

eine kegelförmige Vertiefung, die im allgemeinen in der Mitte durch eine fast zylinderförmige Vertiefung mit kleinerem Durchmesser fortgesetzt wird.

Im zweiten Fall wird beim Abtragen der Oberfläche die Versetzungslinie freigelegt³. Die Korrosionsgeschwindigkeit ist in unmittelbarer Nähe der Versetzungslinie höher (s. oben), so daß hinter ihr die Oberfläche tiefer liegt als auf der ungestörten Kornfläche. Es kommt im Verlauf der Ätzung zu einer Verbreiterung des Grabens. Nach den bisher vorliegenden Ergebnissen verschwindet er selbst innerhalb einer Ätzzeit von 15 min noch nicht in der Untergrundrauhigkeit.

Bei den Versetzungslinien, die unter dem Winkel φ die Oberfläche durchstoßen ($0 < \varphi < \pi/2$), wird wie bei den senkrecht stehenden Versetzungen ein langer

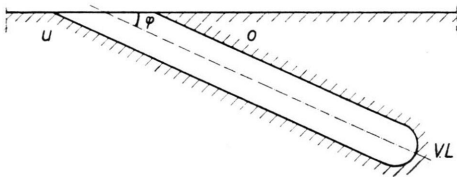


Abb. 5. Schnitt längs der Versetzungslinie (V.L.).

³ J. R. LOW JR. u. R. W. GUARD, Acta Met. 7, 171 [1959].

⁴ Gemessen als Höhendifferenz zwischen abgedeckter und un-

Zylinder um die Versetzungslinie herausgeätzt (s. schematischer Schnitt längs der Versetzungslinie, Abb. 5). Bei der weiteren Ätzung wird der rechte obere Teil (o) infolge der starken Krümmung rasch abgetragen, und auf der linken Seite (u) weitet sich der Zylinder zu einem Graben auf, an dessen unterem Ende sich eine kegelförmige Vertiefung befindet. Für den Fall, daß die Versetzungslinie gekrümmt ist, kommt es bei günstiger Lage zur Ausbildung von zwei kegelförmigen Spitzen am Anfang und Ende der sichtbaren Linie.

Zwischen der Länge des Grabens g , der mittleren Abtragung h in der Ätzzeit und dem Winkel φ besteht bei geradlinig verlaufenden Versetzungen in erster Näherung die Beziehung $g = h \cdot \text{ctg } \varphi$.

Im Elektrolyten¹ B betrug beispielsweise die Korrosionsgeschwindigkeit für unsere Proben bei 3 V Klemmenspannung $1,25 \mu\text{m}/15 \text{ min}$ ⁴. Bei einer Versetzung, die unter dem Winkel $\varphi = 5^\circ$ die Oberfläche durchstößt, hat der Graben nach 15 min Ätzzeit eine Länge g von etwa $12 \mu\text{m}$.

Ähnliche Bilder, wie sie hier gezeigt wurden, lassen sich auch bei Verwendung des Elektrolyten¹ A machen.

Es wird zur Zeit noch geprüft, ob Versetzungen mit einem Abstand von weniger als $0,1 \mu\text{m}$ getrennt werden können.

bedeckter Oberfläche mit dem Perth-O-Meter der Hommelwerke, Mannheim.

Über die Auslösung von Lawinenentladungen in Silicium-pn-Sperrschichten bei Teilcheneinstrahlung

Von I. RUGE

Institut für Technische Elektronik der Technischen Hochschule München

(Z. Naturforschg. 16 a, 1398—1400 [1961]; eingeg. am 16. November 1961)

Die Teilchenzählung mit Si-pn-Sperrschichten ist in letzter Zeit vielfach untersucht worden, vor allem gelang der Nachweis von Strahlung hoher Ionisierungsdichte, also von α - und β -Strahlung. Es wurden dabei einerseits herkömmliche Si-Spitzendioden¹ oder abgeätzte herkömmliche Si-Flächendioden², andererseits Si-Dioden, speziell hergestellt nach den Gesichtspunkten optimaler Strahlungsdetektion (vor allem für α -Strahlung)³, verwendet. Dabei arbeiteten die Dioden entweder als Element, wobei die Trennung nach Vorzeichen und Sammlung der Ladungsträger allein durch die Diffusionsspannung erfolgte, oder es wurde zum Zwecke einer Weitung der pn-Übergangsschicht und damit des strahlungsempfindlichen Volumens eine geringe Spannung in Sperrichtung an die Si-pn-Schicht gelegt. Die Amplituden der ausgekoppelten Leitfähigkeitsimpulse

waren dabei abhängig von dem Energieinhalt der einfallenden Partikel und betragen durchschnittlich für α -Strahlen³ (6 MeV) 140 mV, in einem anderen Fall² für α -Strahlen (Polonium) bis 10 mV. Für β -Strahlen waren die Impulsamplituden wegen der geringeren spezifischen Ionisierungsdichte bzw. größeren Reichweite der Strahlung kleiner als die oben angegebenen Werte.

Der Nachweis von γ -Quanten gelang wegen der geringen Ionisierung der Quanten und der damit verbundenen kleinen Amplituden der Leitfähigkeitsimpulse mit diesen Methoden äußerst schlecht. In jedem Fall (also auch bei α - und β -Strahlung) mußten die Leitfähigkeitsimpulse zur Aufnahme und Registrierung verstärkt werden.

Wird dagegen die Lawinenentladung bzw. Trägermultiplikation im Durchbruchpunkt der Diodensperrcharakteristik zur Strahlungsdetektion verwendet, so ist der Nachweis bzw. die Registrierung von α - und β -Teilchen und von γ -Quanten gleich gut möglich. Außerdem sind die ausgelösten Leitfähigkeitsimpulse unabhängig von der Art der Strahlung, ihrem Energieinhalt bzw. ihrer Härte.

Bekanntlich erfolgt der starke Anstieg des Sperrstromes im Durchbruchgebiet bei Si-Dioden mit Durchbruchspannungen $> 10 \text{ V}$ nicht auf Grund innerer Feld-

¹ C. ORMAN, H. J. FAN, G. J. GOLDSMITH u. K. LARK-HOROVITZ, Phys. Rev. 78, 646 [1950].

² H. D. ENGLER, Nukleonik 2, 215 [1960].

³ S. S. FRIEDLANDER, Nucleonics 18, 54 [1960].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

emission (ZENER-Effekt), sondern auf Grund von lawinenartiger Stoßionisation bzw. Ladungsträgermultiplikation^{4,5}. Während der Durchbruchmechanismus infolge innerer Feldemission durch ionisierende Strahlung nicht zu beeinflussen ist, wurde von SALZBERG und SIEGEL auf Grund abschätzender Experimente die Möglichkeit bereits diskutiert, ionisierende Strahlung durch das Auslösen solcher Ladungsträgerlawinen zu messen⁶. Gleichzeitig hatte STETTER⁷ gezeigt, daß sich infolge dieser Trägerlawinen auch der Gleichstrommittelwert des Sperrstromes im Durchbruchgebiet bei Bestrahlung ändert und diese Änderung als Maß der Bestrahlungsintensität ausgewertet werden kann. Genaue Meßergebnisse über die Auslösung von Trägerlawinen bei radioaktiver Einstrahlung werden im folgenden angegeben.

Die hier zur Strahlungsmessung verwendeten legierten Si-Dioden waren „ZENER-Dioden“ mit Durchbruchspannungen zwischen 50 und 200 V. Sie wurden in Serie zu einem Arbeitswiderstand (300 k Ω) an eine stetig einstellbare, möglichst hochkonstante Gleichspannungsquelle gelegt und in Sperrrichtung gepolt. Die in der Nähe des Durchbruchpunktes auf Grund von Stoßionisation bzw. Ladungsträgermultiplikation der Minoritätsträger oder durch Strahlung erzeugten freien Ladungsträger entstehenden Leitfähigkeitsimpulse werden als Spannungsimpulse über dem Arbeitswiderstand ausgekoppelt und gezählt.

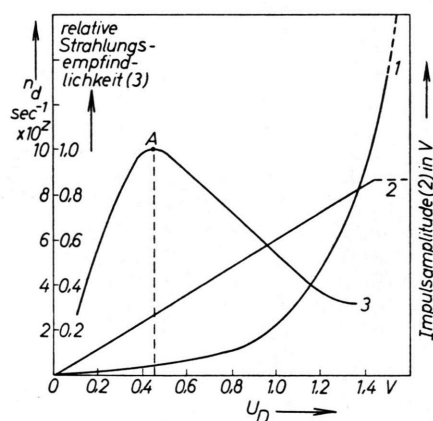


Abb. 1. Qualitativer Verlauf der Anzahl n_d (Kurve 1) und der Amplitude (Kurve 2) der Durchbruchimpulse sowie der relativen Strahlungsempfindlichkeit (Kurve 3) in Abhängigkeit von der Durchbruchspannung U_D (ohne äußere Einstrahlung, quantitative Angaben siehe Text und Tab. 1 zu Abb. 2).

In Abb. 1 wird das Verhalten solcher Dioden im Durchbruchbereich dargestellt. Auf der Abszisse ist die Durchbruchspannung aufgetragen, wobei der 0-Punkt

mit dem Beginn der Entladungsimpulse festgelegt ist. Er kann je nach verwendeter Diode z. B. bei 40 V oder z. B. bei 200 V Sperrspannung liegen. Da die absoluten Werte (Anzahl der Dunkelimpulse, Impulsamplituden) der vermessenen Dioden schwanken, ist in Abb. 1 der charakteristische qualitative Verlauf skizziert: Kurve 1 gibt den Verlauf der Dunkelimpulse n_d (Entladungsimpulse nur infolge thermisch erregter Minoritätsträger, keine Quanteneinstrahlung) wieder. Vor allem bei niedrigeren Temperaturen ($< 0^\circ\text{C}$) beginnt die Kurve n_d als $f(U_D)$ mit geringer Steigung; bei der Temperatur der flüssigen Luft ist n_d innerhalb eines großen Teils des Durchbruchgebietes konstant – fast bei allen Dioden ist $n_d < 100$ (Impulse/30 sec) – und steigt dann im „Auslösebereich“ steil an. Bei Zimmertemperatur steigt n_d wegen der großen Anzahl thermisch erregter Minoritätsträger etwa linear mit der Spannung. Nur einige Dioden zeigten auch bei Zimmertemperatur den in Abb. 1 skizzierten Verlauf von n_d ; diese Exemplare sind besonders gut für Strahlungsdetektion geeignet. Als Anhaltspunkt für den quantitativen Verlauf von n_d kann man ungefähr den Exponenten z der Zehnerpotenz angeben (vgl. auch Tab. 1 zu Abb. 2):

$$z = \begin{array}{ccc} 0 & 1 \div 2 & 2 \div 3 \\ \text{bei } -180^\circ\text{C} & 0^\circ\text{C} & +25^\circ\text{C}. \end{array}$$

In Kurve 2 der Abb. 1 ist die Zunahme der Amplitude der Durchbruchimpulse mit der Zunahme der Durchbruchspannung wiedergegeben. Der Anstieg erfolgt bis zum „Auslösebereich“ linear mit U_D . Bei größerem U_D bleiben die Amplituden dann konstant, bis mit weiter wachsendem U_D die Impulse an Dauer zunehmen und schließlich der impulsmäßige Entladungsmechanismus in ein Dauerzünden übergeht. Bei Zimmertemperatur steigen die Entladungsimpulse durchschnittlich von 0 bis 3 V an (bei einigen Dioden sogar bis 7 V), bei der Temperatur der flüssigen Luft von 0 bis 2 V (einige sogar bis 9 V) ($R_a = 300 \text{ k}\Omega$). Die Impulsdauer liegt zwischen 10 μsec und 50 μsec beim genannten Arbeitswiderstand. Der Impulsanstieg konnte mit einem 30 MHz-Tektronix-Oszillographen nicht aufgelöst werden. Man kann versuchen, den Impulsanstieg aus der „Anbrennzeit“ einer Entladung zu ermitteln, die von WHETSTONE zu 10^{-11} sec abgeschätzt wurde⁸. Der Abfall der Leitfähigkeitsimpulse hängt nur von der RC-Zeitkonstante der Eingangs-Zählschaltung ab.

Die oben angegebenen Werte für Impulshöhe und -dauer gelten nur für die Durchbruchimpulse des ersten Durchbruchpunktes. Es konnte nämlich bei Beobachtung der Kennlinie einiger Dioden in Übereinstimmung mit anderen Autoren⁹ festgestellt werden, daß der Sperrstrom in mehreren Stufen ansteigt und zu Beginn jeder Stufe die Entladungsimpulse auftreten. Eigene Messungen¹⁰ haben ergeben, daß mit zunehmender Ordnungs-

⁴ K. G. MCKAY u. K. B. MCAFEE, Phys. Rev. **91**, 1079 [1953].

⁵ K. G. MCKAY, Phys. Rev. **94**, 877 [1954].

⁶ B. SALZBERG u. K. SIEGEL, Proc. Inst. Radio Engrs. **46**, 1536 [1958].

⁷ G. STETTER, unveröffentlichte Messungen. Diplomarbeit, Institut für Technische Elektronik, Technische Hochschule München 1958.

⁸ A. WHETSTONE, Rev. Sci. Instrum. **30**, 447 [1959].

⁹ A. G. CHYNOWETH u. K. G. MCKAY, J. Appl. Phys. **30**, 1811 [1959].

¹⁰ I. RUGE, Interner Bericht. Institut für Technische Elektronik, Techn. Hochsch. München, August 1961.

zahl der Stufe die Amplituden der Entladungsimpulse kleiner werden, daß aber die Zahl der Dunkelimpulse sehr zunimmt. Eine Strahlungsempfindlichkeit ist nur in der ersten Stufe festgestellt worden.

Daß innerhalb eines Durchbruchbereiches ein Gebiet optimaler Strahlungsempfindlichkeit existiert, ersieht man aus dem Verlauf der Strahlungsempfindlichkeit (vgl. Kurve 3 der Abb. 1), die definiert wurde durch die Zunahme der Entladungsimpulse bei Einstrahlung, bezogen auf die Anzahl der Dunkelimpulse. Das Maximum der Strahlungsempfindlichkeit wurde 1 gesetzt; es ist bei 0 °C und bei Zimmertemperatur ausgeprägter als bei tieferen Temperaturen (flüssige Luft).

In Abb. 2 ist die Zunahme der Entladungsimpulse bei Teilcheneinstrahlung aufgetragen. Die Intensität

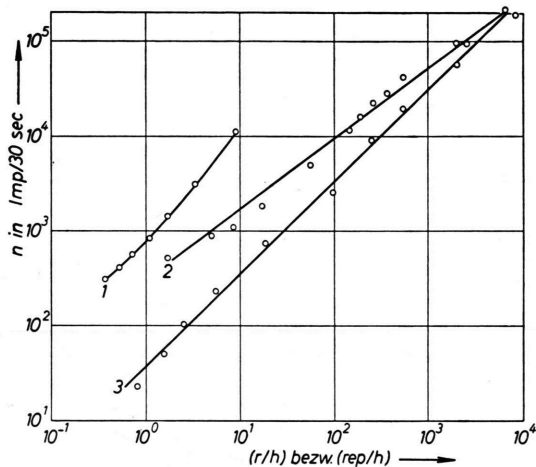


Abb. 2. Zunahme der Durchbruchimpulszahl n bei Einstrahlung mit radioaktiver Strahlung. Der Arbeitspunkt der Si-pn-Sperrschichten wurde in das Maximum der relativen Strahlungsempfindlichkeit gelegt (vgl. Punkt A der Kurve 3 in Abb. 1). Außerdem siehe Tab. 1.

Kurve	Diode	Dunkelimpulse n_d Imp/30 sec	Dioden- tempera- tur	Impuls- ampli- tuden	Bestrah- lungs- art
1	D 111	< 10	-180 °C	1,7 V	Co ⁶⁰
2	D 107	< 300	+ 20 °C	0,4 V	Sr ⁹⁰ Y ⁹⁰
3	D 23	< 10	-170 °C	1,15 V	Sr ⁹⁰ Y ⁹⁰

Tab. 1 zu Abb. 2.

der Strahlung ist in rep/h für β -Strahlung (Sr⁹⁰ Y⁹⁰) angegeben und in r/h für γ -Strahlung (Co⁶⁰): Für diese Messungen wurde der Arbeitspunkt der Dioden jeweils in das Maximum der Strahlungsempfindlichkeit gelegt (vgl. Kurve 3 in Abb. 1).

In Tab. 1 sind die zu den einzelnen Kurven gehörenden Meßdaten enthalten. Die Nachweisempfindlichkeit gegenüber geringen Strahlungsintensitäten ist durch die Anzahl der Dunkelimpulse festgelegt; sie liegt bei den verwendeten, nicht speziell hergestellten Dioden mit einer empfindlichen Fläche von nur 0,5 bis 2 mm² bei 0,5 bis 1 r/h. Eine obere Grenze der Teilchenzählung konnte mit den vorhandenen Präparaten nicht festgestellt werden. Bei genügend hoher Auflösung des Zählgerätes könnten mit der beschriebenen Methode Dosisleistungen bis zu 10⁵ r/h registriert werden. Die Quantenausbeute betrug bei den vermessenen Dioden durchschnittlich 1–3%.

Abschließend soll noch erwähnt werden, daß die im Arbeitspunkt A (Abb. 1) vorhandene Amplitude der Durchbruchimpulse unabhängig von der Art und Härte der Strahlung ist (das gilt für Licht-, α -, β - und γ -Strahlung). Sie hängt wie die Amplitude der Entladungsimpulse im „Plateau“ eines GEIGER-MÜLLER-Rohres bei der betreffenden Spannung nur von der Größe des Verstärkungsfaktors ab. Der Verstärkungsfaktor entsteht hier durch die Vermehrung der ionisierten freien Ladungsträger bei der lawinenartigen Stoßionisation. Damit unterscheidet sich die Teilchenzählung durch Trägermultiplikation, wie oben geschildert, sowohl von den Methoden der bisher beschriebenen Kristallzähler¹¹, bei denen ähnlich wie in einer Ionisationskammer nur die durch die Strahlung ionisierten freien Ladungsträger gesammelt werden (Trägersammlung durch die Elektroden), als auch von den eingangs erwähnten Methoden, wo die frei gewordenen Ladungsträger im pn-Übergang nach Vorzeichen getrennt und gesammelt werden (Trägersammlung durch die pn-Schicht). Eine technische Anwendung solcher strahlungsempfindlichen Dioden ist an anderer Stelle beschrieben¹².

Für die Aufgabenstellung und anregenden Diskussionen zu dieser Arbeit danke ich Herrn Prof. M. KNOLL sowie Herrn Dipl.-Ing. M. HARTL, Herrn Dipl.-Ing. J. SCHREINER, Herrn Dipl.-Ing. G. STETTER; für freundliche Unterstützung dem Bundesministerium für Atomkernenergie und Wasserwirtschaft.

¹¹ C. R. VIDAL u. I. RUGE, Z. angew. Phys., im Druck.

¹² I. RUGE, J. SCHREINER u. G. STETTER, erscheint demnächst.