

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich-Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Barbara Böhm
aus Heidelberg

Tag der mündlichen Prüfung: 7. Februar 2007

Erste Untersuchungen zum
CASCADE-Röntgendetektor
und
Messung zur
Neutron-Spiegelneutron-Oszillation

Gutachter: Prof. Dr. Dirk Dubbers
Prof. Dr. Werner Aeschbach-Hertig

Zusammenfassung

Der Nachweis von Röntgenstrahlen ist sowohl in der Grundlagenforschung, als auch in der medizinischen Diagnostik wichtig. Im ersten Teil dieser Arbeit wird untersucht, ob sich das CASCADE-Detektor-Prinzip, das in [Kle00] zunächst zum Nachweis von Neutronen eingeführt wurde, auf den von Röntgenstrahlung übertragen läßt. Dieses modulare Detektorkonzept verbindet einen festen Neutronen- bzw. Röntgenkonverter mit den Vorteilen eines zählenden Gasdetektors. Hierbei besteht die Möglichkeit Effizienz, Dynamik und Ortsauflösung unabhängig voneinander zu optimieren. Zunächst ist es notwendig ein geeignetes Konvertermaterial zu finden, das eine möglichst hohe Nachweiseffizienz ermöglicht. Dazu wurde ein mathematisches Modell des gesamten Detektorsystems entwickelt, welches die Effizienz für verschiedenste Materialien berechnet. Unter Berücksichtigung der technischen Realisierung zeigten sich Gold und Gadolinium als geeignete Konvertermaterialien. Auf diesen theoretischen Betrachtungen basierend wurde ein Prototyp eines CASCADE-Röntgendetektors aufgebaut, mit dem Messungen zur Effizienzbestimmung durchgeführt wurden.

Im zweiten Teil dieser Arbeit wurde ein CASCADE-Neutronendetektor in einer ersten Messung zur Neutron-Spiegelneutron-Oszillationszeit eingesetzt. Lee und Yang schlugen 1956 die Existenz von Spiegelmaterie vor, um trotz Paritätsverletzung zu einer Symmetrie in der Beschreibung des Universums zu gelangen. Im Rahmen dieser Arbeit konnte erstmalig eine untere Grenze der Oszillationszeit mit Neutronen bestimmt werden.

Abstract

The detection of x-radiation is of utmost importance for both fundamental physics and medical diagnostics. This work investigates whether or not the CASCADE detector working principle, first developed for the detection of neutrons in [Kle00], can be adapted for the detection of x-rays. This modular detector concept combines the use of a solid neutron or x-ray converter with the advantages of a counting gas detector. Thus, it gives the possibility to optimize efficiency, dynamics and spatial resolution independently.

Firstly, it is necessary to find a suitable converter material that allows for the best possible detector efficiency. In order to do so, a mathematical model of the complete detector system was developed that yields the total efficiency for any given material. Respecting technical constraints, gold and gadolinium showed to be favorable choices. Based on these theoretical considerations a prototype of a CASCADE x-ray detector was built, and measurements for the determination of this detector's efficiency were conducted.

In the second part of this work a CASCADE neutron detector was used to conduct the first measurement the neutron-mirrorneutron oscillation time. Mirrormatter was proposed in 1956 by Lee and Yang to allow for symmetry in the description of the universe despite the existence of parity violation. By using neutrons it was possible to determine a lower limit for the oscillation time in this work.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Röntgenbildgebung	5
2.1	Wechselwirkung von Photonen mit Materie	5
2.1.1	Photoeffekt	6
2.1.2	Comptoneffekt	8
2.1.3	Absorptionskoeffizient	9
2.2	Erfassung der Bildgüte	9
2.3	Techniken der Röntgendetektion	14
2.3.1	Analoge Verfahren	15
2.3.2	Speicherfolien (Image Plates)	18
2.3.3	Digitale Systeme mit einer optischen Zwischenstufe	20
2.3.4	Direkte digitale Systeme	27
2.3.5	Gegenüberstellung verschiedener Systeme	30
3	Gasdetektoren	33
3.1	Funktionsweise von Gasdetektoren	33
3.1.1	Grundlagen	33
3.1.2	Zählrohr	36
3.1.3	Vieldrahtkammer	38
3.1.4	Mikrostreifen-Detektor	39
3.2	CASCADE-Prinzip	40
3.2.1	Gas Electron Multiplier	40

3.2.2	GEM-Folien mit festem Konverter	41
4	Theorie zur Effizienzberechnung	45
4.1	Nachweiseffizienz für eine Schicht	45
4.1.1	Konversionsprozeß	45
4.1.2	Berechnung der Effizienz in Rückwärtsrichtung	55
4.2	Nachweiseffizienz für mehrere Schichten	56
5	Auswahl des Konvertermaterials	59
5.1	Auswahlkriterien für ein Konvertermaterial	59
5.1.1	Energieabhängigkeit von Absorptionskoeffizient und Reichweite	60
5.1.2	Eigenschaften verschiedener Konvertermaterialien	62
5.1.3	Gold und Gadolinium	64
5.2	Beschichtungsprozesse	68
5.2.1	Beschichtung mit der Bedampfungsanlage	69
5.2.2	Beschichtung mit der Sputteranlage	69
6	Röntgenpräparate	71
6.1	Auswahlkriterien und Pulshöhenspektren	71
6.2	Eigenschaften der Präparate	77
6.3	Bleiabschirmung	78
6.4	Modifizierte Cadmiumquelle	79
7	Messungen	83
7.1	Fertigung des Detektors	83
7.1.1	Konditionierung	83
7.1.2	Rahmen und Klebung	84
7.1.3	Aufbau des Detektors	84
7.2	Gasversorgung	86
7.3	Elektronik	87
7.4	Spannungsversorgung	87

7.5	Messung der Effizienz	88
7.5.1	Messung	89
7.5.2	Auswertung	90
7.5.3	Monte-Carlo-Simulation	92
7.5.4	Ausblick	93
8	Neutron-Spiegelneutron-Oszillation	97
8.1	Spiegelmaterie	97
8.2	Messungen am Spektrometer RESEDA	99
8.3	Auswertung	101
9	Zusammenfassung	107
A	Anhang zu Kapitel 4	109
A.1	Absorptionskoeffizienten	109
A.2	Reichweiten	109
B	Anhang zu Kapitel 6	113
C	Anhang zu Kapitel 7	115

Kapitel 1

Einleitung

Im Jahr 1901 wurde der erste Nobelpreis der Physik an Wilhelm Conrad Röntgen für seine Entdeckung der Röntgenstrahlen vergeben. Schon damals betonte das Nobelpreiskomitee neben der rein wissenschaftlichen auch die große praktische Bedeutung dieser Strahlen [Wik06]. Da die heutige Grundlagenforschung in nahezu allen Bereichen ohne Röntgenstrahlung nicht mehr vorstellbar ist hat die Anzahl an Synchrotron-Forschungseinrichtungen in den letzten Jahren stetig zugenommen. Hier finden beispielsweise Untersuchungen von Werkstoffen und biologischen Substanzen durch Streuexperimente statt. Auch im medizinischen Bereich wurden durch den Einsatz von Röntgenstrahlung sowohl zur Diagnose als auch zur Therapie große Fortschritte erreicht. In allen Bereichen hat der Nachweis der Strahlung oft einen entscheidenden Einfluß auf die Qualität des Ergebnisses und führt somit zu sehr hohen Anforderungen an die Röntgenbildgebung.

Speziell im medizinischen Bereich geht die Forschung dahin, daß bei immer geringerer Dosis immer bessere Abbildungsergebnisse erzielt werden müssen. Hierbei kommt es nicht alleine auf eine sehr gute Ortsauflösung an, die es ermöglicht auch kleinste Details zu erkennen. Auch eine große Dynamik sowie hohe Effizienz sind erstrebenswert, um einen guten Kontrast zu erreichen und damit die Strahlenbelastung eines Patienten gering zu halten. Jedoch ist es im Allgemeinen nicht möglich ein System zu entwickeln, das in allen wichtigen, den Detektor charakterisierenden, Parametern gleichzeitig das Optimum erreicht. Vielmehr bedingen sich die einzelnen Parameter oft in physikalischer und technischer Hinsicht und limitieren sich dadurch gegenseitig.

Da die heute immer noch üblichen analogen Technologien, die auf dem Prinzip der Photoplatte basieren, die hohen Anforderungen an Effizienz und Dynamik nur unzureichend erfüllen, wird an neuen digitalen Systemen geforscht [Mor95],[Cam06], [Lin01a], [Brö04].

In Kapitel 2 werden zunächst die zur Analyse von Röntgendetektoren verwendeten Begriffe eingeführt. Auch werden verschiedene bestehende, sowie in der Ent-

wicklung befindliche, Röntgendetektoren vorgestellt und versucht deren Vor- und Nachteile miteinander zu vergleichen. Dabei ist auch zu sehen, daß sich zählende Systeme, die sich durch eine hohe Dynamik auszeichnen, im Prototypen-Stadium befinden.

In der Neutronenphysik-Arbeitsgruppe des Physikalischen Instituts wurde in den letzten Jahren ein Detektorkonzept entwickelt, das zunächst nur zum Nachweis von Neutronen [Kle00] gedacht war. Dieses CASCADE-Detektorkonzept entkoppelt erstmals eine Reihe wichtiger Parameter, wie Effizienz, Hochratentauglichkeit und Dynamik, Ortsauflösung sowie eine einfache technische Realisierbarkeit voneinander. Dadurch ist nun eine individuelle Optimierung für die jeweils angestrebte Applikation möglich.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde untersucht, ob sich dieses Konzept mit seinen Vorteilen auf den Nachweis von Röntgenstrahlung übertragen läßt. Bei dem hier untersuchten CASCADE-Detektorprinzip handelt es sich um einen Vertreter der Gasdetektoren, der sich jedoch in einem wesentlichen Punkt von den üblichen Vertretern unterscheidet. Im Allgemeinen erfüllt das Gas in Gasdetektoren zwei Aufgaben gleichzeitig: Es ist Konvertermaterial und Zählgas. Hiervon unterscheidet sich das Prinzip des CASCADE-Detektors, in dem ein festes Konvertermaterial und ein Zählgas voneinander entkoppelt eingesetzt werden. Der Vorteil des Festkörperes liegt in der deutlich höheren Dichte der Konverteratome verglichen mit einem Gas und erlaubt somit einen Betrieb bei Normaldruck, was eine erhebliche technische Erleichterung bedeutet. Bei diesem neuen Detektorkonzept werden zur Erhöhung der Effizienz nun erstmalig mehrere feste Konverterschichten hintereinander angeordnet. Die Ladungstransparenz wird durch den Einsatz sogenannter Gas Electron Multiplier (GEM) Folien [Sau06] als Trägermaterial für die festen Schichten ermöglicht. Diese stellen, wie in Kapitel 3 ausführlich dargestellt, aufgrund ihrer perforierten Struktur ein ladungstransparentes Substrat dar, das auch den Erhalt der Ortsauflösung gewährleistet. Da es sich hier um einen zählenden Detektor handelt weist er eine große Dynamik auf. Damit sind beim CASCADE-Prinzip die den Detektor charakterisierenden Größen voneinander entkoppelt und eine Verbindung verschiedener Vorteile wie hohe Effizienz, gute Ortsauflösung und große Dynamik ist prinzipiell möglich.

Eine der Kernfragen, die sich im Rahmen dieser Arbeit stellte, bestand in der Analyse eines geeigneten Konvertermaterials. Im speziellen war eine Untersuchung der erreichbaren Effizienz erforderlich. Hierzu wurde ein mathematisches Modell entwickelt, das alle primären Prozesse, angefangen von der Konversion des Photons bis hin zum Nachweis des Photoelektrons, erfaßt (Kapitel 4). Basierend auf dieser Grundlage wurden verschiedene Konvertermaterialien auf ihre Effizienz hin untersucht und die Ergebnisse miteinander verglichen.

Nachdem auf Grundlage dieser Berechnungen einige Konvertermaterialien hinsichtlich der Effizienz ausgewählt wurden, mußte die technische Realisierung untersucht werden. Hierbei geht es sowohl um den Prozeß des Aufbringens der Materialien auf das Substrat (GEM-Folie), als auch um die Stabilität dieser Schichten.

Die in dieser Arbeit verwendeten Schichten wurden durch Bedampfen und Sputtern hergestellt. Diese Techniken werden in Kapitel 5 dargestellt.

Auf den mathematischen Ergebnissen aus Kapitel 4 beruhend wurde ein Detektor zum Nachweis von Röntgenstrahlung aufgebaut, um die Berechnungen zu verifizieren. Für die Durchführung von aussagekräftigen Messungen wurden, neben unterschiedlichen Modifikationen des Detektors, geeignete monoenergetische Röntgenquellen benötigt, deren Aktivität genau bekannt ist. Zur Überprüfung der vom Hersteller angegebenen Daten wurden einige Messungen mit einem Germaniumdetektor des MPI für Kernphysik in Heidelberg durchgeführt. Die aus diesen Messungen resultierenden Ergebnisse machten einige Modifikationen an den Präparaten erforderlich, die zusammen mit den Auswahlkriterien in Kapitel 6 vorgestellt werden.

Zur experimentellen Überprüfung der theoretischen Ergebnisse wurden mehrere Messungen mit unterschiedlichen Aufbauten durchgeführt, die in Kapitel 7 vorgestellt werden. Die Unterschiede bestanden in der Verwendung verschiedener Konvertermaterialien die auch in der Schichtdicke variiert wurden und dem Einsatz von drei verschiedenen Röntgenpräparaten, die sich in der Energie ihrer Linien unterscheiden.

Aufgrund der vorhandenen sekundären Photonen, die durch den Übergang des Konverteratoms in den Grundzustand entstehen, war zu überprüfen ob die Erhaltung der Ortsinformation möglich ist oder nicht. Da eine Berücksichtigung der Sekundärprozesse aufgrund der komplexen Vorgänge analytisch nicht möglich war, wurden diese numerisch durch eine Monte-Carlo-Simulation untersucht.

Im letzten Teil dieser Arbeit wird der Bogen zurück zur ursprünglichen Anwendung dieses Detektorsystems, dem Nachweis von Neutronen, gespannt. Mit einem CASCADE-Neutronendetektor wurde eine Messung zum Nachweis von Neutron-Spiegelneutron-Oszillationen durchgeführt. Die Existenz einer solchen Spiegelmaterie wurde 1956 von Lee und Yang [LY56] vorgeschlagen, um trotz Paritätsverletzung zu einer Symmetrie in der Beschreibung des Universums zu gelangen. Außerdem ist ihre Existenz eine Möglichkeit, einen Teil der nicht nachweisbaren Materie im Universum zu erklären [Pro06]. Bei der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messung handelt es sich um eine erste Testmessung zur Bestimmung der Neutron-Spiegelneutron-Oszillationszeit, die am RESEDA-Spektrometer des Forschungsreaktors II in München durchgeführt wurde. Eine wichtige Anforderung wurde bei dieser Messung an den Detektor gestellt. Dieser mußte, um bei der Messung zu einem kleinen statistischen Fehler zu gelangen, hochratentaugliche sein und damit eine geringe Totzeit aufweisen. Darüberhinaus sollte auch die Effizienz des Detektors die Statistik nicht limitieren. Durch den Einsatz des CASCADE-Neutronendetektors konnten diese Kriterien erfüllt werden. In Kapitel 8 wird sowohl der theoretische Hintergrund kurz vorgestellt, sowie die Messung und deren Auswertung beschrieben.

Kapitel 2

Röntgenbildung

Seit 1895, dem Jahr in dem Wilhelm Conrad Röntgen die Röntgenstrahlen entdeckte, haben sich sowohl die Quellen für Röntgenstrahlung als auch die eingesetzten Detektortechnologien laufend weiterentwickelt. Die Röntgentechnik liefert heute die Grundlage der gesamten modernen Medizin. Sowohl im Bereich der Diagnostik als auch der Überwachung bei Operationen und in der Strahlentherapie sind dadurch erhebliche Fortschritte erzielt worden. Ebenfalls gibt es innerhalb der Forschung beim Nachweis von Synchrotronstrahlung ein breites Anwendungsgebiet. Zum Verständnis des Nachweises von Röntgenstrahlung wird in diesem Kapitel zunächst auf die physikalischen Grundlagen eingegangen. Anschließend werden verschiedene Detektorsysteme vorgestellt und miteinander verglichen.

2.1 Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Die Wechselwirkung von Photonen mit Materie bildet die Grundlage beim Nachweis von Röntgenstrahlung. Die hierbei zugrunde liegenden physikalischen Phänomene sind der Photoeffekt, die Compton- und Rayleigh-Streuung, die Paarbildung sowie der Kern-Photoeffekt. Die Relevanz der einzelnen Effekte hängt stark von der Photonenenergie ab. In Abbildung 2.1 ist die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Energie der Photonen am Beispiel von Blei dargestellt [Leo94]. Im folgenden Kapitel wird auf die Darstellung von Paarbildung und Kern-Photoeffekt verzichtet, da diese erst bei Energien im MeV-Bereich eine Rolle spielen und die in dieser Arbeit relevanten Energiebereiche nicht oberhalb von 100 keV liegen.

Aus diesen grundlegenden Wechselwirkungsmechanismen leitet sich der technisch bedeutsame Absorptionskoeffizient her. Mit ihm kann berechnet werden, welcher Anteil der einfallenden γ -Strahlung absorbiert wird.

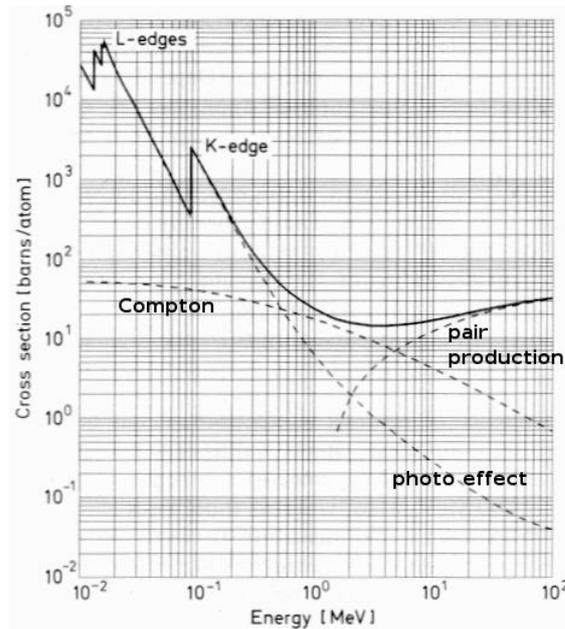


Abbildung 2.1: Darstellung des Wirkungsquerschnittes in Abhängigkeit der Energie der einfallenden Photonen am Beispiel von Blei [Leo94].

2.1.1 Photoeffekt

Der Photoeffekt spielt im Bereich bis etwa 500 keV die dominierende Rolle. In diesem Prozeß gibt das Photon seine gesamte Energie an ein Elektron eines Atoms ab. Sofern die Photonenenergie ausreicht, handelt es sich mit hoher Wahrscheinlichkeit um ein Elektron aus der K-Schale, das als Folge davon das Atom verläßt. Das so entstandene Loch in der K-Schale wird durch ein Elektron einer weiter außen liegenden Schale wieder aufgefüllt. Die hierbei frei werdende Energie wird entweder in Form eines neuen Photons abgegeben (K-Fluoreszenz) oder auf ein weiteres Hüllenelektron übertragen, daß ebenfalls das Atom verlassen kann. Die kinetische Energie dieses zweiten freien Elektrons ergibt sich aus der Differenz der freigewordenen Energie und der eigenen Bindungsenergie. Dieser Vorgang wird Auger-Prozeß genannt. Welcher dieser Prozesse dominiert, hängt von der Kernladungszahl Z ab. Für $Z < 30$ überwiegt der Auger-Effekt, für $Z > 30$ dominiert die Röntgenfluoreszenz [Bam72, Rao72].

Die Energie des Fluoreszenzphotons wird mit steigender Kernladungszahl Z größer. Besitzt das Fluoreszenzphoton nur eine geringe Energie, so wird es aufgrund der damit verbundenen geringen Reichweite schnell durch einen weiteren Photoeffekt absorbiert. Dies bedeutet, daß sowohl das primär entstandene Elektron als auch das aus dem zweiten Photoeffekt Resultierende in einem Detektor zusammen nachgewiesen werden. Die zunächst als „verloren“ betrachtete Bindungs-

energie kann doch noch im Detektor nachgewiesen werden. Besitzt das Fluoreszenzphoton jedoch genügend Energie, so wächst die Wahrscheinlichkeit, daß es den Detektor verläßt. Ist dies der Fall, so entsteht im Pulshöhenspektrum eine zweite, um diese Energie erniedrigte Linie, die als Escape-Peak bezeichnet wird. Der Wirkungsquerschnitt für den reinen Photoeffekt ist nicht in einer geschlossenen Formel darstellbar. Er läßt sich nur durch Näherungen für verschiedene Energiebereiche darstellen. Der Wirkungsquerschnitt pro Atom oberhalb der Bindungsenergie des K-Elektrons, jedoch im nichtrelativistischen Bereich, kann durch [Leo94]

$$\sigma_{Photo} = \frac{32}{3} \alpha^4 \sqrt{2} \pi r_e^2 \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right)^{\frac{7}{2}} Z^5 \quad (2.1)$$

beschrieben werden. Hierbei ist $r_e = 2.82$ fm der klassische Elektronenradius, c die Lichtgeschwindigkeit, α die Feinstrukturkonstante, Z die Kernladungszahl und E_γ die absorbierte Photonenenergie. Da der Wirkungsquerschnitt proportional zu Z^5 ist, sind Materialien mit hohem Z als Absorbermaterialien besonders gut geeignet. Für die Absorption niederenergetischer Photonen muß Gleichung (2.1) durch den Einfluß der K-Kanten korrigiert werden [Leo94]:

$$\sigma_{Photo} = \frac{8}{3} 2^7 \pi^2 r_e^2 \alpha^{-3} \frac{1}{Z^2} \left(\frac{E_k}{E_\gamma} \right)^4 \frac{e^{-4\xi \operatorname{arccot}(\xi)}}{1 - e^{-2\pi\xi}}, \quad (2.2)$$

mit:

$$E_k = \frac{1}{2} (Z - 0.03)^2 m_e c^2 \alpha^2$$

$$\xi = \sqrt{\frac{E_k}{(E_\gamma - E_k)}}.$$

Die aus Gleichung (2.2) berechneten Werte lassen sich mit Daten aus Datenbanken vergleichen. Eine solche ist zum Beispiel die Datenbank des NIST [NIS05]. In ihr sind die Werte nach verschiedenen Formeln berechnet und mit gemessenen Daten verglichen worden. Die vom NIST angegebene Abweichung liegt in den meisten Fällen bei 5 %, bei einigen Werten allerdings auch darüber. In der folgenden Tabelle sind ein paar Werte als Beispiel angegeben.

Element	Ordnungs- zahl	Photonen- energie [keV]	σ_{Photo} [barn] aus Gl.(2.2)	σ_{Photo} [barn] aus [NIS05]
Al	13	30	37.5	39.1
		60	4.1	4.3
		100	0.76	0.82
Cu	29	30	1013	1100
		60	129	143
		100	28	30
Gd	64	60	2525	2950
		100	619	747

In der quantitativen Beschreibung des Konversionsprozesses in Kapitel 4.1.1 wird auf den Photoeffekt nochmals näher eingegangen.

2.1.2 Comptoneffekt

Der Comptoneffekt beschreibt die inelastische Streuung eines Photons an einem freien Elektron. Hierbei umfaßt der Begriff „frei“ auch gebundene Elektronen deren Bindungsenergie wesentlich kleiner ist als die Energie der streuenden Photonen. Bei diesem Prozeß wird ein Teil der Energie auf das Elektron übertragen. Die Energie E'_γ des Photons nach dem Stoß wird durch

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (2.3)$$

beschrieben. Hierbei ist θ der Streuwinkel, der von der Ausbreitungsrichtung des gestreuten Photons mit der Ursprungsrichtung eingeschlossen wird. m_e ist die Elektronenmasse, c die Lichtgeschwindigkeit und E_γ und E'_γ die Energien vor, beziehungsweise nach dem Stoß.

Die Klein-Nishina-Formel [Leo94] gibt den Wirkungsquerschnitt für Comptonstreuung an einem Elektron an:

$$\sigma_{Compton} = 2\pi r_e^2 \left(\frac{1+\gamma}{\gamma^2} \left(\frac{2(1+\gamma)}{1+2\gamma} - \frac{1}{\gamma} \ln(1+2\gamma) \right) + \frac{1}{2\gamma} \ln(1+2\gamma) - \frac{1+3\gamma}{(1+2\gamma)^2} \right) \quad (2.4)$$

mit

$$\gamma = \frac{E_\gamma}{m_e c^2} . \quad (2.5)$$

Die Abkürzungen r_e , E_γ , m_e und c sind identisch zu denen des Photoeffekts. Die Energieverteilung der Elektronen nach der Streuung ist gegeben durch:

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{\pi r_e^2}{m_e c^2 \gamma^2} \left[2 + \frac{s^2}{\gamma^2 (1-s)^2} + \frac{s}{1-s} \left(s - \frac{2}{\gamma} \right) \right] \quad (2.6)$$

wobei $s = \frac{T}{E_\gamma}$ ist und $T = E_\gamma - E'_\gamma$ für die kinetische Energie des Elektrons steht. Die kinetische Energie T_{max} , die maximal an das Elektron übertragen werden kann, wird als Compton-Kante bezeichnet und beträgt

$$T_{max} = E_\gamma \left(\frac{2\gamma}{1 + 2\gamma} \right) . \quad (2.7)$$

2.1.3 Absorptionskoeffizient

Der Absorptionskoeffizient μ gibt an, welcher Anteil der auf ein Substrat einfallenden Strahlung absorbiert wird. Er ist über folgende Relation mit dem Wirkungsquerschnitt σ verbunden:

$$\mu = N\sigma = \frac{N_A\rho}{A}\sigma . \quad (2.8)$$

Hierbei bezeichnet N die Teilchenzahldichte, die sich aus der Avogadrokonstante $N_A = 6.022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$, der Dichte ρ , sowie der Massenzahl A des Materials zusammensetzt.

Damit ergibt sich der Anteil der Photonen I , die innerhalb eines Materials eine Strecke x zurücklegen, ohne dabei absorbiert zu werden, aus

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu x} , \quad (2.9)$$

wobei I_0 die einfallende Intensität beschreibt.

2.2 Erfassung der Bildgüte

Zum Vergleich verschiedener Systeme ist es erforderlich einige Begriffe zur Beschreibung der Qualität eines Röntgenbilds, wie beispielsweise Auflösung, Modulationsübertragungsfunktion und Dynamik, einzuführen.

Im idealen Fall überträgt ein Abbildungssystem A eine räumliche Intensitätsverteilung des Ortes, die sich als Funktion $G(x, y)$ darstellen läßt, aus der Objektebene in die Bildebene. Die Bildfunktion wird durch $B(x', y') = A(G(x, y))$ beschrieben. Interpretiert man sowohl $B(x', y')$ als auch $G(x, y)$ als Leuchtdichteverteilung, so gilt für beide, daß sie größer oder gleich null sind.

Als Modulationsübertragungsfunktion, auch Modulationstransferfunktion (MTF, Modulation Transfer Function) wird ein Parameter bezeichnet, der die Qualität der Abbildung eines bildgebenden Systems (z.B. Röntgenanlage) beschreibt. Die Qualität einer Abbildung hängt dabei hauptsächlich von Auflösung, Kontrast und Rauschen ab.

Auflösung und Kontrast

Mit dem Begriff Auflösung wird der kleinste Abstand, unter dem zwei gleich helle Objekte noch getrennt voneinander dargestellt werden können, bezeichnet. Der Kontrast zwischen zwei Objektpunkten innerhalb eines Bildes läßt sich folgendermaßen darstellen:

$$K = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2}. \quad (2.10)$$

Hierbei bezeichnet I die Intensität der einzelnen Objektpunkte.

Da diese Begriffe nicht ausreichen um einen gesamten Detektor vollständig erfassen zu können, wird im folgenden die Modulationsübertragungsfunktion eingeführt. Sie bietet die Möglichkeit einer eindeutigen mathematischen Beschreibung der Qualität eines Detektors.

Modulationsübertragungsfunktion

Die Modulationsübertragungsfunktion (MTF) beschreibt mathematisch die Qualität eines Systems und wird im folgenden möglichst anschaulich dargestellt. Ist eine sinusförmige Leuchtdichteverteilung (ideales Sinusgitter) das abzubildende Objekt, so läßt sich dieses in der Objektebene bei geeigneter Orientierung schreiben als:

$$g(x) = 1 + K_0 \sin(2\pi\nu x) \quad \text{mit: } 0 \leq K_0 \leq 1. \quad (2.11)$$

Der Abstand zwischen zwei benachbarten Maxima beträgt somit $\frac{1}{\nu}$. Der Kehrwert ν wird als Ortsfrequenz des Gitters bezeichnet. Betrachtet man zunächst das Bild einer „einigen Linie“ der Breite Δx des sinusförmigen Leuchtdichteprofiles, so erhält man in der Umgebung der Stelle x' die Leuchtdichteverteilung

$$g(x)L(x - x')\Delta x. \quad (2.12)$$

Hierbei bezeichnet $L(x)$ die durch das Abbildungssystem verursachte Unschärfe. Da nun jede „Linie“ dieses Gitters diesen Betrag zum gesamten Bild liefert, ergibt sich für das Bild $b(x')$ des Objekts $g(x)$

$$\begin{aligned} b(x') &= \int_{-\infty}^{\infty} g(x)L(x - x')dx \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} g(x - x')L(x)dx. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Mit Gleichung (2.11) und den Substitutionen

$$\eta = \left[\left(\int_{-\infty}^{\infty} L(x) \cos(2\pi\nu x) dx \right)^2 + \left(\int_{-\infty}^{\infty} L(x) \sin(2\pi\nu x) dx \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (2.14)$$

$$\cos(\phi) = \frac{1}{\eta} \int_{-\infty}^{\infty} L(x) \cos(2\pi\nu x) dx \quad \text{und} \quad (2.15)$$

$$\sin(\phi) = \frac{1}{\eta} \int_{-\infty}^{\infty} L(x) \sin(2\pi\nu x) dx, \quad (2.16)$$

sowie der willkürlich gewählten Normierung

$$\int_{-\infty}^{\infty} L(x) dx = 1, \quad (2.17)$$

läßt sich das Bild schreiben als:

$$b(x') = 1 + \eta K_0 \sin(2\pi\nu x' - \phi). \quad (2.18)$$

Das Bild stellt, ebenso wie das Objekt (Gl. (2.11)) auch, ein Sinusgitter dar, jedoch mit einer Amplitude von ηK_0 und einer Phasenverschiebung ϕ (siehe Abbildung 2.2).

Da es sich bei der Bildfunktion $B(x', y')$ um eine Leuchtdichteverteilung handelt, also die Bedingung $L(x) \geq 0$ gilt, liegt η immer zwischen 0 und 1.

$$\begin{aligned} 1 &= \left(\int_{-\infty}^{\infty} L(x) dx \right)^2 = \left(\int_{-\infty}^{\infty} |L(x) e^{i2\pi\nu x}| dx \right)^2 \\ &\geq \left| \left(\int_{-\infty}^{\infty} L(x) e^{i2\pi\nu x} dx \right) \right|^2 = \eta^2. \end{aligned} \quad (2.19)$$

η ist nach Gleichung (2.14) eine von der Ortsfrequenz ν abhängige Größe und wird als Modulationsübertragungsfunktion $MTF(\nu)$ bezeichnet. Bei einer optimalen Abbildung des Objekts in sein Bild beträgt die MTF eins, was für $\nu = 0$ gegeben ist. Bei größer werdendem ν fällt die $MTF(\nu)$ ab.

Die Bedeutung der MTF ist mit Hilfe des Kontrastes verständlich. Bezeichnet man

$$K_0 = \frac{I_{max}(g(x)) - I_{min}(g(x))}{I_{max}(g(x)) + I_{min}(g(x))} = M_{Objekt} \quad (2.20)$$

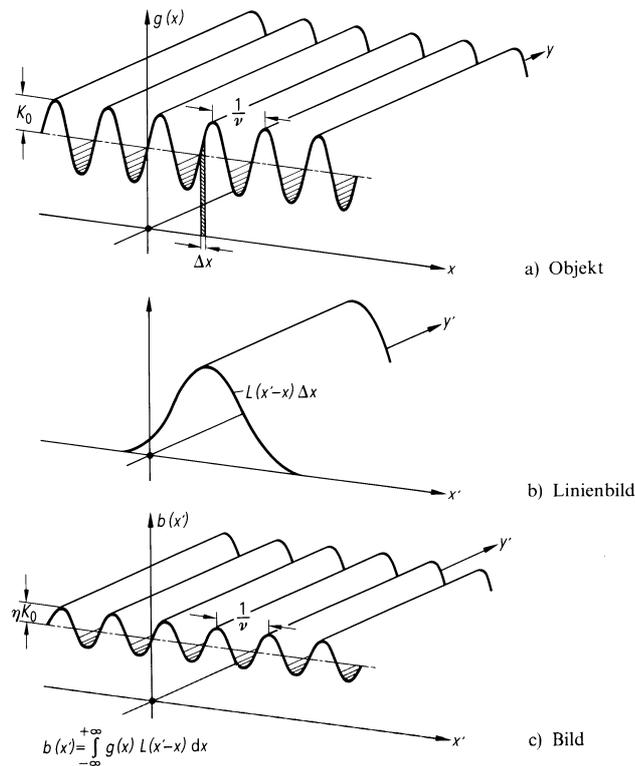


Abbildung 2.2: Abbildung eines Objektgitters $g(x)$ auf ein Bildgitter $b(x')$. $L(x)$ beschreibt die durch das Abbildungssystem verursachte Bildunschärfe [Mor95].

als Kontrast des Objektgitters $g(x)$, wobei I die minimale beziehungsweise maximale Intensität im betrachteten Objekt darstellt, und

$$K_0 \text{MTF}(\nu) = \frac{I_{\max}(b(x')) - I_{\min}(b(x'))}{I_{\max}(b(x')) + I_{\min}(b(x'))} = M_{\text{Bild}} \quad (2.21)$$

als Kontrast des Bildgitters $b(x')$, so ist die Modulationsübertragungsfunktion MTF (Abbildung 2.3) der frequenzabhängige Quotient aus Bildkontrast und Objektkontrast

$$\text{MTF}(\nu) = \frac{M_{\text{Bild}}}{M_{\text{Objekt}}}. \quad (2.22)$$

Die Beschreibung eines Systems mit Hilfe der Modulationsübertragungsfunktion (MTF) stellt verschiedene Ansprüche an das System. Zum einen dürfen die rauschartigen Bildstörungen nur eine untergeordnete Rolle spielen. Des weiteren müssen sowohl die Linearitäts- als auch die Ortsinvarianzbedingung erfüllt sein. Die Linearitätsbedingung besagt: Leuchtet ein Objekt \tilde{G} , α -mal so hell wie ein

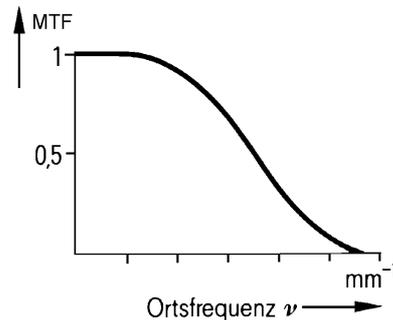


Abbildung 2.3: Typischer Verlauf der Modulationsübertragungsfunktion [Mor95].

gegebenes Objekt G , so soll auch sein Bild $A(\tilde{G})$ α -mal so hell leuchten wie $A(G)$:

$$A(\alpha G) = \alpha A(G) \quad \text{mit } \alpha \geq 0. \quad (2.23)$$

Außerdem soll die Superposition zweier Objekte G_1 und G_2 in der Gegenstandsebene auch zu einer Superposition der Bilder $A(G_1)$ und $A(G_2)$ in der Bildebene führen:

$$A(G_1 + G_2) = A(G_1) + A(G_2). \quad (2.24)$$

Die Ortsinvarianz fordert, daß beim deformationsfreien Verschieben des Objekts G in der Gegenstandsebene auch das Bild in gleicher Weise verschoben wird. Sowohl Linearitäts-, als auch Ortsinvarianzbedingung sind in realen Systemen, da immer Abbildungsfehler auftreten können, nur näherungsweise erfüllt. Daher ist die MTF nur für den zentralen Bildbereich uneingeschränkt aussagekräftig. Am Bildrand ist sie im allgemeinen unbrauchbar.

Dynamik

Die Dynamik eines Detektors ist definiert als das Verhältnis zwischen maximaler Helligkeit I_{max} und minimaler Helligkeit I_{min}

$$D = \frac{I_{max}}{I_{min}} \quad (2.25)$$

und gibt somit den Bereich zwischen Nachweisschwelle und Sättigung des Detektors an. Ein großer dynamischer Bereich verhindert Fehlbelichtungen und bietet die technische Voraussetzung den Kontrast des Bildes zu erhöhen. Zählende Detektoren weisen im allgemeinen eine größere Dynamik auf als integrierende Systeme, die immer über ein gewisses Grundrauschen integrieren.



Abbildung 2.4: Aufnahme von Wilhelm Conrad Röntgen im November 1895. Zu sehen ist die Hand seiner Frau Bertha [RP06].

2.3 Techniken der Röntgendetektion

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Detektoren, die im Bereich der medizinischen Diagnostik eingesetzt werden, beschrieben. Die Nomenklatur der Einteilung der einzelnen Detektoren in verschiedene Systeme hat sich historisch entwickelt und ist durch Begriffe aus der Medizintechnik geprägt worden.

Das älteste Verfahren zum Nachweis von Röntgenstrahlung stellt der Röntgenfilm dar. Er wird, zusammen mit seinen Modifikationen, den analogen Systemen zugeordnet. Eine Weiterentwicklung, die es erlaubt durch entsprechende Prozesse das aufgenommene Bild zu speichern, wird häufig einer eigenen Kategorie, der der „Digitalisierbaren Systeme“ zugewiesen. Der einzige relevante Vertreter, die Speicherfolie, wird in dieser Arbeit den analogen Verfahren zugeordnet.

Moderne Systeme arbeiten ausschließlich digital, das heißt dem Anwender liegt ohne zusätzliche Zwischenschritte direkt das Bild in digitaler Form vor. Hierbei gibt es die Möglichkeit, die Röntgenstrahlung über einen Zwischenschritt, das sichtbare Licht, nachzuweisen. Diese Methode wird als indirekte Konversion bezeichnet. Darüberhinaus gibt es die Möglichkeit der direkten Erzeugung von freien Ladungsträgern, die direkte Konversion genannt wird.

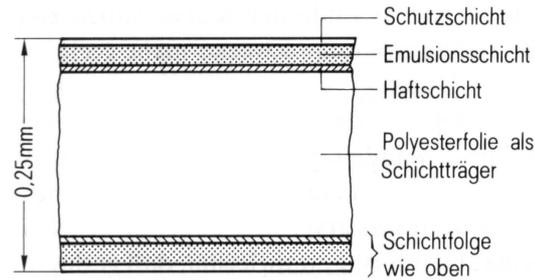


Abbildung 2.5: Aufbau eines beidseitig beschichteten Röntgenfilms [Mor95]. Bei der Erweiterung zum Film-Folien-System wird ein solcher Film zwischen zwei Verstärkungsfolien gebracht. In diesen wird Röntgenstrahlung in sichtbares Licht umgewandelt, das dann in beiden Schichten des Films nachgewiesen wird.

2.3.1 Analoge Verfahren

Unter den Begriff der analogen Verfahren fallen alle Verfahren, die einen chemischen Entwicklungsprozeß benötigen. Die älteste Methode ist die Bildgebung durch eine Filmplatte, die 1895 von Wilhelm Conrad Röntgen zum ersten Mal zum Nachweis von Röntgenstrahlung eingesetzt wurde. Eine der bekanntesten Aufnahmen ist in Abbildung 2.4 zu sehen.

Film

Der Röntgenfilm ist im allgemeinen eine Polyesterfolie, die, um die Effizienz zu verbessern, beidseitig mit einer lichtempfindlichen Emulsion beschichtet ist, welche aus einer Mischung aus Gelatine mit Bromsilberkristallen besteht (Abbildung 2.5). Zunächst wurden so aufgebaute photographische Platten direkt mit Röntgenstrahlung belichtet. Dieses Prinzip hat allerdings eine geringe Nachweiswahrscheinlichkeit von etwa 1 % [Mor95] zur Folge, die durch eine hohe Strahlendosis kompensiert werden muß. Darüberhinaus gibt auch die Schwärzungskurve S , die sogenannte Gradationskurve, eine Aussage über die Qualität des Films. Diese ist definiert als der dekadische Logarithmus des Verhältnisses der Intensität des einfallenden Lichts (I_{ein}) zur Intensität des durchgelassenen Lichtes (I_{durch}):

$$S = \log \frac{I_{ein}}{I_{durch}} \quad (2.26)$$

Das heißt, daß bei der Schwärzung von $S = 2$ ein Bruchteil von 1/100 des einfallenden Lichtes durchgelassen wird [Mor95]. Die Definition über den Logarithmus leitet sich aus dem ebenfalls logarithmischen Ansprechverhalten des menschlichen

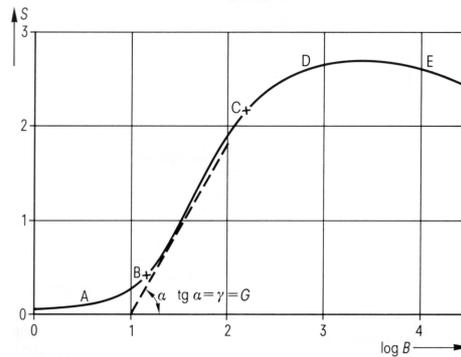


Abbildung 2.6: Die Schwärzung S des Films dargestellt über der Belichtung B (relative Einheiten) [Mor95]. Unter der Belichtung B versteht man das Produkt aus der Beleuchtungsstärke und der Belichtungszeit.

Auges ab. In Abbildung 2.6 ist zu erkennen, daß die Dynamik des Films nicht sehr gut ist. Der flache Bereich am unteren Ende der Kurve (A) ist für radiographische Aufnahmen nicht geeignet, da hier eine Unterbelichtung des Films auftreten würde. Ebenso eignet sich auch das obere flache Ende der Kurve (D und E) nicht, da in diesem Bereich eine Überbelichtung auftritt. Beide Gebiete zeigen daher keinen guten Kontrast. Interessant ist der lineare Bereich. Den Tangens dieser Steigung bezeichnet man als Gradation G oder Gammawert γ . Der Bildkontrast wird umso besser, je größer die Gradation ist.

Besonders zeichnet sich der photographische Film durch seine geringen Kosten aus. Hinzu kommt, daß problemlos alle Bildgrößen realisierbar sind und die Ortsauflösung mit wenigen Mikrometern sehr gut ist. Jedoch handelt es sich um ein System, das auf Grund des Filmentwicklungsprozesses nicht in der Lage ist, Vorgänge in Echtzeit zu dokumentieren. Ein weiterer Nachteil ist, daß es sich beim Film um ein integrierendes Verfahren handelt. Eine Energieauflösung ist bei diesem System nicht möglich.

Film-Folien-Systeme

Bei Film-Folien-Systemen wird ausgenutzt, daß die Empfindlichkeit von einfachen Röntgenfilmen für sichtbares Licht deutlich besser ist als für die Röntgenstrahlung selbst. Daher wird ein solcher Film über das Lumineszenzlicht einer vorgeschalteten Verstärkungsfolie belichtet. Die hierfür in der Röntgendiagnostik verwendeten Materialien sind feinkristalline Substanzen, die durch den systematischen Einbau von Fremdatomen die Eigenschaft Lumineszenzlicht abgeben zu können erhalten. Hier spielen Materialien wie beispielsweise Kalziumwolframat (CaWO_4), Kombinationen aus seltenen Erden, wie Gadoliniumoxisulfid ($\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S} : \text{Tb}$) und Tantal-

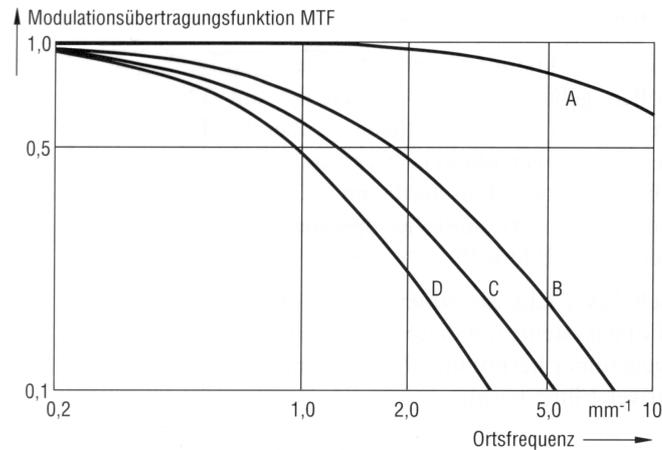


Abbildung 2.7: Verschiedene Modulationsübertragungsfunktionen (MTF). A: Röntgenfilm ohne Verstärkungsfolie, B: Röntgenfilm mit hochauflösender Verstärkungsfolie, C: Röntgenfilm mit Universal (Medium-)Folie, D: Röntgenfilm mit hochverstärkender Folie [Mor95].

verbindungen, wie Yttriumtantal (YTaO_4) eine Rolle. Die Schichtdicke einer solchen Lumineszenzfolie beträgt typischerweise $100\mu\text{m}$. Die Kombination eines doppelseitig beschichteten Films und beidseitig angebrachten Verstärkungsfolien ist das heute am weitesten verbreitete bildgebende System und erreicht Effizienzen von 20% bis 60% [Mor95]. Durch dieses System läßt sich die Röntgenstrahlendosis um einen Faktor 10 bis 20 im Vergleich zu einfachen Röntgenfilmen reduzieren. Dies wiederum hat kürzere Belichtungszeiten zur Folge, mit dem Ergebnis, daß eine Verbesserung in der Bewegungsunschärfe bei bewegten Objekten auftritt. Der Nachteil der Film-Folien-Systeme liegt in ihrer schlechteren Ortsauflösung. Dies ist anhand der Modulationsübertragungsfunktion (MTF) in Abbildung 2.7 zu erkennen. Wie in Abschnitt 2.2 dargestellt wurde, ist das Objekt ideal in das Bild überführt, wenn die Modulationsübertragungsfunktion MTF eins beträgt. Je kleiner die MTF wird, desto schlechter ist die Abbildung. Der Vergleich der MTF eines Systems mit verschiedenen Modifikationen zeigt, daß die Ortsauflösung mit steigendem Verstärkungsfaktor abnimmt.

Xeroradiographie

Neben den bereits vorgestellten photographischen Prozessen gibt es noch die Xeroradiographie. Ihr Anwendungsbereich liegt hauptsächlich in der Mammo-

graphie¹. In anderen Bereichen konnte sie sich nicht durchsetzen. Das Prinzip besteht darin, eine Aluminiumplatte mit Selen zu beschichten und das Selen unter Lichtabschluß positiv aufzuladen. Wird diese Platte nun der Röntgenstrahlung ausgesetzt, so werden im Selen Elektron-Loch-Paare erzeugt. Die Elektronen werden durch das vorhandene elektrische Feld an die Oberfläche der Selenschicht transportiert. Die Entwicklung findet über einen zweistufigen Prozeß statt. Im ersten Schritt wird die Platte mit einem Aerosol eines blauen Pulvers eingesprüht, welches sich hauptsächlich an den Stellen anlagert, die eine hohe Ladung aufweisen. Im zweiten Schritt wird diese Pulverbeschichtung auf ein mit Kunststoff beschichtetes Papier übertragen und durch Erhitzen mit diesem verbunden. Dieses Verfahren bietet eine bessere Auflösung als die Film-Folien-Systeme, allerdings bei einer geringeren Effizienz von 16 % [Web03].

2.3.2 Speicherfolien (Image Plates)

In der Literatur findet man für Speicherfolien oft die Zuordnung in eine eigene Rubrik, die mit „Digitalisierbare Systeme“ bezeichnet wird. Auf die Unterteilung soll hier verzichtet werden, da auch entwickelte Filme mit Hilfe moderner Scanner jederzeit digitalisierbar sind.

Die Speicherfolie, auch bekannt als Image Plate, ist ähnlich aufgebaut wie die Verstärkungsfolie (Abbildungen 2.8 und 2.9). Auf einer Polyesterunterlage ist eine Speicherleuchtstoffschicht auf Phosphorbasis aufgebracht, die den wesentlichen Bestandteil der Speicherfolie darstellt.

In der Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband des Leuchtstoffs sind sogenannte Akzeptoren (Haftstellen) eingebaut. Diese werden durch gezieltes Dotieren hergestellt. Durch Röntgenstrahlung werden Elektron-Loch-Paare erzeugt und diffundieren durch den Leuchtstoff bis das Elektron auf eine solche Fehlstelle trifft und dort gespeichert wird. Ebenfalls ist es möglich, daß eine Rekombination zwischen Elektron und Loch über einen Aktivator stattfindet. Hierbei wird ein optisches Photon ausgesandt. Je nach Leuchtstoff bleiben die angeregten Haftstellenzustände über mehrere Stunden bis hin zu Wochen stabil. Zum Auslesen wird die Speicherplatte mit einem Laser abgescannt. Hierbei werden die in den Haftstellen gesammelten Elektronen ins Leitungsband gehoben und gehen anschließend wieder in tiefere Energieniveaus über. Das dabei emittierte Licht² wird mit einem Photomultiplier nachgewiesen und über die Intensität einem gewissen Wert zugeordnet. Nach dem Auslesen wird die Platte durch eine starke Belich-

¹Die Mammographie ist das radiologische Verfahren zur Röntgenuntersuchung der weiblichen Brust.

²eingestrahlt Laserlicht: grüner bis roter Bereich (> 500 nm);
emittiertes Licht: etwa 390 nm.

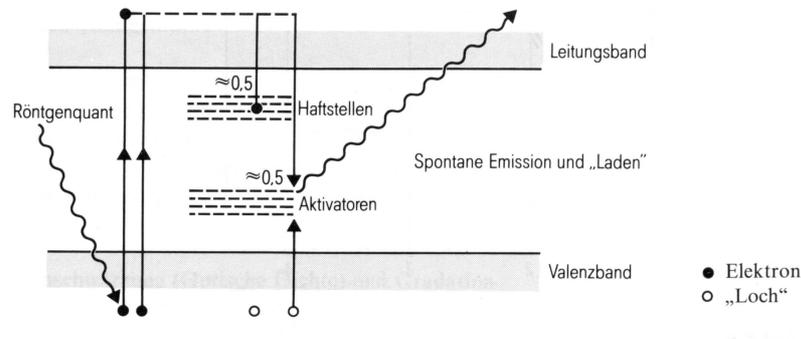


Abbildung 2.8: Belichtungsvorgang (Laden) der Speicherfolie. Die durch die Röntgenstrahlung erzeugten Elektron-Loch-Paare diffundieren durch den Leuchtstoff, bis das Elektron aus dem Leitungsband auf eine Haftstelle trifft und dort gespeichert wird [Mor95].

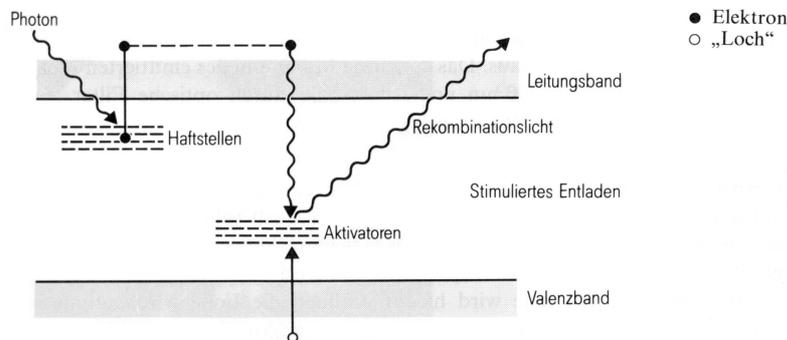


Abbildung 2.9: Auslesen (Entladen) des gespeicherten Bildes mit Hilfe von stimulierter Lumineszenz. Das eingestrahlte Licht hebt die in den Haftstellen gesammelten Elektronen wieder in das Leitungsband. Ein Teil dieser Elektronen wird erneut von den Haftstellen eingefangen, ein anderer geht unter Aussendung von Licht in tiefere Energieniveaus über [Mor95].

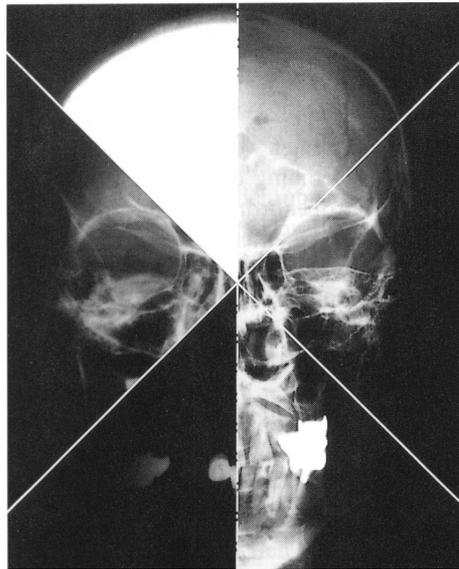


Abbildung 2.10: Gegenüberstellung von konventionellen Film-Folien-Systemen (linke Bildhälfte) und Speicherfolienaufnahmen (rechte Bildhälfte) bei unterschiedlichen Belichtungsparametern [Mor95].

tung³ gelöscht und kann erneut eingesetzt werden.

Der Vorteil der Speicherfolien liegt in der größeren Dynamik im Vergleich zu Film-Folien-Systemen. In Abbildung 2.10 ist dies deutlich zu erkennen. Der Film ist an einigen Stellen über- bzw. unterbelichtet. Bei der Speicherfolie ist dieser Effekt nicht zu erkennen. Nachteilig ist jedoch, daß es sich auch hier nicht um eine echtzeitfähige Technik handelt, da das Auslesen über das Scannen der Platten umständlich und zeitaufwendig ist.

Diese Technik kommt nicht nur in der Röntgendiagnostik zum Einsatz, sondern beispielsweise auch, in Verbindung mit neutronenabsorbierenden Materialien, in der Neutronenphysik (z.B. PerkeoII [Mun06]).

2.3.3 Digitale Systeme mit einer optischen Zwischenstufe

Als „Digitale Systeme“ werden diejenigen bezeichnet, bei denen die Bildinformation direkt innerhalb des Systems digitalisiert wird. In diesem Abschnitt werden Techniken vorgestellt, in denen die Röntgenstrahlung über eine Zwischenstufe in ein elektrisches Signal umgewandelt wird. Diese Zwischenstufe bedeutet, daß die Röntgenstrahlung erst in beispielsweise sichtbares Licht konvertiert und dieses dann nachgewiesen wird. In der Literatur werden Apparaturen, die dieses Prin-

³Alle noch in Haftstellen befindlichen Elektronen werden ins Leitungsband gehoben um dann in das Valenzband überzugehen.

		NaI(Tl)	CsI(Na)	CsI(Tl)	CdWO ₄	ZnWO ₄	BGO	GSO
Hygroskopie		groß	mittel	gering	nein	nein	nein	nein
Brechungsindex		1,85	1,84	1,85	2,3	2,14	2,15	1,10
Lichtausbeute ¹ (relativ zu NaI)		100	80	45	40	26	12	20
Abklingzeit	ns	230	630	1000	5000	5000	300	60
Dichte	g/cm ³	3,67	4,5	4,5	7,10	7,10	7,13	6,71
Emissionswellenlänge	nm	410	420	580	540	480	480	430

¹ bezogen auf spektrale Empfindlichkeit eines Photomultipliers

Abbildung 2.11: Überblick der Szintillatoren für die Nuklear- und Röntgentechnik mit ihren Eigenschaften [Mor95].

zip anwenden, indirekte digitale Systeme genannt. Die bedeutendsten Vertreter in diesem Bereich stellen die Röntgenbildverstärker sowie die Szintillatoren dar.

Szintillator

Szintillatoren absorbieren unter anderem Röntgenquanten und wandeln ihre Energie in eine Vielzahl von sichtbaren Lichtphotonen um. Die charakteristischen Größen sind hierbei die Effizienz bei der Absorption von Röntgenstrahlung, die Lichtausbeute sowie die laterale Lichtdiffusion im Material. Wichtig ist auch eine gute Abstimmung der Wellenlänge des emittierten Lichtes auf das nachfolgende System.

In Abbildung 2.11 sind die wichtigsten Eigenschaften verschiedener Szintillatoren zusammengestellt. Natriumjodid mit Thalliumspuren zeichnet sich durch eine hohe Lichtausbeute sowie eine geringe Abklingzeit aus und spielt hauptsächlich in der Nuklearmedizin bei Anger-Kameras⁴ eine große Rolle. In PET-Detektoren (Positronen Emissions Tomographie) findet wegen der hohen Gammaenergien Bariumgermanat (BGO) Verwendung. Bariumfluorid ist bei Koinzidenzexperimenten am besten geeignet, da es eine sehr kurze Abklingzeit von nur 0.7 ns besitzt [Lin01b]. In Röntgendetektoren findet man häufig Cäsiumjodid dotiert mit Thallium. Es hat zum einen eine gute Absorption und Lichtausbeute und läßt sich darüberhinaus in einer säulenartigen Struktur der Kristalle beschichten (Abbildung 2.12) [Sch99]. Diese dienen als Lichtleiter und reduzieren somit die laterale Lichtdiffusion. Über den Durchmesser der Kristallsäulen läßt sich die Ortsauflösung des Systems beeinflussen.

⁴Eine Langzeitkamera mit der Verteilungsmuster von γ -strahlenden Radionukliden (z.B. Jod-131) im Patienten aufgenommen werden. Anger-Kameras (Gammakameras) bestehen aus Kollimatorblende, Einkristall, Lichtleiter und Photomultiplier.

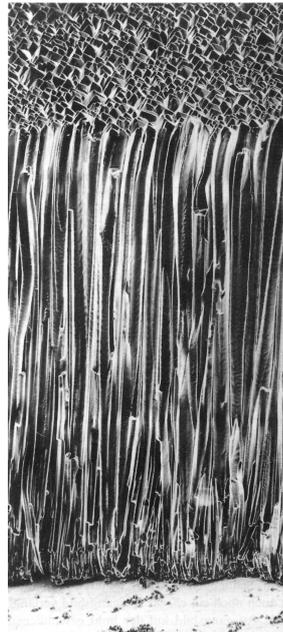


Abbildung 2.12: Säulenförmige Struktur von Cäsiumjodid [Mor95].

Photomultiplier dienen in der Röntgendiagnostik als Auslese für Szintillatoren. Optische Photonen treffen auf die Photokathode und schlagen Elektronen heraus, die in einem elektrischen Feld beschleunigt werden und auf weitere Elektroden treffen, um das Signal zu verstärken (siehe Abbildung 2.13). Der Vorteil von Photomultipliern liegt in ihrer großen Geschwindigkeit. Sie können sowohl integrierend als auch zählend betrieben werden. Ihr Nachteil besteht darin, daß sie nur eine schlechte Ortsauflösung liefern, wodurch ihr Hauptanwendungsbereich heute als Zeilendetektor in der Computertomographie-Technik⁵ sowie in der Nuklearmedizin⁶ liegt.

Röntgenbildverstärker

Der Röntgenbildverstärker ist eine Vakuumröhre, in der das Röntgenbild zunächst in ein sichtbares Bild umgewandelt wird. Dieses zeichnet sich durch eine hohe Leuchtdichte aus. Ein schematischer Aufbau ist in Abbildung 2.14 dargestellt. Die Röntgenstrahlung trifft zunächst auf das Eingangsfenster der Röhre und fällt

⁵Computertomographie (CT) ist die rechnergestützte Auswertung einer Vielzahl aus verschiedenen Richtungen aufgenommener Röntgenaufnahmen eines Objektes, um ein dreidimensionales Bild zu erzeugen.

⁶Als Nuklearmedizin bezeichnet man die Anwendung von offenen radioaktiven Stoffen in medizinischer Diagnostik und Therapie.

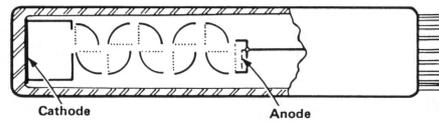


Abbildung 2.13: Schematischer Aufbau eines Photomultipliers. Optische Photonen treffen auf die Kathode und lösen Elektronen heraus. Diese werden im elektrischen Feld beschleunigt und treffen auf weitere Elektroden, wodurch das Signal verstärkt wird. [Leo94]

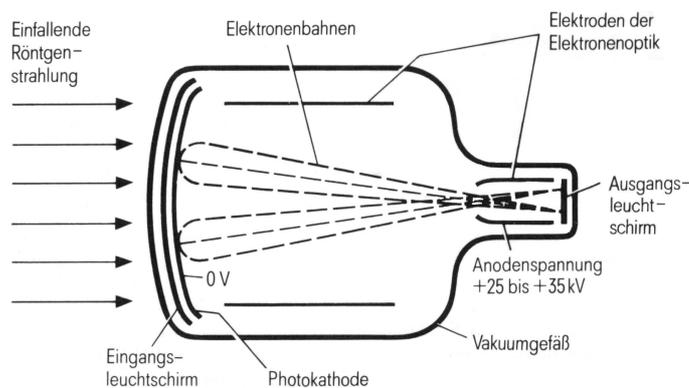


Abbildung 2.14: Aufbau eines Röntgenbildverstärkers [Mor95].

dann auf den Röntgenleuchtschirm. Dieser trägt heutzutage den Röntgenleuchtstoff Cäsiumjodid dotiert mit Natrium (CsI:Na). CsI:Na hat eine hohe Absorptionseffizienz (60% bis 70%, [Mor95]) sowie eine gute Lichtausbeute. Es läßt sich außerdem auf Aluminium so aufdampfen, daß die sich bildenden Kristallite eine nadelförmige Struktur (Abbildung 2.12) erhalten, womit die Lichtleitung in die geforderte Richtung begünstigt wird. Die so erzeugten optischen Photonen treffen auf die folgende Photokathode und schlagen hier Elektronen heraus. Die Helligkeitsverteilung des optischen Bildes wird somit in eine Elektronendichteverteilung umgewandelt. Die nun freien Elektronen werden in einem elektrischen Feld gebündelt und zur Anode hin auf 25 keV bis 35 keV beschleunigt. Hierdurch erhält ein Elektron soviel Energie, daß diese ausreicht, um beim Auftreffen auf den Ausgangsschirm etwa 1000 Lichtquanten zu erzeugen [Mor95]. Durch das elektrische Feld, das vergleichbar mit einer Sammellinse für Licht ist, wird das Bild auf dem Ausgangsschirm stark verkleinert (was zu einer hohen Leuchtdichte führt) und umgedreht. Dieser Schirm ist eine mit wenigen Mikrometern ZnCdS:Ag beschichtete Glasplatte.

Die heute üblichen Röntgenbildverstärker haben Eingangsschirme mit einem Durch-

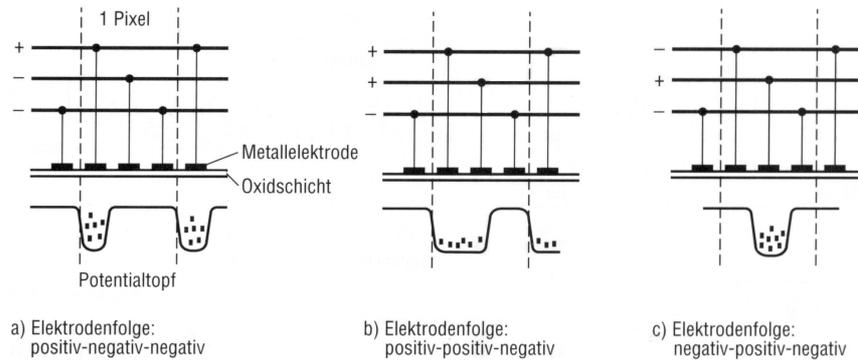


Abbildung 2.15: Elektrodenfolge beim Ladungsverschiebezyklus in einem CCD-Element. Im dargestellten Beispiel ist dies anhand eines CCD-Chips mit je drei Elektroden pro Pixel (3-Phasen-CCD) gezeigt [Mor95].

messer von bis zu 52 cm und einem deutlich kleineren Ausgangsschirm mit einem typischen Durchmesser von 2.5 cm. Die Ortsauflösung ist abhängig vom Verkleinerungsfaktor des Bildes, sie ist allerdings schlechter als bei Film-Folien-Systemen. Der Vorteil gegenüber diesen Film-Folien-Systemen liegt in der Reduzierung der erforderlichen Dosis, die bei Röntgenbildverstärkern um einen Faktor 5 kleiner ist [Web03]. Darüberhinaus ist das System echtzeitfähig. Früher wurde das Bild direkt auf dem Ausgangsleuchtschirm mit einer Lupe betrachtet, die jedoch schnell durch einen Fernseher ersetzt wurde (Röntgenkino). Heute wird der Röntgenbildverstärker meistens in Verbindung mit einer CCD-Kamera, die im nächsten Abschnitt beschrieben wird, betrieben und stellt somit ein digitales System dar.

Halbleiter-Bildsensoren

Halbleiter-Bildsensor (CCD-Sensor, Charge Coupled Device) wurden zur Bilderzeugung im optischen Bereich entwickelt. Sie bestehen aus einer Vielzahl von flächig angeordneten Photozellen (MOS-Dioden), sogenannten Pixel. Diese werden realisiert, indem auf einem dotierten Halbleiter, meistens Silizium, eine optisch transparente, elektrisch isolierende Schicht, beispielsweise Siliziumdioxid, aufgebracht wird. Darüber sind Elektroden, zumeist aus polykristallinem Silizium, angeordnet. Legt man an eine Elektrode eine Spannung an, so bildet sich unterhalb der Isolierschicht an der Oberfläche des Halbleiters ein Potentialminimum (Abbildung 2.15). Beim Einfall eines Photons in die Siliziumschicht werden freie Ladungsträger erzeugt, die sich dann in einem Potentialminimum ansammeln. Unter Charge-Coupling versteht man den Prozeß des Auslesens. Hierbei werden

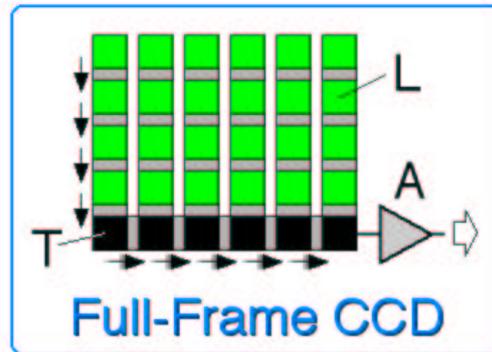


Abbildung 2.16: Darstellung des Auslesens eines CCD-Chip. Wie zu sehen ist, wird lediglich ein Verstärker auf einer Seite benötigt. Die Abkürzungen stehen für: L: lichtempfindliche Pixel, T: Transfer-Register (lichtgeschützt), A: Ausleseverstärker. [Sch06]

die Spannungen von je drei benachbarten Elektroden, die sich über einem Pixel befinden, so modifiziert, daß das Potentialminimum von einer Seite zur anderen wandert (3-Phasen-CCD). Beim Auslesen liegt zunächst eine Elektrode auf positivem Potential, die beiden anderen auf negativem, wodurch unter der positiven Elektrode eine Potentialwanne entsteht, in der sich die generierten Elektronen sammeln. Als nächstes wird die benachbarte Elektrode von negativ auf positiv geschaltet und somit das Potentialbecken verbreitert. Anschließend wird die ursprünglich positiv geschaltete Elektrode auf negatives Potential gesetzt. Nun befinden sich die Elektronen in der um eine Elektrode verschobenen Position. Wiederholt man diesen Vorgang dreimal, so ist das Ladungspaket um ein Pixel weiter transportiert.

Der Vorteil der CCD-Technik ist ihre einfache Bauweise. Für die Auslese benötigt man lediglich einen Verstärker an einer Seite des CCD-Chips (siehe Abbildung 2.16). Auch die Ortsauflösung ist mit Pixelgrößen im Bereich von $20\ \mu\text{m}$ sehr gut. Allerdings weisen sie auch einige Nachteile auf. Die Auslesezeit ist aufgrund des pixelweisen Weiterschiebens der Ladungspakete proportional zur Zeilenzahl. Die Bildrate ist heute bei Systemen von $20\ \text{cm} \times 20\ \text{cm}$ Größe auf den Bereich von $0.5\ \text{Hz} - 1\ \text{Hz}$ limitiert [Lin01b]. Darüberhinaus ist ein CCD immer aktiv. Dies bedeutet, daß Signale, die während des Auslesevorgangs eintreffen, in falsche Pixel sortiert werden. Ebenfalls existieren Leckströme, die Ladungsträger erzeugen, ohne daß ein Signal anliegt. Durch solche Dunkelströme wird der dynamische Bereich reduziert. Aufgrund ihrer sehr dünnen photosensitiven Schicht eignen sich CCDs nicht zum direkten Nachweis von Röntgenstrahlung. Sie werden daher in Verbindung mit Röntgenbildverstärkern und Szintillatoren eingesetzt.

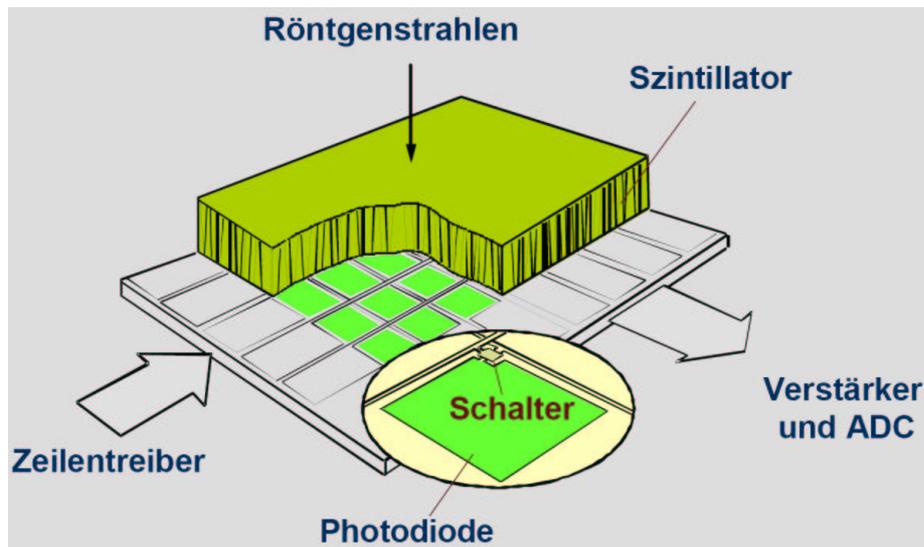


Abbildung 2.17: Aufbau eines Flat-Panel-Imagers am Beispiel des pixium 4600 der Firma Trixell. Das Szintillatormaterial ist CsI das eine säulenförmige Struktur aufweist [Gei04].

CMOS Sensor

Complementary Metal Oxid Semiconductor (CMOS) Sensoren, sind Halbleitersensoren, die wie CCDs zur optischen Bildgebung entwickelt wurden. In der Literatur findet man sie häufig auch unter dem Namen Active Pixel Sensor (APS). Auch dieses System basiert, wie die CCD, auf dem photoelektrischen Effekt, hat allerdings darüberhinaus in jedem Pixel zusätzlich noch einen Verstärker integriert.

Der Vorteil der CMOS Sensoren besteht darin, daß die Elektronik direkt das Spannungssignal jedes einzelnen Pixels auslesen kann, ohne die Ladung zu verschieben. Hierdurch ist es möglich, mehrere Pixel gleichzeitig auszulesen. Nachteilig ist jedoch, daß der Anteil an lichtempfindlicher Fläche zur Gesamtfläche des Chips, der Füllfaktor, geringer ist als bei CCD Sensoren, da sich viel Elektronik zwischen den Photodioden befindet, die selbst nicht lichtempfindlich ist. Für alle CMOS Sensoren gilt, daß ihre Nachweiseffizienz zum direkten Detektieren von Röntgenstrahlung zu gering ist und sie daher nur in Verbindung mit einem Szintillator betrieben werden können [Abd01].

Flat-Panel-Imager

Flat-Panel-Imager sind den CMOS Sensoren sehr ähnlich (Abbildung 2.17). Sie haben ebenfalls eine Photodiode, die das Licht von einem Szintillator, beispiels-

weise CsI oder $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S:Tb}$, sammelt. Der eigentliche Röntgennachweis findet also auch hier im Szintillator statt. Der Unterschied zu CMOS Systemen liegt in der zugrunde liegenden Technologie. Bei dem Flat-Panel-Imager wird amorphes Silizium mit Dünnschichttransistoren (TFT: Thin Film Transistor) verwendet. Mit diesem Konzept werden große Flächen mit bis zu $43\text{ cm} \times 43\text{ cm}$ realisiert. Für das Auslesen wird jede Zeile einzeln auf die Ausleseleitungen gelegt. Die Signale werden dann am Ende einer Spalte verstärkt und digitalisiert. Während eine Zeile ausgelesen wird, ist die Datenaufnahme in den übrigen Zeilen möglich. Es gibt allerdings auch hier wieder das Problem des Füllfaktors. Aufgrund von notwendigen Schaltern und Signalleitungen beträgt das Verhältnis von aktiver Fläche zur Gesamtfläche nur etwa 70 %. Flat-Panels sind mit einer Pixelgröße von $100\ \mu\text{m}$ bis $200\ \mu\text{m}$ verfügbar.

2.3.4 Direkte digitale Systeme

Da im Allgemeinen bei jedem Umwandlungsprozeß die Abbildungsqualität schlechter wird, ist es erstrebenswert möglichst wenige davon im System zu haben. Eine solche Möglichkeit des Nachweises von Röntgenstrahlung bieten Detektoren, die die Strahlung direkt in ein elektrisches Signal umwandeln. Die direkten digitalen Systeme lassen sich in zwei Bereiche unterteilen, diejenigen, die über einen bestimmten Zeitraum integrieren und diejenigen, die die nachgewiesenen Röntgenquanten zählen.

Gasdetektoren

In Gasdetektoren wird die Röntgenstrahlung über die Ionisation der Gasmoleküle nachgewiesen. Hierbei werden hauptsächlich Gase mit hoher Kernladungszahl Z unter hohem Druck verwendet, üblicherweise Xenon. Durch Anlegen eines elektrischen Feldes werden die primär erzeugten Elektron-Ion-Paare getrennt und driften auf die Elektroden zu (siehe Abbildung 2.18). Je nach Geometrie des Detektors können in der Nähe der Anode hohe elektrische Felder existieren, die die Verstärkung der primären Ladung durch Sekundärionisation ermöglichen. Die an der Anode ankommende Ladung wird dann über einen Vorverstärker ausgelesen. Es handelt sich hierbei um ein zählendes System. Da Gasdetektoren für medizinische Fragestellungen eine Totzeit besitzen, die die Aufnahme in keinster Weise limitiert, eignen sie sich gut für CT-Aufnahmen. Ihr Nachteil ist jedoch, daß sie durch ihr notwendiges Druckgehäuse sehr unhandlich sind. Daher werden sie auch bei CT-Anwendungen durch Szintillationskristalle in Kombination mit Photodioden ersetzt [Mor95]. Da der CASCADE-Detektor von der Funktionsweise ein Gasdetektor ist, wird in Kapitel 3 genauer auf dessen Eigenschaften sowie auf seine Vor- und Nachteile eingegangen.

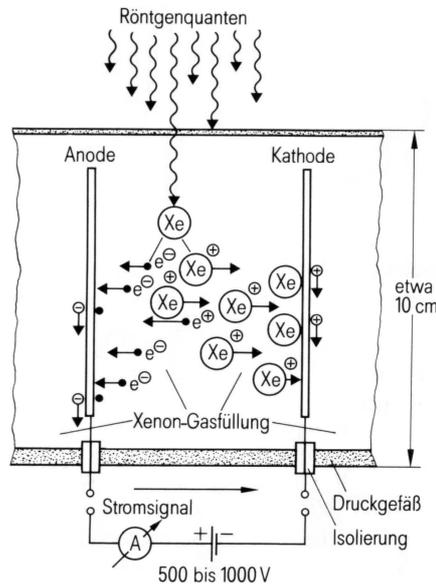


Abbildung 2.18: Aufbau einer Edelgasionisationskammer. Einfallende Röntgenstrahlung ionisiert die Gasmoleküle. Die so entstehenden freien Ladungsträger driften auf die Elektroden zu [Mor95].

pn-CCDs

Wie bereits in Abschnitt 2.3.3 dargestellt, gibt es die Möglichkeit, Röntgenstrahlung in einem Szintillator zu konvertieren und über einen CCD-Chip auszulesen. Soll nun die Röntgenstrahlung direkt auf dem CCD-Chip nachgewiesen werden, muß seine aktive Siliziumschicht vergrößert werden. Dies ist in sogenannten pn-CCDs (Abb. 2.19) realisiert und stellt ein integrierendes System dar [Mei03]. Diese Technik ist, auf Grund der geringen Absorption von Röntgenstrahlung in Silizium, allerdings nur bei niederenergetischer Röntgenstrahlung anwendbar. Um das Prinzip auf höherenergetische Röntgenstrahlung anzuwenden, besteht die Möglichkeit, auf GaAs als Konverter zurückzugreifen [Lud01].

Diese Technik befindet sich noch im Entwicklungsstadium, da es noch keine Standardverfahren für die Unterbringung von Steuerelektronik und Verstärker direkt auf dem CCD-Chip gibt.

Integrierende hybride Pixeldetektoren

Bei hybriden Pixeldetektoren handelt es sich um Systeme, bei denen sowohl der Sensor als auch der Auslesechip eine gepixelte Struktur aufweisen. Durch die

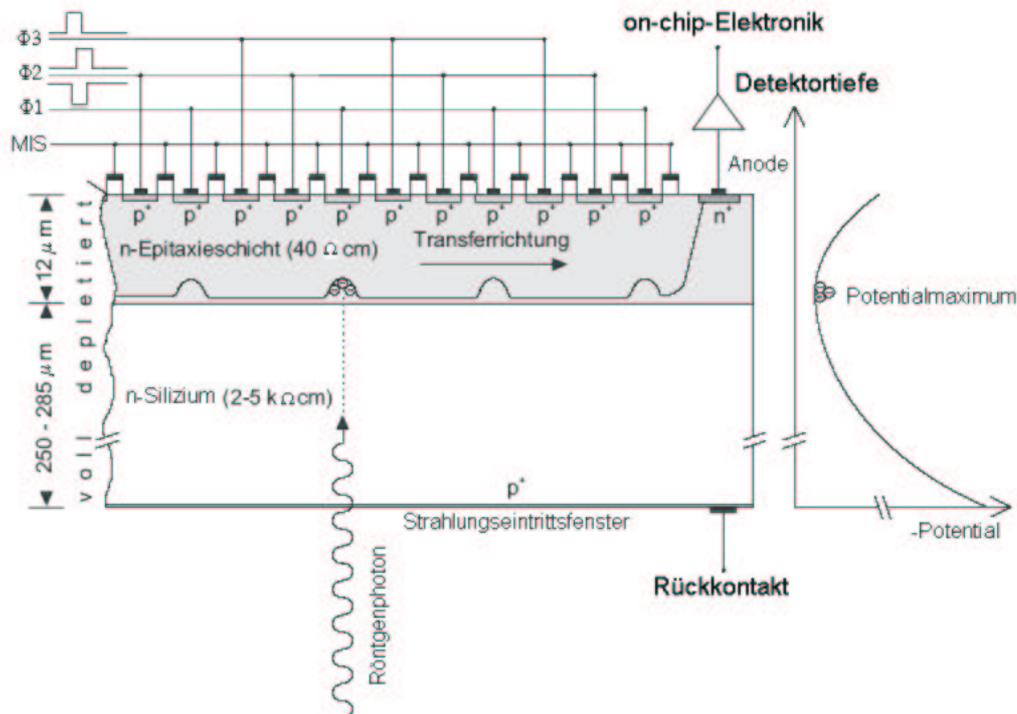


Abbildung 2.19: Aufbau und Funktion eines pn-CCD [Mei03].

Verbindung von zwei Systemen, Sensor und Auslesechip, die durch sogenannte Bump-Bonds⁷ verbunden sind, lässt sich als Sensormaterial ein direkt konvertierender Halbleiter verwenden. Hier finden hauptsächlich GaAs und CdTe Verwendung. Verstärker und Schalter müssen sich nicht mehr innerhalb des Sensors befinden, sondern sind auf dem Chip (CMOS) implementiert. Somit ist die Pixel-Elektronik den anderen integrierenden Systemen ähnlich und beinhaltet im wesentlichen einen integrierenden Verstärker sowie Schalter zur Pixelselektion. Verwendung finden solche Detektoren hauptsächlich in der Zahnmedizin. Bei einer Pixelgröße von $38 \times 38 \mu\text{m}^2$ sind auch Wurzelkanäle in einem Zahn erkennbar [Irs99].

Zählende Pixeldetektoren

Bei einem zählenden Pixeldetektor handelt es sich ebenfalls um eine Technik bestehend aus einem segmentierten Halbleitersensor und einem ebenso strukturierten Elektronikchip, der zur Signalverarbeitung dient. Die beiden Systeme sind, wie auch bei den hybriden Pixeldetektoren, über die Bump-Bonds verbunden

⁷Kügelchen aus Lotmaterial (z.B. Indium) von etwa $20 \mu\text{m}$ Durchmesser das der Verbindung von Sensor und Chip dient

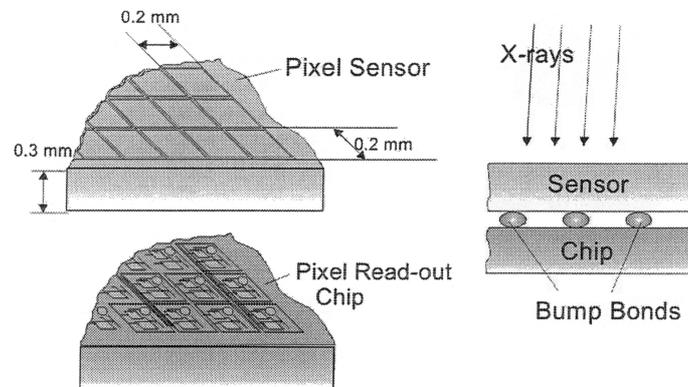


Abbildung 2.20: Prinzipieller Aufbau eines Pixeldetektors im Hybrid-Design. Ein Sensormaterial für Strahlung (Silizium) ist mit einem CMOS Auslesechip, der die gleiche Strukturierung besitzt wie das Sensormaterial, verbunden [Brö04].

(Abb. 2.20). Dem Bump-Bond Pad folgt für jedes Pixel ein Verstärker, ein Diskriminator sowie ein Kontrollteil. Das erzeugte Signal wird in einem Zähler gezählt und ausgelesen. Liegt die nachzuweisende Energie oberhalb einer einstellbaren Schwelle, so wird pro Pixelelement die Anzahl an konvertierten Röntgenquanten gezählt [Fis98]. Auf diesem Gebiet wird zur Zeit in unterschiedlichen Arbeitsgruppen geforscht, wie beispielsweise MPEC [Lin01a], Pilatus am PSI [Brö04] und Medipix am CERN [Cam06].

2.3.5 Gegenüberstellung verschiedener Systeme

Der Vorteil bei zählenden Systemen im Allgemeinen liegt zum einen darin, daß sie einen großen dynamischen Bereich besitzen. Außerdem weisen sie ein besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis auf als integrierende Systeme. Durch das Setzen einer Diskriminatorschwelle ist es möglich, Signale erst ab einer gewissen Energie als solche zu werten. Dadurch läßt sich das Untergrundrauschen deutlich reduzieren. In den Tabellen 2.1 bis 2.3 sind nochmal die verschiedenen Systeme gegenüber gestellt.

Detektor	Film	Xero-radiographie	Film-Folien System	Speicherfolie
Typ	analog	analog	analog	semi-digital
Betriebsmodus	integrierend	integrierend	integrierend	integrierend
Effizienz	1 %	ca. 15 %	ca. 20 – 60 %	20 – 60 %
Ortsauflösung	$> 20 \text{ lp/mm}^{12}$	$> 5 \text{ lp/mm}$	2 – 5 lp/mm	5 lp/mm
Dynamischer Bereich	ca. 6 Bit ⁵	ca. 6 Bit	ca. 6 Bit	14 Bit
Max. Dosisrate	unbegrenzt	unbegrenzt	unbegrenzt	unbegrenzt
Energieinformation	nein	nein	nein	nein
Echtzeitfähig	nein	nein	nein	nein
Anwendungen	Radiographie	Radiographie	Radiographie	Radiographie
Fläche	beliebig	beliebig	beliebig	beliebig
Verfügbarkeit	etabliert	etabliert	etabliert	etabliert

Tabelle 2.1: Vergleich der verschiedenen bildgebenden Systeme in der Radiologie [Lin01b].

Detektor	Röntgenbildverstärker+CCD	Szintillator+CCD	Szintillator+CMOS	Szintillator+Flat-Panel
Typ	digital, indirekt	digital, indirekt	digital, indirekt	digital, indirekt
Betriebsmodus	integrierend	integrierend	integrierend	integrierend
Effizienz	60 – 70 %	$> 70 \%$	$> 70 \%$	$> 70 \%$
Ortsauflösung	1 – 2 lp/mm	5 – 10 lp/mm	$< 10 \text{ lp/mm}^6$	ca. 2.5 lp/mm
Dynamischer Bereich	ca. 8 Bit	ca. 16 Bit	- ⁷	14 Bit
Max. Dosisrate	unbegrenzt	unbegrenzt	unbegrenzt	unbegrenzt
Energieinformation	nein	nein	nein	nein
Echtzeitfähig	ja ($\approx 1 \text{ Hz}$)	ja ($\approx 1 \text{ Hz}$)	ja ⁷	ja ($\approx 1 \text{ Hz}$)
Anwendungen	Fluoroskopie	Radiographie	CT (Radiographie)	Radiographie (Fluoroskopie)
Fläche	bis $\varnothing 57 \text{ cm}$	$2 \text{ cm} \times 3 \text{ cm}^8$ $20 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}^{10}$	$< 4 \text{ cm} \times 4 \text{ cm}^9$	$40 \text{ cm} \times 40 \text{ cm}$
Verfügbarkeit	etabliert	verfügbar	Entwicklung	verfügbar

Tabelle 2.2: Fortsetzung Vergleich der verschiedenen bildgebenden Systeme in der Radiologie [Lin01b].

Detektor	Integrierende Pixeldetektoren	Zählende Pixeldetektoren
Typ	digital, direktkonvertierend	digital, direktkonvertierend
Betriebsmodus	integrierend	zählend
Effizienz	> 60 %	> 60 %
Ortsauflösung	bis 12.5 lp/mm	12.5 lp/mm ¹¹
Dynamischer Bereich	ca. 8 Bit	14 – 18 Bit
Max. Dosisrate	unbegrenzt	1 MHz/Pixel
Energieinformation	nein	Energiefenster
Echtzeitfähig	ja (< 100 Hz)	ja (> 5 kHz)
Anwendungen	Radiographie	Radiographie Fluoroskopie (CT)
Fläche	< 2 cm × 2 cm ⁹	< 2 cm × 2 cm ⁹
Verfügbarkeit	Entwicklung	Entwicklung

Tabelle 2.3: Fortsetzung Vergleich der verschiedenen bildgebenden Systeme in der Radiologie [Lin01b].

Es kommen in der medizinischen Diagnostik immer mehr Flat-Panel Systeme zum Einsatz und werden somit wohl in Zukunft die Speicherfolien und Röntgenbildverstärker weitgehend verdrängen.

Die zählenden Pixeldetektoren heben sich durch ihre hohen Bildraten hervor. Der Aufbau von größeren Modulen ist bisher jedoch relativ teuer. Bei der Anforderung an sehr gute Ortsauflösungen, wie beispielsweise in der Zahnmedizin, sind integrierende Pixeldetektoren, Kombinationen aus Szintillator und CCD sowie CMOS Sensoren geeignet.

⁵bei direkter Betrachtung des Films

⁶Abschätzung aufgrund der Pixelgröße

⁷keine Angabe verfügbar

⁸Dental-Röntgen

⁹größere Flächen durch Module möglich

¹⁰Modul aus zwei CCDs

¹¹für 200 μm große Pixel

¹²Linienpaare pro Millimeter

Kapitel 3

Gasdetektoren

Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Röntgendetektor beruht auf dem Prinzip des CASCADE-Neutronendetektors [Kle00]. Hierbei handelt es sich um einen zählenden Gasdetektor mit festen Konverterschichten. Das Besondere an diesem Prinzip ist, wie der Name schon besagt, daß mehrere Schichten des festen Konverters hintereinander geschaltet werden, um die Effizienz des Detektors zu erhöhen. In den folgenden Abschnitten werden zunächst verschiedene Arten von Gasdetektoren vorgestellt und anschließend detailliert das CASCADE-Prinzip beschrieben.

3.1 Funktionsweise von Gasdetektoren

Die allgemeine Funktionsweise von Gasdetektoren ist bereits in Abschnitt 2.3.4 kurz erläutert worden. Im folgenden wird eine umfangreichere Analyse von Gasdetektoren vorgenommen. Hierbei werden grundlegende Begriffe und Vorgänge analysiert. Darüber hinaus werden verschiedene Vertreter dieser Rubrik vorgestellt.

3.1.1 Grundlagen

In einem Gasdetektor wird die einfallende Strahlung im Allgemeinen durch Ionisation der Gasmoleküle in Elektronen konvertiert. Diese nun freien Elektronen können aufgrund des im Detektor vorhandenen elektrischen Feldes so viel Energie aufnehmen, daß sie weitere Elektron-Ion-Paare erzeugen die dann gemeinsam nachgewiesen werden.

Diffusion

Eine Ladungsmenge N_0 , die zur Zeit $t = 0$ an der Stelle $x = 0$ lokalisiert ist, bildet, falls kein elektrisches Feld vorhanden ist, eine zerfließende Gaußverteilung, da die Ladungsträger durch Vielfachstreuung in den Raum diffundieren. Die differentielle Dichteverteilung $\frac{dN}{dx}(x, t)$ der Ladungsträger am Ort x zur Zeit t lautet:

$$\frac{dN}{dx}(x, t) = \frac{N_0}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}}, \quad (3.1)$$

mit der Standardabweichung

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt}, \quad (3.2)$$

wobei $D = \frac{1}{3}v\lambda$ ist. Dabei steht D für den Diffusionskoeffizienten, v für die mittlere thermische Geschwindigkeit der Ladungsträger im Zählgas und λ für die mittlere freie Weglänge der Ladungsträger im Zählgas. Liegt ein elektrisches Feld vor, so unterscheidet sich die Diffusion der Ladungsträger in Feldrichtung und senkrecht dazu.

Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger

Bei Anwesenheit eines elektrischen Feldes werden die primär erzeugten Ladungsträger (Elektronen und positive Ionen) zur Anode bzw. Kathode hin beschleunigt. Andererseits stoßen sie auch inelastisch mit den Atomen des Zählgases. Dies führt nach der mittleren freien Weglänge λ zu einem Abbremsen der Ladungsträger und einem erneuten Beschleunigen. Die mittlere Driftgeschwindigkeit v_D^+ der positiven Ionen in Richtung der elektrischen Feldlinien ist gegeben durch

$$v_D^+ = \mu^+ E \frac{p_0}{p}, \quad (3.3)$$

bei einer Feldstärke E und einem Gasdruck p . μ^+ ist die sogenannte Beweglichkeit und p_0 steht für den Normaldruck. Die Beweglichkeit ist abhängig vom Gas und liegt in einer Größenordnung von einigen $\frac{cm^2}{Vs}$ [Kle92]. Die Elektronen haben eine Beweglichkeit μ^- die um einen Faktor 100 bis 1000 höher liegt als diejenige der Ionen.

Prozeß der Ladungssammlung

Das Meßsignal wird sowohl in seiner Form als auch in seiner Dauer hauptsächlich durch die Drift der Ladungsträger zu den Elektroden hin bestimmt. Die durch Primärionisation entstandenen Ladungsträger driften im elektrischen Feld zu den Elektroden. Unmittelbar vor der Anode findet dann die Verstärkung (Lawinenbildung) statt. Hier werden durch Sekundärionisation ein Großteil der Ionen und

Elektronen erzeugt. Aufgrund des Entstehungsortes haben die Ionen einen deutlich längeren Driftweg zur Kathode als die Elektronen zur Anode. Da zusätzlich die Beweglichkeit der Ionen um einen Faktor 100 bis 1000 kleiner ist als diejenige der Elektronen, ist die Form und Dauer des Signals durch die Ionendrift bestimmt. Die Ladungssammlungszeit der Ionen ist abhängig von der Geometrie des Detektors, kann aber bis hin zu einigen Millisekunden betragen.

Die lange Driftzeit der Ionen hat auch zur Folge, daß das elektrische Feld verzerrt wird. Durch die positiven Ladungsträger wird das Feld nahe der Anode abgeschirmt und die nächste im Detektor entstehende Ladungswolke wird unter Umständen geringer verstärkt oder im Extremfall überhaupt nicht detektiert. Der Detektor befindet sich dann im Zustand der Sättigung. Für den Betrieb des Detektors ist also entscheidend, daß die maximale Zählrate, die sogenannte Ratenakzeptanz, die ein Detektor messen kann ohne sein Ansprechverhalten zu ändern, nicht überschritten wird. Die Ratenakzeptanz entspricht somit dem Kehrwert der Driftzeit der Ionen.

Gasverstärkung

Nehmen die Elektronen auf ihrer mittleren freien Weglänge mindestens so viel kinetische Energie aus dem elektrischen Feld auf wie sie zur Ionisation der Gasmoleküle benötigen, so tritt Sekundärionisation ein. Die primär entstandenen Elektronen stoßen, meist in Anodennähe, inelastisch mit den Atomen des Zählgases, ionisieren diese und erhöhen somit die Zahl der driftenden Ladungsträger. Es bildet sich eine Lawine.

Befinden sich am Ort x N Elektronen, so sind es am Ort $x + dx$ schon $N + dN = N + \alpha N dx$. α ist der erste Townsend-Koeffizient und ist gleich dem Inversen der mittleren freien Weglänge der Elektronen im Gas bezogen auf die Sekundärionisation¹. Anschaulich ist es die Zahl der Elektron-Ion-Paare, die ein Elektron pro Zentimeter Wegstrecke bildet. Im allgemeinen ist α abhängig von der lokalen Feldstärke. Der Zusammenhang zwischen der primären Ladung Q_0 und der gesamten vorhandenen Ladung Q nach der Lawine läßt sich mit folgender Gleichung beschreiben:

$$Q = Q_0 \exp \left(\int \alpha(x) dx \right) \quad (3.4)$$

mit : $\frac{\alpha}{p} = A \exp \left(-B \left(\frac{p}{E(x)} \right) \right)$.

A und B sind gasspezifische Konstanten, p der Druck. Der Faktor $\exp(\int \alpha(x) dx)$ gibt die Gasverstärkung (Gain) an. Bei Niederdruckdetektoren können Verstärkungen bis zu 10^6 erreicht werden, ansonsten sind Werte von 100 – 1000 übliche Verstärkungen.

¹Mittlere freie Weglänge bis das Elektron ein weiteres Gasatom ionisiert.

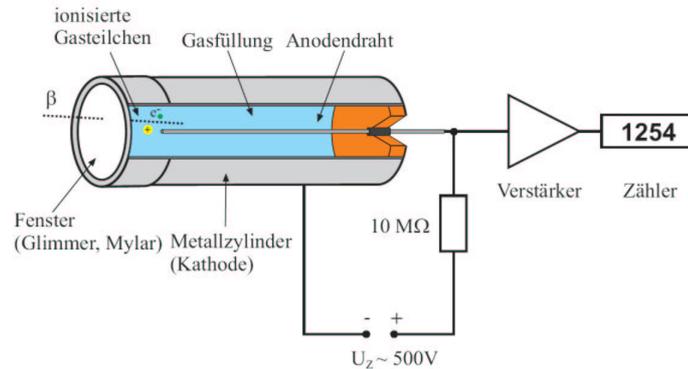


Abbildung 3.1: Aufbau eines Zählrohres. In der Mitte befindet sich der Anodendraht. Der Metallzylinder bildet die Kathode [Wag06].

Löschgas

Während des Driftens der Ladungswolke ist es möglich, daß Elektronen und Ionen rekombinieren und UV-Photonen entstehen. Diese können, wie auch die primäre Strahlung, durch Photoeffekt im Gas und im Elektrodenmaterial Elektronen auslösen. Die Folge ist die Erzeugung einer weiteren Lawine, was letztendlich zu einer dauerhaften Gasentladung führen würde. Um dies zu vermeiden, werden dem Zählgas sogenannte Löschgase (Quencher) beigemischt. Sie haben die Eigenschaft, hohe Absorptionsquerschnitte für die erzeugten UV-Photonen zu besitzen. Beispiele für solche Gase sind CO_2 und CF_4 . Anstatt bei der Absorption ein Elektron abzugeben, verlieren sie die ihnen zugeführte Energie durch Dissoziation oder durch elastische Stöße mit anderen Gasatomen.

3.1.2 Zählrohr

Die einfachste Realisierung eines Gasdetektors ist das Zählrohr. Es besteht aus einem Metallzylinder in dessen Achse sich ein Anodendraht befindet. Dies ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Innerhalb des Rohrs befindet sich das Zählgas (i.A. ein Edelgas) unter hohem Druck, um die Effizienz zu erhöhen. In Abbildung 3.2 ist die Charakteristik eines solchen Zählrohrs in Abhängigkeit der Spannung dargestellt. Einfallende Photonen erzeugen durch Photoeffekt primäre freie Ladungsträger, deren Energie derjenigen des Photons abzüglich ihrer eigenen Bindungsenergie entspricht. Ist die Spannung jedoch klein, so kann nur ein kleiner Teil dieser Ladungen nachgewiesen werden, da ein Großteil vor Erreichen der Elektrode bereits rekombiniert (Rekombinationsbereich). Im Bereich der Ionisationskammer gelangen dann nahezu alle primär erzeugten Ladungsträger bis zur Anode, was bedeu-

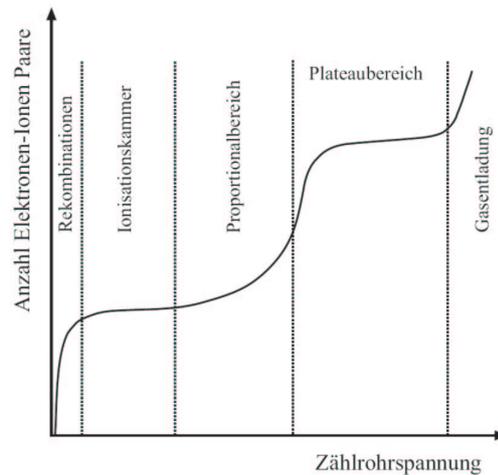


Abbildung 3.2: Zählrohrcharakteristik in Abhängigkeit der Spannung. Nach oben ist die Anzahl der Elektron-Ion-Paare aufgetragen [Wag06].

tet, daß das Detektorsignal proportional zur Energie der einfallenden Strahlung ist. Wird nun die Spannung weiter erhöht, so tritt Gasverstärkung (Sekundärisation) ein. Die Elektronen werden so stark im elektrischen Feld beschleunigt, daß durch Stöße weitere Gasionen erzeugt werden. Auch in diesem Bereich (Proportionalbereich) ist die Signalgröße proportional zur Energie der einfallenden Strahlung. Bei noch höheren Spannungen können auch die sekundär entstandenen Elektronen weitere Gasatome ionisieren. Daher ist es möglich, eine ganze Lawine an Ladungen zu erzeugen. Um diese nach einer gewissen Zeit zu löschen, wird dem Zählgas das oben beschriebene Löschgas beigemischt. In diesem Plateaubereich erzeugt jedes nachgewiesene Teilchen unabhängig von seiner Energie ein gleich großes Detektorsignal. Allerdings ist damit keine Energieinformation über die einfallende Strahlung mehr vorhanden. Bei Erhöhung der Spannung über diesen Bereich hinaus erfolgt eine Dauerentladung, die trotz des vorhandenen Löschgases nicht mehr abklingen und das Zählrohr zerstören kann.

In der einfachsten Realisierung eines Zählrohrs ist eine Ortsauflösung nicht gegeben, hier entspricht ein Zähler einem Pixel. Es gibt jedoch verschiedene Weiterentwicklungen, die eine bessere Ortsauflösung ermöglichen, wie beispielsweise die Segmentierung der Kathode und das Auslesen mit Hilfe von Ladungsteilung. Auch ist die Ionendriftstrecke im Zählrohr im Allgemeinen sehr groß. Damit besitzt der Detektor eine relativ hohe Totzeit und seine Ratenakzeptanz ist dadurch auf etwa 10 kHz/cm^2 begrenzt.

Die Vorteile dieses Systems liegen im zählenden Betrieb. Außerdem sind Zählrohre durch ihre einfache Bauweise sehr stabil und weisen daher eine lange Lebensdauer auf.

Eine Abwandlung des Zählrohrprinzips ist die Edelgasionisationskammer. Sie un-

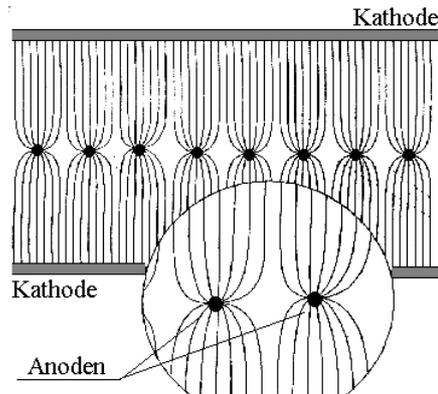


Abbildung 3.3: Aufbau sowie Verlauf der Feldlinien in einer Vieldrahtkammer [Kle00].

terscheidet sich im wesentlichen nur in der Anordnung der Elektroden (siehe Abbildung 2.18), die einem Plattenkondensator entspricht. Diese sind ebenfalls von einem Zählgas bei hohem Druck umgeben, in dem die einfallende Strahlung konvertiert wird. Weiterhin sind bei diesen Detektoren auf Grund des hohen Drucks massive Druckgehäuse unumgänglich.

3.1.3 Vieldrahtkammer

Zur Verbesserung der Ortsauflösung wurde das Zählrohr auf eine Drahtkammer (Violdrahtkammer, Multi Wire Proportional Chamber = MWPC) erweitert (Abbildung 3.3). Diese besteht aus einer Anordnung parallel gespannter Anodendrähte (Kupferdraht mit einem Durchmesser von typisch $10\ \mu\text{m}$) in einem Gasvolumen zwischen zwei ebenen Kathodenplatten. Je nach angesprochenem Draht kann die Position in einer Dimension rekonstruiert werden. Mit Hilfe der Ladungsteilung an den Anodendrähten lässt sich auch die Position in der zweiten Dimension bestimmen. Die Ortsauflösung liegt in modernen Detektoren bei $0.6\ \text{mm}$ [Kal06] und ist durch den Drahtabstand sowie die Länge der Ionisationsspur der Konvertierungsprodukte gegeben. Der minimal mögliche Drahtabstand liegt im Millimeterbereich und ist durch die Coulombabstoßung zwischen den Drähten limitiert, da diese zu mechanischen Verschiebungen und somit zu Feldverzerrungen führt. Entwickelt wurde das Konzept von G. Charpak am CERN [Cha68]. L. Scheckmann übertrug dieses System auf die Röntgenanwendung im medizinischen Bereich. Als Gas wird bei Scheckmann eine Mischung aus Xenon und Kohlendioxid bei einem Druck von 3 bar verwendet. Dies erfordert wieder massive Druckgehäuse. Die Effizienz beträgt bei $100\ \text{keV}$ etwa $10\ \%$ bis $15\ \%$, bei $40\ \text{keV}$ $50\ \%$ bis

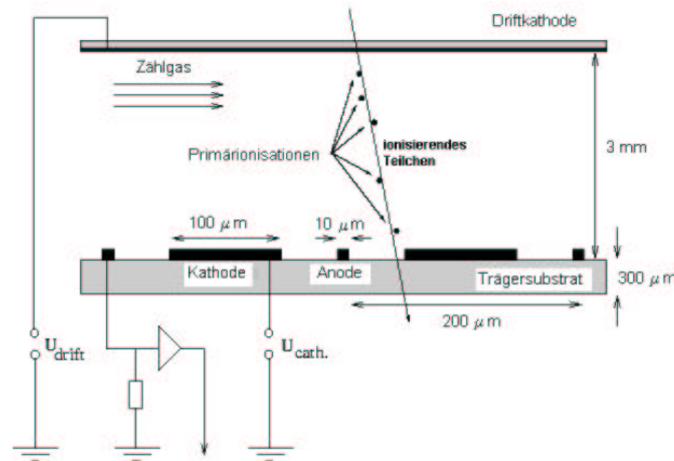


Abbildung 3.4: Schnitt durch einen Mikrostreifengasdetektor. Die angegebenen Maße sollen einen Eindruck der Größenverhältnisse geben, sind jedoch in den einzelnen Detektoren unterschiedlich [Kre97].

60 %. Die Ratenakzeptanz erreicht für das gesamte System bis zu 850 kHz bei einer Totzeit von 50 % [Web03]. Verglichen mit einem Zählrohr liegt dies wieder bei einer Größenordnung von 10 kHz/cm^2 .

3.1.4 Mikrostreifen-Detektor

Ein großes Problem bei Gasdetektoren ist, wie oben bereits erwähnt, die lange Driftzeit der freien Ladungsträger zu den Elektroden. Eine Verbesserung in diesem Punkt stellt die von A. Oed am Institut Laue-Langevin (ILL) [Oed88] entwickelte Mikrostreifenstruktur (MSGC = Micro strip gas counter) dar. Hier ist der Abstand von Anode zu Kathode verringert worden, was eine bessere Ortsauflösung sowie eine höhere Ratenakzeptanz mit sich bringt. Eine MSGC besteht aus einem Glassubstrat, auf das mittels lithographischem Verfahren eine Abfolge von Elektrodenstreifen aufgebracht ist (siehe Abbildung 3.4). Der Abstand zwischen benachbarten Anoden bzw. Kathoden kann durch deren räumliche Fixierung sehr klein gewählt werden. Typische Größen liegen zwischen $130 \mu\text{m}$ und 1 mm . Kombiniert man dieses Glassubstrat mit einer Driftelektrode und füllt das dazwischenliegende Volumen mit Gas, so entsteht die MSGC. In Abbildung 3.5 ist der Feldlinienverlauf einer MSGC dargestellt. Durch die verkürzten Driftwege kann die Ladungssammlungszeit im Vergleich zur Drahtkammer um bis zu einem Faktor 1000 reduziert werden. Ein MSGC-Detektor kann somit mit Raten bis zu 1 MHz/mm^2 arbeiten [Kle00]. Die Entwicklung dieser Detektoren fand in der Neutronenphysik am ILL statt. Jedoch interessierten sich schnell andere Forschungsbereiche für dieses System in Bezug auf ihre Experimente. Dies brachte eine

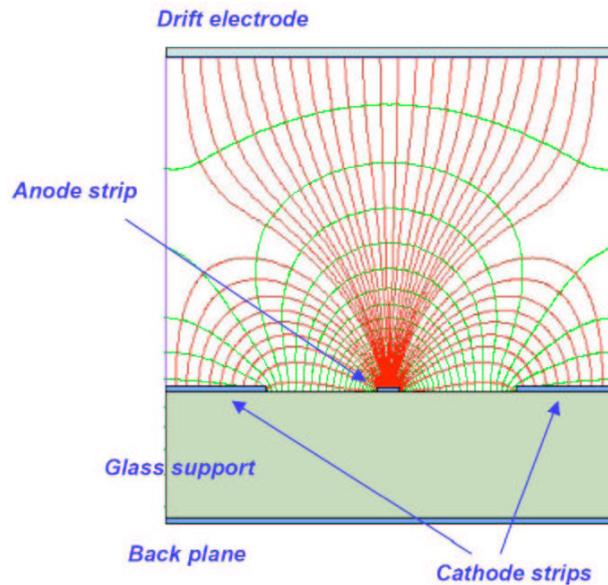


Abbildung 3.5: Elektrischer Feldlinienverlauf einer MSGC [Sau02a].

schnelle Verbreitung und Weiterentwicklung mit sich. In der Hochenergiephysik wurden solche Detektoren beispielsweise beim Experiment HERA-B eingesetzt. Außerdem findet sich dieses Prinzip in Ring-Cherenkov-Detektoren wie auch in Detektoren für den medizinischen Bereich wieder [Kle00]. Auch zum Nachweis von einzelnen Photonen sind MSGC-Detektoren geeignet, wenn sie in Verbindung mit einem Elektronenemitter betrieben werden. Aufgrund der filigranen Mikrostruktur ist die MSGC anfällig für Alterungseffekte und Überschläge, die die Elektrodenstruktur zerstören können. Um diesem Problem entgegenzuwirken, wurden bei HERA-B die MSGC-Detektoren während des Betriebs mit Gas gespült (Flow-Betrieb) [Hot97].

3.2 CASCADE-Prinzip

3.2.1 Gas Electron Multiplier

Wie die MSGC ist auch die GEM (Gas Electron Multiplier) eine Mikrostruktur. Sie wurde 1997 von F. Sauli am CERN entwickelt [Sau97] und ist mittlerweile im Bereich der Gasdetektoren weit verbreitet. Die GEM besteht aus einer Polyimidfolie (Kaptonfolie), die auf beiden Seiten mit Kupfer beschichtet ist. Sie besitzt eine regelmäßige Lochstruktur, die durch ein lithographisches Verfahren geätzt wird (Abbildung 3.6), wobei die beiden Kupferschichten voneinander elektrisch getrennt sind.

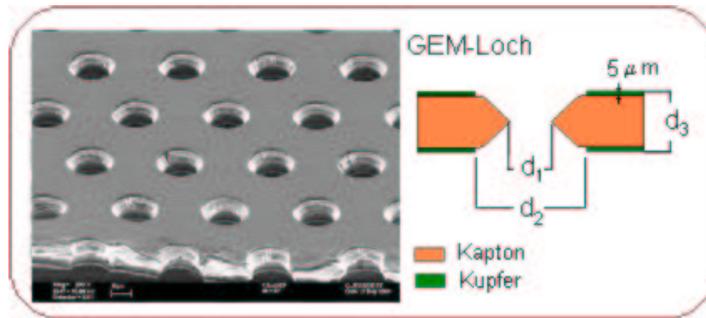


Abbildung 3.6: Mikroskopische Aufnahme einer GEM-Folie (links) [Sau03] und schematische Darstellung der Größenverhältnisse. Die Standardmaße der am CERN gefertigten Folien betragen: $d_1 = 50\ \mu\text{m}$, $d_2 = 70\ \mu\text{m}$, $d_3 = 50\ \mu\text{m}$. Der Abstand zwischen zwei Löchern beträgt $140\ \mu\text{m}$. Die Kupferschicht ist $5\ \mu\text{m}$ dick.

Wird eine solche Folie zwischen eine Driftelektrode und eine Auslesestruktur eingebaut und mit geeigneter Spannung versehen, so ergibt sich der in Abbildung 3.7 gezeigte Feldlinienverlauf. Durch diesen ist es möglich, Ladungsträger, d.h. Elektronen, ohne Verlust ihrer Ortsinformation, durch die Löcher zu leiten. Es handelt sich also um eine ladungstransparente Folie.

Erhöht man die Spannungsdifferenz über den zur Ladungstransparenz notwendigen Wert hinaus, so entstehen in den Löchern der GEM so hohe Feldstärken, daß hineindriftende Elektronen eine Sekundärionisation durchführen können. Der so mögliche Gasverstärkungsfaktor kann bis zu 10^4 betragen [Ben98]. Um die Verstärkung zu erhöhen, lassen sich mehrere GEM-Folien hintereinander anordnen. Darüberhinaus zeichnet sich die GEM auch durch ihre kurzen Driftstrecken aus. Ionen die in den Löchern erzeugt werden, müssen nur auf die Oberseite der GEM (nächste Kathode) gelangen, was eine hohe Ratenakzeptanz ($10^7\ \text{Hz}/\text{cm}^2$ [Bre99]) bedeutet.

3.2.2 GEM-Folien mit festem Konverter

Die Kombination des Prinzips eines zählenden Gasdetektors mit einem festen Konverter verknüpft mehrere Vorteile. Es handelt sich um ein zählendes System, in dem das Gas, da Konvertermaterial und Zählgas voneinander getrennt sind, bei Normaldruck eingesetzt werden kann. Die nachzuweisende Strahlung kann nun in der festen Schicht konvertiert und im Gas verstärkt werden. Hierbei können billige Zählgase im Spülbetrieb eingesetzt werden. Der somit im Detektor vorhandene Normaldruck macht die Verwendung von einfachen Gehäusen möglich. Außerdem wird durch den ständigen Gasaustausch auch Alterungsprozessen

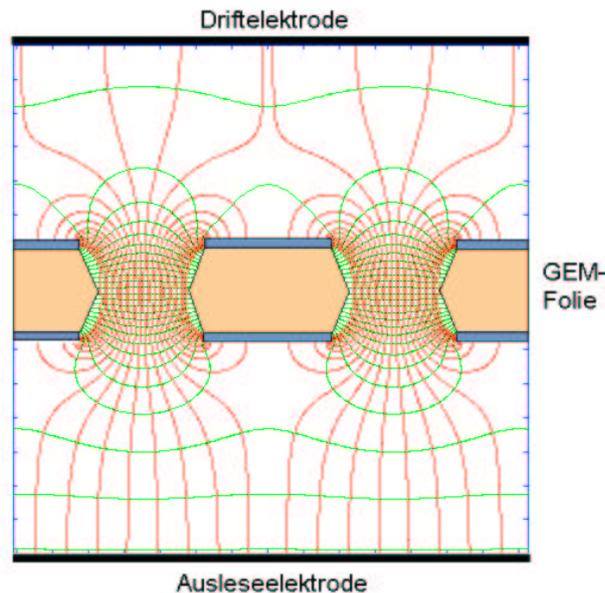


Abbildung 3.7: Elektrischer Feldlinienverlauf durch eine GEM-Folie [Sau02b].

entgegengewirkt. Problematisch ist jedoch die Effizienz, mit der solch ein Prozeß stattfinden kann. Die feste Konverterschicht muß so dünn sein, daß die in ihr entstehenden Produkte diese verlassen und in die Gasphase eintreten können. Dies hat zur Folge, daß nur ein geringer Teil der nachzuweisenden Strahlung überhaupt mit der Konverterschicht wechselwirken kann. Um die Effizienz zu erhöhen, gibt es die Möglichkeit, mehrere Schichten hintereinander anzuordnen. Jedoch können bereits entstandene Konversionselektronen nachfolgende Schichten im Allgemeinen nicht passieren. Bringt man allerdings den Konverter, wie beim CASCADE-Neutronen-Detektor in [Kle00] vorgeschlagen, auf einer GEM-Folie auf, so ist die Ladungstransparenz gewährleistet und es lassen sich nahezu ohne Verlust mehrere Schichten hintereinander schalten. Die GEM übernimmt somit die Aufgabe des Trägermaterials einer Schicht und dient zugleich der Gasverstärkung. In ihrer Eigenschaft der Verstärkung läßt sich die Folie so beschalten, daß auftretende Verluste kompensiert werden und bei der letzten GEM zusätzlich eine Verstärkung einsetzt. In Abbildung 3.8 ist ein gespiegelter Aufbau dargestellt. Der Vorteil dieses Aufbaus, gegenüber eines Ungespiegelten mit gleicher Folienzahl ist, daß die absoluten Spannungen kleiner bleiben. Dies senkt die Gefahr von Überschlägen. Ein weiterer Vorteil des CASCADE-Systems ist seine modulare Bauweise. Auf den GEM-Folien lassen sich verschiedene, für die jeweilige Anforderung passende, Konverterschichten aufbringen. Ebenfalls ist die Art der Auslese und die Fläche des Detektors für verschiedene Fragestellungen spezifisch wählbar. Es ist auch möglich, dieses System auf großen Flächen herzustellen. Hier-

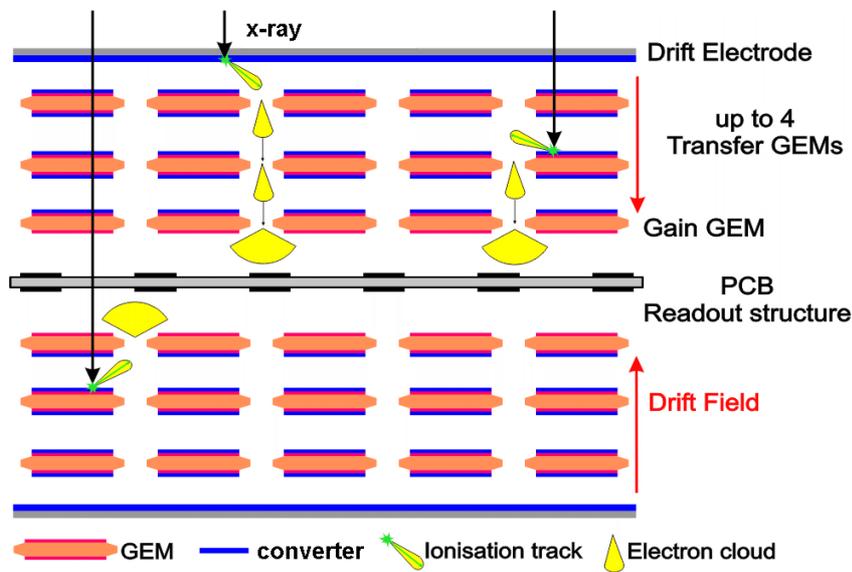


Abbildung 3.8: Prinzip des CASCADE-Detektors bei welchem mehrere GEM-Folien in einem Detektor hintereinander anordnet werden (von M. Klein zur Verfügung gestellt).

bei bleibt der Detektor durch seinen Spülmodus leicht handhabbar. Wie bereits im obigen Abschnitt beschrieben, stellen auch hohe Zählraten für die GEM-Folien kein Problem dar.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden erste Untersuchungen unternommen, um zu prüfen, ob sich dieses Detektorkonzept mit seinen Vorteilen auch auf den Nachweis von Röntgenstrahlung übertragen lässt.

Kapitel 4

Theorie zur Effizienzberechnung

Bei der Entwicklung eines Detektors ist die Wahl des richtigen Konvertermaterials eine der entscheidenden Aufgaben. Dieses wird so gewählt, daß der Detektor die maximal mögliche Effizienz erreicht. Hierbei definiert sich in dieser Arbeit Effizienz als der Quotient von nachgewiesener zu einfallender Strahlung.

In diesem Kapitel werden die im Rahmen dieser Arbeit erstellten Berechnungen zur Effizienz des Röntgendetektors, welcher auf dem CASCADE-Prinzip beruht, dargestellt.

4.1 Nachweiseffizienz für eine Schicht

Den Aufbau eines auf dem CASCADE-Prinzip beruhenden Detektors kann man als aus zwei Bereichen bestehend, dem Konverterbereich und dem Auslesebereich, betrachten. Erster, in Abbildung 4.1 gelb hinterlegt, besteht aus einer Driftelektrode und eventuell weiteren beschichteten GEM-Folien. Er ist, wie der Name bereits sagt, für die Konversion der Röntgenstrahlung in Elektronen zuständig und bestimmt so die Effizienz des Detektors. Der Auslesebereich (blau hinterlegt) besteht aus zwei GEM-Folien, die zur Verstärkung dienen, sowie einer Ausleseelektrode. Dieser Bereich hat für die Berechnungen der Effizienz keine Bedeutung, da er später so eingestellt werden kann, daß alle erzeugten Ladungsträger, die die Gasphase erreicht haben, nachgewiesen werden können.

4.1.1 Konversionsprozeß

Um zu beschreiben, wie sich Röntgenstrahlung beim Eindringen in Materie verhält, muß man drei verschiedene Punkte betrachten. Zunächst ist von Interesse,

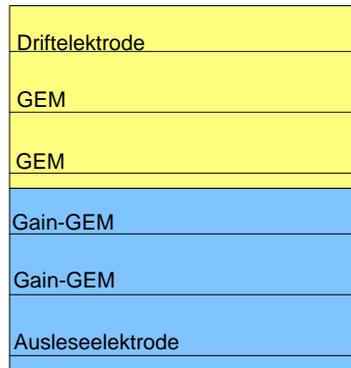


Abbildung 4.1: Der schematische Aufbau des Detektors. Der Konverterbereich ist gelb unterlegt und durch beschichtete GEM-Folien erweiterbar. Der Auslesebereich ist blau unterlegt und beinhaltet zwei unbeschichtete Verstärkungs-GEMs, sowie eine Ausleselektrode. Die Darstellung ist nicht maßstabsgetreu.

wie tief die elektromagnetische Strahlung in die Materie eindringt und an welcher Stelle eine Wechselwirkung stattfindet. Desweiteren muß untersucht werden, um welche Art von Wechselwirkung es sich handelt und welche detaillierten Eigenschaften diese besitzt. Als letzten Punkt stellt sich noch die Frage, ob und auf welchem Weg das Konversionsprodukt die Schicht verlassen kann (siehe Abbildung 4.2). Die wichtigsten Schwächungsmechanismen für elektromagnetische Strahlung in Materie sind Photoeffekt, Comptonstreuung und Paarbildung. Für den in dieser Arbeit untersuchten Energiebereich ist lediglich der Photoeffekt relevant.

Röntgenquant trifft auf eine Konverterschicht

Die Schwächung eines Röntgenstrahls beim Durchgang durch Materie folgt dem Lambert-Beer-Gesetz:

$$N(x, E_\gamma) = N_0 e^{-\mu(E_\gamma)x}, \quad (4.1)$$

wobei $\mu(E_\gamma)$ den Photoabsorptionskoeffizienten (siehe Abbildung 4.3) in Abhängigkeit von der Energie des einfallenden Photons und N_0 die Anzahl der Röntgenquanten am Ort $x = 0$ bezeichnet. Hierbei ist $\frac{dN(x)}{dx} dx$ die Anzahl der auf der Weglänge dx absorbierten Photonen. Daher ist die Dichte $n(x)$ an der Stelle x der pro Weglänge dx erzeugten Elektronen

$$n(x, E_\gamma) = N_0 \mu(E_\gamma) e^{-\mu(E_\gamma)x}. \quad (4.2)$$

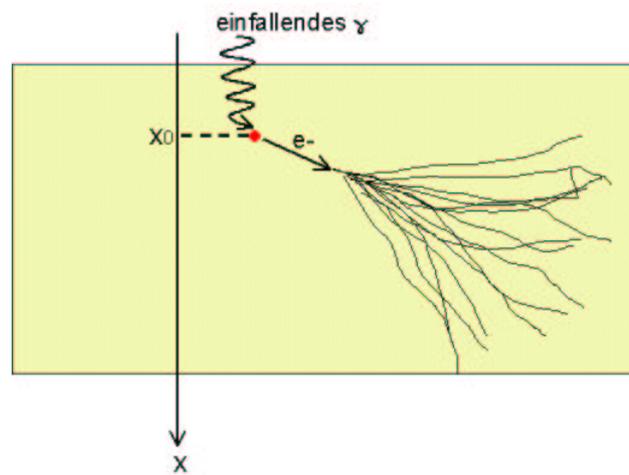


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung der Prozesse beim Eindringen eines Photons in Materie. Die vielen verschiedenen Trajektorien zeigen die möglichen Wegstrecken des Elektrons auf.

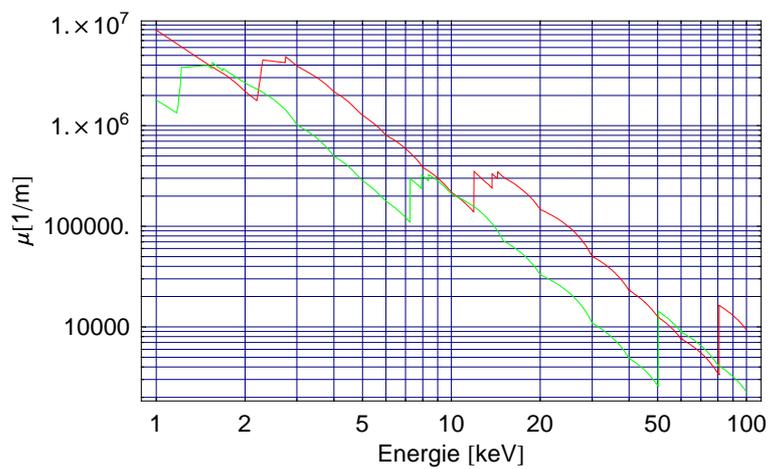


Abbildung 4.3: Absorptionskoeffizient am Beispiel für Gadolinium (grün) und Gold (rot). Im Anhang A.1 ist dieser für Argon, Kapton und Kupfer dargestellt. In Abbildung 5.1 ist dies für weitere Materialien dargestellt.

Winkelabhängigkeit beim Photoeffekt

Ein Röntgenquant gibt beim Photoeffekt seine gesamte Energie $h\nu$ an ein Elektron eines Atoms ab und ionisiert es, wenn die Energie des Photons größer oder gleich der Bindungsenergie des Elektrons ist. Das nun freie Photoelektron erhält somit als kinetische Energie die Energie des Photons abzüglich der Bindungsenergie.

Beim Photoeffekt findet die Emission des Photoelektrons allerdings nicht isotrop statt. Abhängig von der Energie des einfallenden Photons, sowie seiner Einfallsrichtung und Polarisation, existiert eine Winkelverteilungsfunktion für das Photoelektron [Blo66] (Abbildung 4.4). Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Photoelektron unter einem bestimmten Winkel, bezogen auf die Einfallsrichtung des Photons, emittiert wird, lautet:

$$P(E_\gamma, \theta, \phi)d\Omega = k\omega^{-\frac{9}{2}} \frac{\sin^2\theta \cos^2\phi}{(1 - \frac{v}{c}\cos\theta)^4} \bar{S}d\Omega \quad (4.3)$$

$$k = 4\sqrt{2} \frac{e^2}{hc} h^{\frac{5}{2}} m^{-\frac{7}{2}} \left(\frac{Z}{a}\right)^5 .$$

Hierbei ist:

- θ : Winkel zwischen Einfallsrichtung des Photons und Emissionsrichtung des Elektrons
- E_γ : Energie des einfallenden Photons
- ϕ : Winkel zwischen elektrischem Vektor des Photons und Emissionsrichtung des Elektrons
- v : Geschwindigkeit des Elektrons, berechnet sich aus $E_e = E_\gamma - E_{Bind}$, wobei mit E_{Bind} die Bindungsenergie des Elektrons bezeichnet ist
- e : Elementarladung
- m : Elektronenmasse
- h : Plancksches Wirkungsquantum
- c : Lichtgeschwindigkeit
- a : Bohrscher Radius
- \bar{S} : Betrag des Poynting Vektors
- Z : Kernladungszahl des Atoms, an dem der Photoeffekt stattfindet
- ω : Frequenz des einfallenden Photons

Der Winkel ϕ berücksichtigt die Vorzugsrichtung der Emission des Photoelektrons beim Einfall von polarisierten Photonen in Richtung des elektrischen Feldvektors.

Für die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte mathematische Beschreibung des Röntgendetektors genügt es in Gleichung (4.3) nur den reinen Winkelanteil θ zu berücksichtigen. Die absolute Zahl an Photoelektronen berechnet sich aus

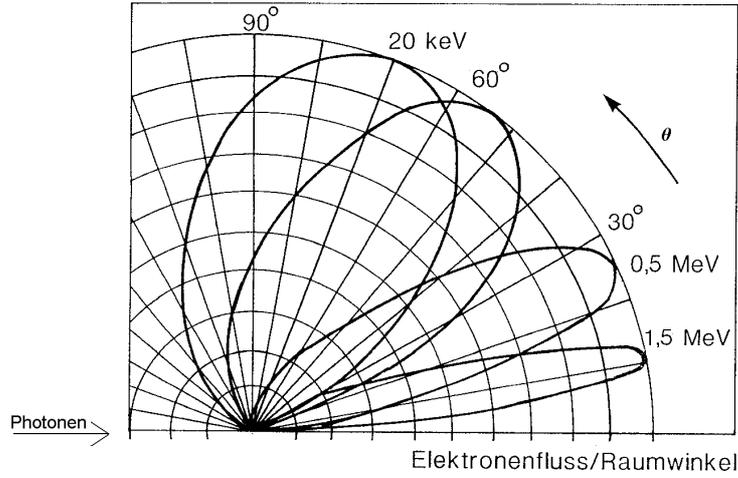


Abbildung 4.4: Die relative Winkelverteilung der Photoelektronen in Abhängigkeit von der Photonenenergie und dem Emissionswinkel θ relativ zur Einschlußrichtung der Photonen (von links) [Kri02].

Gleichung (4.2). Da es sich in diesem Fall nicht um polarisierte Photonen handelt, ist keine Vorzugsrichtung in ϕ vorhanden. Auch ist der Betrag des Poynting-Vektors konstant. Desweiteren wird mit monoenergetischem Licht eingestrahlt, so daß ω ebenfalls konstant ist.

$$P(E_\gamma, \theta) \sin\theta d\theta \propto \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \frac{v}{c} \cos \theta)^4} \sin\theta d\theta . \quad (4.4)$$

Daher definiert sich die Funktion der reinen Winkelabhängigkeit für die Emission eines Photoelektrons zu:

$$\begin{aligned} f_{norm}(E_\gamma, \theta) &= \frac{\sin^3 \theta}{(1 - \frac{v}{c} \cos \theta)^4} \frac{1}{norm} \\ &= \frac{\sin^3 \theta}{(1 - \sqrt{\frac{2(E_\gamma - E_{Bind})}{mc^2}} \cos \theta)^4} \frac{1}{norm} \\ &= \frac{\sin^3 \theta}{(1 - \sqrt{\frac{2(E_\gamma - E_{Bind})}{511 \cdot 10^3 (\text{eV})}} \cos \theta)^4} \frac{1}{norm} , \end{aligned} \quad (4.5)$$

mit der Normierung $\int_0^\pi f_{norm}(E_\gamma, \theta) d\theta = 1$ (Abbildung 4.5)

$$norm = \frac{4}{3} \left(\frac{mc}{mc - 2(E_\gamma - E_{Bind})} \right)^2 . \quad (4.6)$$

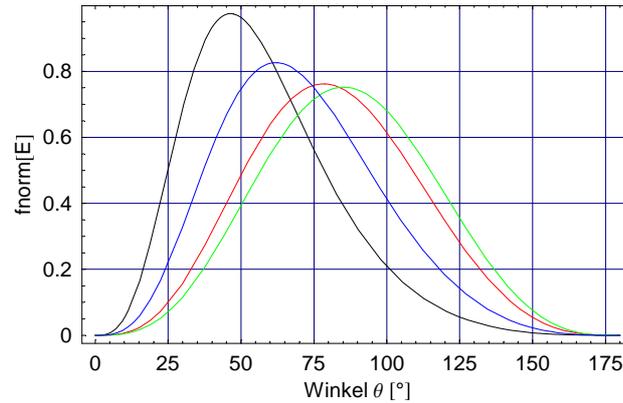


Abbildung 4.5: Graphische Darstellung der Gleichung (4.5) im Bereich von 0 bis π normiert auf 1. Die verschiedenen Kurven stehen für folgende Energien: schwarz: 88keV, blau: 35.5keV, rot: 6keV und grün: 1keV.

Außerdem muß berücksichtigt werden, daß nur diejenigen Elektronen, die unter einem Winkel bis zu θ_{max} emittiert werden, die Schicht verlassen können (Abbildung 4.6).

Reichweite des Photoelektrons in Materie

Wie im obigen Abschnitt bereits erläutert, beschreibt der Photoeffekt bei den hier verwendeten Energien die Wechselwirkung der Photonen mit Materie. Im folgenden wird die Bahn des Photoelektrons durch Materie untersucht. Wie sich mit dem Programm CASINO¹ berechnen läßt und in Abbildung 4.7 dargestellt ist, weitet sich ein fokussierter Elektronenstrahl, abhängig von seiner Energie, beim Passieren von Materie mehr oder weniger stark trompetenförmig auf.

Aus diesem Verhalten resultieren verschiedene Definitionen für die Angabe der Reichweite, die in Abbildung 4.8 graphisch dargestellt sind. Man unterscheidet zwischen Continuous-Slowing-Down-Approximation range (CSDA), average reach (R_{av}) und average penetration depth (z_{av}).

CSDA bezeichnet die mittlere Weglänge eines Elektrons, welche sich aus dem Integral des inversen Bremsvermögens² berechnet. Anschaulich ist es also die Länge einer gerade gezogenen Trajektorie. R_{av} beschreibt die Länge zwischen Anfangspunkt und dem tiefsten erreichten Punkt der Trajektorie. Mittelt man über viele Elektronenbahnen und projiziert den Mittelwert auf die Einfallssachse, so ergibt sich diese Definition der Reichweite. z_{av} ist die Länge zwischen Anfangs- und

¹<http://www.gel.usherbrooke.ca/casino/>

²Dies entspricht dem Integral über die Bethe-Bolch-Formel mit den Modifikationen für kleine Energien.

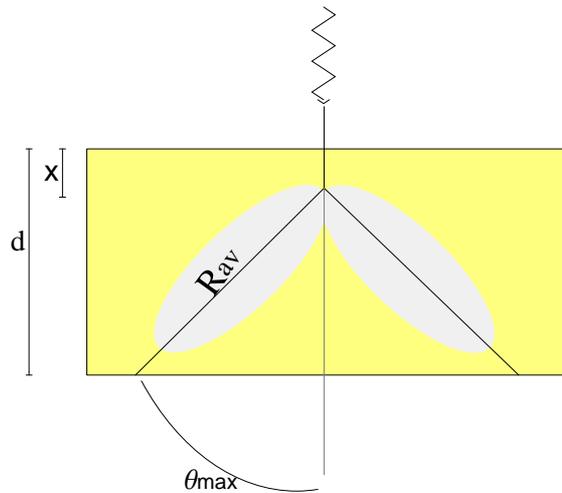


Abbildung 4.6: Darstellung der in der Rechnung verwendeten Abkürzungen in Bezug auf Konversion und Reichweite. Von oben tritt das Photon in die Materieschicht der Dicke d ein (gelb dargestellt) und gelangt bis zur Stelle x , an der es konvertiert wird. Die Wahrscheinlichkeit, in welche Richtung das Photoelektron emittiert wird, ist durch die weiß Keulen veranschaulicht.

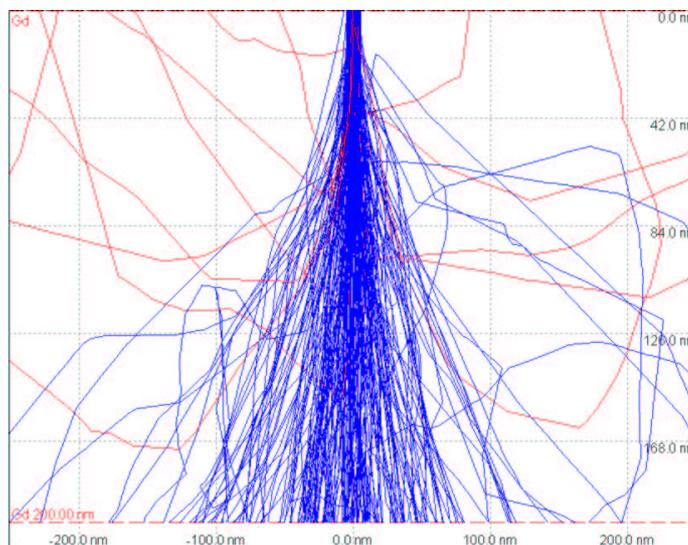


Abbildung 4.7: Von oben trifft ein gebündelter Elektronenstrahl mit 35 keV auf eine 200 nm dicke Gadoliniumschicht. Die roten Trajektorien werden zurückgestreut, die blauen gelangen durch die Folie hindurch. Diese Simulation ist mit dem Programm CASINO durchgeführt worden.

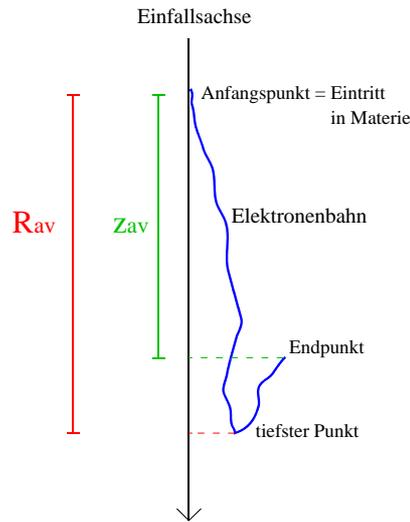


Abbildung 4.8: Schematische Darstellung zur Veranschaulichung der verschiedenen Definitionen der Reichweite von Elektronen in Materie.

Endpunkt, ebenfalls gemittelt über viele Trajektorien und auf die Einfallssachse projiziert. In Abbildung 4.9 ist anhand von Gold die average reach Reichweite des Elektrons in Abhängigkeit von seiner Energie graphisch dargestellt. Daten zur Reichweite lassen sich aus der NIST-Datenbank³, der Datenbank der Arbeitsgruppe von E. Tabata⁴, sowie derjenigen des Programms CASINO generieren, wobei die Abweichungen zueinander weniger als 3% betragen. Da in der Beschreibung des Detektors von Interesse ist, ob ein Photoelektron die Gasphase erreicht oder nicht (also die Schicht verlassen kann oder stecken bleibt), ist in dieser Arbeit R_{av} der relevante Datensatz. Ob das Elektron nochmals seine Richtung ändern würde, wenn die Schicht dicker wäre, ist uninteressant.

Berechnung der Effizienz in Vorwärtsrichtung

Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß das Photoelektron die Schicht in Vorwärtsrichtung verlassen kann, ist unter Beachtung der oben beschriebenen Eigenschaften gegeben durch:

$$P_{vor}(E_e) = \int_0^{\theta_{max}(E_e)} f_{norm}(E_\gamma, \theta) d\theta, \quad (4.7)$$

³<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>

⁴<http://www3.ocn.ne.jp/~ttabata/emid/Welcome.htm>

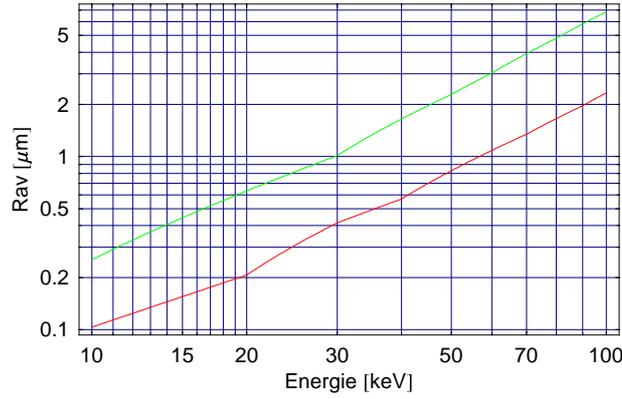


Abbildung 4.9: Reichweite von Elektronen in Festkörpern am Beispiel von Gadolinium (grün) und Gold (rot). Dargestellt ist hier der average reach (R_{av}) Wert. Weitere Beispiele sind im Anhang A.2 und in Abbildung 5.2 dargestellt.

mit:

E_e : Energie des Photoelektrons, $E_e = E_\gamma - E_{Bind}$

θ_{max} : maximal möglicher Winkel unter dem das Photoelektron die Schicht noch verlassen kann.

$$\cos \theta_{max}(E_e) = \frac{d-x}{R_{av}(E_e)}$$

Nachdem die Integration über θ in Gleichung (4.7) ausgeführt wurde, treten in diesem Ausdruck nur noch Winkelanteile der Form $\cos(\theta_{max}(E_e))$ auf. Diese werden durch die Relation $\cos \theta_{max}(E_e) = \frac{d-x}{R_{av}(E_e)}$ (siehe Abbildung 4.6) ersetzt und führen auf die Funktion $P_{vor1}(E_e, x, d)$

$$\begin{aligned}
 P_{vor1}(E_e, x, d) = & \\
 & g_v(E_e, x, d) \left[d \left(-100b + 30 \sqrt{bE_e} - 2 E_e \right) - \right. \\
 & 200b R_{av}(E_e) - E_e R_{av}(E_e) + 30 \sqrt{bE_e} (R_{av}(E_e) - x) + \quad (4.8) \\
 & \left. 100b x + 2 E_e x \right] \quad ; (d-x) \leq R_{av}(E_e) \\
 P_{vor1}(E_e, x, d) = & 0 \quad ; (d-x) > R_{av}(E_e) .
 \end{aligned}$$

Mit:

$$g_v(E_e, x, d) = \frac{-(10b + \sqrt{bE_e})^3 (R_{av}(E_e) - (d-x))^2}{4 (-100b + E_e) (-10b R_{av}(E_e) + \sqrt{bE_e} (d-x))^3} .$$

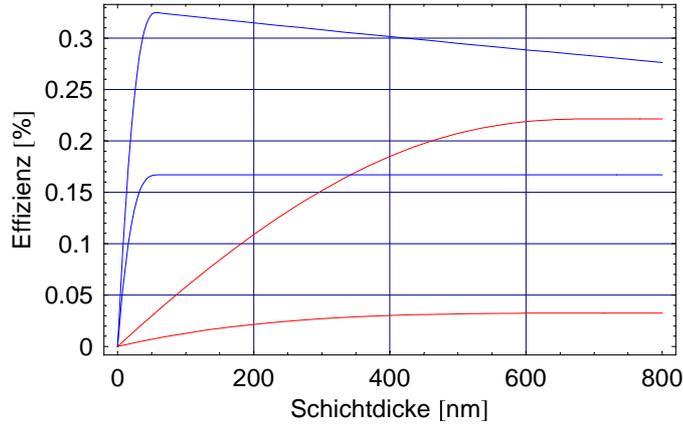


Abbildung 4.10: Effizienz in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung. Die roten Kurven sind für 60 keV, die blauen für 10 keV bei Gold als Konvertermaterial. Die jeweils höhere Kurve ist die Effizienz in Vorwärts-, die andere in Rückwärtsrichtung.

Hierbei ist:

- x : Eindringtiefe des Photons
- E_e : Energie des Elektrons, $E_e = E_\gamma - E_{Bind}$
- $R_{av}(E_e)$: Reichweite des Elektrons im Substrat
- b : Konstante $b = 2555$
- d : Schichtdicke

Die Effizienz ϵ berechnet sich zu:

$$\epsilon_{vor}(E_\gamma, d) = \frac{1}{N_0} \int_0^d n(x, E_\gamma) P_{vor1}(E_e, x, d) dx, \quad (4.9)$$

$$\epsilon_{vor}(E_\gamma, d) = \begin{cases} \int_0^d \mu(E_\gamma) e^{-\mu(E_\gamma)x} P_{vor1}(E_e, x, d) dx & ; d \leq R_{av}(E_e) \\ \int_{d-R_{av}}^d \mu(E_\gamma) e^{-\mu(E_\gamma)x} P_{vor1}(E_e, x, d) dx & ; d > R_{av}(E_e). \end{cases} \quad (4.10)$$

Das Integral für den Bereich $d > R_{av}$ setzt sich folgendermaßen zusammen: $\int_0^{d-R_{av}} + \int_{d-R_{av}}^d = 0 + \int_{d-R_{av}}^d$. Die Berechnung des letzten Integrals führt zu elliptischen Integralen (elliptische Funktion). Diese Berechnung ist aufgrund von Polstellen nicht mehr analytisch durchführbar und wird daher numerisch ausgeführt. Die Effizienz für eine Schicht ist in Abbildung 4.10 dargestellt.

4.1.2 Berechnung der Effizienz in Rückwärtsrichtung

Um die Wahrscheinlichkeit, daß ein Photoelektron die Schicht in Rückwärtsrichtung verläßt, bestimmen zu können, muß die Funktion $f_{norm}(E_\gamma, \theta)$ von $(\pi - \theta_{max})$ bis π integriert werden:

$$P_{rueck}(E_e, \theta_{max}) = \int_{\pi - \theta_{max}}^{\pi} f_{norm}(E_\gamma, \theta) d\theta . \quad (4.11)$$

Wird nun in Gleichung (4.11) wieder $\cos \theta_{max}(E_e) = \frac{x}{R_{av}(E_e)}$ ersetzt, so erhält man $P_{rueck1}(E_e, x, d)$ analog zur Betrachtung in Vorwärtsrichtung:

$$P_{rueck1}(E_e, x, d) = \begin{aligned} &g_r(E_e, x, d) \left[200b R_{av}(E_e) + E R_{av}(E_e) + \right. \\ &\left. 100b x + 2 E_e x + 30 \sqrt{bE_e} (R_{av}(E_e) + x) \right] ; x \leq R_{av}(E_e) \\ &P_{rueck1}(E_e, x, d) = 0 ; x > R_{av}(E_e) \end{aligned} \quad (4.12)$$

mit

$$g_r(E_e, x, d) = \frac{(-10b + \sqrt{bE_e})^3 (R_{av}(E_e) - x)^2}{4 (-100b + E_e) (10b R_{av}(E_e) + \sqrt{bE_e} x)^3} \quad (4.13)$$

Hierbei ist:

- x : Eindringtiefe des Photons
- E_e : Energie des Elektrons, $E_e = E_\gamma - E_{Bind}$
- $R_{av}(E_e)$: Reichweite des Elektrons im Substrat
- b : Konstante $b = 2555$
- d : Schichtdicke

Die Effizienz in Rückwärtsrichtung ϵ_{rueck} berechnet sich dann zu:

$$\epsilon_{rueck}(E_\gamma, d) = \frac{1}{N_0} \int_0^d n(x, E_\gamma) P_{rueck1}(E_e, x, d) dx , \quad (4.14)$$

$$\epsilon_{rueck}(E_\gamma, d) = \begin{cases} \int_0^d \mu(E_\gamma) e^{-\mu(E_\gamma)x} P_{rueck1}(E_e, x, d) dx & ; d \leq R_{av}(E_e) \\ \int_0^{R_{av}(E_e)} \mu(E_\gamma) e^{-\mu(E_\gamma)x} P_{rueck1}(E_e, x, d) dx & ; d > R_{av}(E_e) . \end{cases} \quad (4.15)$$

Dieses letzte Integral wird aus dem gleichen Grund wie bereits bei der Vorwärtsrichtung angesprochen numerisch berechnet. Die Effizienz für eine Schicht ist ebenfalls in Abbildung 4.10 dargestellt.

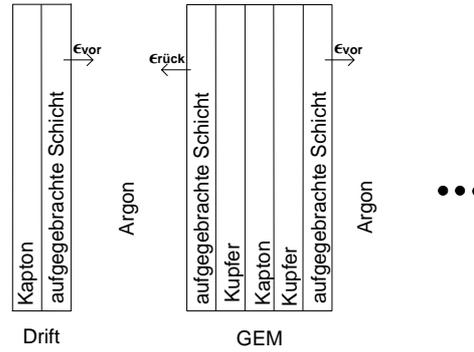


Abbildung 4.11: Darstellung aller für die Absorption berücksichtigten Schichten. Die Darstellung ist nicht maßstabsgetreu.

4.2 Nachweiseffizienz für mehrere hintereinander liegende Schichten

Betrachtet man die Effizienz für mehrere hintereinander liegende beidseitig beschichtete Folien, so muß die Effizienz in Vor- und Rückwärtsrichtung addiert werden. Hierbei ist zu beachten, daß jede vorhandene Schicht den Anteil $e^{-\mu d}$ (d: Schichtdicke) des auf sie treffenden Strahls absorbiert (Abbildung 4.11). Das heißt in dem zugrunde liegenden Fall, daß die Absorption im Kapton und in den Kupferschichten der GEM-Folien berücksichtigt werden muß.

Weiterhin wird angenommen, daß nur diejenigen Elektronen ins Gas gelangen können, die in einer äußeren Schicht konvertiert werden. Dies bedeutet, es wird die Effizienz der äußeren Schichten in die entsprechende Richtung, unter Berücksichtigung der Absorption der einfallenden Röntgenquanten in allen existierenden Schichten, berechnet. Daher ergibt sich für die Berechnung der Effizienzen folgende Modifikation der Formel:

$$\begin{aligned} \epsilon_{vor}(E_\gamma, d_{as}) &= \frac{1}{N_0} \int_0^{d_{as}} \bar{n}(x, E_\gamma) P_{vor1}(E_e, x, d_{as}) dx \\ &= \frac{1}{N_0} \int_0^{d_{as}} \bar{N} \mu_{as}(E_\gamma) e^{-\mu_{as}(E_\gamma)x} P_{vor1}(E_e, x, d_{as}) dx, \quad (4.16) \end{aligned}$$

wobei d_{as} die Dicke der äußeren Schicht benennt und $\mu_{as}(E_\gamma)$ den Absorptionskoeffizienten der äußeren Schicht bezeichnet.

In \bar{N} gehen alle absorbierenden Schichten ein:

$$\bar{N} = N_0 e^{-(\mu_{s1}d_{s1} + \mu_{s2}d_{s2} + \dots)}. \quad (4.17)$$

Analog berechnet sich die Effizienz in Rückwärtsrichtung. Für die Gesamteffizienz werden die einzelnen Effizienzen in Vorwärts- und in Rückwärtsrichtung, sowie die Effizienzen im Gas aufaddiert. In Abbildung 4.12 ist die Effizienz in Abhängigkeit der Schichtdicke für eine unterschiedliche Anzahl von Folien dargestellt. Als Konvertermaterial wurde hier Gold verwendet.

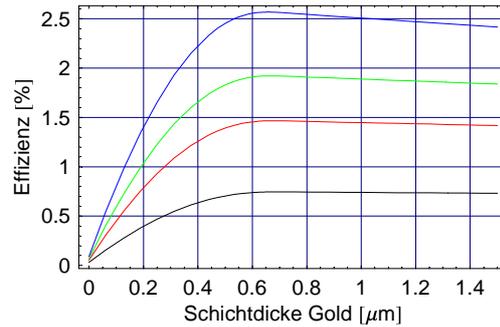


Abbildung 4.12: Die Effizienz, aufgetragen über der Schichtdicke des Gold-Konverters. Die Folien sind beidseitig beschichtet. Die Energie der einfallenden Photonen beträgt 60 keV. schwarz: 2 GEM-Folien (+ Driftelektrode), rot: 5 GEM-Folien (+ Driftelektrode), grün: 7 GEM-Folien (+ Driftelektrode), blau: 10 GEM-Folien (+ Driftelektrode). Die Driftelektrode ist ebenfalls mit dem Konvertermaterial beschichtet.

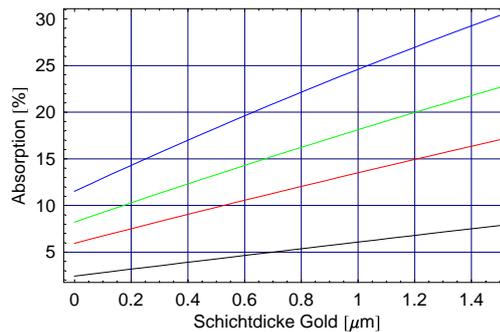


Abbildung 4.13: Die Absorption für die in Abbildung 4.12 dargestellten Detektoranordnungen (Farbkodierung identisch). Berücksichtigt ist die Absorption in allen Kapton-, Kupfer-, Argon- und Goldschichten.

Kapitel 5

Auswahl des Konvertermaterials

Wie bereits in Kapitel 4 erwähnt, ist ein wichtiger Bestandteil eines Detektors das Konvertermaterial. Im folgenden Kapitel werden verschiedene Materialien bezüglich ihrer Eignung als Röntgenkonverter miteinander verglichen.

Zunächst wird deren unterschiedliche Effizienz betrachtet. Als Grundlage hierfür dienen die in Kapitel 4 vorgestellten Rechnungen in die maßgeblich Absorptionskoeffizient und Reichweite eingehen.

Darüberhinaus ist auch die technische Realisierung ein wichtiges Auswahlkriterium. Am Ende des Kapitels wird daher auf verschiedene Herstellungsprozesse eingegangen, mit denen das Konvertermaterial auf die Folien aufgebracht werden kann.

5.1 Auswahlkriterien für ein Konvertermaterial

Die beiden Größen, die bei der Auswahl des Konverters im Vordergrund stehen sind, wie im vorigen Abschnitt bereits beschrieben, der Absorptionskoeffizient μ und die Reichweite der konvertierten Elektronen R_{av} . Die verschiedenen Definitionen der Reichweite von Elektronen in Materie wurden in Kapitel 4.1.1 bereits erläutert. Optimal wäre es, einen möglichst hohen Absorptionskoeffizienten mit einer großen Reichweite zu kombinieren. Damit wird erreicht, daß viele Photonen absorbiert werden und gleichzeitig die entstandenen Photoelektronen nicht in der Konverterschicht stecken bleiben. Da jedoch ein Material mit hohem Absorptionskoeffizienten nicht gleichzeitig auch eine hohe Reichweite für Elektronen besitzt, muß dies detailliert untersucht werden.

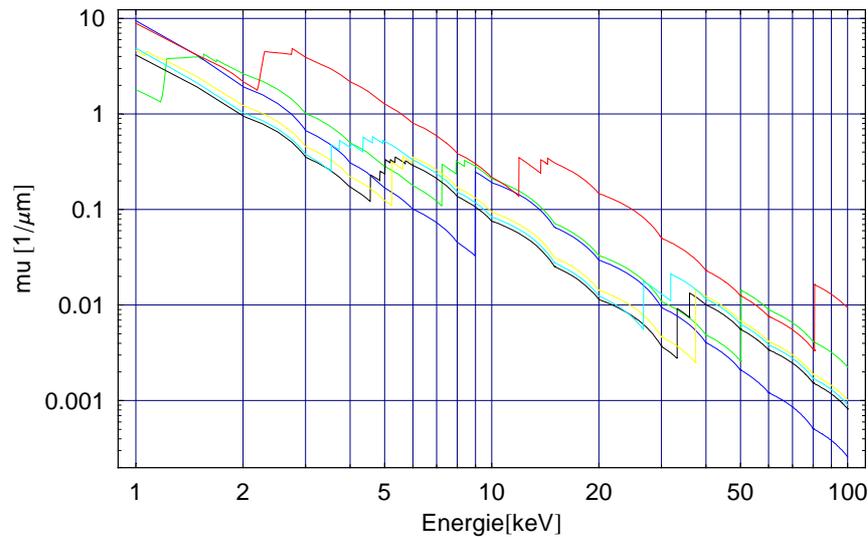


Abbildung 5.1: Der Absorptionskoeffizient von Gold (rot), BaO (gelb), Kupfer (blau), Gadolinium (grün), CdTe (hellblau) und CsI (schwarz). Die Skala ist doppelt logarithmisch dargestellt.

5.1.1 Energieabhängigkeit von Absorptionskoeffizient und Reichweite

Die Größen Absorptionskoeffizient μ und Reichweite R_{av} hängen beide von der Energie der einfallenden Photonen ab. Dies macht es schwierig, einen Konverter zu finden, der alle Energiebereiche gleichermaßen gut abdeckt. Es ist daher sinnvoll, einen Detektor speziell für den zu untersuchenden Energiebereich zu entwickeln. Bezogen auf den Absorptionskoeffizienten spielt auch die Lage der K- und L-Kanten eine große Rolle.

Ein im Bereich der Röntgendetektoren häufig verwendetes Konvertermaterial ist Cäsiumjodid. Wie man allerdings anhand des Absorptionskoeffizienten (Abbildung 5.1) sehen kann, ist dies unter dem Gesichtspunkt der Absorption nicht unbedingt bei allen Energien das beste Material.

Da erst eine Kombination aus Absorptionskoeffizient und Reichweite eine sinnvolle Aussage zulässt, muß die Reichweite zu den in Abbildung 5.1 dargestellten Materialien betrachtet werden (Abbildung 5.2). Hier ist der average reach Wert R_{av} der Reichweitendefinition (Abbildung 4.8) angegeben. Um verschiedene Konvertermaterialien miteinander vergleichen zu können, muß die Effizienz berechnet werden. Im folgenden wird die Winkelverteilung der Elektronen, entgegen den Ausführungen in Abschnitt 4.1, als isotrop angenommen. Dies erlaubt eine wesentlich schnellere Berechnung der relativ zueinander liegenden Effizienzen. Für eine absolute Berechnung muß dann die Winkelabhängigkeit des Photoelek-

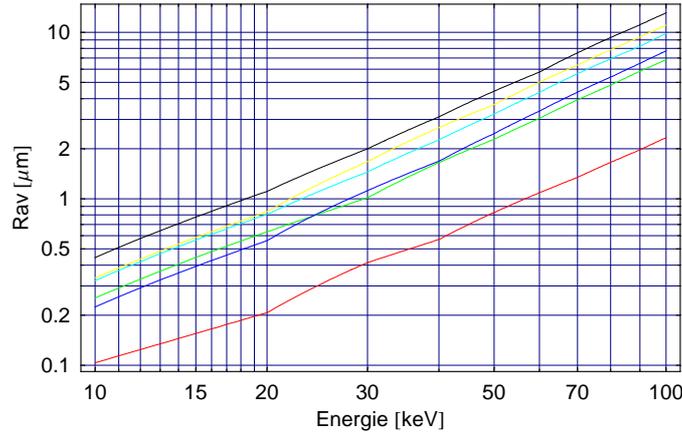


Abbildung 5.2: Der average-Wert für die Reichweite von Elektronen in den Materialien Gold (rot), BaO (gelb), Kupfer (blau), Gadolinium (grün), CdTe (hellblau) und CsI (schwarz). Die Skala ist doppelt logarithmisch dargestellt.

trons wieder berücksichtigt werden. Die hierbei zugrunde liegende Formel für die Berechnung der Pseudo-Effizienz lautet daher:

$$\tilde{\epsilon}_{vor}(E_\gamma, d) = \begin{cases} \frac{1}{2\mu R_{av}}(1 + \mu(R_{av} - d) - (1 + \mu R_{av})e^{-\mu d}) & ; d \leq R_{av} \\ \frac{1}{2\mu R_{av}}(e^{\mu R_{av}} - 1 - \mu R_{av})e^{-\mu d} & ; d > R_{av} \end{cases} \quad (5.1)$$

und

$$\tilde{\epsilon}_{rueck}(E_\gamma, d) = \begin{cases} \frac{1}{2\mu R_{av}}(\mu R_{av} - 1 + (1 + \mu(d - R_{av}))e^{-\mu d}) & ; d \leq R_{av} \\ \frac{1}{2\mu R_{av}}(\mu R_{av} - 1 + e^{-\mu R_{av}}) & ; d > R_{av} . \end{cases} \quad (5.2)$$

Hierbei ist:

- $\tilde{\epsilon}$: Pseudo-Effizienz
- E_γ : Energie des einfallenden Photons
- μ : Absorptionskoeffizient, abhängig von der Energie E_γ
- R_{av} : Reichweite (average reach) des Elektrons im Substrat, abhängig von der Energie E_e
- d : Schichtdicke des Substrats

Die Pseudo-Effizienz ist für den Aufbau, bestehend aus einer beschichteten Drift-elektrode und zwei in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung beschichteten Konverter-GEM-Folien, berechnet. Außerdem gehen auch die Effizienzen, die aus der Konversion im Argon herrühren, ein. Berücksichtigt sind alle vorhandenen Schichten, also auch das Kapton und das Kupfer der GEM-Folie. Entsprechend Kapitel 4.2

setzt sich die gesamte Effizienz durch Addition der Effizienzen der einzelnen Bereiche zusammen. Verschiedene Materialien wurden nach dieser Berechnung auf ihre Effizienz hin untersucht. Es handelt sich hierbei um die unterschiedlichsten Elemente des Periodensystems, sowie einige Verbindungen die im Bereich Röntgenabsorption eingesetzt werden. In Abbildung 5.3 ist eine kleine Auswahl derjenigen Konverter dargestellt, die zu den höchsten Effizienzen führen. Zu erkennen ist, daß für verschiedene Energiebereiche unterschiedliche Konvertermaterialien geeignet sind. Betrachtet man den Bereich bis 30 keV, so ist Gadolinium das effizienteste Konvertermaterial. Es ist aber auch zu erkennen, daß sich die Kurven von Gold und Gadolinium ab etwa 23 keV bis etwa 30 keV sehr gleichen. Gold ist das zu favorisierende Konvertermaterial bis zu einer Energie von 65 keV. Von 73 keV bis 84 keV liegen die Kurven für die Materialien Cadmiumtellurid (CdTe), Cäsiumjodid (CsI) und Bariumoxid (BaO) am höchsten und ab 85 keV diejenige für Gadolinium.

5.1.2 Eigenschaften verschiedener Konvertermaterialien

Beim Bau des Detektors ist, wie in Abschnitt 5.1.1 ausgeführt, ein Aspekt die erreichbare Effizienz verschiedener Konvertermaterialien. Darüberhinaus ist es ebenso wichtig, die physikalischen und chemischen Eigenschaften dieser Materialien zu berücksichtigen, um zum einen eine lange Lebensdauer des Detektors zu erreichen und zum anderen die Produktion dieser Konverterschichten zu realisieren. Cäsiumjodid (CsI) ist hygroskopisch, was bedeutet, daß es aus der Luft Wasser aufnimmt und sich ein Teil der Moleküle darin löst. Somit kann die Schicht inhomogen werden. Strukturierte Schichten, wie beispielsweise Säulenstrukturen, werden ganz zerstört. In der Herstellung sind daher aufwendige Schleusensysteme notwendig. Da Cäsiumjodid eine Bandlücke von 6.2 eV zwischen Valenz- und Leitungsband besitzt und eine Austrittsarbeit (Elektronenaffinität) von nur (0.1 – 0.2) eV hat, ist es ein sehr guter Sekundärelektronemitter. Darunter versteht man einen Festkörper, der infolge eines durchquerenden Elektrons, welches seine Energie durch inelastische Stöße mit den Hüllenelektronen verliert, sekundäre Elektronen aus der Oberfläche freisetzt. Bariumoxid (BaO) ist ein farbloses Pulver, das sich mit Wasser unter Wärmeentwicklung zu Bariumhydroxid vereinigt. Es ist noch stärker hygroskopisch als Cäsiumjodid und daher ebenfalls nur unter absolutem Luftabschluß zu verarbeiten. Cadmiumtellurid (CdTe) ist ein direkter Halbleiter mit einem Bandabstand von 1.56 eV bei Zimmertemperatur. Es wird hauptsächlich im Zusammenhang mit CMOS-Detektoren verwendet und ist hier nur zum Vergleich aufgeführt.

Gold (Au) ist ein Edelmetall, das an Luft kaum reagiert. Daher sind keine speziellen Anforderungen bei Bearbeitung und Lagerung zu beachten und eine einmal präparierte Oberfläche bleibt sehr lange rein. Gadolinium (Gd) ist ein silbrig- bis grauweißglänzendes Metall der seltenen Erden. In trockener Luft ist Gadolinium

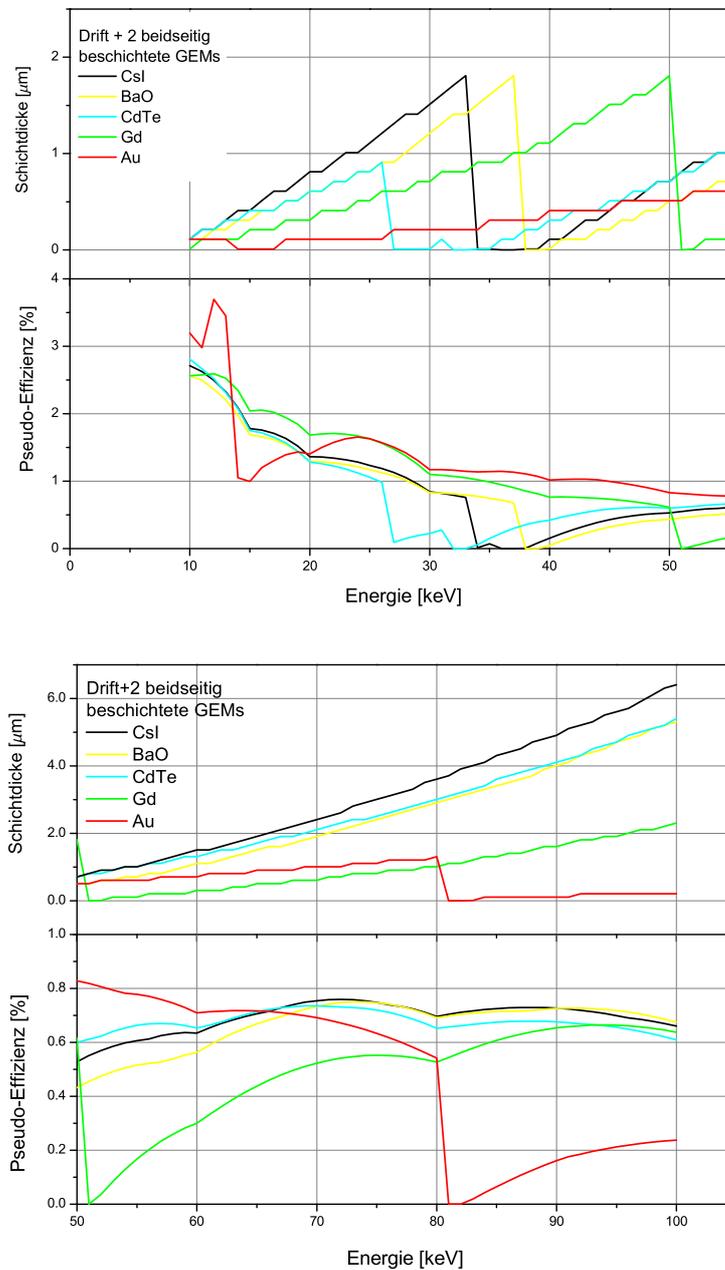


Abbildung 5.3: Eine Pseudo-Effizienz, berechnet nach den Gleichungen (5.1) und (5.2) die nur die Möglichkeit bietet, die verschiedenen Konverter zu vergleichen. Dargestellt ist die Rechnung für einen Detektor bestehend aus einer Driftelektrode und zwei beidseitig beschichteten GEM-Folien. Im oberen Bild ist der Energiebereich von 10 keV bis 55 keV dargestellt, im unteren derjenige von 50 keV bis 100 keV. In der Rechnung ist die Winkelabhängigkeit des Photoelektrons nicht berücksichtigt.

sehr beständig, in extrem feuchter Luft bildet es eine Oxidschicht aus und reagiert sehr langsam mit Wasser.

Anhand dieser Darstellung zeigt sich schon, daß Gold und Gadolinium von den hier dargestellten Materialien die stabilsten und langlebigsten Schichten bilden. Außerdem sind die Schichten relativ leicht herzustellen. Beide lassen sich auf einem Substrat durch Verdampfen oder Sputtern abscheiden. Bei Gold ist prinzipiell auch ein naßchemisches Verfahren möglich, jedoch sind Schichtdicken die kleiner als einige μm sind mit diesem Prozeß nicht einfach zu realisieren.

5.1.3 Gold und Gadolinium

Aufgrund der Rechnungen, die in Abschnitt 5.1.1 dargestellt wurden sowie der in Abschnitt 5.1.2 aufgezeigten Eigenschaften verschiedener Materialien, wurden Gadolinium und Gold als Konvertermaterial für diesen Detektortyp gewählt. Die Berechnung der wahren Effizienzen für diese beiden Materialien unter Berücksichtigung der Winkelverteilung des Photoelektrons wie es in Kapitel 4 vorgestellt wurde, führt auf die in den Abbildungen 5.4 bis 5.6 dargestellten Ergebnisse. Die hier dargestellten Energien der einfallenden Röntgenstrahlung wurden in Bezug auf die in den Messungen verwendeten und in Kapitel 6 vorgestellten Röntgenpräparate gewählt. In den Abbildungen ist zum einen zu erkennen, wie sich das Prinzip des Kaskadierens mehrerer Konverterschichten auf die Effizienz auswirkt, wobei in allen Berechnungen auch die entsprechenden Gasbereiche berücksichtigt sind. Zum anderen ist zu sehen, daß die Wahl des besseren Konvertermaterials von der Energie der einfallenden Photonen abhängt.

Bei 88 keV ist deutlich zu erkennen, daß Gadolinium gegenüber Gold den besseren Konverter darstellt. Im Fall von Gold ist bei zehn beidseitig beschichteten GEM-Folien nur eine Effizienz von 0.4 % bei einer optimalen Schichtdicke von $0.07 \mu\text{m}$ erreichbar, wohingegen bei Gadolinium 2.4 % Effizienz mit $1.4 \mu\text{m}$ erreichbar sind, obwohl Gold für diese Energie einen größeren Absorptionskoeffizienten besitzt als Gadolinium. Dies begründet sich in den verschiedenen Bindungsenergien der Materialien. Trifft ein Photon mit 88 keV auf ein Goldatom, so kann es das mit 80.7 keV gebundene K ($1s_{\frac{1}{2}}$)-Elektron herausschlagen. Das frei gewordene Photoelektron hat damit eine kinetische Energie von 7.3 keV und somit eine geringe Reichweite in Gold (ca. 50 nm). Hingegen hat Gadolinium eine Bindungsenergie von 50.2 keV für das K ($1s_{\frac{1}{2}}$)-Elektron. Dies hat als Konsequenz, daß das Photoelektron deutlich mehr kinetische Energie (37.8 keV) erhält und dadurch eine größere Reichweite in der Konverterschicht hat.

Bei einer Energie von 60 keV des einfallenden Photons verhält es sich umgekehrt. Hier ist Gold im Vergleich zu Gadolinium das geeignetere Material. Mit Gold ist eine Effizienz von 2.6 % erreichbar. Nun ist es nicht mehr möglich, daß das Photon ein Elektron aus der K-Schale herausschlägt, da seine Energie hierfür

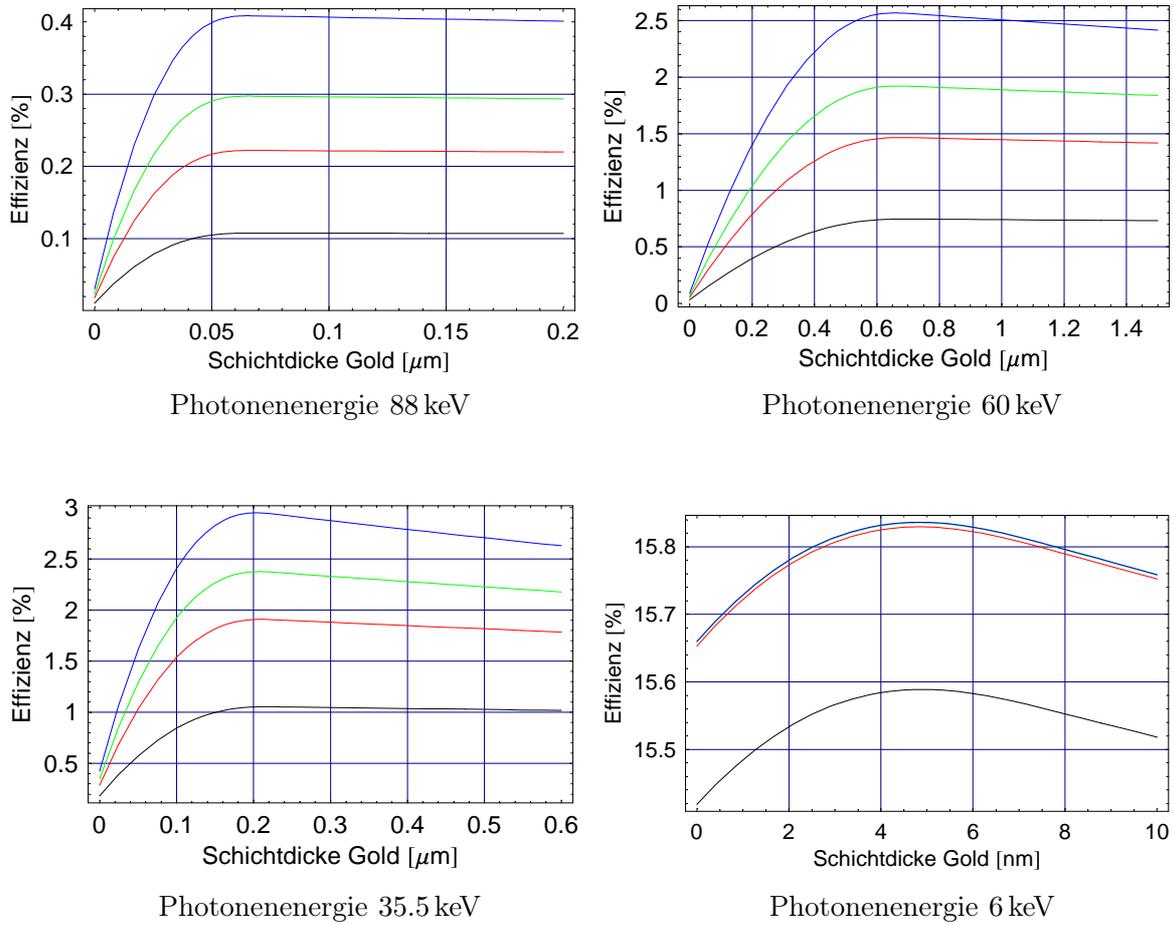


Abbildung 5.4: Die Effizienz, nach den Gleichungen (4.10) und (4.15), ist über der Schichtdicke des Gold-Konverters aufgetragen. Die Folien sind beidseitig beschichtet. Die Energie der einfallenden Photonen ist im jeweiligen Teilbild angegeben. Schwarz: 2 GEM-Folien (+ Driftelektrode), rot: 5 GEM-Folien (+ Driftelektrode), grün: 7 GEM-Folien (+ Driftelektrode), blau: 10 GEM-Folien (+ Driftelektrode). In allen Aufbauten ist, wie bereits in den Klammern angegeben, jeweils eine beschichtete Driftelektrode vorhanden.

nicht mehr ausreicht. Daher wird ein Elektron aus der L-Schale geschlagen. Die Bindungsenergien der L-Elektronen liegen, bedingt durch die Aufspaltung des Niveaus, bei $L_1(2s_{\frac{1}{2}}) = 14.4 \text{ keV}$, $L_2(2p_{\frac{1}{2}}) = 13.7 \text{ keV}$ und $L_3(2p_{\frac{3}{2}}) = 11.9 \text{ keV}$. Die kinetische Energie des Photoelektrons liegt daher im Mittel bei 46.7 keV. Dies bedeutet unter anderem eine höhere Reichweite. Damit ist die Möglichkeit verbunden die Schichtdicke größer zu wählen, ohne dabei das Problem zu haben, daß die entstandenen Elektronen stecken bleiben. Daher vergrößert sich auch die

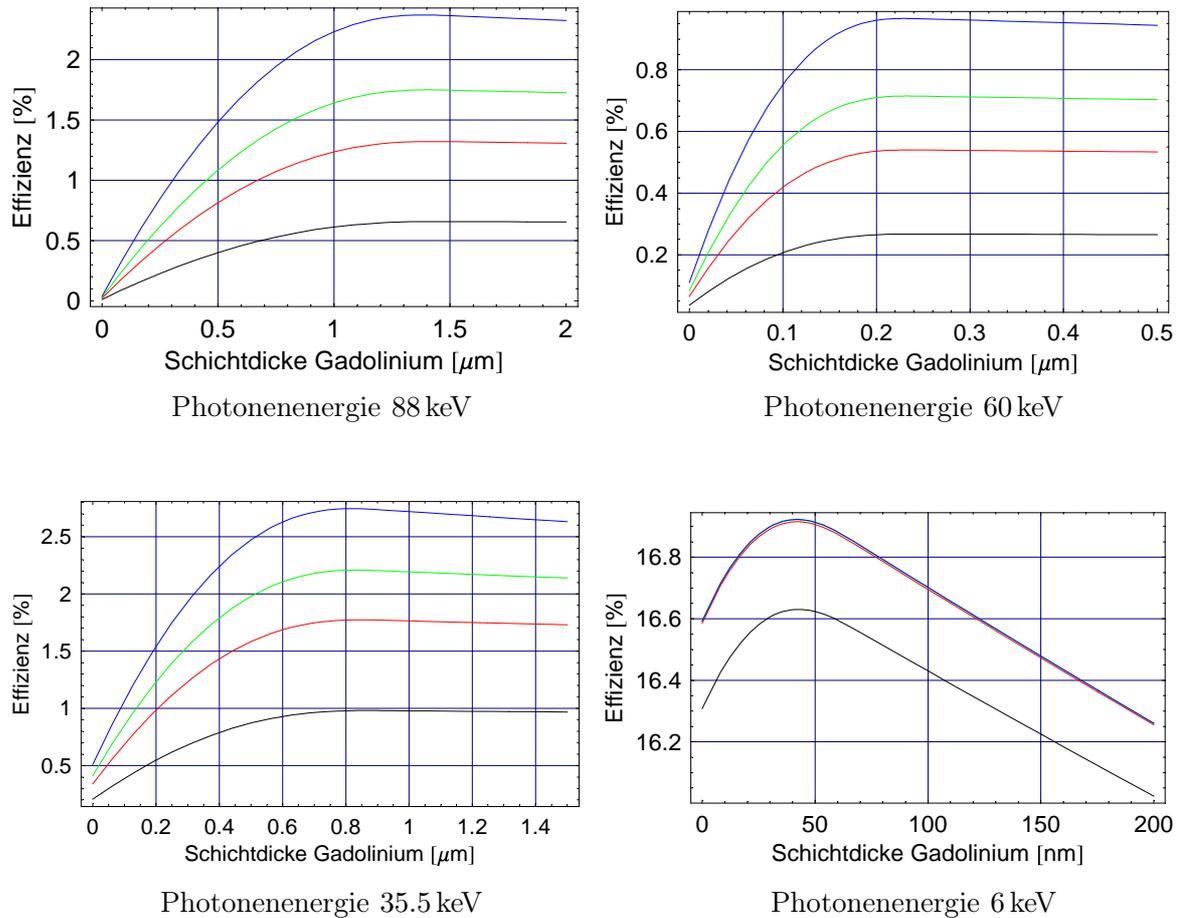


Abbildung 5.5: Die Effizienz, nach den Gleichungen (4.10) und (4.15), ist über die Schichtdicke des Gadolinium-Konverters aufgetragen. Die Folien sind beidseitig beschichtet. Die Energie der einfallenden Photonen ist im jeweiligen Teilbild angegeben. Schwarz: 2 GEM-Folien (+ Driftelektrode), rot: 5 GEM-Folien (+ Driftelektrode), grün: 7 GEM-Folien (+ Driftelektrode), blau: 10 GEM-Folien (+ Driftelektrode). In allen Aufbauten ist, wie in den Klammern angegeben, jeweils eine beschichtete Driftelektrode vorhanden.

optimale Schichtdicke auf $0.7 \mu\text{m}$. Da die Bindungsenergie bei Gadolinium für das K-Elektron mit 50.2 keV noch unterhalb von 60 keV liegt wird dieses herausgeschlagen, was zur Folge hat, daß die kinetische Energie des Elektrons mit 9.8 keV deutlich niedriger ist als bei Gold.

Obwohl der Absorptionskoeffizient bei einer Photonenergie von 35.5 keV bei Gold um einen Faktor 4.6 höher liegt als bei Gadolinium, ist der Unterschied in der Effizienz nur gering. Dies liegt wiederum daran, daß die beiden Elemente

unterschiedliche Bindungsenergien besitzen. In diesem Fall können bei beiden Materialien nur Elektronen aus der L-Schale herausgeschlagen werden. Diese haben in Gadolinium eine Bindungsenergie von $L_1(2s_{\frac{1}{2}}) = 8.4 \text{ keV}$, $L_2(2p_{\frac{1}{2}}) = 7.9 \text{ keV}$ und $L_3(2p_{\frac{3}{2}}) = 7.2 \text{ keV}$. Dadurch ergibt sich für das Photoelektron eine kinetische Energie von im Mittel 27.6 keV bei Gadolinium und 22.1 keV bei Gold. Somit liegt die Effizienz im Fall von Gold bei 2.9% und im Fall von Gadolinium bei 2.7% .

Wie aus den Abbildungen 5.4 und 5.5 (je das Teilbild unten rechts) ersichtlich ist, spielt es bei einer Energie um 6 keV keine große Rolle mehr, wie viele Schichten des Konvertermaterials hintereinander geschaltet sind, da in den vorherigen Folien und Gasvolumina die einfallenden Photonen bereits absorbiert wurden. Lediglich die Linie für zwei GEM-Folien setzt sich noch deutlich ab. Der Unterschied zwischen 5, 7 und 10 Folien ist nicht mehr relevant. Auch rücken die Effizienzen von Gold und Gadolinium stärker zusammen, da ein Großteil der Effizienz durch die Konversion im Argon entsteht (Die Effizienz in 1.4 mm reinem Argon beträgt etwa 6% bei 6 keV Photonen.). Beide bewegen sich mit 15.8% bei Gold und 16.9% bei Gadolinium im gleichen Bereich.

In Abbildung 5.6 ist die optimale Schichtdicke zu jeder Energie und die dazugehörige Effizienz dargestellt. Als Grundlage ist ein Aufbau bestehend aus einer beschichteten Driftelektrode und zehn beidseitig mit dem entsprechenden Konvertermaterial beschichteten GEMs angenommen. Es gehen die Winkelabhängigkeit des Photoelektrons wie sie in Kapitel 4.1.1 beschrieben ist, sowie die Bindungsenergie der Elektronen im jeweiligen Konverter ein. Die Reichweite der Photoelektronen wird über den Datensatz der average Reichweite R_{av} berücksichtigt. Da eine analytische Berechnung des Maximums der Effizienz in Abhängigkeit der Energie aufgrund der Polstellen der elliptischen Funktionen nicht möglich war, wurde eine Tabelle berechnet, in der schrittweise die Energie und die Schichtdicke variiert wurden. Die Schrittweite der Energie beträgt 1 keV , die der Schichtdicke $0.1 \mu\text{m}$. Anschließend wurde zu jedem Energiewert die maximale Effizienz herausgefiltert und somit die optimale Schichtdicke bestimmt.

Wie anhand der bisherigen Graphiken schon zu erkennen war, ist das optimale Konvertermaterial von der Energie der einfallenden Photonen abhängig. Im Bereich von 30 keV bis 80 keV zeigt Gold deutliche Vorteile. Ab 80 keV ist Gadolinium der geeignetere Konverter. Im Bereich kleiner Energien von 14.3 keV bis 30 keV liegt die Kurve für Gadolinium höher, bei geringeren Energien macht es kaum einen Unterschied welches Konvertermaterial eingesetzt wird. Deutlich zu erkennen ist die Abhängigkeit der Schichtdicke von der Energie der einfallenden Photonen. Ist die Energie ausreichend um ein Elektron aus der nächst tieferen Schale herauszuschlagen, kann auf das Photoelektron kaum kinetische Energie übertragen werden. Daher wird die Reichweite des Elektrons im Konvertermaterial kürzer und somit muß die Schichtdicke deutlich reduziert werden. Der damit verbundene Einbruch in der Effizienz liegt darin begründet, daß das Konverter-

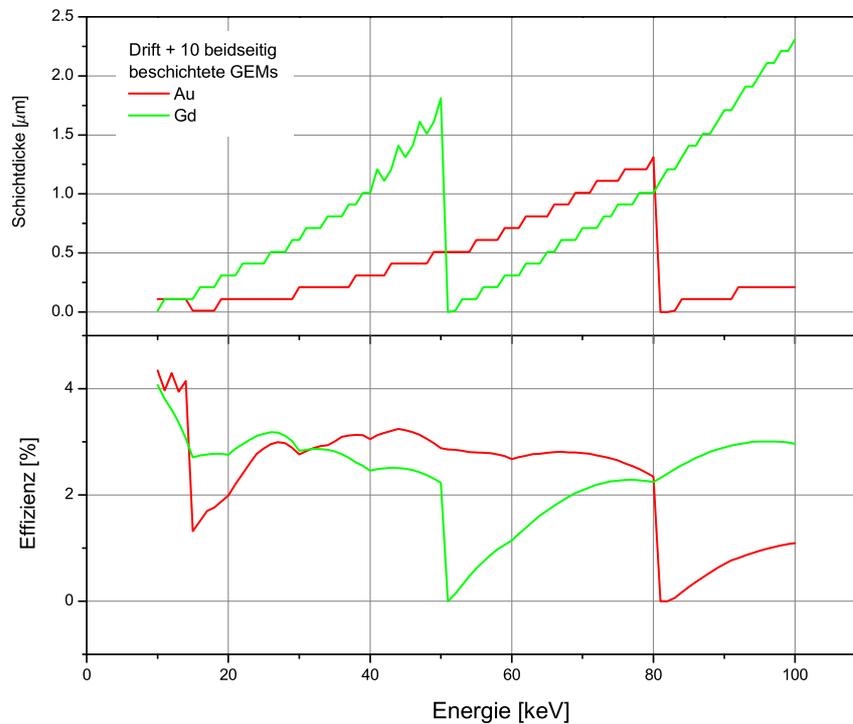


Abbildung 5.6: Für einen Aufbau mit zehn beidseitig beschichteten GEMs ist zu jeder Energie die optimale Schichtdicke und die daraus resultierende maximal mögliche Effizienz dargestellt. Gadolinium ist in grün, Gold in rot dargestellt.

material so dünn gewählt werden muß, daß nur wenig Photonen absorbiert werden oder wenn es dicker ist nur die Photoelektronen aus dem obersten Bereich der Schicht bis in die Gasphase gelangen können.

5.2 Beschichtungsprozesse

Um einen Detektor zu realisieren, ist es notwendig, die ausgewählten Konvertermaterialien auf die GEM-Folien aufzutragen. Hierzu gibt es prinzipiell verschiedene Möglichkeiten. Das Prinzip des Sputterns und im Speziellen die am Physikalischen Institut vorhandene Anlage wird in [Lau06] ausführlich beschrieben. Desweiteren besteht die Möglichkeit des Beschichtens mittels einer Elektronenstrahlverdampfungsanlage, die ebenfalls am Physikalischen Institut vorhanden

ist. Diese wird im folgenden näher beschrieben. Beide Verfahren wurden in dieser Arbeit zur Herstellung der Konverterschichten verwendet. Auf naßchemische Verfahren wird hier, obwohl dies prinzipiell möglich wäre, nicht näher eingegangen, da im Rahmen dieser Arbeit keine Folie nach diesem Verfahren hergestellt wurde. Stattdessen wird auf verfügbare Techniken zurückgegriffen.

5.2.1 Beschichtung mit der Bedampfungsanlage

Bei der Bedampfungsanlage handelt es sich um eine Elektronenstrahl-Bedampfungsanlage. In dieser wird das aufzudampfende Material mittels eines elektromagnetisch abgelenkten Elektronenstrahls aus einem wassergekühlten Tiegel verdampft. Die Anlage besteht aus einem 130 Liter fassenden zylindrischen Rezipienten, dessen Durchmesser und Höhe je etwa 50 cm betragen. Er wird mit einer Turbomolekularpumpe und einer Drehschieberpumpe auf $2 \cdot 10^{-6}$ Torr evakuiert. Über eine Mikroprozessoreinheit läßt sich die gewünschte Schichtdicke sowie die Dichte des Bedampfungsgutes eingeben. Mit Hilfe eines in der Anlage eingebauten Schwingquarzes kann die bedampfte Schichtdicke bestimmt werden. Ebenso kann eine Einschmelzzeit gewählt werden. Während dieser bleibt eine Blende über dem Substrattiegel und verhindert so, daß die zu bedampfenden Folien durch Spritzer beschädigt werden. Die Folien selbst befinden sich in einer Halterung am oberen Bereich des Rezipienten. Diese Halterung ist in ihrer Form der Oberfläche eines Zylinders angepaßt, um ein möglichst homogenes Ergebnis zu erzielen.

Da die Anzeige des Schwingquarzes für Bor durch verschiedene Messungen speziell kalibriert wurde, wird beim Bedampfen mit anderen Materialien auf diese Eichung zurückgegriffen.

Die meisten in dieser Arbeit verwendeten Schichten wurden mit dem Verfahren des Elektronenstrahlbedampfens hergestellt. Im folgenden sollen nur einige Eckdaten angegeben werden. Gadolinium läßt sich sehr gut verdampfen und es sind problemlos Raten von bis zu $3 \text{ \AA}/\text{s}$ bei einem Druck von $2 \cdot 10^{-6}$ Torr erreichbar. Der Schmelzpunkt von Gadolinium liegt bei $1311 \text{ }^\circ\text{C}$.

Gold ist etwas träger bei der Bedampfung. Bei einem erreichbaren Druck von $2 \cdot 10^{-5}$ Torr sind hier Raten von $0.2 \text{ \AA}/\text{s}$ möglich. Der Schmelzpunkt liegt bei $1064.4 \text{ }^\circ\text{C}$.

5.2.2 Beschichtung mit der Sputteranlage

Beim Prozeß des Sputterns werden Atome aus einer Festkörperoberfläche, genannt Target, durch Beschuß mit energiereichen Ionen, wie beispielsweise Argonionen, herausgelöst. Hierbei befinden sich Target und zu beschichtendes Substrat in einer Hochvakuumkammer. Die gängigste Methode, den Festkörper mit Teil-

chen zu beschließen, besteht im Zünden eines Plasmas zwischen Target und Substrat. Durch das Anlegen einer Spannung werden die Argonionen auf die negativ geladene Festkörperoberfläche beschleunigt. Durch Stöße können sie aus dieser Atome herauslösen, die auf das gegenüberliegende Substrat fliegen und sich dort abscheiden.

Die mit 50 nm Gadolinium beschichtete Folie wurde in Zusammenarbeit mit T. Lauer in der Sputteranlage des Physikalischen Instituts hergestellt. Bei dem Prozeß, der zum Herstellen dieser Folie angewandt wurde, handelt es sich um einen DC-Sputter-Prozeß, wobei sich das aufgebrachte Gadolinium in einem runden Target mit einem Durchmesser von 15 cm befindet. Der Druck während des Beschichtens lag hier bei $1.2 \cdot 10^{-3}$ mbar.

Kapitel 6

Röntgenpräparate

Für die Messung der Effizienz des Röntgendetektors ist es notwendig, geeignete Röntgenpräparate zu verwenden. Diese sollten die Anforderung, monogenergetisch zu sein, erfüllen. Darüberhinaus müssen auch Raumwinkel und Aktivität der Quellen bekannt sein. In den folgenden Abschnitten werden die Kriterien zur Auswahl der Präparate beschrieben sowie die mit einem Germaniumdetektor des MPI für Kernphysik in Heidelberg durchgeführten Messungen der Pulshöhenspektren vorgestellt. Diese Ergebnisse machen eine Modifikation an einem der radioaktiven Präparate notwendig, die im letzten Abschnitt vorgestellt wird.

6.1 Auswahlkriterien und Pulshöhenspektren

Wie aus den Kapiteln 4 und 5 hervorgeht, ist die Wahl des Konvertermaterials stark von der Energie der eingestrahnten Photonen abhängig. Um die berechneten Effizienzen experimentell zu verifizieren, müssen Messungen mit verschiedenen Röntgenenergien durchgeführt werden. Hierbei gibt es unterschiedliche Möglichkeiten Röntgenstrahlung zu erhalten.

Röntgenröhre

Eine der gängigen Methoden zur Erzeugung von Röntgenstrahlung ist die Verwendung einer Röntgenröhre. Hierbei werden von der Kathode Elektronen emittiert und durch eine angelegte Hochspannung zur Anode hin beschleunigt. Bei Erreichen der Anode, werden sie unter Aussendung von Röntgenstrahlung abgebremst. Über einen Bragg-Kristall ist es möglich aus diesem Röntgenspektrum eine monoenergetische Linie herauszufiltern. Jedoch ist die Intensität nicht absolut bekannt und auch eine zeitliche Stabilität des Flusses ist nicht unbedingt gewährleistet.

Röntgenpräparate

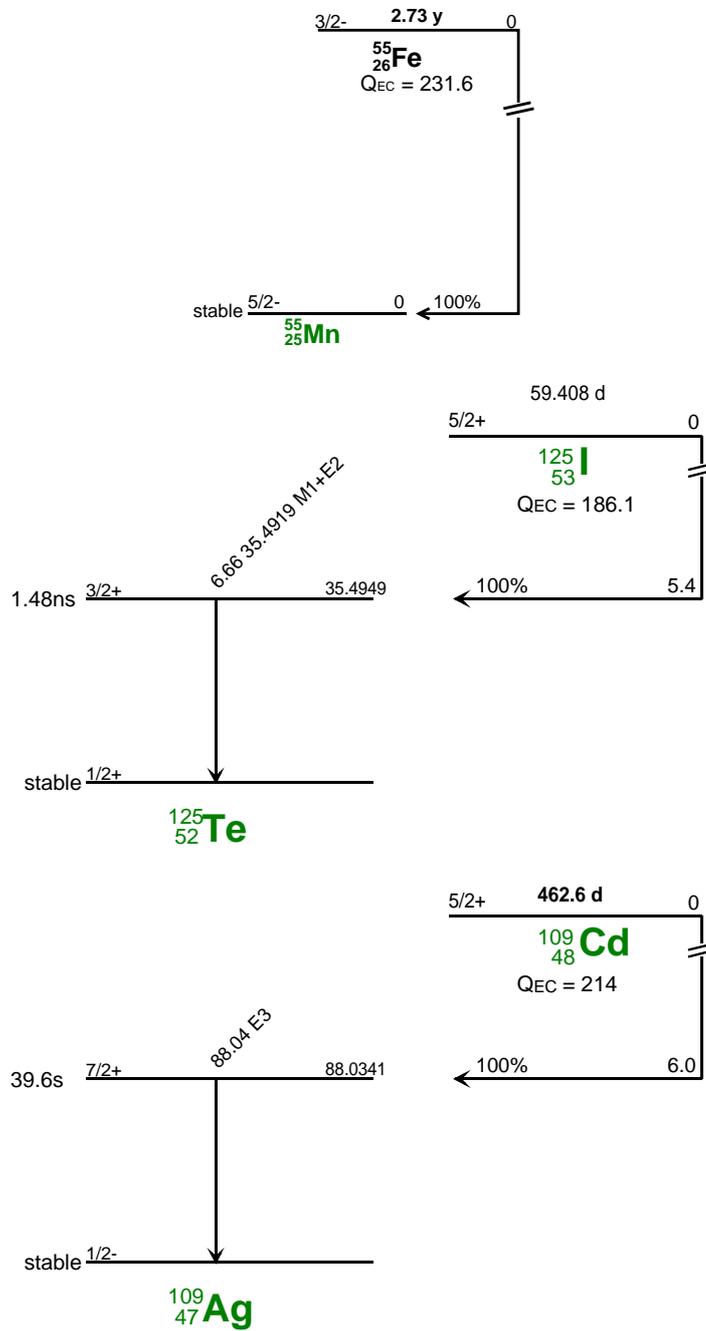
Bei Röntgenpräparaten handelt es sich um instabile Isotope die über einen β^\mp -Zerfall oder electron capture meistens in einen angeregten Zustand ihres Tochternuklids zerfallen. Im Allgemeinen gehen diese unter Aussendung eines oder mehrerer Photonen in den Grundzustand über.

Eine Analyse der Kernzerfälle mehrerer Präparate zeigte schnell, daß es nur wenige γ -Strahler gibt, die in ihrem Spektrum nur eine Linie aufweisen (Abbildung 6.1). Außerdem ist die Art des zugrunde liegenden Zerfalls zu berücksichtigen. Beim β^\mp -Zerfall wird ein Neutron (Proton) des Kerns in ein Proton (Neutron) umgewandelt. Dabei entsteht ein Elektron (Positron) und ein Antineutrino (Neutrino). Im zweiten Fall wird der Protonenüberschuß des Kerns durch den Einfang eines Hüllenelektrons ausgeglichen. Dabei handelt es sich meistens um ein Elektron aus der K-Schale, weshalb der Prozeß auch mit K-Einfang bezeichnet wird. An der Stelle, an der sich das Elektron befunden hat, bleibt ein Loch zurück. In beiden Fällen entstehen angeregte Kernzustände, die beim Übergang in den Grundzustand ein oder mehrere Photonen aussenden können.

Die beiden Zerfallsarten haben unterschiedliche Konsequenzen für das Spektrum. Handelt es sich um einen β^- -Zerfall, entsteht, wenn das Elektron auf Materie trifft, Bremsstrahlung, die sich über das Spektrum legt und charakteristische Peaks aus allen Materialien der Umgebung enthält. Liegt dem Zerfall ein Elektroneinfang (electron capture, EC) zugrunde, so gibt es weitere Linien im Spektrum, die aus den nachrückenden Elektronen in der Hülle des entstandenen Elements verursacht werden. Diese sind jedoch besser zu analysieren und zu berücksichtigen als die Bremsstrahlung des β^- -Zerfalls. Aus diesem Grund wurden in den Messungen nur Präparate verwendet, deren Zerfall ein Electron Capture zugrunde liegt. Im Energiebereich von 5 keV bis 100 keV gibt es nur eine sehr begrenzte Auswahl an Präparaten, die diesen Anforderungen genügen.

$^{55}_{26}\text{Fe}$ -Präparat

Das $^{55}_{26}\text{Fe}$ zerfällt mittels EC in den Kern-Grundzustand des Mangan. Da ein Elektron in der K-Schale des Mangan fehlt ist es möglich, daß ein Elektron aus der L-Schale in die K-Schale unter Aussendung eines Photons übergehen. Solche Photonen werden mit K_α bezeichnet. Ebenso ist dies für ein Elektron aus der M-Schale möglich, das entsprechend K_β genannt wird. Das K_α -Photon bei Mangan hat eine Energie von 5.89 keV, das K_β -Photon besitzt 6.49 keV. Diese Linien sind in Abbildung 6.2 deutlich zu erkennen. Das gemessene Spektrum wurde mit einem Silizium-Lithium-Detektor aufgenommen, der vom MPI für Kernphysik Heidelberg von J. Crespo und H. Bruhns zur Verfügung gestellt wurde. In Ab-

Abbildung 6.1: Die Kernzerfallsschemata von ^{55}Fe , ^{125}I und ^{109}Cd [Fir].

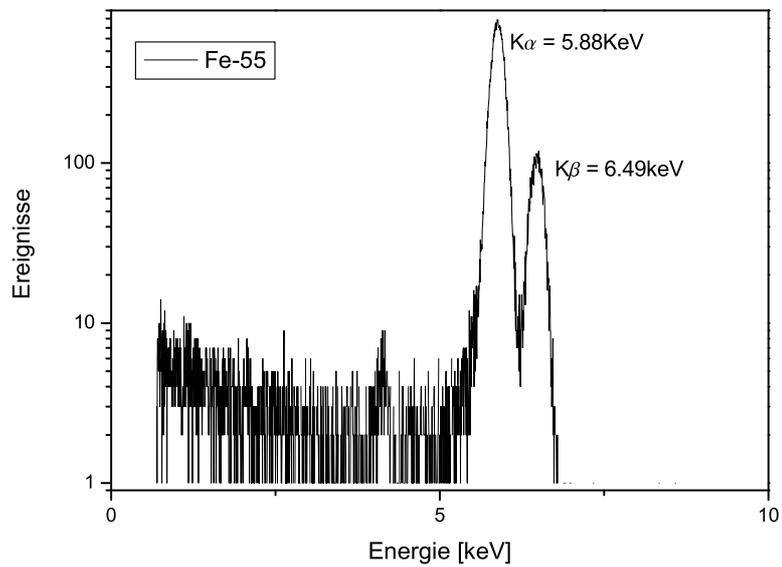


Abbildung 6.2: Pulshöhenspektrum des ^{55}Fe -Präparats gemessen mit einem SiLi-Detektor der Arbeitsgruppe von J. Crespo vom MPI für Kernphysik, Heidelberg.

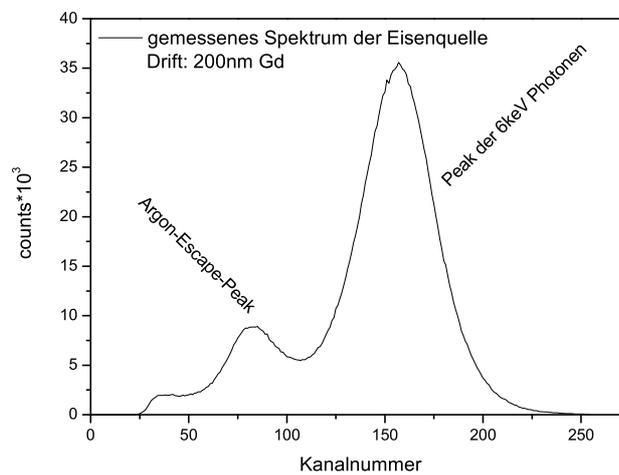


Abbildung 6.3: Pulshöhenspektrum des ^{55}Fe -Präparats gemessen mit dem im Rahmen dieser Arbeit gebauten CASCADE-Röntgendetektor. Das ^{55}Fe -Spektrum zeigt den typischen Verlauf für mit Argon gefüllte Gasdetektoren.

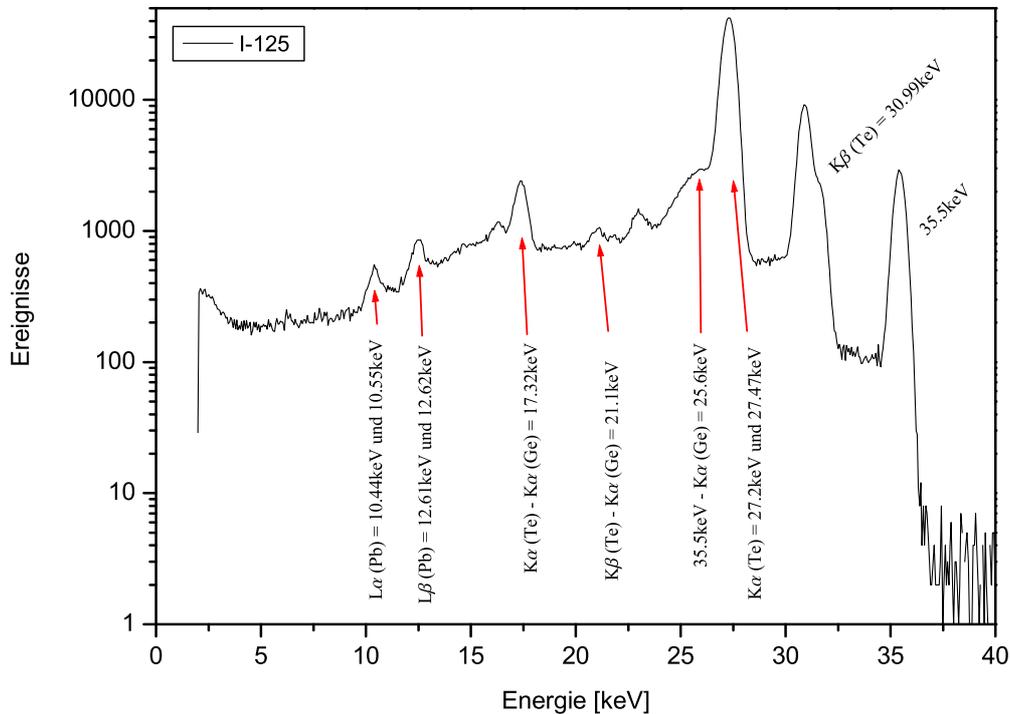


Abbildung 6.4: Pulshöhenspektrum des ^{125}I -Präparats gemessen mit einem Ge-Detektor der Arbeitsgruppe von J. Crespo vom MPI für Kernphysik, Heidelberg.

Abbildung 6.3 ist das Pulshöhenspektrum der gleichen Quelle mit dem im Rahmen dieser Arbeit gebauten CASCADE-Röntgendetektor zu sehen. Es zeigt den, für mit Argon betriebene Gasedektoren, typischen Verlauf.

$^{125}_{53}\text{I}$ -Präparat

Die Messung des Jodspektrums wurde mit einem Germaniumdetektor der Firma Ortek aufgenommen, der ebenfalls vom MPI-K zur Verfügung gestellt wurde. Dem Kernzerfall liegt auch hier ein electron capture zugrunde. Das $^{125}_{53}\text{I}$ zerfällt dabei zu 100 % in einen angeregten Zustand des Tellur. Dieses Niveau liegt bei 35.49 keV und hat eine Halbwertszeit von 1.48 ns. Beim Übergang in den Grundzustand wird mit 6.6 % Wahrscheinlichkeit ein Photon dieser Energie ausgesandt. Die restlichen 93.4 % der Übergänge finden durch Übertrag der Energie an ein

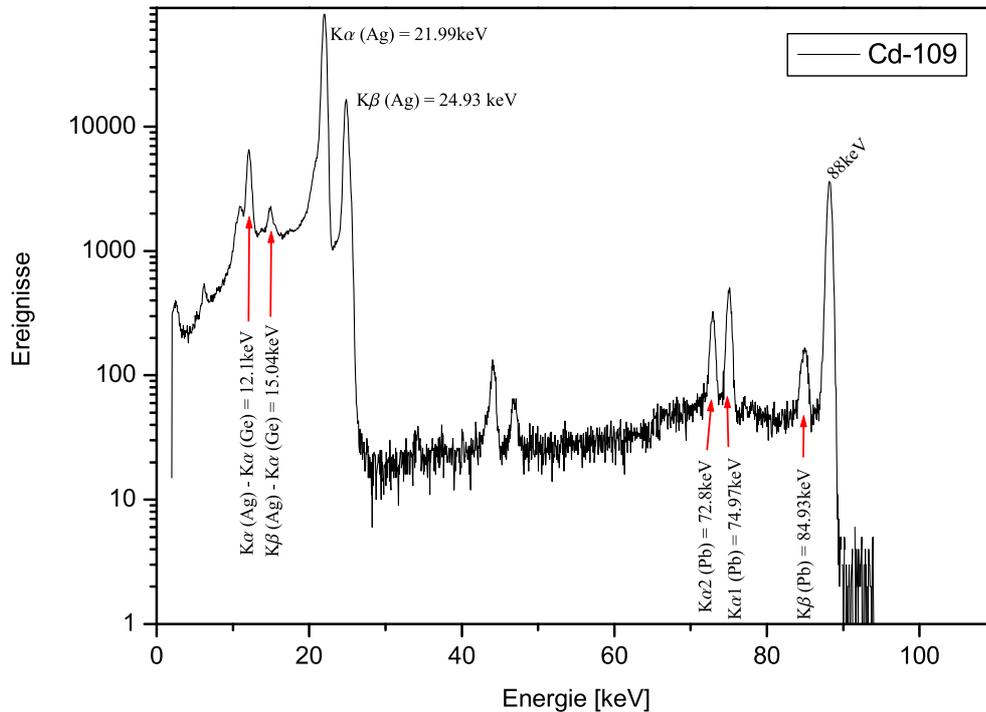


Abbildung 6.5: Pulshöhenspektrum des ^{109}Cd -Präparats gemessen mit einem Ge-Detektor der Arbeitsgruppe von J. Crespo vom MPI für Kernphysik, Heidelberg.

Elektron der K-Schale statt. Da es sich allerdings um einen EC-Zerfall handelt, gibt es wieder Übergänge innerhalb der Hüllenelektronen des Tellur. Die $K_{\alpha 1}$ -Linie liegt hier bei 27.20 keV, $K_{\alpha 2}$ bei 27.47 keV. Die $K_{\beta 1}$ -Linie liegt bei 30.99 keV. Diese Linien sind in Abbildung 6.4 wiederzufinden, wobei die beiden α -Linien nicht getrennt aufgelöst sind. Weiterhin sind verschiedene Escape-Peaks zu erkennen. Ein solcher entsteht, wenn ein Photon ein Elektron aus der K-Schale des Germaniums, also des Detektormediums, herausschlägt. Mit dem nachrückenden Elektron wird ein K_{α} -Photon ausgesandt. Wenn dieses den Detektor undetektiert verläßt, geht dem System Energie verloren. Daher ist im Spektrum eine Linie mit um diesen Wert reduzierter Energie zu erkennen. Beim Germaniumdetektor ist dies $K_{\beta}(\text{Ge}) = 9.88 \text{ keV}$ (weitere Elektronenbindungsenergien in Anhang B), was die Linien bei 25.62 keV, 21.11 keV und 17.32 keV erklärt. Im ersten Fall handelt es sich um den Escape-Peak, der aus dem Kernzerfall mit 35.5 keV resultiert, bei dem zweiten Wert um die reduzierte $K_{\beta}(\text{Te})$ -Linie und beim letzten Wert um die verringerte $K_{\alpha}(\text{Te})$ -Linie. Außerdem sind in dem Spektrum noch Bleilinen

zu sehen, da sich die Quellen in einer Bleiabschirmung befinden. Trifft nun ein Photon auf ein Bleiatom, so kann ein Elektron aus der L-Schale geschlagen werden. In diese Lücke können nun Elektronen aus der M- oder N-Schale nachrücken ($L_\alpha = 10.5 \text{ keV}$ und $L_\beta = 12.6 \text{ keV}$).

$^{109}_{48}\text{Cd}$ -Präparat

Das Spektrum der Cadmium Quelle wurde ebenfalls mit dem Germaniumdetektor aufgenommen und ist in Abbildung 6.5 zu sehen. Auch diesem Kernzerfall liegt ein electron capture zugrunde bei dem das $^{109}_{48}\text{Cd}$ zu 100 % in einen angeregten Zustand des Silberkerns $^{109}_{47}\text{Ag}$ zerfällt. Dieser besitzt eine Halbwertszeit von 39.6 s und geht mit 3.6 % Wahrscheinlichkeit unter Aussendung eines Photons mit 88.04 keV in den Grundzustand über. Der restliche Anteil des Übergangs findet durch einen Übertrag der 88 keV auf das zweite, noch vorhandene Elektron der K-Schale (das erste wurde durch den EC eingefangen) statt. Dieses wird aus dem Atom herausgelöst und hat eine kinetische Energie von 88 keV abzüglich seiner Bindungsenergie. Analog zum Zerfall des $^{125}_{53}\text{I}$ finden auch hier weitere Übergänge in der Hülle des Tochternuklids statt. Die beiden K_α -Linien liegen sehr dicht zusammen und können mit dem Germaniumdetektor nicht einzeln aufgelöst werden. Die $K_{\alpha 1}$ -Linie liegt bei 22.16 keV und die $K_{\alpha 2}$ -Linie bei 21.99 keV. Weiterhin ist die $K_{\beta 1}$ -Linie bei 24.94 keV in Abbildung 6.5 zu erkennen. Die Cadmiumquelle ist, wie auch die beiden zuvor besprochenen Präparate Jod und Eisen, in einer Bleiummantelung eingebettet. Jedoch besitzt Cadmium mit 88.04 keV höherenergetischere Photonen als die beiden anderen Quellen. Daher tritt hier erstmals der Fall ein, in dem ein K (1s)-Elektron des Blei herausgeschlagen werden kann. Hier rücken wieder Elektronen aus weiter außen liegenden Schalen nach. Die $K_\beta(\text{Pb})$ -Linie liegt bei 84.93 keV, die beiden K_α -Linien sind getrennt zu erkennen und liegen bei $K_{\alpha 1}(\text{Pb}) = 74.97 \text{ keV}$ sowie $K_{\alpha 2}(\text{Pb}) = 72.8 \text{ keV}$. Analog zu dem Jodpräparat gibt es auch bei der Cadmiumquelle Escape-Peaks. Diese liegen bei 12.1 keV und 15.04 keV. Im ersten Fall handelt es sich um die reduzierte K_α Linie, im zweiten um die reduzierte K_β -Linie des Silbers.

6.2 Eigenschaften der Präparate

In den folgenden Abschnitten wird eine erweiterte Charakterisierung der verwendeten Präparate dargestellt. Die angegebenen Zahlen beziehen sich auf die Angaben der Firma Isotope Products, die im Auftrag des Deutschen Kalibrierdienstes der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) Datenblätter erstellt hat.

Aktivität der Quellen

Die Aktivität definiert sich durch die Zahl der Zerfälle pro Zeiteinheit. Alle Angaben für die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Quellen beziehen sich auf das Datum 15.11.2005.

Laut PTB-Angabe besitzt die Eisenquelle eine Aktivität von (4.24 ± 0.16) MBq bei einer Halbwertszeit von 999 ± 8 Tagen, die Jodquelle 3.77 MBq bei 59.43 ± 0.06 Tagen und die Cadmiumquelle (4.15 ± 0.13) MBq bei 462.6 ± 0.7 Tagen Halbwertszeit, wobei hiervon nur 3.6% der Zerfälle unter Aussendung eines 88 keV-Photons in den Grundzustand übergehen.

Kapselung der Quellen

Die Kapselung (Umhüllung) der radioaktiven Substanz ist von großer Bedeutung. Je nach Material ist es möglich, daß dieses durch die Strahlung angeregt wird und somit beim Übergang in den Grundzustand selbst eine charakteristische Strahlung abgibt. Damit erhält man weitere, unter Umständen unerwünschte, Photonenenergien. Die in dieser Arbeit eingesetzten Quellen sind mit einer Kapselung aus Kunststoff umgeben. Wie die Messungen mit dem Germaniumdetektor gezeigt haben, ist in den Spektren keine Linie sichtbar, die von der Kapselung herrührt.

Verunreinigung der Quellen

Die Verunreinigung der Quellen mit Fremdatomen ist vernachlässigbar. Bei keiner der drei Präparate liegt eine Beimischung von einem Substrat vor, die größer als 0.004% ist.

6.3 Bleiabschirmung

Für die Präparate wurden spezielle Bleiboxen entwickelt, die zwei Aufgaben zugleich erfüllen. Zum einen sind die Quellen in diesen Boxen sicher gelagert. Sie sind durch eine Klemmvorrichtung fest in ihnen eingebaut und somit vor Beschädigungen durch Stöße sicher. Außerdem sind sie mit ausreichend Blei umgeben, so daß an der Oberfläche keine erhöhten Dosen in Bezug auf den natürlichen Untergrund nachweisbar sind. Zum anderen dienen sie als Halterung der Quellen für die Messungen. Durch die feste Verankerung der Präparate in den Boxen ist ihre Position relativ zu diesen fest. Durch einen Shutter lassen sich dann, nachdem alles andere justiert ist, die Quellen bequem öffnen. Da die Stärken der Präparate für den gesamten Raumwinkelbereich von 4π angegeben sind, ist nun anhand der

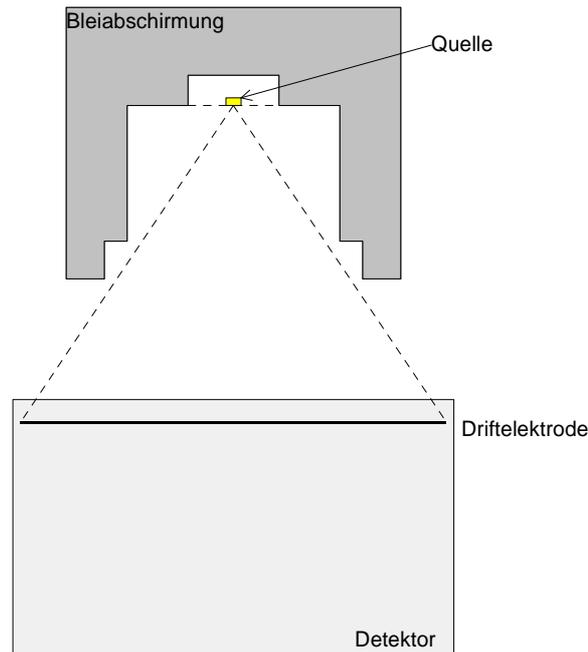


Abbildung 6.6: Draufsicht auf Detektor und Bleiabschirmung der Quellen. Je nachdem, welchen Abstand der Detektor zu der Bleibox hat, muß berücksichtigt werden, daß der Raumwinkel auch durch die Kanten der Bleiabschirmung limitiert sein kann.

Geometrie der Boxen und dem Abstand zum Detektor der effektiv zur Verfügung stehende Raumwinkel zu bestimmen (Abb. 6.6). Dieser ist definiert als der über ihm aufgespannte Kugelflächenanteil A geteilt durch das Quadrat des Radius' der Kugel r :

$$\Omega = \frac{A}{r^2} \quad (6.1)$$

Die gekrümmte Fläche der Kugelkappe A berechnet sich nach:

$$A = 2\pi r h \quad (6.2)$$

Hierbei ist h die Höhe der gekrümmten Fläche und r der Radius. Anschaulich ist dies in Abbildung 6.7 zu sehen.

6.4 Modifizierte Cadmiumquelle

Bei der Cadmiumquelle ist die Intensität der gewünschten Linie bei 88.04 keV im Vergleich zu den Linien, die aus den Hüllenübergängen kommen, um einen Faktor

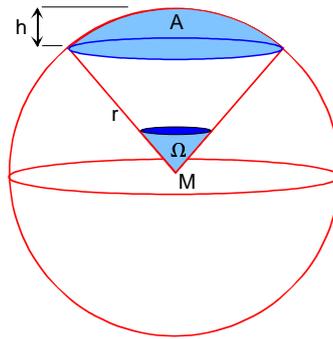


Abbildung 6.7: Darstellung der Bezeichnungen zur Bestimmung des Raumwinkels [Stö96].

27 (der Kehrwert ergibt $0.037 = 3.7\%$) geringer. Dies bedeutet, daß nur 3.7% der Zerfälle unter Aussendung eines 88 keV Photons stattfindet (siehe Kapitel 6.1). Diese Zahl errechnet sich aus dem Verhältnis der Integrale über den Energiebereich von 20 keV bis 27 keV und demjenigen von 87 keV bis 90 keV und zeigt eine gute Übereinstimmung mit dem Literaturwert der bei 3.6% liegt. Daher mußte versucht werden, durch die Wahl von geeigneten Absorbern die Quelle so zu modifizieren, daß alle Linien bei niedrigen Energien eliminiert werden und diejenige bei 88 keV möglichst wenig gedämpft wird. Außerdem muß beachtet werden, daß kein Material verwendet wird, das in den zu unterdrückenden Energiebereichen eine Kante in der Absorptionskurve hat. Dies hätte zur Folge, daß zwar eine gute Absorption vorliegen würde, gleichzeitig aber auch an fast gleicher Stelle eine neue Linie durch Hüllenübergänge entstehen würde. Ein Beispiel hierfür wäre Molybdän. Es hat eine Kante bei 20 keV , absorbiert also sehr effizient Photonen im Bereich 20 keV bis 25 keV , emittiert gleichzeitig aber Photonen mit 19.61 keV ($K_{\beta 1}$). Somit wären die unerwünschten Photonenenergien nur auf eine andere Energie verschoben. Eine rechnerische Analyse zeigte, daß Eisen ein geeignetes Material zur Unterdrückung der K_{α} - und K_{β} -Linien des Silbers ist. Es hat seine K_{β} Linie bei 7.06 keV , alle anderen Linien haben eine geringere Energie. Da der Energieabstand zur 88.04 keV Linie groß genug ist, läßt sich die Dicke des Eisens so wählen, daß die Linien, die aus den Hüllenübergängen der Elektronen herrühren, stark gedämpft werden können, ohne daß die Linie aus dem Kernzerfall in ihrer Intensität merklich beeinflusst wird. Sowohl rechnerisch als auch experimentell (Abbildung 6.8) hat sich gezeigt, daß ein $75\text{ }\mu\text{m}$ dickes Eisenblech die unerwünschten Linien, die aus den Hüllenübergängen kommen, unterdrückt, die Linie aus dem Kernzerfall jedoch kaum gedämpft wird. Ein 2 mm dickes Aluminiumblech absorbiert nochmals die im Eisen entstandenen 7.06 keV Photonen und hat auch auf die 88.04 keV Quanten keinen nennenswerten Einfluß. Die so modifizierte Cadmiumquelle wurde nochmals am Germaniumdetektor des MPI-K vermessen. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.8 zu sehen.

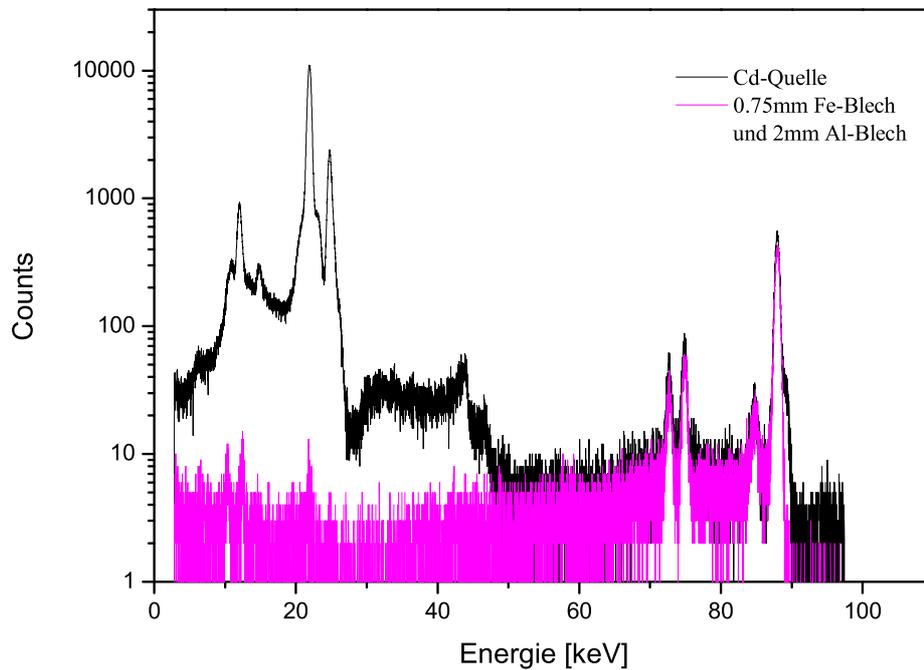


Abbildung 6.8: Pulshöhenspektrum des ^{109}Cd -Präparats. In schwarz dargestellt ist das Spektrum von der Quelle, wie sie geliefert wurde, in pink die mit $75\ \mu\text{m}$ Eisen und 2 mm Aluminium als Absorber ausgestattete Quelle. Die Position von Quelle und Detektor wurde während dieser beiden Messungen nicht verändert. Durchgeführt wurden die Messungen mit dem Ge-Detektor der Arbeitsgruppe von J. Crespo vom MPI für Kernphysik Heidelberg.

Die Linien bei 72.8 keV und bei 74.7 keV, die durch die Bleiabschirmung kommen, sind nur durch Verwendung eines anderen Abschirmungsmaterials zu eliminieren. Dieses könnte beispielsweise Eisen sein, das mit Aluminium umgeben ist. Eine entsprechende Konstruktion ist für weitere Messungen geplant.

Da auch das Jodspektrum mehrere Energien aufweist, wurde auch hier versucht durch verschiedene Absorber die niederenergetischeren Linien herauszufiltern. Jedoch liegen diese Energien so dicht, daß es nicht möglich war die unerwünschten Linien zu unterdrücken und gleichzeitig diejenige bei 35.5 keV möglichst wenig zu dämpfen.

Kapitel 7

Messungen

In den vorherigen Kapiteln wurden zunächst das Detektorkonzept sowie die notwendigen Simulationen des Stapels an Konverterfolien vorgestellt. Diese Simulationsergebnisse wurden zusammen mit den technischen Anforderungen zur Realisierung diskutiert. In diesem Kapitel werden der Zusammenbau des Röntgendeckers sowie die durchgeführten Messungen zur Bestimmung der Effizienz dargestellt und mit den theoretisch erwarteten Ergebnissen verglichen.

7.1 Fertigung des Detektors

Beim CASCADE-Detektor handelt es sich um ein modulares System, das aus verschiedenen Schichten aufgebaut ist. Es wird zunächst auf die verwendeten Folien und Materialien eingegangen und die Vorgehensweise bei der Vorbereitung der GEM-Folien sowie deren Klebung auf Rahmen erläutert. Anschließend wird die Fertigung aus den so entstandenen Modulen zum gesamten Detektor dargestellt.

7.1.1 Konditionierung

Die Anforderung an die GEM-Folien, eine gute Hochspannungsfestigkeit zu besitzen, liegt bei Folien, die direkt aus der Herstellung kommen oder die in irgendeiner Form bearbeitet wurden, nicht immer vor. Oftmals bilden sich Spitzen innerhalb der Folie, die bei einem Hochfahren auf Betriebsspannung in wenigen Minuten zu Überschlügen zwischen den Kupferschichten einer GEM führen können und somit ein Karbonisieren der Kaptonfolie an dieser Stelle mit sich bringen. Die GEM ist damit kurzgeschlossen und unbrauchbar. Um dies zu vermeiden, wird die GEM-Folie nach jedem Bearbeitungsprozeß wieder langsam an die Hochspannung gewöhnt, indem diese über einige Stunden (üblicherweise 4 Stunden) von 30 V auf 450 V erhöht wird und nach Erreichen des maximalen Spannungswertes

weitere 9 Stunden auf diesem gehalten wird. Auf diese Weise können eventuell vorhandene Spitzen langsam „weggebrannt“ werden. Fließt über die Folie für einen längeren Zeitraum ein Strom von über 200 nA, wird diese aussortiert, da eine einwandfreie Funktion der Folie nicht mehr gewährleistet ist. Diesen Vorgang nennt man Konditionieren. Bei einer konditionierten Folie läßt sich nun innerhalb weniger Minuten die Spannung auf Betriebsniveau hochfahren.

7.1.2 Rahmen und Klebung

Die GEM-Folien müssen, um die Feldhomogenität zu gewährleisten, möglichst parallel zueinander liegen, was bedeutet, daß die Folien gut gespannt und auf Rahmen geklebt sein müssen. Daher sind die Edelstahlrahmen, auf die die Folien geklebt werden, so konstruiert, daß sie eine gewisse Wölbung nach außen aufweisen die zur Vorspannung dient. Diese Rahmen werden in speziell hierfür konstruierte Passvorrichtungen eingeklemmt. Mit Hilfe einer CNC¹-Klebmaschine wird der Kleber über eine Spritze auf dem Rahmen aufgebracht. Dies hat den Vorteil, daß sehr saubere und reproduzierbare Klebelinien erreicht werden. Als Kleber wurde anfangs Araldid verwendet. Wie sich jedoch bei Tests herausstellte, gab es einige Defizite in der Hochspannungsfestigkeit. Ist in ein Loch der GEM-Folie Kleber gelangt, so führte dies zu Überschlügen. In Folge davon war die Lebensdauer der Folie aufgrund der stattfindenden Karbonisierungsvorgänge nur sehr kurz. In den meisten Fällen zeigten diese Folien schon bei der Konditionierung einen Stromfluß. Daraufhin wurde auf Stycast 1266 Kleber gewechselt, der ein vergleichbares Ausgasverhalten und äquivalente mechanische Eigenschaften besitzt. Nach Aufbringen des Klebers muß die geklebte Folie zwei Stunden in einem Ofen ausgeheizt werden, bevor sie eingesetzt werden kann.

7.1.3 Aufbau des Detektors

Der in dieser Arbeit gefertigte Detektor setzt sich aus den im folgenden beschriebenen Submodulen zusammen und ist in Abbildung 7.1 skizziert:

- Zwei Gasrahmen, jeweils 2.5 mm dick, definieren die Unter- und Oberseite des Detektors. Derjenige, der die Oberseite bildet ist mit einer 50µm dicken Kaptonfolie beklebt, derjenige, der die Unterseite bildet, ist mit einer Aluminiumfolie versehen. In jedem Gasrahmen befindet sich ein Loch durch das ein Teflonschlauch führt. Dieser ist auf der Innenseite mit einer Bördeltechnik sowie einer Fixierung mittels Punktschweißen eines Metallplättchens befestigt. Da der Detektor im Spülmodus betrieben wird, stellen die beiden Schläuche die Gaszufuhr sowie den Gasauslass dar.

¹Computerized Numerical Control

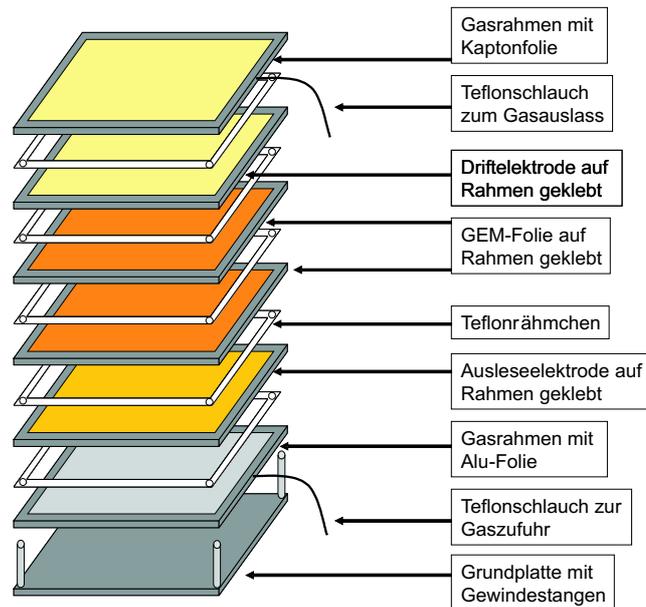


Abbildung 7.1: Schematischer Aufbau des CASCADE-Detektors, wie er im Rahmen dieser Arbeit gebaut wurde.

- Die Driftelektrode besteht aus einer $50\mu\text{m}$ dicken Kaptonfolie, die mit dem Konvertermaterial beschichtet ist. Da die berechneten Effizienzen für verschiedene Schichtdicken getestet werden sollten, wurden mehrere Driftelektroden gefertigt, die sich sowohl in der Dicke als auch in der Art des Konvertermaterials unterscheiden. Für jede dieser Folien wurde in einer Messungen die Effizienz bestimmt.
- Bei den zwei GEM-Folien handelt es sich um Folien vom CERN², die noch nicht beschichtet wurden. Eine Konditionierung erfolgte vor und nach der Klebung auf die Edelstahlrahmen.
- Die gesamte Ausleselektrode ist an einen einzigen Vorverstärker angeschlossen, das heißt, sie gibt keine Auskunft über eine Ortsinformation, sondern liefert nur die Zählrate.
- Sowohl die Drift- und die Ausleselektrode, als auch die GEM-Folien sind, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben, auf 0.8 mm dicke lasergeschnittene Edelstahlrahmen geklebt.

Diese einzelnen Detektormodule werden auf vier Gewindestangen, die in einer Aluminiumgrundplatte verankert sind, übereinander gestapelt (Abbildung 7.2). Das Schema entspricht der in Abbildung 3.8 gezeigten Stapelung, ist allerdings

²Gas Detectors Development Group, F. Sauli

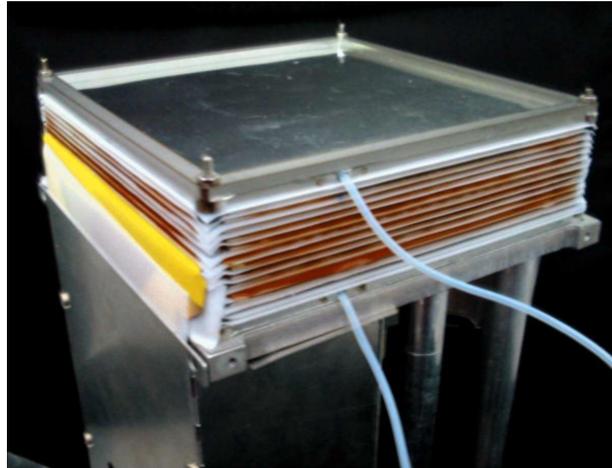


Abbildung 7.2: Die einzelnen Folien werden übereinander gelegt und oben wie unten durch die Gasrahmen zu einem abgeschlossenen System zusammen gefaßt.

nicht gespiegelt. Dem Eintrittsfenster (oberer Gasrahmen mit Kaptonfolie beklebt) folgt zunächst die Driftelektrode, darunter die beiden GEMs und zuletzt die Auslesestruktur bevor der untere Gasrahmen (beklebt mit Aluminiumfolie) das gesamte Detektor-Modul abschließt. Die einzelnen Edelstahlrahmen der Folien sind durch Teflonbänder elektrisch voneinander getrennt und ermöglichen ein gasdichtes Verpressen der einzelnen Rahmen. Um zu verhindern, daß elektromagnetische Einkopplungen stattfinden, ist um den Detektorstapel eine Aluminiumbox als Abschirmung angebracht. Der fertige Detektor besitzt eine quadratische aktive Detektorfläche von $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

7.2 Gasversorgung

Der Detektor wird, wie in Abschnitt 7.1.3 bereits erwähnt, im Spülmodus betrieben. Über eine Zuleitung sowie einen Auspuff wird das Gas bei Normaldruck durch den Detektor geleitet. Dies ermöglicht es, leichte und damit handliche Detektoren zu bauen und auf schwere Druckgehäuse zu verzichten. Ebenfalls wird Alterungseffekten entgegen gewirkt. In [Bru02] ist eine ausführliche Diskussion zu verschiedenen Zählgasen und Mischungsverhältnissen zu finden. Bei den hier verwendeten Gasen handelt es sich um ein Gemisch aus Argon und Kohlendioxid im Mischungsverhältnis 85:15.

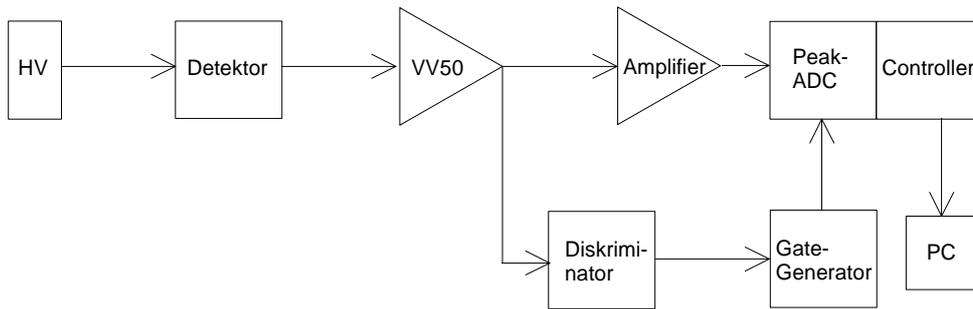


Abbildung 7.3: Schematische Darstellung der dem Detektor nachgeschalteten Elektronik.

7.3 Elektronik

Die Ausselektrode besteht, wie bereits zuvor erwähnt aus einer unsegmentierten Folie. Diese wird über einen Vorverstärker VV50 ausgelesen, der in der Elektronikwerkstatt des Physikalischen Instituts entwickelt wurde und aus der Baureihe VV50-2 stammt. Dieser besitzt eine Verstärkung von $2 \frac{\text{mV}}{\text{fC}}$ und eine Shapingzeit von $1 \mu\text{s}$. Dieses Signal wird in zwei Teile aufgespalten (Abbildung 7.3). Der erste Pfad wird über einen Hauptverstärker zu einem Peak-ADC weitergeleitet. Dieser wandelt positive Spannungswerte von $0 \text{ V} - 4 \text{ V}$ in eine 14 Bit tiefe Zahl um. Der zweite Pfad gibt das Vorverstärkersignal an einen Diskriminator (entwickelt in der Elektronikwerkstatt des Physikalischen Instituts) weiter, der nur bei Unterschreiten des Eingangssignals unter eine einstellbare Schwelle einen sehr kurzen negativen Normpuls ausgibt. Dieses nun vom Untergrund des Vorverstärkers bereinigte Signal steuert einen Gate Generator, der bei Anliegen eines Startsignals einen Normpuls mit wählbarer zeitlicher Länge erzeugt. Dieser Gate-Puls wird nun ebenfalls auf den Peak-ADC weitergeführt und gibt in diesem das zeitliche Fenster in dem ein Signal des Hauptverstärkers als gültig gewertet wird an. Über ein VME-Crate und einen Controller wird das Signal danach an ein Meßprogramm weitergegeben.

7.4 Spannungsversorgung

Kontaktierung der einzelnen Folien

Die einzelnen GEM-Folien sowie die Driftelektrode müssen mit Hochspannung versorgt werden. Bei den hier dargestellten Messungen betrug die Differenz zwischen Ober- und Unterseite der beiden Verstärkungs-GEM-Folien jeweils 400 V .

Die Spannungsdifferenz zwischen den verschiedenen Folien beträgt jeweils 200 V. Die Spannungsversorgung erfolgt über eine Hochspannungsquelle (NHQ), mit einer nachgeschalteten Spannungsteilerschaltung. Diese besteht aus einer Widerstandskette, die zwischen zwei verschiedenen Folien einen Widerstand von $1\text{ M}\Omega$ und zwischen Ober- und Unterseite einer GEM-Folie einen Widerstand von $2\text{ M}\Omega$ besitzt. Als Schutz für die GEMs ist ein $10\text{ M}\Omega$ -Widerstand zwischen Spannungsabgriff und GEM eingebaut. Dieser verhindert, daß beim Defekt einer Folie (und die dadurch veränderte Widerstandskette) weitere GEMs durch zu hohe Spannungen zerstört werden.

Einstellung der Hochspannung

Ein wichtiger Parameter für den optimalen Betrieb des Detektors ist die Einstellung der Hochspannung. Liegt diese zu niedrig, so reicht die Gasverstärkung nicht aus und Ladung geht verloren, wie in Abschnitt 3.1.2 beschrieben. Daher wurde zunächst eine Messung durchgeführt, die den geeigneten Wert der Hochspannung für alle folgenden Messungen bestimmt. Der in diesen Messungen eingesetzte Detektor besteht aus einer mit 50 nm Gold beschichteten Kaptonfolie, als Driftelektrode, sowie zwei unbeschichteten GEM-Folien zur Verstärkung. Letztere dienen der Verstärkung des Signals. Die Spannungsteilerschaltung ist so aufgebaut wie in Abschnitt 7.4 beschrieben. Gemessen wurde die Zahl der nachgewiesenen Ereignisse. Die gesamte Messreihe besteht aus 13 Einzelmessungen, die sich lediglich im Spannungswert des NHQ unterscheiden. In Abbildung 7.4 ist die Abhängigkeit der nachgewiesenen Ereignisse über dem eingestellten Spannungswert aufgetragen.

Als Ergebnis dieser Messung zeigt sich, daß ab einer Spannung von 1360 V alle konvertierten Photonen auch nachgewiesen werden. Diesem Wert schließt sich ein Plateaubereich an. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurde der Spannungswert des NHQ auf 1400 V gesetzt.

7.5 Messung der Effizienz

Bei diesen Messungen wurde bei unterschiedlichen Driftelektroden und Photonenenergien die Effizienz des Detektors bestimmt. Wie bereits in Kapitel 5 dargestellt, handelt es sich bei den experimentell untersuchten Materialien um Gadolinium und Gold. Bei Gold als Konvertermaterial wurden Schichten mit einer Dicke von 50 nm, 200 nm und 688 nm hergestellt. Im Fall von Gadolinium handelt es sich um Schichtdicken von 50 nm, 200 nm, $1\text{ }\mu\text{m}$ sowie $1.5\text{ }\mu\text{m}$. Die Genauigkeit dieser Schichtdicken liegt bei $\pm 6\text{ nm}$. Die Materialien sind auf einer $50\text{ }\mu\text{m}$ dicken Kaptonfolie aufgebracht. Bis auf die Gadoliniumschicht von 50 nm sind alle Schichten mit der in Abschnitt 5.2.1 vorgestellten Bedampfungsanla-

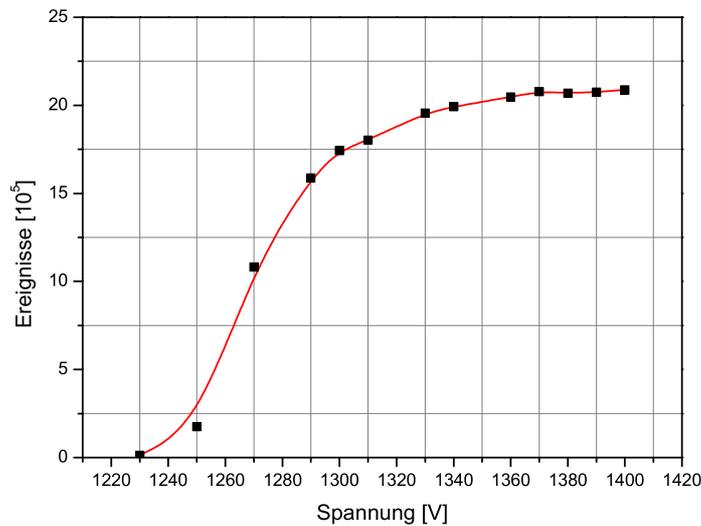


Abbildung 7.4: Graphische Darstellung zur Messung der Abhängigkeit der nachgewiesenen Ereignissen von der eingestellten Spannung. Die Fehlerbalken sind für den gewählten Maßstab zu klein. Bei der verwendeten Quelle handelt es sich um das Eisenpräparat.

ge selbst hergestellt worden. Die Dritelektrode mit 50 nm Gadolinium ist durch einen Sputterprozess in Zusammenarbeit mit T. Lauer ebenfalls innerhalb der Arbeitsgruppe produziert worden.

7.5.1 Messung

Der Abstand von der Quelle zum Detektor ist bei allen Messungen gleich. Der sich daraus ergebende Raumwinkel, der die Aktivität, die wirklich im Detektor ankommt, bestimmt, ist damit für alle Messungen gleich groß und beträgt (0.08 ± 0.01) Steradian. In Abschnitt 6.3 ist beschrieben, wie sich dieser Wert berechnet.

Die verschiedenen Messungen unterscheiden sich in dem eingesetzten Röntgenpräparat sowie in der Dicke und dem Material des Konverters. Die Energien der einfallenden Photonen liegen bei der Eisenquelle bei 5.9 keV und bei der Cadmiumquelle bei 88.0 keV. Die Iodquelle ist, wie in Kapitel 6 beschrieben, nicht monoenergetisch, sondern besteht aus drei Linien mit den Energien 27.4 keV (75 %), 30.99 keV (19 %) und 35.5 keV (6 %). Das Verhältnis der Linien zueinander ist aus den Messungen mit dem Germaniumdetektor ermittelt worden.

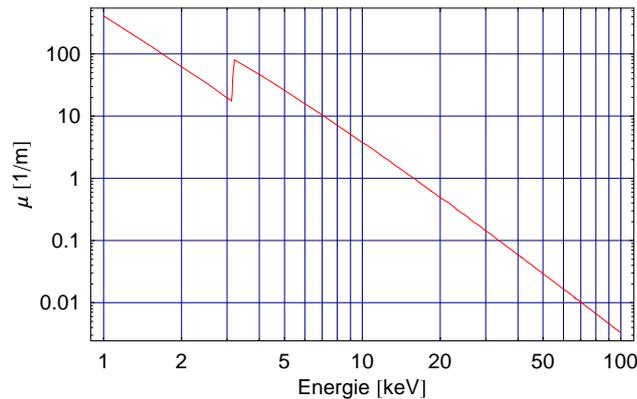


Abbildung 7.5: Absorptionskoeffizient von Luft, nach Werten der Datenbank des NIST.

7.5.2 Auswertung

Die Effizienz des Detektors ist gegeben durch:

$$\text{Effizienz} = \frac{\text{absolute Anzahl gezählter Photonen}}{\text{absolute Anzahl einfallender Photonen}}. \quad (7.1)$$

Im Zähler stehen somit alle gezählten Photonensignale, die oberhalb einer eingestellten Diskriminatorschwelle lagen. Diese Schwelle dient zur Separation des zu zählenden Signals vom Untergrund, der hauptsächlich durch das Rauschen des Vorverstärkers entsteht. Im Nenner steht die Anzahl aller Photonen, die in den Detektor eintreten.

In den durchgeführten Messungen wurde die Anzahl der nachgewiesenen Photonen aufgenommen. In Verbindung mit der gemessenen Zeit lässt sich hieraus die Rate und somit der Zähler in Gleichung (7.1) bestimmen.

Die einfallenden Photonen berechnen sich aus den Aktivitäten der einzelnen Präparate. Hier ist neben dem Raumwinkel auch das Alter der Quellen zu berücksichtigen. Die Aktivität zum Datum der Messung wird aus der jeweiligen Halbwertszeit, sowie der in den Datenblättern angegebenen Aktivitäten zum Kalibrationsdatum bestimmt. Zwischen Quelle und eigentlichem Detektor besteht ein Abstand von (77.5 ± 1.0) mm, der mit Luft ausgefüllt ist und durch Absorption zu einer Dämpfung der einfallenden Photonintensität führt (siehe Abbildung 7.5). Besonders stark ist der Effekt bei niederenergetischen Röntgenquanten. So wird beispielsweise die Intensität der 5.9 keV-Photonen in 77.5 mm Luft um 72.3% geschwächt. Nach Eintritt in den Detektor folgt noch eine Strecke von 3.5 mm, in der sich ein Gemisch aus Argon und CO_2 befindet sowie zwei Kaptonfolien (Eintrittsfenster und Driftelektrodensubstrat) von je $50 \mu\text{m}$, die durchdrungen werden müssen. Die Absorption in diesen Schichten wurde ebenfalls berücksichtigt.

Wie in Kapitel 6.4 beschrieben, befinden sich unmittelbar vor der Cadmiumquelle

0.75 mm Eisen sowie 2 mm Aluminium. Außerdem findet in nur 3.63 % aller Zerfälle ein Übergang unter Aussendung eines 88 keV-Photons statt. Diese Faktoren müssen bei der Cadmiumquelle ebenfalls berücksichtigt werden.

Ungenauigkeiten bei der Bestimmung der Effizienz liegen unter anderem bei der Bestimmung der effektiven Aktivität der Präparate. Hier geht hauptsächlich der Fehler des Raumwinkels mit 12 % ein, der sich aus den in die Berechnung eingehenden Längen ergibt. Aber auch der Absorptionskoeffizient, der bei allen vorhandenen Absorptionsstufen beachtet werden muß, ist fehlerbehaftet und nach Angaben der NIST-Datenbank auf 5 % genau. Ebenfalls ist der statistische Fehler der Messung zu berücksichtigen.

Die für diese Messungen erwarteten Effizienzen berechnen sich nach der in Kapitel 4 vorgestellten Methode. Hierbei sind die zu berücksichtigenden Schichten neben der mit dem Konvertermaterial beschichteten Driftelektrode, das Gasvolumen zwischen Driftelektrode und erster GEM-Folie sowie die Effizienz in Rückwärtsrichtung der ersten unbeschichteten GEM, also der Kupferschicht. Alle in den weiteren Schichten entstehenden Elektronen können aufgrund der fehlenden nachfolgenden Verstärkungsstufen nicht nachgewiesen werden.

Die Ergebnisse zeigen eine sehr gute Übereinstimmung bei den Messungen mit der Eisenquelle. Hier wird ein Großteil der einfallenden Strahlung im Argon nachgewiesen (Pulshöhenspektrum Abb. 6.3). In Abbildung 7.6 ist deutlich zu erkennen, daß bei dicker werdender Schicht des Konvertermaterials mehr Strahlung absorbiert wird, die entstehenden Photoelektronen aber im Material stecken bleiben und somit nicht nachgewiesen werden können. Bei den Messungen mit der Cadmiumquelle wird zwar der Verlauf der Kurven ebenfalls gut wiedergespiegelt, allerdings ist die gemessene Effizienz etwa um einen Faktor 4 höher als die berechnete (Abbildung 7.6). Die Jodquelle nimmt durch ihre drei Linien eine gesonderte Rolle ein. Anhand der Messungen mit dem Germaniumdetektor wurde die Verteilung der Linien bestimmt und die Auswertung der Messungen sowie die Rechnungen darauf abgestimmt. Wie bei der Cadmiumquelle, wird auch hier der Verlauf der Kurve wiedergegeben, nicht jedoch die absoluten Werte.

Geht man davon aus, daß die gemessene Effizienz um einen Faktor a größer ist als die berechnete und läßt dies durch einen Fit berechnen, so erhält man bei der Cadmiumquelle für $a = 4.1 \pm 0.4$ und bei der Iodquelle für $a = 4.3 \pm 0.2$, wie in Abbildung 7.6 zu sehen ist. Eine mehrfache sorgfältige Wiederholung der Messungen führte immer auf die gleichen Ergebnisse. Auch eine Überprüfung der Rechnungen zeigte keine Fehler und sogar die in Abschnitt 7.5.3 beschriebene Monte-Carlo-Simulation, die eine unabhängige Berechnung darstellt, führte zum gleichen Ergebnis. Dies und die gute sehr Übereinstimmung zwischen gemessenem und berechnetem Wert bei der Eisenquelle läßt die Vermutung zu, daß die jeweilige Aktivität der beiden Quellen um einen Faktor vier höher liegt als angegeben. Die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Präparate besitzen die stärkste

Aktivität, die die Firma Isotope-Products vertreibt. Es ist daher sehr wahrscheinlich, daß bei der Kalibrationsmessung der Abstand von Probe zu Detektor zur Reduzierung der Totzeit des Systems, um einen Faktor zwei größer gewählt wurde als üblich. Wird diese Veränderung bei der Berechnung nicht berücksichtigt, ergibt sich eine Aktivität die um einen Faktor vier zu klein ist. Für eine weitere Präparate nochmals unabhängig zu eichen. Leider scheiterten alle bisherigen Versuche diese Kalibration durchzuführen aufgrund der Stärke der Quellen, da die zur Verfügung stehenden Germaniumdetektoren nicht für die Messung solcher Intensitäten ausgelegt waren. Jedoch steht Anfang 2007 wieder der Detektor des MPI für Kernphysik zur Verfügung mit dem bereits die Messungen zur relativen Bestimmung der Linien innerhalb eines Spektrums durchgeführt wurden. Die Eichmessung der Präparate wird dann nachgeholt.

Die Ursache der Diskrepanz zwischen gemessenem und berechnetem Wert in den bisher vernachlässigten Sekundärprozessen zu suchen, führt ebenfalls nicht auf einen Faktor vier. Sekundärprozesse kommen dadurch zustande, daß bei der Wechselwirkung eines beispielsweise 88 keV Photons über den Photoeffekt mit Gold ein K-Elektron aus dem Atomverband herausgelöst wird. Ein aus der L-Schale in dieses Loch nachrückendes Elektron bewirkt die Aussendung eines Röntgen-Photons mit einer Energie von 68 keV (bei Gadolinium wären es 43 keV). Diese Photonen können ebenfalls durch Photoeffekt ein Elektron aus dem Festkörper herauslösen, das dann nachgewiesen wird. Allerdings ist der sekundäre Prozeß durch den primären bedingt und muß somit kleiner sein als dieser.

Jedoch können die sekundären Photonen die Ortsauflösung des Detektors stark herabsetzen oder gar zunichte machen. Um hierfür eine Abschätzung geben zu können, wird im folgenden Abschnitt mit einer Monte-Carlo-Simulation untersucht, welchen Anteil diese sekundären Prozesse einnehmen.

7.5.3 Monte-Carlo-Simulation

Die in Abschnitt 7.5.2 beschriebenen Sekundärphotonen können die Ortsauflösung eventuell stark beeinträchtigen. In diesem Abschnitt werden daher alle sekundären Prozesse berücksichtigt, um zu untersuchen, welchen Anteil die so entstandenen Elektronen am gesamten Signal haben.

Relevant ist diese Untersuchung für die Jod- sowie die Cadmiumquelle. Bei dem Eisenpräparat tritt dieser Effekt aufgrund der geringen Energie der Sekundärphotonen von 1 keV bis 2 keV nicht auf. Die Reichweite eines daraus entstehenden Photoelektrons ist so gering, daß es nicht mehr die Konverterschicht verlassen kann und die Ortsinformation nicht beeinflusst.

Da diese Prozeßkette nicht mehr analytisch berechnet werden kann, muß auf eine Monte-Carlo-Simulation zurückgegriffen werden.

In Abbildung 7.7 ist dargestellt, welche Prozesse berücksichtigt werden. Der primäre Zweig ist in schwarz, alle sekundären Prozesse sind in rot eingefärbt. In die

Simulation gehen folgende Aspekte ein:

- Schichttiefe in der das Photoelektron entsteht.
- Winkelverteilung der Photoelektronen in Abhängigkeit der Energie der einfallenden Photonen
- Isotrope Emission des sekundären Photons
- Wahrscheinlichkeit der Reabsorption im Konvertermaterial, im Argon und in der ersten Kupferschicht der nächsten GEM-Folie
- Reichweite des sekundären Photoelektrons im Konverter

Die Monte-Carlo-Simulation zeigt für die Effizienz des primären Prozesses eine sehr gute Übereinstimmung mit der in Kapitel 4 vorgestellten Methode. Die Abweichungen liegen deutlich unter 1%. Der Anteil an Photoelektronen aus sekundären Prozessen beträgt etwa 1% bis 3% des Gesamtsignals. Dieses Ergebnis zeigt, daß die Ortsinformation nicht verloren geht, allerdings im Detektor selbst ein isotroper Untergrund entsteht, der sich wie ein Schleier über den gesamten Detektor legt. Da sich dieser auf die gesamte Detektorfläche verteilt, wird die Dynamik des Detektors nicht wesentlich beeinträchtigt.

7.5.4 Ausblick

Die durchgeführten Messungen zeigen zwar den Verlauf der berechneten Kurven, jedoch nicht in allen Fällen den absoluten Wert. Daher ist eine weitere unabhängige Eichung der Präparate notwendig.

Auch scheint es sinnvoll, vergleichende Messungen mit kommerziellen Detektoren vorzunehmen. Ein erster Versuch wurde mit einem RID 1640 ANX Detektor der Firma Perkin Elmer³ durchgeführt. Hierbei handelt es sich um einen Flat-Pannel-Detektor vom DKFZ⁴ in Heidelberg der von I. Reitz zur Verfügung gestellt wurde. Es war jedoch bei allen für den Anwender vorhandenen Einstellungen nicht möglich von den im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Quellen ein Signal zu erhalten, obwohl die Effizienz solcher Detektoren mit 60% – 70% angegeben wird. Dieses Ergebnis führt einerseits zu der Frage, ob die Definition der Effizienz in der Wissenschaft und in der Industrie identisch ist. Andererseits ist es auch möglich, daß die Dynamik eines integrierenden Systems nicht ausreicht, um ein Signal der

³Detaillierte Informationen sind unter <http://optoelectronics.perkinelmer.com/catalog/Product.aspx?ProductID=95510394> zu finden. Der hier verwendete Typ war mit dem Lanex® Fast Szintillator ausgestattet und für Röntgenenergien von 20 keV bis 200 keV ausgelegt.

⁴Deutsches Krebsforschungszentrum

Größenordnung der hier eingesetzten Quellen (etwa 4 MBq in 4π) vom Rauschen zu unterscheiden. Der Bereich, in dem der RID Detektor üblicherweise betrieben wird, liegt bei 10^5 Photonen/(s Pixel)^{5 6}. Da bei integrierenden Detektoren nur wenige Elektronen pro konvertiertem Photon entstehen, wird ein hoher Photonenfluß benötigt, um das Signal vom Rauschen unterscheiden zu können. Hingegen entstehen beim CASCADE-Detektor durch die Gasverstärkung pro Photoelektron ein elektrisches Signal mit rund 10^5 Elektronen, das ohne weiteres vom Untergrund (etwa 500 Elektronen) getrennt werden kann. Diese Messung zeigt jedoch, daß durch den Einsatz eines zählenden Systems und der damit verbundenen hohen Dynamik, eine zunächst niedrige Effizienz deutlich überkompensiert werden kann. Es ist somit trotzdem möglich die Strahlenbelastung gering zu halten. In Messungen mit dem CASCADE-Neutronendetektor wurde der dynamische Bereich auf 5 Größenordnungen [Hin05] bestimmt. Aufgrund des im Röntgendetektor selbst produzierten Untergrunds durch Sekundärprozesse sind hier etwa 3 – 4 Größenordnungen zu erwarten. Auch ist es mit diesem, auf GEM-Folien basierenden Konzept möglich bei Raten bis zu $10^5 \frac{\text{Hz}}{\text{mm}^2}$ [Sau06] zu messen. Um den hier entwickelten CASCADE-Röntgendetektor mit anderen Detektoren zu vergleichen, sind weitere Untersuchungen in diesem Bereich notwendig. Darüberhinaus sind Messungen zur Ortsauflösung des Detektors erforderlich. Hierzu ist es notwendig, eine geeignete Ausleselektrode einzusetzen, die ein zweidimensionales Auslesen ermöglicht.

⁵1 Pixel = $(140 \mu\text{m})^2$

⁶Dies würde bei den hier verwendeten Quellen mit etwa 4 MBq, gerechnet auf eine entsprechende Fläche, $0.6 \text{ Photonen}/((140 \mu\text{m})^2 \text{ s})$ bedeuten, die mit dem CASCADE-Detektor problemlos nachgewiesen werden können.

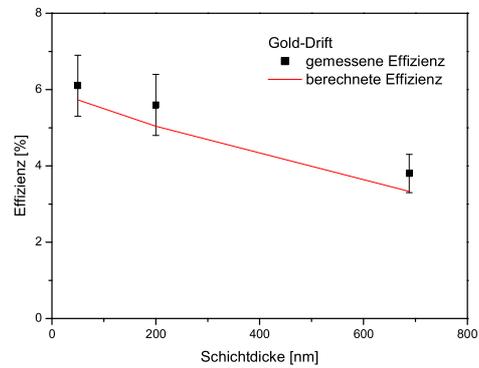
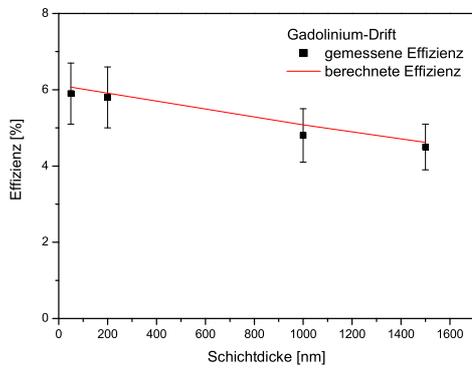
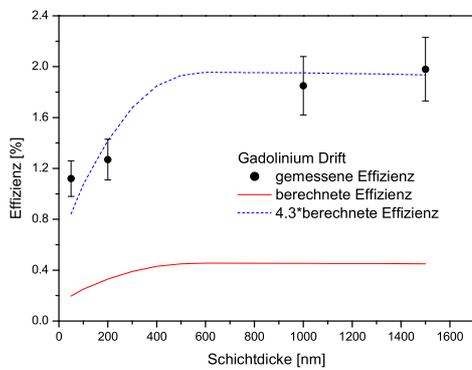
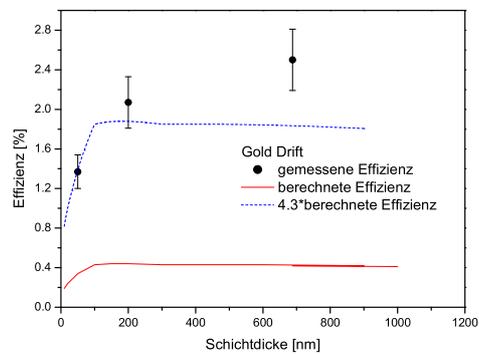
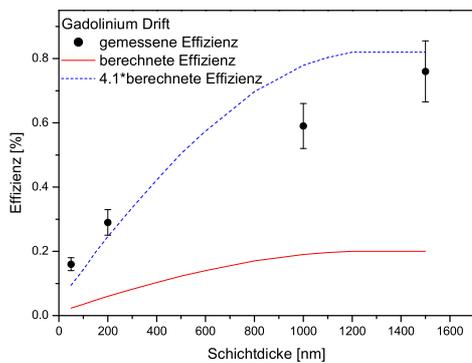
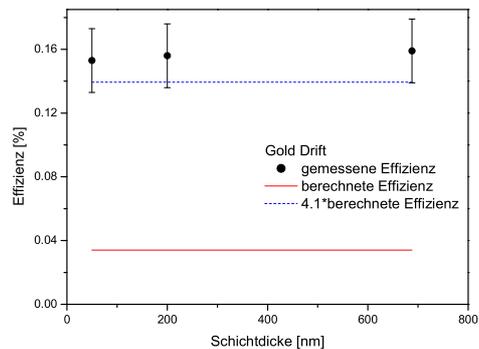
Die ^{55}Fe -Quelle.Die ^{55}Fe -Quelle.Die ^{125}I -Quelle.Die ^{125}I -Quelle.Die ^{109}Cd -Quelle.Die ^{109}Cd -Quelle.

Abbildung 7.6: Vergleich der gemessenen Effizienz mit der Berechneten. Das jeweilige Konvertermaterial ist in der Legende angegeben. Bei der Jodquelle ergibt ein Fit einen Faktor 4.3 ± 0.2 , bei der Cadmiumquelle einen Faktor 4.1 ± 0.4 Unterschied zwischen berechneter und gemessener Effizienz. Im Anhang C sind die berechneten und gemessenen Werte nochmals in zwei Tabellen (Tabelle C.1 und C.2) zusammengestellt.

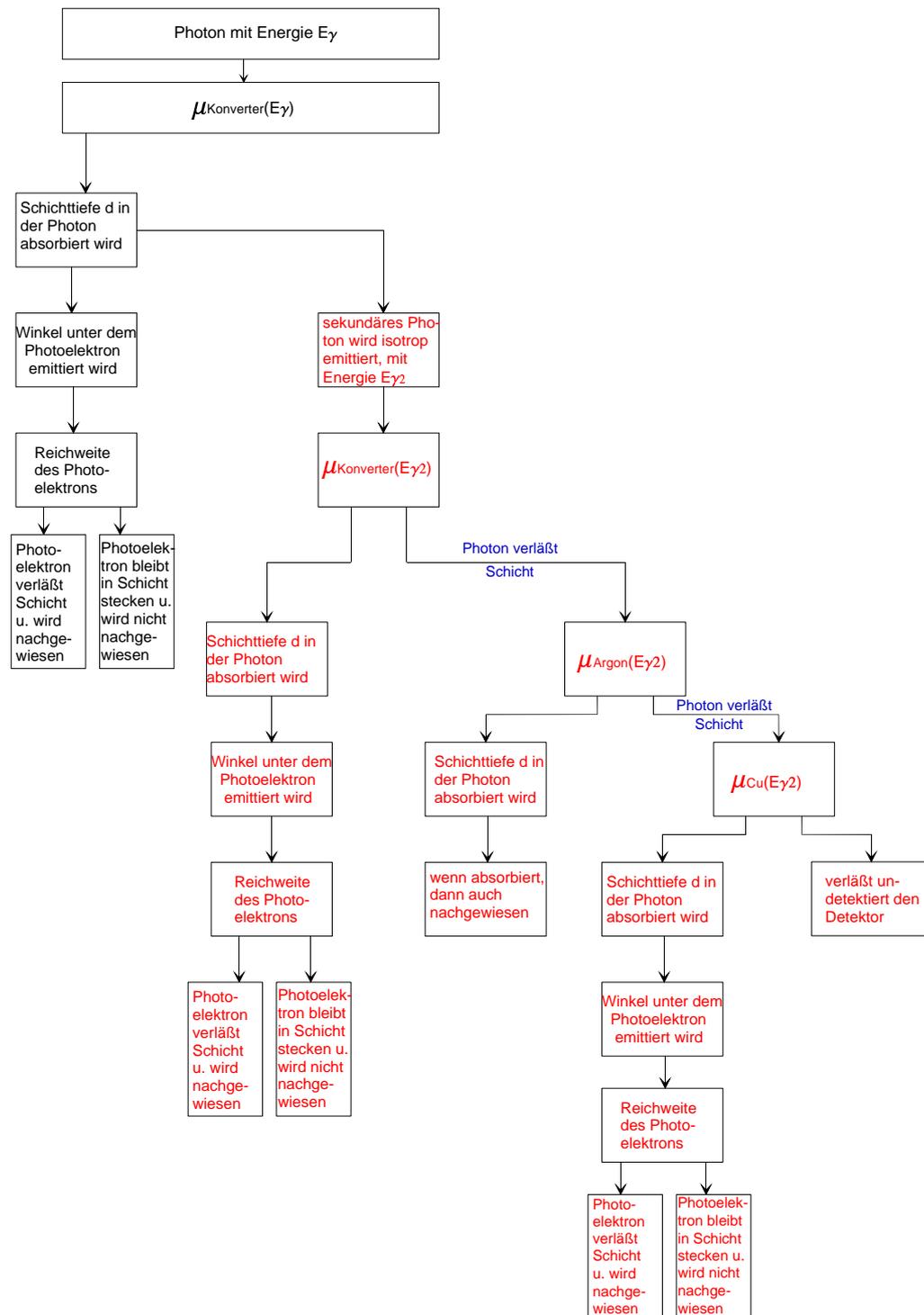


Abbildung 7.7: Schematischer Ablauf der Monte-Carlo-Simulation. Die schwarze Schrift steht für den primären Prozeß, die rote Schrift für die sekundären Prozesse.

Kapitel 8

Neutron-Spiegelneutron-Oszillation

In diesem Kapitel wird eine Anwendung des CASCADE-Neutronen-Detektors vorgestellt, von dem sich der zuvor beschriebene Röntgendetektor ableitet. Er basiert auf dem gleichen Konzept wie das in Kapitel 3 beschriebene und wird ausführlich in [Kle00] vorgestellt.

Der Detektor wurde im Rahmen einer ersten Messung mit Neutronen zur Existenz von Spiegelmaterie (mirror matter) eingesetzt. Hierbei handelt es sich um ein Thema aus der Teilchenphysik, welches zur Zeit in verschiedenen Arbeitsgruppen diskutiert wird [Pro06, BB06]. Diese Messung ist die erste, die gezielt nach der Existenz von Spiegelneutronen sucht.

8.1 Spiegelmaterie

Das Universum setzt sich zu etwa 4 % aus bekannter Materie des Standardmodells (4 % baryonisch, 0.1 % Neutrinos und 0.01 % Photonen), zu 22 % aus dunkler Materie und zu 74 % aus dunkler Energie zusammen (Daten der Sonde WMAP). Die dunkle, das heißt astronomisch nicht beobachtbare, Materie wurde aus verschiedenen Gründen eingeführt: Einerseits müßte die Umlaufgeschwindigkeit der Sterne in Spiralgalaxien mit zunehmendem Abstand zum Galaxiezentrum viel niedriger sein als beobachtet. Andererseits kann ein Galaxienhaufen (bestehend aus vielen einzelnen Galaxien) nicht allein durch die Gravitation seiner sichtbaren Bestandteile zusammengehalten werden. Hierfür wäre das 400-fache seiner sichtbaren Materie notwendig. Darüberhinaus ist die Gravitation der im Kosmos vorhandenen sichtbaren Materie nicht ausreichend, um die Verklumpung der Materie, die zur Bildung der Galaxien in der frühen Phase des Universums führte, zu erklären. Um all diese Beobachtungen erklären zu können, wurde die dunkle Materie eingeführt.

Der Name dunkel wurde gewählt, da diese Materie keine elektromagnetische

Strahlung aussendet. Eine Wechselwirkung zwischen sichtbarer Materie und dunkler Materie ist nur über die Schwache Wechselwirkung und die Gravitation möglich.

Es gibt verschiedene Vorschläge und Vorstellungen, was unter dunkler Materie zu verstehen ist. Beispiele hierfür sind Super-Symmetrische Teilchen, WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles) oder die im Rahmen der Veröffentlichung der Paritätsverletzung von Lee und Yang [LY56] vorgeschlagenen Teilchen der Spiegelwelt (mirror matter): Um die asymmetrische V-A-Struktur der schwachen Wechselwirkung (nur linkshändige Neutrinos, nur rechtshändige Antineutrinos) in eine symmetrische „Übertheorie“ einzubetten, wird eine R-Transformation eingeführt, die den Übergang eines Teilchens in sein Spiegelteilchen beschreibt. Verknüpft man diese mit dem Paritätsübergang zu einer PR-Transformation, so würde in der normalen Welt ein linkshändiges Teilchen zusammen mit seinem rechtshändigen Antiteilchen existieren und in der Spiegelwelt ein rechtshändiges Spiegelteilchen und sein linkshändiges Antisiegelteilchen, womit die Welt wieder rechts-links-symmetrisch wäre [Pro06].

Bisher kann Spiegelmaterie weder bestätigt noch ausgeschlossen werden. Eine meßbare Größe um ihre Existenz zu untersuchen ist die Oszillationszeit τ , also die Zeit, in der sich ein Teilchen in sein Spiegelteilchen und wieder zurück verwandelt. Da es sich bei der Existenz von Spiegelmaterie um eine Annahme handelt, für die es bisher keine vollständige theoretische Berechnung gibt, gibt es auch keinen verlässlichen zu erwartenden Wert für diese Oszillationszeit.

Eine Messung zur Untersuchung der Spiegelwelt mit Neutronen scheint sinnvoll, da es sich hier um neutrale Elementarteilchen handelt. Dies ist notwendig, da von jedem geladenen Teilchen Felder ausgehen, die den Effekt der Spiegeloszillation aufgrund der elektromagnetischen Wechselwirkung unterdrücken. Eine große Lebensdauer ist für die Beobachtungszeit und damit für die Messung notwendig. Diese Anforderung kann ebenfalls von Neutronen erfüllt werden, die eine Lebensdauer von $\tau_n = 885.7(8)$ s [Par04] haben. Mit den heute zum Nachweis von Neutronen zur Verfügung stehenden effizienten Detektoren und den an Forschungsreaktoren hohen Flüssen (bis zu $10^{10} \frac{n}{\text{cm}^2\text{s}}$), läßt sich eine gute Statistik erreichen.

Eine Messung zu Spiegelmaterie mit Positronium ist in [Mit93] (mit einer Reinterpretation in [Bad03]) beschrieben und setzt die gegenwärtige Grenze der Oszillationszeit für Positronium auf 3 ms. Im folgenden Kapitel wird die am Forschungsreaktor München durchgeführte Messung zur Neutron-Spiegelneutron-Oszillationszeit vorgestellt.

8.2 Messungen am Spektrometer RESEDA

Da keine Detektoren zum Nachweis von Spiegelmaterie existieren, kann nur ein Verschwinden von Neutronen experimentell nachgewiesen werden. Die Messung selbst besteht darin, die Rate an nachgewiesenen Neutronen bei Anwesenheit eines externen Magnetfeldes mit derjenigen bei abgeschirmtem Feld zu vergleichen. Da nur im zweiten Fall, also bei Unterdrückung aller anderen Wechselwirkungen, die Neutron-Spiegelneutron-Oszillation möglich ist, sollte das Verhältnis aus beiden Raten eine Aussage ermöglichen. Ohne äußeres Magnetfeld würde eine durch die Oszillation reduzierte Rate erwartet. Findet man diese nicht, so kann im Rahmen der Statistik ein unterer Grenzwert für die Oszillationszeit angegeben werden.

Diese Messung läßt sich nur deshalb durchführen, da alle anderen Prozesse unabhängig vom Vorhandensein eines Magnetfeldes stattfinden. So ist der Zerfall des Neutrons unabhängig von der Existenz eines schwachen Feldes und findet sowohl bei an- als auch bei ausgeschaltetem Magnetfeld statt. Auch spielt der longitudinale Stern-Gerlach-Effekt bei eingeschaltetem Magnetfeld keine Rolle, da das vorhandene Feld mit $125 \mu\text{T}$ zu klein ist. Die daraus resultierende Energieaufspaltung beträgt $\Delta E = 1.5 \cdot 10^{-11} \text{ eV}$ und ist gegenüber der kinetischen Energie von $E_{kin} = 6.8 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$ zu vernachlässigen.

Die Meßzeit für eine Messung betrug 500 ms. Zwischen An- und Abschalten des Magnetfeldes gab es eine Pause von 100 ms. Diese Zeiten wurden so gewählt, da die Messung nicht durch die Statistik limitiert ist und somit eine Messzeit pro Zyklus von 500 ms ausreicht. Jedoch ist eine große Anzahl an Verhältnissen mit an- zu ausgeschaltetem Magnetfeld notwendig. Die gesamte Meßzeit verteilt sich auf zwei Nachtmessungen mit insgesamt 26 Stunden 31 Minuten 40 Sekunden Dauer. Da das Magnetfeld innerhalb der Flugstrecke der Neutronen nicht exakt abgeschirmt war, mußte eine Magnetfeldkorrektur vorgenommen werden.

Für eine erste Proto-Messung schien es sinnvoll, auf bestehende Aufbauten zurückzugreifen. Hierfür eignen sich besonders gut Resonanz-Spin-Echo-Aufbauten, da diese ebenfalls auf eine gute Erdmagnetfeldabschirmung angewiesen sind. Einen solchen Aufbau stellt das RESEDA-Spektrometer am Forschungsreaktor II in München (FRM II) (Abbildungen 8.1 und 8.2) dar. Es besteht aus zwei je 2.6 m langen Spektrometerarmen, die sich zur Abschirmung des Erdmagnetfeldes innerhalb einer doppelwandigen μ -Metall-Abschirmung befinden und für die hier vorgestellte Messung linear ausgerichtet sind. Zwischen diesen beiden Armen befindet sich die Probenregion des Spinechospektrometers, die mit einem μ -Metallrohr überbrückt werden mußte, um auch hier eine Abschirmung zu gewährleisten. Das Restmagnetfeld in diesem Aufbau wurde mittels Magnetfeldsonden ausgemessen.

Ein für diese Messung essentieller Bestandteil ist der Detektor: Mit Standard Neu-

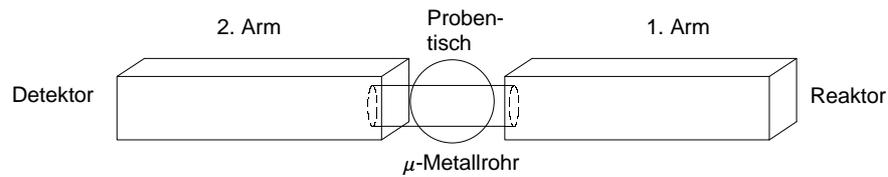


Abbildung 8.1: schematischer Aufbau des Münchner Spektrometers RESEDA. Die Zeichnung ist nicht maßstabsgetreu.



Abbildung 8.2: Das Spektrometer RESEDA. Die Neutronen fallen von rechts ein, am linken Rand befindet sich der Detektor (Das Bild wurde von W. Häußler, FRM II, zur Verfügung gestellt).

tronen Detektoren, wie dem ^3He -Zählrohr, ist es nicht möglich den für die Messung notwendigen Neutronenfluß zu detektieren. Daher wurde ein CASCADE-Neutronen-Detektor eingesetzt, der in den direkten Strahl gestellt werden kann, ohne dabei Sättigungseffekte zu zeigen. Sein Aufbau entspricht dem in Abschnitt 3.2 vorgestellten Konzept und ist detailliert in [Kle00] beschrieben. Der verwendete Detektor ist nach dem gespiegelten Prinzip aufgebaut und besteht auf der einen Seite aus einer mit $2\ \mu\text{m}$ Bor¹ beschichteten Driftelektrode, einer einseitig mit 500 nm Bor beschichteten GEM- und einer weiteren unbeschichteten GEM-Folie. In der gespiegelten Seite sind eine ebenfalls mit $2\ \mu\text{m}$ Bor beschichtete Driftelektrode sowie zwei unbeschichtete GEM-Folien eingebaut. Dies führt bei Neutronen der Wellenlänge $\lambda = 11\ \text{\AA}$ zu einer Effizienz des Detektors von etwa 40%. Die Ausleselektrode ist in Streifen segmentiert, um später den Untergrund

¹Bor ist ein Konvertermaterial für Neutronen. Im speziellen handelt es sich hier um ^{10}Bor .

am Rand separieren zu können und die Totzeit klein zu halten. Gespült wird der Detektor mit einer Mischung aus Argon und CO_2 im Mischungsverhältnis 90 : 10. Die Spannungsversorgung ist äquivalent zu der Spannungsteilerschaltung, wie in Abschnitt 7.4 beschrieben, aufgebaut. Abweichend wurde der eingestellte Spannungswert aufgrund der unterschiedlichen Gasmischungsverhältnisse kleiner gewählt und beträgt 1100 V. Bei dieser Einstellung ist gewährleistet, daß die Ladungswolke schnell abklingt und es zu keiner Dauerentladung kommt. Der CASCADE-Detektor bietet damit die Möglichkeit hohe Raten bei geringer Totzeit im zählenden Modus zu verarbeiten. Der Untergrund ist sehr gering.

8.3 Auswertung

Theoretische Beschreibung

Die Neutron-Spiegelneutron-Oszillation kann durch ein Zweizustandssystem mit den Zuständen $|n\rangle$ und $|n'\rangle$ beschrieben werden, die den Neutronen beziehungsweise Spiegelneutronen zugeordnet werden. Das CPT-Theorem verlangt die Gleichheit von Ruhemasse und Lebensdauer von Neutron und Spiegelneutron. Außerdem fordert es entgegengesetzte magnetische Momente. Da nur die Wechselwirkung mit dem äußeren Magnetfeld untersucht werden soll, nimmt der Hamiltonoperator folgende Gestalt an:

$$H = \hbar \begin{pmatrix} \frac{\omega_L}{2} & \delta \\ \delta & -\frac{\omega_L}{2} \end{pmatrix}. \quad (8.1)$$

Hierbei ist ω_L die zum Magnetfeld gehörende Larmorfrequenz $\omega_L = \gamma B = 2\mu B/\hbar$ mit $\gamma = 0.1832 \text{ Hz/nT}$, dem gyromagnetischen Verhältnis der Neutronen. δ ist die Neutron-Spiegelneutron-Übergangsamplitude. Für $\delta = 0$ findet also keine Oszillation statt. Ein reiner Neutronenstrahl bleibt immer ein solcher. Ist $\delta \neq 0$, so erhält ein anfangs reiner Neutronenstrahl mit der Zeit eine Spiegelneutronenkomponente. Aus der Berechnung der Übergangsamplitude $\langle n'|\psi\rangle_t$, wobei $|\psi\rangle_{t=0} = |n\rangle$, erhält man durch Betragsquadratbildung die Übergangswahrscheinlichkeit

$$P_{nn'} = |\langle n'|\psi\rangle_t|^2 = \delta^2 \left(\frac{\sin \kappa t}{\kappa} \right)^2, \quad (8.2)$$

wobei $\kappa^2 = \delta^2 + (\omega_L/2)^2$. Aus dieser Formel läßt sich erkennen, daß ein ursprünglich reiner Neutronenstrahl einen mit einer Periode 2κ zeitlich veränderlichen Spiegelneutronenanteil erhält. Für den Fall verschwindender Magnetfelder ($\omega_L = 0$) schwingt $|\psi\rangle$ mit der Frequenz δ zwischen reinem Neutronen- und reinem Spiegelneutronenzustand mit der Oszillationszeit $\tau_{nn'} = \delta^{-1}$ hin und her. Im Fall eines Restmagnetfeldes gibt es einen Unterdrückungsfaktor, um den die

Oszillation geschwächt ist.

Die Restmagnetfelder in Experimenten weisen im Allgemeinen Inhomogenitäten auf. Diese führen im Ruhesystem der Neutronen zu einer zeitlichen Veränderung von ω_L und somit zu einer Zeitabhängigkeit des Hamiltonoperators aus Gleichung (8.1). Die Schrödingergleichung kann nun unter der Annahme $\omega_L \gg \delta$ durch Störungsentwicklung nach Potenzen von δ bis zur ersten Ordnung gelöst werden. Der neue Hamiltonoperator hat die Gestalt:

$$H = H_0 + \lambda V \quad (8.3)$$

mit

$$\begin{aligned} H_0 &= \hbar\omega_L(t) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \\ V &= \hbar\delta \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Hierbei ist λ der Störparameter. H_0 beschreibt Neutronen und Spiegelneutronen als zwei getrennte Systeme ohne Übergang. Erst der als Störung eingeführte Operator V macht Übergänge zwischen beiden Zuständen möglich. Für die weitere Rechnung sei auf [Kin90, BC90] verwiesen. Hier soll nur das Ergebnis angegeben werden:

$$P_{nn'}(t) = (\delta t)^2 \left(1 - \frac{4}{t^2} \int_0^t \int_0^{t'} \sin^2 \left(\frac{\varphi(t') - \varphi(t'')}{2} \right) dt' dt'' \right), \quad (8.4)$$

wobei $\varphi(t)$ die durch das Magnetfeld verursachte dynamische Phase ist:

$$\varphi(t) = \int_0^t \omega(t') dt' = \gamma \int_0^t B(t') dt'. \quad (8.5)$$

Mit der Substitution

$$\begin{aligned} t &= \frac{x}{v}, \\ \frac{dt}{dx} &= \frac{1}{v} \end{aligned}$$

läßt sich Gleichung (8.4) umschreiben in

$$P_{nn'}(t) = (\delta t)^2 \underbrace{\left(1 - \frac{4}{l^2} \int_0^l \int_0^{x'} \sin^2 \left(\frac{\gamma}{2v} (B_{int}(x') - B_{int}(x'')) \right) dx' dx'' \right)}_{\Lambda}, \quad (8.6)$$

wobei $B_{int}(x)$ das Integral des Magnetfeldes über die Flugstrecke bezeichnet, v ist die Neutronengeschwindigkeit und l die Länge der Flugstrecke. Λ wird Unterdrückungsintegral genannt. Die gemessene Neutronenzahl bei ausgeschaltetem Magnetfeld läßt sich verstehen als $1 - P_{nn'}$, diejenige bei Anwesenheit eines Feldes als 1. Bildet man das Verhältnis aus diesen Messungen so ergibt sich:

$$\frac{1 - P_{nn'}}{1} = 1 \pm \Delta. \quad (8.7)$$

Hierbei stehen auf der linken Seite der Gleichung die Größen die sich aus der Berechnung des Unterdrückungsintegrals ergeben, auf der rechten Seite diejenigen aus der Messung, wobei Δ der mittlere Fehler des Mittelwertes ist. Schreibt man Gleichung (8.7) um, so ergibt sich:

$$\begin{aligned} (\delta t)^2 \Lambda &= \Delta \\ \tau_{min} &> \frac{l}{v} \sqrt{\frac{\Delta}{\Lambda}}. \end{aligned} \quad (8.8)$$

τ ist die Neutron-Spiegelneutron-Oszillationszeit und ist über $\delta = 1/\tau$ mit der Übergangsamplitude δ verknüpft.

Ergebnisse

Bei der Messung betrug die Länge der Flugstrecke $l = 6$ m und die Neutronengeschwindigkeit $v = 360 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, was einer Wellenlänge von 11 \AA entspricht.

Die Messung des Restmagnetfeldes innerhalb der μ -Metallabschirmung wurde mit verschiedenen Magnetfeldsonden, einer Förster- und zwei Baringtonsonden, vermessen, die jedoch keinen Unterschied zeigten. Gemessen wurde sowohl das longitudinale als auch das transversale Magnetfeld. Die transversale Messung beinhaltet die horizontale und die vertikale Komponente. Diese Messungen zeigten, daß das transversale Feld vernachlässigbar ist. An sehr wenigen Stellen lag dieses bei $0.14 \mu\text{T}$, überwiegend jedoch bei $0.02 \mu\text{T}$. Das longitudinale Restmagnetfeld ist in Abbildung 8.3 dargestellt.

Das Unterdrückungsintegral Λ berechnet sich mit diesen Werten zu

$$\Lambda = 0.927 .$$

Eine Messung ohne das zusätzliche μ -Metallrohr zeigte sehr starke Spitzen an den Rändern der doppelwandigen Abschirmung des RESEDA-Spektrometers und führte auf ein Unterdrückungsintegral von $\Lambda = 0.35$.

Eine weitere Verbesserung der Magnetfeldabschirmung könnte das Unterdrückungsintegral maximal um 7% erhöhen.

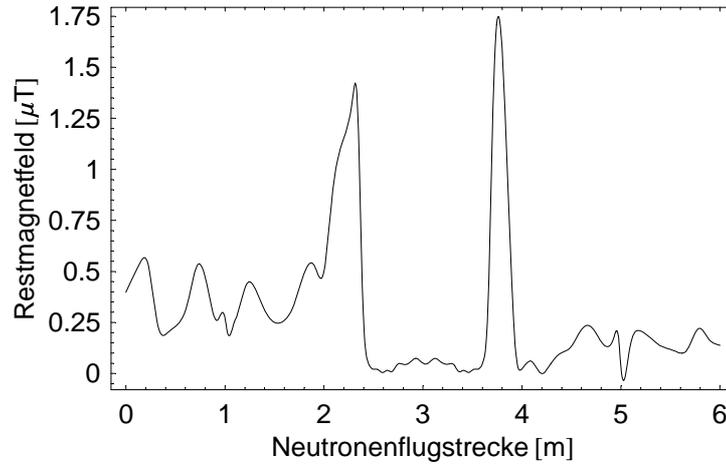


Abbildung 8.3: Das longitudinale Restmagnetfeld innerhalb der μ -Metall Abschirmung. Die beiden Spitzen befinden sich am Rand der doppelwandig abgeschirmten Arme des RESEDA-Spektrometers.

Der Mittelwert der Verhältnisse der nachgewiesenen Neutronen mit an- und ausgeschaltetem Magnetfeld $\frac{N_{an}}{N_{aus}}$ berechnet sich bei einer gemessenen Neutronenrate von $2.6 \cdot 10^5$ Hz zu

$$\frac{N_{an}}{N_{aus}} = 1.000020(27) .$$

Der angegebene Fehler ist der Standardfehler des Mittelwerts, in dem die Anzahl der gebildeten Verhältnisse berücksichtigt ist (mittlere Fehler des Mittelwerts). Setzt man den Konfidenzbereich auf 90 % unter Beachtung einer einseitigen Verteilung², so muß der statistische Fehler Δ noch mit dem Faktor 1.285 [Bro81] multipliziert werden. Mit Gleichung (8.8) erhält man als Oszillationszeit

$$\tau_{min} > 2.72 \text{ s (bei 90 \% Konfidenzbereich)}. \quad (8.9)$$

Die Neutron-Spiegelneutron-Oszillationszeit kann durch diese erste Messung mit Neutronen auf eine untere Grenze von 2.72 s gesetzt werden. Hierbei ist zu beachten, daß das Restmagnetfeld durch eine Spline Interpolationsfunktion beschrieben wurde, die tendenziell größere Werte für das Magnetfeld ausgibt als wirklich gemessen wurden. Daher liegt der angegebene Wert für die Oszillationszeit am unteren Bereich.

Für eine erste Messung mit sehr kurzer Vorbereitungszeit ist das Ergebnis sehr zufriedenstellend. Das größte Problem für einen solchen Aufbau stellt das Reaktorrauschen dar, das in dieser Messung den limitierenden Faktor ausmacht.

²Da der Quotient der gemessenen Ereignisse ohne Magnetfeld und der Ereignisse bei eingeschaltetem Magnetfeld größer als eins sein muß, handelt es sich hier um eine einseitige Verteilung.

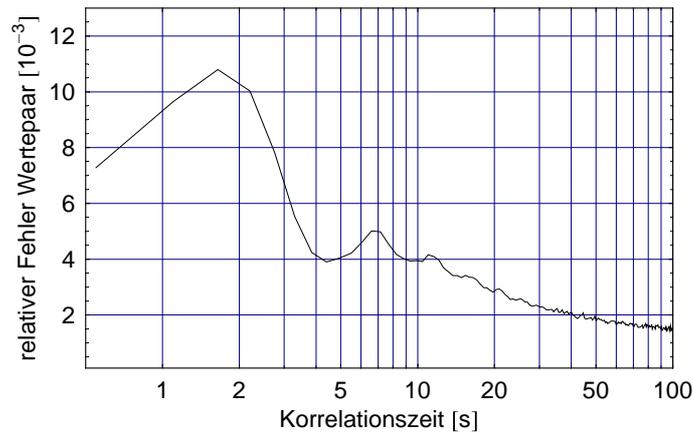


Abbildung 8.4: Das Reaktorrauschen, gemessen am FRM II in München. Auf der Ordinate ist der relative Fehler aus dem Verhältnis zweier Meßzyklen, also der Fehler, der dem Reaktorrauschen entspricht, aufgetragen. Auf der Abszisse die Korrelationszeit.

In die Standardabweichung³ gehen sowohl der statistische Fehler⁴, als auch der Fehler verursacht durch das Reaktorrauschen ein. Da beide Anteile keine Korrelation aufweisen, können diese quadratisch addiert werden. Bei einer Standardabweichung von 0.0082 und einem Mittelwert des Fehlers der Einzelmessung von 0.0039 läßt sich das Reaktorrauschen auf 0.0072 bestimmen. In Abbildung 8.4 ist die Abhängigkeit des Reaktorrauschens von der Zeit dargestellt. Auf der Ordinate ist der Fehler, der durch das Reaktorrauschen bedingt ist, aufgetragen. Da in der Berechnung der Oszillationszeit die Standardabweichung auf die Anzahl der gebildeten Verhältnisse normiert wird⁵, um die Statistik zu berücksichtigen, ist es trotzdem sinnvoll bei kleiner Korrelationszeit zu messen. Unter dem Aspekt des Reaktorrauschens ist auch durch einen effizienteren Detektor oder einen höheren Neutronenfluß mit diesem Aufbau keine Verbesserung zu bekommen.

Ausblick

Weitere Messungen zur Neutron-Spiegelneutron-Oszillation sind geplant. Hierbei sollen statt kalter Neutronen jedoch sehr kalte Neutronen (very cold neutrons, VCN) verwendet werden, da sie eine geringere Geschwindigkeit haben und die

³mittlerer Fehler der Einzelmessung: $\sqrt{\sigma_x} = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}{(n-1)}$;

\bar{x} : Mittelwert; n : Anzahl der Einzelmessungen

⁴Mittelwert des Fehlers der Einzelmessung: $\sqrt{\frac{N_{an}^2}{N_{aus}^2} + \frac{N_{an}^2 N_{aus}}{N_{aus}^4}}$

⁵Standardfehler des Mittelwerts: $\sigma_{\bar{x}} = \frac{\sigma_x}{\sqrt{n}}$;

der Mittelwert \bar{x} von n Einzelmessungen ist um $\frac{1}{\sqrt{n}}$ genauer als die Einzelmessung.

Möglichkeit einer Oszillation auf der Flugstrecke somit wahrscheinlicher wird. In Verbindung mit einer entsprechenden Magnetfeldabschirmung ist dann ein um einen Faktor 6 verbessertes Ergebnis möglich.

Die Flugzeit der Neutronen durch den Aufbau muß jedoch kleiner sein als die Umschaltzeit des Magnetfeldes. Das heißt, daß innerhalb der Pause während des Umschaltens alle noch im Strahl befindlichen Neutronen am Detektor ankommen müssen, da sie sonst die folgende Messung verfälschen würden. Um dies zu gewährleisten, gibt es zum einen die Möglichkeit die Umschaltzeit entsprechend groß zu wählen. Dadurch wird allerdings der Einfluß des Reaktorrauschens deutlich größer. Zum anderen ist vorstellbar, einen halbdurchlässigen Monitor am Anfang einzubauen und Korrelationen zwischen Detektor und Monitor aufzunehmen. Eine weitere Strahlzeit mit derartigen Verbesserungen ist für Herbst 2007 geplant.

Kapitel 9

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde überprüft, ob die Vorteile des Neutronen-CASCADE-Detektorprinzips auf den Nachweis von Röntgenstrahlung übertragen werden können. Neben der Anwendung in der Grundlagenforschung wurden auch die Anforderungen in der medizinischen Diagnostik untersucht. In diesem Bereich ist ein guter Kontrast bei möglichst geringer Dosis notwendig, welcher nur durch eine hohe Dynamik und eine hohe Nachweiseffizienz erreicht werden kann. Der Neutronen-CASCADE-Detektor zeichnet sich durch eine hohe Dynamik, gute Effizienz und hohe Ratentauglichkeit aus. Die Dynamik steht dabei in engem Zusammenhang mit dem Konzept eines zählenden Detektors mit festen Konverterschichten.

Für die Effizienzbestimmung eines geeigneten Röntgenkonverters wurde im Rahmen dieser Arbeit eine geschlossene mathematische Beschreibung des Systems entwickelt, die alle primären Prozesse, angefangen von den einfallenden Photonen bis hin zum nachgewiesenen Photoelektron berücksichtigt. Die signifikanten Größen sind hierbei der Absorptionskoeffizient, die winkelabhängige Emission des Photoelektrons sowie die Reichweite des Photoelektrons im Konvertermaterial. Es wurden sowohl auf der Grundlage dieser Rechnung verschiedene Konvertermaterialien auf ihre Effizienz hin untersucht als auch ihre technische Umsetzbarkeit betrachtet. Die besten Gesamtergebnisse stellen Gold und Gadolinium dar. Die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Konverterschichten im Bereich von 50 nm bis 1.5 μm (± 6 nm) wurden durch Bedampfen und Sputtern selbst hergestellt.

Um die berechneten Ergebnisse experimentell zu überprüfen, wurden monoenergetische Röntgenpräparate mit bekannter Intensität benötigt. Zur Charakterisierung der kommerziell erworbenen Eisen-, Jod- und Cadmium-Quellen (etwa 6 keV, 30 keV und 88 keV) wurde mit einem Germaniumdetektor jeweils ein Energiespektrum aufgenommen und die relativen Intensitäten der Linien innerhalb eines Spektrums zueinander bestimmt. Bei der Eisenquelle handelt es sich um ein Standardpräparat in der Detektoreichung.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Röntgendetektor nach dem CASCADE-

Prinzip gefertigt. Die zur experimentellen Bestimmung der Effizienz durchgeführten Messungen unterschieden sich in Schichtdicke und Art des Konvertermaterials, sowie in der Energie der einfallenden Röntgenquanten. Mit der Eisenquelle wurden Ergebnisse erreicht, die eine sehr gute Übereinstimmung mit den theoretisch berechneten Effizienzen zeigen. Bei der Jod- und der Cadmiumquelle spiegeln die Messungen den erwarteten Verlauf wieder, jedoch liegen die absoluten Zahlen um etwa einen Faktor vier zu hoch. Die Vermutung, daß die auf den Datenblättern angegebene Aktivität die Ursache für diese Abweichung ist, konnte leider nicht mehr rechtzeitig geklärt werden. Eine unabhängige Eichmessung der Präparate ist aber fest eingeplant.

Eine Aussage über die Effizienz des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Detektors im Vergleich zu kommerziellen Detektoren ist bislang nicht exakt zu treffen, da eine identische Definition der Effizienz nicht gesichert ist. Mit der Definition der Effizienz, als dem Quotienten aus nachgewiesener Strahlung zu einfallender, ist bei diesem CASCADE-Detektor-Konzept für den in medizinischen Untersuchungen relevanten Energiebereich eine Effizienz von etwa 2 % bis 3 % erreichbar. Um einen ersten direkten Vergleich mit kommerziellen Detektoren zu erhalten wurden, die in dieser Arbeit eingesetzten Quellen auch vor einen Flat-Panel-Detektor der Firma Perkin Elmer gestellt. Obwohl die bei diesem Detektortyp angegebene Effizienz bei 60 %–70 % liegt, war es für den Anwender bei allen wählbaren Einstellungen nicht möglich ein meßbares Signal zu erhalten. Diese Vergleichsmessung zeigt eindrucksvoll die hohe Dynamik des CASCADE-Detektors. Trotz vergleichsweise geringer Effizienz ist es somit möglich, diese schwache Intensität, im Gegensatz zu den integrierenden Systemen, eindeutig zu detektieren. Für die Zukunft wird es notwendig sein, weitere Vergleichsmessungen in diesem Bereich durchzuführen. Der Bau eines zweidimensionalen Detektors ist zur Bestimmung der Ortsauflösung geplant.

Im letzten Abschnitt wurde eine im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte, erstmalige Messung zur Neutron-Spiegelneutron-Oszillation mit kalten Neutronen am Forschungsreaktor München II vorgestellt. Zum Nachweis dieser Oszillation ist eine gut vom Erdmagnetfeld abgeschirmte Flugstrecke, die das Spektrometer RESEDA aufweist, notwendig. Ebenso war kleiner statistischer Fehler entscheidend. Dies konnte durch den Einsatz eines hochratentauglichen CASCADE-Neutronen-Detektors erreicht wurde. In einer Strahlzeit konnte mit dieser Messung eine erste untere Grenze der Neutron-Spiegelneutron-Oszillationszeit von $\tau > 2.72$ s bestimmt werden. Dabei stellte das Reaktorrauschen den limitierenden Faktor dar. Zur weiteren Verbesserungen ist es daher notwendig den Versuchsaufbau zu modifizieren. Darüberhinaus soll eine weitere Messung, die für Herbst 2007 geplant ist, mit langsameren Neutronen (very cold neutrons, VCN) stattfinden, um eine längere Beobachtungszeit zu erreichen.

Anhang A

Anhang zu Kapitel 4

A.1 Absorptionskoeffizienten

In den Abbildungen A.1 bis A.3 sind die Absorptionskoeffizienten für Argon, Krypton und Kupfer aufgeführt. Die zu Grunde liegenden Daten sind der Datenbank des NIST [NIS05] entnommen.

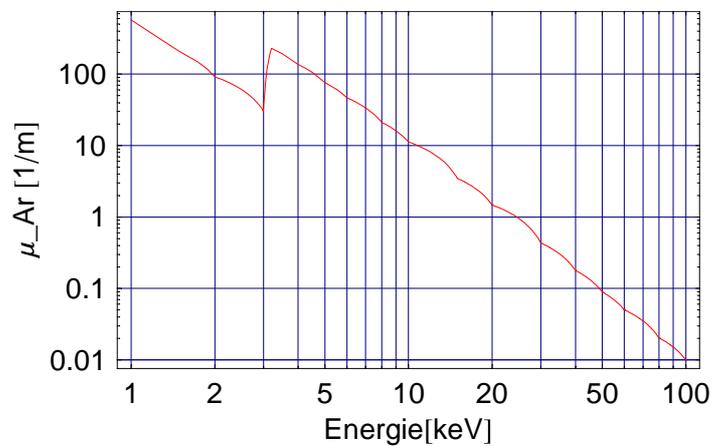


Abbildung A.1: Der Absorptionskoeffizient von Argon.

A.2 Reichweiten

In den Abbildungen A.4 und A.5 ist die Reichweite für Elektronen in Kupfer und Argon dargestellt.

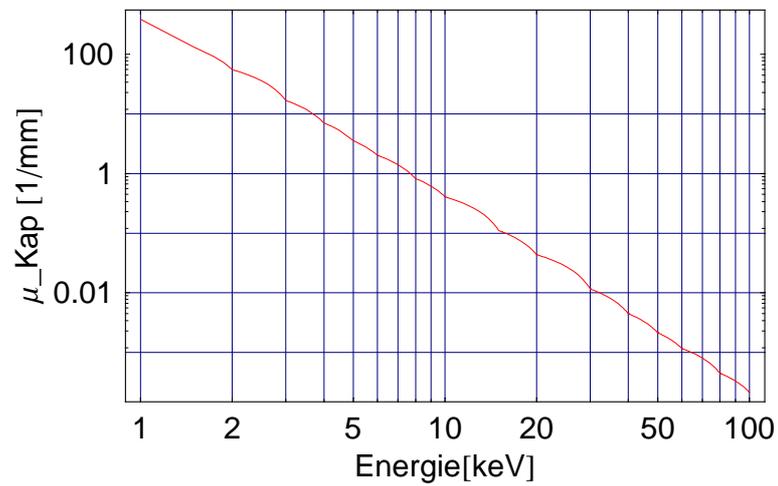


Abbildung A.2: Der Absorptionskoeffizient von Kapton.

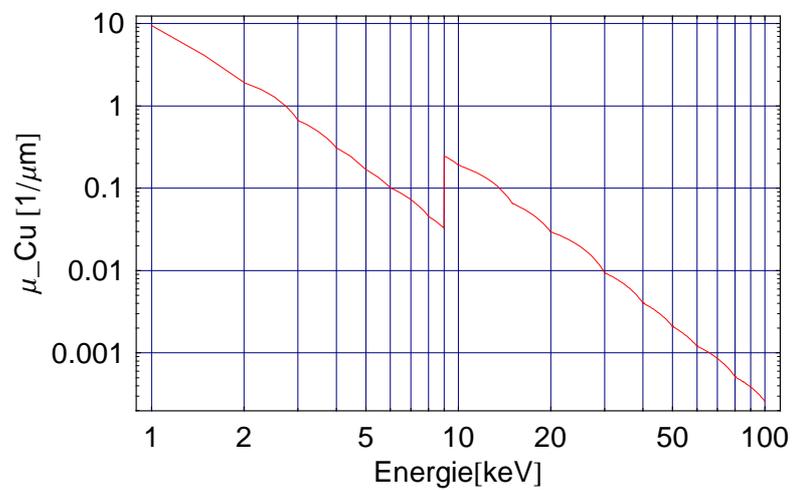


Abbildung A.3: Der Absorptionskoeffizient von Kupfer.

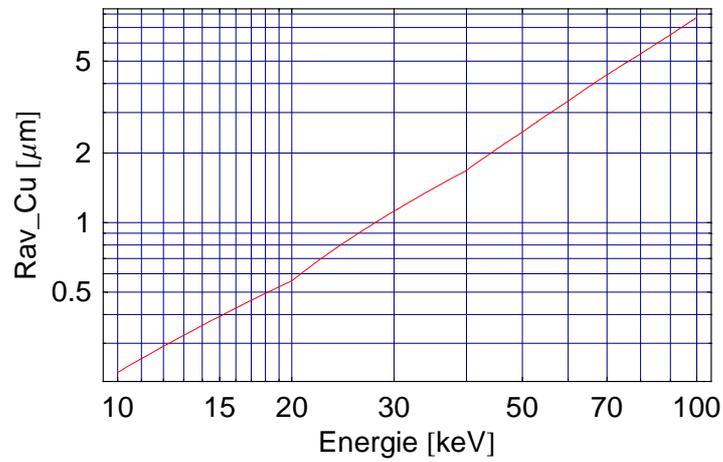


Abbildung A.4: Reichweite von Elektronen in Kupfer. Dargestellt ist der average reach (R_{av}) Wert.

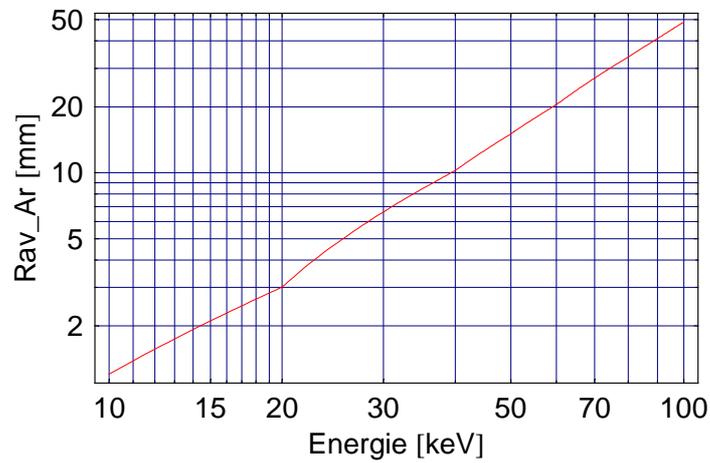


Abbildung A.5: Reichweite von Elektronen in Argon. Dargestellt ist der average reach (R_{av}) Wert.

Anhang B

Anhang zu Kapitel 6

In Tabelle B.1 finden sich die Elektronenbindungsenergien, in Tabelle B.2 die K- und L-Schalen-Emissions-Linien, die für die verwendeten radioaktiven Präparate relevant sind.

Element	K1s [keV]	L ₁ 2s [keV]	L ₂ 2p _{1/2} [keV]	L ₃ 2p _{3/2} [keV]	M ₁ 3s [keV]	M ₂ 3p _{1/2} [keV]	M ₃ 3p _{3/2} [keV]	M ₄ 3d _{3/2} [keV]	M ₅ 3d _{5/2} [keV]
⁵⁵ ₂₅ Mn	0.65	0.77	0.65	0.64	0.08	0.047	0.047		
¹⁰⁹ ₄₇ Ag	25.51	3.81	3.35	3.35	0.72	0.60	0.57	0.37	0.37
¹²⁵ ₅₂ Te	31.81	4.94	4.61	4.34	1.00	0.87	0.82	0.58	0.57
²⁰⁷ ₈₂ Pb	88.00	15.86	15.20	13.04	3.85	3.55	3.07	2.59	2.48
⁷³ ₃₂ Ge	11.10	1.41	1.25	1.22	0.18	0.12	0.12	0.03	0.03
¹⁹⁷ ₇₉ Au	80.73	14.35	13.73	11.92	3.43	3.15	2.74	2.29	2.21
¹⁵⁷ ₆₄ Gd	50.24	8.38	7.93	7.24	1.88	1.69	1.54	1.22	1.19

Tabelle B.1: Elektronenbindungsenergien [Tho06]

Element	Kα ₁ [keV]	Kα ₂ [keV]	Kβ ₁ [keV]	Lα ₁ [keV]	Lα ₂ [keV]	Lβ ₁ [keV]	Lβ ₂ [keV]	Lγ ₁ [keV]
⁵⁵ ₂₅ Mn	5.90	5.89	6.49	0.64	0.64	0.65		
¹⁰⁹ ₄₇ Ag	22.16	21.99	24.94	2.98	2.98	3.15	3.35	3.52
¹²⁵ ₅₂ Te	27.47	27.20	30.99	3.77	3.76	4.03	4.30	4.57
²⁰⁷ ₈₂ Pb	74.97	72.80	84.93	10.55	10.45	12.61	12.62	14.76
⁷³ ₃₂ Ge	9.88	9.86	10.98	1.19	1.19	1.22		
¹⁹⁷ ₇₉ Au	68.80	66.99	77.98	9.71	9.23	11.44	11.58	13.38
¹⁵⁷ ₆₄ Gd	42.99	42.31	48.70	6.06	6.03	6.71	7.10	7.79

Tabelle B.2: K- und L-Schalen Emissions-Linien [Tho06]

Anhang C

Anhang zu Kapitel 7

In den Tabellen C.1 und C.2 sind die gemessenen Effizienzen mit den berechneten verglichen.

		Effizienz _{exp} [%]	Effizienz _{berechnet} [%]
Fe	50 nm	$(6.1 \pm 0.8)\%$	5.73 %
	200 nm	$(5.6 \pm 0.8)\%$	5.05 %
	688 nm	$(3.8 \pm 0.5)\%$	3.33 %
I	50 nm	$(1.37 \pm 0.17)\%$	0.34 %
	200 nm	$(2.07 \pm 0.26)\%$	0.44 %
	688 nm	$(2.5 \pm 0.31)\%$	0.43 %
Cd	50 nm	$(0.153 \pm 0.02)\%$	0.034 %
	200 nm	$(0.156 \pm 0.02)\%$	0.034 %
	688 nm	$(0.159 \pm 0.02)\%$	0.034 %

Tabelle C.1: Zusammenstellung der experimentell erhaltenen Effizienzen mit den berechneten für das Konvertermaterial Gold.

		Effizienz _{exp} [%]	Effizienz _{berechnet} [%]
Fe	50 nm	$(5.9 \pm 0.8)\%$	6.08 %
	200 nm	$(5.8 \pm 0.8)\%$	5.92 %
	1 μm	$(4.8 \pm 0.7)\%$	5.09 %
	1.5 μm	$(4.5 \pm 0.6)\%$	4.63 %
I	50 nm	$(1.12 \pm 0.14)\%$	0.20 %
	200 nm	$(1.27 \pm 0.16)\%$	0.33 %
	1 μm	$(1.85 \pm 0.23)\%$	0.45 %
	1.5 μm	$(1.98 \pm 0.25)\%$	0.45 %
Cd	50 nm	$(0.16 \pm 0.02)\%$	0.023 %
	200 nm	$(0.29 \pm 0.04)\%$	0.060 %
	1 μm	$(0.59 \pm 0.07)\%$	0.19 %
	1.5 μm	$(0.76 \pm 0.10)\%$	0.20 %

Tabelle C.2: Zusammenstellung der experimentell erhaltenen Effizienzen mit den berechneten für das Konvertermaterial Gadolinium.

Literaturverzeichnis

- [Abd01] ABDALLA, M. A., ET AL: *A CEMOS APS for dental X-ray imaging using scintillating sensors*. Nuclear Instruments and Methods A, 460:197–203, 2001.
- [Bad03] BADERTSCHER, A., ET AL: *An apparatus to search for mirror dark matter via the invisible decay of orthopositronium in vacuum*. arXiv:hep-ex/0311031 v1, 2003.
- [Bam72] BAMBYNEK, WALTER, ET AL.: *X-Ray Fluorescence Yields, Auger, and Coster-Kronig Transition Probabilities*. Review of Modern Physics, 44(4):716–813, 1972.
- [BB06] BEREZHIANIA, ZURAB und LUIS BENTO: *Neutron Mirror Neutron Oscillations: How Fast Might They Be?* arXiv:hep-ph/0507031 v3, 2006.
- [BC90] BALDO-COELIN, MILLA, ET. AL: *A New Experimental Limit On Neutron-Antineutron Transitions*. Physics Letters B, 236(1):95–101, 1990.
- [Ben98] BENLLOCH, J., ET AL.: *Further developments and beam tests of the gas electron multiplier (GEM)*. NIM A, 419:410–417, 1998.
- [Blo66] BLOCHINZEW, D.I.: *Grundlagen der Quantenmechanik*. Verlag Harri Deutsch, fünfte Auflage, 1966.
- [Brö04] BRÖNNIMANN, CH., ET AL.: *Protein Crystallography with the PILATUS 1m Detector at the Swiss Light Source*. Synchrotron Radiation News, 17(2):23–30, 2004.
- [Bre99] BRESSAN, A., ET AL.: *Beam tests of the gas electron multiplier*. NIM A, 425:262–276, 1999.
- [Bro81] BRONSTEIN, SEMENDJAJEW: *Taschenbuch der Mathematik*. Verlag Harri Deutsch, B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, 1981.

- [Bru02] BRUHNS, HJALMAR: *Bau eines CADCADE-Neutronendetektors*. Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2002.
- [Cam06] CAMPBELL, MICHAEL: *Medipix2*. <http://medipix.web.cern.ch/MEDIPIX/>, 2006.
- [Cha68] CHARPAK, G., ET AL.: *The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles*. NIM A, 62:262–268, 1968.
- [Fir] FIRESTONE, RICHARD B.: *Table of Isotopes; CD-ROM*. Wiley.
- [Fis98] FISCHER, P., ET AL.: *A counting pixel readout chip for imaging applications*. NIM A, 405(1):53–59, 1998.
- [Gei04] GEIGER, BERNHARD: *Dosisindikatoren in der Projektionsradiographie: Der EXI-Wert bei SIEMENS AXIOM Aristos Systemen*. 8. Fortbildungsseminar in Magdeburg, Arbeitsgemeinschaft Physik und Technik (APT) der DRG, Arbeitskreis Physik und Technik (K22) der DGMP, 18./19.06.2004.
- [Hin05] HINDERER, WERNER: *Der 2D-CASCADE Neutronendetektor und seine Auslese*. Doktorarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2005.
- [Hot97] HOTT, TH.: *Entwicklung und Test großflächiger Mikro-Streifen-Gas-Kammern für das innere Spurkammersystem von HERA-B*. Doktorarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1997.
- [Irs99] IRSIGLER, R., ET AL.: *Evaluation of 320 x 320 pixel LEC GaAs Schottky barrier X-ray imaging arrays, hybridized to CMOS readout circuit based on charge integration*. NIM A, 434(1):24–29, 1999.
- [Kal06] KALIFA, GABRIEL: http://ambafrance-ca.org/HYPERLAB/PEOPLE/_charpak.html. 2006.
- [Kin90] KINKEL, ULRICH: *Quasifreie Bedingung und magnetische Abschirmung für ein Neutron-Antineutron-Oszillationsexperiment*. Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1990.
- [Kle92] KLEINKNECHT, K.: *Detektoren für Teilchenstrahlung*. Teubner Studienbücher, 1992.
- [Kle00] KLEIN, MARTIN: *Experimente zur Quantenmechanik mit ultrakalten Neutronen und Entwicklung eines neuen Detektors zum orts aufgelösten Nachweis von thermischen Neutronen auf großen Flächen*. Doktorarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2000.

- [Kre97] KREMP, JÜRGEN: *Entwicklung eines Mikrostreifengasdetektormoduls für den inneren Spurdetektor bei CMS*. Diplomarbeit, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, 1997.
- [Kri02] KRIEGER, HANNO: *Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz, Band 1*. B.G.Teubner, 2002.
- [Lau06] LAUER, THORSTEN: *Entwicklung eines Borbeschichtungsprozesses mittels einer Sputteranlage*. Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2006.
- [Leo94] LEO, W.R.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, 1994.
- [Lin01a] LINDNER, M., ET AL.: *Comparison of hybrid pixel detectors with Si and GaAs sensors*. NIM A, 466(1):63–73, 2001.
- [Lin01b] LINDNER, MARKUS: *Entwicklung eines zählenden Pixeldetektors für "Digitales Röntgen"*. Doktorarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2001.
- [Lud01] LUDWIG, J., ET AL.: *Development of GaAs-CCDs for x-ray detection*. NIM A, 460(1):72–75, 2001.
- [LY56] LEE, T.D. und C.N. YANG: *Question of Parity Conservation in Weak Interactions*. Phys. Rev., 104(1):254–258, 1956.
- [Mei03] MEIDINGER, NORBERT: *Strahlenhärte von Röntgen-Sperrschicht-CCD-Detektoren*. Doktorarbeit, Technische Universität München, 2003.
- [Mit93] MITSUI, T., ET AL: *Search for Invisible Decay of Orthopositronium*. Physical Review Letters, 70(15):2265–2268, 1993.
- [Mor95] MORNEBURG, HEINZ: *Bildgebende Systeme für medizinische Diagnostik*. Publicis MCD Verlag Siemens, 1995.
- [Mun06] MUND, DANIELA: *Messung der Betaasymetrie A im Neutronenzerfall*. Doktorarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2006.
- [NIS05] NIST, USA: *National Institute of Standards and Technology*. <http://physics.nist.gov/PhysRefData/>, 2005.
- [Oed88] OED, A.: *Position Sensitive Detector With Microstrip Anode For Electron Multiplication With Gases*. NIM A, 263:351–359, 1988.
- [Par04] *Review of Particle Physics; <http://pdg.lbl.gov>*. Particle Data Group, 2004.

- [Pro06] PROTOKOLOVSKI, YU. N.: *On the experimental search for neutron \rightarrow mirror neutron oscillations*. Physics Letters B, Manuscript Draft, 2006.
- [Rao72] RAO, CHEN, CRASEMANN: *Atomic Vacancy Distribution Productions by Inner-Shell Ionization*. Physical Review A, 5(3):997–1012, 1972.
- [RP06] RESONANCE PUBLICATIONS, INC.: <http://www.resonancepub.com>. 2006.
- [Sau97] SAULI, F.: *A new concept for electron amplification in gas detectors*. NIM A, 386:531–534, 1997.
- [Sau02a] SAULI, F.: *Gas-filled detectors*. IEEE Nuclear Science Symposium, Norfolk, 2002.
- [Sau02b] SAULI, F.: *Micro-pattern gas detectors*. NIM A, 477(1):1–7, 2002.
- [Sau03] SAULI, F.: *Development and application of gas electron multiplier detectors*. NIM A, 505:195–198, 2003.
- [Sau06] SAULI, F.: <http://gdd.web.cern.ch/GDD/>. CERN, 2006.
- [Sch99] SCHULZ, CHRISTIAN: *Entwicklung eines neuartigen Niederdruck-Detektors mit hoher Orts- und Flugzeitauflösung zum Nachweis thermischer Neutronen*. Doktorarbeit, Freie Universität Berlin, 1999.
- [Sch06] SCHMID, MICHAEL: <http://de.wikipedia.org/wiki/Hauptseite>. Charge-Coupled-Device, 2006.
- [Stö96] STÖCKER, HORST: *Taschenbuch der Physik*. Verlag Harri Deutsch AG, 1996.
- [Tho06] THOMPSON, ALBERT, ET AL: <http://xdb.lbl.gov/>. Center for X-Ray Optics and Advanced Light Source; X-Ray Data Booklet, 2006.
- [Wag06] WAGNER, JENS: <http://www.physikpraktika.uni-hd.de/versuche2/>. Physikalisches Grundpraktikum der Universität Heidelberg, Praktikum IIa, 2006.
- [Web03] WEBB, STEVE: *The Physics of Medical Imaging*. Institute of Physics Publishing, 2003.
- [Wik06] <http://de.wikipedia.org/wiki/Hauptseite>. Röntgenstrahlung \rightarrow Entdeckungsgeschichte, 2006.

Danke

An dieser Stelle möchte ich mich herzlich bei allen Bedanken, die mich in den letzten Jahren unterstützt haben und somit zu dieser Arbeit beigetragen haben.

Bei Herrn Prof. Dubbers bedanke ich mich dafür, daß er mir die Arbeit ermöglichte.

Bei Herrn Prof. Aeschbach-Hertig für das Interesse an dieser Arbeit und für die Übernahme des Zweitgutachtens.

Den weiteren Mitgliedern meiner Prüfungskommission: Prof. Bender und Prof. Hess.

Ein besonderer Dank gilt Utz Schmidt, der sich immer für alle Fragen und Probleme Zeit genommen hat, auch wenn er davon oft viel zu wenig hat. Darüberhinaus auch für die schöne Strahlzeit zur Neutron-Spiegelneutron-Oszillation in München.

Martin Klein für die Betreuung der Arbeit und das intensive Korrekturlesen.

Danke an Hjalmar Bruhns und José Crespo für die Messungen mit dem Germaniumdetektor am MPI-K. Es war echt lustig bei Euch!

Wolfgang Häussler und Dominik Streibl, danke für die Unterstützung bei der Strahlzeit in München.

Danke natürlich meiner Arbeitsgruppe für die angenehme Atmosphäre. Bastian, Thorsten, Marc S. und D., Alex, Daniela, Hartmut, Maarten, vielen Dank für eine gute Zusammenarbeit und das lustige Drumherum. Bastian und Thorsten Danke für die super Stimmung im Büro, das war echt ne schöne Zeit mit Euch!

Marc, Kerstin, Falko, Thorsten, Utz und Martin danke für gewissenhaftes Korrekturlesen.

Danke an die Werkstätten des Physikalischen Instituts, bei denen gute Laune immer gegeben war!

Claudia Krämer, die gute Seele der Villa Bergius, danke für Dein offenes Ohr!

Danke an alle mit denen man so toll am Physikalischen Institut feiern konnte, ohne Euch wäre das Leben hier sehr trist gewesen! Stellvertretend hierfür Albrecht, Alex, Alois, Björn, Christoph, Claudia, Igor, Leo, Peter, Sebastian, Sönke, Stefan, ach eigentlich fast die ganze Schmiedmayer Gruppe!

Danke, daß ich durch 's PI Albrecht, Claudia und Stefan kennen gelernt habe und daraus gute Freundschaften entstanden sind (Urlaub in Barcelona und Wien sind schon geplant!!).

Danke an Lisa, ohne sie wäre das Studium nicht halb so lustig geworden.

Christian P. für viele lustige emails und Telefonate und auch fürs Frust ablassen.

Danke an Thorsten E. dafür, daß ich durch ihn so viel übers Leben gelernt habe, aber nicht nur dafür! Ich bin so froh, daß es Dich gibt!

Danke meiner Schwester Evelyn dafür, daß sie sich immer so lieb um Raudy kümmert und mir dadurch den Rücken frei gehalten hat.

Danke an Raudy, weil er so niedlich ist!

Karl, dieses "Danke" kann man eigentlich nicht durch Worte ausdrücken! Danke für so viel Verständnis wenn meine Nerven spinnen und für unendlich viel mehr! Ich bin sehr dankbar, daß ich Dich hab!

Und auch Danke an meine Eltern, weil ich die einfach mag!

