

Betreuer: Dr. J. Eberth

Fortgeschrittenen-Praktikum am
Institut für Kernphysik

Ge(Li)- γ -Spektroskopie¹

Oliver Flimm
Oberstraße 74
51149 Köln

Uwe Münch
Schmittgasse 92
51143 Köln

Wintersemester 93/94²

e-mail: flimm@ph-cip.uni-koeln.de
muench@ph-cip.uni-koeln.de

¹Versuch 17

²Durchführung des Versuchs: 10.1.94

Vorwort

Wir wollen hier zunächst ein paar Worte zum Aufbau unseres Versuchsprotokolls verlieren. Denn auf den nächsten Seiten zierte ein „© by Oliver Flimm und Uwe Münch“ die letzte Zeile. Warum dies? Sind diese beiden Praktikanten so eingebildet oder übergeschnappt? Nein, das sind wir nicht, und wir wollen jetzt also begründen, warum wir diese Zeile am Ende jeder Seite für nötig halten.

Viele Praktikanten bereiten ihre Versuche im CIPLAB vor und werten sie auch dort aus. Nur einige davon schützen ihre Arbeit vor Zugriff durch andere. Das bedeutet, daß man sich vielfach die .dvi-Dateien anschauen kann, aber auch daß man direkt auf .tex-Sourcen zugreifen könnte. Dieser Zustand ist ja allgemein bekannt. Wie ist nun unsere Einstellung dazu?

Wir denken, daß es nicht Sinn der Sache (d. h. des FP's) sein kann, sich einfach die Sourcen zu kopieren. Zumeist sind diese Vorlagen auch lückenhaft oder enthalten Fehler. Kurz gesagt, aus diesen Gründen benutzten wir keine solchen Textvorlagen. (Über unser Verfahren, was Bilder angeht, werden wir uns gleich äußern.) Wie sieht das nun mit .dvi-Files aus? Wir denken, daß ein Aspekt des Fortgeschrittenpraktikums ist, daß wir lernen, wie man durchgeführte Versuche protokolliert, beschreibt und (später mal) veröffentlicht. Zu diesem Lernprozeß gehört es sicherlich auch, anhand von Beispielen zu sehen, wie so etwas geschieht. (Allerdings bezweifeln wir, daß dazu die Vorlagen immer so geeignet sind.) Zumindest halten wir es für keinen Frevel, wenn man sich anhand anderer Ausarbeitungen eine Idee holt, wie Versuchsprotokolle anzufertigen sind. Daher beabsichtigen auch wir, unsere .dvi-Dateien im CIPLAB allgemein lesbar zur Verfügung zu stellen. Dies wird *nicht* mit unseren .tex-Sourcen geschehen! Diese halten wir natürlich geschützt. Wir wollen nämlich nicht, daß unsere Mühen *einfach so* von anderen, uns bekannten oder unbekanntem Studenten weiter genutzt werden. Wie oben dargelegt, haben wir aber nichts dagegen, wenn unsere Ausarbeitung als Beispiel und Denkanstoß dient. Für Nachfragen, etc. haben wir unsere vollständigen Normal- und unsere e-mail-Adressen angegeben. Damit niemand auf die Idee kommt, sich das Leben doch zu einfach zu machen und die .dvi-Datei einfach ausdruckt und in der Hoffnung, daß sie keiner wiedererkennt, abgibt, haben wir die Copyright-Zeile eingefügt. Diese dürfte so etwas effektiv verhindern. Außerdem (wovon wir weniger überzeugt sind) dient sie vielleicht als psychologische Sperre, zu wörtlich von uns abzuschreiben.

Nachdem wir uns so ausführlich über diese Vorgehensweise ausgelassen haben, wollen wir dann auch noch ein paar Worte über Bildvorlagen verlieren. Bei manchen Versuchen benutzten wir aus Büchern eingescannte Graphiken. Wir haben dann jeweils die Herkunft vollständig (also am Bild und im Literaturverzeichnis) dokumentiert. Alle sonstigen Bilder sind von uns mittels xfig, gnuplot oder ähnlichen Programmen selbst erstellt worden.

Ein paar abschließende Worte zur benutzten \TeX -Umgebung: Wir erstellten unsere Ausarbeitungen bereits mit der Testversion des neuen Formats $\text{\LaTeX} 2_{\epsilon}$. Die benutzten Classes und Packages sind allerdings noch von Hand von uns angepaßt worden. Aber nun in medias res...

Inhaltsverzeichnis

1. Vorbereitung	1
1.1 Einleitung	1
1.2 Halbleiterdetektoren	1
1.2.1 Bändermodell	1
1.2.2 Isolator, Halbleiter, Metalle	3
1.2.3 Dotierung von Halbleitern	4
1.2.4 Detektortypen	5
1.2.5 Einzeleffekte	11
1.3 Elektronik	12
1.3.1 Vorverstärker, Hauptverstärker	13
1.3.2 Rauschen und Energieauflösung	15
2. Auswertung	18
2.1 Energieauflösung	18
2.2 Relatives Ansprechvermögen für den Photopeak	20
2.3 Unbekanntes Spektrum	23
Literaturverzeichnis	25
Index	26

Abbildungsverzeichnis

1.1	Energieniveaus von freiem und kristallinem Natrium	2
1.2	Bänder im Natrium	3
1.3	Lage des Donatorniveaus	5
1.4	Lage des Akzeptorniveaus	5
1.5	Schematisches Bild einer Diode	5
1.6	In Sperrichtung geschaltete Diode	6
1.7	In Durchlaßrichtung geschaltete Diode	6
1.8	Bänder einer Diode mit und ohne Sperrspannung	7
1.9	Kennlinie einer Diode	8
1.10	Ladungsverteilung für realen Halbleiterdetektor	8
1.11	Ladungempfindlicher Vorverstärker	13
1.12	Kurvenform des Ausgangssignals eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers	14
1.13	Ausgangsimpulse eines VV bei verschiedenen Zählraten	14
1.14	Impulsformung im Hauptverstärker	16
1.15	Impulsformen für minimales Rauschen	17
1.16	Erwartete Abhängigkeit der Energieauflösung von der Zeitkonstanten	17
2.1	Energieauflösung γ_1 in Abhängigkeit von der Zeitkonstanten τ	20
2.2	Energieauflösung γ_2 in Abhängigkeit von der Zeitkonstanten τ	20
2.3	Relatives Ansprechvermögen	22
2.4	Ablesen des relativen Ansprechvermögens zur Korrektur des unbekanntes Spektrums	23

1. Vorbereitung

1.1 Einleitung

In diesem Versuch beschäftigen wir uns mit dem Lithium-gedrifteten Germanium-Halbleiterdetektor. Er ist eine Weiterentwicklung eines gewöhnlichen Halbleiterdetektors und hat gegenüber diesem den Vorteil einer sehr viel größeren Sperrschicht. Da zur Versuchsdurchführung kein Detektor obengenannten Typs zur Verfügung stand, mußten die Messungen mit einem hochreinen Halbleiterdetektor vorgenommen werden. Neben dem Kennenlernen des Detektors, ist es auch ein Ziel dieses Versuches, die Auswertelektronik näher zu verstehen.

1.2 Halbleiterdetektoren

Um die Funktionsweise eines Halbleiterdetektors richtig verstehen zu können, gehen wir erst einmal auf die Unterschiede zwischen Halbleitern, Isolatoren und Metallen ein. Um diese Unterschiede aufzuzeigen, müssen wir jedoch zunächst das hierzu nötige *Bändermodell* entwickeln.

1.2.1 Bändermodell

Das Bändermodell des Festkörpers ist die Grundlage für das Verständnis der elektrischen und thermischen Leitfähigkeit und es erklärt, wie schon oben angedeutet, den Unterschied zwischen Leiter, Halbleiter und Isolator.

Zu dem Bändermodell führen zwei Wege, wobei wir jedoch nur auf den zweiten genauer eingehen werden, da dieser für eine kurze Beschreibung einleuchtender ist. Die beiden Zugangswege sind:

1. Die Theorie von F. Bloch (1928) geht von der Tatsache aus, daß ein Valenzelektron im Metall bei seiner Bewegung durch den Kristall *kein* konstantes Potential erblickt, sondern einem periodischen Potential ausgesetzt ist, das der Periodizität des Kristallgitters entspricht. (Zu dieser Thematik vergleiche man z. B. mit [MüHa], Kap. 13, oder mit der anderen zitierten Festkörperphysik-Literatur.)
2. Die Theorie von W. Heitler und F. London (1927) betrachtet die Auswirkungen auf die Wellenfunktionen der Elektronen, wenn man die isolierten Atome einander nähert, damit sie einen kristallinen Festkörper bilden.

In der Theorie von Heitler und London betrachten wir N gleichartige, isolierte (also keiner Wechselwirkung unterworfenen) Atome. Jedes freie Atom besitzt seine eigenen Energieniveaus. Die erlaubten Zustände irgendeines Atoms stimmen mit denjenigen irgendeines anderen der Atome vollkommen überein. So ist zum Beispiel das Schema der Energieniveaus eines Natriumatoms in Abbildung 1.1 (links)

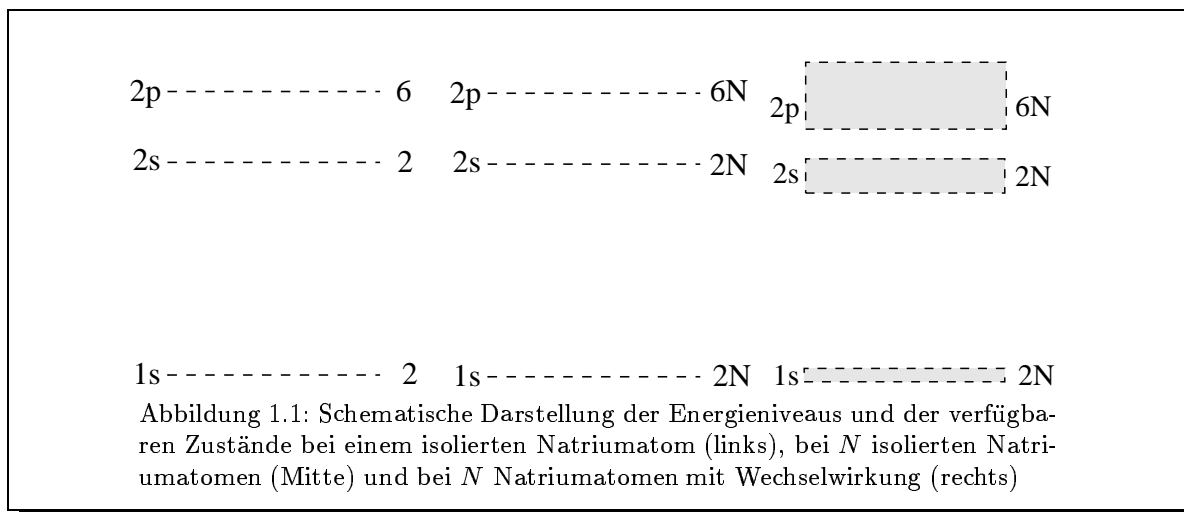


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung der Energieniveaus und der verfügbaren Zustände bei einem isolierten Natriumatom (links), bei N isolierten Natriumatomen (Mitte) und bei N Natriumatomen mit Wechselwirkung (rechts)

dargestellt, dabei ist gleichzeitig die Anzahl der erlaubten Zustände bei jedem Energieniveau angegeben. Da ja die Energieniveaus aller Atome übereinstimmen, ist auch das Schema der Energieniveaus aller N Atome zusammen, die untereinander alle weit voneinander entfernt sind, einfach durch das Schema eines einzelnen Atoms gegeben, allerdings ist nun die Anzahl der erlaubten Zustände bei einem bestimmten Energieniveau um einen Faktor N vergrößert. Ein einzelnes Atom kann z. B. in einem s-Niveau zwei Elektronen unterbringen, in einem p-Niveau dagegen sechs Elektronen, usw. N Atome haben jedoch Platz für $2N$ Elektronen im s-Niveau und für $6N$ Elektronen im p-Niveau, etc., wie in Abbildung 1.1 (Mitte) dargestellt ist.

Rücken nun N Atome näher zusammen, so daß der Abstand benachbarter Atome mit dem Atomabstand in einem Festkörperkristall vergleichbar wird, dann treten sie ziemlich stark untereinander in Wechselwirkung. Eine Folge dieser Wechselwirkung ist eine Verbreiterung der Energieniveaus des Systems¹, so daß sich die zunächst entarteten Zustände gleicher Energie nun etwas in ihrer Energie unterscheiden. In Abbildung 1.1 (rechts) ist schematisch das Ergebnis dargestellt, das wir erhalten, wenn wir eine große Anzahl zunächst getrennter Atome (Abbildung 1.1 (Mitte)) zusammenbringen, damit sie ein gebundenes System bilden können. Die $2N$ erlaubten Zustände des $1s$ -Niveaus fallen nicht mehr länger zusammen, sondern sie verteilen sich nun praktisch kontinuierlich über das ganze $1s$ -Energieband. Ähnlich gibt es $2N$ erlaubte Zustände im $2s$ -Energieband und $6N$ erlaubte Zustände im $2p$ -Energieband. In den Gebieten zwischen den erlaubten Energiebändern kann sich überhaupt kein Elektron aufhalten; sie heißen *verbotene Bänder*, *verbotene Zone* oder einfach *Energielücke* bzw. *Gap*. Die Breite der Energiebänder und deren Abstand untereinander hängen natürlich von der Art des betreffenden Kristalls ab.

Bisher haben wir nur die erlaubten Zustände in den Energiebändern eines Festkörpers behandelt, aber noch nicht berücksichtigt, wie diese von Elektronen besetzt werden. Um die Verteilung der Elektronen auf die einzelnen Energiebänder des Kristalls zu veranschaulichen, betrachten wir zunächst den Leiter Natrium im Grundzustand bei $T=0$ K. Zur Vereinfachung wollen wir erst einmal annehmen, daß sich die verschiedenen Energiebänder nicht überlappen. Im Grundzustand ist die Elektronenkonfiguration eines isolierten Natriumatoms $(1s)^2(2s)^2(2p)^6(3s)^1$. Es sind also alle Elektronenschalen bis zur $3s$ -Schale, die nur ein einziges Elektron enthält, vollständig besetzt. Daher besitzt der Natriumkristall für jede Elektronenschale des Atoms ein Energieband, wie in Abbildung 1.2 dargestellt ist. Das $1s$ -, das $2s$ - und das $2p$ -Band enthalten $2N$, $2N$ bzw. $6N$ Elektronen. Das $3s$ -Band, das $2N$ erlaubte Zustände besitzt, ist mit den N $3s$ -Elektronen nur zur Hälfte besetzt.

Die Tatsache, daß das äußerste Energieband eines Leiters, etwa Natrium, nur zum Teil besetzt ist,

¹In der Chemie sagt man: Aus den Atomorbitalen bilden sich Molekülorbitale.

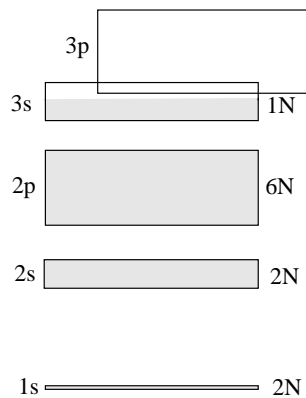


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung der Energiebänder und ihrer Elektronenbesetzung bei Natrium. Die schraffierten Bereiche stellen besetzte Zustände dar.

ist für die elektrische Leitfähigkeit dieser Stoffe verantwortlich. Wir wollen nun untersuchen, was aus der Besetzung der Energiebänder wird, wenn wir an unseren Stoff ein elektrisches Feld anlegen. Die Elektronen in den nur teilweise besetzten Bändern können dann unter der Einwirkung des äußeren Feldes kleine Energiebeträge aufnehmen und so in das Kontinuum der erlaubten, unmittelbar darüber befindlichen Zustände gelangen.

Beim Natrium kommt noch hinzu, daß das 3p-Band das 3s-Band überlappt, wie in Abbildung 1.2 zu erkennen ist. Daher ist die Zahl der unbesetzten, für die Elektronen der 3s-Schale zur Verfügung stehenden Niveaus noch vergrößert, und das hat eine sehr große elektrische Leitfähigkeit zur Folge.

Wenn das äußerste Band vollständig mit Elektronen besetzt ist, so nennt man es, da es von den Valenzelektronen besetzt ist, *Valenzband* und das nächste darüberliegende, unbesetzte Energieband das *Leitungsband*.

Nach unserem überflugartigen Einblick in das Bändermodell werden wir nun darauf aufbauend die Unterschiede zwischen Isolatoren, Halbleitern und Metallen² erläutern. (Für genauere Informationen über das Bändermodell, die an dieser Stelle zu viel Aufwand bedeuten würden, verweisen wir auf die von uns zitierte Festkörperphysik-Literatur.)

1.2.2 Isolator, Halbleiter, Metalle

Anhand der oben schon angesprochenen Bandstruktur können Festkörper klassifiziert werden.

Isolatoren

Beim *Isolator* ist das Valenzband vollständig aufgefüllt. Das nächsthöhere Energieband, das wir ja Leitungsband nennen, ist unbesetzt. Bezeichnet man die höchste Energie des Valenzbandes mit E_V und die tiefste Energie des Leitungsbandes mit E_L , so ist die Energielücke (Gap-Energie) $\Delta E = E_L - E_V$. Beim eigentlichen Isolator ist die Energielücke > 3 eV. Somit ist es sehr unwahrscheinlich, daß bei

²Metalle haben wir ja eigentlich schon in diesem Abschnitt anhand des Natriums angesprochen.

thermischer Energie, die gewöhnlich im Bereich von 0,03 eV (Raumtemperatur) liegt, Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband gebracht werden. Ein Beispiel eines guten Isolators ist Diamant mit $\Delta E = 5,4$ eV.

Halbleiter

Mit *Halbleiter* bezeichnet man Materialien, deren Energielücke ca. 1 eV beträgt. Beim Anregen eines Elektrons vom Valenzband in das Leitungsband verbleibt eine Lücke im Valenzband, die sich formal wie eine positive Ladung verhält. Wir bezeichnen diese Lücke mit *Loch*. Für die Dichte $p(T)$ der Elektronen im Leitungsband (und somit auch für die Dichte der Löcher im Valenzband), wobei die Elektronen-Loch-Paare thermisch angeregt werden, gilt³:

$$p(T) \propto T^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_{\text{gap}}}{2k_B T}}.$$

Im wesentlichen ist die Zahl der leitungsfähigen Elektronen also proportional zu einem Boltzmannfaktor (wenn man vom $T^{\frac{3}{2}}$ absieht). Insbesondere ist für $T = 0$ K auch der Halbleiter ein Isolator:

$$\lim_{T \rightarrow 0} p(T) = 0.$$

Beim Anlegen eines äußeren Feldes E wandern Elektronen und Löcher. Diese Bewegung setzt sich aus einer thermischen Zufallsbewegung und einer *Driftbewegung* parallel zum angelegten Feld zusammen. In diesem Zusammenhang führt man den Begriff der *Elektronenbeweglichkeit* μ ein:

$$v = \mu E$$

mit v als der Driftgeschwindigkeit der Elektronen bzw. Löcher.

Die Geschwindigkeiten v liegen im Detektor üblicherweise in der Größenordnung von 10^7 cm/sec. Wenn der Detektor eine lineare Abmessung von 0,1 cm hat, so ist die Zeit, die die erzeugte Ladung zur Elektrode braucht, kleiner als 10 nsec. Daraus resultiert eine gute Zeitauflösung für den Detektor.

Metalle

Metalle besitzen ein oder verschiedene überlappende Energiebänder mit teilweiser Elektronenbesetzung. Die Elektronen in diesen Leitungsbändern sind quasi frei beweglich und können in erster Näherung als Elektronengas beschrieben werden. Metalle sind deswegen gute elektrische Leiter. Für eine genauere Erklärung sei auf die Ausführungen im Abschnitt über das Bändermodell und die Literatur verwiesen.

1.2.3 Dotierung von Halbleitern

Hat man nun einen Halbleiter vorliegen, so kann man ihn auf verschiedene Art und Weise „präparieren“, um bestimmte Leitungsmechanismen zu erhalten. Je nachdem ob n- oder p-Dotierung (s.u.) vorliegt, spricht man von n- oder p-Leitung.

n-Dotierung

Bei der *n-Dotierung* verunreinigt man den Halbleiter mit Elementen, die ein Elektron mehr als das Halbleitermaterial haben. Da als Halbleiter üblicherweise Elemente der vierten Hauptgruppe (z.B. Silizium, Germanium) verwendet werden, n-dotiert man also mit Elementen der fünften Hauptgruppe (z.B. Phosphor).

Im Bändermodell liegt dieses zusätzliche Elektron, daß nicht an der Bindung beteiligt ist, im Energieschema oberhalb des Valenzbandes, knapp unterhalb des Leitungsbandes (vgl. Abbildung 1.3). Daher sind Elektronen sehr leicht thermisch zu einem Übergang in das Leitungsband anzuregen.

³vgl. [Kitt], Seite 241ff oder [AsMe], Seite 572ff.

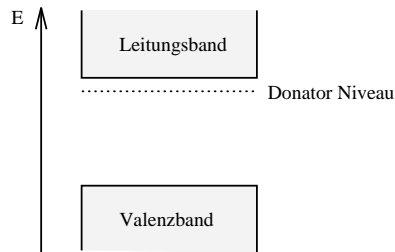


Abb. 1.3: Schematische Darstellung der Ansiedlung des Donatorniveaus bei n-Dotierung

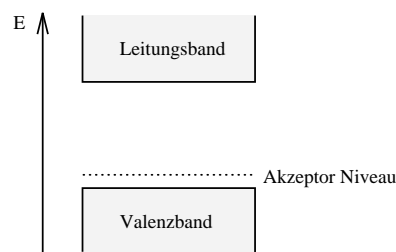


Abb. 1.4: Schematische Darstellung der Ansiedlung des Akzeptorniveaus bei p-Dotierung

p-Dotierung

Bei der *p-Dotierung* verunreinigt man den Halbleiter mit Elementen, die ein Elektron weniger, bzw. ein Loch mehr als das Halbleitermaterial haben. Üblicherweise p-dotiert man daher mit Elementen der dritten Hauptgruppe (z.B. Bor).

Das Akzeptorniveau liegt energetisch knapp über dem Valenzband (vgl. Abbildung 1.4).

1.2.4 Detektortypen

Nachdem wir uns über die Funktion von Halbleitermaterialien ein Bild gemacht haben, werden wir nun aus eben jenen einen Detektor realisieren. Wir werden anhand des einfachen p-n-Sperrschichtzählers die grundlegenden Prinzipien erläutern, die ein Halbleiterdetektor innehat. Danach werden wir auf aktuellere Realisationen von Halbleiterdetektoren eingehen. Es sind dies der Oberflächensperrschichtdetektor, der Lithium-gedriftete Ge-Detektor, der ja das Objekt unserer Neugier ist, und der hochreine Detektor, mit dem wir unseren Versuch durchgeführt haben.

Einfacher p-n-Sperrschichtzähler

Ein p-n-Sperrschichtzähler ist nichts anderes als eine in Sperrichtung geschaltete Diode. Daher rekapitulieren wir hier nochmals schnell die Funktionsweise einer Diode.

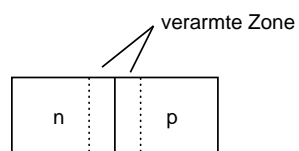


Abb. 1.5: Schematisches Bild einer Diode

Bringt man einen p-dotierten und einen n-dotierten Halbleiter zusammen, dann erhält man einen sogenannten pn-Übergang. An der Grenzfläche zwischen den Schichten diffundieren Löcher in den n-Leiter und Elektronen in den p-Leiter. Es kommt zu einer an freien Ladungsträgern verarmten Zone durch Rekombination von Elektronen und Löchern; es bleiben nur die geladenen Atomrümpfe zurück. Diese dünne Schicht ohne freie Ladungsträger wirkt praktisch wie ein Isolator⁴. Die durch thermische Einflüsse generierte

Diffusion der Elektronen und Löcher hört auf, wenn die durch diese Wanderung entstehende Spannung, die durch die geladenen festen Atomrümpfe erzeugt wird, *Antidiffusionsspannung* genannt wird und der Diffusion entgegenwirkt, gerade gleich der thermisch angeregten *Diffusionsspannung* ist. Es entsteht ein dynamisches Gleichgewicht. Die Diffusionsspannung ist insbesondere abhängig vom pn-Dichtegefälle und von der Temperatur. Letztere ist ein Maß für die mittlere

⁴Wie wir weiter unten sehen werden, ist gerade diese Verarmungszone von besonderem Interesse im Zusammenhang mit Halbleiterdetektoren. Daher wird sie an geeigneter Stelle als *aktive Zone* bezeichnet

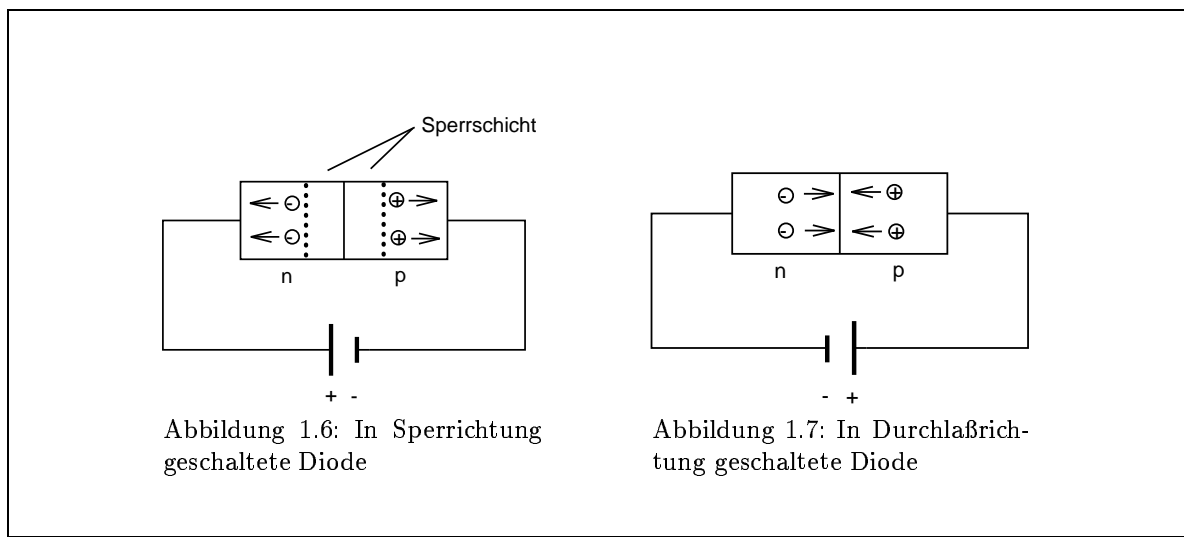


Abbildung 1.6: In Sperrrichtung geschaltete Diode

Abbildung 1.7: In Durchlaßrichtung geschaltete Diode

Energie der Elektronen und somit für deren Diffusionsfähigkeit. In Abbildung 1.8 haben wir die Wirkungen der Diffusions- und Antidiffusionsspannung nochmal im Bändermodell dargestellt.

Die Diode hat die Eigenschaft eines Ventils für elektrischen Strom:

Wird an sie eine Spannung wie in Bild 1.6 angelegt, so werden Elektronen aus der n-Schicht und Löcher aus der p-Schicht abgesaugt, was die Sperrschicht noch vergrößert. Abgesehen vom Abzugsstrom fließt praktisch kein Strom mehr. Die Diode sperrt.

Schaltet man dagegen die Diode wie in Bild 1.7, so werden die Elektronen und Löcher durch die Sperrschicht gedrückt. Die Sperrschicht wird zugeschwemmt. Es fließt allerdings erst ein Strom durch die Diode, wenn die angelegte Spannung zusammen mit der Diffusionsspannung die Antidiffusionsspannung übersteigt, da erst dann Ladungsträger in die gegenüberliegende Schicht diffundieren können. Man spricht hierbei auch von *Schleusenspannung*. Wenn die Sperrschicht dann abgebaut ist, wird der pn-Übergang leitend und der Strom steigt exponentiell mit der Spannung an. Dieses Verhalten läßt sich graphisch darstellen: Man bekommt dann die sogenannte *Kennlinie einer Diode*, wie wir sie in Abbildung 1.9 gezeichnet haben.

Nach diesem kurzen Exkurs über die Diode wieder zurück zu der Funktionsweise eines darauf aufbauenden Detektors.

Trifft ein energetisches Teilchen mit einer Energie größer der Gap-Energie, seien es nun α - oder β -Teilchen oder Elektronen, die durch γ -Strahlung erzeugt wurden (über Compton-Effekt, Photo-Effekt oder Paarbildung, vgl. [FP-5]), auf die Verarmungszone, so hebt es dort Elektronen vom Valenz- ins Leitungsband, die dann aufgrund der anliegenden Sperrspannung mit ihren Loch-Pendants im Valenzband zu den entsprechenden Enden der Diode driften. Dies war aber nichts anderes als ein Ladungsstrom, bzw. Stromstoß, den man mit einer entsprechenden Zusatzelektronik messen kann. Hat das Teilchen eine höhere Energie als die Gap-Energie, so hebt es natürlich mehrere Elektronen hoch.

Man erkennt leicht, daß die Breite der Verarmungszone von großer Bedeutung für die Spektroskopie ist. Je breiter die Verarmungszone, desto größer die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen seine volle Energie abgeben kann, bevor es den Detektor verläßt, also daß seine Energie im Photopeak liegt (und nicht in der Comptonkante; vgl. [FP-5]).

Daher sucht man einen formalen Zusammenhang zwischen anliegender Spannung und Breite der Sperrschicht. Dieser wird im folgenden kurz hergeleitet (die Herleitung folgt der aus [Hz]):

Wir gehen davon aus, daß die n-dotierte Zone wesentlich schmaler, aber auch höher dotiert ist als die

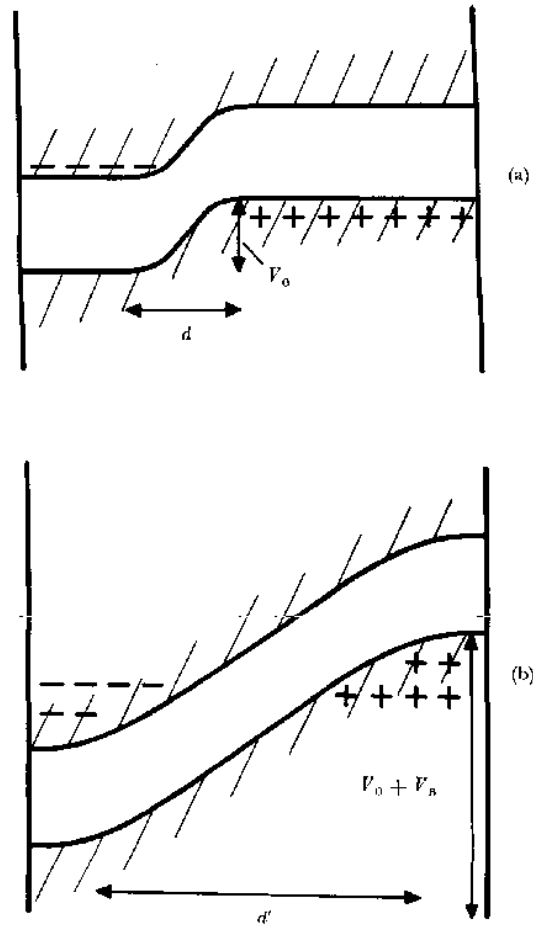


Abb. 1.8: Energy diagram of a p-n semiconductor junction (a) in absence; (b) in presence of an applied bias potential V_B . (Bild eingescannt und Bildunterschrift aus [MS]). Links befindet sich der p-dotierte Halbleiter, rechts der n-dotierte. Durch die Antidiffusionsspannung V_0 , angedeutet durch die + und - der Atomrümpfe, werden die Bänder des n-dotierten Halbleiters um diese Spannung angehoben. Die Diffusionsspannung wirkt einem weiteren Anwachsen dieser Verschiebung entgegen. Durch die angelegte Sperrspannung V_B wächst der Bandabstand dann doch. Das d und das d' zeigen die Breite der jeweiligen Sperrschicht.

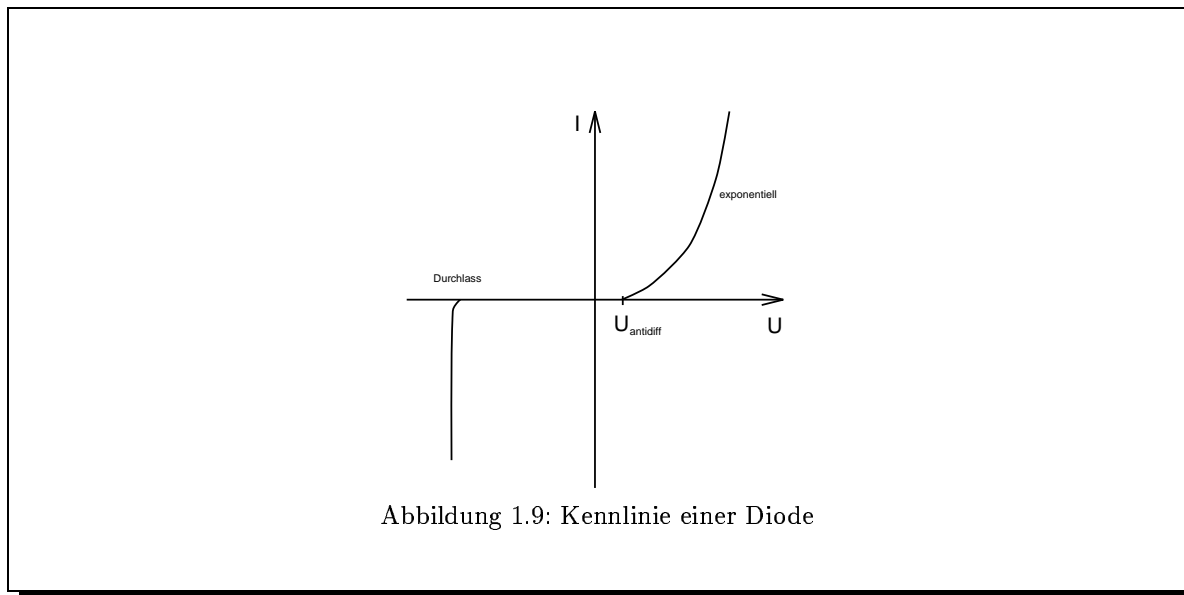


Abbildung 1.9: Kennlinie einer Diode

p-Zone (vgl. mit Abbildung 1.10). Diese Annahme ist durch den technischen Aufbau realer Halbleiterdetektoren gerechtfertigt.

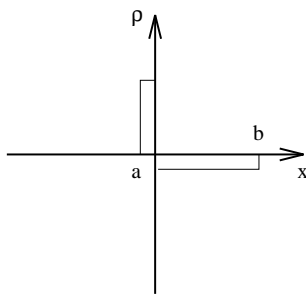


Abb. 1.10: Ladungsverteilung für realen Halbleiterdetektor

Wir kommen somit auf folgende Ladungsdichteverteilung:

$$\rho(x) = \begin{cases} eN_D & \text{für } -a < x \leq 0 \\ -eN_A & \text{für } 0 \leq x < b \end{cases},$$

wobei $N_D \gg N_A$ und $a \ll b$. Hierbei ist N_D die Konzentration der Donatoren im n-Gebiet und N_A die Konzentration der Akzeptoren im p-Gebiet. Mit Hilfe der Poisson-Gleichung (ϵ : Dielektrizitätskonstante)

$$\Delta\phi = \frac{4\pi}{\epsilon}\rho,$$

die im Eindimensionalen die Form

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{4\pi}{\epsilon}\rho(x)$$

annimmt, kann man nun die elektrische Feldstärke und das zugehörige Potential berechnen.

Zunächst ergibt sich:

$$-E_x = \frac{d\phi}{dx} = \begin{cases} \frac{4\pi e}{\epsilon}N_D x + C & \text{für } -a \leq x \leq 0 \\ -\frac{4\pi e}{\epsilon}N_A x + C & \text{für } 0 \leq x \leq b \end{cases}.$$

Da das Feld außen verschwinden muß, ergeben sich die Randbedingungen $E_x(-a) = 0$ und $E_x(b) = 0$. Damit:

$$E_x = \begin{cases} \frac{4\pi e}{\epsilon}N_D(x+a) & \text{für } -a \leq x \leq 0 \\ -\frac{4\pi e}{\epsilon}N_A(x-b) & \text{für } 0 \leq x \leq b \end{cases}.$$

Für das Potential folgt nun mit den Randbedingungen $\phi(-a) = -V$ und $\phi(b) = 0$:

$$\phi = - \int E_x dx = \begin{cases} \frac{4\pi e}{\epsilon} \frac{N_D}{2} (x+a)^2 - V & \text{für } -a \leq x \leq 0 \\ -\frac{4\pi e}{\epsilon} \frac{N_A}{2} (x-b)^2 & \text{für } 0 \leq x \leq b \end{cases}.$$

Da ϕ an der Stelle 0 stetig sein muß, folgt:

$$V = \frac{4\pi e}{2\epsilon} (N_A \cdot b^2 + N_D \cdot a^2).$$

Mit $N_D \cdot a = N_A \cdot b$, was die Neutralität der gesamten Diode beschreibt, folgt daher schließlich:

$$V = \frac{4\pi e}{2\epsilon} N_A \underbrace{b}_{\approx d} \underbrace{(a+b)}_{=: d}.$$

Und somit erhalten wir für die Breite der Sperrschicht:

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon V}{4\pi \cdot e \cdot N_A}}.$$

Also:

$$d \propto \sqrt{V}.$$

Die Verarmungszone wächst also proportional zur Wurzel der anliegenden Spannung.

Neben der Ladungsträgerpaarerzeugung gibt es aber noch einen zweiten Prozeß, der mit dieser konkurriert. Es ist dies die Anregung von *Phononen* durch die eintreffende Strahlung, also die Erzeugung von Gitterschwingungen. Im Ge-Kristall z.B. kommen auf einen Ionisationsstoß im Mittel 50 Phononenstöße. Daher können Phononenanregungen nicht vernachlässigt werden.

Makroskopisch wirkt die zusätzliche Phononenanregung derart, daß nicht der Bandlückenabstand von ungefähr 1 eV bemerkt wird, sondern eine vergrößerte Anregungsenergie W , die größenordnungsmäßig bei 3 eV liegt. Denn für die Anzahl N der von einem einfallenden Teilchen der Energie E erzeugten Ladungsträger gilt:

$$N = \frac{E}{W}.$$

Die Streuung σ von N wäre dann \sqrt{N} , wenn die Ionisationsereignisse voneinander unabhängig wären, denn die Ionisation wäre dann poissonverteilt (vgl. Versuch 2). Von V. Fano (Phys. Rev. 72 (1949)) wurde jedoch gezeigt, daß dies nicht ganz richtig ist. Er bewies, daß stattdessen

$$\sigma = \sqrt{FN}$$

gilt. Hierbei ist F der sogenannte *Fano-Faktor*. Sein Wert muß experimentell bestimmt werden. Für Germanium gilt beispielsweise $F = 0,13 \pm 0,02$. Dieser Faktor beschreibt also, daß die Ionisationen bezüglich der Anregungsenergie W nicht unabhängig voneinander sind, da z. B. ein Teilchen mehrere Phononenanregungen bewirkt.

Oberflächensperrschichtzähler

In einem *Oberflächensperrschichtzähler* ist das Prinzip ähnlich wie bei einem p-n-Sperrschichtzähler. Die Oberflächensperrschicht bildet sich spontan auf sauberem Silizium und Germanium, kann aber, wenn ein exaktes „Fenster“ gewünscht wird, auch definiert aufgedampft werden. Im ersten Fall oxidiert die Oberfläche sehr leicht, und es bilden sich Oberflächenzustände, die vornehmlich als Akzeptoren für Elektronen, die dem Inneren des Kristalls entzogen werden, wirksam sind. Infolgedessen entsteht unter dieser dünnen Oberflächenschicht ein p-Gebiet. Man kann sich dann in vereinfachter Weise diesen Übergang wie beim einfachen p-n-Sperrschichtzähler vorstellen, wenngleich die exakte theoretische Behandlung problematisch ist, und hier nicht weiter ausgeführt werden kann.

Lithium-gedriftete Detektoren

Eine wesentliche Einschränkung bei den bisher beschriebenen Detektorarten ist die relativ schmale aktive Zone, die bei Materialien hohen Widerstands selbst bei einer Spannung kurz vor dem Zusammenbruch nicht entscheidend breiter geworden ist. Dies reicht zwar für Spektroskopie von Teilchen kurzer Reichweite, wie z. B. bei α - und β -Strahlung, völlig aus, nicht aber für die γ -Spektroskopie.

Die Idee ist also, die aktive Zone durch eine *intrinsische Zone*, die undotiert ist und zwischen n- und p-dotiertem Material liegt, zu verlängern. Die klassische Methode, dies zu erreichen, ist das *Lithium-Drift-Verfahren*. Ausgehend von p-dotiertem Germanium oder Silizium setzt man eine Seite des Kristalls Li-Dampf aus, der in den Kristall eindiffundiert, wo er seine Elektronen abgibt und so Teile der p-dotierten Schicht in eine n-dotierte Schicht umwandelt. Das Lithium ist selber an der Bindung im Gitter nicht beteiligt, liegt also relativ lose im Kristall. Legt man nun eine Sperrspannung an, so driftet das Li langsam weiter in die p-dotierte Schicht des Kristalls hinein, bis im Gleichgewicht eine genaue Kompensation stattgefunden hat. Dieser Prozess dauert mehrere Tage oder Wochen und man kann mit ihm Schichtdicken von bis zu 20 mm erreichen.

Da das aktive Volumen zum größten Teil vom Li-gedrifteten Bereich bestimmt wird, ist dieses konstant und nicht mehr, wie im Fall des pn-Sperrschichtdetektors von der angelegten Spannung abhängig. Ansonsten sind die Charakteristiken des Li-gedrifteten Detektors denen bisher beschriebener Detektorarten ähnlich. Gewöhnlich bezeichnet man Li-gedriftete Ge-Detektoren mit „Ge(Li)“ und Li-gedriftete Si-Detektoren mit „Si(Li)“. Der Nachteil dieses Prinzips liegt zum einen in der langen Fertigungsdauer, zum anderen in der Instabilität des eingelagerten Lithiums, sodaß im Prinzip der Detektor ständig gekühlt werden muß.

Hochreine Halbleiterdetektoren

Hochreine Halbleiterdetektoren, bestehen, wie der Name es vermuten läßt, aus einem hochreinen Halbleiter. Es existieren also keine Verunreinigungen, die die Bewegung der Elektronen und Löcher in irgendeiner Art bremsen können. Wenn man nun durch p- und n-Dotierung daraus einen Sperrschichtzähler realisiert, so können die Elektronen und Löcher ohne Probleme (d. h. z. B. ohne Stöße) auf die jeweils andere Seite rüberdiffundieren. Durch diese hohe Beweglichkeit bekommen wir wieder die gewünschte große Verarmungszone. Da die Herstellung von hochreinen Halbleiterkristallen bis vor einiger Zeit sehr aufwendig war, wurde oft stattdessen mit dem Trick der Lithiumdrift gearbeitet. Heutzutage haben sich die hochreinen Halbleiterdetektoren durchgesetzt. Ein Indiz dafür könnte sein, daß wir in diesem Versuch mit eben einem solchen Detektor gearbeitet haben.

Zusammenfassung

Mit den verschiedenen Arten der Halbleiterdetektoren lassen sich alle in Frage kommenden Strahlungen und Teilchenarten mit guter Energieauflösung spektroskopieren. Die Energieauflösung ist dabei $\frac{\Delta E}{E}$, wobei ΔE für FWHM steht. FWHM bedeutet Full width, half maximum, also muß man bei der gemessenen count- E -Verteilung die volle Breite der Verteilung an dem halben count-Wert von E bestimmen und in die Gleichung für die Energieauflösung einsetzen. Die Energieauflösung ist also gut, wenn der Zahlenwert möglichst klein ist.

Für Teilchen niedriger Reichweite, wie z.B. α -Teilchen eignen sich p/n- und Oberflächensperrschichtzähler am besten.

Um γ -Strahlung zu spektroskopieren sind Ge(Li)-Detektoren oder hochreine Halbleiterdetektoren am besten geeignet. Diese Detektoren haben die erforderliche Länge der aktiven Zone. Ihre Energieauflösung ist der der NaI-Zähler weit überlegen (s.u.).

Um Röntgenstrahlen zu spektroskopieren, sind Si(Li)-Detektoren am besten geeignet. Diese sind dafür ungeeignet, γ -Strahlung zu spektroskopieren, weil der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion der γ -Strahlung mit Materie, z. B. für den Photoeffekt, durch die niedrige Ordnungszahl von Si sehr klein ist (vgl. [FP-5]). Denn z. B. beim Photoeffekt ist der Wirkungsquerschnitt ungefähr zu Z^5 proportional, es gilt daher $\frac{\sigma_{Si}}{\sigma_{Ge}} \approx 3\%$. Ein Vorteil des Silizium-Detektors besteht darin, daß die Gapenergie beim Si größer ist als beim Ge und deshalb der durch thermische Anregung erzeugte Verluststrom geringer ist.

Die verschiedenen Detektortypen, die neben den Halbleiterdetektoren verwendet werden (wie z. B. der Szintillationszähler, den wir in [FP-5] beschrieben haben), unterscheiden sich sehr in ihrer Anregungsenergie W , d.h. in der Energie, die nötig ist, um einen registrierbaren Ladungsstoß zu erzeugen. Diese

Energie wirkt sich maßgeblich auf die Energieauflösung des Detektors aus, vgl. obige Betrachtung zum Fano-Faktor, da $\Delta E \propto \sqrt{N}$ und $E \propto N$ (denn $N = \frac{E}{W}$), also ist die Energieauflösung proportional zu $\frac{1}{\sqrt{N}} \propto \sqrt{W}$. Die Größenordnungen für die Anregungsenergien der Detektortypen sind in folgender Tabelle aufgelistet:

Szintillations-Detektor:	300 eV
Gas-Detektor:	25 eV
Halbleiter-Detektor:	3 eV

Bei den Halbleitern liegen die exakten Anregungsenergien für Si bei 3,66 eV und für Ge bei 2,96 eV. Wie bereits früher bemerkt, ist also die Anregungsenergie größer als die Gap-Energie des Bändermodells. Der höhere Wert für die Anregungsenergie resultierte aus der schon angesprochenen Anregung von Phononen.

Daß der Wert für die Anregungsenergie bei den Halbleiterdetektoren dennoch so niedrig liegt, ist darin begründet, daß der Strahlungsnachweis direkt ist, d. h. die von der Strahlung angeregten Elektron-Loch-Paare werden registriert. Beim Szintillationszähler hingegen strahlen einige der angeregten Elektronen des Detektorkristalls erst noch Licht aus, das dann erst — wieder nur teilweise — registriert wird über den Sekundärelektronenvervielfacher (vgl. [FP-5]). Diese indirekte Nachweismethode bewirkt, daß effektiv nur alle 300 eV ein registrierbarer Impuls gemeldet wird.

1.2.5 Einzeleffekte

Nachdem wir uns nun einen Überblick über die wichtigsten Halbleiterdetektortypen verschafft haben, können wir uns nun mit Effekten beschäftigen, die alle obigen Detektoren mehr oder weniger aufweisen. Im folgenden sind sie kurz aufgezählt:

Leckstrom

Im Gegensatz zu anderen Detektortypen, z.B. der Ionisationskammer, fließt im Halbleiterdetektor auch ohne Einfluß eines ionisierenden Teilchens bereits ein Strom durch den p-n-Übergang in Sperrichtung. Dies hat verschiedene Gründe:

1. Aus den feldfreien Gebieten außerhalb der Sperrschicht diffundieren Ladungsträger in sie hinein.
2. Es erfolgt thermische Elektron-Loch-Paar-Erzeugung in der aktiven Zone. Diesen Effekt kann man durch Abkühlen auf tiefere Temperaturen verkleinern.
3. Ein kleiner Verluststrom erfolgt an der Oberfläche. Dieser ist sehr stark von äußeren Verunreinigungen, wie Fingerabdrücken etc., abhängig.

Die Zusammenfassung all dieser Ströme nennt man *Leckstrom*. Durch ihn kommt es zu störendem Rauschen.

Rauschen

Die Energieauflösung wird durch Rauschen aus verschiedenen Quellen verschlechtert (s.o.). Diese lassen sich in drei Gruppen einteilen:

1. Rauschen durch Fluktuation im Verluststrom des Kristalls (*shot noise*).
2. Rauschen durch Fluktuation im Verluststrom der Oberfläche.
3. Rauschen aufgrund schlechter Kontakte (*Johnson-Rauschen*).

Traps

Ist der Halbleiter durch sogenannte *deep impurities*, wie z.B. Au, Zn, Cd etc. als Fremdatome, verunreinigt, so können diese Elektronen festhalten. Dieser Effekt beeinträchtigt die Auflösung des Detektors, weil der Ladungsträger, der eingefangen wurde, nicht mehr zu dem zugehörigen Spannungsimpuls beitragen kann. Damit erzeugen diese Traps also zusätzliches Rauschen.

Mit wachsender Gegenspannung sinkt der Anteil der aufgrund von Trapping-Effekten nicht registrierten Elektron-Loch-Paare und erreicht schließlich eine Sättigung.

Zeitauflösung

Für die Zeitauflösung ist die Zeit von der Bildung des Elektron-Loch-Paares bis zur Ankunft selbiger an den Elektroden entscheidend. Diese kann durch geeignete Abmessungen und angelegte Spannung auf unter 10 nsec abgesenkt werden. Bei der Spektroskopie von schweren Partikeln kommt ein weiterer Effekt hinzu, der die Auflösung verschlechtert. Sehr schwere Partikel erzeugen auf ihrer Bahn so viele Elektron-Loch-Paare, daß sich eine plasmaähnliche Wolke ausbildet. Das Innere dieser Wolke wird so vom äußeren anliegenden Feld abgeschirmt, daß zunächst nur die äußeren Ladungen abwandern können. Die Auflösung einer solchen Plasmawolke dauert in einem Oberflächensperrschichtzähler einige Nanosekunden. Vergleicht man diesen Wert mit einem Zählrohr, dessen Ionenwolke sich in 10^{-4} sec auflöst, so erkennen wir, daß die Totzeit des Oberflächensperrschichtzählers und somit dessen Zeitauflösung sehr viel besser als die eines Zählrohres ist.

Noch ein paar Effekte

Wir wollen jetzt noch ein paar Effekte erwähnen, die man für die Halbleiterdetektoren beachten muß, ohne hier näher darauf einzugehen.

Die Detektoren erleiden mit der Zeit durch Benutzung Schäden. Eine wichtige Voraussetzung für die Funktion des Detektors ist ein möglichst fehlerfreies Gitter. Dieses wird aber durch die untersuchte Strahlung selber zerstört. Es werden Störstellen (Traps s.o.) geschaffen, die die Elektronen bzw. Löcher ja einfangen konnten. So kommt es zu einem meßbaren Anstieg des Verluststroms. Dies wird *Frenckel Defect* genannt. Bei der Spektroskopie von schnellen Elektronen oder leichten Ionen, wie Protonen oder Alpha-Teilchen, ist der Halbleiterdetektor sehr linear und einzelne Energieeichungen unterscheiden sich nur etwa um ein Prozent. Anders sieht es bei der Spektroskopie von schweren Ionen, wie z.B. Kernbruchteilen aus. Der Ausschlag für ein schweres Ion ist gewöhnlich geringer, als der für ein leichteres Ion gleicher Energie. Man spricht hier von *pulse height defect*.

Bei der Benutzung von Li-gedrifteten Detektoren ist es nötig, die Eichung mit möglichst vielen bekannten Peaks durchzuführen und die Eichung dann mit einem Polynom nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate durchzuführen. Den pulse-height-defect kann man in der Eichung berücksichtigen, indem man die Eichung mit

$$E(x, m) = (a + bm) \cdot x + (c + dm)$$

ansetzt. Hierbei sind a bis d Konstanten, m ist die Masse und x die Kanalnummer. Die Konstanten sind dann experimentell zu bestimmen.

1.3 Elektronik

Die Meßelektronik spielt in der Kernphysik eine sehr große Rolle. Mit ihr werden die von den Detektoren gelieferten Signale verarbeitet. Daher werden wir im folgenden einige grundlegende elektronische Geräte und Effekte darlegen.

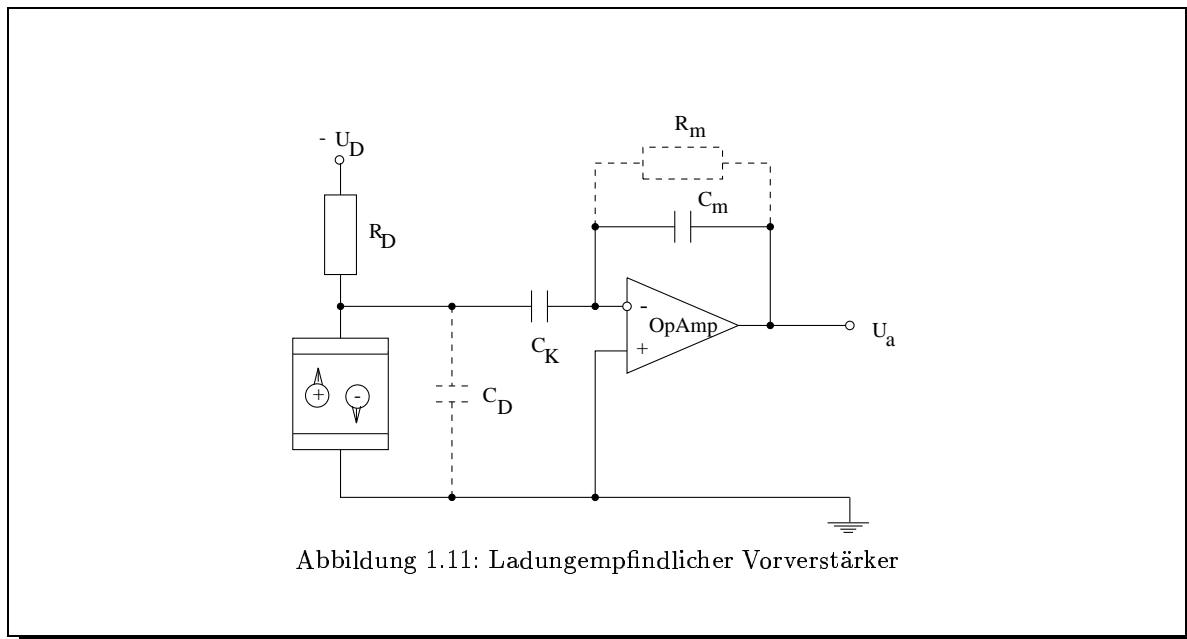


Abbildung 1.11: Ladungsempfindlicher Vorverstärker

1.3.1 Vorverstärker, Hauptverstärker

Grundelemente der Meßelektronik sind *Vor-* und *Hauptverstärker*.

Prinzipiell werden Vorverstärker zur Amplitudenanhebung benötigt, wenn das Signal eines Detektors so klein ist, daß es ohne Verlust von Signal-Störabstand (vgl. [FP-8a]) nicht über längere Leitungen übertragen werden kann, und wenn z. B. eine Umwandlung von Ladungsimpulsen in Spannungsimpulse erforderlich ist. Darüberhinaus werden sie (wie in vielen FP-Versuchen) nur als Impedanzwandler eingesetzt.

Demgegenüber verstärken Hauptverstärker das Signal eines Vorverstärkers oder Detektors auf Pegel, die eine Weiterverarbeitung und Analyse gestatten, verbessern durch Filter den Signal-Rauschabstand und, was sehr wichtig ist, erzeugen genormte Impulsformen.

Vor- und Hauptverstärker werden sehr oft mit Hilfe von, als RC-Glieder vorliegenden, Hoch- und Tiefpässen realisiert. Wie in [FP-8a] gezeigt, arbeitet der Hochpaß im Zeitbereich als Differenzier- und der Tiefpaß im Zeitbereich als Integrierglied. Man kann sie auch mit Hilfe von Operationsverstärkern realisieren.

Vorverstärker (VV)

Die meisten Detektoren liefern als elektrisches Ausgangssignal einen Impuls, dessen Gesamtladung der Energie des einfallenden Teilchens oder Quants proportional ist. Der Vorverstärker VV hat also neben der Amplitudenanhebung die weitere Aufgabe, dieses Signal zeitlich zu integrieren und ein Ausgangssignal zu liefern, dessen Spannungsamplitude proportional zur Energie ist.

Das Ausgangssignal eines ladungsempfindlichen VV besteht also (zunächst) idealerweise aus einer treppenstufen-förmigen Spannung, bei der die Information über die Teilchenenergie in der Höhe der Stufen steckt. Betrachtet man die Impulsverformung durch den VV, so ergibt sich Abb. 1.13.

In Abbildung 1.11 ist eine Beispielschaltung für einen ladungsempfindlichen VV angegeben. In ihr ist der VV mit Hilfe eines Operationsverstärkers, der als kapazitiv rückgekoppelter invertierender Stromintegrator verschaltet ist, anstatt mit RC-Gliedern realisiert.

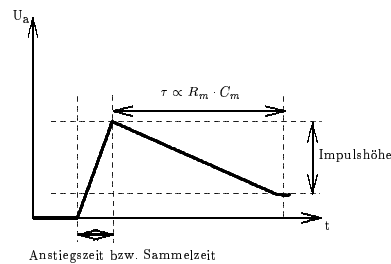


Abbildung 1.12: Kurvenform des Ausgangssignals eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers

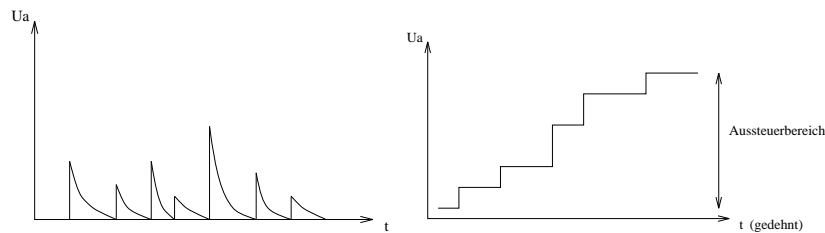


Abb. 1.13: Ausgangsimpulse eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers bei normaler (links) und sehr hoher Zählrate (rechts).

Wie wir aus dem Anfängerpraktikum [AP-427] wissen, gilt für einen idealen Operationsverstärker, d. h. die Eingangswiderstände seien unendlich groß (Eingänge steuern nur) und der Ausgangswiderstand sei Null (Ausgang ist gesteuerte Spannungsquelle), also auch angenähert für die skizzierte Schaltung:

$$U_a = -\frac{1}{C_m} \int I(t) dt .$$

Um nicht irgendwann die Aussteuergrenze des VV zu überschreiten, da sich die einzelnen Stufen der Integration ja immer weiter addieren würden, wird der Integrationskondensator über einen zusätzlichen Widerstand entladen, und zwar mit einer Zeitkonstanten, die groß gegenüber der Sammelzeit (Abb. 1.12) ist. Diese Zeit wird so genannt, weil die in Abb. 1.12 ersichtliche Anstiegszeit nichts anderes als die Zeit ist, in der alle Ladungen gesammelt werden. Die Entladung geschieht mit der Zeitkonstanten $\tau_V = R_m C_m$. Generell fällt daher die Kurve mit $U_a = U_0 \cdot \exp(-\frac{t}{\tau_V})$ ab.

Weiterhin ist der VV sehr empfindlich gegenüber starken Impulsen, wie sie z. B. von vorgeschalteten Feldeffekttransistoren FET's geliefert werden können. Aus diesem Grund werden meist Schutzdioden in den VV eingebaut.

Hauptverstärker (HV)

Der Hauptverstärker wird meist als Abfolge von Differenzierer, Integrierer und wieder Differenzierer realisiert, die wiederum als RC-Glieder vorliegen können. Der VV gibt, wie bereits oben erläutert,

Spannungsstufen an den HV weiter. Diese Spannungsstufen/Spannungssprünge, von denen viele nacheinander am HV eintreffen, addieren sich nun zeitlich auf (wenn man von der Entladung des VV über R_m absieht). Da nur in den Spannungssprüngen die Energieinformation steckt, und nicht in der zeitlichen Aufaddition, muß allein die Sprunginformation verstärkt und weiterverarbeitet werden. Dies geschieht mit dem ersten Differenzierer, der per definitionem nur die Signaländerungen berücksichtigt. Der z. B. als RC-Hochpaß vorliegende Differenzierer hat die Zeitkonstante $\tau_D = R_D C_D$, die um so kleiner sein sollte, je größer die Zählrate ist. Aus einer Stufe der Höhe U_0 wird somit ein Signal $U_{RC} = U_0 e^{-\frac{t}{\tau_D}}$ generiert. Formal berechnet man dieses hier nur angegebene Ergebnis mit Hilfe der Laplace-Transformation (vgl. hierzu Versuch 8a, [FP-8a]).

Durch den nun folgenden RC-Tiefpaß, der als Integrierglied mit der Zeitkonstanten $\tau_i = R_i C_i$ wirkt, soll das hochfrequente Rauschen herausgemittelt werden. Ein optimales Signal-Rausch-Verhältnis erreicht man, wenn die Differentiations- und Integrationszeitkonstanten τ_D und τ_i den gleichen Wert haben, wenn also im Frequenzbereich eine näherungsweise symmetrische Durchlaßkurve erreicht wird (vgl. [FP-8a] und [Schm]). Das durch diese Integrierstufe generierte Signal hat die Form $U_i = U_0 \frac{t}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}}$, wobei $\tau_D = \tau_i =: \tau$ gelten soll.

Der nun abschließende zweite Hochpaß hat zwei Funktionen:

- Schnelle Rückkehr zur Nulllinie.
- Zeitsignal kann beim Nulldurchgang gesetzt werden.

Insgesamt lassen sich die Vorgänge der Pulsformung im HV in Abb. 1.14 zusammenfassen. Hierbei führt man die Begriffe *unipolar*, *bipolar*, *tripolar*, etc. ein. Unter einem unipolaren Signal versteht man eines, das seine Polarität nicht ändert, also ein Signal, dessen Spannung zu keinem Zeitpunkt Null wird. Dementsprechend versteht man unter einem bipolaren Signal eines, das seine Polarität einmal ändert, dessen Spannung also einmal einen Nulldurchgang hat. Diesen Zeitpunkt kann man — wie gesagt — gut für Zeitmarken verwenden.

1.3.2 Rauschen und Energieauflösung

Durch die Meßelektronik kommt es leider wieder einmal zu einem Rauschen. Zusammen mit dem oben schon erwähnten Detektorrauschen, stellen sich die Rauschquellen folgendermaßen dar:

- Detektor,
- Widerstände,
- Kondensatoren,
- FET's im VV.

Da sie alle mehr oder weniger thermische Gründe haben, können durch Kühlen von Detektor und FET's die entsprechenden Rauschanteile vermindert werden. Aus diesem Grund (neben der nötigen Impedanzwandlung für längere Kabelstrecken) wird der Vorverstärker sehr oft direkt am Detektor angebracht, um gleichzeitig mit diesem gekühlt zu werden.

An den Rauschquellen können sich folgende Arten von Rauschen vollziehen, die im wesentlichen weiter oben zwar schon aufgezählt wurden, hier aber unter gebräuchlicheren Namen nochmals angegeben werden:

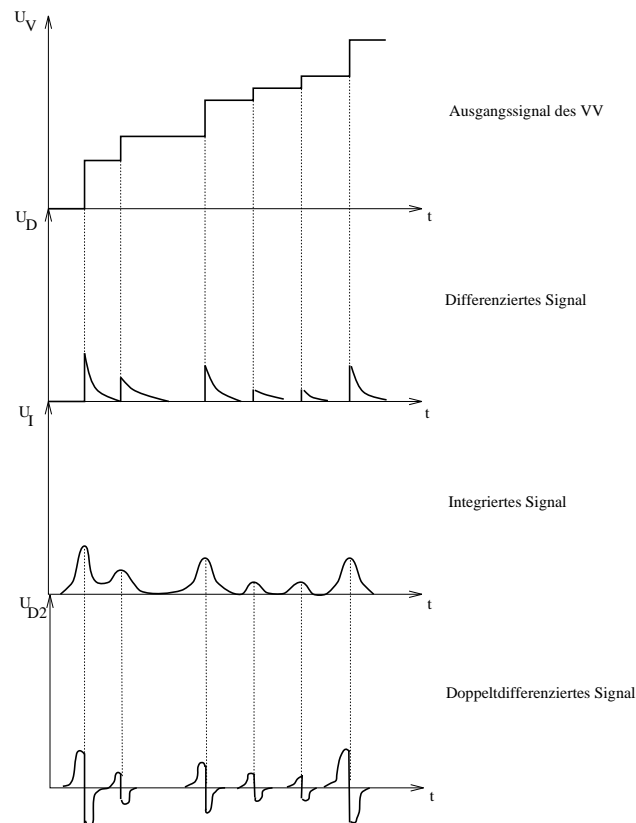


Abbildung 1.14: Impulsformung im Hauptverstärker

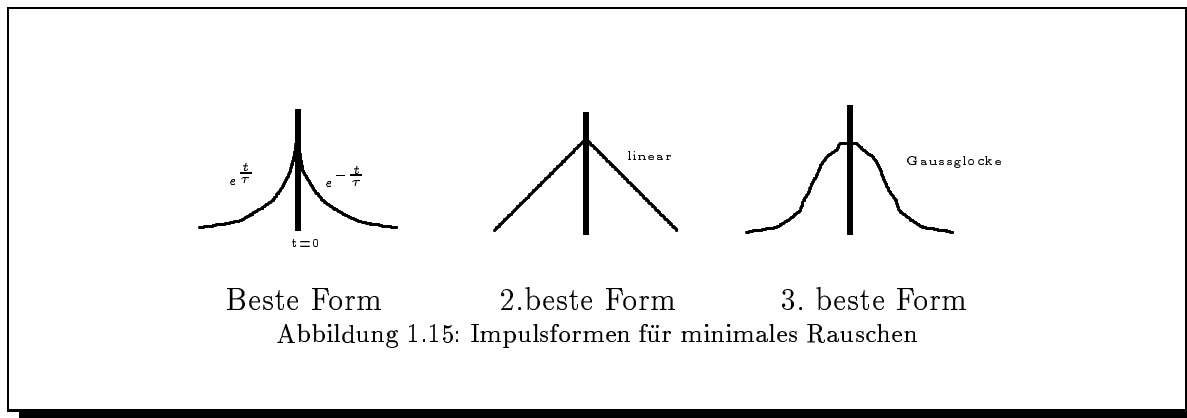
Thermisches Rauschen: Wird verursacht durch die Schwankungen in der räumlichen Ladungsverteilung, die aus der Geschwindigkeitsverteilung der Ladungsträger (welche natürlich temperaturabhängig ist) resultiert (*Brown'sche Bewegung*).

Schrotrauschen: Tritt auf, wenn eine Sperrspannung anliegt. Es äußert sich als Leckstrom.

Generations-Rekombinationsrauschen: Überlagert sich dem Schrotrauschen. Tritt auf, wenn durch thermische Anregung bzw. durch Rekombination in sog. Einfangzentren, zusätzliche Ladungspaare nur einen Teil der Detektordicke durchwandern.

Exzeßrauschen: Alle anderen Effekte, die sich zumeist theoretisch nur schwer erfassen lassen, werden unter dem Begriff Exzeßrauschen zusammengefaßt. Dazu gehören z.B. Oberflächenleckströme, eventuelle ladungsinjizierende elektrische Kontakte und ähnliches.

Weiterhin gibt es bestimmte Impulsformen, die ziemlich resistent gegen Rauschen sind. Durch obige Meßelektronik versucht man das Signal auf eine solche Form zu bringen, ohne daß natürlich Informationen verlorengehen. Als ideale Impulsformen für minimales Rauschen haben sich die in Abb. 1.15 skizzierten ergeben.



Die dort als drittbeste titulierte Gaußglocke läßt sich mit Hilfe eines Hochpasses und im Idealfall unendlich vielen Tiefpässen realisieren. Wir erkennen, daß der Aufbau des HV genau in diese Richtung geht.

Das Rauschen des Leckstroms des Detektors steigt im Frequenzbereich ungefähr mit der Frequenz an. Das Rauschen des FET's fällt im Frequenzbereich ungefähr umgekehrt proportional zur Wurzel der Frequenz ab. Da die Zeitkonstanten der Hoch- und Tiefpässe umgekehrt proportional zu deren Grenzfrequenz sind, erwarten wir folgende Abhängigkeit des Rauschens von der eingestellten Zeitkonstanten:

$$\text{Rauschen des Leckstroms} \propto \frac{1}{\tau},$$

$$\text{Rauschen des FET's} \propto \sqrt{\tau}.$$

Da das Rauschen sich obigen Gesamtimpulsformen überlagert, insbesondere auf der Peakspitze, die ja die Energieinformation trägt, ist die Stärke des Rauschens entscheidend im Zusammenhang mit der Energieauflösung. Die Abhängigkeit des Rauschens von der eingestellten Zeitkonstanten verhält sich wie eben angegeben; wir erwarten somit folgende Abbildung 1.16 für die Energieauflösung in Abhängigkeit von der Zeitkonstanten:

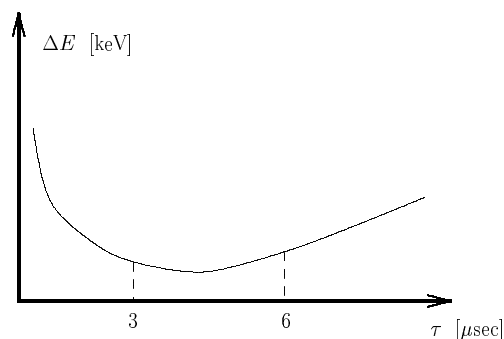


Abbildung 1.16: Erwartete Abhängigkeit der Energieauflösung von der Zeitkonstanten

2. Auswertung

2.1 Energieauflösung

In diesem Teil des Versuchs wurde die Energieauflösung des Detektors ermittelt. Benutzt wurden die beiden Full-Energy-Peaks einer ^{60}Co -Probe bei 1173 keV und 1333 keV. Die Differentiationskonstante und die Integrationskonstante variierten zwischen 0,5 und 10 μsec .

Um aus unseren Messungen die Energie der Full-Energy-Peaks zu erhalten, müssen wir zunächst eine Energieeichung durchführen. Hierzu bilden wir je Peak den Mittelwert der gemessenen Kanäle der „Peak-Mitten“, die uns der Peakreport des Programmes *nucleus* unter CTRD liefert. Diesen Mittelwert setzen wir dann gleich der „wirklichen“, tabellierten Energie des Peaks. Für die weitere Fehlerrechnung berücksichtigen wir weiterhin die jeweilige Abweichung vom Mittelwert σ , die später noch in Energieeinheiten umgerechnet werden muß.

Für die Eichung legen wir dann eine Gerade durch die beiden gefundenen Mittelwerte. Damit bekommen wir den gewünschten Zusammenhang zwischen Kanalnummern und Energien.

Für den 1172 keV-Peak von ^{60}Co waren unsere Meßwerte, wobei HBW die Abkürzung für Halbwertsbreite, also das Analogon zum Energie-FWHM in Kanälen, sein soll, die folgenden:

τ [μsec]	HBW	CTRD
0,5	8,1150	2858,41
1	5,5293	2854,22
2	4,9307	2855,33
3	4,7101	2858,70
6	4,5874	2855,76
10	4,3001	2856,78

Und für den 1333 keV-Peak von ^{60}Co sahen unsere Meßwerte so aus:

τ [μsec]	HBW	CTRD
0,5	8,5774	3220,40
1	5,9409	3216,00
2	4,9784	3217,36
3	4,9833	3221,29
6	4,6451	3217,71
10	4,6336	3218,77

Daraus ergeben sich die CTRD-Mittelwerte \overline{C}_1 für den 1172 keV-Peak und \overline{C}_2 für den 1333 keV-Peak:

$$\overline{C}_1 = (2856,53 \pm 0,30), \quad \overline{C}_2 = (3218,59 \pm 0,33) .$$

Durch Zuordnung zu den richtigen Energien kann man nun, wie bereits oben erläutert, eine Geradengleichung aufstellen und es ergibt sich folgender Energie-Kanalzusammenhang (K : Kanalnummer):

$$E(K) = 0,44 \cdot K - 84,87 \text{ keV}.$$

Aus den Mittelwerten \overline{C}_1 und \overline{C}_2 ergeben sich dann für die Full-Energy-Peaks auch wirklich die angesetzten Energien:

$$E_1 = (1172,0 \pm 0,13) \text{ keV}, \quad E_2 = (1333,0 \pm 0,15) \text{ keV}.$$

Hierbei erhielten wir die Energiefehler durch Umrechnung der Abweichungen vom Mittelwert σ in Energien.

Die Halbwertsbreiten konnten dem Peakreport entnommen werden und waren oben in den Tabellen schon angegeben. Da das FWHM die Differenz zweier Energiewerte ist (nämlich von denjenigen Energien, bei denen die Hälfte der counts der „Peak-Mitte“ erreicht wird), erhält man die Halbwertsbreiten $\Delta\tilde{E}$ in keV, also die FWHM, unter Benutzung obiger Eichgerade einfach durch Multiplikation der Halbwertsbreiten HBW in Kanälen mit 0,44:

$$\Delta\tilde{E} = E_2 - E_1 = 0,44 \cdot (K_2 - K_1) = 0,44 \cdot \text{HBW}.$$

Es ergibt sich:

1172 keV Peak			1333 keV Peak		
τ [μsec]	$\Delta\tilde{E}$ [keV]	E [keV]	τ [μsec]	$\Delta\tilde{E}$ [keV]	E [keV]
0,5	3,5706	1172,83	0,5	3,77406	1332,11
1	2,43289	1170,99	1	2,614	1330,17
2	2,16951	1171,48	2	2,1905	1330,77
3	2,07244	1172,96	3	2,19265	1332,5
6	2,01846	1171,66	6	2,04384	1330,92
10	1,89204	1172,11	10	2,03878	1331,39

Die Energieauflösung ist definiert als (vgl. Vorbereitung):

$$\gamma := \frac{\Delta\tilde{E}}{E}.$$

Nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz ergibt sich dann:

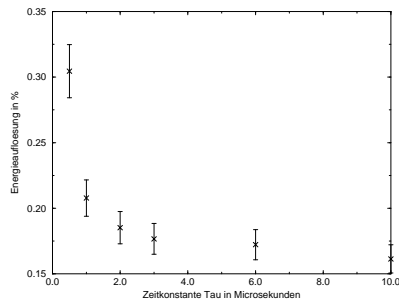
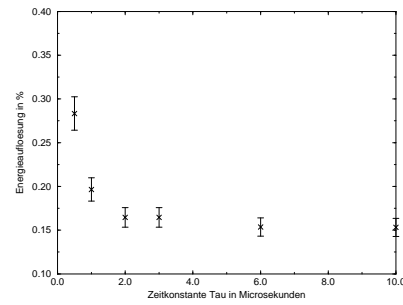
$$\Delta\gamma = \sqrt{\left(\frac{1}{E}\Delta(\Delta\tilde{E})\right)^2 + \left(\frac{\Delta\tilde{E}}{E^2}\Delta E\right)^2}.$$

Hierbei ist der auf E bezogene Fehler der Halbwertsbreiten, $\frac{\Delta(\Delta\tilde{E})}{E}$, vernachlässigbar, daher gilt näherungsweise:

$$\Delta\gamma = \gamma \cdot \frac{\Delta E}{E}.$$

Als Fehler ΔE haben wir dabei den mit sechs multiplizierten Fehler des Mittelwertes σ zu E_1 bzw. E_2 genommen. Mit sechs haben wir multipliziert, da wir sechs Meßwerte haben und man vom Fehler des Mittelwertes zum Fehler der Einzelmessung kommt, indem man mit der Anzahl der Meßwerte multipliziert. Und diese Anzahl war bei uns eben sechs. Mehr zur Statistik kann der Vorbereitung zu Versuch 2 entnommen werden.

Mit obigen Werten ergibt sich dann die folgende Tabelle (γ_i bezieht sich hier jeweils auf E_i):

Abbildung 2.1: Energieauflösung γ_1 in Abhängigkeit von der Zeitkonstanten τ .Abbildung 2.2: Energieauflösung γ_2 in Abhängigkeit von der Zeitkonstanten τ .

τ [μ sec]	γ_1 [%]	γ_2 [%]
0,5	$0,304443 \pm 0,0202472$	$0,283314 \pm 0,0191413$
1	$0,207764 \pm 0,0138392$	$0,196516 \pm 0,0132964$
2	$0,185194 \pm 0,0123307$	$0,164604 \pm 0,0111322$
3	$0,176685 \pm 0,0117493$	$0,164552 \pm 0,0111142$
6	$0,172274 \pm 0,0114686$	$0,153566 \pm 0,0103845$
10	$0,161422 \pm 0,0107421$	$0,153132 \pm 0,0103515$

Der Inhalt der Tabellen ist in den Diagrammen 2.1 und 2.2 graphisch dargestellt. Wir erkennen in diesen Diagrammen sehr gut die $\frac{1}{\tau}$ -Abhängigkeit. Die $\sqrt{\tau}$ -Abhängigkeit hingegen ist nicht zu erkennen. Unser Graph denkt nicht daran, nach einem etwaigen Minimum wieder anzusteigen. Da die $\sqrt{\tau}$ -Abhängigkeit aus einem FET-Rauschen resultiert, müssen wir an dieser Stelle folgern, daß wir kaum FET-Rauschen hatten. Dies führen wir auf die gute Kühlung zurück. Alles in allem ist dieser Versuchsteil also zu unserer Zufriedenheit verlaufen. Die Störungen durch Rauschen scheinen ja sogar weniger als erwartet vorhanden zu sein.

2.2 Relatives Ansprechvermögen für den Photopeak

In diesem Teil des Versuches ging es darum, das relative Ansprechvermögen für die Gesamtabsorptionslinie in Abhängigkeit von der γ -Energie zu bestimmen.

Dazu wurden mehrere unterschiedliche Präparate (aber immer in gleicher geometrischer Anordnung) vor dem Detektor befestigt und mit Hilfe des Vielkanalanalysators VKA die Zählrate der Full-Energy-Peaks gemessen.

Zuerst muß jedoch die aktuelle Aktivität (Versuchsdatum) der einzelnen Präparate bestimmt werden. Dem der Versuchsanleitung beigelegten Zusatzblatt entnimmt man folgende Werte:

Präparat	$\tau_{1/2}$ [y]	Aktivität A_0 [μ Ci]	gemessen am	Δt bis Meßtag [y]
^{241}Am	458	3,99	10.6.70	23,575
^{137}Cs	30	4,25	10.1.69	25,000
^{57}Co	0,740	11,38	1.11.90	3,189
^{60}Co	5,26	2,33	10.4.70	23,740
^{22}Na	2,6	3,67	21.2.69	24,874

Hierzu sei noch erwähnt, daß folgende Dimensions-Umrechnungen zwischen Becquerel Bq und Curie Ci gelten:

$$1 \frac{\text{Zerfall}}{\text{sec}} =: 1 \text{ Bq} =: 2,703 \cdot 10^{-11} \text{ Ci} = 2,703 \cdot 10^{-5} \mu\text{Ci}$$

und umgekehrt:

$$1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}.$$

Für die Berechnung der aktuellen Aktivität A gilt:

$$A = A_0 e^{-\lambda \Delta t}$$

mit der Zerfallskonstanten

$$\lambda = \frac{\ln 2}{\tau_{1/2}}.$$

Da auf dem Blatt, das dem Versuch beilag, kein Fehler für die Aktivität angegeben war, rechnen wir im folgenden ohne Fehler.

Es ergibt sich:

Präparat	λ [1/y]	A [μCi]
^{241}Am	0,00151	3,85046
^{137}Cs	0,02310	2,38552
^{57}Co	0,93669	0,57338
^{60}Co	0,13178	0,10202
^{22}Na	0,26660	0,00484

Das relative Ansprechvermögen ist definiert als

$$a_{\text{rel}} := \frac{dn}{n}.$$

Hierbei ist dn die gemessene Zählrate im Peak und n die Anzahl der γ -Quanten, die von der Quelle emittiert werden.

dn liest man aus dem Peakreport des Meßprotokolls ab. n bestimmt man aus der Aktivität und der Prozentangabe $p(E_n)$ (die — oh Wunder ... — in % angegeben ist) des Zusatzblattes, wo angegeben ist, wieviel Prozent der stattfindenden Zerfälle ein γ -Quant der entsprechenden Energie E_n erzeugen.

Den Fehler von dn konnten wir im Peakreport nicht finden. Daher mußten wir ohne Fehler rechnen. Dennoch haben wir weiter unten zumindest die Formel für die Gauß'sche Fehlerfortpflanzung angegeben.

Für n muß man erst eine Umrechnung von Ci in Bq durchführen. Es gilt dann:

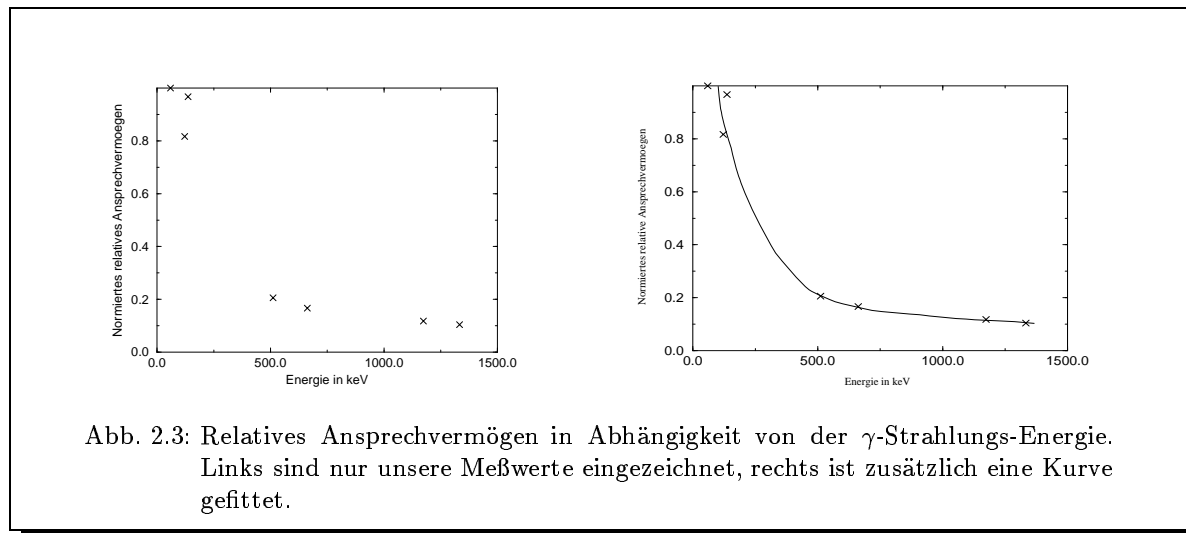
$$n = A(\text{Ci}) \cdot 3,7 \cdot 10^{10} \cdot \frac{p(E_n)}{100} = A(\text{Bq}) \cdot \frac{p(E_n)}{100}$$

und für den Fehler würde

$$\Delta n = \Delta A(\text{Bq}) \cdot \frac{p(E_n)}{100}$$

gelten. Für dn und n haben wir also insgesamt die Formeln:

$$dn = \frac{\text{Net-Area aus Peakreport}}{\text{gemessene Zeit in sec}}$$



und

$$n = A(\text{Ci}) \cdot 3,7 \cdot 10^{10} \cdot \frac{p(E_n)}{100}.$$

Die gemessene Zeit war bei uns jeweils 300 sec.

Die oben schon angekündigte Formel für die Gauß'sche Fehlerfortpflanzung lautet:

$$\Delta a_{\text{rel}} = \sqrt{\left(\frac{1}{n} \Delta dn\right)^2 + \left(\frac{dn}{n^2} \Delta n\right)^2}.$$

Es ergeben sich nun die folgenden Werte, wobei die Werte für die Aktivität aus der letzten Tabelle entnommen wurden.

Präp.	Energie [keV]	Net-Area [cts]	$p(E_n)$ [%]	dn [cts/sec]	n [Bq]	a_{rel} [cts · Bq/sec]	a'_{rel}
^{241}Am	59,54	1 309 267	36	4364,2233	$5,1288 \cdot 10^4$	$8,5106 \cdot 10^{-2}$	1
^{57}Co	122	392 652	88,8	1308,8400	$1,8839 \cdot 10^4$	$6,9475 \cdot 10^{-2}$	0,816335
^{57}Co	136,4	46 121	8,8	153,7367	$1,8669 \cdot 10^3$	$8,2349 \cdot 10^{-2}$	0,96761
^{22}Na	511	1 660	181	5,5333	$3,2413 \cdot 10^2$	$1,707 \cdot 10^{-2}$	0,2057
^{137}Cs	662	322 232	86	1074,1067	$7,5907 \cdot 10^4$	$1,415 \cdot 10^{-2}$	0,1663
^{60}Co	1173,2	11 326	100	37,7533	$3,7747 \cdot 10^3$	$1,0002 \cdot 10^{-2}$	0,11752
^{60}Co	1332,5	10 048	100	33,4933	$3,7747 \cdot 10^3$	$8,873 \cdot 10^{-3}$	0,10426

In der letzten Spalte wurde der Übersichtlichkeit wegen auf den größten Wert von a_{rel} normiert und mit diesen normierten Werten wurden die Diagramme 2.3 erstellt. In Teil 3 der Auswertung werden wir sehen, daß sowieso nur die Verhältnisse der Werte zueinander von Interesse sind. In dem linken Plot der Diagramme 2.3 sind unsere Meßwerte eingezeichnet, ohne daß wir den Anblick bereits durch eine gefittete Kurve stören; in dem rechten Plot hingegen wurde darüberhinaus noch eine Kurve graphisch angepaßt, wie wir sie zum Ablesen im Teil 3 benötigen.

Der angepaßte Graph zeigt sehr schön den von uns erwarteten Verlauf. Bei niedrigen γ -Energien verbleiben nämlich so gut wie alle Photonen — auch die Compton-gestreuten — im Detektor, fast alle Signale

tragen also zum Photopeak bei. Das Ansprechvermögen des Detektors ist somit hoch. Bei hohen γ -Energien hingegen entweichen einige (insbesondere Compton-gestreute) γ -Quanten aus der Sperrschicht; man erhält dann also ein Signal in der Compton-Kante und nicht im Photopeak. Daher ist dann das Ansprechvermögen niedrig. Da wir dieses Verhalten nachweisen konnten, scheinen wir gut gemessen zu haben. ... :-)

2.3 Unbekanntes Spektrum

In dem letzten Teil dieses Versuches, wurde das Energiespektrum eines „unbekannten“ Präparats aufgenommen. Vorher müssen wir wieder eine Energie-Kanal-Eichung mit ^{60}Co durchführen, wie sie schon in Teil 1 der Auswertung durchgeführt wurde. Eine neue Eichung ist notwendig geworden, da wir die Versuchsgeometrie dahingehend geändert haben, daß wir im Spektrum noch Peaks von sehr hohen Energien spektroskopieren konnten. Durch die geänderte Geometrie können wir nun eigentlich das rechte Diagramm in Abbildung 2.3 nicht ohne weiteres verwenden, da auch der Einfallswinkel der Strahlung in den Detektor einen Einfluß auf das Ansprechvermögen haben kann. Um jedoch diesen Teil der Auswertung vernünftig erledigen zu können, werden wir von dieser Beeinflussung absehen und dennoch das rechte Diagramm 2.3 verwenden.

Nun aber wieder zurück zur nun erforderlich gewordenen Eichung. Für diese waren folgende Werte von Wichtigkeit:

Energie [keV]	CRTD
1172	1610
1333	1803,22

Wir erhalten damit folgenden Energie-Kanal-Zusammenhang:

$$E(K) = 0,8332 \cdot K - 169,5278 \text{ keV}.$$

Es ist nun, wie schon weiter oben angerissen, klar, daß die gemessenen Zählraten durch das unterschiedliche Ansprechvermögen des Detektors bei verschiedenen Energien im Verhältnis zueinander korrigiert werden müssen, um die „richtigen“ prozentualen Intensitätsverhältnisse bestimmen zu können.

Zunächst werden wir der Einfachheit wegen und da wir am Ende ja doch auf die stärkste Linie normieren werden, die gemessene Zählrate m (Net-Area) einfach durch das relative Ansprechvermögen an der entsprechenden Energiestelle a'_{rel} dividieren. Es gilt dann also:

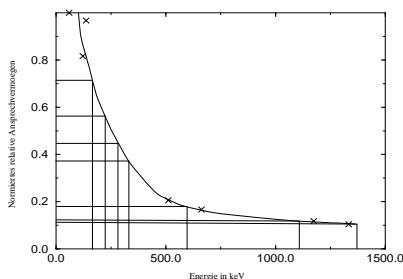


Abb. 2.4: Ablesen des relativen Ansprechvermögens zur Korrektur des unbekanntes Spektrums

$$m' = \frac{m}{a'_{\text{rel}}}.$$

Das a'_{rel} haben wir graphisch aus der gefitteten Kurve in Abbildung 2.3 ermittelt. Wir haben diese Ablesung noch einmal nebenstehend (in Abbildung 2.4) dargestellt. Man vergleiche die abgelesenen a'_{rel} mit den Werten in nachfolgender Tabelle.

Es ergibt sich nun bei einer bestimmten Energie, hier ist es bei der 609 keV-Linie, eine maximale Zählrate $m'_{\text{max}} \pm \Delta m'_{\text{max}}$, auf die der Rest des Spektrums normiert wird. Die normierten Werte nennen wir dann N'_{Norm} . Für den Fehler der prozentualen Normierung gilt, wieder nach Gauß'schem Gesetz:

$$\Delta N'_{\text{Norm}} = \sqrt{\left(\frac{1}{m'_{\text{max}}} \Delta m'\right)^2 + \left(\frac{m'}{m'_{\text{max}}{}^2} \Delta m'_{\text{max}}\right)^2}.$$

Die nach obigen Formeln errechneten Werte befinden sich in nachfolgender Tabelle. Hierbei wurden die Peaks ausgewählt nach „Schärfe“, also FWHM, und nach der Anzahl der Counts, wenn sie bezüglich benachbarter Werte „herausragten“.

CTRD	E [keV]		m [cts]	a'_{rel}	m' [cts]		N_{Norm} [%]	
	gemessen	Literatur					gemessen	Lit.
412,884	174,487	186,211	18 241	$0,71 \pm 0,02$	$25\,691,55 \pm 723,71$	$6,40 \pm 0,05$	7,11	
480,538	230,856	241,981	29 263	$0,56 \pm 0,02$	$52\,255,35 \pm 1\,866,26$	$13,02 \pm 0,20$	16,18	
544,987	284,555	295,213	61 788	$0,45 \pm 0,02$	$137\,306,67 \pm 6\,102,52$	$34,22 \pm 1,40$	41,65	
613,652	341,768	351,920	100 716	$0,37 \pm 0,02$	$272\,205,41 \pm 14\,713,81$	$67,84 \pm 5,69$	80,48	
925,857	601,896	609,312	72 228	$0,18 \pm 0,02$	$401\,266,67 \pm 44\,585,19$	$100 \pm 15,71$	100,00	
1545,760	1118,399	1120,287	13 514	$0,12 \pm 0,02$	$112\,616,67 \pm 18\,769,44$	$28,07 \pm 1,58$	32,54	
1857,980	1378,541	1377,669	2 960	$0,11 \pm 0,02$	$26\,909,09 \pm 4\,892,56$	$6,71 \pm 0,10$	8,72	
2327,200	1769,495	1764,494	9 302	$0,10 \pm 0,03$	$93\,020 \pm 27\,906,00$	$23,18 \pm 1,72$	34,49	
2427,830	1853,340	1847,420	1 135	$0,10 \pm 0,03$	$11\,350 \pm 3\,405,00$	$2,83 \pm 0,03$	4,60	
2860,270	2213,649	2204,215	2 431	$0,10 \pm 0,03$	$24\,310 \pm 7\,293,00$	$6,06 \pm 0,12$	10,82	

Die in der Tabelle angegebenen Literaturwerte entstammen [Kn] und gehören zu ^{226}Ra .

Bei einem Vergleich zwischen den gemessenen und den theoretischen Energien und Intensitätsverhältnissen N_{Norm} müssen wir leider eingestehen, daß wir die Literaturwerte nicht ganz erreichen. Dennoch, so glauben wir, kann man bei einem Gesamtüberblick, die Ähnlichkeit zwischen den gemessenen und den Literaturwerten erkennen. Es fällt auf, daß unsere gemessenen Werte für N_{Norm} immer unter den Literaturwerten liegen. Wir sehen den Grund dafür in der oben schon angesprochenen Änderung der Versuchsgeometrie.

Als Ergebnis können wir an dieser Stelle aber alles in allem konstatieren, daß wir unser unbekanntes Präparat als ^{226}Ra identifizieren konnten. Gut, denn dies stand ja auf dem Präparat.

Literaturverzeichnis

Im folgenden wollen wir auf die Versuchsprotokolle der anderen Experimente im Fortgeschrittenenpraktikum, die von uns durchgeführt wurden und das vorliegende Protokoll hinsichtlich der theoretischen Grundlagen ergänzen, verweisen. Außerdem stellen wir eine Liste der Literatur auf, die wir am stärksten (nicht als einzige) zur Vorbereitung und Auswertung nutzten.

- [FP-5] O. Flimm, U. Münch: *Gamma-Szintillation*, Versuch 5 im Fortgeschrittenenpraktikum am Institut für Kernphysik. Versuchsprotokoll. Köln, 1994
- [FP-7] O. Flimm, U. Münch: *γ - γ -Koinzidenz*, Versuch 7 im Fortgeschrittenenpraktikum am Institut für Kernphysik. Versuchsprotokoll. Köln, 1994
- [FP-8a] O. Flimm, U. Münch: *Analoge Elektronik*, Versuch 8a im Fortgeschrittenenpraktikum am Institut für Kernphysik. Versuchsprotokoll. Köln, 1994
- [AP-427] O. Flimm, O. Klar bzw. U. Münch, C. Wolf: *Operationsverstärker*, Versuch E 427 im Anfängerpraktikum am II. Physikalischen Institut. Versuchsprotokoll. Köln, 1992
- [MüHa] Prof. E. Müller-Hartmann: *Theoretische Festkörperphysik I*. Vorlesungsmitschrift von U. Münch. Köln, WS 1993/94
- [Schm] H. U. Schmidt: *Meßelektronik in der Kernphysik*. Stuttgart: Teubner Verlag, 1986
- [Hz] G. Hertz: *Lehrbuch der Kernphysik*, Band 1. 2. Auflage. Leipzig: Teubner Verlagsgesellschaft, 1966
- [Kn] G. F. Knoll: *Radiation Detection And Measurement*. New York: John Wiley & Sons, 1979
- [MS] P. Marmier, E. Sheldon: *Physics of nuclei and particles*, volume 1. Academic Press, 1969
- [Kitt] Ch. Kittel: *Einführung in die Festkörperphysik*. 9. verbesserte Auflage. München/Wien: Oldenbourg-Verlag, 1991
- [AsMe] N. W. Ashcroft, N. D. Mermin: *Solid State Physics*. New York: Saunders College, 1976

Index

- aktive Zone, 5
- Anregungsenergie, 11
- Ansprechvermögen
 - relatives, 21
- Antidiffusionsspannung, 5

- Bändermodell, 1
- Band
 - Leitungs-, 3
 - Valenz-, 3
- Beweglichkeit
 - der Elektronen, 4
- bipolares Signal, 15
- Bloch
 - Theorie von, 1
- Breite der Sperrschicht, 6
- Brown'sche Bewegung, 16

- deep impurities, 12
- Detektor
 - hochreiner Halbleiter-, 10
 - lithium-gedrifteter Germanium-, 10
 - lithium-gedrifteter Silizium-, 10
 - Oberflächensperrschicht-, 9
 - Sperrschicht-, 5
- Diffusionsspannung, 5
- Diode, 5
 - Kennlinie, 6
- Dotierung
 - n-, 4
 - p-, 5
- Driftbewegung, 4

- Elektronenbeweglichkeit, 4
- Energieauflösung, 10, 19
- Energielücke, 2
- Exzeßrauschen, 16

- Fano-Faktor, 9
- Frenckel Defect, 12
- FWHM, 10

- Gap, 2
- Generations-Rekombinationsrauschen, 16
- Germaniumdetektor
 - lithium-gedrifteter, 10

- Halbleiter, 4
- Hauptverstärker, 14
- Heitler
 - Theorie von London und, 1
- hochreiner Halbleiterdetektor, 10

- impurities, deep, 12
- intrinsische Zone, 10
- Isolator, 3

- Johnson-Rauschen, 11

- Kennlinie einer Diode, 6

- Leckstrom, 11
- Leitungsband, 3
- Lithium-Drift-Verfahren, 10
- lithium-gedriftete Detektoren, 10
- Loch, 4
- London
 - Theorie von Heitler und, 1

- Metalle, 4

- n-Dotierung, 4

- Oberflächensperrschichtzähler, 9

- p-Dotierung, 5
- Phononenanregung, 9
- pulse height defect, 12

- Rauschen, 11, 15
 - durch FET's, 17
 - durch Leckstrom, 17
 - Exzeß-, 16
 - Generations-Rekombinations-, 16
 - Johnson-, 11
 - Schrot-, 16
 - shot noise, 11
 - thermisches, 16
 - traps, 12
- relatives Ansprechvermögen, 21

- Sammelzeit, 14
- Schleusenspannung, 6
- Schrotrauschen, 16

- shot noise, 11
- Signal
 - bipolares, 15
 - unipolares, 15
 - Zeit-, 15
- Signal-Rausch-Verhältnis, 15
- Siliziumdetektor
 - lithium-gedrifteter, 10
- Spannung
 - Antidiffusions-, 5
 - Diffusions-, 5
 - Schleusen-, 6
- Sperrschicht, 6
 - Breite der, 6
- Sperrschichtzähler, 5

- traps, 12
- tripolares Signal, 15

- unipolares Signal, 15

- Valenzband, 3
- Verarmungszone, 6
- verbotene Zone, 2
- Verstärker
 - Haupt-, 14
 - Vor-, 13
- Vorverstärker, 13

- Zeitauflösung, 12
- Zeitsignal, 15
- Zerfallskonstante, 21
- Zone
 - aktive, 5
 - intrinsische, 10
 - verbotene, 2