an der Oberfläche zurückreflektiert, anstatt über mehrfache Streuung mit den Atomen des Materials in Wechselwirkung zu treten. Er setzte sich zum Ziel, die Verteilung von Streuung und Energie der reflektierten Teilchen theoretisch zu beschreiben und konnte seine Berechnungen im Vergleich mit experimentellen Ergebnissen bestätigen.

A.2. Probleme bei der Implementierung in Geant4

Die bisherige Implementierung der Streuphysik von Firsov durch Lei et al.[16] ist auf eine ältere Version von *Geant4* ausgelegt. Um sie verwenden zu können, muss der Programmcode auf eine aktuelle Version von *Geant4* angepasst werden. Allerdings werden die grundlegenden Probleme der Beschreibung Firsovs, die im oberen Abschnitt erläutert wurden, dadurch nicht gelöst.

Auch sollte bedacht werden, welche Probleme es im Zusammenspiel der verschiedenen konkurrierenden Prozesse in diesem Zusammenhang gibt: Protonen werden nicht nur an glatten Oberflächen gestreut – sie können auch in das Material eindringen, absorbiert werden oder nach Rutherfords Beschreibung an Kernpotenzialen streuen. Dadurch würden sie mit einer anderen Winkelverteilung emittiert. In einer Monte-Carlo-Simulation sollten diese Prozesse anhand ihrer Wahrscheinlichkeiten aufeinander abgestimmt werden und darin besteht auch die Schwierigkeit einer Aufnahme weiterer physikalischer Prozesse in die Bibliotheken von *Geant4*.

Auf Basis von experimentellen Resultaten könnte beispielsweise eine Implementierung gemacht werden, die ab einem bestimmten Grenzwinkel die physikalischen Prozesse übernimmt und dadurch die bereits gefundenen Ergebnisse des Experiments reproduziert.

B. TRIM-Simulation der Protonenstreuung an den XIPE-Spiegeln

Die Ergebnisse der *Geant4*-Simulation wurden in Kapitel 6 mit den Ergebnissen einer TRIM-Simulation verglichen. Die Protonenverteilung für die Streuwinkel aus den TRIM-Simulationen im Vergleich mit der *Geant4*-Simulation sind in Abb. 38 zu sehen.

Tabelle 7 Übersicht aller gestreuten Protonen bei $E_{beam}=100$ MeV im festen Cutbereich von $\Theta_{center}-0.125^\circ$ bis $\Theta_{center}+0.125^\circ$ (mit $\Theta_{center}=0.3689^\circ$) zu allen getesteten Einfallswinkeln [2].

Einfallswinkel Θ_{inc} ($^\circ$)	Protonen (%) (<i>Geant4</i>)	Protonen (%) (TRIM)
0.25	12.60 ± 0.04	16.98 ± 0.04
0.30	10.45 ± 0.03	14.92 ± 0.04
0.35	8.67 ± 0.03	12.94 ± 0.03
0.3689	8.04 ± 0.03	12.24 ± 0.03
0.40	7.13 ± 0.03	11.04 ± 0.03
0.45	5.86 ± 0.02	9.47 ± 0.03
0.50	4.86 ± 0.02	8.02 ± 0.03

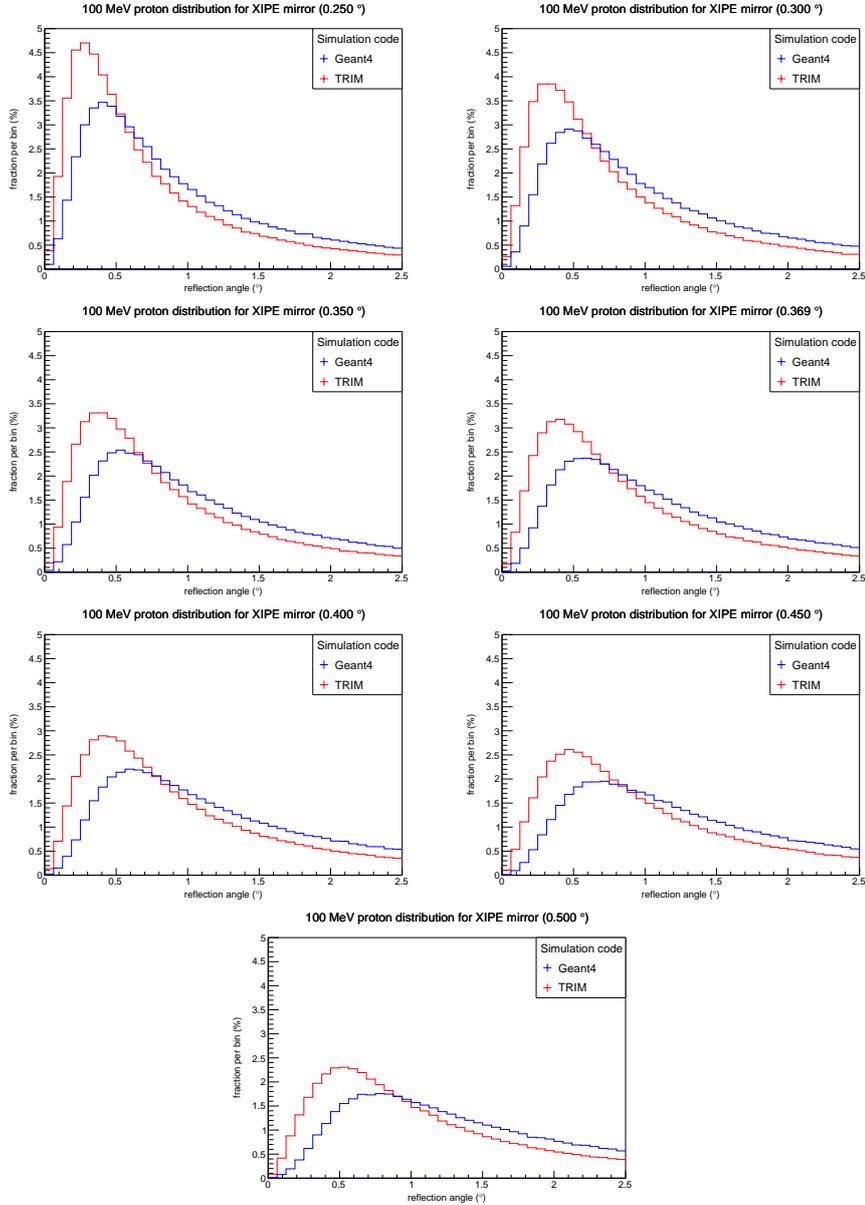


Abbildung 38 Vergleich der *Geant4*-Simulation (in blau) mit den TRIM-simulierten Ergebnissen (in rot). $E_{beam}=100$ MeV, Einfallswinkel (von links nach rechts, oben nach unten) $\Theta_{inc}=0.25^\circ, 0.30^\circ, 0.35^\circ, 0.369^\circ, 0.40^\circ, 0.45^\circ, 0.50^\circ$, Anteil der gestreuten Protonen im betrachteten Bereich, siehe Tab. 7 (Bereich von $\Theta_{inc}-7.5$ arcmin bis $\Theta_{inc}+7.5$ arcmin (wobei $\Theta_{inc}=0.3689^\circ$) [2].

C. Simulation der Streuung niederenergetischer Protonen an Röntgenspiegeln – Detektorstatistiken und Histogrammwerte zur Energieverlustberechnung

C.1. Detektorstatistiken

In Kapitel 7 war vorgesehen, die Histogramme hinter Kollimator 2 zu verwenden, um sie als Quelle auf den Spiegel zu richten und darauf basierend die Streuspektren zu messen. Da die ankommenden Teilchen bis zum zweiten Kollimator so stark reduziert wurden, wurden für die Messung der Spektren nach der Streuung am Spiegel die Spektren nach der Folie als Quelle eingesetzt.

Die folgenden Abbildungen belegen die schwache Statistik hinter dem zweiten Kollimator, durch die es nicht sinnvoll ist, die Histogramme als Quelle in *Geant4* einzusetzen und begründen die Entscheidung, die Spektren hinter der Folie zu verwenden.

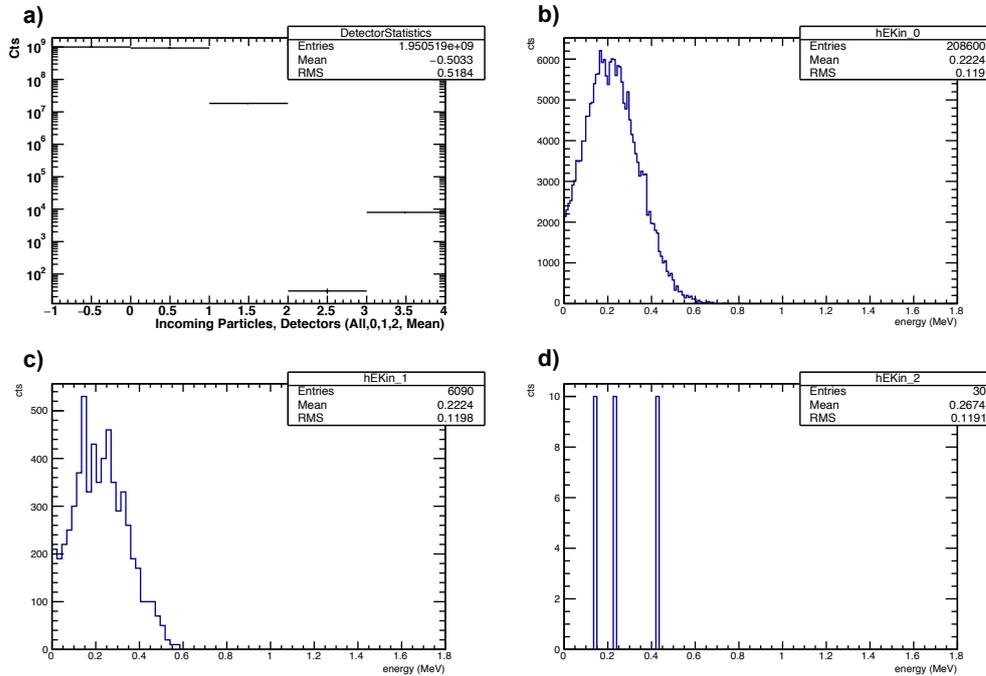


Abbildung 39 Übersicht der ankommenden Teilchen: a) Statistik für alle Detektoren und b) an den Detektoren hinter der Folie, c) hinter dem ersten Kollimator sowie d) hinter dem zweiten Kollimator, wobei $E_{\text{beam}}=1030$ keV gaussverteilt mit $\sigma=1$ keV und 1 Milliarde geschossener Teilchen.

In Abb. 39, 40 und 41 ist die Entwicklung der ankommenden Statistik bis zum Detektor hinter der zweiten Kollimatorscheibe zu erkennen. Das erste, der vier Bilder zeigt diese Entwicklung in der Übersicht. Darin sind vier Niveaus zu sehen: Das erste mit allen Teilchen aus der Quelle, das zweite hinter der Folie, das dritte hinter der ersten Kollimatorscheibe, das vierte hinter der zweiten Kollimatorscheibe und der Mittelwert aus allen Niveaus. Die drei weiteren Histogramme pro Abbildung zeigen die detaillierte Verteilung der Teilchen für verschiedene Energien.

C. Simulation der Streuung niederenergetischer Protonen an Röntgenspiegeln –
 Detektorstatistiken und Histogrammwerte zur Energieverlustberechnung

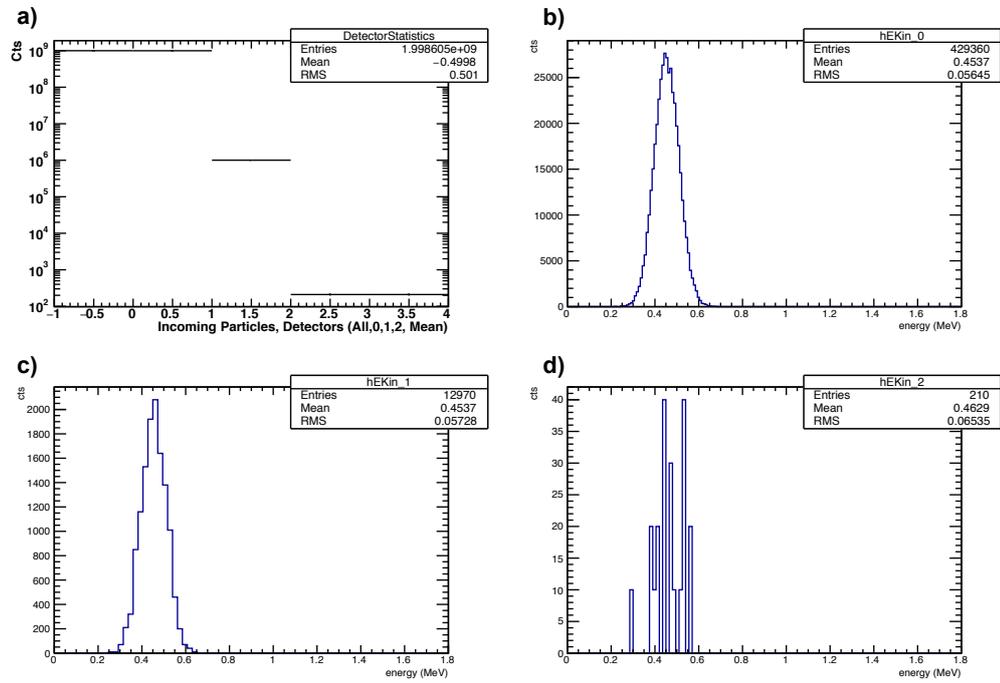


Abbildung 40 Wie Abb. 39, mit $E_{\text{beam}}=1180$ keV.

C.2. Histogrammwerte zur Berechnung der Energieverluste

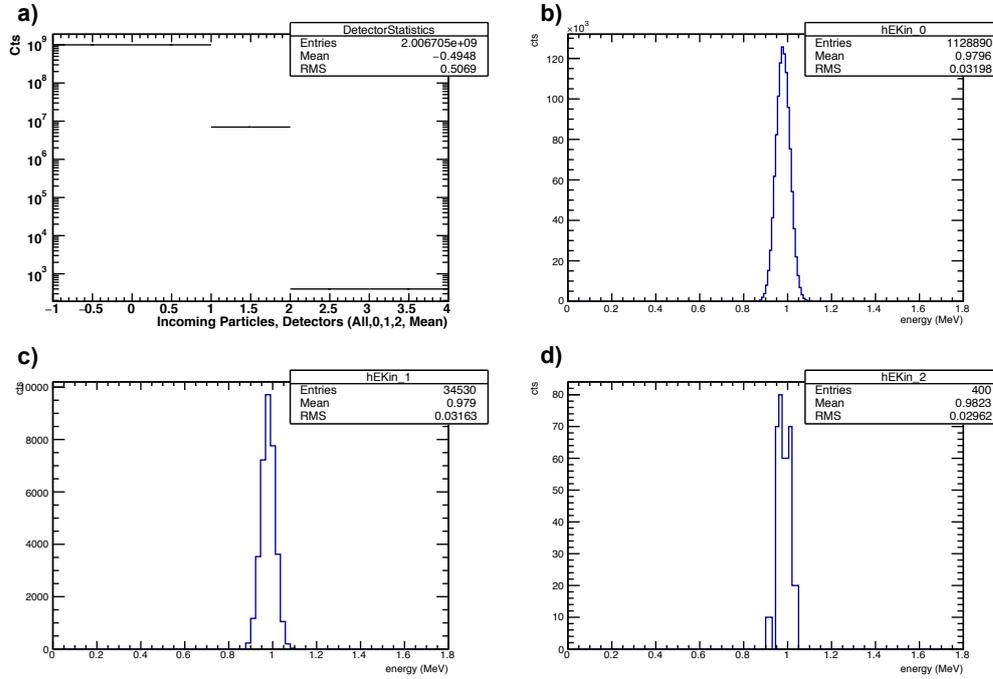


Abbildung 41 Wie Abb. 39, mit $E_{\text{beam}}=1550$ keV.

C.2. Histogrammwerte zur Berechnung der Energieverluste

In Kapitel 7.3.3 wurde der Energieverlust der Teilchen über die Spektren der Protonen hinter der Folie (Tab. 2) und über die Mittelwerte der Histogramme zum Energieverlust berechnet. In den Tabellen 8, 9, 10 sind die Mittelwerte $\langle X \rangle$ der Histogramme zu den jeweiligen Einfallswinkeln Θ und Ausfallswinkeln Ψ gezeigt, sowie deren Fehler $\sigma(X)$.

C. Simulation der Streuung niederenergetischer Protonen an Röntgenspiegeln –
 Detektorstatistiken und Histogrammwerte zur Energieverlustberechnung

Tabelle 8 Mittelwerte der Histogramme zur Berechnung des Energieverlusts zu jedem Datenpunkt des Graphen in Abb. 25, wobei $E_{\text{beam}}=1030$ keV, mit Einfallswinkel Θ , Ausfallwinkel Ψ , Mittelwert $\langle X \rangle$ und Standardabweichung des Mittelwerts $\sigma(X)$ der Histogramme.

Ψ ($^\circ$)	$\Theta = 0.30^\circ$		$\Theta = 0.50^\circ$		$\Theta = 0.65^\circ$		$\Theta = 0.85^\circ$		$\Theta = 1.00^\circ$		$\Theta = 1.20^\circ$	
	$\langle X \rangle$	$\sigma(X)$										
1	182.80	136.48	183.52	136.41	183.77	136.53	183.87	136.43	188.81	136.41	198.99	135.03
2	179.56	136.51	179.25	136.63	179.94	136.50	180.20	136.49	180.68	136.49	181.54	136.40
3	178.94	136.42	179.86	136.31	179.87	136.30	180.79	136.28	180.19	136.48	181.05	136.27
4	179.86	136.28	180.33	136.23	180.49	136.29	181.04	136.17	181.37	136.19	181.19	136.24
5	180.43	136.13	180.68	136.15	180.88	136.19	180.66	136.24	180.90	136.14	181.44	136.18
6	180.86	136.10	181.22	136.09	181.79	136.03	181.80	136.01	181.97	136.08	181.94	136.02
7	181.69	135.98	182.04	135.97	181.87	136.02	182.28	135.99	182.33	135.96	182.85	135.92
8	182.14	135.92	182.32	135.92	182.71	135.87	182.77	135.95	182.82	135.93	183.07	135.92
9	182.55	135.88	182.56	135.91	183.35	135.80	183.28	135.85	183.57	135.83	183.18	135.86
10	183.25	135.80	183.55	135.78	183.64	135.79	183.82	135.77	183.68	135.79	183.83	135.78
11	183.61	135.75	183.72	135.75	184.15	135.71	184.18	135.75	184.30	135.73	184.83	135.68
12	183.68	135.72	183.85	135.73	183.79	135.76	184.39	135.67	184.39	135.71	184.58	135.71
13	183.90	135.73	184.03	135.72	184.29	135.68	184.34	135.68	184.44	135.69	184.95	135.67
14	184.00	135.72	184.28	135.71	184.33	135.71	184.35	135.72	184.55	135.69	184.83	135.67
15	184.41	135.66	184.63	135.64	184.69	135.65	184.75	135.65	184.88	135.64	184.86	135.65
16	184.56	135.66	184.55	135.65	184.54	135.68	184.66	135.66	185.02	135.63	185.02	135.63
17	184.64	135.65	184.71	135.67	184.90	135.64	184.81	135.65	185.13	135.60	184.98	135.65
18	184.98	135.62	184.95	135.63	185.01	135.64	185.14	135.61	185.24	135.59	185.30	135.62
19	184.93	135.64	185.05	135.62	185.21	135.60	185.32	135.59	185.38	135.58	185.48	135.59
20	185.31	135.58	185.35	135.59	185.43	135.58	185.38	135.58	185.37	135.61	185.68	135.57
21	185.40	135.58	185.39	135.60	185.24	135.61	185.63	135.57	185.68	135.55	185.76	135.55
22	185.21	135.60	185.41	135.58	185.66	135.55	185.68	135.56	185.84	135.55	185.68	135.54
23	185.71	135.58	185.45	135.58	185.64	135.58	185.95	135.55	185.76	135.56	186.19	135.52
24	185.80	135.57	185.75	135.57	185.82	135.58	185.79	135.57	185.82	135.57	185.96	135.54
25	185.88	135.58	185.97	135.55	186.05	135.55	185.99	135.54	185.91	135.55	186.30	135.51
26	186.04	135.57	185.92	135.56	185.70	135.59	186.10	135.54	186.14	135.52	186.27	135.52
27	186.41	135.52	185.94	135.58	186.24	135.52	186.58	135.51	186.27	135.53	186.65	135.47
28	186.03	135.58	186.16	135.55	186.32	135.54	186.11	135.54	186.44	135.51	186.24	135.53
29	186.43	135.53	186.09	135.56	186.37	135.52	186.49	135.52	186.39	135.53	186.65	135.50
30	186.43	135.51	186.41	135.55	186.34	135.55	186.52	135.52	186.54	135.51	186.67	135.50

C.2. Histogrammwerte zur Berechnung der Energieverluste

Tabelle 9 Mittelwerte der Histogramme zur Berechnung des Energieverlusts zu jedem Datenpunkt des Graphen in Abb. 26, wobei $E_{\text{beam}}=1180$ keV, mit Einfallswinkel Θ , Ausfallswinkel Ψ , Mittelwert $\langle X \rangle$ und Standardabweichung des Mittelwerts $\sigma(X)$ der Histogramme.

Ψ ($^\circ$)	$\Theta = 0.30^\circ$		$\Theta = 0.50^\circ$		$\Theta = 0.65^\circ$		$\Theta = 0.85^\circ$		$\Theta = 1.00^\circ$		$\Theta = 1.20^\circ$	
	$\langle X \rangle$	$\sigma(X)$										
1	136.37	128.11	136.96	123.41	143.06	127.90	148.51	123.42	151.09	125.22	452.00	55.57
2	148.83	122.72	153.98	123.63	160.74	127.03	162.55	126.45	160.66	127.63	163.36	128.39
3	176.80	123.20	177.33	123.62	177.56	124.47	174.46	124.09	177.73	125.89	178.15	127.35
4	197.08	121.35	194.02	123.64	194.85	122.80	194.53	121.83	197.51	123.49	196.56	125.28
5	218.93	119.21	215.68	120.55	211.98	121.97	215.31	121.06	211.24	120.80	212.05	123.60
6	238.51	117.65	234.95	119.34	235.70	118.36	230.68	118.69	231.12	118.07	230.63	119.23
7	255.06	114.10	249.64	118.54	246.00	115.44	249.57	117.52	244.44	115.32	246.96	115.49
8	265.33	113.33	264.82	113.83	264.75	113.54	260.42	113.44	261.57	112.75	262.44	115.01
9	282.26	109.91	270.63	112.11	273.63	110.88	272.52	111.23	275.85	111.29	274.76	113.32
10	287.55	107.06	287.13	107.27	287.32	107.73	288.82	106.69	287.14	109.73	285.56	110.61
11	299.46	105.29	296.68	102.71	300.69	104.99	298.18	105.44	302.09	104.43	292.23	104.83
12	308.54	101.37	311.64	101.62	304.76	101.32	300.82	102.09	306.93	104.98	304.16	105.96
13	315.38	101.35	314.61	101.26	310.79	102.87	315.54	100.54	307.53	103.99	309.01	104.52
14	321.95	100.53	321.39	101.82	317.45	99.47	318.41	100.09	318.22	101.10	315.86	100.79
15	324.62	99.14	331.36	98.22	327.23	97.81	322.93	101.84	321.58	100.19	327.64	96.35
16	333.88	97.46	330.52	95.58	331.43	97.81	335.16	97.43	324.20	99.42	332.26	96.46
17	337.31	96.56	338.12	96.41	336.17	97.25	339.36	92.55	338.33	93.15	334.73	97.25
18	339.78	96.78	340.58	97.80	339.38	96.96	340.51	94.90	336.16	97.07	337.72	97.55
19	348.58	94.24	343.30	95.53	340.97	92.76	344.32	94.32	342.22	96.53	342.49	94.47
20	348.25	93.30	355.16	88.75	348.73	94.50	351.43	91.38	351.47	91.95	347.45	93.77
21	350.35	96.13	345.40	97.97	356.18	93.72	353.46	95.43	354.17	89.83	346.29	96.09
22	353.37	89.53	349.25	98.48	350.69	96.97	359.98	91.16	354.10	91.21	354.87	94.31
23	362.84	91.21	360.92	92.22	357.32	91.33	357.92	88.42	357.88	90.23	356.51	93.95
24	357.24	94.08	358.76	93.73	364.56	90.79	362.19	93.88	362.74	93.99	358.21	95.68
25	363.84	93.55	356.99	99.29	359.97	98.29	365.69	88.56	353.19	99.65	355.81	94.81
26	367.65	94.64	366.38	93.38	363.53	93.41	368.46	88.11	372.46	86.61	367.23	93.46
27	371.31	90.79	374.55	85.26	371.91	88.79	364.89	97.00	367.65	89.05	375.24	89.19
28	372.66	91.56	370.25	92.77	369.81	89.64	368.69	99.02	371.29	88.71	369.76	87.02
29	373.99	88.71	371.25	91.07	365.86	94.24	374.38	86.33	377.09	88.17	376.81	87.32
30	381.72	91.20	373.01	92.71	377.37	83.94	377.74	89.78	370.58	88.19	371.44	89.88

C. Simulation der Streuung niederenergetischer Protonen an Röntgenspiegeln –
 Detektorstatistiken und Histogrammwerte zur Energieverlustberechnung

Tabelle 10 Mittelwerte der Histogramme zur Berechnung des Energieverlusts zu jedem Datenpunkt des Graphen in Abb. 27, wobei $E_{\text{beam}}=1550$ keV, mit Einfallswinkel Θ , Ausfallswinkel Ψ , Mittelwert $\langle X \rangle$ und Standardabweichung des Mittelwerts $\sigma(X)$ der Histogramme.

Ψ ($^\circ$)	$\Theta = 0.30^\circ$		$\Theta = 0.50^\circ$		$\Theta = 0.65^\circ$		$\Theta = 0.85^\circ$		$\Theta = 1.00^\circ$		$\Theta = 1.20^\circ$	
	$\langle X \rangle$	$\sigma(X)$										
1	271.52	218.66	296.95	227.04	303.92	223.99	310.97	215.83	332.37	216.37	980.00	32.23
2	328.29	216.21	327.14	214.17	334.85	218.73	337.29	225.18	339.98	226.28	346.49	231.31
3	367.12	211.53	371.19	213.08	375.86	215.26	374.16	224.98	385.91	224.25	376.62	221.60
4	420.61	207.51	422.17	211.69	414.94	213.69	417.10	212.31	416.38	219.64	421.35	219.56
5	463.79	206.54	457.91	206.18	454.09	209.25	451.48	210.88	448.37	212.05	448.44	213.30
6	500.74	201.34	498.49	201.69	492.25	210.12	488.48	203.13	481.53	199.69	488.12	209.51
7	532.99	198.06	534.40	195.24	526.98	201.31	516.33	202.21	517.28	202.04	518.56	202.29
8	562.66	203.21	555.88	202.15	552.98	207.71	548.67	201.70	538.65	203.40	540.80	200.52
9	583.75	190.16	582.58	198.04	582.75	191.57	584.96	198.90	576.17	195.98	578.03	190.27
10	608.05	195.76	601.55	193.96	607.22	188.47	598.61	192.45	600.65	197.17	589.25	190.34
11	637.18	195.78	630.01	194.68	637.00	197.17	618.86	191.72	622.12	198.06	614.47	190.35
12	645.57	198.91	639.20	182.69	652.23	183.06	637.43	188.45	639.67	184.73	637.98	184.38
13	662.54	186.75	656.73	199.39	644.19	192.86	653.21	190.10	650.36	185.15	650.49	192.50
14	678.45	187.47	677.65	188.61	663.88	193.36	662.92	185.73	655.41	187.18	670.11	179.34
15	691.40	192.82	676.89	195.26	684.96	201.74	678.40	189.57	689.81	188.82	689.91	189.05
16	705.17	189.36	697.44	184.87	700.95	183.61	697.69	190.96	699.19	177.36	729.60	175.29
17	705.20	189.68	722.03	186.62	718.67	183.33	723.90	174.36	707.96	191.73	711.57	185.68
18	746.38	182.68	714.32	191.39	731.60	179.06	736.03	182.87	730.92	193.49	741.21	185.54
19	740.22	182.11	747.90	180.38	760.58	168.21	740.28	173.92	713.62	197.16	701.79	198.57
20	753.02	187.32	750.45	193.98	755.50	182.08	758.89	180.01	756.24	173.59	736.85	188.47
21	734.25	200.82	771.71	183.91	752.54	202.12	760.89	166.74	771.62	177.27	731.16	182.27
22	775.60	186.11	780.37	179.46	770.34	178.04	746.24	189.09	794.94	160.20	759.52	166.62
23	782.90	183.33	806.03	180.25	787.52	183.34	778.85	198.19	791.04	172.40	773.97	169.60
24	811.28	163.57	782.04	184.11	747.43	219.77	804.80	156.62	782.76	193.44	771.18	180.69
25	774.52	217.87	801.14	184.35	796.80	206.71	796.59	203.37	785.59	187.90	766.89	200.89
26	803.79	175.51	769.54	238.28	797.35	190.21	819.47	161.85	806.20	178.79	804.79	176.92
27	824.58	209.21	823.92	162.91	787.12	188.25	825.53	181.26	790.69	209.70	769.71	222.91
28	771.60	240.35	798.18	192.69	781.99	204.59	800.64	198.45	778.53	210.71	827.37	168.51
29	876.60	113.58	826.57	172.23	790.18	200.92	820.69	168.21	781.38	196.96	813.23	187.90
30	769.71	242.14	798.94	199.88	838.50	163.49	823.02	156.53	813.94	177.17	804.19	178.51

Literatur

- [1] Handbuch für physikalische Prozesse in *Geant4*. URL <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/fo/PhysicsReferenceManual.pdf>. (Stand: 07.09.2015).
- [2] Private Kommunikation mit Dr. Sebastian Diebold.
- [3] Beispielhafte Liste der physikalischen Prozesse, die in *Geant4* einbezogen werden können. URL http://geant4.cern.ch/support/proc_mod_catalog/processes/. (Stand: 14.07.2015).
- [4] Physik-Standardlisten für *Geant4*. URL http://geant4.cern.ch/support/proc_mod_catalog/physics_lists/referencePL.shtml. (Stand: 04.09.2015).
- [5] Three candidates for ESA's next medium-class science mission, 4. Juni 2015. URL <http://phys.org/news/2015-06-candidates-esa-medium-class-science-mission.html>. (Stand: 10.08.15).
- [6] J. R. P. Angel, R. Novick, P. Vanden Bout, and R. Wolff. Search for X-Ray Polarization in Sco X-1. *Phys. Rev. Lett.*, 22:861–865, Apr 1969. doi: 10.1103/PhysRevLett.22.861. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.22.861>.
- [7] R. Bellazzini and F. Muleri. X-ray polarimetry: A new window on the high energy sky. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 623(2):766 – 770, 2010. ISSN 0168-9002. doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2010.05.011>.

- 1016/j.nima.2010.04.006. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900210007989>. 1st International Conference on Frontiers in Diagnostics Technologies.
- [8] Enrico Costa, Paolo Soffitta, Ronaldo Bellazzini, Alessandro Brez, Nicholas Lumb, and Gloria Spandre. An efficient photoelectric x-ray polarimeter for the study of black holes and neutron stars. *Nature*, 411(6838):662–665, 06 2001. URL <http://dx.doi.org/10.1038/35079508>.
- [9] B.K. Dichter and S. Woolf. Grazing angle proton scattering: effects on chandra and xmm-newton x-ray telescopes. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 50(6):2292–2295, Dec 2003. ISSN 0018-9499. doi: 10.1109/TNS.2003.822092.
- [10] S. Diebold, C. Tenzer, E. Perinati, A. Santangelo, M. Freyberg, P. Friedrich, and J. Jochum. Soft proton scattering efficiency measurements on x-ray mirror shells. *Experimental Astronomy*, 39:343–365, June 2015. doi: 10.1007/s10686-015-9451-4.
- [11] S. Agostinelli et al. Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3):250 – 303, 2003. ISSN 0168-9002. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688>.
- [12] O. B. Firsov. Reflection of Fast Ions from a Dense Medium at Glancing Angles. *Soviet Physics Doklady*, 11:732–733, February 1967.
- [13] R. A. Gowen, B. A. Cooke, R. E. Griffiths, and M. J. Ricketts. An upper limit to the linear X-ray polarization of SCO X-1. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 179:303–310, May 1977.

-
- [14] F. Jansen, D. Lumb, B. Altieri, J. Clavel, M. Ehle, C. Erd, C. Gabriel, M. Guainazzi, P. Gondoin, R. Much, R. Munoz, M. Santos, N. Schartel, D. Texier, and G. Vacanti. XMM-Newton observatory. I. The spacecraft and operations. *Astronomy & Astrophysics*, 365:L1–L6, January 2001. doi: 10.1051/0004-6361:20000036.
- [15] E. Kendziorra, T. Clauss, N. Meidinger, M. Kirsch, M. Kuster, P. Risse, G. D. Hartner, R. Staubert, and L. Strueder. Effect of low-energy protons on the performance of the EPIC pn-CCD detector on XMM-Newton. In K. A. Flanagan and O. H. Siegmund, editors, *X-Ray and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy XI*, volume 4140 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 32–41, December 2000.
- [16] F. Lei, R. Nartallo, P. Nieminen, E. Daly, H. Evans, and P. Truscott. Update on the Use of Geant4 for the Simulation of Low-Energy Protons Scattering Off X-Ray Mirrors at Grazing Incidence Angles. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 51:3408–3412, December 2004. doi: 10.1109/TNS.2004.839160.
- [17] D.H. Lo and J.R. Srour. Modeling of proton-induced ccd degradation in the chandra x-ray observatory. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 50(6): 2018–2023, Dec 2003. ISSN 0018-9499. doi: 10.1109/TNS.2003.820735.
- [18] P. Meszaros, R. Novick, A. Szentgyorgyi, G. A. Chanan, and M. C. Weisskopf. Astrophysical implications and observational prospects of X-ray polarimetry. *Astrophysical Journal*, 324:1056–1067, January 1988. doi: 10.1086/165962.
- [19] Ettore Del Monte. Technical Note XIPE Version 1, INAF-IAPS. Stand: 20.07.2015.
- [20] Nartallo,R. et al. Radiation environment induced degradation on chandra and implications for XMM. *ESA Report*, 2000.

- [21] NASA/GSFC. Röntgenoptiken und Spiegelmaterialien. URL <http://www.universe.nasa.gov/xrays/MirrorLab/xoptics.html>. (Stand: 13.08.15).
- [22] R. Novick. Stellar and solar x-ray polarimetry. *Space Science Reviews*, 18 (3):389–408, 1975. ISSN 0038-6308. doi: 10.1007/BF00212912. URL <http://dx.doi.org/10.1007/BF00212912>.
- [23] R. Novick, M.C. Weisskopf, R. Berthelsdorf, R. Linke, and R. S. Wolff. Detection of X-Ray Polarization of the Crab Nebula. *Astrophysical Journal*, 174: L1, May 1972. doi: 10.1086/180938.
- [24] Predehl, Peter et al., editor. *eROSITA on SRG*, volume 9144, 2014. Proc. SPIE. doi: 10.1117/12.2055426. URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.2055426>.
- [25] M. J. Rees. Expected polarization properties of binary X-ray sources. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 171:457–465, June 1975.
- [26] Paul B. Reid. X-Ray Telescopes. *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*, November 2000. doi: 10.1888/0333750888/1970.
- [27] V.S. Remizovich, M.I. Ryazanov, and I.S. Tilinin. Energy and angular distributions of particles reflected in glancing incidence of a beam of ions on the surface of a material. *Zhurnal Eksperimentalnoi i Theoreticheskoi Fiziki*, 79 (2):448–458, August 1980.
- [28] Paolo Soffitta, Riccardo Campana, Enrico Costa, Sergio Fabiani, Fabio Muleri, Alda Rubini, Ronaldo Bellazzini, Alessandro Brez, Massimo Minuti, Michele Pinchera, and Gloria Spandre. The background of the gas pixel detector and its impact on imaging x-ray polarimetry, 2012. URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.925385>.

-
- [29] Soffitta, P. and Barcons, X. and Bellazzini, R. et al. XIPE: the X-ray imaging polarimetry explorer. *Experimental Astronomy*, 36(3):523–567, 2013. ISSN 0922-6435. doi: 10.1007/s10686-013-9344-3. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s10686-013-9344-3>.
- [30] M. C. Weisskopf, E. H. Silver, H. L. Kestenbaum, K. S. Long, and R. Novick. A precision measurement of the X-ray polarization of the Crab Nebula without pulsar contamination. *Astrophysical Journal*, 220:L117–L121, March 1978. doi: 10.1086/182648.
- [31] Martin C. Weisskopf, Ronald F. Elsner, Victoria M. Kaspi, Stephen L. O’Dell, George G. Pavlov, and Brain D. Ramsey. X-ray polarimetry and its potential use for understanding neutron stars. In Werner Becker, editor, *Neutron Stars and Pulsars*, volume 357 of *Astrophysics and Space Science Library*, pages 589–619. Springer Berlin Heidelberg, 2009. ISBN 978-3-540-76964-4. doi: 10.1007/978-3-540-76965-1_22. URL http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-76965-1_22.
- [32] M.C. Weisskopf. The chandra x-ray observatory: An overview. *Advances in Space Research*, 32(10):2005 – 2011, 2003. ISSN 0273-1177. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/S0273-1177\(03\)90639-9](http://dx.doi.org/10.1016/S0273-1177(03)90639-9). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117703906399>.
- [33] James F. Ziegler, M.D. Ziegler, and J.P. Biersack. {SRIM} – the stopping and range of ions in matter (2010). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 268(11–12):1818 – 1823, 2010. ISSN 0168-583X. doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2010.02.091>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X10001862>. 19th International Conference on Ion Beam Analysis.

Erklärung

Ich versichere hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die im Literaturverzeichnis angegebenen Quellen benutzt habe.

Alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten oder noch nicht veröffentlichten Quellen entnommen sind, sind als solche kenntlich gemacht.

Die Zeichnungen oder Abbildungen in dieser Arbeit sind von mir selbst erstellt worden oder mit einem entsprechenden Quellennachweis versehen.

Die Arbeit ist in gleicher oder ähnlicher Form noch bei keiner anderen Prüfungsbehörde eingereicht worden.

Tübingen den 15. September 2015

Sarah Hanschke