

Durchlaß- und Sperreigenschaften eines p-i-Metall-Gleichrichters

Von EBERHARD SPENKE

Aus dem Laboratorium Pretzfeld der Siemens-Schuckertwerke AG., Pretzfeld
(Z. Naturforsch. 11 a, 440–456 [1956]; eingegangen am 14. Februar 1956)

Herrn Professor TRENDLENBURG zum 60. Geburtstag gewidmet

Es werden die Durchlaß- und Sperreigenschaften eines hypothetischen p-i-Metall-Gleichrichters untersucht, also einer Struktur, in der ein hochdotiertes p-Gebiet in ein eigenleitendes i-Gebiet übergeht; das i-Gebiet wiederum ist mit einem Metall geeigneter Austrittsarbeit sperrfrei kontaktiert. Wenn man auch zunächst für einen derartigen Gleichrichter einen steilen $e^{U/2}$ -Anstieg des Durchlaßstromes erwarten könnte, so zeigt die genauere Diskussion, daß im günstigsten Falle der „Bahn“-Spannungsabfall im i-Gebiet auch nur einen $e^{U/2}$ -Gang des Durchlaßstromes zuläßt. Die Sättigungsstromdichte i_s in der Kennliniengleichung $i = i_s (e^{U/2} - 1)$ ist allerdings bei p-i-Metall-Strukturen mit dünner i-Schicht sehr groß, so daß ein solcher Gleichrichter sehr gute Durchlaßeigenschaften aufweisen würde. Bei großen Sperrspannungen dürfte allerdings schon vor dem Einsetzen von Gitter-Ionisations- oder ZENER-Effekten die Kennlinie einen Ohmschen Charakter annehmen, also relativ schlecht werden. p-i-Metall-Strukturen würden also gegebenenfalls als Hochstromgleichrichter in Betracht zu ziehen sein.

§ 1. Problemstellung

Gewisse Erfahrungen bei der Herstellung von p-s-n-Gleichrichtern¹ nach dem Legierungsverfahren ließen den Verdacht aufkommen, daß auf der einen Seite eines solchen Gleichrichters gar nicht ein ungestörtes Gitter mit einem Übergang von schwacher n- oder p-Dotierung zu starker n-Dotierung vorliegt. Es mußte vielmehr auch die Möglichkeit erwogen werden, daß das zunächst ungestörte Gitter des schwach dotierten s-Gebietes in ein stark gestörtes Halbleitergitter übergeht, woran sich eine Halbleiter-Metall-Legierung anschließt, auf die schließlich reines Metall folgt. Statt eines s-n-Überganges im eigentlichen Sinne hätte man es dann mit einer Halbleiter – Metall-„Grenze“ zu tun.

Dies gab Veranlassung, sich mit den Eigenschaften einer p-i-Metall-Struktur zu beschäftigen, zumal es zunächst den Anschein haben konnte, als ob man mit einer derartigen Anordnung die hohen Flußstrom-„sättigungs“-werte² eines p-i-n-Gleichrichters mit dem steilen $e^{U/2}$ -Gang eines p-n-Gleichrichters kombinieren könnte. Diese Gedankengänge werden in den §§ 2 bis 4 auseinandergesetzt. Eine Analyse einer speziellen p-i-Metall-Struktur zeigt in den §§ 5 bis 8 dann allerdings, daß diese Hoffnung täuscht: Auch bei der p-i-Metall-Struktur zeigt der Durchlaßstrom bestenfalls einen $e^{U/2}$ -Anstieg. Allerdings hat der Stromfaktor („Sättigungs“-strom-

dichte in Durchlaßrichtung³) sehr viel höhere Werte als bei einem p-i-n-Gleichrichter, so daß in günstigen Fällen die Durchlaßcharakteristik doch besser als bei diesen Gleichrichtern werden kann. Im übrigen wird hierdurch die Aufmerksamkeit auf die Rekombinations- und Neuerzeugungsfähigkeit der Metall – Halbleiter-Grenze gelenkt, die als unbegrenzt ergiebig vorausgesetzt wurde. Der Verdacht, daß sich diese unendlich ergiebige Neuerzeugung an der Halbleiter – Metall-Grenze bei hohen Sperrspannungen verhängnisvoll auswirkt, bestätigt sich in § 9. Der diskutierte p-i-Metall-Gleichrichter dürfte sich dessen ungeachtet wegen seiner hohen Durchlaßstromdichte trotz seiner begrenzten Sperrfähigkeit gegebenenfalls für den Einsatz als Hochstromgleichrichter eignen. Zum Schluß wird in § 10 gezeigt, daß das „schlechte“ Ergebnis in Durchlaßrichtung (auch bloß ein $e^{U/2}$ -Anstieg an Stelle des erhofften $e^{U/2}$ -Ganges) kein Zufall ist, sondern bei Verwendung eines p-i-Überganges vermutlich niemals zu vermeiden ist, ganz gleich wie das i-Gebiet auf der anderen Seite kontaktiert wird.

§ 2. Vergleich der Durchlaßkennlinien von verschieden dotierten p-n-Gleichrichtern

Die Kennliniengleichung eines SHOCKLEYSchen p-n-Gleichrichters lautet^{4, 5}

sind in der „Liste der Bezeichnungen“ bei SPENKE⁶ zusammengestellt. Der Buchstabe e steht in dieser Arbeit mit Exponenten für die Zahl 2,718... und ohne Exponenten für die Elementarladung.

⁶ E. SPENKE, Elektronische Halbleiter, Springer-Verlag Berlin, Göttingen, Heidelberg 1955.

¹ Zum Begriff des p-s-n-Gleichrichters vgl. ².

² A. HERLET u. E. SPENKE, Z. angew. Phys. 7, 99, 149, 195 [1955].

³ Siehe ², Gl. (166).

⁴ Siehe z. B. ⁶, Gl. IV 8.15, S. 100.

⁵ Die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Bezeichnungen



$$i = \left(e n_p \frac{D_n}{L_n} + e p_n \frac{D_p}{L_p} \right) (e^{U/\mathfrak{B}} - 1). \quad (2.01)$$

Um die prinzipiellen Zusammenhänge, auf die es uns ankommt, besser hervortreten zu lassen, machen wir einige vereinfachende Voraussetzungen:

1. Gleichheit der Beweglichkeiten:

$$\mu_n = \mu_p = \mu. \quad (2.02)$$

Daraus folgt nach der NERNST-TOWNSEND-EINSTEIN-Beziehung $D = \mu \mathfrak{B}$ zwangsläufig auch die Gleichheit der Diffusionskoeffizienten, also

$$D_n = D_p = D. \quad (2.03)$$

2. Gleichheit der Diffusionslängen:

$$L_n = L_p = L. \quad (2.04)$$

3. Gleiche Dotierung im n- und p-Gebiet:

$$n_D = n_A, \quad (2.05)$$

so daß die Neutralsdichten der Majoritätsträger rechts und links gleich sind, also

$$n_n = p_p. \quad (2.06)$$

Nach dem Massenwirkungsgesetz $n p = n_i^2$ sind dann auch die Gleichgewichtswerte n_p und p_n der Minoritätsträgerdichten einander gleich

$$p_n = n_p = n_i^2 / p_p = n_i^2 / n_n. \quad (2.07)$$

Mit (2.03), (2.04) und (2.07) vereinfacht sich die Kennliniengleichung (2.01) zu

$$i = 2 e n_i \frac{D}{L} \frac{n_i}{n_n} (e^{U/\mathfrak{B}} - 1). \quad (2.08)$$

Daß diese Kennliniengleichung bei Sperrbelastungen nur bis zu einer Durchbruchsspannung U_B gilt, bei der ein Steilanstieg des Stromes einsetzt, ist bekannt. Aber auch bei Flußbelastungen gelten die Gln. (2.01) bzw. (2.08) nicht bis zu beliebig hohen Spannungen. Bei ihrer Ableitung wird nämlich die Voraussetzung gemacht, daß „die Injektion schwach ist“, d. h. daß die Majoritätsträger-Konzentrationen

n_n und p_p ihre Werte unabhängig von der Größe der Belastung beibehalten. Das geht aber aus Quasi-Neutralitätsgründen nur solange, wie die angehobenen Minoritätsträger-Konzentrationen $n_p e^{U/\mathfrak{B}}$ und $p_n e^{U/\mathfrak{B}}$ an den Anfängen der beiderseitigen Diffusionsschwänze⁸ klein gegen die Majoritätsträger-Konzentrationen p_p bzw. n_n bleiben:

$$p_n e^{U/\mathfrak{B}} = \frac{n_i^2}{n_n} e^{U/\mathfrak{B}} < n_n; \quad (2.09)$$

$$U/\mathfrak{B} < 2 \ln(n_n/n_i).$$

Es kommt hinzu, daß bei starken Durchlaßbelastungen die mit dem p-n-Übergang in Reihe liegenden Bahnwiderstände der hochdotierten Gebiete nicht mehr vernachlässigt werden dürfen und daß diese Bahnwiderstände bei halblogarithmischer Auftragung der Stromdichte i gegenüber der Spannung U zu einem horizontalen Abbiegen der geradlinigen Kennlinien führen⁹ (siehe Abb. 1). Der Gleichrichter benimmt sich oberhalb dieser Spannungen annähernd wie ein OHMScher Widerstand mit der Trägerdichte n_n .

Abb. 1 zeigt, daß man mit niedrig dotierten p-n-Gleichrichtern zwar bei gegebener Spannung (z. B. $U = 3 \mathfrak{B}$) relativ große Stromdichten erzielt, daß diese niedrig dotierten p-n-Gleichrichter aber schon bei relativ niedrigen Spannungen wegen des hohen Bahnwiderstandes schlechte Durchlaßeigenschaften aufweisen. In dieser Beziehung verhalten sich hochdotierte p-n-Gleichrichter besser; denn mit ihnen erreicht man Stromdichten, die bei niedrig dotierten Gleichrichtern wegen des Bahnwiderstandes praktisch nicht zu erzielen sind. Aber dazu braucht man leider relativ große Spannungen, wie die Abb. 1 des weiteren zeigt. Was man eigentlich wünscht, ist eine Kennlinie, die bei *allen* Durchlaßspannungen möglichst hohe Stromdichten liefert. Vor allem wirkt sich aber eine hohe Dotierung ungünstig auf die Sperreigenschaften aus¹⁰. Den Ausweg aus diesem Dilemma haben HALL und DUNLAP¹² mit dem p-i-n-Gleichrichter gezeigt.

⁷ Siehe z. B. ⁶, Gl. IV 6.04.

⁸ Siehe z. B. ⁶, S. 101.

⁹ Zu dem durch den p-n-Übergang verursachten Spannungsabfall, der sich aus (2.08) zu

$$\mathfrak{B} \cdot \ln \left(1 + \frac{n_n}{n_i} \frac{i}{2 e n_i D/L} \right)$$

berechnet, addiert sich nämlich noch ein OHMScher Bahnspannungsabfall

$$\frac{L_B}{e \mu n_n} i = \mathfrak{B} \cdot 2 \frac{L_B}{L} \frac{n_i}{n_n} \cdot \frac{i}{2 e n_i D/L},$$

so daß die Kennliniengleichung lautet

$$\mathfrak{B} = \ln \left(1 + \frac{n_n}{n_i} \frac{i}{2 e n_i D/L} \right) + 2 \frac{L_B/L}{n_n/n_i} \cdot \frac{i}{2 e n_i D/L}.$$

Bei allen Kennlinien der Abb. 1 ist eine Bahnlänge L_B gleich der doppelten Diffusionslänge L angenommen worden: $L_B = 2 L$. Die Dotierung n_n/n_i variiert dagegen von Kurve zu Kurve.

¹⁰ Siehe z. B. ¹¹, Gl. 3.

¹¹ G. L. PEARSON u. B. SAWYER, Proc. Instn. Radio Engrs. **40**, 1348 [1952].

¹² R. N. HALL u. W. C. DUNLAP, Phys. Rev. **80**, 467 [1950].

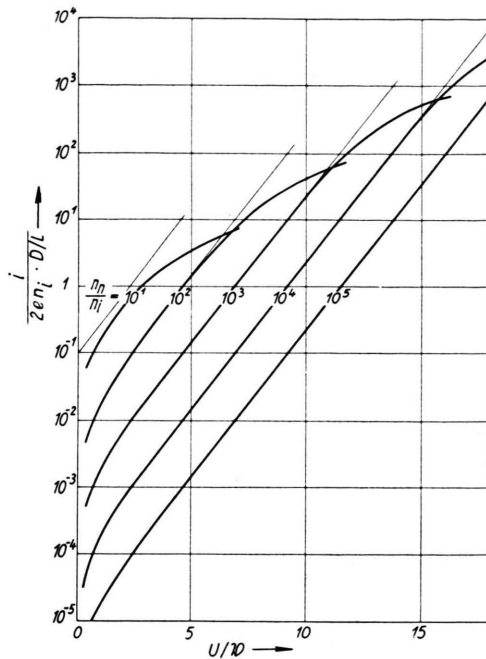


Abb. 1. Kennlinien von verschieden hoch dotierten p-n-Gleichrichtern. Länge der „Bahn“: $L_B = 2L$.

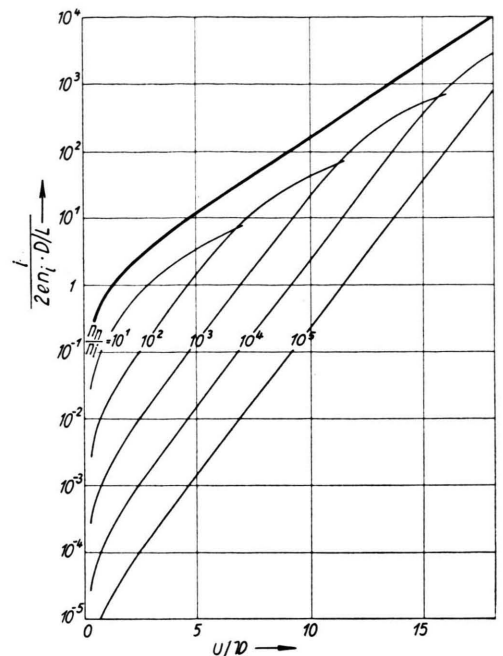


Abb. 2. Kennlinie des „idealen“ p-i-n-Gleichrichters. Zum Vergleich sind die p-n-Kennlinien von Abb. 1 noch einmal eingezeichnet.

§ 3. Durchlaßeigenschaften des optimalen p-i-n-Gleichrichters

In Abb. 2 ist nun zu den bisherigen p-n-Kennlinien die Kennlinie

$$i = 2en_i \frac{D}{L} \cdot \mathfrak{Z}g \frac{d}{L} \cdot (e^{U/2\mathfrak{B}} - 1) \approx 2en_i \frac{D}{L} \cdot (e^{U/2\mathfrak{B}} - 1) \quad (3.01)$$

eines optimalen p-i-n-Gleichrichters eingetragen¹³. Optimal ist dieser Gleichrichter insofern, als angenommen worden ist, daß die Mittelgebietsdicke $2d$ einerseits schon so groß ist, daß $\mathfrak{Z}g(d/L) \approx 1$ gesetzt werden darf. Andererseits wird in (3.01) vorausgesetzt, daß ein Spannungsabfall U_m über der Mittelzone noch nicht berücksichtigt zu werden braucht. Schließlich ist eine so hohe Dotierung des p- und des n-Gebietes vorausgesetzt (z. B. $p_p = n_n = 10^5 n_i$), daß innerhalb der Abb. 2 noch kein Überwiegen des Bahnwiderstandes berücksichtigt zu werden braucht. Diese Gefahr besteht natürlich auch beim p-i-n-Gleichrichter, wenn die Konzentrationsanhebung in der Mittelzone sich den Majoritätskonzentrationen in den hochdotierten Randgebieten nähert.

¹³ Siehe z. B. ², Gln. (159) und (105).

Der Vergleich von (3.01) und (2.08) zeigt nun, daß die Sättigungsstromdichte in Durchlaßrichtung³ beim p-i-n-Gleichrichter im wesentlichen um den Faktor $n_n/n_i \gg 1$ günstiger als beim p-n-Gleichrichter ist. Tatsächlich zeigt auch die Abb. 2, daß ein solcher optimaler p-i-n-Gleichrichter besser ist als sämtliche niedriger dotierten p-n-Gleichrichter. Zunächst stellt er also eine obere Grenze der erzielbaren Durchlaßeigenschaften dar. Der Vorteil gegenüber einem gleich stark dotierten p-n-Gleichrichter ist allerdings nicht mehr sehr groß, weil bei einem solchen Vergleich dann auch beim p-i-n-Gleichrichter der Bahnwiderstand berücksichtigt werden muß. Vor allem wird aber der Vorteil der größeren Sättigungsstromdichte wieder dadurch weitgehend kompensiert, daß an Stelle des steilen $e^{U/2\mathfrak{B}}$ -Ganges nur ein flacher $e^{U/2\mathfrak{B}}$ -Anstieg tritt.

§ 4. Vermutungen über die Durchlaßeigenschaften eines p-i-Metall-Gleichrichters

Wenn man sich freilich an die Wirkungsweise eines solchen p-i-n-Gleichrichters erinnert, so taucht die Vermutung auf, daß sich vielleicht der flache $e^{U/2\mathfrak{B}}$ -Gang vermeiden läßt und daß deshalb An-

ordnungen mit noch besseren Durchlaßeigenschaften denkbar sind. Der p-i-n-Gleichrichter wirkt ja in gewisser Weise wie eine Hintereinanderschaltung eines p-i- und eines i-n-Überganges¹⁴. Auf jeden der beiden genannten Übergänge entfällt jedenfalls von der äußeren Spannung U die Hälfte, also $\frac{1}{2}U$. Dies ist der Grund für den flachen $e^{U/2\mathfrak{D}}$ -Gang bei der p-i-n-Kennlinie gegenüber den steilen $e^{U/\mathfrak{D}}$ -Gängen der p-n-Gleichrichter. Wenn es also gelänge, doch wieder mit nur einem Übergang zu arbeiten und an diesem p-i-Übergang die ganze äußere Spannung U abfallen zu lassen, so könnte man hoffen, wieder den steilen $e^{U/\mathfrak{D}}$ -Gang der p-n-Gleichrichter zu erzielen, wegen der niedrigen bzw. fehlenden Dotierung des i-Gebietes aber trotzdem einen hohen Sättigungsstrom in der Größenordnung $e n_i D/L$ zu behalten.

Es bleibt die Frage zu lösen, wie man das eigenleitende i-Gebiet sperrfrei kontaktieren kann, damit nicht an diesem letzten Kontakt doch wieder ein Teil der äußeren Spannung U verloren geht. Das läßt sich gegebenenfalls dadurch ermöglichen, daß die Kontaktierung mit einem Metall vorgenommen wird, das eine solche Austrittsarbeit gegenüber dem eigenleitenden Halbleiter hat, daß die sich an der Grenze Halbleiter – Metall einstellenden Randkonzentrationen beider Trägersorten beide den Wert n_i haben, daß sich also an den ungestörten Trägerkonzentrationen und Potentialwerten des Halbleiterinnern bis zum Rand hin nichts ändert. Dann treten auch bei Stromdurchgang keine Verwehungseffekte und kein damit verknüpfter Spannungsverbrauch ein, vorausgesetzt, daß die Randkonzentrationen $n = n_i$ und $p = n_i$ auch bei Stromdurchgang erhalten bleiben.

Dies dürfte aber der Fall sein, weil die Grenze zwischen dem Halbleitergitter und dem Metallgitter mit starken Gitterstörungen verbunden sein dürfte und deshalb wie eine Fläche mit außerordentlich starker Träger-Rekombination und -Neuerzeugung wirken wird. An einer solchen Fläche mit unendlich starker Rekombination würde aber beispielsweise eine Erhöhung der Trägerkonzentrationen n und p über ihren gemeinsamen Gleichgewichtswert n_i sofort unendlich große Zuströme von Elektronen und Defektelektronen von beiden Seiten her erfordern, also nur bei unendlich großer Strombelastung der Anordnung möglich sein. Die bei endlichen Stromdichten an der Trennfläche von Halbleiter und Metall erforderliche *endliche* Rekombination – der im

Halbleiter fließende Defektelektronenstrom muß hier ja verschwinden, da im Metall der ganze Strom von Elektronen getragen wird – wird jedenfalls an einer Fläche mit unendlicher Rekombinationsfähigkeit durch beliebig kleine Konzentrationsabweichungen von den Gleichgewichtswerten $n = n_i$ und $p = n_i$ bewältigt, so daß das Rechnen mit belastungsunabhängigen Randwerten $n = n_i$ und $p = n_i$ vernünftig erscheint.

§5. Das Verhalten eines p-i-Metall-Gleichrichters

Die bisher vorgetragenen Überlegungen lassen es also interessant erscheinen, eine Anordnung durchzurechnen, in der im stromlosen Zustand folgende Konzentrationsverteilungen vorliegen:

Links ein hochdotiertes p-Gebiet

$$\left. \begin{aligned} p = p_p \approx n_A &\gg n_i \\ n = n_p = \frac{n_i^2}{p_p} \approx \frac{n_i^2}{n_A} &\ll n_i \end{aligned} \right\} \text{für } x < 0; \quad (5.01)$$

$$(5.02)$$

daran anschließend eine undotierte und deshalb eigenleitende i-Zone

$$p = n_i \quad \left\{ \text{für } 0 < x < +2d; \quad (5.03)$$

$$n = n_i \quad \left\{ \quad (5.04)$$

rechts schließlich ein Metall

$$n = n_{\text{Metall}} \quad \left\{ \text{für } +2d < x. \quad (5.05)$$

$$p = 0 \quad \left\{ \quad (5.06)$$

Wichtiger aber als diese nur der Vollständigkeit halber hingeschriebenen Formeln (5.05) und (5.06) ist die Forderung, daß das i-Gebiet $[0 < x < +2d]$ durch das Metall *sperrfrei* kontaktiert werden soll. Infolge unendlich großer Rekombinationsfähigkeit der Grenze Halbleiter – Metall soll also gelten:

$$n(+2d) = n_i \quad \left\{ \text{für alle Belastungen.} \quad (5.07)$$

$$p(+2d) = n_i \quad \left\{ \quad (5.08)$$

Auf Grund der Erfahrungen, die man bei der Diskussion der p-n-, der p-i-n- und der p-s-n-Gleichrichter gemacht hat¹⁵, lassen sich nun sofort einige Aussagen teils qualitativer, teils aber auch schon quantitativer Natur über die Konzentrationsverteilungen $n(x)$ und $p(x)$ und über den Potentialverlauf $V(x)$ innerhalb der betrachteten p-i-Metallstruktur machen (siehe Abb. 3):

¹⁴ Siehe z. B. ², S. 158, Fußnote 1 links unten.

¹⁵ Siehe z. B. ⁶, Vortrag IV, §§ 6 und 7, und l. c. ².

1. Innerhalb des Halbleiters wird die Quasi-Neutralitätsbedingung nur in einer sehr *schmalen* Raumladungszone durchbrochen, in der dann allerdings nicht nur bei Stromlosigkeit, sondern auch noch im Belastungsfall mit großer Annäherung die BOLTZMANN-Beziehung

$$n(x) \sim e^{+V(x)/\mathfrak{B}}, \quad p(x) \sim e^{-V(x)/\mathfrak{B}} \quad (5.09)$$

gilt. In dieser schmalen Übergangszone steigt einerseits das Potential steil an. Andererseits werden an dieser Stelle, der wir im vorliegenden Fall den Koordinatenwert $x=0$ beilegen, die Konzentrationsunterschiede zwischen hochdotiertem p-Gebiet und eigenleitendem Mittelgebiet überwunden.

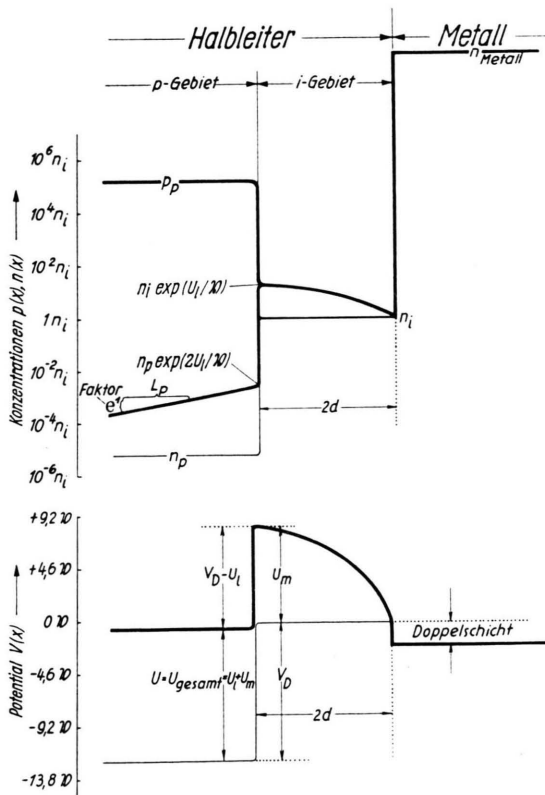


Abb. 3. Eine p-i-Metall-Struktur bei Durchlaßbelastung. Konzentrations- und Potentialverlauf (schematisch).

— Durchlaßbelastung, — ohne Belastung.
 $(n_A \approx 1.6 \cdot 10^5 n_i, V_D = 12 \mathfrak{B}, U_i = +3 \mathfrak{B}, U_m = +8.3 \mathfrak{B})$
 L_p = Diffusionslänge.

2. Abgesehen von dieser Übergangszone erzwingt die Quasi-Neutralitätsbedingung nicht nur im strom-

losen Fall, sondern auch bei Belastung¹⁶ des Gleichrichters im p-Gebiet das Weiterbestehen von (5.01)

$$p(x) = p_p \approx n_A \gg n_i \quad (5.01)$$

und im eigenleitenden Mittelgebiet das Zusammenfallen der beiden Trägerkonzentrationen¹⁶

$$n(x) = p(x). \quad (5.10)$$

Im übrigen wird man geneigt sein, die äußere Spannung U auf den linken p-i-Übergang, auf das mittlere eigenleitende Gebiet und auf die rechte Halbleiter – Metall-Grenze bei $x = +2d$ aufzuteilen:

$$U = U_l + U_m + U_r. \quad (5.11)$$

Es läßt sich nun zeigen, daß der Spannungsanteil U_r unter den gemachten Voraussetzungen verschwinden muß:

$$U_r = 0. \quad (5.12)$$

Die Randdichte n_R der Elektronen am metallseitigen Rand des Halbleiters bestimmt sich nämlich durch die Gleichung¹⁷

$$n_R = N_C \exp\left(-\psi_{\text{MetHbl}}^{(n)}/kT\right). \quad (5.13)$$

Für die Austrittsarbeit $\psi_{\text{MetHbl}}^{(n)}$ der Elektronen aus dem Metall in den Halbleiter wiederum gilt die Beziehung¹⁸

$$\psi_{\text{MetHbl}}^{(n)} = |E_{C\text{Metall}}| - \zeta_{\text{Metall}} + (\text{Doppelschicht})_{\text{MetHbl}} - |E_{CHbl}|. \quad (5.14)$$

Wenn nun die Randkonzentration n_R der Elektronen bei allen Belastungen gleich n_i sein soll, muß nach (5.13) $\psi_{\text{MetHbl}}^{(n)}$ bei allen Belastungen ein und denselben Wert haben. Da weiter in (5.14) die chemischen Bindungsenergien $E_{C\text{Metall}}$ bzw. E_{CHbl} der Elektronen im Metall bzw. im Halbleiter lediglich durch Bau und Eigenart der betreffenden Gitter bestimmt und daher belastungsunabhängig sind und da das gleiche für den Abstand ζ_{Metall} der FERMI-Kante von der unteren Kante des Leitungsbandes im Metall gilt – ζ_{Metall} ist unmittelbar durch die Konzentration n_{Metall} der Metallelektronen gegeben¹⁹, und diese ist wieder eine belastungsunabhängige Gittereigenschaft –, so folgt aus der geforderten Belastungsunabhängigkeit von $n_R (= n_i)$ zunächst die Belastungsunabhängigkeit von $\psi_{\text{MetHbl}}^{(n)}$

¹⁶ Sehr große Sperrspannungen bilden eine Ausnahme. Siehe hierzu § 9. Bei großen Durchlaßbelastungen treten übrigens auch Abweichungen von (5.01) auf. Siehe hierzu den Beitrag von A. HERLET, Z. Naturforsch. 11 a, 498 [1956].

¹⁷ Siehe z. B. ⁶, Gl. (X 7.01).

¹⁸ Siehe z. B. ⁶, Gl. (X 7.02).

¹⁹ Siehe z. B. ⁶, Gl. (VIII 4.07).

und weiter die Belastungsunabhängigkeit des Doppelschichtanteils

$$(\text{Doppelschicht})_{\text{MetHbl}} = e(V_{\text{Met}} - V_{\text{Hbl}}).$$

Der (gegebenenfalls sprunghafte) Verlauf des elektrostatischen Potentials V an der Grenze Metall-Halbleiter darf sich also infolge unserer Voraussetzung (5.07), (5.08) durch eine Strombelastung nicht ändern. Das heißt aber, daß an dieser Grenze kein Anteil U_r der Gesamtspannung U abfällt; denn diese örtlichen Spannungsabfälle U_1 , U_m und U_r bestimmen sich ja immer durch die Unterschiede zwischen der jeweiligen örtlichen Potentialdifferenz im belasteten Zustand gegenüber der Potentialdifferenz zwischen den gleichen Orten im stromlosen Zustand.

Im Gegensatz zu $n(+2d) = p(+2d) = n_i$ ist an der linken Grenze $x=0$ außer $p \approx n_A$ kein Konzentrationswert belastungsunabhängig. In gewohnter²⁰ Weise ergibt sich hier für die Trägerdichten $n(0+0)$ und $p(0+0)$ auf dem rechten Ufer dieser Sprungstelle

$$n(0+0) = p(0+0) = n_i e^{U_1/3} \quad (5.15)$$

und für die Elektronendichte $n(0+0)$ auf dem linken Ufer dieser Sprungstelle

$$n(0-0) = n_p e^{2U_1/3} = \frac{n_i^2}{p_p} e^{2U_1/3} \approx \frac{n_i^2}{n_A} e^{2U_1/3}. \quad (5.16)$$

§ 6. Die Konzentrationsverteilungen $n(x)$ und $p(x)$ in einem p-i-Metall-Gleichrichter

Auch die über das bisherige hinausgehende quantitative Ermittlung der Konzentrationsverteilungen kann dadurch relativ knapp gehalten werden, daß wir uns auf Erfahrungen vom p-i-n-Gleichrichter her berufen. Danach²¹ genügt in einer eigenleitenden Zone mit $p=n$ die Konzentrationsverteilung $n(x) = p(x)$ der Differentialgleichung

$$d^2n/dx^2 = (n - n_i)/L^2. \quad (6.01)$$

Die Diffusionslänge L ist hierbei zunächst eine Funktion der Konzentrationen n und p und wird dadurch ortsabhängig; denn n und p sind ja ihrerseits wieder Ortsfunktionen. Bei der Behandlung des p-i-n-Gleichrichters wurde diese Ortsabhängigkeit von L — bzw. der „Lebensdauer τ_i “ im eigenleitenden Mittelgebiet — diskutiert²² und schließ-

lich vernachlässigt, indem für L immer derjenige Wert eingesetzt wurde, der sich an den Rändern der Mittelzone je nach der gerade vorliegenden Strombelastung einstellt. Die Lage ist hier ungünstiger als beim p-i-n-Gleichrichter, weil n und p rechts an der Metall-Grenze auf dem Wert n_i festgehalten werden. Die Konzentrationsvariation innerhalb der Mittelzone überstreicht deshalb immer das große Intervall von $n_i e^{U_1/3}$ bis n_i . Aber an eine einfache und übersichtliche rechnerische Behandlung von (6.01) ist ja nicht zu denken, sobald L nicht als ortsunabhängige Größe angesetzt wird. Weiter ist über die in der Praxis tatsächlich vorliegende Konzentrationsabhängigkeit von L nichts bekannt, außer bei Germanium mit Cu- oder Ni-Haftstellen. Wir behandeln also einfach in (6.01) die Diffusionslänge L als eine ortsunabhängige Größe und lassen es offen, daß gegebenenfalls dieser möglichst passend zu wählende Mittelwert belastungsabhängig wird.

Dann lautet die den Randwerten (5.07) und (5.15) entsprechende Lösung von (6.01)

$$n(x) = p(x) = n_i + n_i(e^{U_1/3} - 1) \frac{\text{Si} \ln[(2d-x)/L]}{\text{Si} \ln[2d/L]} \quad \text{für } 0 < x < 2d. \quad (6.02)$$

Daß die Elektronenkonzentration $n(x)$ im linken p-Gebiet wieder die für einen „Diffusionsschwanz“ typische Form

$$n(x) = n_p + n_p(e^{2U_1/3} - 1)e^{x/L_n} \quad \text{für } x < 0 \quad (6.03)$$

mit einer im p-Gebiet gültigen Diffusionslänge L_n der Elektronen hat, entnehmen wir wieder einfach den Erfahrungen vom p-i-n-Gleichrichter her²³. Da bei allen Belastungen

$$p(x) = p_p \approx n_A \quad \text{für } x < 0 \quad (6.04)$$

und

$$n(x) = n_{\text{Metall}} \quad \text{für } x > +2d \quad (6.05)$$

gilt, sind jetzt in der ganzen betrachteten p-i-Metall-Struktur alle Konzentrationen für alle²⁴ Belastungen bekannt.

§ 7. Die Berechnung der Stromdichten

Die soeben ermittelten Konzentrationen bieten uns jetzt die Möglichkeit, die Stromdichten $i_n(x)$, $i_{n \text{ Diff}}(x)$, $i_{n \text{ Feld}}(x)$, $i_{p \text{ Diff}}(x)$, $i_{p \text{ Feld}}(x)$ und i der

²⁰ Siehe z. B. ², S. 150 und 151.

²¹ Siehe z. B. ², Gln. (104) und (105).

²² Siehe z. B. ², Kap. II, § 2 und Kap. IV, § 2, Abschnitt b.

²³ Siehe z. B. ², Kap. IV, § 2, Abschn. d. Hier wird für das hochdotierte p-Gebiet die Voraussetzung der „schwachen Injektion“ gemacht.

²⁴ Siehe aber § 9.

Reihe nach zu ermitteln. Im Gegensatz zu den bisherigen Paragraphen werden jetzt Überlegungen notwendig, die gegenüber den beim p-i-n-Gleichrichter möglichen Methoden etwas andersartig sind.

Der Ausgangspunkt sind die früher² aufgestellten Gln. (II 4.04), (II 4.05), (IV 2.04) und (IV 2.12), die in ihrer Kombination

$$-\frac{d}{dx} i_p(x) = \frac{d}{dx} i_n(x) = e D \frac{n-n_i}{L^2} \quad (7.01)$$

ergeben. Diese Gleichung beschreibt die allmähliche Übernahme des von links kommenden Defektelektronenstromes durch einen entgegengesetzten Elektronenstrom; diese Übernahme ist aber am rechten Ende der Mittelzone, an der Halbleiter-Metall-Grenze also, im allgemeinen keineswegs beendet, wie das beim p-i-n-Gleichrichter zum mindesten praktisch der Fall ist. Namentlich wenn die Dicke $2d$ der Mittelschicht klein gegen die Diffusionslänge L ist, nimmt der Defektelektronenstrom in der Mittelzone noch kaum ab, und praktisch die ganze Übernahme findet in der Grenze Halbleiter-Metall, innerhalb dieser mit unendlicher Rekombinationsfähigkeit ausgestatteten Trennfläche der beiden verschiedenen Gitter, statt.

Einsetzen von (6.02) in (7.01) und Integration führen in der Mittelzone auf

$$i_n(x) = i_n(0) + e n_i \frac{D}{L} (e^{U_1/2g} - 1) \cdot \frac{\mathfrak{Cof}[2d/L] - \mathfrak{Cof}[(2d-x)/L]}{\mathfrak{Sin}[2d/L]} \quad (7.02)$$

Die Elektronenstromdichte $i_n(0)$ muß nun aus Stetigkeitsgründen gleich der Stromergiebigkeit $(-e) D(-n'(0))$ des elektronischen Diffusionschwanzes im p-Gebiet sein, woraus mit (6.03)

$$i_n(0) = e D n_p (e^{2U_1/2g} - 1)/L_n \quad (7.03)$$

folgt. Für die Elektronenstromdichte $i_n(x)$ in der Mittelzone ergibt sich also aus (7.03) und (7.02)

$$i_n(x) = e D \frac{n_i}{L} (e^{U_1/2g} - 1) \cdot \left\{ \frac{L}{L_n} \frac{n_p}{n_i} (e^{U_1/2g} + 1) + \frac{\mathfrak{Cof}[2d/L] - \mathfrak{Cof}[(2d-x)/L]}{\mathfrak{Sin}[2d/L]} \right\} \quad (7.04)$$

Der Diffusionsanteil $(-e) D(-n'(x))$ dieser Elektronenstromdichte (7.04) berechnet sich mit Hilfe der Konzentrationsverteilung (6.02) zu

$$i_{n\text{Diff}}(x) = -e D \frac{n_i}{L} (e^{U_1/2g} - 1) \frac{\mathfrak{Cof}[(2d-x)/L]}{\mathfrak{Sin}[2d/L]} \quad (7.05)$$

Durch Differenzbildung

$$i_n(x) - i_{n\text{Diff}}(x) = i_{n\text{Feld}}(x) \quad (7.06)$$

ergibt sich schließlich aus (7.04) und (7.05) der Feldanteil der Elektronenstromdichte in der Mittelzone

$$i_{n\text{Feld}}(x) = e D \frac{n_i}{L} (e^{U_1/2g} - 1) \cdot \left\{ \frac{L}{L_n} \frac{n_p}{n_i} (e^{U_1/2g} + 1) + \mathfrak{Cof} \frac{2d}{L} \right\} \quad (7.07)$$

Es ist nun bereits auffällig, daß dieser Feldanteil $i_{n\text{Feld}}$ der Elektronenstromdichte $i_n(x)$ „zufällig“ ortsunabhängig wird. In Wirklichkeit ist das natürlich kein Zufall, sondern wegen der in der Mittelzone herrschenden Gleichheit der Trägerkonzentrationen

$$n(x) = p(x) \quad (5.10)$$

und wegen (2.02), (2.03) gilt

$$i_{n\text{Diff}}(x) = (-e) D_n(-n'(x)) = -(-e) D_p(-p'(x)) = -i_{p\text{Diff}}(x) \quad (7.08)$$

und

$$i_{n\text{Feld}}(x) = e \mu_n n(x) \mathfrak{G}(x) = e \mu_p p(x) \mathfrak{G}(x) = i_{p\text{Feld}}(x) \quad (7.09)$$

Hieraus folgt aber für die gesamte Stromdichte i

$$i = i_{n\text{Feld}} + i_{n\text{Diff}} + i_{p\text{Feld}} + i_{p\text{Diff}}, \quad i = 2 i_{n\text{Feld}} \quad (7.10)$$

Wegen dieser Beziehung muß der Feldanteil der Elektronenstromdichte genau so ortsunabhängig sein wie die bei stationären Belastungen divergenzfreie Gesamtstromdichte, für die sich aus (7.10) und (7.07) ergibt

$$i = 2 e D \frac{n_i}{L} \cdot \mathfrak{Cof} \frac{2d}{L} \cdot (e^{U_1/2g} - 1) \cdot \left\{ 1 + \frac{L}{L_n} \frac{n_p}{n_i} \cdot \mathfrak{Sg} \frac{2d}{L} \cdot (e^{U_1/2g} + 1) \right\} \quad (7.11)$$

Mit (7.04), (7.05), (7.08), (7.09) und (7.11) sind jetzt alle oben genannten Stromdichten ermittelt.

Im zweiten Summanden in der geschweiften Klammer von (7.11) ist wegen (5.02) der Faktor $n_p/n_i \approx n_i/n_A = 10^{-5}$ beispielsweise. Weiter ist dort der Faktor $\mathfrak{Sg}(2d/L) < 1$ und schließlich (wenigstens der Größenordnung nach) $L/L_n \approx 1$. Dieser zweite Summand ist also – bei nicht allzu großen $e^{U_1/2g}$ -Werten – gegenüber der 1 zu vernachlässigen. Wenn aber bei sehr starken Flußbelastungen $e^{U_1/2g}$ in die Größenordnung von n_i/n_p kommt,

so ist nach (5.02)

$$e^{2 U_1/\mathfrak{B}} = \frac{n_i^2}{n_p^2} = \frac{1}{n_p} \cdot \frac{n_i^2}{n_p} = \frac{1}{n_p} \cdot n_A^-$$

bzw.

$$n_p e^{2 U_1/\mathfrak{B}} \approx n_A^-.$$

Am Anfang des elektronischen Diffusionsschwanzes kommt dann also die dort um den Faktor $e^{2 U_1/\mathfrak{B}}$ angehobene Elektronenkonzentration in die Größenordnung der Dotierung n_A^- . Die Voraussetzung der „schwachen Injektion“ ist dann nicht mehr erfüllt, und deshalb versagt die ganze Theorie völlig. Da wir auf die Behandlung so starker Flußbelastungen von vornherein verzichtet haben²³, hat man konsequenterweise für die Gesamtstromdichte statt (7.11) nur

$$i = 2 e D \frac{n_i}{L} \cdot \mathfrak{Cot} \frac{2 d}{L} \cdot (e^{U_1/\mathfrak{B}} - 1) \quad (7.12)$$

zu schreiben, was darauf hinausläuft, daß die Berücksichtigung des Strombeitrages des Diffusionsschwanzes im hochdotierten p-Gebiet eine nur scheinbare, in Wirklichkeit nicht fundierte Genauigkeit darstellt. Entsprechend hat vernünftigerweise an Stelle von (7.07) einfach

$$i_{n\text{Feld}}(x) = e D \frac{n_i}{L} \cdot \mathfrak{Cot} \frac{2 d}{L} \cdot (e^{U_1/\mathfrak{B}} - 1) \quad (7.13)$$

zu treten, während man in (7.04) den Diffusionsschwanzbeitrag

$$\frac{L}{L_n} \frac{n_p}{n_i} (e^{U_1/\mathfrak{B}} + 1)$$

in der geschweiften Klammer beibehalten muß, denn hier wird er bei $x \rightarrow 0$ vorherrschend.

§ 8. Das elektrische Feld $\mathfrak{E}(x)$

und der Spannungsabfall U_m über der Mittelzone

Die Ergebnisse des § 7 kranken aber noch daran, daß darin nicht die Gesamtspannung U , sondern nur der Spannungsabfall U_1 über dem linken p-i-Übergang auftritt. Um den zum Übergang auf die Gesamtspannung U nach (5.11) und (5.12) erforderlichen Spannungsabfall U_m über der Mittelzone zu ermitteln, brauchen wir den Feldverlauf $\mathfrak{E}(x)$ in der Mittelzone. Dies liefern uns nun die Gln. (7.09), (7.13) und (6.02):

$$\mathfrak{E}(x) = \frac{i_{n\text{Feld}}}{e \mu} \cdot \frac{1}{n(x)} = \frac{\frac{\mathfrak{B}}{L} \cdot \mathfrak{Cot} \frac{2 d}{L} \cdot (e^{U_1/\mathfrak{B}} - 1)}{1 + (e^{U_1/\mathfrak{B}} - 1) \frac{\mathfrak{E} \ln [(2 d - x)/L]}{\mathfrak{E} \ln [2 d/L]}} \quad (8.01)$$

Durch Integration erhalten wir hieraus den gewünschten Spannungsabfall U_m über der Mittelzone:

$$U_m = V(0) - V(2 d) = \int_{x=2 d}^{x=0} (-\mathfrak{E}(x)) dx,$$

$$\frac{U_m}{\mathfrak{B}} = \mathfrak{Cot}^2 \frac{d}{L} \cdot \int_{v=0}^{v=2 d/L} \frac{dv}{a + \mathfrak{E} \ln v} = \mathfrak{Cot}^2 (2 d/L) \cdot S(a, 2 d/L), \quad (8.02)$$

wobei die zur Abkürzung eingeführte Größe a den Wert

$$a = \frac{\mathfrak{E} \ln (2 d/L)}{e^{U_1/\mathfrak{B}} - 1} \quad (8.03)$$

hat. Die Integration (8.02) läßt sich geschlossen durchführen und zwar ist

$$\begin{aligned} & \int_{v=0}^{v=2 d/L} \frac{dv}{a + \mathfrak{E} \ln v} \\ &= \frac{1}{\sqrt{1+a^2}} \ln \frac{\sqrt{1+a^2}-1+a \mathfrak{Zg}(d/L)}{\sqrt{1+a^2}-1-a \mathfrak{Zg}(d/L)} \cdot \frac{\sqrt{1+a^2}+1}{\sqrt{1+a^2}-1} \\ &= S(a, 2 d/L). \end{aligned} \quad (8.04)$$

Diese Funktion $S(a, 2 d/L)$ ist in Abb. 4 dargestellt.

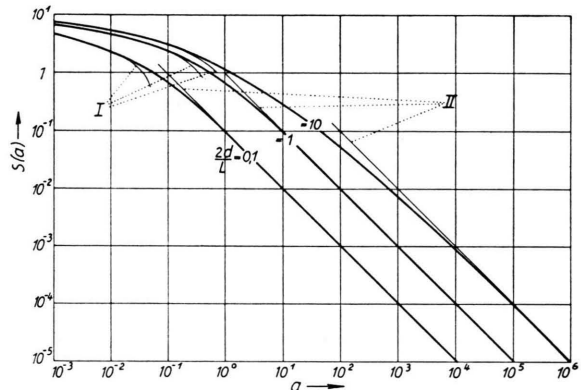


Abb. 4. Die Funktion $S(a, 2 d/L)$ und ihre Näherungen für große und kleine a -Werte.

I: $\ln(2/a \cdot \mathfrak{Zg} d/L)$; II: $2 d/L \cdot 1/a$.

Die Gesetzmäßigkeiten $\ln[(2/a) \cdot \mathfrak{Zg}(d/L)]$ bzw. $(2 d/L) \cdot (1/a)$ sind als Näherungen für kleine bzw. große a -Werte ebenfalls eingezeichnet. Der Gültigkeitsbereich der Näherung $\ln[(2/a) \cdot \mathfrak{Zg}(d/L)]$ für kleine a -Werte ist bei allen Kurven $a \ll 2 \mathfrak{Zg}(d/L)$, während man beim Gültigkeitsbereich der Näherung $(2 d/L) \cdot (1/a)$ für große a -Werte unterscheiden muß zwischen Kurven mit $2 d/L \ll 1$, wo die Näherung $(2 d/L) \cdot (1/a)$ von $a = \infty$ herab bis zu $a \gg 2 \mathfrak{Zg}(d/L)$ gilt, während diese Näherung bei Kurven mit $2 d/L \gg 1$ von $a = \infty$ herab nur bis $a \gg \frac{1}{2} e^{2 d/L}$ gilt. Bei den Kurven mit $2 d/L \gg 1$ klappt also zwischen $a \ll 2 \mathfrak{Zg}(d/L) \approx 2$ und $a \gg \frac{1}{2} e^{2 d/L} \gg 2$

ein breites Intervall, wo eine einfache $S(a, 2d/L)$ -Darstellung nicht gegeben ist²⁵.

Mit Hilfe der Abb. 4 und der erwähnten Grenzesetzmäßigkeiten ist nun eine Auswertung von (8.02) möglich. Es ergeben sich die in Abb. 5 gezeigten Zusammenhänge zwischen dem Spannungsabfall U_m über dem eigenleitenden Mittelgebiet und dem linken Spannungsabfall U_1 .

Bei dünnen Schichten $2d/L \ll 1$ ergibt sich

$$U_m \approx U_1. \quad (8.05)$$

Bei dicken Schichten muß man unterscheiden zwischen kleinen Belastungen $U_1 \ll 0,693 \mathfrak{B}$ mit dem Resultat

$$U_m \approx (2d/L) U_1 \quad (8.06)$$

und zwischen großen Belastungen

$$U_1 \gg (2d/L - 1,386) \mathfrak{B},$$

wo

$$U_m \approx \frac{1}{2} e^{2d/L} [U_1 - (2d/L - 1,386) \mathfrak{B}] \quad (8.07)$$

herauskommt.

Das eine Hauptziel einer jeden Gleichrichtertheorie, die Berechnung der Stromspannungskennlinie, wird nun dadurch erreicht, daß man einen U_1/\mathfrak{B} -

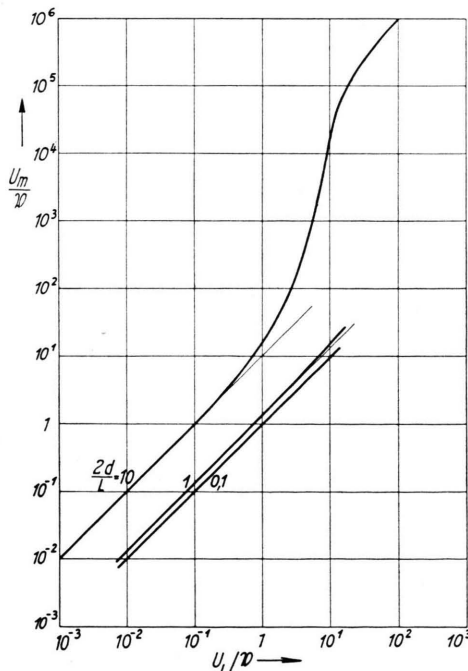


Abb. 5. Spannungsabfall U_m über der Mittelzone in Abhängigkeit vom Spannungsabfall U_1 über dem linken p-i-Übergang.

²⁵ Bei den Kurven mit $2d/L \ll 1$ ist übrigens die durchgehende, für alle a -Werte gültige Darstellung $\ln[1 + (1/a) \cdot (2d/L)]$ möglich.

Wert vorgibt und einerseits (7.12) auswertet, andererseits den gesamten Spannungsabfall U nach (5.11) mit Hilfe von (5.12) und Abb. 5 bzw. mit Hilfe von (8.05), (8.06) und (8.07) auswertet. Das Ergebnis zeigen die Abb. 6 bis 9.

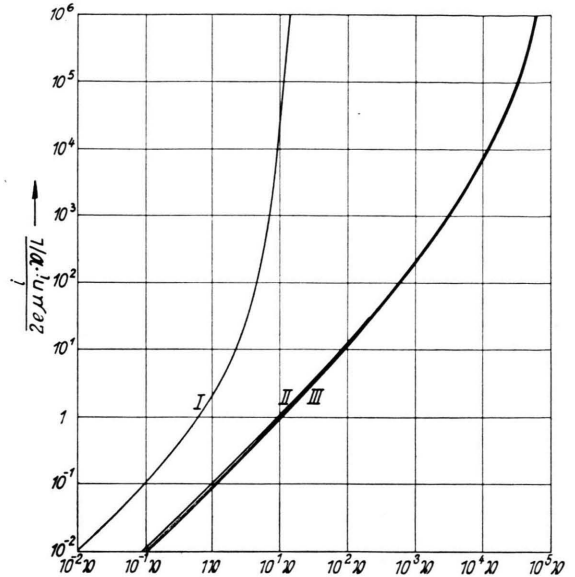


Abb. 6. Stromspannungskennlinie einer dicken Schicht ($2d/L = 10$).

I: $U_1 = U_1(i)$; II: $U_m = U_m(i)$;
III: $U = U(i) = U_1(i) + U_m(i)$.

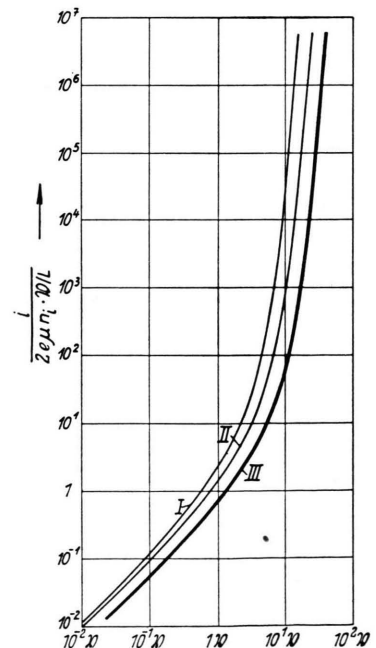


Abb. 7. Stromspannungskennlinie einer Schicht mit $2d/L = 1$. I, II, III wie in Abb. 6.

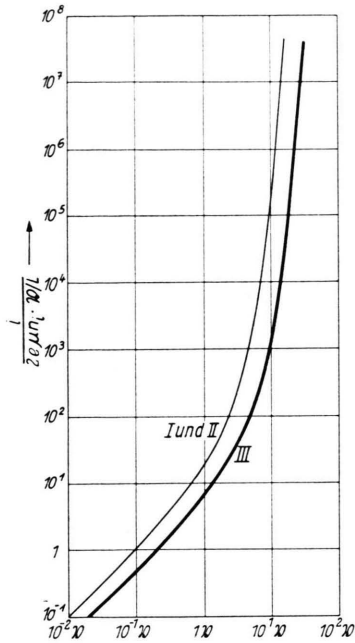


Abb. 8. Stromspannungskennlinie einer dünnen Schicht mit $2d/L=0,1$.

I und II: $U_1 = U_1(i) \approx U_m = U_m(i)$; III: $U = U(i) \approx 2 U_1(i)$.

Gehen wir zunächst auf eine dicke Schicht $2d/L=10$ ein (Abb. 6). Bei kleinen Belastungen $U_1/\mathfrak{B} \ll 0,693$ liefert zunächst (7.12)

$$i \approx 2 e n_i \frac{D}{L} \cdot 1 \cdot \frac{U_1}{\mathfrak{B}} \quad (8.08)$$

und dann die NERNST-TOWNSEND-EINSTEIN-Beziehung $D = \mu \mathfrak{B}$ zusammen mit (8.06)

$$i \approx 2 e n_i \frac{\mu \mathfrak{B}}{L} \cdot \frac{L}{2d} \cdot \frac{U_m}{\mathfrak{B}} = e \mu 2 n_i \frac{U_m}{2d} \quad (8.09)$$

Da nach Abb. 6 $U_m \approx U_{ges}$ (8.10)

ist, benimmt sich also die dicke Schicht bei kleinen Belastungen praktisch wie ein OHMScher Widerstand mit der Eigenleitfähigkeit $e \mu 2 n_i$. Dieses Verhalten ist physikalisch verständlich, da bei kleinen Belastungen die Injektion links vom p-Gebiet her die dicke Schicht keineswegs durchsetzt, sondern nur schwach links am Rande erfaßt.

Die Grenzesetzmäßigkeit (8.07) tritt erst dann in Kraft, wenn die Injektion von links her die ganze Schicht erfaßt. Die Bedingung $U_1/\mathfrak{B} \gg 2d/L - 1,386$ besagt nämlich, daß eine nach rechts bis $x=2d$ extrapolierte fiktive Konzentration (siehe hierzu Abb. 10)

$$n^*(2d) = n_i \exp(U_1/\mathfrak{B} - 2d/L)$$

mindestens groß gegen $n_i/4$ ist:

$$n^*(2d) \gg n_i e^{-1,386} = n_i/4.$$

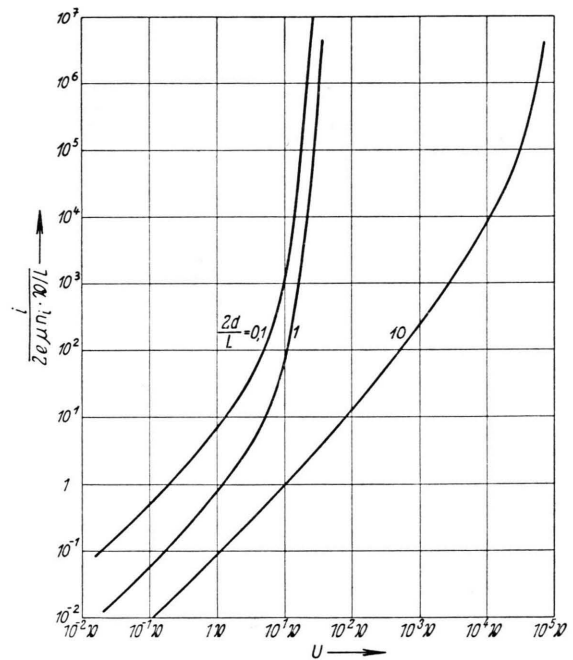


Abb. 9. Stromspannungskennlinien von p-i-Metall-Gleichrichtern. $2d$ = Dicke der i-Schicht, L = Diffusionslänge.

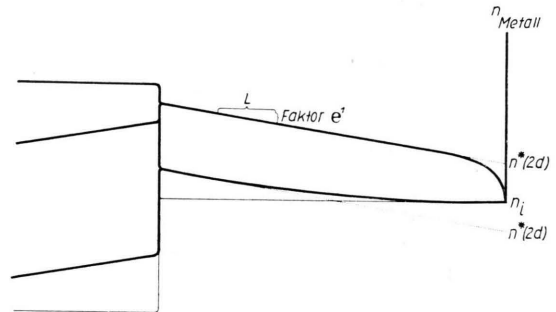


Abb. 10. Die extrapolierte Konzentration $n^*(2d)$ ist ein Maß dafür, wie weit die Injektion von links her die Schicht erfaßt. L = Diffusionslänge.

Interessanter als diese Ergebnisse für dicke Schichten ist freilich die Tatsache, daß bei dünnen Schichten $U_m \approx U_1$ ist, so daß aus (5.11), (5.12) und (7.12) für dünne Schichten

$$i = 2 e n_i \frac{D}{L} \cdot \frac{L}{2d} (e^{U/2\mathfrak{B}} - 1), \quad (8.11)$$

$$i = 2 e n_i \frac{D}{2d} (e^{U/2\mathfrak{B}} - 1) \quad (8.12)$$

folgt. Das in § 4 angestrebte Ziel einer Durchlaßcharakteristik mit $e^{U/\mathfrak{B}}$ -Gang wird also mit einer p-i-Metall-Struktur der vorausgesetzten Art doch nicht erreicht. Schon bei dünnen Schichten macht der Spannungsabfall U_m über der eigenleitenden Mittelzone diese Bestrebungen zunichte. Bei dicken

Schichten wirkt sich U_m natürlich noch viel katastrophaler aus. Wir werden in § 10 den Nachweis versuchen, daß es gleichgültig ist, wie man rechts von einem p-i-Übergang das eigenleitende i-Gebiet kontaktiert. Stets kommt bestenfalls ein $e^{U/2}$ -Gang als Durchlaßcharakteristik heraus.

Interessant in (8.12) ist der hohe Wert $2en_i \cdot (D/L) \cdot (L/2d)$ des Stromfaktors auf der rechten Seite, der um den großen Faktor $L/2d$ größer als der eines idealen p-i-n-Gleichrichters ist. Er wird um so größer, je dünner die i-Schicht gemacht wird. Diese hohen Ströme sind durch die unendliche Rekombinationsfähigkeit der Trennfläche zwischen Halbleiter und Metall bedingt. Der Verdacht liegt nahe, daß die damit untrennbar verbundene Fähigkeit dieser Trennfläche zu unendlich ergiebiger Neuerzeugung die Sperreigenschaften der betrachteten p-i-Metall-Struktur stark beeinträchtigen wird. Dieser Verdacht wird sich in § 9 bestätigen²⁶.

§ 9. Sperreigenschaften einer p-i-Metall-Struktur

Wir haben schon in der Einleitung betont, daß die vorliegende Arbeit mehr den Charakter einer Studie haben soll und daß die Entwicklung einer *vollständigen* Theorie der p-i-Metall-Struktur nicht beabsichtigt ist. In diesem Sinne wollen wir jetzt auch die Sperreigenschaften des p-i-Metall-Gleichrichters nicht ausführlich behandeln, sondern betrachten zunächst die dünne i-Schicht bei *sehr* hohen Sperrspannungen.

Es wird also zunächst einmal die Voraussetzung

$$2d \ll L \quad (9.01)$$

gemacht. Sie hat zur Folge, daß die Neuerzeugung

innerhalb der i-Schicht vernachlässigt werden kann. Da wegen der hohen Dotierung des p-Gebietes auch die Neuerzeugung des dortigen elektronischen Diffusionsschwanzes sinnvollerweise vernachlässigt werden muß²⁷, wird der Sperrstrom im p-Gebiet und in der i-Schicht nur von Defektelektronen getragen, die von rechts nach links fließen (siehe Abb. 11).

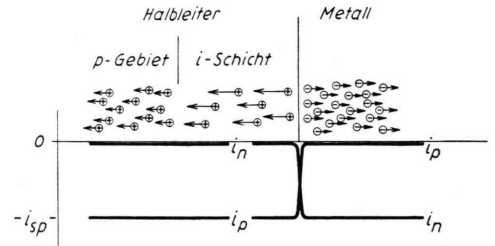


Abb. 11. Verteilung des Stromes auf Elektronen und Defektelektronen in einer p-i-Metall-Struktur mit dünner i-Schicht.

Wir haben also im ganzen Halbleiter

$$i = i_p = \text{const} = -i_{sp}, \quad (9.02)$$

$$i_n = 0. \quad (9.03)$$

Im Metall wird der Sperrstrom selbstverständlich durch Elektronen getragen, die von links nach rechts fließen. Die gemeinsame Quelle für diesen Elektronenstrom nach rechts in das Metall hinein und für den Defektelektronenstrom nach links in den Halbleiter hinein ist die unendlich ergiebige Neuerzeugung der Grenzfläche zwischen Metall und Halbleiter.

Außer der Voraussetzung (9.01) machen wir die weitere Voraussetzung, daß die angelegte Sperrspannung U_{sp} sehr hoch sein soll, genauer gesprochen so hoch²⁸, daß in der ganzen i-Schicht eine

hier die Defektelektronenkonzentration p stark abgesenkt ist und die negative Raumladung $-en_A^-$ der Akzeptoren übrig bleibt.

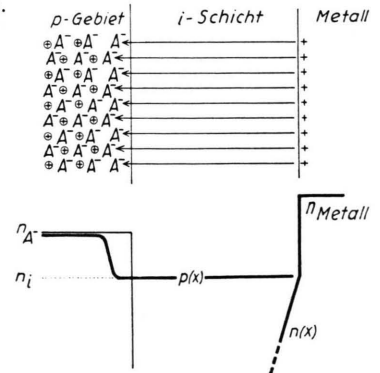


Abb. 12. Bei sehr hohen Sperrspannungen greift ein praktisch konstantes Feld von der Metalloberfläche zum p-Gebiet durch.

²⁶ Daß stark rekombinierende Schichten eine Gleichrichterwirkung unterbinden, wird bereits in der ursprünglichen SHOCKLEYSchen Arbeit gezeigt (Bell Syst. Techn. J. **28**, 435 [1949], insbesondere Seite 465–467). In einer sehr anschaulichen Arbeit über die metallischen Stromzuführungen von Halbleiteranordnungen weist auch M. C. WALTZ (Bell Laboratories Record 1955, July, S. 260) auf die OHMSche Natur von solchen Kontakten hin, bei denen die an das Metall angrenzende Halbleiterschicht infolge starker innerer Störungen intensiv rekombiniert.

²⁷ Für die Rekombination im Fall der Durchlaßbelastung wurde dieser Punkt ja am Schluß von § 7 besprochen.

²⁸ In der oben zitierten Arbeit² wurde z. B. in Abb. 23 und 24 gezeigt, daß in einem p-i-n-Gleichrichter bei sehr hohen Sperrspannungen ein konstantes elektrisches Feld vom n-Gebiet zum p-Gebiet hinübergreift. Ähnlich (siehe Abb. 12) wird sich in einer sperrmäßig *sehr* stark belasteten p-i-Metall-Struktur das elektrische Feld schließlich einmal praktisch zwischen einer positiven Oberflächenladung auf dem Metall und einer negativen Ladung erstrecken, die in der am weitesten rechts befindlichen Schicht des p-Gebietes dadurch freigesetzt worden ist, daß

konstante negative Feldstärke \mathcal{E} herrscht:

$$\mathcal{E}(x) = \text{const} = -U_{\text{Sp}}/2d, \quad (9.04)$$

bzw. daß der Potentialverlauf $V(x)$ linear ist:

$$V(x) = -U_{\text{Sp}}(1 - x/2d). \quad (9.05)$$

Auf Grund dieser bei genügend hohen Sperrspannungen sicher näherungsweise gültigen Aussagen können wir bereits das Wesentliche erkennen. Zunächst ergibt sich aus (9.02) für die Defektelektronenkonzentration $p(x)$ die Differentialgleichung

$$-e\mu\mathfrak{B}p'(x) + e\mu\mathcal{E}p(x) = i \quad (9.06)$$

mit der Lösung

$$p(x) = \frac{i}{e\mu\mathcal{E}} + C e^{\mathcal{E}x/\mathfrak{B}}, \quad (9.07)$$

wobei C eine Integrationskonstante ist. Mit $i = -i_{\text{Sp}}$ und $\mathcal{E} = -U_{\text{Sp}}/2d$ schreiben wir hierfür etwas deutlicher

$$p(x) = \frac{i_{\text{Sp}}}{e\mu n_i (U_{\text{Sp}}/2d)} n_i + C \exp\left(-\frac{U_{\text{Sp}}}{\mathfrak{B}} \frac{x}{2d}\right). \quad (9.08)$$

Bei relativ noch so niedrigen Sperrspannungen wie 2,6 Volt hat $U_{\text{Sp}}/\mathfrak{B}$ schon den Wert 100, und deshalb stellt das Glied $C \exp\left(-\frac{U_{\text{Sp}}}{\mathfrak{B}} \frac{x}{2d}\right)$ eine auf die allerengste Umgebung des p-i-Überganges bei $x=0$ beschränkte Korrektur dar. Im weitaus überwiegenen Teil der i-Schicht und speziell am rechten Ende gilt also einfach ortsunabhängig

$$p(x) \approx \frac{i_{\text{Sp}}}{e\mu n_i (U_{\text{Sp}}/2d)} \cdot n_i, \quad (9.09)$$

und da ganz rechts

$$p(2d) = n_i = 1 \cdot n_i \quad (9.10)$$

sein muß, folgt einerseits ortsunabhängig

$$p(x) \approx n_i \quad (9.11)$$

und andererseits

$$i_{\text{Sp}} \approx e\mu n_i \cdot U_{\text{Sp}}/2d. \quad (9.12)$$

Wegen (9.03) müssen die Elektronen eine BOLZMANN-Verteilung zeigen, und deshalb folgt aus (9.05) in Verbindung mit der Forderung $n(2d) = n_i$

$$n(x) = n_i \exp\left(-\frac{U_{\text{Sp}}}{\mathfrak{B}} \left(1 - \frac{x}{2d}\right)\right). \quad (9.13)$$

Streng genommen müßte neben der Randbedingung (9.10) eine weitere Randbedingung für $x=0$ aufge-

stellt werden. Auf Grund dieser beiden Bedingungen wäre dann sowohl eine Bestimmung der Integrationskonstante C wie eine „exakte“ Bestimmung der Charakteristik $i_{\text{Sp}} = f(U_{\text{Sp}})$ möglich. Nun ist eine vernünftige Randbedingung für $x=0$ gar nicht so leicht anzugeben, denn die Annahme $p(0) = n_i \cdot e^{U_1/\mathfrak{B}}$ mit $U_1 = U_m = -\frac{1}{2} U_{\text{Sp}}$ ist bei hohen Sperrspannungen sicher unvernünftig (siehe ², S. 197). Vor allem geht aber aus der obigen Argumentation mit der engen Begrenzung des $C \cdot \exp\left(-\frac{U_{\text{Sp}}}{\mathfrak{B}} \frac{x}{2d}\right)$ -Gliedes auf die allerengste Umgebung des Punktes $x=0$ hervor, daß die Randbedingung bei $x=0$ auf das charakteristische Geschehen bei hohen Sperrspannungen praktisch gar keinen Einfluß haben kann.

Das charakteristische Geschehen bei hohen Sperrspannungen besteht eben in der starken Absenkung der Elektronenkonzentration und in der von rechts, also von $x=2d$ her erfolgenden Verwehung des Randwertes $p(2d) = n_i$ der Defektelektronenkonzentration über praktisch die ganze i-Schicht. Daß der von rechts her kommende Defektelektronenstrom diese Wirkung überhaupt haben kann, liegt an der vorausgesetzten unendlichen Ergiebigkeit der Trennfläche Halbleiter-Metall, die die Randdichte der Defektelektronen starr auf dem Wert n_i hält und die beispielsweise im p-i-n-Gleichrichter bei hohen Sperrspannungen erfolgende Konzentrationsabsenkung verhindert.

Wenn aber die ganze i-Schicht von rechts her mit der Defektelektronenranddichte n_i überschwemmt wird, muß diese Schicht sich wie ein OHMScher Widerstand mit der Leitfähigkeit $e\mu n_i$ verhalten. So ist auch (9.12) verständlich. Wir sehen also jetzt unmittelbar, daß der am Schluß des § 8 geäußerte Verdacht über die Gefährlichkeit der unendlichen Ergiebigkeit der Trennfläche Halbleiter-Metall nur zu berechtigt war. Diese Ergiebigkeit verdirbt tatsächlich die Sperreigenschaften eines p-i-Metall-Gleichrichters bei hohen Sperrspannungen, indem dieser nicht mehr eine Sättigungs-Kennlinie hat, sondern sich wie ein gar nicht einmal allzu kleiner ²⁹ OHMScher Widerstand verhält.

Nachzutragen bleiben vielleicht noch zwei Dinge. Von welchen Sperrspannungen ab ist die skizzierte Lösung vernünftig, und wie liegen die Dinge bei einer Schicht endlicher Dicke $2d = O(L)$ ³⁰?

Die erste Frage ist schnell beantwortet. In der i-Schicht sinkt von rechts her nach (9.13) wegen

dichten größenordnungsweise um den Faktor $U_{\text{Sp}}/\mathfrak{B} \approx 4000$ tiefer liegen.

³⁰ Das LANDAUSCHE Symbol $O(L)$ bedeutet „von der Größenordnung L “.

²⁹ Nach (9.12) berechnet man für $U_{\text{Sp}} = 100$ Volt und $2d = 100 \mu$ bei Ge ($e\mu n_i = \frac{1}{2} \sigma_i = \frac{1}{2} \cdot [60 \Omega \text{ cm}]^{-1}$) eine Stromdichte von $83,3 \text{ Amp cm}^{-2}$, während die Sättigungsstrom-

des großen Wertes von U_{sp}/\mathfrak{B} die Elektronendichte sehr steil ab. Mit Ausnahme der allernächsten Umgebung von $x=2d$ bleibt also $p(x) \approx n_i$ raumladungsmäßig unkompensiert. Eine Raumladungsdichte $+en_i$ ruft aber auf der Strecke $2d$ ein parabolisches Zusatzpotential hervor, das am Ende der Strecke $2d$ den Wert $\frac{1}{2}(2d/x_{0i})^2 \mathfrak{B}$ hat. Hierbei ist

$$x_{0i} = \sqrt{\varepsilon \mathfrak{B} / 4 \pi e n_i} \quad (9.14)$$

die zur Inversionsdichte n_i gehörige DEBYE-Länge³¹, die bei Germanium die Größenordnung 1μ hat. Die angegebene Lösung wird also vernünftig sein, wenn

$$U_{sp} \gg \frac{1}{2}(2d/x_{0i})^2 \mathfrak{B}$$

oder

$$U_{sp}/\mathfrak{B} \gg \frac{1}{2}(2d/x_{0i})^2 \quad (9.15)$$

ist. Mit $2d=200 \mu$ müßten wir also

$$U_{sp} \gg 20\,000 \mathfrak{B} \approx 500 \text{ Volt}$$

fordern. Das sind also schon wirklich *sehr* hohe Sperrspannungen. Trotzdem dürfte man das Charakteristische des Sperrverhaltens einer p-i-Metall-Struktur mit diesen Ausführungen erfassen.

Die zweite Frage bedarf eines größeren Aufwandes. Wenn wir uns aber auf so hohe Sperrspannungen wie (9.15) beschränken, dürfte auch die i-Schicht mit endlicher Dicke $2d=O(L)$ mit verhältnismäßig einfachen Mitteln ganz gut zu beschreiben sein. Wieder wird bei genügend hohen Sperrspannungen das Arbeiten mit einer konstanten Feldstärke

$$\mathfrak{E} = -U_{sp}/2d \quad (9.16)$$

zulässig sein, wieder wird die rechte belastungsunabhängige Randdichte n_i der Defektelektronen nach links über die ganze i-Schicht hinweg verweht sein

$$p(x) \approx \text{const} = n_i, \quad (9.17)$$

und wieder wird schließlich die Elektronendichte $n(x)$ gegenüber ihrem im stromlosen Zustand eingenommenen Gleichgewichtswert n_i stark abgesenkt sein

$$n(x) \ll n_i, \quad (9.18)$$

da die niedrigen Elektronenkonzentrationen des p-Gebietes quasi in die Mittelschicht hinein geweht werden.

Auf Grund von (9.17) und (9.18) vereinfacht sich nun zunächst der Rekombinationsüberschuß³²

$$\mathfrak{R} = \frac{n \cdot p - n_i^2}{\mathfrak{T}_1 n_i + \mathfrak{T}_2 n + \mathfrak{T}_3 p} \quad (9.19)$$

ganz erheblich:

$$\mathfrak{R} \approx -n_i/(\mathfrak{T}_1 + \mathfrak{T}_3). \quad (9.20)$$

Mit einer Diffusionslänge

$$L = \sqrt{\mu \mathfrak{B} (\mathfrak{T}_1 + \mathfrak{T}_3)} \quad (9.21)$$

wird

$$\mathfrak{R} \approx -\mu \mathfrak{B} n_i / L^2. \quad (9.22)$$

Diesen Ausdruck für den Rekombinationsüberschuß \mathfrak{R} brauchen wir jetzt. Denn bei der Schicht endlicher Dicke $2d=O(L)$ sind wir ja im Gegensatz zur *dünnen* i-Schicht nicht mehr von vornherein sicher, ob wir die Neuerzeugung innerhalb der i-Schicht vernachlässigen dürfen. Wir müssen vielmehr einen ortsabhängigen Elektronenstrom $i_n(x)$ gemäß der Gleichung³³

$$di_n/dx = +e \mathfrak{R} \quad (9.23)$$

bzw. mit (9.22)

$$di_n/dx = -e \mu \mathfrak{B} n_i / L^2 \quad (9.24)$$

berücksichtigen, was auf

$$i_n(x) = -e \mu n_i (\mathfrak{B}/L) \cdot (x/L) \quad (9.25)$$

führt³⁴. Diese Stromdichte $i_n(x)$ wird – im Gegensatz zum Defektelektronenstrom – durch ein Gegeneinanderwirken von Feld- und Diffusionsstrom getragen:

$$+e \mu \mathfrak{B} n'(x) + e \mu n(x) \cdot \left(-\frac{U_{sp}}{2d}\right) = i_n(x). \quad (9.26)$$

Unter Berücksichtigung des Randwertes

$$n(2d) = n_i \quad (9.27)$$

folgt hieraus

$$n(x) = n_i \left\{ \left[1 - \frac{(2d/L)^2}{U_{sp}/\mathfrak{B}} - \frac{(2d/L)^2}{(U_{sp}/\mathfrak{B})^2} \right] \cdot \exp \left[-\frac{U_{sp}}{\mathfrak{B}} \left(1 - \frac{x}{2d} \right) \right] + \frac{(2d/L)^2}{U_{sp}/\mathfrak{B}} \cdot \frac{x}{2d} + \frac{(2d/L)^2}{(U_{sp}/\mathfrak{B})^2} \right\}. \quad (9.28)$$

dotierten p-Gebiet wieder vernachlässigen, so daß $i_n(0)=0$ gesetzt wird.

Im Grenzfall der dünnen i-Schicht gilt $x < 2d \ll L$, und wegen des Faktors x/L liefert (9.25) dann (9.03). Das ist eine nachträgliche Rechtfertigung der bei einer *dünnen* i-Schicht vorgenommenen Vernachlässigung des Elektronenstromes.

³¹ Siehe z. B. ⁶, Seite 101, Fußnote 1.

³² Siehe z. B. ², Gl. (17).

³³ Siehe z. B. ², Gl. (26).

³⁴ Die Integrationskonstante wird bei dieser Integration gleich Null gesetzt. Das läuft darauf hinaus, daß wir die Neuerzeugung innerhalb des Diffusionsschwanzes im hoch-

Abb. 13 zeigt dieses Ergebnis für den Fall

$$U_{Sp}/\mathfrak{B} = 100 \text{ und } 2d/L = 2.$$

Man sieht, daß die Elektronenkonzentration ganz rechts eine BOLTZMANN-Verteilung

$$n(x) \approx n_i \exp \left[-\frac{U_{Sp}}{\mathfrak{B}} \left(1 - \frac{x}{2d} \right) \right] = n_i e^{+V(x)/\mathfrak{B}}. \quad (9.29)$$

ist. Im größten Teil der i-Schicht wird $i_n(x)$ aber als Feldstrom geführt, denn der dort nach Abb. 13 gültige Näherungsausdruck

$$n(x) \approx n_i \frac{(2d/L)^2}{U_{Sp}/\mathfrak{B}} \cdot \frac{x}{2d} \quad (9.30)$$

ergibt sich sofort aus dem Ansatz

$$e \mu n(x) \cdot \mathfrak{E} = i_n(x), \quad (9.31)$$

wenn hierin (9.25) und (9.16) berücksichtigt werden. Diese Unterteilung einer sperrmäßig belasteten

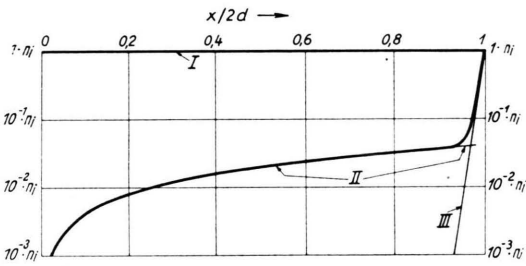


Abb. 13. Konzentrationsverteilungen innerhalb der i-Schicht.
 $U_{Sp}/\mathfrak{B} = 100$; $2d/L = 2$.

I: $p(x) \approx n_i$; II: $n(x) \approx n_i \frac{(2d/L)^2}{U_{Sp}/\mathfrak{B}} \cdot \frac{x}{2d}$, Elektronenstrom wird als Feldstrom geführt;

III: $n(x) = n_i \cdot \exp \left[-\frac{U_{Sp}}{\mathfrak{B}} \left(1 - \frac{x}{2d} \right) \right]$, BOLTZMANN-Verteilung.

Halbleiterschicht in eine Feldstromzone und eine BOLTZMANN-Zone ist uns von der SCHOTTKYSchen Diffusionstheorie eines Halbleiter – Metall-Kontaktes her geläufig³⁵. Auch im sperrmäßig stark belasteten p-s-n-Gleichrichter liegen ähnliche Verhältnisse vor³⁶.

Es fragt sich nun, ob die erhaltenen Resultate die gemachten Annahmen nachträglich bestätigen und ob also die Lösung in sich widerspruchsfrei ist. Zunächst einmal sieht man, daß die Annahme (9.18) außerordentlich gut erfüllt ist: Die Elektronenkonzentration $n(x)$ ist praktisch überall radikal gegenüber n_i abgesenkt. Die beiden anderen Annahmen,

also die Gln. (9.16) und (9.17), ergeben zusammen einen ortsunabhängigen Defektelektronenstrom

$$\begin{aligned} i_p(x) &= i_{pFeld}(x) \\ &= e \mu p(x) \mathfrak{E}(x) = -e \mu n_i (U_{Sp}/2d). \end{aligned} \quad (9.32)$$

Dies ist nun freilich mit einer Neuerzeugung innerhalb der i-Schicht, also mit einem von Null verschiedenen negativen Rekombinationsüberschuß (9.22) nicht zu vereinbaren. Zuzufolge der Halbleiterfundamentalgleichung³⁷

$$\frac{di_p}{dx} = -e \mathfrak{R} = +e \mu \mathfrak{B} (n_i/L^2) \quad (9.33)$$

ruft nämlich eine solche Neuerzeugung ein Ansteigen des Betrages des Defektelektronenstromes i_p von rechts nach links hervor:

$$\begin{aligned} i_p(x) &= -e \mu n_i \frac{U_{Sp}}{2d} + e \mu \mathfrak{B} \frac{n_i}{L^2} x \\ &= -e \mu n_i \frac{U_{Sp}}{2d} \left(1 - \frac{(2d/L)^2}{U_{Sp}/\mathfrak{B}} \cdot \frac{x}{2d} \right). \end{aligned} \quad (9.34)$$

Man sieht nun aber, daß der ortsveränderliche zweite Summand selbst ganz rechts bei $x = 2d$ wegen der Größe von $U_{Sp}/\mathfrak{B} = 100 \dots 1000$ nur einen kleinen Fehler darstellt, so daß hierdurch keine entscheidenden Bedenken gegen die gegebene Lösung ausgelöst werden. Durch eine relativ geringe Ortsveränderlichkeit von p oder von \mathfrak{E} könnte dieser Fehler leicht behoben werden.

Bedenklicher dagegen erscheint, daß die Ortsabhängigkeit der angenommenen Feldstärke

$$\mathfrak{E} = -U_{Sp}/2d$$

eigentlich mit der praktisch unkompenzierten Raumladungsdichte $+e n_i$ der Defektelektronen nicht zu vereinbaren ist. Es handelt sich um das gleiche Bedenken, daß wir auch bei der dünnen i-Schicht nur durch den Hinweis darauf zu entkräften vermochten, daß das von dieser Raumladung $+e n_i$ gemäß der Poissonschen Gleichung gelieferte Zusatzfeld

$$(\mathfrak{B}/x_{0i}) \cdot (x/x_{0i})$$

wegen seiner Unabhängigkeit von der äußeren Spannung U_{Sp} bei immer weiter fortgesetzter Steigerung dieser Spannung U_{Sp} schließlich einmal bedeutungslos werden muß neben einem mit U_{Sp} ansteigenden Feldanteil, der von einer positiven Oberflächenladung auf der Trennfläche Metall – Halbleiter über

³⁵ Siehe ², Vortrag IV §§ 4 und 5. Man beachte aber auch die Unterschiede zwischen dem hier behandelten Fall und der Theorie des Halbleiter – Metall-Kontaktes [zwei Trägersorten n und p , gegenüber nur einer Trägersorte n oder p ;

$\mathfrak{E} = \text{const}$ und $i_n(x)$ linear ortsabhängig gegenüber i_n oder $i_p = \text{const}$ und \mathfrak{E} linear ortsabhängig].

³⁶ Siehe z. B. ², insbes. S. 210, Abb. 32.

³⁷ Siehe z. B. ², Gl. (27).

die ganze i-Schicht hinweg reicht bis zu einer dann von Defektelektronen freigewehrten Zone des hochdotierten p-Gebietes und der an der dortigen unkompenzierten Akzeptoren-Raumladung endet (siehe Abb. 12). Bei sehr hohen Spannungen dürfte also die Annahme einer konstanten Feldstärke

$$\mathfrak{E} = \text{const} = -U_{\text{sp}}/2d$$

doch berechtigt sein.

Die gegebene Lösung

$$p \approx n_i, \quad (9.17)$$

$$n \approx n_i \frac{(2d/L)^2}{U_{\text{sp}} \mathfrak{B}} \cdot \frac{x}{2d} + n_i \exp \left[-\frac{U_{\text{sp}}}{\mathfrak{B}} \left(1 - \frac{x}{2d} \right) \right], \quad (9.35)$$

$$\mathfrak{E} \approx -U_{\text{sp}}/2d, \quad (9.36)$$

dürfte also die Verhältnisse in einer sperrmäßig sehr stark³⁸ belasteten p-i-Metall-Struktur einigermaßen richtig schildern. Wir entnehmen ihr mit Hilfe von (9.25) und (9.34) bzw. (9.32) als interessantestes Ergebnis die Gesamtstromdichte

$$i_p + i_n = i \approx -e \mu n_i (U_{\text{sp}}/2d), \quad (9.37)$$

die also nicht gesättigt ist, sondern ein OHMSches Gesetz befolgt. Der Näherungswert (9.37) übertrifft den von der Neuerzeugung innerhalb der i-Schicht herrührenden Anteil³⁹ $e \mu \mathfrak{B} (n_i/L^2) x$ unter den gemachten Voraussetzungen bei weitem. Daraus ergibt sich die weitere interessante Tatsache, daß auch bei der endlich dicken i-Schicht $2d = O(L)$ der Sperrstrom zum überwiegenden Teil aus der beliebig ergebbigen Neuerzeugung der Trennfläche Halbleiter – Metall geholt wird, deren Gefährlichkeit für die Güte der Sperrung sich nun also auch bei einer i-Schicht endlicher Dicke zeigt.

§ 10. Allgemeine Betrachtungen über die Durchlaßcharakteristik eines p-i-Überganges

Wir haben in § 8 bei der Diskussion von Gl. (8.12) gesehen, daß der Spannungsabfall U_m über der eigenleitenden Mittelzone den angestrebten $e^{U/\mathfrak{B}}$ -Gang der Durchlaßcharakteristik verhindert und mindestens zu einem $e^{U/2\mathfrak{B}}$ -Gang verschlechtert. Freilich kann ja die Injektion aus dem hochdotierten p-Gebiet das i-Gebiet niemals vollständig erfassen, weil am rechten Ende des i-Gebietes die Konzentra-

tionen quasi mit Gewalt immer niedrig gehalten werden. Daß also die Mittelzone einen unangenehm großen Spannungsabfall U_m verbraucht, darauf mußte man von Anfang an gefaßt sein.

Überraschend ist aber zunächst, daß in dem von genügend dünnen Schichten erreichten Optimalfall die Mittelzonenspannung U_m gerade wieder gleich dem linken Spannungsanteil U_1 ist, so daß in diesem Grenzfall als Kennlinie gerade wieder der $e^{U/2\mathfrak{B}}$ -Gang herauskommt. Wir wollen nun im folgenden mittels der elektrochemischen Potentiale $\mathcal{E}_F^{(n)}$ und $\mathcal{E}_F^{(p)}$ plausibel machen, daß die Verwendung eines p-i-Übergangs bestenfalls nur auf einen $e^{U/2\mathfrak{B}}$ -Gang führen kann, ganz gleichgültig wie die Kontaktierung am rechten Ende des i-Gebietes vorgenommen wird.

Die elektrochemischen Potentiale der Elektronen und der Defektelektronen sind folgendermaßen definiert⁴⁰:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_F^{(n)} &= -eV(x) + E_C + \zeta \left(\frac{n(x)}{N_C} \right) \\ &\approx -eV(x) + E_C + kT \ln \frac{n(x)}{N_C}, \end{aligned} \quad (10.01)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_F^{(p)} &= -eV(x) + E_V - \zeta \left(\frac{p(x)}{N_V} \right) \\ &\approx -eV(x) + E_V - kT \ln \frac{p(x)}{N_V}. \end{aligned} \quad (10.02)$$

Da die Konzentrationsverteilungen $n(x) = p(x)$ nach § 5 bekannt sind und da der Potentialverlauf $V(x)$ durch eine geringfügige Erweiterung des § 8 unschwer zu ermitteln ist, können wir $\mathcal{E}_F^{(n)}$ und $\mathcal{E}_F^{(p)}$ quer durch die behandelte p-i-Metall-Struktur hindurch zeichnen (s. Abb. 14).

Wir wollen nun zunächst zeigen, daß am rechten Ende der quasi-neutralen p-Zone die beiden elektrochemischen Potentiale um den Betrag $2eU_1$ auseinanderklaffen. Nach (10.01) und (10.02) findet man nämlich zunächst noch ganz allgemein

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_F^{(n)} - \mathcal{E}_F^{(p)} &\approx E_C - E_V + kT \ln \frac{n(x)p(x)}{N_C N_V} \\ &= kT \ln \left(\frac{n(x)p(x)}{N_C N_V \exp[-(E_C - E_V)/kT]} \right) \end{aligned} \quad (10.03)$$

und mit⁶, Gl. (VIII 4.23)

$$\mathcal{E}_F^{(n)} - \mathcal{E}_F^{(p)} \approx kT \ln \frac{n(x)p(x)}{n_i^2}. \quad (10.04)$$

³⁸ Insofern ist Abb. 13 inkonsequent. $p(x) = n_i$ und $\mathfrak{E} = \text{const}$ sind nur — wie wir aus Gl. (9.15) ersahen — bei Sperrspannungen weit über 500 Volt miteinander vereinbar.

³⁹ Siehe z. B. Gl. (9.34).

⁴⁰ Siehe z. B. ⁶, Gl. X 9.01 und X 9.04.

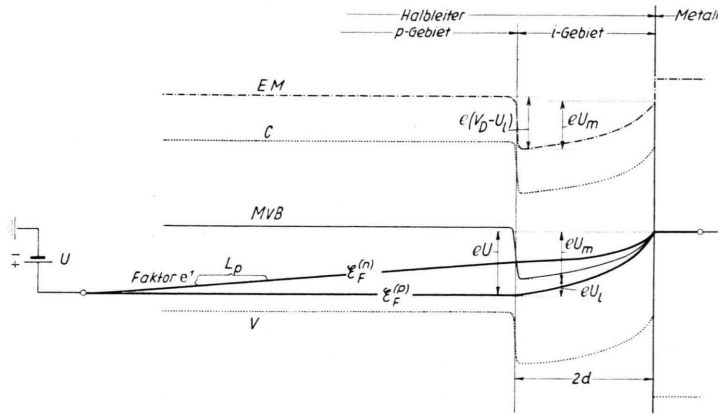


Abb. 14. Verlauf der FERMI-Niveaus $\mathcal{E}_F^{(n)}$ und $\mathcal{E}_F^{(p)}$ in einem p-i-Metall-Gleichrichter. „Dicke“ i-Schicht ($2d=2L$): $U_m > U_1$, $U > 2U_1$. Es bedeuten L_p =Diffusionslänge; E.M.=elektrostatisches Makropotential; C=unterer Rand des Leitungsbandes; V=oberer Rand des Valenzbandes; MvB=Mitte des verbotenen Bandes.

Setzt man hier nun speziell die Konzentrationswerte

$$n(0-0) \approx \frac{n_i^2}{p_p} e^{2U_1/\mathfrak{B}} \quad (5.16)$$

und
$$p(0-0) \approx p_p \quad (5.01)$$

ein, so ergibt sich die aufgestellte Behauptung

$$\left[\mathcal{E}_F^{(n)} - \mathcal{E}_F^{(p)} \right]_{x=0-0} = 2eU_1. \quad (10.05)$$

Weiter wissen wir, daß die Elektronen ihr elektrochemisches Potential $\mathcal{E}_F^{(n)}$ „von selbst“ herunterfallen⁴¹. Da der Durchlaßfall betrachtet wird und in diesem Fall Elektronen von rechts nach links strömen, muß $\mathcal{E}_F^{(n)}$ nach rechts hin ansteigen. Der günstigste Fall ist der, daß dieser Anstieg unmerkbar klein ist und praktisch vernachlässigt werden kann. [Dies trifft bei einer „dünnen“ i-Schicht ($2d \ll L$) zu. Siehe Abb. 15. Innerhalb der i-Schicht verläuft hier $\mathcal{E}_F^{(n)}$ tatsächlich horizontal.]

Betrachten wir noch einmal Abb. 14 und bedenken wir, daß der Unterschied zwischen der FERMI-Kante $\mathcal{E}_F \equiv \mathcal{E}_F^{(n)}$ ganz rechts im Elektrodenmetall

und der gemeinsamen FERMI-Kante $\mathcal{E}_F^{(n)} = \mathcal{E}_F^{(p)}$ ganz links im hochdotierten p-Gebiet die von außen an die ganze Anordnung angelegte Spannung U (multipliziert mit e) ergibt, so folgt schließlich aus dem Gesagten, daß

$$U \geq 2U_1 \quad \text{oder} \quad U_1 \leq \frac{1}{2}U \quad (10.06), (10.07)$$

sein muß.

Bis hierher ist die Überlegung zwangsläufig. Das gilt nicht mehr, wenn wir als nächstes überlegen, ob man Aussagen über den Zusammenhang zwischen der Stromdichte i und der im p-i-Übergang abfallenden Spannung U_1 machen kann, ohne über die betrachtete Struktur etwas anderes zu wissen, als daß sie den p-i-Übergang enthält. Immerhin erscheint in diesem Zusammenhang folgende Argumentation wohl nicht ganz unplausibel: Die durch die betrachtete Struktur hindurchfließende Stromdichte i ist sicher eine monoton ansteigende Funktion der Konzentrationsanhebung $n(0) - n_i$ am linken Ende $x=0$ der Mittelzone, also nach (5.15) von

$$n(0) - n_i = n_i e^{U_1/\mathfrak{B}} - n_i = n_i (e^{U_1/\mathfrak{B}} - 1). \quad (10.08)$$

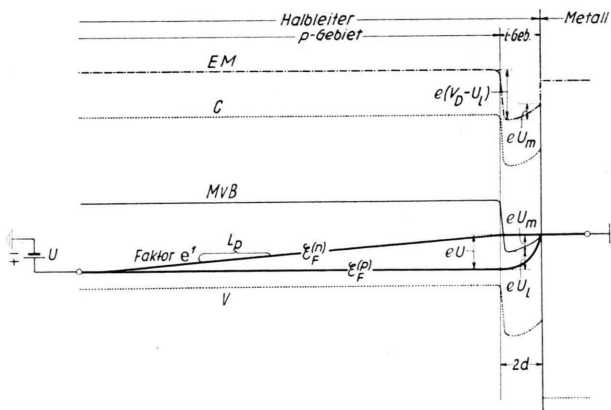


Abb. 15. Verlauf der FERMI-Niveaus $\mathcal{E}_F^{(n)}$ und $\mathcal{E}_F^{(p)}$ in einem p-i-Metall-Gleichrichter. „Dünne“ i-Schicht ($2d \leq L$): $U_m = U_1$, $U = 2U_1$. Weitere Bezeichnungen wie in Abb. 14.

⁴¹ Siehe z. B. ⁶, Seite 359.

Da mit Vorzeichenwechsel von U_1 auch die Stromdichte i ihr Vorzeichen wechseln muß, kommen für den Zusammenhang zwischen i und der Konzentrationsänderung $n_i(e^{U_1/2\vartheta} - 1)$ nur die ungeraden Potenzen in Betracht. Da aber jede Konzentrationsabweichung von den im thermischen Gleichgewicht gerade ausbalancierten Werten sofort einen endlichen Strom ergeben muß, wird im Zusammenhang

Wir sehen, daß sich an der ganzen Argumentation nichts ändert, wenn die Kontaktierung des i-Gebietes nach rechts hin nicht durch ein sperrfreies Metall, sondern zum Beispiel durch einen i-n-Übergang vorgenommen wird. Die elektrochemischen Potentiale $\mathcal{E}_F^{(n)}$ und $\mathcal{E}_F^{(p)}$ verlaufen dann so, wie es Abb. 16 zeigt, und wieder gilt (10.06) bzw. (10.07), woraus wieder der flache $e^{U/2\vartheta}$ -Verlauf resultiert.

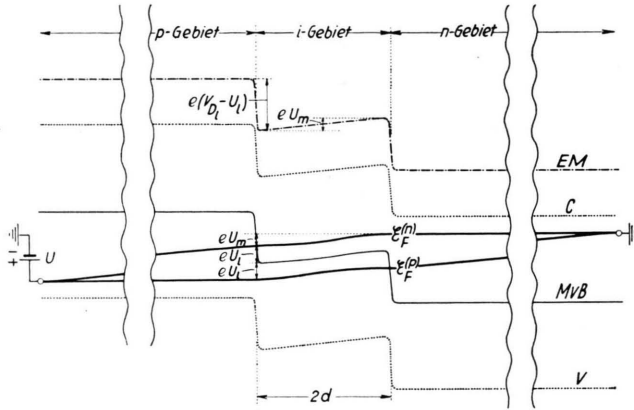


Abb. 16. Verlauf der FERMİ-Niveaus $\mathcal{E}_F^{(n)}$ und $\mathcal{E}_F^{(p)}$ in einem p-i-n-Gleichrichter. Dicke $2d$ der i-Schicht endlich (nämlich $2d = 2L$): $U_m > 0$, $U > 2U_1$. Weitere Bezeichnungen wie in Abb. 14.

zwischen der Stromdichte i und der Konzentrationsabweichung $n_i(e^{U_1/2\vartheta} - 1)$ die erste Potenz höchstwahrscheinlich nicht fehlen:

$$i \sim [n_i(e^{U_1/2\vartheta} - 1)]^1 + \dots [n_i(e^{U_1/2\vartheta} - 1)]^3 + \dots \quad (10.09)$$

Behalten wir hier nur die erste Potenz bei und nehmen wir aus (10.07) den günstigsten Fall, so erhalten wir bei Verwendung eines p-i-Überganges als resultierende Flußkennlinie

$$i \sim n_i(e^{U/2\vartheta} - 1) = n_i(e^{U_1/2\vartheta} - 1). \quad (10.10)$$

Die Argumentation ist aber nur bis zur Spannungsabhängigkeit der Konzentrationsanhebung (10.08) zwangsläufig. Wenn die Durchlaßbelastung größer wird, können in (10.09) höhere Potenzen als die erste das Bild beherrschen. Dann können sich für i steilere Anstiege als $e^{U/2\vartheta}$ ergeben.

Auch darf man nicht vergessen, daß in dem (nicht hingeschriebenen) Faktor vor der ersten Potenz in (10.09) die Diffusionslänge L vorkommt, und durch deren im allgemeinen zwar schwache Belastungsabhängigkeit kann der $e^{U/2\vartheta}$ -Gang ebenfalls versteilert werden.