Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 34 (1961)

Heft: VIII

Artikel: Untersuchungen von Rekombinationsvorgängen in neutronenbestrahlten Ge-pnp-Transistoren

Autor: Bilger, H.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-113202

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 08.08.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Untersuchungen von Rekombinationsvorgängen in neutronenbestrahlten Ge-*pnp*-Transistoren

von **H. Bilger**
(Institut für angewandte Physik, Universität Basel)

(8. IX. 1961)

Summary. Recombination processes in Ge have been investigated by irradiating transistors with fast neutrons of a known spectrum, and thereby increasing the rate of recombination. Applying the Hall-Shockley-Read model to describe the influence of the generated recombination centers on several transistor parameters, good agreement was obtained. The mean of three different methods of measurement gives a Hall-Shockley-Read level at $E_t - E_i = 0.11$ eV. None of the measurements differed from the mean by more than 1 to 2 kT. However, large differences in the values of the lifetimes have been found. The measurements, all made with the same transistor, show that there exists an unexpected great range (of the order of 10^3) of lifetimes τ_{p0}. This could be explained by a strongly field-dependent Shockley-Read capture cross section.

Einleitung

Es ist bekannt[1]), dass die Lebensdauer von Minoritätsladungsträgern auch in sehr reinen Halbleitern mit genügend grosser verbotener Zone praktisch ausschliesslich durch Rekombinationsvorgänge über Niveaus in der verbotenen Zone bestimmt ist. Solche Niveaus werden u. a. durch lokale Gitterstörungen verursacht, deren gegenseitige Wechselwirkung vernachlässigbar ist.

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit dem Nachweis von Dislokationen in Ge durch Untersuchung der Rekombination.

Alle Messungen wurden an legierten Flächentransistoren (Ge, *pnp*) durchgeführt, und zwar aus folgenden Gründen:

a) Einige Parameter des Transistors sind sehr empfindlich auf Rekombinationsvorgänge.

b) Obwohl der Transistor keine einfache physikalische Struktur besitzt, ist seine Theorie gut ausgebaut.

c) Überdies ist es gerade wegen der inhomogenen Struktur möglich, bei gleichartiger Erzeugung von Störstellen im ganzen Transistorvolumen

(Bestrahlung) die in den verschiedenen Gebieten (Basis, Emitter-, Kollektordiode, Oberfläche) auftretenden Effekte zu messen und zu vergleichen.

d) Bei genügend vorsichtiger Behandlung ändern sich die Rekombinationseigenschaften der Transistoroberfläche nicht. Zudem ist es möglich, durch eine Reihe von Messungen am selben Transistor den Einfluss von Oberflächeneffekten zu kontrollieren.

Rekombinationsmessungen in Transistoren mit Niveaubestimmungen sind bereits von MESSENGER und SPRATT[2]) sowie in Dioden von PELL u. a.[3]) beschrieben worden.

Erzeugung von Störstellen: Eine definierte und im ganzen Transistorvolumen homogene Erzeugung von Störstellen erzielt man durch Bestrahlung mit schnellen Neutronen. Die mittlere Weglänge in Ge beträgt für Neutronen im MeV-Gebiet 6 cm entsprechend dem totalen Wirkungsquerschnitt von 4 barn, während die Dimensionen des aktiven Gebietes der verwendeten Transistoren nur von der Grössenordnung 1 mm sind. Als Neutronenquelle wurde die Reaktion Li(d, n)Be verwendet (Neutronenspektrum siehe Rev. Mod. Phys. *21*, pp. 635–650). Zur Messung des Flusses wird ein Hornyak-Monitor benützt (H.P.A. *28*, pp. 227–244), dessen Empfindlichkeitskurve mit dem oben angegebenen Spektrum kalibriert wurde. Es sind gleichzeitig 7 Transistoren (3 × OC 76; 3 × OC 44; 1 × OC 141) in der 1-MeV-Anlage des Physikalischen Institutes bestrahlt worden*), und zwar unter Winkeln von $0 \div 22°$ relativ zur Strahlrichtung der Deuteronen. Der Einfluss der Geometrie ist berücksichtigt. Der Fehler der Angaben des Neutronenflusses wird zu $\Delta\Phi/\Phi \sim 30\,\%$ geschätzt. Die Erzeugung von Akzeptoren durch Kernreaktionen ist sehr gering (Wirkungsquerschnitt ca. 0,05 barn). Wie in der Arbeit gezeigt wird, ist auch die Dotierungsänderung durch Erzeugung von Akzeptoren über Gitterfehlstellen bei den angewandten Neutronenflüssen (ca. 10^{13} Neutr./cm^2) vernachlässigbar gegenüber den im Transistor vorhandenen Dotierungen.

Rekombinationsmodell und Transistoreigenschaften: Die Rekombination über Störstellen unter der Annahme eines einzigen dominierenden Rekombinationsniveaus haben HALL[4]) sowie SHOCKLEY und READ[5]) behandelt. Diese Arbeiten werden zur Diskussion der Experimente herangezogen.

Verschiedentlich sind in der Literatur (z. B. [3])) Hinweise auf die Existenz mehrerer Rekombinationsniveaus aufgetaucht und auch theoretisch behandelt worden[6]), doch sind zur Prüfung eines Mehr-Niveau-Modells spezifischere Messungen notwendig.

---

*) Für die freundliche Überlassung der Anlage danke ich Herrn Prof. P. HUBER bestens sowie den Herren F. SEILER, J. DURISCH, R. GLEYVOD und L. SCHALLER für ihre selbstlose Mithilfe bei der Bestrahlung.

Über die Theorie des *pn*-Überganges sowie des Minoritätsladungsträgertransportes ist eine sehr vielfältige Literatur vorhanden[7][8][9][10]. Messungen (siehe z. B. [11]) ergeben im allgemeinen eine quantitative Bestätigung der Darstellungen.

Auf Grund dieses Materials ist der Einfluss von Gitterstörstellen an drei typischen Transistoreigenschaften studiert worden:

1. Stromverstärkung
2. statische Spannung
3. Sperrströme

Mit diesen Messungen ist es möglich, Untersuchungen bei schwachen und starken Abweichungen vom thermodynamischen Gleichgewicht sowie in den *pn*-Übergängen und in normal *n*- oder *p*-leitenden Gebieten (Basis) vorzunehmen, wobei alle Messungen im Prinzip am selben Transistor durchgeführt werden können[15].

Anhand dieser drei Messungen wird die Gültigkeit der Shockley-Read-Theorie zusammen mit der (zur Analysis notwendigen) Gültigkeit der Transistortheorie nachgewiesen. Dies äussert sich einmal in der Allgemeinheit der aus den Messungen gewonnenen Rekombinationsparameter, zum andern in der Bestätigung des funktionellen Verlaufes der Messungen.

Stromverstärkung bei grossen Stromdichten

Grundlagen: Nach WEBSTER[9]) ergibt sich die Stromverstärkung β für einen *pnp*-Flächentransistor zu

$$\frac{1}{\beta} = \frac{\Delta I_B}{\Delta I_C} = \frac{s\,W\,A_s}{D_p\,A_E}\,g(z) + \frac{1}{2}\left[\frac{\sigma_B\,W}{\sigma_E\,L_n} + \frac{W^2}{D_p\,\tau}\right](1+Z)$$

$$Z = \frac{W\,I_E}{q\,D_p\,A_E\,n_0} \tag{1}$$

I_B, I_E, I_C = Basis-, Emitter-, Kollektorstrom
s = Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit
D_p = Diffusionskonstante der Löcher
σ_B, σ_E = Gleichgewichtsleitfähigkeit des Basismaterials bzw. des Emittergebietes
A_s = Basisoberfläche, in welcher der Oberflächenrekombinationsprozess stattfindet
A_E = Emitter-Basis-Übergangsfläche
W = Basisbreite
L_n = Diffusionslänge der Elektronen im Emitter
τ, τ_{p0}, τ_{n0} = Löcher-Lebensdauer im Basisvolumen bzw. in hochdotiertem *n*-Material, Elektron-Lebensdauer in hochdotiertem *p*-Material
q = Elementarladung
n_0, p_0 = Gleichgewichtskonzentration der Elektronen bzw. Löcher in der Basis

$g(Z)$ hat bei grossen Stromdichten den Wert 1/2.

Die Basisvolumenrekombination ist durch den Term $W^2/D_p\,\tau$ gegeben. τ sei nun ausschliesslich durch Übergänge über ein einziges Niveau im verbotenen Band bestimmt[1]).

In diesem Fall liefert die Shockley-Read-Theorie:

$$\tau = \tau_0 \frac{1 + a\,(p - p_0)}{1 + c\,(p - p_0)}\,. \tag{2}$$

Für pnp-Transistoren wird mit $n_0 \gg p_0$:

$$a \simeq \frac{1 + \tau_{n0}/\tau_{p0}}{n_0 + n_1}\,, \qquad c \simeq \frac{1}{n_0}\,, \tag{2a}$$

$$\tau_0 \simeq \tau_{p_0}\left(1 + \frac{n_1}{n_0}\right), \qquad \tau_{n_0} = \frac{1}{N_t\, v_{th,n}\, \sigma_{c,n}}\,, \qquad \tau_{p_0} = \frac{1}{N_t\, v_{th,p}\, \sigma_{c,p}} \tag{3}$$

p	=	Konzentration der Löcher
n_1	=	$n_i \cdot \exp\,[(E_t - E_i)/kT]$
n_i	=	Inversionsdichte des Germaniums
$E_t - E_i$	=	Abstand des Rekombinationsniveaus von der Bandmitte
k	=	Boltzmannkonstante
T	=	absolute Temperatur
N_t	=	Konzentration der Rekombinationszentren
$v_{th,n}$; $v_{th,p}$	=	thermische Geschwindigkeit der Elektronen bzw. Löcher
$\sigma_{c,n}$; $\sigma_{c,p}$	=	Einfangquerschnitt für Elektronen bzw. Löcher

Nach Gleichung (2) ist die Lebensdauer im allgemeinen stromdichteabhängig.

Mit der Annahme, dass die von den einzelnen Neutronen erzeugten Gitterstörungen keine Wechselwirkung aufeinander ausüben (vgl. (3)) und ferner keine Änderung der Dotierung auftritt, gilt:

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{1}{\tau_i} + \frac{\Phi}{K} \tag{4}$$

τ_i	=	Lebensdauer des unbestrahlten Transistors
Φ	=	Neutronenfluss
K	=	Bestrahlungskonstante

Entwickelt man τ nach Gleichung (2) in eine Potenzreihe und bricht mit dem 3. Gliede ab, so erhält man aus Gleichung (1)

$$\frac{1}{\beta} = \frac{1}{\beta_0} + \frac{W^2}{2\,D_p}\left(\frac{1}{\tau_i} + \frac{\Phi}{K}\right)\left[\frac{1}{2} + \frac{Z}{6}\left(1 - 2\,\frac{a}{c}\right)\right]. \tag{1a}$$

Bei grossen Stromdichten ist β_0 eine Konstante, die die stromdichte- und lebensdauerunabhängigen Terme zusammenfasst.

Experimente: Gleichung (1a) ist an 3 Transistoren vom Typ OC 76 geprüft worden. Im Bereich grosser Stromdichten (nach oben begrenzt durch die maximal zulässige Kollektorverlustleistung) erwartet man nach (1a) eine lineare Abhängigkeit der reziproken Stromverstärkung vom normierten Emitterstrom Z sowie eine lineare Abhängigkeit von Φ. Ein typisches Ergebnis einer Bestrahlungsfolge ist in Fig. 1 wiedergegeben. Daraus folgt:

1. $1/\beta$ ist bis zu überraschend kleinen Werten von β (~ 5) linear vom Emitterstrom abhängig, was die Einführung der Näherung der Shockley-Read-Formel rechtfertigt.

2. Der starke Einfluss der Volumrekombination auf den Verlauf von β ist nachgewiesen (siehe hingegen eine Arbeit von WANG und WU[12]) *).

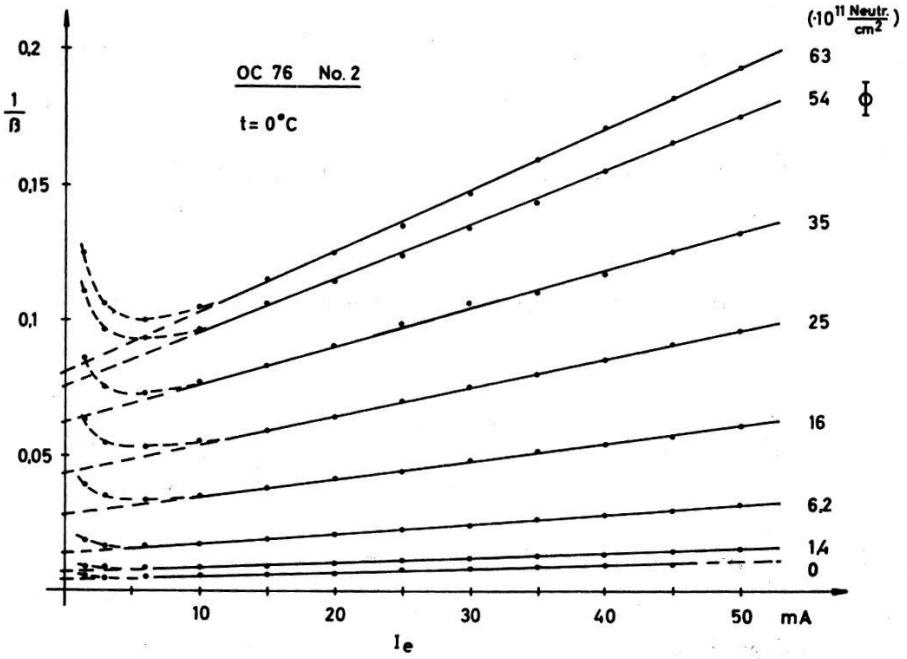

Fig. 1

Differentielle Stromverstärkung bei grossen Stromdichten als Funktion des Emitterstroms mit dem integrierten Neutronenfluss als Parameter, gemessen an einem Ge-*pnp*-Transistor OC 76.

In Figur 2 und 3 sind zur detaillierteren Prüfung der Gleichung (1a) die Grössen

$$\left.\frac{1}{\beta}\right|_{I_E=0} = \frac{1}{\beta_M} \quad \text{und} \quad \frac{\partial 1/\beta}{\partial I_E}$$

als Funktion von Φ aufgetragen.

*) In dieser Arbeit wird die Stromabhängigkeit der Volumrekombination vernachlässigt und statt dessen eine stärker als linear abhängige Oberflächenrekombination eingeführt, welche durch eine ungleichmässige Verteilung der Stromdichte über der Emitterfläche erklärt wird. In unserem Falle sind diese Annahmen unzutreffend (vgl. Kontrollexperiment S. 917).

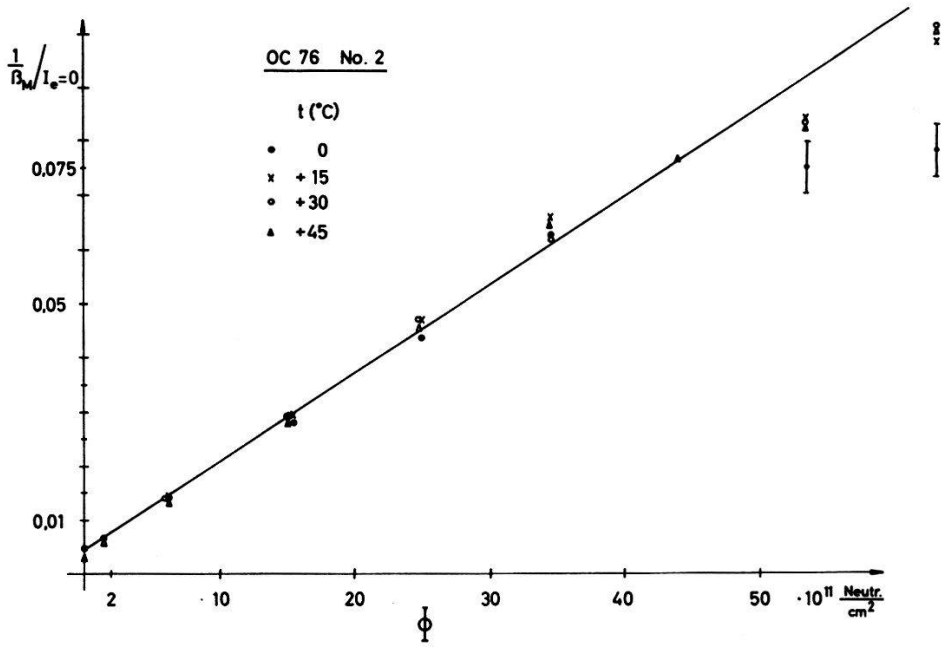

Fig. 2

Die aus Figur 1 auf $I_E \to 0$ extrapolierte Stromverstärkung als Funktion des Neutronenflusses für verschiedene Temperaturen.

Aus den Messungen (Fig. 1 ÷ 3) ergibt sich nun mit (1a) die Lebensdauer

$$\frac{1}{\tau_0} = \left(\frac{1}{\tau_i} + \frac{\Phi}{K}\right) = \frac{\dfrac{d\,1/\beta}{dI_E}}{\dfrac{W^2}{4\,D_p}\left(\dfrac{\partial^2 1/\beta}{\partial I_E\,\partial\Phi} : \dfrac{\partial 1/\beta_M}{\partial\Phi}\right)} \,. \tag{5}$$

Die aus Figur 4 ermittelten Werte τ_i für den unbestrahlten Transistor ergeben Löcher-Diffusionslängen $L_p = \sqrt{\tau_i\, D_p}$ in der Basis, die in befriedigender Übereinstimmung mit der Erwartung einen Faktor 10 über den gemessenen Basisbreiten (s. Text zu Fig. 4) liegen.

Weiterhin erhält man aus der Neigung der Geraden in Figur 4 eine Bestrahlungskonstante

$$K = \frac{\Delta\Phi}{\Delta 1/\tau} = (1{,}1 \pm 0{,}3) \cdot 10^{13} \left(\frac{\text{Neutr.}}{\text{cm}^2}\,\mu\,s\right).$$

In [2]) wird K für Neutronen der Be (d, n)-Reaktion mit 20 MeV-Deuteronen sowie für Reaktorneutronen angegeben:

$$K = (5 \pm 2) \cdot 10^{13}\,\frac{\text{Neutr.}}{\text{cm}^2}\,\mu\,s\,.$$

Unser Wert zeigt einen Unterschied von einem Faktor 5. Zu beachten ist indessen, dass MESSENGER und SPRATT ein von unserem verschiedenes Neutronenspektrum – dessen Verlauf nicht angegeben wird – benützten.

Über die Bestimmung der Grösse a/c lässt sich ein Wert für den Abstand des resultierenden Rekombinationsniveaus von der intrinsic Fermikante angeben. Man erhält ($R = \tau_{n0}/\tau_{p0}$ wurde zu 1/2 angenommen, vgl. [2][14]). Der Wert von R ist jedoch für das Endresultat nicht kritisch)

$$\overline{E_t - E_i} = 0{,}14 \text{ eV}$$

in guter Übereinstimmung bei den einzelnen Transistoren.

In [2]) ist der Wert $E_c - E_t = 0{,}23$ eV angegeben. Dies ergibt mit dem Wert $\Delta E_{(300° \text{ K})} = 0{,}66$ eV

$$E_t - E_i = 0{,}10 \text{ eV}$$

in mässiger Übereinstimmung mit dem oben angegebenen. Wie aus Figur 2 und 3 zu ersehen ist, hängen die Grössen $1/\beta_M$ und $d(1/\beta)/dI_E$ entgegen der Erwartung praktisch nicht von der Temperatur ab. Dieses experimentelle Resultat können wir im Rahmen der verwendeten Theorie nicht erklären.

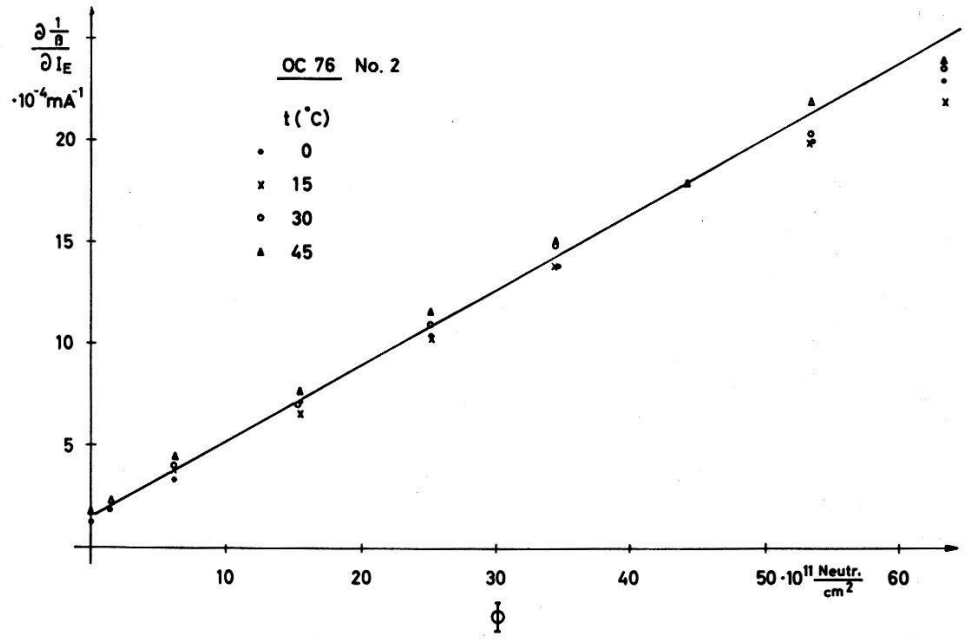

Fig. 3

Die Neigung der Geraden aus Figur 1 als Funktion des Neutronenflusses für verschiedene Temperaturen.

Bei Vorgabe des Einfangsquerschnitts der Zentren für Löcher $\sigma_{c,p} = 1 \cdot 10^{-15}$ cm² (VAVILOW[13])) und der thermischen Geschwindigkeit der Löcher bei 300° K $v_{th,p} = 1{,}9 \cdot 10^7$ cm/s erhält man nach (3) und (3a) für die Konzentration der Rekombinationszentren im unbestrahlten Transistor

$$N_t = 8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$$

und für die Zahl der pro einfallendes Neutron zusätzlich erzeugten Störstellen

$$\frac{\Delta N_t}{\text{Neutron}} = 18\,.$$

Es ist sehr bemerkenswert, dass aus dem Wirkungsquerschnitt von schnellen Neutronen in Ge (4 barn) im MeV-Gebiet nur eine Stosszahl von 0,18 cm^{-3} pro einfallendes Neutron folgt. Die Diskrepanz von einem Faktor 100 muss in einem grossen Anteil von Sekundär- (Tertiär-)Stössen zu suchen sein (vgl. RUBY *et al.*, Phys. Rev. *111*, p. 1493–1496; die dort über Dotierungsänderungen gemessene Störstellenzahl beträgt ca. 10 pro einfallendes Neutron, während ihre Abschätzung nach einem einfachen Modell 75 Störstellen pro Neutron ergibt).

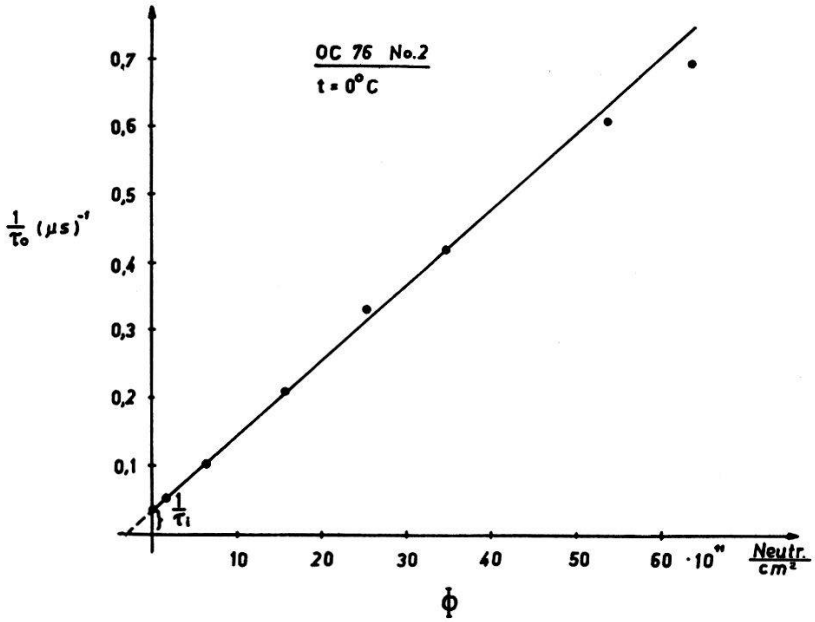

Fig. 4

Nach Gl. (5) mit Hilfe von Figur 2 und 3 berechnete Lebensdauer der Überschussladungsträger. W wurde aus der Basisdiffusionskapazität[16]) zu $52 \pm 4\,\mu$ bestimmt. $D_p = 45$ cm²/s.

Verhalten der Stromverstärkung bei Temperung: Ein unbestrahlter Transistor OC 45 wurde periodisch längere Zeit bei der Temperatur 120°C gelagert. In den Zwischenzeiten (jeweils einige Tage) wurde die Stromverstärkung bei 0°C gemessen (s. Figur 5).

Obwohl Änderungen von β um einen Faktor 4 auftreten, lassen sich die Messergebnisse nach WEBSTER (Gleichung (1)) allein durch eine mit der Temperungszeit zunehmende Oberflächenrekombination deuten (Achsenabschnitt). Insbesondere zeigen die parallelen Geraden in Fig. 5 keine Stromabhängigkeit des Oberflächenrekombinationsanteils β_0, wie er nach

WANG und WU zu erwarten wäre (vgl. Fussnote auf S. 913), und zeigen ferner, dass die Volumrekombination des unbestrahlten Transistors durch diese Temperung nicht beeinflusst wird.

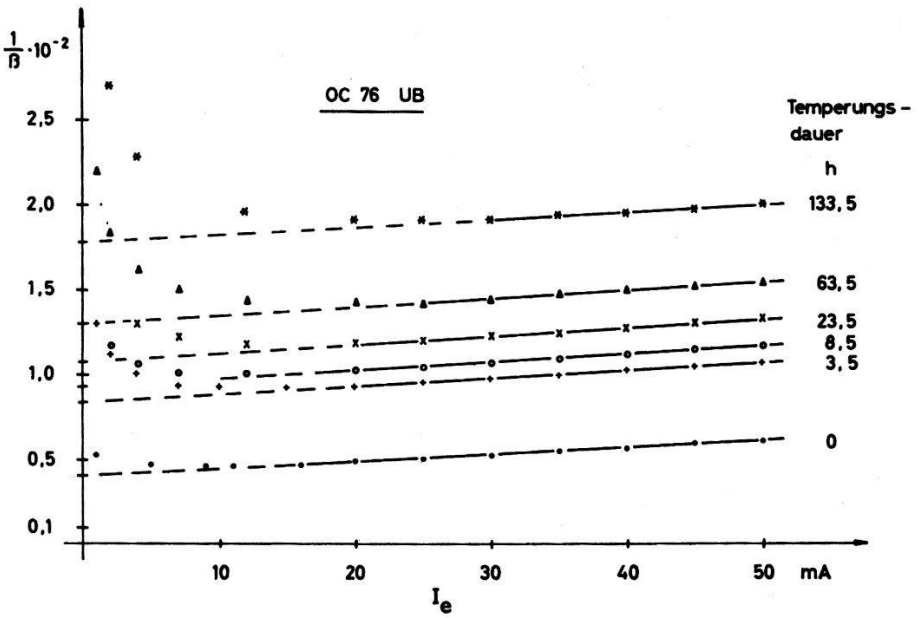

Fig. 5

Stromverstärkung eines Ge-*pnp*-Transistors OC 76 nach mehreren Lagerungen bei 120° C. Messtemperatur 0° C.

Stromverstärkung α bei kleinen Stromdichten und statische Spannung V_0

Von SAH *et al.*[10]) wurde der *pn*-Übergang mit nicht-vernachlässigbarer Rekombination behandelt. Auf die in Leitrichtung vorgespannte Emitterdiode eines *pnp*-Transistors angewandt, bedeutet dies eine kleinere und überdies stromabhängige Emitterefficiency.

Die Rekombinationsstromdichte j_{rg} ergibt sich nach SAH *et al.* zu:

$$j_{rg} = \int_{-W_J/2}^{+W_J/2} R(x)\, dx = \frac{q\, n_i\, W_J}{\sqrt{\tau_{n0}\, \tau_{p0}}}\, \frac{2 \operatorname{Sin} \Lambda V/2}{(\Psi_D - V)\, \Lambda}\, f(b), \tag{6}$$

$$f(b) \simeq \int_0^\infty \frac{dz}{z^2 + 2\, b\, z + 1}, \qquad b = e^{-\Lambda V/2} \operatorname{Cos}\left[\frac{(E_t - E_i)}{k\, t} + \frac{1}{2} \ln \frac{\tau_{p0}}{\tau_{n0}}\right] \tag{6a}$$

W_J = Breite der Raumladungszone
R = Rekombinationsrate
Λ = q/kT
Ψ = Diffusionsspannung des *pn*-Überganges

oder für grosse Vorspannungen in Leitrichtung

$$j_{rg} \sim \exp \frac{\Lambda V}{2} . \tag{6b}$$

Dieser Ansatz ist im wesentlichen zur vorläufigen Berechnung von α in [15]) benutzt worden.

Weitergehende Untersuchungen zeigten jedoch, dass man zur genaueren Interpretation von α auf (6) zurückgreifen und die Spannungsabhängigkeit besser berücksichtigen muss.

Für die Stromverstärkung erhält man nach SAH *et al.*

$$\alpha = \frac{I_C}{I_E} = \frac{\operatorname{Sec} \frac{W}{L_p}}{1 + \frac{j_d' + j_{rg}}{j_d} \operatorname{Tg} \frac{W}{L_p}} \tag{7}$$

j_d' = Diffusionsstrom der Elektronen in den Emitter
j_d = Diffusionsstrom der Löcher in die Basis

Vernachlässigt man j_d' gegen j_{rg} und entwickelt

$$\operatorname{Sec} \frac{W}{L_p} \quad \text{und} \quad \operatorname{Tg} \frac{W}{L_p} ,$$

so ergibt sich folgende einfachere Näherung:

$$\alpha = \frac{I_C}{I_E} = \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{W}{L_p}\right)^2\right] \left[1 + \frac{\frac{q\, n_i\, 2 \operatorname{Sin} \Lambda V/2}{\sqrt{\tau_{n0}\, \tau_{p0}}\, \Lambda\, (\Psi - V)} f(b)}{(e^{\Lambda V} - 1)\, p_0\, q\, \frac{D_p}{W}}\right]^{-1} . \tag{7a}$$

Gleichung (7a) ist zur Berechnung der Stromverstärkung von bestrahlten Transistoren des Typs OC 44 herangezogen worden. In Figur 6 ist α als Funktion von $j_E = j_{rg} + j_d$ mit Φ als Parameter aufgetragen. Zur Anpassung an den berechneten Verlauf stehen zwei Parameter zur Verfügung:

$$E_t \quad \text{und} \quad \sqrt{\tau_{n0}\, \tau_{p0}} = \tau_s .$$

Aus der mittleren Kurve ($\Phi = 15 \cdot 10^{11}$ Neutr./cm²) wurden die Parameter E_t und τ_s durch Angleichen an die beiden eingezeichneten Punkte bestimmt. Da vernünftigerweise E_t nicht von Φ abhängt, genügt es, für jede weitere Kurve mittels eines Anschlusspunktes τ_s zu bestimmen. Mit diesem Vorgehen konnten alle Kurven innerhalb der Fehler angepasst werden. Der grösseren Übersichtlichkeit halber sind 5 Zwischenkurven weggelassen.

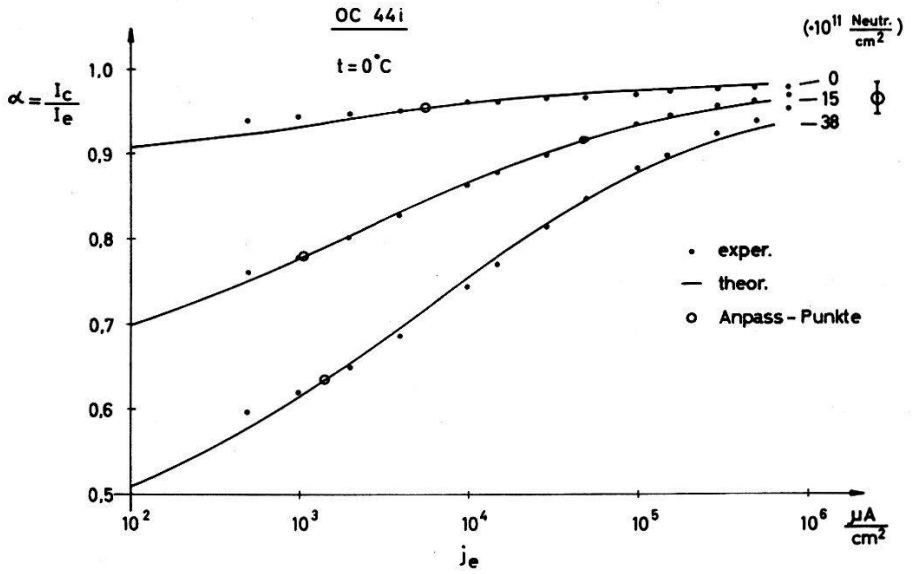

Fig. 6

Stromverstärkung (gleichstrommässig) eines Ge-*pnp*-Transistors OC 44 bei kleinen Stromdichten mit dem integrierten Neutronenfluss als Parameter. Die Kreise dienen zur Anpassung des theoretischen Verlaufes nach Gl. (7a). Die Emitterfläche wurde mit Hilfe der Diodenkapazität[16]) zu 0,040 mm² bestimmt.

Man erhält für $E_t - E_i$: 2,85 kT = 0,067 eV und für τ_s die Bestrahlungsabhängigkeit nach Figur 7. Jede plausible Theorie sollte eine lineare Abhängigkeit von $1/\tau_s$ mit Φ ergeben. Figur 7 bestätigt daher augenfällig die Vorstellung über den Rekombinationsmechanismus und die Zulässigkeit der verwendeten Näherungen.

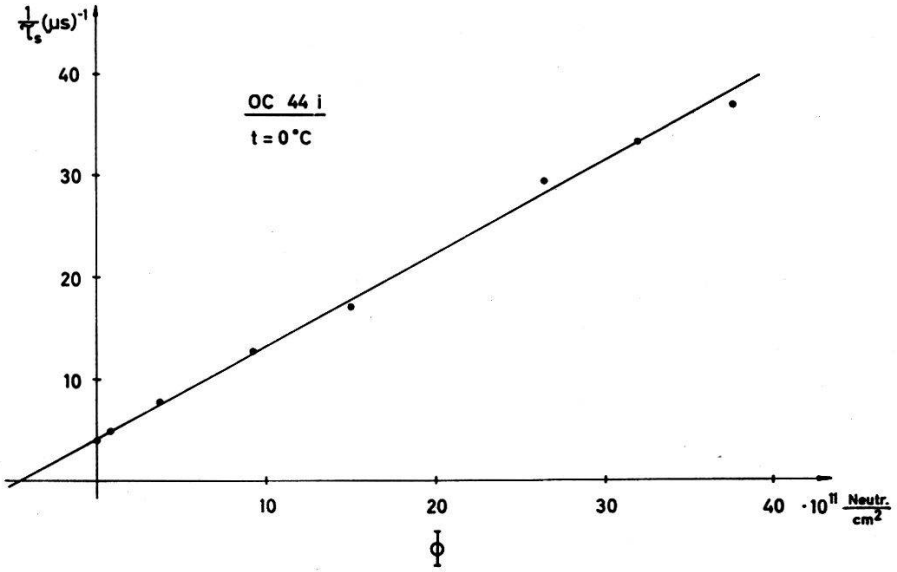

Fig. 7

Aus Figur 6 berechnete Lebensdauer der Überschussladungsträger im *pn*-Übergang des Transistors OC 44 i als Funktion des Neutronenflusses. Man beachte die Linearität bei der Darstellung $1/\tau_s = f(\Phi)$.

Bemerkenswert ist der Unterschied der Lebensdauer gegenüber derjenigen im Basisvolumen von ca. 2 Zehnerpotenzen*).

Dieselben Messungen sind auch bei 45° C ausgeführt worden. Es zeigte sich, dass zur Anpassung eine Temperaturabhängigkeit der Lebensdauer angenommen werden muss. Mit dem Wert $\tau_{45°C} = 1{,}5 \cdot \tau_{0°C}$ erhält man Übereinstimmung mit dem Experiment. Dieses Ergebnis liefert in der Darstellung $\tau/\tau_0 = (T/T_0)^x$ einen Exponenten $x = 2{,}6$. Zum Vergleich seien die nach M. LAX[17]) berechneten Werte 1,5 und 3,0 (abhängig vom Rekombinationsmodell) für die Temperaturabhängigkeit der Lebensdauer gegeben.

Statische Kollektorspannung V_0

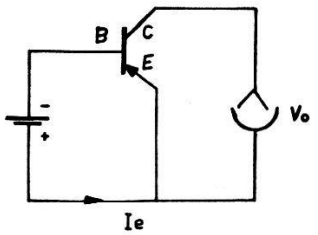

Fig. 8

Schaltung zur Messung der statischen Kollektorspannung V_0.

Die näherungsweise Berechnung dieses Effektes kann durch eine Modifikation der Shockleyschen Transistorgleichung erfolgen ([11]), Gleichung (2.14))

$$\begin{aligned} I_E &= a_{11}\, e^{\Lambda V_{EB}} + b_1\, e^{\Lambda/2\, V_{EB}} - a_{12}\, e^{\Lambda V_{CB}}, \\ I_C &= -\, a_{21}\, e^{\Lambda V_{EB}} + a_{22}\, e^{\Lambda V_{CB}} + b_2\, e^{\Lambda/2\, V_{CB}} \quad \text{für} \quad e^{\Lambda/2\, V} \gg 1, \end{aligned} \tag{8}$$

wo die Terme $b_1\, e^{\Lambda/2\, V_{EB}}$ und $b_2\, e^{\Lambda V_{CB}}$ eine Näherung des pn-Übergangs-Rekombinationstroms im Sinne der Gleichung (6b) darstellen. Mit diesem Gleichungssystem lässt sich $I_E(V_0)$ ausrechnen.

$$I_E = \frac{b_2^2 \left(\frac{a_{21}}{b_2}\, b_1\, x \left(x^2 - \frac{a_{22}}{a_{21}} \right) + a_{11}\, x^2 - a_{12} \right)}{a_{21} \left(x^2 - \frac{a_{22}}{a_{21}} \right)^2} \quad \text{mit} \quad x = e^{\Lambda/2\, V_0}. \tag{9}$$

Für grosse Ströme I_E geht V_0 wegen des Nenners asymptotisch gegen $V_0 = kT/q \ln a_{22}/a_{21}$, wie dies nach der (ursprünglichen) Shockley-Theorie zu erwarten war.

*) Die Lebensdauern der unbestrahlten Transistoren unterscheiden sich ebenfalls sehr stark, und zwar an demselben Transistor (s. Diskussion Seite 926). Interessant wäre ein Vergleich der Basis- und pn-Übergangs-Lebensdauern in anderen Halbleitertransistoren vor und nach der Bestrahlung.

In Figur 9 wurde eine Analysis der statischen Spannung V_0 eines bestrahlten Transistors OC 45 nach Gleichung (9) durchgeführt. Man erhält bei kleineren Strömen eine krasse Abweichung (Kurve a) vom Shockleyschen Verhalten (Kurve b). Die Abweichungen zwischen der nach Gleichung (9) berechneten und der gemessenen Kurve dürften eine Folge der verwendeten Näherung sein.

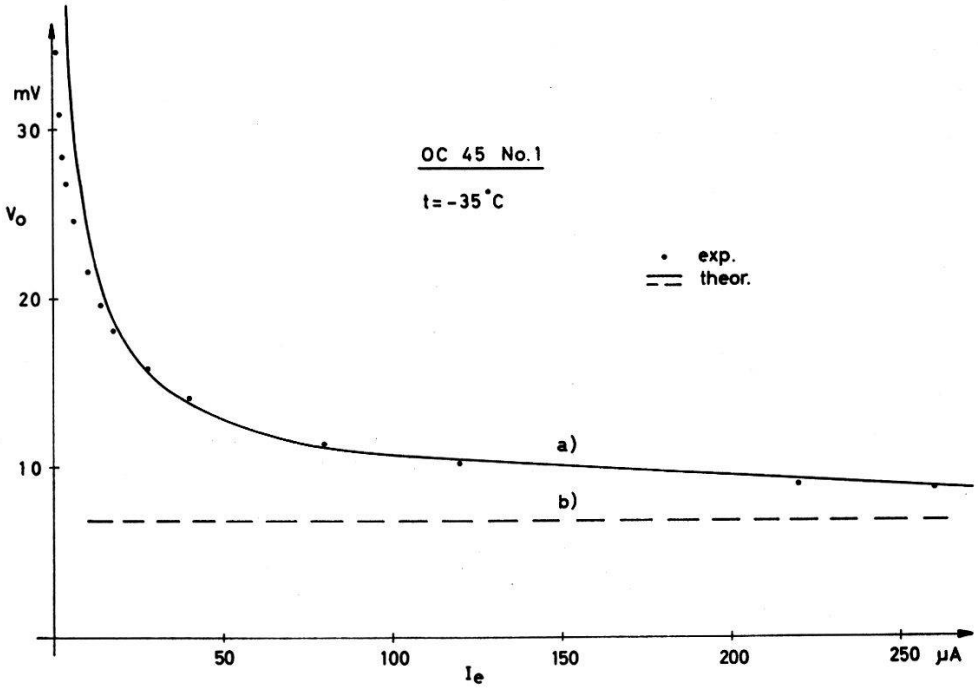

Fig. 9

Berechnung der statischen Kollektorspannung V_0 eines Transistors OC 45 (Kurve a) nach Gleichung (9). Die ursprüngliche Shockley-Theorie[7]) gibt (in Kurve b) nur das asymptotische Verhalten richtig wieder.

Sperrströme der Emitter- und Kollektordioden

Grundlagen: Der Strom einer in Sperrichtung vorgespannten Diode ist nach der (ursprünglichen) Shockley-Theorie[7]) spannungsunabhängig, wenn die Bedingung $\exp(-\Lambda V) \gg 1$ erfüllt ist: Der Sperrstrom zeigt eine Sättigung. Dies beobachtet man in guter Näherung an Ge-Dioden bei Zimmertemperatur.

Sperrstrommessungen z. B. an Si-Dioden bei Zimmertemperatur[10]) sowie an Ge-Dioden bei tiefen Temperaturen[3]) ergeben jedoch eine Zunahme mit steigender Vorspannung, und zwar lange bevor Multiplikation bzw. Zenereffekt auftritt. Dieses Verhalten kann durch die Erzeugung von Ladungsträgern im *pn*-Übergang gedeutet werden[10]). (Im folgenden wird durchwegs die Bezeichnung «Rekombination» verwendet. Im Falle der «Erzeugung» von Ladungsträgern wird die Rekombinationsrate negativ.)

Die Rekombinationsrate ist unabhängig von der Sperrspannung, sobald diese einige kT/q beträgt. Da sich aber die Sperrstromdichte aus der Integration der Rekombinationsrate über die (spannungsabhängige) Breite des pn-Überganges ergibt, zeigt der Sperrstrom nun keine Sättigung mehr, sondern nimmt mit wachsender Sperrspannung zu. Man erhält nach SAH *et al.*

$$|j_{rg}| = \left| \int_{-W_J/2}^{+W_J/2} R(x)\, dx \right| = \frac{q\, n_i}{\tau_{p0}}\, e^{-\frac{E_t - E_i}{kT}}\, W_J \tag{10}$$

und für einen abrupten, auf der n-Seite schwach dotierten pn-Übergang

$$j_{rg} = \frac{q\, n_i}{\tau_{p0}}\, e^{-\frac{E_t - E_i}{kT}} \left[\frac{2\, \varepsilon\, \varepsilon_0}{q\, n_0}\, (\Psi_D - V)\right]^{1/2} \tag{10a}$$

ε_0 = absolute Dielektrizitätskonstante
ε = relative DK (16 für Ge)

j_{rg} ist also proportional zu $\sqrt{\Psi_D - V}$.

Aus der Temperaturabhängigkeit von j_{rg} lässt sich die Lage des Niveaus relativ zur intrinsic Fermikante angeben, wobei eine eventuelle Variation von τ_{p0} mit T gegenüber der Variation von n_i und $\exp[-(E_t - E_i)/kT]$ vernachlässigt wird. Man erhält (siehe Gleichung (51) in [10]):

$$\frac{d \ln j_{rg}/T^{5/2}}{d\, 1/T} = \frac{1}{k}\left[\frac{E_{g0}}{2} \mp (E_t - E_i)\right]. \tag{11}$$

E_{g0} = Breite der verbotenen Zone bei 0° K = 0,785 eV

Daraus folgt $\pm\,(E_t - E_i)$, wobei wie in allen vorherigen Experimenten das Vorzeichen aus dem Experiment allein nicht entschieden werden kann.

Der gesamte Sperrstrom in einer Transistordiode setzt sich aus einem Shockleyschen Diffusionsstrom I_0 und einem Rekombinationsstrom I_{rg} nach SAH zusammen. I_0 kann bei den betrachteten Transistorexemplaren in guter Näherung als unabhängig von den Lebensdauern der Minoritätsladungsträger betrachtet werden, hängt allerdings wegen der Spannungsabhängigkeit von W etwas von der Vorspannung ab ($W = W_0 - \Delta W_J(V)$).

Bestrahlt man den Transistor mit schnellen Neutronen, so erwartet man wegen der Abhängigkeit der Lebensdauer vom integrierten Neutronenfluss eine zu Φ proportionale Zunahme des Sperrstromes, während I_0 konstant bleibt. Daher lässt sich I_{rg} experimentell vom gesamten Sperrstrom trennen. Zur Untersuchung der Sperrströme sind drei Transistoren OC 44 mit schnellen Neutronen bestrahlt worden*).

*) Zur Kontrolle von Oberflächeneinflüssen wurde ein Exemplar während ca. 2 Monaten unter verschiedenen Belastungsverhältnissen bei Temperaturen zwischen 25° C und 60° C auf Reproduzierbarkeit der Sperrströme hin kontrolliert. Es konnte kein systematischer Gang festgestellt werden.

Ergebnisse der Experimente: Die Zunahme des Kollektorsperrstromes mit der Bestrahlungsdosis ist für einen typischen Fall in Figur 10 aufgetragen. Der Emittersperrstrom zeigt das gleiche Verhalten. Die Streuung der Messpunkte kann allein durch Schwankungen der Messtemperatur erklärt werden. Die Sperrstromzunahme erweist sich als linear abhängig von Φ. Damit wird auch für j_{rg} die Gleichung (4) bestätigt.

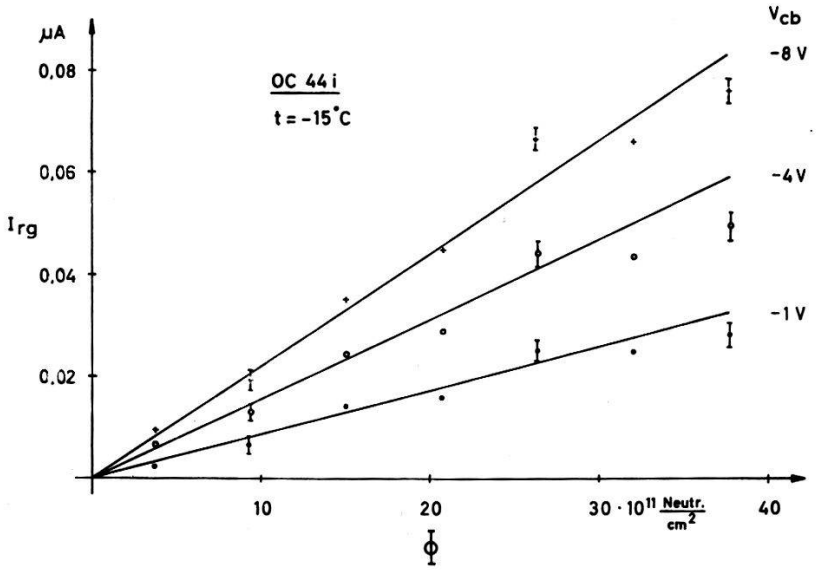

Fig. 10

Zunahme des gemessenen Kollektorsperrstroms (Basis mit Emitter kurzgeschlossen) eines Ge-*pnp*-Transistors OC 44 als Funktion des integrierten Neutronenflusses. Die Emittersperrströme zeigen ein ähnliches Verhalten.

Die Abhängigkeit von $\ln j_{rg}/T^{5/2}$ mit $1/T$ ist in Figur 11 aufgetragen und bestätigt Gleichung (11). Die Punkte sind Mittelwerte aus den Geraden nach Figur 10 für die einzelnen Messtemperaturen. Man erhält daraus:

$$\text{Kollektor-Diode} \quad E_t - E_i = 0{,}11 \text{ eV}$$

$$\text{Emitter-Diode} \quad E_t - E_i = 0{,}10 \text{ eV}$$

Trägt man $\log I_{rg}$ nach verschiedenen Bestrahlungsdosen gegen $\log |\Psi_D - V|$ auf, so erhält man Geraden mit dem Anstieg x entsprechend der Beziehung $I_{rg} \sim (\Psi_D - V)^x$. Die Ergebnisse sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

Tabelle 1

$\Phi \left(\cdot 10^{11} \frac{\text{Neutr.}}{\text{cm}^2}\right)$	3,7	9,3	15,0	20,7	26,3	32,0	37,7
x	0,31	0,43	0,42	0,38	0,39	0,43	0,56

Im Mittel gilt $I_{rg} = \text{const}\ (\Psi_D - V)^{0,4}$; der Exponent ist etwas kleiner, als dies bei einem abrupten pn-Übergang zu erwarten wäre. Ein Einfluss des Oberflächenstromes wurde diskutiert, erscheint indessen unwahrscheinlich.

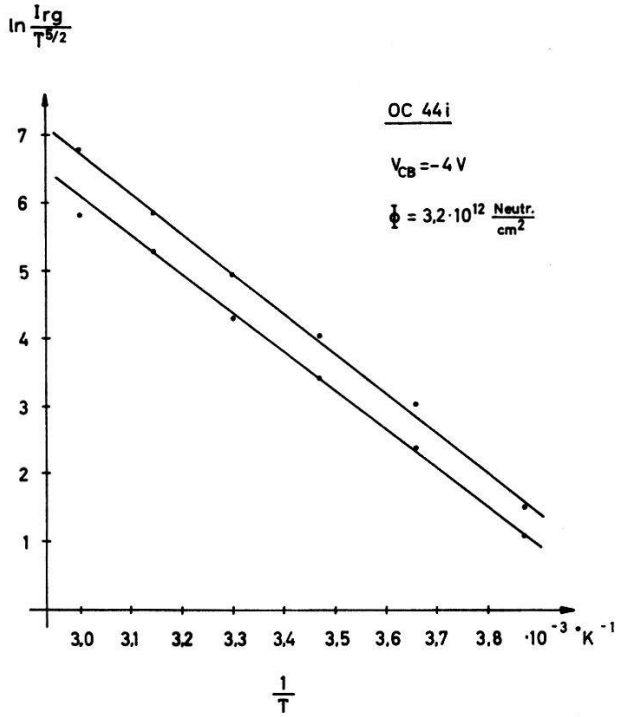

Fig. 11

Temperaturabhängigkeit der Ströme aus Figur 10 bei einer bestimmten Vorspannung und einem bestimmten Neutronenfluss nach Gl. (11).

Berechnung der Lebensdauer aus den Sperrstromdaten: Bei bekannter Lage des Rekombinationsniveaus lässt sich nach Gleichung (10) die Lebensdauer τ_{p0} ausrechnen. Wegen der experimentellen Schwierigkeiten der Abspaltung des Oberflächenanteils beim unbestrahlten Transistor können wir nur die Grösse $1/\tau_{p0} - 1/\tau_{pi}$ ermitteln. Das Ergebnis ist in Figur 12 dargestellt. Zu beachten sind die so berechneten sehr kleinen Lebensdauern, die noch um ca. eine Zehnerpotenz kleiner sind als die bei der Stromverstärkung bei kleinen Stromdichten erhaltenen Werte.

Zusammenfassend sei festgehalten, dass die von SAH *et al.* auf Si-Dioden angewandte Theorie sich auch auf den durch Bestrahlung zusätzlich erzeugten Sperrstrom in Ge-Transistoren anwenden lässt. Durch geeignete Wahl der zwei Parameter E_t und τ kann man die Messergebnisse quantitativ deuten, wobei die Spannungsabhängigkeit nur mässige Übereinstimmung ergibt. Die Lage des Niveaus E_t ist vergleichbar mit den aus den vorherigen Bestimmungen erhaltenen Werten. Die Lebensdauern sind um ca. 3 Zehnerpotenzen kleiner als die im Basisvolumen gemessenen.

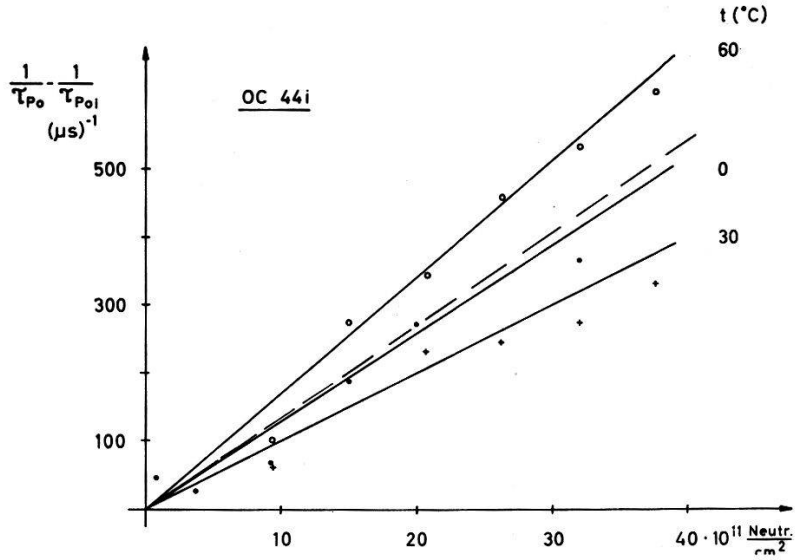

Fig. 12

Aus Figur 10 und 11 mit Hilfe der Gl. (10a) berechnete Lebensdauer im *pn*-Übergang als Funktion des integrierten Neutronenflusses.

Diskussion

1. Die heute bestehende Theorie des Transistors und der Diode konnte bei allen Messungen (Sperrströme, Stromverstärkung bei geringen und grossen Stromdichten, statische Spannung, Ersatzschema, breakdown-Spannung, Diodenkapazität) mit Erfolg zur Auswertung herangezogen werden[16]). Hierbei zeigte sich (vgl. auch z. B. [11])), dass die ursprüngliche Shockley-Theorie des Transistors bei Ge-Transistoren nur in einem verhältnismässig engen Temperatur- (ca. 25 ÷ 70° C) und Stromdichtenbereich (ca. 0,06 + 0,25 Amp/cm²) gilt. Bei niedrigeren Temperaturen und kleineren Stromdichten ist der Einfluss der Rekombination in den Raumladungsgebieten der Dioden und bei grossen Stromdichten das elektrische Feld in der Basis zu berücksichtigen.

2. Mit Hilfe des Hall-Shockley-Read-Modells mit einem Niveau kann die Rekombination von Ladungsträgern an durch Neutronen erzeugten Rekombinationszentren im Transistor im allgemeinen gut interpretiert werden, wie die Messungen (Figuren 1, 2, 3, 4, 6, 7, 9, 10, 11) zeigen. Dies kann allerdings auch mit der relativen Unempfindlichkeit der angewandten Messmethoden gegen Details der Rekombinationsstatistik gedeutet werden. Eine Ausnahme bildet die Temperaturabhängigkeit der Stromverstärkung bei grossen Stromdichten, welche nicht befriedigend erklärt werden konnte.

3. Sehr interessant ist ein Vergleich der aus den Messungen gewonnenen Parameter E_t und τ untereinander und mit der Literatur. Die Messergebnisse sind in Tabelle 2 zusammengefasst.

Der absolute Fehler von $E_t - E_i$ beträgt ca. 1 kT, d. h. ca. 0,025 eV bei Zimmertemperatur. Die Lebensdauern, deren Werte auf die Lage des Niveaus sehr empfindlich sind, sind um ca. einen Faktor $2 \div 3$ unsicher.

Tabelle 2

Stromverstärkung	$E_t - E_i$ eV	τ_{p0} $\left(\Phi = 3 \cdot 10^{12} \times \frac{\text{Neutr.}}{\text{cm}^2}\right)$ μs	$\tilde{K} = \frac{\Delta(1/\tau)}{(1/\tau_i)\,\Delta\Phi}$ $\cdot 10^{-11} \left(\frac{\text{Neutr.}}{\text{cm}^2}\right)^{-1}$	Transistor
Grosse Stromdichten	0,14	0,7	0,22	OC 76
Kleine Stromdichten	0,07	0,032	0,23	OC 44
Sperrströme	0,11	0,0024		OC 44

Die erste Spalte zeigt, dass alle Niveaus relativ nahe an der Bandmitte liegen ($\Delta E_{\text{Ge}} = 0{,}66$ eV bei Zimmertemperatur). Der mittlere Abstand beträgt 0,11 eV. Mit $\Delta E = 0{,}66$ eV ergibt sich der Abstand vom Leitungsband zu $E_c - E_t = 0{,}22$ eV (bei dieser Berechnung ist $E_t - E_i$ als temperaturunabhängig angenommen worden).

In der Literatur werden bei sehr verschiedenen Bestrahlungsarten und Messmethoden Werte von $0{,}18 \div 0{,}34$ eV für n-Ge angegeben[14]).

Die grosse Streuung deutet darauf hin, dass der Charakter der erzeugten Störstellen vom Spektrum der verwendeten Neutronen abhängt. Unser Wert liegt in der Nähe der von der Mehrzahl der Autoren augegebenen Werte ($0{,}20 \div 0{,}23$ eV).

Sehr bemerkenswert an Tabelle 2 sind die Lebensdauern τ_{p0} (der Einfluss der Ladungsträgerkonzentration nach Shockley-Read ist eliminiert), die bei den einzelnen Messmethoden bis zu einem Faktor 10^3 differieren. Diese krassen Unterschiede liegen weit ausserhalb der Messfehler. Dazu ist folgendes zu bemerken: Die angegebenen Lebensdauern sind durch die angewandte Neutronendosis $\Phi = 3 \cdot 10^{12}$ Neutr./cm² bereits so stark reduziert worden (siehe Fig. 4, 7, 12), dass eventuelle Unterschiede bei den unbestrahlten Transistoren vernachlässigbar sind*).

Es ist zu beachten, dass der 1. Wert aus Tabelle 2 die Lebensdauer im Basisvolumen wiedergibt, während die 2. und 3. Messung Werte aus den pn-Übergängen darstellen.

Es sei erwähnt, dass bereits früher PELL[3]) an Ge-Dioden sehr viel kleinere Lebensdauern im pn-Übergang (ca. um einen Faktor 50 bei 300° K) als im angrenzenden (feldfreien) Volumen festgestellt hat.

*) Im übrigen ergeben sich im Falle der Stromverstärkung bei grossen und kleinen Stromdichten (Figur 4 und 7) Werte für die Lebensdauern der unbestrahlten Transistoren, die derselben extrapolierten Neutronendosis entsprechen.

Im folgenden werden verschiedene Erklärungsmöglichkeiten diskutiert:

Inhomogene Bestrahlung. Da die mittlere Weglänge der Neutronen ca. 6 cm beträgt, die Dimensionen des aktiven Teils des Transistors aber nur von der Grössenordnung 1 mm sind, erscheint dieser Grund nicht plausibel.

Die Zahl der Störstellen sei im *pn*-Übergang grösser als im Basisvolumen. Dazu ist zu bemerken, dass die Breite des *pn*-Überganges variiert werden kann. Er erfasst z. B. bei grossen negativen Vorspannungen Gebiete aus dem Basisvolumen. Es wurde aber keine Zunahme der Lebensdauer mit steigender negativer Vorspannung festgestellt. Dies legt die Vermutung nahe, dass im ganzen Transistor die gleiche Störstellen-Konzentration vorhanden ist. Diese Erklärung ist auch deshalb unwahrscheinlich, weil selbst im *pn*-Übergang die Lebensdauern je nach Messmethode um eine Grössenordnung differieren (Sperrstrom und Stromverstärkung bei kleinen Strömen).

Mehrniveau-Modell für die erzeugten Störstellen. Bei Niveaus mit mehreren Energien im verbotenen Band, welche untereinander kleine Übergangswahrscheinlichkeiten haben, würden sich die reziproken Lebensdauern addieren, d. h. diese Tatsache würde nur eine leichte Modifikation der gemessenen Lebensdauern ergeben.

Variation der Geschwindigkeit v_{th} (nach Gleichung (3)) der Minoritätsladungsträger im elektrischen Feld des *pn*-Überganges. Die Driftgeschwindigkeit in den elektrischen Feldern der *pn*-Übergänge ist bei den gemessenen Transistorexemplaren höchstens von der gleichen Grössenordnung wie die thermische Geschwindigkeit, kann also die beobachteten Lebensdauerunterschiede ebenfalls nicht erklären.

Variation des Einfangquerschnittes. In einer Arbeit von M. LAX[17]) wird gezeigt, dass es möglich ist, unter der Annahme einer komplizierteren Struktur einer Störstelle das Auftreten von sehr grossen Einfangquerschnitten bei kleinen Konzentrationen von Ladungsträgern zu erklären. Dies würde auch eine Erklärung dafür liefern, dass die gemessenen Lebensdauern in der Reihenfolge der Tabelle 2 (die Ladungsträgerkonzentration im Falle der Sperrströme ist am kleinsten) abnehmen. Zur genaueren Abklärung der bei unseren Messungen aufgetretenen Lebensdauerunterschiede sind weitere Experimente notwendig. Dabei hoffen wir, spezifischere Aussagen über die Rekombinationsvorgänge über Störstellen im Gitter zu erhalten.

An dieser Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. E. BALDINGER, unter dessen Leitung diese Arbeit entstanden ist, herzlich danken für seine Initiative bei der Wahl des Themas, für sein förderndes Interesse bei der Durchführung der Messungen und für seine Hilfe bei der Abfassung der Arbeit.

Herrn PD Dr. W. CZAJA danke ich für seine wertvollen, klärenden Diskussionen und für die Durchsicht des Konzepts, ferner Herrn Prof. Dr. M.-A. NICOLET als meinem Mentor während des ersten Jahres.

Herr Dr. MÜLLER fertigte freundlicherweise Schliffe von den untersuchten Transistoren an.

Der Stiftung Hasler-Werke, Bern, sei gedankt für ihre finanzielle Unterstützung.

Literaturverzeichnis

[1]) G. BEMSKI, *Recombination in semiconductors*, Proc. IRE *46*, 990–1004 (1958).

[2]) G. C. MESSENGER and J. P. SPRATT, *The effects of neutron irradiation on Ge and Si*, Proc. IRE *46*, 1038–1044 (1958).

[3]) E. M. PELL, *Reverse current and carrier lifetime as a function of temperature in Ge-junction-diodes*, Journ. appl. Phys. *26*, 658–665 (1955).

[4]) R. N. HALL, *Electron-hole recombination in Ge*, Phys. Rev. *87*, 387 (1952).

[5]) W. SHOCKLEY and W. T. READ, *Statistics of the recombination of holes and electrons*, Phys. Rev. *87*, 835–842 (1952).

[6]) C. T. SAH and W. SHOCKLEY, *Electron-hole recombination statistics in semiconductors through flaws with many change conditions*, Phys. Rev. *109*, 1103–1115 (1958).

[7]) W. SHOCKLEY, *The theory of* pn-*junctions and* pn-*junction-transistors*, B.S.T.J. *28*, 435–489 (1949).

[8]) E. S. RITTNER, *Extension of the theory of the junction transistor*, Phys. Rev. *94*, 1161–1171 (1954).

[9]) W. M. WEBSTER, *On the variation of junction-transistor current amplification factor with emitter current*, Proc. IRE *42*, 914–920 (1954).

[10]) C. T. SAH, R. N. NOYCE, and W. SHOCKLEY, *Carrier generation and recombination in* pn-*junctions and* pn-*junction characteristics*, Proc. IRE *45*, 1228–1243 (1957).

[11]) M.-A. NICOLET, *Über die Gültigkeitsgrenzen und die modellmässige Begründung des Ersatzschemas von Flächentransistoren*, Helv. Phys. Acta *32*, 58–77 (1959). Vgl. auch Dissertation, Basel, 30. 4. 1958.

[12]) S. WANG and T. T. WU, *On the theory of DC amplification factor of junction transistors*, IRE Trans. el. Dev. *2*, 162–169 (1959).

[13]) VAVILOW *et al.*, Soviet Phys. JETP *5*, 579 (1957).

[14]) G. K. WERTHEIM, *Recombination properties of bombardment defects in semiconductors*, Journ. appl. Phys. *30*, 1166–1174 (1959).

[15]) E. BALDINGER, H. BILGER und M.-A. NICOLET, *Experimentelle Untersuchungen über den Einfluss und die Erzeugung von Gitterstörstellen in Ge*, Helv. Phys. Acta *32*, 78–88 (1959).

[16]) H. BILGER, *Untersuchungen von Rekombinationsvorgängen in neutronenbestrahlten Ge-*pnp-*Transistoren*, Dissertation Basel 1961.

[17]) M. LAX, *Giant traps*, Advances in semiconductor science pp. 66–73, Pergamon Press, London (1958).