

Si-Oberflächensperrschichtzähler in hohen Magnetfeldern bei 4,2 °K

P. DEIMEL und H. RAUCH

Atominstitut der Österreichischen Hochschulen, Wien, Austria

(Z. Naturforsch. **24 a**, 154—161 [1969]; eingegangen am 25. Oktober 1968)

Silicon Surface Barrier Detector in High Magnetic Fields at 4,2 °K

A n-type silicon surface barrier detector was examined at 4,2 °K in longitudinal and transversal magnetic fields up to 60 kOe. Particularly in transversal magnetic fields and at low reverse bias a severe deterioration of resolution and an increase of pulse rise times is effected by the altered charge collection. The increased recombination probability results in a considerable loss of charge.

1. Einleitung

Oberflächensperrschichtzähler werden bereits häufig für kernphysikalische Untersuchungen verwendet¹. Gründe für die häufige Verwendung sind das gute Auflösungsvermögen, die geringen Impulsanstiegszeiten und die Kleinheit des Detektors. Oft werden diese Detektoren auch bei tiefen Temperaturen^{2, 3} bzw. in Magnetfeldern⁴ verwendet. In unserem Institut wurde bereits früher ein derartiger Detektor bis zu Temperaturen von 4,2 °K untersucht⁵. In dieser Arbeit wird nun über das Verhalten eines Oberflächensperrschichtzählers bei 4,2 °K und in starken transversalen und longitudinalen Magnetfeldern berichtet.

Bisher wurde in der Literatur lediglich kurz berichtet, daß Oberflächensperrschichtzähler bei Raumtemperatur auch im Magnetfeld ohne wesentliche Störung verwendet werden können^{6, 7}. Andere Autoren^{8, 9} berichten, daß bei tieferen Temperaturen im Magnetfeld Änderungen der Eigenschaften eines solchen Detektors auftreten.

Die Untersuchungen, von denen in der Folge berichtet wird, wurden speziell im Hinblick auf die Verwendung derartiger Detektoren bei Messung von Winkelkorrelationen beim Zerfall orientierter Kerne durchgeführt. Hier bietet der Halbleiterdetektor den weiteren Vorteil, daß er gegenüber Magnetfeldern weniger empfindlich ist als ein entsprechender Szin-

tillationszähler. Die Kenntnis des Verhaltens eines solchen Detektors im Magnetfeld ist jedoch notwendig, um jegliche Mißdeutung von Ergebnissen zu vermeiden.

2. Experimentelle Durchführung

Untersucht wurde ein Oberflächensperrschichtzähler der Firma Siemens n-Silicium Typ G 03 N 30/700 in einer speziell antimagnetischen Metallkapselhalterung, auf die eine BNC-Buchse aufgeschraubt war. Der spezifische Widerstand betrug bei Raumtemperatur 18 kΩcm (d. h. Störstellenkonzentration $3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$), die Dicke des Detektors war 1 mm. Die Feldzone erreichte bei 200 V den Rückkontakt des Detektors. Der Durchmesser der Zählfläche war 3 mm, das Eintrittsfenster wurde durch eine 100 Å dicke Au-Schicht gebildet.

Die Messungen wurden in einem Supraleitungsmagneten mit einer Maximalfeldstärke von 60 kOe und einem Arbeitsvolumen von 12,5 cm Länge und 5 cm ϕ durchgeführt. Die experimentelle Anordnung ist aus Abb. 1 ersichtlich. Der Detektor ist durch eine geeignete Halterung mit dem Heliumbad des Magneten verbunden. Eine Durchführung am Boden des Kryostaten stellte die elektrische Verbindung des Detektors mit der Elektronik dar und konnte somit sehr kurz gehalten werden. Als α -Strahler wurde Po-210 (ca. 5 μC) verwendet. Die Entfernung Detektor— α -Quelle betrug im transversalen Magnetfeld 4 mm und im longitudinalen Magnetfeld 10 mm.

Zur Bestimmung des Auflösungsvermögens und der dazu notwendigen Messung des Po-210-Spektrums diente die in Abb. 2 a im Blockschaltbild gezeigte Elektronik.

¹ G. DEARNALEY and D. C. NORTHROP, Semiconductor Counters for Nuclear Radiations, E&F. N. Spon Lim. London 1966, p. 255.

² F. J. WALTER, J. W. T. DABBS u. L. D. ROBERTS, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS **8** (No. 1), 79 [1961].

³ J. CHIN, A. T. HIRSCHFELD u. D. D. HOPPES, Rev. Sci. Instrum. **34**, 1258 [1963].

⁴ M. L. HALBERT u. J. L. BLANKENSHIP, Nucl. Instr. a. Meth. **8**, 112 [1960].

⁵ C. W. FABJAN, M. KENAWY u. H. RAUCH, Z. Phys. **188**, 378 [1965].

⁶ G. DEARNALEY, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS **8** (No. 1), 11 [1961].

⁷ W. SHOCKLEY, Electrons and Holes in Semiconductors, Van Nostrand, Princeton N.J. 1950, p. 214.

⁸ F. J. WALTER, J. W. T. DABBS u. L. D. ROBERTS, ORNL 2877 [1960], S. 16.

⁹ H. P. YOCKEY u. N. A. BAILY, Appl. Phys. Lett. **6**, 163 [1965].



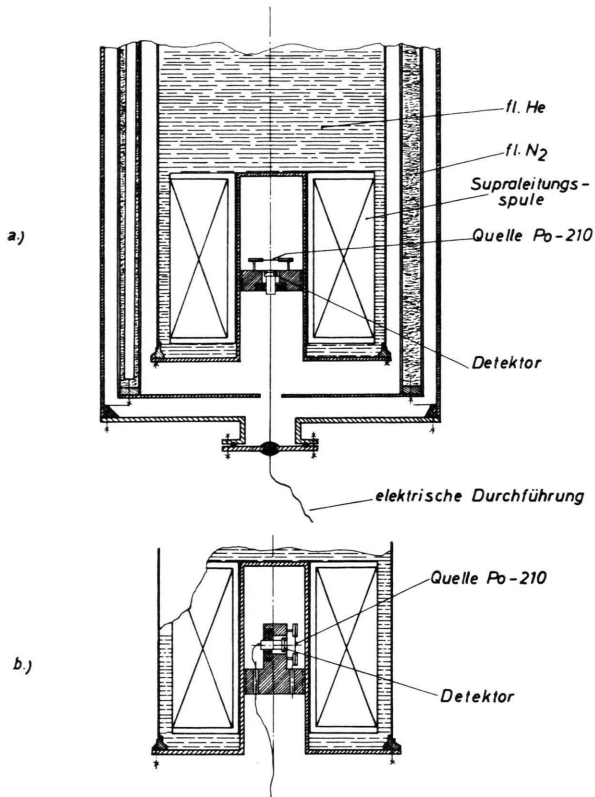


Abb. 1. Experimentelle Meßanordnung bei longitudinalem (a) und transversalem Magnetfeld (b).

Der hier verwendete Standardvorverstärker hat zwei Feldeffekttransistoren parallel im Eingang. Er besteht aus einem ladungsempfindlichen und einem spannungsempfindlichen Teil (Verstärkung 4). Da auch bei Raumtemperatur Messungen durchgeführt wurden, wurde ein Arbeitswiderstand von $22\text{ M}\Omega$ verwendet. Der Hauptverstärker wurde, um möglichst geringe Auflösungsverluste hervorzurufen, in der einfach differenzierenden Art verwendet, wobei Differenzierglied und Integrierglied jeweils von der Größe $1,6\text{ }\mu\text{sec}$ waren. Durch den Schwellenverstärker TC 250 konnte das Po-210-Spektrum für die genaue Bestimmung des Energieauflösungsvermögens geeignet gedehnt werden. Als Vielkanal wurde ein Philips 400-Gerät verwendet. Gleichzeitig konnten die Impulse auf einem Tektronix 585 A-Oszilloskop verfolgt werden. Die Detektorvorspannung lieferte eine im Hauptverstärker eingebaute Spannungsquelle TC 907. Um das Auflösungsvermögen der Elektronik und ein Maß für das Detektorrauschen zu erhalten, wurde über einen $0,97\text{ pF}$ -Kondensator parallel zum Detektor ein negativer Impuls eines Impulsgebers TC 800 eingespeist. Das Auflösungsvermögen der Elektronik ohne Detektor betrug $3,5\text{ keV}$.

Abb. 2 b zeigt die zur Messung der Impulsanstiegszeiten verwendete Elektronik. Der Arbeitswiderstand hatte die Größe von $1\text{ M}\Omega$, um nicht zu lange Impulsabfallszeiten zu erhalten. Als Impedanzwandler diente

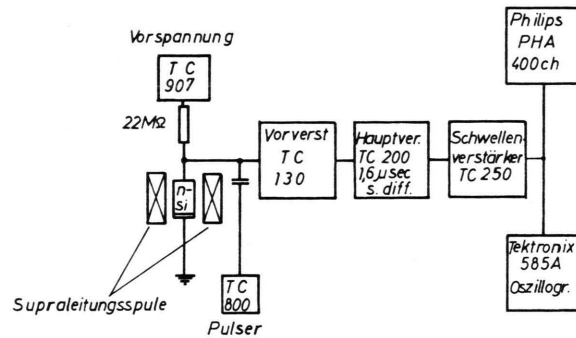


Abb. 2 a.

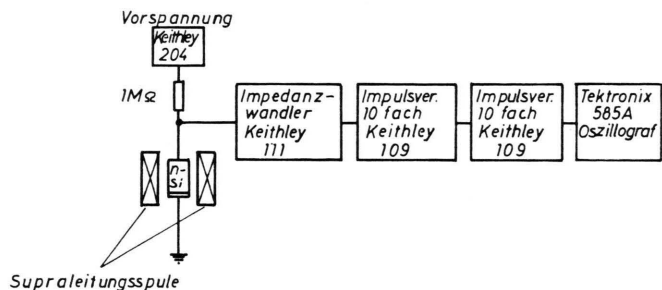


Abb. 2 b.

Abb. 2. Blockschatbild der verwendeten Elektronik zur Bestimmung des Auflösungsvermögens (a) und der Impulsanstiegszeit (b).

ein Keithley 111-Impulsverstärker mit einer Eingangsimpedanz von $10\text{ M}\Omega$ parallel 12 pF und einer Ausgangsimpedanz von $50\text{ }\Omega$. Die Eigenanstiegszeit des gesamten Verstärkersystems wurde experimentell mit Hilfe eines schnellen Impulsgebers bestimmt und betrug $4,7\text{ nsec}$. Die Impulse wurden auf einem Tektronix 585 A-Oszilloskop beobachtet und photographiert. Als Sperrspannungsquelle wurde ein Keithley 240 A-Gerät mit $0,5\text{ mV rms}$ Rauschen verwendet.

Gemessen wurde das Auflösungsvermögen und die Impulsanstiegszeiten in Magnetfeldern von 0, 10, 20, 40, 60 kOe bei einer Temperatur von $4,2\text{ }^\circ\text{K}$ und bei Detektorvorspannungen von 2,5; 10; 25; 100 und 150 V.

3. Experimentelle Ergebnisse

3.1. Auflösungsvermögen

Einige charakteristische gemessene Spektren für den Fall des longitudinalen Magnetfeldes zeigt Abb. 3. Besonders markant ist das Auftreten eines zusätzlichen und mit zunehmender Feldstärke sich immer weiter zu niedrigeren Energien hin verschiebenden Peaks. Auf Grund dieser Ergebnisse wurde das Auflösungsvermögen aus der Halbwertsbreite durch optimale Approximation bestimmt (Abb. 4).

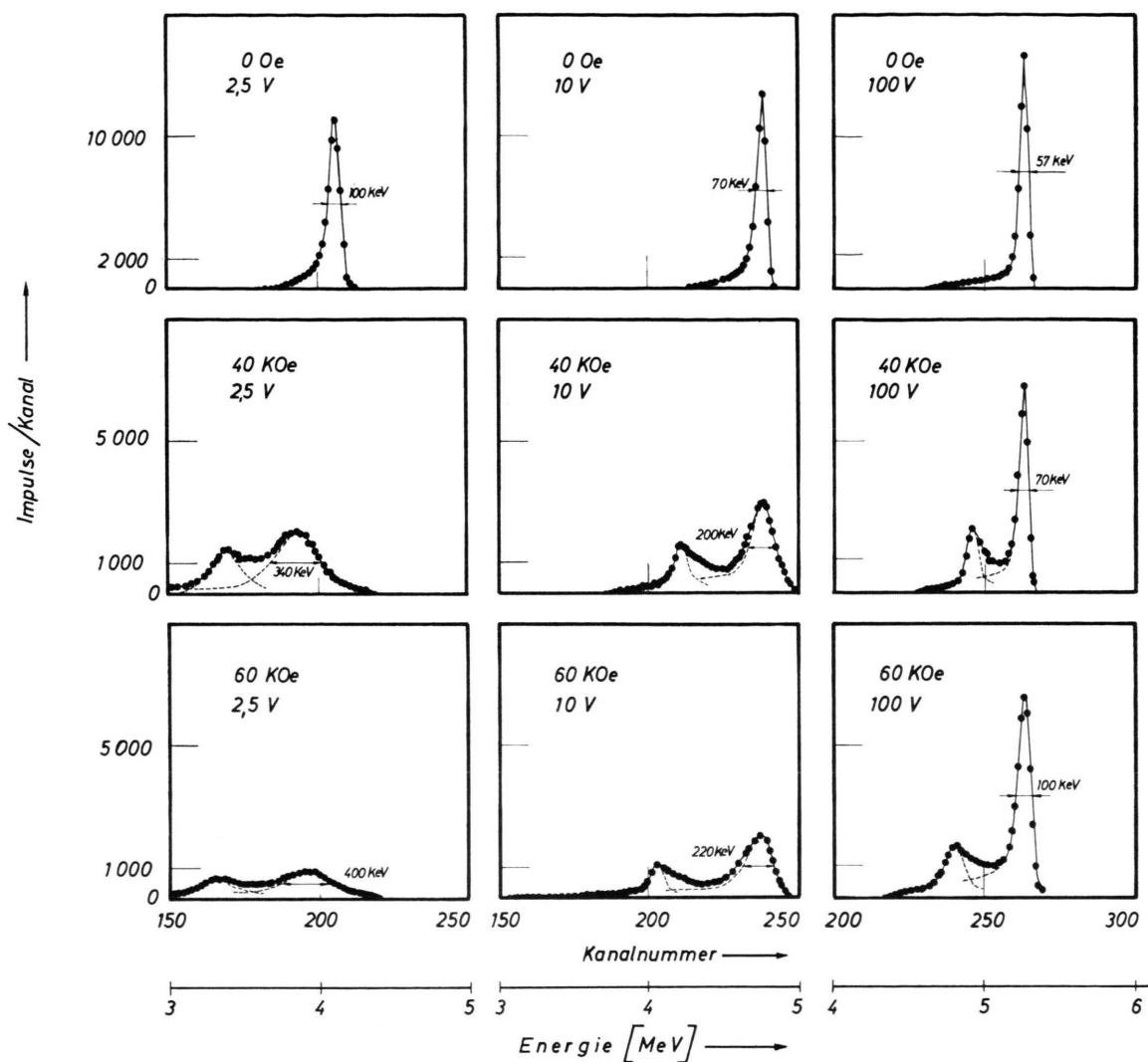


Abb. 3. Typische gemessene Po-210 Spektren bei longitudinalem Magnetfeld.

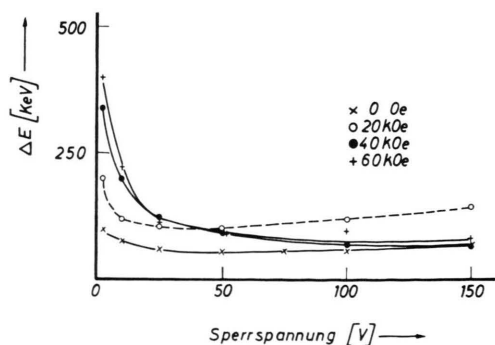


Abb. 4. Gemessenes Auflösungsvermögen bei longitudinalem Magnetfeld.

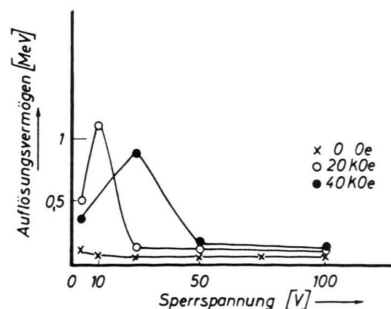


Abb. 6. Gemessenes Auflösungsvermögen bei transversalem Magnetfeld.

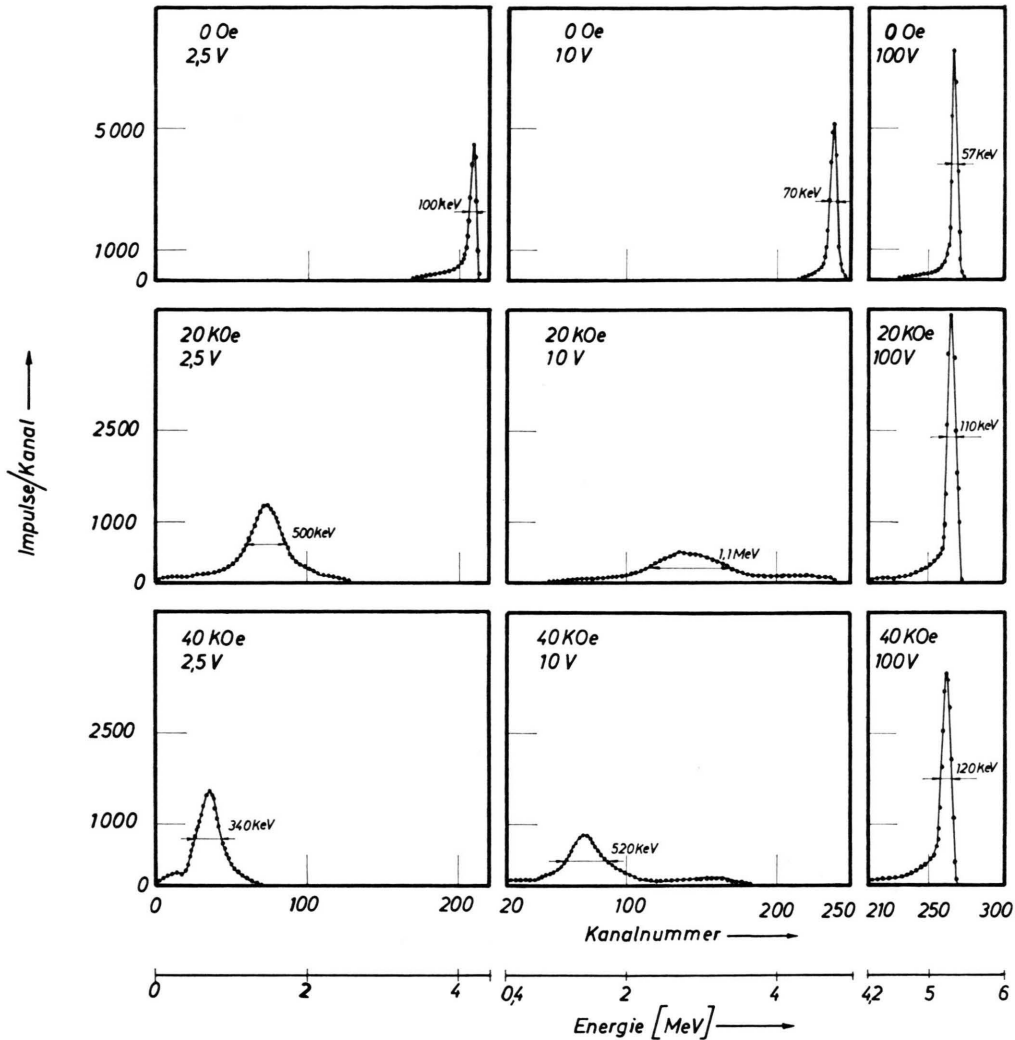


Abb. 5. Typische gemessene Po-210-Spektren bei transversalem Magnetfeld.

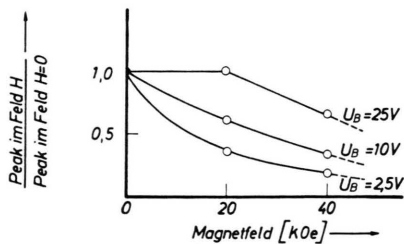


Abb. 7. Impulshöhenverlust bei transversalem Magnetfeld und bei verschiedenen Sperrspannungen.

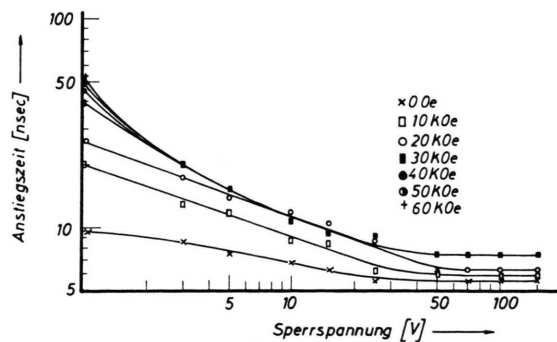


Abb. 8. Gemessene Impulsanstiegszeiten bei longitudinalem Magnetfeld.

Dabei wurde zuerst der zusätzlich entstandene Peak gemeinsam mit dem Untergrund abgezogen. Man erkennt, daß bei niedrigen Vorspannungen der Einfluß des longitudinalen Magnetfeldes viel stärker ist als bei hohen Vorspannungen, in Übereinstimmung mit der Vorstellung einer mit abnehmender elektrischer Feldstärke zunehmenden Beeinflussung der Ladungsträgersammlung durch das Magnetfeld. Bei den Ergebnissen für 20 kOe ist das Auflösungsvermögen schlechter als bei höheren Magnetfeldstärken; dies dürfte jedoch dadurch verursacht sein, daß bei dieser Feldstärke die Trennung des zusätzlichen Peaks vom Hauptpeak noch nicht vollzogen ist.

Weiters wurde festgestellt, daß die integrale Zählrate erhalten bleibt (ausgenommen bei 2,5 und 10 V, bei 60 kOe). Gemessen wurde jeweils 10 Minuten für jede eingestellte Vorspannung.

Im transversalen Magnetfeld sind die Effekte noch wesentlich stärker als im longitudinalen Magnetfeld. Einige charakteristische Spektren zeigt Abb. 5. Speziell bei niedrigen Vorspannungen tritt nicht nur eine Verformung des Spektrums auf, sondern auch eine Verschiebung desselben zu wesentlich niedrigeren Energien. Das Auflösungsvermögen für den Fall des transversalen Magnetfeldes ist in Abb. 6 gezeigt; die Bestimmung ist jedoch infolge der oben erwähnten Verschiebung des Spektrums nicht mehr in der sonst üblichen Art möglich. Bei einem Magnetfeld von 20 kOe wird erst bei 10 V Sperrspannung für einen Teil der Impulse die gleichgroße Ladungsmenge gesammelt wie im Feld 0, wodurch erst bei dieser Vorspannung ein Teil der Impulse wieder seine ursprüngliche Höhe erreicht. Wie in Abb. 6 ersichtlich, verschiebt sich mit wachsender magnetischer Feldstärke dieser Effekt zu höheren Sperrspannungen hin. Abb. 7 zeigt den Impulshöhenverlust als Funktion der magnetischen Feldstärke.

Die integrale Impulsrate bleibt auch im transversalen Feld bei allen Vorspannungen erhalten. Das Auflösungsvermögen des Vorverstärkers wurde durch Anbringung einer geeigneten Abschirmung durch das Magnetfeld nicht beeinflusst.

3.2. Impulsanstiegszeiten

Die Verlängerung der Impulsanstiegszeiten durch das Magnetfeld zeigt Abb. 8 für den longitudinalen und Abb. 9 für den transversalen Fall.

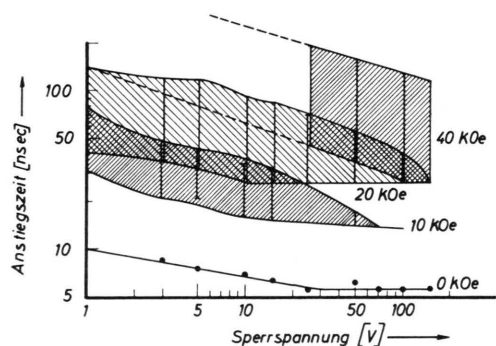


Abb. 9. Gemessene Impulsanstiegszeiten bei transversalem Magnetfeld.

In Analogie zum Auflösungsvermögen zeigt sich auch im Falle der Anstiegszeit (10 bis 90%) eine Verschlechterung, die im transversalen Magnetfeld so weit geht, daß von einer einheitlichen Anstiegszeit nicht mehr gesprochen werden kann. Für ein transversales Feld von 40 kOe ist selbst die Feststellung der Streuung der Impulsanstiegszeit für Sperrspannungen kleiner 25 Volt nicht mehr möglich. Eine Veränderung der Anstiegszeit der Elektronik durch das vorhandene Streufeld wurde durch Mu-Metallabschirmung der Impulsverstärker verhindert. Abb. 10 zeigt einige charakteristische Meßergebnisse der Impulsanstiegszeit.

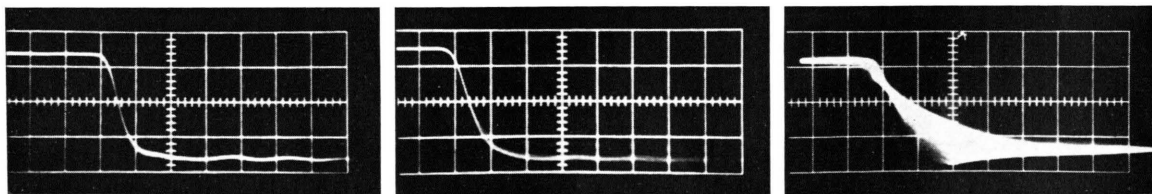


Abb. 10. Gemessene Impulsformen bei verschiedenen Feldern bei einer konstanten Sperrspannung von 15 V und 4,2 °K; a) ohne Magnetfeld (Maßstab: vertikal 0,2 V/cm, horizontal 10 nsec/cm); b) mit longitudinalem Magnetfeld 20 kOe (Maßstab: vertikal 0,2 V/cm, horizontal 10 nsec/cm); c) mit transversalem Magnetfeld 20 kOe (Maßstab: vertikal 0,2 V/cm, horizontal 20 nsec/cm).

4. Diskussion der Ergebnisse

Die Abhängigkeit der Impulshöhen bei $4,2^\circ\text{K}$ von der Vorspannung ohne äußeres Magnetfeld läßt auf unvollständige Ladungsträgersammlung bei niedrigen Vorspannungen schließen. Über diese Abhängigkeit von der Temperatur und der Sperrspannung wurde in ^{3, 10} berichtet. Diese Autoren finden, daß sich die Impulshöhen bei niedrigen Vorspannungen und bei tiefen Temperaturen nur bei Teilchen, die hohe Ionisationsdichten hervorrufen, wesentlich von denen bei Raumtemperatur unterscheiden (zunehmende Excitonenrekombination). Ab einer bestimmten Temperatur reicht die Feldzonendicke unabhängig von der Vorspannung durch die gesamte Detektordicke. Diese Tatsache bestätigt auch die in dieser Arbeit für 1 V Sperrspannung bei $4,2^\circ\text{K}$ gemessene Anstiegszeit von 10 nsec, die darauf hindeutet, daß eine vorspannungsunabhängige Feldzone vorhanden ist, während kein Basiswiderstand mehr auftritt.

Wie die Meßergebnisse zeigen, ist im transversalen Magnetfeld der Einfluß der Feldstärke sehr stark. Besonders bei niedrigen Sperrspannungen ist die gesammelte Ladung wesentlich geringer als ohne Magnetfeld. Auch die Impulshöhenstreuung ist wesentlich größer, so daß der Detektor zur Spektrometrie nicht mehr geeignet erscheint. Dieser durch das Magnetfeld verursachte Ladungsverlust ist auf erhöhte Rekombination zurückzuführen. Dabei ist zu beachten, daß durch das Magnetfeld bei gleichzeitiger Anwesenheit beider Ladungsträgerarten diese nach der gleichen Seite des Detektors abgelenkt werden und somit Bereiche erhöhter Konzentration gegenüber solchen geringerer Konzentration auftreten. Im Gebiet der erhöhten Konzentration ist die Rekombinationswahrscheinlichkeit höher, da die Bahnen der Elektronen und Löcher näher zueinander gedrängt werden. Der Haupteinfluß des Magnetfeldes dürfte jedoch die Änderung der ansonst geradlinigen Bahnen zu gekrümmten Bahnen sein. Dadurch wird die Zeit, die die Ladungsträger benötigen, um den jeweiligen Kontakt zu erreichen, we-

sentlich vergrößert. Das bedeutet jedoch, daß die Wahrscheinlichkeit der Anlagerung der Ladungsträger an Haftstellen und der Rekombination in Rekombinationszentren zunimmt.

Nimmt man für die Beweglichkeit (μ) der Elektronen einen Wert von $7,2 \cdot 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vsec}$, für Löcher einen Wert von $1,5 \cdot 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vsec}$ an ¹¹, so ergeben sich Driftgeschwindigkeiten (v_d) von $4,9 \cdot 10^6$ bis $1,8 \cdot 10^7 \text{ cm/sec}$ für Elektronen, bzw. $2,3 \cdot 10^6$ bis $1,47 \cdot 10^7 \text{ cm/sec}$ für Löcher bei Sperrspannungen zwischen 2,5 und 100 V. Hierbei wurde gemäß den Arbeiten von RYDER ¹² und CONWELL ¹³ folgender Zusammenhang benützt: $v_d = 1,23 (u \mu_0 E)^{1/2}$ (E elektrische Feldstärke, $u = 9,2 \cdot 10^5 \text{ cm/sec}$ Geschwindigkeit longitudinaler akustischer Wellen in Si). Die Abhängigkeit gemäß Ryder gilt hier infolge der hohen Beweglichkeit auch schon bei 2,5 V Sperrspannung. Die Beweglichkeit der Ladungsträger bei $4,2^\circ\text{K}$ und einer Sperrspannung $< 2,5 \text{ V}$ wurde mit Hilfe der Conwell-Weißkopf-Formel ⁷ für Streuung an geladenen Störstellen berechnet. Während die Größe der Beweglichkeit bei 77°K noch hauptsächlich durch thermische Streuung begrenzt ist (siehe MORIN und MAITA ¹⁴), ist dieser Streumechanismus bei $4,2^\circ\text{K}$ und Sperrspannungen $< 2,5 \text{ V}$ nicht mehr maßgebend. Bei der Berechnung wurde in Übereinstimmung mit VUL ¹⁵ angenommen, daß auch bei $4,2^\circ\text{K}$ vollkommene Störstellenionisation vorliegt. Erst mit zunehmender Sperrspannung gewinnt die thermische Streuung an Bedeutung. Die Existenz der hohen Driftgeschwindigkeiten wurde schon von HANSEN ¹⁶ festgestellt. Die mittlere freie Weglänge ist im vorliegenden Fall $4,8 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$ und die mittlere Flugzeit $3,5 \cdot 10^{-10} \text{ sec}$. Innerhalb dieser Zeit werden die Ladungsträger in Richtung des elektrischen Feldes beschleunigt und vom transversalen Magnetfeld senkrecht zum elektrischen und magnetischen Feld abgelenkt. Die Überlagerung dieser Kreis- und Translationsbewegung führt zu einer schraubenförmigen Bahnkurve ^{17, 18}.

Berechnet man mit den o. a. Driftgeschwindigkeiten den mittleren Krümmungsradius R der Bahn der Ladungsträger ($R = c m^* v_d / e H$; m^* effektive Masse,

¹⁰ W. R. DODGE, S. R. DOMEN, A. T. HIRSCHFELD u. D. D. HOPES, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS 12 (No. 2), 295 [1965].

¹¹ G. FINKE, Über das Verhalten von Si und Ge bei tiefsten Temperaturen, Diss. T.H. Braunschweig 1957.

¹² E. J. RYDER, Phys. Rev. 90, 766 [1953].

¹³ E. M. CONWELL, Phys. Rev. 90, 769 [1953].

¹⁴ F. J. MORIN u. J. P. MAITA, Phys. Rev. 96, 28 [1954].

¹⁵ B. M. VUL u. E. J. ZAVARITSKAYA, Sov. Phys. JETP 11, 6 [1960].

¹⁶ N. J. HANSEN, Solid State Charged Particle Detectors, in Progress Nucl. Energy, Series IX (Ed. C. E. CROUTHAMEL), Vol. 4, Pergamon Press, Oxford 1964.

¹⁷ H. ALFVÉN, Cosmical Electrodynamics, Oxford at the Clarendon Press 1950 - 2nd Edition by H. ALFVÉN and C. G. FÄLTHAMMER 1963.

¹⁸ L. SPITZER, Physics of Fully Ionized Gases, in Intersci. Tracts on Phys. and Astronomy (Ed. R. E. MARSHAK), No. 3, Intersci. Publ. Inc. New York 1956.

U_B	$\mu_n^0 + \mu_p^0$	$\mu_{nx} + \mu_{px}$		Kanalzahl d .		Kanalzahl d .	
[V]	[cm ² /Vsec]	[cm ² /Vsec]		Peaks [ch] gemessen		Peaks [ch] berechnet	
		20 kOe	40 kOe	20 kOe	40 kOe	20 kOe	40 kOe
2,5	$1,9 \cdot 10^5$	$5,2 \cdot 10^4$	$2,1 \cdot 10^4$	70	33	56	21
10	$1,25 \cdot 10^5$	$5,6 \cdot 10^4$	$3,0 \cdot 10^4$	130	72	110	56
25	$8,7 \cdot 10^4$	$6,12 \cdot 10^4$	$3,37 \cdot 10^4$	244	150	180	100
50	$5,6 \cdot 10^4$	$4,2 \cdot 10^4$	$2,81 \cdot 10^4$	248	233	186	128
100	$3,2 \cdot 10^4$	$2,96 \cdot 10^4$	$2,38 \cdot 10^4$	254	253	242	195

Tab. 1. Berechnete und gemessene Verschiebung des Po-210-Peaks in einem transversalen Magnetfeld.

H Magnetfeldstärke), so erhält man Werte von $1,5 \cdot 10^{-5}$ bis $1,0 \cdot 10^{-4}$ cm für Elektronen und $1,05 \cdot 10^{-5}$ bis $6,8 \cdot 10^{-5}$ cm für Löcher bei einem transversalen Magnetfeld von 10 kOe sowie $2,4 \cdot 10^{-6}$ bis $1,6 \cdot 10^{-5}$ cm für Elektronen und $1,75 \cdot 10^{-6}$ bis $1,13 \cdot 10^{-5}$ cm für Löcher bei 60 kOe (berechnet für 2,5 – 100 V). Die Ganghöhe dieser Schraubenbahn beträgt für 10 kOe $0,6 \cdot 10^{-6}$ bis $2,4 \cdot 10^{-5}$ cm für Elektronen, $1,4 \cdot 10^{-6}$ bis $5,7 \cdot 10^{-5}$ cm für Löcher (2,5 – 100 V) und $1,66 \cdot 10^{-8}$ bis $6,65 \cdot 10^{-7}$ cm für Elektronen, $3,9 \cdot 10^{-8}$ bis $1,58 \cdot 10^{-6}$ cm für Löcher bei 60 kOe. Die Elektronen führen somit bei 10 kOe und 2,5 V Sperrspannung im Mittel 5,5 Umdrehungen, die Löcher dagegen nur 2 Umdrehungen aus. Bei 100 V Sperrspannung erfolgt im Mittel 1 Umdrehung für Elektronen und 1/3 Umdrehungen für Löcher. Bei 60 kOe und 2,5 V Sperrspannung sind es innerhalb der mittleren freien Lebenszeit im Falle der Elektronen bereits 33 Umdrehungen, im Falle der Löcher 12, bei 100 V Sperrspannung 5,5 Umdrehungen für Elektronen und 2 für Löcher. Diese Werte ergeben sich, wenn die jeweilige Elektronentemperatur berücksichtigt wird. Durch die seitliche Ablenkung der Ladungsträgerbahnen wird die innerhalb der mittleren freien Flugzeit in Richtung des elektrischen Feldes zurückgelegte Wegstrecke wesentlich verkürzt.

Mit Hilfe der in der Literatur^{19, 20} verwendeten Theorie zur Beschreibung des isothermen Hall-Effektes lassen sich magnetfeldabhängige Beweglichkeiten in folgender Form berechnen:

$$\begin{aligned}\mu_{px} &= \mu_{px}^0 - \left(\frac{\mu_{ny}^0 - \mu_{py}^0}{\mu_{nx}^0 + \mu_{px}^0} \right) \mu_{py}^0, \\ \mu_{nx} &= \mu_{nx}^0 + \left(\frac{\mu_{ny}^0 - \mu_{py}^0}{\mu_{nx}^0 + \mu_{px}^0} \right) \mu_{ny}^0, \\ \mu_{py} &= \mu_{py}^0 + \left(\frac{\mu_{ny}^0 - \mu_{px}^0}{\mu_{nx}^0 + \mu_{px}^0} \right) \mu_{px}^0, \\ \mu_{ny} &= \mu_{ny}^0 - \left(\frac{\mu_{ny}^0 - \mu_{px}^0}{\mu_{nx}^0 + \mu_{px}^0} \right) \mu_{nx}^0\end{aligned}$$

mit

$$\begin{aligned}\mu_{ix}^0 &= \mu_i^0 K'(\gamma_i); \quad \mu_{iy}^0 = \mu_i^0 \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sqrt{\gamma_i} L'(\gamma_i); \\ \gamma_i &= \frac{9\pi}{16} (\mu_i^0 H)^2;\end{aligned}$$

$i = n, p$ (Elektron bzw. Loch), μ_i^0 Beweglichkeit ohne Magnetfeld.

Die Richtung des elektrischen Feldes ist in der x -Richtung, die Richtung des Magnetfeldes in der z -Richtung angenommen. Die Berechnung der Integrale $L'(\gamma_i)$ und $K'(\gamma_i)$ wurde in²¹ bereits durchgeführt. Bei der Berechnung wurde zusätzlich der im vorliegenden Fall auftretende Kurzschlußeffekt entsprechend den Resultaten von ISENBERG²² berücksichtigt. Vergleicht man die Beweglichkeiten μ_i^0 und μ_{ix} , so erhält man eine Aussage über den Ladungsträgerverlust, wie er bei den Messungen in Form einer Verschiebung des Impulshöhenspektrums beobachtet wurde (siehe Tab. 1).

Die Änderung der Impulsanstiegszeit (t_L) wurde gemäß dem in⁸ angegebenen Zusammenhang berechnet (für Elektronen).

$$t_L = \frac{d}{\mu_{ix} E},$$

d Detektordicke (0,1 cm).

Einen Vergleich der berechneten und gemessenen Werte zeigt Tab. 2.

Aus den beiden Tabellen erkennt man eine zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen gerechneten und gemessenen Werten bei niedrigen Sperrspannungen. Vorhandene Abweichungen sind sowohl der Annahme eines isotropen Halbleiters als auch der nur teilweise gesicherten Werte für die Beweglichkeit bei 4,2 °K zuzuschreiben.

¹⁹ V. N. DOBROVOL'SKII, Ukr. Fiz. Zhur. **5**, 333 [1960].

²⁰ V. N. DOBROVOL'SKII u. V. J. LYASHENKO, Sov. Phys. Solid State **3** (No. 9), 1928 [1962].

²¹ O. MADELUNG, Halbleiter, in Handbuch d. Phys. **20**, 81 [1957].

²² J. ISENBERG, B. R. RUSSEL u. R. F. GREENE, Rev. Sci. Instrum. **19**, 685 [1948].

U_B [V]	$\mu_{nx} \cdot E$ [cm/sec]			t_L [nsec] gemessen			t_L [nsec] berechnet		
	10 kOe	20 kOe	40 kOe	10 kOe	20 kOe	40 kOe	10 kOe	20 kOe	40 kOe
2,5	$1,63 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^5$	$2,25 \cdot 10^5$	22—53	36—150	100—400	61	200	440
10	$6,16 \cdot 10^6$	$3,24 \cdot 10^6$	$1,5 \cdot 10^6$	16—35	26—30	60—250	16	31	67
25	$1,22 \cdot 10^7$	$1,0 \cdot 10^7$	$4,4 \cdot 10^6$	14—25	26—68	45—130	8,2	10	23
50	$1,3 \cdot 10^7$	$1,25 \cdot 10^7$	$7,6 \cdot 10^6$	15	26—54	35—160	8,0	8,1	13
100	$1,75 \cdot 10^7$	$1,61 \cdot 10^7$	$1,26 \cdot 10^7$	13	25	25—130	5,7	6,2	8,0

Tab. 2. Berechnete und gemessene Anstiegszeiten in einem transversalen Magnetfeld.

Der im Fall des longitudinalen Feldes auftretende zweite Peak und die Veränderung der Anstiegszeit entstehen durch eine geringe Normalkomponente des magnetischen Feldes. Diese Normalkomponente wird durch die Einbautoleranz (ca. 1°) des Detektors in die Supraleitungsspule verursacht.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß ein transversales Magnetfeld auf die Eigenschaften eines Oberflächensperrschichtzählers bei tiefen Temperaturen einen sehr starken Einfluß hat. Bei Messungen im longitudinalen Feld führen bereits geringe Ab-

weichungen von der Parallelität zu einer Verzerrung des Spektrums. Die beschriebenen Effekte treten nur bei tiefen Temperaturen auf. Bei Raumtemperatur und transversalen Magnetfeldern bis 20 kOe konnten wir keine Veränderung der Detektoreigenschaften feststellen.

Die Autoren danken Herrn Prof. Dr. GUSTAV ORTNER für zahlreiche fördernde Diskussionen. Herrn HANS NIEDERMAIER danken wir für die Unterstützung beim kryotechnischen Teil der Arbeit.