

# Ionisation von Si-Rückstosskernen in Si-Zähldioden bei Bestrahlung mit Neutronen von 3,0 bis 3,9 MeV

Autor(en): **Bilger, H. / Baldinger, E. / Czaja, W.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **36 (1963)**

Heft IV

PDF erstellt am: **21.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-113380>

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

## Ionisation von Si-Rückstosskernen in Si-Zähldioden bei Bestrahlung mit Neutronen von 3,0 bis 3,9 MeV

von H. Bilger, E. Baldinger und W. Czaja\*)

(1. XI. 62)

*Summary:* Measurements of Si-recoil spectra were performed in Si-detector diodes which are irradiated with monoenergetic fast neutrons. In the same experiment we compared the mean energy  $\epsilon$  to create an electron-hole pair of  $\alpha$ -particles with the  $\epsilon$  of the recoil ions. In the case of Si-ions the results indicated a much higher value of  $\epsilon$ .

A simple model is suggested to account for the measured defects. This model gives also a rough estimate for the ionisation defects of other ions in semiconductors.

### Einleitung

Die Verwendung von Halbleiterdioden als Festkörperionisationskammern ist bereits allgemein bekannt<sup>1)</sup>. Es zeigt sich (siehe <sup>1)</sup>), dass die von einem ionisierenden Teilchen erzeugte Ladung proportional ist zu dem im Zählvolumen der Diode verbrauchten Energieanteil. Diese Feststellung gilt für alle untersuchten Teilchensorten, wie Elektronen, Protonen, Deuteronen, Heliumkerne, Stickstoff- und Kohlenstoffionen, in einem sehr grossen Energiebereich. Eine Ausnahme bilden Spaltprodukte, bei denen gewisse Abweichungen zu existieren scheinen<sup>8)</sup>.

Verschiedenen theoretischen Betrachtungen zufolge (zum Beispiel <sup>2)</sup><sup>3)</sup><sup>4)</sup>) sollte für Ionen mit kleiner Geschwindigkeit, insbesondere für schwere Teilchen kleiner Energie, ein wachsender Anteil elastischer Stösse mit den Atomen der Target auftreten, so dass der Quotient Ladung/Energie mit abnehmender Energie kleiner wird.

Mit der vorliegenden Arbeit sind zwei Ziele verfolgt worden:

1. Untersuchung der Möglichkeit, Rückstosspektren in Halbleiterdioden bei Bestrahlung mit monoenergetischen Neutronen zu erhalten.

2. Messung der von den Rückstossionen erzeugten Ladung. Bei Rückstossionen vermeidet man Fensterprobleme, die beim Einschliessen von langsamen Ionen von aussen auftreten.

### Experimentelles

a) Neutronen. Die monoenergetischen Neutronen mit den Energien 3,0, 3,54 und 3,9 MeV werden mit Hilfe der  $D(d, n) \text{He}^3$ -Reaktion aus einem Kaskadengenerator\*\*) erhalten. Die Targetdicke betrug bei allen Messungen etwa 50 keV; der Deuteronenstrom war von der Grössenordnung 10  $\mu\text{A}$ . Der integrierte Neutronenfluss wurde mit einem geeichten Multiplier mit Hornyak-Scintillator (Helv. Phys. Acta 28, S. 227, 1955) gemessen.

\*) Institut für angewandte Physik, Universität Basel.

\*\*) Wir danken Herrn Prof. Dr. P. Huber für die Überlassung der 1-MeV-Anlage des Physikalischen Institutes und auch für die Möglichkeit zur Aktivierung von  $\gamma$ -Präparaten, sowie den Herren ELLGEHAUSEN, EXTERMANN und LEIMGRUBER für ihre Mithilfe bei der Bestrahlung.

b) Zur Messung der Impulsspektren. Die Rückstoßspektren wurden in einer diffundierten  $p$ -Basis-Diode von RCA (Typ C-3-250-2,0) mit  $20 \text{ mm}^2$  Fläche,  $10^3 \Omega\text{cm}$ -Basismaterial und einer maximalen Sperrspannung von 250 Volt erzeugt. Die Diode ist in einem Metallgehäuse gefasst und mit einer etwa 0,6 mm starken Nickelhaube vollständig abgeschirmt. Der Abstand Diode-Target beträgt etwa 5 bis 20 cm.

Der Vorverstärker ist mit der Röhre E810F bestückt. Optimales Verhältnis von Signal zu Rauschen wird mit einem RC-RC-Verstärker gleicher Zeitkonstante ( $0,25 \mu\text{s}$ ) erzielt. Die Spektren sind in einem 128-Kanal-RCL-Impulsspektrographen registriert worden. Zur Ladungseichung siehe Helv. Phys. Acta 26, S. 145–180, 1953.

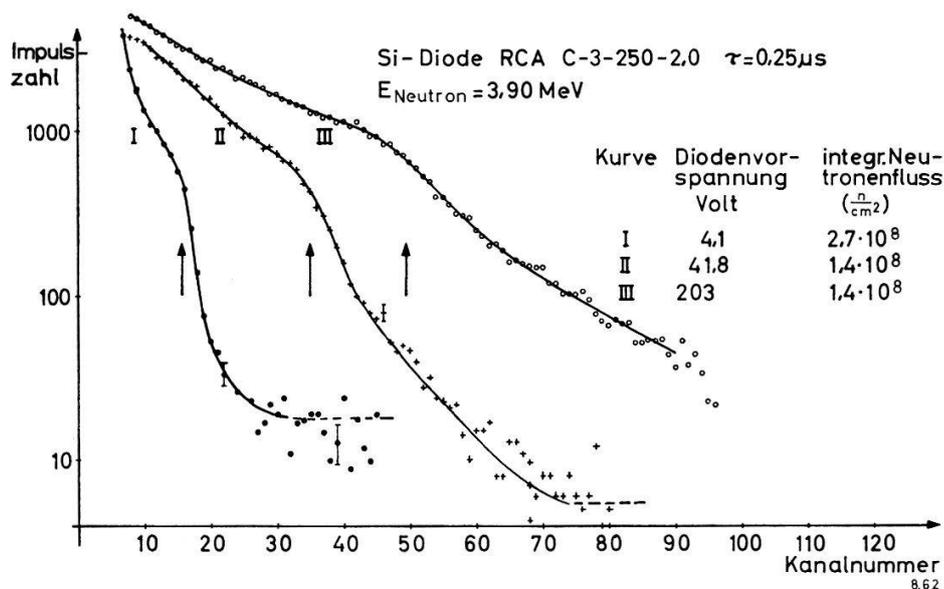


Fig. 1

Impulsspektrum bei Bestrahlung einer RCA-Diode mit 3,9-MeV-Neutronen. Die eingezeichneten Fehler sind die statistischen. Die Pfeile zeigen die Lage der in einer linearen Darstellung auftretenden Wendetangente an

c) Rückstoßspektren. Figur 1 zeigt die Impulsverteilung für Neutronen von 3,90 MeV. Die Spektren wurden bei 5 Vorspannungen gemessen. (Die Messungen bei  $V_{\text{Diode}} = 16,5$  Volt und 108 Volt haben wir der Übersichtlichkeit halber weggelassen.) Ohne Neutronenstrahl wurde kein Impuls registriert.

Bei  $E_n = 3,54$  MeV und 3,0 MeV ist je ein weiteres Impulsspektrum mit  $V_{\text{Diode}} = 42$  Volt aufgenommen worden. Alle Messkurven zeigen einen charakteristischen Knick\*).

Die in Figur 1 durch Pfeile angezeigten Punkte betrachten wir als Energiegrenze der elastischen ( $n, \text{Si}$ )-Stöße. Bei allen Messungen ist die Apparatur durch Eichladungen kalibriert und bezüglich Linearität geprüft worden.

Zur Kontrolle des Untergrundes haben wir das Impulsspektrum mit und ohne Neutronenabsorption durch einen Polyäthylenzylinder von 15 cm Länge aufgenommen (Fig. 2)\*\*).

\*) ( $n, a$ )- oder ( $n, p$ )-Reaktionen kommen zur Erklärung nicht in Frage, da hierfür die Wirkungsquerschnitte (siehe AWRE-Report Nr. 0-28/60) um mehr als 2 Größenordnungen kleiner sind.

\*\*\*) Die mittlere freie Weglänge für 3,9-MeV-Neutronen beträgt nach unseren Messungen 4,0 cm.

## Ergebnisse

### a) Auswertung der Rückstoßspektren

*Impulszahl.* Die gesamte Stosszahl lässt sich abschätzen aus dem gemessenen Neutronenfluss, dem totalen Wirkungsquerschnitt und dem aktiven Volumen der Diode.

$$S = \Phi_n \cdot \sigma_{tot} \cdot N \cdot F \cdot W, \quad (1)$$

$S$  = gesamte Stosszahl,

$\Phi_n$  = integrierter Neutronenfluss ( $\text{cm}^{-2}$ ),

$\sigma_{tot}$  = totaler elastischer und inelastischer ( $\text{cm}^2$ ) Wirkungsquerschnitt von Si für Neutronen,

$N$  = Atomdichte von Si ( $\text{cm}^{-3}$ ),

$F$  = effektive Fläche der Diode ( $\text{cm}^2$ ),

$W$  = effektive Dicke der aktiven Zone (cm).

Die Bestimmung der Dicke der aktiven Schicht ist am unsichersten, da sie aus der Formel für die Raumladungszone  $W_{RL}$  einer «abrupten» Diode bestimmt wurde,

$$W_{RL} = \left( \frac{2 \cdot \epsilon \cdot \epsilon_0 \cdot (V + V_0)}{q \cdot N_e} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

$\epsilon \cdot \epsilon_0 = 12 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14} \text{ As/Vcm}$ ,

$q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ As}$ ,

$N_e$  = Konzentration der freien Elektronen in der hochohmigen Schicht ( $\text{cm}^3$ ),

$V_0$  = «Diffusionsspannung»,  $\simeq 0,4 \text{ Volt}$ ,

$V$  = angelegte Spannung (Volt).

wobei die zusätzliche Sammelzone durch Diffusion der erzeugten Ladungsträger vernachlässigt ist.

Die experimentell ermittelten totalen Stosszahlen sind etwa proportional zu  $\sqrt{V_{Diode}}$ , das heisst proportional zum Volumen. Die Abschätzung ergibt Stossraten

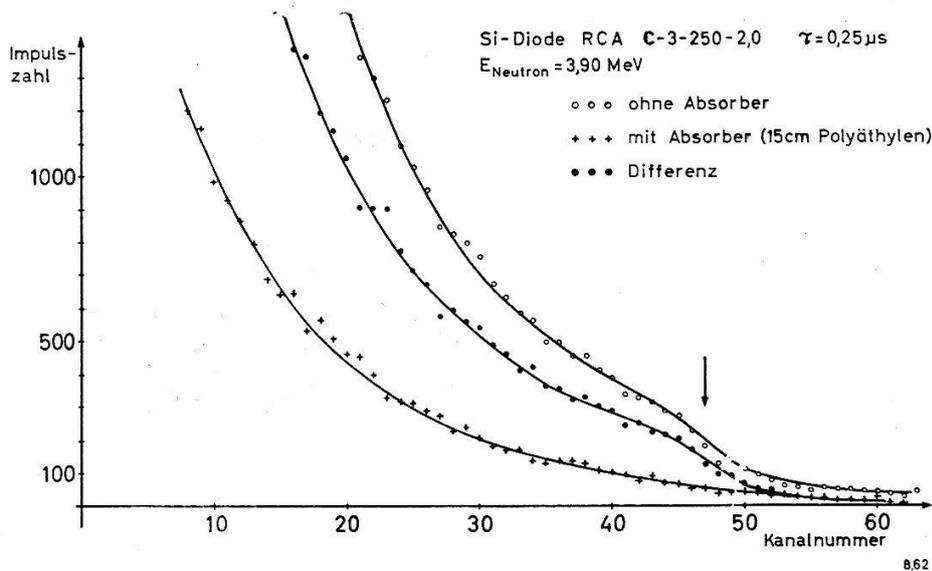


Fig. 2

Impulsspektrum ohne und mit einem 15-cm-Polyäthylenabsorber. Die freie Weglänge von 3,9-MeV-Neutronen in Polyäthylen beträgt 4,0 cm. Die beiden experimentellen Kurven wurden durch Bestrahlung mit der gleichen (unabgeschwächten) Neutronendosis erhalten. Der Pfeil zeigt die Lage der Wendetangente an

von der gleichen Grössenordnung wie die Messung, die jedoch durchwegs um einen Faktor  $2 \div 3$  zu klein sind. Wir führen dies auf die Unsicherheit der Abschätzung einerseits zurück, sowie auf einen Anteil von «falschen» Impulsen in den unteren Kanälen, zum Beispiel erzeugt durch  $\gamma$ -Strahlen aus der Umgebung der Diode (siehe Absorbermessung, Fig. 2).

*Grenzenergie der Impulse, Rekombinationsverluste.* Die für verschiedene Diodenvorspannungen erhaltenen maximalen Ladungen (vergleiche Pfeile in Figur 1) sind noch mit Rekombinationsverlusten behaftet. Zu ihrer Eliminierung tragen wir die reziproke Ladung als Funktion der reziproken Feldstärke auf<sup>5)</sup>, siehe Figur 3. Es lässt sich eine Sättigungsgerade einzeichnen, deren Schnittpunkt mit der  $1/Q$ -Achse

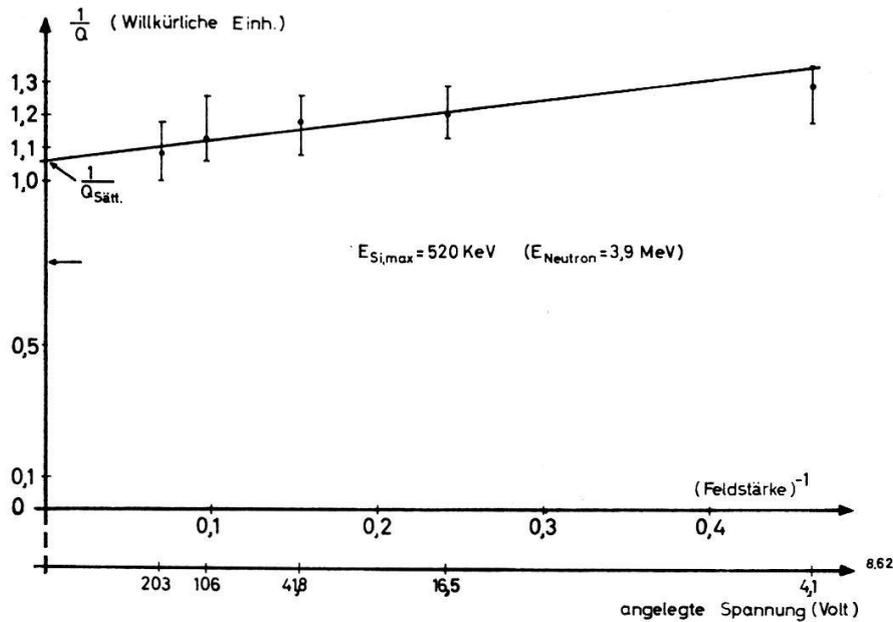


Fig. 3

Sättigungskurve für die aus Figur 1 erhaltenen Impulshöhen (Ladungen). In den eingezeichneten Fehlern wurde das stark verschmierte Impulsspektrum berücksichtigt. Auf der Abszisse sind die Werte  $(V_{Diode} + 0,4)^{-1/2}$  aufgetragen, welche proportional zur reziproken Feldstärke sind.

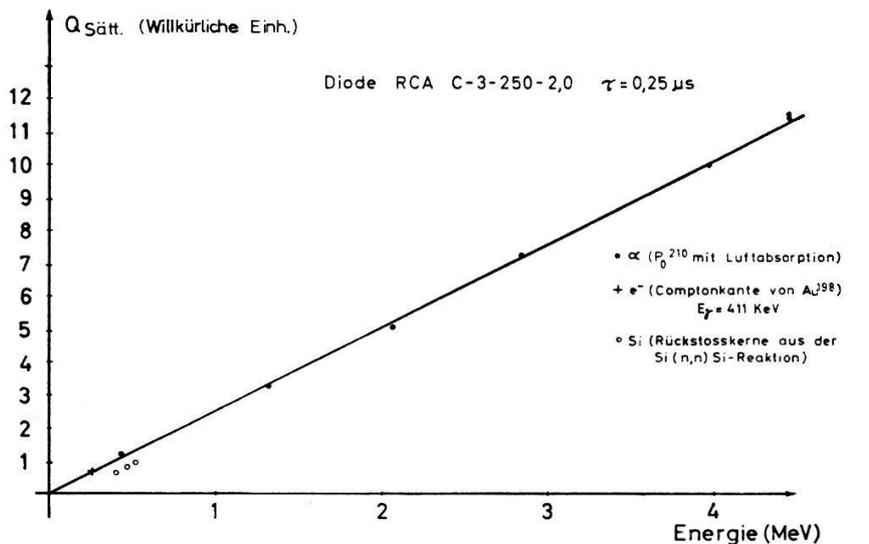


Fig. 4

Energieabhängigkeit der Sättigungsladung in Si. Die Punktgrösse bedeutet gleichzeitig die Messfehler

die Sättigungsladung  $Q_s$  liefert.  $Q_s$  liegt weit ausserhalb der aus der maximalen Rückstossenergie  $E_{max}$

$$E_{max}^4 = \frac{m_{Si} \cdot m_n}{(m_{Si} + m_n)^2} \cdot E_n, \quad (3)$$

$m_{Si}$  = Masse des Si-Kerns,  $m_n$  = Masse des Neutrons,  $E_n$  = Energie des Neutrons, mit Hilfe von  $\varepsilon = 3,5$  eV/Elektron-Lochpaar<sup>1</sup>) bestimmten Ladung (siehe horizontaler Pfeil auf der  $1/Q$ -Achse). Figur 3 zeigt das Ergebnis einer Messung mit 3,9 MeV-Neutronen.

*Abhängigkeit von der Neutronenenergie.* Bei  $E_n = 3,0$  und 3,54 MeV sind Impulsspektren nur mit einer Diodenvorspannung von 42 Volt gemessen worden. Zur Extrapolation auf die entsprechenden Sättigungsladungen wurde die Neigung der Sättigungsgeraden aus Figur 3 verwendet. Die so erhaltenen Werte sind in Figur 4 als Funktion der maximalen Rückstossenergie aufgetragen.

### b) Kontrollversuche

*$\alpha$ -Teilchen.* Nach der Bestrahlung wurde mit der verwendeten Diode die Sättigungsladung für  $\alpha$ -Teilchen von Po<sup>210</sup> in derselben Anordnung bestimmt, wobei die Energie der  $\alpha$ -Teilchen mit Hilfe der Luftabsorption zwischen Quelle und Diode variiert wurde. Die Umrechnung geschah nach der Reichweite-Energie-Beziehung von BETHE (7), S. 180). Die Fensterdicke wurde zu 2  $\mu$  bestimmt und der entsprechende Energieverlust in Figur 4 berücksichtigt. Innerhalb der Messgenauigkeit beobachtet man bei den  $\alpha$ 's Proportionalität zwischen  $Q_s$  und  $E$ . Es konnte auch gezeigt werden, dass die gemessene Sättigungsladung innerhalb 3% unabhängig von der gewählten RC-Zeitkonstanten des Verstärkers  $0,25 \div 1 \mu s$  ist.

*Elektronen.* Die Diode wurde mit einer Au<sup>198\*</sup>- $\gamma$ -Quelle ( $E_\gamma = 411$  keV) bestrahlt und die Energieverteilung der Comptonelektronen gemessen\*). Die der Comptonkante entsprechende Ladung ist in Figur 4 aufgetragen. Sie liegt sehr gut auf der durch die  $\alpha$ 's bestimmten Geraden.

### Diskussion

Zur Verdeutlichung des gemessenen Effektes ist in Figur 5 noch einmal der Energieverlust pro Elektron-Lochpaar für Si-Rückstosskerne und  $e^-$  relativ zu demjenigen von  $\alpha$ -Teilchen aufgetragen. Er ist für Elektronen und  $\alpha$ 's derselbe, während er für Si-Ionen weit ausserhalb des Fehlers grösser ist.

Im folgenden soll gezeigt werden, dass dieser Effekt weder durch Randeffekte in der Diode (Abschnitt a), noch durch Rekombinationsverluste (Abschnitt b) hervorgerufen wurde. In Abschnitt c wird ein einfaches Modell zur Erklärung dieser Erscheinung vorgeschlagen.

#### a) Reichweite

Die Reichweite der Si-Ionen ist ein wichtiger Parameter für die Bestimmung eines eventuellen Randeffektes in der Diode. Da experimentelle Werte für Si-Ionen in Si fehlen und das Problem unseres Wissens auch theoretisch nicht behandelt worden ist, wird die Reichweite durch Vergleich mit  $\alpha$ -Teilchen abgeschätzt.

\*) Die theoretische Comptonverteilung wurde durch Verschmieren an die gemessene Verteilung angepasst. Man erhält daraus für das Rauschen der Gesamtapparatur 30 keV (Halbwertsbreite eines  $\delta$ -Stosses).

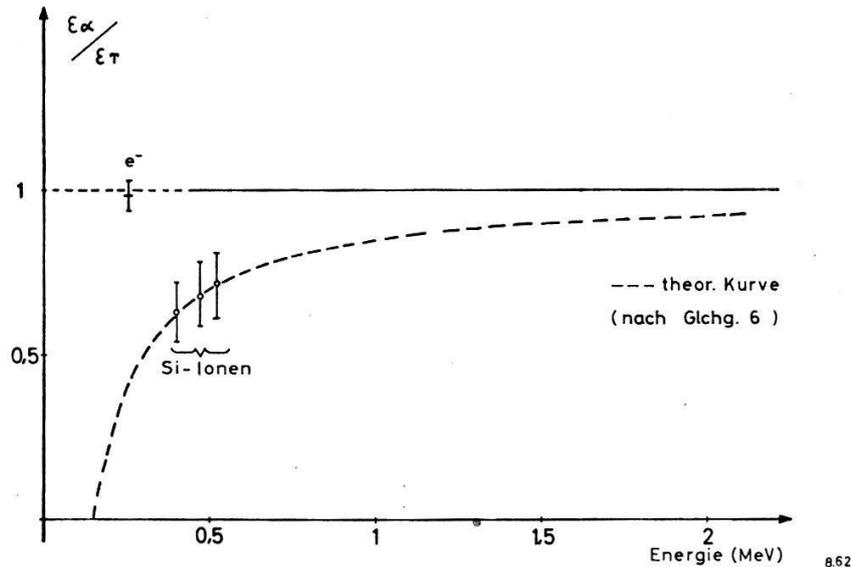


Fig. 5

$\varepsilon_{\alpha}/\varepsilon_{\text{Si}}$  bzw.  $\varepsilon_{\alpha}/\varepsilon_{e^-}$  als Funktion der Teilchenenergie ( $\varepsilon$  = Energieverlust pro Elektron-Lochpaar)

Die Stopping power ergibt sich nach <sup>7)</sup>, S. 167 zu

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4 N_e}{m v^2} \ln \frac{2 m v^2}{I} \quad (4)$$

(Energieverlust nur durch Ionisation, keine relativistische Korrektur, Rutherford-Streuung sei vernachlässigbar).

$Z$  = Ladung des ionisierenden Teilchens,

$N_e$  = Dichte der Elektronen in der Target ( $\text{cm}^{-3}$ ),

$m$  = Elektronenmasse (g),

$v$  = Geschwindigkeit des ionisierenden Teilchens (cm/s),

$I$  = Ionisierungspotential der Targetatome (erg).

Nach Gleichung (4) hängt die Stopping power ausser von den Eigenschaften der Target nur von der Ladung und der Anfangsgeschwindigkeit des Ions ab.

Bei langsamen Ionen wird das Problem allerdings durch Anlagerung von Elektronen an das Ion komplizierter. Wir berücksichtigen dies näherungsweise durch Einführen der effektiven Ladung  $Z_{\text{eff}}$  (<sup>7)</sup>, S. 229) für  $Z$

$$Z_{\text{eff}} = Z^{1/3} \cdot \frac{\vartheta_{\text{Si}}}{e^2/\hbar}, \quad (5)$$

$$e^2/\hbar = 2,18 \cdot 10^8 \text{ cm/s},$$

$$\vartheta_{\text{Si}} = 1,4 \cdot 10^9 \sqrt{\frac{E (\text{MeV})}{28}} \text{ cm/s},$$

$$Z = 14.$$

Aus (5) erhält man für 500-keV-Si-Ionen

$$Z_{\text{eff}} \simeq 2 \text{ Elementarladungen},$$

das heisst man erwartet bei der Integration von (4) etwa dieselbe Reichweite für Si-Ionen und  $\alpha$ -Teilchen gleicher Anfangsgeschwindigkeit.

Es ergibt sich (<sup>7)</sup>, S. 180 und <sup>1)</sup>, S. 259)

$$R_{\alpha, v_0} = 0,5 \mu \simeq R_{\text{Si}, v_0}.$$

Die kleinste Dimension der aktiven Schicht der Diode beträgt bei 4 Volt Vorspannung nach Gleichung (2)  $15 \mu$  und ist somit 30mal grösser.

Ferner beobachtet man bei sehr verschiedenen Diodenvorspannungen mit entsprechend grossen Änderungen des aktiven Volumens keinen Einfluss auf die Form des Spektrums, hingegen eine Zunahme der totalen Stosszahlen proportional zu  $\sqrt{V}$  (S. 5), was auf das Fehlen eines Randeffectes hinweist.

### b) Sättigungsdefizit

Wie Figur 3 zeigt, sind die Rekombinationsverluste genügend klein und die Extrapolation auf die primär erzeugte Ladung ausreichend sicher, da die Sättigungskurve von 4 Volt bis 200 Volt gemessen wurde. Im übrigen existieren Messungen mit  $N^{14}$ -Ionen von 2 bis 26 MeV<sup>9)</sup>, für welche ausgezeichnete Linearität der verwendeten Diode festgestellt wurde (siehe auch <sup>6)</sup>), was uns als weiteres Indiz für das Fehlen eines grossen Sättigungsdefizites erscheint.

### c) Energieverlust durch elastische Stösse Si—Si

Nach <sup>2)3)4)</sup> existiert für jedes auf eine Target auftreffende Teilchen eine untere Geschwindigkeitsgrenze, unterhalb derer das Teilchen nicht mehr ionisieren kann. In einer ersten Näherung nehmen wir folgendes an:

1. Unterhalb einer kritischen Geschwindigkeit, die für alle Teilchen dieselbe sei, werden keine Elektron-Lochpaare erzeugt.

2. Solange  $v > v_{krit}$  ( $\rightarrow E_{krit}$ ), sei der ganze Energieverlust auf Ionisation zurückzuführen, bei welcher, unabhängig von Energie und Teilchensorte, eine konstante Energie pro Elektron-Lochpaar benötigt werde.

Aus diesen Annahmen erhält man

$$\frac{\left(\frac{Q_{Sätt}}{E}\right)_{Si}}{\left(\frac{Q_{Sätt}}{E}\right)_{\alpha}} = \frac{\epsilon_{\alpha}}{\epsilon_{Si}} = 1 - \frac{E_{krit}}{E} \quad E \geq E_{krit} \quad (6)$$

(Die kritische Energie der  $\alpha$ -Teilchen wird hier vernachlässigt.)

Mit  $E_{krit, Si} = 150$  keV erhält man nach Gleichung (6) die in Figur 5 eingezeichnete Kurve. Dieser Wert  $E_{krit, Si}$  wurde durch Anpassung an die Messung bei  $E_n = 3,54$  MeV bestimmt.

Im folgenden sei eine rohe Abschätzung für  $E_{krit}$  gegeben. Nach <sup>7)</sup>, S. 167, gelte für die kritische Energie

$$E_{krit} = \frac{M}{m} E_{el}, \quad (7)$$

$M$  = Masse des ionisierenden Teilchens.

$E_{el}$  sei die mittlere im Halbleiter Si zur Bildung eines Elektron-Lochpaares nötige Energie, also 3,5 eV (S. 5).

So erhält man

Tabelle I

Ion	Si	Atommasse	28	$E_{krit}$ (keV)	180
	P		1		6,4
	$\alpha$		4		26
	schw. Fiss.prod. $U^{235}$		$\sim 138$		890

Diese Abschätzung liefert die richtige Grössenordnung für  $E_{krit, Si}$  und gibt einen Hinweis auf die Energiebereiche für andere Teilchen, wo Abweichungen von der Proportionalität zwischen gesammelter Ladung und Energie zu erwarten sind. Insbesondere stehen die Messungen von EWING<sup>6)</sup> an Protonen von 25 bis 250 KeV, unter Berücksichtigung der Messfehler, nicht im Widerspruch zu den obigen Abschätzungen. Für Spaltprodukte erhält man einen Energiedefekt von etwa 1 MeV, zu dessen experimenteller Bestätigung allerdings sehr viel genauere Messungen, als sie bis jetzt gemacht werden konnten<sup>8)</sup>, vorliegen müssen.

Weiterhin ist zum Verständnis des Verhaltens langsamer Ionen in Halbleitern ein weit detaillierteres Bild der Vorgänge notwendig, als es bis jetzt in der Literatur vorhanden ist.

Immerhin zeigen die in dieser Arbeit besprochenen Experimente einen Weg zur experimentellen Behandlung des Ionisationsvorganges bei langsamen Teilchen. Obwohl bei unseren Rückstossmessungen noch ein relativ grosser Untergrund vorhanden war, hoffen wir, dass eine Verbesserung dieser Methode und speziell ihre Ausdehnung auf andere Halbleiterdioden neue und genauere Resultate liefern wird\*).

Wir möchten es nicht unterlassen, der Stiftung Hasler-Werke für die uns gewährte Unterstützung zu danken.

### Literaturzitate

- 1) W. CZULIUS, H. D. ENGLER und H. KUCKUCK, *Halbleitersperrschichtzähler*, *Ergeb. exakt. Naturw.* 34, 236–348 (1962).
- 2) F. SEITZ und J. S. KOEHLER, *Displacement of atoms during irradiation*, *Solid state physics* 2, 305–448 (1956).
- 3) W. S. SNYDER und J. NEUFELD, *Disordering of solids by neutron radiation*, *Phys. Rev.* 97, 1636–1646 (1955).
- 4) G. H. KINCHIN und R. S. PEASE, *The displacement of atoms in solids by radiation*, *Rep. on progr. in Phys.* 18, 1–51 (1955).
- 5) E. BALDINGER, W. CZAJA und A. Z. FAROOQI, *p-n-Übergänge als Festkörper-Ionisationskammern*, *Helv. Phys. Acta* 33, 551–557 (1961).
- 6) R. I. EWING, *Response of silicon surface barrier detectors to hydrogen ions of energies 25–250 keV*, *IRE Trans. on Nucl. Science* 9, 207–210 (1962).
- 7) H. A. BETHE und J. ASHKIN in E. SEGRÈ, *Experimental nuclear physics I*, 166–357, John Wiley and Sons, Inc., New York (1953).
- 8) W. T. JOYNER, H. W. SCHMITT, J. H. WEILER und R. J. SILVA, *Energy spectra of correlated fragment pairs from the spontaneous fission of Cf<sup>252</sup>* *IRE Trans. on Nucl. Science* 8, Nr. 1, 54–58 (1961).

Vergleiche aber auch:

S. S. FRIEDLAND, J. W. MAYER und J. S. WIGGINS, *The solid-state ionization chamber*, *IRE Trans. on Nucl. Science* 7, Nr. 2–3, 181–185 (1960).

G. L. MILLER, W. L. BROWN, P. F. DONOVAN und I. M. MACKINTOSH, *Silicon p-n-junction radiation detectors*, *IRE Trans. on Nucl. Science* 7, Nr. 2–3, 185–189 (1960).

sowie Diskussionsbemerkungen in J. W. MAYER, *Pulse formation in semiconductor diodes, in Semiconductor nuclear particle detectors*, *Nuclear Science Series, Report Nr. 32*, 1–8 (1961).

- 9) M. L. HALBERT und J. L. BLANKENSHIP, *Response of semiconductor surface-barrier counters to nitrogen ions and alpha particles*, *Nuclear Instruments and Methods* 8, 106–116 (1960).

\*) Um den asymptotischen Verlauf der theoretischen Kurve in Figur 5 zu bestätigen, ist ein weiteres Experiment mit 14-MeV-Neutronen geplant.