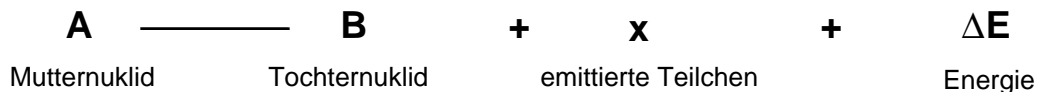


α -Spektrometrie mittels einem OberflächensperrschichtzählerINHALTSVERZEICHNIS

	Seite
1. Radioaktiver Zerfall	2
2. Der α -Zerfall	2
2.1. Geiger-Nuttall-Regel	3
2.2. Der Tunneleffekt	4
3. Energiebestimmung von α -Teilchen	7
4. Halbleiterzähler	8
4.1. Allgemeines	8
4.2. Mechanismus der Halbleiterionisation	9
5. Oberflächensperrschichtzähler	11
5.1. Aufbau einer Oberflächensperrschicht-Meßapparatur	12

1. Radioaktiver Zerfall

Ein Nuklid ist stabil gegen radioaktiven Zerfall, wenn seine Masse kleiner ist als die Summe der Massen aller bei einem möglichen Zerfall auftretenden Produkte.



Die beim radioaktiven Zerfall insgesamt freigesetzte Energie bezeichnet man als Q-Wert. Diese ergibt sich aus dem Massenunterschied zwischen Edukt und Produkten im Grundzustand:

$$Q = \Delta m \cdot c^2 = (m_A - m_B - m_x) c^2$$

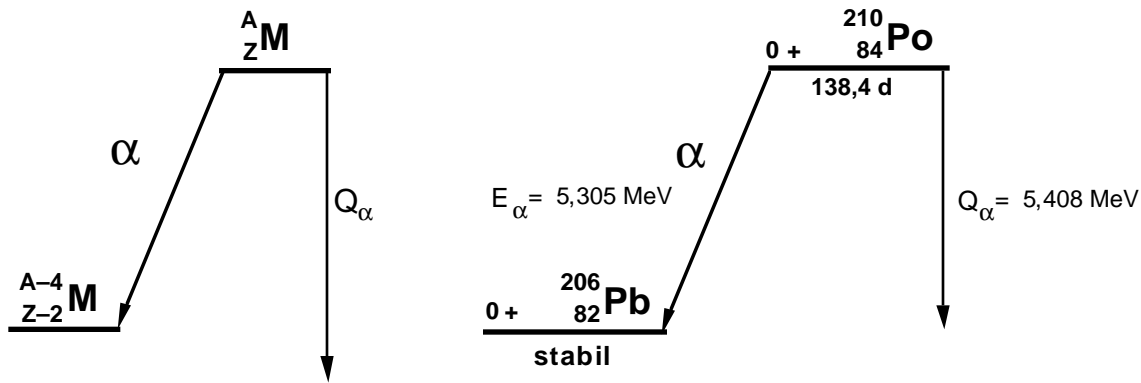
Der Q-Wert ist nicht identisch mit der Energie der beim Zerfall emittierten Teilchen oder Quanten, da er auch noch die dem Tochternuklid übertragene Rückstoßenergie und allenfalls dessen Anregungsenergie enthält. Je nach Art des emittierten Teilchens unterscheidet man folgende radioaktive Zerfallsarten:

- a) α -Zerfall
- b) β -Zerfall (siehe P05)
- c) γ -Zerfall (siehe P20)
- d) Spontanspaltung (siehe P21)

Daneben existieren noch einige andere Zerfallsarten, die hier nicht behandelt werden, da sie eher exotischen Charakter haben.

2. Der α -Zerfall

Beim α -Zerfall werden ${}^4\text{He}$ -Kerne (oder kurz: α -Teilchen, ${}^4\text{He}^{2+}$) emittiert. Hierbei nimmt die Nukleonenzahl um 4 und die Kernladungszahl um 2 ab. In Fig. 1 ist links der allgemeine α -Zerfall dargestellt. Der Zerfall von ${}^{210}\text{Po}$ führt direkt zum Grundzustand.

Fig.1: α -Zerfallschemata

Der Q-Wert für den α -Zerfall, Q_α , setzt sich zusammen aus

$$Q_\alpha = E_\alpha + E_R + E_A \quad (3)$$

Wobei E_α die Energie des emittierten α -Teilchens, E_R die kinetische und E_A die Anregungsenergie des Tochterkerns ist. Bei vergleichsweise leichten gg-Nukliden unterhalb Massenzahl 240 erfolgt der α -Zerfall vorzugsweise direkt zum Grundzustand des Tochternuklids, während bei anderen Kernarten der Übergang zu angeregten Zuständen des Tochterkerns häufig ist, sodaß α -Teilchen mit mehreren diskreten α -Energien beobachtet werden und daneben noch γ -Quanten durch Energieabgabe der angeregten Kernzustände auftreten können. Die Rückstoßenergie des Tochterkerns läßt sich aufgrund des Impulserhaltungssatzes

$$m_\alpha \cdot v_\alpha = m_R \cdot v_R \quad (4)$$

berechnen zu

$$E_R = E_\alpha \cdot \frac{m_\alpha}{m_R} \quad (5)$$

Die Rückstoßenergie des Tochterkerns liegt im allgemeinen bei $E_R = 0,1 \text{ MeV}$ entsprechend einer Reichweite in Luft von wenigen Millimetern.

2.1. Geiger-Nuttall-Regel

Die Energie der bei radioaktiven Zerfällen emittierten α -Teilchen liegt zwischen $1,83 \text{ MeV}$ (^{144}Nd) und $11,7 \text{ MeV}$ ($^{212\text{m}}\text{Po}$) bei Halbwertszeiten zwischen 10^{-6} s und $> 10^{10} \text{ a}$. Zwischen der Halbwertszeit ($T_{1/2}$) für den α -Zerfall T_α bzw. der

Zerfallskonstanten λ_α und der Reichweite R in Luft [cm] bzw. der Energie E_α der α -Strahlen existiert für drei natürliche Zerfallsreihen eine von Geiger und Nuttall im Jahr 1911 gefundene Beziehung,

$$\log \lambda_\alpha = a + b \cdot \log R = a' + b' \log E_\alpha \quad (6)$$

wobei b eine allgemeine und a eine für jede Zerfallsreihe individuelle Konstante ist. In Fig. 2 ist diese Beziehung für die α -aktiven Radionuklide der Zerfallsreihen des Urans, Thoriums und Actiniums graphisch dargestellt.

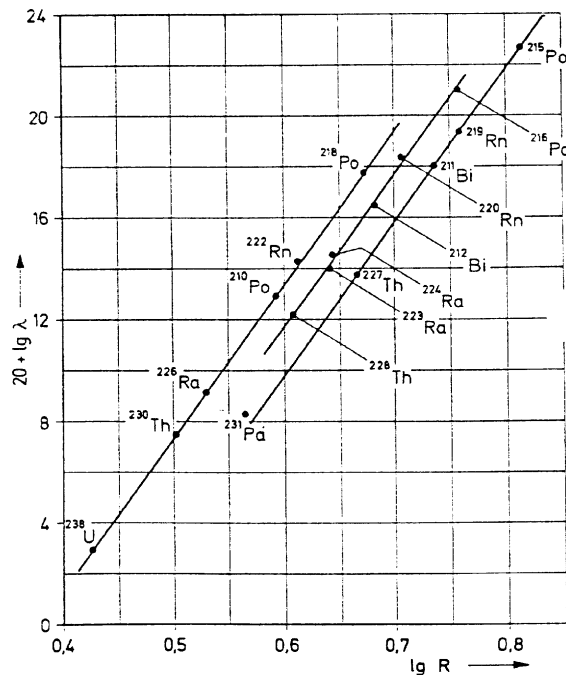


Fig. 2: Graphische Darstellung der Geiger-Nuttall-Regel

2.2. Der Tunneleffekt

Die Deutung des α -Zerfalls stieß zunächst auf erhebliche Schwierigkeiten. Zum Beispiel zeigten die Streuversuche mit α -Teilchen an ^{238}U , daß auch bei relativ hoher Energie (8,79 MeV für die α -Strahlung des ^{212}Po) die Coulomb-Abstoßung des Kerns wirksam ist. Das elektrostatische Potential zwischen α -Teilchen und Atomkern läßt sich durch Gl. (7) beschreiben:

$$U(r) = \frac{2 Z e^2}{r} \quad (7)$$

Diese Funktion ist in Fig. 3 aufgetragen. Der Eintritt eines α -Teilchens in den Kern wird somit durch eine Potentialschwelle von mehr als 9 MeV verhindert.

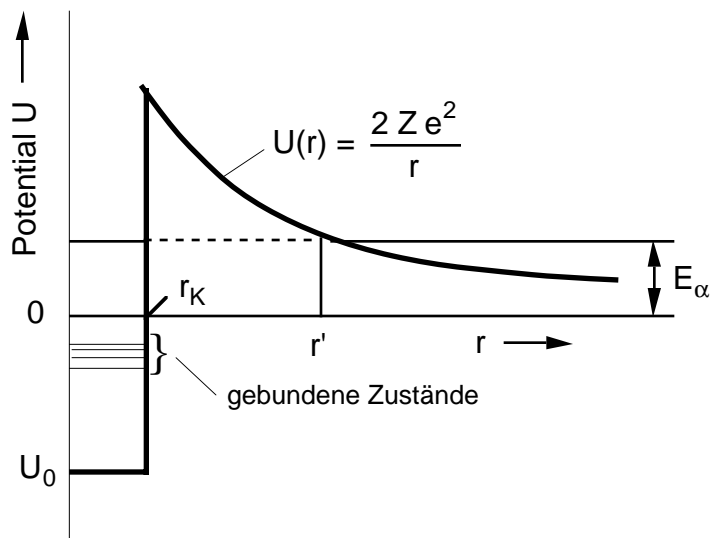


Fig. 3: Potentialverlauf für die Wechselwirkung zwischen einem Kern und einem α -Teilchen

Innerhalb des Kerns sind anziehende Kräfte wirksam, die das α -Teilchen mit einer gewissen Bindungsenergie festhalten. Der Potentialverlauf im Inneren des Kerns ist nicht genau bekannt. Er kann durch einen konstanten Wert U_0 angenähert werden (Fig. 3). Das Potential U_0 ist innerhalb des sogenannten effektiven Kernradius r_K wirksam (Potentialtopf von der Tiefe U_0 und dem Durchmesser $2r_K$). Nach den Gesetzen der klassischen Mechanik müsste ein α -Teilchen, das den Kern verlässt, eine kinetische Energie mindestens so groß wie die Potentialschwelle besitzen. Im vorliegenden Fall müsste $E_\alpha > 9$ MeV sein. Die α -Teilchen aus dem Urkern besitzen aber nur eine Energie von etwa 4 MeV. Sie können also nicht über die Potentialschwelle hinweggekommen sein. Die Lösung dieses Problems ergab sich erst aus der Wellenmechanik, die von Gamow sowie unabhängig davon von Condon und Gurney 1928 auf den α -Zerfall angewendet wurde. Dabei zeigte sich, daß das α -Teilchen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit durch die Potentialschwelle "hindurchtunnelt" (Tunneleffekt). Die Durchlässigkeit P einer einfachen Potentialschwelle ist gegeben durch den Ausdruck:

$$P = \exp \left[- \frac{2\sqrt{2m_\alpha}}{\hbar} \int \sqrt{U(r) - E_\alpha} dr \right] \quad (8)$$

Dabei sind: $\hbar = \frac{h}{2\pi}$

m_α = die Masse des α -Teilchens

$U(r)$ = das Potential

E_α = die Energie des α -Zerfalls

Integriert wird über den gesamten Bereich, in dem $U(r) > E_\alpha$ ist. Näherungsweise folgt aus Gl. (8) für die Zerfallskonstante λ :

$$\ln \lambda = \ln \frac{v_\alpha}{r_K} - \frac{4\pi e^2(Z-2)}{h v_\alpha} + \frac{8e}{h} \sqrt{(Z-2)r_K m_\alpha} + \dots \quad (9)$$

v_α und r_K sind verhältnismäßig klein, deshalb ist der erste Term auf der rechten Seite nahezu konstant. Der dritte Term und alle höheren Glieder sind verhältnismäßig klein und können mit dem ersten Term zu einer Konstanten zusammengefaßt werden:

$$\log \lambda \approx a - b \frac{(Z-2)}{v_\alpha} \quad (10)$$

oder

$$\log \lambda \approx a - b \frac{(Z-2)}{\sqrt{\frac{2E_\alpha}{m_\alpha}}} \quad (11)$$

Diese Gleichungen haben eine gewisse Ähnlichkeit mit der Geiger-Nuttall-Beziehung (Gl. (6)) und zeigen für gg-Kerne gute Übereinstimmung mit dem Experiment. Aus der Halbwertszeit und der Energie des α -Zerfalls kann mit Hilfe von Gl. (9) der effektive Radius r_K des Kerns (effektiv hinsichtlich des α -Zerfalls) berechnet werden. Dieser folgt für gg -Kerne recht gut der Beziehung.

$$r_K = r_0 A^{1/3} \quad (12)$$

wobei r_0 nur sehr wenig um den Mittelwert $1,53 \cdot 10^{-15}$ m schwankt.

Übereinstimmung mit der Theorie besteht nur für gg-Kerne, und auch dann nur bei Umwandlungen in den Grundzustand oder in den ersten angeregten Zustand. Der

Grundzustand der gg-Kerne hat den Kernspin 0 und gerade Parität, der erste angeregte Zustand hat den Kernspin 2 und gerade Parität. In den anderen Fällen ist die Halbwertszeit für den α -Zerfall meist größer als theoretisch erwartet, bis zum Faktor 10^4 . Diese Behinderung des α -Zerfalls dürfte auf die Änderung des Drehimpulses oder des elektrischen Quadrupolmomentes zurückzuführen sein. Eine befriedigende theoretische Deutung liegt noch nicht vor.

3. Energiebestimmung von α -Teilchen

Zwischen der Reichweite der α -Teilchen in Luft und ihrer Energie besteht eine Beziehung, sodaß man der experimentell bestimmten Reichweite eine Energie zuordnen kann. Die Abhängigkeit zwischen der mittleren Reichweite in Luft und der Energie der α -Teilchen ist in Fig. 4 aufgezeichnet. Für Reichweiten von etwa 3 bis 7 cm gilt angenähert die Beziehung:

$$R \text{ (cm)} = 0,318 \cdot E^{3/2} \text{ (E in MeV)}$$

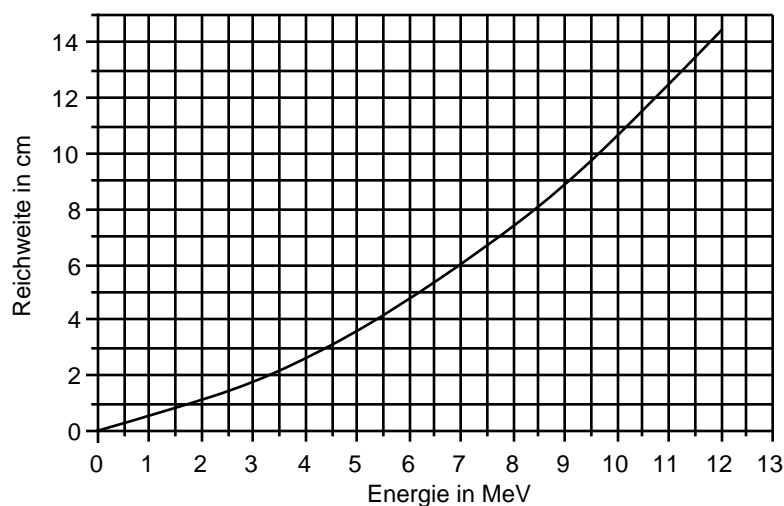


Fig. 4: Reichweite von α -Strahlen in Luft bei 15°C und 1,01 bar als Funktion der Energie

Heute benutzt man zur Energiebestimmung oder Identifizierung von α -Strahlen meist ein Alpha-Spektrometer, das mit einem Halbleiterdetektor ausgerüstet ist. Die Kalibration erfolgt mittels α -Strahlen bekannter Energie. Die genauesten Energiebestimmungen von α -Teilchen sind mit Hilfe eines magnetischen Spektrographen möglich. Geladene Teilchen beschreiben im magnetischen Feld eine Kreisbahn. Zwischen der magnetischen Flußdichte B , der Geschwindigkeit v der α -Teilchen und dem Bahnradius r besteht die Beziehung:

$$v = B \cdot r \cdot \frac{Z e}{m} \quad (13)$$

$Z \cdot e$ ist die Ladung und m die Masse der Teilchen. Die SI-Einheit für B ist 1 Tesla ($\text{kg s}^{-1}\text{A}^{-1}$). Aus Gl. (13) folgt für die Energie der α -Strahlung:

$$E = \frac{m}{2} v^2 = \frac{2 e^2}{m} B^2 r^2 \quad (14)$$

Für Bestimmungen bei hohen Energien ist eine relativistische Korrektur erforderlich, dann tritt an Stelle von Gl. (13) die Gl. (15):

$$v = B r \frac{Z e}{m_0} \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} \quad (15)$$

Entsprechend ändert sich auch Gl. (14). Die Genauigkeit der Energiebestimmung nach dieser Methode beträgt ca. 1 %.

4. Halbleiterzähler

4.1. Allgemeines

Halbleiterzähler haben durch ihre überlegenen Eigenschaften in den letzten Jahren eine große Bedeutung gewonnen. Zu ihren Vorteilen gehören die gute Energieauflösung, die Linearität zwischen Energie und Impulshöhe über einen weiten Bereich von Energie und Teilchenmasse, sowie die kurzen Totzeiten. Die direkte Messung der Ionisation in Festkörpern zur Bestimmung radioaktiver Strahlung wurde schon lange angestrebt. Die Ionisation in einem Festkörper hat den Vorteil, daß Zahl und Dichte der entstandenen Ionen größer ist als in Gasen. In der historischen Entwicklung von Festkörperzählern wurde ein Umweg beschritten. Um die sofortige Rekombination der entstandenen Ladungstrennungen zu verhindern, arbeitete man lange Zeit mit elektrischen Isolatoren wie Diamanten, Silberchlorid und Thalliumhalogeniden. Wegen chemischer Verunreinigungen und Strukturdefekten waren jedoch die Kristalle nicht einheitlich genug, und die Ionen und Elektronen konnten dennoch rekombinieren, ehe sie an die Elektroden gelangten. Dadurch wurde die Sammlung größerer Ladungsmengen verhindert. Außerdem war die gesammelte Ladungsmenge von der Stelle abhängig, auf die die Strahlung

im Kristall traf, so daß die Impulsraten nicht reproduzierbar waren. Nach diesen Fehlschlägen mit Isolatoren ging man zu Halbleitern über, deren Widerstand durch verschiedene Methoden erhöht wurde. Als Material wurde Silizium und Germanium verwendet, die durch das Zonenschmelzverfahren sehr rein dargestellt werden können.

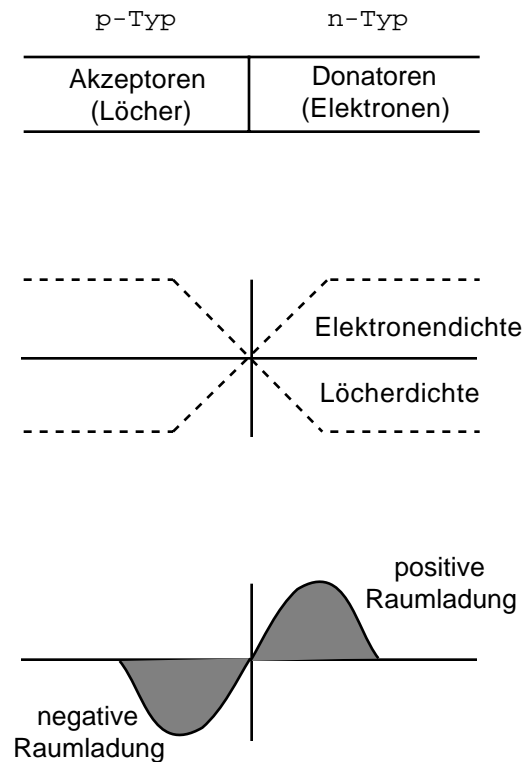


Fig. 5: Schema einer Siliziumdiode und der Verteilung der Raumladung

Möglichkeiten, den Widerstand von Silizium und Germanium zu erhöhen, sind die Verwendung von Silizium- oder Germaniumdioden und das Arbeiten bei niedriger Temperatur. Fig. 5 zeigt das Schema einer Siliziumdiode.

4.2. Mechanismus der Halbleiterionisation

Ein n-leitender Halbleiter entsteht durch Dotieren eines aus 4-wertigen Atomen aufgebauten Halbleiterkristalls (Si, Ge) mit 5-wertigen Fremdatomen (P, As, Sb). Da von den Fremdatomen nur 4 Elektronen zur Bindung gebraucht werden, kann ein Elektron als Leitungselektron abgegeben werden. Meist sind die Überschusselektronen schon bei Zimmertemperatur frei beweglich. Ein p-leitender Halbleiter entsteht dagegen, durch Dotieren mit 3-wertigen Atomen (B, Al, Ga). Durch das Fehlen eines Elektrons für die Bindung tritt ein Elektronenloch auf, das sich wie

eine positive Ladung verhält. Schon bei Zimmertemperatur kann ein Elektron aus der Umgebung die Lücke auffüllen, sodaß es zur Wanderung der positiven Löcher kommt.

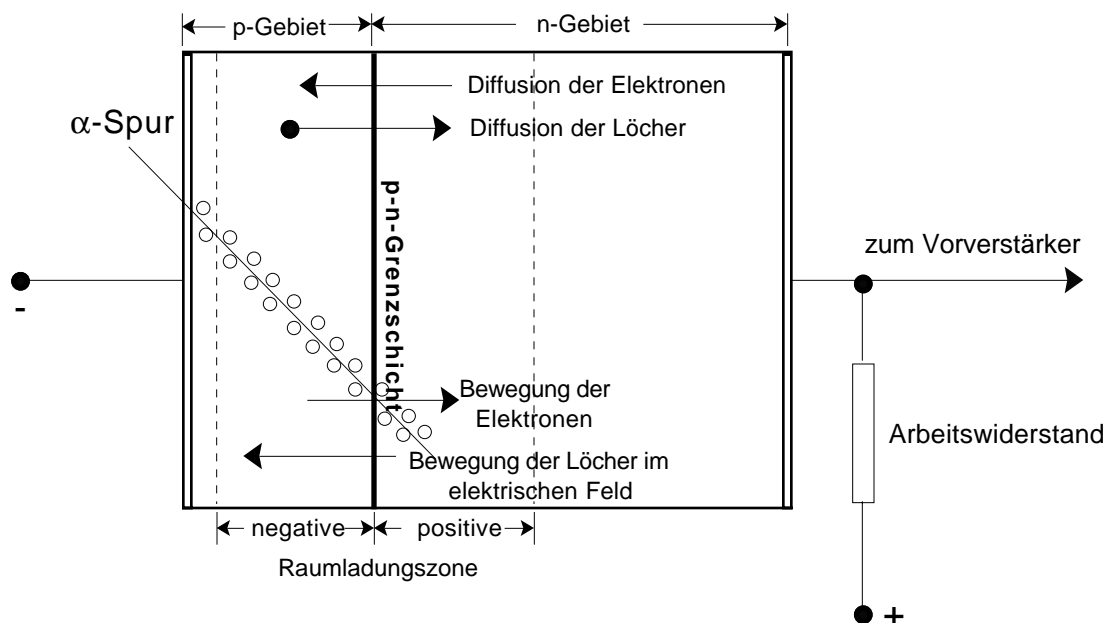


Fig. 6: Wirkungsweise eines Halbleiterzählers

Ein reiner n- oder p-Leiter ist elektrisch neutral. An einem pn-Übergang diffundieren jedoch Elektronen in das p-leitende Gebiet und positive Löcher in umgekehrter Richtung. Dadurch entsteht zu beiden Seiten der Grenzfläche eine Raumladung mit entgegengesetztem Vorzeichen. Durch das Anlegen einer äußeren Spannung wird diese Raumladungszone (auch Sperrschicht genannt) vergrößert oder verkleinert. Bei negativem Potential des p-leitenden Gebietes gegenüber dem n-leitenden Gebiet wird die Sperrschicht vergrößert (siehe Fig. 5).

Ein in die Raumladungszone eindringendes Teilchen der ionisierenden Strahlung erzeugt längs seines Weges durch Ionisation Elektron-Loch-Paare. Die Ladungsträger werden durch das angelegte elektrische Feld getrennt und gelangen an die Feldgrenzen. Dadurch entsteht ein Stromstoß, der in einem äußeren Arbeitswiderstand eine Spannung induziert (Fig. 6). Dieser Prozeß ist jenem in einer Ionisationskammer analog. Auf zwei wesentliche Unterschiede soll hingewiesen werden:

In Gasen werden freie Elektronen und positiv geladene Ionen erzeugt. In Festkörpern werden nebst freien Elektronen positive geladene Fehlstellen erzeugt. Es wandern also in jedem Fall Elektronen. Die Defektelektronenleitung erfolgt im

Gegensatz zum Transport der positiven Ionen im Gasionisationsdetektor schnell, so daß die Auflösungszeiten niedrig werden.

Der zweite Unterschied ist die wesentlich verkleinerte mittlere Ionisierungsenergie. Bei einem Gas liegt sie bei 30 eV. Zur Bildung eines Elektron-Loch-Paares sind jedoch für Silizium nur 3,50 eV und für Germanium 2,94 eV nötig. Mit der Energie eines Teilchens wird gegenüber den Gasionisations-Detektoren die 10-fache Ladungsmenge erzeugt, wodurch die Empfindlichkeit erheblich verbessert wird.

Die Ionisierungsenergie in Silizium ist unabhängig von der Teilchenart und der Teilchenenergie. Das bedeutet, daß bei vollständiger Absorption die gesammelte Ladung proportional der Energie des einfallenden Teilchens ist und man also mit Halbleiterdetektoren die Energie bestimmen kann.

5. Oberflächensperrschicht-Zähler

Oberflächensperrschicht-Zähler, auch Grenzschichtzähler genannt, sind hochohmige n-Silizium-Halbleiterkristalle, bei denen durch Aufdampfen einer 100 nm dicken Goldschicht eine Oberflächensperrschicht von 10 mm Dicke zustande kommt. Mit einem solchen Kristall können Strahlungsmessungen bei Raumtemperatur durchgeführt werden. Für die α -Spektrometrie muß zwischen Detektor und Quelle ein Vakuum angelegt werden, da sonst mit einem Energieverlust von 1 keV pro mbar und pro cm Abstand zu rechnen ist. Der Kristall sollte vor zu starkem Licht geschützt werden. Fig. 7 zeigt den schematischen Aufbau eines Oberflächensperrschicht-Zählers.

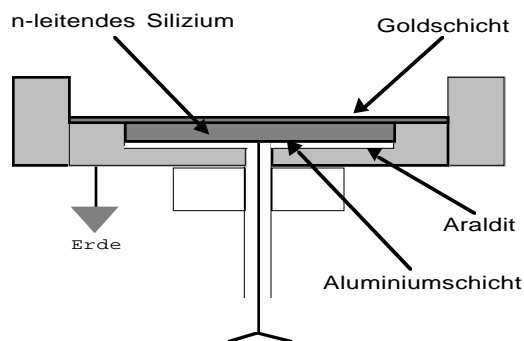


Fig. 7: Aufbau eines Oberflächensperrschicht-Zählers

5.1. Aufbau einer Oberflächensperrschicht-Meßapparatur

Fig. 8 gibt das Blockschaltbild einer Oberflächensperrschicht-Meßapparatur wieder. Die Detektorimpulse in der Größenordnung von mV werden in einem ladungsempfindlichen Vorverstärker verstärkt. Die Verbindung zwischen Detektor und Vorverstärker soll möglichst kurz sein. Im Hauptverstärker werden die Impulse weiter verstärkt. Ein eingebauter Impulsgeber dient zur Energiekalibration. Ein eingebauter Impulsgeber dient zur Energiekalibration.

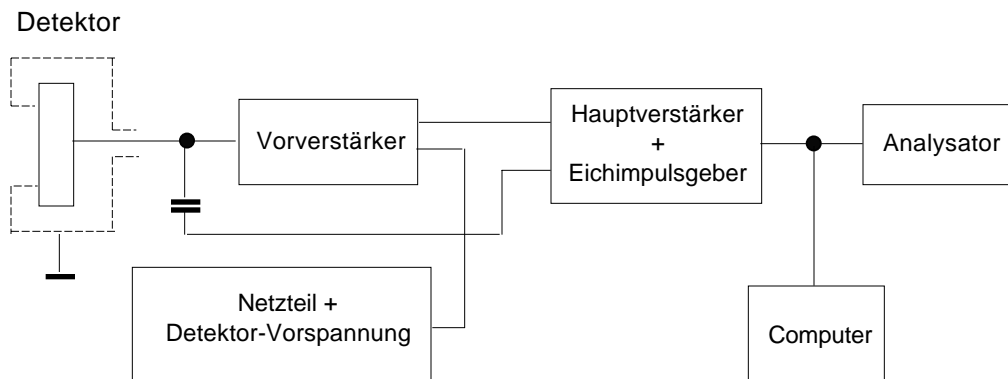


Fig. 8: Blockschaltbild einer Oberflächensperrschicht-Meßapparatur