Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls–Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Ina Baumann
aus Buchen

1996

Charakterisierung von Silizium-, Galliumarsenid- und Diamantdetektoren

Die Diplomarbeit wurde von Ina Nadja Baumann ausgeführt am
Max-Planck-Institut für Kernphysik
Heidelberg
unter der Betreuung von
Herrn Prof. K. T. Knöpfle

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung

Viele aktuelle und künftige Hochenergiephysikexperimente beschäftigen sich mit der Untersuchung der Eigenschaften von kurzlebigen Elementarteilchen, z.B. mit den Eigenschaften von B-Mesonen. Diese unstabilen Teilchen haben eine Lebensdauer, die in der Größenordnung von 10^{-12} s liegt. Um die Lebensdauer der Teilchen, bzw. ihre Zerfallsprodukte zu messen, ist man an der Rekonstruktion der Zerfallsvertizes interessiert. In heutigen Hochenergieexperimenten wie z.B. ALEPH, DELPHI, OPAL oder CDF werden dazu sogenannte Vertexdetektoren eingesetzt, die eine genaue Ortsvermessung der Spuren nahe am Zerfallspunkt der Teilchen erlauben. Siliziumstreifendetektoren eignen sich besonders gut dafür aufgrund ihrer guten Ortsauflösung, ihrer Kompaktheit und ihrer kleinen Strahlungslänge.
Auch bei dem am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg im Aufbau befindlichen Experiment HERA-B zur Untersuchung der Teilchen-Antiteilchen-Symmetrie ist ein sehr gut ortsauflösender Vertexdetektor unverzichtbar. In diesem Experiment tritt aufgrund von hohen Wechselwirkungsraten und Strahlenergien ein sehr intensives Strahlungsfeld in den Vertexdetektoren auf. Infolgedessen benötigt man Detektoren, die, zusätzlich zu den obengenannten Eigenschaften auch noch strahlenhart sind.
Die Standard-Siliziumdetektoren scheinen sich für einen solchen Einsatz nicht besonders gut zu eignen, da sie nur bis zu einer Dosis von einigen Mrad hinreichend funktionieren. Infolgedessen sucht man nach anderen Materialien, um die Siliziumdetektoren zu ersetzen. Zwei Möglichkeiten hierfür sind Galliumarsenid und Diamant. Bei beiden wird aufgrund ihrer größeren Bandlücke im Vergleich zu Silizium eine größere Strahlenhärte vermutet.
Siliziumdetektoren [1] [2] [3] sind im Gegensatz zu Galliumarsenid- und Diamantdetektoren schon ausführlicher untersucht worden. Auch Galliumarseniddetektoren [4] [5] [6] wurden schon untersucht, sind aber immer noch Gegenstand aktueller Forschung. Diamantdetektoren aus Naturdiamant sind bereits seit den fünfziger Jahren bekannt [7]. Gute Diamantdetektoren waren jedoch sehr selten und sehr teuer. Mit Hilfe eines chemischen Aufdampfverfahrens, des CVD-Verfahrens ("chemical vapor deposition"), ist man seit Ende der achtziger Jahre in der Lage künstliche, polykristalline Diamantdetektoren herzustellen. Da diese Detektorart so neu ist, sind viele ihrer Eigenschaften noch unbekannt, bzw. unverstanden.
In dieser Arbeit werden die charakteristischen Eigenschaften der drei unterschiedlichen Detektorarten untersucht und miteinander verglichen. Hierbei wird speziell die Abhängigkeit der charakteristischen Eigenschaften von der Bestrahlungsdosis betrachtet. Vor allem die Ladungssammlungseffizienz ist von großem Interesse, da diese das Signal zu Rauschverhältnis und damit letztlich die Genauigkeit der Ortsauflösung be-

stimmt. Neben der Ladungssammlungseffizienz stellt auch der Leckstrom eine wichtige charakteristische Größe dar, da er direkt zum elektronischen Rauschen beiträgt. Zu diesen Untersuchungen werden Teststrukturen mit einem einfachen Aufbau verwendet. Mit Hilfe der Ergebnisse, die man aus den Messungen mit diesen Zählern erhält, können die wichtigsten Eigenschaften für Streifenzähler abgeleitet werden.

In dieser Arbeit wird zuerst auf die allgemeine Funktionsweise eines Kristalldetektors eingegangen. Danach werden die Herstellungsarten sowie die charakteristischen Parameter der drei untersuchten Detektorarten erläutert. Anschließend werden die Vor- und Nachteile von Galliumarsenid- und Diamantdetektoren im Vergleich mit Siliziumdetektoren betrachtet.
Zur Untersuchung der Ladungssammlungseffizienz, des Leckstromes und der Strahlenschädigung werden die drei unterschiedlichen Detektoren mit 21 MeV Protonen bestrahlt. Damit man in der Lage ist eine Abhängigkeit dieser Eigenschaften von der Stärke der Bestrahlung erkennen zu können, werden die Detektoren jeweils vor und nach der Bestrahlung noch mit minimal ionisierenden Teilchen mit Hilfe einer ^{90}Sr-Quelle charakterisiert.
Die Diamantdetektoren werden zusätzlich mit $15 - 34$ MeV Alphateilchen bestrahlt, um mittels der unterschiedlichen Reichweiten der Alphateilchen die Ortsabhängigkeit der Ladungssammlungseffizienz im Detektor zu untersuchen. Anschließend werden die Ergebnisse dieser Arbeit diskutiert und mit Messungen anderer Gruppen verglichen.

2. Theoretische Grundlagen

Im folgenden wird zuerst beschrieben wie ein Kristalldetektor funktioniert. Anschließend wird auf die Prozesse eingegangen, die die Ursache dafür liefern, daß man einen Kristalldetektor zum Nachweis von Teilchen benutzen kann. Des weiteren werden die unterschiedlichen Herstellungsverfahren der drei Detektorarten sowie ihre Vor- und Nachteile in einem gemeinsamen Vergleich aufgezeigt. Auch auf die Schädigungsprozesse, welche bei Experimenten wie HERA-B und LHC-B eine große Rolle spielen, wird eingegangen.

2.1 Funktionsweise von Kristalldetektoren

In dieser Arbeit sind sowohl Halbleiter von Interesse, da es sich bei Silizium- und Galliumarsenid um einen Halbleiter handelt, als auch Isolatoren, denn Diamant ist ein Isolator. Halbleiter und Isolatoren lassen sich mit Hilfe des sogenannten Bändermodells beschreiben (siehe Abb. 2.1). Jeder kristalline Festkörper besitzt eine bestimmte Kristallstruktur, welche zum einen eine periodische Anordnung der Atome sowie auch ein die Atome umgebendes, räumliches Potential bedingt. Die Elektronen eines Atomes besetzen bestimmte Energieniveaus. Diese Energieniveaus der einzelnen Atome verbreitern sich aufgrund der räumlichen Anordnung der Atome zu Bändern. Im Bändermodell

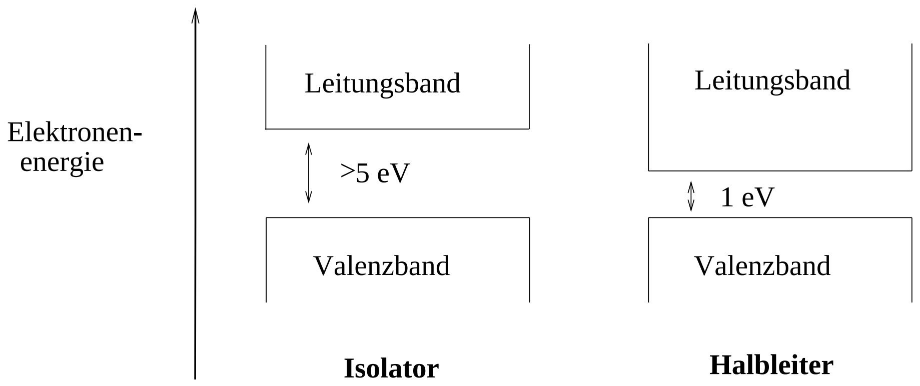


Abb. 2.1: Bändermodell eines Festkörpers [8].

gibt es zwei unterschiedliche Bänder. Das untere Band bezeichnet man als Valenzband. In diesem Band sind die Elektronen an feste Gitterplätze gebunden. Das höher gelegene Band nennt man Leitungsband. Es erstreckt sich über den ganzen Kristall. Die

Elektronen im Leitungsband können sich frei im gesamten Festkörper bewegen. Nur freie Elektronen tragen zur elektrischen Leitfähigkeit bei. Beide Bänder sind durch die sogenannte Bandlücke getrennt. Die Größe dieser Bandlücke entscheidet darüber, ob es sich um einen Halbleiter oder um einen Isolator handelt. Ein Isolator hat ein vollständig besetztes Valenzband und eine Bandlücke größer als 5 eV, in der keine Energieniveaus existieren. Auch ein Halbleiter hat ein volles Valenzband. Bei ihm ist die Bandlücke jedoch viel kleiner. Ein typischer Wert für die Bandlücke liegt bei $1 - 1.5$ eV.
Durch thermische Anregung können Elektronen vom Valenz- ins Leitungsband angehoben werden. Im Valenzband bleibt dadurch eine Leerstelle zurück, die man als Loch bezeichnet. Diese freien Ladungsträger, Elektronen und Löcher, können dann zum Ladungstransport im Kristall beitragen. Legt man eine Spannung an den Halbleiter an, so fließt ein Strom. Diesen nennt man Leckstrom. Er hängt von dem Verhältnis von Bandlücke zu Temperatur ab. Die Wahrscheinlichkeit p der thermischen Anregung eines Elektron-Lochpaares ergibt sich nach [8] zu:

$$p = CT^{3/2} exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \tag{2.1}$$

mit einer materialabhängigen Konstante C, der Temperatur T, der Bandlücke E_g und dem Boltzmannfaktor k.
Bestrahlt man den Detektor, so beruht der Nachweis von Strahlung darauf, daß die Strahlung mit dem Detektormaterial wechselwirkt. Sobald ein geladenes Teilchen an einem Detektoratom vorbeifliegt, findet zwischen diesem geladenen Teilchen und dem Hüllenelektron des Detektoratoms eine Coulombwechselwirkung statt. Je nachdem wieviel Impuls dabei übertragen wird, kann das Elektron in ein höheres Energieniveau gehoben werden (Anregung), oder es wird vollständig von seinem Atom entfernt (Ionisation). Wird das Elektron vom Valenzband in das Leitungsband gehoben, bleibt im Valenzband ein Loch zurück. Der Ionisationsvorgang führt also auch zur Erzeugung von Elektron-Lochpaaren. Diese Elektronen oder Löcher können zum einen durch Störstellen eingefangen werden, zum anderen kann es auch zu einer Rekombination zwischen einem Elektron und einem Loch kommen.
Die maximale Energie, die ein geladenes Teilchen bei einem einzelnen Stoß an ein Elektron übertragen kann, ist ungefähr $1/500$ der Teilchenenergie pro Nukleon [8]. Es muß jedoch beachtet werden, daß das Teilchen gleichzeitig mit mehreren Elektronen wechselwirken kann.
Durch das Anlegen einer Spannung erzeugt man im Detektor ein elektrisches Feld, wodurch sich die durch Ionisation erzeugten Elektronen und Löcher, entsprechend ihrer Ladung, in Richtung der jeweiligen Elektroden (vgl. Abb. 2.2) bewegen. In den Elektroden wird dadurch eine Ladung induziert, welche mit Hilfe eines ladungsempfindlichen Verstärkers gemessen werden kann. Eine solche Messung liefert zwei Informationen: Zum einen, ob ein Teilchen den Detektor durchquert hat, und zum anderen, wieviel Energie es in diesem aufgrund von Ionisation verloren hat.
Der Kristalldetektor in Abbildung 2.2 besitzt zwei Ohmsche Kontakte. Ein Ohmscher Kontakt ist ein Kontakt durch den Ladungen jedes Vorzeichens frei fließen können.

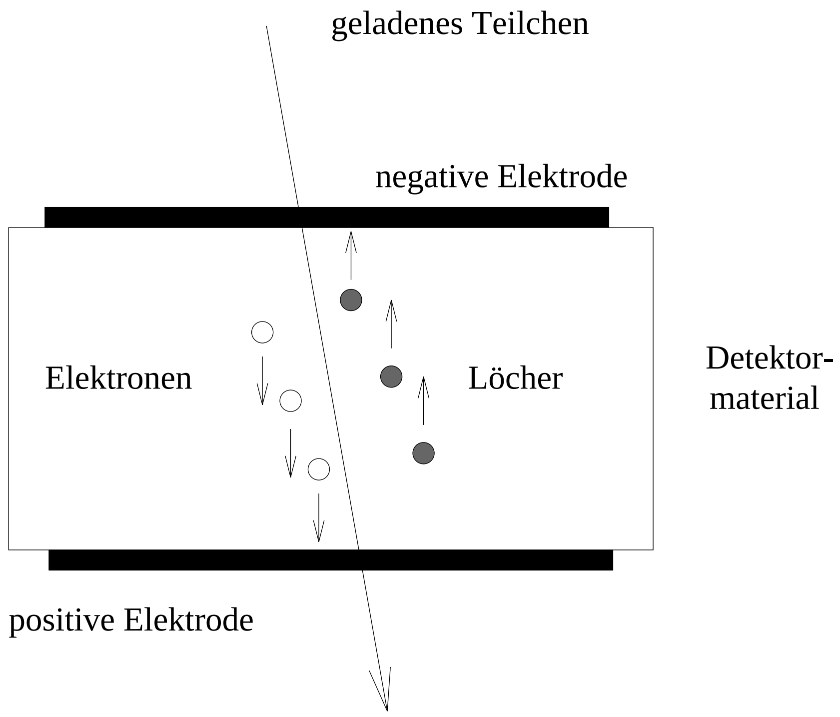


Abb. 2.2: Funktionsweise eines Kristalldetektors.

Befindet sich ein Material zwischen zwei Ohmschen Kontakten, so bleibt das Ladungsträgergleichgewicht immer erhalten. Das heißt, wenn ein Ladungsträger an einer Elektrode gesammelt wird, wird ein Ladungsträger der gleichen Art an der anderen Elektrode wieder injiziert, um das Ladungsträgergleichgewicht zu erhalten. Dies stellt bei einem Diamantdetektor kein Problem dar. Bei einem Halbleiter tritt das Problem auf, daß bei zwei Ohmschen Kontakten der Leckstrom so groß wird, daß man das Material nicht als Detektor verwenden kann. Aus diesem Grund benötigt man einen Ohmschen und einen blockierenden Kontakt. Bei einem blockierenden Kontakt werden Ladungsträger nicht automatisch ersetzt. Der Leckstrom kann damit soweit reduziert werden, daß man die induzierte Ladung, welche durch ein durch Strahlung erzeugtes Elektron-Lochpaar verursacht wird, messen kann. Beispiele für einen blockierenden Kontakt sind ein Schottkykontakt und ein pn-Übergang [8].

2.2 Energieverlust und Energiestraggling

Der mittlere Energieverlust, den schwere geladene Teilchen beim Durchgang durch Materie erfahren, wird theoretisch durch die Bethe-Bloch Gleichung beschrieben [9]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_A r_e^2 m_e c^2}{A} Z \frac{z^2}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right) \tag{2.2}$$

mit der Avogadrozahl N_A, dem klassischen Elektronenradius r_e, der Elektronenmasse m_e, der Lichtgeschwindigkeit c, der Massenzahl A und der Ladungszahl Z des Detektormaterials, der Ladungszahl z des einfallenden Teilchens, dem mittleren Ionisationspotential I, dem Dichtekorrekturfaktor δ, $\beta = v/c$ mit der Teilchengeschwindigkeit v und $\gamma = 1/\sqrt{(1-\beta^2)}$. Der Dichtekorrekturfaktor δ hängt von der chemischen Zusammensetzung und der Dichte des Detektormaterials ab. Für Z größer als eins ist die Ionisationskonstante näherungsweise gegeben durch $16Z^{0.9}$ eV [9]. Struktureffekte werden in Gleichung 2.2 nicht berücksichtigt, da diese in dE/dx für Energien unterhalb von Energien, bei denen Strahlungseffekte dominieren, vernachlässigbar sind [9].
T_{max} ist gleich der maximalen Energie, welche an ein freies Elektron übertragen werden kann. Für ein punktladungsartiges Teilchen mit Masse M läßt sich T_{max} beschreiben durch [9]:

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2} \tag{2.3}$$

Der Verlauf der Energieverlustkurve für verschiedene Teilchenarten und Materialien ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Betrachtet man den Kurvenverlauf von dE/dx, so erkennt man, daß diese Kurve ein Minimum zwischen $2 < \beta\gamma < 4$ hat. Teilchen mit diesen Impulsen bezeichnet man als minimal ionisierend oder kurz gesagt als MIP ("minimal ionizing particle").
Für $\beta\gamma < 1$ läßt sich Gleichung 2.2 abschätzen durch :

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{z^2}{E} \propto \frac{z^2}{v^2} \tag{2.4}$$

Ein Abfall der Energieverlustkurve mit $1/v^2$ läßt sich anschaulich erklären. Mit geringer werdender Teilchengeschwindigkeit verbringt das Teilchen eine größere Zeit in der Nähe des Elektrons, infolgedessen ist der Impulsübertrag und damit sein Energieverlust größer.
Beim Durchgang durch Materie erfährt ein zuvor monoenergetischer Teilchenstrahl ein sogenanntes Energiestraggling. Der Teilchenstrahl ist dann nicht mehr monoenergetisch, sondern besitzt eine bestimmte Energieverteilung. Diese Energieverteilung läßt sich durch eine Gaußverteilung beschreiben. Die Breite dieser Gaußverteilung kann man nach [10] für dicke Schichten abschätzen durch:

$$\sigma^2 = 4\pi N_A r_e^2 m_e^2 c^4 z^2 \frac{\rho}{A} Zd \left(1 + \frac{2kI}{2m_e v^2} ln \frac{2m_e v^2}{I}\right) \tag{2.5}$$

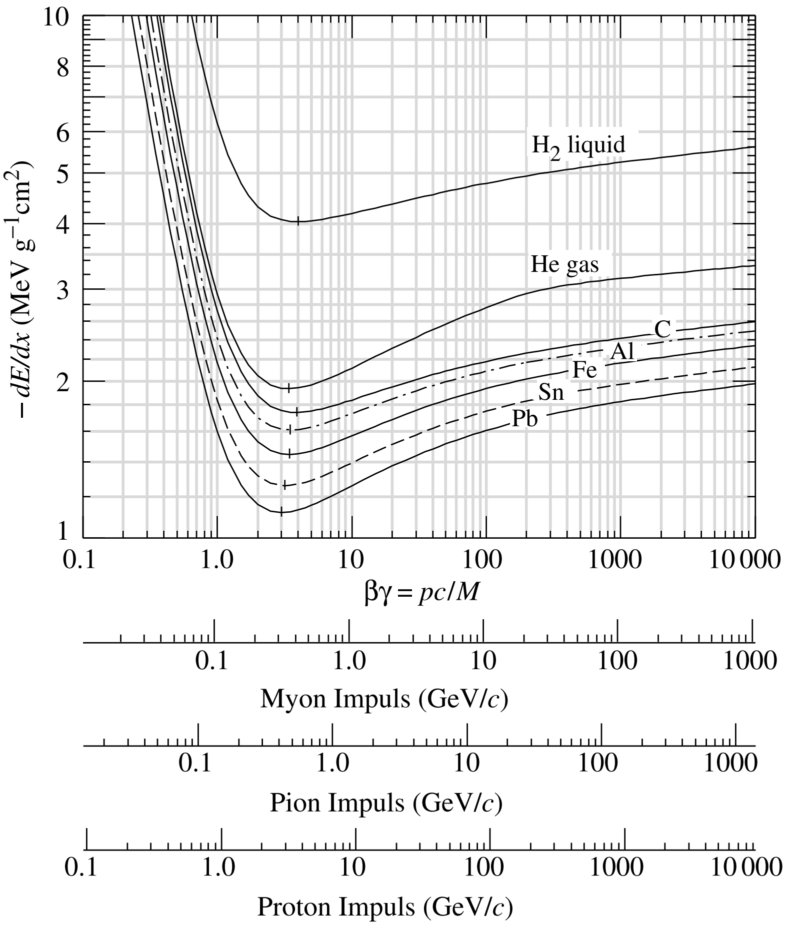


Abb. 2.3: Differentieller Energieverlust als Funktion des Teilchenimpulses für verschiedene Materialien und Teilchenarten [9].

mit $r_e = 2.8 \cdot 10^{-13}$ cm, der Dichte ρ und der Dicke d des Detektormaterials in cm und $k = 4/3$. Aus der Breite der Gaußverteilung erhält man die theoretische Halbwertsbreite $FWHM$ („ full width half maximum “) des Signales mit:

$$FWHM = 2.35 \cdot \sigma \tag{2.6}$$

Der Energieverlust beim Durchqueren eines Detektors kann so groß sein, daß das Teilchen in ihm vollständig gestoppt wird. Die Flugstrecke, die bis dahin zurückgelegt wurde, bezeichnet man als Reichweite. Sie berechnet sich nach [8]:

$$R = \int_0^E \frac{dE}{dE/dx} = \int_0^E \frac{dE}{z^2 f(v) Z/A} \tag{2.7}$$

wobei $f(v)$ nur von der Teilchengeschwindigkeit abhängt.

Gleichung 2.2 gilt nur für schwere geladene Teilchen, nicht für Elektronen. Schwere geladene Teilchen durchfliegen das Detektormaterial nahezu geradlinig. Elektronen dagegen werden teilweise stark abgelenkt, da ihre Masse gleich der Masse ihrer Streupartner, sprich den Hüllenelektronen, ist. In einem einzelnen Stoß kann damit das Elektron viel mehr Energie verlieren. Der Energieverlust durch Ionisation läßt sich ebenfalls nach einer Formel von Bethe-Bloch berechnen [11]:

$$-\frac{dE}{dx}_{ion} = \frac{2\pi N_A r_e^2 m_e c^2}{A}\frac{Z}{\beta^2}\left[ln\frac{m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{2I^2} - \left(\frac{2}{\gamma} - \frac{1}{\gamma^2}\right) ln2 + \right. \left. + \frac{1}{\gamma^2} + \frac{1}{8}\left(1 - \frac{1}{\gamma}\right)^2\right] \tag{2.8}$$

Elektronen verlieren ihre Energie jedoch nicht nur durch Ionisation, sondern auch durch Bremsstrahlung. Der Energieverlust durch Bremsstrahlung ist gegeben durch [11]:

$$-\frac{dE}{dx}_{brems} = \frac{4N_A Z\left(Z+1.3\right) r_e^2}{137A} E\left(ln\frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}} - \frac{1}{8}\right) \tag{2.9}$$

Auch Elektronen erfahren ein Energiestraggling. Die Halbwertsbreite $FWHM$ kann nach Landau abgeschätzt werden nach [10]:

$$FWHM = 1220\rho\frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}d \tag{2.10}$$

mit ρ in g/cm^3 und d in cm, ergibt sich die Einheit der $FWHM$ zu keV.
Die oben beschriebenen Gleichungen wurden dazu verwendet, um die theoretische Energie, die ein Teilchen in einem Detektor verliert, berechnen zu können.
Zusammenfassend kann man sagen, daß die Stärke der Wechselwirkung zwischen einfallendem Teilchen und Detektor von verschiedenen Faktoren abhängt, einerseits von Art und Energie der Strahlung sowie vom Detektormaterial.

2.3 Kristalldetektoren

In dieser Arbeit werden ein Siliziumdetektor, zwei Galliumarseniddetektoren und mehrere Diamantdetektoren untersucht. Die Herstellungsarten sowie charakteristischen Parameter dieser drei unterschiedlichen Detektorarten sollen im folgenden erläutert werden.

2.3.1 Siliziumdetektor

Siliziumdetektoren sind heute die am weitesten verbreiteten Halbleiterdetektoren in der Hochenergiephysik. Ihre grundlegenden Eigenschaften sind bereits sehr gut untersucht worden. Auch in Bezug auf Strahlenhärte wurden schon spezielle Untersuchungen durchgeführt, siehe [12] oder [13]. In dieser Arbeit sollen sie daher hauptsächlich als Vergleichsmaterial herangezogen werden.

Herstellungsverfahren

Der in dieser Arbeit verwendete Siliziumdetektor, eine pnn^+-Diode, wurde von der Firma Intertechnique hergestellt [14]. Das Grundmaterial ist schwach n-dotiertes Silizium, das zuerst bei hohen Temperaturen durch Oxidation passiviert wird. Danach erzeugt man auf der einen Seite eine dünne, stark p-dotierte Schicht (p^+) durch Borimplantation und auf der anderen Seite eine dünne, stark n-dotierte Schicht (n^+) durch Arsenimplantation (Abb. 2.4). In der p-dotierten Schicht sind somit Akzeptoren vorhanden,

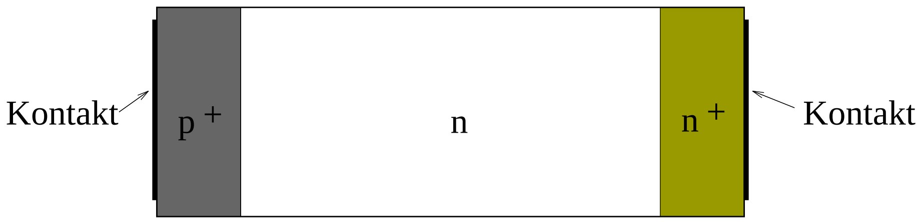


Abb. 2.4: Aufbau einer pnn^+-Diode.

in der n-dotierten Schicht Donatoren. Der letzte Schritt des Herstellungsprozesses ist die Metallisierung der Seiten, die als Elektroden dienen sollen, mit Aluminium [14].

Charakteristische Parameter

Ein Siliziumdetektor hat mehrere charakteristische Größen wie zum Beispiel Betriebsspannung, Ladungssammlungswahrscheinlichkeit, charakteristischen Leckstrom und Kapazität.
Das Verhalten des Siliziumdetektors läßt sich vereinfacht durch einen pn-Übergang erklären. Die Elektronen diffundieren von der n-Seite in die p-Seite und rekombinieren

mit den dort vorhandenen Löchern. Auch die Löcher aus der p-Seite wandern zur n-Seite und rekombinieren ebenfalls. Dadurch bildet sich eine Grenzschicht aus, welche an freien Ladungsträgern verarmt ist. Zum Betrieb des Siliziumdetektors legt man eine Spannung in Sperrichtung an, das heißt eine negative Spannung an die p-Schicht. Durch Anlegen der Spannung breitet sich eine Verarmungszone von der p-Seite in Richtung der n-Seite aus (vgl. Abb. 2.5). Die Spannung, bei der die gesamte mittlere n-Zone

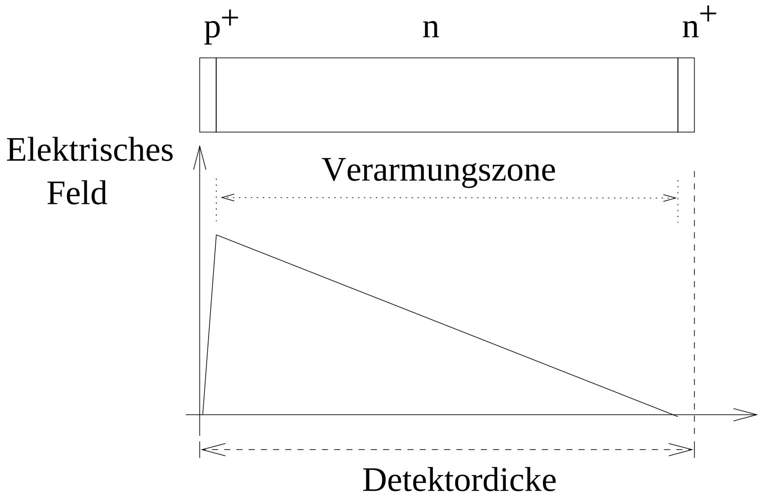


Abb. 2.5: Elektrisches Feld im Siliziumdetektor bei voller Verarmungsspannung [8].

vollständig an freien Ladungsträgern verarmt ist, bezeichnet man als volle Verarmungsspannung (“full depletion voltage“). Für einen optimalen Betrieb muß man mindestens die volle Verarmungsspannung anlegen [13], da man nur dann in der Lage ist, alle freien Ladungsträger aufzusammeln, welche im Detektor erzeugt wurden. Die Größe der Verarmungszone des Detektors sollte im Idealfall der gesamten Detektordicke entsprechen. Zwischen der Größe der Verarmungszone d und der angelegten Detektorspannung besteht folgender Zusammenhang [8]:

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \epsilon U}{e N_{eff}}} \tag{2.11}$$

mit der elektrischen Feldkonstante ϵ_0, der Dielektrizitätskonstante ϵ, der Detektorspannung U und der Differenz zwischen der Konzentration der Donatoren und der Konzentration der Akzeptoren N_{eff}. Je größer die angelegte Detektorspannung, desto größer ist die Verarmungszone. Dieses Verhalten ist gültig bis der Detektor vollständig verarmt ist.
In dieser Arbeit werden zwei Methoden verwendet, um die volle Verarmungsspannung zu bestimmen. Die erste besteht darin, die Detektorkapazität zu messen. Zu beiden Seiten der Grenzschicht des pn-Überganges bilden sich Raumladungen aus. Daher stellt dieser Bereich eine Art geladene Kapazität dar. Nimmt die angelegte Spannung zu, so

wird die Verarmungszone breiter, infolgedessen nimmt die Kapazität ab.
Zwischen der Detektorkapazität und der Größe der Verarmungszone besteht folgender Zusammenhang [8]:

$$Kapazität = \frac{Dielektrizitätskonstante_{Si} \cdot \epsilon_0 \cdot aktiveFläche}{Verarmungszonendicke} \tag{2.12}$$

Je kleiner die gemessene Kapazität ist, desto größer ist die Verarmungszone. Abbildung 2.6 zeigt den schematischen Verlauf einer Kapazitäts-Spannungskurve eines Siliziumdetektors. Der Punkt, an dem die Kurve ihre Steigung ändert, entspricht der vollen

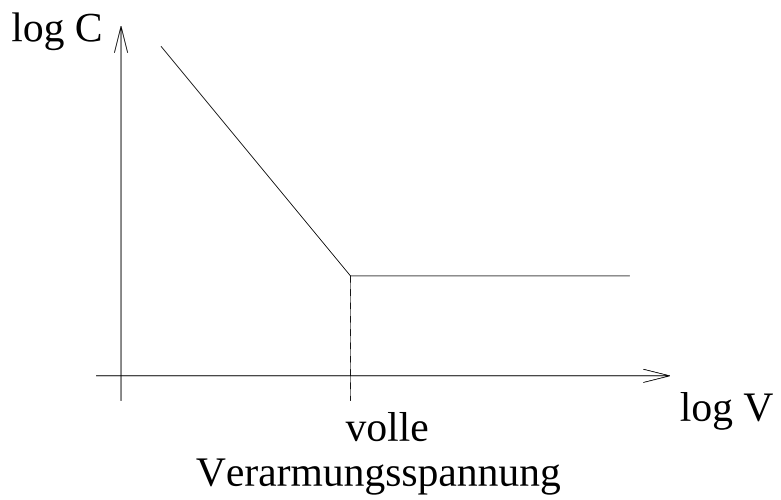


Abb. 2.6: Verlauf einer Kapazitäts-Spannungskurve.

Verarmungsspannung.
Eine zweite Möglichkeit zur Bestimmung der vollen Verarmungsspannung besteht darin, die Wahrscheinlichkeit, mit welcher der Detektor die in ihm erzeugten Ladungsträger sammelt, zu bestimmen. Diese sogenannte Ladungssammlungseffizienz, im folgenden *cce* ("charge collection efficiency") genannt, läßt sich beschreiben durch:

$$cce = \frac{Ladung_{gemessen}}{Ladung_{theoretisch}} \tag{2.13}$$

Die theoretisch erwartete Ladung kann man aus der im Detektor deponierten Energie (siehe Kapitel 2.2) und der Energie, die zur Erzeugung eines Elektron-Lochpaares nötig ist, berechnen. Die reale Ladungssammlungseffizienz kann aus mehreren Gründen kleiner als einhundert Prozent sein. Erstens werden nur die Elektron-Lochpaare gemessen, welche innerhalb einer bestimmten Ladungssammlungszeit die Elektroden erreichen. Ein Teil der Elektron-Lochpaare kann jedoch vorher rekombinieren oder in metastabilen Zuständen eingefangen werden. Dies kann zum Teil durch Anlegen einer ausreichend großen Spannung verhindert werden. Liegt bei dem Siliziumdetektor die volle

Verarmungsspannung an, so ist der Detektor vollständig an freien Ladungsträgern verarmt und man kann die durch Strahlung erzeugten Ladungsträger messen. Das heißt, man mißt die Ladungssammlungseffizienz bei einer bestimmten Detektorspannung und erhöht dann die Detektorspannung solange, bis die Ladungssammlungseffizienz nicht mehr größer wird.
Eine andere Ursache für die unvollständige Ladungssammlung ist, daß durch Störstellen Elektronen oder Löcher, je nach Art der Fehlstelle, eingelagert werden können. Auch diese gehen damit der Ladungssammlung verloren. Bei Siliziumdetektoren unterscheidet man zwei Hauptarten von Störstellen, Punktdefekte und Clusterdefekte. Die Punktdefekte unterscheidet man in Leerstellen und Zwischengitteratome. Die dafür verantwortlichen Fremdatome sind Phosphor und Bor sowie Sauerstoff und Kohlenstoff (siehe [12]).
Eine wichtige Größe bei einem Siliziumdetektor ist sein Leckstrom, der durch thermisch erzeugte Ladungsträger zustande kommt. Aus diesem Grund ist es wichtig, die Temperatur zu kennen, wenn man den Detektorstrom mißt. Je höher dieser Leckstrom ist, desto größer wird das Schrotrauschen. Folglich ist man immer an einem kleinen Leckstrom interessiert.

2.3.2 Galliumarseniddetektor

Galliumarseniddetektoren wurden schon in den siebziger Jahren eingehend untersucht [15]. Damals war man nicht in der Lage, defektarme und dennoch große Detektoren herzustellen. Des weiteren zeigten die damaligen Detektoren einen sehr großen Leckstrom. In den letzten Jahren ist es möglich geworden, bessere Detektoren zu produzieren, weshalb ihnen, aufgrund ihrer vermuteten größeren Strahlenhärte im Vergleich zu Siliziumdetektoren, wieder ein größeres Interesse zukommt.

Herstellungsverfahren

Die zur Messung verwendeten Galliumarseniddetektoren wurden nach der LEC ("liquid-encapsulated Czochralski") Methode hergestellt. Die flüssige Galliumarsenidschmelze wird von einer hochreinen B_2O_3-Schmelze umgeben und befindet sich in einer Argonatmosphäre. Aus der Schmelze zieht man mit Hilfe eines Einkristalls den Galliumarsenidkristall. Für die Kristallqualität ist die Reinheit von Arsenid, Gallium und B_2O_3 ausschlaggebend [16].
Hat man die fertige Kristallscheibe, so werden aus ihr Detektorstücke geschnitten, auf die man anschließend Kontakte aufbringt. Bei den Kontakten handelt es sich um einen Schottky- und einen Ohmschen Kontakt. Der Schottkykontakt wurde aus Schichten von Titan, Platin und Gold hergestellt. Die gesamte Schottkyseite wurde mit Siliziumnitrid passiviert, um eine Oxidation zu vermeiden. Der Ohmsche Kontakt besteht aus Lagen von Nickel, Germanium und Gold.

Charakteristische Parameter

Der Galliumarseniddetektor läßt sich wie der Siliziumdetektor durch seine Betriebsspannung, seine Ladungssammlungseffizienz, seinen Leckstrom sowie seine Kapazität charakterisieren.
Die Ladungssammlungswahrscheinlichkeit eines Galliumarseniddetektors hängt von der angelegten Spannung und der Störstellendichte ab [17]. In Galliumarsenid treten tiefe und flache Störstellen auf. Energieniveaus, welche knapp unterhalb des Leitungsbandes oder oberhalb des Valenzbandes liegen, bezeichnet man als flache Störstellen. Sie können für kurze Zeit Ladungsträger einfangen und diese durch thermische Anregung wieder aussenden. Tiefe Störstellen liegen genau zwischen beiden Bändern. Sie können dauerhaft Ladungsträger einfangen und erniedrigen daher die Leitfähigkeit. Bei den tiefen Störstellen handelt es sich um den sogenannten EL2-Donator [18].
Die Feldverteilung innerhalb eines Galliumarseniddetektors ist noch nicht verstanden. Es existiert jedoch ein Modell [17] um die Feldverteilung innerhalb eines Detektors zu berechnen. In Abbildung 2.7 ist die Feldverteilung der Modellrechnung schematisch dargestellt.

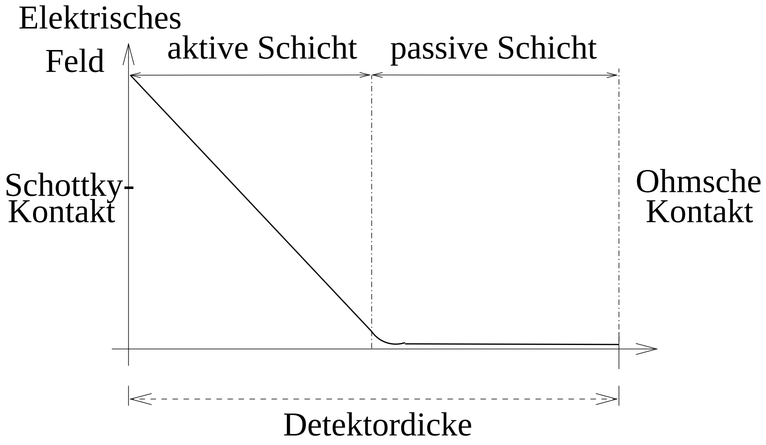


Abb. 2.7: Modell einer Feldverteilung innerhalb eines Galliumarseniddetektors [17].

Im Rahmen dieses Modelles versucht man das Verhalten des Galliumarseniddetektors zu erklären:
Aufgrund des Schottkykontaktes und der an den Detektor angelegten äußeren Spannung bildet sich ein elektrisches Feld aus, das von der Schottkyseite in Richtung der Ohmschen Seite abfällt [19]. Dadurch können in diesem Bereich eine beträchtliche Anzahl von tiefen Störstellen ionisiert werden, was zu einem starken, inhomogenen, elektrischen Feld führt. Man teilt den Detektor deshalb in zwei unterschiedliche Schichten ein, in eine aktive und eine passive Schicht [20] [21]. Die aktive Schicht wächst ungefähr linear mit der angelegten Spannung. In ihr hat die mittlere freie Weglänge der Elektronen und Löcher einen großen Wert, da die meisten Störstellen in diesem Bereich

ionisiert sind. Eine große freie Weglänge ist gleichbedeutend mit einer hohen Ladungssammlungswahrscheinlichkeit. In der passiven Schicht ist dahingegen das elektrische Feld schwach, so daß die freie Weglänge klein ist, und man nur einen Bruchteil der in diesem Bereich erzeugten Ladungsträger sammeln kann.
Der EL2-Donator wird durch Anlegen einer Spannung an den Schottkykontakt ionisiert und fängt dann die meisten freien Ladungsträger ein. Diese Ladungsträger gehen damit der Ladungssammlung verloren und die Effizienz wird herabgesetzt [22]. Ein weiterer Grund für die geringe Ladungssammlungseffizienz bei einem Galliumarseniddetektor kann auf Oberflächeneffekte und auf die dielektrische Materialrelaxationszeit zurückgeführt werden [23].
Das Modell in [17] stellt einen ersten Erklärungsansatz für das Verhalten eines Galliumarseniddetektors dar.
Auch der Galliumarseniddetektor besitzt, da er wie Silizium ein Halbleiter ist, einen nicht zu vernachlässigenden Leckstrom. Dieser Leckstrom sollte als Funktion der Detektorspannung ein charakteristisches Diodenverhalten zeigen und ebenfalls von der Störstellendichte abhängen.
Die Kapazität des Detektors läßt sich analog Gleichung 2.12 berechnen. In der Spannungsabhängigkeit der Kapazität spiegelt sich die Anzahl der Störstellen wieder. Es ist daher sehr interessant, die Kapazität als Funktion der Detektorspannung zu messen.

2.3.3 Diamantdetektor

Schon seit 1949 finden Naturdiamanten Anwendung als Teilchendetektoren [7] [24]. Ein Problem lag darin, daß reine und große Diamanten selten und sehr teuer sind.
Durch einen neuen Herstellungsprozeß für Kunstdiamanten, das sogenannte chemische Aufdampfverfahren (CVD = “chemical vapor deposition“), ist es nun möglich geworden, polykristalline Diamantdetektoren in größerer Anzahl und Größe sowie höherer Reinheit, im Vergleich zu Naturdiamanten, herzustellen. Man ist damit in der Lage, Detektoren unter kontrollierten Bedingungen zu produzieren.

Herstellungsverfahren

Im CVD-Prozeß wird Kohlenwasserstoff mit Wasserstoff vermischt [25]. Dieses Gemisch wird mit Hilfe eines heißen Drahtes oder durch Mikrowellen erhitzt. Bringt man das Gasgemisch in Kontakt mit einem Silizium- oder Molybdänsubstrat, so werden die Kohlenwasserstoffradikale reduziert und bilden sp^3-Hybridbindungen, welche sich durch eine besondere Stabilität auszeichnen. Die nun entstehenden Diamantkristalle haben eine polykristalline Säulenstruktur [26], wobei die Größe der Kristalle mit der Materialdicke zunimmt.
Typische Wachstumsbedingungen sind $< 1\%$ Methan im Wasserstoff, < 100 Torr Druck, $800\,^\circ$Celsius Substrattemperatur, $2000 - 2200\,^\circ$Celsius Drahttemperatur [25].
Nach dem Ende des Wachstumsprozesses wird der Detektor vom Substratmaterial abgeätzt [27] und geschnitten.

Vor dem Anbringen der Kontakte wird der Diamant in zwei Stufen gereinigt. Zuerst müssen Graphit, Fett und Rückstände vom Abschleifprozeß entfernt werden. Dies kann durch ein Eintauchen in eine gesättigte Lösung Chromsäure und ein anschließendes Abspülen mit destilliertem Wasser erreicht werden. Die zweite Stufe ist ein Spülen mit Ammoniumhydroxid, destilliertem Wasser, Aceton, Methanol und zum Schluß noch einmal mit destilliertem Wasser [28]. Dies ist nötig, damit auf dem Diamantdetektor abgelagerte Chemikalienreste entfernt werden.
Die Diamantdetektoren, die in dieser Arbeit verwendet wurden, haben kreisförmige Elektroden, die jeweils aus einer 500 Å dicken Lage Chrom und einer 3000 Å dicken Lage Gold bestehen. Chrom wurde verwendet, da es leicht eine Karbidstruktur bildet, und damit eine gute Verbindung zwischen dem Diamantdetektor und der Chromauflage möglich ist; Gold um die Oxidation der Chromauflage zu verhindern, und um das Drahtbonden zu erleichtern. Als Drahtbonden ("ultrasonic wedge bonding") bezeichnet man die Herstellung einer elektrischen Verbindung zwischen zwei leitenden Materialien durch Ultraschallschweißen eines typischerweise 20 μm dicken Aluminiumdrahtes.
Ausgehend vom Wachstumsprozeß unterscheidet man die beiden Seiten des Diamantdetektors. Die Seite des Diamantdetektors, die dem Substratmaterial zugewandt ist, bezeichnet man als Substratseite, die andere Seite als Wachstumsseite.

Charakteristische Parameter

Die prinzipielle Funktionsweise eines Diamantdetektors sieht folgendermaßen aus:
Man legt an den Detektor eine Spannung an und erzeugt somit ein elektrisches Feld. Die Elektron-Lochpaare, die durch die Ionisation im Detektor erzeugt werden, trennen sich unter dem Einfluß des elektrischen Feldes. Die Bewegung der Ladungsträger induziert eine Ladung in den Elektroden. Die Größe des so meßbaren Signales ist proportional zur Strecke, die sich die Ladungsträger trennen.
In der heutigen Untersuchung von polykristallinen Diamantdetektoren hat sich die Verwendung der Bezeichnung "collection distance" d zur Charakterisierung eingebürgert [29]. Dies ist die mittlere Strecke, die sich ein Elektron und ein Loch unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes trennen, bevor sie rekombinieren. Die gemessene "collection distance" ist gegeben durch:

$$\begin{aligned} d &= \frac{Ladung_{gemessen}}{Ladung_{theoretisch}} \cdot Detektordicke \\ &= cce \cdot Detektordicke \end{aligned} \tag{2.14}$$

Die im Detektor theoretisch erzeugte Ladung erhält man aus den Gleichungen in Kapitel 2.2.
Im Idealfall sollte der Wert der "collection distance" gleich der Gesamtdicke des Detektors sein. Des weiteren wird die "collection distance" auch beschrieben durch [30]:

$$d = \mu \cdot E \cdot \tau, \; f\ddot{u}r \; d \leq Detektordicke \tag{2.15}$$

wobei E die elektrische Feldstärke, μ die Beweglichkeit und τ die Lebensdauer der Ladungsträger ist. Dies läßt sich anschaulich erklären:
Je größer die Lebensdauer, desto länger driften die Ladungsträger in Richtung der Elektroden, desto mehr Ladung wird induziert. Gleiches trifft für eine höhere Feldstärke zu.
Alternativ dazu kann man die Qualität eines Diamantdetektors, wie bei den beiden anderen Detektoren, durch die Ladungssammlungseffizienz beschreiben. Dies hat den Vorteil, daß man eine von der Detektordicke unabhängige Größe hat. Aus diesem Grund wird bei den Meßergebnissen immer die Ladungssammlungseffizienz angegeben.

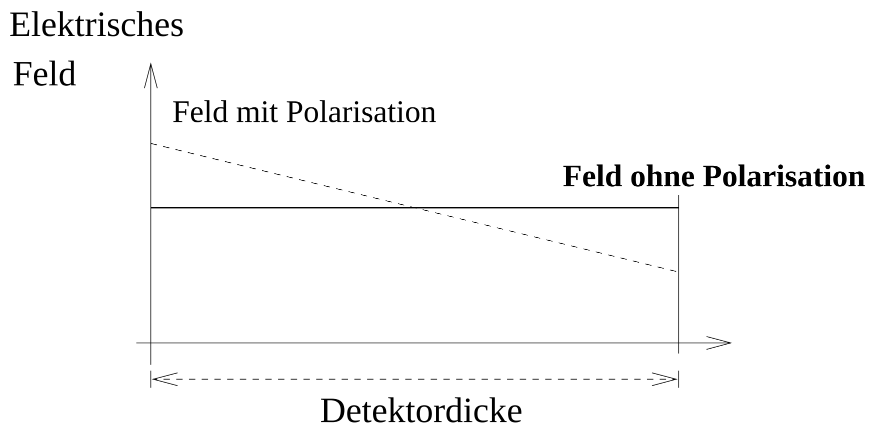


Abb. 2.8: Feldverteilung im Diamantdetektor nach [31].

Bei einem Diamantdetektor handelt es sich um einen Isolator. Im Idealfall sollten keine Störstellen vorhanden sein. In der Realität treten jedoch Störstellen auf. Verursacht werden sie durch Graphit, amorphen Kohlenstoff sowie Wasserstoff.
Aufgrund der Störstellen, die in dem Diamantdetektor vorhanden sind, kann sich in ihm durch Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes ein Polarisationsfeld ausbilden [31]. Die Polarisation kommt dadurch zustande, daß die positiv geladenen Atome und die an Haftstellen gebundenen Elektronen Raumladungen bewirken. Das durch sie hervorgerufene Feld wirkt dem äußeren Feld entgegen. Die Raumladungen sind um so größer, je stärker der Kristall bestrahlt wird und je mehr Elektronen pro einfallendem Teilchen entstehen. Infolge dieses Vorgangs ist die Feldstärke nicht mehr über den ganzen Zähler gleich (siehe Abb. 2.8). Mit steigender Konzentration der positiven Ladungen können die Elektronen mit diesen rekombinieren, wodurch der Polarisationseffekt sich wieder vermindern kann. Durch die Polarisation kann die Größe der Signale, die ein Diamantdetektor liefert, stark beeinflußt werden.
Aus der Kapazitätsmessung eines Diamantdetektors als Funktion der angelegten Detektorspannung bekommt man mehrere Informationen. Zum einen sollte die Kapazität unabhängig von der angelegten Detektorspannung sein, da im Diamantdetektor keine Verarmungszone existiert. Des weiteren ist die Frequenzabhängigkeit der Kapazität ein qualitatives Maß dafür, wieviele Defekte im Detektor vorhanden sind.

Eine andere Möglichkeit um zu erkennen, ob im Diamantdetektor Defekte vorhanden sind, besteht darin, den strahlinduzierten Detektorstrom zu messen. Zwischen der Fehlstellenkonzentration und der Größe des strahlinduzierten Detektorstromes besteht ein direkter Zusammenhang [32].

2.4 Strahlenschäden

In einem Experiment wie HERA-B kommt der Strahlenhärte der Detektoren eine besondere Bedeutung zu, da durch Strahlung die Ladungsträgerkonzentration sowie die Ladungsträgerbeweglichkeit stark beeinflußt wird. Aus diesem Grund stellt die Untersuchung der Detektoreigenschaften unter Bestrahlung einen zentralen Punkt in dieser Arbeit dar.

Wird ein Detektor bestrahlt, so wird bei der Wechselwirkung der einfallenden Teilchen mit dem Detektor ein Teil der Energie an die Atome im Kristallgitter abgegeben. Diese Atome verlassen dann ihren Gitterplatz und können bei ihrem Weg durch den Kristall weitere Atome aus ihren Gitterplätzen herausschlagen. Die durch Strahlung verursachten Kristalldefekte kann man in Punktdefekte und in Defektcluster einteilen. Punktdefekte sind Zwischengitteratome, Leerstellen und Frenkeldefekte [33]. Bei Frenkeldefekten handelt es sich um eine Kombination von Leerstelle und Zwischengitteratom. Sie können durch elastische Stöße der einfallenden Teilchen mit einem Kristallatom entstehen. Defektcluster werden ausführlich in [12] beschrieben. Diese Defekte erhöhen das Einfangen von Ladungsträgern durch Störstellen (Trapping) und das Rekombinieren von freien Ladungsträgern und verringern damit ihre mittlere Lebensdauer. Dadurch verschlechtert sich die Ladungssammlungseffizienz des Detektors. Mit zunehmender Zahl von Defekten wird die Ladungssammlungseffizienz immer geringer. Durch Bestrahlung entstehen in dem Kristall auch Zwischenbandzustände. Dadurch können Elektronen in zwei Schritten ins Leitungsband angehoben werden. Für jeden Schritt ist nur eine Anregungsenergie, die der halben Bandlücke entspricht, nötig. Es kann daher viel wahrscheinlicher zu einer thermischen Anregung von Elektronen ins Leitungsband kommen. Dieser Prozeß führt zu einem Anwachsen des Leckstromes. Ein Anwachsen des Leckstromes verschlechtert die Ortsauflösung.

Bei einem Siliziumdetektor passiert jedoch noch etwas anderes. Bei ihm ändert sich durch die Bestrahlung das Verhältnis von Donatoren zu Akzeptoren. Zuerst gibt es mehr Donatoren als Akzeptoren, da die hier verwendete Siliziumdiode hauptsächlich aus n-dotiertem Material besteht. Die Anzahl der Donatoren nimmt mit zunehmender Bestrahlung immer mehr ab und die Anzahl der Akzeptoren nimmt zu, bis gleich viel Donatoren wie Akzeptoren vorhanden sind. Diesen Punkt nennt man Typ-Inversion. Danach sind mehr Akzeptoren vorhanden. Aus dem ursprünglich n-dotierten Silizium ist somit ein p-dotiertes Silizium geworden. Da die Dicke der Verarmungszone von dem Verhältnis von Donatoren zu Akzeptoren abhängt, sinkt die volle Verarmungsspannung und nimmt nach der Typ-Inversion wieder zu.

Eine Folge der Bestrahlung ist also eine Verringerung der Ladungssammlungseffizienz, eine Vergrößerung des Leckstromes und eine Veränderung der Dotierung.

Die im Detektor durch Bestrahlung erzeugten Defekte können teilweise wieder ausheilen. Es gibt jedoch auch permanente Schädigungen, die keine Ausheilung erfahren. Die Ausheileffekte finden mit charakteristischen Zeitkonstanten statt [13]. Zu dem positiven Effekt der Ausheilung von Defekten kommt jedoch ein negativer Effekt hinzu. Es gibt nämlich auch eine sogenannte Anti-Ausheilung ("anti-annealing"). Dabei können aus Defekten, die normalerweise den Ladungstransport nicht beeinflussen, akzeptorartige Defekte enstehen. Diese Anti-Ausheilung hat jedoch eine viel größere Zeitkonstante als die Ausheilung und spielt daher vor allem für das Langzeitverhalten von Detektoren eine Rolle. Diese Ausheil- und Anti-Ausheileffekte wurden bis jetzt vor allem bei Siliziumdetektoren beobachtet.
Wird ein Detektor bestrahlt, so wird er von einer bestimmten Teilchenanzahl pro Zeit und pro Fläche getroffen. Dies läßt sich durch die Teilchenflußdichte parametrisieren:

$$\Phi = \frac{Anzahl\, der\, Teilchen\, pro\, Zeiteinheit}{Detektorfl\ddot{a}che} \tag{2.16}$$

Die Einheit des Flusses ist Teilchen pro s und cm^2. Der über die Bestrahlungszeit integrierte Fluß wird als Fluenz bezeichnet, mit

$$F = \int \Phi dt \tag{2.17}$$

2.5 Vergleich der drei Detektorarten hinsichtlich ihrer Eigenschaften

Die drei in dieser Arbeit untersuchten Detektoren besitzen sehr unterschiedliche charakteristische Größen wie ihre Bandlücke, ihre Ladungsträgerbeweglichkeit, die Energie, die zur Erzeugung eines Elektron-Lochpaares nötig ist, und die Strahlungslänge X_0. Diese und einige weitere Größen sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt.
Der ideale Vertexdetektor in einem Hochenergiephysikexperiment wird durch folgende Eigenschaften gekennzeichnet:

- eine große Strahlenhärte,
- eine möglichst große Strahlungslänge,
- einen kleinen Leckstrom,
- geringe Kosten,
- eine kleine Detektorkapazität,
- eine kleine Ladungssammlungszeit,
- eine möglichst große Ladungssammlungseffizienz,
- und ein großes Signal bzw. viele Elektron-Lochpaare pro μm.

Eigenschaft	Silizium	GaAs	Diamant
Bandlücke [eV]	1.12	1.43	5.5
Durchbruchsfeldstärke [Vcm^{-1}]	$3.0 \cdot 10^5$	$4.0 \cdot 10^5$	10^7
Spezifischer Widerstand [$\Omega \cdot$ cm]	$2.3 \cdot 10^5$	10^8	$> 10^{11}$
Intrinsische Ladungsträgerdichte [cm^{-3}]	$1.5 \cdot 10^{10}$	$\sim 10^8$	$< 10^3$
Elektronenbeweglichkeit [$cm^2V^{-1}s^{-1}$]	1350	8500	1800
Löcherbeweglichkeit [$cm^2V^{-1}s^{-1}$]	480	400	1200
Sättigungsgeschwindigkeit [kms^{-1}]	82	80	220
Dichte [gcm^{-3}]	2.33	5.32	3.5
Ladungszahl	14	31,33	6
Dielektrizitätskonstante	11.9	13.1	5.7
Therm. Ausdehnungskoeffizient [$10^{-6}K^{-1}$]	2.6	6.9	0.8
Therm. Leitfähigkeit [$Wcm^{-1}K^{-1}$]	1.5	0.45	10-20
Bindungsenergie [eV/Atom]	4.63		7.37
Energie zur Bildung eines Elektron-Lochpaares [eV]	3.6	4.2	13
Strahlungslänge X_0 [cm]	9.4	2.3	12.0
Spez. Ionisationsverlust [MeV/cm]	3.21	5.6	4.69
Mittlere Anzahl von Elektron-Lochpaaren/100μm [e]	8900	13000	3600
Mittlere Anzahl von Elektron-Lochpaaren/0.1%X_0 [e]	8400	3000	4500

Tab. 2.1: Physikalische Eigenschaften von Silizium, Galliumarsenid und CVD Diamant bei 293 K [34].

Vergleicht man die idealen Eigenschaften eines Vertexdetektors mit den Eigenschaften der drei Detektoren aus Tabelle 2.1, so muß man zuerst die Bandlücke betrachten. Die Größe der Bandlücke ist für die Größe des Leckstromes ausschlaggebend, siehe Gleichung 2.1. Diamant hat eine fast viermal größere Bandlücke als Silizium und Galliumarsenid, d.h. bei diesem Material ist die Wahrscheinlichkeit der thermischen Erzeugung von Elektron-Lochpaaren viel geringer. Die Größe der Bandlücke geht jedoch auch ein in die Energie, die zur Bildung eines Elektron-Lochpaares nötig ist. Daher sind bei einem Diamantdetektor 13 eV zur Erzeugung eines Elektron-Lochpaares notwendig, im Gegensatz zu 4.2 eV für Galliumarsenid bzw. 3.6 eV für Silizium. Diese Größe ergibt zusammen mit dem spezifischen Ionisationsverlust die mittlere Anzahl von Elektron-Lochpaaren pro 100 μm. In diesem Punkt ist der Galliumarseniddetektor der Beste. Man ist jedoch auch an einer großen Strahlungslänge X_0 interessiert. Am aussagekräftigsten ist daher die mittlere Anzahl von Elektron-Lochpaaren pro Strahlungslänge. Hier hat zwar Silizium den größten Wert, aber Diamant ist nun besser als Galliumarsenid.

Da im Moment der Siliziumdetektor viel weiter verbreitet ist als die beiden anderen Detektoren, werden im folgenden die Eigenschaften von Galliumarsenid- und Diamantdetektoren mit denen eines Siliziumdetektors hinsichtlich ihrer Vor- und Nachteile verglichen.
Der Galliumarseniddetektor besitzt gegenüber einem Siliziumdetektor nach [23] und [35] einige Vorteile:

- er ist relativ strahlenhart bis $1 \cdot 10^{15}$ Neutronen pro cm^2,
- sein spezifischer Ionisationsverlust ist doppelt so groß, d.h. das Signal eines 150μm dicken Galliumarseniddetektors entspricht dem eines 300μm, dicken Siliziumdetektors,
- eine hohe Elektronenbeweglichkeit, die die Beobachtung von Teilchen auch bei hohen Flüssen ermöglicht,
- er muß nicht gekühlt werden.

Er hat jedoch auch nicht zu vernachlässigende Nachteile:

- eine um einen Faktor vier kleinere Strahlungslänge, und damit ist die Vielfachstreuung in ihm größer,
- sowie die höhere Anzahl von Störstellen und damit eine kleinere Ladungssammlungseffizienz.

Vergleicht man einen Diamantdetektor mit einem Siliziumdetektor so sind seine Vorteile [36]:

- eine kleine intrinsische Ladungsträgerdichte, was gleichbedeutend mit niedrigen Leckströmen ist,
- eine schnelle Ladungssammlung [37], wichtig für hohe Wechselwirkungsraten,
- ein hoher spezifischer Widerstand, d.h. geringes Rauschen,
- eine kleine Dielektrizitätskonstante, d.h. niedrige Kapazität,
- eine erwartete größere Strahlenhärte, wegen seiner größeren Bandlücke.

Seine Nachteile sind :

- die geringere Anzahl von Elektron-Lochpaaren bei gleicher Detektordicke im Vergleich zu Silizium- oder Galliumarseniddetektoren,
- eine bisher viel kleinere Ladungssammlungseffizienz [38].

3. Experimenteller Aufbau

Dieses Kapitel beschreibt zum einen den experimentellen Aufbau am Tandem van de Graaf-Beschleuniger des Max-Planck-Institutes für Kernphysik in Heidelberg. An diesem wurden Bestrahlungen mit Protonen und Alphateilchen vorgenommen. Des weiteren fanden auch Labormessungen mit einem radioaktiven Präparat zur Messung von minimal ionisierenden Teilchen statt. Auch auf deren Aufbau wird hier eingegangen.

3.1 Verwendete Detektoren und Art der Bestrahlungen

In dieser Arbeit werden ein Siliziumdetektor, zwei Galliumarseniddetektoren und vier Diamantdetektoren untersucht. Diese Zähler unterscheiden sich sowohl in ihren Dicken, als auch in der Größe ihrer Kontakte.
Die Dicke des Siliziumdetektors beträgt 300 μm, seine sensitive Fläche 10 mm^2. Ein Guardring (Ring aus gleichem Material wie p$^+$ Schicht) zur Abschirmung von Oberflächenströmen ist nicht vorhanden.
Als Halterung dient eine Aluminakeramik (Al_2O_3), welche mit Gold beschichtet ist. Der Detektor wird darauf mit Leitsilber befestigt (vgl. Abb. 3.1). Das Leitsilber bildet mit

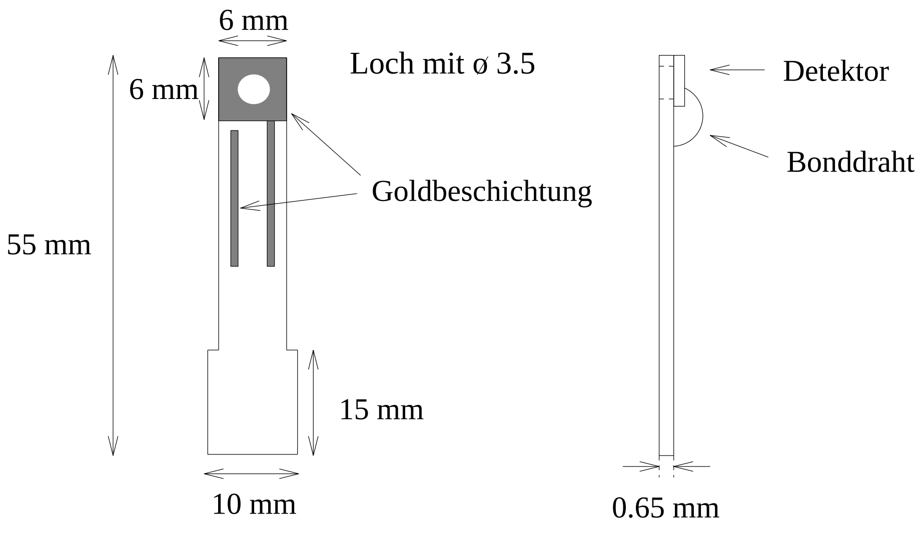


Abb. 3.1: Aufsicht der Aluminakeramik und Seitenansicht mit Detektor und Bonddraht.

der Aluminiumelektrode und der Goldbeschichtung der Keramik einen guten elektrischen Kontakt. Der Kontakt der anderen Detektorseite mit dem zweiten Goldkontakt

erfolgt über einen Bonddraht. Diese Anordnung wird auch für die anderen in dieser Arbeit untersuchten Detektoren verwendet. Der Siliziumdetektor wird immer von der p-Seite bestrahlt.
Die beiden Galliumarseniddetektoren haben eine Dicke von 190 μm. Sie unterscheiden sich durch die Art ihrer Befestigung auf der Aluminakeramik. Detektor G-181-6 hat auf der Schottkyseite einen kreisförmigen Kontakt mit einem Durchmesser von 3.0 mm. Auf der Ohmschen Seite ist der Kontakt nur 0.5 mm groß, infolgedessen ist man nicht in der Lage, die elektrische Kontaktierung durch ein Aufkleben auf die Aluminakeramik zu erreichen. Aus diesem Grund wurde auf der Rückseite der Keramik ein Goldkontakt angebracht, der durch einen Bonddraht mit der Goldelektrode verbunden ist. Dieser Goldkontakt ist mit Hilfe eines Silberdrahtes mit dem Goldkontakt auf der Oberseite der Keramik kontaktiert. Der Kontakt auf der Schottkyseite ist normal gebondet. Detektor G-181-5 hat auf beiden Seiten 3.0 mm große Kontakte. Er wurde auf ein dünnes, mit Gold beschichtetes, Keramikplättchen geklebt und von dort aus wurde gebondet. Der Schottkykontakt konnte, wie bei Detektor G-181-6, direkt gebondet werden. Die beiden Galliumarseniddetektoren mit den Nummern G-181-5 und G-181-6 werden im folgenden mit G5 und G6 abgekürzt.
Die Galliumarseniddetektoren werden von der Schottkyseite bestrahlt. Diese Seite liegt auf negativem Potential, während die Ohmsche Seite auf Nullpotential liegt.
Die beiden Galliumarseniddetektoren wurden freundlicherweise von Herrn S. D'Auria, Herrn A. W. Halley und Herrn D. Meike von der Universität Glasgow zur Verfügung gestellt.
Die untersuchten Diamantdetektoren haben eine Dicke von 290 μm, 420 μm und 550 μm. Sie stammen aus verschiedenen Produktionsprozessen und können daher verschiedene Eigenschaften besitzen.

Eigenschaft	D2	D4a	D4b	D5
Seriennummer	TD 1146-1-M1	TD 1150-Y-10	TD 1150-Y-8	NDF-005
Dicke [μm]	290	420	420	550
Aktive Fläche [mm^2]	16.6	19.6	19.6	20.8

Tab. 3.1: Parameter der Diamantdetektoren.

Die Seriennummer des 290 μm dicken Detektors ist TD 1146-1-M1. Er wurde von beiden Seiten nach Beendigung des Wachstumprozesses abgeschliffen. Die beiden 420 μm dicken Detektoren haben die Nummern TD 1150-Y-8 und TD 1150-Y-10. Der 550 μm dicke Diamant wird mit NDF-005 bezeichnet. Alle Detektoren wurden von der Firma St.Gobain/Norton [39] hergestellt.
Die Detektoren unterscheiden sich außer in ihren Dicken auch noch in der Größe ihrer

Elektroden. Die Elektrode des 290 μm dicken Detektors hat einen Durchmesser von 4.6 mm, die des 550 μm dicken Detektors 5.15 mm und die der 420 μm dicken Detektoren einen Durchmesser von jeweils 5 mm.
Die Diamantdetektoren werden, wenn nicht anders angegeben, von der Substratseite her bestrahlt. Die Wachstumsseite liegt auf negativem oder positivem Potential und die Substratseite auf Nullpotential.
Damit nicht immer die langen Seriennummern verwendet werden müssen, werden die Diamantdetektoren ab jetzt nicht mehr mit ihren kompletten Seriennummern bezeichnet, sondern nur noch mit abgekürzten Nummern. Diese Abkürzungen sowie eine Zusammenfassung der Detektorparameter findet sich in Tabelle 3.1.
Die Detektoren wurden mit Protonen und mit Alphateilchen bestrahlt. Eine Übersicht über die Teilchenart, ihre Energie, die Fluenz und die jeweils bestrahlten Detektoren ist in Tabelle 3.2 dargestellt.

Teilchen-art	Bestrahlungs-zeitraum	Energie [MeV]	Fluenz [cm^{-2}]	S	G5	G6	D2	D4a	D5
Protonen	7.-9.4.1995	18.6	$< 10^{10}$	•	-	•	-	•	-
Protonen	17.7.1995	18.62	$< 10^{10}$	-	-	-	•	•	•
Protonen	11.12.1995	20.9	$3 \cdot 10^{12}$	•	•	-	-	•	-
Alpha-teilchen	11.4.1995	12.8	$< 10^{9}$	•	-	•	-	•	-
Alpha-teilchen	11.4.1995	22.5	$< 10^{9}$	•	-	•	-	•	-
Alpha-teilchen	14.6.1995	18.3	$< 10^{9}$	-	-	-	•	•	•
Alpha-teilchen	15.6.1995	26.5	$< 10^{9}$	-	-	-	•	•	•
Alpha-teilchen	15.6.1995	34.05	$< 10^{9}$	-	-	-	•	•	•

Tab. 3.2: Übersicht über durchgeführte Bestrahlungen.

3.2 Aufbau am Tandem-Beschleuniger

Die Bestrahlungen mit Protonen und Alphateilchen wurden am Tandem van de Graaf-Beschleuniger des Max-Planck-Institutes für Kernphysik in Heidelberg durchgeführt. Ziel dieser Bestrahlungen war die Untersuchung von Detektoreigenschaften, wie optimale Betriebsspannung sowie die Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz. Des weiteren sollte die Strahlenhärte der drei Detektorarten unter gleichen Bedingungen und zum gleichen Zeitpunkt getestet werden.

3.2.1 Die Streukammer

Die Detektoren befinden sich während der Bestrahlung in einer auf 10^{-6} mbar evakuierten Streukammer.

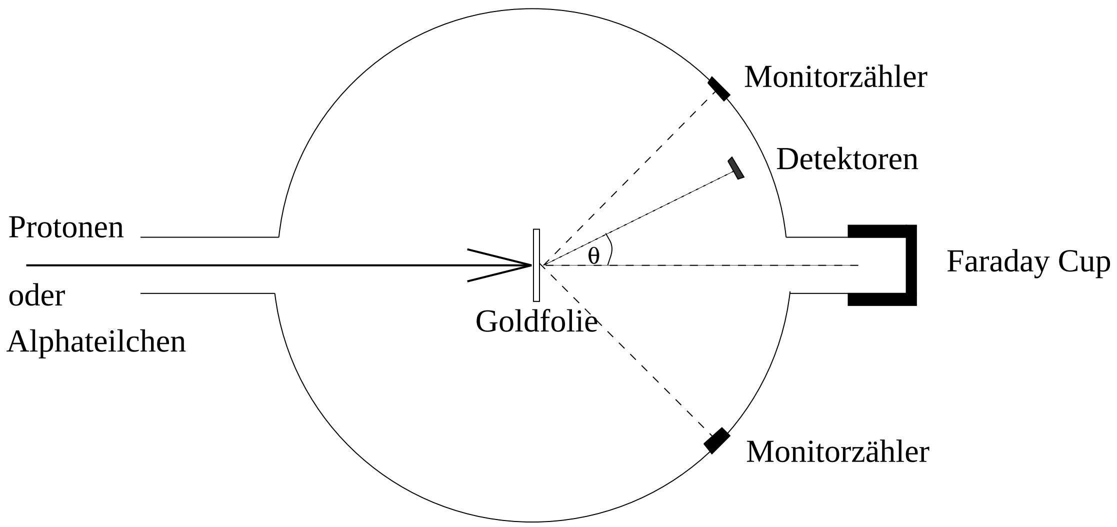


Abb. 3.2: Schematische Darstellung des Meßaufbaues am Tandem van de Graaf-Beschleuniger.

Wie man in Abbildung 3.2 sieht, stehen die Detektoren nicht direkt im Strahl, sondern unter einem bestimmten Winkel Θ. Die einfallenden Teilchen werden zuerst an einer Goldfolie gestreut. Die Anzahl, der in einen Winkel Θ gestreuten Teilchen, läßt sich mit Hilfe der Rutherfordschen Streuformel berechnen [40]:

$$\frac{d\sigma}{d\Theta} = \left(\frac{zZe^2}{16\pi\epsilon_0 E}\right)^2 \cdot \frac{1}{sin^4\left(\frac{\Theta}{2}\right)} \tag{3.1}$$

mit der Ladung z und der Energie E des einfallenden Teilchens, der Ladungszahl Z

des Detektormaterials und der Dielektrizitätskonstanten ϵ_0.
Der Fluß durch die Detektoren kann auf folgende drei Arten variiert werden :

1. indem man die Dicke der Goldfolie ($1.4\,\mu$m,$10\,\mu$m oder $50\,\mu$m),

2. den Strahlstrom (im Experiment typischerweise zwischen $1 - 200\,$nA) oder

3. den Streuwinkel Θ ($0° - 40°$)

ändert.
Zur Überprüfung des Gesamtsystems werden zwei Monitorzähler verwendet. Bei ihnen handelt es sich um Siliziumsperrschichtzähler. Sie stehen jeweils unter 45 Grad zur Strahlachse. Trifft der Strahl nicht unter null Grad das Goldtarget, so unterscheiden sich die Zählraten der beiden Sperrschichtzähler.
Damit man die Ergebnisse der drei Detektoren vergleichen kann, werden diese in einer gemeinsamen Halterung (Abb. 3.3) montiert, um sie dem gleichen Fluß auszusetzen. Direkt vor den Detektoren befindet sich eine Kupferplatte mit drei Bohrungen, die

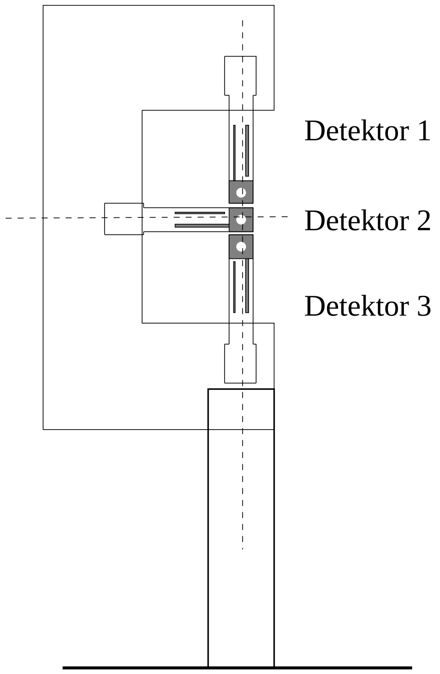


Abb. 3.3: Halterung für die Bestrahlung der Detektoren.

jeweils einen Durchmesser von 3.5 mm haben. Dieser Kollimator ist notwendig für die Messungen, bei denen die Zählraten der drei Detektoren verglichen werden sollen, da die Detektoren unterschiedlich große aktive Flächen besitzen. Auf dem Kollimator ist bei der ersten Protonenbestrahlung eine $150\,\mu$m dicke Kupferfolie und bei der zweiten

Protonenbestrahlung eine 50 μm dicke Kupferfolie befestigt. Bei den anderen Bestrahlungen wird kein Kollimator verwendet. Die Folien sind dann auf einer Halterung angebracht. Bei der dritten Protonenbestrahlung wird eine 2.5 μm dicke Nickelfolie, bei der ersten Alphabestrahlung eine 20 μm dicke Aluminiumfolie und bei der zweiten Alphabestrahlung eine 2.5 μm dicke Nickelfolie verwendet. Die Folien sind zur Abschirmung von Deltaelektronen und Photonen gedacht, die im Goldtarget möglicherweise beim Streuprozeß entstanden sind.
Die gesamte Halterung steht auf einer Metallplatte senkrecht zur Strahlachse. Diese Metallplatte kann mit Hilfe eines Motors in einem Bereich von $0° - 40°$ bewegt werden.

3.2.2 Die Ausleseelektronik

Als Spannungsquelle für die Detektoren dient ein Emetron Hochspannungs-Modul, welches über den Vorverstärker an die Detektoren angeschlossen ist. Die Signale werden zuerst mit einem ladungsempfindlichen Vorverstärker vom Typ Canberra 970 und anschließend mit einem Ortec 572 Hauptverstärker verstärkt (Abb. 3.4). Danach werden sie auf einen histogrammierenden 13 Bit Analog-Digitalwandler (ADC) gegeben. Dieser ist von der Elektronikwerkstatt des Max-Planck-Institutes gebaut worden.

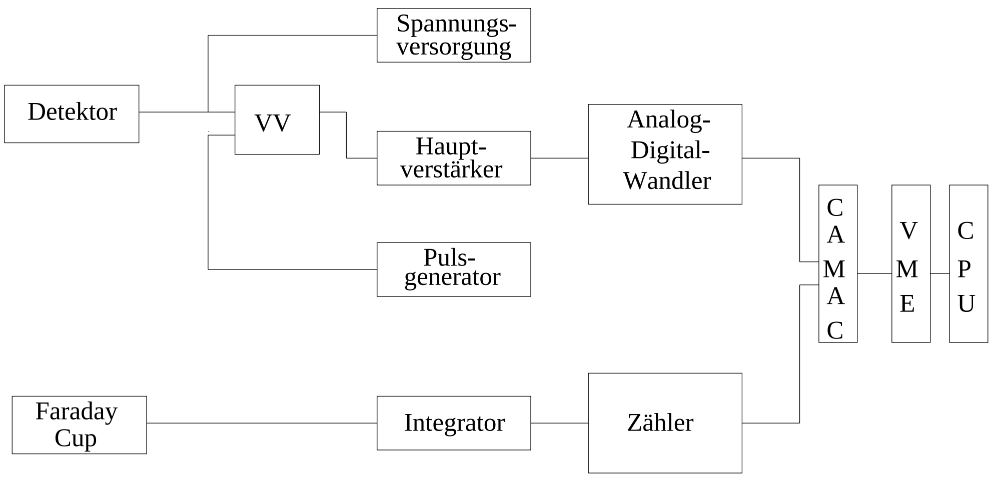


Abb. 3.4: Schematische Skizze der elektronischen Auslese.

Um die Aufnahmezeit des Histogrammes genau zu kennen, wird ein 10 Hz Taktsignal mit ausgelesen. Der Pulsgenerator Tennelec TC 800 ist mit dem Testeingang des Vorverstärkers verbunden. Da der Pulsgenerator mit einer festen Frequenz betrieben werden kann, hat man eine weitere Überprüfungsmöglichkeit für die Aufnahmedauer der Spektren. Das Signal des Pulsgenerators sollte im ADC-Spektrum immer an der gleichen Stelle liegen und die Halbwertsbreite des Pulsersignales sollte sich nicht ändern, da sich ansonsten das Rauschen erhöht hat. Der Faraday-Cup ist an einen Zähler an-

geschlossen, um den integrierten Strahlstrom aufzusummieren.
Der Analog-Digitalwandler und der Zähler befinden sich in einem CAMAC-Überrahmen und werden mittels einer CAMAC-VME-Schnittstelle ausgelesen. Dieses Modul steckt mit der CPU in einem gemeinsamen VME-Überrahmen.

3.2.3 Eichung der Meßapparatur

Zur Eichung des Gesamtsystems werden zwei unterschiedliche Methoden benutzt. Die erste Methode besteht darin, mit einer ^{241}Am-Quelle den Siliziumdetektor zu bestrahlen. Die Spannung, die am Siliziumdetektor anliegt, muß dabei mindestens der vollen Verarmungsspannung entsprechen. Das Signal des Siliziumdetektors nimmt man mit dem ADC auf und bestimmt anschließend die Lage des Linienschwerpunktes. Mißt man nun noch die Linearität des ADC's, so kann eine Zuordnung zwischen einem Kanal im ADC-Spektrum und der entsprechenden Energie getroffen werden. Diese Methode liefert natürlich nur ein verläßliches Ergebnis, falls die Ladungssammlungseffizienz einhundert Prozent ist. Des weiteren bekommt man eine Eichung, die sich immer auf Silizium bezieht. Es handelt sich also um eine relative Eichung.
Da die Ladungssammlungseffizienzen der drei unterschiedlichen Detektoren verglichen werden sollen, wird zusätzlich eine absolute Eichung durchgeführt. Die grundsätzliche Vorgehensweise sieht dabei folgendermaßen aus:
Zuerst wird der Detektor durch eine Kapazität (4.75 pF) ersetzt. Anschließend gibt man auf die Kapazität den Spannungspuls eines Pulsgenerators. Die Größe des Span-

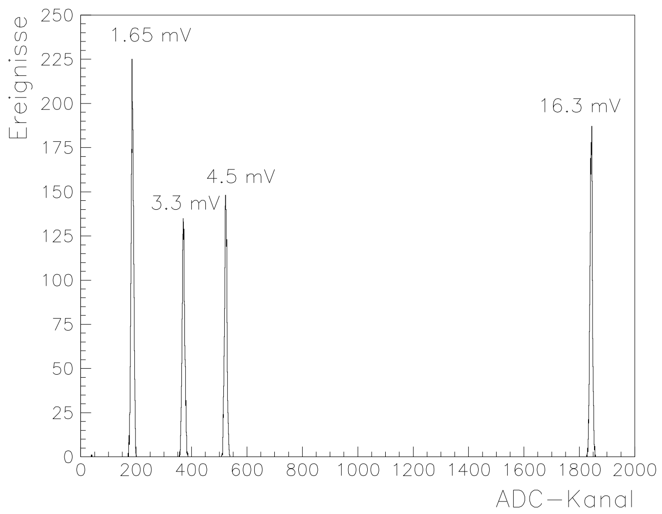


Abb. 3.5: Eichspektrum, verschiedene Pulsersignale mit einem ADC aufgezeichnet.

nungspulses wird mit einem Oszilloskop bestimmt und variiert. Die Signale werden

mit dem ADC aufgezeichnet. Dies ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Man sieht dort die Pulsersignale für verschiedene Spannungen. Zum Schluß bestimmt man mit Hilfe einer angepaßten Gaußverteilung die Lage der Maxima.
Aus der Größe des Spannungspulses kann man auf folgende Art die Anzahl der Elektron-Lochpaare bestimmen, welche im Detektor deponiert werden :

$$N_{eh} = \frac{U \cdot C}{e} \tag{3.2}$$

mit der Anzahl der Elektron-Lochpaare N_{eh}, der Größe des Spannungspulses U, der Eichkapazität C und der Elementarladung e.
Aus der Anzahl der Elektron-Lochpaare kann man die im Detektor deponierte Energie E ermitteln :

$$E = N_{eh} \cdot E_{eh} \tag{3.3}$$

mit der zur Erzeugung eines Elektron-Lochpaares notwendigen Energie E_{eh}. Die Werte für E_{eh} finden sich in Tabelle 2.1. Trägt man die Energie gegen die Lage des Maximums auf, so ergibt sich eine Zuordnung zwischen ADC-Kanal und Energie (siehe Abb. 3.6). Die Berechnung 3.3 muß für jeden der drei Detektortypen durchgeführt werden, da sie sich alle in der Energie zur Erzeugung eines Elektron-Lochpaares unterscheiden. Die Fehlerbalken der Datenpunkte sind kleiner als die Datenpunkte und deshalb aus Abbildung 3.6 nicht ersichtlich. Als Fehler gehen in die Berechnung die Ablesegenauigkeit des Spannungspulses am Oszilloskop (0.05 mV) und der Fehler der Eichkapazität (±1 %) ein.

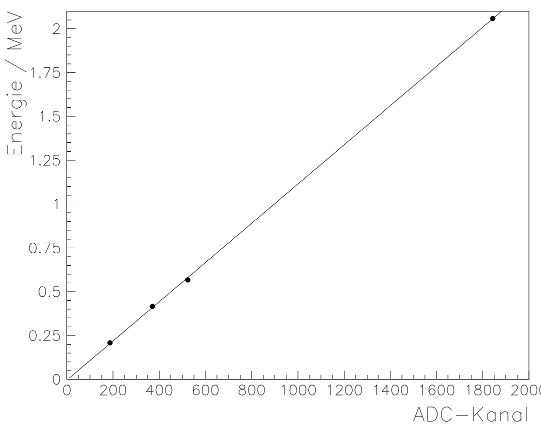


Abb. 3.6: Beziehung zwischen ADC-Kanal und im Detektor deponierter Energie.

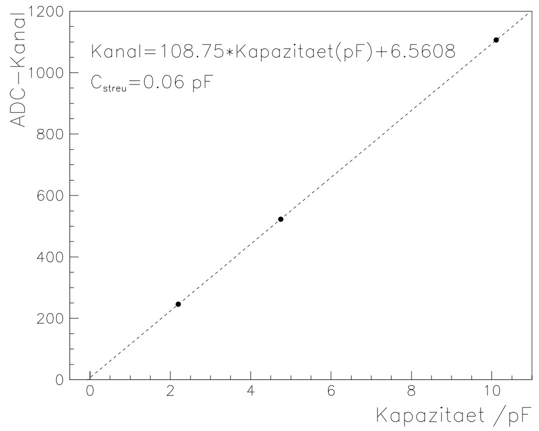


Abb. 3.7: Beziehung zwischen ADC-Kanal und Eichkapazität.

Diese Messungen werden für alle drei Detektorpositionen durchgeführt, da sich die einzelnen Positionen in der Länge der verwendeten Anschlußkabel unterschieden.
Ebenso wird nicht nur mit einer Kapazität gemessen, sondern mit drei verschiedenen (2.2, 4.75 und 10.11 pF), um die Streukapazitäten des Aufbaus zu bestimmen. Diese

Streukapazitäten erhält man, indem man den gleichen Spannungspuls auf jede der drei Kapazitäten gibt, und anschließend die Lage des Maximums im Spektrum gegen die Größe der Kapazität aufträgt (siehe Abb. 3.7). Danach legt man eine Gerade durch die drei Punkte und bestimmt den Schnittpunkt der Geraden mit der x-Achse. Dieser Wert entspricht der Streukapazität. Die Größe dieser Streukapazität muß zur Berechnung der richtigen Anzahl von Elektron-Lochpaaren zu der Eichkapazität hinzuaddiert werden.
Diese Eichung wird für alle bei den Messungen verwendeten Verstärkungen der Hauptverstärker durchgeführt und vor jedem neuen Bestrahlungsabschnitt wiederholt. Dies ist notwendig, da nicht immer die gleichen Kabel, bzw. Verstärkungen verwendet werden.

3.3 Aufbau zur Messung mit radioaktivem Präparat

Die Messungen mit radioaktiven Präparaten finden im Labor statt. Bestrahlt wird mit einer ^{90}Sr-Quelle. Strontium zerfällt in ^{90}Y und dieses zerfällt dann ebenfalls über β^{-}Zerfall. Die Energie der dabei emittierten Elektronen beträgt 0.53 bzw. 2.28 MeV.

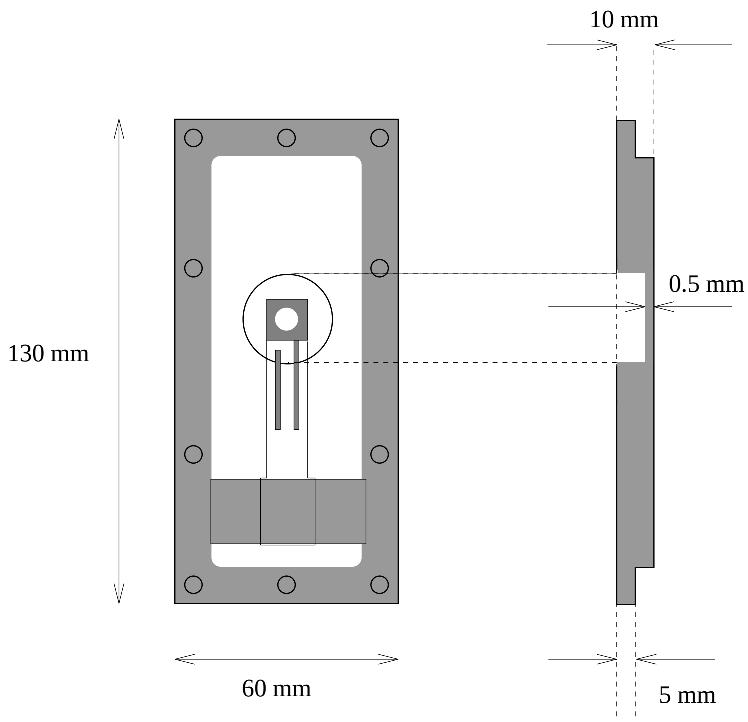


Abb. 3.8: Querschnitt durch den Aluminiumbehälter und durch den dazugehörigen Deckel.

Ziel ist, die Ladungssammlungseffizienz der drei Detektorarten für minimal ionisierende

Teilchen vor und nach einer starken Bestrahlung zu messen.
Die Detektoren sind hierbei, wie bei den Protonen- und Alphabestrahlungen, auf den Aluminakeramiken befestigt. Diese befinden sich in einem kleinen Aluminiumbehälter (siehe Abb. 3.8). Damit sind die Detektoren immer im Dunkeln und geschützt. Der Aluminiumbehälter ist außerdem leicht anschließbar und transportierbar.
In dem kreisrunden Loch im Deckel befindet sich eine Aluminiumhalterung, um die Quelle und ihren Kollimator befestigen zu können. Der Kollimator ist eine kreisrunde, 5 mm starke Kupferscheibe, in deren Mitte ein Loch mit 2.5 mm Durchmesser gebohrt ist.

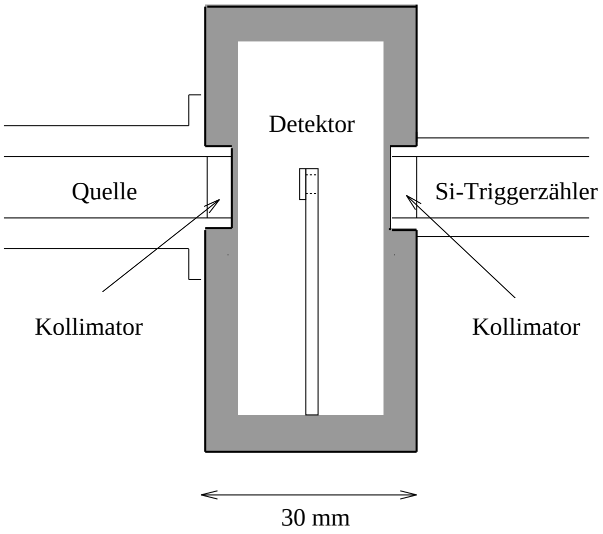


Abb. 3.9: Querschnitt des Meßaufbaus im Labor.

Der gleiche Deckel befindet sich auch auf der Rückseite des Aluminiumbehälters. Hier dient das Loch als Halterung für die Siliziumsperrschichtzähler (siehe Abb. 3.9), die bei der Messung mit der Strontiumquelle als Triggerzähler für minimal ionisierende Teilchen verwendet werden.

3.3.1 Elektronik

Die Signale des Detektors und der Sperrschichtzähler werden zuerst mit einem ladungsempfindlichen Vorverstärker vom Typ Canberra 970 und anschließend mit einem Hauptverstärker Ortec 572 verstärkt. Das nun verstärkte Signal des Detektors wird als Eingangssignal auf den Analog-Digitalwandler gegeben (siehe Abb. 3.10).
Zum Messen minimal ionisierender Teilchen braucht man einen Trigger, damit sichergestellt werden kann, daß das Elektron den zu untersuchenden Detektor durchquert hat. Die Siliziumsperrschichtzähler sind so dick, daß ein minimal ionisierendes Teilchen in ihnen einen möglichst großen Energieverlust erfährt. Aus diesem Grund wird die Triggerschwelle so hoch eingestellt, daß man Teilchen mit Energien größer 1 MeV mißt

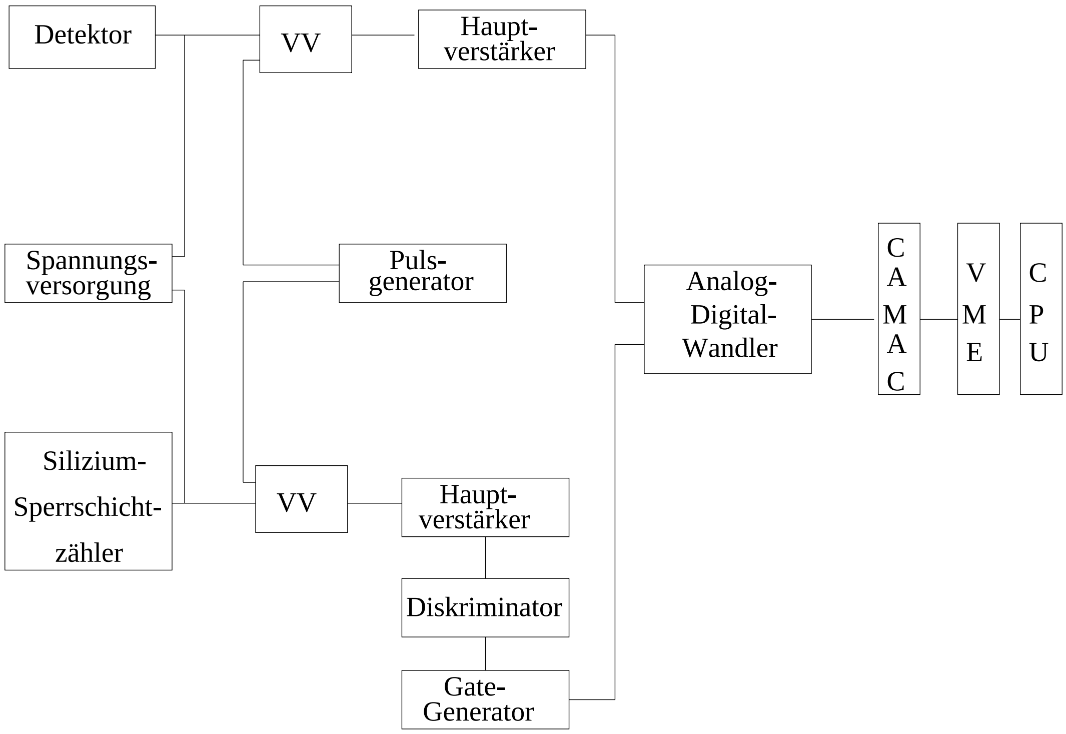


Abb. 3.10: Meßaufbau für die Bestrahlung mit radioaktiven Präparaten.

und die Messungen noch mit einer akzeptablen Zählrate durchgeführt werden können. Das Signal des Siliziumsperrschichtzählers wird dazu auf einen Diskriminator gegeben, um ein Gate für den ADC zu erhalten. Da die Breite des Ausgangssignales des Diskriminators zu klein ist, muß diese mit einem Gategenerator vergrößert werden. Dieses Gate wird dann als Gatesignal für den ADC benutzt, um ein aktives Zeitfenster zu definieren.
Als Spannungsquelle dient wie bei den Bestrahlungen am Tandem-Beschleuniger ein Emetron Hochspannungs-Modul, das über den Vorverstärker mit dem Detektor verbunden ist.
Eine Eichung dieses Meßaufbaues wird ebenfalls, wie in Kapitel 3.2.3 beschrieben, durchgeführt.

3.4 Meßaufbau für Strom-Spannungskurven

Strom-Spannungskurven werden vor, während und nach den Bestrahlungen aufgenommen. Mit Hilfe dieser Kurven ist es möglich, Kontaktprobleme sowie Schädigungen durch die Bestrahlung zu entdecken.
Die Strom-Spannungskurven der Diamantdetektoren werden jeweils mit einem Keithley 6517 Elektrometer gemessen (siehe Abb. 3.11). Die Ströme des Silizium- und der

Galliumarseniddetektoren werden ebenfalls mit einem Keithley 6517 Elektrometer oder mit einem Keithley 487 Pikoamperemeter gemessen.

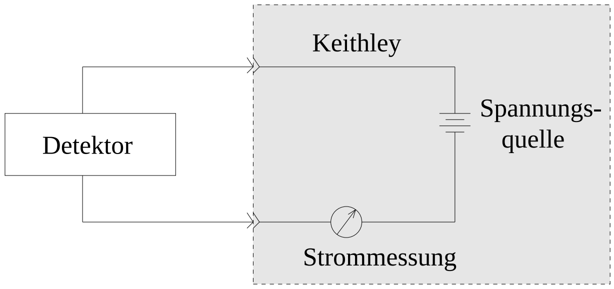


Abb. 3.11: Skizze der Strom-Spannungsmessungen.

In allen Fällen dient das Keithley-Gerät gleichzeitig als Strommeßgerät sowie als Spannungsquelle. Die maximal mögliche Ausgangsspannung beträgt bei dem Keithley 6517 Elektrometer ±1000 Volt und bei dem Keithley 487 Pikoamperemeter ±500 Volt.

3.5 Meßaufbau für Kapazitäts-Spannungskurven

Mit der Messung der Kapazitäts-Spannungskurven kann man überprüfen, ob Defekte in den Detektoren vorhanden sind und inwieweit die Detektoren durch die Bestrahlung geschädigt sind (siehe Kapitel 2.3).
Die Kapazitätsmessungen werden mit einem Hewlett Packard 4284A Präzisions-LCR-Meter durchgeführt. Als Spannungsquelle dient ein Keithley 487 Pikoamperemeter. Das LCR-Meter begrenzt die maximal anlegbare Spannung auf 200 Volt. Bei der Messung befinden sich die Detektoren in den Aluminiumbehältern und sind mit Hilfe eines Adapters mit dem LCR-Meter verbunden.
Das Meßprinzip besteht darin, der angelegten Spannung eine kleine Wechselspannung zu überlagern und die Impedanz des Meßkreises zu ermitteln. Aus dieser kann man die Kapazität errechnen. Die verwendete Meßspannung beträgt 250 mV. Vor einer Meßreihe muß der gesamte Aufbau ohne Detektor geeicht werden, damit die Kabel zwischen LCR-Meter und Detektor die Messung nicht verfälschen.

4. Meßergebnisse

Die Messungen lassen sich in zwei Abschnitte einteilen, einmal in die Untersuchung der elektrischen Eigenschaften sowie in die Messung der Spektren. Die Bestrahlungen wurden mit $15-34$ MeV Alphateilchen, mit 21 MeV Protonen sowie mit ^{90}Sr durchgeführt.

4.1 Untersuchung der elektrischen Eigenschaften

4.1.1 Strom-Spannungskurven

Vor und nach jeder Bestrahlung wurden IV-Kurven (Abhängigkeit des Detektorstromes von der angelegten Detektorspannung) gemessen. Anhand der IV-Kurven können

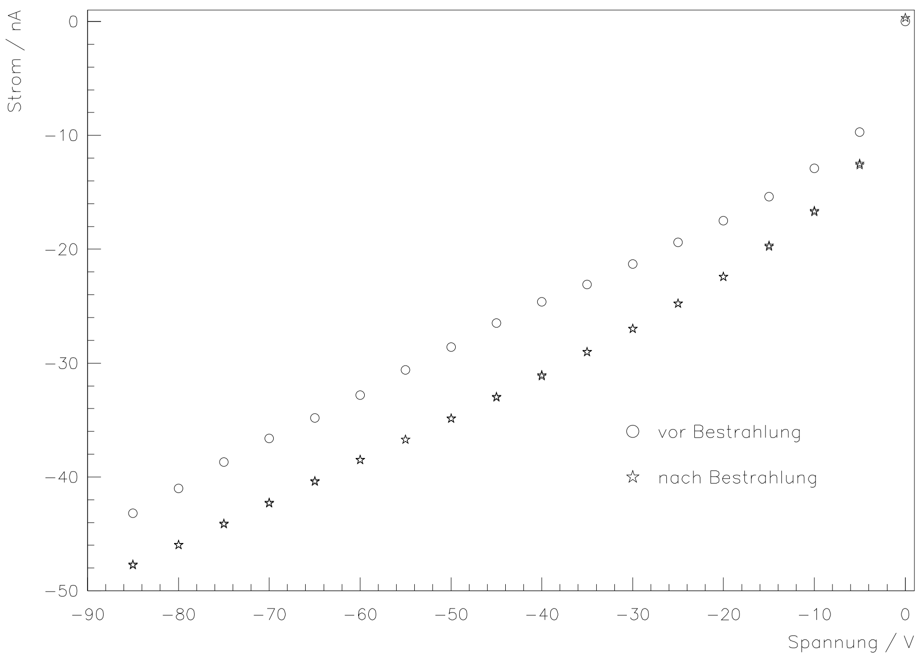


Abb. 4.1: IV-Kurve des Siliziumdetektors vor und nach Bestrahlung in Hamburg.

Kontaktierungsprobleme sowie Änderungen im Detektormaterial entdeckt werden.
Des weiteren kann man durch Messen des Stromes herausfinden, inwieweit der Detektor

durch die Bestrahlung geschädigt ist (siehe Kapitel 2.4). Denn die Schädigung führt zur Erhöhung des Leckstromes. Alle Messungen fanden bei Raumtemperatur statt.
Der Siliziumdetektor wurde am Tandem Van de Graaf-Beschleuniger in Heidelberg mit Alphateilchen und Protonen bestrahlt. Für Tests des zukünftigen HERA-B Experimentes fand auch eine Bestrahlung im HERA-Ring in Hamburg mit minimal ionisierenden Teilchen statt. Die maximale Fluenz war kleiner als $1 \cdot 10^{12}$ Teilchen pro cm^2. Die Bestrahlung in Hamburg soll in dieser Arbeit nicht untersucht werden. Sie ist nur insoweit von Bedeutung, als daß durch die Bestrahlung Defekte im Detektor entstanden sein können, die den Leckstrom im Vergleich zu vorher erhöhen.

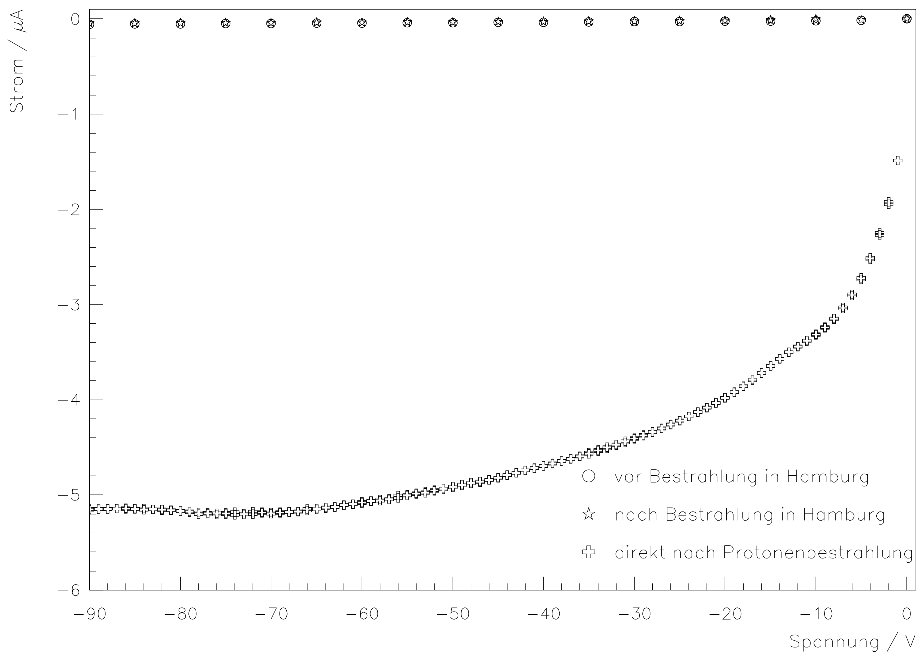


Abb. 4.2: IV-Kurve des Siliziumdetektors vor und nach Protonenbestrahlung mit $3 \cdot 10^{12}$ *Protonen pro cm*^{2}.

In Abbildung 4.1 ist die IV-Kurve des Siliziumdetektors vor der ersten Bestrahlung in Heidelberg sowie nach der Bestrahlung in Hamburg dargestellt. Die IV-Kurve des Siliziumdetektors zeigt die Charakteristik einer in Sperrichtung betriebenen Diode. Der Durchbruch in Sperrichtung findet bei -100 Volt statt. Zwischen -100 und -10 Volt zeigt der Strom des Siliziumdetektors ein ohmsches Verhalten.
Nach Bestrahlung im HERA-Ring in Hamburg ist der Detektorstrom um circa ein Achtel größer. Dies weist auf eine Schädigung des Detektors durch die Bestrahlung hin. Die Teilchenarten, die hier hauptsächlich den Detektor schädigen, sind Protonen und Pionen.
Nach der ersten stärkeren Protonenbestrahlung in Heidelberg mit einer Fluenz von

$3 \cdot 10^{12}$ Protonen pro cm^2 nahm der Detektorstrom um einen Faktor 100 zu. Die IV-Kurve des Siliziumdetektors vor der Protonenbestrahlung und danach ist in Abbildung 4.2 gezeigt. Der Kurvenverlauf ist nun im Bereich zwischen -100 und -10 Volt nicht mehr linear und der Leckstrom hat stark zugenommen. Dies kommt daher zustande, daß im Detektor viele Fehlstellen erzeugt wurden (siehe Kapitel 2.4). Nach der

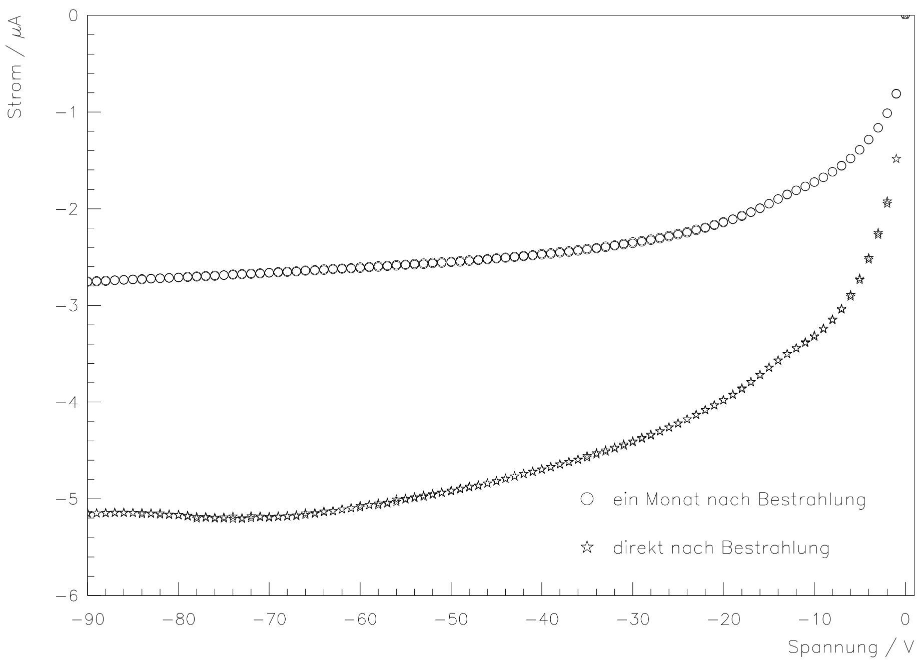


Abb. 4.3: IV-Kurve des Siliziumdetektors direkt und ein Monat nach Protonenbestrahlung mit $3 \cdot 10^{12}$ *Protonen pro* cm^2.

Bestrahlung sank der Leckstrom des Siliziumdetektors (Abb. 4.3). Dies kann auf ein Ausheilen der durch Bestrahlung erzeugten Fehlstellen zurückgeführt werden. Auf die Zeitkonstanten, mit denen das Ausheilen parametrisiert werden kann, soll hier nicht näher eingegangen werden. Diese wurden ausführlich in [13] untersucht.

Der Galliumarseniddetektor G5 wurde ebenfalls zu Testzwecken für das zukünftige HERA-B Experiment im HERA-Ring in Hamburg und anschließend in Heidelberg mit Protonen bestrahlt.

Betrachtet man die Meßwerte einer einzelnen IV-Kurve in Abbildung 4.4, so fällt auf, daß sich die Stromwerte bei der gleichen Detektorspannung unterscheiden. Dies kommt dadurch zustande, daß die Zeit zwischen Änderung der Spannung und Messung des Stromes ein klein wenig zu kurz war. Um so länger die Wartezeit zwischen Änderung der Spannung und der Strommessung ist, desto näher rücken beide Meßwerte zusammen. Um die Messungen vergleichbar machen zu können, wurde jede Messung nach dem gleichen Prinzip durchgeführt. Die Messung startet bei null Volt, geht bis zur

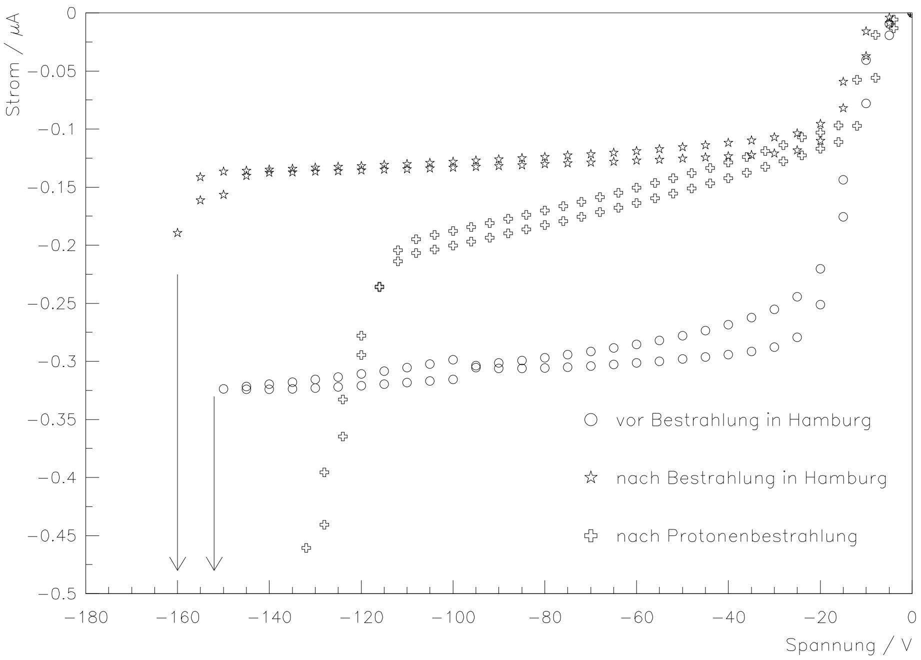


Abb. 4.4: IV-Kurve des Galliumarseniddetektors G5 vor und nach Bestrahlung in Hamburg, sowie nach Protonenbestrahlung mit $3 \cdot 10^{12}$ *Protonen pro cm*^{2}*.*

maximal anlegbaren positiven Spannung, von dort bis zur maximal anlegbaren negativen Spannung, dann nochmal zur positiven Spannung und endet bei Null. Die übliche Wartezeit vor der Messung jedes Stromwertes beträgt bei dem Galliumarseniddetektor 5 Sekunden.
Nach einem starken Anwachsen des Stromes mit Zunahme der angelegten Spannung, hat die Stromspannungskurve einen linearen Verlauf bis zum Durchbrechen des Detektors. Der Durchbruchpunkt wird jeweils durch den Pfeil angedeutet. Dieser war vor Bestrahlung gleichbedeutend mit einer sehr starken Zunahme des Detektorstromes. An diesem Verhalten hat sich durch die Bestrahlung in Hamburg nichts geändert. Nur der Leckstrom ist, im Gegensatz zum Siliziumdetektor, zurückgegangen. Ein solches Verhalten kann durch ein Absättigen von Fehlstellen verursacht werden. Nach der stärkeren Bestrahlung mit Protonen mit einer Fluenz von $3 \cdot 10^{12}$ Protonen pro cm^2 ändert sich die Steigung der IV-Kurve. Sie zeigt nun ein ohmsches Verhalten. Es existiert auch immer noch ein Abknickpunkt, der jetzt allerdings zu einem kleineren Spannungswert gewandert ist. Auch nach dem Abknickpunkt zeigt der Detektor ein ohmsches Verhalten. Dieses endet bei −400 Volt, dort bricht der Detektor durch. In Abbildung 4.5 ist der Detektorstrom direkt nach der Protonenbestrahlung und zwei Wochen später dargestellt. Auch bei dem Galliumarseniddetektor sieht man, wie bei dem Siliziumdetektor, eine Abnahme des Leckstromes nach Ende der Bestrahlung. Über ein solches

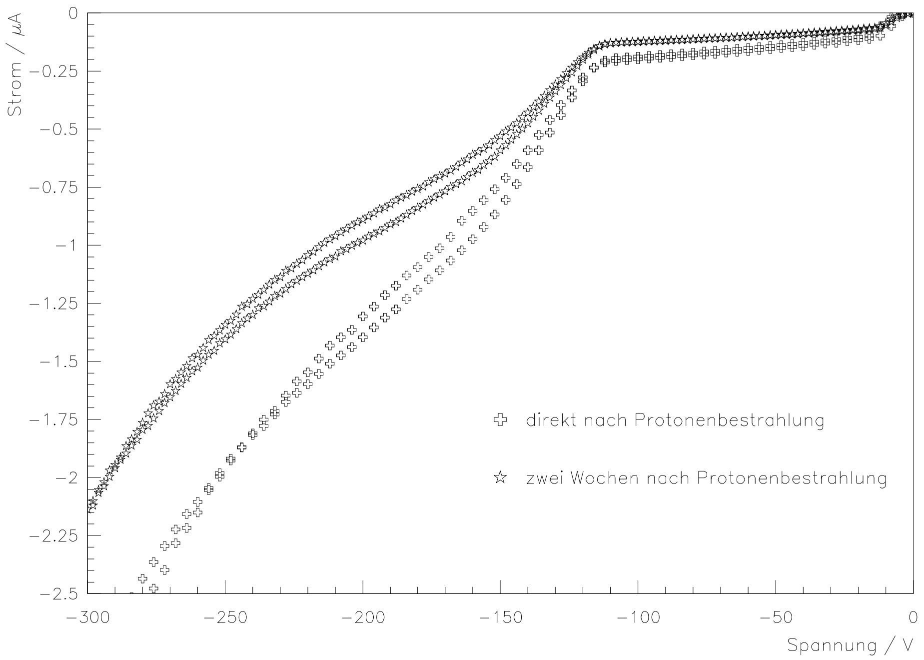


Abb. 4.5: IV-Kurve des Galliumarseniddetektors G5 nach $3 \cdot 10^{12}$ *Protonen pro cm*^{2}*.*

Verhalten wurde bis jetzt nicht berichtet.
Die Diamantdetektoren wurden in Heidelberg mit Alphateilchen und Protonen bestrahlt. Die Wartezeit bei der IV-Kurvenmessung der Diamantdetektoren beträgt 10 Sekunden.
Diamantdetektoren sind keine Dioden, sondern Isolatoren, infolgedessen erwartet man einen anderen Verlauf der IV-Kurve als bei Silizium- oder Galliumarseniddetektoren.
Beim Diamantdetektor (Abb. 4.6) fällt auf, daß sich die Steigung der IV-Kurve ab einer bestimmten Spannung stark ändert. Dies läßt sich durch eine Sättigung der Ladungsträgerbeweglichkeit erklären. Ein solches Verhalten wurde auch schon von F. Borchelt beobachtet [28]. Sehr auffällig ist auch, daß sich im Gegensatz zu den beiden anderen Detektorarten der Strom nach Bestrahlung mit einer Fluenz von $3 \cdot 10^{12}$ Protonen pro cm^2 nicht von dem Strom vor Bestrahlung unterscheidet. Dies ist ein erster Hinweis darauf, daß der Diamantdetektor D4a strahlenhärter als der Silizium- und der Galliumarseniddetektor ist.
Der Detektorstrom ist, wie aufgrund der größeren Bandlücke von Diamant erwartet, viel kleiner als der Strom des Silizium- oder des Galliumarseniddetektors. Des weiteren ist die Größe des Stromes stark abhängig von der Polarität der Spannung. Bei einer Spannung von $+700$ Volt fließt ein Strom von 0.7 nA, bei -700 Volt jedoch 2 nA. Ein solches Verhalten kann man durch unterschiedliche Ladungsträgerbeweglichkeiten, unterschiedliche Kontakte oder beschädigte Kontakte erklären. Sehr schön sieht man

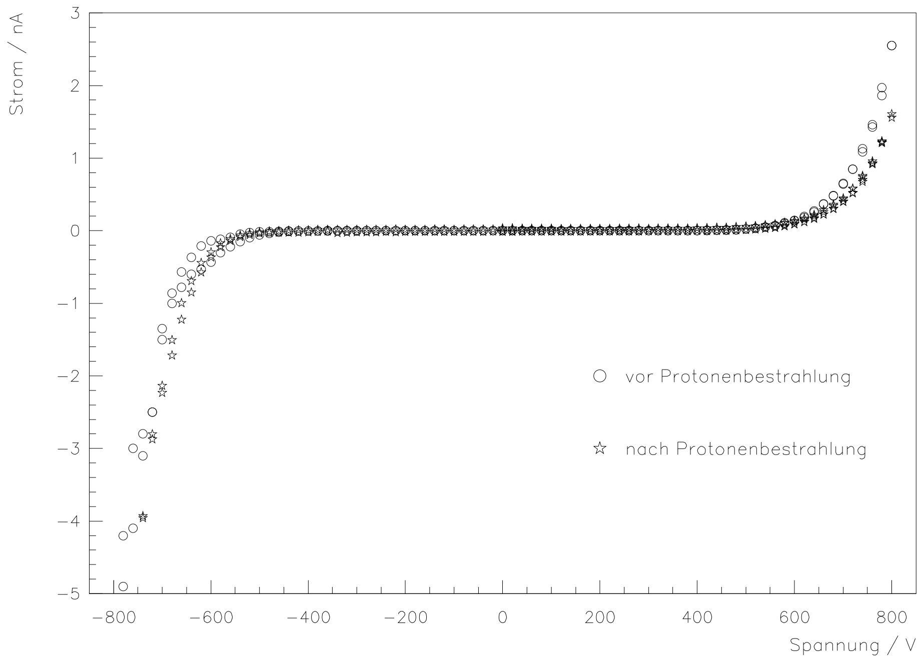


Abb. 4.6: IV-Kurve des Diamantdetektors D4a vor und nach Protonenbestrahlung mit $3 \cdot 10^{12}$ *Protonen pro* cm^2.

ein solches asymmetrisches Verhalten, wenn man Diamantdetektor D4a (Abb. 4.6) mit Diamantdetektor D4b (Abb. 4.7) vergleicht. Der Detektorstrom von D4b beträgt bei -600 Volt -3 nA und bei $+600$ Volt 0.1 nA. Wohingegen der Detektorstrom von Detektor D4a jeweils 0.2 nA ist. Bei Detektor D4b ist der Kontakt auf der Substratseite durch einen tiefen Kratzer beschädigt.
Die beiden anderen Diamantdetektoren D2 und D5 zeigen ähnliche IV-Kurven. Sie unterscheiden sich von Detektor D4a nur durch die maximal anlegbare Spannung, was aufgrund der unterschiedlichen Detektordicken leicht zu verstehen ist. Ebenso wie bei Diamantdetektor D4a war die Größe des Stromes von der Polarität der Spannung abhängig.
Zuletzt ist noch anzumerken, daß ein Anlegen der Spannung an die Substratseite, wie erwartet, die IV-Kurve nur punktsymmetrisch am Ursprung spiegelt.

4.1.2 Kapazitäts-Spannungskurven

Durch die Messung der CV-Kurven (Abhängigkeit der Kapazität von der angelegten Detektorspannung) kann man möglicherweise im Detektor vorhandene Defekte aufspüren sowie eine qualitative Aussage über die Schädigung des Detektors treffen. Des-

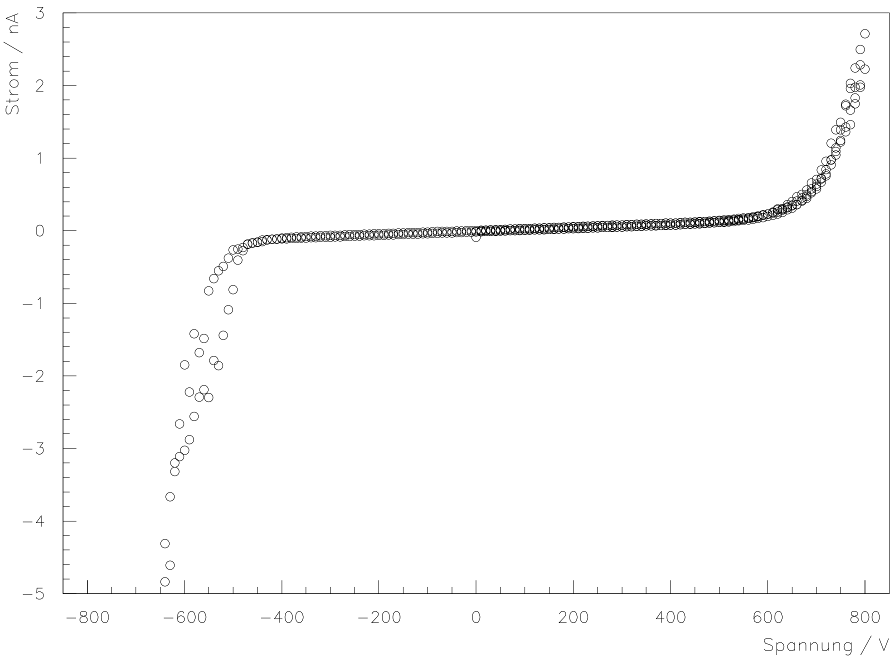


Abb. 4.7: IV-Kurve des am Kontakt beschädigten Diamantdetektors D4b.

halb wurden die CV-Kurven vor und nach den Protonenbestrahlungen gemessen.

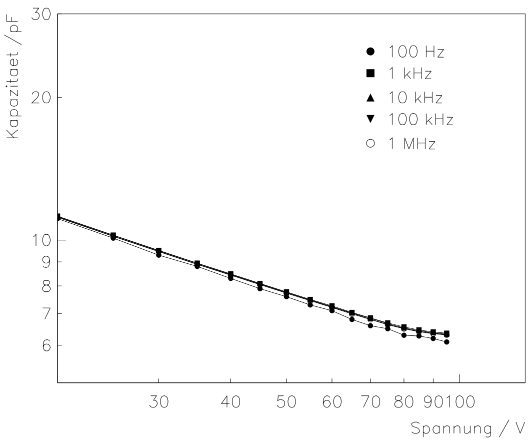


Abb. 4.8: CV-Kurve der Siliziumdiode vor Bestrahlung mit $3 \cdot 10^{12}$ *Protonen pro cm*^{2}.

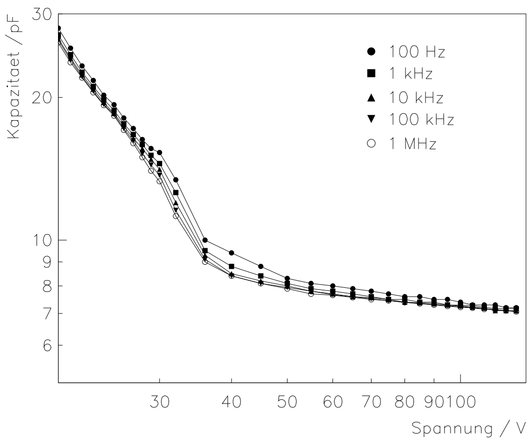


Abb. 4.9: CV-Kurve zwei Wochen nach Bestrahlung mit $3 \cdot 10^{12}$ *Protonen pro cm*^{2}.

In Abbildung 4.8 sieht man einen Siliziumdetektor vor der Bestrahlung. Anhand der CV-Kurven kann man erkennen, daß der Detektor noch nicht geschädigt ist, denn bei einem geschädigten Detektor ist die Größe der Kapazität stark frequenzabhängig. Eine

Frequenzabhängigkeit kommt daher, daß die durch Bestrahlung erzeugten Fehlstellen, in diesem Fall Zwischenbandzustände, einen großen Einfluß auf die Ladungsträgerbeweglichkeiten haben. Die Fehlstellen werden gefüllt und entleert, was bei hohen Frequenzen nicht mehr schnell genug möglich ist. Abbildung 4.9 wurde zwei Wochen nach der Bestrahlung mit $3 \cdot 10^{12}$ Protonen pro cm^2 aufgenommen. Im Detektor hat somit schon eine Ausheilung stattgefunden. Beide Messungen zeigen, daß die Größe der Kapazität von der angelegten Detektorspannung abhängt. Dies hat seine Ursache darin, daß der Detektor bei kleinen Spannungen noch nicht vollständig verarmt ist. Des weiteren erkennt man, daß sich die volle Verarmungsspannung von 90 auf 40 Volt geändert hat.
Die theoretisch nach Gleichung 2.12 berechnete Kapazität beträgt 3.5 pF. Diese ist niedriger als die gemessene Kapazität, was sich durch Streukapazitäten des Aufbaus erklären läßt, welche nicht korrigiert werden konnten.

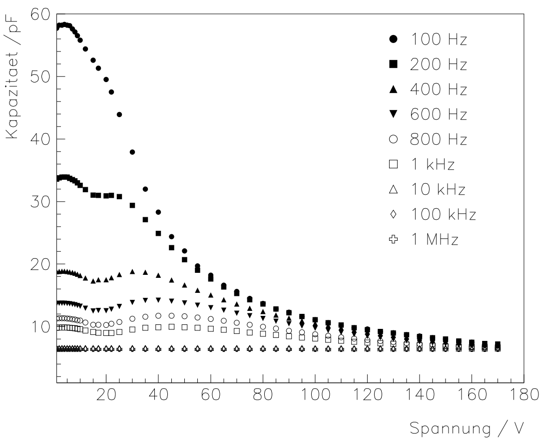


Abb. 4.10: CV-Kurve des Galliumarseniddetektors G5 vor Bestrahlung mit $3 \cdot 10^{12}$ Protonen pro cm^2.

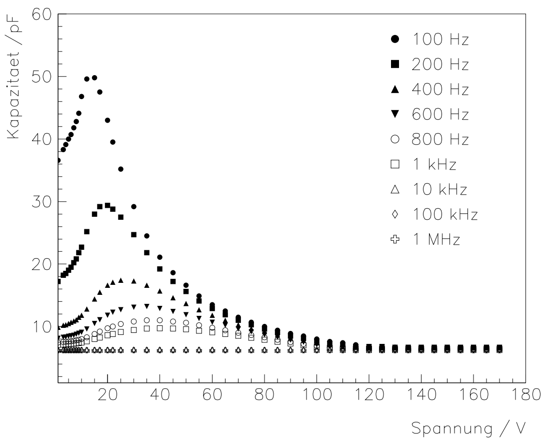


Abb. 4.11: CV-Kurve des Galliumarseniddetektors G5 nach Bestrahlung mit $3 \cdot 10^{12}$ Protonen pro cm^2.

Die CV-Kurven des Galliumarseniddetektors G5 vor und nach Bestrahlung mit $3 \cdot 10^{12}$ Protonen pro cm^2 sind in Abbildung 4.10, bzw. in Abbildung 4.11 dargestellt. Die Größe der Kapazität ist hier stark von der Frequenz und bei niedrigen Frequenzen auch von der Spannung abhängig. Die Spannungsabhängigkeit kommt daher zustande, daß die Breite der Raumladungszone um den Schottkykontakt (siehe Kapitel 2.3.2) von der von außen angelegten Spannung abhängt. Die Frequenzabhängigkeit läßt sich durch einen Defekt, den sogenannten EL2-Donator, erklären. Bei ihm handelt es sich um eine tiefe Störstelle (0.8 eV unter dem Leitungsband). Dieser Defekt wird ausführlich in [17] beschrieben. Bei hohen Frequenzen kann der EL2-Donator nicht mehr schnell genug gefüllt und entleert werden. Abbildung 4.10 zeigt einen ungeschädigten Detektor, wohingegen Abbildung 4.11 nach $3 \cdot 10^{12}$ Protonen pro cm^2 aufgenommen wurde. Auffällig ist einerseits, daß die Kapazität nach Bestrahlung kleiner als vor Bestrahlung ist, sowie, daß sich die Form der Kurve bei niedrigen Spannungen stark und bei höheren Spannungen kaum ändert. Dies könnte auf ein Ausheilen oder Absättigen des EL2-Defektes durch die Bestrahlung hindeuten. Die theoretisch berechnete Kapazität beträgt bei diesem Detektor 4.3 pF. Dieser Wert liegt ebenfalls unter dem gemessenen Wert. Die Differenz zwischen theoretischem und gemessenem Wert ist genauso groß wie beim Siliziumdetektor. Da die Kapazitäten beider Detektoren mit dem gleichen Aufbau gemessen wurden, kann dies als ein weiteres Indiz dafür gewertet werden, daß die Differenz durch nicht korrigierte Streukapazitäten zustande kommt.

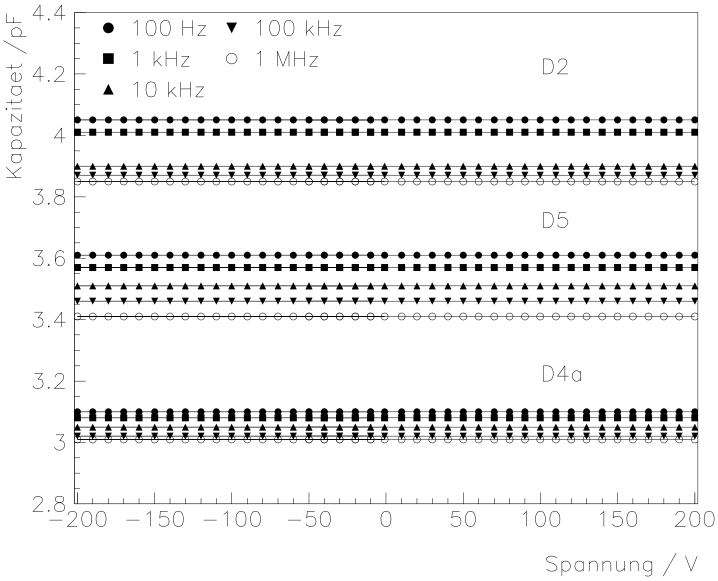


Abb. 4.12: CV-Kurve der Diamantdetektoren D2, D4a und D5.

Da es sich bei Diamant um einen Isolator handelt, gibt es in ihm keine Verarmungszone. Seine Kapazität sollte infolgedessen nicht von der angelegten Spannung abhängen. Dies wird durch die Messung (siehe Abb. 4.12) sehr schön bestätigt. Der theoretisch erwartete Wert beträgt für den 290 μm dicken Detektor D2 2.89 pF, für den 420 μm dicken Detektor D4a 2.36 pF und der Wert des 550 μm dicken Detektors D5 ist 1.9 pF. Durch die Messung der Kapazität des Silizium- und des Galliumarseniddetektors kann man die bestehende Streukapazität, als Differenz zwischen theoretischem und gemessenem Wert, bei 1 MHz auf 2.4 pF abschätzen. Zieht man die so ermittelte Streukapazität von der gemessenen Kapazität des Diamantdetektors D2 ab, so ergibt sich zwischen dem experimentellen und dem theoretischen Wert ein Unterschied von 1.4 pF. Bei Diamantdetektor D5 beträgt der Unterschied 0.9 pF und bei Detektor D4a 1.8 pF. Dieser Unterschied zwischen theoretischer Berechnung und experimenteller Messung läßt sich möglicherweise durch eine Polarisation der Detektoren erklären. Die theoretischen Kapazitäten der drei Diamantdetektoren wurden mit Hilfe der Dielektrizitätskonstante, die in Tabelle 2.1 angegeben ist, ermittelt. Die Dielektrizitätskonstante hängt jedoch zum einen von der Anordnung der Atome im Kristall und zum anderen auch von der

Polarisierbarkeit des Kristalls ab. In diesen beiden Punkten können sich die Diamantdetektoren unterscheiden, da sie polykristallin sind und aus verschiedenen Produktionen stammen, wodurch sie sich in der Anzahl und in der Art ihrer Defekte unterscheiden können. Die Anzahl der Defekte bestimmt nämlich die Polarisierbarkeit. Für diesen Punkt spricht auch, daß sich die drei Detektoren in der Größe der Frequenzabhängigkeit ihrer Kapazität unterscheiden. Die Frequenzabhängigkeit hängt, wie die Dielektrizitätskonstante, von der Polarisierbarkeit ab [33].

4.2 Bestrahlungen mit Protonen

Die Bestrahlungen mit Protonen fanden in mehreren Abschnitten statt. Zuerst wurde nur mit sehr geringer Intensität bestrahlt, um die Spektren sowie die Ladungssammlungseffizienz von ungeschädigten Detektoren zu messen. Solche Bestrahlungen wurden mit dem Silizium-, dem Galliumarseniddetektor G6 und den drei Diamantdetektoren D2, D4a und D5 durchgeführt.
In der dritten Bestrahlung betrug die Fluenz $3.0 \cdot 10^{12}$ Protonen pro cm^2. Aus technischen Gründen konnte keine höhere Fluenz erreicht werden. Ziel war es, die Schädigung der Detektoren zu untersuchen. Diese Untersuchungen wurden mit dem Silizium-, dem Galliumarseniddetektor G5 und dem Diamantdetektor D4a gemacht. Es war nicht möglich den Galliumarseniddetektor G6 zu verwenden, da dieser, nachdem er nach der Alphabestrahlung aus der Halterung ausgebaut wurde, ein erhöhtes Rauschen aufwies und mit ihm keine Signale mehr beobachtet werden konnten. Des weiteren war sein Leckstrom immens hoch. All dies könnte an einer schlechten Bondverbindung liegen.
Die Shapingzeiten der Hauptverstärker bei den Protonenbestrahlungen lagen bei 0.5 und $2.0\,\mu$s.

4.2.1 Erste Protonenbestrahlung

Die Energie der Protonen betrug vor dem Goldtarget und der $150\,\mu$m dicken Kupferfolie 21 MeV, hinter der Folie 18.6 MeV. Bestrahlt wurden der Siliziumdetektor, Galliumarseniddetektor G6 und Diamantdetektor D4a.

Protonenspektren

In Abbildung 4.13 ist das Spektrum des Siliziumdetektors als Funktion der im Detektor deponierten Anzahl von Elektronen aufgetragen. Die Elektronenanzahl läßt sich mit der in Kapitel 3.2.3 beschriebenen Umrechnungsmethode von ADC-Kanälen in Elektronen bestimmen. Abbildung 4.14 zeigt den Galliumarseniddetektor G6. Der Diamantdetektor D4a ist in Abbildung 4.15 dargestellt.
Sehr deutlich sieht man bei allen Detektoren, daß die Lage der Maxima stark von

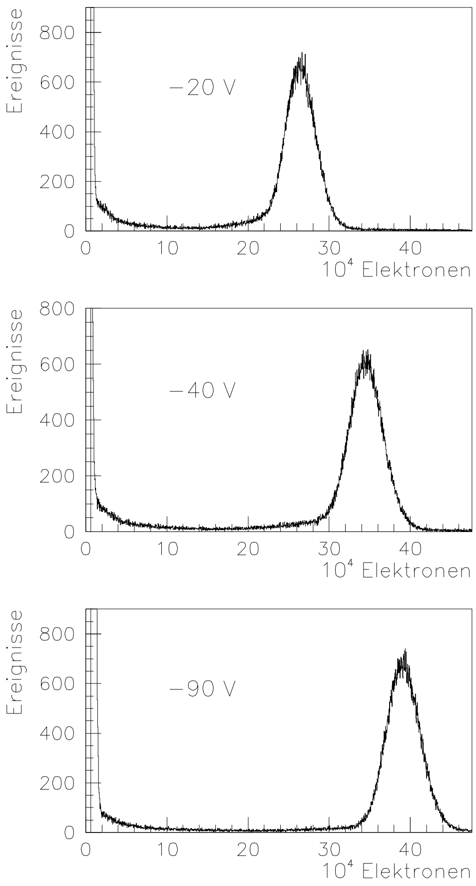


Abb. 4.13: 18.6 MeV Protonenspektren gemessen mit dem Siliziumdetektor bei verschiedenen Spannungen.

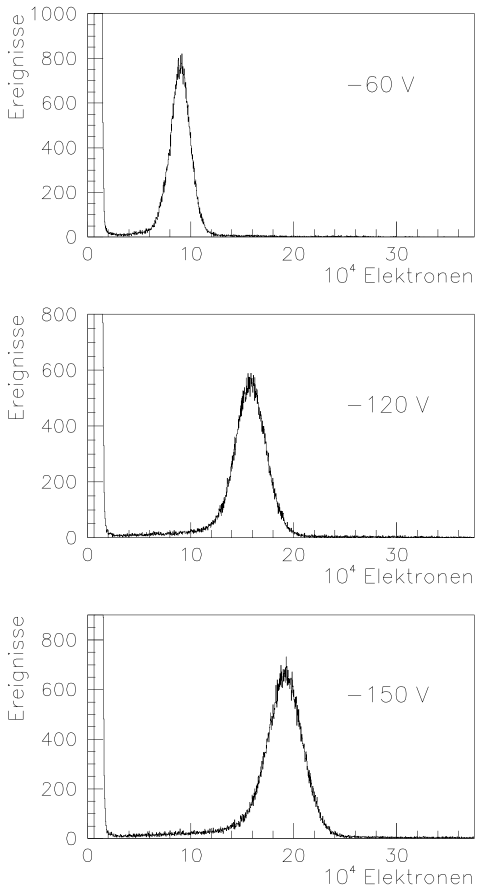


Abb. 4.14: 18.6 MeV Protonenspektren gemessen mit Galliumarseniddetektor G6 bei verschiedenen Spannungen.

der angelegten Detektorspannung abhängt. Das Maximum sollte, bei 100 Prozent Ladungssammlungseffizienz, bei dem Siliziumdetektor bei $43 \cdot 10^4$ Elektronen, bei dem Galliumarseniddetektor bei $41 \cdot 10^4$ Elektronen und bei dem Diamantdetektor D4a bei $29 \cdot 10^4$ Elektronen liegen. Diese Werte wurden mit Hilfe der Gleichungen in Kapitel 2.2 ermittelt.
Sobald man an den Siliziumdetektor (Abb. 4.13) die volle Verarmungsspannung angelegt hat, ändert sich die Lage des Maximums nicht mehr. Das heißt, man kann durch Messen der Spektren und Verändern der Spannung die volle Verarmungsspannung bestimmen. Sie betrug bei diesem Detektor -90 Volt. Die Halbwertsbreite des Signales ist bei -90 Volt gleich $5.07 \cdot 10^4$ Elektronen. Theoretisch berechnet sich die Halbwertsbreite mit Hilfe von Gleichung 2.5 und 2.6 zu $4.94 \cdot 10^4$ Elektronen (177.8 keV). Da die Ladungssammlungseffizienz kleiner einhundert Prozent ist, muß die Halbwertsbreite noch mit der Ladungssammlungseffizienz multipliziert werden. Sie ergibt sich dadurch

zu $4.5 \cdot 10^4$ Elektronen (162.5 keV). Dieser Wert läßt sich mit dem experimentellen Wert in Einklang bringen, wenn man berücksichtigt, daß in der theoretischen Berechnung der Halbwertsbreite das Rauschen des Verstärkers nicht miteinbezogen wurde.
Auch das Signal des Galliumarseniddetektors wandert mit der Größe der angelegten Spannung. Es nimmt zu, bis man die maximal anlegbare Spannung, die bei -150 Volt lag, erreicht hat. Die Halbwertsbreite des Galliumarseniddetektorsignales beträgt bei -150 Volt $4.92 \cdot 10^4$ Elektronen (206.8 keV). Um die theoretisch berechnete Halbwertsbreite mit dem experimentellen Wert vergleichen zu können, muß berücksichtigt werden, daß der Galliumarseniddetektor nur eine Ladungssammlungseffizienz von 46.6% hat. Aufgrunddessen ist die theoretisch berechnete Halbwertsbreite gleich $2.3 \cdot 10^4$ Elektronen (96.82 keV). Auch hier liegt wie erwartet der experimentelle Wert über dem theoretischen.
Vergleicht man den Siliziumdetektor (Abb. 4.13) mit dem Galliumarseniddetektor (Abb. 4.14), so fällt auf, daß der Siliziumdetektor bei seiner maximal anlegbaren Spannung ein doppelt so großes Signal liefert und damit das Maximum weiter vom Rauschen getrennt ist. Im Idealfall, bei vollständiger Ladungssammlung, sollte das Maximum des Galliumarseniddetektors ungefähr an der gleichen Stelle liegen wie das Maximum des Siliziumdetektors.

Detektor	Spannung [V]	Signal_{exp} [10^4e]	Signal_{theo} [10^4e]	FWHM_{exp} [10^4e]	FWHM_{theo} [10^4e]
S	-90	39.37	43	5.07	4.5
G6	-150	19.27	41	4.92	2.3
D4a	-700	3.03	29	3.88	0.176

Tab. 4.1: Zusammenfassung der experimentellen und theoretischen Signalhöhen sowie der experimentellen und theoretischen Halbwertsbreiten FWHM für den Silizium-, den Galliumarseniddetektor G6 und den Diamantdetektor D4a.

Beim Diamantdetektor D4a (Abb. 4.15) hängt die Lage des Maximums stark von der angelegten Detektorspannung sowie auch von der Polarität der Spannung ab. Ein solches Verhalten läßt sich durch unterschiedliche Ladungsträgerbeweglichkeiten erklären. In [41] wird gezeigt, daß die relative Größe der gesammelten Ladung für Elektronen und Löcher bei einem elektrischen Feld unterhalb von 20 kV/cm unterschiedlich ist. Elektronen liefern ein größeres Signal. Dies erklärt, warum der Diamantdetektor bei einer positiven Spannung ein größeres Signal liefert.
Des weiteren zeigt der Diamantdetektor, zusätzlich zu der Abhängigkeit der Lage des Maximums von der Spannung, noch ein Anwachsen des Rauschens ab einer Spannung kurz unterhalb der Durchbruchspannung. Bei diesem Detektor beträgt die Durchbruch-

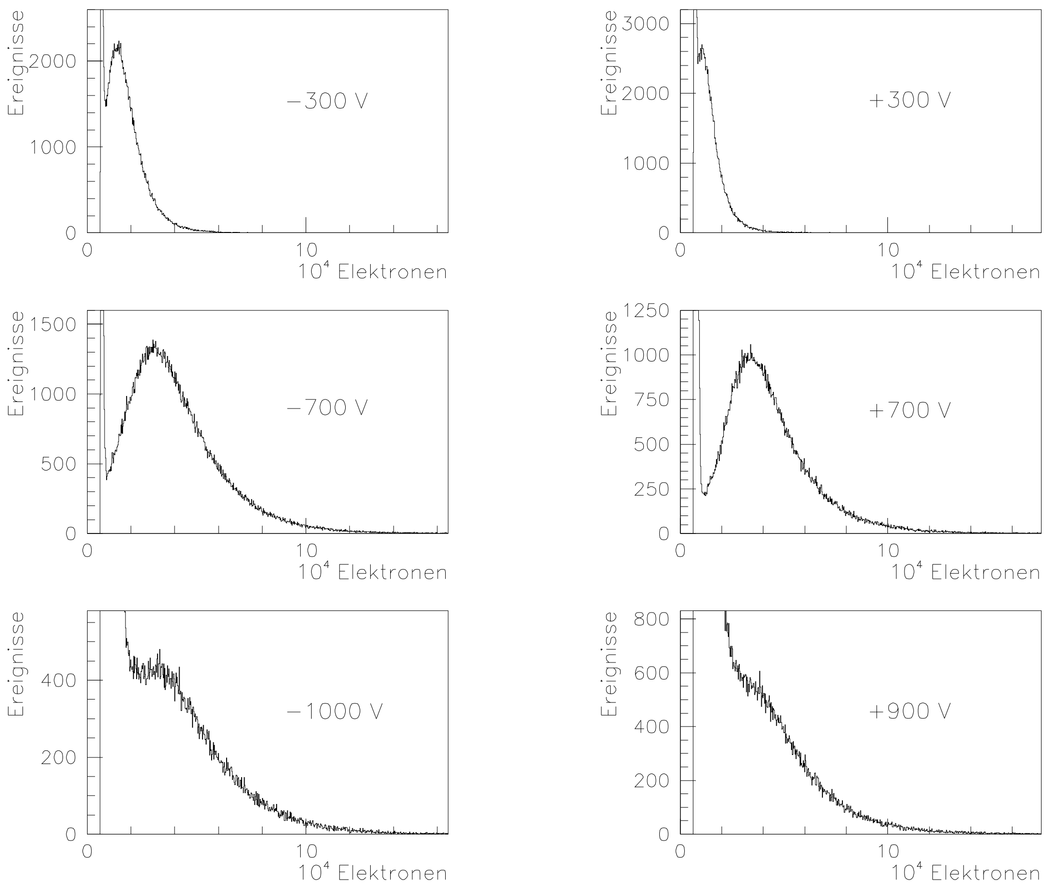


Abb. 4.15: 18.6 MeV Protonenspektren gemessen mit Diamantdetektor D4a bei Bestrahlung von Substratseite.

spannung −1000 bzw. +900 Volt. Die Zunahme des Rauschens tritt gleichzeitig mit einer Erhöhung des Detektorstromes auf. Die Ursache dafür sind freie Ladungsträger, die durch das starke elektrische Feld erzeugt werden.

Die experimentelle Halbwertsbreite des Diamantsignales ist bei einer Detektorspannung von −700 Volt $3.88 \cdot 10^4$ Elektronen. Auch hier muß wieder die geringe Ladungssammlungseffizienz berücksichtigt werden. Die theoretische Halbwertsbreite ergibt sich dadurch zu $1.76 \cdot 10^3$ Elektronen (22.9 keV). Der großen Unterschied zwischen experimentellem und theoretischem Wert kann möglicherweise durch die Art der Ladungssammlung im Diamantdetektor erklärt werden. Wird die Ladung unterschiedlich gut im Kristall gesammelt, je nachdem wo sie erzeugt wurde, so kann es zu einer starken Streuung der Ladungssammlungseffizienz kommen, was das Signal verbreitern würde. Eine Verbreiterung der Spektren wurde auch schon von Manfredotti [42] beobachtet.

Er führt diese auf Korngrenzen und auf Fluktuationen des elektrischen Feldes aufgrund von Raumladungen zurück.
Wenn man den Diamantzähler als Detektor benutzen will, muß vorher die optimale Betriebsspannung ermittelt werden. Im Gegensatz zu den anderen beiden Detektorarten entspricht nämlich bei einem Diamantdetektor nicht die maximal anlegbare Spannung der, bei der man die größten Signale erreicht. Man stellt die Spannung so ein, daß man ein maximales Signal bei maximaler Trennung des Signales vom Rauschen erhält.

Ladungssammlungseffizienz für Protonen

Zur Berechnung der Ladungssammlungseffizienz bestimmt man aus den Spektren die Lage der Maxima. Damit kennt man die im Detektor gemessene, deponierte Ladung. Die Ladung, die theoretisch erwartet wird, ergibt sich aus den Gleichungen in Kapitel 2.2. Die absolute Ladungssammlungseffizienz berechnet sich aus obigen Größen nach Gleichung 2.13. Der Fehler auf die Ladungssammlungseffizienz berechnet sich aus dem Fehler der Anpassung einer Gaußfunktion an die Spektren sowie dem Fehler, der sich aus der Eichung ergibt. Nicht berücksichtigt wurde der Fehler auf den theoretischen Energieverlust. Der theoretische Energieverlust ist nach [9] nicht genauer als auf 1% bekannt.
Abbildung 4.16 stellt die absolute Ladungssammlungseffizienz *cce* als Funktion der Detektorspannung dar. Zuerst ist das Verhalten des Siliziumdetektors dargestellt, dann das Verhalten des Galliumarseniddetektors G6 und zum Schluß das des Diamantdetektors D4a. Die Fehler auf die Meßwerte sind kleiner als die dargestellten Datenpunkte.

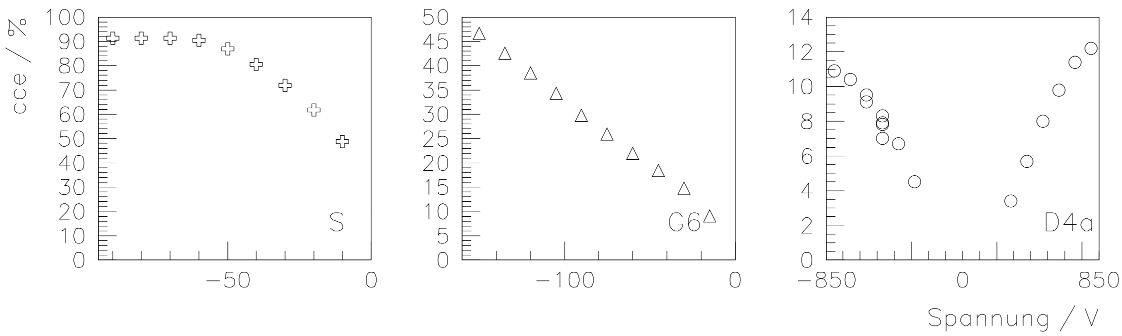


Abb. 4.16: Ladungssammlungseffizienz cce des Silizium-, des Galliumarseniddetektors G6 und des Diamantdetektors D4a für 18.6 MeV Protonen.

Für alle Detektoren gilt, daß die Ladungssammlungseffizienz *cce* (Abb. 4.16) mit der angelegten Spannung wächst, aber nie einhundert Prozent erreicht. Dieses Verhalten kann man dadurch erklären, daß die Elektronen und Löcher auf ihrem Weg durch den Zähler in Fehlstellen eingefangen wurden oder miteinander rekombinierten, ehe sie zur

Ladungssammlung beigetragen haben (siehe Kap.2.1).
Beim Siliziumdetektor, linkes Bild in Abbildung 4.16, kann man sehr schön erkennen, wie die Ladungssammlungseffizienz solange zunimmt, bis die volle Verarmungsspannung anliegt. Ab dieser bleibt die Lage des Maximums gleich. Ist die angelegte Spannung kleiner als die volle Verarmungsspannung, werden die Ladungsträger nicht schnell genug aufgesammelt, so daß sie in Störstellen gefangen werden können (siehe Kapitel 2.3.1) oder es zu einer Rekombination zwischen Elektronen und Löchern kommt.
Die Zunahme der Ladungssammlungseffizienz hat im Galliumarseniddetektor, mittleres Bild in Abbildung 4.16, einen linearen Verlauf. Hier erwartet man ebenfalls, daß die Ladungssammlungseffizienz ab einer bestimmten Spannung in Sättigung geht [43]. Denn wenn alle Ladungsträger gesammelt werden, ist eine hundertprozentige Ladungssammlung erreicht. Ein Erreichen dieses Punktes war bei Galliumarseniddetektor G5 nicht möglich, da er oberhalb von -150 Volt durchbrach. Die unvollkommene Ladungssammlungseffizienz läßt sich bei einem Galliumarseniddetektor, wie bei einem Siliziumdetektor, auf Störstellen zurückführen. Bei Galliumarsenid handelt es sich dabei hauptsächlich um tiefe und flache Störstellen. Diese wurden in Kapitel 2.3.2 beschrieben.
Die Ladungssammlungseffizienz des Diamantdetektors D4a ist in Abbildung 4.16 im rechten Teil dargestellt. Sie zeigt zuerst einen linearen Verlauf und scheint dann in Sättigung zu gehen. Des weiteren ist die Ladungssammlungseffizienz abhängig von der Polarität der angelegten Detektorspannung. Zwischen -300 und $+300$ Volt wurden auch Spektren gemessen. Hier konnten die Signale jedoch nicht mehr vom Rauschen getrennt werden. Auch in einem Diamantdetektor können Defekte vorhanden sein, die eine unvollkommene Ladungssammlung bewirken (siehe Kapitel 2.3.3).
Zusammenfassend kann man sagen, daß die Ladungssammlungseffizienz bei dem Siliziumdetektor zweiundneunzig Prozent, bei dem Galliumarseniddetektor nur fünfzig und bei dem Diamantdetektor D4a gerade einmal nur dreizehn Prozent beträgt. Wie aus dem Wert des Siliziumdetektors ersichtlich, ist es sehr wichtig eine absolute Eichung durchzuführen. Von der Ladungssammlungsseite aus betrachtet, ist der Siliziumdetektor der Beste der drei untersuchten Detektoren.
Der Diamantdetektor D4a zeigt außerdem eine Polarisation. Verändert man die Detektorspannung z.B. von $+400$ Volt auf 0 Volt, können immer noch Pulse beobachtet werden. Allerdings ist ihre Polarität im Vergleich zu vorher umgedreht. Da sich das interne Polarisationsfeld entgegengesetzt zum anliegenden, äußeren Feld bildet, ist das Auftreten einer umgekehrten Signalpolarität eine logische Folge. Innerhalb einiger Sekunden verschwinden diese Signale.
Bei Veränderungen der Detektorspannung zeigt Diamantdetektor D4a ein unterschiedliches Verhalten in der Veränderung des strahlinduzierten Detektorstromes. Ändert man die Spannung z.B. von -600 auf -10 Volt (siehe Abb. 4.17), aber nicht die Polarität der Spannung , so nimmt der Detektorstrom nach der Änderung zuerst zu und dann exponentiell ab. Wird jedoch auch die Polarität geändert (-300 auf $+300$ Volt), so zeigt der Detektorstrom, wie im ersten Fall, zuerst einen Anstieg, fällt dann ab, steigt jedoch daraufhin im Gegensatz zum ersten Fall wieder an. Viel überraschender

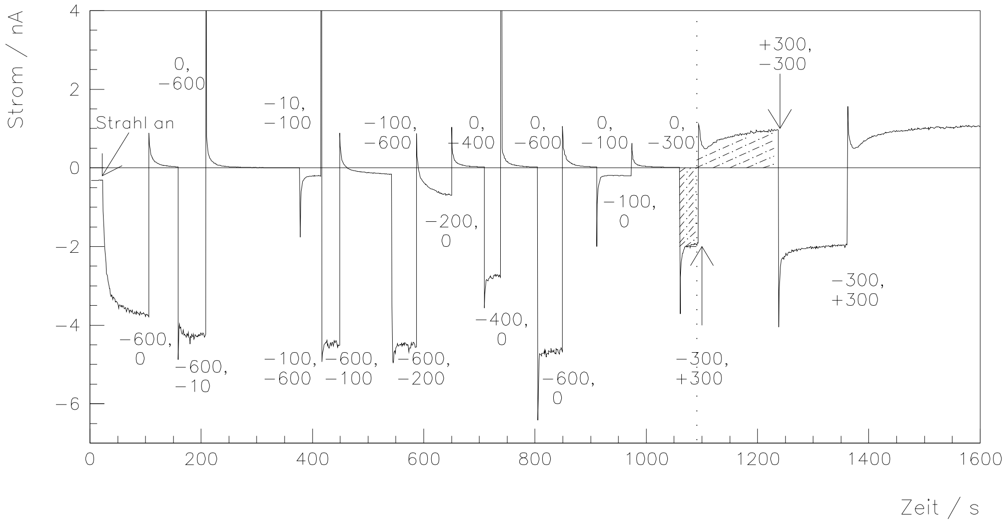


Abb. 4.17: Stromänderung als Folge einer Änderung der Detektorspannung bei Diamantdetektor D4a.

ist jedoch der Unterschied in der Größe des strahlinduzierten Detektorstromes, wenn man die Spannungsänderung von −300 auf +300 Volt mit der von +300 auf −300 Volt (siehe schraffierter Bereich in Abb. 4.17) vergleicht. Bei −300 Volt ist der strahlinduzierte Detektorstrom fast zweimal größer als bei +300 Volt. Ein solches Verhalten kann als ein weiteres Indiz für ein Polarisationsverhalten des Diamantdetektors gelten, es ist jedoch bis jetzt noch nicht verstanden.

4.2.2 Zweite Protonenbestrahlung

Die Protonenenergie betrug vor dem Goldtarget und der 50 μm dicken Kupferfolie 21 MeV und danach 18.62 MeV. Bestrahlt wurden die Diamantdetektoren D2, D4a und D5 von der Substratseite.
Untersucht werden sollte, ob sich die drei verschiedenen Diamantdetektoren in ihrer Ladungssammlungseffizienz unterscheiden.

Ladungssammlungseffizienz

In Abbildung 4.18 ist die Ladungssammlungseffizienz *cce* als Funktion der angelegten Detektorspannung der drei Diamantdetektoren D2, D4a und D5 für 18.6 MeV Protonen dargestellt.
Die drei Diamantdetektoren stammen aus unterschiedlichen Produktionen. D2 und D5

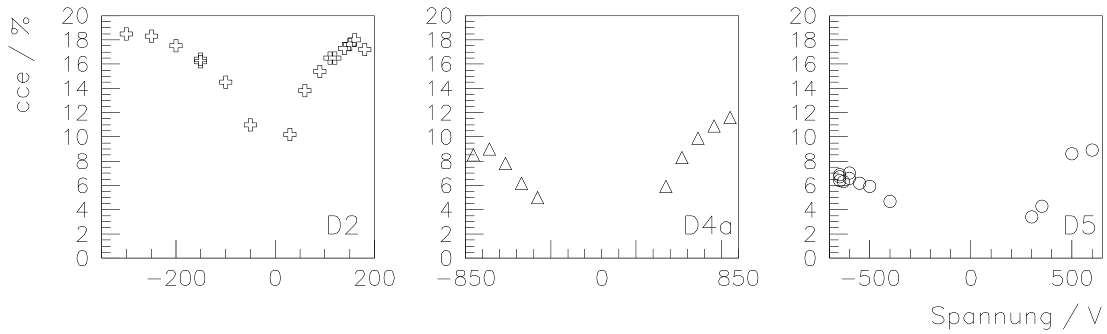


Abb. 4.18: Ladungssammlungseffizienz für 18.62 MeV Protonen gemessen mit Diamantdetektor D2, D4a und D5 bei verschiedenen Detektorspannungen.

kommen aus neueren Produktionen mit ähnlichen Herstellungsparametern, während D4a aus einer älteren Produktion stammt. D2 zeigt eine deutlich größere Ladungssammlungseffizienz als die beiden anderen Diamantdetektoren. Er wurde nach dem Aufwachsen, im Gegensatz zu Diamantdetektor D4a und D5, sowohl von der Substratseite, als auch von der Wachstumsseite her abgeschliffen. Dies ist ein Hinweis darauf, daß das Diamantmaterial an den beiden Endseiten, bedingt durch den Herstellungsprozeß, schlechter als in der Mitte des Diamantdetektors ist. Schleift man diese schlechten Bereiche ab, so scheint der Diamantdetektor besser zu werden.
Die Diamantdetektoren D2 und D5 zeigen ebenso wie Diamantdetektor D4a (siehe Kapitel 4.2.1) eine Polarisation.

4.2.3 Vergleich zwischen Zählrate und strahlinduziertem Detektorstrom

Da es bei einer Bestrahlung einfacher ist, den strahlinduzierten Detektorstrom als die Zählrate zu messen, soll untersucht werden, ob ein ein proportionaler Zusammenhang zwischen der Zählrate und dem Strahlstrom sowie zwischen dem strahlinduzierten Detektorstrom und dem Strahlstrom existiert. Die Existenz einer Proportionalität würde es ermöglichen, mit Hilfe des strahlinduzierten Detektorstromes den Fluß zu berechnen. Dazu wurde der strahlinduzierte Detektorstrom sowie die Zählrate des Diamantdetektors D4a unter mehreren Streuwinkeln Θ mit zwei verschiedenen Goldfolien gemessen. Die Größe des Strahlstroms ist aus dem Faraday-Cup bekannt. Damit ist es möglich die Zählrate auf den Strahlstrom zu normieren. Dieses Verhältnis von Zählrate zu Strahlstrom bei verschiedenen Streuwinkeln Θ und für verschiedene Goldfolien ist in Abbildung 4.19 dargestellt. Die Zählrate wurde aus den Spektren bestimmt, indem man ab einem Kanal, bei dem der Übergang von Rauschen zu Signal beginnt, alle Einträge aufsummiert. Der Fehler durch die Einführung dieses Kanals ist kleiner 1 Prozent.
Man erwartet, daß sich die Zählrate als Funktion des Streuwinkels wie $1/sin\,(\Theta/2)^4$

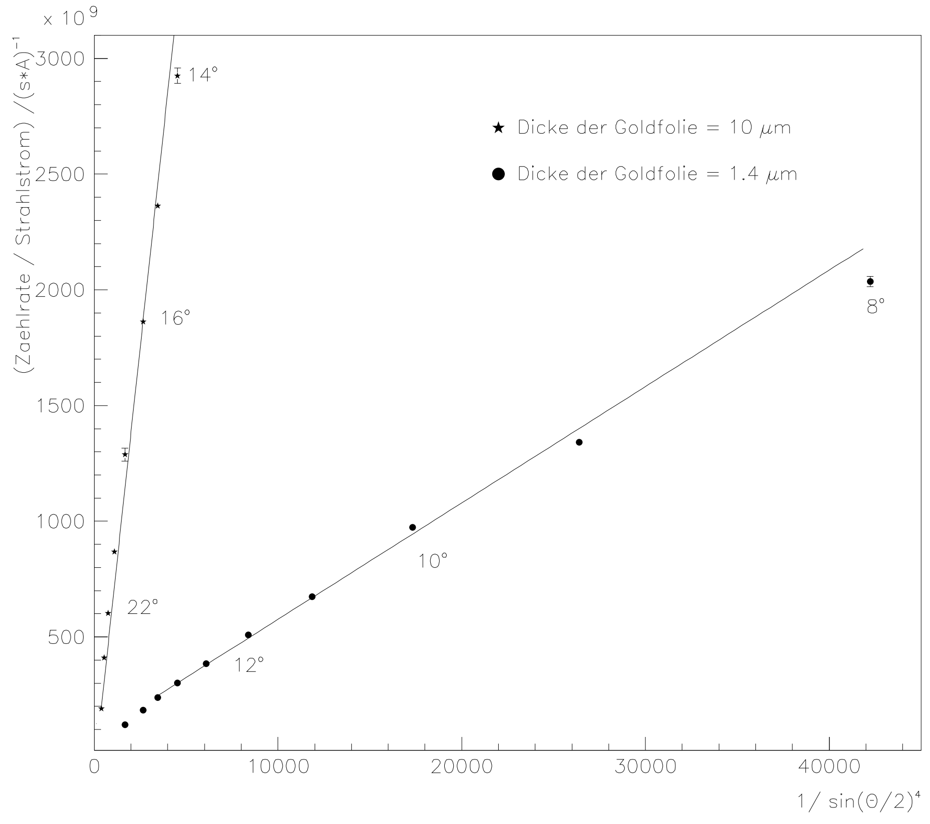


Abb. 4.19: Verhältnis von Zählrate des Diamantdetektors D4a zu Strahlstrom für verschiedene Streuwinkel Θ und verschiedene Goldfolien.

verhält. Die Meßwerte mit dem dünneren Target zeigen für einen mittleren Winkelbereich Θ zwischen 9 und 15 Grad eine gute Übereinstimmung mit $1/sin\,(\Theta/2)^4$. Die Abweichung bei kleineren Winkeln läßt sich durch sogenannte Pile-Up Effekte im Detektor erklären. Die gemessene Zählrate ist dann kleiner als sie sein sollte. Mit der dicken Goldfolie wurde nur bis 14 Grad gemessen, da es bei kleineren Winkeln zu Pile-Up Effekten kommt.
In Abbildung 4.20 ist nun das Verhältnis von strahlinduziertem Detektorstrom zu Strahlstrom bei verschiedenen Winkeln gezeigt.
Auch hier ergibt sich für einen mittleren Winkelbereich Θ von 10 bis 18 Grad eine gute Übereinstimmung mit $1/sin\,(\Theta/2)^4$.
Da gezeigt wurde, daß die Zählrate proportional zum Strahlstrom ist und daß der strahlinduzierte Detektorstrom ebenfalls proportional zum Strahlstrom ist, kann daraus geschlossen werden, daß die Zählrate proportional zum strahlinduzierten Detektorstrom ist. Infolgedessen ist man in der Lage den strahlinduzierten Detektorstrom als Maß für den Fluß zu benutzen.

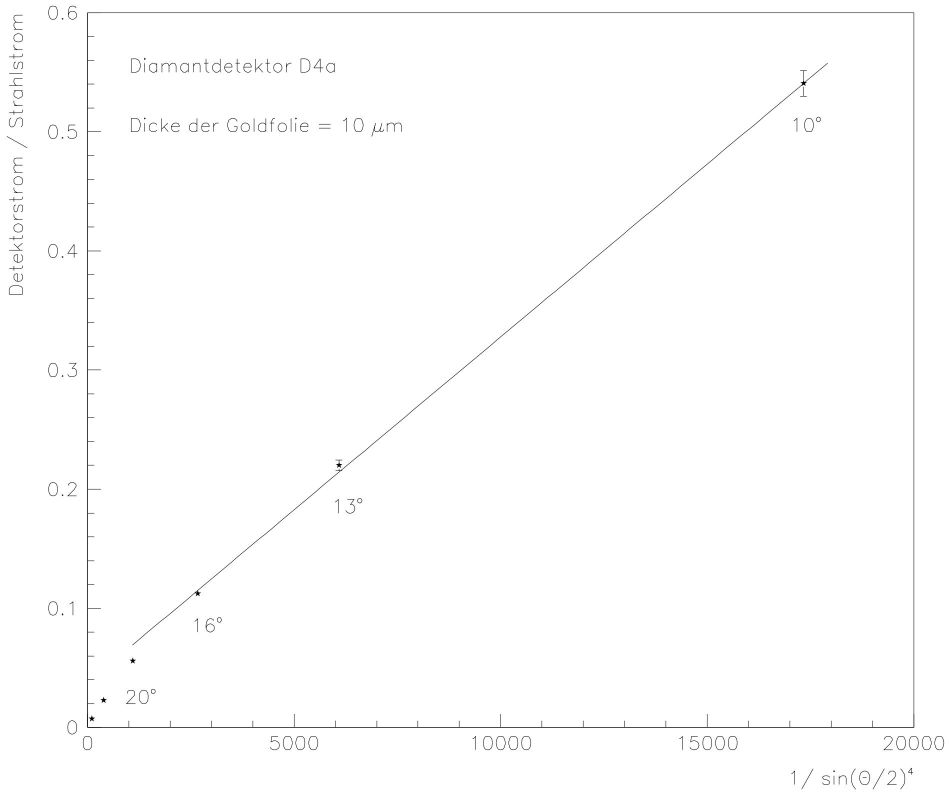


Abb. 4.20: Verhältnis von strahlinduziertem Detektorstrom des Diamantdetektors D4a zu Strahlstrom für verschiedene Winkel, U=-500 V.

Aus dem strahlinduzierten Strom läßt sich der Fluß Φ_1 berechnen nach [44]:

$$\Phi_1 = \frac{\Delta I}{e \cdot N_{eh} \cdot cce \cdot A} \tag{4.1}$$

mit dem strahlinduzierten Detektorstrom ΔI, der Elementarladung e, der Anzahl der im Detektor erzeugten Elektron-Lochpaare N_{eh}, der Ladungssammlungseffizienz cce und der aktiven Fläche A. Da bei der Messung des strahlinduzierten Detektorstromes und der Messung der Zählrate der Strahlstrom unterschiedlich war, wird der Fluß auf den Strahlstrom normiert. Diese Berechnung liefert bei einem Winkel von 16° mit U=−500 V und cce=6.2%:

$$\Phi_1/Strahlstrom_1 = 1.9738 \cdot 10^{14} Protonen\,pro\,A \cdot s \cdot cm^2. \tag{4.2}$$

Zum Vergleich wird der Fluß aus der Zählrate berechnet nach:

$$\Phi_2 = \frac{Zählrate}{aktive\,Fläche} \tag{4.3}$$

Auch hier wird wieder der Fluß auf den Strahlstrom normiert. Dies liefert für einen Winkel von 16°:

$$\Phi_2/Strahlstrom_2 = 9.488 \cdot 10^{12} Protonen\, pro\, A \cdot s \cdot cm^2. \tag{4.4}$$

Will man beide Methoden vergleichen, so muß man Φ_1/Strahlstrom$_1$ mit dem Verhältnis der Strahlströme multiplizieren. Damit ergibt sich der normierte Fluß, der aus dem strahlinduzierten Detektorstrom berechnet wurde, zu $5.83 \cdot 10^{13}$ Protonen pro A·s·cm^2. Der Fluß, den man aus der Zählrate bekommt, ist um einen Faktor fünf kleiner. Wie aus Abbildung 4.17 ersichtlich hängt die Größe des strahlinduzierten Stromes signifikant von der Polarität der Detektorspannung ab und ist bei negativen Spannungen immer größer als bei positiven. Die unterschiedlichen Werte, die man für die Fluenz aus der Messung der Zählrate und der Messung des strahlinduzierten Detektorstromes bekommt, lassen sich möglicherweise durch diesen Unterschied erklären.

4.2.4 Dritte Protonenbestrahlung

Die Protonenenergie betrug vor dem Goldtarget und der 2.5 μm dicken Nickelfolie 21 MeV, danach 20.9 MeV. Es wurden der Siliziumdetektor, der Galliumarseniddetektor G5 und der Diamantdetektor D4a bestrahlt.

Protonenspektren und Ladungssammlungseffizienz

Die Protonenspektren vor Bestrahlung sind in Abbildung 4.21 im linken Teil dargestellt, wobei es sich, von oben nach unten gesehen, um den Silizium-, den Galliumarseniddetektor G5 und den Diamantdetektor D4a handelt. Anschließend wurde mit einer Fluenz von $3 \cdot 10^{12}$ Protonen pro cm^2 bestrahlt. Nach dieser Bestrahlung wurden wieder Spektren aufgenommen. Diese sind im rechten Teil von Abbildung 4.21 gezeigt.

Detektor	U [V]	S_{vor} [10^4e]	$FWHM_{exp}$ [10^4e]	$FWHM_{theo}$ [10^4e]	S_{nach} [10^4e]	$FWHM_{exp}$ [10^4e]	$FWHM_{theo}$ [10^4e]
S	-90	39.5	5.68	4.93	34.6	7.03	4.38
G6	-150	18.5	3.23	2.45	12.6	2.34	1.67
D4a	-700	2.4	3.31	1.76	3.1	3.74	2.32

Tab. 4.2: Zusammenfassung der Signalhöhen S und der experimentellen und theoretischen Halbwertsbreiten FWHM vor und nach der Protonenbestrahlung.

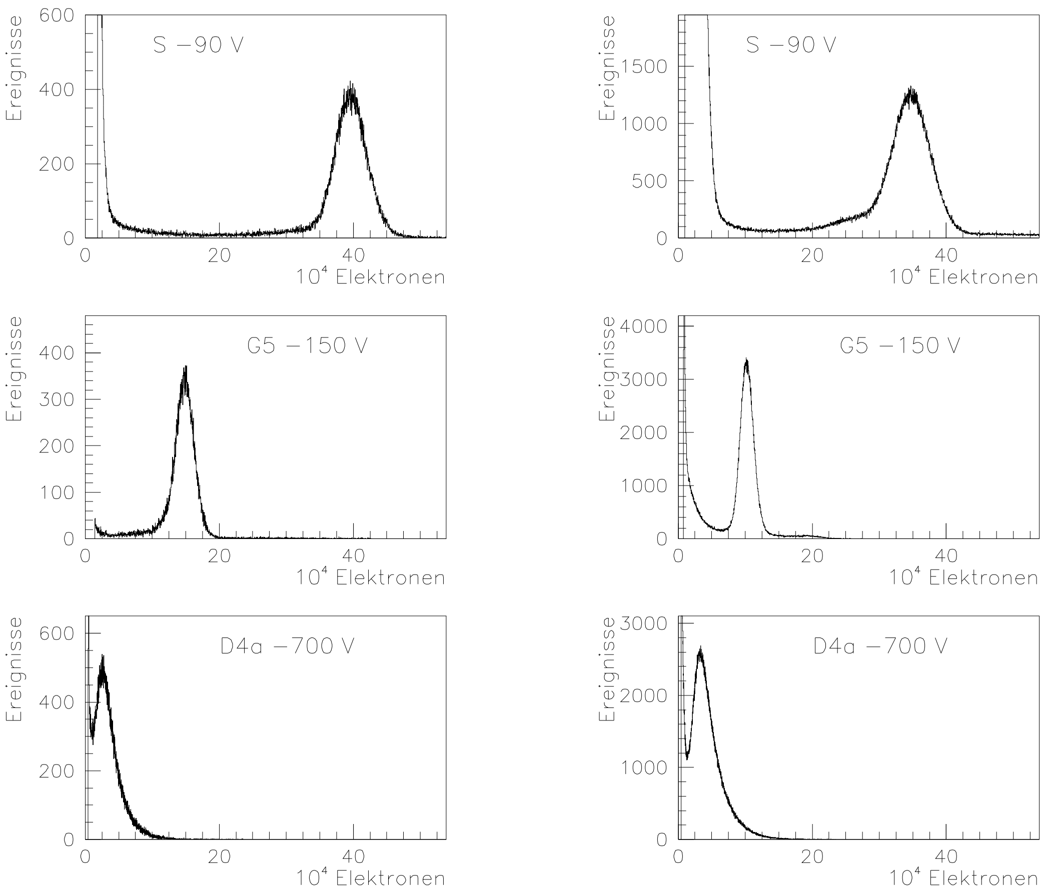


Abb. 4.21: 20.9 MeV Protonenspektren gemessen mit Silizium-, Galliumarseniddetektor G5 und Diamantdetektor D4a vor und nach Bestrahlung mit $3 \cdot 10^{12}$ *Protonen pro cm*^{2}.

Beim Siliziumdetektor nimmt die Lage des Maximums von $39.5 \cdot 10^4$ Elektronen auf $34.6 \cdot 10^4$ Elektronen ab. Dies entspricht einer Abnahme der Ladungssammlungseffizienz von 101 ± 0.5 auf 89 ± 0.5 Prozent. Der Fehler auf die Ladungssammlungseffizienz beinhaltet nicht den Fehler auf den theoretischen Energieverlust, sondern setzt sich aus dem Fehler der Eichung des ADC's und dem Fehler auf die Bestimmung des Maximums zusammen. Die Halbwertsbreite ist vor Bestrahlung $5.68 \cdot 10^4$ Elektronen und nach Bestrahlung $7.03 \cdot 10^4$ Elektronen. Theoretisch berechnet sie sich, unter Miteinbeziehung der Ladungssammlungseffizienz, vor Bestrahlung zu $4.93 \cdot 10^4$ Elektronen (177.4 keV) und nach Bestrahlung zu $4.38 \cdot 10^4$ Elektronen (157.8 keV). Nach Bestrahlung sollte die Halbwertsbreite sinken. Der höhere Wert nach der Protonenbestrahlung kann durch einen höheren Leckstrom verursacht worden sein, welcher in der theoretischen Berechnung nicht berücksichtigt wurde.

Das Maximum des Galliumarseniddetektors G5 wandert von $18.5 \cdot 10^4$ Elektronen zu

$12.6 \cdot 10^4$ Elektronen, gleichbedeutend mit einer Abnahme der Ladungssammlungseffizienz von 49.8 ± 0.5 auf 34.0 ± 0.5 Prozent. Die Halbwertsbreite beträgt vor Bestrahlung $3.23 \cdot 10^4$ Elektronen und danach $2.34 \cdot 10^4$ Elektronen. Theoretisch berechnet sie sich, unter Berücksichtigung der Ladungssammlungseffizienz, vor Bestrahlung zu $2.45 \cdot 10^4$ Elektronen (103.0 keV) und nach Bestrahlung zu $1.67 \cdot 10^4$ Elektronen (70.3 keV). Die Abnahme der experimentellen Halbwertsbreite ist analog zur Veränderung der theoretischen Halbwertsbreite.
Nur der Diamantdetektor wird nicht schlechter. Seine Ladungssammlungseffizienz steigt von 9.0 ± 0.5 auf 11.9 ± 0.5 Prozent. Die Halbwertsbreite ist vor Protonenbestrahlung gleich $3.31 \cdot 10^4$ Elektronen und danach gleich $3.74 \cdot 10^4$ Elektronen. Unter Berücksichtigung der Ladungssammlungseffizienz ergibt sie sich theoretisch vor Bestrahlung zu $1.76 \cdot 10^4$ Elektronen (9.7 keV) und danach zu $2.32 \cdot 10^4$ Elektronen (12.9 keV). Auch hier liegen, wie bei der ersten Protonenbestrahlung, die experimentellen Werte der Halbwertsbreiten weit über den theoretischen.

Strommessungen

Die Ströme aller drei Detektoren wurden während der Protonenbestrahlung kontinuierlich gemessen. Der Protonenstrahl wurde immer wieder an- und ausgeschaltet.
In Abbildung 4.22 sind die Ströme des Silizium-, des Galliumarseniddetektors G5 und des Diamantdetektors D4a sowie der Strahlstrom dargestellt. Man sieht bei allen Detektoren einen deutlichen Unterschied in der Größe des Detektorstromes zwischen "Strahl an" und "Strahl aus".
Die Detektorspannung des Siliziumdetektors betrug -90 Volt. Der Siliziumdetektor zeigt eine deutliche Zunahme sowohl des Leckstromes, als auch des strahlinduzierten Stroms mit Fortdauern der Bestrahlung. Dies weist darauf hin, daß der Detektor durch die Bestrahlung geschädigt wird. Nachdem der Strahl ausgeschaltet wurde, sieht man das schnelle Ausheilen, welches sich aus dem Sinken des Leckstromes erkennen läßt.
Bei der Messung des Galliumarseniddetektorstromes trat ein Problem auf. Das Amperemeter, mit dem der Strom des Galliumarseniddetektors G5 gemessen wurde, war bis zu $t = 1500$ s im Stromlimit. Die Detektorspannung betrug -140 Volt. Sehr auffällig ist das Sinken des strahlinduzierten Detektorstromes. Dieses Verhalten ist analog zum Sinken der Ladungssammlungseffizienz mit zunehmender Bestrahlung.
Die Detektorspannung des Diamantdetektors D4a lag bei -600 Volt. Auch der Diamantdetektor D4a zeigt einen Unterschied zwischen Leckstrom und strahlinduziertem Strom. Der Leckstrom verändert sich jedoch, im Gegensatz zum Siliziumdetektor, nicht mit zunehmender Bestrahlung, wohingegen der strahlinduzierte Strom kleiner wird.
Um die Stärke der Bestrahlung zu kennen, berechnet man den Fluß, bzw. die Fluenz. Dazu hat man zwei Möglichkeiten. Man verwendet entweder den strahlinduzierten Strom (siehe Gleichung 4.1) oder zählt (siehe Gleichung 4.3). Der über die gesamte Bestrahlungszeit integrierte Fluß liefert die Fluenz. Die Fluenz, die man aus dem strahlinduzierten Siliziumdetektorstrom bekommt, beträgt $7.71 \cdot 10^{12}$ Protonen pro cm^2. Eine zweite Möglichkeit die Fluenz zu berechnen besteht darin, die im Detektor erzeug-

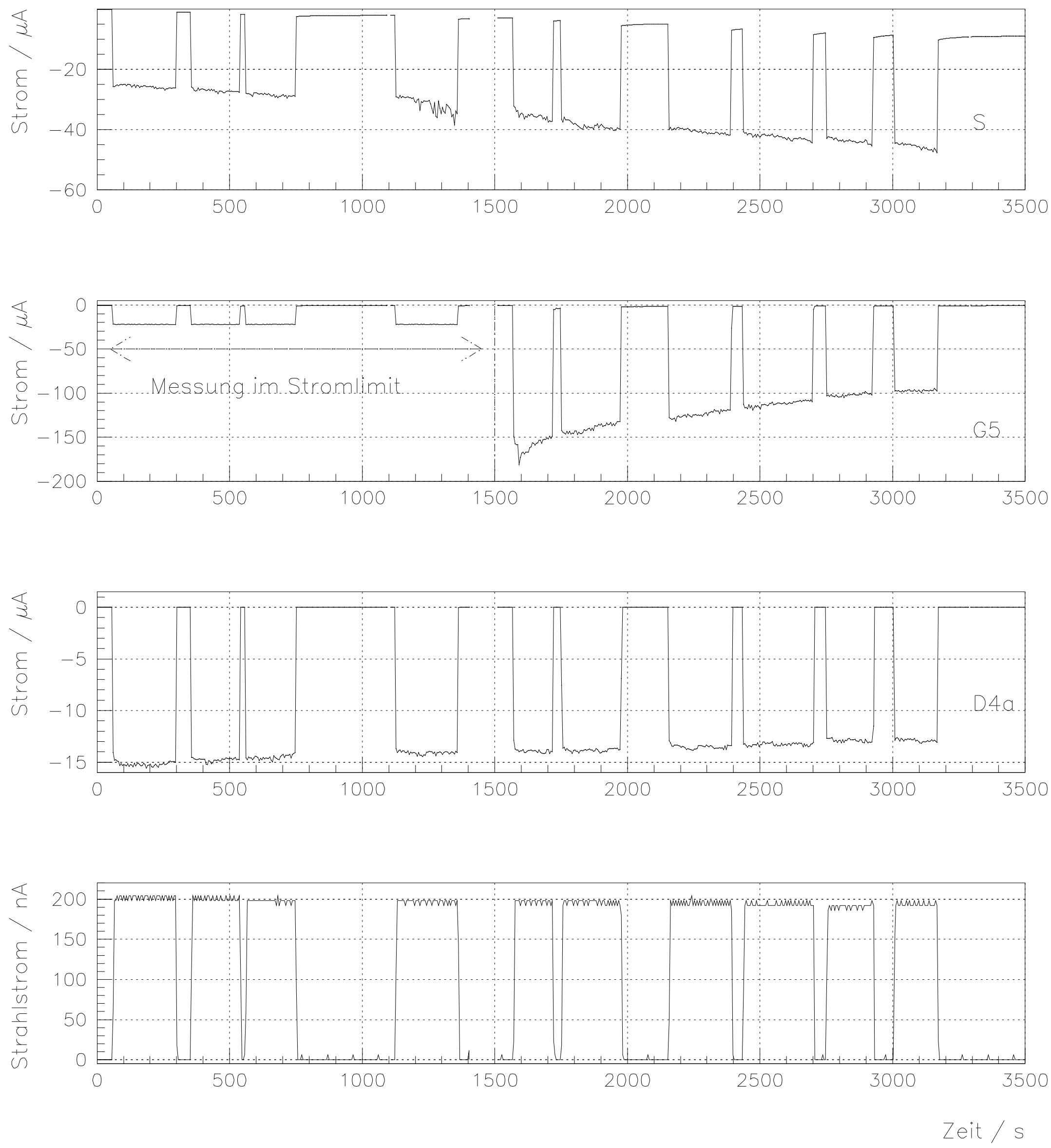


Abb. 4.22: Silizium-, Galliumarsenid- und Diamantdetektorstrom sowie Strahlstrom als Funktion der Bestrahlungszeit.

ten Ereignisse direkt mit Hilfe des Detektors zu zählen. Diese Methode kann jedoch nur bei einem geringen Fluß angewandt werden. Bei Flüssen oberhalb von 10^7 Teilchen pro cm^2 und s kommt es im Verstärker zu Pile-Up Effekten, so daß keine verläßliche Zählung mehr möglich ist. Aus diesem Grund wurde bei kleinem Fluß ($8.5 \cdot 10^6$ Protonen pro cm^2 und s) gezählt und der Strahlstrom I_{cup1} im Faraday-Cup gemessen. Bei der späteren Messung mit höherem Fluß ($1.4 \cdot 10^9$ Protonen pro cm^2 und s) konnte die Zählrate dann mit dem Verhältnis der, im Faraday-Cup gemessenen, Strahlströme skaliert werden.

$$F = \frac{I_{cup2}}{I_{cup1}} \cdot Z\ddot{a}hlrate \cdot \frac{Bestrahlungszeit}{aktiveFl\ddot{a}che} \tag{4.5}$$

Die Fluenz berechnet sich damit zu $3 \cdot 10^{12}$ Protonen pro cm^2. Dieser Wert stellt eine untere Grenze für die Fluenz dar, da gezählt wurde.

4.3 Bestrahlungen mit Alphateilchen

Die Untersuchungen mit Alphateilchen fanden in zwei Bestrahlungszeiträumen statt. Zuerst wurden der Siliziumdetektor, der Galliumarseniddetektor G6 und der Diamantdetektor D4a bestrahlt, um diese drei unterschiedlichen Detektorarten vergleichen zu können. Anschließend wurden die drei Diamantdetektoren D2, D4a und D5 untersucht, damit man herausfinden kann, ob die beobachteten Eigenschaften charakteristisch für Diamantdetektoren sind. Des weiteren wurden Alphateilchen mit verschiedenen Energien (15-34 MeV)eingesetzt, um festzustellen, ob die Ladungssammlungseffizienz von der Größe der im Detektor deponierten Energie abhängt. Alphateilchen unterscheiden sich in der Hinsicht von Protonen, daß sie lokal viel Energie deponieren und bei den hier verwendeten Energien im Detektor gestoppt werden. Die Reichweiten der Alphateilchen bei den jeweiligen Energien sind in Tabelle 4.3 aufgeführt. Die Reichweite wurden nach Gleichung 2.7 berechnet.

Energie [MeV]	12.8	18.3	22.5	26.5	34.05
Reichweite [μm]	56.6	104.9	148.6	198	308

Tab. 4.3: Energie der Alphateilchen und ihre jeweilige Reichweite im Diamantdetektor.

4.3.1 Erste Bestrahlung mit Alphateilchen

In der ersten Alphabestrahlung wurden der Silizium-, der Galliumarseniddetektor G6 und der Diamantdetektor D4a mit zwei verschiedenen Alphaenergien bestrahlt. Die Energie der Alphateilchen betrug vor dem Goldtarget und der 20 μm dicken Aluminiumfolie 15 MeV. Dies entspricht 12.8 MeV dahinter. Die zweite Alphaenergie war 24 MeV, entsprechend 22.5 MeV. Die Diamantdetektoren wurden sowohl von der Substratseite, als auch von der Wachstumsseite her bestrahlt.

Ziel dieser Messungen war es herauszufinden, ob die Ladungssammlungseffizienz von der Größe der im Detektor deponierten Energie abhängt. Sowohl ein Alphateilchen mit einer Energie von 22.5 MeV, als auch ein Alphateilchen mit einer Energie von 12.8 MeV bleibt im 420 μm dicken Diamantdetektor D4a stecken. Das heißt, beide verlieren im Detektor ihre gesamte Energie. Man erwartet, daß das Signal der 22.5 MeV Alphateilchen ungefähr bei der doppelten Anzahl von Elektronen liegt.

Alphaspektren

In Abbildung 4.23 ist das 12.8 MeV Alphaspektrum bei positiven Detektorspannungen bei Bestrahlung des Diamantdetektors D4a von der Substratseite dargestellt.

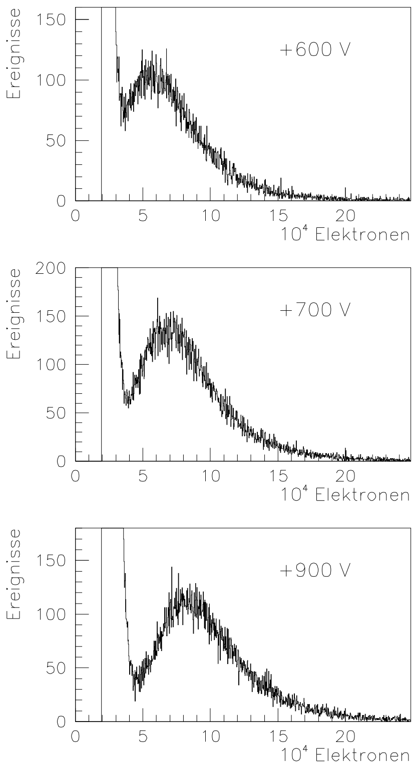


Abb. 4.23: 12.8 MeV Alphaspektrum gemessen mit D4a bei positiven Detektorspannungen, Bestrahlung von Substratseite.

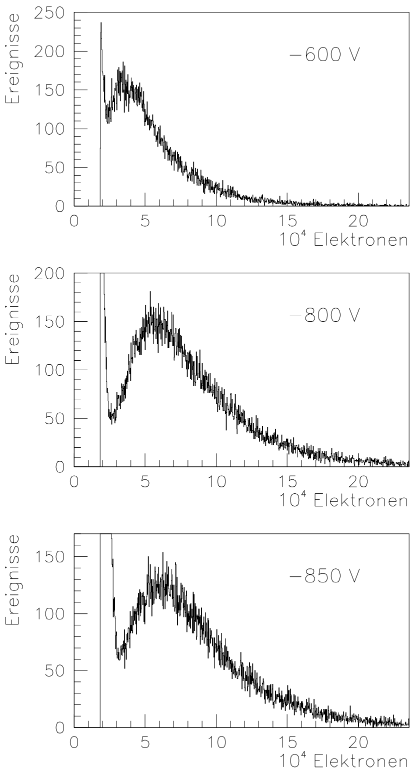


Abb. 4.24: 12.8 MeV Alphaspektrum gemessen mit D4a bei negativen Detektorspannungen, Bestrahlung von Substratseite.

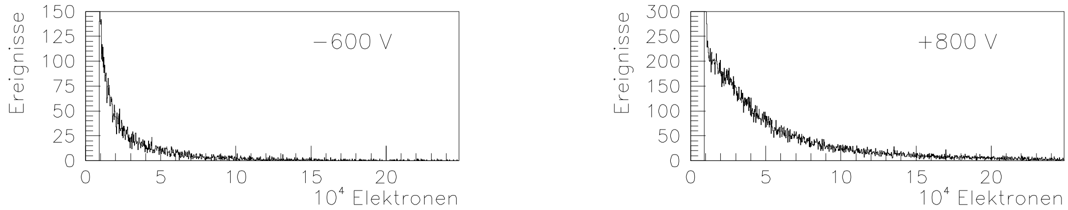
Bei der maximal anlegbaren Spannung von +900 Volt betrug das Signal $7.9 \cdot 10^4$ Elektronen. Dies entspricht einer Ladungssammlungseffizienz von 8.1 ± 0.5 Prozent. Theoretisch sollte es bei $98.23 \cdot 10^4$ Elektronen liegen. Abbildung 4.24 zeigt das 12.8 MeV Alphaspektrum für negative Detektorspannungen, ebenfalls bei Bestrahlung von der

Substratseite. Das Maximum liegt bei -850 Volt bei $5.8 \cdot 10^4$ Elektronen. Dies ist gleichbedeutend mit einer Ladungssammlungseffizienz von 5.9 ± 0.5 Prozent. Die Ladungssammlungseffizienz ist bei positiven Spannungen größer als bei negativen, was auch schon bei den Protonenbestrahlungen in Kapitel 4.2.1 und 4.2.2 beobachtet werden konnte.
Die 12.8 MeV Alphaspektren bei Bestrahlung des Diamantdetektors D4a von der Wachstumsseite sind in Abbildung 4.25 dargestellt. Es ist nicht möglich, die Signale vom Rauschen zu trennen, nicht bei positiven und auch nicht bei negativen Spannungen. Theoretisch sollten die Maxima an der gleichen Stelle liegen, wie bei der Bestrahlung von der Substratseite. Da die 12.8 MeV Alphateilchen nur eine Reichweite von 56.6 μm im Detektor haben, wird die Alphaenergie, je nach Einschußrichtung, in zwei ganz anderen Detektorbereichen deponiert. Ist in diesen beiden Bereichen die Störstellendichte unterschiedlich, so kann auch die Ladungssammlungseffizienz vollkommen verschieden sein.
Abbildung 4.26 zeigt das 22.5 MeV Spektrum des Diamantdetektors D4a bei Bestrahlung von der Substratseite. Das Signal bei $42 \cdot 10^4$ Elektronen in Abbildung 4.26 stammt von einem Pulsgenerator. Das Signalmaximum liegt bei -900 Volt bei $20.7 \cdot 10^4$ Elektronen, entsprechend zu 12 ± 0.5 Prozent Ladungssammlungseffizienz. Bei vollständiger Ladungssammlung sollte es bei $172.7 \cdot 10^4$ Elektronen liegen.

Energie	Detektor	Seite	Spannung [V]	Signal$_{exp}$ [10^4e]	Signal$_{theo}$ [10^4e]	FWHM$_{exp}$ [10^4e]
12.8 MeV	D4a	Sub	+900	7.9	98.2	6.8
	D4a	Sub	-850	5.8	98.2	7.3
	D4a	Wa	-830	-	98.2	-
	D4a	Wa	+800	-	98.2	-
22.5 MeV	D4a	Sub	-900	20.7	172.7	22.9
	S	-	-90	623.1	623.5	2.4
	G6	-	-120	199.5	534.4	33.6

Tab. 4.4: Zusammenfassung der experimentellen und theoretischen Signalhöhen sowie der experimentellen Halbwertsbreiten FWHM bei Bestrahlung von der Substratseite Sub oder der Wachstumsseite Wa.

Sehr schön erkennt man, wie aufgrund der Ergebnisse der Protonenbestrahlungen er-



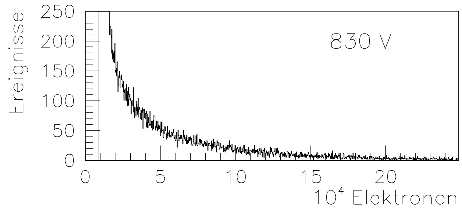


Abb. 4.25: 12.8 MeV Alphaspektrum gemessen mit Diamantdetektor D4a, Bestrahlung von Wachstumsseite.

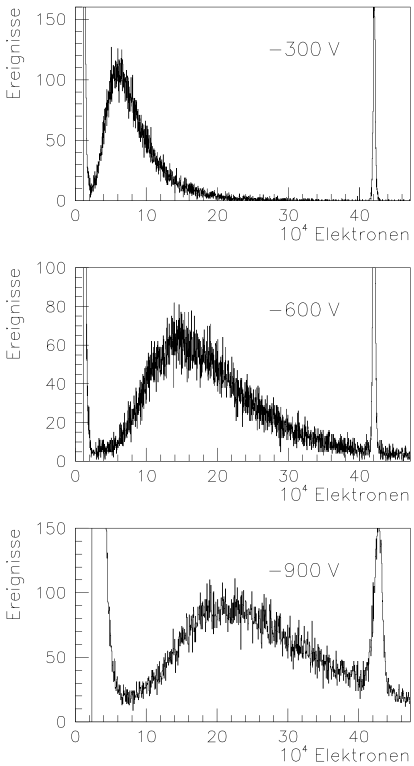


Abb. 4.26: 22.5 MeV Alphaspektrum gemessen mit D4a, bei Bestrahlung von der Substratseite, mit Pulserlinie.

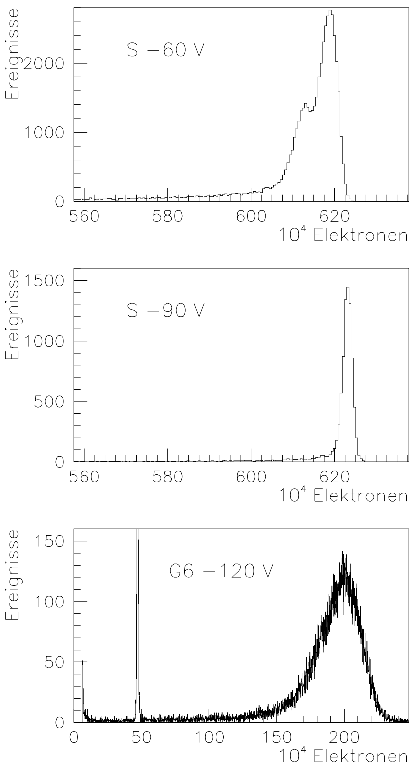


Abb. 4.27: 22.5 MeV Alphaspektrum gemessen mit Silizium- und Galliumarsenid-detektor G6.

wartet, die Zunahme der Lage des Maximums mit der Spannung sowie ein erhöhtes Rauschen bei -900 Volt. Nimmt man den Strahl weg, so ist das Rauschen wieder genau so groß, wie bei den Messungen mit kleineren Spannungen. Dieser Effekt wurde auch schon bei der ersten Protonenbestrahlung beobachtet. Er kann auf eine mögliche erhöhte Sensitivität des Zählers auf Photonen zurückgeführt werden.
Auch das Signal des Pulsgenerators wird mit zunehmender Detektorspannung breiter. Ist der Strahl weg, so hat auch dieses Signal wieder seine ursprüngliche Breite.
Der Siliziumdetektor ist in Abbildung 4.27 in den beiden oberen Bildern dargestellt. Bei -60 Volt sieht man deutlich, daß der Detektor noch nicht vollständig verarmt ist. Sein Signal sollte bei vollständiger Ladungssammlung bei $623.5 \cdot 10^4$ Elektronen liegen. Bei -90 Volt hat er eine Ladungssammlungseffizienz von 99.9 ± 0.5 Prozent. Vergleicht man die Siliziumspektren mit den Diamantspektren, so fällt auf, daß die Halbwertsbreite des Siliziumsignales viel kleiner ist.
Der Galliumarseniddetektor G6 ist in Abbildung 4.27 im unteren Bild dargestellt. Bei ihm sollte das Signal bei $534.4 \cdot 10^4$ Elektronen liegen, seine Ladungssammlungseffizienz beträgt nur 37.3 ± 0.5 Prozent. Auffallend ist auch die große Breite des Galliumarseniddetektorsignales im Vergleich zum Siliziumdetektor.

Ladungssammlungseffizienz als Funktion der Spannung

Die Ladungssammlungseffizienz *cce* als Funktion der Detektorspannung von Diamantdetektor D4a ist in Abbildung 4.28 dargestellt. Die Fehler auf die Meßwerte sind kleiner als die dargestellten Datenpunkte.
Es fällt auf, daß die Ladungssammlungseffizienz stark von der Energie der einfallenden Strahlung abhängt. Die Werte für 22.5 MeV weichen deutlich von den Werten für 12.8 MeV ab. Dies ist normalerweise nicht zu erwarten, da sich die Ladungssammlungseffizienz aus der im Detektor gemessenen deponierten Energie und der in ihm theoretisch deponierten Energie berechnet. Man erwartet eine gleiche Ladungssammlungseffizienz für die beiden Energien. Dies ist jedoch eindeutig nicht der Fall. Auch hierfür gibt es eine Erklärung. Da die unterschiedlichen Alphaenergien verschiedene Reichweiten im Diamantdetektor haben und der Energieverlust nicht gleichförmig über die zurückgelegte Strecke ist, sondern über eine lange Strecke nahezu konstant ist, jedoch am Schluß stark ansteigt, untersucht man mit unterschiedlichen Energien unterschiedliche Bereiche auf ihre Effizienz. Das heißt, man kann damit die Qualität des Diamantdetektors als Funktion der Position innerhalb des Detektors bestimmen. Die 22.5 MeV Alphateilchen haben eine Reichweite von $148.6\,\mu$m, die 12.8 MeV Alphateilchen dagegen nur eine Reichweite von $56.6\,\mu$m. Mit den 12.8 MeV Alphateilchen untersucht man die ersten 13 Prozent des Detektors, wohingegen man mit den 22.5 MeV Alphateilchen die ersten 35 Prozent des Diamantdetektors betrachtet. Variiert nun die Qualität in diesen beiden Bereichen, so bekommt man auch unterschiedliche Ladungssammlungseffizienzen.
Die Ladungssammlungseffizienz zeigt eine ähnliche Spannungsabhängigkeit wie die in Kapitel 4.2 gezeigte Ladungssammlungseffizienz. Ihr Verhalten kann auf die gleichen Ursachen zurückgeführt werden.

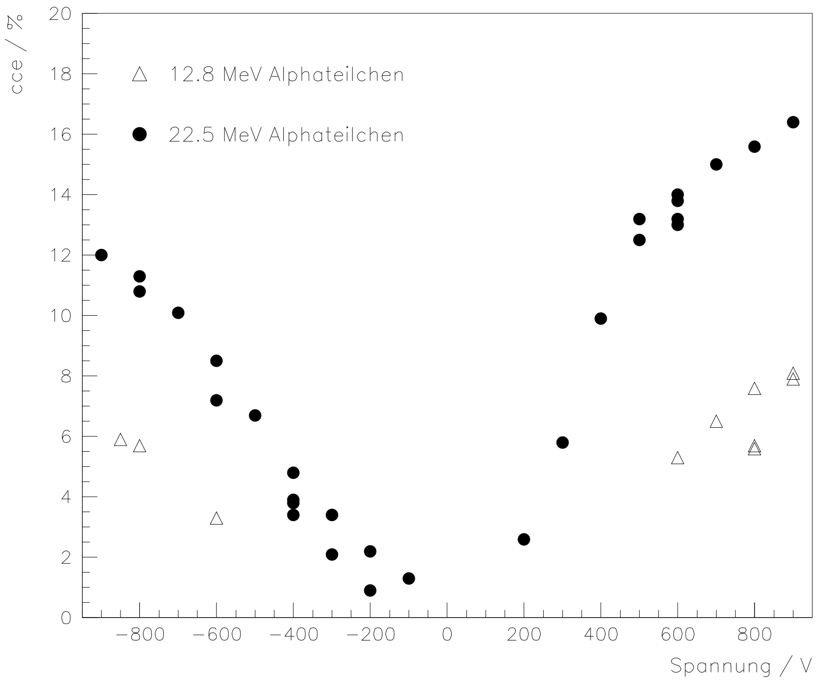


Abb. 4.28: Ladungssammlungseffizienz als Funktion der Spannung von Diamantdetektor D4a, bei Bestrahlung von der Substratseite.

4.3.2 Zweite Bestrahlung mit Alphateilchen

In dem zweiten Bestrahlungsabschnitt betrugen die Alphaenergien 19 , 27 und 34.4 MeV. Der Zweck dieser Bestrahlung lag darin herauszufinden, wie die Ladungssammlungseffizienz von der Reichweite der Alphateilchen im Detektor abhängt. Die Ergebnisse dieser Bestrahlung werden zusammen mit denen der ersten Alphabestrahlung betrachtet. Die Reichweiten der Alphateilchen sind in Tabelle 4.3 aufgeführt.
Bestrahlt wurden Diamantdetektor D2, D4a und D5. Die Bestrahlungen fanden sowohl von der Substratseite, als auch von der Wachstumsseite her statt.

Alphaspektren

Abbildung 4.29 zeigt das 34 MeV Alphaspektrum des Diamantdetektors D2 bei Bestrahlung von der Substratseite. Das scharfe Maximum im Spektrum bei $87 \cdot 10^4$ Elektronen stammt von einem Pulsgenerator. Das Signal des Diamantdetektors D2 liegt bei -200 Volt bei $29.52 \cdot 10^4$ Elektronen. Dies entspricht einer Ladungssammlungseffizienz von 13.9 ± 0.5 Prozent. In Abbildung 4.30 ist nun das 34 MeV Alphaspektrum bei Bestrahlung von der Wachstumsseite dargestellt, ebenfalls mit einem Pulsersignal

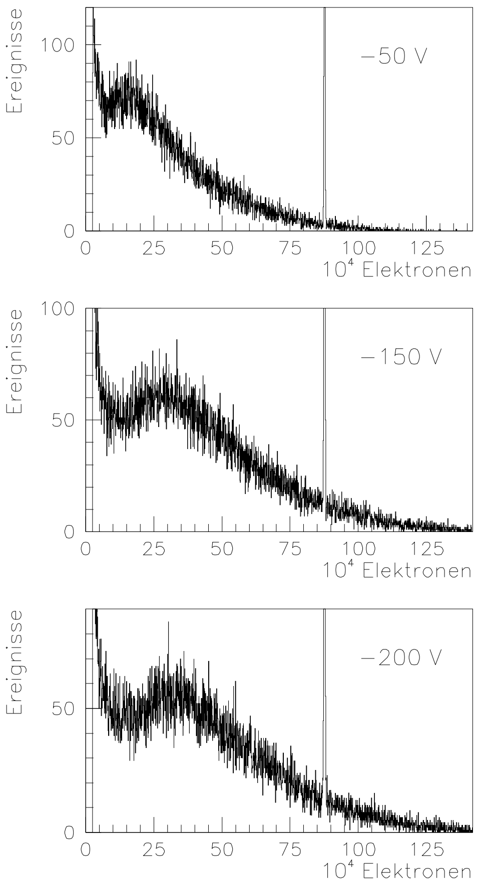


Abb. 4.29: 34 MeV Alphaspektrum gemessen mit Diamantdetektor D2, Bestrahlung von Substratseite.

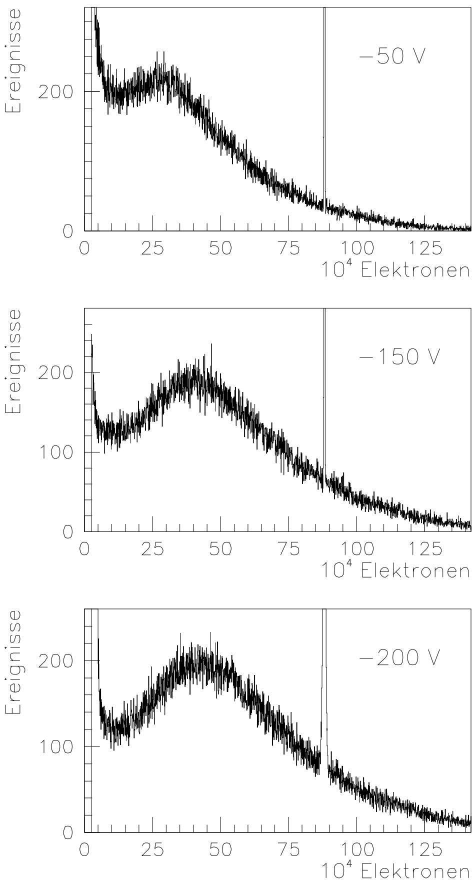


Abb. 4.30: 34 MeV Alphaspektrum gemessen mit Diamantdetektor D2, Bestrahlung von Wachstumsseite.

bei $87 \cdot 10^4$Elektronen. Hier beträgt das Maximum bei -200 Volt $41.64 \cdot 10^4$ Elektronen, entsprechend einer Ladungssammlungseffizienz von 19.7 ± 0.5 Prozent. Es besteht also ein Unterschied in der Effizienz, je nachdem von welcher Seite man den Detektor bestrahlt. Die 34 MeV haben eine Reichweite von 308 μm und durchqueren somit gerade den Diamantdetektor D2.

Diamantdetektor D5 bei Bestrahlung von der Substratseite ist in Abbildung 4.31 dargestellt. Das maximale Signal liegt bei -700 Volt bei $12.66 \cdot 10^4$ Elektronen, entsprechend einer Ladungssammlungseffizienz von 3.8 ± 0.5 Prozent. Bei Bestrahlung von der Wachstumsseite (siehe Abb. 4.32) konnten die Signale nicht vom Rauschen getrennt werden. Der Unterschied zwischen Bestrahlung von der Substratseite und Bestrahlung von der Wachstumsseite liegt darin, daß man die Energie in zwei unterschiedlichen Detektorbereichen deponiert. Aus diesem Grund kann die Ladungssammlungseffizienz verschieden sein. Die unterschiedlichen Signalbreiten von Diamantdetektor D2 und D5

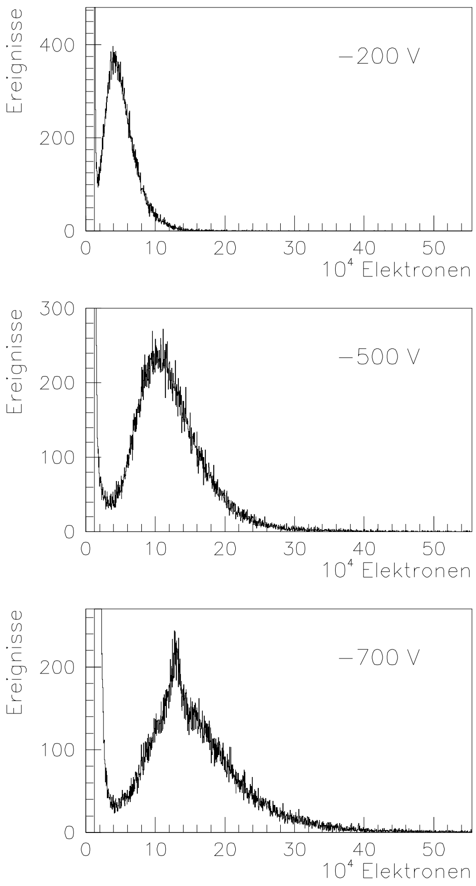


Abb. 4.31: 34 MeV Alphaspektrum gemessen mit Diamantdetektor D5, Bestrahlung von Substratseite.

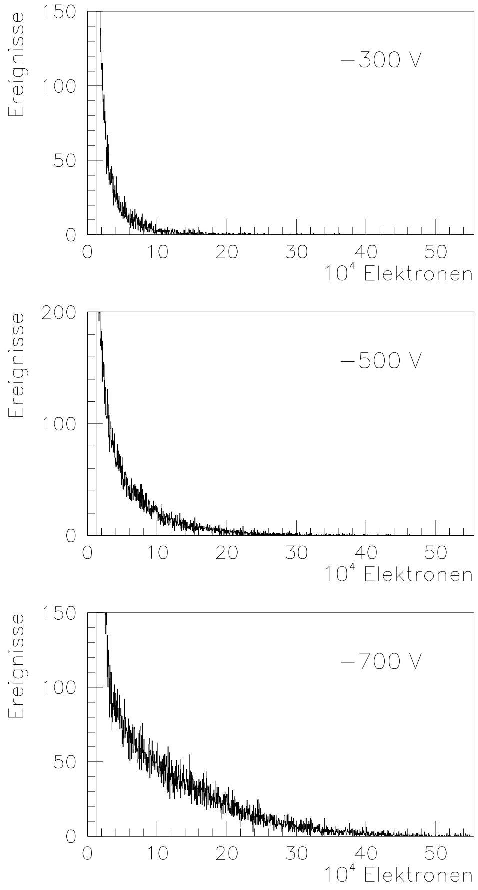


Abb. 4.32: 34 MeV Alphaspektrum gemessen mit Diamantdetektor D5, Bestrahlung von Wachstumsseite.

liegen zum einen daran, daß die 34 MeV Alphateilchen im Detektor D5 gestoppt werden, während sie Detektor D2 durchqueren, d.h. bei Detektor D2 erwartet man, aufgrund des Energiestragglings, ein breiteres Signal. Theoretisch erwartet man bei Detektor D2 nach Gleichung 2.6 eine Halbwertsbreite von $10.55 \cdot 10^4$ Elektronen (1.371 MeV). Die experimentelle Halbwertsbreite bei Bestrahlung von der Substratseite beträgt jedoch $50.3 \cdot 10^4$ Elektronen und bei Bestrahlung von der Wachstumsseite $70.1 \cdot 10^4$ Elektronen. Der große Unterschied zwischen experimentellem und theoretischem Wert könnte an Korngrenzen im Kristall und an Fluktuationen des elektrischen Feldes aufgrund von getrappten Raumladungen liegen [42]. Dieser Effekte kann unterschiedlich bei beiden Detektoren sein, da sie aus verschiedenen Produktionen sind und damit eine unterschiedliche Kristallstruktur besitzen können.
Desweiteren liegt das Maximum des Diamantdetektors D2 bei ungefähr der dreifachen Anzahl von Elektronen im Vergleich zum Maximum des Diamantdetektors D5. Dies

Energie	Detektor	Seite	Spannung [V]	$Signal_{exp}$ [10^4e]	$Signal_{theo}$ [10^4e]	$FWHM_{exp}$ [10^4e]
34 MeV	D2	Sub	-200	29.52	211.7	53.0
	D2	Wa	-200	41.64	211.7	71.7
	D5	Sub	-500	10.0	261.9	9.1
	D5	Wa	-500	-	261.9	-

Tab. 4.5: Zusammenfassung über experimentelle und theoretische Signalhöhen sowie experimentelle Halbwertsbreiten FWHM, bei Bestrahlung von der Substratseite Sub oder der Wachstumsseite Wa.

weist darauf hin, daß Detektor D2 eine viel größere Ladungssammlungseffizienz als Detektor D5 hat. Wie schon bei Detektor D4a beobachtet, verschiebt sich die Lage des Maximums mit zunehmender Detektorspannung zu größeren Werten. Des weiteren zeigen auch diese beiden Diamantdetektoren eine Zunahme des Rauschens ab einer für jeden Detektor charakteristischen Spannung.

Ladungssammlungseffizienz als Funktion der Reichweite

Zuerst ist noch einmal die Ladungssammlungseffizienz *cce* als Funktion der Detektorspannung für die insgesamt fünf verschiedenen Alphaenergien aufgetragen (siehe Abb. 4.33). Die Fehler sind wieder kleiner als die Datenpunkte.
Es existiert eine Annahme von Zhao [29], daß die Ladungssammlungseffizienz linear von der Substratseite her in Richtung der Wachstumsseite anwächst. Nimmt man an, daß die Annahme von Zhao stimmt, so erwartet man unterschiedliche Ladungssammlungseffizienzen für unterschiedliche Energien, da sie unterschiedliche Reichweiten im Detektor haben. Erwartet wird jedoch eine Zunahme der Ladungssammlungseffizienz mit zunehmender Energie, da der Detektor von der Substratseite in Richtung der Wachstumsseite besser werden sollte. Wie aus Abbildung 4.33 ersichtlich ist dies nicht der Fall. Die Werte für 34 MeV liegen deutlich unter den Werten für 22.5 MeV.
Um eine Vorstellung zu bekommen, wie sich die Ladungssammlungseffizienz innerhalb des Detektors ändert, wird nun eine andere Darstellungsweise verwendet. Zuerst soll kurz die allgemeine Vorgehensweise erläutert werden:
Zur Vereinfachung werden die Reichweiten mit r_i und die Ladungssammlungseffizienzen mit cce_i abgekürzt. Die Indizes entsprechen den fünf Alphaenergien. Als erstes berechnet man die Ladungssammlungseffizienz für die kleinste Alphaenergie cce_1. Diese ergibt sich aus der im Detektor deponierten Energie und der theoretisch in ihm deponierten

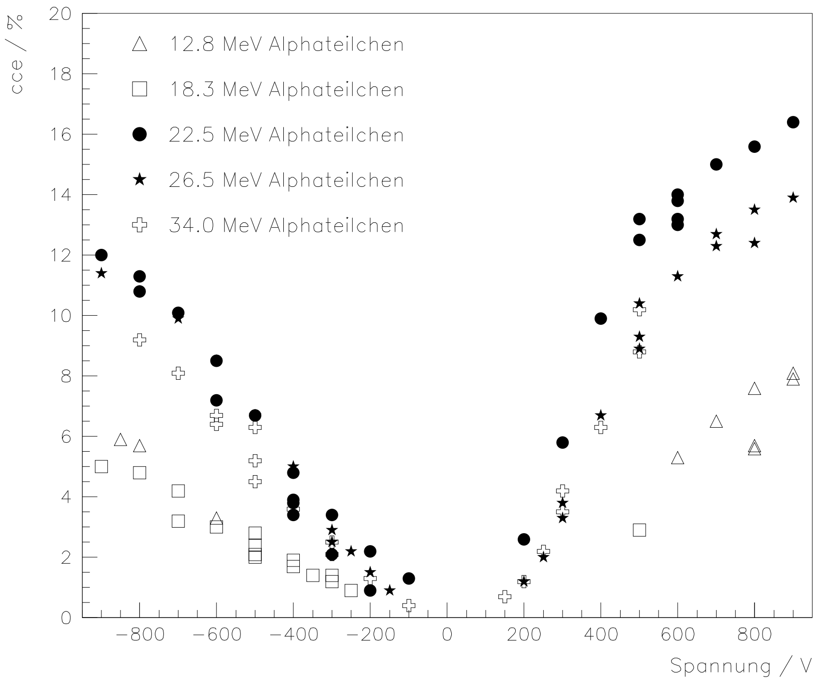


Abb. 4.33: Ladungssammlungseffizienz des Diamantdetektors D4a als Funktion der Detektorspannung für verschiedene Alphaenergien bei Bestrahlung von der Substratseite.

Energie mit Hilfe der Gleichungen in Kapitel 2.2. Die Ladungssammlungseffizienz cce_1 ordnet man der ersten Reichweite r_1 zu. Nun betrachtet man die Reichweite der Alphateilchen mit der nächst höheren Energie. Diese Reichweite kann man in zwei Bereiche unterteilen (siehe Abb. 4.34). Der erste Bereich entspricht der Reichweite r_1, der zweite Bereich ist r_2-r_1. Anschließend berechnet man den jeweiligen theoretischen Energieverlust $E_{theo(1)}$ und $E_{theo(2)}$ in diesen zwei Teilbereichen. Da die Effizienz für den ersten Teilbereich aus den Messungen bekannt ist, kann man die Effizienz für den zweiten Teil cce_2 berechnen nach :

$$cce_{i+1} = \frac{E_{gemessen(i+1)} - cce_i \cdot E_{theo(i)}}{E_{theo(i+1)}} \tag{4.6}$$

mit der im Detektor gemessenen Energie $E_{gemessen}$ und i in diesem Fall gleich zwei. Diese Rechnung führt man für alle fünf Bereiche durch. Trägt man die so berechneten Ladungssammlungseffizienzen gegen die Bereiche auf, für die sie ermittelt wurden, so erhält man ein Qualitätsprofil des Detektors.
Dies ist für Detektor D4a in Abbildung 4.35 dargestellt. Im linken Bild ist die Ladungssammlungseffizienz für -500 Volt aufgetragen und im rechten Bild für $+500$ Volt. Die Pfeilrichtungen entsprechen jeweils der Richtung, aus welcher der Detektor bestrahlt

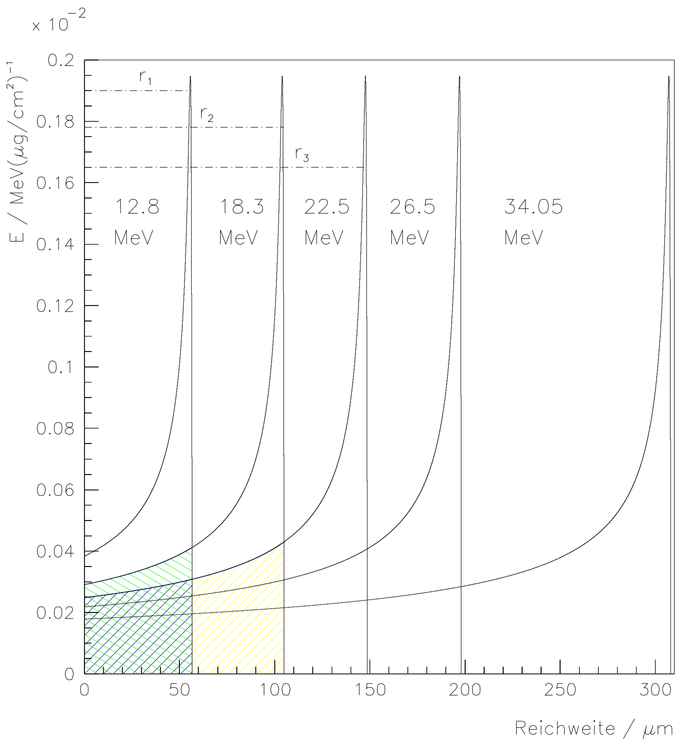


Abb. 4.34: Theoretischer Energieverlust als Funktion der Reichweite im Detektor.

wurde. Die x-Achse entspricht der Detektordicke, in diesem Fall 420 μm. Der linke Bildrand stellt die Substratseite und der rechte Bildrand die Wachstumsseite dar. Die Fehler auf die gemittelten cce-Werte ergeben sich aus den Fehlern auf die ursprüngliche Ladungssammlungseffizienz und durch die Mittelung zu 2 Prozent.
Die unterschiedliche Größe der Ladungssammlungseffizienz für positive und negative Spannung läßt sich aufgrund der verschiedenen Ladungsträgerbeweglichkeiten für Elektronen und Löchern verstehen [41]. Auffallend ist zum einen, daß die Ladungssammlungseffizienz abhängig von der Einschußrichtung ist, und zum anderen, daß die Ladungssammlungseffizienz an den beiden Detektorenden schlechter ist als im mittleren Detektorbereich. Eine Übereinstimmung mit der Annahme von Zhao, daß die Ladungssammlungseffizienz von der Substratseite her in Richtung der Wachstumsseite anwächst, ist nicht zu erkennen. Der Diamantdetektor D4a zeigt im Gegenteil einen schlechtere Ladungssammlung im Bereich der elektrischen Kontakte. Eine Erklärung dafür kann sein, daß das an sich gute Diamantmaterial durch Aufbringen der Kontakte beschädigt wird. Hierbei kann es sich um eine chemische Schädigung handeln. Freie Bindungen an der Detektoroberfläche können durch nicht kohlenstoffartige Elemente abgesättigt worden sein.
Alternativ dazu ist eine mögliche Ursache für die schlechte Effizienz in den Randbereichen eine unvollkommene Kristallstruktur, die durch die Art des Herstellungsprozesses

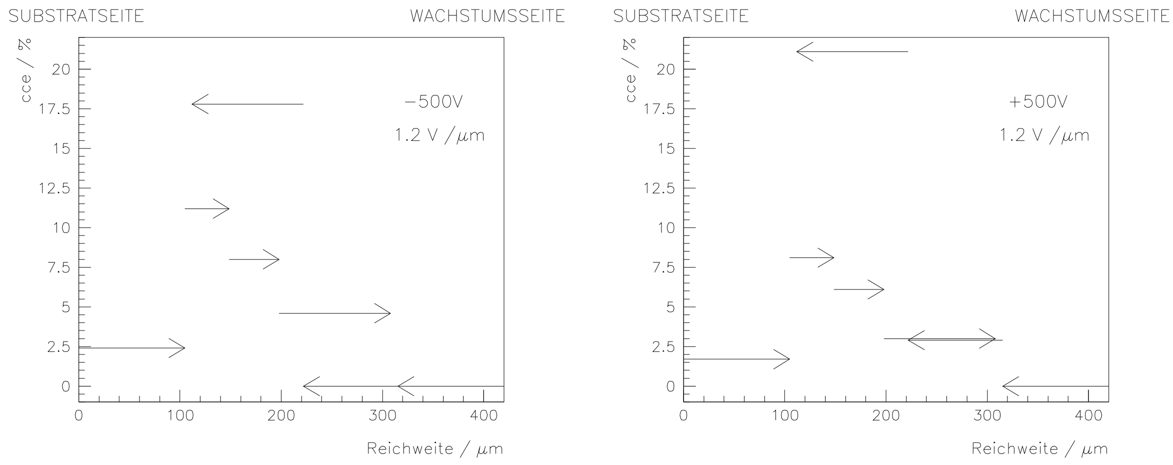


Abb. 4.35: Ladungssammlungseffizienz für verschiedene Detektorbereiche des Detektors D4a für verschiedene Spannungen und verschiedene Einschußrichtungen.

verursacht wird [45]. Durch eine mechanische Belastung können innerhalb des Diamantkristalls Versetzungen entstehen.

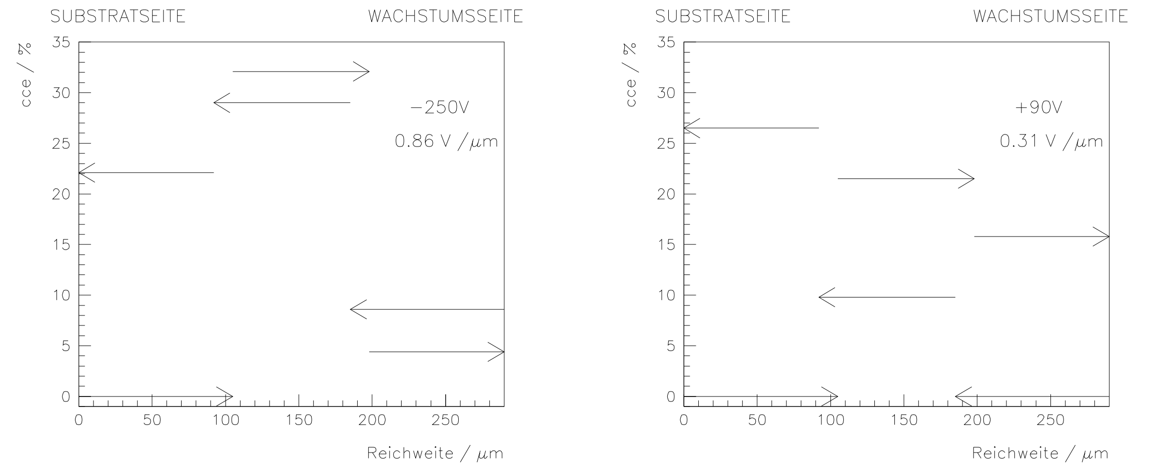


Abb. 4.36: Ladungssammlungseffizienz für verschiedene Detektorbereiche des Detektors D2 für verschiedene Spannungen und verschiedene Einschußrichtungen.

Sehr interessant für diese Hypothese ist daher Detektor D2, der beidseitig nach Beendigung des Wachstumsprozesses abgeschliffen wurde. Die Ladungssammlungseffizienz dieses Detektors ist in Abbildung 4.36 dargestellt. Sehr auffällig ist, daß sich je nach Bestrahlungsrichtung unterschiedliche Werte für den gleichen Detektorbereich ergeben. Dieser Effekt könnte durch ein internes Polarisationsfeld verursacht worden sein (siehe Kapitel 2.3.3), ist aber bis jetzt noch nicht verstanden. Der Diamantdetektor D2 hat insgesamt eine größere Ladungssammlungseffizienz als der Diamantdetektor D4a. An den Kontakten hat er je nach Einschußrichtung eine höhere Effizienz. Er hat jedoch

ein ähnliches Qualitätsprofil.
Selbstverständlich liefert diese Darstellungsweise nur eine grobe Abschätzung der Detektorqualität, da die Werte für die Ladungssammlungseffizienz über relativ große Bereiche ermittelt wurden. Im Idealfall sollte man mit sehr vielen Alphaenergien messen. Für eine qualitative Abschätzung ist diese Methode jedoch gut geeignet.

4.4 Bestrahlungen mit ^{90}Sr

In den Hochenergiephysikexperimenten, in denen die Detektoren später eingesetzt werden, sollen hauptsächlich Teilchen nachgewiesen werden, die minimal ionisierend sind. Die geringe Energiedeposition führt dazu, daß man eine sehr guten Trennung zwischen Signal und Rauschen möchte. Aus diesem Grund ist man daran interessiert, wie gut man minimal ionisierende Teilchen vor und nach einer starken Bestrahlung messen kann.
Die Messung von minimal ionisierenden Teilchen, sogenannten MIP's, wurden mit einer ^{90}Sr-Quelle durchgeführt. Strontium zerfällt durch β^- Zerfall in ^{90}Y. Die Maximalenergie der hierbei emittierten Elektronen beträgt 0.53 MeV. ^{90}Y zerfällt dann ebenfalls über β^-Zerfall. Die maximale Energie dieser Elektronen beträgt 2.28 MeV. Gammastrahlung tritt nicht auf.
Bestrahlt wurden der Siliziumdetektor, der Galliumarseniddetektor G5 und der Diamantdetektor D4a. Die Bestrahlungen fanden vor und nach der dritten Protonenbestrahlung statt. Die Shapingzeit betrug 0.5 μs.

4.4.1 Spektren

In Abbildung 4.37 sind die ^{90}Sr-Spektren vor der dritten Protonenbestrahlung gezeigt, wobei es sich von oben nach unten gesehen um den Silizium-, den Galliumarseniddetektor G5 und den Diamantdetektor D4a handelt.
Die theoretische Halbwertsbreite des Siliziumdetektorsignales berechnet sich nach Gleichung 2.10 zu $1.23 \cdot 10^4$ Elektronen (44.45 keV). Experimentell beträgt sie $0.84 \cdot 10^4$ Elektronen. Der Unterschied zwischen experimentellem und theoretischem Wert kann darauf zurückgeführt werden, daß Gleichung 2.10 nur eine grobe Abschätzung liefert.
Bei dem Galliumarseniddetektor ist die theoretische Halbwertsbreite $1.38 \cdot 10^4$ Elektronen (57.94 keV), unter Berücksichtigung der Ladungssammlungseffizienz beträgt sie $0.65 \cdot 10^4$ Elektronen (27.17 keV). Vergleicht man diesen Wert mit dem experimentellen Wert von $0.56 \cdot 10^4$ Elektronen, so ist er, wie bei dem Siliziumdetektor, etwas größer.
Der Diamantdetektor liefert im Vergleich mit den beiden anderen Detektoren ein sehr kleines Signal. Auch seine Halbwertsbreite ist sehr klein und beträgt nur $0.16 \cdot 10^4$ Elektronen. Theoretisch berechnet sie sich zu $0.78 \cdot 10^4$ Elektronen (101.25 keV) und unter Miteinbeziehung der Ladungssammlungseffizienz zu $0.79 \cdot 10^3$ Elektronen (10.32 keV). Theoretisch sollte das Signal des Diamantdetektors also noch dreimal schmäler sein. Die Verbreiterung kann möglicherweise durch die schon in Kapitel 4.2.1 beschriebenen

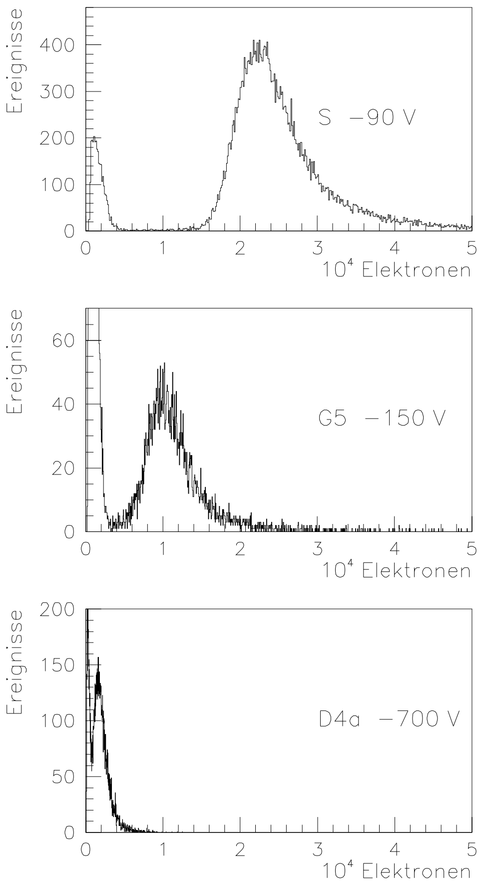


Abb. 4.37: ^{90}Sr-Spektrum gemessen mit Siliziumdetektor, Galliumarseniddetektor G5 und Diamantdetektor D4a vor der Protonenbestrahlung.

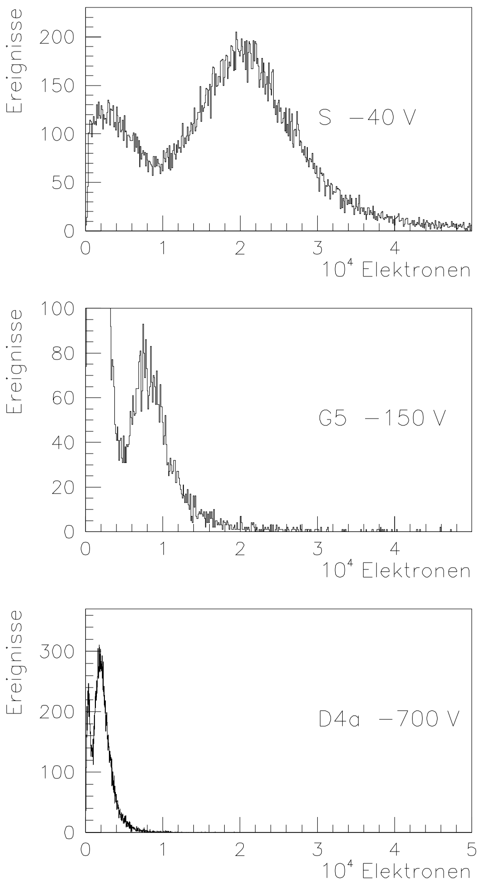


Abb. 4.38: ^{90}Sr-Spektrum gemessen mit Siliziumdetektor, Galliumarseniddetektor G5 und Diamantdetektor D4a nach der Bestrahlung mit $3 \cdot 10^{12}$ *Protonen pro cm*^{2}.

Ursachen erklärt werden.
Vergleicht man nun den Siliziumdetektor mit dem Diamantdetektor, so fällt auf, daß der Siliziumdetektor ein ungefähr zehnmal größeres Signal als der Diamantdetektor liefert. Dies hängt einerseits damit zusammen, daß der Diamantdetektor eine viel schlechtere Ladungssammlungseffizienz hat, und andererseits mit der unterschiedlichen Energie , die zur Erzeugung eines Elektron-Lochpaares nötig ist. Der Galliumarseniddetektor nimmt eine Zwischenstellung zwischen dem Silizium- und dem Diamantdetektor ein. Bei ihm ist das Signal im Gegensatz zum Diamantdetektor gerade noch vom Rauschen getrennt. Des weiteren liefert er im Vergleich zum Siliziumdetektor nur ein halb so großes Signal, jedoch ein fünfmal so großes Signal wie der Diamantdetektor. Das große Signal bei niedriger Elektronenzahl kommt vom Rauschen und von einer schlechten Koinzidenz. Der Koinzidenzaufbau war bei dem Galliumarseniddetektor schlechter, da

Detektor	U [V]	S_{vor} [10^4e]	$FWHM_{exp}$ [10^4e]	$FWHM_{theo}$ [10^4e]	S_{nach} [10^4e]	$FWHM_{exp}$ [10^4e]	$FWHM_{theo}$ [10^4e]
S	-90/-40	29.89	0.84	1.23	25.17	1.44	1.01
G6	-150	1.47	0.56	0.65	1.21	0.56	0.53
D4a	-700	0.20	0.16	0.08	0.32	0.21	0.12

Tab. 4.6: Zusammenfassung der experimentellen und theoretischen Signalhöhen, sowie der experimentellen und theoretischen Halbwertsbreiten FWHM für den Silizium-, den Galliumarseniddetektor G6 und den Diamantdetektor D4a, vor und nach Bestrahlung mit $3 \cdot 10^{12}$ Protonen pro cm^2.

der Detektor eine kleinere Gesamtfläche als der Silizium- und der Diamantdetektor hat. Ein Verkleinern des aktiven Bereiches der Siliziumsperrschichtzähler war nicht möglich, da ansonsten die Meßdauer zu lange gewesen wäre. Zusätzlich war der Galliumarseniddetektor auf einem Keramikplättchen aufgeklebt, was Vielfachstreuung begünstigte.
Die Spektren, die nach der Protonenbestrahlung gemessen wurden, sind in Abbildung 4.38 dargestellt. Bei dem Siliziumdetektor hat sich, wie aufgrund der Änderung seiner Dotierung erwartet, die volle Verarmungsspannung geändert. Sie liegt jetzt bei -40 Volt. Das Signal, das der Siliziumdetektor liefert, ist viel breiter geworden ($1.44 \cdot 10^4$ Elektronen). Theoretisch erwartet man aufgrund der reduzierten Ladungssammlungseffizienz $1.01 \cdot 10^4$ Elektronen (36.54 keV). Jetzt liegt der experimentelle Wert über dem theoretischen. Dies ist leicht erklärbar, da durch den höheren Leckstrom des Detektors nach Bestrahlung auch das Rauschen im Verstärker größer wurde.
Das Signal des Siliziumdetektors ist auch nicht mehr, wie vor der Protonenbestrahlung mit $3 \cdot 10^{12}$ Protonen pro cm^2, deutlich vom Rauschen getrennt. Der Mittelwert hat sich jedoch nicht verändert.
Der Galliumarseniddetektor ist im Gegensatz zu den beiden anderen Detektoren in Bezug auf die Signalgröße schlechter geworden. Sein Signal ist deutlich erkennbar zu einer kleineren Elektronenanzahl gewandert. Auch sein Rauschen hat sich stark erhöht. Die Halbwertsbreite hat sich nicht geändert. Theoretisch sollte sie nun $0.53 \cdot 10^4$ Elektronen (22.31 keV) betragen, also kleiner geworden sein. Die Differenz läßt sich, analog zum Siliziumdetektor, durch erhöhtes Rauschen erklären.
Nur der Diamantdetektor ist nicht schlechter, sondern sogar ein klein wenig besser geworden. Seine Halbwertsbreite ist nach Bestrahlung auf $0.21 \cdot 10^4$ Elektronen angestiegen. Da die Ladungssammlungseffizienz gewachsen ist, erwartet man auch theoretisch einen Anstieg und zwar auf $0.12 \cdot 10^4$ Elektronen (15.61 keV). Der Unterschied zwischen experimentellem und theoretischem Wert erklärt sich analog zu Kapitel 4.2.1.

4.4.2 Ladungssammlungseffizienz

Die Spektren lassen sich durch eine Landauverteilung, die mit einem Gauß gefaltet wurde [46], anpassen. Ein Spektrum, welches mit dem Siliziumdetektor gemessen und anschließend gefittet wurde, ist in Abbildung 4.39 gezeigt; ein Diamantspektrum in Abbildung 4.40.

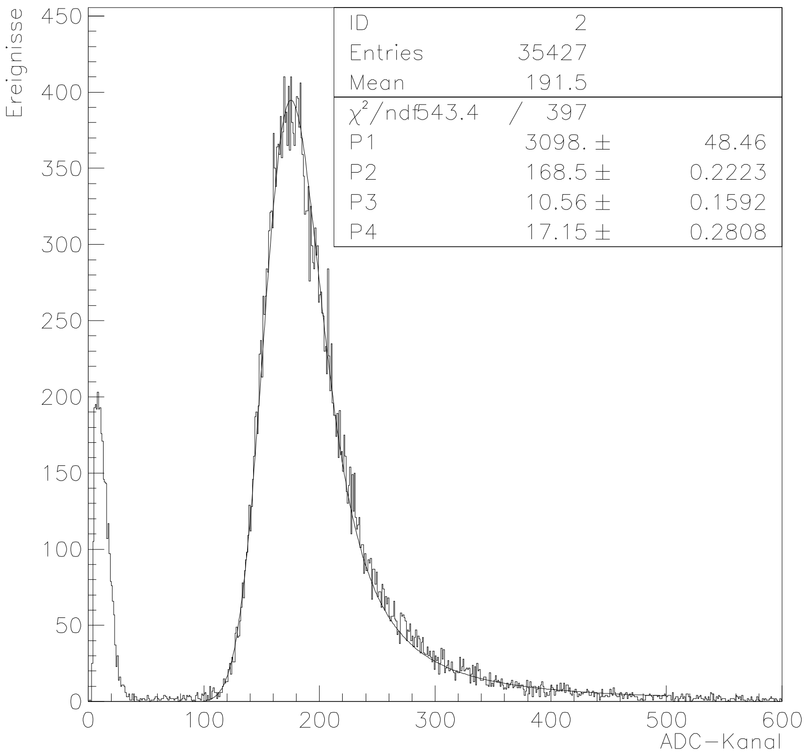


Abb. 4.39: Gefittetes Siliziumspektrum (U=-90 V und 1 Kanal ≡ 7.19 keV), Landauverteilung angepaßt.

Die Funktion, mit der die Spektren angepaßt wurden, läßt sich mit vier Parametern beschreiben und sieht folgendermaßen aus:

$$f(ADC - Kanal) \quad = \quad p1 \int_{-6\sigma}^{6\sigma} g\,(z,\sigma)\,\Phi\left(\frac{ADC - Kanal - (z + p2)}{p3 - 0.223}\right) dz \qquad (4.7)$$

mit

$$g\,(z, p4) \quad = \quad \frac{1}{\sqrt{2\pi} p4} e^{-\frac{1}{2}\frac{z^2}{p4^2}} \qquad (4.8)$$

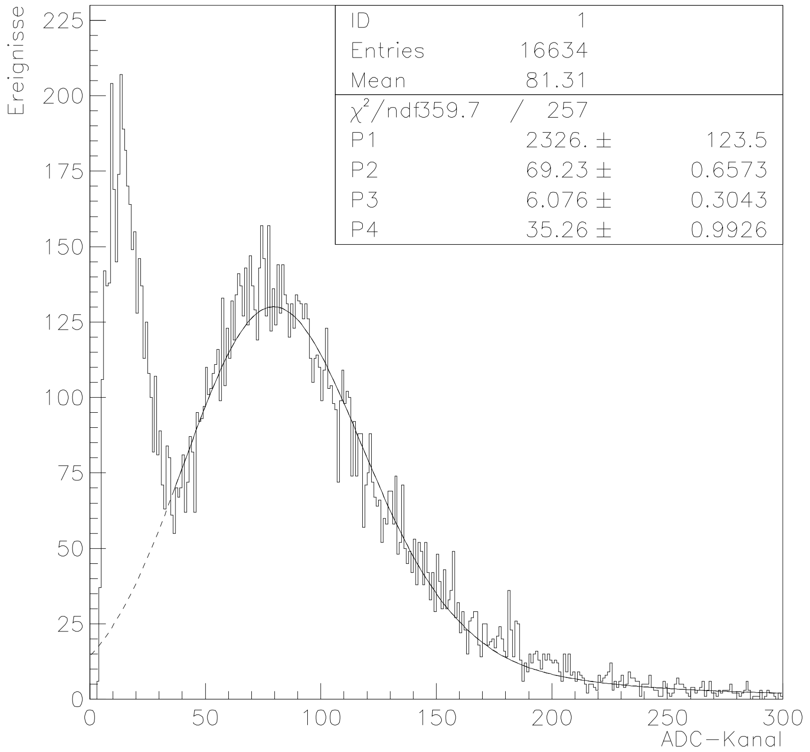


Abb. 4.40: Gefittetes Diamantspektrum (U=-700 V und 1 Kanal ≡2.89 keV), Landauverteilung angepaßt.

und

$$\Phi \quad = \quad DENLAN\left(\frac{ADC - Kanal - (z + p2)}{p3 - 0.223}\right) \tag{4.9}$$

mit

$$DENLAN\,(\lambda) \quad = \quad \frac{1}{2\pi i}\int e^{\lambda s + s\ln s} ds \tag{4.10}$$

Die Parameter haben folgende Bedeutung:
$p1$ ist eine Normierungskonstante, $p2$ entspricht dem wahrscheinlichsten Signal, $p3$ ist ein Dehnungsfaktor der Landauverteilung und $p4$ ist das Sigma der Gaußverteilung.
Aus der Anpassung erhält man den mittleren Energieverlust. Der theoretische mittlere Energieverlust wurde mit Hilfe von Gleichung 2.8 und Gleichung 2.9 berechnet. Er beträgt für den Siliziumdetektor 109.5 keV, für den Galliumarseniddetektor 131.8 keV

und für den Diamantdetektor D4a 247.8 keV.
Abbildung 4.41 stellt die Ladungssammlungseffizienz *cce* als Funktion der angelegten Detektorspannung für die drei Detektoren vor der Protonenbestrahlung mit $3 \cdot 10^{12}$ Protonen pro cm^2 dar. Die Ladungssammlungseffizienz ist der in Kapitel 4.2 gemesse-

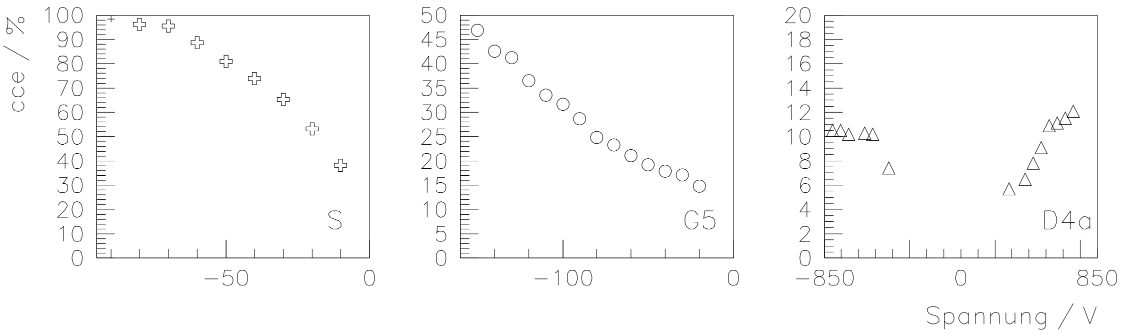


Abb. 4.41: Ladungssammlungseffizienz des Silizium-, des Galliumarsenid- und des Diamantdetektors D4a für MIP's vor der Protonenbestrahlung als Funktion der angelegten Detektorspannung.

nen ähnlich. Sie zeigt die gleiche Spannungsabhängigkeit.
In Abbildung 4.42 ist die Ladungssammlungseffizienz nach der Protonenbestrahlung mit $3 \cdot 10^{12}$ Protonen pro cm^2 dargestellt. Beim Siliziumdetektor ist die volle Verar-

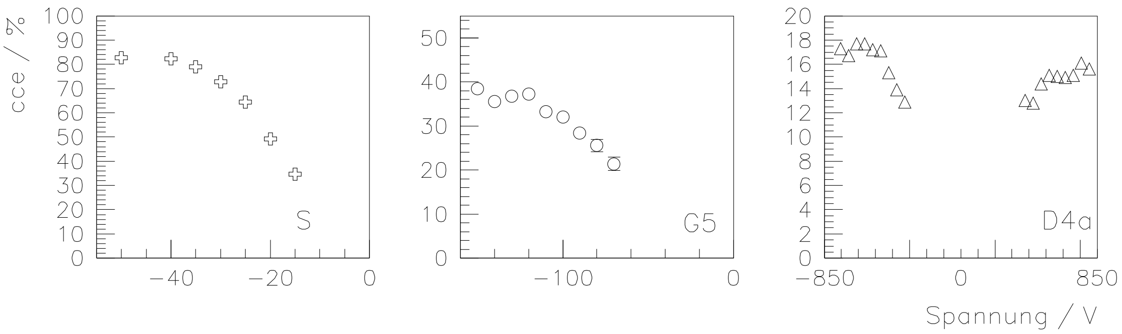


Abb. 4.42: Ladungssammlungseffizienz des Silizium-, des Galliumarsenid- und des Diamantdetektors D4a für MIP's nach der Protonenbestrahlung als Funktion der Detektorspannung.

mungsspannung von −90 Volt auf −40 Volt gesunken. Er zeigt zusätzlich dazu eine deutlich geringere Ladungssammlungeffizienz von nur noch $82.7 \pm 0.1.2$ Prozent. An

der prinzipiellen Form der Kurve hat sich nichts geändert.
Dieser Kurvenverlauf unterscheidet sich bei dem Galliumarseniddetektor nach der Protonenbestrahlung deutlich von dem Kurvenverlauf vor Bestrahlung. Er zeigt nun ein dem Siliziumdetektor ähnliches Verhalten. Die Meßpunkte mit Spannungen kleiner -70 Volt konnten nicht dargestellt werden, da bei ihnen das Signal nicht mehr eindeutig vom Rauschen getrennt werden konnte. Seine maximale Ladungssammlungseffizienz ist von 46.9 ± 0.6 auf 38.5 ± 1.2 Prozent gesunken. Der Wert der Ladungssammlungseffizienz vor Bestrahlung stimmt mit dem in Glasgow gemessenen Wert überein [47].
Der Diamantdetektor D4a ist durch die Bestrahlung deutlich besser geworden. Seine Ladungssammlungseffizienz ist bei -750 Volt von 10.5 auf 17.3 Prozent gestiegen, also um einen Faktor 1.6. Ein solches Verhalten wurde auch schon bei anderen Bestrahlungen, sowohl mit Elektronen als auch Pionen [38], beobachtet. Die Ursache für diesen Effekt ist noch nicht vollständig geklärt. Die momentan herrschende Annahme besteht darin, daß die durch Bestrahlung erzeugten freien Ladungsträger Fehlstellen im Diamantkristall füllen. Sind die Fehlstellen gefüllt, so haben die später erzeugten, freien Ladungsträger eine längere mittlere Lebensdauer. Diese erhöhte Lebensdauer führt zu einem größeren Signal.
Insgesamt muß man jedoch anmerken, daß die Ladungssammlungseffizienz des Diamantdetektoren im Vergleich mit den beiden anderen Detektoren noch sehr gering ist.

5. Diskussion

Siliziumdetektoren, die in zukünftigen Hochenergiephysikexperimenten als Vertexdetektoren eingesetzt werden sollen, besitzen dort aufgrund ihrer geringen Strahlenhärte nur eine begrenzte Lebensdauer als Detektor. Deshalb sollte untersucht werden, ob eine Möglichkeit existiert, Siliziumdetektoren durch ein strahlenhärteres Detektormaterial, zum Beispiel Galliumarsenid oder Diamant, zu ersetzen.
Eine Zusammenstellung einiger Bestrahlungen, mit denen Siliziumdetektoren hinsichtlich ihrer Strahlenhärte untersucht wurden, findet sich in Tabelle 5.1. Dort ist die Teilchenart, die jeweilige Fluenz und die verwendete Energie sowie die dazugehörige Referenz angegeben. Desweiteren wird kurz auf die beobachteten Effekte eingegangen. Damit man die dort aufgeführten Messungen mit den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen vergleichen kann, wird jeweils, soweit bekannt, das Ladungssammlungsdefizit $cce-$ angegeben. Es berechnet sich nach:

$$cce- = 1 - cce_{nachBestrahlung}/cce_{vorBestrahlung} \tag{5.1}$$

Siliziumdetektoren				
Teilchen-art	Energie	Fluenz [cm^{-2}]	Referenz	cce-
Protonen	21 MeV	$3 \cdot 10^{13}$	[13]	15%
Neutronen	6.2 MeV	$1 \cdot 10^{14}$	[12]	20%
Elektronen	1.8 MeV	$6 \cdot 10^{15}$	[12]	13% nach $5 \cdot 10^{13}$
Pionen	190 MeV	$1.2 \cdot 10^{13}$	[13]	
Protonen	21 MeV	$3 \cdot 10^{12}$	diese Arbeit	11% für Protonen 17.3% für MIP's

Tab. 5.1: Zusammenfassung über Untersuchungen zur Strahlenhärte von Siliziumdetektoren.

Bei der Pionenbestrahlung [13] wurde das Ladungssammlungsdefizit nicht gemessen. Eine Zusammenfassung über Untersuchungen zur Strahlenhärte findet sich für Galliumarseniddetektoren in Tabelle 5.2.

Galliumarseniddetektoren				
Teilchen-art	Energie	Fluenz [cm^{-2}]	Referenz	cce-
Neutronen	1 MeV	$1 \cdot 10^{15}$	[48]	66% nach $6 \cdot 10^{14}$
Pionen	70 GeV	$1 \cdot 10^{14}$	[4]	82%
Protonen	24 GeV	$1 \cdot 10^{14}$	[49]	58%
Protonen	21 MeV	$3 \cdot 10^{12}$	diese Arbeit	31% für Protonen 17.9% für MIP's

Tab. 5.2: Bisher durchgeführte Bestrahlungen von Galliumarseniddetektoren zur Untersuchung ihrer Strahlenhärte.

Eine Bestrahlung mit $1 \cdot 10^{15}$ Neutronen pro cm^2 führte bei dem in [20] untersuchten Galliumarseniddetektor zu einer Erhöhung des Leckstromes um einen Faktor drei und zu einer Verschlechterung der Ladungssammlungseffizienz von 75 auf 25 Prozent. Schon nach einer Fluenz von $1 \cdot 10^{14}$ Protonen pro cm^2 betrug die Ladungssammlungseffizienz nur noch 25 Prozent und der Leckstrom wuchs schon nach $1 \cdot 10^{13}$ Protonen stark an, wobei er sich danach auf diesem Niveau stabilisierte. $1 \cdot 10^{14}$ Pionen pro cm^2 führten sogar zu einer Verschlechterung des Signals um achtzig Prozent.
Auch CVD-Diamantdetektoren wurden schon hinsichtlich ihrer Strahlenhärte untersucht, siehe Tabelle 5.3. Bei ihnen nimmt die Ladungssammlungseffizienz zu, weshalb

$$cce+ = cce_{nachBestrahlung}/cce_{vorBestrahlung} - 1 \tag{5.2}$$

angegeben wird.
Mehrere verschiedene Diamantdetektoren wurden einem hohen Pionenfluß [44] und einem hohen Protonenfluß [51] ausgesetzt. Zu Beginn der Bestrahlungen nahm die Ladungssammlungseffizienz zu, was auf ein Absättigen von Fehlstellen zurückgeführt wird. Nach dem Anstieg der Ladungssammlungseffizienz erreichte diese ein Plateau und änderte sich danach nicht mehr. Auch der Leckstrom veränderte sich nicht. Nur bei der Oberflächenbestrahlung [52] mit 5.5 MeV Alphateilchen zeigte sich nach einer Fluenz von $1 \cdot 10^{15}$ Alphateilchen pro cm^2 ein Abfall der Ladungssammlungseffizienz um 50 Prozent. Alphateilchen schädigen Detektoren jedoch um einen Faktor 100 bis

Diamantdetektoren				
Teilchen-art	Energie	Fluenz $[cm^{-2}]$	Referenz	cce+
Neutronen	1 MeV	$1 \cdot 10^{15}$	[50]	50%
Pionen	300 MeV	$8 \cdot 10^{13}$	[44]	60%
Protonen	500 MeV	$1 \cdot 10^{14}$	[51]	80%
Alpha-teilchen	5.5 MeV	$1 \cdot 10^{15}$	[52]	cce- 50%
Protonen	21 MeV	$3 \cdot 10^{12}$	diese Arbeit	33% für Protonen 64.7% für MIP's

Tab. 5.3: Untersuchungen der Strahlenhärte von CVD-Diamantdetektoren.

1000 mehr als minimal ionisierende Teilchen. Von daher gesehen ist der Abfall der Ladungssammlungseffizienz nicht so dramatisch.
In dieser Arbeit wurden Silizium-, Galliumarsenid- und Diamantdetektoren zur Untersuchung ihrer Strahlenhärte und ihrer charakteristischen Größen, wie Leckstrom und Ladungssammlungseffizienz mit 21 MeV Protonen und mit $15 - 34$ MeV Alphateilchen bestrahlt. 21 MeV Protonen schädigen nach Huhtinen [53] ungefähr dreimal mehr als 1 MeV Neutronen.
Aus den Messungen der Strom-Spannungskurven und der Kapazitäts-Spannungskurven konnten folgende Ergebnisse gewonnen werden :

- Der Diamantdetektor hat im Vergleich mit dem Silizium- und dem Galliumarseniddetektor, wie aufgrund seiner größeren Bandlücke erwartet, den kleinsten Leckstrom, was gleichbedeutend mit einem niedrigen Rauschen in der Ausleseelektronik ist.

- Direkt nach Bestrahlung mit $3 \cdot 10^{12}$ Protonen pro cm^2 nimmt der Leckstrom des Siliziumdetektors um einen Faktor 100 zu, der des Galliumarseniddetektors wird um einen Faktor 1.2 bis 3.3 größer und der Leckstrom des Diamantdetektors ändert sich nicht, was ein erster Beweis für die größere Strahlenhärte des Diamantdetektors ist.

- Sowohl der Silizium- als auch der Galliumarseniddetektor zeigten eine Ausheilung nach der Protonenbestrahlung. Dieses Phänomen ist bei Siliziumdetektoren schon beobachtet und untersucht worden [13], bei Galliumarseniddetektoren bisher noch nicht.

- Die Kapazitäts-Spannungskurven des Silizium- und des Galliumarseniddetektors weisen auf Defekte in diesen beiden Detektoren hin. Die untersuchten Diamandetektoren zeigen alle eine Frequenzabhängigkeit ihrer Kapazität. Dies ist ein Hinweis auf eine Polarisation der Detektoren. Polarisationserscheinungen wurden bei Naturdiamanten schon sehr früh beobachtet [31], bei CVD-Diamanten ist dieser Effekt neu.

Die Bestrahlungen mit 21 MeV Protonen ergaben:

- Die untersuchten Diamantdetektoren besitzen maximal eine Ladungssammlungseffizienz von 20 Prozent.

- Die Diamantspektren sind, im Gegensatz zu dem Silizium- und den Galliumarsenidspektren, viel breiter als man theoretisch erwartet. Eine mögliche Ursache dafür ist eine inhomogene Ladungssammlungseffizienz innerhalb des Kristalls. Ein solches Verhalten wurde auch schon von Manfredotti [42] beobachtet.

- Alle drei Diamantdetektoren zeigen Polarisationserscheinungen. Die Detektoren zeigen nach Ausschalten der Detektorspannung Signale, die eine umgekehrte Polarität im Vergleich zu den Signalen vor Spannungsänderung besitzen. Diese Signale verschwinden innerhalb einiger Sekunden. Polarisationserscheinungen wurden auch von Oh [54] beobachtet.

- Bei Diamantdetektor D4a konnten bei Bestrahlung von der Wachstumsseite keine Signale bei Alphaenergien unterhalb 22.5 MeV beobachtet werden. Daraus kann man schließen, daß bei diesem Detektor hinter dem Kontakt auf der Wachstumsseite ein nichtsensitiver Bereich von maximal 148 μm existiert.

- Der Siliziumdetektor hat vor der Protonenbestrahlung annähernd einhundert Prozent Ladungssammlungseffizienz, der hier untersuchte Galliumarseniddetektor ca. fünfzig Prozent und der Diamantdetektor D4a neun Prozent, nach Bestrahlung mit $3 \cdot 10^{12}$ Protonen pro cm^2 ging die Ladungssammlungseffizienz des Siliziumdetektors auf 89 Prozent und die des Galliumarseniddetektors auf 34 Prozent zurück, dagegen stieg die Ladungssammlungseffizienz des Diamantdetektors auf 12 Prozent.
  Die Messungen der Veränderung der Ladungssammlungseffizienzen des Silizium- und des Diamantdetektors sind mit den in Tabelle 5.1 bzw. Tabelle 5.3 aufgeführten Werten verträglich. Es fällt nur auf, daß bei dem Galliumarseniddetektor schon nach $3 \cdot 10^{12}$ Protonen pro cm^2 eine recht deutliche Abnahme der Ladungssammlungseffizienz auftritt. Das Absinken der Ladungssammlungseffizienz des Silizium- und des Galliumarseniddetektors nach $3 \cdot 10^{12}$ Protonen pro cm^2 wird auf die Erzeugung von Fehlstellen zurückgeführt. Beim Diamantdetektor geht man von einer Absättigung von Fehlstellen aus. Im Vergleich zu dem Silizium-

Detektor	angelegtes Feld [V/μm]	cce_{vor} [%]	cce_{nach} [%]
S	0.3	100	89
G5	0.8	50	34
D4a	1.7	9	12

Tab. 5.4: Ladungssammlungseffizienz cce des Silizium-, des Galliumarseniddetektors G5 und des Diamantdetektors vor und nach Bestrahlung mit $3 \cdot 10^{12}$ *Protonen pro cm*^{2}.

und dem Galliumarseniddetektor ist der Diamantdetektor also wesentlich strahlenhärter. Aus technischen Gründen konnte keine höhere Fluenz erreicht werden.

Zusätzlich zu den in dieser Arbeit untersuchten Protonenbestrahlungen wurden auch Alphabestrahlungen durchgeführt. Mit den Alphateilchen wurden hauptsächlich die Diamantdetektoren untersucht.
Die bisher vorherrschende Meinung, daß die Ladungssammlungseffizienz, wie von Zhao [29] behauptet, linear von der Substratseite in Richtung der Wachstumsseite anwächst, widerspricht den Ergebnissen, die aus den Alphabestrahlungen gewonnen werden konnten. Zhao gründet seine Annahme eines linearen Anstieges auf zwei Arten von Messungen, zum einen auf der Messung der durch geladene Teilchen induzierten Leitfähigkeit CPIC (“charged particle-induced conductivity“) und zum anderen auf der Messung der photo-induzierten Leitfähigkeit PIC (“photo-induced conductivity“). Die CPIC-Methode liefert eine Information über die Ladungssammlungseffizienz innerhalb des Diamantkristalles, wohingegen die PIC-Methode eine Auskunft über die Ladungssammlungseffizienz an der Oberfläche des Diamantkristalles liefert. Da die PIC-Messung der Substratseite einen sehr kleinen Wert für die Ladungssammlungseffizienz und die PIC-Messung der Wachstumsseite einen größeren Wert liefert, welcher auch noch größer ist als der Wert den die CPIC-Messung ergibt, geht Zhao davon aus, daß die Ladungssammlungseffizienz linear anwächst.
Die in Kapitel 4.3.2 gezeigten Ergebnisse deuten jedoch darauf hin, daß die Ladungssammlungseffizienz in der Mitte des Detektors ein Maximum hat und zu beiden Detektorenden hin abfällt.

6. Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden zum ersten Mal Silizium-, Galliumarsenid- und Diamantdetektoren gemeinsam und unter gleichen Bedingungen durch ihre Ladungssammlungseffizienz und ihren Leckstrom charakterisiert und hinsichtlich ihrer Strahlenhärte untersucht. Dazu wurden die drei unterschiedlichen Detektoren mit 21 MeV Protonen und mit $15 - 34$ MeV Alphateilchen bestrahlt.
Im folgenden werden die Ergebnisse dieser Arbeit nochmals kurz dargelegt. Nach einer Fluenz von $3 \cdot 10^{12}$ Protonen pro cm^2 zeigte der Siliziumdetektor eine deutlich reduzierte Ladungssammlungseffizienz (siehe Tabelle 6.1). Auch die Ladungssammlungseffizienz des Galliumarseniddetektors nahm stark ab. Speziell bei geladenen Teilchen scheint der Galliumarseniddetektor also nicht so strahlenhart zu sein, wie man es erwartet hatte. Im gegensatz zu dem Silizium- und dem Galliumarseniddetektor zeigte der Diamantdetektor eine Zunahme seiner Ladungssammlungseffizienz.

Detektor	unbestrahlt		nach $3 \cdot 10^{12}$Protonen/cm^2	
	MIP-Signal /$0.1\%X_0$[e]	cce [%]	MIP-Signal /$0.1\%X_0$[e]	cce [%]
S	9360	≈100	7830	89
G5	1780	50	1460	34
D4a	560	9	910	12

Tab. 6.1: MIP-Signal (^{90}Sr) pro $0.1\%X_0$ und Ladungssammlungseffizienz cce des Silizium-, des Galliumarseniddetektors G5 und des Diamantdetektors vor und nach Bestrahlung mit $3 \cdot 10^{12}$ Protonen pro cm^2.

Die Ladungssammlungseffizienz des Diamantdetektors liegt noch unterhalb der Werte für die beiden anderen Detektorarten. Ein Vorteil eines Diamantdetektors ist jedoch seine große Bandlücke, was zu einer geringeren Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung von thermisch generierten Elektron-Lochpaaren führt und damit zu einem, im Vergleich mit den beiden anderen Detektorarten, deutlich geringeren Leckstrom. Der Leckstrom des Diamantdetektors änderte sich nicht mit zunehmender Bestrahlung, wohingegen bei dem Siliziumdetektor eine deutliche Zunahme auftrat. Auch der Leckstrom des Galliumarseniddetektors nahm zu, was wie die Abnahme seiner Ladungssammlungsef-

fizienz nicht unbedingt zu erwarten war. Der Leckstrom zeigte sowohl bei dem Silizium-, als auch bei dem Galliumarseniddetektor nach Ende der Bestrahlung eine Ausheilung. Über dieses Verhalten bei einem Galliumarseniddetektor wurde bis jetzt nicht berichtet.
Die Bestrahlung der Diamantdetektoren mit $15-34$ MeV Alphateilchen ergab, daß die Ladungssammlungseffizienz nicht linear innerhalb des Detektors von der Substratseite aus in Richtung der Wachstumsseite ansteigt, wie von Zhao [29] angenommen, sondern im Bereich der Kontakte deutlich schlechter als in der Mitte des Detektors ist.
Anzumerken ist, daß sowohl Galliumarsenid-, als auch Diamantdetektoren existieren, die eine größere Ladungssammlungseffizienz als die in dieser Arbeit untersuchten Detektoren besitzen. Momentan liegt die maximale Ladungssammlungseffizienz eines nach der LEC-Methode hergestellten Galliumarseniddetektors bei circa 80 Prozent [23], wobei dieser Wert ein prozeßbedingtes Limit darzustellen scheint.
Die besten Diamantdetektoren besitzen momentan eine Ladungssammlungseffizienz von circa 25 Prozent [38]. Wobei man für dieses Jahr eine Vergrößerung der Effizienz auf $30-40$ Prozent zu erreichen glaubt [38]. Wird diese Größe erreicht, so könnte man über einen Einsatz von Diamantdetektoren in einem Experiment ernsthaft nachdenken. Die Ladungssammlungseffizienz des Diamantdetektors wäre dann zwar immer noch kleiner als die eines Siliziumdetektors, er hätte jedoch einige Vorteile:
Man müßte die Detektorspannung nicht ändern und aufgrund seines geringen Leckstromes nicht kühlen. Mit einer speziell an die kleine Detektorkapazität und den niedrigen Leckstrom angepaßten Elektronik kann vielleicht ein dem Siliziumdetektor vergleichbares Signal zu Rauschverhältnis erreicht werden (vgl. Tabelle 6.1). Dieses Signal zu Rauschverhältnis würde sich im Gegensatz zu einem Siliziumdetektor nicht mit der Bestrahlungsdosis ändern. Bestrebungen zur Verbesserung der Elektronik werden von der RD-42 Kollaboration unternommen.

Literaturverzeichnis

[1] RD-20 Kollaboration, *Development of High Resolution Silicon Strip Detectors for Experiments at High Luminosity at LHC*, CERN/LHCC 96-2

[2] J. Kemmer et al., *Concepts for Simplification of Strip Detector Design and Production*, NIM A326 (1993) 209-213

[3] R. Wheadon, *Radiation Tolerance Studies of Silicon Microstrip Detectors for LHC*, NIM A342 (1994) 126-130

[4] RD-8 Kollaboration, *Status Report of the RD-8 Collaboration*, CERN/LHCC 95-57

[5] R. L. Bates et al., *GaAs Microstrip Testbeam Results*, HEP-EX/9509608

[6] W. Braunschweig et al., *Measurements on a GaAs Microstrip Detector with 50 GeV/c Electrons*, PITHA-94-42

[7] R. Hofstadter, *Remarks on Diamond Crystal Counters*, Phys. Rev. 73 (1948) 631

[8] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons (1979)

[9] Particle Data Group, *Review of Particle Properties* (1995)

[10] P. Marmier, *Kernphysik 1*, Verlag des Vereins der Mathematiker und Physiker an der ETH Zürich (1964)

[11] M. S. Longair, *High Energy Astrophysics, Volume 1*, Cambridge University Press (1992)

[12] R. Wunstorf, *Systematische Untersuchungen zur Strahlenresistenz von Silizium-Detektoren für die Verwendung in Hochenergiephysik-Experimenten*, Dissertation Universität Hamburg (1992)

[13] K. Riechmann, *Strahlenschäden durch Protonen und Pionen an Halbleiterdetektoren*, Diplomarbeit Universität Heidelberg, durchgeführt am MPI für Kernphysik Heidelberg (1994)

[14] Herstellerdatenblatt Firma Intertechnique, Nuclear Instruments Lingolsheim Cedex

[15] J. E. Eberhardt et al., *High-Resolution Nuclear Radiation Detectors from Epitaxial n-GaAs*, Appl. Phys. Lett. 17 (1970) 427

[16] K. W. Benz, *Growth of GaAs Single Crystals*, 1. Internationaler Galliumarsenid Workshop (7.3.-10.3.1993), Jostal, Deutschland

[17] J. W. Chen et al., *Evaluation of Active Layer Properties and Charge Collection Efficiency of GaAs Particle Detectors*, CERN-PPE

[18] R. L. Bates et al., *Model of Charge Transport in Semi-Insulating Undoped GaAs Microstrip Detectors*, HEP-EX/9509011

[19] S. P. Beaumont et al., *First Results for GaAs Double-Sided Detectors*, NIM A348 (1994) 514-517

[20] Th. Kubicki et al., *Calculation of the Electric Field in GaAs Particle Detectors*, PITHA 93/38; NIM A345 (1994) 468-473

[21] D. S. McGregor et al., *Present Status of Undoped Semi-Insulating LEC Bulk GaAs as Radiation Spectrometer*, NIM A343 (1994) 527-538

[22] F. Nava et al., *Influence of Electron Traps on Charge Collection Efficiency in GaAs Radiation Detectors*, CERN-PPE/94-50, NIM A349 (1994) 156-159

[23] RD-8 Kollaboration, *Status Report of the RD-8 Collaboration*, CERN DRDC/94-32

[24] E. R. Vance et al., *The Effect of Heavy Neutron Irradiation on the Electrical Resistivity of Diamond*, J.Phys. D 5 (1972) L40

[25] L. S. Pan, D. R. Kania, *Diamond: Electronic Properties and Applications*, Kluwer Academic Publishers (1995)

[26] C. White et al., *Correlations between Electrical and Material Properties of CVD Diamond*, Mat. Res. Soc. Symp. Proc. Vol.339 (1994)

[27] C. White, *Diamond Detectors for High Energy Physics*, NIM A351 (1994) 217-221

[28] F. Borchelt et al. (RD-42 Kollaboration), *First Measurements with a Diamond Microstrip Detector* , NIM A 354(1995) 318-327

[29] S. Zhao, *Characterization of the Electrical Properties of Polycristalline Diamond Films*, PH. D. Thesis, The Ohio State University (1994)

[30] L. S. Pan et al., *Particle- and Photoinduced Conductivity in Type IIa Diamonds*, J. Appl. Phys. 74 (2) 93

[31] S. F. Kozlov et al., *Preparation and Characteristics of Natural Diamond Nuclear Radiation Detectors*, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. Ns-22 (Februar 1975)

[32] R. J. Keddy et al., *Custom Synthesized Diamond Crystals as State of the Art Radiation Detectors*, S. Afr. J. Phys. 13 No.3/4 (1990)

[33] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, R. Oldenbourg Verlag München Wien, John Wiley & Sons (1973)

[34] W. Dulinski et al. (RD-42 Kollaboration), *Diamond Detectors for Future Particle Physics Experiments* , CERN-PPE/94-222, ICHEP 94

[35] S. P. Beaumont et al., *GaAs Solid State Detectors for Particle Physics*, NIM A322 (1992) 472-482

[36] M. Franklin et al., *Development of Diamond Radiation Detectors for SSC and LHC*, NIM A315 (1992) 39-42

[37] L. S. Pan et al., *Carrier Density Dependent Photoconductivity in Diamond*, Appl. Phys. Lett. 57 (6) 1990

[38] C. Bauer et al. (RD-42 Kollaboration), *Development of Diamond Tracking Detectors for High Luminosity Experiments at the LHC*, CERN/LHCC 95-43

[39] St. Gobain/Norton Diamond Film, Goddard Road, Northboro, Ma 01532 USA

[40] Bergmann, Schäfer, *Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 4*, De Gruyter, Berlin (1992)

[41] C. Canali et al., *Electrical Properties and Performances of Natural Diamond Nuclear Radiation Detectors*, NIM 160 (1979) 73-77

[42] C. Manfredotti et al., *Grain Size Effects in CVD Diamond Detectors*, NIM B93 (1994) 516-520

[43] D. S. McGregor et al., *Bulk GaAs Room Temperature Radiation Detectors*, NIM A322 (1992) 487-492

[44] C. Bauer et al. (RD-42 Kollaboration), *Pion Irradiation Studies of CVD Diamond Detectors*, CERN-PPE/95-173

[45] M. A. Plano et al., *Thickness Dependence of the Electrical Characteristics of Chemical Vapor Deposited Diamond Films*, Appl. Phys. Lett. 64 (2) 1994

[46] G. Hall, *Ionisation Energy Losses of Highly Relativistic Charged Particles in Thin Silicon Layers*, NIM 220 (1984) 356-362

[47] S. D'Auria, A. W. Halley, D. Meikle, *Gallium Arsenide Pad Detectors for Heidelberg Tests*, persönliche Mitteilung (1995)

[48] Th. Kubicki et al., *Investigations on Damage of GaAs Detectors Caused by Neutrons and Photons*, CERN SCAN-9509034

[49] K. M. Smith, *GaAs Detector Performance and Radiation Hardness*, NIM A368 (1995) 220-223

[50] J. Hassard, *The Neutron Irradiation Hardness of Diamond Detectors for Future Particle Physics Experiments*, NIM A368 (1995) 217-219

[51] C. Bauer et al. (RD-42 Kollaboration), *Radiation Hardness Studies of CVD Diamond Detectors*, NIM A367 (1995) 207-211

[52] M. H. Nazaré et al., *Development of Diamond Tracking Detectors for High Luminositiy Experiments at the LHC*, CERN/DRDC 94-21, DRDC-P56 (1994)

[53] M. Huhtinen et al., *Pion Induced Displacement Damage in Silicon Divices*, NIM A335 (1993) 580-583

[54] A.Oh, *Untersuchungen an CVD-Diamant mit ionisierender Strahlung*, Diplomarbeit Universiät Hamburg (1995)

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Danksagung

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. K. T. Knöpfle für die Stellung des sehr interessanten Arbeitsthemas, für sein großes Interesse und seine ständige Diskussionbereitschaft sowie seine hilfreiche Betreuung bei der Durchführung meiner Arbeit.

Herrn Prof. Dr. W. Hofmann danke ich für das Zweitgutachten.

Desweiteren möchte ich mich ganz besonders bei Dr. Christian Bauer und Dr. Georg Leffers für ihre Hilfen bei Hard- und Software, für den lustigen Institutsalltag und für die anregenden Diskussionen bedanken.

Der gesamten HERA-B Gruppe, insbesondere Wolfgang Fallot-Burghardt, Dr. Eugene Grigoriev, Dr. Bernhard Schwingenheuer und Lothar Seibold,
und außerdem
German Hermann, Dr. Michael Panter, Dr. Thomas Kihm, Ruth Häfner und Jacqueline Suppanz-Pirsch danke ich für die großen und kleinen Hilfen und die wunderbare Arbeitsatmosphäre.

Ein besonderer Dank gilt den Herren S. D'Auria, A. W. Halley sowie D. Meike, von der Universität Glasgow, die die Galliumarseniddetektoren für diese Arbeit freundlicherweise zur Verfügung gestellt haben.

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den ....

(Unterschrift)