

Über den Faraday-Effekt in Halbleitern

Von H. KIMMEL

Forschungslaboratorium der Siemens-Schuckertwerke AG.,
Erlangen

(Z. Naturforsch. 12 a, 1016 [1957]; eingegangen am 30. Oktober 1957)

Die Polarisationssebene von linear polarisiertem Licht wird beim Durchgang durch ein optisches Medium unter der Einwirkung eines Magnetfeldes gedreht. Der Drehwinkel φ ist gegeben durch

$$\varphi = V d H.$$

Hierin ist d die durchstrahlte geometrische Schichtdicke des Mediums, H die Komponente der magnetischen Feldstärke in Richtung der Lichtausbreitung und V die materialeigene VERDETSche Konstante.

Letztere wurde für einige Halbleiter im jeweiligen Durchlässigkeitsgebiet bei verschiedenen Wellenlängen gemessen. Zur Lichtfilterung dienten sowohl im sichtbaren wie auch im nahen ultraroten Spektralbereich Interferenzfilter mit einer relativen Halbwertsbreite $\Delta\lambda/\lambda$ von ungefähr 0,04. Das Ergebnis ist in Abb. 1 gezeigt.

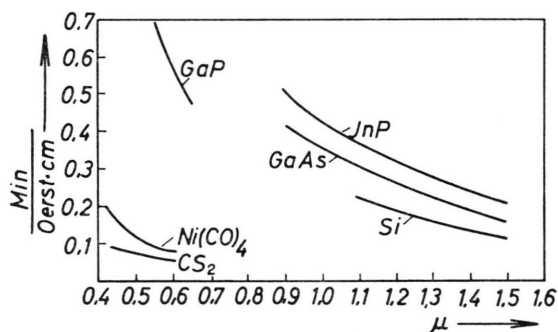


Abb. 1. VERDETSche Konstante als Funktion der Wellenlänge.

Aufgetragen ist die VERDETSche Konstante in der Dimension Winkelminuten/Oerstedt · cm gegen die Lichtwellenlänge in μ . Zum Vergleich mit den Halbleitern wurden noch die Werte von $\text{Ni}(\text{CO})_4$ und CS_2 angegeben, die von den bisher tabellierten durchsichtigen Medien zu den im optischen Bereich stärkst drehenden

zählen und deshalb auch häufig als FARADAY-Zellen Anwendung fanden. Im Gegensatz zu den Ferromagnetika Fe, Co und Ni, deren VERDETSche Konstanten noch höher liegen, bieten die Halbleiter den Vorteil einer um mehrere Größenordnungen geringeren Absorption im optischen Gebiet. Während die hier angegebenen Messungen an Schichtdicken von 0,5 bis 1,5 cm durchgeführt wurden, die aber durchaus noch nicht die praktische obere Grenze darstellen, ist man bei den Ferromagnetika bekanntlich auf Schichtdicken unter $0,1 \mu$ angewiesen. Die erreichbare Gesamtdrehung der Polarisationssebene bleibt deshalb bei letzteren trotz der hohen VERDETSchen Konstante immer klein gegenüber der in Halbleitern.

Da die in der Abbildung angegebenen halbleitenden Substanzen alle im kubischen System kristallisieren, sind sie optisch isotrop. Die Anwendung des FARADAY-Effektes ist somit nicht an Einkristalle mit entsprechender Lage der optischen Achse gebunden, sondern das Material kann, wie auch bei den hier vermessenen Proben, polykristallin sein.

Die für optisch durchsichtige Medien außergewöhnlich große VERDETSche Konstante bei Halbleitern läßt sich nach der klassischen Dispersionstheorie folgendermaßen verstehen. Wenn jedes Dispersionselektron als harmonischer Oszillator betrachtet wird, ist die VERDETSche Konstante im wesentlichen bestimmt durch die Anzahl der Oszillatoren pro Volumeneinheit, deren Eigenfrequenz und Dämpfungsparameter, durch die Masse der Dispersionselektronen und schließlich durch die Frequenz des eingestrahlichten Lichtes. Bei Halbleitern ist die Eigenfrequenz der Oszillatoren durch die Breite der verbotenen Zone bestimmt. Die Größe des Dämpfungsparameters äußert sich in der Steilheit der Absorptionskante. Je näher nun die Lichtfrequenz an der Eigenfrequenz der Elektronen liegt, um so stärker ist der Einfluß des Dämpfungsparameters auf den Brechungsindex, die Absorption und auch auf die VERDETSche Konstante. Die in der Abbildung angegebenen Halbleiter besitzen, nicht zuletzt infolge ihrer für Festkörper außergewöhnlichen Reinheit, eine sehr steile Absorptionskante, die optisch eine äußerst kleine Dämpfung der Oszillatoren bedeutet. Deshalb zeichnen sich diese Stoffe durch eine relativ niedrige Absorption im Durchlässigkeitsbereich aus und durch dementsprechend hohe Werte der VERDETSchen Konstante in der Nähe der Absorptionskante.

Die effektive Emittierfläche von Leistungstransistoren

Von REIMER EMEIS und ADOLF HERLET

Siemens-Schuckertwerke AG., Laboratorium Pretzfeld
(Z. Naturforsch. 12 a, 1016—1018 [1957]; eingeg. am 6. November 1957)

Zwischen der Emittier- und der Basiselektrode eines Transistors liegt Flußspannung. Ein Teil dieser Flußspannung fällt am eigentlichen p-n-Übergang zwischen

dem Emittiergebiet und dem Basisgebiet ab, ein Teil wird innerhalb der Basis zum seitlichen Abführen des Basisstromes verbraucht. Dieser seitliche Spannungsabfall ist im Prinzip immer vorhanden, wird jedoch erst merklich, wenn im Basisgebiet die Bedingungen starker Injektion herrschen, wenn also beide Trägerkonzentrationen weit über die Dotierungskonzentration angehoben sind^{1, 2}. Dies ist in Leistungstransistoren bei hohen Kollektorströmen normalerweise der Fall.

Bei diesen Belastungen ist also der mit der Abfüh-

¹ R. N. HALL, Proc. Instn Radio Engrs, Aust. 40, 1512 [1952].

² N. H. FLETCHER, Proc. Instn Radio Engrs, Aust. 43, 551 [1955].



rung des Basisstromes verknüpfte Spannungsabfall groß genug, um den Spannungsabfall am p-n-Übergang merklich abzuschwächen, und zwar um so mehr, je weiter man vom Rand des Emitters nach innen zu fortschreitet. Exponentiell mit der übrig gebliebenen lokalen Spannung am p-n-Übergang nimmt aber auch die Trägerinjektion aus dem Emitter ab, so daß die innen gelegenen Flächenelemente einen geringeren Beitrag zum Emittierstrom leisten als die Randbezirke. Bei einer kreisförmigen Emittierfläche erhält man also z. B. eine Stromdichteverteilung $i_e(r)$, wie sie Abb. 1 schematisch zeigt.

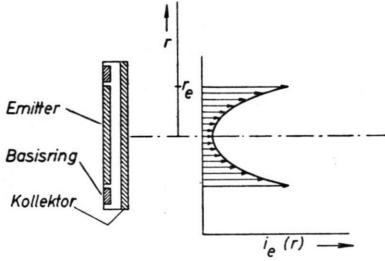


Abb. 1. Stromdichteverteilung bei kreisförmiger Emittierfläche (schematisch).

Die Emittierfläche ist also nicht voll wirksam. Diesem Tatbestand kann man durch Definition einer effektiven Emittierfläche

$$A_{\text{eff}} = \frac{I_e}{i_e(r_e)} = \int_0^{r_e} \frac{i_e(r)}{i_e(r_e)} 2\pi r dr \quad (1)$$

Rechnung tragen (I_e = gesamter Emittierstrom, r_e = Radius des Emitters). Unter der vereinfachenden Annahme, daß man für die Berechnung des Basisstromes nur die Volumenrekombination im Basisgebiet zu berücksichtigen braucht, daß man also den Gehaltsfaktor des Emittierstromes $\gamma_e = 1$ und die Oberflächenrekombination = 0 setzen kann, wurde A_{eff} berechnet. Sie ist mit dem Radius r_e des kreisförmigen Emitters durch die Beziehung³

$$A_{\text{eff}} = 2\pi r_e \cdot \sqrt{2} L_p \frac{-j J_1(j r_e / \sqrt{2} L_p)}{J_0(j r_e / \sqrt{2} L_p)} \quad (2)$$

verknüpft. Dabei sind J_1 und J_0 die BESSEL-Funktionen erster und nullter Ordnung. Die Diffusionslänge L_p ist durch die Beziehung

$$L_p = \sqrt{D_p \tau} \quad (3)$$

definiert, wobei τ die Trägerlebensdauer bei hohen Injektionen bedeutet⁴.

Für kleine und große Emittierflächen entnimmt man Gl. (2) folgende Grenzwertgesetze:

$$A_{\text{eff}} = \pi r_e^2 \quad \text{für } r_e \ll \sqrt{2} L_p \quad (4)$$

$$\text{und } A_{\text{eff}} = 2\pi r_e \cdot \sqrt{2} L_p \quad \text{für } r_e \gg \sqrt{2} L_p. \quad (5)$$

³ Für n-p-n-Transistoren; bei p-n-p-Transistoren tritt an Stelle von L_p die Diffusionslänge $L_n = \sqrt{D_n \cdot \tau}$.

Sie besagen, daß bei kleinen Radien die volle geometrische Emittierfläche, bei großen Radien jedoch nur der äußere Rand des Emitters in einer Breite von $\sqrt{2} L_p$ wirksam ist.

Die kritische Länge L_p läßt sich wiederum aus dem α -Wert und der Basisdicke der Transistoren angeben. Sie liegt bei Siliciumtransistoren maximal in der Größenordnung von 0,1–0,2 mm, so daß bis zu Emittierdurchmessern von weniger als 1 mm herab nur der Emittierand wirksam ist, also Gl. (5) gilt. Das bedeutet, daß eine Vergrößerung der Emittierfläche nur einen linear mit dem Durchmesser anwachsenden Stromgewinn bringt.

Der oben dargelegte Tatbestand wurde an Siliciumtransistoren überprüft. Streng genommen müßte man dazu den Emittierstrom verschieden großer Emittier bei gleicher Emittierstromdichte $i_e(r_e)$ am Emittierand vergleichen bzw. gleichen Spannungsabfall an dem p-n-Übergang bei $r = r_e$ zugrunde legen. Diese Größen sind praktisch unzugänglich. Dagegen scheint uns der Stromverstärkungsfaktor $\alpha = I_c / I_b$ ein brauchbares Maß für den physikalischen Zustand des Transistors zu sein; denn α hängt sehr stark – wie Abb. 2 zeigt – vom Emittierstrom I_e ab.

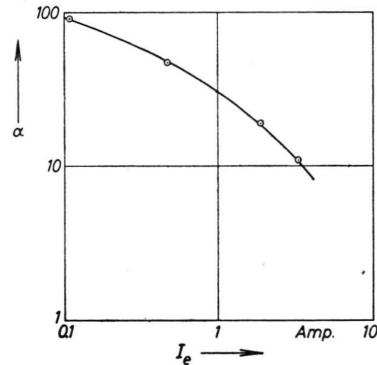


Abb. 2. Stromverstärkung bei einem legierten Silicium-n-p-n-Transistor in Abhängigkeit vom Emittierstrom ($r_e = 2,5$ mm).

Zur Prüfung der Gl. (5) sind daher in Abb. 3 die Emittierströme verschiedener Transistoren für $\alpha = 10$ in Abhängigkeit vom Emittierradius aufgetragen worden. Der von Gl. (5) behauptete lineare Gang ist tatsächlich vorhanden und von dem gestrichelt eingezeichneten quadratischen Gang deutlich zu unterscheiden.

Da es nach alledem also für die effektive Größe der Emittierfläche nur auf die Randlänge des Emitters ankommt, empfiehlt es sich, statt einer einzigen z. B. kreisflächenförmigen Emittierfläche und einer einzigen sie umschließenden kreisringförmigen Basisfläche ein in- einander geschachteltes ringförmiges Emittier-Basis-Muster oder dergleichen zu legieren z. B. in der Art der Abb. 4, wobei nun Innen- und Außenrand jedes

⁴ Zur Definition von τ vgl. man Anm. ¹, S. 1514, und Anm. ⁵, S. 152.

⁵ A. HERLET u. E. SPENKE, Z. angew. Phys. 7, 99, 149, 195 [1955].

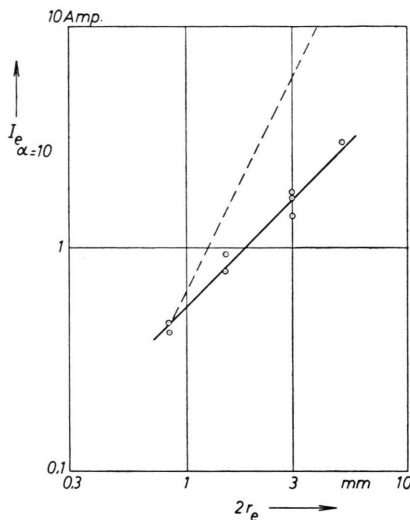


Abb. 3. Emittierstrom in Abhängigkeit vom Emittierdurchmesser bei legierten Silicium-n-p-n-Transistoren mit kreisförmiger Emittierfläche.

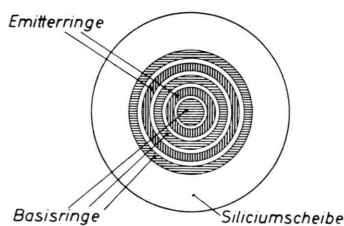


Abb. 4. Ringförmiges Basis-Emittier-Muster (schematisch).

Die Sperrfähigkeit von legierten Silicium-Leistungstransistoren

VON REIMER EMEIS UND ADOLF HERLET

Siemens-Schuckertwerke AG., Laboratorium Pretzfeld
(Z. Naturforsch. **12 a**, 1018 [1957]; eingegangen am 6. November 1957)

Leistungstransistoren, die nach dem Legierungsverfahren hergestellt werden, haben eine n-p-n- (bzw. p-n-p-) Schichtung, bei der das Emittier- und das Kollektorgebiet sehr *hoch*, das dazwischenliegende Basisgebiet dagegen verhältnismäßig *niedrig* dotiert ist. Da man ferner durch das Legierungsverfahren praktisch abrupte p-n-Übergänge erzeugt, wird die Sperrfähigkeit derartiger Elemente bei einwandfreier Beschaffenheit ausschließlich durch die Eigenschaften des Basisgebietes,

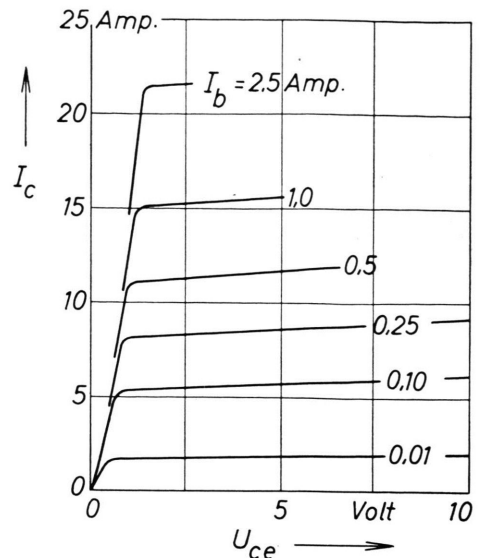


Abb. 5. Kennlinienschar eines legierten Silicium-n-p-n-Transistors.

Emittierendes zur effektiven Fläche beitragen. Die Kennlinienschar eines derartigen Silicium-Leistungstransistors mit zwei Emittieringen und einer gesamten Randlänge von 75 mm zeigt Abb. 5. Damit sind die Möglichkeiten der flächenmäßigen Ausnutzung von Si-Scheibchen von ca. 20 mm ϕ , wie sie heute praktisch zur Verfügung stehen, allerdings noch keineswegs erschöpft.

Wir danken Herrn Dr. E. SPENKE für die mathematische Bearbeitung der Aufgabe sowie für Diskussionen und Herrn H. PATALONG, der die in Abb. 3 benutzten Versuchsmuster herstellen ließ.

und zwar vornehmlich durch dessen spezifischen Widerstand ρ bestimmt.

Zunächst ist genau wie beim Gleichrichter die Sperrfähigkeit dadurch begrenzt, daß bei einer Grenzsperrspannung U_b die Feldstärke im (kollektorseitigen) p-n-Übergang einen kritischen Wert erreicht, so daß durch Lawinenbildung der Stromträger infolge Stoßionisation der Sperrstrom abrupt ansteigt^{1, 2, 3, 4}. Die durch diesen Effekt bedingte maximal erreichbare Sperrspannung U_b wächst mit wachsendem spezifischem Widerstand des Basisgebietes (Kurve 1 in Abb. 1). Dieser Zusammenhang zwischen U_b und ρ ist am Gleichrichter quantitativ untersucht^{2, 3, 4}.

Darüber hinaus tritt jedoch beim Transistor noch eine weitere Begrenzung der Sperrfähigkeit auf. Wenn nämlich die vom Kollektor ausgehende Raumladungs-

¹ G. L. PEARSON u. B. SAWYER, Proc. Instn Radio Engrs, Aust. **40**, 1348 [1952].

² K. G. MCKAY, Phys. Rev. **94**, 877 [1954].

³ A. HERLET u. H. PATALONG, Z. Naturforsch. **10 a**, 584 [1955].

⁴ L. S. MILLER, Phys. Rev. **105**, 1246 [1957].