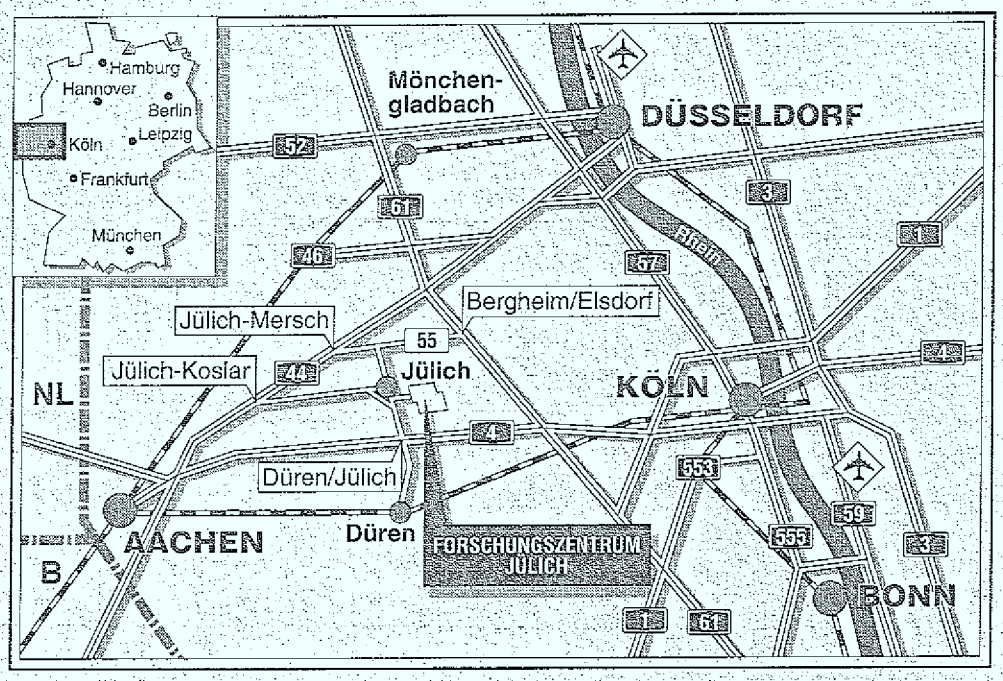
FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH KFA

Institut für Kernphysik

Ein rotationssymmetrischer, orts-auflösender Germanium-Ringdetektor für maximale Zählraten

Stefan Igel



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2860
ISSN 0944-2952
Institut für Kernphysik Jül-2860

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland
Telefon: 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · Telex: 833556-70 kfa d

Ein rotationssymmetrischer, orts-auflösender Germanium-Ringdetektor für maximale Zählraten

Stefan Igel

Die wahren Weisen fragen, wie sich die Sache verhalte, in sich selbst und zu anderen Dingen, unbekümmert um den Nutzen, das heißt, um die Anwendung auf das Bekannte und zum Leben Notwendige, welche ganz andere Geister, scharfsinnige, lebenslustige, technisch geübte und gewandte, schon finden werden.

GOETHE: *Sprüche* [SIM 90]

Abstract

The Germanium Wall is a semiconductor detector system containing up to four annular position sensitive ΔE-detectors from high purity germanium (HPGe) planned to complement the BIG KARL spectrometer in COSY experiments. The first diode of the system, the *Quirl*-detector, has a two dimensional position sensitive structure defined by 200 Archimedes' spirals on each side with opposite orientation. In this way about 40000 pixels are defined. Since each spiral element detects almost the same number of events in an experiment the whole system can be optimized for maximal counting rates.

This paper describes a test setup for a first prototype of the *Quirl*-detector and the results of test measurements with an α-source. The detector current and the electrical separation of the spiral elements were measured. The splitting of signals due to the spread of charge carriers produced by an incident ionizing particle on several adjacent elements was investigated in detail and found to be twice as high as expected from calculations. Its influence on energy and position resolution is discussed. Electronic crosstalk via signal wires and the influence of noise from the magnetic spectrometer has been tested under experimental conditions. Additionally, vacuum feedthroughs based on printed Kapton foils pressed between Viton seals were fabricated and tested successfully concerning their vacuum and thermal properties.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Am 1. April 1993 wurde im Forschungszentrum Jülich ein neuer Beschleuniger für die Mittelenergiephysik, das *Cooler Synchrotron COSY*, eingeweiht. Mit *COSY* sollen Protonen und leichte Kerne, die vom Jülicher Zyklotron *JULIC* mit einer Energie von 40 MeV injiziert werden, auf bis zu 2.5 GeV beschleunigt werden. Durch die Möglichkeit der Elektronenkühlung und später auch der stochastischen Kühlung können dabei sehr kleine Strahlquerschnitte und Divergenzen von $1\,\pi$ mm mrad erreicht werden. Neben internen Experimentierplätzen gibt es zur Zeit Strahlführungen für zwei externe Experimente, das Flugzeitspektrometer *TOF* und das Magnetspektrometer *BIG KARL II*. Die Eigenschaften des *COSY*-Strahls erlauben Präzisionsmessungen von Reaktionen im Bereich der Schwellenenergie, zum Beispiel auf dem Feld der assoziierten Strangeness-Produktion.

Mit *BIG KARL II* soll unter anderem die Produktion von Mesonen in der Reaktion

$$\mathrm{p} + \mathrm{d} \longrightarrow {}^{3}\mathrm{He} + \mathrm{X}$$

mit $\mathrm{X} = \pi, 2\pi, 3\pi, \eta, \omega, \eta', 2K, \phi$ in einem Bereich von der Schwelle bis zu 1.9 GeV/c untersucht werden (siehe [MAC 92]). Mit den Ergebnissen wird man unterscheiden können, ob es sich bei der Produktion schwerer Mesonen um Ein- oder Zwei-Stufen-Prozesse handelt (vgl. [KIL 91]).

Ein weiterer Schwerpunkt von *BIG KARL II* ist das Studium tiefliegender Zustände pionischer Atome (siehe [MAC 88]): Der Elementarprozeß

$$\mathrm{p} + \mathrm{n} \longrightarrow 2\mathrm{p} + \pi^-$$

findet in einem ^{40}Ca-Target statt, wobei der Restkern als Zuschauer fungiert:

$$\mathrm{p} + \begin{pmatrix} \mathrm{n} \\ {}^{39}\mathrm{Ca} \end{pmatrix} \longrightarrow 2\mathrm{p} + \begin{pmatrix} \pi^- \\ {}^{39}\mathrm{Ca} \end{pmatrix}^{*}.$$

Der Impuls des einfallenden Teilchens wird dabei mit 830 MeV/c gerade so gewählt, daß man Pionen erhält, auf die kein Impuls übertragen wird (rückstoßfreie Kinematik). Diese können vom ^{39}Ca-Kern eingefangen werden. Die zwei Protonen werden im Detektor nachgewiesen und damit die "missing mass" des pionischen Atoms bestimmt. Durch die starke Wechselwirkung der Pionen mit dem Kern erwartet man

eine Verschiebung und eine Verbreiterung der Energiezustände der pionischen Atome im Vergleich zur reinen Coulomb-Wechselwirkung.

Leider beträgt die Raumwinkelakzeptanz des Magnetspektrometers nur 56 mrad horizontal und 110 mrad vertikal. Durch die *Germanium-Wand*, ein System aus vier hintereinander angeordneten Halbleiter-Detektoren aus hochreinem Germanium, soll die Akzeptanz auf 575 mrad in beiden Richtungen vergrößert werden, wobei Energie- und Ortsauflösung etwa die gleichen Werte haben sollten wie bei *BIG KARL II*. Dazu werden die Detektoren vor dem Spektrometer angeordnet und mit einem zentralen Loch versehen, durch das der Primärstrahl und alle Reaktionsprodukte fallen, die von *BIG KARL II* nachgewiesen werden sollen. In einem großen Bereich der mit *COSY* zugänglichen Energien wird der *GEM*-Detektor (*G*ermanium Wall *M*agnetic Spectrometer) für die angesprochenen Reaktionen zum 4π-Detektor, wobei in der *Germanium-Wand* aus insgesamt 52 mm Germanium Protonen mit einer Energie bis zu 160 MeV gestoppt werden können.

Um die geforderte gute Ortsauflösung zu erreichen, wird der erste Germanium-Detektor, der nur 1.7 mm dick ist, beidseitig mit einer Struktur von je 200 archimedischen Spiralen versehen. Da deren Richtungssinn auf jeder Seite entgegengesetzt ist, erhält man durch das Auslesen beider Seiten eine zweidimensionale Ortsinformation. Insgesamt werden 40000 Pixel definiert, deren Größe vom Loch aus zum Rand hin zunimmt. Diese *Quirl*-Struktur wird bereits für Detektoren aus Szintillatoren verwendet, zum Beispiel beim *Jet-Set*-Experiment am *LEAR* im *CERN* und beim *PROMICE*-Detektor am *CELSIUS*-Ring in Uppsala. Ein weiterer Szintillator-Quirl wird beim *TOF* in Jülich zum Einsatz kommen.

Der *Quirl*-Detektor ist im Verlauf des letzten Jahres im Zählerlabor des Instituts für Kernphysik im Forschungszentrum Jülich hergestellt worden. Thema dieser Arbeit ist der Test des *Quirl*-Detektors. Da der Kryostat für das Experiment erst im Herbst dieses Jahres verfügbar sein wird, ist ein bereits vorher vorhandener Kryostat für die Tests so modifiziert worden, daß der Quirl im Test-Kryostaten in der gleichen Halterung montiert werden kann wie später im Experiment.

Gemessen wurde neben den Diodeneigenschaften die Trennung der einzelnen Segmente durch die Gräben der Struktur, vor allem auf der p^+-Seite.

Ein besonderer Schwerpunkt lag auf der Untersuchung der Aufspaltung der Signale des Detektors auf mehrere Segmente bedingt durch Diffusion der Ladungsträger, die durch ein einfallendes ionisierendes Teilchen erzeugt werden. Eine solche Signalaufspaltung hat Einfluß auf die erreichbare Ortsauflösung.

Allein für die Auslese der zweimal 200 Spiralen auf dem *Quirl*-Detektor benötigt man 400 Vakuumdurchführungen. Um diese möglichst platz- und materialsparend zu gestalten, sollen sie durch Leiterbahnen auf KAPTON-Folie realisiert werden, die auf KAPTON-Ringe mit Flanschdurchmesser geklebt werden, die dann zwischen VITON-Dichtungen angedrückt werden. Auch diese Technik wurde mit dem Test-Kryostaten erprobt.

Schließlich wurde noch das für den Einsatz mit dem *GEM*-Detektor modifizierte Datenaufnahmesystem *FATIMA* [WAT 92] zusammen mit dem *Quirl* in Betrieb genommen und zur Datennahme herangezogen.

Kapitel 2

Der Quirl-Detektor im GEM-Detektorsystem

2.1 Die anderen Detektorkomponenten

Wie schon in der Einleitung erwähnt, ist der *Quirl*-Detektor Teil eines Detektorsystems bestehend aus dem Magnetspektrometer *BIG KARL II*, einer Detektorwand aus insgesamt vier Germaniumzählern und dem *LAMPF BGO-Ball*, einem 4π-Detektor aus 32 Szintillationszählern. Da die übrigen Detektorkomponenten durch ihre Geometrie und ihre Eigenschaften die Konzeption und Gestaltung der *Ge-Wand* mitbestimmt haben, sollen sie hier kurz vorgestellt werden. In Abbildung 2.1 ist das Magnetspektrometer zu sehen. Für den Betrieb in *COSY*-Experimenten waren umfangreiche Umbauten erforderlich. Neu sind zum Beispiel das Austrittsfenster für den Primärstrahl und die Driftkammern in der Fokalebene. Die Magnetstruktur *QQDDQ* ist eingangsseitig um einen dritten Quadrupol erweitert worden. Die Position der *Ge-Wand* ist hinter dem Targetpunkt und vor dem ersten Quadrupol.

Von den technischen Daten sollen hier nur die folgenden erwähnt werden:

Impuls:	Auflösung	$\frac{p}{\delta p} = 3 \times 10^4$,
	Akzeptanz	5 - 10 % (je nach Dispersion);
Winkelakzeptanz:	horizontal	56 mrad,
	vertikal	110 mrad.

Eine ausführliche Beschreibung des Magnetspektrometers findet man in [MAR 83].

Der *LAMPF BGO-Ball* besteht aus 32 Szintillatoren, von denen 20 eine fünfeckige und 12 eine sechseckige Grundfläche haben. Die Seitenlängen sind so gewählt, daß alle Grundflächen gleich groß sind. Die einzelnen Segmente werden, ähnlich wie ein Fußball, so zusammengesetzt, daß sie eine Kugel bilden, deren Innenradius $r = 6.1$ cm beträgt und in deren Mittelpunkt sich der Targetpunkt befindet.
Man kann natürlich nicht alle Szintillatoren benutzen, sondern muß aus der Kugel ein Segment für den Strahleintritt, eins für das Target und weitere für den austretenden Strahl und die mit *BIG KARL II* oder der *Ge-Wand* nachzuweisenden Reaktionsprodukte entfernen.

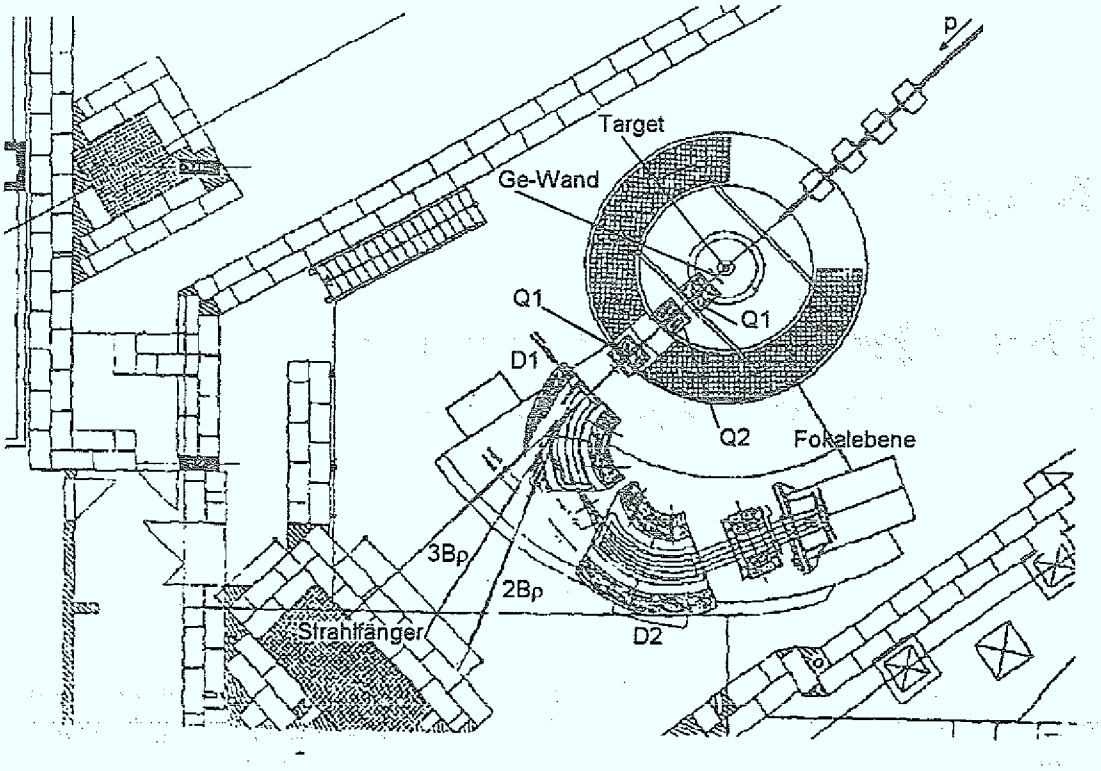


Abbildung 2.1: umgebautes Magnetspektrometer *BIG KARL II*

2.2 Die Germanium-Wand

2.2.1 Der Kryostat

An den Kryostaten für die Germanium-Wand sind die folgenden Anforderungen zu stellen:

1. Raumwinkeloptimierung,
2. möglichst wenig Material im Detektorbereich.

Das Gehäuse des Kryostaten muß also so schlank wie möglich konstruiert werden, um den nicht sensitiven Raumwinkelbereich zwischen dem Außenrand der Germanium-Wand und den ersten BGO-Zählern klein zu halten. An der engsten Stelle beträgt der Abstand zwischen der Wand des Kryostaten und der Detektorhalterung nur 7 mm. Abbildung 2.2 zeigt einen Querschnitt des Kryostaten.

Aus Gründen der Material- und Platzersparnis wurde statt einer Kühlung mit einem Dewar-Gefäß eine direkte Stickstoffkühlung vorgesehen: Der flüssige Stickstoff läuft in einem Röhrchen innerhalb der Halterung für den hinteren E-Detektor um. Von hier aus werden die anderen Halterungen mit den in ihnen montierten Detektoren durch Wärmeleitung gekühlt. So spart man neben dem Dewar-Gefäß auch den massiven Kühlfinger.

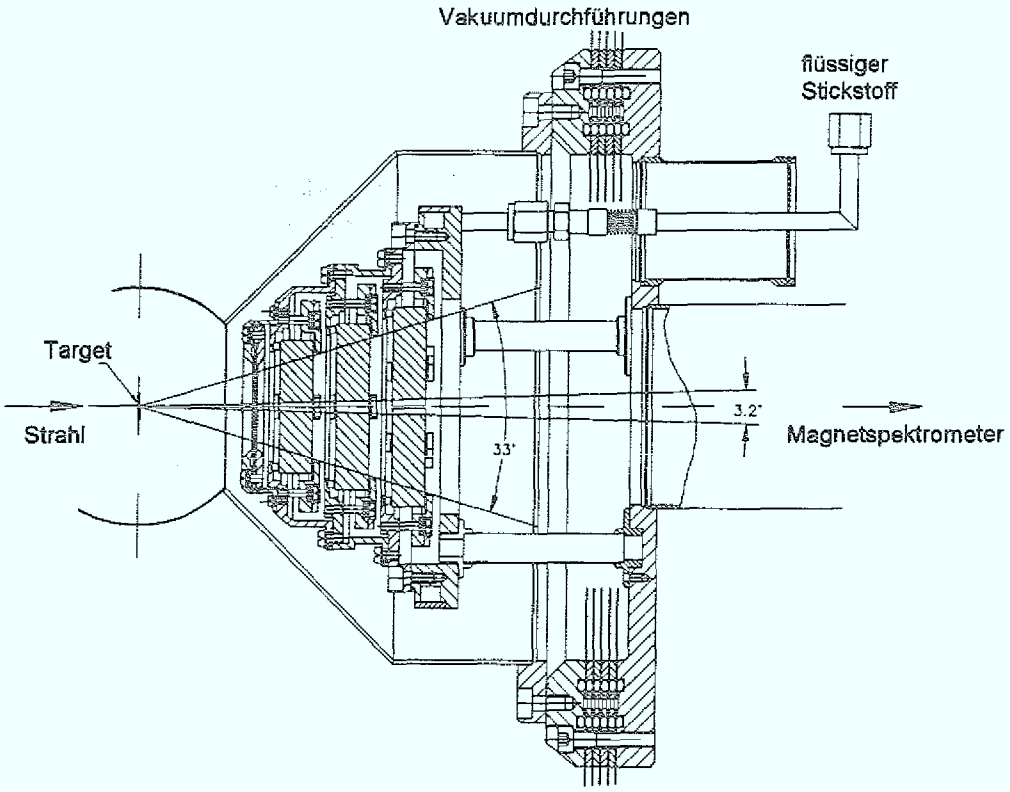


Abbildung 2.2: Der Kryostat für die *Germanium-Wand*

Für die Auslese der Detektorsignale werden etwa 500 Vakuumdurchführungen benötigt. Herkömmliche Durchführungen sind sehr massiv und teuer. Deshalb hat man sich ein anderes Konzept überlegt: Die Leiterbahnen sind auf Bänder aus KAPTON-Folie aufgebracht, die auf der einen Seite direkt an den Detektor gebondet werden. Beim *Quirl*-Detektor benötigt man 400 Signalleitungen, aufgeteilt in acht Streifen mit je 50 Leiterbahnen. Für die übrigen Detektoren sind je 32 Signalleitungen erforderlich, wobei jeweils vier Streifen mit acht Leiterbahnen benutzt werden sollen.

Diese Streifen werden seitlich zwischen Kryostatwand und Detektorhalterung nach hinten geführt. Die Kappe des Kryostaten wird nicht direkt auf den hinteren Flansch montiert, sondern es gibt zusätzlich vier Zwischenringe, die auf beiden Seiten je zwei Viton-Dichtringe haben, wie sie auch der Flansch und die Kappe besitzen. Je vier Kaptonbänder werden symmetrisch zwischen zwei Kaptonringe geklebt, die den gleichen Durchmesser haben wie der hintere Flansch. Diese Ringe werden ihrerseits zwischen die Viton-Dichtungen gelegt, sodaß sie beim Anschrauben der Endkappe vakuumdicht eingeklemmt werden. Außen werden die Kaptonbänder mit Pfostenverbindern kontaktiert, die man unmittelbar auf die Platinen der Vorverstärker stecken kann. So erhält man auf sehr platz- und materialsparende Weise 500 Vakuumdurchführungen.

Diese Technologie ist im *IKP* bisher nicht eingesetzt worden und nach meinem Kenntnisstand für die Auslese von gekühlten Detektoren neu. In der vorliegenden

Arbeit ist deshalb ein Prototyp dieser Durchführung hergestellt und erprobt worden (vgl. Abschnitt 5.4.).

2.2.2 Die E-Detektoren

In Abbildung 2.3 sind noch einmal die Halbleiterdetektoren ohne Halterung gezeigt. Auf diesem Bild erkennt man die Vergrößerung der Winkelakzeptanz durch die Germanium-Wand um etwa einen Faktor 10 im Vergleich zur Akzeptanz von *BIG KARL II.*

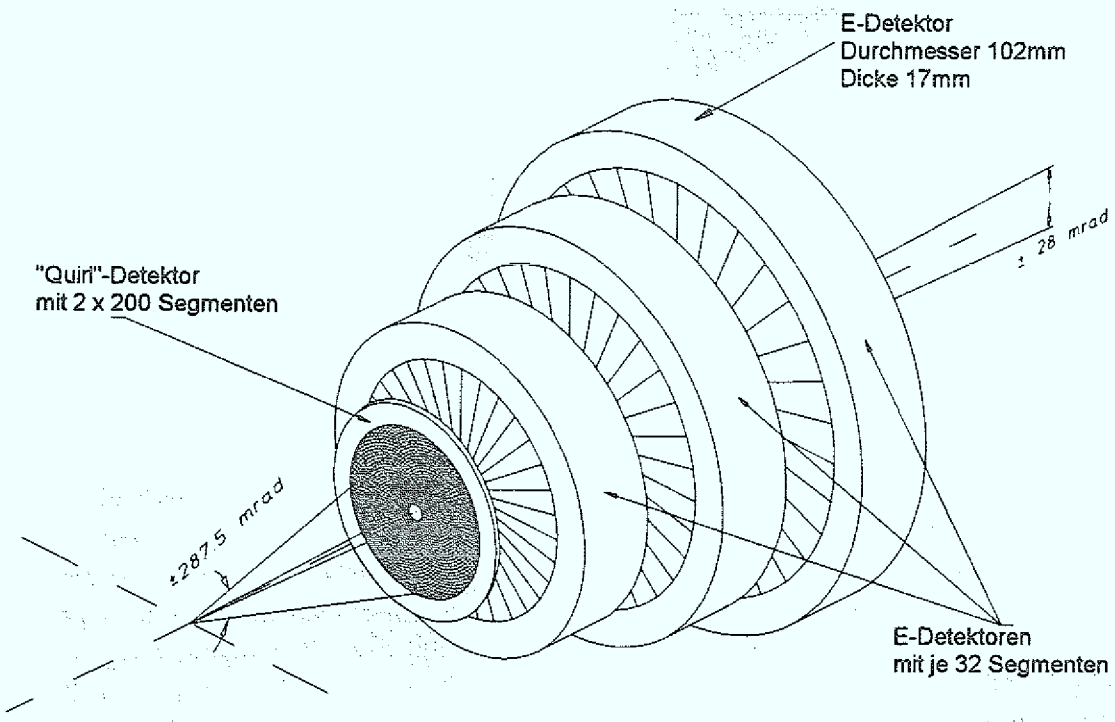


Abbildung 2.3: Die Detektoren der *Germanium-Wand*

Der gesamte Energieverlust der nachzuweisenden Teilchen in der Germanium-Wand ist die Summe aus den Energiedepositionen in den einzelnen Dioden:

$$E_{gesamt} = \Delta E + E_1 + E_2 + E_3, \tag{2.1}$$

wobei ΔE der Energieverlust im *Quirl*-Detektor ist. Dieser ist wegen dessen geringerer Dicke klein verglichen mit dem in den E-Detektoren. Zur Bestimmung des Ortes dient das Signal des *Quirl*-Detektors, während die E-Detektoren für ein gutes Energiesignal verantwortlich sind. Trotzdem bekommen auch sie eine ortsauflösende Struktur von je 32 Segmenten in der Form von Tortenstücken. Die rotationssymmetrische Geometrie entspricht der zu erwartenden rotationssymmetrischen Winkelverteilung der zu messenden Teilchen.

Durch die Segmentierung wird nicht nur das Messen von Mehrfachereignissen ermöglicht, sondern auch höhere Zählraten, denn jedes Segment mißt nur $\frac{1}{32}$ der insgesamt auf die Diode fallenden Teilchen. Außerdem ist die Kapazität der einzelnen Segmente wegen der kleineren Oberflächen kleiner als bei einer Diode ohne Struktur, wodurch sich das Rauschen reduziert und eine bessere Energieauflösung zu erwarten ist (siehe Abschnitt 3.1).

2.2.3 Der Quirl-Detektor

Der *Quirl*-Detektor hat seinen Namen von seiner besonderen ortsauflösenden Struktur: Sie besteht aus 200 links gekrümmten archimedischen Spiralen auf der Vorder- und 200 rechts gekrümmten Spiralen auf der Rückseite.

Wie in der Einleitung erwähnt, gibt es schon einige Szintillationszähler an verschiedenen Experimenten, die diese Segmentierung benutzen, mit dem *Quirl*-Detektor wird sie jedoch erstmals auf Halbleiterdetektoren übertragen. Die Struktur ist schematisch in Abbildung 2.4 dargestellt. Die dickeren Linien deuten an, wie durch den Kreuzungspunkt zweier Spiralen ein Pixel definiert wird.

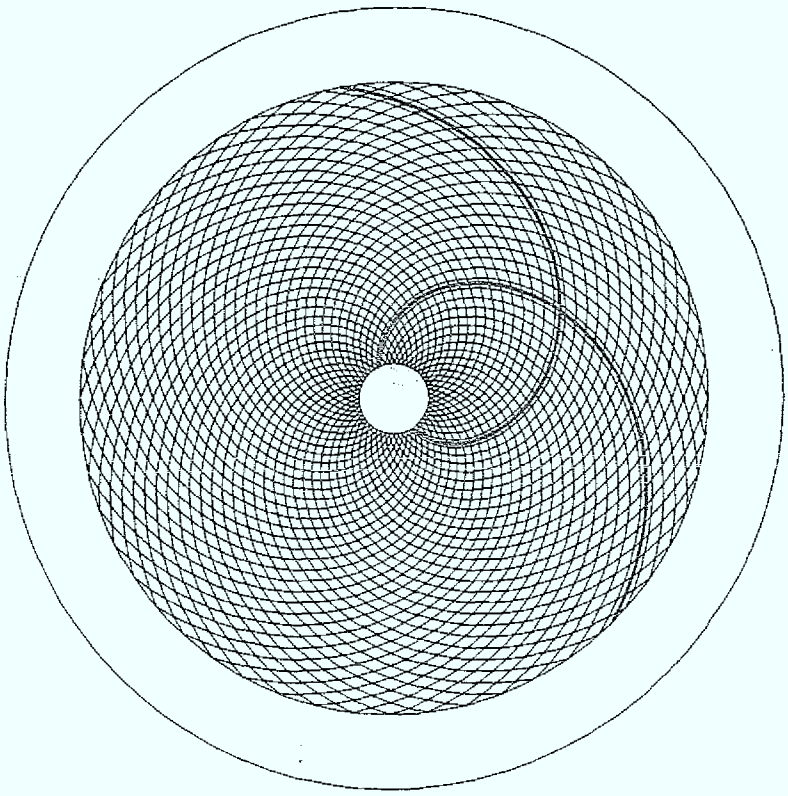


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des Quirl-Detektors mit je 52 eingezeichneten Spiralen

In Polarkoordinaten sind archimedische Spiralen wie folgt definiert:

$$r(\varphi) = \frac{r_{max}}{\varphi_{max}} \cdot |\varphi|, \tag{2.2}$$

mit:

r	Radius,
$-\varphi_{max} \leq \varphi \leq 0$	Winkelbereich rechtsgekrümmter Spiralen,
$0 \leq \varphi \leq +\varphi_{max}$	Winkelbereich linksgekrümmter Spiralen,
$r_{max} = 17.8\,\mathrm{mm}$	Außenradius der Struktur,
$\varphi_{max} = \pi$	maximaler Winkel beim *Quirl*,

Die Darstellung in kartesischen Koordinaten erlaubt zusätzlich die Angabe des Anfangswinkels der i. Spirale:

$$\begin{aligned} x &= \frac{r_{max}}{\varphi_{max}} \cdot cos(\varphi + \Delta\varphi_i), \\ y &= \frac{r_{max}}{\varphi_{max}} \cdot sin(\varphi + \Delta\varphi_i), \end{aligned} \tag{2.3}$$

wobei:

$\Delta\varphi_i = \frac{2\pi}{200} \cdot i$ Anfangswinkel der i. Spirale, i=1,...,200.

Gleichung 2.2 beschreibt für $\varphi \geq 0$ links und für $\varphi \leq 0$ rechts gebogene Spiralen. Da jede Spirale einen Winkel von 180° beschreibt, schneidet jede links gekrümmte Spirale jede rechts gekrümmte genau einmal und umgekehrt, wenn man von denen absieht, die bei sehr kleinen Winkeln φ aufeinadertreffen würden. Sie haben wegen des zentralen Lochs keinen Schnittpunkt.

Insgesamt werden mit der *Quirl*-Struktur $200 \times 200 = 40000$ Pixel definiert, abzüglich derer, die durch das Loch nicht gebildet werden. Die durch die Spiralform entstehenden Segmente haben unterschiedliche Breiten (*Pitch* $\widehat{=}$ Summe von Streifen- und Grabenbreite) und bilden deshalb Pixel, deren Größen vom zentralen Loch zum Rand der Struktur zunehmen. Dabei bleibt die Länge der Pixeldiagonalen in radialer Richtung (f in Abbildung 2.6) jedoch konstant. Die Pixelfläche A wächst linear mit dem Radius gemäß:

$$A(r) = \frac{\pi}{200}\left(2\,r\,f + f^2\right). \tag{2.4}$$

Weitere Einzelheiten sind den Abbildungen 2.5 und 2.6 sowie Tabelle 2.1 zu entnehmen.

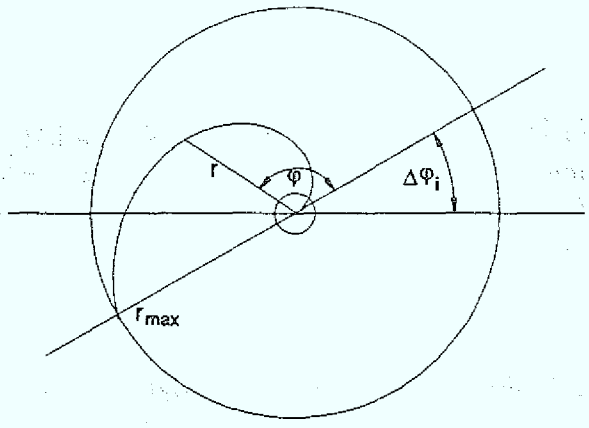


Abbildung 2.5: Definition der archimedischen Spirale

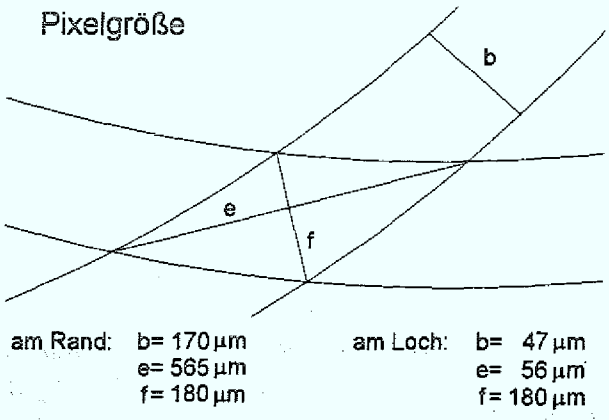


Abbildung 2.6: Definition der Pixelgröße

Technische Daten des *Quirl*-Detektors		
Dicke		1.7 mm
Durchmesser	der Diode	63 mm
	der Struktur	35.6 mm
	des zentralen Lochs	3.6mm
Pitch	am Loch	47 μm
	am Rand	170 μm
Grabenbreite		23 μm
Pixelgröße	am Loch	0.011 mm^2
	am Rand	0.101 mm^2

Tabelle 2.1: Technische Daten des *Quirl*-Detektors

Durch Auslesen der Detektorsignale auf beiden Seiten erhält man zwei voneinander unabhängige Ortsinformationen. Die Spiralform bietet gegenüber anderen rotationssymmetrischen Segmentierungen mit zweidimensionaler Ortsauflösung (zum Beispiel Tortenstücken auf der einen und konzentrische Ringe auf der anderen Seite) einige Vorteile:

1. Da jede Spirale den gesamten Raumwinkelbereich in θ-Richtung überdeckt, erhält man bei Experimenten mit gleichmäßiger φ-Verteilung der Ereignisse ähnliche Zählraten auf allen Spiralen. Deshalb gibt es keine Segmente, die durch hohe Zählratenbelastung lange Totzeiten im zugehörigen Verstärkerkanal produzieren können. Insgesamt kann der Detektor daher in Experimenten mit großen Strahlintensitäten eingesetzt werden.

2. Die durch die Spiralform vorgegebene Pixelgröße variiert dergestalt, daß jedes Pixel etwa den gleichen Raumwinkelbereich abdeckt.

3. Alle Segmente können am äußeren Rand der Struktur kontaktiert werden, während man bei Detektoren mit Ringstruktur die Kontakte entweder über eine zusätzliche Platine vor dem Detektor führen oder einen Teil der Detektorfläche für Leitungsbahnen nach außen zur Verfügung stellen muß. Für die eine Methode benötigt man Platz und Material, die andere reduziert den Raumwinkel, in dem man verwertbare Informationen erhalten kann.

Durch die Feinheit der Struktur vergrößern sich allerdings auch einige Probleme, die man mit ortsauflösenden Halbleiterzählern hat. So erhöht sich etwa der Einfluß der Gräben auf die Detektorsignale oder die Aufteilung der Signale auf mehrere Segmente, wenn das Verhältnis von Streifen- zu Grabenbreite kleiner wird. Dies wird in Kapitel 3 zunächst theoretisch erörtert, und in Kapitel 6 werden die dazu durchgeführten Messungen vorgestellt.
Wie bei anderen Detektoren mit zweidimensional ortsauflösenden Strukturen gibt es auch beim *Quirl*-Detektor das Problem der Mehrdeutigkeit bei der Ortsbestimmung koinzident nachgewiesener Ereignisse. Durch die Segmentierung der E-Detektoren hinter dem *Quirl* erhält man aber zusätzliche Ortsinformationen, die dabei helfen sollten, diese Schwierigkeiten zu begrenzen.

Kapitel 3

Funktionsweise eines Halbleiterdetektors

3.1 Eigenschaften und Betriebsparameter

3.1.1 Funktionsprinzip

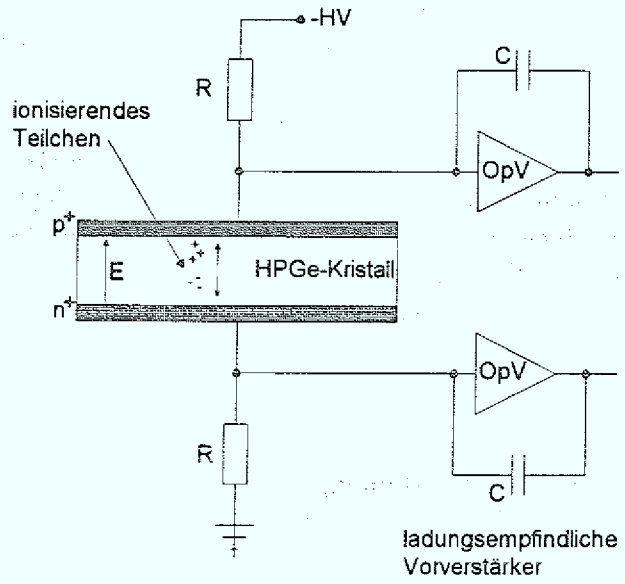


Abbildung 3.1: Funktionsprinzip eines Halbleiterdetektors (schematisch)

Ein Halbleiterdetektor besteht im wesentlichen aus einer Diode, an die eine Sperrspannung angelegt ist. Ein ionisierendes Teilchen, das in die Diode eindringt, erzeugt in der Raumladungszone entlang seiner Spur Elektron-Loch-Paare, die durch das hier herrschende elektrische Feld zu den Kontakten abfließen. Dieser kurzzeitige Stromstoß in Sperrichtung bewirkt einen Spannungsimpuls am Vorwiderstand R, der vom Vorverstärker registriert und verstärkt wird. Die einzelnen Komponenten

sind in Abbildung 3.1 dargestellt. Die Eigenschaften und Betriebsbedingungen von Halbleiterdetektoren werden in diesem Abschnitt im einzelnen erläutert.

3.1.2 Ladungsträgerkonzentration im Halbleiter

Ein idealer, reiner Halbleiterkristall hat die gleiche Anzahl n_i von beweglichen Elektronen und Löchern, deren Konzentrationen mit n beziehungsweise p bezeichnet werden. Der Stromtransport durch einen solchen Kristall wird als Eigenleitung bezeichnet. Die Eigenleitungsträgerdichte n_i ist nach dem Bändermodell abhängig vom Bandabstand zwischen Valenz- und Leitungsband und der Temperatur:

$$n_i = n_{i0} \cdot \left(\frac{T}{300K}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{\left(-\frac{1}{2}\frac{\Delta E}{kT}\right)}. \tag{3.1}$$

Dabei bedeuten:

n_{i0}	$= 5.04 \times 10^{19} cm^{-3}$	effektive Zustandsdichte,
ΔE	$= 0.728eV - 3.4 \times 10^{-4} \frac{eV}{K} \cdot T$	Bandabstand für Germanium,
k	$= 8.62 \times 10^{-5} \frac{eV}{K}$	Boltzmannkonstante.

Dabei ist der Bandabstand wieder eine Funktion der Temperatur.
Durch gezielte Dotierung des Halbleitermaterials mit sogenannten Akzeptoren, das sind Elemente der Gruppe III des Periodischen Systems, beziehungsweise mit Donatoren, Elementen der V. Gruppe, kann man die Zahl der freien Ladungsträger eines Typs erhöhen. Donatoren besitzen Energieniveaus nahe der Leitungsbandkante, Akzeptoren nahe der Valenzbandkante. Daher sind sie bei Raumtemperatur praktisch vollständig ionisiert und stellen so viele bewegliche Ladungsträger zur Verfügung, wie es ihren Konzentrationen N_A oder N_D im Halbleiter entspricht. Die Dotierungskonzentrationen sind groß gegen n_i, deshalb gilt für die Ladungsträger im p-dotierten Gebiet $p = N_A$ und im n-dotierten Gebiet $n = N_D$.

Im Halbleiter finden ständig Generations- und Rekombinationsprozesse der Ladungsträger statt. Im stromlosen Halbleiter gilt dabei im thermischen Gleichgewicht ein Massenwirkungsgesetz:

$$n \cdot p = n_i^2. \tag{3.2}$$

Die Gleichung besagt, daß sich bei Erhöhung der Konzentration eines Ladungsträgertyps die des anderen entsprechend erniedrigt.

3.1.3 Aufbau eines HPGe-Detektors

Halbleiterdetektoren aus hochreinem Material (HPGe, *H*igh *P*urity *Ge*rmanium) bestehen aus einer breiten Eigenleitungszone, die sehr arm an freien Ladungsträgern ist, sowie einer p^+-Zone auf der einen und einer n^+-Zone auf der anderen Seite des Detektors. Während die Eigenleitungsträgerdichte gemäß Gleichung 3.1 für Germanium bei Raumtemperatur $n_i = 2.4 \times 10^{13}\,\mathrm{cm}^{-3}$ beträgt, ist sie bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffs praktisch null. Daher erfolgt der Stromfluß in der Verarmungszone bei tiefen Temperaturen nicht durch Eigenleitung, sondern durch die

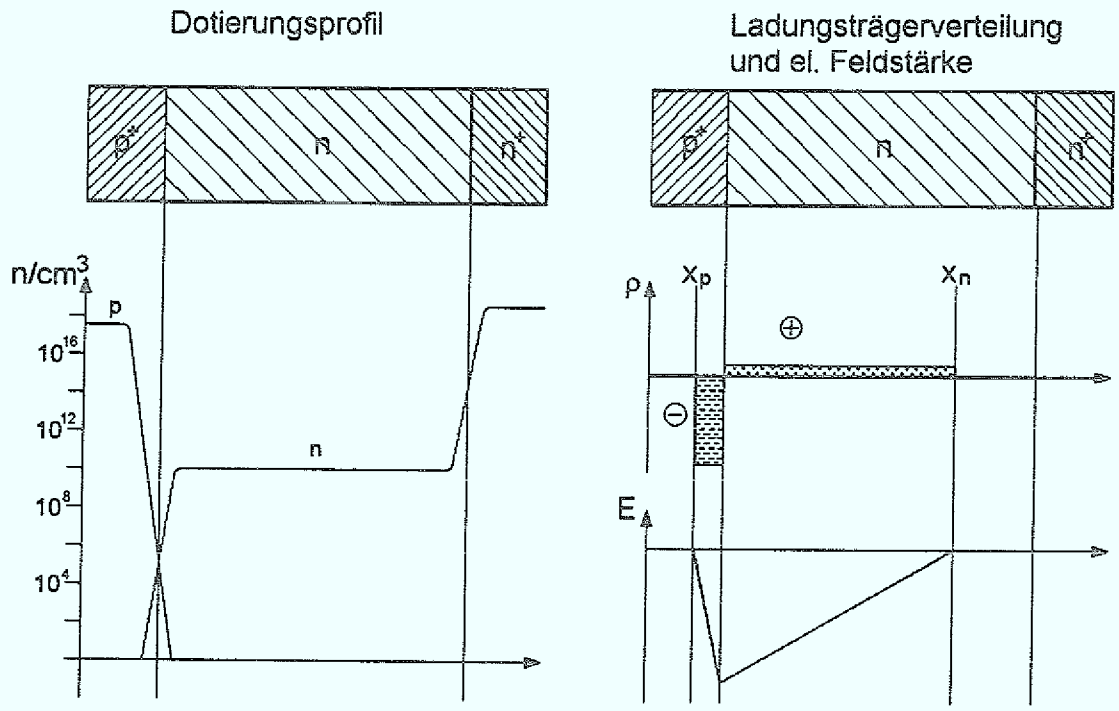


Abbildung 3.2: Dotierungsprofil, Ladungsverteilung und Feldstärkenverlauf in einem p^+nn^+-Detektor ohne Spannung bei tiefen Temperaturen (schematisch)

freien Ladungsträger der verbliebenen Störstellen ($|N_D - N_A| \approx 10^9 - 10^{10}\,\mathrm{cm}^{-3}$), wobei das Material entweder vom n- oder p-Typ sein kann. Nach 3.2 ergeben sich dann in den dotierten Zonen folgende Ladungsträgerkonzentrationen:

$$\begin{aligned} &\text{p}^+\text{-Zone:} \quad p_{p^+} = N_A \approx 10^{18}, \quad n_{p^+} = \frac{n_i^2}{N_A} \approx 0, \\ &\text{n}^+\text{-Zone:} \quad p_{n^+} = \frac{n_i^2}{N_D} \approx 0, \quad n_{n^+} = N_D \approx 10^{18}. \end{aligned} \tag{3.3}$$

Abbildung 3.2 zeigt einen Detektor mit p^+nn^+-Struktur.

Ohne angelegte äußere Spannung diffundieren am p^+-n-Übergang aufgrund des Konzentrationsgefälles bewegliche Löcher aus dem p^+-Bereich in den n-Bereich und umgekehrt freie Elektronen aus der n- in die p^+-Schicht. Die ortsfesten ionisierten Donator- und Akzeptoratome bleiben als Raumladung zurück. So wird das n-Gebiet positiv und das p-Gebiet negativ geladen und es bildet sich ein elektrisches Feld in der Raumladungszone (vgl. Abbildung 3.2). Die dadurch entstehende Potentialdifferenz ist die Diffusionsspannung U_{diff}. Entsprechend den unterschiedlichen Konzentrationen ist die Raumladungszone im p^+-dotierten Bereich sehr schmal, während sie im n-Gebiet wesentlich breiter ist (es gilt: $N_A \cdot x_p = N_D \cdot x_n$). Das elektrische Feld steigt am Übergang praktisch abrupt an, um in der n-Zone linear abzufallen.

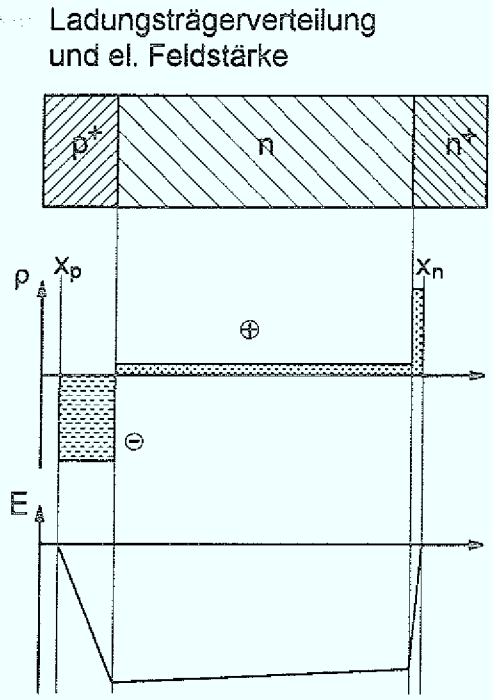


Abbildung 3.3: Ladungsverteilung und Feldstärkenverlauf bei einer angelegten Sperrspannung, die größer als die Verarmungsspannung ist (schematisch).

3.1.4 Betriebsspannung

Um die Ladungsträgerkonzentration im n-Bereich weiter zu verringern und damit die Raumladungszone auszudehnen, wird eine Sperrspannung an den Detektor gelegt. Wenn die Ladungsträgerkonzentration im dotierten Gebiet groß gegenüber dem undotierten ist, resultiert daraus eine Weite d der Raumladungszone von:

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 U}{eN}}. \tag{3.4}$$

Dabei bedeuten:

U	$= U_{diff} + U_D$	Diffusions- und Betriebsspannung am Detektor,
N	$= \lvert N_D - N_A \rvert$	Ladungsträgerkonzentration der n-Zone,
ϵ_0	$= 8.8542 \times 10^{-12} \frac{As}{Vm}$	Elektrische Feldkonstante,
ϵ	$= 12.0$	Dielektrizitätskonstante für Silizium,
	$= 16.0$	Dielektrizitätskonstante für Germanium.

Wenn die Sperrspannung so hoch ist, daß die Weite der Raumladungszone gleich der Weite des undotierten Bereichs ist, ist dieser völlig verarmt *(fully depleted)*. Bei dickeren Detektoren sind p^+- und n^+-Zone klein gegen das undotierte Gebiet und man kann Raumladungszone und Detektordicke gleichsetzen.

Die Feldstärke fällt, wenn man gerade die Verarmungsspannung *(depletion voltage)* anlegt, über die Detektordicke linear bis auf 0 V/cm ab. Da aber im gesamten Detektorvolumen ein elektrisches Feld herrscht, kann man davon ausgehen,

daß im wesentlichen alle durch ein einfallendes ionisierendes Teilchen erzeugten Ladungsträger an den Kontakten gesammelt werden. Um eine homogenes Feld im Detektor zu erhalten, muß man die Arbeitsspannung allerdings so groß wählen, daß der lineare Abfall des Feldes dagegen vernachlässigbar klein wird.

Experimentell lässt sich die Verarmungsspannung nach G.Riepe und D. Protić [RIE 79] durch Bestrahlung mit γ- oder α-Teilchen bestimmen:
Von diesem Wert an geht die relative γ-Effizienz in Sättigung, und am Rückkontakt bekommt man erst jetzt Signale von den α-Teilchen, deren Auflösung sich knapp oberhalb der Verarmungsspannung stark verbessert, um dann weitgehend konstant zu bleiben. Aus der gemessenen Verarmungsspannung läßt sich dann nach Gleichung 3.4 die Störstellenkonzentration bestimmen.

3.1.5 Kapazität

Die Kapazität eines Halbleiterdetektors wird durch die Raumladungszone als Dielektrikum zwischen den leitenden Kontaktflächen der Größe A gebildet:

$$C = A\,\frac{\epsilon\epsilon_0}{d}, \tag{3.5}$$

wobei d die nach 3.4 berechnete Dicke der Raumladungszone ist. Wird der Detektor oberhalb der Verarmungsspannung betrieben, so ist d praktisch die Detektordicke.

3.1.6 Sperrstrom

Der Sperrstrom im Halbleiterdetektor besteht aus drei Komponenten (vgl. A. Kuhn [KUH 69]):

1. dem *Diffusionsstrom* der Minoritätsträger in den feldfreien Gebieten, die die Raumladungszone auf beiden Seiten begrenzen,

2. dem *Generationsstrom* der in der Raumladungszone erzeugten Ladungsträger und

3. dem *Oberflächenstrom* durch leitende Kanäle an der Oberfläche, die durch Chemiesorption oder Adsorption entstehen können.

Der Sperrstrom steigt im Regelfall mit steigender Spannung und fällt mit sinkender Temperatur.

3.1.7 Erzeugung von Ladungsträgern

Für die mittlere Energie w, die für die Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares benötigt wird, findet man experimentell folgende Werte:
Germanium $w = 2.98\,eV$,
Silizium $w = 3.61\,eV$.
Den Ionisationsmechanismus hat Shockley theoretisch beschrieben und dabei nach

G. Restelli und A. Rota [RES 68] folgende Gleichung für die mittlere Erzeugungsenergie aufgestellt:

$$w = E_i + rE_R + 2E_f. \tag{3.6}$$

Die einzelnen Beiträge sind

1. die *Ionisationsenergie* E_i, das ist die Energie, die zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares benötigt wird und mindestens so groß ist wie die Breite des verbotenen Bandes: $E_i \geq E_g$;

2. der *Energieübertrag auf das Gitter* rE_R in Form von Phononen durch Ladungsträger, die eine Energie größer als E_i haben. Der Faktor r kann dabei als mittlere Anzahl von Phononen je Ionisation aufgefaßt werden;

3. die *Restenergie* E_f, die jeder Ladungsträger am Ende des Ionisationsprozesses besitzt. Sie ist kleiner als E_i und reicht deshalb nicht mehr für weitere Ionisationen aus, sondern wird auch auf das Gitter übertragen.

Während das Modell die Paarerzeugungsenergie in Silizium recht gut annähert, sind die Abweichungen für Germanium ganz erheblich.

Ein einfallendes ionisierendes Teilchen, das die Energie E_0 im Detektor deponiert, erzeugt also im Mittel $\bar{N} = \frac{E_0}{w}$ Elektron-Loch-Paare. Die tatsächliche Zahl N der erzeugten Ladungen schwankt jedoch statistisch, und ihre Varianz gehorcht der Beziehung:

$$\overline{(N - \bar{N})^2} = F\bar{N}. \tag{3.7}$$

Der Fano-Faktor F wird von den Materialeigenschaften des Detektors und den Ionisationsmechanismen bestimmt. Durch die im Vergleich zu anderen Detektortypen hohe Zahl an erzeugten Ladungsträgern ist er für Halbleiterzähler recht klein. Man ermittelt für Germanium: $F = 0.15$.

Die Schwankungen in der Zahl der erzeugten Ladungsträger begrenzen das Energieauflösungsvermögen von Detektoren. Dieses wird umso schlechter, je großer der Fano-Faktor ist.

3.1.8 Rauschen

Neben den statistischen Schwankungen in der Zahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare ist es vor allem das Rauschen, das das Auflösungsvermögen der Detektoren limitiert. Man kann verschiedene Arten des Rauschens unterscheiden, die sich in der Praxis zu einem Gesamtrauschen überlagern:

1. *thermisches Rauschen:* Es entsteht durch Schwankungen in der Geschwindigkeit der Ladungsträger und die damit verbundene ungleichmäßige Ladungsverteilung. Seine Größe fällt mit sinkender Temperatur und steigt mit größerer Detektorkapazität.

2. *Generations- und Rekombinationsrauschen:* Wenn im Halbleiter generierte Ladungsträger vor dem Erreichen der Elektrode wieder rekombinieren oder an Fangstellen vorübergehend festgehalten werden, tragen sie zum Detektorrauschen bei.

3. *Schrotrauschen:* Es findet an den Übergängen statt und beruht auf der Diffusion von Ladungsträgern vom p- ins n-Gebiet und umgekehrt verbunden mit Generation und Rekombination. Die Spannungsschwankung steigt mit dem Sperrstrom und ist umgekehrt proportional zur Detektorkapazität.

4. *Oberflächenrauschen:* Wie in Abschnitt 3.1.6 erwähnt, können die Verhältnisse an der Detektoroberfläche Anlaß zu Oberflächensperrströmen geben. Wenn es zu Schwankungen dieses Sperrstromes kommt, liefert das einen Beitrag zum Rauschen. Abhilfe kann man durch die Verwendung einer zusätzlichen Elektrode, des Schutzrings *(Guardring)* auf dem Detektor schaffen, über den der Leckstrom abgeleitet wird. So wird der Einfluß des Oberflächenrauschens auf das Auflösungsvermögen reduziert.

3.1.9 Ortsauflösende Strukturen

Damit man mit einem Halbleiter-Detektor nicht nur eine Energie-, sondern auch eine genaue Ortsinformation erhalten kann, wird der Detektor mit Strukturen versehen, die eine Diode in mehrere, voneinander unabhängige Einzeldetektoren unterteilen. Das erreicht man dadurch, daß man Gräben so tief in die Diode einätzt, daß sie tiefer sind als die Dicke der implantierten Schichten, denn dann sind die einzelnen Segmente elektrisch voneinander getrennt. Beim Testen der ortsauflösenden Detektoren ist die Messung der Grabenwiderstände deshalb von elementarer Bedeutung. Bei Widerständen von $R \geq 1\,\mathrm{M}\Omega$ ist der Detektor für spektroskopische Zwecke einsetzbar. Der Grabenwiderstand erhöht sich mit steigender Detektorspannung, da sich die Raumladungszone dann noch in das dotierte Gebiet ausdehnen kann.

Eine weitere interessante Frage ist die nach dem Feldverlauf in den Gräben. Da sich ja hier keine leitende dotierte Schicht mehr befindet, sollte man eine Abweichung vom homogenen Feld erwarten. Es ist zu untersuchen, ob diese Inhomogenitäten zu toten Zonen und Verlusten bei der Ladungssammlung führen.

3.2 Bewegung der Ladungsträger im Halbleiterdetektor

3.2.1 Stromfluß im Halbleiter

Im Halbleiter erfolgt der Stromfluß immer durch Konvektion, also durch den Transport von Ladungsträgern. Man unterscheidet den *Driftstrom*, der durch die Bewegung der Ladungen im elektrischen Feld $\vec{E}$, und den *Diffusionsstrom*, der entsteht, wenn die Ladungsträgerkonzentration lokal erhöht wird und die erzeugten Ladungsträgeranhäufungen daraufhin infolge ihrer thermischen Energie zerfließen. Die Driftstromdichte für Elektronen ist gegeben durch:

$$\vec{i}_{E_n} = \rho_n \vec{v}_n, \qquad \text{mit } \rho_n = -n\,e \text{ und } \vec{v}_n = -\mu_n\,\vec{E}. \tag{3.8}$$

Für die Diffusionsstromdichte gilt:

$$\vec{i}_{D_n} = e\,D_n grad\,n. \tag{3.9}$$

Damit ergibt sich für die Gesamtkonvektionsstromdichten für Elektronen und Löcher:

$$\vec{i}_n = n\,e\,\mu_n\,\vec{E} + eD_n grad\,n, \tag{3.10}$$

$$\vec{i}_p = p\,e\,\mu_p\,\vec{E} - eD_p grad\,p. \tag{3.11}$$

Aus dem stromlosen Fall ($\vec{i}_n = 0$) erhält man hieraus die *Einstein-Beziehung* für die Diffusionskonstante:

$$D_n = \frac{kT}{e}\,\mu_n. \tag{3.12}$$

Im Halbleiterdetektor finden nach der Erzeugung der Ladungsträger sowohl eine Driftbewegung in Feldrichtung, als auch eine Diffusionsbewegung statt, deren Komponenten senkrecht zum angelegten Feld für eine gaussförmige Verteilung der an einem Punkt generierten Ladungen sorgen.

3.2.2 Kontinuitätsgleichung

Die allgemeine Kontinuitätsgleichung

$$div\,\vec{i} = -\frac{\partial\rho}{\partial t}, \qquad \text{mit } \vec{i} = \vec{i}_n + \vec{i}_p \text{ und } \rho = e(p-n) + eN. \tag{3.13}$$

wird oft in zwei Gleichungen für jede Ladungsträgerart zerlegt, wobei dann allerdings Generation und Rekombination in jeder Gleichung getrennt berücksichtigt werden müssen.
Man erhält für Elektronen

$$-\frac{1}{e}div\,i_n + R - G = -\frac{\partial n}{\partial t}, \tag{3.14}$$

und für Löcher

$$\frac{1}{e}div\,i_p + R - G = -\frac{\partial p}{\partial t}. \tag{3.15}$$

3.2.3 Auswirkungen der Diffusion im Detektor

Wenn im Halbleiterdetektor durch ein einfallendes ionisierendes Teilchen an einem Ort Ladungsträger erzeugt werden, werden sie durch das elektrische Feld getrennt: Die Elektronen driften ins n^+-Gebiet und die Löcher ins p^+-Gebiet. Gleichzeitig findet jedoch auch eine Diffusionsbewegung senkrecht zum elektrischen Feld statt. Das führt dazu, daß die Ladungsträger die Kontakte nicht punktförmig erreichen, sondern eine gaußsche Verteilung haben.

Den Erzeugungsprozeß kann man als räumlich und zeitlich begrenzte Injektion von Ladungsträgern auffassen. Für die Bewegung senkrecht zum elektrischen Feld gelten dann – zum Beispiel für die Elektronen – die Gleichungen 3.14 und 3.9. Wenn man zusätzlich berücksichtigt, daß die Driftzeiten im Detektor klein gegen die Lebensdauer der Überschußladungsträger sind, kann man die Rekombination

vernachlässigen und die Kontinuitätsgleichung 3.14 mit 3.9 nach Müller [MÜL 87] schreiben als:

$$\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} = \frac{1}{D_n}\frac{\partial n}{\partial t}. \tag{3.16}$$

Wenn $N_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} n\,dx$ die gesamte generierte Ladung pro Flächeneinheit ist, erhält man als Lösung:

$$n = \frac{N_0}{2}\frac{1}{\sqrt{\pi D_n t}}\exp\left(-\frac{x^2}{4D_n t}\right). \tag{3.17}$$

Eine analoge Gleichung erhält man für die Bewegung der Löcher. Das Ergebnis ist eine Gaußkurve mit der Standardabweichung:

$$\sigma = \sqrt{2 D_n t}. \tag{3.18}$$

Dabei ist t gerade die Zeit, die die Ladungsträger benötigen, um die Strecke s vom Ort ihrer Entstehung zur Detektoroberfläche zurückzulegen, $t = \frac{s}{v_n}$, und hängt damit von der Driftgeschwindigkeit ab. Die Diffusionskonstante D_n ist nach 3.12 eine Funktion der Temperatur T und – wie die Driftgeschwindigkeit auch – der Beweglichkeit μ_n. Diese ist selbst wieder stark abhängig von der Temperatur und dem elektrischen Feld im Halbleiter, also der angelegten Detektorspannung U_D.

Im nächsten Abschnitt wird beschrieben, wie man durch die Veränderung der Parameter U_D und T die Aufweitung der Ladungsträger beeinflussen kann.

3.2.4 Einfluß von Spannung und Temperatur auf die Diffusionsbewegung

Die Definitionsgleichung der Beweglichkeit stellt die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der elektrischen Feldstärke dar:

$$\vec{v}_D = \mu(\vec{E}, T)\vec{E}. \tag{3.19}$$

Die Beweglichkeit ist hiernach selbst eine Funktion der Temperatur des Materials und des elektrischen Feldes, da die verschiedenen Wechselwirkungsmechanismen der Ladungsträger mit dem Material je nach Temperatur und Feldstärke unterschiedliche Rollen spielen.

Nach Alberigi Quaranta et al. [ALB 68] unterscheidet man Wechselwirkungen der Ladungsträger

1. mit dem Gitter unter Austausch akustischer Phononen,
2. mit dem Gitter unter Austausch optischer Phononen,
3. mit anderen Ladungsträgern,
4. ionisierten und neutralen Verunreinigungen,
5. Fehlstellen im Kristallgitter.

In hochreinem Material ($|N_A - N_D| \leq 10^{13}$) sollten allerdings nur die ersten beiden Punkte einen wesentlichen Einfluß haben.

Die Beweglichkeit ist im Bereich kleiner Felder ($0-20\,\frac{V}{cm}$ für Germanium bei $T = 77\,\mathrm{K}$) unabhängig von der Feldstärke, bei mittleren Feldern ($20-80\,\frac{V}{cm}$) verhält sie sich wie $\mu \propto (1-\beta E^2)$ und bei hohen ($\geq 80\,\frac{V}{cm}$) wie $\mu \propto E^{-1}$. Bei hohen Feldstärken konvergiert die Driftgeschwindigkeit also gegen eine Sättigungsgeschwindigkeit, die in etwa der thermischen Geschwindigkeit freier Elektronen entspricht.

Die Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit ist von DeLaet et al. [LAE 72] mit einer Probe hochreinen Germaniums ($|N_A - N_D| \approx 10^{11} cm^{-3}$) gemessen worden: Im Temperaturbereich $80\,\mathrm{K} \leq T \leq 300\,\mathrm{K}$:

$$\mu_n = 4.90 \times 10^7 \times T^{-1.66}, \tag{3.20}$$
$$\mu_p = 1.05 \times 10^9 \times T^{-2.33}. \tag{3.21}$$

Im Temperaturbereich $10\,\mathrm{K} \leq T \leq 80\,\mathrm{K}$:

$$\mu_n = 2.65 \times 10^7 \times T^{-1.5}, \tag{3.22}$$
$$\mu_p = 2.55 \times 10^7 \times T^{-1.5}. \tag{3.23}$$

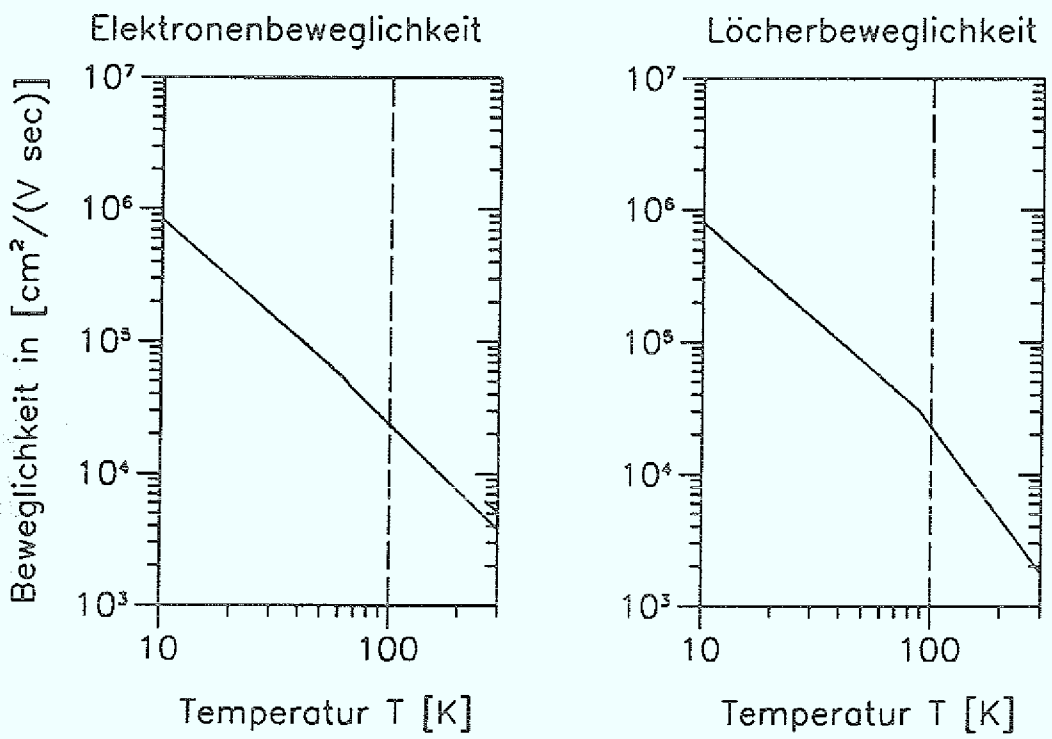


Abbildung 3.4: Elektronen- und Löcher-Beweglichkeit in Germanium in Abhängigkeit von der Temperatur (nach DeLaet et al.)

Bei tiefen Temperaturen sind Elektronen- und Löcherbeweglichkeit in etwa gleich. Das liegt daran, daß hier die Wechselwirkung der Ladungsträger mit dem Gitter

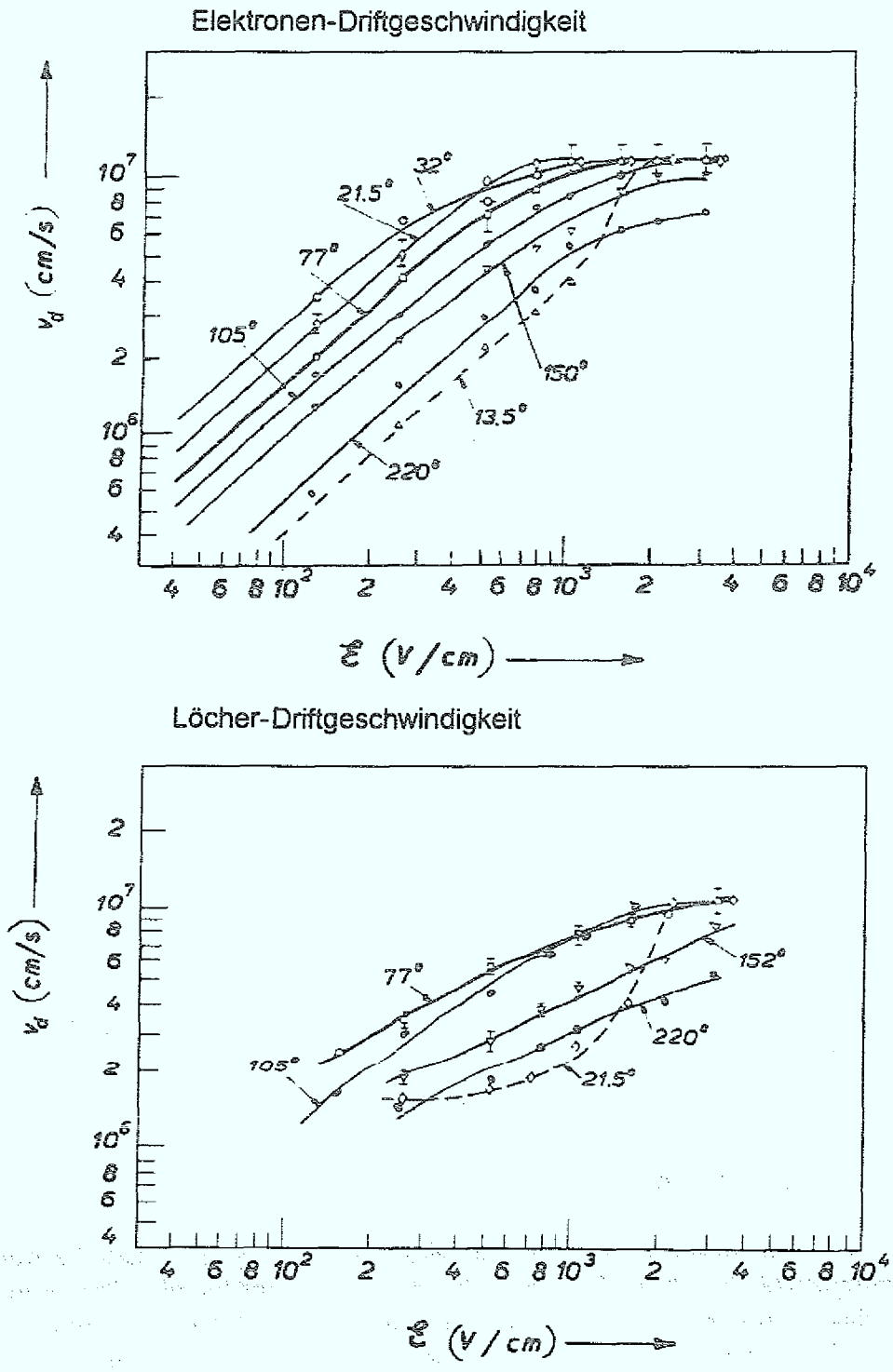


Abbildung 3.5: Driftgeschwindigkeit für Elektronen und Löcher in Germanium in Abhängigkeit vom elektrischen Feld bei verschiedenen Temperaturen (nach Alberigi Quaranta et al.)

der dominierende Prozeß ist, während man den Einfluß der anderen Faktoren vernachlässigen kann. Für diesen ist die $T^{-1.5}$-Abhängigkeit der Beweglichkeit charakteristisch (siehe [LAE 72]). Bei Temperaturen über 80K tragen auch die anderen Wechselwirkungsmechanismen bei und bedingen Abweichungen von der $T^{-1.5}$-Abhängigkeit.

Mit diesen Daten kann man nun die Größe der Diffusionsbewegung berechnen. Abbildung 3.6 zeigt die Ergebnisse an einem Beispiel. Dabei sind die Detektordicke und die Temperatur so gewählt, daß sie den Bedingungen beim *Quirl*-Detektor entsprechen.

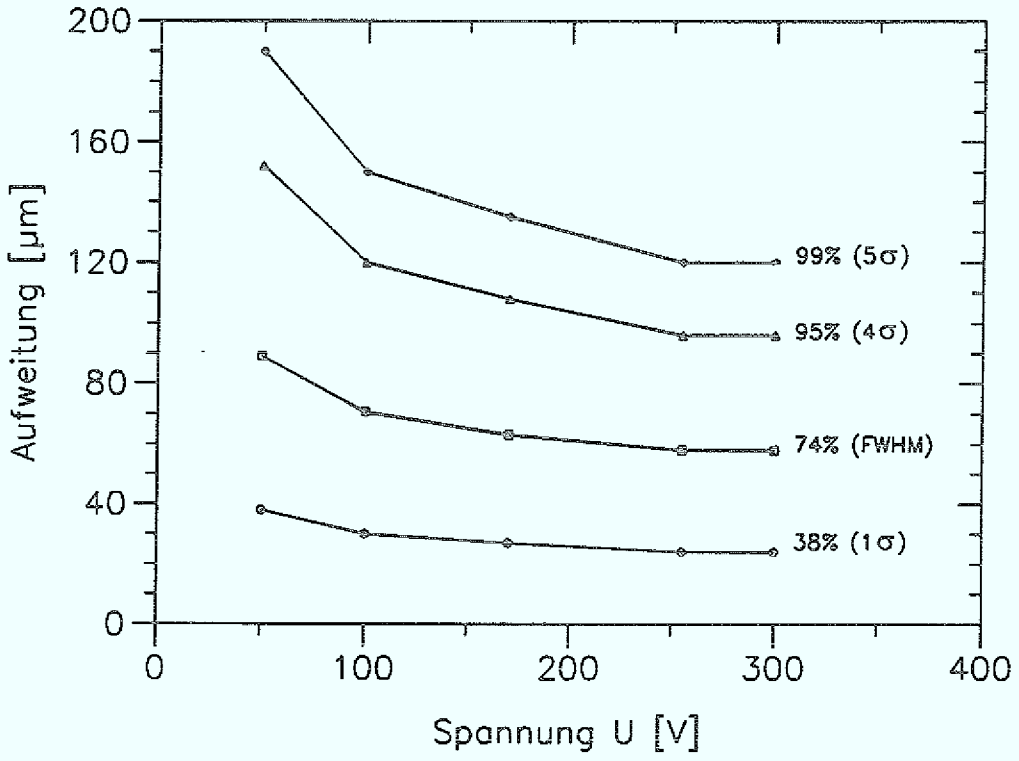


Abbildung 3.6: Standardabweichung der Diffusionsbewegung von Elektronen in 1.7 mm Germanium bei 77 K in Abhängigkeit von der Detektorspannung

3.2.5 Signalaufspaltung

Bei einem ortsauflösenden Halbleiterdetektor kann es passieren, daß die Aufweitung der Ladungsträger aufgrund der oben beschriebenen Diffusionsbewegung in die gleiche Größenordnung kommt wie die Abmessungen der Struktur. Dann werden die an den Elektroden ankommenden Ladungsträger unter Umständen nicht auf einem Segment gesammelt, sondern auf zwei oder mehreren. Man erhält dann Signale auf mehreren Segmenten, deren Impulshöhe dem Anteil an der insgesamt erzeugten Ladung entspricht, der an dem jeweiligen Segment ausgelesen worden ist. Die Größenordnung, bei der man mit aufgeteilten Signalen rechnen muß, läßt sich aus Abbildung 3.6 erkennen: Hat die durch Diffusion entstandenen Gaußverteilung der

Ladungsträger die Standardabweichung σ, so werden in einer 5σ-Umgebung 99% der erzeugten Ladungsträger gesammelt. Also wird der Einfall eines ionisierenden Teilchens, das alle Elektron-Loch-Paare zentral unterhalb eines Streifen der Breite 5σ erzeugt, ein Signal ergeben, das den Energieverlust im Detektor korrekt wiedergibt. Teilchen, die den Streifen nicht genau in der Mitte treffen, werden dagegen von mindestens zwei Streifen registriert.
Beträgt die Streifenbreite nur 4σ oder weniger, so muß man damit rechnen, daß mindestens 5% der erzeugten Ladungsträger von einem Streifen nicht erfaßt werden, sodaß man in keinem Fall ein dem Energieverlust des ionisierenden Teilchens entsprechendes Signal bekommt. Wenn man annimmt, daß keine Ladungsverluste, zum Beispiel in den Gräben, auftreten, muß die Summe aller von einem Ereignis stammenden Signale eine Impulshöhe haben, die der gesamten Energiedeposition des ionisierenden Teilchens entspricht.

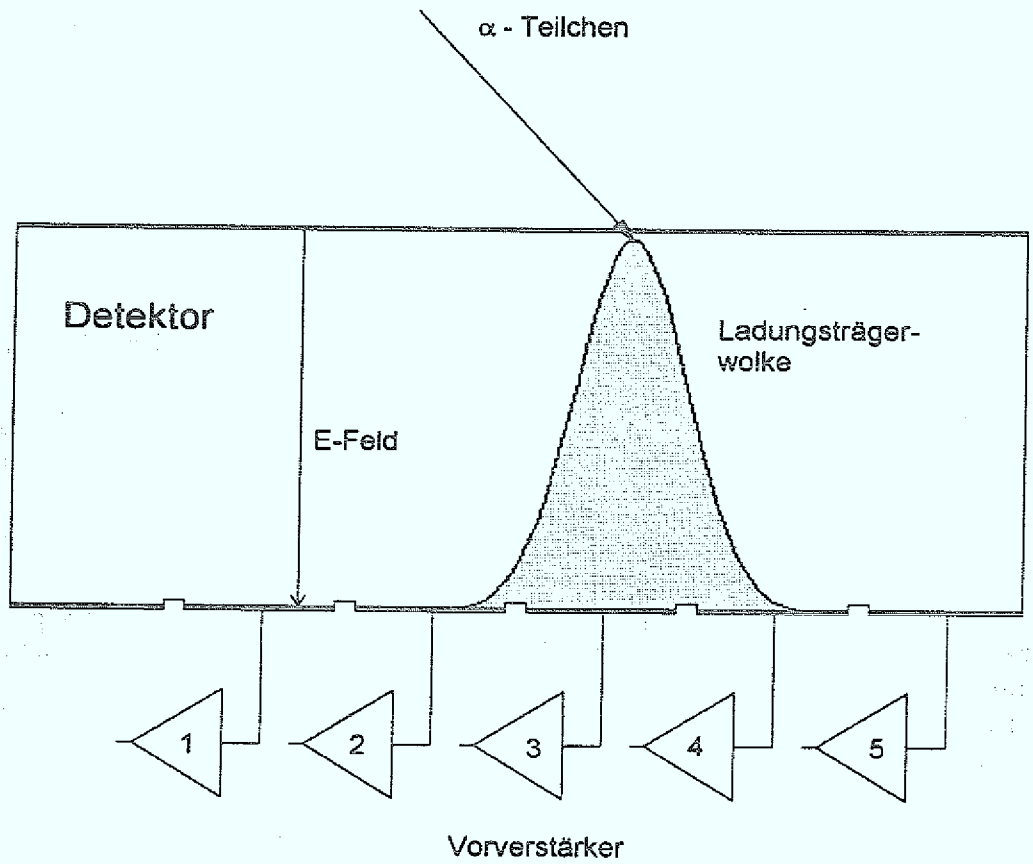


Abbildung 3.7: Signalaufspaltung auf drei Streifen beim Nachweis eines α-Teilchens, das nur eine Eindringtiefe von wenigen μm in Germanium hat, auf der Rückseite des Detektors

Kapitel 4

Herstellung ortsempfindlicher HPGe-Detektoren

4.1 Das Verfahren

Im *Zählerlabor des Instituts für Kernphysik* in der KFA Jülich werden seit längeremn ortsauflösende Halbleiter-Detektoren aus hochreinem Germanium hergestellt. Das Verfahren ist ausführlich von G.Riepe, D. Protić und A. Hamacher beschrieben worden ([RIE 79], [PRO 85] und [HAM 90]). Auch der *Quirl*-Detektor ist auf diese Weise gefertigt worden. Die einzelnen Schritte sind in Abbildung 4.1 schematisch dargestellt.

Sowohl der p^+- als auch der n^+-Kontakt werden durch Ionenimplantation mit Bor beziehungsweise Phosphor hergestellt, jedoch kann je nach Anforderung an den Detektor der n^+-Kontakt auch durch Lithiumdiffusion erzeugt werden. Der implantierte Kontakt hat aber einige Vorteile: Man erhält auf beiden Seiten sehr kleine tote Zonen von weniger als $0.3\,\mu$m (nach [HAM 90]), was besonders wichtig ist, wenn man auf beiden Seiten des Detektors Signale von ortsauflösenden Strukturen abnehmen möchte. Ferner müssen die Detektoren nicht ständig gekühlt werden, was Lagerung und Transport wesentlich erleichtern kann. Außerdem sind sie wesentlich resistenter gegen das Ausheizen zur Behebung von Strahlenschäden.

Die Prozeßschritte (4) bis (8) in Abbildung 4.1 werden zuerst auf der p^+- und dann auf der n^+-Seite durchgeführt. Nach der Montage in der Halterung wird der Detektor dann auf beiden Seiten gebondet.

Im nächsten Abschnitt wird das Verfahren am Beispiel der Herstellung des *Quirl*-Detektors näher erläutert.

4.2 Herstellung des Quirl-Detektors

4.2.1 Das Material

Das Ausgangsmaterial ist hochreines Germanium mit einer Störstellenkonzentration von $N_D - N_A = 0.56 \times 10^{10}$ laut Herstellerangaben der Firma *Tennelec*. Zunächst

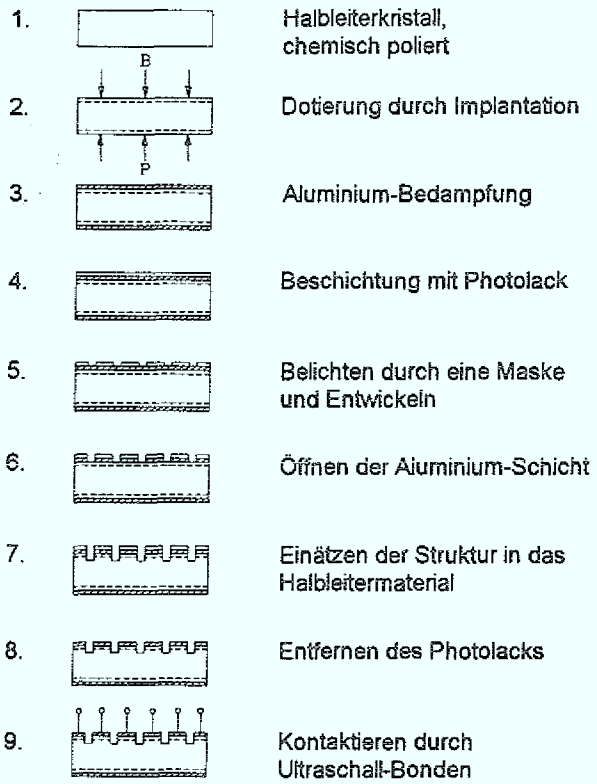


Abbildung 4.1: Herstellung ortsempfindlicher Germanium-Detektoren nach A. Hamacher, D. Protić und G. Riepe

wird in den Germaniumstab vom Durchmesser 63 mm ein Loch von 3 mm gebohrt. Danach werden mehrere Scheiben mit einer Dicke von etwa 2 mm abgesägt.

Diese müssen nun planparallel geläppt werden. Dazu verwendet man Aluminiumoxid (Al_2O_3) mit den Korngrößen 15 μm und 9 μm. Die Scheibe wird danach mit destilliertem Wasser abgespült, anschließend läßt man sie trocknen.

Danach folgt ein Reinigungsprozeß, der nach allen folgenden Arbeitsgängen wiederholt wird: Die Scheibe wird mehrere Minuten in einer Lösung aus Salpetersäure (HNO_3), Flußsäure (HF) und Essigsäure (CH_3COOH) im Verhältnis 15:2:3 geätzt. Mit dieser Lösung erhält man makroskopisch sehr glatte Oberflächen. Für mikroskopisch ebenere Oberflächen nimmt man besser nur Salpeter- und Flußsäure im Verhältnis 4:1. Danach wird die Scheibe mit destilliertem Wasser gespült und getrocknet. Dieser Vorgang wird solange wiederholt, bis keine Partikel mehr auf dem Germanium zu sehen sind.

Wenn die Scheibe sauber ist, ist sie für die Implantation vorbereitet.

4.2.2 Ionen-Implantation und Aluminium-Bedampfung

Die Ionen-Implantationsanlage des Zählerlabors ist ausführlich bei Schaub [SCH 92] beschrieben. Die Dotierungsatome werden zunächst in der Ionenquelle ionisiert,

durch eine Blende extrahiert und durch ein elektrostatisches Feld beschleunigt und fokussiert. Dann erfolgt die Beschleunigung auf die gewünschte Energie. Durch Ablenkung im Magnetfeld werden die verschiedenen Ionensorten nach ihrer Masse separiert und aussortiert. Mit einem Ablenksystem kann man den Ionenstrahl rasterförmig über die zu implantierende Halbleiterscheibe in der Targetkammer führen. Zuerst wird die Phosphor-Implantation in zwei Stufen durchgeführt:

(1) Energie: 50 kV Dosis: $10^{13}\,\mathrm{cm}^{-2}$,
(2) Energie: 15 kV Dosis: $10^{14}\,\mathrm{cm}^{-2}$.

Bei 50 keV haben die Phosphorionen eine Eindringtiefe von etwa 40 nm in Germanium. Um Strahlenschäden zu vermeiden, implantiert man bei dieser Energie nur mit niedrigeren Dosen. Um an der Oberfläche dennoch eine für die Kontaktierung mit Aluminium ausreichende Dotierungskonzentration zu erhalten, erfolgt die zweite Implantation bei 15 kV, was einer Reichweite von ungefähr 15 nm entspricht.

Danach wird die Germaniumscheibe für eine halbe Stunde auf 400° C erhitzt, um die Phosphorionen elektrisch zu aktivieren.

Auf die so entstandene n^+-Seite wird jetzt eine Schicht von 400 nm Aluminium aufgedampft: Dazu wird die Germaniumscheibe in eine Vakuumkammer gelegt, die auf $p \leq = 10^{-5}$ mbar evakuiert wird. In einem Tantal- oder Wolfram-Schiffchen befindet sich das Aluminium, das auf etwa 2000° C erhitzt wird, dadurch verdampft und sich auf dem Germanium als amorphe Schicht niederschlägt.

Nun wird die zweite Seite gereinigt und ist danach fertig zur Implantation. Dabei wird die n^+-Seite mit säureresistentem Klebeband geschützt. Die Bor-Implantation findet mit anderen Parametern statt:

(1) Energie: 25 kV Dosis: $10^{13}\,\mathrm{cm}^{-2}$
(2) Energie: 17 kV Dosis: $5 \times 10^{14}\,\mathrm{cm}^{-2}$

Sowohl die mittlere als auch die maximale Reichweite der leichteren Borionen ist in Germanium mit 60 nm bei 25 keV viel größer als die der Phosphorionen. Wegen der großen Eindringtiefe wird die Implantation unter einem Winkel von 7° durchgeführt, um tiefes Eindringen der Ionen durch Drift in zwischenatomaren Kanälen (*Channeling*) zu vermeiden. Außerdem verursacht Bor wesentlich geringere Gitterdefekte, weshalb man mit höheren Dosen implantieren kann. Nach der Bor-Implantation muß nicht getempert werden, weil Borionen nach der Implantation direkt elektrisch aktiv sind. Auch die p^+-Seite wird nun mit 400 nm Aluminium bedampft.

In diesem Stadium sind erste Tests nötig, ob aus der Germaniumscheibe eine Diode geworden ist. Dazu erfolgt der Einbau in einen Kryostaten zur Messung der Kennlinien. Entsprechen die Kennlinien den Anforderungen, so kann man mit dem Aufbringen der Struktur beginnen.

4.2.3 Die Photolithographie

Der Prozeß der Photolithographie gliedert sich in drei Schritte:

1. Aufbringen des Photolacks

2. Belichten durch eine Photomaske

3. Entwickeln

Der verwendete Photolack ist im ultravioletten Spektralbereich am empfindlichsten, weshalb alle Arbeiten bei Gelblicht durchgeführt werden können.

Zuerst benötigt man eine Photomaske. Sie besteht aus einer Glasscheibe mit einer Chromschicht, auf die die Struktur im *Institut für Schicht- und Ionentechnik (ISI)* im *Forschungszentrum Jülich* mit einem Elektronenstrahlschreiber übertragen worden ist. Von ihr werden zunächst – ebenfalls durch Photolithographie – Tochtermasken angefertigt, die dann zur Belichtung verwendet werden.

Vor der Lithographie wird die Germaniumdiode für etwa 30 Minuten auf 90° C erhitzt, um die Feuchtigkeit zu reduzieren.
Dann erfolgt das Auftragen des Photolacks mit der Schleudertechnik: Die Germaniumscheibe liegt auf einem drehbar gelagerten Teller und wird dort mit Unterdruck festgesaugt. Der Lack wird vorsichtig auf die Scheibe geträufelt. Dann wird die Lackschleuder mit Drehzahlen von 3000 bis 5000 Umdrehungen pro Minute in Bewegung gesetzt. Daraufhin wird der Lacktropfen durch die Zentrifugalkraft zu einer homogenen Schicht auseinandergezogen.

Wegen des zentralen Lochs ist diese Technik beim *Quirl*-Detektor besonders schwierig, denn der Photolack kann sich im Loch ansammeln und wird erst im Laufe der Zeit aus diesem herausgetrieben. Das führt dann dazu, daß die Lackschicht in der Umgebung des Lochs dicker ist als weiter außen, oder dicke Lackflecken auf der Diode verbleiben. Man muß daher den Lack in Aceton verdünnen und so auftragen, daß er zwar etwas über den Rand des Lochs hinausragt, aber trotzdem nicht hineinläuft.

Zum Trocknen des Lacks wird die Germaniumscheibe wieder für 30 Minuten auf $90°C$ erhitzt. Dann wird die Maske auf die Diode gelegt und in der Belichtungsmaschine mit UV-Licht bestrahlt.

Nun folgt die Entwicklung in einprozentiger Kaliumhydroxidlösung. Da positiver Photolack verwendet wird, lösen sich die belichteten Stellen nach einigen Minuten ab. Anschließend wird die Germaniumdiode wieder abgespült.

Jetzt gilt es noch zu prüfen, ob bei der Belichtung die Struktur von der Maske originalgetreu auf die Diode übertragen wurde, und ob der Lack sich überall an den belichteten Stellen vollständig abgelöst hat, ohne Verbindungen zwischen den Streifen in den Gräben zurückzulassen.

Danach kann die Struktur ins Germanium übertragen werden.

4.2.4 Das Ätzen

Zuerst muß an den entwickelten Stellen die Aluminiumschicht entfernt werden. Dazu wird die Germaniumscheibe etwa 10 Minuten lang in Aluminium-Löser auf der Basis von Phosphorsäure getaucht, wobei der Ablösevorgang im Ultraschallbad beschleunigt werden kann. Im Bereich des Guardrings wird die Aluminiumschicht zusätzlich mit Klebeband geschützt.

Da Aluminium durch Plasmaätzen mit Schwefelhexafluorid (SF_6) nicht angegriffen wird, kann man es als Maske für das SF_6-Ätzen bunutzen. Die Gräben werden dadurch so tief in das Germanium geätzt, daß sie tiefer sind als die Dicke der

p^+- beziehungsweise n^+-Kontakte. So werden die einzelnen Segmente voneinander separiert und zu unabhängigen Dioden. Aufgrund der unterschiedlichen Implantationsprofile bei Bor und Phosphor sind unterschiedliche Grabentiefen erforderlich: Während auf der n^+-Seite 8μm ausreichen, braucht man auf der p^+-Seite 15μm. Da beim Plasmaätzen die Ätzwirkung nicht nur in die Tiefe, sondern im Verhältnis 3:1 auch lateral geht, haben sich die Gräben auf der p^+-Seite von 15.4 μm auf 24.7 μm und auf der n^+-Seite von 15.3 μm auf 22.2 μm verbreitert.

In der Arbeit von R. Kinast [KIN 93] ist der Einfluß des Plasmaätzens auf den Grabenwiderstand beim borimplantierten p^+-Kontakt untersucht worden. Dabei sind folgende Ergebnisse erzielt worden:

1. Bei einem p^+n-Übergang muß die Grabentiefe mindestens 14 μm betragen, damit schon bei kleinen Sperrspannungen ($U \approx 50$ V) eine für spektroskopische Zwecke hinreichende Grabentrennung erreicht wird, obwohl theoretisch die Eindringtiefe der Borionen bei den gewählten Implantationsparametern 1 μm nicht überschreiten sollte.

2. Die durch das Plasmaätzen verursachten Schäden haben einen negativen Einfluß auf den Grabenwiderstand.

3. Die laterale Ätzwirkung beim Plasmaätzen limitiert die minimal herstellbare Grabenbreite und setzt damit eine Grenze für die Herstellung von Detektoren mit sehr feinen Strukturen.

4. Es wird eine Verringerung der Eindringtiefe der Borionen durch Reduzierung der Implantationsenergie oder durch schrägen Einschuß der Ionen empfohlen.

5. Eine Verringerung der Eindringtiefe kann bedeuten, daß man die Gräben nicht mehr so tief ätzen muß, wodurch die Ätzzeiten und damit die Strahlenschäden und die Grabenbreite reduziert werden können.

Falls nach der SF_6-Behandlung noch Photolackreste auf dem Detektor verblieben sind, werden diese durch Plasmaätzen mit O_2 oder mit Aceton entfernt. Oberflächendefekte durch das SF_6-Ätzen werden durch vorsichtiges chemisches Ätzen entfernt.

4.2.5 Das Ultraschall-Bonden

Durch das Bonden werden die Kontakte des Detektors mit den Signalleitungen verbunden. Vorher muß er jedoch in seiner Halterung montiert werden. Die Halterung für den *Quirl*-Detektor und der Einbau werden im nächsten Kapitel ausführlich beschrieben.

Beim Bonden wird ein 25μm dicker Aluminiumdraht über eine höhenverstellbare Nadel geführt. Wenn man den Detektor richtig positioniert hat, senkt sich auf Knopfdruck die Nadel automatisch ab. Bei Berührung mit dem Material wird ein Ultraschall-Impuls von definierter Energie und Dauer ausgelöst, der die Gitteratome an der Oberfläche des Detektors derart zu Schwingungen angeregt, daß der Bonddraht mit ihr verschweißt wird. Den gleichen Vorgang wiederholt man, um das andere Ende des Bonddrahts auf der Signalleitung zu befestigen.

Kapitel 5

Testanordnung für den Germanium-Quirl

5.1 Der Test-Kryostat

Bei der Herstellung des *Quirl*-Detektors sind an die im letzten Kapitel beschriebene Technologie sehr hohe Anforderungen gestellt worden. Die große Feinheit der Struktur mit dem extrem kleinen Pitch in der Nähe des Lochs verlangt Gräben in einer Größenordnung von $20\,\mu$m, was etwa halb so breit ist wie bei bisherigen Detektoren. Deshalb ist es von Interesse, einen Prototypen ausführlich zu erproben, um die gewonnenen Erkenntnisse in die Fabrikation weiterer *Quirl*-Dioden einfließen zu lassen.

Weil sich der in Kapitel 2.2 beschriebene Kryostat für das Experiment noch in der Herstellung befindet, ist ein im Labor befindlicher Kryostat, der früher für andere Experimente verwendet worden ist, für die Tests des *Quirl*-Detektors umgebaut worden. Abbildung 5.1 zeigt den modifizierten Test-Kryostaten, bei dem lediglich der Kühlkörper und drei Flansche für die Vakuumdurchführungen neu gefertigt werden mußten. Die Testanordnung bietet die Möglichkeit, den *Quirl*-Detektor in seiner endgültigen Halterung, die auch später im Experiment-Kryostaten verwendet wird, einzubauen. Dadurch lassen sich einerseits Erfahrungen bezüglich der Montage der Diode in der Halterung machen, andererseits ist im Bedarfsfall ein Umbau vom einen in den anderen Kryostaten möglich. In den Test-Kryostaten wird der *Quirl* so eingebaut, daß seine p^+-Seite mit ionisierender Strahlung aus einer kollimierten α-Quelle beschossen werden kann. Der Kollimator läßt sich von außen mit einer Schiebedurchführung in horizontaler Richtung bewegen.

Damit erlaubt der Versuchsaufbau die Untersuchung des *Quirl*-Detektors im Hinblick auf seine elektrischen Eigenschaften wie Sperrstrom und Grabenwiderstand, sein Auflösungsvermögen und die Aufteilung von Detektorsignalen auf mehrere Streifen. Auch die im Abschnitt 2.2 angesprochenen Vakuumdurchführungen mit Ringen aus Kaptonfolie zwischen VITON-Dichtungen sind hier eingesetzt worden. In Bezug auf ihre mechanische Belastbarkeit während der Montage, Vakuumdichtigkeit, Wärmeleitung und Kontaktierung sowohl am Detektor als auch mit Steckern außerhalb des Kryostaten konnten Erfahrungen gesammelt werden. Zur Auswertung der

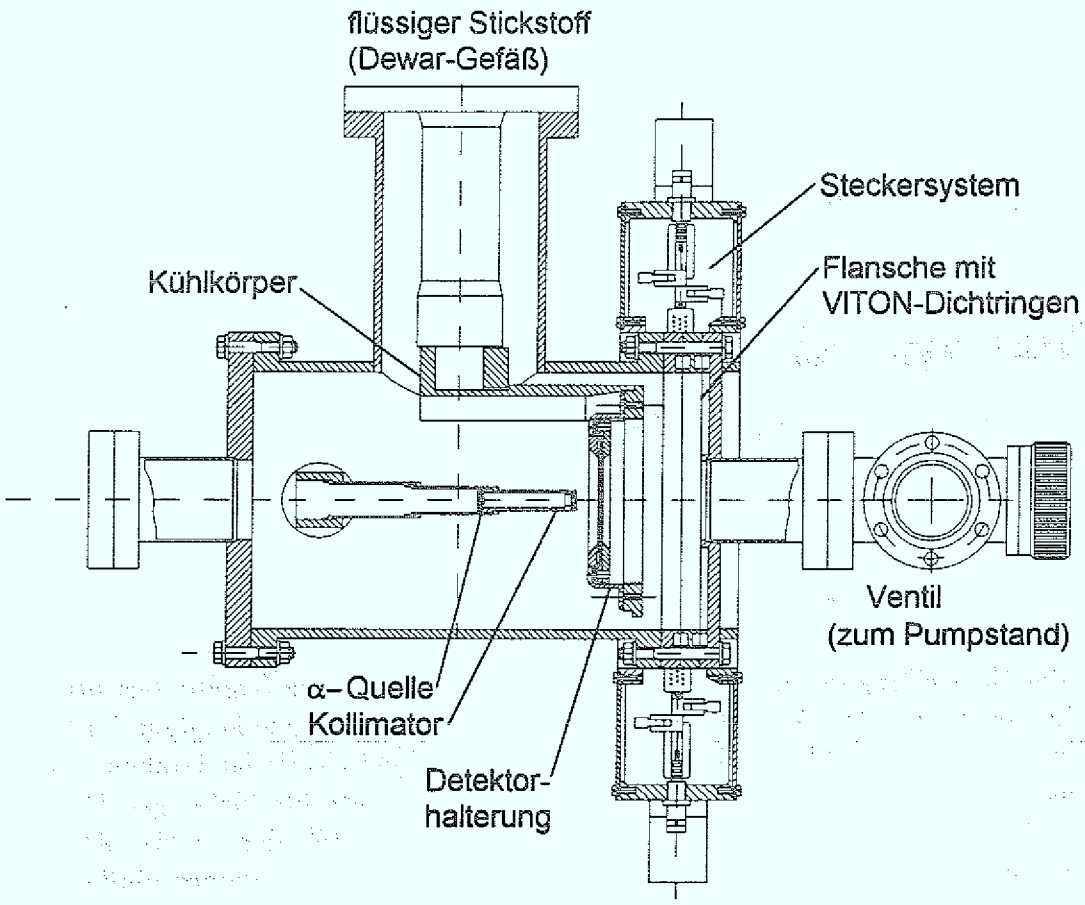


Abbildung 5.1: Test-Kryostat für den *Quirl*-Detektor

Detektorsignale kann die analoge und digitale Datenauslese (Vorverstärker, Linearverstärker, ADCs und Datenerfassung), die auch später im Experiment Verwendung finden soll, zumindest teilweise angeschlossen und erprobt werden.

5.2 Vakuum und Kühlung

Der Kryostat wird zum Evakuieren über das Ventil an einen Pumpstand mit einer Vorpumpe und einer Turbomolekularpumpe mit einer Saugleistung von 200 l/s angeschlossen. Wenn ein Druck von etwa 10^{-6} mbar erreicht ist, kann der Detektor gekühlt werden. Dazu wird ein Dewar-Gefäß mit flüssigem Stickstoff oben auf den Kryostaten aufgesetzt (siehe Abbildung 5.1). Die Temperatur kann mit einem temperaturempfindlichen Widerstand (PT 100) gemessen werden, der in einem kleinen Loch am Ende des Kühlfingers angebracht ist, und dessen Kontakte über eine separate, in der Abbildung 5.1 nicht eingezeichnete Vakuumdurchführung nach außen führen.

Nachdem der Detektor abgekühlt ist, kann die im oberen Teil des Kryostaten angebrachte Ionengetterpumpe mit einer Saugleistung von 20 l/s eingeschaltet und

das Ventil zur Turbopumpe geschlossen werden. Der Kryostat kann dann vollständig vom Pumpstand abgetrennt werden und ist so transportabel.

5.3 Quelle und Kollimator

Als Testpräparat ist eine ^{244}Cu-Quelle mit einer Aktivität von 13.6 μCi ausgewählt worden. ^{244}Cu zerfällt zu praktisch 100% als α-Strahler in ^{240}Pu mit einer Halbwertszeit von 17.85 Jahren. Die α-Teilchen haben Energien von $E_{\alpha 0}$ = 5.805 MeV (76.4%) und $E_{\alpha 43}$ = 5.765 MeV (23.6%). Das Präparat ist offen auf einem Träger aufgebracht, der Quellendurchmesser beträgt etwa 3 mm.

Die optimale Energieauflösung von α-Teilchen in Germanium-Detektoren ist durch Selbstabsorption in der Quelle, durch Energieverlust in der toten Zone der Aluminiumschicht, Verluste im Halbleitermaterial aufgrund von Stößen mit den Germaniumkernen und durch den Fano-Faktor auf 10 keV begrenzt. Das würde aber schon eine saubere Trennung der beiden ^{244}Cu-Linien erlauben.

Für die Messungen bezüglich der Signalaufspaltung bietet die Curium-Quelle mehrere Vorteile:

1. Ein α-Spektrum zeigt scharf definierte Peaks ohne kontinuierliche Anteile, wie sie in β- oder γ-Spektren vorkommen.

2. Die Eindringtiefe der α-Teilchen beträgt 20 μm in Germanium. Die Ionisation erfolgt also praktisch punktförmig direkt unterhalb des Eintrittskontaktes. Der Weg, den die erzeugten Ladungen zum Rückkontakt zurücklegen müssen, entspricht daher etwa der Detektordicke. Daher beobachtet man an den Rückkontakten Spektren, bei denen der Einfluß von Diffusionseffekten maximal ist, während an den Frontkontakten Spektren zu erwarten sind, bei denen dies keine Rolle spielt.

3. Durch die recht großen Signale der α-Teilchen erhält man auch bei starken Störpulsen durch Mikroplasmen, Mikrophonie oder über die Hochspannungszuleitungen eingestreute Frequenzen noch ein ausreichendes Signal-zu-Rausch-Verhältnis, sodaß sich selbst die Signale gut messen lassen, die durch Aufteilung der generierten Ladungen auf mehrere Segmente eine kleinere Amplitude haben.

Da Effekte untersucht werden sollen, die von der Breite der Struktur des Detektors abhängen, diese aber entlang einer Spirale des *Quirls* variiert, ist es notwendig, die Quelle zu kollimieren, um den Detektor nur an einer Stelle, also bei definiertem Pitch, zu bestrahlen. Um dabei die Zählrate nicht zu klein werden zu lassen, sollte die Quelle so nah wie möglich an den Detektor gebracht werden. Die realisierten Abstände kann man Tabelle 5.1 entnehmen.

Um mehrere Streifen bei unterschiedlichem Pitch untersuchen zu können, ist der Kollimator an einer Schiebedurchführung befestigt, mit der man von außen die Kollimatorposition mit einer Mikrometerschraube horizontal verschieben kann.

Abmessungen des Kollimators		
Abstand	Quelle - Blende	50 mm
	Blende - Detektor	8 mm
Durchmesser	der Quelle	3 mm
	der Blende	1 mm
	des Strahlflecks	1.7 mm

Tabelle 5.1: Abmessungen des Kollimators und der α-Quelle

5.4 Herstellung der Vakuumdurchführungen

Das Ausgangsmaterial für die Leiterbahnen besteht aus KAPTON-Polyimidfolie, auf die eine Schicht Kupfer aufgeklebt ist. Im *Zentralinstitut für Elektronik (ZEL)* im Forschungszentrum Jülich ist zunächst ein Photoplot der gewünschten Leitungsstruktur mit vier Bändern zu je 50 Signalleitungen und einer zusätzlichen Leitung für den Anschluß des Guardrings angefertigt worden. Diese ist dann freundlicherweise von der Firma *DuPont*, die auch Herstellerin der KAPTON-Polyimidfolie ist, mit einem chemischen Ätzverfahren auf die Folie übertragen worden. Eine zweite Folie, die nur mit Acrylkleber beschichtet ist, ist dann, ebenfalls noch bei *DuPont*, bei einer Temperatur von etwa 200° C und einem Druck von ungefähr 20 bar auf die Folie mit den Kupferleitungen aufgeklebt worden. In der Mitte liegen allerdings die Leiterbahnen offen, da hier ja der Detektor durch Bonden kontaktiert werden muß. Die Schichtdicken der Folientypen findet man in Tabelle 5.2

Konstruktion der Folien		
Bezeichnung	Material	Schichtdicke
LF 8510	Kupfer, einseitig	18 μm
	Acryl-Kleber, einseitig	25 μm
	KAPTON-Folie	25 μm
LF 0110	Acryl-Kleber, einseitig	25 μm
	KAPTON-Folie	25 μm

Tabelle 5.2: Materialdicken der einzelnen Schichten der verwendeten Folien-Typen (Herstellerangaben)

Durch die zweite Folie sind die Leitungen zum einen elektrisch isoliert, zum anderen liegen sie bei Biegungen der Folie auf deren neutraler Faser, werden also mechanisch am wenigsten beansprucht. Außerdem haben dann beide Seiten der Leitungsbänder glatte Oberflächen, was für die Verwendung als Vakumdurchführung günstig ist. Abbildung 5.2 zeigt die fertigen Folien, nachdem die Leiterbahnen ausgeschnitten worden sind. Die Löcher zur Befestigung in der Detektorhalterung sind gestanzt worden, um möglichst glatte Schnittränder zu erhalten, die den Detektor

bei der Montage nicht beschädigen können.

Aus der Folie LF 0110 werden nun noch zwei Ringe mit 130 mm Innen- und 170 mm Außendurchmesser ausgeschnitten. Diese Ringe passen genau zwischen die Flansche mit VITON-Dichtungen, zwischen die sie später gepreßt werden sollen. Auch die Viertelkreise an jedem Leitungsband lassen sich zu einem Kreisring mit den gleichen Maßen zusammenfügen. Sie befinden sich an der Stelle der Folie, die dann eine ausreichende Länge des Leitungsbandes innerhalb des Kryostaten garantiert.

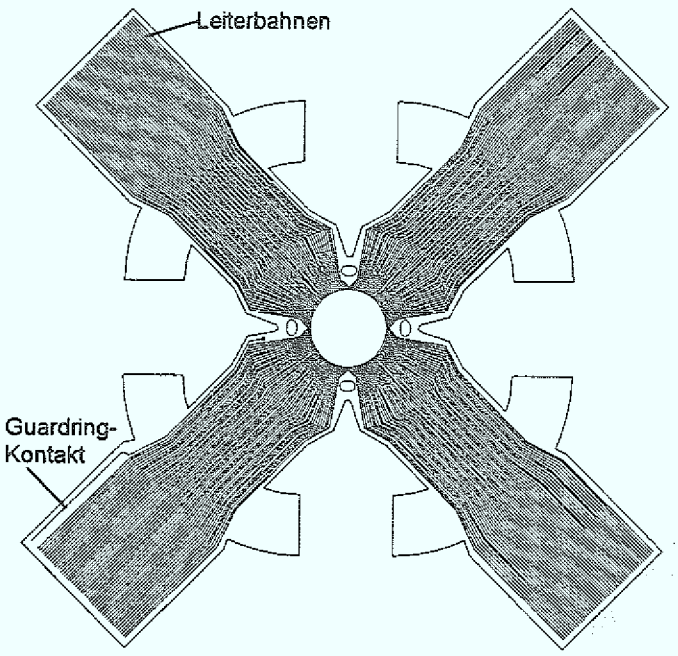


Abbildung 5.2: Leiterbahnen aus KAPTON-Polyimidfolie

Nun werden die Ringe und Bänder in einer speziellen Halterung auf einer Aluminiumplatte zusammengeklebt: Zuerst wird ein Ring auf die Platte gelegt, die man mit einem Fön angewärmt. Dann werden darauf die Leitungsbänder mit Zwei-Komponenten Epoxidharz-Kleber *(UHU endfest)* geklebt. Durch die Erwärmung wird der Kleber flüssig und läßt sich so leicht gleichmäßig und dünn verteilen. Es muß darauf geachtet werden, daß keine Lufteinschlüsse übrig bleiben, die sich zu durchlässigen Kanälen erweitern können. Danach wird mit der gleichen Methode der zweite Ring auf die zusammengefügten Viertelkreise der Leiterbahnen geklebt. Die Ringe werden zusammengepreßt, und nach etwa 20 Stunden ist der Kleber ausgehärtet. Zum Schluß erhält der Ring noch vier Löcher für die Schrauben, mit denen die Flansche an den Test-Kryostaten angeschraubt werden müssen.

5.5 Detektorhalterung

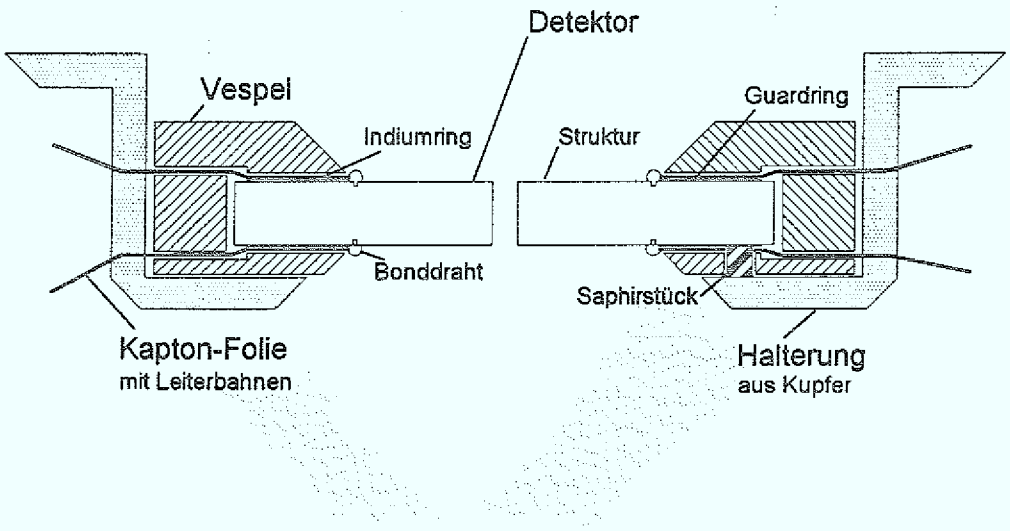


Abbildung 5.3: *Quirl*-Detektor in der Halterung

Die meisten Detektorsysteme, die im *Zählerlabor des IKP* hergestellt worden sind, sind auf Zählerbänken montiert worden. Aus Platzgründen ist das bei der Ge-Wand nicht möglich (siehe Abschnitt 2.2), sodaß hier die Halterungen der einzelnen Dioden aufeinandergesetzt werden. Im Test-Kryostaten wird die Halterung des *Quirls*, die identisch mit der für das Experiment ist, stattdessen am Kühlkörper angeschraubt. Sie besteht wie dieser aus vergoldetem Kupfer und ist verantwortlich für den Kältetransport vom Kühlfinger zum Detektor. Zur elektrischen Isolierung des Detektors ist dieser in insgesamt drei Vespelringe eingefaßt. Auf dem unteren Vespelring liegt die erste, nach dem oben beschriebenen Verfahren gefertigte KAPTON-Folie. Da diese einen sehr guten thermischen Isolator darstellt, sind sowohl in der Folie als auch im unteren Vespelring jeweils vier Löcher, in die kleine Saphirstückchen eingelassen sind, die den Kältetransport von der Kupferhalterung zur Germanium-Detektor besorgen. Zum Schutz der Diode vor Beschädigungen durch die KAPTON-Folie bei der Montage wird nun ein Indiumring aufgelegt, auf dem dann der *Quirl* dergestalt positioniert wird, daß die gesamte Struktur und etwa 0.5 mm des Guardrings in der Mitte frei bleiben. Um die Diode liegt der zweite Vespelring, der die Aufgabe hat, die KAPTON-Bänder zu fixieren und als Auflage für den dritten Ring zu dienen. Bevor dieser jedoch angebracht wird, werden erst noch ein zweiter Indiumring und die KAPTON-Folie für die Leitung der Signale von der Rückseite eingelegt. Zuletzt werden die drei Vespelringe am Rand mit der Kupferhalterung verschraubt. Dadurch fixieren sie den Detektor und drücken außerdem die KAPTON-Folien so auf die Indiumringe, daß sie plan aufliegen. Der obere und untere Vespelring haben einen etwas größeren Innenradius als die Folien. Dadurch liegen jetzt die Leiterbahnen frei neben den Bondflächen des *Quirls*, sodaß die einzelnen Spiralen auf beiden Seiten nun gebondet werden können, wie in Abschnitt 4.2.5 beschrieben.

Nach dem Bonden ist der *Quirl*-Detektor mitsamt der Halterung und den daran

hängenden KAPTON-Bändern und -Ringen fertig zum Einbau in den Testkryostaten. Er wird zunächst am Kühlkörper verschraubt. Danach müssen die Flansche mit den VITON-Dichtringen zwischen die KAPTON-Ringe positioniert werden, was mit hoher mechanischer Beanspruchung des KAPTONs verbunden ist. Der Einbau ist trotzdem ohne Beschädigungen vonstatten gegangen. Nachdem die Flansche festgeschraubt worden sind, ist die Montage des Detektors im Kryostaten einschließlich der Vakuumdurchführungen abgeschlossen.

5.6 Steckerverbindungen zur Elektronik

Die Kontaktierung der Leiterbahnen außerhalb des Kryostaten ist durch Aufquetschen von 50-poligen Pfostenverbindern auf die einzelnen KAPTON-Bänder erfolgt. Dieses sehr einfache Verfahren hat sich allerdings nicht besonders gut bewährt. Die Pfostenverbinder sind für Flachbandkabel mit isolierten, runden Leitungen konzipiert. Vorversuche mit KAPTON-Folien und Kupferbahnen, allerdings mit doppelten Schichtdicken, waren dennoch erfolgreich. Die dünnen Kupferbahnen sind dagegen beim Aufquetschen der scharfkantigen Kontaktstifte der Pfostenverbinder teilweise zerrissen worden. Auf beiden Seiten des Detektors haben so jeweils etwa 20% der Spiralen keinen Kontakt. Für die geplanten Tests stellt das eine Beeinträchtigung dar, weil nicht alle Streifen für Messungen zur Verfügung stehen und nicht überall auf dem *Quirl* definierte Potentialverhältnisse durch Erdung oder Spannungsversorgung hergestellt werden können. Trotzdem lassen sich die zunächst vorgesehenen Untersuchungen durchführen. Für das spätere Experiment ist eine derartige Kontaktierung jedoch nicht zu gebrauchen und wird deshalb durch ein kommerzielles Steckersystem ersetzt, bei dem die Leiterbahnen an den Steckern eingeklemmt werden und so der Kontakt hergestellt wird.

Zur Weiterführung der Signale zu den Vorverstärkern ist ein Steckersystem nötig, das aus Gründen der Abschirmung von äußeren Störsignalen in einem Aluminiumgehäuse untergebracht ist, das an der Stelle, an der sich die Vakuumdurchführungen befinden, auf den Kryostaten aufgesetzt wird. Abbildung 5.4 zeigt noch einmal eine Draufsicht auf das Steckersystem.

Hier befinden sich zunnächst einmal acht Stiftleisten mit Auswurfhebel, die Gegenstecker der Pfostenverbinder. Von den Anschlüssen der Stiftleisten führen dünne Schaltdrähte mit Teflon-Isolierung zu 50-poligen CANNON-Steckern auf der Außenseite des Gehäuses. Hier kann nun die weiterführende Elektronik angeschlossen werden. Außerdem gibt es zwei separate MHV-Durchführung, an die die Guardring-Zuleitungen angelötet werden.

Die Vorverstärkerplatinen für die *Ge-Wand* sind noch nicht hergestellt. Für die vorgesehenen Messungen genügt es allerdings, einige Spiralen des *Quirls* exemplarisch zu betrachten. Von einem ersten Prototyp eines zweiseitig ortsauflösenden HPGe-Detektors mit einer Struktur von je acht Streifen auf jeder Seite gibt es noch zwei fertige Platinen, auf denen sich jeweils acht VITROHM-Hybrid-Vorverstärker befinden. Die Platinen sind in einem Gehäuse untergebracht, aus dem die Anschlüsse über 10-polige AMPHENOL-Stecker zum Detektor geführt werden.

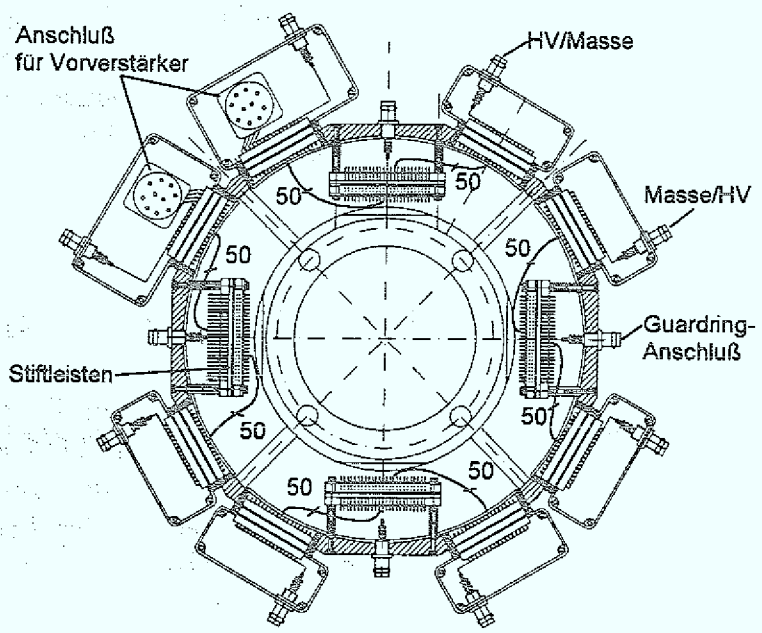


Abbildung 5.4: Steckersystem zur Weiterführung der Detektorsignale

Die zwei großen Kästchen in Abbildung 5.4, die an das Gehäuse angeschlossen sind, sind nun Übergsangsstücke, die es ermöglichen, in ihrem Innern acht der 50 Kontakte beliebig auszuwählen und an je einen VITROHM-Vorverstärker anzuschließen. Die übrigen 42 Kontakte werden kurzgeschlossen und auf einen gemeinsamen MHV-Ausgang aus dem Kästchen gelegt.

Die kleinen Kästchen dienen dagegen nur dazu, alle 50 Leitungen zusammenzulegen und ebenfalls an einen gemeinsamen MHV-Ausgang zu geben.

Die MHV-Verbindungen erlauben es, die Guardringe sowie alle Spiralen des Detektors, die nicht an Vorverstärker angeschlossen sind, entweder an die Spannungsversorgung anzuschließen oder zu erden. Dadurch vermeidet man undefinierte Potentiale an den Detektorkontakten. Zusätzlich hat man die Möglichkeit, Messungen mit jeweils 50 Spiralen gleichzeitig zu machen, zum Beispiel Strommessungen (vergleiche Abschnitt 6.1).

Die einzelnen Leiterbahnen sind so durchnummeriert worden, daß die Detektorseite (p, n), das Segment (1 – 4), das durch je ein KAPTON-Band mit 50 Leitungen definiert wird, und die einzelne Spirale (1 – 50) berücksichtigt sind. Die Einzelheiten zeigt Abbildung 5.5.

5.7 Spannungsversorgung und Vorverstärker

Die im Experiment eingesetzte Elektronik soll hier nur ganz kurz behandelt werden. Zur Vertiefung sei auf andere Literatur, zum Beispiel [FRI 80] und [WOH 89] verwiesen.

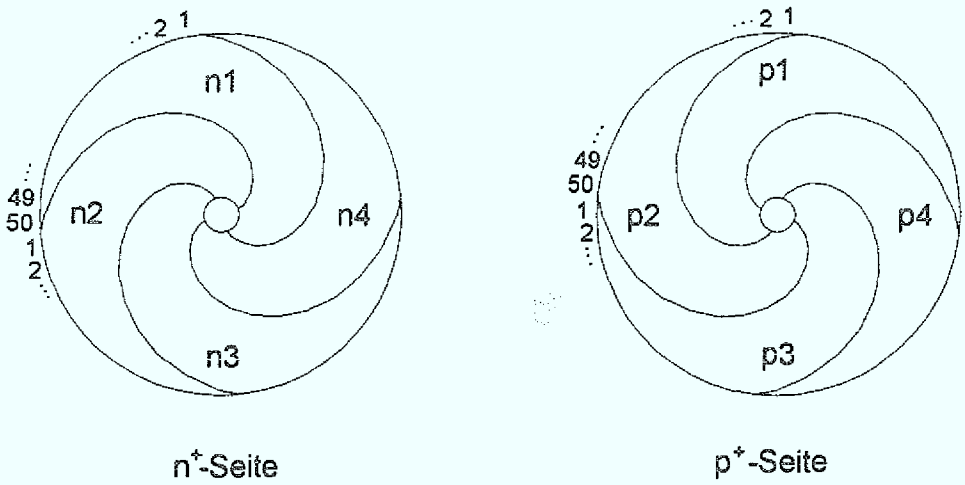


Abbildung 5.5: Bezeichnung der Segmente und Leitungen auf p^+- und n^+-Seite

Die Spannungsversorgung des *Quirl*-Detektors erfolgt mit einem Hochspannungsgerät CANBERRA DUAL HV SUPPLY 3122D, das bis zu 1200 V Gleichspannung beider Polaritäten liefern kann. Meistens ist negative Hochspannung auf die p^+-Seite gegeben worden, während die n^+-Seite geerdet wurde. Vor dem Detektor wird die Hochspannung über drei hintereinander geschaltete Siebglieder mit jeweils $R_S = 1\,\mathrm{M\Omega}$ und $C_S = 50$ bzw. 100 nF von überlagerten Wechselspannungen und eingestreuten Störungen bereinigt. Dahinter muß die Hochspannung noch auf den Guardring, die drei kleinen und das große Steckerkästchen und auf eine Vorverstärkerbox gegeben werden, was mittels MHV-Kabeln passiert. Um mögliche Einstreuungen über diese Kabel möglichst klein zu halten, werden sie mit Erdungsband umwickelt.

Die eingesetzten Vorverstärker vom Typ VITROHM 559-064 sind, wie für die Anwendung bei Halbleiterdetektoren üblich, ladungsempfindliche Vorverstärker. Der vom Detektor erzeugte Stromimpuls fließt in einen über einen Kondensator der Kapazität $C_R = 1\,\mathrm{pF}$ gegengekoppelten Verstärker. Am Verstärkereingang befindet sich ein Feldeffekttransistor *(FET)*, an dessen Gate-Kontakt das Eingangssignal gegeben wird.

Der Kondensator C_R sammelt die im Detektor erzeugte Ladung Q, für die $Q = C\,(U_E - U_A)$ gilt, wobei U_E die Eingangs- und U_A die Ausgangsspannung des Verstärkers bedeuten. Da diese über die Leerlaufverstärkung $A \approx 20000$ gemäß $U_A = -A\,U_E$ zusammenhängen, ergibt sich:

$$U_A = -\frac{Q}{C_R\,(1+\frac{1}{A})} \approx -\frac{Q}{C_R}. \tag{5.1}$$

Man erkennt, daß die Ausgangsspannung proportional zur gesammelten Ladung und damit zur im Detektor deponierten Energie des einfallenden Teilchens ist.

Der Rückkopplungswiderstand R_R ist aus zwei Gründen notwendig: Zum einen legt er den Arbeitspunkt am Verstärkereingang fest, zum anderen entlädt sich über

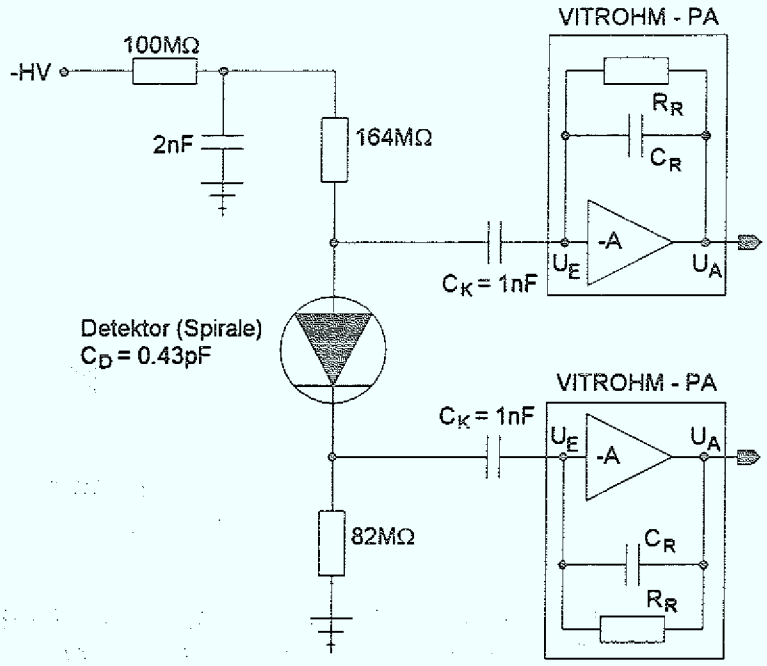


Abbildung 5.6: Anschluß der ladungsempfindlichen Vorverstärker in den Kästchen auf beiden Seiten des Detektors

ihn der Kondensator C_R, sodaß ein Übersteuern des Verstärkers nach etlichen Impulsen verhindert wird. Der Widerstand hat allerdings Einfluß auf die Impulsformung, denn aus dem Stufenpuls am Eingang des Vorverstärkers wird ein mit der großen Zeitkonstante $\tau = R_R C_R$ exponentiell abfallender Puls.

Ladungsempfindliche Vorverstäker haben eine große virtuelle Eingangskapazität:

$$C_{virt} = \frac{Q}{U_E} = C\,(1 + A) \approx 20\,\mathrm{nF}. \tag{5.2}$$

Das ist sehr wichtig, denn die vom Detektor freigesetzte Ladung Q_0 sieht außer der dynamischen Eingangskapazität des Vorverstärkers noch die Kapazität des Detektors C_D und diverse Streukapazitäten C_S. Da sich die Ladung auf alle Kapazitäten verteilt, aber nur die im Vorverstärker gemessen wird, müssen C_{virt} möglichst groß, C_D und C_S dagegen möglichst klein sein. Die Detektorkapazität einer Spirale berechnet sich nach Gleichung 3.5 zu $C_D = 0.434\,\mathrm{pF}$ und ist damit viel kleiner als die Kapazität der Leitungen, die größer als 10 pF sind (vergleiche Abschnitt 6.9).

Die Eingänge der Vorverstärker liegen wegen der negativen Vorspannung der Gate-Kontakte der Eingangs-FETs nicht auf Nullpotential. Da die Vorspannung von Verstärker zu Verstärker verschieden ist, würde eine direkte Ankopplung der Streifen des Detektors zu unterschiedlichen Potentialen an den Streifen und damit zu Feldinhomogenitäten im Detektor führen. Das wird vermieden, indem die Streifen über Koppelkondensatoren von $C_K = 100\,\mathrm{nF}$ an die Vorverstärker angeschlossen werden.

In den zwei Kästchen sind je acht Vorverstärker untergebracht. Abbildung 5.6 zeigt das zugehörige Schaltbild. Dabei ist in einem Kästchen ein Anschluß für die Hochspannungsversorgung der angeschlossenen Streifen, während das andere Kästchen für die Auslese von Streifen auf der geerdeten Seite des Detektors gedacht ist. Bei beiden Kästchen ist es außerdem möglich, einen Test-Pulser anzuschließen, der über Testkapazitäten gleichzeitig auf alle acht Vorverstärker gegeben wird.

5.8 Die weitere Elektronik

Für die Datennahme sind hauptsächlich zwei Methoden verwendet worden, die eine unterschiedliche Elektronik nach den Vorverstärkern erfordern: Für Messungen, die eine Online-Darstellung der Spektren benötigen oder für Zwei-Parameter-Plots (siehe Abschnitt 6.4) sind direkt ein oder zwei ORTEC-673-Spektroskopie-Verstärker, ADCs (ND 571) und ein Vielkanalanalysator NUCLEAR DATA ND 600 angeschlossen worden. Wenn man mehr als zwei Kanäle gleichzeitig beobachten möchte, muß man auf das für den Einsatz mit der *Ge-Wand* modifizierte FATIMA-System zurückgreifen, das später mit veränderter Software auch im Experiment verwendet werden soll. Die wesentlichen Komponenten sind im Schaltplan in Abbildung 5.7 zu sehen und sollen im folgenden kurz beschrieben werden. Für detaillierte Informationen sei auf [WAT 92] verwiesen.

1. **LEMO-Twisted Pair-Adapter**
   Die Ausgänge der Vorverstärker sind mit LEMO-Steckern realisiert. Diese werden im FERA-Adapter auf ein 34-poliges Flachbandkabel transformiert und damit an den Eingang des Shaper-Einschubs angepaßt.

2. **Shaper/Diskriminatoren**
   Im Shaper-Einschub befinden sich 16 Linearverstärker zur Verstärkung und Pulsformung der Vorverstärkersignale. Die Verstärkungen können einzeln an jeder Platine geregelt werden, es gibt aber keine Möglichkeit, einen Offset zu regeln oder die fest vorgegebene Pulsdauer von $2\,\mu s$ zu verändern. Die Operationsverstärker der Shaper reagieren sehr empfindlich auf Temperaturschwankungen, was sich in einer recht großen Instabilität der eingestellten Verstärkungen äußert.

   Außer den Shapern selbst sind noch für jeden Kanal Diskriminatoren im Einschub untergebracht. Deren untere Schwellen können über einen gemeinsamen Regler an der Frontplatte für alle Diskriminatoren gleichzeitig eingestellt werden. Die Diskriminatoren liefern ein TTL-Signal, das einerseits für jeden Kanal nach außen geführt wird, andererseits aber auch noch intern auf eine Logikschaltung gegeben wird, die ein Gate-Signal für die ADCs erzeugt. Für die Testmessungen ist ein großes ODER-Gatter mit 16 Eingängen realisiert worden, denn wegen der geringen Zählraten möchte man so viele Ereignisse wie möglich messen.

3. **Delay**
   Das Gate-Signal wird hier solange verzögert, daß es zum richtigen Zeitpunkt

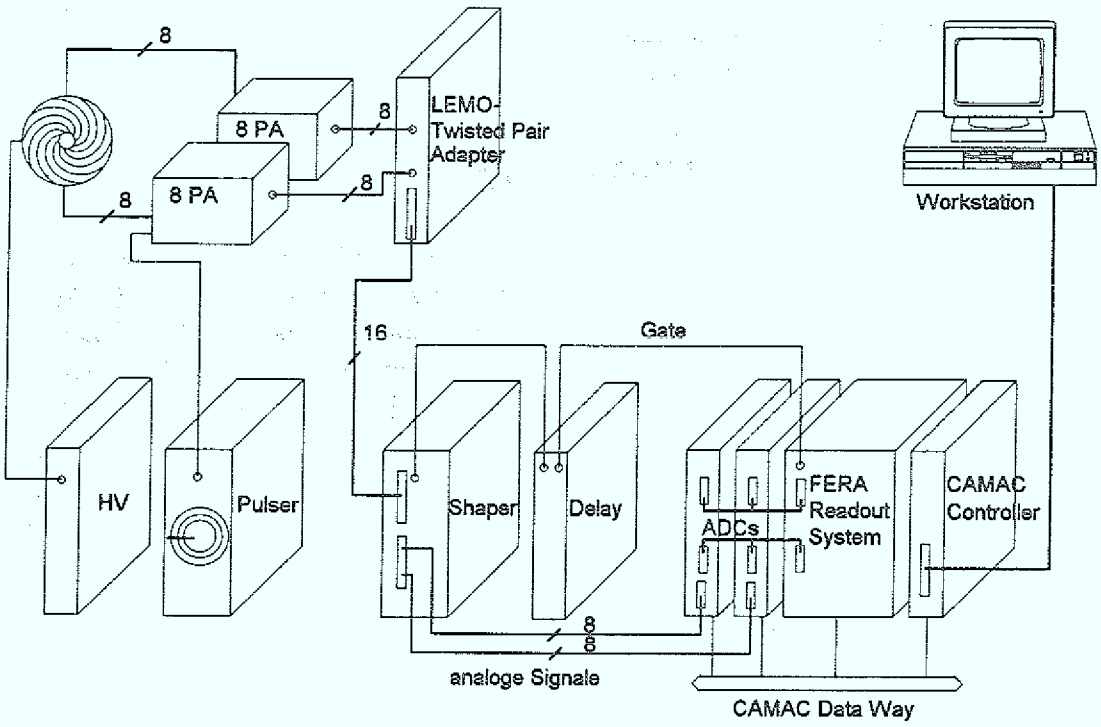


Abbildung 5.7: Schaltplan mit den wichtigsten Elektronik-Komponenten zur Datennahme mit dem FATIMA-System.

am FERA-Read-Out-System anliegt, damit dieser die ADCs in Bereitschaft zur Aufnahme der analogen Signale versetzen kann. Nicht im Schaltplan enthalten ist ein TTL/NIM-Converter, der das Gate-Signal an den NIM-Standard des Delays anpaßt.

4. **SILENA ADCs**
   Die analogen Signale werden vom Shaper über Flachbandkabel an die ADCs geführt. Die verwendeten Module SILENA 4418V enthalten jeweils acht ADCs mit je 4 K Kanälen Auflösung für Eingangssignale zwischen 100 mV und 10 V. Man kann für jeden Kanal einzeln untere Schranken *(LLDs)* zwischen 0% und 10% sowie obere Schranken *(ULDs)* zwischen 100% und 85% des Konversionsbereichs einstellen.

5. **FERA Readout System**
   Dieses System ist für die Steuerung der ADCs und den Datentransport über ECL-Bus-Systeme verantwortlich und besteht im einzelnen aus einem FERA ECL BUS Treiber, zwei Zwischenspeichern für Datenbuffer, und der FSC-Einheit, die die übrigen Elemente ansteuert und zu diesem Zweck auch das Gate-Signal benötigt.

Der CAMAC-Crate-Controller stellt über den CAMAC Data Way die Verbindung zur Workstation her.

6. **Workstation**
   Die Software des FATIMA-Systems ist auf einer Workstation VAX 3200 von DIGITAL EQUIPMENT installiert. Von hier aus wird das System gesteuert und ausgelesen. Von den Möglichkeiten, die dieses System bietet, sind für die hier beschriebenen Messungen die Online-Liste der Rohdaten (Abschnitt 6.5) und die Darstellung und Auswertung von Totalprojektionen der Spektren der einzelnen Kanäle mit der eingebundenen Graphik-Software (GKS3) benutzt worden.

Kapitel 6

Messungen mit dem Quirl-Detektor

6.1 Sperrstrom

Der Gesamt-Sperrstrom des *Quirl*-Detektors im Test-Kryostaten wird gemessen, indem negative Hochspannung über einen Vorwiderstand R_V auf der p^+-Seite angelegt wird, während die n^+-Seite vollständig geerdet wird. Der Strom kann dann am internen Meßgerät der HV-Versorgung abgelesen werden.

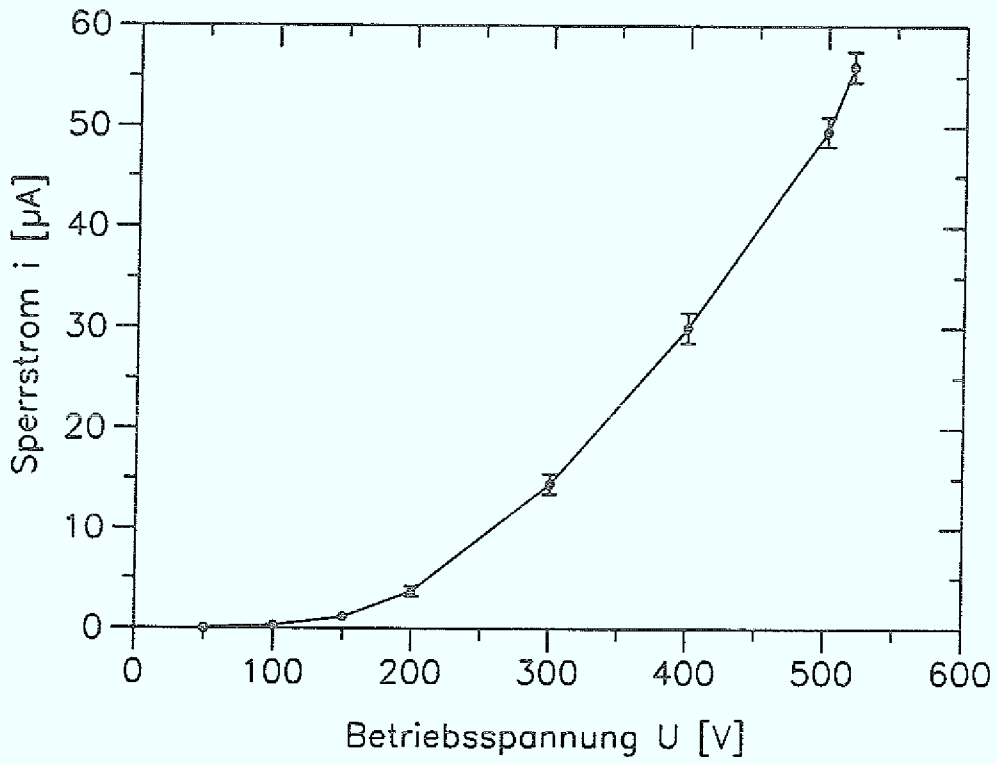


Abbildung 6.1: Sperrstrom in Abhängigkeit von der angelegten Spannung. Die Fehlerbalken entsprechen den zeitlichen Stromschwankungen.

Typischerweise steigt bei diesem *Quirl* der Sperrstrom in den ersten Minuten nach dem Anlegen der Spannung an, um dann konstant zu bleiben oder im Verlauf mehrerer Stunden wieder leicht abzusinken. Die Strom-Spannungs-Charakteristik zeigt Abbildung 6.1.

Je mehr Strom fließt, desto größer ist der Spannungsabfall bei einer angelegten Betriebsspannung U_B über dem Vorwiderstand. Das ist bei der Berechnung der effektiven Detektorspannung zu berücksichtigen:

$$U_D = U_B - i\,R_V. \tag{6.1}$$

Um genauer zu bestimmen, wie sich der Strom auf die einzelnen Segmente verteilt, wird jeweils auf einer Seite des Detektors eine Spannung von $U_B = 100\,\mathrm{V}$ angelegt und die andere Seite geerdet, wobei jedoch an ein Segment ein Strommeßgerät vom Typ KEITHLEY 602 angeschlossen wird. Die Ergebnisse zeigt Tabelle 6.1.

Segment	p^+-Seite		n^+-Seite	
	i_{gesamt} [nA]	$i_{Segment}$ [nA]	i_{gesamt} [nA]	$i_{Segment}$ [nA]
Guardring	1440	150	950	180
Segment 1	1440	18	750	330
Segment 2	1450	7	890	12
Segment 3	1440	210	990	< 1
Segment 4	1440	1200	1140	< 1

Tabelle 6.1: Verteilung des Sperrstroms auf die einzelnen Segmente bei $U_B = 100\,\mathrm{V}$. Die Nummerierung der Segmente erfolgt wie in Abbildung 5.5.

Offenbar fließt der Hauptanteil des Stroms nicht über den Guardring ab, sondern über die Segmente p4 und n2.

Auf der p^+-Seite ist die Summe der Ströme durch die Segmente größer als der Gesamtstrom. Das weist auf sehr kleine Grabenwiderstände hin, denn dann sind die einzelnen Segmente nicht vollständig voneinander getrennt und man mißt auch den Strom von benachbarten Segmenten mit.

6.2 Trennung der Segmente

6.2.1 Meßmethoden

Beim *Quirl*-Detektor sind zwei verschiedene Verfahren angewendet worden, um den Grabenwiderstand zu messen:

1. **Strom-Spannungsmessung mit dem Kennlinienschreiber**
   Zur Widerstandsbestimmung mit dem Kennlinienschreiber wird der Detektor von einer Seite mit Hochspannung versorgt und auf der anderen Seite geerdet. Bei einem Streifen wird ein TEKTRONIX-Kennlinienschreiber (TYPE 576) gemäß Abbildung 6.2 zwischen Detektor und Masse angeschlossen. Durch Anlegen einer kleinen Wechselspannung ($U \leq 1\,\mathrm{V}$) an den Streifen erzeugt man

eine geringe Potentialdifferenz zu den Nachbarstreifen, die zu einem Stromfluß über die Gräben Anlaß gibt. Aus der Kennlinie auf dem Oszillographenschirm des TEKTRONIX kann man den Grabenwiderstand bestimmen (vgl. Abbildung 6.2). Man erhält als Meßwert $R_G = \frac{R'_G \cdot R''_G}{R'_G + R''_G}$, die Parallelschaltung der Widerstände der beiden Gräben zu den Nachbarn.

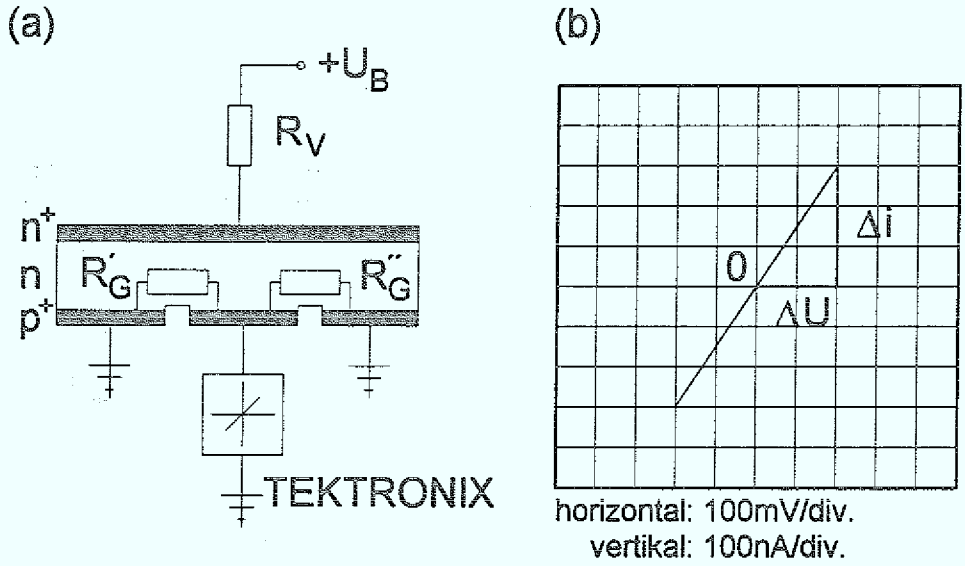


Abbildung 6.2: (a) Strom-Spannungsmessung am ortsauflösenden Halbleiterdetektor; (b) Bestimmung des Grabenwiderstandes aus dem Bild des Oszillographen.

2. **Strommessung mit verschiedenen Meßgerätswiderständen**
   Mit dem KEITHLEY-Strommeßgerät lassen sich kleine Ströme bis zu einigen Picoampere bei verschiedenen Innenwiderständen R_i messen. An den Detektor werden Spannungsversorgung und Erdung wie bei der Kennlinienmessung angeschlossen, nur wird an Stelle des TEKTRONIX das KEITHLEY-Strommeßgerät verwendet (siehe Abbildung 6.3). Durch Strommessung bei zwei verschiedenen Innenwiderständen kann man dann den Grabenwiderstand bestimmen:

   Nach den Kirchhoffschen Regeln gilt am Punkt A des Ersatzschaltbildes in Abbildung 6.3:

$$\left.\begin{array}{rcl} R_G\, i_3 & = & R_i\, i_4 \\ i_2 & = & i_3 + i_4 \end{array}\right\} \Longrightarrow R_G\, i_2 = R_i\, i_4 + R_G\, i_4. \tag{6.2}$$

   Da $i_2 = i_0 - i_1$ unabhängig von R_i und R_G ist, gilt für die Messung von i_4 bei verschiedenen Innenwiderständen R_i^a und R_i^b:

$$\begin{aligned} R_G\, i_2 &= R_i^a\, i_4^a + R_G\, i_4^a, \\ R_G\, i_2 &= R_i^b\, i_4^b + R_G\, i_4^b. \end{aligned} \tag{6.3}$$

Subtraktion der beiden Gleichungen 6.3 und Division durch $i_4^a - i_4^b$ liefert das Ergebnis:

$$R_G = \frac{R_i^b\, i_4^b - R_i^a\, i_4^a}{i_4^a - i_4^b} \tag{6.4}$$

Um den Einfluß von Kontakt- und Zuleitungswiderständen klein zu halten, sollte immer $R_i \geq 10^2\Omega$ gewählt werden.

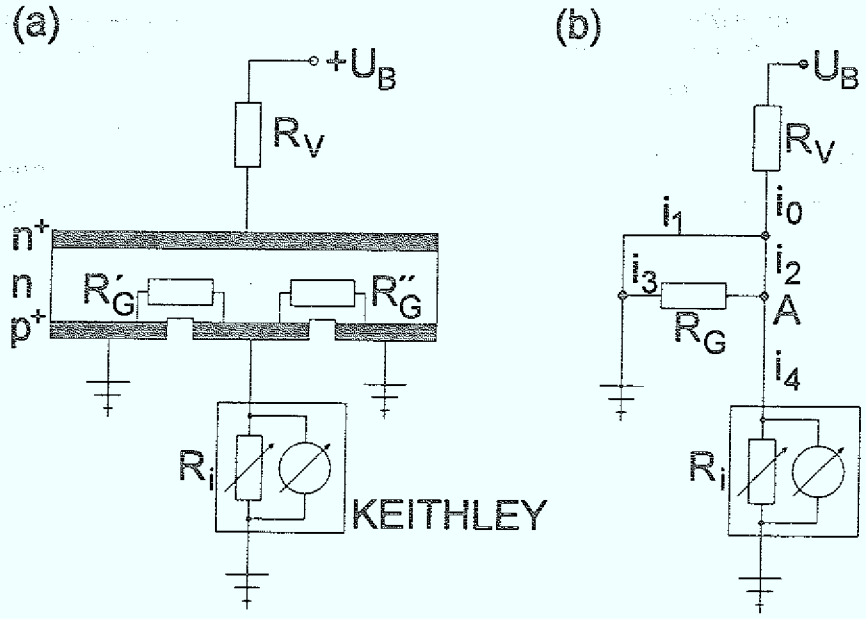


Abbildung 6.3: (a) Strommessung am ortsauflösenden Halbleiterdetektor; (b) Ersatzschaltbild.

Das zweite Verfahren ist genauer als das erste, weil man beim Messen mit dem Kennlinienschreiber durch das Anlegen der Wechselspannung die Potentiale leicht verändert und weil das Ablesen vom Oszillographen mit einem relativ großen Fehler behaftet ist. Andererseits ist eine Messung mit dem KEITHLEY nicht möglich, wenn der Strom i_4 wesentlich kleiner als 1 nA wird, was bei einem einzelnen Streifen des *Quirls* der Fall ist.

Bei beiden Methoden muß auf jeden Fall gewährleistet sein, daß der zu messende Streifen sowie beide Nachbarn auch kontaktiert sind, weil man sonst bei undefinierten Potentialen mißt.

6.2.2 Ergebnisse

Die Grabenwiderstände auf der p^+-Seite sind zweimal mit dem TEKTRONIX-Kennlinienschreiber gemessen worden. Bei der ersten Messung wurden 17 Spiralen ausgewählt, die gleichmäßig über den *Quirl* verteilt waren. Es ergaben sich im Mittel Widerstände von etwa 900 kΩ bei einer Sperrspanung von $U_B = 100\,V$. Allerdings waren die Werte für die einzelnen Spiralen sehr unterschiedlich und schwankten zwischen 500 kΩ und 1250 kΩ.

Zwischen der ersten und der zweiten Messung wurde der Detektor einmal aufgewärmt und der Kryostat belüftet. Nachdem er wieder evakuiert und abgekühlt worden war, wurden zuerst die in den nächsten Abschnitten beschriebenen α-Spektren aufgenommen, bevor abschließend noch einmal die Grabenwiderstände der Streifen kontrolliert worden sind, bei denen die Messungen mit der ^{244}Cu-Quelle stattgefunden haben. Die nun gemessenen Werte sind wesentlich schlechter als vorher. Selbst bei einer Betriebsspannung von 500 V war der Widerstand nicht besser als maximal 900 kΩ. Die Spannungen, die man für eine ausreichende Trennung der einzelnen Streifen anlegen muß, sind weit größer als die Depletion-Spannung, die bei diesem Detektor etwa 10 V beträgt.

In Abbildung 6.4 sind die Mittelwerte der verschiedenen Messungen zu sehen. Die Fehlerbalken stellen die Standardabweichungen dar und verdeutlichen die großen Schwankungen der einzelnen Grabenwiderstände. Die Ergebnisse der zweiten Messung sind für jeweils die acht Streifen je Segment, bei denen auch α-Spektren aufgenommen worden sind, getrennt aufgetragen. Dabei sind jedoch nur die Streifen berücksichtigt worden, die einschließlich ihrer Nachbarn auch kontaktiert waren. Das waren sieben Streifen auf Segment p1, vier auf p2 und nur einer auf p3.

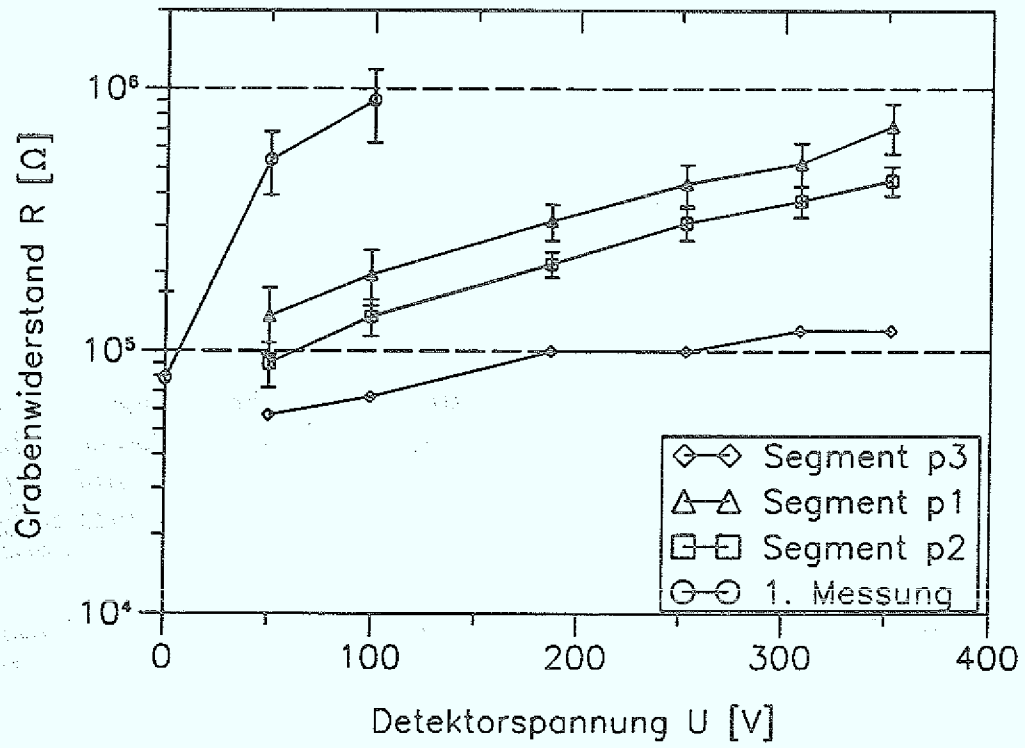


Abbildung 6.4: Grabenwiderstand auf der p^+-Seite als Funktion der Detektorspannung

Auf der n^+-Seite ist der Grabenwiderstand bei allen repräsentativ gemessenen Spiralen ohne angelegte Spannung in der Größenordnung 10 MΩ, sodaß hier auf genauere Untersuchungen verzichtet werden kann. Da man schon ohne Spannung eine so gute Trennung erreicht, muß es auf der n^+-Seite des Detektors einen sperren-

den pn-Übergang geben. Daraus folgt, daß sich im Laufe des Herstellungsprozesses das Ausgangsmaterial von n- zu p-Typ geändert hat, und somit beim *Quirl* eine $p^+p^-n^+$-Struktur vorliegt (vergleiche [KIN 93]).

6.3 Positionsbestimmung

Da die zu untersuchenden Eigenschaften des *Quirl*-Detektors von dessen Struktur abhängen, muß man nicht nur wissen, welche Spiralen mit den α-Teilchen der kollimierten ^{244}Cu-Quelle bestrahlt werden, sondern auch, wie groß deren Pitch an der bestrahlten Stelle ist.

Um das herauszufinden, sind zunächst ganze Segmente und die Guardringe über die kleinen Steckerkästchen gemeinsam an einen Verstärkerkanal angeschlossen worden. Dann ist jeweils die Zählrate auf 50 Spiralen bei verschiedenen Kollimatorpositionen gemessen worden. Schon diese Messung hat ergeben, daß man mit der Quelle nicht über das zentrale Loch fährt, sondern den Detektor auf einer Gerade unterhalb des Lochs überstreicht. Danach ist die Quelle so positioniert worden, daß man sich am äußeren Rand ganz in der Nähe des Guardrings befindet. Dann findet man heraus, auf welcher Spirale man die höchste Zählrate mißt. Nachdem man das links und rechts auf beiden Seiten des Detektors gemacht hat, ergibt die Verbindungsgerade die Strecke, die man mit dem Kollimator über dem Detektor zurücklegt. Aus

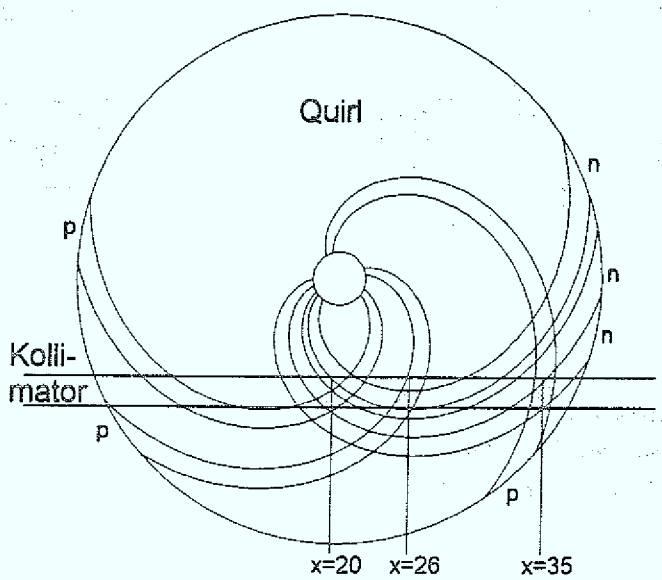


Abbildung 6.5: Kollimatorposition auf dem *Quirl*-Detektor und jeweils ausgelesene Spiralen

der Position des Kollimators erhält man so den Radius, bei dem die α-Teilchen auf den Detektor treffen. Abbildung 6.6 zeigt, wie sich der Pitch einer Spirale mit dem Radius verändert. Die Werte wurden durch Messung einer *Quirl*-Struktur auf einer anderen Germaniumscheibe bestimmt. An drei Kollimatorpositinen x sind darauf-

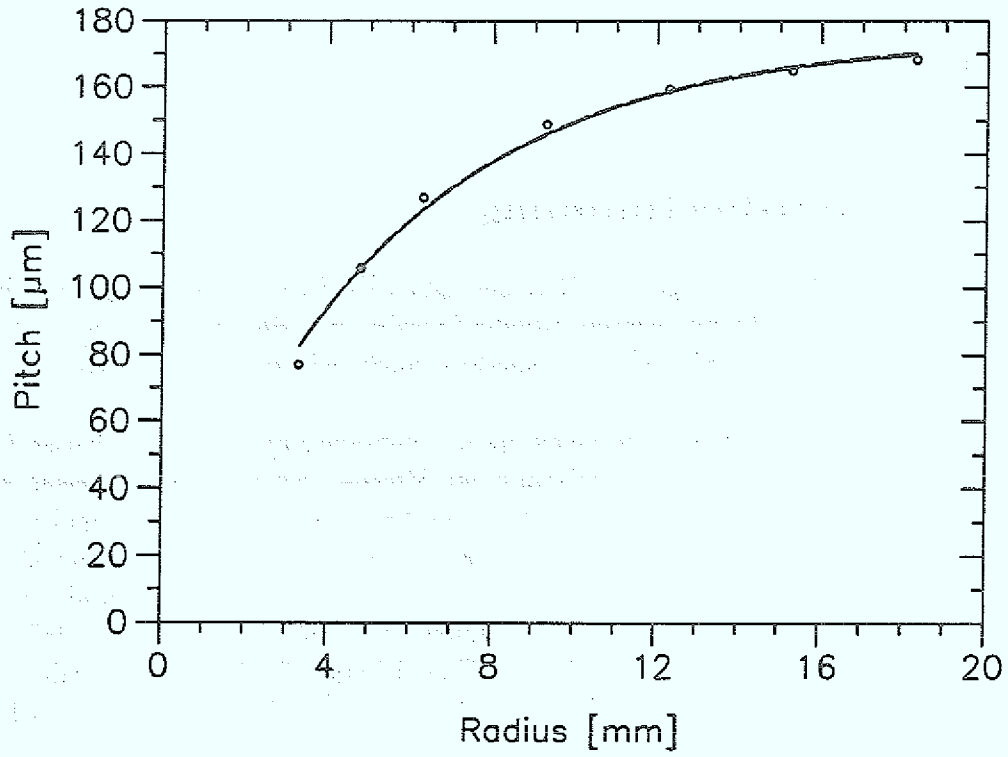


Abbildung 6.6: Pitch in Abhängigkeit vom Radius

hin Messungen durchgeführt worden, bei kleinem, mittlerem und großem Pitch. Die genauen Daten stehen in Tabelle 6.2. Da sich bei großem Radius der Pitch nicht

x [mm]	n^+-Spiralen	p^+-Spiralen	r [mm]	Pitch [μm]	b [μm]
20	n4, 1- 8	p1, 43-50	7.6	135	113
26	n4, 13-20	p2, 18-25	9.6	148	136
35	n3, 43-50	p3, 22-29	16.7	168	144

Tabelle 6.2: Meßpunkte bei verschiedenem Pitch

mehr so stark verändert, bleibt selbst bei ungenauer Ortsbestimmung der Fehler für den Pitch relativ klein. Durch die Ausdehnung des Strahlflecks, der durch den Kollimator auf den Detektor fällt, erhält man ohnehin eine Schwankungsbreite von ± 0.85 mm im Radius, wo die α-Teilchen einfallen können. Der Fehler für den Pitch ist deshalb zu 5 μm angenommen worden.

6.4 Energieauflösung

Die Bestimmung der Energieauflösung auf einzelnen Streifen des *Quirl*-Detektors mit α-Spektren ist sinnvoll nur auf der Seite zu machen, die mit den α-Teilchen bestrahlt wird, also hier die p^+-Seite. Auf der der Quelle abgewandten n^+-Seite haben sich die Ladungsträgerwolken schon so weit aufgeweitet, daß keine vollen Signale mehr gemessen werden können (siehe Abschnitt 6.5). Abbildung 6.7 zeigt ein

bei $U_D = 252\,\mathrm{V}$ aufgenommenes Spektrum von einer Spirale der p^+-Seite. Der Peak zeigt eine Verbreiterung im niederenergetischen Bereich. Hier sind die Ereignisse, bei denen nicht alle Ladungsträger auf dem Streifen gesammelt werden, sondern die Verluste im Graben haben. Der kontinuierliche Untergrund stammt von Ereignissen, die in die Gräben zwischen den Spiralen oder in deren Nähe gefallen sind und deren Signal sich sich deshalb auf zwei Streifen verteilt. Auf der n^+-Seite macht sich dieser Effekt dann wesentlich stärker bemerkbar (Abschnitt 6.5).

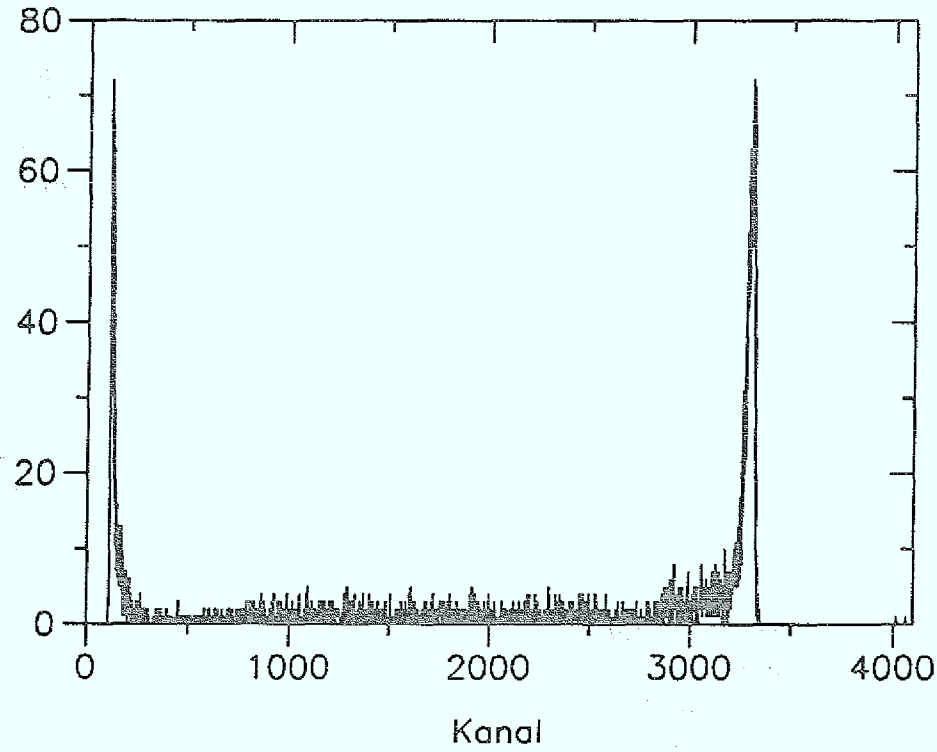


Abbildung 6.7: Typisches Spektrum auf der p^+-Seite, $U_D = 252\,\mathrm{V}$, $b = 113\,\mu\mathrm{m}$.

Es sind Messungen bei kleiner, mittlerer und großer Streifenbreite gemacht worden. Dabei hat sich herausgestellt, daß die Streifen, die von den α-Teilchen bei mittelgroßem Pitch getroffen werden, von schlechterer Qualität sind. Sie werden daher in Abschnitt 6.7 gesondert behandelt. Die Spektren sind mit dem FATIMA-System bei verschiedenen Detektorspannungen aufgenommen worden.

Die Spannung hat folgenden Einfluß auf die Spektren: Einerseits wird bei höherer Spannung das elektrische Feld im Detektorvolumen größer und homogener, was zu einer verbesserten Ladungssammlung führt und einer daraus resultierenden Verschiebung des Peaks zu höheren Kanälen im Spektrum. Andereseits wird der Sperrstrom größer, wodurch das Rauschen ansteigt. Die Hauptkomponenten, die bei den Messungen zum Rauschen beigetragen haben, sind eingestreute Frequenzen über die Hochspannungszuführungen und den Kryostaten, die trotz der Verwendung von Erdungsbändern teilweise Amplituden von bis zu 2% der Signalhöhe aufgewiesen haben. Dazu haben einige Streifen starke Mikroplasmen, die auf Oberflächenströmen beruhen (siehe Abschnitt 3.1.8). Das dritte Problem stellt die Mikrophonie dar:

Zuleitungen zum Detektor wirken wie Membrane, die durch mechanische Störungen in Schwingungen versetzt werden und diese in elektrische Signale umwandeln. Alle diese Effekte haben die Eigenschaft, bei steigender Detektorspannung ebenfalls größer zu werden.

Spektren der p^+-Seite				
Pitch [μm]	U_D [V]	Peakshift [%]	$\frac{\Delta E_{FWHM}}{E}$ [%]	ΔE_{FWHM} [keV]
135	99	0	1.33	77.4
	252	1.32	1.44	83.7
	356	1.47	1.52	88.2
168	99	0	1.35	78.1
	252	3.77	1.63	94.62
	356	4.11	1.78	103.0

Tabelle 6.3: Peakverschiebung (relativ zur 99 V-Messung) und Energieauflösung auf der p^+-Seite bei verschiedenen Spannungen

Die Peaklagen und Halbwertsbreiten der gemessenen Spektren sind in Tabelle 6.3 zusammengefaßt. Es sind jeweils die Mittelwerte über mehrere gleichzeitig gemessene Streifen angegeben. Die genaue Anzahl richtet sich danach, wie viele angeschlossene Streifen auch tatsächlich Kontakt über die Steckerverbindungen hatten.

Die Ergebnisse sind von der idealen Auflösung von 10 keV weit entfernt. Aber diese ist bei ortsempfindlichen Germanium-Detektoren wegen des Einflusses der Gräben (Feldinhomogenität, Ladungssammlung) auch nicht zu erwarten. Trotzdem ist eine Verbesserung der Auflösung zu möglich, wenn es gelingt, eingestreute Störfrequenzen und Mikrophonie weiter zu verringern.

Wie in Abschnitt 2.2.2 dargestellt, dient der *Quirl* in erster Linie zur Ortsbestimmung und liefert nur einen kleinen Beitrag zur Energieinformation der *Ge-Wand*. Ein Proton der Energie 100 MeV deponiert zum Beispiel nur etwa 4 MeV im *Quirl*, den Rest aber in den E-Kalorimetern. Die Spiralen, die bei einem Pitch von 168 μm untersucht worden sind, haben einerseits eine größere Verschiebung der Peaklage und eine schlechtere Auflösung. In Abschnitt 6.2 ist gezeigt worden, daß bei diesen Spiralen der Grabenwiderstand sehr klein ist. Außerdem sind an dieser Stelle des Detektors viele unterbrochene Kontakte, sodaß sich die angesprochenen Grabeneffekte hier deutlicher zeigen, als bei den Spiralen, die bei 135 μm Pitch bestrahlt worden sind.

6.5 Signalaufspaltung

6.5.1 Spektren auf der n^+-Seite

Nach den theoretischen Überlegungen aus Kapitel 3.2 erwartet man, daß die Diffusion von Ladungsträgern auf der Rückseite des *Quirl*-Detektors einen entscheidenden

Einfluß auf die α-Spektren hat. Da die Ionisation im Germanium nach nur 20 μm praktisch punktförmig erfolgt, legen die Elektronen bis zum n^+-Kontakt einen Weg von 1.7 mm zurück. Dabei weitet sich ihre laterale Verteilung in einem Maße auf, daß man bei einer Streifenbreite von 113 μm damit rechnen muß, mindestens 5% der Ladungsträger an die Nachbarstreifen zu verlieren (vergleiche Abbildung 3.6).

Dann erhält man Signale mit verschiedenen Impulshöhen, je nach dem, wie groß der Anteil der insgesamt generierten Ladungsträger ist, der auf einer Spirale gesammelt wird. Selbst die maximale Pulshöhe entspricht nicht unbedingt einem vollen Signal.

Abbildung 6.8 zeigt Meßergebnisse bei verschiedenen Spannungen und verschiedenen Streifenbreiten b, die alle mit demselben Verstärkerkanal (Vorverstärker, Shaper, ADC) aufgenommen worden sind.

Man sieht in den Spektren nur einen schwach ausgeprägten Peak, der im niederenergetischen Teil in eine breiten exponentiellen Abfall aufweist, der in eine fast homogene Verteilung der Ereignise übergeht.

In den Spektren rechts in Abbildung 6.8, die bei einer um 35 μm größeren Streifenbreite aufgenommen worden sind, sind Signale mit größeren Amplituden gemessen worden. Auch mit erhöhter Spannung nimmt die maximal registrierte Impulshöhe zu, und zwar in viel stärkerem Umfang als bei den Spektren auf der p^+-Seite. Man erält auch im besten Fall nicht Signale mit voller Höhe, sondern nur höchstens mit 80%. Diesen Wert erhält man, wenn man drei benachbarte Streifen zusammen auf einen Verstärkerkanal schaltet, denn dann ist die Detektorfläche breit genug, um auch auf der Rückseite die volle Ladung zu sammeln. Tabelle 6.4 zeigt die relative Verschiebung der Peaklage zu hohen Energien bei steigender Spannung mit dem Meßwert bei $U_D = 100$ V als Referenzkanal. Außerdem ist für die Messungen bei kleinem Pitch der maximale Anteil der auf einer Spirale gemessenen Impulshöhe am gesamten Signal angegeben.

Spektren der n^+-Seite					
Segment	Pitch [μm]	b [μm]	U_D [V]	Peakshift [%]	$\frac{E_{Spirale}}{E_{gesamt}}$ [%]
n4	135	113	99	0	61.60
			252	22.34	74.39
			356	30.60	79.68
n3	168	146	99	0	
			252	19.16	
			356	24.32	

Tabelle 6.4: Peak–Verschiebung und auf einer Spirale gemessener Anteil am vollen Signal

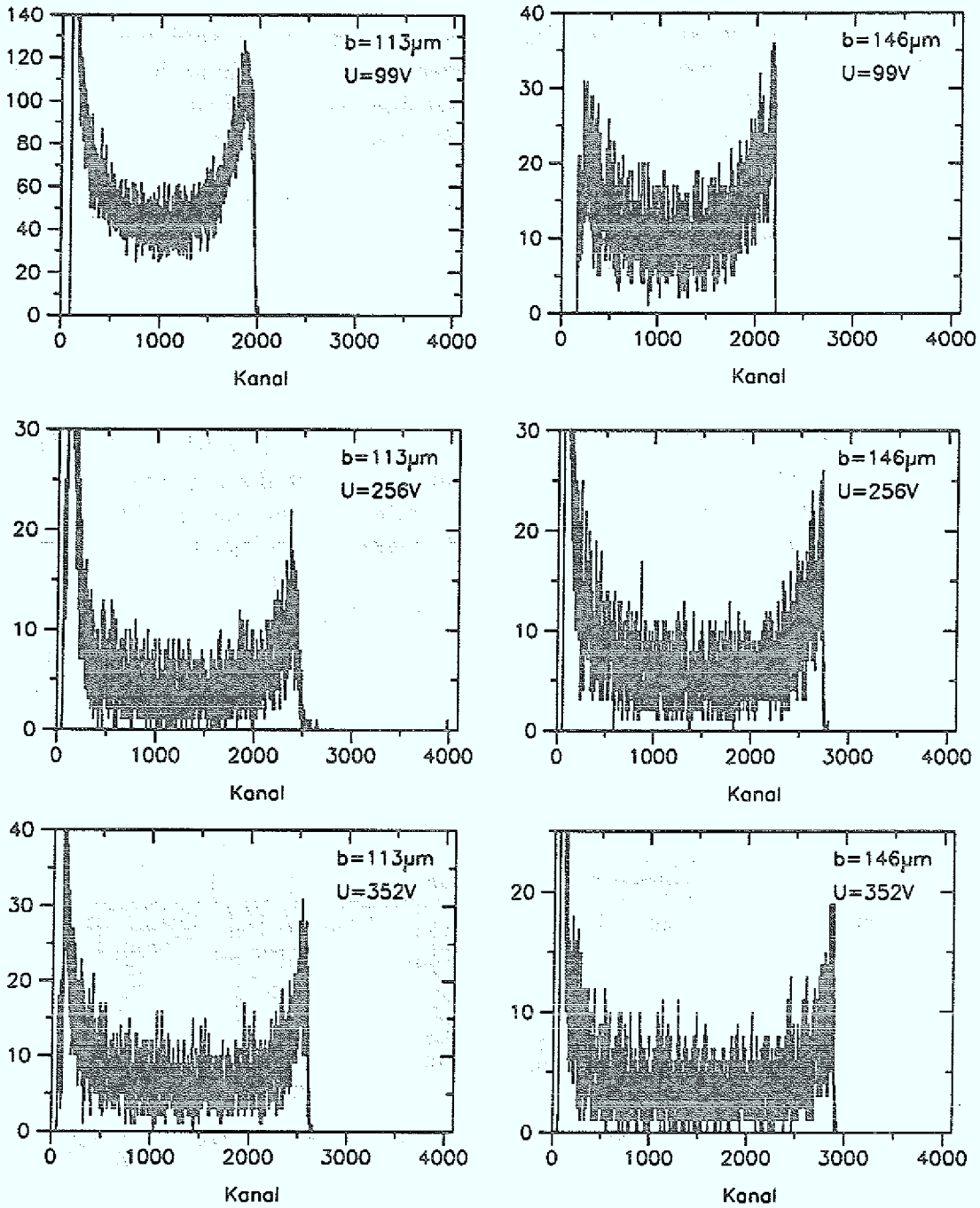


Abbildung 6.8: Spektren auf der n^+-Seite bei verschiedenen Spannungen und verschiedenen Streifenbreiten

6.5.2 Zwei-Parameter-Plots

Um zu überprüfen, ob die Spektren auf der n^+-Seite wirklich durch die Diffusionsbewegung der vom α-Teilchen erzeugten Ladungsträger erzeugt werden, eignen sich besonders Messungen mit dem ND-Vielkanalanalysator. In dessen Zwei-Parameter-Modus können Signale von zwei ADCs unter Berücksichtigung zeitlicher Koinzidenzen aufgenommen werden. Zwei Beispiele zeigt Abbildung 6.9: Beide Messungen wurden bei $U_D = 255\,\mathrm{V}$ aufgenommen. Im ersten Spektrum ist ein Streifen über einen Vorverstärker und einen ORTEC-Spektroskopie-Verstärker an ADC 1 angeschlossen worden, während seine Nachbarstreifen auf beiden Seiten über einen gemeinsamen Vorverstärker und Verstärker mit ADC 2 verbunden sind. Wenn ein Signal an ADC 1 anliegt, erfolgt der Eintrag gemäß der Impulshöhe auf der horizontalen Achse, bei Signalen an ADC 2 auf der vertikalen Achse. Zeitgleiche Signale an beiden ADCs werden in der durch die beiden Achsen aufgespannten Fläche eingetragen, wobei die Koordinaten in horizontaler beziehungsweise vertikaler Richtung den Impulshöhen der Signale an ADC 1 beziehungsweise ADC 2 entsprechen. Um das zweite Spektrum zu erhalten, sind statt des einen Streifens auf ADC 1 drei benachbarte Streifen zusammen an einen Vorverstärker angeschlossen worden, deren äußere Nachbarn wieder gemeinsam an ADC 2 liegen. Sind die von einem α-Teilchen erzeugten Ladungen soweit auseinander gedriftet, daß ihre Verteilung die Breite eines Streifens übersteigt, so erzeugen sie zeitgleich Signale auf dem mittleren und einem oder beiden Nachbarstreifen. Da die Zahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare im Rahmen der in Abschnitt 3.1.5 erwähnten Schwankungen konstant ist, erwartet man im Zwei-Parameter-Plot Einträge in den Feldern, die der Bedingung

$$KANAL_{ADC1} + KANAL_{ADC2} = konstant$$

genügen, also eine Gerade vom maximalen Eintrag im horizontalen Kanal zum maximalen Eintrag im vertikalen Kanal bilden.

In beiden Diagrammen sieht man, daß eine große Zahl von Ereignissen zwar auf einer Geraden liegen, diese aber zu kleineren Einträgen hin nicht sehr scharf definiert ist. Es werden also Ereignisse gemessen, die nicht die volle Signalhöhe haben. Das deutet auf einen Verlust von Ladungsträgern in den Gräben der Struktur hin, die aufgrund des dort inhomogenen Feldverlaufs nicht an den Elektroden der Streifen gesammelt werden. Im ersten Spektrum finden sich keine Einträge auf der horizontalen Achse (ADC 1). Das bedeutet, das es keine Ereignisse gegeben hat, die nur vom mittleren Streifen registriert worden sind, sondern es gab immer auch ein Signal auf den Nachbarstreifen. Die Diffusionsbewegung ist also immer größer als die Streifenbreite, die hier $113\,\mu\mathrm{m}$ betragen hat.

Das Bild ändert sich, wenn man drei benachbarte Sreifen gemeinsam an einen Vorverstärker anschließt und damit die effektive Breite der Struktur verdreifacht: Man sieht im unteren Diagramm einen deutlichen Peak auf der horizontalen Achse, der allerdings auch einen niederenergetischen Ausläufer hat. Natürlich gibt es auch hier Ereignisse, die auch von den Nachbarn registriert worden sind, weil sie die mittleren Streifen nicht zentral, sondern am Rand treffen. Bei einer Spannung $U_D = 255\,\mathrm{V}$ und einer Gesamtbreite der Nachweisfläche von $361\,\mu\mathrm{m}$ ist es aber möglich, Ereignisse vollständig nachzuweisen.

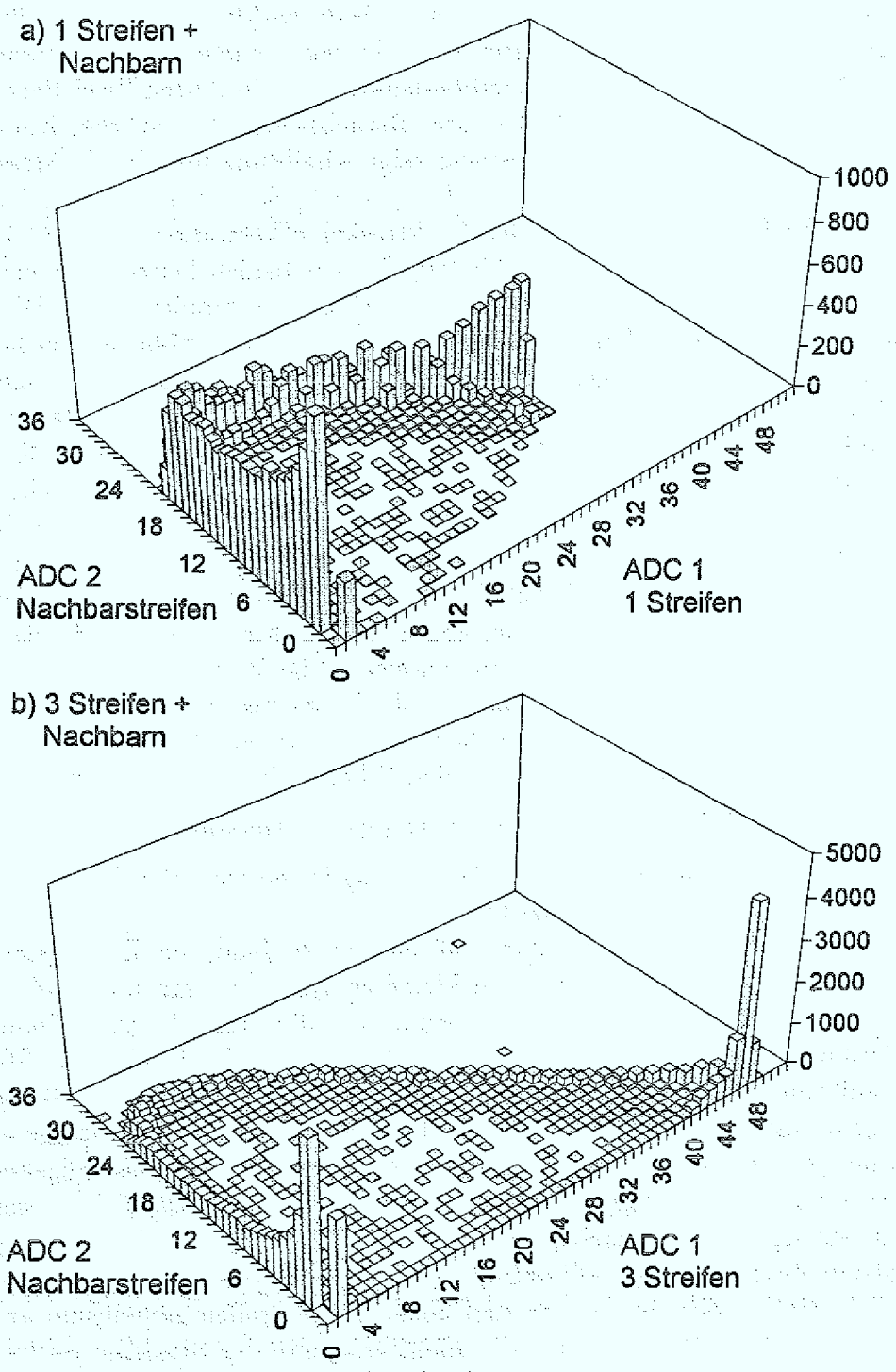


Abbildung 6.9: Zwei-Parameter-Plots auf der n^+-Seite bei $U_D = 255\,V$: (a) ADC 1: ein Streifen, ADC 2: Nachbarstreifen; (b) ADC 1: drei Streifen, ADC 2: Nachbarstreifen.

6.5.3 Bestimmung der Ladungsträgerverteilung

Die Ergebnisse aus den Zwei-Parameter-Plots bei verschiedenen Detektorspannungen auf der n^+-Seite kann man dazu benutzen, die effektive Halbwertsbreite der Gaußverteilung der Ladungsträger zu bestimmen. Man kann davon ausgehen, daß das Maximum der Ladungsträgerverteillung für die Teilchen, die zentral über einem Streifen einfallen und dort Elektron-Loch-Paare erzeugen, ebenfalls in der Mitte des Streifens ist. Diese Ereignisse ergeben das größte Signal auf einem Streifen, der Breite b, denn dieser sammelt die Elektronen, die symmetrisch um das Maximum der Gaußkurve verteilt sind. Genauer erhält man den Anteil

$$N_b = \int_{-\frac{b}{2}}^{+\frac{b}{2}} n\,dx$$

der insgesamt generierten Ladung pro Flächeneinheit

$$N_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} n\,dx$$

(siehe Abschnitt 3.2.4). Die von der Ladung N_b erzeugten Signale findet man im größten Kanal des Spektrums, $KANAL_{max}$, wieder. Bei einer Vergleichsmessung, werden wieder drei benachbarte Streifen zusammen auf einen Vorverstärker gegeben, um vollständige Signale messen zu können. Hier werden alle N_0 Ladungen gesammelt und ergeben einen Peak im Kanal $KANAL_{tot}$. Hieraus ermittelt man gemäß

$$\frac{KANAL_{max}}{KANAL_{tot}} = \frac{N_b}{N_0} \tag{6.5}$$

den Prozentsatz der gesammelten Elektronen. Aus tabellierten Werten der Gaußverteilung, zum Beispiel in [KRE 79], erhält man daraus den Quotienten $\frac{b}{2\sigma}$, aus dem man dann σ ausrechnet. Die Messungen wurden bei zwei verschiedenen Streifenbreiten durchgeführt, wobei jeweils die Spannung variiert worden ist. Die Ergebnisse zeigt Abbildung 6.10.

In die Berechnung des Fehlers sind hauptsächlich die Fehler für die Bestimmung der maximalen Kanäle und der Streifenbreite b eingegangen. Letzterer wurde wegen des Fehlers in der Ortsbestimmung (siehe Abschnitt 6.3) und der Strahlfleckbreite (siehe Abschnitt 5.6) zu $\Delta b = 5\,\mu$m angenommen.

Die Ergebnisse der beiden Messungen weichen zwar voneinander ab, stimmen aber innerhalb der Fehlerbalken noch überein. Qualitativ stimmt der Kurvenverlauf beider Messungen mit der theoretischen Erwartung überein, quantitativ zeigt sich jedoch, daß die gemessenen Verteilungen etwa doppelt so breit sind wie die berechneten. Eine mögliche Ursache könnte darin liegen, daß die in der Rechnung verwendeten Parameter Temperatur und elektrische Feldstärke nicht mit der Realität übereinstimmen. Die Temperatur am Kühlfinger, wo das PT 100 angebracht ist, ist vielleicht etwas niedriger als am Detektor selber. Die elektrische Feldstärke

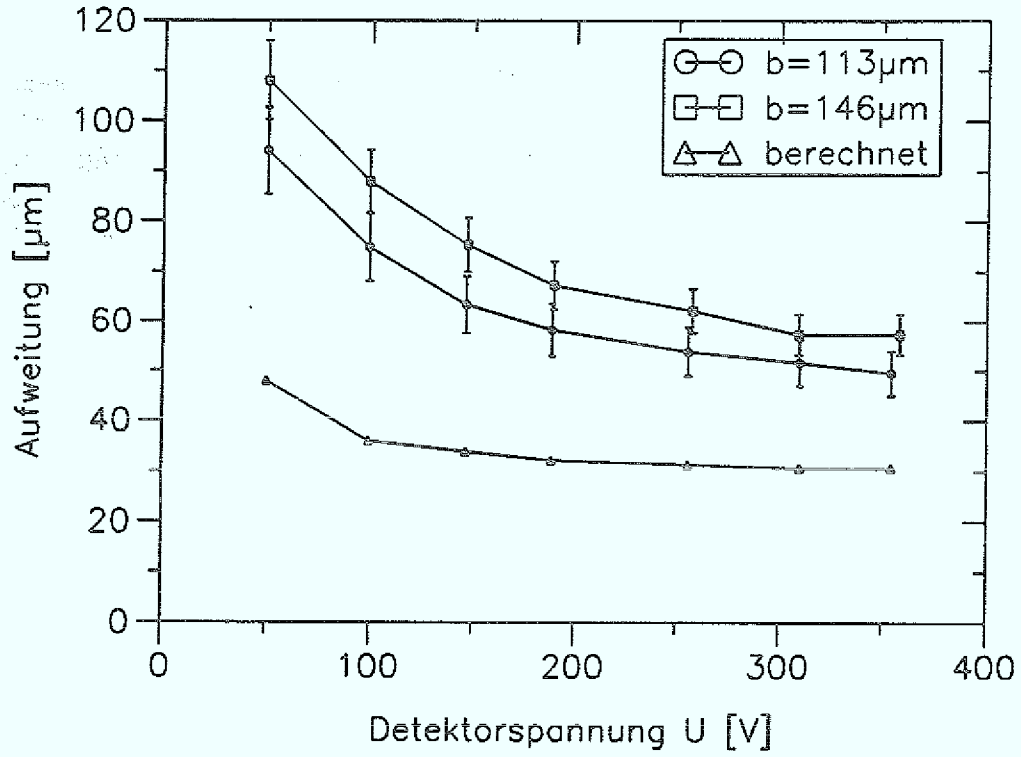


Abbildung 6.10: Halbwertsbreite der Ladungsträgeraufspaltung durch Diffusion bei verschiedenen Spannungen. Meßergebnisse aus Zwei-Parameter-Plots auf der n^+-Seite und berechnete Werte.

könnte wegen der Gräben oder der nicht kontaktierten Streifen effektiv etwas geringer sein, als in der Rechnung angenommen. Trotzdem ist es fraglich, ob man mit diesen Fehlerquellen eine derartig große Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment erklären kann.

Andererseits besteht die Möglichkeit, daß die Inhomogenität des elektrischen Feldes eine Driftbewegung der Ladungsträger zum Nachbarstreifen hin verursacht, die deren Verteilung verbreitert.

6.6 Ortsauflösung

Normalerweise kann man bei einem digital ortsauflösendem Detektor als Ortsauflösung die Dimensionen seiner Segmente angeben. Das entspräche beim *Quirl* den in Tabelle 2.1 referenzierten Pixelgrößen. Bei so feinen Strukturen wie beim *Quirl* tritt dann allerdings das im vorigen Abschnitt diskutierte Problem der Signalaufspaltung auf, sodaß gleichzeitig mehrere benachbarte Spiralen ansprechen. Wenn man sich dann zur Ortsbestimmung mit der digitalen Information begnügt, ob ein Streifen angesprochen hat oder nicht, verschlechtert sich die Güte der Ortsinformation somit auf mehrere Pixeldurchmesser.

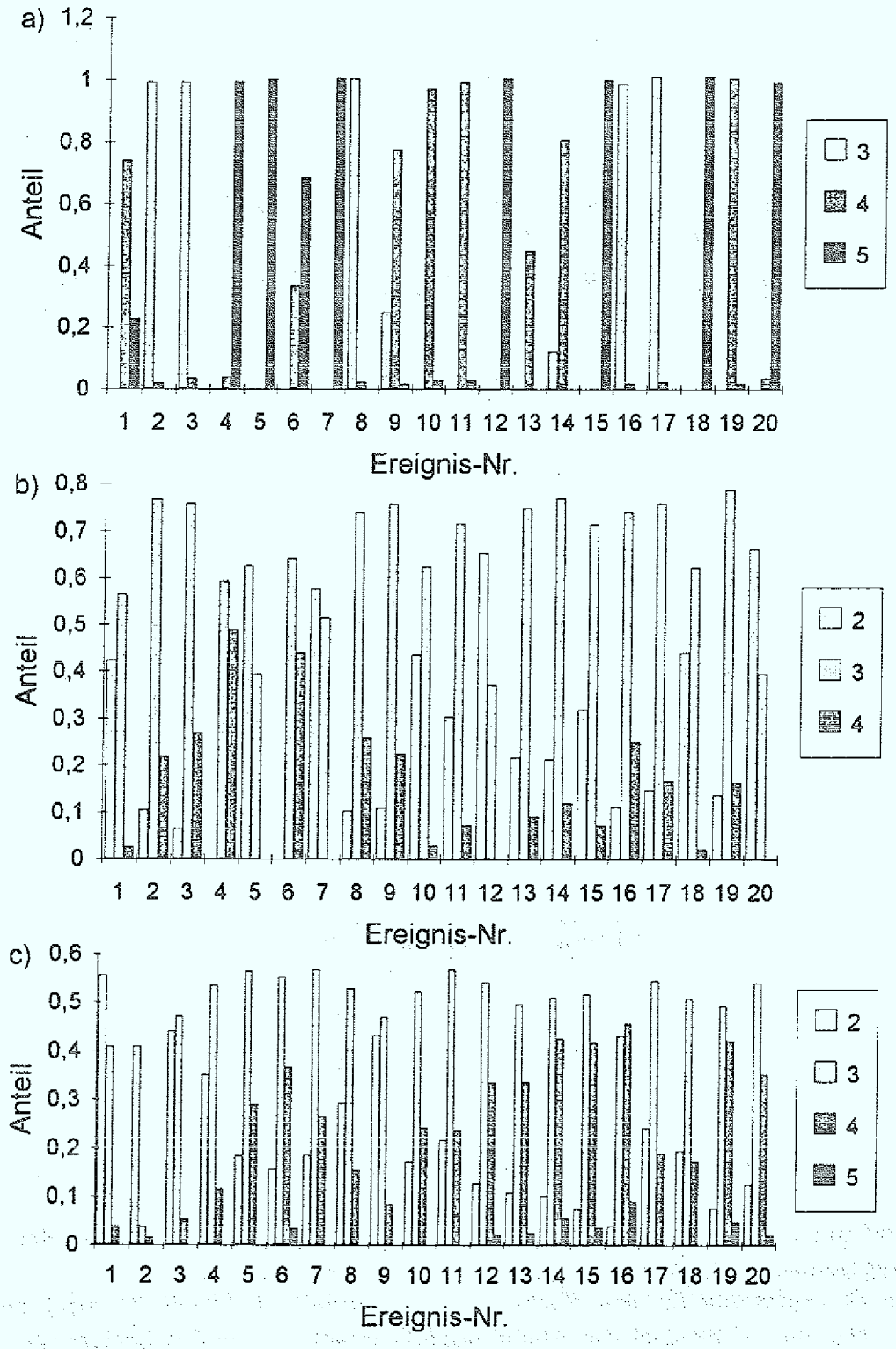


Abbildung 6.11: Rohdaten einzelner Events: a) auf der p^+-Seite; b) auf der n^+-Seite bei U = 350 V; c) auf der n^+-Seite bei U = 100 V. Auf der Abszisse sind die einzelnen Ereignisse nummeriert, in der Legende der Verstärkerkanal, in dem Signale registriert worden sind.

Wenn man allerdings die volle analoge Information ausnutzt, also die Signalhöhen, die ein Ereignis auf mehreren Spiralen hervorbringt, läßt sich durch eine Schwerpunktbildung die erreichbare Auflösung verbessern.

Abbildung 6.11 zeigt Rohdaten einzelner Ereignisse, die mit dem FATIMA-System bei einem Pitch von 135 μm aufgenommen worden sind. Man sieht, daß auf der p^+-Seite höchstens zwei Kanäle gibt, die bei einem Ereignis ansprechen, auf der n^+-Seite sind es meistens drei, bei kleinen Spannungen sogar manchmal vier.

Wenn man nun dem i. Streifen seine Mittellinie als Ortskoordinate x_i zuordnet und mit seinem Anteil h_i der gesamten Signalhöhe gewichtet, erhält man den Schwerpunkt s der Ladungsverteilung, die sich über n Streifen erstreckt, gemäß

$$s = \frac{\sum_{i=1}^{n} x_i\, h_i}{\sum_{i=1}^{n} h_i}. \tag{6.6}$$

Der Schwerpunkt gibt dann den Einfallsort des Teilchens an. Die Standardabweichung σ beziehungsweise die Halbwertsbreite $FWHM = 2.35\,\sigma$ der Ladungsverteilung erhält man mit

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n} h_i\,(x_i - s)^2}{\sum_{i=1}^{n} h_i}}. \tag{6.7}$$

Die Halbwertsbreite gibt hierbei an, wie weit zwei gleichzeitig im Detektor einfallende Teilchen voneinander entfernt sein müssen, damit sie als zwei verschiedene Ereignisse registriert werden. Als Beispiel ist nach diesen Formeln für die n^+-Seite bei drei verschiedenen Spannungen für je 50 Ereignisse der Schwerpunkt und die Halbwertsbreite aus den FATIMA-Rohdaten ermittelt worden. Die Mittelwerte dieser Halbwertsbreiten sind in Tabelle 6.5 notiert. Bei hohen Spannungen ist dieser

Breite der Signalverteilung	
U_D [V]	FWHM [μm]
99	213
257	169
354	164

Tabelle 6.5: FWHM der Elektronenverteilung auf der n^+-Seite

Abstand nur um 21% größer als der Pitch des Detektors an der Stelle, an der die Messung gemacht worden ist.

Die Ortsauflösung für den Nachweis eines einzelnen Teilchens ist sogar noch besser. Das sei am Beispiel von Abbildung 6.11 erläutert: Bei den Ereignissen auf der p^+-Seite (6.11 a)), bei denen häufig nur ein Streifen angesprochen hat, kann man auch nur den Pitch als Genauigkeit angeben. Auf der n^+-Seite kann man dagegen anhand der Signalverteilung auf meistens drei Spiralen den Schwerpunkt weit genauer als eine Streifenbreite erkennen. Auch wenn sich die Signale eines Ereignisses zum Beispiel gleichmäßig auf zwei Spiralen verteilen, weiß man, daß der Teilchenort im Graben zwischen diesen Spiralen gewesen sein muß.

Um die Qualität der Ortsauflösung quantitativ beurteilen zu können, müßte man Ereignisse vergleichen, die immer präzise den gleichen Einfallsort auf dem Detektor haben. Dann ist die Standardabweichung des Mittelwertes der nach Gleichung 6.6 berechneten Schwerpunkte ein Maß für die Ortsbestimmung. Leider läßt sich diese Messung mit der kollimierten α-Quelle nicht durchführen, da der Strahlfleck auf dem Detektor mehrere Streifenbreiten groß ist. Aufgrund der hohen Anzahl an generierten Ladungsträgern, die zur Signalbildung beitragen, darf man allerdings eine sehr geringe Streuung der Schwerpunkte annehmen.

6.7 Spiralen mit schlechter Ladungssammlung

Bei den Messungen hat sich herausgestellt, daß nicht alle Spiralen die gleiche Qualität aufweisen, was die Ladungssammlung betrifft. Abbildung 6.12 zeigt Spektren sowohl von der p^+- als auch von der n^+-Seite. Es handelt sich um Spiralen, die bei Kollimatorposition $x = 26\,\mathrm{mm}$ bei einem Pitch von $148\,\mu\mathrm{m}$ untersucht wurden.

Die Spektren sind mit dem ND 600-Vielkanalanalysator im Zwei-Parameter-Modus aufgenommen worden. Auf ADC 1 sind zum einen vier benachbarte Streifen von der n^+-Seite, zum anderen vier benachbarte und einmal ein einzelner Streifen von der p^+-Seite über einen Vorverstärker angeschlossen worden, auf ADC 2 jeweils deren Nachbarn auf beiden Seiten (vgl. Abschnitt 6.5.2). Die Spektren zeigen die Ereignisse, bei denen nur ADC 1 ein Signal ein Ereignis registriert hat, also die horizontale Achse des Zwei-Parameter-Plots. Die breite Verteilung, die man erkennen kann, rührt also auf keinen Fall von einer Signalaufspaltung im Sinne von Abschnitt 6.5 her, da solche Ereignisse ja auch Beiträge in ADC 2 liefern müßten.

In allen Fällen zeigen die gemessenen Peaks einen langsamen exponentiellen Abfall auf der hochenergetischen Seite des Spektrums bei kleinen Betriebsspannungen von $U_D = 103\,\mathrm{V}$. Durch Erhöhung der Spannung auf $U_D = 366\,\mathrm{V}$ schiebt man die Peaklage um etwa 20% nach rechts und die Peakform nimmt, zumindest im hochenergetischen Teil, ein eher gauß'sches Profil an. Auch auf der niederenergetischen Seite ist die Verbreiterung der Peaks wesentlich ausgeprägter als bei den Spiralen in den anderen Regionen des *Quirls*, bei denen Messungen durchgeführt worden sind.

Interessanterweise sind die Spektren von vier benachbarten Streifen auf der p^+-Seite schlechter als die von nur einem Streifen, die bei $U_D = 366\,\mathrm{V}$ eine fast normale Peakform aufweisen.

Offenbar werden bei den meisten registrierten Ereignissen nicht alle generierten Ladungen gesammelt, sondern ein großer Anteil geht verloren.

Auf der Suche nach den Ursachen dieser Spektren sind Strom und Grabenwiderstand der Spiralen untersucht worden. Der Strom durch die jeweils angeschlossenen acht Streifen ist so gering ($\approx 1\,\mathrm{nA}$), daß er mit dem KEITHLEY nur schwer meßbar ist. Der Grabenwiderstand ist hier zwar kleiner als im Segment p1, aber viel größer als in p3, wo aber solche Effekte in den Spektren nicht beobachtet worden sind. In p3 gibt es auch mindestens so viele nicht kontaktierte Streifen, sodaß auch die durch diese verursachten Feldinhomogenitäten eigentlich nicht der Grund für die sehr schlechte Ladungssammlung sein können.

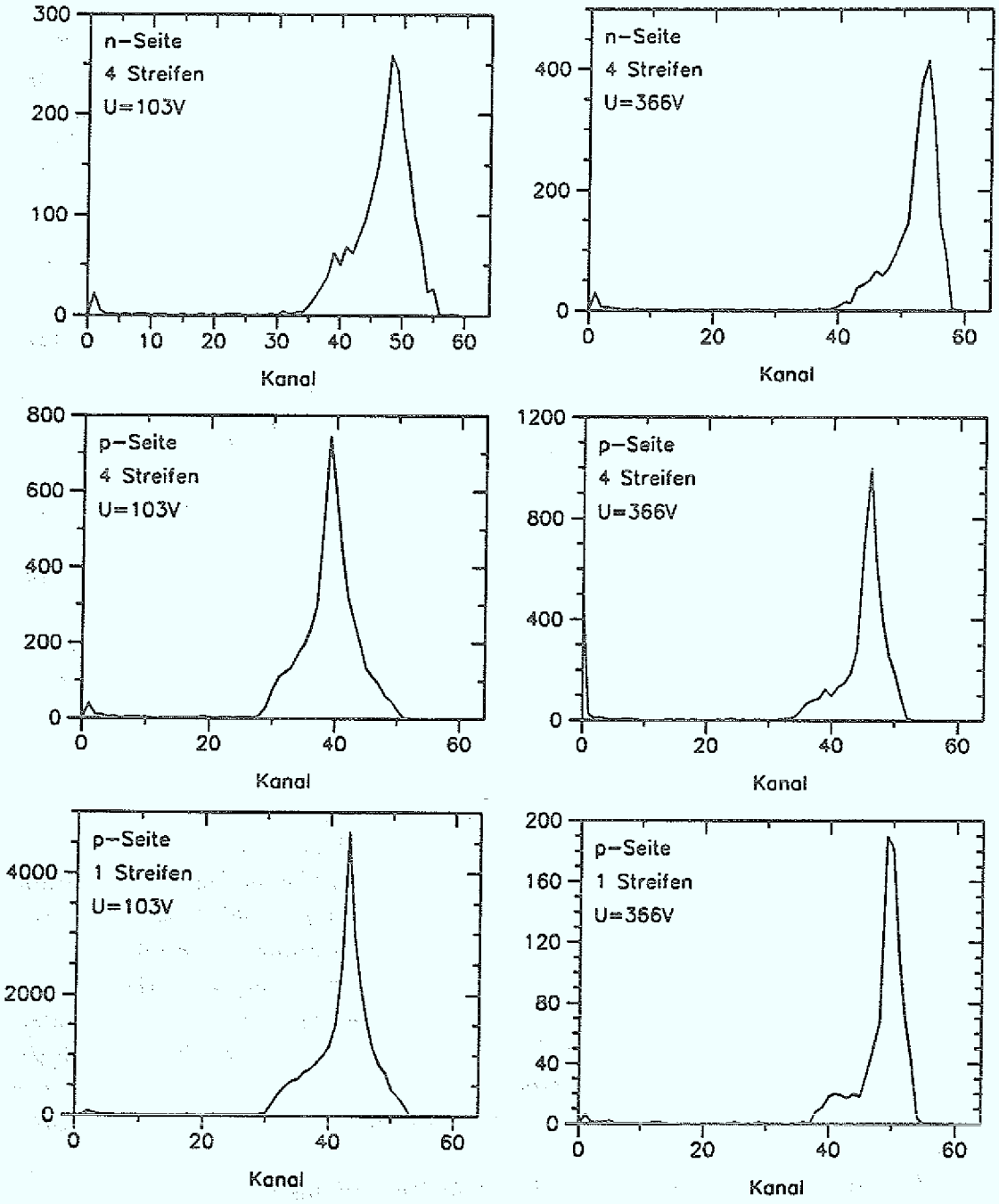


Abbildung 6.12: Schlechte Ladungssammlung auf p^+- und n^+-Seite: a) vier Streifen von der n^+-Seite, b) vier Streifen von der p^+-Seite, c) ein Streifen von der p^+-Seite

6.8 Elektronische Einkopplung von Störsignalen

6.8.1 Elektronisches Übersprechen

Beim Betrieb des Detektors im Experiment müssen die Detektorsignale nach der Vorverstärkung vom Meßplatz zum Meßelektronikraum geführt werden. Dafür sind etwa 38 m lange abgeschirmte Flachbandkabel *(Shielded-Twisted-Pair)* vorgesehen, bei denen sich die Signalleitungen umgeben von Abschirmungslitze in einem zusätzlichen Kabelschlauch befinden. Es ist untersucht worden, inwieweit Signale von einer Leitung kapazitiv auf benachbarte Leitungen übersprechen. Dazu ist im Vorverstärkerkästchen der n^+-Seite von einem Vorverstärker der Testpulsereingang abgeklemmt und über einen 50 Ω-Widerstand an Masse gelegt worden. Zusätzlich ist er durch dünne Kupferbleche im Kästchen weitgehend gegen Einstreuungen über die Zuleitungen zu den Vorverstärkereingängen abgeschirmt worden. Auf die übrigen sieben Vorverstärker wurden mit dem Pulser Signale gegeben, die am Verstärkerausgang eine Amplitude von 6.5 V hatten. Dann ist die Signalhöhe im Kanal ohne Testimpulse am Hauptverstärkerausgang gemessen worden, wobei die Verbindungen zwischen Vor- und Hauptverstärker einmal mit Koaxialkabeln (BNC RG 58), mit 7 m langem Twisted-Pair-Kabel und mit 38 m Shielded-Twisted-Pair-Kabel realisiert worden ist. Es sind für die Verbindung mit Koaxialkabeln ein ORTEC-Verstärker, für die Twisted-Pair-Kabel die Shaper der FATIMA-Datenerfassung verwendet worden. Die Ergebnisse zeigt Tabelle 6.6.

Kapazitives Übersprechen			
Kabel	Länge	Signalhöhe	rel. Höhe
BNC RG 58	3.5 m	100 mV	1.6%
Twisted-Pair	7 m	120 mV	1.8%
Shielded-Twisted-Pair	38 m	150 mV	2.3%

Tabelle 6.6: Kapazitives Übersprechen über die Signalleitungen bei verschiedenen Kabeltypen

Das Übersprechen, das zusätzlich durch das lange Kabel verursacht wird, liegt mit 50 mV unter 1% der Amplitude des Ausgangssignals, stellt also keine erhebliche Beeinträchtigung der Signalverarbeitung dar.

Die eingestreute Impulsamplitude von 100 mV, die bei der Verwendung von Koaxialkabeln gemessen worden ist, erfolgt trotz der Abschirmung hauptsächlich über die Vorverstärkereingänge. Es gehen aber auch die Anteile ein, die über die Kapazitäten des Detektors und der KAPTON-Leiterbahnen eingekoppelt werden. Durch diese Messung läßt sich daher für dieses Übersprechen eine obere Schranke von 1.6% der Signalamplitude angeben.

6.8.2 Störeinflüsse vom Magnetspektrometer

Nachdem die Einkopplung von Detektorsignalen auf andere Spiralen untersucht worden ist, muß man noch den Einfluß äußerer Störquellen beim Experiment herausfinden. Dazu ist der Detektor im Testkryostaten zum *BIG KARL*-Meßplatz gebracht worden, wo sich während der Tests auch die Ionengetterpumpe mit Spannungsversorgung, die Vorverstärker mit Versorgung, das Hochspannungsgerät für die Detektorspannung und der Testpulser befunden haben. Die Netzspannungsversorgung für die Elektronik erfolgt über Kabel aus dem Meßelektronikraum und kann mit oder ohne Trenntrafo an die Geräte angeschlossen werden. Im Meßelektronikraum sind die Verstärker, ein transportabler Vielkanalanalysator und ein Oszillograph untergebracht. Die Verbindung zum Meßraum erfolgt über die schon erwähnten 38 m langen Shielded-Twisted-Pair-Kabel.

Mit der im Kryostaten befindlichen ^{244}Cu-Quelle ist der Pulser so geeicht worden, daß er eine 5.8 MeV-α-Linie simuliert, wobei die Signalhöhe etwa 6 V beträgt. Es ist ein Pulser mit variabler Frequenz gewählt worden, die man so eingestellt hat, daß seine Signale nicht mit einem Vielfachen der Netzfrequenz auftreten, um den statistischen Charakter von Signalen von Teilchenstrahlung zu simulieren.

Die Pulsersignale werden mit dem Vielkanalanalysator gemessen und ihre Halbwertsbreite bestimmt. Dabei wird die Betriebsspannung wie sonst auch an der p^+-Seite des Detektors angelegt, sodaß sich bei der Messung die Einflüsse des HV-Geräts und der Mikrophonie auf dieser Seite bemerkbar machen.

Mit dieser Versuchsanordnung sind folgende Untersuchungen gemacht worden:

1. **Spannunngsversorgung**
   Wenn die Erdungspunkte für den Meßplatz und den Elektronikraum nicht identisch sind, kann es sein, daß diese auf unterschiedlichem Potential liegen und so ein zusätzlicher Stromfluß induziert wird, der die Auflösung negativ beeinflußt. Das kann man verhindern, indem man zwischen Netzspannungsversorgung und Elektronik einen Trenntrafo schaltet.

   Bei den Testmessungen ist allerdings kein Unterschied in der Auflösung des Pulsersignals mit oder ohne diesen Trenntrafo beobachtet worden.

2. **Pulserauflösung bei isoliertem Testkryostaten**
   Der Kryostat steht frei im Meßraum, die Magnete von *BIG KARL II* sind abgeschaltet und die Abschirmung des Verbindungskabels ist offen.

   Mit dieser Anordnung mißt folgende Pulserauflösung:
   n^+-Seite: $\Delta E_{FWHM} = 11$ keV
   p^+-Seite: $\Delta E_{FWHM} = 16$ keV

3. **Galvanische Verbindung zwischen Kryostat und BIG KARL II**
   Durch ein Erdungsband wird der Kryostat elektrisch mit der Vakuumkammer von *BIG KARL II* verbunden. Dadurch verschlechtert sich die Auflösung auf folgende Werte:
   n^+-Seite: $\Delta E_{FWHM} = 14$ keV
   p^+-Seite: $\Delta E_{FWHM} = 34$ keV

4. **Einfluß der Dipolmagnete**
   Im nächsten Schritt sind die beiden Dipolmagnete des Spektrometers mit 25% ihrer vollen Leistung eingeschaltet worden. Interessanterweise hat sich auf der p^+-Seite die Auflösung wieder verbessert:
   n^+-Seite: $\Delta E_{FWHM} = 16\,\mathrm{keV}$
   p^+-Seite: $\Delta E_{FWHM} = 17\,\mathrm{keV}$

5. **Einfluß der Quadrupolmagnete**
   Die Thyristoren der Spannungsversorgung der Quadrupolmagnete erzeugen entsprechend ihrer Taktfrequenz zwölfmal in 20 ms Störsignale einer maximalen Amplitude von etwa 800 mV auf der p^+-Seite. Diese beinflussen nicht die Halbwertsbreite der Pulsersignale, aber die Form ihres Spektrums: Am Fuß des Peaks erscheint an beiden Seiten ein breiter Sockel, der durch Signale entstehen kann, die zeitlich koinzident mit einem Störpuls registriert werden und deren Impulshöhe dann (6 ± 0.8) V beträgt. Die Einstreuung erfolgt über die Vakuumkammer, denn die Störpulse verschwinden, wenn man den Testkryostaten von dieser elektrisch isoliert.

6. **Auflegen der Abschirmung**
   Bei allen Messungen wurde kein Unterschied in der Auflösung bemerkt, wenn die Abschirmung des Twisted-Pair-Kabels entweder offen bleibt oder einseitig am Kryostaten aufgelegt wird. Lediglich durch Erdung im Meßelektronikraum erhöht sich die Rauschamplitude um das dreifache, weil der Elktronikraum eine andere Masse besitzt als der Meßraum, in dem der Kryostat geerdet ist.

Die Verwendung der Shielded-Twisted-Pair-Kabel hat die Auflösung der Pulsersignale nicht beeinträchtigt. Es sind auch keine Frequenzen über die Leitung eingestreut worden. Bedenklicher sind die Störungen, die vor allem die Quadrupole verursachen und die über die *BIG KARL II*-Vakuumkammer den Detektor erreichen. Hier muß für das Experiment eine Modifizierung des Kryostaten erfolgen, die es erlaubt, ihn galvanisch isoliert an die Strahlführung und *BIG KARL II* anzuflanschen.

6.9 Verhalten der Vakuumdurchführungen

Während der Messungen mit dem *Quirl*-Detektor ist das Verhalten der Vakuumdurchführungen aus KAPTON-Polyimidfolie beobachtet worden. Die Ergebnisse seien hier kurz zusammengefaßt.

1. **Druck**
   Die KAPTON-Durchführungen sind vakuumdicht. Beim ersten Auspumpen des Kryostaten hat es zwei Tage gedauert, bis der Druck in den Bereich von 10^{-6} mbar gefallen war. Dafür können Ausgasungen des Klebers aus den KAPTON-Ringen verantwortlich sein. Es kann allerdings auch daran liegen, daß der Kryostat sehr viele Oberflächen wie den Kühlfinger, die Halterung und den Kollimator hat und daß alle Bauteile über einen längeren Zeitraum

belüftet waren. Nach dem Einschalten der Ionengetterpumpe verbesserte sich der Druck kontinuierlich bis auf 1.5×10^{-8} mbar. Das ist für den Betrieb des Detektors völlig ausreichend.

2. **Temperatur**
   Nach dem Abkühlen mit flüssigem Stickstoff ist an dem PT100 am Kühlkörper gemessen worden. Sie stellt sich auf $T = (90 \pm 1)\,\mathrm{K}$ ein. Außen ist an den Leiterbahnen kein Unterschied zur Raumtemperatur gemessen worden. Der Verbrauch an flüssigem Stickstoff ist über vier Wochen protokolliert worden und hat im Mittel 0.29 l/h betragen. Das ist angesichts der Größe des Kryostaten und der schon erwähnten Oberflächen ein Wert, der nicht signifikant von bisherigen Erfahrungen abweicht. KAPTON ist demnach ein so guter thermischer Isolator, daß es als Trägermaterial für Signalleitungen gekühlter Detektoren verwendet werden kann.

3. **Elektrische Eigenschaften**
   An einer Probefolie sind der Widerstand der Leiterbahnen und die Kapazität zwischen zwei Leitungen sowie zwischen einer Leiterbahn und zwei Metallscheiben gemessen worden. Die Metallscheiben haben die gleichen Abmessungen gehabt wie die Flansche im Kryostaten für das Experiment.
   Widerstand : $R = 0.033\,\Omega\mathrm{cm}^{-1}$
   Kapazität zweier Leitungen : $C_L = 0.13\,\mathrm{pF\,cm}^{-1}$
   Kapazität Leitung – Flansch: $C_F = 11.3\,\mathrm{pF}$ bei $100\,\mu\mathrm{m}$ KAPTON

Kapitel 7

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit ist eine Testapparatur aufgebaut worden, die es erlaubt, den *Quirl*-Detektor als eine wesentliche Komponente des *GEM*-Detektorsystems nach dessen Fertigstellung ersten Testmessungen zu unterziehen. Ferner konnten einige technologische Neuerungen wie die Vakuumdurchführungen auf ihre Funktion hin überprüft werden. Folgende Resultate wurden erzielt:

Die Grabenwiderstände auf der p^+-Seite sind möglicherweise im Laufe der Messungen schlechter geworden. Eine generelle Verbesserung wäre wünschenswert und kann vielleicht durch eine Veränderung der Parameter bei der Implantation und beim Plasma-Ätzen erreicht werden (siehe [KIN 93]).

Die Qualität der einzelnen Spiralen des *Quirls* ist unterschiedlich. Bei einigen sind bis zu 10% der generierten Ladungsträger nicht gesammelt worden. Hier sind in nächster Zeit systematische Messungen auf allen Spiralen nötig.

Die Aufspaltung der Detektorsignale auf mehrere Spiralen bedingt durch laterale Diffusion ist qualitativ und quantitativ gemessen worden. Es hat sich gezeigt, daß der Effekt etwa doppelt so groß ist, wie man ihn theoretisch berechnet. Messungen der Signalaufspaltung sollten auch noch näher am Loch, also bei sehr kleinem Pitch, durchgeführt werden. Außerdem sollte man den Detektor auch von der anderen Seite bestrahlen, um etwaige Unterschiede zwischen p^+- und n^+-Seite feststellen zu können. Experimente am Teilchenstrahl eines Beschleunigers sollten über Signalaufspaltung bei durchdringender Strahlung Aufschluß geben.

Die Auswertung der Rohdaten aus aufgeteilten Signalen von α-Teilchen ermöglichen es durch Schwerpunktbildung, eine Ortsauflösung zu erreichen, die genauer ist als die Streifenbreite. Der minimale Abstand, den zwei Teilchen haben sollten, um als getrennte Ereignisse erkannt zu werden, beträgt $164\,\mu$m bei einem Pitch von $135\,\mu$m, bei dem die Messung durchgeführt wurde.

Wegen des geringen Grabenwiderstands kann man nicht mit einer perfekten Energieauflösung bei den α-Teilchen rechnen. Bei der Testanordnung wurde sie zusätzlich durch äußere Störeinflüsse beeinträchtigt, sodaß die erreichten 78 keV für die α-Teilchen ein durchaus befriedigendes Resultat darstellen, zumal der *Quirl* in erster Linie für eine gute Ortsauflösung verantwortlich ist und bei hochenergetischer Strahlung nur einen geringen Anteil am Energiesignal hat. Für Teilchen höherer Energie darf man auch eine bessere Auflösung erwarten, da zum Beispiel der Ein-

fluß der toten Zonen auf dem Detektor geringer wird. Die elektronische Auflösung von 16 keV unter Experimentierbedingungen stellt allerdings die untere Grenze des erreichbaren Energieauflösungsvermögens dar.

Am späteren Meßplatz am *BIG KARL II* ist der Detektor auch hinsichtlich der Einstreuung von Störungen getestet worden. Dabei bereiten die eingesetzten Kabel keine Probleme, aber es sind Störpulse über die Vakuumkammer des Magnetspektrometers eingekoppelt worden. Der Kryostat für das Experiment wird deshalb so modifiziert, daß eine isolierte Ankopplung an die Strahlführung und das Spektrometer möglich ist.

Die Vakuumdurchführungen aus KAPTON-Polyimidfolie haben sich trotz der Schwierigkeiten, die sie bei der Montage des Detektors bereiten, von ihrer Funktionstüchtigkeit her bewährt. Sie haben sowohl den mechanischen Belastungen während der Einbauphase standgehalten, als auch ein gutes Vakuum im Testkryostaten von besser als 2×10^{-8} mbar zugelassen. Es hat kein merklicher Kältetransport über die Leiterbahnen stattgefunden, und es konnte auch kein signifikant größerer Stickstoffverbrauch festgestellt werden. Das Problem der mangelhaften Kontaktierung der Leiterbahnen durch Aufquetschen von Pfostenverbindern wird in Zukunft durch ein verändertes Steckersystem beseitigt.

Das FATIMA-Datenerfassungssystem konnte erfolgreich in Betrieb genommen werden, obwohl es eher für den Einsatz im Experiment geeignet ist, als für Labortests.

Literaturverzeichnis

[ALB 68] *A. Alberigi Quaranta, M. Martini, G. Ottaviani:*
Transport phenomena
in Bertolini, Coche (Hrsg.): Semiconductor Detectors
North-Holland Publishing Company
Amsterdam 1968

[FRI 80] *T. Friese*
Vorlesungsskript Nukleare Elektronik
Hahn-Meitner-Institut
Berlin 1980

[HAM 90] *A. Hamacher, H. Machner, M.Nolte, M. Palarzyk, D. Protić und G. Riepe:*
Performance of position-sensitive germanium detectors in nuclear reaction experiments
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A295 (1990) 128-132

[KIL 91] *K. Kilian und H. Nann:*
Meson Production and Velocity Matching
Proc. Conf. on Particle production near threshold, Nashville, Indiana, 1990
AIP Conf. Proc 221, Particle and Fields Series 41
American Institute of Physics, New York (1991) 185

[KIN 93] *R. Kinast:*
Untersuchungen zur Strukturierung von ortsempfindlichen Germaniumdetektoren
Diplomarbeit, Fachhochschule Aachen, Abteilung Jülich, 1993

[KUH 69] *A. Kuhn:*
Halbleiter- und Kristallzähler
Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G.
Leipzig 1969

[KRE 79] *E. Kreyszig:*
Statistische Methoden und ihre Anwendungen, 7. Auflage
Vandenhoeck & Ruprecht
Göttingen 1979

[LAE 72] *L. H. DeLaet, W. K. Schoenmaekers, H. J. Guislain, H. Meeus*
Quality Control Of p-Type And Intrinsic Ge Monocrystals For γ-Radiation Detectors
Nuclear Instruments and Methods 101 (1972) 11–17

[MAC 92] *H. Machner et al.*
COSY Proposal 24
Jülich Interner Bericht, 1992

[MAC 88] *H. Machner et al.*
COSY Proposal 10
Jülich Interner Bericht, 1988

[MÜL 87] *R. Müller:*
Grundlagen der Halbleiter-Elektronik, 5. Auflage
Springer-Verlag
Berlin, Heidelberg, New York, London, Tokyo 1987

[MAR 83] *S. A. Martin, A. Hardt, J.Meissburger, G. P. A. Berg, U. Hacker, W. Hürlimann, J. G. M. Römer, T. Sagefka, A. Retz, O. W. B. Schult, K. L. Brown, K. Halbach:*
The QQDDQ Magnet-Spectrometer "BIG KARL"
Nuclear Instruments and Methods 214 (1983) 281–303

[PRO 85] *D. Protič und G. Riepe:*
Position-sensitive Germanium Detectors
IEEE Transactions on Nuclear Science NS-32 (1985) 553

[RES 68] *G. Restelli, A. Rota:*
Mean energy required for hole-electron pair creation and the Fano factor in Bertolini, Coche (Hrsg.): Semiconductor Detectors
North-Holland Publishing Company
Amsterdam 1968

[RIE 79] *G.Riepe und D. Protić:*
High-purity germanium detectors with both contacts made by ion-implantation
Nuclear Instruments and Methods 165 (1979) 31–34

[SCH 92] *N. Schaub:*
Dotierung von Germanium mittels Ionenimplantation
Diplomarbeit, Fachhochschule Aachen, Abteilung Jülich, 1992

[SIM 90] *K. Simonyi:*
Kulturgeschichte der Physik
Verlag Harry Deutsch, Thun/Frankfurt am Main, 1990

[WAT 92] *K.-H. Watzlawik, R. Nellen, T. Noll, M. Karnadi, H.Machner*
FATIMA A Data Acquisition System for Medium Scale Experiments
IEEE Transactions on Nuclear Science, 39 (1992) 154

[WOH 89] *F. N. Wohlert:*
Bau und Erprobung eines positionsempfindlichen Halbleiterdetektors
Diplomarbeit, Universität Dortmund, 1989

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. K. Kilian dafür, daß er diese Arbeit angeregt und ermöglicht hat.

Herrn Prof. Dr. J. Ernst möchte ich für das Korreferat danken.

Mein Dank gilt Herrn Dr. H. Machner für die Motivation dieser Arbeit und die Betreuung im Hinblick auf ihre kernphysikalischen Aspekte.

Bei Herrn Dr. G. Riepe möchte ich für die gute Betreuung während der Einarbeitungszeit und seine Hilfe in der Vorbereitungsphase der Versuche danken.

Herrn Dipl. Phys. D. Protić gilt mein herzlicher Dank für die sehr gute Hilfestellung, besonders im zweiten Teil der Arbeit, und für viele bereichernde Diskussionen und Ratschläge.

Herrn A. Hamacher danke ich für die Konstruktion des Test-Kryostaten, viele Zeichnungen in dieser Arbeit und seine Hilfe bei allen technischen Fragen.

Desweiteren möchte ich allen übrigen Mitarbeitern des Detektorlabors, Frau H. Metz, Herrn G. Fiori, Herrn T. Künster und Herrn J. Pfeiffer für die jederzeit gewährte Unterstützung und ständige Hilfsbereitschaft danken.

Vielen Dank auch an Herrn R. Nellen und Herrn M. Karnadi für die Einführung in das FATIMA-Datenerfassungssystem.

Herzlicher Dank gebührt dem Applikationslabor der Firma *DuPont* für die kostenlose Anfertigung der KAPTON-Leiterbahnen.

Bedanken möchte ich mich außerdem bei Herrn Dr. R. V. Srikantiah und Herrn Dipl. Phys. Ch. Nake für viele anregende Gespräche über die Physik, das Leben und den ganzen Rest.

Nicht zuletzt gilt mein besonderer Dank meinen Eltern und meiner Verlobten, die mich mein ganzes Studium hindurch nach Kräften unterstützt haben.

FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH

KFA

Jül-2860
Dezember 1993
ISSN 0944-2952