

Theorie des Sperrschicht-Photoeffekts

Von KURT LEHOVEC

(Z. Naturforschg. 1, 258–263, [1946]; eingegangen am 11. Februar 1946)

Es wird eine Theorie des Sperrschicht-Photoeffekts gegeben, die sich auf die folgenden Annahmen stützt:

1. Der Halbleiter ist ein Störstellen-Halbleiter.
2. Durch die Übertrittsarbeit Metall/Halbleiter ist eine bestimmte Konzentration der Elektronen und Defektelektroden im Halbleiter an der Metallgrenze festgelegt, die sich bei Belichtung nicht ändert.
3. Durch Lichtabsorption werden im Grundgitter Paare von Elektronen und Defektelektroden ausgelöst.

Es werden Differentialgleichungen aufgestellt, die den Zusammenhang zwischen Photo-Strom und -Spannung, Beleuchtungsstärke, Lichtfrequenz und den Eigenschaften von Halbleiter und Elektrode enthalten. Bei Defekthalbleitern, wie z. B. Selen und Kupferoxydul, fließen die durch Lichteinstrahlung in der Sperrschicht ausgelösten Elektronen stets zur Elektrode, und die Defektelektroden im Fall der Leerlaufspannung ebenfalls zur Elektrode, im Fall des Kurzschlußstroms in den Halbleiter. Praktisch ausschließliche Überschußhalbleitung oder praktisch ausschließliche Defekthalbleitung und Bildung von Elektronen und Defektelektroden durch Lichtabsorption sind notwendige Bedingungen für einen nennenswerten Sperrschicht-Photoeffekt.

In der vorliegenden Arbeit werden die Vorgänge bei Belichtung der Sperrschicht diskutiert und die Grundlagen zur mathematischen Behandlung der Eigenschaften der Sperrschicht-Photozelle gegeben. Dadurch wird, wie wir in einer folgenden Arbeit zeigen werden, die Berechnung von Photo-Spannung und -Strom in Abhängigkeit von Beleuchtungsstärke, Lichtfrequenz, spezifischen Eigenschaften von Halbleiter und Metallelektrode und vom Widerstand im äußeren Stromkreis ermöglicht.

Der prinzipielle Aufbau einer Sperrschicht-Photozelle ist der folgende: Auf einer Metallelektrode M_1 befindet sich eine passende Halbleiterschicht, auf welcher eine lichtdurchlässige Metallelektrode M_2 aufgebracht ist. Die „Sperrschicht“, d. i. eine Schicht mit spannungs- und richtungsabhängigem Widerstand, bildet sich in dem unmittelbar an M_2 angrenzenden Teil des Halbleiters aus und ist abhängig von M_2 und der Vorbehandlung des Halbleiters. Auch die Aufbringungsart von M_2 ist von Bedeutung. Die Ausbildung einer Sperrschicht bei M_1 läßt sich durch geeignete Wahl des Elektrodenmetalls weitgehend unterdrücken. Die Sperrschicht hat einen geringen Widerstand bei Stromdurchgang in der einen Richtung („Flußrichtung“), dagegen einen hohen Widerstand bei

Stromdurchgang in der entgegengesetzten Richtung („Sperrichtung“). Daher findet die im Prinzip gleiche Anordnung zur Gleichrichtung von Wechselströmen weit verbreitete Anwendung (Sperrschicht-Gleichrichter). Bei Belichtung des Halbleiters durch M_2 hindurch entsteht zwischen M_1 und M_2 eine Spannung, die „Photospannung“. Bei leitender Verbindung von M_1 und M_2 fließt ein Strom, der „Photostrom“.

Da eine Sperrschicht-Photozelle sozusagen ein belichteter Gleichrichter ist, muß eine umfassende Theorie der Sperrschicht-Photozelle die Theorie des Sperrschicht-Gleichrichters als Spezialfall für fehlende Lichtintensität enthalten. Die Wirkungsweise der Sperrschicht-Gleichrichter wurde früher vorwiegend auf gitterfremde Zwischenschichten, „chemische Sperrschichten“, zurückgeführt. In neueren Untersuchungen^{1,2} ist jedoch die „physikalische Sperrschicht“, welche auf den besonderen Energieverhältnissen der Metallelektrode und der angrenzenden Halbleiterschicht beruht, in den Vordergrund getreten. Die älteren Theorien über den

¹ N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. [London] (Ser. A) **171**, 27 [1939].

² W. Schottky, Z. Physik **113**, 367 [1939]; **118**, 534 [1942]; W. Schottky u. E. Spenke, Wiss. Veröff. Siemens-Werke XVIII.



Sperrschicht-Photoeffekt haben angenommen, daß die lichtelektrisch im Halbleiter ausgelösten Ladungsträger überthermische Energie besitzen und über zahlreiche „freie Weglängen“ beibehalten, so daß sie eine (chemische) „Sperrschicht“ durchdringen können³. Demgegenüber ist Mott davon ausgegangen, daß die Energieverteilung der lichtelektrisch ausgelösten Ladungsträger die gleiche ist wie die der thermisch ausgelösten, und ist im Anschluß an seine Arbeit über den Kupferoxydul-Gleichrichter⁴ zu einer qualitativen Deutung der wichtigsten Eigenschaften der Kupferoxydul-Photozelle gelangt⁴. Als Grundlage quantitativer Vergleiche mit den Experimenten ist es jedoch notwendig, die von Mott benützten Vorstellungen weiter auszubauen und quantitative Beziehungen (Differentialgleichungen) aufzustellen. Dies wird in der vorliegenden Arbeit durchgeführt. Bezüglich der quantitativen Auswertung (Integration) der Grundgleichungen wird auf eine folgende Arbeit verwiesen.

I. Qualitatives über Dunkel- und Photo-Leitfähigkeit und über die Sperrschicht bei Kupferoxydul und Selen

Kupferoxydul verdankt seine *Dunkelleitfähigkeit* überschüssig eingebauten Sauerstoff-Atomen („Störstellen“). Auch Selen der hexagonalen Modifikation gehört zu den „Störstellen-Halbleitern“⁵, obzwar die Natur der Störstellen bisher noch nicht vollständig geklärt werden konnte (vermutlich fehlgeordnete Selen-Atome bzw. -Ionen). Das Vorzeichen von Hall-Effekt und Thermospannung deutet bei Kupferoxydul und bei Selen auf überwiegende Leitung durch „Elektronenlöcher“ (Defektelektronen) hin. Die Elektronenlöcher entstehen dadurch, daß sich ein Teil der Elektronen aus dem obersten, beim absoluten Nullpunkt vollbesetzten Energieband bei höheren Temperaturen

an Störstellen anlagert. Die Elektronenlöcher verhalten sich wie positiv geladene Korpuskeln von ungefähr Elektronenmasse.

Die Leitfähigkeit von Kupferoxydul und Selen steigt bei *Belichtung* (vorwiegend im sichtbaren Spektralbereich). An Sperrschicht-Photozellen wurden Lichtausbeuten von der Größenordnung 1 Elektron je absorbiertes Lichtquant beobachtet⁶. Die Lichtabsorption im benutzten Spektralbereich erfolgt bereits am (störstellenfreien) Halbleiter-Gitter. Wir haben uns also vorzustellen, daß ein Lichtquant ausreichender Energie ein Elektron aus dem obersten, beim absoluten Nullpunkt vollbesetzten Gitterenergieband in das nächst höhere, leere Gitterenergieband befördert und im unteren Band eine Elektronenlücke (Defektelektron) zurückläßt⁷. Die lichtelektrisch ausgelösten Elektronen und Defektelektronen werden ihre überschüssige Energie sehr bald durch Zusammenstöße mit dem Gitter einbüßen und können daher wie die thermisch ausgelösten behandelt werden. Dies wird durch Experimente Engelhards⁸ am Kupferoxydul bestätigt, welcher fand, daß die Beweglichkeit (Produkt aus Hall-Konstante und Leitfähigkeit) der lichtelektrisch ausgelösten Elektronen gleich derjenigen der bereits im Dunkeln vorhandenen ist.

Wir können uns die Ausbildung der (physikalischen) *Sperrschicht* am besten klarmachen, indem wir die Vorgänge bei Berührung von Metall und Halbleiter verfolgen. Vor der Berührung ist der gesamte Halbleiter elektrisch neutral. Aus dem obersten, beim absoluten Nullpunkt vollbesetzten Elektronenband haben sich Elektronen an Haftstellen angelagert und Elektronenlücken zurückgelassen. Das tiefste der beim absoluten Nullpunkt völlig leeren Elektronenbänder ist bei Defekthalbleitern auch bei höheren Temperaturen praktisch leer und trägt nicht zur Leitfähigkeit bei. Berührt der Halbleiter ein Metall, in welchem die freie Energie der Elektronen größer ist als im Halbleiter

³ Vergl. insbesondere Arbeiten von G. Liandrat, z. B. Ann. physique (11) **6**, 391 [1936].

⁴ N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. [London] (Ser. A) **171**, 281 [1939].

⁵ F. Eckart und A. Kittel (Naturwiss. **29**, 371 (Nr. 24/25) [1941]) haben aus Hall-Spannung und Leitfähigkeit einer Selen-Probe eine Beweglichkeit von ca. $1 \text{ cm}^2/\text{Volt sec}$ und eine Konzentration der freien Ladungsträger von ca. 10^{16} cm^{-3} bei Raumtemperatur bestimmt. Die relativ geringe Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit und die geringe Konzentration der Ladungsträger lassen auf Störstellen-Halbleitung schließen.

⁶ Z. B. A. Schroepfel, Erlanger Berichte **70**, 87 [1938].

⁷ Die Annahme einer Abspaltung der Photoelektronen an diskret im Gitter verteilten Zentren würde mit der Annahme eines Energiewanderungsprozesses der am Gitter absorbierten Lichtquanten zu diesen Zentren gleichbedeutend sein. Der von C. Brown entdeckte „transmitted“-Effekt, der zunächst in diesem Sinn gedeutet werden könnte, hat eine triviale Aufklärung gefunden (H. Frank, Dissertat. Prag 1942, unveröffentlicht).

⁸ Engelhard, Ann. physique **17**, 539 [1933].

ter, so werden Elektronen aus dem Metall in den Halbleiter bzw. Defektelektronen aus dem Halbleiter in das Metall strömen. Daher werden sich in der Randschicht des Halbleiters Raumladungen und ein elektrisches Potential ausbilden. Die Verhältnisse nach Einstellung des Gleichgewichts sind in Abb. 1 dargestellt. Die Verarmung der Defektelektronen in der Halbleiter-Randschicht hat die praktisch vollständige Dissoziation der Störstellen zur Folge. Das in der Randschicht ausgebildete elektrische und chemische Potential bewirkt, daß die freie Energie der Elektronen im Halbleiter und im Metall dieselbe ist. Um ein Mol Defektelektronen vom Metall in den Halbleiter zu bringen, ist eine

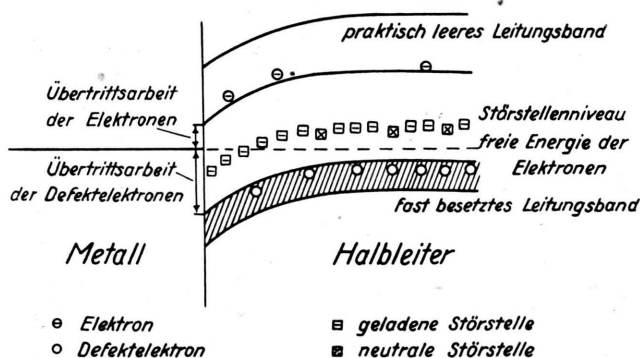


Abb. 1. Grenze Metall-Halbleiter im Gleichgewicht. Ordinate: Summe der inneren und elektrischen Energie der Elektronen.

Austrittsarbeit aufzuwenden, die durch eine Konzentrationsarbeit kompensiert wird. Desgleichen wird bei Verschiebung eines Mols Defektelektronen in der Sperrschicht zwar elektrische Arbeit gewonnen, dafür geht aber der gleiche Betrag an Konzentrationsarbeit verloren.

II. Aufstellung der Grundgleichungen⁹

Die folgenden Überlegungen werden für Störstellenhalbleiter mit Defektelektronenleitung aufgestellt, können jedoch in entsprechender Weise für solche mit Elektronenleitung durchgeführt werden.

Da die Konzentration der Leitungselektronen klein im Vergleich zu der der Defektelektronen an-

⁹ Für die freundliche Überlassung einer noch unveröffentlichten Arbeit über die Energieverhältnisse in der Sperrschicht bin ich Hrn. Prof. W. Schottky großen Dank schuldig.

genommen wird, lautet die Gleichgewichtsbedingung (Massenwirkungsgesetz) für die Dissoziation der Störstellen:

$$-C + c / {}^\infty C = K. \quad (1)$$

${}^\infty C$, $-C$ und $+c$ sind die Konzentrationen der neutralen Störstellen, der dissoziierten Störstellen und der Defektelektronen in Mol/cm³.

Das thermodynamische Gleichgewicht bei konstanter Temperatur und konstantem Druck ist allgemein durch die Konstanz der freien Enthalpie gekennzeichnet. Da Volumenänderungen bei dem betrachteten System keine Rolle spielen, kann auch die Konstanz der freien Energie als Gleichgewichtsbedingung angesehen werden. Die freie Energie ist die Summe aus der chemischen Energie μ und der elektrischen Energie. Die Gleichgewichtsbedingung lautet also

$$\frac{d}{dx} (\pm \mu \pm FV) = 0. \quad (2a, b)$$

Die Indices $+$ und $-$ bezeichnen Defektelektronen und Elektronen. Bei doppelten Vorzeichen bezieht sich das obere auf Defektelektronen. F ist die Faraday-Konstante, V das elektrische Potential und x die vom Metall zum Halbleiter gerichtete Ortskoordinate. An der Grenze Metall-Halbleiter sei $x = 0$. Alle Größen sind auf das Mol bezogen. Die chemische Energie ist allgemein gegeben durch

$$\pm \mu = \pm U - T \pm S. \quad (3a, b)$$

U innere Energie, T abs. Temperatur, S Entropie. Im folgenden bedeuten die Indices M , R und I Metall, Halbleiter bei $x = 0$ und Halbleiter für große x . Größen irgendwo im Halbleiter lassen wir ohne Index.

Im Metall sind μ_M und V_M ortsunabhängig und es ist

$$+ \mu_M + - \mu_M = 0. \quad (4)$$

Im Halbleiter ist $\pm U$ die ortsunabhängige Energie des unteren Randes des Leitungsbandes der Defektelektronen bzw. Elektronen. $\pm S$ ist wegen der geringen Dichte der Defektelektronen bzw. Elektronen gleich der Entropie eines idealen Gases:

$$\pm S = R [\ln (\Gamma \pm M^{3/2} T^{3/2}) - \ln \pm c]. \quad (5a, b)$$

Es bedeuten: R Gaskonstante, $\pm M$ effektive Molmasse der Defektelektronen bzw. Elektronen. Γ ist

der von $\pm M$ unabhängige Anteil der chemischen Konstanten und beträgt

$$\Gamma = 2 \frac{e^{5/2} (2 \pi k)^{3/2}}{h^3 L^{5/2}}. \quad (6)$$

k Boltzmann-Konstante, h Wirkungsquantum, L Loschmidtsche Zahl, $e = 2,71 \dots$. Der Faktor 2 rührt vom Spin der Elektronen her. $\pm S$ ist bei Zimmertemperatur im betrachteten Konzentrationsgebiet ($-c \ll +c \ll 10^{-4} \text{ Mol cm}^{-3}$) positiv. Die Gleichgewichtsbedingung kann nach (2 a, b) und (3 a, b) auch folgendermaßen formuliert werden:

$$\pm \mu_M \pm F V_M = \pm U - T \pm S \pm F V. \quad (7a, b)$$

(Vergl. Abb. 2.) Durch Einführung von

$$\pm \psi = \pm U - \pm \mu_M \pm F (V - V_M) = T \pm S \quad (8a, b)$$

erhält man aus (5 a, b):

$$\pm c = \Gamma \pm M^{3/2} T^{3/2} \exp\left(-\frac{\pm \psi}{RT}\right). \quad (9a, b)$$

Die Paarbildungsenergie ist nach (4) und (8 a, b):

$$B = +\psi + -\psi = +U + -U. \quad (10)$$

Da

$$+c -c = \Gamma^2 (+M - M)^{3/2} T^3 \exp\left(-\frac{B}{RT}\right) \quad (11)$$

ortsunabhängig ist, kann der Sperrschichteffekt, welcher eine starke Ortsabhängigkeit von $+c + -c$ zur Voraussetzung hat, nur auftreten, wenn $+c_I$ und $-c_I$ von ungleicher Größenordnung sind. Letzteres ist nur bei Störstellenhalbleitern möglich.

Speziell für $x = 0$ gilt

$$\pm \psi_R = \pm U - \pm \mu_M \pm F (V_R - V_M) = T \pm S_R \quad (12a, b)$$

und

$$\pm c_R = \Gamma \pm M^{3/2} T^{3/2} \exp\left(-\frac{\pm \psi_R}{RT}\right). \quad (13a, b)$$

Die Übertrittsarbeit $\pm \psi$ vom Metall in den Halbleiter ist also gleich der Konzentrationsarbeit $T \pm S_R$ (vergl. Abb. 1). $V_R - V_M = \chi$ ist der elektrische Potentialsprung an der Grenzfläche infolge von Dipolschichten. Aus (8 a, b) und (9 a, b) folgt

$$\pm c_R / \pm c_I = \exp\left(\mp \frac{F(V_R - V_I)}{RT}\right). \quad (14a, b)$$

Wir stellen nun noch einige Beziehungen auf, die auch bei gestörtem Gleichgewicht gelten. Für das elektrische Potential im Halbleiter gilt

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -\frac{4 \pi F}{\epsilon} (+c - -c - -C). \quad (15)$$

Als Randbedingungen für das Potential hat man in einem beliebigen Punkt im Inneren des Halbleiters:

$$V_I = 0; \quad dV_I/dx = -I / +c_I F + b. \quad (16) \quad (17)$$

$+b$ ist die Beweglichkeit der Defektelektronen und

$$I = +i + -i \quad (17)$$

die Stromdichte. Es ist

$$\pm i = -\pm c F \pm b dV/dx \mp \pm D F d\pm c/dx. \quad (18a, b)$$

D Diffusionskonstante. Nach Einsteins Beziehung ist $D = RTb/F$. Im stationären Zustand ist sowohl die Dichte der Defektelektronen als auch die Dichte der Elektronen zeitlich konstant:

$$Z^{h\nu} - R(+c, -c) \mp e^{-1} d\pm i/dx = 0. \quad (19a, b)$$

Dabei ist $Z^{h\nu} [\text{cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}]$ die Zahl der durch Licht ausgelösten Paare, $R(+c, -c) [\text{cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}]$ die Zahl der rekombinierenden Paare und e die Elementarladung. Da das Licht von $x = 0$ aus in den Halbleiter eindringt, ist

$$Z^{h\nu} = \frac{J}{h\nu} \frac{1}{x_0} \exp\left(-\frac{x}{x_0}\right). \quad (20)$$

$J [\text{erg cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}]$ ist die Beleuchtungsstärke, $h\nu [\text{erg}]$ die Energie der Lichtquanten und x_0 die Absorptionslänge. Für große x verschwindet $Z^{h\nu}$. Daher gilt für große x gemäß (1)

$$+c_I = \sqrt{K(N - +c_I)}; \quad -c_I = 0, \quad (21a, b)$$

sowie gemäß (18 a, b)

$$+i_I = -+c_I F + b dV/dx; \quad -i_I = 0. \quad (22a, b)$$

$N (\text{Mol cm}^{-3})$ ist die Dichte der neutralen und dissoziierten Störstellen.

III. Diskussion der Grundgleichungen

1. Es erweist sich als richtig, anzunehmen, daß die Relaxationszeit der Gleichgewichtseinstellung an der Grenze Metall/Halbleiter unendlich kurz ist. Die Dichten der Defektelektronen und Elektronen

(19 a, b) kann also für den Bereich der Sperrschicht durch

$$Z^h v + e^{-1} d^{\pm} i / dx = 0 \quad (24a, b)$$

ersetzt werden.

4. Aus (24 a, b) kann die Bewegungsrichtung der durch Lichteinstrahlung in der Sperrschicht ausgelösten Elektronen und Defektelektronen hergeleitet werden. Bei Defekthalbleitung ist der Stromanteil der Elektronen in hinreichender Entfernung von der Elektrode stets gleich Null, und deshalb ist nach (24 b) $-i$ in der gesamten Sperrschicht positiv. Alle lichtelektrisch in der Sperrschicht ausgelösten Elektronen fließen also — unabhängig vom Widerstand im äußeren Stromkreis — zur Elektrode, wobei das Potential der Elektrode relativ zum Inneren des Halbleiters um die Photospannung sinkt. Die Photospannung reguliert sich bei Leerlauf so ein, daß auch alle durch Licht erzeugten Defektelektronen zur Elektrode abfließen. Bei Kurzschluß ist die Ausbildung der Photospannung weitgehend unterdrückt, und die Photo-Defektelektronen fließen über den Weg des geringsten Widerstandes, d. h. über das Innere des Halbleiters, ab¹⁰. Für die beiden Grenzfälle, „Leerlauf“ und „Kurzschluß“, ergeben sich die in Abb. 3 angedeuteten Verteilungen des Defektelektronen- und Elektronen-Stroms.

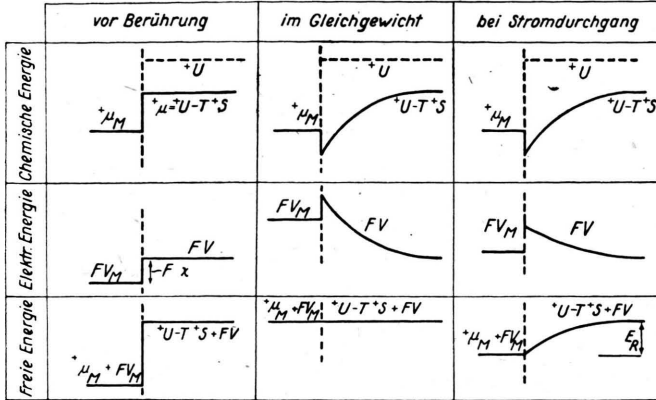


Abb. 2. Energien der Defektelektronen an der Grenze Metall-Halbleiter.

am Rand und weit im Inneren des Halbleiters ändern sich also weder bei Belichtung noch bei Stromdurchgang, sie sind vielmehr durch (13 a, b) und (21 a, b) festgelegt.

2. Bei Dunkelheit ist die Dichte und die Stromdichte der Elektronen vernachlässigbar. Fließt bei Dunkelheit infolge einer äußeren (Klemmen-) Spannung E_R ein Strom durch die Sperrschicht, so ändert sich $V_R - V_I$ nicht aber das Diffusionspotential der Defektelektronen. Es ist (vergl. Abb. 2)

$$E_R = (V_R - V_I) - \frac{RT}{F} \ln \frac{+c_I}{+c_R}. \quad (23)$$

Die Ventilwirkung der Sperrschicht beruht darauf, daß die Defektelektronen-Dichte in der Sperrschicht (mit Ausnahme der Stelle $x=0$) größer ist als im Gleichgewicht, wenn der Strom vom Halbleiter zur Elektrode fließt, und umgekehrt.

3. In der Sperrschicht wird die Dichte der Defektelektronen durch die angrenzende Metallelektrode niedrig gehalten; die Rekombination spielt daher in der Sperrschicht keine Rolle, sondern die durch Lichtabsorption gebildeten Elektronen und Defektelektronen werden durch Elektronen- und Defektelektronen-Ströme fortgeleitet. Daher rühren die mit Sperrschichten erreichten hohen Ausbeuten von nahezu 1 Elektron pro Lichtquant.

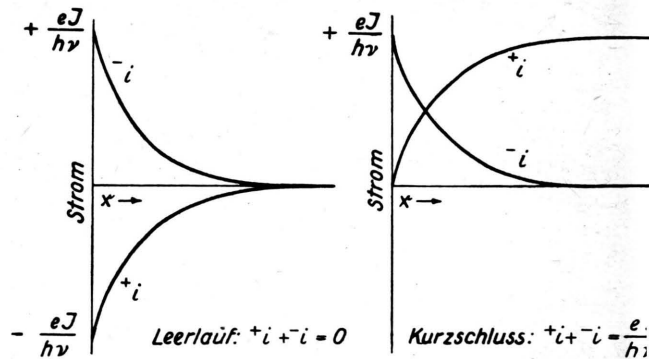


Abb. 3. Stromverteilung in der belichteten Sperrschicht.

5. Die Eigenschaften der Sperrschicht werden im wesentlichen durch die Verhältnisse unmittelbar am Metallrand, wo sich die Schichten höchsten Widerstands befinden, bestimmt. Ordnen wir einem

¹⁰ Eigentlich sollte man nicht vom Weg eines Elektrons oder Defektelektrons sprechen; auch die „Bewegung der lichtelektrisch ausgelösten Elektronen oder Defektelektronen“ ist nicht wörtlich zu verstehen. Es handelt sich hierbei um eine anschauliche Beschreibung statistischer Gesetzmäßigkeiten.

Strom in Flußrichtung durch die unbelichtete Sperrschicht einen solchen Photostrom zu, daß der Defektelektronen-Strom an der Grenze Metall/Halbleiter in beiden Fällen gleich ist, so werden sich die betreffenden Spannungen annähernd entsprechen. Daher besteht zwischen der Photokenn-

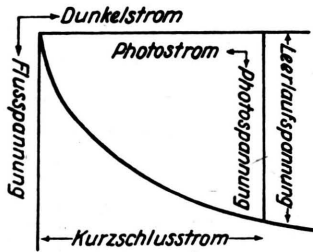


Abb. 4. Näherungsweise Zusammenhang zwischen der Kennlinie der unbelichteten Sperrschicht und der Photokennlinie.

linie und der Dunkelkennlinie in Flußrichtung der in Abb. 4 dargelegte näherungsweise Zusammenhang. Ein entsprechender Zusammenhang ist für den Fall der Leerlaufspannung bereits von Mött⁵ angegeben worden.

6. Wir haben bereits erwähnt, daß für die Ausbildung einer nennenswerten Sperrschicht Störstellen-Halbleitung, und zwar entweder praktisch ausschließliche Überschußhalbleitung oder praktisch ausschließliche Defekthalbleitung, notwendig ist. Für das Auftreten des Sperrschicht-Photoeffekts kommt die Forderung hinzu, daß durch Lichtabsorption Elektronen und Defektelektronen ausgelöst werden. Würden nämlich durch Lichtabsorption ortsfeste Zentren (z. B. Verunreinigungen) ionisiert, so müßten sich im stationären Zustand lichtelektrische Dissoziation und Rekombination an jeder Stelle (auch in der Sperrschicht!) entsprechen, und es könnten sich keine ortsabhängigen Ströme ausbilden. Diese sind aber gerade für den Sperrschicht-Photoeffekt wesentlich! Die Einstellung des stationären Zustands bei Belichtung erfolgt in so einem Fall in der Weise, daß durch Lichtabsorption zunächst so viele Zentren ionisiert werden, und die Zahl der nicht ionisierten Zentren so lange abnimmt, bis die dadurch verminderte Absorption der geringen Rekombination in der Sperrschicht entspricht.

Über den Zerfall übersättigter Magnesium-Mischkristalle

Von WALTER BULIAN und EBERHARD FAHRENHORST

Aus dem Metall-Laboratorium der Wintershall A.-G. in Heringen/Werra

(Z. Naturforsch. 1, 263—267 [1946]; eingegangen am 8. April 1946)

Die beim Zerfall von Magnesium-Aluminium-Mischkristallen entstehenden Entmischungsgefüge Eutektoid und gerichtete Ausscheidungen besitzen ihrer Entstehungstemperatur nach keine scharfe Temperaturgrenze. Mg-Mischkristalle mit 8 anderen Legierungskomponenten zerfallen beim Anlassen unter Bildung gerichteter Ausscheidungen, die bei niedrigen Anlaßtemperaturen allein auf der Basis, bei höheren auch auf anderen möglichen Ausscheidungsebenen des Mg-Kristalls liegen. Eutektoid wurde niemals bei ihnen beobachtet. Die „gerichteten Ausscheidungen“ und das „Eutektoid“ entsprechen den mikroskopisch homogenen und mikroskopisch inhomogenen Ausscheidungen.

Übersättigte Magnesium-Aluminium-Mischkristalle mit mehr als 4% Al zerfallen beim Erwärmen auf etwa 200° oder auch beim langsamen Abkühlen erstarrter Schmelzen in das schon mehrfach beschriebene eutektoidähnliche Gefüge^{1, 2}, für das wir in¹ die Bezeichnung „Eutektoid“ benutzten³. H. Vossküher⁴ weist mit Recht darauf hin, daß

diese Bezeichnung denn doch echtem Eutektoid vorbehalten bleiben soll, und schlägt statt dessen die Bezeichnung: Entmischungsgefüge, Anlaßgefüge oder sekundäre Ausscheidungen vor. Von diesen scheint uns nun der erste Ausdruck der beste zu sein, wenn man nicht die Ausscheidungslamellen allein, sondern diese zusammen mit den

¹ W. Bulian u. E. Fahrenhorst, Metallographie des Magnesiums, Springer-Verlag, Berlin 1942, S. 19 ff.

² W. Bulian u. E. Fahrenhorst, Z. Metallkunde 34, 285 [1942].

³ Über den Unterschied zwischen der besprochenen Ausscheidungsform und echtem Eutektoid siehe besonders unter ².

⁴ Aluminium 24, 407 [1942].