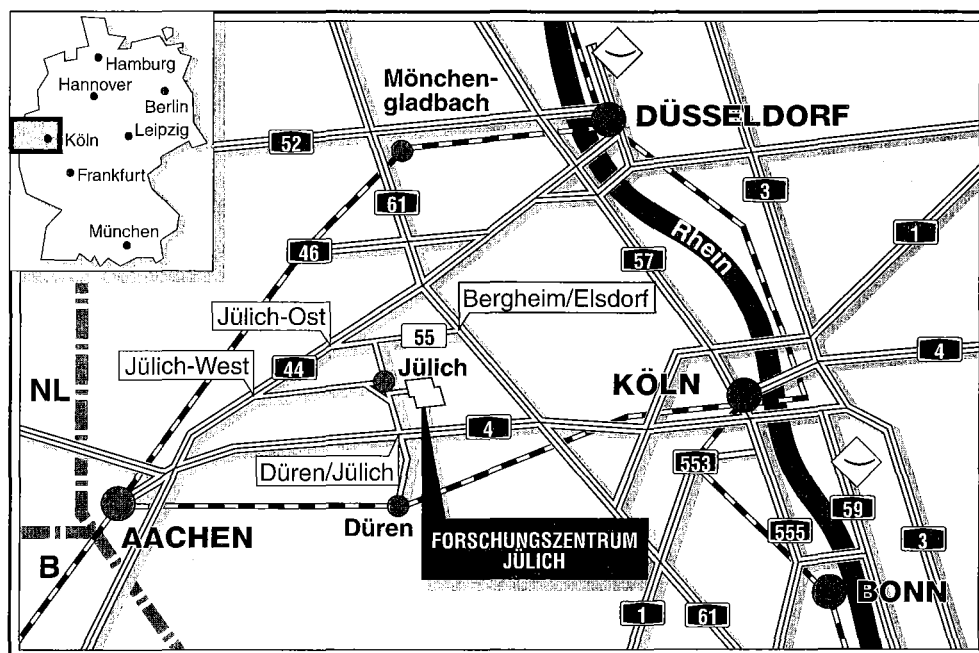


Institut für Schicht- und Ionentechnik

**Schnelle Röntgendetektionssysteme
basierend auf Galliumarsenid
Halbleiterstrukturen**

Josef Lauter



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3289

ISSN 0944-2952

Institut für Schicht- und Ionentechnik Jül-3289

D 82 (Diss. RWTH Aachen)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon: 02461/61-61 02 · Telefax: 02461/61-61 03 · Telex: 833556-70 kfa d

Schnelle Röntgendetektionssysteme basierend auf Galliumarsenid Halbleiterstrukturen

Josef Lauter

Inhalt

1	Einleitung	5
1.1	Motivation der Arbeit	7
1.2	Struktur der Arbeit	8
2	Halbleiterdetektoren für Röntgenstrahlung	11
2.1	Funktionsprinzip der Halbleiterdioden	11
2.1.1	pn-Dioden	11
2.1.2	Schottky-Dioden	14
2.1.3	Detektion von Strahlung	15
2.1.4	Kennlinien von Halbleiterdioden	16
2.1.5	Zeitverhalten	18
2.2	Röntgendetektoren	20
2.2.1	Absorption	20
2.2.2	Generation der Ladungsträger	27
2.2.3	Effizienz der Halbleiterdetektoren	29
2.2.4	Anforderungen an einen idealen Röntgendetektor	32
2.3	Avalanche Röntgendetektoren	33
2.3.1	Funktionsprinzip	34
2.3.2	Verstärkung	35
2.3.3	Rauschen	37
2.4	Heterostrukturen	39
2.4.1	Konzept der Staircase-Diode	40
2.4.2	Schichtstruktur der Avalanche Röntgendetektoren	41
2.4.3	Zeitverhalten	43
3	Herstellung der Detektoren	45
3.1	Kristallzuchtverfahren	45
3.2	Epitaxiemethoden	47
3.2.1	Flüssig-Phasen-Epitaxie	47
3.2.2	Metallorganische Gas Phasen Epitaxie	48
3.2.3	Molekularstrahl-Epitaxie	48
3.3	Prozessierung der Detektoren	50
3.3.1	Schottky-Dioden	50
3.3.2	pin-Dioden	51
3.3.3	Avalanche Detektoren	51
3.4	Gleichstromcharakterisierung der Detektoren	54
3.4.1	Schottky-Dioden und pin-Dioden	54

3.4.2	Avalanche Detektoren	57
4	Auslesesysteme für Halbleiterdetektoren	63
4.1	Vorverstärker	63
4.1.1	Rauschbeiträge	64
4.1.2	Spannungsempfindliche Verstärker	64
4.1.3	Stromempfindliche Verstärker	70
4.1.4	Ladungsempfindliche Verstärker	73
4.2	Spektroskopisches Auslesesystem	74
4.3	Zeitauflösendes Auslesesystem	76
4.3.1	Synchrotron-Strahlungsquelle	76
4.3.2	Timing-Elektronik	76
5	Spektroskopische Untersuchungen	85
5.1	GaAs Röntgendetektoren	85
5.1.1	Radioaktive Röntgenquellen	85
5.1.2	Spektren	86
5.1.3	Quantitative Analyse der Spektren	90
5.1.4	Ergebnisse	97
5.2	AlGaAs/GaAs Avalanche-Röntgendetektoren	99
5.2.1	Verstärkung	99
5.2.2	Rauschverhalten	101
5.2.3	Detektion von Röntgenstrahlung	104
6	Zeitaufgelöste Messungen	109
6.1	Experimenteller Aufbau	109
6.2	GaAs-Röntgendetektoren	109
6.2.1	MOCVD-Detektoren	110
6.2.2	LPE-Detektoren	112
6.3	AlGaAs/GaAs Avalanche Röntgendetektoren	116
6.3.1	Zeitauflösung der Multiplikationszonen	116
6.3.2	Zeitauflösung der SAM-APD	118
7	Zusammenfassung und Ausblick	123
7.1	Wesentliche Ergebnisse der Arbeit	123
7.2	Perspektiven von GaAs-Röntgendetektoren	124
	Literaturverzeichnis	127
	Danksagung	135

Kapitel 1

Einleitung

Röntgenstrahlen, die hochenergetischen Quanten der elektromagnetischen Strahlung, sind seit ihrer Entdeckung im Jahr 1895 durch *Konrad Röntgen* zu einem der wichtigsten Objekte der wissenschaftlichen Untersuchungen an Festkörpern geworden. Die konsequente wissenschaftliche Untersuchung ihrer Eigenschaften hat wesentliche Impulse für das Verständnis der atomaren Struktur der Materie gegeben und entscheidend zur experimentellen Verifizierung der Quantenmechanik beigetragen. Die kurze Wellenlänge und die große Eindringtiefe bedingen die außerordentlichen Möglichkeiten des Einsatzes von Röntgenquanten als Sonde bei physikalischen Untersuchungen kondensierter Materie.

Neben den wissenschaftlichen Untersuchungen an und mit Röntgenstrahlung ist die technische und medizinische Anwendung dieser Strahlungsart ein exzellentes Beispiel, wie eine physikalische Grundlagenuntersuchung den Anstoß für ein neuartiges technisches und industrielles Anwendungsgebiet geben kann. Praktisch seit der Entdeckung werden Röntgenreihenuntersuchungen zur medizinischen Diagnostik eingesetzt und stellen auch heute, 100 Jahre nach ihrer Einführung, eine der wichtigsten bildgebenden Verfahren der Medizin dar. Gerade im medizinischen Sektor werden Röntgenstrahlen heutzutage auf vielfältige Arten eingesetzt, wobei Mammographie, Computertomographische Verfahren, Szintigraphie und Positronenemissionstomographie nur einige Stichpunkte für das breite medizinische Anwendungsspektrum darstellen. Neben den medizinischen Anwendungen nehmen die industriellen Applikationen der Röntgenstrahlung immer noch an Bedeutung zu. So ist die Röntgenfluoreszenz Analyse (RFA) ein wichtiges Werkzeug bei der zerstörungsfreien Prüfung der elementaren Zusammensetzung von Werkstoffen. Derartige Verfahren werden in so unterschiedlichen Gebieten wie der Evaluierung von Bodenschätzen, der Umweltüberwachung oder der Elektronenmikroskopie eingesetzt. Röntgenbeugung zur Vermessung von Kristallen und bildgebende Computertomographie zur Werkstoffprüfung sind weitere Beispiele für das breite Einsatzgebiet der Röntgenstrahlung.

Im wissenschaftlichen Bereich ist die Untersuchung von und mit Röntgenstrahlung weiterhin ein wichtiges Betätigungsfeld, das nicht nur im Bereich der physikalischen Grundlagenuntersuchungen, sondern auch in der biologischen, chemischen und medizinischen Forschung eine wichtige Untersuchungsmethode darstellt. Nachdrücklich unterstrichen wird die Wichtigkeit und der Stellenwert dieser Untersuchungsmethode durch die Entwicklung der Synchrotronstrahlungsquellen. Mit diesen Elektronenbeschleunigern stehen seit einigen Jahren Quellen für Röntgenstrahlung mit außerordentlich

hohen Intensitäten für die wissenschaftliche Untersuchung bereit. Neben der Intensität sind die erzielbaren hohen Monochromasien, die Polarisierung, die nahezu punktförmige Fokussierung und die gepulste Zeitstruktur die herausragenden Eigenschaften der Synchrotronstrahlung. Mit diesen Eigenschaften eröffnet sich ein neues Feld an Untersuchungsmethoden mit Röntgenstrahlung, so daß weder im technischen, medizinischen noch wissenschaftlichen Bereich auf die Methodik der Röntgenanalyse verzichtet werden kann.

So vielfältig wie die Anwendungen und Untersuchungsmethoden der Röntgenstrahlung, so unterschiedlich sind auch die Anforderungen an die Detektorsysteme, die zum Nachweis der Röntgenstrahlung entwickelt worden sind. Der Energiebereich der Röntgenstrahlung, der zu technischen Untersuchungen genutzt wird, erstreckt sich über vier bis fünf Größenordnungen und die zu verarbeitenden Zählraten variieren zwischen dem Gigahertz-Bereich und dem mHertz-Bereich über mehr als 10 Größenordnungen. Schon aus diesem Grund bedingt der universelle Einsatz der Röntgenstrahlung die Entwicklung von optimierten Detektorlösungen, die auf die speziellen Anforderungen des jeweiligen Experimentes abgestimmt werden müssen. Jedoch lassen sich einige allgemeine Kriterien für die Beurteilung eines Röntgendetektorsystems formulieren, die eine Einstufung und Bewertung der Detektoren erlauben:

- **Energieauflösung**

Die Energieauflösung eines Detektorsystems gibt die Genauigkeit an, mit der die Energie eines einfallenden Röntgenquanten bestimmt werden kann.

- **Effizienz oder Nachweisempfindlichkeit**

Die Effizienz gibt die Wahrscheinlichkeit für den Nachweis eines Röntgenquanten einer bestimmten Energie an.

- **Dynamik**

Unter dem dynamischen Bereich versteht man die minimale und die maximale Rate, die ein Röntgendetektor nachweisen kann.

- **Zeitauflösung**

Diese Größe beschreibt die Genauigkeit, mit der der Zeitpunkt des Nachweises des Röntgenquanten durch den Detektor bestimmt werden kann.

- **Ortsauflösung**

Unter der Ortsauflösung versteht man die Genauigkeit, mit der der Ort des Nachweises des Röntgenquanten mit dem Detektorsystem festgestellt werden kann.

- **Betriebsbedingungen**

In diesem allgemeinen Punkt lassen sich so verschiedenartige Punkte wie der Temperaturbereich, die Stabilität sowie die Kosten eines Detektorsystems zusammenfassen. Diese Kriterien stellen für den Einsatz eines Detektors im allgemeinen wesentliche Einschränkungen dar.

Der klassische 'Detektor' ist der photographische Film, der aufgrund seiner überragenden Ortsauflösung auch heute noch eingesetzt wird. Darüberhinaus werden gasgefüllte Zählrohre, auf der Lichtaussendung von Szintillatoren beruhende Systeme und Halbleiterdetektoren zum Nachweis von Röntgenquanten eingesetzt. Keines dieser Systeme

ist derzeit in der Lage, alle Detektionsaufgaben im Zusammenhang mit dem Röntgen-nachweis zu übernehmen, Dennoch läßt sich ein allgemeiner Trend zur Nutzung von Halbleiterdetektoren feststellen.

1.1 Motivation der Arbeit

Der eigentliche Ausgangspunkt dieser Arbeit ist eine Problemstellung aus dem Bereich der physikalischen Grundlagenuntersuchung mit Hilfe von Synchrotronstrahlung. Bei der nuklearen Resonanzstreuung in Vorwärtsrichtung, die eng mit der Mößbauerspektroskopie verwandt ist, werden energetisch besonders scharfe Kernniveaus vermessen. Abbildung (1.1) zeigt schematisch die typische Versuchsanordnung, die bei dieser Streumethode ausgenutzt wird. Hochmonochromatische Röntgenstrahlen treffen zum Zeitpunkt $t = 0$ auf eine zu untersuchende Probe und regen das Kernniveau an. Aufgrund der außerordentlichen Schärfe des Niveaus mit einer energetischen Breite von typischerweise $\Delta E/E = 10^{-13}$ wird die Masse der Photonen nicht gestreut und verläßt die Probe. Die resonant absorbierten Quanten überführen den Kern in einen angeregten Zustand, der mit der Zeitkonstanten Δt zerfällt. Aufgrund der Heisenbergschen Unschärferelation ist die Lebensdauer Δt umgekehrt proportional zu Energieschärfe ΔE des Niveaus. Deshalb werden die resonant gestreuten Photonen zeitlich verzögert vom Kern reemittiert und treffen zu späteren Zeitpunkten auf den Detektor. Da die Streuung in Vorwärtsrichtung stets als konstruktiv anzusehen ist, darf der Abklingvorgang als Zerfall eines kohärenten quantenmechanischen Zustandes verstanden werden. Das hat zur Folge, daß unterschiedliche Energiezustände der Probe zu zeitlich modulierten Wahrscheinlichkeitsamplituden führen, die im Detektor zu zeitlich modulierten Röntgenzählraten führen. Diese zeitlich modulierten Intensitätsschwankungen werden als 'Quantum Beats' bezeichnet und dürfen anschaulich als Schwebung oder allgemeiner als Überlagerung der Einzelniveaus angesehen werden. Ein schematisches Zeitspektrum der auf den Detektor treffenden Röntgenstrahlung ist ebenfalls in Abbildung (1.1) dargestellt. Eine detaillierte Beschreibung dieser Methode und ihrer Vorzüge findet sich in [1, 2]. Wesentlicher Vorteil dieser Untersuchung gegenüber der herkömmlichen Mößbauerspektroskopie sind die hohen Ereignisraten, die durch die intensive Synchrotronstrahlung erreichbar sind.

Aus dem skizzierten Aufbau und dem typischen Zeitspektrum müssen an ein geeignetes Detektionssystem folgende Anforderungen gestellt werden:

1. Einzelphotonennachweis im Energiebereich von 8 bis 60 keV
2. Nachweiseffizienz im Energiebereich von 8 bis 60 keV
3. Aktive Flächen von idealerweise 1 mm² oder mehr
4. Dynamischer Bereich: 10⁹ counts/s
5. Zeitauflösung: $\Delta t < 1$ ns
6. Raumtemperaturbetrieb, Langzeitstabilität, Strahlenhärte

Der besondere Anforderungsschwerpunkt dieser Detektoren liegt in der außerordentlich hohen geforderten Zeitauflösung und des hohen dynamischen Bereichs. Diese

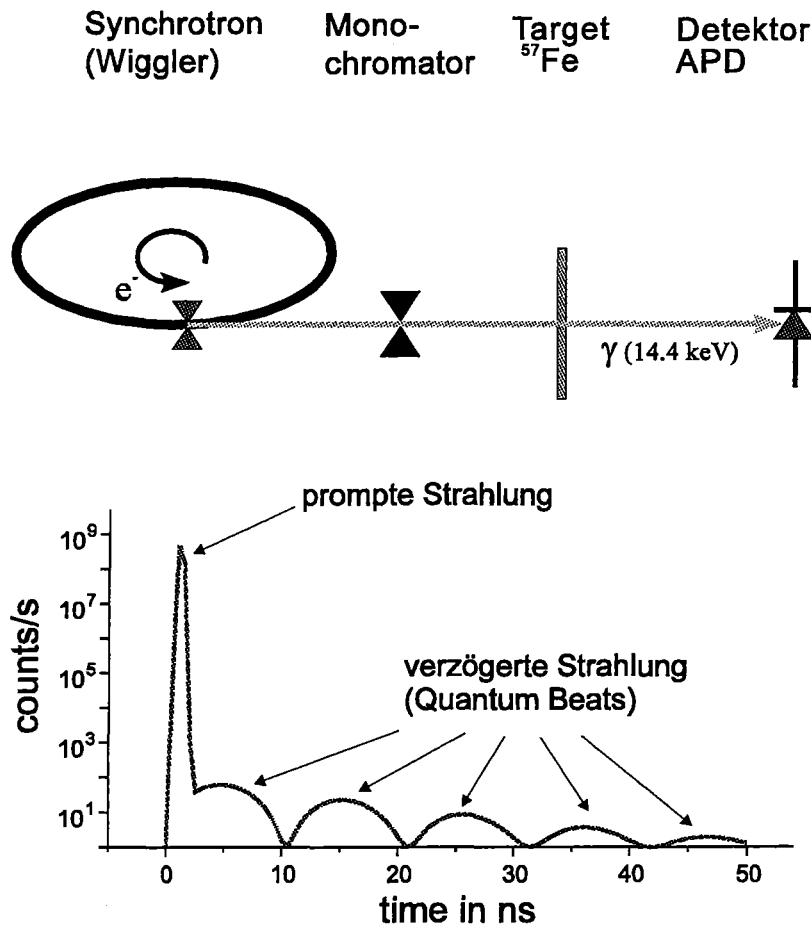


Abb. 1.1: Prinzipskizze zur nuklearen Resonanzstreuung in Vorwärtsrichtung. Gezeigt ist ein stark vereinfachter Versuchsaufbau und schematisch ein zu erwartendes Zeitspektrum.

Forderungen sind nur durch schnelle Detektorsysteme zu erfüllen, deren Gesamtbandbreite oberhalb von 100 MHz liegen sollte. Primäres Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Entwicklung und Realisierung eines solchen Detektionssystems. Im Rahmen dieser Arbeiten sind aber viele Ergebnisse an neuartigen Detektorsystemen erarbeitet worden, die auch in anderen Anwendungsgebieten von Röntgendetektoren ein breites Anwendungspotential versprechen. Dazu zählen insbesondere solche Anwendungen, die auf die Verarbeitung hoher Zählraten niederenergetischer Quanten angewiesen sind.

1.2 Struktur der Arbeit

Die in dieser Arbeit realisierten Detektionssysteme beruhen auf der Verwendung von Halbleiterdetektoren. Die inhärente Schnelligkeit der Halbleiterbauelemente und die damit erzielbaren großen Bandbreiten sind der Kernpunkt für die Entscheidung zugunsten eines Halbleiterdetektors für diese Anwendung. Aus diesem Grunde werden im folgenden ersten Kapitel zunächst die wesentlichen Eigenschaften von Halbleiterdioden für den Betrieb als Detektorelement dargestellt. Im weiteren werden die physikalischen Grundlagen der Absorption von Röntgenstrahlung in Materie zusammenge-

stellt, die in Verbindung mit der Forderung nach hoher Bandbreite die Auswahl des Verbindungshalbleiters Galliumarsenid als Detektormaterial bedingen. Die besonderen Anforderungen an die Empfindlichkeit des Detektionssystems implizieren eine rauscharme Signalverstärkung, die beispielsweise durch die Verwendung von Avalanche Dioden aus Galliumarsenid/Aluminium Galliumarsenid AlGaAs/GaAs erzielt werden können. Die Physik dieser Bauelemente wird vorgestellt und als eine mögliche Lösung der Detektionsaufgabe diskutiert.

In einem zweiten Kapitel wird die halbleitertechnologische Realisierung der Detektoren vorgestellt, die durch epitaktische Methoden hergestellt werden. Zur Optimierung der Detektoren notwendige Strukturierungsmethoden werden beschrieben, sowie die zu deren Charakterisierung eingesetzten Gleichstrommeßverfahren.

Neben der Bereitstellung der Halbleiterkomponente war die Entwicklung und Realisierung einer geeigneten Ausleseelektronik weiterer Bestandteil der Arbeiten. Ziel dieser Entwicklung ist die Bereitstellung eines Gesamtsystems, welches direkt mit bestehenden Auslesesystemen genutzt werden kann. In diesem Zusammenhang wird das Detektionssystem als Einheit aus Detektor und Vorverstärker aufgefaßt, das die einfallenden Röntgenquanten in ein Spannungssignal umwandelt, das auf einer Koaxialleitung mit einer Impedanz von $50\ \Omega$ bereitgestellt wird. Die verschiedenen Möglichkeiten zur Realisierung einer solchen Einheit werden diskutiert und anhand einer einheitlichen Beschreibung dargestellt. Eine kurze Darstellung der weitergehenden Ausleseelektronik für energieaufgelöste und zeitaufgelöste Messungen schließt sich an.

Die spektroskopischen Untersuchungen an den hergestellten Detektoren und Detektionssystemen werden in Kapitel 4 zusammengefaßt. Sie lassen Aussagen über die Verwendbarkeit von GaAs Detektoren zu, die weit über den Bereich der Anwendung für Synchrotronstrahlung hinausgehen. Energieauflösung und ihre prinzipiellen Grenzen im Materialsystem werden ebenso diskutiert, wie der Einsatz von Avalanche Dioden als Detektoren für Röntgenstrahlung.

Im sich anschließenden Kapitel werden die Ergebnisse zusammengefaßt, die beim Einsatz der Detektoren in zeitaufgelösten Messungen von Synchrotronstrahlung erzielt worden sind. Die Ergebnisse werden mit den theoretisch zu erwartenden Resultaten verglichen und die Grenzen des vorgestellten Lösungsvorschlages diskutiert.

Am Schluß steht eine Zusammenfassung der wesentlichen wissenschaftlichen und technologischen Ergebnisse dieser Arbeit. Als Ausblick der Arbeit folgt eine kritische Diskussion der Ergebnisse und Perspektiven von GaAs Röntgendetektoren.

Die Realisierung dieses Detektionssystems ist als interdisziplinäre Arbeit zu verstehen, die wesentliche Impulse aus der Halbleiterphysik, der Elektrotechnik, aber auch der Kernphysik auf sich vereint. Eine enge Kooperation mit internen und externen Partnern und Anwendern hat maßgeblichen zu den Ergebnissen dieser Arbeit beigetragen. Deshalb endet diese Arbeit mit einer Danksagung an alle, die an der Realisierung der vorgestellten Detektoren beteiligt waren und in Zukunft die Arbeit fortführen werden.

Kapitel 2

Halbleiterdetektoren für Röntgenstrahlung

Die rasante Entwicklung der Halbleitertechnologie hat neben der Entwicklung von aktiven und passiven Schaltungselementen wie Transistoren und Dioden auch die Gruppe der Detektoren und Sensoren revolutioniert. Insbesondere auf dem Gebiet der optischen Sensoren und Detektoren werden vielfach auf Halbleitern basierende Strukturen eingesetzt. Zu den Vorteilen dieser Detektoren gehört der große spektrale Bereich, die Miniaturisierbarkeit, die inhärente Schnelligkeit sowie die direkte Konversion in elektrische Signale.

Die Detektoren können nach ihrem Funktionsprinzip in die Gruppe der Photoleiter und der Photodioden eingeteilt werden. Bei der ersten Gruppe macht man sich die Widerstandsänderung des Halbleitermaterials bei Einstrahlung von Licht zunutze. In der zweiten Gruppe dient eine durch eine Potentialdifferenz verarmte Halbleiterschicht mit hoher elektrischer Feldstärke als aktive Zone. Die in dieser Zone durch Strahlungsabsorption generierten Elektron-Loch Paare werden vom elektrischen Feld getrennt und verursachen einen Verschiebungsstrom, der als Meßsignal verwertet wird.

2.1 Funktionsprinzip der Halbleiterdioden

Das Funktionsprinzip von Halbleiterdioden basiert auf der Ausbildung einer Raumladungszone mit hoher elektrischer Feldstärke innerhalb eines pn-Überganges oder einer Schottkydiode. Ladungsträger, d.h. Elektron Loch Paare, die innerhalb dieser Zone generiert werden oder in die Zone eindiffundieren, werden durch das elektrische Feld getrennt. Diese Ladungsträgertrennung führt zu einem Stromfluß, der als elektrisches Signal aufgenommen und weiter verstärkt werden kann. Die Ausbildung einer Raumladungszone wird durch eine interne Potentialbarriere verursacht, die durch ein Diffusionspotential, bzw. eine Schottky-Barriere und eine äußere Spannung zustande kommt. Detaillierte Beschreibungen der Physik dieser Bauelemente finden sich in [3, 4].

2.1.1 pn-Dioden

Eine pn-Diode besteht aus einem Halbleitermaterial, das in zwei unterschiedlich dotierte Bereiche unterteilt ist, einen n-dotierten und einen p-dotierten Bereich. Diese

Gebiete werden durch das Einbringen von Dotierstoffen der Konzentration N_A für Akzeptoren und N_D für Donatoren gebildet. Entsprechend der Fermistatistik werden die Akzeptor und Donatorniveaus ionisiert, so daß eine Konzentrationsdifferenz der freien Ladungsträger $p(x)$ und $n(x)$ in den unterschiedlich dotierten Raumbereichen entsteht. Somit ändert sich das chemische Potential oder Fermi-niveau E_F des jeweiligen Halbleitermaterials. Durch den direkten Kontakt beider Zonen bilden sich aufgrund des Konzentrationsgradienten der unterschiedlichen Dotierungen Diffusionsströme J_{diff} der freien Majoritätsladungsträger in den benachbarten Raumbereichen aus, die durch entgegengesetzte Feldströme J_{field} kompensiert werden. Für die Gesamtstromdichte J_{tot} von Elektronen und Löchern gilt für den eindimensionalen Fall die Beziehung:

$$\begin{aligned} J_{\text{tot}} &= J_{\text{field}} + J_{\text{diff}} \\ &= [e\{p(x)v_h(x) - n(x)v_e(x)\}]_{\text{field}} + \left[D_h \frac{dp(x)}{dx} - D_e \frac{dn(x)}{dx} \right]_{\text{diff}}. \end{aligned} \quad (2.1)$$

In dieser Gleichung bezeichnen:

e	Elementarladung
$n(x), p(x)$	Konzentrationen der freien Elektronen und Löcher
$v_e(x), v_h(x)$	Driftgeschwindigkeiten für Elektronen und Löcher
D_e, D_h	Diffusionskonstanten für Elektronen und Löcher

Die Driftgeschwindigkeiten sind eine Funktion der elektrischen Feldstärke, die als linear für kleine elektrische Feldstärken angenommen werden kann.

Ohne das Anlegen einer äußeren Spannung U verschwindet die Gesamtstromdichte J_{tot} , so daß sich die Ladungsverteilung und der Potentialverlauf des spannungslosen pn-Übergangs durch die Lösung der homogenen DGL (2.2) ergibt. Es kommt zur Ausbildung einer internen Potentialbarriere U_{diff} , die sich aus der Differenz der Lage des Fermi-niveaus in den separaten Materialien ergibt. Sie kann aus der Höhe der Dotierungen und der intrinsischen Ladungsträgerkonzentration n_i des verwendeten Halbleitermaterials ermittelt werden:

$$U_{\text{diff}} = \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{pn}{n_i^2}\right). \quad (2.2)$$

Als weitere Differentialgleichung muß die Poisson Gleichung der Elektrodynamik zur Berechnung der elektrischen Feldstärke F , bzw. des elektrischen Potentials ϕ herangezogen werden, wobei auch die Konzentrationen der raumfesten ionisierten Donator- und Akzeptor-Niveaus N_e, N_h zu berücksichtigen sind:

$$\begin{aligned} -\frac{d\phi}{dx} &= F \\ \frac{d^2\phi}{dx^2} &= -\frac{dF}{dx} = \frac{(N_e(x) - N_h(x) + n(x) - p(x))e}{\epsilon_0\epsilon_r}. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Anstelle der Diskussion der Differentialgleichungen für die Diffusions- und Feldströme können die für einen Detektor wichtigen Eigenschaften von pn-Übergängen anhand des stark vereinfachenden Schottky Modells der pn-Diode aufgezeigt werden

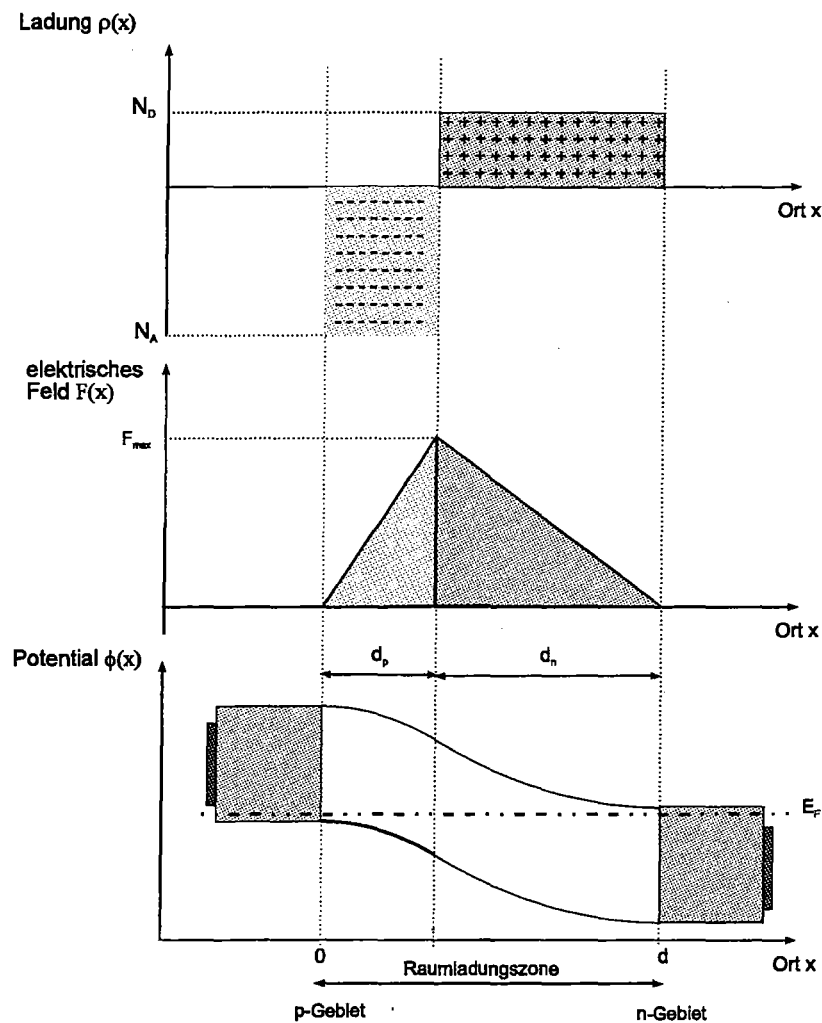


Abb. 2.1: Ladungsverteilung, Feldverteilung und Potentialverlauf einer pn-Diode in Schottkynäherung; Die angenommene Akzeptorkonzentration N_A ist doppelt so hoch wie die Donatorkonzentration N_D

[3]. Unter der Annahme, daß die Ladungsverteilung als ideal kastenförmig anzusetzen ist und daß im Kristall Ladungsneutralität herrscht, kann mit Hilfe der eindimensionalen Poisson Gleichung (2.4) das elektrische Feldprofil $F(x)$ innerhalb des pn-Überganges ermittelt werden. Durch Integration dieser Gleichung erhält man das elektrische Feld und durch nochmalige Integration den Potentialverlauf. In Abbildung (2.1) ist die Ladungsverteilung, die elektrische Feldverteilung und die aus der Potentialverteilung resultierende Bandstruktur eines pn-Übergangs schematisch skizziert.

Die beiden unterschiedlich dotierten Halbleiterbereiche werden durch Metallisierungen kontaktiert, die eine ohmsche Übertragungscharakteristik aufweisen. Legt man eine äußere Spannung an diese Kontakte an, so ändert sich die interne Potentialdifferenz um den gleichen Betrag. Im Fall einer Verkleinerung der Potentialbarriere spricht man von der Durchflußrichtung, bei einer Vergrößerung der Potentialbarriere von der Sperrichtung der Diode. In Sperrichtung weitet sich somit auch die Raumladungszone des pn-Überganges aus. Durch die Einführung einer undotierten oder schwachdotierten Zone zwischen den dotierten p- und n-Gebieten der Diode kann die Größe der Raum-

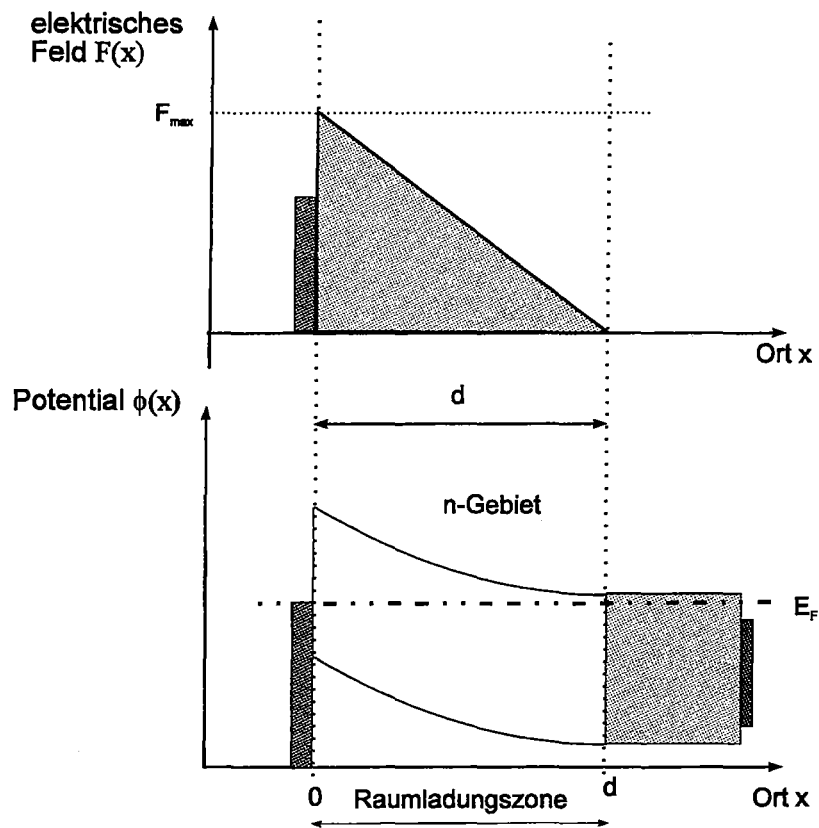


Abb. 2.2: Bandverlauf und elektrische Feldverteilung der Schottky Diode auf n-dotiertem Material

ladungszone noch zusätzlich erweitert werden. Man spricht dann von einer pin-Diode.

2.1.2 Schottky-Dioden

Im Gegensatz zum pn-Übergang besteht eine Schottkydiode aus einem Halbleiter-Metall Übergang. Analog zum pn-Übergang kommt es zur Ausbildung einer internen Potentialdifferenz aufgrund der unterschiedlichen Lage der Fermi-niveaus der einzelnen Komponenten. Die Höhe der Potentialdifferenz hängt von der Höhe der Dotierung des Halbleitermaterials und vom verwendeten Metall ab. Sie lässt sich analog zur pn-Diode durch das Anlegen eines äußeren Feldes verändern. Da die Ladungsträgerdichte im Metall sehr hoch ist, dringt die Raumladungszone kaum in das Metall ein. Abbildung (2.2) zeigt schematisch Ladungs- und Feldverteilung sowie die resultierende Bandstruktur für einen Schottky Übergang auf n-dotiertem Halbleitermaterial.

Für den Fall der Schottkydiode lassen sich Feld- und Potentialverteilung, $F(x)$ und $\phi(x)$, sowie die Tiefe d der Raumladungszone einfach angeben:

$$F(x) = \frac{ne}{\epsilon_0 \epsilon_r} (d - x) \quad (2.4)$$

$$\phi(x) = \frac{ne}{2\epsilon_0 \epsilon_r} (d - x)^2 \quad (2.5)$$

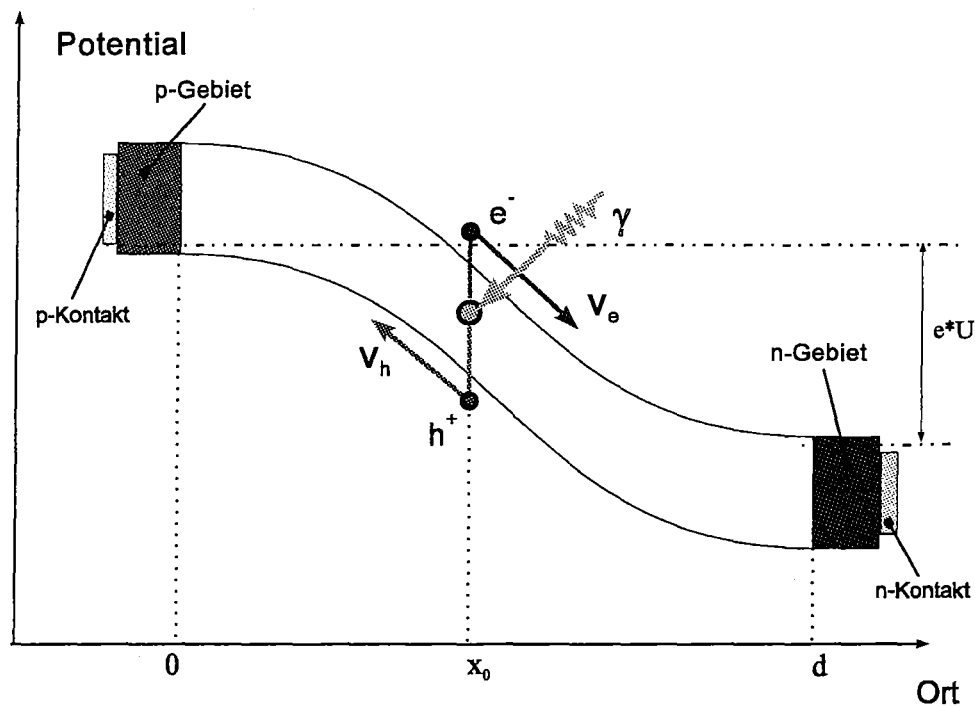


Abb. 2.3: Prinzip der Strahlungsdetektion eines Halbleiterdetektors

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r(U + U_{\text{diff}})}{ne}}. \quad (2.6)$$

Zur Kontaktierung des Halbleiterbereiches der Schottkydiode greift man wiederum auf spezielle Metallegierungen zurück, die eine ohmsche Übertragungscharakteristik aufweisen. Ein spezieller Typ der Schottky-Diode ist die MSM-Diode. Bei dieser Diode werden beide Kontakte durch einen Schottky Kontakt realisiert. Sie kann als die Serienschaltung zweier antiparalleler Dioden verstanden werden.

2.1.3 Detektion von Strahlung

Durch Absorption von Strahlung werden innerhalb der Raumladungszone zusätzliche Ladungsträgerpaare erzeugt, die durch das elektrische Feld getrennt werden. Der resultierende Signalstrom ist die Meßgröße eines Halbleiterdetektors. In Abbildung (2.3) ist schematisch das Funktionsprinzip eines Halbleiterdetektors skizziert.

Im Idealfall ist die Lebensdauer der erzeugten Ladungsträger groß gegenüber der Zeit, die diese Ladungsträger zum Erreichen der hochdotierten Kontaktzonen benötigen. Dann ist im Gleichgewichtsfall die Generationsrate der Elektronenloch Paare gleich dem Stromfluß in der Diode. Im anderen Fall müssen die freien Weglängen für Elektronen und Löcher berechnet werden. Der Bruchteil aus der Summe dieser freien Weglängen dividiert durch die Weite der Raumladungszone d ergibt dann den meßbaren Photostrom im Gleichgewichtsfall.

2.1.4 Kennlinien von Halbleiterdioden

2.1.4.1 Strom-Spannungskennlinie

Die ideale Diodenkennlinie für den pn-Übergang und die Schottkydiode lautet [5, 6]:

$$I = I_0 (e^{U/U_{kT}} - 1) \quad \text{mit:} \quad U_{kT} = \frac{kT}{e}. \quad (2.7)$$

In dieser Formel bezeichnet k die Boltzmannkonstante, T die absolute Temperatur und I_0 einen idealerweise spannungsunabhängigen Strom. In Durchlassrichtung $U > 0$ steigt der Strom durch die Diode exponentiell an, während der Strom in Sperrichtung gegen den Sättigungswert $I = -I_0$ strebt. Dieser Sperrstrom wird in Anlehnung an den Einsatz der Diode als Strahlungsdetektor auch Dunkelstrom I_{dark} genannt. In realen Dioden stellen sich allerdings starke Abweichungen von der idealen Diodenkennlinie ein, die hier kurz für die Sperrichtung diskutiert werden sollen.

Der Dunkelstrom einer realen Diode setzt sich aus verschiedenen Beiträgen zusammen:

Diffusionsstrom: Der Diffusionsstrom wurde als einzige Komponente bei der Ableitung der idealen Diodenkennlinie berücksichtigt. Er wird von den aus den Kontaktgebieten ausdiffundierenden Ladungsträgern getragen, die im zweiten Kontaktgebiet rekombinieren. Dieser Beitrag ist spannungsunabhängig.

Generationsströme: Unter Generationsströmen verstehen sich die Ströme, die durch die thermische Generation von Ladungsträgerpaaren in der Raumladungszone erzeugt werden. Die Generation kann durch Paarerzeugung über die Bandlücke oder über energetische Niveaus innerhalb der Bandlücke vonstatten gehen. Dieser Beitrag sollte proportional dem Volumen der Raumladungszone sein und daher spannungsabhängig. Er überwiegt bei hohen Temperaturen bzw. er ist der dominante Beitrag bei Halbleitermaterialien geringer Bandlücke, wie beispielsweise Germanium.

Tunnelstrom: Der Tunnelstrom wird verursacht durch direktes Tunneln von Ladungsträgern vom Valenz ins Leitungsband des Halbleitermaterials. Die Höhe der Barriere hängt über die Verkipfung der Bandstruktur direkt mit dem elektrischen Feld zusammen. Für Halbleitermaterialien mit Bandlückenenergien $E_{\text{gap}} > 1 \text{ eV}$ und kleinen Dotierungen spielt dieser Effekt nur eine unwesentliche Rolle.

Leckströme: Leckströme können durch vielfältige Nichtidealitäten verursacht werden, z.B. durch Oberflächenströme oder Kristallfehler und Versetzungen der Halbleiterstrukturen. Sie entziehen sich weitgehend einer einheitlichen Beschreibung, da die Ursache von verschiedenen prozesstechnologischen Parametern abhängen. Gerade diese Beiträge dominieren in vielen Fällen das Dunkelstromverhalten von Halbleiterdioden, die aus Materialien mit hohen Bandlücken bestehen.

Aus der Beschreibung des Funktionsprinzipes der Photodetektoren kann direkt geschlossen werden, daß eine weitgehende Minimierung des Dunkelstrombeitrages für die Funktion eines Detektors erforderlich ist, denn der Dunkelstrom überlagert sich additiv dem Photostrom. Das Verhältnis aus Photostrom zu Dunkelstrom ist die prinzipielle Limitierung des Signal/Rauschverhältnisses von Halbleiterdetektoren. Deshalb ist die

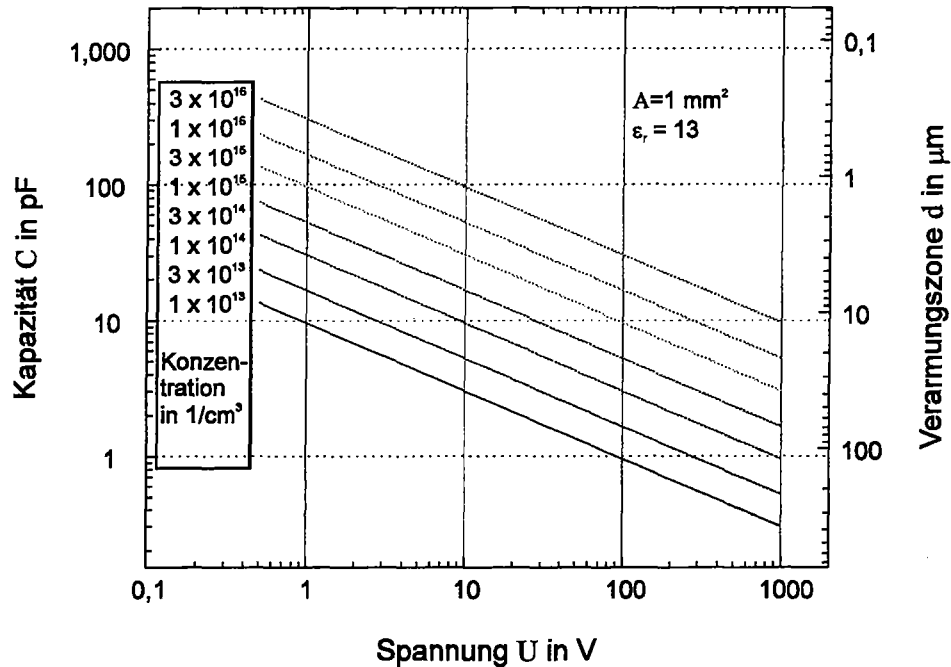


Abb. 2.4: Kapazität und Verarmungstiefe der Schottky-Diode als Funktion der Spannung; Berechnet für verschiedene Werte der Hintergrunddotierung und einer Diodenfläche von $A = 1 \text{ mm}^2$

Minimierung der Dunkelströme zentrale Aufgabe bei der Herstellung von Photodetektoren. An dieser Stelle muß deshalb schon der Einsatz von Halbleitermaterialien mit geringer Bandlückenenergie, wie beispielsweise Germanium, als Ausgangsmaterial für die Herstellung von Röntgendetektoren, die bei Raumtemperatur arbeiten, ausgeschlossen werden.

2.1.4.2 Kapazitäts-Spannungskennlinie

Die Kontakte einer Diode bilden mit der Raumladungszone eine Kapazität aus, die analog einem Plattenkondensator zu berechnen ist. Da die Weite der Raumladungszone $d(U)$ eine Funktion der angelegten Spannung U ist, variiert die Kapazität einer Diode als Funktion der Spannung $C = C(U)$.

Für die Kapazität eines Plattenkondensators $C(U)$ mit einer Fläche A und der Dicke $d(U)$ gilt die Beziehung:

$$C(U) = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A}{d(U)}. \quad (2.8)$$

Aus der Kapazität einer Diode kann direkt auf die Weite der Raumladungszone geschlossen werden. Darüber hinaus kann für die differentielle Änderung der Kapazität

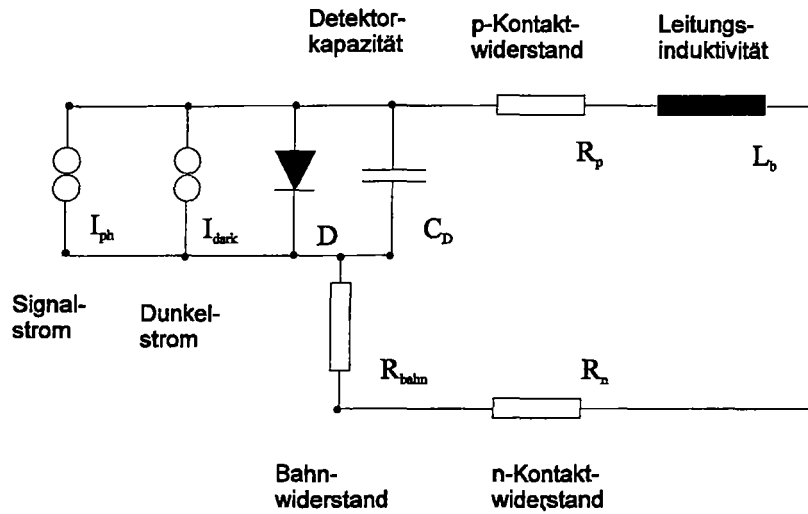


Abb. 2.5: Vereinfachtes Ersatzschaltbild einer Halbleiterdiode

eine Beziehung zwischen der Kapazität und der Dotierung hergeleitet werden:

$$\frac{d(1/C(U))^2}{dU} = -\frac{2}{C(U)^3} \frac{dC(U)}{dU} = \frac{2A^2}{e\epsilon_0\epsilon_r N(d(U))}. \quad (2.9)$$

Mit Hilfe dieser beiden Gleichungen kann aus der differentiellen Kapazitäts-Spannungskennlinie direkt das Tiefenprofil der Ladungsträgerkonzentration ermittelt werden. Diese Methode bezeichnet man als *CV-Methode* und sie wird für die Charakterisierung von Halbleiterstrukturen aller Art verwendet. Abbildung (2.4) gibt die Kapazität und die Verarmungstiefe, d.h. die Tiefe der Raumladungszone als Funktion der Spannung für eine Schottky-Diode wieder.

2.1.4.3 Ersatzschaltbild

Entsprechend den Ausführungen der letzten Abschnitte kann für die Halbleiterdiode als Detektor ein Ersatzschaltbild angenommen werden, daß sich entsprechend Abbildung (2.5) aus mehreren idealen Einzelkomponenten zusammensetzt.

In diesem Ersatzschaltbild werden Photo- und Dunkelströme als ideale (zeitabhängige) Stromquellen angesehen. Die Sperrschichtkapazität C_D wird in diesem Bild ebenso berücksichtigt, wie die verschiedenen Beiträge zum Bahnwiderstand R_B der Diode, sowie eventuelle Leitungsinduktivitäten L_B . Der Bahnwiderstand R_B ist die Summe aus den Kontaktwiderständen und dem Bahnwiderstand der dotierten Halbleitergebiete:

$$R_B = R_p + R_n + R_{\text{bahn}}. \quad (2.10)$$

2.1.5 Zeitverhalten

Ein wesentlicher Vorteil von Halbleiterdioden ist die inhärente Schnelligkeit dieser Detektoren. Sie resultiert aus der Miniaturisierbarkeit und aus den hohen Geschwindigkeiten der Ladungsträger im Halbleiter. In Abbildung (2.6) sind für verschiedene Halbleitermaterialien die Driftgeschwindigkeiten als Funktion des elektrischen Feldes

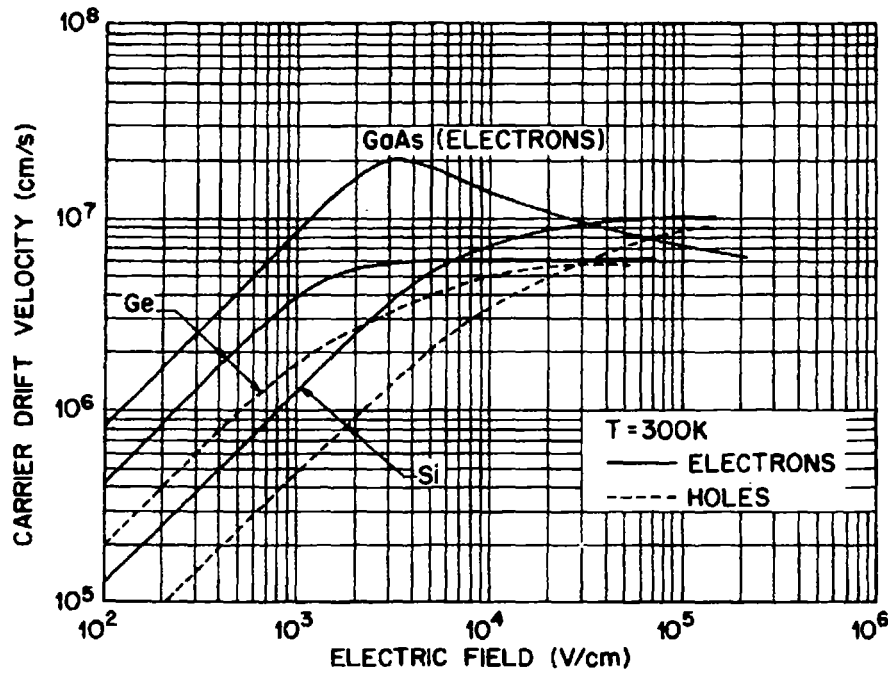


Abb. 2.6: Driftgeschwindigkeiten einiger Halbleitermaterialien als Funktion der elektrischen Feldstärke aus [7]

skizziert. Bei kleinen elektrischen Feldstärken sind die Geschwindigkeiten proportional der Feldstärke, der Proportionalitätsfaktor heißt Beweglichkeit der Ladungsträger. Sie ist in GaAs und Si für Elektronen deutlich größer als für Löcher. Bei hohen elektrischen Feldern sättigen die Driftgeschwindigkeiten typischerweise bei 10^7 cm/s für beide Ladungsträgertypen. Nutzt man ausschließlich diese Sättigungsgeschwindigkeit, lassen sich schnelle Antwortzeiten mit Halbleiterdetektoren erzielen.

Das Zeitverhalten einer Diode wird durch die Laufzeiteffekte der Ladungsträger bestimmt. Betrachtet man die Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares an der Stelle x_0 innerhalb der Raumladungszone, so ergibt sich für Laufzeiten von Elektron t_e und Loch t_h :

$$t_e = \int_{x_0}^d \frac{dx}{v_e(x)} \quad (2.11)$$

$$t_h = \int_0^{x_0} \frac{dx}{v_h(x)} \quad (2.12)$$

Aus der elektrischen Feldverteilung kann mit Hilfe dieser beiden Gleichungen und den in Abbildung (2.6) dargestellten Driftgeschwindigkeiten die Laufzeiten der Ladungsträger ermittelt werden. Die längere der beiden Driftzeiten $T = \max(t_e, t_h)$ bestimmt die obere Grenzfrequenz, bis zu der ein Detektor eingesetzt werden kann. Für Detektoren, die im Bereich der Sättigungsgeschwindigkeit $v_h \approx v_e \approx 10^7$ cm/s arbeiten, können die

Laufzeiten grob mit der Weite der Raumladungszone d abgeschätzt werden:

$$t_{\text{response}} \approx \frac{d [\text{cm}]}{10^7 \frac{\text{cm}}{\text{s}}} \quad (2.13)$$

Ein Detektor mit einer $10 \mu\text{m}$ tiefen Raumladungszone sollte bei hohen Feldstärken Ladungsträgerlaufzeiten von maximal 100 ps aufweisen.

Neben den absoluten Driftzeiten kann auch die Zeitauflösung eines Detektors von Interesse sein. Darunter ist die Variation der Laufzeiten zu verstehen, die durch unterschiedliche Absorptionsorte zustande kommen. Unterstellt man wiederum, daß die Ladungsträger mit ihren in etwa gleichen Sättigungsgeschwindigkeiten durch die Diode driften, so ist die Variation in der Ladungssammelzeit gegeben durch die Hälfte der Transitzeit. Die kürzeste Ladungssammelzeit $t_{\text{min}} = d/(v_e + v_h)$ ergibt sich bei Generation der Ladungsträger in der Mitte der Raumladungszone, die längste im Fall der Absorption am Rand der Raumladungszone $t_{\text{max}} = d/v_e$, oder $t_{\text{max}} = d/v_h$. Somit ist die maximale Zeitauflösung einen Faktor zwei besser als die erzielbare Antwortzeit des Detektors.

Aus Gleichung (2.13) kann direkt geschlossen werden, daß ein Röntgendetektor mit einer Antwortzeit von $t_{\text{response}} < 1 \text{ ns}$, wie in der Aufgabenstellung dieser Arbeit gefordert wird, eine maximale Dicke von $d = 100 \mu\text{m}$ nicht überschreiten darf. Weiterhin scheiden bei der Materialauswahl alle Materialien aus, die über deutlich geringere Sättigungsgeschwindigkeiten verfügen. Zu diesen Materialien gehören insbesondere die II–VI Halbleitermaterialien wie Cadmiumtellurid CdTe und Quecksilberiodid HgI_2 . Diese Stoffe zeigen im Vergleich zu der Gruppe der Elementhalbleiter Silizium und Germanium, sowie Galliumarsenid und vieler weiterer III–V Verbindungshalbleiter ausgesprochen geringe Beweglichkeiten [8]. Außerdem zeichnen sich diese Halbleiter durch tiefe Störstellen aus, die durch Trapping und Detrappingeffekte die Bandbreite solcher Detektoren weiter verringern.

2.2 Röntgendetektoren

Halbleiterdetektoren werden praktisch seit Beginn des kommerziellen Einsatzes von Halbleiterbauelementen als Detektoren eingesetzt. Die ersten Arbeiten an Germanium Detektoren datieren in das Jahr 1960 [9, 10, 11, 12]. Seit ihrem Erscheinen haben diese Detektoren aufgrund der möglichen hohen Energieauflösung, die mit diesem Detektortyp erreichbar ist, eine führende Rolle bei spektroskopischen Untersuchungen eingenommen. Zu detaillierten Beschreibungen der Physik, der Technologie und des Einsatzes von Röntgendetektoren sei auf [13, 14] verwiesen.

In dem folgenden Unterkapitel sollen die physikalischen Funktionsprinzipien von Röntgendetektoren beschrieben werden. Aus diesen Prinzipien lassen sich Anforderungen an die Auswahl des Halbleitermaterials formulieren, die für den Bau von effizienten, schnellen und energetisch hochauflösenden Detektoren notwendig sind.

2.2.1 Absorption

Dringt ein Röntgenquant in das Halbleitermaterial ein, so wird es mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit absorbiert, wobei es seine Energie an Elektronen des Halbleitermaterials überträgt. Die Absorption ist statistischer Natur und kann mit Hilfe eines

exponentiellen Absorptionsgesetzes beschrieben werden. Die Wahrscheinlichkeit für die Absorption von dn Röntgenquanten der Energie E im Ortselement dx in der Tiefe x ist gegeben durch:

$$dn = -n\mu(E)dx, \quad \text{mit: } \mu = \rho a(E). \quad (2.14)$$

Die Größe $\mu(E)$ bezeichnet den linearen Absorptionskoeffizienten für Röntgenstrahlung in einem Material. Er ergibt sich aus dem Produkt der Dichte ρ und der Absorptionszahl $a(E)$. Durch Integration der Gleichung (2.14) ergibt sich die Wahrscheinlichkeit W_{abs} für die Absorption von n Photonen bei n_0 auftreffenden in einem Material der Dicke d zu:

$$W_{\text{abs}} = \frac{n}{n_0} = 1 - e^{-\mu d}.$$

Die Absorptionszahlen in Abhängigkeit der Energie E liegen tabelliert für die meisten Elemente des Periodensystems vor. Für Verbindungen aus mehreren Elementen läßt sich der Absorptionskoeffizient μ aus der Dichte ρ_i der Teilkomponente und dem für das jeweilige Element geltenden Absorptionskoeffizienten der Massenbelegung $a_i(E)$ berechnen:

$$\mu = \sum_i \rho_i a_i(E). \quad (2.15)$$

Der Absorptionskoeffizient der Massenbelegung $a_i(E)$ ergibt sich aus der Summe der Wirkungsquerschnitte σ_{tot} für die verschiedenen Absorptionsmechanismen innerhalb des Detektormaterials. N_A bezeichnet die Avogadrozahl und A_r die atomare Massenzahl des Elementes.

$$a_i = \sigma_{\text{tot}}(N_A/A_r), \quad \text{mit: } \sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{ray}} + \sigma_{\text{photo}} + \sigma_{\text{comp}} + \sigma_{\text{pair}} + \sigma_{\text{ph,n}}. \quad (2.16)$$

Die einzelnen Beiträge zum absoluten Wirkungsquerschnitt sind:

Rayleigh Streuung σ_{ray} :

kohärente Streuung der Röntgenquanten an Valenzelektronen

Photoeffekt σ_{photo} :

Absorption des Röntgenquanten durch ein Schalenelektron

Comptonstreuung σ_{comp} :

inkohärente Streuung der Röntgenquanten vornehmlich an Valenzelektronen

Paarbildung σ_{pair} :

Bildung eines Elektron-Positron Paares

Nuklearer Photoeffekt $\sigma_{\text{ph,n}}$:

Absorption des Photons durch den Atomkern

Im Bereich unterhalb von ca. 100 keV und für Elemente mit Kernladungszahlen $Z \geq 14$ überwiegt der Photoeffekt, während Comptonstreuung und Paarbildung vernachlässigt werden können. Die kohärente Rayleigh-Streuung führt nicht zu einer Energiedeposition, da es sich um eine elastische Streuung der Röntgenphotonen handelt.

Beim Photoeffekt überträgt das einfallende Photon seine Energie vollständig auf ein Schalenelektron, das dann das angeregte Atom mit einer kinetischen Energie E_{kin}

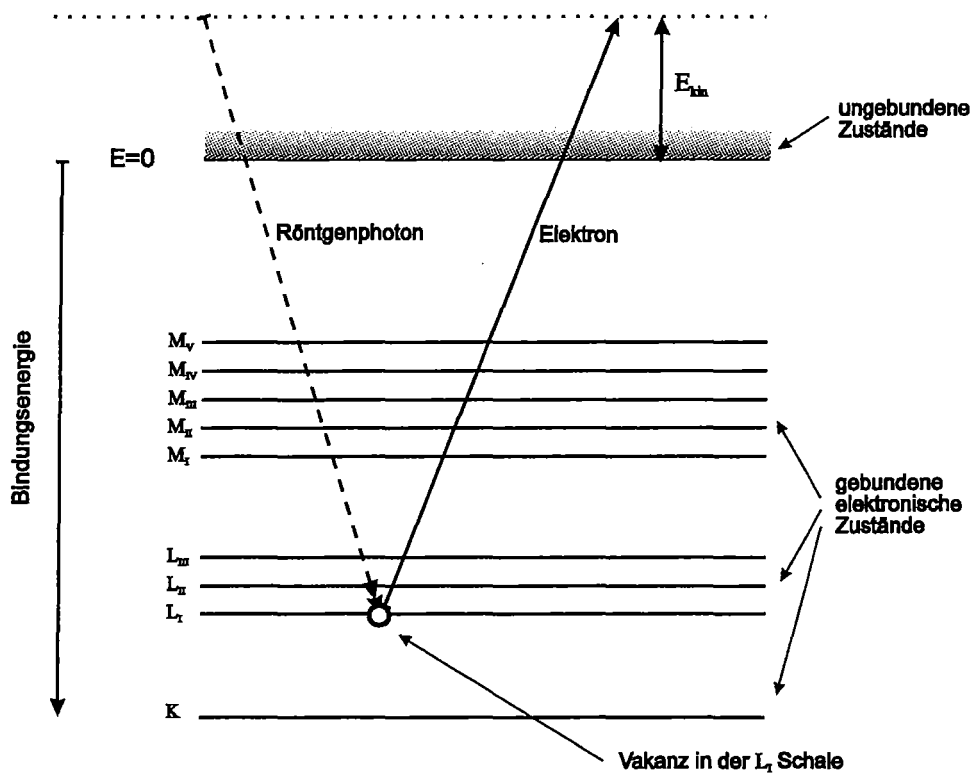


Abb. 2.7: Absorption eines Röntgenquantes im Termschema eines Atoms

verläßt, die sich aus der Differenz der Energie des einfallenden Photons und der Bindungsenergie des Elektrons ergibt. Entsprechend dem Schalenmodell des Atomkerns unterscheidet man den Photoeffekt nach den Orbitalen (K , L , M , N , ...) aus denen das Photoelektron ausgelöst wurde. Für eine genauere Betrachtung kann auch in einer spektroskopischen Notation die Feinstrukturaufspaltung des Atoms berücksichtigt werden. Der gesamte Streuquerschnitt ist die Summe der Einzelwirkungsquerschnitte für die einzelnen Schalen, wobei nur diejenigen Schalen Berücksichtigung finden, deren Bindungsenergie unterhalb der Energie des einfallenden Röntgenquantes liegt.

$$\sigma_{\text{photo}} = \sum_{A,i} \sigma_{A_i} = \sigma_K + \sigma_{L_I} + \sigma_{L_{II}} + \sigma_{L_{III}} + \sigma_{M_I} + \dots \quad (2.17)$$

Abbildung (2.7) zeigt schematisch die Absorption eines Röntgenquantes im Energieschema eines Atoms.

Die Wirkungsquerschnitte steigen für die tiefsten Schalen an, d. h. besitzt ein einfallendes Photon eine Energie, die größer als die Bindungsenergie der K -Schale ist, so ist eine Ionisierung des Atoms in der K -Schale wahrscheinlicher als eine Absorption in einer höheren Schale. Aus diesem Grunde steigt der Absorptionskoeffizient bei den charakteristischen Bindungsenergien des Detektormaterials diskontinuierlich an. Man bezeichnet diese Sprünge analog dem Energieschema des Atoms mit Absorptionskanten der entsprechenden Schale, z. B. K , L_I , L_{II} , ... Absorptionskante.

Der absolute Absorptionsquerschnitt für Röntgenenergien, die größer als die Bindungsenergie des Atoms sind, steigt mit der Kernladungszahl Z des verwendeten Detektormaterials in vierter Potenz an [15] und sinkt mit der Energie des einfallenden

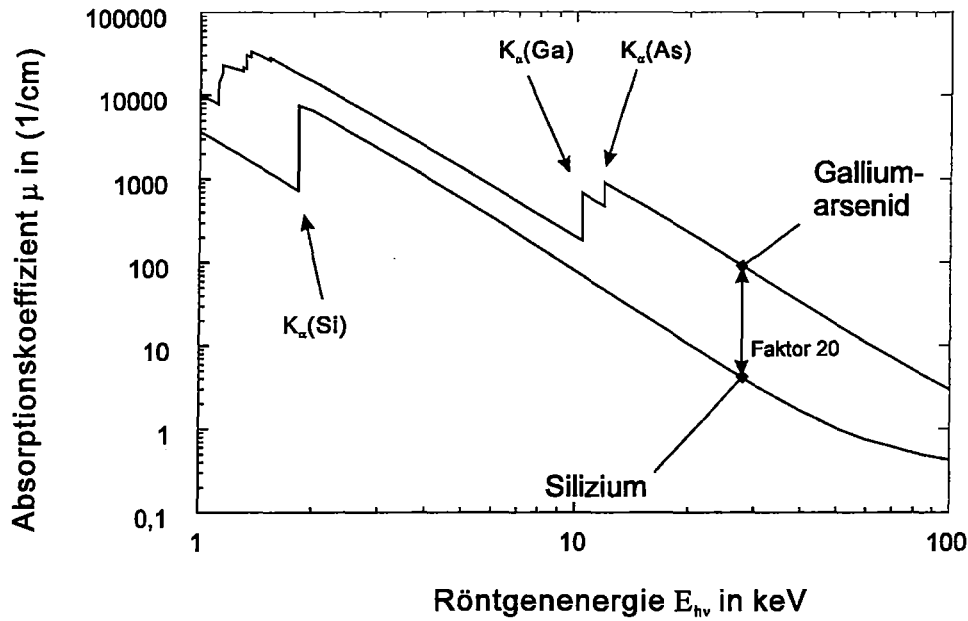


Abb. 2.8: Absorptionskoeffizient von Si, GaAs als Funktion der Photonenenergie; Aus der Abbildung geht der signifikante Unterschied im Absorptionsvermögen zwischen GaAs und Si im Energiebereich zwischen 11 keV und 100 keV hervor.

Röntgenquanten gemäß der Beziehung:

$$\sigma_{\text{photo}} = CZ^4/E^3 \quad (2.18)$$

An den jeweiligen Absorptionskanten sinkt der Vorfaktor C abrupt. Der Sprung kann beispielsweise für die K-Absorptionskante berechnet werden [16]:

$$r_K = E_K/E_{L_I}. \quad (2.19)$$

Gleichung (2.18) besagt, daß der Absorptionsquerschnitt für den Photoeffekt mit der vierten Potenz der Kernladungszahl anwächst. Um Halbleiterdetektoren hoher Absorption und damit hoher Effizienz herstellen zu können, ist daher die Verwendung von Materialien hoher Kernladungszahl eine zwingende Voraussetzung. Abbildung (2.8) zeigt den Absorptionskoeffizienten für Silizium und Galliumarsenid im Energiebereich zwischen 1 keV und 100 keV (verwendetes Datenmaterial nach [17]). Aus der Abbildung geht unmittelbar hervor, daß der Absorptionskoeffizient von GaAs, der praktisch gleich mit dem Absorptionskoeffizienten von Germanium ist, im Energiebereich zwischen 12 keV und 80 keV einen Faktor 22 höher ist als in Silizium. Aufgrund seiner kleinen Bandlückenenergie von 0.7 eV eignet sich Germanium jedoch nicht zur Herstellung von Röntgendetektoren, die bei Raumtemperatur betrieben werden sollen. Als mögliche Alternative zu GaAs können noch die II-VI Halbleiter Quecksilberiodid HgI_2 und Cadmiumzinktellurid $\text{Cd}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Te}$ zur Herstellung von effizienten Röntgendetektoren genutzt werden. Diese eignen sich aufgrund ihrer langsamen Antwortzeiten nicht für den Bau schneller Röntgendetektoren. In Tabelle (2.1) sind einige wesentliche physikalische Konstanten unterschiedlicher Halbleitermaterialien aufgelistet.

Tabelle 2.1: Materialkonstanten einiger Halbleitermaterialien zur Röntgenabsorption nach [18]

Element	Ladungszahl Z	Dichte ρ in g/cm ³	Bindungsenergien in keV			
			K	L_I	L_{II}	L_{III}
Si	14	2.33	1.839	0.149	0.100	0.099
Ge	32	5.32	11.10	1.414	1.248	1.217
Ga	31	5.31 (GaAs)	10.37	1.298	1.142	1.115
As	33		11.87	1.527	1.359	1.323
Cd	48	5.86 (CdTe)	26.71	4.018	3.727	3.538
Te	52		31.81	4.939	4.612	4.341
I	53	6.40 (HgI ₂)	33.17	5.188	4.852	4.557
Hg	79		83.10	14.84	14.21	12.28

2.2.1.1 Relaxationsmechanismen

Aus dem letzten Abschnitt geht hervor, daß das absorbierte Röntgenquant beim Photoeffekt ein Elektron aus der Schalenstruktur des Absorberatoms ausschlägt, das dann die kinetische Energie aufweist, die sich aus der Differenz der Anregungsenergie und der Bindungsenergie des Bindungszustandes errechnet. Das Absorberatom befindet sich in einem angeregten Zustand, der durch verschiedene Zerfallskanäle in den Grundzustand relaxieren kann. Man unterscheidet prinzipiell den radiativen Zerfall durch Emission von sekundären Röntgenfluoreszenzstrahlung und die Relaxation durch Emission von Augerelektronen. Im folgenden sollen die prinzipiellen Vorgänge anhand der Relaxation einer K-Schalen Vakanz diskutiert werden, da dies der dominierende Prozess ist.

Augereffekt: Der Augereffekt ist der wichtigste Relaxationsmechanismus bei Elementen mit einer Kernladungszahl kleiner als $Z = 30$. Dabei wird die Vakanz durch ein Nachrücken eines Elektrons aus einer höheren Schale aufgefüllt. Die freiwerdende Energie wird jedoch nicht durch die Emission eines Röntgenquanten freigegeben, sondern durch das Auslösen eines Elektrons aus einer höheren Schale. Die kinetische Energie dieses sog. Augerelektrons ist die Differenz aus dessen Bindungsenergie und der Energie des jeweiligen Übergangs. In Abbildung (2.9) sind die möglichen Augerübergänge für Vakanz in der K - und L -Schale illustriert. Die Nomenklatur eines Augerelektrons wird durch Angabe der Schalen der Vakanz, der Schale des nachrückenden Elektrons und der Schale des emittierten Elektrons gegeben. So bedeutet beispielsweise KLM Augerelektron, daß die Vakanz in der K-Schale des Atoms durch ein Elektron aus der L-Schale aufgefüllt wurde und ein Elektron aus der M-Schale emittiert wurde. Auf die Verwendung einer genaueren spektroskopische Notation, die der Feinstrukturaufspaltung der Atome Rechnung trägt, soll im folgenden verzichtet werden. Im Fall der Augerelektronen-Emission erhöht sich der Ladungszustand des Absorberatoms auf zwei, so daß weitere niederenergetische Zerfallsprozesse zur völligen Relaxation des Absorberatoms nötig sind.

Röntgenfluoreszenz: Ein direkter Konkurrenzprozeß zum Auger Effekt ist die strahlende Röntgenfluoreszenz. Bei der Relaxation durch Röntgenfluoreszenzstrahlung

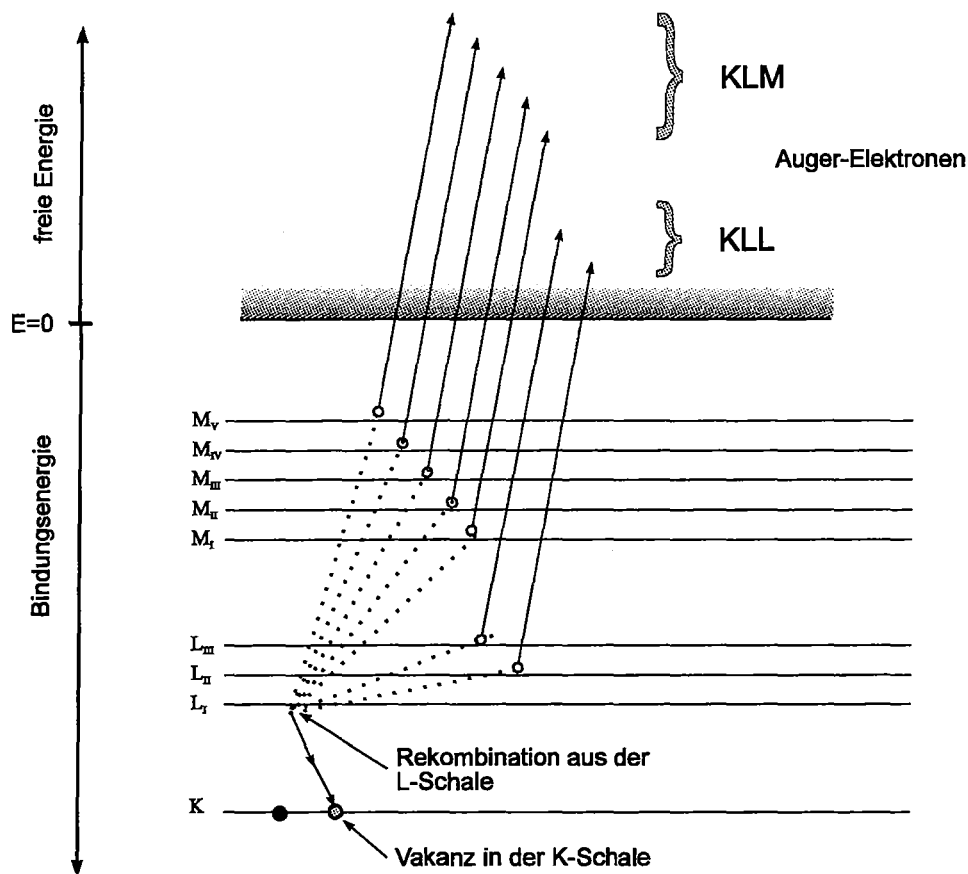


Abb. 2.9: Röntgenfluoreszenzlinien im Termschema eines Atoms

wird die Vakanz in der jeweiligen Schale des Absorberatoms durch einen elektronischen Übergang aufgefüllt. Entsprechend dem Termschema des Atoms wird dabei unter Berücksichtigung der quantenmechanischen Dipolauswahlregeln ein Photon emittiert. In Abb. (2.10) ist eine Aufstellung der erlaubten Übergänge für die verschiedenen möglichen Vakanzan aufgeführt. Die relativen Intensitäten der einzelnen Linien der K-Schale können grob abgeschätzt werden [15]: $K_{\alpha_1} : K_{\alpha_2} : K_{\beta_1} : K_{\beta_2} = 100 : 50 : 30 : 5$.

Die emittierten Fluoreszenzquanten werden idealerweise wiederum im Detektorvolumen durch den Photoeffekt absorbiert. Dies führt wiederum zur Emission eines Elektrons, dessen kinetische Energie sich aus der Differenz der Bindungsenergie und der eingestrahlten Energie des Fluoreszenzquants ergibt. Dabei ist zu beachten, daß dies nur für höhere Schalen erfüllt sein kann, da die Absorptionskanten stets höhere Energiewerte aufweisen als die zugehörigen charakteristischen Fluoreszenzquanten. Durch mehrfache Absorption und Emission von Fluoreszenzquanten kann über diesen Mechanismus erreicht werden, daß alle Atome des Detektormaterials in den Grundzustand relaxieren.

Beide Zerfallsprozesse konvertieren die Energie des Photons in kinetische Energie von sekundären Elektronen, die im Detektormaterial gestoppt werden. Welcher der beiden Prozesse der bestimmende ist, hängt sowohl vom verwendeten Detektormaterial, als auch von der jeweiligen primären Schalenvakanz ab. Man definiert die Fluoreszenzausbeute ω_A einer Schale A als die relative Häufigkeit eines radiativen Zerfalles durch

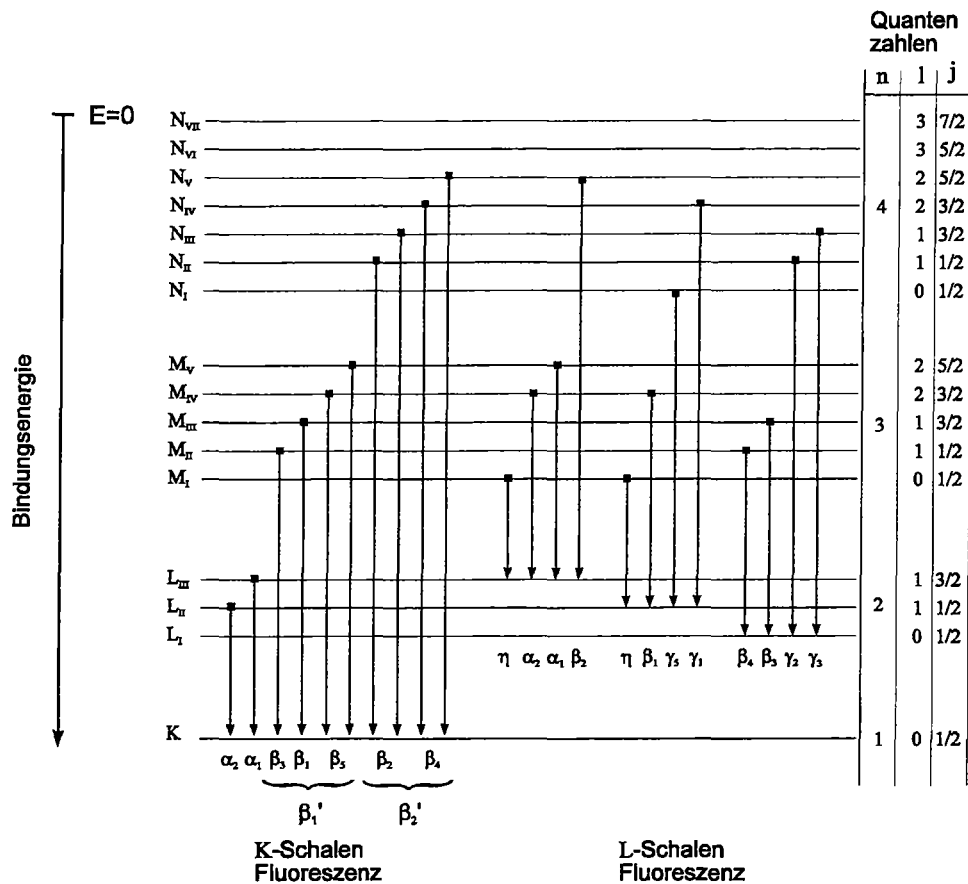


Abb. 2.10: Röntgenfluoreszenzlinien im Termschema eines Atoms

Emission von Fluoreszenzquanten. Daraus läßt sich das Verhältnis r der Häufigkeiten für Fluoreszenzstrahlung und Augeremission für die Schale A berechnen zu:

$$r = \frac{\omega_A}{1 - \omega_A}. \quad (2.20)$$

Sie wird mit Hilfe quantenmechanischer Rechnungen bestimmt und ist näherungsweise gegeben durch [15]:

$$r = \frac{\omega_A}{1 - \omega_A} = \left(\frac{1}{a_A + b_A \cdot Z + c_A \cdot Z^3} \right)^4. \quad (2.21)$$

In dieser Formel sind a_A , b_A und c_A Konstanten, die für die einzelnen Schalen bestimmt werden müssen. Für die K -Schale wurden die Werte $a_K = -0.03795$, $b_K = 0.03426$ und $c_K = 0.1163$ ermittelt [19]. Mit höherer Kernladungszahl steigt die Wahrscheinlichkeit für die Fluoreszenzstrahlung an, während sie für Elemente mit kleiner Kernladungszahl nur eine untergeordnete Rolle spielt. In Tabelle (2.2) sind Fluoreszenzausbeuten für die wichtigsten Detektormaterialien aufgelistet. Aus den Zahlenwerten geht hervor, daß mit Ausnahme des Halbleitermaterials HgI_2 die Fluoreszenzstrahlung der L -Schale nur eine untergeordnete Rolle spielt. Für Silizium, dem Material mit der kleinsten Ordnungszahl, dominiert der Augereffekt auch bei der Relaxation einer K -Schalen Vakanz.

Tabelle 2.2: Fluoreszenzausbeuten und Fluoreszenzenenergien einiger Halbleitermaterialien nach [18]

Element	Ladungszahl	Fluoreszenzenenergien für K - und L -Schale in keV					
	Z	K_α	K_β	ω_K	L_α	L_β	ω_L
Si	14	1.74, 1.74	1.84	0.047			
Ga	31	9.23, 9.26	10.3, 10.4	0.510	1.10	1.13	0.009
Ge	32	9.86, 9.89	11.0, 11.1	0.540	1.19	1.22	0.010
As	33	10.5, 10.5	11.7, 11.8	0.567	1.28	1.32	0.012
Cd	48	22.9, 23.2	26.1, 26.6	0.840	3.13	3.32	0.050
Te	52	27.2, 27.5	31.0, 31.7	0.875	3.77	4.03	0.068
I	53	28.3, 28.6	32.3, 33.0	0.882	3.94	4.22	0.073
Hg	80	68.9, 70.8	80.2, 82.5	0.966	9.99	11.8	0.289

Neben der mittleren Energie pro Elektron-Loch Paar ist die mittlere freie Weglänge der Elektronen im Halbleitermaterial eine wichtige Größe. Damit die komplette Energie des Röntgenquanten im Halbleitervolumen absorbiert wird, müssen alle Elektronen innerhalb des Detektorvolumens absorbiert werden. Verläßt ein schnelles Elektron das aktive Volumen, so wird nur ein Bruchteil der Energie deponiert und die spektroskopische Analyse führt zu falschen Ergebnissen, bzw. das Spektrum der gemessenen Energien ist mit einem Untergrund behaftet. Für die Reichweite R_{99} der Elektronen einer Energie E_{kin} in einem Material der Kernladungszahl Z , bei der 99% der Elektronen abgestoppt werden kann eine empirische Formel angegeben werden [20]:

$$\begin{aligned}
 R_{99} = & (1.24 + 1.7 \times 10^{-4} Z - 3.2 \times 10^{-5} Z^2) \times \\
 & \exp(-4.2034 + 0.6453 \ln(E_{\text{kin}}) + 0.3506 \ln(E_{\text{kin}})^2 \\
 & - 0.045575 \ln(E_{\text{kin}})^3 + 0.001758 \ln(E_{\text{kin}})^4). \quad (2.22)
 \end{aligned}$$

Diese Formel gilt näherungsweise im Energiebereich zwischen 5 keV und 30 MeV für Elemente der Kernladungszahl $Z = 5 \dots 100$, ihr relativer Fehler beträgt maximal 10%. Der komplexe Bremsprozeß der Elektronen im Festkörper kann mit Hilfe dieser Näherungsformel grob abgeschätzt werden. Insbesondere kann man anhand dieses Ausdruckes ein ungefähres Bild für den Untergrund von Energiespektren erhalten. Für GaAs und Germanium variiert die Reichweite der Elektronen im Energiebereich zwischen 10 und 50 keV zwischen 500 nm und 7 μm , so daß auch in dünnen Detektoren hinreichend viele Elektronen abgestoppt werden. Grundsätzlich nimmt das Bremsvermögen eines Materials mit der Dichte zu, so daß die Reichweiten in Germanium und GaAs um ca. einen Faktor 2 gegenüber den Reichweiten in Silizium reduziert sind.

2.2.2 Generation der Ladungsträger

Im Detektormaterial wird die Energie des einfallenden Photons entweder direkt durch Augerprozesse oder indirekt durch Fluoreszenzstrahlung in kinetische Energie von einigen wenigen Elektronen umgesetzt. Diese 'schnellen' Elektronen werden beim Durchgang durch den Detektor abgebremst. Als wesentliche dissipative Prozesse sind die

Wechselwirkungen mit optischen Phononen und die Elektron-Loch-Paarbildung zu nennen. Ohne eine detaillierte mikroskopische Beschreibung dieses Bremsprozesses zu geben, können alle für den Betrieb eines Detektors wichtigen Eigenschaften aus zwei statistischen Parametern abgeleitet werden.

Die mittlere Anzahl der Elektron-Loch-Paare, die bei der Absorption eines Röntgenquantens in einem Detektor generiert werden, kann aus der charakteristischen mittleren Energie $\epsilon_{e,h}$ zur Bildung eines Elektron-Loch-Paares berechnet werden. Die Differenz zwischen der Energie $\epsilon_{e,h}$ und der Bandlücke E_{gap} des jeweiligen Halbleitermaterials wird in thermische Energie umgewandelt, d.h. die Elektronen verlieren die Differenzenergie durch die Wechselwirkung mit Phononen. Die mittlere Energie steigt mit der Größe der Bandlücke an, aber sie kann nicht aus der Bandlücke berechnet werden, da neben der Energie der Bandlücke auch die Bandstruktur und die Dispersionsrelationen der Phononen Einfluß auf den Bremsprozeß haben. Die Zahl n der freigesetzten Elektron-Loch-Paare bei vollständiger Absorption des Röntgenquantens mit der Energie $E_{h\nu}$ ist gegeben durch:

$$n = E_{h\nu} / \epsilon_{e,h}. \quad (2.23)$$

Im weiteren wird unter der Zahl der primär generierten Ladungsträger die mittlere Zahl der Elektron-Loch-Paare n gemäß Gleichung (2.23) verstanden. Diese Zahl ist direkt proportional zur Energie, die im Detektor deponiert wird.

Im Vergleich zu gasgefüllten Detektoren mit typischen mittleren Energien für die Paarbildung von 25–40 eV liegen die typischen mittleren Energien der Halbleiterdetektoren im Bereich zwischen 3–4.5 eV. Somit steigt die Anzahl der generierten Ladungsträger um einen Faktor 10 gegenüber diesem Typ Detektor.

Als Ladungsausbeute ist der Bruchteil der Elektron-Loch-Paare definiert, der bei einem Detektor als Signal an der Anode und Kathode zur Verfügung steht. So kann beispielsweise die Ladungsträgerlebensdauer kleiner als die Ladungssammelzeit im Detektor sein. Das führt zu einer unvollständigen Sammlung der Ladungsträger.

Die wesentlichen Bremsprozesse der Elektronen, Elektron-Loch-Paarbildung und Phononstreuung sind statistische Prozesse. Daher ist zu erwarten, daß die Zahl der primär erzeugten Ladungsträger n ein statistischer Mittelwert ist, der mit einer statistischen Standardabweichung σ_n schwankt. In Anlehnung an die Poissonstatistik definiert man die Standardabweichung σ_n als:

$$\sigma_n^2 = Fn. \quad (2.24)$$

Diese Definition geht auf *Fano* [21] zurück. Der als Fanofaktor bezeichnete Korrekturfaktor F quantifiziert die Abweichung der Varianz der Zahl der primär erzeugten Ladungen von einer hypothetischen Poissonverteilung. Aus diesen Überlegungen geht hervor, daß durch den Ausdruck (2.24) die prinzipiell mögliche Energieauflösung eines Detektors berechnet werden kann. Eine theoretische Ableitung und Quantifizierung des Fanofaktors ist aufgrund der nötigen Berücksichtigung der kompletten Bandstruktur sowie des komplizierten Bremsprozesses von Elektronen in Festkörpern nur bedingt möglich. Deshalb wird der Fanofaktor als empirischer Faktor aus Messungen bestimmt. Er liegt für Silizium, Germanium und Galliumarsenid in der Größenordnung von $F = 0.1$.

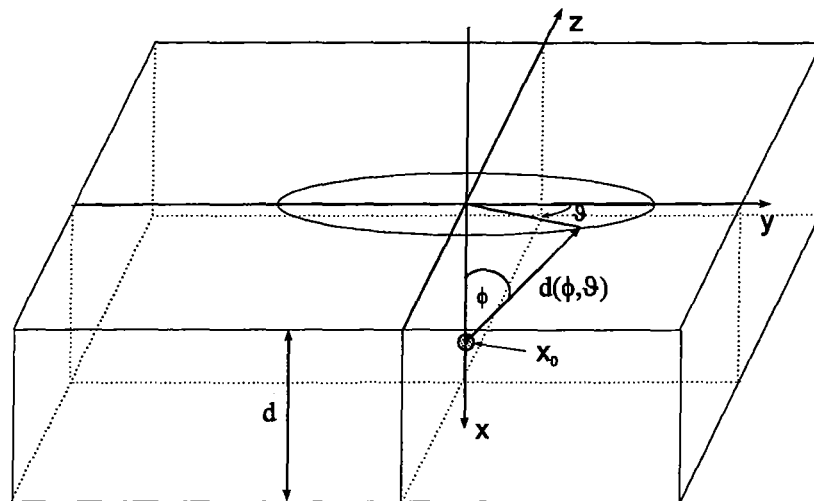


Abb. 2.11: Geometrie zur Ableitung der Escape-Peak Intensität

2.2.3 Effizienz der Halbleiterdetektoren

Aufgrund des Absorptionsprozesses und des Mechanismus der Ladungsgeneration wird nicht jedes Röntgenphoton, das im Detektor absorbiert wird, ein Signal gemäß Gleichung (2.23) erzeugen, das proportional zu seiner Energie ist. Deshalb unterscheidet man zwischen dem Absorptionsvermögen und der Effizienz eines Detektors. Aus der detaillierten Beschreibung des Augereffektes und der Fluoreszenzstrahlung ergeben sich Phänomene, die die idealen Eigenschaften eines Halbleiterdetektors einschränken. Sie beruhen auf der Tatsache, daß ein Teil der Energie nicht im aktiven Detektorvolumen deponiert wird. Das kann durch das Verlassen eines Fluoreszenzquanten oder eines Augerelektrons verursacht werden. Im folgenden soll auf die spezifischen Eigenschaften beider Prozesse eingegangen werden, da die gemessenen Spektren nur mit diesen Nichtidealitäten verstanden werden können.

2.2.3.1 Escape-Peaks

Verläßt ein Röntgenfluoreszenzquant das Detektorvolumen, so tritt im Energiespektrum ein sog. Escape-Peak auf. Dessen Energie ist um die Energie des Röntgenfluoreszenzquanten erniedrigt. Man spricht von Escape-Peaks (*dt.: Verlust-Linie*). Im folgenden soll eine einfache Gleichung hergeleitet werden, mit der es möglich ist, die Intensität der Escape Peaks, oder die Wahrscheinlichkeit für den Austritt eines Röntgenfluoreszenzquanten aus dem Detektorvolumen für eine vorgegebene Detektorgeometrie (vgl. Abbildung 2.11) zu berechnen.

Dabei werden einige Annahmen gemacht:

- Die Röntgenquanten fallen senkrecht auf den Detektor.
- Die Aussendung eines Röntgenfluoreszenzquanten ist für alle Raumrichtungen gleich wahrscheinlich, d.h. eine isotrope Raumverteilung wird angenommen.
- Der Detektor hat eine planare Geometrie mit einer konstanten Dicke d und einer konvexen Begrenzungslinie.

Die differentielle Wahrscheinlichkeit ∂W des Austretens eines Fluoreszenzquantens der Energie E_{Es} in den Raumwinkel $\partial\Omega$ bei der Absorption eines Röntgenquantens der Energie $E_{h\nu}$ im Tiefenelement ∂x läßt sich berechnen aus:

$$\frac{\partial^2 W}{\partial x \partial \Omega} = \frac{1}{4\pi} \underbrace{\mu(E_{h\nu}) e^{-\mu(E_{h\nu}) x}}_{1.\text{Term}} \underbrace{\omega_A(E_{Es})}_{2.\text{Term}} \underbrace{e^{-\mu(E_{Es}) l(\Omega)}}_{3.\text{Term}}. \quad (2.25)$$

Der erste Term gibt die Wahrscheinlichkeit für die Absorption des einfallenden Röntgenquantens wieder, und $\omega_A(E_{Es})$ beschreibt die Wahrscheinlichkeit der Emission eines Fluoreszenzquantens. Der letzte Term gibt die Wahrscheinlichkeit für die Transmission der ausgesandten Fluoreszenzstrahlung in die Richtung wieder, die durch den Raumwinkel Ω festgelegt ist. In dieser Arbeit werden Meßergebnisse von Detektoren dargestellt, deren laterale Ausdehnung wesentlich größer ist als die Dicke d . Für diesen Fall kann in guter Näherung ein lateral unendlich ausgedehntes Detektorvolumen zur Abschätzung herangezogen werden. Dann läßt sich die Wahrscheinlichkeit eines Fluoreszenzquantens, das den Detektor nach oben verläßt, berechnen zu:

$$W_{\uparrow} = \int_0^d dx \int_0^{\pi/2} d\phi \, 2\pi \sin(\phi) \frac{\mu(E_{h\nu})}{4\pi} e^{-\mu(E_{h\nu}) x} \omega_A(E_{Es}) e^{-\mu(E_{Es}) x / \cos(\phi)}. \quad (2.26)$$

Und entsprechend für nach unten transmittierte Quanten:

$$W_{\downarrow} = \int_0^d dx \int_{\pi/2}^{\pi} d\phi \, 2\pi \sin(\phi) \frac{\mu(E_{h\nu})}{4\pi} e^{-\mu(E_{h\nu}) x} \omega_A(E_{Es}) e^{-\mu(E_{Es}) (d-x) / \cos(\phi)}. \quad (2.27)$$

Mit Hilfe dieser beiden Integrale können die Intensitäten der Escape Peaks berechnet werden. Während bei Silizium aufgrund der geringen Fluoreszenzausbeute die Intensität der Escape Peaks relativ gering ist, können die Intensitäten in dünnen Detektoren hoher Kernladungszahl die Escape Peak Wahrscheinlichkeit gleich der Fluoreszenzausbeute werden. Als Daumenregel kann gelten, daß das Auftreten von Escape Peak nur dann von entscheidender Bedeutung ist, wenn die Absorptionslänge der eintretenden Röntgenstrahlung kürzer ist als die Ausdringlänge der Fluoreszenzquanten. Das ist immer erfüllt für Röntgenquanten, die wenig oberhalb einer Absorptionskante liegen. Für hinreichend dicke GaAs- und Germanium-Detektoren liegt dieser Bereich oberhalb der K -Kante zwischen 11 keV und 25 keV. Um die Wahrscheinlichkeiten für K -Schalen Escape Peaks in GaAs auszurechnen, müssen im Prinzip die obenstehenden Integrale für jeweils 4 Fluoreszenzlinien im Gallium und Arsen ausgewertet werden. Da aber die K_{β} -Linien nur wenig zur Gesamtintensität beitragen und die beiden K_{α} -Linien eines Elementes energetisch nur unwesentlich differieren, kann mit hinreichender Genauigkeit nur die gemittelte K_{α} -Energie für die Berechnung herangezogen werden. Die Resultate für eine Röntgenenergie von 14.4 keV sind in Abbildung (2.12) zusammengefaßt. Aufgetragen ist die Absorptionswahrscheinlichkeit W_{abs} , die Wahrscheinlichkeit für die Emission von K_{α} -Arsen- und Galliumfluoreszenzquanten, sowie die relative Wahrscheinlichkeit r dieser Emission zur Absorption des Quantes im Detektor. Aus der Auftragung geht unmittelbar hervor, daß insbesondere für dünne Röntgendetektoren die Emission von Fluoreszenzquanten aus dem Detektor nicht zu vernachlässigen ist. Im Grenzfall beliebig dünner Detektoren erreicht die Intensität der Escape-Peaks die Röntgenfluoreszenzausbeute ω_K . Daher ist für kleine Detektordicken die Wahrscheinlichkeit

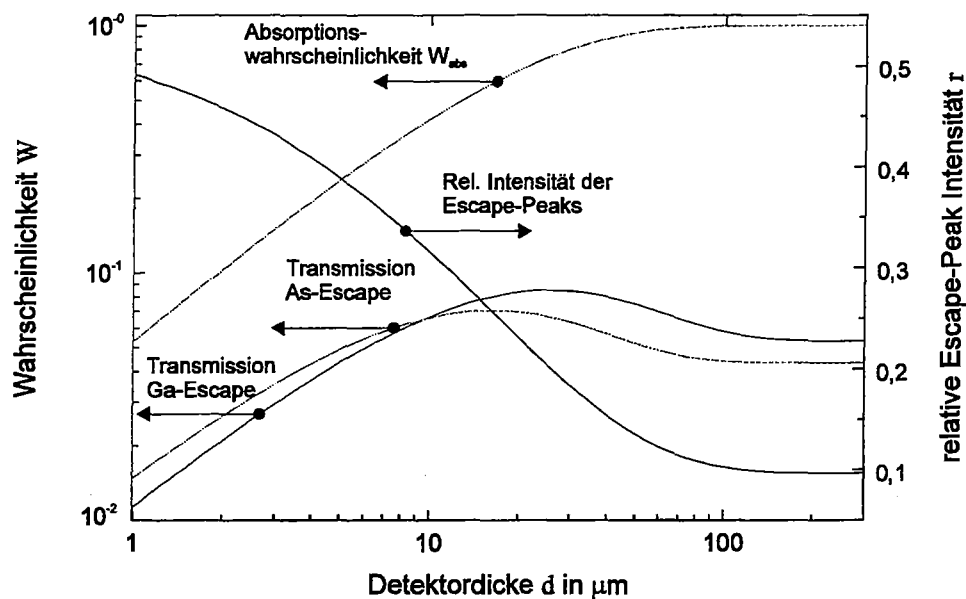


Abb. 2.12: Escape Peaks in GaAs für 14.4 keV Röntgenphotonen; Aufgetragen ist die Absorptionswahrscheinlichkeit W_{abs} , die Wahrscheinlichkeit für die Emission K_{α} Arsen- und Galliumfluoreszenzquanten, sowie die relative Wahrscheinlichkeit r dieser Emission zur Absorption des Quantes im Detektor.

für die Emission eines Arsenfluoreszenzquanten höher als für ein Galliumfluoreszenzquant. Für dickere Detektoren überwiegt die Emission des Galliumfluoreszenzquanten, da die Transmission für die kleinere Röntgenenergie deutlich höher ist (vergl. Abbildung (2.8)). Die Energie des Galliumfluoreszenzquanten liegt unterhalb der K -Kanten von Gallium und Arsen, während die Arsen-Fluoreszenzenergie auch unterhalb der Arsen K -Kante aber oberhalb der Gallium K -Kante liegt.

Abbildung (2.13) zeigt die Resultate der Berechnung für einfallende Röntgenenergien von 14.4 keV, 21.5 keV, 30 keV und 40 keV und verschiedene Detektordicken. Bestimmt wurde die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines Escape Peaks dividiert durch die Wahrscheinlichkeit der Absorption im Detektor. Diese Zahl beschreibt die relative Intensität des Escape Peak zur gesamten Absorptionswahrscheinlichkeit.

Die Energieverluste aufgrund der Escape-Peaks sind charakteristisch für das jeweilige Detektormaterial. Während diese Verluste für den Betrieb eines Detektors störend sind, wird dieser physikalische Prozeß in der Röntgenfluoreszenzanalyse zur Bestimmung der elementaren Zusammensetzung von Verbindungen technisch und wissenschaftlich eingesetzt. Auch bei der Erzeugung von Röntgenstrahlung in Röntgenröhren spielt dieser Prozeß eine wichtige Rolle bei der Bereitstellung von monochromatischer Röntgenstrahlung.

2.2.3.2 Untergrund

Im Gegensatz zu dem Verlust eines Fluoreszenzquanten definierter Energie tritt bei Verlassen eines schnellen (Auger-) Elektrons aus dem aktiven Detektorvolumen ein Energieverlust auf, der jeden Wert zwischen der 0 und der maximalen Röntgenenergie aufweisen kann. Die Verlustenergie richtet sich nach der vor Verlassen des Detektors

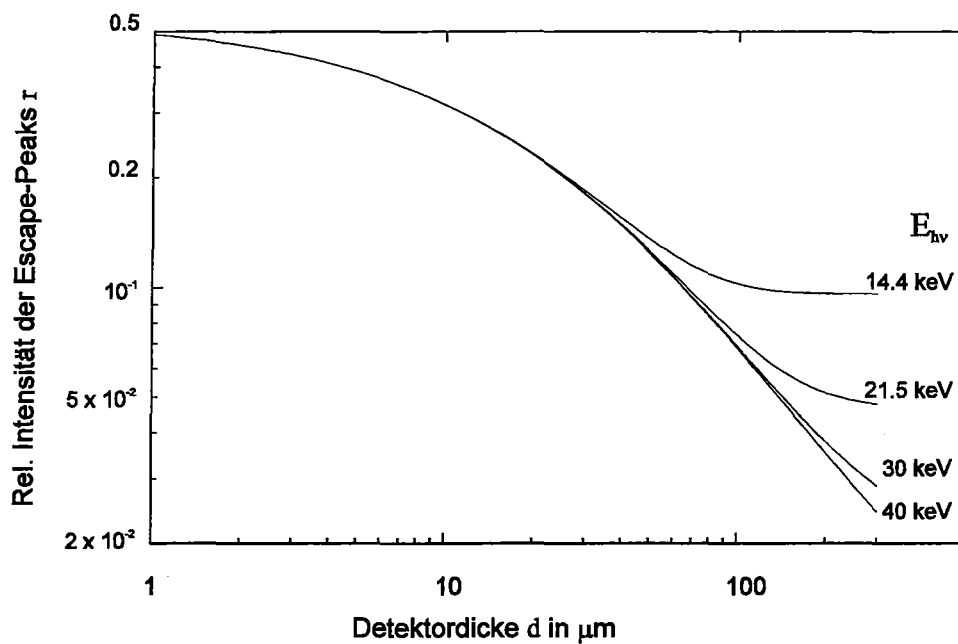


Abb. 2.13: Intensität der Escape-Peaks in GaAs; Aufgetragen ist die relative Wahrscheinlichkeit für die Emission eines Fluoreszenzquantens als Funktion der Detektor Dicke.

bereits durch Stöße abgegebenen Energie. Eine einfache Abschätzung für die Zahl und die Energieverteilung der austretenden Elektronen kann nicht gegeben werden, da

1. das Bremsvermögen der Elektronen stark energieabhängig und nicht analytisch berechenbar ist,
2. die Winkelverteilung der Elektronen nicht isotrop ist,
3. die Zahl der möglichen Zerfallskanäle groß ist.

Aus diesem Grund soll hier auf eine detaillierte Betrachtungsweise verzichtet werden. Im allgemeinen nimmt man an, daß im gesamten möglichen Energiebereich die Wahrscheinlichkeit eines Energieverlustes gleich ist. Diese Annahme führt zu einem sogenannten Shirley Hintergrund, dessen Höhe proportional zur integralen Intensität der Linie bei höheren Energien ist. Für gaussförmige Peaks kann beispielsweise durch eine komplementäre Fehlerfunktion der Hintergrund angenähert werden.

Aus den Betrachtungen folgt, daß die in einem Detektor erzeugten Ladungsmengen nicht notwendigerweise zu der eingestrahlten Röntgenenergie proportional sind. Durch die skizzierten Verlustmechanismen kann die Energiedeposition absorbiert, monoenergetischer Quanten zu einem Energiespektrum im Detektor führen. Für energieaufgelöste Messungen mit Halbleiterdetektoren muß daher zwischen Absorption und Effizienz unterschieden werden.

2.2.4 Anforderungen an einen idealen Röntgendetektor

Aus den bisherigen Ausführungen können verschiedene Bedingungen an einen idealen Röntgendetektor formuliert werden, die direkt mit denen in der Einleitung gestellten

Anforderungen verglichen werden können.

- **Einzelphotonennachweis**

Der Einzelphotonennachweis geht einher mit der Signalthöhe, die umgekehrt proportional zur mittleren Energie pro Elektron-Loch-Paar ist. Diese Energie ist klein bei Halbleiterdetektoren und sinkt mit abnehmender Bandlücke.

- **Effizienz**

Eine hohe Effizienz für die Absorption von Röntgenstrahlung setzt die Verwendung von Halbleitermaterialien hoher Ordnungszahl voraus. Dennoch sollte die Verarmungszone und das Volumen der Detektoren möglichst groß sein, da die Eindringlänge insbesondere von höherenergetischer Röntgenstrahlung groß gegenüber typischen Bauelementdimensionen ist. Die Minimierung der Verluste durch Fluoreszenzquanten und hochenergetischen Elektronen erfordert ebenfalls große Detektorvolumina.

- **Dynamik und Bandbreite**

Die Forderungen nach hoher Dynamik und Zeitauflösung stehen im direkten Widerspruch zur Forderung nach hoher Effizienz, da kurze Ladungsträgerlaufzeiten nur durch dünne Detektoren realisierbar sind. Deshalb ist die Auswahl eines Halbleitermaterials hoher Kernladungszahl zwingende Voraussetzung zur Realisierung schneller Detektoren. Weiterhin weisen die vielversprechenden II-VI Halbleiter derzeit nur mäßige Beweglichkeiten und Sättigungsgeschwindigkeiten auf, so daß diese für die Realisierung schneller Detektoren nicht in Frage kommen.

- **Raumtemperaturbetrieb**

Die Forderung nach Raumtemperaturbetrieb setzt die Verwendung eines Halbleitermaterials hoher Bandlücke voraus. Deshalb kann in diesem Fall nicht auf Germanium zurückgegriffen werden, da Detektoren mit aktiven Dicken von mehr als $10\text{ }\mu\text{m}$ bei den veranschlagten Strukturgrößen zu hohe Dunkelströme aufweisen, so daß kein Raumtemperaturbetrieb möglich ist.

Aus der Summe der Argumente stellt sich die Verwendung von Galliumarsenid oder vergleichbarer III-V Halbleiter als Ausgangsmaterial als zwingend dar. Die hohe Bandlückenenergie garantiert Raumtemperaturbetrieb und die hohen Beweglichkeiten und Sättigungsgeschwindigkeiten gewährleisten schnelle Detektion von Röntgenquanten. Der Vorteil gegenüber dem Standardhalbleitermaterial Silizium geht eindrucksvoll aus der Abbildung (2.8) hervor. Man gewinnt durch die höhere Kernladungszahl für Detektoren gleicher aktiver Dicke einen Faktor 20 in der absorbierten Intensität der Röntgenquanten. Neben GaAs kann auch InP als attraktiver Kandidat für die Realisierung schneller Halbleiterdetektoren angesehen werden. Insbesondere aus Kostengründen und der nicht gegebenen Verfügbarkeit wurde diese Lösung ausgeschlossen.

2.3 Avalanche Röntgendetektoren

In Avalanche Röntgendetektoren nutzt man die interne Ladungsvervielfachung des Avalancheeffektes aus, um die durch Absorption generierten primären Ladungsträger zu vervielfachen. Dadurch können die kleinen Signale, wie sie bei der Detektion von

niederenergetischen Röntgenquanten auftreten, verstärkt werden. Bisher wurden solche Dioden in erster Linie als Detektoren für den sichtbaren Spektralbereich eingesetzt. Einige Messungen mit Röntgenstrahlung sind auch bekannt, wobei zwischen zeitaufgelösten Messungen [22, 23, 24, 25, 26, 27], energieaufgelösten Messungen [28, 29, 30] und Messungen mit Szintillatoren [31, 32, 33, 34, 35, 36, 37] unterschieden werden kann. Alle bisherigen Meßergebnisse sind mit Silizium Avalanche Dioden erzielt worden, so daß der Einsatz von Galliumarsenid Detektoren ein Novum darstellt.

2.3.1 Funktionsprinzip

Das Funktionsprinzip einer Avalanche Diode beruht auf der internen Multiplikation von Ladungsträgern, die durch eine hohe elektrische Feldstärke innerhalb einer Raumladungszone beschleunigt werden und ihre kinetische Energie durch die Bildung sekundärer Elektron-Loch-Paare verlieren. Die sekundären Ladungsträger werden ihrerseits beschleunigt und erzeugen weitere Ladungsträgerpaare, so daß es zu einem lawinenartigen Ansteigen der Zahl der Ladungsträger kommt. Der Effekt ist für den Durchbruch von Halbleiterdioden bei hohen Feldstärken verantwortlich. Betreibt man jedoch eine solche Diode knapp unterhalb der Durchbruchspannung, so kann durch den kontrollierten Lawineneffekt eine Verstärkung der Diode eingestellt werden. Eine detaillierte Beschreibung der Physik des Avalanche-Effektes findet sich in [38].

Bei hohen elektrischen Feldstärken besteht ein Gleichgewicht zwischen der Aufnahme von kinetischer Energie aus dem elektrischen Feld und den dissipativen Wechselwirkungen mit optischen Phononen. Übersteigt die kinetische Energie der Ladungsträger die materialspezifischen Schwellenenergien für Elektronen oder Löcher, so tritt als zusätzlicher dissipativer Prozeß die Bildung von Elektron-Loch-Paaren auf. Die Schwellenenergien können anhand theoretischer Überlegungen und über Monte Carlo Simulationen gewonnen werden [39, 40, 41]. Phänomenologisch kann der Avalancheeffekt anhand von Ionisationskoeffizienten beschrieben werden, die als reziproke freie Weglänge zwischen zwei Paarerzeugungsprozessen bei einer Feldstärke F interpretiert werden können. Theoretische Arbeiten auf diesem Gebiet finden sich in [42, 43, 44, 45, 46, 47]. Man verwendet für die beiden Ladungsträgertypen getrennte Ionisationskoeffizienten, für Elektronen den Ionisationskoeffizienten $\alpha(F)$ und für Löcher den Ionisationskoeffizienten $\beta(F)$. Sie liegen als empirische Messungen für viele Halbleitermaterialien in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke vor [48, 49, 50, 51]. Abbildung (2.14) zeigt die Ionisationskoeffizienten von GaAs nach [48] als Funktion der reziproken elektrischen Feldstärke. Die Ionisationskoeffizienten stehen als numerische Fitwerte zur Verfügung:

$$\alpha(F) = \frac{1.899 \times 10^5}{\text{cm}} e^{-\left(\frac{5.75 \times 10^5 \text{ V/cm}}{F}\right)^{1.82}} \quad (2.28)$$

$$\beta(F) = \frac{2.215 \times 10^5}{\text{cm}} e^{-\left(\frac{6.57 \times 10^5 \text{ V/cm}}{F}\right)^{1.75}} \quad (2.29)$$

Das Verhältnis der Ionisationskoeffizienten $k = \alpha(F)/\beta(F)$ ist ein Maß für das Ungleichgewicht zwischen der Wahrscheinlichkeit, daß ein Paarprozeß durch ein Elektron bzw. durch ein Loch initiiert wird. Aus Abbildung (2.14) geht hervor, daß dieses Verhältnis bei GaAs nur wenig größer als eins ist, d.h. daß der Paarbildungsprozeß

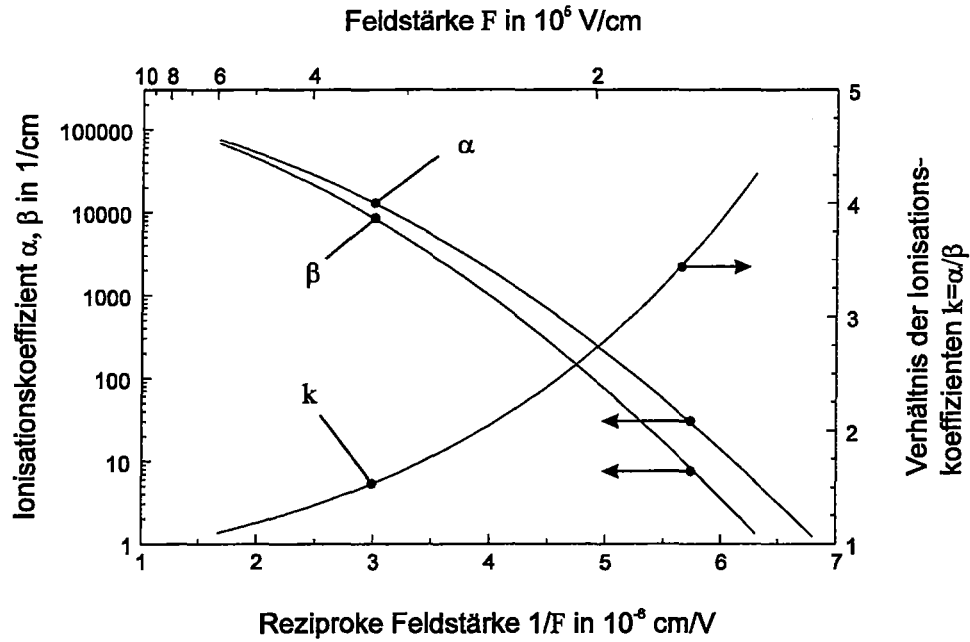


Abb. 2.14: Ionisationskoeffizienten in GaAs für Elektronen $\alpha(F)$ und Löcher $\beta(F)$ und das Verhältnis der Ionisationskoeffizienten nach [48].

für Löcher und für Elektronen nahezu gleich wahrscheinlich ist. Im Gegensatz dazu ist das Verhältnis in Silizium ca. $k = 20$, d.h. hier wird der Avalanche-prozeß von den Elektronen dominiert.

2.3.2 Verstärkung

Zur phänomenologischen Beschreibung des Avalanche Effektes greift man auf die Bilanzgleichung für Elektronen und Löcher in der Raumladungszone zurück [38]. Entsprechend Abbildung (2.15) gilt für die Ströme der Elektronen I_e und Löcher I_h die Differentialgleichungen im statischen Fall:

$$\frac{dI_e}{dx} = \alpha(x)I_e + \beta(x)I_h + eg(x) \quad (2.30)$$

$$-\frac{dI_h}{dx} = \alpha(x)I_e + \beta(x)I_h + eg(x). \quad (2.31)$$

In der Gleichung ist e die Elementarladung und $g(x)$ die Generationsrate von Elektron Loch Paaren, die die Generation von Ladungsträgern durch die Absorption von Strahlung am Ort x beschreibt. Die Größen $\alpha(x)$ und $\beta(x)$ sind die Ionisationskoeffizienten für Elektronen und Löcher als Funktion des Ortes. Unter der Voraussetzung, daß das elektrische Feldprofil innerhalb der Diode bekannt ist, kann durch Integration der Gleichungen die Verstärkung berechnet werden. Injiziert man einen Strom I_0 an

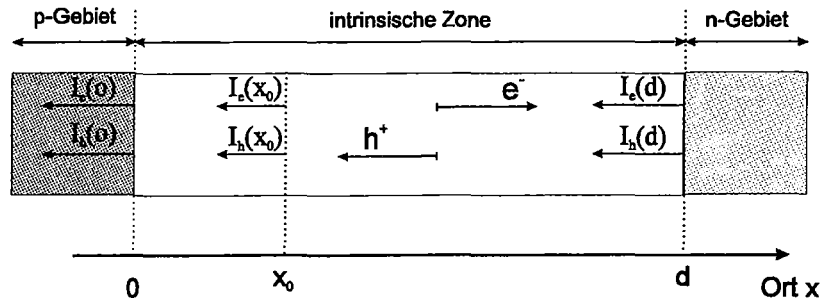


Abb. 2.15: Geometrie einer Avalanchezone zur Illustration der Ratengleichung

der Stelle x_0 innerhalb der Diode, so ergibt sich die Verstärkung $M(x_0)$ zu:

$$M(x_0) = \frac{I_{\text{ges}}}{I_0} = \frac{e^{-\int_0^{x_0} (\alpha(x) - \beta(x)) dx}}{1 - \int_0^d \alpha(x) e^{-\int_0^x (\alpha(\xi) - \beta(\xi)) d\xi}}. \quad (2.32)$$

Für beliebige Generationsraten kann die Verstärkung aus dieser Gleichung durch Faltung ermittelt werden:

$$M(g(x)) = \frac{I_{\text{ges}}}{I(g(x))} = \frac{\int_0^d M(x)g(x)dx}{\int_0^d g(x)dx}. \quad (2.33)$$

Unter der Voraussetzung, daß die elektrische Feldstärke innerhalb der Diode konstant ist, wie es bei idealen pin Dioden der Fall ist, vereinfacht sich die Lösung der Verstärkungsfunktion. Die explizite Ortsabhängigkeit der Ionisationskoeffizienten entfällt und das Integral kann elementar ausgewertet werden:

$$M(x) = \frac{\alpha - \beta}{\alpha e^{(\beta - \alpha)d} - \beta} e^{(\beta - \alpha)x}. \quad (2.34)$$

Die Ionisationskoeffizienten sind nur noch abhängig von der konstanten Feldstärke F . Aus dem Zusammenhang zwischen der elektrischen Feldstärke F und der Spannung $U = Fd$ kann durch Einsetzen in Gleichung (2.34) und Substitution der Gleichungen (2.28) und (2.29) sofort die Strom-Spannungskennlinie für eine bestimmte Injektionsart errechnet werden. Aus dieser Gleichung geht außerdem hervor, daß die Verstärkung exponentiell vom Injektionsort x abhängt, wenn die Ionisationskoeffizienten nicht identisch sind. Die größte Verstärkung wird erzielt, wenn die Ladungsträgersorte mit dem höheren Ionisationskoeffizienten am Rand der Raumladungszone injiziert wird, d.h. wenn die Generationszone außerhalb der Multiplikationszone erfolgt. In Abbildung (2.16) ist die Verstärkung für verschiedene Werte des Verhältnisses der Ionisationskoeffizienten k aufgetragen für den Fall, daß nur Elektronen vom Rand in die Multiplikationszone injiziert werden. Bei dieser Abbildung wurde der Ionisationskoeffizient $\alpha(x)$ von GaAs zugrunde gelegt und das Verhältnis $k = \alpha(x)/\beta(x)$ variiert. Aus dieser Abbildung ist deutlich zu erkennen, daß die Kennlinien für kleinere k -Werte deutlich

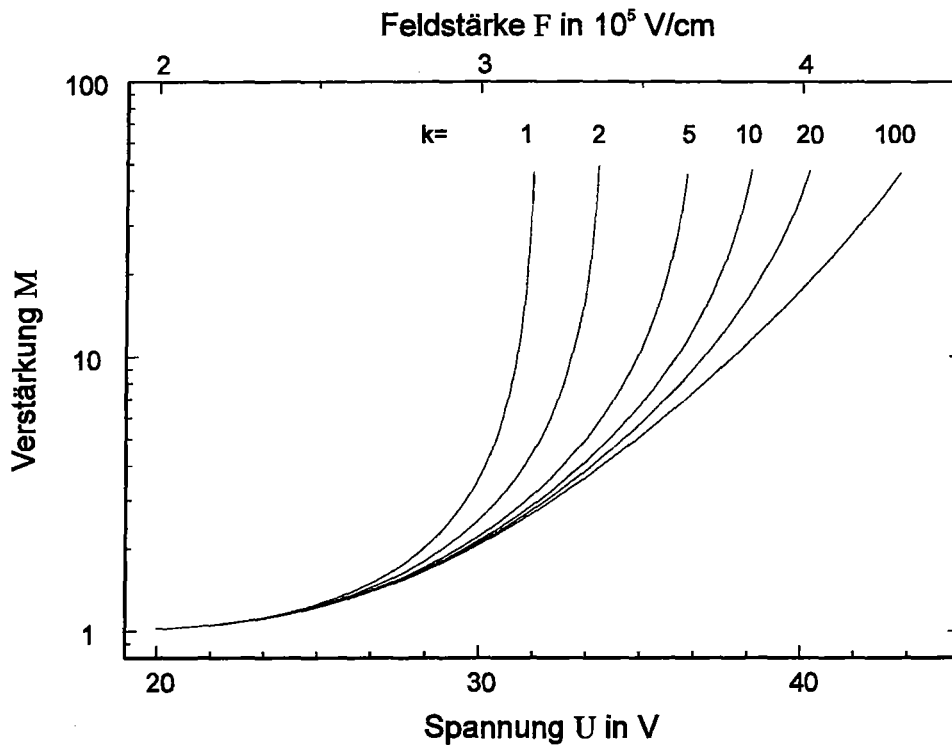


Abb. 2.16: Verstärkung für verschiedene k -Werte;

Für die Auftragung wurde der Ionisationskoeffizient $\alpha(x)$ von GaAs benutzt und das Verhältnis der Ionisationskoeffizienten $k = \alpha(x)/\beta(x)$ variiert. Im skizzierten Bereich der elektrischen Feldstärke beträgt dieses Verhältnis im GaAs ca. $k = 1.5$.

steiler verlaufen als für große k -Werte. Demzufolge kann ein stabiler Arbeitspunkt der Diode bei hohen Verstärkungen einfacher erzielt werden, wenn die Ionisationskoeffizienten von Elektronen und Löchern stark unterschiedlich sind, d.h. das Verhältnis der beiden Größen wesentlich größer oder wesentlich kleiner als eins ist. Abbildung (2.17) zeigt die Ortsabhängigkeit der Verstärkung für verschiedene k -Werte bei konstanter Verstärkung von $M = 10$ bei reiner Elektroneninjektion am Rand.

2.3.3 Rauschen

Der Generationsprozess der sekundären Ladungsträger ist statistischer Natur, d.h. er unterliegt statistischen Schwankungen, die sich durch eine Verteilung der Verstärkungsfaktoren bemerkbar macht. Unter der Voraussetzung daß der Generationsprozeß durch eine Poisson-Verteilung angenähert werden kann, läßt sich aus den Bilanzgleichungen das Schwankungsquadrat des Stromes beim Avalancheeffekt berechnen [52, 53]. Ist die Zahl der primären Ladungsträger groß, kann nach dem Gesetz der großen Zahlen die Gesamtverteilung der Ströme als gaussisch angesehen werden. Für kleine Anzahl der primären Ladungsträger hat *van Vliet* die Verteilungsfunktion berechnet [54, 55].

Das Rauschen des Generationsprozesses heißt Schrotrauschen und ist frequenzunabhängig, d.h. es liefert einen Beitrag zum weißen Rauschen. Der infinitesimale Rauschbeitrag $d \langle i^2 \rangle_{\text{shot}}$ im Ortselement dx pro Frequenzintervall $\Delta\omega$ ist gegeben durch

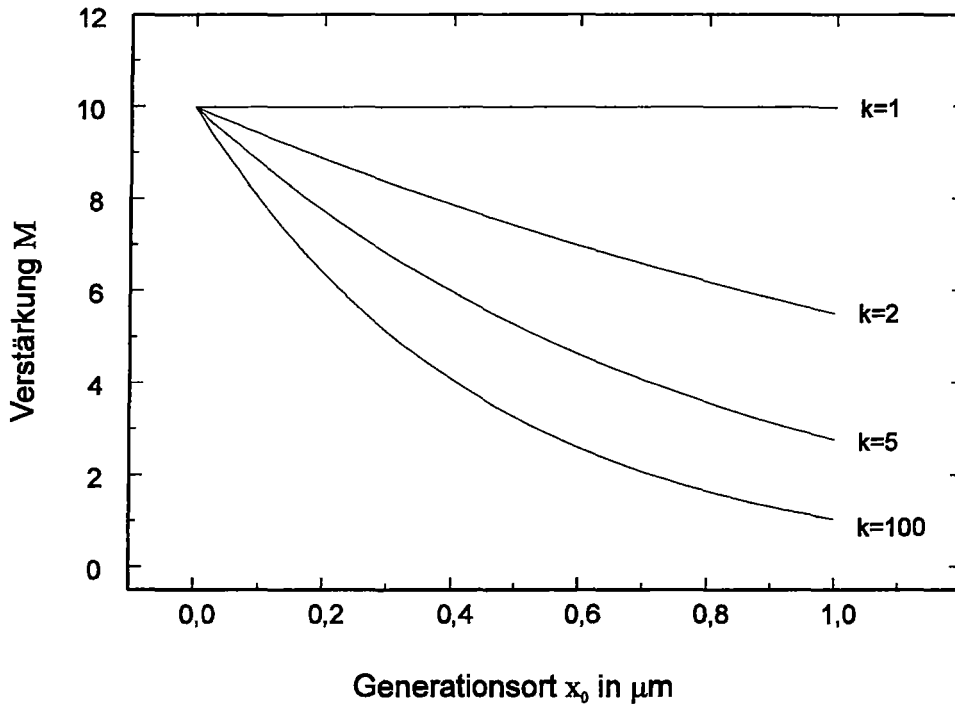


Abb. 2.17: Ortsabhängigkeit der Verstärkung in für verschieden k -Werte; Der Ionisationskoeffizient α und die Weite der Raumladungszone wurden so gewählt, daß bei reiner Elektroneninjektion die Verstärkung $M = 10$ beträgt.

[52]:

$$d \langle i^2 \rangle_{\text{shot}} = \frac{e \Delta \omega M(x)^2 dI_e(x)}{\pi}. \quad (2.35)$$

Unter Verwendung von Gleichung (2.30) kann durch Integration dieser Gleichung das Generationsrauschen in Abhängigkeit von den Injektionsverhältnissen errechnet werden. Im Spezialfall der pin-Diode mit konstantem elektrischen Feld und einer reinen Randinjektion kann das Integral elementar ausgewertet werden:

$$\langle i^2 \rangle_{\text{shot}} = \frac{e \Delta \omega M^2 F(M)}{\pi}. \quad (2.36)$$

Der dimensionslose Faktor $F(M)$ heißt Zusatzrauschfaktor und gibt die Nichtidealität des Avalancheeffektes an. Er hat für reine Elektroneninjektion die Form:

$$F(M) = \frac{M}{k} + \left(1 - \frac{1}{k}\right) \left(2 - \frac{1}{M}\right). \quad (2.37)$$

In Abbildung (2.18) ist der Zusatzrauschfaktor für verschiedene Verhältnisse der Ionisationskoeffizienten als Funktion der Verstärkung M aufgetragen. Aus der Auftragung geht unmittelbar hervor, daß das Rauschen minimal ist, wenn nur Ladungsträger mit der höheren Ionisationsrate vom Rand injiziert werden. Je größer das Ungleichgewicht zwischen den Ionisationskoeffizienten ist, um so kleiner ist der Zusatzrauschfaktor, d.h. um so kleiner ist das Schrotrauschen der Diode. Das hat zur Folge, daß der Generationsprozeß idealerweise außerhalb der Avalanchezone stattfinden sollte und

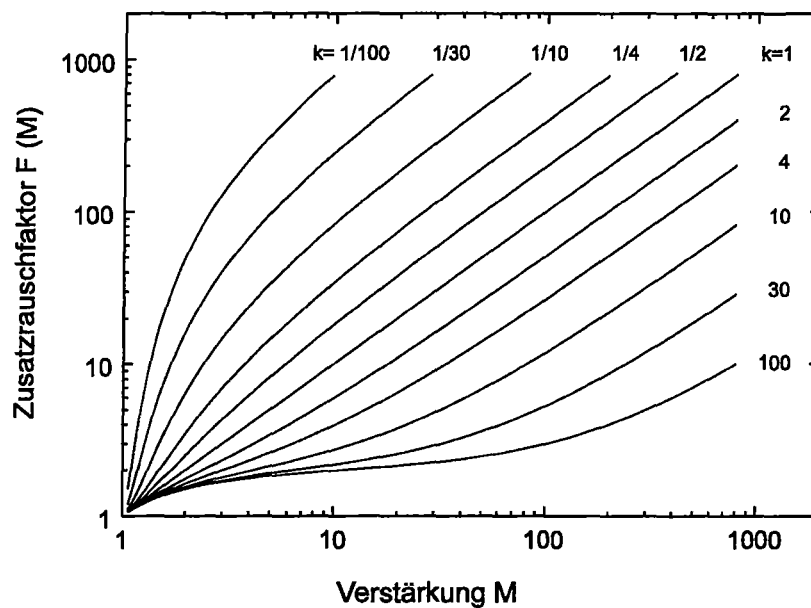


Abb. 2.18: Zusatzrauschfaktor als Funktion der Verstärkung für reine Elektroneninjektion

daß zum Bau einer rauscharmen Avalanchediode ein Ungleichgewicht der Ionisationskoeffizienten zwingend erforderlich ist. Im GaAs, wie auch bei den meisten anderen III-V Halbleiterverbindungen, ist der Ionisationskoeffizient nahe eins, d.h. es ist nicht möglich, aus homogenen GaAs-Schichten Avalanchezonen mit niedrigem Zusatzrauschfaktor herzustellen.

2.4 Heterostrukturen

Aus den beiden letzten Abschnitten geht hervor, daß rauscharme Avalanchezonen nur realisiert werden können, wenn ein deutliches Ungleichgewicht der Ionisationskoeffizienten erzielt wird. Es sind verschiedene Konzepte vorgeschlagen worden, um das Verhältnis der Ionisationskoeffizienten durch die Verwendung von Halbleiter-Heterostrukturen künstlich zu verändern [56, 57, 58, 59, 60, 61, 62]. Als Übersichtsartikel sei auf [63] verwiesen.

Unter einer Halbleiterheterostruktur versteht man dabei eine Schichtstruktur, die aus mindestens zwei Halbleitermaterialien besteht, welche unterschiedliche Bandlücken aufweisen. Weisen beide Materialien gleiche Gitterstruktur und gleiche Gitterkonstante auf, so lassen sich beide Materialien pseudomorph aufeinander abscheiden. Die unterschiedlichen Bandlücken führen am Übergang beider Materialien zu Diskontinuitäten von Valenz- und Leitungsband den sogenannten Bandoffsets. Mit Hilfe dieser Offsets läßt sich die Bandstruktur und damit die elektronischen Eigenschaften einer solchen Heterostruktur gezielt verändern. Das kann auch zur künstlichen Veränderung des Ionisationsraten-Verhältnisses genutzt werden.

2.4.1 Konzept der Staircase-Diode

Das Konzept der Staircase Diode [dt.: Treppendiode] geht auf Arbeiten von *F. Capasso* et al. und *Blauvelt* et al. zurück und stellt das Festkörperanalogon eines Photomultipliers dar [57, 58]. Seinen Namen verdankt es der treppenförmigen Bandstruktur, die durch wiederholte Heteroübergänge vom Typ II zustandekommen. Ein Typ II-Heteroübergang liegt vor, wenn die Banddiskontinuität sowohl des Leitungs- als auch des Valenzbandes positiv ist. Abbildung (2.19) zeigt eine vereinfachte Bandstruktur zweier Stufen der Staircase Diode. Jede Stufe besteht aus einer Halbleiterschicht mit kleiner Bandlücke (z. B. GaAs) und einer Schicht mit einer größeren Bandlücke (z.B. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$). Während der Übergang vom AlGaAs zum GaAs abrupt erfolgt, gehen Leitungsband und Valenzband beim Übergang vom GaAs zu AlGaAs kontinuierlich ineinander über. Das wird durch ein sogenanntes Grading erzielt, bei dem der Aluminiumgehalt r der Schicht von $r = 0$ linear auf den Wert $r = x$ der $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ erhöht wird. Neben dem Materialsystem AlGaAs/GaAs kommen noch weitere Materialsysteme für die Herstellung von derartigen Staircase Dioden in Frage [61, 64, 65, 66, 67, 68, 69, 70], jedoch soll an dieser Stelle auf eine weitergehende Diskussion verzichtet werden.

Der Zweck der Verwendung von Heterostrukturen ist die künstliche Veränderung des Ionisationsraten-Verhältnisses. Dies wird durch eine Veränderung der Energieverteilung von Elektronen und Löchern im Vergleich zu homogenen Halbleiterstrukturen erzielt. Da die Wahrscheinlichkeit eines Paarbildungsprozesses im AlGaAs/GaAs Materialsystem exponentiell von der Höhe der Bandlücke abhängt, spielt die Energieverteilung im GaAs die dominierende Rolle bei der Paarbildung.

Durch ein elektrisches Feld verkippt die Bandstruktur gemäß Abbildung (2.19) und Ladungstransport kann durch die Struktur erfolgen. Elektronen, die von der AlGaAs Barriere in die GaAs Schicht übergehen, nehmen einen Energiebetrag in der Höhe des Leitungsbandoffsets auf, so daß ihre Energieverteilungsfunktion im GaAs zu größeren Energiewerten verschoben wird. Dadurch wird die Wahrscheinlichkeit für die Bildung eines Elektron-Loch-Paares für Elektronen erhöht. Im Idealfall ist die übertragene Energie so hoch, daß es direkt zur Bildung eines Elektron-Loch-Paares kommt. Die Elektronen gelangen über die Grading Schicht in die AlGaAs Schicht, sofern das elektrische Feld größer ist als die Feldstärke, die sich aus dem Quotienten aus Leitungsbandoffset und Schichtdicke der Grading Schicht ergibt. Im AlGaAs werden die Elektronen erneut beschleunigt und können am nächsten Übergang zum GaAs wiederum einen Paarbildungsprozeß auslösen. Im Gegensatz dazu wird die Energieverteilung der Löcher, die sich in die entgegengesetzte Richtung bewegen, durch den positiven Valenzbandoffset am Übergang vom GaAs zum AlGaAs zu kleineren Energien verschoben. Der Übergang vom AlGaAs zum GaAs erfolgt durch die Verwendung der Grading Schicht nicht abrupt. Damit steht der ohnehin kleinere Valenzbandoffset den Löchern nicht als zusätzliche Energie zur Verfügung, wenn innerhalb der Gradingsschicht durch dissipative Wechselwirkung ein Teil der Löcherenergie verloren geht. Da die mittlere freie Weglänge für die Wechselwirkung mit optischen Phononen in der Größenordnung von 5-15 nm liegt, wird schon bei verhältnismäßig dünnen Grading Schichten die Energieverteilung der Löcher in den Gleichgewichtszustand relaxieren. Der Effekt der Verwendung dieser Art von Heterostrukturen besteht also in der Veränderung der Energieverteilung von Elektronen und Löchern in der GaAs-Schicht der Staircase Diode.

In einer idealen Staircase Diode sollte der Leitungsbandoffset mindestens so groß

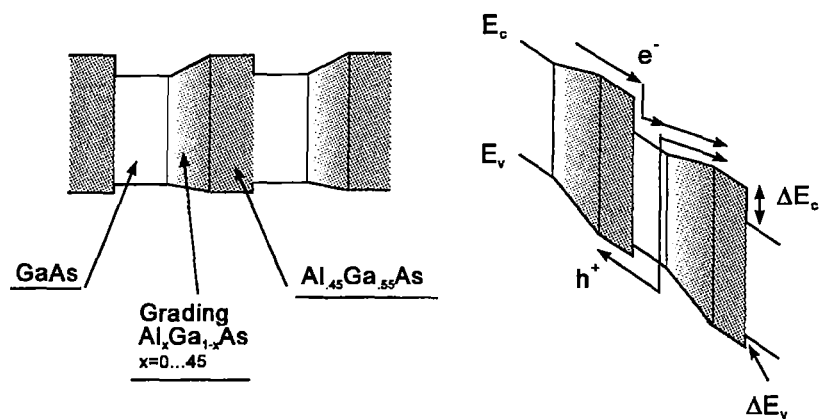


Abb. 2.19: Schematische Bandstruktur einer Stufe der Staircase Diode; links: ohne äußere Spannung; rechts: mit angelegter Gegenspannung.

sein wie die Schwellenenergie des Paarbildungsprozesses. In diesem Fall wird an jedem Heteroübergang ein Paarerzeugungsprozeß ablaufen und damit verdoppelt sich die Anzahl der Elektronen. Dieser streng deterministische Prozeß würde zu einem Zusatzrauschfaktor von $F = 1$ führen und ein Photomultiplier-ähnliches Verhalten ergeben. Selbst wenn im Mittel nur ein Bruchteil der Elektronen einen Paarbildungsprozeß auslösen würden, wäre das Zusatzrauschen deutlich reduziert. Das Verstärkungs- und Rauschverhalten dieser Strukturen wurde in der Literatur ausführlich diskutiert [58, 71, 72].

Dies ist im Materialsystem AlGaAs/GaAs allerdings nicht der Fall. Je nach verwendetem Modell für die Ionisationskoeffizienten liegt die Schwellenenergie in GaAs für die durch Elektronen induzierte Paarbildung zwischen 1.6 eV [73, 74] und 4.46 eV [75], der Leitungsbandoffset jedoch in der Größenordnung von 0.3 eV. Es kann also nicht von einer idealen Realisierung der Staircase Diode im Materialsystem AlGaAs/GaAs gesprochen werden.

2.4.2 Schichtstruktur der Avalanche Röntgendetektoren

Entsprechend den Betrachtungen der letzten Abschnitte muß eine Avalanche Diode zwei wesentliche Konstruktionsmerkmale aufweisen:

- Das Verhältnis der Ionisationsraten sollte stark von eins differieren.
- In die Avalanchezone sollten nur die Ladungsträger mit dem höheren Ionisationskoeffizienten injiziert werden.

Um die erste Forderung zu erfüllen, sind in dieser Arbeit AlGaAs/GaAs Staircase-Dioden hergestellt worden, die eine effektive Multiplikation des Elektronensignals gewährleisten. Die zweite Forderung wird durch die Verwendung einer Diodenstruktur mit getrennten Absorptions- und Multiplikationszonen (SAM-APD) erfüllt. Dieses Konzept ist auch unter dem Namen 'reach-through' Diode oder 'Hi-Lo'-Diode bekannt [7]. Die Absorptionszone unterhalb des p-Kontaktes wird von der Multiplikationszone durch eine p-dotierte Zwischenschicht getrennt. In Abbildung (2.20) ist eine Prinzipskizze der SAM-Avalanchediode dargestellt.

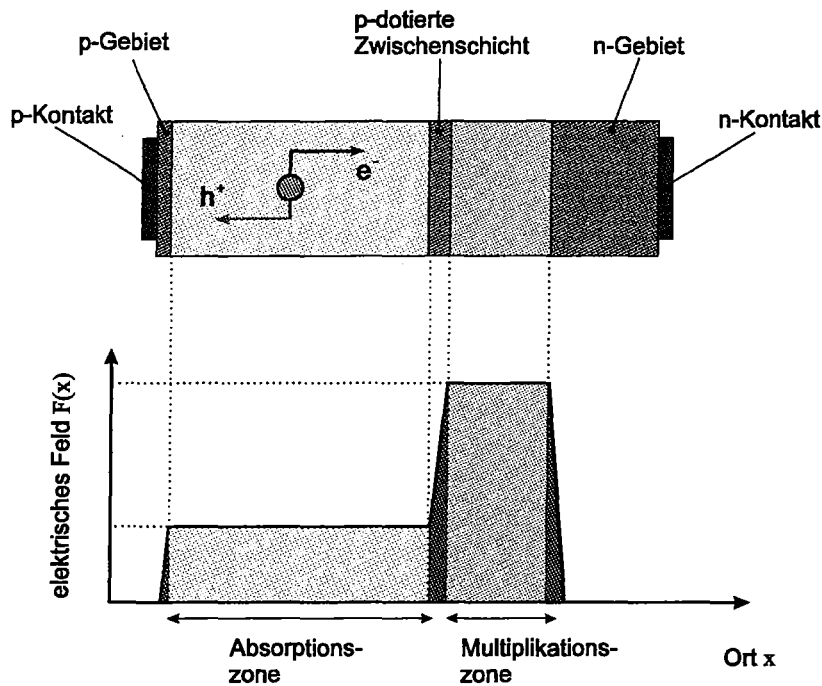


Abb. 2.20: Prinzipskizze einer Avalanchediode mit getrennter Multiplikations- und Absorptionszone

An der p-dotierten Zwischenschicht tritt ein Sprung der elektrischen Feldstärke ΔF auf, der zu der Flächenladungsdichte σ_p der dotierten Schicht proportional ist. Unter Verwendung der Dicke der dotierten Schicht d_p , der Höhe der Dotierung n_p und der Dielektrizitätskonstanten ϵ_0 , bzw. der relativen Dielektrizitätskonstanten ϵ_r von GaAs, ergibt sich der Zusammenhang:

$$\Delta F = \frac{\sigma_p e}{\epsilon_0 \epsilon_r} = \frac{n_p d_p e}{\epsilon_0 \epsilon_r}. \quad (2.38)$$

Die Verwendung dieser Zwischenschicht erlaubt die Ausbildung einer Absorptionsschicht relativ niedriger elektrischer Feldstärke und einer Multiplikationszone hoher elektrischer Feldstärke. Insbesondere bei den in dieser Arbeit verwendeten Staircase Dioden liegt die Durchbruchfeldstärke der Multiplikationszone oberhalb der Durchbruchfeldstärke der GaAs Absorptionszone, so daß eine Reduktion des elektrischen Feldes innerhalb dieser Zone unerlässlich für die Funktion der Diode ist. Durch geeignete Wahl der Höhe der Dotierung kann die Feldstärke in der Absorptionszone so eingestellt werden, daß die Driftzeiten der Ladungsträger minimiert werden. Röntgenstrahlung geringer Eindringtiefe, d.h. niedriger Energie, und Licht wird in der Absorptionszone vollständig absorbiert. Die erzeugten Elektronen driften in die Multiplikationszone und werden dort verstärkt. Für Röntgenstrahlung größerer Eindringtiefe wird zumindest ein großer Teil der Quanten in der Absorptionszone in elektrische Signale umgesetzt, so daß die Forderung nach reiner Elektroneninjektion weitgehend erfüllt wird. Darüberhinaus erlaubt die Struktur durch die Erniedrigung der elektrischen Feldstärke die Dunkelstromdichte zu reduzieren.

Abbildung (2.21) zeigt den Schichtaufbau und schematisch die Bandstruktur einer in dieser Arbeit untersuchten AlGaAs/GaAs SAM-Avalanche Diode.

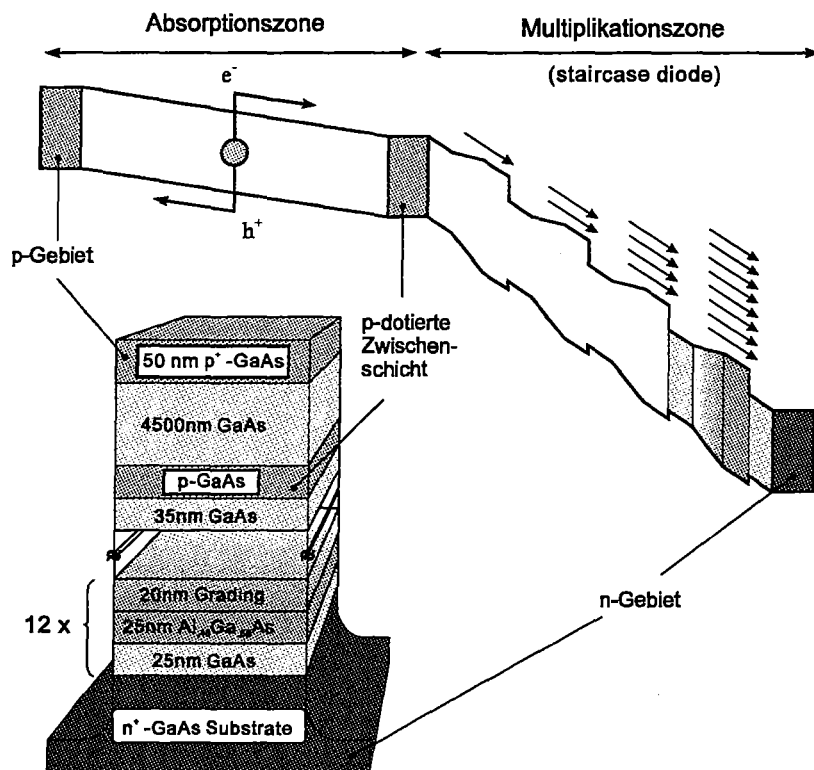


Abb. 2.21: Schichtstruktur und schematische Bandstruktur bei Vorspannung der SAM-APD

2.4.3 Zeitverhalten

Bei dem verwendeten Halbleiterdetektor muß grundsätzlich zwischen der Antwortzeit des Detektors und der möglichen Zeitauflösung unterschieden werden. Die Antwortzeit ist die Zeit, die zwischen der Absorption des Röntgenquanten, also dem Generationsprozeß, und dem Sinken des Signalstromes auf null vergeht. Abbildung (2.22) zeigt schematisch die Laufzeiten der Ladungsträger innerhalb der SAM-Avalanche Diode anhand eines Ort-Zeit-Diagramms. Unter der Annahme einer unendlich kurzen Generationszeit der primären Ladungsträger setzt sich die zeitliche Antwort des Detektors im wesentlichen aus drei verschiedenen Komponenten zusammen:

1. Driftzeit der Elektronen aus der Absorptionszone in die Multiplikationszone t_e ,
2. Zeitdauer der Multiplikation der Elektronen t_{mult} ,
3. Driftzeit der sekundären Löcher zum p-Kontakt t_h .

Im ungünstigsten Fall werden die Ladungsträger direkt unterhalb des p-Kontaktes absorbiert, so daß als obere Schranke für die Responsezeit des Detektors folgender Ausdruck hergeleitet werden kann:

$$\Delta t_{\text{response}} = t_e|_{\text{max}} + t_{\text{mult}} + t_h. \quad (2.39)$$

Unter der Voraussetzung eines konstanten Feldes in der Absorptionszone der Dicke d_{abso} des Detektors mit den zugehörigen Ladungsträger-Driftgeschwindigkeiten v_e für

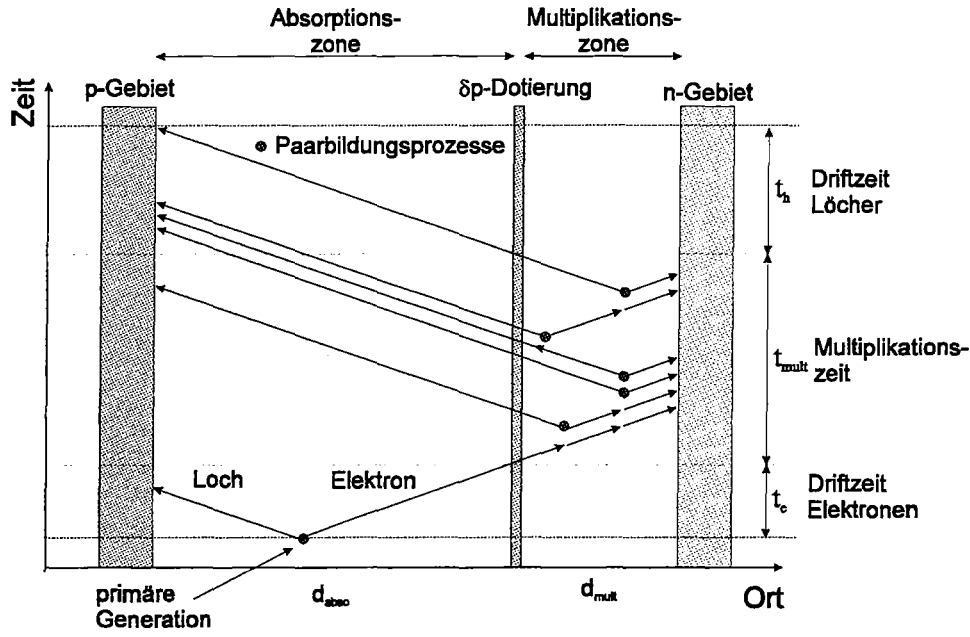


Abb. 2.22: Zeitliche Antwort einer SAM-APD im Ort-Zeit Diagramm; Das primär generierte Elektron driftet durch die Absorptionszone und erfährt innerhalb der Multiplikationszone eine Verstärkung um einen Faktor 6 (Punkte). Die generierten Löcher driften durch die Absorptionszone zum p-Gebiet zurück.

Elektronen und v_h für Löcher gemäß (2.6) ergibt sich die Antwortzeit zu:

$$\Delta t_{\text{response}} \leq \frac{d_{\text{abso}}}{v_e} + t_{\text{mult}} + \frac{d_{\text{abso}}}{v_h}. \quad (2.40)$$

Die Zeit für die Multiplikation der Ladungsträger kann nach [76] unter der Voraussetzung, daß $M_e/k \gg 1$ ist, abgeschätzt werden zu:

$$t_{\text{mult}} = M_e \frac{d_{\text{mult}}}{v_e + v_h} \frac{\frac{1}{k} - 1}{\ln(\frac{1}{k})} \approx M_e \frac{d_{\text{mult}}}{v_e + v_h} \frac{1}{k}. \quad (2.41)$$

Aus diesen Beziehungen lassen sich näherungsweise die Antwortzeiten einer der SAM-APDs bestimmen.

Im Gegensatz dazu spielt bei der Zeitauflösung eines Detektors die absolute Zeitdauer der Antwortzeit nur eine untergeordnete Rolle. Bei der Zeitauflösung interessiert die Variation in der Antwortzeit für verschiedene Wechselwirkungspunkte. Diese Variation ist durch die Variation der Driftzeiten der Elektronen in der Absorptionszone bestimmt. Der anschließende Multiplikationsprozeß und das Rückdriften der Löcher zum p-Kontakt ist für alle Absorptionsereignisse gleich. Somit gilt für die Zeitauflösung Δt_{timing} :

$$\Delta t_{\text{timing}} = t_e|_{\text{max}} - t_e|_{\text{min}} = \frac{v_e}{d_{\text{abso}}}. \quad (2.42)$$

Kapitel 3

Herstellung der Detektoren

Für die Herstellung von GaAs Schichten für Detektorapplikationen kommen verschiedene Materialherstellungsprozesse in Frage. Entsprechend den Ausführungen des ersten Kapitels sollte das Ausgangsmaterial für einen Röntgendetektor folgende wesentlichen Eigenschaften aufweisen:

- hohe Ladungsträgerlebenszeiten
- geringe Hintergrunddotierung
- große Schichtdicken
- große Sättigungsdriftgeschwindigkeiten, bzw. Beweglichkeiten
- Homogenität

Grundsätzlich kann zwischen den Kristallzüchtungsverfahren und den Epitaxieverfahren unterschieden werden. Während mit den Kristallziehverfahren nur homogene GaAs-Kristalle gezüchtet werden können, ermöglicht die Verwendung von Halbleiter-epitaxiemethoden die Herstellung von Heterostrukturen verschiedener Halbleitermaterialien unterschiedlicher Dotierung, die sich durch abrupte Grenzflächen auszeichnen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden nur durch Epitaxieverfahren hergestellte Detektoren untersucht, weil die speziellen Anforderungen an die Detektoren, wie hohe Energieauflösung und kurze Antwortzeiten, derzeit nur durch Epitaxieschichten erfüllt werden können. Im folgenden Abschnitt werden kurz die wesentlichen Charakteristiken von Detektoren aus Kristallzuchtverfahren dargelegt, um eine Motivation für die Verwendung der Epitaxieschichten zu geben. Im Anschluß werden die verwendeten Epitaxiemethoden und ihre Vor- und Nachteile für die Produktion von Detektormaterial dargelegt. Der letzte Abschnitt befaßt sich mit der Prozessierung der Detektoren und ihren Gleichstromeigenschaften, die wesentlich von der Materialherstellung bestimmt werden.

3.1 Kristallzuchtverfahren

Das kommerziell für die Waferproduktion hergestellte Material wird mittels verschiedener Verfahren hergestellt. Liquid Encapsulated Czochralski (LEC), Horizontal Bridgman (HB), Vertical Zone Melt (VZM) und Vertical Gradient Freeze (VGZ) sind nur

einige Beispiele für die Herstellungsmethoden von GaAs mit geringer Hintergrunddotierung. Hochohmige Substrate erzielen freie Ladungsträgerkonzentrationen in der Größenordnung von $10^8/\text{cm}^3$ und sind hinsichtlich ihrer Eignung als Grundmaterial für die Herstellung von Detektoren eingehend untersucht worden. In Tabelle (3.1) sind die wesentlichen Materialparameter und Detektoreigenschaften zusammengefaßt.

Tabelle 3.1: Materialparameter und Detektoreigenschaften

Eigenschaft	Messungen	Referenz
freie Ladungsträgerkonzentration	$10^7 - 10^8 / \text{cm}^3$	[77, 78, 79]
Beweglichkeit	6500 – 8000 cm/Vs	[77, 79]
EL2-Konzentration	$10^{15} - 10^{16} / \text{cm}^3$	[77, 80]
aktive Zone	bis 500 μm	[77, 81]
Ladungsausbeute	20-90 %	[77, 80, 79, 81, 82]
Energieauflösung	5-8 keV (FWHM)	[81, 83, 82]
Zeitauflösung	60 ps - 700ps	[84]

Die Eigenschaften dieser Materialgruppe beruhen auf dem hohen Kompensationsgrad durch das EL-2 Niveau, der einerseits eine geringe Konzentration an freien Ladungsträgern erlaubt, andererseits die Detektoreigenschaften degradiert [79, 80, 85]. Durch den gezielten Einbau von Antisideneffekten wird in der Bandlücke von GaAs das EL-2 Niveau und andere tiefe Störstellen in hoher Konzentration eingebaut. Diese akzeptorartigen Störstellen bilden Rekombinationszentren für Elektronen und Löcher und reduzieren durch den Einfang freier Ladungsträger die Lebensdauer und damit auch die Zahl der Ladungsträger. Die bei der Absorption von Strahlung erzeugten Elektron-Loch-Paare unterliegen ebenfalls dem Einfang durch die tiefen Störstellen, so daß in diesen Detektoren nur geringe Ladungsausbeuten bestimmt werden. Als weiteren Effekt der hohen Konzentration an tiefen Störstellen ist die starke Variation der elektrischen Feldstärke in vorgespannten Detektoren zu nennen [86, 77]. Die tiefen Störstellen werden bei Anlegen eines äußeren Potentials teilweise ionisiert, so daß die effektive Dichte an Ladungsträgern deutlich höher ist, als aus der Dichte der freien Ladungsträger zu erwarten wäre. Als Folge fällt die angelegte Spannung in einem im Vergleich zur Gesamtdicke kleinen Bereich ab, so daß sich die aktive Dicke und die geometrische Dicke deutlich unterscheiden. Als dritter Effekt beeinflussen die tiefen Störstellen das Zeitverhalten des Detektors. Durch statistisches Detrapping der durch tiefe Störstellen eingefangenen Ladungsträger weist der Signalstrom langsame Komponenten auf. Dadurch kann die Bandbreite eines solchen Detektors stark eingeschränkt werden. Die in der Tabelle aufgeführten hohen Zeitaufösungen basieren auf Messungen mit Vielfachereignissen, d.h. in diesen Fällen wurden nicht einzelne Photonen untersucht. In Zukunft kann es durch eine weitgehende Reduktion der tiefen und flachen Störstellen zu einer Verbesserung der Eigenschaften kommen. Dies setzt allerdings deutlich reinere Grundmaterialien bei der Herstellung voraus [87].

Zusammenfassend läßt sich konstatieren, daß sich mit dem derzeit frei verfügbaren Material keine energetisch hochauflösenden und schnellen Detektoren herstellen lassen. Als Röntgendetektoren eignen sich die vorgestellten Materialien, wenn keine hohe Zeit- und Energieauflösung gefragt ist. Hier stehen Applikationen im Bereich der Teilchen-

detektoren, der Tomographie sowie der Radiographie im Mittelpunkt des Interesses.

3.2 Epitaxiemethoden

Im Gegensatz zu den Kristallzuchtverfahren sind epitaktische Methoden zur Herstellung von GaAs-Detektoren bisher kaum beachtet worden. Ausnahme bildet die Flüssigphasenepitaxie, die zur Abscheidung von GaAs-Schichten bereits in den sechziger Jahren eingesetzt wurde [88, 89]. Als Gründe für die geringe Bedeutung der Epitaxiemethoden sind zu nennen, daß die epitaktischen Verfahren bisher nur geringe Schichtdicken erzielen und damit für den harten Röntgenbereich keine effizienten Detektoren hergestellt werden können. Dennoch ergeben sich aus der Möglichkeit der Herstellung von Heterostrukturen völlig neue Perspektiven für den Bau von Detektoren. Im folgenden werden die in dieser Arbeit verwendeten Epitaxiemethoden und die mit ihnen hergestellten Proben vorgestellt. Jede Methode hat ihre speziellen Vorzüge, die für die Herstellung von Detektoren genutzt werden können.

3.2.1 Flüssig-Phasen-Epitaxie

Die Flüssig-Phasen-Epitaxie [engl.: Liquid Phase Epitaxy (LPE)] beruht auf der direkten Kristallisation einer GaAs-Schmelze auf einem Substrat. Durch exakte Kontrolle der Zusammensetzung der Schmelze und der Wachstumstemperatur findet das Kristallwachstum im thermodynamischen Gleichgewicht an der Phasengrenze zwischen festem und flüssigem Zustand statt. Die besonderen Vorteile dieses Verfahrens für die Herstellung von Detektormaterial liegen in der Möglichkeit, große Schichtdicken abzuscheiden, der niedrigen Hintergrunddotierung und der weitgehenden Minimierung von Wachstumsdefekten. Im Prinzip erlaubt dieses Epitaxieverfahren auch die Herstellung von Halbleiterheterostrukturen, doch sind in dieser Arbeit nur homogene, nominell undotierte Schichten untersucht worden. Die Untersuchungen wurden an zwei verschiedenen Epitaxieschichten durchgeführt. Die Schichten wurden beide auf undotiertem GaAs Substratmaterial abgeschieden und weisen eine Dicke von $180\text{ }\mu\text{m}$, bzw. $230\text{ }\mu\text{m}$ auf. Die gemessenen Hallkonzentrationen liegen bei $1.1 \times 10^{14}/\text{cm}^3$ und $3.5 \times 10^{13}/\text{cm}^3$ und sind n-Typ. Die Oberflächenstruktur der Epitaxieschichten weisen Welligkeiten im Bereich von 200–400 nm auf, die sich aber nicht nachteilig auf die Detektoreigenschaften auswirken. In Tabelle (3.2) sind die untersuchten Epitaxieschichten aufgeführt.

Tabelle 3.2: Schichtstrukturen der MOCVD-Proben

Probe	Struktur	Substrat	aktive Zone	Dotierung
889	Schottky	undot.	$180\text{ }\mu\text{m}$	$n = 1.1 \times 10^{14}/\text{cm}^3$
959	Schottky	undot.	$230\text{ }\mu\text{m}$	$n = 3.5 \times 10^{13}/\text{cm}^3$

3.2.2 Metallorganische Gas Phasen Epitaxie

Die Metallorganische Gas Phasen Epitaxie [engl.: Metall-Organic Chemical Vapour Deposition (MOCVD)] verwendet für das epitaktische Wachstum gasförmige, chemische Verbindungen, die durch ein Gaseinlaßsystem über den zu bewachsenden Kristall geführt werden. Als III-Komponente kommen metallorganische Verbindungen zum Einsatz, während Arsen und andere Gruppe-V-Komponenten als Hydride verwendet werden. Durch thermische Zerlegung im Reaktor, bzw. am Substrat, wird im Arsenüberschuß GaAs oder andere III-V Halbleiter abgeschieden. Durch Zu- bzw. Abschalten des Gaszuflusses der III-Komponente wird das Wachstum mit hoher Präzision gesteuert, so daß Grenzflächenschärfen von wenigen Monolagen erzielt werden. Typische Wachstumsraten, die mit der zur Verfügung stehenden Niederdruck-Anlage erzielt werden, liegen in der Größenordnung von $4 \mu\text{m/h}$, so daß Schichtdicken von bis zu $20 \mu\text{m}$ hergestellt werden konnten. Die besonderen technologischen Vorzüge dieses Verfahrens liegen in den relativ hohen möglichen Wachstumsgeschwindigkeiten, der hohen Homogenität und der geringen Defektdichte. Durch externes Auswechseln der Quellmaterialien erlaubt die Anlage einen kontinuierlichen Betrieb. Eine detaillierte Beschreibung dieser Epitaxiemethode findet sich in [90].

Zur Charakterisierung der Schichtqualität wurden auf semiisolierenden Substraten homogene, undotierte GaAs-Schichten abgeschieden und mittels Hallmessungen untersucht. Typische Werte für die Hintergrunddotierung liegen in der Größenordnung von $10^{14}/\text{cm}^3$ und sind stets n-Typ. Verantwortlich für diese Hintergrunddotierung dürften leichte Siliziumkontaminierungen der Quellmaterialien sein.

Für die Herstellung von Schottky-Detektoren sind verschiedenen Schichten hergestellt worden, deren Struktur und Eigenschaften in Tabelle (3.3) zusammengefaßt sind.

Tabelle 3.3: Schichtstrukturen der MOCVD-Proben

Probe	Struktur	Substrat	aktive Zone	Deckschicht
2040	pin-Diode	undot.	$10 \mu\text{m}$	50 nm p^+GaAs
1342	Schottky	n^+	$7 \mu\text{m}$	-

3.2.3 Molekularstrahl-Epitaxie

Die Molekularstrahl-Epitaxie [engl.: Molecular Beam Epitaxy (MBE)] gilt als modernes Standardverfahren zur Herstellung von Halbleiterheterostrukturen und wurde detailliert in [3, 91, 92] beschrieben. Derartige Anlagen benutzen elementare Feststoffe als Ausgangsmaterialien für die Herstellung von epitaktischen Schichten. Diese werden aus Verdampfungszellen, sog. Effusionszellen, in einem Ultrahochvakuumssystem verdampft und als Molekularstrahlen auf das zu bewachsende, beheizte Substrat gelenkt. Auch dieses Wachstumsverfahren erlaubt die Abscheidung von Heterostrukturen und unterschiedlich dotierten Halbleitermaterialien. Das Wachstum der GaAs und Al-GaAs/GaAs Heterostrukturen findet bei hohem Arsenüberschuß statt und wird durch die Zugabe der Gruppe-III-Komponente gesteuert. Alle Schichtstrukturen dieser Untersuchung wurden mit einer Varian Mod. Gen. II Molekularstrahlepitaxie-Anlage her-

gestellt, deren Aufbau in [93] beschrieben ist. Neben Arsen als Gruppe-V-Komponente erlaubt die Anlage die Verwendung der Gruppe-III-Komponenten Gallium, Aluminium und Indium. Zur Dotierung der Schichtstrukturen werden die Elemente Beryllium (p-Dotierung) und Silizium (n-Dotierung) eingesetzt, die ebenfalls aus Effusionszellen verdampft werden.

Tabelle 3.4: Schichtstrukturen der MBE-Proben

Probe	Struktur	Substrat	aktive Zone	Deckschicht
6173	pin-Diode	n ⁺	5 μm	50nm p ⁺ GaAs
6177	Schottky	n ⁺	5 μm	-
7052	pin-Diode	n ⁺	12 μm	50 nm p ⁺ GaAs

Im Gegensatz zur MOCVD-Anlage weisen nominell undotierte Schichten der MBE-Anlage eine leichte p-Hintergrunddotierung auf. Mittels Hallmessungen kann diese Konzentration zu $1 - 3 \times 10^{14}/\text{cm}^3$ bestimmt werden. In Tabelle (3.4) sind die untersuchten Schichtstrukturen der pin- und Schottky Dioden aufgeführt.

Tabelle (3.5) faßt typische Ergebnisse von Hallmessungen an undotierten Halbleiterschichten aller drei Epitaxiemethoden zusammen. Aus der Tabelle ist ersichtlich, daß

Tabelle 3.5: Hallmessungen an nominell undotierten Epitaxieschichten

Epitaxie-methode	Konzentration 1/cm ³	Ladungsträger- typ	Beweglichkeit cm ² /Vs
MBE	2.0×10^{14}	p	380
MOCVD	3.1×10^{14}	n	7800
LPE	3.5×10^{13}	n	6475

die Hintergrunddotierung für alle drei Epitaxiemethoden in der gleichen Größenordnung liegen. Hinsichtlich der LPE-Schichten bleibt zu bemerken, daß bereits Schichten hergestellt worden sind, deren Hintergrunddotierung im Bereich unterhalb von $10^{13}/\text{cm}^3$ liegen [94, 95]. Die Flüssigphasenepitaxiemethode darf somit als vielversprechende Methode zur Herstellung hochreiner Schichten für Detektoranwendungen gesehen werden.

3.2.3.1 Herstellung der AlGaAs/GaAs Avalanche Röntgendetektoren

Im Gegensatz zu den homogenen GaAs-Schichten zur Herstellung von pin-Dioden oder Schottkydioden ist die epitaktische Abscheidung von Avalanche-Detektoren mit einem deutlich höheren Aufwand verbunden. Um die in Abbildung (2.20) dargestellte Schichtstruktur abzuscheiden, bedarf es der exakten Kontrolle verschiedener Wachstumsparameter [75]. Um die vorgegebenen Schichtdicken und die Aluminiumkonzentration der $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Schichten einzustellen, müssen die Wachstumsraten für GaAs und $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}$ bekannt sein. Zur Kalibrierung der Anlage steht ein RHEED-System zur Verfügung, das die präzise Bestimmung der Wachstumsraten zuläßt.

Besonderes Augenmerk bei der Abscheidung der Detektorschichten erfordert die Dotierung der p-dotierten Zwischenschicht zur Separation von Absorptions- und Multiplikationszone. Diese Dotierungsschicht soll eine vorgegebene Schichtladungsträgerkonzentration aufweisen, wobei eine Toleranz kleiner als 10% vorgegeben wurde. Entsprechend dem Abschnitt (2.4.3) sollte die Konzentration so gewählt werden, daß das Zeitverhalten des Detektors optimiert wird, bei gleichzeitiger Minimierung der elektrischen Feldstärke in der Absorptionszone, um die Dunkelströme der Struktur zu erniedrigen. Fällt die Schichtkonzentration zu hoch aus, so bricht die Multiplikationszone aufgrund des Avalancheeffektes durch, bevor die Absorptionszone vollständig ausgeräumt wird.

Zur Realisierung der korrekten Schichtkonzentration wurden mehrere Detektorschichten abgeschieden, wobei die Temperaturen der Ga-, As- und Be-Zellen konstant gehalten wurden, so daß die Wachstumsrate und die Ladungsträgerkonzentration der Zwischenschicht konstant bleibt. Durch Variation der Schichtdicken wurden dann verschieden Schichtkonzentrationen erzielt, die mittels CV-Messungen analysiert wurden. Im nächsten Abschnitt werden die Ergebnisse dieser Messungen ausführlich dargestellt. Zu Testzwecken und zur Optimierung der Multiplikationszone sind neben den kompletten Detektorstrukturen auch reine AlGaAs/GaAs Staircase-Multiplikationszonen hergestellt worden.

3.3 Prozessierung der Detektoren

Die Strukturierung und Prozessierung dient der Herstellung einzelner Detektoren mit definierter Geometrie. Je nach Herstellungsprozeß der Halbleiterschichten wurden unterschiedliche Bauelementstrukturen verwendet.

3.3.1 Schottky-Dioden

Die mit der MOCVD-Technik hergestellten Strukturen weisen eine n-Typ Hintergrunddotierung auf und wurden auf hoch n-dotierten Substraten abgeschieden. Zur Verwendung als Detektoren wurden aus diesen Schichten Schottky-Dioden gefertigt, um die Prozessierung möglichst einfach zu gestalten. In Abbildung (3.1) ist die Bauelementstruktur schematisch skizziert. Die Wafer-Rückseite wird ganzflächig mit einer Metallisierung aus Nickel, Gold-Germanium Nickel und Gold bedeckt. Durch Einlegierung dieser Kontaktstruktur in einer inerten Stickstoff Atmosphäre mittels eines RTA-Ofens (Rapid Thermal Annealing) formiert sich ein n-Kontakt mit ohmscher Übertragungskennlinie. Der Schottky-Kontakt wird mittels eines Maskenschrittes und einer Lift-Off Technik definiert. Als Kontaktmetallisierung wird wahlweise eine Chrom/Gold oder eine Titan/Platin/Gold Metallschicht verwendet.

Die mittels LPE hergestellten Schichtstrukturen weisen keine hoch n-dotierten Kontaktzonen auf. Daher wird zur Herstellung von Detektoren eine planare Geometrie gewählt. Zur Formierung von n-Kontakten wird auf die Waferoberseite die obenstehende n-Kontaktmetallisierung aufgedampft und einlegiert. In einem zweiten Prozeßschritt werden Schottkykontakte mit Hilfe eines Lift-Off Prozesses definiert. Zur Reduzierung von Oberflächenleckströmen wird bei den LPE-Proben zusätzlich eine Guardring Struktur ringförmig um den Schottkykontakt gelegt (vgl. Abbildung (3.1)).

Eine 700 nm dicke Siliziumdioxidschicht (SiO_2), die mit einem PECVD-Verfahren

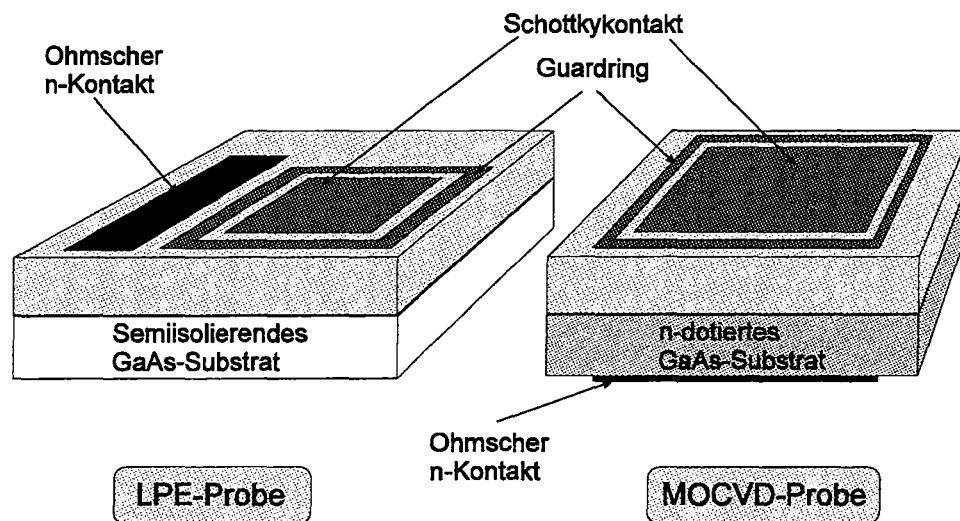


Abb. 3.1: Strukturierung von Schottkydioden auf undotiertem und n-dotiertem Substratmaterial

(PECVD: Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition) deponiert wird, passiviert die Detektoren, um eine hinreichende Langzeitstabilität zu gewährleisten. Zum Abschluß werden mittels eines zweiten Lithographieschrittes Bondpads definiert, die eine externe Kontaktierung erlauben.

3.3.2 pin-Dioden

Die mit MBE hergestellten Proben weisen eine p-Typ Hintergrunddotierung auf. Sie eignen sich daher nicht zur Herstellung von Schottkydioden, weil die Schottkybarriere auf p-dotiertem Material kleiner ist als auf n-dotiertem Material. Deshalb wurden mit Hilfe dieses Epitaxieverfahrens pin-Schichtstrukturen hergestellt. Zur Strukturierung wird ein n-Rückseitenkontakt benutzt und ein Schottkykontakt auf der hoch p-dotierten Kontaktschicht. Zur Isolation werden die Dioden durch eine Mesaätzung voneinander getrennt. Die Prozessierungsschritte sind gleich zu denen von Avalanche-Detektoren, die im folgenden Abschnitt beschrieben werden.

3.3.3 Avalanche Detektoren

Avalanche-Detektoren werden bei hohen elektrischen Feldstärken betrieben, so daß eine besondere Strukturierung Voraussetzung für die einwandfreie Funktion dieser Detektoren ist. Insbesondere müssen die empfindlichen Mesakanten eines solchen Bauelementes flache Flanken aufweisen. Um die elektrische Feldstärke an den Rändern der Mesa-Diode zu reduzieren, greift man auf ein 'bevelled edge' Design zurück. Durch möglichst flache Mesaflanken, die sich in Richtung kleinerer elektrischer Feldstärke verjüngen, reduziert sich die elektrische Feldstärke in Oberflächennähe [7]. Diese besondere Flankenform wurde durch die Verwendung einer phosphorsäurehaltigen Ätzlösung erzielt. Abbildung (3.2) zeigt eine Rasterelektronenmikroskopaufnahme der Mesaflanke eines Avalanche-Detektors. Aus der Aufnahme ist ersichtlich, daß im Bereich der Heterostruktur (dunkel) die Mesaflanken die geforderte Flankenform aufweisen. Die GaAs

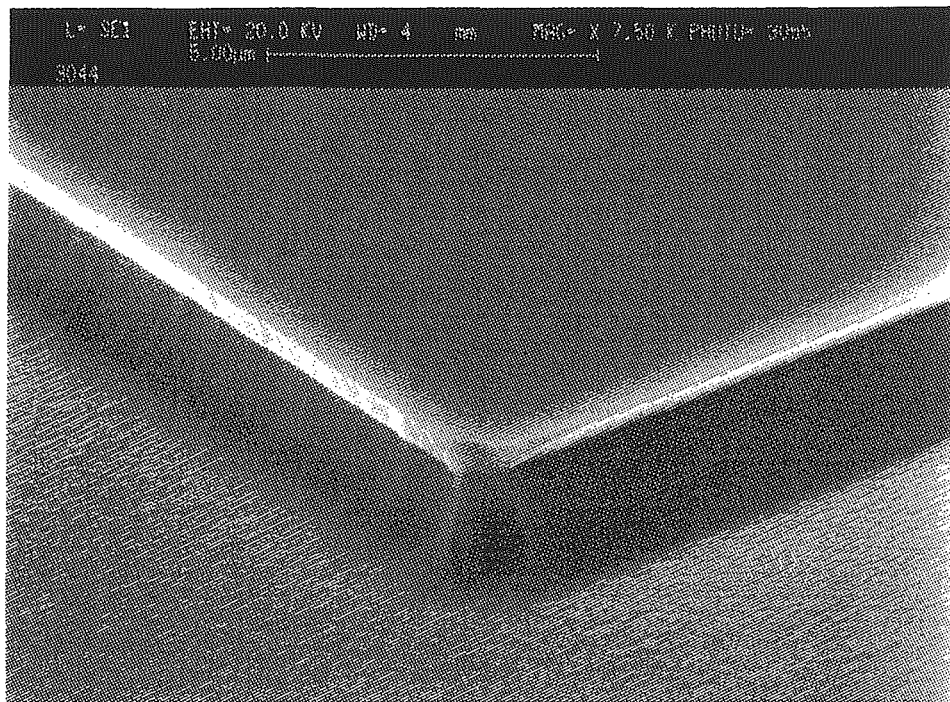


Abb. 3.2: Rasterelektronenmikroskop Aufnahme einer Mesaflanke; Im Bereich der Heterostruktur werden in jeder Richtung flache Mesaflanken erzielt, die die korrekte Neigung zur Reduzierung der elektrischen Randfeldstärke aufweisen.

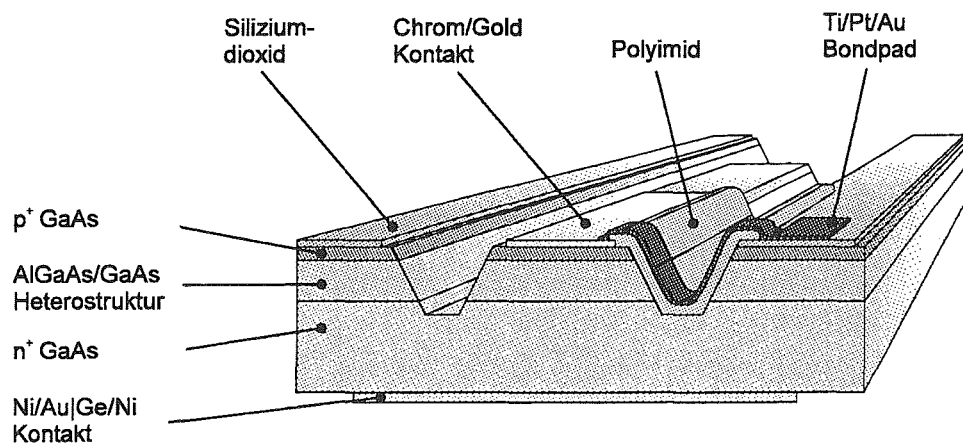


Abb. 3.3: Struktur der Avalanche-Detektoren

Deckschicht (hell) wird offensichtlich anisotrop geätzt, so daß in diesem Bereich kein 'bevelled-edge' Design erzielt werden konnte. Da die elektrische Feldstärke in diesem Bereich deutlich gegenüber der Heterostruktur reduziert ist, spielt diese Tatsache nur eine untergeordnete Rolle.

Zur vollständigen Strukturierung der Detektoren einschließlich der Definition von Bondpads zur Kontaktierung und Passivierung sind fünf lithographische Maskenschritte erforderlich. Abbildung (3.3) illustriert den kompletten Herstellungsprozeß. Im einzelnen werden zur Herstellung der Detektoren folgende Strukturierungsschritte durch-

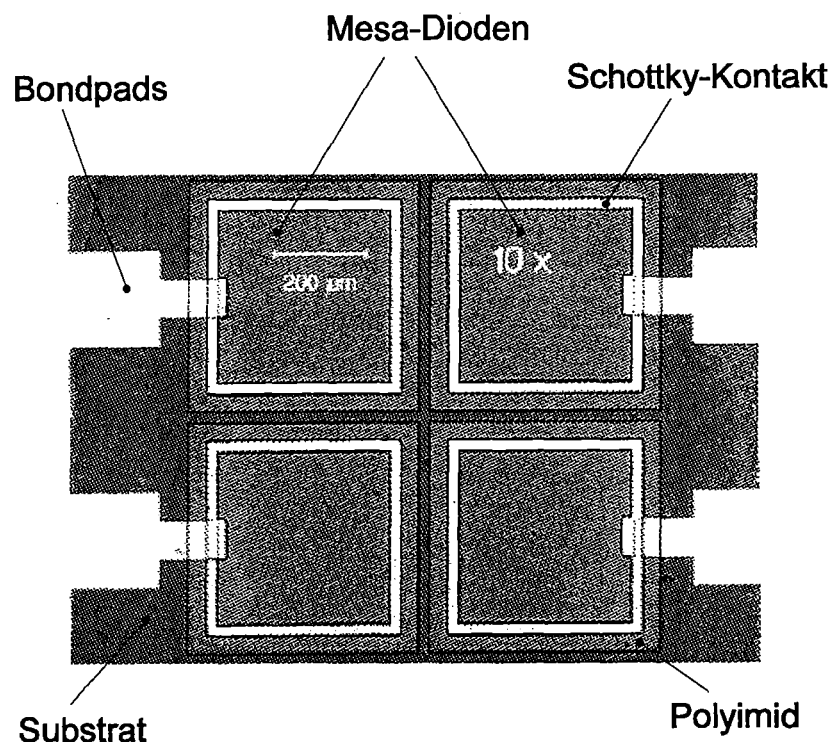


Abb. 3.4: Photo eines 2×2 Avalanchedioden-Arrays.

geführt:

1. Photolithographischer Umkehrprozeß zur Definition der Schottkykontakte
2. Metallisierung der Vorderseite: Chrom/Gold
Metallisierung der Rückseite: Nickel/Gold—Germanium/Nickel/Gold
3. Lift-Off
4. Deposition von Siliziumdioxid
5. Photolithographischer Prozeß zur Öffnung der Isolationsgräben im Siliziumdioxid und Ätzung des Siliziumdioxids
6. Naßchemische Ätzung der Isolationsgräben
7. Photolithographischer Umkehrprozeß zur Öffnung der Kontaktfenster und Ätzen der Kontaktfenster
8. Polyimidstrukturierung zur Passivierung der Mesaflanken
9. Photolithographischer Umkehrprozeß zur Definition von Bondpads
10. Metallisierung Titan/Platin/Gold
11. Lift-Off

Für die vorgestellten Untersuchungen sind Strukturgrößen von $220 \times 350 \mu\text{m}^2$, $320 \times 450 \mu\text{m}^2$, $500 \times 500 \mu\text{m}^2$, $500 \times 750 \mu\text{m}^2$, $500 \times 1000 \mu\text{m}^2$, $1000 \times 1000 \mu\text{m}^2$ und $2000 \times 2000 \mu\text{m}^2$ verwendet worden. Abbildung (3.4) zeigt eine Photographie eines 2×2 Dioden-Arrays mit einer Fläche von $500 \times 500 \mu\text{m}^2$ je Diode.

3.4 Gleichstromcharakterisierung der Detektoren

Zur Charakterisierung der Schichtstrukturen und zur Kontrolle der Prozessierungsschritte sind die Detektoren umfangreichen Gleichstromuntersuchungen unterzogen worden. Durch die Kontaktierung der Dioden 'on-chip' und die Bestimmung ihrer Gleichstromeigenschaften kann die Funktion der Dioden während der Prozessierung getestet werden. So können wesentliche Eigenschaften, wie die Hintergrunddotierung, die Dunkelstromdichte, die Kapazität, die Homogenität und bei den Avalanchedetektoren zusätzlich die Verstärkung und die Dotierung der Zwischenschicht analysiert werden.

3.4.1 Schottky-Dioden und pin-Dioden

3.4.1.1 Kapazitäts-Spannungsmessungen

Die *CV*-Messungen wurden mit einem kommerziell erhältlichen Impedanzmeßgerätes (HP Impedance Analyser) durchgeführt. Das Meßprinzip beruht auf der Messung des komplexen Blindwiderstandes, der sich aus kapazitiven, induktiven und ohmschen Anteilen zusammensetzt. Dazu wird das Bauelement durch eine Gleichspannung in einem vorgegebenen Arbeitspunkt betrieben. Durch Überlagerung einer hochfrequenten Wechselspannung wird dann die Impedanz aus der Messungen der Höhe und der Phasenlage des fließenden Stromes bestimmt. Wenn nicht anders vermerkt, wurde für alle *CV*-Messungen eine Modulationsfrequenz von 1 MHz benutzt. In Abbildung (3.5) ist ein typisches Ergebnis der *CV*-Messung an einer mittels LPE hergestellten Schottkydiode abgebildet.

Entsprechend den Gleichungen (2.8) und (2.6) kann ein analytischer Ausdruck für die Raumladungskapazität einer Schottkydiode der Fläche A hergeleitet werden:

$$C(U) = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_r n e}{2U}} A \quad (3.1)$$

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2}{\epsilon_0 \epsilon_r n e A^2} U. \quad (3.2)$$

Die Auftragung der reziproken, quadratischen Kapazität weist einen linearen funktionalen Zusammenhang mit der Spannung auf. Abbildung (3.6) zeigt die $1/C^2$ Kurve als Funktion der Spannung für die Messung an der LPE-Probe R-559.

Anhand der Meßwerte erhält man eine Hintergrunddotierung von $(1.4 \pm 0.2) \times 10^{14}/\text{cm}^3$, die durch lineare Regression der Kennlinie erhalten wurde (vgl. Abbildung (3.6)). Dieser Wert liegt deutlich über den mittels Hallmessung erzielten Ergebnissen. Grund für dieses Verhalten kann entweder eine inhomogene Ladungsträgerkonzentration in der Schicht sein, oder ein hoher Kompensationsgrad der Probe. Anhand der hohen Beweglichkeiten der LPE-Schichten ist ein hoher Kompensationsgrad auszuschließen, so daß eine mit zunehmender Tiefe abnehmende Ladungsträgerkonzentration für das beobachtete Verhalten verantwortlich ist.

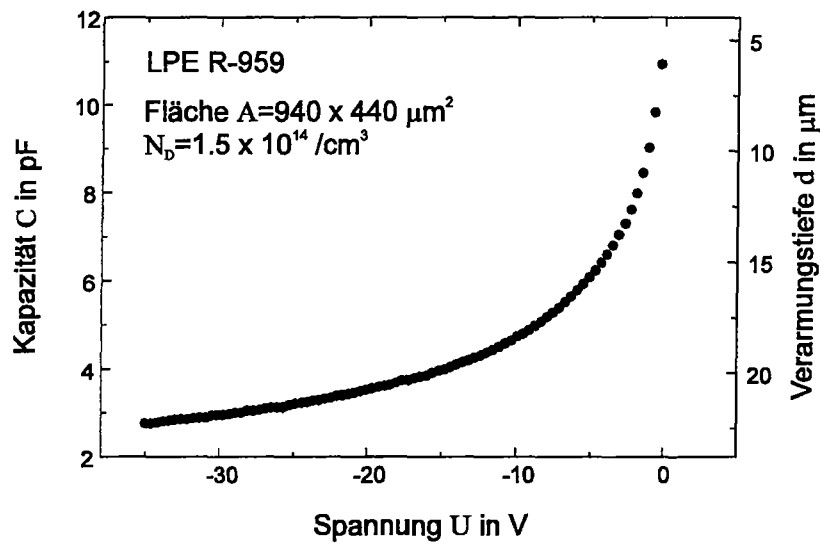


Abb. 3.5: CV-Messung der LPE-Probe R-959 in Abhängigkeit der angelegten Spannung U .

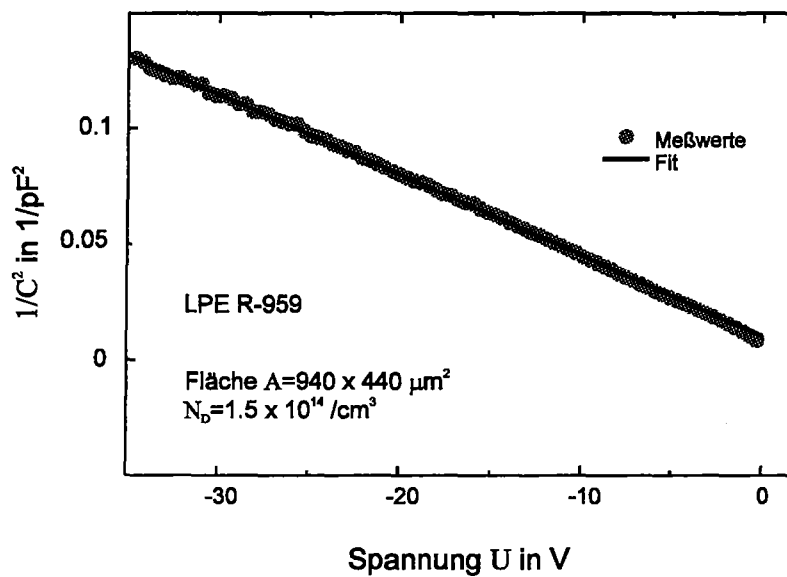


Abb. 3.6: Hintergrunddotierung der LPE Probe R-959. Aufgetragen ist das reziproke Quadrat der Kapazität $1/C^2$ als Funktion der Spannung und eine lineare Ausgleichsgerade als Ergebnis einer linearen Regression.

Im Gegensatz zu den LPE-Proben differieren die CV-Meßergebnisse bei den mit MOCVD und MBE hergestellten Proben nicht von denen der Hallmessungen ab. Bei MBE und MOCVD-Proben wird die gemessene Hintergrunddotierung von flachen Donatoren, bzw. Akzeptoren verursacht, die durch Hallmessungen bei Raumtemperatur oder bei 77 K bestimmt werden können.

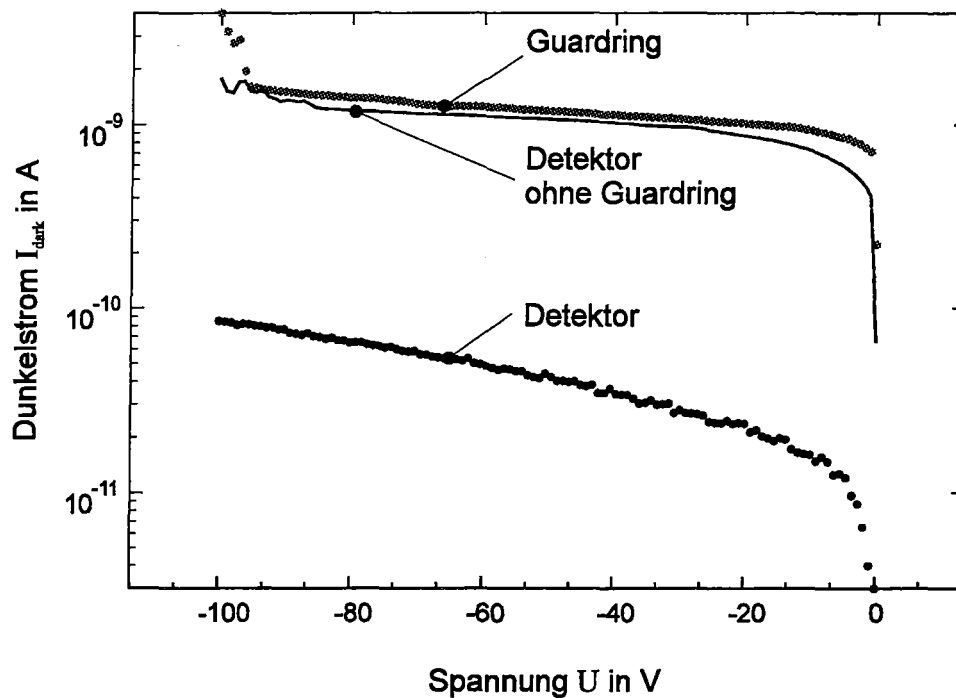


Abb. 3.7: Strom-Spannungsmessung der LPE-Probe 959. Aufgetragen ist der Dunkelstrom des Detektors mit und ohne Verwendung des Guardringes, sowie der Dunkelstrom des Guardringes als Funktion der angelegten Spannung U . Durch die Verwendung der Guardringstruktur kann die Dunkelstromdichte deutlich reduziert werden. Strukturgröße: $500 \times 500 \mu\text{m}$

3.4.1.2 Strom-Spannungsmessungen

Mit Hilfe von Strom-Spannungskennlinien können wichtige Detektoreigenschaften bestimmt werden. Insbesondere das Dunkelstromverhalten, welches das intrinsische Rauschen eines Detektors bestimmt, kann analysiert werden. Damit steht ein einfaches Meßverfahren zur Verfügung, um die Qualität der Detektoren zu testen und die Schichtherstellungs- und Prozessierungsschritte zu optimieren. Zur Bestimmung der Gleichstromeigenschaften der Detektoren wurde ein Spitzenmeßplatz in Verbindung mit einem HP-Semiconductor Parameter Analyser eingesetzt, der die automatische Aufnahme der Kennlinien bei 'on-chip' Messungen erlaubt.

Abbildung (3.7) gibt die Meßergebnisse der IV-Messungen an einem LPE-Detektor wieder. Typische Dunkelstromdichten von weniger als 1 nA/mm^2 wurden erzielt. Durch die Verwendung der Guardringstruktur konnte das Dunkelstromverhalten zusätzlich verbessert werden. Dazu wird der Guardring auf dem gleichen elektrischen Potential gehalten wie der eingeschlossene Schottkykontakt. Eventuell fließende Oberflächenströme werden vom Guardring aufgenommen und sorgen so für eine Absenkung der Dunkelstromdichte um mehr als eine Größenordnung. Damit zeigt sich, daß bei den Schottkykontakten auf n-GaAs der wesentliche Dunkelstrom durch Oberflächenströme verursacht wird. Außerdem konnte beobachtet werden, daß der Durchbruch dieser Detektoren bei höheren Spannungen ebenfalls durch Oberflächenleckströme bedingt ist, der jedoch weitgehend durch die verwendete Guardringstruktur unterdrückt werden konnte.

In Tabelle (3.6) sind die ermittelten Dunkelstromdichten der optimierten Detektoren zusammengestellt. Um eine bessere Vergleichbarkeit zu gewährleisten, ist die elektrische Feldstärke in den MBE- und MOCVD-Detektoren angegeben worden, bzw. die mittlere elektrische Feldstärke bei den LPE-Detektoren. Die angegebenen Wer-

Tabelle 3.6: Dunkelstromdichten der Detektoren

Epitaxie- schicht	Schichtdicke μm	mittlere Feldstärke V/cm	Dunkelstromdichte nA/mm^2
MBE-6173	5.0	5.0×10^4	0.63
MBE-7052	12.0	5.0×10^4	0.93
MOCVD-1342	7.0	5.0×10^4	8.30 (ohne Guardring)
LPE, R-958	31.9	3.1×10^4	4.20 (ohne Guardring)
	31.9	3.1×10^4	0.36 (mit Guardring)

te verstehen sich als Durchschnittswerte verschiedener Dioden nach abgeschlossener Optimierung der Schichtstruktur und der Prozessierung.

3.4.2 Avalanche Detektoren

Für die Optimierung der Schichten und der Prozessierungsschritte der Avalanche-Detektoren wurden ebenfalls Gleichstrommessungen herangezogen. Die ungleich kompliziertere Detektorstruktur und die extrem hohen elektrischen Feldstärken in diesen Strukturen setzen eine gezielte Optimierung der Herstellungsschritte voraus.

3.4.2.1 Kapazitäts-Spannungsmessungen

Mit Hilfe von CV -Messungen wurde die Höhe der p-Dotierung der Zwischenschichten bestimmt. In Abbildung (3.8) sind die Meßergebnisse für vier verschiedene Avalanche Detektoren dargestellt.

Da die AlGaAs/GaAs Heterostruktur, die p-dotierte Zwischenschicht und die Absorptionszone p-dotiert sind, breitet sich die Raumladungszone vom n-Substrat ausgehend zunächst in der AlGaAs/GaAs Heterostruktur aus. Erst nachdem durch eine äußere Spannung die p-dotierte Zwischenschicht ausgeräumt wird, breitet sich die Raumladungszone in der Absorptionszone aus (vgl. Abbildung (2.21)). Das elektrische Feld greift in die Absorptionszone durch, was dieser Struktur die Bezeichnung 'reach-through' Diode eingebracht hat. Dabei fällt die Kapazität aufgrund der geringen Hintergrunddotierung in der Absorptionszone abrupt ab. Unter Verwendung der Poissonsgleichung kann anhand dieser Messung die genaue Schichtkonzentration der p-dotierten Zwischenschichten, sowie die elektrische Feldverteilung in den Detektoren ermittelt werden. Unter Berücksichtigung einer Diffusionsspannung $U_{\text{diff}} = 1.4$ V und einer Hintergrunddotierung der Heterostruktur von $N_A = 2 \times 10^{14}/\text{cm}^3$ kann ein funktionaler Zusammenhang zwischen der Durchgriffspannung und der Schichtladungsträgerkonzentration ermittelt werden. Der Spannungsabfall an der p-dotierten Zwischenschicht ist die Summe aus äußerer Durchgriffspannung U^{dp} und Diffusionsspannung U_{diff} abzüglich dem Spannungsabfall U_{mult} , der zur Ausräumung der Hete-

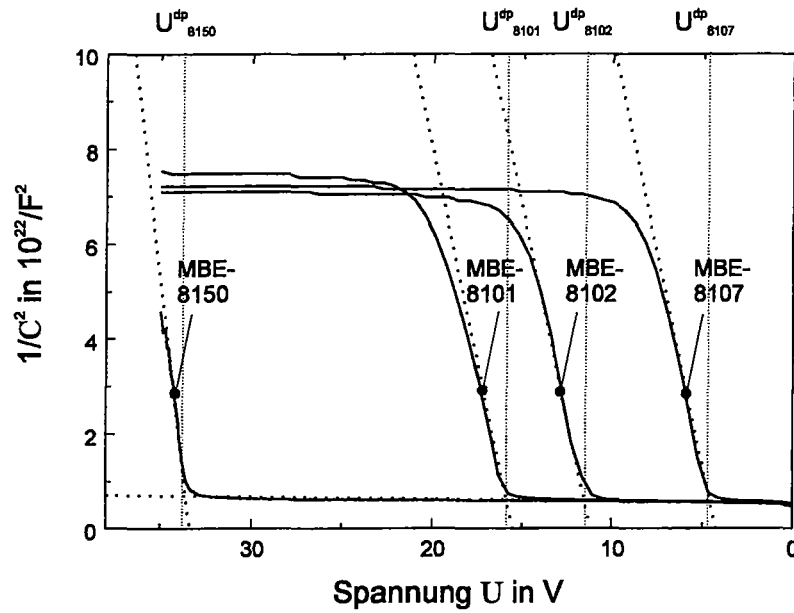


Abb. 3.8: CV-Messung zur Bestimmung der p-Schichtkonzentration

rostruktur benötigt wird. Unter Verwendung der bekannten Dicke der Heterostruktur d_{mult} ergibt sich die Beziehung:

$$\sigma_p = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{e} \frac{U^{db} + U_{\text{diff}} - U_{\text{mult}}}{d_{\text{mult}}} \quad (3.3)$$

$$\text{mit: } U_{\text{mult}} = \frac{N_A e}{2 \varepsilon_0 \varepsilon_r} d_{\text{mult}}^2. \quad (3.4)$$

In Abbildung (3.9) ist die Durchgriffspannung und die daraus resultierende Schichtkonzentration als Funktion der Depositionszeit der p-dotierten Zwischenschicht aufgetragen. Es ergibt sich in guter Näherung ein linearer Zusammenhang. Zu berücksichtigen ist, daß diese Kalibrierung vom aktuellen Zustand der Anlage abhängt. So muß nach dem Einbringen neuer Quellmaterialien die Kalibrierkurve neu bestimmt werden.

In Tabelle (3.7) sind die Schichtkonzentrationen, Depositionszeiten, Durchgriffspannungen und Durchgriffeldstärken der weitergehend untersuchten Detektoren angegeben. Mit Ausnahme von Probe MBE-6216 werden die Absorptionszonen vollständig ausgeräumt. Die Proben 8101, 8102, 8107 dienten ausschließlich der Kalibrierung der p-Dotierung der MBE-Anlage. Sie eignen sich nicht zur Herstellung von Avalanche-Detektoren, da die Durchgriffspannung zu klein ist und somit zu hohe Feldstärken in der Absorptionszone bestehen. In diesen Strukturen wurde vor dem Einsatz des Avalanche-Effektes in der Heterostruktur der Durchbruch der Absorptionszone festgestellt, der vermutlich durch die in Abbildung (3.2) gezeigten überhängenden MESAflanken der Absorptionszone verursacht wurde.

3.4.2.2 Strom-Spannungsmessungen

Mit Hilfe von *IV*-Messungen können wesentliche Eigenschaften eines Avalanche-Detektors analysiert werden. Zunächst sollen die Kennlinien der Multiplikationszone

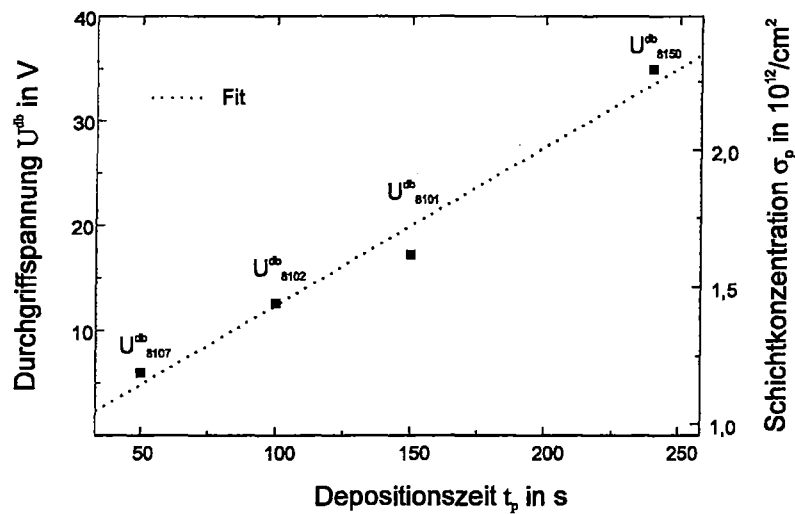


Abb. 3.9: Kalibrierkurve zur p-Dotierung der Zwischenschicht; Aufgetragen ist die Durchgriffsspannung und die Schichtkonzentration als Funktion der Depositionszeit; Ein linearer Fit dient als Schätzwert für Zwischenwerte.

Tabelle 3.7: Kalibrierung der p-dotierten Zwischenschicht

Epitaxie-schicht	Schicht Konzentration	Depositions-zeit	Durchgriff-spannung	Durchgriff-feldstärke
8107	$0.9 \times 10^{12}/\text{cm}^2$	50 s	4.6 V	$4.8 \times 10^4 \text{V/cm}$
8102	$1.2 \times 10^{12}/\text{cm}^2$	100 s	11.3 V	$1.0 \times 10^5 \text{V/cm}$
8101	$1.4 \times 10^{12}/\text{cm}^2$	150 s	15.8 V	$1.5 \times 10^5 \text{V/cm}$
8150	$2.1 \times 10^{12}/\text{cm}^2$	240 s	32.7 V	$2.8 \times 10^4 \text{V/cm}$
anderer MBE-Herstellungsprozeß				
9082	$2.2 \times 10^{12}/\text{cm}^2$	100 s	35.5 V	$3.1 \times 10^4 \text{V/cm}$
6216	$2.8 \times 10^{12}/\text{cm}^2$	21.5 s	-	-

diskutiert werden. In Abbildung (3.10) ist die IV-Kennlinie einer solchen Multiplikationszone, die zwischen hochdotierten Kontaktschichten eingebettet ist, dargestellt. Neben der Dunkelstrommessung ist ebenfalls die Strom-Spannungscharakteristik bei Beleuchtung mit dem Auflichtmikroskop des Spitzenmeßplatzes aufgetragen. Aus der Auftragung erkennt man drei unterschiedliche Bereiche A, B und C der Kennlinie. Im Bereich A ist die elektrische Feldstärke zu klein, um die Heterostruktur so weit zu verkippen, daß die Ladungsträger die Struktur passieren können (vgl. Abbildung (2.19)). Im Bereich B reicht die äußere Spannung aus, um einen Ladungstransport durch die Struktur zu gewährleisten, so daß der Photostrom konstant bleibt. Der Detektor arbeitet als pin-Diode ohne Verstärkung. Bei hohen elektrischen Feldstärken im Teilbereich C findet aufgrund des Avalanche-Effektes eine merkliche Ladungsträgermultiplikation statt. Der Photostrom steigt bis zur Durchbruchspannung von $U_{\text{break}} = 52$ V an. Zum Schutz des Detektors vor thermischer Zerstörung wird der Signalstrom auf $I_{\text{max}} = 10 \mu\text{A}$ begrenzt. Typische Dunkelstromdichten dieser Strukturen liegen bei $j_{\text{dark}} = 0.8 \text{ nA/mm}^2$ bei 90% der Durchbruchspannung.

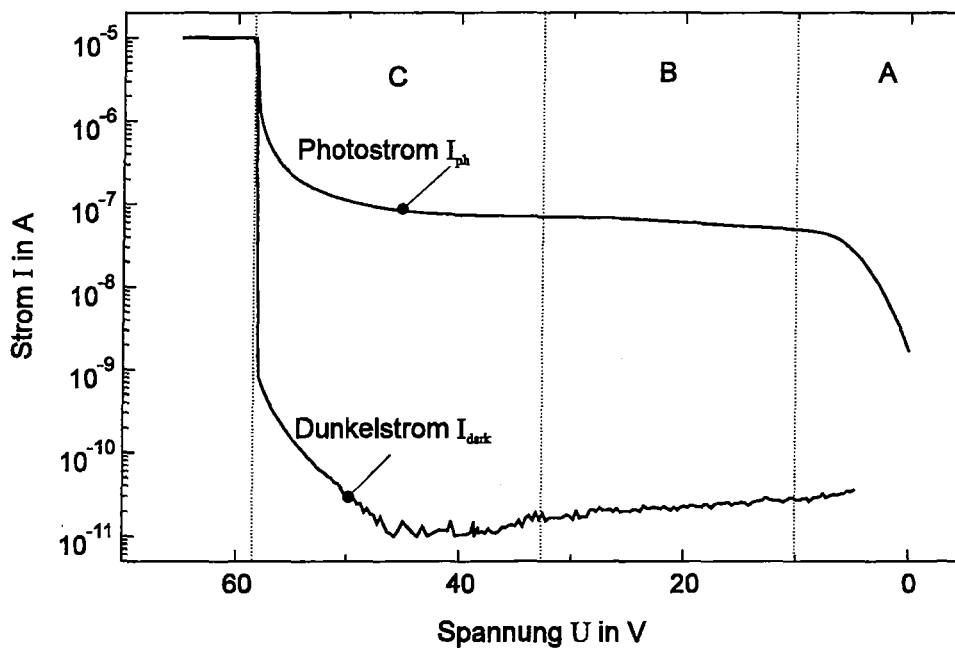


Abb. 3.10: Photostrom und Dunkelstrom einer Multiplikationszone als Funktion der Spannung;

Abbildung (3.11) zeigt die Kennlinie eines SAM-Avalanche Detektors. Wieder können verschiedene Bereiche der Kennlinie unterschieden werden. Der Bereich A kann als Zone interpretiert werden, in der die elektrische Feldstärke nicht ausreicht, um den Ladungstransport in der Heterostruktur zu gewährleisten. Im Bereich B arbeitet der Detektor als pin-Diode. Die Ladungsträgerpaare, die in der Absorptionszone durch die Einstrahlung des Lichtes generiert werden, diffundieren in die Multiplikationszone und bestimmen den Photostrom. Der Anstieg des Photostromes im Bereich D wird verursacht durch das Ausräumen der p-dotierten Zwischenschicht. Dadurch werden mehr der in der Absorptionszone generierten Ladungsträger vom elektrischen Feld getrennt. Außerdem kann bereits eine Ladungsvervielfachung durch den Avalancheeffekt bestimmt werden. Im Bereich C findet ein Anstieg des Photostromes durch Avalanche Multiplikation statt [96].

Zur Simulation der Kennlinie nutzt man die aus den *CV*-Messungen bekannte Feldstärkeverteilung der Diode und die *IV*-Kennlinie der Multiplikationszone. Durch Streckung der Kennlinie für Spannungen, die größer als die Durchgriffspannung sind, kann die Kennlinie exakt berechnet werden. Aus dieser Simulation kann die aktuelle Verstärkung ermittelt werden. Aus dieser Betrachtung geht ein weiterer Vorteil der SAM-APD hervor, der bisher nicht berücksichtigt wurde. Durch das Ausräumen der Absorptionszone ändert sich die elektrische Feldstärke durch die größere Raumladungszone langsamer. Dadurch flacht die *IV*-Kennlinie im Vergleich zur *IV*-Kennlinie der reinen Multiplikationszone ab, und die Stabilisierung eines Arbeitspunktes mit hoher Verstärkung ist möglich.

Im Prinzip kann aus den *IV*-Messungen die Verstärkung der Struktur ermittelt werden. Da die Detektoren nicht für Gleichstrommessungen, sondern für Pulsmessungen eingesetzt werden sollen, ist eine Bestimmung der Verstärkung unter diesen Pulsbedingungen sinnvoller. Allerdings kann aus dem Gleichstromverhalten mit großer Sicherheit

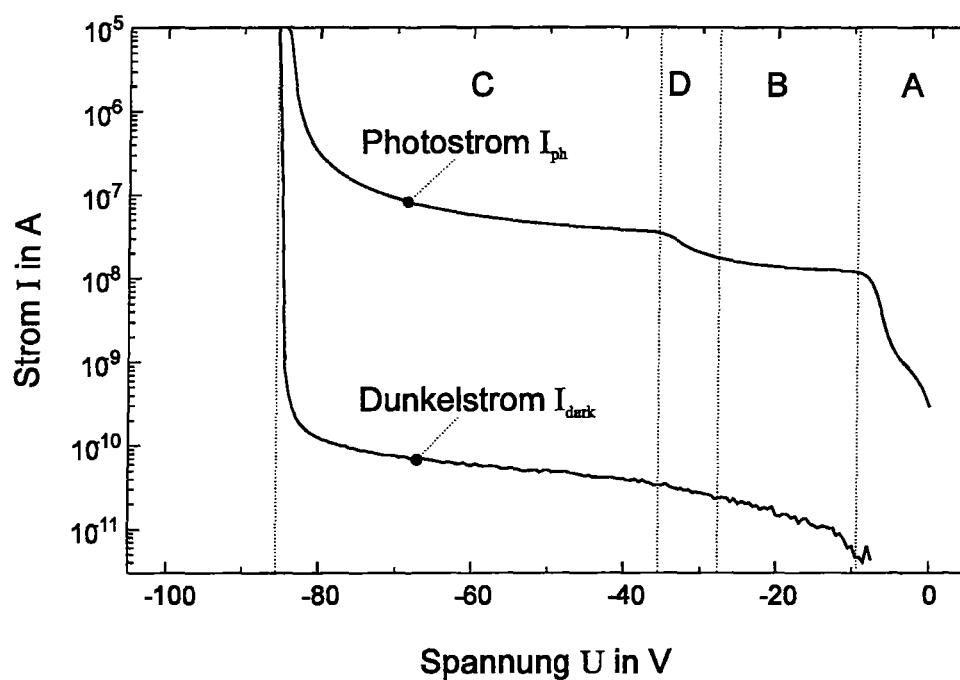


Abb. 3.11: Photostrom und Dunkelstrom eines Avalanche Detektors als Funktion der Spannung

die Funktionsfähigkeit eines Detektors bestimmt werden. Daher eignet sich dieses Meßverfahren zur Analyse der Ausbeuten der Prozessierung und der Schichtdeposition. Bei statistischen Reihenuntersuchungen zur Qualitätskontrolle der Detektoren anhand von IV -Kennlinien konnte eine Produktionsausbeute von 60% für Detektoren mit einer aktiven Fläche von $A = 500 \times 500 \mu m^2$ bestimmt werden. Der begrenzende Faktor bei der Produktion sind die üblichen Wachstumsdefekte der MBE.

Kapitel 4

Auslesesysteme für Halbleiterdetektoren

Halbleiterdetektoren können als hochimpedante Stromquellen von pulsförmigen Signalströmen angesehen werden. Für die weitere Verarbeitung dieser Signale ist eine Transformation auf ein niederimpedantes Leitungssystem nötig, um die Signale gegen äußere Störungen zu schützen. In der Verarbeitung und Weiterleitung der Pulssignale haben sich koaxiale Leitersysteme durchgesetzt, die im allgemeinen einen Wellenwiderstand von $50\ \Omega$ aufweisen. Zur Transformation der Detektorsignale werden verschiedene Vorverstärkertypen eingesetzt, die auf die speziellen Detektoreigenschaften optimiert sind. Im weiteren soll der Begriff Detektorsystem für die Verknüpfung von Halbleiterdetektor und Vorverstärker mit einer Ausgangsimpedanz von $50\ \Omega$ benutzt werden. Die Optimierung dieses Systems ist die zentrale Herausforderung für die Realisierung eines Detektionssystems. Das Signal/Rauschverhältnis am $50\ \Omega$ -Ausgang des Vorverstärkers bestimmt die Rauscheigenschaften des Gesamtsystems und damit die Empfindlichkeit des Systems. Darüberhinaus bestimmt dieser analoge Ausgang die Bandbreite und die erzielbare Zeitauflösung des Detektorsystems. Im folgenden sollen die verschiedenen Vorverstärkertypen, die in dieser Arbeit benutzt werden, einzeln vorgestellt und charakterisiert werden. Für alle werden die Verstärkungseigenschaften, das Signal/Rausch Verhältnis und die erzielbare Bandbreite abgeleitet. Als Übersichtswerk für die analoge Schaltungstechnik sei auf [97] verwiesen.

4.1 Vorverstärker

Als Vorverstärker soll ein elektronischer Verstärker verstanden werden, der den eingangsseitigen Photostrompuls des Detektors, der durch ein Ersatzschaltbild entsprechend Abbildung (2.5) beschrieben wird, in einen ausgangsseitigen Spannungspuls umsetzt.

Dazu muß eine Signalfunktion des Detektors angenommen werden, die jedoch im allgemeinen nicht bekannt ist. Der Einfachheit halber kann eine rechteckförmige Stromverteilung des Detektorsignales angenommen werden, die durch die Responsezeit $t_0 = t_{\text{response}}$ (vgl. Gleichung (2.13) und (2.40)) des Detektors bestimmt wird. Unter Verwendung einer Avalanche Multiplikation $M(x)$ (vgl. Gleichung (2.16)), der Zahl der primär generierten Elektron- Lochpaare n (vgl. Gleichung (2.23)) und der Elementar-

ladung e kann eine Signalfunktion angenommen werden.

$$I_{\text{ph}}(t) = \begin{cases} 0 & \text{für: } t < 0 \\ \frac{neM}{t_0} = i_0 & \text{für: } 0 \leq t < t_0 \\ 0 & \text{für: } t_0 \leq t \end{cases} \quad (4.1)$$

Da sich die generierten Ladungsträger innerhalb der Raumladungszone überwiegend mit ihren Sättigungsgeschwindigkeiten bewegen, ist die Vereinfachung des Stromes auf eine rechteckförmige Verteilung gerechtfertigt.

4.1.1 Rauschbeiträge

Für die Berechnung des Signal/Rausch Verhältnisses müssen verschiedene Rauschbeiträge der Elektronik und des Detektors berücksichtigt werden. Man unterscheidet zwischen dem 'weißen Rauschen', das frequenzunabhängig ist, und den 'farbigen' Rauschbeiträgen, die eine frequenzabhängige Verteilung aufweisen. Für die weiteren Betrachtungen sollen nur die weißen Rauschbeiträge berücksichtigt werden, die im wesentlichen durch zwei Rauschquellen beschrieben werden können:

Stromrauschen: Photo- und Dunkelströme werden statistisch generiert und unterliegen einer Poisson-Statistik. Daher wird der Strom um seinen Mittelwert I_{ph} schwanken. Für die Standardabweichung, die auch als Schrotrauschstrom $< i_{\text{shot}} >$ bezeichnet wird, kann folgende Beziehung abgeleitet werden:

$$< i_{\text{shot}}^2 > = \frac{e\Delta\omega I_{\text{ph}}}{\pi} \quad (4.2)$$

In dieser Beziehung bezeichnet e die Elementarladung und $\Delta\omega$ die übertragene Bandbreite des Detektionssystems dividiert durch 2π .

Widerstandsrauschen: Der Stromtransport in einem ohmschen Widerstand ist diffusiver und damit ebenfalls statistischer Natur. Daher kann jedem Widerstand ein Rauschstrom zugeordnet werden, der von der thermischen Energie kT (k : Boltzmannkonstante, T : absolute Temperatur) und der Höhe des Widerstandes R abhängt. Bei Impedanzanpassung auf den Widerstand R beträgt der Widerstandsrauschstrom i_{therm} , der wiederum als Standardabweichung interpretiert werden kann:

$$< i_{\text{therm}}^2 > = \frac{2kT\Delta\omega}{\pi R} \quad (4.3)$$

4.1.2 Spannungsempfindliche Verstärker

Unter einem Spannungsverstärker versteht man einen Vorverstärker, der ein einseitig angelegtes Spannungssignal um einen Faktor V verstärkt. Der Verstärkungsfaktor wird im allgemeinen als Leistungsverstärkung V_p in dB angegeben, die aus dem Spannungsverstärkungsfaktor V berechnet wird:

$$V_p[\text{dB}] = 20 \log V \quad (4.4)$$

Abbildung (4.1) zeigt ein Ersatzschaltbild für einen invertierenden Spannungsverstärker, der als Vorverstärker für einen Detektor verwendet wird. Unter Verwendung

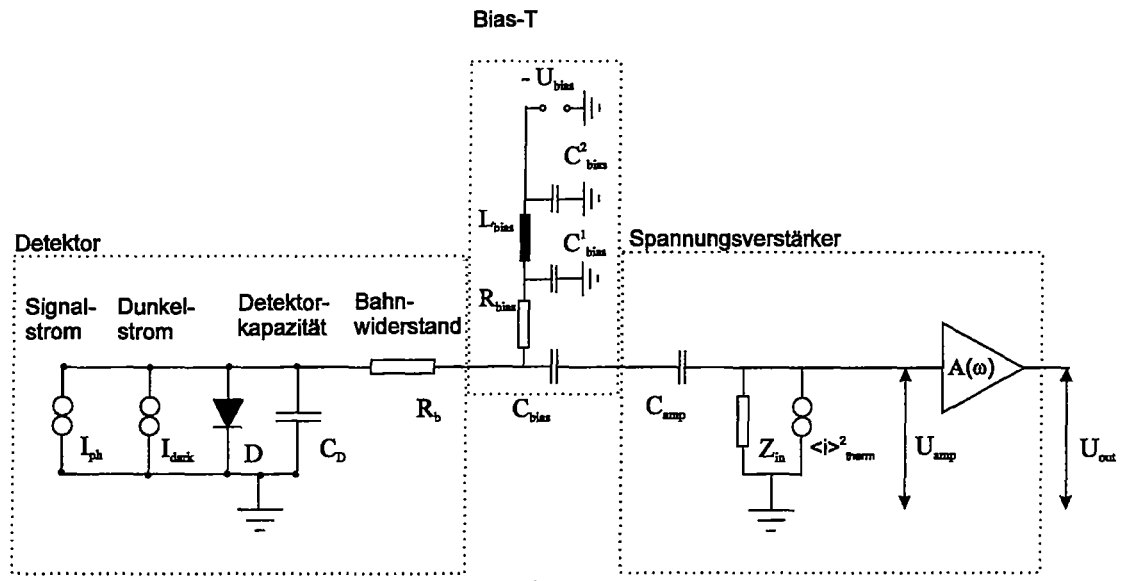


Abb. 4.1: Spannungsverstärker als Vorverstärker für die Detektorauslese

des detaillierten Ersatzschaltbildes (vgl. Abbildung (2.5)) wird der Detektor anhand der Größen Kapazität C_D , Dunkelstrom I_{dark} , Bahnwiderstand R_b beschrieben. Zusätzlich muß ein Bias-T berücksichtigt werden, das die Detektorvorspannung liefert. Dieses Element wirkt als Frequenzweiche, die die hochfrequenten Signale zum Verstärker weiterleitet, während die Gleichstromkomponente zum Schutz des Verstärkereingangs abgeblockt werden. Für den Signalweg wird dieses durch ein zusätzliches C_{bias} berücksichtigt. Die Abschwächung des Signals durch die Spannungszuführung kann vernachlässigt werden.

Der Spannungsverstärker kann stark vereinfacht durch seine Eingangsimpedanz Z_{in} und eine Tiefpaßcharakteristik der Verstärkung A charakterisiert werden. Die frequenzabhängige Übertragungskennlinie wird im einfachsten Fall durch eine Tiefpaßcharakteristik 1. Ordnung beschrieben:

$$A(\omega) = \frac{A_{\text{amp}}}{1 + i\omega t_{\text{amp}}} \quad (4.5)$$

Daraus ergibt sich unter Verwendung der 3 dB Grenzfrequenz $f_{3\text{dB}}$ eine Signalsteigzeit t_{amp} des Verstärkers von [98]:

$$t_{\text{amp}} = \frac{1}{\omega_{\text{amp}}} \approx \frac{2.8}{2\pi f_{3\text{dB}}} \quad (4.6)$$

Die verwendeten Verstärker sind AC-gekoppelt, d.h. sie weisen eine untere Grenzfrequenz $f_u = \omega_u/2\pi$ auf, die durch einen Koppelkondensator C_A beschrieben werden.

Unter Vernachlässigung der kleinen Leitungsinduktivität berechnet sich die Eingangsspannung U_{amp} am Vorverstärker zu:

$$U_{\text{amp}}(\omega) = \frac{Z_D Z_{\text{amp}}}{Z_D + Z_2 + Z_{\text{in}}} I_{\text{ph}}(\omega) \approx \frac{Z_{\text{in}}}{1 + i\omega Z_{\text{in}} C_D} I_{\text{ph}}(\omega) \quad (4.7)$$

Mit den eingeführten Ersetzungen:

$$\begin{aligned} Z_D &= \frac{1}{i\omega C_D} \\ Z_2 &= R_b + \frac{1}{i\omega(C_{\text{bias}} + C_{\text{amp}})} \\ Z_{\text{in}} &= R_{\text{amp}} = 50\Omega. \end{aligned} \quad (4.8)$$

Die Vereinfachung auf eine Tiefpaßcharakteristik ist in einem Frequenzband zulässig, wenn die Impedanz Z_2 wesentlich kleiner als die Eingangsimpedanz des Vorverstärkers ist. Da die typischen Bahnwiderstände der Detektoren kleiner als 1Ω sind und die Signalmittelfrequenzen oberhalb von 10 MHz, jedoch die 3dB Frequenz des Eingangshochpasses von Verstärker und Bias-T im unteren kHz-Bereich liegen, ist die Vereinfachung auf einen Tiefpaß mit der Abklingzeit t_{in} zulässig. Damit wird die untere Grenzfrequenz ω_u gleich null gesetzt.

$$t_{\text{in}} = Z_{\text{in}} C_D = \frac{1}{2\pi f_{\text{in}}}. \quad (4.9)$$

Insgesamt gilt für das Ausgangssignal die Beziehung:

$$U_{\text{out}}(\omega) = \frac{Z_{\text{in}}}{1 + i\omega t_{\text{in}}} \frac{A_{\text{amp}}}{1 + i\omega t_{\text{amp}}} I_{\text{ph}}(\omega). \quad (4.10)$$

Die Anordnung wird durch zwei Tiefpaßfilter mit den charakteristischen Abklingzeiten t_{in} , t_{amp} beschrieben. Für die Übertragung ist nur die größere Zeitkonstante wesentlich.

4.1.2.1 Signalform

Unter der Voraussetzung, daß $t_{\text{in}} < t_{\text{amp}}$ ist, kann die maximale Ausgangsamplitude des Signals berechnet werden unter Verwendung einer einfachen Tiefpaßcharakteristik erster Ordnung $Z^{(1)}(\omega)$:

$$U_{\text{out}}(\omega) = \frac{A_{\text{amp}} Z_{\text{in}}}{1 + i\omega t_{\text{amp}}} I_{\text{ph}}(\omega) = Z^{(1)}(\omega) I_{\text{ph}}(\omega). \quad (4.11)$$

Sind beide Zeitkonstanten gleich, so ergibt sich eine Tiefpaßcharakteristik zweiter Ordnung für die Übertragungsfunktion .

$$U_{\text{out}}(\omega) = \frac{A_{\text{amp}} Z_{\text{in}}}{(1 + i\omega t_{\text{amp}})^2} I_{\text{ph}}(\omega) = Z^{(2)}(\omega) I_{\text{ph}}(\omega). \quad (4.12)$$

Beide Fälle sollen kurz diskutiert werden und die Bedingungen für eine maximale Signal-Ausgangsspannung hergeleitet werden. Für die Berechnung der Antwortfunktion der Detektor-Verstärker Kombination transformiert man obenstehenden Ausdruck mittels Fouriertransformation in den Frequenzraum, multipliziert ihn mit der entsprechenden Tiefpaßcharakteristik $Z^{(i)}(\omega)$ und führt die Rücktransformation in den Zeitraum durch. Alternativ kann auch die frequenzabhängige Übertragungsfunktion $Z^{(i)}(\omega)$ in den Zeitraum transformiert werden. Die zu bestimmende zeitabhängige Signalfunktion

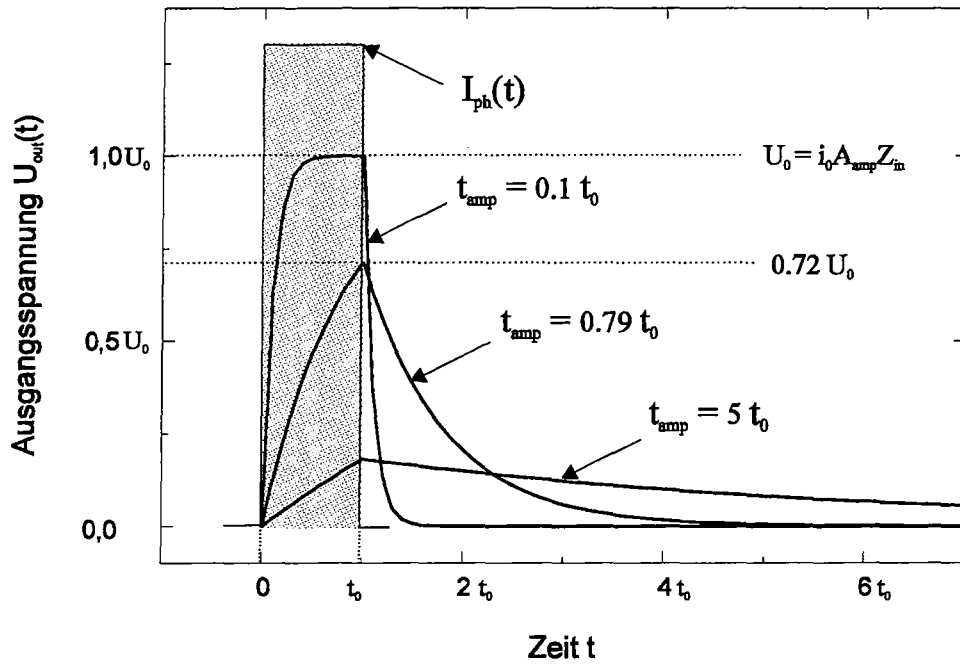


Abb. 4.2: Tiefpaß 1. Ordnung: zeitabhängige Ausgangsspannung $U_{out}(t)$; Aufgetragen sind Ausgangsspannungen für verschiedene Werte der Zeitkonstanten t_{amp} .

ergibt sich dann durch Faltung mit dieser Responsefunktion. Somit kann die Übertragungsfunktion als Greensche Funktion der Stoßantwort des Systems interpretiert werden. Für die zeitabhängigen Antwortfunktion des Tiefpasses 1. Ordnung erhält man die Lösungen:

$$U_{out}(t) = \begin{cases} 0 & \text{für: } t < 0 \\ i_0 A_{amp} Z_{in} \left(1 - e^{-\frac{t}{t_{amp}}} \right) & \text{für: } 0 \leq t < t_0 \\ i_0 A_{amp} Z_{in} \left(e^{\frac{t_0}{t_{amp}}} - 1 \right) e^{-\frac{t}{t_{amp}}} & \text{für: } t_0 \leq t \end{cases} \quad (4.13)$$

Diese Funktion hat zur Zeit $t = t_0$ die maximale Amplitude U_{out}^{max} :

$$U_{out}^{max} = i_0 A_{amp} Z_{in} \left(1 - e^{-\frac{t_0}{t_{amp}}} \right). \quad (4.14)$$

In Abbildung (4.2) ist der zeitliche Verlauf der Ausgangsspannung des Tiefpasses für verschiedene Werte der Zeitkonstante t_{amp} dargestellt.

Im Fall der Übertragungsfunktion des Tiefpasses 2. Ordnung erhält man als Lösung für die zeitabhängige Antwortfunktion $U_{out}(t)$ die Beziehung:

$$U_{out}(t) = \begin{cases} 0 & \text{für: } t < 0 \\ i_0 A_{amp} Z_{in} \left[1 - \left(1 - \frac{t}{t_{amp}} \right) e^{-\frac{t}{t_{amp}}} \right] & \text{für: } 0 \leq t < t_0 \\ i_0 A_{amp} Z_{in} \left[\left(1 + \frac{t-t_0}{t_{amp}} \right) e^{\frac{t_0}{t_{amp}}} - \left(1 + \frac{t}{t_{amp}} \right) \right] e^{-\frac{t}{t_{amp}}} & \text{für: } t_0 \leq t \end{cases} \quad (4.15)$$

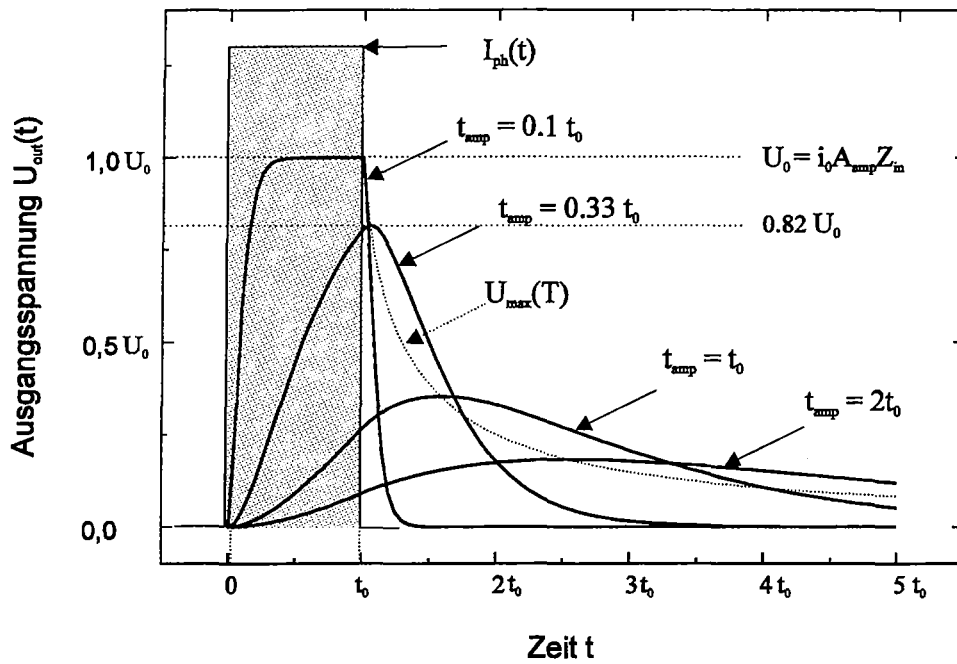


Abb. 4.3: Tiefpaß 2. Ordnung: zeitabhängige Ausgangsspannung $U_{\text{out}}(t)$; Aufgetragen sind Ausgangsspannungen für verschiedene Werte der Zeitkonstanten t_{amp} . Die gestrichelte Kurve gibt den Verlauf der maximalen Ausgangsamplitude $U_{\text{max}}(t_{\text{opt}})$ an.

Diese Funktion erreicht ihr Maximum für Zeiten $t_{\text{opt}} > t_0$ zum Zeitpunkt:

$$t_{\text{opt}} = t_0 \frac{e^{\frac{t_0}{t_{\text{amp}}}}}{e^{\frac{t_0}{t_{\text{amp}}}} - 1} \geq t_0. \quad (4.16)$$

In Abbildung (4.3) ist die zeitabhängige Ausgangsamplitude für den Tiefpaß zweiter Ordnung dargestellt.

4.1.2.2 Signalrauschen

Entsprechend dem Ersatzschaltbild Abbildung (4.1) kann das Signal/Rauschverhältnis ermittelt werden. Als Rauschquellen sind die statistisch unabhängigen Schrotrauschterme des Photostromes inklusive des Zusatzrauschens durch den Avalanche-Effekt und des Dunkelstromes zu berücksichtigen. Außerdem geht das Widerstandsrauschen der Eingangsimpedanz und das Eigenrauschen des Verstärkers in die Berechnung ein. Die Schrotrauschbeiträge im Eingang lauten:

$$\langle i_{\text{dark}} \rangle^2 = \frac{e M^2 F(M, k) I_{\text{dark}}(\omega) \Delta \omega}{\pi} \quad (4.17)$$

$$\langle i_{\text{photo}} \rangle^2 = \frac{e M^2 F(M, k) I_{\text{ph}}(\omega) \Delta \omega}{\pi}. \quad (4.18)$$

Bezogen auf den Ausgang des Verstärkers sind die Quadrate der Schrotrauschbeiträge gegeben durch:

$$\langle u_{\text{shot}} \rangle^2 = \langle u_{\text{dark}} \rangle^2 + \langle u_{\text{photo}} \rangle^2 \quad (4.19)$$

$$= \{2eI_{\text{dark}} + 2ei_0\} M^2 F(M, k) Z_{\text{in}}^2 A_{\text{amp}}^2 \quad (4.20)$$

$$\cdot \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty d\omega \left| \frac{1}{(1 + i\omega t_{\text{in}})(1 + i\omega t_{\text{amp}})} \right|^2. \quad (4.21)$$

Aufgrund des Eigenschaften der Fouriertransformation ist das berechnete Quadrat der Standardabweichung $\langle u_{\text{shot}} \rangle^2$ im Frequenzraum gleich dem Quadrat der Schwankungsamplitude in der Zeitdarstellung, so daß als Standardabweichung des Spannungswertes am Ausgang des Verstärkers die Größe $\langle u_{\text{shot}} \rangle$ erwartet wird. Das Integral über den positiven Frequenzraum kann elementar ausgewertet werden und hat den Wert:

$$\int_0^\infty d\omega \left| \frac{1}{(1 + i\omega t_{\text{in}})(1 + i\omega t_{\text{amp}})} \right|^2 = \frac{\pi}{2(t_{\text{in}} + t_{\text{amp}})}. \quad (4.22)$$

Insgesamt ist der Schrotrauschbeitrag am Ausgang des Spannungsverstärkers gegeben durch:

$$\langle u_{\text{shot}} \rangle^2 = \{2eI_{\text{dark}} + 2ei_0\} M^2 F(M, k) \frac{Z_{\text{in}}^2 A_{\text{amp}}^2}{4(t_{\text{in}} + t_{\text{amp}})}. \quad (4.23)$$

Für die Berechnung des Rauschbeitrages kann die Eingangsimpedanz des Verstärkers Z_{in} als ohmscher Widerstand R angesehen werden. Dementsprechend liegt am Eingang des Verstärkers eine mittlere Rauschspannung $\langle u_{\text{in}} \rangle^2$ an:

$$\langle u_{\text{in}} \rangle^2 = 2kT\Delta\omega Z_{\text{in}}/\pi. \quad (4.24)$$

Die ausgangsseitige Rauschspannung ergibt sich unter Berücksichtigung des zusätzlichen Rauschens des Verstärkers f zu:

$$\langle u_{\text{therm}} \rangle^2 = 4kT Z_{\text{in}} A_{\text{amp}}^2 f \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty d\omega \left| \frac{1}{(1 + i\omega t_{\text{in}})(1 + i\omega t_{\text{amp}})} \right|^2. \quad (4.25)$$

Der Rauschfaktor f wird berechnet aus der sog. Noise Figure NF des Verstärkers, die typischerweise in Dezibel angegeben wird. Sie ist definiert als Verhältnis der tatsächlichen Rauschleistung dividiert durch die Rauschleistung, die sich aus der reinen Eingangsimpedanz Z_{in} ergibt:

$$NF[dB] = 10 \log \left(1 + \frac{\langle u_{\text{out}} \rangle^2}{2kT\Delta\omega Z_{\text{in}}/\pi} \right) = 10 \log(f). \quad (4.26)$$

Insgesamt ergibt sich für das Schwankungsquadrat des thermischen Rauschens $\langle u_{\text{therm}} \rangle^2$ am Ausgang des Verstärkers:

$$\langle u_{\text{therm}} \rangle^2 = kT Z_{\text{in}} A_{\text{amp}}^2 f \frac{1}{(t_{\text{in}} + t_{\text{amp}})}. \quad (4.27)$$

Zusammenfassend ergibt sich für das Signal/Rauschverhältnis der Ausgangsspannungen der Detektor-Verstärkerkombination die Beziehung:

$$\frac{S}{N} = \frac{U_{\text{out}}^{\text{max}}}{\{\langle u_{\text{shot}} \rangle^2 + \langle u_{\text{therm}} \rangle^2\}^{\frac{1}{2}}}. \quad (4.28)$$

Im Falle des Tiefpasses 1. Ordnung bei dem die Zeitkonstante durch den Verstärker bestimmt wird ($t_{\text{amp}} > t_{\text{in}}$), erzielt man ein optimales Signal/Rauschverhältnis von:

$$\frac{S}{N} = \frac{i_0 A_{\text{amp}} Z_{\text{in}} (1 - e^{-\frac{t_0}{t_{\text{amp}}}})}{\left\{ 2kT Z_{\text{in}} A_{\text{amp}}^2 f + (eI_{\text{dark}} + eI_{\text{ph}}) M^2 F(M, k) Z_{\text{in}}^2 A_{\text{amp}}^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \sqrt{\frac{1}{2t_{\text{amp}}}}} . \quad (4.29)$$

Im Grenzfall kleiner Photo- und Dunkelströme können die Schrotrauschterme gegenüber dem thermischen Widerstandsrauschen vernachlässigt werden. In diesem Fall ist das Signal/Rauschverhältnis gegeben durch:

$$\frac{S}{N} = c_0 \frac{1 - e^{-\frac{t_0}{t_{\text{amp}}}}}{\sqrt{\frac{1}{t_{\text{amp}}}}} \quad (4.30)$$

$$c_0 = \frac{i_0}{\sqrt{\frac{kTf}{Z_{\text{in}}}}} . \quad (4.31)$$

Das Signal/Rauschverhältnis ist optimal für eine Zeitkonstante des Verstärkers von:

$$t_{\text{amp}}|_{\text{opt}} = 0.7959 t_0 . \quad (4.32)$$

Dabei wird ein Signal/Rauschverhältnis erzielt von:

$$\frac{S}{N}|_{\text{opt}} = 0.6382 c_0 \sqrt{t_0} . \quad (4.33)$$

Die Konstante c_0 ist das Verhältnis von Signalstrom zum Eingangsrauschstrom des Verstärkers. Es steigt mit wachsender Eingangsimpedanz des Verstärkers wurzelförmig an.

Für die analoge Berechnung des optimalen Signal/Rauschverhältnisses für den Tiefpaß zweiter Ordnung soll hier nur das Ergebnis angegeben werden. Die optimale Zeitkonstante lautet dann:

$$t_{\text{amp}}|_{\text{opt}} = 0.33525 t_0 . \quad (4.34)$$

Für das optimierte Signal/Rauschverhältnis ergibt sich der Zahlenwert:

$$\frac{S}{N}|_{\text{opt}} = 0.6630 c_0 \sqrt{t_0} . \quad (4.35)$$

Damit liegt das erreichbare Signal/Rauschverhältnis für einen Tiefpaß 2. Ordnung leicht über dem Ergebnis des Tiefpasses 1. Ordnung.

4.1.3 Stromempfindliche Verstärker

Stromempfindliche Verstärker, die auch Transimpedanzverstärker genannt werden, eignen sich besonders zur Auslese von hochimpedanten Stromquellen, wie beispielsweise Photodioden oder allgemein Halbleiterdetektoren. Abbildung (4.4) zeigt das Ersatzschaltbild des Detektors und eines Gleichstrom-gekoppelten Transimpedanzverstärkers, der durch einen Operationsverstärker realisiert ist. Die Übertragungskennlinie des

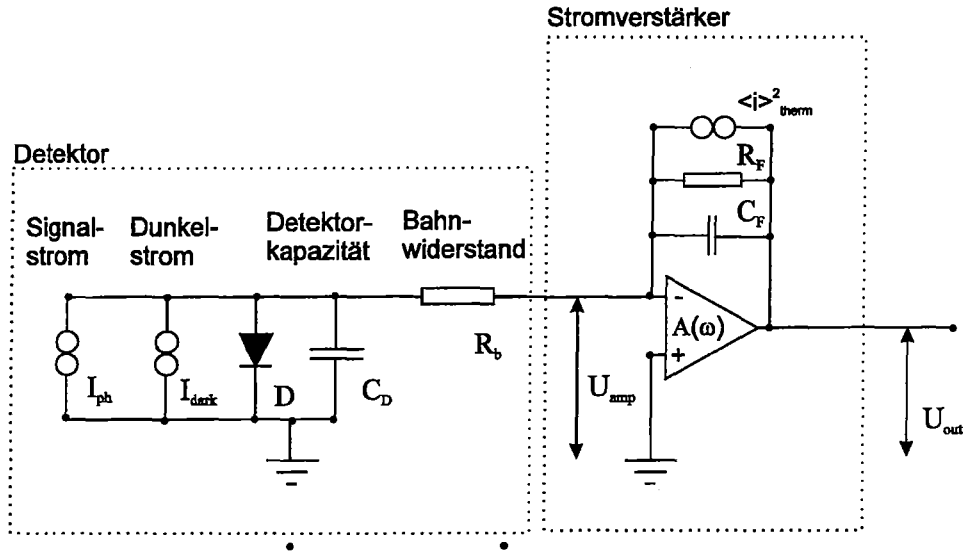


Abb. 4.4: Ersatzschaltbild einer DC-gekoppelten Stromverstärker-Detektor-Kombination.

Verstärkers soll wiederum durch eine Tiefpaßcharakteristik beschrieben werden:

$$A(\omega) = \frac{U_{\text{out}}(\omega)}{U_{\text{in}}(\omega)} = \frac{A_{\text{amp}}}{1 + i\omega t_{\text{amp}}} \quad (4.36)$$

Unter dieser Voraussetzung gilt für die Übertragungskennlinie der gesamten Anordnung die Beziehung:

$$U_{\text{out}}(\omega) = Z(\omega) I_{\text{ph}}(\omega) = \frac{\hat{R} A(\omega)}{1 + i\omega \hat{t}} I_{\text{ph}}(\omega) \quad (4.37)$$

$$\text{mit: } \hat{t} = \hat{R} \hat{C} \quad (4.38)$$

$$\hat{R} = \frac{R_F}{A(\omega) + 1} \quad (4.39)$$

$$\hat{C} = C_F (A(\omega) + 1) + C_D. \quad (4.40)$$

Unter der Annahme, daß die Zeitkonstante $\hat{t}$ wesentlich größer als die Zeitkonstante t_{amp} ist, kann die Übertragungsfunktion des Transimpedanzverstärkers als Tiefpaß erster Ordnung mit der Zeitkonstante $\tilde{t}$ beschrieben werden. (Die Forderung $\tilde{t} \gg t_{\text{amp}}$ ist zwingende Voraussetzung für die Stabilität der Verstärkerschaltung [97].)

$$U_{\text{out}}(\omega) = Z(\omega) I_{\text{ph}}(\omega) = \frac{\tilde{R} A_{\text{amp}}}{1 + i\omega \tilde{t}} I_{\text{ph}}(\omega) \quad (4.41)$$

$$\text{mit: } \tilde{t} = \tilde{R} \tilde{C} \quad (4.42)$$

$$\tilde{R} = \frac{R_F}{A(\omega) + 1} \quad (4.43)$$

$$\tilde{C} = C_F (A(\omega) + 1) + C_D. \quad (4.44)$$

Die Gleichung (4.41) ist formal gleich der Übertragungskennlinie des Spannungsverstärkers (4.11), wobei an die Stelle der Eingangsimpedanz Z_{in} der reduzierte Widerstand $\tilde{R}$ getreten ist. Der Transimpedanzverstärker kann analog zu einem Spannungsverstärker beschrieben werden, wobei als Eingangsimpedanz der Rückkoppelwiderstand

R_F dividiert durch $A_{\text{amp}} + 1$ zu setzen ist. Die äquivalente Eingangskapazität wird durch die Rückkoppelkapazität C_F und die Detektorkapazität C_D gemäß Gleichung (4.44) gebildet. Wenn die Bedingung

$$C_D \ll (A_{\text{amp}} + 1)C_F,$$

erfüllt ist, wird die Übertragungsfunktion $Z(\omega)$ unabhängig von der Detektorkapazität C_D , so daß die Ausgangsspannung nur vom Eingangsstrom abhängt, nicht jedoch vom Detektor selber. Mit den angesprochenen Ersetzungen kann die Ausgangsamplitude $U_{\text{out}}(t)$ gemäß Gleichung (4.13) berechnet werden.

In die Rauscheigenschaften des idealen Transimpedanzverstärkers geht das Schrotrauschen des Detektors und das thermische Rauschen des Rückkoppelwiderstandes R_F ein. Das thermische Ausgangsrauschen $\langle u_{\text{therm}} \rangle$ ist gegeben durch:

$$\langle u_{\text{therm}} \rangle^2 = 2kT \left(\frac{A_{\text{amp}}}{A_{\text{amp}} + 1} \right)^2 R_F \frac{1}{2\tilde{t}} \approx kT R_F \frac{1}{\tilde{t}}. \quad (4.45)$$

Aus Gleichung (4.45) geht hervor, daß der Transimpedanzverstärker ein im Vergleich zum Spannungsverstärker reduziertes Rauschen aufweist. In die Zeitkonstante $\tilde{t}$ geht der reduzierte Widerstand $\tilde{R}$ ein, während die Rauschspannung durch den vollen Rückkoppelwiderstand R_F bestimmt wird. Dadurch ist das thermische Rauschen bei gleicher Bandbreite $\Delta\omega$ um den Faktor $A_{\text{amp}} + 1$ reduziert.

Für die Ausgangsrauschspannung der Schrotrauschterme gilt analog zu Gleichung (4.23) die Beziehung:

$$\langle u_{\text{shot}} \rangle^2 = \langle u_{\text{dark}} \rangle^2 + \langle u_{\text{photo}} \rangle^2 = (eI_{\text{dark}} + ei_0) M^2 F(M, k) \frac{\tilde{R}^2 A_{\text{amp}}^2}{2\tilde{t}}. \quad (4.46)$$

Bei dieser Berechnung der Rauschleistungen am Ausgang des Stromverstärkers ist das Eingangsspannungsrauschen eines solchen Verstärkers nicht berücksichtigt worden. Es wurden nur die sogenannten parallelen Rauschquellen des Schrotrauschens und des Rauschens des Rückkoppelwiderstandes berücksichtigt. Das serielle weiße Rauschen, oder auch Spannungsrauschen, das durch den Eingangstransistor verursacht wird, wurde vernachlässigt. Dieser Rauschbeitrag kann bestimmend werden, wenn die gesamte Eingangskapazität groß und die angestrebte Bandbreite klein ist. Für die in dieser Arbeit realisierten Verstärkerschaltungen kann dieser Beitrag vernachlässigt werden.

Für das Signalrauschverhältnis gilt dementsprechend:

$$\frac{S}{N} = \frac{i_0 A_{\text{amp}} R_F (1 - e^{-\frac{i_0}{\tilde{t}}})}{\left\{ \left[\frac{2kT}{R_F} + (eI_{\text{dark}} + ei_0) M^2 F(M, k) \right] R_F^2 A_{\text{amp}}^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \sqrt{\frac{1}{2\tilde{t}}}}. \quad (4.47)$$

Unter Vernachlässigung der Schrotrauschterme kann das Signal/Rauschverhältnis analog zu Gleichung (4.31) angegeben werden:

$$\frac{S}{N} = c_0 \frac{1 - e^{-\frac{i_0}{\tilde{t}}}}{\sqrt{\frac{1}{\tilde{t}}}} \quad (4.48)$$

$$c_0 = \frac{i_0}{\sqrt{\frac{kT}{R_F}}}. \quad (4.49)$$

Abweichend von dieser Formel erzielen reale Transimpedanzverstärker stets schlechtere Rauscheigenschaften als hier abgeleitet wurden. Das ist begründet in der Annahme, daß der Operationsverstärker völlig rauschfrei arbeitet, was im allgemeinen nicht erfüllt ist. Reale Transimpedanzverstärker können anhand der spektralen Eingangsstromrauschdichte $\langle i \rangle^2 = 2kT_{\text{eff}}/\pi R_F$ beschrieben werden. Dazu ist anstelle der absoluten Temperatur T eine effektive Rauschtemperatur T_{eff} einzusetzen, mit der das Eingangsrauschen auf die gemessenen Rauschströme angepaßt wird. Durch die Vernachlässigung der seriellen Rauschbeiträge erscheint das erzielbare Signal/Rauschverhältnis als unabhängig von der gewählten Detektorkapazität. Dies ist jedoch nicht der Fall, aber aus Mangel an Datenmaterial über die verwendeten Verstärker und aus der Tatsache, daß die verwendeten Detektorkapazitäten keinen Einfluß auf das gemessene Rauschverhalten gezeigt haben, soll an dieser Stelle auf die Diskussion der weißen Rauschbeiträge verzichtet werden. Dies ist immer dann richtig, wenn die Detektorkapazität kleiner ist als die reale Eingangskapazität des Verstärkers. Für eine detaillierte Diskussion der seriellen Rauschbeiträge und anderer möglicher Rauschbeiträge sei auf [99, 100] verwiesen.

4.1.4 Ladungsempfindliche Verstärker

Zur weiteren Reduzierung des thermischen Rauschens bei der Auslese von Detektoren greift man auf ladungsempfindliche Verstärker zurück. Unter einem ladungsempfindlichen Verstärker versteht man einen Stromverstärker, dessen Zeitkonstante $\tilde{t}$ im Vergleich zur Zeitdauer des Signals t_0 sehr groß ist. Als resultierendes Ausgangssignal erhält man ein mit der Steigzeit des Signales anwachsendes Signal, daß dann aufgrund der großen Zeitkonstanten $\tilde{t}$ langsam abklingt. Nimmt man weiterhin an, daß

$$C_D \ll (A_{\text{amp}} + 1)C_F \quad (4.50)$$

ist, so kann das maximale Ausgangssignal anhand von Gleichung (4.14) ermittelt werden:

$$U_{\text{out}}^{\text{max}} = i_0 A_{\text{amp}} \tilde{R} \left(1 - e^{-\frac{t_0}{\tilde{t}}} \right) \quad (4.51)$$

$$\approx i_0 R_F \frac{t_0}{\tilde{t}} = \frac{i_0 t_0}{C_F} = \frac{neM}{C_F}. \quad (4.52)$$

Die maximale Ausgangsspannung des Signals ist gegeben durch die primär erzeugte Ladungsmenge im Detektor q_0 dividiert durch die Rückkoppelkapazität des Verstärkers. Ist die Detektorkapazität klein gemäß Gleichung (4.50), kann die inverse Rückkoppelkapazität als Ladungsverstärkung des ladungsempfindlichen Vorverstärkers interpretiert werden. In diesem Sinne kann der ladungsempfindliche Verstärker als Ladungsintegrator verstanden werden. Die zeitabhängige Signalform des Verstärkers kann im Grenzfall beliebig kurzer Signalanstiegszeiten durch eine Sprungfunktion angenähert werden, die exponentiell abfällt:

$$U_{\text{out}}(t) = \Theta(t) \frac{q_0}{C_F} e^{-\frac{t}{\tilde{t}}}. \quad (4.53)$$

Diese Vereinfachung ist zulässig, wenn die Zeitkonstante $\tilde{t}$ sehr groß gegenüber der Steigzeit des Verstärkers ist und die mit diesem Verstärkertyp übertragbaren Signalaraten sehr klein. Bei Einprägung eines konstanten Stromes I_0 oder analog einer hohen

Ereignisrate steigt die Ausgangsspannung an, gemäß der Beziehung:

$$U_{\text{out}} = I_0 A_{\text{amp}} \tilde{R} (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \approx I_0 R_F. \quad (4.54)$$

Die Ausgangsspannung steigt bis zum Maximalwert $I_0 R_F$ an. Da reale Verstärker nur eine begrenzte Ausgangsspannung liefern können, ist auf eine Limitierung des Eingangsstromes, bzw. der Rate zu achten.

Der besondere Vorteil der ladungsempfindlichen Verstärker ist die nachträgliche Filterung des stufenförmigen Ausgangssignals durch einen Bandpaß. Durch die Benutzung eines Hochpasses gefolgt von einem Tiefpaß wird aus der Stufenfunktion wiederum ein puls förmiges Ausgangssignal. Durch geeignete Wahl der Filterkonstanten kann eine Optimierung des Signal/Rauschverhältnisses erzielt werden. Durch die Verwendung eines sehr großen Rückkoppelwiderstandes R_F ist die Ausgangsrauschleistung sehr klein. Gerade in diesem Fall kann jedoch das bei Stromverstärkern vernachlässigte serielle weiße Rauschen zur bestimmenden Rauschgröße werden, so daß hier die Vernachlässigung nicht gerechtfertigt ist.

Unter der Annahme, daß der ladungsempfindliche Vorverstärker als idealer Integrator zu verstehen ist, kann das Signalrauschverhältnis am Ausgang des Filterverstärkers in der Einheit der Elementarladung ausgedrückt werden. Unter Verwendung einer Hochpaß-Tiefpaß-Kombination $CR - RC$ mit der Filterkonstanten τ , die als inverse Kreisfrequenz der Mittenfrequenz des Filters anzusehen ist, lautet das erreichbare Signal/Rauschverhältnis [100]:

$$\frac{S}{N} \simeq \frac{ne}{\left\{ eF(M, k)(ne + I_{\text{dark}}\tau) + \frac{kT/R_F}{M^2}\tau + kTR \frac{C^2}{M^2} \frac{1}{\tau} \right\}^{\frac{1}{2}}}. \quad (4.55)$$

Die einzelnen zu berücksichtigende Rauschbeiträge im Nenner dieses Ausdruckes sind zunächst die parallelen weißen Rauschbeiträge [99]:

Zusatzrauschen des Avalancheprozesses	$eF(M, k)ne$
Schrotrauschen des Dunkelstromes	$eF(M, k)I_{\text{dark}}\tau$
Thermisches Rauschen des Rückkoppelwiderstandes	$kT/R_F \tau$

Diese Rauschbeiträge sind als äquivalente Rauschladungsquadrate ENC^2 ausgedrückt und reduzieren sich für kleine Filterkonstanten τ . Das serielle Rauschen der Verstärkerschaltung $ENC^2 = kTRC^2/M^2/\tau$ ist dagegen umgekehrt proportional zur Filterkonstanten τ , reduziert sich also für kleine Bandbreiten. Bei Verwendung anderer Filterfunktionen ergeben sich numerische Korrekturfaktoren zu den einzelnen Termen, die jedoch kein qualitativ anderes Verhalten der Verstärkerschaltung bringen. In dieser Betrachtung wurden nur die weißen Rauschbeiträge berücksichtigt. Andere Beiträge, wie das $1/f$ -Rauschen oder das Funkelrauschen wurden vernachlässigt.

4.2 Spektroskopisches Auslesesystem

Unter einem spektroskopischen Auslesesystem versteht man eine Anordnung, mit der die energieaufgelöste Messung von Röntgenquanten möglich ist. In dieser Arbeit wurde

dazu eine Schaltung gemäß Abbildung (4.5) benutzt. Da für die energieaufgelöste Messung die Zählrate der Röntgenquanten relativ klein ist und die Erzielung einer hohen energetischen Auflösung des Systems im Vordergrund steht, wurde auf ladungsempfindliche Vorverstärker zurückgegriffen. Als ladungsempfindliche Vorverstärker wurden

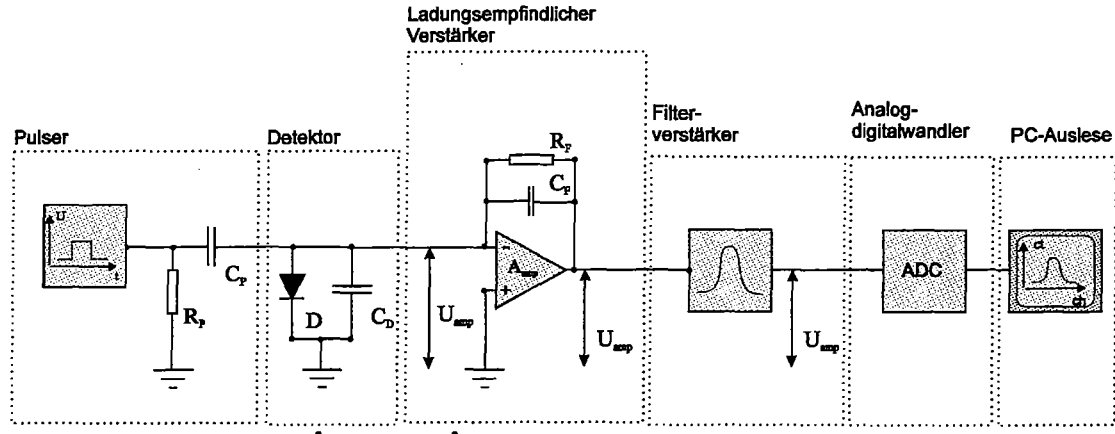


Abb. 4.5: Spektroskopisches Auslesesystem; Bestehend aus ladungsempfindlichem Vorverstärker, Filterhauptverstärker, Analog-Digital Konverter (ADC) und PC-Auslesesystem, zusätzlich Testpulser.

die kommerziell erhältlichen Typen Canberra 2002 A und EG&G 142A eingesetzt, die beide die gleiche Verstärkung $1/V_C$ gemäß Gleichung (4.52) aufweisen. Zur Bestimmung der Ausgangsamplitude kann für Detektorkapazitäten $C_D < 50$ pF die Näherung aus Gleichung (4.50) benutzt werden. Darüberhinaus ist die Steigzeit des Verstärkers und die Steigzeit des Detektorsignals wesentlich kleiner als die Zeitkonstante der Rückkopplung, so daß das Signal am Ausgang die einfache Integration der im Detektor geflossenen Ströme und damit gleich der erzeugten Ladungen $\int dt I_{ph} = q_0 = neM$ ist.

$$U_{out}^{max} \approx \frac{q_0}{C_F} = \frac{neM}{C_F}. \quad (4.56)$$

Die Zahl der primär erzeugten Ladungen hängt von einer eventuellen Avalancheverstärkung und von der mittleren Bildungsenergie der Elektron-Loch Paare des verwendeten Detektormaterials ab (vgl. Gleichung (2.23)). Die Zeitkonstante $\tilde{t}$ der Verstärker liegt in der Größenordnung von $\tilde{t} \approx 100$ μ s.

Zur Kalibrierung des Aufbaus wurde zunächst ein Vergleichsspektrum mit einem kalibrierten Siliziumdetektor aufgenommen, um sichere Aussagen über die Ladungsausbeute der GaAs-Detektoren zu gewinnen. Unter Verwendung einer mittleren Energie für die Bildung von Elektron-Lochpaaren in Silizium von $\epsilon = 3.6$ eV kann mit dem kalibrierten Meßaufbau die Zahl der im GaAs-Detektor erzeugten Ladungsmenge bestimmt werden.

Ohne Anschluß eines Detektors wurde so eine energetische Auflösung des elektronischen Meßaufbaus mit Hilfe des Pulsers bestimmt. Aus der gemessenen Halbwertsbreite $q_{1/2}$ des erhaltenen Spektrums kann das zugehörige elektronische Rauschen berechnet werden:

$$q_{1/2} = \sqrt{8 \ln(2) ENC}. \quad (4.57)$$

In der Kernphysik ist es üblich geworden die Auflösung eines Detektorsystems nicht in Einheiten der elektrischen Ladung anzugeben sondern als äquivalente Energieauflösung ΔE der Halbwertsbreite der Verteilung (FWHM). Dazu ist die elektronische Halbwertsbreite mit der mittleren Energie pro Elektron-Loch-Paar zu multiplizieren.

4.3 Zeitauflösendes Auslesesystem

Neben den energieaufgelösten Messungen mit Röntgendetektoren wurden im Rahmen dieser Arbeit auch zeitaufgelöste Messungen mit Röntgenstrahlung durchgeführt. Ziel der Untersuchung ist es, schnelle Detektionssysteme zu entwickeln, die für zeitaufgelöste Messungen mit Röntgenstrahlung an Synchrotron Strahlungsquellen eingesetzt werden können. Dabei ist die zeitliche Abfolge der detektierten Röntgenquanten von Interesse. Bei einer solchen Messung wird die Zeitdifferenz zwischen Emission eines Quantes in der Quelle und der Absorption im Detektor gemessen, wobei der Zeitpunkt der Emission bekannt sein muß. Bei den vorliegenden Messungen wurde die monochromatisierte Röntgenstrahlung einer Synchrotronstrahlungsquelle benutzt.

4.3.1 Synchrotron-Strahlungsquelle

Die Synchrotron-Strahlungsquellen bestehen aus Speicherringen für Elektronen, die mit hoher kinetischer Energie (ca. 8 GeV) auf Kreisbahnen beschleunigt werden. Durch Ablenkung dieser hochenergetischen Ladungsträger entsteht die sogenannte Synchrotronstrahlung, die sich durch hohe Brillianz und fast vollständige Polarisierung auszeichnet. Durch die Unterteilung der beschleunigten Elektronen in einzelne Pakete wird die Strahlung nicht kontinuierlich abgegeben, sondern mit einer definierten Zeitstruktur emittiert. Je nach Anzahl der Elektronenpakete im Speicherring variiert die Zeitdauer zwischen den einzelnen Röntgenblitzen, deren Pulsdauer ca. 40–80 ps beträgt, zwischen 2.8 ns und mehreren μs . Die genau definierte Zeitstruktur des Synchrotrons ist mit einer sogenannten Bunch-Clock synchronisiert, so daß ein Zeitnormal für die Bestimmung der Emission der Röntgenquanten zur Verfügung steht.

4.3.2 Timing-Elektronik

Zur zeitaufgelösten Messung von Röntgenstrahlung wurde zur Aufnahme der Röntgenquanten ein auf GaAs basierendes Detektorsystem mit Vorverstärkern entwickelt. Neben einer hohen Zeitauflösung stand dabei die Erzielung einer großen Bandbreite und einer hohen Empfindlichkeit für Röntgenstrahlung im Vordergrund. Je nach Kapazität der verwendeten Detektoren werden andere Vorverstärker eingesetzt.

Für pin-Dioden großer aktiver Dicke und damit kleiner Kapazität werden schnelle rauscharme Transimpedanzverstärker der Firma *Analog Modules* eingesetzt, deren wesentliche Eigenschaften in Tabelle (4.1) zusammengefaßt sind. Diese Verstärker verfügen über eine Bandbreite von 100 bis 200 MHz bei extrem niedrigem Eingangsrauschen für Detektoren mit einer Kapazität kleiner als $C_D < 2$ pF. Für größere kapazitive Eingangslasten steigt das Rauschen stark an und die Bandbreite verringert sich. Ein weiterer Nachteil dieser Verstärker ist die relativ kleine Bandbreite, die realisierbar ist. Die vorgestellten Verstärker sind dreistufig aufgebaut. Die erste Stufe ist ein Transimpedanzverstärker mit einem schnellen, rauscharmen GaAs-Eingangstransistor, die zweite

und dritte Stufe sind Spannungsverstärker mit einem zusätzlichen Verstärkungsfaktor von 10. Für die Rauscheigenschaften spielen diese Stufen nur eine untergeordnete Rolle, da die Eingangsstufe bereits eine hohe Verstärkung erzielt.

Tabelle 4.1: Transimpedanzverstärker, Hersteller: *Analog Modules Inc.*, Angaben nach [101]

Verstärkertyp	312-A4	312-A1
Eingangstransistor	GaAs MESFET	GaAs MESFET
Transimpedanz R_F	100 k Ω	10 k Ω
Ausgangsimpedanz	50 Ω	50 Ω
Grenzfrequenz f_{3dB}	100 MHz	200 MHz
Steigzeit $\tilde{t}$	4.4 ns	2.2 ns
Spannungsverstärkung V	10	10
Eingangsrauschdichte $< i >_{in}$	1.05 pA/ $\sqrt{Hz}$	2.2 pA/ $\sqrt{Hz}$
Eingangsrauschstrom	10.5 nA	31 nA

Aus den angegebenen Verstärkerdaten des A-312 errechnet sich gemäß Gleichung (4.49) für 14 keV Röntgenquanten unter der Annahme eines GaAs Detektors mit einer Steigzeit von $t_0 = 500$ ps und der Beschreibung als Tiefpass 1. Ordnung eine Signalhöhe von:

$$\begin{aligned} U_{out}^{max} &= 115 \text{ mV} & (312 - A4) \\ U_{out}^{max} &= 23 \text{ mV} & (312 - A1). \end{aligned} \quad (4.58)$$

Theoretischer Wert für das ausgangsseitige Spannungsrauschen ist:

$$\begin{aligned} < U_{noise} > &= 10 \text{ mV} & (312 - A4) \\ < U_{noise} > &= 3 \text{ mV} & (312 - A1). \end{aligned} \quad (4.59)$$

Womit sich ein theoretisches Signal/Rauschverhältnis von $S/N = 11.5$ für den Verstärker 312-A4 und $S/N = 7.5$ für den Verstärker 312-A1 ergibt.

Tabelle 4.2: Spannungsverstärker, Hersteller: *Transtech Inc.*, Angaben nach [102]

Verstärkertyp	W1GBH	W15GH
Eingangsimpedanz Z_{in}	50 Ω	50 Ω
Ausgangsimpedanz	50 Ω	50 Ω
Grenzfrequenz f_{3dB}	1000 MHz	1500 MHz
Steigzeit $\tilde{t}$	450 ps	310 ps
Spannungsverstärkung V	33 dB	33 dB
Noise Figure NF	1.3 dB	1.5 dB
Eingangsrauschstrom	27 nA	65 nA

Für die entwickelten Avalanchedioden wurden rauscharme Spannungsverstärker eingesetzt mit einer Bandbreite von bis zu $f_{3dB} = 1.5$ GHz. Diese Verstärker sind

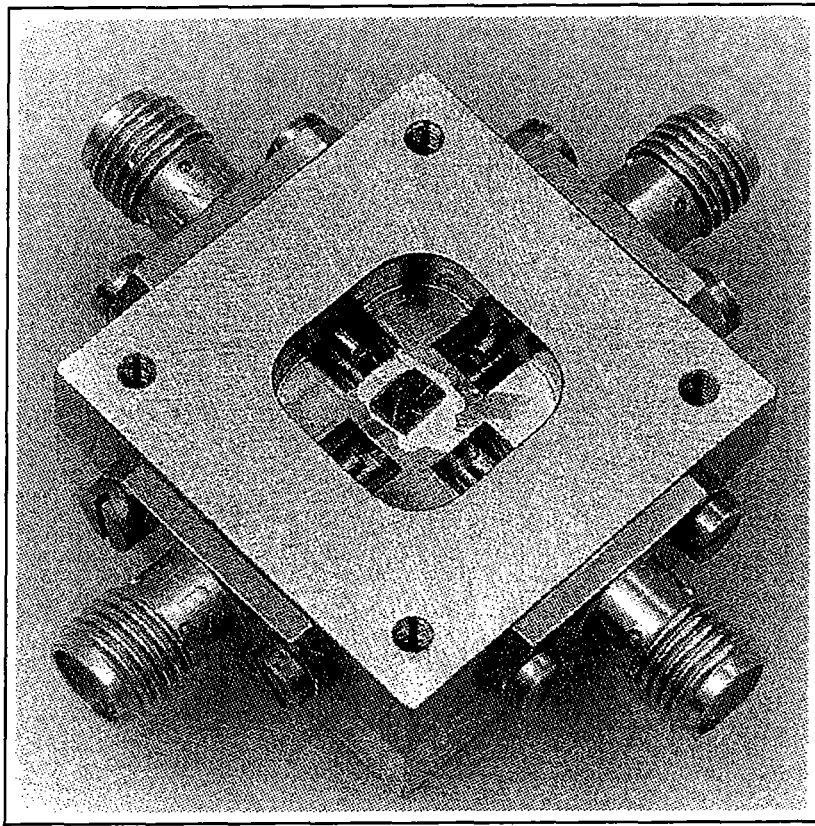


Abb. 4.6: Detektorarray im Hochfrequenzgehäuse

sehr stabil gegenüber kapazitiven Lasten im Eingang, und sie erzielen außerordentlich schnelle Anstiegszeiten von weniger als 500 ps. Aufgrund ihres hohen Eingangsrauschens, das durch ihren $50\ \Omega$ -Eingang verursacht wird, eignen sie sich nur in Verbindung mit Avalanche-Dioden, die durch ihre interne Verstärkung ein höheres Signal/Rauschverhältnis aufweisen. In Tabelle (4.2) sind die wesentlichen Verstärkereigenschaften zusammengefasst. Aus diesen Verstärkerdaten kann unter Vernachlässigung des Schrotrauschens das mögliche Signalrauschverhältnis ermittelt werden gemäß Gleichung (4.2).

Die hohe Bandbreite dieses Systems setzt eine gute Isolierung des Aufbaus gegenüber äußeren Störungen voraus. Insbesondere ist auf eine gute Masseverbindung und äußere Schirmung der einzelnen Teilkomponenten zu achten. Um einen leichten Austausch des Detektors zu ermöglichen, wurde ein modularer Aufbau gewählt, dessen einzelne Komponenten durch SMA-Schraubverbindungen verbunden werden. Abbildung (4.6) zeigt ein 2×2 Detektorelement in einem Hochfrequenzgehäuse, das zur Aufnahme der Detektoren entwickelt wurde.

Um Reflexionen und induktive Verluste der Leitungen zu reduzieren, beginnt in unmittelbarer Nähe des Detektorelementes bereits die Koaxialleitung mit einer Impedanz von $50\ \Omega$. Durch eine Bondung ist der obere Kontakt direkt mit dem vergoldeten Mittelleiter der Koaxialleitung verbunden. Die gesamte Verstärker/Detektorelektronik ist in Abbildung (4.7) dargestellt. Hier sind vier Einzeldetektoren (Zentrum) mit der zugehörigen Ausleseelektronik abgebildet. Zur Ausleseelektronik gehören neben Detek-

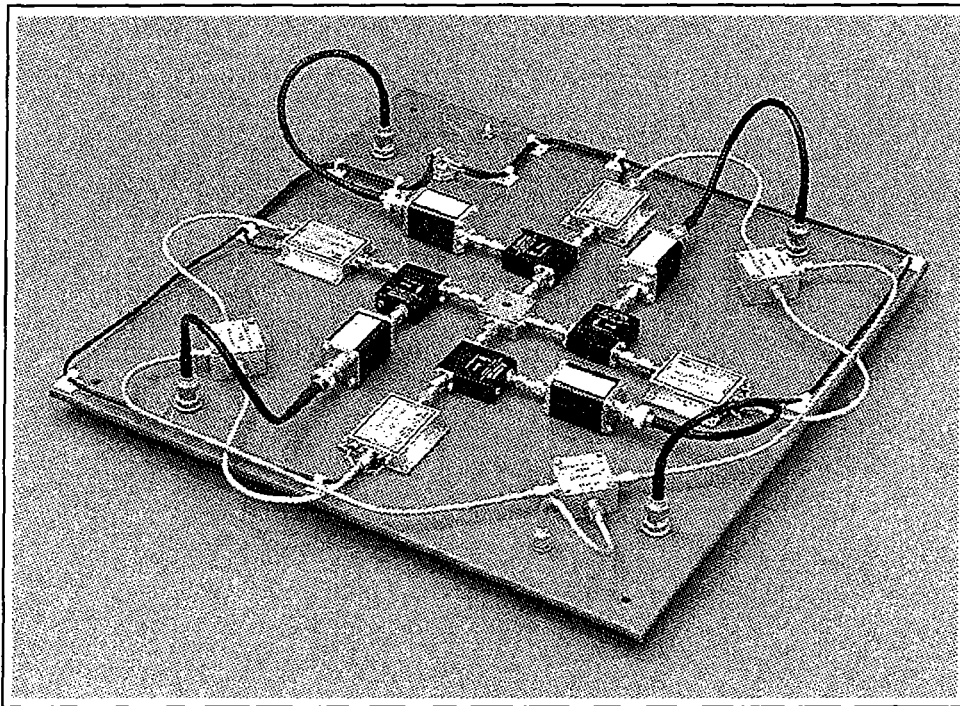


Abb. 4.7: Detektor/Verstärker Array für Hochfrequenzmessungen

tor und Verstärker (hell), die Bias-T's (schwarz), die zur besseren Abschirmung durch zusätzliche Tiefpaßfilter (weiß) mit der Spannungsquelle für die Detektorspannung verbunden sind. Die Bias-Ts sind vom Typ 5530A des Herstellers *Picosecond Pulse Labs, Inc.*. Darüberhinaus werden die Ausgänge der einzelnen Verstärker durch sog. Power Combiner zusammengeführt, um das Signal aller Kanäle gleichzeitig zu verarbeiten.

Die Ausgangssignale der Vorverstärker werden direkt oder nach einer zusätzlichen Treiberstufe für große Kabellängen auf den Eingang eines Diskriminators gegeben. Wegen der sehr kurzen Anstiegszeiten der Signale kommt als Diskriminator nur ein sog. 'leading-edge' Diskriminator in Frage, der bei jedem Signal, das eine bestimmte Amplitudenschwelle U_{thres} überschreitet, einen NIM-Standard Puls ausgibt und damit das analoge Eingangssignal digitalisiert. Die Diskriminator-Schwelle muß so gesetzt werden, daß möglichst jedes Quant, das im Detektor absorbiert wird, den Schwellwert des Diskriminators überschreitet. Dazu muß die Schwelle kleiner als der Mittelwert der Signalamplitude gesetzt werden. Abhängig von der Schwelleneinstellung U_{thres} und dem Signal/Rauschverhältnis kann eine Wahrscheinlichkeit $W_{\text{sig}}(U_{\text{thres}})$ für die korrekte Identifizierung eines Ereignisses gegeben werden. Andererseits muß sichergestellt werden, daß keine zufälligen Rauschsignale oberhalb der Diskriminatorschwelle liegen. Bei einem gegebenen Signal/Rauschverhältnis kann für jede Diskriminatorschwelle U_{thres} eine Fehlerrate angegeben werden, die die Wahrscheinlichkeit $W_{\text{noise}}(U_{\text{thres}})$ für zufällige Triggerereignisse aufgrund des Rauschens angibt. Diese Fehlerraten [engl.: Bit Error Rates (BER)] können unter der Annahme einer gaussförmigen Zufallsverteilung des Rauschens ermittelt werden. Unter diesen Voraussetzungen kann die Häufigkeitsvertei-

lung der Signal- und Rauschamplituden beschrieben werden durch:

$$\begin{aligned} s(U) &= f_{\text{sig}} \frac{1}{\sqrt{2\pi} \langle u \rangle_{\text{noise}}} e^{-\frac{(U - U_{\text{out}}^{\text{max}})^2}{2 \langle u \rangle_{\text{noise}}^2}} \\ n(U) &= f_{\text{noise}} \frac{1}{\sqrt{2\pi} \langle u \rangle_{\text{noise}}} e^{-\frac{U^2}{2 \langle u \rangle_{\text{noise}}^2}} \end{aligned} \quad (4.60)$$

In diesen Formeln bezeichnen f_{sig} , f_{noise} die Frequenzen der Signal bzw. der Rauschereignisse. Die Fehlerrate $W_{\text{noise}}(U_{\text{thres}})$ ist gegeben durch:

$$\begin{aligned} W_{\text{noise}}(U_{\text{thres}}) &= \int_{U_{\text{thres}}}^{\infty} dU n(U) \\ &= f_{\text{noise}} \frac{1}{2} \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{U_{\text{thres}}}{\sqrt{2} \langle u \rangle_{\text{noise}}} \right) \right). \end{aligned} \quad (4.61)$$

Die Wahrscheinlichkeit für korrekte Triggerereignisse ist gegeben durch:

$$\begin{aligned} W_{\text{sig}}(U_{\text{thres}}) &= \int_{U_{\text{thres}}}^{\infty} dU s(U) \\ &= f_{\text{sig}} \frac{1}{2} \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{U_{\text{thres}} - U_{\text{out}}^{\text{max}}}{\sqrt{2} \langle u \rangle_{\text{noise}}} \right) \right). \end{aligned} \quad (4.62)$$

Abbildung (4.8) illustriert die Häufigkeitsverteilungen von Signal- und Rauschereignissen und die Wahl der Triggerschwelle des Diskriminators: Definiert man den Abstand zwischen dem Schwerpunkt der Verteilungen und der Triggerschwelle als δU , so kann die zu erwartende Fehlerrate als Funktion dieses Abstandes graphisch dargestellt werden:

$$\delta U = \begin{cases} U_{\text{thres}} & \text{für: Rauschamplitude} \\ U_{\text{thres}} - U_{\text{out}}^{\text{max}} & \text{für: Signalamplitude} \end{cases} \quad (4.63)$$

In Abbildung (4.9) sind die so skalierten Fehlerraten graphisch dargestellt. Hier ergibt sich beispielsweise, daß für eine Rauschunterdrückung von $BER = 10^{-9}$ die Triggerschwelle um einen Faktor 6 höher sein muß als die Standardabweichung des Rauschens $\langle u \rangle_{\text{noise}}$. Soll gleichzeitig mit einer Unsicherheit von weniger als 2.5% das Signal detektiert werden, so muß der Abstand zwischen Triggerschwelle und mittlerer Signalamplitude zusätzlich um einen Faktor 2 größer sein als $\langle u \rangle_{\text{noise}}$. Insgesamt ergibt sich dann für diese Bedingung ein minimales Signal/Rauschverhältnis von $S/N = 8$, wobei die Triggerschwelle bei $U_{\text{thres}} = 6 \langle u \rangle_{\text{noise}}$ liegen muß. Bedingt durch den großen dynamischen Bereich dieser Detektionssysteme, die eine maximale Zählrate von 100–1000 MHz erlauben, muß ein möglichst gutes Signal/Rauschverhältnis erzielt werden. Insbesondere wenn die maximale Signalfrequenz klein gegenüber der maximalen Frequenz der Rauschereignisse ist, muß der Signal-Rauschabstand groß sein, um auf dem Rauschuntergrund die wenigen 'guten' Ereignisse sicher zu detektieren.

Neben der sicheren Detektion spielt die erzielbare Zeitauflösung des Diskriminators die zweite wichtige Rolle bei der Konzeption des Detektorsystems. Die Zeitauflösung eines LE-Diskriminators ist gegeben durch den Quotienten aus dem Ausgangsrauschen $\langle u \rangle_{\text{noise}}$ und der Steigung der Signalamplitude des Detektionssystems dU/dt :

$$\sigma_t = \frac{\langle u \rangle_{\text{noise}}}{\frac{dU}{dt}} \quad (4.64)$$

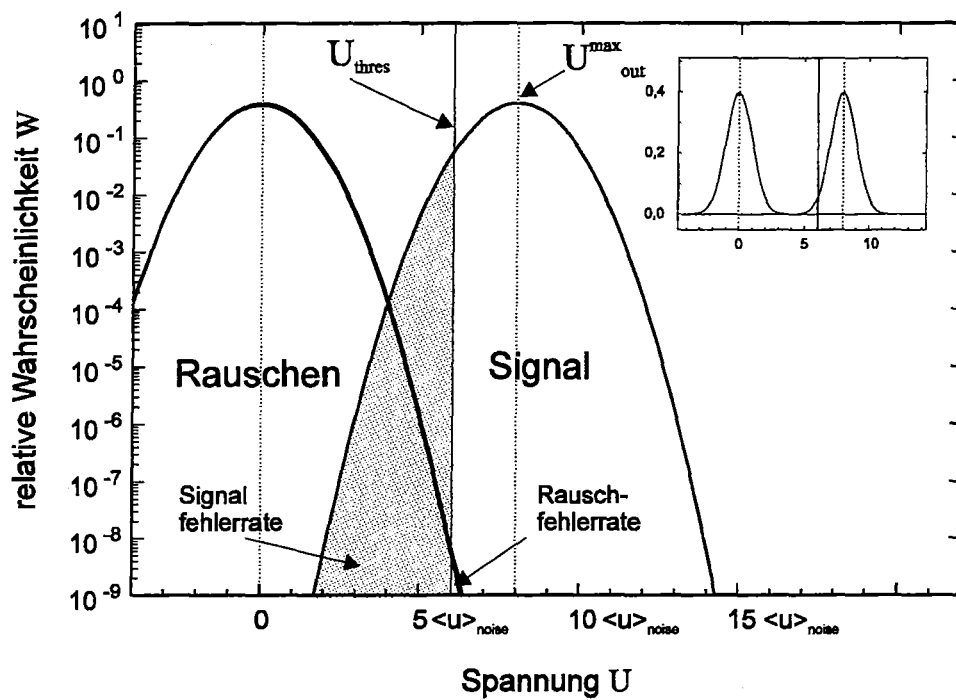


Abb. 4.8: Häufigkeitsverteilung von Rausch- und Signalamplituden

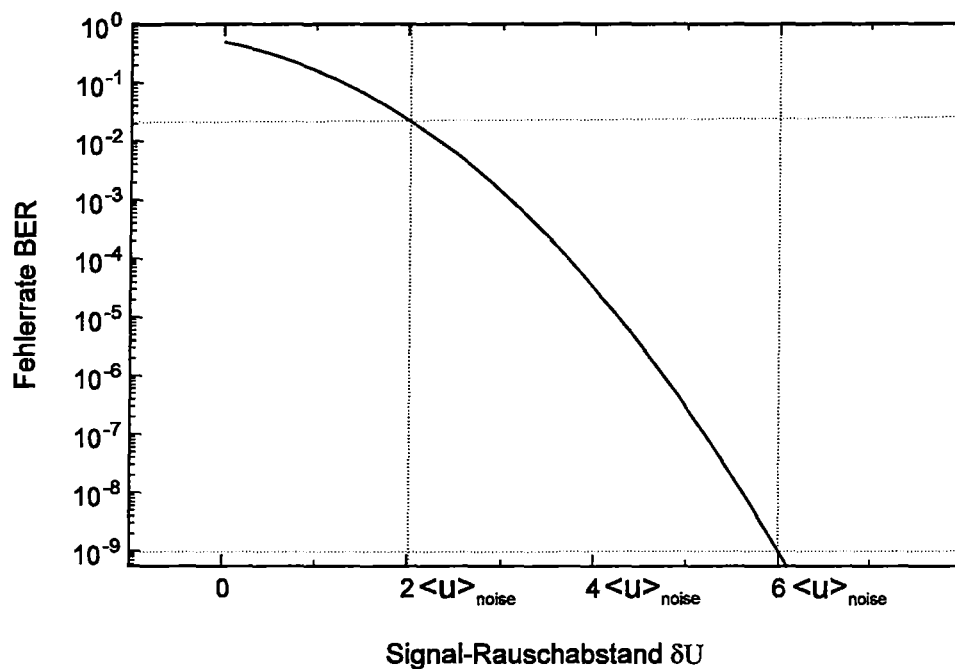


Abb. 4.9: Fehlerraten als Funktion des Signal/Rauschabstandes

Diese Größe versteht sich als Standardabweichung der Zeitaufösendung, d.h. man erwartet eine statistisch verteilte Häufigkeitsverteilung der Triggerzeitpunkte mit einer Standardabweichung gemäß Gleichung (4.64) Unter der Voraussetzung, daß die Ausgangs-

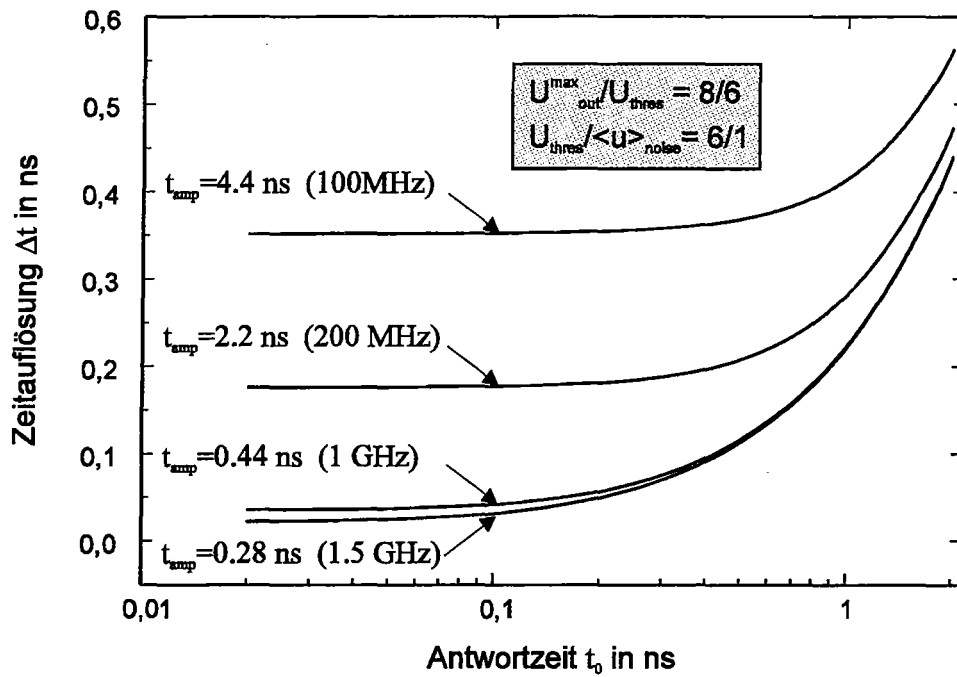


Abb. 4.10: Zeitaufösungen als Funktion der Signalsteigzeit für Verstärker unterschiedlicher Bandbreite.

samplitude durch eine Gaußkurve in der Zeit angenähert werden kann, kann ein analytischer Ausdruck für die mögliche Zeitauflösung bestimmt werden. Als Signalfunktion $U_{\text{out}}(t)$ verwendet man die Gleichung:

$$U_{\text{out}}(t) = U_{\text{out}}^{\text{max}} e^{-\frac{t^2}{2(t_{\text{amp}}^2 + t_0^2)}}. \quad (4.65)$$

$U_{\text{out}}^{\text{max}}$ beschreibt die maximale Ausgangsamplitude, t_{amp} die Steigzeit des Verstärkers und t_0 die Antwortzeit des Detektors. Die Annahme einer näherungsweise gaußförmigen Signalfunktion für die Beschreibung der Signalanstiegsflanke ist für die Reihenschaltungen mehrerer Tiefpaßfilter in guter Näherung erfüllt. Zu bestimmen ist die Steigung des Signales bei Überschreiten der Triggerschwelle U_{thres} . Dies erfolgt zur Zeit t_{thres} :

$$t_{\text{thres}} = - \left(2 \ln \frac{U_{\text{out}}^{\text{max}}}{U_{\text{thres}}} (t_{\text{amp}}^2 + t_0^2) \right)^{1/2}. \quad (4.66)$$

Die Steigung zum Zeitpunkt t_{thres} ist gegeben durch:

$$\frac{dU}{dt} \Big|_{t_{\text{thres}}} = \frac{U_{\text{thres}}}{\sqrt{t_{\text{amp}}^2 + t_0^2}} \sqrt{2 \ln \frac{U_{\text{out}}^{\text{max}}}{U_{\text{thres}}}}. \quad (4.67)$$

Insgesamt ergibt sich für die mögliche Zeitauflösung des Systems:

$$\sigma_t = \frac{\langle u \rangle_{\text{noise}}}{U_{\text{thres}}} \frac{\sqrt{t_{\text{amp}}^2 + t_0^2}}{\sqrt{2 \ln \frac{U_{\text{out}}^{\text{max}}}{U_{\text{thres}}}}}. \quad (4.68)$$

Abbildung (4.10) illustriert die Gleichung (4.68) für ein Signal/Rauschverhältnisse von $S/N = 8$ als Funktion der Signalsteigzeit.

Aus den Ausführungen geht hervor, daß sowohl für den sicheren Nachweis der Röntgenquanten als auch für die erzielbare zeitliche Auflösung das Signal/Rauschverhältnis entscheidend ist.

Das digitalisierte Ausgangssignal des Diskriminators stellt das eigentliche Timing Signal dar, das durch die nachfolgende Elektronik weiterverarbeitet wird. Dazu wird dieses Signal durch ein variables Verzögerungsglied auf den Start-Eingang eines TAC (Time to Amplitude Converter) gegeben. Dieses Modul gibt ein zur Zeitdauer zwischen dem Start- und Stop-Signal proportionales analoges Ausgangssignal aus. Das zur Messung benötigte Start-Signal wird durch eine Umsetzung des Bunchclock-Signals auf ein NIM-Standardsignal bereitgestellt. Durch passende Einstellung des Verzögerungsgliedes kann so ein Zeitfenster für die Messungen definiert werden. Die Ausgangsamplitudenhöhe des TACs wird mittels eines Analog-Digital Wandlers (ADC) digitalisiert und mittels eines PCs ausgelesen und dargestellt. Abbildung (4.11) zeigt ein Blockschaltbild der verwendeten Schaltung zur Bestimmung der Zeitauflösung von Röntgendetektoren.

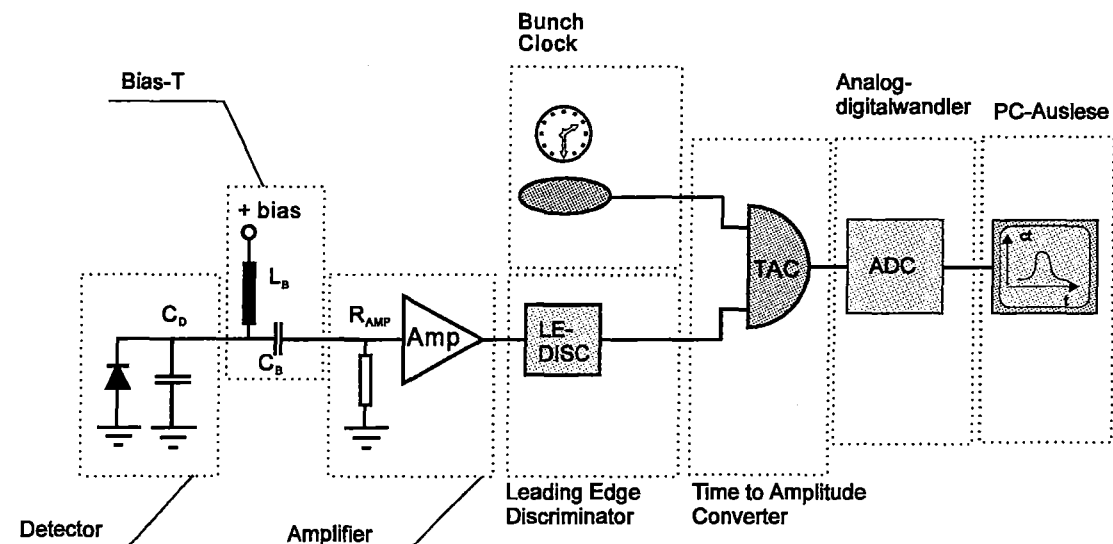


Abb. 4.11: Aufbau zur Bestimmung der Zeitauflösung der Röntgendetektoren

Kapitel 5

Spektroskopische Untersuchungen

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der verschiedenen Detektoren zusammengefaßt, die durch energieaufgelöste Untersuchungen mit Röntgenstrahlung und bei der Detektion optischer Pulse gewonnen wurden. Für diese Untersuchungen wurde das im letzten Kapitel beschriebene spektroskopische Auslesesystem benutzt.

5.1 GaAs Röntgendetektoren

5.1.1 Radioaktive Röntgenquellen

Für die spektroskopischen Untersuchungen mit Röntgenstrahlung wurden verschieden radioaktive Präparate eingesetzt. Für die meisten Untersuchungen wurde auf ein Americium Präparat zurückgegriffen. Dieses Element ist ein α -Strahler und zerfällt in einen Neptuniumkern gemäß folgender Kernreaktion:



Die Überschußenergie dieser Reaktion (5.1) nimmt das α -Teilchen als kinetische Energie auf. Zur Vermeidung des Austretens der hochenergetischen α -Teilchen werden Präparate benutzt, die mit einem Plastiküberzug gekapselt werden. Dieser dünne Überzug absorbiert die relativ schweren Heliumkerne, während die geringe Kernladungszahl dieses Materials die Röntgenquanten mit geringer Absorption transmittiert. Der zurückbleibende angeregte Neptuniumkern zerfällt in seinen Grundzustand und sendet dabei γ -Quanten aus. Bedingt durch den Photoeffekt treten neben den eigentlichen Zerfallsennergien der γ -Quanten zusätzlich weitere Röntgenemissionslinien in einem ^{241}Am -Spektrum auf, die die Feinstrukturaufspaltung des Neptuniumatoms repräsentieren. In Tabelle (5.1) sind die einzelnen Linien dieses Präparates, ihre Energien und relativen Emissionswahrscheinlichkeiten bezogen auf die Intensität der L_{β_1} für Energien unterhalb von 60 keV aufgelistet.

Dabei wurden nur die L -Linien berücksichtigt und benachbarte Linien zusammengefaßt. Für eine detaillierte Beschreibung des niederenergetischen Spektrum sei auf [103] verwiesen. Durch die Emission vieler energetisch eng benachbarter Übergänge eignet sich das Americium Präparat nur bedingt für eine spektroskopische Kalibrierung eines Detektors. Neben den reinen γ -Linien kommt dazu insbesondere die L_{α} -Emissionslinie in Frage, da die beiden konstituierenden Einzellinien energetisch eng benachbart sind.

Tabelle 5.1: Intensitäten der Americium Linien

Linie	primäre Vakanz	Energie in keV	rel. Intensität	Summenintensität
L_i	L_{III}	11.89	0.07	1.09
L_{α_2}	L_{III}	13.76	0.12	
L_{α_1}	L_{III}	13.94	0.97	
L_{η}	L_{II}	15.88	0.029	0.049
L_{β_6}	L_{III}	16.13	0.019	
L_{β_2}	L_{III}	16.84	0.25	0.39
L_{β_4}	L_I	17.06	0.14	
L_{β_1}	L_{II}	17.75	1.0	1.11
L_{β_3}	L_{III}	17.99	0.11	
L_{γ_5}	L_{II}	20.12	0.01	0.047
L_{γ_1}	L_{II}	20.79	0.26	
L_{γ_2}	L_I	21.11		
L_{γ_3}	L_I	21.34		
L_{γ_6}	L_{II}	21.48	0.08	
L_{γ_4}	L_I	22.2	0.02	
$\gamma - {}^{237}\text{Np}$		26.35	0.193	
$\gamma - {}^{237}\text{Np}$		59.35	2.94	

Trotz dieser Schwierigkeiten gibt eine spektroskopische Messung mit diesem Präparat durch die Vielzahl der Linien sehr anschaulich das Auflösungsvermögen eines Halbleiterdetektors wieder. Um eine anschauliche Interpretation des Emissionsverhaltens zu geben, ist in Abbildung (5.1) das aus den angegebenen Daten errechnete theoretisch zu erwartende Spektrum wiedergegeben. Dabei wurde ein idealer Detektor angenommen mit 100 % Ladungsausbeute und 100 % Effizienz und -zur besseren Vergleichbarkeit mit realen Spektren- mit einer Energieauflösung von 0.60 keV (FWHM). Die natürliche Linienbreite der Einzellinien des Präparates ist kleiner als 100 eV (FWHM).

Zum Nachweis niederenergetischer Röntgenquanten wurde ${}^{55}\text{Fe}$ (Eisen) als weiteres Präparat verwendet. Dieses Präparat zerfällt über einen Beta-Zerfall unter Aussendung eines Elektrons in sein Nachbarlement:



Bei der Relaxation in den Grundzustand der angeregten Kerne werden niederenergetische Röntgenquanten emittiert, die den K_{α} Energien von den im Periodensystem benachbarten Elementen Eisen und Mangan entsprechen. (Löst ein Detektor die beiden Linien auf, so reicht die Energieauflösung zur technischen Röntgenfluoreszenzanalyse in diesem Bereich der Kernladungszahlen aus.)

5.1.2 Spektren

Unter Ausnutzung des spektroskopischen Auslesesystems wurden die Detektoren einer systematischen Untersuchung ihrer spektroskopischen Eigenschaften unterzogen. Zur

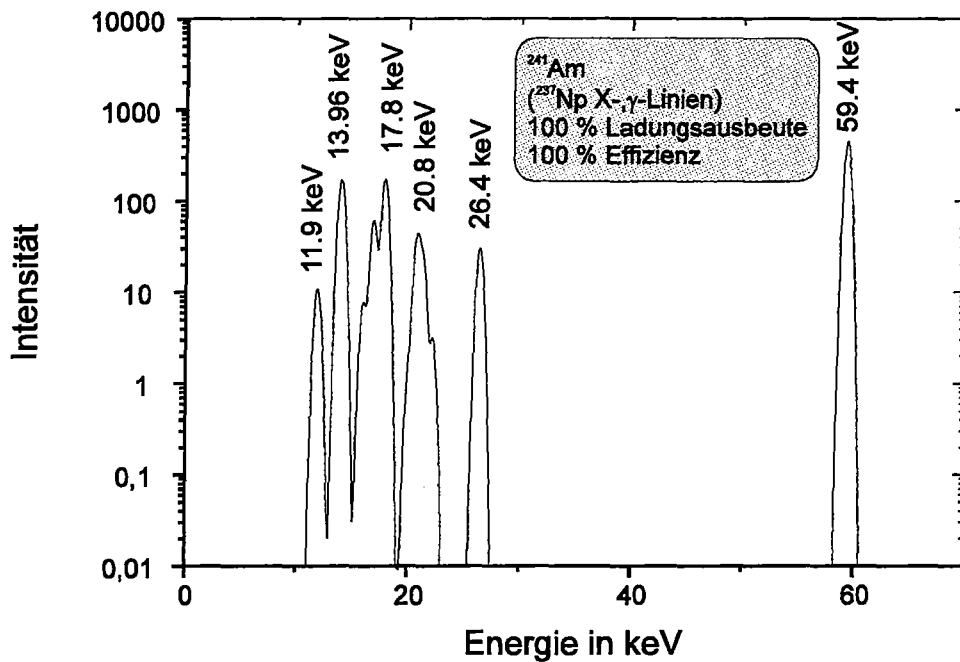


Abb. 5.1: Americium Spektrum eines idealen Detektors. Zur Berechnung wurden die Angaben nach [103] herangezogen, sowie die Annahme eines idealen Detektors mit 100% Effizienz und 100% Ladungsausbeute. Die Energieauflösung wurde zu 600 eV (FWHM) angenommen.

Kalibrierung des Aufbaus wurde zunächst ein Vergleichsspektrum mit einem kalibrierten Siliziumdetektor aufgenommen, um sichere Aussagen über die Ladungsausbeute des GaAs Detektors zu gewinnen. Unter Verwendung einer mittleren Energie für die Bildung von Elektron-Lochpaaren in Silizium $\epsilon = 3.6$ eV kann mit dieser Messung alternativ zur Kalibrierung mit dem elektronischen Pulser, die Energieauflösung und damit das Signal-Rauschverhalten des Aufbaus charakterisiert werden. Gemessen wurden in guter Übereinstimmung mit der elektronischen Kalibrierung ein elektronisches Rauschen von:

$$ENC = (150 \pm 10)e. \quad (5.3)$$

Umgerechnet auf die volle Halbwertsbreite (FWHM) einer gaussförmigen Häufigkeitsverteilung entspricht dies einer Energieauflösung in GaAs von:

$$\Delta E = 1.5 \text{ keV (FWHM)}. \quad (5.4)$$

Zur Messung der Energieauflösung wurden die Detektoren direkt mit den radioaktiven Präparaten bestrahlt. Diese Experimente wurden in abgeschlossenen Probenaufnahmen durchgeführt, um eventuelle Störungen durch Umgebungslicht auszuschließen. Ein typisches Meßergebnis dieser Untersuchungen ist in Abbildung (5.4) dargestellt. Neben dem eigentlichen Spektrum des Americium-Präparates ist zusätzlich das Spektrum des Pulser in die Abbildung aufgenommen. Aus der Auftragung ergibt sich eine energetische Auflösung von $\Delta E = 1.5$ keV für die Röntgenemissionslinien und den Pulser. Aus dem Vergleich mit den Pulsermessungen, die eine gleiche energetische Auflösung ergeben haben, kann man schließen, daß die energetische Auflösung dieses Systems von

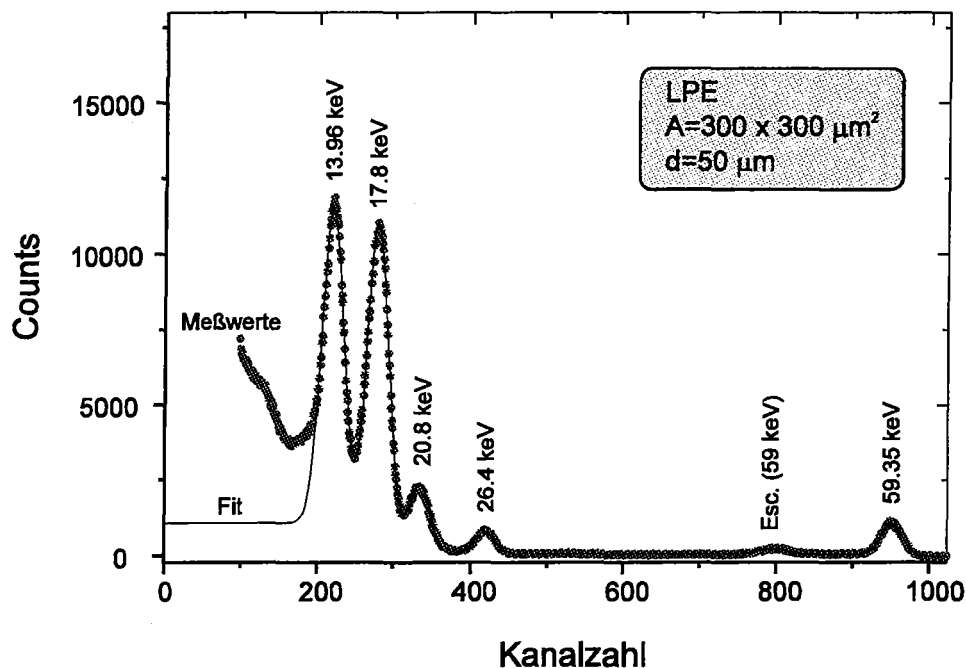


Abb. 5.2: ^{241}Am -Spektrum eines Schottky-Detektors (LPE); Raumtemperatur $T=300$ K, Shapingzeit $\tau = 2 \mu\text{s}$, aktive Fläche $A = 300 \times 300 \mu\text{m}^2$, Kapazität $C_D = 200 \text{ fF}$.

den Rauscheigenschaften des Vorverstärkers dominiert wird. Gegenüber dem Rauschbeitrag des Vorverstärkers kann das Schrotrauschen des Dunkelstroms und des Photostromes ebenso wie die Beiträge des seriellen Rauschens aufgrund der Erhöhung der Eingangskapazität vernachlässigt werden.

Abbildung (5.2) zeigt ein typisches Ergebnis der energieaufgelösten Messung des Americium Präparates an einem mit LPE hergestellten GaAs-Schottky Detektor. Der Detektor weist eine Dicke von $d = 50 \mu\text{m}$ auf, bei einer aktiven Fläche von $A = 300 \times 300 \mu\text{m}^2$. Deutlich sind die verschiedenen Emissionslinien des Präparates zu erkennen. Im Rahmen der energetischen Auflösung des verwendeten Aufbaus können die intensivsten Linien (Energien: 14 keV, 17.8 keV, 20.8 keV und 60 keV) unterschieden werden. Das dargestellte Spektrum hat bezogen auf die mittlere Energie pro Elektron-Loch Paar im GaAs eine Auflösung von typischer Weise 1.6 keV, was einer elektronischen Auflösung von ca. $ENC = 160e$ entspricht. Abbildung (5.3) zeigt das Spektrum in logarithmischer Auftragung und die ermittelte Fitfunktion gemäß Gleichung (5.8). Aus der logarithmischen Darstellung gehen die stark unterschiedlichen Intensitäten der Linien deutlich hervor. Im Vergleich zu dem theoretisch ermittelten Spektrum gemäß Abbildung (5.1) ist insbesondere die stark abnehmende Intensität der Linien zu höheren Energien auffallend. Diese wird verursacht durch den mit der dritten Potenz der Energie abfallenden Wirkungsquerschnitt des Photoeffektes, der in diesem Bereich hauptsächlich für die Absorption verantwortlich ist.

Als weiteres Beispiel für eine Messung mit diesem Präparat zeigt Abbildung (5.4) ein Spektrum, das mit einem mittels MOCVD hergestellten Detektor aufgenommen wurde. Dieser Detektor weist eine aktive Dicke von $7 \mu\text{m}$ und eine aktive Zone von $A = 300 \times 300 \mu\text{m}^2$ auf. Die gemessene Pulserauflösung, bzw. die energetische Auflösung

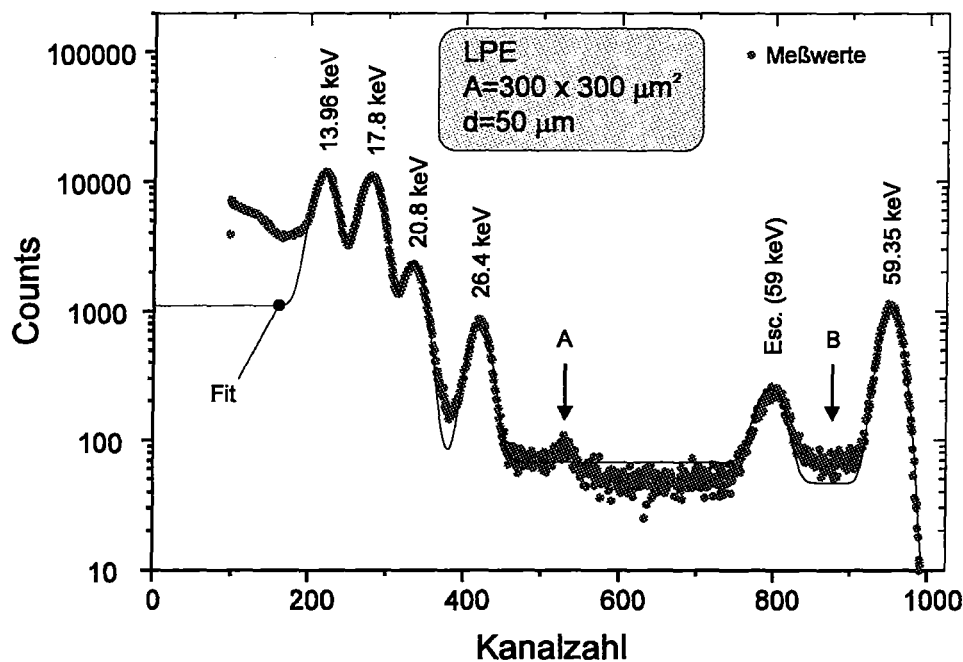


Abb. 5.3: ^{241}Am -Spektrum eines Schottky-Detektors (LPE); Raumtemperatur $T=300$ K, Shapingzeit $\tau = 2 \mu\text{s}$, aktive Fläche $A = 300 \times 300 \mu\text{m}^2$, Kapazität $C_D = 200 \text{ fF}$.

der 14 keV Linie beträgt 1.6 keV, was ebenfalls im Rahmen der Meßgenauigkeit mit der zu erwartenden energetischen Auflösung der Vorverstärker übereinstimmt.

Für eine detaillierte Diskussion der Spektren wurden Messungen an der Politecnico di Milano mit einem speziellen Vorverstärker durchgeführt, der durch ein rauscharmes Design höhere Energieauflösungen erzielt [104, 105]. Als Beispiel für diese Messungen ist in Abbildung (5.5) ein Spektrum eines mittels MBE hergestellten Detektors abgebildet. Bei diesem Spektrum wurde ein Americium Präparat verwendet, das in Aluminium gekapselt wurde. Durch die höhere Absorption dieses Materials sind die relativen Intensitäten der einzelnen Peaks gegenüber den vorherigen Messungen zu kleineren Linienenergien hin verringert. Die höhere Energieauflösung, die in diesem Experiment zu $\Delta E = 530 \text{ eV}$ bestimmt wurde, gestattet einen detaillierteren Blick auf die Detektoreigenschaften. Neben den Hauptlinien des Präparates werden bei dieser Messung auch die eng benachbarten Linien aufgelöst. So können drei Einzellinien bei 17.8 keV und 20.8 keV aufgelöst werden. Darüberhinaus ist erstmalig die Emissionslinie bei 11.9 keV deutlich zu erkennen. Neben den Emissionslinien der beiden Präparate können insgesamt drei weitere Linienpaare nachgewiesen werden. Da ist zunächst das Escape-Peak-Linien Paar der 14 keV Linie $E_{S14\text{keV}}$ zu nennen bei den energetischen Positionen 3.4 keV und 4.7 keV. Außerdem das zweite Escape-Peak-Linienpaar der 17.8 keV Linie $E_{S17.8\text{keV}}$ an den Positionen 8.5 keV und 7.3 keV. Die jeweils niedrigere Energie repräsentiert das Arsen-Escape-Ereignis, während die höher energetische Linie auf das Verlassen eines Gallium Fluoreszenzquanten zurückzuführen ist. Außerdem treten Linien bei den Fluoreszenzenergien von Gallium (9.3 keV) und Arsen (10.5 keV) hervor. Diese Linien werden durch die Fluoreszenzquanten, die im Substratmaterial, bzw. im nicht aktiven Detektorvolumen erzeugt werden, verursacht. Werden diese Fluores-

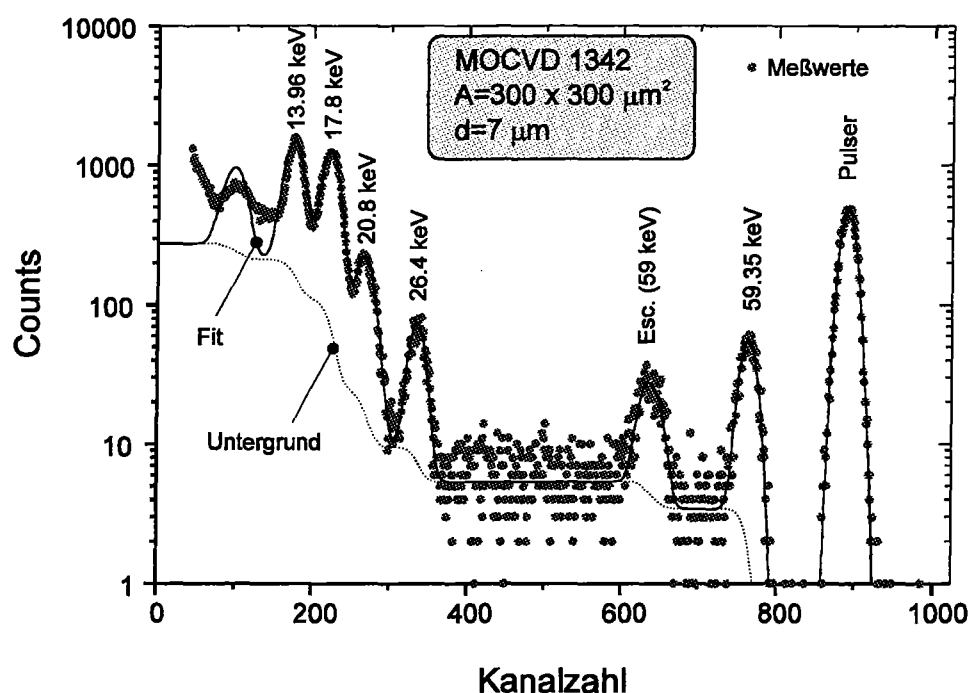


Abb. 5.4: ^{241}Am -Spektrum eines Schottky-Detektors in logarithmischer Auftragung (MOCVD-1342); Raumtemperatur $T=300\text{ K}$, Shapingzeit $\tau = 2\text{ }\mu\text{s}$, aktive Fläche $A = 220 \times 320\text{ }\mu\text{m}^2$, Kapazität $C_D = 1.6\text{ pF}$.

zenzquanten im Detektor absorbiert, so treten sie an den energetischen Positionen als zusätzliche Linien in Erscheinung.

Als letztes Beispiel für ein Spektrum soll hier eine Messung gezeigt werden, die als einzige dieser Arbeit nicht bei Raumtemperatur durchgeführt worden ist. Abbildung (5.6) zeigt das Energiespektrum eines Eisen Präparates (^{55}Fe) aufgenommen mit einem MBE-Detektor bei einer Temperatur von $T = -30^\circ\text{C}$. Die bestimmte elektronische Auflösung liegt bei $\Delta E = 356\text{ eV}$ (FWHM) und die Energieauflösung der 5.9 keV Linie beträgt $\Delta E = 383\text{ eV}$. Die 5.9 keV Linie und die 6.4 keV Linie dieses Präparates können aufgelöst werden. Diese Messung unterstreicht nachdrücklich die Möglichkeit, hoch energieauflösende Detektoren aus GaAs herzustellen.

5.1.3 Quantitative Analyse der Spektren

Aus den abgebildeten Spektren ist leicht zu erkennen, daß zu einer quantitativen Analyse eine geeignete numerische Anpassung der Meßdaten durchgeführt werden muß, um beispielsweise Informationen zur Intensitätsverteilung der Einzellinien zu erhalten. Ebenso erscheint es nötig, im Hinblick auf die Bestimmung der Detektoreffizienz den unvermeidlichen Untergrund zu quantifizieren. Daher wurde das Datenmaterial numerisch aufgearbeitet.

5.1.3.1 Fit der Spektren

Zur Bestimmung der einzelnen Linienintensitäten, der Energiekalibrierung und des Hintergrundes wurden die gemessenen Spektren an eine Modellfunktion angepaßt. Diese

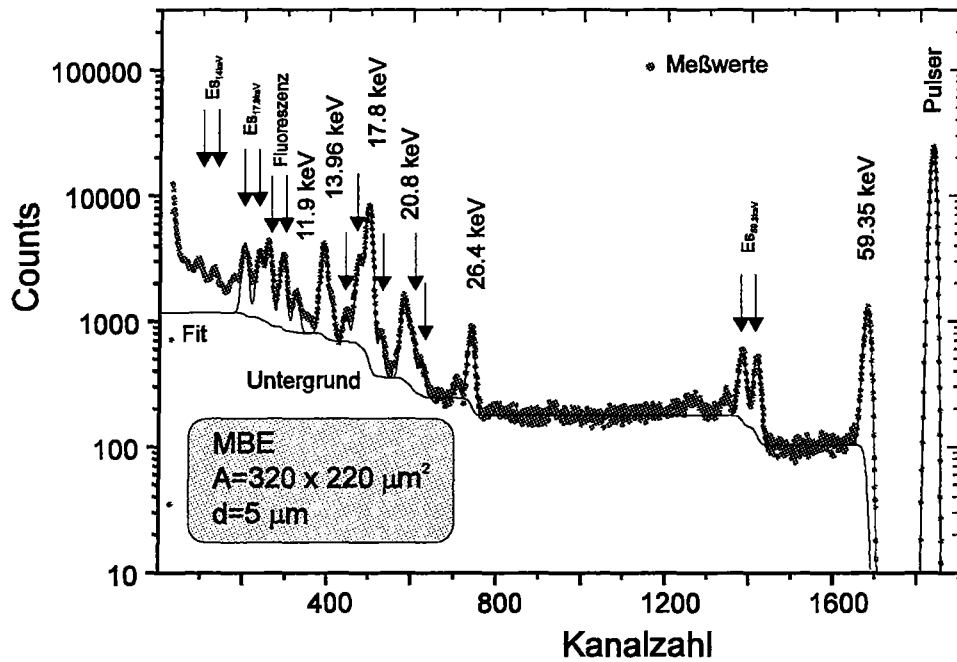


Abb. 5.5: ^{241}Am -Spektrum eines pin-Detektors (MBE-6173); Raumtemperatur $T=300$ K, Shapingzeit $\tau = 1 \mu\text{s}$, aktive Fläche $A = 300 \times 300 \mu\text{m}^2$, Kapazität $C_D = 1.25 \text{ pF}$.

Modellfunktion ist gegeben durch die Summe von N unabhängigen gaussförmigen Linienfunktionen $f_1 \dots f_N$ für die einzelnen Emissionslinien des Americium Präparates. Diese Funktionen hängen von der ADC-Kanalzahl x als freie Variable ab und von jeweils drei freien Fitparametern. Diese freien Fitparameter beschreiben den Schwerpunkt der i -ten Linie x_i , ihre Intensität s_i und schließlich die Standardabweichung σ_i der Gaussverteilung:

$$f_i = s_i \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_i} e^{-\frac{(x-x_i)^2}{2\sigma_i^2}}. \quad (5.5)$$

Streng genommen müßte zur Beschreibung der Linienform eine Poissonverteilung herangezogen werden, da die elektrische Ladung, die im Detektor in Form von Elektron-Loch-Paaren erzeugt wird, gequantelt ist und damit eine diskrete Zufallsvariable darstellt. Da aber die Zahl der primär erzeugten Ladungsträgerpaare groß ist (≥ 1000), darf in guter Näherung die Poissonverteilung als Gaussfunktion angenähert werden (Gesetz der großen Zahl) [14].

Zusätzlich wird für jede Linie f_i ein Escape-Linien Doublett angenommen mit einer ebenfalls gaussförmigen Modellfunktion es_i^ν . Sie lautet für die Gallium Escape Linie es_i^{ga} und für die Arsen Escape Linie es_i^{as} . Bei diesen Linien wird neben dem Verhältnis der Intensität s_i^ν gegenüber der Intensität des Photopeaks die Verbreiterung der Escape-Linie gegenüber dem Photopeak r_σ^ν und die der Fluoreszenzenergie E^ν äquivalenten Kanalzahl x^ν als freie Fitparameter angesetzt. Durch die Wahl dieser Parameter ist gewährleistet, daß nach erfolgter Energiekalibrierung der Spektren die einzelnen Fitparameter durch Berechnung ermittelt werden können.

Zur Beschreibung des Untergrundes wird unter Voraussetzung einer energieunabhängigen Verlustrate ein sogenannter Shirley Untergrund angenommen [106]. Bei die-

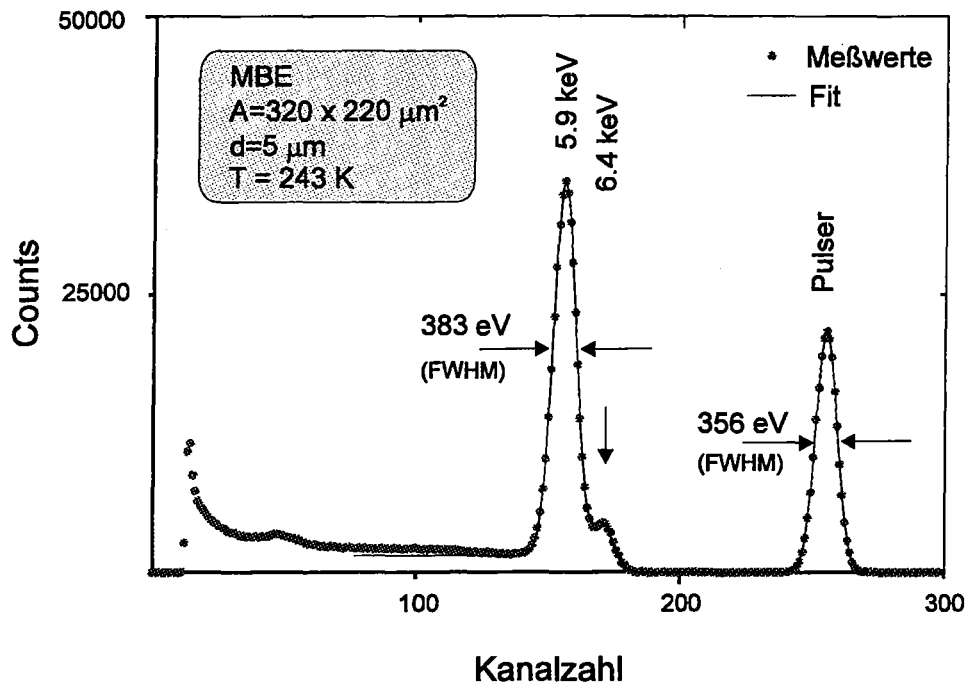


Abb. 5.6: ^{55}Fe -Spektrum eines pin-Detektors (MBE-6173) bei einer Temperatur von $T = -30^\circ\text{C}$; Shapingzeit $\tau = 1 \mu\text{s}$, aktive Fläche $A = 220 \times 320 \mu\text{m}^2$, Kapazität $C_D = 1.6 \text{ pF}$.

ser Form des Untergrundes ist die Untergrundintensität bei einer vorgegebenen Energie stets proportional zur Gesamtintensität der Linie für höhere Energie. Mit Verwendung einer gaussförmigen Linienform f_i ergibt sich als Untergrundfunktion $u_i(x)$:

$$u_i(x) = c_u \int_x^\infty dx f_i(x) = c_u \frac{s_i}{2} \left\{ 1 + \operatorname{erf} \left(\frac{x - x_i}{\sqrt{2}\sigma_i} \right) \right\}. \quad (5.6)$$

Als freier Fitparameter tritt hier die Größe c_u für alle Linien auf. Dieser Parameter gibt die differentielle Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines Untergrundereignisses pro Energieintervall an. Interessiert man sich nur für die Effizienz des Photopeaks, so kann das Verhältnis für das Auftreten eines Untergrundereignisses durch den Quotienten aus dem Integral über den differentiellen Untergrund und der Intensität des Photopeaks errechnet werden:

$$\begin{aligned} W_{back} &= \frac{\int_0^\infty dx u_i(x)}{\int_0^\infty dx f_i(x)} \\ &= \frac{\int_0^\infty dx c_u \frac{s_i}{2} \left\{ 1 + \operatorname{erf} \left(\frac{x - x_i}{\sqrt{2}\sigma_i} \right) \right\}}{s_i} \\ &\approx c_u x_i. \end{aligned} \quad (5.7)$$

Die eingeführte Näherung ist für hohe Energieauflösungen, d.h. $x_i/\sigma_i \gg 1$ gültig.

Insgesamt läßt sich die verwendete Fitfunktion *Spek* für das gesamte Spektrum so darstellen:

$$\begin{aligned}
 \text{Spek}(x) = & \sum_{i=1}^N s_i \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_i} e^{-\frac{(x-x_i)^2}{2\sigma_i^2}} \\
 & + \sum_{i=1}^N \sum_{\nu=Ga,As} e s_i^\nu s_i \frac{1}{\sqrt{2\pi} r_i^\nu \sigma_i} e^{-\frac{(x-(x_i-x^\nu))^2}{2(r_i^\nu \sigma_i)^2}} \\
 & + \sum_{i=1}^N \sum_{\nu=Ga,As} c_u \frac{1}{2} \left\{ 1 + \operatorname{erf} \left(\frac{x-x_i}{\sqrt{2}\sigma_i} \right) \right\} \\
 & + c_u \frac{1}{2} \left\{ 1 + \operatorname{erf} \left(\frac{x-(x_i-x^\nu)}{\sqrt{2}r_i^\nu \sigma_i} \right) \right\}. \tag{5.8}
 \end{aligned}$$

Diese Fitfunktion weist bei Verwendung von fünf Einzellinien insgesamt 38 Fitparameter auf, die jedoch physikalisch vorbestimmt sind. Um den numerischen Aufwand in Grenzen zu halten und eine möglichst nahe an den physikalischen Gegebenheiten orientierte Fitprozedur zu erzielen, wurde folgende Vorgehensweise gewählt. In einem ersten Schritt wird die 60 keV-Linie, bzw. die Linie mit der höchsten Energie alleine durch eine gaussförmige Linie f_5 mit dem dazugehörigen Untergrund angefitet. Dazu werden die Intensitäten aller anderen Linien zu null gesetzt, so daß nur vier freie Parameter zu bestimmen sind. Danach werden sukzessiv alle weiteren Linien angefitet, wobei die einmal ermittelten Fitparameter konstant gehalten werden. Erst nachdem das gesamte Spektrum und damit alle freien Fitparameter bestimmt sind, wird in einem letzten Fit die Gesamtheit aller Parameter noch einmal frei optimiert bestimmt. Zur Beurteilung des χ^2 -Fits wird die Methode der Minimierung der Abstandsquadrate gewählt. Dazu wird die Kanalzeit als fehlerfrei angesehen und die Intensität als poissonverteilt angenommen, wobei der statistische Fehler von $\sigma = \sqrt{n}$ berücksichtigt wurde. Bei einigen nah benachbarten Linien fließen zur genaueren Bestimmung der Intensitätsverhältnisse in die Fitprozedur zusätzlich physikalische Annahmen ein. So werden bei der Bestimmung der Escape-Linien aus der vorher erfolgten Energiekalibrierung des Spektrums die Positionen berechnet und als feste Parameter angesetzt. Ebenso können für die Linien die Halbwertsbreite der zugehörigen Photopeaks als feste Parameter gewählt werden. Unter der Voraussetzung, daß alle Emissionslinien eines Spektrums bei der Fitprozedur berücksichtigt werden können, kann auch die energetische Pulserauflösung als fester Parameter für alle Einzellinien übernommen werden. In diesem Fall sind die erzielten Intensitätsverhältnisse einfacher und genauer zu ermitteln als in einem freien Fit. Ähnliche Argumente können auch bei der Anpassung des Fits an die echten Einzellinien der Spektren (14 keV, 26.4 keV und 60 keV Linie) angewendet werden. In jedem Fall ist eine visuelle Kontrolle der Fitergebnisse anhand des Spektrums durchzuführen um eventuelle numerische Instabilitäten bei der Ermittlung der Fitfunktion auszuschließen. Eine detaillierte Beschreibung der bei der Fitprozedur auftretenden mathematischen Probleme findet sich in [107, 108].

Die mit dieser Prozedur erzielte Übereinstimmungen zwischen Fitfunktion und tatsächlich gemessenem Spektrum sind sehr gut. Die Fitfunktion erlaubt die Beschreibung des Detektorverhaltens über mehrere Größenordnungen der Zählrate und der Energieskala. Die aus den ermittelten Fitparametern abgeleiteten physikalischen Eigenschaften des Detektors stimmen gut mit theoretischen Überlegungen überein.

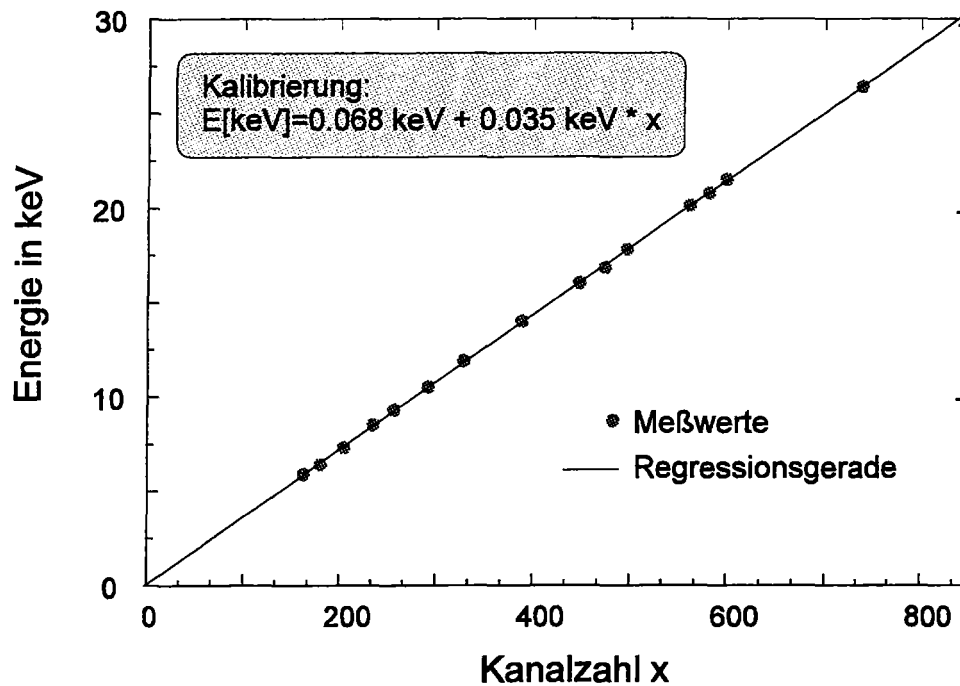


Abb. 5.7: Energiekalibrierung des ^{241}Am -Spektrums (MBE-6173).

5.1.3.2 Energiekalibrierung

Durch die ermittelten Schwerpunkte der Linien x_i , x^v wurde durch lineare Regression eine Energiekalibrierung gewonnen, die in Abbildung (5.7) graphisch für das Spektrum (5.5) dargestellt ist. Die Kalibrierungskurve zeichnet sich durch hohe Linearität aus, so daß die erwartete Proportionalität zwischen ADC-Kanalzahl und Energie der detektierten Röntgenquanten bestätigt wird. Anhand der absoluten Kalibrierung des Meßaufbaus kann außerdem auf 100% Ladungsausbeute des Detektors geschlossen werden, wenn man von einer mittleren Elektron-Loch-Paarbildungsenergie von $\epsilon_{\text{GaAs}} = 4.3 \text{ eV}$ ausgeht. Dieses Ergebnis ist unabhängig von der angelegten Sperrspannung der Diode, so daß eventuelle Trapping-Effekte in diesen Dioden ausgeschlossen werden können. Das steht im Widerspruch zu den Erfahrungen mit GaAs Detektoren, die aus LEC-Wafermaterial hergestellt wurden. Die hohe Reinheit des für die Herstellung verwendeten Epitaxiematerials gewährleistet eine Ladungsausbeute von 100%.

5.1.3.3 Energieauflösung

Die ermittelten Standardabweichungen der Linien σ_i stimmen mit Ausnahme der Auflösung der 17.8 keV-Linie im Rahmen der Meßgenauigkeit mit den gemessenen Pulserauflösungen überein. Die vergleichsweise schlechtere Auflösung ist dadurch bedingt, daß diese Linie durch mehrere benachbarte Einzellinien überlagert wird (vgl. Tabelle (5.1)). Dadurch verbreitert sich diese Linie gegenüber der 14 keV Linie, die sich aus zwei sehr eng benachbarten Linien zusammensetzt. Daher eignet sich für die Ermittlung der Auflösung dieser Detektoren am besten die 14 keV Linie, oder einer der beiden γ -Linien bei 26.4 keV oder 60 keV. Leider reicht die energetische Auflösung (außer bei der MBE-Probe) nicht aus, um die einzelnen Escapepeaks energetisch auf-

zulösen. Deshalb wurde bei der Behandlung der Escapepeaks als energetische Auflösung die Standardabweichung der jeweiligen Photopeaks berücksichtigt. Als wesentliches Ergebnis der vorgestellten Messungen der Standardabweichung kann konstatiert werden, daß die energetische Auflösung des Detektorsystems durch die verwendete Ausleseelektronik begrenzt ist. Das Beispiel des MBE-Detektors unterstreicht nachdrücklich, daß die weitere Verbesserung der Energieauflösung eine Optimierung der Elektronik voraussetzt.

Neben den gezeigten Messungen wurden diese Untersuchungen mit verschiedenen anderen Detektoren unterschiedlicher Herstellungsverfahren und aktiven Dicken durchgeführt, deren Ergebnisse in Tabelle (5.2) zusammengestellt sind.

Tabelle 5.2: Energieauflösung der GaAs-Dioden. Die Absorption wurde nach [17] berechnet

Prozeß	MBE			MOCVD	LPE
Probe	6177	6173	7052	1342	959
Dicke	5 μ m	5 μ m	12 μ m	8 μ m	55 μ m (max)
Typ	Schottky	pin-Diode	pin-Diode	Schottky	Schottky
13.96 keV	1.6 keV	1.6 keV	1.8 keV	1.6 keV	1.7 keV
59.54 keV	1.8 keV	1.8 keV	1.9 keV	1.9 keV	1.8 keV
Pulser	1.7 keV	1.7 keV	1.7 keV	1.6 keV	1.7 keV
Absorption (14 keV)	22%	22%	45%	33%	93%

5.1.3.4 Fanofaktor

Die hohe Energieauflösung, die durch die Verwendung der rauscharmen Elektronik bei der Messung der MBE-Probe erzielt wurde, gestattet die Bestimmung des Fanofaktors gemäß Gleichung (2.24). Durch Vergleich der elektronischen Auflösung, die durch die Pulserlinie bestimmt wird mit der erzielten Energieauflösung der 60 keV Röntgenlinie kann durch Differenzbildung das Schrotrauschen des Detektors bestimmt werden. Der Fanofaktor F kann anhand folgender Gleichung berechnet werden:

$$F = \frac{\sigma_{\text{tot}}^2 - \sigma_{\text{Pulser}}^2}{n} \quad (5.9)$$

Dabei ist σ_{tot}^2 die gemessene Standardabweichung der Röntgenlinie und σ_{pulser}^2 die bestimmte Standardabweichung der Elektronik ausgedrückt als Vielfache der Elementarladung e . n ist die Anzahl der primär erzeugten Ladungspaare bei Absorption der Röntgenstrahlung. Aus den bestimmten Fitparametern ergibt sich ein Wert von:

$$F = 0.127 \pm 0.006 \quad (5.10)$$

Der relative Fehler ergibt sich aus den Einzelfehlern der Fitparametern und beträgt 5%. Dies ist die erste Messung des Fanofaktors von GaAs bei Raumtemperatur. Der ermittelte Zahlenwert liegt deutlich unter dem bisher in der Literatur bekannten Wert von $F = 0.17$, der bei Messungen unter flüssigem Stickstoff bei $T = 77$ K erhalten wurde. Somit zeigen die hergestellten Detektoren, daß GaAs prinzipiell die gleichen energetischen Auflösungen erzielen kann wie Germanium mit $F = 0.11$ [109] und Silizium mit $F = 0.10$ [110].

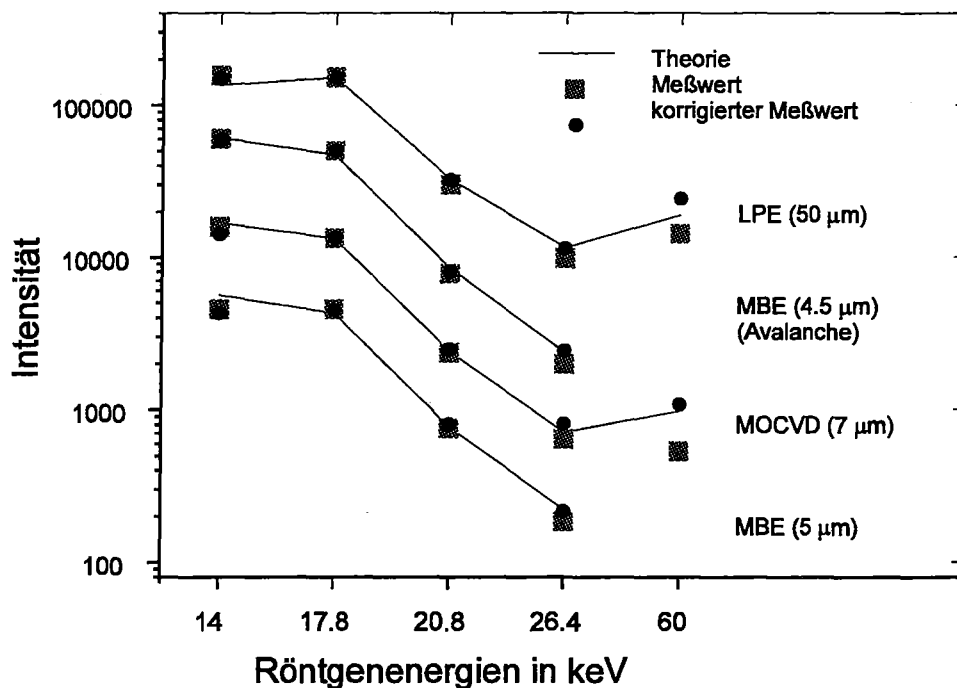


Abb. 5.8: Vergleich der berechneten und gemessenen Intensitäten der einzelnen Detektoren. Neben der ermittelten Intensität der Photopeaks ist zusätzlich der korrigierte Wert nach Abzug der Hintergrundereignisse aufgetragen.

5.1.3.5 Intensitäten

Aus Unkenntnis der absoluten Intensität der Strahlung, die auf den Detektor trifft, können die ermittelten Intensitäten der Einzellinien s_i , es_i' nicht absolut, sondern nur relativ verglichen werden. Zur Ermittlung der theoretischen Werte wurden die Absorptionskoeffizienten von GaAs nach [17] herangezogen. Aus dem Fitwert für die Höhe des Untergrundes c_u kann zusätzlich die differentielle Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines Untergrund-Ereignisses ermittelt werden. Zur Eliminierung des Untergrundes wurden die Meßwerte zusätzlich korrigiert. Die gemessenen und korrigierten Werten stimmen gut mit den theoretisch ermittelten Werte überein, so daß die durch den Fitprozeß ermittelten Werte die physikalische Situation gut beschreiben. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in Abbildung (5.8) für vier verschiedene Detektoren zusammengefaßt. Die größte Abweichung zwischen Theorie und Messung ergibt sich für die 14 keV Linie. Das ist dadurch zu erklären, daß in diesem Bereich der Spektren die absolute Höhe des Untergrundes kritisch in die Ermittlung der Intensitäten eingeht. Außerdem ist die Absorption durch die Kapselung der Quelle für kleine Energien am höchsten, so daß eine Reduzierung der Intensität bei kleinen Energie nicht zu vermeiden ist.

5.1.3.6 Escape-Peaks

Zur Bestimmung der relativen Intensitäten der Escape-Peaks wurde die 60 keV Linie herangezogen. Sie eignet sich am besten für diese Untersuchungen, da sowohl sie als auch ihre Escape-Linien deutlich von den restlichen Emissionslinien separiert sind.

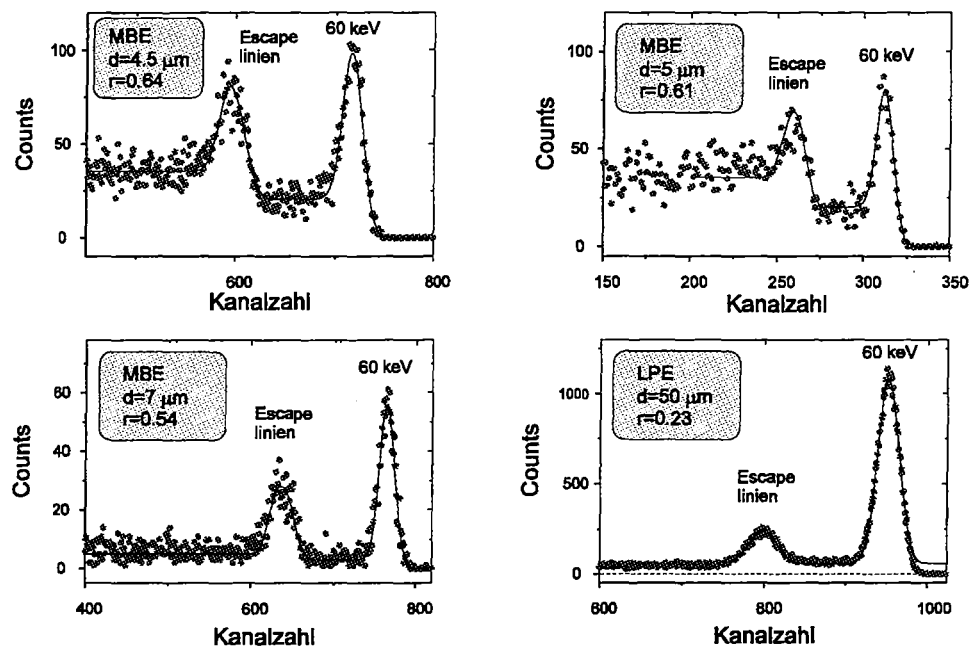


Abb. 5.9: 60 keV Linien und Escape Linien von GaAs-Detektoren unterschiedlicher Dicke.

Außerdem fallen die Korrekturen durch die Berücksichtigung des Untergrundes zwar absolut höher aus als im niederenergetischen Bereich des Spektrums, aber der relative Unterschied der Korrekturfaktoren ist gering, so daß selbst die unkorrigierten Werte eine gute Näherung darstellen. In Abbildung (5.9) sind die Teilspektren der 60 keV Linie mit ihren Escape-Linien und die ermittelten Fitfunktionen dargestellt. Die aus den Spektren ermittelten Fitparameter sowie die auf Untergrund korrigierten Werte sind in Tabelle (5.3) zusammengefaßt.

Aus diesen Werten wurde das Verhältnis der Photo-Peak und Escape-Peak Intensitäten bestimmt und mit den theoretisch ermittelten Werten (vgl. Abbildung (2.12)) verglichen. Die Ergebnisse sind in Tabelle (5.4) dargestellt. Im Rahmen der Meßgenauigkeit stimmen die Werte gut überein. Die relativen Fehler der ermittelten Intensitäten liegen im Bereich von 5-10 %, so daß ein relativer Fehler des Verhältnisses dieser Größen von 10-20% erwartet wird. Einzig beim LPE Spektrum wird ein anomales Verhalten beobachtet. Der Untergrund zwischen 60 keV-Linie und den Escape-Peaks ist höher als im niederenergetischen Bereich. Außerdem ist das ermittelte Verhältnis zu groß. Eine mögliche Erklärung dieses Sachverhaltes liegt möglicherweise darin, daß aufgrund der langen Ladungsträgerlebensdauern im nicht verarmten Bereich des Detektors die aktive Zone des Detektors größer ist als die Raumladungszone. In diesem Fall werden Ladungsträger über diffusiven Transport in die aktive Zone befördert. Für diesen Bereich kann sicherlich nicht von einer 100% Ladungsausbeute ausgegangen werden, so daß die Erhöhung des Untergrundes eine Erklärung findet.

5.1.4 Ergebnisse

Detektor und Ausleseelektronik lassen sich exakt durch die gewählte Modellfunktion beschreiben. Aus der Gesamtheit dieser Messungen kann man folgende Aussagen über

Tabelle 5.3: Fitparameter zur Bestimmung des Intensitätsverhältnisses von Photopeak zu Escape-Peak

Peak	Energie	ADC-Kanalzahl x_i	Intensität σ_i	Auflösung σ_i	Untergrund $c_u x_i$	korrigierte Intensität
LPE-Detektor, Dicke $d = 50\mu m$						
γ	59.4 keV	951.5	33134	25.9	-	33134
Es _{Ga}	50.1 keV	804 (fest)	5178	25.9 (fest)	-	5178
Es _{As}	48.9 keV	785 (fest)	2396	25.9 (fest)	-	2396
MOCVD-Detektor, Dicke $d = 7\mu m$						
γ	59.4 keV	764	518.4	9.6	2.9	1503
Es _{Ga}	50.1 keV	646 (fest)	147.6	9.6 (fest)	2.6	384
Es _{As}	48.9 keV	630 (fest)	171.7	9.6 (fest)	2.6	446
MBE-Detektor, Dicke $d = 5\mu m$						
γ	59.4 keV	312	334	4.8	8.6	2872
Es _{Ga}	50.1 keV	263 (fest)	142.3	4.8 (fest)	7.4	1050
Es _{As}	48.9 keV	256 (fest)	108.4	4.8 (fest)	7.3	791
MBE-Detektor, Dicke $d = 4.5\mu m$						
γ	59.4 keV	718	885	10	7.7	6815
Es _{Ga}	50.1 keV	606 (fest)	230	10 (fest)	6.6	1518
Es _{As}	48.9 keV	592 (fest)	408	10 (fest)	6.5	2652

Tabelle 5.4: Relative Escape Peak Intensitäten für verschiedene Detektordicken

Detektor	Dicke	Verhältnis	theoretischer Wert
LPE	$50\mu m$	0.23	0.17
MOCVD	$7\mu m$	0.55	0.57
MBE	$5\mu m$	0.64	0.61
MBE	$4.5\mu m$	0.61	0.67

dünne GaAs Halbleiterdetektoren, die mittels Epitaxie hergestellt wurden, ableiten:

- Die gesamte Verarmungszone der einzelnen Detektoren ist aktiv.
- Die Ladungsausbeute ist unabhängig von der angelegten Spannung und beträgt 100 % unter Berücksichtigung einer mittleren Bildungsenergie für Elektron-Loch-Paare in GaAs von $\epsilon_{\text{GaAs}} = 4.3 \text{ eV}$
- Die energetische Auflösung der Detektoren wird durch das Rauschen der Vorverstärkerelektronik und die Detektorkapazität bestimmt. Einflüsse des Dunkelstroms auf die energetische Auflösung konnten nicht festgestellt werden.
- Als obere Schranke für den Fano-Faktor konnte durch Raumtemperaturmessung ein Wert von $F = 0.127$ ermittelt werden.
- Im Rahmen der Meßgenauigkeit können keine qualitativen Unterschiede der Schichtqualitäten der verschiedenen Epitaxiemethoden festgestellt werden. Alle Materialien eignen sich zur Verwendung als Ausgangsmaterial zur Herstellung

von Röntgendetektoren. Die wesentlichen Limitierungen sind durch die Hintergrunddotierungen und die Schichtdicken gegeben.

- Die beobachteten Intensitäten der Escape-Peaks stimmen gut mit den theoretisch ermittelten Werten überein.

Im Vergleich zu bisherigen Untersuchungen an GaAs Röntgendetektoren, die auf Epitaxiematerial aufbauen [88, 111, 112] und den Untersuchungen an GaAs LEC-Material konnten in dieser Arbeit wesentlich bessere Energieauflösungen bei Raumtemperatur erzielt werden. Das ist vor allem auf die rauschärmere Ausleseelektronik und die geringeren Dunkelströme zurückzuführen. Derartige rauscharme Ausleseelektroniken [104, 113, 114] sind für die weitere Entwicklung von Raumtemperaturdetektionssystemen neben der Optimierung der Detektorstrukturen von zentraler Wichtigkeit.

Für zukünftige technologische Anwendungen der GaAs Röntgendetektoren wird es notwendig sein, die Größe der aktiven Volumina der Detektoren zu erhöhen. In diesem Zusammenhang weist das LPE-Material die besten Voraussetzungen für die Erzielung großer Schichtdicken auf [115, 116]. Durch die konsequente Ausnutzung der Guardringtechnologie, die eventuell durch mehrfache Guardringstrukturen erweiterbar ist, können außerordentlich geringe Dunkelstromdichten erreicht werden. Somit ist das Ziel der Raumtemperatur-Röntgendetektoren im GaAs-Materialsystem in greifbare Nähe gerückt. Als besonders ermutigend sind in diesem Zusammenhang die relativ kurzen Shapingkonstanten bei der verwendeten rauscharmen Elektronik anzusehen. Diese kurzen Shapingzeiten erlauben die Verarbeitung hoher primärer Röntgenraten, die mit den relativ langsamen II-VI Materialien CdTe und HgI₂ aufgrund der geringen Ladungsträgerbeweglichkeiten nicht erreichbar sind. Die vorgestellten Detektortechnologie sollte somit insbesondere in der Röntgenfluoreszenzanalyse ein beachtliches Anwendungspotential bieten.

5.2 AlGaAs/GaAs Avalanche-Röntgendetektoren

Aus dem letzten Abschnitt geht hervor, daß die Limitierung im Signal/Rauschverhältnis der GaAs Detektorsysteme durch die elektronische Auslese und nicht durch das parallele Schrotrauschen des Detektors begrenzt ist. Es ist somit möglich, das Signal/Rauschverhältnis durch Verwendung des Avalanche-Effektes zu steigern. Durch die Ausnutzung der Avalanche-Verstärkung steigen zwar die absoluten Schrotrauschterme durch Erhöhung des Dunkelstromes und des Schrotrauschens des Signalstroms, aber durch den Gewinn an Signalhöhe wird diese Verschlechterung überkompensiert. Bevor die Untersuchung mit Röntgenstrahlung an AlGaAs/GaAs APDs vorgestellt werden, sollen die wesentlichen Verstärkungseigenschaften der hergestellten Avalanche-Dioden charakterisiert werden. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen wurden in [117] veröffentlicht.

5.2.1 Verstärkung

Für die Untersuchungen der Verstärkungseigenschaften wurde der Detektor MBE-6216 eingesetzt, dessen 4.5 μm dicke Absorptionszone auch bei Einsatz des Avalanche-Effektes nicht ausgeräumt wird. Somit fällt die an den Detektor angelegte Spannung

nur über der Avalanchezone ab. Die spannungsabhängige Verstärkung erlaubt die direkte Zurückrechnung auf die angelegte Feldstärke in der Avalanchezone.

Um eine möglichst nahe an der späteren Anwendung als Röntgendetektor angelehnte Meßmethode zur Bestimmung der Verstärkungs- und Rauscheigenschaften zu benutzen, wurde auf das bereits oben beschriebene spektroskopische Auslesesystem zurückgegriffen. Zur Simulation der diskreten Röntgenquanten wurden durch einen Lichtpulser kurze Lichtblitze mit einer Zeitdauer von ca. 200 ns erzeugt. Diese wurden mit einer Wiederholrate von 10 kHz mittels eines Lichtleiters auf den Detektor geführt.

Zur Bestimmung der Verstärkung und der Rauscheigenschaften ist die genaue Kenntnis der Injektionsverhältnisse der generierten Ladungsträger nötig. Im Gegensatz zu den tief ins Material eindringenden Röntgenstrahlen werden Lichtquanten wesentlich schneller im GaAs absorbiert. Sie stellen damit eine geeignetere Strahlung zur Untersuchung der Eigenschaften der APDs dar als Röntgenstrahlen. Die Absorption des eingestrahlten Lichtes findet fast ausschließlich in der Absorptionszone statt, deren Dicke einen Faktor fünf höher ist als die typische Absorptionslänge $d_{1/e} \approx 1\mu\text{m}$ der eingesetzten Lichtwellenlänge $\lambda = 650\text{nm}$ [118].

Die Intensität der Lichtblitze wurde so eingestellt, daß die im Detektor erzeugte Anzahl der Ladungsträger genau der Ladungsmenge entspricht, die ein Röntgenquant mit einer Energie von 14 keV in einem GaAs Detektor generiert. Die primäre Anzahl der Photonen ist in diesem Fall wesentlich höher, da die verwendeten Detektoren wesentliche Anteile der auftreffenden Lichtleistung reflektieren. Deshalb wurde die Lichtleistung des Pulsers durch die Bestimmung der erzeugten Ladungsmenge im Detektor, der zunächst unterhalb des Einsatzes der Avalanche Verstärkung betrieben wird, mit Hilfe des kalibrierten spektroskopischen Aufbaus bestimmt. Zur Bestimmung der Verstärkung kann in Abhängigkeit von der angelegten Spannung U am Detektor durch die Verschiebung der Schwerpunkte der Pulshöhenspektren zu höheren Kanalzahlen die Verstärkung direkt bestimmt werden. Die gewählte Methode zur Bestimmung der Verstärkung gibt damit direkt die Ladungsverstärkung im Detektor wieder, wie sie bei der Detektion von Röntgenstrahlung mit einer Energie von 14 keV zu erwarten ist. Abbildung (5.10) gibt die ermittelten Verstärkungen als Funktion der angelegten Spannung wieder.

An den untersuchten Detektoren konnten maximale Verstärkungsfaktoren von $M = 800$ bestimmt werden, bevor die Avalanchezone durchbricht. Diese außerordentlich hohen Verstärkungsfaktoren bestätigen, daß die verwendete Technologie zur Herstellung der Detektoren gut optimiert ist.

Allerdings ist eine Stabilisierung der Dioden bei diesen hohen Verstärkungsfaktoren schwierig, da bereits kleine Schwankungen der angelegten Spannung zu starken Schwankungen in der Verstärkung führen (vgl. Abbildung (5.10)). Darüberhinaus führen auch geringfügige Temperaturschwankungen, die durch Schwankungen der Umgebungstemperatur oder der Temperatur des Bauelementes verursacht werden, zu deutlichen Variationen der Verstärkung. Deshalb ist es für den Betrieb der Detektoren bei hohen Verstärkungsfaktoren zwingend erforderlich, eine stabilisierte Versorgungsspannung bereitzustellen und den Temperaturgang der Detektoren zu kompensieren.

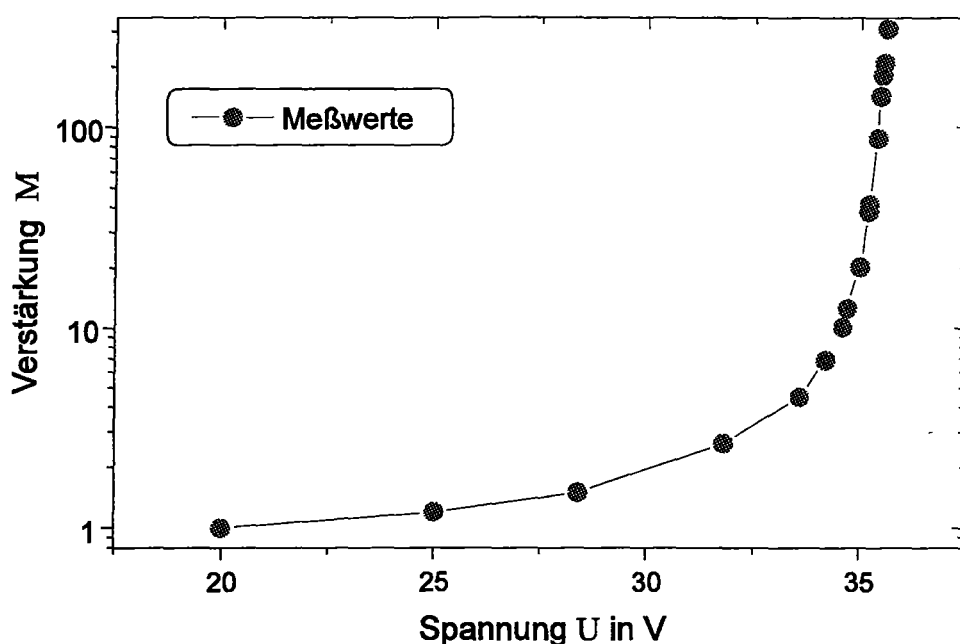


Abb. 5.10: Ladungsverstärkung der Avalanche Detektoren als Funktion der angelegten Spannung U . Avalanche Detektor MBE-6216, aktive Fläche $A = 320 \times 450 \mu m^2$.

5.2.2 Rauschverhalten

Neben der Bestimmung der Verstärkung aus der Verschiebung der Peakpositionen als Funktion der angelegten Spannung können die aufgenommenen Spektren zur Bestimmung der Rauscheigenschaften der Detektoren herangezogen werden. Aus der Diskussion des spektroskopischen Aufbaus geht hervor, daß aus der Breite der Häufigkeitsverteilung der Spektren direkt auf das Rauschen zurückgeschlossen werden kann. Anhand von Gleichung (4.55) setzt sich das Gesamtrauschen aus den Rauschbeiträgen des Vorverstärkers und den Schrotrauschtermen von Signal- und Dunkelstrom zusammen. Während das Vorverstärkerrauschen als unabhängig von der Verstärkung anzusehen ist, steigen die Schrotrauschterme mit dem Zusatzrauschfaktor $F(M, k)$ an. Unter Vernachlässigung des Dunkelstrombeitrages kann als einfache Näherung für das Signal/Rauschverhältnis S/N die folgende einfache Beziehung angenommen werden (4.55):

$$\frac{S}{N} = \frac{neM}{\sqrt{\sigma_{\text{amp}}^2 + 2eF(M, k)M^2ne}}. \quad (5.11)$$

Dabei wurde zusätzlich vorausgesetzt, daß die primär generierten Ladungsträger einer Poissonverteilung gehorchen. Diese Funktion wurde zur Anpassung an die Meßwerte gewählt, wobei als freier Parameter nur das Verhältnis der Ionisationskoeffizienten k als freier Fitparameter in die Bestimmung des Zusatzrauschfaktors nach Gleichung (2.37) eingeht.

Abbildung (5.11) zeigt die aus den Messungen bestimmten Signal/Rauschverhältnisse als Funktion der ermittelten Verstärkung. Für kleine Verstärkungen überwiegt der Beitrag des Detektorrauschens, während für Verstärkungen von $M > 10$ der Zusatzrauschfaktor das Rauschverhalten bestimmt. Dieser steigt monoton mit wachsender

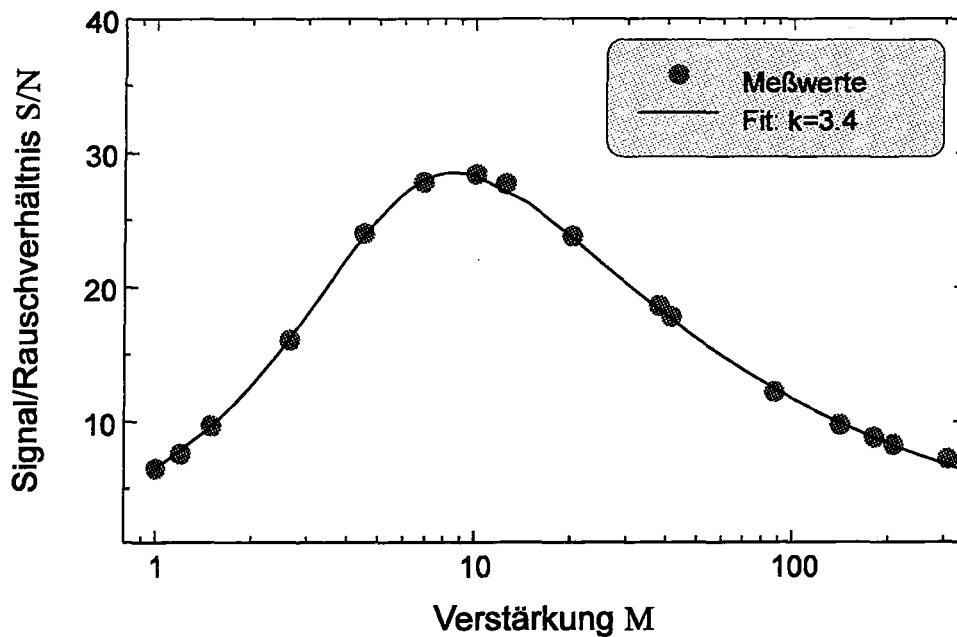


Abb. 5.11: Signal/Rauschverhältnis S/N des Avalanche-Detektors als Funktion der angelegten Spannung U . Avalanche-Detektor MBE-6216, aktive Fläche $A = 300 \times 300 \mu\text{m}^2$

Verstärkung an, so daß für große Verstärkungen das Signal/Rauschverhältnis gegen null strebt. Zusätzlich ist der ermittelte Fit des Signal/Rauschverhältnisses in den Graphen mit aufgenommen. Die Annahme eines Verhältnisses der Ionisationskoeffizienten von $k = 3.4$ gibt den Verlauf des Signal/Rauschverhältnisses über den gesamten Bereich der Verstärkungen außerordentlich gut wieder. Aufgrund mehrerer Meßreihen wurde bei der Berechnung des Fits der Fehler des Signal/Rauschverhältnisses zu 7% angenommen, so daß sich als Ergebnis ein Verhältnis der Ionisationskoeffizienten von $k = 3.4 \pm 0.3$ in dieser Struktur ergeben hat. Insbesondere durch den großen Verstärkungsbereich kann dieser Fit als zuverlässig angesehen werden.

Um einen eventuellen Einfluß des Dunkelstromes auszuschließen, wurde der Zusatzrauschfaktor noch über eine weitere Methode bestimmt. Bei dieser Methode nimmt man bei jeder eingestellten Verstärkung zusätzlich ein Spektrum auf, daß als Signalquelle statt den Ausgangsimpulsen des Detektors das elektronische Signal eines Pulser verwendet. Die Breite der Verteilung dieses Pulserpektrums ist bestimmt durch die elektronische Auflösung des Vorverstärkers und das Schrotrauschen des Dunkelstromes des parallel angeschlossenen Detektors auf dem jeweils eingestellten Arbeitspunkt. Da die vom Pulser induzierte Ladungsmenge als konstant angesehen werden kann, ist die bestimmte Breite der Verteilung ein Maß für das Rauschen der Vorverstärkerelektronik und des Dunkelstromrauschen σ_{sys} . Durch Differenzbildung mit der vollen Breite der Verteilung σ_{tot} bei der Messung mit Licht kann der Schrotrauschbeitrag des Detektors σ_{shot} ermittelt werden.

$$\begin{aligned}
 \sigma_{\text{shot}} &= \sqrt{\sigma_{\text{tot}}^2 - \sigma_{\text{sys}}^2} \\
 &= \sqrt{\sigma_{\text{tot}}^2 - \sigma_{\text{pre}}^2 - \sigma_{\text{dark}}^2}.
 \end{aligned} \tag{5.12}$$

Damit steht eine Methode zur Verfügung, um den Einfluß des Dunkelstromes aus der

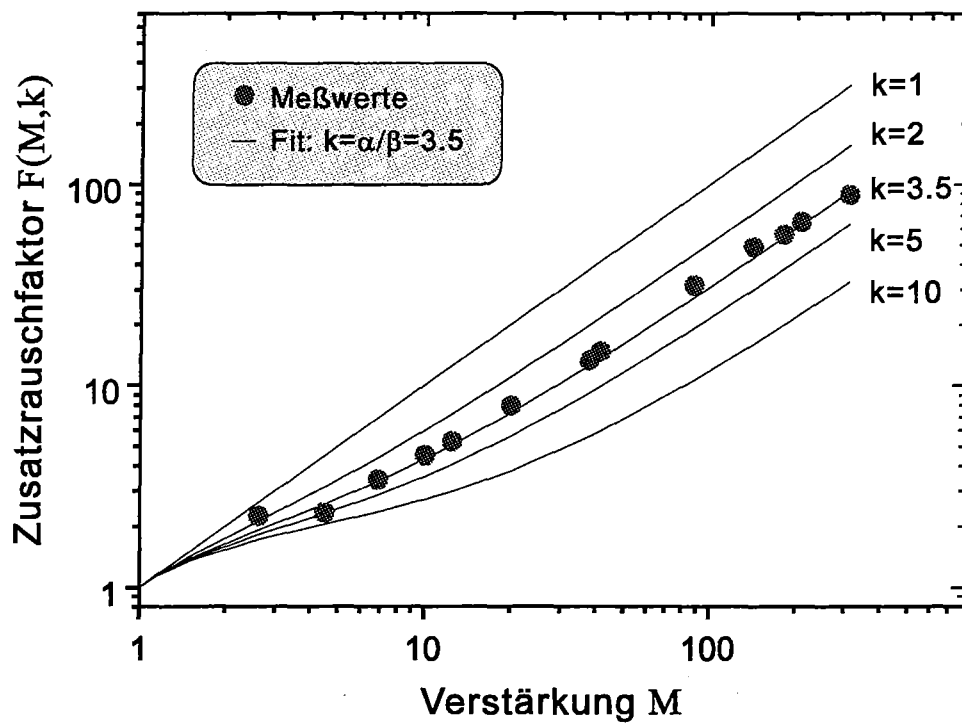


Abb. 5.12: Zusatzrauschfaktor der AlGaAs/GaAs SAM-APD als Funktion der Verstärkung. Daneben sind die Zusatzrauschfaktoren für unterschiedliche Verhältnisse der Ionisationskoeffizienten dargestellt. Die beste Übereinstimmung von Meßwerten und dem theoretischen Zusatzrauschfaktor läßt sich unter Annahme eines k -Verhältnisses von $k = 3.5$ erzielen. Avalanche-Detektor MBE-6216, aktive Fläche $A = 320 \times 450 \mu\text{m}^2$.

Messung zu eliminieren. Mit Hilfe der Gleichung für den Schrotrauschbeitrag des Photostromes kann direkt der Zusatzrauschfaktor $F(M, k)$ bestimmt werden:

$$F(M, k) = \frac{\sigma_{\text{shot}}^2}{2eM^2ne}. \quad (5.13)$$

Die erzielten Resultate sind in Abbildung (5.12) graphisch dargestellt. Durch einen numerischen Fit der Meßwerte an den funktionalen Zusammenhang zwischen Zusatzrauschfaktor und dem Verhältnis der Ionisationskoeffizienten konnte anhand der Messungen dieses Verhältnis zu $k = 3.5 \pm 0.5$ bestimmt werden. Diese Messung stimmt außerordentlich gut mit dem vorher erzielten Ergebnis überein, so daß geschlossen werden kann, daß das Schrotrauschen des Dunkelstromes in guter Näherung zu vernachlässigen ist.

Im Vergleich mit dem Verhältnis der Ionisationskoeffizienten in GaAs fällt das Ungleichgewicht im Verstärkungsverhalten von Elektronen und Löcher höher aus. Die untersuchte Struktur verstärkt Elektronen besser als Löcher, wie aus der Theorie zu erwarten ist. Allerdings ist die Struktur weit davon entfernt, einen wirklichen Festkörperphotomultiplier darzustellen, wie es optimistischere Einschätzungen vorhergesagt haben. Zwar konnte eine Verschiebung des Verhältnisses der Ionisationskoeffizienten um einen Faktor 2.5 bestätigt werden, aber eine Sättigung des Rauschverhaltens, wie sie bei der Berücksichtigung einer Stufenverstärkung berechnet werden kann, konnten an-

hand der Messungen nicht bestätigt werden. Die erzielten Ergebnisse lassen sich in guter Übereinstimmung mit der Kontinuumstheorie von *McIntyre* [52] beschreiben.

Verglichen mit anderen Rauschuntersuchungen an derartigen Heterostruktur-Avalanchedioden ist das bestimmte Verhältnis der Ionisationskoeffizienten in etwa gleich mit den Ergebnissen in [119, 120, 121], jedoch niedriger als in den Untersuchungen in [58, 122, 123, 96, 124], und höher als in den Untersuchungen von [125, 126]. Eine endgültige Klärung der gemessenen Diskrepanzen können auch anhand der hier vorgestellten Messungen nicht gegeben werden. Im Rahmen der Meßgenauigkeit kann zwar anhand dieser Messungen eine leichte Verschiebung des k -Verhältnisses bestimmt werden, aber gerade bei kleinen Verstärkungen, wie sie bei allen anderen zitierten Messungen zur Untersuchung benutzt wurden, kann das hier vorgestellte Meßverfahren keine genauen Aussagen liefern, da der relative Fehler bedingt durch die Differenzbildung sehr groß ist.

5.2.3 Detektion von Röntgenstrahlung

Zur Bestimmung der Detektoreigenschaften der Avalanche Detektoren beim Nachweis von Röntgenstrahlung wurde der gleiche spektroskopische Aufbau benutzt, wie zur optischen Charakterisierung. Als radioaktive Quelle wurde wiederum auf ein Americium Präparat zurückgegriffen, um eine direkte Vergleichbarkeit mit den Messungen an pin-Dioden zu gewährleisten. Bei der Untersuchung der Detektoren wurde ein analoges Vorgehen wie bei der optischen Charakterisierung gewählt, d.h. in Abhängigkeit von der angelegten Spannung und damit in Abhängigkeit von der eingestellten Avalanche-Verstärkung wurden Pulshöhenspektren des Americium Präparates aufgenommen. Dabei wurde wiederum auf den Detektor MBE-6216 zurückgegriffen, um direkte Aussagen über die Verstärkungszone zu erhalten. Die aktive Fläche des untersuchten Detektors beträgt $A = 320 \times 450 \mu m^2$. In den Abbildungen (5.13) sind die erzielten Ergebnisse bei den Verstärkungswerten $M = 1, 4.1, 5.3, 16$ graphisch dargestellt. Aus dieser Auftragung ist deutlich die Veränderung der energetischen Auflösung als Funktion der Spannung zu erkennen. Bei kleinen Spannungen und damit bei einer Avalancheverstärkung von $M = 1$ arbeitet die Diode als normale pin-Diode und erzielt aufgrund des verwendeten Vorverstärkers und der Diodenkapazität von $C_D = 16.6$ pF eine energetische Auflösung von $\Delta E = 2.7$ keV bezogen auf die 14 keV Linie des Americium Spektrums. Bei einem optimalen Arbeitspunkt, der für die 14 keV Linie bei ca. $M = 4$ liegt, weist die Detektor-Verstärkerkombination eine energetische Auflösung von $\Delta E = 0.93$ keV auf. Damit kann durch die Verwendung des Avalanche-Effektes eine deutliche Zunahme der Energieauflösung und damit eine Zunahme des Signal/Rauschverhältnisses erzielt werden. Bei höheren Verstärkungen verschlechtert sich die Auflösung der 14 keV Linie wieder. Bezogen auf die niederenergetischen Linien ist der optimale Arbeitspunkt bei einer Verstärkung von $M = 5.3$ erreicht, mit einer Auflösung von $\Delta E = 0.65$ keV, was den Ergebnissen der pin Dioden mit der besten Elektronik entspricht. Bei höheren Verstärkungsfaktoren verschlechtert sich die Auflösung wieder, bis sie bei einer Verstärkung von $M = 16$ fast die Anfangswerte bei $M = 1$ erreicht. Für noch höhere Verstärkungsfaktoren können keine Aussagen mehr getroffen werden, weil die energetische Auflösung zu schlecht wird, um einzelne Peaks voneinander zu trennen.

Abbildung (5.14) zeigt graphisch die erzielten Meßwerte der Energieauflösung als Funktion der Verstärkung für die 4.5 keV-Linie und die 14 keV Linie. Die relativen

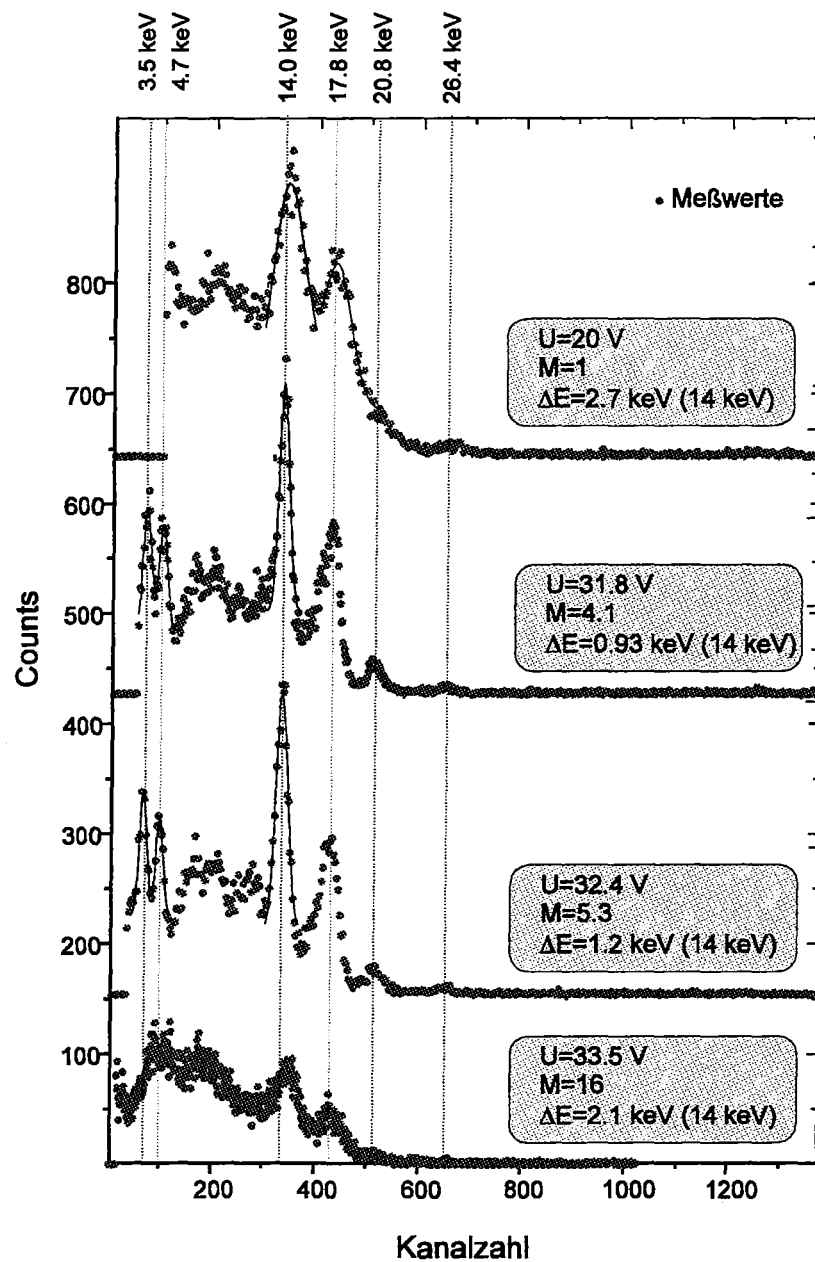


Abb. 5.13: Americium Spektren des APD-Detektors für vier Werte der Verstärkung M : 1, 4.1, 5.3, 16. Deutlich ist die Variation der energetischen Auflösung als Funktion der eingestellten Avalancheverstärkung zu erkennen. Raumtemperatur $T=300$ K, Shapingzeit $\tau = 0.5 \mu\text{s}$, aktive Fläche $A = 320 \times 450 \text{ } \mu\text{m}^2$, Kapazität $C_D = 16 \text{ pF}$.

Fehler der Messungen liegen aufgrund der relativ geringen Zählraten bei ca. 10%. Diese relativ schlechte Statistik ist bedingt durch die kurze Meßzeit der einzelnen Spektren, die bei dieser Untersuchung $\Delta t = 1000 \text{ s}$ betragen hat.

Verglichen mit dem Ergebnis der optischen Pulsmessungen ist das qualitative Verhalten gleich, jedoch ergeben sich drei gravierende Unterschiede. Die Steigerung der Energieauflösung bei den optischen Pulsmessungen beträgt mehr als einen Faktor vier,

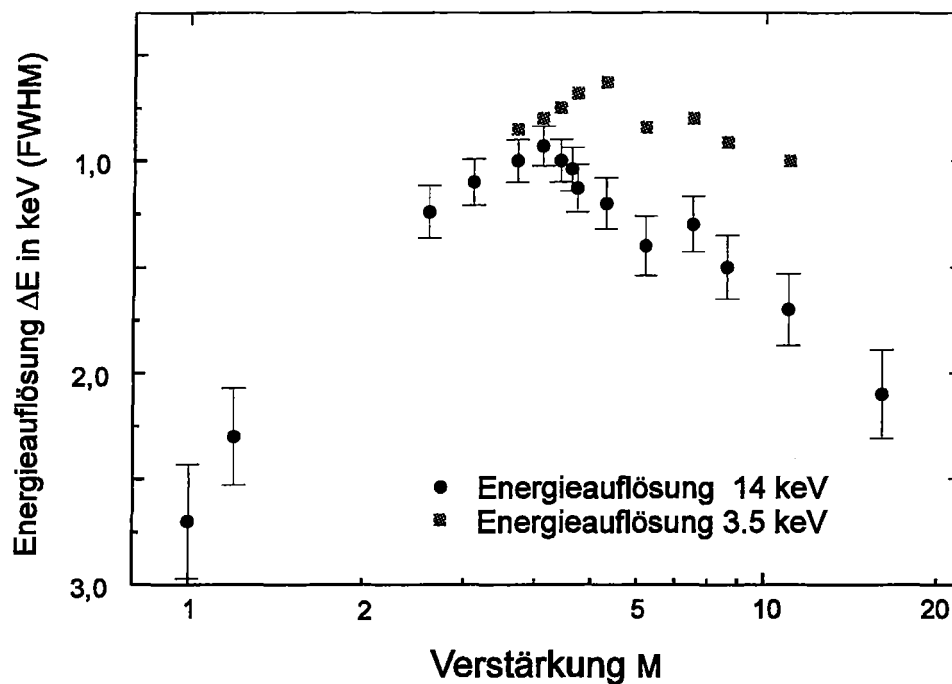


Abb. 5.14: Energieauflösung des APD-Detektors gemessen durch Aufnahme von Pulshöhenspektren als Funktion der eingestellten Avalancheverstärkung M . Die Werte sind bezogen auf die energetische Auflösung der 14 keV Linie, bzw. der 3.5 keV Escape-Linie der 14 keV Linie; Raumtemperatur $T=300$ K, Shapingzeit $\tau = 0.5 \mu\text{s}$, aktive Fläche $A = 320 \times 450 \text{ } \mu\text{m}^2$, Kapazität $C_D = 16$ pF.

während bei den Messungen mit Röntgenstrahlung nur eine Steigerung um einen Faktor drei konstatiert werden kann. Zweitens ist beim Nachweis von Röntgenquanten die absolut meßbare Verstärkung um mindestens einen Faktor 10 reduziert und drittens nimmt das Signal/Rauschverhältnis nach Überschreiten des optimalen Arbeitspunktes drastisch ab. Diese Fakten stehen im Widerspruch zu dem aus den optischen Messungen bestimmten Zusatzrauschfaktor, der bei Anpassung an diese Rauschmessungen als wesentlich höher angenommen werden mußte.

Dieses Verhalten wird durch zwei für den Detektorbetrieb außerordentlich wichtige Unterschiede verursacht. Bei der Messung mit optischem Licht wird bei jedem optischen Puls die gesamte aktive Detektorfläche beleuchtet, und die Injektionsverhältnisse sind, bedingt durch die hohe Anzahl an primären Ladungsträgern, statistisch gesehen gleich. Im Gegensatz dazu ist der Nachweis eines Röntgenquantens stets räumlich in einem Punkt zu verstehen, d.h. laterale und vertikale Inhomogenitäten des Detektors werden bei dieser Meßart nicht gemittelt! Die vertikalen Inhomogenitäten sind konstruktionsbedingt schon dadurch gegeben, daß die Dicke der Multiplikationszone gegenüber der Dicke der Absorptionszone nicht zu vernachlässigen ist. Mehr als zwanzig Prozent der absorbierten Röntgenquanten generieren innerhalb der Multiplikationszone mit ihrer stark ortsabhängigen Verstärkung die primären Ladungsträger. Bei einer eingestellten Verstärkung von 10 beträgt die Variation der Verstärkung in der Multiplikationszone einen Faktor drei, so daß die hier absorbierten Röntgenquanten im Pulshöhenspektrum eine Energieauflösung von umgerechnet $\Delta E = 42 \text{ keV}$ ergeben. Dieser Effekt kann nur

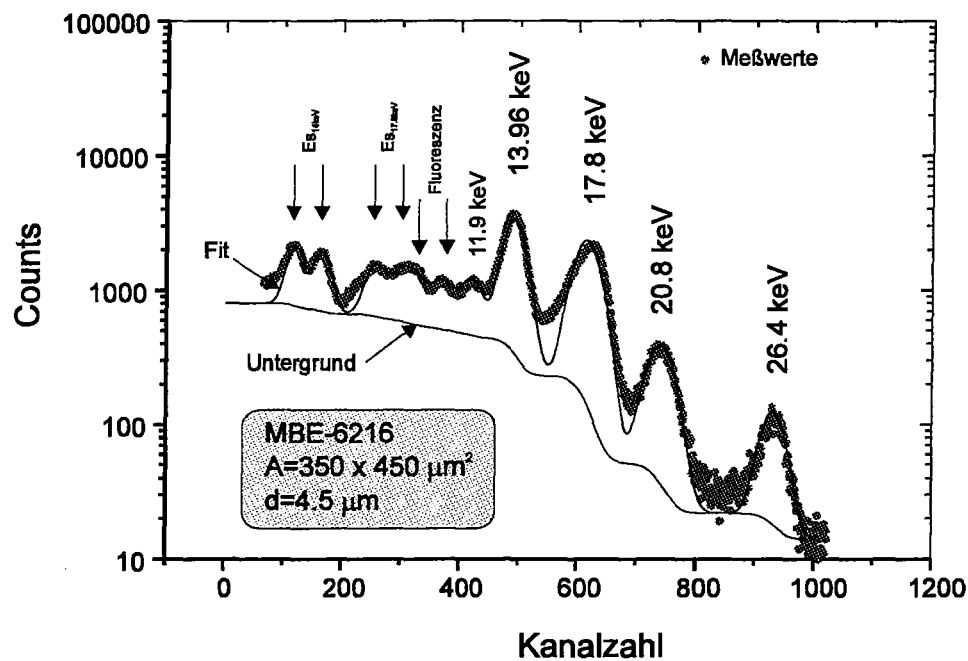


Abb. 5.15: Americium Spektren des APD-Detektors MBE-6216 bei einer Verstärkung $M = 2.4$. Deutlich sind die Emissionslinie des Americium Präparates und die Escape Peaks, sowie die Fluoreszenzpeaks des Substrates zu erkennen; Raumtemperatur $T=300$ K, Shapingzeit $\tau = 0.5 \mu s$, aktive Fläche $A = 320 \times 450 \mu m^2$, Kapazität $C_D = 16$ pF

durch die Nutzung einer separaten Absorptionszone vermindert werden.

Als zweiten wichtigen Effekt muß die mögliche laterale Variation der Verstärkung angesehen werden. Diese lateralen Inhomogenitäten kommen vor allem durch eine nicht homogene Feldverteilung an den Rändern der Mesodiode zustande. Um die Feldstärken an den Rändern der Diode zu reduzieren und damit Randdurchbrüche weitgehend auszuschließen, wurde ein 'bevelled edge'-Design benutzt. Dadurch wird im Randbereich der Diode aber gleichzeitig die Avalancheverstärkung reduziert, was zu der beobachteten Inhomogenität der Verstärkung führt. Setzt man die gemessenen Feldstärkedifferenzen bei einer Verstärkung von $M = 5$ zum Vergleich an, so führt eine Variation der Feldstärke von 1% zu einer Variation der Verstärkung von 40%. Beobachtet wird aber in diesem Bereich eine Energieauflösung von 1.1 keV (FWHM), d.h. selbst bei Vernachlässigung der Rauschbeiträge des Avalanche-Effektes und der Elektronik muß die Homogenität der Feldstärkeverteilung über die gesamte aktive Zone der Diode kleiner als 5 % sein. Das sind für derartige Halbleiterbauelemente außerordentlich gute Werte, die für die hohe Präzision des Kristallwachstums und der verwendeten Herstellungsmethode sprechen. Für höhere Feldstärken werden allerdings die Randeffekte immer größer, so daß für energieaufgelöste Messungen, wie sie hier dargestellt wurden, nur moderate Verstärkungen zur Erzielung hoher energetischer Auflösungen führen.

Neben den Schwierigkeiten, die aus der Homogenität der Dioden resultieren, soll an dieser Stelle noch auf ein weiteres Problem im Umfeld des Einsatzes von Avalanchedetektoren eingegangen werden. Um die Statistik der aufgenommenen Spektren zu erhöhen, sind Meßdauern von 10 Stunden und mehr angesetzt worden. Die erhaltenen Spektren dieser Messungen, wie sie exemplarisch in Abbildung (5.15) abgebildet

sind, zeigen systematisch schlechtere Energieauflösungen als die kurzzeitigen Messungen (vgl. Abbildung (5.13)). Dieses Verhalten kann durch Temperaturschwankungen im Labor, wie sie normalerweise zwischen Tag und Nacht üblich sind, erklärt werden. Aus dieser Tatsache muß geschlossen werden, daß für den Betrieb dieser Detektoren eine geeignete Temperaturkompensation zu verwenden ist. Diese kann durch eine temperaturabhängige Nachregelung der Sperrspannung realisiert werden.

Die erzielten Ergebnisse können nicht mit Literaturwerten an GaAs-Dioden verglichen werden, da dies die ersten derartigen Untersuchungen sind.

Kapitel 6

Zeitaufgelöste Messungen

Der wesentliche Vorteil von GaAs Detektoren gegenüber Siliziumdetektoren besteht in der Möglichkeit, dünne und damit schnelle Detektoren mit hoher Effizienz herzustellen. Ziel dieser Arbeit war die Bereitstellung von derartigen Detektoren zur zeitaufgelösten Messung von Röntgenstrahlung. Im folgenden Unterkapitel werden die Ergebnisse mit pin- und Schottkydioden vorgestellt und im Anschluß daran findet sich eine Darstellung der Ergebnisse, die mit Avalanche-Detektoren erzielt worden sind.

6.1 Experimenteller Aufbau

Die Messungen wurden an den Synchrotronstrahlungsquellen im HASYLAB am Deutschen Elektronen Synchrotron Hamburg (DESY) sowie in der European Synchrotron Radiation Facility, Grenoble (ESRF) durchgeführt. Zur Versuchsdurchführung wurde die primäre Synchrotronstrahlung durch einen Silizium Doppelkristall-Monochromator auf eine Energie von 14.4 keV, bzw 21.5 keV monochromatisiert. Die beiden Energien entsprechen den Mößbauerübergängen von Eisen und Europium, die derzeit an den genannten Beamlines untersucht werden. Durch Schlitze wird der Strahl auf eine Fläche von $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ eingengt und durch zusätzliche Aluminiumabsorber in der Intensität reduziert, so daß die Zählrate auf dem Detektor zwischen 100 kHz und 10 MHz begrenzt wird. Tatsächliche Zählraten an resonanten Quanten liegen bei realen Messungen deutlich unterhalb von 100 kHz, so daß die gewählte Zählrate mit den späteren Bedingungen übereinstimmt. Eine detaillierte Beschreibung eines solchen Aufbaus findet sich in [127].

6.2 GaAs-Röntgendetektoren

Als Röntgendetektoren wurden für diese Untersuchungen die Detektoren mit der größten aktiven Dicke eingesetzt, um die Kapazität der Dioden zu minimieren. MOCVD-Detektoren mit einer aktiven Fläche von $300 \times 300 \mu\text{m}^2$ und einer Weite der Raumladungszone von $d = 7 \mu\text{m}$ wurden als Detektorelement benutzt. Im Fall der verwendeten LPE-Detektoren gleicher aktiver Fläche beträgt die Dicke der untersuchten Raumladungszone bis zu $d = 50 \mu\text{m}$, so daß die Kapazität der Detektoren deutlich kleiner als $C_D = 1 \text{ pF}$ anzusetzen ist. In beiden Fällen sind die Detektorkapazitäten kleiner als die Eingangskapazität der Verstärkerschaltung, so daß der Einfluß

des Detektors auf die Bandbreite und das Rauschen zu vernachlässigen ist, was auch durch Messungen bestätigt wurde. Zur Reduzierung etwaiger Streukapazitäten wurden die Dioden in TO-4 Gehäuse montiert, die direkt mit dem Eingangstransistor der eingesetzten Stromverstärker verbunden wurden. Dabei wurde speziell auf eine Minimierung der Leitungslängen geachtet, um unerwünschte Leitungsinduktivitäten so klein wie möglich zu halten. Der Schottkykontakt wurde mit dem Eingangstransistor verbunden, während der n-Kontakt über eine Siebkette zur Vorspannung des Detektors an eine externe Spannungsquelle angeschlossen wurde.

Da die koaxiale Übertragungsstrecke zwischen Detektor und Ausleseelektronik ca. 10 m betragen hat, wurde ein separater Spannungsverstärker genutzt, um die Ausgangssignale der Vorverstärker soweit zu verstärken, daß eine störungsfreie Übertragung gewährleistet werden konnte. Am Ausgang dieser Übertragungsstrecke befindet sich dann die weitere Ausleseelektronik gemäß Abbildung (4.11). Zur Bestimmung der Signalthöhe wurde dieses Ausgangssignal auf einem digitalen Oszilloskop mit einer Bandbreite von 500 MHz aufgenommen und durch mehrfache Mittelung geglättet. Zur Digitalisierung der analogen Ausgangspulse der Stromverstärker wurden Leading Edge Diskriminatoren eingesetzt und mit Zählern verbunden, um die Triggerereignisrate zu bestimmen.

6.2.1 MOCVD-Detektoren

Die mittels MOCVD hergestellten Dioden mit einer aktiven Fläche von $A = 300 \times 300 \mu\text{m}^2$ und einer aktiven Dicke von $d = 7 \mu\text{m}$ wurden für die Untersuchungen herangezogen. Sie weisen eine Raumladungskapazität von $C_D = 1.5 \text{ pF}$ auf und wurden durch Stromverstärker mit einer Bandbreite von 200 MHz ausgelesen. Abbildung (6.1) zeigt die typische Signalform bei Verwendung eines 200 MHz Stromverstärkers.

6.2.1.1 Signal/Rauschverhältnis

Zur Bestimmung des Rauschens wurde die Triggerzählrate in Abhängigkeit von der Triggerschwelle bestimmt. Im Fall des MOCVD-Detektors ergab sich bei einer Triggerschwelle von 70 mV eine Rauschtriggerrate von weniger als 1 Hz, so daß anhand der Überlegung aus dem vorherigen Kapitel folgender Wert für die Standardabweichung des Ausgangsspannungsrauschens Wert abgeschätzt werden kann:

$$\langle U_{\text{noise}} \rangle = 12.5 \text{ mV}. \quad (6.1)$$

Die mittlere Signalthöhe ergibt sich aus Abbildung (6.1) zu $U^{\text{max}} = 130 \text{ mV}$, so daß sich ein Signal/Rauschverhältnis von ca. $S/N = 10$ ergibt. Unter der Voraussetzung, daß die Ladungsträgergeschwindigkeiten in der Diode, die bei Feldstärken von 8×10^4 bis $1.2 \times 10^5 \text{ V/cm}$ betrieben wurde, gesättigt sind, kann die Pulsdauer des primären Photostromes mit $\Delta t = 100 \text{ ps}$ abgeschätzt werden (vgl. Gleichung (2.13)). Unter Verwendung des Oszilloskopbildes kann die Steigzeit des Verstärkers zu $t_{\text{amp}} = 2.4 \text{ ns}$ bestimmt werden, was in guter Übereinstimmung mit Gleichung (4.6) ist. Mit dieser Zeitkonstanten erwartet man bei dem verwendeten Verstärker ein Signal/Rauschverhältnis von $S/N = 11.2$ nach Gleichung (4.49), was nahezu exakt mit dem tatsächlich ermittelten Wert übereinstimmt.

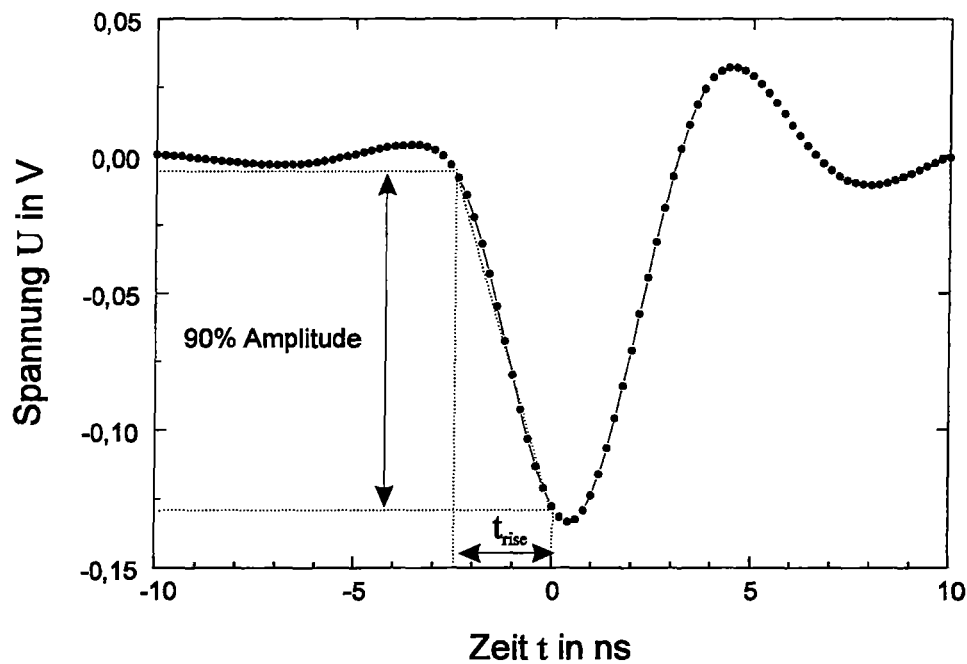


Abb. 6.1: Signalform der Detektor/Stromverstärker Kombination. Aufgetragen ist die 20-fach gemittelte Signalform als Funktion der Zeit, die bei der Detektion von 21.5 keV Röntgenquanten der Synchrotronquelle ermittelt wurde.

6.2.1.2 Zeitauflösung

Zur Messung der Zeitauflösung wurde anstelle des Zählers die Timing-Elektronik gemäß Abbildung (4.11) verwendet. Abbildung (6.2) zeigt das aufgenommene Zeitspektrum, das als zeitabhängige Häufigkeitsverteilung der detektierten Photonen interpretiert werden kann. Aus der Auftragung ist ersichtlich, daß keine zufälligen Rauschereignisse zu Triggerereignissen des Detektionssystems geführt haben. Da die Meßzeit ca. 100 s betragen hat, ist die erzielte Rauschunterdrückung besser als 10^{-10} . Die aus der Auftragung ermittelte Zeitauflösung beträgt:

$$\Delta t = (880 \pm 50) \text{ ps} . \quad (6.2)$$

Dies entspricht einer Standardabweichung von:

$$\sigma_t = 374 \text{ ps} . \quad (6.3)$$

Die theoretisch zu erwartende Zeitauflösung des Systems unter Verwendung der gemessenen Größen gemäß Gleichung (4.64) beträgt:

$$\sigma_t = 383 \text{ ps} . \quad (6.4)$$

Damit entsprechen die gemessenen Werte der Zeitauflösung sowie der Signal/Rauschverhältnisse innerhalb der Fehlergrenzen exakt den theoretisch berechneten Werten.

6.2.1.3 Effizienz

Zur Bestimmung der Effizienz dieses Detektors wurde eine Silizium APD eingesetzt, deren Effizienz 8.5% bei dieser Röntgenenergie beträgt. Durch eine Vergleichsmessung ist

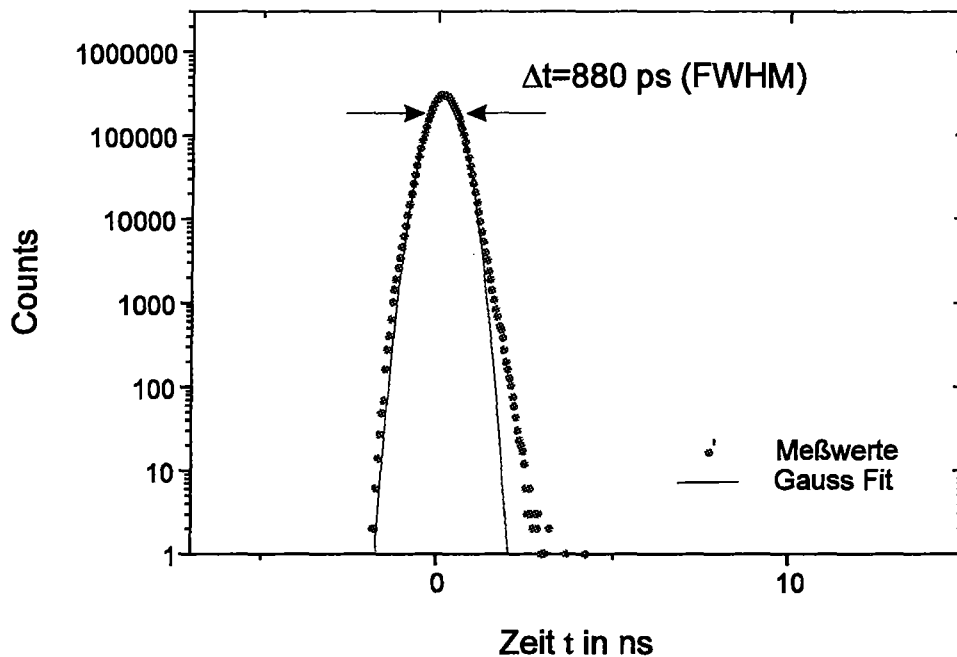


Abb. 6.2: Zeitauflösung MOCVD-Detektor mit einem Transimpedanzverstärker der Bandbreite 200 MHz; die Zeitauflösung wurde anhand der Halbwertsbreite von $\Delta t = 880$ ps zu $\sigma_t = 374$ ps bestimmt.

es möglich, die Effizienz der GaAs Schottkydiode direkt zu bestimmen. Durch direkten Vergleich der ermittelten Zählraten, bei gleicher Strahlgröße von $A = 200 \times 200 \mu\text{m}^2$ ergab sich eine Nachweiseffizienz von 8 % für die GaAs-Diode. Dieser Wert kann verglichen werden mit den bei den spektroskopischen Untersuchungen ermittelten Werten für die Effizienz. Die reine Absorption bei einer Energie von 21.5 keV beträgt 12% und die erwarteten Verluste aufgrund von Escape Peaks betragen 35% (vgl. Abbildung (2.13)). Dazu kommen noch die Verluste durch die Hintergrundcounts, die integral über alle Energie zusätzlich 65% betragen. Dies führt auf eine berechnete Effizienz von 6%, die jedoch niedriger als der tatsächlich ermittelte Wert der Effizienz liegt. Dieses Verhalten kann dadurch erklärt werden, daß die Triggerschwelle tatsächlich tiefer liegt als die Pulshöhe, die aus den 'Photopeak-Ereignissen' zu erwarten ist. Deshalb werden auch teilweise Ereignisse gezählt, die zu den Untergrund-Ereignissen und zu den Escape-Peak-Ereignissen zählen.

Unter dieser Annahme kann auch die leicht unsymmetrische Häufigkeitsverteilung des Timingspektrums erklärt werden. Die Triggerereignisse, die auf unvollständige Ladungsträgergeneration zurückzuführen sind, besitzen eine kleinere Ausgangsamplitude im Vergleich zu den Ereignissen mit voller Energiedeposition im Detektor. Derartige Pulse erreichen zeitlich zu späteren Zeitpunkten die Triggerschwelle und erscheinen deshalb später im Timingspektrum. Das führt zu der beobachteten Verbreiterung des Spektrums für spätere Zeiten.

6.2.2 LPE-Detektoren

Um eine direkte Vergleichbarkeit mit den obenstehenden Untersuchungen zu gewährleisten, sind ebenfalls bei den LPE-Detektoren aktive Flächen von $A = 300 \times 300 \mu\text{m}^2$

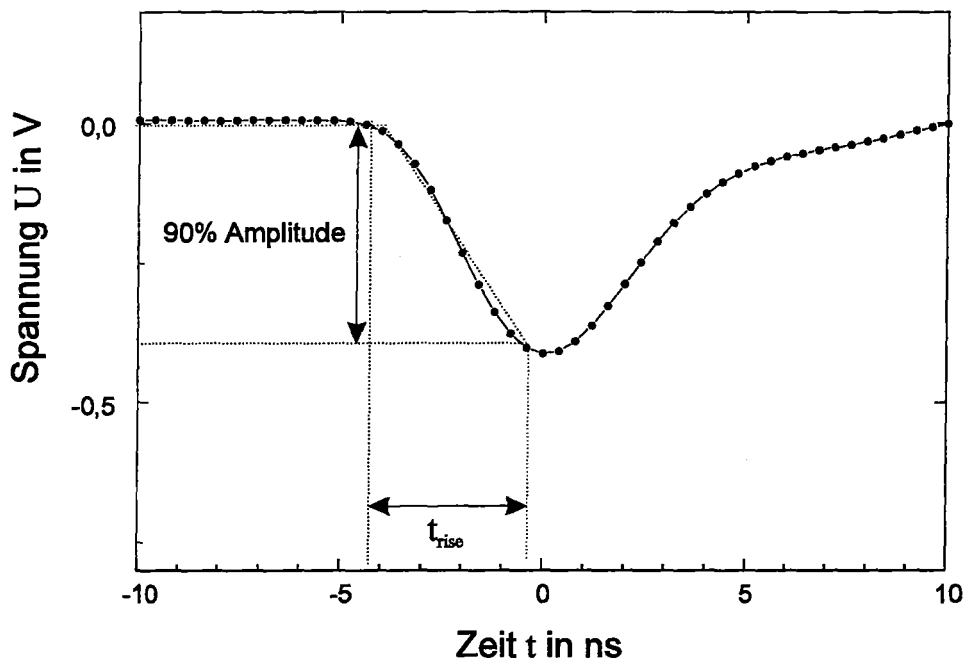


Abb. 6.3: Signalform der Detektor/Stromverstärker Kombination; Eingetragen ist die 20 fach gemittelte Signalform und zur Illustration des Rauschens, das Rauschband das bei einer Triggerfrequenz von 1 Hz gemessen wird. Somit ergibt sich eine Rauschspannung von: $\langle U_{\text{noise}} \rangle = 25 \text{ mV}$. Bandbreite des Verstärkers: 100 MHz.

untersucht worden. Die geringe Kapazität von $C_D \approx 240 \text{ fF}$ bei einer Betriebsspannung von 180 V (Verarmungstiefe: $d = 43 \text{ } \mu\text{m}$) gestattet im Prinzip die Verwendung von Detektoren wesentlich höherer aktiver Fläche, wie es in dieser Anwendung der Detektoren gefordert wird. Aufgrund der zu erwartenden langsameren Antwortzeiten dieser Detektoren wurden die rauschärmeren Transimpedanzverstärker 312-A4 mit einer Bandbreite von 100 MHz für die Untersuchungen eingesetzt.

6.2.2.1 Signal/Rauschverhältnis

Zur Bestimmung des Rauschens wurde wiederum die Triggerzählrate in Abhängigkeit von der Triggerschwelle bei einer Detektorspannung von 180 V bestimmt. Dabei konnte eine Rauschunterdrückung von 10^{-9} bei einer Triggerschwelle von 150 mV festgestellt werden. Damit kann die Standardabweichung des Spannungsrauschens abgeschätzt werden:

$$\langle U_{\text{noise}} \rangle = 25 \text{ mV}. \quad (6.5)$$

Abbildung (6.3) zeigt das über 20 Ereignisse gemittelte Ausgangssignal als Funktion der Zeit. Aus dieser Auftragung kann eine mittlere Signalthöhe von $U^{\text{max}} = 370 \text{ mV}$ abgeschätzt werden, so daß sich ein Signalrauschverhältnis von $S/N = 15$ ergibt, daß in guter Übereinstimmung mit dem theoretisch zu erwartenden Wert von 17 ist. Dieser theoretische Wert ist unter der Annahme einer Signalsteigzeit von 500 ps errechnet worden. Für die Abschätzung der Antwortzeit der Diode wurden wiederum die Sättigungsgeschwindigkeiten der Ladungsträger herangezogen. Das ist insofern berechtigt,

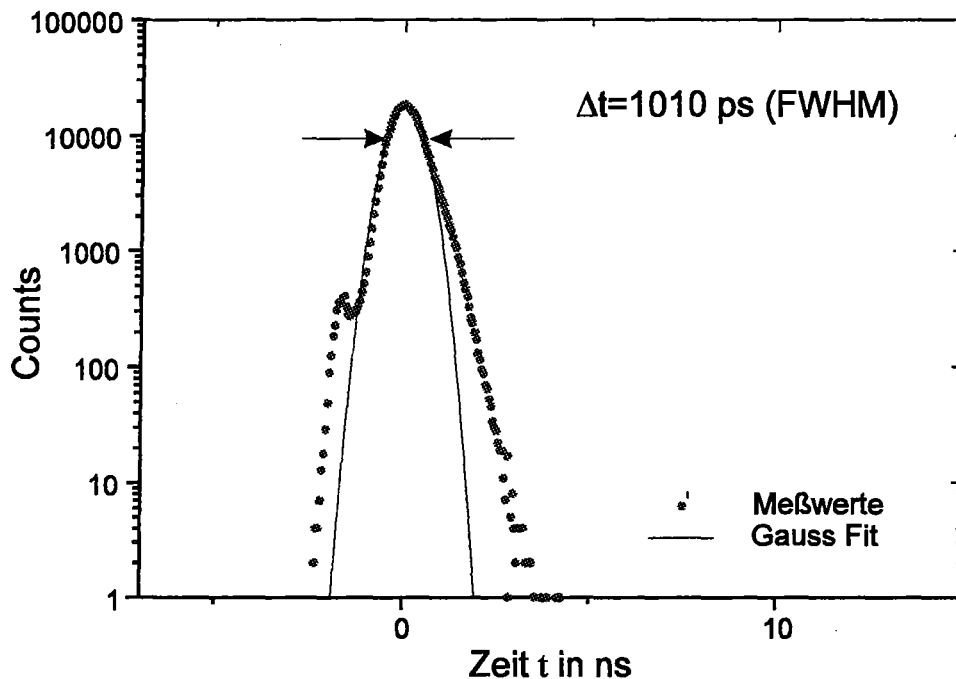


Abb. 6.4: Zeitauflösung des LPE-Detektors mit einem Transimpedanzverstärker der Bandbreite 100 MHz bei Detektion von 21.5 keV Photonen. Die Zeitauflösung wurde anhand der Halbwertsbreite von $\Delta t = 1010 \text{ ps}$ zu $\sigma_t = 430 \text{ ps}$ bestimmt.

als daß bei der angelegten Spannung die elektrische Feldstärke in 90% der Raumladungszone größer als 10^4 V/cm ist.

6.2.2.2 Zeitauflösung

Abbildung (6.4) zeigt das gemessene Timing-Spektrum des LPE-Detektors bei einer Spannung von 180 V und damit einer Verarmungstiefe von $43 \mu\text{m}$ in logarithmischer Auftragung. Aus der Auftragung ist direkt die Halbwertsbreite von $\Delta t = 1010 \text{ ps}$ erkennbar. In der logarithmischen Auftragung erkennt man eine Schulter in der ansteigenden Flanke des Spektrums. Diese ist vermutlich nicht auf das Detektorsystem zurückzuführen. Der Monochromator transmittiert neben der eigentlichen Energie von 21.5 keV auch Quanten mit der doppelten Energie, die aufgrund ihrer höheren Energie höhere Ausgangspulse liefern. Damit wird bei diesen Pulsen die Diskriminatorschwelle früher erreicht, so daß es zur Ausbildung der Schulter kommt.

Die gemessene Halbwertsbreite impliziert eine Standardabweichung der Zeitauflösung von:

$$\sigma_t = (430 \pm 40) \text{ ps}. \quad (6.6)$$

Als theoretischer Wert ergibt sich bei der gewählten Triggerschwelle von 250 mV eine Zeitauflösung von:

$$\sigma_t = 520 \text{ ps}. \quad (6.7)$$

Somit zeigt sich eine deutliche Abweichung zwischen dem theoretischen und dem tatsächlich gemessenen Wert. Vermutlich ist diese Unstimmigkeit dadurch zu erklären, daß je nach Generationsort in der Diode die Anstiegszeiten stark schwanken und daß zur

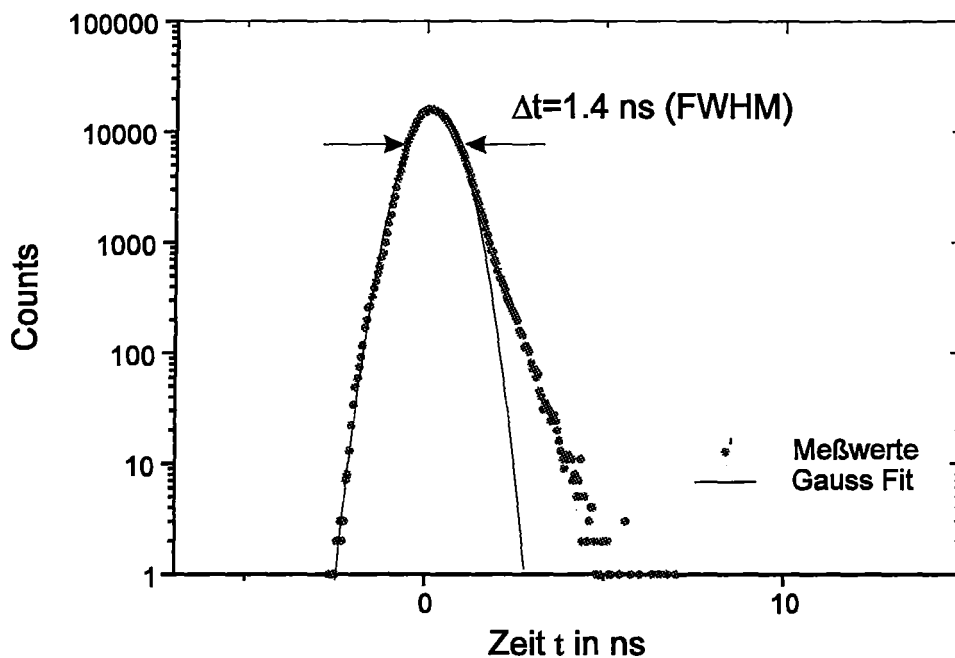


Abb. 6.5: Zeitauflösung des LPE-Detektor mit einem Transimpedanzverstärker der Bandbreite 100 MHz bei der Detektion von 14.4 keV Photonen; die Zeitauflösung wurde anhand der Halbwertsbreite von $\Delta t = 1.4$ ns zu $\sigma_t = 374$ ps bestimmt.

Bestimmung der Halbwertsbreite nur die Ereignisse mit den höchsten Ausgangspulsen herangezogen werden. Insbesondere die starke Schulter und Unsymmetrie zu späteren Zeiten des Timingspektrums deuten ein solches Verhalten an.

Das bessere Signal/Rauschverhältnis dieser Detektor-Verstärker-Schaltung ermöglicht den Einsatz bei tieferen Quantenenergien. Als Beispiel ist in Abbildung (6.5) eine Messung bei einer Energie von 14.4 keV gezeigt. Die Zeitauflösung ist in diesem Fall $\Delta t = 1.4$ ns, was einer Standardabweichung von $\sigma_t = 600$ ps entspricht. Der theoretische Wert für diese experimentellen Gegebenheiten ist: $\sigma_t = 760$ ps, so daß auch hier der gemessene Wert besser als der theoretisch zu erwartende Wert ist. Der Versuch zeigt, daß die hergestellten GaAs Detektoren ab einer Energie von ca. 10-12 keV als schnelle Detektoren für Röntgenstrahlung mit einer Zeitauflösungen im Subnanosekundenbereich eingesetzt werden können.

6.2.2.3 Effizienz

Die Effizienz dieses Detektors in Bezug auf 21.5 keV-Röntgenquanten wurde in Abhängigkeit der angelegten Detektorspannung ermittelt. Dazu wurde die Zählrate als Funktion der Spannung aufgenommen und anschließend mit der Zählrate der Silizium-Avalanchediode verglichen. Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind in Abbildung (6.6) graphisch dargestellt. Zur Kontrolle wurde stets die Zeitauflösung des Detektorsystems bestimmt. Die gemessene Zeitauflösung $\Delta t = 1.0$ ns war konstant über die eingestellten Spannungswerte. In die Auftragung ist zusätzlich die Absorption der eingesetzten Röntgenenergie in der für die jeweilige Spannung ausgerechneten Raumladungszone eingetragen.

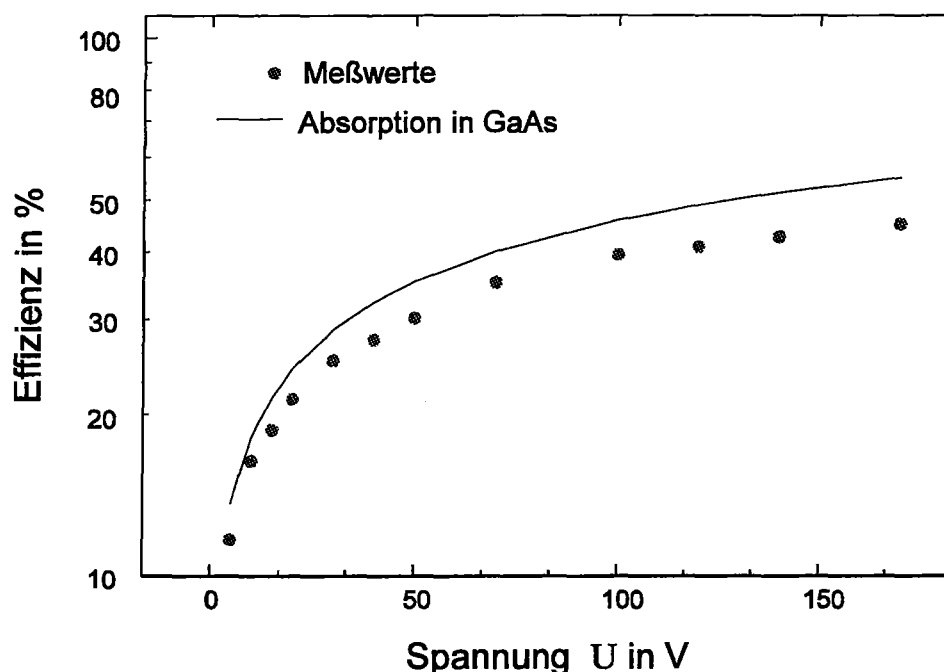


Abb. 6.6: Effizienz des LPE-Detektors als Funktion der angelegten Spannung bezogen auf 21.5 keV. Die Messung wurde durch Vergleich mit einer kalibrierten Silizium APD [23] durchgeführt.

Aus der Auftragung ist ersichtlich, daß der Detektor ca. 25 % der absorbierten Quanten nicht nachweisen kann. Dies kann wiederum auf die Verluste durch Escape-Ereignisse und Untergrund erklärt werden. Durch das gute Signal/Rauschverhältnis sind die Verluste relativ gering, d.h. verglichen mit den Ergebnissen der spektroskopischen Untersuchungen wird noch ein hoher Prozentsatz der Escape-Ereignisse und Hintergrund-Ereignisse detektiert.

Die Ergebnisse dieses Abschnittes können nicht mit Literaturwerten verglichen werden, da es sich um die erstmalige Realisierung derartiger Systeme handelt. Bisherige Untersuchungen sind bei Bandbreiten, die zumindest einen Faktor 10 kleiner sind durchgeführt worden und können daher nicht mit diesen Ergebnissen verglichen werden.

6.3 AlGaAs/GaAs Avalanche Röntgendetektoren

Die Verwendung von Avalanche-Detektoren ermöglicht durch die Nutzung der internen Verstärkung die Erzielung höherer Bandbreiten. Durch das hohe Signalrauschverhältnis dieser Strukturen in Verbindung mit schnellen Pulsverstärkern mit einer Bandbreite von 1GHz kann die Zeitauflösung deutlich gesteigert werden. Die Ergebnisse dieses Abschnittes sind in der Veröffentlichung [128] zusammengefaßt worden.

6.3.1 Zeitauflösung der Multiplikationszonen

Zunächst sollen die Ergebnisse dargestellt werden, die an reinen Multiplikationszonen erzielt worden sind (MBE-9045). Aus diesen Ergebnissen lassen sich die wesentlichen

Eigenschaften von APDs bei der schnellen Detektion von Röntgenquanten ableiten. Untersucht wurde dabei ein Array aus 2×2 Einzeldioden mit einer aktiven Fläche von $A = 500 \times 1000 \mu\text{m}^2$ und einer Kapazität von $C_D = 38 \text{ pF}$. Aufgrund der hohen Kapazität dieser Detektoren wurden zur Auslese Spannungsverstärker mit einer Bandbreite von 1000 MHz eingesetzt. Nach Gleichung (2.41) kann die Antwortzeit des Detektors für Röntgenquanten bei einer eingestellten Verstärkung von $M=10$ zu $t_{\text{mult}} \approx 17 \text{ ps}$ abgeschätzt werden. Diese Zeit gilt strenggenommen nur für reine Elektroneninjektion, d.h. nur für Röntgenquanten, die im vorderen Teil der Multiplikationszone unmittelbar unterhalb des p-Kontaktes absorbiert werden. Für Quanten, die in tieferen Schichten absorbiert werden, ist die Antwortzeit aber in der gleichen Größenordnung, da sie eine geringere Verstärkung erfahren aber längere Wege zur Avalanche Multiplikation benötigen.

Die hohe Kapazität der Detektoren bedingt, daß die Tiefpaßzeitkonstante des Eingangskreises $t_{\text{in}} \approx 1.8 \text{ ns}$ wesentlich größer als die Zeitkonstante des Verstärkers $t_{\text{amp}} = 440 \text{ ps}$ ist: $t_{\text{in}} \gg t_{\text{amp}}$. Dadurch kann die Schaltung als Tiefpass erster Ordnung mit der Zeitkonstanten $t_{\text{in}} + t_{\text{amp}}$ aufgefaßt werden.

Aus Gleichung (4.31) läßt sich unter Vernachlässigung des Schrotrauschens das Signal/Rauschverhältnis für 21.5 keV Photonen bei einer eingestellten Verstärkung von $M = 10$ ermitteln:

$$S/N = \frac{Mne}{t_{\text{mult}}} \frac{1 - e^{-\frac{t_{\text{mult}}}{t_{\text{in}} + t_{\text{amp}}}}}{\sqrt{\frac{kTf}{Z_{\text{in}}(t_{\text{amp}} + t_{\text{in}})}}} = 14.4. \quad (6.8)$$

Die hohe Eingangskapazität der Schaltung bedingt eine sehr hohe Verstärkung der Avalanchediode, um ein Signal/Rauschverhältnis zu erzielen, das für die vorgesehene Detektionsaufgabe ausreichend ist.

Mit dieser Anordnung sind Timing Untersuchungen bei einer Strahlgröße von $300 \times 300 \mu\text{m}^2$ durchgeführt worden. Die Verstärkung wurde auf ca. 20 eingestellt, wobei dieser Arbeitspunkt noch gut zu stabilisieren war. Um Störungen auf den ca. 10 m langen Koaxialleitungen zu reduzieren, wurde wiederum zur Nachverstärkung ein Spannungsverstärker eingesetzt.

Abbildung (6.7) zeigt die erzielten Timing Spektren für unterschiedliche Höhen der Diskriminatorschwelle. Die höchste Zeitauflösung läßt sich bei der höchsten Diskriminatorschwelle von 764 mV erzielen. In diesem Fall liegt die Zeitauflösung bei $\Delta t = 400 \text{ ps}$. Bei kleineren Werten der Schwellenspannung verschlechtert sich die Zeitauflösung bei gleichzeitigem starken Anstieg der Zählrate. Bei einer Einstellung von 430 mV , die in etwa am Einsatzpunkt des Rauschens liegt, wurde eine Zählrate von 110 kHz bestimmt. Diese Zählrate entspricht einer relativen Effizienz des Detektors von ca. 50% bezogen auf die Absorption des Detektors bei dieser Röntgenenergie. Die absolute Effizienz der Anordnung wurde durch Vergleichsmessungen mit einer kalibrierten Siliziumdiode [23] zu 1.3 % bestimmt.

Die bestimmten hohen Zeitauflösungen dieses Detektors bei höheren Diskriminatorschwellen sind dadurch zu erklären, daß nur noch solche Ereignisse gezählt werden, die eine besonders hohe Verstärkung erfahren haben. Für die qualitative Erklärung des Verhaltens der Diode muß berücksichtigt werden, daß die Verstärkung exponentiell vom Ort der Generation der Ladungsträger abhängt (vgl. Abbildung (2.17)). Ereignisse, die durch Absorption von Röntgenquanten in den obersten Schichten der Avalanchediode generiert werden, führen zu hohen Verstärkungsfaktoren, während die primären

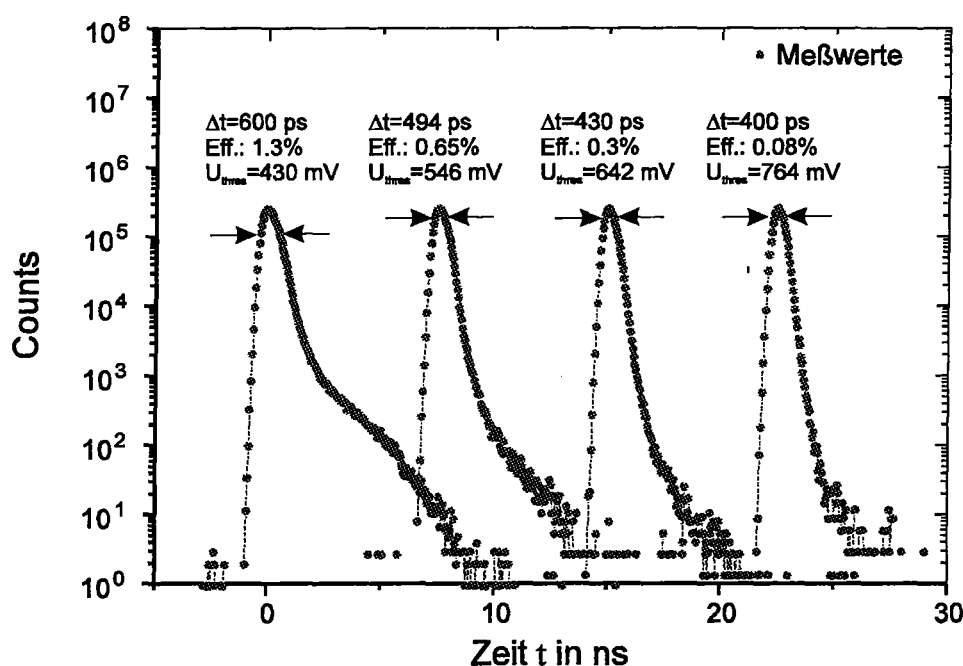


Abb. 6.7: Timing-Spektren von Avalanchezonen. Aufgetragen sind vier Spektren, die bei unterschiedlichen Diskriminatorschwellen aufgenommen wurden. Die Zeitauflösung verbessert sich mit zunehmender Höhe der Schwelle, während die Effizienz des Detektors von 1.3 % auf 0.08 % abnimmt.

Ladungsträger der in der Tiefe absorbierten Quanten nur eine kleine Verstärkung erfahren. Damit werden bei hoher Diskriminatorschwelle nur Quanten mit hohen Amplituden nachgewiesen, während bei kleiner Diskriminatorschwelle auch solche Ereignisse berücksichtigt werden, die auf die Absorption in tieferen Schichten zurückzuführen sind. Insgesamt muß konstatiert werden, daß aufgrund dieser Umstände eine quantitative Analyse der erzielten Zeitauflösungen nicht durch die bisher verwendete Theorie beschrieben werden kann, da keine eindeutigen Aussagen über das Signal/Rauschverhältnis getroffen werden können. Die Ausgangsamplituden schwanken kontinuierlich in der Höhe.

Trotz dieser Schwierigkeiten, die eine quantitative Analyse erschweren, können aus der Untersuchung einige wichtige Ergebnisse festgehalten werden. Die Verwendung derartiger Multiplikationszonen erlaubt die Erzielung hoher Verstärkungsfaktoren, die in der Größenordnung von $M = 10 - 50$ liegen. Damit können Detektoren hoher Kapazität unter Verwendung von Spannungsverstärkern zum schnellen zeitaufgelösten Nachweis von Röntgendetektoren genutzt werden. Weiterhin ergibt sich aus der Tatsache, daß die Verstärkungsvariation in der Tiefe der Multiplikationszone zu stark schwankenden Ausgangssignalen führt, die Notwendigkeit, Avalanchedetektoren mit separater Multiplikationszone herzustellen.

6.3.2 Zeitauflösung der SAM-APD

Für die Untersuchung an den Avalanchedetektoren mit getrennten Multiplikations- und Absorptionszonen sind sowohl Detektoren mit ausgeräumten wie auch mit nicht

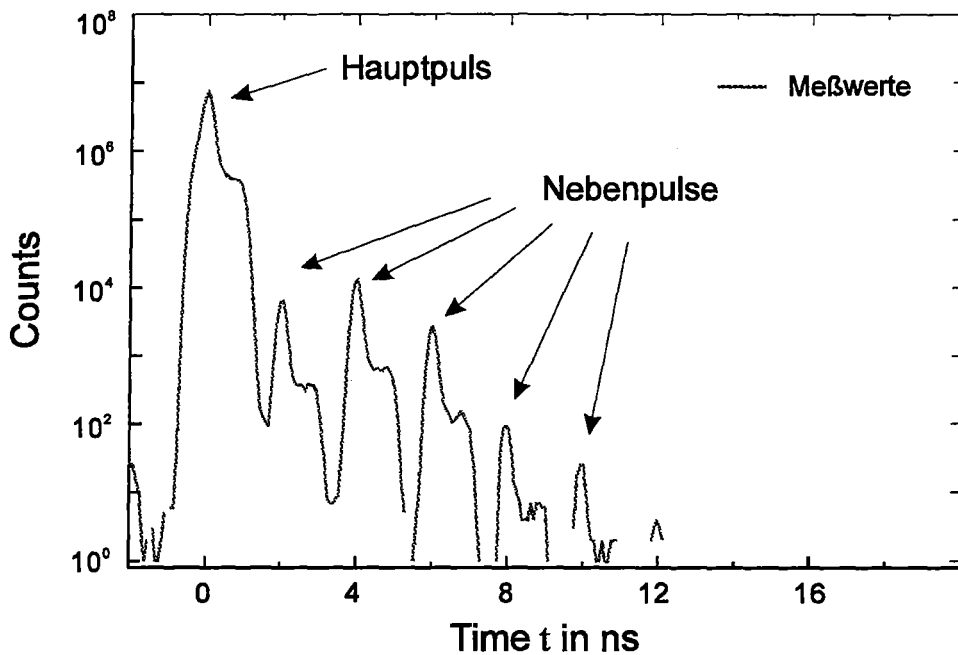


Abb. 6.8: Zeitauflösung des Avalanche-Detektor mit einem Spannungsverstärker der Bandbreite 1000 MHz bei der Detektion von 14.4 keV Photonen. Die Zeitauflösung wurde anhand der Halbwertsbreite von $\Delta t = 450$ ps zu $\sigma_t = 191$ ps bestimmt.

verarmten Multiplikationszonen eingesetzt worden.

Ein typisches Timing Spektrum eines Detektors, dessen Absorptionszone nicht ausgeräumt wurde, ist in Abbildung (6.8) dargestellt. Charakteristisch für diese Art von Detektoren ist die breite Schulter der Häufigkeitsverteilung zu späteren Zeiten. Diese wird verursacht durch den vergleichsweise langsamen diffusiven Ladungstransport aus der nicht verarmten Absorptionszone. Trotzdem kann auch mit diesem Typ von Detektor eine Zeitauflösung von $\Delta t = 450$ ps (FWHM) bestimmt werden. Dieses Spektrum entstand bei einer eingestellten Verstärkung von ca. 20. Das Signal/Rauschverhältnis ergibt sich nach Gleichung (4.31) zu 30, bei einer Eingangskapazität des Detektors von $C_D = 8.6$ pF. Die zusätzlichen Strukturen in diesem Spektrum kommen durch Fehlfüllungen des Synchrotrons zustande. Nach dem primären Puls treten weitere Pulse auf. Diese Pulse haben eine Wiederholungsfrequenz, die gerade der Beschleunigungsfrequenz des Synchrotrons entsprechen. Somit kann solch ein Detektor auch zur Überwachung der Zeitstruktur des Synchrotrons dienen.

Ein optimierter Detektor mit ausgeräumter Verarmungszone weist nicht die Verbreiterung des Spektrums zu späteren Zeiten auf. Ein typisches Beispiel der Zeitantwort eines solchen Detektors zeigt die Abbildung (5.15). Durch die verringerte Kapazität dieses Detektors kommt bei einer Verstärkung von ca. 12 eine optimale Zeitauflösung erzielt werden. Sie beträgt $\Delta t = 220$ ps (FWHM) bei einer nahezu gaussförmigen Verteilung. Diese außerordentlich hohe Zeitauflösung wurde genutzt, um die Zeitstruktur der ESRF im Multibunchmode zu bestimmen. Abbildung (6.10) zeigt das Ergebnis dieser Messung. Aus der Abbildung ist deutlich die hohe Wiederholrate der Röntgenpulse zu erkennen. Die einzelnen Pulse sind 2.8 ns voneinander getrennt und werden eindeutig

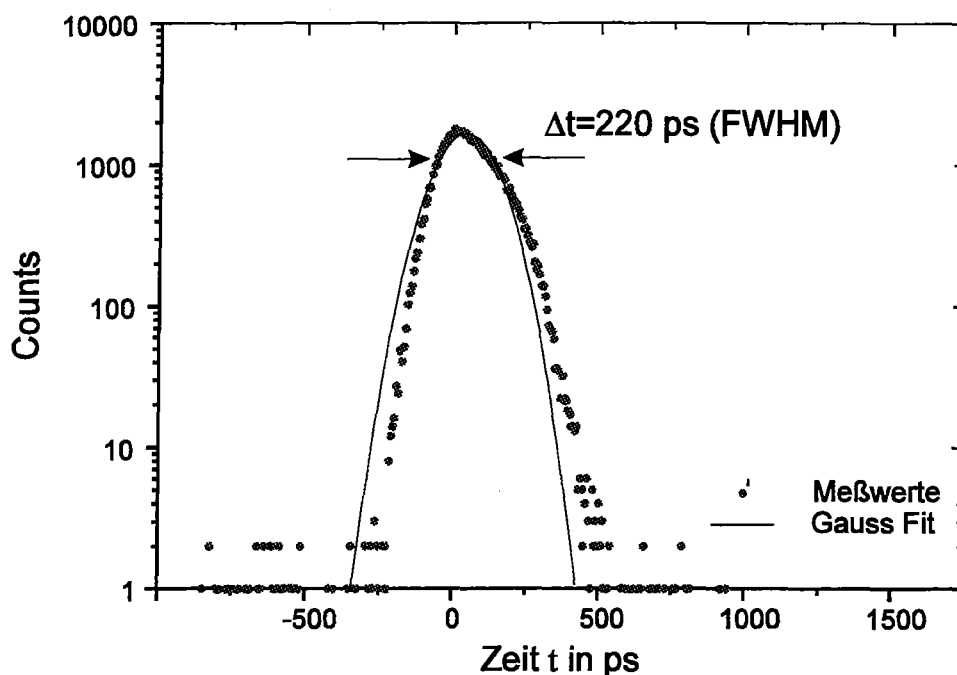


Abb. 6.9: Zeitauflösung des Avalanche-Detektors mit einem Spannungsverstärker der Bandbreite 1500 MHz bei der Detektion von 14.4 keV Photonen; die Zeitauflösung wurde anhand der Halbwertsbreite von $\Delta t = 220$ ps zu $\sigma_t = 94$ ps bestimmt.

vom Detektor aufgelöst. Durch die Verwendung von vier Kanälen des Detektors konnte die aktive Fläche dieses Detektors auf $A = 1 \text{ mm}^2$ erhöht werden. Durch die Überlagerung der einzelnen Kanäle verschlechterte sich jedoch die Zeitauflösung auf $\Delta t = 350$ ps aufgrund von Laufzeitdifferenzen. Dennoch steht damit ein leistungsfähiges Detektionssystem zur zeitaufgelösten Messung von Röntgenstrahlung zur Verfügung.

Die derzeit höchsten Zeitauflösungen werden allerdings mit Silizium-Avalanchediode mit einer aktiven Fläche von 1 mm^2 und etwa gleicher aktiver Dicke erzielt [26, 25, 27]. Jedoch ist aufgrund der höheren Absorption in diesem Fall die Effizienz der GaAs Detektoren deutlich höher. Gegenüber großflächigen Dioden sind die ermittelten Auflösung sogar höher [24, 23, 22], wobei in diesem Fall die Effizienz aufgrund der größeren Schichtdicke in etwa gleich ist. Somit zeigt das Konzept der GaAs basierenden Röntgendetektoren tatsächlich bessere Eigenschaften als vergleichbare Siliziumstrukturen. Zu berücksichtigen ist allerdings, daß mit Silizium Avalanchedioden höhere Verstärkungsfaktoren erzielbar sind, so daß diese Bauelemente auch bei kleinen Quantenenergien eingesetzt werden können [23]. Außerdem ist die Effizienz der GaAs Detektoren im Energiebereich unterhalb von 10 keV nicht höher als im Silizium, so daß in diesem Bereich die Silizium APDs sicherlich die besseren Detektoren sind.

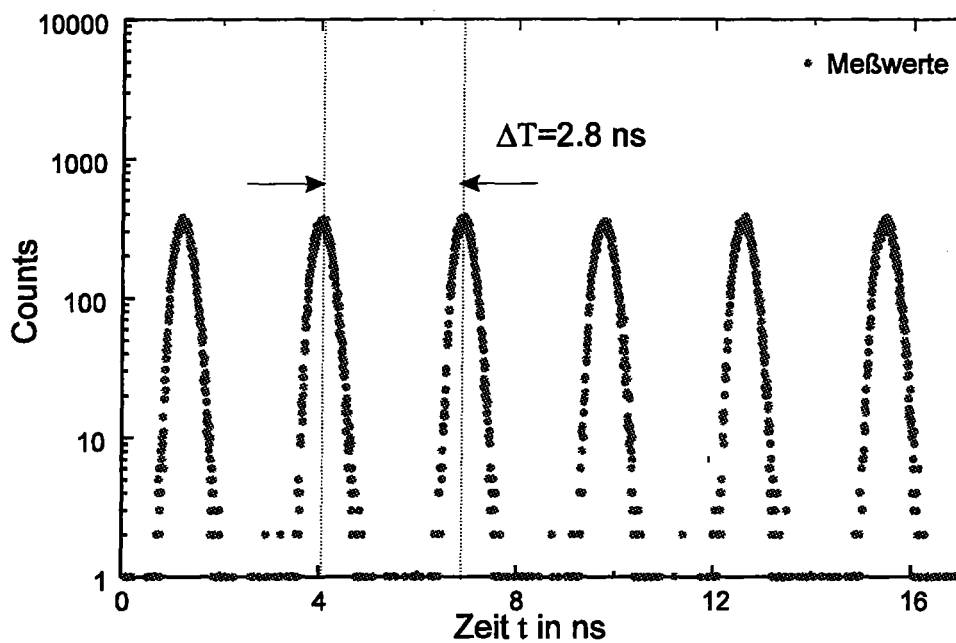


Abb. 6.10: Zeitauflösung des Avalanche-Detektors mit einem Spannungsverstärker der Bandbreite 1500 MHz bei der Detektion von 14.4 keV Photonen; Die Abbildung zeigt die Multibunchstruktur der ESRF mit einer Separation der einzelnen Pulse (Bunches) von 2.8 ns

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

7.1 Wesentliche Ergebnisse der Arbeit

Primäres Ziel dieser Arbeit war die Bereitstellung schneller Detektionssysteme für Röntgenstrahlung. Im theoretischen Teil dieser Arbeit wurde dargelegt, daß die gesetzten Anforderungen an die Effizienz, die Schnelligkeit, den dynamischen Bereich und den Raumtemperaturbetrieb derzeit durch die Verwendung von GaAs-Halbleiterstrukturen erreichbar sind. Andere Halbleitermaterialien scheiden aufgrund ihrer geringen Absorption (Si), ihrer kleinen Bandlücke (Ge) oder ihrer geringen Ladungsträgergeschwindigkeiten (CdTe, HgI₂) aus. Folgerichtig wurden GaAs-Halbleiterstrukturen hergestellt und auf ihre Eignung als Strahlungsdetektoren untersucht.

Bei der Herstellung wurde auf epitaktische Methoden zurückgegriffen, um möglichst geringe Hintergrunddotierungen und einen geringen Kompensationsgrad zu erzielen. GaAs-Schichten, die mit drei verschiedenen Epitaxiemethoden abgeschieden wurden, sind für die Herstellung von Halbleiterdioden genutzt worden. Durch die Optimierung dieser Strukturen sind kleine Dunkelstromdichten erzielt worden, die für den Betrieb als Detektor unerlässlich sind. Alle drei Epitaxiemethoden haben sich als ausgesprochen geeignet gezeigt, um Halbleiterdetektoren herzustellen.

Mit den hergestellten Strukturen sind standardmäßig hohe Energieauflösungen von 1.5 keV (FWHM) und darunter erzielt worden. Die Spektren konnten qualitativ und quantitativ gut erklärt werden, wobei insbesondere die quantitative Bestimmung der Intensitäten der unvermeidlichen Escape Peaks hervorgehoben werden soll. Die Detektoren zeigen 100% Ladungsausbeute bei einer mittleren Bildungsenergie pro Elektron-Loch-Paar von 4.27 eV, die in guter Übereinstimmung mit früheren Literaturergebnissen [88] ist. Durch die Verwendung von speziellen ladungsempfindlichen Vorverstärkern konnten mit diesen Detektoren bei Raumtemperatur eine Energieauflösung von 530 eV (FWHM) erzielt werden. Dieser Wert ist um einen Faktor vier besser als alle bisher veröffentlichten Ergebnisse. Durch die hohe Auflösung konnte der Fano-Faktor erstmalig anhand von Raumtemperaturmessungen ermittelt werden. Der gemessene Wert liegt mit $F = 0.127$ deutlich unterhalb des bisherigen Literaturwertes von 0.18 [88]. Bei Messungen, die im technisch einfach zu realisierenden Temperaturbereich von -30°C durchgeführt wurden, sind bei 5.9 keV Energieauflösungen von 380 eV erzielt worden, welche die Brauchbarkeit von GaAs-Detektoren zur Röntgenfluoreszenzanalyse nachdrücklich unterstreicht.

Außerdem konnte durch erstmalige Verwendung von Staircase-Avalanche-

Detektoren das Verhalten dieser Avalanchedioden bei der Detektion von Röntgenstrahlung untersucht werden. Anhand optischer Pulsmessungen wurden Verstärkungsfaktoren von bis zu 800 gemessen und zusätzlich der Zusatzrauschfaktor der benutzten Heterostrukturen quantifiziert. Im Vergleich zu homogenen GaAs-Avalanchedioden wurde ein reduziertes Zusatzrauschen konstatiert, wie es die Theorie dieser Bauelemente vorhersagt. Die erzielten Energieauflösungen bei der Detektion von Röntgenstrahlung betragen 0.9 keV (FWHM) bei 14 keV und 0.6 keV (FWHM) bei 4.5 keV unter Verwendung eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers mit einem äquivalenten Eingangsrauschen von 2.7 keV.

Durch die Verwendung rauscharmer Stromverstärker konnten Detektionssysteme für Röntgenstrahlung kleiner Energie (ab 12 keV) mit einer Bandbreite von 100-200 MHz bereitgestellt werden. Diese Systeme erzielen Zeitaufösungen im Subnanosekundenbereich bei einer Rauschunterdrückung von 10^{-10} . Die erzielten Effizienzen bei 21.5 keV liegen bei 8% für Detektoren der Dicke $d = 7 \mu\text{m}$ und konnten durch Verwendung von LPE-Detektoren auf 45% ($d = 43 \mu\text{m}$) gesteigert werden. Damit steht erstmalig ein System zur Verfügung, das Röntgenquanten dieses Energiebereiches effizient nachweisen und mit hoher Zeitauflösung detektieren kann. Die erzielten Ergebnissen können quantitativ anhand der vorgestellten Theorien verstanden werden.

Die interne Verstärkung der Avalanchedetektoren ermöglicht die Realisierung von Detektionssystemen mit noch höheren Bandbreiten. Dadurch läßt sich die Zeitauflösung solcher Detektionssysteme bis zu den gemessenen Spitzenwerten von 220 ps (FWHM) steigern. Mit Avalancheverstärkungen von bis zu 100 können auch Detektoren mit relativ hohen Kapazitäten zur zeitaufgelösten Messung von Röntgenquanten benutzt werden.

7.2 Perspektiven von GaAs-Röntgendetektoren

Die vorliegenden Untersuchungen zeigen, daß Röntgendetektoren aus GaAs interessante Perspektiven in der wissenschaftlichen und technischen Anwendung bieten. Insbesondere als schnelle Detektoren für zeitaufgelöste Messungen mit hoher Dynamik bieten GaAs-Dioden herausragende Eigenschaften, die derzeit von keinem anderen Materialsystem erfüllt werden können.

Speziell die spektroskopischen Untersuchungen zeigen, daß GaAs-Detektoren auch als hochauflösende Detektoren bei Raumtemperatur eingesetzt werden können. Die ermittelten Energieauflösungen von 530 eV bei Raumtemperatur und 350 eV bei -30°C , sowie die Bestimmung des Fanofaktors unterstreichen nachdrücklich den möglichen Einsatz von GaAs-Detektoren für energiedispersive Detektoren. Das Anwendungspotential der hergestellten und untersuchten Strukturen erstreckt sich neben dem Einsatz als Detektoren in der Röntgenfluoreszenz auch auf die Gebiete der medizinischen Computertomographie, der Mammographie und zahnmedizinischer Applikationen.

Zentraler Punkt für weitergehende Optimierung ist die Erhöhung der aktiven Detektordicken durch eine Reduzierung der Hintergrunddotierung. Hier erscheint insbesondere das LPE-Verfahren als aussichtsreich. Die Verwendung von einfachen und mehrfachen Guardringstrukturen sind dabei geeignete Mittel zur Minimierung der Dunkelströme, wie in dieser Arbeit gezeigt werden konnte. Dadurch erscheint auch die Möglichkeit der Herstellung von Detektoren großer aktiver Volumina in greifbare Nähe

gerückt.

Völlig neuartige Möglichkeiten bei der Detektion von Röntgenstrahlung aber auch anderer Strahlungsarten eröffnen sich durch den Einsatz der Avalanche-Detektoren. Die Nutzung der internen Verstärkung verspricht immer dann einen Vorteil, wenn kleine Signale verstärkt werden müssen. Dies kann beispielsweise beim Einsatz in hohen Temperaturbereichen oder bei der Realisierung empfindlicher Detektionssystemen großer Bandbreite ausgenutzt werden. Eine mögliche Anwendung kann in der Realisierung von ortsauflösenden Streifendetektoren bestehen, die zur Untersuchung biologischer Systeme mittels Synchrotronstrahlung benötigt werden [129]. Hier liegen die besonderen Anforderungen in der breitbandigen Detektion kleiner Quantenenergien mit hoher Ortsauflösung. Ein solches System sollte über 100-1000 Einzeldetektoren verfügen, deren Signale mithilfe integrierter Multielement Auslesesysteme verstärkt und digitalisiert werden. Derartige Systeme hoher Bandbreite weisen ein relativ hohes Eigenrauschen auf, so daß zur Detektion eine interne Verstärkung im Detektor zwingende Voraussetzung ist. Hier erscheinen die AlGaAs/GaAs Avalanchedetektoren als aussichtsreiche Kandidaten, da neben der internen Verstärkung bereits Arrays von Streifendetektoren experimentell realisiert worden sind.

Literaturverzeichnis

- [1] S.L. Ruby: J. de Phys., **35**, C6 (1974)
- [2] E.Gerdau, U. van Bürck: In *Resonant Anomalous X-Ray Scattering*, K.Fischer G.Materlik, C.J.Sparks ed., (Elsevier Science Publishers, B.V., Amsterdam, 1994)
- [3] H. Ibach, H. Lüth: *Festkörperphysik*, (Springer-Verlag, Berlin, 1988)
- [4] S. M. Sze: *Physics of Semiconductor Devices*, (John Wiley & Sons, 1981)
- [5] R.N. Hall: Phys. Rev., **87** (), 387 (1952)
- [6] W. Shockley, W.T. Read: Phys. Rev., **87** (), 835 (1952)
- [7] S. M. Sze: *Physics of Semiconductor Devices*, (John Wiley & Sons, 1981)
- [8] M. Cuzin: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A253**, 407 (1987)
- [9] E.M. Pell: J. Appl. Phys., **31** (), 1675 (1960)
- [10] D.V. Freck, J. Wakefield: Nature, **193** (), 669 (1962)
- [11] P.P. Webb, R.L. Williams: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **22** (), 361 (1963)
- [12] A.J. Tavendale, G.T. Ewan: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **25** (), 185 (1963)
- [13] G.F.Knoll: *Radiation Detection and Measurement, Second Edition*, (J. Wiley & Sons, New York, 1989)
- [14] K.Debertin, R.G.Helmer: *Gamma- and X-Ray Spectrometry with Semiconductor Detectors*, (Elsevier Science Publishers, B.V., Amsterdam, 1988)
- [15] B.K. Agarwal: *X-Ray Spectroscopy, 2. Edition*, (Springer Verlag, 1991)
- [16] E. Jönsson: Dissertation, Uppsala, 1928
- [17] J.H. Hubbel: Int. J. Appl. Radiat. Isot., **33**, 1269–1290 (1982)
- [18] E. Browne, R.B. Wildenthal: *Table of Radioactive Isotopes*, (J. Wiley & Sons, New York, 1989)

- [19] J.W. Colby: Adv. X-Ray Anal., **11** (), 287 (1968)
- [20] J. Kantele: *Handbook of Nuclear Spectrometry*, (Academic Press ltd., 1995)
- [21] V. Fano: Phys. Rev., **72** (), 26 (1947)
- [22] A.Q.R. Baron: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A352**, 665 (1995)
- [23] A.Q.R. Baron, S.L. Ruby: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A343**, 517 (1994)
- [24] T.S. Toellner, W. Sturhahn, E.E. Alp, P.A. Montano, M. Ramanathan: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A 350**, 595 (1994)
- [25] S. Kishimoto: Rev. Sci. Instrum., **63**, 824 (1992)
- [26] S. Kishimoto: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A309**, 603 (1991)
- [27] S. Kishimoto: Rev. Sci. Instrum., **66**, 2314 (1995)
- [28] D. Sueva, V. Spassov, N. Chikov, E.I. Vapirev, I. Ivanov: Phys. Stat. Sol., **120**, K-185 (1990)
- [29] D. Sueva, V. Spassov, N. Chikov, E.I. Vapirev: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A 288**, 460 (1990)
- [30] R. Farrell, K. Vanderpuye, L. Cirignano, M.R. Squillante, G. Entine: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A 353**, 176 (1994)
- [31] M. Asghar, D.C. Imrie: J. Phys. E: Sci. Instrum., **22**, 1012 (1989)
- [32] C. Carrier, R. Lecomte: IEEE Transactions on Nuclear Science, **37** (2), 209 (1990)
- [33] K.M. James, M.J. Masterson, R. Farrel: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A313**, 196 (1992)
- [34] W.W. Moses, S.E. Derenzo, T.F. Budinger: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A353**, 189 (1994)
- [35] M. Moszynski, T. Ludziejewski, D. Wolski, W. Klamra, M. Szawlowski, M. Kapusta: Submitted to IEEE Trans. Nucl Sci., (1995)
- [36] C. Schmelz, S.M. Bradbury, I. Holl, E. Lorenz, D. Renker, S. Ziegler: to be published, (1995)
- [37] E. Lorenz, S. Natkaniec, D. Renker, B. Schwartz: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A346**, 372 (1994)
- [38] G. E. Stillman, C. M. Wolfe: In *Semiconductors and Semimetals*, R. K. Willardson, C. Beer eds., Band 12, (Academic Press, Inc., 1985)
- [39] K.K. Thornber: J. Appl. Phys., **52** (1), 279 (1980)

- [40] H. Shichijo, K. Hess: Phys. Rev. B, **23** (8), 4197 (1981)
- [41] H. Shichijo, G.E. Stillman, K. Hess: Appl. Phys. Lett., **38** (2), 89 (1980)
- [42] G.A. Baraff: Phys. Rev., **128** (6), 2507 (1962)
- [43] L.V. Keldysh: Soviet Physics JETP, **34**(7) (4), 665 (1958)
- [44] L.V. Keldysh: Soviet Physics JETP, **37**(10) (3), 509 (1960)
- [45] L.V. Keldysh: Soviet Physics JETP, **21** (6), 1135 (1965)
- [46] B.K. Ridley: J. Phys. C: Solid State Phys., **16**, 3373 (1983)
- [47] M. Cho, H.H. Lee: J. Appl. Phys., **71**, 1298 (1991)
- [48] G.E. Bulman, V.M. Robbins, G.E. Stillman: IEEE Trans. Electron Devices, **ED-32** (11), 2454–2466 (1985)
- [49] V.M. Robbins, S.C. Smith, G.E. Stillman: Appl. Phys. Lett., **52** (4), 296 (1987)
- [50] I. Watanabe, T. Torikai, K. Makita, K. Fukushima, T. Uji: IEEE Electron Device Lett., **11** (10), 437 (1990)
- [51] J. Urquhart, D.J. Robbins, R.I. Taylor, A.J. Moseley: Semicond. Sci. Technol., **5**, 789 (1990)
- [52] R.J. McIntyre: IEEE Trans. Electron Devices, **ED-13** (1), 164–168 (1966)
- [53] R.J. McIntyre: IEEE Trans. Electron Devices, **ED-19** (6), 703 (1972)
- [54] K.M. van Vliet, L.M. Rucker: IEEE Trans. Electron Devices, **ED-26** (5), 746 (1979)
- [55] K.M. van Vliet, L.M. Rucker: IEEE Trans. Electron Devices, **ED-26** (5), 752 (1979)
- [56] R. Chin, N. Holonyak, G.E. Stillman, J.Y. Tang, K. Hess: Electr. Lett., **16** (12), 468 (1980)
- [57] H. Blauvelt, S. Margalit, A. Yariv: Electr. Lett., **18** (9), 375 (1982)
- [58] F. Capasso, W.T. Tsang, G.F. Williams: IEEE Trans. Electron Devices, **ED-30** (4), 381–390 (1983)
- [59] F. Capasso: IEEE Trans. Electron Devices, **ED-29** (9), 1388 (1982)
- [60] F. Capasso, R.A. Logan, W.T. Tsang, J.R. Hayes: Appl. Phys. Lett., **41** (10), 944 (1982)
- [61] F. Capasso: SPIE: Physical Concepts of Materials for Novel Optoelectronic Device Applications, **SC1**, 336 (1990)
- [62] J.N. Hollenhorst: Appl. Phys. Lett., **49** (9), 516 (1986)

- [63] M.K. Benedict: SPIE: Infrared Detectors and Arrays, **930**, 87 (1988)
- [64] F. Osaka, T. Mikawa: IEEE Journal of Quantum Electronics, **QE-22** (3), 471 (1986)
- [65] W.S. Holden, J.C. Campbell, A.G. Dentai: IEEE Journal of Quantum Electronics, **QE-21** (9), 1310 (1985)
- [66] M. Tsuji, I. Watanabe, K. Makita, K. Taguchi: Jpn. J. Appl. Phys., **33** (), L 32 (1994)
- [67] T. Kagawa, Y. Kawamura, H. Iwamura: IEEE Journal of Quantum Electronics, **28** (6), 1419 (1992)
- [68] K. Mohammed, F. Capasso, J. Allam, A.Y. Cho, A.L. Hutchinson: Appl. Phys. Lett., **47** (6), 597 (1985)
- [69] T. Kagawa, Y. Kawamura, H. Asai, M. Naganuma: Appl. Phys. Lett., **57** (18), 1895 (1990)
- [70] F. Osaka, T. Mikawa, O. Wada: IEEE Journal of Quantum Electronics, **QE-22** (10), 1986 (1986)
- [71] K. Matsuo, M.C. Teich, B.E.A. Saleh: IEEE Trans. Electron Devices, **ED-32** (12), 2615 (1985)
- [72] K. Brennan: IEEE Journal of Quantum Electronics, **QE-22** (10), 1999 (1986)
- [73] B.K. Ridley: J. Phys. C: Solid State Phys., **16**, 4733 (1983)
- [74] H.F. Chau, D. Pavlidis: J. Appl. Phys., **72** (2), 531 (1992)
- [75] J. Lauter: Diplomarbeit, 'Herstellung und Charakterisierung von Detektoren im Materialsystem AlGaAs/GaAs', (Jül-Bericht 2845), KFA Jülich, 1993
- [76] R.B. Emmons: J. Appl. Phys., **38**, 589 (1967)
- [77] J.W. Chen, T. Frömmichen, J. Ludwig, M. Kohler, T. Plötze, M. Rogalla, K. Runge, D.G. Ebling, M. Fiederle, P. Hug: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A 365** (), 273 (1995)
- [78] F. Mathy, M. Cuzin, J.J. Gagelin, R. Mermet, B. Piaget, J. Rustique, L. Verger, A. Hauducoeur, P. Nicolas, L. Le Dain, M. Hyvernage: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A 322** (), 615 (1992)
- [79] D.S. Gregor, R.A. Rojeski, G.L. Knoll, Jr. F.L. Terry, J. East, Y. Eisen: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A343**, 527 (1994)
- [80] T. Kubicki, K. Lübelmeyer, J. Ortmanns, D. Pandoulas, O. Syben, M. Toporowsky, W.J. Xiao: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A 345**, 468 (1994)

- [81] A.D. Holland, A.D.T. Short, T. Cross: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A346**, 366 (1994)
- [82] T.J. Summer, S.M. Grant, A. Bewick, J.P. Li K. Smith, S.P. Beaumont: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A322**, 514 (1992)
- [83] K.W. Benz, R. Irsigler, J. Ludwig, J. Rosenzweig, K. Runge, F. Schäfer, J. Schneider, W. Webel: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A322**, 493 (1992)
- [84] A. Friant, C. Saliou, R. Galli, S. Barday: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A 283** (), 318 (1989)
- [85] D.S. Gregor, R.A. Rojeski, G.L. Knoll, Jr. F.L. Terry, J. East, Y. Eisen: J. Appl. Phys., **75** (12), 7910 (1994)
- [86] T. Kubicki, K. Lübbelsmeyer, J. Ortmanns, D. Pandoulas O. Syben, M. Toporowski, W.J. Xiao: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A345**, 468 (1994)
- [87] M. Toporowski: *Priv. Kommunikation*, (1995)
- [88] J.E. Eberhardt, R.D. Ryan, A.J. Tavendale: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **94**, 463 (1971)
- [89] T. Kobayashi, S. Takayanagi: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **44** (), 145 (1966)
- [90] G.B.Stringfellow: *Organometallic Vapour-Phase Epitaxy: Theory and Practice*, (Academic Press, Inc, 1989)
- [91] *The Technology and Physics of MBE*: (Plenum Press, New York, 1985)
- [92] M. A. Herman, H. Sitter: *Molecular Beam Epitaxy*, (Springer Verlag Berlin Heidelberg, 1989)
- [93] *Mod. Gen. II User Handbook*: Varian, (1987)
- [94] E. Bauser: *Priv. Kommunikation*, (1995)
- [95] E. Bauser: *Priv. Kommunikation*, (1996)
- [96] G. Ripamonti, F. Capasso, A.L. Hutchinson, D.J. Muehlner, J.F. Walker, R.J. Malik: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A288**, 99–103 (1990)
- [97] M.Herpy: *Analoge, integrierte Schaltungen*, (Franzis Verlag, München, 1979)
- [98] U.Tietze, C.Schenk: *Halbleiter-Schaltungstechnik*, (Springer Verlag, Berlin, 1985)
- [99] V. Radeka: Int. Symposium on Nuclear Electronics, **I** (), 46 (1968)

- [100] M.Schrader: Diplomarbeit, Johannes Gutenberg Universität Mainz, 1990
- [101] *Datenblatt A-312*: Analog Modules, Inc, (1995)
- [102] *Datenblatt Spannungsverstärker A-312*: Transtech, Inc, (1995)
- [103] R.L. Watson, T.K. Li: Nuclear Physics, **A178**, 201 (1971)
- [104] G. Bertuccio, P. Rehak, D. Xi: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A 326**, 71 (1993)
- [105] G. Bertuccio, L. Fasoli, C. Fiorini, M. Sampiero: IEEE Transactions on Nuclear Science, **42** (4), 1399 (1993)
- [106] G.W. Philipps, K.W. Marlow: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **137** (), 525 (1976)
- [107] W.H.Press, B.P.Flannery, S.A. Teukolsky, W.T.Vetterling: *Numerical Recipes*, (Cambridge University Press, Cambridge, 1989)
- [108] I.N.Bronstein, K.A.Semendjajew: *Taschenbuch der Mathematik*, 24.Auflage, (Verlag Harri Deutsch, Thun, 1989)
- [109] S. Croft, D.S. Bond: Appl. Radiat. Isot., **42** (11), 1009 (1991)
- [110] S. Goto: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A 333**, 452 (1993)
- [111] D. Alexiev, K.S.A. Butcher: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A317**, 111 (1992)
- [112] T.J. Sumner, S.M. Grant, D. Alexiev, K.S.A. Butcher: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A 348**, 518 (1994)
- [113] J.S. Iwanczyk: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A 322**, 543 (1992)
- [114] A.C. Huber, J.A. Pantazis, V. Jordanov: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **B 99**, 665 (1995)
- [115] E. Bauser: *Priv. Kommunikation*, (1995)
- [116] G. Ashkinazi, T. Hadas, B. Meyer, M. Nathan, L. Zolotarevski, O. Zolotarevski: Solid-State Electron., **36** (12), 1749 (1993)
- [117] J. Lauter, A. Förster, D. Protic, H. Lüth: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A 356**, 324–329 (1995)
- [118] J.S. Blakemore: J. Appl. Phys., **53** (10), R123 (1982)
- [119] A. Salokatve, M. Toivonen, M. Hovinen: Electr. Lett., **28** (4), 416 (1992)
- [120] P.K. Bhattacharya, Y. Zebda, J. Singh: Appl. Phys. Lett., **58** (24), 2791 (1991)

- [121] F.Y. Juang, U. Das, Y. Nashimoto, P.K. Bhattacharya: Appl. Phys. Lett., **47** (9), 972 (1985)
- [122] F. Capasso, W.T. Tsang, A.L. Hutchinson, G.F. Williams: Appl. Phys. Lett., **40** (1), 38 (1981)
- [123] T. Kagawa, H. Iwamura, O. Mikami: Appl. Phys. Lett., **54** (1), 33 (1989)
- [124] M. Toivonen, A. Salokatve, M. Hovinen, M. Pessa: Electr. Lett., **28** (1), 32 (1992)
- [125] R.B. Franks: Solid-State Electron., **33** (10), 1235 (1989)
- [126] H.M. Menkara, B.K. Wagner, C.J. Summers: Appl. Phys. Lett., **66** (14), 1764 (1995)
- [127] R. Rüffer, A.I. Chumakov: Hyperfine Interactions, **97/98** (), 589 (1996)
- [128] J. Lauter, A. Förster, H. Lüth, K.D. Müller, R. Reinartz: accepted for publication in IEEE Transactions on Nuclear Science, (1995)
- [129] C. Boulin: *Priv. Kommunikation*, (1995)

Danksagung

Mein herzlicher Dank für die Unterstützung bei dieser Arbeit in den verschiedenen Bereichen der Betreuung der Arbeit, der Herstellung der Schichten, der Realisierung der Ausleseelektronik sowie der Messung an den Detektoren gilt:

Betreuung der Arbeit:

- Herrn Prof. Dr. H. Lüth für die Möglichkeit die vorliegende Dissertation im Institut für Schicht- und Ionentechnik im Forschungszentrum Jülich GmbH anzufertigen.
- Herrn Prof. Dr. B. Lengeler für die Anregung zu dieser Arbeit und die Übernahme des Korreferats, sowie seine Unterstützung bei den Messungen an der ESRF-Grenoble.
- Herrn Dr. A. Förster für die ausgezeichnete Betreuung, die kritische Durchsicht der Arbeit und die große Freiheit, die er mir bei der Realisierung der Arbeit gelassen hat.

Herstellung der Proben:

- Frau Dr. E. Bauser und Frau E. Zehender (Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Stuttgart) für die Herstellung der ausgezeichneten LPE-Schichten und die interessanten Diskussionen über diese Epitaxiemethode.
- Frau E. Czech und Dr. P. Seidl (Physikalisch Technische Studien GmbH, Freiburg) für die Lieferung von GaAs LPE-Schichten.
- Herrn C. Krause für das epitaktische Wachstum der MBE-Schichten.
- Frau Dr. H. Hardtdegen und Herrn M. Hollfelder für die Herstellung und Optimierung der MOCVD-Schichten.
- Dem 'Reinraumteam' für die Bereitstellung einer exzellenten Umgebung für die Strukturierung der Detektoren.

Realisierung der Ausleseelektronik:

- Herrn K. Jäger (Femto Meßtechnik GmbH, Berlin) für die sehr instruktiven Diskussionen rund um Strom- und Spannungsverstärker.
- Herrn Prof. Dr. H. Halling, Herrn Dr. K. D. Müller, Herrn R. Reinartz, Herrn R. Engels sowie Herrn M. Jochmann (ZEL, Forschungszentrum Jülich GmbH) für die gemeinschaftliche Realisierung der Auslesesysteme im Zentrallabor für Elektronik.

Messungen an den Detektoren:

- Herrn Dr. G. Bertuccio (Politecnico di Milano, Dip. di Elettronica e Informazione) für die hoch-energieaufgelösten spektroskopischen Untersuchungen an MBE-Detektoren.
- Herrn Dr. O. Leutpold, Herrn J. Metge, Herrn J. Pollmann und Frau S. Schwendy für die zeitaufgelösten Messungen mit Röntgenstrahlen im DESY-HASYLAB, Hamburg sowie
- Herrn Prof. Dr. E. Gerdau (alle II. Institut für Experimentaphysik, Uni-Hamburg [DESY-HASYLAB]) für die ständige Motivation und Begeisterungsfähigkeit bei der Konzeptionierung und dem Test der Detektoren, sowie für seine Einführung in die Geheimnisse der resonanten Streuung an Mößbauerkernen.
- Herrn Dr. A. Q. R. Baron, Herrn Dr. A.I. Chumakov und Herrn Dr. R. Rüffer (ESRF-Grenoble) für die freundliche Unterstützung bei den Experimenten an der ESRF-Grenoble.
- Herrn Dr. D. Protic, Frau H. Metz und Herrn G. Fiori (IKP, Forschungszentrum Jülich GmbH) für die spektroskopischen Untersuchungen mit Röntgenstrahlung an GaAs-Detektoren.

Sowie:

- Frau D. Vukelic, Herrn M. Balzhäuser und Herrn C. Rente für das konstruktive und freundschaftliche Arbeitsklima in der 'Detektorgruppe'.
- Herrn Prof. Dr. K. Lübelmeyer und Herrn M. Toporowski (I. Physikalisches Institut, RWTH-Aachen) für die fruchtbare Zusammenarbeit im Bereich der GaAs-Detektoren.
- Herrn C. Ohler für die kritische Durchsicht der Veröffentlichungen sowie für diverse Diskussionen.
- Herrn Prof. Dr. J. Schelten für interessante Diskussionen rund um Detektoren und deren Auslese.
- Herrn Dr. C. Boulin (EMBL-Heidelberg) für interessante Anregungen zur Anwendung von GaAs-Röntgendetektoren.
- Allen Institutsangehörigen für das konstruktive Arbeitsklima und für die unzähligen Anregungen, die zum Gelingen der Arbeiten beigetragen haben.

Jül-3289
Oktober 1996
ISSN 0944-2952