

**Ein Silizium-Pixeldetektor
für den Strahllagemonitor BTM
am Freie-Elektronen-Laser der TESLA-Testanlage**

Diplomarbeit vorgelegt von

Sonja Hillert

II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg

Dezember 1999

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	3
1 Das Prinzip des Strahllagemonitors	5
1.1 Motivation	5
1.2 Beobachtung des Strahlverlaufs mit dem BTM	8
1.3 Charakteristika der Undulatorstrahlung	10
1.4 Der Strahllagemonitor für die TTF-Phase 1	12
2 Aufbau und Betrieb des Detektorsystems	15
2.1 Der Detektorchip	16
2.2 Signalverstärkung und Datenerfassung	20
2.3 Der Betrieb des Detektors	23
3 Physikalische Grundlagen	27
3.1 Das Funktionsprinzip von Siliziumdetektoren	27
3.2 Vorgänge beim Einfall von Strahlung auf den Detektor	28
3.3 Elektronisches Rauschen	34
4 Untersuchungen mit der Röntgenstrahlung eines Eisenpräparats	37
4.1 Versuchsaufbau	39
4.2 Kalibration	40
4.3 Bestimmung der effektiven Pixelbreiten	44
4.4 Diffusion	49
4.5 Vergleich der Meßwerte mit einer Simulation	53
4.6 Gleichtakt-Analyse	58

5	Rauschmessungen	63
6	Messungen an einem Laserteststand	69
6.1	Signalaufteilung im Bereich der Trennlinie	70
6.2	Der Laser	71
6.3	Der Aufbau des Teststands	72
6.4	Die Datennahme	75
6.5	Analyse	75
7	Empfindlichkeit für VUV-Strahlung	81
7.1	Aufbau der Meßapparatur	81
7.2	Das Meßverfahren	83
7.3	Analyse der Daten	89
	Zusammenfassung	95
	Anhang	97
	Literaturverzeichnis	111
	Danksagung	115

Kurzfassung

In die TESLA-Testanlage (TTF) am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg ist ein Freie-Elektronen-Laser (FEL) für Wellenlängen im Vakuum-Ultraviolett-Bereich (VUV) integriert. Das Prinzip der selbststimulierenden Emission (SASE), auf dem die Funktionsweise des Lasers beruht, erfordert eine sehr präzise Kontrolle der Bahn des Elektronenstrahls in transversaler Richtung. Zur Beobachtung der Strahllage wurde deshalb der Strahllagemonitor BTM (Beam Trajectory Monitor) entwickelt, dessen sensitiven Bestandteil ein Silizium-Pixeldetektor bildet. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein Prototyp dieses Detektors mit Hilfe verschiedener Labormessungen untersucht.

In den ersten drei Kapiteln der Arbeit werden das Prinzip des Strahllagemonitors und die sich daraus ergebenden Anforderungen an den Detektor vorgestellt, der Aufbau und Betrieb des Detektorsystems beschrieben, sowie die physikalischen Grundlagen erörtert, die für die Wirkungsweise des Detektors wichtig sind.

Der zweite Teil der Arbeit beschäftigt sich mit den Testmessungen. Untersuchungen mit der Röntgenstrahlung eines Eisenpräparats ermöglichen eine Energiekalibration und geben Aufschluß über die Eigenschaften des Detektors und des Auslesesystems. Es werden Energieauflösung, Diffusion der Signalladungsträger im Detektor und Pixeluniformität sowie der Einfluß der Pixelgröße auf das Signal diskutiert. Darüberhinaus enthalten die Messungen Information über elektronische Effekte. Insbesondere wird untersucht, wie das elektronische Rauschen von der Detektortemperatur und von der Integrationszeit abhängt.

Der Einsatz des Detektors als Strahllagemonitor erfordert eine hohe Genauigkeit der Ortsmessung in einer Richtung. Deshalb wurde ein Laserteststand aufgebaut, an dem untersucht wurde, ob die Trennlinie der beiden Pixelreihen, in die die aktive Detektorfläche unterteilt ist, mit einer Genauigkeit von $1\text{ }\mu\text{m}$ eine Gerade bildet.

Schließlich wird aus einer Messung am Hamburger Synchrotronstrahlungslabor (HASYLAB) die Quanteneffizienz des Detektors in dem für die Anwendung relevanten Wellenlängenbereich abgeschätzt.

Kapitel 1

Das Prinzip des Strahlungemonitors

1.1 Motivation

Das Deutsche Elektronen-Synchrotron in Hamburg bewirbt sich als Standort für einen supraleitenden 500 GeV e^+e^- -Linearbeschleuniger mit integriertem Freie-Elektronen-Laser (FEL) auf der Grundlage der selbststimulierenden Emission (self-amplified spontaneous emission, SASE), [Roßbach 95]. Die Vorteile des FEL im Vergleich zu bisherigen Synchrotron-Strahlungsquellen bestehen in der ungewöhnlich hohen Brillanz der Strahlung und dem verfügbaren Wellenlängenbereich, der bis hinab zu 0,1 nm reicht. Dabei ist es möglich, die Wellenlänge der Laserstrahlung durch Änderung der Energie des Elektronenstrahls stufenlos einzustellen und damit der jeweils zu untersuchenden Probe anzupassen. Besonders interessiert ist man am Ablauf chemischer Reaktionen auf einer Zeitskala von 10^{-13} s, der erstmals direkt beobachtbar wird und Aufschluß über die Dynamik von Biomolekülen geben soll. Die hohe Intensität der Strahlung ermöglicht außerdem die Analyse von Substanzen, die nur in starker Verdünnung vorliegen, z.B. von Fullerenen.

Als Vorstufe dieser Anlage dient die TESLA-Test-Facility (TTF), an der auch bereits ein FEL betrieben werden soll. Die Tests haben zwei Ziele: Zum einen soll gezeigt werden, daß der TESLA-Beschleuniger prinzipiell realisierbar ist. Dabei ist es ein zentraler Gesichtspunkt, das Herstellungsverfahren für die Serienproduktion der benötigten supraleitenden Resonatoren zu entwickeln und zu optimieren. Zum anderen soll nachgewiesen werden, daß das SASE-Prinzip in einem bisher von Freie-Elektronen-Lasern nicht erreichten Wellenlängenbereich funktioniert. Für die Testanlage sind zwei Ausbaustufen vorgesehen. In der derzeitigen Phase 1 soll unter anderem der FEL in Betrieb genommen werden, wobei eine Wellenlänge von 42 nm angestrebt wird. In der im Jahr 2002 beginnenden Phase 2 sollen Wellenlängen bis hinab zu 6 nm erzielt werden. Nach Abschluß der Testphase ist geplant, den FEL als Lichtquelle für eine Vielzahl von Experimenten einem weiten Kreis von Nutzern zur Verfügung zu stellen.

Bei Freie-Elektronen-Lasern entsteht das Laserlicht dadurch, daß ein Elektronenstrahl in einem Undulator Energie an ein Photonfeld abgibt. Die erforderliche Intensität

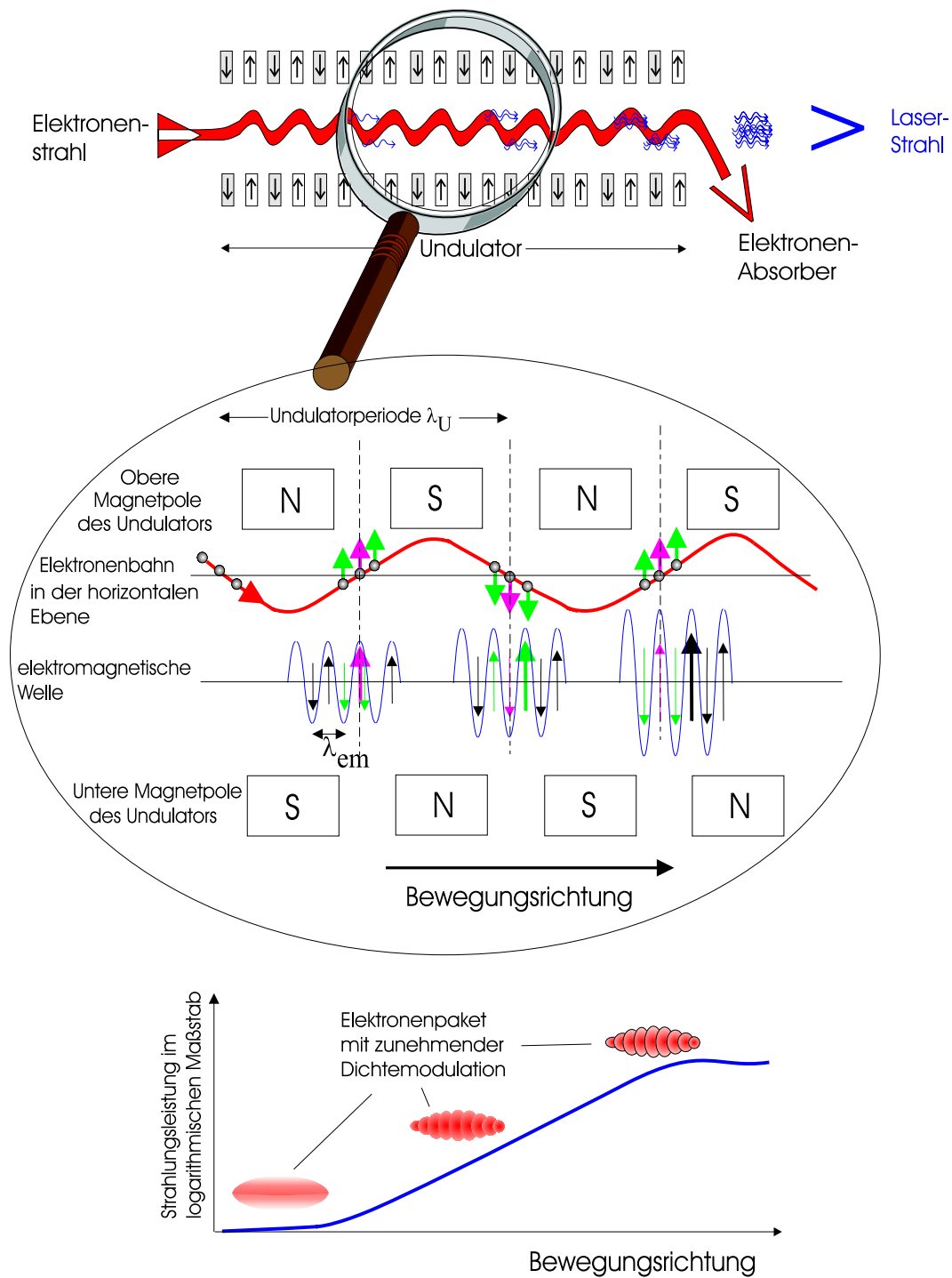


Abbildung 1.1: *Entstehung und Verstärkung des Laserlichtes im FEL* — *Abbildung entnommen aus [Feldhaus 98]*

kann auf verschiedene Weise erzielt werden. So wird bei bisherigen FELs, die Licht mit Wellenlängen im infraroten und sichtbaren Bereich abstrahlen, das Licht mit Hilfe von Spiegeln mehrmals durch den Undulator geschickt. Spiegel und Undulator bilden also einen optischen Resonator. Für die bei TTF angestrebten Wellenlängen im Vakuum-Ultraviolett (VUV, 6 nm – 70 nm) gibt es keine geeigneten Spiegel. Deshalb ist es notwendig, bei einem einzigen Durchgang des Elektronenstrahls durch den Undulator sowohl das Anschwingen des Lasers als auch die Verstärkung der Lichtintensität auf den gewünschten Wert zu erreichen. Die Verstärkung erfolgt durch eine Wechselwirkung zwischen Photonen- und Elektronenstrahl im Undulator, s. Abb. 1.1. Im Undulator, der aus einer periodischen Anordnung von Permanentmagneten besteht, s. Abb. 1.1 oben, wird den Elektronenpaketen eine oszillierende Bewegung aufgezwungen. Dies führt zur Abstrahlung von Licht, das sich geradlinig durch den Undulator ausbreitet, während die Elektronen ihre Oszillationsbewegung fortsetzen. Nach einer halben Undulatorwellenlänge trifft der Elektronenstrahl auf die vorher emittierte elektromagnetische Strahlung, die die Elektronen nun zusätzlich zur Undulationsbewegung auslenkt, s. Abb. 1.1 Mitte.

Dieser Prozeß wiederholt sich mehrfach, wobei der Phasenschlupf zwischen Elektronen- und Lichtstrahl der Größenordnung der Photonwellenlänge entspricht. Insbesondere ist er längs des gesamten Undulators gerade so groß, daß es für bestimmte Abschnitte im Elektronenstrahl bei jedem Aufeinandertreffen von Elektronen- und Photonstrahl zu einer Verstärkung der Undulationsbewegung kommt, bzw. – für andere Abschnitte – zu einer Abschwächung. Die Elektronen mit der größeren transversalen Auslenkung laufen langsamer, die mit der kleineren schneller durch den Undulator. Die Folge ist das sog. Micro-Bunching, d.h. innerhalb des Elektronenpakets bilden sich Anhäufungen von Elektronen von der Größe der Lichtwellenlänge aus, die die Form dünner Scheiben haben. Sie führen dazu, daß sich die Intensität der von den Elektronen emittierten Synchrotronstrahlung entlang des Undulators exponentiell erhöht, so daß am Ende die Laserintensität erreicht wird, s. Abb. 1.1 unten.

Bei der Beschreibung der Abläufe im Undulator wurde vorausgesetzt, daß außer der Undulationsbewegung keine transversalen Verschiebungen des gesamten Elektronenstrahls auftreten, daß sich der Elektronenstrahl also auf einer geraden Bahn durch den Undulator bewegt. Tatsächlich ist diese Voraussetzung nicht ohne weiteres erfüllt: Abweichungen in den Feldern der Permanentmagnete im Undulator können den Strahl aus seiner Bahn auslenken. Die Elektronenpakete haben eine *rms*-Breite von $\sigma = 50 \mu\text{m}$, die Amplitude der Undulation beträgt $7 \mu\text{m}$. Um noch mindestens 90 % der maximal möglichen Lichtintensität zu erreichen, darf der Strahlmittelpunkt nicht um mehr als $10 \mu\text{m}$ von der Sollbahn abweichen. Andernfalls muß die Strahllage mit Hilfe von Steuermagneten korrigiert werden. Sie sind entlang des Undulators in einem Abstand von jeweils etwa 1 m angebracht. Dies entspricht der Entfernung, längs der die Lichtintensität um eine Größenordnung zunimmt. Die Korrektur erfordert eine Messung der Strahllage mit Hilfe von Strahllagemonitoren. Eine Neuentwicklung ist der Beam-Trajectory-Monitor (BTM), der eine dreidimensionale Rekonstruktion des Strahlverlaufs relativ zur Sollbahn entlang eines Undulatormoduls ermöglicht.

1.2 Beobachtung des Strahlverlaufs mit dem BTM

Die Funktionsweise des BTM beruht auf dem Prinzip der Lochkamera. Zur Abbildung des Elektronenstrahls dient die spontane Undulatorstrahlung. Um die Information über den Strahlverlauf in allen drei Raumdimensionen zu erhalten, genügt dabei nicht eine einzige Abbildung des Strahls, sondern es sind mindestens zwei Aufnahmen pro Raumpunkt erforderlich. Um eine redundante Messung zu erhalten, wird der Strahl im

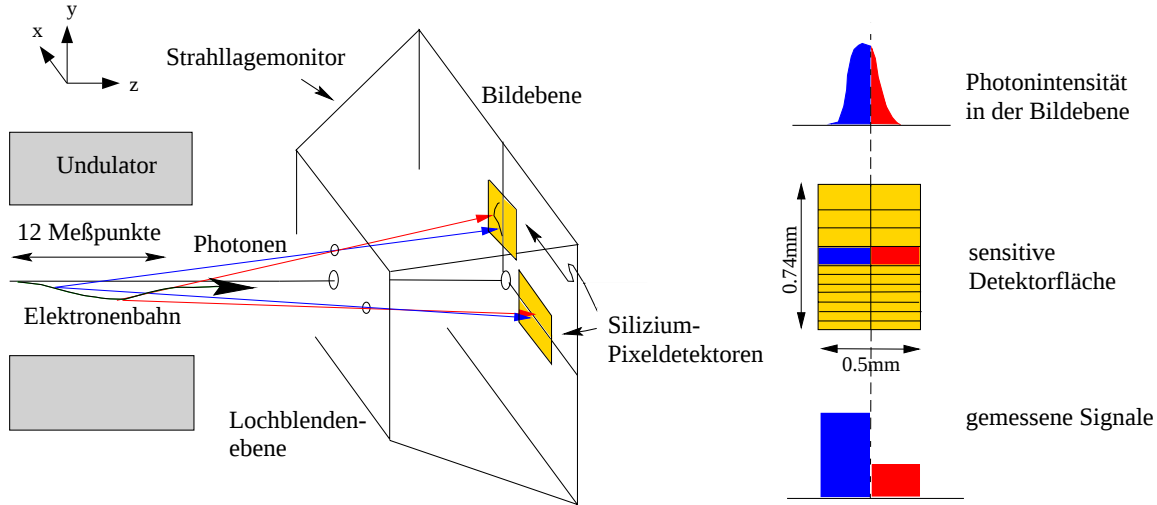
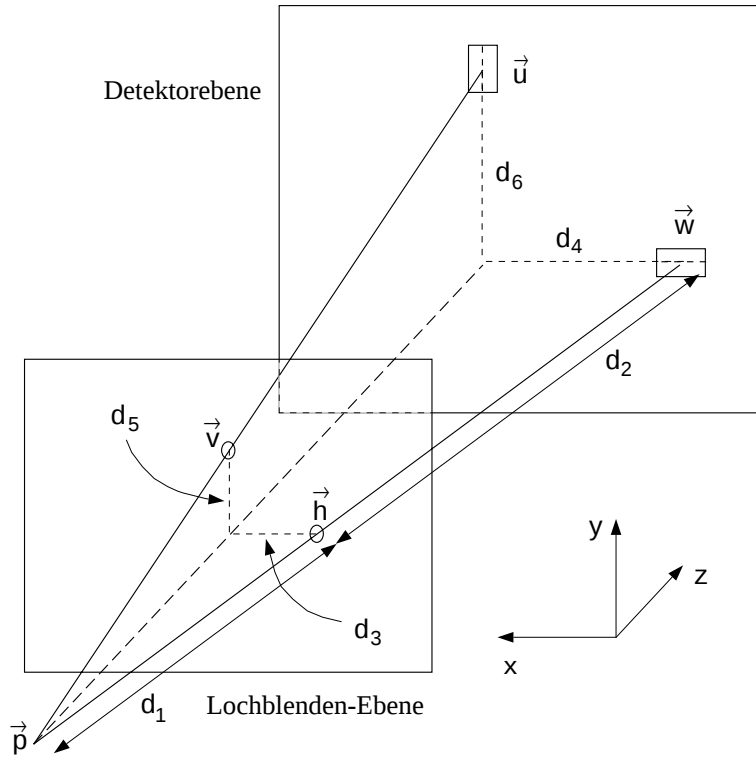


Abbildung 1.2: Funktionsweise des Strahllagemonitors – im Schema sind nur zwei der vier Detektoren dargestellt.

BTM sogar vierfach abgebildet. Dazu werden vier über Kreuz angeordnete Lochblenden verwendet. Durch jede der Blenden fällt das Licht auf je einen der vier entsprechend angeordneten Detektoren in der 500 mm entfernten Detektorebene.

Das Koordinatensystem wird so gewählt, daß die Detektoren auf der x - bzw. y -Achse liegen und die z -Achse in Strahlrichtung verläuft, s. Abb. 1.2. Die aktive Fläche jedes Detektors ist in 24 Pixel aufgeteilt. Sie sind in radialer Richtung paarweise angeordnet, so daß zwei Reihen von Pixeln entstehen, deren Trennlinie mit der Koordinatenachse zusammenfällt. Die von einem bestimmten Pixelpaar registrierte Strahlung stammt aus einem bestimmten Undulatorabschnitt, dessen Ausdehnung und Lage sich mit Hilfe der geometrischen Optik bestimmen läßt. Die Aufteilung der einfallenden Strahlung auf die beiden Pixel eines Pixelpaars enthält Information über die transversale Abweichung des Strahls, gemittelt über den zugehörigen Undulatorabschnitt. Jeder Detektor liefert damit eine Messung für zwei Dimensionen: z und y (für die Detektoren auf der x -Achse) bzw. z - und x (für die Detektoren auf der y -Achse).

Bei der Rekonstruktion der Strahlage werden die Elektronenpakete als punktförmige Lichtquellen betrachtet. Je ein vertikaler und ein horizontaler Bildpunkt des Strahls,



nach Definition von a :

$$d_1 = -a \cdot d_2$$

Strahlensatz:

$$a_1 = \frac{-d_3}{d_4 - d_3}$$

$$a_2 = \frac{-d_5}{d_6 - d_5}$$

$$a_1 = a_2$$

Abbildung 1.3: *Rekonstruktion eines Punktes $\vec{p}$ auf dem Elektronenstrahl aus den Bildpunkten $\vec{u}$ und $\vec{w}$ und den Positionen der Lochblenden $\vec{v}$ und $\vec{h}$*

die in radialer Richtung gleich weit von der optischen Achse entfernt sind, sowie die Positionen der entsprechenden Lochblenden erlauben die eindeutige Rekonstruktion des zugehörigen Ausgangspunktes auf der Elektronenbahn, s. Abb. 1.3. Werden die Ortsvektoren der Bildpunkte mit $\vec{u}$ (vertikal) bzw. $\vec{w}$ (horizontal) und die der Lochblenden mit $\vec{v}$ (vertikal) und $\vec{h}$ (horizontal) bezeichnet, so ergibt sich für den Ausgangspunkt:

$$\vec{p} = \vec{h} + a \cdot (\vec{w} - \vec{h}) = \vec{v} + a \cdot (\vec{u} - \vec{v}) \quad .$$

Die Steigung a erhält man daraus über den Strahlensatz:

$$a_1 = \frac{-d_3}{d_4 - d_3} = \frac{-(v_x - h_x)}{(u_x - w_x) - (v_x - h_x)} = \frac{(h_x - v_x)}{(u_x - w_x) + (h_x - v_x)}$$

$$\text{bzw. } a_2 = \frac{(h_y - v_y)}{(u_y - w_y) + (h_y - v_y)} \quad .$$

a_1 und a_2 sind identisch, weil beide Lochblenden denselben Abstand von der Detektorebene haben. Zur Bestimmung von $\vec{p}$ wird der Mittelwert dieser Ergebnisse verwendet. Formal ist ein System von 6 Gleichungen mit 4 Unbekannten ($\vec{p}$ und a) überbestimmt. Wie oben erwähnt, können physikalisch aber gar nicht alle Koordinaten von $\vec{u}$ und $\vec{w}$ bestimmt werden. Stattdessen werden jeweils nur die z - und eine transversale Koordinate verwendet.

In transversaler Richtung ist es notwendig, für den am weitesten vom BTM entfernten Undulatorabschnitt die Position des Bildes des Strahls mit einer Systematik von $\pm 1 \mu\text{m}$ zu messen, um bei der Rekonstruktion der Strahlage die geforderte Genauigkeit von $\pm 10 \mu\text{m}$ zu erreichen, s.o..

1.3 Charakteristika der Undulatorstrahlung

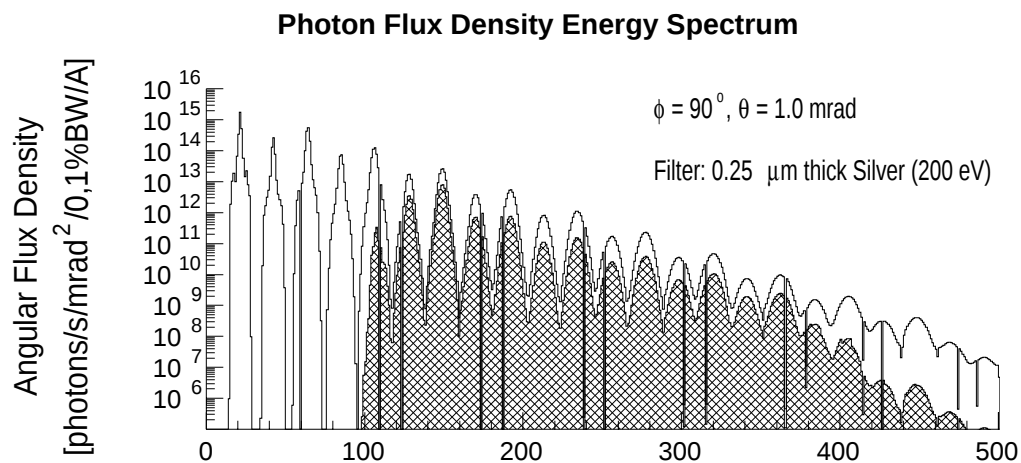
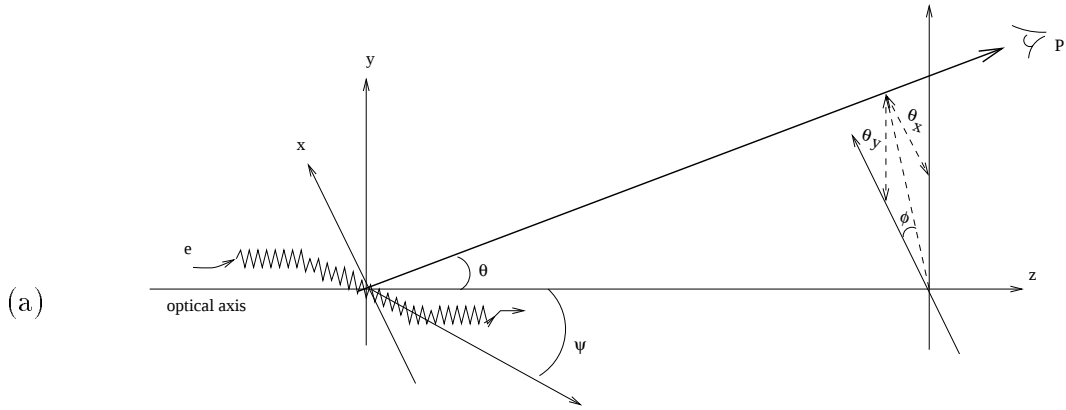


Abbildung 1.4: *Energiespektrum der Strahlung im BTM – unschraffiert: Strahlung hinter dem Undulator, schraffiert: hinter dem Silber-Filter; Abb. entnommen aus [Ng 96]*

Die bisherige Betrachtung beruhte ausschließlich auf geometrischer Optik. Zusätzlich tritt an den Lochblenden Beugung auf, die zwar eine Aufweitung der Signalverteilung bewirkt, die Position des Bildes aber nicht beeinträchtigt. In longitudinaler Richtung führt diese Verbreiterung zu einem Überlapp der auf benachbarte Pixelpaare abgebildeten Undulatorabschnitte, die eine Länge zwischen 0,5 m und 2,5 m haben. Da die Aufweitung hauptsächlich durch den langwelligen Anteil der Strahlung verursacht wird, kann sie mit Hilfe eines Hochpaßfilters begrenzt werden.

Die Lochblenden sind kreisförmige Löcher von 80 μm Durchmesser in einem ca. 0,1 mm dicken Goldplättchen mit einem Abstand von 4,75 mm vom Strahl. Der Hochpaßfilter besteht aus einer 120 nm bzw. 240 nm dicken Silberfolie unmittelbar hinter den Loch-



UR Power Density Angular Distribution, 380 MeV

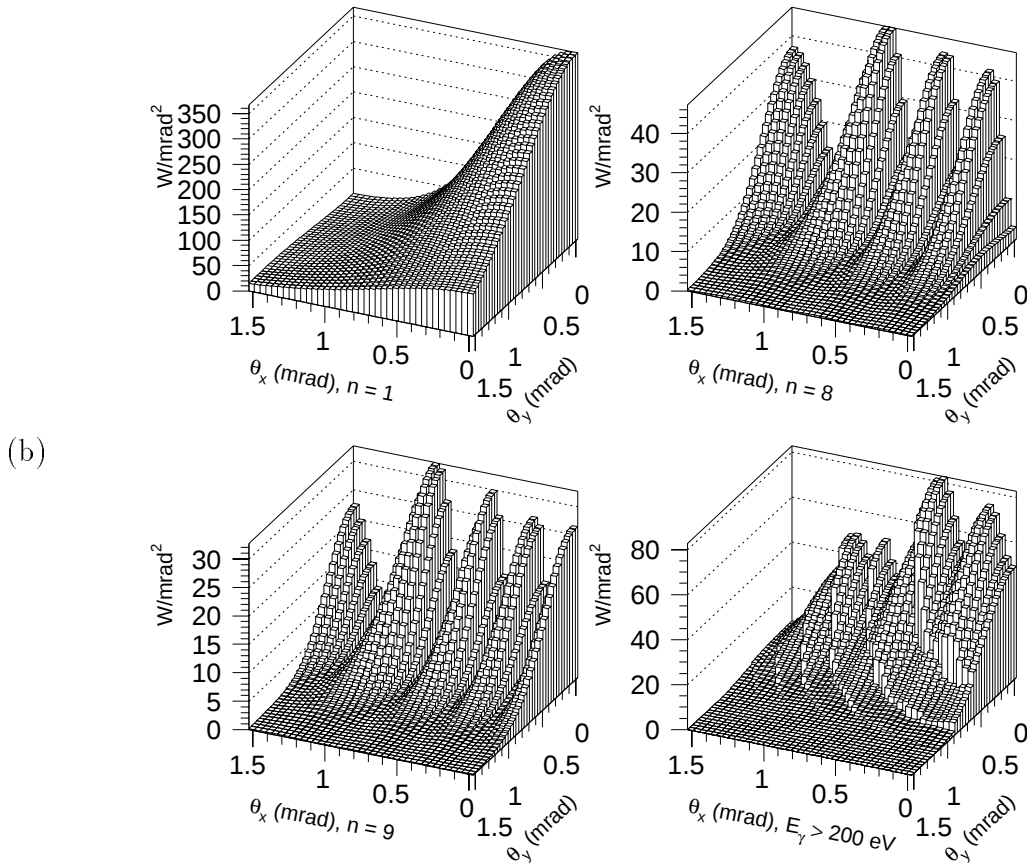


Abbildung 1.5: (a): Koordinatensystem; (b): Winkelverteilung der Undulatorstrahlung für deren Intensitätsmaximum. Einzelne Harmonische: links oben: 1, rechts oben: 8, links unten: 9 und rechts unten: Überlagerung aller Harmonischer mit Energie oberhalb 200 eV. Abb. entnommen aus [Ng 96]

blenden, wobei in jeder der beiden Richtungen x , y jeweils ein Detektor mit einem stärker und einer mit einem weniger stark abschwächenden Filter versehen ist.

J.S.T. Ng berechnet in [Ng 96] die Energie- und Winkelverteilung der spontanen Undulatorstrahlung, s. Abb. 1.4 und Abb. 1.5, mit Hilfe des Simulationsprogramms URGENT, [Walker 92]. Dieses basiert auf der Fernfeldnäherung. Der Elektronenstrahl wird als gaußförmig in x - und y -Richtung angenommen und die Strahlungsintensität als Überlagerung der Strahlungsintensitäten der einzelnen Elektronen berechnet.

Abb. 1.4 zeigt, daß sich die Intensität über einen Bereich von fast 10 Größenordnungen erstreckt, wobei die verschiedenen Harmonischen der Strahlung deutlich erkennbar sind. Schraffiert ist die Intensitätsverteilung hinter der Silberfolie eingetragen. Das Filter wird bei 100 eV durchlässig; die maximale Intensität wird bei etwa 150 eV erreicht.

In Abb. 1.5 a) ist das Koordinatensystem für die Darstellung der Winkelverteilungen abgebildet. Abb. 1.5 zeigt die Winkelverteilungen der Undulatorstrahlung am Intensitätsmaximum dreier verschiedener Harmonischer und die Überlagerung der Harmonischen mit Intensitätsmaximum oberhalb von 200 eV, wobei jeweils nur ein Quadrant der gesamten Verteilung dargestellt ist.

Die Verteilungen sind gerade Funktionen von x und y , aber nicht azimuthalsymmetrisch. In der Winkelverteilung der n -ten Harmonischen treten n Maxima auf. Geradzählige Harmonische haben entlang der Achse die Intensität 0.

Da die Lochblenden jeweils nur einen Winkelbereich von ca. $10 \mu\text{rad}$ abdecken, ändert sich die Strahlung hinter den Blenden jeweils nur mit einer der Winkelkoordinaten θ_x , θ_y und ist in der anderen näherungsweise konstant.

1.4 Der Strahllagemonitor für die TTF-Phase 1

Der gesamte von einem BTM-System abgebildete Undulatorbereich hat eine Länge von ca. 6 m. In TTF-Phase 1 ist der Undulator insgesamt 15 m lang und setzt sich aus drei Modulen von je 4,5 m Länge zusammen. Mit drei BTM-Systemen, einem für jedes Modul, wäre daher die Abbildung des Strahls im gesamten Undulator möglich. Der Überlapp zwischen den von den verschiedenen Systemen abgebildeten Bereichen erlaubt dabei die relative Justierung benachbarter Systeme. In einer ersten Testphase des BTM ist der Einbau eines einzelnen Systems direkt hinter dem letzten Undulatormodul geplant.

In TTF-Phase 1 werden mit einer Rate von 10 Hz Züge von je 7200 Elektronenpaketen durch den Undulator geschickt. Der zeitliche Abstand der Pakete innerhalb eines Zuges beträgt 111 ns. Jedes Paket trägt eine Ladung von $\approx 1 \text{ nC}$, das entspricht $6,4 \cdot 10^9 e$. Für die kleinen Pixel mit dem geringsten Abstand vom Elektronenstrahl und damit dem geringsten Beobachtungswinkel reicht eine Integrationszeit von $t_{int} = 0,5 \mu\text{s}$, um genügend Photonen zu registrieren, die größten Pixel mit maximalem Beobachtungswinkel benötigen eine Zeit von $t_{int} \approx 300 \mu\text{s}$, [Ng 98]. Mit der verwendeten Ausleseelektronik, s. Kap. 2, sind diese Integrationszeiten realisierbar – allerdings mit der Einschränkung, daß bei einer einzelnen Detektorauslese die Integrationszeit für alle Pixel

gleich ist, eine Messung mit unterschiedlichen Zeiten für die verschiedenen Pixelpaare also nur nacheinander erfolgen kann.

Für den Fehler in der Position des Bildes gilt unter der Annahme eines gaußverteilten Photonflusses mit der Standardabweichung σ und Maximum auf der Trennlinie zwischen den Pixelreihen, sowie mit dem inversen Signal-zu Rausch-Verhältnis $\delta S/S$:

$$\delta x = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(\frac{\delta S}{S} \right) \sigma \quad .$$

Dieser Wert wird dominiert von Schwankungen im Photonsignal. Außerdem gehen das elektronische Rauschen, das durch den ENC -Wert in Einheiten von Elementarladungen beschrieben wird, sowie die Statistik der Entstehung von Elektron-Loch-Paaren im Detektormaterial und die Statistik der Ladungssammlung in den Fehler δx ein. Die erforderliche Genauigkeit von $\delta x \approx 1 \mu\text{m}$ wird für $\sigma \approx 100 \mu\text{m}$, $N_\gamma \approx 1000$ und $ENC \approx 300 \text{ e}$ erreicht, [Ng 96].

Kapitel 2

Aufbau und Betrieb des Detektorsystems

Das folgende Kapitel gibt einen Überblick über die einzelnen Komponenten des Detektorsystems und die Betriebsbedingungen für den Detektor während der Labormessungen. Im Mittelpunkt steht dabei der Aufbau des Systems; die physikalischen Vorgänge innerhalb des Detektors werden in Kap. 3 gesondert behandelt.

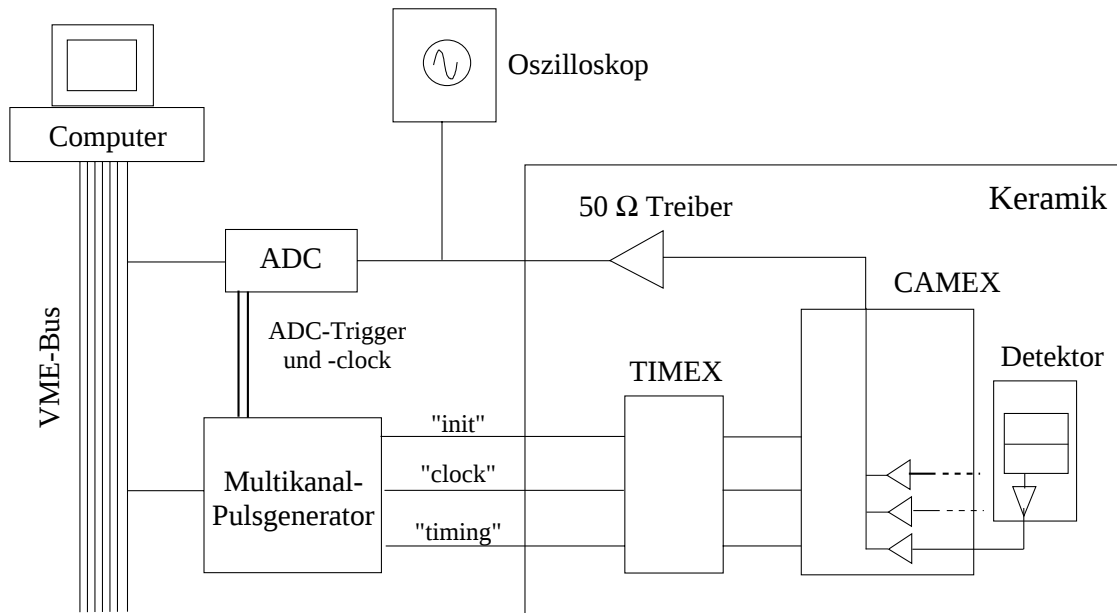


Abbildung 2.1: Überblick über die Elektronik und das Datenauslesesystem

Wie in Kap. 1 erläutert, wird die Bahn des Elektronenstrahls im Undulator auf insgesamt vier Detektoren abgebildet. Davon befinden sich je ein Detektor für die x - und einer für die y -Richtung auf einer Keramikplatine, auf der auch die zugehörige

Verstärker- und Steuerelektronik aufgebracht ist. Die Keramikplatinen sind in der unmittelbaren Umgebung des Strahls im Ultrahochvakuum eingebaut.

Außerhalb des Vakuums – bzw. bei den Labormessungen außerhalb des jeweiligen Testaufbaus – befinden sich ein programmierbarer Multikanal-Pulsgenerator zur Erzeugung der Steuersignale, sowie ein System zur Datenerfassung, bestehend aus einem Analog-Digital-Wandler und einem Steuerungscomputer. Die Leiterbahnen zur Verbindung der Schaltung auf der Keramikplatine mit den Bauteilen außerhalb des Vakuums sind auf flexible Kaptonfolien aufgebracht. Der Aufbau des gesamten Systems ist in Abb. 2.1 skizziert.

2.1 Der Detektorchip

Eine Beschreibung des Detektor-Layouts enthält [Ng 98].

Der Detektorchip erfüllt mehrere Funktionen: Auf die sensitive Detektorfläche einfallende Photonen erzeugen im Substrat Elektron-Loch-Paare, die im elektrischen Feld zu den Elektroden wandern und durch Influenz ein Signal hervorrufen. Die Signale der einzelnen Pixel werden noch auf dem Chip durch Feldeffekttransistoren verstärkt. Über zwei Aluminiumbahnen, die parallel zur Trennlinie der beiden Pixelreihen über alle Pixel verlaufen, s. Abb. 2.4, kann zu Zwecken der relativen Kalibration kapazitiv Ladung auf die Pixelanoden eingekoppelt werden. Eine zusätzlich auf dem Chip integrierte Temperaturdiode ermöglicht die Messung der Betriebstemperatur. Die verschiedenen Elemente sind jeweils durch Schutzringe voneinander getrennt, an denen eine Spannung von -20 V anliegt.

Der Detektor ist aus zwei Reihen von insgesamt 24 Pixeln aufgebaut. Sie haben alle die gleiche Länge ($250\text{ }\mu\text{m}$) aber eine unterschiedliche Breite, die von $25\text{ }\mu\text{m}$ für die Pixel in unmittelbarer Nähe des Strahls bis zu $100\text{ }\mu\text{m}$ für die weiter entfernten Pixel reicht, s. Kap. 1.

Abb. 2.2 ist eine schematische Darstellung der Pixel mit Angaben über die Numerierung und die jeweilige Pixelgröße. Die Nummern ergeben sich aus der Reihenfolge, in der die einzelnen Pixel ausgelesen werden. Sie werden im folgenden zur Bezeichnung der Pixel verwendet.

Die in Abb. 2.2 schraffiert eingezeichneten unbeschrifteten Pixel werden nicht ausgelesen. Sie sind notwendig, da der Abstand der Feldeffekttransistoren, die sich neben den Pixeln befinden, mindestens $50\text{ }\mu\text{m}$ betragen muß. Über die in der Mitte der Pixelreihen verlaufenden Aluminiumbahnen sind die inaktiven Pixel mit einem nach außen geführten Kontakt verbunden. Das an der Aluminiumbahn anliegende Potential wird auf Masse gelegt, wenn die Leitung nicht zur Kalibration genutzt wird.

Ein Querschnitt durch den Detektorchip senkrecht zur Trennlinie der Pixelreihen zeigt dessen innere Struktur, Abb. 2.3. Das Substrat ist $280\text{ }\mu\text{m}$ dick. Es besteht aus n-Silizium mit einem spezifischen Widerstand von 2 bis $3\text{ k}\Omega\text{ cm}$. Auf der Vorderseite befinden sich die Pixelanoden, die mit einer Aluminiumschicht überzogen sind, sowie die Feldeffekttransistoren. Abb. 2.4 zeigt eine Mikroskopaufnahme dieser Chipseite.

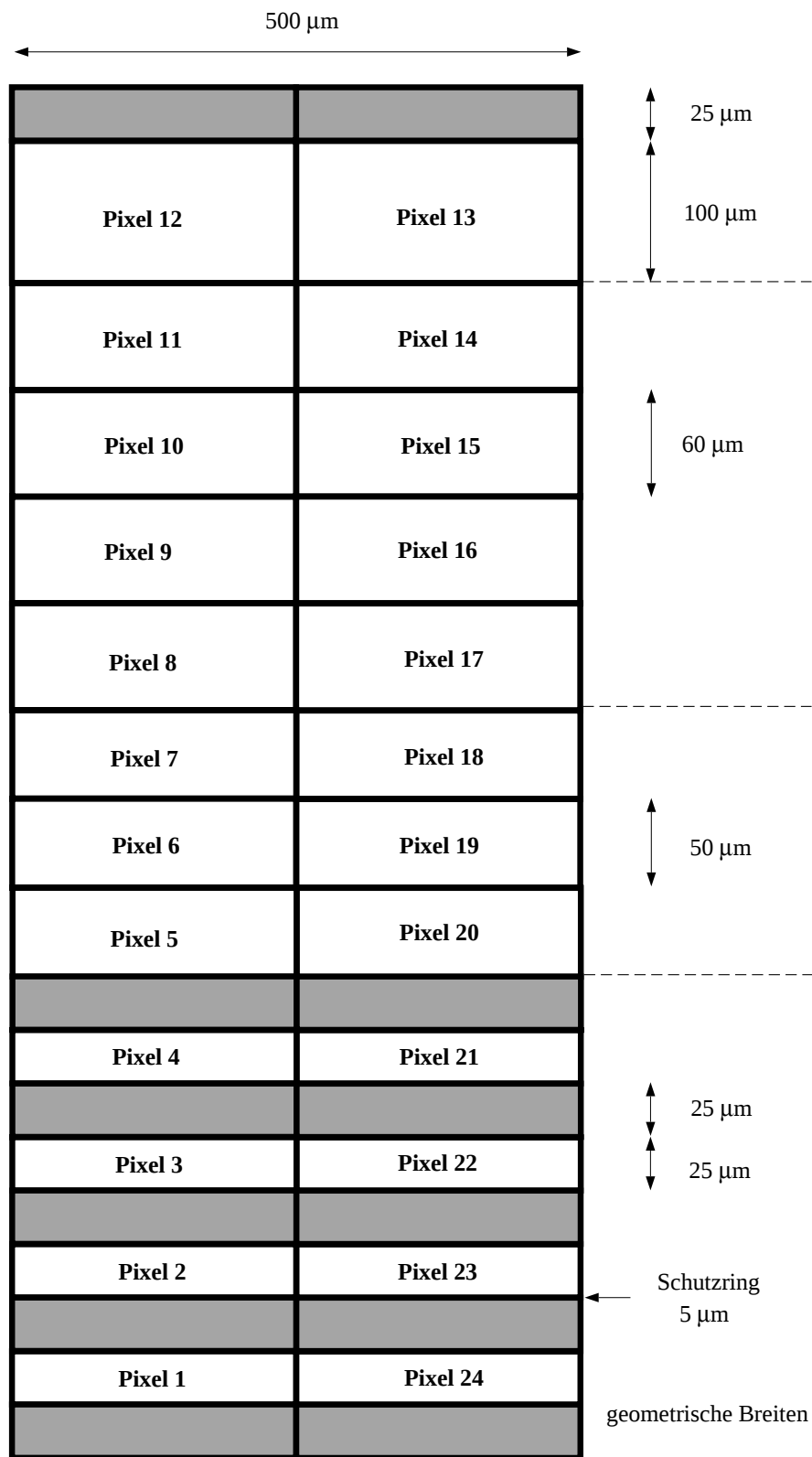


Abbildung 2.2: Übersicht über geometrische Größe und Numerierung der Pixel

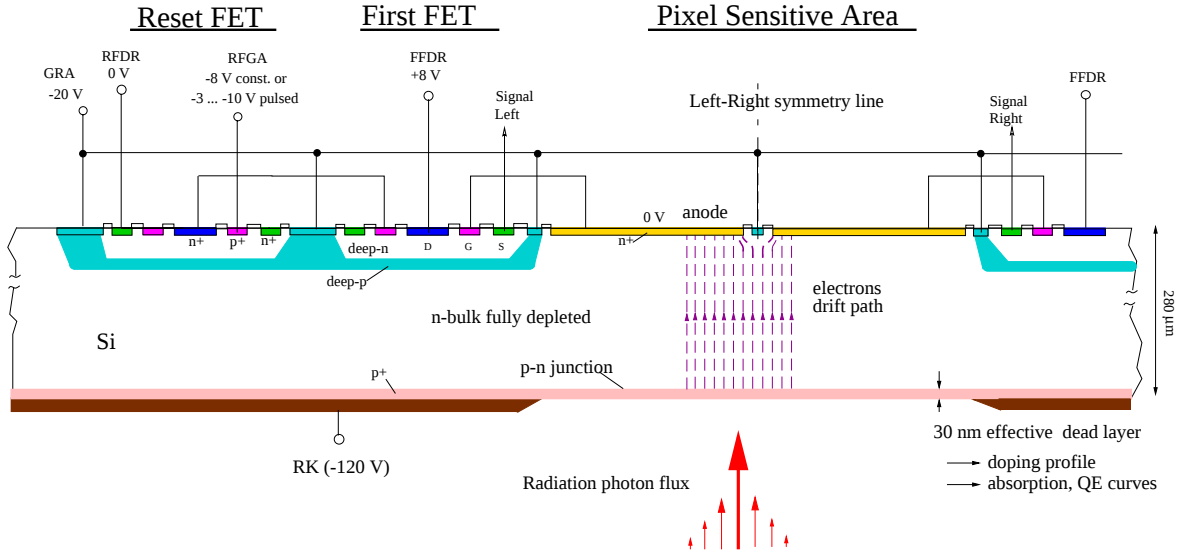


Abbildung 2.3: Querschnitt durch den Detektorchip senkrecht zur Trennlinie der Pixelreihen; nach [Ng 98, Abb. 2]

Auf der Rückseite des Chips befindet sich eine 30 nm dicke $p+$ -Schicht, [Ng 96, S. 4], deren Grenze zum Siliziumsubstrat den pn -Übergang bildet. Dieser hat eine Gesamtfläche von $2 \times 1 \text{ mm}^2$. Während die $p+$ -Schicht im Bereich der Pixel, also der aktiven Detektorfläche, die Oberfläche des Chips bildet, ist die Rückseite des Chips außerhalb dieses Bereiches mit Aluminium belegt. Durch die Aussparung in der Aluminiumschicht wird die Dicke des Eintrittsfensters vermindert, das die einfallende Strahlung vor dem Eintritt in das Substrat durchqueren muß. Dies ist wichtig, weil die nachzuweisenden Photonen der Undulatorstrahlung mit Energien von 100 eV bis 10 keV in Silizium Absorptionslängen haben, deren Minimum für diesen Energiebereich nur 50 nm beträgt, [Henke 93].

An die Aluminiumschicht wird eine Spannung von -120 V bis -130 V angelegt. Dieses Potential liegt auch an der gesamten $p+$ -Schicht an, die aufgrund der starken Dotierung leitend ist. Durch die Spannung wird der aktive Bereich des Detektors von beweglichen Ladungsträgern verarmt und es baut sich ein elektrisches Feld auf. Beim Entwurf des Detektorchips wurde darauf geachtet, daß die Feldlinien möglichst parallel und senkrecht zur Detektoroberfläche verlaufen, [Soltau 96].

Das elektrische Feld transportiert die von eintreffenden Photonen erzeugte Elektronenwolke in Richtung der Pixelanoden, s. Kap. 3. Die gleichzeitig erzeugten Löcherladungen fließen zum Rückkontakt ab. Die Anoden, auf denen die Elektronen gesammelt werden, bestehen aus $n+$ -dotiertem Silizium. Sie sind voneinander durch ein Netz aus $5 \mu\text{m}$ breiten $p+$ -Linien getrennt, wodurch jedes Pixel mit einem Schutzring umgeben ist.

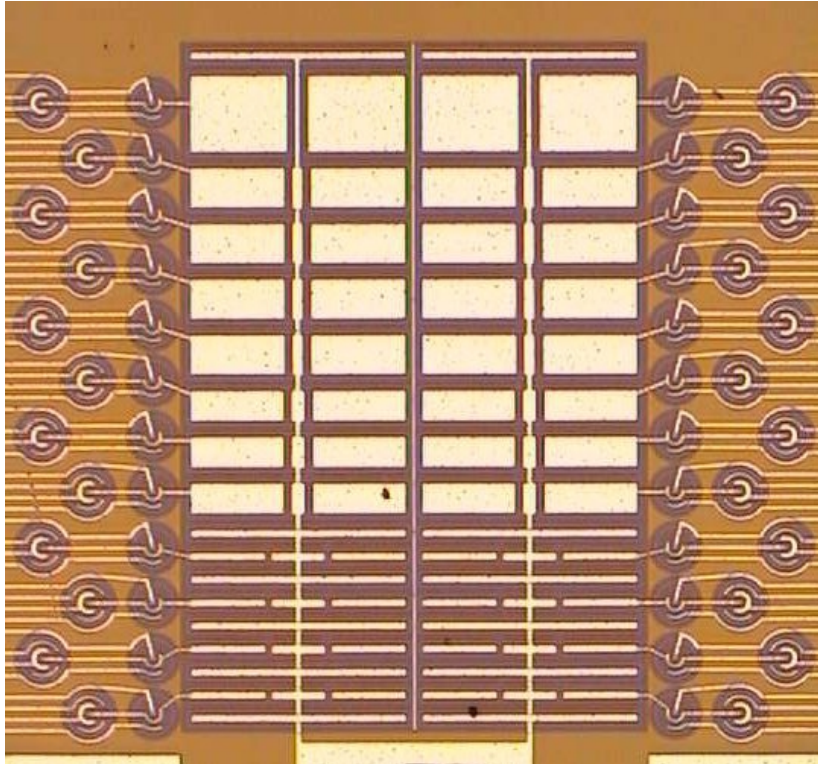


Abbildung 2.4: Mikroskop-Aufnahme des Detektorchips: In der Mitte erkennt man die beiden Reihen von aluminisierten Pixelanoden. Längs jeder dieser Reihen verläuft eine durch SiO_2 gegen die Aluminisierung der Anoden isolierte Aluminiumbahn zur Ladungseinkopplung. Neben den Pixeln befinden sich die Feldeffekttransistoren zur Vorverstärkung der Signale.

Das Pixelsignal wird noch auf dem Chip mit Hilfe eines Feldeffekttransistors (JFETs) verstärkt, der sich unmittelbar neben der Pixelanode befindet. Ein zweiter Transistor ermöglicht es, den Verstärker-FET und damit die Pixelanode zu entladen. Die Integration der ersten Verstärkerstufe direkt auf dem Chip hat folgenden Grund: Beim Entwurf von Siliziumdetektoren strebt man an, die Detektorkapazität möglichst gering zu halten, um ein möglichst gutes Signal- zu Rausch-Verhältnis zu erzielen. Dies ist die Voraussetzung für eine gute Energie- und Ortsauflösung, erfordert aber, daß auch die Kapazität der Vorverstärker entsprechend klein gewählt wird, [Rehak 90]. Bei nicht-integrierten Transistoren würden schon die Verbindungsleitungen die Kapazität in unzulässiger Weise erhöhen.

Bei der verwendeten Technologie sind alle Kontakte des Transistors konzentrisch auf der Oberfläche des Chips angeordnet, der leitende Kanal besteht aus n-Silizium. Die Schaltung der beiden JFETs ist in Abb. 2.6 im Bereich links von der gestrichelten Linie skizziert: Die Verstärkung erfolgt im ersten, dem Pixel direkt benachbarten Transistor (First FET, “FF” in Abb. 2.3) nach dem Prinzip des “Source Followers”. Dabei ist der

Gate-Kontakt direkt mit der Pixelanode verbunden, so daß die Gate-Spannung durch die vom Pixel gesammelte Ladung bestimmt wird. Der Widerstand zwischen Quelle (Source, “S”) und Senke (Drain, “D”) ändert sich in Abhängigkeit von der am mittleren Kontakt (Gate, “G”) anliegenden Spannung. Damit ändert sich auch das Potential an der FET-“Source”, das vom Vorverstärker des CAMEX-Chips weiter verstärkt wird.

2.2 Signalverstärkung und Datenerfassung

Dieser Abschnitt befaßt sich mit der verwendeten Ausleseelektronik: dem CAMEX-Chip, der zugleich als Verstärker und als Multiplexer zum Einsatz kommt, dem TIMEX, der den CAMEX ansteuert, und dem Analog-Digitalwandler zur Erfassung der Rohdaten. Abb. 2.5 zeigt die Anordnung der verschiedenen Komponenten auf der Keramikplatine.

Der CAMEX, [Buttler, Buttler 88], ermöglicht die Verstärkung und sequentielle Ausgabe von 64 Kanälen, von denen bei der Verwendung mit dem BTM-Detektor jeweils nur die letzten 24 genutzt werden. Abb. 2.6 zeigt die Schaltung für einen einzelnen CAMEX-Kanal. Man erkennt die beiden Verstärker CSA1 und CSA2. Dazwischen befindet sich in Serie ein Block von vier parallelen Kapazitäten mit den Schaltern S1 bis S4, hinter CSA2 ein weiterer Schalter, mit dem das verstärkte Signal auf die Speichereinheit “S&H” (“Sample and Hold”) durchgeschaltet wird, und das Schieberegister.

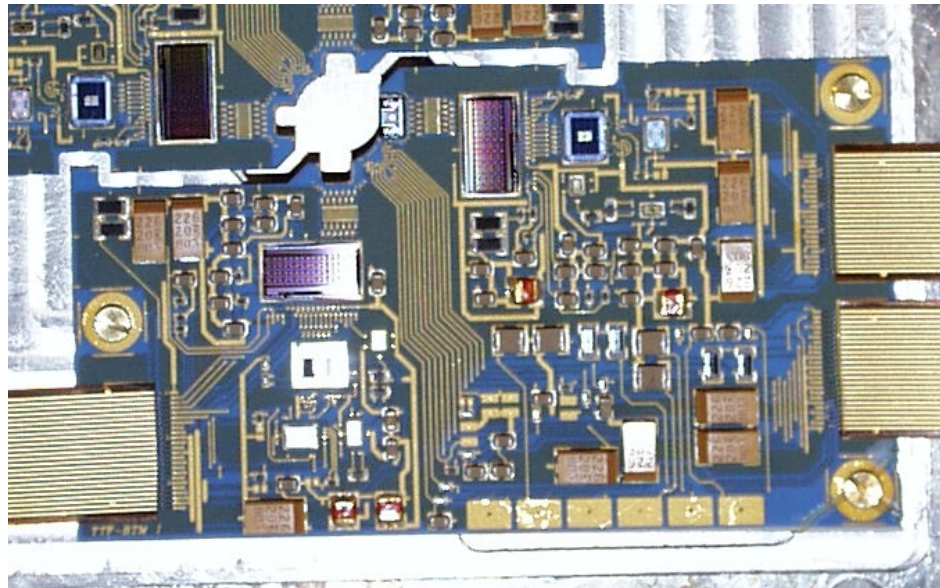
Bei jeder Auslese werden die vier parallelen Kapazitäten in der Mitte zweimal entladen, indem die Schalter S1 bis S4 kurz geschlossen und wieder geöffnet werden. Das Ergebnis der Auslese ist die Differenz der beiden Teilmessungen¹. Dadurch wird das Signal bereits durch die Elektronik auf den Sockelwert des Leckstroms und damit auf einen großen Anteil des Rauschens korrigiert. Das im CAMEX verstärkte Differenzsignal wird beim kurzen Schließen von S&H zwischengespeichert. Der links von S&H liegende Teil der Ausleseelektronik ist damit bereit für die nächste Auslese.

Das in der Speichereinheit abgelegte Ergebnis wird zu einem bestimmten Zeitpunkt vom Multiplexer auf den CAMEX-Ausgang durchgeschaltet (“Channel Select“-Schalter).

Da der CAMEX eine große Zahl von Steuersignalen benötigt, man aber wegen des Einbaus im Vakuum die Zahl der Zuleitungen möglichst gering halten möchte, wird ein weiterer Chip, der TIMEX, [TIMEX], zur Steuerung des CAMEX verwendet. Er benötigt außer der Versorgungsspannung nur drei zeitlich veränderliche Signale: “init”, “clock” und “timing”. Das Initialisierungssignal “init” besteht aus einem einzelnen Puls. Es markiert den Beginn eines Auslesezyklus und setzt alle CAMEX-Schalter auf

¹Vor jeder Teilmessung wird der CAMEX durch Öffnen des Schalters S_{IN} vom Detektor getrennt. Der Grund dafür ist, daß das System aus CAMEX und TIMEX ursprünglich für die Verstärkung von CCD-Signalen entwickelt wurde, bei der das Verschieben der CCD-Zeilen zu Störungen führt, die vom CAMEX nicht mitverstärkt werden sollen. Für die Verwendung mit dem BTM-Detektor hat der Schalter S_{IN} keine Bedeutung.

(a)



(b)

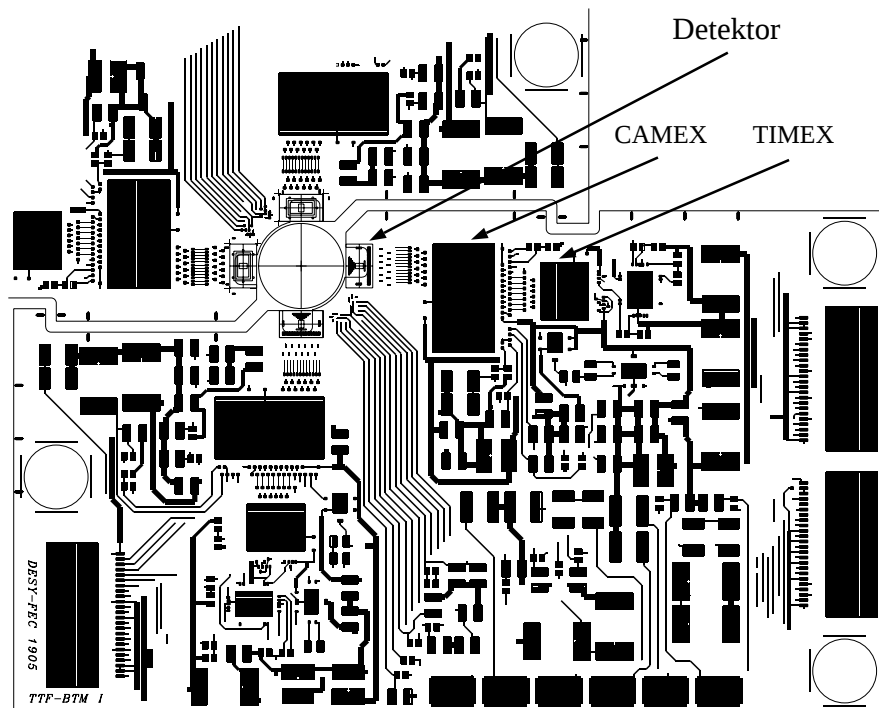


Abbildung 2.5: Anordnung der verschiedenen Komponenten auf der Keramikplatine: (a) Foto, (b) Layout - in dem in (a) abgebildeten System ist nur der rechte Detektor der unteren Keramikplatine bestückt

Frontend Readout Electronics - the CAMEX64B chip

JFET-CMOS Technology [MPI, Munich and Fraunhofer Inst., Duisburg]

Signal amplification

Noise filtering - Switched capacitors: correlated double sampling

Multiplexer for serial readout

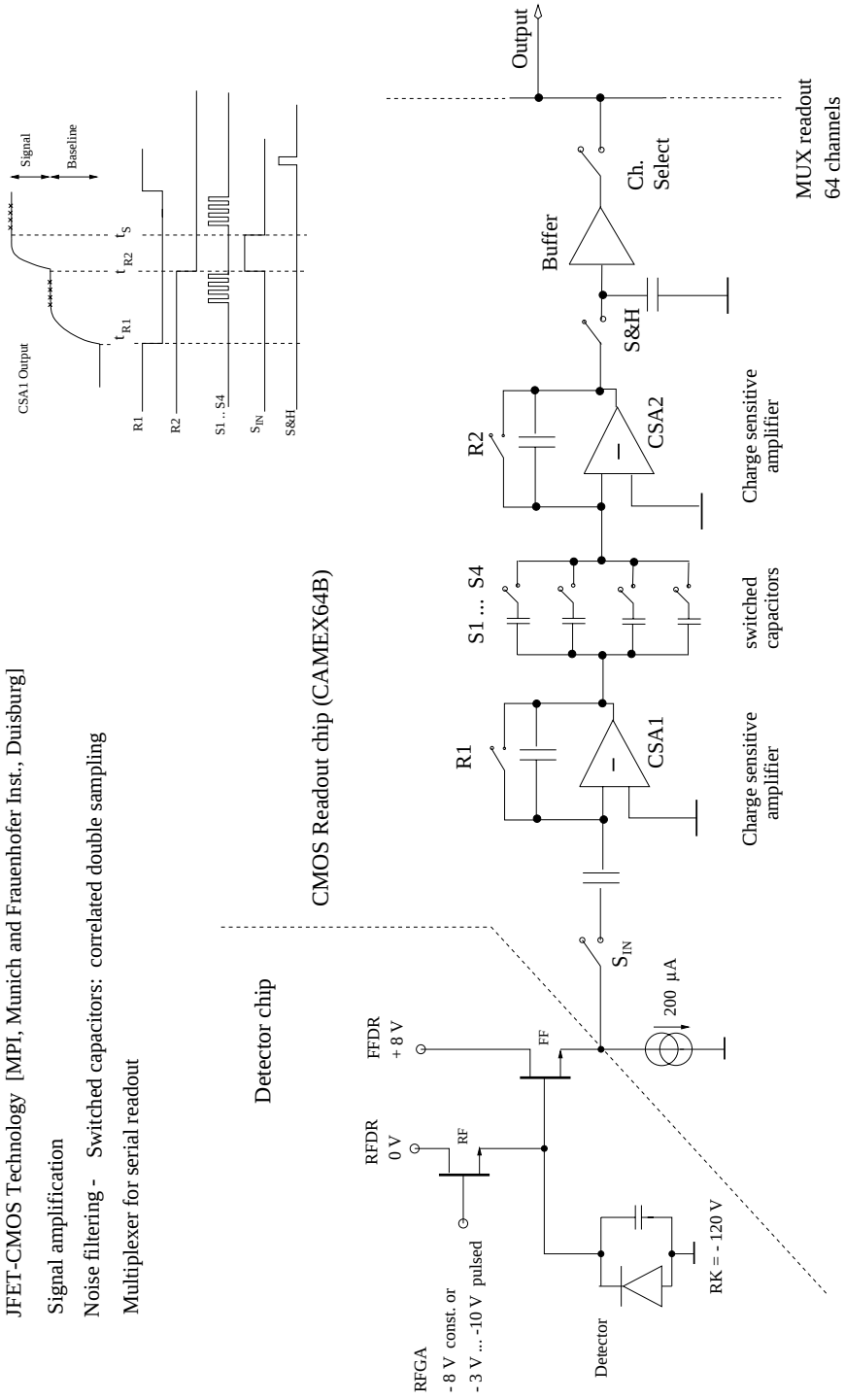


Abbildung 2.6: *Prinzipschaltskizze: Detektor, JFET-Vorverstärker und CAMEX-Chip*

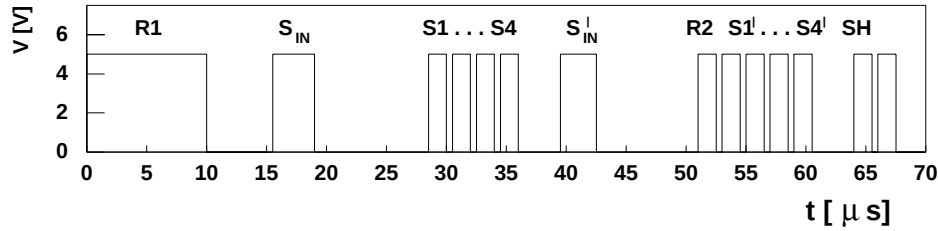


Abbildung 2.7: Die “timing”-Sequenz

den definierten Ausgangszustand. Ein regelmäßiger “clock”-Puls von 1 MHz gibt den Zeittakt vor, mit dem der Multiplexer die verstärkten Signale der einzelnen Eingangskanäle auf den Ausgangskanal des CAMEX durchschaltet. Die eigentliche Steuerungssequenz, das “timing”, enthält diverse Pulse. Gemäß dieser Eingabesequenz generiert der TIMEX die Pulse, mit denen die verschiedenen CAMEX-Schalter geöffnet bzw. geschlossen werden, s. Abb. 2.6.

Die für die Messung verwendete “timing”-Sequenz zeigt Abb. 2.7. Die Integrationszeit entspricht dem Abstand der Pulse S1 und S1' und beträgt im gezeigten Beispiel $24,5 \mu\text{s}$.

Die drei Steuersignale für den TIMEX werden von einem programmierbaren Multi-kanal-Pulsgenerator geliefert, [Morrissey]. In jeden seiner 32 Kanäle kann eine 64000 Takte lange Sequenz geladen werden. Die Programmierung erfolgt mit Hilfe eines Labview-Programms, in dem Position und Dauer einzelner Pulse einer Sequenz in Einheiten von 20 ns angegeben und zur Überprüfung auf dem Computer graphisch dargestellt werden ².

Die Digitalisierung der verstärkten Signale erfolgt mit einem ADC mit 12 bit Auflösung und einem Pufferspeicher von 128 kB pro Kanal, [COMET 94]. Zur Erfassung und späteren Analyse der Daten wurden Datenformate³ und Routinen des am CERN entwickelten Programmpakets ROOT verwendet, [Brun 96].

2.3 Der Betrieb des Detektors

Dieser Abschnitt gibt eine kurze Zusammenfassung der bisherigen Erfahrungen beim Experimentieren mit dem Detektorsystem. Dabei sind einige der aufgeführten Punkte erst gegen Ende der Experimentierphase bekannt geworden, so daß sie bei den in den Analysekapiteln behandelten Messungen noch nicht berücksichtigt werden konnten.

Bei der Inbetriebnahme des Detektorsystems werden zunächst die Versorgungs- und Signalspannungen an die Ausleseelektronik angelegt, s. Tab. 2.1. Der CAMEX läuft

²Der Wert 20 ns ergibt sich aus der maximalen Taktrate des Pulsgenerators von 50 MHz als minimale Dauer eines Zeittaktes.

³siehe Kap. 4 - 7

in dieser Phase im Leerlauf, ohne daß ein Signal vom Detektor eintrifft, da noch kein Strom durch die JFETs auf dem Detektorchip fließt.

Von den Detektorspannungen ist als erste die Spannung “GRA” am Schutzring anzuschließen. Erst damit wird nämlich die Substruktur des Detektorchips wirksam und ermöglicht das Funktionieren der verschiedenen integrierten Komponenten der Schaltung.

Als nächstes werden die Spannungen an die Feldeffekttransistoren angelegt. Der Verstärker-FET benötigt eine Spannung von 8 V. Der Entlade-FET wird durch Anlegen von -8 V an den Kontakt “RFGA” gesperrt, um ein Abfließen der Anodenladung zu verhindern. Durch Verstellen der CAMEX-Spannung “VB_ST” von -10 V auf $\approx -4\text{ V}$ werden die Stromquellen für die Verstärkertransistoren eingeschaltet.

Bei diesem Schritt ist der Strom I_{FFDR} zu beobachten, der durch den Anschluß “FFDR” (“First FET Drain”) fließt. Ein einzelner Verstärkertransistor benötigt einen Strom von $200\text{ }\mu\text{A}$, so daß I_{FFDR} auf den Wert $24 \cdot 200\text{ }\mu\text{A} = 4,8\text{ mA}$ eingestellt werden sollte. Dieser Wert ist manchmal nicht ganz erreichbar – der Detektor wurde deshalb z.T. mit $I_{FFDR} \approx 4,6\text{ mA}$ betrieben.

Schließlich wird durch das Anlegen der Rückkontaktspannung “RK” das Detektorsubstrat verarmt und das Feld zur Sammlung der Signalladungen aufgebaut.

Nach dem Einschalten des Detektors dauert es etwa zwei Stunden, bis der Detektor stabil läuft, [Lechner 99].

Die verschiedenen anzulegenden Spannungen sind Tab. 2.1 zu entnehmen.

Das Siliziumsubstrat sollte mit Masse verbunden werden. Das ist nur über den Masse-Anschluß der Temperaturdiode möglich. Diese Tatsache wurde bei den Messungen am Laserteststand noch nicht berücksichtigt. Bei den Messungen mit dem Eisenpräparat wurde die Temperaturdiode verwendet, so daß der Masse-Kontakt angeschlossen war.

Zwei weitere Funktionen, die erst gegen Ende der Experimentierphase getestet wurden, und deshalb noch nicht bei allen Messungen zum Einsatz kamen, sind die Verwendung des Entlade-FETs und der gepulste Betrieb des CAMEX.

Der Entlade-FET dient dazu, den “Gate”-Kontakt des Verstärker-FETs und damit die Pixelanode kurz vor der Detektorauslese zu entladen und damit in einen definierten Anfangszustand zu versetzen. Diese Entladung ist notwendig, wenn das vom Detektor registrierte Signal von einer kontinuierlichen Quelle stammt bzw. mit einer so hohen Frequenz (s.u.) gepulst wird, daß der Detektor ein kontinuierliches Signal registriert, wie bei der Messung am HASYLAB, s. Kap. 7. Trifft das Licht dagegen gepulst mit einer genügend kleinen Frequenz ein, wie am Laserteststand, oder treffen wie bei der Messung mit einem Eisenpräparat nicht kontinuierlich Photonen auf dem Detektor auf, so liefert der Detektor auch dann ein Signal, wenn der Entlade-FET ständig gesperrt ist. Ohne die kontrollierte Entladung wird dann nämlich ein anderer, vom Entlade-FET unabhängiger Mechanismus wirksam, mittels dessen Ladung aus der Raumladungszone um das Gate des Verstärker-FETs entfernt wird und der als “Auto-Reset” bezeichnet werden könnte, [Lechner 99]: Wird der Verstärker-FET nicht entladen, so sammelt sich im Laufe der Zeit so viel Ladung an, daß sich die Raumladungszone stark ausdehnt und den $5\text{ }\mu\text{m}$ langen Transistorkanal abschnürt. Es kommt zu einem hohen Span-

Bezeichnung	zulässiger Bereich [V]	meist verwendeter Wert [V] ¹
+5 V, VB_SEL		+5
−5 V		−5 V
VREF_V		−2,5 V
VB_ST ²	/ −2 ... −5	−10/−4
GRA: Guard Ring Anode	−20 ... −10	−20
RFDR: Reset FET Drain	0 ... 3	0
RFGA: Reset FET Gate ³	−3 ... −10	−8
FFDR: First FET Drain	6 ... 10	8
ANG ⁴	< 5	0
ANG_R	0 ... −30	

¹ Der benötigte Wert von GRA scheint sich für die verschiedenen Exemplare des Detektor-Prototyps kaum zu unterscheiden; die Spannungen für die FETs und VB_ST variieren stärker. Die Angaben beziehen sich auf den im Laserteststand verwendeten Detektor.

² zwei Angaben: ohne/mit Detektor, siehe Text

³ nur auf einem konstanten Wert, wenn Entlade-FET gesperrt, sonst Pulsbetrieb, siehe Text

⁴ zur Ladungseinkopplung: gepulstes Signal ANG_R, ANG offen; sonst: ANG_R offen, ANG auf festem Potential

Tabelle 2.1: *Spannungswerte für den Detektorbetrieb*

nungsabfall über eine kurze Strecke. Die damit verbundenen hohen Feldstärken führen schließlich zu einem Durchbruch. Dabei entsteht im Kanal eine Lawine von Elektron-Loch-Paaren. Die Elektronen werden im “Drain”, die Löcher im “Gate” des Transistors gesammelt, so daß es zu einer Rückkopplung kommt und sich die Spannung zwischen Drain und Source wieder verringert. Die Zeitkonstante dieses Vorgangs bestimmt, ab welcher Frequenz gepulste Signale als quasi-kontinuierlich registriert werden.

Bei der Messung am HASYLAB, s. Kap. 7, wurde der Entlade-FET betrieben. Dabei ist am Eingang “RFGA” eine gepulste Spannung anzulegen, die zwischen 0 V in der Zeit zwischen den Detektorauslesen und einer negativen Spannung während der Auslese wechselt, durch die der FET während der Integrationszeit gesperrt wird, s. Abb. 2.8. Entscheidend ist dabei, daß die negative Spannung während der gesamten CAMEX-Auslese anliegen muß. Die Entladung muß also vor dem “init”-Puls erfolgen. Beim Test lag der Zeitabstand in der Größenordnung $10\,\mu\text{s}$. Die Höhe der benötigten Spannung hängt vom jeweils verwendeten Detektor ab.

Bei einer Ausleserate von etwa 10 Hz, wie sie beim späteren Einsatz als Strahllagemo-

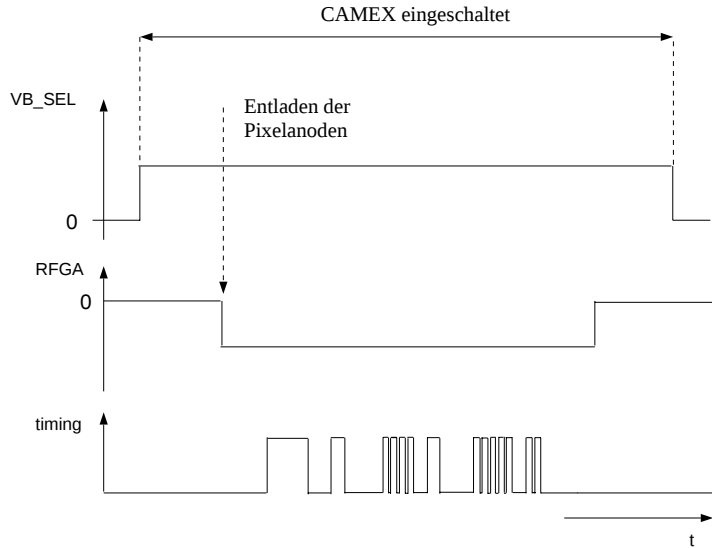


Abbildung 2.8: *Verwendung des Entlade-FETs und Pulsbetrieb des CAMEX*

nitor geplant ist, ist die Dauer der “timing”-Sequenz gering gegenüber dem zeitlichen Abstand zweier Detektorauslesen. Es ist nicht erforderlich, den CAMEX die ganze Zeit über zu betreiben, sondern möglich, ihn nur für die Auslese einzuschalten. Dazu wird eine zeitlich veränderliche Spannung an den Eingang “VB_SEL” angelegt, wie in Abb. 2.8 skizziert. Gleichzeitig muß während des An- und Abschaltens der Detektor durch Öffnen des Entlade-FETs deaktiviert werden.

Den CAMEX nur zur Auslese des Detektors einzuschalten hat den Vorteil, daß sich damit die Wärmeentwicklung der später im Vakuum befindlichen Schaltung verringern läßt, deren Hauptanteil von ca. 1 W der CAMEX erzeugt. Eine geringere Detektor-temperatur ist wiederum mit einem geringeren Rauschen verbunden, Kap. 3 und 5.

Die Verstärkung des CAMEX kann auf zwei verschiedene Werte eingestellt werden, die sich um einen Faktor 20 voneinander unterscheiden. Bei den bisherigen Messungen war die empfindlichere Verstärkung eingestellt. Die Sättigung des CAMEX tritt bei dieser Einstellung auf, wenn im entsprechenden Pixel eine Energie von ≈ 100 keV deponiert wird, das entspricht der Auslösung von 27000 Elektron-Loch-Paaren pro Pixel.

Kapitel 3

Physikalische Grundlagen

In diesem Kapitel wird nach einer kurzen Erläuterung der Funktionsweise von Siliziumdetektoren beschrieben, was geschieht, wenn Strahlung auf den Detektor einfällt: Nach der Absorption der Photonen über den Photoeffekt bildet sich eine Ladungswolke aus, die zur Anode driftet und sich dabei durch Diffusion ausdehnt. Als Maß für diese Ausdehnung wird die Diffusionsbreite, also die Standardabweichung der Ladungswolke am Ort der Anode, abgeschätzt.

Anschließend werden die Beiträge zum elektronischen Rauschen des Systems behandelt und angeführt, wie der dominierende Beitrag, die Fluktuation des Leckstroms, von Temperatur und Integrationszeit abhängt.

3.1 Das Funktionsprinzip von Siliziumdetektoren

Voraussetzung für den Bau von Halbleiterdetektoren ist die Möglichkeit, hochreine Halbleiter herzustellen und mit geringen Mengen von Fremdatomen zu dotieren, [Leo 94]. Dabei ist zwischen dem Einbringen von Donatoren, die gegenüber dem Grundmaterial mehr Elektronen in der äußeren Atomhülle enthalten, und dem Einbringen von Akzeptoren zu unterscheiden, deren Atomhülle weniger Elektronen enthält, als das Halbleitermaterial. n-dotierte Bereiche enthalten Donatoren, z.B. Arsen, Phosphor oder Antimon; die freien Ladungsträger sind überwiegend Elektronen. p-dotierte Bereiche entstehen beim Hinzufügen von Akzeptoren, z.B. Gallium, Bor oder Indium; die Leitung erfolgt durch Löcher.

An einem pn-Übergang, also an der Grenze zweier verschieden dotierter Bereiche, wandern aufgrund der unterschiedlichen Konzentration der beiden Ladungsträgersorten und der daraus resultierenden Diffusion Elektronen vom n- in den p-Bereich und Löcher in der umgekehrten Richtung. Die Wanderung kommt zum Stillstand, wenn sich ein Gleichgewicht zwischen der Diffusion und dem durch die Ladungsträgerverschiebung entstandenen elektrischen Feld eingestellt hat.

Im Gleichgewichtszustand befindet sich deshalb in einer gewissen Umgebung des pn-Übergangs ein Minimum an freien Ladungsträgern. Dieser Bereich wird als Raum-

ladungszone bezeichnet. Er kann durch Anlegen einer äußeren Spannung über den pn-Übergang vergrößert bzw. verkleinert werden.

Bei der Verwendung in Detektoren wird die Spannung stets in Rückwärtsrichtung angelegt, d.h. der p-Bereich befindet sich auf einem geringeren Potential als die n-Seite. Die Rückkontaktspannung wird so groß gewählt, daß das gesamte Substrat von freien Ladungsträgern verarmt ist. Bei einer solchen Beschaltung kann der pn-Übergang als eine in Sperrichtung betriebene Diode aufgefaßt werden.

Auf den Detektor einfallende Strahlung führt in mehreren Schritten zur Entstehung einer großen Zahl von Elektron-Loch-Paaren. Die Anzahl ist dabei durch die deponierte Energie gegeben: in Silizium wird zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paars eine mittlere Energie von 3,7 eV [Lechner 95] benötigt, also deutlich mehr als notwendig ist, um die Lücke von 1,1 eV zwischen Valenz- und Leitungsband zu überwinden. Die Differenz kommt dadurch zustande, daß während der Ausbildung der Ladungswolke Stöße mit Gitteratomen und damit die Anregung von Gitterschwingungen unvermeidlich sind.

Durch das am pn-Übergang anliegende Feld werden die Elektronen in Richtung auf die Anode, die Löcher zur p-Schicht hin beschleunigt. Dabei ist die Beweglichkeit für Elektronen in Silizium, $\mu_e = 1350 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, deutlich größer als für Löcher, $\mu_h = 450 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Das Signal auf der Anode entsteht bereits unmittelbar, nachdem sich die Ladungsträger in Bewegung gesetzt haben, durch Influenz. Es werden allerdings alle Elektronen im Laufe der mehrere μs dauernden Integrationszeit auf der Anode gesammelt, da die Zeitdauer, die sie benötigen, um den Weg zur Anode zurückzulegen, im ns-Bereich liegt.

3.2 Vorgänge beim Einfall von Strahlung auf den Detektor

Ein Maß dafür, wie weit die einfallenden Photonen in den Detektorchip eindringen, bevor sie absorbiert werden, ist die Absorptionslänge. Sie gibt an, in welcher Entfernung von der Chipoberfläche die Intensität der Strahlung auf $1/e$ ihres Wertes an der Oberfläche gesunken ist. Für die Strahlung von ca. 150 eV liegen die Absorptionslängen im Bereich von weniger als 50 nm, s. Abb. 3.1 a). Diese Strecke ist gegenüber der Dicke des Chips vernachlässigbar, d.h. die auf den Detektor einfallenden Photonen durchdringen ihn nicht, sondern die Strahlung wird vollständig absorbiert. Dies gilt auch für die beiden Mangan-Röntgenlinien, die bei Labormessungen zur Charakterisierung des Detektors verwendet wurden, s. Kap. 4, und die eine Absorptionslänge von etwa $30 \mu\text{m}$ aufweisen, s. Abb. 3.1 b).

Die Absorption erfolgt über den Photoeffekt¹, bei dem ein Elektron des Siliziums frei-

¹Die anderen beiden Absorptionsprozesse für elektromagnetische Strahlung: Compton-Streuung und die Bildung von Elektron-Positron-Paaren, sind im betrachteten Energiebereich um mehrere Größenordnungen unterdrückt (vier Größenordnungen für 6 keV-Photonen).

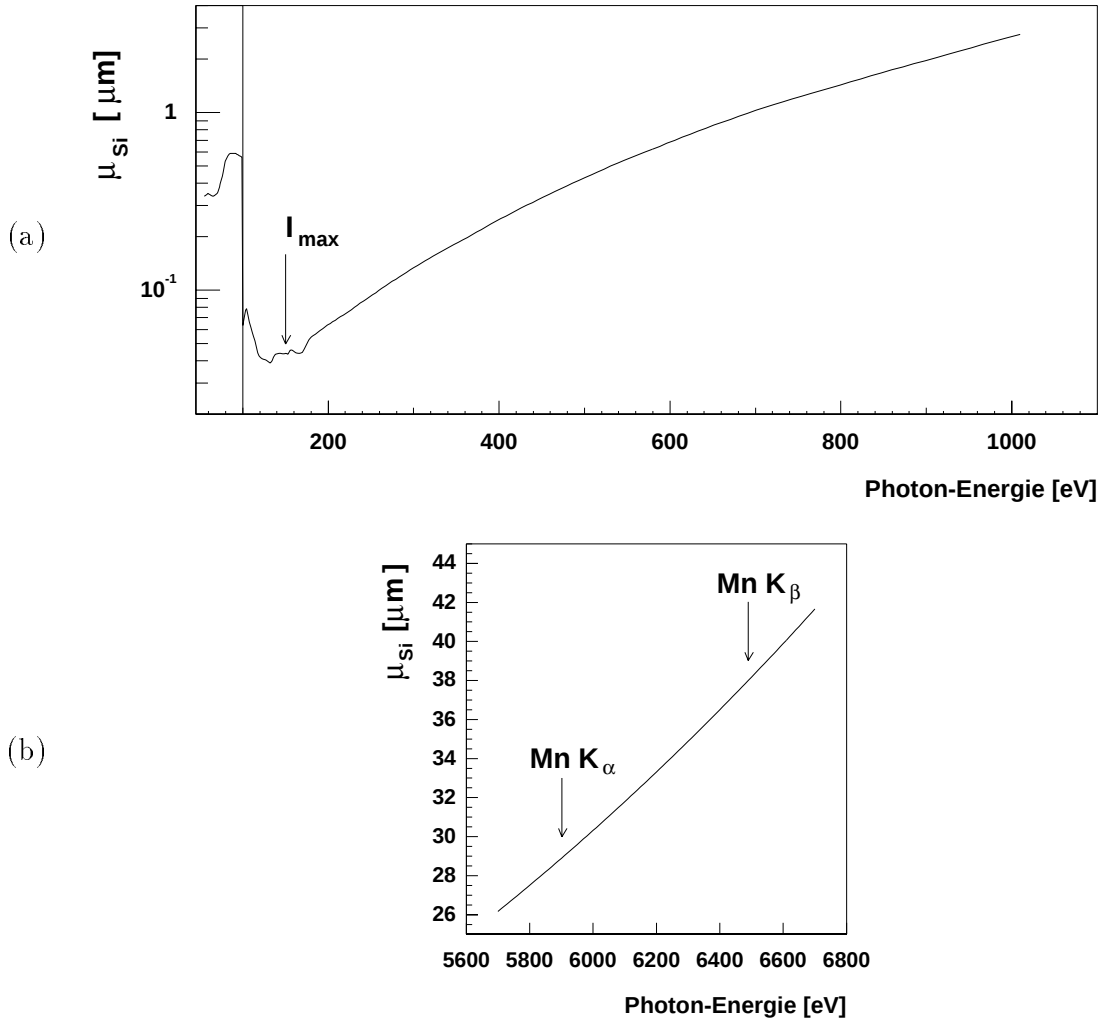


Abbildung 3.1: Absorptionslänge von Silizium als Funktion der Energie der einfallenden Photonen. (a) für den Energiebereich der im BTM zur Verfügung steht: Energien unterhalb von 100 eV werden durch ein Silber-Filter vor der Lochblende absorbiert; das Intensitätsmaximum der Strahlung liegt bei 150 eV. (b): Absorptionslänge im Bereich der für Labormessungen verwendeten Mangan-Röntgenlinien.

gesetzt wird. Je nach der Energie der einfallenden Strahlung stammt das Elektron aus einer der äußeren (für 150 eV-Strahlung) oder aus der inneren Schale (für die bei den Labormessungen verwendete 6 keV-Röntgenstrahlung). Nach Absorptionen in inneren Schalen werden Auger- oder (für 5 % aller Absorptionsprozesse in Silizium) Fluoreszenzphotonen freigesetzt.

Für Energien unterhalb von 10 keV legen die Primärelektronen nur Strecken von wenigen Nanometern Länge zurück, bevor sie absorbiert werden: Für die Reichweite R der Primärelektronen, definiert als Abstand, in dem ein Elektron für 99 % aller Prozesse

absorbiert ist, gilt nach [Fitting 74]:

$$R \text{ [nm]} = \frac{90}{\rho^{0,8}} E^{1,3} \quad (3.1)$$

mit ρ in g/cm^3 , E in keV.

Bei $E = 100 \text{ eV} = 0,1 \text{ keV}$ ist $R = 2,2 \text{ nm}$. Auf dem Weg durch das Substrat ionisieren die Ladungsträger weitere Gitteratome, so daß sich in der Umgebung des Ortes, an dem das Photon absorbiert wurde, eine Ladungswolke ausbildet.

Die Elektronen driften im elektrischen Feld zwischen Rückkontakt und Pixelanoden zur Anode. Dabei hängt die Driftzeit sowohl von der angelegten Rückkontaktspannung als auch von der Depletionsspannung U_D des Detektors und von der Temperatur ab, [Belau 83]. Die Depletionsspannung ist der Mindestbetrag der Spannung, die an den Rückkontakt des Detektors angelegt werden muß, um das gesamte Siliziumsubstrat von freien Ladungsträgern zu verarmen. Der Betrag der tatsächlich am Rückkontakt anliegenden Spannung ist stets größer als U_D . Die Depletionsspannung ergibt sich aus dem spezifischen Widerstand ρ_n gemäß, [PDG 96, S. 145]:

$$U_D = \frac{d^2}{2\epsilon_0\epsilon_r\mu_e\rho_n} \quad \text{mit}$$

$\epsilon_0 = 8,85 \text{ pF/m,}$	Dielektrizitätskonstante
$\epsilon_r = 11,9$	für Silizium
$\mu_e = 1350 \text{ cm}^2/\text{Vs}$	Beweglichkeit der Elektronen
$d = 280 \text{ }\mu\text{m}$	Chipdicke und
ρ_n	spezifischer Widerstand.

Die Herstellerspezifikation für den spezifischen Widerstand des Detektorchips ist $\rho_n = 2 \dots 3 \text{ k}\Omega \text{ cm}$. Vom Münchener Halbleiterlabor durchgeführte Materialtests zeigen, daß der Wert im Ausgangsmaterial des Chips um bis zu einen Faktor 3 variieren kann, [Lechner 99]. Spezifischen Widerständen zwischen 2 und $3 \text{ k}\Omega \text{ cm}$ entsprechen Depletionsspannungen zwischen 138 V und 92 V, s. Abb. 3.2. Für den bei den Messungen mit der Röntgenstrahlung verwendeten Detektor kann man daraus, daß der Detektor bei $U_{RK} = -100 \text{ V}$ betrieben werden konnte und daß $U_D < |U_{RK}|$ ist, s.o., darauf schließen, daß der spezifische Widerstand für diesen Chip mindestens $2,76 \text{ k}\Omega \text{ cm}$ beträgt.

Das elektrische Feld nimmt sein Maximum am Ort des pn-Übergangs an, wobei für die folgende Abschätzung der Abstand zwischen pn-Übergang und Rückkontakt von 30 nm gegenüber der Chipdicke von $280 \text{ }\mu\text{m}$ vernachlässigbar ist, s. Abb. 3.3. Die Feldstärke ist gegeben durch

$$\vec{E}(z) = - \left(\frac{|U_{RK}| + U_D}{d} - \frac{2U_D}{d^2} z \right) \vec{e}_z \quad ,$$

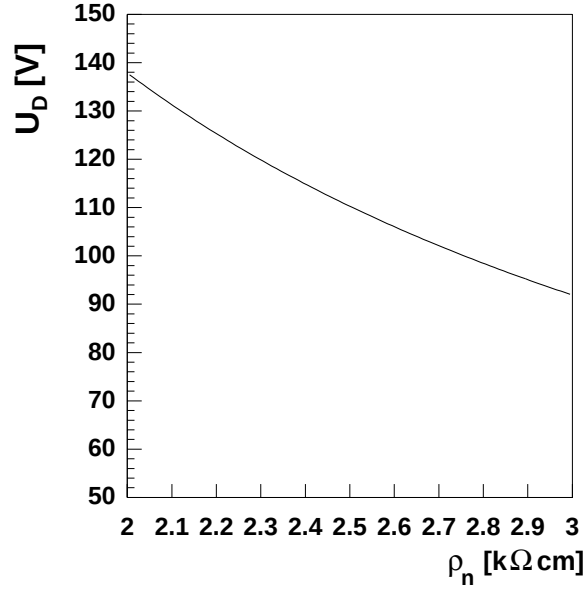


Abbildung 3.2: Abhängigkeit der Depletionsspannung vom spezifischen Widerstand

wobei sich das Minuszeichen aus der Richtung des Feldes ergibt.

Aus dem Zusammenhang $v = \mu_e E$ für die Driftgeschwindigkeit ergibt sich durch Integration über den zurückgelegten Weg, $t = \int_{z_0}^d dz (1/v)$ für die Driftzeit:

$$t(z_0) = \frac{d^2}{2\mu_e U_D} \ln \left(1 + \frac{2U_D(d - z_0)}{(|U_{RK}| - U_D)d} \right) . \quad (3.2)$$

Für eine mittlere Eindringtiefe der Strahlung von $z_0 = 30 \mu\text{m}$, wie man sie für die K-Linien von Mangan erhält, s.o., ergibt sich für Raumtemperatur bei einer Depletionsspannung von $U_D = 92 \text{ V}$ und einer Rückkontaktspannung von $U_{RK} = -100 \text{ V}$ als Driftzeit $t(z_0) = 9,7 \text{ ns}$.

Während dieser Zeit dehnt sich die Ladungswolke bedingt durch Diffusion und Coulomb-Abstoßung der Elektronen in alle Richtungen aus. Die Diffusion ist dabei der dominierende Effekt, die Coulomb-Abstoßung braucht im betrachteten Energiebereich nicht berücksichtigt zu werden. Die Standardabweichung $\sigma_{d,theor.}$ der Ladungsverteilung am Ort der Anodenfläche (also integriert über die Driftrichtung) ergibt sich unmittelbar aus der Driftzeit: Für die Diffusionskonstante gilt die "Einstein-Relation", [Grove 67, S. 113, Gl. 4.26]:

$$D_n = \frac{2k_B T}{e} \mu_e = 34,1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} . \quad (3.3)$$

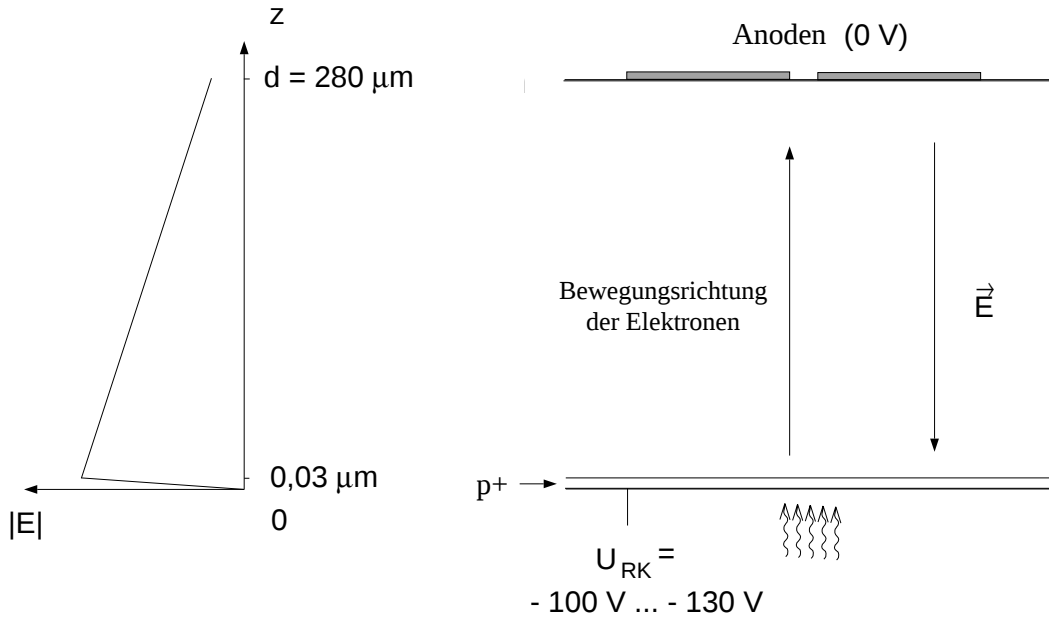


Abbildung 3.3: Verlauf des Driftfelds

Damit ist, [Grove 67, S. 44 ff.]:

$$\sigma_{d,theor.} = 2\sqrt{D_n \cdot t(z_0)} = 11,5 \mu\text{m}$$

bei 300 K.

Aus der Messung mit den charakteristischen K-Röntgenlinien von Mangan kann die Diffusionsbreite bestimmt werden, s. Kap. 4. Um den dafür erwarteten Wert abzuschätzen, ist gegenüber dem bisherigen Ergebnis aber noch eine Umrechnung erforderlich, da die Messung bei einer Temperatur von 237 K (-36°C) vorgenommen wurde. U_D ist durch die Dotierungskonzentration des Halbleiters gegeben und damit temperaturunabhängig. Die Mobilität hat die Temperaturabhängigkeit $\mu_e \propto T^{-2,42}$, d.h. $\mu_e(237\text{ K}) = 2300\text{ cm}^2/\text{Vs}$. Dies ergibt für die Diffusionskonstante die Temperaturabhängigkeit $D_n \propto T^{-1,42}$ und damit $D_n(237\text{ K}) = 47,7\text{ cm}^2\text{s}^{-1}$. Abb. 3.4 zeigt die Abhängigkeit der Diffusionsbreite von der Depletionsspannung bei der bekannten Rückkontaktspannung $U_{RK} = (100 \pm 5)\text{ V}$ für zwei verschiedene Temperaturen. Man erkennt, daß sich die Diffusionsbreite für die durch den spezifischen Widerstand und die verwendete Rückkontaktspannung erlaubten Werte der Depletionsspannung zwischen 92 V und 98 V nur um knapp 10 % ändert. Bei 300 K ist dafür $\sigma_d = (12,5 \pm 1,0)\mu\text{m}$, bei 237 K erhält man $\sigma_d = (11,1 \pm 0,9)\mu\text{m}$.

Nimmt man für die Depletionsspannung den festen Wert 92 V an und berechnet, wie sich der geschätzte Meßfehler der Rückkontaktspannung von 5 % auswirkt, so erhält man folgende Werte für Driftzeit und Diffusionsbreite:

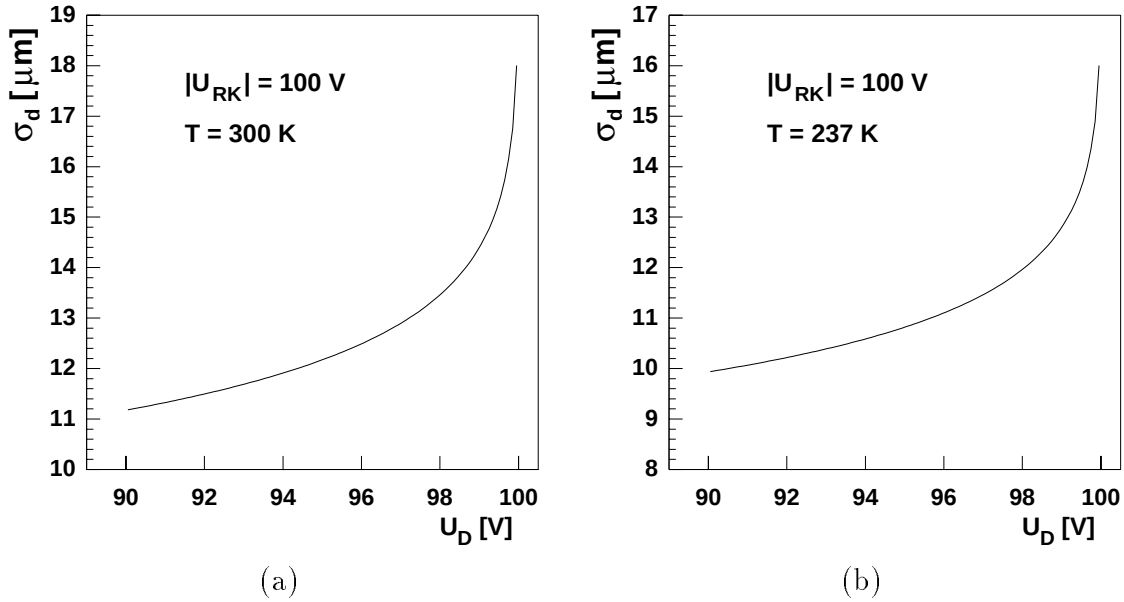


Abbildung 3.4: Diffusionsbreite als Funktion der Depletionsspannung, (a) bei 300 K, (b) bei 237 K

	300 K			237 K		
U_{RK} [V]	95	100	105	95	100	105
$t(z_0)$ [ns]	12,6	9,7	8,2	7,1	5,5	4,7
σ_d [μm]	13,1	11,5	10,6	11,7	10,2	9,4

Bei fester Depletionsspannung führt die 5 %-Unsicherheit in U_{RK} also zu einer Unsicherheit von 10 % in der Diffusionsbreite.

Die Abnahme der Diffusionsbreite bei kleineren Temperaturen läßt sich physikalisch folgendermaßen interpretieren: Eine tiefere Temperatur ist mit geringeren Gitterschwingungen im Siliziumsubstrat verbunden. Dadurch erhöht sich die mittlere freie Weglänge und damit die Mobilität der Ladungsträger. In einem festen Zeitintervall dehnt sich die Ladungswolke also stärker aus als bei einer höheren Temperatur. Kompensiert wird die höhere Mobilität durch die dadurch bedingte Abnahme der Sammelzeit: das Produkt $D_n \cdot t(z_0)$ ist unabhängig von μ_e . Entscheidend für die Temperaturabhängigkeit der Diffusionsbreite wird damit, daß die Elektronen bei tieferen Temperaturen eine geringere kinetische Energie haben. Dies kommt im Term $2k_B T$ in Gl. 3.3 zum Ausdruck, so daß $\sigma_d \propto \sqrt{T}$.

Für eine genauere Betrachtung wäre noch zu berücksichtigen, daß bei Feldstärken ab $E \approx 2 \text{ kV/cm}$ die Geschwindigkeit der Elektronen aufgrund inelastischer Prozesse mit zunehmender Feldstärke langsamer ansteigt, als bei kleineren Feldstärken, für die $v \propto E$ gilt, s. [Sze 81, Abschnitt 1.6.4]. Eine Abschätzung der Driftzeitkorrektur aufgrund dieses Effekts nach der in [Sze 81, S. 46, Abb. 29 a)] gezeigten Messung der

Driftgeschwindigkeit als Funktion der Feldstärke ergibt, daß die Abweichung unterhalb von 5 % liegt. Der Fehler, der sich daraus für die von der Wurzel der Driftzeit abhängende Diffusionsbreite ergibt, ist damit deutlich kleiner als die Unsicherheit in σ_d aufgrund der Fehler in spezifischem Widerstand und Rückkontaktspannung.

3.3 Elektronisches Rauschen

Wie alle physikalischen Meßgrößen sind auch die Detektorsignale mit Fehlern behaftet. Diese beruhen einerseits auf statistischen Fluktuationen in den oben beschriebenen Prozessen, andererseits auf dem elektronischen Rauschen im Detektor und in der Ausleseelektronik. Hinzu kommen noch Schwankungen in den Versorgungsspannungen und äußere elektromagnetische Felder im Bereich der Meßapparatur. Sie können zu zeitlichen Schwankungen im Sockelwert aller Pixel, dem Gleichtakt (engl. Common Mode) führen.

Die verschiedenen Quellen, die zum elektronischen Rauschen beitragen, werden in [Radeka 88] besprochen.

Das frequenzunabhängige weiße Rauschen setzt sich aus zwei Anteilen zusammen: Zum einen wird es verursacht durch thermische Fluktuationen im Strom durch den leitenden Kanal des Verstärker-Transistors. Dieser Anteil kann durch einen Widerstand in Serie mit dem Eingang des Transistors repräsentiert werden. Er ist proportional zur Summe der Kapazitäten von Detektor und Vorverstärker, sowie zum Inversen der Wurzel der Integrationszeit: $ENC_s \propto (C_D + C_A) \cdot t_{int}^{-1/2}$. Zum anderen entsteht das weiße Rauschen durch Fluktuationen der Leckströme im Detektor und dem Verstärker-Transistor, die sich durch eine Stromquelle und einen Widerstand parallel zur Detektorkapazität darstellen lassen. Dieser Anteil nimmt mit wachsender Integrationszeit zu, $ENC_p \propto t_{int}^{1/2}$. Zusätzlich zum weißen Rauschen tritt das frequenzabhängige Funkelrauschen auf, dessen Rauschleistung sich etwa wie $1/f$ verhält und für das unabhängig von der Integrationszeit gilt: $ENC_{1/f} \propto (C_D + C_A)$. Es entsteht durch Ladungsfluktuationen an der Grenze zwischen Transistor-Gate und Leitungskanal und verhält sich wie eine Spannungsquelle in Serie mit dem Gate.

Bei den verwendeten langen Integrationszeiten von ca. $25 \dots 800 \mu s$ bilden die Fluktuationen des Leckstroms den mit Abstand wichtigsten Beitrag zum elektronischen Rauschen. Der Leckstrom im Detektor wird dabei durch verschiedene Prozesse verursacht: Der Diffusionsanteil entsteht durch die Diffusion von Minoritätsladungsträgern entgegen der Rückkontaktspannung aus den nicht-depletierten Bereichen heraus. Der Volumenstromanteil kommt dadurch zustande, daß thermisch entstandene Elektron-Loch-Paare von dem elektrischen Feld im Detektor genauso getrennt werden wie die von den einfallenden Photonen freigesetzten Ladungen. Er ist deshalb umso größer, je größer das depletierte Volumen ist. Schließlich setzen Generationszentren an der Grenzfläche zwischen Silizium und Siliziumoxid im Anodenbereich Elektronen frei, die zu Oberflächenströmen führen. Im Vergleich zu anderen Halbleiterdetektoren (etwa Siliziumstreifendetektoren) ist dieser Anteil beim BTM-Detektor größer, weil der Anteil

der Randflächen an der gesamten Pixelfläche größer ist.

Berücksichtigt man nur den Diffusions- und den Volumenstromanteil, die meist gegenüber dem Oberflächenstrom dominieren, so hat die Leckstromdichte die Form, [Sze 81, S. 91, Gl. 50]:

$$I_L = I_{Diff} + I_{Vol} = e \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \frac{n_i^2}{N_D} + \frac{en_i W}{\tau_e} \quad \text{mit}$$

e	Elementarladung
n_i	intrinsische Ladungsträgerkonzentration
N_D	Donatorkonzentration
τ_e^{-1}, τ_p^{-1}	Emissionsraten für Elektronen bzw. Löcher
W	Breite der Verarmungszone
D_p	Diffusionskonstante

Die Temperaturabhängigkeit des Leckstroms ergibt sich aus der Abhängigkeit der intrinsischen Ladungsträgerkonzentration und der Emissionsrate $1/\tau_e$ von der Temperatur: $I_{Vol} \propto n_i/\tau_e$.

Mit der Bandlücke E_g von Silizium gilt für die Ladungsträgerdichten

$$n \cdot p = \text{const.} = n_i^2 \propto T^3 \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \quad .$$

Die Emissionsrate der Ladungsträger ist durch die Charakteristika der Generations- und Rekombinationszentren gegeben, also durch ihre Konzentration N_t , ihren Wirkungsquerschnitt σ und ihre Lage innerhalb der Bandlücke, [Sze 81, S. 90]. Für Generationszentren in der Mitte der Bandlücke ist

$$\frac{1}{\tau_e} = v_{th} \sigma N_t = \sqrt{\frac{3kT}{m_{eff}}} \sigma N_t \quad (3.4)$$

mit der thermischen Geschwindigkeit v_{th} und der effektiven Masse m_{eff} von Elektronen in Silizium, [Wunstorff 92].

Insgesamt ergibt sich damit für die Temperaturabhängigkeit der Volumenstromdichte:

$$I_{Vol} \propto (kT)^2 \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad . \quad (3.5)$$

Bei Raumtemperatur erhält man daraus eine Verdopplung des Stroms pro 8 K, womit sich das entsprechende Rauschen wegen

$$ENC \propto \sqrt{I} \quad (3.6)$$

etwa alle 16 K verdoppelt.

Kapitel 4

Untersuchungen mit der Röntgenstrahlung eines Eisenpräparats

Das Verhalten des Detektors und der Ausleseelektronik kann mit Hilfe von Röntgenstrahlung bekannter Energie untersucht werden. Zunächst erlaubt dies eine absolute Energiekalibration des Systems. Ein Vergleich der Anzahl von Photonen, die auf den verschiedenen Pixeln registriert werden, ermöglicht die Berechnung der effektiven Pixelgrößen und zeigt, daß diese – möglicherweise bedingt durch die Betriebsbedingungen bei der Datennahme – für einige Pixel erheblich von der geometrischen Größe abweichen.

Die Diffusion der Signalladungsträger im Detektor führt für Photonen, die am Rand des Pixels auftreffen, zu einer Aufteilung der Ladungswolke. Aus dem Anteil der registrierten Photonen, bei denen es zu einer solchen Signalaufteilung kommt, wird die Diffusionsbreite der Ladungswolke an der Anode bestimmt.

Darüberhinaus werden elektronische Effekte untersucht. Im vorliegenden Kapitel wird zunächst bei fester Temperatur und Integrationszeit das elektronische Rauschen der verschiedenen Pixel, charakterisiert durch den *ENC*-Wert, bestimmt. Die Abhängigkeit des *ENC*-Wertes von Temperatur und Integrationszeit wird in Kap. 5 gesondert behandelt. Elektrische Störfelder in der Umgebung des Detektors führen zum Gleichtakt (engl. Common Mode), d.h. zu geringen Störungen, die simultan im Signal aller Pixel auftreten. Größe und Zeitentwicklung des Gleichtaktes werden untersucht und die Daten auf diese Störungen korrigiert.

Die verschiedenen Untersuchungen werden anhand einer Messung mit Röntgenstrahlung bekannter Energie durchgeführt. Als Signalquelle dient ein radioaktives ^{55}Fe -Präparat. Das Isotop ^{55}Fe geht durch Elektroneneinfang aus der *K*-Schale in ^{55}Mn über. Beim Auffüllen des freigewordenen Niveaus werden Photonen der Energie 5,90 keV ($\text{Mn } K_{\alpha}$ -Linie, 89,5 %) bzw. 6,49 keV ($\text{Mn } K_{\beta}$ -Linie, 10,5 %) freigesetzt.

Eine Messung mit dieser Strahlung liefert für jedes Pixel eine Häufigkeitsverteilung der

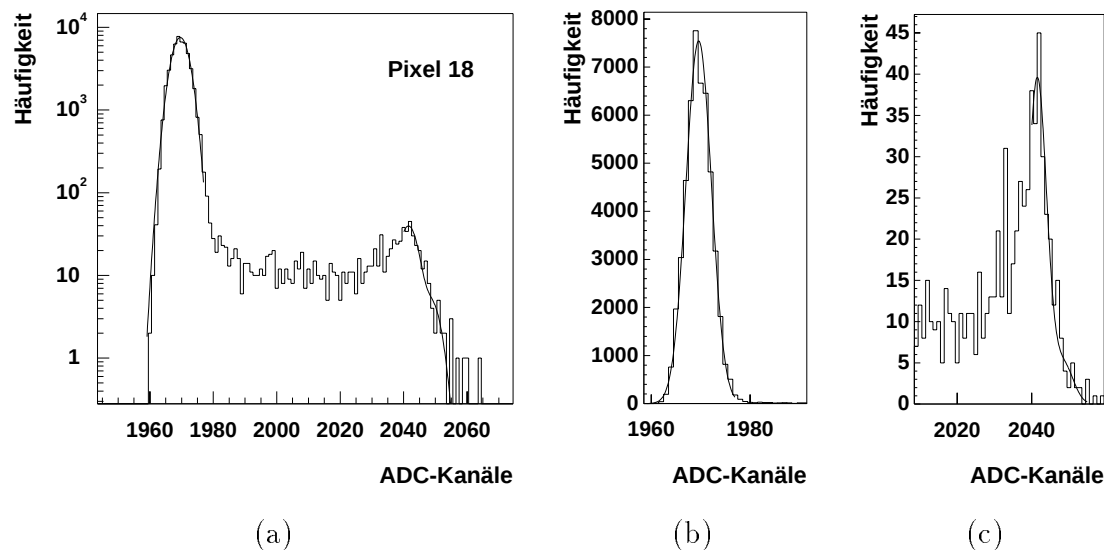


Abbildung 4.1: *Häufigkeitsverteilung für Pixel 18 mit Anpassung theoretischer Funktionen; (a): gesamtes Spektrum in logarithmischer Auftragung, (b), (c): Null- bzw. Signalmaximum in linearer Auftragung*

des Meßsignals in Einheiten von ADC-Kanälen, s. Abb. 4.1. Das Spektrum gliedert sich in drei Bereiche:

1. ein stark ausgeprägtes Nullmaximum, das gegenüber der übrigen Verteilung um mehr als zwei Größenordnungen dominiert ¹
2. ein Signalmaximum, das sich aus der Überlagerung der Mn K_{α} - und der Mn K_{β} -Linie ergibt, und dessen Abstand vom Nullmaximum durch die Signalverstärkung für das jeweilige Pixel bestimmt ist und
3. den Bereich zwischen Signal- und Nullmaximum, in den diejenigen Ereignisse fallen, bei denen aufgrund von Diffusion das betreffende Pixel nur einen Teil der durch das Photon freigesetzten Ladungswolke registriert. Die Verteilung zeigt in diesem Bereich einen plateauartigen Verlauf.

An die verschiedenen Bereiche der Verteilung werden stückweise theoretische Verteilungsfunktionen angepaßt, aus denen man mit Hilfe eines Iterationsverfahrens die Parameter der Verteilung erhält.

In einem ersten Schritt wird für jedes Pixel bestimmt, welchem ADC-Kanal ein Spannungssignal von 0 V entspricht. Diese Information ermöglicht die Sockel-Korrektur. Die Breite des Nullmaximums ist außerdem ein Maß für das elektronische Rauschen.

¹Die Detektorauslese erfolgt mit fester Wiederholrate ohne auf die einfallenden Photonen zu triggern, s. Abschnitt 4.1 dieses Kapitels

Aus der Anpassung einer Verteilungsfunktion an das Signalmaximum wird anschließend die Lage der Mn K_α -Linie innerhalb des Spektrums ermittelt. Nach der Kalibration soll der Wert 1 einem vollständig registrierten K_α -Photon entsprechen. Dabei ist zu berücksichtigen, daß die kleinen Pixel ein Photon nicht einmal dann vollständig registrieren, wenn es genau auf die Pixelmitte auftrifft. Der für ein solches Photon registrierte Anteil des Signals hängt vom Verhältnis der effektiven Pixelbreite d_{eff} zur Diffusionsbreite σ_d ab ². Diese Größen können ihrerseits erst aus einem kalibrierten Datensatz genau bestimmt werden, was ein iteratives Vorgehen erforderlich macht. Dabei geht jeder Iterationsschritt erneut von den Rohdaten aus. Mit Hilfe vorläufiger Werte für effektive Pixelbreite und Diffusionsbreite wird der durch Diffusion bedingte Korrekturfaktor für zentralen Photoneinfall berechnet. Aus dem kalibrierten Spektrum werden neue Werte der Parameter d_{eff} und σ_d bestimmt. Zu Beginn werden die spezifizierten Pixelbreiten und die in Kap. 3 abgeschätzte Diffusionsbreite von $10\text{ }\mu\text{m}$ verwendet, s. Abb. 3.4 und die Tabelle auf S. 33. Da die Diffusionsbreite nur von geringem Einfluß auf die Kalibration ist, selbst aber stark von der effektiven Pixelbreite abhängt, werden die Pixelbreiten zuerst bestimmt. Nach vier Schritten stimmen die gefundenen Pixelbreiten auf 0,5% mit den im dritten Schritt gefundenen Werten überein. Anschließend wird aus der an den mittleren Bereich des Spektrums angepaßten Verteilungsfunktion die Diffusionsbreite bestimmt. Wird diese Diffusionsbreite erneut zur Kalibration verwendet und die Anpassung wiederholt, so ändert sich der Wert, den man für die Diffusionsbreite erhält, nicht mehr.

Nach Abschluß der Iteration werden die damit bestimmten Parameter der Verteilung als Eingabewerte für eine Monte-Carlo-Simulation verwendet. Sie beruht auf einer genaueren Beschreibung der Diffusion als das für die Anpassung verwendete Modell. Ein Vergleich der simulierten Verteilung mit den Meßdaten zeigt, wie gut die zur Anpassung verwendete Näherung die Bestimmung der Parameter ermöglicht.

Zwischen Kalibration und Anpassung der Parametrisierung an den mittleren Abschnitt der gemessenen Verteilung, wird jeweils eine Gleichtakt-Korrektur vorgenommen, die die Auflösung noch geringfügig verbessert.

4.1 Versuchsaufbau

Die in diesem Kapitel vorgestellten Messungen wurden an einem Meßstand durchgeführt, der sich am Münchener Halbleiterlabor der Max-Planck-Gesellschaft befindet. Die Eisenquelle besitzt eine kugelförmige Geometrie und eine Aktivität der Größenordnung 10^8 Bq . Die Photonen fielen aus einem Abstand von einigen Zentimetern durch das Eintrittsfenster auf der den Anoden gegenüberliegenden Seite auf den Detektorchip

²Mit "Pixelbreite" ist die Ausdehnung des Pixels in Richtung der Trennlinie der beiden Pixelreihen gemeint, also die Länge der kürzeren Pixelseite, s. Abb. 2.2. Die Anteile der pro Pixel registrierten Zahl von Photonen an der Gesamtzahl nachgewiesener Photonen entsprechen nicht der Erwartung aufgrund der geometrischen Pixelgrößen. Zur Beschreibung dieses Effekts werden effektive Pixelbreiten eingeführt, s. Abschnitt 4.3

ein. Röntgenphotonen einer Energie von wenigen keV haben nur eine geringe Reichweite. In Silizium liegt die Absorptionslänge bei $30\,\mu\text{m}$, so daß die auf den Detektor einfallende Strahlung vollständig absorbiert wird.

Es ist bei einer Bestrahlung des Detektors mit Photonen nicht möglich, einen Triggerzähler einzusetzen, um nur Ereignisse mit Photonsignal aufzuzeichnen. Stattdessen wurde der Detektor mit einer festen Ausleserate betrieben, so daß ein Großteil der Ereignisse kein Photonsignal aufweist. Um eine möglichst große Zahl von Photone Ereignissen zu erhalten, wurde für die Messung eine lange Integrationszeit von $807\,\mu\text{s}$ gewählt. Lange Integrationszeiten haben den Nachteil, daß sie mit einem starken Rauschen verbunden sind. Wie in Kapitel 2 beschrieben, bildet die in den Auslesechip integrierte Elektronik bei jeder Auslese die Differenz der Detektorsignale am Ende und zu Beginn der Integrationszeit. Dadurch wird das Signal automatisch auf den mittleren Leckstrom korrigiert. Fluktuationen des Leckstroms während der Integrationszeit wirken sich allerdings weiterhin auf das Signal aus. Diese Fluktuationen verhalten sich wie ein “random walk”-Prozeß. Dabei wird die Gesamtfluktuation umso größer, je größer der Zeitabstand ist, in dem die beiden Teilmessungen erfolgen. Um das elektronische Rauschen trotz dieses Effektes gering zu halten, wurde der Detektor auf eine Temperatur von $237\,\text{K}$ (-36°C) gekühlt.

Der Datensatz umfaßt 50374 ausgelesene Ereignisse mit insgesamt ca. 20000 registrierten Photonen.

4.2 Kalibration

Für die Kalibration der Pixel und der auf dem Detektorchip befindlichen Vorverstärker werden die Lage von Null- und Signalmaximum in der Häufigkeitsverteilung der Signale der einzelnen Pixel benötigt. Sie ergeben sich aus der Anpassung theoretischer Funktionen an die beiden Maxima der Verteilung.

Um diese Anpassung vorzunehmen, wurde das am CERN entwickelte Programmpaket ROOT verwendet, das auf Routinen des Minimierungsprogramms MINUIT [CERN 92] zurückgreift. Es erlaubt sowohl die Anpassung von Funktionen, die das System bereits zur Verfügung stellt, z.B. einer Gaußfunktion, als auch die Verwendung selbstdefinierter Funktionen. Die Parameter für die Anpassung werden beim Aufruf der Funktionsroutine übergeben und während ihrer Ausführung zur Berechnung des Funktionswerts herangezogen.

Mit Hilfe eines iterierten χ^2 -Tests werden die optimalen Parameter bestimmt. Dabei ist es auch möglich, einen Parameter von der Anpassung auszunehmen und stattdessen auf einen bestimmten Wert festzusetzen.

Im gemessenen Spektrum wird zunächst das Nullmaximum betrachtet. In diesem Bereich liegt eine Gaußverteilung vor. Ihr Mittelwert wird als Sockel bezeichnet, die Breite σ_n ist ein Maß für das elektronische Rauschen, s. Kapitel 5.

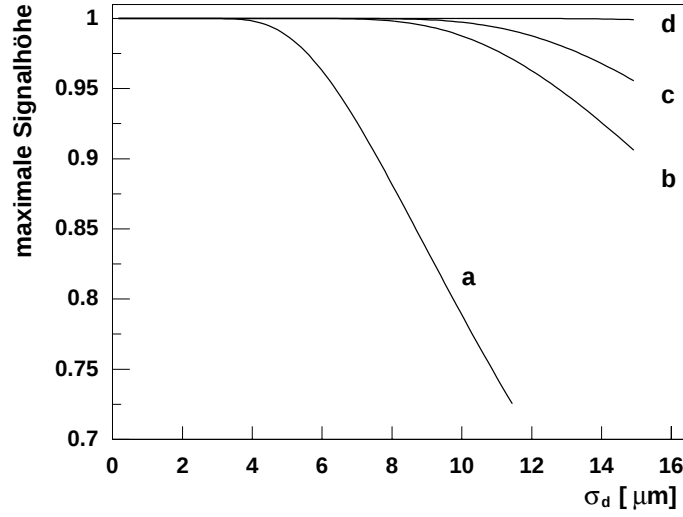


Abbildung 4.2: *Registrierter Anteil der Ladungswolke bei Einfall auf die Pixelmitte (d.h. maximal registrierter Anteil) als Funktion der Diffusionsbreite für die geometrischen Pixelbreiten; a: 25 μm -Pixel, b: 50 μm -Pixel, c: 60 μm -Pixel, d: 100 μm -Pixel*

Die bei dieser Anpassung gefundene Breite σ_n in ADC-Kanälen wird als fester Parameter für die Anpassung im Bereich des Photonsignals verwendet. Für Photonen einer festen Energie würde man auch für das Signalmaximum eine einfache Gaußkurve erwarten. Da aber sowohl K_α - als auch K_β -Photonen auftreten können, wird der Verlauf stattdessen durch die Summe zweier entsprechend dem Verzweungsverhältnis gewichteter Gaußkurven beschrieben.

Bezeichnet man die auf der Abszisse der Häufigkeitsverteilung aufgetragenen Signalspannungen in Einheiten von ADC-Kanälen mit q , so ist die Anpassungsfunktion von der Form:

$$f_s(q) = \frac{p_0}{\sqrt{2\pi}\sigma_n} \cdot \left\{ \Gamma(K_\alpha) \exp\left[\frac{(q - p_1)^2}{2\sigma_n^2}\right] + \Gamma(K_\beta) \exp\left[\frac{(q - q_\beta(p_1))^2}{2\sigma_n^2}\right] \right\} \quad , \quad (4.1)$$

wobei $\Gamma(K_\alpha) = 0,895$ und $\Gamma(K_\beta) = 0,105$ die Wahrscheinlichkeiten dafür sind, daß ein einfallendes Photon von der K_α - bzw. von der K_β -Linie stammt. Setzt man ein lineares Verstärkungsverhalten voraus, so ist neben dem globalen Vorfaktor p_0 die Lage p_1 der Mn K_α -Linie der einzige freie Parameter der Funktion. Sie legt automatisch auch die Lage q_β der K_β -Linie fest:

$$q_\beta(p_1) = q_0 + \frac{6,49 \text{ keV}}{5,90 \text{ keV}} \cdot (p_1 - q_0) \quad .$$

Dabei ist q_0 der bereits bekannte Mittelwert des Nullmaximums.

Die Differenz $p_1 - q_0$ zwischen K_α -Maximum und Sockelwert in ADC-Kanälen wird für die Berechnung der einem ADC-Kanal entsprechenden im Detektor absorbierten

Energie verwendet und braucht nur einmal vor der Iteration bestimmt zu werden. Die Anpassungen, denen diese Werte entnommen werden, sind für alle Pixel im Anhang zusammengestellt. Nach Abschluß der Iteration entspricht der Wert 0 im kalibrierten Spektrum dem Wert q_0 in den Rohdaten. Der Wert 1 entspricht einem vollständig registrierten K_α -Photon, also für die $100\,\mu\text{m}$ -Pixel dem Wert p_1 .

Bei den kleineren Pixeln ist noch ein Korrekturfaktor anzubringen, um Diffusionsverluste zu berücksichtigen. Der Korrekturfaktor ist der maximal registrierte Anteil der Ladungswolke, also derjenige Anteil, der registriert wird, wenn ein Photon genau in der Mitte des Pixels auftritt. Er ist gegeben durch den Ausdruck (s. Abschnitt 4.5)

$$C(d_{eff}, \sigma_d) = \text{erf}\left(\frac{\ell/2}{\sqrt{2}\sigma_d}\right) \text{erf}\left(\frac{d_{eff}/2}{\sqrt{2}\sigma_d}\right)$$

mit der Fehlerfunktion $\text{erf}(t_0) = \int_0^{t_0} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp(-t^2) dt$, der Diffusionsbreite σ_d , der für alle Pixel gleichen Länge $\ell = 250\,\mu\text{m}$ und der effektiven Pixelbreite d_{eff} , die iterativ bestimmt wird, s. Abschnitt 4.3.

Pixelpaar	Korrekturfaktor	
	linkes Pixel	rechtes Pixel
(1,24)	0,9999	0,9999
(2,23)	0,9973	0,9965
(3,22)	0,9853	0,9834
(4,21)	0,8649	0,8472
(5,20)	1,0000	1,0000
(6,19)	0,9971	0,9975
(7,18)	0,9948	0,9948
(8,17)	0,9995	0,9994
(9,16)	0,9993	0,9995
(10,15)	0,9992	0,9995
(11,14)	0,9996	0,9997
(12,13)	1,0000	1,0000

Tabelle 4.1: Korrekturfaktoren für die Kalibration, die sich aus den effektiven Pixelbreiten, s. Tab 4.5 und der in der Iteration gefundenen Diffusionsbreite $\sigma_d = 8,6\,\mu\text{m}$ ergeben – mit dem linken Pixel sind die Pixel 1, 2, 3, ..., mit dem rechten Pixel die Pixel 24, 23, 22, ... gemeint

Die Abhängigkeit des Korrekturfaktors von der Diffusionsbreite für die geometrischen Pixelbreiten zeigt Abb. 4.2. In Tab. 4.1 sind die Korrekturfaktoren zusammengestellt, die sich für die endgültige Kalibration nach Abschluß des Iterationsverfahrens aus den effektiven Pixelbreiten (s. Tab. 4.5) und der für diese Messung gefundenen Diffusionsbreite $\sigma_d = 8,6\,\mu\text{m}$, s. Abschnitt 4.4, ergeben. Nach Abschluß der Kalibration wur-

Pixelpaar	E [eV] pro ADC-Kanal		Elektronen pro ADC-Kanal	
	linkes Pixel	rechtes Pixel	linkes Pixel	rechtes Pixel
(1,24)	73,1 ± 0,2	72,1 ± 0,2	19,76 ± 0,05	19,49 ± 0,04
(2,23)	81,2 ± 0,3	79,6 ± 0,4	21,94 ± 0,08	21,5 ± 0,1
(3,22)	71,7 ± 0,5	69,0 ± 0,5	19,4 ± 0,1	18,7 ± 0,1
(4,21)	68,7 ± 1,6	65,2 ± 1,7	18,6 ± 0,4	17,6 ± 0,5
(5,20)	79,8 ± 0,2	80,5 ± 0,2	21,57 ± 0,06	21,74 ± 0,07
(6,19)	86,3 ± 0,4	89,1 ± 0,3	23,3 ± 0,1	24,08 ± 0,08
(7,18)	79,6 ± 0,4	80,0 ± 0,4	21,5 ± 0,1	21,6 ± 0,1
(8,17)	93,0 ± 0,4	92,4 ± 0,4	25,1 ± 0,1	25,0 ± 0,1
(9,16)	84,0 ± 0,4	83,1 ± 0,3	22,7 ± 0,1	22,44 ± 0,08
(10,15)	92,4 ± 0,3	91,9 ± 0,4	25,0 ± 0,1	24,8 ± 0,1
(11,14)	83,7 ± 0,3	83,5 ± 0,3	22,6 ± 0,1	22,56 ± 0,07
(12,13)	94,4 ± 0,2	93,5 ± 0,1	25,51 ± 0,04	25,26 ± 0,04

Tabelle 4.2: *Ergebnisse der Kalibration: im Pixel absorbierte Photonenergie bzw. Anzahl von Elementarladungen, die einem ADC-Kanal entsprechen – mit dem linken Pixel sind die Pixel 1, 2, 3, ..., mit dem rechten Pixel die Pixel 24, 23, 22, ... gemeint*

den an die Nullmaxima der Häufigkeitsverteilungen nochmals Gaußverteilungen angepaßt, um das Rauschen nach der im Rahmen der Iteration vorgenommenen Gleichtakt-Korrektur zu bestimmen.

Die Werte in dem aus der Kalibration erhaltenen Spektrum lassen sich mit physikalischen Größen identifizieren: dem Wert 1 entspricht eine Energie der einfallenden Strahlung von 5,90 keV. Daraus erhält man auch die auf der Anode gesammelte Ladung in Einheiten von Elementarladungen. Um ein einzelnes Elektron-Loch-Paar freizusetzen, wird in Silizium im Mittel eine Energie von 3,7 eV benötigt. Dem Wert 1 im kalibrierten Spektrum entspricht deshalb eine registrierte Ladung von $5,90 \text{ keV} / (3,7 \text{ eV}/e) = 1595 e$. Damit läßt sich die Breite σ_n des Nullmaximums in den *ENC*-Wert (*equivalent noise charge*) umrechnen. Für den vorliegenden Datensatz liegen die *ENC*-Werte der verschiedenen Pixel zwischen $46 e$ und $74 e$.

Tab. 4.2 gibt für die verschiedenen Pixel die absorbierte Energie in eV und die Zahl freigesetzter Elektron-Loch-Paare an, die einem ADC-Kanal entsprechen. Die Werte liegen zwischen 65 eV und 94 eV bzw. zwischen 19 und 26 auf der Pixelanode gesammelten Elektronen pro ADC-Kanal. Die Abweichungen zwischen den Werten für die beiden Pixel eines Pixelpaares betragen weniger als 5 %. Die kleineren Pixel weisen geringere Werte, also eine größere Verstärkung auf. In Tab. 4.3 sind die *ENC*-Werte zusammengestellt. (Die effektiven Pixelbreiten sind in Tab. 4.5 aufgeführt). In die angegebenen Fehler gehen die statistischen Fehler in der Differenz $p_1 - q_0$ sowie die Fehler

Pixelpaar	ENC [e]	
	linkes Pixel	rechtes Pixel
(1,24)	$46,489 \pm 0,006$	$45,526 \pm 0,009$
(2,23)	$56,35 \pm 0,08$	$48,44 \pm 0,08$
(3,22)	$48,2 \pm 0,3$	$45,6 \pm 0,3$
(4,21)	48 ± 1	49 ± 1
(5,20)	$61,657 \pm 0,007$	$53,5 \pm 0,5$
(6,19)	$56,60 \pm 0,09$	$51,60 \pm 0,08$
(7,18)	$53,1 \pm 0,1$	$53,9 \pm 0,1$
(8,17)	$73,56 \pm 0,06$	$63,60 \pm 0,05$
(9,16)	63 ± 1	$53,86 \pm 0,03$
(10,15)	$64,02 \pm 0,04$	$62,0 \pm 0,1$
(11,14)	$57,0 \pm 0,1$	$60,5 \pm 0,2$
(12,13)	$70,61 \pm 0,03$	$57,2 \pm 0,2$

Tabelle 4.3: ENC -Werte – mit dem linken Pixel sind die Pixel 1, 2, 3, ..., mit dem rechten Pixel die Pixel 24, 23, 22, ... gemeint

von σ_d und der effektiven Pixelbreiten d_{eff} ein. Die in Abschnitt 4.5 vorgestellte Simulation erlaubt die Abschätzung der systematischen Fehler der Größen σ_d und d_{eff} . Als obere Abschätzung der relativen Fehler wurden für σ_d der Wert 5% und für d_{eff} der Wert 2%, s. Abschnitt 4.3, verwendet, womit die statistischen Fehler dieser Werte vernachlässigbar werden. Die verschiedenen Beiträge zu den in den Tabellen 4.2 und 4.3 angegebenen Fehlern wurden quadratisch addiert.

4.3 Bestimmung der effektiven Pixelbreiten

Im Strahllagemonitor ist die Pixelbreite entscheidend dafür, wie lang der Undulatorabschnitt ist, der auf das betreffende Pixelpaar abgebildet wird. Diese Größe wird außerdem für die Kalibration der Pixel und ihrer Vorverstärker benötigt, da sie in den Korrekturfaktor eingeht, der den maximal registrierten Anteil der Ladungswolke bei zentralem Photoneinfall beschreibt, s. Abschnitt 4.2. Wie in Abschnitt 4.4 gezeigt wird, geht die Pixelbreite außerdem in die Berechnung der Diffusionsbreite ein. Aus den Daten ergibt sich, daß für die vorliegende Messung die effektiven Pixelbreiten von den geometrischen Breiten abweichen.

In einem idealen Detektor verlaufen die Feldlinien im aktiven Siliziumsubstrat senkrecht zur Detektoroberfläche. Die Ladungsträger wandern entlang der Feldlinien durch das Substrat. Der Anteil der Ladungswolke eines Photons, der auf einer bestimmten Pixelanode gesammelt wird, ergibt durch Projektion der Ladungswolke auf die

Pixelfläche, die man aus den geometrischen Pixeldimensionen erhält. Treten dagegen innerhalb des Siliziumsubstrats Feldlinienverzerrungen auf, so kann das Einzugsgebiet eines Pixels größer oder kleiner sein, als seine geometrische Größe. Dadurch entsteht der Anschein, als seien mehr bzw. weniger Photonen auf das Pixel aufgetroffen, als für die geometrische Größe erwartet. Zur Beschreibung wird eine effektive Pixelbreite d_{eff} eingeführt, so daß die effektive Pixelfläche dem Einzugsgebiet des Pixels entspricht.

Die effektive Pixelbreite wird also indirekt aus den Anzahlen der auf die verschiedenen Pixel aufgetroffenen Photonen bestimmt. Dabei wird vorausgesetzt, daß die Photonen überall auf dem Detektor mit der gleichen Wahrscheinlichkeit auftreten. Da sich die Signalquelle in einem im Vergleich zu den Detektordimensionen großen Abstand vom Zähler befand, ist diese Bedingung erfüllt.

Dann ist die Anzahl N_i der auf ein Pixel auftreffenden Photonen umso größer, je größer die Pixelfläche ist. Für jedes Pixel gilt die Poisson-Statistik, wobei deren Parameter λ_i für verschieden große Pixel gemäß

$$\frac{\lambda_i}{\lambda_j} = \frac{F_i}{F_j}$$

mit den Flächen F_i zusammenhängen. Abweichungen in den Flächenverhältnissen, die sich aus den Zahlen registrierter Photonen ergeben, von den erwarteten Werten werden dabei allein auf Abweichungen in der Pixelbreite zurückgeführt, während angenommen wird, daß die Pixelblänge von $\ell = 250 \mu\text{m}$ dem geometrischen Wert entspricht.

Pixelpaar	$N_{>0,5}$			
	1. Schritt		nach Iteration	
	linkes Pixel	rechtes Pixel	linkes Pixel	rechtes Pixel
(1,24)	881	871	969	965
(2,23)	663	649	754	731
(3,22)	533	517	609	599
(4,21)	366	353	390	384
(5,20)	1026	999	1029	1003
(6,19)	737	748	738	753
(7,18)	692	694	694	698
(8,17)	864	850	865	849
(9,16)	839	857	841	859
(10,15)	830	855	831	857
(11,14)	876	898	879	897
(12,13)	2147	2160	2147	2159

Tabelle 4.4: Anzahl $N_{>0,5}$ aufgetroffener Photonen am Ende des ersten Iterationsschrittes und nach dem Abschluß der Iteration – mit dem linken Pixel sind die Pixel 1, 2, 3, ..., mit dem rechten Pixel die Pixel 24, 23, 22, ... gemeint

Die Zahl der auf ein Pixel aufgetroffenen Photonen wird näherungsweise bestimmt als Anzahl $N_{>0,5}$ von Ereignissen, für die der vom betreffenden Pixel registrierte Wert im kalibrierten Spektrum oberhalb von 0,5 liegt. Dies ist der Wert, den man erhält, wenn ein Photon auf die Grenzlinie eines Pixels auftrifft, das eine Halbebene einnimmt, s. Abb. 4.3. Man macht also einen gewissen Fehler, indem man Effekte der Ecken

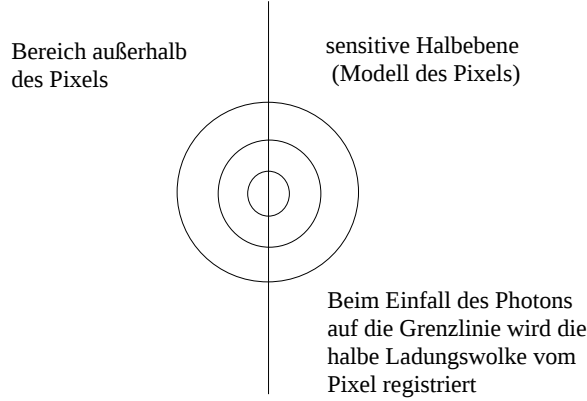


Abbildung 4.3: Skizze zur Bestimmung der Anzahl aufgetroffener Photonen: Auftreffen eines Photons auf den Pixelrand

vernachlässigt. Bei Pixeln von $25\mu\text{m}$ Breite geht außerdem ein Teil der Ladung am gegenüberliegenden Rand verloren, der nur drei Standardabweichungen vom Auftreffort entfernt ist. Einige der aufgetroffenen Photonen werden deshalb nicht mitgezählt. Andererseits werden einige K_β -Photonen mitgezählt, für die weniger als die halbe Ladungswolke vom betreffenden Pixel gesammelt wurde, da nicht berücksichtigt wird, daß diese eine etwa 10 % höhere Energie haben. Ein K_β -Photon wird also auch dann mitgezählt, wenn nur ein Anteil von 45 % seiner Ladungswolke (entsprechend einem Signal von 0,5) auf der betrachteten Pixelanode gesammelt wurde.

Um die Größe des Fehlers abzuschätzen, wurde das Verfahren zur Bestimmung der Zahl aufgetroffener Photonen anhand der in Abschnitt 4.5 vorgestellten Simulation getestet. Dazu wurde die Anzahl $N_{>0,5}$ der aufgetroffenen Photonen gemäß des oben beschriebenen Verfahrens mit der tatsächlichen, während des Programmlaufs gezählten Anzahl von Treffern verglichen, wobei die Pixelgröße zwischen $25\mu\text{m}$ und $150\mu\text{m}$ variiert wurde. Die Werte $N_{>0,5}$ weichen stets nach unten von den tatsächlichen Werten ab, wobei der relative Fehler Werte bis zu 5 % erreicht. Für die Bestimmung der effektiven Pixelbreiten werden allerdings nicht die $N_{>0,5}$ selber, sondern das Verhältnis dieser Werte für verschiedene Pixel verwendet. Betrachtet man die Werte mit dem größten und dem geringsten Fehler von $N_{>0,5}$ und berechnet für diesen Fall den Fehler der Größe $N_{>0,5, i}/N_{>0,5, j}$, so erhält man eine Abschätzung für den maximalen systematischen Fehler von $N_{>0,5, i}/N_{>0,5, j}$. Dieser maximale Fehler beträgt 2 %.

Für die Bestimmung der Werte $N_{>0,5}$ muß die Verstärkung für die einzelnen Pixel bereits bekannt sein. Der in die Kalibration eingehende Korrekturfaktor und damit

auch die $N_{>0,5}$, hängt aber selbst vom Verhältnis der Pixelbreite zur Diffusionsbreite ab, s. Abschnitt 4.2.

Tab. 4.4 zeigt die Werte $N_{>0,5}$ nach dem ersten Iterationsschritt und nach Abschluß der Iteration, d.h. nach vier Durchgängen zur Bestimmung der effektiven Pixelbreiten und zwei Durchgängen zur Berechnung der Diffusionsbreite. Während sich die Werte für die großen Pixel aufgrund der geringen Abweichung der Korrekturfaktoren von 1, s. Tab. 4.1, kaum ändern, liegen die Werte für die acht kleinen Pixel nach Abschluß der Iteration um bis zu 15 % oberhalb der zuerst gefundenen Werte.

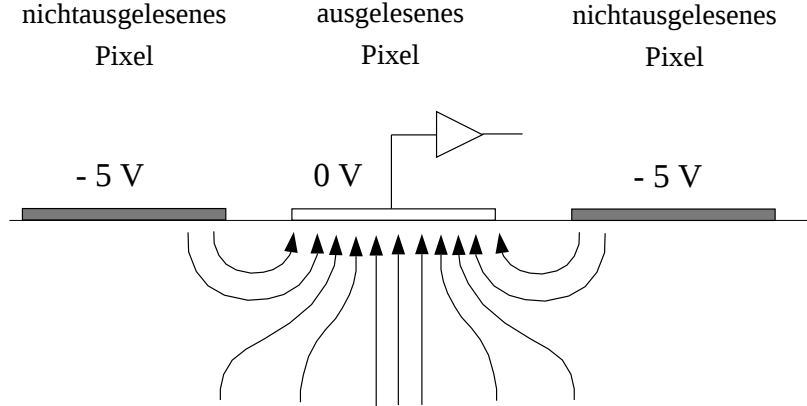


Abbildung 4.4: Liegen die nichtausgelesenen Pixel auf negativem Potential, so stoßen sie Elektronen ab. Die dadurch bedingten Feldverzerrungen (hier schematisch dargestellt) führen dazu, daß der Einzugsbereich der ausgelesenen Pixel größer ist, als es ihren geometrischen Dimensionen entspricht.

Aus der Anzahl aufgetroffener Photonen werden in jedem Iterationsschritt die effektiven Pixelbreiten berechnet. Ein direkter Vergleich der Zahl nachgewiesener Photonen mit der erwarteten Rate ist nicht möglich, da die Aktivität der Quelle und ihr Abstand vom Zähler dafür nicht genau genug bekannt sind. Man kann daher nur unter der Annahme, daß alle auf die aktive Fläche auftreffenden Photonen registriert werden, die Flächen- bzw. Breitenverhältnisse verschiedener Pixel zueinander berechnen. Um die absoluten Werte der effektiven Pixelbreiten zu bestimmen, wird zusätzlich eine Normierung benötigt. Dazu wird angenommen, daß die Gesamtfläche der Pixelpaare 6 bis 10 bzw. 15 bis 19 durch die geometrische Fläche gegeben ist. Gestützt wird diese Annahme durch folgenden Sachverhalt: Die Feldlinienverzerrungen wurden vermutlich dadurch verursacht, daß während der diskutierten Messung an einigen Stellen in der Umgebung der Pixelanoden, die sich auf einem Potential von 0 V befinden, statt sonst 0 V eine Spannung von $U_{ANG} = -5$ V anlag, s. Abb. 4.4. Die Spannung U_{ANG} liegt sowohl an den nichtausgelesenen Zwischenpixeln an, die sich auf beiden Seiten aller $25\text{ }\mu\text{m}$ -Pixel befinden, s. grau schraffierte Flächen in Abb. 2.2, als auch an dem etwa $25\text{ }\mu\text{m}$ breiten Aluminiumkontakt neben den $100\text{ }\mu\text{m}$ -Pixeln (in Abb. 2.2 ebenfalls grau

schräffiert), über den die Spannung an den Aluminiumstreifen zur Ladungseinkopplung angelegt wird. In hinreichend großer Entfernung von diesen Stellen sollten keine Verzerrungen auftreten.

Pixelpaar	$d_{eff} [\mu\text{m}]$		$d_{geom} [\mu\text{m}]$		d_{eff}/d_{geom}	
	linkes Pixel	rechtes Pixel	linkes Pixel	rechtes Pixel	linkes Pixel	rechtes Pixel
(1,24)	68.0	67.7	25	25	2,72	2,71
(2,23)	52.9	51.3	25	25	2,12	2,05
(3,22)	42.7	42.0	25	25	1,71	1,68
(4,21)	27.4	26.9	25	25	1,10	1,08
(5,20)	72.2	70.3	50	50	1,44	1,41
(6,19)	51.8	52.8	50	50	1,03	1,06
(7,18)	48.7	49.0	50	50	0,97	0,98
(8,17)	60.7	59.5	60	60	1,01	0,99
(9,16)	59.0	60.2	60	60	0,98	1,00
(10,15)	58.3	60.1	60	60	0,97	1,00
(11,14)	61.6	62.9	60	60	1,03	1,05
(12,13)	150.6	151.4	100	100	1,51	1,51

Tabelle 4.5: *Effektive Pixelbreiten im Vergleich zu den geometrischen Breiten – mit dem linken Pixel sind die Pixel 1, 2, 3, ..., mit dem rechten Pixel die Pixel 24, 23, 22, ... gemeint. Die ersten fünf Pixelpaare grenzen an die nichtausgelesenen Zwischenpixel an, die auf einem Potential von -5 V liegen; das Pixelpaar (12,13) befindet sich neben dem ebenfalls auf -5 V liegenden Kontakt für die beiden Aluminiumbahnen zur Ladungseinkopplung*

Zunächst wird die Summe aller effektiven Pixelbreiten, $d_{eff,Det}$, berechnet. Aus den Summen $N_{>0,5,T} = \sum_T N_{>0,5}$ für den Teilbereich der aktiven Fläche zwischen den Pixeln 6 und 10 und zwischen den Pixeln 15 und 19 einschließlich bzw. $N_{Det} = \sum N_{>0,5}$ für alle Pixel werden die entsprechenden Poisson-Parameter λ_T bzw. λ_{Det} berechnet. Näherungsweise ist $N_T = N_E \cdot (1 - \exp(-\lambda_T))$ bzw. $N_{Det} = N_E \cdot (1 - \exp(-\lambda_{Det}))$ mit der Gesamtzahl von Ereignissen N_E . Dann gilt

$$d_{eff,Det} = d_{eff,T} \cdot \frac{\lambda_{Det}}{\lambda_T} \quad .$$

Analog dazu gilt für die effektiven Breiten der einzelnen Pixel

$$d_{eff,i} = d_{eff,Det} \cdot \frac{\lambda_{Det}}{\lambda_i} \quad .$$

Tab. 4.5 zeigt das Ergebnis für die effektiven Pixelbreiten im Vergleich zu den geometrischen Breiten. Die effektiven Pixelbreiten für die beiden Pixel eines Paares stimmen

auf $\pm 1 \mu\text{m}$ miteinander überein. Wie erwartet weichen die effektiven Breiten für die Pixel 6 bis 11 bzw. 14 bis 19 nur geringfügig (um maximal $3 \mu\text{m}$) von den geometrischen Werten ab. Auch die Breiten der Pixel 4 und 21 stimmen mit einer Genauigkeit von $3 \mu\text{m}$ mit den geometrischen Größen überein. Erhebliche Abweichungen treten dagegen bei den anderen Pixeln auf, die eine geometrische Breite von $25 \mu\text{m}$ haben sollten. Die Pixel (3,22) und (2,23) sind mit $42 \mu\text{m}$ und $52 \mu\text{m}$ etwa doppelt so groß wie erwartet. Die größten Abweichungen findet man für die dem Schutzring benachbarten Pixelpaare (1,24) und (12,13), die um 40 bis $50 \mu\text{m}$ größer sind als vorgesehen.

Der Grund für die gefundenen Abweichungen könnte darin bestehen, daß die Betriebsspannungen für die diskutierte Messung anders gewählt werden mußten als eigentlich vorgesehen, s. Kap. 2, weil bei dem verwendeten Detektor nur mit diesen Spannungen alle Pixel ein Signal zeigten. Insbesondere war $U_{ANG} = -5 \text{ V}$. Auch die Rückkontaktspannung $U_{RK} = -100 \text{ V}$ wich vom sonst eingestellten Wert $U_{RK} = -120 \text{ V}$ ab. Ob die gefundenen Abweichungen zwischen effektiven und geometrischen Pixelflächen auf die vorliegende Messung oder den Detektorchip, mit dem die Messung durchgeführt wurde, beschränkt sind, oder ob dieser Effekt auch bei anderen Detektor-exemplaren auftritt, können nur weitere Messungen ergeben, bei denen zu untersuchen wäre, wie sich eine schrittweise Änderung der Spannungen U_{ANG} und U_{RK} auswirkt.

4.4 Diffusion

Trifft ein Photon in der Nähe eines Pixelrandes auf, so bewirkt die Diffusion, daß ein Teil der Ladungswolke nach außen verloren geht oder im Nachbarpixel registriert wird. Diese Ladungsaufteilung zwischen zwei Pixeln wird in Abb. 4.5 erkennbar, in der auf der Abszisse die Meßsignale von Pixel 15, auf der Ordinate die Signale von Pixel 16 aufgetragen sind. Die Größe der zur Darstellung verwendeten Quadrate entspricht dabei dem Logarithmus der Dichte der Ereignisse im jeweiligen Bereich.

Ereignisse mit Ladungsaufteilung zwischen Pixel 15 und Pixel 16 liegen auf der Diagonalen zwischen den beiden Signalmaxima. In der Häufigkeitsverteilung eines einzelnen Pixels führen solche Ereignisse zu Einträgen im Bereich zwischen Null- und Signalmaximum, der deshalb Aufschluß über die Diffusionsbreite σ_d geben sollte. Dabei erwartet man in diesem Bereich umso mehr Einträge, je größer die Diffusionsbreite ist.

Um diese Abhängigkeit quantitativ zu beschreiben, wird ein einfaches Diffusionsmodell verwendet. Die Abschätzung in Kap. 3 hat ergeben, daß die Diffusionsbreite etwa $10 \mu\text{m}$ beträgt, s. die Tabelle auf S. 33. Dieser Wert ist klein gegenüber den effektiven Pixeldimensionen³, s. Abschnitt 4.3. Für die Berechnung der Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Anteil q der Ladungswolke auf das betrachtete Pixel entfällt, wird das Pixel wie eine sensitive Halbebene behandelt, s. Abb. 4.6 a), wobei q durch den Abstand des Auftreffpunktes des Photons von der Grenzlinie der Halbebene bestimmt wird. Der Auftreffpunkt ist dabei der Punkt, an dem der Mittelwert der gaußverteilten La-

³Dies gilt nicht für die Pixel 3, 4, 21 und 22, die deshalb nicht für die Bestimmung der Diffusionsbreite herangezogen werden.

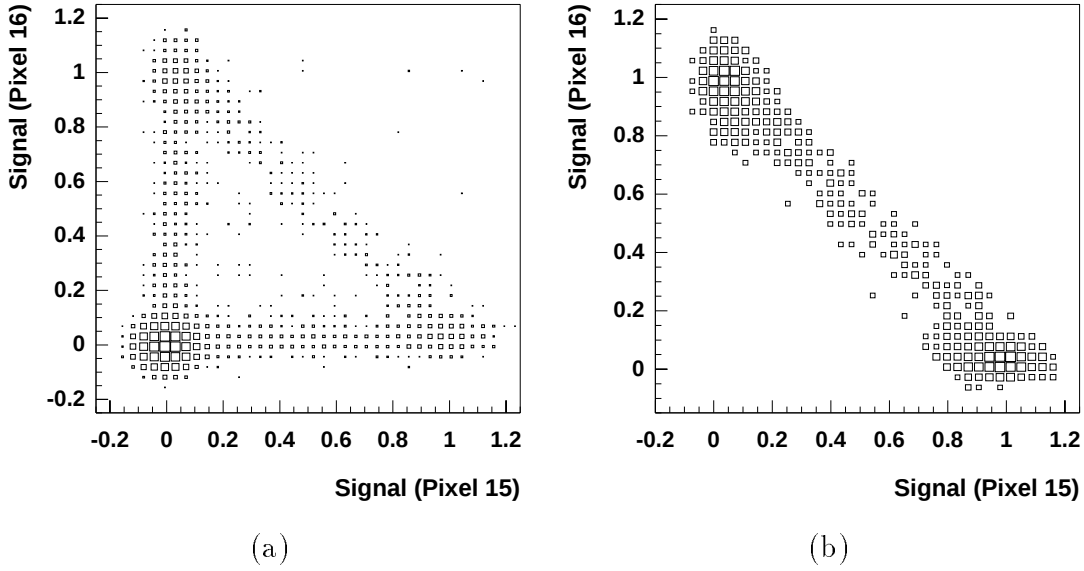


Abbildung 4.5: *Ladungsaufteilung zwischen zwei Pixeln: (a) alle Ereignisse und (b) Ereignisse mit Ladungsaufteilung zwischen den Pixeln 15 und 16*

dungswolke liegt. Diese Beschreibung ergibt eine zum Wert $q = 0,5$ symmetrische Wahrscheinlichkeitsverteilung, so daß nur Photonen betrachtet zu werden brauchen, die innerhalb des Pixels auftreten.

Der registrierte Anteil $q(x_0)$ der Ladungswolke eines in der Entfernung x_0 vom Pixelrand auftreffenden Photons ist gegeben durch Integration über die Gaußverteilung $g(x)$:

$$q(x_0) = \frac{1}{2} + \int_0^{x_0} g(x) dx = \frac{1}{2} + \int_0^{x_0} \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_d} \cdot \exp\left(\frac{-x^2}{2\sigma_d^2}\right) dx = \frac{1}{2} \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{x_0}{\sqrt{2}\sigma_d}\right) \right) \quad (4.2)$$

Den Verlauf von $q(x_0)$ zeigt Abb. 4.6 b). Die Wahrscheinlichkeit $\frac{dw}{dq}$ für die Registrierung des Anteils q der Ladungswolke ist gegeben durch

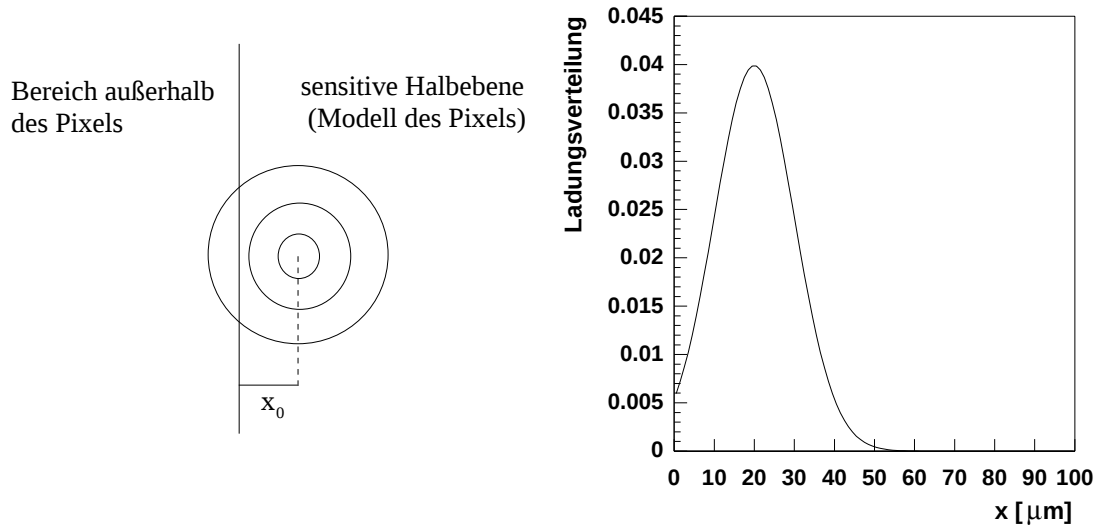
$$\frac{dw}{dq}(q) = \frac{dw}{dx_0} \frac{dx_0}{dq} = \frac{dw}{dx_0} \cdot \frac{1}{dq/dx_0} = \frac{dw}{dx_0} \cdot \frac{1}{g(x_0(q))} \quad (4.3)$$

Der Faktor $\frac{dw}{dx_0}$ beschreibt dabei die Wahrscheinlichkeit, daß das betrachtete Photon in der Entfernung x_0 vom nächsten Pixelrand auftrifft. Diese hängt vom Verhältnis der Pixelfläche A zum Umfang U , also zur Gesamtlänge des Randes, ab:

$$\frac{dw}{dx_0} = \frac{U}{A}$$

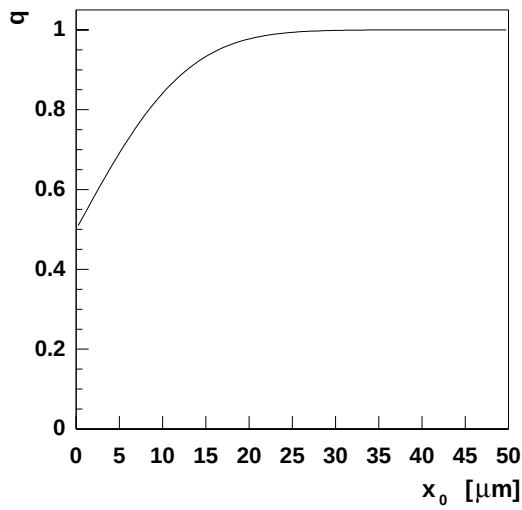
Mit $x_0 = \sqrt{2}\sigma_d \operatorname{erf}^{-1}(2q - 1)$ aus (Gl. 4.2) folgt

$$\frac{dw}{dq} = \frac{U}{A} \sqrt{2\pi} \sigma_d \exp\left[\left(\operatorname{erf}^{-1}(2q - 1)\right)^2\right] \quad (4.4)$$

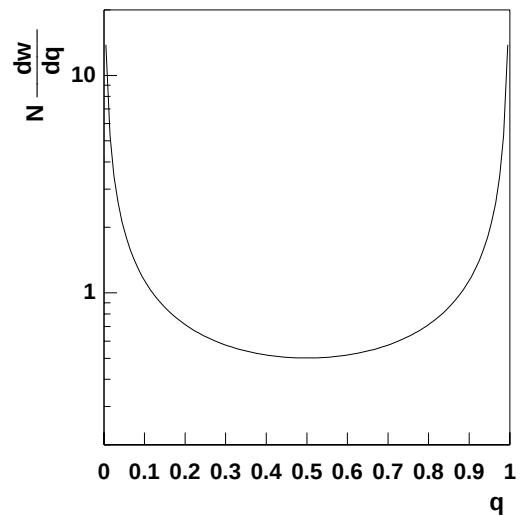


(a)

(b)



(c)



(d)

Abbildung 4.6: Das Modell zur Bestimmung der Diffusionsbreite: (a): Auftreffen eines Photons in einem unendlich ausgedehnten streifenförmigen Pixel; (b) Ladungsverteilung für $x_0 = 20 \mu\text{m}$; (c): Integration ergibt den registrierten Anteil der Ladungsverteilung in Abhängigkeit von x_0 . (d): resultierende Signalthöhenverteilung $N \cdot \frac{dw}{dq}$.

Dies ist die gesuchte Beschreibung für den theoretischen Verlauf der Wahrscheinlichkeitsverteilung der q -Werte im mittleren Bereich zwischen Signal- und Nullmaximum. Daran fällt auf, daß die Form der Funktion unabhängig von physikalischen Größen ist. Diese gehen allein in den Vorfaktor ein. Für die Anpassung an die gemessene Verteilung ist die Funktion noch mit der Zahl N_i eingefallener Photonen zu multiplizieren, die in Abschnitt 4.3 bestimmt wurden.

Für die Anpassung der Verteilung an die Meßwerte ist folgendes zu beachten: Bei der Herleitung wurde das elektronische Rauschen nicht berücksichtigt. Das ist möglich, solange nur der Teil der Verteilung für die Anpassung verwendet wird, in dem die Steigung etwa 0 ist. In diesem Fall verschieben sich durch Rauschen nämlich genauso viele Einträge aus einem bestimmten q -bin heraus, wie aus den umliegenden Bins wieder hinzukommen, so daß sich die Form der Verteilung nicht ändert. Der Anpassungsbereich wird so gewählt, daß der Abstand vom Signal- und vom Nullmaximum jeweils $6\sigma_n$ beträgt, wobei σ_n die Standardabweichung des Nullmaximums ist.

Die Anpassung der Verteilung (4.4) an das gemessene Spektrum zeigt Abb. 4.7. Die Werte $\sigma_{d,i}$ der Diffusionsbreite für die einzelnen Pixel sind in Tab. 4.6 zusammengestellt. Man erwartet, für alle Pixel bis auf statistische Fehler dieselbe Diffusionsbreite zu finden. Aus den Werten aller Pixel mit Ausnahme der Pixel 3, 4, 21 und 22 mit den kleinen effektiven Flächen, s. Abschnitt 4.3, ergibt sich als Diffusionsbreite

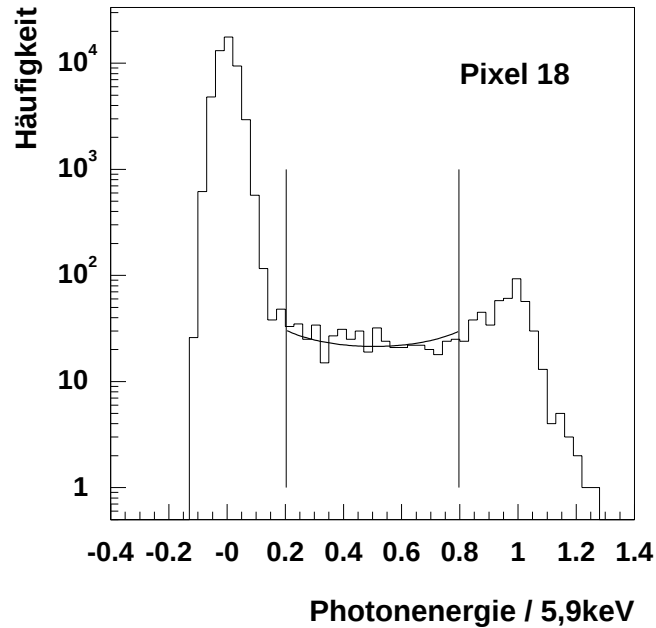


Abbildung 4.7: Anpassung der aus dem einfachen Diffusionsmodell erhaltenen Verteilungsfunktion an die Meßdaten von Pixel 18 zur Bestimmung von σ_d . Die eingezeichneten Linien geben die Grenzen des Anpassungsbereichs an. Man erhält für die Anpassung $\chi^2/\text{Freiheitsgrad} = 1,29$.

Pixelpaar	$\sigma_{d,i} [\mu\text{m}]$	
	linkes Pixel	rechtes Pixel
(1,24)	8,2	8,5
(2,23)	8,4	8,5
(3,22)	7,8	8,9
(4,21)	8,0	8,8
(5,20)	8,6	9,4
(6,19)	8,4	8,6
(7,18)	8,2	8,4
(8,17)	8,9	8,2
(9,16)	9,2	8,4
(10,15)	8,5	8,3
(11,14)	9,2	8,7
(12,13)	8,9	9,2

Tabelle 4.6: *Diffusionsbreiten aus Anpassungen an Häufigkeitsverteilungen verschiedener Pixel – mit dem linken Pixel sind die Pixel 1, 2, 3, ..., mit dem rechten Pixel die Pixel 24, 23, 22, ... gemeint*

$\sigma_d = (8,6 \pm 0,1) \mu\text{m}$, wobei der Fehler die Standardabweichung des Mittelwertes der berücksichtigten Pixel angibt. Der statistische Fehler für die bei den einzelnen Pixeln gefundenen Werte ergibt sich aus der Zahl der zur Bestimmung herangezogenen Ereignisse. Er beträgt etwa 5%. Die Werte $\sigma_{d,i}$ zeigen im Rahmen dieser Genauigkeit eine sehr gute Übereinstimmung.

Zusätzlich zum statistischen Fehler sind die Werte mit einem systematischen Fehler behaftet, der auf der Beschreibung eines Pixels als sensitive Halbebene zur Berechnung der Funktion $q(x_0)$ beruht. Dieser Fehler wurde mit Hilfe der Simulation, s. Abschnitt 4.5, abgeschätzt. Dazu wurde die Diffusionsbreite für simulierte Verteilungen nach dem oben beschriebenen Anpassungsverfahren bestimmt und mit dem tatsächlich für die Simulation verwendeten Wert verglichen. Die Ergebnisse der Anpassung liegen unterhalb des wahren Wertes, die Abweichung beträgt bis zu 3 %.

4.5 Vergleich der Meßwerte mit einer Simulation

Um mit einem unabhängigen Verfahren zu prüfen, wie gut die aus den stückweise angepaßten Verteilungsfunktionen bestimmten Parameter das gemessene Spektrum beschreiben, wurde eine Monte Carlo-Simulation entwickelt. Sie liefert ein Spektrum, das 100 mal so viele Ereignisse enthält wie der gemessene Datensatz.

Bevor die Simulation im einzelnen erläutert wird, soll auf die zentrale Funktion eingegangen werden, auf die sie zurückgreift. Diese erhält als Eingabeparameter den

Auftreffort eines Photons bezüglich zweier Pixelränder und die jeweilige Diffusionsbreite. Basierend auf dem im folgenden beschriebenen Diffusionsmodell gibt sie den zugehörigen Anteil des registrierten Signals zurück. Dabei gibt es mehrere Varianten dieser Funktion, um zu berücksichtigen, daß das Photon innerhalb oder außerhalb des Pixels auftreffen kann.

Zunächst soll der Fall betrachtet werden, daß das Photon innerhalb des Pixels auftrifft, Abb. 4.8. Es erweist sich als günstig für die Rechnung, den Koordinatenursprung in

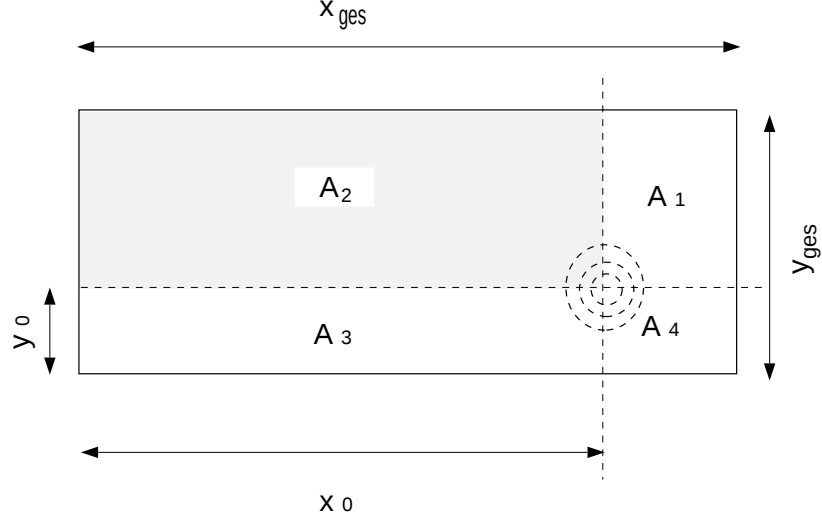


Abbildung 4.8: *Das Diffusionsmodell für die Simulation: Auftreffen eines Photons in einem Pixel*

den jeweiligen Auftreffort des Photons zu legen. Der Abstand des Auftreffortes vom linken Pixelrand sei x_0 , der Abstand vom unteren Pixelrand y_0 . Die durch das Photon ausgelöste isotrope Ladungswolke wird durch eine zweidimensionale Gaußkurve beschrieben, die in x - und y -Richtung die gleiche Breite σ_d besitzt:

$$g_2(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma_d^2} \cdot \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma_d^2}\right) . \quad (4.5)$$

Der von der Anode gesammelte Anteil der Ladungswolke $q_{2,th,p}$ ergibt sich durch Integration dieser Funktion über die Pixelfläche. Da der Integrand das Produkt zweier eindimensionaler Gaußfunktionen ist und die Integrationsvariablen unabhängig voneinander sind, läßt sich das Ergebnis mit Hilfe von Produkten eindimensionaler Fehlerfunktionen ausdrücken.

Das Integral wird in eine Summe von Beiträgen der einzelnen Quadranten zerlegt: $q_{2,th,p} = \sum_{i=1}^4 \int_{A_i} g_2(x, y) dx dy$. Der Beitrag der schraffierten Fläche in Abb. 4.8 ist z.B.

$$\int_{A_2} g_2(x, y) dx dy = \frac{1}{4} \cdot \operatorname{erf}\left(\frac{x_0}{\sqrt{2}\sigma_d}\right) \operatorname{erf}\left(\frac{y_{ges} - y_0}{\sqrt{2}\sigma_d}\right) , \quad (4.6)$$

für die anderen Quadranten entsprechend.

Die Funktion $q_{2,th,p}(x_0, y_0)$ ist in Abb. 4.9 a) für ein $25\text{ }\mu\text{m}$ -Pixel und eine Diffusionsbreite von $10\text{ }\mu\text{m}$ aufgetragen. Der Punkt $(x_0 = 0, y_0 = 0)$ entspricht einem in der linken unteren Pixelecke auftreffenden Photon, der Punkt $(x_0 = 250\text{ }\mu\text{m}, y_0 = 25\text{ }\mu\text{m})$ einem Photon in der rechten oberen Pixelecke.

Auf analoge Weise kann auch berechnet werden, welcher Anteil der Ladungswolke registriert wird, wenn ein Photon außerhalb des Pixels auftrifft. Dazu wird die das Pixel umgebende Fläche in Zellen eingeteilt, die dieselben Dimensionen wie das Pixel selber haben. Es sind drei Fälle zu unterscheiden: Treffer in einer an die Pixellängsseite angrenzenden Zelle, Treffer in einer an die Pixelschmalseite angrenzenden Zelle oder Treffer in einer diagonal liegenden Zelle.

Abb. 4.9 b) bis d) zeigt die Ergebnisse für ein $25\text{ }\mu\text{m}$ -Pixel und eine Diffusionsbreite von $10\text{ }\mu\text{m}$ für diese Fälle, wobei (x_0, y_0) jetzt die Abstände von den Rändern der dem Pixel benachbarten Zelle bezeichnen, in die das Photon einfällt.

Aufbauend auf diesen Funktionen können nun Ereignisse für verschieden große Pixel simuliert werden. Beim Start erwartet die Monte Carlo-Simulation Angaben über die Anzahl zu simulierender Ereignisse, das elektronische Rauschen σ_n , die Diffusionsbreite σ_d , die effektive Pixelbreite und den Parameter der Poisson-Verteilung, der die Zahl einfallender Photonen bestimmt.

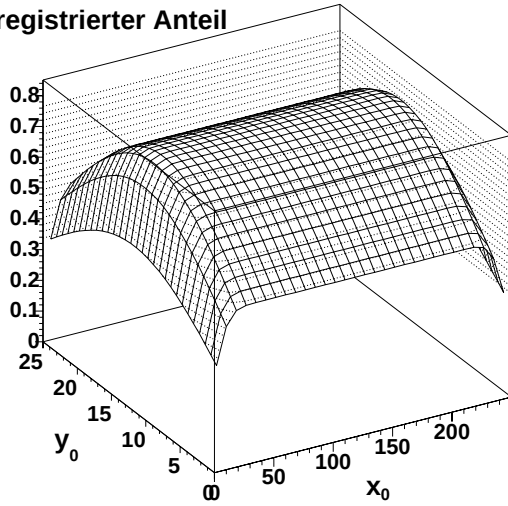
Um ein einzelnes Ereignis zu generieren, werden nacheinander die folgenden Schritte durchlaufen: Zunächst wird mit Hilfe eines Zufallszahlengenerators bestimmt, ob und falls ja, wo ein oder mehrere Photonen auf das Pixel einfallen. Das Programm erlaubt für jede betrachtete Zelle den Einfall von bis zu vier Photonen pro Ereignis. In der früher beschriebenen Weise wird für jedes eingefallene Photon der registrierte Anteil der Ladungsverteilung bestimmt. Mittels einer weiteren Zufallszahl wird anschließend entschieden, ob es sich bei einem eingefallenen Photon um ein K_α - oder ein K_β -Photon gehandelt hat. Das gleiche Verfahren wird auf die umliegenden acht Zellen angewandt. Das so erhaltene Ergebnis entspricht der Messung, die man mit einem rauschfreien Pixel erhalten würde und wird bereits in ein dafür vorgesehenes Histogramm eingetragen. Ein Beispiel für ein mit solchen Werten erhaltenes Spektrum für Pixel 18 zeigt Abb. 4.10 a).

Um das elektronische Rauschen zu simulieren, wird ein Zufallszahlengenerator eingesetzt, der eine Gaußverteilung mit Mittelwert 0 und der beim Start der Simulation eingegebenen Breite σ_n liefert. Die damit gewonnene Zahl wird zum bisherigen Simulationsergebnis addiert und das Resultat in ein weiteres Histogramm eingetragen.

Die Simulation enthält 100 mal so viele Ereignisse wie die Messung. Um die Verteilungen vergleichen zu können, wurden die Histogrammeinträge der Simulation bei gleichem Binning binweise durch 100 dividiert. Aufgrund der größeren Zahl von Ereignissen ist der statistische Fehler, der sich jeweils als Wurzel der Zahl der Einträge in ein Bin berechnet, für die Simulation um einen Faktor 10 kleiner. Für die Simulation wurden die aus der iterativen Kalibration bestimmten Parameter verwendet, wobei für σ_d für alle Pixel der Mittelwert von $8,6\text{ }\mu\text{m}$ eingesetzt wurde.

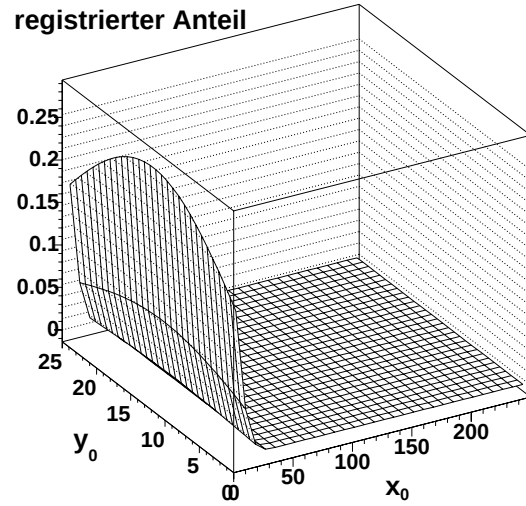
Die Teile b) bis d) der Abb. 4.10 zeigen die simulierten Verteilungen (durchgezogene

registrierter Anteil



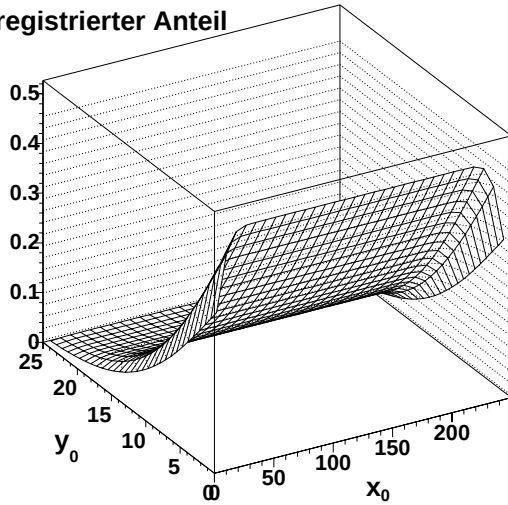
(a)

registrierter Anteil



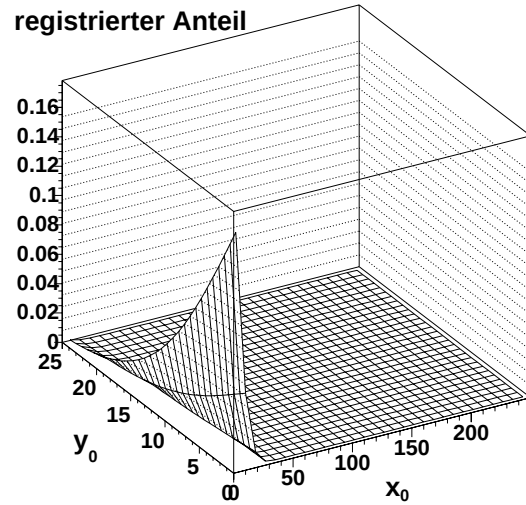
(b)

registrierter Anteil



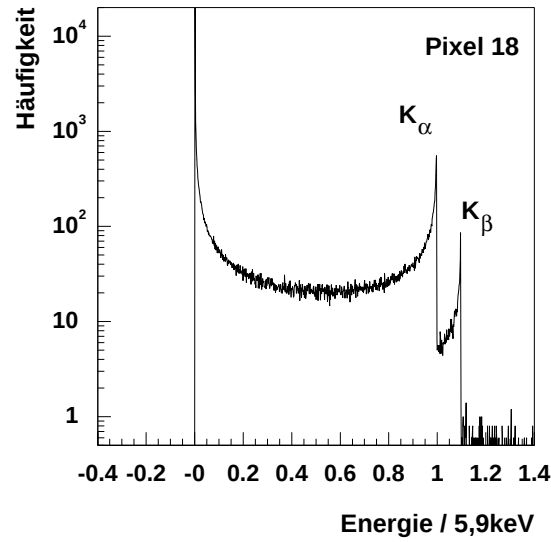
(c)

registrierter Anteil

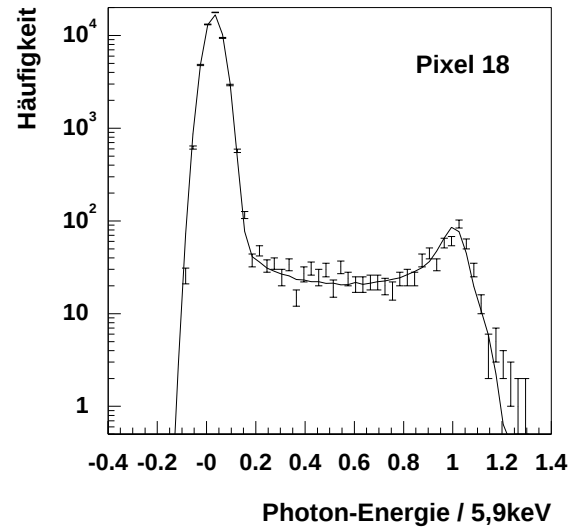


(d)

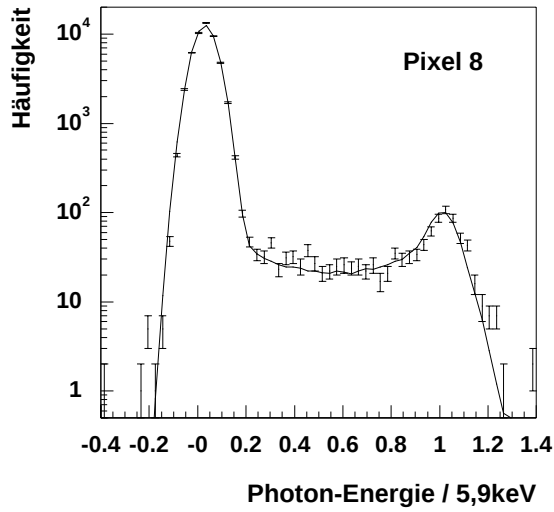
Abbildung 4.9: Das Diffusionsmodell für die Simulation: (a) registrierter Anteil der Ladungsverteilung in Abhängigkeit vom Auftreffort innerhalb des Pixels bzw. innerhalb einer benachbarten Zelle: (b): Nachbarzelle an einer Schmalseite, (c): Nachbarzelle an einer Längsseite, (d): Nachbarzelle mit gemeinsamer Ecke



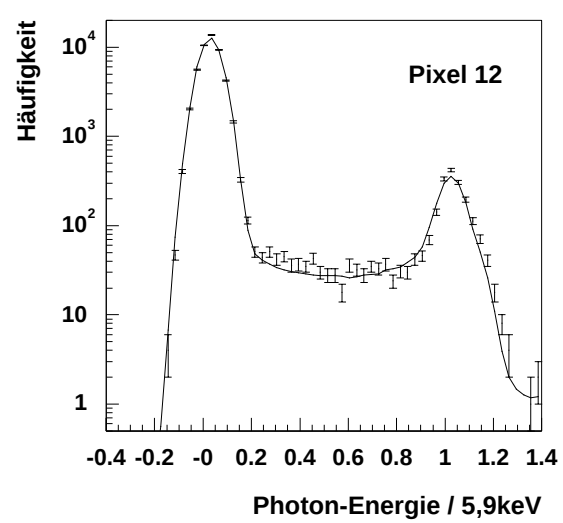
(a)



(b)



(c)



(d)

Abbildung 4.10: *Simulierte Spektren für drei Pixel mit den Parametern aus der in den Abschnitten 4.2 und 4.4 beschriebenen Anpassung an die Meßwerte. (a): simuliertes Spektrum, das bereits die Ladungsaufteilung durch Diffusion, aber noch nicht das elektronische Rauschen berücksichtigt; (b) – (d): vollständige Simulation einschließlich elektronischem Rauschen für drei Pixel verschiedener Größe – zum Vergleich werden die gemessenen Werte gezeigt, die durch die Simulation (durchgezogene Linie) gut beschrieben werden.*

Linie) im Vergleich zu den Meßwerten nach der Kalibration für drei verschiedene Pixelgrößen. Für alle Pixel erhält man eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung, die zeigt, daß die Spektren durch die in den früher diskutierten Anpassungen bestimmten Parameter beschrieben werden. Die der Abb. 4.10 entsprechenden Darstellungen für alle Pixel sind im Anhang zusammengestellt.

4.6 Gleichtakt-Analyse

Unter dem Gleichtakt (Common Mode) versteht man durch äußere Störfelder verursachte, allen Pixeln gemeinsame Abweichungen von der Nullage. Bei großen Detektoren mit vielen Pixeln, wie sie in der Elementarteilchenphysik eingesetzt werden, zeigt bei jedem Ereignis nur ein vernachlässigbar kleiner Anteil aller Pixel ein Meßsignal, so daß mit Hilfe der anderen Pixel der Gleichtakt bestimmt werden kann. Im Gegensatz dazu muß bei einer Gleichtakt-Betrachtung für den BTM-Detektor wegen der geringen Zahl von Pixeln darauf geachtet werden, daß ein Pixel mit einem Photonsignal nicht in die Bestimmung des Gleichtakts eingehen darf.

Beim späteren Einsatz im Strahllagemonitor fallen bei einem typischen Ereignis auf alle Pixel Photonen ein, so daß eine Gleichtakt-Berechnung anders erfolgen muß. Im Rahmen der Gleichtakt-Analyse hat sich herausgestellt, daß im vorliegenden Datensatz in einem Bereich von 100 Ereignissen deutliche Ausreißer auftraten, bei denen die Sockelwerte der halben K_α -Energie entsprechen. Diese 100 Ereignisse wurden für die weiteren Durchgänge der Iteration aus dem Datensatz entfernt, um eine Beeinflussung der Kalibrationsparameter durch diese Werte zu vermeiden.

Ein naheliegendes Verfahren zur Bestimmung des Gleichtakts wäre die Mittelung der Werte aller Pixel ohne Photonsignal. Dies erweist sich allerdings als schwierig, da bei einigen Ereignissen bis zu drei Photonen auf den Detektor aufgetroffen sind. Bei solchen Mehr-Photon-Ereignissen ist die Wahrscheinlichkeit hoch, daß eines der Photonen eine auf zwei Pixel verteilte Ladungswolke erzeugt. Die Aufteilung kann dabei zu gleichen Teilen oder asymmetrisch erfolgen, was in einigen Fällen zu Schwierigkeiten bei der automatischen Erkennung des Pixels mit dem kleineren Anteil des Photonsignals führen könnte und eine aufwendige Fallunterscheidung erfordern würde. Stattdessen wurden die Ausgabewerte der 24 Pixel der Größe nach sortiert und der Median, der 12. Wert in der sortierten Tabelle, als Gleichtakt-Wert verwendet. Eine solche Definition hat den Vorteil, daß "Ausreißer" (in diesem Fall die Ausgabewerte der Pixel mit Photonsignal) nur geringen Einfluß auf das Ergebnis haben.

Für jedes Ereignis wurde nach diesem Verfahren der Gleichtakt bestimmt und darauf korrigiert. Es wurden zwei neue N-Tupel geschrieben: eines enthält die Gleichtakt-Werte selbst, in Abhängigkeit vom Ereignisindex, das andere die korrigierten Ausgabewerte, die aus dem auf den Sockelwert korrigierten Datensatz durch Subtraktion des jeweiligen Gleichtakts berechnet wurden.

Abb. 4.11 zeigt die zeitliche Entwicklung des Gleichtakts. Auf der Abszisse ist der jeweilige Ereignisindex, auf der Ordinate der Gleichtakt in Einheiten von Photonsignalen

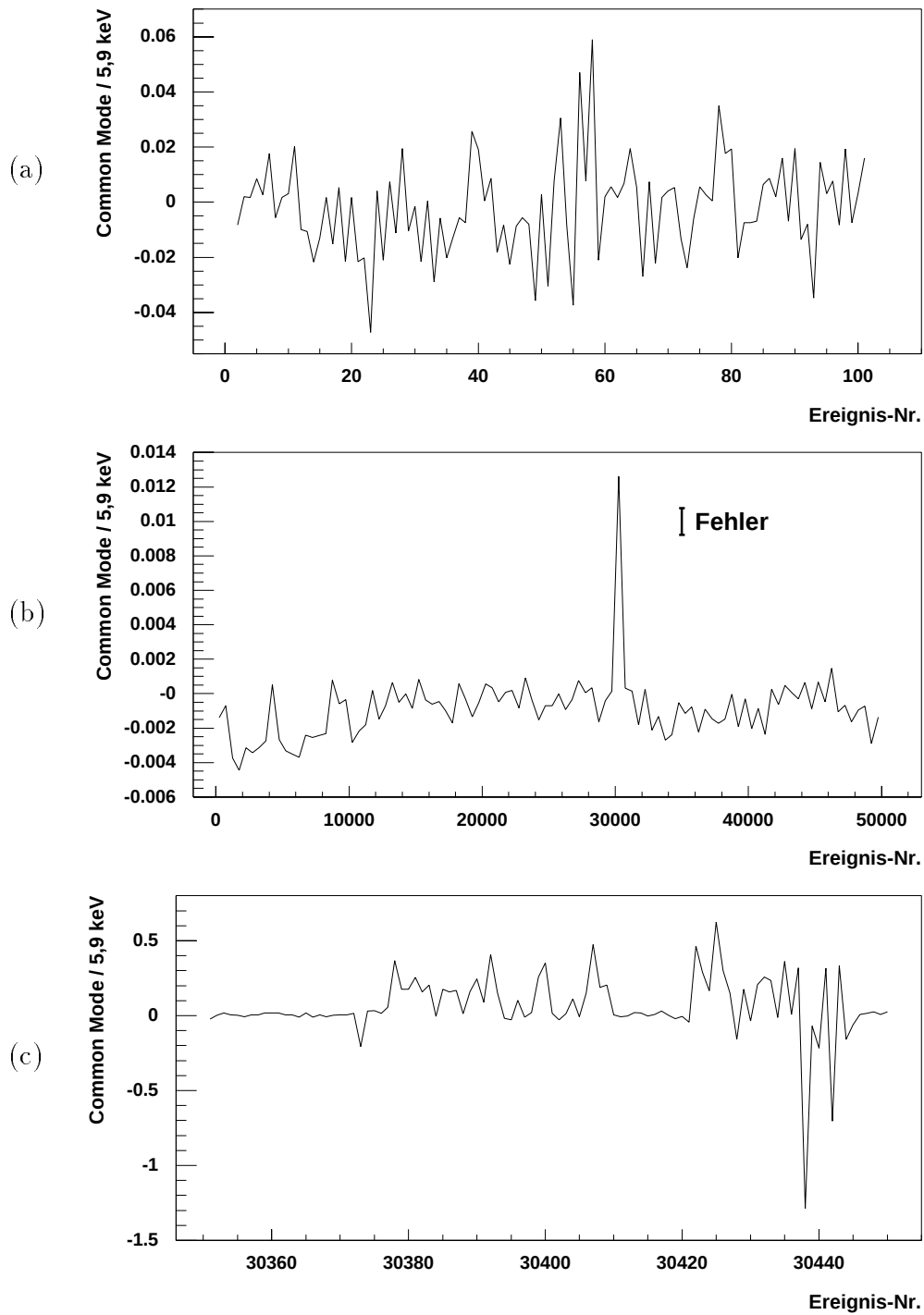


Abbildung 4.11: Gleichtakt (a): für einzelne Ereignisse und (b): bei Mittelung über 500 Ereignisse. (c): Verlauf für einzelne Ereignisse im Bereich der Spitze. Der Fehlerbalken in (b) wurde aus dem statistischen Fehler der Gleichtakt-Verteilung einzelner Ereignisse für den gesamten Datensatz berechnet. Man beachte die unterschiedliche Skala in den verschiedenen Teilen der Abbildung.

aufgetragen. Bedingt durch das Ausleseverfahren sind die Zeitabstände von Ereignissen mit aufeinanderfolgenden Indizes nicht immer gleich groß, da nach jeweils ca. 100 Ereignissen der bis dahin beschriebene ADC-Speicher ausgelesen wurde, was jeweils etwa 1 s dauerte. Innerhalb der “Auslesepakete” hatten die Ereignisse einen Abstand von 0,01 s voneinander.

Während in Abb. 4.11 a) der Gleichtakt für einzelne Ereignisse betrachtet wird, wurden die Werte in b) über 500 Ereignisse gemittelt, so daß Teil b) einen Überblick über den Gleichtakt-Verlauf während der gesamten Datennahme gibt. Auffällig sind die bereits erwähnte Spitze bei Ereignis 30000 und der anfängliche systematische Anstieg der Gleichtakt-Werte.

Betrachtet man im Bereich der Spitze einzelne Ereignisse, s. Abb. 4.11 c), so wechseln sich Ereignisse mit hohem Gleichtakt-Betrag mit solchen ab, wie sie für die übrige Messung typisch sind. Da die äußeren Streufelder in diesem Zeitabschnitt offenbar extrem hoch waren, wurden die Ereignisse 30361 bis 30460 für die in den übrigen Abschnitten besprochenen Analyseschritte aus dem Datensatz entfernt, s.o..

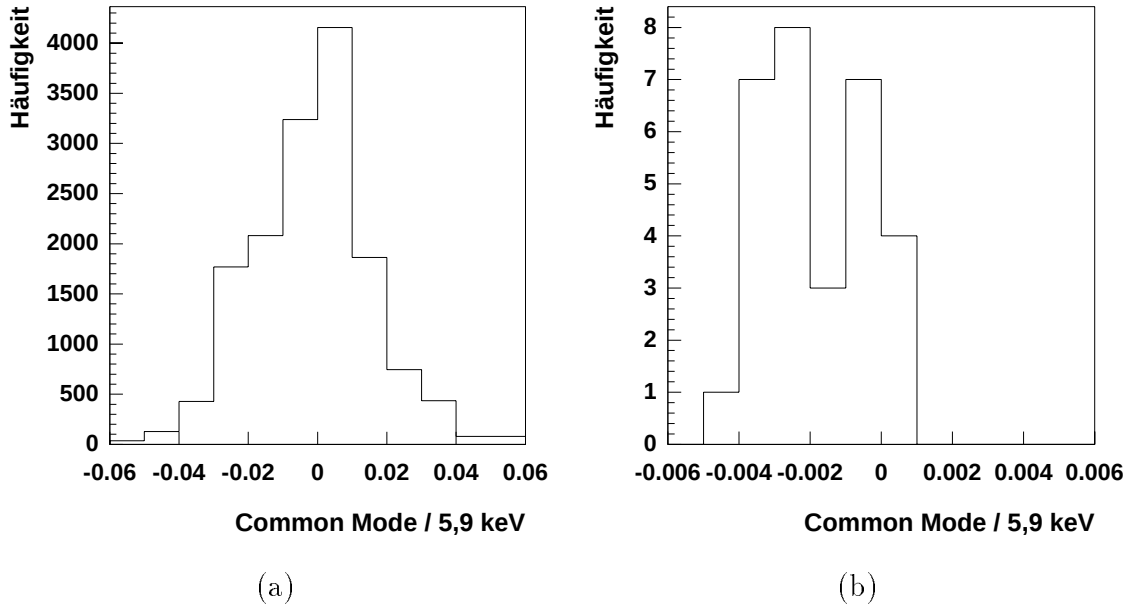


Abbildung 4.12: *Häufigkeitsverteilung der Gleichtakt-Werte für den Bereich von Ereignis 0 bis 15000: (a) für einzelne Ereignisse und (b) bei Mittelung über je 500 aufeinanderfolgende Ereignisse*

Stammen die Störfelder vorwiegend von einer Quelle mit einer festen Frequenz, so erwartet man, daß sich der Gleichtakt ebenfalls mit der dominierenden Frequenz ändert. Bei einer Überlagerung zahlreicher Störungen verschiedener Frequenzen können die Gleichtakt-Werte aufeinanderfolgender Ereignisse statistisch unabhängig voneinander sein. Für statistisch unabhängige Werte erwartet man sowohl für den Gleichtakt einzelner Ereignisse, als auch bei Mittelung über eine bestimmte Zahl von Ereignissen

eine Gaußverteilung. Dabei sollte für die gemittelten Werte die Standardabweichung um einen Faktor $1/\sqrt{N}$ abnehmen. Umgekehrt ist dies nicht der Fall, wenn die Werte über mehrere Ereignisse hinweg die Tendenz haben, sich in eine bestimmte Richtung zu entwickeln, wie es nach Abb. 4.11 b) zu Beginn der Datennahme der Fall gewesen zu sein scheint. Die Häufigkeitsverteilungen der Gleichtakt-Werte selbst, bzw. ihres Mittelwertes über je 500 aufeinanderfolgende Ereignisse im Bereich bis Ereignis 15000 bestätigen dies, s. Abb. 4.12: Während die Standardabweichung der Gleichtakt-Werte einzelner Ereignisse $\sigma_1 = 1,66 \cdot 10^{-2}$ beträgt, erhält man für die über 500 Ereignisse gemittelten Werte eine Verteilung mit zwei deutlich erkennbaren Maxima und der *rms*-Breite $\sigma_{500} = 1,4 \cdot 10^{-3}$. Dieses Ergebnis liegt deutlich oberhalb des Wertes $\sigma_1/\sqrt{500} = 7,5 \cdot 10^{-4}$, wie erwartet.

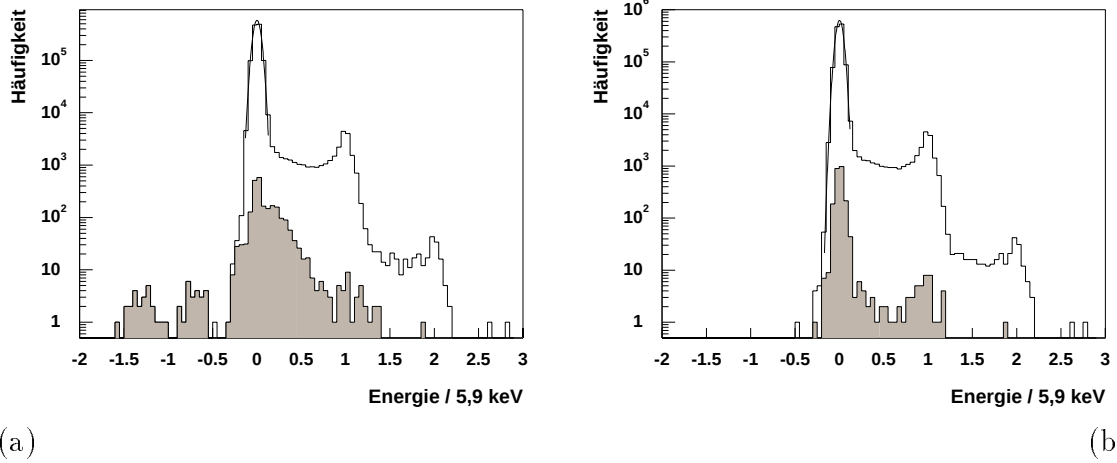


Abbildung 4.13: Für jedes Ereignis werden die normierten Werte der 24 Pixel eingetragen; (a) vor, (b) nach der Gleichtakt-Korrektur. Schraffiert sind die Werte der 100 für die Bestimmung der Parameter der Verteilungen nicht verwendeten Ereignisse eingezeichnet. Das Maximum beim Wert 2 entspricht Zwei-Photon-Ereignissen.

Neben dem Zeitverhalten des Gleichtakts interessiert, welchen Einfluß eine Gleichtakt-Korrektur auf die Häufigkeitsverteilung der Ausgabewerte hat. Man erwartet eine Abnahme der Breiten sowohl des Null- als auch des Signalmaximums. Dazu werden die Häufigkeitsverteilungen vor und nach der Gleichtakt-Korrektur miteinander verglichen (s. Abb. 4.13), wobei die Ergebnisse aller Pixel in einer einzigen Verteilung zusammengefaßt sind.

Eine solche Betrachtung ist nur möglich, weil bei der früher vorgenommenen Sockel-Korrektur bereits so normiert wurde, daß die Verschiebung der Nullpunkte verschiedener Pixel gegeneinander keine Rolle mehr spielt, sondern das Nullmaximum für alle Pixel bei 0 liegt. Die Breite des Signalmaximums wird nicht für eine quantitative Beschreibung herangezogen, weil das Signalmaximum bei verschiedenen großen Pixeln an leicht gegeneinander verschobenen Stellen auftritt (s. Abschnitt 4.2).

In Abb. 4.13 wurden alle Ereignisse berücksichtigt, also auch diejenigen aus dem Be-

reich großer Gleichtakt-Beträge bei Ereignis 30000, s.o.. In Teil a) der Abbildung, die die Verteilung vor der Korrektur zeigt, führen sie zu den Einträgen bei Werten unterhalb von $-0,5$, die durch die Korrektur in den Bereich des Nullmaximums verschoben werden.

An das Nullmaximum wurde eine Gaußkurve angepaßt, deren Breite als Maß für den Einfluß der Gleichtakt-Korrektur dient. Beträgt ihr Wert vor der Gleichtakt-Korrektur $\sigma_{0,i}$ und kennt man außerdem die Standardabweichung σ_{CM} der Häufigkeitsverteilung der Gleichtakt-Werte selbst, wie sie früher bereits für Teilabschnitte des Datensatzes betrachtet wurde, so läßt sich die statistisch erwartete Standardabweichung des Nullmaximums nach der Korrektur, $\sigma_{0,f,th.}$ voraussagen: $\sigma_{0,f,th.} = \sqrt{\sigma_{0,i}^2 - \sigma_{CM}^2}$.

Mit $\sigma_{0,i} = (3,9 \pm 0,1) \cdot 10^{-2}$ und $\sigma_{CM} = (1,72 \pm 0,03) \cdot 10^{-2}$ ergibt sich $\sigma_{0,f,th.} = (3,5 \pm 0,9) \cdot 10^{-2}$. Der tatsächlich für die korrigierte Verteilung gefundene Wert $\sigma_{0,f} = (3,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}$ ist im Rahmen der statistischen Genauigkeit in Übereinstimmung mit dieser Erwartung. Die Gleichtakt-Korrektur führt also zu einer Abnahme der Breite des Nullmaximums um $(7,7 \pm 0,5) \%$.

Kapitel 5

Rauschmessungen

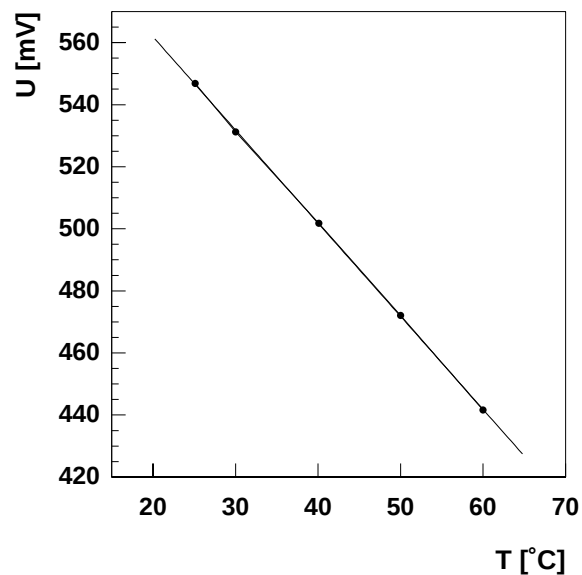


Abbildung 5.1: *Kalibration der Temperaturdiode*

In Kapitel 3 wurden die einzelnen Quellen elektronischen Rauschens diskutiert. Aufschluß über die verschiedenen Beiträge kann eine Variation der Betriebstemperatur des Detektors und der Integrationszeit geben.

Als Maß für das elektronische Rauschen wird der *ENC*-Wert verwendet, den man aus einer Messung erhält, während der keine Strahlung auf den Detektor einfällt. In diesem Fall sind die Detektorsignale gaußverteilt; die Standardabweichung in Einheiten von Elementarladungen ist der *ENC*-Wert.

Zur Messung der Temperatur wird die auf dem Detektorchip integrierte Temperaturdiode verwendet. Die Diode wird in Vorwärtsrichtung mit einem Konstantstrom von 200 nA betrieben. Dann hängt die Spannung, die über der Diode abfällt, linear von der Temperatur ab. Eine Kalibration der Temperaturdiode ergab für diese Abhängigkeit

als Steigung den Wert -3 mV/K , s. Abb. 5.1.

Die Meßreihe zur Temperaturabhängigkeit des ENC -Werts wurde am Münchener Halbleiterlabor aufgenommen. Messungen haben gezeigt, daß die Kalibration der JFET-Vorverstärker unabhängig von Temperatur und Integrationszeit ist, so daß für die gesamte Meßreihe nur eine Kalibrationsmessung benötigt wird. Die Messung erfolgte mit demselben Detektor wie die Messung mit dem Eisenpräparat, die der Kalibration diente.

Abb. 5.2 a) zeigt den Verlauf von $ENC(T)$ für drei Pixel unterschiedlicher Größe in logarithmischer Darstellung. Die Meßpunkte liegen in einem Temperaturbereich von ca. -50°C bis $+40^\circ\text{C}$. Jeder Meßpunkt resultiert aus 1000 Detektorauslesen mit einer Integrationszeit von jeweils $807\text{ }\mu\text{s}$. Man erkennt den näherungsweise exponentiellen Verlauf von $ENC(T)$ im Bereich zwischen 270 K und 315 K. Die Anpassung einer Exponentialfunktion ergibt, daß sich der ENC -Wert im Bereich der Raumtemperatur für eine Temperaturdifferenz von 18 K verdoppelt. Der Beitrag der Volumenleckstromschwankungen zum Rauschen sollte sich in diesem Temperaturbereich alle 16 K verdoppeln, s. Kap. 3. Ein Vergleich dieser Werte legt die Annahme nahe, daß das auf Volumenleckstrom beruhende Rauschen in diesem Temperaturbereich den dominieren Anteil des ENC -Wertes bildet.

Wie in Kap. 3 ausgeführt wurde, s. Gleichungen 3.5 und 3.6, erwartet man für das Rauschen aufgrund von Fluktuationen im Volumenleckstrom die Temperaturabhängigkeit

$$ENC \propto \sqrt{I_{Vol}} \propto kT \exp\left(-\frac{E_g}{4kT}\right) \quad , \quad (5.1)$$

wenn man zur Bestimmung der Emissionsrate der Ladungsträger, s. Gl. 3.4, die Annahme macht, daß die Generationszentren in der Mitte der Bandlücke liegen.

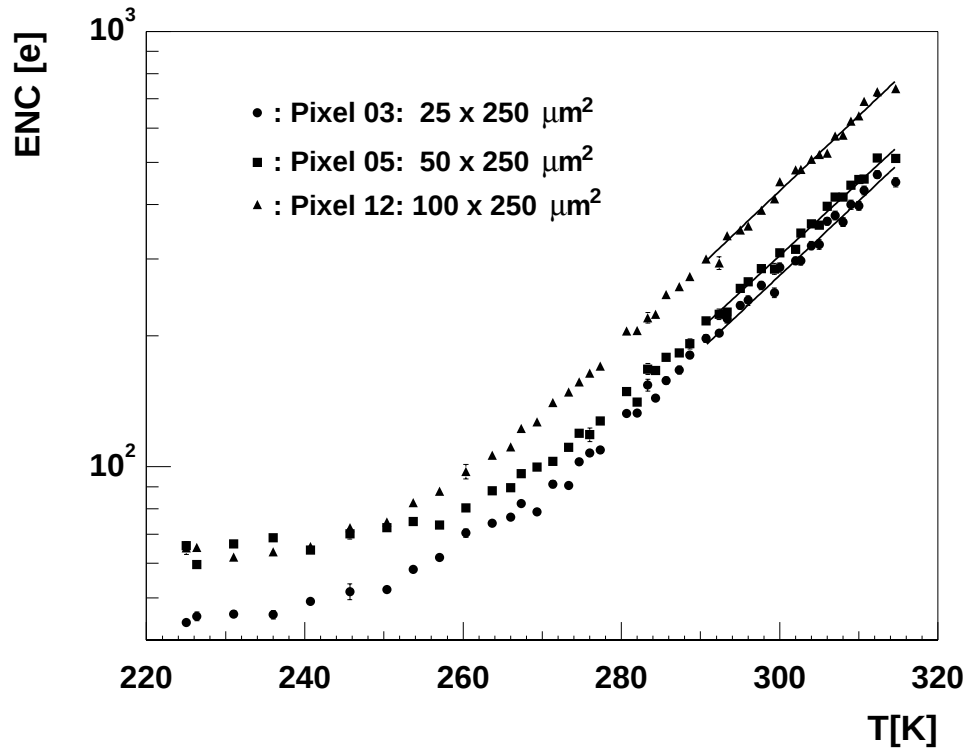
Um zu überprüfen, ob die Meßpunkte diese Temperaturabhängigkeit haben und gegebenenfalls den Temperaturbereich zu bestimmen, für den dieses Verhalten gilt, wurden in Abb. 5.2 b) die Werte ENC/T logarithmisch gegen $1/T$ aufgetragen.

Im Bereich von der höchsten Meßtemperatur bis $T = 290\text{ K}$, entsprechend $T^{-1} = 3,45 \cdot 10^{-3}\text{ K}^{-1}$, wurde an die Messung eine Exponentialfunktion angepaßt. Für das $\chi^2/\text{Freiheitsgrad}$ erhält man für die verschiedenen Pixel Werte im Bereich zwischen 0,4 und 1,4. Sie liegen im Schnitt unterhalb der χ^2 -Werte aus den in Abb. 5.2 a) gezeigten Anpassungen an die Graphen $ENC(T)$.

Aus dem Koeffizienten $E_g/4k$ für die Anpassung an $ENC \cdot T^{-1}(T^{-1})$, der der Steigung der Geraden in der logarithmischen Darstellung entspricht, läßt sich die Bandlücke von Silizium berechnen. Mittelung über die Ergebnisse für die verschiedenen Pixel ergibt $E_g = (1,10 \pm 0,03)\text{ eV}$, in Übereinstimmung mit dem Literaturwert von $1,12\text{ eV}$.

Verlängert man in Abb. 5.2 b) die Exponentialfunktion über den zur Anpassung verwendeten Temperaturbereich hinaus, so wird erkennbar, daß die Meßpunkte noch bis $T \approx 280\text{ K}$ ($T^{-1} \approx 3,6 \cdot 10^{-3}\text{ K}^{-1}$) die Temperaturabhängigkeit aus Gl. 5.1 aufweisen, aber bei tieferen Temperaturen nicht mehr kleiner werden. In diesem Bereich tieferer Temperaturen dominieren nicht länger die Leckstromfluktuationen, sondern andere Beiträge, wie z.B. das Funkelrauschen ($1/f$ -Rauschen), s. Kap. 3, oder das Rauschen

(a)



(b)

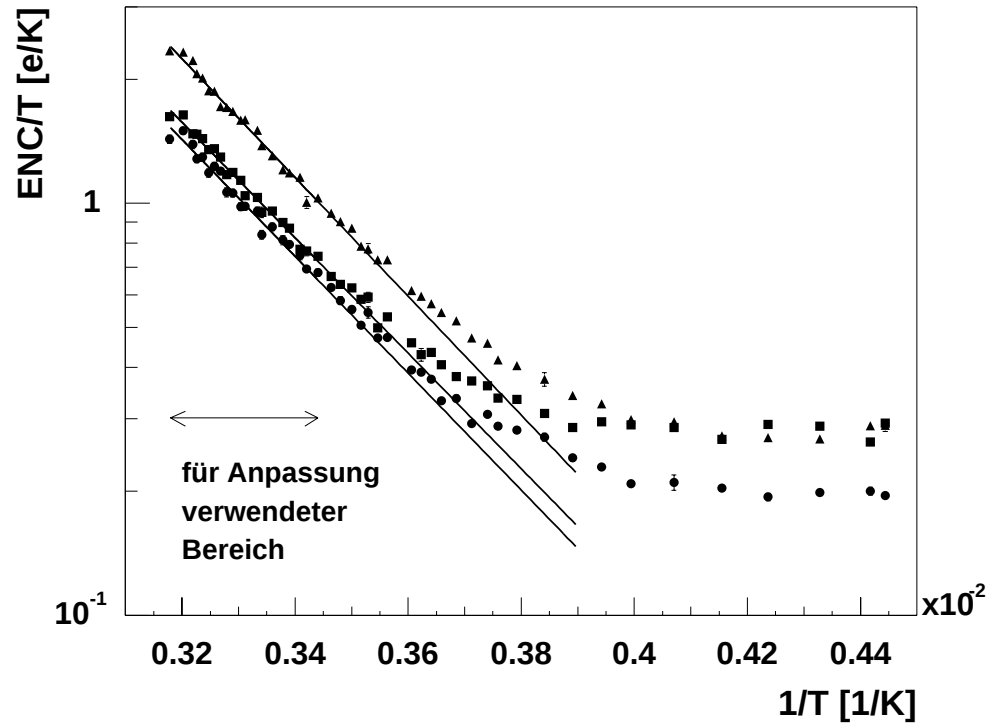


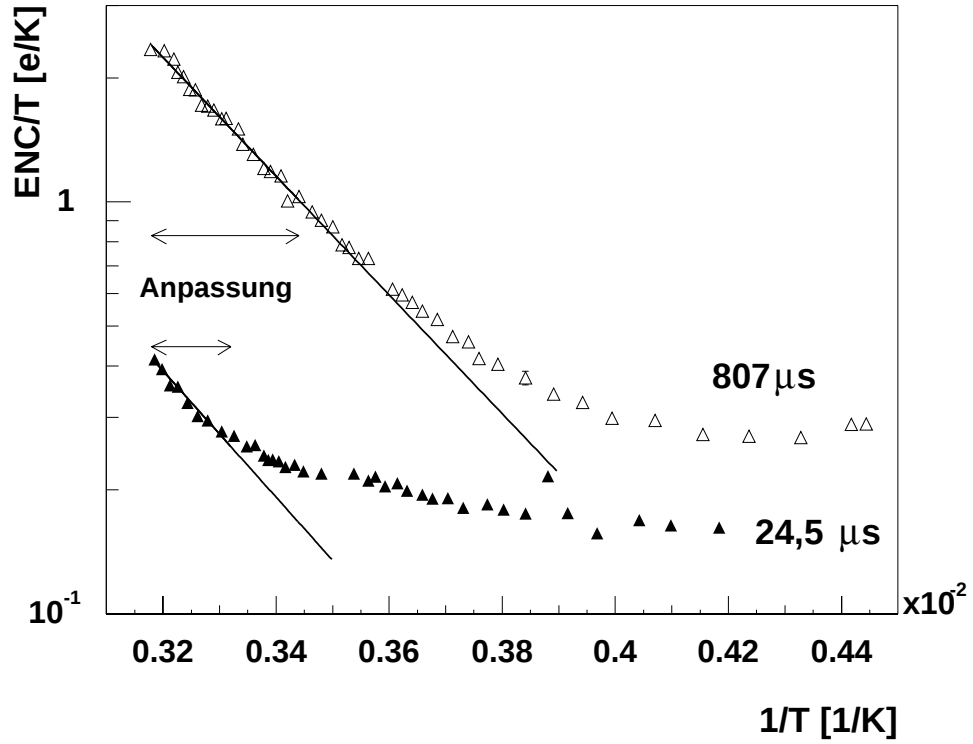
Abbildung 5.2: Abhängigkeit des ENC-Wertes von der Temperatur bei $t_{\text{int}} = 807 \mu\text{s}$,
 (a): $\text{ENC}(T)$, (b): $\text{ENC}T^{-1}(T^{-1})$

des Analog-Digital-Wandlers.

Die Temperatur, ab der das Rauschen nicht mehr von Leckstromfluktuationen dominiert wird, hängt von der Integrationszeit ab, wie man in Abb. 5.3 a) erkennt. Die Abbildung zeigt die der Abb. 5.2 b) entsprechenden Graphen $ENC \cdot T^{-1}(T^{-1})$ für Pixel 12 bei zwei verschiedenen Integrationszeiten: $807 \mu s$, wie in der vorher betrachteten Meßreihe, und $24,5 \mu s$. Für die kürzere Integrationszeit weichen die Meßpunkte bereits bei $T \approx 300 \text{ K}$ vom exponentiellen Verlauf gemäß Gl. 5.1 ab. Bei 235 K zeigen beide Meßreihen näherungsweise temperaturunabhängige ENC -Werte, die sich für die verschiedenen Integrationszeiten etwa um einen Faktor 2 unterscheiden.

In einer weiteren Meßreihe wurde bei Raumtemperatur die Integrationszeit für die Auslese variiert. Dazu wurde ein anderer Detektor verwendet, der auch im Laserteststand zum Einsatz kam, s. Kap. 6. Auch bei dieser Meßreihe entspricht jeder Punkt 1000 Detektorauslesen. Abb. 5.3 b) zeigt die Ergebnisse für vier Pixel. Da der Leckstrom von der Wurzel der Integrationszeit abhängt, wurden die ENC -Werte gegen $t_{int}^{1/2}$ aufgetragen. Aus dem linearen Verlauf kann man schließen, daß bei Raumtemperatur die Leckstromfluktuationen für den untersuchten Bereich von Integrationszeiten von $1000 \mu s$ bis hinab zu $18 \mu s$ das elektronische Rauschen dominieren.

(a)



(b)

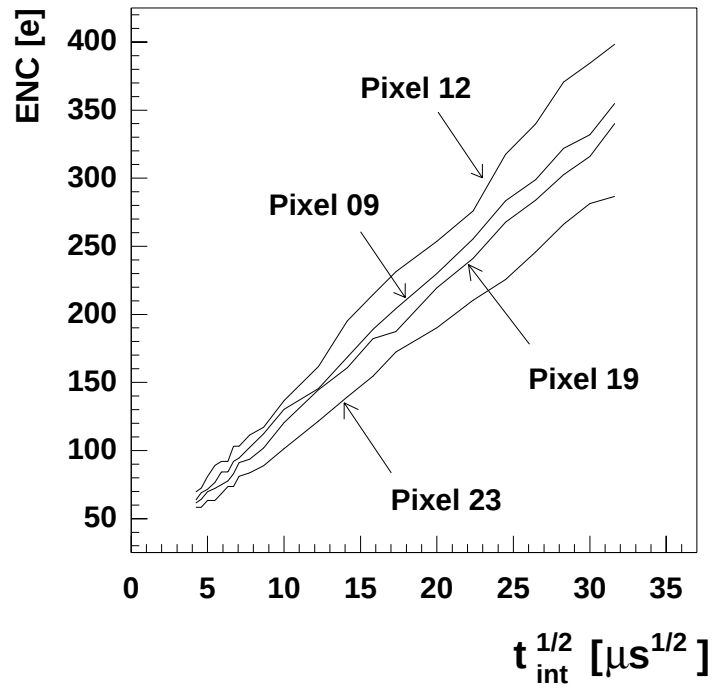


Abbildung 5.3: (a): Vergleich der Werte $ENC \cdot T^{-1}(T^{-1})$ für Integrationszeiten von $24,5 \mu s$ und $807 \mu s$ am Beispiel von Pixel 12; die beiden Pfeile geben jeweils an, welche Meßpunkte zur Anpassungen der Geraden verwendet wurden. (b): Variation des ENC-Wertes mit der Wurzel der Integrationszeit bei Raumtemperatur

Kapitel 6

Messungen an einem Laserteststand

Um die Systematik der Ortsmessung zu untersuchen, wurde ein Laserteststand entworfen und aufgebaut. Dazu wird das Licht eines gepulsten Diodenlasers mit einer

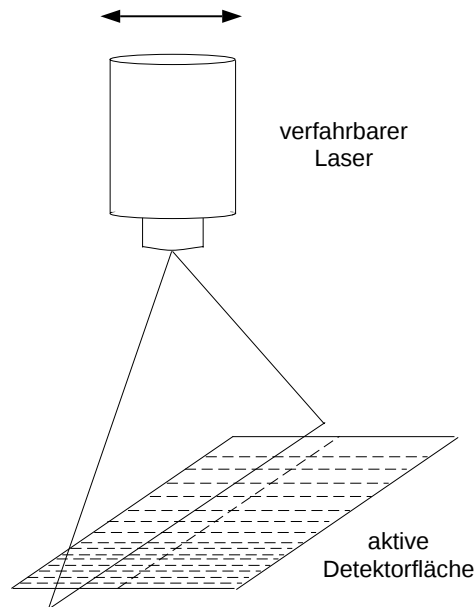


Abbildung 6.1: *Messungen mit einer verfahrbaren Lichtlinie - Schema*

Zylinderlinse auf eine Linie abgebildet. Die Lichtlinie wird parallel zur Trennlinie zwischen linken und rechten Pixeln ausgerichtet und über die beiden Pixelreihen gefahren, siehe die schematische Abb. 6.1. Aus den Daten wird für jedes Pixelpaar der Ort bestimmt, an dem beide Pixel gleiche Signalamplituden haben.

Es wird also der Verlauf der Trennlinie der beiden Pixelreihen für den gesamten Detektor rekonstruiert. Die Streuung der Meßpunkte für die einzelnen Pixelpaare um die rekonstruierte Trennlinie geht in den Fehler der Bestimmung der Elektronenbahn im Undulator ein.

6.1 Signalaufteilung im Bereich der Trennlinie

Der Abstand des Intensitätsmaximums eines auf den Detektor einfallenden Photonstrahls von der Trennlinie der beiden Pixelreihen ergibt sich aus den auf beiden Seiten registrierten Anteilen der Photonverteilung. Im folgenden soll die Aufteilung des Lasersignals auf zwei Pixel links bzw. rechts der Trennlinie betrachtet werden.

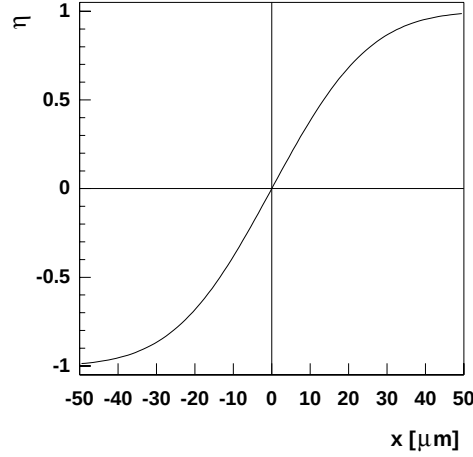


Abbildung 6.2: Erwarteter Verlauf der η -Funktion für eine gaußförmige Photonverteilung mit Standardabweichung $\sigma = 20 \mu\text{m}$

Der im Laserteststand verwendete Laser besitzt ein Gaußsches Strahlprofil. R und L seien die Anteile einer normierten Gaußverteilung $g(x')$ der Standardabweichung σ , die auf das rechte bzw. linke Pixel auftreffen. Die Verteilung nehme am Ort x ihr Maximum an, wobei der Nullpunkt der x -Achse auf der Trennlinie der beiden Pixel liegt. Dann ist die η -Funktion definiert als die Differenz

$$\eta = \frac{R(x) - L(x)}{R(x) + L(x)} \quad .$$

Wegen der Symmetrie der Gaußfunktion gilt dann:

$$\eta = \int_{-\infty}^x g(x') dx' - \int_x^{\infty} g(x') dx' = 2 \cdot \int_0^x g(x') dx' = \operatorname{erf} \left(\frac{x}{\sqrt{2}\sigma} \right) \quad ,$$

mit $\operatorname{erf}(t) = \int_0^t \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp(-t'^2) dt'$.

Den erwarteten Verlauf von η zeigt Abb. 6.2. Die Funktion wird negativ, wenn der Mittelpunkt der Verteilung im linken, positiv, wenn er im rechten Pixel liegt. Fällt der Mittelpunkt genau auf die Trennlinie, wird die Funktion Null. In diesem Bereich ist die Steigung sehr groß, was mit einer guten Ortsauflösung verbunden ist, da schon kleine Änderungen in x große Änderungen in η bewirken.

6.2 Der Laser

Zentraler Bestandteil des Teststands ist ein Diodenlaser mit der Wellenlänge $\lambda = (670 \pm 5) \text{ nm}$. Er wurde so modifiziert, daß er gepulst betrieben werden kann. Dazu muß zusätzlich zur Versorgungsspannung von -5 V ein NIM-Triggersignal eingespeist werden, das vom Sequencer geliefert wird. Dies stellt sicher, daß der Laserpuls mit der Auslesesequenz synchronisiert ist.

Die Elektronik erlaubt Laserpulse mit Längen zwischen 20 ns und $1 \mu\text{s}$, das Tastverhältnis soll den Wert $1 : 10$ nicht überschreiten. Mit Hilfe der eingebauten Monitor-Photodiode kann der zeitliche Verlauf des vom Laser erzeugten Lichtsignals am Oszilloskop verfolgt werden.

Statt eines einzelnen Pulses längerer Dauer wurden mehrere 20 ns -Pulse in zeitlichen Abständen von 200 ns getriggert, um zu erreichen, daß die Zeitdauer der Laserpulse deutlich unterhalb der Zeitkonstanten der Ausleseelektronik liegt.

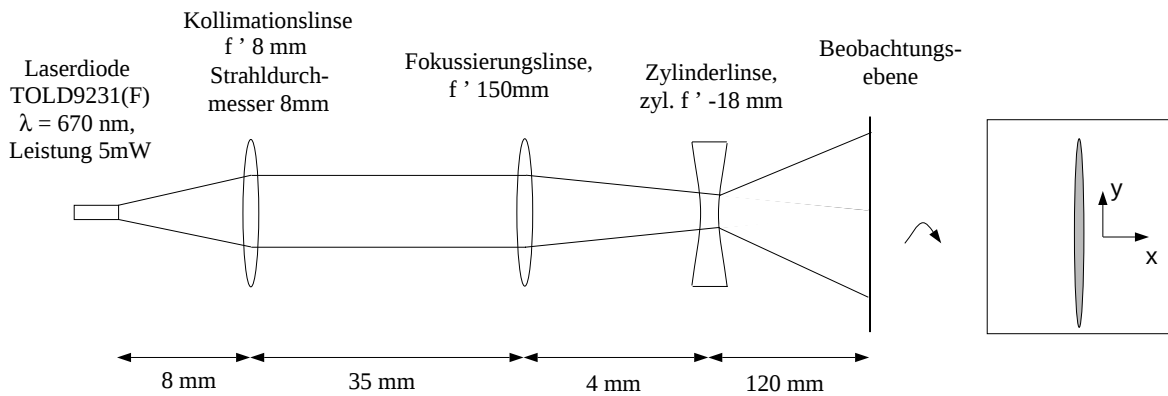


Abbildung 6.3: *Das Linsensystem des Lasers: die Zylinderlinse streckt den Strahlfleck in y-Richtung, in x-Richtung ist die Lichtlinie fokussiert.*

Das Laserlicht wird mit Hilfe einer Kollimationslinse und einer Sammellinse auf einen Punkt fokussiert. Mit einer Zylinderlinse wird der Strahlfleck in einer Richtung so gestreckt, daß er die Form einer sehr schmalen Ellipse annimmt. Betrachtet man das Bild des unfokussierten Strahlflecks auf einem Blatt Papier mit bloßem Auge, so ist eine Unterstruktur hellerer Flecken erkennbar. Je nachdem, in welcher Richtung die Zylinderlinse den Strahl aufweitet, weist diese Struktur die Anordnung auf, die in Teil a) der Abb. 6.4 grob skizziert ist, bzw. zeigt die Anordnung wie in Teil b) der Abbildung. Dabei sind die beiden äußeren Flecken nur schwach erkennbar. Die beobachtete Substruktur beruht vermutlich auf einer Überlagerung der Nullmode der Laserdiode mit einer Dipolmode deutlich geringerer Intensität. Für eine ideale Laserdiode erwartet man eine einzelne Mode mit einem gaußförmigen Strahlprofil. Tatsächlich treten bei allen Laserdioden Abweichungen von diesem Verhalten auf. Stellt man die Zylinderlinse so ein, daß der Strahlfleck die in Abb. 6.4 a) angedeutete Struktur zeigt, und fährt mit der Lichtlinie über die Trennlinie der beiden Pixelreihen, so wandert zunächst nur

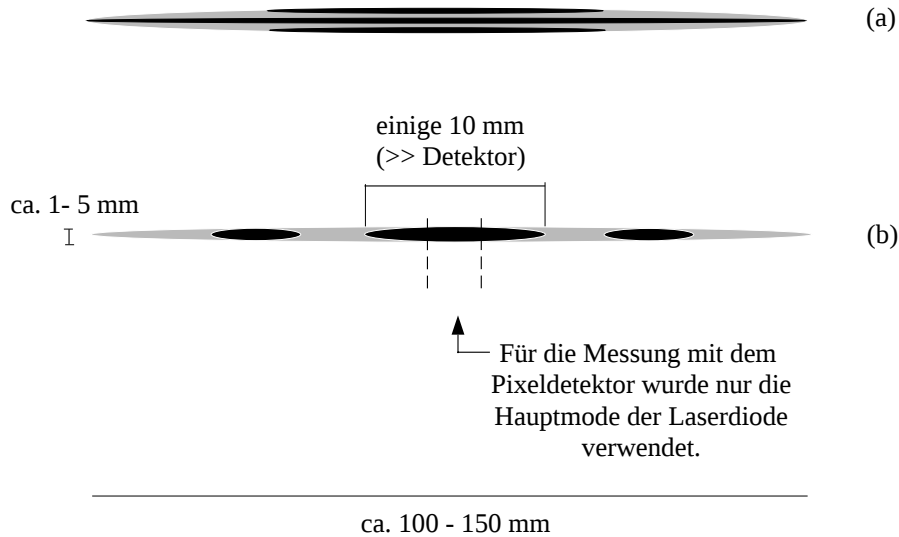


Abbildung 6.4: *Prinzipskizze zur Unterstruktur des Strahlflecks - die gezeigten Größen und Abstände der Bereiche höherer Lichtintensität (schwarz eingezeichnet) sind nicht maßstabsgetreu wiedergegeben, da die Beobachtung mit bloßem Auge erfolgte und die Flecken nicht deutlich von der Umgebung abgegrenzt, sondern nur im unfokussierten Strahlfleck schwach erkennbar waren.*

eines der Nebenmaxima in das vorher unbestrahlte Pixel und erst später das Hauptmaximum, so daß die Analyse der Detektorsignale erschwert wird. Diese Schwierigkeit entfällt, wenn man die Zylinderlinse so einstellt wie in Abb. 6.4 b) und nur der der Nullmode entsprechende mittlere Bereich der Linie auf den Detektor einfällt.

Um zu überprüfen, wie gut das Strahlprofil in diesem mittleren Bereich durch eine Gaußfunktion beschrieben wird, wurde die Lichtlinie so auf den CCD-Chip einer Videokamera fokussiert, daß nur ein Abschnitt aus dem auch für die Detektormessung verwendeten Bereich abgebildet wurde. Die Abb. 6.5 zeigt die Projektion einer solchen Aufnahme in Richtung der Längsachse der Lichtlinie. An den Rändern der Linie wurde von der CCD mehr Licht registriert, als man für ein Gaußprofil erwarten würde.

6.3 Der Aufbau des Teststands

Die Komponenten des Teststands: Detektor, Laser, optische Filter und Verfahrenseinheiten bilden einen kompakten Aufbau, der mechanische Schwingungen unterdrückt und eine gute Abschirmung von Streulicht gewährleistet, s. Abb. 6.6.

Die Detektorkeramik ist so in einer Aluminiumdose befestigt, daß das Eintrittsfenster des Detektors nach oben weist. In der Dose befindet sich um die Öffnung, durch die das

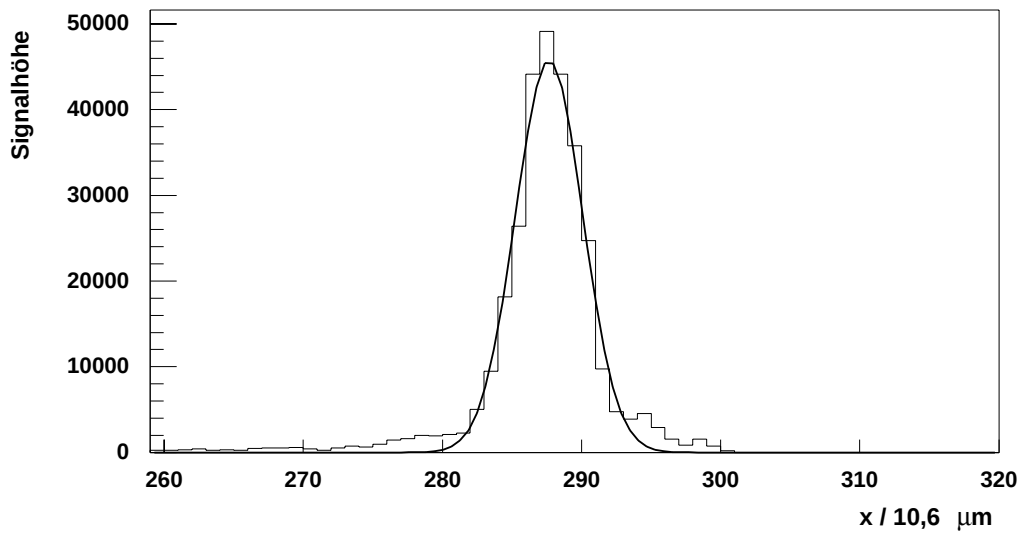


Abbildung 6.5: *CCD-Aufnahme der Lichtlinie, projiziert in Richtung ihrer Längsachse. Während der Aufnahme fielen 48 Laserpulse von je 20 ns Länge auf die CCD-Fläche ein. Das Profil der Lichtlinie ist näherungsweise gaußförmig. Am Rand werden Abweichungen von der Gaußform erkennbar.*

Laserlicht einfällt, herum eine Ausfräsung, in die ein Interferenzfilter und ein Graufilter eingesetzt sind.

Das Interferenzfilter absorbiert alle Wellenlängen außerhalb des Bereichs $671 \pm 5 \text{ nm}$ und verhindert damit den Einfall von Streulicht auf den Detektor. Ohne dieses Filter waren Schwebungen im Detektorsignal beobachtbar, wenn das Licht einer am Stromnetz betriebenen Lampe auf den Aufbau fiel und der Detektor mit einer Auslesefrequenz um 100 Hz betrieben wurde. Dieser Effekt trat nach Einbau des Filters nicht mehr auf. Das Graufilter dient dazu, die Intensität des Laserlichts selbst zu vermindern. Es besitzt die optische Dichte 1, die Intensität wird also um einen Faktor 10 reduziert.

Unter der Dose mit dem Detektor befindet sich eine massive Aluminiumplatte, durch die hindurch die Dose von unten an die unbeweglichen Teile der Verfahreinheiten angeschraubt ist. Die massive Aluminiumplatte ragt seitlich etwas über das Detektorgehäuse hinaus, so daß sie von oben auf eine Rasterplatte aufgeschraubt werden kann.

Während der Detektor fest montiert ist, kann der Laser mit Hilfe der Verfahreinheiten hin- und herbewegt werden. Zur Grobeinstellung dienen zwei mit manuellen Mikrometerschrauben betriebene Verfahrtische mit einem Hub von jeweils 25 mm. Darüber befindet sich ein Drehtisch, der ebenfalls von Hand eingestellt wurde. Diese Einheiten dienen der Justierung vor Beginn der Messung; während der Datennahme wird ihre Einstellung nicht mehr verändert.

Um die Lichtlinie während der Messung in kleinen Schritten über den Detektor zu fahren, werden zwei mit Schrittmotoren bewegte, per Computer gesteuerte Verfahrtische verwendet. Sie haben einen Hub von 5 mm, die minimale Schrittweite beträgt

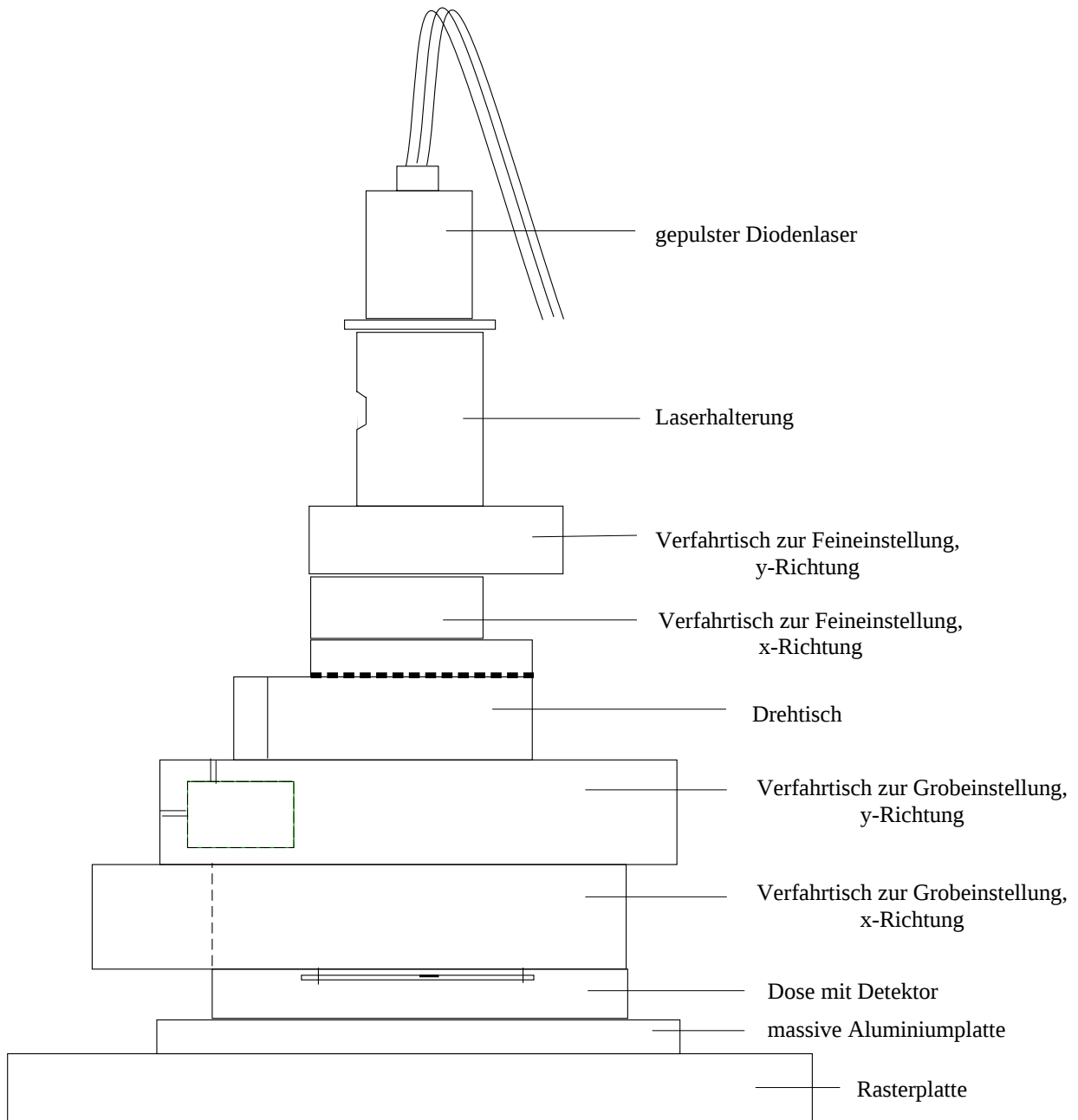


Abbildung 6.6: *Der Laserteststand*

0,068 μm .

Auf den obersten Verfahrtschicht ist eine zylinderförmige Halterung aufgeschraubt, in die der Laser eingesetzt wird. Eine Ausfräsung gibt den Zugang zum Fokussierungsrad des Lasers frei. Insgesamt beträgt der Abstand zwischen Laser und Detektor damit etwa 120 mm; das entspricht der Brennweite der verwendeten Optik.

6.4 Die Datennahme

Zur Fokussierung des Lasers werden die Verfahrtschichten so eingestellt, daß die Lichtlinie senkrecht zur Trennlinie der Pixelreihen verläuft und ihr Maximum auf die mittleren 50 μm -Pixel fällt. Das Signal in den beiden mittleren Pixeln soll möglichst groß, das in den Nachbarpixeln möglichst klein werden. Bei einer Brennweite der Optik von 120 mm erreicht man eine Gaußbreite σ des Laserstrahls von minimal etwa 20 μm .

Zur anschließenden Messung wird die Lichtlinie mit Hilfe des Drehtisches parallel zur Trennlinie ausgerichtet. Als Kriterium dient dabei, ob man die Lichtlinie mit den Translationseinheiten so einstellen kann, daß für alle Pixelpaare beide Pixel gleich hohe Signale anzeigen. Bei Beobachtung am Oszilloskop und Verfahren der Tische von Hand läßt sich die Linie auf diese Weise auf etwa $0,1^\circ$ genau ausrichten.

Für die in Abschnitt 6.5 analysierte Messung wurden pro Auslese drei 20 ns Pulse eingestrahlt. Die Integrationszeit betrug 24,5 μs .

Während der Datennahme wurde abwechselnd der Laser verfahren und gemessen. Bei der hohen Zahl der pro Detektorauslese registrierten Photonen werden die auf der Photonstatistik beruhenden Fehler des Signals vernachlässigbar. An jeder Laserposition wird der Detektor 1000 mal ausgelesen, womit auch das elektronische Rauschen vernachlässigbar wird. Zur Verminderung des Umfangs der herausgeschriebenen Datei wurden die 1000 Signale für jedes Pixel während der Datennahme in ein Histogramm eingetragen und nur der dabei erhaltene Mittelwert festgehalten.

Die Lichtlinie wurde über einen Bereich von insgesamt 100 μm verfahren. Dabei haben die Meßpunkte in größerer Entfernung von der Trennlinie der Pixelreihen jeweils einen Abstand von 10 μm voneinander. In der Umgebung der Trennlinie wurde ein Bereich von insgesamt 4 μm in Schritten von 0,068 μm abgetastet, das entspricht dem minimalen Verfahrensweg des Schrittmotors.

6.5 Analyse

Um aus den registrierten Signalen die Asymmetriefunktion $\eta(x)$ zu berechnen, s. Abschnitt 6.1, ist eine Normierung erforderlich.

Zunächst wird dazu von allen Werten der Sockelwert subtrahiert, der unmittelbar vor Beginn der Datennahme bei ausgeschaltetem Laser gemessen wurde. Gleichtakt-Fluktuationen während der etwa eine halbe Stunde dauernden Messung werden nicht

berücksichtigt.

Man findet, daß auch wenn die Lichtlinie einen großen Abstand von der Trennlinie hat, die Pixel der nichtbeleuchteten Detektorseite ein von Null verschiedenes Signal zeigen. Dies wird durch die in Abb. 6.5 erkennbare Abweichung des Lasersignals von der Gaußform am Außenrand der Linie und durch Übersprechen zwischen linkem und rechtem Pixel (s. Kap. 4) hervorgerufen. Auf diesen Effekt wurde korrigiert: von den für beliebige Laserposition gemessenen Signalen $\tilde{l}(x_i)$ der linken Pixel wurde das Signal $\tilde{l}(x_{i,r})$ subtrahiert, das diese Pixel zeigen, wenn die Lichtlinie an dem am weitesten rechts liegenden Meßpunkt steht, $l(x_i) = \tilde{l}(x_i) - \tilde{l}(x_{i,r})$, entsprechend für die rechten Pixel.

Die so erhaltenen Ergebnisse $l(x_i)$ für die linken Pixel und die i -te Laserposition werden durch den Wert $l(x_{i,l})$ für das jeweilige Pixel dividiert, das man erhält, wenn die Lichtlinie ganz links steht, $L(x_i) = l(x_i)/l(x_{i,l})$, entsprechend für die rechten Pixel. Auch hierbei wurden der erste bzw. letzte Meßpunkt als Bezugspunkt verwendet. Die Verteilungen der linken bzw. rechten Pixel sind damit auf 1 normiert.

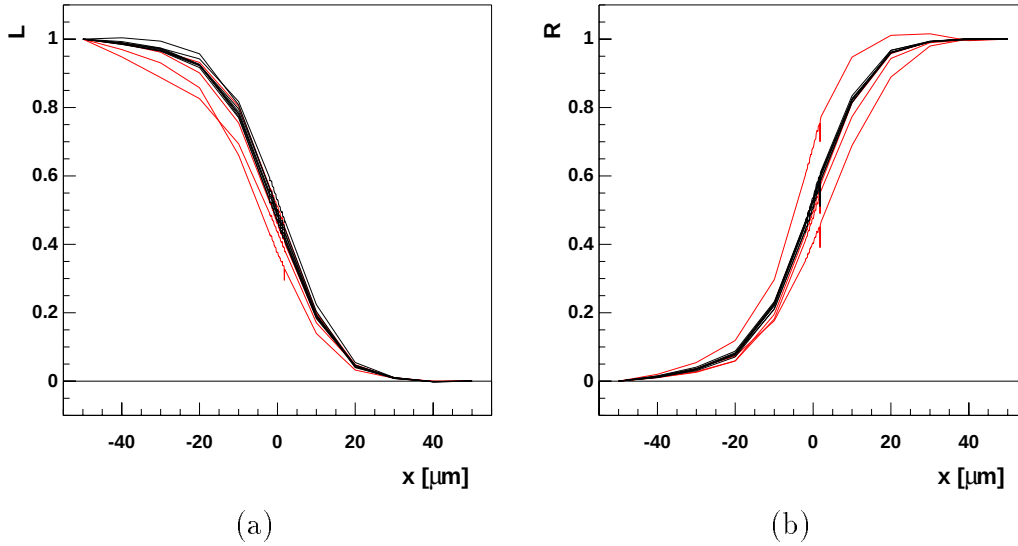


Abbildung 6.7: Normierte Signale für (a) die linken bzw. (b) die rechten Pixel, aufgetragen gegen die Laserposition. Die Signale der 25 μm -Pixel sind gestrichelt eingezeichnet.

Den Verlauf dieser Verteilungen in Abhängigkeit von der Position des Lasers zeigt Abb. 6.7. Dabei sind die Signale aller Pixel der jeweiligen Detektorhälfte in demselben Koordinatensystem aufgetragen. Die Normierung bewirkt, daß alle Meßkurven an den äußeren Laserpositionen die Werte 0 bzw. 1 annehmen. Im Bereich zwischen diesen Punkten stimmt der Verlauf aller Graphen qualitativ mit der Erwartung gemäß Abb. 6.2 überein. Die Nulldurchgänge der Graphen für die 25 μm -Pixel (gestrichelt eingezeichnet) sind gegenüber denen der anderen Pixel verschoben. Dies deutet auf systematische Effekte hin, deren Ursache zur Zeit noch nicht bekannt ist.

Aus den einzeln normierten Verteilungen wird die η -Funktion gemäß

$$\eta = \frac{R(x_i) - L(x_i)}{R(x_i) + L(x_i)}$$

berechnet. Da die Signale R und L einzeln bereits auf 1 normiert sind, kann prinzipiell direkt die Differenz dieser Werte gebildet werden. Die Division durch $R(x_i) + L(x_i)$ korrigiert auf Intensitätsschwankungen des Laserlichtes im Verlauf der Messung.

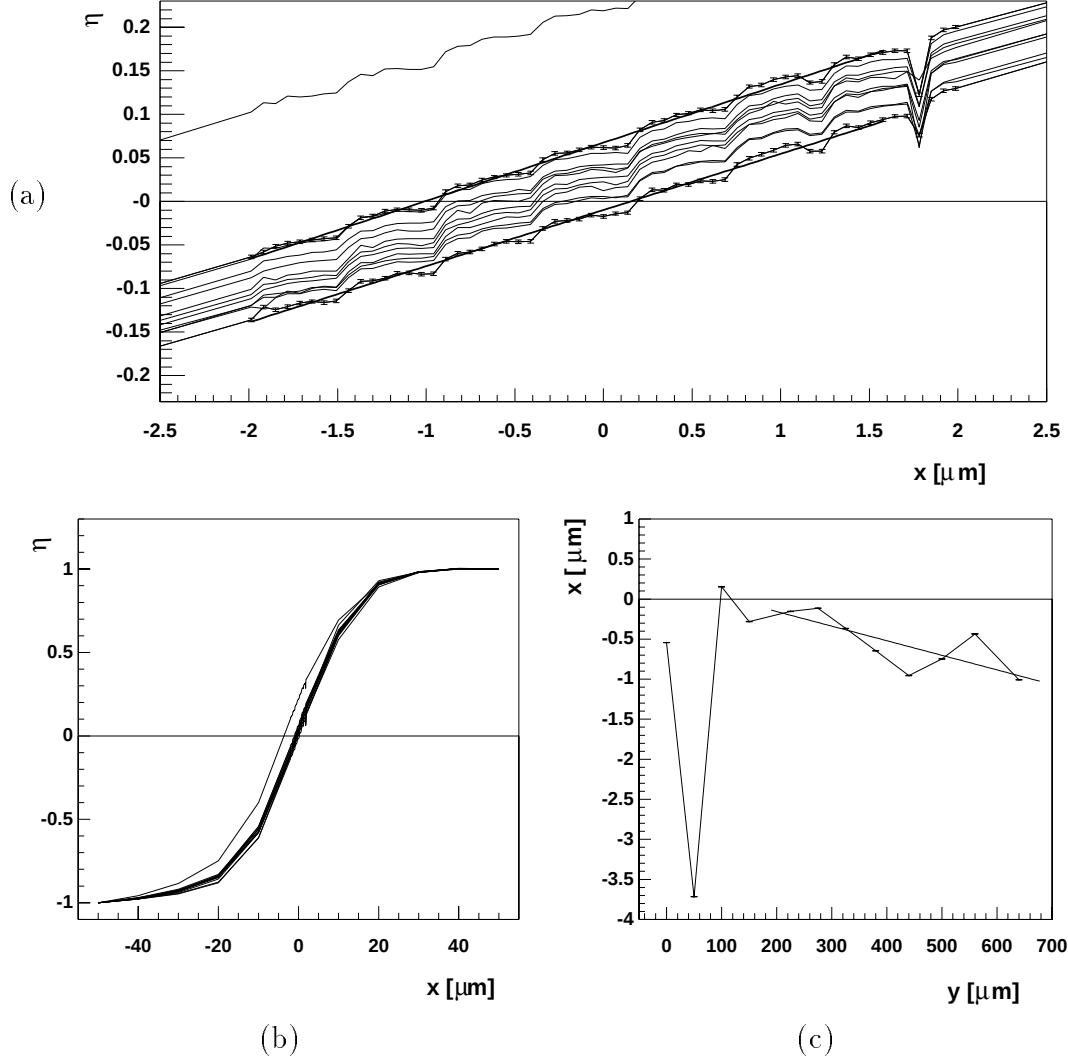


Abbildung 6.8: η -Werte (a): für die mittleren $5 \mu\text{m}$ des Meßbereichs, (b): für den gesamten Meßbereich. (c) zeigt den aus der Anpassung von Geraden an die η -Werte der verschiedenen Pixelpaare rekonstruierten Verlauf der Trennlinie x als Funktion der Position des Pixelpaars y entlang der Trennlinie.

Die so berechneten η -Werte für alle Pixelpaare sind in Abb. 6.8 aufgetragen. Teil b) zeigt den Verlauf über den gesamten Meßbereich, Teil a) den Ausschnitt, in dem der

Laser in Schritten von $0,068\ \mu\text{m}$ verfahren wurde. Der Verlauf der η -Funktion stimmt mit der Erwartung überein, s. Abschnitt 6.1. Alle Pixel zeigen qualitativ das gleiche Verhalten beim Übergang vom Wert $\eta = -1$ zu $\eta = +1$. Die Nulldurchgänge fallen, mit einer Ausnahme, in ein x -Intervall der Länge $1,2\ \mu\text{m}$. In den η -Graphen aller Pixelpaare treten an bestimmten Positionen des Lasers in regelmäßigen Abständen von ca. $0,5\ \mu\text{m}$ Absätze auf, die wahrscheinlich durch den Verfahrtisch verursacht werden. Diese Abweichungen von einem linearen Verlauf sind deutlich von statistischen Fluktuationen zu unterscheiden, obwohl sie nur etwa $0,01\ \mu\text{m}$ betragen.

Die in allen Pixeln bei $x \approx 2\ \mu\text{m}$ aufgetretene Abweichung der η -Werte nach unten ist vermutlich ein elektronischer Effekt, z.B. eine vorübergehende Gleichtakt-Änderung.

Aus den in Abb. 6.8 a) dargestellten η -Werten läßt sich unmittelbar der Verlauf der Trennlinie rekonstruieren: Die η -Funktion verläuft in der Umgebung ihrer Nullstelle in guter Näherung linear. An jeden der Graphen wird deshalb eine Gerade angepaßt, wie in Abb. 6.8 a) für zwei Beispiele eingezeichnet. Aus den gefundenen Anpassungsparametern wird die Nullstelle der η -Kurve berechnet. Sie gibt an, bei welcher Laserposition die Lichtlinie genau auf die Trennlinie des betreffenden Pixelpaars fällt.

Abb. 6.8 c) zeigt diese Werte für die verschiedenen Pixelpaare und damit den Verlauf der Trennlinie. Auf der Abszisse ist dabei die Position des Pixelpaars in Richtung der Trennlinie aufgetragen. Auch in dieser Darstellung wird erkennbar, wie genau die Nulldurchgänge der verschiedenen Pixelpaare miteinander übereinstimmen. Die Abweichung für das Pixelpaar (2,23), die auch schon in den Teilen a) und b) der Abbildung sowie in Abb. 6.7 auftrat, beträgt allerdings $4\ \mu\text{m}$. Da die Ergebnisse der $25\ \mu\text{m}$ -Pixel wie in Abb. 6.7 erkennbar, mit großen systematischen Fehlern behaftet sind, wurden sie im weiteren nicht berücksichtigt.

An den gemessenen Verlauf der Trennlinie für die übrigen 8 Pixelpaare wurde eine Gerade angepaßt. Die Einzelmessungen weisen eine Streuung um die Gerade von $0,21\ \mu\text{m}$ auf. Dies liegt deutlich unterhalb des spezifizierten Wertes von $\pm 1\ \mu\text{m}$.

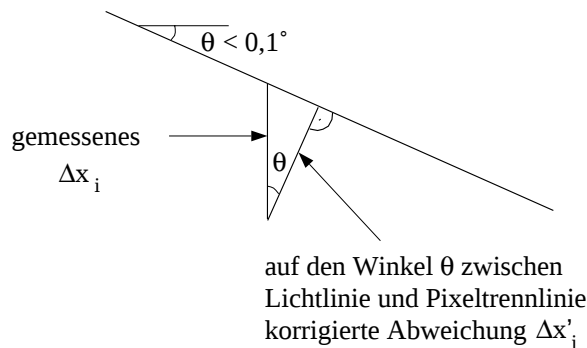


Abbildung 6.9: Auswirkung eines kleinen Winkels zwischen Lichtlinie und Pixeltrennlinie

Daß die angepaßte Gerade eine von Null verschiedene Steigung aufweist, wird dadurch verursacht, daß die Lichtlinie nicht genau parallel zur Pixel-Trennlinie verlief. Dies wurde überprüft: die Verdrehung der Lichtlinie gegenüber der Trennlinie um

einen bestimmten Winkel führt zu der erwarteten Steigung in der Rekonstruktion der Trennlinie. In der vorliegenden Messung betrug der Drehwinkel weniger als $0,1^\circ$. Auf die Abweichungen Δx_i der gemessenen Nulldurchgänge von der angepaßten Geraden, s. Abb. 6.8 c), wirkt sich dieser Fehler aber nicht aus. Gemäß Abb. 6.9 beträgt der relative Fehler aufgrund dieses Effektes nämlich nur

$$\frac{\Delta x_i - \Delta x'_i}{\Delta x_i} \leq 1 - \cos 0,1^\circ = 1,5 \cdot 10^{-6} \quad .$$

Kapitel 7

Empfindlichkeit für VUV-Strahlung

Der Energiebereich der im BTM nachzuweisenden Strahlung liegt oberhalb von 100 eV und damit gerade oberhalb zweier L -Absorptionskanten von Silizium bei 98,8 eV und 100,4 eV. Dies hat zur Folge, daß ein größerer Anteil der Photonen in diesem Energiebereich in einer einige 10 nm dicken inaktiven Schicht des Detektors absorbiert wird und das Detektorsignal kleiner ist, als der für vollständige Registrierung erwartete Wert. Es ist deshalb wichtig, die Sensitivität des Detektors auf diese Strahlung zu überprüfen. Am Hamburger Synchrotronstrahlungslabor (HASYLAB) am DESY steht Strahlung entsprechender Energien zur Verfügung. Eine Messung im Bereich von 60 eV bis 1000 eV zeigt, daß der Detektor auf Strahlung dieser Energie sensitiv ist und erlaubt eine Abschätzung der Quanteneffizienz.

7.1 Aufbau der Meßapparatur

Die am HASYLAB verwendete Synchrotronstrahlung entsteht im Speicherring DORIS III. Sie besitzt deshalb die vom Speicherring vorgegebene Zeitstruktur, d.h. sie tritt gepulst mit einer Frequenz von 5 MHz auf. Für den BTM-Detektor entspricht dies einer kontinuierlichen Bestrahlung, da der Abstand zweier Lichtpulse von 200 ns unterhalb der minimal zugänglichen Integrationszeit von $4\mu\text{s}$ liegt. Daher werden vor jeder Auslese die Entlade-Transistoren getriggert, damit die Signalladungen abfließen können, die durch Lichtpulse zwischen zwei Detektorauslesen entstehen, s. Kap. 2.

Vom Speicherring wird die Synchrotronstrahlung tangential in Richtung auf mehrere fächerartig angeordnete Meßplätze gelenkt. Der Reflektometermeßplatz am Strahl G1, [Blessing 95, S. 30 f.], eignet sich zur Messung der Quanteneffizienz des BTM-Detektors, da er sowohl den Einbau des Detektors als auch die Bezugsmessung mit einer GaAs-Diode ermöglicht. Allerdings ist der vorhandene Aufbau für eine solche Messung nicht vorgesehen, sondern dient üblicherweise dazu, Proben zu bestrahlen und aus dem in der GaAs-Diode nachgewiesenen reflektierten Licht Rückschlüsse auf die Eigenschaften der Probe zu ziehen. Dabei variiert die Energie der verwendeten Strahlung nur in einem schmalen Bereich um die Absorptionskanten der Proben. Die

Messung über einen im Vergleich dazu großen Energiebereich bei der Bestimmung der Quanteneffizienz erfordert deshalb eine besondere Aufmerksamkeit bei der Normierung der Signale.

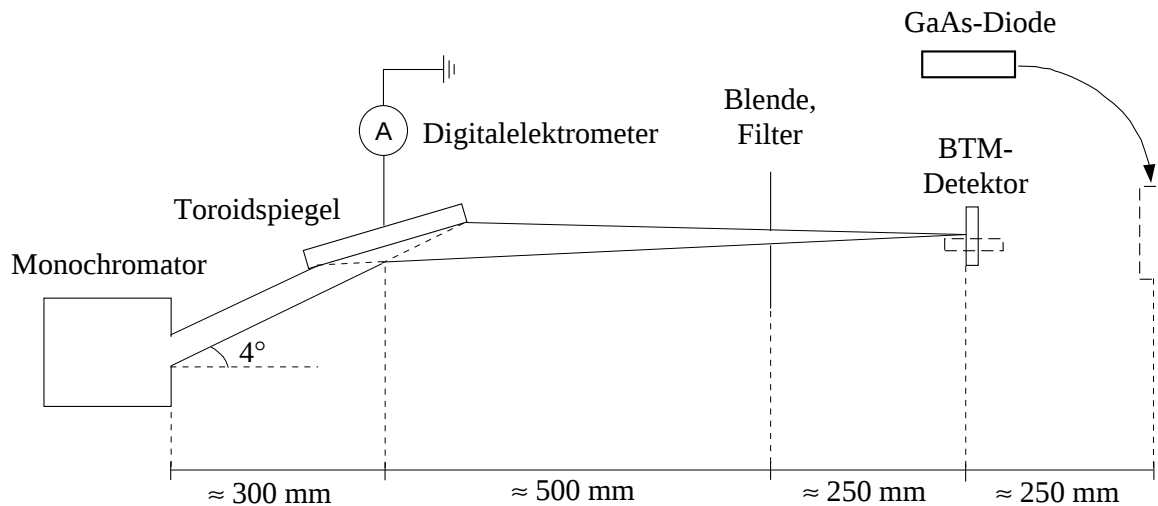


Abbildung 7.1: Skizze des Meßplatzes am HASYLAB – BTM-Detektor und GaAs-Diode können um 90° gedreht werden, so daß die Strahlung statt auf den Detektor auf die GaAs-Diode einfällt

Den prinzipiellen Aufbau des für die Messung wichtigen Teils der Apparatur zeigt Abb. 7.1. Im Monochromator wird aus der im Speicherring emittierten Synchrotronstrahlung durch Beugung an einem Gitter die gewünschte Wellenlänge ausgewählt. Vom Austrittsspalt des Monochromators fällt der Strahl, der um 4° gegen die Horizontale geneigt ist, auf einen in 300 mm Entfernung angebrachten Toroidspiegel. Dieser lenkt den Strahl in die Horizontale zurück und bildet den Spalt mit einer etwa 3,3-fachen Vergrößerung auf den Ort der GaAs-Diode ab, die sich etwa 1 m hinter dem Spiegel befindet. Im Toroidspiegel führt ein Teil der Photonen zur Emission von Elektronen, die mit Hilfe eines an den Toroiden angeschlossenen hochempfindlichen Digitaler Elektrometers registriert werden. Diese Strommessung ermöglicht es, die Detektorsignale auf Schwankungen in Energie und Intensität des Strahls zu korrigieren. In einer Entfernung von ca. 500 mm vom Spiegel befinden sich eine Blende und ein Filterrad, mit dem Filter aus Silber (für Photonenergien im Bereich von 140 eV – 350 eV) bzw. Kupfer (oberhalb von 350 eV) in den Strahl gefahren werden, um Streulicht zweiter Ordnung zu unterdrücken, das bei der Beugung am Gitter im Monochromator entsteht. Der BTM-Detektor befindet sich an dem Ort, an dem sich sonst bei der Verwendung des Reflektometers die Probe befindet. Dabei wird der drehbare Probenhalter so eingestellt, daß die Synchrotronstrahlung senkrecht auf den Detektor einfällt. Das Strahlprofil an diesem Ort ist näherungsweise durch eine zweidimensionale Gaußfunktion gegeben, deren typische Halbwertsbreiten bei einer Energie von 125 eV in vertikaler

Richtung 0,5 mm und in horizontaler Richtung 2,0 mm betragen. Der Detektor wird so ausgerichtet, daß die Trennlinie der Pixelreihen in der Richtung verläuft, in der der Strahlfleck die größte Ausdehnung besitzt. Bei einer Änderung der Strahlenergie kommt es zu geringfügigen Änderungen der Strahlposition. Während der Messung wird die Position des Detektors deshalb so nachgeregelt, daß der Strahl stets etwa auf die Trennlinie fällt, so daß die Signale der beiden Pixel eines Pixelpaars, soweit am Oszilloskop erkennbar, gleich groß sind. Für die Bezugsmessung mit der GaAs-Diode wird der Probenhalter um 90° gedreht, so daß der Strahl nicht mehr auf den Detektor auftrifft, sondern auf die ca. 250 mm dahinter liegende Diode.

7.2 Das Meßverfahren

Strahlung mit Energien bis 1000 eV wird aufgrund ihrer Reichweite von wenigen Mikrometern in Silizium, s. Abb. 3.1, im Detektor vollständig absorbiert. Auf der Oberfläche des Detektors befindet sich aber eine inaktive Schicht, die sich aus der $p+$ -Schicht am pn -Übergang, einer SiO_2 -Schicht und aus Kohlenstoff-Ablagerungen zusammensetzt. Die in der inaktiven Schicht enthaltenen Oberflächenladungen binden freie Ladungsträger und führen damit zu Signalverlusten. Wegen der geringen Reichweite der Primärladungsträger in Silizium, die bei 100 eV nur 2,2 nm beträgt, s. Gl. 3.1, wird angenommen, daß ein in der inaktiven Schicht absorbiertes Photon gar nicht und ein hinter dieser Schicht absorbiertes Photon vollständig registriert wird. Entscheidend für die Quanteneffizienz ist es damit, wie dick die inaktive Schicht ist und wie weit die Photonen in den Chip eindringen.

Da die Anzahl der auf den Detektor einfallenden Photonen nicht gemessen werden kann, ist eine absolute Messung der Quanteneffizienz nicht möglich. Aus dem Einbruch des Detektorsignals an den Absorptionskanten der Elemente Silizium, Sauerstoff und Kohlenstoff läßt sich aber die Dicke der inaktiven Schicht bestimmen, aus der man eine Parametrisierung der erwarteten Quanteneffizienz erhält.

Als Detektorsignal S_D wird die Summe der Signale der größten Pixel, 12 und 13, und ihrer Nachbarn, 11 und 14, verwendet:

$$S_D \propto N_\gamma E_\gamma f(E_\gamma) \cdot g(E_\gamma) \cdot Q_D(E_\gamma) \quad .$$

Neben der Quanteneffizienz Q_D gehen in das Signal die Anzahl N_γ und die Energie E_γ der Photonen in dem vom Kollimator kommenden Strahl ein. Außerdem ist zu berücksichtigen, daß der Strahl durch den Filter um einen energieabhängigen Faktor $f(E_\gamma)$ abgeschwächt wird. Der Faktor $g(E_\gamma)$ faßt alle verbleibenden energieabhängigen Effekte zusammen. Sie werden z.B. durch die geringfügigen Änderungen der Strahlage und der Größe des Strahlflecks am Ort des Detektors bei Änderung der Energie verursacht. Hinzu kommt, daß sich der Detektor an einem anderen Ort befindet, als die für die Bezugsmessung verwendete GaAs-Diode, s. Abb. 7.1. Der Faktor $g(E_\gamma)$ kann nicht durch Messungen bestimmt werden, weshalb keine Normierung über den gesamten Meßbereich möglich ist. Über kleine Energieintervalle in der Größenordnung

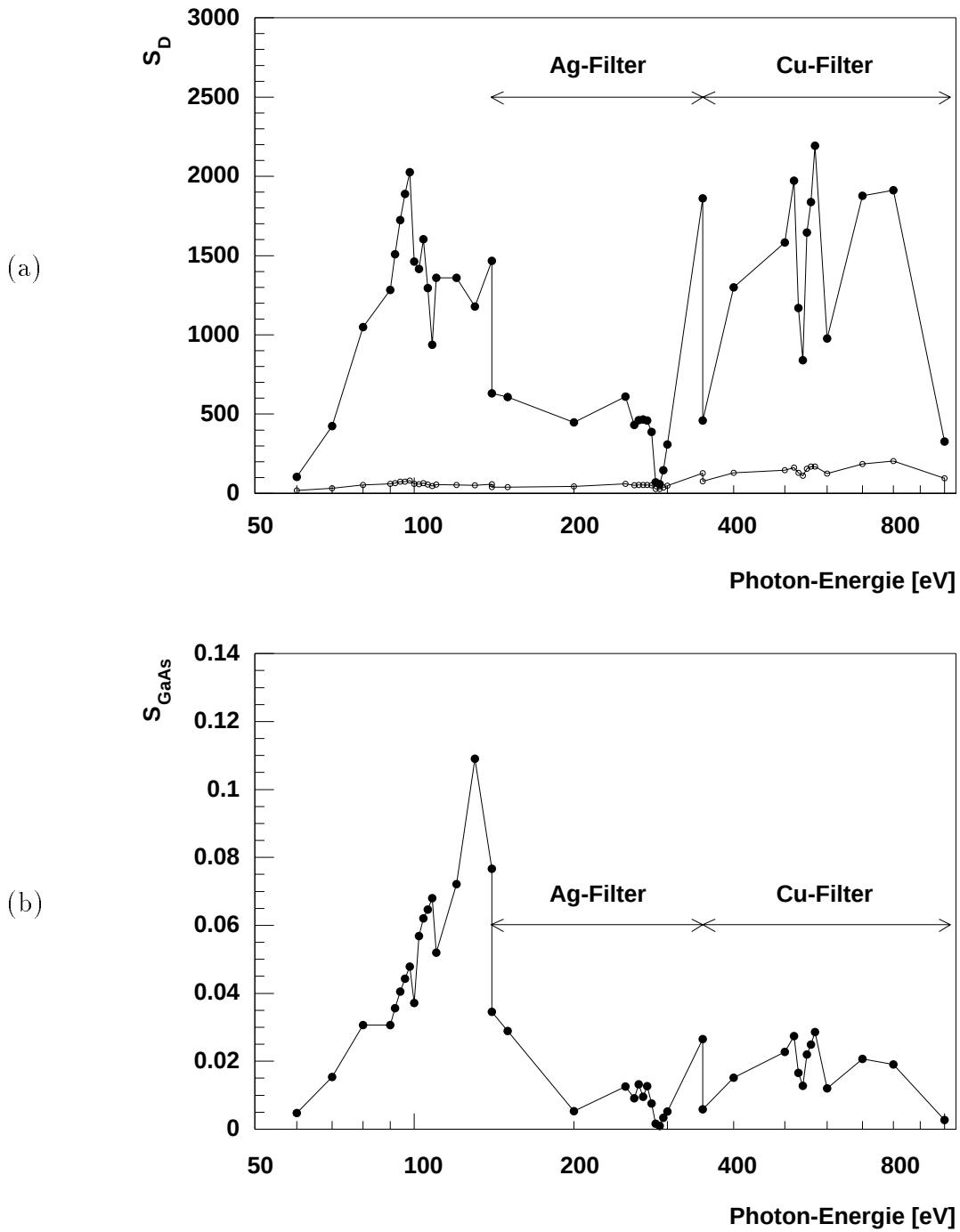


Abbildung 7.2: Die Rohdaten (beliebige Einheiten): (a): Signale des BTM-Detektors bzw. (b): Signale der GaAs-Diode. In (a) ist zusätzlich das jeweilige Rauschen eingetragen (offene Kreise). An den gekennzeichneten Stellen befanden sich das Silber- bzw. Kupferfilter im Strahl. Transmissionskurven der Filter in den jeweiligen Energiebereichen werden in Abb. 3 im Anhang gezeigt.

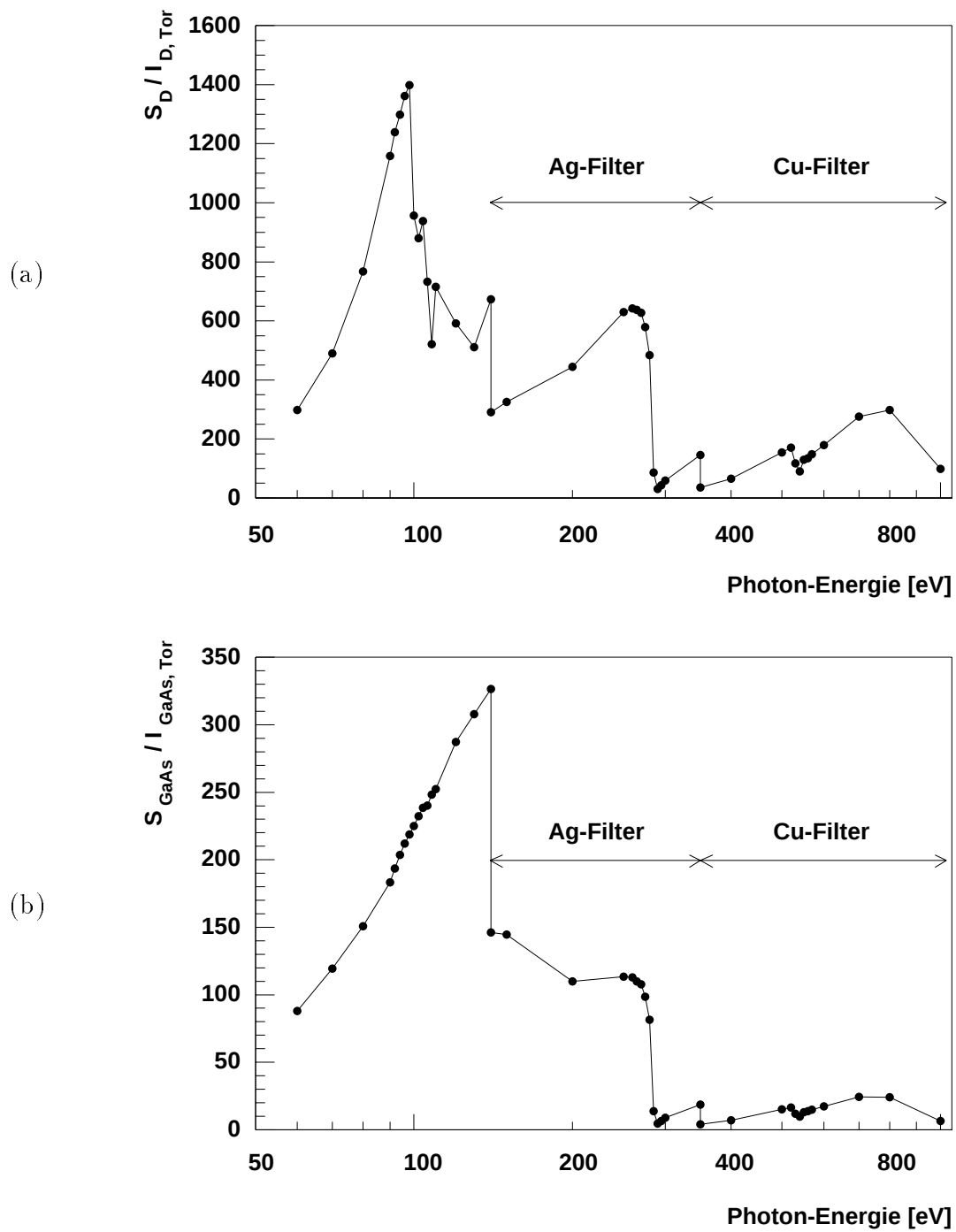


Abbildung 7.3: Die Signale von (a) Detektor und (b) GaAs-Diode in beliebigen Einheiten nach der Korrektur auf den Toroidstrom, d.h. auf die Strahlintensität hinter dem Monochromator

von einigen 10 eV sind diese Schwankungen aber vernachlässigbar.

Das gemessene Detektorsignal in Einheiten von ADC-Kanälen ist in Abb. 7.2 a) aufgetragen, die außerdem das entsprechende Rauschen zeigt. Man erkennt deutlich die Abnahme des Signals bei den Energien 140 eV und 350 eV, bei denen stärker abschwächende Filter in den Strahl gefahren wurden. Außerdem fällt der Einbruch des Signals bei knapp 300 eV auf, wo das Signal nur um gut einen Faktor 2 über dem *ENC*-Wert liegt. Dies ist verursacht durch eine Kohlenstoff-Kontamination des Spiegels im Monochromator, sowie des Toroidspiegels und des Filters, siehe den Verlauf der Absorptionslänge von Kohlenstoff, Abb. 7.6 c). Die Schwankungen oberhalb von 300 eV bis zum Ende des Meßbereichs bei 1000 eV treten korreliert sowohl bei den Detektorsignalen als auch im Signal der GaAs-Diode auf. Der Einbruch bei etwa 500 eV ist dabei eine Auswirkung des Sauerstoffs in der SiO_2 -Schicht, s. Abb. 7.6 b).

Die Zahl der Photonen ist aufgrund der Instabilität des DORIS-Strahls Schwankungen unterworfen, auf die korrigiert werden muß. Dies erfolgt durch Division des Signals durch den Strom

$$I_{D,Tor} \propto N_\gamma E_\gamma \quad ,$$

der zeitgleich mit der Detektorauslese an dem Digitalelektrometer gemessen wird, das mit dem Toroidspiegel verbunden ist. Das Ergebnis $S_D/I_{D,Tor}$ ist in Abb. 7.3 a) dargestellt. Die durch den Wechsel der Filter und die Sauerstoff-Absorptionskante bedingten Signaleinbrüche sind weiterhin sichtbar. Die anderen Schwankungen, die in beiden Teilen der Abb. 7.2 oberhalb von 300 eV erkennbar sind, treten dagegen in den auf den Toroidstrom normierten Signalen nicht mehr auf. Sie beruhen offenbar auf Fluktuationen im Strahl, die von der Apparatur vor dem Spiegel verursacht wurden. Außerdem zeigt die Abb. 7.3 a) bereits die durch die Quanteneffizienz bedingte Abnahme des Signals im Bereich um 100 eV an der Silizium-Kante, die bei der Bezugsmessung mit der GaAs-Diode in Teil b) der Abbildung nicht auftritt.

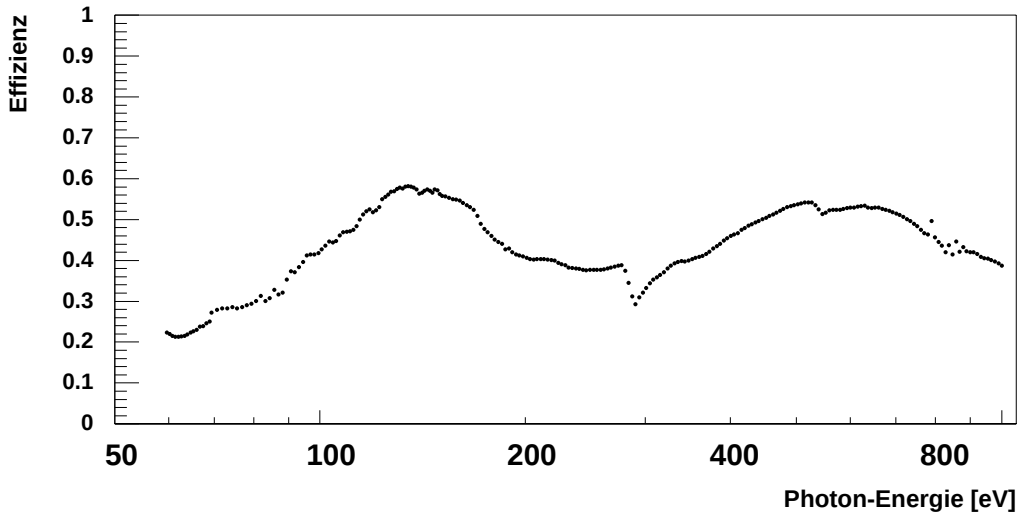


Abbildung 7.4: Effizienz Q_{GaAs} der GaAs-Diode, [Schröder 99]

Zusätzlich ist eine Korrektur erforderlich, die die je nach Energie unterschiedliche Abschwächung durch die Filter und durch die auf allen Oberflächen in der Meßapparatur deponierte Kohlenstoffschicht ausgleicht. Dazu dient die Messung mit der GaAs-Diode, die in einer zweiten Meßreihe jeweils bei denselben Energien erfolgt, bei denen mit dem Detektor gemessen wurde. Dieses Bezugssignal hängt von denselben Größen ab wie die Messung mit dem Detektor,

$$S_{GaAs} \propto N_\gamma E_\gamma f(E_\gamma) \cdot Q_{GaAs}(E_\gamma) \quad ,$$

s. Abb. 7.2 b). Auch dabei wird zeitgleich mit der GaAs-Diodenmessung der Strom am Toroidspiegel registriert und damit auf zeitliche Änderungen des Photonflusses korrigiert.

Das Ergebnis $S_{GaAs}/I_{GaAs,Tor}$ zeigt Abb. 7.3 b). Die in der Größe S_{GaAs} noch enthaltene Effizienz der GaAs-Diode ist aus einer früheren Kalibrations-Messung bekannt, [Schröder 99], s. Abb. 7.4.

Die Division des auf den Toroidstrom normierten Detektorsignals durch das normierte GaAs-Diodensignal und Multiplikation mit der Effizienz der GaAs-Diode ergibt die Meßgröße

$$g(E_\gamma) \cdot Q_D(E_\gamma) \propto \frac{S_D}{I_{D,Tor}} \cdot \frac{I_{GaAs,Tor}}{S_{GaAs}} \cdot Q_{GaAs}(E_\gamma) \quad ,$$

mit einer energieunabhängigen Proportionalitätskonstanten. Die Ergebnisse der verschiedenen Meßreihen sind in Abb. 7.5 zusammengefaßt. Unabhängig von der Messung über den gesamten Energiebereich von 60 eV bis 1000 eV, im folgenden “Messung 1”, wurde einige Tage später der in Abb. 7.5 b) vergrößert dargestellte Bereich zwischen 90 eV und 130 eV in kleineren Schritten untersucht (“Messung 2”). Unmittelbar im Anschluß an diese zweite Meßreihe wurde an vier einzelnen Punkten gemessen, nämlich bei 90 eV, 800 eV, 900 eV und 95 eV, in dieser Reihenfolge.

Die Daten zeigen eine generelle Zunahme der Quanteneffizienz mit der Photonenergie, sowie deutliche Einbrüche an drei Stellen im Bereich von 100 eV, bei knapp 300 eV und bei etwa 500 eV, die verschiedenen Absorptionskanten der Elemente Silizium, Kohlenstoff und Sauerstoff entsprechen, s. Abschnitt 7.3.

Die Messungen 1 und 2 zeigen den gleichen Verlauf, allerdings unterscheiden sich die Meßpunkte um einen Faktor 1,3. Es handelt sich also nicht um eine statistische Unsicherheit einzelner Meßpunkte, sondern es scheint sich zwischen den Messungen die Normierung in diesem Energiebereich geändert zu haben. Denkbar wäre, daß nach dem Verdrehen des Detektors um 90° für die Messung mit der GaAs-Diode und dem Zurückdrehen für die zweite Meßreihe nicht genau derselbe Winkel erreicht wurde, so daß sich das Intensitätsmaximum des Strahls bei der zweiten Messung an einem anderen Ort befand. Dies wäre mit der GaAs-Diode, die den gesamten Strahl registriert, nicht feststellbar. Bei einem gaußförmigen Strahlprofil könnte sie sich aber auf das Signal des Detektors auswirken, der eine geringere Ausdehnung besitzt, als der Strahlfleck. Bei der Analyse wurde die Normierung jeweils nur für eingeschränkte Energiebereiche um die verschiedenen Absorptionskanten herum als konstant angenommen – d.h. der Faktor $g(E_\gamma)$ wurde innerhalb jedes dieser Bereiche konstant gesetzt – aber die Nor-

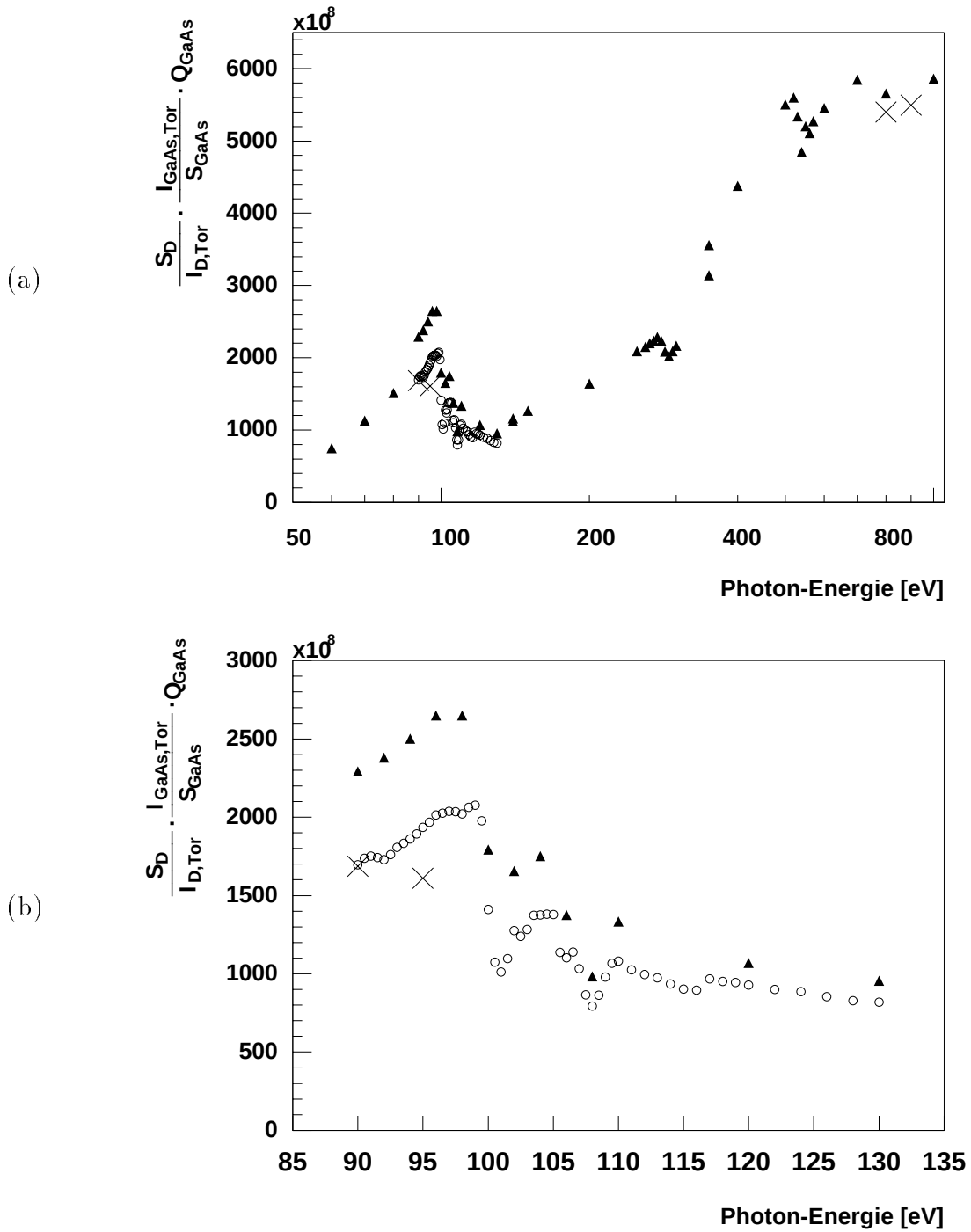


Abbildung 7.5: Auf Toroidstrom normiertes Signal des Detektors, dividiert durch auf Toroidstrom normiertes Signal der GaAs-Diode, multipliziert mit der Quanteneffizienz der GaAs-Diode. (a): Überblick über die verschiedenen Meßreihen (beliebige Einheiten). (b): Ausschnitt des Spektrums im Bereich der Silizium-Kante in vergrößerter Darstellung. Symbole: Dreiecke: Messung 1; Kreise: Messung 2, einige Tage später aufgenommen; Kreuze: 4 Einzelmessungen unmittelbar im Anschluß an Messung 2

mierung wurde für jede Kanten einzeln bestimmt. Im Bereich um 100 eV wurden die beiden Meßreihen unabhängig voneinander normiert.

7.3 Analyse der Daten

Bei der Bestimmung der Quanteneffizienz des Detektors kann man davon ausgehen, daß alle einfallenden Photonen im Chip absorbiert werden, da die Reflexionskoeffizienten der Elemente Silizium, Kohlenstoff und Sauerstoff im betrachteten Energiebereich kleiner als 0,1 % sind und die Absorptionslängen mit wenigen μm deutlich unterhalb der Chipdicke von $280\mu\text{m}$ liegen. Entscheidend für die Quanteneffizienz ist es, wieviele Photonen die inaktive Schicht an der Detektoroberfläche durchdringen, bevor sie absorbiert werden. Für die Parametrisierung der Datenpunkte wird angenommen, daß ein in der inaktiven Schicht absorbiertes Photon kein Signal liefert, während Photonen, die tiefer im Detektor absorbiert werden, vollständig registriert werden. Ein detaillierteres Absorptionsmodell, daß auch die Möglichkeit einer teilweisen Registrierung der Ladungswolke berücksichtigt, wird in [Lechner 95] besprochen.

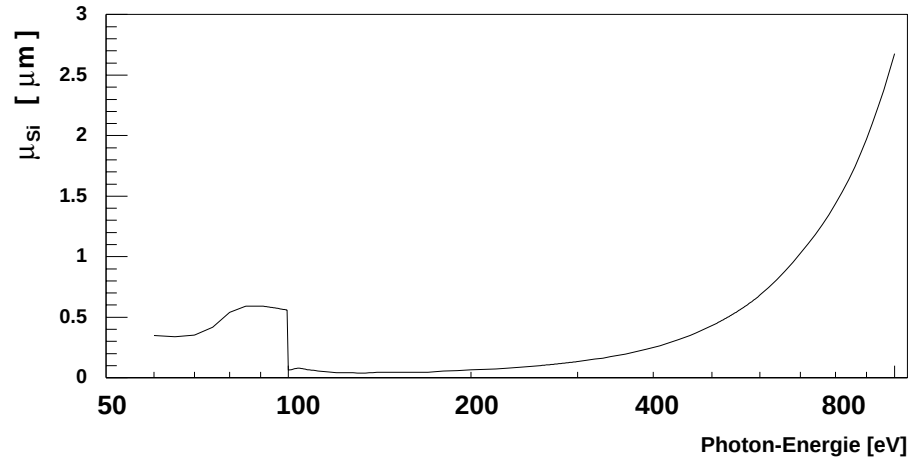
Die Detektoreffizienz hängt allein von der Eindringtiefe der Photonen ab, die durch die Zusammensetzung der Schicht bestimmt ist. Zum Inneren des Detektors hin besteht die inaktive Schicht aus Silizium, darüber befindet sich eine Schicht aus Siliziumdioxid von einigen 10 nm Dicke. Die Daten geben außerdem Anlaß zu der Vermutung, daß sich auf dieser Schicht noch eine Kohlenstoffschicht von einigen nm Dicke befindet. Dabei handelt es sich um Verunreinigungen, die sich auf allen der Luft ausgesetzten Oberfläche ablagern. Im Fall des Pixeldetektors könnte diese Schicht zum Teil auch aus Kohlenwasserstoffen bestehen, die aus dem Kleber austreten, mit dem der Chip auf die Detektorkeramik aufgebracht wird und der bei einer Temperatur von ca. 150°C aushärtet. Diese hohe Temperatur ist bei dem verwendeten UHV-Kleber erforderlich, um das Ausgasen des Klebers im Vakuum zu reduzieren.

Der Abstand von der Chipoberfläche, in dem die Photonen absorbiert werden, wird durch ihre Absorptionslänge beschrieben, d.h. durch den Abstand, in dem die Photonzahl durch Absorption auf $1/e$ ihres Ausgangswertes gesunken ist. Die Energieabhängigkeit der Absorptionslängen für die Elemente, aus denen sich die inaktive Schicht an der Detektoroberfläche zusammensetzt, ist mit einer hohen Präzision bekannt, [Henke 93]. Abb. 7.6 zeigt die Absorptionslängen für Silizium, Siliziumdioxid und Kohlenstoff im relevanten Energiebereich. Bei den in Abb. 7.6 erkennbaren Absorptionskanten handelt es sich um die beiden L-Kanten von Silizium bei 100,4 eV bzw. 99,8 eV, die von der Absorption aus dem $2p_{1/2}$ - bzw. dem $2p_{3/2}$ -Zustand herrühren, sowie um die K-Kanten von Sauerstoff bei 543,1 eV und Kohlenstoff bei 284,2 eV.

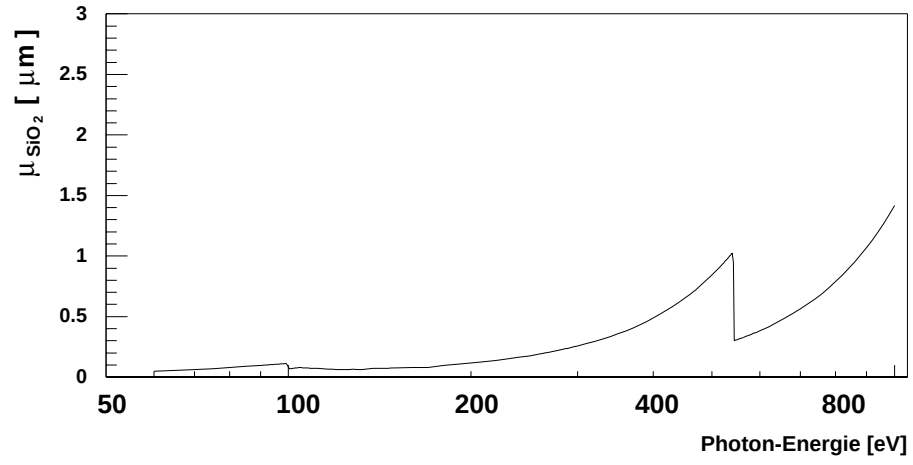
Aus diesem Modell ergibt sich für die Quanteneffizienz die Parametrisierung:

$$Q_{D,Par}(E_\gamma, d_C, d_{SiO_2}, d_{Si}) = \exp \left\{ - \left(\frac{d_C}{\mu_C(E_\gamma)} + \frac{d_{SiO_2}}{\mu_{SiO_2}(E_\gamma)} + \frac{d_{Si}}{\mu_{Si}(E_\gamma)} \right) \right\} \quad .$$

(a)



(b)



(c)

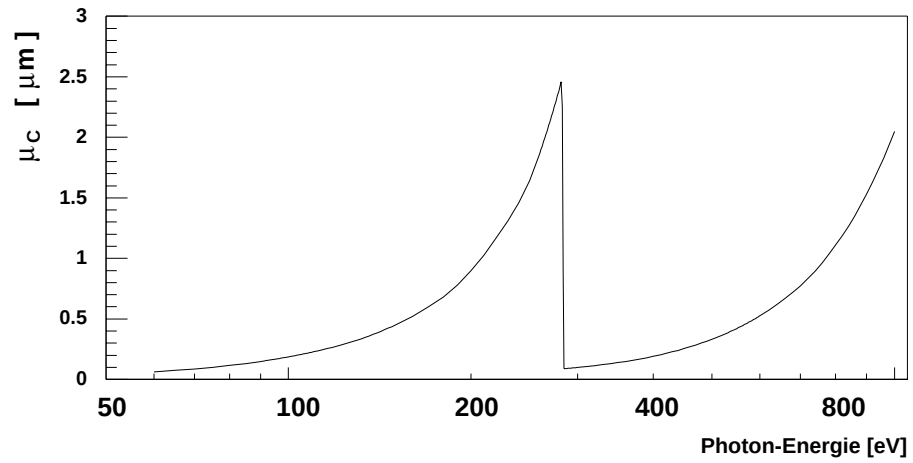


Abbildung 7.6: Absorptionslängen von (a) Silizium, (b) SiO₂ (Modellrechnung, beruhend auf Werten für Silizium und Sauerstoff) und (c) Kohlenstoff. Werte entnommen aus [Henke 93]

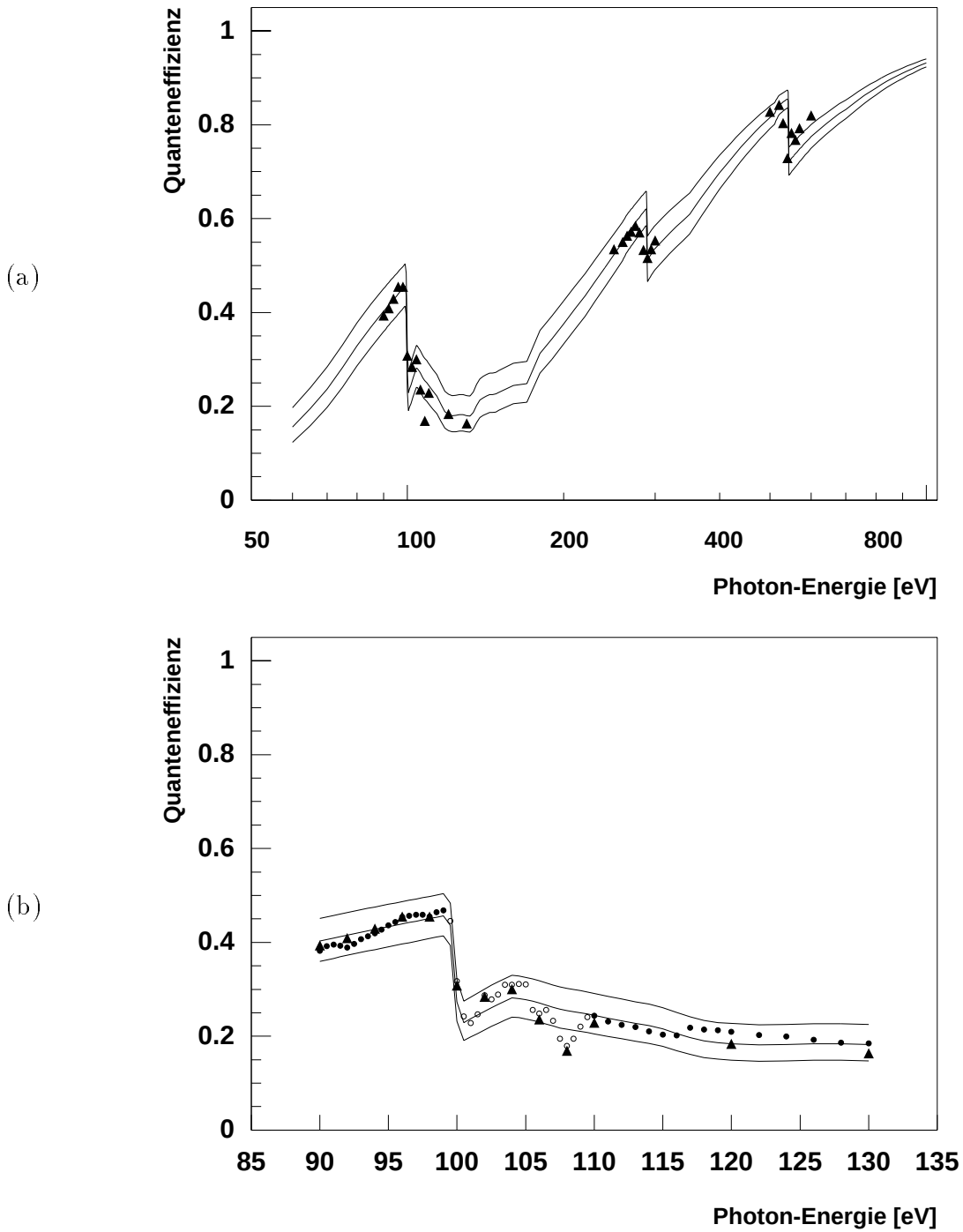


Abbildung 7.7: Quanteneffizienz im Bereich der Absorptionskanten. Vergleich zwischen Parametrisierung (mittlere durchgezogene Linie) sowie deren Unsicherheit (obere und untere Linie) und den Daten. (a): Messung 1, (b): Messungen 1 und 2 an der Siliziumkante. Die Normierung wurde aus einer χ^2 -Anpassung für jede Absorptionskante und die beiden Meßreihen einzeln bestimmt, s. Text. Die durch offene Kreise dargestellten Meßpunkte in (b) gingen nicht in die Anpassung ein.

Mit Hilfe einer χ^2 -Anpassung wurden die Dicken d_{Si} , d_{SiO_2} und d_C der verschiedenen Abschnitte der inaktiven Detektorschicht, sowie vier Parameter zur Normierung der Daten an den verschiedenen Absorptionskanten bestimmt. Da wie in Abschnitt 7.2 erläutert, eine Normierung nur im Bereich einiger 10 eV möglich ist, wurden für die χ^2 -Anpassung nur Datenpunkte in der Nähe der Absorptionskanten verwendet und für die beiden Messungen um die Silizium-Kante zwei unabhängige Normierungsparameter bestimmt. Von insgesamt 104 Datenpunkten gingen 66 in die Anpassung ein, s. Abb. 7.7. Von der Anpassung ausgenommen wurden neben den Punkten in größerer Entfernung von den Kanten einige Punkte aus der Messung 2 zwischen 99,5 eV und 109,5 eV. Sie liegen zum Teil direkt auf der Kante, so daß schon geringe Unsicherheiten in der Energie zu einem großen Beitrag zu χ^2 führen und die Punkte damit die Anpassung unverhältnismässig stark beeinflussen würden. Die übrigen von der Anpassung ausgenommenen Punkte im Bereich der Silizium-Kante zeigen eine Struktur, die von den vorliegenden Absorptionslängen-Daten nicht wiedergegeben wird, da sie auf Niveaus der kovalenten Bindungen im SiO_2 -Kristall beruht, die durch das in [Henke 93] verwendete Modell nicht beschrieben werden. Daß es sich bei dieser Struktur nicht bloß um statistische Ausreißer handelt, wird daran erkennbar, daß die Meßpunkte der früheren Messung 1 das gleiche Verhalten zeigen, s. Abb. 7.7 b).

Bei der χ^2 -Anpassung werden die Parameter so gewählt, daß die über alle Meßpunkte summierte Größe

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(Q_{D,MeB,i} - Q_{D,Par,i})^2}{\Delta_{MeB,i}^2}$$

minimal wird, mit den Bezeichnungen

$$Q_{D,MeB,i} = N_k \cdot g(E_{\gamma,i}) Q_D(E_{\gamma,i})$$

für die normierten Meßwerte, N_k für die Normierung an der Kante, an der der Punkt i liegt, und $\Delta_{MeB,i}$ für die Fehler der Werte $Q_{D,MeB,i}$. Diese Fehler lassen sich aufgrund der unbekannten Normierung nicht unmittelbar aus den Daten $g(E_{\gamma,i}) Q_D(E_{\gamma,i})$ bestimmen. Eine Abschätzung der Größenordnung der Fehler erhält man nur indirekt aus der Anpassung selbst, wenn man sich zunutze macht, daß der χ^2 -Wert in der Nähe von 1 liegen sollte, falls die Parametrisierung die Meßdaten beschreibt. Diese Abschätzung ergab als absoluten Fehler der normierten Meßdaten den Wert $\Delta_{MeB,i} \approx 2,7 \cdot 10^{-2}$. Aus der Anpassung erhält man die folgenden Parameter ¹: (die Fehler beruhen auf der erläuterten Abschätzung):

Dicke der inaktiven $p+$ -Silizium-Schicht	$d_{Si} = (0,020 \pm 0,003) \mu m$
Dicke der SiO_2 -Schicht	$d_{SiO_2} = (0,073 \pm 0,008) \mu m$
Dicke der Kohlenstoff-Schicht	$d_C = (0,018 \pm 0,003) \mu m$
Normierung an der Silizium-Kante, Messung 1	$N_{Si,1} = 1,01 \pm 0,09$
Normierung an der Silizium-Kante, Messung 2	$N_{Si,2} = 1,3 \pm 0,1$
Normierung an der Sauerstoff-Kante	$N_{SiO_2} = 0,88 \pm 0,02$
Normierung an der Kohlenstoff-Kante	$N_C = 1,50 \pm 0,05$

¹Um Normierungsparameter der Größenordnung 1 zu erhalten, wurden alle Meßwerte vor Beginn der Anpassung durch den bei 1000 eV gemessenen Wert $g(E_\gamma) \cdot Q_D(E_\gamma) = 5,9 \cdot 10^{11}$ dividiert.

Der Vergleich von Parametrisierung und Daten, s. Abb. 7.7, zeigt, daß das Modell, abgesehen von der oben erwähnten Struktur an der Silizium-Kante, den Verlauf der Quanteneffizienz in der Nähe der Absorptionskanten gut beschreibt. Im Bereich um die Silizium-Kante zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den beiden Meßreihen; der Verlauf in diesem begrenzten Energiebereich ist also reproduzierbar.

Vergleicht man die Normierungsparameter an den drei Absorptionskanten, so wird allerdings deutlich, daß die in der Anpassung vorgenommene separate Bestimmung der Normierungen tatsächlich erforderlich ist, um eine Übereinstimmung zwischen Modell und Daten zu erhalten. Die Gründe hierfür, die bereits in den früheren Abschnitten dieses Kapitels besprochen wurden, beruhen zum großen Teil darauf, daß die Meßapparatur in einer Weise verwendet wurde, die sich stark von der vorgesehenen Nutzung unterscheidet.

Insgesamt zeigt die Messung, daß der Detektor im untersuchten Energiebereich sensitiv auf Strahlung ist. Für den Einsatz als Strahlungsmonitor interessiert besonders die Region um 150 eV, wo die im BTM nachzuweisende Strahlung ihr Intensitätsmaximum erreicht. Abb. 7.7 zeigt, daß die Quanteneffizienz für Energien zwischen 110 eV und 150 eV bei einem mittleren Wert von 20 % liegt. Oberhalb dieser Energie steigt die Quanteneffizienz an. Im interessierenden Energiebereich beträgt die Quanteneffizienz also $(20^{+5}_{-3})\%$, wobei sich die Fehler aus den Fehlern der Schichtdicken ergeben.

Zusammenfassung

In einer Reihe von Labormessungen wurden die Eigenschaften des Silizium-Pixeldetektors untersucht, der im Freie-Elektronen-Laser der TESLA-Testanlage in dem Strahllagemonitor BTM verwendet werden soll. Dabei wurde nachgewiesen, daß der Detektor die Anforderungen erfüllt, die das Meßprinzip des Strahllagemonitors stellt.

Im BTM soll die spontane Undulatorstrahlung durch eine Lochkamera auf vier über Kreuz angeordnete Silizium-Pixeldetektoren abgebildet werden. Die aktive Fläche jedes Detektors besteht aus zwei Reihen von jeweils 12 streifenförmigen Pixeln mit einer Länge von $250\text{ }\mu\text{m}$ und einer Breite zwischen $25\text{ }\mu\text{m}$ und $100\text{ }\mu\text{m}$. Jedes Pixelpaar bildet einen bestimmten Undulatorabschnitt ab. Aus der Aufteilung des Photonsignals zwischen rechtem und linkem Pixel kann die über den abgebildeten Undulatorabschnitt gemittelte Strahlposition in Richtung senkrecht zur Trennlinie der beiden Pixelreihen bestimmt werden. Die Daten zweier Detektoren ermöglichen damit eine dreidimensionale Rekonstruktion der Bahn des Elektronenstrahls entlang eines Undulatormoduls. Entscheidend für die Abbildung der Strahlage ist es daher, daß aus der Aufteilung einer Photonverteilung auf die beiden Pixelreihen die Lage des Intensitätsmaximums bezüglich der Trennlinie mit der erforderlichen Präzision von $1\text{ }\mu\text{m}$ bestimmt werden kann. An einem für die Untersuchung des Detektor-Prototypen aufgebauten Laser-teststand wurde deshalb eine Lichtlinie über die Trennlinie der Pixelreihen gefahren. Für die verschiedenen Pixelpaare wurde bestimmt, bei welcher absoluten Position der Lichtlinie die beiden Pixel gleiche Signalamplituden haben und auf diese Weise die Trennlinie der Pixelreihen rekonstruiert. Damit konnte gezeigt werden, daß der Detektor die Ortsmessung mit einer systematischen Genauigkeit von $\sigma = 0,21\text{ }\mu\text{m}$ ermöglicht, die deutlich unterhalb des geforderten Wertes liegt.

Aufgrund der Integration der Vorverstärker auf dem Detektorchip erfüllt das System auch die Anforderung eines geringen elektronischen Rauschens. Die *ENC*-Werte der verschiedenen Pixel liegen bei Raumtemperatur und einer Integrationszeit von $25\text{ }\mu\text{s}$ im Bereich zwischen 60 e und 80 e, bzw. bei der längsten für den Betrieb vorgesehenen Integrationszeit von $800\text{ }\mu\text{s}$ zwischen ca. 300 e und 450 e.

Die Untersuchung des elektronischen Rauschens in Abhängigkeit von Temperatur und Integrationszeit hat ergeben, daß Fluktuationen des Leckstroms bei Raumtemperatur den dominierenden Anteil ausmachen. Dies zeigt sich darin, daß der *ENC*-Wert mit der Wurzel der Integrationszeit anwächst. Die Anpassung der für den Volumenleckstrom erwarteten Temperaturabhängigkeit an die Meßkurve ermöglicht die Abschätzung der Bandlücke von Silizium. Das Ergebnis $E_g = (1,10 \pm 0,03)\text{ eV}$ ist in Übereinstimmung

mit dem Literaturwert. Zu geringeren Temperaturen hin gewinnen andere Beiträge zum Rauschen größeren Einfluß. Dabei könnte es sich z.B. um Funkelrauschen ($1/f$ -Rauschen) und das Rauschen des Analog-Digitalwandels handeln, was sich anhand der Daten allerdings nicht überprüfen läßt. Bei -36°C und einer Integrationszeit von $25\,\mu\text{s}$ wurden ENC -Werte zwischen 30e und 40e gefunden.

Weitere Eigenschaften des Detektorsystems wurden mit Hilfe der Röntgenstrahlung eines Eisenpräparats bei einer Temperatur von -36°C und einer Integrationszeit von $800\,\mu\text{s}$ untersucht. Der Gleichtakt (Common Mode) der Pixel machte bei der analysierten Messung etwa 30e oder 2% des beobachteten Signals aus. Durch eine Korrektur auf diese Größe ließ sich der ENC -Wert um $(7,7 \pm 0,5)\%$ reduzieren.

Da die Röntgenstrahlung des Präparats eine charakteristische Energie besitzt, erhält man aus dieser Messung außerdem eine absolute Energiekalibration. Bei der verwendeten Verstärkung der Ausselekttronik entsprach ein ADC-Kanal im Mittel über die verschiedenen Pixel 82 eV, das entspricht 22 im Detektor ausgelösten Elektron-Loch-Paaren.

Für den vorliegenden Datensatz entsprach die relative Anzahl der auf den verschiedenen Pixeln registrierten Photonen nicht den Flächenverhältnissen der Pixel. Als Grund wird vermutet, daß eine für dieses Detektorexemplar erforderliche Einstellung der Betriebsspannungen, die nicht den üblichen Werten entsprach, zu Feldverzerrungen geführt und damit die Größe der Einzugsbereiche einiger Pixel beeinträchtigt hat. Zur Beschreibung werden effektive Pixelbreiten eingeführt, die aus dem von dem jeweiligen Pixel registrierten Anteil aller nachgewiesenen Photonen bestimmt wurden. Im mittleren Bereich des Detektors stimmen diese effektiven Pixelbreiten auf $\pm 3\,\mu\text{m}$ mit den geometrischen Breiten überein. Bei den Pixeln am Rand der aktiven Detektorfläche und in dem Bereich, in dem gemäß des Detektorentwurfs nicht alle Pixel ausgelesen werden, sind die effektiven Pixelbreiten dagegen um bis zu 2,7fach größer als die geometrischen Breiten.

Aus dem mit der Röntgenstrahlung erhaltenen Pulshöhenspektrum läßt sich darüberhinaus die Standardabweichung σ_d bestimmen, die die Ladungsträgerwolke aufgrund von Diffusion der Elektronen am Ort der Anode erreicht. Für die verschiedenen Pixel wurden Werte zwischen $7,8\,\mu\text{m}$ und $9,4\,\mu\text{m}$ gefunden, in Übereinstimmung mit der Erwartung von $(10 \pm 1)\,\mu\text{m}$, s. Kap. 3.2.

Eine Simulation der Signalverteilungen der Pixel bestätigt, daß sich die gemessenen Spektren durch folgende Parameter beschreiben lassen: Anzahl eingefallener Photonen, effektive Pixelbreite, Verstärkung, Rauschen und Diffusionsbreite.

Anhand einer Messung mit VUV-Strahlung an einem Meßplatz des Hamburger Synchrotronstrahlungslabors HASYLAB wurde nachgewiesen, daß der Detektor für Strahlung in dem im BTM auftretenden Energiebereich hinreichend sensitiv ist. Für die Energie von 150 eV, bei der die Strahlung im BTM ihr Maximum annimmt, liegt die Quanteneffizienz bei etwa 20–25%. Für den Strahllagemonitor ist die genaue Kenntnis der Quanteneffizienz nicht notwendig. Diese muß hoch genug sein, um die Strahllage zu bestimmen. Dabei ist zu berücksichtigen, daß bei jeder Messung über viele Photonen gemittelt wird.

Anhang

In Kapitel 4 wird das Verhalten des Detektors beim Einfall von Röntgenstrahlung des Manganspektrums mit zwei Linien bei 5,9 keV und 6,2 keV für eine Integrationszeit von 800 μ s und eine Temperatur von -36° C untersucht. Die folgenden Abbildungen geben einen Überblick über einige der Ergebnisse für alle Pixel des Detektors. In Abb. 1 sind auf der linken Seite jeweils die Rohdaten dargestellt. Die gezeigten Anpassungen im Bereich des Null- und des Signalmaximums gehen in die absolute Energiekalibration der Pixel und ihrer auf dem Detektorchip integrierten Vorverstärker ein und ermöglichen die Bestimmung des *ENC*-Wertes als Breite des Nullmaximums, s. Kap. 4.2.

Der mittlere Teil des Pulshöhenspektrums wird von der Aufteilung der Ladungswolke auf mehrere Pixel aufgrund von Diffusion bestimmt, s. Kap. 4.4. Die Anpassung einer aus einem einfachen Diffusionsmodell erhaltenen Funktion an diesen Abschnitt des Spektrums ist jeweils auf der rechten Seite der Abb. 1 gezeigt.

Mit Hilfe der Parameter aus den in Abb. 1 zusammengestellten Anpassungen sowie der ebenfalls aus den Pulshöhenspektren ermittelten Anzahl der vom jeweiligen Pixel nachgewiesenen Photonen und der daraus bestimmten effektiven Pixelbreite, s. Kap. 4.3, wurden Spektren simuliert, s. Kap. 4.5. Abb. 2 zeigt die gute Übereinstimmung zwischen Simulation (durchgezogene Linie) und Meßdaten für alle Pixel.

Für die Messung am HASYLAB wurden zwei Filter verwendet: ein Silber-Filter für den Energiebereich von 140 eV – 350 eV und ein Kupfer-Filter für Energien oberhalb von 350 eV. Die Transmissionskurven für diese Filter sind in Abb. 3 aufgetragen, [Schröder 99]. In den Daten für das Silber-Filter ist aufgrund von Kohlenstoffablagerungen auf dem Filter und allen Oberflächen der Meßapparatur die *K*-Kante von Kohlenstoff bei 284,2 eV erkennbar, s. Abb. 7.6 c).

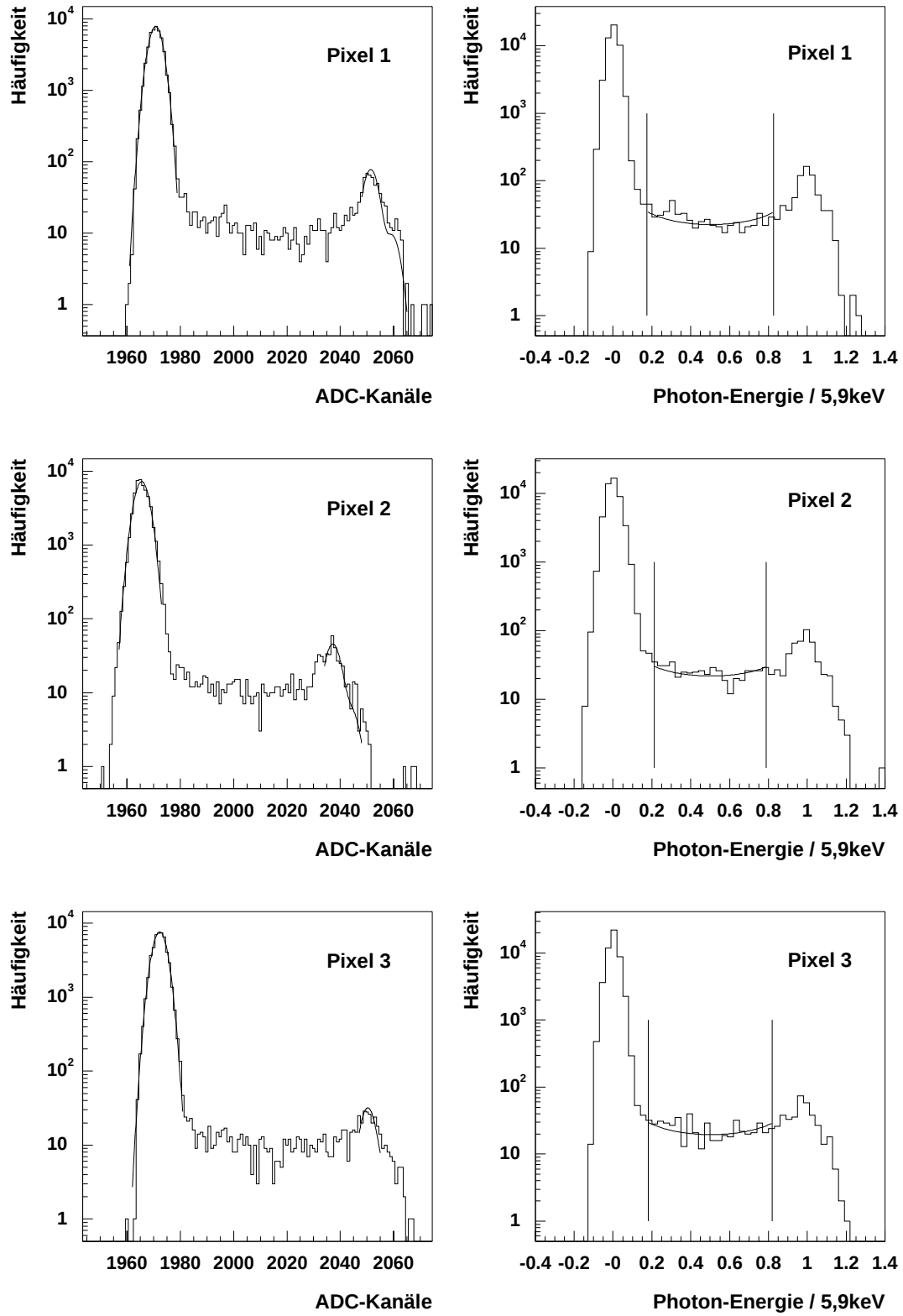


Abbildung 1: *Kalibration und σ_d -Anpassung, Pixel 1 – 3*

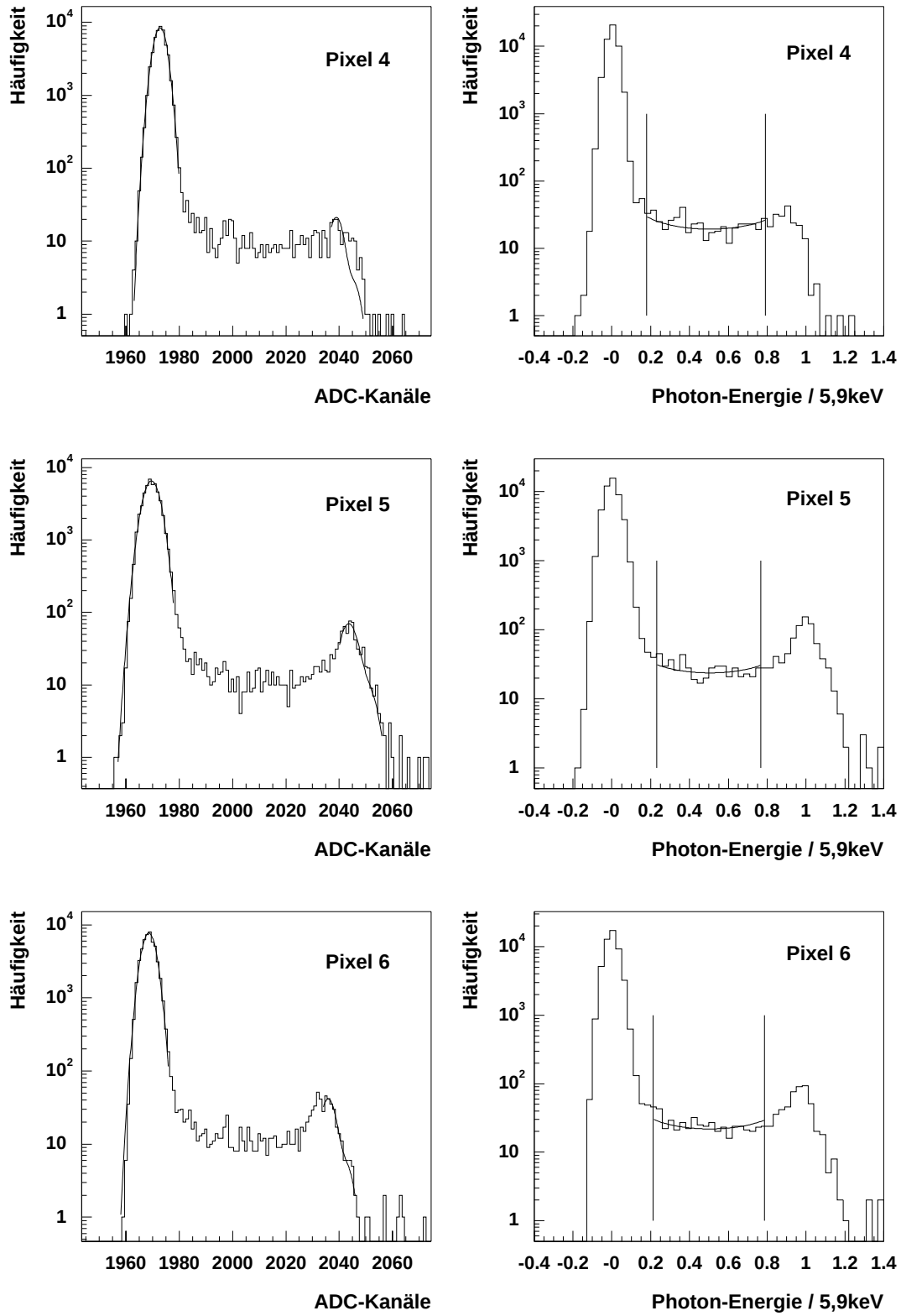


Abbildung 1: Kalibration und σ_d -Anpassung, Pixel 4 – 6

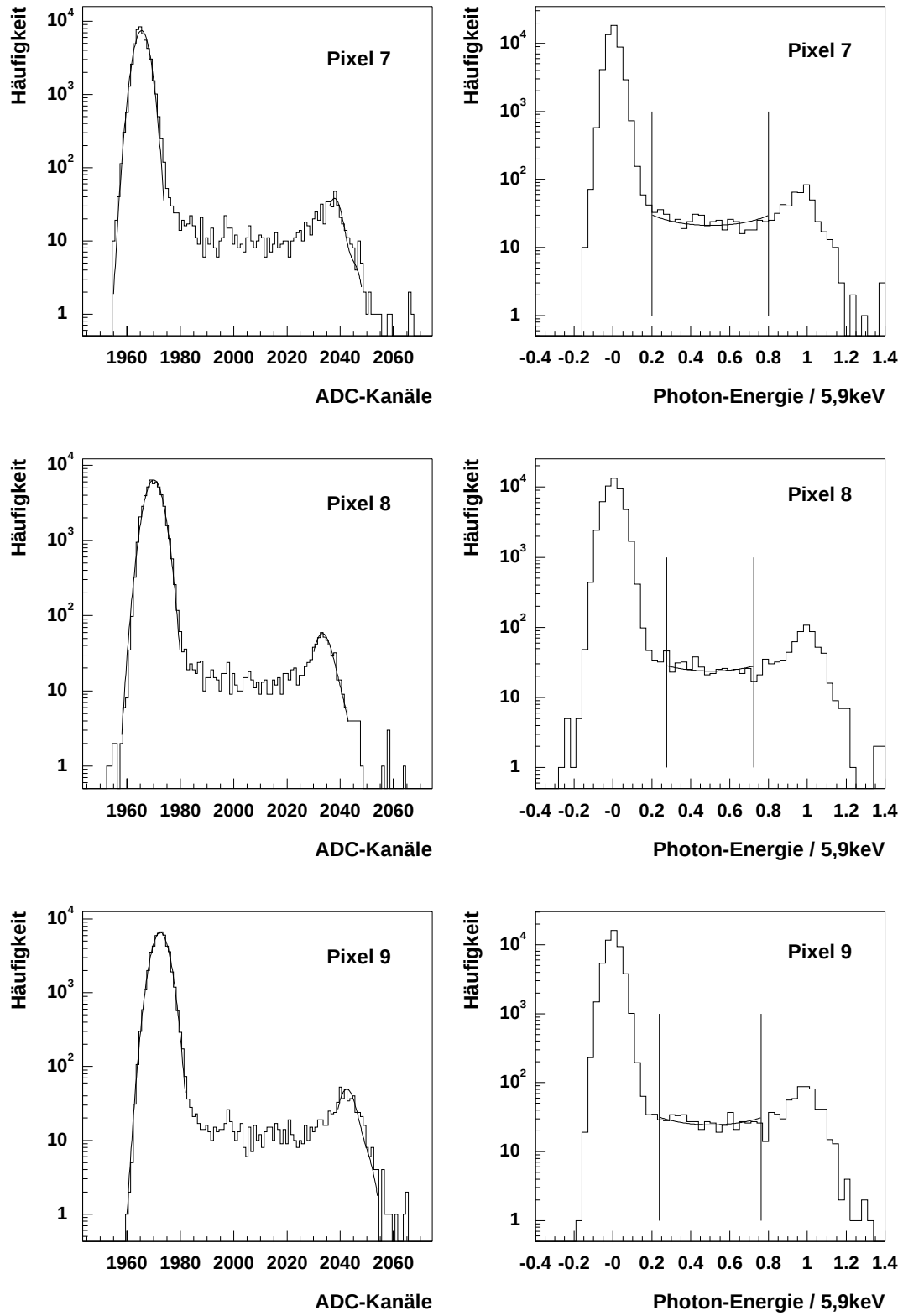


Abbildung 1: *Kalibration und σ_d -Anpassung, Pixel 7 – 9*

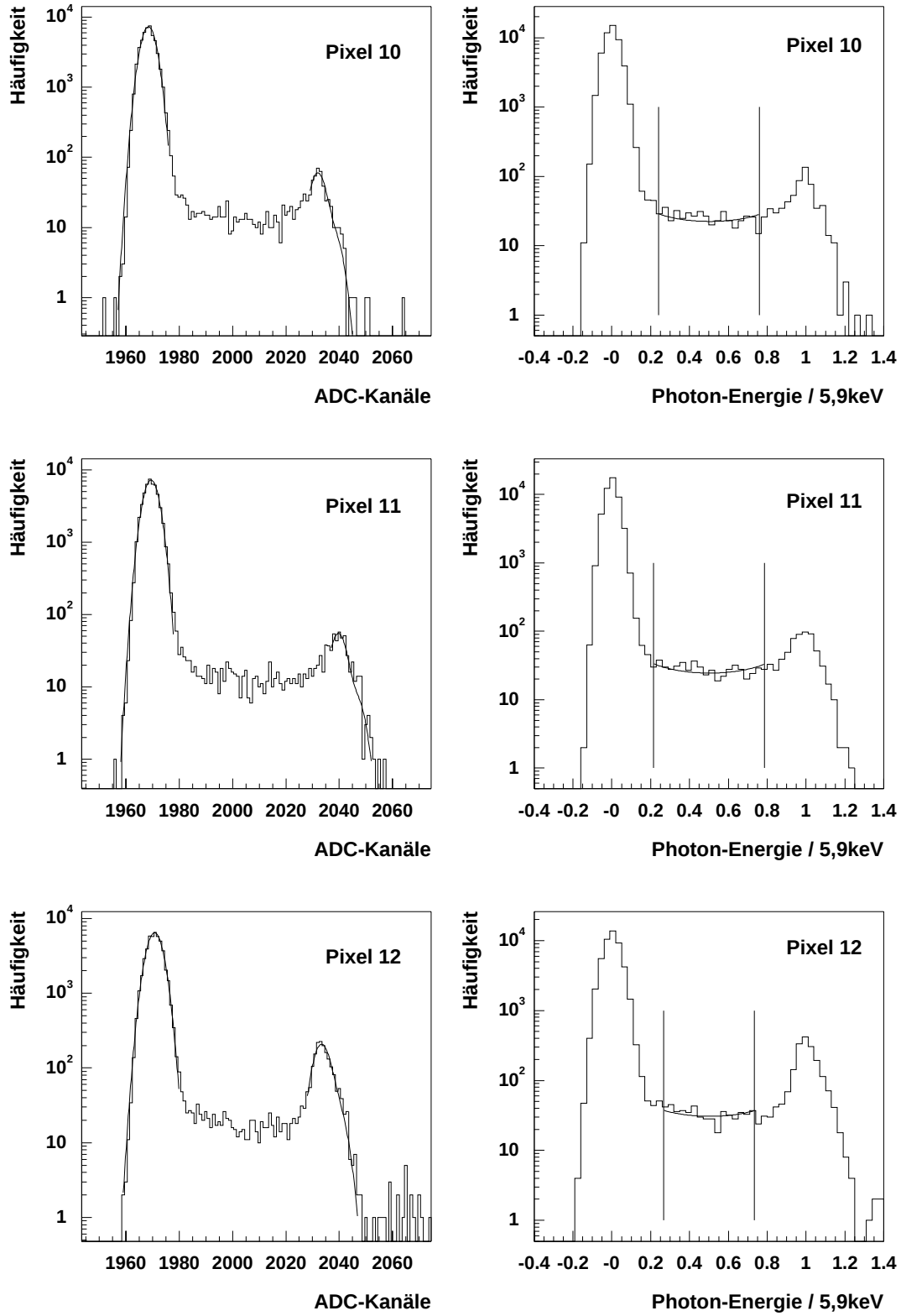


Abbildung 1: *Kalibration und σ_d -Anpassung, Pixel 10 – 12*

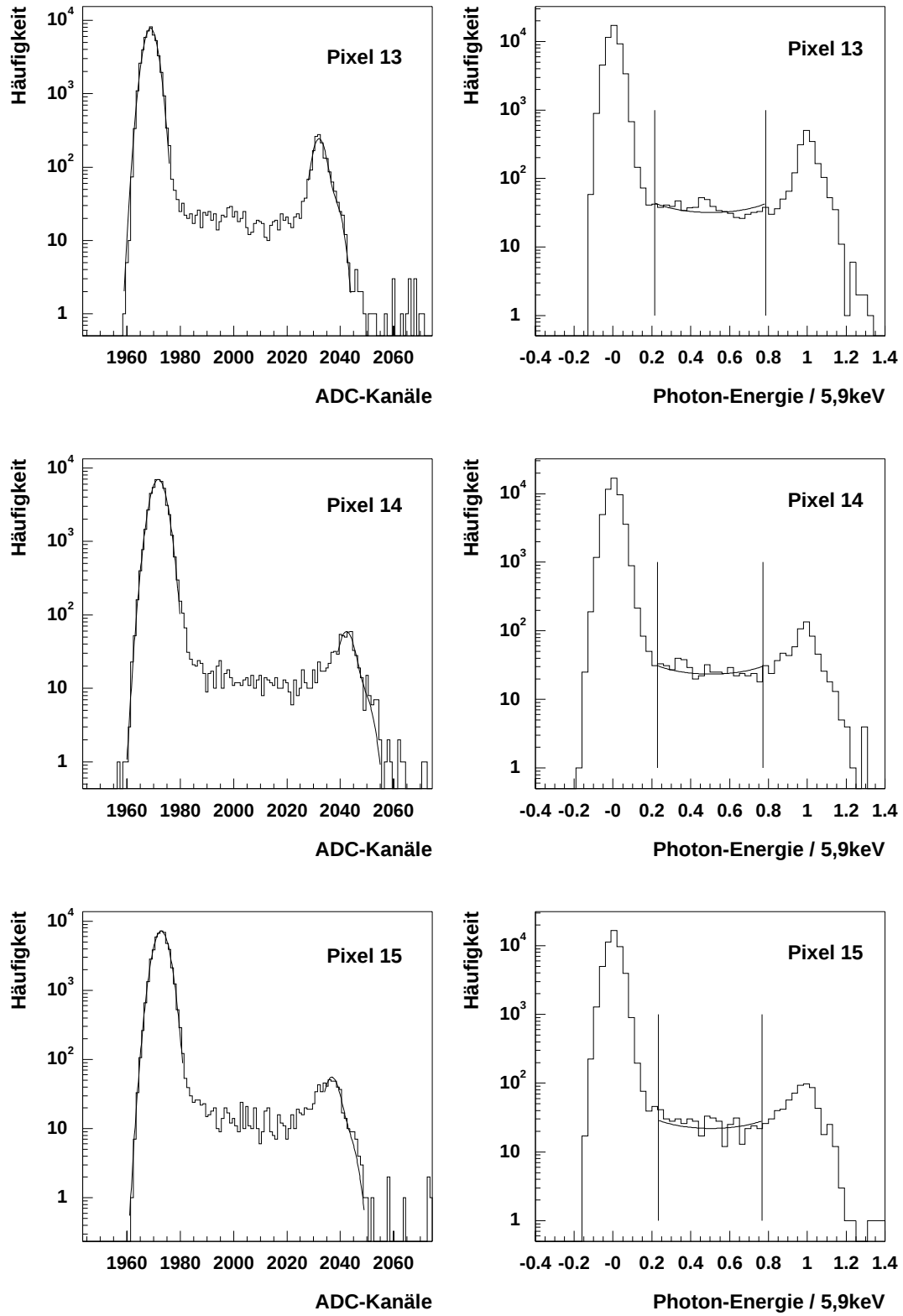


Abbildung 1: Kalibration und σ_d -Anpassung, Pixel 13 – 15

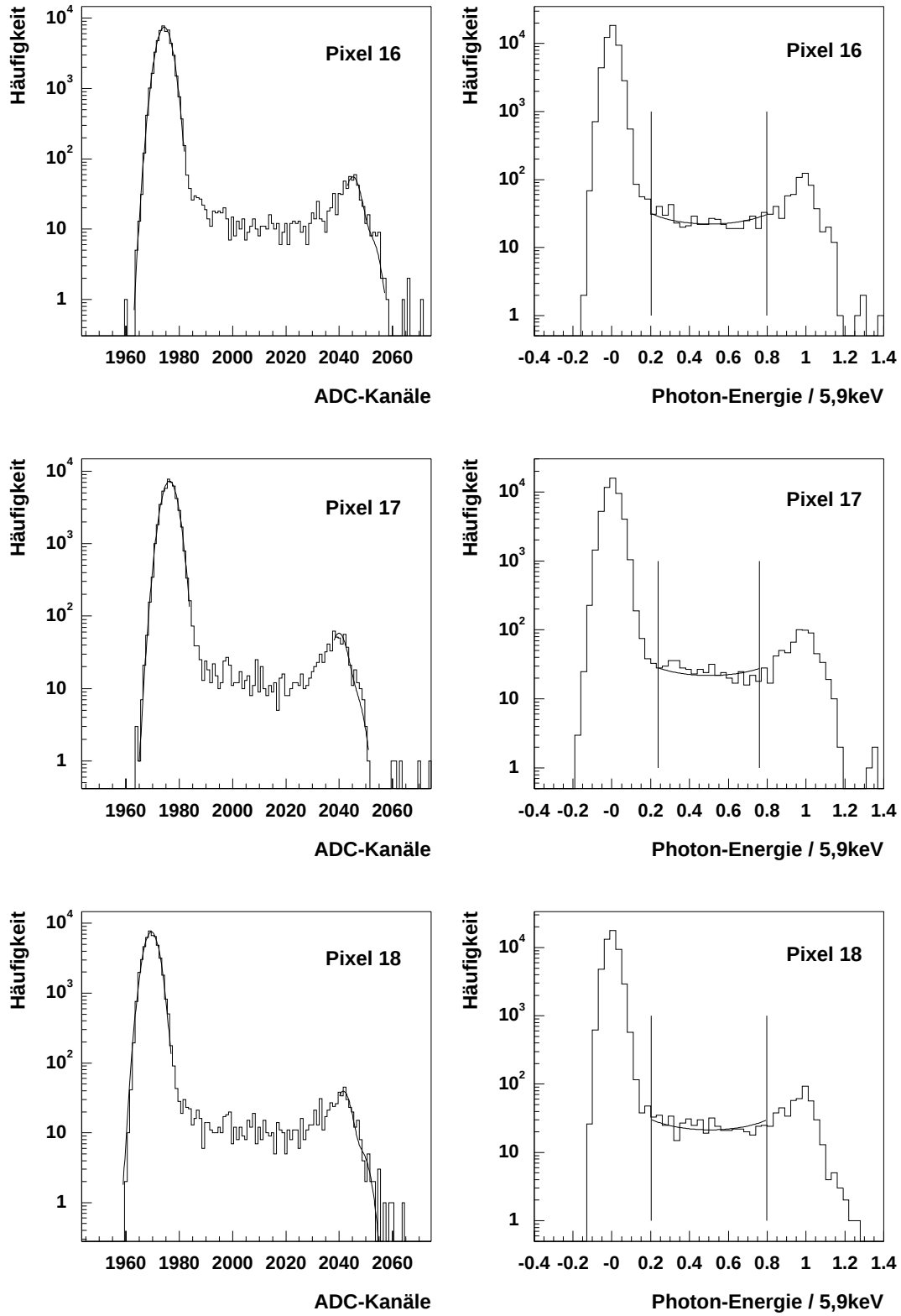


Abbildung 1: Kalibration und σ_d -Anpassung, Pixel 16 – 18

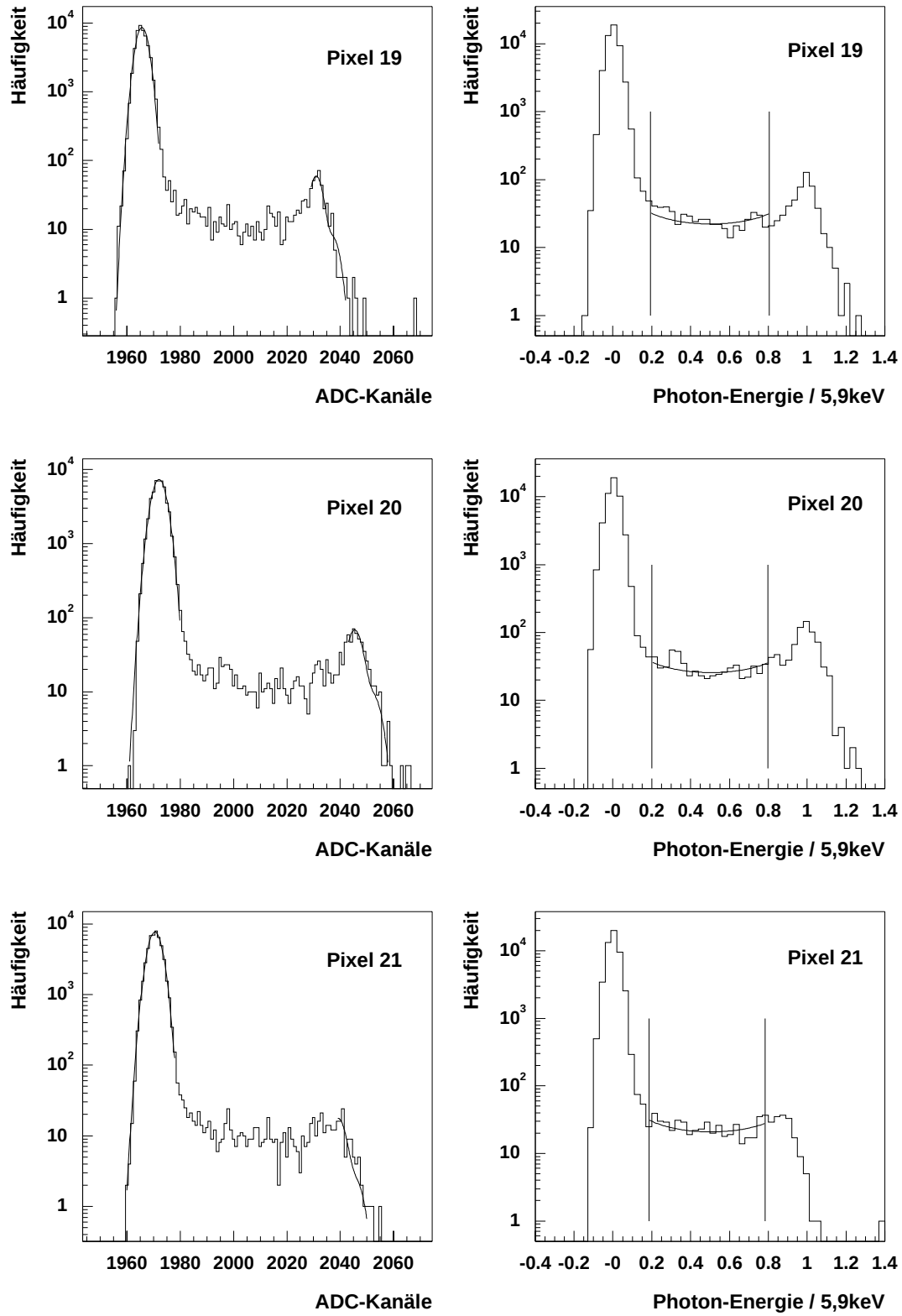


Abbildung 1: Kalibration und σ_d -Anpassung, Pixel 19 – 21

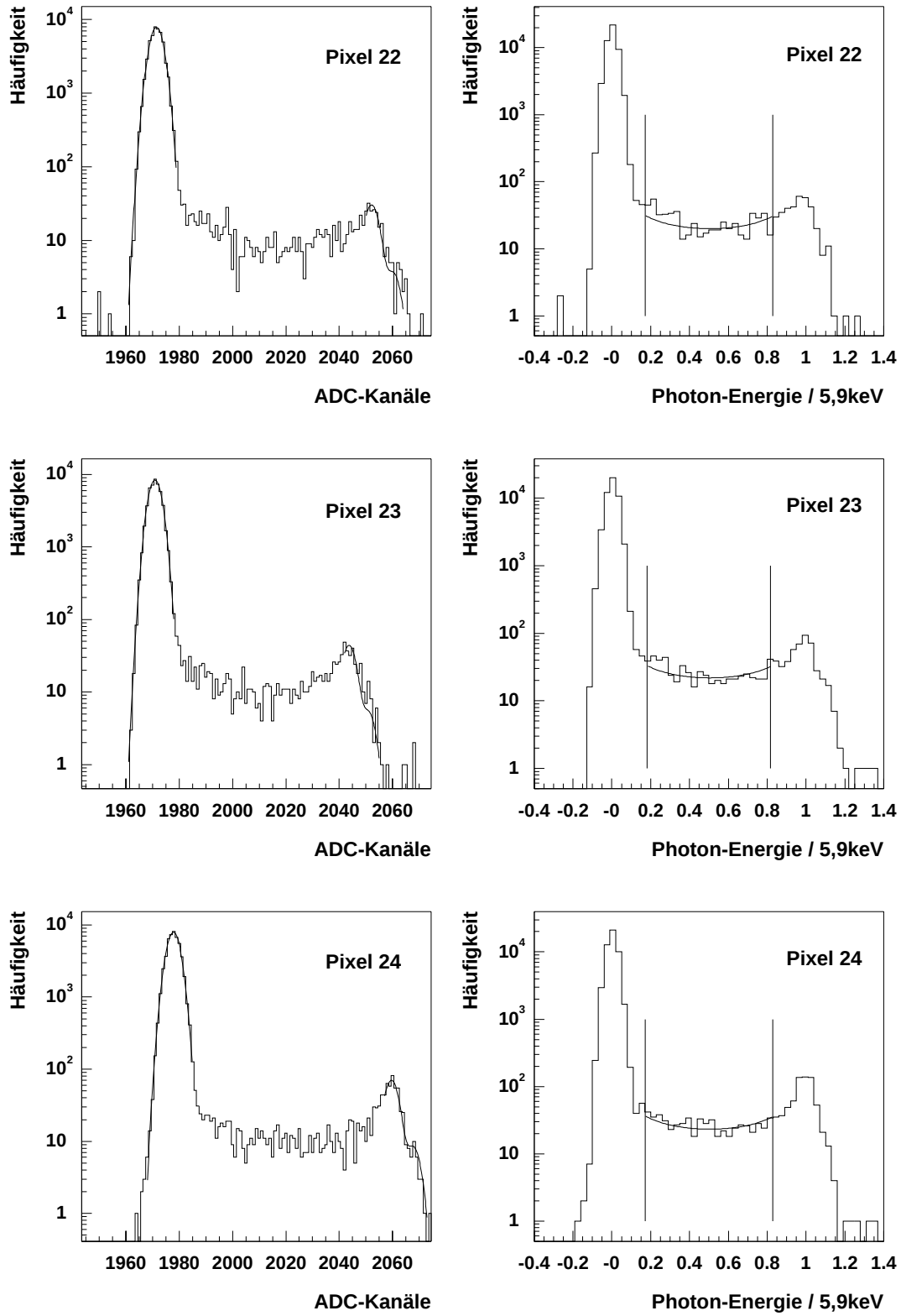


Abbildung 1: *Kalibration und σ_d -Anpassung, Pixel 22 – 24*

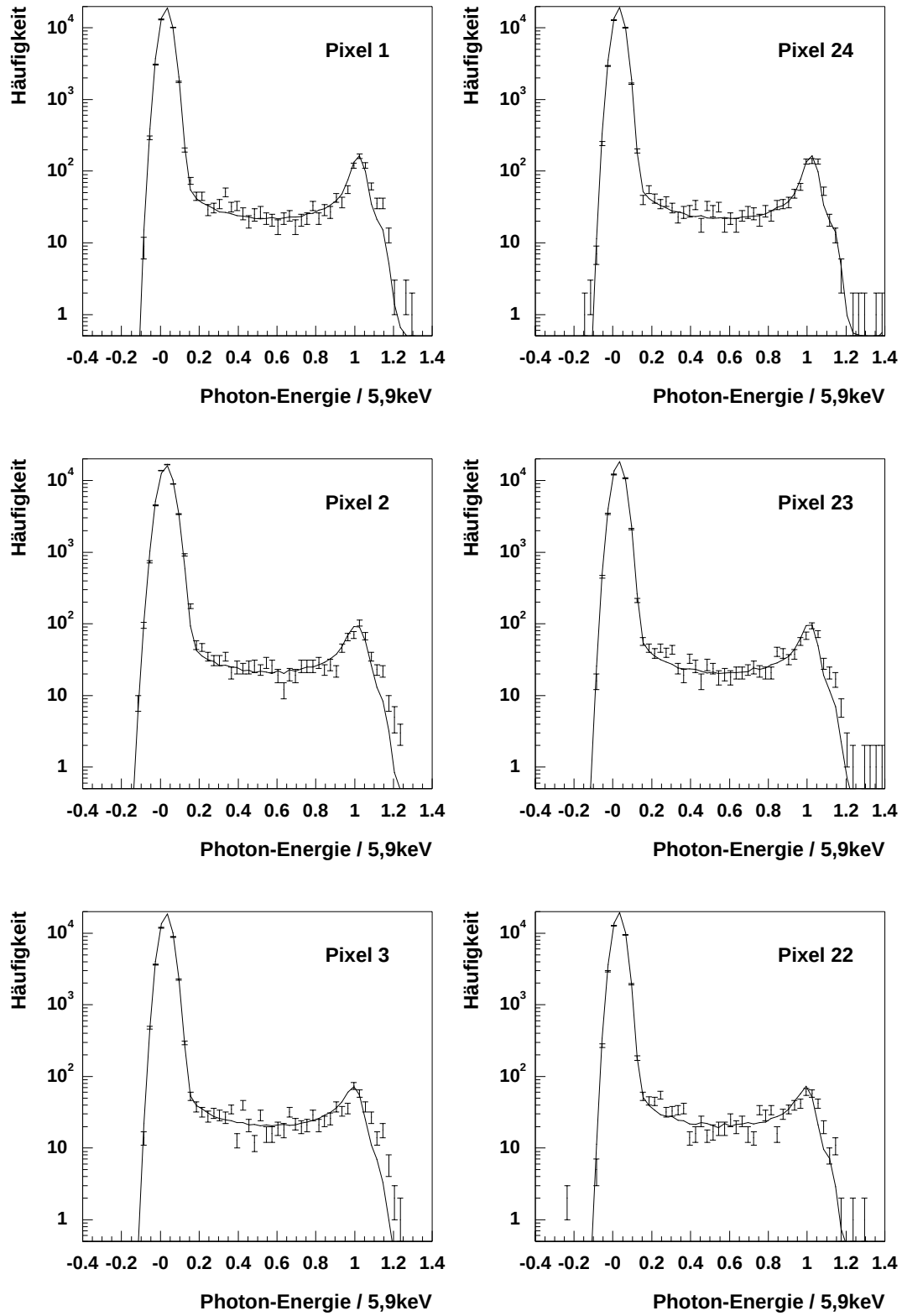


Abbildung 2: Vergleich der Simulation mit den Daten, Pixel (1,24) – (3,22)

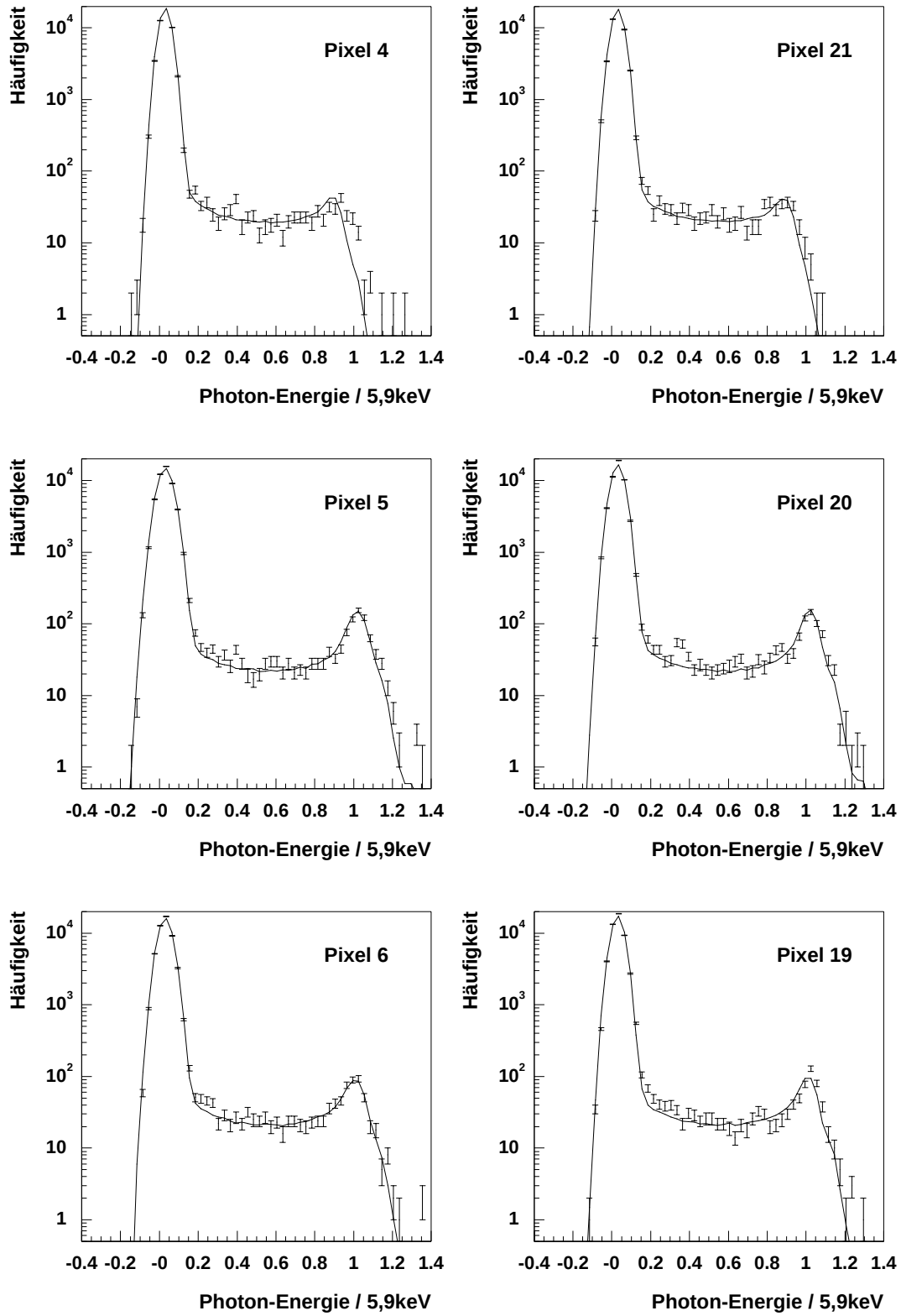


Abbildung 2: Vergleich der Simulation mit den Daten, Pixel (4,21) – (6,19)

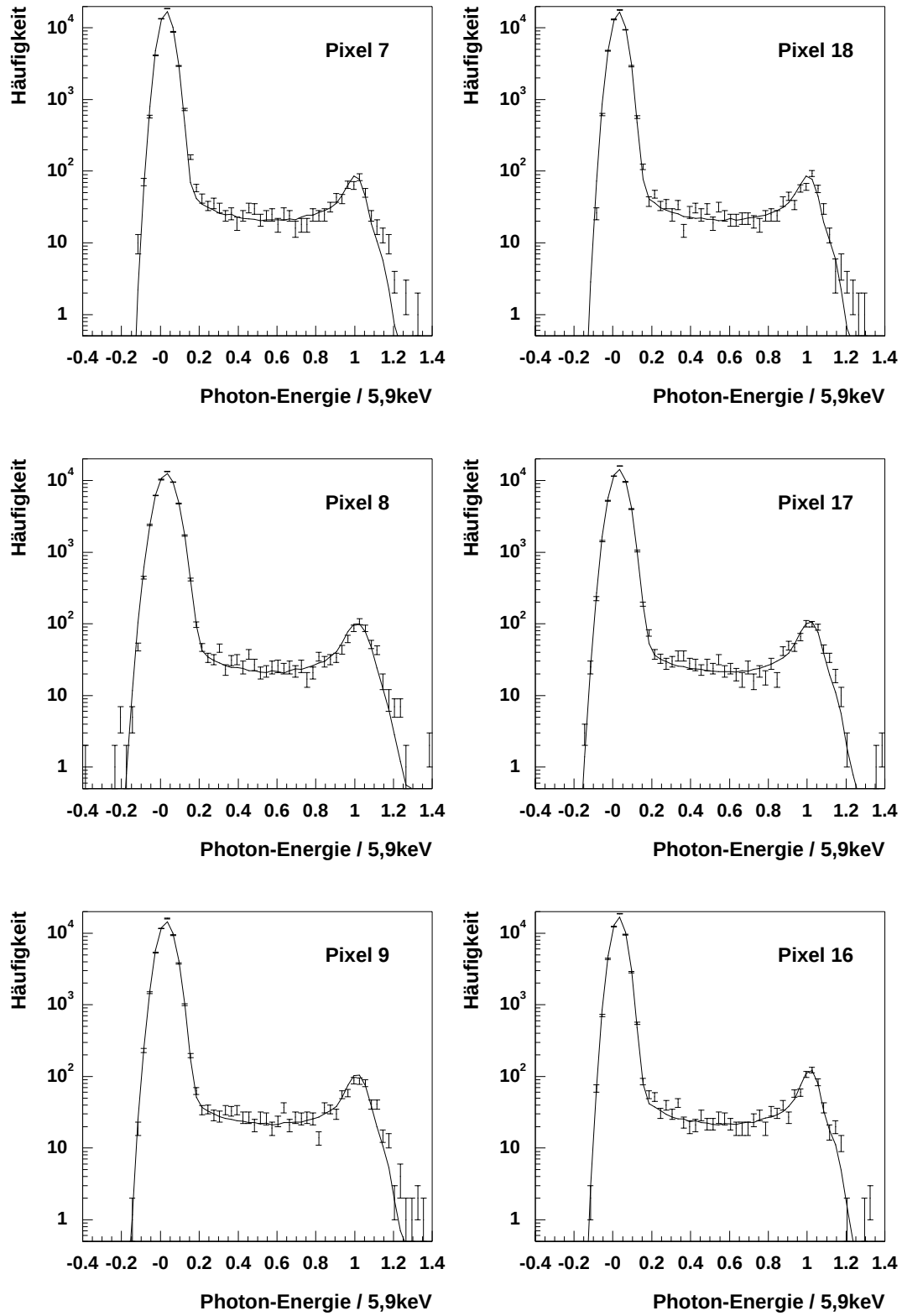


Abbildung 2: Vergleich der Simulation mit den Daten, Pixel (7,18) – (9,16)

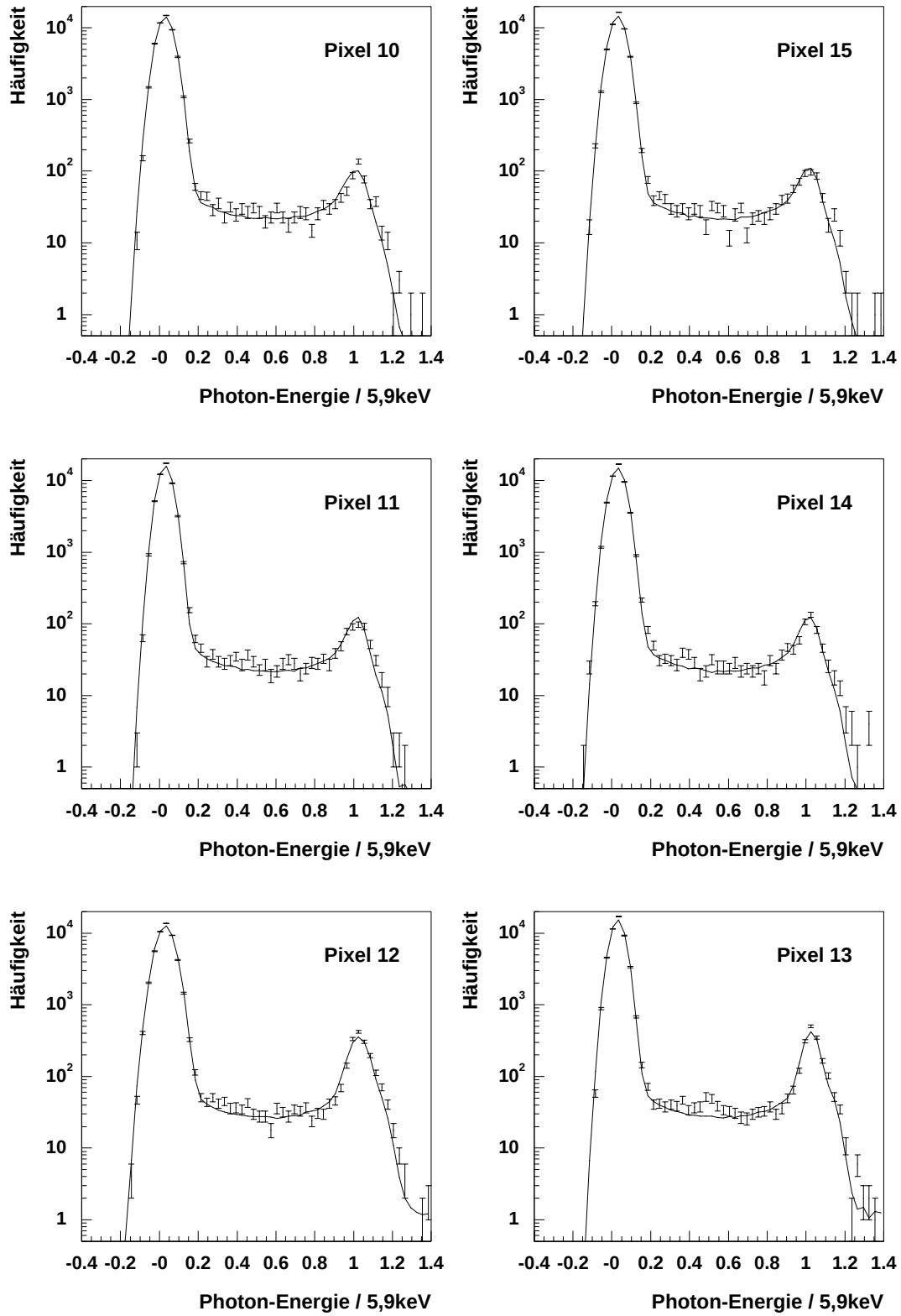


Abbildung 2: *Vergleich der Simulation mit den Daten, Pixel (10,15) – (12,13)*

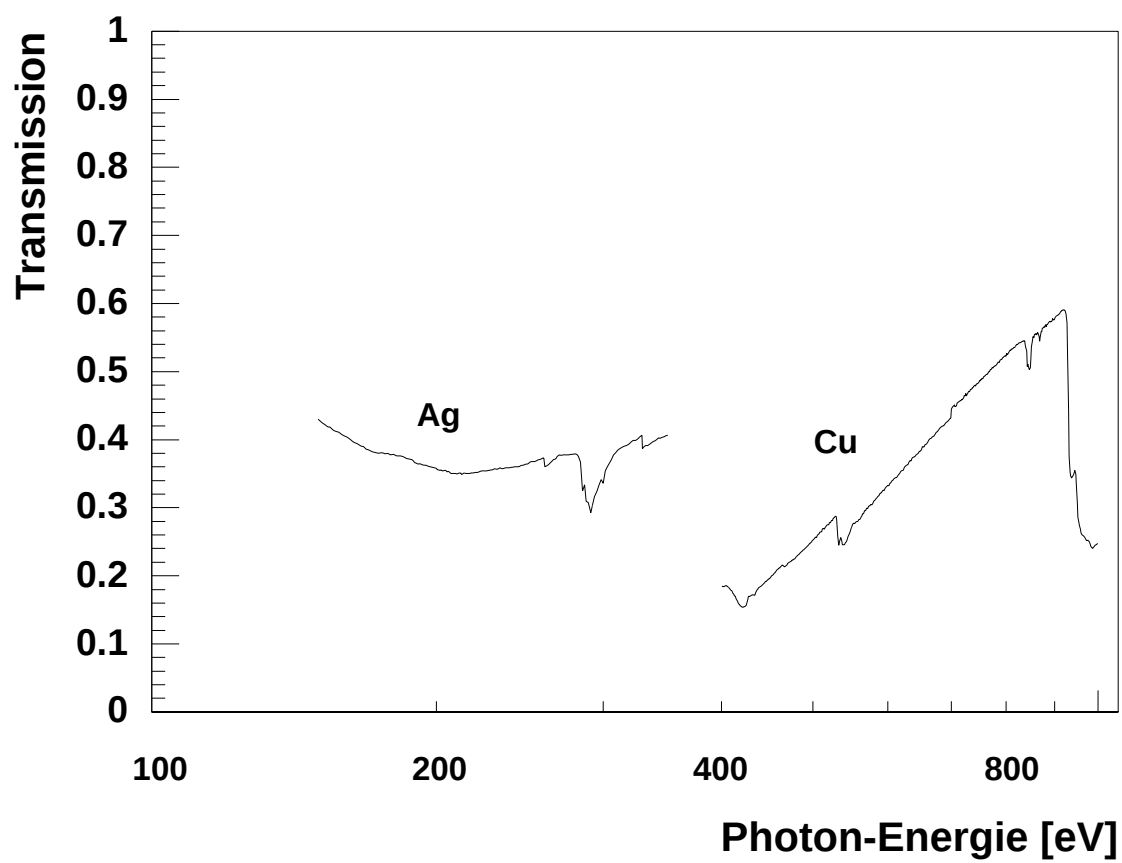


Abbildung 3: Transmission der bei HASYLAB verwendeten Silber- und Kupferfilter. Für die Daten danke ich M. Schröder.

Literaturverzeichnis

- [Belau 83] E. Belau *et al.*, Charge Collection in Silicon Strip Detectors;
Nucl. Instrum. and Methods **214** (1983) 253
- [Blessing 95] Chr. Blessing, Optische Eigenschaften von MgO im Bereich weicher
Röntgenstrahlung, Dissertation;
Interner Bericht DESY HASYLAB 95-10, 1995
- [Brun 96] R. Brun and F. Rademakers, ROOT – An Object Oriented Data Ana-
lysis Framework;
Proceedings AIHENP '96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996;
Nucl. Instrum. and Methods **A389** (1997) 81;
siehe auch <http://root.cern.ch/>
- [Buttler] W. Buttler, CAMEX 64B monolithic readout system for X-ray CCD's
- [Buttler 88] W. Buttler *et al.*, Low noise-low power monolithic multiplexing readout
electronics for silicon strip detectors;
Nucl. Instrum. and Methods **A273** (1988) 778
- [CERN 92] CERN Application Software Group, MINUIT Function Minimization
and Error Analysis, Reference Manual;
Version 92.1, 1992
- [COMET 94] COMET VMEbus I/O Board, Multi-Channel Analog Digitizer Refe-
rence Manual, Feb. 94
- [Feldhaus 98] J. Feldhaus, J. Roßbach, H. Weise, Freie-Elektronen-Laser
Spektrum der Wissenschaft – Dossier: Laser in neuen Anwendungen,
Feb. 1998
- [Fitting 74] H.-J. Fitting, Transmission, Energy Distribution, and SE Excitation
of Fast Electrons in Thin Solid Films
Phys. Stat. Solidi **A26** (1974) 525
- [Grove 67] A.S. Grove, Physics and Technology of Semiconductor Devices,
John Wiley & Sons, 1967

- [Henke 93] B.L. Henke *et al.*, Atomic Data and Nucl. Data Tables, **54(2)** (1993) 181;
siehe auch http://grace.lbl.gov/optical_constants/.
- [Lechner 95] P. Lechner and L. Strüder, Ionization statistics in silicon X-ray detectors – new experimental results;
Nucl. Instrum. and Methods **A354** (1995) 464
- [Lechner 99] P. Lechner, mündliche Mitteilung, 1999
- [Leo 94] W.R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments – A How-to Approach, 2nd Revised Ed., Springer 1994
- [Morrissey] M. Morrissey, Gerätebeschreibung für den Multikanal-Pulsgenerator
- [Ng 96] J.S.T. Ng, A Beam Trajectory Monitor using Spontaneous Undulator Radiation at the TTF-FEL, TESLA-FEL 96-16, DESY, 1996;
AIP Conf. Proc. #413, eds R. Bonifacio and W. A. Barletta, 1997;
Proc. of the 8th European Symposium on Semiconductor Detectors 1998, to be published in Nucl. Instrum. and Methods A.
- [Ng 98] J.S.T. Ng *et al.*, Silicon Pixel Detector for the TTF-FEL Beam Trajectory Monitor;
AIP Conf. Proc. #413, eds R. Bonifacio and W. A. Barletta, 1997;
Proc. of the 8th European Symposium on Semiconductor Detectors 1998, to be published in Nucl. Instrum. and Methods A.
- [PDG 96] PDG, Particles and Fields; Phys. Rev. **D54**, 1996
- [Radeka 88] V. Radeka, Low-Noise Techniques in Detectors;
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **38** (1988) 217
- [Rehak 90] P. Rehak *et al.*, Feedback Charge Amplifier integrated on the Detector Wafer;
Nucl. Instrum. and Methods **A288** (1990) 168
- [Roßbach 95] J. Roßbach *et al.*, TTF-FEL Conceptual Design Report, TESLA-FEL 95-03, DESY, June 1995;
Nucl. Instrum. and Methods **A375** (1996) 269
- [Schröder 99] M. Schröder, priv. Mitteilung, 1999
- [Soltau 96] H. Soltau *et al.*, Performance of the pn-CCD X-ray detector system designed for the XMM satellite mission;
Nucl. Instrum. and Methods **A377** (1996) 340
- [Sze 81] S.M. Sze, Physics of Semiconductor Devices, 2nd Ed.,
John Wiley & Sons, 1981

- [TIMEX] Technical Data TIMEX B

- [Walker 92] R.P. Walker and B. Diviacco, URGENT – A computer program for calculating undulator radiation spectral, angular, polarization, and power density properties
 Rev. Sci. Instrum. **63 (1)** (1992) 392

- [Wunstorf 92] R. Wunstorf, Systematische Untersuchungen zur Strahlenresistenz von Silizium-Detektoren für die Verwendung in Hochenergiephysik-Experimenten;
 Interner Bericht DESY FH1K-92-01, 1992

Danksagung

Das Thema der Arbeit verbindet die Arbeitsgebiete von Herrn Prof. Dr. Klanner, der die Aufgabe gestellt hat, und Herrn Prof. Dr. Schmüser, in dessen Arbeitsgruppe die Arbeit angefertigt wurde. Ich möchte beiden für ihr Interesse am Fortgang der Arbeit und dafür danken, daß sie mich auf ergiebige Fragestellungen aufmerksam gemacht haben.

Herrn Dr. Stefan Roth danke ich für die zahlreichen Hilfestellungen bei der Einführung in neue Arbeitsverfahren. In den Diskussionen mit ihm und mit Frau Dr. Ute Carina Müller habe ich viel über mögliche Vorgehensweisen bei der Datenanalyse und über die Funktionsweise von Halbleiterdetektoren gelernt.

Während der Experimentierphase kam es verschiedentlich zu Fehlfunktionen in der Elektronik. Für das Auffinden und Beheben dieser Fehler danke ich Herrn Sven Karstensen.

Herrn Rasmus Ischebeck danke ich für die Unterstützung bei der Messung am HASYLAB. Zu der am HASYLAB verwendeten Meßapparatur hat Herr Marc-Andres Schröder mehrfach nützliche Hinweise gegeben.

Den Mitarbeitern der Gruppe FEC danke ich für die Möglichkeit, die Kalibration der Temperaturdiode in einem dort vorhandenen Ofen vorzunehmen.

Last but not least haben die Kontakte zum Münchener Halbleiterlabor der Max-Planck-Gesellschaft, an dem der Detektor entwickelt wurde, zum Gelingen und Verständnis der Messungen beigetragen. Insbesondere danke ich Herrn Dr. Peter Lechner für die Informationen zum Aufbau und die Einweisung in den Betrieb des Pixeldetektors.

Den Mitgliedern der Arbeitsgruppe bin ich für die offene, von gegenseitiger Hilfsbereitschaft geprägte Atmosphäre dankbar.