

**Kalibrierung von Detektoren zur Plasmadiagnostik
im weichen Röntgenbereich**

**Calibration of Detectors for Plasmadiagnostics in
the Soft X-Ray Region**

Christian Fuchs

Diplomarbeit
IPP 1/292
November 1995

Betreuer:
PD Dr. M. Bessenrodt-Weberpals
Dr. A. Weller



MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

85748 GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

Abstract GARCHING BEI MÜNCHEN

The spatial distributions of the density, temperature and effective charge of the particles in a fusion plasma are important parameters. One of the main diagnostics for such investigations are pinhole cameras with semiconductor diodes looking at the radiation in the soft x-ray spectral range. The spectral efficiency of the detectors should be well known. The efficiency can be calculated by means of the absorption cross-sections of the semiconductor — in this case silicon — and the metallic dead layers of the diodes. Previously, the sensitive thickness of diodes which are not fully depleted, because the electric field does not extend over the whole thickness, was calculated with Poisson's equation. Investigations showed that also at low bias voltages the efficiency of the diodes can be explained by charge transfer.

Kalibrierung von Detektoren zur Plasmadiagnostik im weichen Röntgenbereich

This report describes the calibration of three different types of diodes used in the Wendelstein 7-AS experiment. One is a standard diode which is used in ASDEX Upgrade and an ion-implanted diode which is used for Thomson scattering experiments. The source of radiation is a filtered x-ray source with the energy ranging from 1.5 keV to about 20 keV. Additional investigations of the sensitivity for visible light are made for five different types of diodes.

Calibration of Detectors for Plasmadiagnostics in the Soft X-Ray Region

Christian Fuchs

For all diodes there is no measurable difference in the soft x-ray region between the calculated and measured efficiencies up to about 10 keV. In the visible region there is a systematic difference between the measurements and calculations; the measured efficiency is about 20% less than expected. Since there is no great dependence of the efficiency on the bias voltage and therefore the physical thickness should be the active thickness, a systematic error is assumed to be responsible for the difference.

The investigations of the optical sensitivity lead to the conclusion that the very thin gold layers on diodes of about 25 nm have a very high transmission for visible light, whereas aluminium layers of about 200 nm seem to block visible light completely. The remaining sensitivity to light is caused by uncovered regions at the edge of the latter diodes.

The most important result is that the efficiency of the diodes can be calculated with a view to application in plasma diagnostics with the physical thickness as the active thickness of the diodes.

Diplomarbeit

IPP 1/292

November 1995

Betreuer:

PD Dr. M. Bessenrodt-Weberpals

Dr. A. Weller

Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.

Abstract

The spatial distributions of the density, temperature and effective charge of the particles in a fusion plasma are important parameters. One of the main diagnostics for such investigations are pinhole cameras with semiconductor diodes looking at the radiation in the soft x-ray spectral range. The spectral efficiency of the detectors should be well known. The efficiency can be calculated by means of the absorption cross-sections of the semiconductor — in this case silicon — and the metallic dead layers of the diodes. Previously, the sensitive thickness of diodes which are not fully depleted, because the electric field does not extend over the whole thickness, was calculated with Poisson's equation. Investigations showed that also at low bias voltages the physical thickness seems to be the active thickness. This may be explained by charge diffusion.

This report presents experimental investigations of the efficiency of three different types of silicon diodes, namely a surface barrier diode which is used in the Wendelstein 7-AS experiment, an ion-implanted diode which is used in ASDEX Upgrade and an ion-implanted diode which is used for Thomson scattering experiments. The source of radiation is a filtered x-ray tube, the energy ranging from 1.5 keV to about 20 keV. Additional investigations of the sensitivity for visible light are made for five different types of diodes.

For all diodes there is no measurable difference in the soft x-ray region between the calculated efficiencies up to energies of about 12 keV. Above that energy there is a significant difference between measurements and calculations: the measured efficiency is about 20 % less than expected. Since there is no great dependence of the efficiency on the bias voltage and therefore the physical thickness should be the active thickness, a systematic error is assumed to be responsible for the difference.

The investigations of the optical sensitivity lead to the conclusion that the very thin gold layers on diodes of about 25 nm have a very high transmission for visible light, whereas aluminium layers of about 200 nm seem to block visible light completely. The remaining sensitivity to light is caused by uncovered regions at the edge of the latter diodes.

The most important result is that the efficiency of the diodes can be calculated with a view to application in plasma diagnostics with the physical thickness as the active thickness of the diodes.

4.1	Optischer Aufbau	31
4.2	Meßelektronik	32
5	Experimenteller Aufbau zur Kalibrierung im Röntgengebiet	35
5.1	Gesamtüberblick	35

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Aufbau und Funktionsweise von Halbleiterdetektoren	7
2.1	Charakterisierung reiner Halbleiter	7
2.2	Dotierte Halbleiter	9
2.3	Der p-n-Übergang	10
2.4	Detektion von Strahlung mit Halbleitern	14
2.4.1	Wechselwirkung von Strahlung mit Festkörpern	14
2.4.2	Vorgänge im Halbleiter bei Strahlungsdetektion	15
2.5	Dioden als Teilchendetektoren	18
2.6	Aufbau und Kenngrößen der zu kalibrierenden Dioden	19
2.7	Lithiumgedriftete Siliziumdetektoren	22
3	Erzeugung monochromatischer Röntgenstrahlung	25
3.1	Erzeugung von Röntgenstrahlen mit Röntgenröhren	25
3.1.1	Bremsstrahlung	25
3.1.2	Charakteristische Linienstrahlung	27
3.2	Filterung der Linienstrahlung	28
4	Experimenteller Aufbau zur Untersuchung der Lichtempfindlichkeit	31
4.1	Optischer Aufbau	31
4.2	Meßelektronik	32
5	Experimenteller Aufbau zur Kalibrierung im Röntgengebiet	35
5.1	Gesamtüberblick	35

5.2	Röntgenquelle und Linienfilterung	37
5.2.1	Aufbau und Stromversorgung der Röntgenröhre	37
5.2.2	Taktung der Röntgenstrahlung	38
5.2.3	Linienfilterung	41
5.2.4	Elektrische Trennung der Röntgenröhre vom Diodenvakuum- gefäß	42
5.3	Aufbau des Diodenvakuumgefäßes mit Einbauten	43
5.3.1	Übersicht	43
5.3.2	Lichtfilterung und Gasdurchlässe	43
5.3.3	Aufbau und Befestigung des Diodengehäuses	45
5.4	Elektrischer Aufbau für die Messung der Diodenphotoströme	46
5.4.1	Elektrische Störeinflüsse	46
5.4.2	Abschirmung	47
5.4.3	Elektrischer Aufbau der Diodenauswahlschaltung	48
5.4.4	Aufbau und Betrieb des Vorverstärkers	49
5.4.5	Signalverarbeitung nach dem Vorverstärker	51
5.5	Si(Li)-Detektor und nachgeschaltete Elektronik	57
5.5.1	Kenndaten des Detektors und Umgebungsbedingungen	57
5.5.2	Elektronik	57
6	Auswertung und Ergebnisse	61
6.1	Lichtempfindlichkeit der Dioden	61
6.2	Kalibrierung im Röntgengebiet	62
6.2.1	Intensitätsverhältnisse zwischen Dioden und Si(Li)-Detektor	62
6.2.2	Ermittlung der auf die Dioden auftreffenden Röntgenstrah- lungsenergie	68
6.2.3	Auswertung der Spektren	71
6.2.4	Ergebnisse der Kalibrierung mit Fehlerrechnung	79
7	Zusammenfassung	87
	Literaturverzeichnis	89
	Danksagung	91

Abbildungsverzeichnis

1.1	Anordnung und Sehstrahlen der Lochkamas am ASDEX Upgrade.	4
2.1	Energieniveaus in Halbleitern.	10
2.2	Bandverbiegung am p-n-Übergang.	11
2.3	Verlauf der Raumladung beim p-n-Übergang.	13
2.4	Elektrisches Feld beim p-n-Übergang.	13
2.5	Aufbau der Thomson-Diode.	20
2.6	Aufbau der ASDEX Upgrade-Diode.	20
2.7	Aufbau der W7-Diode.	21
3.1	Theoretisches Bremsstrahlungsspektrum.	27
3.2	Veranschaulichung der Linienstrahlungsfilterung.	30
4.1	Versuchsanordnung für die Untersuchung der Lichtempfindlichkeit.	32
4.2	Vereinfachtes Schaltbild des IPP-Verstärkers.	33
5.1	Überblick über den Versuchsaufbau.	36
5.2	Aufbau der Röntgenröhre.	37
5.3	Takterzeugung mit Hilfe des Steuergitters.	40
5.4	Beschaltung und Anschluß des Hochspannungsschalters.	41
5.5	Diodenvakuumgefäß mit Einbauten.	44
5.6	Diodengehäuse mit Dioden ohne Deckel.	46
5.7	Elektrischer Anschluß der Dioden.	47
5.8	Schaltplan der Diodenauswahlschaltung.	49
5.9	Schaltplan des Vorverstärkers.	50
5.10	Gesamtübersicht über die Meßelektronik.	52
5.11	Kalibrierung des Lock-in-Verstärkers.	54

5.12	Übersicht über den elektronischen Aufbau zur Pulshöhenanalyse.	59
6.1	Sichtbare Anodenflächen für den Si(Li)-Detektor und die Dioden.	64
6.2	Verteilung der Röntgenintensität über die Anodenfläche.	66
6.3	Berechnete Effizienzen der Dioden und des Si(Li)-Detektors.	69
6.4	Gemessene Referenzspektren Teil 1.	72
6.5	Gemessene Referenzspektren Teil 2.	73
6.6	Rekonstruktion des Aluminiumspektrums bei $U_B = 4.4$ kV.	74
6.7	Rekonstruktion des Zinnspektrums bei $U_B = 7.9$ kV.	75
6.8	Rekonstruktion des Bleispektrums bei $U_B = 16.8$ keV.	76
6.9	Rekonstruktion des Bleispektrums bei $U_B = 25$ keV.	77
6.10	Rekonstruktion des Niobspektrums bei $U_B = 25$ keV.	78
6.11	Effizienzen der zu kalibrierenden Dioden.	81
6.12	Einfluß der Vorspannung bei der Messung mit der Niobanode.	84
2.6	Aufbau der ASD EX-Linien-Diode	49
2.7	Aufbau der W7-Diode	51
3.1	Theoretisches Brunnenspektroskopieprinzip	75
3.2	Veranschaulichung der Einstrahlungsabhängigkeit	75
5.5.1	Kennwerte des Detektors	75
5.5.2	Elektronik	75
4.1	Versuchsordnung für die Untersuchung der Lichtempfindlichkeit	32
1.1.2	Vereinfachtes Schaltbild des IP-Verstärkers	19
1.6	Lichtempfindlichkeit der Dioden	19
2.1	Überblick über den Versuchsaufbau	29
2.2	Aufbau der Röntgenröhre	37
2.2.1	Intensitätsverhältnisse	37
2.3	Charakterisierung mit Hilfe des Steuerstroms	40
2.3.1	Bestimmung der Diodencharakteristika	40
2.3.2	Bestimmung der Diodencharakteristika	41
2.4	Bestimmung und Anschluß des Hochspannungsgenerators	41
2.5	Diodenverknüpfung mit Einbauten	44
2.5.1	Bestimmung der Diodencharakteristika	44
2.5.2	Ergebnisse der Kalibrierung	46
2.6	Diodencharakteristika mit Dioden ohne Testkammer	46
2.7	Elektrischer Anschluß der Dioden	47
2.8	Schaltplan der Diodenanschaltung	47
2.9	Schaltplan des Vorverstärkers	48
2.10	Gesamtübersicht über die Meßelektronik	48
2.11	Kalibrierung des Lock-in-Verstärkers	49
	Zusammenfassung	49
	Literaturverzeichnis	50
	Dankagung	52

Tabellenverzeichnis

2.1	Eigenschaften von Silizium.	17
2.2	Physikalische Daten der zu kalibrierenden Dioden.	22
3.1	Effizienz der Bremsstrahlungserzeugung.	27
4.1	Strom/Spannungsumsetzungsfaktoren des IPP-Verstärkers.	33
5.1	Anodenmaterialien, Filter und Linien.	42
5.2	Kalibrierung des Lock-in-Verstärkers bei 27 Hz.	55
5.3	Kalibrierung des Lock-in-Verstärkers bei 7 Hz.	55
6.1	Relative Lichtempfindlichkeit der Dioden.	62
6.2	Diodenblendenöffnungen und Flächenverhältnisse.	63
6.3	Abstands- und Intensitätsverhältnisse.	65
6.4	Mittlere Filterdicken der Gesamtfläche mit Fehlern.	69
6.5	Ergebnisse der Absolutkalibrierung.	82
6.6	Ergebnisse der Relativkalibrierung.	85

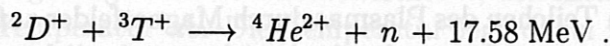
Kapitel 1

Einleitung

Kontrollierte Kernfusion

Für eine zukünftige Energieversorgung, die die Forderung nach einer möglichst geringen Freisetzung von Kohlendioxid erfüllt, gibt es nach derzeitigem Wissensstand drei Möglichkeiten: regenerative Energien, Kernspaltung und Kernfusion.

Bei der Kernfusion sollen kontrolliert Wasserstoffkerne zu Heliumkernen verschmolzen werden, wobei die freiwerdende Energie durch die Massendifferenz zwischen den verwendeten Wasserstoffisotopen und den Reaktionsprodukten gegeben ist. Der aussichtsreichste Prozeß ist wegen seines großen Wirkungsquerschnittes die Deuterium-Tritium-Reaktion:



Die freiwerdende Energie liegt zunächst in Form von kinetischer Energie der Neutronen und der Heliumkerne vor; aufgrund der Massenverhältnisse verteilt sich diese zu 80 % auf die Neutronen und 20 % auf die Heliumkerne.

Damit es zu der Kernverschmelzung kommt, muß die Coulomb-Schwelle überwunden werden, d. h. die Wasserstoffkerne müssen eine genügend hohe kinetische Energie besitzen, um zumindest durch den Tunneleffekt mit genügend hoher Wahrscheinlichkeit fusionieren zu können. Diese Energie kann den Wasserstoffkernen entweder durch einen Beschleuniger oder durch Erzeugung hoher Temperaturen zugeführt werden. Eine positive Energiebilanz, welche die Voraussetzung für zukünftige Kraftwerke ist, kann allerdings mit Beschleunigern nicht erreicht werden, da der Wirkungsquerschnitt für Coulomb-Stöße in einem sinnvollen Energiebereich um zwei bis vier Größenordnungen höher ist als für die Fusionsreaktion; selbst bei sehr hohen Energien beträgt der Unterschied immer noch mindestens eine Größenordnung. Die aufgewendete elektrische Energie für die Beschleunigung der Wasserstoffkerne, die durch Stoß dem Teilchenstrahl verlorengehen, würde in thermische Energie umgesetzt, die nur mit begrenztem Wirkungsgrad wieder in elektrische Energie umgewan-

delt werden könnte. Also muß zur Energiegewinnung ein bei hohen Temperaturen eingeschlossenes Plasma erzeugt werden.

Für die Erzielung einer positiven Energiebilanz bei der thermischen Fusionsreaktion ist das Fusionsprodukt $n \cdot \tau_E \cdot T$ eine Gütezahl, die einen von der Temperatur abhängigen Wert $f(T)$ überschreiten muß. Dabei bedeuten n die Teilchendichte der Reaktionspartner im Plasma und $\tau_E = W_{th}/(P_{zu} - \dot{W}_{th})$ die Energieeinschlußzeit, die ein Maß für die Wärmeisolation des Plasmas darstellt, wobei W_{th} die thermische Energie des Plasmas und P_{zu} die zugeführte Heizleistung bezeichnen. Die Funktion $f(T)$ hat bei einer Temperatur von etwa 13 keV^1 ein breites Minimum. Für das Produkt $n \cdot \tau_E$ ergibt sich bei dieser Temperatur ein Wert von etwa $1.6 \times 10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s}$, also $n \cdot \tau_E \cdot T \approx 2.1 \times 10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ s keV}$.

Um diesen Wert zu erreichen, werden zwei unterschiedliche Konzepte verfolgt. Das eine basiert auf Trägheitseinschluß, bei dem kleine Kugeln aus gefrorenem Wasserstoff mit Pulsen aus Hochleistungslasern beschossen werden, wodurch sie stark komprimiert werden und sich dabei aufheizen, was für kurze Zeit Fusionsreaktionen ermöglicht. Das andere Konzept sieht ein magnetisch für genügend lange Zeit eingeschlossenes Plasma geringer Teilchendichte und hoher Temperatur vor. Die Heizung des Plasmas erfolgt im angestrebten stationären Betrieb eines Reaktors durch die aus der Fusion hervorgegangenen Heliumkerne, die ihre kinetische Energie als Wärme im Plasma deponieren.

Realisierung des magnetischen Plasmaeinschlusses

Im folgenden sollen magnetisch eingeschlossene Plasmen betrachtet werden. Dabei werden die geladenen Teilchen des Plasmas durch Magnetfelder auf Zykloidenbahnen mit kleinem Radius gezwungen, wodurch sie sich vornehmlich entlang der magnetischen Feldlinien bewegen. Durch Stöße der Teilchen untereinander und eventuelle Instabilitäten des Magnetfeldes erfolgt allerdings auch eine Drift der Teilchen quer zu den Feldlinien.

Damit ist der einfachste denkbare Versuch zur Erzielung des Plasmaeinschlusses eine **zylinderförmige** Anordnung mit einer geraden Spule zur Magnetfelderzeugung, wobei ein Feldgradient an den Spulenden nötig ist. Die Plasmateilchen bewegen sich dann vornehmlich parallel zur Zylinderachse; an den Enden des Zylinders werden sie durch den Feldgradienten reflektiert. Leider können die Feldgradienten dieser Spiegelmaschinen nicht den Verlust hochenergetischer Teilchen und damit von Energie verhindern.

Werden die Enden des Zylinders allerdings miteinander verbunden, ergibt sich die Form eines Torus, und die Endverluste sind verschwunden. Das toroidale Magnetfeld wird durch mehrere über den Umfang verteilte Spulen erzeugt. Aus Stabilitätsgründen ist desweiteren eine Verdrillung der Feldlinien nötig, die durch ein

¹Temperaturen werden in der Plasmaphysik zweckmäßigerweise in Energieeinheiten angegeben; einer Energie von 1 eV entspricht eine Temperatur von 11605 K .

zusätzliches poloidales Magnetfeld bewirkt wird. Je nach Art der Erzeugung dieses Zusatzfeldes wird bei toroidalen Reaktoren zwischen zwei Funktionsprinzipien unterschieden: dem Stellarator- und dem Tokamakprinzip.

Beim Stellarator wird das gesamte Magnetfeld durch eine komplizierte Form der modularen Feldspulen erreicht, die numerisch berechnet wird. Die Fertigung solcher Feldspulen, die bei einem kommerziellen Reaktor supraleitend sein sollen, ist sehr aufwendig.

Beim Tokamak wird das Poloidalfeld durch einen von einer Primärspule in toroidaler Richtung induzierten elektrischen Strom im Plasma erzeugt. Der Stromfluß hat den zusätzlichen Vorteil, daß er das Plasma durch die ohmsche Verlustleistung heizt. Da der elektrische Widerstand eines Plasmas stark mit steigender Temperatur sinkt, sind dieser Heizung allerdings Grenzen gesetzt, wodurch wie beim Stellarator eine zusätzliche Heizung durch Neutralteilcheninjektion oder Einstrahlung elektromagnetischer Wellen bis zum angestrebten stationären Brennen des Plasmas erfolgen muß. Ein Nachteil des Tokamaks ist, daß bei einem Abriß des Plasmastroms in kurzen Zeitspannen hohe Energiemengen freigesetzt werden, wodurch der Reaktor beschädigt werden kann (siehe auch [1]).

Zielsetzung der Arbeit

Durch die hohe Temperatur erleidet ein Fusionsplasma Strahlungsverluste vorwiegend im weichen Röntgengebiet² (engl.: *soft x-ray*, SXR) in Form von Linienstrahlung und Kontinuumstrahlung, d. h. Rekombinations- und Bremsstrahlung. Die Intensität der Strahlung hängt von der Teilchendichte n , der effektiven Kernladungszahl Z_{eff} und der Temperatur ab. Die Temperatur legt dabei zusätzlich noch die spektrale Verteilung der Kontinuumstrahlung sowie die Intensitätsverhältnisse der charakteristischen Linien zueinander fest.

Die Strahlung wird im weichen Röntgengebiet mit Lochkameras beobachtet, als Detektoren dienen Halbleiterdioden. Der Photostrom I_{Photo} durch eine Diode kann mit folgender Gleichung berechnet werden:

$$I_{Photo} \propto \int_{l_1}^{l_2} dl \int_0^{\infty} dE P_{SXR}(E) \eta(E) .$$

Dabei ist P_{SXR} die Strahlungsleistung pro Längeneinheit im weichen Röntgengebiet und η die Ansprechwahrscheinlichkeit oder Effizienz für Photonen einer bestimmten Energie E .

²Unter weicher Röntgenstrahlung wird meist Strahlung mit Energien zwischen etwa 100 eV und 10 keV verstanden; die Grenzen zur Vakuumultraviolettstrahlung, die im Energiebereich von etwa 6 eV bis 1 keV liegt, und zu Röntgenstrahlung allgemein im Bereich von etwa 1 keV bis 1 MeV sind allerdings fließend.

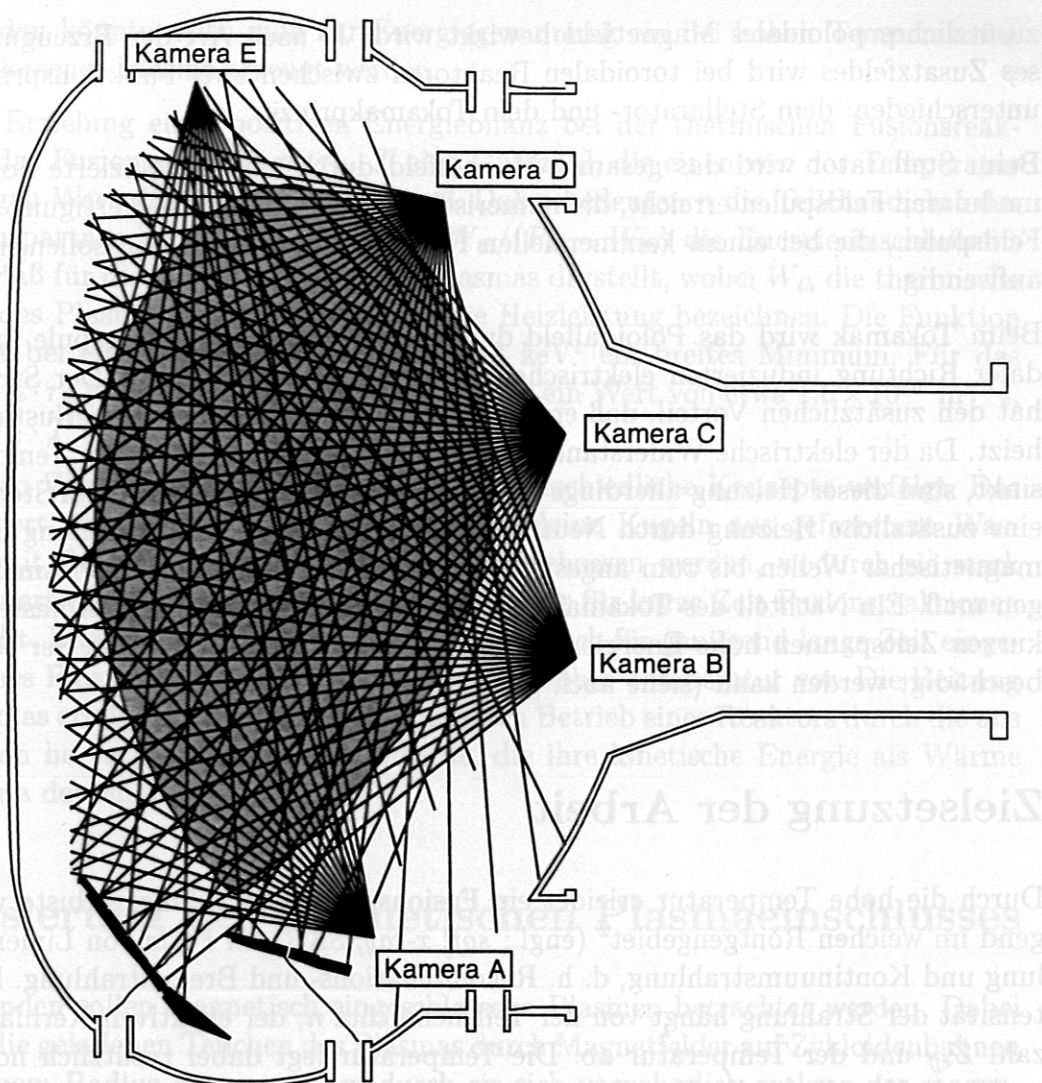


Abb. 1.1: Anordnung und Sehstrahlen der Lochkameran am ASDEX Upgrade (poloidaler Querschnitt).

Als Beispiel für den Einsatz von Lochkameran ist deren Anordnung am Tokamak ASDEX Upgrade (AUG) in Abb. 1.1 gezeigt. Zur Zeit werden dort fünf Kameras mit 124 Dioden eingesetzt.

Um die richtigen Rückschlüsse auf die Parameter n , Z_{eff} und T ziehen zu können, muß die energieabhängige Effizienz η der eingesetzten Dioden bekannt sein. Diese Effizienz kann bei genauer Kenntnis der Totschichten und der aktiven Dicke der Dioden berechnet werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wird das Ergebnis dieser Berechnung sowohl für die am ASDEX Upgrade als auch die am Stellaratorexperiment Wendelstein VII-AS (W7) eingesetzten Dioden experimentell überprüft. Auch wird ein Vergleich mit bei Experimenten mit relativistischer Thomson-Streuung eingesetzten Dioden vorgenom-

men. Da die Dioden zumindest am ASDEX Upgrade teilweise nicht mit der vollen Spannung betrieben werden, die nach theoretischen Vorhersagen mit einfachen Modellen — ohne Berücksichtigung der Ladungsträgerdiffusion — für das Erreichen der maximal möglichen Effizienz bei hohen Photonenenergien nötig wäre, werden auch Versuche zur Spannungsabhängigkeit der Effizienz durchgeführt.

Da die Dioden trotz einer Metallschicht am Eintrittsfenster eine gewisse Empfindlichkeit für sichtbares Licht zeigen, werden auch Experimente durchgeführt, um herauszufinden, wo Licht in den Halbleiter eindringen kann.

Gliederung der Arbeit

In Kapitel 2 sind die theoretischen Grundlagen für das physikalische Verständnis der Arbeitsweise der zu kalibrierenden Dioden und des als Referenzdetektor verwendeten lithiumgedrifteten Siliziumdetektors (Si(Li)-Detektor) zu finden, ebenso der genaue Aufbau der Dioden.

In Kapitel 3 werden die Grundlagen der Erzeugung möglichst monochromatischer Röntgenstrahlung bei verschiedenen Energien mittels einer Röntgenröhre dargelegt, wie sie für die Kalibrierungsmessungen verwendet wird.

In Kapitel 4 wird der Versuchsaufbau zur Untersuchung der Empfindlichkeit der Dioden für sichtbares Licht vorgestellt, in Kapitel 5 entsprechend der Versuchsaufbau zur Kalibrierung der Dioden im Röntgenbereich.

Kapitel 6 umfaßt alle Versuchsergebnisse sowie die Vorgehensweise bei der Auswertung der gewonnenen Daten.

Kapitel 7 enthält eine Zusammenfassung der Ergebnisse.

Die Leitfähigkeit kommt bei *Eigenleitung*, also in einem reinen, sogenannten *intrinsischen* Halbleiter, dadurch zustande, daß Elektronen durch thermische Anregung vom Valenzband in das Leitungsband befördert werden wobei im Valenzband ein Loch zurückbleibt, das als beweglicher positiver Ladungsträger aufgefaßt werden kann. Physikalisch gesehen wird dabei ein Elektron von einer der vier kovalenten Bindungen zwischen den Halbleiteratomen losgelöst, so daß es durch ein elektrisches Feld bewegt werden kann; das entstehende Loch bewegt sich im gleichen Feld in der

III/V-Halbleiter wie GaAs sowie II/VI-Halbleiter wie ZnS mit gemischt kovalenter/ionischer Bindung sollen hier nicht betrachtet werden.

2.2 Dotierte Halbleiter

Kapitel 2

Aufbau und Funktionsweise von Halbleiterdetektoren

Da in dieser Arbeit Halbleiterdioden unter Zuhilfenahme eines lithiumgedrifteten Siliziumdetektors zu kalibrieren sind, werden in diesem Kapitel die wichtigsten Grundlagen von Halbleitern, die für das Verständnis der Funktionsweise von Halbleiterdetektoren notwendig sind, dargestellt. Dabei wird insbesondere auf die Vorgänge eingegangen, die in Halbleitern beim Eindringen von Strahlung ablaufen.

2.1 Charakterisierung reiner Halbleiter

Halbleiter sind Stoffe mit einer im Vergleich zu Isolatoren kleinen Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband, die z. B. bei Germanium 0.665 eV und bei Silizium 1.115 eV beträgt [2]; diese Angaben gelten für eine Temperatur von 300 K (siehe Tab. 2.1). Wegen der Temperaturabhängigkeit der Gitterkonstante ergibt sich eine geringe Temperaturabhängigkeit der Bandlücke [3]. Bei 77 K wird eine Bandlücke von 0.746 eV bzw. 1.165 eV angegeben [2]. Wegen dieser kleinen Bandlücke und der Tatsache, daß die Fermi-Energie etwa in der Mitte der Bandlücke liegt (siehe Gl. (2.2)), weisen sie bei Raumtemperatur einen im Vergleich zu Metallen hohen spezifischen Widerstand im Bereich von 10^{-4} – $10^7 \Omega\text{m}$ auf [4].

Die Leitfähigkeit kommt bei *Eigenleitung*, also in einem reinen, sogenannten *intrinsischen* Halbleiter, dadurch zustande, daß Elektronen durch thermische Anregung vom Valenzband in das Leitungsband befördert werden, wobei im Valenzband ein Loch zurückbleibt, das als beweglicher positiver Ladungsträger aufgefaßt werden kann. Physikalisch gesehen wird dabei ein Elektron von einer der vier kovalenten¹ Bindungen zwischen den Halbleiteratomen losgelöst, so daß es durch ein elektrisches Feld bewegt werden kann; das entstehende Loch bewegt sich im gleichen Feld in der

¹III/V-Halbleiter wie GaAs sowie II/VI-Halbleiter wie ZnS mit gemischt kovalenter/ionischer Bindung sollen hier nicht betrachtet werden.

entgegengesetzten Richtung.

Die Wahrscheinlichkeit für ein Elektron im Valenzband, die Bandlücke der Energie E_g zu überwinden und einen freien Zustand im Leitungsband zu besetzen, kann mit der Fermi-Verteilung berechnet werden:

$$f_e(E) = \left(e^{(E-E_F)/k_B T} + 1 \right)^{-1} . \quad (2.1)$$

Alle Energieangaben beziehen sich im folgenden auf die Valenzbandoberkante. Die Fermi-Energie E_F liegt bis auf einen kleinen temperaturabhängigen Term, der aufgrund $k_B T \approx 25$ meV bei Raumtemperatur vernachlässigt werden kann, in der Mitte der Bandlücke:

$$E_F(T) = \frac{1}{2} E_g + \frac{3}{4} k_B T \ln \frac{m_h^*}{m_n^*} . \quad (2.2)$$

Bei dieser Gleichung sowie den restlichen Gleichungen in diesem Abschnitt aus [3] wurde die vereinfachte Annahme gemacht, daß allen Elektronen im Leitungs- sowie allen Löchern im Valenzband eine einheitliche effektive Masse m_e^* bzw. m_h^* zugeordnet werden kann. Die Zustandsdichte der Elektronen im Leitungsband ist mit obiger Vereinfachung dieselbe wie für freie Elektronen, wenn die effektive Masse im Festkörper berücksichtigt wird:

$$Z_e(E) = \frac{V}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E - E_g} . \quad (2.3)$$

Die Elektronendichte n im Leitungsband resultiert daraus, daß die Besetzungswahrscheinlichkeit (2.1) mit der Zustandsdichte (2.3) der Elektronenzustände im Leitungsband multipliziert, durch das Volumen geteilt und das Ergebnis in den Grenzen von E_g bis ∞^2 integriert wird:

$$n = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_{E_g}^{\infty} \sqrt{E - E_g} \left(e^{(E-E_F)/k_B T} + 1 \right)^{-1} dE . \quad (2.4)$$

Da die Fermi-Energie nach Gl. (2.2) bei nicht zu hohen Temperaturen in der Mitte der Bandlücke liegt, ist $E - E_F$ in Gl. (2.4) sehr viel größer als $k_B T \approx 25$ meV bei Raumtemperatur, weswegen die Zahl eins im Nenner der Fermi-Verteilung bei dieser Rechnung vernachlässigt werden kann. Die Ausführung dieses Integrals ergibt dann

$$n = 2 \left(\frac{m_e^* k_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} e^{-(E_g - E_F)/k_B T} . \quad (2.5)$$

Also nimmt die Elektronendichte und somit die Leitfähigkeit mit der Temperatur stark zu. Bei 0 K ist ein reiner Halbleiter ohne Verunreinigungen ein Isolator, da sich dann kein Elektron im Leitungsband befindet.

²Eigentlich dürfte nur bis zur Oberkante des Leitungsbandes integriert werden. Da aber die Fermi-Funktion mit zunehmender Energie stark abfällt und die Zustandsdichte nur mit der Wurzel der Energie steigt, liefern nur die Zustände an der unteren Leitungsbandkante einen wesentlichen Beitrag zum Integral.

2.2 Dotierte Halbleiter

Die Herstellung eines idealen Halbleiterkristalles ohne jede Verunreinigung ist technisch unmöglich, deshalb liegt bei realen Halbleitern nie reine Eigenleitung vor. Außerdem ist es in den meisten Anwendungen von Halbleitern nötig, diese gezielt zu dotieren, um so verschiedene Bauelemente herzustellen.

Typische Dotierstoffe für Silizium — nur dieses wird im folgenden betrachtet — sind Aluminium und Bor, die wegen ihrer drei Valenzelektronen als Akzeptoren für Elektronen wirken und somit für p-leitendes Material verwendet werden, sowie Phosphor und Arsen, die wegen ihrer fünf Valenzelektronen als Donatoren wirken und daher für n-leitendes Material Verwendung finden. Das Anzahlverhältnis von Dotierstoffatomen zu Siliziumatomen beträgt bei typischen Anwendungen etwa $1 : 10^5$.

In n-leitendem Material erfolgt bei nicht zu großen Temperaturen der Ladungstransport überwiegend durch Elektronen. Da für eine kovalente Bindung eines Atoms im Siliziumkristall nur vier Elektronen benötigt werden, ist eines der fünf Valenzelektronen eines Donatoratoms besonders leicht in das Leitungsband anzuheben, was als Ionisierung dieses Atoms aufgefaßt werden kann. Der Grundzustand eines Donatoratoms liegt energetisch nur wenig unterhalb der Leitungsbandunterkante. In [3] wird dieser energetische Abstand für Arsen in Silizium auf 30 meV abgeschätzt. Somit kann die Ionisierung durch thermische Anregung erfolgen.

In p-leitendem Material sind vorwiegend Löcher die frei beweglichen Ladungsträger bei nicht zu hohen Temperaturen. Sie entstehen dadurch, daß die Akzeptoratomme, denen ein Elektron zur Ausbildung ihrer vierten kovalenten Bindung fehlt, Elektronen aus dem Valenzband an sich binden können. Analog zu den Donatoren liegt die Ionisierungsenergie der Akzeptoren nur wenig über der Valenzbandoberkante. Abb. 2.1 veranschaulicht die Lage der verschiedenen Energieniveaus.

Die Lage der Fermi-Energie in einem dotierten Halbleiter hängt von der Art des Dotierstoffes (n oder p-Typ), der Ionisierungsenergie und Konzentration der Donatoren bzw. Akzeptoren sowie der Temperatur ab. Nach [3] gilt folgende Gleichung für einen n-leitenden Halbleiter, wenn E_D die Ionisierungsenergie und n_D die Konzentration der Donatoren bedeuten:

$$E_F = E_g - \frac{1}{2}E_D + \frac{1}{2}k_B T \ln \left(n_D \cdot \frac{1}{2} \left(\frac{m_e^* k_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^{-3/2} \right). \quad (2.6)$$

Bei tiefen Temperaturen, wenn nur wenige Elektronen im Leitungsband aus dem Valenzband stammen, liegt also die Fermi-Energie in n-leitendem Material etwa in der Mitte zwischen Donatorniveau und Leitungsband. Bei hohen Temperaturen, wenn die Eigenleitung zu dominieren beginnt, nähert sich mit steigender Temperatur die Fermi-Energie immer mehr dem Wert für eigenleitendes Material an, der nach Gl. (2.2) in etwa in der Mitte der Bandlücke liegt.

Die Eigenleitung, die sich mit steigender Temperatur immer mehr bemerkbar macht,

ist auch der Grund dafür, warum elektronische Bauelemente aus Silizium nur bis zu einer Kristalltemperatur von ca. 150°C betrieben werden können.

Für p-leitendes Material können analoge Überlegungen angestellt werden, d. h., daß dort bei tiefen Temperaturen die Fermi-Energie zwischen Valenzbandoberkante und Akzeptorniveau liegt und sich bei hohen Temperaturen ebenfalls der Mitte der Bandlücke nähert.

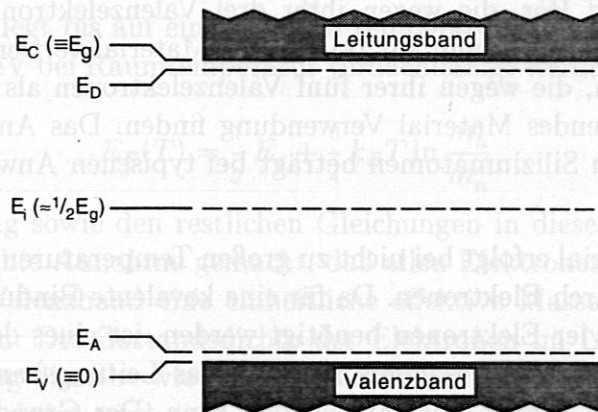


Abb. 2.1: Energieniveaus in Halbleitern. E_A , E_D bedeuten Akzeptor- bzw. Donatorniveaus, E_i ist die Fermi-Energie in einem intrinsischen Halbleiter.

Befinden sich in einem Halbleiter sowohl Donatoren als auch Akzeptoren, hebt sich ihre Wirkung teilweise auf, da Elektronen von den Donatoratomen an Akzeptoratome gebunden werden können. Ist die Konzentration der Donatoren und Akzeptoren bei guter Homogenität in einem Halbleiter gleich groß, verhält sich dieser teilweise wie ein intrinsischer Halbleiter, da die Leitfähigkeit stark vermindert ist und durch die Eigenleitung bestimmt wird; solches Material wird auch als *kompensierter* Halbleiter bezeichnet.

Die Dotierstoffe werden meist durch verschiedene Verfahren wie Diffusion oder Ionenimplantation in das Ausgangsmaterial, das Substrat, eingebracht. Das Substrat wird normalerweise mit einer bestimmten (schwachen) Grunddotierung hergestellt, indem schon der Schmelze, aus der der Halbleiterkristall hergestellt wird, geringe Mengen des Dotierstoffes zugegeben werden. Diese Grunddotierung kann, z. B. um einen p-n-Übergang herzustellen, überdotiert werden, d. h., durch genügend hohe Dotierung mit dem passenden Dotierstoff kann ein p- in ein n-leitendes Material umgewandelt werden und umgekehrt.

2.3 Der p-n-Übergang

Ein p-n-Übergang — das daraus gebildete Bauelement wird als Diode bezeichnet — ist eine Grenzschicht im Halbleiterkristall zwischen einem p- und einem n-leitendem

Gebiet. Durch diese diffundieren Elektronen aufgrund eines Konzentrationsgefälles aus dem n- in das p- sowie Löcher aus dem p- in das n-Gebiet. Elektronen im p- bzw. Löcher im n-Gebiet sind *Minoritätsladungsträger* und rekombinieren mit den dortigen *Majoritätsladungsträgern*. Durch die Abwanderung von Ladungsträgern entsteht eine *Raumladungszone*, die ein elektrisches Feld erzeugt, das der Abwanderung der Ladungsträger entgegenwirkt. Auf diese Weise stellt sich ein dynamisches Gleichgewicht ein, bei dem sich eine elektrische Spannung über dem p-n-Übergang aufbaut, die sogenannte *Diffusionsspannung* U_D .

Die Ausdehnung der Raumladungszone hängt von der Dotierstoffkonzentration und der Art der Dotierung (n oder p-Typ) sowie von einer eventuell angelegten äußeren Spannung ab. Das elektrische Feld existiert nur innerhalb der Raumladungszone; auf diesen Sachverhalt wird weiter unten näher eingegangen.

Die Raumladungszone wird auch *Verarmungszone* genannt, da sie an frei beweglichen Ladungsträgern stark verarmt ist und daher einen hohen elektrischen Widerstand besitzt. Aus diesem Grund fällt nahezu die gesamte Spannung, die in *Sperrrichtung* (siehe unten) an eine Diode angelegt wird, an der Raumladungszone ab.

Im Gleichgewichtszustand ohne äußere Spannung am p-n-Übergang muß ein einheitliches Fermi-Niveau vorliegen. Dies ist nur durch eine Bandverbiegung zu erreichen, wie sie in Abb. 2.2 dargestellt ist. Die Diffusionsspannung ergibt sich dann aus der Differenz der Fermi-Energien der isoliert betrachteten p- und n-leitenden Halbleiter; für tiefe Temperaturen gilt also in etwa $U_D = E_g/e$.

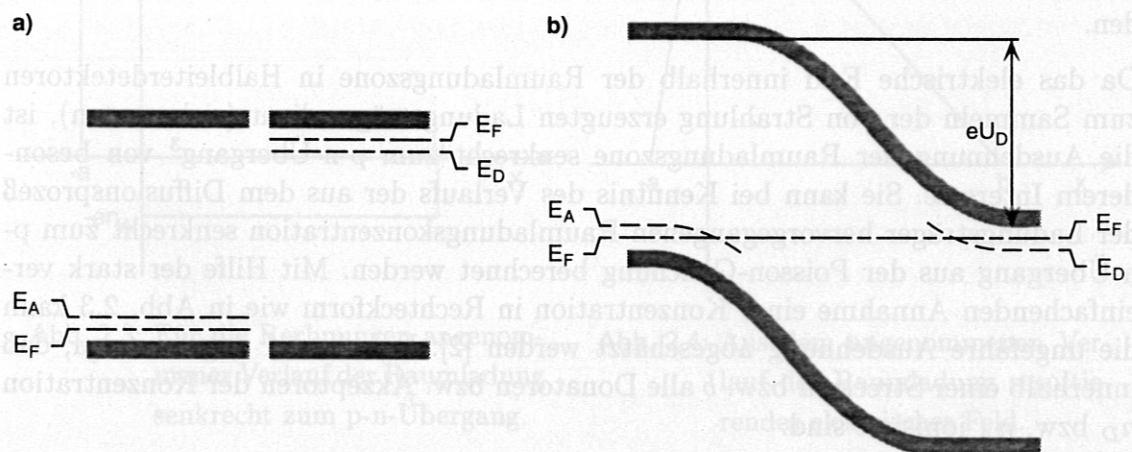


Abb. 2.2: a) Getrennte p- und n-dotierte Halbleiter.

b) Bandverbiegung nach Kontakt.

Durch den p-n-Übergang fließen zwei verschiedene Arten von elektrischem Strom. Der *Generationsstrom* entsteht dadurch, daß bei Temperaturen über 0 K laufend Minoritätsladungsträger im Halbleiter entstehen (durch thermische Anregung von Elektronen im Valenzband, die ins Leitungsband übergehen und im Valenzband ein Loch zurücklassen), die durch das elektrische Feld der Raumladungszone durch

den p-n-Übergang transportiert werden und zu Majoritätsladungsträgern werden. Der *Rekombinationsstrom* entsteht dadurch, daß Majoritätsladungsträger mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit die für sie wirksame Potentialbarriere eU_D überspringen können; nach Durchquerung des p-n-Übergangs werden sie zu Minoritätsladungsträgern und rekombinieren mit den Majoritätsladungsträgern.

Während der Generationsstrom unabhängig ist von einer angelegten äußeren Spannung, zeigt der Rekombinationsstrom eine starke Spannungsabhängigkeit. Bei Polung der Diode in *Durchlaßrichtung*, also so, daß der positive Pol der Spannungsquelle an der p-Schicht liegt, wird die Raumladungszone weitgehend abgebaut, und es fließt ein hoher Rekombinationsstrom. An dieser Stelle wird ausschließlich der in Sperrichtung gepolte p-n-Übergang, bei dem der negative Pol am p-Bereich anliegt und die äußere Spannung U somit die Potentialbarriere für die Majoritätsladungsträger vergrößert, behandelt. Da der Rekombinationsstrom I_R vom Boltzmann-Faktor bestimmt wird, gilt nach [3]:

$$I_R = \text{const} \cdot e^{-e(U_D + U)/k_B T} \quad (2.7)$$

U_D sowie U sind hier positiv definiert. Insbesondere kann der Rekombinationsstrom bei Polung in Sperrichtung sehr klein werden. In diesem Fall wird der Strom, der durch den p-n-Übergang fließt, nur durch den Generationsstrom bestimmt, der eine starke Temperaturabhängigkeit aufweist.

Bei diesen Betrachtungen sollte beachtet werden, daß sowohl der Generations- als auch der Rekombinationsstrom von den Elektronen und den Löchern getragen werden.

Da das elektrische Feld innerhalb der Raumladungszone in Halbleiterdetektoren zum Sammeln der von Strahlung erzeugten Ladungsträger dient (siehe unten), ist die Ausdehnung der Raumladungszone senkrecht zum p-n-Übergang³ von besonderem Interesse. Sie kann bei Kenntnis des Verlaufs der aus dem Diffusionsprozeß der Ladungsträger hervorgegangenen Raumladungskonzentration senkrecht zum p-n-Übergang aus der Poisson-Gleichung berechnet werden. Mit Hilfe der stark vereinfachenden Annahme einer Konzentration in Rechteckform wie in Abb. 2.3 kann die ungefähre Ausdehnung abgeschätzt werden [2]. Dabei wird angenommen, daß innerhalb einer Strecke a bzw. b alle Donatoren bzw. Akzeptoren der Konzentration n_D bzw. n_A ionisiert sind.

Der angenommene Verlauf der Raumladung beruht auf einer unsymmetrischen Dotierstoffkonzentration, wie sie bei Halbleiterdetektoren zu finden ist. Die ionisierten Donatoren ergeben eine positive, die ionisierten Akzeptoren eine negative Raumladung. Die Poisson-Gleichung lautet für diesen Verlauf der Raumladung folgender-

³Da die Raumladungszone keine scharfen Grenzen hat, dürfte korrekterweise nicht von ihrer Ausdehnung gesprochen werden, wenn nicht vorher eine bestimmte Schwelle in der Raumladungsdichte definiert worden ist.

maßen:

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = \begin{cases} -\frac{e n_D}{\epsilon_0 \epsilon_r} & (-a < x \leq 0) \\ +\frac{e n_A}{\epsilon_0 \epsilon_r} & (0 < x \leq b) \end{cases} \quad (2.8)$$

Unter Anwendung der Randbedingung, daß das elektrische Feld außerhalb der Raumladungzone verschwindet, kann integriert werden mit dem folgenden Ergebnis für das elektrische Feld innerhalb der Raumladungzone:

$$\frac{d\Phi}{dx} = \begin{cases} -\frac{e n_D}{\epsilon_0 \epsilon_r} (x + a) & (-a < x \leq 0) \\ +\frac{e n_A}{\epsilon_0 \epsilon_r} (x - b) & (0 < x \leq b) \end{cases} \quad (2.9)$$

Abb. 2.4 veranschaulicht den Verlauf des elektrischen Feldes $\mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dx}$.

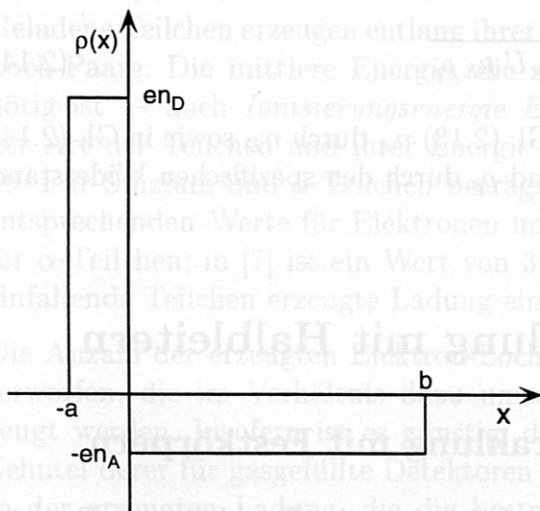


Abb. 2.3: Für die Rechnungen angenommener Verlauf der Raumladung senkrecht zum p-n-Übergang.

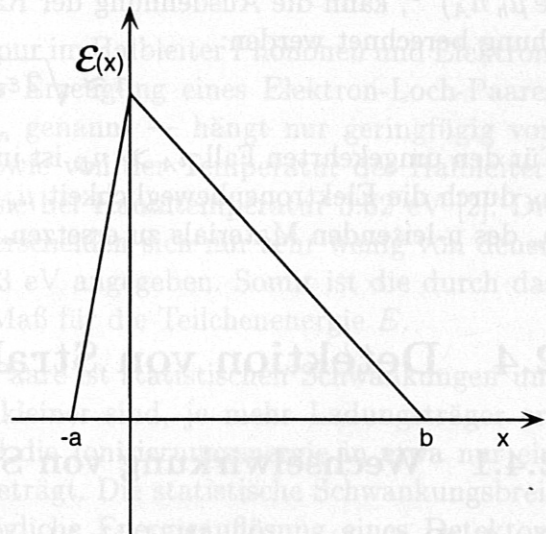


Abb. 2.4: Aus dem angenommenen Verlauf der Raumladung resultierendes elektrisches Feld.

Mit den Randbedingungen $\Phi(-a) = U$ und $\Phi(b) = 0$ folgt die Lösung für das elektrische Potential als

$$\Phi = \begin{cases} -\frac{e n_D}{2 \epsilon_0 \epsilon_r} (x + a)^2 + U & (-a < x \leq 0) \\ +\frac{e n_A}{2 \epsilon_0 \epsilon_r} (x - b)^2 & (0 < x \leq b) \end{cases} \quad (2.10)$$

Da die Lösungen für $x = 0$ identisch sein müssen, ergibt sich nach einer kleinen

Umformung

$$n_A b^2 + n_D a^2 = \frac{2 \varepsilon_0 \varepsilon_r U}{e} . \quad (2.11)$$

Die gesamte Raumladung muß null ergeben, also gilt $n_D a = n_A b$, und Gl. (2.11) kann folgendermaßen geschrieben werden:

$$(a + b) b = \frac{2 \varepsilon_0 \varepsilon_r U}{e n_A} . \quad (2.12)$$

Die gesamte Ausdehnung der Raumladungszone ist $d = a + b$. Wegen $n_D \gg n_A$ in diesem Beispiel folgt $b \gg a$ und somit $d \approx b$.

Die Näherungslösung für dieses einfache Modell lautet demnach

$$d \approx \sqrt{\frac{2 \varepsilon_0 \varepsilon_r U}{e n_A}} . \quad (2.13)$$

Da der spezifische Widerstand eines p-dotierten Halbleiters gegeben ist durch $\rho_p = (e \mu_h n_A)^{-1}$, kann die Ausdehnung der Raumladungszone auch nach folgender Gleichung berechnet werden:

$$d \approx \sqrt{2 \varepsilon_0 \varepsilon_r U \mu_h \rho_p} . \quad (2.14)$$

Für den umgekehrten Fall $n_A \gg n_D$ ist in Gl. (2.13) n_A durch n_D sowie in Gl. (2.14) μ_h durch die Elektronenbeweglichkeit μ_e und ρ_p durch den spezifischen Widerstand ρ_n des n-leitenden Materials zu ersetzen.

2.4 Detektion von Strahlung mit Halbleitern

2.4.1 Wechselwirkung von Strahlung mit Festkörpern

Bei der Betrachtung der Wechselwirkung von ionisierender Strahlung mit Festkörpern ist es sinnvoll, Photonen von Röntgenquellen oder radioaktiven Präparaten zunächst von elektrisch geladenen Teilchen aufgrund der Unterschiede im Wirkungsmechanismus zu trennen. Während elektrisch geladene Teilchen auf vergleichsweise kurzen Distanzen im Festkörper abgebremst werden, muß ein Photon zuerst seine Energie auf ein Elektron bzw. mehrere Elektronen übertragen oder durch Paarbildung Teilchen-Antiteilchen-Paare — im Normalfall Elektron-Positron-Paare — erzeugen, um seine Energie an den Festkörper abzugeben.

Die Mindestenergie für Paarbildung beträgt 2×511 keV, also das Doppelte der Ruheenergie eines Elektrons; da hier nur Röntgenstrahlung bis etwa 25 keV eine Rolle spielt, kann Paarbildung außer Acht gelassen werden.

Der Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt, bei dem das Photon seine gesamte Energie einem einzelnen Elektron überträgt, ist sowohl von der Energie (mit E^{-3} – $E^{-3.5}$) des Photons als auch der Kernladungszahl Z (mit Z^4 – Z^5) des Targetmaterials

stark abhängig [5]. Vor allem bei kleinen Energien und hohen Kernladungszahlen dominiert dieser Effekt.

Der Wirkungsquerschnitt für den Compton-Effekt — also die inelastische Streuung von Photonen an Elektronen — ist vergleichsweise schwach von der Photonenenergie und der Kernladungszahl des Targetmaterials abhängig, es gilt in etwa $\sigma_C \propto E^{-1} \cdot Z$ [6]. Der Compton-Effekt dominiert bei höheren Energien (bis Paarbildung einsetzt) und kleinen Kernladungszahlen. Für die Absorption von Röntgenstrahlung in Silizium ($Z = 14$) spielt der Compton-Effekt im Energiebereich bis etwa 25 keV keine Rolle gegenüber dem Photoeffekt.

Die mittlere Reichweite eines Photons in einem Festkörper ist sehr viel größer als für ein Elektron der gleichen Energie. Aus diesem Grund wird in fast allen Fällen die gesamte Energie eines Photons, das in einem nicht zu kleinen Festkörper über den Photoeffekt absorbiert wird, innerhalb desselben Festkörpers umgewandelt.

2.4.2 Vorgänge im Halbleiter bei Strahlungsdetektion

Geladene Teilchen erzeugen entlang ihrer Spur im Halbleiter Phononen und Elektron-Loch-Paare. Die mittlere Energie, die zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares nötig ist — auch *Ionisierungsenergie* E_{ion} genannt — hängt nur geringfügig von der Art der Teilchen und ihrer Energie sowie von der Temperatur des Halbleiters ab. Für Silizium und α -Teilchen beträgt sie bei Raumtemperatur 3.62 eV [2]. Die entsprechenden Werte für Elektronen unterscheiden sich nur sehr wenig von denen für α -Teilchen; in [7] ist ein Wert von 3.63 eV angegeben. Somit ist die durch das einfallende Teilchen erzeugte Ladung ein Maß für die Teilchenenergie E .

Die Anzahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare ist statistischen Schwankungen unterworfen, die im Verhältnis dazu umso kleiner sind, je mehr Ladungsträger erzeugt werden. Insofern ist es günstig, daß die Ionisierungsenergie in etwa nur ein Zehntel derer für gasgefüllte Detektoren beträgt. Die statistische Schwankungsbreite der erzeugten Ladung, die die bestmögliche Energieauflösung eines Detektors bestimmt, kann nach der Poisson-Verteilung berechnet werden. Bei Messungen wurde festgestellt, daß das tatsächliche Auflösungsvermögen teilweise deutlich besser ist als das berechnete; offensichtlich werden die einzelnen Elektron-Loch-Paare entlang der Bremsspur des geladenen Teilchens nicht unabhängig voneinander erzeugt, was Voraussetzung für die Gültigkeit der Poisson-Verteilung wäre. Deshalb wurde ein empirischer Korrekturfaktor, der sogenannte *Fano-Faktor* F eingeführt, der folgendermaßen definiert ist:

$$F \equiv \frac{\text{beobachtete statistische Varianz}}{E/E_{ion}} \quad (2.15)$$

Die Ursachen für die Abweichung der Schwankungsbreite von dem rein statistisch berechneten Wert sind noch nicht vollständig verstanden, es existieren jedoch Modelle, mit deren Hilfe sich wenigstens ungefähre Werte für den Fano-Faktor angeben lassen. Numerisch gewonnene Werte erstrecken sich für Silizium bei 77 K von 0.084

bis 0.16 [2]. Natürlich kann der Fano-Faktor auch experimentell bestimmt werden, was aber voraussetzt, daß von anderen Fehlerquellen, wie z. B. Vor- und Hauptverstärker, verursachte Verbreiterungen genügend klein und bekannt sind, damit die vom Detektor verursachte Schwankungsbreite berechnet werden kann.

Für die vom Detektor verursachte Standardabweichung gilt unter Einbeziehung des Fano-Faktors die Gleichung

$$\sigma = \sqrt{F E_{ion} E}, \quad (2.16)$$

wenn E die Energie des registrierten Teilchens ist. Die volle Halbwertsbreite einer etwa gaußförmig verbreiterten Linie im Spektrum ergibt sich durch Multiplikation von σ mit dem Faktor $\sqrt{\ln 256} = 2.35$.

Bei jeder Art von Detektor, mit dem die Energie der einfallenden Teilchen gemessen werden soll, ist es wichtig, möglichst alle erzeugten Ladungsträger zu sammeln, bevor sie durch andere Prozesse wieder verschwinden. In Halbleitern gibt es zwei wichtige Prozesse, die ein Sammeln aller Ladungsträger behindern: das Einfangen (engl.: *trapping*) sowie die Rekombination von Ladungsträgern.

Beim Einfangen werden die Ladungsträger an Gitterfehlern oder metallischen Verunreinigungen, deren Energieniveaus etwa in der Mitte der Bandlücke liegen, für eine verhältnismäßig lange Zeit festgehalten. Auch wenn der Ladungsträger später wieder in dasselbe Band entlassen wird, aus dem er eingefangen wurde, ist dessen Ladung bereits häufig für die Messung der Energie eines einzelnen einfallenden Teilchens verlorengegangen, da der Hauptverstärker nur für eine bestimmte Zeit im Bereich von Mikrosekunden den von der gesammelten Ladung erzeugten Strom aufintegriert.

Auch Rekombination findet verstärkt an Verunreinigungen sowie Kristalldefekten statt. Manche Verunreinigungen können sowohl Majoritäts- als auch Minoritätsladungsträger einfangen, wodurch diese schnell miteinander rekombinieren.

Damit ein möglichst großer Anteil der erzeugten Ladungsträger gesammelt wird, bevor diese eingefangen werden oder rekombinieren, sollte die Sammelzeit kurz gegenüber der mittleren Lebensdauer, die von der Reinheit des Halbleiterkristalls abhängt, sein. Bei Sammelzeiten von etwa 10^{-7} s bis 10^{-8} s reicht eine mittlere Lebensdauer von etwa 10^{-5} s aus. Neuere Detektoren aus hochreinem Silizium erreichen bereits Lebensdauern im Bereich von 10 ms.

Das Sammeln der Ladungsträger erfolgt durch ein elektrisches Feld. Folglich bestimmt bei gegebenen Halbleiterdimensionen die Feldstärke \mathcal{E} über die Driftgeschwindigkeit v die Sammelzeit. Bei niedrigen Feldstärken gelten die Gleichungen

$$v_e = \mu_e \mathcal{E} \quad (2.17)$$

für die Elektronen sowie

$$v_h = \mu_h \mathcal{E} \quad (2.18)$$

für die Löcher. Dabei bedeutet μ_e bzw. μ_h die Beweglichkeit der Elektronen bzw. Löcher im Halbleiter. Die Beweglichkeit der Ladungsträger im Halbleiter ist stark temperaturabhängig, und somit nach den Gleichungen (2.17) und (2.18) auch die Sammelzeit.

In Tab. 2.1 mit Daten aus [2] sind die für dieses Themengebiet wichtigsten Eigenschaften von Silizium angegeben. Die Ionisierungsenergien gelten für α -Teilchen.

	0 K	77 K	300 K
Dichte			2330 kg/m ³
Dielektrizitätskonstante ϵ_r			12
Beweglichkeit der Elektronen μ_e		2.1 m ² /Vs	0.135 m ² /Vs
Beweglichkeit der Löcher μ_h		1.1 m ² /Vs	0.048 m ² /Vs
Sättigungsfeldstärke für Elektronen		\approx 500 kV/m	\approx 2000 kV/m
Sättigungsfeldstärke für Löcher		\approx 3000 kV/m	$>$ 5000 kV/m
Bandlücke	1.165 eV		1.115 eV
Ionisierungsenergie E_{ion} (α -Teilchen)		3.76 eV	3.62 eV
Fano-Faktor F		0.084–0.16	

Tab. 2.1: Eigenschaften von Silizium.

Bei Kenntnis der Ladungsträgerbeweglichkeiten können die Feldstärken berechnet werden, die bei gegebenen Dimensionen des Halbleiters zum Erreichen einer bestimmten Sammelzeit t_s nötig sind. Es gilt die Gleichung

$$v = \mu \mathcal{E} = \frac{l_{max}}{t_s}, \quad (2.19)$$

wenn l_{max} die Strecke ist, die die Ladungsträger maximal zurücklegen müssen. Da die Beweglichkeit der Löcher geringer ist als die der Elektronen, bestimmen sie die Sammelzeit. Also ist die gesuchte Feldstärke

$$\mathcal{E} = \frac{l_{max}}{t_s \mu_h}. \quad (2.20)$$

Mit den aus Tab. 2.1 entnommenen Werten für die Beweglichkeit ergibt sich für $l_{max} = 300 \mu\text{m}$ und $t_s = 10^{-7} \text{ s}$ eine Feldstärke von 2.7 kV/m bzw. 62.5 kV/m bei 77 K bzw. 300 K. Bei Annahme einer etwa konstanten Feldstärke im Halbleiter, was allerdings oft nicht der Fall ist, genügt also auch bei Raumtemperatur eine Spannung von 30 V an einem 300 μm dicken Halbleiter, um mit der sich ergebenden Feldstärke von 100 kV/m die Bedingung $t_s < 10^{-7} \text{ s}$ zu erfüllen.

Bei hohen Feldstärken wird eine Sättigung der Driftgeschwindigkeit, die dann etwa 10^5 m/s beträgt, beobachtet. Die minimale Anstiegszeit eines Halbleiterdetektors ist also durch diese *Sättigungsgeschwindigkeit* begrenzt. Die *Sättigungsfeldstärke*, die zum Erreichen der Sättigungsgeschwindigkeit nötig ist, ist wie die Ladungsträgerbeweglichkeit stark temperaturabhängig. Nach Diagrammen aus [2] beträgt

sie für Silizium in $\langle 111 \rangle$ -Richtung bei 77 K etwa 500 kV/m für Elektronen bzw. 3000 kV/m für Löcher (siehe auch Tab. 2.1). Die Sättigungsgeschwindigkeit der Elektronen kann demnach von bei etwa 77 K betriebenen Halbleiterdetektoren mit typischen Abmessungen und Betriebsspannungen erreicht werden; die der Löcher wird wohl nur annähernd erreicht.

Die sich aus der Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger ergebenden minimalen Anstiegszeiten werden nicht immer erreicht. Treffen stark ionisierende Teilchen wie α -Teilchen oder schwere Ionen auf einen Halbleiter, so ist die Dichte der erzeugten Ladung so hoch, daß das elektrische Feld teilweise abgeschirmt wird, was die Driftgeschwindigkeit herabsetzt. Die Zeitspanne dieses Effekts, die sogenannte *Plasmazeit*, liegt bei einigen Nanosekunden [2].

2.5 Dioden als Teilchendetektoren

Der einfachste denkbare Halbleiterdetektor bestünde aus einem Halbleiterkristall mit zwei ohmschen Kontakten auf gegenüberliegenden Seiten. Da aber Halbleiter nur mit einer begrenzten Reinheit hergestellt werden können, ist die Leitfähigkeit auch der reinsten Halbleiter zu hoch, als daß dieser Detektor verwendbar wäre; die Leckströme durch diesen Detektor wären viel zu groß. Dabei stellt nicht nur die Tatsache, daß bei höheren angelegten Spannungen, die für ein schnelles Sammeln der erzeugten Ladungen nötig sind, der Detektor eine hohe Verlustleistung aufweisen würde, ein unüberwindliches Hindernis dar, sondern auch die Energieauflösung eines solchen Detektors wäre durch das Schrotrauschen, das mit der Stromstärke zunimmt, sehr gering. Wünschenswert ist ein Leckstrom im Bereich von einem Nanoampere oder niedriger für eine gute Energieauflösung [2].

Einen Ausweg stellt die Verwendung eines in Sperrichtung gepolten p-n-Übergangs dar. Da bei diesem der Generationsstrom maßgeblich ist für den durch den Halbleiter fließenden Strom, kann der schon bei Raumtemperatur kleine Strom durch Kühlung weiter verringert werden. Eine der hier untersuchten Dioden hat bei 100 mm² Fläche einen Leckstrom von nur etwa 20 nA bei Raumtemperatur.

Da auch über die Oberfläche eines Halbleiterkristalls ein nennenswerter Strom fließen kann, muß bei der Herstellung sorgfältig auf die Vermeidung von Oberflächenverunreinigungen geachtet werden. Manchmal werden Schutzringe, die einen gesperrten p-n-Übergang darstellen und die aktive Fläche der Diode umgeben, verwendet, um unerwünschte Oberflächenströme klein zu halten.

Das Sammeln der von Strahlung erzeugten Ladung erfolgt durch das elektrische Feld, das von der in Sperrichtung angelegten *Vorspannung* (engl.: *bias voltage*) erzeugt wird. Da das elektrische Feld nur in der Raumladungszone existiert (siehe 2.3), wird durch diese das aktive Volumen des Detektors definiert. Deshalb sollte möglichst die Vorspannung so hoch gewählt werden, daß sich die Raumladungszone über die gesamte Dicke der Diode erstreckt; diese Spannung wird *Ausräumspannung* (engl.: *depletion voltage*) genannt.

Teilweise ausgeräumte Dioden haben einige Nachteile. Ihre Kapazität ist in diesem Zustand größer als in voll ausgeräumtem, da die Ausdehnung der Raumladungszone als Dicke des Dielektrikums eines Kondensators aufgefaßt werden kann; je höher aber die Kapazität am Eingang eines ladungs- oder stromempfindlichen Verstärkers ist, desto höher ist das elektronische Rauschen. Auch der Serienwiderstand des nicht ausgeräumten Teils der Diode kann sich nachteilig auswirken, zum einen durch das dadurch erzeugte Johnson-Rauschen, zum anderen durch eine möglicherweise verminderte Anstiegszeit, da der Widerstand zusammen mit der Kapazität der Diode ein RC-Glied bildet.

Das elektrische Feld innerhalb der Raumladungszone ist nicht überall gleich, vielmehr sinkt sein Betrag mit wachsendem Abstand vom p-n-Übergang (siehe Abb. 2.4). Ist die Diode gerade voll ausgeräumt, wird das elektrische Feld bei der größten Entfernung vom p-n-Übergang (normalerweise an der Rückseite der Diode) gerade null. Steigt die Vorspannung über diesen Wert hinaus, wird die Raumladungszone nicht mehr größer, da sie bereits die gesamte Diode ausfüllt; das elektrische Feld jedoch wächst dann in der gesamten Diode um denselben Betrag. Bei genügend hoher Vorspannung kann dieses Feld somit einen ungefähr konstanten Wert innerhalb der Diode annehmen.

Je höher das elektrische Feld ist, umso schneller werden Ladungsträger gesammelt. Für zeitkritische Anwendungen sollte daher die Vorspannung so hoch wie möglich gewählt werden, solange die Sättigungsgeschwindigkeit der Löcher noch nicht erreicht ist. Jede Diode hat jedoch je nach Bauweise eine obere Grenze, die nicht überschritten werden darf, da sie sonst zerstört werden kann. In der Regel wird eine möglichst niedrige Ausräumspannung angestrebt, da niedrigere Spannungen einfacher handzuhaben sind und bei einer Steigerung der Vorspannung über die Ausräumspannung hinaus die elektrische Feldstärke in der gesamten Diode ansteigt, was dem Zeitverhalten zugute kommt. Eine niedrige Ausräumspannung kann erreicht werden durch Verwendung von hochohmigem Halbleitermaterial, was sehr reine Kristalle mit schwacher Dotierung voraussetzt.

2.6 Aufbau und Kenngrößen der zu kalibrierenden Dioden

Wie bereits erwähnt, bestimmt die Ausdehnung der Raumladungszone das aktive Volumen einer Diode für Teilchendetektion. Da meist eine relativ große empfindliche Fläche im Bereich von etwa 10–100 mm² gewünscht wird und wegen der elektrischen Feldstärke günstige Dicken bei 50–1000 µm liegen, fällt normalerweise die Strahlung durch die elektrische Kontaktierung, senkrecht zum p-n-Übergang, ein. Damit die Dioden auch in teilweise ausgeräumtem Zustand betrieben werden können, ist es günstig, wenn die Dotierung auf der Eintrittsseite der Strahlung in einer dünnen Schicht hoch und im Rest der Diode niedrig ist. In diesem Fall wächst die aktive Dicke der Diode vom Eintrittsfenster aus hin zur Rückseite bei Steigerung der Span-

nung, und die Dicke der unempfindlichen *Totschicht* an der Eintrittsseite ist nahezu unabhängig von der Vorspannung.

Die als *Thomson-Diode*⁴ (Abb. 2.5) und *AUG-Diode*⁵ (Abb. 2.6) bezeichneten Dioden werden per Ionenimplantation hergestellt. Dabei wird die p^+ -Schicht — das „+“-Zeichen steht für sehr hohe Dotierstoffkonzentrationen — durch Einschießen von Ionen in den Halbleiter hergestellt, was den Vorteil eines abrupteren Übergangs von der p^+ -Schicht zum n-Substrat sowie einer geringeren Schichtdicke der p^+ -Schicht im Vergleich zum Eindiffundieren des Dotierstoffes hat.

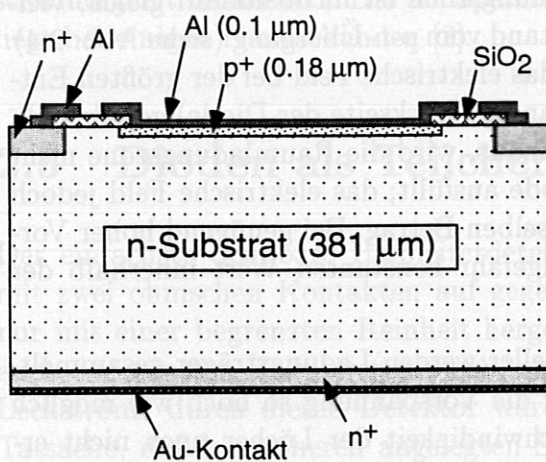


Abb. 2.5: Aufbau der Thomson-Diode.

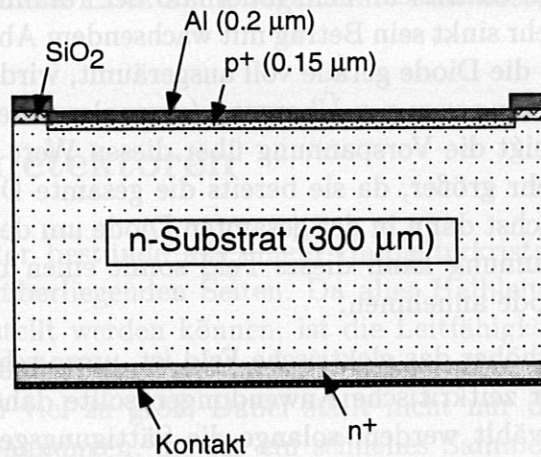


Abb. 2.6: Aufbau der ASDEX Upgrade-Diode.

Durch die hohe Dotierstoffkonzentration in der p^+ -Schicht reicht die Raumladungszone vom p-n-Übergang aus gesehen nicht besonders weit in diese Schicht hinein (siehe 2.3), wodurch sie als *Totschicht* wirkt, die zusammen mit der metallischen Kontaktierung Strahlung schwächt; die darin durch Strahlung erzeugten Ladungsträger werden aufgrund des fehlenden elektrischen Feldes nicht schnell gesammelt, können allerdings durch Diffusion zum Photostrom beitragen [8]. Aus diesem Grund wird bei der Herstellung eine möglichst geringe Schichtdicke der p^+ -Schicht (bzw. n^+ -Schicht bei anderen Dioden) angestrebt.

Da der Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt σ_{Photo} bei kleinen Energien in etwa proportional zu $E^{-3.5}$ ist [5], folgt daraus, daß die gesamte *Totschicht*dicke an der Eintrittsseite der Strahlung die Photonenenergie E , bis zu der noch sinnvoll Messungen durchgeführt werden können, nach unten hin begrenzt.

Dioden mit besonders dünner *Totschicht* sind die sogenannten *Surface Barrier-Dioden*, von denen es zwei Bauformen gibt. Die erste beruht auf n-leitendem Ma-

⁴Der Name kommt von den Versuchen mit relativistischer Thomson-Streuung, für die diese Diode verwendet wird.

⁵Diese Diode wird in den Lochkamas am ASDEX Upgrade eingesetzt.

material, die Rolle des p-Materials wird von einer Schicht mit Einfangstellen (engl.: *traps*) für Elektronen auf der Halbleiteroberfläche übernommen. Bei der Herstellung wird zuerst die Oberfläche geätzt, dann eine dünne Goldschicht aufgedampft. Dabei entsteht zwischen der Goldschicht und dem Halbleiter auch eine dünne Oxidschicht, die für die Funktion derartiger Dioden eine wichtige Rolle spielt [2]. Da die Halbleiteroberfläche selbst die Sperrschicht bei einer solchen Diode darstellt, wirkt nur die Oxidschicht neben der Metallisierung als Totschicht.

Nachteilig bei derartigen Dioden sind die hohe Lichtempfindlichkeit und die Störungsanfälligkeit. Aufgrund der hohen Kernladungszahl hat Gold einen hohen Wirkungsquerschnitt für Photoeffekt, weshalb der Kontakt sehr dünn ausfallen muß (einige zehn Nanometer) und daher lichtdurchlässig ist; die Photonen sichtbaren Lichts haben Energien zwischen 2 eV und 4 eV und können daher Elektronen im Valenzband genügend Energie für das Überspringen der Bandlücke zuführen. Der dünne Kontakt stellt zudem keinen guten Schutz für die Diode dar. Sie wird leicht durch reduzierende Substanzen wie z. B. Pumpenöl im Vakuum zerstört, was eventuell auch die Ursache für den Ausfall zweier Dioden dieser Bauart in der noch vorzustellenden Apparatur war.

Die andere Bauform von Surface Barrier-Dioden beruht auf p-leitendem Material, auf das eine dünne Aluminium-Schicht aufgebracht wird. Bei einer solchen Diode liegt ein Schottky-Kontakt vor, bei dem ein Metall die Rolle der n-Schicht übernimmt. Da hier der Metall-Halbleiter-Übergang die Sperrschicht darstellt, haben auch diese Dioden nur eine dünne Totschicht. Aufgrund der kleinen Kernladungszahl von Aluminium und der daraus resultierenden guten Durchlässigkeit für Röntgenstrahlung kann die Metallisierung vergleichsweise dick ausfallen. Sie stellt einen guten Schutz für die Diode dar und ist kaum lichtdurchlässig. Die als *W7-Diode*⁶ bezeichnete Diode ist eine Diode dieser Bauart; Abb. 2.7 zeigt ihren Aufbau.

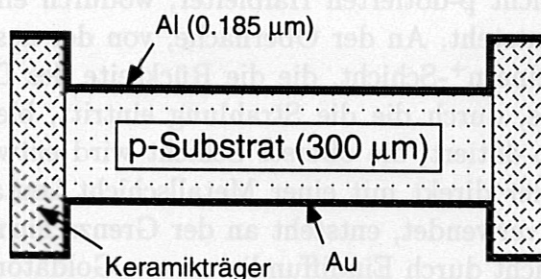


Abb. 2.7: Aufbau der W7-Diode.

In Tab. 2.2 sind die wichtigsten physikalischen Daten der Dioden zusammengefaßt.

⁶Diese Diode wird am Stelleratorexperiment Wendelstein VII-AS eingesetzt.

	AUG	Thomson	W7
aktive Fläche	$8.6 \times 2.6 \text{ mm}^2$	$10 \times 10 \text{ mm}^2$	$25 \times 3 \text{ mm}^2$
aktive Dicke	$300 \text{ } \mu\text{m}$	$381 \pm 15 \text{ } \mu\text{m}$	$300 \text{ } \mu\text{m}$
Metallisierung	200 nm Al	100 nm Al	185 nm Al
Totschicht	150 nm p ⁺	180 nm p ⁺	k. A.
Ausräumspannung	$\approx 80 \text{ V}$	90–110 V	$\approx 85 \text{ V}$
Dunkelstrom	$< 10 \text{ nA}$	$< 20 \text{ nA}$	$\approx 0.3 \text{ } \mu\text{A}$

Tab. 2.2: Physikalische Daten der zu kalibrierenden Dioden.

2.7 Lithiumgedriftete Siliziumdetektoren

Die bisher vorgestellten Diodenbauformen haben den Nachteil, daß sie nur für aktive Dicken von bis zu etwa 3 mm geeignet sind. Die ausgeräumte Schichtdicke steigt nach Gl. (2.14) nur mit der Wurzel der angelegten Vorspannung, was dazu führt, daß die elektrische Feldstärke am p-n-Übergang in Dioden großer Dicke sehr hoch ist, sofern sie voll ausgeräumt betrieben werden. Die Feldstärke innerhalb einer Diode darf jedoch gewisse Grenzen nicht überschreiten, wenn sie nicht zerstört werden soll. Eine weitere Steigerung der Dicke wäre nur durch Verwendung von hochreinem und somit hochohmigem Halbleitermaterial möglich.

Es gibt jedoch eine Möglichkeit, Halbleiterdetektoren mit großer aktiver Tiefe herzustellen: den sogenannten *Lithiumdriftprozeß*. Dabei driftet Lithium, das als Elektronendonator wirkt, durch Anlegen einer elektrischen Spannung bei erhöhter Temperatur durch einen leicht p-dotierten Halbleiter, wodurch eine weit ausgedehnte kompensierte Region entsteht. An der Oberfläche, von der aus das Lithium eingebracht wird, entsteht eine n⁺-Schicht, die die Rückseite des Detektors bildet. Die gegenüberliegende Seite, durch die die Strahlung eintritt, bleibt bis zu einer gewissen Tiefe schwach p-dotiert; die oberste Schicht wird entweder noch mit einer p⁺-Schicht versehen oder direkt mit einer Metallschicht kontaktiert [2]. Wird als Kontaktmaterial Gold verwendet, entsteht an der Grenzschicht Gold-Silizium eine schwach p-dotierte Schicht durch Eindiffundieren von Goldatomen [8].

Diese Konfiguration von Halbleiterschichten kann als p-i-n-Diode aufgefaßt werden, bei der am kompensierten Material zwischen der n⁺- und der p-Schicht nahezu die gesamte von außen angelegte Vorspannung abfällt. Aufgrund der sehr geringen Leitfähigkeit ist die Feldstärke in der intrinsischen Schicht praktisch konstant und beträgt einfach $\mathcal{E} = U/d$, wenn d die Dicke dieser Schicht ist.

Der Lithiumdriftprozeß kann sowohl mit Germanium als auch mit Silizium durchgeführt werden. Obwohl ersteres wegen seiner höheren Kernladungszahl einen deutlich größeren Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt hat und unter diesem Ge-

sichtspunkt besser für Röntgen- und Gammaskopie geeignet ist, wird zumindest im weichen Röntgenbereich meist Silizium verwendet. Einer der Gründe dafür liegt wohl darin, daß die Potentialbarriere für die Bewegung eines Lithium-Atoms von einem Zwischengitter-Platz auf den nächsten in Silizium höher ist als in Germanium, was zur Folge hat, daß Si(Li)-Detektoren zeitweilig auf Raumtemperatur erwärmt werden dürfen, was bei Ge(Li)-Detektoren vermieden werden muß. Ein weiterer Vorteil von Silizium gegenüber Germanium liegt in der größeren Bandlücke, so daß der Dunkelstrom durch den Detektor bei gleicher Temperatur geringer ist. Der Nachteil des geringeren Absorptionswirkungsquerschnitts für Photonen ist dann von Vorteil, wenn Photonen geringer Energie im Bereich einiger Kiloelektronenvolt oder darunter gemessen werden, da dann die Schwächung der Strahlung durch die Totschicht im Halbleiter geringer ausfällt.

Lithiumgedriftete Detektoren müssen auf jeden Fall gekühlt werden, bevor die Vorspannung angelegt werden darf. Für die Kühlung wird meist Flüssigstickstoff bei Atmosphärendruck verwendet, d. h., der Detektor wird etwas oberhalb von 77 K betrieben. Bei diesen tiefen Temperaturen besteht selbst im Vakuum die Gefahr einer Eisbildung an der Oberfläche, wodurch sich die Empfindlichkeit des Detektors vor allem für weiche Röntgenstrahlung verschlechtert und dann nicht mehr genau bekannt ist; daher muß auf einen möglichst niedrigen Druck in der Apparatur im Bereich des Detektors geachtet werden. Darüberhinaus ist es günstig, wenn der Detektor selbst etwas wärmer ist als nahestehende andere Teile, an denen Wasser ausfrieren kann und dadurch dem Restgas entzogen wird [9].

3.1 Erzeugung von Röntgenstrahlen mit Röntgenröhren

3.1.1 Bremsstrahlung

Nach den Gesetzen der Elektrodynamik erzeugen beschleunigte Ladungen elektromagnetische Strahlung, wobei die Strahlungsleistung von dem Betrag der Beschleunigung abhängt. Bei Photonenenergien ab etwa 40 eV, entsprechend Wellenlängen unter 30 nm, wird von Röntgenstrahlung gesprochen [8]. Damit Röntgenstrahlung und nicht niederenergetische elektromagnetische Strahlung entsteht, muß die Beschleunigung der Ladungsträger genügend groß sein.

Da freie Elektronen sehr viel leichter erzeugt werden können als freie Ionen, werden für die Erzeugung von Röntgenstrahlen in der Regel Elektronen als Ladungsträger benutzt. Die Bremsstrahlung entsteht, wenn Elektronen mit hoher kinetischer Energie im elektrischen Feld von Atomkernen, wo sie sich auf Hyperbelbahnen bewegen durch die starke Beschleunigung Photonen abstrahlen. Die Elektronen verlieren dabei die entsprechenden Beträge an kinetischer Energie.

Bei einer konventionellen Röntgenröhre für kontinuierlichen Betrieb werden die Elektronen durch Glühemission mittels einer im Vakuum geheizten Kathode erzeugt. Nach dem Austritt aus der Kathode werden sie mit einer elektrischen Spannung U_E

alsdetektor besser für Röntgen- und Gammastrahlung geeignet ist, wird zum Beispiel im Bereich der Röntgenphysik, Silizium verwendet. Einer der Gründe dafür liegt wohl darin, dass die Potentialbarriere für die Bewegung eines Elektronen-Atom von einem Wirkengitter-Punkt zum nächsten in Silizium höher ist als in Germanium, was zu einer höheren Ladungsträger-Lebensdauer führt. Ein weiterer Vorteil von Silizium gegenüber Germanium liegt in der größeren Handhablichkeit, so daß der Detektor durch den Detektor bei tieferer Temperatur gefertigt ist. Der Nachteil des geringeren Absorptionswirkungsquerschnitts für Photonen ist dann von Vorteil, wenn Photonen geringer Energie im Bereich einiger Kiloelektronenvolt oder darunter gemessen werden, da dann die Schwächung der Strahlung durch die Totschicht im Halbleiter geringer ausfällt.

Lithiumgedrillierte Detektoren müssen auf jeden Fall gekühlt werden, bevor die Vorspannung angelegt werden darf. Für die Kühlung wird meist Flüssickstoff bei Atmosphärendruck verwendet, d. h., der Detektor wird etwas oberhalb von 77 K betrieben. Bei diesen tiefen Temperaturen besteht selbst im Vakuum die Gefahr einer Verflüchtigung an der Oberfläche, wodurch sich die Ladungsträger-Lebensdauer vor allem für die Ladungsträger des Minoritätsträgers und damit auch die Detektorleistung, d. h. die Ladungsträger-Lebensdauer, verringert. Dies ist in der Apparatur im Bild 2.2.2 dargestellt. Um die Verflüchtigung zu vermeiden, wird die Detektoroberfläche durch eine Lithiumschicht geschützt, die durch einen Wasserwaageausgleichsbehälter und ein Vakuumventil mit einem Reservoir verbunden ist. Jedoch kann und sollte ein Rest an Luft im Reservoir nicht zu gering sein, da eine weitere Steigerung der Dichte wäre nur durch Verwendung von hochreinem und somit hochpreisigem Halbleitermaterial möglich.

Es gibt jedoch eine Möglichkeit, Halbleiterdetektoren mit großer aktiver Tiefe herzustellen: den sogenannten *Lithiumdriftprozeß*. Dabei driftet Lithium, das als Elektronendonator wirkt, durch Anlegen einer elektrischen Spannung bei erhöhter Temperatur durch einen leicht p-dotierten Halbleiter, wodurch eine weit ausge dehnte kompensierte Region entsteht. An der Oberfläche, von der aus das Lithium eingebracht wird, entsteht eine n^+ -Schicht, die die Rückseite des Detektors bildet. Die gegenüberliegende Seite, durch die die Strahlung eintritt, bleibt bis zu einer gewissen Tiefe schwach p-dotiert; die oberste Schicht wird entweder noch mit einer p^+ -Schicht versehen oder direkt mit einer Metallschicht kontaktiert [2]. Wird als Kontaktmaterial Gold verwendet, entsteht an der Grenzschicht Gold-Silizium eine schwach p-dotierte Schicht durch Eindiffundieren von Goldatomen [8].

Diese Konfiguration von Halbleiterschichten kann als p-i-n-Diode aufgefaßt werden, bei der am kompensierten Material zwischen der n^+ - und der p-Schicht nahezu die gesamte von außen angelegte Vorspannung abfällt. Aufgrund der sehr geringen Leitfähigkeit ist die Feldstärke in der intrinsischen Schicht praktisch konstant und beträgt einfach $\mathcal{E} = U/d$, wenn d die Dicke dieser Schicht ist.

Der Lithiumdriftprozeß kann sowohl mit Germanium als auch mit Silizium durchgeführt werden. Obwohl ersteres wegen seiner höheren Kernladungszahl einen deutlich größeren Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt hat und unter diesem Ge-

Kapitel 3

Erzeugung monochromatischer Röntgenstrahlung

Zur Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit der zu kalibrierenden Dioden wird eine möglichst monochromatische Röntgenstrahlung bei verschiedenen Energien benötigt. In diesem Kapitel wird gezeigt, wie solche Strahlung mit Hilfe von Röntgenröhren erzeugt werden kann.

3.1 Erzeugung von Röntgenstrahlen mit Röntgenröhren

3.1.1 Bremsstrahlung

Nach den Gesetzen der Elektrodynamik erzeugen beschleunigte Ladungen elektromagnetische Strahlung, wobei die Strahlungsleistung von dem Betrag der Beschleunigung abhängt. Bei Photonenenergien ab etwa 40 eV, entsprechend Wellenlängen unter 30 nm, wird von Röntgenstrahlung gesprochen [8]. Damit Röntgenstrahlung und nicht niederenergetische elektromagnetische Strahlung entsteht, muß die Beschleunigung der Ladungsträger genügend groß sein.

Da freie Elektronen sehr viel leichter erzeugt werden können als freie Ionen, werden für die Erzeugung von Röntgenstrahlen in der Regel Elektronen als Ladungsträger benutzt. Die *Bremsstrahlung* entsteht, wenn Elektronen mit hoher kinetischer Energie im elektrischen Feld von Atomkernen, wo sie sich auf Hyperbelbahnen bewegen, durch die starke Beschleunigung Photonen abstrahlen. Die Elektronen verlieren dabei die entsprechenden Beträge an kinetischer Energie.

Bei einer konventionellen Röntgenröhre für kontinuierlichen Betrieb werden die Elektronen durch Glühemission mittels einer im Vakuum geheizten Kathode erzeugt. Nach dem Austritt aus der Kathode werden sie mit einer elektrischen Spannung U_B

beschleunigt und treffen mit der kinetischen Energie $e U_B$ auf eine meist metallische Anode.

Bremsstrahlung wird bei niedrigen Geschwindigkeiten vorwiegend senkrecht zur Flugrichtung der beschleunigten Ladungen abgestrahlt, bei hohen Energien erfolgt vermehrte Abstrahlung in Flugrichtung. Obwohl die Elektronen in der Anode gestreut werden, ist die Röntgenintensität bei nicht zu hohen Beschleunigungsspannungen senkrecht zu deren ursprünglichem Einfallslot am größten, vor allem für die von ungestreuten Elektronen erzeugten Photonen nahe am Energiemaximum. Die Abstrahlung entgegen der ursprünglichen Flugrichtung ist klein und wird vor allem von gestreuten Elektronen verursacht, die in mehreren Schritten abgebremst wurden; die abgegebene Bremsstrahlung hat also in dieser Richtung mehr niederenergetische Anteile als in anderen Richtungen.

Das Bremsspektrum $I(E)$ ist kontinuierlich, die maximale Photonenenergie E_{max} entspricht der maximalen kinetischen Energie der auftreffenden Elektronen. Eine empirische Darstellung des Kurvenverlaufs ist nach [10] in der Form

$$I(E) dE = \text{const} \cdot (E_{max} - E) dE \quad (3.1)$$

möglich. Dabei ist die Intensität in Energie- statt in Frequenzeinheiten angegeben, was nach $E = h\nu$ ohne weitere Umformungen möglich ist. Da die Intensität in einem bestimmten Energieintervall dem Produkt aus der Anzahl der Photonen in diesem Intervall pro Zeit und ihrer Energie entspricht, kann die Zählrate $R(E)$ pro Energieintervall mit folgender Gleichung angegeben werden:

$$R(E) dE = \text{const} \cdot (E_{max} - E)/E dE. \quad (3.2)$$

Abb. 3.1 zeigt den berechneten Verlauf von $I(E)$ und $R(E)$. Aufgrund von Streuprozessen der einfallenden Elektronen in der Anode kommt es jedoch in Wirklichkeit, je nach Beobachtungswinkel, zu kleinen Abweichungen in der Nähe von E_{max} . Auch bei niedrigen Energien unter 10 keV wurde in Experimenten weniger Intensität gemessen als nach Gl. (3.1) erwartet; die vermutete Ursache liegt in verstärkter Absorption der niederenergetischen Strahlung innerhalb der Anode [11].

Der Wirkungsgrad η der Bremsstrahlungserzeugung mit Elektronen ist sehr klein und hängt sowohl von der Kernladungszahl Z als auch der Beschleunigungsspannung U_B ab; in erster Näherung gilt nach [10] für Bremsstrahlung bei hohen Beschleunigungsspannungen die empirisch gefundene Gleichung

$$\eta = C \cdot Z \cdot U_B, \quad (3.3)$$

wobei je nach Quelle für die Konstante C ein Wert zwischen $1.0 \times 10^{-9} \text{ V}^{-1}$ und $1.5 \times 10^{-9} \text{ V}^{-1}$ angegeben wird.

In Tab. 3.1 sind nach Gl. (3.3) mit $C = 1.25 \times 10^{-9} \text{ V}^{-1}$ berechnete Werte für die Effizienz und die resultierende Bremsstrahlungsleistung bei einem Anodenstrom von 1 mA für verschiedene Anodenmaterialien und Beschleunigungsspannungen angegeben.

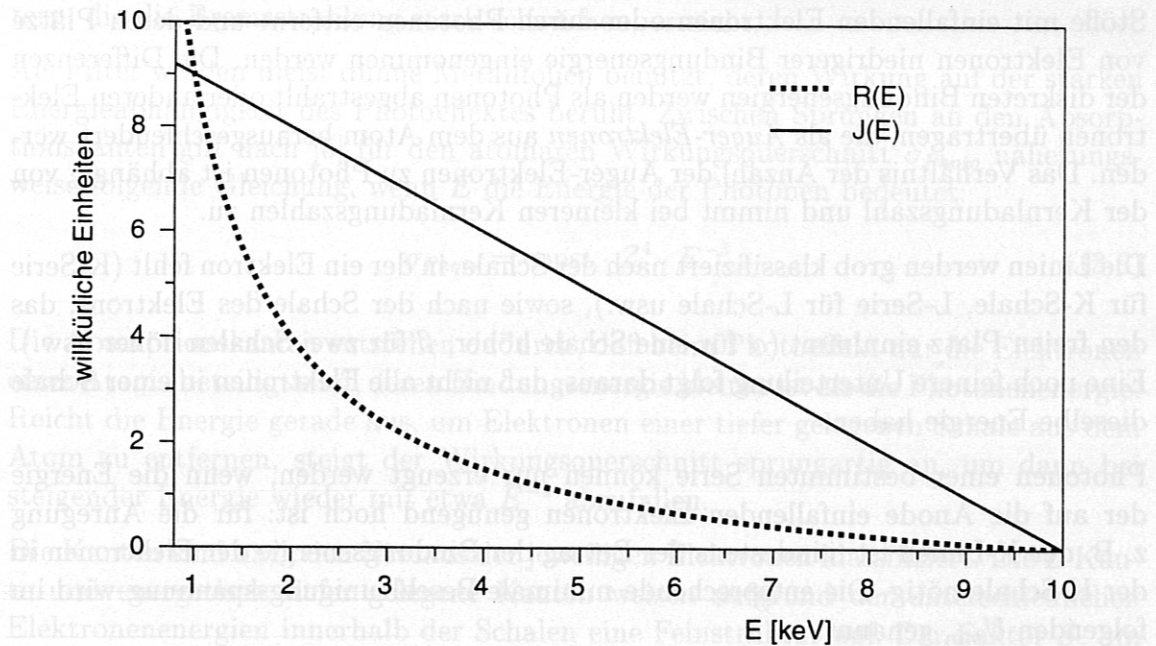


Abb. 3.1: Intensität und Photonenzahlrate der Bremsstrahlung pro Energieintervall bei einer Beschleunigungsspannung von 10 kV.

Anodenmaterial	Z	U_B [kV]	η	Leistung [mW]
Al	13	4.4	7.2×10^{-5}	0.3
Ni	28	16	5.6×10^{-4}	9.0
Nb	41	40	2.1×10^{-3}	82
Pb	82	150	1.5×10^{-2}	2300

Tab. 3.1: Effizienz der Bremsstrahlungserzeugung für verschiedene Materialien und Beschleunigungsspannungen. Die Leistung ist für einen Anodenstrom von 1 mA angegeben.

Da die aufgewendete Leistung das Produkt des Anodenstroms I_A und der Beschleunigungsspannung ist, kann für die Bremsstrahlungsleistung P_B folgende Gleichung aufgestellt werden:

$$P_B = C \cdot Z \cdot U_B^2 \cdot I_A \quad (3.4)$$

3.1.2 Charakteristische Linienstrahlung

Neben der Bremsstrahlung entsteht eine für das Anodenmaterial charakteristische *Linienstrahlung* dadurch, daß Elektronen aus den inneren Schalen der Atome durch

Stöße mit einfallenden Elektronen oder durch Photonen entfernt und deren Plätze von Elektronen niedrigerer Bindungsenergie eingenommen werden. Die Differenzen der diskreten Bindungsenergien werden als Photonen abgestrahlt oder anderen Elektronen übertragen, die als *Auger-Elektronen* aus dem Atom herausgeschleudert werden. Das Verhältnis der Anzahl der Auger-Elektronen zu Photonen ist abhängig von der Kernladungszahl und nimmt bei kleineren Kernladungszahlen zu.

Die Linien werden grob klassifiziert nach der Schale, in der ein Elektron fehlt (K-Serie für K-Schale, L-Serie für L-Schale usw.), sowie nach der Schale des Elektrons, das den freien Platz einnimmt (α für eine Schale höher, β für zwei Schalen höher usw.). Eine noch feinere Unterteilung folgt daraus, daß nicht alle Elektronen in einer Schale dieselbe Energie haben.

Photonen einer bestimmten Serie können nur erzeugt werden, wenn die Energie der auf die Anode einfallenden Elektronen genügend hoch ist: für die Anregung z. B. der K-Linien ist mindestens der Betrag der Bindungsenergie der Elektronen in der K-Schale nötig. Die entsprechende minimale Beschleunigungsspannung wird im folgenden U_{min} genannt.

Die Intensität der Linienstrahlung relativ zur Bremsstrahlung ist stark abhängig von der Beschleunigungsspannung. Sie nimmt zunächst mit steigender Spannung bis zu dem Punkt zu, an dem die auslösenden Elektronen so tief in das Anodenmaterial eindringen, daß ein großer Teil der Linienstrahlung in diesem absorbiert wird, während die höherenergetische Bremsstrahlung weniger stark geschwächt wird; außerdem steigt die Intensität der Bremsstrahlung mit U_B^2 an. Bis zu einer — experimentell bestimmten — Spannung von etwa $6 U_{min}$ [10] gilt nach [12] näherungsweise für die Intensität I_K der K-Linien die empirisch ermittelte Gleichung

$$I_K \propto (U_B - U_{min})^{1.63}, \quad (3.5)$$

wobei sich der Anstieg der Intensität bei höheren Energien verlangsamt.

Die Wahrscheinlichkeit für das Aussenden eines Linienstrahlungsphotons beträgt bei $U_B \approx 3 U_{min}$ zwischen 10^{-3} und 10^{-4} je einfallendem Elektron [12]. Die Effizienz liegt also bei nicht zu hohen Beschleunigungsspannungen und Kernladungszahlen in der gleichen Größenordnung wie die der Bremsstrahlungserzeugung.

Im Gegensatz zur Bremsstrahlung weist die Linienstrahlung am Entstehungsort keine Richtungsabhängigkeit in der Intensitätsverteilung auf. Dadurch, daß die in tieferen Schichten der Anode erzeugte Strahlung bei kleinerem Winkel zur Anodenoberfläche eine größere Strecke im Material durchläuft, was eine höhere Absorptionswahrscheinlichkeit bedeutet, ergibt sich eine gewisse Winkelabhängigkeit: die Intensität der Linienstrahlung ist maximal senkrecht zur Anodenoberfläche.

3.2 Filterung der Linienstrahlung

Monochromatische Strahlung, deren überwiegende Intensität in einem kleinen Energiebereich liegt, wird am einfachsten durch Filterung der Linienstrahlung mit Fil-

tern, die die Bremsstrahlung stark schwächen, erreicht.

Als Filter werden meist dünne Metallfolien benutzt, deren Wirkung auf der starken Energieabhängigkeit des Photoeffektes beruht. Zwischen Sprüngen an den Absorptionskanten gilt nach [5] für den atomaren Wirkungsquerschnitt σ_{Photo} näherungsweise folgende Gleichung, wenn E die Energie der Photonen bedeutet:

$$\sigma_{Photo} = \text{const} \cdot Z^4 \cdot E^{-3} . \quad (3.6)$$

Die Absorptionskanten entstehen dadurch, daß beim Photoeffekt nur die Elektronen eines Atoms beteiligt sind, deren Bindungsenergie kleiner ist als die Photonenenergie. Reicht die Energie gerade aus, um Elektronen einer tiefer gelegenen Schale aus dem Atom zu entfernen, steigt der Wirkungsquerschnitt sprunghaft an, um dann bei steigender Energie wieder mit etwa E^{-3} abzufallen.

Die Kanten sind nach den Niveaus der jeweiligen Elektronen klassifiziert. Die L-Kante und energetisch tiefer gelegene Kanten weisen aufgrund der unterschiedlichen Elektronenenergien innerhalb der Schalen eine Feinstruktur auf. Der Faktor S , um den der Wirkungsquerschnitt jeweils ansteigt, ist von der jeweiligen Kante abhängig und nimmt für eine bestimmte Kante tendenziell mit der Kernladungszahl ab. Für die K-Kante werden in [5] Werte von $S_K = 12.6$ für Aluminium und $S_K = 2.9$ für Uran angegeben. Bei einfachen Rechnungen können die drei Sprünge S_{L_I} , $S_{L_{II}}$ und $S_{L_{III}}$ zu einem kombinierten Sprung $S_{L_{IM_I}}$ zusammengefaßt werden.

Der Anteil T der Röntgenstrahlung einer bestimmten Energie, welcher durch eine bestimmte Schicht der Dicke x transmittiert wird, kann nach der Gleichung

$$T = e^{-\mu_x x} \quad (3.7)$$

berechnet werden, wenn der Schwächungskoeffizient μ_x des Materials bekannt ist. Oft ist es allerdings günstiger, wenn die Gleichung in der Form

$$T = e^{-\mu_m m} \quad (3.8)$$

geschrieben wird, wobei μ_m der *Massenabsorptionskoeffizient* und m die Masse pro Fläche sind.

Abb. 3.2 zeigt im linken Teilbild den nach Gl. (3.6) berechneten Verlauf des atomaren Wirkungsquerschnittes σ_{Photo} und des Transmissionsfaktors T durch eine $10 \mu\text{m}$ dicke Aluminiumfolie, wie sie auch im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt wird. Außerdem ist ein von der Bremsstrahlung her berechnetes und in der Intensität der Linienstrahlung mit eigenen Messungen grob angepaßtes Spektrum einer Aluminiumanode eingezeichnet.

Wie aus der Abbildung ersichtlich wird, ist es besonders günstig, das Anoden- und Filtermaterial so zu wählen, daß die charakteristischen Linien beim lokalen Maximum des Transmissionsfaktors der Folie — energetisch knapp unterhalb der Absorptionskante — liegen, da dann sowohl höherenergetische als auch niederenergetische Bremsstrahlung stärker geschwächt wird als die Linienstrahlung (in diesem Fall die

K-Linienstrahlung). Da die Anregungsenergie für eine bestimmte Serie immer etwas oberhalb der Photonenenergien der dazugehörigen Linien liegt, wird meist für die Filterfolie dasselbe Material wie für die Anode gewählt.

Soll mit Hilfe von Filtern möglichst viel Linienstrahlung relativ zur Bremsstrahlung erzeugt werden, ist es am günstigsten, die auslösenden Elektronen senkrecht auf die Anode einfallen zu lassen und die Strahlung senkrecht zur Anode zu betrachten. Die günstigste Beschleunigungsspannung liegt dabei erfahrungsgemäß bei etwa $2U_{min}$. Die Filterfolie sollte so dick wie möglich gewählt werden.

Das rechte Teilbild in Abb. 3.2 zeigt das mit vereinfachten Methoden theoretisch berechnete Ergebnis des mit einer $10\ \mu\text{m}$ dicken Aluminiumfolie gefilterten Spektrums einer Aluminiumanode bei $U_B = 5\ \text{kV}$. Die Linienstrahlung besteht aus der K_α - und der K_β -Linie. Da diese Linien dicht beieinander liegen, werden sie zu einer Linie zusammengefaßt, die in der Darstellung ohnehin künstlich verbreitert werden muß, damit die markierte Fläche ein Maß für die Anzahl der Linienstrahlungsphotonen relativ zu den Bremsstrahlungsphotonen ist. In Wirklichkeit beträgt die Linienbreite nur einige Elektronenvolt [5].

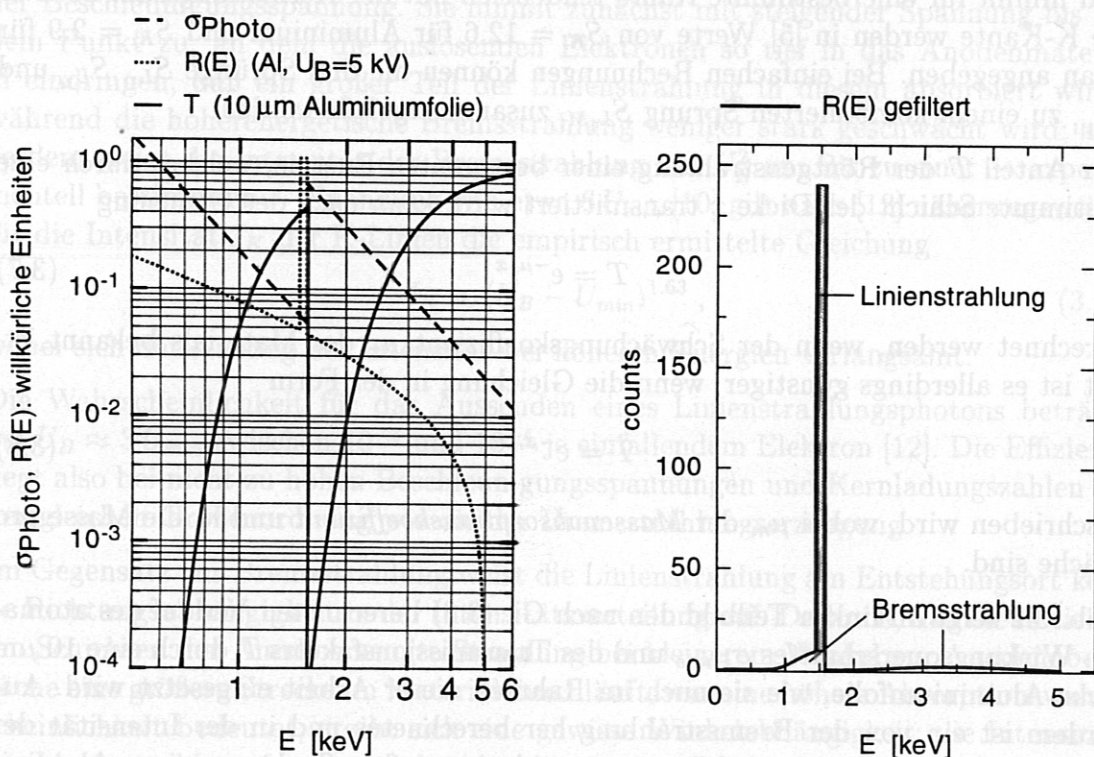


Abb. 3.2: Veranschaulichung der Linienstrahlungsfilterung.

Kapitel 4

Experimenteller Aufbau zur Untersuchung der Lichtempfindlichkeit

Halbleiterdetektoren sollten möglichst nur für höherenergetische Photonen empfindlich sein, nicht aber für sichtbares Licht, damit aufgrund der meist kleinen Intensität der zu untersuchenden Röntgen- oder γ -Strahlung die Detektoren nicht mit hohem Aufwand auch vor dem geringsten Lichteinfall geschützt werden müssen.

Je nach Bauart spricht jedoch jeder der hier untersuchten Detektoren mehr oder weniger auf sichtbares Licht an.

In diesem Kapitel wird der Versuchsaufbau für eine vergleichende Messung von verschiedenen Diodentypen beschrieben, die Ergebnisse werden in Kapitel 6 dargestellt.

4.1 Optischer Aufbau

Bild 4.1 zeigt die Versuchsanordnung für die Untersuchung der Lichtempfindlichkeit der Dioden. Als Lichtquelle dient eine Wolframbandlampe, die an einem stabilisierten Gleichspannungsnetzteil betrieben wird.

Bei einer Stromstärke von 17.1 A durch das Wolframband ist dessen Temperatur mit 2600 K angegeben. Durch die begrenzte Genauigkeit des im Netzteil eingebauten Amperemeters kann die Stromstärke nur auf etwa 2 A genau bestimmt werden, so daß die Temperatur um etwa 100 K tiefer oder höher liegen kann. Da es bei diesem Versuch nicht um eine absolute Kalibrierung der Dioden im optischen Gebiet geht, wird auf eine Präzisionsmessung des Betriebsstroms der Lampe verzichtet.

Es werden alle in 2.6 vorgestellten Dioden auf ihre Lichtempfindlichkeit getestet sowie zwei weitere, von denen jeweils zwei pro Typ in der im nächsten Kapitel vorgestellten Vakuumapparatur ausfielen und daher nicht im Röntgengebiet kalibriert

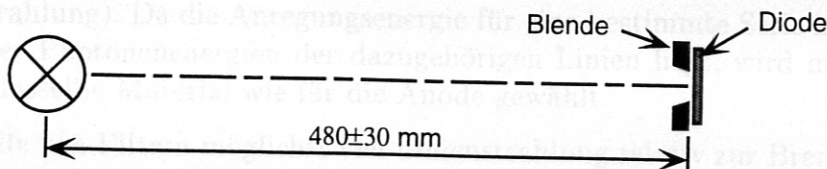


Abb. 4.1: Versuchsanordnung für die Untersuchung der Lichtempfindlichkeit.

werden konnten. Die im folgenden *ASDEX-Diode*¹ genannte Diode ist eine Surface-Barrier-Diode mit einem Goldkontakt als Eintrittsfenster auf p-Substrat. Bei der JET-Diode² handelt es sich um eine ionenimplantierte Diode ohne Metallisierung am Eintrittsfenster.

Die Dioden sind bereits im Diodenvakuumgefäß (siehe Abb. 5.5) eingebaut, allerdings noch nicht im Diodengehäuse.

4.2 Meßelektronik

Für die Messungen im optischen Bereich wird ein für die Lochkamas am ASDEX Upgrade, von der IPP-Elektronik entwickelter, stromempfindlicher Verstärker eingesetzt, an dessen Ausgang ein digitales Voltmeter angeschlossen ist. Der große Vorteil dieses Verstärkers liegt in der Möglichkeit, eine von vier Eingangsstufen mit unterschiedlichem Widerstand für die Strom/Spannungsumsetzung auswählen zu können; wegen der sehr großen Unterschiede im Photostrom der verschiedenen Dioden wird von dieser auch Gebrauch gemacht. Abb. 4.2 zeigt ein vereinfachtes Schaltbild mit nur einer, der empfindlichsten, Eingangsstufe.

Die Eingangsstufe funktioniert nach folgendem Prinzip: Der Photostrom durch die jeweilige Diode fließt über den Widerstand R1 zum Ausgang von OP1. Da der nichtinvertierende Eingang des Operationsverstärkers auf Masse liegt, stellt sich die Ausgangsspannung von OP1 so ein, daß die Spannung am invertierenden Eingang auch auf Massepotential liegt, d. h. OP1 liefert bei einem positiven Strom eine negative Ausgangsspannung. Der Betrag dieser Spannung ist das Produkt des elektrischen Widerstandes von R1 und der Stromstärke durch diesen. Somit bestimmt R1 den Strom/Spannungsumsetzungsfaktor der Eingangsstufe. Der Umsetzungsfaktor des gesamten Verstärkers bei einer hochohmigen Last am Verstärkerausgang ist dann das Produkt aus R1 und dem Verstärkungsfaktor von OP2. In Tab. 4.1 sind die vier möglichen Strom/Spannungsumsetzungsfaktoren des Verstärkers angegeben.

Mit Hilfe einer Spannungsquelle am LCC-Eingang (engl.: *leak current and offset compensation*) kann über R2 ein bestimmter Strom zum Diodenstrom addiert werden, um einen eventuellen Offsetstrom am Eingang von OP1 sowie den Dunkelstrom

¹Diese Diode kam bei ASDEX zum Einsatz.

²Diese Diode wurde bei JET verwendet.

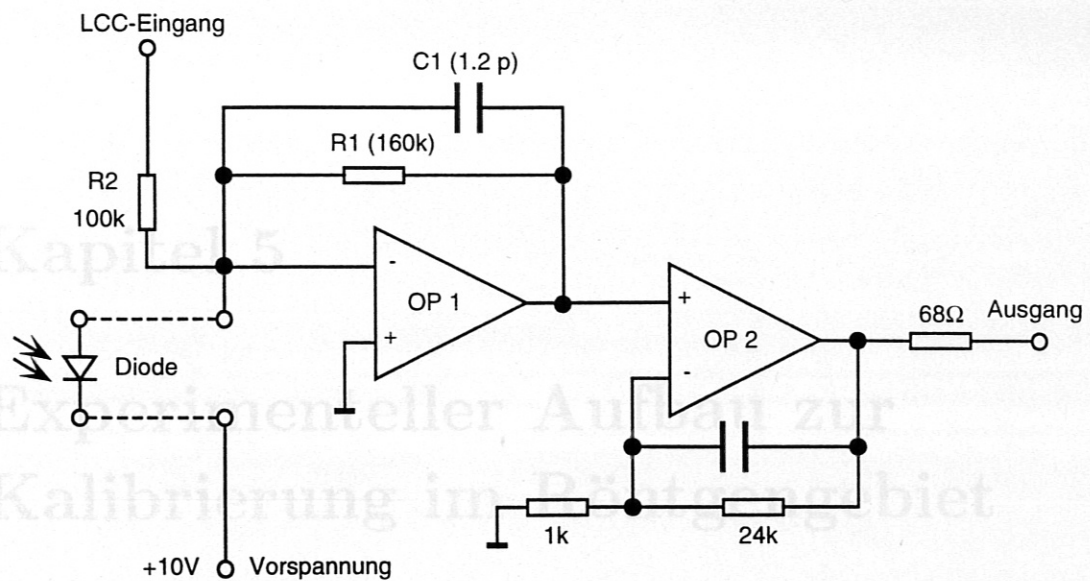


Abb. 4.2: Vereinfachtes Schaltbild des IPP-Verstärkers. Eingezeichnet ist nur die empfindlichste der vier vorhandenen Eingangsstufen. Widerstandswerte sind in Ohm, Kapazitäten in Farad angegeben.

Stufe	Umsetzungsfaktor
0	4 MΩ
1	250 kΩ
2	15.5 kΩ
3	975 Ω

Tab. 4.1: Strom/Spannungsumsetzungsfaktoren des IPP-Verstärkers.

Die für diese Arbeit aufgebaute Apparatur erlaubt eine Kalibrierung der absoluten durch die Diode zu kompensieren.

Das bei der Eingangsstufe verwendete Prinzip hat den Vorteil, daß die an der Diode anliegende Vorspannung (hier 10 V für alle Typen) unabhängig ist vom Diodenstrom. Auch die Verwirklichung der Dunkelstromkompensation ist bei dieser Schaltung einfach.

Die Stromversorgung des Verstärkers erfolgt mit einem externen Netzteil, was den Nachteil eines — für sehr kleine Photoströme unter 1 nA — zu schlechten Signalzu-Rauschverhältnisses durch Übersprechen von Störungen aus dem Stromnetz mit sich bringt. Eine Möglichkeit, das Rauschen zu verringern, besteht in der Stromversorgung des Verstärkers nur mit Batterien. Durch den hohen Stromverbrauch dieses Verstärkers müßten dann aber gängige Batterien nach wenigen Stunden ausgetauscht oder aber Akkumulatoren eingesetzt werden. Daher, und dadurch, daß die Eingangsstufe für sehr kleine Ströme noch empfindlicher sein sollte, ist eine Neukonstruktion für die Messungen im Röntgengebiet sinnvoll.

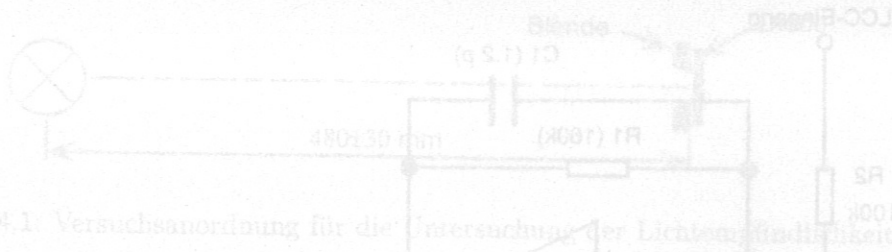


Abb. 4.1. Versuchsanordnung für die Untersuchung der Lichtempfindlichkeit

wirden konnten. Die im folgenden ASDEX-Diode genannte Diode ist eine Barrier-Diode mit einem Goldkontakt als Eintrittsfenster auf p-Schicht der JET-Diode handelt es sich um eine ionenimplantierte Diode ohne Metallisierung am Eintrittsfenster.

Die Dioden sind bereits im Diodenvakuumgehäuse (siehe Abb. 5.5) einbaufähig, allerdings noch nicht im Diodengehäuse.

Abb. 4.2. Vereinfachtes Schaltbild des I/P-Verstärkers. Eingezeichnet ist nur die empfindlichste der vier vorhandenen Eingangsstufen. Widerstandswerte sind in Ohm, Kapazitäten in Farad angegeben.

Für die Messungen im optischen Bereich wird ein für die Lochkamera ASDEX-Ampereverstärker eingesetzt. Dieser Verstärker ist ein vierstufiger I/P-Verstärker, der an das Voltmeter des I/P-Verstärkers angeschlossen ist. Der große Vorteil dieses Verstärkers liegt in der Möglichkeit, eine von vier unterschiedlichen Widerständen für die Strom/Spannungsumsetzung wählen zu können, wegen der sehr großen Unterschiede im Photostrom der verschiedenen Dioden wird von dieser auch Gebrauch gemacht. Abb. 4.2 zeigt ein vereinfachtes Schaltbild mit nur einer, der empfindlichsten, Eingangsstufe.

Die Eingangsstufe funktioniert nach folgendem Prinzip: Der Photostrom durch die jeweilige Diode fließt über den Widerstand R_1 zum invertierenden Eingang des Operationsverstärkers. Das bei der Eingangsstufe verwendete I/P-Ring hat den Vorteil, daß die an der Diode angelegte Vorspannung (hier 10 V für alle Typen) unabhängig ist vom Photostrom. Auch die Verdrängung der Dunkelstromkomponente ist bei dieser Schaltung ein wichtiger Aspekt. Der Betrag dieser Vorspannung ist im Vergleich mit der Vorspannung des Verstärkers mit Batterien durch den hohen Stromverbrauch dieser Verstärker mittels einer geeigneten Batterie nach wenigen Stunden zur Verfügung gestellt. Die erste ist mit einer JET-Diode und damit, daß die Verstärker für eine kleine Stromempfindlichkeit sein sollen, ist eine weitere

¹ Diese Diode ist im Röntgengehäuse ASDEX-A einbaufähig.
² Diese Diode wurde bei JET verwendet.

4.2 Meßelektronik

Kapitel 5

Experimenteller Aufbau zur Kalibrierung im Röntgengebiet

Der Verlauf der spektralen Empfindlichkeit im Röntgengebiet von voll ausgeräumten Dioden kann bei nicht zu kleinen Energien mit geringem Aufwand berechnet werden, wenn die Totschichtdicken am Eintrittsfenster hinreichend genau bekannt sind; die aktive Dicke ist die Substratdicke, also die Dicke des schwach dotierten Substrates.

Bei teilweise ausgeräumten Dioden ist es aufgrund der Ladungsträgerdiffusion [8] aus dem nicht ausgeräumten Teil der Dioden schwierig, die Effizienz vorherzusagen. In [13] und [14] wird von Messungen an Surface Barrier-Dioden berichtet, denen zufolge bereits bei kleinen Vorspannungen fast die volle Signalstärke verglichen zum voll ausgeräumten Zustand zu beobachten ist und demnach die Substratdicke einer Diode die aktive Dicke — wenn nicht gerade sehr schnelle Ereignisse gemessen werden sollen — festlegt.

Die für diese Arbeit aufgebaute Apparatur erlaubt eine Kalibrierung der absoluten Effizienz bei verschiedenen Energien im Bereich von 1.5 keV bis etwa 20 keV mit einer Genauigkeit von etwa 20 %. Vergleichsmessungen zwischen den verschiedenen Dioden können mit einer höheren Genauigkeit von einigen Prozent durchgeführt werden. Die höchste Genauigkeit wird bei der Bestimmung des Einflusses der Vorspannung auf die Effizienz erreicht, wo der Fehler nur etwa 1 % beträgt. Somit kann der Einfluß der Vorspannung sowie der Substratdicke der Dioden — die Thomson-Diode hat eine größere Dicke als die anderen — genau bestimmt und die Berechnung der Effizienz bei verschiedenen Energien in etwa überprüft werden.

5.1 Gesamtüberblick

Bild 5.1 zeigt den Versuchsaufbau zur Kalibrierung der Dioden im Röntgengebiet. Die drei Hauptkomponenten sind die Röntgenröhre oben im Bild, das Diodenvakuumgefäß mit dem Diodengehäuse, den Filtern für die Röntgenstrahlung und

dem Lichtfilter in der Bildmitte sowie der Si(Li)-Detektor ganz unten. Der Si(Li)-Detektor hat in dieser Apparatur die Aufgabe, die absolute Intensität sowie die Energieverteilung der Röntgenstrahlung zu messen.

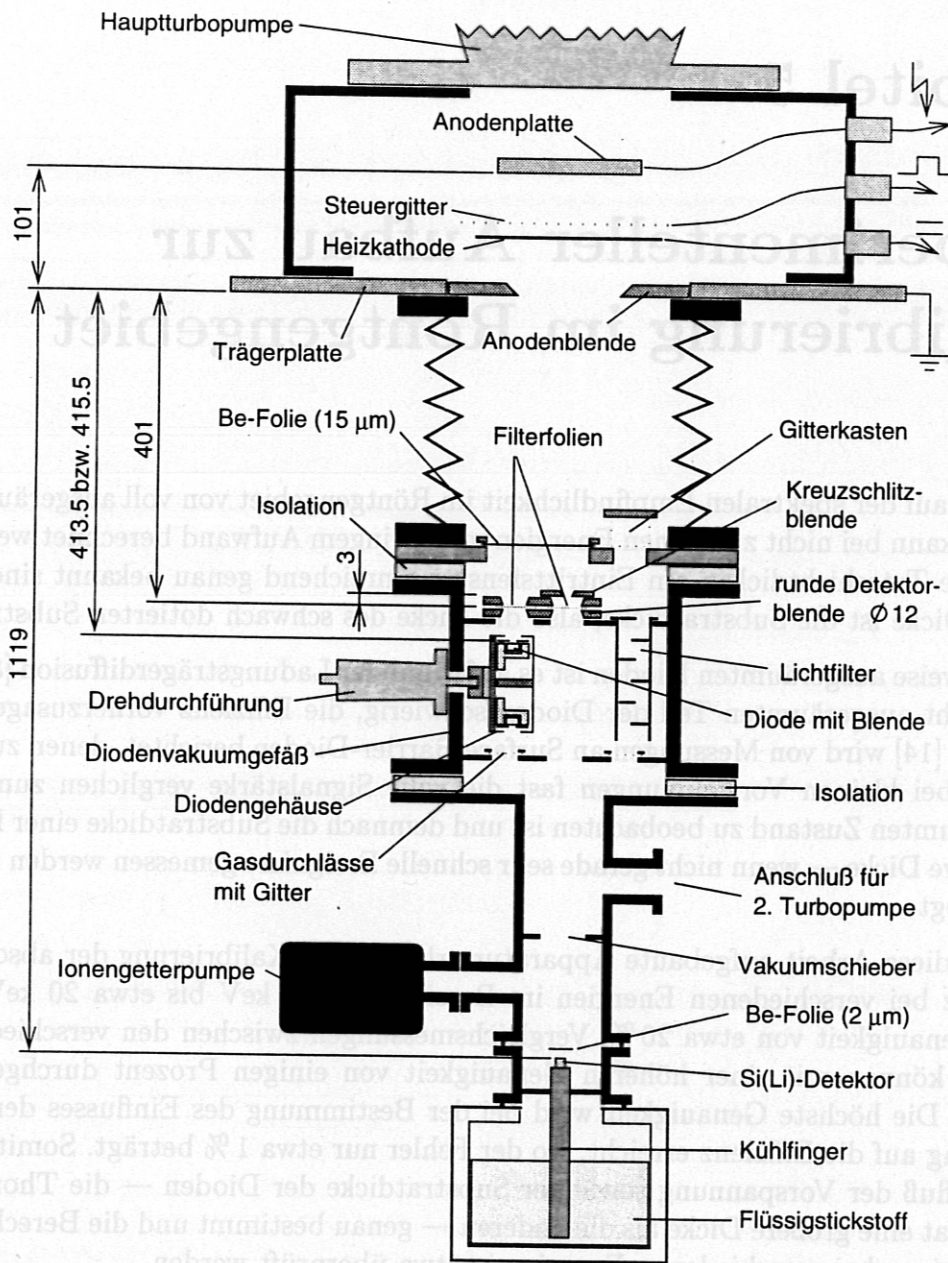


Abb. 5.1: Überblick über den Versuchsaufbau (Längenangaben in mm).

Das gesamte Volumen der Vakuumapparatur ist zusammenhängend, allerdings existieren drei unvermeidliche Engstellen (siehe unten) an bzw. direkt über dem Diodenvakuumgefäß, wodurch die Installation einer zweiten Turbomolekularpumpe zwi-

schen diesem und dem Si(Li)-Detektor erforderlich war, um einen niedrigen Druck im Bereich des Si(Li)-Detektors zu erreichen und die Ionengetterpumpe nicht zu schnell zu verschleifen. Die Hauptturbopumpe sitzt mit ihrem vollen Flanschdurchmesser direkt auf dem Gehäuse der Röntgenröhre und kann daher den oberen Teil der Apparatur besonders effektiv abpumpen.

Verschiedene Blenden sorgen dafür, daß die Dioden und der Si(Li)-Detektor von genau definierten Anodenflächen bestrahlt werden, was eine absolute Kalibrierung der Dioden ermöglicht. Die obere Anodenblende definiert dabei die für die Dioden, die Kreuzschlitzblende zusammen mit der runden Detektorblende die für den Si(Li)-Detektor wirksame Fläche.

5.2 Röntgenquelle und Linienfilterung

5.2.1 Aufbau und Stromversorgung der Röntgenröhre

Als Röntgenquelle kommt eine von K. Asmussen für seine Diplomarbeit gebaute Röntgenröhre zum Einsatz [15], da sie die Möglichkeit eines einfachen Anodenwechsels bietet. Ihr Aufbau ist in Abb. 5.2 dargestellt.

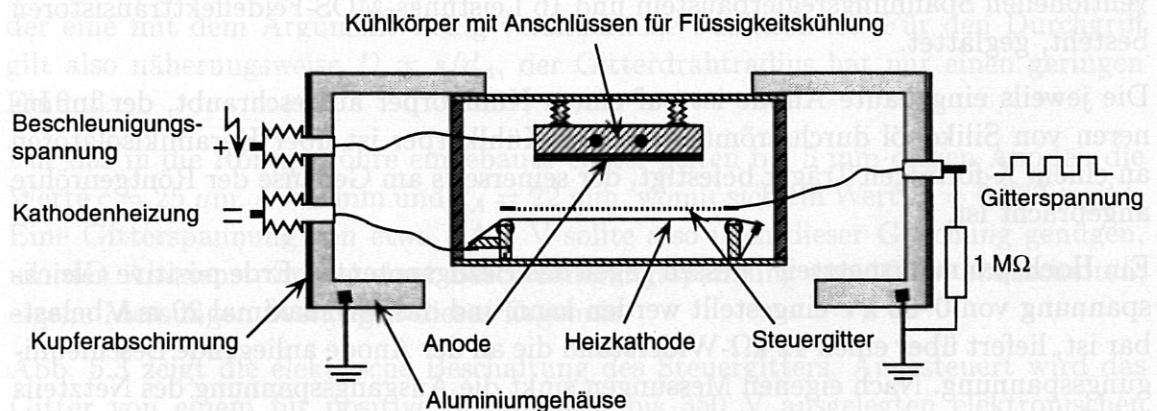


Abb. 5.2: Aufbau der Röntgenröhre.

Da hier mit Beschleunigungsspannungen bis zu 25 kV gearbeitet wird und Aluminium kein guter Absorber für Röntgenstrahlung ist, sind aus Strahlenschutzgründen zusätzlich zum ursprünglichen Aufbau 2 mm dicke Kupferbleche an den Seitenwänden angebracht.

Die Heizkathode besteht aus 100 μm dicken Wolframdrähten im Abstand von 4 mm voneinander. Der Anodenstrom, d. h. der elektrische Strom von der Heizkathode zur Anode, kann über den Heizkathodenstrom, der von einem Gleichspannungsnetzteil

geliefert wird und typischerweise etwa 30 A bei 12 V beträgt, eingestellt werden. Der Anodenstrom sollte möglichst niedrig gehalten werden, da die Kathodendrähte bei höherer Temperatur mehr Wolfram pro Zeiteinheit verdampfen, das sich unter anderem auf der Anode niederschlägt, wo es die vom Anodenmaterial erzeugte Linienstrahlung teilweise absorbiert und außerdem vermehrt Bremsstrahlung erzeugt.

Bei der Glühemission kann die Stromdichte j an der Drahtoberfläche nach der Richardson-Dushman-Beziehung

$$j = AT^2 e^{-W_A/k_B T} \quad (5.1)$$

berechnet werden, wenn die Austrittsarbeit W_A des Kathodenmaterials, die von einem äußeren elektrischen Feld abhängt, bekannt ist. Die Konstante A kann theoretisch mit Hilfe eines Modells berechnet werden, wonach sich unabhängig vom Material ein Wert von $120 \times 10^4 \text{ A/K}^2\text{m}^2$ ergibt [3]. In [16] werden für Wolfram gemessene Werte von $W_A = 4.53 \text{ eV}$ (extrapolierter Wert bei verschwindender Feldstärke) und $A = 60 \times 10^4 \text{ A/K}^2\text{m}^2$ angegeben.

Aufgrund der Restwelligkeit der Heizspannung, die bei dem verwendeten Netzteil etwa $300 \text{ mV}_{\text{SS}}$ bei 30 A beträgt, treten kleine periodische Lichtintensitätsschwankungen im 100 Hz-Takt auf, die bei lichtempfindlichen Dioden den Photostrom modulieren können. Aus diesem Grund wird die Ausgangsspannung des Netzteils mittels einer externen Stabilisierungsschaltung, die im wesentlichen aus einem konventionellen Spannungsreglerbaustein und 16 Leistungs-MOS-Feldeffekttransistoren besteht, geglättet.

Die jeweils eingebaute Anode ist auf einem Kühlkörper aufgeschraubt, der im Inneren von Silikonöl durchströmt wird. Der Kühlkörper ist über Keramikisolatoren an einem X-förmigen Träger befestigt, der seinerseits am Gehäuse der Röntgenröhre angebracht ist.

Ein Hochspannungsnetzteil¹, dessen gegen das Bezugspotential Erde positive Gleichspannung von 0–35 kV eingestellt werden kann und das mit maximal 20 mA belastbar ist, liefert über einen $12 \text{ k}\Omega$ -Widerstand die an der Anode anliegende Beschleunigungsspannung. Nach eigenen Messungen sinkt die Ausgangsspannung des Netzteils bei Belastung mit etwa 40 V/mA gegenüber dem angezeigten Wert ab, was zusammen mit dem $12 \text{ k}\Omega$ -Widerstand einen Spannungsabfall von etwa 50 V/mA bzw. $100 \text{ V/mA}_{\text{eff}}$ bei Taktung an der Anode ergibt.

5.2.2 Taktung der Röntgenstrahlung

5.2.2.1 Taktung über das Steuergitter

Die in dieser Arbeit verwendete Röntgenröhre kann, vor allem bei Anodenmaterialien mit kleiner Kernladungszahl und kleinen Beschleunigungsspannungen, nur

¹fug HCN 700-35000

verhältnismäßig geringe Röntgenintensitäten liefern (siehe 3.1.2); die Photoströme durch die Dioden sind deswegen sehr klein. Wegen des unvermeidbaren Rauschens ergibt sich ohne drastische Einschränkung der Bandbreite ein zu kleines Signal-zu-Rausch-Verhältnis für eine genaue Messung. Eine solche Einschränkung der Bandbreite kann am besten mit einem Lock-in-Verstärker erreicht werden, der eine Taktung der Röntgenstrahlung voraussetzt. Mit Hilfe eines nachträglich in die bestehende Röntgenröhre eingebautes Steuergitter kann der Anodenstrom durch Anlegen einer negativen Spannung abgeschaltet werden.

Das elektrische Potential der Anode greift nur teilweise — dieser Anteil wird *Durchgriff* genannt — durch die Gitterdrähte des Steuergitters durch, so daß verhältnismäßig kleine negative Gitterspannungen genügen, um das auf die Kathode wirkende elektrische Feld abzuschirmen bzw. die dort austretenden Elektronen sogar abzustößen.

Der Durchgriff D kann für das in die Röntgenröhre eingebaute Gitter mit folgender Gleichung aus [17] berechnet werden:

$$D = -\ln \left(2 \sin \frac{\pi c}{s} \right) s / (2\pi d_A) . \quad (5.2)$$

Dabei ist c der Gitterdrahtradius, s der Abstand der Gitterdrähte voneinander und d_A der Abstand des Gitters von der Anode. Da Gl. (5.2) nur im Bereich $2c/s < 0.1$ gültig ist, gilt $\sin \pi c/s \approx \pi c/s$; es bleibt der natürliche Logarithmus im Zähler, der eine mit dem Argument wenig veränderliche Funktion ist. Für den Durchgriff gilt also näherungsweise $D \propto s/d_A$, der Gitterdrahtradius hat nur einen geringen Einfluß.

Für das in die Röntgenröhre eingebaute Gitter gelten bei 5 mm dicken Anoden die Werte $c = 25 \mu\text{m}$, $s = 2 \text{ mm}$ und $d_A = 22 \text{ mm}$, womit sich ein Wert $D = 0.037$ ergibt. Eine Gitterspannung von etwa -400 V sollte also nach dieser Gleichung genügen, um den Anodenstrom bei einer Beschleunigungsspannung von 10 kV abzuschalten; eigene Messungen bestätigen dieses Ergebnis.

Abb. 5.3 zeigt die elektrische Beschaltung des Steuergitters. Angesteuert wird das Gitter von einem für positive Spannungen bis 350 V ausgelegten elektronischen Schalter, der nach einer Modifikation mit negativen Spannungen bis über 600 V betrieben werden kann und auch im ausgeschalteten Zustand noch eine Spannung von -15 V liefert, damit der in der Röntgenröhre fließende Anodenstrom nicht zum Teil über den Schalter fließt. Der Schalter hat eine Gegentakt-Transistorendstufe, d. h., er kann in beiden Schaltzuständen Strom liefern, woraus sich eine geringe Anstiegs- und Abfallzeit der Gitterspannung ergibt und die Röntgenstrahlung mit nur sehr geringen Verzögerungen geschaltet wird. Die Ansteuerung des Schalters erfolgt mit einem TTL-kompatiblen Signal.

Die Steuerspannung für den Schalter liefert ein Funktionsgenerator², der auf eine Rechteckspannung im Tastverhältnis 1:1 bei TTL-kompatiblen Pegel eingestellt

²Wavetek Model 144

ist. Eine Überprüfung des Tastverhältnisses ergibt keine meßbare Abweichung vom Verhältnis 1:1.

Aus Sicherheitsgründen sowie zur Verhinderung von Erdschleifen ist zwischen den Funktionsgenerator und den Steuereingang des Schalters ein Lichtleiter mit Sende- und Empfangseinheit eingefügt.

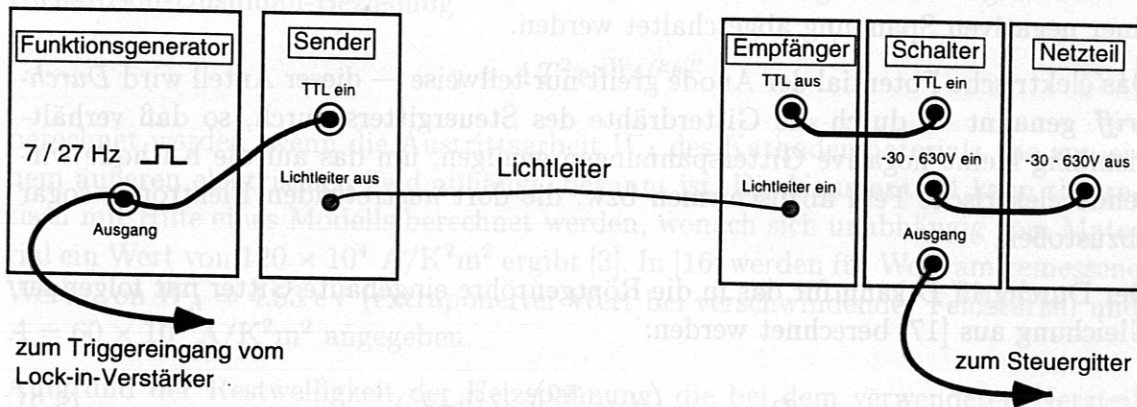


Abb. 5.3: Takterzeugung mit Hilfe des Steuergitters.

Im Betrieb zeigt sich, daß das Steuergitter nur für Beschleunigungsspannungen bis 14 kV geeignet ist. Bei höheren Spannungen löst die Sicherung des Schaltnetzteils, das den das Gitter ansteuernden Schalter versorgt, aus, was nur durch das Zünden einer Entladung zwischen Steuergitter und Anode erklärbar ist. Ein Auswechseln der Gitterdrähte durch solche mit größerem Drahradius oder eine Steigerung der Steuerspannung würde also den Einsatzbereich des Gitters nicht erweitern.

5.2.2.2 Taktung mit einem externen Hochspannungsschalter

Zur Taktung der Röntgenstrahlung bei Beschleunigungsspannungen über 12 kV wird ein Hochspannungstransistorschalter³ eingesetzt, der bis zu 30 kV bei Schaltzeiten von etwa 100 ns schalten kann. Dieser Schalter ist so in die Hochspannungsversorgung der Röntgenröhre eingebaut, daß er die Stromzufuhr für die Anode unterbrechen kann (siehe Abb. 5.4).

Bedingt durch die Kapazität der Anode, der Anschlußleitung zwischen Hochspannungsschalter und dieser und der Transistoren im Schalter ist die Spannungsänderung pro Zeit beim Öffnen des Schalters auf 20 kV/ms bei 2 mA Anodenstrom (1 mA_{eff} bei Taktung) begrenzt, d. h., die Röntgenstrahlung kann nicht, wie bei der Taktung mit dem Steuergitter, nahezu verzögerungsfrei abgeschaltet werden.

³Behlke HTS 301

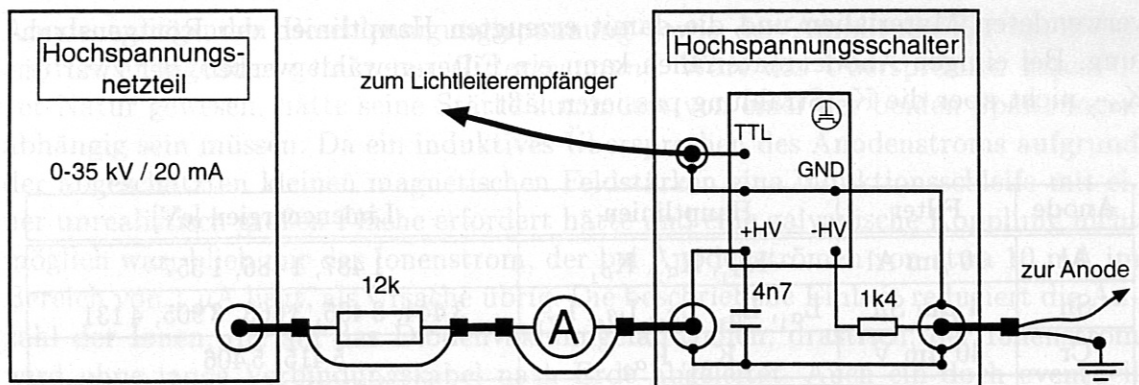


Abb. 5.4: Beschaltung und Anschluß des Hochspannungsschalters.

Damit der dadurch entstehende Meßfehler klein bleibt, werden Messungen mit dem Hochspannungsschalter bei einer Taktfrequenz von 7 Hz durchgeführt; die Einschalt-dauer pro Periode ist dann 71 ms. Da die Strahlungsleistung stark mit der Spannung sinkt (siehe Gl. (3.4) und Gl. (3.5)), ist die Röntgenstrahlung an der fallenden Flanke bei einer Stromstärke von $0.5 \text{ mA}_{\text{eff}}$ spätestens nach 1 ms vernachlässigbar klein, insbesondere beim Einsatz von Filterfolien, die die niederenergetische Bremsstrahlung unterdrücken. Der für die Absolutkalibrierung entstehende Fehler kann somit vernachlässigt werden.

Der Nachteil der Taktung mit dem Hochspannungsschalter liegt in von diesem verursachten Störsignalen bei der Messung des Photostroms durch die Dioden, was angesichts einer Anstiegszeit von etwa 100 ns, während der, bei Spannungen über 14 kV, hohe Ströme im Bereich 10 A oder mehr fließen, nicht verwunderlich ist. Da die beobachteten Spannungsspitzen nur im Einschaltmoment auftreten, kann die Phase des Lock-in-Verstärkers so gewählt werden, daß sie keinen Beitrag zum Meßsignal ergeben (siehe 5.4.5.2); eine etwas reduzierte Stabilität des Lock-in-Verstärkers bleibt aber.

5.2.3 Linienfilterung

Für die Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit der Dioden ist es unabdingbar, bei mehreren verschiedenen Energien bzw. Wellenlängen eine größtenteils monochromatische bzw. in der Intensität über einen nicht zu großen Spektralbereich verteilte Röntgenstrahlung zu erzeugen.

Zu diesem Zweck werden sieben verschiedene Anodenmaterialien mit passenden Folien zur Filterung der charakteristischen Linienstrahlung verwendet. Die Auswahl der Materialien ist dadurch beschränkt, daß nur Metalle in Frage kommen, die außerdem keine Giftstoffe sein sollen. Zudem sollen Edelmetalle aus finanziellen Gründen vermieden werden, auch wenn bei den Anoden nur eine Beschichtung von Kupferträgern nötig ist. Tab. 5.1 mit Daten aus [5] und [18] zeigt eine Übersicht über die

verwendeten Materialien und die damit erzeugten Hauptlinien der Röntgenstrahlung. Bei einigen Anodenmaterialien kann ein Filter gewählt werden, der zwar die K_{α} -, nicht aber die K_{β} -Strahlung passieren läßt.

Anode	Filter	Hauptlinien	Linienenergien [eV]
Al	10 μm Al	K_{α_1} , K_{α_2} , K_{β_1}	1 487, 1 486, 1 557
Sn	4 μm Sn	L_{α_1} , L_{α_2} , L_{β_1} , L_{β_2} , L_{γ_1}	3 444, 3 435, 3 663, 3 905, 4 131
Cr	40 μm V	K_{α_1} , K_{α_2}	5 415, 5 406
Ni	40 μm Co	K_{α_1} , K_{α_2}	7 478, 7 461
Zn	40 μm Cu	K_{α_1} , K_{α_2}	8 639, 8 616
Pb	20 μm Pb	L_{α_1} , L_{α_2} , L_{β_1} , L_{β_2} , L_{γ_1}	10 552, 10 450, 12 614, 12 623, 14 764
Nb	100 μm Nb	K_{α_1} , K_{α_2} , K_{β_1} , K_{β_2}	16 615, 16 521, 18 623, 18 951

Tab. 5.1: Anodenmaterialien, Filter und Linien.

Die Folien für den Si(Li)-Detektor und die Dioden werden aus größeren Folien an besonders homogenen Stellen ausgeschnitten.

Bis auf die Zinnfolie sind alle Folien porenfrei und damit vollständig lichtundurchlässig. Dadurch, daß in geringem Abstand über den Filterfolien eine porenfreie 15 μm dicke Beryllium-Folie angebracht ist (siehe 5.2.4), ist auch bei der porösen Zinnfolie kein erhöhter Dunkelstrom durch die Dioden zu beobachten.

5.2.4 Elektrische Trennung der Röntgenröhre vom Diodenvakuumgefäß

Direkt über dem Diodenvakuumgefäß liegt eine Metallplatte mit zwei Öffnungen. Über einer der Öffnungen ist ein Kästchen aus Kupfergitter mit metallischem Deckel angebracht, die zweite wird von einer 15 μm dicken Beryllium-Folie bedeckt, die für Röntgenstrahlen im untersuchten Energiebereich gut durchlässig ist. Diese Einheit hat die Aufgabe, ein elektrisches Übersprechen der Grundwelle und der niedrigsten Oberwellen des rechteckförmigen Taktes der Röntgenröhre zu den Dioden bzw. der Meßelektronik zu verhindern; ein solches Übersprechen hat Messungen mit einer ersten Version des Versuchsaufbaus verhindert.

Der Mechanismus des Übersprechens konnte nicht mit Sicherheit geklärt werden. Allerdings scheint der *Ionenstrom* von der Röntgenröhre zum Diodenvakuumgefäß, getragen von positiv geladenen Ionen, die von der Anode nach unten hin beschleunigt werden, die Hauptursache gewesen zu sein. Die Stärke des Übersprechens war nur von der Stärke des Anodenstroms abhängig, nicht aber vom Betrag der an der

Anode anliegenden Beschleunigungsspannung sowie der Amplitude der am Steuergitter anliegenden getakteten *Gitterspannung*. Wäre das Übersprechen kapazitiver Natur gewesen, hätte seine Stärke zumindest von einer der beiden Spannungen abhängig sein müssen. Da ein induktives Übersprechen des Anodenstroms aufgrund der abgeschätzten kleinen magnetischen Feldstärken eine Induktionsschleife mit einer unrealistisch großen Fläche erfordert hätte und eine galvanische Kopplung nicht möglich war, blieb nur der Ionenstrom, der bei Anodenströmen von etwa 10 mA im Bereich von 1 μA liegt, als Ursache übrig. Die beschriebene Einheit reduziert die Anzahl der Ionen, die auf das Diodenvakuumgefäß treffen, drastisch; der Ionenstrom wird ohne lange Verbindungskabel nach Erde abgeleitet. Auch ein doch eventuell vorhandenes kapazitives Übersprechen wird durch die Bauweise sehr stark vermindert. Nach der Installation dieses Teils konnte keinerlei Übersprechen bei einer Taktung der Röntgenstrahlung mit dem Steuergitter mehr festgestellt werden; die obere Grenze des Übersprechens liegt bei den kleinsten gemessenen Photoströmen, also bei der Messung mit der Aluminium-Anode, weit unter einem Prozent des Nutzsignals.

Der unvermeidbare Nachteil dieser Einheit ist die verhältnismäßig kleine Öffnung, auf der der Gitterkasten sitzt, da sie das Abpumpen des darunterliegenden Volumens behindert (siehe Abb. 5.1).

5.3 Aufbau des Diodenvakuumgefäßes mit Einbauten

5.3.1 Übersicht

Das Diodenvakuumgefäß wurde so konstruiert, daß es von den Anschlußflanschen her direkt in eine bereits bestehende Apparatur eingebaut werden konnte. Es wurde aus einem Aluminiumblock gedreht, die beiden Flansche für die elektrische und die Drehdurchführung wurden durch Planfräsen hergestellt. Anschließend wurde es schwarz eloxiert. Zur Dichtung der Flansche werden Vitonringe benutzt.

Vier Dioden sind in einem zusätzlichen Gehäuse so angebracht, daß jeweils eine davon, mittels einer Drehdurchführung, an die Meßposition direkt unter der Filterfolie gebracht werden kann.

Abb. 5.5 zeigt einen Teilschnitt seitlich durch das Gefäß, wobei die elektrische Vakuumdurchführung nicht sichtbar ist, sowie eine Ansicht von oben.

5.3.2 Lichtfilterung und Gasdurchlässe

Eine Trägerplatte aus Messing dient zur Befestigung des jeweiligen Filterträgers sowie eines Lichtfilters. Der Lichtfilter besteht aus einem rechteckigen Schacht, in dem wechselseitig versetzt rechteckige Bleche eingesetzt sind, so daß Gase durchströmen

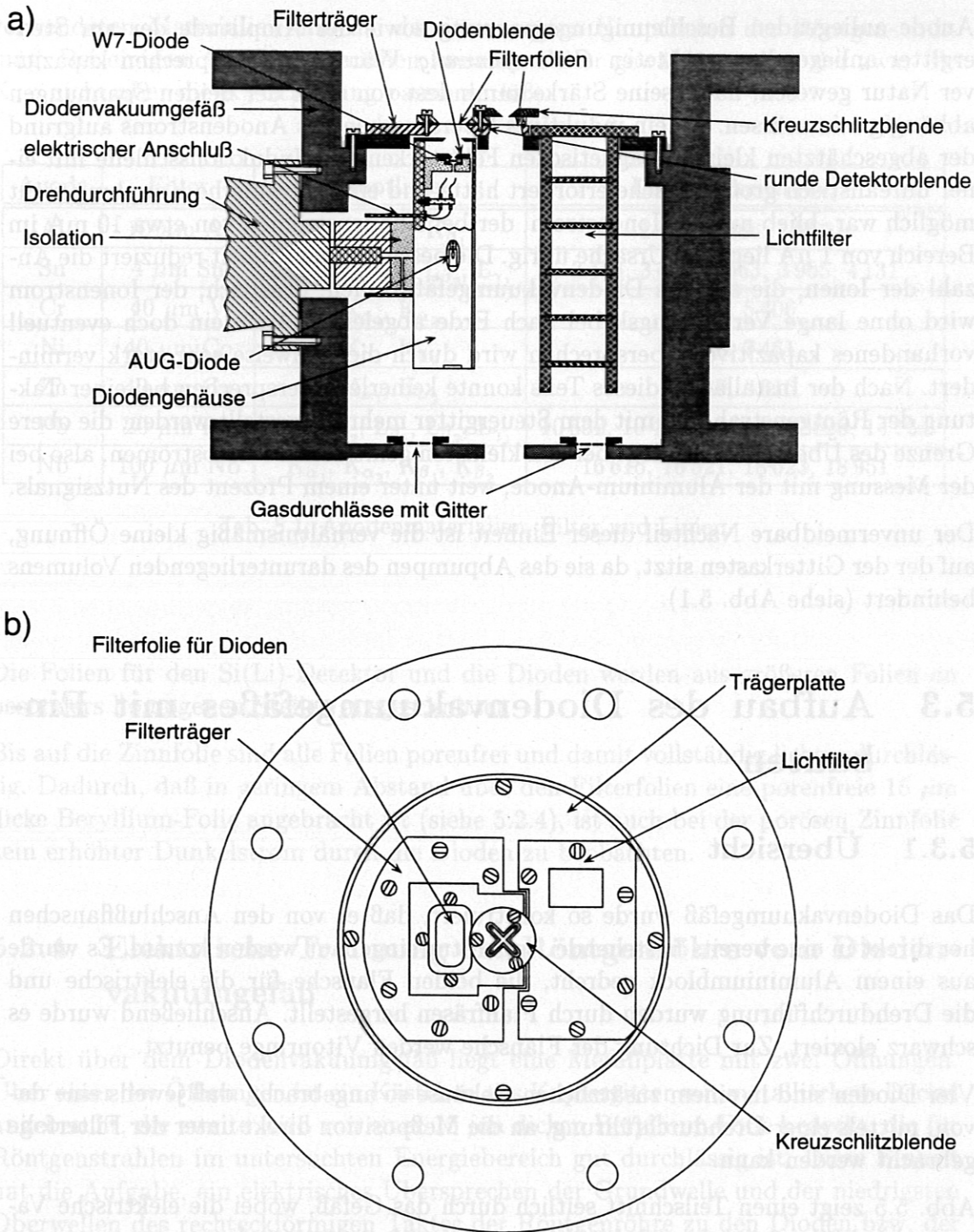


Abb. 5.5: Diodenvakuumgefäß mit Einbauten als Teilschnitt (a) und in Aufsicht (b).

können, Licht jedoch oft an den geschwärzten Wänden reflektiert wird, bevor es stark gedämpft in das Innere des Diodenvakuumgefäßes gelangt. Aus Platzgründen konnte der Querschnitt des Lichtfilters nicht so groß gewählt werden, wie für ein ef-

fektives Abpumpen des damit verbundenen Volumens wünschenswert gewesen wäre, so daß hier eine weitere Engstelle entstand.

Im Gehäuseboden befinden sich wegen eines besseren Gasaustausches zusätzlich zur zentralen 16 mm-Bohrung acht 12 mm-Löcher. Aus vakuumtechnischer Sicht wären größere bzw. mehr Bohrungen erwünscht gewesen, jedoch mußte ein Kompromiß zwischen Gasdurchlässigkeit und Abschirmung von elektromagnetischen Störungen eingegangen werden. Um eine bessere Abschirmung zu erreichen, sind an den 12 mm-Bohrungen Kupfergitter angebracht.

Abb. 5.7 zeigt den schematischen Aufbau der für die Diodenauswahl herangezogenen Diodenvakuumgefäße.

5.3.3 Aufbau und Befestigung des Diodengehäuses

Zunächst waren die Dioden ohne eigenes Gehäuse lediglich auf einer Scheibe montiert, das Diodenvakuumgefäß stellte die einzige Abschirmung vor elektromagnetischen und elektrischen Störfeldern dar. Nachdem starkes Übersprechen festgestellt worden war (siehe auch 5.2.4), wurde ein neuer Meßverstärker konstruiert und alle Abschirmungen wurden doppelt ausgelegt.

Das metallische Diodengehäuse, das in Abb. 5.6 gezeigt ist, hat die Form eines niedrigen Zylinders. Es ist für vier Dioden ausgelegt und hat Öffnungen in der Seitenwand, um die Röntgenstrahlung eintreten zu lassen. Die Dioden sind durch Bleche voneinander getrennt, damit sie jeweils nur von dem elektromagnetischen Störfeld und Streulicht beeinflusst werden, das durch die eigene Öffnung eindringt.

Die mechanische Verbindung zwischen dem zylindrischen Teil auf der Achse der Drehdurchführung und dem Diodengehäuse wird durch einen flachen Zylinder aus dem isolierenden Material Vespel hergestellt, so daß frei gewählt werden kann, ob und wo eine elektrische Verbindung zwischen innerer Abschirmung, zu der das Diodengehäuse gehört, und äußerer Abschirmung, zu der das Diodenvakuumgefäß gehört, hergestellt wird (siehe 5.4.2).

Der elektrische Anschluß der Dioden erfolgt jeweils über hochwertige, zweiadrig verdrillte und abgeschirmte Kabel mit Teflonisolierung, die durch Bohrungen in der Bodenplatte des Diodengehäuses in dieses hineingeführt sind; die Abschirmungen der Kabel sind dabei mit dem Gehäuse verbunden.

Die Dioden selbst sind auf Halterungen aus dem Material Vespel befestigt. Um genau definierte Flächen auf den Dioden zu bestrahlen, sind metallische Blenden aus Messing direkt über ihnen angebracht. Für eine möglichst gute Abschirmung sind diese Blenden von den Dioden elektrisch isoliert und mit dem Gehäuse verbunden.

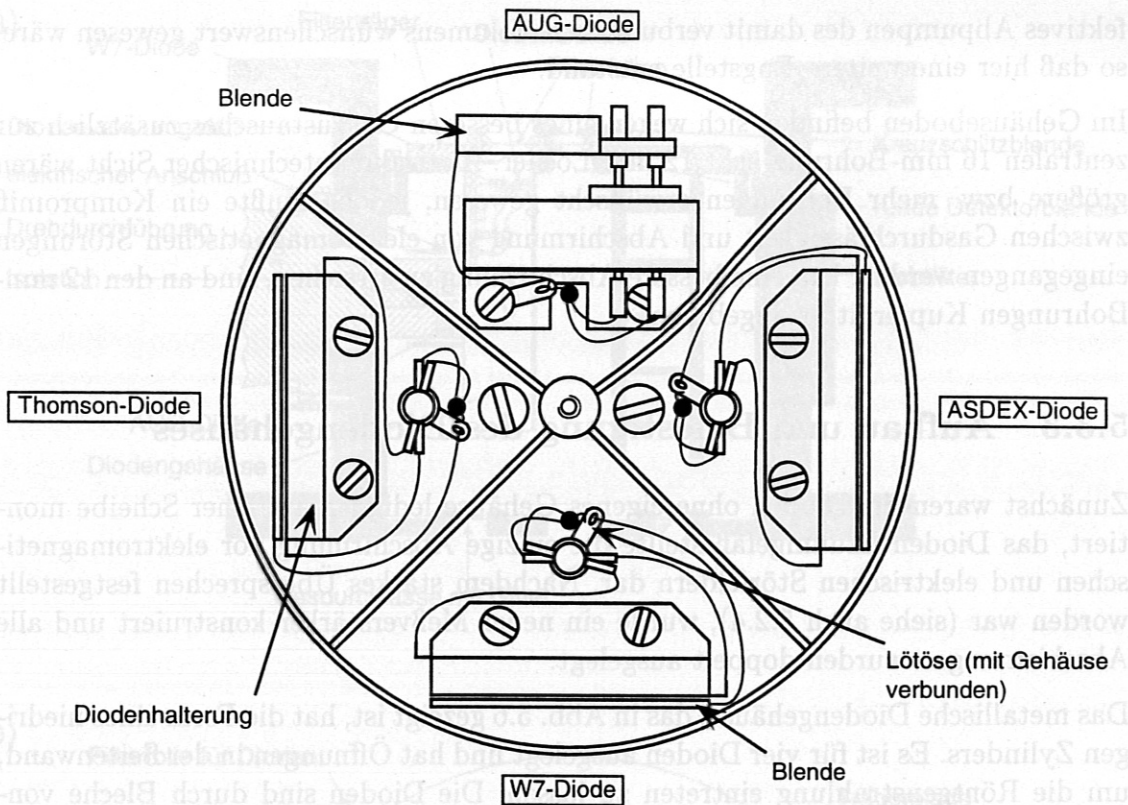


Abb. 5.6: Diodengehäuse mit Dioden ohne Deckel.

5.4 Elektrischer Aufbau für die Messung der Diodenphotoströme

5.4.1 Elektrische Störeinflüsse

Die kleinsten durch die Röntgenstrahlung hervorgerufenen Photoströme durch die Dioden liegen in der Größenordnung von 200 pA. Bei einer angestrebten Meßgenauigkeit von 1%, was die Meßelektronik anbelangt, müssen diese Ströme demnach auf etwa 2 pA genau gemessen werden, was einem Spannungsabfall von 2 μV am Eingangswiderstand des Vorverstärkers und einer Ausgangsspannungsänderung von 43 μV (siehe 5.4.4) entspricht.

Der RMS-Wert des Rauschens und von Störsignalen (vor allem von den Schaltnetzteilen für die Stromversorgung von Lichtsende- und Empfangseinheit und des Spannungs/Frequenzwandlers) am Vorverstärkerausgang ist wesentlich größer als dieser Wert — nach eigenen Schätzungen mit Hilfe eines Oszilloskops etwa um den Faktor 100. Jedoch kann mit Hilfe des Lock-in-Verstärkers die gewünschte Genauigkeit durch eine Meßzeit von 100 s erreicht werden, was effektiv eine starke Einengung der Bandbreite bedeutet.

Besonders wichtig ist eine gute elektrische Abschirmung der Dioden und des Vorverstärkers von der Takterzeugung der Röntgenstrahlung, da jegliches Übersprechen zumindest der Grundwelle des rechteckförmigen Taktsignals zum Signal addiert wird. Kapazitives Übersprechen sowie Übersprechen durch positiv geladene Ionen kann durch die in 5.2.4 vorgestellte Anordnung gänzlich unterdrückt werden.

5.4.2 Abschirmung

Abb. 5.7 zeigt den elektrischen Anschluß der Dioden über eine Diodenauswahlschaltung an den Vorverstärker und verdeutlicht die doppelt ausgelegte Abschirmung.

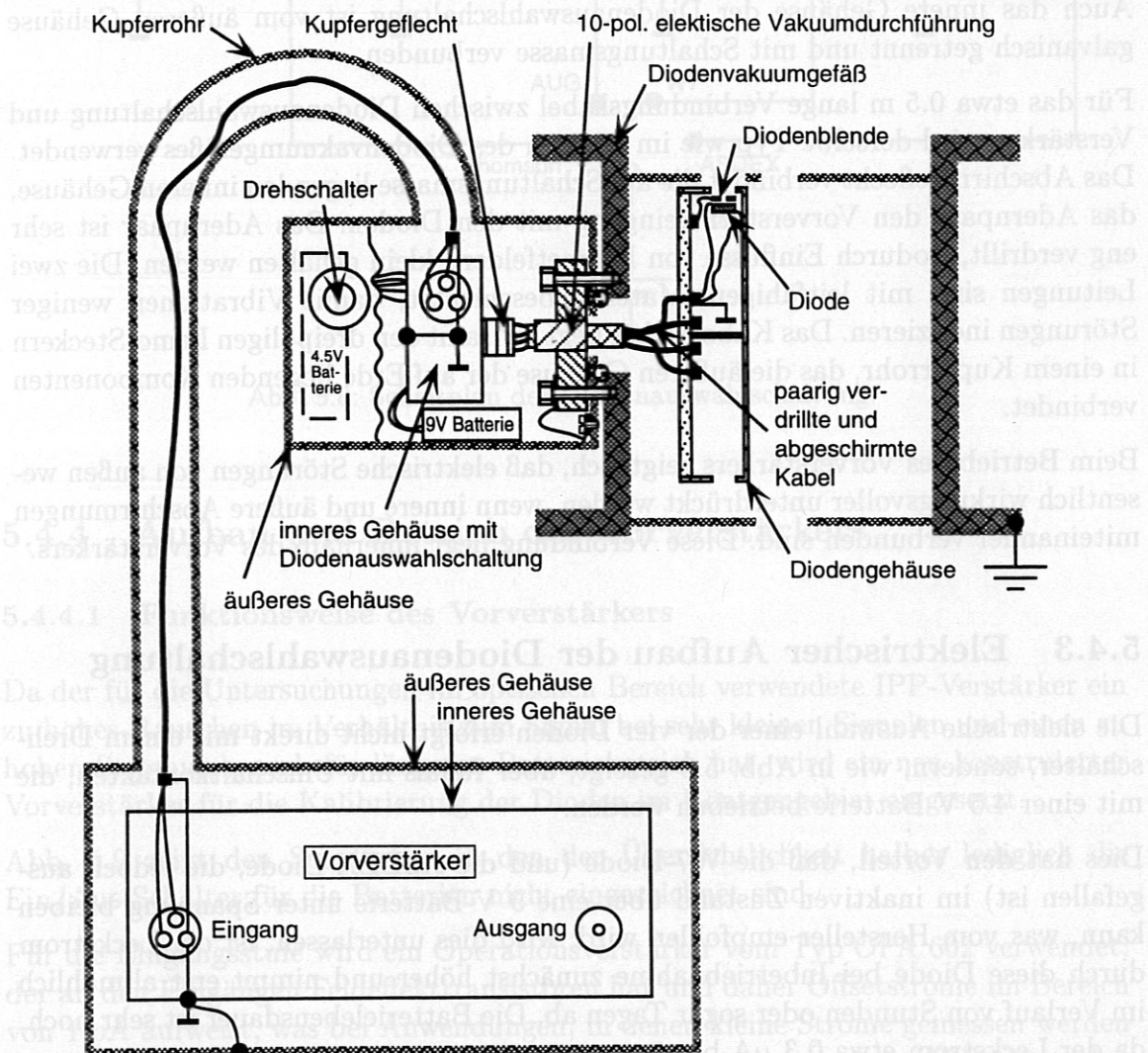


Abb. 5.7: Elektrischer Anschluß der Dioden an den Vorverstärker und Abschirmmaßnahmen.

Das Diodenvakuumgefäß und das äußere Gehäuse der Diodenauswahlschaltung sind an der Montageplatte der Röntgenröhre (siehe Abb. 5.1), die den gemeinsamen Erdungspunkt der gesamten Versuchsanordnung darstellt, geerdet.

Das Diodeneinbaugeschäse ist elektrisch isoliert in das Diodenvakuumgefäß eingebaut (siehe 5.3.3) und liegt über die Abschirmgeflechte der paarig verdrehten Anschlußkabel an Schaltungsmasse.

Die elektrische Verbindung nach außen ist über eine Vakuumdurchführung hergestellt, an der sowohl vakuum- als auch atmosphärenseitig jeweils ein Stecker angebracht ist. Die Steckverbindung ist zehnpolig, wobei zwei Pole für den Anschluß der Abschirmung, die restlichen acht für den Anschluß der vier Dioden verwendet werden.

Auch das innere Gehäuse der Diodenauswahlschaltung ist vom äußeren Gehäuse galvanisch getrennt und mit Schaltungsmasse verbunden.

Für das etwa 0.5 m lange Verbindungskabel zwischen Diodenauswahlschaltung und Verstärker wird derselbe Typ wie im Inneren des Diodenvakuumgefäßes verwendet. Das Abschirmgeflecht verbindet die auf Schaltungsmasse liegenden inneren Gehäuse, das Adernpaar den Vorverstärkereingang mit den Dioden. Das Adernpaar ist sehr eng verdreht, wodurch Einflüsse von Magnetfeldern klein gehalten werden. Die zwei Leitungen sind mit leitfähigem Material beschichtet, damit Vibrationen weniger Störungen induzieren. Das Kabel selbst liegt mitsamt den dreipoligen Lemo-Steckern in einem Kupferrohr, das die äußeren Gehäuse der auf Erde liegenden Komponenten verbindet.

Beim Betrieb des Vorverstärkers zeigt sich, daß elektrische Störungen von außen wesentlich wirkungsvoller unterdrückt werden, wenn innere und äußere Abschirmungen miteinander verbunden sind. Diese Verbindung liegt innerhalb des Vorverstärkers.

5.4.3 Elektrischer Aufbau der Diodenauswahlschaltung

Die elektrische Auswahl einer der vier Dioden erfolgt nicht direkt mit einem Drehschalter, sondern, wie in Abb. 5.8 gezeigt, über Relais mit Umschaltkontakten, die mit einer 4.5 V-Batterie betrieben werden.

Dies hat den Vorteil, daß die W7-Diode (und die ASDEX-Diode, die jedoch ausgefallen ist) im inaktiven Zustand über eine 9 V-Batterie unter Spannung bleiben kann, was vom Hersteller empfohlen wird; wird dies unterlassen, ist der Leckstrom durch diese Diode bei Inbetriebnahme zunächst höher und nimmt erst allmählich im Verlauf von Stunden oder sogar Tagen ab. Die Batterielebensdauer ist sehr hoch, da der Leckstrom etwa $0.3 \mu\text{A}$ beträgt.

Die anderen beiden Dioden, die keine dauernd anliegende Vorspannung benötigen, werden im inaktiven Zustand nach Schaltungsmasse geschaltet.

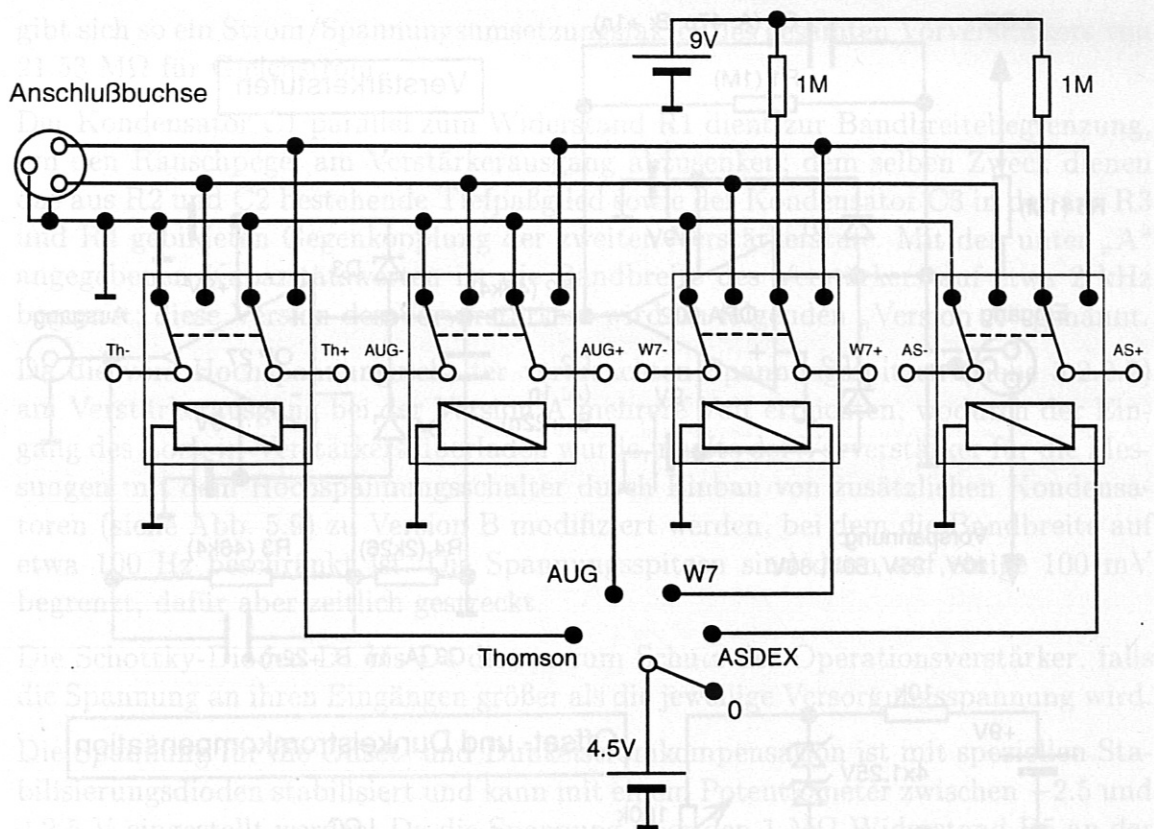


Abb. 5.8: Schaltplan der Diodenauswahlschaltung.

5.4.4 Aufbau und Betrieb des Vorverstärkers

5.4.4.1 Funktionsweise des Vorverstärkers

Da der für die Untersuchungen im optischen Bereich verwendete IPP-Verstärker ein zu hohes Rauschen im Verhältnis zum Signal bei sehr kleinen Signalen und einen zu hohen Stromverbrauch für längeren Batteriebetrieb hat, wird ein neu konstruierter Vorverstärker für die Kalibrierung der Dioden im Röntgengebiet eingesetzt.

Abb. 5.9 zeigt den Schaltplan, in den der Übersichtlichkeit halber lediglich die Ein/Aus-Schalter für die Batterien nicht eingezeichnet sind.

Für die Eingangsstufe wird ein Operationsverstärker vom Typ OPA 602 verwendet, der an den Eingängen Feldeffekttransistoren hat und daher Offsetströme im Bereich von 1 pA aufweist, was bei Anwendungen, in denen kleine Ströme gemessen werden sollen, von Vorteil ist. Das Schaltungsprinzip ist dasselbe wie beim IPP-Verstärker und bereits in 4.2 erklärt worden.

Für den Widerstand R1 wird ein Wert von 1 M Ω gewählt. Zusammen mit der zweiten Verstärkerstufe, die mit einem Operationsverstärker vom Typ OP 27 aufgebaut ist und das Ausgangssignal der Eingangsstufe um den Faktor 21.53 verstärkt, er-

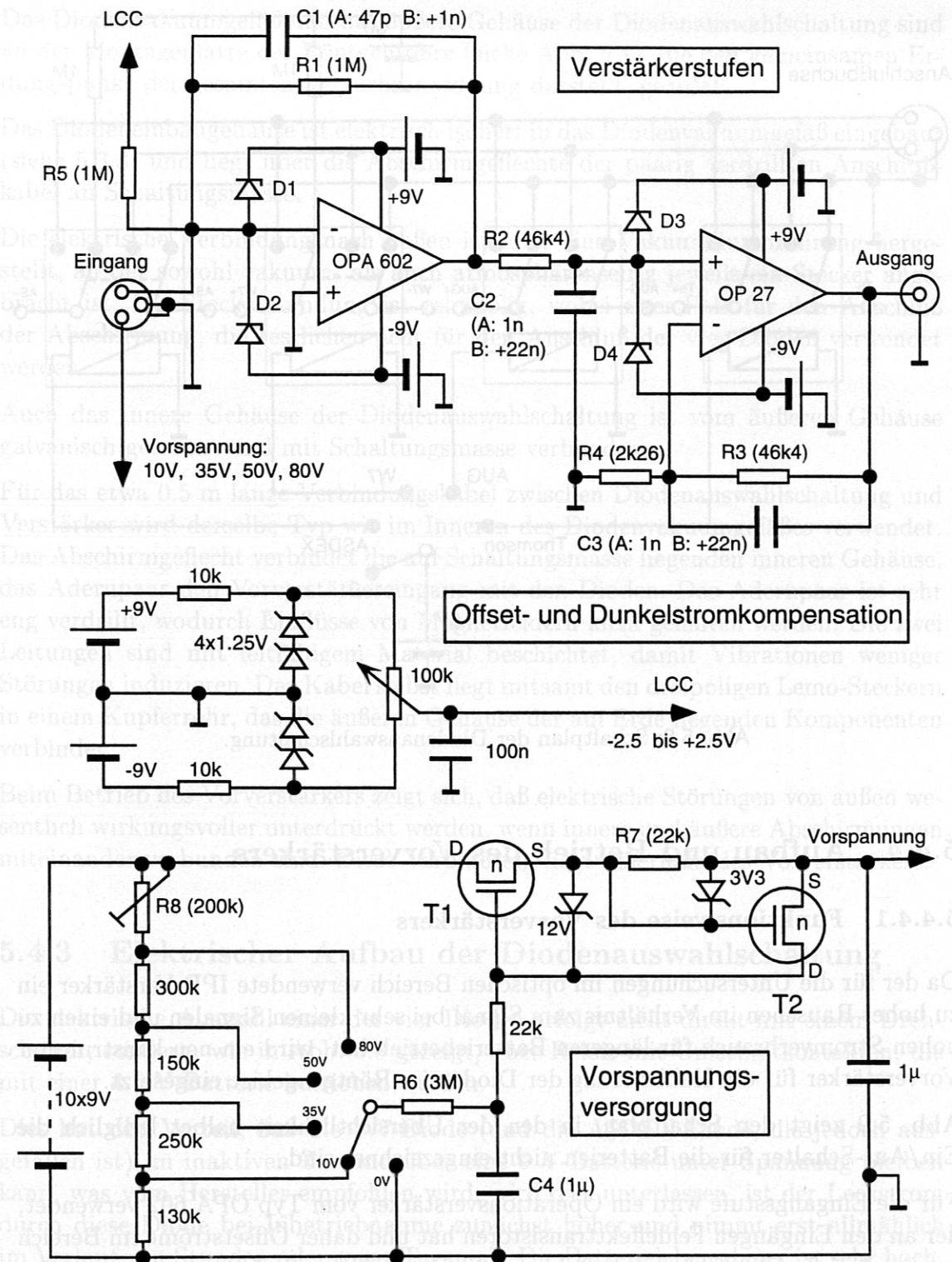


Abb. 5.9: Schaltplan des Vorverstärkers. Widerstandswerte sind in Ohm, Kapazitäten in Farad angegeben. Die mit „A“ bezeichneten Kapazitätswerte gelten für Version A, für Version B zusätzlich die mit „B“ bezeichneten.

gibt sich so ein Strom/Spannungsumsetzungsfaktor des gesamten Vorverstärkers von $21.53 \text{ M}\Omega$ für Gleichstrom.

Der Kondensator C1 parallel zum Widerstand R1 dient zur Bandbreitebegrenzung, um den Rauschpegel am Verstärkerausgang abzusenken; dem selben Zweck dienen das aus R2 und C2 bestehende Tiefpaßglied sowie der Kondensator C3 in der aus R3 und R4 gebildeten Gegenkopplung der zweiten Verstärkerstufe. Mit den unter „A“ angegebenen Kapazitätswerten ist die Bandbreite des Verstärkers auf etwa 2 kHz begrenzt; diese Version des Vorverstärkers wird im folgenden „Version A“ genannt.

Da die vom Hochspannungsschalter verursachten Spannungsspitzen (siehe 5.2.2.2) am Verstärkerausgang bei der Version A mehrere Volt erreichten, wodurch der Eingang des Lock-in-Verstärkers überladen wurde, mußte der Vorverstärker für die Messungen mit dem Hochspannungsschalter durch Einbau von zusätzlichen Kondensatoren (siehe Abb. 5.9) zu Version B modifiziert werden, bei dem die Bandbreite auf etwa 100 Hz beschränkt ist. Die Spannungsspitzen sind dann auf einige 100 mV begrenzt, dafür aber zeitlich gestreckt.

Die Schottky-Dioden D1 bis D4 dienen zum Schutz der Operationsverstärker, falls die Spannung an ihren Eingängen größer als die jeweilige Versorgungsspannung wird.

Die Spannung für die Offset- und Dunkelstromkompensation ist mit speziellen Stabilisierungsdioden stabilisiert und kann mit einem Potentiometer zwischen -2.5 und $+2.5 \text{ V}$ eingestellt werden. Da die Spannung über den $1 \text{ M}\Omega$ -Widerstand R5 an der Eingangsstufe anliegt, können so Offset- und Leckströme beliebiger Polarität bis zu $2.5 \mu\text{A}$ kompensiert werden.

Die Vorspannung für die Dioden wird von zehn in Serie geschalteten 9 V-Batterien erzeugt und kann über den Transistor T1 mit einem Drehschalter eingestellt werden. Die vom Drehschalter gewählte Spannung liegt über den aus R6 und C4 gebildeten Tiefpaßfilter am Steuereingang von T1, so daß die Vorspannungsänderung pro Zeit beim Weiterschalten des Drehschalters auf 10 V/s begrenzt ist, was von den Herstellern der Dioden empfohlen wird. Der Transistor T2 dient im Zusammenspiel mit dem Widerstand R7 zur Strombegrenzung auf etwa $100 \mu\text{A}$.

Mit dem Trimmwiderstand R8 kann die Vorspannung abgeglichen werden. Da diese nicht stabilisiert ist, sollte dies mit einem hochohmigen Voltmeter mit einem Eingangswiderstand von $100 \text{ M}\Omega$ geschehen; steht ein solches Gerät nicht zur Verfügung, kann auch ein $90 \text{ M}\Omega$ -Widerstand in Serie zu einem Meßgerät mit $10 \text{ M}\Omega$ Eingangswiderstand geschaltet werden.

5.4.5 Signalverarbeitung nach dem Vorverstärker

5.4.5.1 Übersicht

Abb. 5.10 zeigt eine Übersicht über die Meßelektronik vom Vorverstärker bis zum Zähler.

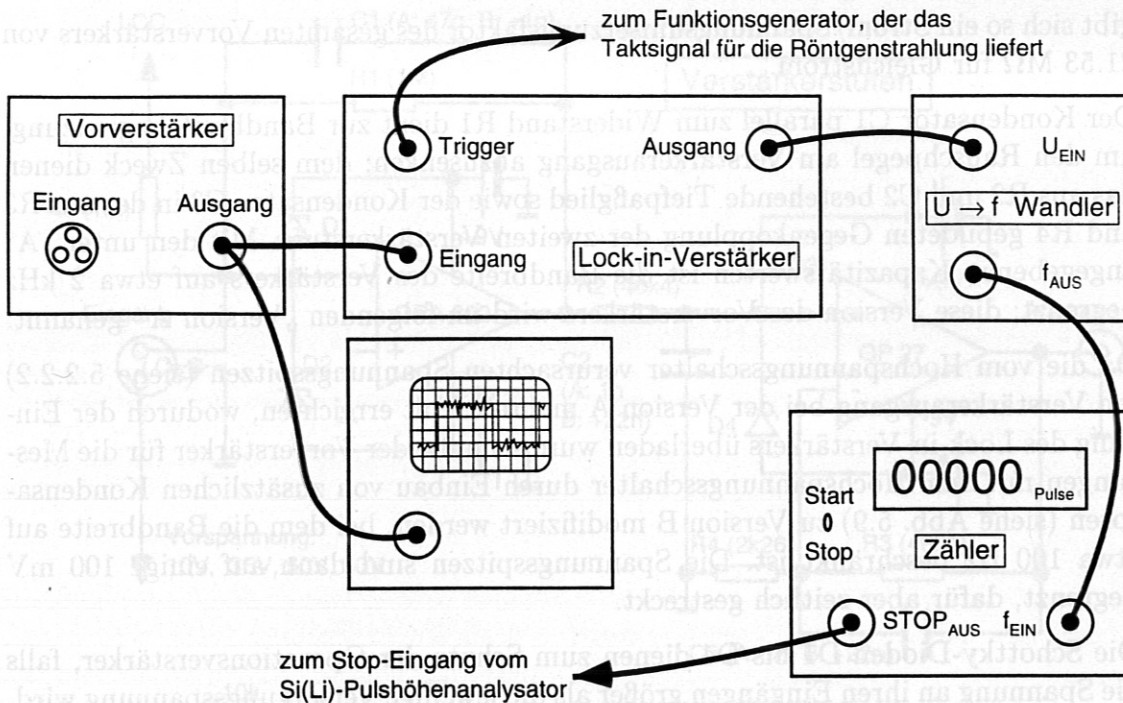


Abb. 5.10: Gesamtübersicht über die Meßelektronik.

Das Ausgangssignal des Vorverstärkers kann mit dem Oszilloskop, das parallel zum Lock-in-Verstärker angeschlossen ist, betrachtet werden. Auf diese Weise können eventuelle Störungen sofort bemerkt werden. Auch der Gleichspannungspegel am Verstärkerausgang wird zum Nullabgleich damit gemessen.

Der Lock-in-Verstärker mißt die vom Vorverstärker abgegebene Wechselspannung und gibt an seinem Ausgang eine entsprechende Gleichspannung aus.

Der Spannungs/Frequenzwandler gibt an seinem Ausgang eine Wechselspannung ab, deren Frequenz von der Spannung an seinem Eingang bestimmt wird; ein Zähler summiert die Pulse des Spannungs/Frequenzwandlers. Auf diese Weise wird die Ausgangsspannung des Lock-in-Verstärkers integriert.

5.4.5.2 Der Lock-in-Verstärker

Das Herzstück des verwendeten Lock-in-Verstärkers⁴ ist ein phasenempfindlicher Gleichrichter, der mit der Grundwelle des zu messenden Signals getriggert wird, wobei die Phase über den vollen Winkel von 360° verschiebbar ist. An seinem Ausgang gibt er im Betriebsmodus „Normal“ eine Gleichspannung von 0–10 V als Maß für die Wechselspannung am Eingang aus; im Betriebsmodus „Sinetrac“ wird nur die Grundwelle gemessen, wodurch Störsignale an den Triggerflanken besonders gut

⁴Ortec-Brookdeal 9503-SC

unterdrückt werden können. Die Zeitkonstante, die ein Maß für die Zeit ist, über die das zu messende Signal gemittelt wird, kann auf Werte bis zu 100 s eingestellt werden. Am Eingang durchläuft das Signal einstellbare Hochpaß- und Tiefpaßfilter, um die Bandbreite bereits vor dem phasenempfindlichen Gleichrichter einzuengen und somit Störspitzen, die den Eingang überladen könnten, zu glätten.

Durch eine lange Meßzeit, die effektiv eine starke Einengung der Bandbreite bedeutet, können noch Signale gemessen werden, die kleiner sind als das Rauschen bei voller Bandbreite. Im Prinzip könnte mit einem entsprechend schmalbandigen Bandpaß — bis auf einen Faktor von $\sqrt{2}$ von der beim Lock-in-Verstärker festgelegten Phase — dasselbe erreicht werden, allerdings ist ein frequenzstabiler Bandpaß mit einer Bandbreite von z. B. 0.01 Hz technisch nicht zu realisieren.

Für eine einfache, grobe Abschätzung der mit dem Lock-in-Verstärker erreichbaren, durch das Rauschen begrenzten, statistischen Genauigkeit wird eine Bandbreite von etwa 0.01 Hz für eine Meßzeit von 100 s angenommen. Gegenüber einer Bandbreite von 2 kHz ergibt sich so eine Verringerung des Rauschens um den Faktor $\sqrt{2} \cdot \sqrt{2 \times 10^5} = 632$, vorausgesetzt, die spektrale Rauschdichte ist bei der Meßfrequenz in etwa so groß wie in den übrigen 2 kHz. Bei einem gemessenen Rauschpegel von etwa $5 \text{ mV}_{\text{RMS}}$ in 2 kHz Bandbreite bleibt so ein Rauschen von etwa $8 \mu\text{V}_{\text{RMS}}$ übrig, was 0.25 % des kleinsten Nutzsignals ist. In Wirklichkeit sollte die Genauigkeit etwas schlechter sein, da bei den tiefen Meßfrequenzen von 27 Hz und vor allem 7 Hz die spektrale Rauschdichte höher ist als bei Frequenzen im Bereich von 1 kHz. Die Ursache dafür liegt im sogenannten *rosa Rauschen*, auch *1/f-Rauschen* genannt, und im *Popcorn-Rauschen*, das durch nicht perfekte Halbleiteroberflächen in Operationsverstärkern verursacht wird und bei Frequenzen unter 100 Hz eine Rolle spielt [19].

Die von Schaltnetzteilen verursachten Störungen, die bis zu etwa $20 \text{ mV}_{\text{SS}}$ erreichen, liegen bei einer Frequenz von etwa 20 kHz, also weit oberhalb der Meßfrequenz, und sollten daher die Genauigkeit der Messungen mit dem Lock-in-Verstärker nicht negativ beeinflussen. Dies kann durch Messungen bestätigt werden, wonach ein Abschalten der Schaltnetzteile zu keiner Verringerung der statistischen Schwankungen der Ausgangsspannung des Lock-in-Verstärkers führt.

Für alle in dieser Arbeit durchgeführten Messungen wird die Zeitkonstante des Lock-in-Verstärkers auf 3 s gesetzt, der integrierte Hochpaßfilter auf minimale Grenzfrequenz, der Tiefpaßfilter auf 1 kHz. Messungen mit dem Steuergitter werden sowohl bei einer Frequenz von 27 Hz im „Normal“-Modus mit Version A als auch bei 7 Hz im „Sinetrac“-Modus mit Version B des Vorverstärkers (siehe 5.4.4) durchgeführt, Messungen mit dem Hochspannungsschalter wegen dessen begrenzter Abfallzeit ausschließlich bei einer Frequenz von 7 Hz im „Sinetrac“-Modus mit Version B des Vorverstärkers.

Die Überprüfung des Lock-in-Verstärkers und die Bestimmung des exakten Gesamtverstärkungsfaktors von Vorverstärker und Lock-in-Verstärker erfolgt mit der in Abb. 5.11 gezeigten Anordnung.

Für die Erzeugung des Referenz- und des Triggersignals wird ein hochwertiger Funk-

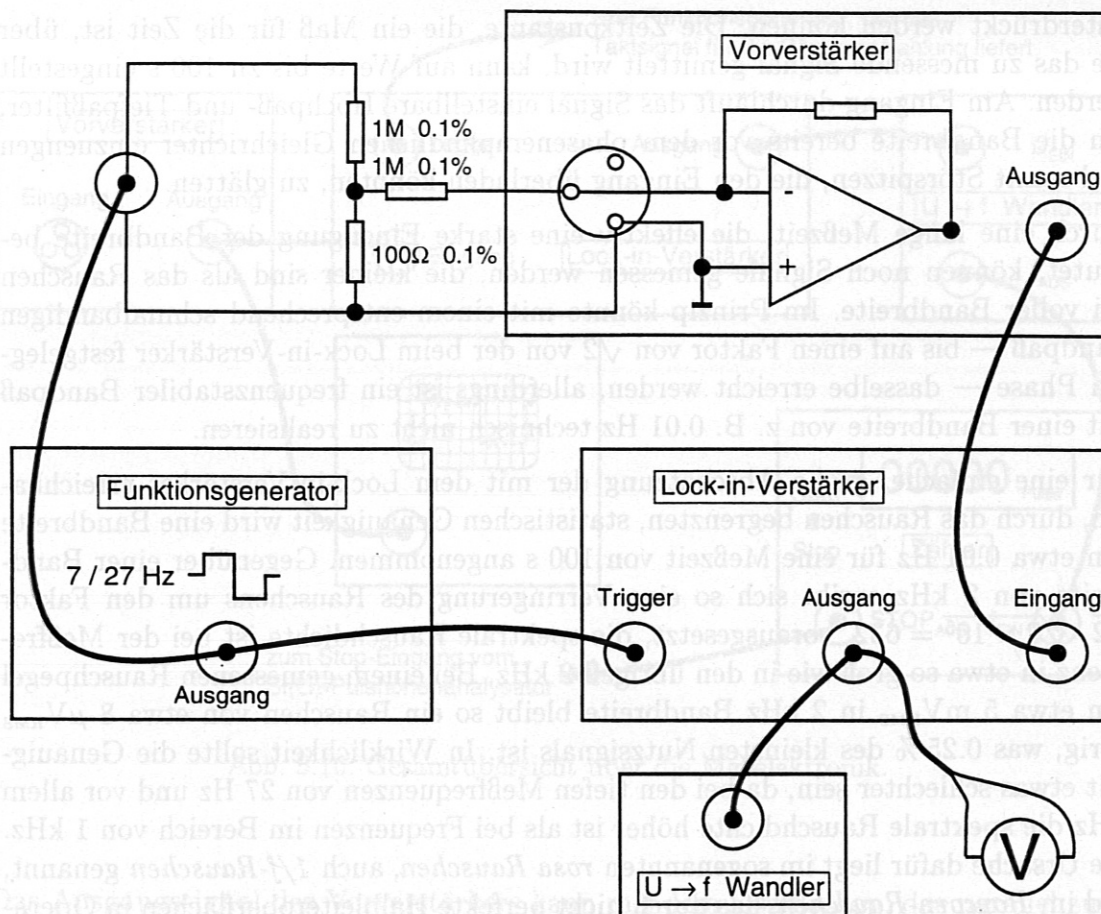


Abb. 5.11: Versuchsanordnung zur Bestimmung des Gesamtverstärkungsfaktors von Vorverstärker und Lock-in-Verstärker

tionsgenerator⁵ eingesetzt; zur Erhöhung der Genauigkeit wird dessen Ausgangsspannung mit Hilfe eines A/D-Konverters und einer Referenzspannungsquelle gemessen, so daß die maximale Abweichung etwa 0.5 % beträgt.

Mit drei Widerständen wird ein für den Vorverstärker geeignetes Signal erzeugt; zwei von diesen stellen einen Spannungsteiler dar, der dritte wandelt die Ausgangsspannung des Teilers in eine Stromstärke um. Da der Spannungsteiler mit dem dritten Widerstand belastet wird, ergibt sich für den Faktor, mit dem die Ausgangsspannung U_{FG} vom Funktionsgenerator multipliziert werden muß, um die Spannung am Teiler zu erhalten, ein Wert von $1/10002$. Der durch den Vorverstärker fließende Strom I_{EIN} beträgt somit $U_{FG}/10002 \times 10^6 \Omega$.

Die Ausgangsspannung des Lock-in-Verstärkers wird mit einem genauen Digitalvoltmeter⁶ gemessen. Der Spannungs/Frequenzwandler, der für die Integration der Ausgangsspannung verwendet wird (siehe 5.4.5.3), ist ebenfalls angeschlossen, da er durch seinen Eingangswiderstand von etwa 200 kΩ wegen des Ausgangswiderstan-

⁵Philips PM 5138

⁶Keithley Microvolt DMM 177

Bereich [mV]	I_{EIN} [μA_{eff}]	U_{LI} [V]	k_g [Ω]
5	199.8	8.98 ± 0.02	4.49×10^{10}
10	398.7	8.998 ± 0.008	2.26×10^{10}
20	794.6	8.991 ± 0.004	1.13×10^{10}
50	993.1	4.496 ± 0.002	4.527×10^9
100	993.1	2.233 ± 0.01	2.249×10^9
200	993.1	1.120 ± 0.01	1.128×10^9

Tab. 5.2: Kalibrierung des Lock-in-Verstärkers in sechs Bereichen bei 27 Hz im „Normal“-Modus mit dem Vorverstärker in Version A.

Bereich [mV]	I_{EIN} [μA_{eff}]	U_{LI} [V]	k_g [Ω]
5	249.5	8.995 ± 0.017	3.61×10^{10}
10	497.5A	9.004 ± 0.006	1.81×10^{10}
20	993.2	9.010 ± 0.005	9.072×10^9
50	993.2	3.607 ± 0.003	3.632×10^9
100	993.2	1.790 ± 0.002	1.802×10^9
200	993.2	0.895 ± 0.001	9.011×10^8

Tab. 5.3: Kalibrierung des Lock-in-Verstärkers in sechs Bereichen bei 7 Hz im „Sinetrac“-Modus mit dem Vorverstärker in Version B.

des von 10 k Ω des Lock-in-Verstärkers eine Verminderung der Ausgangsspannung um etwa 5% bewirkt. Somit ist die Kalibrierung des Lock-in-Verstärkers nur in Verbindung mit dem Spannungs/Frequenzwandler gültig.

Die von Vor- und Lock-in-Verstärker gebildete Einheit setzt effektiv den Wechselstrom I_{EIN} in eine Gleichspannung U_{LI} um. Somit kann für jeden Meßbereich des Lock-in-Verstärkers ein gesamter Strom/Spannungsumsetzungsfaktor $k_g = U_{LI}/I_{EIN}$ angegeben werden.

Tab. 5.2 zeigt die Ergebnisse der Untersuchung bei 27 Hz im „Normal“-Modus mit dem Vorverstärker in Version A. Für die Ausgangsspannung U_{LI} des Lock-in-Verstärkers werden bereits korrigierte Werte angegeben, da die Ausgangsstufe eine Offsetspannung von -6 mV hat. Die Phaseneinstellung am Lock-in-Verstärker, bei der die Ausgangsspannung ein Maximum hat, liegt bei -1.75° und wird auch für die Kalibrierung der Dioden beibehalten.

Tab. 5.3 zeigt die Ergebnisse der Untersuchung bei 7 Hz im „Sinetrac“-Modus mit dem Vorverstärker in Version B. In diesem Betriebsmodus ist keine meßbare Offset-

spannung festzustellen. Die Phasenverschiebung am Lock-in-Verstärker ist auf 6.8° eingestellt; bei diesem Wert fallen die vom Hochspannungsschalter im Einschaltmoment verursachten Störungen aus der Messung heraus.

5.4.5.3 Integration der Ausgangsspannung des Lock-in-Verstärkers

Um den statistischen Meßfehler gering zu halten, wird eine Meßzeit pro Diode in der Größenordnung von 100 s angestrebt. Dazu muß die Ausgangsspannung des Lock-in-Verstärkers über diese Zeit integriert werden. Für diesen Zweck wird ein Spannungs/Frequenzwandler in Verbindung mit einem Zähler eingesetzt.

Die Ausgangsfrequenz $f(U)$ des Spannungs/Frequenzwandlers genügt nach eigenen Messungen bei 25°C Umgebungstemperatur der Gleichung

$$f(U) = (1015 + 1016 \text{ V}^{-1} \cdot U) \text{ Hz}, \quad (5.3)$$

wobei U die Spannung am Eingang ist. Die Ausgangsfrequenz beträgt also bei einer Eingangsspannung von 0 V 1015 Hz und steigt mit einer Rate von 1016 Hz/V.

Der Wandler ist leider nicht sehr temperaturstabil, die Ausgangsfrequenz steigt bei steigender Temperatur. Durch die Verlustleistung erwärmt sich das Gerät von selbst und erreicht seine Endtemperatur erst nach mehreren Stunden, weshalb die Versorgungsspannung immer eingeschaltet bleiben sollte. Neben der Temperaturabhängigkeit treten noch weitere Schwankungen der Ausgangsfrequenz auf, so daß die maximale Abweichung 1.5 % beträgt. Bei präzisen Vergleichsmessungen der Dioden muß die Ausgangsfrequenz daher mit einem Frequenzzähler überwacht werden, um zu große Schwankungen auszuschließen. Eine Überprüfung der Linearität im Bereich von 0 bis 10 V ergibt innerhalb der Meßgenauigkeit des verwendeten Voltmeters⁷ keinen Fehler.

Eine zum Zähler umgebaute Stoppuhr zählt die ankommenden Pulse vom Spannungs/Frequenzwandler. Zur Verhinderung eines Überlaufs der fünfstelligen Anzeige ist ein Teiler eingebaut, so daß die Anzeige nur nach jeweils 50 Perioden weitergeschaltet wird. Da die letzte Stelle der Anzeige nur zwei Zustände — null und fünf — hat, zeigt der Zähler die Anzahl der Pulse geteilt durch zehn an; die Auflösung beträgt aber nur 50 Pulse.

Der Zähler wird durch Umlegen eines Schalters freigegeben und mit demselben Schalter wieder gestoppt. Während der Zähler freigegeben ist, ändert sich der TTL-kompatible Pegel an dessen STOP-Ausgang. Auf diese Weise kann der Pulshöhenanalysator des Si(Li)-Detektors zeitgleich mit dem Zähler freigegeben werden.

⁷Keithley Microvolt DMM 177

5.5 Si(Li)-Detektor und nachgeschaltete Elektronik

5.5.1 Kenndaten des Detektors und Umgebungsbedingungen

Der eingesetzte Si(Li)-Detektor⁸ hat eine empfindliche Fläche von 12.5 mm² und eine Dicke von 3 mm; der Frontkontakt besteht aus einer dünnen Goldschicht. Die Vorspannung darf 1000 V nicht überschreiten.

Die spektrale Empfindlichkeit wird mit Angaben aus [9] berechnet, wonach der Frontkontakt eine Dicke von 25.9 nm und die Totschicht im Silizium eine Dicke von 150 nm hat. Eine zusätzliche 2 µm dicke Be-Folie ist zur Lichtfilterung notwendig, da der Detektor aufgrund der geringen Dicke des Frontkontaktes ansonsten eine zu hohe Lichtempfindlichkeit hätte.

Der Si(Li)-Detektor ist offen und kommt mit den Gasmolekülen bzw. -atomen im Inneren der Apparatur in Kontakt. Damit die Apparatur im oberen Teil belüftet werden kann, ist der untere Teil über einen Vakuumschieber, der nur für Messungen kurz geöffnet wird, abgetrennt. Eine Ionengetterpumpe gewährleistet einen niedrigen Druck im Bereich von 2×10^{-5} Pa im Bereich des Detektors; lediglich bei geöffnetem Schieber steigt der Druck je nach dem Druck im übrigen Volumen auf Werte im Bereich von 2×10^{-4} Pa an.

Ein niedriger Druck im Bereich des Detektors ist notwendig, damit die Eisschicht, die sich auf dem auf Temperaturen von etwas über 77 K gekühlten Detektor bildet, nur langsam wächst. Eine solche Eisschicht setzt bereits bei einer Dicke von wenigen Mikrometern die Empfindlichkeit vor allem für Photonen mit Energien unter 2 keV merklich herab; die Absorption erfolgt dabei nahezu gänzlich durch Sauerstoff. Die Eisschicht kann mit Hilfe von Kalibrierungsmessungen mit der Aluminiumanode, die im zeitlichen Abstand von einigen Wochen erfolgen, eindeutig nachgewiesen werden, so daß für eine Absolutkalibrierung mit dieser Anode der Detektor vorher aufgewärmt werden muß.

5.5.2 Elektronik

5.5.2.1 Übersicht

Abb. 5.12 zeigt eine Übersicht über den elektronischen Aufbau. Der Vorverstärker ist fest mit dem Detektor verbunden. Seine Stromversorgung erfolgt über den Hauptverstärker, die negative Vorspannung liefert ein Hochspannungsnetzteil⁹. Ein Pulshöhenanalysator sortiert die ankommenden Pulse nach deren Höhe in verschiedene

⁸Quartz silice 233si

⁹Tennelec TC 952S

Kanäle ein.

Wegen der mit Hochspannung betriebenen Ionengetterpumpe muß der untere Teil der Apparatur, der vom oberen elektrisch isoliert ist, aus Sicherheitsgründen geerdet werden. Damit keine Erdschleifen auftreten, ist das Netzteil der Ionengetterpumpe direkt neben dem Überrahmen, in dem sich unter anderem der Hauptverstärker und das Hochspannungsnetzteil befinden, aufgestellt und über ein kurzes Kabel mit diesem verbunden. Der untere Teil der Apparatur ist über ein Abschirmgeflecht, in dem alle Kabel zum Vorverstärker laufen, an diese gemeinsame Erde angeschlossen.

5.5.2.2 Hauptverstärker

Die Integrationszeit des verwendeten Hauptverstärkers¹⁰ wird auf 3 ms gesetzt, damit auch bei den hohen Zählraten von etwa 12000 s^{-1} (während der Einschaltdauer der getakteten Röntgenstrahlung) bei den Kalibrierungsmessungen keine zu starken Pile-up-Effekte auftreten, bei denen zwei oder mehr Photonen in so kurzem zeitlichen Abstand am Detektor eintreffen, daß der Hauptverstärker einen Puls entsprechend etwa der Summe der Energien der Photonen ausgibt. Der eingebaute Pile-up-Rejector kann zwar Pile-Up-Effekte größtenteils verhindern, wird aber nicht benutzt, da er sich im Betrieb als zu instabil bezüglich der gemessenen absoluten Anzahl von Photonen erwies.

Bei der Verarbeitung eines Pulses im Hauptverstärker entsteht eine gewisse *Totzeit* (engl.: *dead time*), in der weitere ankommende Pulse nicht registriert werden. Damit die Anzahl der innerhalb einer bestimmten Zeit tatsächlich ankommenden Pulse — sofern sie zufällig auftreten — berechnet werden kann, ändert der DT-Ausgang in der Zeit, in der keine Pulse registriert werden, seinen Pegel. Werden die Zeitspannen dieses DT-Signals über die Meßzeit aufaddiert, ergibt sich aus der Differenz der Meßzeit (engl.: *real time*) und der gesamten Totzeit die *effektive Meßzeit* (engl.: *live time*). Während einer Kalibrierungsmessung darf nicht vergessen werden, den Pile-up-Rejector abzuschalten, da ansonsten die Totzeitkorrektur für diesen gilt.

5.5.2.3 Pulshöhenanalyse

Für die Pulshöhenanalyse wird eine PC-Einsteckkarte¹¹ verwendet. Sie hat eine Auflösung von 11 Bit entsprechend 2048 Kanälen, was für die Energieauflösung des Si(Li)-Detektors und der Verstärker im weichen Röntgengebiet ausreichend ist.

Bei der Verarbeitung eines Pulses muß dessen Maximum gefunden und in einen entsprechenden digitalen Wert umgesetzt werden. Dieser Wert entspricht der Kanalnummer, die eine Adresse im Speicher der Karte darstellt. Die Anzahl der registrierten Pulse wird bei dieser Adresse um Eins erhöht.

¹⁰Intertechnique 7200E

¹¹Canberra NaI

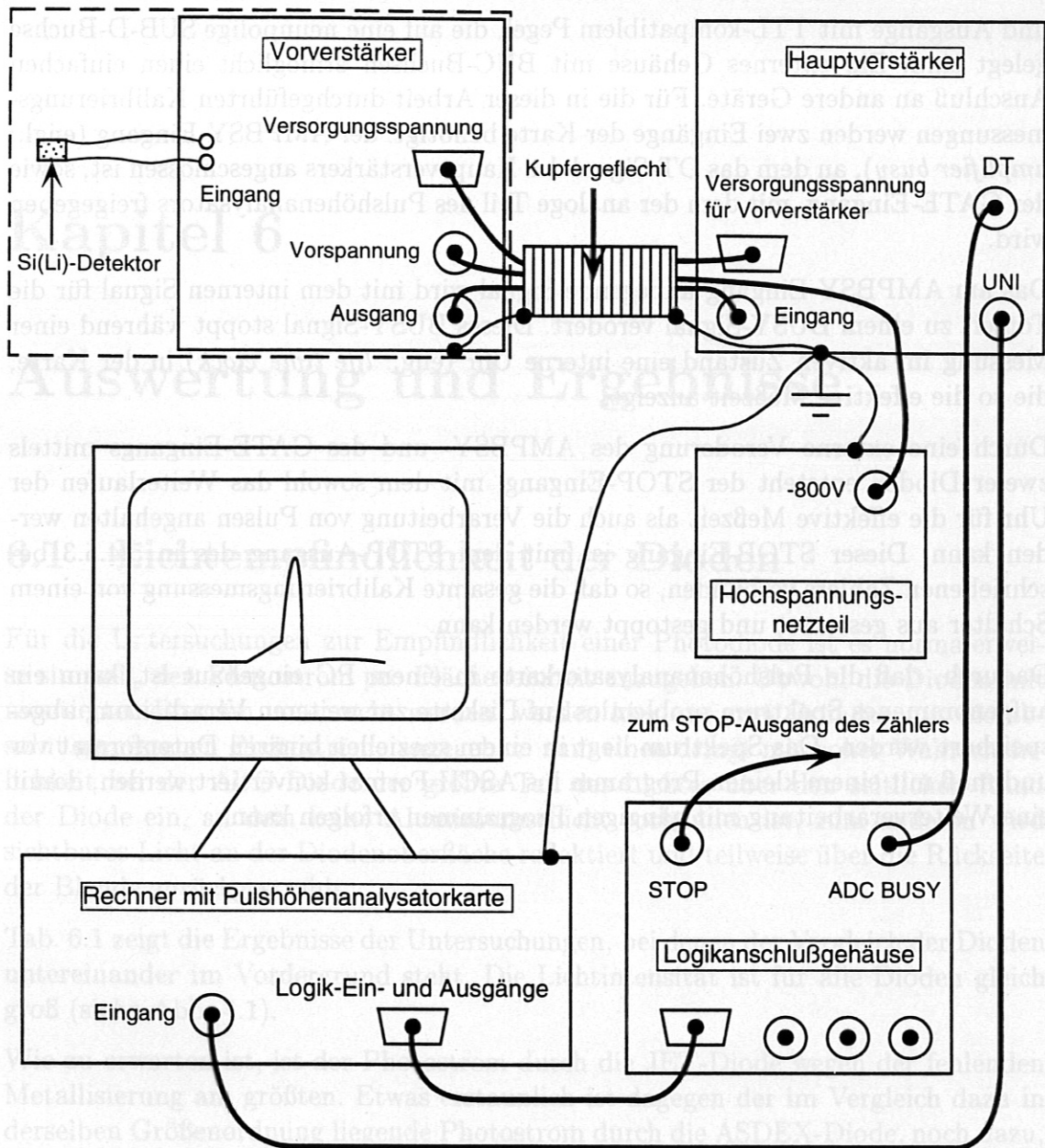


Abb. 5.12: Übersicht über den elektronischen Aufbau zur Pulshöhenanalyse mit dem Si(Li)-Detektor.

Die Zeit $t_{A/D}$ für die A/D-Umsetzung wird mit

$$t_{A/D} = (1.5 + 0.01(n + x)) \mu\text{s} \quad (5.4)$$

angegeben, wobei n die Kanalnummer und x ein eventueller digitaler Offset ist; für $x = 0$ dauert eine Umsetzung also maximal $22 \mu\text{s}$. Während dieser Zeit kann kein weiterer Puls verarbeitet werden. Es entsteht also eine weitere Totzeit, mit der die Meßzeit korrigiert werden muß.

Die Karte hat neben dem Eingang für positive unipolare Pulse einige digitale Ein-

und Ausgänge mit TTL-kompatiblen Pegel, die auf eine neunpolige SUB-D-Buchse gelegt sind. Ein externes Gehäuse mit BNC-Buchsen ermöglicht einen einfachen Anschluß an andere Geräte. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Kalibrierungsmessungen werden zwei Eingänge der Karte benötigt: der AMPBSY-Eingang (engl.: *amplifier busy*), an dem das DT-Signal des Hauptverstärkers angeschlossen ist, sowie der GATE-Eingang, mit dem der analoge Teil des Pulshöhenanalysators freigegeben wird.

Das am AMPBSY-Eingang anliegende Signal wird mit dem internen Signal für die Totzeit zu einem BUSY-Signal verodert. Dieses BUSY-Signal stoppt während einer Messung im aktiven Zustand eine interne Uhr (engl.: *live time clock*) in der Karte, die so die effektive Meßzeit anzeigt.

Durch eine externe Veroderung des AMPBSY- und des GATE-Eingangs mittels zweier Dioden entsteht der STOP-Eingang, mit dem sowohl das Weiterlaufen der Uhr für die effektive Meßzeit als auch die Verarbeitung von Pulsen angehalten werden kann. Dieser STOP-Eingang ist mit dem STOP-Ausgang des in 5.4.5.3 beschriebenen Zählers verbunden, so daß die gesamte Kalibrierungsmessung von einem Schalter aus gestartet und gestoppt werden kann.

Dadurch, daß die Pulshöhenanalysatorkarte in einem PC eingebaut ist, kann ein aufgenommenes Spektrum problemlos auf Diskette zur weiteren Verarbeitung abgespeichert werden. Das Spektrum liegt in einem speziellen binären Datenformat vor und muß mit einem kleinen Programm ins ASCII-Format konvertiert werden, damit eine Weiterverarbeitung mit gängigen Programmen erfolgen kann.

5.5.2.3 Pulshöhenanalyse

Abb. 5.12: Übersicht über den elektronischen Aufbau zur Pulshöhenanalyse mit dem für die Pulshöhenanalyse-PC-Einsteckkarte. Die Karte hat eine Auflösung von 11 Bit entsprechend 2048 Kanälen, was für die Energieauflösung des Si(Li)-Detektors und der Verstärker im weichen Röntgengebiet ausreichend ist. Bei der Verarbeitung eines Pulses muß dessen Maximum gesucht werden und die zugehörigen digitalen Werte $x = (x_{max} - x_{min}) \cdot 2^{-n}$ berechnet werden, wobei x_{min} die Kanalnummer und x_{max} die Kanalnummer des Maximums sind. Die Karte hat neben dem Eingang für positive unipolare Pulse einige digitale Ein- und Ausgänge mit TTL-kompatiblen Pegel, die auf eine neunpolige SUB-D-Buchse gelegt sind. Ein externes Gehäuse mit BNC-Buchsen ermöglicht einen einfachen Anschluß an andere Geräte. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Kalibrierungsmessungen werden zwei Eingänge der Karte benötigt: der AMPBSY-Eingang (engl.: *amplifier busy*), an dem das DT-Signal des Hauptverstärkers angeschlossen ist, sowie der GATE-Eingang, mit dem der analoge Teil des Pulshöhenanalysators freigegeben wird. Das am AMPBSY-Eingang anliegende Signal wird mit dem internen Signal für die Totzeit zu einem BUSY-Signal verodert. Dieses BUSY-Signal stoppt während einer Messung im aktiven Zustand eine interne Uhr (engl.: *live time clock*) in der Karte, die so die effektive Meßzeit anzeigt. Durch eine externe Veroderung des AMPBSY- und des GATE-Eingangs mittels zweier Dioden entsteht der STOP-Eingang, mit dem sowohl das Weiterlaufen der Uhr für die effektive Meßzeit als auch die Verarbeitung von Pulsen angehalten werden kann. Dieser STOP-Eingang ist mit dem STOP-Ausgang des in 5.4.5.3 beschriebenen Zählers verbunden, so daß die gesamte Kalibrierungsmessung von einem Schalter aus gestartet und gestoppt werden kann. Dadurch, daß die Pulshöhenanalysatorkarte in einem PC eingebaut ist, kann ein aufgenommenes Spektrum problemlos auf Diskette zur weiteren Verarbeitung abgespeichert werden. Das Spektrum liegt in einem speziellen binären Datenformat vor und muß mit einem kleinen Programm ins ASCII-Format konvertiert werden, damit eine Weiterverarbeitung mit gängigen Programmen erfolgen kann.

Kapitel 6

Auswertung und Ergebnisse

6.1 Lichtempfindlichkeit der Dioden

Für die Untersuchungen zur Empfindlichkeit einer Photodiode ist es normalerweise sinnvoll, den Photostrom pro Flächeneinheit anzugeben. Obwohl die Dioden mit montierten Blenden untersucht werden, werden hier aus zwei Gründen nur die absolut gemessenen Photoströme angegeben: zum einen dringt mit hoher Wahrscheinlichkeit bei der AUG-Diode der größte Teil des Lichtes über den seitlichen Rand der Diode ein, an dem keine Aluminiumschicht vorhanden ist, zum anderen wird sichtbares Licht an der Diodenoberfläche reflektiert und teilweise über die Rückseite der Blende zurückgestrahlt.

Tab. 6.1 zeigt die Ergebnisse der Untersuchungen, bei denen der Vergleich der Dioden untereinander im Vordergrund steht. Die Lichtintensität ist für alle Dioden gleich groß (siehe Abb. 4.1).

Wie zu erwarten ist, ist der Photostrom durch die JET-Diode wegen der fehlenden Metallisierung am größten. Etwas erstaunlich ist dagegen der im Vergleich dazu in derselben Größenordnung liegende Photostrom durch die ASDEX-Diode, noch dazu, wenn die etwas kleinere Blende dieser Diode in Betracht gezogen wird. Offensichtlich ist die dünne Goldschicht, die vom Hersteller mit etwa 30 nm angegeben wird, sehr lichtdurchlässig.

Der kleine Wert von 20 nA für die W7-Diode läßt darauf schließen, daß deren Aluminiumschicht auf der Vorderseite lichtundurchlässig ist. Es liegt die Vermutung nahe, daß der kleine Photostrom durch Streulicht erzeugt wird, das durch das Entlüftungsloch der Diodenhalterung auf die Rückseite der Diode gelangt, an der nur eine dünne Goldschicht wie bei der ASDEX-Diode aufgedampft ist. Diese Vermutung wird durch die Beobachtung unterstützt, daß der Photostrom auf etwa den zehnfachen Wert ansteigt, wenn ohne den Lichtfilter des Diodenvakuumgefäßes (siehe Abb. 5.5) gemessen wird.

Die AUG-Diode hat eine ähnlich dicke Aluminiumschicht auf der Vorderseite wie die

W7-Diode; deshalb wäre zu erwarten, daß auch sie keine nennenswerte Lichtempfindlichkeit zeigt. Der gemessene Photostrom von $12 \mu\text{A}$ legt die Vermutung nahe, daß Licht durch den nicht metallisierten Rand der Diode in diese eindringen kann, insbesondere, da das keramische Trägermaterial der Diode lichtdurchlässig ist. Auch Untersuchungen mit einem Diodenlaser, bei denen vor allem der Randbereich der Diode ausgeleuchtet wird, sprechen für diese Annahme.

Der Photostrom durch die Thomson-Diode liegt mit $1.5 \mu\text{A}$ im unteren Bereich, ist aber sehr viel höher als der durch die W7-Diode. Nach Aussage des Herstellers ist die 100 nm dicke Aluminiumschicht so ausgelegt, daß etwa 99% des einfallenden Lichtes absorbiert wird; allerdings ist wie bei der AUG-Diode ein Eindringen von Licht durch nicht metallisierte Randbereiche möglich. Darüber, ob mehr Licht durch Randschichten oder durch die Aluminiumschicht in die Diode gelangt, kann keine Aussage gemacht werden.

Diode	Photostrom
JET	$341 \mu\text{A}$
ASDEX	$290 \mu\text{A}$
AUG	$12 \mu\text{A}$
Thomson	$1.5 \mu\text{A}$
W7	20 nA

Tab. 6.1: Relative Lichtempfindlichkeit der Dioden.

6.2 Kalibrierung im Röntgengebiet

6.2.1 Intensitätsverhältnisse zwischen Dioden und Si(Li)-Detektor

Aus der Größe der verschiedenen eingesetzten Blenden und deren Abstand von den Dioden bzw. dem Si(Li)-Detektor sowie den Abständen der Dioden und des Si(Li)-Detektors von den Anoden können die Intensitätsverhältnisse für die Röntgenstrahlung zwischen dem Si(Li)-Detektor und den Dioden berechnet werden.

In Tab. 6.2 sind die Flächen der Diodenblendenöffnungen für die zu kalibrierenden Dioden angegeben. Die Diodenblenden sind in unmittelbarer Nähe der Diodenoberfläche montiert. Da jedes Röntgenphoton innerhalb der Blendenöffnung auf die jeweilige Diode trifft, braucht nur der Abstand der Diodenblenden von der Anodenblende und die Fläche ihrer Öffnung für die folgenden Berechnungen in Betracht gezogen zu werden. Zusätzlich sind in Tab. 6.2 die Faktoren f_B , um die die aktiven Flächen der Dioden größer sind als die Fläche bzw. Blende des Si(Li)-Detektors, welche 12.5 mm^2 beträgt, eingetragen.

Diode	Blendenöffnung	f_B
AUG	13.22 mm ²	1.0576
W7	28.92 mm ²	2.3136
Thomson	40.33 mm ²	3.2264

Tab. 6.2: Fläche der Diodenblendenöffnungen und Flächenverhältnisse f_B zum Si(Li)-Detektor.

Um genügend hohe Photoströme für eine genaue Kalibrierung zu erzielen, werden die Dioden über nahezu die gesamte Oberfläche der Anode bestrahlt. Die Anodenblende (siehe Abb. 5.1) definiert dabei den für die Dioden sichtbaren Ausschnitt. Ihre Aufgabe ist es, den Randbereich der Anode mit den Schraubbefestigungen abzudecken. Der sichtbare Ausschnitt wird aus den Abständen der Dioden von der Anodenblende und der jeweiligen Anode berechnet. Sechs der Anoden haben eine Dicke von 5 mm, die Niob-Anode nur 2 mm; die Längenangaben in Abb. 5.1 gelten für die 5 mm dicken Anoden.

Die sichtbare Anodenfläche für den Si(Li)-Detektor ist viel kleiner als die für die Dioden, damit die Zählraten nicht zu groß werden. Schon aus Platzgründen hat die runde Detektorblende (siehe Abb. 5.1) nur einen Durchmesser von 12 mm, was einen auf die Anoden projizierten Durchmesser von etwa 20.5 mm ergibt. Da auch dies allein noch zu hohe Zählraten ergibt, ist im Abstand von 3 mm von der Rundblende eine Kreuzschlitzblende angebracht. Die Überlagerung der Projektionen beider Blenden auf die Anode ergibt die für den Si(Li)-Detektor wirksame Anodenfläche.

Abb. 6.1 veranschaulicht die Größenverhältnisse der für den Si(Li)-Detektor und die Dioden sichtbaren Anodenflächen. Der Si(Li)-Detektor wird nur vom Zentrum der Anodenfläche bestrahlt. Damit eine eventuelle Modulation der Röntgenstrahlung mit dem Abstand der Drähte des Kathoden- und Steuergitters nur wenig Auswirkungen hat, ist die Kreuzschlitzblende so gedreht, daß deren projizierte Schlitz die Drähte in 45°-Winkeln schneiden. Außerdem ist zu bedenken, daß der Si(Li)-Detektor bzw. dessen Blende einen Durchmesser von 4 mm hat, wodurch die für diesen sichtbare Anodenfläche keine scharfen Grenzen hat, was die negativen Auswirkungen von lokalen, eng begrenzten Inhomogenitäten der Abstrahlung auf die Genauigkeit der Ergebnisse reduziert. Dies wird in der Abb. 6.1 durch die graue Fläche verdeutlicht. Auch die für die Dioden auf der Anode sichtbare Fläche hat keine scharfe Begrenzung, was aber wegen der Größe der Fläche nicht von Bedeutung ist.

Zur Berechnung der Intensitätsverhältnisse zwischen den Dioden und dem Si(Li)-Detektor wird die Anodenblende als Flächenstrahler mit homogener Intensitätsverteilung aufgefaßt. Dies ist möglich, weil jeder Sehstrahl von den Dioden bzw. dem Si(Li)-Detektor auf die Anode trifft.

Die für die Dioden sichtbare Fläche A_{Dioden} ist die Fläche der Anodenblende, die 2579 mm² beträgt. Für den Si(Li)-Detektor wird die auf die Anodenblende projizierte Fläche $A_{Si(Li)}$ aus der Überlagerung der Detektorrundblende und der Kreuzschlitzblende (siehe Abb. 5.1) berechnet, was eine Fläche von 90.5 mm² ergibt.

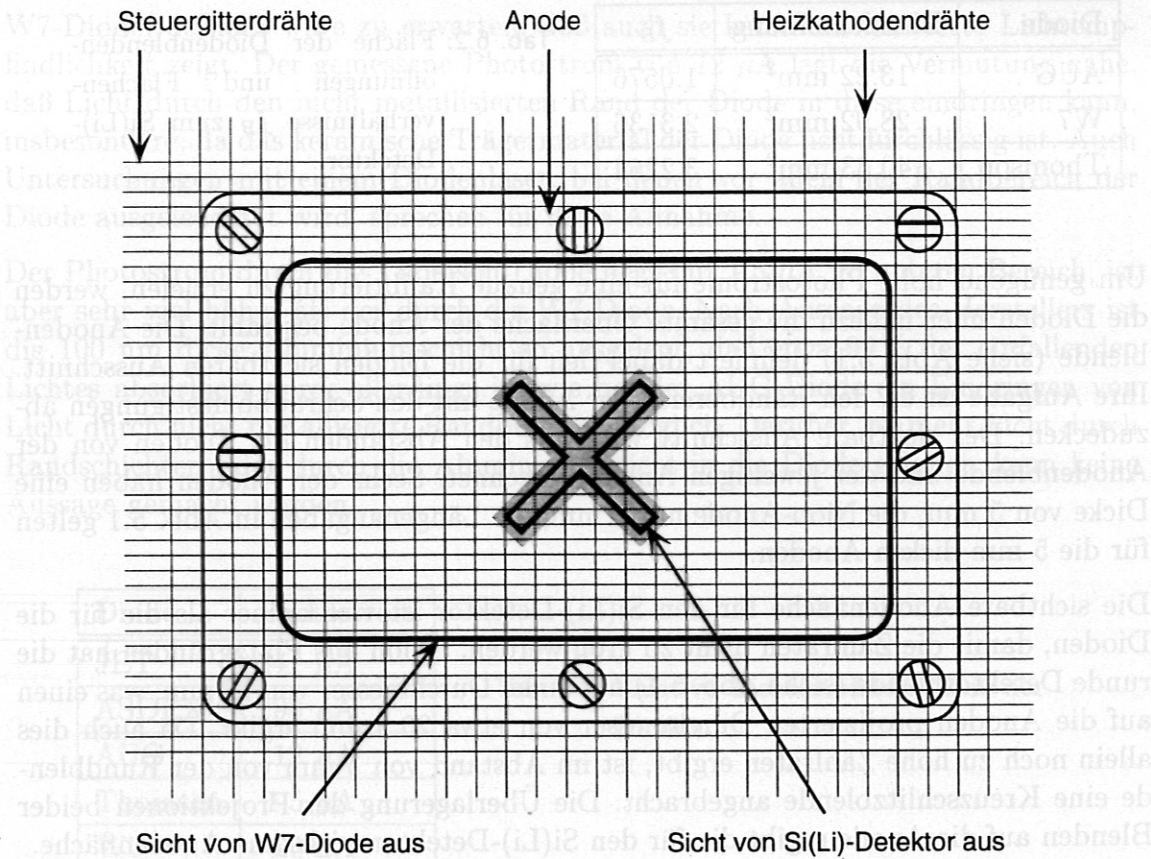


Abb. 6.1: Sichtbare Anodenflächen für den Si(Li)-Detektor und die Dioden.

Im folgenden werden der kürzeste Abstand des Si(Li)-Detektors zur Anodenblende mit $d_{\text{Si(Li)},\perp}$ und der kürzeste Abstand der jeweiligen Diode zur Anodenblende mit $d_{\text{Diode},\perp}$ bezeichnet. Das Verhältnis der mittleren quadratischen Abstände $f_A = \overline{d_{\text{Si(Li)}}^2} / \overline{d_{\text{Diode}}^2}$ bestimmt das Intensitätsverhältnis der Strahlung zwischen dem Ort einer Diode und dem Si(Li)-Detektor pro sichtbarer Anodenfläche. Für den Si(Li)-Detektor gilt in sehr guter Näherung $\overline{d_{\text{Si(Li)}}^2} \simeq d_{\text{Si(Li)},\perp}^2$. Da die Dioden eine im Verhältnis zum Abstand doch etwas ausgedehnte Fläche sehen, gibt es Sehstrahlen mit unterschiedlichen Abständen zur Blendenfläche. Aus diesem Grund wird der mittlere quadratische Abstand wie folgt berechnet:

$$\overline{d_{\text{Diode}}^2} [\text{mm}^2] = \frac{1}{40 \cdot 65} \int_{-21}^{19} dx \int_{-15}^{50} dy (x^2 + y^2 + d_{\text{Diode},\perp}^2). \quad (6.1)$$

Die Variablen x und y beziehen sich dabei auf ein in der Anodenblende liegendes Koordinatensystem mit dem lotrecht projizierten Ort der Dioden als Ursprung. Die Integration erfolgt über die gesamte Blendenfläche, die ein Rechteck mit abgerundeten Ecken und Seitenlängen von 65 mm und 40 mm darstellt; dabei wird die Abrundung der Ecken vernachlässigt. Dem Ergebnis kann entnommen werden, daß

die Korrektur gegenüber $d_{Diode,\perp}$ sehr klein ist: die Wurzeln der mittleren quadratischen Abstände sind nur um etwa 1 mm größer.

Aus dem Faktor f_A und den für die Dioden und den Si(Li)-Detektor auf die Anodenblende projizierten Flächen kann nun der Faktor f_I berechnet werden, um den die Intensität der Röntgenstrahlung pro Diodenfläche von der Geometrie her jeweils höher ist als die pro Si(Li)-Detektorfläche: $f_I = A_{Dioden}/A_{Si(Li)} \cdot \frac{d_{Si(Li)}^2}{d_{Diode}^2}$.

Wird der Faktor f_I für jede Diode mit dem in Tab. 6.2 angegebenen Faktor f_B multipliziert, ergibt sich der Faktor f_E , um den die auf die jeweilige Diode auftreffende Energie in Form von Photonen — bei Annahme ideal homogener Abstrahlung der Anode und exakt gleichen Filterfoliendicken — höher ist als diejenige, die auf den Si(Li)-Detektor auftritt. Mit der bekannten mittleren Ionisierungsenergie von 3.63 eV für Elektronen zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares in Silizium bei Raumtemperatur kann somit die maximal mögliche erzeugte Ladung in der jeweiligen Diode berechnet werden, wenn die Effizienz des Si(Li)-Detektors hinreichend genau bekannt ist. In Tab. 6.3 sind die Ergebnisse der Berechnungen eingetragen.

	f_A	f_I	f_E
AUG	7.220	205.8	217.6
W7	7.290	207.7	480.5
Thomson	7.290	207.7	670.1

Tab. 6.3: Abstands- und Intensitätsverhältnisse zwischen Dioden und Si(Li)-Detektor.

Bei der Untersuchung der Intensitätsverteilung der Röntgenstrahlung über die Anodenfläche stellt sich leider heraus, daß die Abstrahlung nicht völlig homogen ist. Durch den Aufbau der Apparatur kann die Trägerplatte mit der Röntgenröhre (siehe Abb. 5.1) verschoben werden, wodurch sich die für den Si(Li)-Detektor sichtbare Anodenfläche verändert und somit die Intensitätsverteilung der Anode abgetastet werden kann. Abb. 6.2 zeigt das Ergebnis der Untersuchung bei verschiedenen Beschleunigungsspannungen und Anodenströmen, wobei jeder Meßpunkt die Anzahl der während einer bestimmten effektiven Meßzeit registrierten Photonen, normiert auf den Anodenstrom, darstellt. Die Angabe erfolgt in Prozent, wobei der jeweilige Mittelwert über die Meßpunkte den Bezugswert von 100 % definiert. Die Verschiebung erfolgt vornehmlich quer zu den Glühkathodendrähten; durch die Verdrehung der Röntgenröhre gegenüber der Trägerplatte um den Winkel von 22.5° ändert sich aber auch die Position parallel zu den Drähten.

Damit die gesamte Anodenfläche untersucht werden kann, muß die Anodenblende entfernt werden. Mit installierter Anodenblende kann die Strahlung nur auf einer Strecke von etwa -20 mm bis 20 mm gemessen werden; auch solche Messungen sind in die Abb. 6.2 eingetragen. Die Messung bei der niedrigsten Beschleunigungsspannung wird einmal mit und einmal ohne die Anodenblende durchgeführt. Der Kurvenverlauf für die Messung mit Anodenblende hat im zugänglichen Bereich eine

kleinere Krümmung; ein möglicher Einfluß der Anodenblende auf die Intensitätsverteilung, etwa durch Reflexion der Temperaturstrahlung der Heizkathode, was den Intensitätsabfall zum Rand verringern könnte, kann somit nicht ausgeschlossen werden.

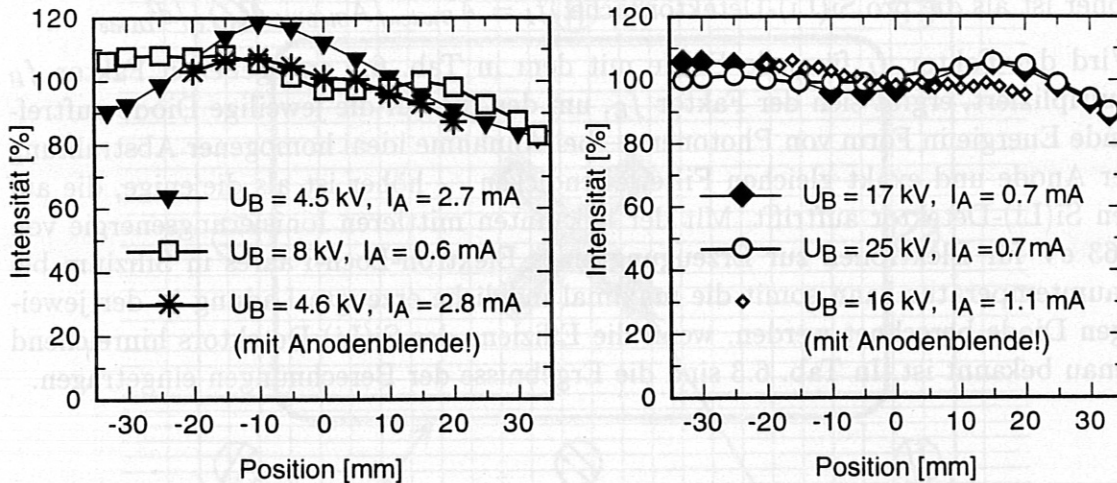


Abb. 6.2: Verteilung der Röntgenintensität über die Anodenfläche.

Das festgestellte Ausmaß der relativen Intensitätsschwankungen stimmt in etwa mit früheren Ergebnissen [15] überein. Eine Modulation mit dem Abstand der Kathodendrähte ist aufgrund der verhältnismäßig großen auf die Anode projizierten Fläche (siehe Abb. 6.1) nicht festzustellen. Auffällig ist der starke Abfall der Intensität bei kleiner Beschleunigungsspannung und hohem Anodenstrom zum Rand der Anode hin. Bei höheren Spannungen ist der Kurvenverlauf wesentlich flacher.

Nach [9] und [15] rührt die starke Änderung der Intensität im wesentlichen von der Verschiebung quer zu den Kathodendrähten her. Eigene Untersuchungen, bei denen die Anodenfläche vornehmlich parallel zu den Drähten verschoben wird, bestätigen diese Aussage für höhere Beschleunigungsspannungen. Aus Untersuchungen bei einer kleinen Beschleunigungsspannung von 4.4 kV und einem Anodenstrom von 2.7 mA läßt sich allerdings auf einen in etwa linearen Abfall der Röntgenintensität von der einen Seite der Anode zur anderen, parallel zu den Heizkathodendrähten, mit Intensitätsänderungen von etwa $\pm 15\%$ im Vergleich zur Intensität in der Mitte schließen. Da der Si(Li)-Detektor bei den Kalibrierungsmessungen von der Mitte der Anode bestrahlt wird, ergibt sich daraus allerdings nur eine kleine Abweichung vom berechneten Intensitätsverhältnis zwischen den Dioden und dem Si(Li)-Detektor im Bereich von einigen Prozent.

Andere Messungen, bei denen für eine bestimmte voreingestellte effektive Meßzeit bei verschiedenen Beschleunigungsspannungen und Anodenströmen die Anzahl der Ereignisse mit dem Si(Li)-Detektor in der Mittenposition gemessen werden, ergeben

eine Änderung der auf den Anodenstrom — dieser ist ein Maß für den Mittelwert der Röntgenstrahlung über die Anodenfläche — normierten Anzahl der Ereignisse in Abhängigkeit vom Anodenstrom. Ein großer Anodenstrom bzw. ein großer Heizstrom und damit eine hohe Temperatur der Heizkathodendrähte scheint dabei den Intensitätsunterschied zwischen dem Zentrum und den Randbereichen der Anode zu erhöhen; wie bei Betrachtung von Abb. 6.1 bereits zu erwarten ist, ist die relative Änderung bei der kleinsten Beschleunigungsspannung von 4.4 kV mit +12 % bei einer Erhöhung des Anodenstroms von 0.72 mA auf 2.9 mA am deutlichsten, obwohl wegen des Spannungsabfalls im Hochspannungsnetzteil und am 12 k Ω -Widerstand von etwa 50 V/mA (siehe 5.2.1) ein Rückgang der normierten Ereignisse zu erwarten gewesen wäre.

Bei höheren Beschleunigungsspannungen ist die Zunahme der normierten Ereignisse mit dem Anodenstrom kleiner; bei einer Beschleunigungsspannung von 17 kV kann sogar ein Rückgang mit steigendem Anodenstrom festgestellt werden, der mit dem im gleichen Maße steigenden Spannungsabfall erklärbar ist.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die Homogenität der Röntgenstrahlung mit steigender Beschleunigungsspannung besser wird. Eine genaue Voraussage der Intensitätsverteilung über die Anodenfläche in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung und dem Anodenstrom — insbesondere mit installierter Anodenblende — kann jedoch nicht gemacht werden, zumal auch langsame zeitliche Schwankungen der Intensitätsverteilung zu beobachten sind.

Die festgestellte Inhomogenität der Röntgenstrahlung stellt die dominante Fehlerquelle bei der Absolutkalibrierung der Dioden dar. Wegen des offensichtlichen starken Abfalls der Strahlungsintensität zum Rand bei kleinen Beschleunigungsspannungen wird für die Kalibrierungsmessungen mit der Aluminiumanode ein Korrekturfaktor f_{korr} eingeführt, mit dem das Intensitätsverhältnis zwischen den Dioden und dem Si(Li)-Detektor angepaßt wird. Aus der Abtastmessung ohne Anodenblende, die bei der gleichen Anodenstromstärke wie bei der entsprechenden Kalibrierungsmessung durchgeführt wird (dabei ist natürlich die Spitzenstromstärke zu vergleichen), ergibt sich $f_{korr} = 0.89$. Für die anderen Messungen bei höheren Beschleunigungsspannungen kann ein Korrekturfaktor $f_{korr} = 1$ angenommen werden.

Die Unsicherheit des Korrekturfaktors f_{korr} kann wegen des möglichen Einflusses der Anodenblende auf die Intensitätsverteilung, die jedoch nur ohne diese Blende über die gesamte Anodenfläche ermittelt werden kann, leider nicht mit statistischen Methoden berechnet werden. Eine Schätzung des Fehlers aufgrund der Abtastuntersuchungen und der Messungen der normierten Ereignisse in der Mittenposition (siehe oben) führt zu einem Wert von etwa 12 %. Eine Kalibrierungsmessung mit der Chromanode bei einer Beschleunigungsspannung von 12 kV bei verschiedenen Anodenströmen ergibt eine maximale Änderung der gemessenen Effizienz um etwa 13 %; bei einer entsprechenden Messung mit der Bleianode bei 16.8 kV ist eine Änderung von 8 % festzustellen. Somit wird für eine konservative Fehlerabschätzung eine statistische Unsicherheit von 15 % für den Korrekturfaktor f_{korr} angenommen.

6.2.2 Ermittlung der auf die Dioden auftreffenden Röntgenstrahlungsenergie

Zur Ermittlung der auf die Dioden auftreffenden Röntgenstrahlungsenergie aus den mit dem Pulshöhenanalysator gewonnenen Spektren muß die Gesamteffizienz des Si(Li)-Detektors bekannt sein, wobei die 2 μm dicke Lichtschutzfolie aus Beryllium dem Detektor zugerechnet wird. Außerdem müssen aufgrund von herstellungsbedingten Schwankungen die Filterfolien und die nominell 12.5 μm und tatsächlich etwa 15 μm dicke zusätzliche Berylliumfolie vermessen und — vor allem für die Relativkalibrierung der Dioden — die statistischen Unsicherheiten der Foliendicken in die Fehlerrechnung einbezogen werden.

Die Effizienz des Si(Li)-Detektors ist der Wahrscheinlichkeit $W_{A,\text{Si(Li)}}(E)$ gleichzusetzen, daß ein eintreffendes Photon die Lichtschutzfolie und die Totschichten an der Vorderseite des Detektors durchdringt und im aktiven Volumen absorbiert wird. Sie kann für jede Energie mit der Gleichung

$$W_{A,\text{Si(Li)}}(E) = \exp(-\mu_{\text{Be}}(E) d_{\text{Be}}) \cdot \exp(-\mu_{\text{Au}}(E) d_{\text{Au}}) \cdot \exp(-\mu_{\text{Si}}(E) d_{\text{p+,Si}}) \cdot (1 - \exp(-\mu_{\text{Si}}(E) d_{\text{aktiv,Si}})) \quad (6.2)$$

berechnet werden, wobei die Absorptionskoeffizienten mit Daten aus [20] und [21] bestimmt werden.

Der Verlauf von $W_A(E)$ ist in Abb. 6.3 sowohl für den Si(Li)-Detektor als auch für die Dioden, deren Effizienz mit Gl. (6.2) entsprechenden Ausdrücken berechnet wird, gezeigt. Dabei wird als aktive Dicke die Substratdicke benutzt.

Die Filterfoliendicken werden mit einem digitalen Meßtaster¹ ermittelt; dabei werden die Folien auf eine ebene, feste Unterlage gebracht und mit einem Stift mechanisch abgetastet. Jede Folie wird an 20 Punkten, über die relevante Fläche verteilt, vermessen. Die mittleren Foliendicken sowie deren mittlere Fehler, die mit Hilfe von Tabellenwerten aus [16] berechnet werden, sind in Tab. 6.4 eingetragen. Auch das Ergebnis der Vermessung der zusätzlichen Berylliumfolie ist eingetragen, wobei $\overline{d_{F_i,\text{Si(Li)}}$ die mittlere Dicke an der Stelle der Blenden des Si(Li)-Detektors und $\overline{d_{F_i,\text{Dioden}}}$ die mittlere Dicke an der entsprechenden Stelle für die Dioden bedeuten. Bei den Materialien Vanadium, Kobalt, Kupfer und Niob werden jeweils zwei Folien übereinandergelegt, um die gewünschte Filterdicke zu erreichen. Ebenfalls angegeben sind die Differenzdicken $\delta_{F_i} = \overline{d_{F_i,\text{Si(Li)}}} - \overline{d_{F_i,\text{Dioden}}}$.

Die Unsicherheiten der mittleren Filterdicken verursachen sowohl bei der Absolut- als auch bei der Relativkalibrierung der Dioden systematische Fehler; diese werden in 6.2.4 berechnet.

Wegen der begrenzten Ansprechwahrscheinlichkeit des Si(Li)-Detektors und Differenzen zwischen den Dicken der Filter für den Si(Li)-Detektor und die Dioden wird ein Faktor $f_{\text{Dioden,Si(Li)}}$ eingeführt, mit dem die mit dem Si(Li)-Detektor gemessene Energie zusätzlich zu den bereits bestimmten Faktoren multipliziert wird, um die

¹Heidenheim-Metro MT 10

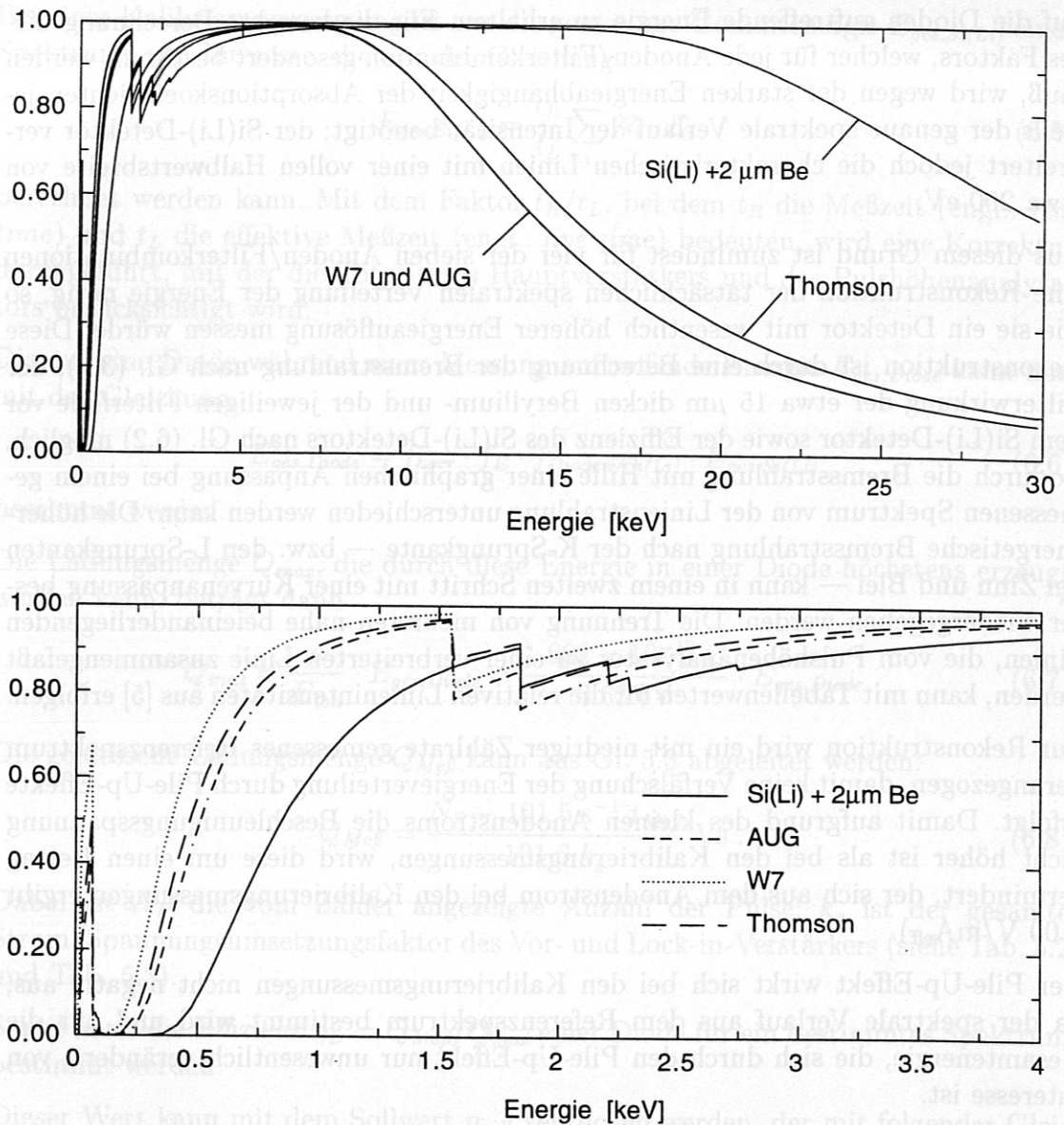


Abb. 6.3: Berechnete Effizienzen der Dioden und des Si(Li)-Detektors.

	Be	Al	Sn	V	Co	Cu	Pb	Nb
$\overline{d_{F_i, Si(Li)}} [\mu\text{m}]$	17.23	8.64	3.93	43.29	40.28	38.59	19.44	104.62
$\Delta d_{F_i, Si(Li)} [\mu\text{m}]$	0.32	0.03	0.01	0.06	0.08	0.04	0.12	0.14
$\overline{d_{F_i, Dioden}} [\mu\text{m}]$	15.52	8.57	3.84	42.96	39.66	38.69	19.10	104.30
$\Delta d_{F_i, Dioden} [\mu\text{m}]$	0.25	0.03	0.02	0.11	0.11	0.05	0.05	0.08
$\delta_{F_i} [\mu\text{m}]$	1.71	0.07	0.09	0.33	0.62	-0.10	0.34	0.32

Tab. 6.4: Mittlere Filterdicken der Gesamtfläche mit Fehlern.

auf die Dioden auftreffende Energie zu erhalten. Für die korrekte Berechnung dieses Faktors, welcher für jede Anoden/Filterkombination gesondert bestimmt werden muß, wird wegen der starken Energieabhängigkeit der Absorptionskoeffizienten jeweils der genaue spektrale Verlauf der Intensität benötigt; der Si(Li)-Detektor verbreitert jedoch die charakteristischen Linien mit einer vollen Halbwertsbreite von etwa 200 eV.

Aus diesem Grund ist zumindest für vier der sieben Anoden/Filterkombinationen eine Rekonstruktion der tatsächlichen spektralen Verteilung der Energie nötig, so wie sie ein Detektor mit wesentlich höherer Energieauflösung messen würde. Diese Rekonstruktion ist durch eine Berechnung der Bremsstrahlung nach Gl. (3.2), der Filterwirkung der etwa 15 μm dicken Beryllium- und der jeweiligen Filterfolie vor dem Si(Li)-Detektor sowie der Effizienz des Si(Li)-Detektors nach Gl. (6.2) möglich, wodurch die Bremsstrahlung mit Hilfe einer graphischen Anpassung bei einem gemessenen Spektrum von der Linienstrahlung unterschieden werden kann. Die höherenergetische Bremsstrahlung nach der K-Sprungkante — bzw. den L-Sprungkanten bei Zinn und Blei — kann in einem zweiten Schritt mit einer Kurvenanpassung besser wiedergegeben werden. Die Trennung von mehreren nahe beieinanderliegenden Linien, die vom Pulshöhenanalysator zu einer verbreiterten Linie zusammengefaßt werden, kann mit Tabellenwerten für die relativen Linienintensitäten aus [5] erfolgen.

Zur Rekonstruktion wird ein mit niedriger Zählrate gemessenes Referenzspektrum herangezogen, damit keine Verfälschung der Energieverteilung durch Pile-Up-Effekte erfolgt. Damit aufgrund des kleinen Anodenstroms die Beschleunigungsspannung nicht höher ist als bei den Kalibrierungsmessungen, wird diese um einen Betrag vermindert, der sich aus dem Anodenstrom bei den Kalibrierungsmessungen ergibt (100 V/mA_{eff}).

Der Pile-Up-Effekt wirkt sich bei den Kalibrierungsmessungen nicht negativ aus, da der spektrale Verlauf aus dem Referenzspektrum bestimmt wird und nur die Gesamtenergie, die sich durch den Pile-Up-Effekt nur unwesentlich verändert, von Interesse ist.

Liegt das rekonstruierte Spektrum vor und sei $E_{rek}(i) = N_i \cdot E_i$ die Energie aller Ereignisse der Anzahl N_i in einem Kanal mit der Nummer i , wobei der Kanalnummer die Photonenenergie E_i entspricht, die sich aus der Energiekalibrierung des Pulshöhenanalysators ergibt, so kann der Faktor $f_{Dioden/Si(Li)}$ folgendermaßen berechnet werden:

$$f_{Dioden/Si(Li)} = \frac{\sum_i E_{Dioden}(i)}{\sum_i E_{rek}(i)} \quad (6.3)$$

Die für diese Gleichung benötigte Energie $E_{Dioden}(i)$, die die auf die Dioden einfallende Energie in einem Kanal mit der Nummer i für das rekonstruierte Spektrum angibt, wird dabei mit der Gleichung

$$E_{Dioden}(i) = \left(W_{A,Si(Li)}(E_i) \cdot e^{-\mu_{F_1}(E_i) \delta_{F_1}} \cdot e^{-\mu_{Be}(E_i) \delta_{Be}} \right)^{-1} \cdot E_{rek}(i) \quad (6.4)$$

berechnet.

Bei einer Kalibrierungsmessung ist nur die gemessene Gesamtenergie $E_{ges,Si(Li)}$ eines Spektrums von Interesse, die mit der Gleichung

$$E_{ges,Si(Li)} = \frac{t_R}{t_L} \sum_i N_i \cdot E_i \quad (6.5)$$

berechnet werden kann. Mit dem Faktor t_R/t_L , bei dem t_R die Meßzeit (engl.: *real time*) und t_L die effektive Meßzeit (engl.: *live time*) bedeuten, wird eine Korrektur durchgeführt, mit der die Totzeit des Hauptverstärkers und des Pulshöhenanalysators berücksichtigt wird.

Die auf eine Diode während einer Messung auftreffende Energie $E_{ges,Diode}$ kann nun mit der Gleichung

$$E_{ges,Diode} = f_{korr} \cdot f_E \cdot f_{Dioden/Si(Li)} \cdot E_{ges,Si(Li)} \quad (6.6)$$

bestimmt werden.

Die Ladungsmenge Q_{max} , die durch diese Energie in einer Diode höchstens erzeugt werden kann, beträgt dann

$$Q_{max} = \frac{e}{E_{ion}} \cdot E_{ges,Diode} = \frac{1.602 \times 10^{-19} \text{ C}}{3.63 \text{ eV}} \cdot E_{ges,Diode} \quad (6.7)$$

Die gemessene Ladungsmenge $Q_{Meß}$ kann aus Gl. 5.3 abgeleitet werden:

$$Q_{Meß} = \frac{N_P - 101.5 \text{ s}^{-1} t_{Meß}}{101.6 \text{ kg}} V_S \quad (6.8)$$

Dabei ist N_P die vom Zähler angezeigte Anzahl der Pulse; k_g ist der gesamte Strom/Spannungsumsetzungsfaktor des Vor- und Lock-in-Verstärkers (siehe Tab. 5.2 und Tab. 5.3).

Somit kann die Effizienz $\eta_D = Q_{Meß}/Q_{max}$ einer Diode für ein bestimmtes Spektrum bestimmt werden.

Dieser Wert kann mit dem Sollwert η_{soll} verglichen werden, der mit folgender Gleichung ermittelt wird:

$$\eta_{soll} = \frac{\sum_i (W_{A,Diode}(E_i) \cdot E_{Dioden}(i))}{\sum_i E_{Dioden}(i)} \quad (6.9)$$

6.2.3 Auswertung der Spektren

6.2.3.1 Übersicht über die Spektren

Im folgenden wird auf die einzelnen Spektren der verschiedenen Anoden/Filterkombinationen und die Rekonstruktion der jeweiligen wirklichen spektralen Verteilung der Strahlung näher eingegangen. Bei der Linienstrahlung werden jeweils nur die Hauptlinien berücksichtigt.

Abb. 6.4 und Abb. 6.5 zeigen eine Übersicht über die gemessenen Referenzspektren.

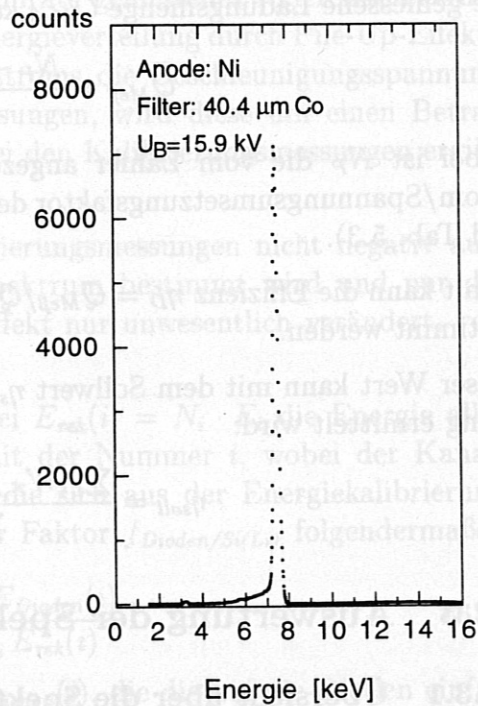
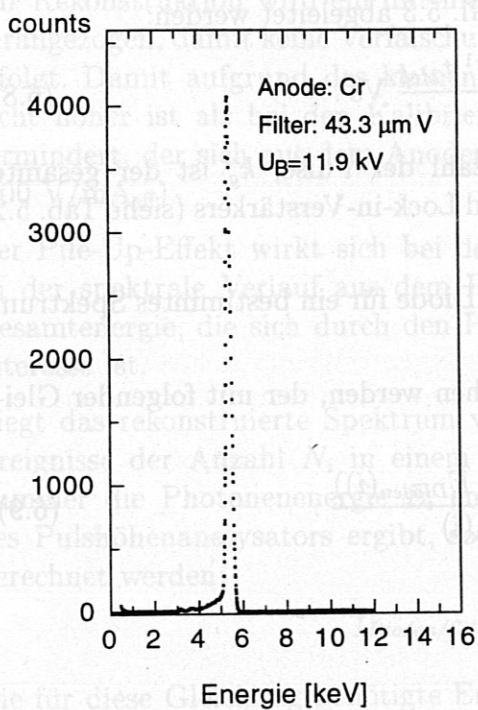
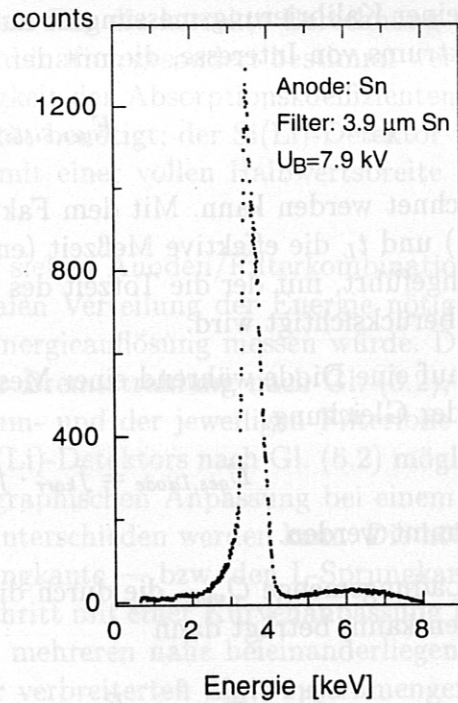
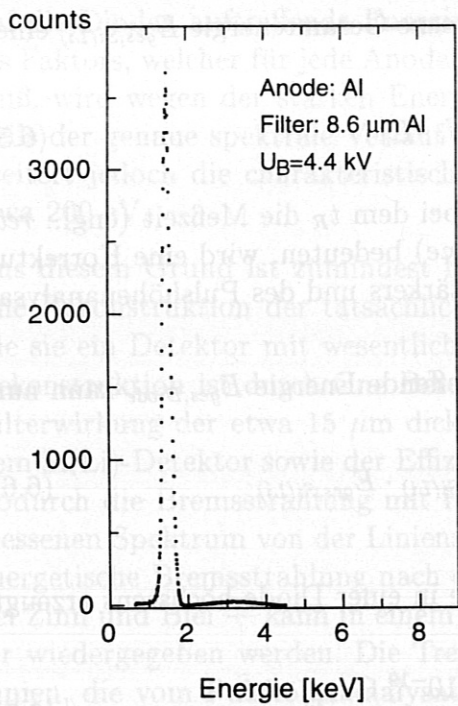


Abb. 6.4: Gemessene Referenzspektren Teil 1.

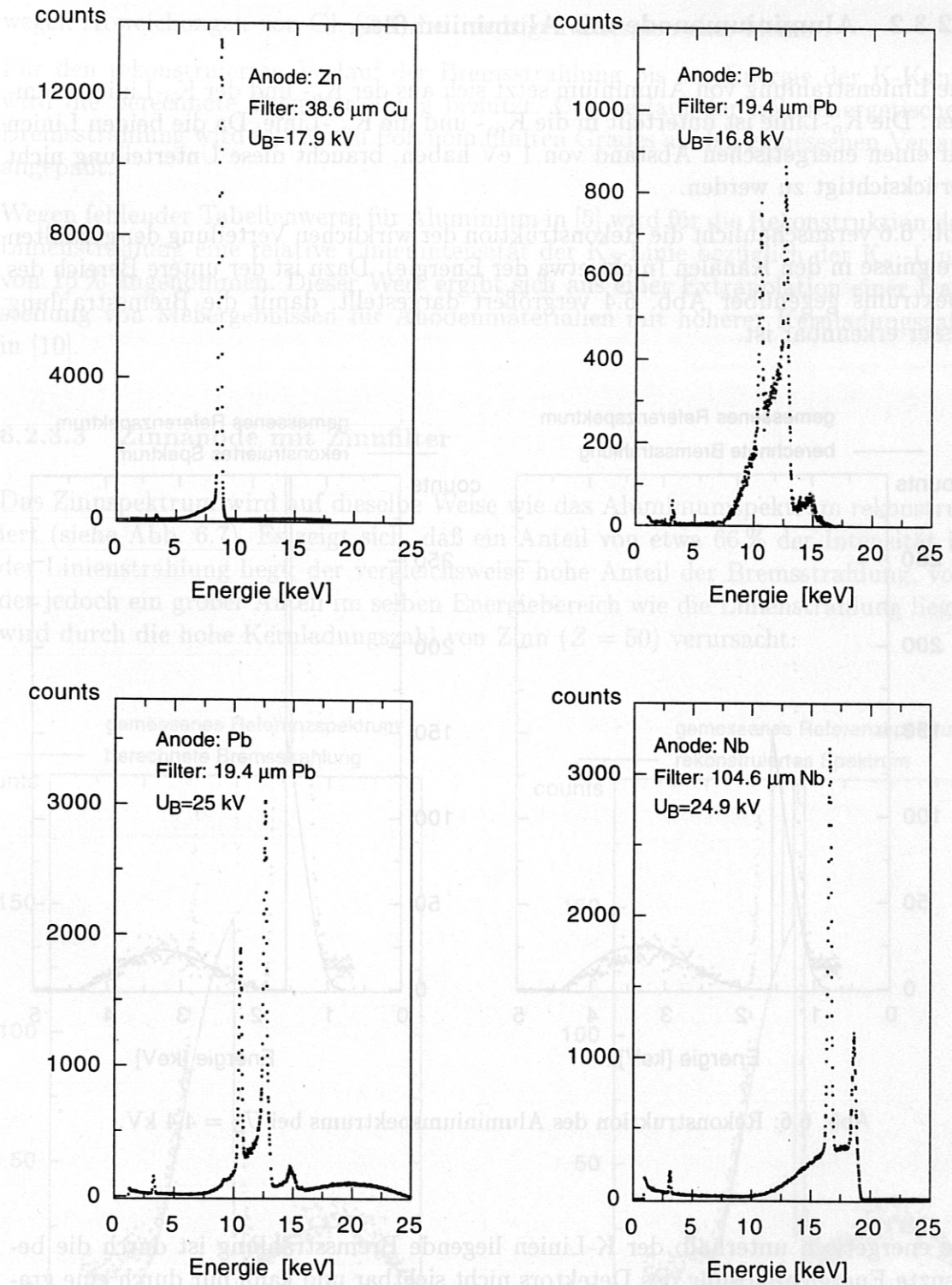


Abb. 6.5: Gemessene Referenzspektren Teil 2.

6.2.3.2 Aluminiumanode mit Aluminiumfilter

Die Linienstrahlung von Aluminium setzt sich aus der K_α - und der K_β -Linie zusammen. Die K_α -Linie ist unterteilt in die K_{α_1} - und die K_{α_2} -Linie. Da die beiden Linien nur einen energetischen Abstand von 1 eV haben, braucht diese Unterteilung nicht berücksichtigt zu werden.

Abb. 6.6 veranschaulicht die Rekonstruktion der wirklichen Verteilung der gezählten Ereignisse in den Kanälen (nicht etwa der Energie). Dazu ist der untere Bereich des Spektrums gegenüber Abb. 6.4 vergrößert dargestellt, damit die Bremsstrahlung besser erkennbar ist.

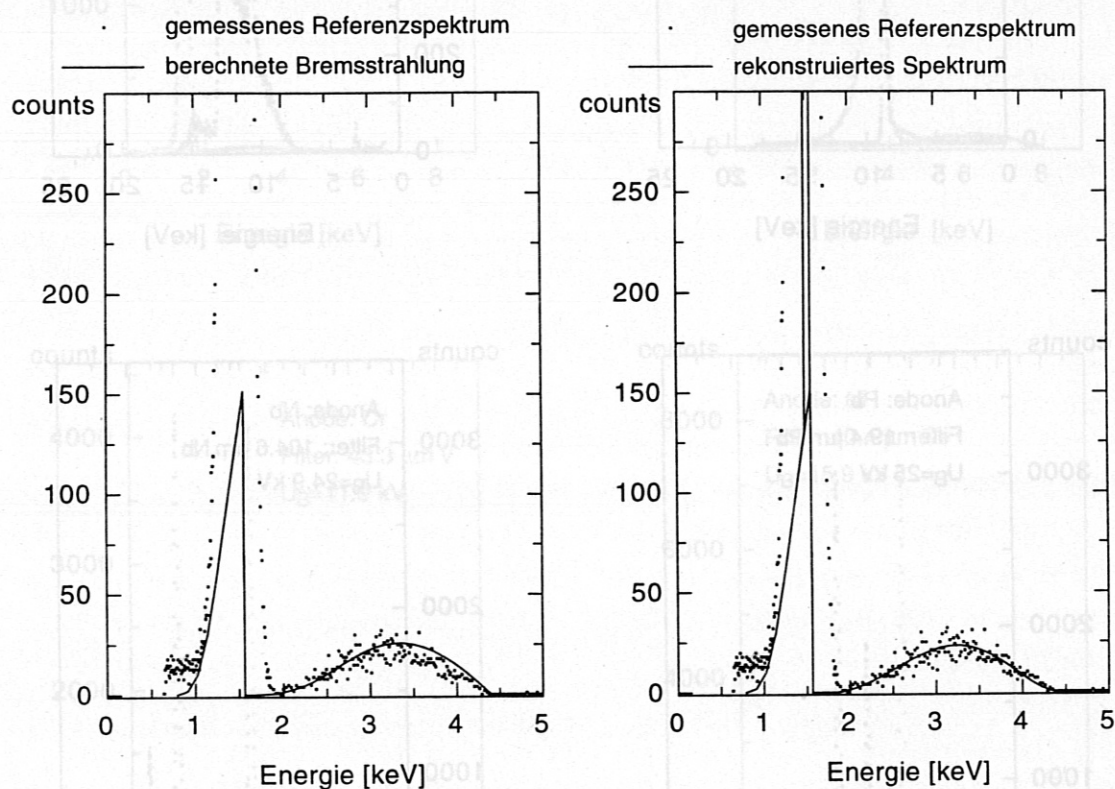


Abb. 6.6: Rekonstruktion des Aluminiumspektrums bei $U_B = 4.4$ kV.

Die energetisch unterhalb der K-Linien liegende Bremsstrahlung ist durch die begrenzte Energieauflösung des Detektors nicht sichtbar und kann nur durch eine graphisch durchgeführte Anpassung der berechneten Bremsstrahlung an die gemessene höherenergetische Bremsstrahlung erfolgen. Der Fehler, der durch die mangelnde Überprüfbarkeit der niederenergetischen Bremsstrahlung verursacht sein kann, ist sehr klein, da die Linienstrahlung etwa 90% der Röntgenintensität ausmacht und sich der größere Teil der Bremsstrahlungsintensität in der höherenergetischen Bremsstrahlung befindet; nach [10] ist der Anteil der niederenergetischen Bremsstrahlung

wegen Abweichungen von Gl. (3.4) bei niedrigen Energien eher kleiner.

Für den rekonstruierten Verlauf der Bremsstrahlung bis zur Energie der K-Kante wird die berechnete Bremsstrahlung benutzt. Der Verlauf der höherenergetischen Bremsstrahlung wird mit einem Polynom fünften Grades an den gemessenen Verlauf angepaßt.

Wegen fehlender Tabellenwerte für Aluminium in [5] wird für die Rekonstruktion der Linienstrahlung eine relative Linienintensität der K_{β} -Linie bezüglich der K_{α_1} -Linie von 15% angenommen. Dieser Wert ergibt sich aus einer Extrapolation einer Darstellung von Meßergebnissen für Anodenmaterialien mit höherer Kernladungszahl in [10].

6.2.3.3 Zinnanode mit Zinnfilter

Das Zinnspektrum wird auf dieselbe Weise wie das Aluminiumspektrum rekonstruiert (siehe Abb. 6.7). Es zeigt sich, daß ein Anteil von etwa 66% der Intensität in der Linienstrahlung liegt; der vergleichsweise hohe Anteil der Bremsstrahlung, von der jedoch ein großer Anteil im selben Energiebereich wie die Linienstrahlung liegt, wird durch die hohe Kernladungszahl von Zinn ($Z = 50$) verursacht.

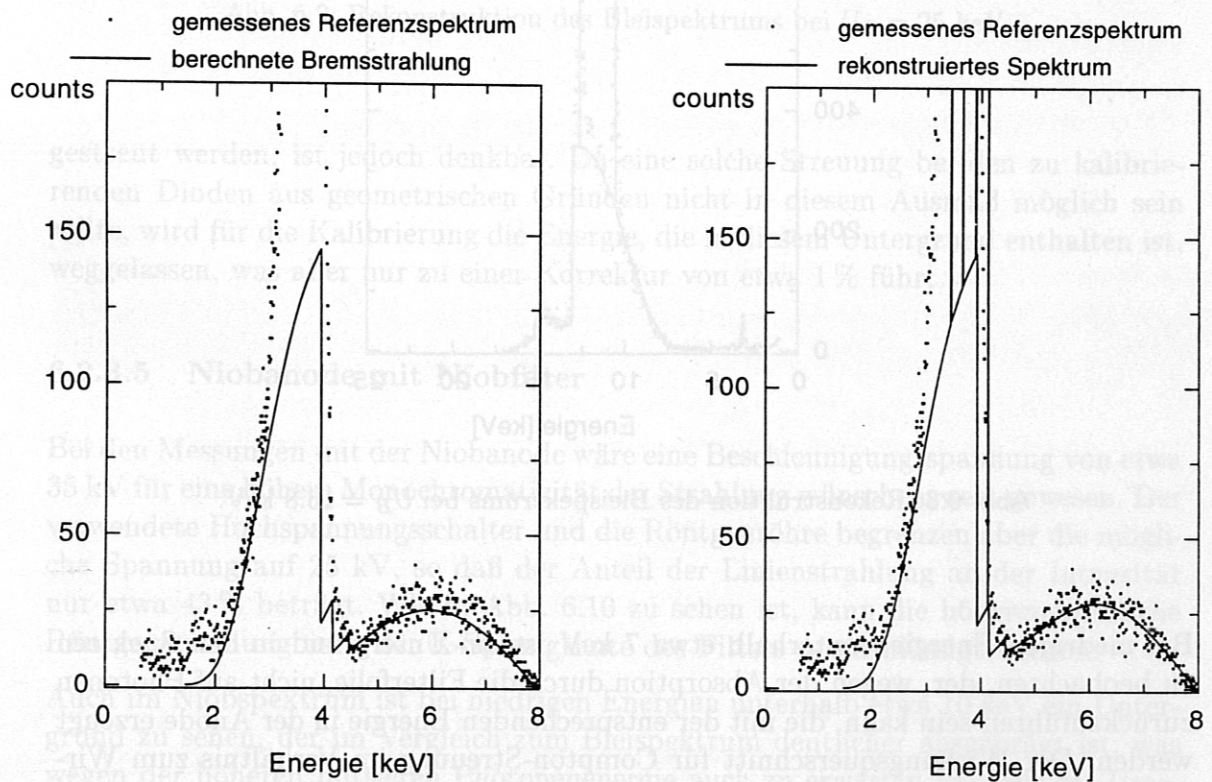


Abb. 6.7: Rekonstruktion des Zinnspektrums bei $U_B = 7.9$ kV.

6.2.3.4 Bleianode mit Bleifilter

Diese Kombination bietet die Möglichkeit, durch Messungen bei zwei verschiedenen Beschleunigungsspannungen den energetischen Schwerpunkt der Röntgenstrahlung zu verschieben. Die Rekonstruktion der beiden Spektren ist in den Abb. 6.8 und 6.9 gezeigt. Die höherenergetische Bremsstrahlung nach den L-Sprungkanten des Filters kann bei einer Beschleunigungsspannung von 16.8 kV vernachlässigt werden. Aufgrund der hohen Kernladungszahl von Blei ($Z = 82$) entsteht sehr viel Bremsstrahlung in Bezug auf die Linienstrahlung. Bei einer Beschleunigungsspannung von 16.8 kV liegt ein Anteil von etwa 22% der Intensität in der Linienstrahlung, bei 25 kV ein Anteil von etwa 35%.

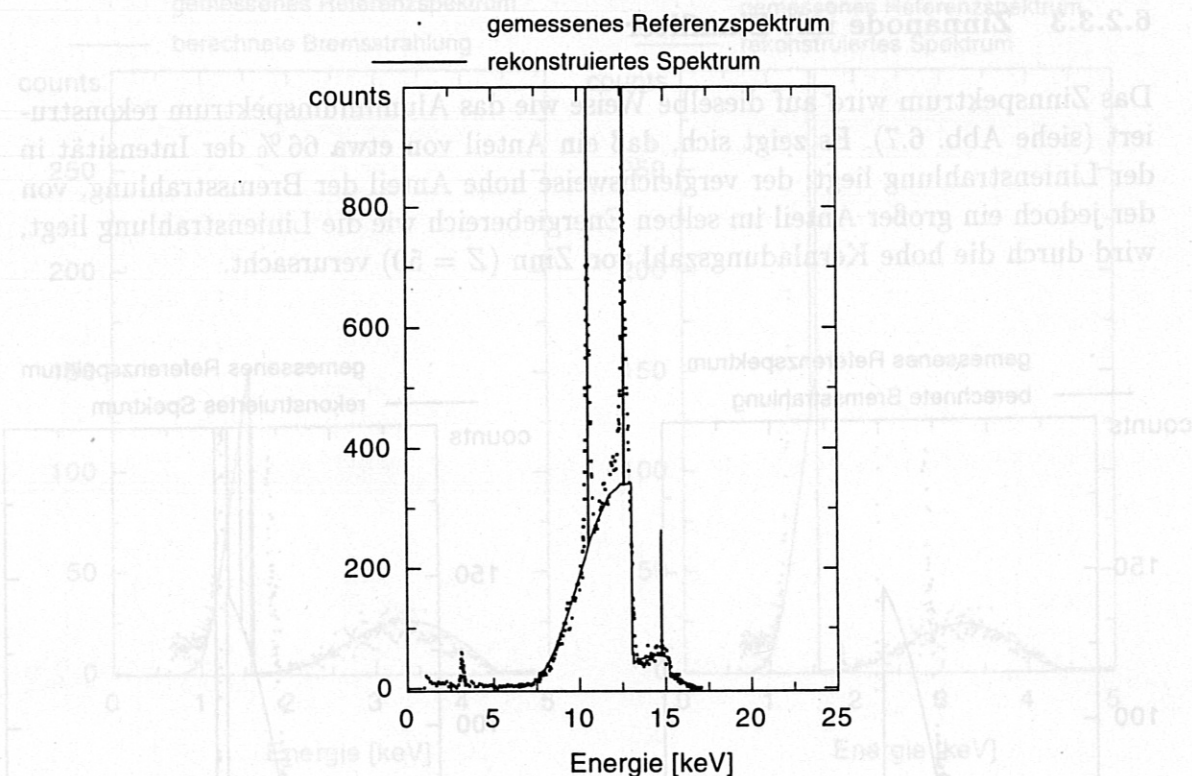


Abb. 6.8: Rekonstruktion des Bleispektrums bei $U_B = 16.8$ keV.

Bei niedrigen Energien unterhalb etwa 7 keV ist ein Untergrund in den Spektren zu beobachten, der, wegen der Absorption durch die Filterfolie, nicht auf Photonen zurückzuführen sein kann, die mit der entsprechenden Energie in der Anode erzeugt werden. Der Wirkungsquerschnitt für Compton-Streuung im Verhältnis zum Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt ist bei Energien bis etwa 20 keV noch zu klein, um diesen Untergrund allein durch Compton-Streuung im Silizium des Detektors zu erklären. Ein Auftreffen von Photonen, die von dem Si(Li)-Detektor nahestehenden Teilen, wie z. B. der zylinderförmigen Lichtschutzfolienhalterung, inelastisch

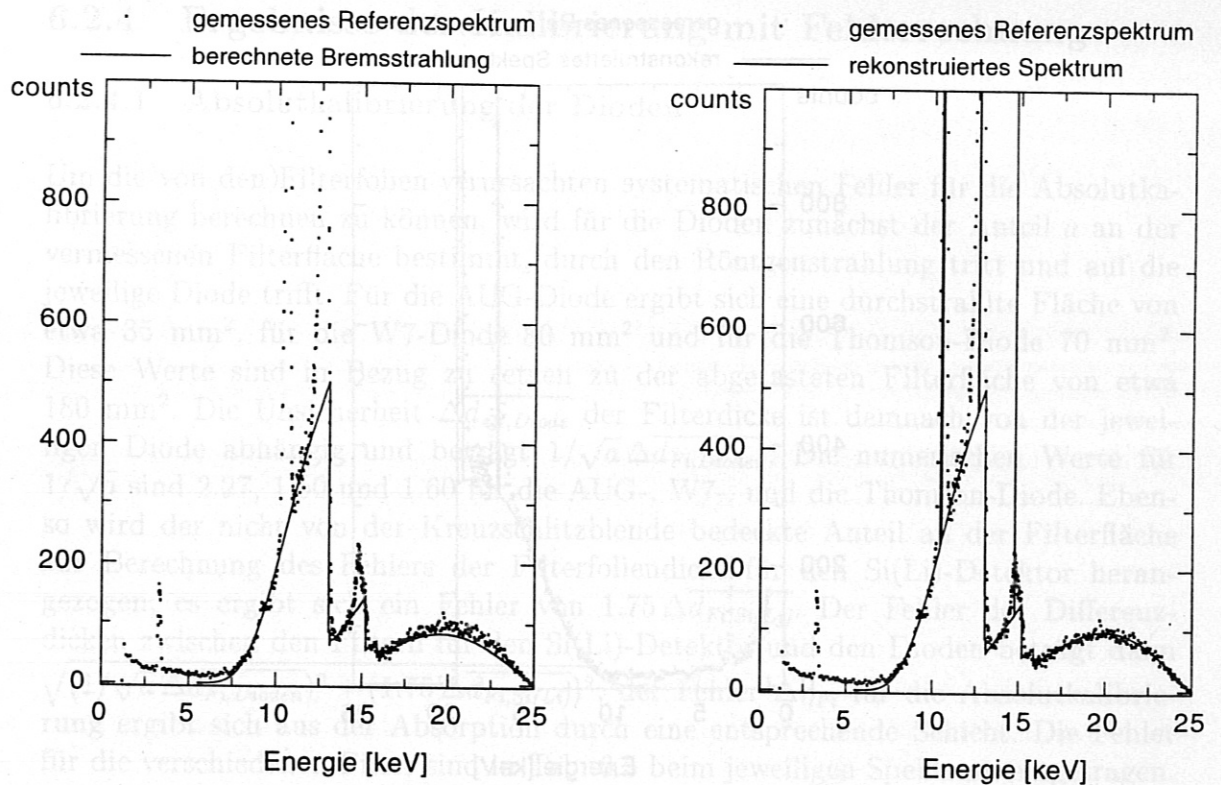


Abb. 6.9: Rekonstruktion des Bleispektrums bei $U_B = 25$ keV.

gestreut werden, ist jedoch denkbar. Da eine solche Streuung bei den zu kalibrierenden Dioden aus geometrischen Gründen nicht in diesem Ausmaß möglich sein sollte, wird für die Kalibrierung die Energie, die in diesem Untergrund enthalten ist, weggelassen, was aber nur zu einer Korrektur von etwa 1 % führt.

6.2.3.5 Niobanode mit Niobfilter

Bei den Messungen mit der Niobanode wäre eine Beschleunigungsspannung von etwa 35 kV für eine höhere Monochromatizität der Strahlung wünschenswert gewesen. Der verwendete Hochspannungsschalter und die Röntgenröhre begrenzen aber die mögliche Spannung auf 25 kV, so daß der Anteil der Linienstrahlung an der Intensität nur etwa 43 % beträgt. Wie in Abb. 6.10 zu sehen ist, kann die höherenergetische Röntgenstrahlung nach der K-Sprungkante des Filters vernachlässigt werden.

Auch im Niobspektrum ist bei niedrigen Energien unterhalb etwa 10 keV ein Untergrund zu sehen, der im Vergleich zum Bleispektrum deutlicher ausgeprägt ist, was wegen der höheren mittleren Photonenenergie auch zu erwarten ist, falls die Ursache tatsächlich in inelastischer Streuung liegt. Durch das Weglassen der Energie des Untergrundes bei der Kalibrierung ergibt sich eine Korrektur von etwa 2.4 %.

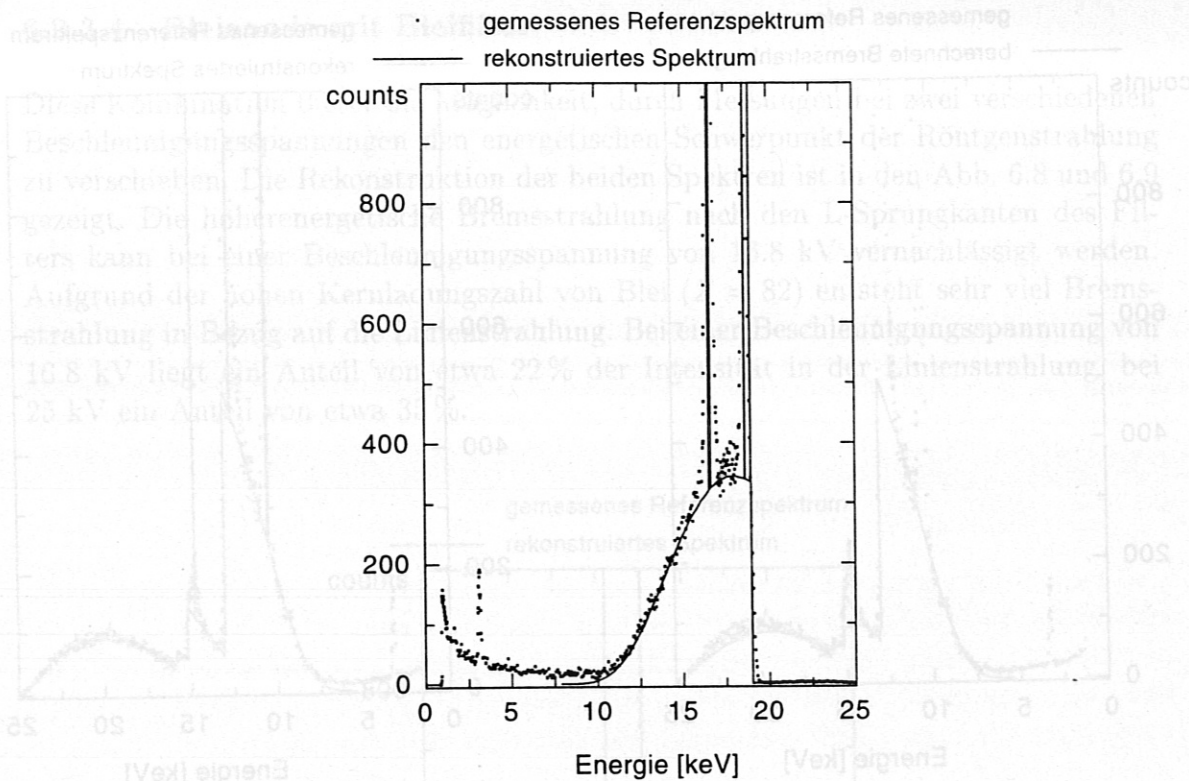


Abb. 6.10: Rekonstruktion des Niobspektrums bei $U_B = 25$ keV.

6.2.3.6 Restliche Anoden/Filterkombinationen

Mit den Anoden/Filterkombinationen Chrom/Vanadium, Nickel/Kobalt und Zink/Kupfer kann eine sehr reine Linienstrahlung erzeugt werden, die nur aus der K_α -Linie besteht. Die höchste Monochromatizität wird mit Chrom/Vanadium erreicht, wo etwa 90 % der Intensität in der Linienstrahlung liegt; die entsprechenden Werte für Nickel/Kobalt bzw. Zink/Kupfer betragen etwa 85 % bzw. 80 %.

Aufgrund des geringen Anteils der Bremsstrahlung an der Gesamtstrahlung, die außerdem größtenteils energetisch nahe bei der Linienstrahlung liegt, kann auf eine Rekonstruktion der Spektren verzichtet werden, zumal sich die Effizienz der Dioden und des Si(Li)-Detektors in diesem Energiebereich kaum ändert. Auch die Transmission durch die Differenzdicken der Filter ändert sich aufgrund der geringen Differenzen nur wenig; die Berylliumfolie hat im Energiebereich über 4 keV wenig Einfluß. Die Rückrechnung auf die Intensität bei den Dioden kann somit mit den Absorptionswirkungsquerschnitten bei der Energie der jeweiligen K_α -Strahlung erfolgen. Der durch diese Vereinfachung maximal verursachte Fehler kann auf deutlich weniger als 1 % abgeschätzt werden und ist somit nicht von Bedeutung. Die Berechnung der theoretischen Effizienz der Dioden kann mit den originalen Referenzspektren erfolgen, lediglich der niederenergetische Untergrund bis etwa 4 keV wird dazu aus den Spektren entfernt.

6.2.4 Ergebnisse der Kalibrierung mit Fehlerrechnung

6.2.4.1 Absolutkalibrierung der Dioden

Um die von den Filterfolien verursachten systematischen Fehler für die Absolutkalibrierung berechnen zu können, wird für die Dioden zunächst der Anteil a an der vermessenen Filterfläche bestimmt, durch den Röntgenstrahlung tritt und auf die jeweilige Diode trifft. Für die AUG-Diode ergibt sich eine durchstrahlte Fläche von etwa 35 mm^2 , für die W7-Diode 80 mm^2 und für die Thomson-Diode 70 mm^2 . Diese Werte sind in Bezug zu setzen zu der abgetasteten Filterfläche von etwa 180 mm^2 . Die Unsicherheit $\Delta d_{\text{eff,Diode}}$ der Filterdicke ist demnach von der jeweiligen Diode abhängig und beträgt $1/\sqrt{a} \Delta d_{\text{Fi,Diode}}$. Die numerischen Werte für $1/\sqrt{a}$ sind 2.27, 1.50 und 1.60 für die AUG-, W7-, und die Thomson-Diode. Ebenso wird der nicht von der Kreuzschlitzblende bedeckte Anteil an der Filterfläche zur Berechnung des Fehlers der Filterfoliendicke für den Si(Li)-Detektor herangezogen; es ergibt sich ein Fehler von $1.75 \Delta d_{\text{Fi,Si(Li)}}$. Der Fehler der Differenzdicken zwischen den Filtern für den Si(Li)-Detektor und den Dioden beträgt dann $\sqrt{(1/\sqrt{a} \Delta d_{\text{Fi,Diode}})^2 + (1.75 \Delta d_{\text{Fi,Si(Li)}})^2}$, der Fehler $\Delta \eta_{\text{Fi}}$ für die Absolutkalibrierung ergibt sich aus der Absorption durch eine entsprechende Schicht. Die Fehler für die verschiedenen Filter sind in Tab. 6.5 beim jeweiligen Spektrum eingetragen.

Bei der Messung mit der Aluminiumanode wird zu dem von den Aluminiumfiltern verursachten Fehler noch der von der zusätzlichen Berylliumfolie verursachte Fehler von 1.3 % addiert, der auf die gleiche Weise berechnet wird. Eine Unterscheidung zwischen den Dioden ist nicht nötig, da die durchstrahlte Fläche — wegen des größeren Abstandes von den Dioden im Vergleich zum Filter — deutlich größer und für die verschiedenen Dioden nahezu konstant ist. Bei allen anderen Messungen, also bei höheren Energien, braucht der von der Berylliumfolie verursachte Fehler nicht berechnet zu werden, da er aufgrund der dann sehr hohen Transmission der Folie nicht ins Gewicht fällt.

Die von den Filtern verursachten Fehler für die Absolutkalibrierung liegen für alle Filter unter 3 % und sind damit deutlich kleiner als der auf 15 % geschätzte Fehler des Korrekturfaktors f_{korr} .

Ein weiterer Fehler von 1.5 % wird vom Spannungs/Frequenzwandler verursacht. Ein Fehler von 1.4 % resultiert aus der Unsicherheit des Abstandes des Si(Li)-Detektors von der Detektorrund- und der Kreuzschlitzblende. Auch die Unsicherheiten der Flächen der Diodenblenden und der Kreuzschlitzblende, die sich bei der AUG-Diode auf 1.3 %, bei der W7-Diode auf 1.2 % und bei der Thomson-Diode auf 0.9 % aufsummieren, werden in die Fehlerrechnung einbezogen. Die effektiven Blendenöffnungen vergrößern sich zwar etwas bei höherenergetischer Strahlung durch Transmission an den Blendenkanten, jedoch kann der Einfluß dieses Effektes auf etwa 0.5 % im ungünstigsten Fall abgeschätzt und deswegen vernachlässigt werden.

Andere Fehler wie z. B. die Unsicherheit der Lock-in-Verstärkerkalibrierung, Fehler bei der Zeitmessung oder Meßfehler bei den Abständen der Dioden von den Blenden

können wegen ihrer Kleinheit vernachlässigt werden.

Die aufgeführten Fehler werden zum jeweiligen Gesamtfehler η_{ges} addiert, da die entsprechenden Größen über Multiplikationen bzw. Divisionen verknüpft sind.

Die Ergebnisse der Absolutkalibrierung sind in Tab. 6.5 eingetragen und werden in Abb. 6.11 graphisch dargestellt. Die Meßpunkte für die einzelnen Spektren sind in den Graphiken bei den Energien eingetragen, bei denen die berechnete Effizienz den nach Gl. 6.9 berechneten Sollwert hat; dadurch ist ein direkter Vergleich der Meßergebnisse mit dem berechneten Kurvenverlauf möglich. Da die Spektren bezüglich der Energie nicht allzu breit sind, entsprechen die Energien der Meßpunkte auch in etwa der jeweiligen mittleren Photonenenergie.

Bei den Kalibrierungsmessungen wird die AUG-Diode bei Vorspannungen von 35 V und 80 V untersucht. Da sich aus den Messungen keine Abweichung der gemessenen Effizienz für beide Spannungen ergibt (siehe auch 6.2.4.2), kann jeweils der Mittelwert der beiden Messungen für die Kalibrierung herangezogen werden. Die Thomson-Diode wird immer bei einer Vorspannung von 80 V untersucht, die W7-Diode nur bei 35 V, da bei höheren Spannungen Anzeichen von Mikrodurchbrüchen in der Sperrschicht auf dem Oszilloskopschirm zu sehen sind. Lediglich für die abschließende Untersuchung der Vorspannungsabhängigkeit der Effizienzen wird eine Zerstörung der Diode riskiert.

Auffallend an den Ergebnissen sind die deutlichen Abweichungen zwischen den berechneten und den gemessenen Effizienzen bei Energien über etwa 12 keV. Bei den beiden höchstenergetischen Messungen wird für alle Dioden eine um etwa 20 % zu kleine Effizienz im Vergleich zum theoretischen Wert gemessen, bzw. die berechnete Effizienz ist um etwa 30 % größer als der entsprechende Meßwert. Da die wahren Werte der Effizienzen nur mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 68 % innerhalb der angegebenen Fehlergrenzen liegen, sind Meßfehler wahrscheinlich, zumal in 6.2.4.2 gezeigt wird, daß die aktiven Dicken der Dioden tatsächlich — zumindest für die Messungen in Rahmen dieser Arbeit, bei denen keine schnellen Pulse verarbeitet werden — durch deren Substratdicken gegeben sein sollten. Der Fehler für die Dicke der Thomson-Diode wird mit 4 % angegeben und ist somit zu klein, um die Abweichung zu erklären.

Gegen Meßfehler bei hohen Energien sprechen allerdings Messungen mit der Bleianode sowohl bei 16.8 keV als auch 25 keV, bei denen die Fläche der Anodenblende durch zusätzliche Bleche um die Hälfte verringert wird. Die Homogenität der Röntgenstrahlung sollte sich dadurch über die nun für die Dioden verkleinerte sichtbare Anodenfläche verbessern, da deutliche Schwankungen in der Intensität nur über längere Distanzen auftreten (siehe Abb. 6.2). Bei diesen Messungen kann keine deutliche Abweichung der Effizienz von den Messungen ohne zusätzliche Bleche festgestellt werden.

In Abb. 6.11 sind zusätzlich zu den theoretisch berechneten Effizienzen, die auf aktiven Dicken von 300 μm bzw. 381 μm für die Thomson-Diode beruhen, auch solche für verringerte aktive Dicken berechnete eingezeichnet, die den durch die Meßpunkte festgelegten Kurvenverlauf gut wiedergeben. Sollten keine Meßfehler bei

6.2.4.2 Einfluss der Vorspannung auf die Effizienzröntgenkathoden

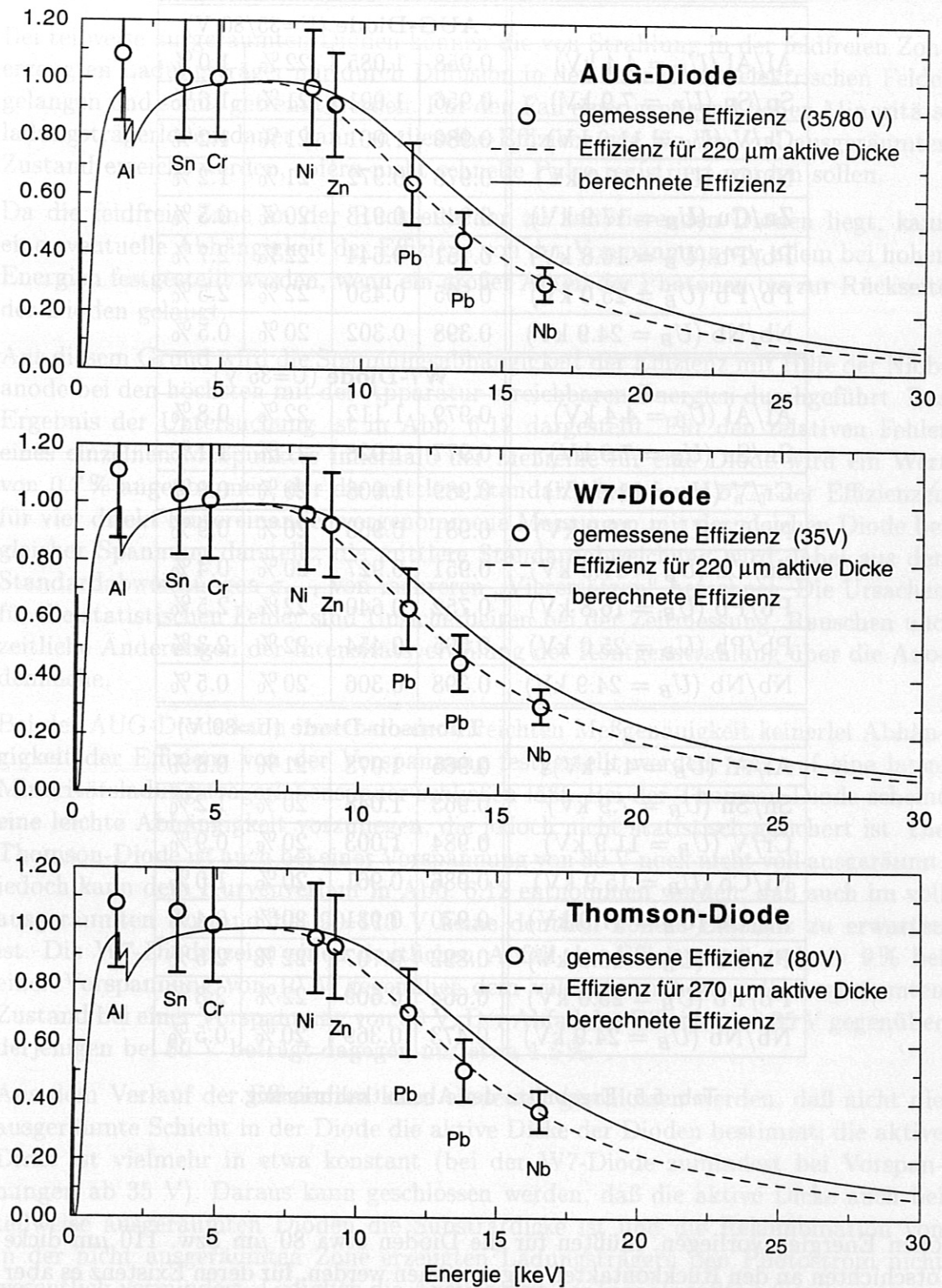


Abb. 6.11: Effizienzen der zu kalibrierenden Dioden.

Anode/Filter	η_{soll}	$\eta_{Me\beta}$	$\Delta\eta_{ges}$	$\Delta\eta_{Fi}$
AUG-Diode (U=35/80 V)				
Al/Al ($U_B = 4.4$ kV)	0.958	1.085	22 %	1.0 %
Sn/Sn ($U_B = 7.9$ kV)	0.956	1.001	21 %	1.6 %
Cr/V ($U_B = 11.9$ kV)	0.980	1.001	21 %	1.2 %
Ni/Co ($U_B = 15.9$ kV)	0.978	0.972	21 %	1.2 %
Zn/Cu ($U_B = 17.9$ kV)	0.949	0.913	20 %	0.5 %
Pb/Pb ($U_B = 16.8$ kV)	0.751	0.644	22 %	2.7 %
Pb/Pb ($U_B = 25.0$ kV)	0.595	0.450	22 %	2.5 %
Nb/Nb ($U_B = 24.9$ kV)	0.398	0.302	20 %	0.5 %
W7-Diode (U=35 V)				
Al/Al ($U_B = 4.4$ kV)	0.979	1.112	22 %	0.8 %
Sn/Sn ($U_B = 7.9$ kV)	0.977	1.028	21 %	1.1 %
Cr/V ($U_B = 11.9$ kV)	0.989	1.008	20 %	0.9 %
Ni/Co ($U_B = 15.9$ kV)	0.981	0.963	20 %	0.9 %
Zn/Cu ($U_B = 17.9$ kV)	0.951	0.927	20 %	0.4 %
Pb/Pb ($U_B = 16.8$ kV)	0.752	0.640	22 %	2.5 %
Pb/Pb ($U_B = 25.0$ kV)	0.595	0.454	22 %	2.3 %
Nb/Nb ($U_B = 24.9$ kV)	0.398	0.306	20 %	0.5 %
Thomson-Diode (U=80 V)				
Al/Al ($U_B = 4.4$ kV)	0.965	1.078	21 %	0.8 %
Sn/Sn ($U_B = 7.9$ kV)	0.963	1.048	20 %	1.2 %
Cr/V ($U_B = 11.9$ kV)	0.984	1.003	20 %	0.9 %
Ni/Co ($U_B = 15.9$ kV)	0.986	0.961	20 %	1.0 %
Zn/Cu ($U_B = 17.9$ kV)	0.970	0.931	20 %	0.4 %
Pb/Pb ($U_B = 16.8$ kV)	0.822	0.707	22 %	2.5 %
Pb/Pb ($U_B = 25.0$ kV)	0.664	0.509	22 %	2.3 %
Nb/Nb ($U_B = 24.9$ kV)	0.473	0.369	20 %	0.5 %

Tab. 6.5: Ergebnisse der Absolutkalibrierung.

hohen Energien vorliegen, müßten für die Dioden etwa $80 \mu\text{m}$ bzw. $110 \mu\text{m}$ dicke Totschichten an den Rückkontakten angenommen werden, für deren Existenz es aber keinerlei Grundlage gibt.

6.2.4.2 Einfluß der Vorspannung auf die Effizienzen der Dioden

Bei teilweise ausgeräumten Dioden können die von Strahlung in der feldfreien Zone erzeugten Ladungsträger nur durch Diffusion in den Bereich des elektrischen Feldes gelangen und somit getrennt werden. Für den Fall einer genügend hohen Minoritätsladungsträgerlebensdauer kann so dieselbe Effizienz wie für den voll ausgeräumten Zustand erreicht werden, sofern nicht schnelle Pulse registriert werden sollen.

Da die feldfreie Zone an der Rückseite der zu kalibrierenden Dioden liegt, kann eine eventuelle Abhängigkeit der Effizienz von der Vorspannung vor allem bei hohen Energien festgestellt werden, wenn ein großer Anteil der Photonen bis zur Rückseite der Dioden gelangt.

Aus diesem Grund wird die Spannungsabhängigkeit der Effizienz mit Hilfe der Niobanode bei den höchsten mit der Apparatur erreichbaren Energien durchgeführt. Das Ergebnis der Untersuchung ist in Abb. 6.12 dargestellt. Für den relativen Fehler eines einzelnen Meßpunktes innerhalb der Meßreihe für eine Diode wird ein Wert von 0.7% angenommen, der die mittlere Standardabweichung $\overline{\sigma_{n-1}}$ der Effizienzen für vier direkt hintereinander vorgenommene Messungen mit der gleichen Diode bei gleicher Spannung darstellt; die mittlere Standardabweichung wird dabei aus den Standardabweichungen σ_{n-1} von mehreren „Vierersätzen“ berechnet. Die Ursachen für die statistischen Fehler sind Unsicherheiten bei der Zeitmessung, Rauschen und zeitliche Änderungen der Intensitätsverteilung der Röntgenstrahlung über die Anodenfläche.

Bei der AUG-Diode kann innerhalb der erreichten Meßgenauigkeit keinerlei Abhängigkeit der Effizienz von der Vorspannung festgestellt werden, was auf eine lange Minoritätsladungsträgerlebensdauer schließen läßt. Bei der Thomson-Diode scheint eine leichte Abhängigkeit vorzuliegen, die jedoch nicht statistisch gesichert ist. Die Thomson-Diode ist auch bei einer Vorspannung von 80 V noch nicht voll ausgeräumt, jedoch kann dem Kurvenverlauf in Abb. 6.12 entnommen werden, daß auch im voll ausgeräumten Zustand bei 90–110 V keine deutlich höhere Effizienz zu erwarten ist. Die W7-Diode zeigt einen deutlichen Abfall der Effizienz von relativ 9% bei einer Vorspannung von 10 V gegenüber dem voll oder nahezu voll ausgeräumten Zustand bei einer Vorspannung von 80 V. Der Abfall der Effizienz bei 35 V gegenüber derjenigen bei 80 V beträgt dagegen nur etwa 1.5%.

Aus dem Verlauf der Effizienzen kann eindeutig geschlossen werden, daß nicht die ausgeräumte Schicht in der Diode die aktive Dicke der Dioden bestimmt; die aktive Dicke ist vielmehr in etwa konstant (bei der W7-Diode zumindest bei Vorspannungen ab 35 V). Daraus kann geschlossen werden, daß die aktive Dicke auch bei teilweise ausgeräumten Dioden die Substratdicke ist und die Rekombination von in der nicht ausgeräumten Zone erzeugten Ladungsträgern den Photostrom nicht wesentlich vermindert. Lediglich die Anstiegszeit des Signals sollte bei teilweise ausgeräumten Dioden und hohen Photonenenergien deutlich vermindert sein.

Somit können die in [13] und [14] veröffentlichten Ergebnisse, wonach bei Surface Barrier-Dioden die aktive Dicke durch die Substratdicke festgelegt wird, auch für

ionenimplantierte Dioden bestätigt werden.

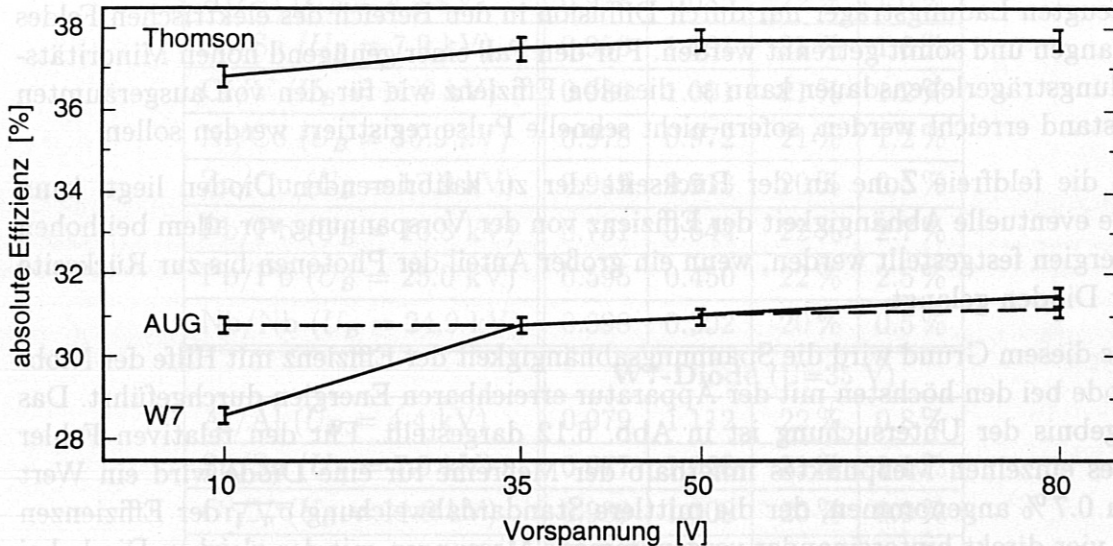


Abb. 6.12: Einfluß der Vorspannung bei der Messung mit der Niobanode. Die Fehlerbalken beziehen sich auf den Fehler eines Meßpunktes relativ zu den anderen Meßpunkten innerhalb einer Kurve.

6.2.4.3 Relativkalibrierung der Dioden

Bei der Relativkalibrierung der Dioden untereinander sind zum einen hohe Energien von Interesse, bei denen sich wegen ihrer größeren Substratdicke bei der Thomsondiode im Vergleich zu den anderen beiden Dioden eine höhere Effizienz ergeben sollte, sowie niedrige Energien, bei denen aufgrund unterschiedlicher Totschichtdicken Differenzen zwischen den Dioden auftreten. Dabei sollte die W7-Diode, bei der die Sperrschicht von der Grenzfläche zwischen dem Metallkontakt und dem Halbleiter gebildet wird, aufgrund der fehlenden Totschicht im Silizium die größte Effizienz haben. Eine Energie oberhalb der K-Sprungkante von Silizium bis etwa 3 keV wäre für eine derartige Untersuchung am geeignetsten (siehe Abb. 6.3); leider konnte für diesen Energiebereich kein geeignetes Anoden- bzw. Filtermaterial gefunden werden. Somit wird die Relativkalibrierung bei niedrigen Energien mit der Aluminiumanode durchgeführt. Für die Messungen mit der Zinnanode wären zwar dieselben Differenzen zwischen den Dioden zu erwarten, allerdings ist die Zinnfolie nicht so homogen wie die Aluminiumfolie, was einen höheren systematischen Fehler bei der Kalibrierung verursachen würde.

Die statistischen Fehler bei der Relativkalibrierung haben dieselben Ursachen wie bei der Messung der Vorspannungsabhängigkeit der Effizienz (siehe 6.2.4.2), sind für die Einzelmessung jedoch etwas größer, da sich durch die größeren Zeitspannen, die

von der Messung verschiedener Dioden herrühren, die zeitliche Änderung der Intensitätsverteilung der Röntgenstrahlung über die Anodenfläche verstärkt bemerkbar macht.

Die aus den Inhomogenitäten der Filterfolien resultierenden systematischen Fehler $\Delta \delta\eta_{Fi}$ können mit den gleichen Methoden wie in 6.2.4.1 berechnet werden. Der Unterschied besteht allerdings darin, daß nur die Filterfolien für die Dioden betrachtet werden und die Fehler durch unterschiedliche durchstrahlte Flächen für die verschiedenen Dioden verursacht werden, wobei nicht vergessen werden darf, daß sich diese Flächen teilweise oder ganz überschneiden. Die Inhomogenität der Berylliumfolie spielt wegen der großen und für alle Dioden nahezu gleichen Foliensfläche keine Rolle. Weitere systematische Fehler $\Delta \delta\eta_{Bl}$ resultieren aus den Unsicherheiten der verschiedenen Diodenblendenöffnungen. Die Unsicherheiten der Abstände der Dioden von der Anodenblende bewirken Fehler von 0.5 %.

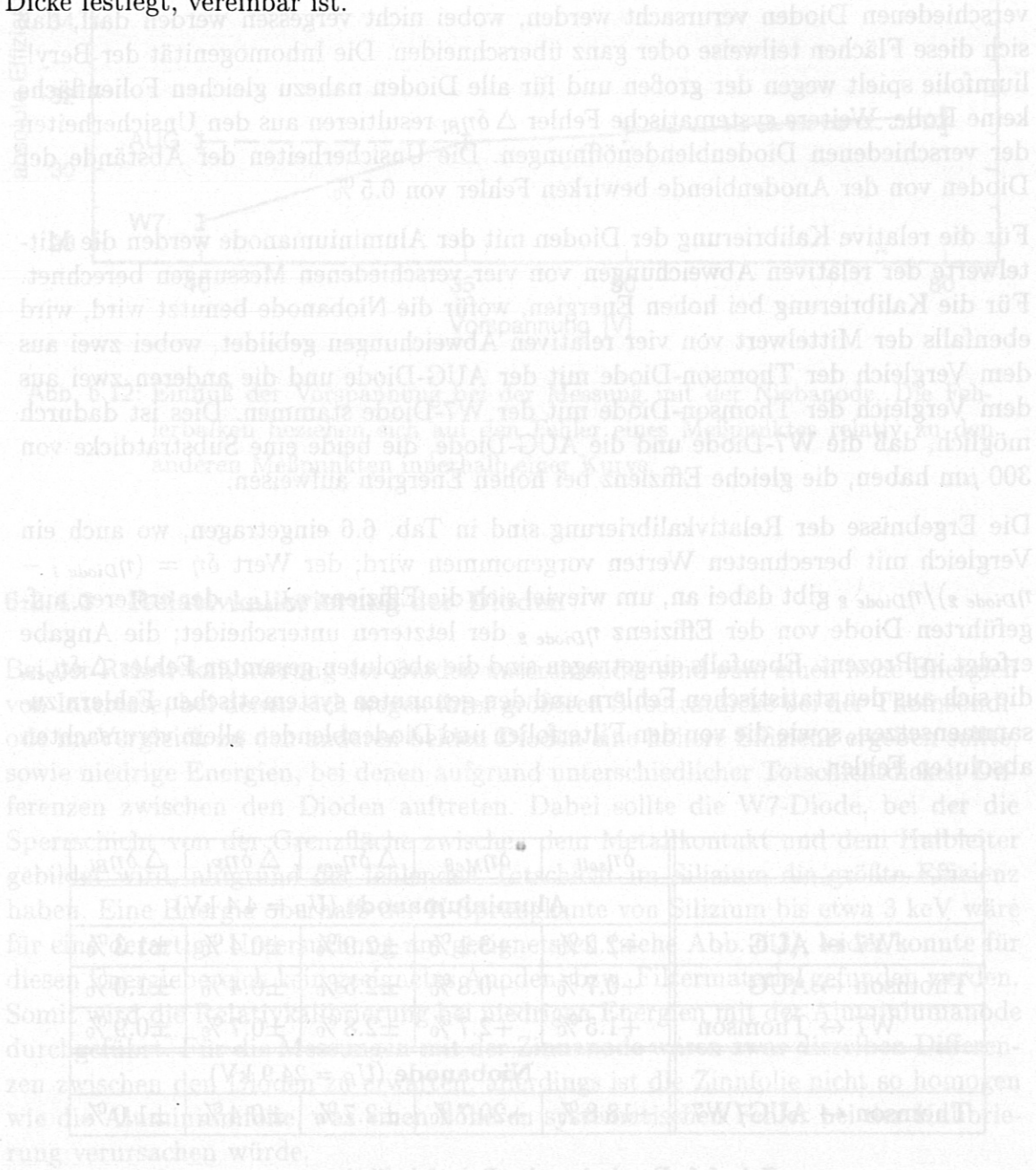
Für die relative Kalibrierung der Dioden mit der Aluminiumanode werden die Mittelwerte der relativen Abweichungen von vier verschiedenen Messungen berechnet. Für die Kalibrierung bei hohen Energien, wofür die Niobanode benutzt wird, wird ebenfalls der Mittelwert von vier relativen Abweichungen gebildet, wobei zwei aus dem Vergleich der Thomson-Diode mit der AUG-Diode und die anderen zwei aus dem Vergleich der Thomson-Diode mit der W7-Diode stammen. Dies ist dadurch möglich, daß die W7-Diode und die AUG-Diode, die beide eine Substratdicke von 300 μm haben, die gleiche Effizienz bei hohen Energien aufweisen.

Die Ergebnisse der Relativkalibrierung sind in Tab. 6.6 eingetragen, wo auch ein Vergleich mit berechneten Werten vorgenommen wird; der Wert $\delta\eta = (\eta_{Diode\ 1} - \eta_{Diode\ 2})/\eta_{Diode\ 2}$ gibt dabei an, um wieviel sich die Effizienz $\eta_{Diode\ 1}$ der ersteren aufgeführten Diode von der Effizienz $\eta_{Diode\ 2}$ der letzteren unterscheidet; die Angabe erfolgt in Prozent. Ebenfalls eingetragen sind die absoluten gesamten Fehler $\Delta \delta\eta_{ges}$, die sich aus den statistischen Fehlern und den genannten systematischen Fehlern zusammensetzen, sowie die von den Filterfolien und Diodenblenden allein verursachten absoluten Fehler.

	$\delta\eta_{soll}$	$\delta\eta_{Me\beta}$	$\Delta \delta\eta_{ges}$	$\Delta \delta\eta_{Fi}$	$\Delta \delta\eta_{Bl}$
Aluminiumanode ($U_B = 4.4\text{ kV}$)					
W7 \leftrightarrow AUG	+2.2 %	+3.1 %	$\pm 2.9\%$	$\pm 0.4\%$	$\pm 1.3\%$
Thomson \leftrightarrow AUG	+0.7 %	+0.8 %	$\pm 2.5\%$	$\pm 0.4\%$	$\pm 1.0\%$
W7 \leftrightarrow Thomson	+1.5 %	+2.7 %	$\pm 2.8\%$	$\pm 0.7\%$	$\pm 0.9\%$
Niobanode ($U_B = 24.9\text{ kV}$)					
Thomson \leftrightarrow AUG/W7	+18.8 %	+20.7 %	$\pm 2.7\%$	$\pm 0.4\%$	$\pm 1.0\%$

Tab. 6.6: Ergebnisse der Relativkalibrierung.

Die gemessenen Unterschiede in der Effizienz stimmen innerhalb der erreichten Genauigkeit mit den berechneten Werten überein. Aus den Messungen mit der Aluminiumanode ist zu ersehen, daß die W7-Diode anscheinend tatsächlich keine merkliche Toterschicht im Silizium aufweist; leider ist aber die statistische Unsicherheit deutlich zu groß, um dies mit Sicherheit sagen zu können. Für die Thomson-Diode ergibt sich aus den Messungen mit der Niobanode eine größere Effizienz im Vergleich zur W7- und AUG-Diode, welche mit der Annahme, daß die Substratdicke die aktive Dicke festlegt, vereinbar ist.



Tab. 6.6: Ergebnisse der Relativkalibrierung. Die statistischen Fehler bei der Relativkalibrierung haben dieselben Ursachen wie bei der Messung der Vorspannungsabhängigkeit der Effizienz (siehe Tab. 6.4.2) sind für die Einzelmessung jedoch etwas größer, da sich durch die größeren Zeitspannen die

Kapitel 7

Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es, die berechneten Effizienzen von Dioden, die als Detektoren für die Plasmadiagnostik im weichen Röntgenbereich verwendet werden, experimentell zu überprüfen, sowie die Ursache für die festgestellte Empfindlichkeit für sichtbares Licht derartiger Dioden zu finden.

Tatsächlich ergibt sich bei der Absolutkalibrierung bis Energien von etwa 12 keV eine Übereinstimmung mit den berechneten Effizienzen innerhalb des Toleranzbereiches der Messungen von etwa 20%; dabei wird für die Rechnung die Substratdicke als aktive Dicke benutzt. Bei höheren Energien ergeben sich Abweichungen von bis zu 30% gegenüber den berechneten Effizienzen, die durch etwa 80 μm bzw. 110 μm dicke Totschichten an den Rückkontakten der Dioden erklärbar wären. Für die Existenz derartiger Totschichten gibt es keine Grundlage. Somit müssen Meßfehler zur Erklärung der Abweichungen herangezogen werden.

Die Relativkalibrierung der Dioden untereinander bei hohen Energien, bei der die 381 μm dicke Thomson-Diode mit der W7- und der AUG-Diode, die beide 300 μm dick sind, verglichen wird, zeigt eine Übereinstimmung der gemessenen von der berechneten relativen Abweichung der Effizienzen innerhalb der erreichten Meßgenauigkeit von einigen Prozent. Die Relativkalibrierung bei der niedrigsten Energie, also mit der Aluminiumanode, ergibt ebenfalls eine Konsistenz von Rechnung und Messung. Die Meßergebnisse stehen im Einklang mit der Aussage, daß die Totschicht der W7-Diode — bei dieser handelt es sich um eine Schottky-Diode, bei der der p-n-Übergang von der Grenzfläche zwischen dem Aluminiumkontakt und dem Halbleiter gebildet wird — aufgrund der fehlenden hohen Dotierung des Siliziums am Eintrittsfenster nur durch den Aluminiumkontakt verursacht sein sollte; allerdings ist die Meßunsicherheit zu groß, um bei der W7-Diode das Fehlen einer Totschicht im Silizium sicher zu bestätigen, da die berechneten Unterschiede zwischen den verschiedenen Dioden maximal etwa 2% betragen.

Die Untersuchungsergebnisse zur Vorspannungsabhängigkeit der Diodeneffizienzen zeigen eindeutig, daß die aktive Dicke nicht auf die ausgeräumte Zone innerhalb der Dioden beschränkt ist. Es kann bei den Dioden entweder keine oder nur eine

sehr geringe Abhängigkeit der Effizienz von der Vorspannung festgestellt werden; lediglich die W7-Diode zeigt einen deutlichen Abfall der Effizienz von etwa 9% gegenüber ihrem Maximalwert bei einer kleinen Vorspannung von 10 V. Die aktive Dicke ist also auch bei teilweise ausgeräumten Dioden die Substratdicke; allerdings ist zu bedenken, daß bei hohen Photonenenergien die Anstiegszeit gegenüber dem voll ausgeräumten Zustand deutlich verringert sein sollte.

Die Untersuchung der Empfindlichkeit für sichtbares Licht von verschiedenen, für die Detektion von Röntgenstrahlung eingesetzten Dioden läßt den Schluß zu, daß etwa 200 nm dicke Aluminiumbedeckungen der Eintrittsfenster lichtundurchlässig sind; jedoch kann Licht durch nicht von Metall abgedeckte Bereiche in die Dioden eindringen. Somit muß auch bei Dioden mit lichtundurchlässigen Eintrittsfenstern auf eine möglichst effektive Vermeidung jeglichen Lichteinfalls insbesondere dann geachtet werden, wenn kleine Röntgenintensitäten gemessen werden.

Für die Zukunft wäre eine Verbesserung der Genauigkeit der Apparatur wünschenswert, besonders für die Absolutkalibrierung der Dioden, die nur mit einer Unsicherheit von etwa 20% erfolgen kann. Da die Ursache für den großen Fehler bei der Absolutkalibrierung hauptsächlich in der räumlichen Inhomogenität der Röntgenstrahlungsintensität der eingesetzten Röntgenröhre liegt, könnte durch den Einsatz einer Röntgenröhre mit einer kleinen Anodenfläche, wobei dann die Dioden und der Si(Li)-Detektor von der gleichen Fläche bestrahlt würden, eine deutliche Verbesserung erreicht werden. In unmittelbarer Nähe des Si(Li)-Detektors wäre dann eine sehr kleine Blende zur Begrenzung der Zählrate erforderlich. Unter der Voraussetzung, daß keine Bedampfung durch Glühdrähte erfolgen würde und die Hitzeentwicklung nicht zu groß wäre, könnte die Filterfolie für die Strahlung dabei auch in unmittelbarer Nähe der Anode angebracht werden, was systematische Fehler durch die Folieninhomogenität eliminieren und somit auch die Genauigkeit für die Relativkalibrierung erhöhen würde.

Insgesamt konnte in der Arbeit gezeigt werden, daß die experimentell ermittelte Effizienz der Dioden mit der theoretisch berechneten übereinstimmt, falls für die Berechnung die Substratdicke als aktive Dicke benutzt wird.

Literaturverzeichnis

- [1] M. Maraschek, Statistische Datenanalyse im Hinblick auf Früherkennung von Disruptionen am Tokamak ASDEX Upgrade, Diplomarbeit, Technische Universität München, Juni 1994, IPP-Bericht IPP 1/279.
- [2] G. F. Knoll, *Radiation detection and measurement*, Wiley, 2. Auflage, 1989.
- [3] K. Kopitzky, *Einführung in die Festkörperphysik*, Teubner, 2. Auflage, 1989.
- [4] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, Oldenburg, 10. Auflage, 1993.
- [5] M. A. Blochin, *Physik der Röntgenstrahlen*, Verlag Technik Berlin, 1957.
- [6] G. Schatz und A. Weidinger, *Nukleare Festkörperphysik*, Teubner, 2. Auflage, 1992.
- [7] M. Anton, M. J. Dutch, und H. Weisen, Relative calibration of photodiodes in the soft-x-ray spectral range, submitted for publication to Rev. Sci. Instrum., 1995.
- [8] M. Krumrey, *Halbleiter-Photodioden als radiometrische Empfängernormale im Bereich weicher Röntgenstrahlung*, Doktorarbeit, Technische Universität Berlin, 1990.
- [9] T. Liebsch, Untersuchung und Weiterentwicklung einer großflächigen Eichquelle für die Röntgenspektroskopie heißer Plasmen, Diplomarbeit, Technische Universität München, November 1992.
- [10] S. Flüge, *Röntgenstrahlen*, Band 30 aus *Handbuch der Physik*, Springer, 1957.
- [11] W. Bothe, P. P. Ewald, F. Kirchner, H. Kulenkampff, und E. G. Steinke, *Röntgenstrahlung*, Band 23 aus *Handbuch der Physik*, Springer, 2. Auflage, 1933.
- [12] A. G. Michette und C. J. Buckley, *X-ray science and technology*, Institute of Physics Publishing, 1993.
- [13] K. W. Wenzel und R. D. Petrasso, X-ray response of silicon surface-barrier diodes at 8 and 17.5 keV: Evidence that the x-ray sensitive depth is not generally the depletion depth, Rev. Sci. Instrum. **59**(8), 1380–1387 (1988).

- [14] K. W. Wenzel, C. K. Li, R. D. Petrasso, D. H. Lo, M. W. Bautz, G. R. Ricker, Jr., und E. Hsieh, Response of X-UV photodiodes to 1.5–17.5 keV x rays and MeV alpha particles, *Rev. Sci. Instrum.* **64**(7), 1723–1733 (1993).
- [15] K. Asmussen, Kalibration eines Röntgenspektrometers zur Bestimmung von Kohlenstoff- und Sauerstoff-Verunreinigkonzentrationen in Fusionsplasmen, Diplomarbeit, Technische Universität München, Dezember 1992, IPP-Bericht IPP 1/272.
- [16] H. Kuchling, *Taschenbuch der Physik*, Harri Deutsch, 12. Auflage, 1989.
- [17] H. Rothe und W. Kleen, *Hochvakuumelektronenröhren*, Band 1, Akademische Verlagsgesellschaft, 1955.
- [18] J. A. Bearden, X-Ray Wavelengths, *Rev. Mod. Phys.* , 86–99 (1967).
- [19] Burr Brown, *Burr Brown IC Applications Handbook*, 1995.
- [20] F. Kohlrausch, *Praktische Physik*, Band 3, Teubner, 23. Auflage, 1986.
- [21] B. L. Henke und E. M. Gullikson, Atomic Data and Nuclear Data Tables, Technical Report 2, 1993.
- [2] M. Krümmey, Halbleiter-Photodioden als röntgenempfindliche Detektoren für die Röntgenspektroskopie, Diplomarbeit, Technische Universität München, November 1992.
- [3] T. Lipsch, Untersuchung und Weiterentwicklung einer großflächigen Photodiode für die Röntgenspektroskopie heißer Plasmen, Diplomarbeit, Technische Universität München, November 1992.
- [4] S. Flüge, Röntgenstrahlen, Band 30 aus *Handbuch der Physik*, Springer, 1957.
- [5] W. Botke, P. F. Ewald, E. Kirchner, H. Kulenkamp, und E. G. Steinke, Röntgenstrahlung, Band 23 aus *Handbuch der Physik*, Springer, 2. Auflage, 1933.
- [6] A. G. Michette und C. J. Buckley, X-ray science and technology, Institute of Physics Publishing, 1993.
- [7] K. W. Wenzel und R. D. Petrasso, X-ray response of silicon surface-barrier diodes at 8 and 17.5 keV: Evidence that the x-ray sensitive depth is not generally the depletion depth, *Rev. Sci. Instrum.* **59**(8), 1380–1387 (1988).

Danksagung

Herrn Prof. Dr. F. Wagner danke ich für die Ermöglichung der Durchführung dieser Diplomarbeit am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik.

Besonderen Dank schulde ich meinen Betreuern Frau Priv.Doz. Dr. M. Bessenrodt-Weberpals und Herrn Dr. A. Weller für ihre tatkräftige Unterstützung und die gute Zusammenarbeit, die für das Gelingen dieser Arbeit Voraussetzung war.

Herrn G. Schmitt möchte ich für seine tatkräftige Hilfe beim Aufbau der Apparatur meinen Dank aussprechen.

Bei Herrn D. Gonda möchte ich mich für die Bereitstellung der W7-Dioden, diverser Berylliumfolien und seine Beratung und Unterstützung bedanken.

Für das Verleihen seines Pulshöhenanalysators bin ich Herrn Dr. S. Bosch zu Dank verpflichtet.

Herrn Dr. H. Fahrbach danke ich für das Leihen eines Lock-in-Verstärkers sowie der JET-Dioden und die vielen hilfreichen Gespräche.

Herrn W. Fölsner vom Max-Planck-Institut für Quantenoptik danke ich für seine Mithilfe bei der Vermessung der Filterfolien.

Bei Herrn R. Seth bedanke ich mich für das mehrere Male notwendige Abgleichen der automatischen Stickstoffkühlung des Si(Li)-Detektors.

Für die Bereitstellung einer Berylliumfolie, der ASDEX- und der AUG-Dioden danke ich Herrn J. Krippner.

Herrn P. Ahrens und den Mitarbeitern seiner Werkstatt sowie den den Mitarbeitern der Zentralwerkstatt möchte ich für die zügige Fertigung der für die Apparatur benötigten Teile danken.

Mein Dank gilt auch den Mitarbeitern der E1-Elektronik für das Verleihen diverser Geräte, insbesondere Herrn G. Schramm und Herrn G. Kölbl für beratende Gespräche und Herrn R. Häuser für das Anfertigen diverser Kabel.

Herrn J. Fink danke ich für die mehrmalige Strahlenschutzprüfung der Apparatur.

Herrn B. Kurzan danke ich für die Thomson-Diode und seine freundlichen Auskünfte.

Auch bei Herrn Dr. D. Coster und Frau K. Reinmüller möchte ich mich für ihre Hilfestellung bei meiner Einarbeitung in UNIX bedanken.

Außerdem möchte ich mich bei allen weiteren Mitarbeitern des IPP bedanken, die mir in irgendeiner Weise behilflich waren, die ich jedoch hier aus Platzgründen leider nicht alle aufzählen kann.