FACHBEREICH ANGEWANDTE NATURWISSENSCHAFTEN
STUDIENGANG PHYSIKALISCHE TECHNIK

FACH
HOCHSCHULE
LÜBECK

Diplomarbeit

Weiterentwicklung eines rauscharmen, energieauflösenden Elektronendetektors für den Einsatz in der Compton-Spektroskopie bei 75 K

vorgelegt von
Ulf Jastrow

Betreuung
Prof. Dr.-Ing. Kindler

Lübeck
im Juni 1998

FACHBEREICH ANGEWANDTE NATURWISSENSCHAFTEN
STUDIENGANG PHYSIKALISCHE TECHNIK

FACH
HOCHSCHULE
LÜBECK

Diplomarbeit

Thema: Weiterentwicklung eines rauscharmen, energieauflösenden Elektronendetektors für den Einsatz in der Compton-Spektroskopie bei 75 K

Zusammenfassung

Für grundlagenphysikalische Experimente mit der Compton-Spektroskopie wird ein orts- und energieauflösender Elektronendetektor benötigt. Zur Detektion wird ein Array aus PIN-Photodioden verwendet, deren Signale mit Ladungsverstärkern aufbereitet werden.
Eine Weiterentwicklung des Detektorsystems sollte höhere Flexibilität und Wartbarkeit erreichen. Desweiteren sollte das neue System auf die Temperatur flüssigen Stickstoffs kühlbar sein, um eine weitere Rauschverminderung zu erzielen.

Ein neues Detektorsystem wurde auf der Basis eines an der FH-Lübeck konstruierten Verstärkers entwickelt. Zur vollständigen Untersuchung des Prototypens wurde ein Teststand konzipiert, der eine Tieftemperatur-Kühlung des Detektors auf 75 K erlaubt. Um die Meßdaten des Teststandes weiterverarbeiten zu können, wurde eine Konvertierungssoftware geschrieben.

Der Detektor wurde vermessen und der Einfluß verschiedener Maßnahmen wie Erhöhung der Verstärkung, Filterung der Versorgungsspannungen und Änderung der Umgebungstemperatur auf das Rauschen untersucht. Wesentliche Verbesserungen wurden durch sorgfältigen Abgleich der Transistoreingangsstufe und asymmetrische Signalübertragung erzielt. Probleme durch die thermische Belastung der in SMT gefertigten Schaltung wurden nicht festgestellt.

Ein kommerzieller Ladungsverstärker wurde in dem neuen Detektorsystem eingesetzt und dessen Leistungswerte zum Vergleich herangezogen.

Verfasser: Ulf Jastrow
Betreuer: Prof. Dr.-Ing. Kindler
Datum der Abgabe: 5. Juni 1998

Inhalt

Zusammenfassung **4**

1. Einführung **7**

2. Grundlagen **8**

2.1. ..... Der Compton-Effekt 8

2.2. .....Das (γ, eγ)-Experiment 10

2.3. .....Detektion von Elektronen 11
2.3.1. ..... PIN-Dioden 12
2.3.2. .....Ladungsverstärker 15
2.3.2.1. ..... Funktionsprinzip 15
2.3.2.2. ..... Rauschquellen 16
2.3.3. ..... Signalformung und weitere -Verarbeitung 17

3. Elektronendetektor für (γ, eγ)-Experiment **20**

4. Aufbau und Leistungsmerkmale **23**

4.1. ..... Die Testapparatur 24
4.1.1. .....Rezipient 26
4.1.2. .....Closed-Cycle Kühlung 26
4.1.3. .....Detektorhalter 28
4.1.4. ..... Druckmessung 31

4.2. ..... Herstellung der Diodenträger 32
4.2.1. .....Auswahl der Dioden 32
4.2.2. ..... Diodenträger mit fester Fixierung 34
4.2.3. .....Diodenträger mit schwimmender Fixierung 37
4.2.4. ..... Montage der Dioden 39

4.3. .....Vorverstärker 40
4.3.1. ..... Übersprechen 41
4.3.2. .....Abhängigkeit von Detektorkapazität 42
4.3.2.1. ..... Abhängigkeit von der reinen Kapazität 42
4.3.2.2. .....Abhängigkeit von der Vorspannung 43

4.4. .....Charakterisierung des Detektors 44
4.4.1. .....Signalverarbeitung 44
4.4.2. .....Messungen von Rauschgrenze und Energieauflösung 49
4.4.2.1. .....Einfluß des Masse-Konzeptes 49
4.4.2.2. ..... Messungen mit erhöhter Verstärkung 49
4.4.2.3. .....Versorgungsspannungs-Filterung 50
4.4.2.4. ..... Variation des Integrationskondensators 51
4.4.2.5. .....Einfluß des FET-Arbeitspunktes 52
4.4.2.6. ..... Modifizierte Signalübertragung 53
4.4.2.7. ..... Temperaturverhalten 55

4.5. ..... Vergleich mit einem kommerziellen Verstärker 57
4.5.1. ..... Entwicklung der Testschaltung 57
4.5.2. ..... Messungen mit kommerziellem Ladungsverstärker 57
4.5.2.1. ..... Messung mit variierenden Anschlußgraden 58
4.5.2.2. ..... Temperaturverhalten 60

5. Ergebnisse und Bewertung 62

5.1. ..... Vorstellung der Ergebnisse 62

5.2. ..... Bewertung im Vergleich mit einem kommerziellen LeV 63

6. Ausblick 65

7. Anhang 66

7.1. ..... Literaturverzeichnis 66

7.2. ..... Programm zum Auslesen des MCA 67

7.3. ..... Konstruktionszeichnungen & Schaltpläne 70
7.3.1. ..... Flanschdeckel des Rezipienten 70
7.3.2. ..... Detektorhalter 70
7.3.3. ..... Ladungsverstärker des MPI 70
7.3.4. ..... Ladungsverstärker der FH-Lübeck 70
7.3.5. ..... Ladungsverstärker A250 70

7.4. ..... Datenblätter Dioden und ICs 70

7.5. ..... Datenblätter Leitkleber und Wärmeleitpaste 70

7.6. ..... Zerfallsschema des Barium 133 70

7.7. ..... Photos 71

7.8. ..... Erklärung zur Diplomarbeit 74

7.9. ..... Danksagung 75

1. Einführung

Ein experimentelles Verfahren zur Bestimmung der elektronischen Struktur von Festkörpern ist die Comptonspektroskopie. Hierbei wird ein Photon an einem freien Elektron der Probe gestreut. Das Elektron erhält einen Teil der Energie des Photons und wird aus dem Körper herausbeschleunigt. Das Photon wird abgelenkt und verläßt das System mit einer anderen Energie und damit Wellenlänge. Die konventionelle Methode, mit der A. Compton 1922 die Quantennatur des Lichts experimentell bestätigte [Com23], beschränkt sich darauf, die austretenden Photonen zu messen. Damit ist eine Bestimmung der Elektronenimpulsdichte nur in einer Dimension möglich. Wird das Rückstoßelektron koinzident mit dem dazugehörigen Photon gemessen, so ist der Stoßprozeß eindeutig festgelegt und die dreidimensionale Elektronenimpulsdichte analysierbar. Ein solcher Aufbau wird nach den beteiligten Teilchen als (Gamma, Elektron Gamma)-Experiment, kurz (γ, eγ), bezeichnet. Erst 1988 gelangen vollständige (γ, eγ)-Experimente, die radioaktiven Quellen als Photonenlieferant verwendeten [Rol89]. Diese Quellen erzeugen allerdings keinen hohen Photonenfluß, so daß die Koinzidenzrate gering ausfiel. Eine wesentliche Erhöhung der Rate wurde durch die Verwendung von Synchrotronstrahlung erzielt [Tsc93]. Diese Experimente fanden am Hasylab[1] am Desy[2] statt.

Die vorliegende Arbeit beschreibt die Weiterentwicklung des Elektronendetektors dieser Messungen. Die bislang eingesetzte Apparatur [Sat97] verwendet kommerzielle Vorverstärker, die jedoch nicht mehr lieferbar sind. Die eigentlichen Detektoren können nur in Japan getauscht werden, was im Fehlerfall eine längere Ausfallzeit bedingt. Eine komplette Neuentwicklung soll diese Mankos beheben; zudem sollte sie möglichst skalierbar sein und die Koinzidenzrate nicht herabsetzen. Um die Temperaturabhängigkeit des Rauschverhaltens untersuchen zu können, mußte eine Möglichkeit zur Kühlung auf bis zu 75 K vorgesehen werden.

An die Darlegung der Konzeption und des Aufbaus eines 'seriennahen' Prototypens schließt sich die Charakterisierung in einer ebenfalls zu entwickelnden Testumgebung an.

[1] Hamburger Synchrotronstrahlungslabor
[2] Deutsches Elektronen Synchrotron, Hamburg

2. Grundlagen

Hier sollen zunächst die Grundlagen der Comptonspektroskopie und speziell des (γ, eγ)-Koinzidenzexperimentes eingehender vorgestellt werden. Im dritten Abschnitt wird das verwendete Detektorprinzip für die Elektronen, sowie dessen Auswertung beschrieben.

2.1. Der Compton-Effekt

Der 1921 von Arthur Compton beobachtete Effekt beschreibt die Streuung von Licht an ruhenden, nicht gebundenen Elektronen. Betrachtet man das Licht als elektromagnetische Welle, so werden die Elektronen der Probe durch die Welle zu Schwingungen angeregt, deren Frequenz der der Welle entspricht. Die beschleunigten Elektronen senden nun ihrerseits eine elektromagnetische Kugelwelle aus, deren Frequenz von der Bewegung der Elektronen bestimmt wird und somit der der einfallenden Lichtwelle entspricht. Das Licht wird in alle Raumrichtungen gestreut, behält jedoch seine Frequenz bei. Diese Streuung bezeichnet man als Rayleigh-Streuung und war schon länger bekannt. Compton stellte jedoch auch Streulicht mit einer veränderten Frequenz fest, deren Frequenzdifferenz obendrein vom Raumwinkel abhängig war [Com22], wie in Abbildung 1 dargestellt.

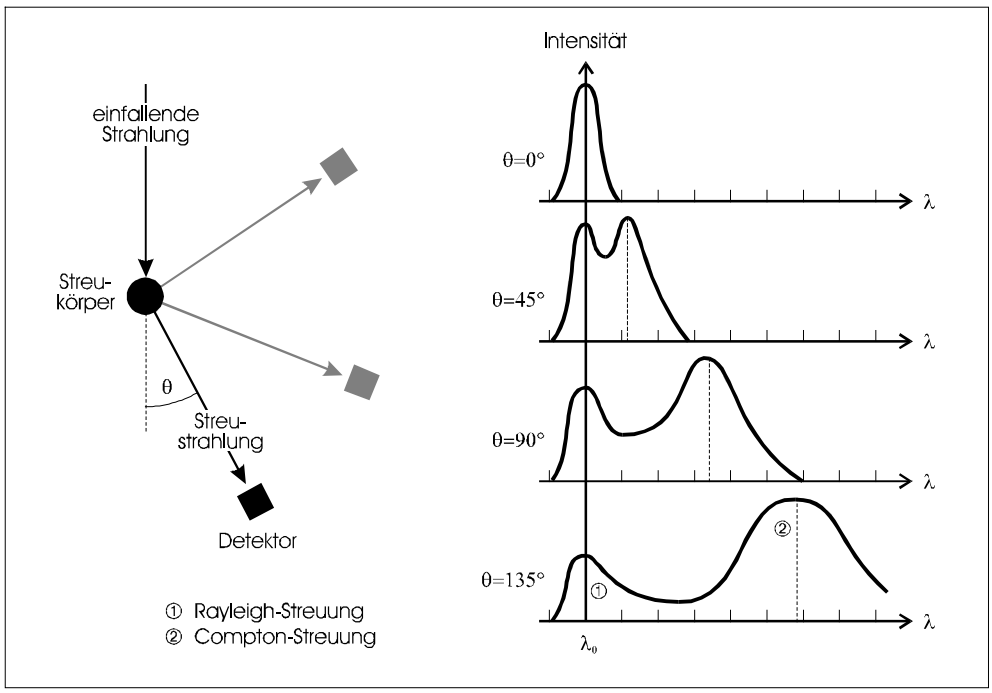


Abbildung 1: *Schema des klassischen Compton-Experimentes und der Meßergebnisse*

Eine Erklärung [Alo92, Hak90] gelingt nur mit dem Teilchenbild des Lichtes. Hierbei ist Licht ein Strom von masselosen Teilchen, den Photonen. Die Streuung resultiert durch die

Ablenkung eines Photons nach einem elastischen Stoß mit einem Elektron. Die Gesamtenergie und der Gesamtimpuls beider beteiligten Teilchen müssen vor und nach dem Stoß identisch sein. Wegen des Energieerhaltungssatzes gilt:

$$h\nu + m_0 c^2 = h\nu' + mc^2 . \qquad (1)$$

Hierbei ist ν die Frequenz des Lichtes vor, ν' die nach dem Stoß. Die Ruhemasse des Elektrons ist m_0, die des bewegten m. Letztere ist bestimmt durch die Geschwindigkeit v des Elektrons

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} . \qquad (2)$$

Setzen wir dies in Formel 1 ein, formen um und quadrieren, erhalten wir

$$h^2(\nu-\nu')^2 + 2hc^2 m_0(\nu-\nu') = m_0^2 c^4 \frac{v^2}{c^2 - v^2} . \qquad (3)$$

Um das Photon um θ ablenken zu können, muß das Elektron in die unbekannte Richtung Φ beschleunigt werden. Für die Impulse in x- und y-Richtung schreiben wir also

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c}\cos\theta + mv\cdot\cos\Phi \qquad \text{und} \qquad 0 = \frac{h\nu'}{c}\sin\theta + mv\cdot\sin\Phi . \qquad (4, 5)$$

Durch Anwenden von $\sin^2\Phi+\cos^2\Phi=1$ eliminieren wir Φ. Wiederum setzen wir die Beziehung zwischen m und m_0 ein, erweitern mit $(v-v')^2$ und bekommen

$$h^2\left[(\nu-\nu')^2 + 2\nu\nu'(1-\cos\theta)\right] = m_0^2 c^4 \frac{v^2}{c^2 - v^2} . \qquad (6)$$

Die rechte Seite der Gleichung ist identisch mit dem Ergebnis der Energiebilanz (Formel 3), so daß man die linken Seiten gleichsetzen kann

$$h^2(\nu-\nu')^2 + 2hc^2 m_0(\nu-\nu') = h^2\left[(\nu-\nu')^2 + 2\nu\nu'(1-\cos\theta)\right], \qquad (7)$$

und erhält nach Kürzen

$$hc^2 m_0(\nu-\nu') = h^2\nu\nu'(1-\cos\theta) \qquad \text{oder} \qquad (\nu-\nu') = \frac{h}{cm_0}\frac{\nu\nu'}{c}(1-\cos\theta). \qquad (8, 9)$$

Nach Umrechnung der Frequenz ν in die entsprechende Wellenlänge λ ist das Resultat

$$\Delta\lambda = \frac{h}{cm_0}(1-\cos\theta) \qquad \text{oder} \qquad \Delta\lambda = \lambda_C(1-\cos\theta), \qquad (10, 11)$$

wobei wir als Vereinfachung die sogenannte Compton-Wellenlänge $\lambda_C = h/cm_0$ benutzen.

Die Wellenlängenverschiebung Δλ ist also ausschließlich von der Raumrichtung θ, in der gemessen wird, abhängig. Der Effekt ist jedoch nur bei relativ kurzen Wellenlängen und damit hohen Energien der Photonen meßbar. Bei niederen Energien, beispielsweise von Photonen im

sichtbaren Bereich, absorbiert der Photoeffekt[3] die meisten Photonen, so daß diese nicht zur Comptonstreuung kommen. Bei Energien jenseits 1 MeV überwiegt der Paarbildungs-Effekt[4] [Tau90].

Weiterhin sehen wir, daß die Wellenlängenverschiebung, also die Trennung des durch die beiden Streuarten Rayleigh und Compton erzeugten Signale, bei einem Detektorwinkel von 180° am größten ist.

2.2. Das (γ, eγ)-Experiment

Durch die Bewegung, dem Impuls, der Elektronen in der Probe treten Verbreiterungen des Compton-Peaks in den gemessenen Spektren aus Abbildung 1 rechts auf. Jedes Streuereignis findet mit einem Elektron eines anderen Impulses statt, die resultierende Streurichtung des Photons differiert entsprechend. Der vollständige Stoßprozeß ist in Abbildung 2 schematisch dargestellt.

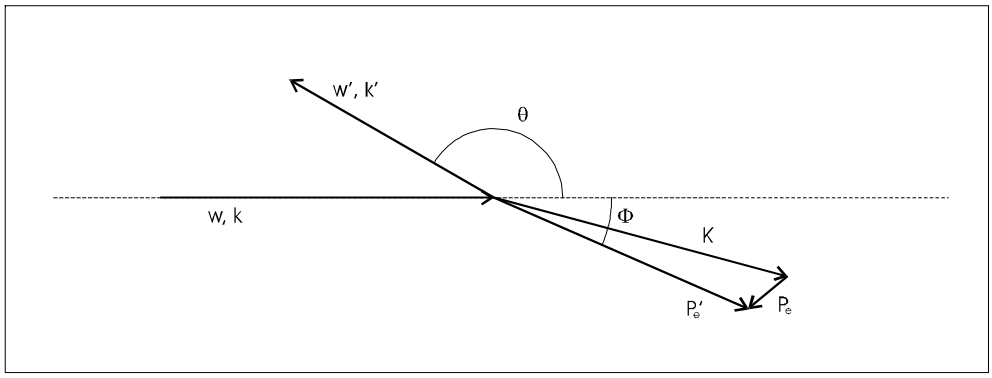


Abbildung 2: *Schema der Streugeometrie des Compton-Effektes bei Elektronen mit Impuls*

Das einfallende Photon besitzt die Energie w und die Richtung (den Wellenvektor) k. Nach dem Stoß hat sich seine Energie zu w', sein Wellenvektor auf k' geändert. Die Änderung des Wellenvektors, des Impulses des Photons ist K=k–k'. Dieser Impuls wird auf das Elektron übertragen, welches vor dem Stoß den Impuls P_e besaß: $P_e'=P_e+K$. Der Streuvektor K repräsentiert also den Impulsübertrag. Mißt man P_e' und dazu koinzident die Änderung des Photonenpulses K, erhält man Zugang zum Impuls des Elektrons dieses einen Prozesses vor dem Stoß. Mit einer Vielzahl dieser Messungen läßt sich die Elektronenimpulsdichte statistisch bestimmen [Bel90].

Der verwendete Versuchsaufbau erlaubt jedoch keine genügend genaue Bestimmung der Energie der Rückstoßelektronen. Mit dem verwendeten ortsauflösenden Elektronendetektor kann nur die Richtungskomponente des Impulses bestimmt werden. Die Energie ist indirekt

[3] Absorption eines γ-Teilchens durch ein Hüllenelektron

[4] Jeweils ein β^+ und β^- werden im Kern erzeugt und herausgeschlagen

durch die Energieerhaltung unter Vernachlässigung der Bindungsenergie über den Energieverlust der Photonen zugänglich [Kur97]. Die Genauigkeit bei der Messung der Richtung Φ der Rückstoßelektronen geht direkt als Fehlerquelle in die Elektronenimpulsdichte ein. Man ist also bemüht, diesen Winkel möglichst exakt zu bestimmen. Der Elektronendetektor ist in einzelne Pixel aufgeteilt, die jeweils für eine Raumrichtung zuständig sind. Wenn der Detektor im Abstand l von der Probe entfernt angebracht ist und ein Pixel die Kantenlänge a besitzt, errechnet sich die Standardabweichung $\sigma_{\Phi e}$ für die Fehlerfortpflanzung [Sat97] zu

$$\sigma_{\Phi e} = \arctan\left(\sqrt{\frac{0{,}68}{\pi}}\frac{a}{l}\right). \qquad (12)$$

Um die Elektronenimpulsdichte bestimmen zu können, muß jedes einzelne Ereignis ausgewertet und über die Ereignisse eine Statistik geführt werden. Je mehr Ereignisse in diese eingehen, desto höher wird die statistische Genauigkeit. Man versucht also die Rate der Koinzidenzen möglichst zu erhöhen. Die größte Zahl von Comptonereignissen läßt sich unter einem Winkel q von 180° beobachten. Da aus dieser Richtung jedoch der einfallende Photonenstrahl kommt, wählt man einen kleineren Winkel. Bei den aktuellen Messungen wurde ein θ von 150° benutzt. Die dazugehörigen Elektronen treten dann im Mittel bei Φ=11,3° aus[5]. Eine Vergrößerung von θ hätte eine Verkleinerung von Φ zur Folge, der Elektronendetektor läge dann im Strahlgang der ungestreuten Photonen.

2.3. Detektion von Elektronen

Um die im (γ, eγ)-Experiment erzeugten Rückstoßelektronen nachweisen zu können, werden PIN-Photodioden benutzt. Alternative Prinzipien, wie Gasdrahtkammern oder Vielstreifendetektoren, sind nicht gut für dieses Experiment geeignet. Gasdrahtkammern sind nur schlecht an das Vakuum der Streukammer anzukoppeln, während Vielstreifendetektoren Übersprechen von Streifen zu Streifen zeigen können [Tsc93].

Das Prinzip der Detektion von Elektronen in PIN-Dioden wird in Abschnitt 1 erläutert. Der erzeugte Ladungsimpuls wird dann vorverstärkt (Abschnitt 2) und schließlich zur Signalverbesserung mit einem pulsformenden Hauptverstärker aufbereitet, auf dessen Wirkungsweise in Abschnitt 3 eingegangen wird.

Die Ortsauflösung wird durch die Verwendung mehrerer Einzeldetektoren in einem Array erzielt. Abbildung 3 zeigt das bislang verwendete Array mit Photodioden, die eine aktive Fläche von 10 x 10 mm^2 besitzen. Die Mittelpunkte sind jeweils 13 mm voneinander entfernt.

Eine Erhöhung der Winkelauflösung ist entweder durch die Vergrößerung des Abstandes des Detektors von der Probe, oder durch ein Array mit kleineren Diodenflächen möglich. Der von einer Diode gemessene Winkelbereich $\Delta\theta$ errechnet sich mit dem Abstand der Dioden b und des Abstandes von der Probe l zu $\Delta\theta$=b/l (θ in Radiant, mit der Näherung sinα=α für kleine α).

[5] Der Wert ist von der Energie der einfallenden Photonen abhängig, hier 180 keV

Eine Diode ist bei dem obigen Detektor, der in einem Abstand von etwa 1,5 m angebracht ist, für einen Winkelbereich von $\Delta\theta$=0,5° zuständig. Eine Verbesserung der Auflösung geht aber immer mit einer Erhöhung der Pixelzahl einher, damit der vermessene Winkelraum nicht kleiner wird. Werden mehr Pixel verwandt, sinkt andererseits die Zählrate für ein einzelnes Raumwinkelelement und erfordert längere Meßzeiten.

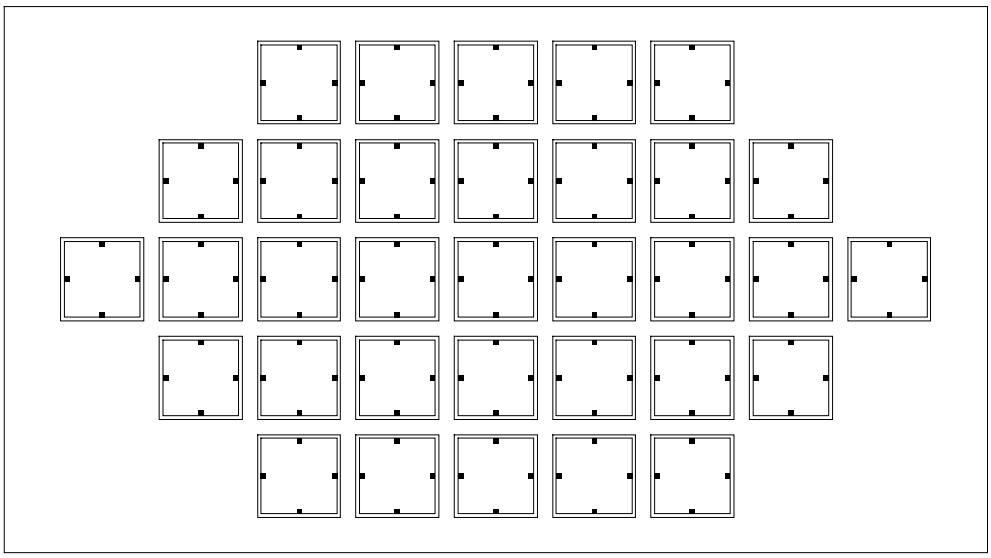


Abbildung 3: *Draufsicht des Dioden-Arrays des beim Desy vorhandenen Elektronendetektors in Originalgröße. Die Dioden haben äußere Abmaße von 11 x 11 mm und ihre Mittelpunkte sind jeweils 13 mm voneinander entfernt.*

Eine Verbesserung der Akzeptanz des Detektors, und damit der Rate der gemessenen Ereignisse pro Pixel ist durch eine Erhöhung der Flächennutzung f möglich. Die Flächennutzung ist der Quotient von aktiver Fläche zu Gesamtfläche. Hat die aktive Diodenfläche eine Kantenlänge von a und der Abstand der Diodenmitten beträgt b, so ist die Flächennutzung

$$f = \frac{a^2}{b^2}. \tag{13}$$

Dieser Wert ist bei dem vorhandenen Detektor f=0,59. Es können also nur 59% der Elektronen wirklich nachgewiesen werden.

2.3.1. PIN-Dioden

Hier soll gezeigt werden, welche Vorgänge bei der Detektion in pn-Dioden ablaufen. Danach wird auf die Besonderheiten von PIN-Dioden im Vergleich zu normalen pn-Dioden eingegangen.

Bei pn-Dioden wird der Sperrschicht-Photoeffekt von pn-Halbleiterübergängen ausgenutzt, um Strahlung nachzuweisen. Hierbei wird an die Diode eine Spannung in Sperrichtung angelegt. Diese vergrößert die aufgrund der unterschiedlichen Dotierungen vorhandene Raumladungszone (RLZ). Wird ein Elektron im Bereich der RLZ aus dem Leitungs- in das Valenz-

band angehoben, so werden das Elektron und das entstandene Loch räumlich durch das elektrische Feld getrennt. Die Bewegung der Ladungsträger im Feld erzeugt einen Influenzstrom, den Photostrom i_{ph}. An den Anschlüssen der Diode ist dieser zusammen mit dem Dunkelstrom meßbar. Beschreiben wir den Dunkelstrom nach Shokley, erhalten wir für den gemessenen Strom i

$$i = I_S \left[\exp\left(\frac{U}{U_T} \right) - 1 \right] - i_{ph} . \tag{14}$$

Der Dunkelstrom ist zeitlich konstant und nur von der Sperrspannung abhängig. Der Photostrom ist jedoch, solange keine konstante Bestrahlung vorliegt, zeitlich variant. Wenn sich Ladungsträger in der RLZ bewegen, ist der Strom meßbar. Erreichen die Ladungsträger den RLZ-Rand, so hört der Strom auf.

Wird ein einzelnes Photon in den Halbleiter gestrahlt, so kann dieses ein Elektron des Valenzbandes anregen (sofern es genug Energie besitzt, damit das Elektron die Bandlücke überqueren kann). Es gibt seine Energie an das Elektron ab (siehe Abb. 4a). Geschieht dies innerhalb der RLZ, kann der Effekt durch den Photostrom nachgewiesen werden. Wenn die Erregung jedoch nicht in der RLZ stattfindet, werden die beiden Ladungsträger nicht getrennt und vernichten sich nach der Ladungsträgerlebensdauer τ_e wieder; insbesondere fließt kein Photostrom.

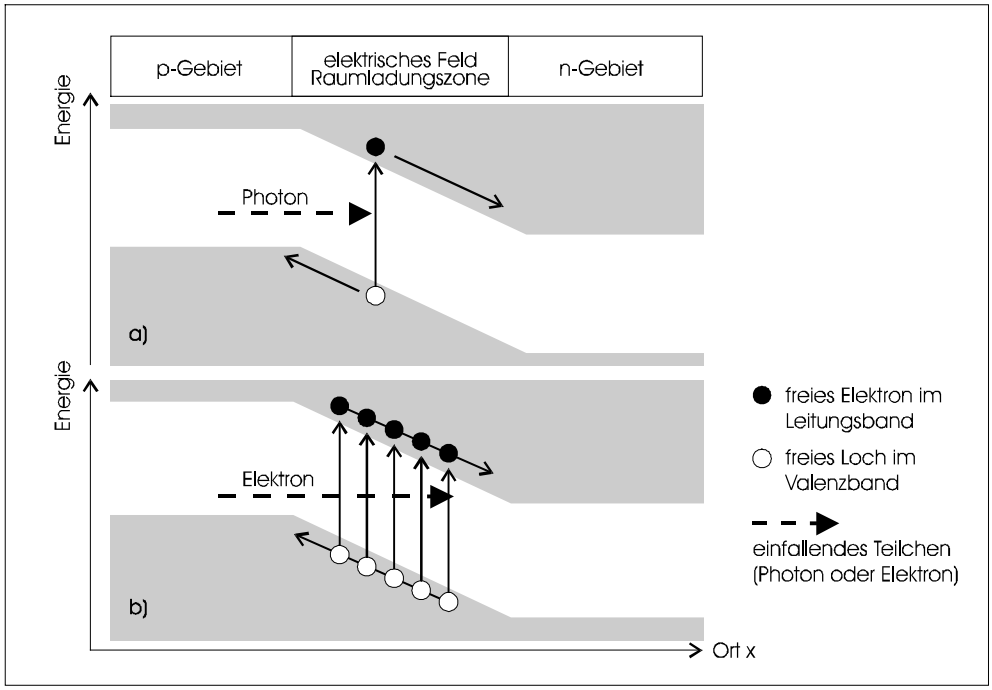


Abbildung 4: *Prinzip des Sperrschicht-Photoeffektes in Halbleitern*

Ein in den Halbleiter eindringendes Elektron erzeugt eine ganze Reihe von Paaren, deren Anzahl proportional zur Anfangsenergie des einfliegenden Elektrons ist. Es gibt seine Energie sukzessive an Valenzbandelektronen ab, die ins Leitungsband wechseln (Abb. 4b). Befinden sich die Ladungsträgerpaare in der RLZ, erzeugen sie zusammen einen Influenzstrom, dessen Stärke proportional zur Anzahl der Paare ist. Gibt das einfliegende Elektron also seine Energie

vollständig und nur an Elektronen *in* der RLZ ab, so ist die Energie, die es zu Beginn hatte, durch dem Photostrom meßbar.

In normalen pn-Dioden ist die räumliche Ausdehnung der RLZ sehr gering. Typische Werte sind einige wenige µm. Für die vollständige Absorbtion der Energie der einfliegenden Elektronen, die in unserem Fall bei 70 keV liegt, sind jedoch Strecken erforderlich, die mindestens eine Größenordung höher liegen. Eine Vergrößerung der RLZ durch Erhöhung der Sperrspannung ist einerseits durch die Durchschlagfestigkeit begrenzt, und zusätzlich verschlechtert sich das Zeitverhalten durch Diffusionsanteile des Photostroms [Blu95]. Es werden also PIN-Dioden verwendet, die es erlauben, die RLZ durch den kompletten Halbleiter auszudehnen und somit annähernd eine Steigerung der Weite um zwei Größenordnungen bewirken.

Zwischen den n- und p-Gebieten liegt bei diesem Typ von Photodioden eine quasiintrinsische Schicht. Sie wird zumeist aus undotiertem Substratmaterial gebildet und ist entweder schwach n (n^-) oder p (p^-) dotiert. Ist keine Spannung in Sperrichtung angelegt, bilden sich, wie in Abbildung 5a gezeigt, an den Dotiersprüngen zwei kleine RLZ aus. Mit Sperrspannung vereinigen sich diese jedoch zu einer großen RLZ, die das gesamte intrinsische Gebiet umfaßt (Abb. 5b). Die Kapazität der Diode wird nun auch minimal (vergl. Formel 17).

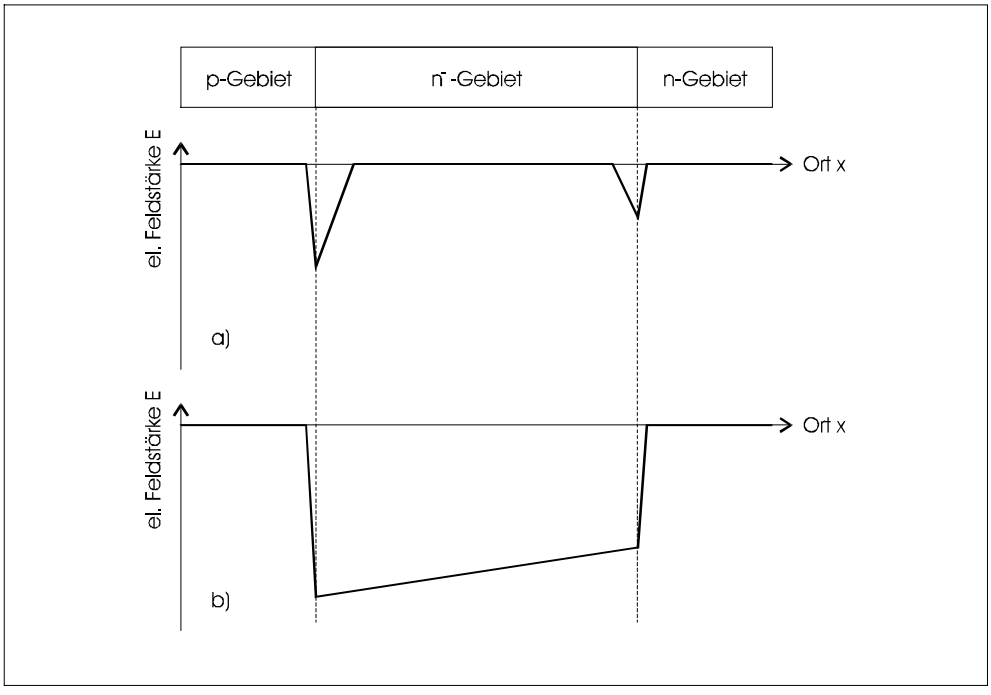


Abbildung 5: *Ausbildung des elektrischen Feldes in PIN-Dioden ohne externe Spannung (a) und mit Spannung in Sperrichtung (b)*

Die Weite ist in diesem Fall nur von der Dicke der Mittelschicht abhängig, die beim Produktionsprozeß bestimmt werden kann. Im Maximalfall sind die p- und n-Gebiete jeweils von oben beziehungsweise unten in den Halbleiter eindiffundiert. Als intrinsische Schicht und damit RLZ steht dann fast die gesamte Tiefe des Kristalls zur Verfügung. Diese beträgt üblicherweise zwischen 300 µm und 500 µm.

2.3.2. Ladungsverstärker

Der von den Photodioden beim Eindringen eines Elektrons erzeugte Ladungspuls soll nun gemessen werden. Das Signal der Diode besitzt eine hohe Impedanz, so daß der nachfolgende Verstärker ebenfalls eine hohe Impedanz besitzen sollte. Ein als Integrierer geschalteter Operationsverstärker (OP) besitzt diese Eigenschaft. Er integriert den schwachen Ladungspuls und erzeugt eine proportionale Spannung mir geringer Impedanz, die leicht weiterverarbeitet werden kann. Durch diese Betriebsart nennt man einen solchen Verstärker auch Ladungs-(empfindlicher)verstärker (LeV).

2.3.2.1. Funktionsprinzip

Die Photodiode wird im Betrieb mit einer Gleichspannung zum Aufbau der RLZ versorgt. Damit keine von einem gemessenen Elektron erzeugte Ladung Q über die Diodenspannungs-versorgung abfließt, wird diese sehr hochohmig über einen Widerstand R_{HV} angeschlossen. Der Ladungsverstärker soll nur den Ladungspuls erhalten, wird also gleichspannungsmäßig mit einem Kondensator C_k abgekoppelt.

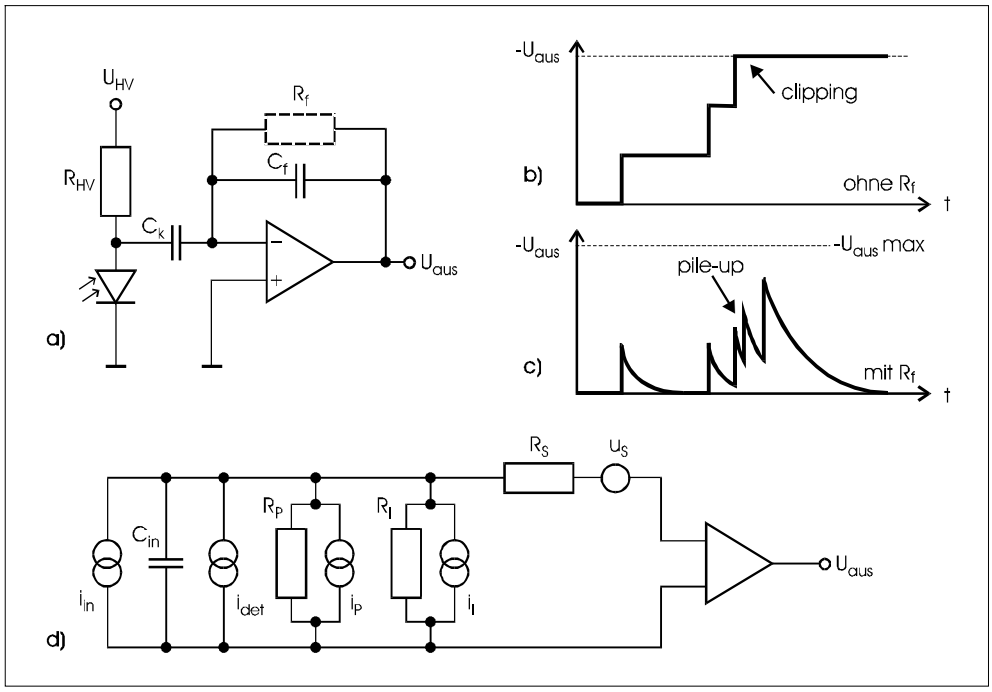


Abbildung 6: *Prinzipschaltbild eines Ladungsverstärkers (a) und des Ausgangssignals ohne (b) und mit (c) Entladewiderstand R_f. Teilbild (d) zeigt das Kleinsignalmodell mit eingetragenen Rauschquellen.*

Dieser ist direkt mit dem negativen Eingang des OPs verbunden. Der positive Eingang liegt auf Masse. Durch den Kondensator C_k übertragener Strom kann nicht in den hochohmigen Eingang des OPs fließen, sondern gelangt in den Integrationskondensator C_f, der geladen wird.

Seine linke Seite liegt quasi an Masse, die gesamte durch die Ladung entstandene Spannung $U_{aus}=-Q/C_f$ wird am Ausgang meßbar (Abbildung 6a).

Allerdings läuft die Ausgangsspannung selbst ohne Eingangssignal an die Aussteuergrenze (clipping), weil Offsetspannung und Eingangsruhestrom des OP ebenso integriert werden [Kor95]. Dieser Effekt, der auch nach der Integration einiger Eingangspulse auftritt (Abb. 6b), wird durch den Widerstand R_f verhindert (Abb. 6c), der den Kondensator C_f laufend entlädt. Alternative Verfahren sind das rhythmische Entladen des Kondensators durch Belichten des Eingangstransistors des Verstärkers [Gou70] oder Ausnutzen des Leckstroms[6] desselben [Ela72].

Wenn sich Signale häufen, so daß der Kondensator C_f bei einem neuen Puls noch nicht entladen ist, erreicht die Ausgangsspannung höhere Werte als erwartet (pile-up-Effekt in Abb. 6c). Als Grenzfrequenz $f_{pile\text{-}up}$ der Ereignisse kann in etwa angesetzt werden

$$f_{pile-up} = \frac{1}{5\tau_f} = \frac{1}{5R_f C_f}. \qquad (15)$$

Bei den bislang verwendeten kommerziellen Verstärkern liegt $f_{pile\text{-}up}$ bei 2 kHz[7].

2.3.2.2. Rauschquellen

Der Ladungsverstärker verursacht nur einen Teil des Gesamtrauschens des Detektors. Folgende Effekte verschlechtern die Genauigkeit in der Energiebestimmung; außer Punkt 1 und 2 sind es auch die Ursachen für das Grundrauschen:

1. Schwankung der erzeugten Ladungsträger je Ereignis
2. Schwankung der Nachweiseffizienz
3. Rauchen des Detektorstroms im Volumen
4. Oberflächenrauschen des Detektors
5. Rauschen der Verstärkerelektronik

Hier soll nun auf das Rauschen der Verstärkerelektronik eingegangen werden. Das Kleinsignalmodell des Verstärkers ist in Abbildung 6d dargestellt. Der zu messende, durch ein einfliegendes Elektron erzeugte Strompuls ist i_{in}. C_{in} ist die Summe der beteiligten Kapazitäten: Detektor-Kapazität C_j, Gate-Source-Kapazität des Eingangstransistors C_{GS}, Integrationskondensator C_f, Koppelkondensator C_K und weitere Streukapazitäten C_X. Die Rauschstromquelle i_{det} ist die Summe vom Rauschstrom im Detektorsperrstrom i_d und im Gate-Strom i_{gs} des Eingangstransistors. R_P repräsentiert den Rückkopplungswiderstand R_f und den Widerstand R_{HV} in der Detektorversorgung $R_P=R_f//R_{HV}$; i_P deren Rauschströme. Der Strom i_l symbolisiert die Leckströme in den verschiedenen Komponenten von C_{in} und zum Beispiel durch das Platinenmaterial. R_l stellt den dazugehörigen Innenwiderstand dar. Der Serienwiderstand R_S wird gebildet durch Reihenschaltung vom Innenwiderstand der Detektordiode und dem Kanalwiderstands des Eingangstransistors; die Rauschspannung u_S entsteht über R_S.

---

[6] Ein hierauf basierendes Detektorsystem findet sich in [Ger83].

[7] Die Verstärker wurden modifiziert. R5 des im Anhang gegebenen Schaltplans wurde durch 20 MΩ ersetzt.

Der Eingangstransistor erzeugt noch eine zusätzliche Rauschspannung u_f (Flicker-Noise), die auf Schwankungen der Leitfähigkeit beruht und hier nicht näher betrachtet werden soll.

Von besonderem Interesse ist die Temperaturabhängigkeit der Rauschbestandteile. In [Wei92] ist der Ansatz für die Energieauflösung ΔE gegeben durch

$$\Delta E \propto \sqrt{\left(\frac{kT \cdot R_S}{2q^2\tau} + \frac{A_f}{2q^2}\right) C_{in}^2 + \frac{kT\tau}{2q^2 \cdot R_P} + \frac{\tau\left(i_d + i_{gs}\right)}{4q} + \frac{kT\sum_j D_j C_{in,j}}{\pi q^2}} \,. \qquad (16)$$

Hierbei sind k die Bolzmannkonstante, T die absolute Temperatur, q die Elektronenladung und A_f die Flicker-Noise-Konstante des Eingangstransistors. D_j sind die Verlustfaktoren der einzelnen C_j. Üblicherweise wird nach dem Ladungsverstärker ein Bandpaßfilter zur Rauschverbesserung eingesetzt, dessen Zeitkonstante hier mit τ angesetzt ist.

Die ersten beiden Terme sind stark von C_{in} abhängig und entsprechen den Serien-Rauschquellen. Die anderen Terme stammen von den Parallel-Rauschquellen. Der erste, dritte und fünfte Term ist linear abhängig von der Temperatur, während i_d und i_{gs}, die den vierten Term bestimmen, sogar exponentiell von T abhängen.

Um ein möglichst geringes Rauschen des Verstärkers zu erzielen, ist C_{in} also so stark wie möglich zu verkleinern. Ein Kühlen auf 75 K sollte außerdem alle Rauschquellen, außer dem Flicker-Noise, um den Faktor 4 vermindern.

2.3.3. Signalformung und weitere -Verarbeitung

Wollte man die Amplitude direkt am Verstärkerausgang abnehmen, so müßte man die gesamte Signalhistorie berücksichtigen, da der Integrationskondensator zu keiner Zeit vollständig entladen ist. Man verwendet daher Filter, die zeitlich begrenzte Pulse liefern. Wegen des großen Rauschspektrums des Verstärkers kommt hierfür nur ein Bandpaß in Betracht, üblicherweise ein Bessel-Filter [Fal97]. Die Spannungspulse sind hiernach semi-gaußförmig, haben eine definierte Länge und ihr Maximum entspricht der Energie des eingefallenen Elektrons. Die Zeitkonstante τ, die beispielsweise bei CR-RC-Bandpässen den Zeitkonstanten der beiden RC-Kombinationen entspricht, muß experimentell optimiert werden, da unbekannte Faktoren wie R_S aus Abbildung 6d berücksichtigt werden müssen. Für Elektronendetektion mit PIN-Dioden sind im allgemeinen die besten Zeitkonstanten zwischen 1 µs und 6 µs zu erwarten.

Der für die Versuche eingesetzte Filter, ein pulsformender Verstärker[8] bot nur drei feste Zeitkonstanten von 0,5 µs, 1,5 µs und 3 µs. Die besten Ergebnisse wurden mit 3 µs erzielt.

Bei einem (γ, eγ)-Experiment wird bei Eintreten eines Photonenereignisses geprüft, ob zugleich ein Signal an einem Pixel des Elektronendetektor anliegt, welches in dem erwarteten Energiebereich liegt. In Abbildung 7 ist ein Spektrum der Elektronenenergien während eines solchen

[8] EG&G Ortec, Timing Single-Channel Analyzer (TSCA) Model 590A

Experimentes zu sehen. Die gesuchten Elektronenereignisse liegen zwischen 50 keV und 100 keV. Im niedrigeren Energiebereich ist das Rauschen zu sehen. Der Peak im hohen Bereich bei 180 keV stammt von Elektronen, die durch den äußeren Photoeffekt[9] aus dem Festkörper geschlagen wurden; sie besitzen bis auf die Bindungsenergie dieselbe Energie wie die eingestrahlten Photonen.

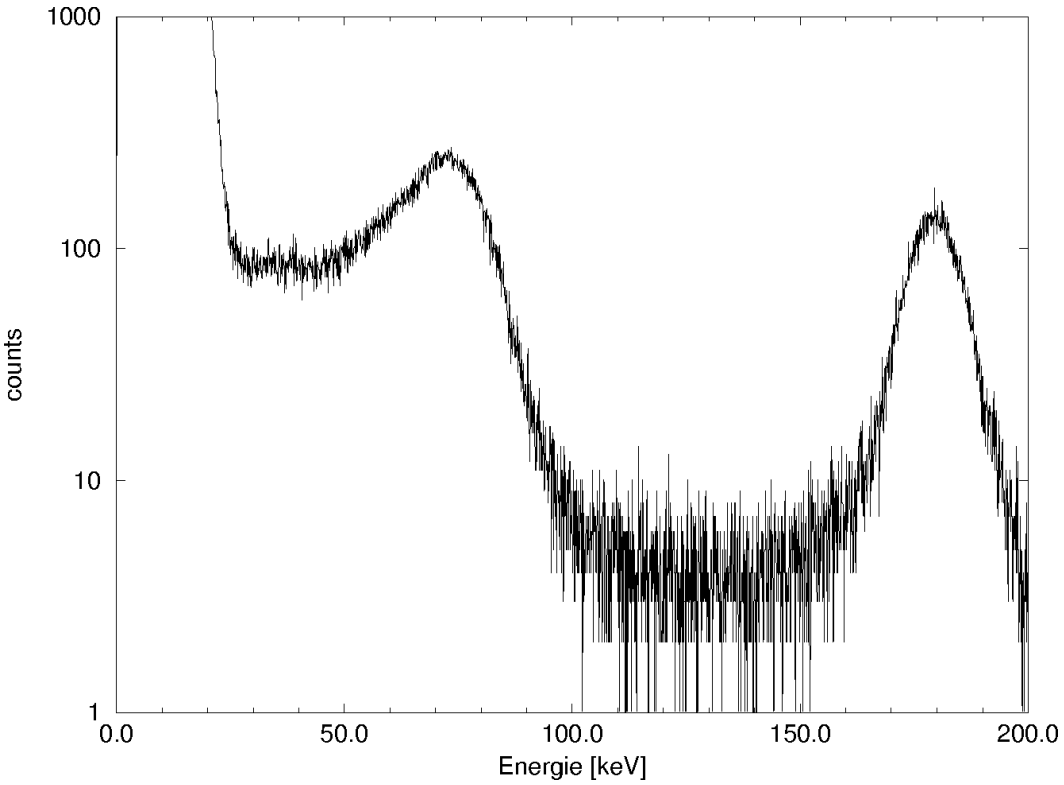


Abbildung 7: *Spektrum der Elektronen während einer (γ, eγ)-Messung an Kupfer [Sat97b]. Unter 25 keV dominiert das Grundrauschen des Detektors. Der linke Peak bei 70 keV entstand durch Elektronen, die an Comptonprozessen beteiligt waren. Durch vom Photoeffekt ausgelöste Elektronen entstand der rechte Peak.*

Um ein solches Spektrum aufzunehmen, benötigt man einen Spitzenwert-Analog-Digital-wandler (Peak-Sensing ADC). Dieser überwacht ständig die Ableitung U' der an seinen Eingang angelegten Spannung U. Hat U' einen Nulldurchgang, so muß ein Spitzenwert (oder ein Sattelpunkt) der Eingangsspannung U vorliegen. Die Höhe der Amplitude von U wird in diesem Augenblick bestimmt, und der Wert digital an ein Histogramm-Analysator (MCA[10]) weitergereicht. Dieser zählt für jeden Spannungswert die Anzahl der Ereignisse. Die Werte werden durch den ADC diskretisiert, üblicherweise mit 13 Bit Auflösung, so daß 8192 Kanäle möglich sind. Die Histogramme können dann in einen Rechner übertragen und weiterver-arbeitet werden.

Die Diagramme wie Abbildung 7 besitzen also als Abszisse die Spannung der registrierten Ereignisse, als Ordinate die Anzahl der Ereignisse mit dieser Spannung. Die Spannung

[9] Ein Photon gibt seine Energie vollständig an ein Elektron ab, welches den Festkörper mit der Energie E_{Photon}-E_{Bind} verläßt

[10] Multichannel Analyzer

repräsentiert die Energie des einfliegenden Elektrons. Die Ordinate repräsentiert somit die spektrale Intensität $\partial I \cdot \Delta E / \partial E$ des Elektronenstroms (ΔE = Energiebreite eines Kanals).

Für die Untersuchungen in dieser Arbeit wurden Elektronenspektren eines radioaktiven $^{133}_{56}Ba$-Präparates aufgenommen. Dieses ermöglicht eine Kalibrierung des Detektors, da die Linien des Spektrums bekannt sind. Weiterhin sind einige der Peaks schmal genug, um die Energieauflösung des Detektors bestimmen zu können. Die Auflösung wird als Halbwertsbreite (FWHM[11]) der Energiepeaks bestimmt - dies ist die Breite des Peaks an der Hälfte seines Maximums. In Abbildung 8 ist dieses im Vergleich mit anderen üblichen Verfahren der Pulsbreitenbestimmung dargestellt.

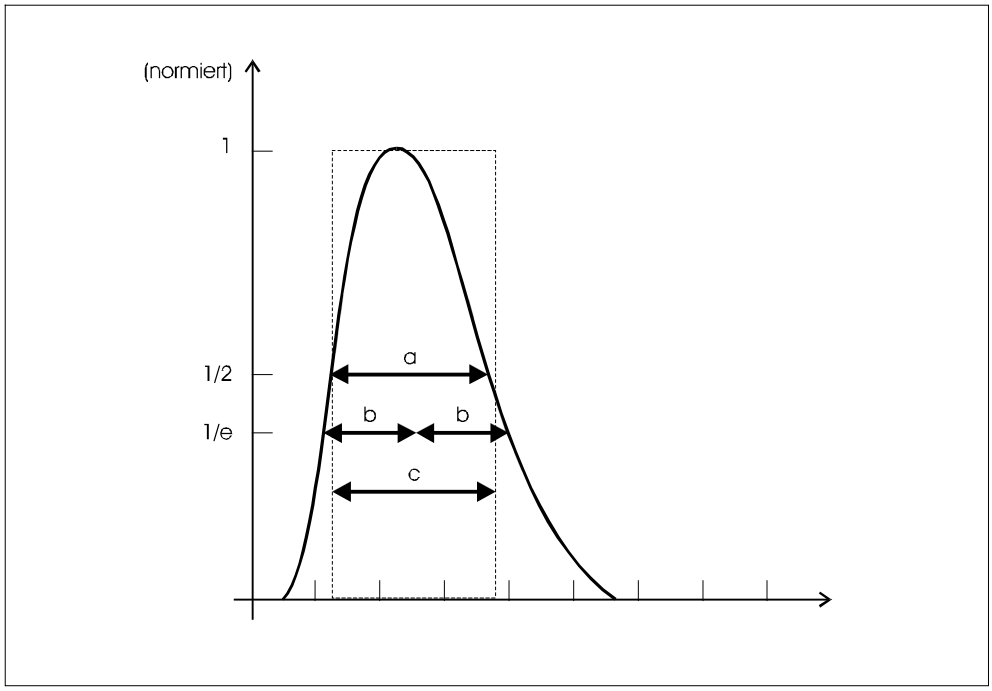


Abbildung 8: *Übliche Verfahren zur Bestimmung von Pulsbreiten. Die Halbwertsbreite (a) ist die Breite des Pulses an der Hälfte seines Maximums. Die 1/e-Breite (b) entspricht der halben Breite des Pulses bei 1/e des Maximums. Die Breite des Flächengleichen Rechtecks ist mit (c) dargestellt.*

[11] Full Wide Half Maximum

3. Elektronendetektor für (γ, eγ)-Experiment

Der bislang eingesetzte Elektronendetektor (Desy-Detektor) soll hier im Vergleich mit der Neuentwicklung (FHL-Detektor) vorgestellt werden.

Der in Abbildung 9 dargestellte Vorverstärker wird im Desy-Detektor verwendet und wurde im Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik (MPI) in München entwickelt und von der Firma Schrack, Wien, hergestellt. Er besteht aus einem landungsempfindlichen Verstärker und einem symmetrischen Leitungstreiber. Alle Widerstände wurden in Dickfilmtechnik hergestellt und im Betrieb getrimmt. Als weitere Bauteile erkennt man in SMD[12]-Bauform die Kondensatoren und Transistoren. Das IC enthält 8 einzelne Transistoren. Die nachträglich eingelöteten Widerstände ersetzen mit ihrem Gesamtwiderstand von 20 MΩ den mit 2 MΩ vorgesehenen Rückkoppelwiderstand R_f.

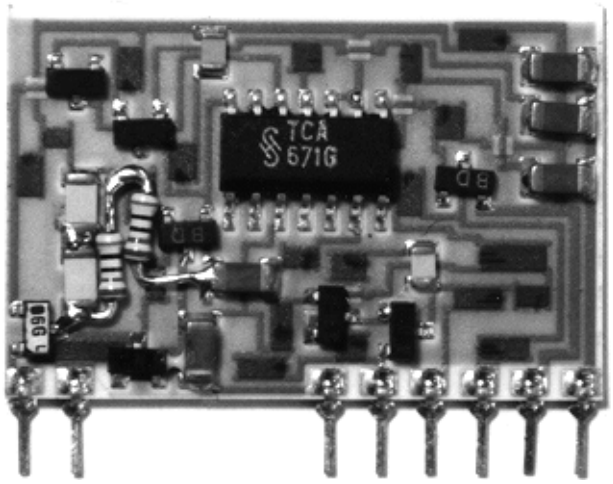


Abbildung 9: *Kommerzieller Ladungsverstärker in Hybridbauweise*

Der Schaltplan des Verstärkers ist im Anhang beigefügt und zeigt den diskreten Aufbau - es wurden keine höherintegrierten ICs verwandt.

Die Entwicklung des Vorverstärkers für den FHL-Detektor erfolgte in Kooperation von Hasylab und der Fachhochschule Lübeck [Pol97]. Er besteht im wesentlichen aus zwei ICs, einem Operationsverstärker (OP) und einem symmetrischen Leitungstreiber. Die symmetrische Signalübertragung wurde von dem MPI-Vorverstärker übernommen. Zunächst sollten von der FH-Lübeck nur Ersatzmodule für diese hergestellt werden, wodurch sich die Notwendigkeit für diese Art der Signalübertragung ergab. In Abbildung 10 ist ein leicht vereinfachtes Schaltbild dargestellt, im Anhang findet sich ein ausführliches.

[12] Surface Mounted Device

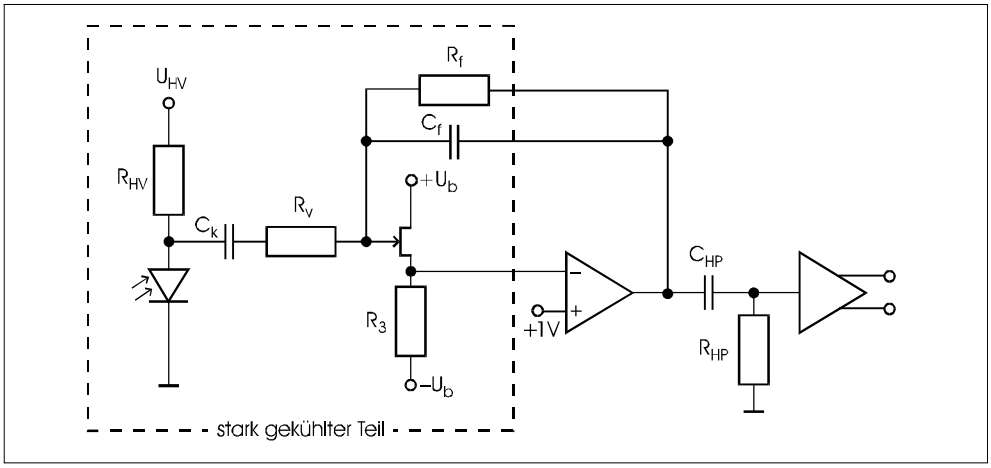


Abbildung 10: *Vereinfachtes Schaltbild des neuentwickelten Ladungsverstärkers*

Vor den negativen Eingang des OPs ist ein rauscharmer Feldeffekttransistor geschaltet, um den Eingangswiderstand des OPs zu erhöhen. Außerdem eröffnet sich so die Möglichkeit diesen Transistor stark zu kühlen um sein Rauschen zu minimieren. Während der Feldeffekttransistor bei einer Temperatur von etwa 90 K bis 120 K am rauschärmsten arbeitet [Ger83], sind die Transistoren der ICs bei diesen Temperaturen nicht funktionsfähig, da sich dann das Halbleitermaterial noch nicht in der Störstellensättigung befindet.

Der Ladungsverstärker wurde also in zwei Temperaturbereiche geteilt. Der links dargestellte 'kalte' Bereich enthält alle Bauteile, die auch bei Temperaturen in der Nähe des flüssigen Stickstoffs arbeiten. Diese werden entsprechend gekühlt. Das Absenken der Temperatur der Widerstände sollte deren thermisches Rauschen verringern. Im rechten 'warmen' Teil des Verstärkers sind Elemente zusammengefaßt, die in der Nähe von Raumtemperatur betrieben werden müssen (siehe auch Abbildung 11).

Der Hochpaß zwischen OP und Leitungstreiber, der aus R_{HP} und C_{HP} besteht, soll einen Gleichspannungs-Offset auf den Leitungen verhindern. Seine Grenzfrequenz liegt bei 180 Hz und stört die Übertragung des Nutzsignales nicht. Ein Offset auf den mit 50 Ω abgeschlossenen Übertragungsleitungen würde den Leistungsbedarf des Leitungstreibers erhöhen.

Abbildung 11: *Zweiermodul des FHL-Ladungsverstärkers*

Bei dem bisherigen Detektor befinden sich alle Photodioden zusammen auf einer Platine; diese ist durch eine Flachbandleitung mit einer weiteren Platine verbunden, auf der sich die Hochspannungsversorgung und die Ladungsverstärkermodule befinden. Um eine größere Flexibilität zu erreichen, sollte die Neuentwicklung wenige Pixel zu autarken Modulen zusammenfassen, die wie bei einem Baukastensystem beliebig angeordnet und im Fehlerfall auch getauscht werden können. So wurden die Ladungsverstärker zu Zweiergruppen

zusammengefaßt (Abb. 11). Jeweils zwei dieser Baugruppen sind mit einer Diodenplatine verbunden, die also vier Dioden trägt. Die Anordnung ist U-förmig: Der schmale Diodenträger wird flankiert von den beiden senkrecht dazu stehenden Ladungsverstärkern (Abb. 14).

Der 'kalte' Teil soll separat vom 'warmen' gekühlt werden können. Jedoch muß auch vom 'warmen' Teil Verlustleistung abgeführt werden, die zum größten Teil vom Leitungstreiber umgesetzt wird. Das ganze System befindet sich im Vakuum, eine Wärmeabfuhr durch Konfektion ist nicht möglich. Also wird dieser Teil durch eine mit Kühlwasser temperierte Platte bei der Wärmeabfuhr unterstützt.

Die Vorteile des FHL-Detektors sind also:
1. modularer Aufbau aus 4er Funktionsgruppen
2. mögliche starke Kühlung zur Rauschverminderung der Eingangsbauteile wie PIN-Diode, FET und Widerständen
3. variable Diodenbefestigung

4. Aufbau und Leistungsmerkmale

Der Aufbau, mit dem die Leistungsdaten des neuen Detektors ermittelt wurden, ist schematisch in Abbildung 12 dargestellt: Ein Elektron aus der radioaktiven Quelle gelangte in den Halbleiter der Detektordiode. Hier baute es seine Energie durch die Erzeugung einer Anzahl Ladungsträgerpaare ab. Die Paare wurden durch das anliegende elektrische Feld getrennt und erzeugten einen Ladungspuls. Der Ladungsverstärker integrierte diesen und wandelte ihn in eine Spannung um. Nach dem Leitungstreiber wurde dieses Spannungssignal nun einmal normal und einmal invertiert vom Ort des Detektors zum Ort der Auswertelektronik geführt (symmetrische Übertragung). Hierzu diente ein Kabel mit abgeschirmtem verdrillten Aderpaar (STP[13]). Die Strecke betrug bei den Versuchen 1,8 m.

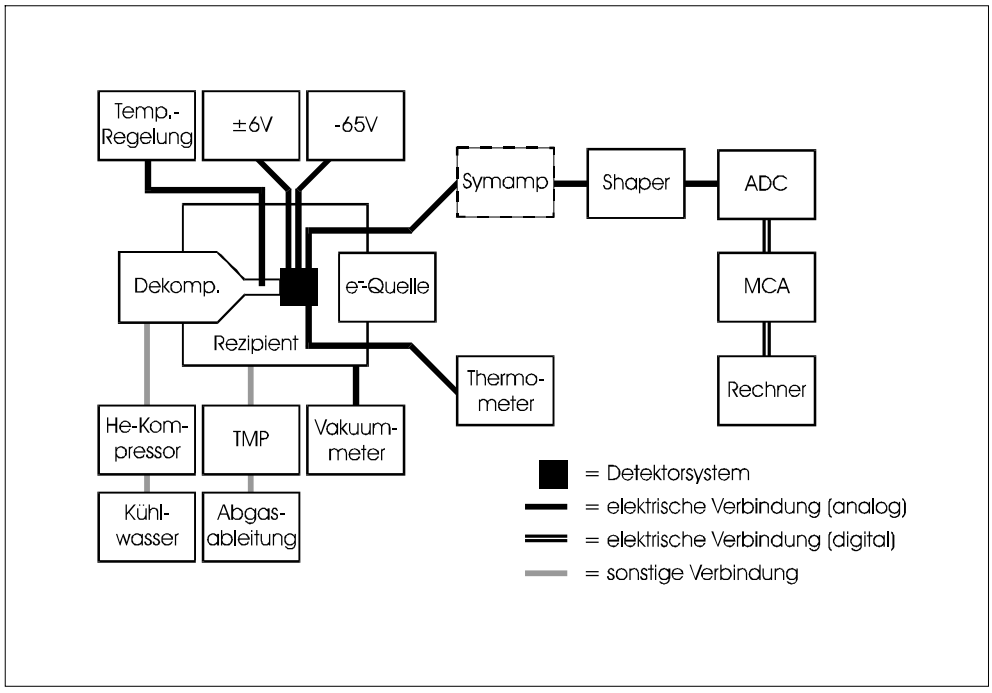


Abbildung 12: *Blockschaltbild des Testaufbaus*

In dem 19"-Rahmen, der die Auswertelektronik enthielt, befanden sich vier Einschübe: Neben der Hochspannungsquelle für die Vorspannung der Diode war dies ein Symmetrieverstärker[14], der das symmetrische Signal der STP-Leitung in ein asymmetrisches auf koaxialen Medien wandelt. Ein weiterer Einschub war der Hauptverstärker[15]. Hier konnte das Signal um einen Faktor zwischen 5fach und 1250fach verstärkt werden. Zusätzlich wurde es hier durch einen Bandpaß gefiltert und pulsgeformt. Als letztes befand sich ein Peak-Sensing Analog-Digital-Wandler[16] im Rahmen. Die von diesem gemessenen Peaks wurden digital an einen Histo-

[13] Shielded Twisted Pair
[14] Eine Entwicklung der Universität München
[15] EG&G Ortec Model 590A - Amplifier and Timing Single-.Channel Analyzer
[16] Canberra ADC Model 8701

gramm-Analysator übergeben. Die Histogramme wurden dann über eine V24-Schnittstelle ausgelesen und in einem Computer weiterverarbeitet. Diese Daten wurden durch ein vom Autor entwickeltes Programm dekodiert und konnten dann mit einer beliebigen Software[17] dargestellt werden.

Die Spannungsversorgung des Detektors erfolgt über ein Labornetzgerät der Firma Rhode & Schwarz. Das Vakuum wurde mit einer Turbomolekularpumpe (TMP) erzeugt. Für die Kühlung stand ein Helium-Kompressor/Dekompressor-System zur Verfügung. Zusätzlich konnte die Temperatur durch eine geregelte Heizung beeinflußt werden.

4.1. Die Testapparatur

Um quantitative Messungen mit dem neu zu entwickelnden Detektorsystem durchführen zu können, mußte eine geeignete Testapparatur entwickelt werden. Sie sollte ein 4er-Element des FHL-Detektors zur Vermessung aufnehmen.

Im wesentlichen hat die Apparatur folgende Kriterien zu erfüllen, um die Erprobung von verschiedenen Detektorversionen unter realitätsnahen Bedingungen zu ermöglichen.

1. Es muß sich ein Vakuum mit einem Druck von maximal einigen 10^{-4} mbar aufbauen lassen. Die geringe Gasmolekülzahl ist erforderlich, da sonst die zu detektierenden Elektronen an diesen streuen und Energie verlieren.
2. Es darf kein Umgebungslicht auf die Photodioden fallen, da diese stark empfindlich für Licht im sichtbaren Wellenlängenbereich sind. Der Strom durch das Licht würde mehrere Größenordnungen über dem der Elektronenimmission liegen und diesen verdecken.
3. Für die separate Kühlung von Dioden und Vorverstärkern sind geeignete, leicht zu handhabende Verfahren zu ermöglichen. Insbesondere muß der Aufbau den erwarteten Temperaturen widerstehen.
4. Der Abstand zwischen Dioden und Vorverstärkern sollte sich um einige Zentimeter variieren lassen, um gegenseitige Beeinflussung der Kühlungen durch Erhöhen des Abstandes nachträglich ausschließen zu können.

Die entwickelte Apparatur ist in Abbildung 13 zu sehen. Rechts unten befindet sich der Rezipient, in den von vorne die Kühlwasserzu- und Ableitungen sowie die elektrischen Versorgungen führen. Die radioaktive Quelle befindet sich im Flansch gegenüber. Links ist das Kühlaggregat angekoppelt. Die beiden Geräte oben am Rohrturm sind die Druckmeßröhren. Der Wellschlauch führt zum Pumpstand.

[17] Es wurde das frei verfügbare Datenanalyseprogramm ACEgr verwendet.

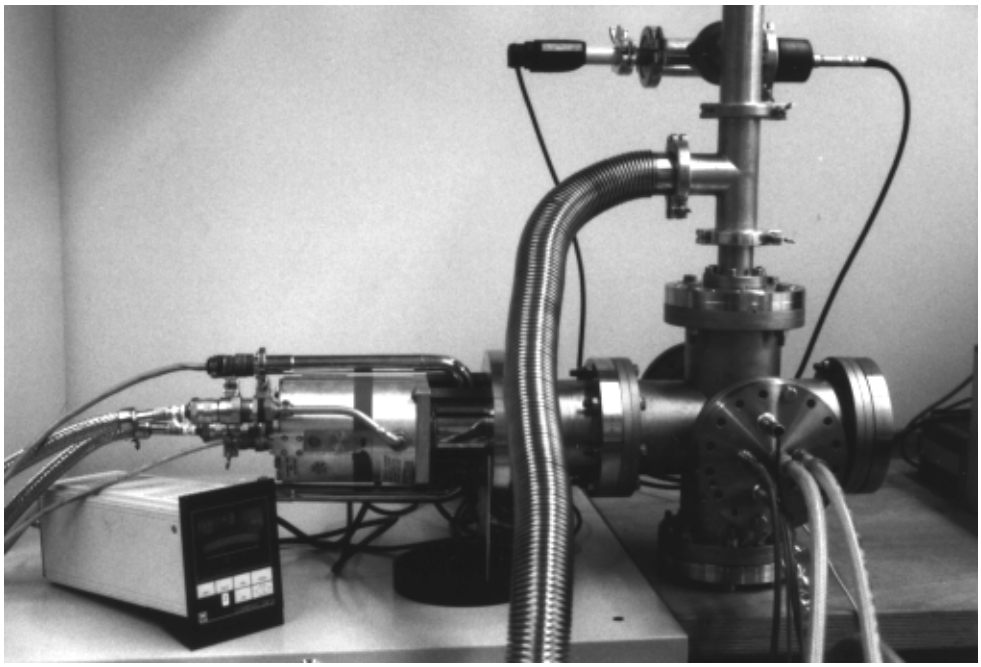


Abbildung 13: *Die Testapparatur in Betrieb*

Der verwendete Pumpstand der Firma Pfeiffer Vacuum beinhaltet eine Turbomolekularpumpe nebst Steuergerät und eine trockenlaufende Membranvorpumpe. Diese Konfiguration hat den Vorteil, daß kein Vorpumpenöl im ausgeschalteten Zustand durch die TMP in den Rezipienten gelangen kann, da die Vorpumpe gar kein Öl beinhaltet. Normale Öl-Drehschieber-Vorpumpen erzeugen stets kontaminierte Vakua. Außerdem sind bei dieser Lösung keine Abgasschläuche notwendig. In Tabelle 1 ist ein typischer Druckverlauf beim Pumpen angegeben.

Zeit	Zeitdauer [min]	Druck [mbar]
17:45	0	1000
18:03	18	$3 \cdot 10^{-3}$
18:17	32	$8 \cdot 10^{-4}$
19:12	87	$5{,}8 \cdot 10^{-4}$
19:36	111	$5{,}1 \cdot 10^{-4}$
9:45, nächster Tag	960	$4 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 1: *Druckverlauf beim Evakuieren des Testaufbaus*

Zur Verdeutlichung des inneren Aufbaus zeigt Abbildung 14 einen Schnitt durch den Rezipienten. In der rechten Hälfte ist der grobe Aufbau des zweigeteilten Detektorhalters zu sehen.

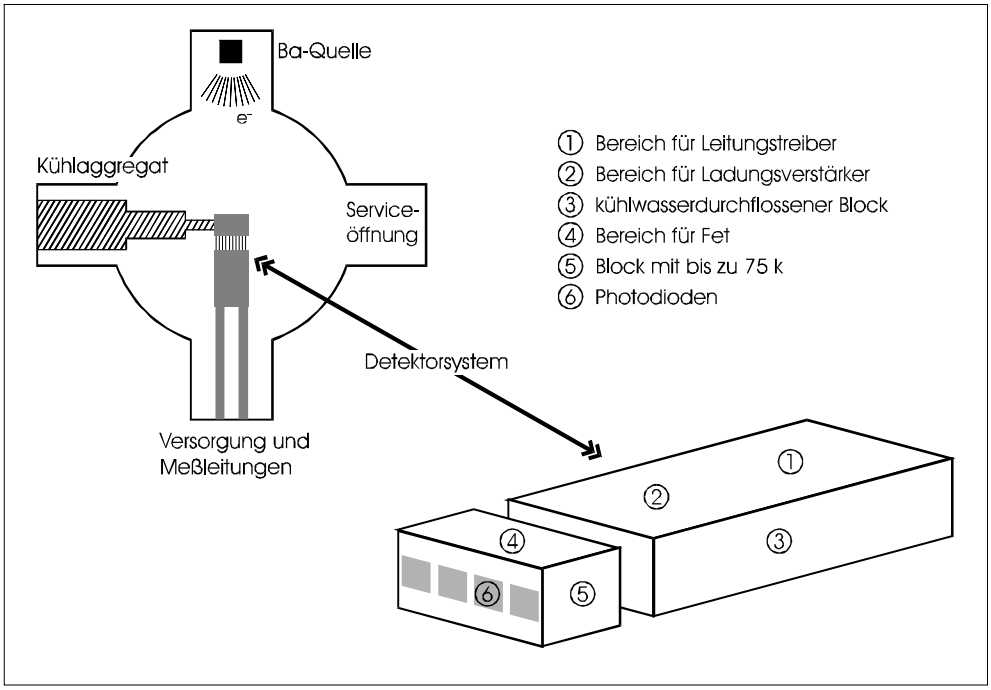


Abbildung 14: *Schematisches Schnittbild durch den Rezipienten*

Im folgenden sind die wesentlichen Komponenten näher beschrieben.

4.1.1. Rezipient

Als Rezipient wurde ein Vakuum-Kreuzrohrstück mit sechs CF100 Hochvakuum-Flanschen[18] verwendet. Die Nennweite von 100 mm läßt genug Raum für den Detektorhalter. Jeder Flansch weist in eine der Raumrichtungen x, y, z, -x, -y, -z. Dazu wurden bereits vorhandene Adapter für die Einführung des Kühlaggregates in den Rezipienten und zum Anschluß an KF25 Vakuumkleinflansche[19] verwendet. Über die Kleinflansche wurde ein Druckmeßgerät und ein Pumpstand angeschlossen. Da nur Drücke im Bereich über 10^{-5} mbar erreicht werden sollen, wurden statt der üblichen Kupfer-Flachdichtringe wiederverwendbare aus Viton eingesetzt. Diese ermöglichen ein Öffnen und Schließen der Flansche, ohne jedesmal die Dichtungen ersetzen zu müssen; es fällt kein Kupferabfall an.

4.1.2. Closed-Cycle Kühlung

Für die Kühlung der Photodioden wurde ein 'Closed-Cycle' Helium-Kühlaggregat[20] eingesetzt. Der Hersteller APD Cryogenics Inc. gibt an [APD], daß hiermit Temperaturen von 4 K erreicht werden können. Temperaturen von 10 K werden typischerweise mit diesem Gerät ohne Schwierigkeiten erreicht [Clo97].

---

[18] Eine Anschlußnorm mit metallischen Dichtringen.
[19] Eine Anschlußnorm mit Schnellverschluß und Kunststoffdichtringen.
[20] Type HC-2

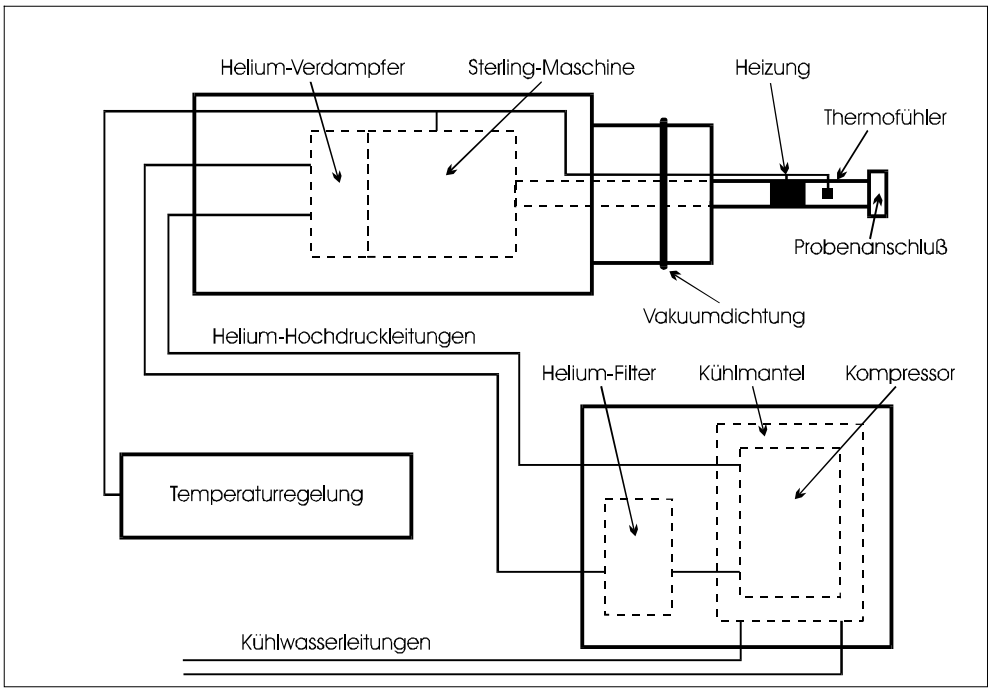


Abbildung 15: *Schema des Kühlaggregates*

Das Kühlaggregat besteht aus zwei Teilen: einem Helium-Kompressor und einem Dekompressor, die über Hochdruckleitungen miteinander verbunden sind. Im Kompressor wird Helium verdichtet und mit Kühlwasser die dabei entstehende Wärme entzogen. Verschmutzungen, wie der Schmierstoff des Kompressors, werden herausgefiltert, da diese im Dekompressionskopf ausfrieren und so die Funktion beeinträchtigen oder verhindern können. Über eine Hochdruckleitung gelangt das Helium in den Dekompressor. In diesem befindet sich eine Sterling-Maschine. Der linksläufige Sterling-Prozeß pumpt mit der durch einen Elektromotor zugeführten mechanischen Energie Wärme von der kalten zur warmen Seite. Diese wird mit dem expandierenden Helium abgeführt. Das Helium gelangt nun wieder über die Hochdruckleitungen in den Kompressor. Hier wird es gesammelt, gekühlt und erneut komprimiert.

Um eine bestimmte Temperatur zu erreichen, wird nicht die Kühlleistung verändert. Die Kühlung läuft statt dessen ununterbrochen, und mittels einer Heizung nahe der Probe wird die Temperatur geregelt. Hierzu dient ein Temperatur Controller[21] der Firma LakeShore. Diese Vorgehensweise hat den Vorteil, daß die Temperatur wesentlich genauer gehalten werden kann, da die Trägheit der Regelung klein ist. Ein Nachteil des Kühlaggregates sind die leichten Erschütterungen, die von der arbeitenden Sterling-Maschine über den Probenhalter direkt an die Probe - die Photodioden und den kalten Teil des Vorverstärkers - abgegeben werden. Hier sind Mikrophonie-Effekte zu befürchten. Alternativ kann die Temperatur weniger genau, aber erschütterungsfrei, erzeugt werden, indem der Temperaturregler deaktiviert und die Kühlung manuell durch Ein- und Ausschalten des Kompressors geregelt wird. Messungen werden dann nur in den Betriebspausen durchgeführt.

[21] Autotuning Temperature Controller Model 330

Zeit	Zeitdauer [min]	Temperatur [°C]	Temperaturgradient [mK/s]
15:48	0	+18	–
16:25	37	–114	59
17:02	74	–200	39

Tabelle 2: *Geschwindigkeit der Temperaturabnahme*

In Tabelle 2 ist der Temperaturabfall über die Zeit dargestellt. Eine halbe Stunde nach Erreichen der Solltemperatur wurden die Messungen gestartet.

4.1.3. Detektorhalter

Der Detektorhalter sollte die Photodioden auf ihrem Diodenträger und die zweigeteilten Vorverstärker in der Konfiguration aufnehmen können, die später im Detektorarray herrschen würden. Er mußte also Platz für vier Kanäle besitzen. Desweiteren sollte er eine leichte Montage und Demontage des Detektorsystems ermöglichen. Der 'kalte' und der 'warme' Teil des Detektors dürfen im Betrieb bis auf die Signalleitungen keine Wärmebrücken besitzen. Der wassergekühlte 'warme' Teil sollte zudem in der Position verstellbar sein, um notwendigenfalls thermische Beeinflussungen der beiden Teile nachträglich verminden zu können.

Beide Teile des Detektors sollten auf getrennten Kupferplattformen ruhen. Die 'warme' Plattform wird über Kupferrohre mit Kühlwasser versorgt. Die Kühlschleife wurde aus einem einzelnen Rohr gefertigt, um keine Undichtigkeiten durch Verbindungen zu riskieren. Die Kupferplattformen wurden auf das gebogene Rohr aufgelötet. Flußmittelreste des Lötvorgangs wurden durch Ätzen mit Salzsäure entfernt. Die Reste würden im Vakuum desorbieren und somit ein virtuelles Leck darstellen. Die Rohre konnten gleichzeitig als Befestigung des Detektorhalters mit dem Flanschdeckel dienen. Ein vakuumdichtes Einlöten der Rohre in Bohrungen im Deckel hätte die Position dieses Teils fixiert. Da der Abstand der Teile variierbar sein sollte und die Position des 'kalten' Teils durch das Kühlaggregat vorgegeben wurde, mußte der 'warme' Teil aber bewegleich sein. Es mußte also eine Lösung gefunden werden, die Kühlwasserrohre vakuumdicht aber beweglich durch den Flanschdeckel zu führen.

Als Lösung fanden sich Einschraub-Verschraubungen der Firma Swagelok. Diese dienen im Normalfall dazu, Rohre an Behälter anzuschließen. Die Verschraubung selbst wird durch ein selbstdichtendes Gasgewinde an den Behälter geschraubt. Auf das Rohr wird dann ein Messing-Dichtring aufgeschoben, und mit einer Überwurfmutter an der Verschraubung befestigt (siehe Abb. 16 links). Durch das Anziehen der Überwurfmutter wird der Dichtring in das Rohr gepreßt und kann nicht mehr entfernt werden. Die Dichtung zwischen Dichtring und Verschraubung ist kegelig ausgelegt und immer wieder lösbar.

Die Verschraubung mußte durchbohrt werden, da das Rohr nicht nur an den Behälter (den Rezipienten) angeschlossen, sondern hineingeführt werden sollte. Der nach der ersten Verschraubung nicht mehr verschiebbare Messing-Dichtring wurde durch einen aus Teflon ersetzt

(Abb. 16 rechts). Dieser ist mehrmals wiederverwendbar und erreicht laut Hersteller annähernd die Dichtigkeit der Messingvariante.

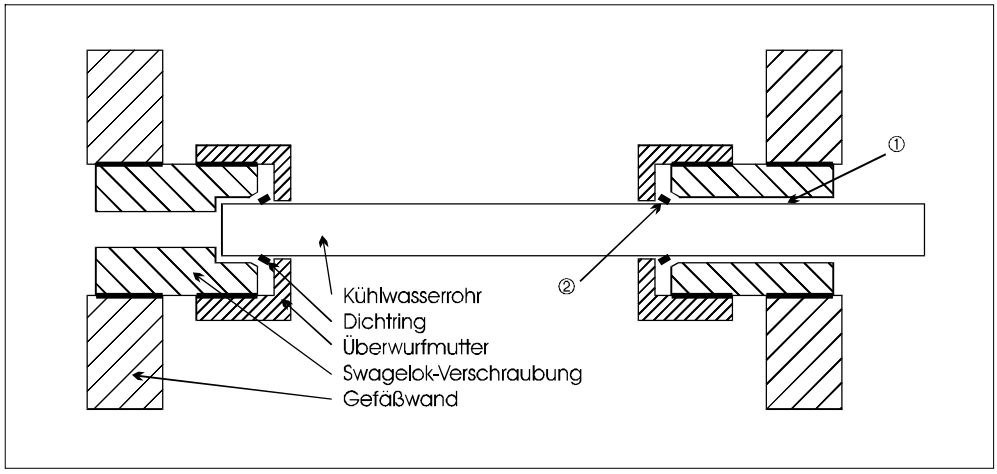


Abbildung 16: *Illustration der Swagelok-Rohrverbindungen. Rechte Seite mit den Modifikationen: 1. durchgebohrte Verschraubung, 2. Teflon- statt Messing-Dichtring*

Um die thermischen Verbindungen zwischen dem 'kalten' und 'warmen' Block des Detektorhalters zu minimieren, wurde das in Abbildung 17 visualisierte Verfahren erdacht: Im ausgebauten Zustand sind beide Teile mit einer Transportbrücke verbunden um leichte Handhabbarkeit zu erreichen. Diese kann entfernt werden, wenn der Flanschdeckel am Rezipienten und der 'kalte' Block am Kühlaggregat festgeschraubt wurden. Der 'kalte' Teil wird dann also vom Kühlgerät getragen.

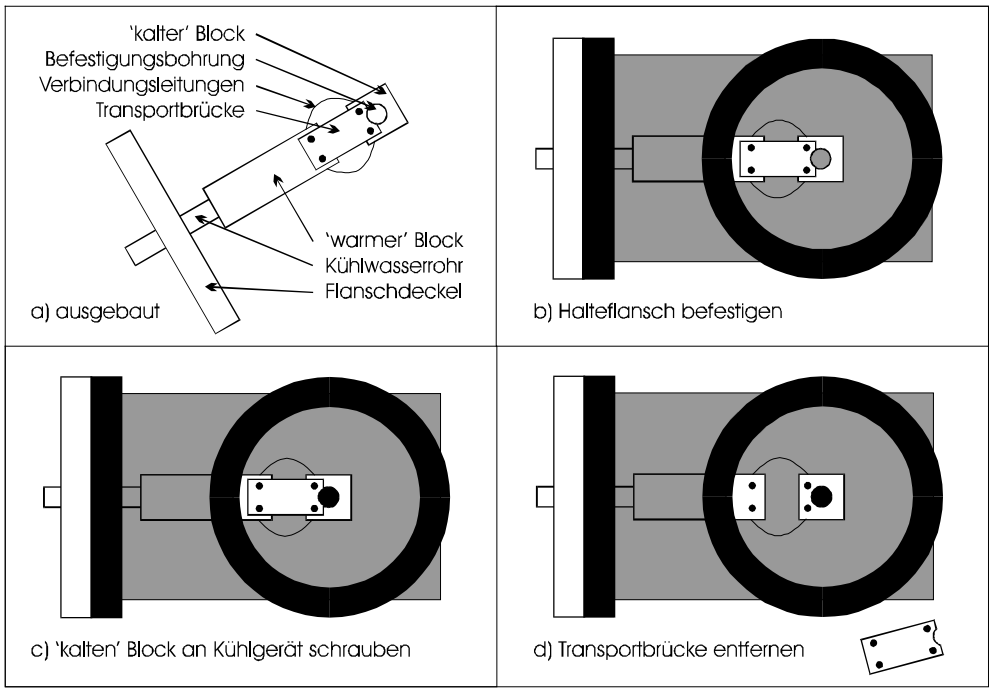


Abbildung 17: *Schritte beim Einbau des Detektorhalters in den Rezipienten*

Für die elektrischen Signale wurden zwei Lemo-Vakuumdurchführungen mit je 10 Kontakten vorgesehen. Diese lassen sich einfach in normale Bohrungen einbauen und sollen über einen O-Ring zwischen dem Gehäuse der Durchführung und dem Rezipienten vakuumdicht sein. Dies bestätigte sich nicht; der Kragen der Durchführungen saß auf, bevor der nötige Druck auf den O-Ring ausgeübt wurde. Aus diesem Grund mußten die Kragen um 0,3 mm abgedreht werden.

Die Hochspannung wurde über eine SHV[22]-Durchführung ins Vakuum gebracht. Kragen und Dichtring sind bei diesem Produkt richtig bemessen gewesen, so daß keine Undichtigkeit entstand. Im Rezipienten wird die Spannung über eine geschirmte Leitung zu dem Block mit den Photodioden geführt. Die letzten 1,5 cm zu jedem Hochspannungsfilter überbrückt jeweils ein dünner Draht von 0,2 mm Durchmesser, um auch hier den Wärmetransport zu minimieren.

Die Verbindungen zwischen den beiden Blöcken wurden aus demselben Draht hergestellt. Er wurde in leichten Bögen verlegt und festgelötet.

Abbildung 18 zeigt das komplett montierte Detektorsystem, welches nun in den Rezipienten eingebaut werden kann. Man erkennt ganz rechts den 'kalten' Block mit den vier Photodioden und dem 'kalten' Teil des Ladungsverstärkers. Dieser ist mit der silberfarbenen Transportbrücke mit der 'warmen' Plattform verbunden. Nach links sind die beiden Kühlrohrenden zu sehen, die den Flanschdeckel durchdringen. Auf gleicher Höhe weiter hinten ist die Hochspannungsdurchführung.

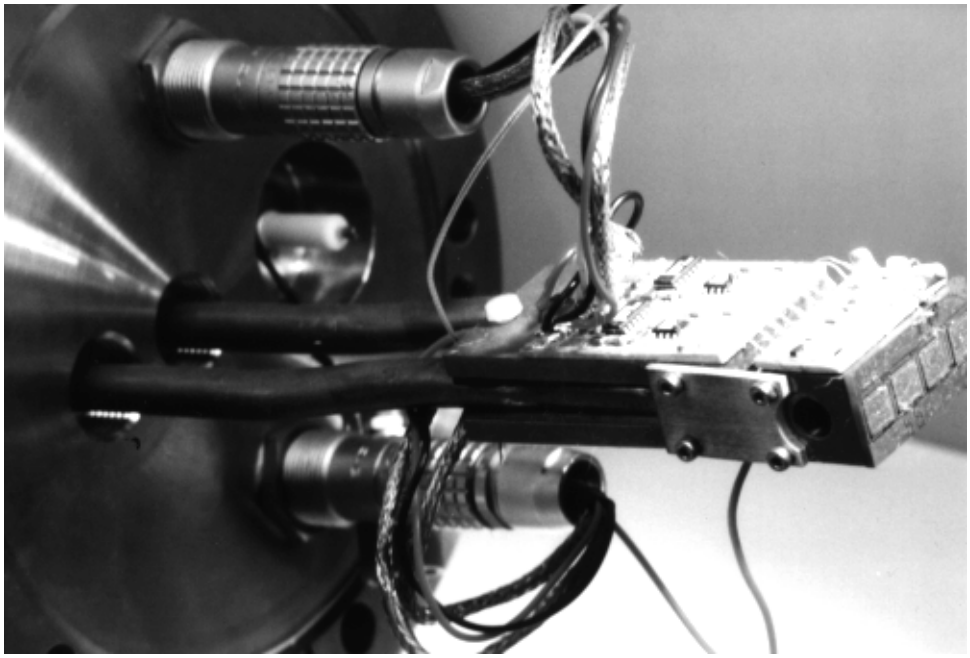


Abbildung 18: *Photographie des auf dem Träger montierten Detektorsystems*

[22] Eine Stecknorm mit Bajonettverschluß ähnlich BNC, jedoch für Spannungen bis einige kV

Oben und unten am Flanschdeckel befinden sind die eingesteckten Lemo-Verbinder für die Betriebsspannungen und Signalleitungen. Letztere sind mit einem Metallgeflecht geschirmt. Die obere Lemo-Durchführung versorgt die zwei auf der Oberseite der Plattform angebrachten Vorverstärker, die andere die unteren beiden.

4.1.4. Druckmessung

Für die Druckmessung im Rezipienten kam ein Kombiinstrument der Firma Leybold zum Einsatz. Es war mit einer Thermo-Meßröhre für den Druckbereich bis 10^{-3} mbar und einer Penningröhre für niedrigere Drücke ausgestattet. Zu beachten ist, daß eine sich in Betrieb befindende Penningröhre[23] Elektronen und Photonen aussendet; eine Glimmentladung findet statt. Diese Emissionen können vom Detektor aufgefangen werden und zu einem erhöhten Rauschuntergrund führen. Aus diesem Grund wurde das Druckmeßsystem hinter mehreren Winkelstücken angebracht, so daß keine geradlinige Verbindung zum Detektor bestand.

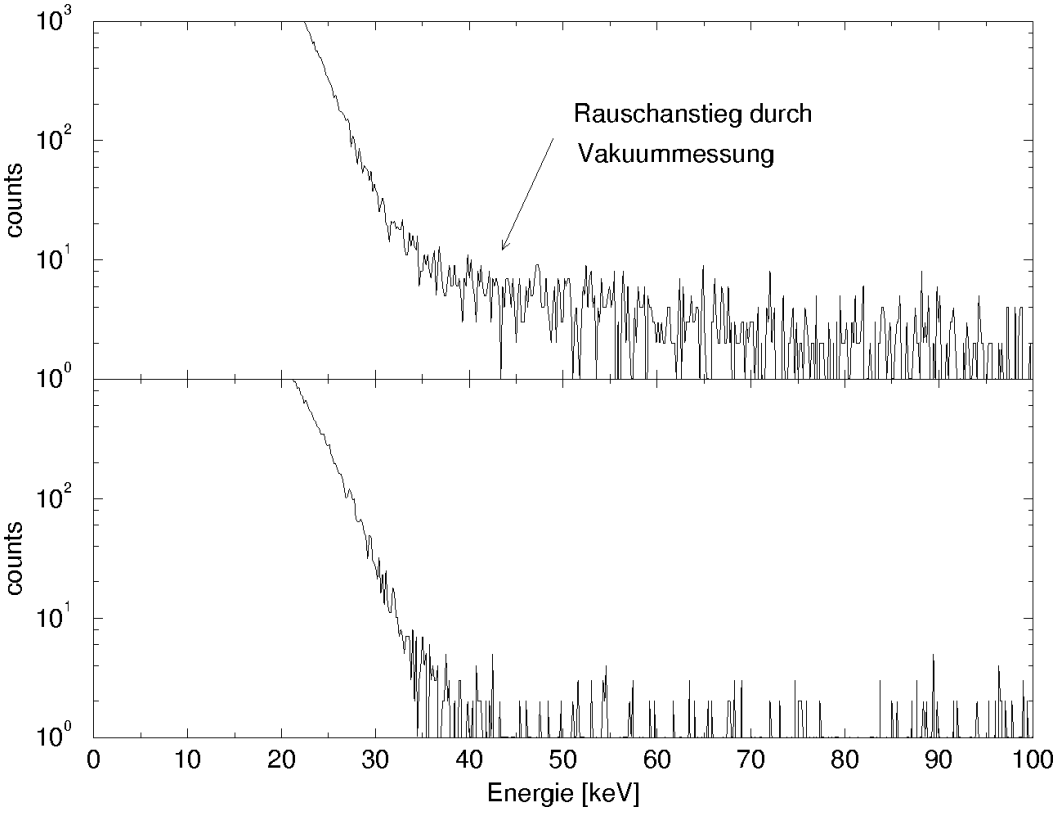


Abbildung 19: *Durch Vakuummessung erzeugte Störung (unten Vergleichsspektrum)*

Wie in Abbildung 19 ersichtlich, trat trotz dieser Maßname ein erhöhtes Rauschen bei niedrigen Energien auf. Aus diesem Grund wurden alle Messungen ohne eingeschaltetes Vakuumeter durchgeführt. Es wird vermutet, daß die Strahlung durch Reflexionen an der Metalloberfläche der Rohre in geringem aber meßbarem Maße zum Detektor gelangt.

[23] Kaltkathoden-Ionisationsvakuumeter

4.2. Herstellung der Diodenträger

Beim Desy-Detektor wurden alle Dioden zusammen mittels Klebetechnologie auf eine Trägerplatine aufgebracht. Das Bestücken und Bonden der Dioden erfolgte bei Hamamatsu, dem Hersteller der Dioden, in Japan. Dies verursachte jedoch längere Wartezeiten, wenn eine der Dioden im Fehlerfall ausgetauscht werden mußte. So sollte nun ein leichter wartbares System der Diodenbefestigung entwickelt werden.

4.2.1. Auswahl der Dioden

Hamamatsu liefert die Photodioden nur gehäust oder fertig montiert aus, da sie nur dann für die korrekte Montage und Funktion garantieren können. Möglicherweise geschieht dies aus Marketing-Gründen um eine hohe Funktionssicherheit gewährleisten zu können. Für die hier angestrebte Entwicklungsarbeit ist diese Vorgehensweise jedoch zu unflexibel, so daß ein anderer Hersteller gefunden werden.

Folgende Anforderungen sind an die Dioden zu stellen:
1. geringer Dunkelstrom und somit geringes Rauschen durch denselben
2. große Durchbruchspannung und damit Ausdehnung der RLZ, um eindringende Elektronen komplett stoppen zu können und um eine geringe Detektorkapazität zu erhalten
3. hoher spezifischer Widerstand des Substrates zur Minimierung des Dunkelstroms und Reduzierung der anzulegenden Sperrspannung
4. hohe Ansprechwahrscheinlichkeit für Elektronen
5. geringe Empfindlichkeit für Photonen der bei der Primärstrahlung eingesetzten Energie
6. möglichst dünne Schutzbedampfung auf der Oberseite, um Energieverlust in dieser gering zu halten, aber trotzdem guten Schutz vor Umwelteinflüßen zu haben
7. geringer Preis, gute Lieferbarkeit

Gute Erfahrungen wurden von anderen Forschungsinstituten mit Produkten der Firma Siemens gemacht, speziell mit dem Typ SHF 870/F170 [Sie97]. Diese Chips haben bei einer aktiven Fläche von 5 x 5 mm² eine äußere Kantenlänge von 6 mm und sind somit kleiner als die Hamamatsu-Typen. Durch die kleinere Dimension ist die Kapazität des Detektors geringer als bei den bislang verwendeten, so daß hierdurch eine Verbesserung im Rauschverhalten erwartet werden kann.

Erstreckt sich die Raumladungszone durch den gesamten Halbleiter, so läßt sich die Kapazität der Diode rechnerisch wie folgt ermitteln

$$C_j = \frac{\omega_0 \omega_r A}{d_{RLZ}}. \tag{17}$$

Hierbei sind C_j die Sperrschichtkapazität, A die Fläche der Diode, d_{RLZ} die Dicke der Raumladungszone. Die Ergebnisse zeigt Tabelle 3:

Hersteller	Größe [mm²]	aktive Fläche [mm²]	Dicke [µm]	Kapazität [pF]
Hamamatsu	11 x 11	10 x 10	300	42,5
Siemens	6 x 6	5 x 5	380	6,9

Tabelle 3: *Vergleich der Kapazität verschiedener Diodentypen*

Desweiteren sollten nun nicht mehr alle Dioden zusammen auf einen Träger aufgebracht, sondern leicht auswechselbare Viererblöcke entworfen werden. Diese sollten im Fehlerfall relativ einfach tauschbar sein. Die Kosten für einen Ersatzblock sind durch die geringe Diodenzahl auch nicht so groß, wie sie bei einem Ersatzdiodenträger der herkömmlichen Bauart wären. Eine Vorratshaltung von einem oder einigen wenigen Ersatzblöcken sollte somit realistisch werden und die Fehlerbehebung stark beschleunigen.

Es wurden nun zwei Varianten der Diodenträger erprobt. Bei der ersten wurden die Photodioden großflächig mit Leitkleber auf dem Träger fixiert. Die andere Methode sieht eine schwimmende Lagerung (siehe Kap. 4.2.3.) der Dioden vor. Beide Arten müssen die erwünschte Kühlung ermöglichen.

Um die Qualitätskonstanz der Dioden zu überprüfen, wurden 20 Dioden des Types SHF 870/F170 bestellt und der Sperrstrom mit einem Halbleitermeßgerät HP 4155A an einem Spitzenmeßplatz vermessen. Die Sperrstromkurven weisen bei einigen Dioden untypische Verläufe auf. In Abbildung 20 sind diese beispielsweise bei Diode 13 und 6 zu sehen.

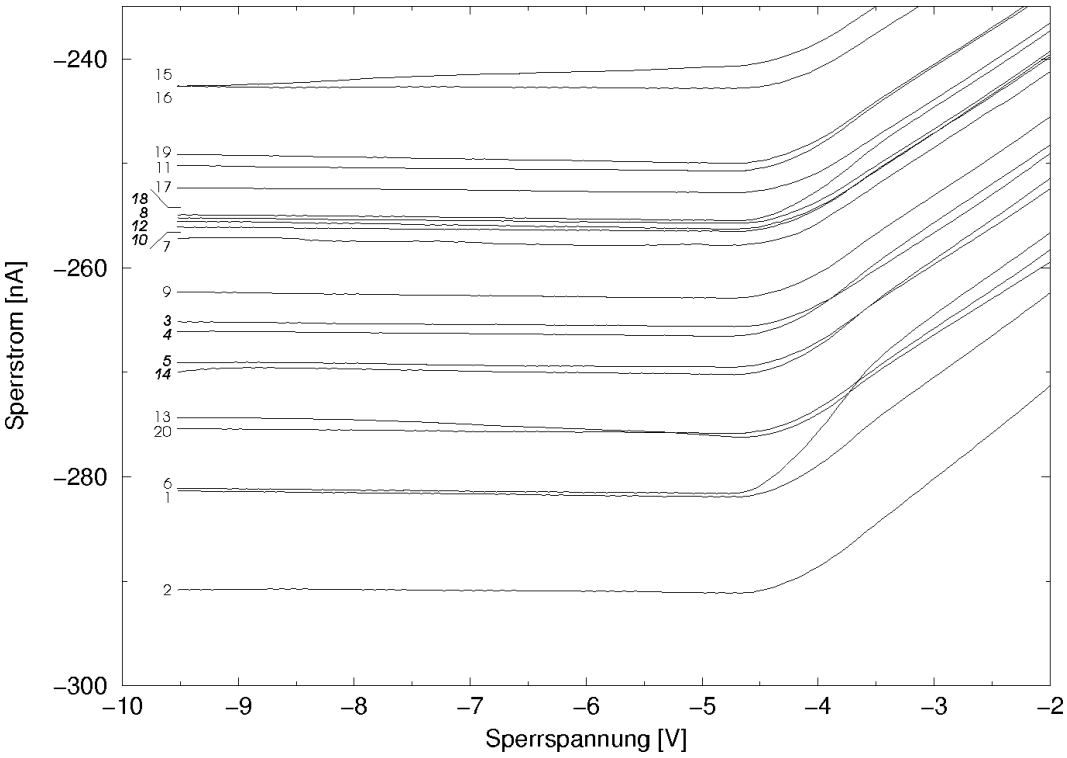


Abbildung 20: *Ausschnitt aus den Kennlinien aller Siemens-Photodioden. Die Nummern der zu Detektorblöcken zusammengefügten Dioden sind fett gedruckt.*

Für die zwei Träger wurden jeweils vier Dioden mit ähnlichen Kurven ausgewählt. Für den Träger mit geklebten Dioden kamen die Exemplare Nummer 3, 4, 5 und 14, bei dem anderen Träger die Dioden 8, 10, 12 und 18 zum Einsatz. Tabelle 4 zeigt die gemessenen Werte als Übersicht; in Abbildung 20 sind die entsprechenden Diodenkennlinien markiert.

Diodennummer	Sperrstrom [nA]
1	281,5
2	291,0
3^1	265,4
4^1	266,3
5^1	269,3
6	281,4
7	257,4
8^2	255,3
9	262,4
10^2	256,3

Diodennummer	Sperrstrom [nA]
11	250,5
12^2	255,7
13	274,6
14^1	270,0
15	242,6
16	242,7
17	252,6
18^2	255,0
19	249,4
20	275,5

Tabelle 4: *Sperrstrom der Siemens-Dioden. Hochgestellte Indizes geben an, bei welchem Träger sie verwendet wurden: 1 - feste Fixierung; 2 - schwimmende Fixierung*

4.2.2. Diodenträger mit fester Fixierung

Die übliche Methode, um Photodioden auf einen Träger aufzubringen, ist das Kleben mit einem leitfähigen Epoxidharzkleber. Auf diese Art ist die Kathode bereits mit dem Rückseitenkontakt angeschlossen. Die Kontaktierung der Anode erfolgt durch Bonden. Die Bonddrähte werden von manchen Firmen mit einem sehr elastischen Kunststoff vergossen, um unerwünschte Umwelteinflüsse fernzuhalten. Für diesen Anwendungsfall müßte jedoch das Vergußmaterial über den relativ großen Temperaturbereich von 75 k bis 290 k elastisch genug sein, um keine Scherkräfte auf die Kontakte auszuüben. Außerdem wurde befürchtet, daß der niedrigere Widerstand und die höhere Elektrizitätskonstante des Kunststoffes jeweils im Vergleich mit Vakuum negative Einflüsse haben könnten. So wurde auf ein Vergießen der Bonddrähte verzichtet.

Die Bondpads sind nur über einen dünnen Metallsteg mit den Lötpads verbunden. Dies soll einerseits das Löten erleichtern, da dann nur eine begrenzte Fläche erwärmt zu werden braucht. Zusätzlich wurde die Wärmebelastung der Bondungen verringert, da nur eine kleinere Wärmemenge beim Löten vom Lötpad zum Bondpad gelangen kann.

Der Kleber muß bei der erwünschten Kühlung in der Lage sein, die aufgrund der verschiedenen Wärmeausdehnungskoeffizienten der beteiligten Materialien auftretenden mechanischen Spannungen in sich aufzunehmen.

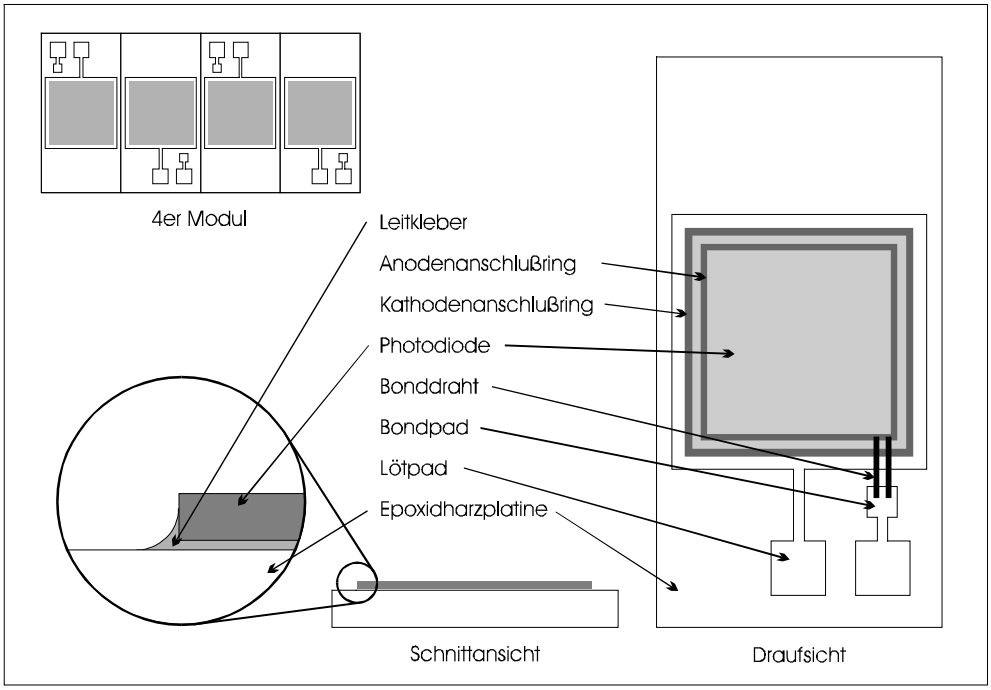


Abbildung 21: *Diodenträger mit fester Fixierung*

Um die tatsächlichen auftretenden Spannungen σ_R errechnen zu können, muß zunächst der theoretische relative Längenunterschied $\Delta l/l$ durch die Temperaturveränderung ΔT (-220 K) mit Hilfe der Wärmeausdehnungskoeffizienten $\alpha_{n,m}$ der benachbarten Materialien n und m bestimmt werden

$$\frac{\Delta l}{l} = (\alpha_n - \alpha_m)\Delta T \,. \tag{18}$$

Die Werkstoffe sind jedoch miteinander verbunden, so daß keine Längendifferenz auftreten kann. Die Schicht mit dem höheren α wird somit gedehnt, die andere gestaucht. Die durch Dehnung und Stauchung auftretenden Kräfte $F_{n,m}$ sind dabei im Gleichgewicht. Mit den Elastizitätsmoduln E, den Querschnittsflächen A und den realen relativen Längenunterschieden $\Delta l_n/l_n$ erhalten wir

$$F_n = A_n E_n \frac{\Delta l_n}{l_n} = F_m = A_m E_m \frac{\Delta l_m}{l_m} \,. \tag{19}$$

Da sich die Längen l_n und l_m der Werkstoffschichten nur um wenige Promill unterscheiden, setzen wir sie gleich. Die Breiten der Querschnittsflächen sind identisch, so daß nur die Dicken $h_{n,m}$ der Schichten zu berücksichtigt werden brauchen

$$h_n E_n \Delta l_n = h_m E_m \Delta l_m \qquad \text{oder} \qquad \frac{\Delta l_n}{\Delta l_m} = \frac{h_m E_m}{h_n E_n} \,. \tag{20, 21}$$

Die Summe der durch Stauchung bzw. Streckung überwundenen Länge $\Delta l_n + \Delta l_m$ muß dem durch die Temperatureinwirkung theoretisch entstandenen Längenunterschied Δl entsprechen. Wieviel Prozent der Distanz also durch die Verformung eines Materials überbrückt wird, läßt

sich wie folgt berechnen und ist für die verwendeten Materialkombinationen in Tabelle 5 eingetragen:

$$\Delta l_n[\%] = \frac{100\%}{\frac{\Delta l_m}{\Delta l_n}+1} = \frac{100\%}{\frac{h_n E_n}{h_m E_m}+1}. \qquad (22)$$

Nun können die tatsächlichen Spannungen, die auch in Tabelle 5 zu finden sind, errechnet werden

$$\sigma_n = E_n \frac{\Delta l}{l}\frac{\Delta l_n[\%]}{100\%} = E_n(\alpha_n - \alpha_m)\Delta T \frac{\Delta l_n[\%]}{100\%}. \qquad (23)$$

Neben den Materialkonstanten α und E kann man in Tabelle 5 auch die maximal zulässige Zugspannung σ_B, die ungefähre Schichtdicke h sowie die bei 75 K vorhandene Zugspannung σ_R ablesen. Dargestellt sind die auf der Diode vorhandene Aluminiumschicht, die Diode selbst aus Silizium, der Leitkleber, das Trägerplatinenmaterial und die Kupferkaschierung derselben. In der Spalte Δl[%] ist für jeweils zwei untereinanderstehende Materialien abzulesen, wieviel Prozent des durch thermische Ausdehnung entstandenen Längenunterschieds das jeweilige Material aufzunehmen hat. Daneben findet man die dadurch in der Schicht entstehende Spannung. Positive Werte stellen Zugspannungen dar, negative stehen für Druckspannungen. Es ist abzulesen, daß die Spannung im Aluminium den Grenzwert um mehr als das Doppelte übersteigt. Im Epoxidharzkleber herrscht im Bereich zur Diode eine Spannung nahe dem Grenzwert.

Werkstoff	α [$10^{-6}k^{-1}$]	E [kN/mm²]	σ_B [kN/mm²]	h [mm]	Δl [%]	σ_R [kN/mm²]
Aluminium-schutzschicht	24	71	0,13	0,0001		
					100	0,31
Silizium-Pindiode	4	450	1	0,3	0	0
					0,1	-0,005
Epoxidharz-kleber	50	2	0,02	0,05	99,9	0,020
					99,7	0,011
Trägerplatine faserverstärkt	24	45	0,1	1,3	0,3	-0,001
					9	0,006
Kupfer-leiterbahnen	17	112	0,45	0,05	91	-0,16

Tabelle 5: *Kenndaten der verwendeten Materialien [Stö93, Han, Fhl95] und bei Kühlung auf 75 K im jeweiligen Material vorhandene Zugspannung σ_R.*

Die errechneten Werte können jedoch nur als Anhaltspunkte dienen, da die Verwendung eines linearen Zusammenhangs zwischen Wärmedehnung α und Temperatur T über diesen großen Bereich von 220 K kritisch ist. Es sollte zumindest $\beta = \partial\alpha/\partial T$ berücksichtigt werden - α nimmt mit der Temperatur ab. Allerdings konnten keine Daten für β gefunden werden. Als Beispiel der Problematik kann hier das α von Aluminium dienen: Ein für den Bereich von 0°C bis 100°C gültiges α beträgt 23,6 $10^{-6}k^{-1}$; für den Bereich von 0°C bis 500°C ist jedoch 27,4 $10^{-6}k^{-1}$

zu verwenden [Her92]. Dies könnte erklären, wieso die Überschreitung des Grenzwertes in der Aluminiumschicht in den praktischen Versuchen keinerlei Auswirkung zeigte. Ein niedrigeres α resultiert in einer geringeren Spannung, was auch den Kleber aus dem Grenzbereich bringen würde. Desweiteren ist E möglicherweise von der Temperatur und σ_B stark von der Vorgeschichte des Materials abhängig. Das Rechenmodell ist eventuell auch nicht genau genug, da keine Oberflächeneffekte berücksichtigt werden.

Die Anforderungen an den Epoxidharz-Leitkleber sind also recht hoch; zur Pindiode hin wird die maximale Zugfestigkeit voll ausgenutzt. Aufgrund seiner speziellen Eignung für Tieftemperaturanwendungen und der Temperaturstabilität fiel die Wahl auf den Kleber H20E der Firma EpoTek.

Die kupferkaschierte Epoxidharzplatine, die als Träger dient, wurde zuerst gereinigt. Nun wurde der Kleber gründlich vermischt und für eine Stunde in ein Vakuum mit einem Druck kleiner als 1 mbar gebracht. Durch diese Behandlung wurden alle durch das Rühren in den Kleber eingebrachten Luftbläschen entfernt. Dies ist notwendig, da sonst die eingeschlossenen Gasvolumina Kräfte im Vakuum erzeugen würden, die die Stabilität der Verbindung im Betrieb gefährden.

Nun wurden die Dioden mit einer sehr geringen Menge Klebers, ein 'Tropfen' mit etwa 0,5 mm Durchmesser, auf die Träger geklebt und die Verbindung bei 120°C für 20 Minuten ausgehärtet. Das Aushärten erfolgte mit dem Substrathalter des Wedgebonders, der eine regelbare Heizung beinhaltet.

4.2.3. Diodenträger mit schwimmender Fixierung

Um die Dioden im Fehlerfall einzeln leicht tauschen zu können, wurde ein Konzept mit schwimmender Lagerung der Dioden realisiert. Defekte geklebte Dioden von einem dichtgepackten Array zu entfernen ist mit der Gefahr der Beschädigung noch intakter Dioden verbunden. Bei der schwimmenden Lagerung handelt es sich um ein völlig neues Konzept zur Befestigung der Dioden auf dem Träger. Die Inspiration zu diesem Konzept erfolgte während eines Treffens der an der Entwicklung Beteiligten von FH-Lübeck und Hasylab und wurde nun erstmals umgesetzt. Die Photodioden befinden sich hierbei in mit Wärmeleitpaste gefüllten 'Wannen'. Die Adhäsion der Paste hält die Dioden im Normalfall in den Vertiefungen. Wird die Paste jedoch auf ca. 100°C erwärmt, so nimmt die Adhäsion der Paste stark ab, und die Dioden können mit einem Vakuumheber herausgenommen werden. Auf diese Art sind einzelne Dioden leicht und schnell tauschbar.

Da die Paste außerdem auch bei tiefen Temperaturen nicht hart wird, können keine mechanischen Spannungen zwischen Diode und Trägerplatine entstehen. Bei der Wahl der Paste galt es, eine vakuumgeeignete, tieftemperaturfeste und elektrisch nichtleitende zu finden. Das Produkt Apiezon N der Firma LakeShore befriedigt diese hohen Anforderungen.

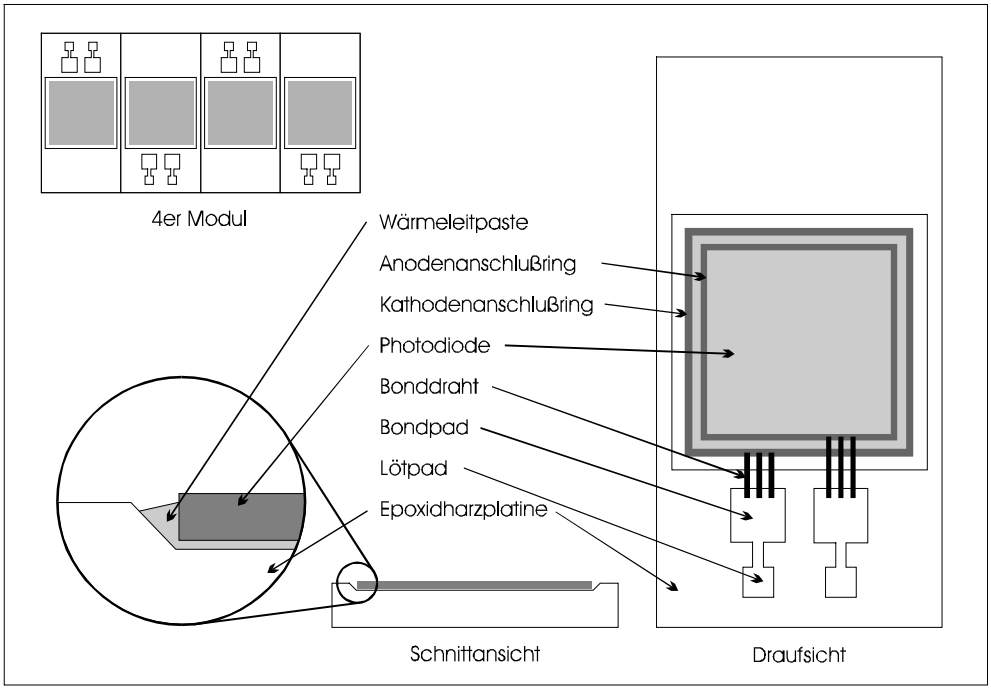


Abbildung 22: *Diodenträger mit schwimmender Fixierung*

Die Adhäsion der Wärmeleitpaste verhindert ein Abheben der Dioden senkrecht zur Oberfläche; Verschiebungen parallel zur Oberfläche kann die Paste nicht verhindern. Da die Dioden jedoch in 0,3 mm tiefen eingefrästen Mulden liegen, deren innere Abmaße denen der Dioden entsprechen, ist auch seitliche Verschiebung nicht möglich. In Abbildung 22 zeigt die Detailvergrößerung, daß die Wände der Vertiefungen unter 45° geneigt sind. Dies ist durch die Kontur des Fräsers bedingt und ermöglicht ein leichtes Einlegen der Dioden. Beim Fräsen war darauf zu achten, daß das Werkzeug diese Tiefe in einem Arbeitsgang erreichen kann.

Der Kathodenanschluß kann nun nicht mehr über den Rückseitenkontakt erfolgen. Statt dessen wird der auf der Oberfläche vorhandene Kontakt des Guard-Rings benutzt. Dieser ist äquivalent zum Rückseitenkontakt [Blu98]. Bei diesen Diodenträger-Platinen ist also ein zweites Bondpad erforderlich. Beim Bonden selbst war darauf zu achten, daß der erste Bond nicht auf die Diode gesetzt wird, da die Zugkraft des Bonders beim Hochfahren die Adhäsion der Paste überwinden könnte und so die Diode aus der Vertiefung reißt. Außerdem bestand die Gefahr, daß zuviel in die Vertiefung eingefüllte Paste auf die Diode läuft[24] und diese somit verunreinigt.

Die Befürchtung, daß in die Paste eingeschlossene Luftbläschen die Dioden während des Betriebs im Vakuum aus den Vertiefungen drücken können, bestätigte sich nicht. Da das Bonden bei erhöhter Temperatur stattfand, wobei die Viskosität der Paste annähernd auf die von Wasser fiel, wurden die Gasblasen dabei schon abgebaut.

[24] Beim Bonden mit erhöhter Temperatur sinkt die Viskosität der Paste.

4.2.4. Montage der Dioden

Die Kontaktierungen auf der Oberseite der Dioden wurden durch Bonden hergestellt. Hierzu wurde ein Wedge-Wedge-Bonder der Firma Kulicke & Soffa verwendet. Er ermöglicht sowohl Ultraschall- als auch Thermokompressionsbonds. Zusätzlich wurde der Bonder mit einem Spezial-Wedge versehen, der in der Mitte seiner Fläche eine Vertiefung aufweist. Durch diese Modifizierung sollen haltbarere Verbindungen hergestellt werden können. Nachdem der Wedge eingebaut war, mußte die Tail-Length nachjustiert werden. Dieser Parameter bestimmt die Abreißlänge des Drahtes und hat großen Einfluß[25] auf die Festigkeit.

Zunächst wurden nun einige Testbondungen durchgeführt, um die besten Bondparameter zu ermitteln. Es wurde 50 mil Golddraht verwendet. Die Platine war lediglich kupferkaschiert, womit schwierig herzustellende Gold-Kupfer-Bonds erforderlich waren. Die Kupferoberfläche wurde zunächst entfettet und dann mit einem Glasfaserradierer[26] gereinigt. Hierbei war darauf zu achten, daß kein Kupferabrieb in die gefrästen Isolationskanäle geriet.

Sodann wurden Testreihen bei Raumtemperatur und bei 150 °C durchgeführt. Die besten Ergebnisse wurden mit folgender Einstellung erreicht:

Temperatur: 150 °C	Search: 2,8	Loop: 4,4
Force 7,5	Time: 9,4	Power: 8,5

Die Kupferoberfläche oxidiert bei dieser Temperatur recht schnell, allerdings schien die Haftung durch das Oxid weniger stark beeinträchtigt zu werden, als sie durch die Erweichung des Goldes zunahm. Zu über 80% rissen die Testbonds beim Rip-Off-Test mit Kräften jenseits des Meßbereichs, also bei >16 g. Die besten erzielten Werte bei Raumtemperatur lagen bei 13 g. Zur Verbesserung sollte in der Serienproduktion die Kupferoberfläche mit einer Sperrschicht bedampft und vergoldet werden.

Die Bondverbindungen zu den geklebten Dioden wurden jeweils doppelt durchgeführt um eine höhere Zuverlässigkeit zu erreichen. Rechnerisch sollten nun 96% der Verbindungen den Maximalwert erreichen. Da die Belastungen bei den schwimmend gelagerten Dioden größer sind - kleine Bewegungen der Dioden in den Vertiefungen sind nicht auszuschließen - wurden hier jeweils drei Bonds pro Kontakt hergestellt.

Durch die hohe Temperatur wird die Wärmeleitpaste beim Bonden sehr flüssig. Dies hatte den Vorteil, daß man die Dioden leicht in dieses 'Bad' einlegen konnte ohne Lufteinschlüsse zu produzieren. Die Chips sollten mit einer Pinzette an den Ecken fest in die Vertiefungen gedrückt werden; sie liegen dann unten direkt auf dem Trägermaterial auf und können die Kräfte beim Bonden gut aufnehmen. Wurde zuviel Paste verwendet, kann diese auf ein Bondpad fließen, was dieses unbrauchbar macht. Vorsicht ist auch beim Bonden selbst geboten. Knickt ein Bonddraht um, besteht die Gefahr, daß er in die flüssige Paste taucht und diese kriecht sofort am warmen Draht entlang zum Bondpad und eventuell zum Wedge des Bonders, der dann penibel gereinigt werden muß.

---

[25] Dieser Parameter sollte bei Bondversuchen als erster optimiert werden. Leider sind die Einstellungen beim verwendeten Bonder mangels einer Skale nicht reproduzierbar.

[26] Ein bei technischen Tuschezeichnungen übliches Gerät.

Abschließend kann gesagt werden, daß die Herstellung der Bonds der schwimmenden Photodioden nur von Personen durchgeführt werden sollten, die sehr gut mit der Technik des Bondens vertraut sind. Es ist empfehlenswert, mit Ausschußdioden[27] eine Anzahl von Bondversuchen durchzuführen, bevor ein Diodenträger hergestellt wird.

4.3. Vorverstärker

Die Vorverstärker werden gebildet aus dem Landungsverstärker mit externem FET und dem nachfolgenden symmetrischen Leitungstreiber.

Zunächst wurden die Vorverstärker allein, das heißt ohne angeschlossene Photodioden vermessen, um die Funktionsfähigkeit festzustellen. Weiterhin konnte dadurch festgestellt werden, inwieweit das Rauschen von der reinen Detektorkapazität abhängt.

Die Versuche fanden nicht im Rezipienten statt. Um trotzdem eine Abschirmung gegen Störeinstrahlungen zu haben, wurde ein faradayscher Käfig aus Aluminiumfolie aufgebaut, der an die Zentralmasse der Spannungsversorgung angeschlossen war. Die Versorgung erfolgte mit einem Labornetzgerät der Firma Rhode & Schwarz ungefiltert an alle vier Einheiten des Detektormoduls. Das über einen 1 pF Kondensator eingekoppelte Testsignal (ein Rechteck), wurde von einem Pulsgenerator von General Instruments Inc. erzeugt. Es wurde jeweils in einen Kanal eingespeist, während die anderen offen blieben.

Zunächst stellte sich heraus, daß die Vorverstärker keine Funktion hatten. Durch einen Fehler bei der Benennung der Massen der Erstellung des Schaltplans wurden nicht alle Masseanschlüsse miteinander verbunden, es gab zwei getrennte Massepotentiale. Dieser Fehler konnte durch eine Drahtbrücke zwischen den beiden Potentialen behoben werden.

Der Gleichspannungsoffset U_{Off} an den positiven und negativen Ausgängen der Vorverstärker beeinflußt die Verlustleistung. Die Ausgänge sollten am Eingang des nachfolgenden Symmetrie-Hauptverstärkers mit jeweils 50 Ω abgeschlossen sein. Diese Leistung muß der Leitungstreiber des Vorverstärkers zusätzlich erbringen. Die verwendeten Symmetrieverstärker haben jedoch nur einen Eingangswiderstand von 2 kΩ, obwohl sie speziell für das Experiment gefertigt wurden. Tabelle 6 zeigt die ermittelten Offsetspannungen im Leerlauf.

Detektorkanal	U_{Off} an Out+ [mV]	U_{Off} an Out− [mV]
1	-26	31
2	-20	23
3	-16	22
4	-12	18

[27] Vom Hersteller ausgesonderte, mit einem Farbpunkt versehene Dioden, die nicht die Spezifikationen erfüllen.

Tabelle 6: *Gleichspannungsoffset an den Ausgängen der einzelnen Detektorkanäle*

4.3.1. Übersprechen

Das Übersprechen wurde jeweils zwischen den beiden auf einer Vorverstärkerplatine befindlichen Schaltungen gemessen. Das Übersprechen zu einem Kanal der anderen Platine sollte noch geringer sein, da der Abstand höher ist, und wurde deshalb nicht aufgenommen.

Das Übersprechen selbst war so gering, daß es im Grundrauschen unterging. Um es meßbar zu machen, wurde die 'Average'-Funktion des eingesetzten Tektronics-Oszilloskopes[28] benutzt. Diese Meßart unterdrückt zufälliges Rauschen. Das Oszilloskop nimmt die Daten nach dem Triggersignal normal in den Speicher auf. Bei dem nächsten Trigger mißt es erneut die Kurvenform, bildet dann aber punktweise den Mittelwert zwischen jedem gemessenen Punkt und den dazugehörigen bereits gespeicherten. Das Rauschen mittelt sich so mehr und mehr aus, während das eigentlich zu messende, periodische Signal unberührt bleibt. Es wurde bei jeder Messung über 1500 Sekunden gemittelt. Abbildung 23 zeigt die Signalverläufe während solch einer Messung.

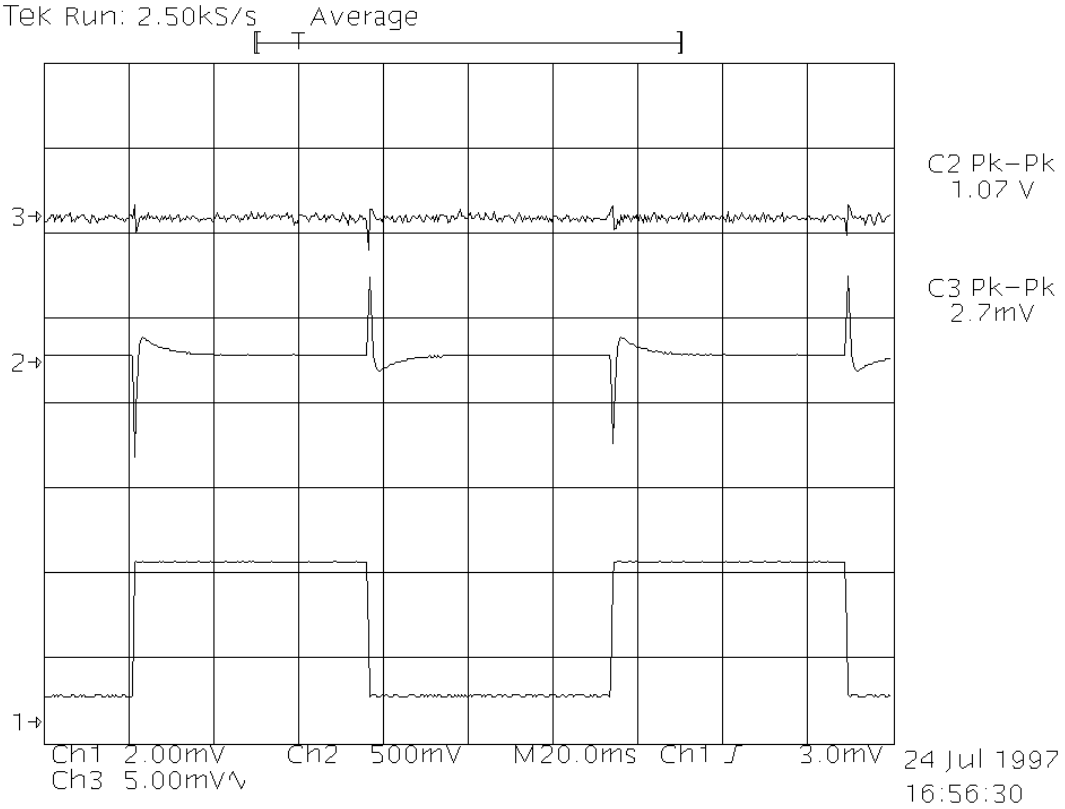


Abbildung 23: *Die Signalverläufe während der Übersprechmessung von Detektorelement 3. Auf Kanal 1 liegt das Eingangssignal. Das Ausgangssignal des aktiven Vorverstärkers mit einer Amplitude von 1,07 V ist mit Kanal 2 dargestellt. Schließlich liegt am Ausgang des eigentlich passiven Verstärkers durch Übersprechen ein Signal von 2,7 mV*

[28] Tektronics Oszilloskop Type TDS 420

(Kanal 3). Dieser Kanal ist gleichspannungsmäßig abgekoppelt (Betriebsart AC), da ein Offset von 16 mV über dem Signal liegt.

Die Übersprechdämpfung errechnet sich aus der Amplitude des Nutzsignales U_S und der Amplitude des Signals auf dem Nachbarkanal U_N, die im Idealfall Null sein sollte:

$$a_{Ü} = 20 \lg \frac{U_N}{U_S} dB . \qquad (24)$$

Die verschiedenen Übersprechdämpfungen sind in Tabelle 7 angegeben. Die Dämpfung beträgt im Mittel 55 dB. Dieser Wert ist gut genug, um auch größte Energiesignale von 300 keV auf dem benachbarten Kanal im Grundrauschen untergehen zu lassen. Sie würden dort ein Signal äquivalent zu Ereignissen mit 0,5 keV erzeugen, das Rauschen hört jedoch erst bei etwa 30 keV auf.

aktiver Kanal	passiver Kanal	U_S [V_{SS}]	U_N [mV_{SS}]	$a_Ü$ [dB]
1	2	1,04	2,3	-53
2	1	1,15	1,3	-59
3	4	1,07	2,7	-52
4	3	1,13	1,6	-57

Tabelle 7: *Übersprechdämpfung zwischen den einzelnen Detektorkanälen*

4.3.2. Abhängigkeit von Detektorkapazität

Es wurde untersucht, inwieweit die Detektorkapazität C_j einen Einfluß auf das Grundrauschen des Verstärkers hat. Zunächst wurde er ohne Photodiode mit verschiedenen Kondensatoren betrieben und vermessen. Im zweiten Abschnitt wird auf die Abhängigkeit des Rauschen von der Vorspannung der Dioden eingegangen.

4.3.2.1. Abhängigkeit von der reinen Kapazität

Gleichung 16 macht deutlich, daß eine starke Abhängigkeit des Rauschens von der Eingangskapazität zu erwarten ist. Anstelle der Diode wurden ein 1 pF Kondensator, ein 10 pF, zwei 10 pF parallel und eine Drahtbrücke eingesetzt. Da die Diode über einen 2,2 nF Kondensator an den Vorverstärker gekoppelt ist, wirkt durch die Drahtbrücke im letzten Fall nur dieser. Das Gate des Eingangs-Feldeffekttransistors sollte nicht unbeschaltet gelassen werden.

Fehlt eine wechselspannungsmäßig leitende Verbindung, kann kein Rauschstrom aus dem Gate abfließen, I_{GS} ist zwangsläufig Null. Um den gesamten Rauschbeitrag des FET beurteilen zu können, wurde die Schaltung zusätzlich zwischen FET und OP getrennt und auf Masse gelegt. Die Ergebnisse der Messungen sind in Tabelle 7 zusammengefaßt.

Konfiguration	Rauschen bis [keV]	Rauschamplitude [mV] nach Hauptverstärker
ohne FET	7,2	35
1 pF	9,7	55
5 pF	21,3	105
10 pF	30,6	130
2,2 nF	-/-[29]	5000

Tabelle 8: *Rauschverhalten bei Änderung der Eingangskapazität C_j*

Die Kurvenverläufe der Messung mit 10 pF sind in Abbildung 24 wiedergegeben. Die obere Kurve, Kanal 1, stellt das Signal nach dem Symmetrieverstärker dar. Kanal 2 zeigt den Verlauf der Ausgangsspannung des pulsformenden Hauptverstärkers, die dem Peak-Sensing ADC zugeführt wurde. Wenn dieser einen Peak entdeckt hat, wechselt die Spannung an Kanal 3 nach high, der Wert wird aufgenommen und im MCA ausgewertet. Man erkennt gut, daß nur positive Pulse mit einer Mindestamplitude erkannt werden.

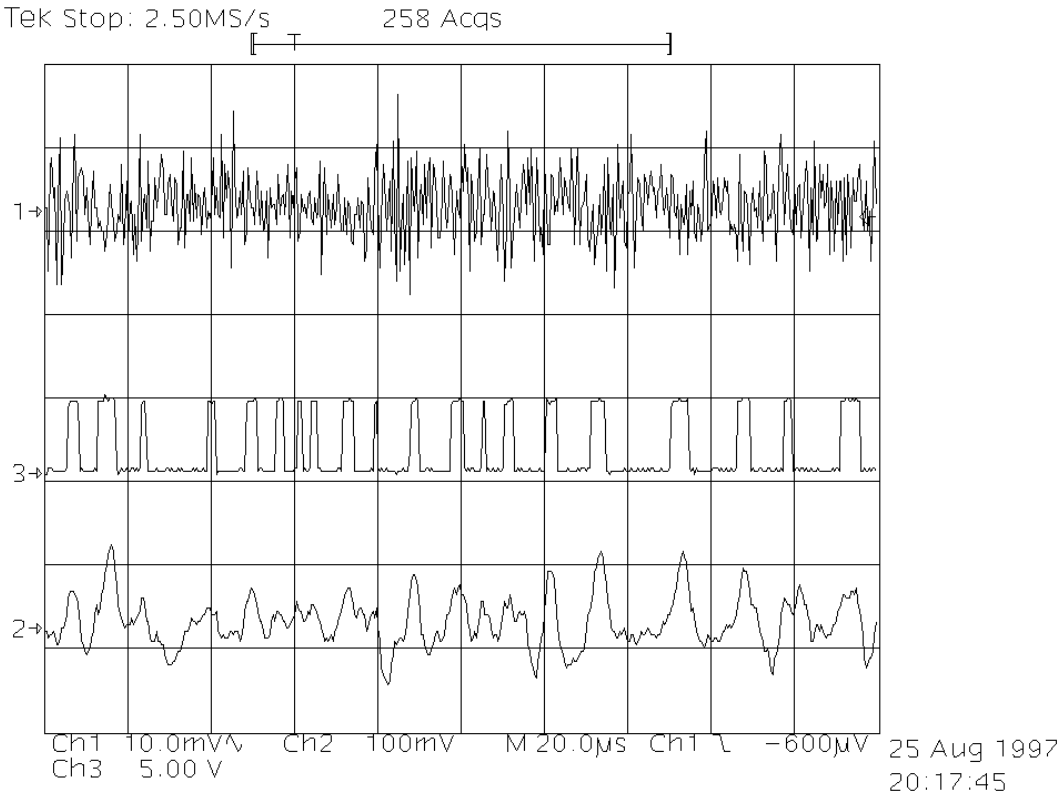


Abbildung 24: *Signalverläufe während der Rauschmessung mit einem C_j von 10 pF. Kanal 1 ist das Signal nach dem Symmetrieverstärker, Kanal 2 nach dem pulsformenden Verstärker und Kanal 3 der Triggerausgang des Peak-Sensing ADC.*

4.3.2.2. Abhängigkeit von der Vorspannung

[29] nicht meßbar

Eine Erhöhung der Vorspannung bewirkt zunächst ein stärkeres Ausbreiten der RLZ in der Diode. Die Kapazität nimmt proportional zur Spannungserhöhung ab (vergl. Gleichung 17). Zugleich nimmt jedoch der Sperrstrom nach Gleichung 14 und somit das Schrotrauschen zu. Wenn sich die RLZ durch den gesamten Halbleiter erstreckt, kann eine Erhöhung der Vorspannung keine weitere Ausdehnung der Raumladungszone bewirken, C_j bleibt annähernd konstant. Der Sperrstrom nimmt jedoch weiter zu und verschlechtert so das Rauschverhalten des Detektors.

Die Spannung ist also so zu wählen, daß sich die RLZ gerade ganz durch den Halbleiter erstreckt. Dies ist bei den verwendeten Dioden etwa bei -60 V bis -70 V gegeben [Sie97b]. Eine Erhöhung auf -100 V brachte eine leichte Verschlechterung der Rauschgrenze um wenige keV. Bei einer Spannung von -140 V stieg die Rauschgrenze um etwa 4 keV. Die volle Durchbruchsfestigkeit, die bei etwa -1600 V liegt [Sie97b], auszunutzen, hat also nur einen negativen Effekt. Andererseits darf die Sperrspannung aber auch nicht so klein sein, daß die Elektronen nicht mehr vollständig in der Tiefe der RLZ gestoppt werden können. Versuche mit einer Spannung von -30 V zeigten ein Fehlen der hochenergetischen Spektrallinien ab 200 keV, da die Energie dieser Elektronen nicht mehr meßbar war.

Die folgenden Versuche wurden mit einer Vorspannung von -65 V durchgeführt.

4.4. Charakterisierung des Detektors

Nun soll gezeigt werden, welche Wege beschritten wurden, um die Ursachen des Rauschen zu ermitteln, und welche Maßnamen eine Verbesserung versprachen. Zunächst wird das Meßsystem näher vorgestellt und auf einige allgemeine Schwierigkeiten bei den Messungen eingegangen. Im zweiten Abschnitt finden sich die konkreten Untersuchungen.

4.4.1. Signalverarbeitung

Um die Leistungsfähigkeit des Detektorsystems festzustellen, wurden wiederholt Spektren aufgenommen. Aus Spektren der Bariumquelle konnte zunächst der Detektor energiekalibriert und dann die jeweiligen Energieauflösungen bestimmt werden. Die Rauschgrenze ist jedoch schwierig aus diesen Spektren zu ermitteln. Hierzu wurden Spektren ohne Elektronenquelle aufgenommen. Diese sind nicht kalibrierbar, da keine bekannten Linien vorhanden sind. Statt dessen erfolgten die Messung unter den gleichen Bedingungen, wie jeweils eine Messung mit Quelle, und die Energieempfindlichkeit des Detektorsystems wurde einfach übernommen. Selbst wenn sich durch eine geringe Drift der verwendeten Bauteile die Arbeitspunkte und damit die Energieempfindlichkeit des Detektors ändern sollte, ist dies nicht kritisch, da mit den Spektren ohne Quelle nur niedrige Energien bestimmt werden sollen. Eine Drift der 320 keV-Linie um 1 keV macht sich bei der Rauschgrenze von 30 keV nur mit 0,09 keV bemerkbar. Es war aber darauf zu achten, die Drift so klein wie möglich und die Betriebsbedingungen mithin konstant zu halten.

Die Notwendigkeit zur Energiekalibrierung darf nicht übersehen werden. Durch bloßes Messen der Rauschamplitude und Vergleich der Werte verschiedener Bedingungen können keine zuverlässigen Aussagen getroffen werden. Bei einer Änderung der Betriebstemperatur von +20°C auf −200°C verschob sich beispielsweise die 320 keV-Linie um über 20 keV. Der Signal-Rausch-Abstand ist der Quotient von Nutzsignal zu Rauschsignal. Ändert sich die Empfindlichkeit des Detektors zum Beispiel aufgrund einer Temperaturänderung, so können sich Nutz- und Rauschsignal unterschiedlich stark mitändern. Zur Bestimmung des Signal-Rausch-Abstandes müßen also beide Werte bestimmt werden. Messungen ohne Kalibrierung, wie sie etwa in [Pol97] zu finden sind, sind also ohne große Aussagekraft und können höchstens einen Trend wiedergeben.

In Abbildung 25 ist ein Ereignis dargestellt. Kanal 1 zeigt den Spannungsverlauf vor dem Hauptverstärker. Ein Elektron hatte in der Diode einen Ladungspuls erzeugt, der vom Vorverstärker integriert in einen Spannungshub von etwa 25 mV resultierte.

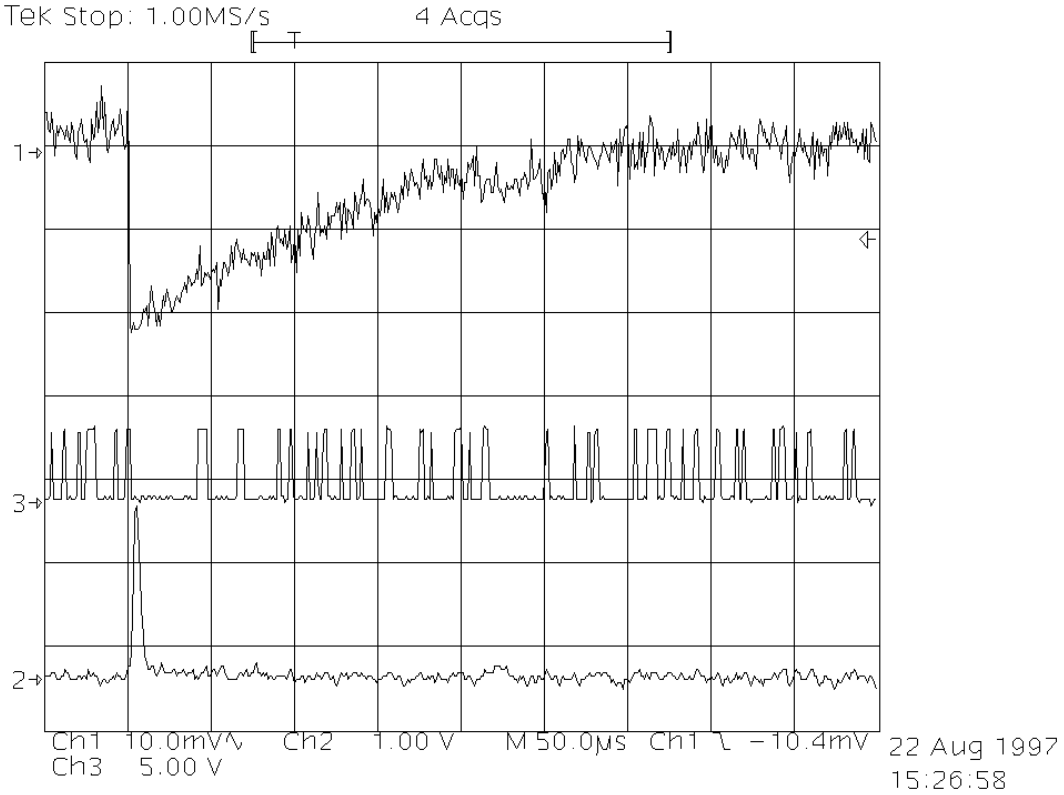


Abbildung 25: *Signalverläufe während Aufnahme eines Spektrums. Kanal 1 ist das Signal nach dem Symmetrieverstärker, Kanal 2 nach dem pulsformenden Verstärker und Kanal 3 der Triggerausgang des Peak-Sensing ADC.*

Der weitere Verlauf zeigt die Entladekurve des Integrationskondensators mit der Zeitkonstanten $\tau=R_fC_f$ von 100 µs. Mit Kanal 2 wurde das Ausgangssignal des pulsformenden Filterverstärkers aufgenommen, die Verstärkung betrug etwa 90. Es ist deutlich zu sehen, wie das Rauschen im Vergleich zur Pulshöhe abgenommen hat. Weiterhin erkennt man, daß der nun geformte Puls eine wesentlich kürzere Dauer hat. Der Spannungsverlauf an Kanal 3 gibt die

Zeitpunkte der Analog-Digitalwandlung wieder. Jeder der Pulse dort steht für einen vom ADC erkannten Peak.

Die aufgenommenen Spektren sind eine statistische Auswertung der Daten. Um eine hohe Genauigkeit zu erhalten, ist also die Datenbasis möglichst groß zu machen - also viele Ereignisse zu betrachten. Nach längeren Meßzeiten geht das Histogramm in einen geschlossenen Kurvenzug über. Für das in Abbildung 26 wiedergegebene Spektrum wurde über eine Zeit von 13 Stunden gemessen. Die während der folgenden Untersuchungen aufgenommenen Spektren hatten oft nur ein Zehntel der statistischen Datenbasis, die jedoch noch aussagekräftig genug ist.

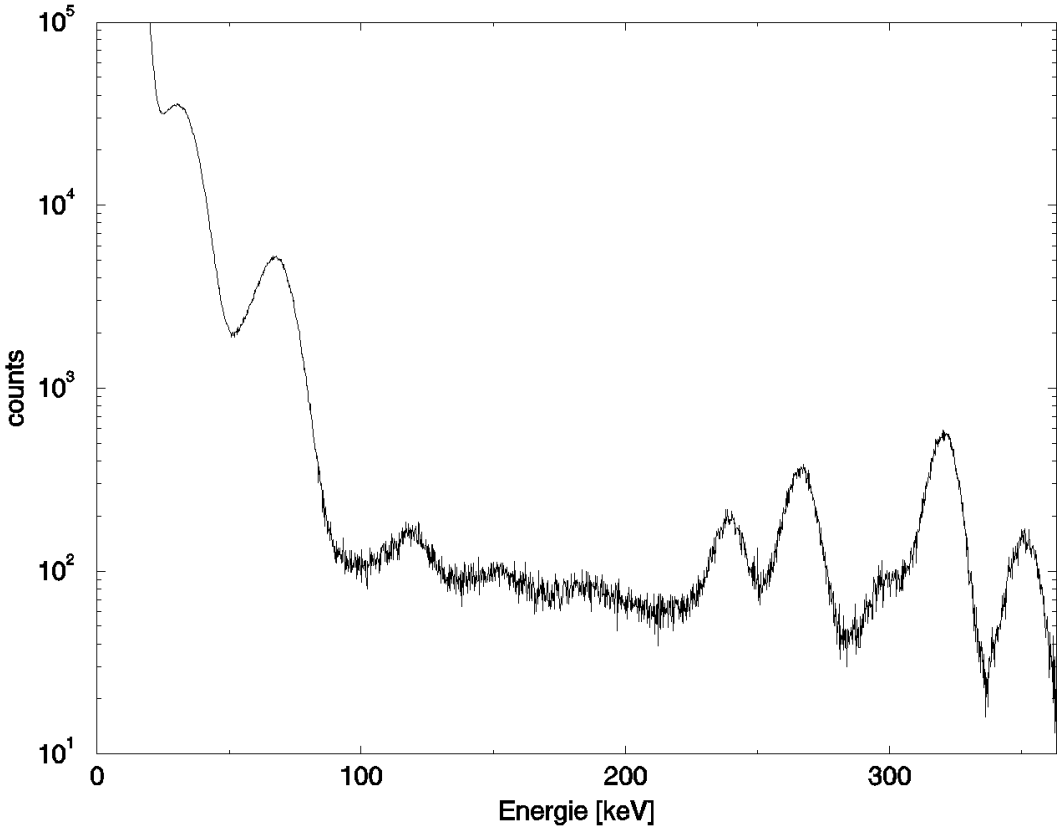


Abbildung 26: *Barium-Elektronenspektrum gemessen über 13 Stunden*

Es soll nochmals erwähnt werden, daß die beste Zeitkonstante des pulsformenden Verstärkers nur durch Experimente gefunden werden kann. Wird der Aufbau des Detektors verändert, so ist die Konstante erneut zu bestimmen. Die durchgeführten Versuche wurden alle mit einer Zeitkonstanten von 3 µs gemessen.

Weiterhin sollte auf den Abgleich des Hauptverstärkers geachtet werden [Ort92]. Im Eingangskreis wird das Signal differenziert. Das Eingangssignal folgt der Funktion

$$u_{in} = U_{\max} \boldsymbol{e}^{-t/T_0}. \qquad (25)$$

Mit der Übertragungsfunktion eines Differenzierers ergibt dies im Bildraum

$$U_{aus}(s) = U_{\max} \frac{1}{s + \frac{1}{T_0}} \times \frac{s}{s + \frac{1}{T_1}} \qquad \text{mit } T_1\text{=RC des Differenzierers.} \tag{26}$$

Und nach Rücktransformation erkennt man den Grund für ein mögliches Unterschwingen das Ausgangssignals wenn T_0 ungleich T_1

$$u_{aus} = \frac{U_{\max}}{T_0 - T_1}\left(T_0 \boldsymbol{e}^{-t/T_1} - T_1 \boldsymbol{e}^{-t/T_0}\right). \tag{27}$$

Durch das Unterschwingen kann der nachfolgende Impedanzwandler in die Sättigung gelangen. Diese zu verlassen benötigt einige Zeit, während der Verstärker kein Ausgangssignal liefert. Der verwendete Verstärker besitzt eine Abgleichschaltung für diesen Fall. Ist er unterkompensiert, so sind Unterschwinger zu beobachten. Überkompensation führt zu einem zu langsamen Abklingen des Ausgangssignales, mit der Zeitkonstante des Eingangssignales. Der Verstärker sollte also so abgeglichen werden, daß kürzeste Ausgangspulse ohne Unterschwingen zu beobachten sind.

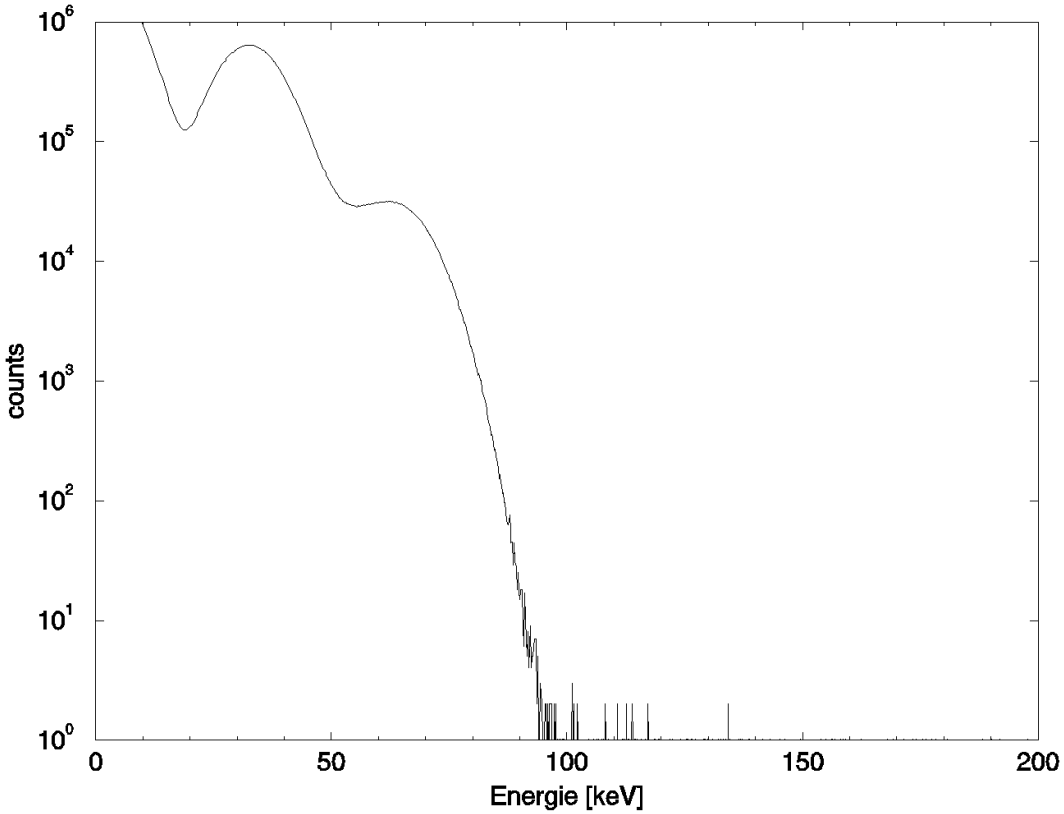


Abbildung 27: *Spektrum ohne Quelle mit einer durch Bildschirme verursachten Störung*

Im Abschluß soll noch auf zwei aufgetretene Störungen eingegangen werden. Zwei der verwendeten Geräte, der MCA und das Speicheroszilloskop, besaßen eine zeilenweise angesteuerte Elektronenstrahlröhre zur Bilddarstellung. Die hiervon emittierten elektromagnetischen Wechselfelder koppelten sich in die Meßleitungen ein, wenn diese zu dicht an den Bildschirmen vorbeigeführt wurden.

In Abbildung 27 ist ein Spektrum ohne Quelle dargestellt. Bei der Messung wurde mit dem Oszilloskop die Eingangsspannung des Hauptverstärkers überwacht. Die koaxiale Meßleitung vom Oszilloskop zum Verstärkereingang führte in etwa 1,5 cm Entfernung am Bildschirm des MCAs vorbei; die Zeilensignale wurden übergekoppelt, verstärkt und in den ADC geleitet, welches massive Störungen verursachte. Es sollten bei Messungen möglichst alle nicht benutzen Leitungen entfernt werden, und es ist darauf zu achten, daß alle Leitungen, insbesondere solche mit kleinen Signalpegeln, nicht in der Nähe von Bildschirmen oder anderen Erzeugern von elektromagnetischen Wechselfeldern verlaufen.

Eine andere Störung wurde durch den Hauptverstärker selbst verursacht. Zeitweise stieg das Grundrauschen des Detektors scheinbar an. Ohne daß etwas an dem Aufbau berührt wurde, kam und ging der Effekt. Zunächst wurde angenommen, daß ein Störsignal von einem anderen Experiment eingekoppelt wird. Eine gleichzeitige Messung von Eingang- und Ausgangssignal des Hauptverstärkers (Abb. 28) offenbarte dann den Grund der Störungen. Zwischen der links und der rechts dargestellten Messung liegen nur Minuten. Das Eingangssignal des Verstärkers ist in beiden Fällen identisch, die Störung wird im Hauptverstärker erzeugt. Eine Fehlersuche in der Elektronik des Verstärkers blieb erfolglos, jedoch trat der Effekt nicht wieder auf, nachdem der Hauptverstärker durch ein anderes baugleiches Modul ersetzt wurde.

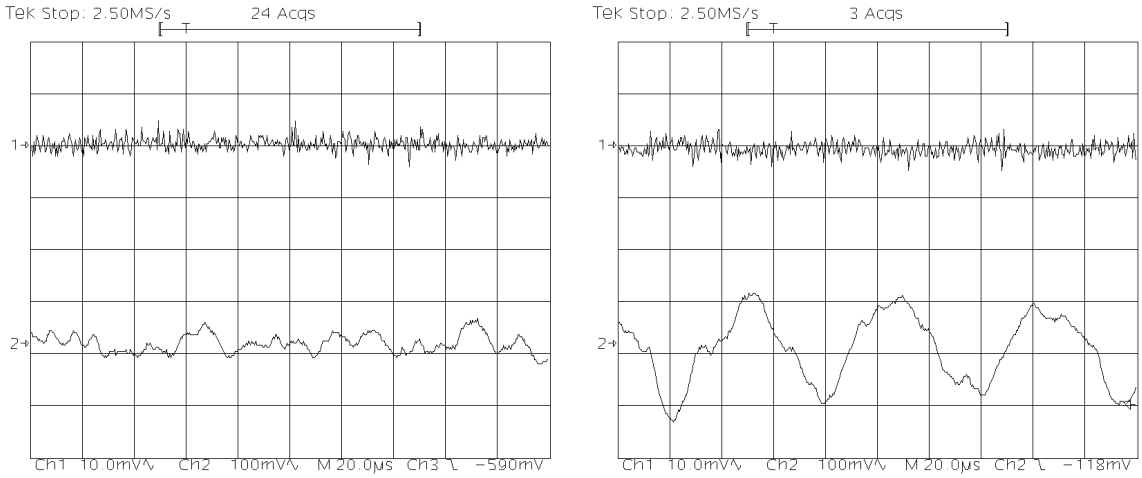


Abbildung 28: *In beiden Abbildungen liegt an Kanal 1 das Eingangssignal, an Kanal 2 das Ausgangssignal des Hauptverstärkers. Das Eingangssignal ist bei beiden Messungen vergleichbar. Das Ausgangssignal der rechts dargestellten Messung zeigt eine periodische Störung die vom Verstärker selbst erzeugt wurde. Sie hat eine Frequenz von etwa 17 kHz.*

4.4.2. Messungen von Rauschgrenze und Energieauflösung

Hier wird nun der Einfluß verschiedener Faktoren auf die Rauschgrenze und die Energieauflösung untersucht.

4.4.2.1. Einfluß des Masse-Konzeptes

Bei der Signalübertragung werden sehr geringe Pegel im Bereich einiger mV verwendet. Solche Signale sind für Störungen durch Massesträme, sogenannte Brummschleifen, sehr empfindlich. Wenn möglich, sollten die Massen einen zentralen Knoten besitzen, da dann keinerlei Leitungsschleifen entstehen. Von diesem Konzept sollte nur dann abgewichen werden, wenn die dann möglicherweise sehr langen Masseleitungen Störungen auffangen können. Oft hilft es, zwei miteinander verbundene Massepunkte zu konstruieren. Doppelte Verbindungen eines Massepotentials sollten auf jeden Fall vermieden werden. Weitere Informationen über störunempfindliche Masse-Konzepte finden sich in [Fra95].

Als zentraler Massepunkt wurde die Vakuumdurchführung zum Rezipienten gewählt. Hier wurde die Masse der beiden Spannungsversorgungen und die Masse der Schilde des Ausgangssignals gekoppelt. Weiterhin befindet sich hier eine leitende Verbindung zum Rezipienten und zum Detektorhalter. Ein sekundärer Masseknoten innerhalb des Rezipienten brachte eine leichte Verbesserung der Störunempfindlichkeit. Dieser verband die Primärmasse mit den Massen aller vier Vorverstärker und abermals der des Detektorhalters. Ein Mitanschließen des Potentials des 'kalten' Teils des Detektorhalters brachte keine Verbesserung, so daß dieser nur indirekt über das Kühlaggregat und den Rezipienten an die Primärmasse angeschlossen war.

4.4.2.2. Messungen mit erhöhter Verstärkung

Der eingesetzte symmetrische Leitungstreiber arbeitet ohne Spannungsverstärkung. Die vom Ladungsverstärker erzeugten Signale werden mit demselben niedrigen Pegel zum Hauptverstärker übertragen. Der Leitungstreiber bietet jedoch auch die Möglichkeit der Verstärkung der zu übertragenden Signale. Durch Verändern des Widerstands R_6 kann man in einfachster Weise die Verstärkung beeinflussen.

Durch eine Erhöhung der Verstärkung steigt der Signalpegel auf der Übertragungsleitung. Der Rausch-Signal-Abstand sollte also steigen, wenn das Rauschen vornehmlich von der Übertragungsstrecke stammt.

Parallel zum Widerstand R6 wurde ein 100 Ω Widerstand eingelötet; die Verstärkung steigt damit von 1 auf 3. Ein Vergleich des vor und nach der Änderung gemessenen 320 keV-Peaks im Bariumspektrum zeigt (siehe Abb. 29), daß kaum eine Verschmälerung des Pulses eintrat.

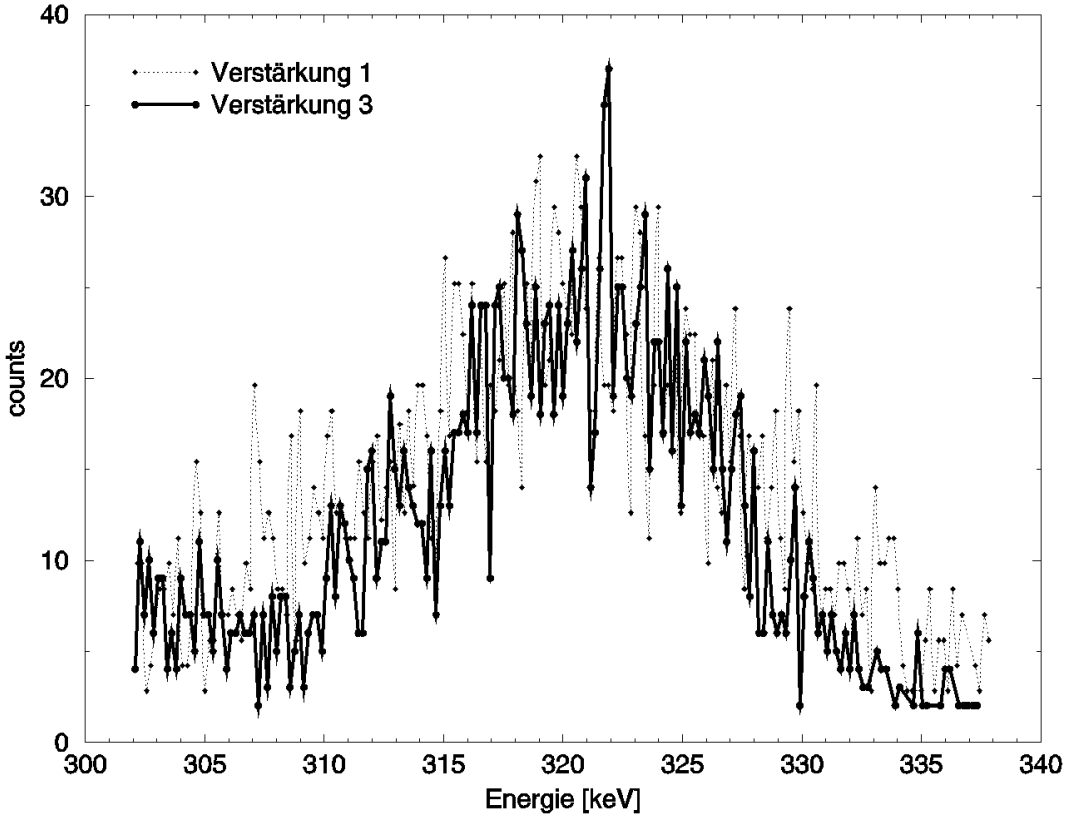


Abbildung 29: *Vergleich des 320 keV-Peaks im Bariumelektronenspektrum bei verschiedenen Verstärkungen des Leitungstreibers*

Hieraus läßt sich schließen, daß die Störeinkopplung in die Übertragungsleitungen nicht wesentlich zum Rauschen beitrugen.

4.4.2.3. Versorgungsspannungs-Filterung

Um festzustellen, ob das Rauschen durch Störungen in den Versorgungsspannungen verursacht wird, wurden die drei Gleichspannungen zusätzlich nach Abbildung 30 gefiltert. Diese Maßnahme brachten jedoch keinerlei Änderung, so daß die Einkopplungen durch die Versorgungsleitungen anscheinend vernachlässigt werden können.

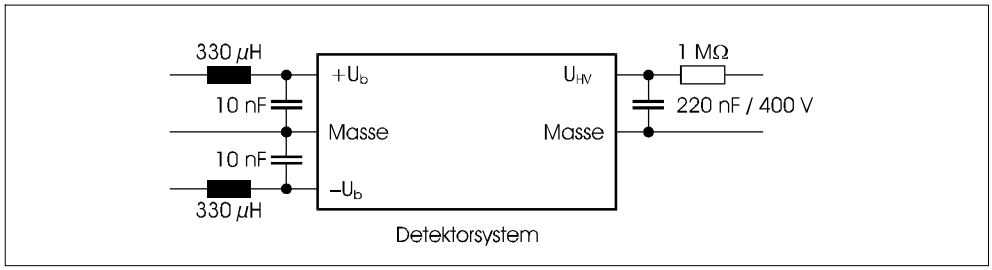


Abbildung 30: *Maßnamen zur Filterung der Versorgungsspannungen*

Abbildung 31 zeigt die durch Netzbrumm verursachte Rauschamplitude. Hierzu wurde das Ausgangssignal des Detektors gemessen; getriggert wurde jedoch auf die Netzfrequenz. Durch

Mittelwertbildung über viele Perioden (Betriebsart 'Average' des Oszilloskopes) wurden die Störungen sichtbar, die synchron mit dem Netzsignal sind.

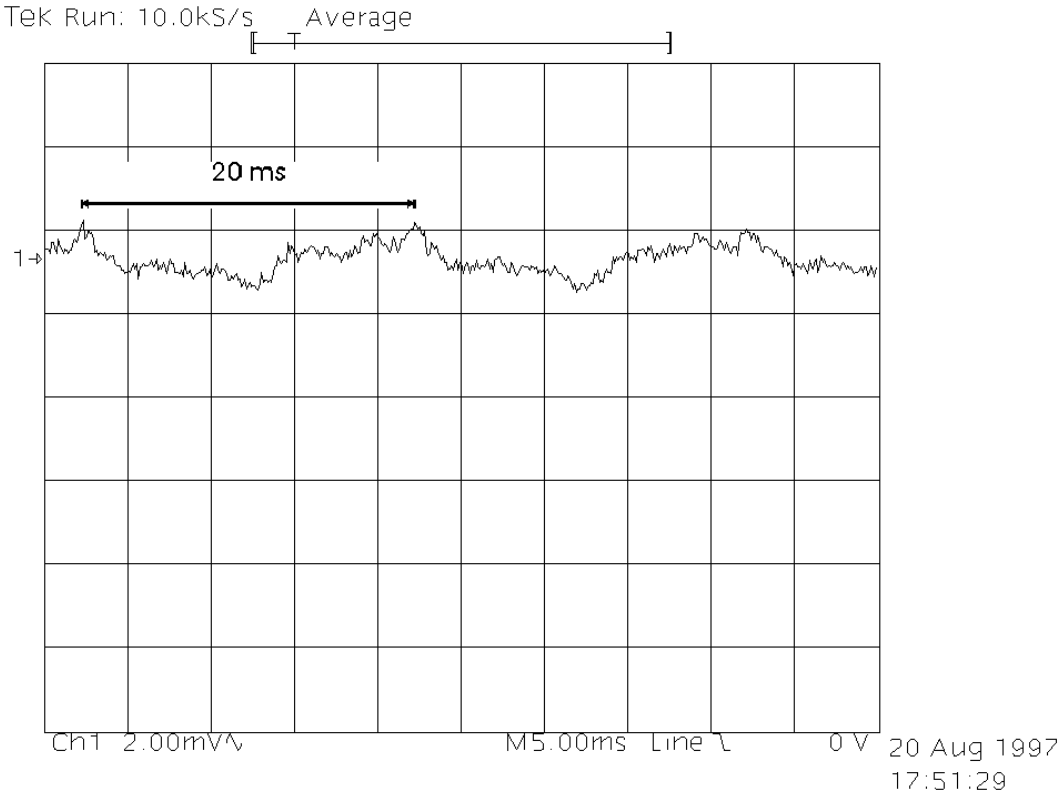


Abbildung 31: *Netzsynchroner Störanteil auf dem Ausgangssignal des Detektorsystems*

Die Amplitude liegt bei 1,5 mV_{SS}. Der nachgeschaltete pulsformende Filterverstärker filtert jedoch dieses Signal vollständig aus.

4.4.2.4. Variation des Integrationskondensators

Die Variation der Rückkoppelkapazität C_f gestaltet sich schwierig, da die Abgleichbedingung laut Gleichung 27 gegeben sein muß und diese sich bei dem verwendeten Filterverstärker nur begrenzt verstellen ließ. So ist auch in Abbildung 32 ein starkes Unterschwingen auf Kanal 2 zu sehen. Diese Abbildung zeigt den Verlauf des Signals bei minimaler Rückkoppelkapazität. Der vorgesehene Kondensator wurde ausgebaut, und es wirkten nur noch die parasitären Kapazitäten der sich nähernden Leiterbahnen.

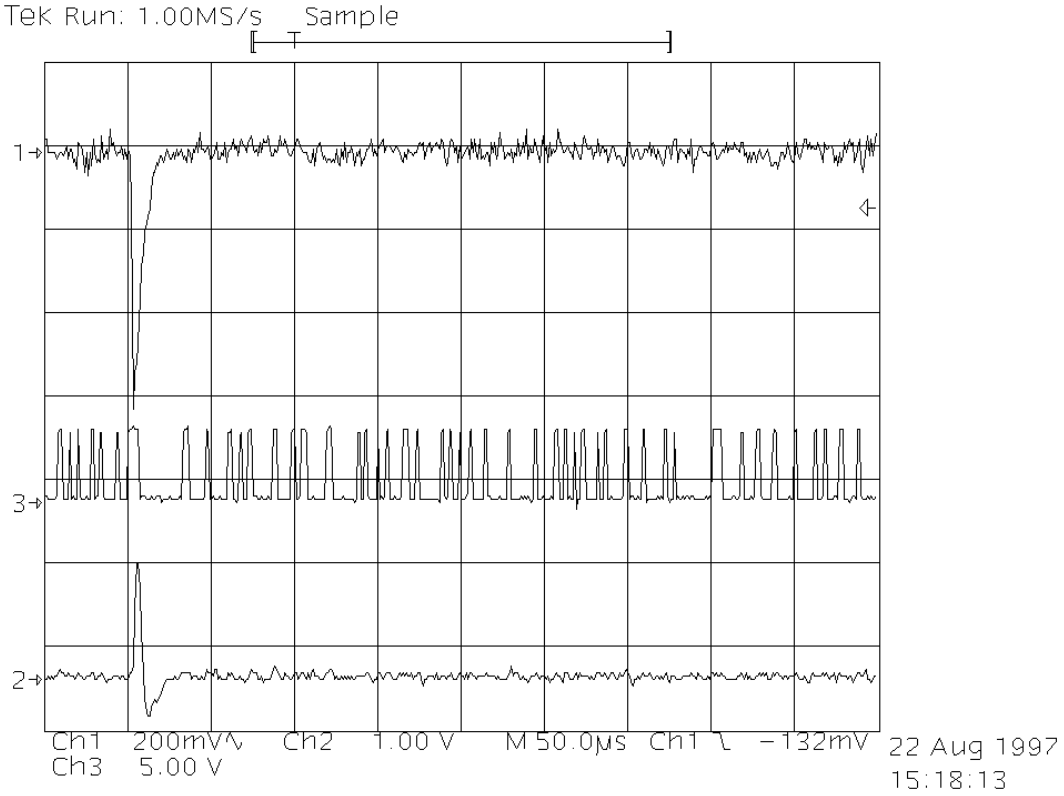


Abbildung 32: *Signalverläufe (analog Abb. 25) während Aufnahme eines Spektrums ohne dedizierten Integrationskondensator. Kanal 1 ist das Signal nach dem Symmetrieverstärker, Kanal 2 nach dem pulsformenden Verstärker und Kanal 3 der Triggerausgang des Peak-Sensing ADC.*

Das Grundrauschen ist um etwa das 10fache auf fast 100 mV_{SS} angestiegen, das Nutzsignal bei vergleichbaren Elektronenenergien allerdings um etwa denselben Faktor, so daß der Signal/Rausch-Abstand in etwa gleich geblieben ist. Die Verkleinerung des Integrationskondensators brachte also keine Verbesserung.

4.4.2.5. Einfluß des FET-Arbeitspunktes

Bei dem Entwurf des Ladungsverstärkers wurde der Arbeitspunkt des Eingangstransistors nur überschlägig bestimmt. Das in den Datenblättern gegebene Rauschminimum liegt bei $I_{D0}/2$ mit I_{D0}=Leerlaufstrom mit Gate gegen Source kurzgeschlossen. Es wurden bei etwa 30 Exemplaren der Leerlaufstrom vermessen. Die Werte schwankten stark zwischen 5 mA und 15 mA [Mei97]. Transistoren mit gleichem I_{D0} von 11 mA wurden für den Aufbau selektiert was in einem Arbeitspunkt bei 5,5 mA ($I_{D0}/2$) resultierte.

Vergleiche mit Schaltungen anderer Institute ergaben, daß diese den Arbeitspunkt zu geringeren I_D einstellen. Bei demselben Transistortypen lag I_D bei 3,5 mA.

Um den Arbeitspunkt verschieben zu können, wurde der Widerstand R_3 durch ein Potentiometer ersetzt. Der Wert von R_3 wurde nun variiert, ein Spektrum mit Elektronenquelle zur Energiekalibrierung aufgenommen und danach eines ohne Quelle zur Bestimmung der Rauschschwelle. Die Ergebnisse werden in Abbildung 33 wiedergegeben. Ausgelegt wurden

die Verstärker mit einem Widerstandswert von 1 kΩ. Die Ausgleichsfunktion zeigt ein Minimum im Rauschen bei 1,55 kΩ.

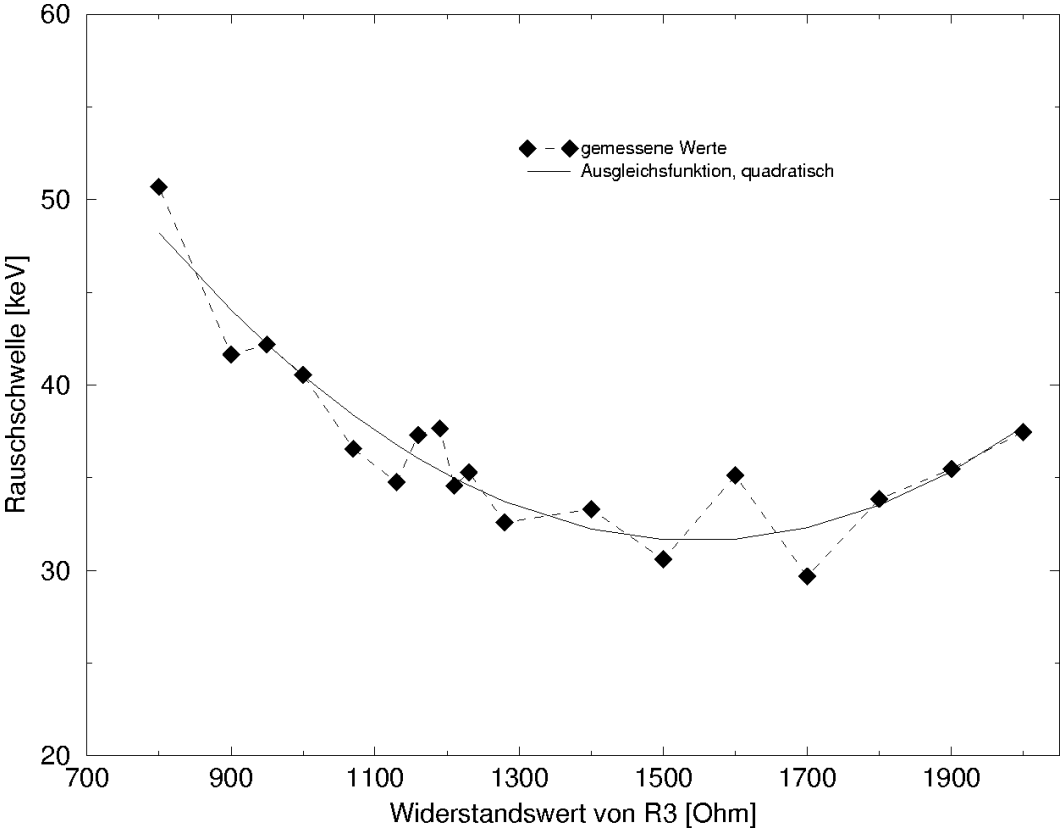


Abbildung 33: *Abhängigkeit der Rauschschwelle vom Arbeitspunkt des FET. R_3 bestimmt den Ruhestrom durch den FET.*

Der Ruhestrom I_D ist abhängig von dem Wert von R_3 und der durch R_1 und R_2 bestimmten Spannung. Werden R_1 und R_2 unverändert gelassen, so errechnet sich I_D zu

$$I_D = \frac{U_{R3}}{R_3} = \frac{\frac{(U_+ - U_-)R_1}{R_1 + R_2}}{R_3} = \frac{6V}{R_3}. \qquad (28)$$

Der Strom beträgt bei dem ermittelten Minimum des Rauschens I_D=3,9 mA. Die Rauschschwelle verschiebt sich bei vermindertem Ruhestrom, wenn man die Ausgleichskurve zu Grunde legt, um 20 % nach unten. Die sorgfältige Wahl des FET-Arbeitspunktes bietet also ein sehr hohes Potential zur Rauschverminderung.

4.4.2.6. Modifizierte Signalübertragung

Die symmetrische Signalübertragung vom Vor- zum Hauptverstärker wurde gewählt, weil die anfangs eingesetzten, kommerziellen Vorverstärker diesen Betriebsmodus bieten. Hierbei wird das Signal einmal positiv und einmal invertiert über ein verdrilltes Aderpaar übertragen. Vor dem Hauptverstärker wird das symmetrische Signal durch Subtraktion in ein unipolares gewandelt. Wird eine Störung in die Leitung eingekoppelt, so ist diese auf beiden Leitungen zu

finden, die Differenz ist Null (vergl. Abb. 34). Dieses Verfahren bietet also eine größere Störsicherheit.

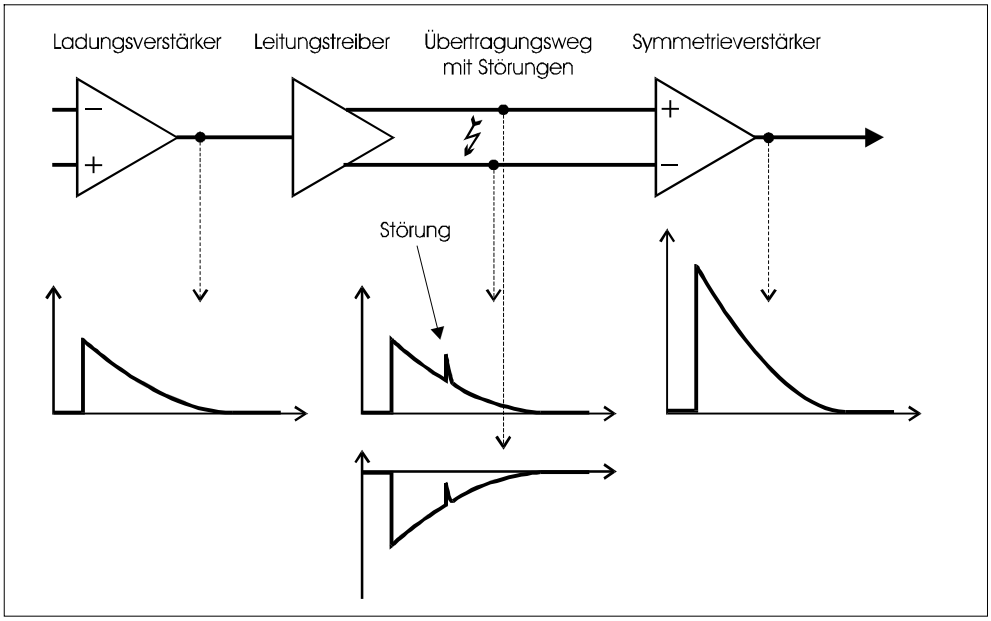


Abbildung 34: *Prinzip der Störunterdrückung bei symmetrischer Übertragung eines Signales*

Jedoch wird das Signal, welches nur eine relativ geringe Spannung von einigen mV besitzt, über zwei Komponenten (symmetrischer Leitungstreiber und Subtrahierer), die eigentlich nicht nötig wären, geleitet. Diese Komponenten fügen dem Signal ihrerseits Rauschen hinzu. Eine symmetrische Übertragung ist also nur dann von Vorteil, wenn das Rauschen durch die zusätzlichen Komponenten kleiner ist als der Gewinn durch die Störunterdrückung.

Es wurde ein Vorverstärker zwischen Ladungsverstärker und Leitungstreiber aufgetrennt und das Signal über koaxiale Leitungen direkt zum Hauptverstärker geführt. Ein in dieser Konstellation aufgenommenes Barium-Spektrum wurde mit einem vorher gemessenen verglichen, für welches derselbe Vorverstärker in symmetrischer Schaltung diente. Abbildung 35 zeigt die Verbesserung durch Weglassen der symmetrischen Übertragung. Die Halbwertsbreite des 320 keV-Peaks ging von 10,2 keV auf 8,2 keV zurück.

Durch den Wegfall des Leitungstreibers hatte sich die Verlustleistung des gesamten Vorverstärkers so stark verringert, daß eine Kühlung des 'warmen' Teils mittels Kühlwassers nicht mehr erforderlich war.

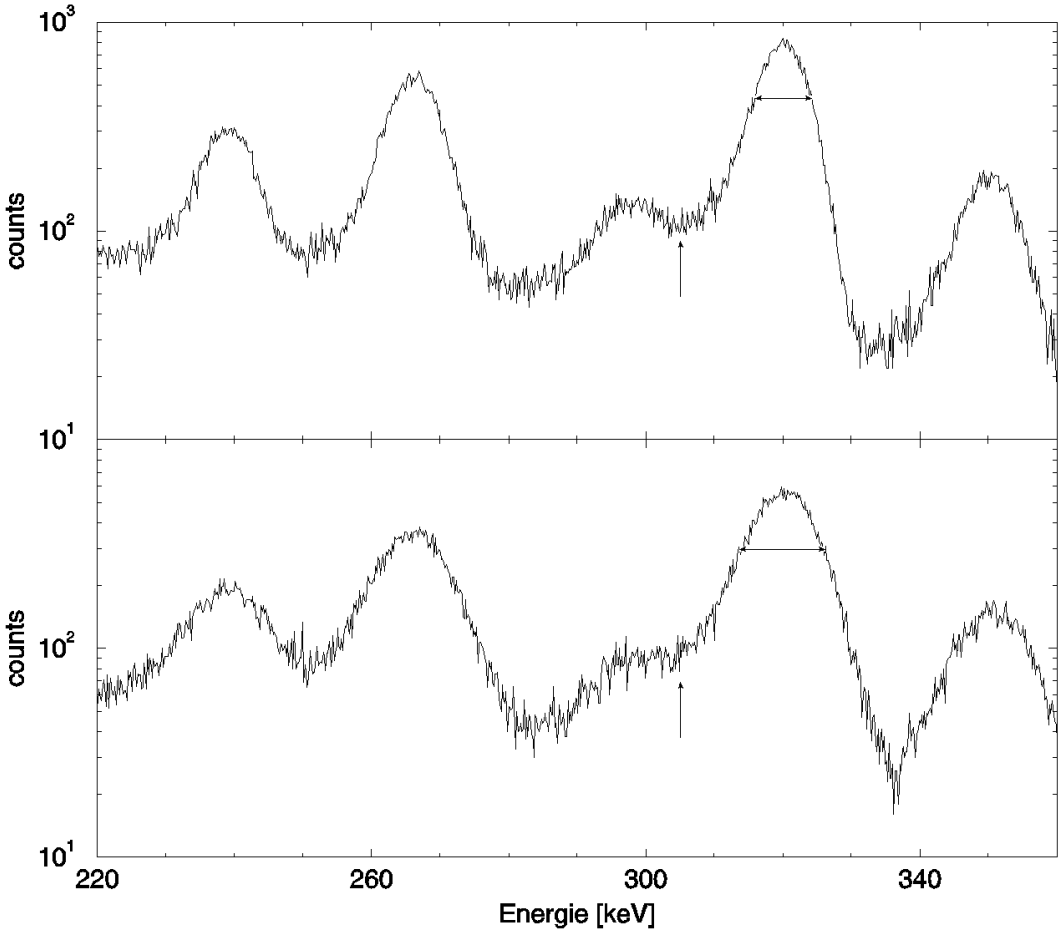


Abbildung 35: *Barium-Elektronenspektren gemessen mit coaxialer (oben) und symmetrischer (unten) Signalübertragung*

4.4.2.7. Temperaturverhalten

Die Veränderung der Werte für Energieauflösung und Grundrauschgrenze mit der Temperatur wurde gemessen. Hierzu wurden Barium-Elektronenspektren bei verschiedenen Temperaturen des 'kalten' Teils des Detektors gemessen. Der wassergekühlte Teil veränderte dabei auch seine Temperatur um insgesamt 10 K (Tabelle 9).

Temperatur des Kühlfingers [°C]	Temperatur des Leitungstreibers [°C]
18	47
-50	43
-150	39
-200	37

Tabelle 9: *Veränderung der Temperatur des Leitungstreibers auf dem wassergekühlten 'warmen' Teil des Detektorsystems mit der Temperatur des 'kalten' Teils.*

Da die Konfiguration mit coaxialer Signalübertragung etwas bessere Ergebnisse lieferte, werden hier in Abbildung 36 nur diese vorgestellt. Ein Vergleich mit den Daten des unmodi-

fizierten Ladungsverstärkers bestätigten den Ansatz, daß die Rauschanteile in der Form

$$u_{sum} = \sqrt{u_{Det} + u_{LT}} \tag{29}$$

addiert werden müssen. Hierbei ist u_{sum} das Gesamtrauschen, u_{LT} das durch den Leitungstreiber verursachte Rauschen und u_{Det} das des Detektors. Hiernach entspricht das Rauschen des Leitungstreibers zusammen mit dem Symmetrieverstärker einem Rauschen von etwa 6 keV, dieses nimmt mit der Temperatur (siehe Tabelle 9) allerdings bis auf etwa 4 keV ab.

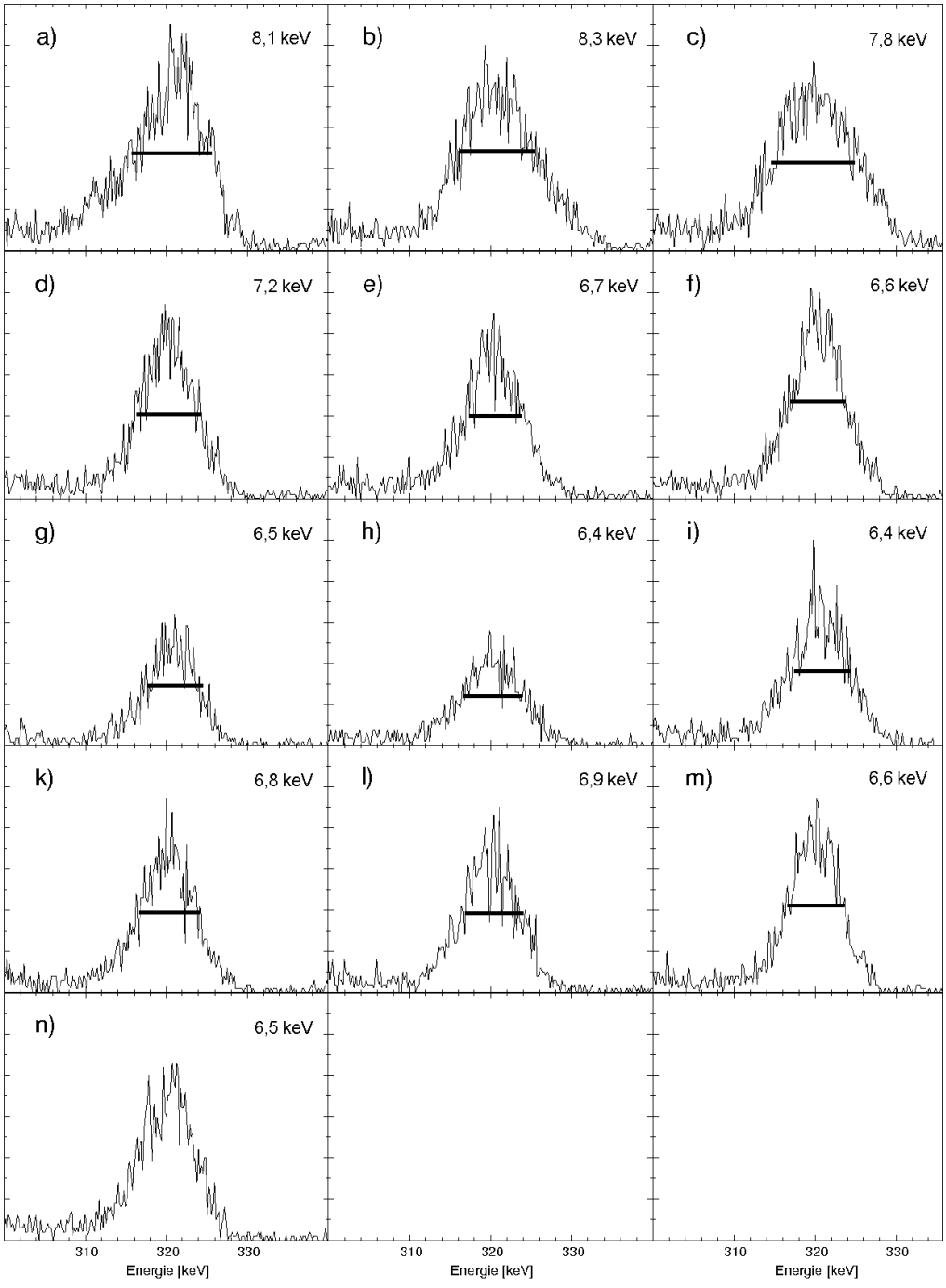


Abbildung 36: *Peak mit Breiten bei 320 keV im Bariumspektrum bei verschiedenen Temperaturen in °C. a: +20; b: +20; c: +10; d: 0; e: –10; f: –20; g: –30; h: –30; i: –45; k: –60; l: –80; m: –120; n: –200*

4.5. Vergleich mit einem kommerziellen Verstärker

Um die Leistungsfähigkeit der Eigenentwicklung zu überprüfen, wurde ein einkanaliger Detektor mit einem kommerziellen Ladungsverstärker aufgebaut. Die Firma AmpTek[30] bietet einen Ladungsverstärker in einem Hybridmodul an, den A250. Das Rauschen des Verstärkers soll laut Hersteller [Amp97] im Vergleich mit den anderen rauschenden Komponenten, wie FET und Detektordiode, vernachlässigbar sein. Er ist für einen externen, gekühlten FET ausgelegt und kann in verschiedenen Konfigurationen betrieben werden. Er erschien also trotz seines hohen Preises von 1200 DM ideal für einen Vergleich.

4.5.1. Entwicklung der Testschaltung

Für das Modul ist eine spezielle Erprobungsplatine[31] erhältlich, mit der sämtliche Konfigurationen getestet werden können. Jedoch ist diese aus einem speziellen Teflonmaterial gefertigt. Um einen möglichst realistischen Vergleich mit unserem Verstärker zu ermöglichen, sollte jedoch möglichst dasselbe Platinenmaterial verwendet werden, damit die verschieden starken Leckströme zwischen einzelnen Leiterbahnen keinen Einfluß auf das Ergebnis haben.

Es wurde eine Schaltung erstellt, bei der sich alle Anschlußvarianten des A250 nutzen lassen. So können verschiedene innere Integratoren aufgeschaltet oder ein externer benutzt werden. Für den Ruhestrom des FET kann die integrierte Quelle benutzt werden. Die Varianten können größtenteils mit Jumpern gewählt werden, so daß ein einfaches Experimentieren mit der Schaltung möglich ist.

Die Qualität der wenigen erforderlichen Bauteile entsprach der bei dem FHL-Detektor verwendeten Bauelemente, um die Vergleichbarkeit zu wahren. So wurden für die Widerstände Minimelf[32]-Typen desselben Herstellers eingesetzt. Als einzige Verbesserung wurde beim Erstellen der Fräsdaten ein anderes Verfahren[33] gewählt. Dieses verbindet nicht einfach nur die erforderlichen Punkte miteinander, sondern schließt alle unbenutzten Flächen an Masse an. Dadurch wird eine höhere Abschirmung benachbarter Signalleitungen gegeneinander erreicht, wenn eine Massefläche zwischen ihnen liegt.

4.5.2. Messungen mit kommerziellem Ladungsverstärker

Die Vermessung des Verstärkers erfolgte unter den selben Bedingungen, wie die des FHL-Detektors. Die Vorverstärkerplatine wurde von dem Detektorhalter entfernt und statt

[30] AmpTek Inc., Bedford, MA 01730 USA
[31] PC 250 Test Board
[32] Eine Norm der Bauform für SMD-Widerstände.
[33] 'Area Fill' in Mentor Graphics

dessen die A250-Platine befestigt. Da diese doppelseitig bestückt war, wurde sie auf einen Kunststoffisolator geschraubt. Die Platine des 'kalten' Teils des FHL-Detektors, die FET-Platine, kam weiterhin zum Einsatz. Sie stellte bei allen Messungen den Dioden die Hochspannung bereit. Bei weiteren Testläufen wurden auch der FET in verschiedenen Konfigurationen und die Integrationsglieder benutzt.

4.5.2.1. Messung mit variierenden Anschlußgraden

Um beurteilen zu können, welche Komponenten des Detektors wie stark zum Rauschen und zur Energieauflösung beitragen, wurden schrittweise interne Elemente des A250 deaktiviert und durch die beim FHL-Detektor verwendeten ersetzt. Abbildung 37 zeigt jeweils auf der linken Seite die Bauteile der FHL-FET-Platine, auf der rechten die vom A250 bereitgestellten. Bei dem im jeweils rechten Block eingezeichneten FET[34] handelt es sich um den mit dem A250 mitgelieferten.

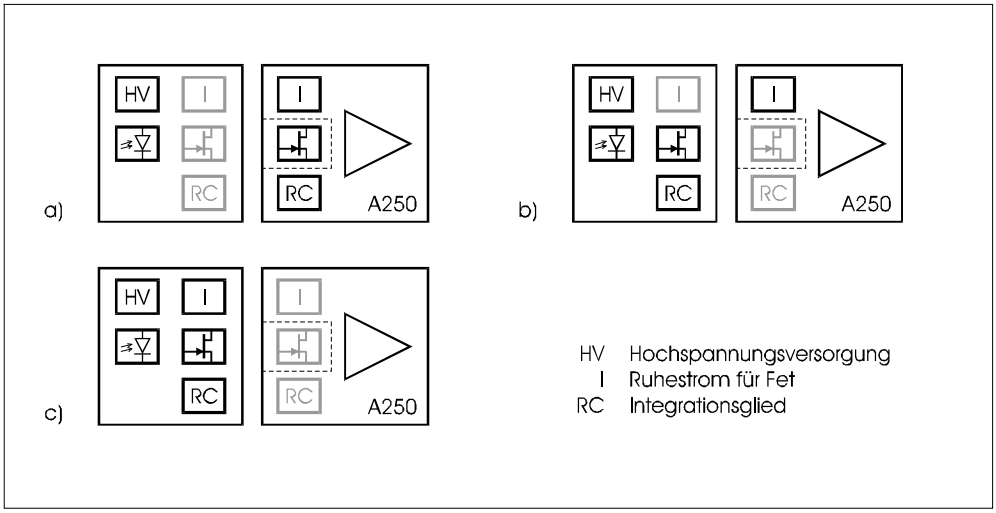


Abbildung 37: *Symbolische Darstellung der erprobten Anschlußvarianten*

Zunächst wurde von der FET-Platine des FHL-Detektors nur die Hochspannungsversorgung der Photodioden benutzt (Abb. 37a). Hierzu zählt auch die Gleichspannungs-Entkopplung des Signals. Der beim A250 beiliegende FET wurde auf kürzestem Wege 'freiluft' verdrahtet. Nun wurden mehrere Barium-Spektren aufgenommen, um die beste Zeitkonstante des TSCAs[35] zu ermitteln und dessen Verstärkung so einzustellen, daß das Ausgangssignal denselben Energie-zu-Spannung Faktor aufwies, wie es das FHL-Detektorsystem tat. Erstes ist notwendig um die beste Rauschunterdrückung zu erreichen. Die Zeitkonstante war wiederum 3 µs. Auf einen konstanten E/U-Faktor[36] wurde geachtet, um mögliche Unlinearitäten des ADCs ignorieren zu können. Würden Energielinien des Barium-Spektrums auf einen anderen Ort im Spannungsraum abgebildet, könnten sich Verzerrungen desselben bemerkbar machen. Für die Integration wurde die kleinstmögliche Kapazität gewählt: 1 pF. Die Entladung des Kondensators ist intern

[34] Ein 2SK152 als normales Durchsteck-Bauteil.
[35] Timing Single Chanel Analyser (Shaping Amplifier)
[36] Dieser Faktor gibt die Empfindlichkeit des Detektors an; welche Spannung U erzeugt wird, wenn ein Elektron mit einer Energie E gemessen wird.

mit 300 MΩ vorgesehen. Eine Darstellung des gemessenen 320 keV-Peaks ist in Abbildung 38 links unten zu sehen. Die Halbwertsbreite der Linie betrug 5,9 keV, also eine Energieauflösung von 1,8%.

Nun wurde der FET und die Integrationskomponenten von dem FHL-Detektor benutzt. Wiederum wurden Zeitkonstante und Verstärkung des TSCAs abgeglichen, bevor ein Spektrum aufgenommen wurde. Die Integration erfolgte jetzt also mit 1 pF und 100 MΩ. Die Stromversorgung des FETs erfolgte aber noch aus dem A250 heraus (Abb. 37b). Die Energieauflösung wurde durch diese Maßname etwas besser; die 320 keV-Linie hatte nur noch eine Breite von 4,8 keV (1,5%). In Abbildung 38 rechts unten ist der Peak zu sehen. Darüber ist das gesamte gemessene Spektrum dargestellt und zum Vergleich mit einer Messung mit dem FHL-System hinterlegt. Zusätzlich sieht man im oberen Diagramm von Abbildung 38 Messungen des Spektrums ohne Quelle. Hier kann man nun das Einsetzen des Rauschens beurteilen, welches unter 10 keV statt bei 32 keV liegt.

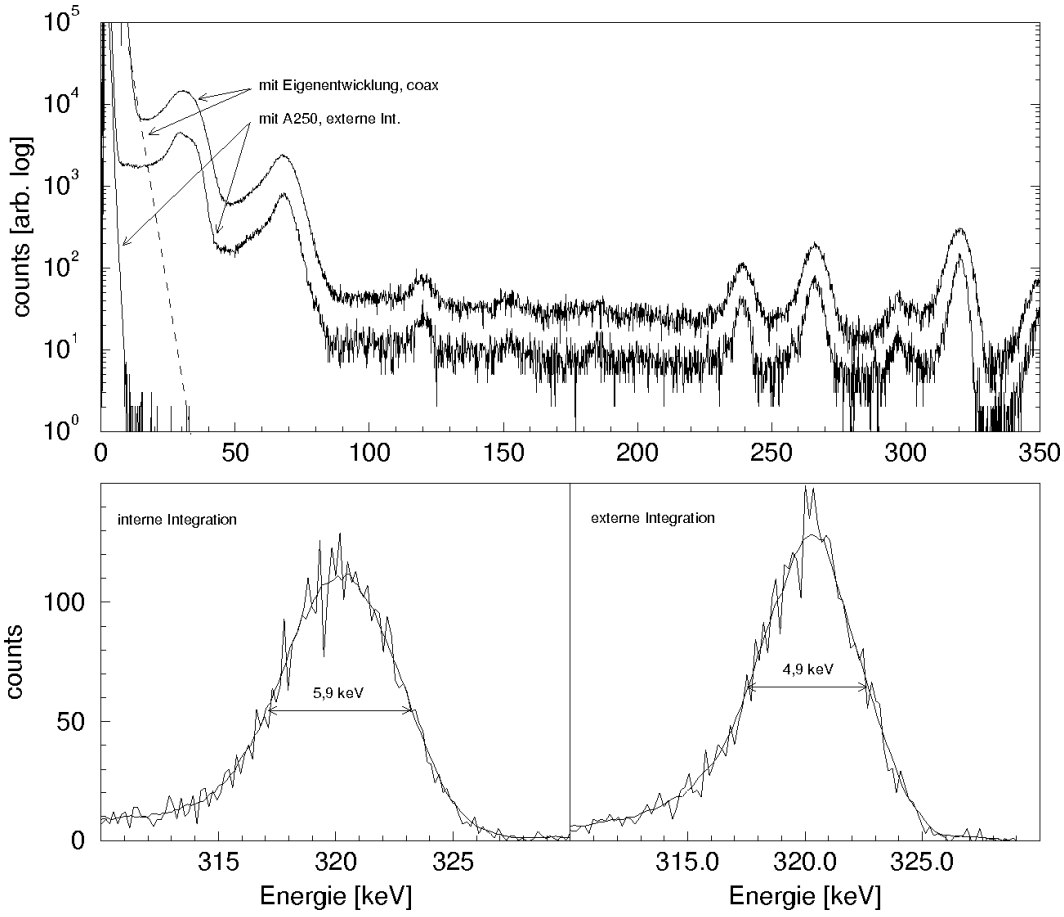


Abbildung 38: *Barium-Spektren gemessen mit dem A250 bei Raumtemperatur. Oben das komplette verglichen mit dem FHL-Detektor. Die Messung unten links wurde mit interner Integration durchgeführt, die rechte mit den Integrationskomponenten auf der FET-Platine.*

Zuletzt wurde der FET nicht mehr mit Strom aus dem A250 versorgt, sondern die Versorgung analog zur Eigenentwicklung aufgebaut (Abb. 37c). Hierbei wird der Transistor nicht mehr in der von Amptek vorgeschlagenen Source-Schaltung, sondern in Drain-Schaltung betrieben.

Die geringere Spannungsverstärkung macht sich nicht bemerkbar, und der Vorteil der Drain-Schaltung [MIB90], der geringere Ausgangswiderstand, ist hier nicht von Nutzen. Es konnten jedoch keine Veränderungen im Vergleich mit dem vorherigen Aufbauzustand festgestellt werden, so daß hier keine Spektren vorgestellt werden.

4.5.2.2. Temperaturverhalten

Um den Einfluß der Kühlung zu untersuchen, wurden nun Messungen mit dem Aufbau nach Abbildung 37c durchgeführt, da dieser in den Voruntersuchungen die besten Ergebnisse lieferte. Drei verschiedene Temperaturen wurden untersucht: Raumtemperatur (18°C), 0°C und -120°C. Es wurden jeweils Spektren des Bariums aufgenommen, und zur Bestimmung des Eigenrauschens des Detektorsystems identische Messungen ohne Quelle. Die Verstärkung und Zeitkonstante des TSCAs wurden hierbei zu den Vormessungen unverändert gelassen.

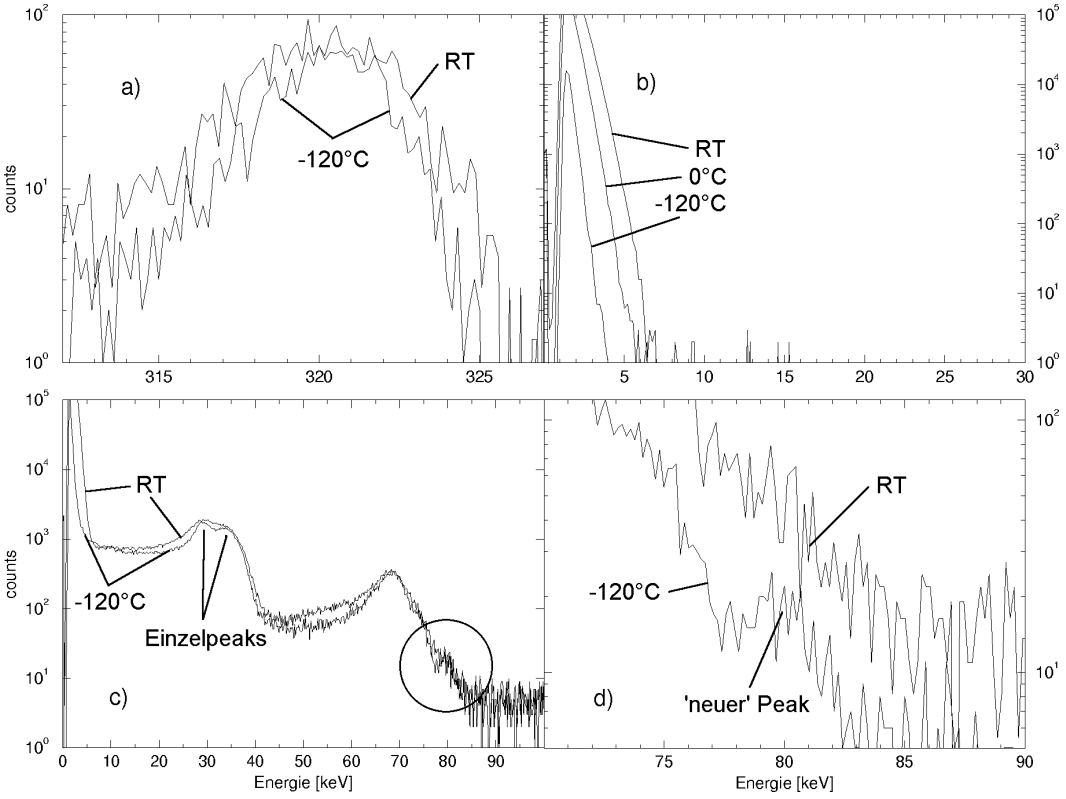


Abbildung 39: *Barium-Spektren gemessen mit einem A250. Dargestellt sind jeweils Ausschnitte aus dem Spektrum (a, c, d) bei Raumtemperatur und mit auf -120°C gekühltem Detektor. Teilbild b zeigt Messungen ohne radioaktive Quelle bei RT, 0°C und -120°C. Der in c umkreiste Bereich ist in d größer dargestellt.*

Die Ergebnisse zeigen eine deutliche Verbesserung bei Kühlung auf 0°C. Weiteres Verringern der Temperatur zeigt keine große Wirkung bei der erreichten Energieauflösung. So werden in Abbildung 39 nur die Kurvenverläufe bei RT und -120°C vorgestellt und verglichen. In Teilbild 39a ist eine Vergrößerung des 320 keV-Peaks zu sehen. Die Halbwertsbreite der kälteren Messung (untere Kurve) ist deutlich schmaler als bei der warmen Messung. Es zeigt sich, daß auch Doppellinien, die vorher einen Gesamtpeak erzeugten, mit dem gekühlten Detektor getrennt werden können. Dies ist in Abbildung 39c im Bereich von 30 keV

ersichtlich. Im unteren Spektrum sind zwei Einzelspitzen zu sehen, wo im warmen Zustand (obere Kurve) nur ein einzelner verschmierter Puls zu sehen ist. Es wird gekühlt auch ein Peak bei 80 keV sichtbar, der bislang nicht nachweisbar war (Abb. 39d). In diesem Diagramm ist das ungekühlte Spektrum etwas senkrecht nach oben verschoben worden[37], um die Vermischung der Kurven zu reduzieren und ein klareres Bild zu vermitteln.

Die Messungen ohne radioaktive Quelle sind in Abbildung 39b dargestellt. Hier ist deutlich das Abnehmen der Rauschschwelle mit sinkender Temperatur sichtbar. Der 'linke' Verlauf wurde bei -120°C gemessen, der 'mittlere' bei 0°C und der letzte bei RT.

[37] unter Beachtung des logarithmischen Maßstabs

5. Ergebnisse und Bewertung

5.1. Vorstellung der Ergebnisse

Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Elektronendetektor (FHL-Detektor) zeigte bei Raumtemperatur in Rauschgrenze und Energieauflösung mit dem Desy-Detektor vergleichbare oder um einige Prozent bessere Werte. Eine Kühlung des Detektorsystems bis auf -20°C erhöhte die Energieauflösung um 20%. Niedrigere Temperaturen bis hinunter zu -200°C erbrachten nur eine marginale Verbesserung. Die Rauschgrenze fiel bis etwa -30°C um 30%, um in kälterer Umgebung gleichfalls annähernd konstant zu bleiben (siehe Abbildungen 41 und 40).

Um die volle Leistungsfähigkeit des FHL-Detektors zu erhalten, mußte der Arbeitspunkt des Eingangstransistors im Betrieb abgeglichen werden. Diese Maßnahme wurde schon in [Pol97] vorgeschlagen, jedoch nicht umgesetzt. Im konkreten Fall konnte das Rauschverhalten des Detektors mit dieser Maßnahme um etwa 20% verbessert werden.

Die zunächst aus historischen Gründen eingesetzte symmetrische Signalübertragung vom Vor- zum Hauptverstärker trug ihrerseits zum Rauschen bei. Asymmetrisch übertragene Signale wiesen eine um etwa 20% besseres Energieauflösung auf.

Andere Einflüsse auf die Signalqualität wie zum Beispiel die Art der Masseverteilung, Filterung der Spannungsversorgung und Größe des Integrationskondensators waren zwar vorhanden, jedoch im Vergleich zu den bislang genannten Maßnamen vernachlässigbar.

Der Aufbau des Detektors selbst deckte keine Schwierigkeiten durch den hohen möglichen Temperaturhub von 220 K auf. Sowohl die elektronische Schaltung als auch die geklebten Dioden überstanden die Temperaturzyklen ohne Ausfälle. Nach einiger Zeit wurde jedoch ein feiner, weißlicher Belag auf den Bauteilen und der Trägerplatine des stark gekühlten Teil sichtbar. Es kann nicht ausgeschlossen werden, daß dieser nachteilige Auswirkungen hat, Vergleiche mit einem frisch bestückten Exemplar zeigten jedoch keine Unterschiede.

Die schwimmende Lagerung der Photodioden in Wärmeleitpaste wurde erfolgreich umgesetzt. Es konnten signaltechnisch keine Unterschiede zu geklebten Dioden festgestellt werden.

Die räumliche Trennung von 'kaltem' und 'warmen' Teil des Detektorsystems erwies sich mit 7 mm als groß genug. Der Temperaturhub auf dem 'warmen' Teil aufgrund der durch die Verbindungsleitungen gegebenen thermischen Kopplung beider Teile entsprach nur einem Zwanzigstel des Hubs des 'kalten' Teils. Ein variierbarer Abstand beider Teile erscheint nun nicht mehr notwendig.

5.2. Bewertung im Vergleich mit einem kommerziellen LeV

Der Aufbau mit dem kommerziellen Ladungsverstärker A250 erwies sich um fast den Faktor 2 bei der Energieauflösung und den Faktor 3 beim Grundrauschen besser, als mit dem im FHL-Ladungsverstärker eingesetzten OPA 620. Da bei einige Messungen nur der Operationsverstärker durch den A250 ersetzt und alle anderen Bauteile des FHL-Systems benutzt wurden, scheint in der Auswahl des Operationsverstärkers noch ein hohes Potential zur Verbesserung des Detektors zu liegen. Allerdings unterscheiden sich die beiden Verstärker im Preis auch um den Faktor 60.

Auch bei Verwendung von diesem Ladungsverstärker zeigte sich, daß ein Kühlen unter -40°C nicht nötig ist. Die Rauschgrenze war mit dem A250 annähernd unabhängig von der Temperatur des 'kalten' Teils (Abb. 40). Hieraus kann geschlossen werden, daß die Rauschgrenze im wesentlichen von der Wahl des Integrierer-OPs abhängig ist, da die durch die Erniedrigung der Temperatur einhergehende Rauschverminderung in den anderen beteiligten Bauelementen keinen Effekt zeigt. Der beim FHL-Verstärker beobachtete Zusammenhang zwischen Temperatur und Rauschgrenze könnte durch die leichte, parasitäre Kühlung des Integrierer-OPs begründet sein. Vermutlich würde eine Verringerung der Temperatur dieses OPs an die Spezifikationsgrenze (-40°C bzw. -55°C) eine wesentliche Verbesserung des Rauschverhaltens erbringen.

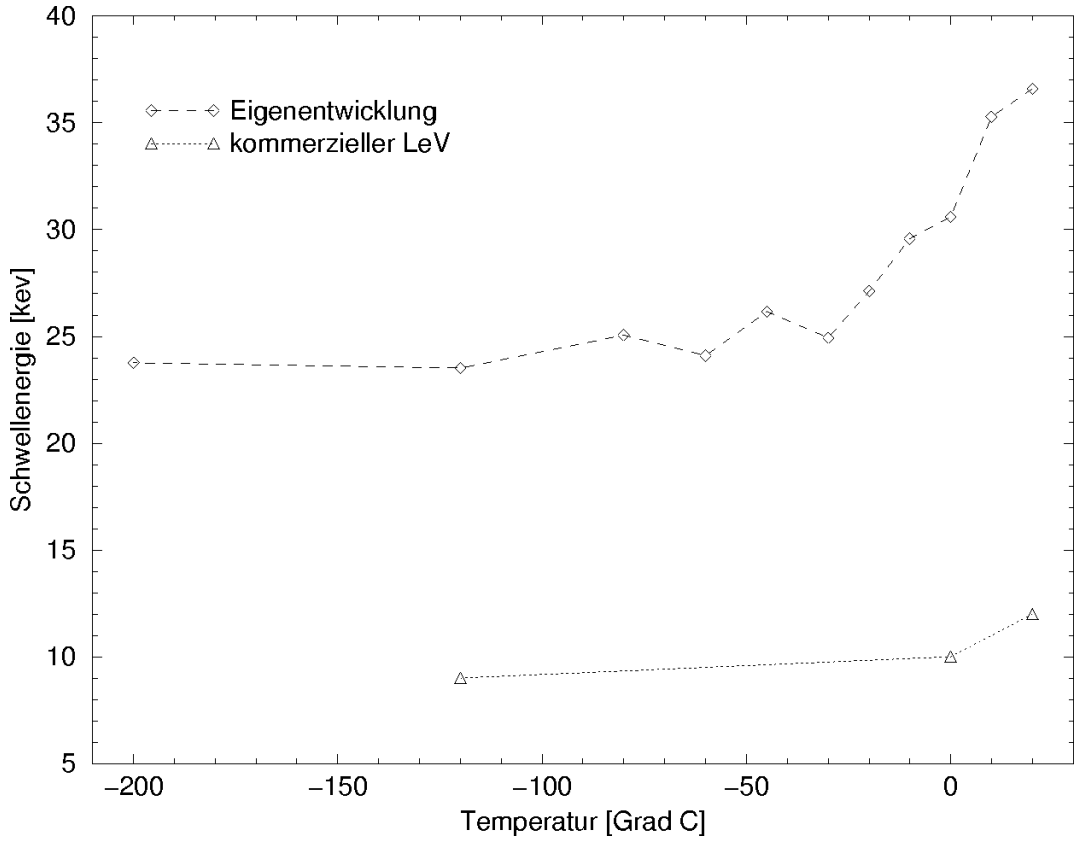


Abbildung 40: *Rauschgrenze des FHL-Detektors mit FHL-LeV (◊) und mit A250 (Δ) bei verschiedenen Temperaturen des 'kalten' Teils*

Die Verbesserung der Energieauflösung ist bei beiden Varianten in etwa gleich (Abb. 41). Diese scheint also vor allem durch die stark gekühlten Teile wie Photodiode und FET bestimmt zu sein.

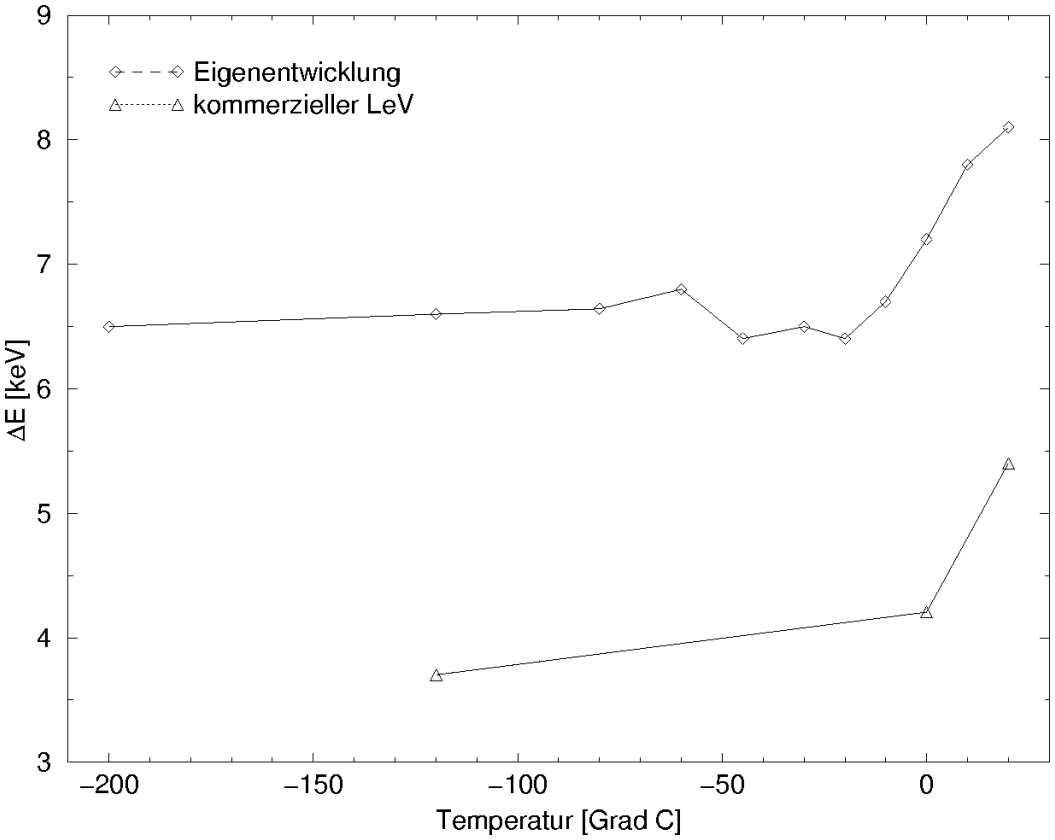


Abbildung 41: *Energieauflösung des Detektorsystems mit FHL-LeV (◊) und A250 (Δ) bei verschiedenen Temperaturen des 'kalten' Teils*

Die Auflösung ist jedoch noch nicht so hoch, daß die vom Elektronendetektor ermittelten Energien in die Berechnungen des (γ, eγ)-Experimentes einfließen können. Hierzu wäre eine Energieauflösung kleiner 1 keV erforderlich [Bel97].

6. Ausblick

Der entwickelte FHL-Detektor ist aufgrund seiner Leistungsfähigkeit als Ersatz für den Desy-Detektor geeignet. Einzig die Flächennutzung f der Teststruktur sollte in der Serienversion noch erhöht werden. Sie liegt jetzt bei 0,08 und ist somit 6,7 mal geringer als beim Desy-Detektor. Als Lösung könnte eine gemeinsame Trägerplatine, analog des Desy-Detektors aber mit schwimmender Lagerung der Dioden zur leichteren Tauschbarkeit, dienen.

Eine Ursache der geringeren Nutzung ist die kleinere aktive Fläche der Dioden. Die ungenutzte Randbreite ist unabhängig von der aktiven Fläche bei allen Diodentypen etwa 1 mm. Hinzu kommt der Platz für die Bondungen auf dem Diodenträger. Größere Dioden in einem weiteren Abstand zur Probe können hier Abhilfe schaffen.

Der FHL-Detektor sollte auf asymmetrischer Signalübertragung umgestellt werden. Neben den Verbesserungen im Rauschverhalten nimmt die zu kühlende Verlustleistung im Rezipienten ab, und die vorher notwendigen Symmetrieverstärker vor den Hauptverstärkern entfallen. Der Platzbedarf für einen Vorverstärker sinkt mithin um 30%.

Zur Verbesserung der Energieauflösung könnten Aperturblenden für die Photodioden vorgesehen werden. Diese verhindern das Eindringen von Elektronen in die Randbereiche der Dioden, in denen eine inhomogene RLZ herrscht.

Die beiden getrennten Teile des Vorverstärkers können zusammen auf eine gemeinsame Kühlplattform aufgebracht werden. Eine Temperatur von -30°C bis -40°C reicht für den bisherigen 'kalten' Teil aus und bringt eine Rauschverminderung beim 'warmen' Teil. Die Kühlung könnte dann mit geringem Aufwand mittels Peltierelementen erzeugt werden. In diesem Fall müßte keine aufwendige Helium- oder Stickstoffkühlung verwandt werden. Entsprechende Untersuchungen [Köh91] zeigten allerdings Signalstörungen, die von dem mehrere Ampere starken Strom der Peltierelemente herrührten [Now97].

Abschließend kann für die nächste Generation des ortsauflösenden Elektronendetektors das FHL-Detektorsystem empfohlen werden. Eventuell könnte zur weiteren Leistungssteigerung statt des FHL-Ladungsverstärkers der A250 eingesetzt werden.

7. Anhang

7.1. Literaturverzeichnis

[Alo92] M. Alonso, E.J. Finn, *Physics*, Addison-Wesley Publishing, 1992

[Amp97] *Charge sensitive Preamplifier A250*, Datenblatt, Amptek Inc., 1997

[APD] Handbuch des 'Closed Cycle'-Kühlaggregates

[Bel90] F. Bell, J.R. Schneider et al., Phys. Rev. B 41 (1990), 4887

[Bel97] F. Bell, 1997, Private Mitteilung

[Blu95] W. Bludau, *Halbleiter-Optoelektronik*, Hanser Verlag, München, 1995

[Blu98] W. Bludau, 1998, Private Mitteilung

[Clo97] Gerätebuch 'Closed Cycle'-Kühlaggregat der Gruppe Schneider am Hasylab

[Com23] A.H. Compton, Phys. Rev. 21 (1923), 207

[Ela72] E. Elad, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-19 (1972), 403

[Fal97] W. Fallot-Burghardt, Elrad 5/1997, 56

[Fhl95] *Werkstoffkunde*, Skriptum 1/310, Fachhochschule Lübeck, 1995

[Fra95] J. Franz, *EMV-gerechtes Design elektronischer Schaltungen*, Elrad 7, 8, 9, 10 (1995), 36, 80, 82, 82

[Ger83] M. Geretschläger, Nucl. Instr. Meth. 204 (1983), 479

[Gou70] F.S. Goulding et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-17 (1970), 218

[Hak90] H. Haken, H.C. Wolf, *Atom- und Quantenphysik*, Springer Verlag, Berlin, 1990

[Han] Hanke, *Leiterplattentechnologie*

[Her92] E. Hering et al., *Physik für Ingenieure*, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1992

[Köh91] G. Köhnke, Diplomarbeit, Fachbereich Physikalische Technik der Fachhochschule Wedel, 1991

[Kor95] R. Kories, H. Schmidt-Walter, *Taschenbuch der Elektrotechnik*, Verlag Harri Deutsch, Frankfuhrt/M, 1995

[Kur97] F.F. Kurp, A.-E. Werner et al., Nucl. Instr. Meth. B122 (1997), 296

[MIB90] *Handbuch der Elektronik, Analogtechnik*, Medien-Institut Bremen, 1990

[Mei97] A. Meissner, 1997, Private Mitteilung

[Now97] R. Nowak, 1997, Private Mitteilung

[Ort92] *590A TSCA Operating and Service Manual*, EG&G Ortec Inc., 1992

[Pol97] M. Polack, Diplomarbeit, Fachbereich Elektrotechnik der Fachhochschule Lübeck, 1997

[Rol89] A.J. Rollason, F. Bell, J.R. Schneider, Nucl. Instr. Meth. A281 (1989), 147

[Sat97] T. Sattler, Diplomarbeit, II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg, 1997

[Sat97b] T. Sattler, 1997, Unveröffentlichte Messung

[Sie97] *αβγ-Strahlungsdetektorchip SFH 870/F170*, Datenblatt, Siemens, 1997

[Sie97b] Kundenbetreuung Siemens, 1997, Private Mitteilung

[Stö93] H. Stöcker, *Taschenbuch der Physik*, Verlag Harri Deutsch, Frankfurt/M, 1993

[Tau90] R. Taurit, *Kernphysik*, Skriptum 1/230, Fachhochschule Lübeck, 1990

[Tsc93] Th. Tschentscher, Dissertation, Fachbereich Physik der Universität Hamburg,1993

[Wei92] Ch. Weinheimer et al., Nucl. Instr. Meth. A311 (1992), 273

7.2. Programm zum Auslesen des MCA

Hier folgt das in ISO-C geschriebene Programm zum Umwandeln der Klartext-Datensätze des Canberra MCA Series 40 in rohe Datenfiles die mit den üblichen Programmen wie ACEgr, gnuplot oder spectra bearbeitet werden können. Dabei werden möglichst alle in den Canberra-Files vorhandenen Informationen in das neue Format hinübergerettet.

```
/*
** Dieses Programm wandelt die Textfiles die der MCA Canberra 40
** erzeugt in normale, zweispaltige Datenfiles.
*/

#include <stdio.h>
#include <stdlib.h>
#include <string.h>
#include <ctype.h>

#define DEBUG

/* Diese Funktion sucht im String str nach dem Tag tag und gibt das darauf
** folgende Wort zurueck.
** NULL bedeutet nicht gefunden.
*/
char* find_tag(char* tag, char* str) {
        static char wort[256];
        char* x,* y;
        x=strstr(str, tag);
        if (!x) return NULL;
        x+=strlen(tag);
        while (x && !isgraph(*x)) x++;
        y=x;
        while (isgraph(*y)) y++;
        if (y-x>255) return NULL; /* Wort zu lang */
        strncpy(wort, x, y-x);
        wort[y-x]='\0';
        return wort;
}

/* Diese Funktion sucht die Headerinfo im Canberrafile, bereitet sie auf
** und fuegt sie als Kommentar in das ASCII-File ein.
** Rueckgabewert TRUE bedeutet, dass ein Fehler auftrat.
*/
int get_header(FILE* in, FILE* out) {
        char buffer[256], memo[16], *wort;
        int tagno, ltime, ttime, n=0;
        rewind(in);
        while(!feof(in) && n<256) {
                buffer[n]=fgetc(in);
                if (buffer[n]==0) continue;
                n++;
        }
        buffer[255]=0;
        if (!(wort=find_tag("TAG NO. = ", buffer))) return 1;
        if (sscanf(wort, "%d", &tagno)!=1) return 1;
        if (!(wort=find_tag("LIVE TIME= ", buffer))) return 1;
        if (sscanf(wort, "%d", &ltime)!=1) return 1;
        if (!(wort=find_tag("TRUE TIME= ", buffer))) return 1;
        if (sscanf(wort, "%d", &ttime)!=1) return 1;
        if (!(wort=find_tag("MEMORY= ", buffer))) return 1;
        if (strlen(wort)>15) return 1;
        strcpy(memo, wort);
        /* get time and date */
        wort=strchr(buffer, '\n');
        if (!wort) return 1;
        wort=strchr(wort+1, '\n');
        if (!wort) return 1;
        wort=strchr(wort+1, '\n');
        if (!wort) return 1;
        while(wort>buffer && !isgraph(*wort)) wort--;
```

```
        wort[1]='\0';
        for (n=4; n>0; n--) { /* 4 Worte suchen */
                while(wort>buffer && isgraph(*wort)) wort--;
                if (n>1) while(wort>buffer && !isgraph(*wort)) wort--;
        }
        if (wort<=buffer) return 1;
        wort++;

        /* Ausgeben der gesammelten Daten */
        fprintf(out,"# Canberra Messung vom %s\n"
                "# Tag Nr. %i, Memory = %s\n"
                "# Live Time %i, True Time %i\n", wort, tagno, memo, ltime, ttime);
        return 0;
}

/* Diese Funktion sucht die Daten aus dem Canberrafile
** und fuegt sie in das ASCII-File ein.
** Rueckgabewert TRUE bedeutet, dass ein Fehler auftrat.
*/
int get_data(FILE* in, FILE* out) {
        char line[256];
        int i, j, row, d[8], ok=0;
        rewind(in);
        while (!feof(in)) {
                fgets(line, 255, in);
                for (i=strlen(line); i--; ) if (line[i]<' ') line[i]=' ';
                i=sscanf(line, "%d %d %d %d %d %d %d %d %d", &row, &d[0],
                        &d[1], &d[2], &d[3], &d[4], &d[5], &d[6], &d[7]);
                if (i!=9) continue;
                for (j=row; j<row+8; j++) {
                        fprintf(out, "%d %d\n", j, d[j-row]);
                        ok=1;
                }
        }
        if (!ok) return 1;
        return 0;
}

int main(int argnum, char** args) {
        FILE *infile, *outfile;
        if (argnum==1 || argnum>3) {
                fprintf(stderr, "Usage: %s <canberrafile> [<asciifile>]\n", args[0]);
                exit(EXIT_FAILURE);
        }
        infile=fopen(args[1], "r");
        if (!infile) {
                fprintf(stderr, "Cant open %s\n", args[1]);
                exit(EXIT_FAILURE);
        }
        fprintf(stderr, "Opening %s for input\n", args[1]);
        if (argnum>2) {
                outfile=fopen(args[2], "w");
                if (!outfile) {
                        fprintf(stderr, "Cant open %s\n", args[2]);
                        exit(EXIT_FAILURE);
                }
                printf("Opening %s for output\n", args[2]);
        } else {
                outfile=stdout;
                fprintf(stderr, "Using stdout for output\n", args[1]);
        }
        if (get_header(infile, outfile)) {
                fprintf(stderr, "Cant find header information\n");
                exit(EXIT_FAILURE);
        }
        if (get_data(infile, outfile)) {
                fprintf(stderr, "Error while reading data\n");
                exit(EXIT_FAILURE);
        }
        if (fclose(infile)) {
                fprintf(stderr, "Error while closing input file\n");
        }
        if (outfile!=stdout && fclose(outfile)) {
                fprintf(stderr, "Error while closing output file\n");
        }
        return EXIT_SUCCESS;
}
```

7.3. Konstruktionszeichnungen & Schaltpläne

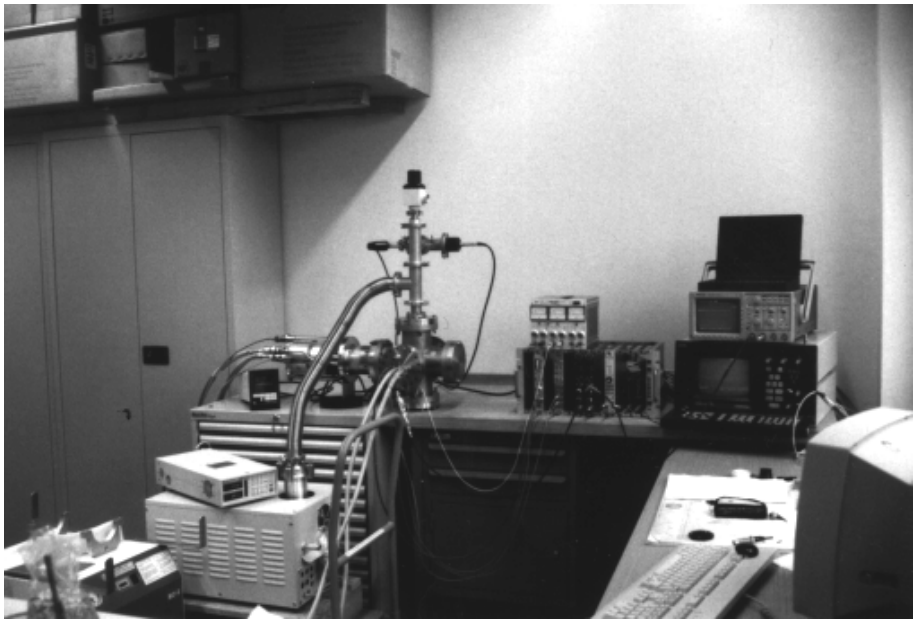
7.3.1. Flanschdeckel des Rezipienten
7.3.2. Detektorhalter
7.3.3. Ladungsverstärker des MPI
7.3.4. Ladungsverstärker der FH-Lübeck
7.3.5. Ladungsverstärker A250

7.4. Datenblätter Dioden und ICs

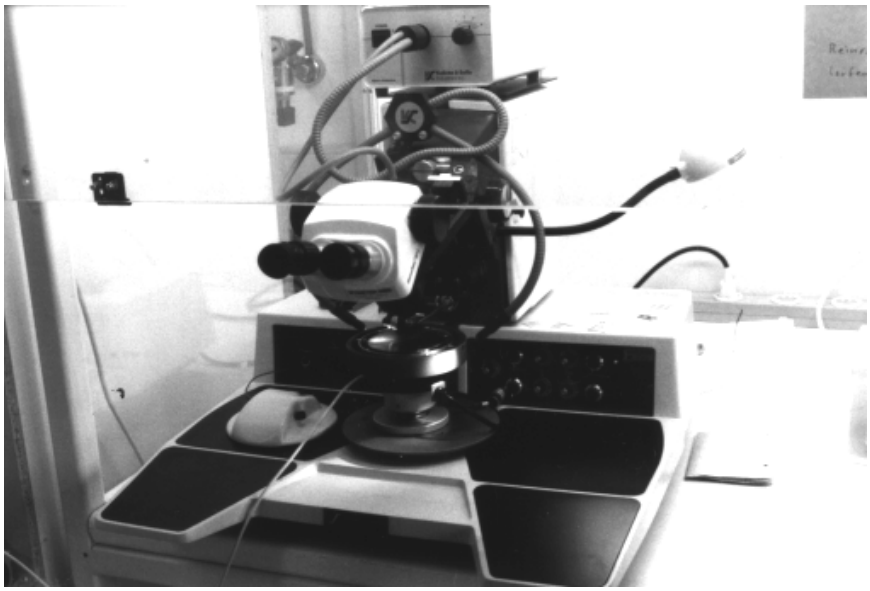
7.5. Datenblätter Leitkleber und Wärmeleitpaste

7.6. Zerfallsschema des Barium 133

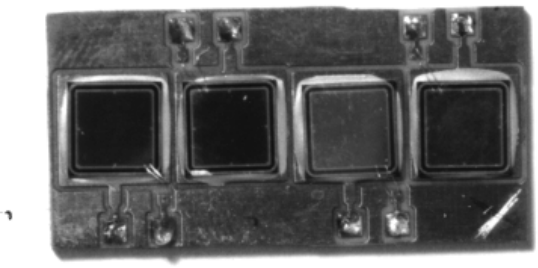
7.7. Photos



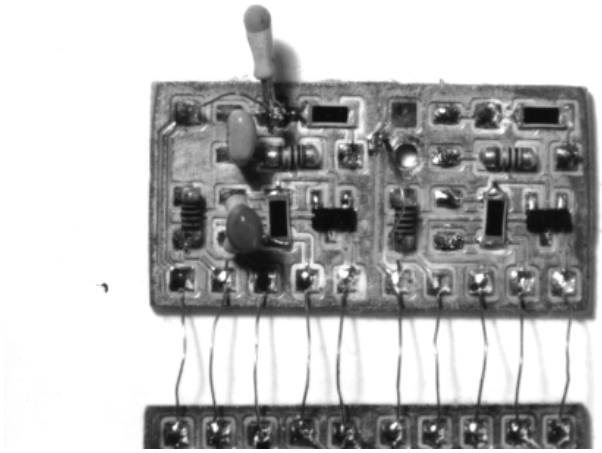
Übersicht des Meßstandes. Unten links ist die Vakuumpunpe zu sehen. Darüber der Rezipient. Rechts daneben befindet sich der Rahmen mit dem Hauptverstärker und den weiteren Modulen. Die Getäteansammlung daneben besteht aus MCA, Oszilloskop und Laptop zum Auslesen des MCAs (von unten nach oben).



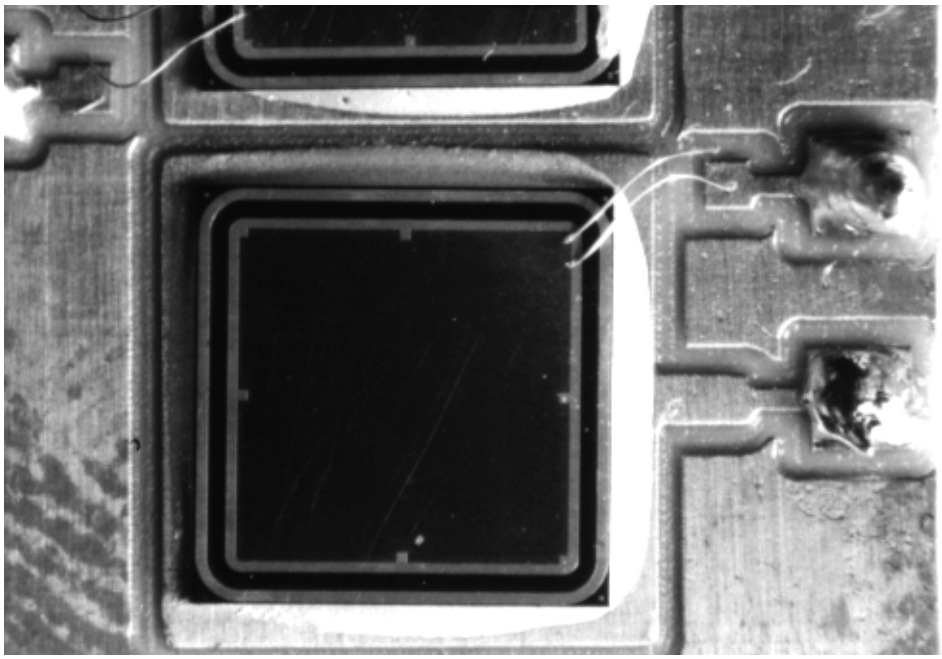
Der verwendete Bonder.



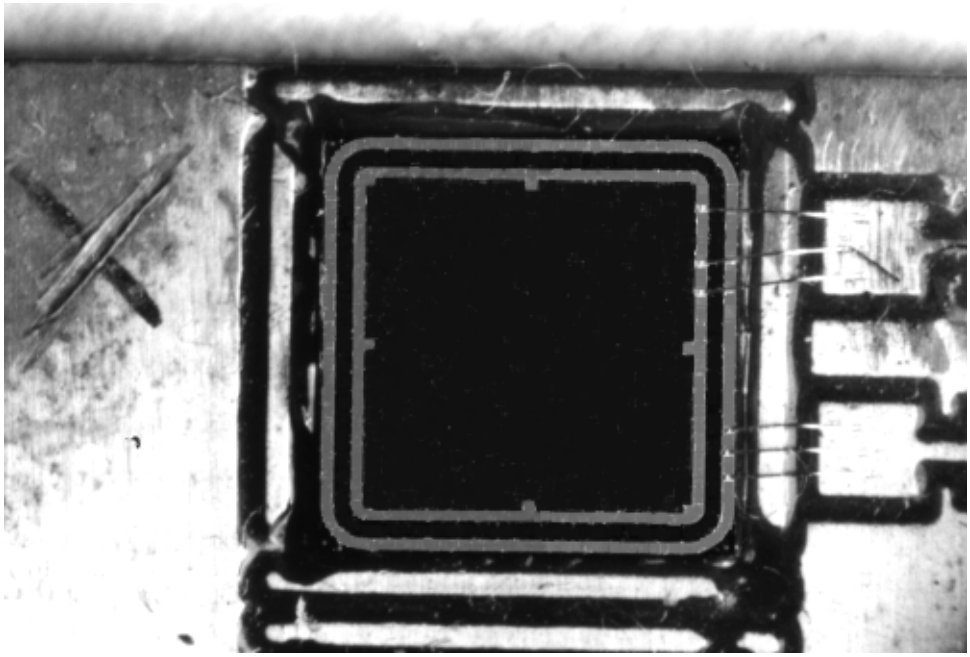
Ein 4er-Modul mit Photodioden, hier die geklebte Version.



Der `kalte' Teil des FHL-Vorverstärkers mit weißlichen Ablagerungen.



Eine auf dem Diodenträger mittels Klebetechnik aufgebrachte Diode.



Eine in der Wärmeleitpaste schwimmend gelagerte Diode.

7.8. Erklärung zur Diplomarbeit

Ich versichere, daß ich die Arbeit selbständig, ohne fremde Hilfe verfaßt habe.

Bei der Abfassung der Arbeit sind nur die angegebenen Quellen benutzt worden. Wörtlich oder dem Sinne nach entnommene Stellen sind als solche gekennzeichnet.

Lübeck, den 5. Juni 1998

Ich bin damit einverstanden, daß meine Arbeit veröffentlicht wird, insbesondere daß die Arbeit Dritten zur Einsichtnahme vorgelegt wird oder Kopien der Arbeit zur Weitergabe angefertigt werden.

Lübeck, den 5. Juni 1998

7.9. Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Personen bedanken, die zum Gelingen dieser Diplomarbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt

Prof. Dr.-Ing. Kindler	für die Vermittlung dieser Themas und seine vielfältige und ausdauernde Unterstützung,
Prof. Dr. Schneider	für die Ermöglichung und Übertragung dieser interessanten Diplomarbeit
Dr. Frank Kurp	für die gründliche Einführung in die Compton-spektroskopie und seine einzigartigen Anregungen,
Dipl.-Phys. Tim Sattler	für die sehr gute Zusammenarbeit,
Dipl.-Ing. Rüdiger Nowak	für die intensive und zuvorkommende Betreuung und seine stete Hilfsbereitschaft,
Dipl.-Ing. Andreas Meissner	für seine Unterstützung in schaltungstechnischen Fragen,
Frau Dagmar Bollmann	für die kompetente Beratung und die Lektionen bei der Herstellung von Platinen,
Dipl.-Ing. Frank Hertlein	für seine Hilfestellung bei der Vermessung der Photo-dioden,
Dipl.-Ing. Anja Swiderski	für die Anregungen in mechanischen Belangen,
dem Elektroniklabor des Hasylab	für die prompte und präzise Herstellung der Diodenträger,
der mechanischen Werkstatt des Hasylab	für die unkomplizierte und schnelle Fertigung der benötigten Teile,
allen Mitgliedern der Gruppe HEP	für die ebenso freundliche wie anregende Arbeits-atmosphäre und
Andreas Schwarz	für die Bereitstellung einer Unterkunft in der Not.

Mein ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern, die mir dieses Studium ermöglicht haben und immer vorbehaltlos hinter mir standen.

Bei Dana Ritzel, meiner lieben Schwester, möchte ich mich für ihre unschätzbare moralische Unterstützung bedanken.