

Vitzthum-Gymnasium Dresden
Institut für Kern- und Teilchenphysik der Technischen Universität Dresden

Besondere Lernleistung

Charakterisierung eines Schulröntgengerätes

vorgelegt von Manuel Zahn

Schuljahr: 2014/15

schulischer Betreuer: Jan-Peter Lippert

außerschulische Betreuerin: Julia Woithe

Dezember, 2014

Inhaltsverzeichnis

Formelzeichen.....	3
1 Einleitung und Grundlagen.....	5
1.1 Entdeckung und Nutzung von Röntgenstrahlung	5
1.2 Erzeugung von Röntgenstrahlung.....	6
1.3 Messskalen für ionisierende Photonenstrahlung.....	8
1.4 Wechselwirkung von Röntgenstrahlung mit Materialien und deren Nutzung für Detektoren.....	9
2 Zielstellung.....	13
3 Methodik.....	14
3.1 Experimentiergerät XR 4.0 expert unit.....	14
3.2 Verwendete Messverfahren.....	15
3.3 Experimente zur Charakterisierung der Röntgenröhre.....	17
3.3.1 Untersuchungen zur Strahlungsintensitätsabhängigkeit von Parametern der Röntgenröhre.....	17
3.3.2 Überprüfung der Sicherheit.....	19
3.3.3 Experimente zur Strahlungs-Abschwächung durch Materialien.....	21
3.3.4 Erfassung des Strahlungsfeldes.....	22
3.4 Verwendung von Computerprogrammen.....	25
4 Auswertung der Experimente zur Anwendung der Röntgenröhre.....	26
4.1 Einschaltverzögerung.....	26
4.2 Abhängigkeit der Dosisleistung von Röhrenparametern.....	27
4.3 Sicherheit von Acrylglas und Kabelschacht.....	30
4.4 Absorption und Rückstrahlung im Experimentierraum.....	33
4.5 Energetische Analyse der Röntgenstrahlung.....	37
4.6 Symmetrie des Strahlungsfeldes.....	40
5 Schlussfolgerungen für die Nutzung des Experimentiergerätes im Unterricht.....	46
Literaturverzeichnis.....	48
Abbildungsverzeichnis.....	50
Tabellenverzeichnis.....	51
Selbstständigkeitserklärung.....	52

Formelzeichen

Symbol	Bezeichnung	Einheit	
b	Rückstrahlungskoeffizient	-	
c	Lichtgeschwindigkeit	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	
D	Energiedosis	$\text{Gy} = \text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$	
d	Versatz	m	
E	Kinetische Energie	eV	5
E_A	Anfangsenergie	eV	
E_{abs}	absorbierte Energie	eV	
E_E	Endenergie	eV	
E_{sek}	Energie der Sekundärteilchen	eV	
E_γ	Photonenenergie	eV	10
\bar{E}_γ	mittlere Photonenenergie	eV	
F	euklidischer Abstand	-	
f	Frequenz	$\text{Hz} = \text{s}^{-1}$	
H	Äquivalenzdosis	$\text{Sv} = \text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$	
h	Plancksches Wirkungsquantum	$\text{J}\cdot\text{s}$	15
I	Stromstärke	A	
J	Intensität	$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$	
K	<i>Kramersche Konstante</i>	-	
Ka	Kerma	$\text{Gy} = \text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$	
m	Masse	kg	20
m_e	Elektronenmasse	kg	
Q	Gewichtungsfaktor	-	
r	relativer Abstand	m	
R	Öffnungsradius der Röntgenröhre	m	
R^2	Bestimmtheitsmaß	-	25

s	Durchmesser des Strahlungsfeldes	m	
t	Zeit	s	
U	Spannung	V	
V	Volumen	m ³	
v	Geschwindigkeit	m·s ⁻¹	5
v_A	Anfangsgeschwindigkeit	m·s ⁻¹	
v_E	Endgeschwindigkeit	m·s ⁻¹	
x	Schichtdicke	m	
Z	Ordnungszahl	-	
λ	Wellenlänge	m	10
λ_{\min}	minimale Wellenlänge	m	
λ_S	Schwächungslänge	m	
μ	Linearer Schwächungskoeffizient	m ⁻¹	
μ/ρ	Massenschwächungskoeffizient	m ² ·kg ⁻¹	
ρ	Dichte	kg·m ⁻³	15

1 Einleitung und Grundlagen

1.1 Entdeckung und Nutzung von Röntgenstrahlung

Im Dezember 1895 teilte Wilhelm Conrad Röntgen in der Zeitschrift „Annalen der Physik und Chemie“ mit, er habe eine neue Strahlungsart entdeckt, die er X-Strahlen nannte. Im Englischen wurde der Name zu „X-Rays“ übernommen, im Deutschen wurde die Strahlung später nach ihm „Röntgenstrahlung“ genannt. In weiteren Versuchen konnte er grundlegende Eigenschaften dieser Strahlung nachweisen und untersuchte erste Nutzungsmöglichkeiten (Röntgen, 1954). Zwei wichtige Anwendungen sind die Röntgendiagnostik und die Röntgenstrukturanalyse. 5

Primär wird die Röntgenstrahlung unmittelbar mit der Röntgendiagnostik assoziiert. Deren Möglichkeit hatte Röntgen bereits selbst entdeckt, da er bei einem Experiment, bei dem er seine Hand bestrahlte und dahinter einen Leuchtschirm anbrachte, die Umrisse seiner Fingerknochen entdeckt hatte. Es war damit ohne einen operativen Eingriff möglich geworden, Knochenverletzungen schnell und effizient zu erkennen. Aufgrund des hohen Anwendungspotenzials begannen schon drei Jahre nach dem ersten Bericht Röntgens u. a. in der Schweiz medizinische Versuche zur Diagnostik (Dommann, 2003). 10

Auch in der nicht-medizinischen Analyse besitzt Röntgenstrahlung eine hohe Bedeutung. Geeignet ist sie für solche Analysen einerseits durch ihre vielfältigen Wechselwirkungen mit Materie (Photoeffekt, Compton-Effekt, Auger-Effekt), andererseits aufgrund der hohen Reichweite bei der Durchquerung der Materie selbst. So können etwa Gesteine auf ihre Bestandteile untersucht werden, da die Stärke der einzelnen Effekte materialabhängig ist. Auch die Kristallanalyse konnte so verbessert werden, da Interferenzerscheinungen bei der Bestrahlung von Kristallen Auskunft über deren Struktur liefern (von Laue, 1960). 15 20

Aufgrund der Bedeutung der Entdeckung der Röntgenstrahlen ist es nicht verwunderlich, dass W. C. Röntgen 1901 den ersten jemals verliehenen Physik-Nobelpreis erhielt. Zugleich wurde es notwendig, die gefundenen Gesetzmäßigkeiten weiter zu vermitteln bzw. den vorsichtigen Umgang mit dieser biologisch schädlichen, da ionisierenden Strahlung, zu propagieren. 25

Eine solche Ausbildung sollte nicht nur in einem Fachstudium vermittelt werden, sondern auch Teil einer höheren Allgemeinbildung sein. Dies gab den Ausschlag für die Entwicklung von Röntgenröhren für Experimentiergeräte, an denen Schüler weitgehend selbstständig experimentieren können. Wesentliches Merkmal dieser Geräte gegenüber forschungsmäßig

genutzten Röhren ist die vollständige Abschirmung der Strahlung nach außen hin, sodass alle Versuche in einem im Gerät integrierten Experimentierraum stattfinden.

1.2 Erzeugung von Röntgenstrahlung

Das Verfahren zur Erzeugung von Röntgenstrahlung im Labormaßstab hat sich seit den ersten Versuchen von Röntgen nicht geändert. Zunächst werden Elektronen durch ein elektrisches Feld aus einer durch einen Strom geheizten Kathode herausgelöst und bewegen sich 5 gleichmäßig beschleunigt als Elektronenstrahl (zur Zeit Röntgens wurde dieser Kathodenstrahl genannt) zur Anode. Da eine gerichtete Elektronenbewegung als elektrischer Strom interpretiert werden kann, ist eine Beschreibung des Elektronenstrahles durch seine Strahlstromstärke I [A] möglich. Dort tritt er mit dem Anodenmaterial in Wechselwirkung und es kommt zur Entstehung von Bremsstrahlung und charakteristischer Strahlung. Die Ent- 10 deckung und Differenzierung der beiden Phänomene geschah durch Max von Laue, der durch die Beugung von Röntgenstrahlen an Kristallen als Erster in der Lage war, die Energieverteilung der Röntgenphotonen, also deren Spektralverteilung zu untersuchen (Teider, 2003).

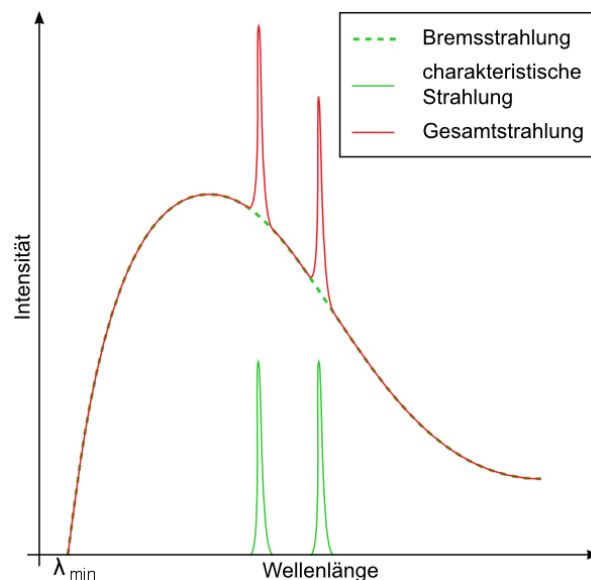


Abbildung 1: Schematische Intensitätsverteilung einer Röntgenröhre, nach (Schaaf, 2009)

Ein wesentlicher Anteil der vom Anodenmaterial ausgesendeten Strahlungsintensität entsteht als Bremsstrahlung. Dies bezeichnet die Wechselwirkung eines bewegten elektrisch geladenen 15 Teilchens, hier speziell eines Elektrons, mit einem elektrischen Feld, wie es durch die unterschiedlichen Ladungen in Atomen auftritt. Das Elektron kann dabei durch das Feld abgebremst oder reflektiert werden. Der einfachste Fall wäre dabei eine elastische Wechsel-

wirkung, womit keine Energieübertragung stattfinden würde (Komma, 2014). Da resultierend auch kein Röntgenquant erzeugt wird, ist diese Wechselwirkung für die vorliegende Arbeit nicht von Bedeutung.

Dem gegenüber steht der inelastische Stoß, bei dem die Bewegungsenergie des Elektrons sinkt. Dies geht mit einer Änderung der Geschwindigkeit v [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$] des Elektrons einher, verursacht durch die Coulomb-Kraft zwischen Elektron und den stationären Ladungen. Die Energiedifferenz des Anfangszustandes E_A [eV] und des Endzustandes E_E [eV] des Elektrons ergibt die Energie des Röntgenphotons E_γ [eV], was die Berechnung von dessen Frequenz f [Hz] bzw. Wellenlänge λ [m] ermöglicht (Kiehlmann, 2010). Dabei bezeichnet m_e [kg] die Masse des Elektrons, c [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$] die Lichtgeschwindigkeit sowie h [J·s] das Plancksche-Wirkungsquantum. 5 10

$$E_\gamma = E_A - E_E = \frac{m_e}{2} \cdot (v_A^2 - v_E^2) = h \cdot f = h \cdot \frac{c}{\lambda} \quad (1)$$

Weiterhin wird die Bremsstrahlung auch als kontinuierliche Strahlung bezeichnet, da innerhalb eines definierten Intervalls alle Energiebeträge für das Photon möglich sind. Die untere Grenze des Intervalls ist dabei die kleinstmögliche Energieänderung des Elektrons, die größer als 0 ist. Als obere Grenze tritt der Fall einer vollständigen Abbremsung des Elektrons auf, wobei die gesamte kinetische Energie auf das Photon übergeht und eine Berechnung der minimalen Wellenlänge des Photons λ_{\min} [m] möglich wird. Dazu wird die Energie des Elektrons E_A mit der Beschleunigungsspannung U [V] in Verbindung gebracht (Teider, 2003). 15

$$\lambda_{\min} = \frac{h \cdot c}{E_A} = \frac{h \cdot c}{e \cdot U} \quad (2)$$

Weiterhin kann die Spektralverteilung der Photonen $J(\lambda)$ in Abhängigkeit von der Ordnungszahl Z [-] des Anodenmaterials, der Strahlstromstärke I und der Kramerschen Konstante K [-] durch die Kramersche Regel angegeben werden (Kiehlmann, 2010). 20

$$J(\lambda) = K \cdot I \cdot Z \cdot \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\min}} - 1 \right) \cdot \left(\frac{1}{\lambda^2} \right) \quad (3)$$

Der zweite Bestandteil von Röntgenstrahlung ist die charakteristische Strahlung. Sie ist eine Form der Fluoreszenz und entsteht somit durch die Wechselwirkung der bewegten Elektronen mit Hüllenelektronen des Anodenmaterials. Bei dieser Form des Stoßes geht die übertragene Energie zunächst auf ein Hüllenelektron über, wodurch es auf ein höheres Energieniveau gehoben wird oder das Atom ganz verlässt. Fällt das Elektron wieder auf sein ursprüngliches 25

Energieniveau, so kommt es zur Abgabe der Energie in Form eines Röntgenquants. Demnach erfolgt die Aussendung in diskreten Energiemengen, die dem Unterschied zweier Energieniveaus entsprechen. Diese Differenzen sind vom Anodenmaterial abhängig und charakterisieren es. Die Benennung der Übergänge erfolgt nach der energetisch tieferen Schale sowie der Differenz zwischen den beteiligten Schalen. Somit besitzt z. B. ein Photon einer K_{β} -Linie soviel Energie, wie beim Sprung eines Elektrons aus der M-Schale in die K-Schale frei wird. Die charakteristische Strahlung äußert sich durch eine extrem hohe Intensität der Röntgenstrahlung in einem sehr schmalen Frequenzbereich (Schaaf, 2009). 5

Als Folge der Überlagerung der beiden Arten zur Entstehung der Röntgenstrahlung ergibt sich die in Abbildung 1 dargestellte Spektralverteilung der Strahlung. 10

1.3 Messskalen für ionisierende Photonenstrahlung

Zur Quantifizierung von Strahlung sind Messskalen notwendig. Unabhängig vom verwendeten Modell des Lichtes ist die Energieübertragung ein charakteristischer Wesenszug von Photonenstrahlung. Davon ausgehend lassen sich eine ganze Reihe von Messskalen definieren, die jeweils die Menge der übertragenen Energie beschreiben. Dies führt zur Definition der Intensität $J [W \cdot m^{-2}]$, welche die gesamte senkrecht durch eine definierte Fläche tretende Energie pro Zeiteinheit erfasst. Dies entspricht der Anzahl der hindurch tretenden Photonen, multipliziert mit deren einzelner Energie. Für Röntgenstrahlung ist die Intensität nur schwer messbar, da für die Erfassung der gesamten Energie auch alle Photonen zunächst mit Materie wechselwirken müssen. Der Intensität gegenüber steht die Gruppe der Dosisgrößen, die jeweils die Strahlung anhand verschiedener Formen der Wechselwirkung messtechnisch erfassen. 15 20

Der Grund für diese ungewöhnliche Existenz mehrerer Messskalen für Strahlendosen liegt in der unterschiedlichen Nutzung der Ergebnisse. Die Dosisgrößen können in zwei Untergruppen differenziert werden. Dosismessgrößen repräsentieren die rein energetischen Aspekte der Strahlung, Körperdosisgrößen die biologische Wirkung der Strahlung auf Organismen. Entsprechend werden physikalische und biologische Dosisgrößen unterschieden, wobei für die hier durchgeführten Versuche nur die physikalischen Dosisgrößen von Bedeutung sind. Jede Dosisgröße besitzt eine zugehörige Dosisleistung, welche der ersten Ableitung der Dosisgröße nach der Zeit entspricht (Krieger, 2007). 25

Eine universale physikalische Größe zur Quantifizierung von Strahlung ist die 30

Energiedosis D [Gy]. Sie kann nicht direkt gemessen werden, sondern wird über die Ionendosis oder das KERMA Ka [Gy] bestimmt. Sie erfasst die absorbierte Strahlungsenergie E_{abs} [eV] in Bezug auf die Masse m [kg], in der die Ionisation stattfindet. Aufgrund der Beziehung zwischen Masse, Dichte ρ [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$] und Volumen V [m^3] kann die Energiedosis auch über das bestrahlte Volumenelement berechnet werden. 5

$$D = \frac{E_{\text{abs}}}{m} = \frac{E_{\text{abs}}}{\rho \cdot V} \quad (4)$$

Die mit der Energiedosis verknüpfte physikalische Größe KERMA Ka beschreibt die Energieabgabe von Strahlung an Sekundärteilchen (z. B. Elektronen), die dadurch einen Impuls erhalten. Quantitativ handelt es sich um den Quotienten aus der Bewegungsenergie der Sekundärteilchen E_{sek} [eV] und der Masse m , in der die Ionisation abläuft. Wird als Bezugsmedium für das KERMA Luft gewählt, so ergibt sich für Röntgenstrahlung eine betragsmäßige Äquivalenz von Energiedosis und KERMA (Krieger, 2007). 10

$$Ka = \frac{E_{\text{sek}}}{m} = \frac{E_{\text{sek}}}{\rho \cdot V} \quad (5)$$

Dem gegenüber steht die Äquivalenzdosis H [Sv]. Sie ist Basis der biologischen Strahlungsgrößen. Da unterschiedliche Strahlungsarten eine unterschiedlich starke Wirkung im Körper erzielen, wird sie als Produkt der Energiedosis D und einem Gewichtungsfaktor Q [-] für die Art der Strahlung bestimmt. 15

$$H = D \cdot Q \quad (6)$$

Darüber wird auch der Zusammenhang zu den physikalischen Messgrößen hergestellt. Da der Gewichtungsfaktor dimensionslos ist, ist die Einheit der Äquivalenzdosis gleich der der Energiedosis $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$. Zur Abgrenzung der Äquivalenzdosis von der Energiedosis wird die Einheit allerdings als Sievert bezeichnet. Eine historische Einheit ist außerdem rem, wobei 100 rem gleich 1 Sv entsprechen (Buttler, 2011). 20

1.4 Wechselwirkung von Röntgenstrahlung mit Materialien und deren Nutzung für Detektoren

Zunächst kann die Wechselwirkung von Röntgenstrahlung mit Materie für die vorliegenden Experimente deutlich eingegrenzt werden, da zwei Effekte aufgrund der geringen Photonenenergien nicht auftreten können. Einerseits können keine Reaktionen ablaufen, bei denen die Röntgenstrahlung mit Atomkernen reagiert und dabei z. B. Teile des Kerns

herausgelöst werden. Für eine derartige Wechselwirkung müssten die Photonen eine kinetische Energie von mehreren Megaelektronenvolt aufweisen (Krieger, 2007). Andererseits können bei sehr hohen kinetischen Energien der Photonen unter Einfluss des Coulomb-Feldes der Atomhülle Paarbildungsprozesse einsetzen. Auch für diesen Effekt liegt die Grenzenergie jedoch deutlich höher als die in den Experimenten verwendeten Photonenenergien. Dabei wird die Energie des Röntgenquants zur Bildung eines Teilchens und seines Antiteilchens genutzt, sowie der Restbetrag als kinetische Energie an die entstandenen Teilchen übergeben. Hauptbeispiel für die Paarbildung ist die Bildung von Elektron und Positron aus einem Gammaquant. 5

Maßgeblicher Effekt bei der Wechselwirkung von Röntgenstrahlung mit Materie ist der Photoeffekt, der große Ähnlichkeit mit der Entstehung der charakteristischen Strahlung besitzt. Allerdings erfolgt die Anregung beim Photoeffekt, auch äußerer photoelektrischer Effekt genannt, direkt durch einen Röntgenquant. Vergleichbar zur Entstehung charakteristischer Strahlung ist das Herauslösen eines Elektrons aus dem wechselwirkenden Atom und damit dessen Ionisation. Entsprechend muss die Energie der Röntgen-Quanten höher sein als die Ionisationsenergie des Materials. Tritt eine schrittweise Abgabe der Energie auf, indem das Elektron bei der Rekombination kurzzeitig in einem Energieniveau zwischen dem angeregten und dem ursprünglichen Niveau verweilt, wird die Energie als niederenergetische Strahlung wieder frei. Diese ermöglicht die Aussendung eines zweiten Elektrons aus einer äußeren Schale heraus, was als Auger-Effekt bezeichnet wird (Blochin, 1957). 10 15 20

Die durch den Photoeffekt entstehenden freien Elektronen können bereits zur Strahlungsdetektion dienen, da ihre Anzahl mit der auftreffenden Strahlendosis korreliert. Unter Ausnutzung der Elektronen als freie Ladungsträger kann die Strahlung durch eine Widerstandsmessung nachgewiesen werden. Beispiele dafür sind die Ionisationskammer und der Medipix-Detektor (Kap. 3.2). Erstere nutzt die Luft zur Ionisation, der zweite eine 300 µm dicke Silizium-Schicht. Wie im Fall der EBT-Filme (Kap. 3.2) kann auch das entstehende Ion die Strahlung anzeigen, in dem es eine chemische Reaktion auslöst, die sich als Farbänderung bemerkbar macht (Schölzel, 2011). 25

Um eine integrierte Dosisleistung zu messen, besteht außerdem die Möglichkeit, die freien Elektronen zeitweise zu binden und später gesammelt wieder frei zu geben und zu erfassen. Dazu werden Defekte in einen Kristall eingebracht, die sich energetisch in dessen Bandlücke befinden (Traps). Bei der Anhebung eines Elektrons aus dem Valenz- in das Leitungsband 30

rekombiniert es mit definierter Wahrscheinlichkeit in ein Trap und verweilt dort, da die Traps kein eigenes Band bilden. Da der Anteil der Elektronen, die durch die Traps eingefangen werden, für jeden Kristall aufgrund geringfügiger Unterschiede anders ist, müssen die Kristalle einzeln kalibriert werden. Zur Aktivierung der getrapten Elektronen zurück ins Leitungsband nutzt man im verwendeten Verfahren Licht, worauf die Elektronen ins Valenzband zurückfallen und die Energie in Form einer definierten, messbaren Lichtmenge abgeben. Entsprechend wird der Effekt als Optisch Stimulierte Lumineszenz OSL (Kap. 3.2) bezeichnet und kann zur Dosimetrie durch die Proportionalität von eingestrahelter Energie und bei der Stimulation abgegebener Lichtmenge verwendet werden (Schwenke, 2008). OSL-Chips sind auf eine Personendosis kalibriert, die durch eine Cs-137 Quelle erreicht wird (Sommer, 2013).

Analog zum Photoeffekt existieren elastische und nicht kohärente Streuprozesse, bei denen die Photonenenergie nur teilweise an das Elektron übergeht. Diese werden unter dem Compton-Effekt zusammengefasst (Abbildung 2). Bei der Wechselwirkung mit freien Elektronen oder denen der äußeren Atomhülle, erfährt das Röntgenquant eine Richtungsablenkung, wobei auch das Elektron seinen Impuls ändert. Interagiert das Photon jedoch mit Elektronen der inneren Atomhülle (Thomson-Streuung), so ändert sich nur der Impuls des Photons (Krieger, 2007).

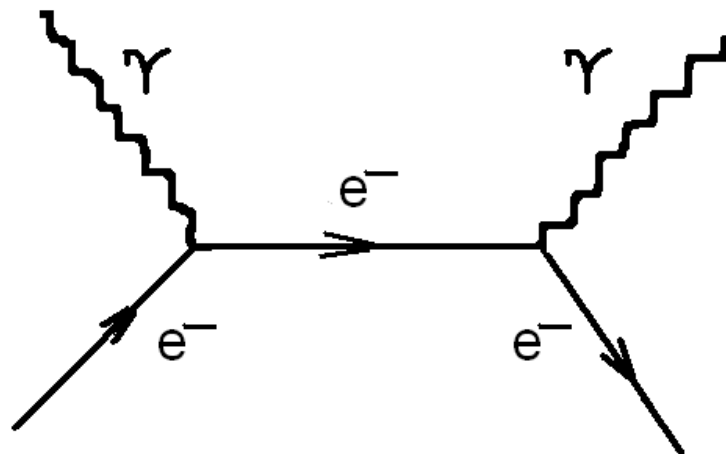


Abbildung 2: Feynmann-Diagramm einer Compton-Wechselwirkung, nach (Gaysin, 2008)

Da die Wahrscheinlichkeit der genannten Wechselwirkungen unabhängig von den vorhergegangenen Prozessen ist, kann eine mathematische Beschreibung relativ einfach erfolgen. Es wird dazu eine Materialkonstante μ [m^{-1}] eingeführt, die die relative Abschwächung der Intensität J pro durchlaufener Längeneinheit x [m] repräsentiert. Der

Zusammenhang wird auch als Gesetz von Lambert-Beer bezeichnet (Blochin, 1957).

$$\frac{dJ}{dx} = -\mu \cdot J \quad (7)$$

Der Zusammenhang kann durch Integration nach der durchquerten Länge unter Verwendung der Intensität J_0 vor dem schwächenden Medium in eine differenzialfreie Form gebracht werden.

$$J(x) = J_0 \cdot e^{-\mu \cdot x} \quad (8)$$

Üblich ist auch eine Darstellung über die materialabhängige Schwächungslänge λ_s [m], nach deren Durchgang die Strahlungsintensität auf $e^{-1} \approx 0,368$ der Ursprungsintensität gesunken ist. 5

$$J(x) = J_0 \cdot e^{-\frac{x}{\lambda_s}} \quad \text{mit} \quad \lambda_s = \frac{1}{\mu} \quad (9)$$

2 Zielstellung

Ziel der Arbeit ist eine dosimetrische Charakterisierung der Röntgenröhren und des Experimentierraumes für das Schulröntgengerät „XR 4.0 expert unit“ von PHYWE. Wie der Hersteller mitteilte, sind diese Analysen auch innerhalb der Entwicklung des Gerätes noch nicht in diesem Umfang durchgeführt worden.

Die dosimetrische Charakterisierung gestattet eine Einordnung für die Nutzung des Schulröntgengerätes. Damit ist auch die Untersuchung möglicher Fehlerquellen und deren Vermeidung beim Experimentieren verbunden. Dazu ist eine Messung der Einschaltverzögerung der Röntgenröhre sowie der Rückstrahlung im Experimentierraum notwendig. Ebenso sind die Homogenität des Feldes, sowie dessen Symmetrieeigenschaften zu untersuchen. Dadurch kann der Bereich im Experimentierraum, in dem reproduzierbare Messergebnisse zu erwarten sind, genau definiert werden. 5 10

Des Weiteren soll durch die Arbeit eine Abschätzung der Strahlungsintensität bei Vorgabe der Parameter Beschleunigungsspannung, Strahlstromstärke und Anodenmaterial der Röhre erfolgen. Wichtig ist dies für den Einsatz von strahlungsempfindlichen Materialien wie den EBT-Filmen, um eine Überbestrahlung und die dadurch stattfindende Zerstörung des Materials zu vermeiden. 15

Zur Überprüfung der Einhaltung gesetzlicher Sicherheitsvorschriften soll die aus dem Experimentiergerät nach außen dringende Strahlung ermittelt und mit gesetzlichen Grenzwerten sowie Literaturwerten für Schulröntgengeräte verglichen werden. Hierbei soll auch der Kabelschacht näher analysiert werden, da durch den Verzicht auf eine feste Barriere die Strahlung lediglich durch die geometrische Anordnung der Kabeldurchführung an einer Streuung nach außen gehindert werden kann. 20

3 Methodik

3.1 Experimentiergerät XR 4.0 expert unit

Die Firma PHYWE wurde 1913 als Betrieb zur Herstellung von Forschungsgeräten gegründet. Sie spezialisierte sich später auf die Herstellung und den Vertrieb von Lernmitteln für die Mittel- und Oberstufe über alle naturwissenschaftlichen Lernbereiche hinweg (PHYWE, 2014 a). Ab 1973 entwickelt PHYWE auch Röntgenröhren für Schülerexperimentiergeräte.

5

Das XR 4.0 besitzt einen für Schulröntengeräte typischen zweigeteilten Aufbau (Abbildung 3). Auf der linken Seite befindet sich die Röntgenröhre, in der die Röntgenstrahlen erzeugt werden. Durch eine Öffnung gelangen die Strahlen in den rechten Teil, den Experimentierraum. Dort können verschiedene Experimente aufgebaut werden. Für die Nutzung technischer Geräte im Experimentierraum (z. B. Goniometer) stehen diverse Kabelverbindungen nach außen zur Verfügung. Außerdem können über einen Kabelschacht an der rechten Seitenfläche des Gerätes eigene Kabel nach innen geführt werden, die z. B. Daten nach außen liefern (Abbildung 7).

10



Abbildung 3: Das XR 4.0 von PHYWE, nach (PHYWE, 2014 b)

Mit dem XR 4.0 wird die Modularisierung von Experimentiermaterial, die für Schulexperimente vorteilhaft ist, umgesetzt. Beispiel dafür ist die Austauschbarkeit der gesamten Röhre, womit ein schneller Wechsel des Kathodenmaterials möglich wird. Mit Hilfe der fest installierten optischen Bank sind komplexere Aufbauten im Experimentierraum möglich. Der Aufbau kann die gesamte Zeit durch drei große Glasflächen überwacht werden, deren Strahlendurchlässigkeit u. a. im Rahmen dieser Arbeit überprüft werden soll.

15

3.2 Verwendete Messverfahren

Je nach Anforderungen an die durchzuführenden Untersuchungen kamen unterschiedliche Messverfahren zum Einsatz. Es wurden radiochrome EBT-Filme, eine Ionisationskammer, OSL-Detektoren sowie der Medipix-Detektor genutzt.

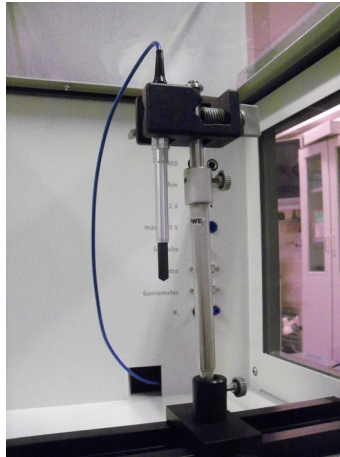


Abbildung 4: Ionisationskammer auf der optischen Bank

Das für die Versuche meistverwendete Verfahren war die Ionisationskammer (Abbildung 4). Sie zeichnet sich durch eine hohe Genauigkeit aus, was besonders bei höheren Strahlendosen gilt. Allerdings ist die flexible Platzierung im Experimentierraum nur schwer möglich. Im Gegensatz zum OSL kann mit der Ionisationskammer nicht nur die integrierte Dosis, sondern auch die aktuelle Dosisleistung gemessen werden. Da die Ionisationskammer auf Interaktion zwischen einem definierten Luftvolumen und der Strahlung beruht, ist die verwendete Messskala das Luft-KERMA.

Zur Messung der Homogenität des Röntgenfeldes sowie zur Überprüfung der Abschirmung der Strahlung nach außen kamen OSL-Detektoren (Abbildung 5) zum Einsatz. Trotz ihrer geringen Größe von etwa $12\text{ mm} \times 12\text{ mm}$, sind diese vor allem im Zusammenhang mit sehr kleinen Strahlendosen geeignet, da sie auch im Bereich einiger μGy noch Strahlung detektieren können.

Problematisch war in diesem Zusammenhang jedoch das Auslesen der OSLs, da das benötigte Gerät nicht am Experimentierstandort zur Verfügung stand. Eine Auswertung war damit erst nach Beendigung aller Experimente möglich.

Ein weiteres Messverfahren bildeten radiochrome EBT-Filme. Diese etwa DIN-A4 großen, transparenten Bögen bestehen aus reaktiven Schichten, die durch außen aufgetragene Polymerschichten von äußeren Einflüssen, wie etwa Wasser, nicht beschädigt werden können.

Bei Bestrahlung der Filme mit ionisierender Strahlung kommt es in inneren Schichten zur Bildung von Ionen, die eine Polymerisationsreaktion auslösen, was sich in einer Blau- oder Violett färbung des Films an der bestrahlten Stelle äußert. Die Intensität der Färbung ist dabei von der lokal eingestrahlten Dosis abhängig (Schölzel, 2011).



Abbildung 5: OSL-Detektoren

Als viertes Verfahren zu Detektion wurde der Medipix-Detektor (Abbildung 6) eingesetzt. Die 5
Detektion von Strahlung erfolgt dabei mit Hilfe von 256×256 einzelnen Pixel, deren Ergebnisse einzeln mit einem Computer ausgelesen werden können. Dies ermöglicht eine schnelle Aufzeichnung hoher Anzahlen von Messergebnissen, weshalb deren Auswertung ausschließlich mit dem Computer erfolgen kann.



Abbildung 6: Medipix-Detektor von Jablotron, nach (Jablotron, 2014)

Zu beachten ist dabei die Messskala des Detektors, da hier eine Umrechnung der dem 10
Detektor eigenen Einheit TOT in die absolute Energie E_γ der detektierten Strahlung in keV notwendig ist. Dabei kann jedoch auf die Ergebnisse von (Bornholdt, 2014) zurückgegriffen werden, die dieses Umrechnung ermöglichen (Gl. 10).

$$E_{y[keV]} = \frac{10}{21} \cdot E_{y[TOT]} - \frac{2479}{420} + \frac{\sqrt{40000 \cdot E_{y[TOT]}^2 - 1008400 \cdot E_{y[TOT]} + 8371441}}{420} \quad (10)$$

Die Einheit Time Over Tresure (TOT) entspricht dabei der Energie eines oder mehrerer Lichtteilchen, die innerhalb eines kurzen, definierten Zeitraumes von einem einzelnen Pixel wahrgenommen werden.

3.3 Experimente zur Charakterisierung der Röntgenröhre

3.3.1 Untersuchungen zur Strahlungsintensitätsabhängigkeit von Parametern der Röntgenröhre

5

Zunächst wurde der Einfluss ausgewählter Parameter der Röntgenröhre auf die Strahlungsintensität mittels der Ionisationskammer untersucht. Sie befand sich dafür auf der optischen Achse der Röntgenröhre, wobei sie einen relativen Abstand zur Röhre von 27,5 cm besaß, der jeweils unverändert blieb. Außer für die Experimente zum Einfluss des Anodenmaterials wurde für alle untersuchten Einflussgrößen eine Wolfram-Anode verwendet.

10

Die ersten beiden untersuchten Einflussgrößen, die Beschleunigungsspannung und die Strahlstromstärke, resultieren aus den Parametern der Kathodenstrahlröhre, die die Eigenschaften des Elektronenstrahles bestimmen und damit indirekt auch die Eigenschaften der Röntgenphotonen beeinflussen. Quantitativ wird ihr Einfluss durch die Kramersche Regel beschrieben (Gl. 3).

15

Die Strahlstromstärke repräsentiert die Stromstärke zwischen Kathode und Anode der Röntgenröhre. Um eine Regulierung der Strahlstromstärke zu erreichen, die unabhängig von der Beschleunigungsspannung ist, muss die Heizleistung der Glühkathode verändert werden. Im vorliegenden Gerät erfolgt dies automatisch und digital gesteuert. Mit dem Anstieg der Strahlstromstärke war daher eine Erhöhung der Intensität zu erwarten. Die Abhängigkeit wurde in zwei Messreihen mit Beschleunigungsspannungen von 25 kV sowie 35 kV durchgeführt.

20

Des Weiteren besteht eine Proportionalität von Beschleunigungsspannung und kinetischer Energie des beschleunigten Elektrons, die sich in der Intensitätsverteilung widerspiegelt. Besitzen die beschleunigten Elektronen mehr kinetische Energie, so wird bei der Wechselwirkung auch mehr Energie auf die Photonen übertragen. Infolge dessen bewirkt eine Erhöhung der Beschleunigungsspannung zwischen Kathode und Anode eine Verschiebung der Intensitätsverteilung hin zu größeren Energien bzw. kleineren Wellenlängen. Auch für die

25

Beschleunigungsspannung wurden zwei Messreihen durchgeführt. Dabei betrug die Strahlstromstärke jeweils 0,1 mA bzw. 0,01 mA.

Gemäß der Kramerschen Regel besteht ebenso ein Zusammenhang zwischen Intensität und dem Anodenmaterial, repräsentiert durch seine Ordnungszahl Z (Gl. 3). Im Wesentlichen bedeutet der Anstieg der Ordnungszahl einen Anstieg der Dichte des Elektronengases in Leitern. Dies ist mit einer höheren Reaktionswahrscheinlichkeit der Elektronen an der Oberfläche verbunden, sodass mit höheren Ordnungszahlen des Anodenmaterials die Intensität steigt. Für die Untersuchung standen Anoden aus Eisen, Kupfer, Molybdän und Wolfram zur Verfügung. Für die drei durchgeführten Messreihen wurde die Strahlstromstärke konstant auf 0,1 mA und die Beschleunigungsspannung jeweils auf 25 kV bzw. 35 kV eingestellt. 5 10

Eine weitere Untersuchung bezog sich auf die elektronische Schaltung der Röntgenröhre im Experimentiergerät. Es wurde dabei die Einschaltverzögerung der Röhre bestimmt. Dies entspricht der Zeit nach dem Einschalten der Röhre, in der sich die Glühkathode durch den einsetzenden Stromfluss erwärmt. In dieser Zeit können aufgrund der zu geringen Temperatur noch keine Elektronen aus der Kathode austreten. Für das Experiment bedeutet dies, dass nach dem Einschalten der Röhre erst zeitversetzt Röntgenstrahlung entsteht. Dies muss bei Bestrahlungen mit kurzer definierter Bestrahlungsdauer beachtet werden, da der reale Strahlungsenergiestrom am Anfang mitunter deutlich kleiner ist, als die bei bereits laufender Röhre in gleicher Zeit abgestrahlte Energie. 15

Für die Bestimmung der Einschaltverzögerung unterschied sich die Messmethode von der anderen Einflussgrößen. Für die vorher beschriebenen Versuchsreihen wurde jeweils die sich nach der Einschaltverzögerung einstellende Dosisleistung, also Strahlungsenergie pro Zeit, gemessen. Dies war möglich, da der Photonenstrom als zeitlich konstant betrachtet wurde, was sich in einer zeitlich konstanten Dosisleistung widerspiegelte. Da sich nach dem Einschalten die Intensität offensichtlich zeitlich änderte, war das Verfahren nicht für die Bestimmung der Einschaltverzögerung geeignet. Es wurde deshalb über einen definierten Zeitraum nach dem Einschalten der Röhre die abgegebene Dosisleistung integriert. Zu erwarten war dabei, dass erst nach der Einschaltverzögerung Strahlung abgegeben wird, die dann aber eine zeitlich unabhängige Leistung besitzt. Dies würde sich durch eine Linearität zwischen Zeit nach dem Einschalten der Röhre und der Energiedosis äußern. Für die Bestimmung wurden drei Messreihen mit drei unterschiedlichen Beschleunigungsspannungen (10 kV, 25 kV, 35 kV) aufgenommen. Innerhalb einer Messreihe wurde für 10 bis 60 s in 20 25 30

Abständen von 10 s die integrierte Dosisleistung ermittelt.

3.3.2 Überprüfung der Sicherheit

In einer weiteren Versuchsreihe wurden wesentliche Sicherheitsmerkmale des Experimentiergerätes überprüft. Einerseits umfasse dies eine Messung der nach außen dringenden Strahlung an der Verglasung sowie weiteren Punkten auf der Außenseite des Experimentiergerätes. Zum 5
anderen wurde eine Untersuchung der Dosisleistung im Kabelschachtes vorgenommen.

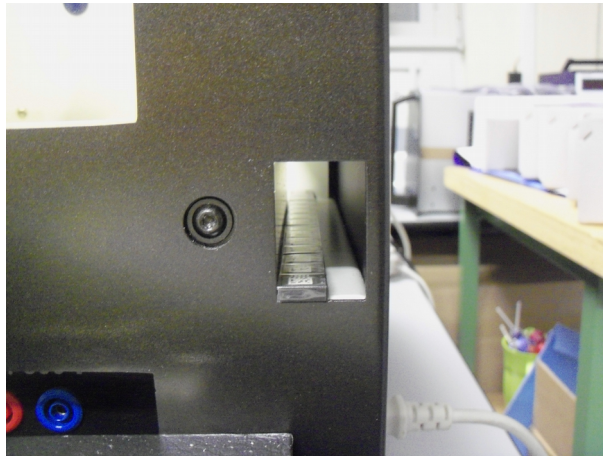


Abbildung 7: Äußeres Ende des Kabelschachtes mit OSL-Detektoren in Richtung innen

Wie aus Abbildung 7 ersichtlich, können durch den Schacht Kabel von außen in den Innenraum geführt werden. So wurde etwa die Ionisationskammer immer über diesen Schacht mit der außenstehenden Auswertungseinheit verbunden. Somit erfolgt an dieser Stelle die Abschirmung der Strahlung lediglich durch die Geometrie der Kabeldurchführung, sodass die 10
Strahlung nur durch zahlreiche Reflexionen nach außen dringen kann.

Da während des Experiments nur kleine Strahlendosen zu erwarten waren, wurden zur Detektion OSL-Dosimeter und sehr lange Bestrahlungszeiten von 2700 s bei der Prüfung der Punkte an der Außenseite sowie 3630 s an der Kabeldurchführung verwendet. Außerdem wurde die Strahlstromstärke und die Beschleunigungsspannung jeweils auf ihren Maximal- 15
wert von 1 mA und 35 kV eingestellt. Als Anodenmaterial wurde für die Maximierung der Dosisleistung Wolfram verwendet. Für die Messung der Strahlungsintensität im Kabelschacht wurden die OSLs nebeneinander auf ein Klebeband aufgebracht und anschließend als Stab in der Durchführung abgelegt. Bei der Analyse der Verglasung wurden sowohl direkt bestrahlte 20
als auch durch diffuse Strahlung betroffene Punkte auf der Außenseite ausgewählt (Abbildung 8, Abbildung 11).

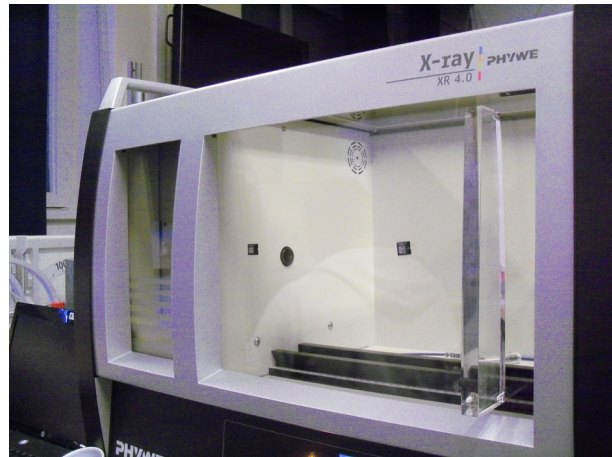


Abbildung 8: Untersuchung der Strahlendurchlässigkeit der Verglasung an der Vorderseite

Des Weiteren wurden OSL-Dosimeter an der Lüftung der Röntgenröhre angebracht (Abbildung 9). Schon Röntgen hatte beobachtet, dass von Röntgenstrahlen durchsetzte Luft ihre Ionisation noch kurze Zeit behält und durch Rekombination wiederum Strahlung entsteht. Dieser Effekt sollte vor allem an der Luft um die Röntgenröhre, an der die Strahlungsintensität am größten ist, auftreten. Entsprechend könnten erhöhte Strahlenwerte an der Lüftung gemessen werden, wenn die Luft in der Zeit bis zur Rekombination der Elektronen durch die Lüftung nach außen geblasen wird. 5

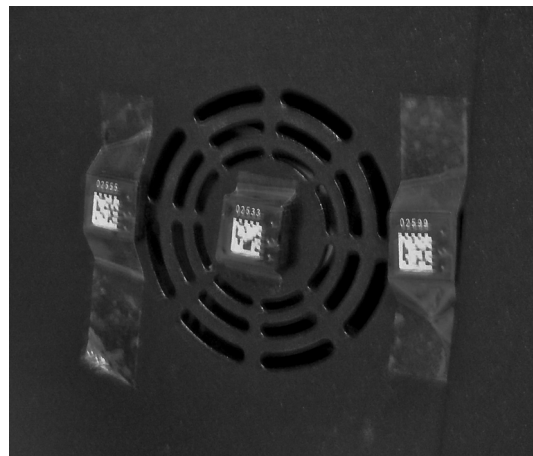


Abbildung 9: Messung der Dosisleistung an der Lüftung der Röntgenröhre

In allen Experimenten zur Sicherheit des Experimentiergerätes sollte geprüft werden, ob der zulässige Grenzwert der Äquivalentsdosis H von $3 \cdot 10^{-6} \text{ Sv} \cdot \text{h}^{-1}$ außerhalb des Experimentiergerätes eingehalten wird (BMJV, 2011). Für die Bestimmung der Dosisleistung musste die von den OSLs ermittelte Dosis jeweils unter Beachtung der Einschaltverzögerung durch die Bestrahlungsdauer dividiert werden. 10

3.3.3 Experimente zur Strahlungs-Abschwächung durch Materialien

Im ersten Experiment zur Abschwächung von Strahlung wurde die Abnahme der Strahlungsintensität aufgrund eines steigenden Abstandes der Ionisationskammer zur Röntgenröhre erfasst. Quantitativ wird dies durch das Abstandsquadratgesetz beschrieben. Das Gesetz wird jedoch bei realen Messungen durch zwei weitere Effekte überlagert, die für die Charakterisierung der Röntgenröhre verwendet werden können. In vier verschiedenen Messreihen wurde dabei die Beschleunigungsspannung konstant auf 35 kV sowie die Strahlstromstärke jeweils auf 0,01 mA, 0,05 mA, 0,1 mA bzw. 1 mA eingestellt. Für die Untersuchungen wurde eine Wolfram-Anode genutzt.

Durch die Reflexion der Röntgenstrahlung an den Wänden und Gläsern des Experimentierraumes entsteht eine Rückstrahlung. Somit nimmt die Ionisationskammer Strahlung wahr, die eigentlich in einen völlig anderen Bereich hin abgestrahlt wurde. Diese Rückstrahlung sollte möglichst gering sein, da durch den diffusen Strahlengang Messergebnisse verfälscht werden.

Außerdem existiert eine Abschwächung der Strahlung durch die Luft, die sie vor dem Auftreffen auf der Ionisationskammer durchdringt. Sie wird durch den Massenschwächungskoeffizienten μ/ρ [$\text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-1}$] beschrieben (Krieger, 2007). Dieser ist von der Dichte des Mediums ρ sowie dem Linearen Schwächungskoeffizienten μ abhängig.

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right) = \frac{\mu}{\rho} = \frac{1}{\rho \cdot \lambda_s} \quad (11)$$

Dies bildete den Ansatz zum zweiten Experiment. Hier wurde der Abstand zwischen Röntgenröhre und Detektor konstant auf 26 cm relativem Abstand gehalten und nacheinander Aluminium-Platten mit einer Dicke von 13 μm in den Strahlenverlauf eingebracht. Wiederum wurde eine Wolfram-Anode verwendet, die mit einer Strahlstromstärke von 1 mA betrieben wurde. Die Beschleunigungsspannung wurde in zwei Messreihen auf 25 kV bzw. 35 kV eingestellt. Die Messung ermöglichte die Bestimmung des Massenschwächungskoeffizienten μ/ρ von Aluminium, der für die im Experimentiergerät möglichen Photonenenergien deutlich größer ist als der von Luft.

In einer ähnlichen Weise wurde das Experiment für Silizium wiederholt. Dazu wurde der Medipix-Detektor so in den Strahlenverlauf gebracht, dass der Normalenvektor seiner sensitiven Fläche senkrecht zur optischen Achse stand (Abbildung 10).



Abbildung 10: Position des Medipix zur Messung der Strahlungsabschwächung an Silizium nach (Bornholdt, 2014)

Der Großteil der Röntgenstrahlen bewegte sich damit parallel zur sensitiven Ebene durch das Sensorfeld und wurde dabei am Silizium des Detektors abgeschwächt. Der Medipix war damit Detektor und schwächendes Material gleichzeitig. Da jedoch Strahlung aus jeder Richtung vom Medipix registriert wurde, musste durch die Rückstrahlung mit einem hohen Untergrundsignal gerechnet werden.

5

3.3.4 Erfassung des Strahlungsfeldes

Mit der Erfassung des Strahlungsfeldes sollte die eindimensionale Betrachtung des Strahlungsfeldes entlang der optischen Achse erweitert werden, um auch für größere Aufbauten im Experimentierraum eine Abschätzung der Intensität zu ermöglichen. Dazu wurde bei konstanten Parametern der Röhre mit Hilfe von EBT-Filmen, OSL-Detektoren und dem Medipix-Detektor systematisch an verschiedenen Orten im Experimentierraum die Strahlungsintensität gemessen. Die Ionisationskammer konnte aufgrund ihrer eingeschränkten Flexibilität bei der Platzierung im Raum nicht eingesetzt werden. Allerdings wurde mit ihr bei den Experimenten zur Strahlungsabschwächung bereits eine eindimensionale Erfassung des Strahlungsfeldes entlang der Optischen Achse vorgenommen.

10

15

Zur Erfassung des Strahlenfeldes war zunächst die Definition des kartesischen Koordinatensystems notwendig, um Punkte und Richtungen im Raum eindeutig angeben zu können. Dazu wurde zuerst die optische Achse als Z-Richtung definiert. Ihre Orientierung geht dabei von der Röntgenröhre in Richtung des Experimentierraumes. Dies entspricht in Abbildung 3 einer Achse von links nach rechts. Um eine einfachere Verarbeitung der Ergebnisse des Medipix-Detektors und der OSLs zu ermöglichen, wurde die X-Y-Ebene so gewählt, das sie beim Blick entlang der Z-Achse und damit entlang der Strahlrichtung, in

20

ihrer standardisierten Form erscheint. Das entstehende Koordinatensystem ist demnach ein Linkssystem, was jedoch keinen Einfluss auf die Auswertung der Messungen hat. Demnach verläuft die X-Achse horizontal von der Metallwand in Richtung der zu öffnenden Glastür, was in Abbildung 3 einer Achse von hinten nach vorne gleichkommt. Die Y-Achse verläuft vertikal und besitzt eine Orientierung vom Boden zur Decke, in Abbildung 3 also von unten nach oben. 5

Die radiochromen EBT-Filme wurden als direkt bildgebende Verfahren jeweils senkrecht zur optischen Achse im Experimentierraum platziert. Dazu wurde entweder Stativmaterial verwendet oder der Film, wie in Abbildung 12, an der Innenseite der Verglasung befestigt. Durch den großen Abstand zur Röntgenröhre waren bei diesen Messungen sehr lange Bestrahlungszeiten notwendig. 10

Zur Umrechnung der Farbwerte der eingescannten Filme in eine Dosis wurden kleinere Röntgenfilme mit einer bekannten Dosis D an Röntgenstrahlung bestrahlt und anschließend gemeinsam mit den in der Messung erhaltenen Filmen eingescannt. Da für alle Filme an allen Stellen der z. B. durch den HSV-Farbraum definierte, Farbton gleich sein sollte, wurde als Maß für die Färbung des Filmes der euklidische Abstand F [-] der Farbe zur Farbe Weiß im RGB-Farbraum genutzt. Entsprechend wäre der Minimalwert des Abstandes 0, der Maximalwert, der der Farbe Schwarz entspricht, rund 441. Für die Kalibrationskurve ergab sich der in Abbildung 11 dargestellte Verlauf. 15

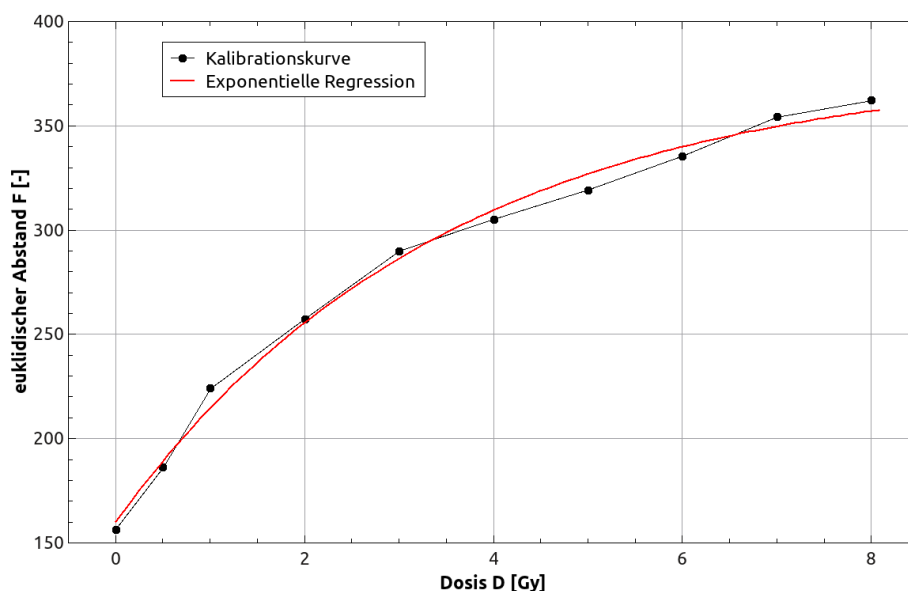


Abbildung 11: Kalibrationskurve der Röntgenfilme

Mathematisch lässt sie sich durch Gleichung 12 beschreiben. Die Wahl des exponentiellen 20

Regressionsmodell beruht auf der dadurch realisierten Annäherung des euklidischen Abstandes F an die maximale, nämlich schwarze Färbung des Röntgenfilmes bei Bestrahlungen mit extrem hohen Dosen.

$$V(D) = 379,604 - 219,276 \cdot e^{-\frac{D}{3,496 \text{ Gy}}} \quad (12)$$

Nach der Digitalisierung der Röntgenfilme erfolgte die Auswertung der Daten analog zu denen des Medipix-Detektors.

5

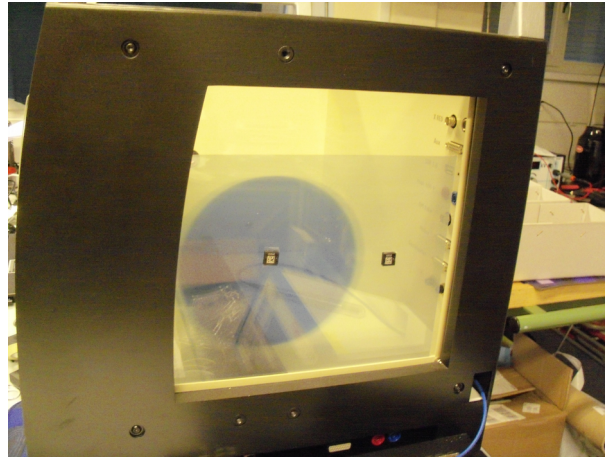


Abbildung 12: Erfassung des Strahlungsfeldes mit einem EBT-Film und Sicherheitsüberprüfung mit OSLs an der Seitenfläche

Auch der Medipix-Detektor wurde in ähnlicher Weise genutzt. Er wurde ebenfalls senkrecht zur optischen Achse der Röhre in den Strahlengang eingebracht, sodass er sich symmetrisch auf dieser befand. Durch seine wesentlich kleinere sensitive Fläche von nur 198 mm^2 konnte der Medipix-Detektor nur nahe der Röntgenröhre das gesamte Strahlungsfeld erfassen, da der Durchmesser des Kegels des direkten Röntgenstrahlungsfeldes linear mit dem Abstand zur Röhre steigt.

10

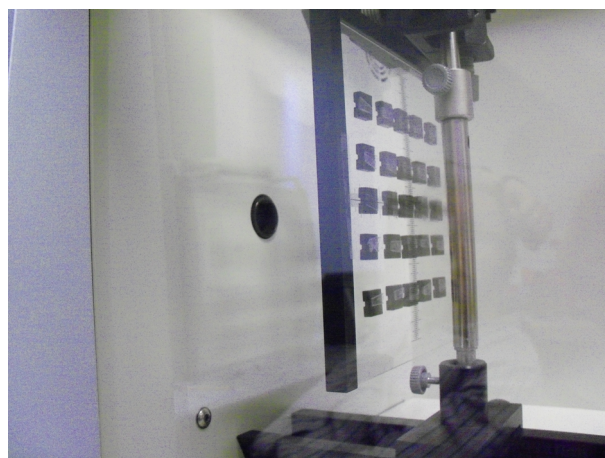


Abbildung 13: Erfassung des Strahlungsfeldes mit OSL-Detektoren

Da die OSL-Detektoren immer nur für einen bestimmten Ort die Strahlendosis ermitteln können, mussten viele OSLs verwendet werden. Dafür wurden auf vier gleichen Plastikplatten jeweils 25 Detektoren an definierten Punkten befestigt. Anschließend wurden die Platten einzeln mit Stativmaterial, wie in Abbildung 13 zu sehen, senkrecht und symmetrisch zur optischen Achse in unterschiedlichen Entfernungen zur Röhre bestrahlt, sodass eine Messung der Intensität an den einzelnen Orten der OSLs erfolgte. 5

3.4 Verwendung von Computerprogrammen

Für die Auswertung der Versuche, vor allem im Zusammenhang mit der Erfassung des Strahlungsfeldes, wurden Computerprogramme unter Verwendung der Programmiersprache Java 7 entwickelt. Die Anwendung von Java ist für derartige Problemstellungen eher unüblich, da die Verarbeitung großer Datenmengen durch die Anwendungsvirtualisierung innerhalb der Java Runtime Environment langsamer abläuft als in einem nicht virtualisierten Prozess. Wesentliche Argumente für den Einsatz von Java waren jedoch die Möglichkeit einer guten Strukturierung des Quelltextes und die hohe Systemkompatibilität, die damit erreicht werden konnte. 10

Die Programme wurden zur Strukturierung und Filterung von Daten aus computerbasierten Messungen mit entsprechend hoher Datenmenge eingesetzt. Dies betraf die Messungen des Medipix-Detektors sowie eingescannte Röntgenfilme, die als Pixelgrafik weiterverarbeitet wurden. 15

Zur Verarbeitung wurden zunächst die realen Objekte Bild und Film als Datenobjekte abgebildet. Als Bild wird dabei eine zweidimensionale Anordnung von Strahlungsdosen bezeichnet, wie etwa der Scan eines EBT-Filmes für den der Farbton jedes Pixels in eine Dosis umgerechnet wurde. Entsprechend ist ein Film eine Reihe von Bildern gleicher Größe. Genutzt wurde dieser Datentyp bei der Auswertung von Medipix-Messungen, da dieser immer mehrere Bilder hintereinander aufnimmt, was eine zeitliche Einordnung von Ereignissen ermöglicht. Den Datentypen wurden anschließend Methoden hinzugefügt, die jeweils eine spezifische Auswertung selbiger ermöglichten. Besonders wesentlich war dabei die Funktion zur Integration eines Filmes zu einem Bild. Dabei entspricht die Energie eines Pixels im erstellten Bild der Summe aller Energien, die auf den einzelnen Film-Bildern in diesem Pixel deponiert wurden. 20 25

4 Auswertung der Experimente zur Anwendung der Röntgenröhre

4.1 Einschaltverzögerung

Für die Abhängigkeit des mit der Ionisationskammer bestimmten KERMA Ka von der Zeit t [s] ergibt sich der in Abbildung 14 dargestellte Zusammenhang.

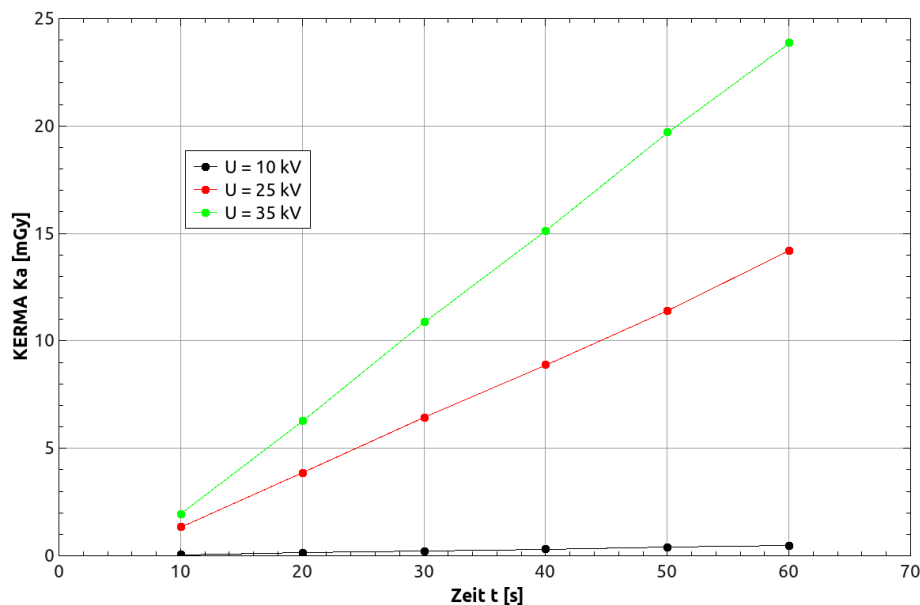


Abbildung 14: KERMA beim Einschaltvorgang der Röntgenröhre für unterschiedliche Beschleunigungsspannungen

Es bestätigt sich der vermutete lineare Zusammenhang der beiden Größen. Mathematisch kann die Abhängigkeit für Zeitpunkte nach der Einschaltverzögerung t_0 durch Gleichung 13 beschrieben werden.

$$Ka(t) = \dot{K}a \cdot (t - t_0) = \dot{K}a \cdot t - \dot{K}a \cdot t_0 \quad t > t_0 \quad (13)$$

Sowohl aus dem Graph als auch formal wird deutlich, dass der Betrag der Einschaltverzögerung der Nullstelle der oben betrachteten linearen Funktion entspricht (Gl. 13).

Tabelle 1: Lineare Regression zur Ermittlung der Einschaltverzögerung t_0 (vgl. Abbildung 14)

U [kV]	$\dot{K}a$ [mGy·s ⁻¹]	$-\dot{K}a \cdot t_0$ [mGy]	$t_0 = \dot{K}a \cdot t_0 / \dot{K}a$ [s]	R^2 [-]
10	$8,611 \cdot 10^{-3}$	$-2,273 \cdot 10^{-2}$	2,64	0,99996
25	$2,553 \cdot 10^{-1}$	$-1,229 \cdot 10^0$	4,81	0,99965
35	$4,403 \cdot 10^{-1}$	$-2,432 \cdot 10^0$	5,52	0,99985

Da in allen Versuchsreihen die Einschaltverzögerungen deutlich kleiner als 10 s waren,

bestätigte sich die Annahme, es könnten alle Messwerte für die Regression genutzt werden, da für alle ermittelten Werte $t > t_0$ gilt. Das hohe Bestimmtheitsmaß der Regressionen deutet dabei auf einen geringen Größtfehler hin.

Außerdem ist ein deutlicher Anstieg der Einschaltverzögerung mit der Beschleunigungsspannung zu erkennen. Ein möglicher Ansatz zur Deutung dieses Phänomens ist die Umsetzung der Regulation der Strahlstromstärke in der Röntgenröhre. Um trotz einer Erhöhung der Beschleunigungsspannung die Strahlstromstärke konstant zu halten, ist eine Senkung der Heizleistung der Kathode notwendig. Andernfalls würde sich nicht nur die Energie der einzelnen Photonen erhöhen, sondern auch deren Anzahl. Die sich nach längerer Zeit einstellende Temperatur am Draht liegt oberhalb der spannungsunabhängigen Temperatur, ab der ein Austritt der Elektronen aus dem Metall möglich ist. Durch die geringere Heizleistung bei höheren Beschleunigungsspannungen wird die Grenztemperatur im Vergleich zu kleineren Beschleunigungsspannungen erst nach längerer Zeit erreicht, was eine längere Einschaltverzögerung bedeutet.

Benötigt wird die Kenntnis der Einschaltverzögerung später vor allem bei Messungen mit OSL-Detektoren, da für die Berechnung der Dosisleistung der Quotient aus integrierter Dosis und Bestrahlungszeit exakt bekannt sein muss.

4.2 Abhängigkeit der Dosisleistung von Röhrenparametern

Nach der Einschaltverzögerung stellt sich gemäß Kap. 4.1 für jeden Punkt im Strahlungsfeld eine zeitlich konstante Dosisleistung ein. Die Dosisleistung kann dabei lediglich von Parametern der Röntgenröhre beeinflusst werden, da für den betrachteten Fall kein weiteres Experimentiermaterial außer dem Detektor im Experimentierraum angeordnet war. Des Weiteren existieren nicht beeinflussbare Parameter des Experimentierraumes, wie dessen Geometrie und die damit verbundene Rückstrahlung, deren Einfluss nur indirekt untersucht werden kann.

Wie in Kap. 3.3.1 beschrieben besteht ein Zusammenhang zwischen Dosisleistung und Beschleunigungsspannung. Für die Kermaleistung \dot{K}_a ergaben sich die in Abbildung 15 dargestellten Werte.

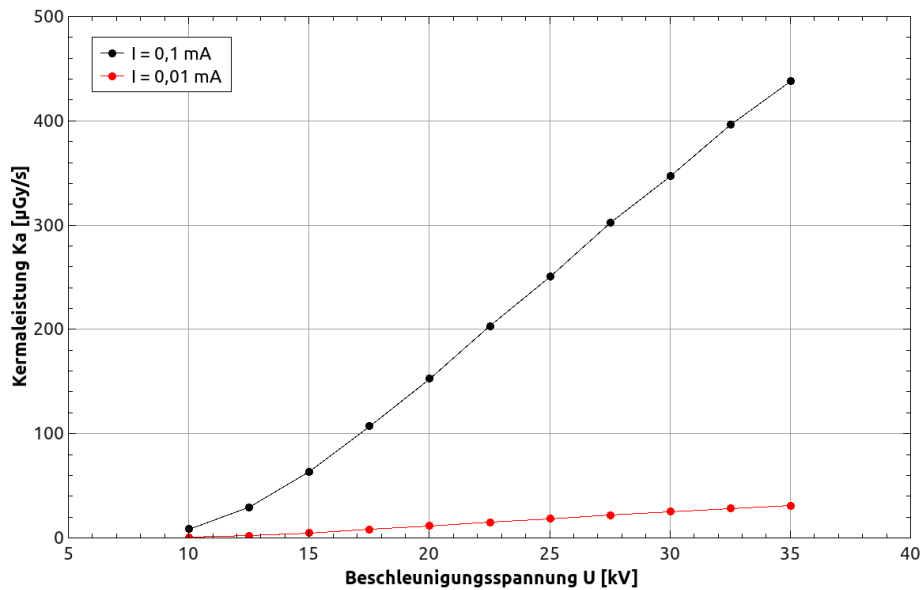


Abbildung 15: Zusammenhang zwischen Dosisleistung und Beschleunigungsspannungen für unterschiedliche Strahlstromstärken

In erster Näherung kann die Abhängigkeit der Dosisleistung von der Beschleunigungsspannung als linear betrachtet werden. Allerdings wird durch den nicht-linearen Verlauf zwischen 10 kV und 20 kV deutlich, dass die realen Vorgänge weitaus schwerer zu beschreiben sind, da sich die Bremsstrahlung bei einer Änderung der Beschleunigungsspannung in ihrer Spektralverteilung verschiebt. Die charakteristische Strahlung bleibt 5 hingegen unverändert, mit Ausnahme des Erscheinens oder Verschwindens von charakteristischen Linien im Spektrum, sobald die maximale Photonenenergie durch eine Änderung der Beschleunigungsspannung oberhalb bzw. unterhalb die Energiedifferenz der beteiligten Energieniveaus liegt.

Für die Messung der Kermaleistung in Abhängigkeit der Strahlstromstärke I analog verfahren. 10 Die Ergebnisse sind in Abbildung 16 veranschaulicht.

Auch hier können die Messwerte durch eine Proportionalität wiedergegeben werden. Ursache ist die steigende Anzahl von auftreffenden Elektronen am Anodenmaterial. Da nur die Anzahl und nicht die Parameter des Stoßes selbst verändert werden, ist die Proportionalität durch keinen anderen Effekt überlagert. Für die Bremsstrahlung wird der Zusammenhang in der 15 Kramerschen Regel wiedergegeben (Gl. 3).

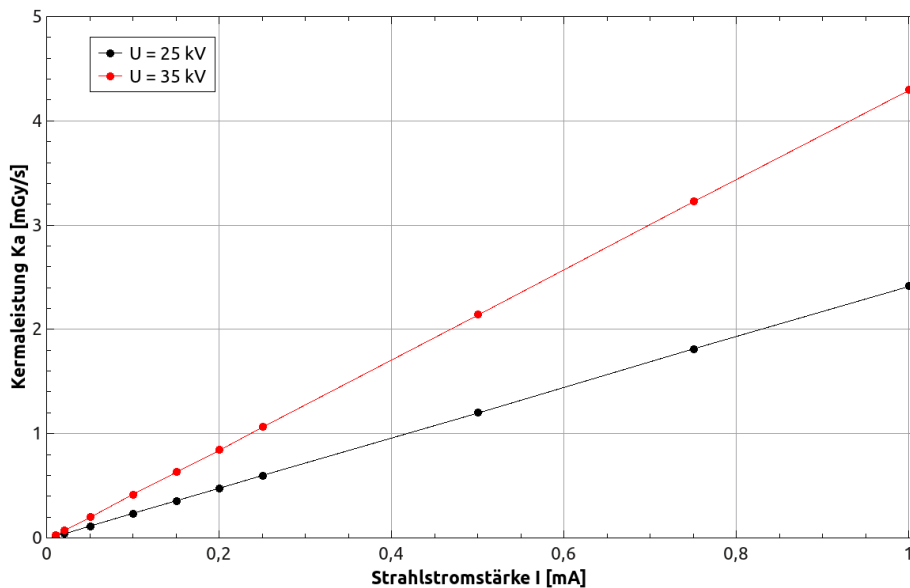


Abbildung 16: Zusammenhang zwischen Dosisleistung und Strahlstromstärke für unterschiedliche Beschleunigungsspannungen

Ein dritter Fokus lag auf dem Zusammenhang zwischen Dosisleistung und dem verwendeten Anodenmaterial, charakterisiert durch seine Ordnungszahl Z und der molaren Masse. Die Ergebnisse sind aus Abbildung 17 ersichtlich.

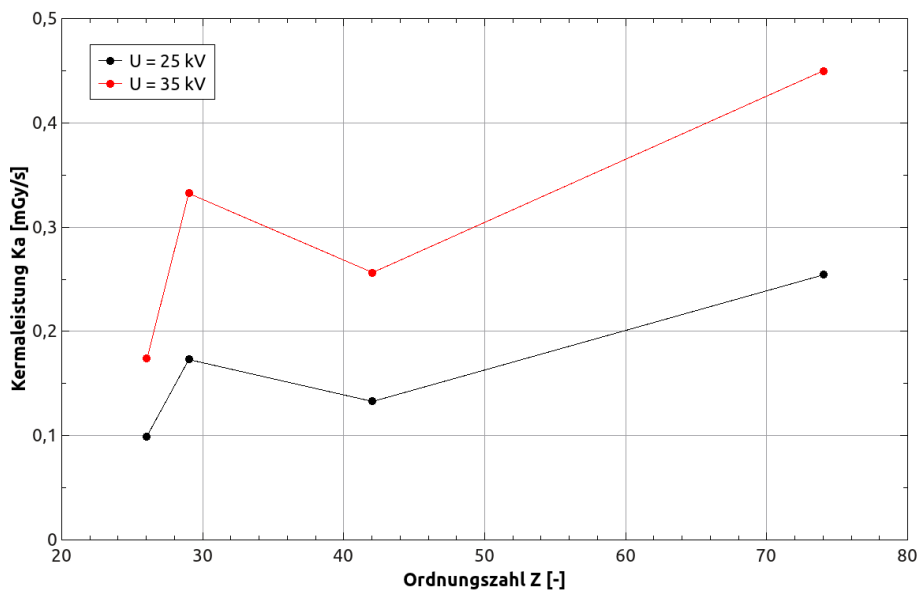


Abbildung 17: Zusammenhang von Dosisleistung und Ordnungszahl des Anodenmaterials

Zunächst kann für Eisen ($Z = 26$), Kupfer ($Z = 29$) und Wolfram ($Z = 74$) die Hypothese bestätigt werden, dass ein Anstieg der Ordnungszahl und der damit verbundene Anstieg der Dichte des Elektronengases im Metall eine Erhöhung der Dosisleistung verursacht. Einzig Molybdän ($Z = 42$) fällt deutlich aus dieser Reihe heraus. Erklärt werden kann dies durch die

charakteristische Strahlung, die in der Hypothese nicht berücksichtigt wird. Molybdän zeigt dabei von den vier betrachteten Elementen die schwächste Intensität an charakteristischer Strahlung, da nur die K_α - und K_β -Linie strahlungsintensiv sind (PHYWE, 2014 c). Außerdem sind diese beiden Linien extrem schmal, sodass nur wenig Strahlung an den Emissionslinien entstehen kann (Blochin, 1957). Wolfram hingegen kompensiert die gegenüber Molybdän noch geringere Halbwertsbreite der Linien durch eine Vielzahl strahlungsintensiver Übergänge, sodass Wolfram wiederum intensiver strahlt als Kupfer und nur Molybdän sich nicht in die Reihe einordnet. Außerdem wird beim Vergleich von Spektren verschiedener Röhren mit gleichem Anodenmaterial deutlich, dass feine bauliche Unterschiede Einfluss auf die Dosisleistung nehmen, sodass eine allgemeine Aussage zur Abhängigkeit vom Anodenmaterial nicht getroffen werden kann. Für den Vergleich konnten die Prüfungsprotokolle der verwendeten Röhren herangezogen werden, die jeweils ein durch Bragg-Reflexion bestimmtes Spektrum der Röhre enthielten. 5 10

4.3 Sicherheit von Acrylglas und Kabelschacht

Um eine maximale Strahlungsintensität innerhalb des Experimentierraumes zu erreichen, wurde für den Versuch die maximale Beschleunigungsspannung U von 35 kV, sowie die maximale Strahlstromstärke I von 1 mA gewählt. Durch die Einschaltverzögerung verkürzte sich die effektive Bestrahlungszeit geringfügig um 5,52 s auf etwa 2695 s. Zur Beurteilung der Sicherheit wurde außer dem Maximum laut Strahlenschutzverordnung von $3 \cdot 10^{-6} \text{ Sv} \cdot \text{h}^{-1}$ auch die Analyse des Schulröntgengerätes nach (Brockmeyer, 1973) genutzt. Dabei wurde eine Dosisleistung außerhalb der Abschirmung von $0,05 \text{ mrem} \cdot \text{h}^{-1}$ gemessen. Für die Versuchsreihe ergaben sich die in Tabelle 2 zusammengefassten Dosisleistungen. Die exakte Position der Dosimeter wird jeweils aus der angegebenen Abbildung deutlich. 15 20

Zunächst scheinen die gemessenen Dosisleistungen deutlich oberhalb des Grenzwertes zu liegen. Allerdings schreibt die Röntgenverordnung diesen Wert für einen Abstand von 10 cm zur berührbaren Oberfläche vor. Die Dosisleistung würde entsprechend auf dieser Entfernung durch Schwächung und Streuung geringer werden, sodass zumindest alle indirekt bestrahlten Punkte unterhalb des Grenzwertes liegen. 25

Naturgemäß ist die Dosisleistung an Punkten, die durch direkte Röntgenstrahlen erreicht werden können höher als an solchen, die nur durch reflektierte Strahlen getroffen werden. Dies wird an den Unterschieden auf der Seitenfläche deutlich, sowie deren Verhältnis zu den 30

Detektoren auf der Vorderseite. Auch die vergleichsweise geringe Dosisleistung, die von (Brockmeyer, 1973) gemessen wurde kann mit diesem Phänomen erklärt werden, da sich die dort verwendete Röntgenröhre in einem massiven Bleikasten befand.

Tabelle 2: Dosisleistungen außerhalb des Experimentierraumes auf der Oberfläche des Experimentiergerätes

Position	Abb.	D [mGy]	\dot{D} [mGy·s⁻¹]	\dot{D} [μSv·h⁻¹]	\dot{D} [mrem·h⁻¹]
Lüfter Links	9	$6,36 \cdot 10^{-3}$	$2,358 \cdot 10^{-6}$	8,49	0,849
Lüfter Mitte	9	$3,36 \cdot 10^{-3}$	$1,245 \cdot 10^{-6}$	4,48	0,448
Lüfter Rechts	9	$2,36 \cdot 10^{-3}$	$8,741 \cdot 10^{-7}$	3,15	0,315
Seitenfläche Links	12	$6,36 \cdot 10^{-3}$	$2,358 \cdot 10^{-6}$	8,49	0,849
Seitenfläche Rechts	12	$4,36 \cdot 10^{-3}$	$1,616 \cdot 10^{-6}$	5,82	0,582
Vorderseite Links	8	$2,36 \cdot 10^{-3}$	$8,741 \cdot 10^{-7}$	3,15	0,315
Vorderseite Rechts	8	$2,36 \cdot 10^{-3}$	$8,741 \cdot 10^{-7}$	3,15	0,315

Auch die Vermutung einer vergleichsweise hohen Intensität in der Nähe der Lüftung konnte bestätigt werden. Die Steigerung der Dosisleistung am Lüfter von rechts nach links kann durch den Luftstrom erklärt werden. Eine Möglichkeit wäre, dass durch die Geometrie des Ventilators links mehr Luft vorbeiströmte, was eine höhere Rekombinationsrate verursacht. Auch könnte die höhere Dosisleistung durch die Geometrie des Gesamtgerätes beeinflusst sein. So befindet sich in Abbildung 9 die Röntgenröhre rechts der Lüftung hinter der schwarzen Verkleidung, sodass ein direkter Luftstrom von der Röhre durch die Schlitze der Lüftung auf der Außenseite eher nach links strömen würde, was ebenfalls eine höhere Intensität am linken Detektor verursachen würde.

Für die OSLs wurde durch (Schwenke, 2008) bei maximaler Stimulationsstärke eine untere Nachweisgrenze von 1 μGy berechnet. Dies entspricht für die angegebene Bestrahlungszeit

einer Dosisleistung von $3,771 \cdot 10^{-7} \text{ mGy} \cdot \text{s}^{-1}$ bzw. $0,134 \text{ mrem} \cdot \text{h}^{-1}$. Da diese Grenze von allen OSLs überschritten wurde, ist eine Signifikanz der Messwerte gegeben.

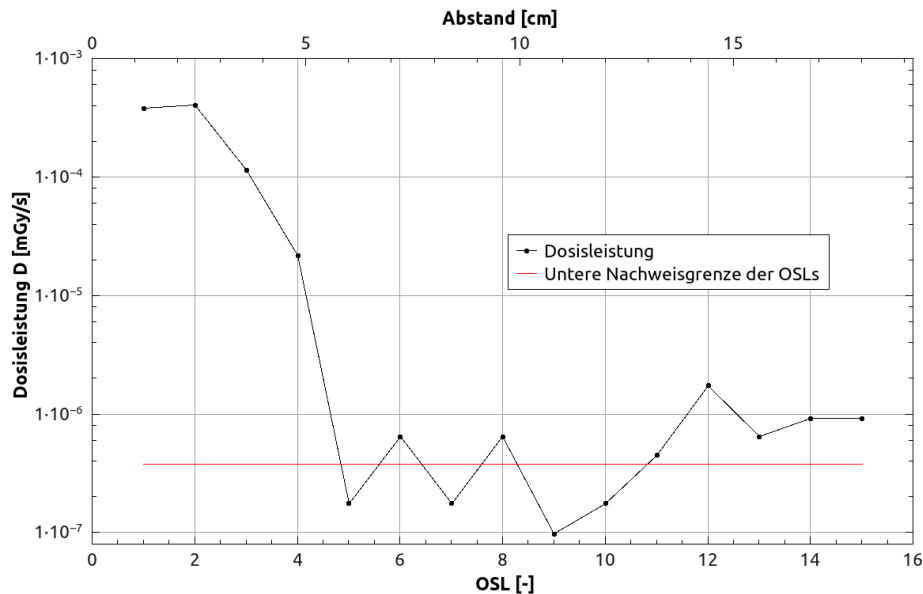


Abbildung 18: Strahlungsintensitäten in der Kabeldurchführung

Bei der Untersuchung der Strahlung im Kabelschacht kam es zur Verkürzung der effektiven Bestrahlungszeit durch die Einschaltverzögerung von 5 s, sodass effektiv 2625 s lang Röntgenstrahlen erzeugt wurden. Die Nummerierung der OSLs erfolgte von innen nach außen, sodass eine Abnahme der Intensität mit zunehmender Nummer des OSLs zu erwarten war. Die einzelnen gemessenen Dosisleistungen sind in Abbildung 18 zu sehen. Da die Länge der OSL-Dosimeter jeweils gleich war und 12 mm betrug, entspricht die Nummer der OSL einer ihr proportionalen Länge auf der Achse der Dosimeterkette.

Da die untere Nachweisgrenze der OSLs durch eine Dosis gegeben ist, ist die Dosisleistung jeweils von der Bestrahlungsdauer abhängig. Für die Untersuchung des Kabelschachtes betrug sie $3,809 \cdot 10^{-7} \text{ mGy} \cdot \text{s}^{-1}$. Entsprechend sind auch einige Dosisleistungen bei OSLs mit Nummern größer als 5 als signifikante Strahlendetektion zu betrachten. Der Anstieg der Intensität vom ersten zum zweiten OSL kann durch die Lage der beiden OSLs erklärt werden. Aufgrund der Geometrie der Kabeldurchführung wurde, wie aus Abbildung 19 ersichtlich ist, der erste OSL von direkten, in der Abbildung von links kommenden, Röntgenstrahlen durch die vor ihm liegende Ecke abgeschirmt. Der rechte Teil der durch den Kabelschacht gebildeten Nische konnte durch die direkte Strahlung jedoch erreicht werden, was eine höhere Dosisleistung am zweiten OSL erklärt.

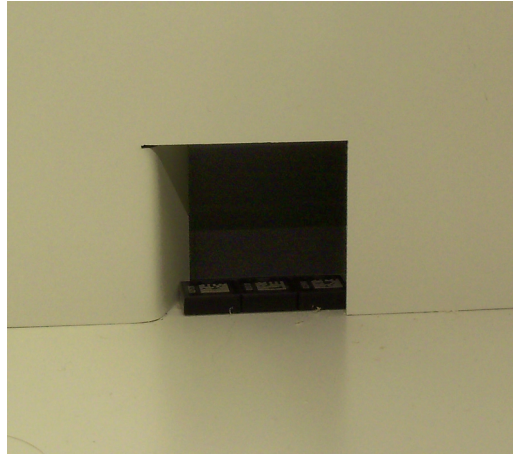


Abbildung 19: Geometrie des inneren Endes des Kabelschachtes

Grundsätzlich wird die deutliche Abnahme der Strahlungsintensität im Kabelschacht von innen nach außen deutlich. Der am weitesten außen liegende OSL maß eine Dosisleistung von $9,257 \cdot 10^{-7} \text{ mGy} \cdot \text{s}^{-1}$ bzw. $0,333 \text{ mrem} \cdot \text{h}^{-1}$. Damit wurde auch am äußeren Ende des Kabelschachtes der Grenzwert für die Maximaldosisleistung faktisch nicht überschritten. Er lag sogar niedriger als an der Lüftung oder der Verglasung, die direkter Röntgenstrahlung 5
ausgesetzt war.

4.4 Absorption und Rückstrahlung im Experimentierraum

Für die Untersuchungen zur Absorption und zur Rückstrahlung des Experimentierraumes können die Experimente zum Abstandsgesetz und zur Materialabschirmung herangezogen werden, da jeweils die Dicke eines strahlungsschwächenden Materials verändert wurde. 10

Für das Experiment zum Abstandsgesetz wurde zur Bestimmung des Abstandes die Skalierung auf der optischen Bank verwendet. Diese entspricht nicht dem wirklichen Abstand zur Röntgenröhre. Der wahre Abstand kann jedoch mit Hilfe des Experimentes ermittelt werden. Der Abstand auf der Skale wird daher im Folgenden als relativer Abstand r [m] bezeichnet. Die mit der Ionisationskammer gemessene Kermaleistung $\dot{K}a$ in Abhängigkeit 15
vom relativen Abstand r ist in Abbildung 20 dargestellt.

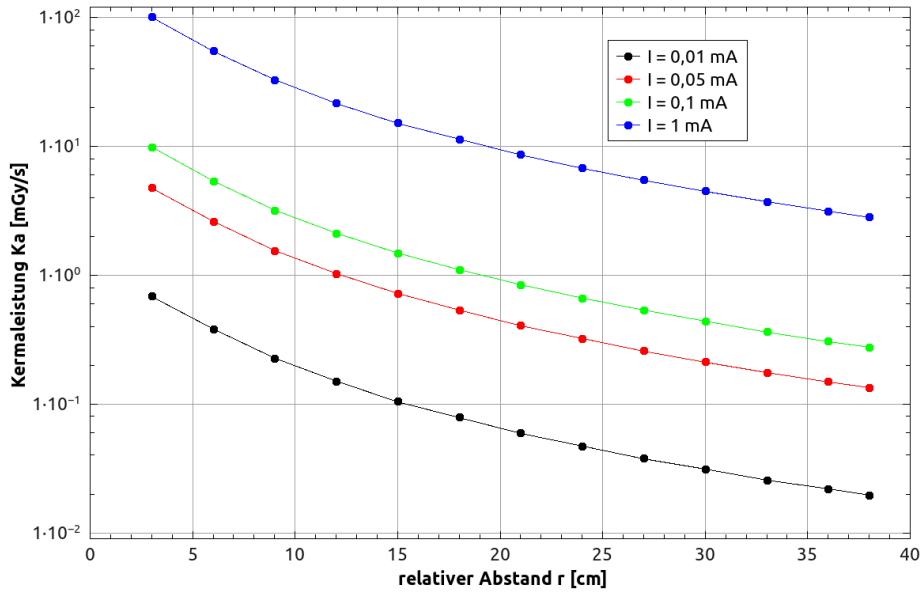


Abbildung 20: Zusammenhang zwischen dem relativem Abstand und der Kermaleistung

Mathematisch kann die Abhängigkeit der Kermaleistung $\dot{K}a$ vom relativen Abstand r durch eine Verknüpfung des Abstandsquadratgesetzes und des Gesetzes von Lambert-Beer beschrieben werden (Gl. 14). Die Absorption kann dabei über die Schwächungslänge λ_s von Luft ausgedrückt werden. Für die Rückstrahlung wird ein Koeffizient b [-] eingeführt, der die relative Rückstrahlung des Experimentierraumes wiedergibt.

5

$$\dot{K}a(r) = \dot{K}a_0 \cdot \left(\frac{d^2}{(r+d)^2} \cdot e^{-\frac{r+d}{\lambda_s}} + b \right) \quad (14)$$

Entsprechend können die vier Messreihen durch das Modell genähert werden (Tab. 3).

Tabelle 3: Parameter der Regression zum Abstandsquadratgesetz unter Verwendung des Algorithmus von Levenberg-Marquardt (Steih, 2011)

I [mA]	$\dot{K}a_0$ [mGy]	d [cm]	λ_s [cm]	b [-]	R^2 [-]
0,01	$1,13 \cdot 10^2$	7,57	26	$1,03 \cdot 10^{-4}$	0,99988
0,05	$6,22 \cdot 10^2$	6,86	31,8	$1,07 \cdot 10^{-4}$	0,99989
0,1	$1,24 \cdot 10^3$	6,75	32,6	$1,09 \cdot 10^{-4}$	0,99990
1	$1,23 \cdot 10^4$	6,62	34,6	$1,06 \cdot 10^{-4}$	0,99993

Durch das Experiment kann ein wesentlicher Parameter der Röntgenröhre bestimmt werden, der Versatz d [m] zwischen der relativen Skala und dem realen Abstand zur Röhre. Der Versatz ist auch der Grund, dass in Gleichung 14 als Abstand jeweils die Summe aus dem

relativen Abstandes r und dem Versatz d eingesetzt wird, da formal der reale Abstand eingesetzt werden muss. Eine Abschätzung des Fehlers für den Versatz kann über die Standardabweichung der vier Messreihen getroffen werden. Es ergibt sich ein Versatz d von $6,95 \text{ cm} \pm 0,42 \text{ cm}$. Des weiteren kann die Schwächungslänge λ_s von Luft bestimmt werden, da sie von der Strahlstromstärke unabhängig ist. Sie beträgt $31,3 \text{ cm} \pm 3,7 \text{ cm}$. 5

Dem Modell nach können die in der Ionisationskammer wechselwirkenden Photonen in zwei Gruppen eingeteilt werden. Einerseits registriert die Ionisationskammer Photonen, direkt von der Röntgenröhre abgestrahlt wurden und durch den ersten Term in der Summe repräsentiert werden. Andererseits Photonen, die z.B. von der Wand des Experimentierraumes zurück reflektiert wurden und als Rückstrahlung wieder das direkten Strahlungsfeld passieren. Die Rückstrahlung wird durch den zweiten Summanden und damit den Rückstrahlungskoeffizienten b repräsentiert. Idealerweise sollte das Verhältnis des ersten zum zweiten Summanden sehr hoch sein, da dies einer geringen Rückstrahlung entsprechen würde. Für kleine Abstände ($r = 3 \text{ cm}$) besitzt das Verhältnis etwa den Wert 3300. Dies bedeutet, dass von eben so vielen detektierten monoenergetischen Photonen eines durch Rückstrahlung auf die Ionisationskammer trifft. Wird der Abstand zur Röhre größer, sinkt der Wert der Relation und erreicht beim maximalen Abstand r_{max} den Wert 37. Demnach nimmt die Rückstrahlung relativ zur detektierten Strahlung um das 100-fache zu, sodass am größtmöglichen Abstand zur Röhre ein Vierzigstel der detektierten Strahlung durch Rückstrahlung entsteht. 10 15 20

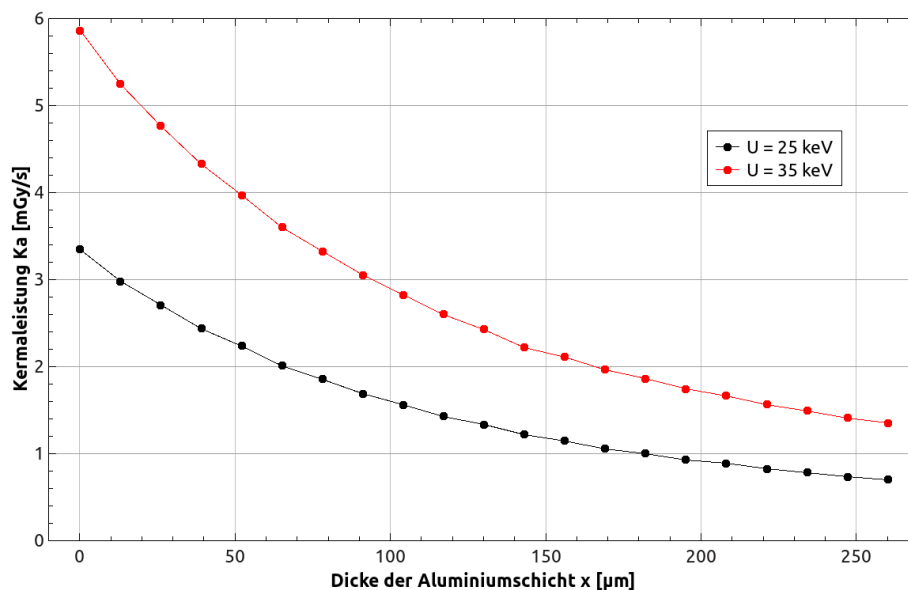


Abbildung 21: Strahlungsabschwächung an Aluminium

Für das Experiment zur Strahlungsabschwächung an Aluminium ist der Zusammenhang zwischen Strahlungsintensität und der Schichtdicke des Aluminiums x in Abbildung 21 dargestellt.

Deutlich wird die exponentielle Abnahme der Kermaleistung $\dot{K}a$ mit der Dicke der Aluminiumschicht. Für die Auswertung des Versuches wird die Veränderung der Luftabsorption vernachlässigt, da sich die in Luft zurückgelegte Strecke der Röntgenstrahlung selbst für die stärkste im Versuch verwendete Aluminiumschicht um weniger als ein Promille verkleinerte. Da außerdem die Position der Ionisationskammer nicht geändert wurde trat keine Veränderung der Rückstrahlung auf, weshalb das Experiment durch Gleichung 15 beschrieben werden kann. 10

$$\dot{K}a(x) = \dot{K}a_0 \cdot e^{-\frac{x}{\lambda_s}} \quad (15)$$

Durch eine Näherung der Messergebnisse an das Modell kann die Schwächungslänge λ_s von Aluminium bestimmt werden. Die bestimmten Schwächungslängen ermöglichen eine energetische Analyse der Röntgenstrahlung, die in Kap. 4.5 beschrieben ist.

Tabelle 4: Regressionsparameter der Materialabschwächung in Aluminium

U [kV]	$\dot{K}a_0$ [mGy·s ⁻¹]	λ_s [µm]	R^2 [-]
25	3,20	153,8	0,99221
35	5,59	163,0	0,99033

Durch die quadratische Form des Medipix ergibt sich eine matrixartige Anordnung der Pixel auf dem Detektor. Entsprechend lassen sie sich zu horizontalen Zeilen und vertikalen Spalten zusammenfassen. Für die Abschwächung an Silizium wurden jeweils die Intensitäten einer Spalte der Medipix-Pixel addiert. Dieses Verfahren beruht auf der Annahme, jedes Pixel an der der Röntgenröhre zugewandten Kante der Sensormatrix würde mit gleicher Dosisleistung bestrahlt, unabhängig von der vertikalen Position des Pixels. Damit keine Unterscheidung zwischen höher oder tiefer liegenden Zeilen getroffen werden musste wurde außerdem davon ausgegangen, die Photonen würden sich parallel zueinander entlang der Zeilen durch die Sensormatrix bewegen. Möglich war dies, da der Abstand von der Röntgenröhre zum Medipix-Detektor deutlich größer war, als der Durchmesser der Sensorfeldes. Der Winkel zwischen Ober- und Unterkante des Detektors betrug von der Röntgenröhre aus betrachtet 5 °. Es ergaben sich die in Abbildung 22 dargestellten deponierten Energien. 15
20
25

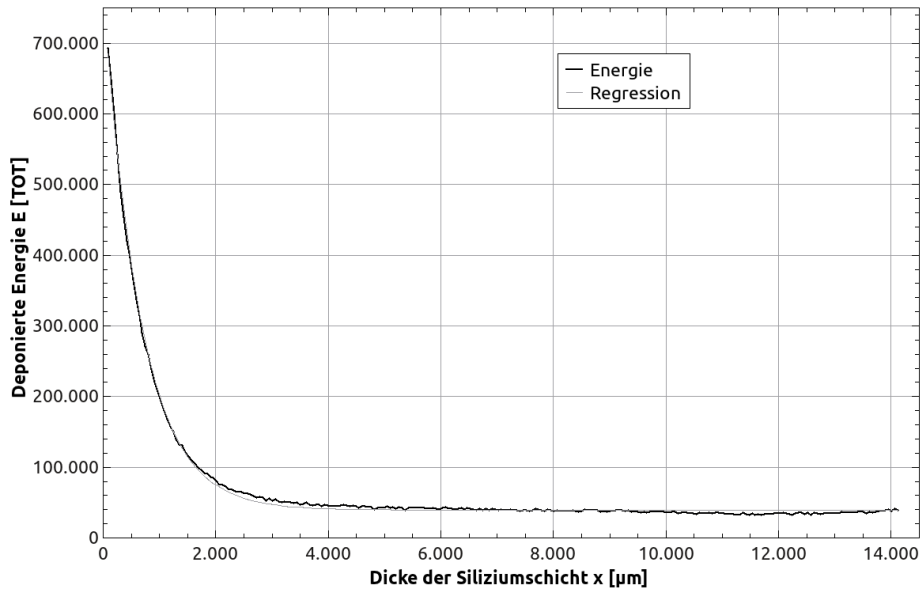


Abbildung 22: Strahlungsabschwächung an Silizium

Da gemäß Gleichung 7 die Änderung der Intensität proportional zur Intensität selbst ist, ist auch die deponierte Energie in einem Pixel proportional zur Intensität in diesem, da die Änderung der Intensität der deponierten Energie entspricht. Modelliert werden kann die deponierte Energie E_{abs} durch das Schwächungsgesetz (Gl. 16), wobei ein Koeffizient b für die Rückstrahlung eingeführt wird.

5

$$E_{\text{abs}}(x) = E_{\text{abs},0} \cdot \left(e^{-\frac{x}{\lambda_s} + b} \right) \quad (16)$$

Durch die Regression wurden die Anfangsenergie $E_{\text{abs},0} = 7,318 \cdot 10^5$ TOT, der Rückstreu- koeffizient $b = 5,464 \cdot 10^{-2}$ sowie die Schwächungslänge $\lambda_s = 658,4$ µm bestimmt. Die höhere Schwächungslänge von Silizium gegenüber Aluminium zeigt eine schwächere Absorption von Röntgenstrahlung in Silizium.

4.5 Energetische Analyse der Röntgenstrahlung

Wesentliches Merkmal des Röntgenspektrums stellt die mittlere Photonenenergie \bar{E}_γ [eV] dar. 10 Bestimmt werden kann sie mithilfe der Experimente zur Abschwächung der Röntgenstrahlung in Materialien. Ausgangspunkt ist, dass die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit der Photonen mit dem Material abnimmt, je größer die Photonenenergie wird. Diese Abhängigkeit äußert sich in einer Energieabhängigkeit des linearen Schwächungskoeffizienten μ . Gemäß diesen Überlegungen lässt sich ein ermittelter Schwächungskoeffizient direkt einer Photonenenergie 15 zuordnen (Abbildung 23).

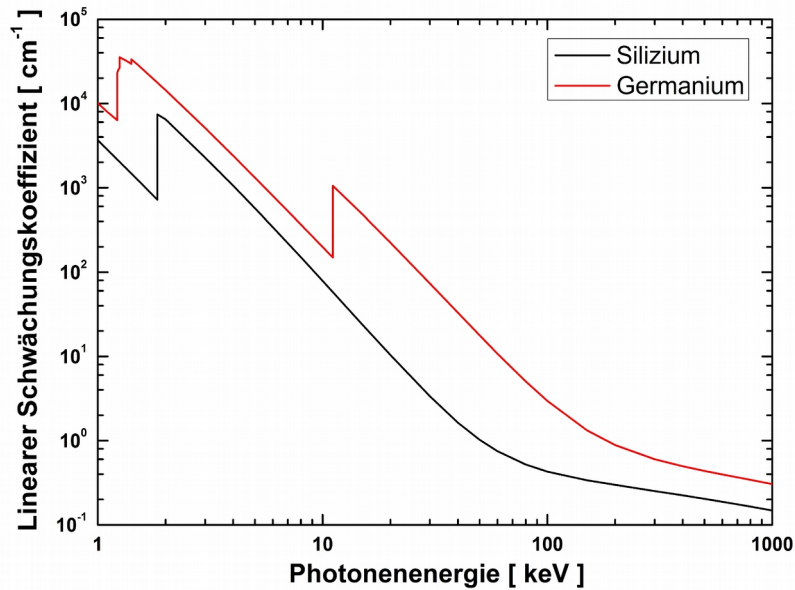


Abbildung 23: Energieabhängigkeit des linearen Schwächungskoeffizienten von Silizium und Germanium, nach (Weber, 2010)

Für nicht-monochrome Strahlung entspricht diese der durchschnittlichen Photonenenergie \bar{E}_γ . Aus Abbildung 23 lässt sich für die in Silizium bestimmte Schwächungslänge von $658,4 \mu\text{m}$ bzw. dem daraus folgendem linearen Schwächungskoeffizienten von $15,2 \text{ cm}^{-1}$ eine durchschnittliche Photonenenergie von $17,7 \text{ keV}$ ablesen. Durch Ersetzen der Wellenlänge λ in der Kramerschen Regel (Gl. 3) durch die Energie des Photons E_γ (Gl. 17) kann gezeigt werden, dass für reine Bremsstrahlung die durchschnittliche Photonenenergie bei der Hälfte der maximalen Photonenenergie E_{max} [eV] liegt (Gl. 19). 5

$$E_\gamma = \frac{h \cdot c}{\lambda} \quad \lambda = \frac{h \cdot c}{E_\gamma} \quad (17)$$

$$J(E_\gamma) = K \cdot I \cdot Z \cdot \left(\frac{E_{\text{max}}}{E_\gamma} - 1 \right) \cdot \left(\frac{E_\gamma^2}{h^2 \cdot c^2} \right) \quad (18)$$

$$\int_0^{\frac{1}{2} E_{\text{max}}} J(E_\gamma) dE_\gamma = \int_{\frac{1}{2} E_{\text{max}}}^{E_{\text{max}}} J(E_\gamma) dE_\gamma = \frac{K \cdot I \cdot Z \cdot E_{\text{max}}^3}{12 \cdot h^2 \cdot c^2} \quad (19)$$

Da dies bei der verwendeten Beschleunigungsspannung von 35 kV sehr gut übereinstimmt, ist von einem hohen Anteil an Bremsstrahlung im Spektrum auszugehen. Die beiden wichtigsten charakteristischen Linien der verwendeten Molybdän-Anode liegen zudem bei $17,4 \text{ keV}$ sowie $19,6 \text{ keV}$, sodass sie die durchschnittliche Photonenenergie nur geringfügig beeinflussen. 10

Analog wurde für die Messung des Schwächungskoeffizienten von Aluminium verfahren. Da für Aluminium nur einzelne Energien als Literaturwerte vorliegen, musste eine Interpolation von diskreten Energien und zugehörigen Schwächungslängen vorgenommen werden. Gemäß den von (Krieger, 2007) beschriebenen Wertepaaren von Photonenenergie und linearem Schwächungskoeffizienten ergeben sich $\bar{E}_{\gamma,25\text{ kV}} = 10,5\text{ keV}$ und $\bar{E}_{\gamma,35\text{ kV}} = 10,7\text{ keV}$. Diese im Vergleich niedrigen Werte deuten für die verwendete Wolfram-Anode auf einen hohen Anteil charakteristischer Strahlung hin. Da die stärksten charakteristischen Linien im Bereich von 8-10 keV liegen, verringern sie die durchschnittliche Photonenenergie erheblich (PHYWE, 2014 c). 5

Eine Bestimmung der Spektralverteilung wäre z. B. mithilfe der Bragg-Reflexion an einem Kristall möglich. Da dieses Verfahren jedoch auf einem Interferenz-Phänomen beruht, kommt es zu einer Überlagerung des Spektrums mit sich selbst, sodass die durchschnittliche Photonenenergie nicht direkt ermittelt werden kann. 10

Theoretisch wäre die Bestimmung des Spektrums unter Verwendung der Medipix-Messungen zur Erfassung des Strahlenfeldes möglich. Dazu müsste zunächst die Messung in eine Monte-Carlo-Simulation umgesetzt werden. Als Parameter wären die Anzahl der Pixel des Detektors, die Trefferwahrscheinlichkeiten der einzelnen Pixel sowie eine vorgegebene Energieverteilung der Photonen notwendig. Durch die Einbeziehung der Trefferwahrscheinlichkeiten würden die Inhomogenitäten des Strahlungsfeldes berücksichtigt. Bestimmt werden können die Wahrscheinlichkeiten z. B. aus den Werten von Abbildung 29, da sich nach dem Gesetz der großen Zahlen die Energien der einzelnen Felder im Verhältnis zur gesamten deponierten Energie den relativen Trefferwahrscheinlichkeiten annähern. 15 20

Diese Simulation müsste anschließend einem Optimierungsverfahren unterzogen werden, indem das durch die Simulation erzielte Ergebnis mit dem des realen Experimentes verglichen wird. Für den Vergleich würden zunächst die deponierten Energien der Felder bestimmt und diese mit ihrer absoluten Häufigkeit als Histogramm aufgetragen (Abbildung 24). 25

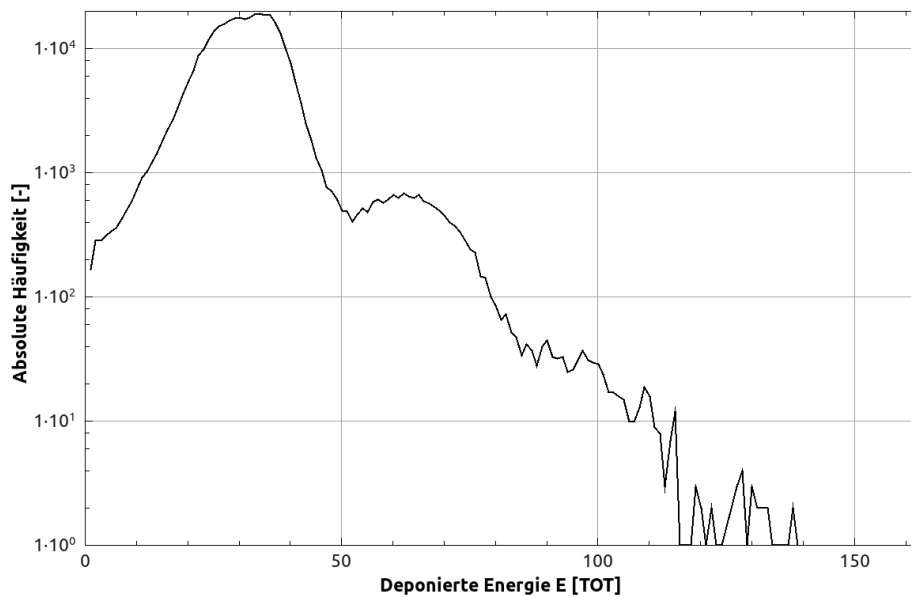


Abbildung 24: Histogramm freier Pixel des realen Experimentes

Bei den realen Daten würden nur Pixel berücksichtigt, um die herum keine Energie deponiert wurde, um für den Vergleich Photonen, die in mehreren nebeneinander liegenden Pixeln Energie deponierten, auszuschließen zu können („freie Pixel“). Die Analyse der realen Daten und die Bestimmung der freien Pixel müsste dabei für jedes Bild einzeln durchgeführt werden, da durch eine Integration die Bestimmung der Isoliertheit eines Pixels nicht möglich wäre und demnach die Auflösung der Daten sinken würde. Anschließend würden die Histogramme durch ein Polynom interpoliert, sodass die Ähnlichkeit der beiden Polynome bestimmt werden kann. Nach dieser Ähnlichkeit müsste dann die vorgegebene Spektralverteilung angepasst werden, sodass sie im Laufe der Optimierung der realen Spektralverteilung immer ähnlicher wird. Wie aus dem Histogramm erkennbar ist, werden einige Pixel von mehreren Teilchen getroffen, sodass es wie bei der Bragg-Reflexion zur Überlagerung des Spektrums mit sich selbst kommt. Dies erklärt das mehrfache Auftreten von Maximas und macht gleichzeitig die Simulation erforderlich.

4.6 Symmetrie des Strahlungsfeldes

Für die Erfassung des Strahlungsfeldes mit den OSL-Detektoren können die Strahlungsintensitäten wie in Abbildung 25 dargestellt werden.

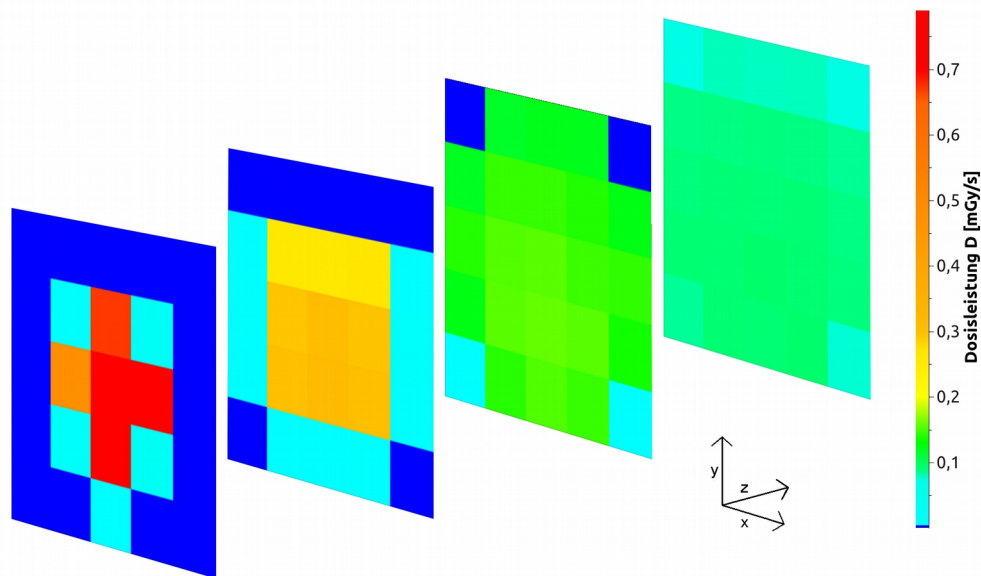


Abbildung 25: Symmetrie des Strahlungsfeldes bei einem relativen Abstand von 9 cm, 19 cm, 29 cm und 39 cm (v. l. n. r.), gemessen mit OSL-Detektoren

Durch die Messung wird bereits klar, dass Inhomogenitäten im Röntgenfeld auftraten. Besonders markant ist dies in Bereichen in negativer Y-Richtung von der Strahlmitte aus, also unterhalb des Strahles. Die Asymmetrien wurden daher mittels EBT-Filmen und dem Medipix-Detektor verifiziert.

Auch die EBT-Filme wurden parallel zur X-Y-Ebene in den Strahlenverlauf gebracht. Für die Positionen der Röntgenfilme wurden, wie in Abbildung 12 gezeigt, die Rückseite des Experimentierraumes sowie eine Position in der Mitte des Raumes bei einem relativen Abstand von 16 cm gewählt. 5

Zur Beurteilung der Symmetrie des Strahlungsfeldes wurden für die EBT-Filme und die Medipix-Messungen Energiequerschnitte angefertigt. Dazu wurde zunächst in den einzelnen Bildern die Mitte des Strahles bestimmt, also der Punkt mit der höchsten Intensität. Anschließend wurden jeweils in X- und Y-Richtung die Intensitäten dieser Zeile bzw. Spalte notiert, womit eine separate Analyse in der X- bzw. Y-Richtung möglich war. In Abbildung 26 sind die Energiequerschnitte für eine Medipix-Bestrahlung dargestellt. Um das gesamte Strahlungsfeld auf dem Medipix-Detektor abbilden zu können wurde eine Lochblende vor der Röntgenröhre angebracht. 10 15

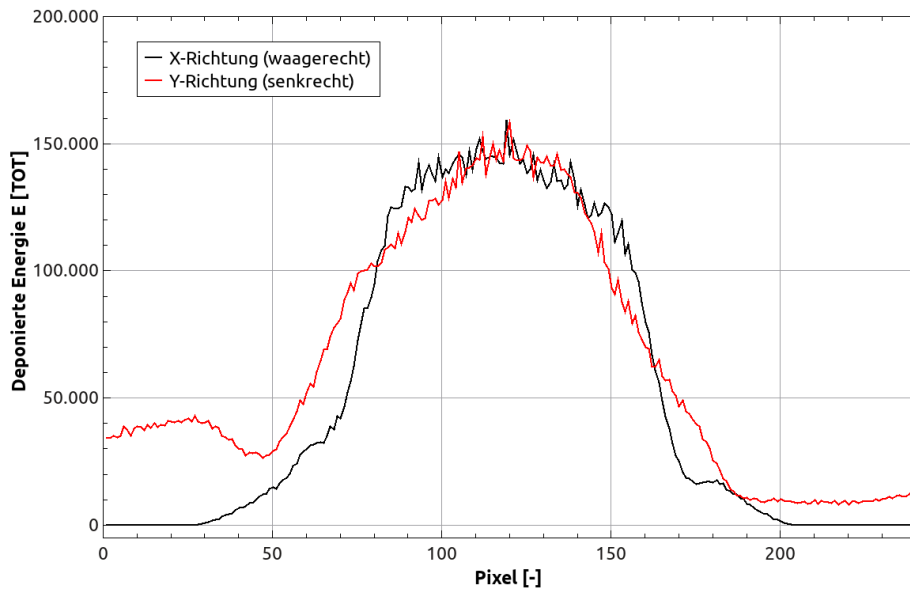


Abbildung 26: Energiequerschnitte der Medipix-Messung

Die Messung bestätigte die Ergebnisse der OSL-Messung, wonach in negativer Y-Richtung eine Asymmetrie in Form eines Bereiches mit höherer Strahlungsintensität als erwartet vorliegt (Pixel 1-40). Beim Vergleich der beiden Querschnitte wird außerdem deutlich, dass die Symmetrie des Feldes in X-Richtung stärker ausgeprägt ist als in Y-Richtung. Dies meint vor allem einen hohen Anstieg der Intensität an den Rändern des Feldes, sowie eine möglichst geringe Intensität außerhalb des Feldes. Eine Ursache der unterschiedlichen Profile könnte die Form der Anode sein. 5



Abbildung 27: Aufbau der Anode der Röntgenröhre nach (Basile, 2014)

Wie in Abbildung 27 erkennbar, besitzt die Röntgenröhre eine Spiegelebene in Y-Z-Richtung, sodass eine Symmetrie des Feldes in X-Richtung erwartet wird. Aufgrund der Schrägung der Anode existiert keine Spiegelebene in X-Z-Richtung, weshalb Unterschiede in der Intensitätsverteilung in Y-Richtung auftreten können. Weitere kleine Anomalien treten in positiver Y-Richtung, also oberhalb des Strahles, sowie in positiver X-Richtung auf.

5

Die Hypothese, das kreisförmige Strahlungsfeld entstehe durch die gleich geformte Öffnung durch die die Röntgenstrahlung in den Experimentierraum fällt, kann mit Hilfe des Strahlensatzes bestätigt werden. Sie würde die Asymmetrien auf Ungenauigkeiten der Öffnung zurückführen. Zur Bestätigung der Hypothese wurde der Durchmesser des Röntgenfeldes an der Stelle des maximalen relativen Abstandes r_{\max} gemessen (Abbildung 12). Gemäß des Strahlensatzes müsste für die Gültigkeit der Überlegung für den Versatz d , den Radius der Öffnung R [m], den Durchmesser des Röntgenfeldes s [m], sowie den maximalen relativen Abstand r_{\max} Gleichung 20 gültig sein.

10

$$\frac{R}{d} = \frac{\frac{s}{2}}{d + r_{\max}} \quad (20)$$

Durch die Experimente zur Einschaltverzögerung bzw. durch Messung am Experimentiergerät konnten $d = 6,95$ cm, $r_{\max} = 43$ cm, $R = 1,1$ cm und $s = 15,5$ cm bestimmt werden. Damit unterschieden sich die Werte der beiden Terme um 2 % , sodass auch diese Überlegung für die Erklärung der Asymmetrien verwendet werden kann. Für eine exakte Übereinstimmung der Werte müsste der Versatz den Wert 7,1 cm annehmen, welcher innerhalb der Fehlergrenzen liegt.

15

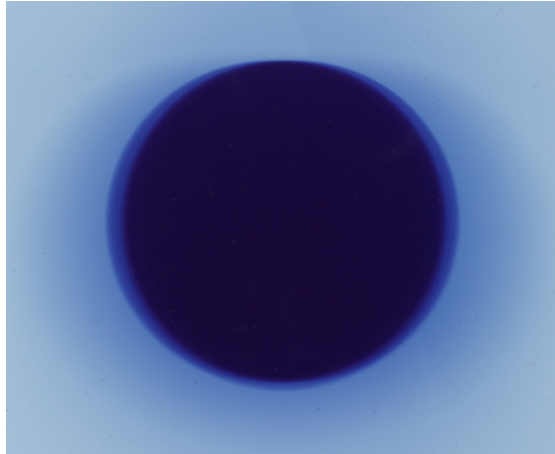


Abbildung 28: Querschnitt des Strahlungsfeldes mit einem Durchmesser von 7,2 cm, abgebildet mit einem EBT-Film

Zur grafischen Darstellung des Strahlungsfeldes können bildgebende Verfahren wie die EBT-Filme (Abbildung 28) oder summierte Aufzeichnungen des Medipix-Detektors (Abbildung 29) genutzt werden.

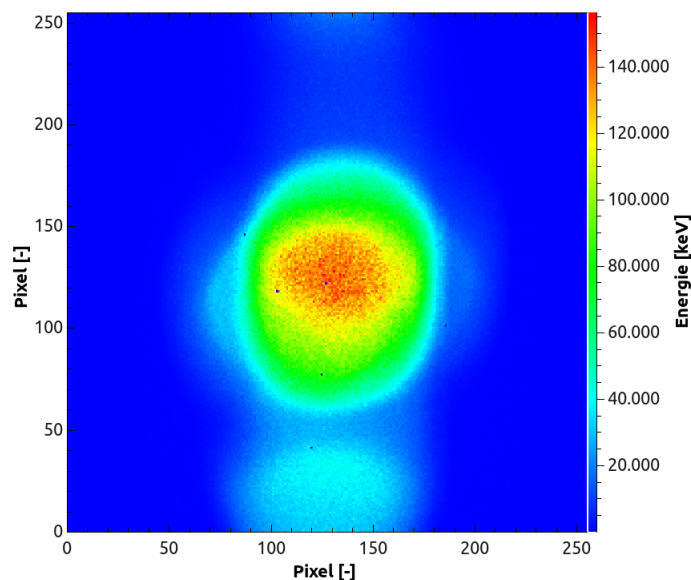


Abbildung 29: Querschnitt des Strahlungsfeldes, gemessen mit dem Medipix-Detektor

Die Abbildung 29 verdeutlicht ebenfalls die Asymmetrien in negativer Y-Richtung. Allerdings kann nur schwer eine Aussage über die direkten Randbereiche des Strahlungsfeldes getroffen werden, da der Anstieg der Dosis an den Rändern nicht über diese Darstellungsform abgebildet werden kann.

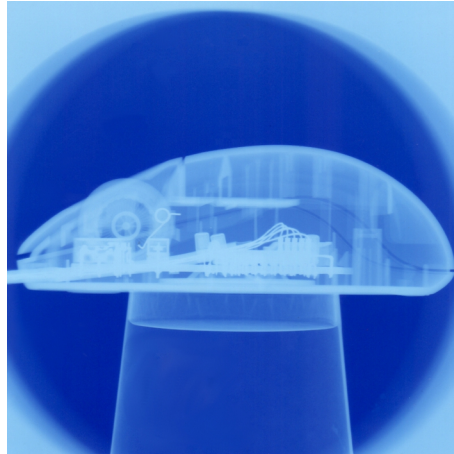


Abbildung 30: Röntgenbild einer Computermaus

Auch für EBT-Filme wäre das Anfertigen von Energiequerschnitten möglich. Diese sind jedoch aufgrund der schlechteren Differenzierbarkeit verschiedener Dosen weniger aussagekräftig. Die EBT-Aufnahmen suggerieren außerdem, dass es analog zur Entstehung von Kern- und Halbschatten an zwei Lichtquellen keinen einheitlichen Ausgangspunkt der Röntgenstrahlung gibt. Problematisch würde diese inhomogene Entstehung bei der Anfertigung von Röntgenbildern, da für eine scharfe optische Abbildung alle Photonen am gleichen Ort die gleiche Bewegungsrichtung besitzen müssen, was bei 2 Lichtquellen nicht gegeben ist. Durch die reale Anfertigung von Röntgenbildern (z. B. einer Computermaus, Abbildung 30) konnte festgestellt werden, dass durch den geringen Abstand zwischen dem abgebildetem Objekt und dem Film eine für das menschliche Auge scharfe Abbildung möglich ist. Wird die Aufnahme jedoch vergrößert, so kann an den Kanten feiner Strukturen, wie etwa den Drähten in der Computermaus, ein fließender farblicher Übergang beobachtet werden, was die Unschärfe des Brennflecks bestätigt.

Die Unschärfe des Brennflecks kann jedoch nicht alleinige Ursache der Asymmetrien des Strahlungsfeldes sein, da sich die stufenweise Abnahme der Dosisleistung nach außen dadurch nicht erklären lässt. Eine mögliche Erklärung wäre der Einsatz mehrerer Blenden zur Fokussierung des Strahles. Die sichtbaren Ringe würden demnach durch die unterschiedlichen Durchmesser der Blenden bzw. deren ungenauer Justierung entstehen.

5 Schlussfolgerungen für die Nutzung des Experimentiergerätes im Unterricht

Durch die Arbeit wird die in der Zielstellung geforderte Abschätzung der Dosisleistung realisiert. Wesentlich für diese Einschätzung sind die Experimente zu den Abhängigkeiten der Dosisleistung von den einzelnen Röhren-Parametern sowie die Experimente zum Abstandsquadratgesetz. In diesem Zusammenhang konnte in einer energetischen Analyse der Strahlung die durchschnittliche Photonenenergie für zwei verschiedene Anoden-Materialien bestimmt werden. 5

Die Einschaltverzögerung der Röntgenröhre konnte für verschiedene Beschleunigungsspannungen auf Werte zwischen 2 s und 6 s bestimmt werden. Sie stellt damit kein Problem für die Nutzung der Röhre dar, da lediglich dieser kurze Zeitraum abgewartet werden muss, bis die eingestellten Parameter den Eigenschaften der Röntgenstrahlung entsprechen. 10

Für die Homogenität konnte gezeigt werden, dass solange Experimente deutlich innerhalb des Strahlungskegels stattfinden, keine Inhomogenitäten auftreten. Bei Messung am Rande des direkten Kegels sind Ergebnisse durch Unschärfen der Begrenzung nur schlecht reproduzierbar. Die Aufnahme von Röntgenbildern ist durch den geringen Abstand zwischen Gegenstand und Schirm sowie dem fast einheitlichen Ausgangspunkte der Strahlung ohne weiteres möglich. 15

Für kleine relative Abstände konnte eine niedrige Rückstrahlung nachgewiesen werden. Bei höheren Abständen war ein relativer Anstieg der Rückstrahlung zu beobachten. Die qualitative Auswertung eines Experimentes kann somit durch die Rückstrahlung nicht gestört werden. Wird jedoch eine quantitative Analyse notwendig und damit das Arbeiten mit Regressionen, so muss die Rückstrahlung unbedingt beachtet werden. 20

Im Experiment zur Abschwächung von Strahlung an Silizium wurde eine Rückstrahlung von 2,5 % der deponierten Energie gemessen. Diese ist durch die Position des Detektors bedingt, da die sensitive Fläche für die Rückstrahlung 47-mal größer war als die sensitive Fläche für direkte Röntgenstrahlung. Besonders wichtig sind die Ergebnisse zur Rückstrahlung für die Arbeit mit einem Goniometer, da das entsprechende Geiger-Müller-Zählrohr durch seine wechselnde Ausrichtung die Rückstrahlung besonders intensiv wahrnimmt. 25

Da nur für Punkte auf der Oberfläche des Experimentiergerätes die austretende Dosisleistung bestimmt werden konnte, war eine Überprüfung der Sicherheit des Experimentiergerätes nur

bedingt möglich, da sich der zulässige Grenzwert von $0,3 \text{ mrem}\cdot\text{h}^{-1}$ auf einen Abstand von 10 cm zu berührbaren Oberflächen bezieht. Auf der Oberfläche des Experimentiergerätes wurden Strahlendosen zwischen $0,3 \text{ mrem}\cdot\text{h}^{-1}$ und $0,9 \text{ mrem}\cdot\text{h}^{-1}$ gemessen. Allerdings konnte die Wirkungsweise des Kabelschachtes bestätigt werden, der nur mittels seiner geometrische Anordnung ein nach außen dringen der Röntgenstrahlung verhindert.

5

Literaturverzeichnis

- (Basile, 2014) Basile, Giorgio: Comet X-Ray Tube D484, 2014; <http://lampes-et-tubes.info/xr/xr074.php?l=e> (29.11.2014)
- (Blochin, 1957) Blochin, M.A.: Physik der Röntgenstrahlen, 1957; Berlin.
- (BMJV, 2011) Bundesministerium der Justiz und für Verbraucherschutz: Röntgenverordnung RöV, 2011; http://www.gesetze-im-internet.de/bundesrecht/r_v_1987/gesamt.pdf (14.12.2014)
- (Bornholdt, 2014) Bornholdt, Michael: Analysen zum Medipix-Detektor, 2014; Hamburg.
- (Brockmeyer, 1973) Brockmeyer, Heinrich: Röntgenstrahlen im Unterricht, 1973; Köln.
- (Buttler, 2011) Buttler, Wilhelm: Messgrößen im Strahlenschutz, 2011; http://www.automess.de/Messgroessen_D.htm (02.10.2014)
- (Dommann, 2003) Dommann, Monika: Durchsicht, Einsicht, Vorsicht, 2003; Zürich.
- (Gaysin, 2008) Gaysin, Murat: Positron – mathematical phantom of real electron, 2008; <http://www.sciteclibrary.ru/eng/catalog/pages/8902.html> (28.11.2014)
- (Jablotron, 2014) Jablotron: JABLOTRON MX-10, 2014; <http://www.jablotron.com/en/about-jablotron-1/about-us/international-cooperation/jablotron-mx-10-1.aspx> (02.10.2014)
- (Kiehlmann, 2010) Kiehlmann, Sebastian: Bremsstrahlung, 2010; <https://lp.uni-goettingen.de/get/text/6632> (28.09.2014)
- (Komma, 2014) Komma, Michael: Über die Ursprünge des Quantensprungs, 2014; <http://mikomma.de/soqsp/soqsp.htm> (29.09.2014)
- (Krieger, 2007) Krieger, Hanno: Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes, 2007; Wiesbaden.
- (PHYWE, 2014 a) PHYWE: Unternehmenschronik, 2014; <http://www.phywe.de/113/Unternehmen/Chronik.htm> (17.09.2014)
- (PHYWE, 2014 b) PHYWE: Das PHYWE-Röntgengerät XR 4.0 expert unit, 2014; <http://www.phywe.de/140n735/> (17.09.2014)
- (PHYWE, 2014 c) PHYWE: XR 4.0 X-ray Einschub mit Kupfer/Molybdän/Eisen/Wolfram-Röntgenröhre, 2014; <http://repository.phywe.de.scipio.altoserver.de/files/bedanl.pdf/09057.50/d/0905750d.pdf> (08.12.2014)
- (Röntgen, 1954) Röntgen, Wilhelm Conrad: Grundlegende Abhandlungen über die X-

- Strahlen, 1954; Leipzig.
- (Schaaf, 2009) Schaaf, Peter; Große-Knetter, Jörn: Röntgenstrahlung, 2009; <https://lp.uni-goettingen.de/get/text/4385> (25.09.2014)
- (Schölzel, 2011) Schölzel, Daniel: Dosimetrische Untersuchungen zum Streuverhalten von Elektronenstrahlen eines intraoperativen Linearbeschleunigers, 2011; Düsseldorf.
- (Schwenke, 2008) Schwenke, Maria: Optimierung eines Auswerteverfahrens für Optisch Stimulierte Lumineszenz (OSL) mit Berylliumoxid, 2008; Dresden.
- (Sommer, 2013) Sommer, Marian: Dosimetrie mittels Optisch Stimulierter Lumineszenz von Berylliumoxid, 2013; Dresden.
- (Steih, 2011) Steih, Kristina: Nichtlineare Ausgleichsprobleme, 2011; https://www.uni-ulm.de/fileadmin/website_uni_ulm/mawi.inst.070/ws11_12/Numerik3/Skript/Kapitel1.pdf (29.11.2014)
- (Teider, 2003) Teider, Olga: Röntgenstrahlung, 2003; http://www.uni-ulm.de/fileadmin/website_uni_ulm/nawi.inst.251/Didactics/quantenchemie/html/RontgenF.html (28.09.2014)
- (von Laue, 1960) von Laue, Max: Röntgenstrahl-Interferenzen, 1960; Frankfurt am Main.
- (Weber, 2010) Weber, Günter: Untersuchung zur Anisotropie und linearen Polarisation radiativer Prozesse in energiereichen Ion-Atom-Stößen, 2010; Heidelberg.

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1: Schematische Intensitätsverteilung einer Röntgenröhre, nach (Schaaf, 2009).....	6
Abbildung 2: Feynmann-Diagramm einer Compton-Wechselwirkung, nach (Gaysin, 2008).....	11
Abbildung 3: Das XR 4.0 von PHYWE, nach (PHYWE, 2014 b).....	14
Abbildung 4: Ionisationskammer auf der optischen Bank.....	15
Abbildung 5: OSL-Detektoren.....	16
Abbildung 6: Medipix-Detektor von Jablotron, nach (Jablotron, 2014).....	16
Abbildung 7: Äußeres Ende des Kabelschachtes mit OSL-Detektoren in Richtung innen.....	19
Abbildung 8: Untersuchung der Strahlendurchlässigkeit der Verglasung an der Vorderseite. .	20
Abbildung 9: Messung der Strahlenintensität an der Lüftung der Röntgenröhre.....	20
Abbildung 10: Position des Medipix zur Messung der Strahlungsabschwächung an Silizium nach (Bornholdt, 2014).....	22
Abbildung 11: Kalibrationskurve der Röntgenfilme.....	23
Abbildung 12: Erfassung des Strahlungsfeldes mit einem EBT-Film und Sicherheitsüberprüfung mit OSLs an der Seitenfläche.....	24
Abbildung 13: Erfassung des Strahlungsfeldes mit OSL-Detektoren.....	24
Abbildung 14: KERMA beim Einschaltvorgang der Röntgenröhre für unterschiedliche Beschleunigungsspannungen.....	26
Abbildung 15: Zusammenhang zwischen Dosisleistung und Beschleunigungsspannungen für unterschiedliche Strahlstromstärken.....	28
Abbildung 16: Zusammenhang zwischen Dosisleistung und Strahlstromstärke für unterschiedliche Beschleunigungsspannungen.....	29
Abbildung 17: Zusammenhang von Dosisleistung und Ordnungszahl des Anodenmaterials. .	29
Abbildung 18: Strahlungsintensitäten in der Kabeldurchführung.....	32
Abbildung 19: Geometrie des inneren Endes des Kabelschachtes.....	33
Abbildung 20: Zusammenhang zwischen dem relativem Abstand und der Kermaleistung.....	34
Abbildung 21: Strahlungsabschwächung an Aluminium.....	35
Abbildung 22: Strahlungsabschwächung an Silizium.....	37
Abbildung 23: Energieabhängigkeit des linearen Schwächungskoeffizienten von Silizium und Germanium, nach (Weber, 2010).....	38

Abbildung 24: Histogramm freier Pixel des realen Experimentes.....	40
Abbildung 25: Symmetrie des Strahlungsfeldes bei einem relativen Abstand von 9 cm, 19 cm, 29 cm und 39 cm (v. l. n. r.), gemessen mit OSL-Detektoren.....	41
Abbildung 26: Energiequerschnitte der Medipix-Messung.....	42
Abbildung 27: Aufbau der Anode der Röntgenröhre nach (Basile, 2014).....	42
Abbildung 28: Querschnitt des Strahlungsfeldes mit einem Durchmesser von 7,2 cm, abgebildet mit einem EBT-Film.....	43
Abbildung 29: Querschnitt des Strahlungsfeldes, gemessen mit dem Medipix-Detektor.....	44
Abbildung 30: Röntgenbild einer Computermouse.....	44

Tabellenverzeichnis

Tabelle 1: Lineare Regression zur Ermittlung der Einschaltverzögerung t_0 (vgl. Abbildung 14)	26
Tabelle 2: Dosisleistungen außerhalb des Experimentierraumes auf der Oberfläche des Experimentiergerätes.....	31
Tabelle 3: Parameter der Regression zum Abstandsquadratgesetz unter Verwendung des Algorithmus von Levenberg-Marquardt (Steih, 2011).....	34
Tabelle 4: Regressionsparameter der Materialabschwächung in Aluminium.....	36

Selbstständigkeitserklärung

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und ohne fremde Hilfe verfasst und keine anderen als die im Literatur- und Quellenverzeichnis angegebenen Hilfsmittel verwendet habe. Insbesondere versichere ich, dass ich alle wörtlichen und sinngemäßen Übernahmen aus anderen Werken als solche kenntlich gemacht habe.

5

Ort, Datum: 22.12.2014, Dresden

Unterschrift: _____