

# Untersuchung von CdTe als Sensormaterial für die spektroskopische Röntgenbildgebung

Der Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg  
zur  
Erlangung des Doktorgrades Dr. rer. nat.

vorgelegt von  
Ewald Guni  
aus Großau/Rumänien

Als Dissertation genehmigt von der Naturwissenschaftlichen Fakultät der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung:	25.01.2012
Vorsitzender der Promotionskommission:	Prof. Dr. Rainer Fink
Erstberichterstatter:	Prof. Dr. Gisela Anton
Zweitberichterstatter:	Prof. Dr. Ullrich Pietsch

...für die Wege des Lebens und alle, die mir Freunde darauf waren,  
sind und sein werden!



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Wechselwirkung von ionisierender Strahlung mit Materie</b>	<b>5</b>
2.1	Photoeffekt . . . . .	6
2.2	Comptoneffekt . . . . .	7
2.3	Paarbildung . . . . .	7
2.4	Rayleigh-Streuung . . . . .	8
2.5	Der Absorptionskoeffizient . . . . .	8
2.6	Sekundärprozesse im absorbierenden Material . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Detektoren in der medizinischen Bildgebung</b>	<b>13</b>
3.1	Film-Folien-Systeme (FFS) . . . . .	13
3.2	Speicherplatten . . . . .	14
3.3	Bildverstärker . . . . .	16
3.4	Flat-Panel-Detektoren . . . . .	17
<b>4</b>	<b>Photonenzählende Detektoren</b>	<b>21</b>
4.1	Funktionsweise . . . . .	26
4.2	Signalentstehung im Halbleitersensormaterial . . . . .	26
4.2.1	Drift . . . . .	26
4.2.2	Diffusion . . . . .	27
4.2.3	Ladungssammlung im Halbleitersensormaterial . . . . .	29
4.3	Die Energieantwortfunktion eines pixelierten photonenzählenden Detektors	31
4.3.1	Physikalische Prozesse . . . . .	31
4.3.2	Rauschbeiträge . . . . .	33
4.4	Die Medipix Detektorfamilie . . . . .	35
<b>5</b>	<b>CdTe als Sensormaterial</b>	<b>39</b>
5.1	Materialeigenschaften . . . . .	40
5.2	Kompensation . . . . .	42
5.3	Elektrodenmaterial für CdTe-Detektoren . . . . .	44
5.4	Polarisation . . . . .	44
5.5	Besonderheiten bei CdTe-Detektoren . . . . .	46
5.5.1	Hole Tailing . . . . .	46

5.5.2	Charge Steering . . . . .	46
<b>6</b>	<b>Messungen</b>	<b>49</b>
6.1	Schwellenabtastung (THL-Scan) . . . . .	49
6.2	Messung mit Präparaten . . . . .	50
6.3	Messung mit Fluoreszenzstrahlung . . . . .	51
6.4	Maske . . . . .	53
6.5	Energiekalibrierung . . . . .	58
<b>7</b>	<b>Untersuchung eines CdTe Sensors in Bezug auf unterschiedliche Pixel- und Elektrodengrößen</b>	<b>59</b>
7.1	Sensor . . . . .	59
7.2	Anzahl der Ereignisse in der Photo-Peak-Region (AEP) . . . . .	64
7.3	Position des Photopeaks . . . . .	69
7.4	Energiekalibration . . . . .	72
7.5	Energieauflösung . . . . .	74
7.6	Schlussfolgerung . . . . .	77
<b>8</b>	<b>Simulationen</b>	<b>79</b>
8.1	ROSI . . . . .	79
8.2	Simulation der Antwortspektren . . . . .	82
8.3	Simulation der Antwortspektren ohne Elektronikrauschen . . . . .	82
8.4	Simulation der Antwortspektren mit Elektronikrauschen . . . . .	85
<b>9</b>	<b>Vergleich der Messungen mit den Simulationen</b>	<b>87</b>
<b>10</b>	<b>Materialrekonstruktion</b>	<b>93</b>
10.1	Theorie . . . . .	93
10.2	Simulationen . . . . .	94
10.2.1	Simulation der Antwortspektren . . . . .	95
10.2.2	Simulation eines Aufbaus zur Materialrekonstruktion . . . . .	96
10.3	Messungen . . . . .	98
	<b>Schlussfolgerungen</b>	<b>101</b>
	<b>Conclusions</b>	<b>105</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>107</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>109</b>

# 1 Einleitung

Trotz der in hohen Dosen nachgewiesenen schädigenden Wirkung für biologisches Gewebe, wird Röntgenstrahlung noch immer für die medizinische Bildgebung genutzt. Um die Dosis so gering wie möglich zu halten ist das Augenmerk daher auf einen möglichst effizienten Nachweis der Röntgenstrahlung bei bestmöglicher Ortsauflösung gerichtet. Bisher sind überwiegend Systeme im Einsatz, welche die von der Röntgenstrahlung innerhalb einer gewissen Zeit im Detektor deponierte Energie registrieren, und diese in ein Schwärzungssignal umsetzen. Der Nachweis erfolgt meist indirekt, d.h. die Röntgenstrahlung wird erst mittels eines Szintillators in sichtbares Licht umgewandelt und dieses dann als Signal nachgewiesen. Diese Detektorsysteme haben häufig Probleme mit dem Nachleuchten des Szintillators und dem Überspringen von Signalladungen in Nachbarpixel (engl: blooming). Zudem sind sie zum Teil hygroskopisch, und müssen daher gegen Luftfeuchtigkeit geschützt werden.

Für die Bildgebung besteht die maximale Information, die man über ein auf einen Detektor auftreffendes Röntgenphoton gewinnen kann, in Energie, Ort und Auftreffzeit des Röntgenphotons. Um dieses optimal nutzen zu können, werden in den letzten Jahren zunehmend Detektorsysteme mit photonenzählender Ausleseelektronik und direkt konvertierendem Sensor erforscht. Mit diesen ursprünglich für den Nachweis von geladenen Teilchen entwickelten Detektoren ist es möglich, Information über die Energie der einfallenden Photonen zu erhalten. Dieses Detektorkonzept ermöglicht es spektroskopische Röntgenbildgebung zu betreiben, was eine breite Palette neuer Anwendungen ermöglicht. Eine davon ist die sogenannte Materialrekonstruktion, die beispielsweise für den quantitativen Nachweis von Kontrastmitteln in der medizinischen Röntgenbildgebung genutzt werden kann.

Silizium, das übliche Sensormaterial für den Nachweis geladener Teilchen, ist aufgrund seiner niedrigen Kernladungszahl  $Z$  ( $Z=14$ ) und der damit verbundenen schwachen Absorption für Röntgenstrahlen für die meisten Anwendungen im medizinisch relevanten Energiebereich ungeeignet. Materialien mit hoher Kernladungszahl, wie z.B. Cadmium-Tellurid (CdTe), sind daher vielversprechende Kandidaten für den effektiven Nachweis der Strahlung. Da in den letzten Jahren große Fortschritte bezüglich der Qualität der Kristalle in Bezug auf Homogenität und Ladungstransporteigenschaften gemacht wurden, erscheint es attraktiv photonenzählende Detektoren mit CdTe-Sensor herzustellen. Die in dieser Arbeit verwendete Ausleseelektronik war ein Medipix2-MXR Chip, welcher im Rahmen einer internationalen Kollaboration am CERN entwickelt wurde. Die

Verbindung des CdTe-Sensors mit der Ausleseelektronik erfolgte am Freiburger Materialforschungszentrum (FMF).

Für die spektroskopische Nutzung solcher Detektorsysteme ist es nötig, genaue Kenntnis über die Energieantwort des Detektors zu haben. Diese hängt stark von der verwendeten Detektorstrukturierung, d.h. Pixelgröße, Pixelelektrodengröße und Sensordicke, ab. Um die Energieantwortfunktion zu untersuchen, werden Strahlungsquellen mit monoenergetischen Emissionslinien benötigt, welche beispielsweise aus radioaktiven Quellen stammen können. Da radioaktive Quellen nur begrenzt zur Verfügung stehen und monoenergetische Strahlungsquellen wie beispielsweise Synchrotronstrahlung mit hohem zeitlichen und finanziellen Aufwand verbunden sind, liefern Simulationen einen wichtigen Beitrag zur Ermittlung und zum genaueren Verständnis der Energieantwortfunktionen. Zudem werden diese in einem breiten Energieintervall für die Materialrekonstruktion benötigt. Das für diese Zwecke verwendete Simulationsprogramm war ROSI, welches an unserem Institut entwickelt wurde.

Ziel dieser Arbeit war es, einen tieferen Einblick in das Zustandekommen der Energieantwortfunktion photonenzählender Detektoren mit CdTe-Sensor zu erhalten. Dazu wurden die Energieantwortfunktionen auf verschiedene Röntgenenergien für mehrere Pixelgrößen und Pixelelektrodengrößen untersucht. Dies konnte genutzt werden, um eine geeignete Wahl der Detektorgeometrie (Pixelgröße, Elektrodengröße und Sensordicke) für die Materialrekonstruktion zu treffen. Auch wurden damit wichtige Erkenntnisse gewonnen, welche in die Simulation implementiert wurden. Dies ermöglichte eine realistische Simulation der Energieantwortspektren, was die Materialrekonstruktion ermöglicht.

Diese Arbeit ist wie folgt gegliedert:

In Kapitel zwei wird auf die grundlegende Wechselwirkung von ionisierender Strahlung mit Materie eingegangen.

Kapitel drei gibt einen Überblick über Detektorsysteme, welche in der medizinischen Bildgebung verwendet werden.

Das vierte Kapitel stellt das Konzept von photonenzählenden Detektoren vor. Zum einen wird genauer auf die Funktionsweise und die Signalentstehung im Sensormaterial eingegangen. Zum anderen werden Prozesse erklärt, welche zur Entstehung der Energieantwortfunktion eines pixelierten, photonenzählenden Detektors beitragen. Auch wird die Medipix-Detektorfamilie vorgestellt.

In Kapitel fünf wird detailliert auf CdTe als Sensormaterial eingegangen.

Messungen und Ergebnisse werden in Kapitel sechs und sieben vorgestellt. Hierbei konnten tiefere Einblicke in das Gesamtverhalten des CdTe-Sensors in Kombination mit der Auslese- und Verarbeitungselektronik (kurz: Auslesechip) gewonnen werden. Dies ermöglicht ein besseres Verständnis der auftretenden physikalischen Prozesse im Sensor-



material.

Kapitel acht beschreibt die verwendete Simulationssoftware.

Mit den aus Kapitel sieben gewonnenen Erkenntnissen und der in Kapitel acht beschriebenen Simulation, wurde es möglich realitätsnahe Simulationsergebnisse zu erhalten. Diese werden in Kapitel neun vorgestellt.

Schließlich kann in Kapitel zehn gezeigt werden, dass Materialrekonstruktion mit einem CdTe Detektor prinzipiell möglich ist.

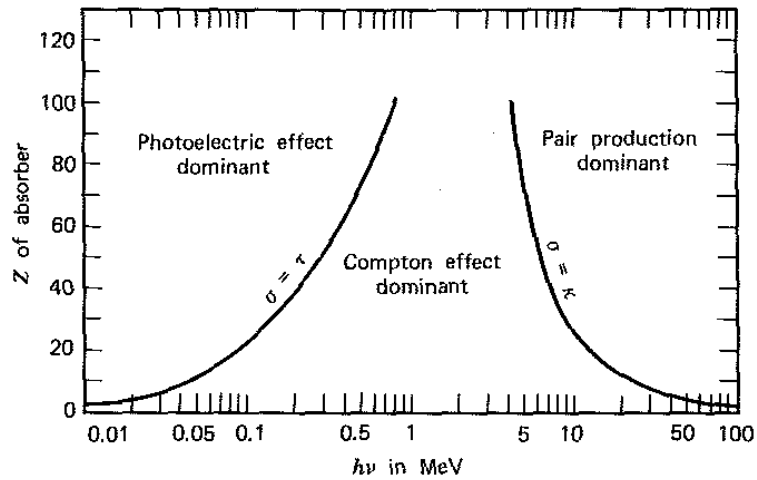


## 2 Wechselwirkung von ionisierender Strahlung mit Materie

### Inhaltsangabe

2.1	Photoeffekt . . . . .	6
2.2	Comptoneffekt . . . . .	7
2.3	Paarbildung . . . . .	7
2.4	Rayleigh-Streuung . . . . .	8
2.5	Der Absorptionskoeffizient . . . . .	8
2.6	Sekundärprozesse im absorbierenden Material . . . . .	10

Im folgenden Kapitel werden alle dominanten Prozesse beschrieben, die bei der Wechselwirkung von Röntgenstrahlen mit Materie auftreten. Für den Nachweis ionisierender Strahlung spielen im wesentlichen drei Prozesse eine Rolle: *Photoeffekt*, *Comptoneffekt* und *Paarbildung*. Diese Prozesse führen zur teilweisen oder kompletten Übertragung von Energie des einfallenden Photons auf ein gebundenes Elektron. Dabei hängt die Wahrscheinlichkeit mit der die Prozesse auftreten von der Kernladungszahl  $Z$  des Absorbermaterials und der Energie  $E_\gamma = h\nu$  der einfallenden Photonen ab. Abbildung 2.1 zeigt die dominierenden Beiträge der auftretenden Prozesse in Abhängigkeit von  $Z$  und  $E$ .



**Abbildung 2.1** Die relative Stärke der drei wichtigsten Wechselwirkungen von  $\gamma$ -Photonen mit Materie in Abhängigkeit von der Photonenenergie  $h\nu$  und der Kernladungszahl  $Z$  [Kno89].

## 2.1 Photoeffekt

Trifft ein Photon auf ein Hüllenelektron eines Atoms, so überträgt das Photon mit einer gewissen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit seine gesamte Energie auf dieses. Diesen Prozess bezeichnet man als Photoeffekt. Falls die Energie des einfallenden Photons größer ist als die Bindungsenergie des Elektrons, wird dieses herausgelöst, und nimmt die Energiedifferenz  $E_{\text{elektron}} = E_{\gamma} - E_{\text{bind}}$  als kinetische Energie mit. Dabei nimmt die Ionisationswahrscheinlichkeit mit den Schalen nach außen hin ab.

Wird nun ein Elektron von einer inneren Schale herausgelöst, so bewegt es sich als sogenanntes Photoelektron frei durch das Material. Der dadurch entstandene unbesetzte Zustand in der Elektronenhülle wird nun durch ein äußeres Hüllenelektron besetzt, wobei ein Fluoreszenzphoton abgestrahlt werden kann, dessen Energie genau der Differenz der Schalenenergien entspricht.

Eine weitere Möglichkeit besteht darin die freiwerdende Energie auf ein Elektron der äußeren Schalen zu übertragen. Dieser Vorgang erfolgt strahlungslos und wird Auger-Effekt genannt. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozess nimmt mit wachsender Ordnungszahl  $Z$  ab. Der Photoeffekt führt dazu, dass Photonen der Energie  $E_{\gamma}$  ein Material der Dicke  $x$  mit einer Wahrscheinlichkeit

$$P = e^{-\tau x} \quad (2.1)$$

durchqueren.  $\tau$  bezeichnet dabei den Photoabsorptionskoeffizienten. [Kno89] gibt folgende Näherung für den Photoabsorptionskoeffizienten an:

$$\tau \propto \frac{Z^n}{E_\gamma^{3.5}}. \quad (2.2)$$

Hierbei ist  $Z$  die Kernladungszahl des Materials und die Potenz  $n$  liegt im medizinisch relevanten Bereich (10 keV - 120 keV) zwischen 4 und 5.

## 2.2 Comptoneffekt

Die Comptonstreuung beschreibt den inelastischen Streuprozess zwischen einem einfallenden Photon und einem Elektron. Dabei überträgt das Photon einen Teil seiner Energie  $E_\gamma$  auf das Elektron und bewegt sich mit geänderter Richtung (unter dem Winkel  $\Theta$ ) und geringerer Energie  $E'_\gamma$  weiter. Das Elektron erhält dabei die Energiedifferenz und bewegt sich unter dem Winkel  $\Phi$  relativ zum Photonenimpuls weg vom Atom. Die Energie  $E'$  des gestreuten Photons, welches um den Winkel  $\Theta$  abgelenkt wird, beträgt nach [Kno89]:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} (1 - \cos \Theta)}. \quad (2.3)$$

wobei  $m_0 c^2$  die Ruhemasse des Elektrons ist (511 keV).

Der Wechselwirkungsquerschnitt für Comptonstreuung ist proportional zur Kernladungszahl  $Z$  ([Kno89]). Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit für Comptonstreuung nimmt im Gegensatz zum Photoeffekt weniger stark mit der Energie ab. Deshalb ist die Comptonstreuung, je nach Material, ab einer bestimmten Energie der dominierende Prozess.

## 2.3 Paarbildung

Überschreitet die Energie eines Photons die Energie der doppelten Ruhemasse eines Elektrons (1,02 MeV) wird Paarbildung möglich. Die Wahrscheinlichkeit hierfür bleibt aber gering, bis das Photon einige MeV an Energie erreicht hat. Das Photon zerfällt dabei im Coulombfeld des Atoms in ein Elektron und ein Positron. Das erzeugte Positron wird unmittelbar nach seiner Erzeugung wieder mit einem Elektron unter Aussendung von zwei 511 keV Photonen annihilieren, welche das Absorbermaterial in entgegengesetzte Richtung verlassen. Die Wahrscheinlichkeit für Paarbildung ist in etwa proportional zu  $Z^2$ .

## 2.4 Rayleigh-Streuung

Die Rayleigh-Streuung beschreibt den kohärenten elastischen Stoß eines Röntgenphotons mit einem Atom. Hierbei ändert das Photon lediglich seine Richtung praktisch ohne Änderung der Energie.

## 2.5 Der Absorptionskoeffizient

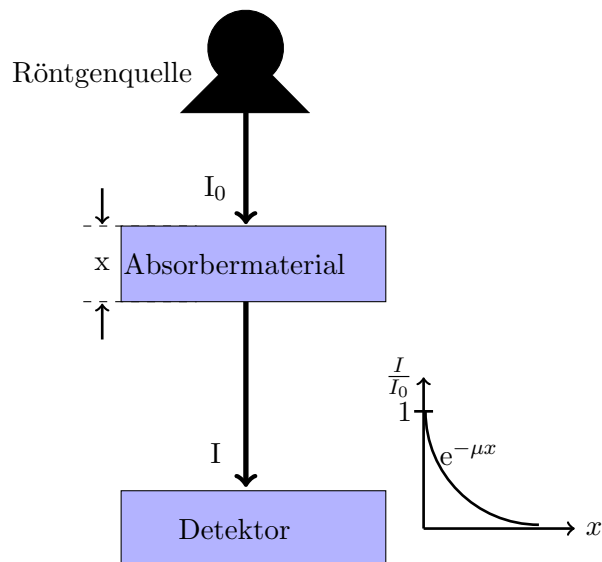
Jede der beschriebenen Wechselwirkungen von Photonen mit Materie trägt dazu bei, dass ein Photonenstrahl in Ausbreitungsrichtung entweder durch Absorption oder Streuung abgeschwächt wird. Der lineare Absorptionskoeffizient

$$\mu = \tau(\text{Photoeffekt}) + \sigma(\text{Comptoneffekt}) + \kappa(\text{Paarbildung}) + \alpha(\text{Rayleigh}) \quad (2.4)$$

berücksichtigt diese Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten.

Die Anzahl von Photonen  $I$  hinter einem Material der Dicke  $x$  (siehe Abb. 2.2) ist dann gegeben durch:

$$I = I_0 e^{-\mu x}. \quad (2.5)$$



**Abbildung 2.2** Exponentielle Absorptionskurve für Photonen beim Durchstrahlen eines Materials der Dicke  $d$  und dem Absorptionskoeffizient  $\mu$ .

Eine Größe, die die Reichweite von Photonen im Material charakterisiert, ist die mittlere freie Weglänge  $\lambda$ :

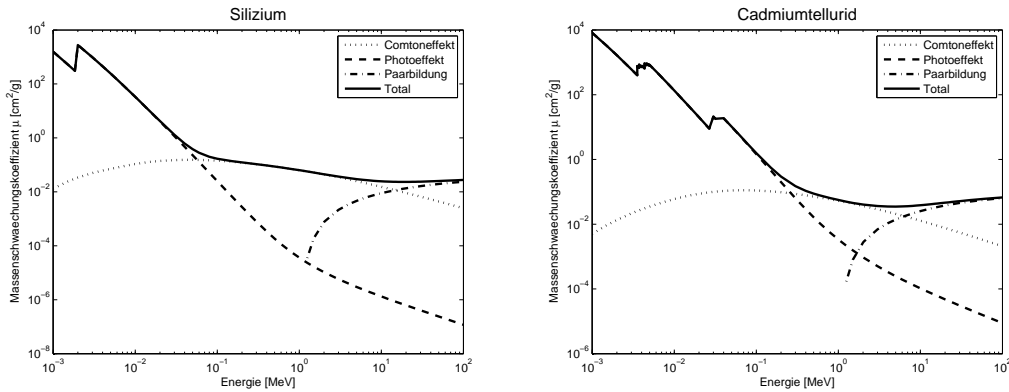
$$\lambda = \frac{\int_0^{\infty} x e^{-\mu x} dx}{\int_0^{\infty} e^{-\mu x} dx} = \frac{1}{\mu}. \quad (2.6)$$

Nach dem Durchlaufen dieser Strecke ist die ursprüngliche Intensität also auf den Faktor  $1/e$  abgefallen.

Um die Tatsache zu berücksichtigen, dass sich verschiedene Materialien auch in ihrer Dichte unterscheiden, wird häufiger zur besseren Vergleichbarkeit der Massenschwächungskoeffizient  $\mu'$  verwendet. Sein Wert ist gegeben durch

$$\mu' = \frac{\mu}{\rho}. \quad (2.7)$$

wobei  $\rho$  die Dichte des Materials ist. Abbildung 2.3 zeigt die Massenschwächungskoeffizienten (Compton, Photoeffekt und Totaler) für CdTe und Si. Hieraus wird ersichtlich, dass bei Silizium bereits ab einer Energie von ca. 60 keV der Comptoneffekt der dominante Effekt ist. Bei CdTe hingegen tritt dies erst bei ca. 250 keV ein.



**Abbildung 2.3** Links: Massenschwächungskoeffizienten für CdTe. ; Rechts: Massenschwächungskoeffizienten für Si.

Berücksichtigt man weiterhin, dass ein Objekt aus unterschiedlichen Materialien zusammen gesetzt sein kann, kann man Gleichung 2.5 umschreiben zu:

$$I(E, x) = I_0 e^{-\sum_i \mu'_i(E) \rho_i x}. \quad (2.8)$$

Das Produkt  $\rho_i x$  wird oft als Massenbelag eines Materials bezeichnet und bestimmt mit dem Massenschwächungskoeffizienten  $\mu'$  die Stärke der Absorption.

## 2.6 Sekundärprozesse im absorbierenden Material

Wird ein Röntgenquant durch die oben beschriebenen Prozesse im Sensormaterial absorbiert, so entsteht ein Elektron, welches seine Energie über Sekundärprozesse an Atome im Kristallgitter übertragen kann. Dabei werden schwach gebundene Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband des Halbleiters angehoben. Im Valenzband bleibt eine bewegliche, positiv geladene Leerstelle (Loch) zurück. Man spricht bei diesem Prozess von der Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares. Da ein Teil der Energie eines durch Röntgenstrahlung erzeugten Elektrons auch für die Anregung von Kristallschwingungen (Phononen) benötigt wird, liegt die mittlere Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch Paares über der Energie der Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband. Die Anzahl der erzeugten Elektron-Loch Paare  $N$  kann berechnet werden zu:

$$N = \frac{E}{E_i}. \quad (2.9)$$

Dabei ist  $E$  die absorbierte Energie,  $E_i$  die zur Erzeugung eines Elektron-Loch Paares benötigte mittlere Energie.

Der kontinuierliche Energieverlust der Elektronen durch Ionisation kann mit Hilfe der Bethe-Bloch Formel [Kno89]

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ionisation} = \frac{2\pi e^4 N Z}{m_0 v^2} \left[ \ln \frac{m_0 v^2}{2I^2(1-\beta^2)} - (\ln 2) \left( 2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2 \right) + (1-\beta^2) + \frac{1}{8} \left( 1 - \sqrt{1-\beta^2} \right)^2 \right], \quad (2.10)$$

beschrieben werden. Hierbei sind  $N$  die Anzahldichte der Atome,  $v$  die Geschwindigkeit der Elektronen,  $m_0$  die Ruhemasse der Elektronen,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit,  $\beta = v/c$  und  $I$  ein materialabhängiger Parameter, der das Ionisationspotential darstellt.

Neben Energieverlust durch Ionisation kann das Elektron auch Energie durch Strahlung verlieren. Dieser Beitrag zum kontinuierlichen Energieverlust lässt sich laut [Kno89] beschreiben durch:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{radiativ} = \frac{NEZ(Z+1)e^4}{137m_0^2c^4} \left( 4\ln \frac{2E}{m_0c^2} - \frac{4}{3} \right). \quad (2.11)$$

Der gesamte Energieverlust lässt sich also schreiben als:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{gesamt} = -\frac{dE_{kin}}{dx} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{radiativ} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ionisation}. \quad (2.12)$$

[Kno89] gibt das Verhältnis beider Energieverlustarten an zu:

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{radiativ}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ionisation}} \approx \frac{E[MeV]Z}{700} \quad (2.13)$$



Für in der medizinischen Diagnostik typische Energien wie z.B. 100 keV und Silizium als Sensormaterial liegt dieses Verhältnis beispielsweise bei 0,002. Daraus schließt man, dass der Beitrag des Energieverlustes durch Strahlung im Bereich der medizinischen Diagnostik vernachlässigbar ist.



## 3 Detektoren in der medizinischen Bildgebung

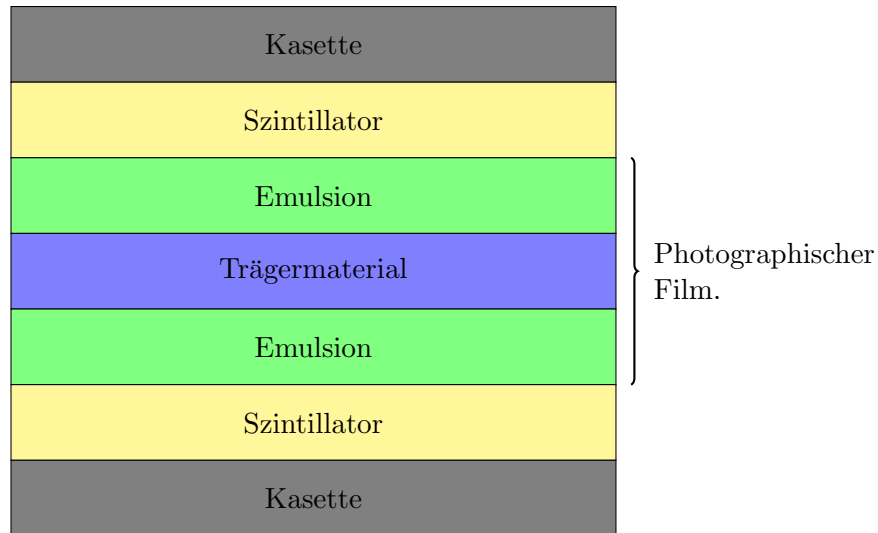
### Inhaltsangabe

3.1	Film-Folien-Systeme (FFS) . . . . .	13
3.2	Speicherplatten . . . . .	14
3.3	Bildverstärker . . . . .	16
3.4	Flat-Panel-Detektoren . . . . .	17

### 3.1 Film-Folien-Systeme (FFS)

Der erste Nachweis von Röntgenstrahlung durch W. C. Röntgen geschah mittels eines photographischen Filmes. Obwohl dieser zunehmend durch digitale Systeme ersetzt wird, ist er noch weit verbreitet. Der Grund dafür sind die günstigen Herstellungskosten, die Flexibilität, die Größe und die gute Auflösung (einige Mikrometer). Ein großer Nachteil des photographischen Filmes ist seine geringe Quanteneffizienz (1-2%). Um die Absorptionswahrscheinlichkeit für Röntgenstrahlung zu erhöhen, wird oft noch ein Szintillator zwischengeschaltet, welcher zunächst die Röntgenstrahlung in sichtbares Licht umwandelt. Dieses kann nun mit dem Film effektiver nachgewiesen werden. Eine schematische Zeichnung zeigt Abbildung 3.1.

Ein weiterer Nachteil ist auch der geringe dynamische Bereich, d.h. trifft zu wenig Röntgenstrahlung auf den Film, wird der photographische Film gar nicht geschwärzt, trifft zu viel Röntgenstrahlung auf den Film, wird dieser komplett geschwärzt. Für beide Fälle sind auf der Aufnahme keine Details mehr erkennbar. Zudem sind mit Film-Folien-Systemen keine Echtzeitaufnahmen möglich.

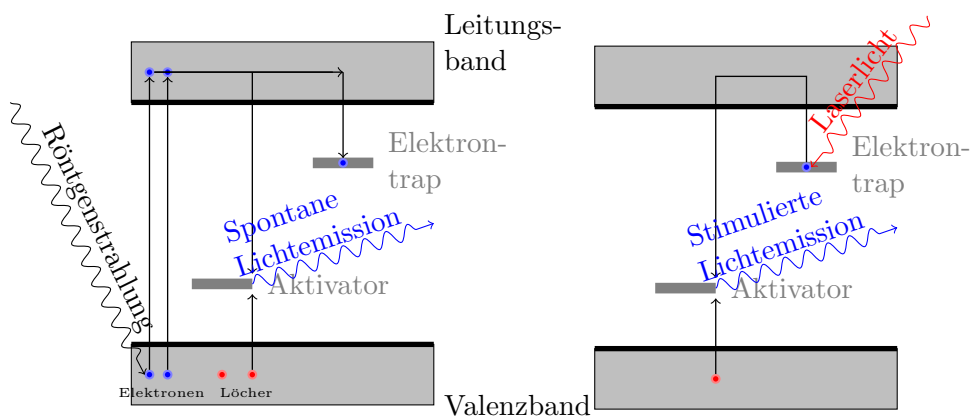


**Abbildung 3.1** Schematischer Aufbau eines Film-Folien-Systems

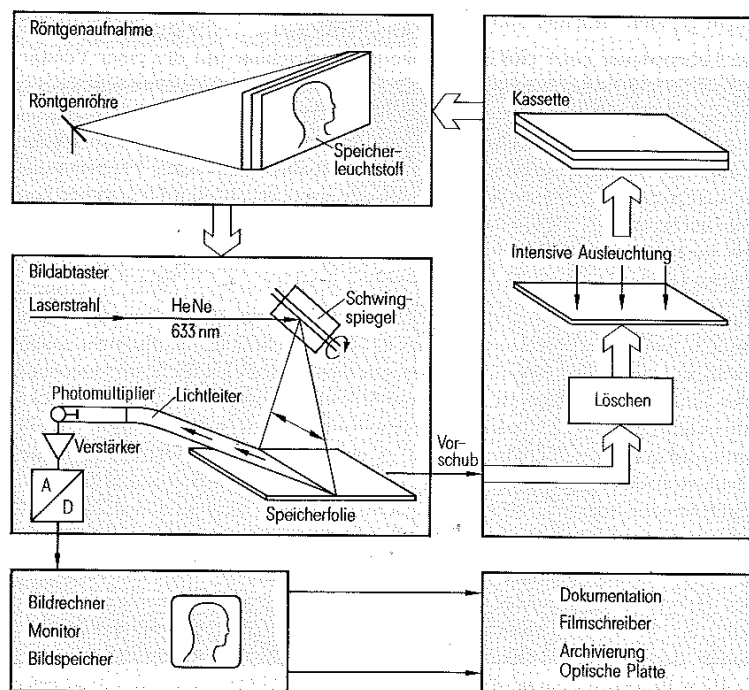
## 3.2 Speicherplatten

Speicherfolien sind spezielle Leuchtstoffe, die in der Lage sind, latente Bilder über einen längeren Zeitraum zu speichern. Die Speicherung der Bildinformation geschieht über die Füllung von Elektronentraps (siehe Abb. 3.2). Diese Trappingstellen werden durch Dotierstoffe in die Bandlücke eingebracht. Als geeignetes Material für Speicherplatten ist  $\text{BaFBr:Eu}^{2+}$  zu nennen. Trifft Röntgenstrahlung auf eine Speicherfolie, werden Elektronen ins Leitungsband gehoben, welche dann entweder spontan rekombinieren (die Wahrscheinlichkeit hierfür ist gering), oder in diesen Haftstellen gespeichert werden können. Die so getrappten Elektronen bleiben solange in ihrem metastabilen Zustand gefangen, bis sie durch die Anregung durch das rote Licht eines Lasers wieder ins Leitungsband angehoben werden. Anschließend rekombinieren sie an den Aktivatoratomen (in diesem Falle  $\text{Eu}^{2+}$ ) mit den Löchern unter Aussendung von (blauem) Licht, welches mittels eines Photomultipliers registriert wird. Die Verteilung der Intensitäten dieses Lichts ergibt ein zweidimensionales digitales Bild. Damit alle Elektronen aus ihren Traps befreit werden und die Speicherplatte somit wieder einsatzfähig wird, wird sie Tageslicht ausgesetzt. Abb. 3.3 zeigt schematisch den Ablauf einer Aufnahme mit einer Speicherfolie.

Der Vorteil von Speicherplatten liegt in ihrem hohen dynamischen Bereich, welcher vier bis fünf Zehnerpotenzen (d.h. Intensitäten im Bereich 0 bis  $10^{4-5}$  können unterschieden werden) beträgt (Film-Folien-Systemen zwei Zehnerpotenzen), der schnellen Auslesezeit und der digitalen Bildaufnahme. Als Nachteil sind die hohen Kosten im Gegensatz zu Film-Folien-Systemen zu nennen. Außerdem sind mit ihnen keine Bildaufnahmen in Echtzeit möglich.



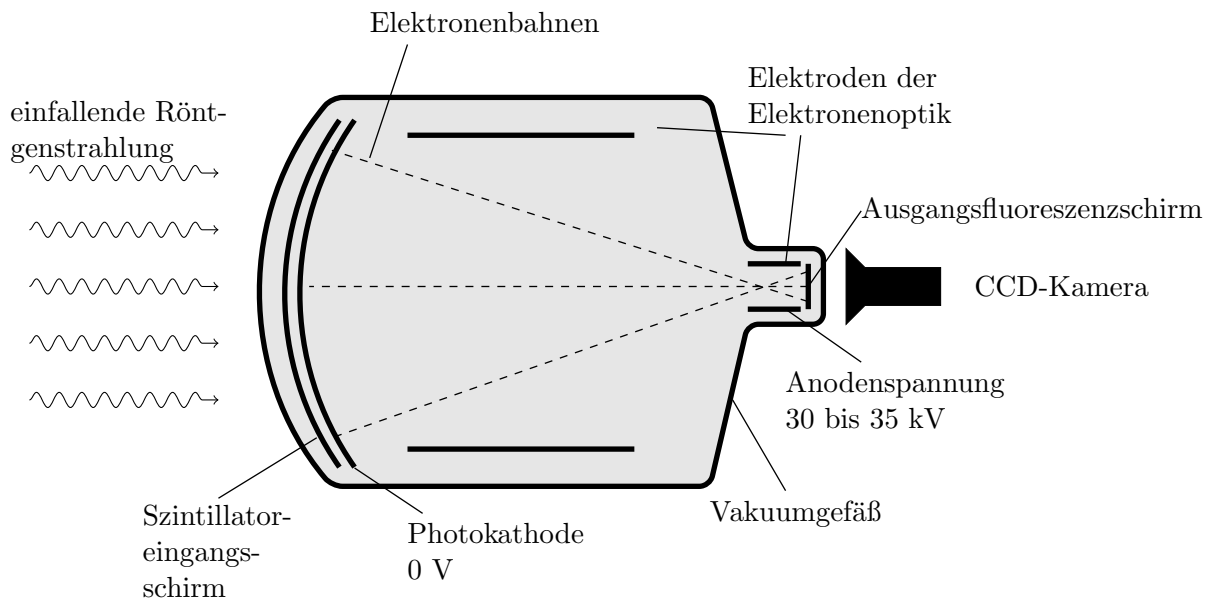
**Abbildung 3.2** Das Prinzip von Speicherplatten. Links: Röntgenabsorption bzw. Speicherung der Bildinformation. Rechts: optische Auslese.



**Abbildung 3.3** Schematischer Ablauf einer Röntgenaufnahme mit einer Speicherfolie [Mor95].

### 3.3 Bildverstärker

Bei Bildverstärkern handelt es sich um Systeme, welche Röntgenstrahlung in sichtbares Licht mit hoher Intensität umwandeln. Die Röntgenstrahlung gelangt durch ein ca. 1,2 mm dickes Eintrittsfenster aus Aluminium in das Innere des Bildverstärkers. Die Eintrittsfenster haben in der Regel einen Durchmesser zwischen 17 cm und 40 cm. Hinter dem Fenster trifft die Röntgenstrahlung auf einen mit einem Szintillator bedampften Schirm. Als Szintillatormaterial wird häufig mit Natrium dotiertes Cäsiumiodid verwendet ( $\text{CsI:Na}$ ). Die Vorteile dieses Materials liegen in seiner hohen Absorptionsfähigkeit für Röntgenstrahlung (hohes  $Z$ ), aber auch in der Eigenschaft dieses Material beim Aufdampfen dünne Nadeln zu bilden, welche durch Totalreflexion an den Nadelgrenzen eine laterale Lichtausbreitung verringern und somit eine gute räumliche Auflösung ermöglichen. Dieses Licht trifft nun auf eine Photokathode ( $\text{SbCs}_3$ ), wo es Elektronen auslöst. Das aus dem Szintillator stammende Licht und die spektrale Empfindlichkeit der Photokathode müssen dabei gut aufeinander abgestimmt sein. Die aus der Photokathode ausgetretenen Elektronen werden jetzt in einem elektrischen Feld von ca. 30-35 kV in Richtung der Anode beschleunigt. Eine Elektronenoptik fokussiert die Elektronen auf einen relativ kleinen Ausgangsfluoreszenzschirm, wo die Elektronen wieder in sichtbares Licht umgewandelt werden. Das von dem Röntgenphoton stammende Photoelektron produziert im Szintillator ca. 3000 Lichtquanten, welche an der Photokathode ca. 300 Elektronen erzeugen. Jedes dieser Elektronen wird dann nach dem Durchlaufen der Elektronenoptik wieder in ca. 1000 Photonen umgewandelt [Opp05]. Insgesamt ergibt sich dadurch eine Erhöhung der Intensität um den Faktor 100. Das von dem Ausgangsschirm emittierte Licht wird von einer CCD-Kamera erfasst und in ein digitales Bild umgewandelt. Abbildung 3.4 zeigt einen schematischen Querschnitt eines Röntgenbildverstärkers. Röntgenbildverstärker werden hauptsächlich in der Fluoroskopie, bei der Angiographie, der Gefäßbildgebung und dem Implantieren von Herzschrittmachern und Herzkathetern eingesetzt. Ihr Hauptvorteil liegt darin, dass mit ihnen Bilder in Echtzeit möglich sind. Hier werden sie aber aufgrund ihrer unhandlichen räumlichen Ausdehnung zunehmend von Flat-Panel-Detektoren ersetzt.



**Abbildung 3.4** Schematischer Querschnitt eines Röntgenbildverstärkers.

### 3.4 Flat-Panel-Detektoren

Flat-Panel-Detektoren gehören mittlerweile zu den am weitesten verbreiteten Detektoren in der medizinischen Bildgebung. Durch ihre Nachweiseffizienz, Handlichkeit, hohen dynamischen Bereich und der Möglichkeit die aufgenommenen Bilder digital zu speichern und zu bearbeiten, ersetzen sie zunehmend FFS und Bildverstärker.

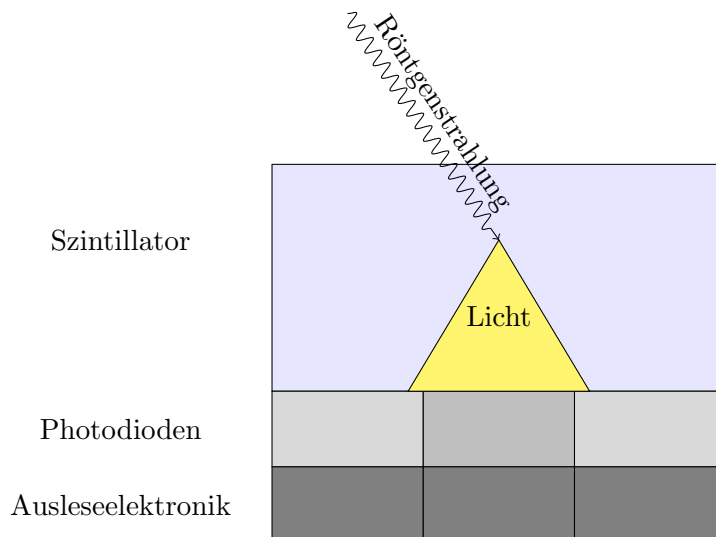
Durch Fortschritte auf dem Gebiet der Halbleiter wurde es möglich mit Hilfe von mit Wasserstoff dotiertem amorphem Silizium (a-Si:H) TFT's (Thin Film Transistors) und Photodioden zu entwickeln, welche die Basis der einzelnen Pixel bilden. Damit lassen sich Detektorflächen von ca.  $40 \times 40 \text{ cm}^2$  erreichen. Ein weiterer Vorteil ist die Strahlungshärte von amorphem Silizium.

Dabei gibt es zwei Möglichkeiten die Röntgenstrahlung in ein elektrisches Signal umzuwandeln. Bei der ersten Möglichkeit (indirekt) wird die Röntgenstrahlung zuerst mittels eines Szintillators in sichtbares Licht umgewandelt, welches dann ein elektrisches Signal erzeugt. Bei der zweiten Möglichkeit wird die Röntgenstrahlung direkt in ein elektrisches Signal umgewandelt.

- **Indirekt konvertierende Flat-Panel-Detektoren**

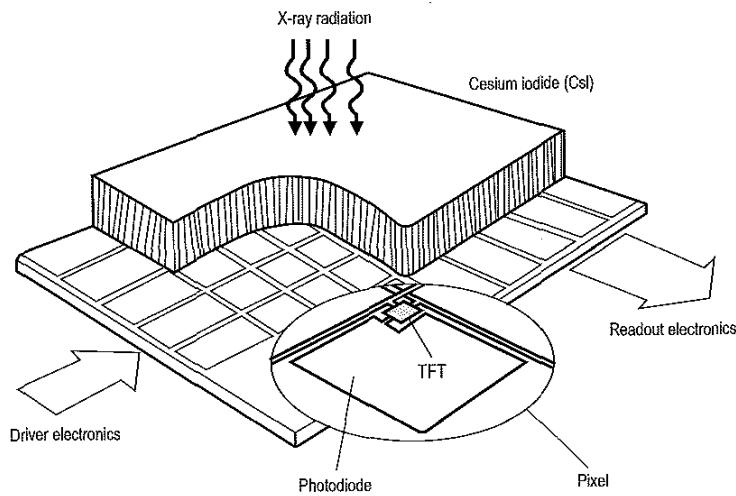
Am weitesten verbreitet sind Flat-Panel-Detektoren mit indirekter Konversion. Wird im Szintillatormaterial ein Röntgenphoton absorbiert, so entsteht ein ener-

giereiches Photoelektron. Dieses Photoelektron ionisiert auf seinem Weg durch das Material Gitteratome und es entstehen Elektron-Loch-Paare. Kurz nach deren Erzeugung rekombinieren diese wieder und senden dabei Licht im sichtbaren Bereich aus. Die Anzahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare ist vom Material abhängig. Dieses Licht wird dann von Photodioden registriert, welche ein zur Energie proportionales Signal erzeugen. Abbildung 3.5 stellt schematisch die indirekte Konversion dar. Die Wellenlänge des erzeugten Lichts und die Empfindlichkeit der Photodioden müssen dabei aufeinander abgestimmt sein. Als Szintillatormaterial kommt oft Gadoliniumoxysulfid ( $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}$ ) oder mit Thallium dotiertes Cäsiumiodid ( $\text{CsI:Tl}$ ) zum Einsatz. Aufgrund seines Nadelwachstums, welches eine allzu starke Ausbreitung des Lichtes in lateraler Richtung verhindert und somit ein besseres Auflösungsvermögen ermöglicht, wird  $\text{CsI:Tl}$  bevorzugt. Weitere Faktoren, die bei der Wahl des Szintillatormaterials eine wichtige Rolle spielen, sind die atomare Masse, welche die Absorptionswahrscheinlichkeit bestimmt, und die Herstellungskosten. Abbildung 3.6 zeigt den schematischen Aufbau eines indirekt konvertierenden Flat-Panel-Detektors.



**Abbildung 3.5** Schematische Darstellung der indirekten Konversion. Die laterale Ausbreitung des Lichtkegels wird durch den Winkel der Totalreflexion am Übergang zwischen Szintillator und Photodioden begrenzt.





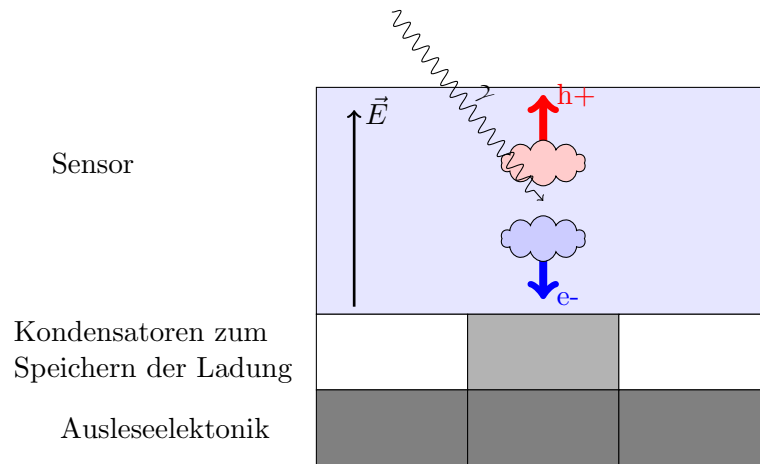
**Abbildung 3.6** Schematischer Aufbau eines indirekt convertierenden Flat-Panel-Detektors [Opp05].

#### • Direkt konvertierende Flat-Panel-Detektoren

Bei dem direkten Nachweis wird die Röntgenstrahlung direkt in ein elektrisches Signal umgewandelt. Wird im Sensormaterial ein Röntgenphoton absorbiert, erzeugt dieses ein energiereiches Photoelektron. Dieses Photoelektron erzeugt auf seinem Weg durch das Sensormaterial Elektron-Loch-Paare. Eine über der Sensorschicht angelegte Spannung sorgt dafür, dass die erzeugten Elektron-Loch-Paare nicht wieder rekombinieren, sondern dass Elektronen und Löcher getrennt zu den jeweiligen Elektroden bewegt werden. Dabei erzeugen sie in der Elektronik ein Signal, welches proportional zu der Energie der absorbierten Röntgenstrahlung ist. Abbildung 3.7 zeigt schematisch den Prozess der direkten Konversion.

Bei der Wahl des geeigneten Sensormaterials spielen die Absortionsfähigkeit (hohe Kernladungszahl  $Z$ ), die Anzahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare pro Röntgenquant und Transporteigenschaften von Elektronen und Löchern im Material eine große Rolle. Gegenstand aktueller Forschung sind deswegen Halbleiter mit hoher Kernladungszahl  $Z$  (CdTe, CdZnTe, GaAs, HgI, TlBr). Das bis jetzt am besten verstandene und deswegen auch am weitesten verbreitete Sensormaterial auf diesem Gebiet ist jedoch amorphes Selen ( $a\text{-Se}$ )( $Z=34$ ). Dieses kann großflächig auf eine  $a\text{-Si}$  Matrix abgeschieden werden. Am meisten verbreitet sind diese Detektoren auf dem Gebiet der Mammographie. Hierbei liegt die Dicke der Sensorschicht bei ca.  $200\text{ }\mu\text{m}$  [TDLM07]. In Bereichen, in denen höhere Energien verwendet werden, liegt die Dicke bei ca. 1 mm. Um einen genügend schnellen Transport der

Ladungsträger vom Sensor zu den jeweiligen Elektroden zu gewährleisten, werden elektrische Feldstärken im Sensor von ca. 10 kV/mm benötigt. Diese hohen Feldstärken erfordern besondere Vorsicht bei der Konzipierung solcher Detektoren.



**Abbildung 3.7** Schematische Darstellung der direkten Konversion.

## 4 Photonenzählende Detektoren

### Inhaltsangabe

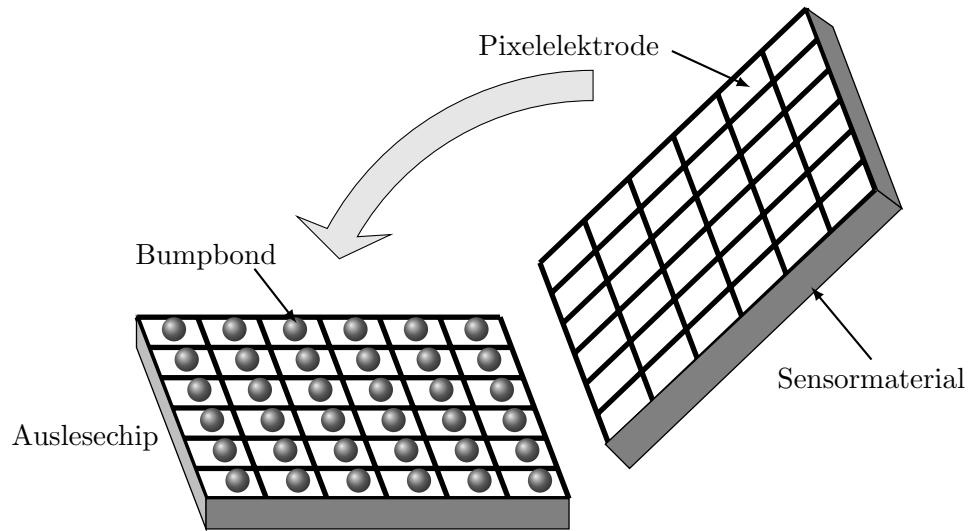
---

<b>4.1 Funktionsweise</b>	<b>26</b>
<b>4.2 Signalentstehung im Halbleitersensormaterial</b>	<b>26</b>
4.2.1 Drift	26
4.2.2 Diffusion	27
4.2.3 Ladungssammlung im Halbleitersensormaterial	29
<b>4.3 Die Energieantwortfunktion eines pixelierten photonenzählenden Detektors</b>	<b>31</b>
4.3.1 Physikalische Prozesse	31
4.3.2 Rauschbeiträge	33
<b>4.4 Die Medipix Detektorfamilie</b>	<b>35</b>

---

Photonenzählende Detektoren konvertieren die Röntgenstrahlung direkt. Im Gegensatz zu integrierenden Systemen, welche die Energie vieler Röntgenphotonen registrieren, liefern diese zusätzliche Informationen über Anzahl und Energie der im Sensor absorbierten Photonen. Bei der Herstellung wird ein geeignetes Halbleitermaterial mit hoher Röntgenabsorptionswahrscheinlichkeit nach einer aufwendigen Prozessierung elektrisch mittels kleiner Lötperlen (engl.: Bump Bonds) mit einem Auslesechip (ASIC, Application Specific Integrated Circuit) verbunden, welcher das Signal aus dem Sensor registriert und weiterverarbeitet (siehe Abb. 4.1 und Abb. 4.2). Da Sensor und Ausleseelektronik getrennte Komponenten sind, spricht man hier von einem hybriden Aufbau. An das Halbleitermaterial werden hohe Anforderungen gestellt. Es sollte folgende Eigenschaften besitzen:

- eine hohe Ordnungszahl  $Z$  für eine hohe Absorption der Röntgenstrahlung,
- eine hohe Ladungsträgermobilität  $\mu$  und eine hohe Lebensdauer der Ladungsträger  $\tau$  für eine gute Ladungssammlung,
- hohe mechanische und chemische Stabilität,
- geringe Kosten und gute Verfügbarkeit.



**Abbildung 4.1** Schematischer Aufbau eines hybriden Röntgendetektors.

Bandabstandenergien und entsprechende Elektron-Loch-Paarbildungsenergien, sowie andere wichtige Materialparameter der gebräuchlichsten Sensormaterialien können aus Tabelle 4.1 entnommen werden. Silizium, ein gut erforschtes und bewährtes Sensormaterial, kommt für medizinische Anwendungen wegen seiner geringen Ordnungszahl ( $Z=14$ ) und damit verbundenen schlechten Absorptionfähigkeit im für medizinische Anwendungen relevanten Röntgenenergiebereich (30 keV - 150 keV) nicht in Frage.

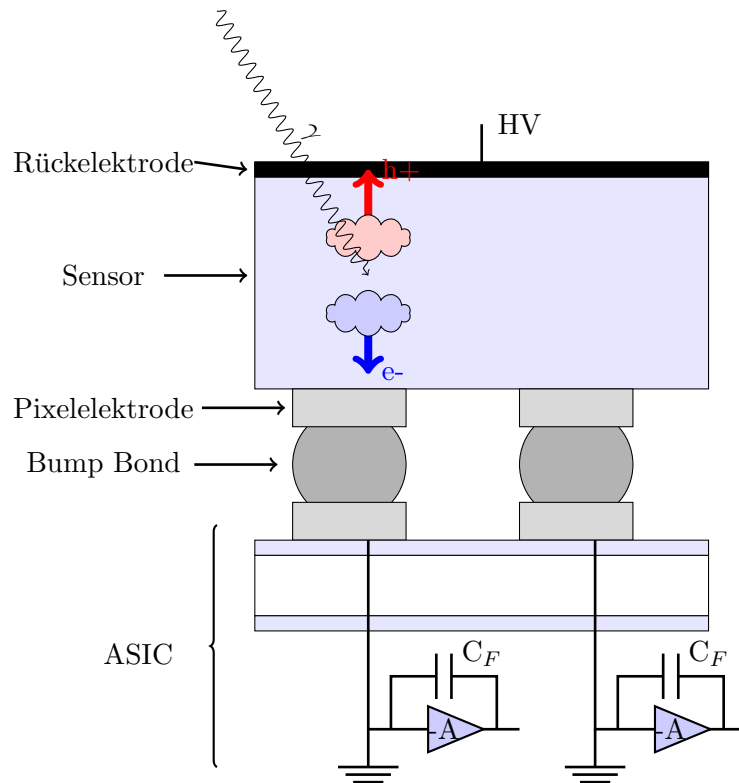
Durch verbesserte Herstellungsprozesse in den letzten Jahren, welche eine hohe Reinheit und Homogenität der Materialien gewährleisten, hat sich herausgestellt, dass CdTe ( $Z_{eff}=50$ ) ein vielversprechendes Sensormaterial ist. Die hohe Ordnungszahl sorgt für eine effiziente Absorption der Röntgenstrahlung im medizinisch relevanten Bereich. Physikalisch gibt es bei diesem Material in Verbindung mit einem pixelierten Detektor jedoch noch viel zu verstehen (siehe Kapitel 5).

Der Detektor, der in dieser Arbeit untersucht wird, ist der Medipix Detektor. Er wurde in den 90er Jahren am CERN in Genf im Rahmen einer internationalen Kollaboration entwickelt. Eine genauere Beschreibung des Detektors folgt in Kapitel 4.4.

Neben der Medipixkollaboration gibt es noch weitere Gruppen, die an der Erforschung photonenzählender Detektorkonzepte arbeiten. Im Folgenden seien einige von ihnen genannt:

- **XPAD**

Der am European Synchrotron Radiation Facility (ESRF) in Grenoble entwickelte Detektor befindet sich mittlerweile in der dritten Generation. Der XPAD3-S [PBB<sup>+</sup>08], welcher in  $0.25\ \mu\text{m}$  CMOS Technologie entworfen wurde, besitzt 9600



**Abbildung 4.2** Schematische Darstellung des Querschnittes eines photonenzählenden Detektors.

Pixel mit einer Pixelkantenlänge von  $130\,\mu\text{m}$ . Diese sind in 80 Reihen mit jeweils 120 Elementen angeordnet, was eine Fläche von  $10.4 \times 15.6\,\text{mm}^2$  ergibt. Durch das Kacheln von mehreren XPAD3-S Detektoren entsteht der XPIX Detektor mit einer Fläche von  $8\,\text{cm} \times 12\,\text{cm}$ . Als Sensormaterial kann Si, GaAs und CdTe verwendet werden. In Tabelle 4.2 finden sich noch weitere Parameter dieses Detektors.

- **PILATUS**

PILATUS [BEH<sup>+</sup>06] ist ein hybrider Pixeldetektor mit Silizium als Sensormaterial, der am Paul-Scherer-Institut (PSI) in der Schweiz entwickelt wurde. Auch dieser wurde nach der  $0.25\,\mu\text{m}$  CMOS Technologie entwickelt. Die Pixelgröße beträgt  $172 \times 172\,\mu\text{m}^2$ . Bei  $487 \times 195$  Pixeln gibt das eine Gesamtfläche von  $84 \times 34\,\text{mm}^2$ . Ein großer Vorteil dieses Detektors ist die durch Kacheln erreichte große Fläche (bis zu  $40 \times 40\,\text{cm}^2$ ). Nachteil ist, dass der Detektor nur auf Löchersammlung optimiert ist, was die Verwendung von hoch-Z Materialien wie CdTe ausschließt. Der Detektor wird mittlerweile von der Firma DECTRIS vertrieben.

**Tabelle 4.1** Übersicht über heute gebräuchliche Halbleiter [Spi05]

Halbleiter	Si	GaAs	CdTe	Cd <sub>0.9</sub> Zn <sub>0.1</sub> Te	HgI <sub>2</sub>
eff. Z	14	31.5	50	49.1	62
$\rho$ [g/cm <sup>3</sup> ]	2.33	5.32	5.85	5.78	6.4
$E_g$ [eV] bei 300 K	1.12	1.43	1.44	1.57	2.15
$E_i$ [eV]	3.6	4.2	4.43	4.64	4.2
$\mu_e$ [cm <sup>2</sup> /Vs]	1350	8000	1100	1000	100
$\mu_h$ [cm <sup>2</sup> /Vs]	450	400	100	120	4
$(\mu\tau)_e$ [cm <sup>2</sup> /V]	>1	8·10 <sup>-5</sup>	3·10 <sup>-3</sup>	4·10 <sup>-3</sup>	3·10 <sup>-4</sup>
$(\mu\tau)_h$ [cm <sup>2</sup> /V]	>1	4·10 <sup>-6</sup>	2·10 <sup>-4</sup>	1.2·10 <sup>-4</sup>	4·10 <sup>-5</sup>
$\varepsilon$ [cm <sup>2</sup> /V]	11.7	12.8	10.9	10	8.8
$\rho$	Dichte				
$E_g$	Bandlücke				
$E_i$	effektive Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch Paares				
$\mu_e$	Mobilität der Elektronen				
$\mu_h$	Mobilität der Löcher				
$(\mu\tau)_e$	Mobilität mal Lebensdauer Elektronen				
$(\mu\tau)_h$	Mobilität mal Lebensdauer Löcher				
$\varepsilon$	Dielektrizitätskonstante				

- **EIGER**

Eine Weiterentwicklung des Pilatus-Detektors mit kleineren Pixeln und schnellerer Auslese ist der EIGER Detektor [DBH<sup>+</sup>10]. Der ebenfalls am PSI entwickelte Detektor besitzt 256x256 Pixel mit einer Pixelkantenlänge von 75  $\mu\text{m}$ , woraus sich eine aktive Fläche von 2x2 cm<sup>2</sup> ergibt. Module mit 4x8 Einzeldetektoren sind geplant.

- **SP-8**

Ein photonenzählender Pixeldetektor, welcher speziell auf die Anforderungen des Sensormaterials CdTe entwickelt wurde, wurde am japanischen Synchrotron Forschungszentrum (JASRI/SPring-8) entwickelt [HTF<sup>+</sup>11]. Der SP-8 Detektor mit einem 500  $\mu\text{m}$  dicken Sensor besitzt 16x16 (256) Pixel mit einer Pixelkantenlänge von 200  $\mu\text{m}$ . Das Ziel ist es, ihn in der Synchrotronforschung und anderen Gebieten im Bereich der Röntgenstrahlen einzusetzen, bei denen höhere Energien erforderlich sind. Er wurde für Energien im Bereich von 15-120 keV erfolgreich getestet.

In Tabelle 4.2 sind nochmals alle Detektordaten zusammengefasst.

Detektor	XPAD	PILATUS	EIGER	SP-8	Medipix2 MXR
Pixelkantenlänge [ $\mu\text{m}$ ]	130	172	75	200	55
Anzahl Pixel	120x80	487x195	256x256	16x16	256x256
aktive Fläche [ $\text{cm}^2$ ]	1.62	28.56	3.69	0.10	1.98
Polarität	+/-	+	+	+/-	+/-
Elektronikrauschen [ $\text{e}^- \text{rms}$ ]	130	133	180	140	70
Schwellenrauschen [ $\text{e}^- \text{rms}$ ]	57	11	20	k.A.	100
niedrigste Schwelle [keV]	<4	2.2	4	k.A.	4
Zählertiefe	$10^6$ photonen/pixel/s	20bit/pixel	bis 12bit/pixel	20bit/pixel	11800
Frame Rate [Hz]	500	<24	bis 24.000	k.A.	100

**Tabelle 4.2** Zusammenfassung der Detektordaten.

## 4.1 Funktionsweise

Trifft ionisierende Strahlung ( $\alpha, \beta, \gamma$  - Strahlung) auf den Sensor eines Detektors, so wird sie mit einer gewissen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit in diesem absorbiert. Dabei entstehen Elektron-Loch-Paare. Diese driften bei einem angelegten elektrischen Feld im Sensor zu den jeweiligen Elektroden und induzieren dabei einen Strom in der Pixelelektronik. Dieser Strom wird mittels eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers (engl: Charge-Sensitive Amplifier CSA) aufintegriert. Dabei ist die Höhe des entstehenden Stufenpulses proportional zur im Sensor deponierten Energie. Damit der Detektor wieder empfindlich für neue Röntgenquanten wird, muss dieser Stufenpuls schnell wieder abklingen. Dieses erreicht man mittels eines Pulsshapers. Mittels einer einstellbaren Diskriminatorschwelle kann Einfluss darauf genommen werden, ab welcher Energie ein Röntgenphoton als Ereignis im Detektor registriert wird. Abbildung 4.3 zeigt schematisch das eben Beschriebene. Für ein tieferes Verständnis sei auf [Spi05] verwiesen.

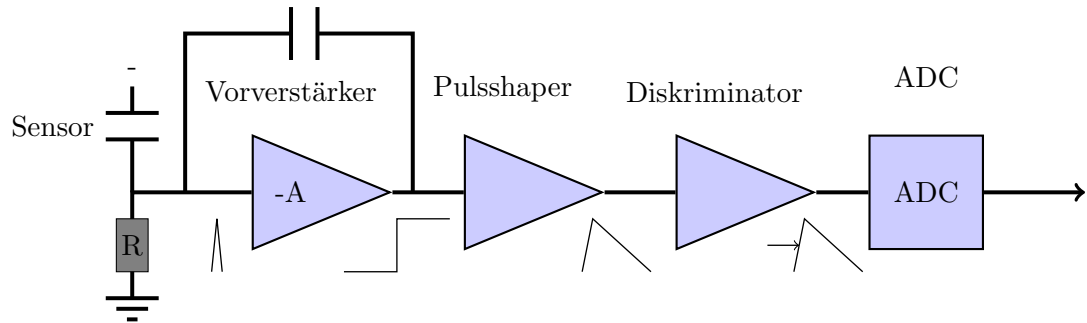


Abbildung 4.3 Schematische Veranschaulichung eines photonenzählenden Detektors.

## 4.2 Signalentstehung im Halbleitersensormaterial

### 4.2.1 Drift

Entstehen durch Absorption von ionisierender Strahlung freie Ladungsträger (Elektron-Loch-Paare) im Kristall, so ist es notwendig diese durch ein elektrisches Feld zu den jeweiligen Elektroden driften zu lassen, um ein Signal zu erhalten.

Bei der durch das elektrische Feld verursachten beschleunigten Bewegung der freien Ladungsträger durch den Kristall, führen diese immer wieder Stöße mit den Atomrümpfen des Kristallgitters aus. Die Zeit zwischen den Stößen wird als mittlere freie Driftzeit  $\tau$  bezeichnet. Den Impuls, den die Ladungsträger in dieser Zeit erhalten, lässt sich schreiben als:

$$m\vec{v}_{Drift} = q\vec{E}\tau \quad (4.1)$$



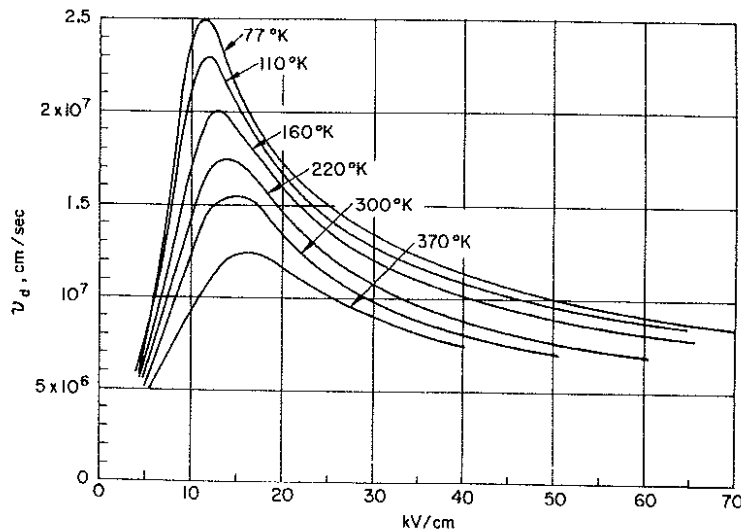
wobei  $m$  die Masse der Ladungsträger,  $\vec{v}_{Drift}$  die Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger,  $q$  die Elementarladung und  $\vec{E}$  das elektrische Feld beschreibt. Stellt man Formel 4.1 nach der Geschwindigkeit  $\vec{v}_{Drift}$  um, erhält man:

$$\vec{v}_{Drift} = \frac{q\tau}{m} \vec{E} = \mu \vec{E}. \quad (4.2)$$

Hierbei bezeichnet der Proportionalitätsfaktor  $\mu$  die Beweglichkeit der Ladungsträger. Abbildung 4.4 zeigt für einige Temperaturen den funktionalen Zusammenhang zwischen der Driftgeschwindigkeit  $\vec{v}_{Drift}$  und dem elektrischen Feld  $\vec{E}$ . Die Qualität des Materials, welche sich in den letzten 40 Jahren deutlich verbessert hat, hat einen entscheidenden Einfluss auf die Driftgeschwindigkeit. Für eine phänomenologische Betrachtung eignet sich Abbildung 4.4 aufgrund des breit untersuchten Parameterbereichs dennoch sehr gut. Die aufgrund der Drift von Elektronen und Löchern erzeugte Gesamtstromdichte  $\vec{j}_{Drift}$  ist:

$$\vec{j}_{Drift} = Nq\vec{v}_{Drift} = (n\mu_e + p\mu_p)q\vec{E}. \quad (4.3)$$

Hierbei bezeichnet  $N$  die Gesamtanzahl der Ladungsträger,  $n$  die Anzahl der Elektronen und  $p$  die Anzahl der Löcher.



**Abbildung 4.4** Elektronendriftgeschwindigkeiten in CdTe in Abhängigkeit vom elektrischen Feld für einen Temperaturbereich zwischen 77 K und 370 K [CMO71].

#### 4.2.2 Diffusion

Driften die Ladungswolken zu den jeweiligen Elektroden, kommt es aufgrund von lokalen Unterschieden von Ladungsträgerkonzentrationen zu einem Diffusionsstrom entlang des

Ladungsträgerkonzentrationsgradienten. Der Radius  $\sigma$  einer punktförmigen Ladungswolke nach der Driftzeit  $t$  ist gegeben durch [SH85]:

$$\sigma = \sqrt{2Dt} \quad (4.4)$$

wobei  $D$  die Diffusionskonstante ist. Mit konstantem elektrischem Feld im Sensormaterial und der sich während der Driftstrecke  $x$  ergebenden Driftzeit

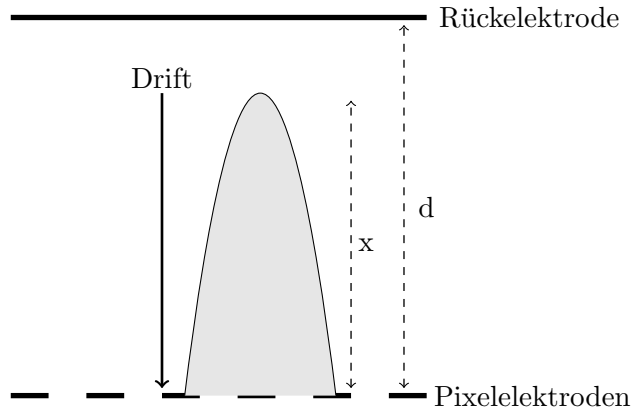
$$t = \frac{x}{\mu E} = \frac{xd}{\mu U} \quad (4.5)$$

ergibt sich für den Diffusionsradius:

$$\sigma = \sqrt{\frac{2Dxd}{\mu U}} \quad (4.6)$$

hierbei bezeichnen  $d$  die Sensordicke,  $U$  die am Sensor anliegende Spannung und  $\mu$  die Beweglichkeit der Ladungsträger.

Abbildung 4.5 zeigt schematisch den Prozess der Diffusion. Neben der Diffusion trägt



**Abbildung 4.5** Schematische Veranschaulichung der Diffusion während der Drift. Die Ladung wird auf mehrere Pixel verteilt (charge sharing).

auch die Repulsion (Abstoßung gleicher Ladungen) zur Verbreiterung der Ladungswolke bei [Kor07]. Auch ist die Ladungswolke zum Zeitnullpunkt nicht punktförmig, da beispielsweise das Photoelektron, welches bei der Absorption von ionisierender Strahlung entstehen kann, entlang seines Wechselwirkungspfades die Elektron-Loch-Paare erzeugt. Die Länge eines solchen Pfades für ein 60 keV Photoelektron in CdTe beträgt beispielsweise  $25 \mu\text{m}$  [Gun07].

### 4.2.3 Ladungssammlung im Halbleitersensormaterial

Während die Ladungsträger durch den Kristall zu den Elektroden driften, beeinflussen sie in den Metallelektroden der Pixel Spiegelladungen. Da sich die Ladungswolke in einem elektrischen Feld bewegt, kommt es auch zu einer zeitlichen Änderung der Spiegelladungen und es entsteht ein Strom in den Pixelelektroden. Man registriert also auch schon ein Signal, bevor die Ladungsträger die Pixelelektroden erreichen.

- **Das Ramo-Theorem**

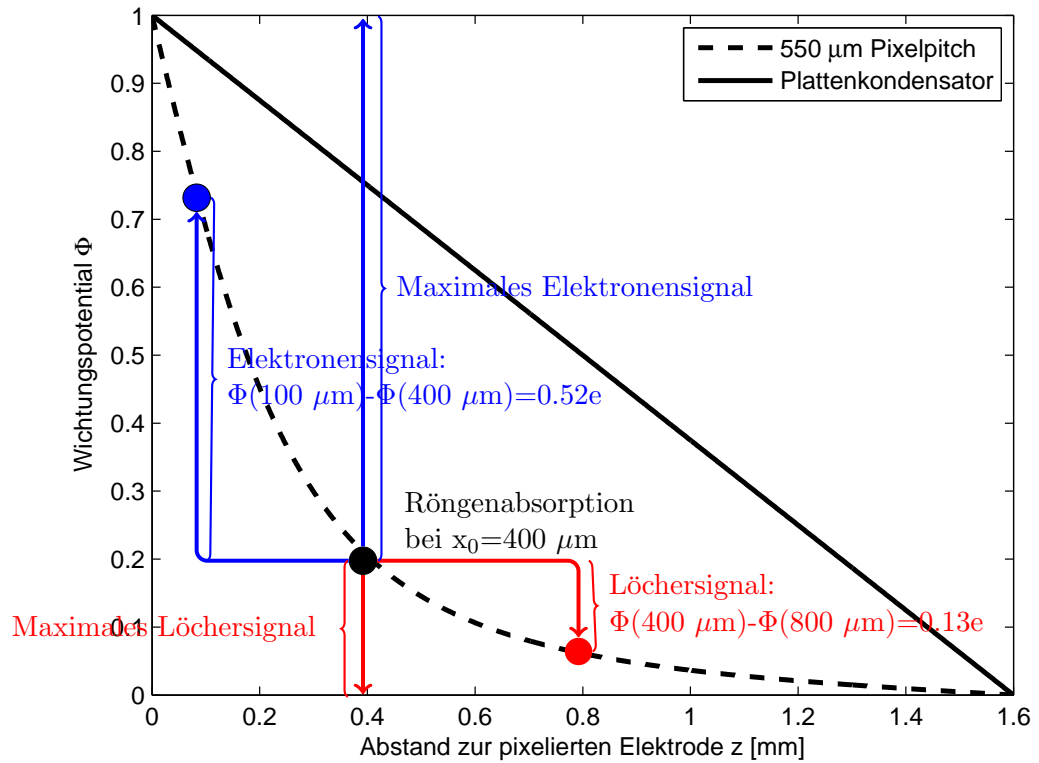
Ramo [Ram39] und Shockley [Sho38] fanden unabhängig voneinander eine Möglichkeit die in der Pixelelektronik induzierte Ladung  $Q$  und den induzierten Strom  $\vec{j}$  zu berechnen. Während sich eine Punktladung  $q$  vom Ort  $\vec{x}_1$  zum Ort  $\vec{x}_2$  bewegt induziert sie an einer Pixelelektrode die Ladung  $\Delta Q$ . Diese kann berechnet werden zu:

$$\Delta Q = q \cdot \int_{\vec{x}_1}^{\vec{x}_2} E_0(\vec{x}) \cdot d\vec{x} = -q \cdot (\Phi_0(\vec{x}_2) - \Phi_0(\vec{x}_1)) = -q \cdot \Delta\Phi_0 \quad (4.7)$$

Hierbei bezeichnen  $E_0$  das dimensionslose Wichtungsfeld und  $\Phi_0$  das dimensionslose Wichtungspotential. Diese sind Hilfsgrößen und nicht zu verwechseln mit dem tatsächlichen elektrischen Feld und Potential im Sensor. Das Wichtungspotential erhält man, indem man die Poisson-Gleichung für die verwendete Detektorstrukturierung löst. Dabei wird die zu messende Elektrode auf Potential  $\Phi_0=1$  gesetzt und alle übrigen Elektroden auf  $\Phi_0=0$ .

Eine Konsequenz der von Ramo und Shockley gemachten Beobachtungen ist der Small Pixel Effekt. Demnach wird der Einfluss der von der Rückelektrode gesammelten Ladungsträgerart mit kleiner werdenden Pixeln auf das Gesamtsignal kleiner. Dieser Effekt wird beispielsweise ausgenutzt um die schlechten Ladungstransporteigenschaften von Löchern in CdTe zu kompensieren (siehe Kap. 5).

Befindet sich die Anode links und die Kathode rechts, so wandern die von einem Röntgenphoton im Sensor deponierten Elektronen nach links und die Löcher nach rechts. Wird ein Photon beispielsweise bei  $800 \mu\text{m}$  absorbiert, so wird beim Plattenkondensator das Signal zu gleichen Teilen von Elektronen und Löchern erzeugt. Bei einem pixelierten Detektor ist das nicht mehr so. Hier tragen die Elektronen den weitaus größten Teil zum Signal bei. In Abbildung 4.6 ist dieser Sachverhalt schematisch dargestellt.



**Abbildung 4.6** Grafik zur Veranschaulichung der durch Elektronen und Löcher beeinflussten Signale. Dargestellt sind die Wichtungspotentiale für einen Plattenkondensator und einen Detektor mit einer Pixelkantenlänge von  $550 \mu\text{m}$  bei einer Sensordicke von  $1600 \mu\text{m}$ . Ein Elektron-Loch Paar wurde in der Tiefe  $z=400 \mu\text{m}$  erzeugt. Beide Ladungsträger werden getrappt bzw. rekombinieren vor dem Erreichen der jeweiligen Elektrode.

## 4.3 Die Energieantwortfunktion eines pixelierten photonenzählenden Detektors

Ziel von spektroskopischen Detektoren ist es, Informationen über das einfallende Röntgenspektrum zu gewinnen. Ein idealer Detektor sollte bei einer Beleuchtung mit monochromatischer Röntgenstrahlung nur diese eine Energie nachweisen. Physikalische Prozesse im Sensor und Rauschbeiträge der Ausleseelektronik (des ASIC) verhindern dieses aber. Somit ist die Energieantwortfunktion eines photonenzählenden Röntgendetektors immer eine Zusammensetzung aus physikalischen und elektronischen Prozessen.

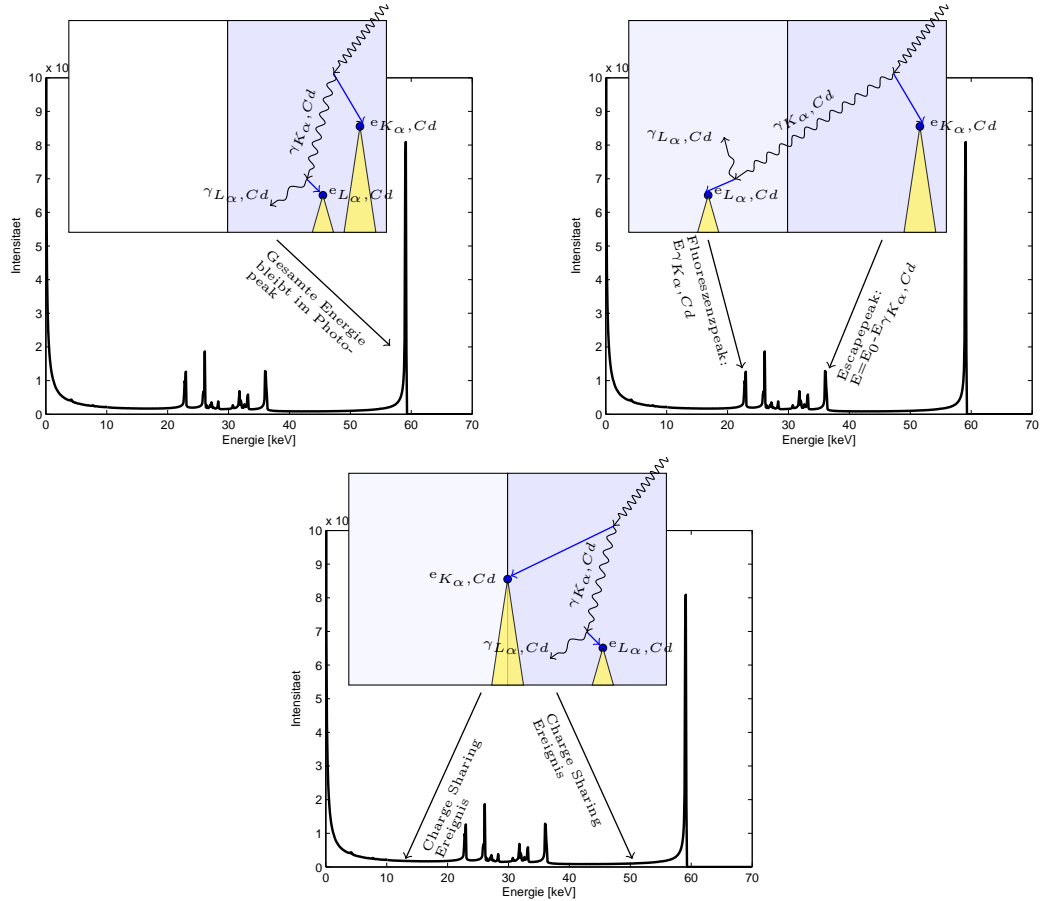
### 4.3.1 Physikalische Prozesse

Wie oben erwähnt, wird die Energie eines Röntgenphotons durch Photoeffekt oder Comptoneffekt im Sensor deponiert. Die Anzahl der von der selben Energie erzeugten Elektron-Loch-Paare variiert dabei. Die Elektron-Loch Paare driften anschließend zu den jeweiligen Elektroden und induzieren auf ihrem Weg durch den Sensor ein Signal in den Pixelelektroden. Trifft beispielsweise ein 60 keV Photon auf den Sensor, so sind folgende Szenarien möglich:

1. Es findet zuerst Comptoneffekt statt, bei dem das Photon einen Teil seiner Energie an ein Hüllenelektron abgibt, um anschließend mit geringerer Energie weiterzufliegen. Dieses Comptongestreuete Photon kann dann entweder das Sensormaterial verlassen, oder wieder durch Photo- oder Comptoneffekt im Sensor interagieren. In der Antwortfunktion wird das Ereignis dann bei der Energie: Primärenergie minus Energie des Comptonphotons registriert.
2. Es findet Photoeffekt statt. Dabei überträgt das einfallende Photon seine gesamte Energie vorzugsweise auf ein K-Schalen Elektron. Als Produkt ergibt sich ein freies Photoelektron mit der Energie: Primärenergie minus Bindungsenergie der K-Schale und ein Fluoreszenzphoton. Wird dieses Fluoreszenzphoton noch innerhalb des Pixels wieder absorbiert, erhält man in der Antwortfunktion einen Eintrag bei der Primärenergie. Dieser Peak wird Photopeak genannt. Verlässt das Fluoreszenzphoton den Pixel jedoch erhält man einen Eintrag bei der Energie: Primärenergie minus Energie des Fluoreszenzphotons. Hier spricht man dann vom Escape Peak. Bei Silizium ist kein Escape Peak sichtbar, da die Energie der K-Fluoreszenz bei 1,8 keV liegt und somit immer im gleichen Pixel wieder absorbiert wird. Bei Materialien mit höherer Kernladungszahl  $Z$  wie z.B. CdTe liegen die  $K_{\alpha}$ -Fluoreszenzen bei 23,1 keV (Cd) und 27,4 keV (Te). Bei diesen Energien ist die Wahrscheinlichkeit viel höher, dass ein Fluoreszenzphoton den Pixel verlässt und seine Energie in einem anderen Pixel deponiert.

Ein weiterer, durch die Pixelierung in der Antwortfunktion sichtbarer Effekt, ist das Charge Sharing. Wird ein Röntgenphoton nahe der Pixelgrenze absorbiert, so verteilt

sich die während der Drift durch Diffusion und Repulsion verbreiterte Ladungswolke auf 2 bzw. mehrere Pixel. D.h. die Energie wird auf mehrere Pixel verteilt, was einen entsprechenden Eintrag in der Antwortfunktion zur Folge hat. Abbildung 4.7 zeigt die Energieantwort eines CdTe Detektors auf 60 keV Photonen ohne elektronische Rauschbeiträge.



**Abbildung 4.7** Darstellung zur Veranschaulichung des Zustandekommens eines Energieantwortspektrums eines CdTe Detektors mit  $220 \mu m$  Pixelpitch auf Beleuchtung mit 60 keV Röntgenphotonen. Oben: Die gesamte im Sensor deponierte Energie bleibt in einem Pixel. Mitte: Ein Fluoreszenzphoton verlässt den Pixel und wird im Nachbapixel nachgewiesen. Unten: Bei Absorption nahe der Pixelgrenze wird die Energie auf zwei Pixel verteilt (Charge Sharing). Hinweis: Die von einem Elektron erzeugte Ladungswolke entsteht entlang der gesamten Elektronenspur und ist in dieser Zeichnung vereinfachend dem Ende der Spur zugeordnet.

### 4.3.2 Rauschbeiträge

Rauschbeiträge haben physikalische und elektronische Ursachen, die führen zu einer Verschmierung des Signals, die mit einer Gaußkurve parametrisiert wird. Das Sigma dieser Kurve setzt sich zusammen aus:

$$\sigma_{tot}^2 = \sigma_{elektr.}^2 + \sigma_{fano}^2, \quad (4.8)$$

wobei der erste Summand das Elektronikrauschen und der zweite das Fano-Rauschen beschreibt.

Eine übliche Form das Rauschen zu erfassen ist die Equivalent Noise Charge (ENC). Sie ist als diejenige Ladung definiert, deren Signal genauso groß ist, wie die Schwankung der Rauschquellen. Bei einem ENC von 1 hat man also ein Signal zu Rausch Verhältnis von 1 und kann somit das Signal kaum vom Rauschen unterscheiden.

#### 1. Fano-Rauschen

Einen physikalischen Beitrag zum Rauschen leistet das sog. Fano-Rauschen. Dieses kommt zustande, da ionisierende Teilchen mit gleicher Energie nicht die selbe Zahl an Elektron-Loch-Paaren im Sensor erzeugen. Diese nicht poissonverteilte Fluktuation in der Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren entsteht, da bei festen Materialien ein Teil der Energie aus Gründen der Impulserhaltung für die Anregung von Gitterschwingungen (Phononen) verwendet werden muss.

Das Sigma zum Fano-Rauschen lässt sich folgendermaßen schreiben:

$$\sigma_{fano} = E_i \sqrt{F N_Q} = E_i \sqrt{F \frac{E}{E_i}} = \sqrt{F E E_i}, \quad (4.9)$$

$E_i$  bezeichnet dabei die für die Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares benötigte effektive Energie (bei CdTe: 4.43 eV),  $E$  die Energie der einfallenden Photonen,  $F$  den sog. Fano-Faktor (bei CdTe: 0.06) und  $N_Q$  die Anzahl der Elektron-Loch-Paare.

So erhält man beispielsweise bei einer Photonenenergie von 60 keV ein  $\sigma_{fano}$  von 126 eV und somit ein Rauschen (FWHM) von 297 eV. Dieses liegt unterhalb von 10 Prozent des experimentell beobachteten Gesamttrauschens. Das Gesamttrauschen wird also vom Elektronikrauschen dominiert.

#### 2. Elektronische Rauschbeiträge

Statistische Fluktuationen im Sensor und im ASIC verursachen elektronisches Rauschen. Man unterscheidet hier zwischen thermischem Rauschen, Schrotrauschen (statistische Fluktuation von Ladungsträgern beim Durchlaufen einer Spannungsschwelle) und 1/f Rauschen ("Rosa Rauschen"). Eine weitere Komponente, die zum elektronischen Rauschen beiträgt, ist der Leckstrom I.

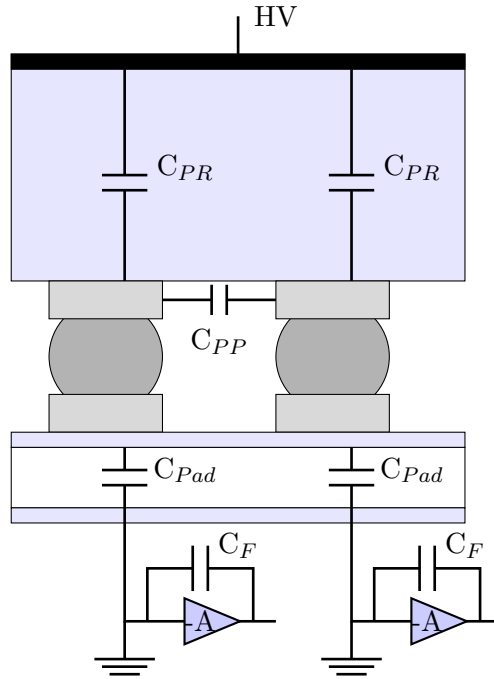
Der proportionale Zusammenhang des ENC für das System Sensor-ASIC wird von [Llo07] und [Spi05] angegeben zu:

$$ENC \sim \sqrt{aI + bC_{tot}^2}, \quad (4.10)$$

wobei die Konstanten a und b Rauschbeiträge aus den elektronischen Bauteilen (Puls Shaper, CSA etc.) enthalten.  $C_{tot}$  beschreibt die Gesamtkapazität des Systems Sensor-ASIC und setzt sich wie folgt zusammen:

$$C_{tot} = C_F + C_{PR} + C_{PP} + C_{Pad}, \quad (4.11)$$

dabei bezeichnet  $C_F$  die Rückkoppelkapazität (Feedbackkapazität),  $C_{PR}$  die Kapazität Pixel zu Rückelektrode,  $C_{PP}$  die Kapazität Pixel zu Pixel und  $C_{Pad}$  die Kapazität Pixelelektrode zu ASIC. Abbildung 4.8 zeigt schematisch die Kapazitäten im System Sensor-ASIC.



**Abbildung 4.8** Schematische Darstellung der Kapazitäten im System Sensor-ASIC.

Abbildung 4.9 zeigt ein Energieantwortspektrum eines CdTe Detektors auf 60 keV mit allen Beiträgen.



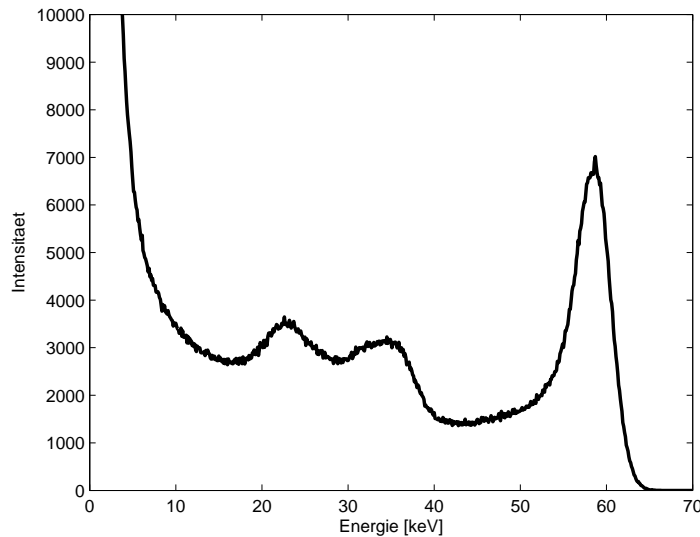


Abbildung 4.9 Simuliertes Energieantwortspektrum eines CdTe Detektors auf 60 keV.

## 4.4 Die Medipix Detektorfamilie

Der Medipix wurde im Rahmen einer internationalen Zusammenarbeit aus Universitäten und Forschungseinrichtungen entwickelt. Die Kollaboration mit Sitz am CERN wollte mit diesem Detektor die Vorteile photonenzählender, hybrider Detektoren aus der Teilchenphysik auch für die Bildgebung nutzbar machen.

Der erste Detektor, welcher die Machbarkeit eines solchen Systems zeigen sollte, wurde 1998 fertiggestellt. Dieser **Medipix1** [CHM<sup>+</sup>98] Detektor besaß 64x64 Pixel mit einer Pixelgröße von  $170 \times 170 \mu\text{m}^2$  was eine aktive Fläche von  $1.18 \text{ cm}^2$  ergibt. Der ASIC wurde in  $1 \mu\text{m}$  CMOS Technologie gefertigt. Da der Medipix1 auf Löchersammlung optimiert wurde, zeigte Silizium als Sensormaterial die besten Ergebnisse. Es wurde auch GaAs [Mit06] als Sensormaterial getestet, dieses lieferte aber aufgrund der schlechten Löchermobilität unbefriedigende Ergebnisse.

Der **Medipix2** [LCD<sup>+</sup>02], welcher in  $0.25 \mu\text{m}$  CMOS Technologie produziert wurde, war das Nachfolgemodell des Medipix1. Hier war es möglich die Pixelgröße auf  $55 \mu\text{m}$  zu reduzieren und die Fläche mit einer Pixelanzahl von  $256 \times 256$  auf  $1.98 \text{ cm}^2$  zu vergrößern. Dies ermöglichte eine wesentlich bessere Ortsauflösung. Ein Nachteil dieser kleinen Pixel war allerdings das erhöhte Charge Sharing, d.h. das Verteilen der Sekundärladung eines Röntgenphotons auf mehrere benachbarte Pixel. Eine weitere Verbesserung war die freie Wählbarkeit der Eingangspolarität. D.h. der Medipix2 war in der Lage entweder Elektronen oder Löcher zu sammeln, was die Verwendung von hoch-Z Materialien mit sehr

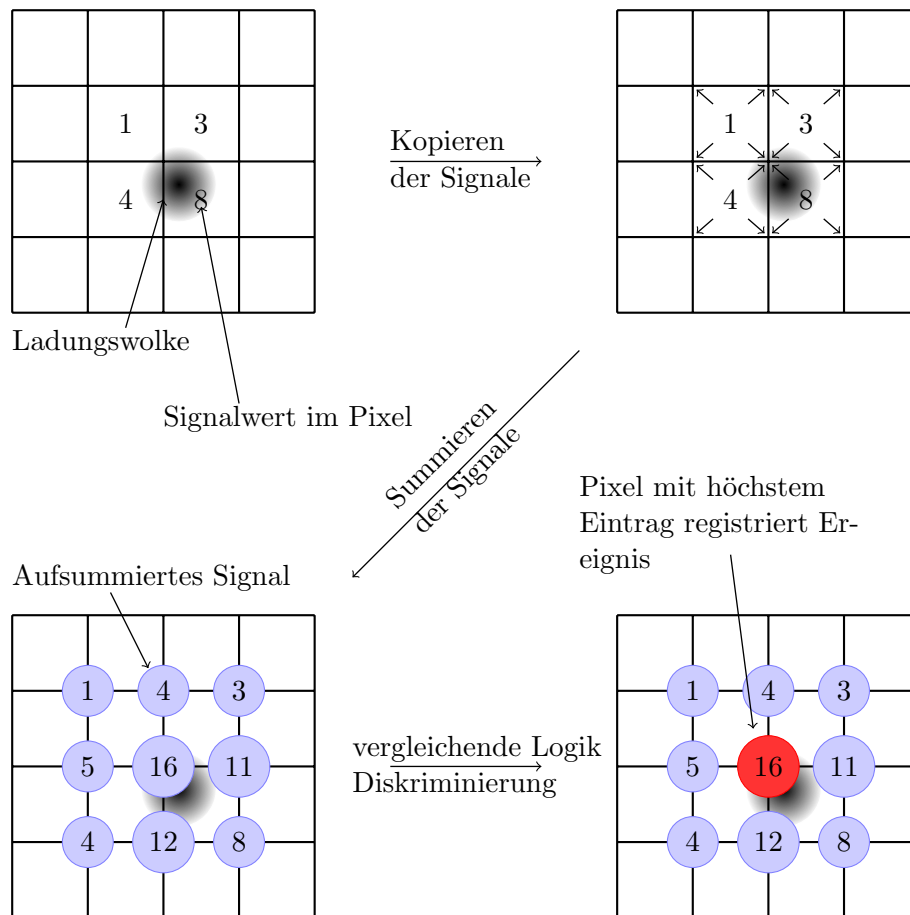
niedrigen Löcherbeweglichkeiten wie z.B. CdTe ermöglichte. Dies war ein entscheidender Schritt, um den Medipix2 für die Erforschung weiterer Bereiche in der medizinischen Röntgenbildgebung zu verwenden. Im Unterschied zum Medipix1 hat der Medipix2 eine zweite Schwelle erhalten, was es ermöglicht Photonen zu messen, deren Energie sich in einem frei wählbaren Energiefenster befindet. Dies ging allerdings zu Lasten der Zählertiefe, welche sich auf 8001 reduzierte. Eine Weiterentwicklung des Medipix2 ist der **Medipix2 MXR** [Llo07]. Dieser besitzt eine wesentlich bessere Temperaturstabilität. Die Zählertiefe wurde von 8001 auf 11800 und die Anzahl der einstellbaren Schwellenwerte von 256 auf 1024 erhöht.

Aufgrund der geringen Fläche des Medipix2 - eine Folge von auf die Computerindustrie standardisierte Herstellungsprozesse in der Siliziumbearbeitung - wurde der **Medipix2 Quad** entwickelt. Er sollte die Machbarkeit eines größerflächigeren Detektors zeigen. Dabei wurden vier Medipix2-ASICs mit einer durchgehenden Sensorschicht verbunden. Die entstehende aktive Fläche beträgt das vierfache der ursprünglichen, wobei man in Kauf nimmt, dass sich die Pixelkantenlänge derjenigen Pixelreihen, die sich am Rand des ASICs befinden, auf  $110\text{ }\mu\text{m}$  verdoppelt.

Der **Timepix** Detektor [LBC<sup>+</sup>07] ist eine Weiterentwicklung des Medipix2 Detektors, welcher neben den üblichen Medipix2 Anwendungen noch zwei weitere Arbeitsmodi besitzt. Diese ermöglichen zum einen eine zeitliche Information, wann ein Signal über die Schwelle getreten ist und zum anderen wie lange das Signal über der Schwelle lag. Da diese Zeit proportional zur im Pixel deponierten Energie ist, erhält man somit eine Information über Ankunftszeit und Energie eines Ereignisses in jedem Pixel.

Den Preis, den man für die gute Ortsauflösung bei einer Pixelkantenlänge von  $55\text{ }\mu\text{m}$  zahlt, ist die Tatsache, dass mit zunehmender Röntgenenergie und somit zunehmender Ladungswolkengröße, die Ladung dieses Ereignisses auf mehrere Pixel verteilt wird (charge sharing). Um diesem Phänomen Rechnung zu tragen bzw. es zu minimieren wurde der **Medipix3** [BCH<sup>+</sup>07] Detektor entwickelt. Mit diesem ist es möglich, die von einem Ereignis stammende und auf mehrere benachbarte Pixel verteilte Ladung, dem Pixel mit dem größten Anteil an der Ladung zuzuordnen. Abbildung 4.10 zeigt eine schematische Abbildung der Arbeitsweise des Medipix3 Detektors im Charge-Summing-Modus.

Tabelle 4.3 gibt nochmals zusammengefasst eine Übersicht über die wichtigsten Eigenschaften der Detektoren der Medipix Familie.



**Abbildung 4.10** Schematische Darstellung des Charge-Summing-Modus des Medipix3 Detektors. Nach [Bar07].

	Medipix1	Medipix2	Medipix2-MXR	Timepix	Medipix3
Erscheinungsjahr	1998	2002	2006	2007	2008
Pixelkantenlänge [ $\mu\text{m}$ ]	170	55	55	55	55
Anzahl Pixel	64x64	256x256	256x256	256x256	256x256
CMOS-Technologie	1 $\mu\text{m}$	0.25 $\mu\text{m}$	0.25 $\mu\text{m}$	0.25 $\mu\text{m}$	0.13 $\mu\text{m}$
Polarität	+	+	+/-	+/-	+/-
Schwellen	1	2	2	2	
Anzahl Schwellenwerte	256	256	1024	1024	
Zählertiefe	32767	8001	11810	11800	
Rauschgrenze [e-]	1400	1100	900	650	
elektronisches Rauschen ENC[e <sup>-</sup> rms]	250	167	110	100	
Schwellenrauschen unkalibriert[e <sup>-</sup> rms]	500	450	400	240	
Schwellenrauschen kalibriert[e <sup>-</sup> rms]	100	120	95	35	

**Tabelle 4.3** Zusammenfassung der Detektordaten der Medipixfamilie. Daten aus [Llo07]

## 5 CdTe als Sensormaterial

### Inhaltsangabe

<b>5.1</b>	<b>Materialeigenschaften . . . . .</b>	<b>40</b>
<b>5.2</b>	<b>Kompensation . . . . .</b>	<b>42</b>
<b>5.3</b>	<b>Elektrodenmaterial für CdTe-Detektoren . . . . .</b>	<b>44</b>
<b>5.4</b>	<b>Polarisation . . . . .</b>	<b>44</b>
<b>5.5</b>	<b>Besonderheiten bei CdTe-Detektoren . . . . .</b>	<b>46</b>
5.5.1	Hole Tailing . . . . .	46
5.5.2	Charge Steering . . . . .	46

Aufgrund seiner hohen Kernladungszahl  $Z$  ( $Z_{Cd}=48$  und  $Z_{Te}=52$ ) und der hohen Dichte von  $5.85 \frac{g}{cm^3}$ , welche bei realistischer Dicke hohe Absorptionswahrscheinlichkeiten bis in hohe Energiebereiche (einige hundert keV) gewährleisten, ist CdTe ein hervorragender Kandidat für die Verwendung als Sensormaterial beim Nachweis ionisierender Strahlung. Seine hohe Bandlücke von 1,52 eV erlaubt den Betrieb bei Raumtemperaturen. Auch die gute Energieauflösung, die aufgrund der niedrigen Ionisationsenergie für die Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares zustande kommt, spricht für die Verwendung als Sensormaterial. Nach Jahren intensivster Forschung auf dem Gebiet ist CdTe in guter Qualität in Bezug auf Ladungstransporteigenschaften und Homogenität kommerziell erhältlich. Dies ermöglicht seine Erforschung im Verbund mit photonenzählenden, pixelierten ASICs. Abbildung 5.1 zeigt die Absorptionseffizienz für einen 1 mm dicken Sensor aus Silizium und Cadmiumtellurid. Es ist klar zu sehen, dass CdTe eine wesentlich bessere Nachweiseffizienz für Röntgenstrahlen im medizinisch relevanten Bereich besitzt.

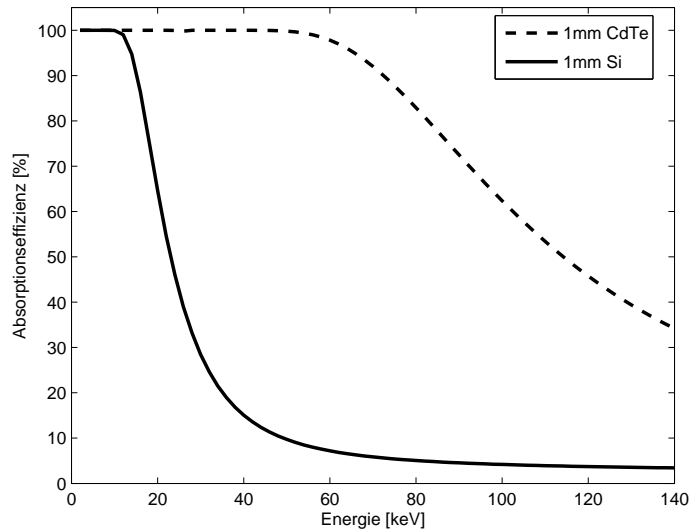


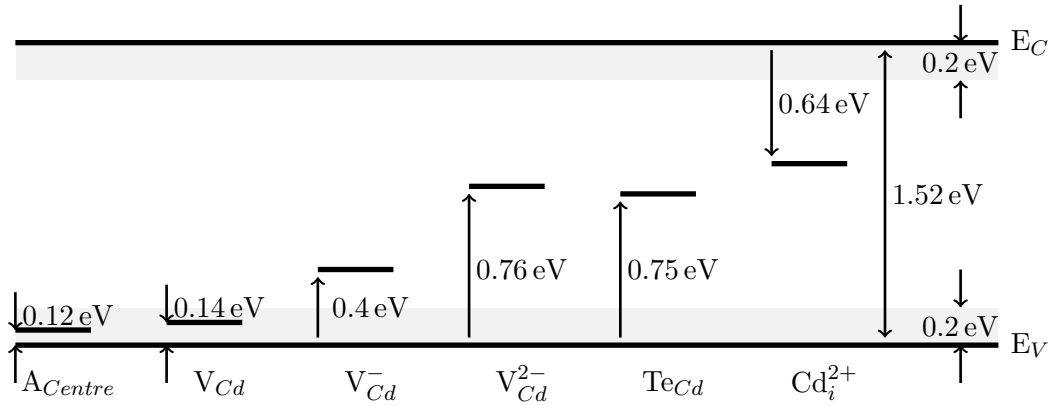
Abbildung 5.1 Absorptionseffizienz für CdTe und Si.

## 5.1 Materialeigenschaften

Die Herstellung von CdTe erfolgt üblicherweise über das Bridgeman Verfahren oder das Travelling Heater Verfahren [FBF<sup>+</sup>03]. Trotz den vielen beschriebenen Vorteilen von CdTe gegenüber anderen Sensormaterialien, sind die bei den CdTe Kristallen während des Herstellungsprozesses entstehenden Defekte immer noch ein Problem. Diese Defekte bringen zusätzliche Energieniveaus (engl: traps) in die Bandlücke ein, was sich negativ auf den Ladungstransport auswirkt.

Eine dieser Verunreinigungen sind **Schottky Fehlstellen**. Diese entstehen durch die Abwesenheit eines Atoms im Kristallgitter. Im CdTe Kristall kommen Schottky Fehlstellen in Form von Cadmiumfehlstellen ( $V_{Cd}$ ) vor. Durch das Fehlen der zwei Valenzelektronen des Cadmiumatoms im Kristall, welche für die Bindung benötigt werden, entsteht eine Ladungsträgerfalle für freie Elektronen. Ein weiterer Defekt, der in CdTe auftritt, sind **Frenkelsche Fehlorderungen**. Hierbei befindet sich ein Atom auf einem Zwischengitterplatz. In CdTe können dies Fremdatome aus dem Herstellungsprozess oder Cadmiumatome ( $Cd_i$ ) sein [Fin04]. Befindet sich an Stelle eines Gitteratoms ein Fremdatom spricht man von **Substitutionsstörungen**. Im CdTe Kristall kann beispielsweise ein Telluratom den Platz eines Cadmiumatoms einnehmen ( $Te_{Cd}$ ). Weitere Defekte, welche die Qualität von CdTe verschlechtern, sind makroskopische Defekte wie Gitterversetzungen und Risse.

Abbildung 5.2 zeigt zusammengefasst die Defekte in CdTe und ihre Energie im Bänder-schema.



**Abbildung 5.2** Lage der Energie einiger Defekte in CdTe in der Bandlücke. Nach [CCF<sup>+</sup>98] und [Fin04].

- $A_{Centre}$ : Komplex aus  $(V_{Cd}-Cl_{Te})$ . Kommt nur in mit Chlor dotiertem CdTe vor (CdTe:Cl).
- $V_{Cd}$ : Elektronenfalle kommt nur in undotiertem CdTe vor.
- $V_{Cd}^-$ : Mit einem Elektron besetzte  $V_{Cd}$ . Elektronenfalle, kommt nur in undotiertem CdTe vor.
- $V_{Cd}^{2-}$ : Mit zwei Elektronen besetzte  $V_{Cd}$ . Löcherfalle, kommt in allen CdTe Kristallen vor.
- $Te_{Cd}$ : Tiefes Donatorniveau. Überschüssige Elektronen können flache Akzeptorniveaus wie z.B.  $V_{Cd}$  besetzen.
- $Cd_i^{2+}$ : Zweifach ionisiertes Cd-Atom. Elektronenfalle, kommt in mit Chlor dotiertem CdTe vor (CdTe:Cl).

Die durch die Verunreinigungen zusätzlich in die Bandlücke eingebrachten Energieniveaus wirken sich negativ auf den Transport der durch ionisierende Strahlung erzeugten Elektron-Loch-Paare aus. Sie können Elektronen oder Löcher aus der Signalladung oder dem Leckstrom, der aufgrund des großen aber nicht unendlichen Widerstand des Sensors zustande kommt, einfangen. Dies wiederum hat auch zur Folge, dass das elektrische Feld im Sensormaterial gestört wird.

Nach ihrer Lage in der Bandlücke werden die Energieniveaus in zwei Gruppen unterteilt:

die flachen Energieniveaus (engl: shallow traps) und die tiefen Energieniveaus (engl: deep traps). Die flachen Energieniveaus befinden sich weniger als 0,2 eV vom Leitungs- oder Valenzband entfernt. Hier können wegen der geringen Anregungsenergie Ladungsträger leicht gefangen (engl: trapping) aber auch leicht wieder aus diesen befreit werden (engl: detrapping). Der Aufenthalt in den Trapps (einige Nanosekunden) führt zu einer effektiven Verlangsamung der Ladungsträger auf ihrem Weg zur Elektrode. Da die Integrationszeit des CSA beim Medipix beispielsweise bei 100 ns liegt, was verglichen mit einigen ns viel ist, spielen die flachen Energieniveaus jedoch für die Signalform eine untergeordnete Rolle.

Bei den tiefen Energieniveaus, die sich mehr als 0,3 eV von den Bandkanten entfernt befinden, ist die Verweildauer darin wesentlich länger. Sie kann einige 100 ns bis zu mehreren Mikrosekunden betragen [Fin04]. Das hat zur Folge, dass nicht alle Ladungsträger während der Integrationszeit von 100 ns bei den Elektroden ankommen. In der Signalamplitude äußert sich dies durch einen exponentiellen Abfall.

Neben den eben erwähnten mikroskopischen Defekten, gibt es auch makroskopische Defekte wie Inklusionen und Ausscheidungen von Te und Cd im CdTe Kristall, die sich negativ auf das elektrische Feld im Kristall auswirken. Inklusionen entstehen während des Kristallwachstums durch unstöchiometrischen Reaktionsablauf, d.h. Te wird im Überschuss eingesetzt und bleibt in Form von Inklusionen im Kristall erhalten. Ausscheidungen hingegen entstehen wegen der retrograden Löslichkeit von Te im CdTe Kristall während des Abkühlens des Kristalls [BBG<sup>+</sup>09]. Die Größe dieser Einlagerungen kann bis einige hundert Mikrometer betragen. Das stört den elektrischen Feldverlauf im Kristall und hat eine sehr nachteilige Wirkung auf die Homogenität des CdTe Kristalls. Durch verschiedene Verfahren ([BBG<sup>+</sup>09], [RESG95]) wird versucht diese Einlagerungen möglichst klein zu halten, um eine möglichst homogene Ladungssammlung über das gesamte Kristallvolumen zu gewährleisten.

## 5.2 Kompensation

Die hohen Defektkonzentrationen in CdTe führen zu einem niedrigen spezifischen Widerstand ( $< 10^4 \Omega\text{cm}$ ). Um hochohmiges Material ( $10^9 \Omega\text{cm}$ ), welches man für die Verwendung als Sensormaterial benötigt, zu erhalten, muss die durch Defekte eingebrachte hohe Zahl an Ladungsträgern erheblich reduziert werden (Kompensation).

Undotiertes CdTe ist aufgrund von Cadmiumfehlstellen ( $V_{Cd}$ ) und Restverunreinigungen bei der Rohstoffgewinnung leicht p-leitend. Eine Möglichkeit die durch die  $V_{Cd}$  verursachte hohe Löcherleitfähigkeit zu kompensieren, besteht in der gezielten Dotierung mit einem Element der siebten Hauptgruppe (z.B. Chlor). Das Chloratom nimmt dabei den Platz eines Telluratoms ein. Da das Chloratom ein Valenzelektron mehr besitzt als das Tellur kann dieses den Platz eines durch  $V_{Cd}$  verursachten Loches besetzen. Somit ist die Cadmiumfehlstelle neutralisiert und kann Signalladungsträger nicht mehr einfangen.



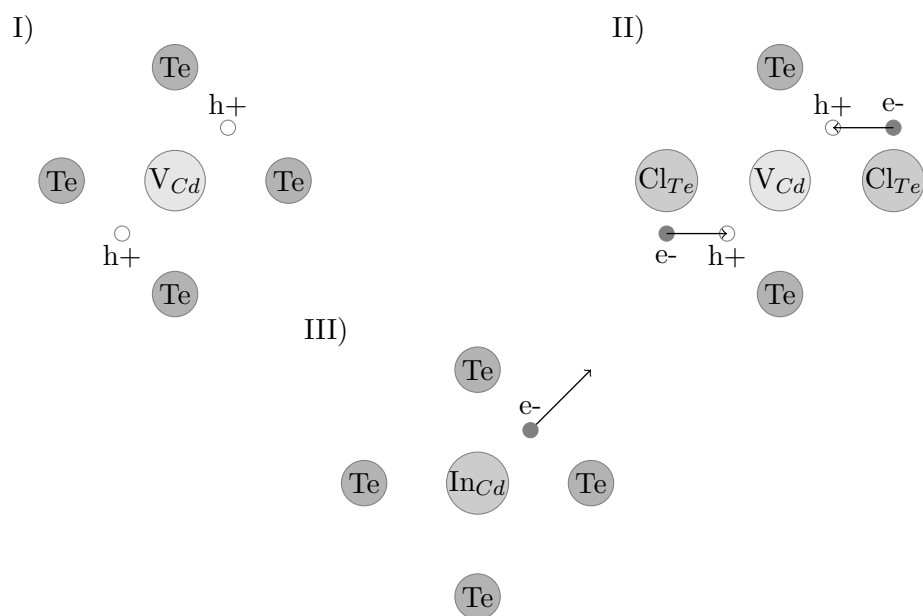
Der Charakter solcher Kristalle bleibt jedoch weiterhin leicht p-leitend. Die in dieser Arbeit untersuchten CdTe Kristalle waren von diesem Typ.

Eine weitere Möglichkeit die  $V_{Cd}$  zu kompensieren, besteht darin, Elemente der dritten Hauptgruppe (z.B. Indium, Aluminium) in den Kristall einzubringen. Diese Atome nehmen den Platz von  $V_{Cd}$  ein. Da sie jedoch ein Elektron mehr besitzen als das zweiwertige Cadmium sind diese Kristalle n-leitend.

Ein weiterer Mechanismus, der zur Kompensation der Cadmiumfehlstellen beiträgt, ist die sogenannte Selbstkompensation [FES<sup>+</sup>98]. Hierbei geht man davon aus, dass die von den Tellur-Substitutionsstörstellen ( $Te_{Cd}$ ) (tiefe Donatoren) stammenden überschüssigen Elektronen an flache Akzeptoren ( $V_{Cd}$ ) abgegeben werden.

Bei der Züchtung der Kristalle muss auf eine ausgewogene Kombination der vorgestellten Kompensationsmechanismen geachtet werden. Erreicht man beispielsweise einen hohen spezifischen Widerstand nur mittels tiefer Donatoren ( $Te_{Cd}$ ), so leiden die Transporteigenschaften der Ladungsträger darunter [Gre10].

Abbildung 5.3 zeigt eine schematische Darstellung der Löchererzeugung aufgrund von Cadmiumfehlstellen und deren Kompensation durch Chlor oder Indium.



**Abbildung 5.3** Schematische Darstellung der Löchererzeugung aufgrund von Cadmiumfehlstellen (I) und deren Kompensation durch Chlor (II) oder Indium (III). Abbildung nach [Fin04].

## 5.3 Elektrodenmaterial für CdTe-Detektoren

Um eine effiziente Sammlung der Signalladungen aus dem Sensorvolumen zu gewährleisten, ist es nötig, ein zeitlich stabiles elektrisches Feld im Sensorvolumen aufzubauen. Dazu müssen elektrische Kontakte sowohl auf der Pixelseite als auch auf der Rückseite des Sensors aufgebracht werden. Die Art der verwendeten Materialien an der Metall/Halbleiter Grenzfläche bestimmt entscheidend die hier stattfindenden physikalischen Prozesse und ist Gegenstand aktueller Forschung ([RHZ<sup>+</sup>04, Gho08]). Der Charakter solcher Kontakte kann ohmsch oder Schottky sein. Ein ohmscher Kontakt ist gekennzeichnet durch seinen vernachlässigbaren Kontaktwiderstand. Ein Schottky-Kontakt hat eine gleichrichtende Wirkung, ähnlich der einer Diode. Genau wie diese können Detektoren mit Schottky-Kontakten nur in Sperrichtung betrieben werden, da ein Betrieb in Durchlassrichtung zur Zerstörung des Kristalls führen kann.

Als Kontaktmaterial für die in dieser Arbeit untersuchten CdTe Detektoren wurde sowohl für die Pixelanode als auch für die Rückelektrode Platin (Pt) verwendet. Damit lassen sich quasi-ohmsche Kontakte herstellen. Der ohmsche Charakter ist hierbei nicht durch eine lineare Strom-Spannungskennlinie gekennzeichnet, sondern durch einen effizienten Durchgang der Signalladungsträger aus dem Sensorvolumen am Metall/Halbleiter Kontakt.

## 5.4 Polarisation

Um ein zeitlich stabiles Verhalten in Bezug auf das Energieantwortspektrum und die Zählrate des Detektors zu gewährleisten, ist es notwendig das elektrische Feld im Inneren des Sensors stabil zu halten. Effekte, die zur Ausbildung von Raumladungen im Sensor führen und somit das elektrische Feld stören, bezeichnet man als Polarisation. Bei CdTe treten zwei Arten von Polarisationseffekten auf.

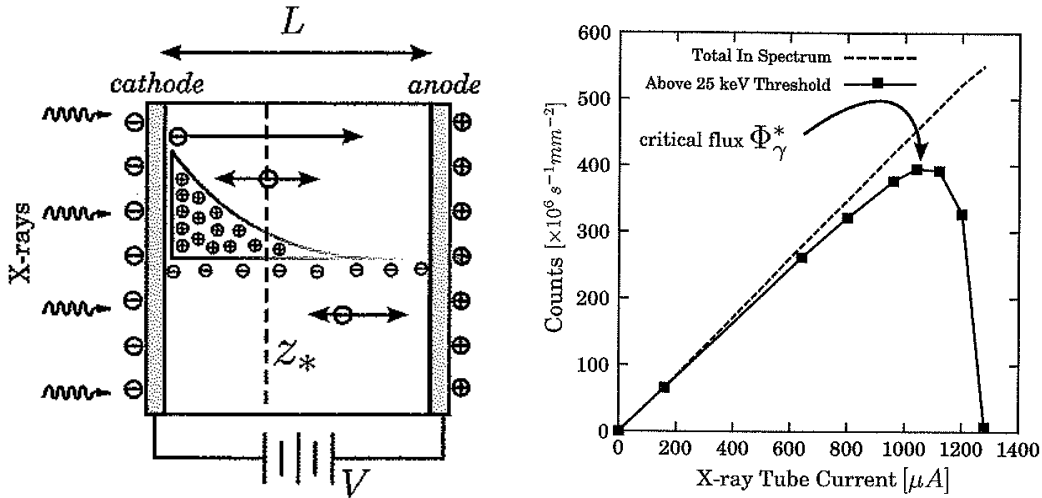
- **Polarisation durch Hochspannung**

Die Polarisation, die durch Hochspannung hervorgerufen wird, wird nur bei schottky-kontaktierten CdTe Detektoren beobachtet. Als Grund gibt [CF09] das Detrapping von Löchern aus tiefen Akzeptoren an. Dieses Abwandern von Löchern führt zur Ausbildung einer negativen Raumladungszone, was zu einer zeitlichen Änderung des elektrischen Feldes im Inneren des Kristalls führt. Da dieser Effekt auch von dem verwendeten Elektrodenmaterial abhängig ist, wird zur Zeit noch untersucht, bei welchem Material das stabilste Feld im Sensor zustande kommt.

- **Polarisation durch hohe Photonenflüsse**

Die durch hohe Photonenflüsse induzierte Polarisierung tritt wegen der im Gegensatz zu den Elektronen sehr geringen Beweglichkeit der Löcher auf. Nach der Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren, wandern die Elektronen zu der Anode und die Löcher zu der Kathode. Das Löchersignal spielt zwar aufgrund des Small Pixel Effektes (siehe Abschnitt 4.2.3) keine große Rolle, jedoch muss ein zeitlich stabiles Feld im Sensor herrschen, um möglichst alle Elektronen für das Signal zu registrieren. Auf dem Weg zu den jeweiligen Elektroden unterliegen beide Ladungsträgerarten einem Trapping- und Detrappingprozess. Aufgrund der schlechten Beweglichkeit und der geringen Lebensdauer der Löcher wird der Trappingprozess ab einem gewissen Photonenfluss dominant gegenüber dem Detrappingprozess. Dies führt zur Ausbildung einer positiven Raumladung nahe der Kathode, was das elektrische Feld im Inneren des Sensors teilweise abschirmt. Als Konsequenz kommt es zu einem allmählichen Zusammenbruch des elektrischen Feldes, was eine weitere Ladungssammlung der Elektronen verhindert.

In [BS08] wurde dieses Phänomen genau untersucht. Abbildung 5.4 zeigt schematisch das Zustandekommen dieses Effektes und die Folgen für das Zählverhalten für den Detektor.



**Abbildung 5.4** Links: Veranschaulichung der Ausbildung der Raumladungszone aufgrund der Löcher. Rechts: Gemessene Zählrate in Abhängigkeit vom Photonenfluss.

## 5.5 Besonderheiten bei CdTe-Detektoren

### 5.5.1 Hole Tailing

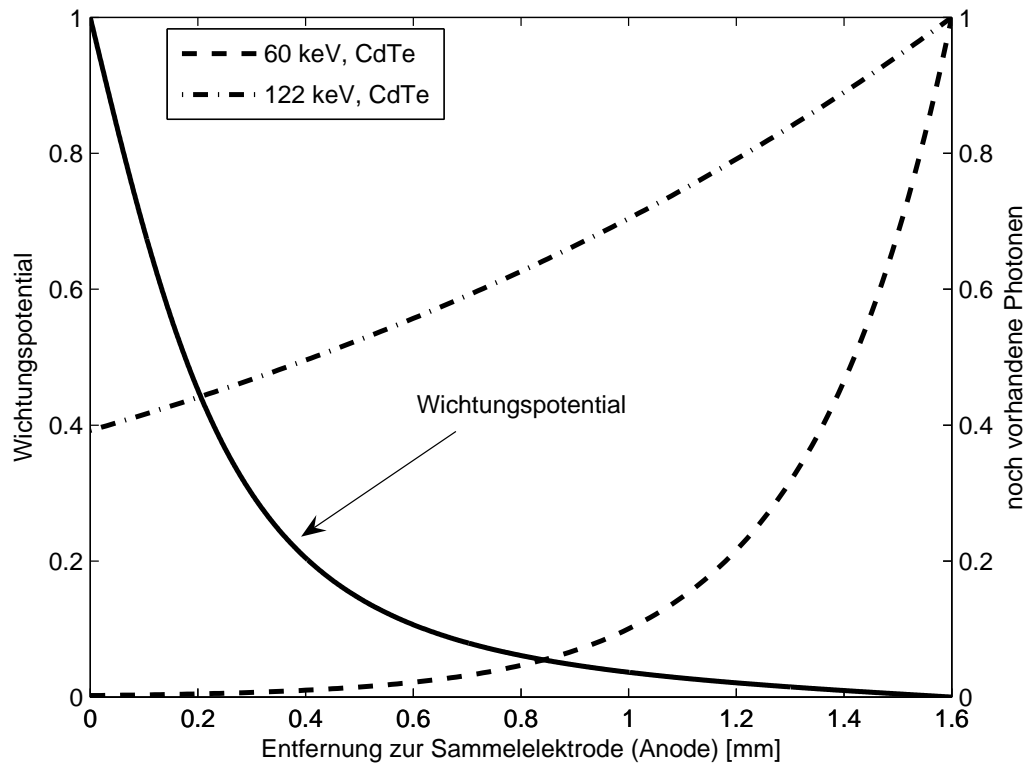
In Kapitel 4.2.3 wurde beschrieben, wie das Entstehen eines Signals zustande kommt. Wichtig bei CdTe ist der Small Pixel Effekt, da dieser den Einfluss der Löcher auf das Signal minimiert. Abhängig von der Energie der einfallenden Photonen, werden diese nach dem Lambert-Beer'schen Gesetz im Sensorvolumen absorbiert. Ist die Energie gering, werden die meisten Photonen nahe der Kathode absorbiert. Die Löcher, die von diesen Photonen stammen, spielen eine geringe Rolle für das Signal. Wird die Energie jedoch größer, werden die Photonen zunehmend gleichmäßig über das Sensorvolumen absorbiert. Als Folge wird der Einfluss der Löcher auf das Signal größer. Da die Löcher jedoch wesentlich schlechtere Ladungstransporteigenschaften als die Elektronen besitzen, werden nicht alle gesammelt, da sie vorher getrappt werden. Somit werden manche Ereignisse der gleichen Photonenenergie bei niedrigerer Energie registriert. Das dadurch entstehende Auslaufen der Peaks im Energieantwortspektrum hin zu niedrigen Energien nennt man Hole Tailing. Abbildung 5.5 zeigt die Absorptionskurven für 60 keV Photonen und für 122 keV Photonen beim Durchgang durch einen 1,6 mm dicken CdTe Sensor und das Wichtungspotential für einen Detektor mit einer Pixelkantenlänge von  $440\text{ }\mu\text{m}$ . Es wird deutlich, dass bei 122 keV Photonenenergie diese im Mittel wesentlich tiefer in das Sensormaterial eindringen und die Löcher somit wesentlich mehr zum Signal beitragen.

Die Auswirkungen im Energieantwortspektrum sind in Abbildung 5.6 dargestellt. Während bei 60 keV kaum ein Unterschied zwischen der induzierten Ladung und der vollen Ladung zu beobachten ist, kann man bei höheren Energien von 122 keV und 136 keV einen deutlichen Ausläufer der Peaks hin zu geringeren Energien beobachten. Bei höheren Energien wird dieser Effekt noch deutlicher.

### 5.5.2 Charge Steering

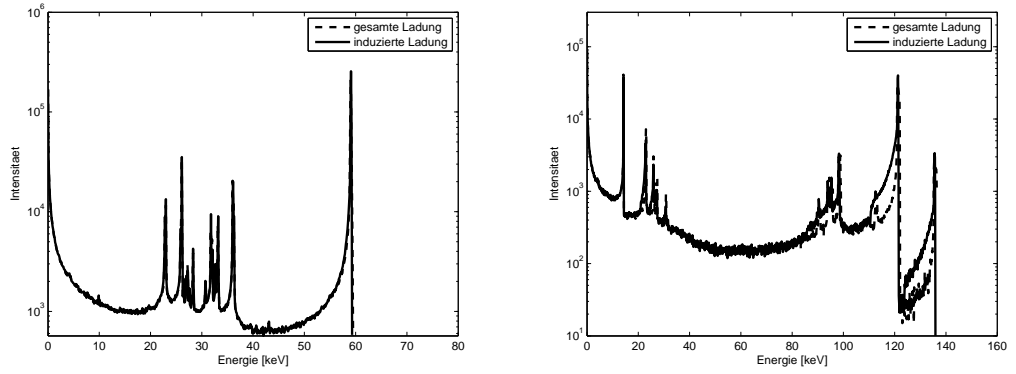
Die Aufgrund der zahlreichen Defekte in CdTe vorkommenden Störungen des elektrischen Feldes im Inneren des Sensors haben einen entscheidenden Einfluss auf das Zählverhalten und das Energieantwortspektrum des Detektors. Den Effekt, dass Ladungen durch Feldinhomogenitäten in benachbarten Pixeln landen, nennt man Charge Steering Effekt [SSV<sup>+</sup>08].

Befindet sich im Sensorvolumen über einem Pixel beispielsweise eine Tellur-Inklusion, kommt es unter anderem zu einer Feldverbiegung, welche die Feldlinien in die Nachbarpixel drückt. Ein Teil der Ladungswolke, welche diesen Feldlinien folgt, wird somit auch in den Nachbarpixeln registriert. Als Folge registriert der Pixel mit der Tellur-Inklusion weniger Ladung und die benachbarten Pixel dafür mehr. Im linken Teil von Abbildung 5.7 ist schematisch der Effekt des Charge Steerings dargestellt. In der Röntgenaufnahme eines CdTe Detektors mit einer Sensordicke von 1 mm und einer Pixelkantenlänge von

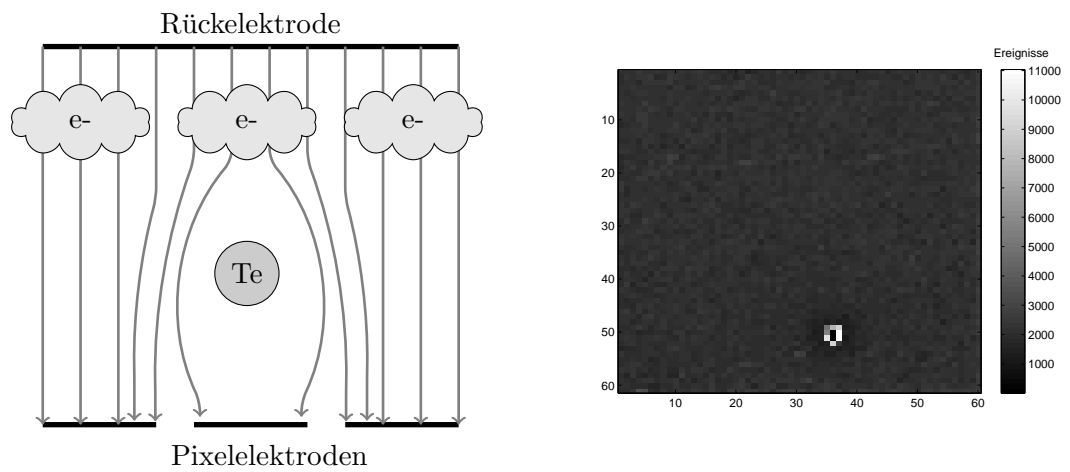


**Abbildung 5.5** Absorptionskurven für 60 keV Photonen und für 122 keV Photonen beim Durchgang durch einen 1.6 mm dicken CdTe Sensor und das Wichtungspotential für einen Detektor mit einer Pixelkantenlänge von  $550 \mu\text{m}$ .

$110 \mu\text{m}$  in der rechten Hälfte der Abbildung, kann man deutlich die Auswirkungen des Charge Steerings auf die Bildqualität sehen.



**Abbildung 5.6** Simuliertes Energieantwortspektrum ohne Elektronikrauschen eines 1,6 mm dicken CdTe Detektor mit einer Pixelkantenlänge von  $440\ \mu\text{m}$  auf die Bestrahlung mit: Links:  $^{241}\text{Am}$  und Rechts:  $^{57}\text{Co}$ .



**Abbildung 5.7** Links: Schematische Veranschaulichung des Charge Steering Effektes. Rechts: Röntgenaufnahme mit einem CdTe Detektor mit einer Sensordicke von 1 mm und einer Pixelkantenlänge von  $110\ \mu\text{m}$ . Unten im Bild lässt sich deutlich der beschriebene Effekt des Charge Steerings beobachten.

# 6 Messungen

## Inhaltsangabe

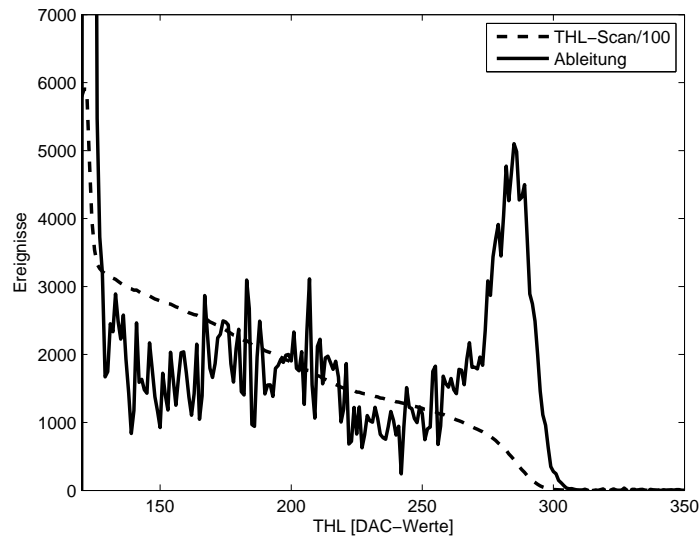
6.1	Schwellenabtastung (THL-Scan)	49
6.2	Messung mit Präparaten	50
6.3	Messung mit Fluoreszenzstrahlung	51
6.4	Maske	53
6.5	Energiekalibrierung	58

### 6.1 Schwellenabtastung (THL-Scan)

Der Medipix besitzt eine obere (engl: threshold high THH) und eine untere Energieschwelle (engl: threshold low THL). Damit sind Aufnahmen in einem bestimmten, einstellbaren Energiefenster möglich. Will man jedoch das gesamte Energieantwortspektrum einer Strahlungsquelle erhalten, muss man folgendermaßen vorgehen: Man setzt die obere Schwelle auf den höchsten Wert (sozusagen unendlich) und verfährt die untere Schwelle sukzessive von kleineren zu größeren THL-Werten. Dabei registriert man die jeweiligen Zählereignisse. Bildet man nun die Ableitung dieses „THL-Scans“, erhält man die Energieantwort des Detektors auf die Strahlenquelle. Abbildung 6.1 zeigt beispielhaft einen THL-Scan und die sich aus der Ableitung ergebende Energieantwort. Der Photopeak wurde mittels einer Gaussfunktion

$$f(THL) = A \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp \left( -\frac{1}{2} \left( \frac{THL - \mu}{\sigma} \right)^2 \right) \quad (6.1)$$

mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate angepasst. Hierbei bezeichnen THL den Wert der unteren Schwelle,  $\sigma$  die Standardabweichung des Peaks,  $\mu$  die Position des Peaks und A die Höhe des Peaks. Im Fit wurden die Parameter A,  $\sigma$  und  $\mu$  angepasst.



**Abbildung 6.1** Die Abbildung zeigt einen THL-Scan und die Ableitung (Energieantwortfunktion) eines Pixels eines CdTe Detektors mit einer Pixelkantenlänge von  $330\,\mu\text{m}$  und einer Dicke von  $1,6\,\text{mm}$  auf das Emissionsspektrum des  $^{241}\text{Am}$  Präparates.

## 6.2 Messung mit Präparaten

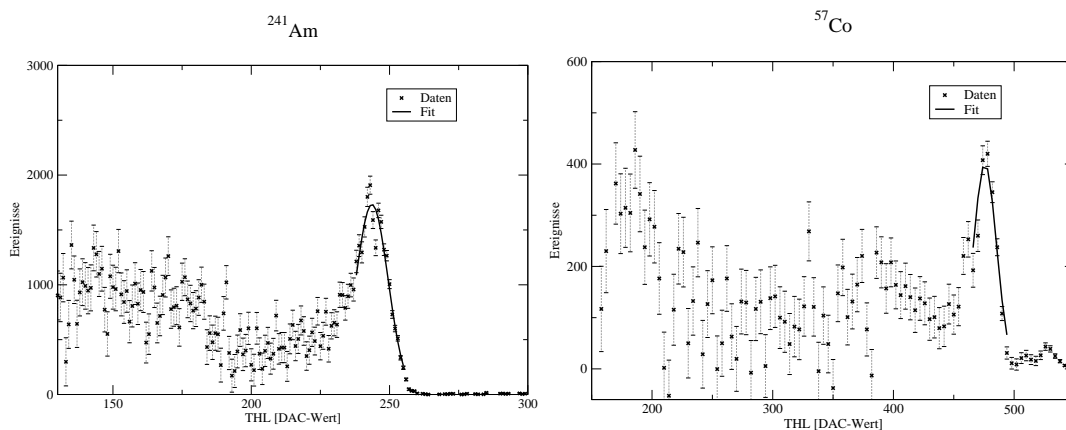
Für die Energiekalibrierung und zur Feineinstellung der Energieschwellen (Maske), ist es notwendig, Strahlungsquellen bekannter Röntgenenergien zu verwenden. Radioaktive Präparate mit ihren monoenergetischen Emissionslinien eignen sich daher gut für diesen Zweck. Für die Messungen wurden  $^{241}\text{Am}$  und  $^{57}\text{Co}$  verwendet. Die Energie dieser Emissionslinien sowie ihre Intensität sind in Tabelle 6.1 aufgeführt.

**Tabelle 6.1** Emissionsspektrum von Co57 und Am241 [Fir96]

Material	Aktivität in GBq	Energie in keV	Intensität pro 100 Zerfälle
Am241	1.1	26,345	0,41
		33,195	0,026
		43,432	0,003
		59,537	6,0
Co57	0.001	14,413	9,16
		122,061	85,6
		136,474	10,68
		692,03	0,157



Abbildung 6.2 zeigt das Antwortspektrum eines Pixels eines CdTe Detektors mit einer Pixelkantenlänge von  $220\,\mu\text{m}$  und einer Dicke von  $1,6\,\text{mm}$ .



**Abbildung 6.2** Links: Antwortspektrum eines CdTe Detektors mit einer Pixelkantenlänge von  $220\,\mu\text{m}$  und einer Dicke von  $1,6\,\text{mm}$  bei Einstrahlung mit dem: Links:  $^{241}\text{Am}$  Präparat und Rechts:  $^{57}\text{Co}$  Präparat.

### 6.3 Messung mit Fluoreszenzstrahlung

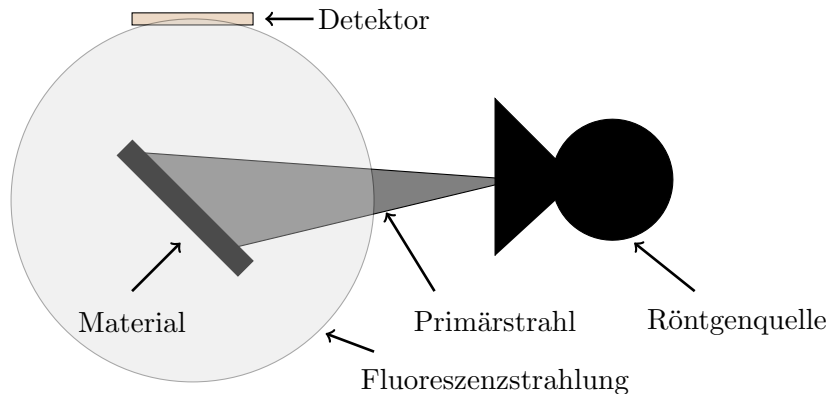
Neben radioaktiven Präparaten können auch Fluoreszenzstrahlen zur Energieantwortuntersuchung genutzt werden. Man macht sich dabei zu nutze, dass alle Materialien bei Bestrahlung mit Röntgenstrahlung sogenannte Fluoreszenzstrahlung emittieren können. Mit zunehmender Kernladungszahl  $Z$  steigt auch die Energie der emittierten Quanten, bis man schließlich Röntgenenergien erreicht. Tabelle 6.2 zeigt einige Materialien und die Energie der jeweils emittierten Fluoreszenzstrahlung.

**Tabelle 6.2** Auszug aus dem Fluoreszenzspektrum der verwendeten Materialien [Fir96]

Material	Fluoreszenzlinie	Energie in keV	rel. Intensität
Mo	$K_{\alpha 1}$	17,5	42,6
	$K_{\alpha 2}$	17,4	22,4
	$K_{\beta 1}$	19,6	6,6
	$K_{\beta 2}$	20,0	1,5
	$K_{\beta 3}$	19,6	3,4
Ag	$K_{\alpha 1}$	22,2	45,6
	$K_{\alpha 2}$	22,0	24,2
	$K_{\beta 1}$	24,9	7,5
	$K_{\beta 2}$	25,5	1,9
	$K_{\beta 3}$	24,9	3,9
Sn	$K_{\alpha 1}$	25,3	45,7
	$K_{\alpha 2}$	25,0	24,7
	$K_{\beta 1}$	28,5	8,0
	$K_{\beta 2}$	29,1	2,2
	$K_{\beta 3}$	28,4	4,2
I	$K_{\alpha 1}$	28,6	46,4
	$K_{\alpha 2}$	28,3	25,2
	$K_{\beta 1}$	32,3	8,34
	$K_{\beta 2}$	33,0	2,5
	$K_{\beta 3}$	32,2	4,3
Gd	$K_{\alpha 1}$	43,0	47,5
	$K_{\alpha 2}$	42,3	26,6
	$K_{\beta 1}$	48,7	9,3
	$K_{\beta 2}$	50,0	3,1
	$K_{\beta 3}$	48,6	4,8
W	$K_{\alpha 1}$	59,3	47,0
	$K_{\alpha 2}$	58,0	27,4
	$K_{\beta 1}$	67,2	10,3
	$K_{\beta 2}$	69,1	3,6
	$K_{\beta 3}$	67,0	5,4

Um ein Energieantwortspektrum auf Fluoreszenzstrahlung zu erhalten, bringt man ein geeignetes Material in das Strahlungsfeld einer Röntgenquelle ein. Die Energie dieser Röntgenquelle sollte möglichst über der Energie der K-Kante des verwendeten Materials sein. Der Detektor wird dabei so positioniert, dass der Primärstrahl der Röntgenquelle ihn nicht durchdringt. Da die Abstrahlung der Fluoreszenzstrahlung des jeweiligen Materials jedoch isotrop in alle Raumrichtungen erfolgt, werden somit - bis auf Streustrahlung - nur diese detektiert. Abbildung 6.3 zeigt schematisch den Versuchsaufbau.

Messungen mit Fluoreszenzstrahlung bieten den Vorteil, dass sie im Vergleich zu denen



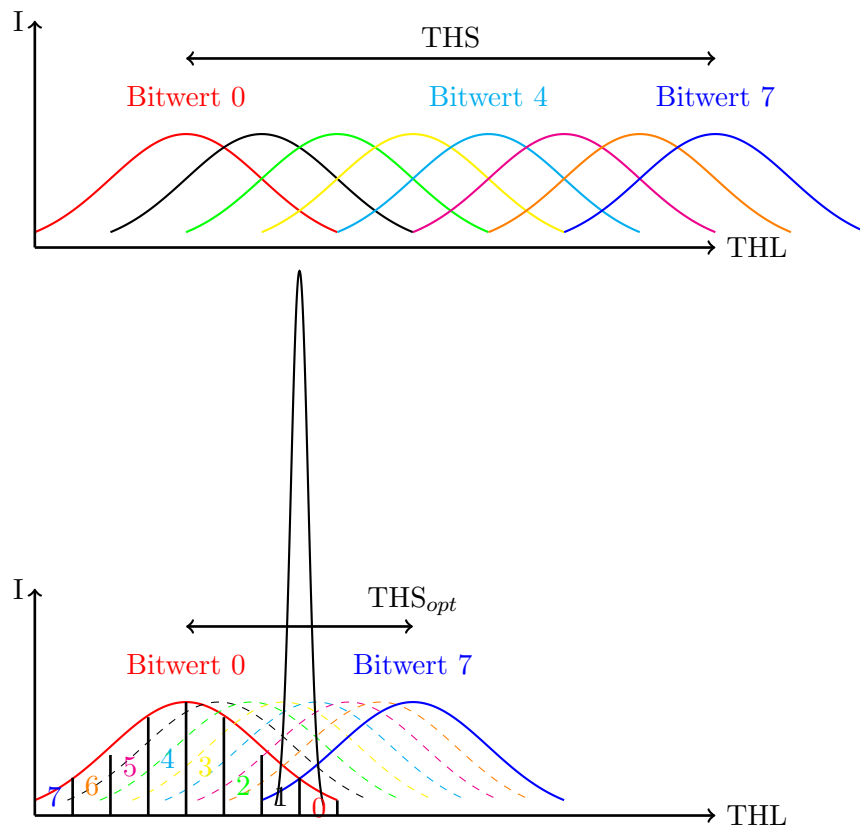
**Abbildung 6.3** Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zur Messung mit Fluoreszenzen.

mit Präparaten in wesentlich kürzerer Zeit durchgeführt werden können. Des Weiteren sind sie wesentlich billiger und emittieren ohne Anregung durch Röntgenstrahlung keine Fluoreszenzstrahlung, was einen leichteren Umgang mit ihnen ermöglicht.

## 6.4 Maske

Der Medipix besitzt, wie weiter oben bereits erwähnt, eine untere Energieschwelle (THL). Physikalisch gesehen ist diese Schwelle eine Spannung, welche die Höhe der Diskriminatorschwelle bestimmt, und somit entscheidet, ob ein Photon als ein Ereignis registriert wird. Da jedoch das Verhalten elektronischer Bauteile nicht vollkommen identisch ist, variiert die Höhe dieser Diskriminatorschwelle. Beginnt beispielsweise ein Pixel bei  $THL=150$  zu zählen, so zählt sein Nachbar z.B. erst bei  $THL=150+x$ . Dies führt zu einer Verschlechterung der Energieauflösung über die gesamte Detektormatrix. Eine Möglichkeit diese Schwellenvariation erheblich zu verringern und damit die Aufnahme zu verbessern, besteht darin, die Schwelle für jeden Pixel mit drei Adjustmentbits (Abit), also acht Werten, zu justieren (siehe Abb. 6.4). Dabei wird jedem Abit-Wert eine Spannung zugeordnet.

In Abbildung 6.4 oben sind die Verteilungen der Schwellen aller Pixel (eigentlich Histogramme) für alle acht Abit-Werte farbig dargestellt. Einträge in den Histogrammen können die Lage von Rauschpeaks, die Lage der charakteristischen Peaks von Fluoreszenzstrahlung oder von radioaktiven Quellen und Zählereignisse bei einer festen Schwelle (Flatfields) sein. D.h. es wird zum Beispiel pixelweise die Position des Photopeaks bestimmt, welche dann einen Eintrag im Histogramm ergibt. Die Position des Photopeaks aller Pixel ergibt das gesamte Histogramm. Weiter unten wird genauer auf das



**Abbildung 6.4** Oben: Histogramme für alle acht Abit-Werte mit unangepasstem THS. Unten: Histogramme der Abits bei optimaler THS Einstellung und das Histogramm der sich ergebenden Korrekturmaske mit erheblich geringerer Variation.

Füllen der Histogramme eingegangen. Mit steigendem Abit-Wert, einem Wert, welcher in einem Register, dem Threshold-Adjustment-Register, gespeichert ist, steigt auch die THL-Spannung, ab der ein Pixel zählt. Die Kurve, die beispielsweise zu Abit 1 gehört, ist die gleiche wie bei Abit 0 nur um einen Offset  $\Delta\text{THL}$  in THL Richtung verschoben, während die Kurve, welche zu Abit 7 gehört, um einen Faktor sieben mal  $\Delta\text{THL}$  in Richtung THL verschoben ist. Der einstellbare DAC-Wert THS steuert den Abstand zwischen den Kurven für Abit 0 und Abit 7. Der THS Wert kann so gewählt werden, dass sich diese beiden Kurven um  $1/8$  überlappen (siehe Abb. 6.4 unten). Teilt man nun die Kurve für Abit 0 in acht äquidistante Stücke und setzt die Pixel aus dem ersten Bereich auf Abit 7, dem zweiten auf Abit 6, dem dritten auf bit A5 usw., so kann man sich leicht vorstellen, dass schließlich alle Pixel im Überlappungsbereich landen. Es entsteht die schwarze Kurve in Abb. 6.4 unten. Die Breite dieser Kurve kann dabei theoretisch auf  $1/8$  der ursprünglichen Breite reduziert werden. Tatsächlich erreicht man aber nur ca.  $1/4$  der ursprünglichen Breite. Wählt man den THS Wert höher oder niedriger als den optimalen, so wird diese Kurve breiter.

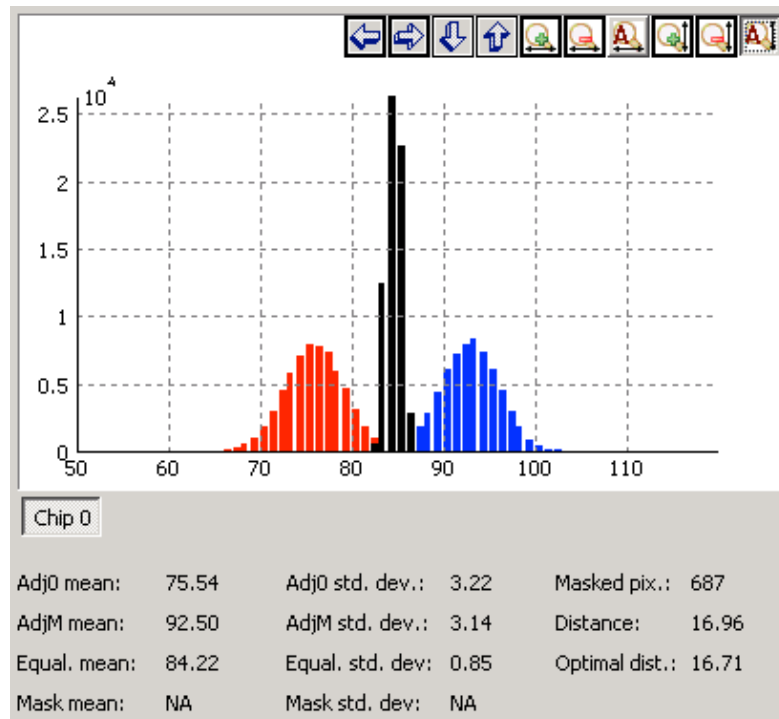
- **Maske am Rauschen**

Wie weiter oben bereits erwähnt, kann diese Maske durch das Abtasten des Rauschpeaks erstellt werden. D.h. es wird die Position bestimmt, ab der ein Pixel ins Rauschen gerät. Dazu bietet die Software Pixelman [PJH], welche für den Betrieb der Detektoren verwendet wird, eine Möglichkeit die Maske wie weiter oben dargestellt, zu bestimmen. Abbildung 6.5 zeigt die Verteilung der Rauschpeaks ohne Maske und mit Maske.

- **Maske mit radioaktiven Quellen**

Da die Qualität der Maske auch von der Energie, bei der sie erzeugt wurde, abhängt, ist es sinnvoll die Maske in dem Energiebereich zu erstellen, welcher bei der Messung verwendet wird. Da die Rauschgrenze bei den für die Messung verwendeten CdTe Detektoren zwischen ca. 8 keV und 20 keV liegt, die Messungen aber bei wesentlich höheren Energien durchgeführt werden, sind die am Rauschen erzeugten Masken nicht mehr optimal.

Eine weitere Möglichkeit eine Maske zu erstellen ist die Verwendung von charakteristischen Peaks aus radioaktiven Quellen. Dazu wird zunächst die Energieantwortfunktion des Detektors bei Abit 0 und Abit 7 auf die Quelle bestimmt. Anschließend wird die Lage des Photopeaks in jedem einzelnen Pixel für beide Abit-Einstellungen bestimmt. Dieser wird wie oben beschrieben in die jeweiligen Histogramme eingeordnet. Diese Prozedur wird sooft wiederholt, bis der optimale THS-Wert gefunden wird. Dann wird wie oben beschrieben die Maske erstellt. In Abbildung 6.6 sind die Lage der  $^{241}\text{Am}$  (59,5 keV) Peaks eines CdTe Detektors mit



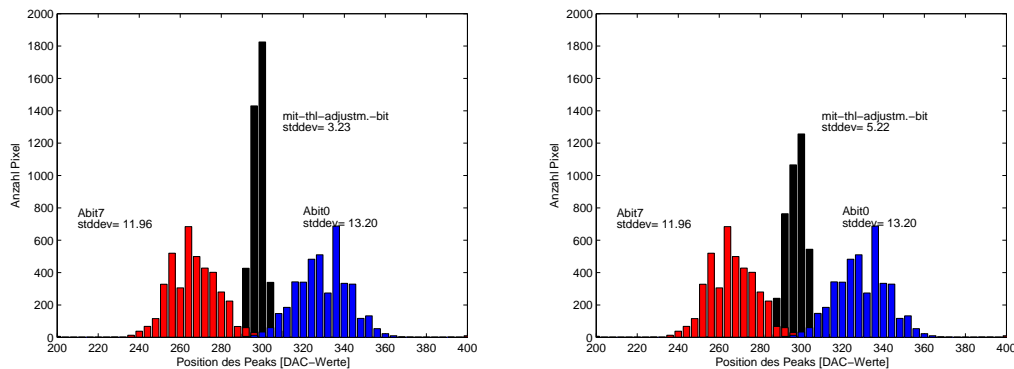
**Abbildung 6.5** Die Abbildung zeigt die Verteilung der Rauschpeaks ohne Maske (rot Abit 0 und blau Abit 7) und die Verteilung der Rauschpeaks mit Maske (schwarz).

einer Pixelkantenlänge von  $220 \mu\text{m}$  und einer Dicke von  $1,6 \text{ mm}$  für Abit 0 und Abit 7 histogrammiert. Links ist die Verteilung der  $^{241}\text{Am}$  Peaks mit  $^{241}\text{Am}$ -Maske und rechts die Verteilung der  $^{241}\text{Am}$  Peaks mit Rauschmaske mithistogrammiert. Man sieht deutlich, dass die Verteilung mit der Maske bei  $59,5 \text{ keV}$  wesentlich schmäler ist, als die Verteilung mit der Maske am Rauschen (ca.  $13 \text{ keV}$ ). Die Energieschwelle liegt bei ca.  $20 \text{ keV}$ .

Die Auswirkung der Maske auf die Qualität des Bildes ist in Abb. 6.7 zu sehen. Bei der Aufnahme mit Maske ist eine wesentlich bessere Bildqualität zu beobachten.

- **Maske mit Fluoreszenzen**

Da radioaktive Quellen und somit auch von diesen stammende Röntgenenergien nur begrenzt zur Verfügung stehen, bietet es sich an, Fluoreszenzstrahlung zur Erzeugung von Masken zu verwenden. Hier steht ein wesentlich größerer Energiebereich zur Verfügung. Die Vorgehensweise entspricht der bei radioaktiven Quellen.



**Abbildung 6.6** Links: Verteilung der Lage des  $^{241}\text{Am}$  Peaks (59,5 keV) für Abit 0 und Abit 7 und die wesentlich schmälere Verteilung der Peaks nach der Aufnahme mit der Am-Maske. ; Rechts: Mit der Rauschmaske wird die Verteilung der Peaks wesentlich breiter.

- **Maske mit Flatfieldaufnahmen**

Eine Maske bei einer frei wählbaren Energie erhält man, wenn man die untere Schwelle (THL) auf einen festen frei wählbaren Wert einstellt, und dabei den Detektor homogen über die ganze Fläche ausleuchtet (Flatfieldaufnahme). Dabei setzt man einmal alle Abits auf 0 und einmal auf 7. Anschließend histogrammiert man die Zählerstände (möglichst Mittelwert über viele Messungen) für Abit 0 und 7. Danach verfährt man wie am Anfang des Kapitels beschrieben. Der Vorteil einer solchen Maske ist, wie schon erwähnt, die freie Wählbarkeit der Energie. Da man durch die Maske elektronische Variationen im Verhalten des Detektors kompensieren will, ist es notwendig, dass das Sensormaterial möglichst homogen in der Qualität über die gesamte Detektormatrix ist. Bei Silizium ist dies der Fall. Bei CdTe hingegen kann diese Methode aufgrund der Materialinhomogenitäten nicht eingesetzt werden.

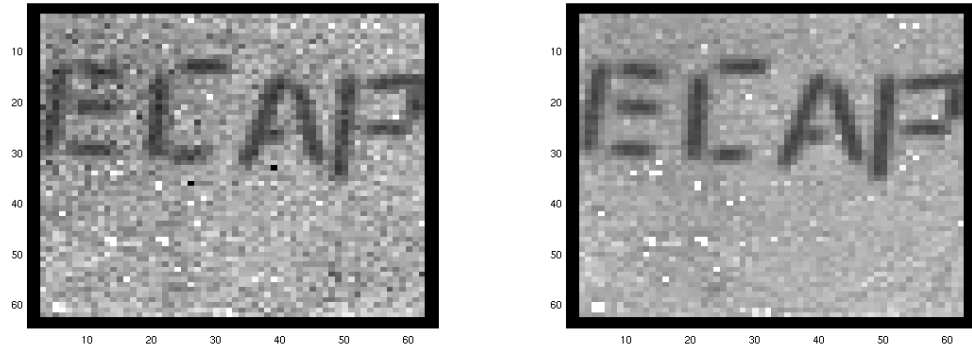


Abbildung 6.7 Links: Aufnahme ohne Maske. ; Rechts: Aufnahme mit  $^{241}\text{Am}$  Maske.

## 6.5 Energiekalibrierung

Um einer Schwelle (THL-Wert) eine eindeutige Energie zuzuordnen zu können, muss eine Energiekalibrierung durchgeführt werden. Dabei wird der Detektor mit zwei (oder mehreren) Strahlungsquellen bekannter Energie bestrahlt (siehe beispielsweise Tab. 6.1 und Tab. 6.2). Unter der Annahme, dass das Ansprechverhalten des Detektors im genutzten Energiebereich linear ist, lässt sich die Energie  $E$  in Abhängigkeit von der unteren Schwelle (THL) durch eine Gerade

$$E(THL) = \frac{\partial E}{\partial THL} THL + E_0 \quad (6.2)$$

approximieren. Die Energiekalibrierung erfolgt separat für jeden Pixel. Zur spektroskopischen Nutzung des Detektors ist es sinnvoll vor der Energiekalibrierung eine Feineinstellung der Energieschwellen (Maske) vorzunehmen.



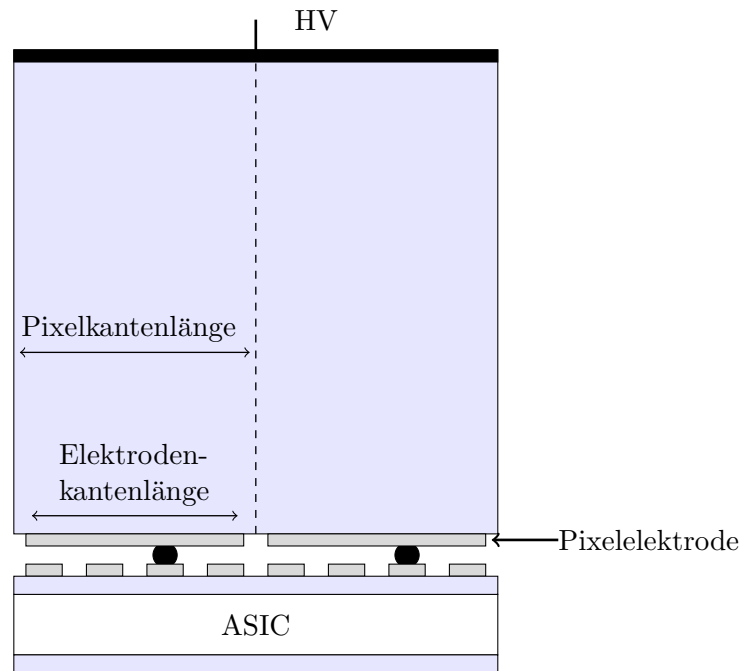
# 7 Untersuchung eines CdTe Sensors in Bezug auf unterschiedliche Pixel- und Elektrodengrößen

## Inhaltsangabe

7.1	Sensor . . . . .	59
7.2	Anzahl der Ereignisse in der Photo-Peak-Region (AEP) . . .	64
7.3	Position des Photopeaks . . . . .	69
7.4	Energiekalibration . . . . .	72
7.5	Energieauflösung . . . . .	74
7.6	Schlussfolgerung . . . . .	77

## 7.1 Sensor

Der in dieser Arbeit untersuchte Sensor wurde von der Firma ACRO RAD hergestellt. Am Freiburger Materialforschungszentrum erfolgte dann die Prozessierung (Passivierung, Aufbringen der Kontakte) und die Verbindung des Sensors mit dem Medipix2-MXR Auslesechip. Das vom Hersteller angegebene  $\mu\tau$ -Produkt beträgt für Löcher  $2 \times 10^{-4} \frac{\text{cm}^2}{\text{V}}$  und für Elektronen  $3.3 \times 10^{-3} \frac{\text{cm}^2}{\text{V}}$ . Als spezifischen Widerstand gibt der Hersteller  $10^9 \Omega \text{cm}$  an. Wie in Kapitel 4.4 beschrieben wurde, besteht die Matrix des Medipix2-MXR aus  $256 \times 256$  Pixeln mit einer Pixelkantenlänge von  $55 \mu\text{m}$ . Wird jeder  $n$ 'te Pixel mit dem Sensor kontaktiert, ergeben sich Pixelkantenlängen mit einem Vielfachen von  $55 \mu\text{m}$ . Abbildung 7.1 zeigt einen schematischen Querschnitt durch den Detektor für eine Pixelkantenlänge von  $220 \mu\text{m}$ . Aufgrund der Dicke des Sensors von  $1600 \mu\text{m}$  wurden Pixelkantenlängen von  $220 \mu\text{m}$ ,  $330 \mu\text{m}$ ,  $440 \mu\text{m}$  und  $550 \mu\text{m}$  gewählt. Die Pixel dieser vier Pixelgrößen wurden gleichmäßig über jeweils ein Viertel der Sensorfläche verteilt (vergl. Abb. 7.2). Um auch den Einfluss der Elektrodenfläche auf das spektrale Verhalten des Detektors zu untersuchen, wurde auch die Elektrodenfläche dieser Pixelgrößen um vier Größen variiert. Insgesamt erhält man also 16 Kombinationen auf einem Sensor. Die Lücke zwischen zwei Pixelkontakten erhält man, indem man die Elektrodenkantenlänge von der Pixelkantenlänge abzieht. Der Füllfaktor ist das Verhältnis von Elektrodenfläche zu Pixelfläche. Abbildung 7.2 zeigt schematisch die Unterteilung des Sensors und

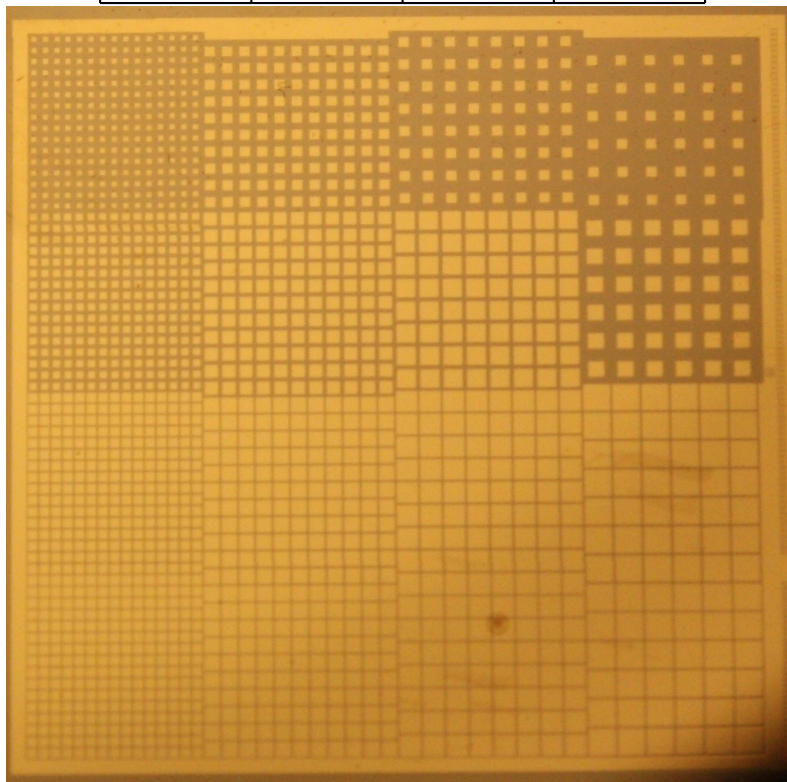


**Abbildung 7.1** Schematische Darstellung des Querschnittes des Sensors für eine Pixelkantenlänge von  $220\ \mu\text{m}$ .

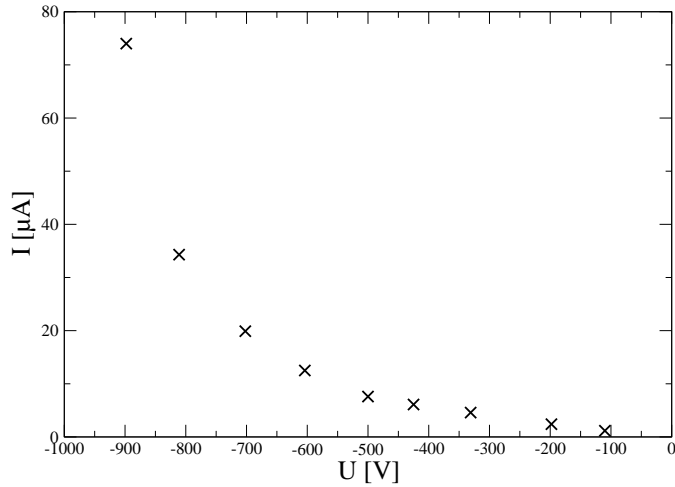
die Maske zur Herstellung der Metallkontakte.

Der Detektor wurde mit Hilfe eines Peltierelementes auf einer konstanten Temperatur von  $20^\circ\text{C}$  gehalten. Zunächst wurde eine Strom-Spannungskennlinie aufgenommen (siehe Abbildung 7.3). Während die Kennlinie zwischen 0 und ca.  $-500\ \text{V}$  eine annähernd konstante Steigung aufweist, nimmt der Leckstrom danach nichtlinear zu. Dieses häufiger beobachtete Verhalten ([CFG<sup>+</sup>04]) liegt zum einen daran, dass Leckströme über die Oberfläche des Sensors (Kriechströme) mit der Spannung zunehmen. Andererseits bestimmen die Metallkontakte entscheidend das Leckstromverhalten und es ist nicht auszuschließen, dass diese in ihrem Charakter räumlich über die Detektormatrix und mit der angelegten Spannung variieren. Entscheidend für einen optimalen Betrieb des Detektors sind folgende Überlegungen: Ein hohes Feld (hohe Spannung) im Sensormaterial gewährleistet ein schnelles Absaugen der Signalladungen aus dem Sensorvolumen. Dieses führt zu einer Verringerung des Charge Sharing. Eine höhere Spannung erhöht andererseits den Leckstrom, welcher das Rauschen erhöht. Zudem nehmen mit höherer Spannung Feldverzerrungen durch Materialinhomogenitäten zu. Bei dem untersuchten Detektor hat sich eine Kathodenspannung von  $-700\ \text{V}$  als guter Kompromiss erwiesen. Die Spannung zeigte auch ein zeitlich sehr stabiles Verhalten. Dies spricht für ein zeitlich stabiles Feld im Sensormaterial und gegen eventuelle Polarisierungseffekte.

220-100 21% #260	330-195 35% #110	440-195 20% #64	550-195 13% #36
220-140 41% #260	330-250 57% #121	440-360 67% #64	550-300 30% #36
220-185 71% #260	330-295 80% #121	440-405 85% #64	550-515 88% #42
220-195 79% #260	330-305 85% #110	440-415 89% #64	550-525 91% #36



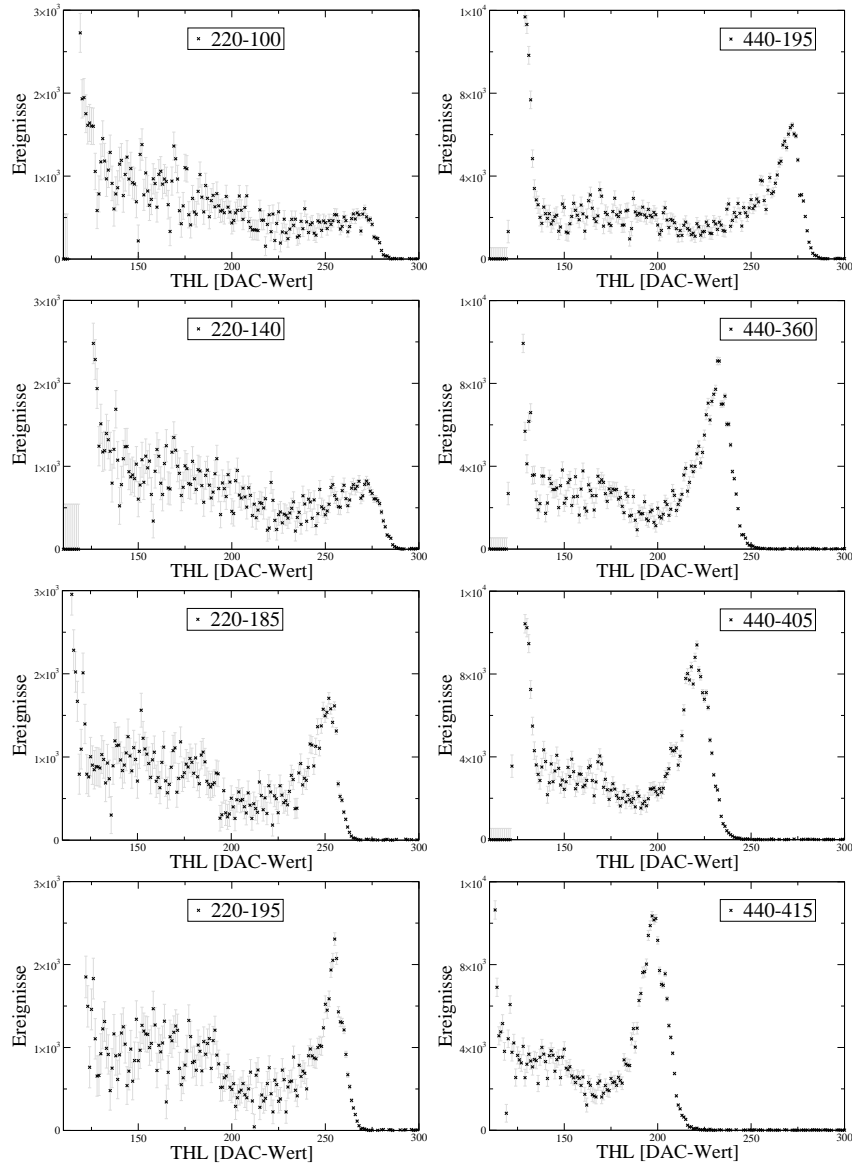
**Abbildung 7.2** Oben: schematische Darstellung der Verteilung der Pixelkonfigurationen. Notation: (Pixelkantenlänge)-(Elektrodenkantenlänge) in  $\mu\text{m}$ , Füllfaktor=Elektrodenfläche/Pixelfläche, Anzahl der Pixel. Unten: Maske zur Erzeugung der Metallkontakte (mit freundlicher Genehmigung des Freiburger Materialforschungsinstituts (FMF)).



**Abbildung 7.3** Strom-Spannungskennlinie des Detektors.

Um sicher zu stellen, dass die Detektormatrix homogen ausgeleuchtet wird, wurde das  $^{241}\text{Am}$  Präparat 10 cm vor dem Detektor positioniert. Die Variation der Intensität von der Mitte zum Rand des Sensors betrug damit weniger als 0,5%. Das  $^{57}\text{Co}$  Präparat wurde aufgrund ihrer geringen Aktivität (ca. 1 MBq) lediglich für die Energiekalibrierung genutzt. Anschließend wurde pixelweise das Energieantwortspektrum auf die Quellen bestimmt. Wegen der hohen Absorptionsfähigkeit von CdTe, werden die von dem  $^{241}\text{Am}$  Präparat stammenden Photonen (59,5 keV), wie in Kapitel 5.5.1 erwähnt, nahe der Kathode absorbiert. Die  $\frac{1}{e}$  Eindringtiefe, d.h. die Tiefe im Sensor, bis zu welcher 63% der Photonen absorbiert wurden, beträgt für Photonen mit 59,5 keV Energie, in CdTe 260  $\mu\text{m}$ . Deshalb tragen die Löcher kaum zum Signal bei, und das Hole Tailing ist nicht sehr ausgeprägt. Aus diesem Grund und wegen der hohen Aktivität des  $^{241}\text{Am}$  Präparats (1,1 GBq) wurde der von den 59,5 keV Photonen stammende Peak für die Untersuchung der Anzahl der Ereignisse im Photopeak, für die Untersuchung der Position des Photopeaks und für die Untersuchung der Energieauflösung benutzt. Die Energiekalibrierung wurde mit dem 59,5 keV Peak von  $^{241}\text{Am}$  und dem 122 keV Peak von  $^{57}\text{Co}$  durchgeführt. Hinweis: Wenn im Folgenden vom Photopeak gesprochen wird, so ist damit der Peak gemeint, bei dem die ganze von dem einfallenden Röntgenphoton stammende Energie in einem Pixel deponiert wird. Im Englischen wird dieser Peak „full energy peak“ genannt. Abbildung 7.4 zeigt repräsentative Antwortspektren eines Pixels für alle Elektrodenkombinationen mit einer Pixelkantenlänge von 220  $\mu\text{m}$  und 440  $\mu\text{m}$ . Für die Kombinationen 220-100 und 220-140 kann man eine starke Verschlechterung des Energieantwortspektrums beobachten. Bei der Pixelkantenlänge von 440  $\mu\text{m}$  erhält man für alle Elektrodenkombinationen ein zufriedenstellendes Energieantwortspektrum. Im Folgenden wird nun

näher auf die Energieantwortspektren aller Pixelgrößen eingegangen und das Zustandekommen dieser erklärt.

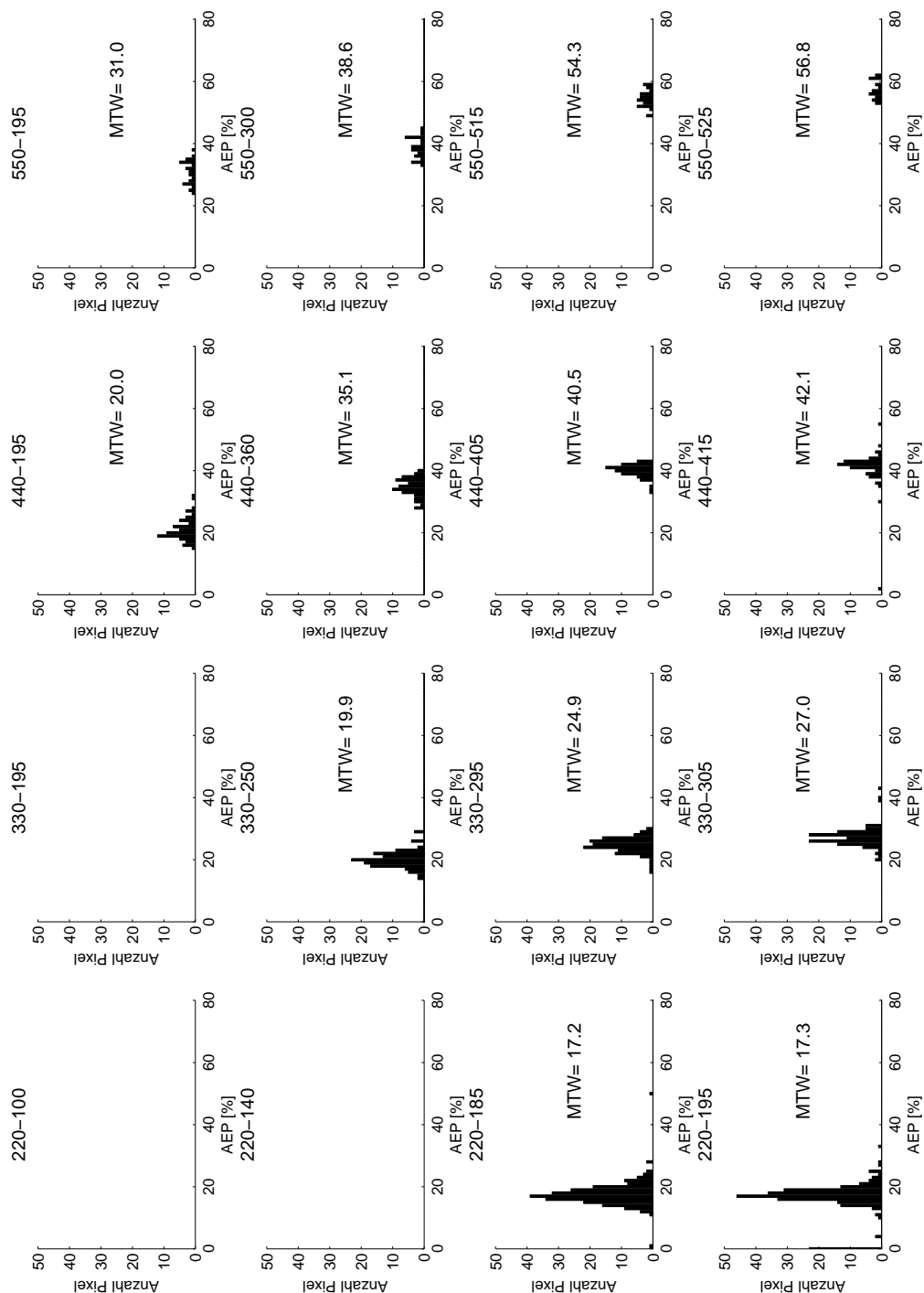


**Abbildung 7.4** Energieantwortspektren für einige ausgewählte Pixel (repräsentativ) für verschiedene Elektrodenkonfigurationen und Pixelkantenlängen auf das Emissionsspektrum von  $^{241}\text{Am}$ . Links: Pixelkantenlänge  $220\ \mu\text{m}$ . Rechts: Pixelkantenlänge  $440\ \mu\text{m}$ . THL ist dabei der Wert der Diskriminatorschwelle.

## 7.2 Anzahl der Ereignisse in der Photo-Peak-Region (AEP)

Um die Anzahl der Ereignisse in der Region des durch die 59,5 keV Photonen verursachten Peaks zu untersuchen, wurden alle Ereignisse integriert, welche sich um  $\pm 2\sigma$  (2 Standardabweichungen) um den Photopeak befanden, und ins Verhältnis zu allen registrierten Ereignissen gesetzt. Abbildung 7.5 zeigt alle 16 Histogramme der AEP für alle Pixelkonfigurationen. Bei manchen Pixelkonfigurationen (220-100, 220-140 und 330-195) gab es sehr viele Pixel mit sehr wenigen Ereignissen im Photopeak, so dass es nicht vernünftig möglich war, den Peak durch eine Gausskurve zu approximieren. Deshalb wurden diese Pixelkonfigurationen von allen weiteren Untersuchungen ausgeschlossen und die Histogramme haben daher keine Einträge. Weiterhin kann man in Abbildung 7.5 sehen, dass die AEP mit zunehmender Pixel- und Elektrodenkantenlänge zunehmen. Der Grund für die Zunahme mit der Pixelkantenlänge liegt im abnehmenden Einfluss des Charge Sharing mit größer werdenden Pixelflächen. Charge Sharing tritt auf, wenn ein Photon nahe der Pixelgrenze absorbiert wird und die dadurch erzeugte Ladungswolke auch auf benachbarte Pixel verteilt wird. Bei größer werdenden Pixelflächen wird der Anteil der Photonen, welche nahe der Pixelgrenze absorbiert werden, kleiner und somit auch der Einfluss des Charge Sharing geringer. Eine Umverteilung der Energie eines Röntgenphotons auf andere Pixel findet auch statt, wenn Fluoreszenzphotonen den Pixel verlassen. Bei hoch-Z Materialien können Fluoreszenzphotonen höhere Energien erreichen und somit mit größerer Wahrscheinlichkeit den Pixel verlassen. Diese verlassen dann den Sensor oder werden in einem anderen Pixel nachgewiesen. Auf jeden Fall fehlt die Energie im primär absorbierenden Pixel. Die  $\frac{1}{e}$  Eindringtiefe der  $K_\alpha$ -Photonen von Cadmium (23,1 keV) beträgt  $116\ \mu\text{m}$  und von Tellur (27,4 keV)  $61\ \mu\text{m}$ . Aufgrund einer Kante des Massenschwächungskoeffizienten von CdTe bei 26,7 keV ist die Eindringtiefe der  $K_\alpha$ -Photonen von Tellur geringer als die von Cadmium. Als Folge entstehen zusätzliche Peaks im Energieantwortspektrum (siehe Kapitel 4.3). Mit zunehmender Pixelgröße bleiben immer mehr Ereignisse im Photopeak, was den prozentualen Anstieg der AEP im Vergleich zu allen Ereignissen erklärt. Compton-Streuung führt ebenfalls zu einer Umverteilung der Energie des primär einfallenden Photons. Mit abnehmender Pixelkantenlänge wird die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein gestreutes Photon den Pixel verlässt und seine Energie in Nachbarpixel deponiert, größer. Dies führt zu einer Abnahme der AEP mit kleiner werdenden Pixelkantenlängen.

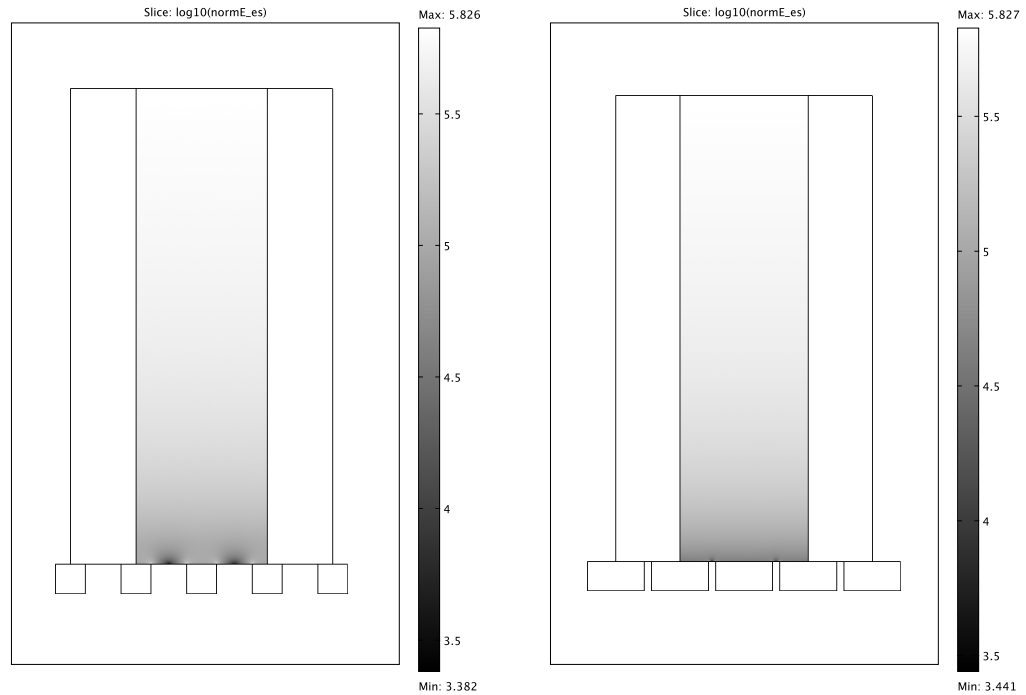
Die Abnahme der AEP mit kleiner werdenden Elektrodenflächen kann mit der dadurch verbundenen Zunahme der Lücke zwischen den Elektroden erklärt werden. Die Verluste von Ladungen an diese Lücke führen zu einer Verteilung von Ereignissen vom Photopeak hin zu geringeren Energien. Im Energieantwortspektrum macht sich das durch ein zunehmendes Ausschmieren des Peaks zu geringeren Energien (ähnlich dem Hole-Tailing) hin bemerkbar. Nun soll auf die Ursachen für diese Verluste an die Lücke eingegangen



**Abbildung 7.5** Anzahl der Ereignisse im Photopeak für 59,5 keV Photonen für die verschiedenen Pixelkonfigurationen. MTW bezeichnet den Mittelwert der Verteilung.

werden.

Simulationen mit dem Finite Elemente Simulationsprogramm COMSOL Multiphysics [com] in 3D-Geometrie ergaben, dass mit zunehmender Lücke zwischen den Pixelelektroden (kleinerem Füllfaktor) das elektrische Feld über der Lücke wesentlich schwächer ist als über den Pixelelektroden (siehe Abb. 7.6). Wird ein Photon nahe der Pixelgren-



**Abbildung 7.6** Verteilung der elektrischen Feldstärke im Sensor in  $\log_{10}(E/(\frac{V}{m}))$  für links: kleine Elektrode (220-100) und rechts: große Elektrode (220-195). Die fünf weißen Rechtecke im unteren Teil der Abbildung repräsentieren die Pixelelektroden.

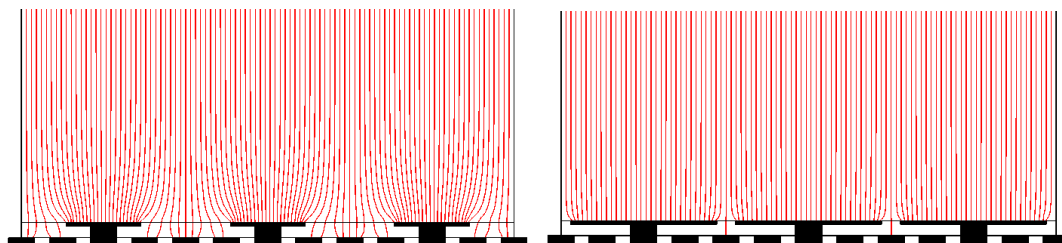
ze eines Pixels mit geringem Füllfaktor absorbiert, bewegen sich die durch das Photon erzeugten Ladungsträger, den Feldlinien des elektrischen Feldes folgend, durch den Bereich mit schwachem elektrischen Feld. In diesem Bereich, wo aufgrund des Small-Pixel-Effektes der größte Teil des Signals induziert wird, verweilen die Ladungsträger länger und die Wahrscheinlichkeit, dass sie in Ladungsträgerfallen gefangen werden, bevor sie die Pixelelektrode erreichen, ist wesentlich erhöht. Folglich ist die gesammelte Ladung eines über der Lücke absorbierten Photons geringer als die eines Photons, welches über dem Pixelkontakt absorbiert wurde. Bei Pixeln mit größeren Pixelkontakten (hoher Füllfaktor) ist die laterale Verteilung des elektrischen Feldes wesentlich homogener und der



Einfluss des lateralen Absorptionsortes auf die Ladungsträgersammlung ist wesentlich geringer.

Weitere Simulationen mit COMSOL ergaben, dass manche Feldlinien nicht auf den Pixelkontakten enden, was wahrscheinlich die schwerwiegendere Ursache für die Verluste der Ladungen an die Lücke ist. Dieses kommt zustande, da beim Betrieb des Detektors alle Pixel des ASICs des Medipix auf Erdpotential liegen [Llo07]. Mit zunehmender Lücke zwischen den Pixelelektroden verlassen manche Feldlinien den Sensor und enden an den ASIC Pixeln, welche nicht mit dem Sensor verbunden sind. Der Beitrag der Ladungsträger, die diesen Feldlinien folgen, zum Signal ist somit geringer. Abbildung 7.7 zeigt diesen Effekt für eine Pixelkantenlänge von  $220\text{ }\mu\text{m}$  (jeder vierte ASIC Pixel ist mit dem Sensor verbunden). Abhilfe würde ein Steering Grid zwischen den Kontakten [Kre10] schaffen oder die Möglichkeit die nicht kontaktierten ASIC Pixel auf negatives Potential setzen.

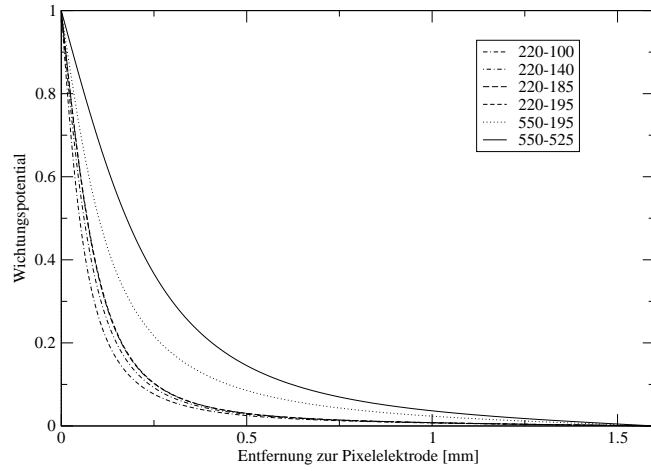
Obwohl der Füllfaktor für die Pixelkonfigurationen mit kleinen Elektrodenflächen und



**Abbildung 7.7** Verteilung der elektrischen Feldlinien an der Verbindungsstelle von Sensor und ASIC für : links: kleine Elektrode (220-100) und rechts: große Elektrode (220-195). Die Abbildung zeigt 13 ASIC Pixel, wobei nur drei mit den Pixelelektroden verbunden sind. Der Raum zwischen Sensor und ASIC besteht aus Luft.

größeren Pixelkantenlängen (440-195, 550-195) kleiner als bei den kleinen Pixelkantenlängen (220-100, 330-195) ist, kann man im Energieantwortspektrum noch einen zufriedenstellenden Photopeak erkennen. Auch diese Beobachtung kann dem Small-Pixel-Effekt zugeordnet werden. D.h. die Degradierung des Photopeaks durch Verluste an Ladungen an die Lücke ist nicht so ausgeprägt bei den Pixelkonfigurationen mit größerer Pixelgröße und kleinem Füllfaktor. Grund hierfür ist die Tatsache, dass ein größerer Teil zum Signal schon beigetragen wurde, bevor die Ladungsträger in den Bereich im Sensor gelangen, wo sie nichts mehr zum Signal beitragen. Abbildung 7.8 zeigt die Wichtungspotentiale als eine Funktion der Sensortiefe  $z$  für verschiedene Pixelkonfigurationen.

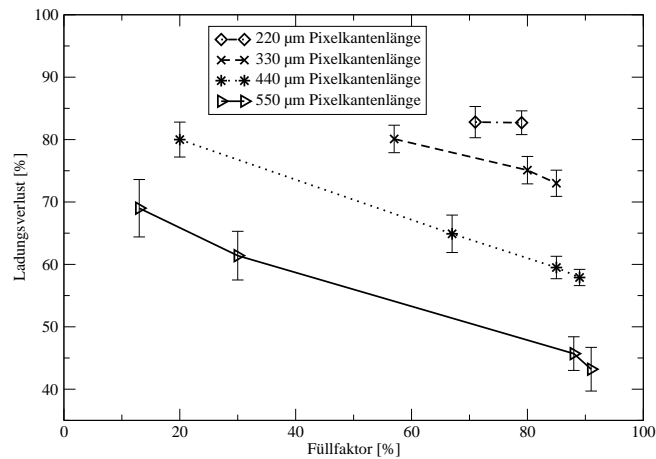
Eine weitere Erklärung für den Verlust an Ladung an die Lücke zwischen den Pixelelektroden wird in [BCH<sup>+</sup>99] gegeben. Hier wird die durch die Prozessierung des Detektors veränderte Leitfähigkeit der Oberfläche für den Effekt verantwortlich gemacht. Die im Vergleich mit dem Sensorvolumen (gutes Dielektrikum) viel höhere Leitfähigkeit der Sensoroberfläche zwischen den Pixelkontakten führt dazu, dass elektrische Feldlinien auf



**Abbildung 7.8** Wichtungspotentiale für einige Pixelkonfigurationen (zentral über Pixel).

dieser Oberfläche enden. Deshalb können Elektronen, die diesen Feldlinien folgen, in dieser Schicht gefangen werden.

In Abbildung 7.9 sind nochmals alle gemessenen Ladungsverluste des Photopeaks zusammengefasst. Die Ladungsverluste mit abnehmender Pixelkantenlänge sind durch ein Zunehmen des Charge Sharing und der Fluoreszenzphotonereignisse zu erklären. Innerhalb einer Pixelkantenlänge (verbundene Datenpunkte) nehmen die Ladungsverluste mit abnehmendem Füllfaktor (zunehmender Lücke zwischen den Pixeln) zu. Grund hierfür sind Störungen des elektrischen Feldes im Sensorvolumen zwischen den Pixelkontakten, welche zu verringerter Signalladungssammlung führen.



**Abbildung 7.9** Gemessene Ladungsverluste für alle Pixelkonfigurationen.

### 7.3 Position des Photopeaks

Die Ergebnisse der Untersuchung der Position des 59,5 keV Photopeaks sind in Abbildung 7.10 dargestellt. Man kann beobachten, dass sich der Photopeak mit abnehmender Lücke zwischen den Pixelelektroden (größere Kapazität; von oben nach unten) im Mittel zu kleineren THL-Werten hin verschiebt. Diese Beobachtung ist mit der Änderung der Detektorkapazität mit der Pixelelektrodenfläche zu erklären. Die Ausgangsspannung des ladungsempfindlichen Vorverstärkers (CSA) des Medipix2-Detektors ist gegeben durch [Spi05]

$$u_o = -Au_i. \quad (7.1)$$

Mit der Eingangsspannung

$$u_i = \frac{Q}{C_{total}} = \frac{Q}{C_{det} + (1 + A)C_F} \quad (7.2)$$

erhält man

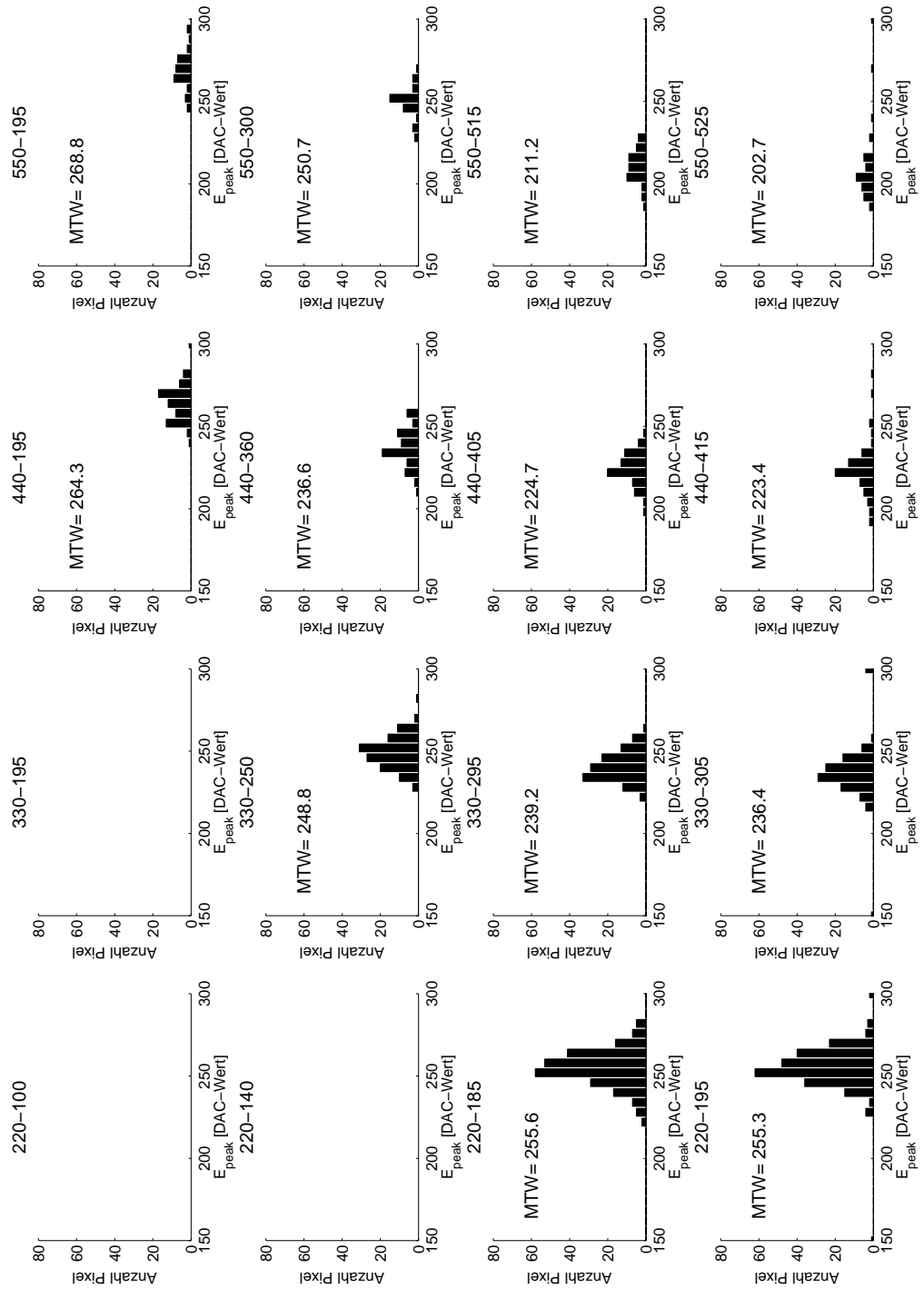
$$u_o = -A \frac{Q}{C_{total}} = -A \frac{Q}{C_{det} + (1 + A)C_F}. \quad (7.3)$$

Hierbei ist  $Q$  die im Sensor deponierte Ladung,  $C_{total}$  die Gesamtkapazität,  $C_F$  die Feedbackkapazität,  $C_{det}$  die Detektorkapazität und  $A$  der Verstärkungsfaktor des CSA. In Kapitel 4.3.2 wurden die Kapazitäten des Systems Sensor ASIC genauer dargestellt. Für die vom Sensormaterial unabhängigen Parameter  $A$  und  $C_F$  gibt [Llo07] die Werte 500-1000 bzw. 8 fF an. Während für Medipix-Auslesechips mit Silizium als Sensormaterial detaillierte Untersuchungen und Berechnungen für die weiteren Detektorkapazitäten  $C_{det}$  seitens der Chipentwickler vorliegen, gibt es für Detektoren mit CdTe als Sensormaterial keine zuverlässigen Berechnungen. Ist jedoch  $AC_F$  viel größer als die Detektorkapazität  $C_{det}$  wird der Großteil der Ladung im Feedbackkondensator integriert und  $u_o$  hängt nicht von  $C_{det}$  ab.

$$u_o = -\frac{Q}{C_F}. \quad (7.4)$$

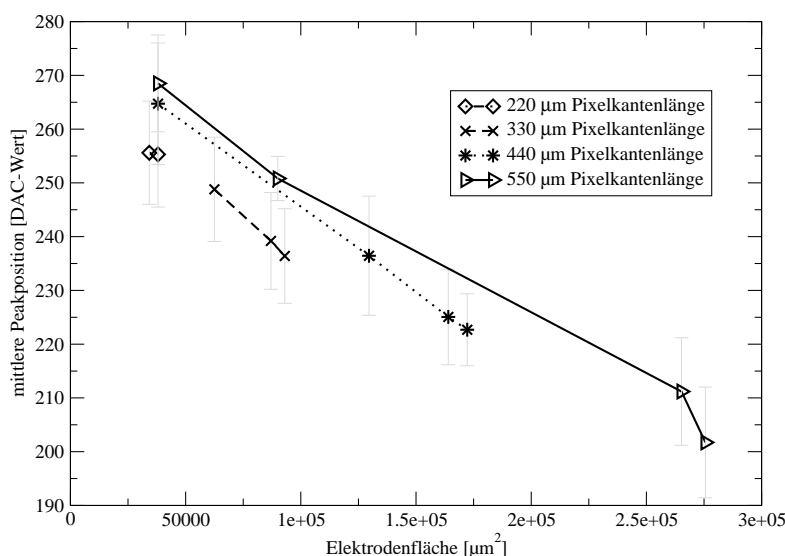
Für kleine Pixel, auf die der Medipix2-Detektor optimiert wurde, trifft diese Näherung zu. Die hier gemachten Beobachtungen lassen jedoch den Schluss zu, dass diese Näherung bei dem hier untersuchten Detektor nicht mehr angewandt werden kann. Zum einen führen die größeren Pixel zu einer Erhöhung der Detektorkapazität und zum anderen ist noch nicht vollständig geklärt, wie sich das Sensormaterial CdTe auf die Änderung der Detektorkapazität auswirkt.

In Abbildung 7.11 sind die Mittelwerte der Verteilungen aus Abbildung 7.10 nochmals gesondert dargestellt. Hier lässt sich die umgekehrte Proportionalität der Signalspannung  $u_o$  zur Detektorkapazität  $C_{det}$  aus Formel 7.3 gut erkennen. Da die Kapazität



**Abbildung 7.10** Histogramme der Peakpositionen der 59,5 keV Photonen für die verschiedenen Pixelkonfigurationen. MTW bezeichnet den Mittelwert der Verteilung.

wiederum direkt proportional zur Elektrodenfläche ist, kommt es zu der beobachteten Verschiebung des Photopeaks zu größeren Werten mit größer werdender Elektrodenfläche (verbundene Datenpunkte). Die umgekehrte Proportionalität der Kapazität zum Abstand der Pixelelektroden untereinander äußert sich dadurch, dass die verbundenen Datenpunkte der kleineren Pixelkantenlängen kleinere Werte im Vergleich zu den größeren Pixelkantenlängen aufweisen. D.h. die Kapazität nimmt bei gleichbleibender Elektrodengröße mit zunehmender Pixelgröße ab, da der Abstand der Pixelelektroden zueinander zunimmt.



**Abbildung 7.11** Darstellung der mittleren Position des 59,5 keV Photopeaks im Energieantwortspektrum als Funktion der Elektrodenfläche für die alle Pixelkonfigurationen.

Was in Abbildung 7.10 weiterhin auffällt ist die relativ breite Streuung der histogrammierten Werte. Dies liegt daran, dass keine Feineinstellung (Maske, siehe Kap. 6.4) der Energieschwellen durchgeführt wurde. Zudem erkennt man in den Histogrammen Einträge außerhalb der Hauptverteilung. Diese stammen von Pixeln mit schlechter Kontaktierung oder von Pixeln, welche sich unter Bereichen des Sensors befanden, wo Materialunreinheiten die Qualität des Sensors verschlechtern. Beide Ursachen führen zu einer starken Degradation des Energieantwortspektrums. Die aus der Anpassung einer Gaussfunktion an einen eventuellen Photopeak in solch einem Energieantwortspektrum stammenden Werte liegen daher außerhalb der Hauptverteilung.

## 7.4 Energiekalibration

Für die spektroskopische Nutzung eines Detektors muss eine Energiekalibration durchgeführt werden (siehe Kap. 6.5). Ziel der Kalibration ist es, einem Diskriminatorschwellenwert THL eine Energie E zuzuordnen. Dafür wurden die 59,5 keV Photonen des  $^{241}\text{Am}$  Präparates und die 122 keV Photonen des  $^{57}\text{Co}$  Präparates verwendet. Nun lässt sich die Steigung und der y-Achsenabschnitt der aus Kapitel 6.5 bekannten Energiekalibrationsgeraden berechnen. Die Steigung ist gegeben durch

$$s = \frac{\Delta E}{\Delta \text{THL}}. \quad (7.5)$$

Sie gibt Auskunft, wie viele THL-Werte in einem Energiebereich Platz finden. Wünschenswert ist eine möglichst kleine Steigung, d.h. viele THL-Werte in einem Energiebereich. Dies ermöglicht ein feineres Abtasten des Energieantwortspektrums.

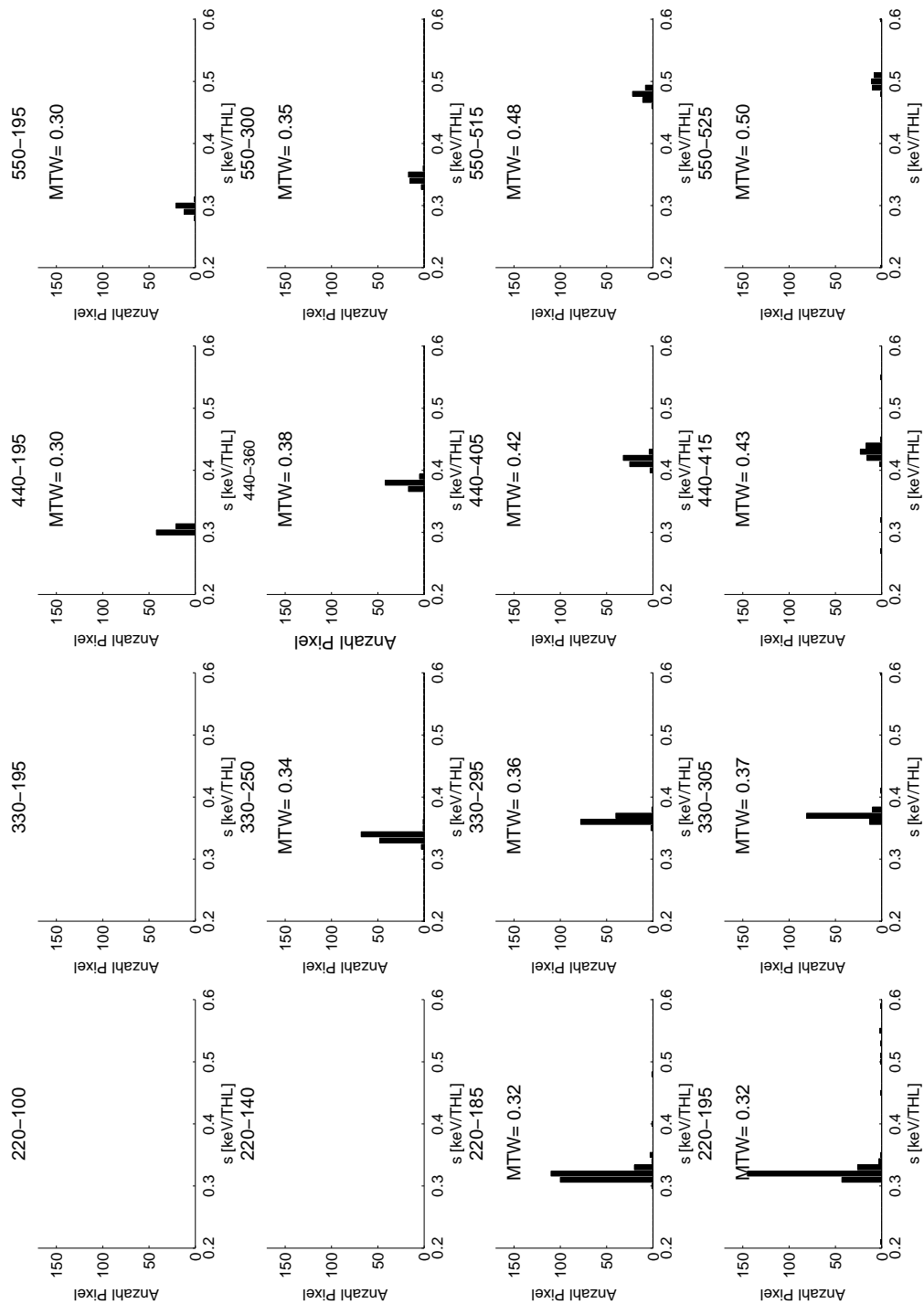
Unter der Berücksichtigung, dass THL-Werte aus durch Signalladungen mittels eines Kondensators entstandene Spannungswerte sind, lässt sich Gleichung 7.5 schreiben zu

$$s = \frac{\Delta E}{\Delta U}. \quad (7.6)$$

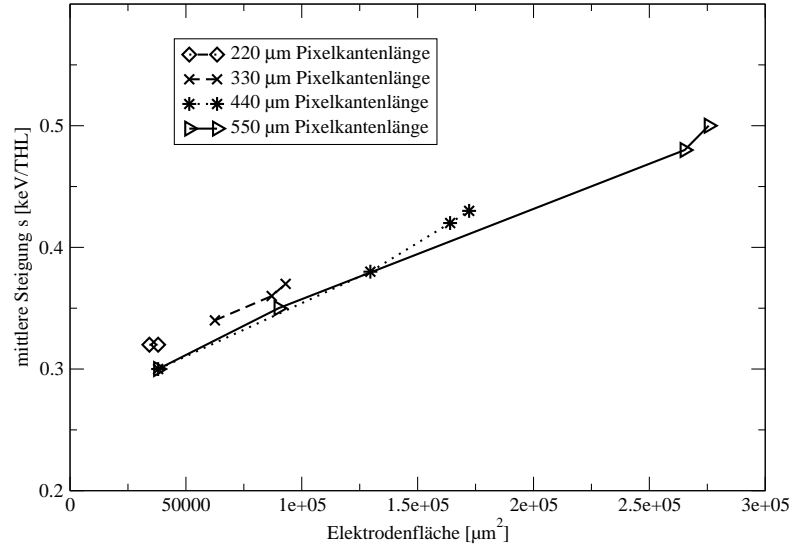
Mit Gleichung 7.2 erhält man dann:

$$s = \frac{\Delta E}{\Delta Q} C. \quad (7.7)$$

In Abbildung 7.12 sind die Steigungen  $s$  für alle Pixelkonfigurationen histogrammiert. Zur besseren Veranschaulichung sind die Mittelwerte dieser Verteilungen nochmals in Abbildung 7.13 dargestellt. Der funktionale Zusammenhang zwischen der Steigung  $s$  und der Detektorkapazität  $C$  aus Gleichung 7.7 wird hier gut bestätigt. Die Kapazität eines Kondensators ist direkt proportional zu der Fläche der Elektroden und indirekt proportional zum Abstand dieser zueinander. Die Proportionalität der Kapazität zur Elektrodenfläche lässt sich gut in der Zunahme der Steigung  $s$  innerhalb einer Pixelkantenlänge erkennen (verbundene Datenpunkte). Auch hier gilt die Tatsache, dass die Kapazität bei gleichbleibender Elektrodengröße mit zunehmender Pixelgröße abnimmt, da der Abstand der Pixelelektroden zueinander zunimmt. Diese umgekehrte Proportionalität spiegelt sich in den höheren Werten von  $s$  bei gleichbleibender Elektrodengröße und kleinerer Pixelkantenlänge wieder. Vergleicht man die mittleren Steigungen der Pixelkonfigurationen 220-195  $((0,32 \pm 0,01) \frac{\text{keV}}{\text{THL}})$  und 550-195  $((0,30 \pm 0,01) \frac{\text{keV}}{\text{THL}})$  wird dies besonders deutlich.



**Abbildung 7.12** Histogramme über die Steigung der Energiekalibrationsgeraden  $s$  für die verschiedenen Pixelkonfigurationen. MTW bezeichnet den Mittelwert der Verteilung.



**Abbildung 7.13** Darstellung der mittleren Steigung  $s$  der Energiekalibrationsgeraden für alle Pixelkonfigurationen.

## 7.5 Energieauflösung

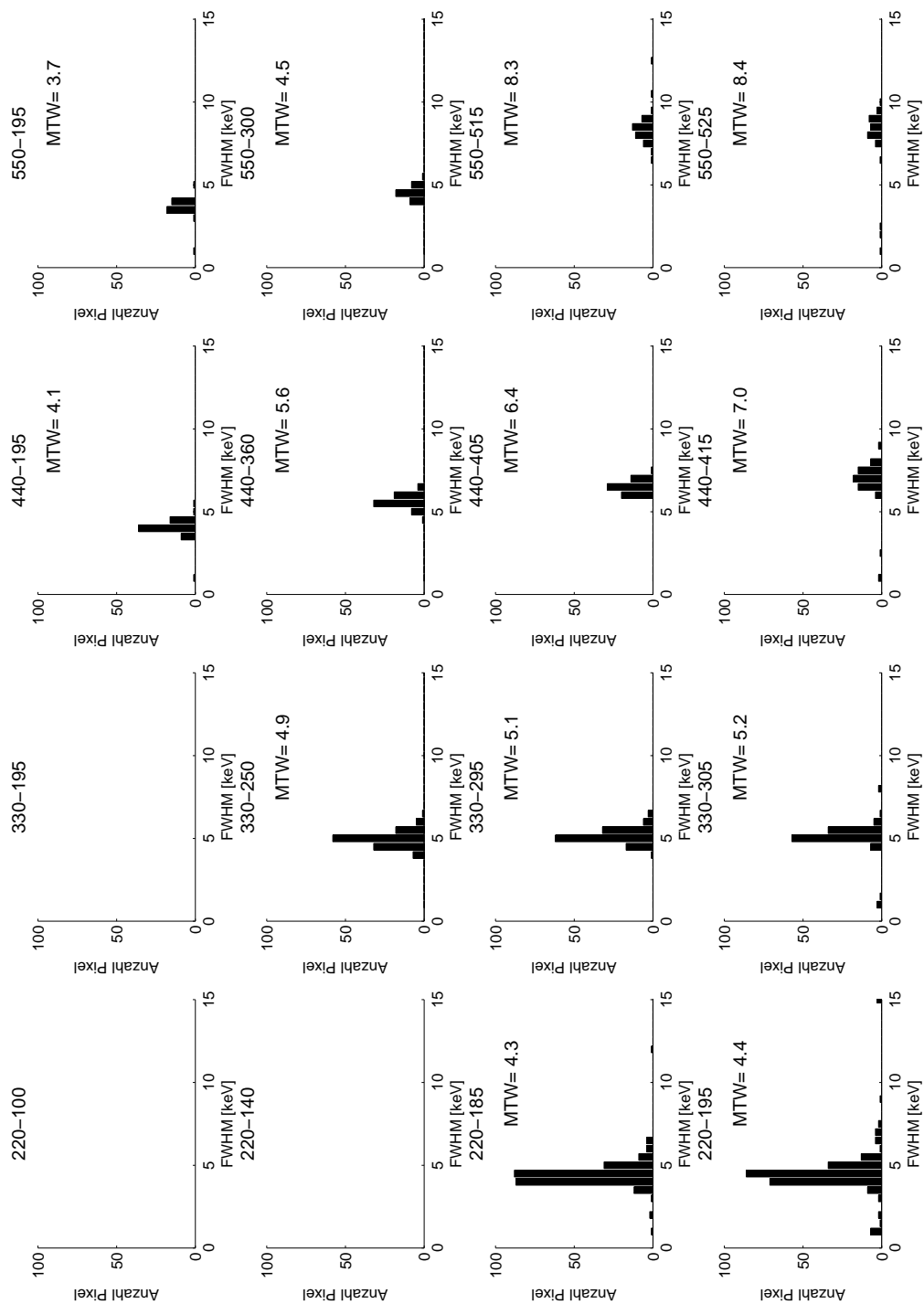
Die Energieauflösung gibt an, wie sehr ein Signal durch physikalische und elektronische Prozesse verschmiert wird (siehe Kap. 4.3). Im Energieantwortspektrum äußert sich dies durch die Breite des Photopeaks. Üblicherweise bestimmt man die Breite des Peaks bei der Hälfte seiner Höhe (engl: Full Width at Half Maximum; FWHM). Vernachlässigt man den Beitrag des Fano-Rauschens, gibt [Spi05] folgenden funktionalen Zusammenhang zwischen der Breite des Photopeaks (FWHM) und dem Leckstrom ( $I_{leak}$ ) und der Kapazität  $C$  des Detektors an:

$$FWHM \sim \sqrt{aI_{leak} + bC^2}. \quad (7.8)$$

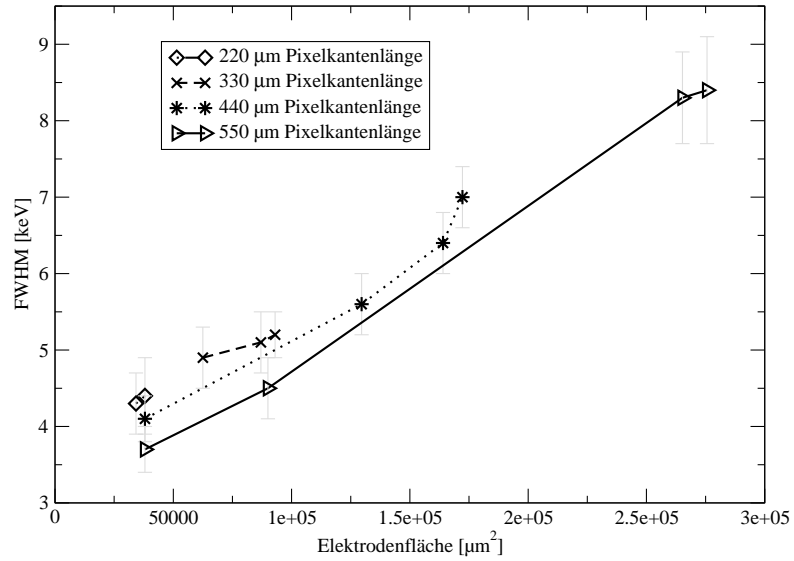
Die Konstanten  $a$  und  $b$  beinhalten Werte verschiedener Detektorbauteile (Vorverstärker, Shaper etc.).

Abbildung 7.14 zeigt die Histogramme aller FWHM-Werte für alle Pixelkonfigurationen. Zur leichteren Interpretation der Daten wurden die Mittelwerte aller Verteilungen nochmals gegen die Elektrodenfläche in Abbildung 7.15 dargestellt. Es wurde darauf verzichtet eine Funktion nach Gleichung 7.8 an die Datenpunkte anzupassen, da zum einen zu wenige Datenpunkte dafür vorhanden waren, und zum anderen keine verlässlichen Werte für  $a$  und  $b$  vorliegen. Der funktionale Zusammenhang zwischen Auflösung, Kapazität und Leckstrom lässt sich jedoch gut erfüllt erkennen. Eine Zunahme der Peakbreite mit der Elektrodenfläche kann mit der gleichzeitigen Zunahme der Kapazität





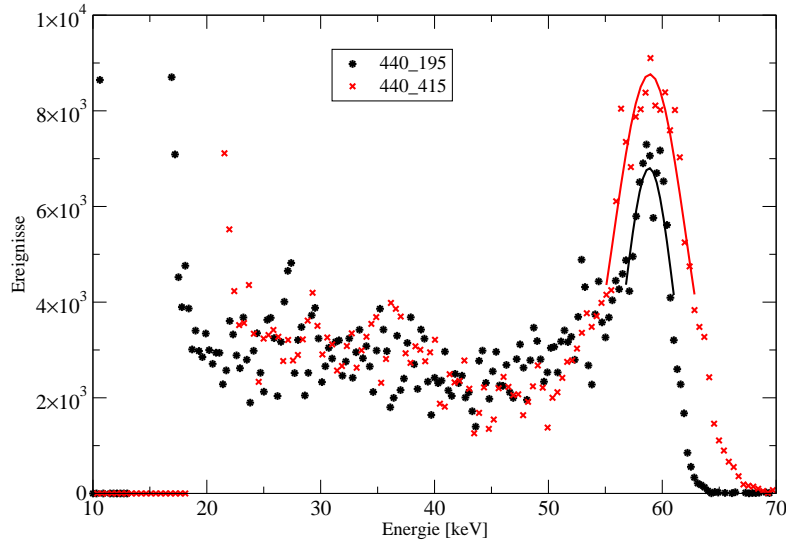
**Abbildung 7.14** Histogramme über die FWHM der 59,5 keV Peaks für die verschiedenen Pixelkonfigurationen. MTW bezeichnet den Mittelwert der Verteilung.



**Abbildung 7.15** Darstellung der mittleren Breite (FWHM) des 59,5 keV Peaks für alle Pixelkonfigurationen.

erklärt werden. Der Leckstrom durch einen Pixel sollte bei gleichbleibender Pixelkantenlänge jedoch konstant bleiben und nicht zur Erhöhung des Rauschens beitragen. Betrachtet man die mittlere Energieauflösung der Pixelkonfigurationen 220-195 ( $(4,4 \pm 0,5)$  keV), 440-195 ( $(4,1 \pm 0,3)$  keV) und 550-195 ( $(3,7 \pm 0,3)$  keV), so fällt auf, dass die Peakbreite mit der Pixelkantenlänge abnimmt. Die Ursache liegt auch hier in der Tatsache begründet, dass die Kapazität bei unveränderter Elektrodengröße aber größer werdenden Pixeln sich aufgrund des größer werdenden Abstandes der Elektroden zueinander verkleinert. Der Leckstrom durch die Pixel nimmt mit größer werdender Pixelfläche zu, was sich in einer Zunahme der Peakbreite mit größer werdenden Pixeln äußern sollte. Dies lässt sich in den vorliegenden Untersuchungen nicht beobachten. Daher liegt der Schluss nahe, dass die Änderung der Peakbreite (und somit des Rauschens) im wesentlichen durch die Änderung der Kapazität bestimmt wird.

Die bisherige Diskussion der Messdaten dieses Kapitels ergab unter anderem, dass bei größeren Pixeln kleine Elektroden (geringer Füllfaktor) aufgrund des geringeren Rauschens (geringere Peakbreite) zu bevorzugen sind. Zieht man allerdings die Erkenntnisse aus Kapitel 7.2 in Betracht, muss diese Aussage relativiert werden. Die Ladungsverluste aufgrund der größer werdenden Lücke führen bei Pixel mit geringem Füllfaktor zu einer Ausschmierung des Photopeaks hin zu geringeren Werten. Diese spektrale Degradation ist in Abbildung 7.16 nochmals dargestellt. Während bei Pixeln mit hohem Füllfaktor (beispielsweise 440-415) ein relativ symmetrischer Peak zu erkennen ist, wird dieser mit abnehmendem Füllfaktor zunehmend asymmetrisch.



**Abbildung 7.16** Energieantwortspektren zweier Pixel mit einer Pixelkantenlänge von  $440\text{ }\mu\text{m}$  und unterschiedlichen Elektrodengrößen von  $195\text{ }\mu\text{m}$  bzw.  $415\text{ }\mu\text{m}$  auf das Emissionsspektrum des  $^{241}\text{Am}$  Präparates. Zur besseren Veranschaulichung wurde eine Gausskurve im Photopeakbereich angepasst und als durchgezogene Linie gezeichnet.

## 7.6 Schlussfolgerung

In diesem Kapitel wurde ein CdTe Sensor im Hinblick auf sein spektrales Verhalten in Abhängigkeit von Pixel- und Elektrodengröße untersucht. Die Analyse/Interpretation der Daten lässt ein sehr differenziertes Bild zu.

In Kapitel 7.2 wurden zunächst die Anzahl der Ereignisse in der Photopeakregion (AEP) untersucht. Der abnehmende Einfluss des Charge Sharing, der Fluoreszenzphotonereignisse und der Streustrahlung mit größer werdender Pixelkantenlänge führt zu der beobachteten Zunahme der AEP im Energieantwortspektrum der Pixel mit größer werdenden Pixelkantenlängen. Zudem stellte sich heraus, dass es bei Pixelkonfigurationen mit niedrigem Füllfaktor zu starken Ladungsverlusten an die Lücke zwischen den Elektroden kommt. Dies führt insbesondere bei kleineren Pixelkantenlängen zu einer schweren Degradation des Photopeaks. Daher sind Pixel mit hohem Füllfaktor zu bevorzugen. Die Diskussion in Kapitel 7.3 ergab, dass die Lage des Photopeaks der einzelnen Pixelkonfigurationen gut das theoretisch erwartete Verhalten widerspiegelt. Kapitel 7.4 untersucht die Steigung der Energiekalibrationsgeraden. Diese ist ein Maß für die Feinheit des Abtastens des Energieantwortspektrums. Zunächst wurde auch hier gezeigt, dass der theoretische Verlauf durch die Messungen gut beschrieben wird. Weiterhin entnimmt man den Untersuchungen, dass Pixel mit niedrigem Füllfaktor und/oder kleinen Pixelkantenlängen eine kleinere Steigung aufweisen und somit eine feinere Abtastung des Energieantwort-

spektrums ermöglichen. Schließlich widmete sich das letzte Kapitel 7.5 dem Einfluss von Pixel- und Elektrodengröße auf die Energieauflösung des Detektors. Im Allgemeinen liefern kleine Elektroden (geringe Kapazität) und kleine Pixelkantenlängen (wenig Leckstrom durch den Pixel) gute Werte für die Energieauflösung. Bei Pixelkonfigurationen mit niedrigem Füllfaktor muss diese Aussage jedoch kritisch betrachtet werden, da hierbei Ladungsverluste an die Lücke zu einer Verschlechterung des Energieantwortspektrums führen.

Für energiesensitive Anwendungen in der medizinischen Bildgebung muss eine geeignete Kombination von Detektordicke, Pixelgröße und Elektrodengröße gefunden werden. Im Allgemeinen ist es bei den meisten Anwendungen günstig, so viele Ereignisse wie möglich im Photopeak nachzuweisen (große Pixel, hoher Füllfaktor). Für kleine Pixel spricht die gute Ortsauflösung, der geringere Beitrag der Löcher zum Signal (durchgebogenes Wichtungspotential) und die bessere Energieauflösung. Die vorliegenden Untersuchungen lassen den Schluss zu, dass Pixelkantenlängen von  $220\text{ }\mu\text{m}$  oder  $330\text{ }\mu\text{m}$  mit hohem Füllfaktor bei einer Dicke von  $1600\text{ }\mu\text{m}$  als guter Kompromiss gesehen werden können.

# 8 Simulationen

## Inhaltsangabe

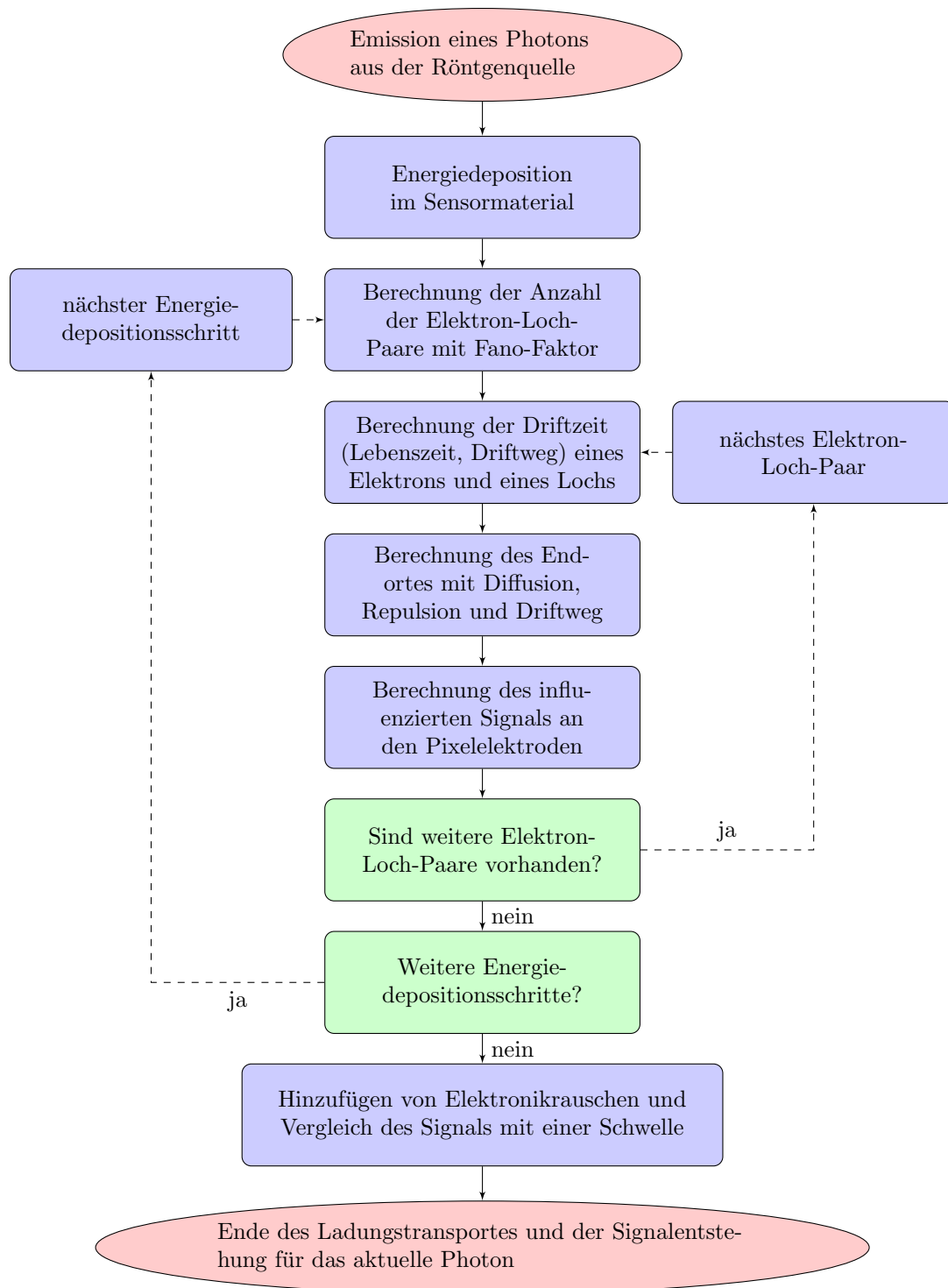
8.1	ROSI . . . . .	79
8.2	Simulation der Antwortspektren . . . . .	82
8.3	Simulation der Antwortspektren ohne Elektronikrauschen . .	82
8.4	Simulation der Antwortspektren mit Elektronikrauschen . .	85

Für spektroskopische Anwendungen ist es häufig nötig, die Antwortspektren des verwendeten Detektors auf eine monoenergetische Einstrahlung in einem breiten Energieintervall zu kennen. Da es nur eine begrenzte Anzahl radioaktiver Quellen gibt bzw. Strahlungsquellen mit monoenergetischer Röntgenstrahlung (z.B. Synchrotron) schwer zugänglich oder sehr teuer sind, bietet es sich an, die Energieantwortspektren mit einer Simulation nachzubilden. Die Simulation bietet darüber hinaus die Möglichkeit, ein physikalisches Verständnis für das Energieantwortverhalten des Detektors zu entwickeln.

## 8.1 ROSI

Alle in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen erfolgten mit dem Monte-Carlo-Simulationspaket ROSI (ROentgen SIMulation) [Gie04b]. Es wurde innerhalb unserer Arbeitsgruppe entwickelt und basiert auf der in der objektorientierten Programiersprache C++ geschriebenen Simulationsbibliothek LSCAT-GISMO [ABB<sup>+</sup>93]. Die Wechselwirkungsalgorithmen basieren auf den EGS4-Routinen (Elektron-Gamma-Schauer) [NHR85] und der Erweiterung für niedrige Photonenenergien LSCAT (Low-Energy Photon-Scattering) [NH00]. Damit lassen sich geometrische Objekte und der Transport von Photonen und geladenen Teilchen durch Materie simulieren. Um stochastische physikalische Prozesse, wie zum Beispiel die Richtung und die Energie der durch eine Röntgenröhre erzeugten Photonen beschreiben zu können, benötigt man Zufallszahlen, welche durch das Paket RAVAR (RANdom VARiable) [Gie04a] erzeugt werden. Damit kann die Wechselwirkung von Photonen mit Materie (Photoeffekt, Comptonstreuung, Rayleighstreuung und Sekundäreffekt) und die Wechselwirkung von Elektronen mit Materie (Bremsstrahlung, Møllerstreuung und Energiedeposition) simuliert werden. Um die Simulation von photonenzählenden Detektoren zu ermöglichen, entwickelte Jürgen Durst im Rahmen seiner Doktorarbeit [Dur08] eine Detektorklasse, welche in ROSI implementiert wurde. Die in der Detektorklasse implementierten Prozesse sind:

- die Variation der Anzahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare entsprechend dem Fanorauschen.
- die Rekombination und das Trapping von Ladungsträgern entsprechend dem  $\mu\tau$ -Produkt für einen konstanten vorgegebenen Wert des  $\mu\tau$ -Produkts.
- die Drift, entsprechend einer vorberechneten tiefenabhängigen Driftzeittabelle.
- die Diffusion der Ladungsträger während der Driftzeit.
- die Repulsion der Ladungsträger während der Driftzeit.
- die Influenzierung der Ladungsträger während der Driftzeit. Das dazu benötigte Wichtungspotential wird extern mit dem Finite Elemente Simulationsprogramm COMSOL berechnet und dient als Nachschlagetabelle (engl: look-up-table). Die laterale Abhängigkeit des Wichtungspotentials bleibt aus Rechenzeitgründen unberücksichtigt. Es wird auch die Integrationszeit des CSA berücksichtigt, in der Signale registriert werden. Die hier verwendete Integrationszeit beträgt 50 ns.
- die Berücksichtigung von Rauschbeiträgen der Elektronik. Abbildung 8.1 zeigt schematisch in einem Flussdiagramm den Transport- und Signalentstehungsalgorithmus der implementierten Detektorklasse.



**Abbildung 8.1** Flussdiagramm des Transport- und Signalentstehungsalgorithmus der implementierten Detektorklasse in ROSI. Nach [Dur08].

## 8.2 Simulation der Antwortspektren

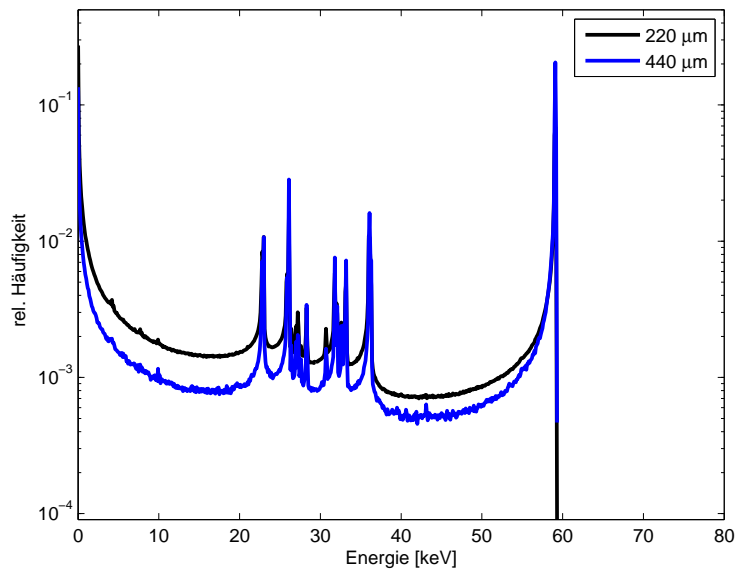
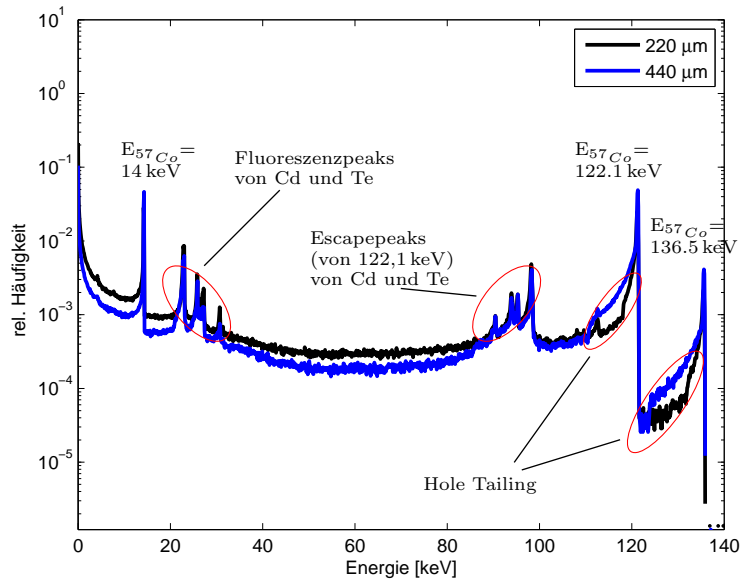
Im Folgenden werden die Ergebnisse der Simulation der Antwortspektren eines CdTe Detektors auf das Emissionsspektrum des  $^{241}\text{Am}$  Präparates und des  $^{57}\text{Co}$  Präparates vorgestellt. Die Kantenlängen der simulierten Pixelgrößen betragen bei einer Detektordicke von 1,6 mm 220  $\mu\text{m}$ , 330  $\mu\text{m}$  und 440  $\mu\text{m}$ . Weiterhin wurden auch Pixelgrößen mit 55  $\mu\text{m}$  und 110  $\mu\text{m}$  Pixelkantenlänge und einer Detektordicke von 1,0 mm simuliert.

## 8.3 Simulation der Antwortspektren ohne Elektronikrauschen

Um physikalischen Effekte und Emissionslinien, welche sich in den Energieantwortspektren widerspiegeln, genauer untersuchen bzw. identifizieren zu können, werden diese erst ohne die verschmierende Wirkung des Elektronikrauschens betrachtet. Abbildung 8.2 zeigt Energieantwortspektren eines CdTe Detektors mit einer Pixelgröße von 220  $\mu\text{m}$  und 440  $\mu\text{m}$  auf das Emissionsspektrum des  $^{241}\text{Am}$ - und des  $^{57}\text{Co}$ -Präparates. In der oberen Abbildung werden am Beispiel der Energieantwort auf  $^{57}\text{Co}$  die Energiepeaks im Energieantwortspektrum identifiziert. Es sind klar die Peaks der Emissionslinien von  $^{57}\text{Co}$  (14,4 keV, 122,1 keV und 136,5 keV) zu erkennen. Des weiteren kann man auch Peaks der Fluoreszenzstrahlung ( $K_\alpha$  und  $K_\beta$ ) von Cd und Te und die damit verbundenen Escapepeaks zuordnen (Zustandekommen siehe Kap. 4.3). In Tabelle 8.1 sind die Energien zusammengefasst. Die unterschiedlichen Intensitäten der Cd und Te  $K_\alpha$  Fluoreszenzstrahlung beruhen auf der Tatsache, dass die K-Schalen Bindungsenergie von Cd bei 26,7 keV liegt, was zu einem sprunghaften Anstieg des Absorptionskoeffizienten (K-Kante) führt.  $K_\alpha$  Fluoreszenzstrahlung von Te (27,4 keV) wird dadurch besser absorbiert als  $K_\alpha$  Fluoreszenzstrahlung von Cd (23,1 keV) und trägt zudem zur Erzeugung von Cd  $K_\alpha$  Fluoreszenzstrahlung (23,1 keV) bei. Während die Escapepeaks der 122,1 keV Photonen gut sichtbar ihre Signatur im Energieantwortspektrum hinterlassen, trifft dies für die Escapepeaks der 136,5 keV Photonen nicht zu. Zum einen liegt dies an der geringeren Intensität mit der die 136,5 keV Photonen von der Quelle emittiert werden und zum anderen gehen die Signaturen mit zunehmender Pixelgröße in der zu geringeren Energien ausschmierenden Flanke des 122,1 keV Peaks (Hole Tailing) unter.

Der abnehmende Einfluss des Charge Sharing und der Streustrahlung mit größer werdender Pixelkantenlänge äußert sich in der Abnahme der Untergrundsignaturen im Energieantwortspektrum (blau Kurve liegt unterhalb der schwarzen). Die Abnahme des Einflusses von Fluoreszenzphotonereignissen mit größer werdenden Pixelkantenlängen verursacht eine Zunahme der Intensitäten der Emissionspeaks und eine Abnahme der Intensitäten der Fluoreszenz- und Escapepeaks. Betrachtet man die Flanken des 122,1 keV und des 136,5 keV Peaks, lässt sich hier gut der mit größer werdenden Pixelkantenlängen zunehmende Beitrag der Löcher zum Signal (Hole Tailing) erkennen. Die niederenergie-





**Abbildung 8.2** Oben: Interpretation des Energieantwortspektrums am Beispiel der Emissionslinien des  $^{57}\text{Co}$  Präparates für zwei Pixelgrößen. Unten: Energieantwortspektrum auf die Strahlung des  $^{241}\text{Am}$  Präparates. Die Normierung erfolgte auf die Anzahl der Gesamttereignisse.

tischen Flanken der Emissionspeaks (122 keV und 136 keV) im Energieantwortspektrum der 440  $\mu\text{m}$  Pixelkantenlänge schmieren deutlich mehr aus. Zudem erkennt man die Zunahme des Ausschmieren der Peaks mit zunehmender Energie, was der Energieabhängigkeit des Hole Tailing, welche in Kapitel 5.5.1 diskutiert wurde, geschuldet ist.

Im unteren Teil von Abbildung 8.2 sind die Energieantwortspektren der beiden simulierten Pixelkantenlängen auf das Emissionsspektrum von  $^{241}\text{Am}$  dargestellt. Auch hier sind die Emissionslinien des  $^{241}\text{Am}$ -Präparates (59,5 keV und 25,3 keV) gut zu erkennen. Für die Diskussion aller weiterer Signaturen in den Energieantwortspektren gelten die gleichen Beobachtungen, welche für  $^{57}\text{Co}$  gemacht wurden. In Tabelle 8.2 sind die Energien der prominenten Peaks im Energieantwortspektrum aufgelistet.  $^{241}\text{Am}$  zerfällt über  $\alpha$ -Zerfall mit einer Halbwertszeit von 432,2 Jahren zu Neptunium und liegt zusammen mit diesem in einer als Strahlungsquelle genutzten Probe vor. Es ist daher durch die vom  $^{241}\text{Am}$  emittierten 59,5 keV Photonen möglich, Neptunium zur Emission von L Fluoreszenzstrahlung anzuregen. Da die Intensität dieser Strahlung jedoch sehr gering ist, wurde darauf verzichtet, diese zu simulieren.

**Tabelle 8.1** Zu erwartendes  $^{57}\text{Co}$  Spektrum [Fir96]. Die Intensitäten beziehen sich bei den Emissionslinien von  $^{57}\text{Co}$  auf 100 Zerfälle und bei den Fluoreszenzen auf 100 K-Schalen Vakanzen.

Energie in keV	Zuordnung	Intensität
14,4	Emissionslinie $^{57}\text{Co}$	9,2
122,1	Emissionslinie $^{57}\text{Co}$	85,6
136,5	Emissionslinie $^{57}\text{Co}$	10,7
23,1	Fluoreszenz Cd $K_\alpha$	70,6
26,5	Fluoreszenz Cd $K_\beta$	13,7
27,4	Fluoreszenz Te $K_\alpha$	70,9
31,3	Fluoreszenz Te $K_\beta$	14,7
99,0	Escapepeak Cd $K_\alpha$ 122,1 keV	
95,6	Escapepeak Cd $K_\beta$ 122,1 keV	
94,7	Escapepeak Te $K_\alpha$ 122,1 keV	
90,8	Escapepeak Te $K_\beta$ 122,1 keV	

**Tabelle 8.2** Zu erwartendes  $^{241}\text{Am}$  Spektrum [Fir96]. Die Intensitäten beziehen sich bei den Emissionslinien von  $^{241}\text{Am}$  auf 100 Zerfälle und bei den Fluoreszenzen auf 100 K-Schalen Vakanzen.

Energie in keV	Zuordnung	Intensität
26,3	Emissionslinie $^{241}\text{Am}$	2,4
59,5	Emissionslinie $^{241}\text{Am}$	36,0
23,1	Fluoreszenz Cd $K_\alpha$	70,6
26,5	Fluoreszenz Cd $K_\beta$	13,7
27,4	Fluoreszenz Te $K_\alpha$	70,9
31,3	Fluoreszenz Te $K_\beta$	14,7
36,4	Escapepeak Cd $K_\alpha$ 59,5 keV	
33,0	Escapepeak Cd $K_\beta$ 59,5 keV	
32,1	Escapepeak Te $K_\alpha$ 59,5 keV	
28,2	Escapepeak Te $K_\beta$ 59,5 keV	

## 8.4 Simulation der Antwortspektren mit Elektronikrauschen

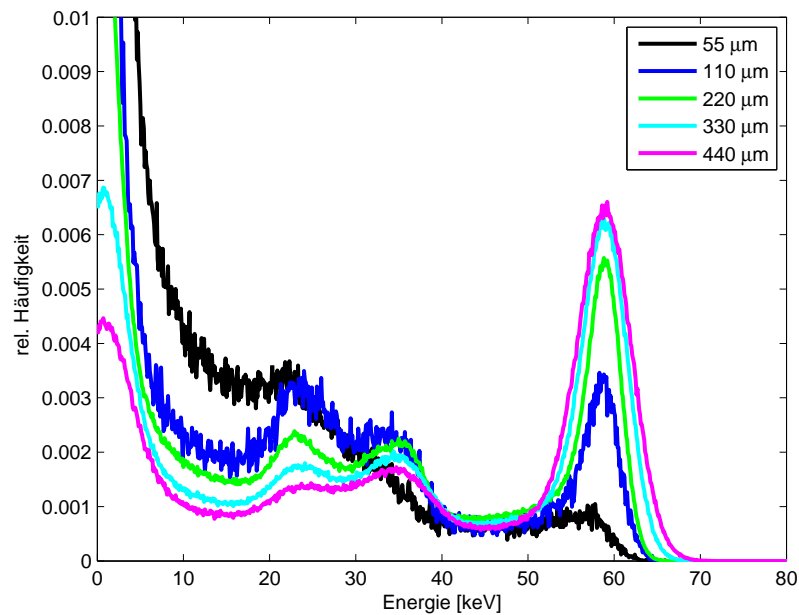
Um ein reales Energieantwortspektrum zu erhalten, muss in der Simulation auch der Beitrag der Elektronik zum Rauschen berücksichtigt werden. Um diesen zu bestimmen, muss zunächst die Breite eines Photopeaks (beispielsweise 59,5 keV) mittels einer Anpassung einer Gaussfunktion an die Messwerte bestimmt werden. Zur Breite dieses Peaks tragen alle Rauschkomponenten bei. Das Quadrat der Halbwertsbreite des Elektronikrauschens  $\sigma_{elek}$  erhält man, indem man das Quadrat des Fanoruschens  $\sigma_{fano}$  (Berechnung siehe Kap. 4.3.2), welches durch die Implementierung der physikalischen Prozesse in die Simulation schon erfasst wurde, von  $\sigma_{tot}^2$  abzieht:

$$\sigma_{elek}^2 = \sigma_{tot}^2 - \sigma_{fano}^2. \quad (8.1)$$

Dieses Rauschen ist nicht abhängig von der Energie und kann in die Simulation zur realen Nachbildung der Energieantwortfunktionen eingebracht werden. Abbildung 8.3 zeigt die simulierten Antwortspektren verschiedener Pixelgrößen auf des Emissionsspektrum von  $^{241}\text{Am}$ . Zunächst fällt auf, dass die verschmierende Wirkung des Rauschens dazu führt, dass die einzelnen Peaks der Fluoreszenzstrahlung und der Escapepeaks nicht mehr aufgelöst werden können. Die Zunahme des Rauschen mit der Pixelkantenlänge äußert sich in der Zunahme der Breite des Photopeaks. Während man bei Pixeln mit den Pixelkantenlängen 110  $\mu\text{m}$ , 220  $\mu\text{m}$ , 330  $\mu\text{m}$  und 440  $\mu\text{m}$  die in den Kapiteln 7.2 und 8.2 gemachten Beobachtungen und Diskussionen gut bestätigt wiederfindet, ergibt sich bei der Pixelkantenlänge von 55  $\mu\text{m}$  ein anderes Bild. Das Charge Sharing führt zu einer starken Degradation des Energieantwortspektrums. Der Grund hierfür liegt in der Tat-

sache, dass bei dieser Pixelgröße der Durchmesser der durch Röntgenphotonen erzeugten Ladungsträgerverteilungen im Sensorvolumen nahe der Länge der Pixelkanten liegt. Der Durchmesser einer durch 60 keV Photonen verursachten Ladungsverteilung beträgt unmittelbar nach deren Erzeugung ca.  $20\text{ }\mu\text{m}$ . Abhängig vom vertikalen Absorptionsort und dem elektrischen Feld im Sensorvolumen kann sich dieser Wert während der Drift zu den Pixelelektroden durch Diffusion und Repulsion verdoppeln. Es werden daher nur solche Photonen im Photopeak nachgewiesen, welche sehr zentral über dem Pixel absorbiert wurden. Die Intensität des Photopeaks nimmt daher drastisch ab. Diese Beobachtungen gelten auch für den Escapepeak (ca. 35 keV). Hier kann nicht beobachtet werden, dass kleinere Pixel mehr Ereignisse im Escapepeak registrieren. Die Intensität im Escapepeak nimmt hier zugunsten niederenergetischer Ereignisse ab.

Um ein Optimum an Ortsauflösung und spektraler Antwort zu erhalten, ergeben die hier gezeigten Simulationsergebnisse ebenfalls, dass mittlere Pixelgrößen ( $220\text{ }\mu\text{m}$  und  $330\text{ }\mu\text{m}$ ) den Anderen vorzuziehen sind.



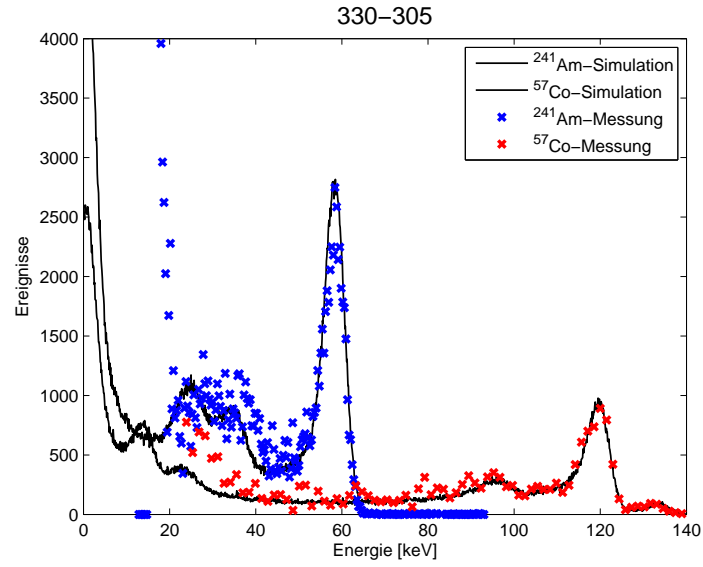
**Abbildung 8.3** Simulation der Antwortspektren verschiedener Pixelgrößen auf Photonen mit einer Energie von 59,5 keV.

## 9 Vergleich der Messungen mit den Simulationen

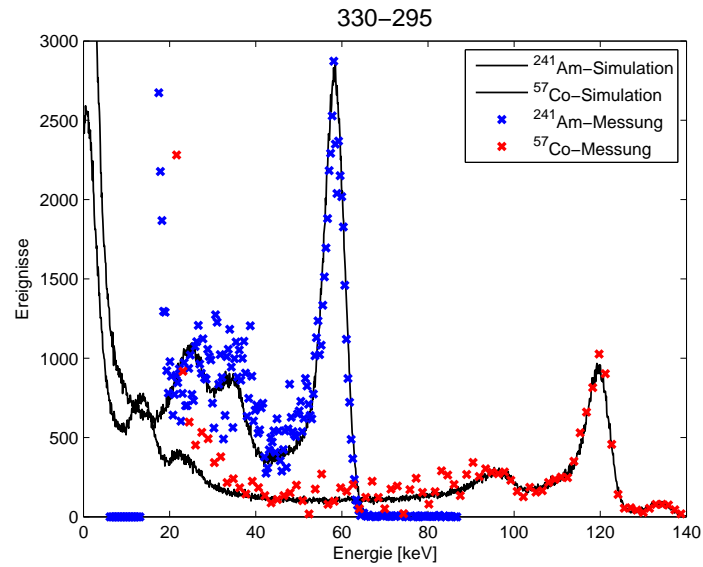
Um sicher zu stellen, dass sich die Simulation möglichst nahe am tatsächlichen Verhalten des Detektors orientiert, muss diese mit Messungen verglichen werden. Vorherige Betrachtungen in dieser Arbeit ergaben, dass Pixelkantenlängen von  $220\text{ }\mu\text{m}$  und  $330\text{ }\mu\text{m}$  bei einer Sensordicke von  $1,6\text{ mm}$  ein gutes spektrales Verhalten bei gleichzeitig akzeptabler Ortsauflösung liefern. Daher konzentriert sich der Vergleich von Messung und Simulation auf diese Pixelkonfigurationen.

In den Abbildungen 9.1 bis 9.8 sind die simulierten und gemessenen Energieantwortspektren eines repräsentativen Pixels auf das Emissionsspektrum eines  $^{241}\text{Am}$  und  $^{57}\text{Co}$  Präparates dargestellt.

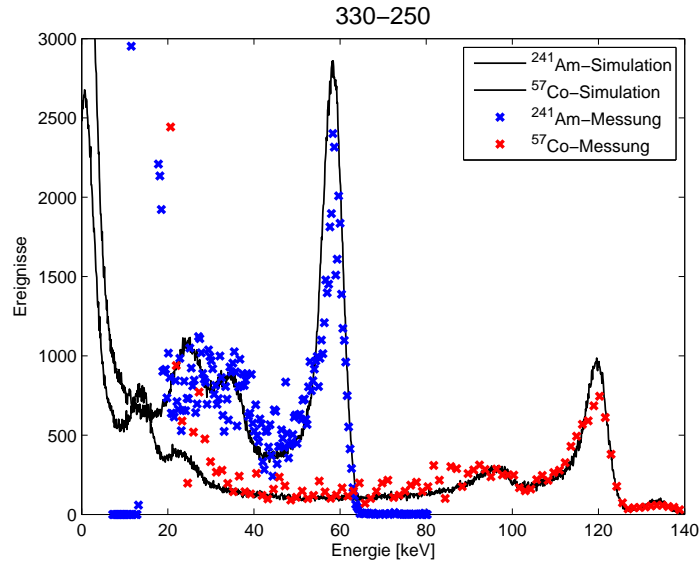
Zunächst sei auf die sehr hohe Rauschgrenze des Detektors (ca.  $20\text{ keV}$ ) hingewiesen. Diese kommt durch den hohen Leckstrom durch die großen Pixel zustande, welcher von der Leckstromkompensation des Detektors nicht adäquat kompensiert werden kann. Für Pixelkonfigurationen mit hohem Füllfaktor (Abbildung 9.1, 9.4 und 9.5) kann eine sehr gute Beschreibung der Messung durch die Simulation festgestellt werden. Mit abnehmendem Füllfaktor nimmt die Diskrepanz durch das Ausschmieren der prominenten Peaks zwischen Simulation und Messung zu. Die Ursachen hierfür wurden in Kapitel 7.2 diskutiert. Diese Abweichung kann zum einen damit erklärt werden, dass die Simulation das Wichtungspotential zentral über den Pixeln für alle lateralen Absorptionsorte zur Berechnung des influenzierten Signals verwendet. Während diese Näherung bei Pixelkonfigurationen mit hohem Füllfaktor gut erfüllt ist, trifft dies für Pixelkonfigurationen mit niedrigem Füllfaktor nicht mehr zu. Zum anderen sind die in Kapitel 7.2 diskutierten Beobachtungen, welche zur Ausschmierung der Energieinformation beitragen, nicht in der Simulation berücksichtigt. Da Pixelkonfigurationen mit hohem Füllfaktor denen mit niedrigem Füllfaktor vorzuziehen sind, wurde darauf verzichtet, die Simulation auch auf Pixelkonfigurationen mit niedrigem Füllfaktor zu optimieren.



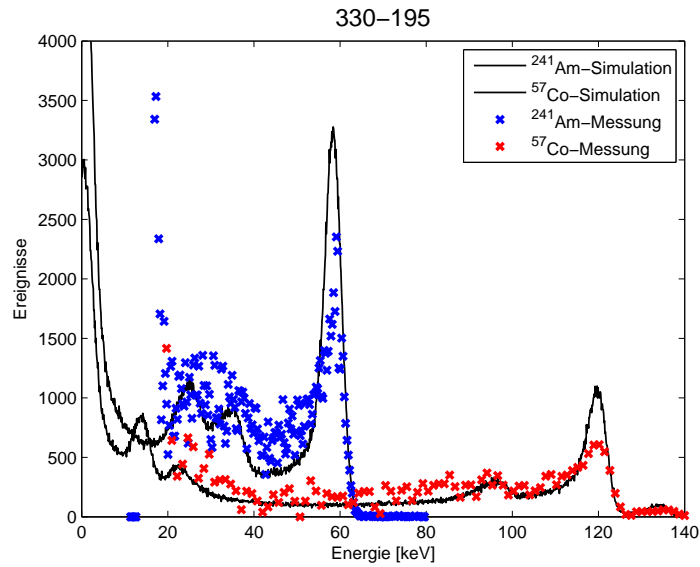
**Abbildung 9.1** Vergleich der Messdaten mit den Simulationsdaten der Energieantwort auf das Emissionsspektrum von  $^{241}\text{Am}$  und  $^{57}\text{Co}$  für die Pixelkonfiguration 330-305.



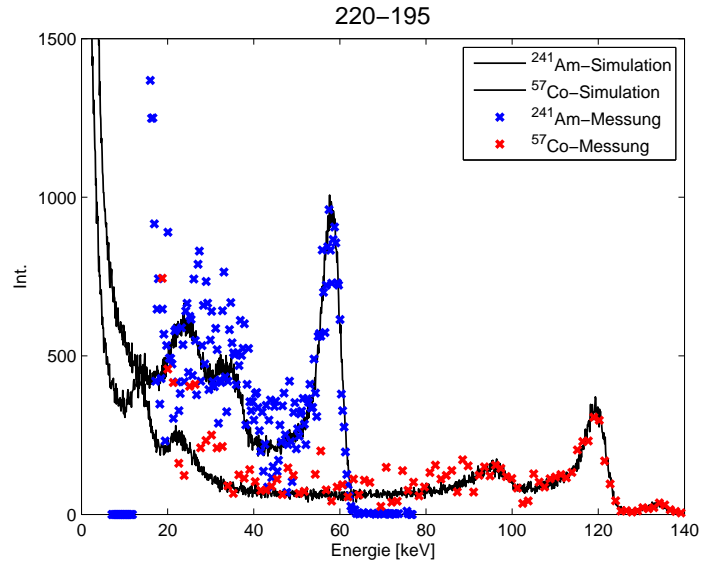
**Abbildung 9.2** Vergleich der Messdaten mit den Simulationsdaten der Energieantwort auf das Emissionsspektrum von  $^{241}\text{Am}$  und  $^{57}\text{Co}$  für die Pixelkonfiguration 330-295.



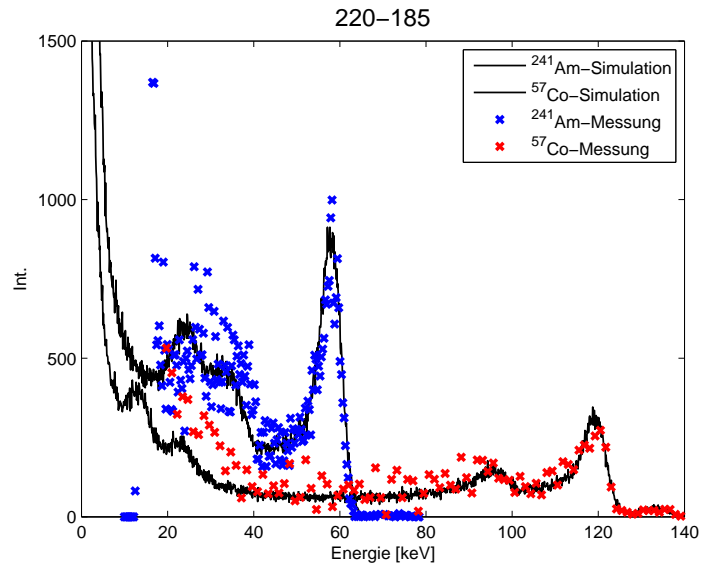
**Abbildung 9.3** Vergleich der Messdaten mit den Simulationsdaten der Energieantwort auf das Emissionsspektrum von  $^{241}\text{Am}$  und  $^{57}\text{Co}$  für die Pixelkonfiguration 330-250.



**Abbildung 9.4** Vergleich der Messdaten mit den Simulationsdaten der Energieantwort auf das Emissionsspektrum von  $^{241}\text{Am}$  und  $^{57}\text{Co}$  für die Pixelkonfiguration 330-195.

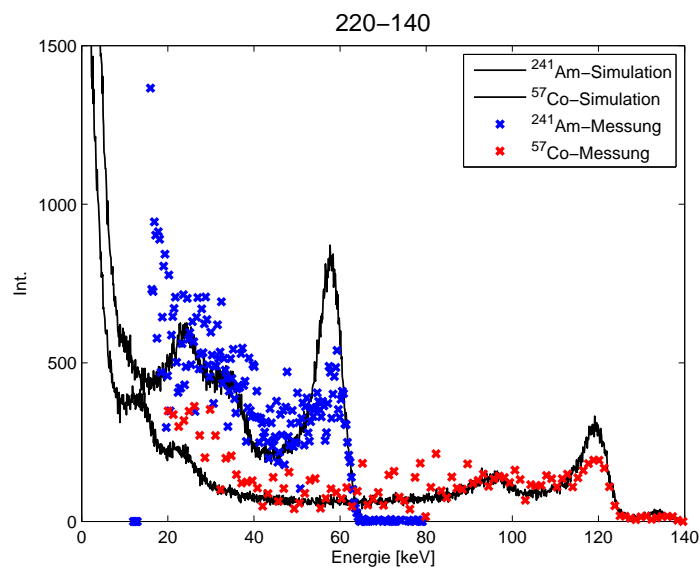


**Abbildung 9.5** Vergleich der Messdaten mit den Simulationsdaten der Energieantwort auf das Emissionsspektrum von  $^{241}\text{Am}$  und  $^{57}\text{Co}$  für die Pixelkonfiguration 220-195.

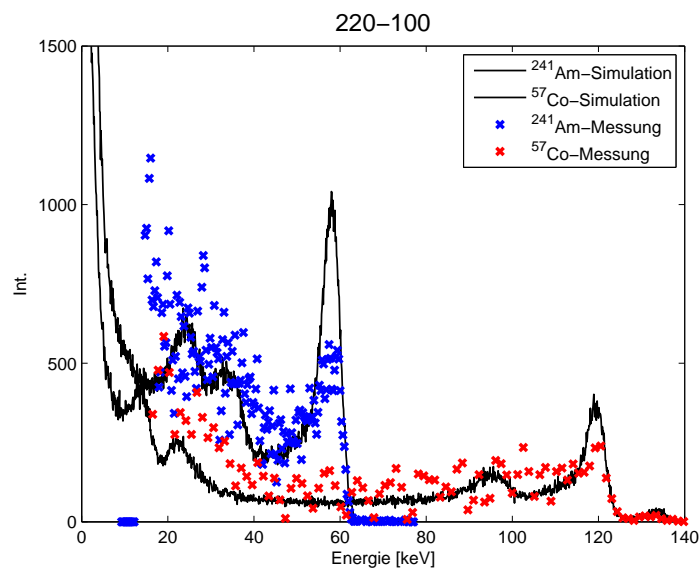


**Abbildung 9.6** Vergleich der Messdaten mit den Simulationsdaten der Energieantwort auf das Emissionsspektrum von  $^{241}\text{Am}$  und  $^{57}\text{Co}$  für die Pixelkonfiguration 220-185.





**Abbildung 9.7** Vergleich der Messdaten mit den Simulationsdaten der Energieantwort auf das Emissionsspektrum von  $^{241}\text{Am}$  und  $^{57}\text{Co}$  für die Pixelkonfiguration 220-140.



**Abbildung 9.8** Vergleich der Messdaten mit den Simulationsdaten der Energieantwort auf das Emissionsspektrum von  $^{241}\text{Am}$  und  $^{57}\text{Co}$  für die Pixelkonfiguration 220-100.



# 10 Materialrekonstruktion

## Inhaltsangabe

<b>10.1 Theorie</b>	<b>93</b>
<b>10.2 Simulationen</b>	<b>94</b>
10.2.1 Simulation der Antwortspektren	95
10.2.2 Simulation eines Aufbaus zur Materialrekonstruktion	96
<b>10.3 Messungen</b>	<b>98</b>

Mit Hilfe von photonenzählenden pixelierten Röntgendetektoren ist es möglich, neue spektroskopische Anwendungen in der Bildgebung zu entwickeln. Eine davon ist die Materialrekonstruktion, welche in [Fir09] vorgestellt wurde. Hier wurde nachgewiesen, dass es prinzipiell möglich ist, Ort und Massenbelag verschiedener Materialien in einem Objekt nachzuweisen. Der Sensor des verwendeten Detektors bestand jedoch aus Silizium, was die Anwendung im medizinisch relevanten Bereich aufgrund der geringen Absorptionsfähigkeit von Silizium erheblich einschränkt. Im Folgenden wird gezeigt, dass Materialrekonstruktion auch mit CdTe, welches ein wesentlich komplizierteres Verhalten aufweist, möglich ist. Als nachzuweisende Materialien wurden Iod und Gadolinium verwendet, da diese Materialien häufig als Kontrastmittel in der medizinischen Bildgebung eingesetzt werden.

## 10.1 Theorie

Die Stärke der Absorption von Röntgenstrahlung ist abhängig vom Material und der eingestrahnten Röntgenenergie. Die Intensität  $I(E)$  hinter einem Objekt wird beschrieben durch die Lambert-Beer-Gleichung

$$I(E) = I_0(E)e^{-\sum_k \tilde{\mu}_k(E)a_k} \quad (10.1)$$

wobei  $I_0(E)$  die einfallende Intensität,  $k$  den Materialindex,  $\tilde{\mu}$  den Massenschwächungskoeffizienten und  $a$  den Massenbelag kennzeichnen.

Aufgrund von physikalischen Prozessen im Sensormaterial (Charge Sharing, Fluoreszenzstrahlung etc.) und Elektronikrauschen kann das vom Detektor registrierte Signal  $M$  geschrieben werden als

$$M(E') = \int R(E', E)I(E)dE. \quad (10.2)$$

$E$  beschreibt hierbei die eingestrahlte Energie,  $E'$  die im Detektorpixel registrierte Energie und  $R$  die monoenergetischen Energieantwortfunktionen des Detektors.

In diskreter Notation mit den Indices  $i, j$  und  $k$ , welche die im Detektorpixel registrierte Energie, die eingestrahlte Energie und die Basismaterialien kennzeichnen, und mit Gl. 10.1 erhält man:

$$M_i = \sum_j R_{ij} I_{0j} e^{-\sum_k \tilde{\mu}_{jk} a_k}. \quad (10.3)$$

Die Massenbeläge  $a_k$  lassen sich nun mittels der Maximum-Likelihood-Methode bestimmen. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion  $L$

$$L(i; a_1, a_2, \dots, a_k) = \prod_i \frac{1}{\sqrt{2\pi M_{mess,i}}} e^{-\frac{(M_{mess,i} - M_i)^2}{2M_{mess,i}}} \quad (10.4)$$

beschreibt die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der Parameter  $a$  im Energiebin  $i$  und stellt einen Zusammenhang zwischen gemessenen und erwarteten Werten dar. Hierbei sind  $M_{mess,i}$  die gemessenen Zählereignisse im Energiebin  $i$  und  $M_i$  die erwarteten Zählereignisse (10.3) im Energiebin  $i$ . Das Maximum dieser Funktion wird erreicht, wenn die Differenz  $(M_{mess,i} - M_i)$  gegen null geht. Da man an den Massenbelägen der Basismaterialien  $a$  interessiert ist, maximiert man diese Funktion nach  $a$ , bzw. minimiert den negativen Logarithmus

$$-ln(L(i; a_1, a_2, \dots, a_k)) = const. + \sum_i \frac{(M_{mess,i} - M_i)^2}{2M_{mess,i}} \quad (10.5)$$

wegen der leichteren Berechenbarkeit nach  $a$ .

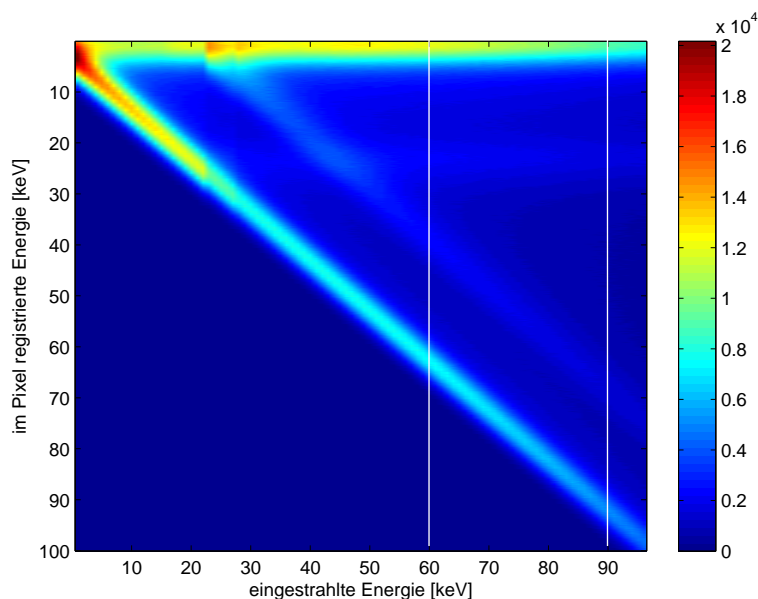
Voraussetzung hierfür ist jedoch, dass die monoenergetischen Energieantwortspektren  $R_{ij}$  in einem bestimmten Energieintervall und für bestimmte nicht zu weit voneinander entfernte Energien bekannt ist. Diese können aufwendig beispielsweise mittels Synchrotronstrahlung, wie in [SRD<sup>+</sup>08] beschrieben, gemessen oder mit der weiter oben dargestellten Simulation nachgebildet werden. Mit den monoenergetischen Energieantwortspektren  $R_{ij}$  lässt sich auch, wie in [TTMF<sup>+</sup>09] beschrieben, das einfallende Röntgenspektrum  $I_{0j}$  bestimmen.

## 10.2 Simulationen

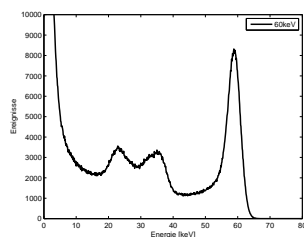
Aufgrund der Untersuchungen in Kapitel 7, wurde entschieden für die Materialrekonstruktion sowohl in Simulationen als auch in Messungen, einen Detektor mit einer Pixelkantenlänge von  $330 \mu\text{m}$  und einer Dicke von  $1,6 \text{ mm}$  zu wählen.

### 10.2.1 Simulation der Antwortspektren

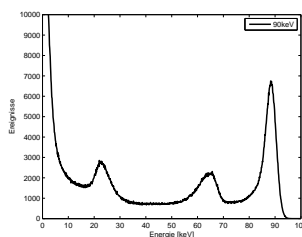
Für die Rekonstruktion der Massenbeläge  $a$  werden die Energieantwortspektren des Detektors auf monoenergetische Einstrahlung in einem gewissen Energiebereich benötigt (siehe Kap. 10.1). In Kapitel 9 wurde gezeigt, dass mit der in Kapitel 8 vorgestellten Simulation die Antwortspektren für die hier verwendete Detektorgeometrie richtig wiedergegeben werden können. Abbildung 10.1 zeigt die Energieantwortmatrix von 5 keV bis 100 keV in 1 keV Schritten.



(a)  $R(E', E)$



(b)  $R(E', 60 \text{ keV})$



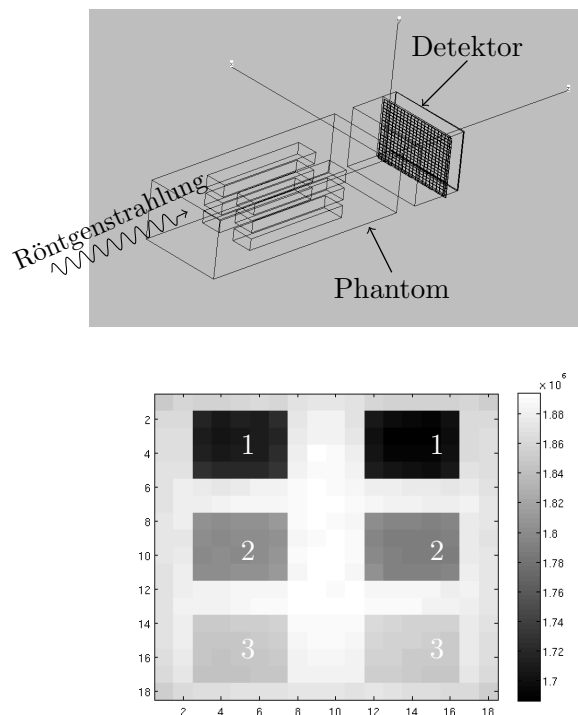
(c)  $R(E', 90 \text{ keV})$

**Abbildung 10.1** Oben: Energieantwortmatrix für Energien zwischen 5 keV und 100 keV für eine Pixelkantenlänge von  $330 \mu\text{m}$  und einer Detektordicke von  $1600 \mu\text{m}$ . Die senkrechten weißen Striche symbolisieren Schnitte bei 60 keV und 90 keV Einstrahlenergie. Die zugehörigen Energieantwortspektren sind im unteren Teil der Abbildung dargestellt.

### 10.2.2 Simulation eines Aufbaus zur Materialrekonstruktion

Nun soll gezeigt werden, dass es möglich ist, die Massenbeläge  $\mu$  von verschiedenen Materialien mit einem CdTe Detektor zu rekonstruieren. Dabei ist die Energieantwort der Pixel in der Simulation für alle Pixel gleich. Genauso sind Schwellenvariationen der Pixel nicht berücksichtigt.

Im oberen Teil von Abbildung 10.2 ist der Aufbau der Simulation dargestellt. Das Phantom besteht aus Wasser, in dem sich Iod- und Gadoliniumlösungen unterschiedlicher Konzentration befinden (siehe Tab. 10.1). Die Größe der Detektormatrix beträgt  $20 \times 20$  Pixel. Das Phantom wurde mit  $10^9$  Photonen beleuchtet, welche von einem 100 kV Wolframspektrum mit einer 1,4 mm Aluminiumfilterung stammen. Im unteren Teil von Abbildung 10.2 ist eine photonenzählende Aufnahme bei einer Schwelle von 19 keV zu sehen. Man sieht klar die Intensitätsunterschiede aufgrund der unterschiedlichen Konzentration der Lösungen. Es lässt sich jedoch nicht sagen, wo sich welches Material mit welcher Konzentration befand.

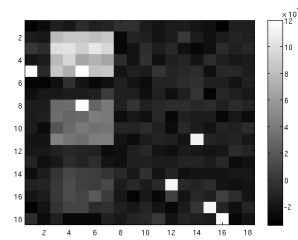


**Abbildung 10.2** Oben: Simulationsaufbau. Unten: Photonenzählende Aufnahme bei einer Schwelle von 19 keV.

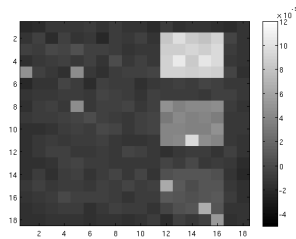
**Tabelle 10.1** Werte der projizierten Massenbeläge  $a$  für Gadolinium und Iod für drei verschiedene Konzentrationen und für Wasser.

	Region1	Region2	Region3
Wasser	$1 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$		
Gadolinium	$0.01 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$	$0.005 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$	$0.002 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$
Iod	$0.01 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$	$0.005 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$	$0.0015 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$

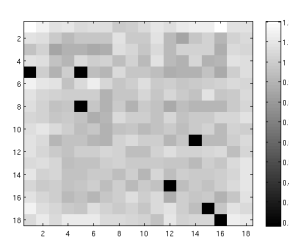
Die Rekonstruktion der Massenbeläge  $a$  erfolgte durch die Minimierung von Funktion 10.5. Als Minimierungsalgorithmus wurde die in Matlab [mat] implementierte Funktion *fminsearch* verwendet. In Abbildung 10.3 sind die rekonstruierten Bilder aller drei Basismaterialien zu sehen. Die rekonstruierten Werte der Massenbeläge  $a$  sind in Tabelle 10.2 aufgelistet. Man kann deutlich sehen, dass die Basismaterialien sowohl in ihrer Position als auch in ihrer Konzentration richtig rekonstruiert worden sind. Lediglich bei der niedrigsten Konzentration stimmen die rekonstruierten Werte nicht so gut mit den tatsächlichen Werten überein. Mit höherer Statistik, d.h. mehr Photonen, ließen sich diese Werte besser rekonstruieren. Aus Rechenzeitgründen wurde aber darauf verzichtet. Bei einigen Pixeln (weiß im Iod- und Gadoliniumbild und schwarz im Wasserbild) führten numerische Instabilitäten des Rekonstruktionsalgorithmus zu abweichenden Werten.



(a) Rekonstruiertes Gadoliniumbild



(b) Rekonstruiertes Iodbild



(c) Rekonstruiertes Wasserbild

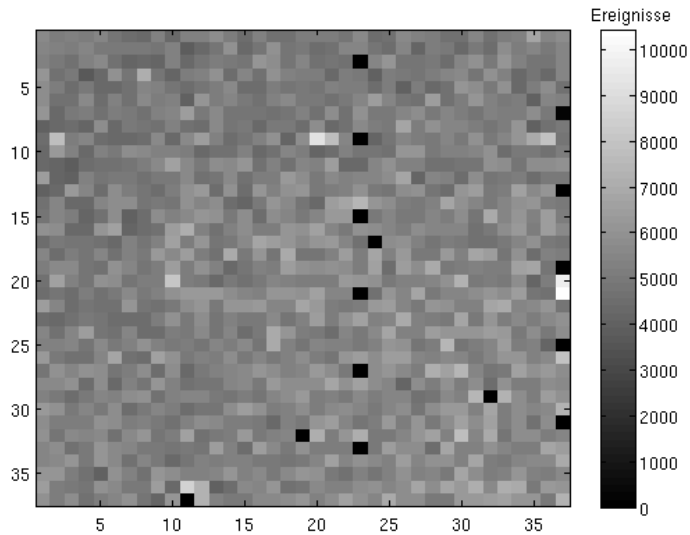
**Abbildung 10.3** Rekonstruierte Massenbeläge aller drei Basismaterialien. Die Einheiten der Farbskala sind gegeben in  $\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$ .

**Tabelle 10.2** Rekonstruierte Werte für die projizierten Massenbeläge  $a$  für Gadolinium und Iod für drei verschiedene Konzentrationen und für Wasser.

	Region1	Region2	Region3
Wasser	$0.98 \pm 0.13 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$		
Gadolinium	$0.0091 \pm 0.0030 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$	$0.0041 \pm 0.0030 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$	$0.0005 \pm 0.0006 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$
Iod	$0.0090 \pm 0.0006 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$	$0.0043 \pm 0.0013 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$	$0.0012 \pm 0.0018 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$

### 10.3 Messungen

Für die Messungen zur Materialrekonstruktion wurde ein Detektor mit einer Pixelkantenlänge von  $330 \mu\text{m}$ , einer Elektrodenkantenlänge von  $305 \mu\text{m}$  und einer Dicke von  $1600 \mu\text{m}$  gewählt. Abbildung 10.4 zeigt eine Flatfieldaufnahme, d.h. eine photonenzählende Aufnahme bei einer festen Energieschwelle und einem homogenen Strahlungsfeld, des Detektors. Es sind klar einige defekte Pixel (schwarz) zu erkennen, d.h. diese sind nicht

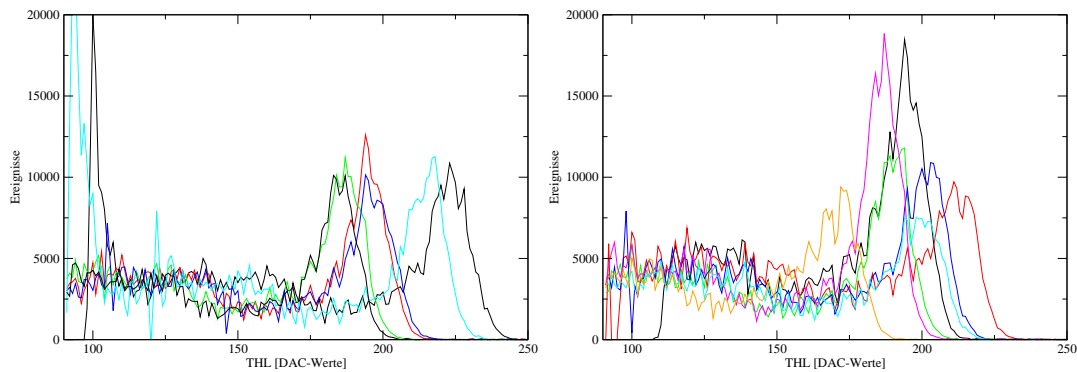


**Abbildung 10.4** Flatfieldaufnahme des Detektors mit einer Pixelkantenlänge von  $330 \mu\text{m}$ .

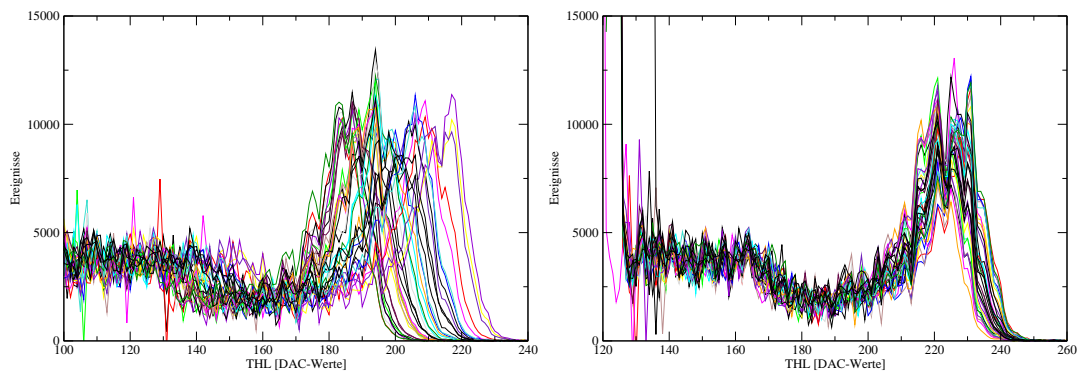
mit dem ASIC verbunden, und registrieren somit auch kein Signal. Des Weiteren ist die Homogenität der Energieantwortspektren über die gesamte Detektormatrix von schlechter Qualität, d.h. es gibt viele Pixel, die aufgrund von Materialinhomogenitäten schlechte Energieantwortspektren aufweisen. Abbildung 10.5 zeigt die Antwortspektren einiger Pi-



xel. Links sind Pixel mit sehr ähnlichen Antwortspektren zu erkennen, die sich lediglich in der Variation ihrer Schwelle unterscheiden. Rechts sind Pixel mit sehr unterschiedlichen Antwortspektren dargestellt. Während die Abweichung, welche der Variation der Schwellen geschuldet ist, auf ein Minimum reduziert werden kann (siehe Kap. 6.4), hat man auf die Form des Energieantwortspektrums keinen Einfluss. Da der Anteil der Pixel mit stark vom Durchschnitt abweichenden Energieantwortspektrums sehr hoch war (ca. 20%), ist Materialrekonstruktion in projektiver Geometrie mit diesem Detektor nicht sinnvoll möglich. Es konnte aber eine Zeile gefunden werden, in der die Energieantwortspektrums der einzelnen Pixeln von befriedigender Qualität war. Abbildung 10.6 zeigt die Energieantwortspektrums dieser Zeile: links mit breiter Schwellenvariation ohne Maske, rechts mit schmaler Schwellenvariation mit Maske.

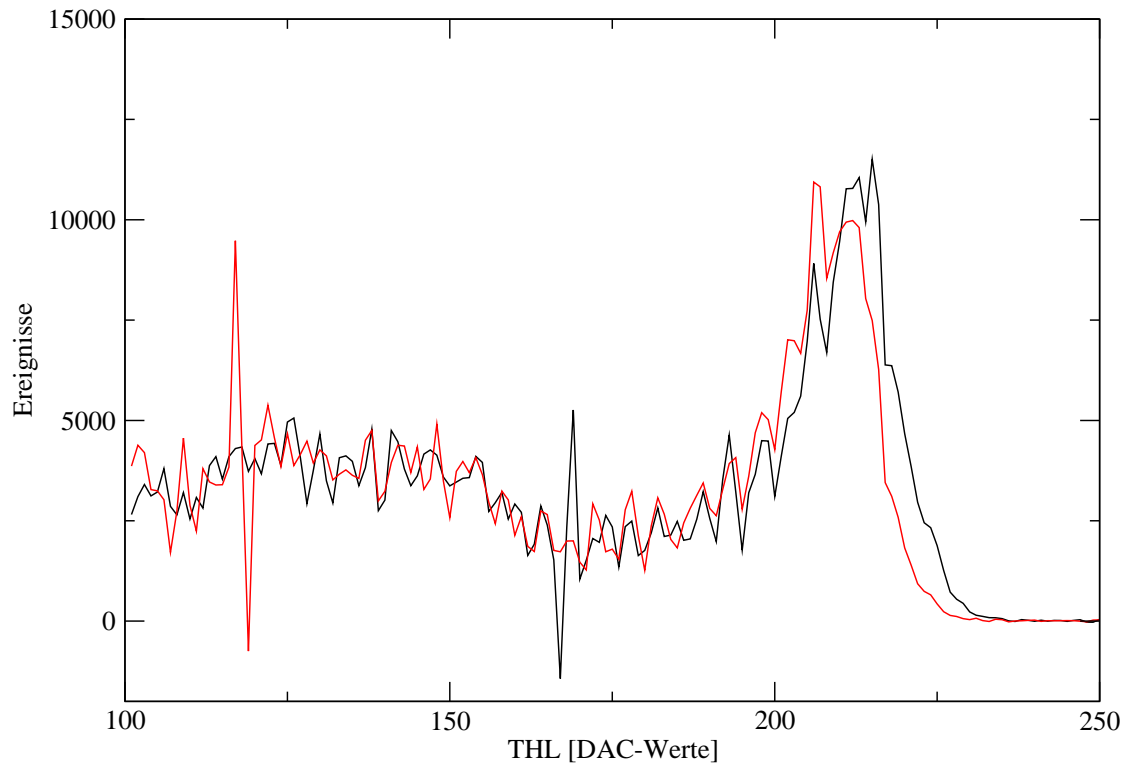


**Abbildung 10.5** Energieantwortspektrums einiger Pixel: Links: Pixel mit ähnlichen Antwortspektren. Rechts: Pixel mit stark voneinander abweichenden Antwortspektren (insbesondere die Höhe des Photopeaks).



**Abbildung 10.6** Energieantwortspektrums der Zeile: Links: ohne Schwellenanpassung. Rechts: mit Schwellenanpassung.

Mit dieser Zeile ist es prinzipiell möglich, das Prinzip der Materialrekonstruktion in computertomographischer Geometrie (siehe [Fir09]) anzuwenden. Es stellte sich jedoch heraus, dass zeitlich instabile Störsignale, die der Elektronik des Detektors zugeordnet werden müssen, auch dieses unmöglich machten. Abbildung 10.7 zeigt zwei Antwortspektren, in denen sich die Störsignale durch Zacken im Energieantwortspektrum bemerkbar machen. Da diese zeitlich spontan und auch an unterschiedlichen Energieschwellenwerten auftraten, war es unmöglich, diese zu korrigieren.



**Abbildung 10.7** Energieantwortspektren zweier Pixel mit Störsignal bei  $\text{THL} \approx 168$  (schwarze Kurve) bzw. bei  $\text{THL} \approx 120$  (rote Kurve).

# Schlussfolgerungen

Detektorkonzepte mit photonenzählender Ausleseelektronik gewinnen zunehmend an Bedeutung in der medizinischen Bildgebung. Materialien mit hohem Absorptionsvermögen, wie CdTe, sind dabei die bevorzugten Sensormaterialien. Ziel dieser Arbeit war es, CdTe als Sensormaterial in Verbindung mit dem photonenzählenden Auslesechip Medipix2-MXR im Hinblick auf die Eignung zur spektroskopischen Röntgenbildgebung zu untersuchen. Das Augenmerk richtete sich dabei auf den Nachweis von Kontrastmitteln in der medizinischen Bildgebung.

Nachdem das Konzept photonenzählender Detektoren vorgestellt und detailliert auf das Sensormaterial CdTe eingegangen wurde, wurde die spektrale Energieantwort eines CdTe-Detektors in Abhängigkeit von Pixel- und Elektrodengröße untersucht. Die Analyse der Messungen ergab ein sehr differenziertes Bild und zeigte, dass die Energieantwort des Detektors sehr stark von den zwei genannten Parametern abhängt. Das Energieantwortspektrum eines photonenzählenden pixelierten Detektors enthält aufgrund des Photoeffektes Ereignisse, welche die gesamte Energie eines Röntgenphotons im Pixel deponieren. Infolge weiterer Wechselwirkungseffekte wie Compton-Streuung, Entkommen von Fluoreszenzstrahlung, Charge Sharing und anderen, gibt es eine erhebliche Anzahl an Ereignissen, bei denen deutlich weniger als die Primärenergie im Pixel deponiert wird. Für ein gutes Energieantwortverhalten ist es vorteilhaft möglichst viele Ereignisse im Photopeak nachzuweisen. Zudem sollte dieser eine geringe Breite aufweisen.

Als erstes wurde die Anzahl der Ereignisse im Photopeak (AEP) untersucht. Die Abnahme der AEP mit kleiner werdenden Pixelkantenlängen konnte mit dem zunehmenden Einfluss des Charge Sharing, der Fluoreszenzphotonereignisse und der Streustrahlung mit kleiner werdenden Pixelkantenlängen erklärt werden. Weiterhin legen die Untersuchungen den Schluss nahe, dass es mit größer werdender Lücke zwischen den Pixelelektroden zu starken Ladungsverlusten kommt. Hierzu tragen verschiedene Mechanismen bei. Die Ladungsverluste in der Lücke äußern sich insbesondere bei kleinen Pixelkantenlängen und niedrigem Füllfaktor durch eine starke Degradation des Energieantwortspektrums. Daher sind Pixelkonfigurationen mit hohem Füllfaktor zu bevorzugen.

Als zweites wurde die Lage des Photopeaks im Energieantwortspektrum der einzelnen Pixel untersucht. Hier konnte eine gute Übereinstimmung zwischen den Messungen und dem theoretisch erwarteten Verhalten festgestellt werden.

Die Steigung der Energiekalibrationsgeraden, welche ein Maß für die Feinheit des Abtastens des Energieantwortspektrums ist, wurde als dritte wichtige Größe untersucht.

Nachdem die Messung den theoretischen Verlauf hier ebenfalls gut beschreiben konnte, zeigten die Untersuchungen, dass Pixelkonfigurationen mit niedrigem Füllfaktor bzw. kleinen Pixelkantenlängen eine kleinere Steigung aufweisen. Dies ermöglicht eine feinere Abtastung des Energieantwortspektrums.

Schließlich wurde der Einfluss von Pixel- und Elektrodengröße auf die Energieauflösung des Detektors untersucht. Es konnte beobachtet werden, dass Pixelkonfigurationen mit kleinen Elektroden (geringe Kapazität) sowie Pixelkonfigurationen mit kleinen Pixelkantenlängen (weniger Leckstrom durch die Pixel) gute Werte für die Energieauflösung liefern. Diese Aussage muss jedoch unter der Berücksichtigung der bei der Analyse der AEP gemachten Beobachtungen für Pixelkonfigurationen mit niedrigem Füllfaktor relativiert werden. Die Degradation des Photopeaks kann durch die bessere Energieauflösung nicht kompensiert werden.

Für energiesensitive Anwendungen in der medizinischen Bildgebung muss eine geeignete Kombination von Detektordicke, Pixelgröße und Elektrodengröße gefunden werden. Im Allgemeinen ist es bei den meisten spektroskopischen Anwendungen günstig, so viele Ereignisse wie möglich im Photopeak nachzuweisen (große Pixel, hoher Füllfaktor). Für kleine Pixel spricht die gute Ortsauflösung, der geringere Beitrag der Löcher zum Signal und die bessere Energieauflösung. Die vorliegenden Untersuchungen lassen den Schluss zu, dass Pixelkantenlängen von  $220\text{ }\mu\text{m}$  oder  $330\text{ }\mu\text{m}$  mit hohem Füllfaktor bei einer Dicke von  $1600\text{ }\mu\text{m}$  als guter Kompromiss gesehen werden können.

Simulationen liefern einen wichtigen Beitrag für das Verständnis physikalischer Zusammenhänge und können zudem zeitaufwendige und schwierige Messungen ersetzen. Mittels den aus den Messungen gewonnenen Erkenntnissen waren Simulationen in einem breiten Parameterbereich möglich. Zunächst wurden Energieantwortspektren ohne die verschmierende Wirkung des Elektronikrauschens simuliert. Anhand der Signaturen, welche Photoabsorption, Compton-Streuung, Charge Sharing, Fluoreszenzphotonereignisse und Hole Tailing im Energieantwortspektrum hinterlassen konnte gezeigt werden, dass diese physikalischen Prozesse konsistent in die Simulation implementiert wurden. Anschließend wurde das Elektronikrauschen für die Pixelkantenlängen von  $220\text{ }\mu\text{m}$  und  $330\text{ }\mu\text{m}$  aus den Messungen extrahiert und in die Simulation implementiert. Der Vergleich von Simulation und Messung ergab, dass die simulierten Energieantwortspektren von Pixelkonfigurationen mit hohem Füllfaktor die Messung sehr gut beschreiben. Für Pixelkonfigurationen mit niedrigem Füllfaktor konnte keine gute Übereinstimmung von Messung und Simulation festgestellt werden. Dies liegt daran, dass Effekte, welche zu den beobachteten Ladungsverlusten führen, nicht in der Simulation berücksichtigt wurden.

Im letzten Teil der Arbeit konnte abschließend gezeigt werden, dass das Prinzip der Materialrekonstruktion mit einem photonenzählenden CdTe-Detektor angewendet werden kann. Hierzu wurden in einem Simulationsaufbau die Basismaterialien Wasser, Ga-

dolinium und Iod sowohl in ihrer Quantität als auch in ihrer Position im Bild korrekt nachgewiesen. Die schlechte Qualität des zur Verfügung stehenden Detektors verhinderte es jedoch, das Prinzip der Materialrekonstruktion auch in Messungen zu bestätigen. Fortschritte bei der Herstellung von CdTe-Detektoren ermöglichen eine stetige Verbesserung der Qualität der Detektoren, so dass zu erwarten ist, dass mit den seit kurzem erhältlichen CdTe-Detektoren und den in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnissen, Materialrekonstruktion auch in Messungen bestätigt werden kann.



# Conclusions

Detector concepts with photon counting read out electronics are gaining increasing attention in medical imaging. Materials with high absorption efficiency like Cadmium Telluride (CdTe) should be used as sensor material. Aim of this thesis was to investigate the sensor material CdTe in combination with the photon counting read out chip Medipix2-MXR with regard to its applicability to spectroscopic X-ray imaging. Of particular interest was the detection of contrast agents in medical X-ray imaging employing the method of material reconstruction.

After the concept of photon counting detectors was introduced and the sensor material CdTe was presented in detail, the spectral response of a CdTe detector concerning pixel pitch and electrode size was investigated. The analysis of the measurements showed that the spectral response of the detector is strongly dependent on the pixel pitch and the electrode size. Due to photo effect the energy response spectrum of a photon counting pixelated detector contains events which deposit the whole energy of the impinging X-ray quanta in the pixel. Due to further interaction effects like Compton scattering, escape of fluorescence radiation, Charge Sharing and others, there are many events which deposit less than the primary energy in the pixel. A decent energy response requires many events in the photo peak and a narrow width of the photo peak.

Firstly, the number of events in the photo peak region (NEP) was investigated. The decrease of the NEP with smaller pixel pitches could be attributed to the increasing effect of Charge Sharing, fluorescence photon escape events and scatter events with smaller pixel pitches. Furthermore, the analysis led to the conclusion that the increasing gap between the pixel electrodes induces a higher charge loss. Several reasons for this effect were discussed in this thesis. Particularly with pixel configurations with low filling factor and smaller pixel pitches the loss of charges to the gap leads to a severe degradation of the energy response. For this reason pixel pitches with high filling factor provide a better performance.

Secondly, the position of the photo peak in the energy response spectra was investigated and a good agreement of measurement and theoretically expected behaviour could be observed.

The third parameter investigated in this thesis was the slope of the energy calibration line. This determines the accuracy of the sampling of the energy response spectra. The analysis shows a good agreement between measurement and theoretical expected behaviour. Furthermore, it became evident that pixel configurations with low filling factor

possess a smaller slope. This makes the sampling of the energy response spectra more accurate.

Finally, the influence of pixel pitch and electrode size on the energy resolution of the detector was investigated. Pixel configurations with small electrodes (low capacitance) and small pixel pitches (low leakage current) provide a decent energy resolution. Taking into account the findings from the analysis of the NEP this conclusion should be viewed critically for pixel configurations with low filling factor. The degradation of the photo peak cannot be compensated by a better energy resolution.

For applications in medical imaging an adequate combination of detector thickness, pixel pitch and electrode size has to be found. Generally, most spectroscopic applications require as many NEP as possible (large pixel pitches, high filling factor). Small pixels on the other hand provide a better spatial and energy resolution. Moreover, the influence of holes on the signal decreases with smaller pixel pitches. The findings of this thesis lead to the conclusion that pixel configurations with a sensor thickness of  $1600\text{ }\mu\text{m}$  and pixel pitches of  $220\text{ }\mu\text{m}$  or  $330\text{ }\mu\text{m}$  with high filling factor can be regarded as a good solution.

Simulations provide valuable contributions for the understanding of physical phenomena. Moreover, they can be used to explore a wide parameter range, which could not be investigated by measurements in a reasonable time. At first, the energy response spectra were simulated without the smearing effect of electronic noise. The signatures of photo absorption, Compton scattering, Charge Sharing, fluorescence photon events and Hole Tailing in the energy response spectra showed that those physical processes were implemented correctly in the simulation. Measurements with selected parameters have been used to validate the simulation. The electronic noise for the pixel pitches  $220\text{ }\mu\text{m}$  and  $330\text{ }\mu\text{m}$  was extracted from the measurement and implemented in the simulation. The comparison of simulation and measurement showed a very good agreement for pixel configurations with high filling factor. Charge losses to the gap were not implemented in the simulation. Therefore, the comparison of simulation and measurement for pixel configurations with low filling factor showed large discrepancies.

The last part of this work demonstrated the applicability of material reconstruction with a photon counting CdTe detector. In a simulation set-up the three basis materials water, iodine and gadolinium were reconstructed correctly in their quantity and their position. However material reconstruction could not be applied to measurements due to the poor quality of the detector being available for imaging.

Progress with the fabrication of CdTe sensors constantly improves the quality of such detectors. With this improvement and the findings from this work the application of material reconstruction in measurements will be made possible in the future.



# Danksagung

Zum Abschluss dieser Arbeit möchte ich mich bei einigen Personen bedanken, die mir die letzten Jahre und ganz besonders im Rahmen meiner Doktorarbeit zur Seite gestanden haben. Mein herzliches Dankeschön an:

- Frau Prof. Gisela Anton für die Überlassung und Betreuung dieser Arbeit. Von ihr habe ich gelernt, dass fachliche UND menschliche Kompetenz für ein nachhaltiges, erfolgreiches Zusammenarbeiten unumgänglich sind.
- Dr. Thilo Michel. Unsere Fachdiskussionen haben mich oft zu neuen Erkenntnissen geführt. Auch unsere privaten Gespräche über die manchmal verschlungenen Wege des Lebens, sind für mich von sehr großem Wert. Die Ruhe bei seinem beruflich und privaten vollen Terminkalender verdient meine uneingeschränkte Bewunderung. Letztendlich möchte ich ihm einfach für seine Freundschaft danken.
- Dr. Jürgen Durst, der mir als „digital native“ eine große Hilfe bei der Aneignung von diversen Computerkenntnissen war. Auch seinen physikalischen Sachverstand wusste ich immer sehr zu schätzen. Auch an dich ein großes Dankeschön „Herr Doktor“.
- meine Zimmerkollegen, in deren Gegenwart ich mich einfach wohl gefühlt habe.
- die gesamte Medphys-Gruppe and friends. Sie ermöglichten ein tolles Arbeitsklima, in dem es Spaß machte zu arbeiten und zu forschen.
- die International Max Planck Research School (IMPRS) für die Finanzierung dieser Arbeit und den wissenschaftlichen Austausch.
- meine Eltern und meine Schwester, die im letzten, zum Teil sehr turbulenten Jahr, immer für mich da waren und an mich geglaubt haben.
- Hildegard und Albrecht Kippes, die mir in den letzten Jahren mit ihrer Freundschaft und ihrem Rat zur Seite standen.
- an meine Freunde. Vor allem Thomas Gemmel möchte ich für seine Freundschaft und seinen unerschütterlichen Glauben an mich danken. Die Gespräche mit ihm, aber auch die Stille mit ihm, bedeuten mir sehr viel.

- meine Großeltern, die gemeinsam mit meinen Eltern während meiner ersten 13 Jahre in Rumänien dafür gesorgt haben, dass es mir körperlich und seelisch an nichts mangelte. Meine Liebe zur Natur, die Freude an der Bewegung, die Lust am Lernen und die Fähigkeit zur Empathie sind nur einige Eigenschaften, für die ich als Erwachsener zutiefst dankbar bin und deren Wurzeln ich in meiner Kindheit sehe.
- meine Freundin Tetyana Hoch, die mit ihrer Liebe, ihrer Wärme und ihrem Vertrauen immer für mich da war. Mit ihr als Katalysator habe ich in den letzten Jahren erfahren, dass Lernen und persönliches Wachstum in jeder Lebensphase möglich sind. Ich liebe dich my BM!

# Literaturverzeichnis

- [ABB<sup>+</sup>93] ATWOOD, W., A. BREAKSTONE, D. BRITTON, T. BURNETT, D. MYERS und G. WORD: *The GISMO Project (C++)*. C++ Report, 5(3):38–43, 1993.
- [Bar07] BARTL, B.: *Untersuchung bildgebender Eigenschaften photonenzählender Halbleiter-Röntgenpixeldetektoren*. Diplomarbeit, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen, 2007.
- [BBG<sup>+</sup>09] BELAS, E., M. BUGAR, R. GRILL, J. FRANC und P. HOESCHL: *Preparation of Inclusion and Precipitate Free Semi-Insulating CdTe*. IEEE TNS, 56(4):1758–1762, 2009.
- [BCH<sup>+</sup>99] BOLOTNIKOV, A.E., W.R. COOK, F.A. HARRISON, A.-S. WONG, S.M. SCHINDLER und A.C. EICHELBERGER: *Charge Loss between contacts of CdZnTe pixel detectors*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 432:326–331, 1999.
- [BCH<sup>+</sup>07] BALLABRIGA, R., M. CAMPBELL, E.H.M. HEIJNE, X. LLOPART und L. TLUSTOS: *The Medipix3 Prototype, a Pixel Readout Chip Working in Single Photon Counting Mode With Improved Spectrometric Performance*. TNS, 54:1824–1829, 2007.
- [BEH<sup>+</sup>06] BROENNIMANN, C., E. F. EIKENBERRY, B. HENRICH, R. HORISBERGER, G. HUELSEN, E. POHL, B. SCHMITT, C. SCHULZE-BRIESE, M. SUZUKI, T. TOMIZAKI, H. TOYOKAWA und A. WAGNER: *The pilatus 1M detector*. J Synchrotron Rad, 13:120–130, 2006.
- [BS08] BALE, D. und C. SZELES: *Nature of polarization in wide-bandgap semiconductor detectors under high-flux irradiation: Application to semi-insulating CZT*. Physikal Review B, 77, 2008.
- [CCF<sup>+</sup>98] CASTALDINI, A., A. CAVALLINI, B. FRABONI, P. FERNANDEZ und J. PIQUERAS: *Deep energy levels in CdTe and CdZnTe*. Journal of Applied Physics, 83(4):2121–2126, 1998.
- [CF09] COLA, A. und I. FARELLA: *The polarization mechanism in CdTe Schottky detectors*. Applied Physics Letters, 94, 2009.

- [CFG<sup>+</sup>04] CHMEISSANI, M., C. FROJDH, O. GAL, X. LLOPART, J. LUDWIG, M. MAIORINO, E. MANACH, G. METTIVIER, M.C. MONTESI, C. PONCHUT, P. RUSSO, L. TLUSTOS und A. ZWERGER: *First Experimental Tests With a CdTe Photon Counting Pixel Detector Hybridized With a Medipix2 Readout Chip*. IEEE TNS, 51:2379–2385, 2004.
- [CHM<sup>+</sup>98] CAMPBELL, M., E. HEIJNE, G. MEDDELER, E. PERNIGOTTI und W. SNOEYS: *Readout for a 64x64 pixel matrix with 15-bit single photon counting*. TNS, 45:751–753, 1998.
- [CMO71] CANALI, C., M. MARTINI und G. OTTAVIANI: *Transport Properties of CdTe*. Physikal Reviev B, 4(2), 1971.
- [com] [www.comsol.de](http://www.comsol.de).
- [DBH<sup>+</sup>10] DINAPOLI, R., A. BERGAMASCHI, B. HENRICH, R. HORISBERGER, I. JOHNSON, A. MOZZANICA, E. SCHMID, B. SCHMITT, A. SCHREIBER, X. SHI und G. THEIDEL: *EIGER: Next generation single photon counting detector for X-ray applications*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, doi:10.1016/j.nima.2010.12.005, 2010.
- [Dur08] DURST, J.: *Modellierung und Simulation physikalischer Eigenschaften photonenzählender Roentgenpixeldetektoren fuer die Bildgebung*. Doktorarbeit, Friedrich-Alexander-Universitaet Erlangen-Nuernberg, 2008.
- [FBF<sup>+</sup>03] FIEDERLE, M., V. BABENTSOV, J. FRANC, A. FAULER und J.-P. KONRATH: *Growth of high resistivity CdTe and (Cd,Zn)Te crystals*. Cryst. Res. Technol., 38(7-8):588–597, 2003.
- [FES<sup>+</sup>98] FIEDERLE, M., C. EICHE, M. SALK, R. SCHWARZ, K. W. BENZ, W. STADLER, D. M. HOFMANN und B. K. MEYER: *Modified compensation model of CdTe*. Journal of Applied Physics, 84(12):6689–6692, 1998.
- [Fin04] FINK, J.: *Untersuchungen zur Ladungssammlung in verschiedenen Halbleitermaterialien mittels der Transient Current Technique*. Diplomarbeit, Universitaet Bonn, 2004.
- [Fir96] FIRESTONE, RICHARD B.: *Table of Isotopes*. 1996.
- [Fir09] FIRSCHING, M.: *Material Reconstruction in X-ray Imaging*. Doktorarbeit, Friedrich-Alexander-Universitaet Erlangen, 2009.
- [Gho08] GHOSH, B.: *Work function engineering and its applications in ohmic contact fabrication to II-VI semiconductors*. Applied Surface Science, 254:4908–4911, 2008.

- [Gie04a] GIER SCH, J.: *RAVAR – RANdom VARiable*. <http://www.pi4.physik.uni-erlangen.de/Giersch/RAVAR/>, 2004.
- [Gie04b] GIER SCH, J.: *ROentgenSimulation ROSI*. available online <http://www.pi4.physik.uni-erlangen.de/Giersch/ROSI/index.html>, 2004.
- [Gre10] GREIFFENDBERG, D.: *Charakterisierung von CdTe-Medipix2-Pixeldetektoren*. Doktorarbeit, Uni Freiburg, 2010.
- [Gun07] GUNI, E.: *Vorbereitende Messungen und Simulationen fuer die Untersuchung des Medipix2 mit CdTe als Sensormaterial*. Diplomarbeit, Universitaet Erlangen, 2007.
- [HTF<sup>+</sup>11] HIRONO, T., H. TOYOKAWA, Y. FURUKAWA, T. HONMA, H. IKEDA, M. KAWASE, T. KOGANEZAWA, T. OHATA, G. SATO, M. TAKAGAKI, T. TAKAHASHI und S. WATANABE: *Development of a CdTe pixel detector with a window comparator ASIC for high energy X-ray applications*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, doi:10.1016/j.nima.2010.12.207, 2011.
- [Kno89] KNOLL, GLENN F.: *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, Inc., 1989.
- [Kor07] KORN, A.: *Spektrale und bildgebende Eigenschaften photonenzaehlender Roentgendetektoren am Beispiel des Medipix-Detektors*. Doktorarbeit, Universitaet Erlangen, 2007.
- [Kre10] KREISLER, B.: *Simulations of Medical Irradiation and X-ray Detector Signals*. Doktorarbeit, Friedrich-Alexander Universitaet Erlangen, 2010.
- [LBC<sup>+</sup>07] LLOPART, X., R. BALLABRIGA, M. CAMPBELL, L. TLUSTOS und W. WONG: *Timepix, a 65k programmable pixel readout chip for arrival time, energy and/or photon counting measurements*. NIM A, 581:485–494, 2007.
- [LCD<sup>+</sup>02] LLOPART, X., M. CAMPBELL, R. DINAPOLI, D. SAN SEGUNDO und E. PERNIGOTTI: *Medipix2: A 64-k pixel readout chip with 55- $\mu$ m square elements working in single photon counting mode*. TNS, 49:2279–2283, 2002.
- [Llo07] LLOPART, X.: *Desingn and Characterization of 64K Pixels Chips Working in Single Photon Processing Mode*. Doktorarbeit, Mid Sweden University, 2007.
- [mat] [www.mathworks.de](http://www.mathworks.de).

- [Mit06] MITSCHKE, M.: *Evaluation of different Sensor Materials for the Medipix X-ray detectors*,. Doktorarbeit, FAU Erlangen-Nuernberg, Physikalisches Institut IV, 2006.
- [Mor95] MORNEBURG, HEINZ: *Bildgebende Systeme fuer die medizinische Diagnostik*. Publicis MCD Verlag, 1995.
- [NH00] NAMITO, Y. und H. HIRAYAMA: *LSCAT: Low-Energy Photon-Scattering Expansion for the EGS4 Code (Inclusion of Electron Impact Ionization)*. Technischer Bericht, High Energy Accelerator Research Organization, Japan, May 2000.
- [NHR85] NELSON, W.R., H. HIRAYAMA und D.W.O. ROGERS: *The EGS4 Code System*. Technischer Bericht, Stanford Linear Accelerator Center SLAC-265, 1985.
- [Opp05] OPPELT, ARNULF: *Imaging Systems for Medical Diagnostics*. Publicis Corporate Publishing, 2005.
- [PBB<sup>+</sup>08] PANGAUDA, P., S. BASOLO, N. BOUDET, J. F. BERAR, B. CHANTEPIE, J. C. CLEMENS, P. DELPIERRE, B. DINKESPILER, K. MEDJOUBI, HUSTACHE S., M. MENOUNI und C. MOREL: *XPAD3-S: A fast hybrid pixel readout chip for X-ray synchrotron facilities*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 591:159–162, 2008.
- [PJH] POSPISIL, S., J. JAKUBEK und T. HOLY: *Medipix in IEAP (Institute of Technical and Experimental Physics CTU in Prague)*. available online <http://aladdin.utef.cvut.cz/ofat/index.html>.
- [Ram39] RAMO, S.: *Currents induced by electron motion*. Proceedings of the I.R.E., 27:584–585, 1939.
- [RESG95] RUDOLPH, P., A. ENGEL, I SCHENTKE und A. GROCHOCKI: *Distribution and genesis of inclusions in CdTe and (Cd,Zn)Te single crystals grown by the Bridgman method and by the travelling heater method*. Journal of Crystal Growth, 147:297–304, 1995.
- [RHZ<sup>+</sup>04] ROUMIE, M., M. HAGEALI, K. ZAHRAMAN, B. NSOULI und G. YOUNES: *Characterization of electroless Au, Pt and Pd contacts on CdTe and ZnTe by RBS and SIMS techniques*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 219-220:871–874, 2004.
- [SH85] SPIELER, H. und E. HALLER: *Assesment of present and future large-scale semiconductor detector systems*. IEEE TNS, 32(1):419–426, 1985.

- [Sho38] SHOCKLEY, W.: *Currents to Conductors Induced by a Moving Point Charge*. Journal of Applied Physics, 9:635–636, 1938.
- [Spi05] SPIELER, HELMUTH: *Semiconductor Detector Systems*. Oxford Science Publications, 2005.
- [SRD<sup>+</sup>08] SCHLOMKA, J.P., E. ROESSL, R. DORSCHIED, S. DILL, G. MARTENS, T. ISTEL, C. BAEUMER, C. HERRMANN, R. STEADMAN, G. ZEITLER, A. LIVNE und R. PROKSA: *Experimental feasibility of multi-energy photon-counting K-edge imaging in pre-clinical computed tomography*. Physics in Medicine and Biology, 53:4031–4047, 2008.
- [SSMV99] SCHOLZ, K., H. STIENS und G. MUELLER-VOGT: *Investigations on the effect of contacts on p-type CdTe DLTS-measurements*. Journal of Crystal Growth, 197:586–592, 1999.
- [SSV<sup>+</sup>08] SZELES, C., S. A. SOLDNER, S. VYDRIN, J. GRAVES und D. BALE: *CdZnTe Semiconductor Detectors for Spectroscopic X-ray Imaging*. IEEE TNS, 55(1):572–582, 2008.
- [TDLM07] TOUSIGNANT, O., Y. DEMERS, L. LAPERRIERE und S. MARCOVICI: *A-Se Flat Panel Detectors for Medical Applications*. IEEE Sensors Applications Symposium, 2007.
- [TTMF<sup>+</sup>09] TAKOUKAM TALLA, P., T. MICHEL, M. FISCHING, J. DURST und G. ANTON: *Exploiting the MEDIPIX2 detector for the reconstruction of X-ray spectra*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 607:103–106, 2009.





