Optische Doppelbrechung durch freie Träger in Halbleitern

Von K. J. Schmidt-Tiedemann

Philips Zentrallaboratorium GmbH., Laboratorium Hamburg

(Z. Naturforschg. **16 a**, 639 [1961]; eingegangen am 7. Juni 1961)

Der Beitrag der freien Träger zur Dielektrizitätskonstanten (DK) eines Halbleiters ist im Infrarotgebiet gegeben durch

$$\varepsilon^{\mathrm{F}} = -\frac{e^2 N}{\varepsilon_0 \, \omega^2} \frac{1}{m_{\mathrm{opt}}} \tag{1}$$

mit e Elementarladung, ε_0 DK des Vakuums, ω Kreisfrequenz der Lichtwelle, N Trägerdichte. Die Masse m_{opt} ist ein Mittelwert über die effektiven Massen der beteiligten Träger. Für eine ausführliche Diskussion der in Gl. (1) enthaltenen Näherungen siehe [1–3].

Spitzer und Fan [1] sowie Cardona, Paul und Brooks [2] untersuchten den Einfluß der freien Träger auf das Reflexionsvermögen verschiedener Halbleiter mit dem Ziel, die effektive Masse der Ladungsträger und ihre Energie- und Temperaturabhängigkeit zu bestimmen. Während sich die bisherigen experimentellen Untersuchungen u. W. auf isotrope optische Effekte beschränkten, wollen wir im folgenden am Beispiel des n-Germaniums die *optische Anisotropie der freien Träger* betrachten.

Das Leitungsband des Germaniums besteht aus vier ellipsoidischen Teilbändern, deren Massentensoren wir mit $(1/m_{ij})_k$ bezeichnen wollen, $k=1,\ldots,4$. N_k sei die Trägerdichte im Teilband k. Dann ist die „optische" effektive Masse

$$\frac{1}{m_{\mathrm{opt}}} = \frac{1}{N} \sum_k N_k \left(\frac{1}{m_{ij}}\right)_k \tag{2}$$

isotrop, $1/m_{\mathrm{opt}} = \langle 1/m \rangle$, solange die Teilbänder alle gleich stark besetzt sind. Findet jedoch eine Umbesetzung der Teilbänder statt, z. B. infolge elastischer Verspannung des Kristalls, so erwarten wir eine anisotrope „optische" Masse. Im einfachsten Fall möge sich das Teilband $k=1$ mit Elektronen anreichern, während die übrigen Teilbänder unter sich gleichberechtigt sind. Als Maß für die Umbesetzung definieren wir die Größe α durch die Gleichung

$$N_1 - \alpha N = N_2 = N_3 = N_4 \,. \tag{3}$$

Dann erhalten wir für den Tensor der elektronischen DK

$$\varepsilon_{ij}^{\mathrm{F}} = -\frac{e^2}{\varepsilon_0 \, \omega^2} \left\{ (1-\alpha) \, N \left\langle \frac{1}{m} \right\rangle \delta_{ij} + \alpha \, N \left(\frac{1}{m_{ij}}\right)_1 \right\}. \tag{4}$$

Anisotropie der DK bewirkt optische Doppelbrechung, d. h. ein in den Kristall eintretender Lichtstrahl spaltet sich im allgemeinen auf in zwei linear und senkrecht zueinander polarisierte Teilwellen, welche sich mit verschiedener Geschwindigkeit fortpflanzen und nach Durchlaufen einer Kristallschicht der Dicke d eine Phasenverschiebung R (gemessen in Einheiten der vollen Schwingung) haben mögen. Die maximale Retardierung tritt auf, wenn der Strahl senkrecht zur Achse des Massen-Ellipsoides $k=1$ einfällt:

$$R = \frac{e^2 [(m_0/m_{\mathrm{t}}) - (m_0/m_{\mathrm{l}})]}{8 \pi^2 \varepsilon_0 \, m_0 \, c^2 \, n} \, \alpha \, N \, \lambda \, d \,. \tag{5}$$

Hierin bedeuten m_0 die Masse des freien Elektrons, m_{t} und m_{l} die transversale und longitudinale effektive Masse, n den mittleren Brechungsindex und λ die Vakuumwellenlänge des benutzten Lichtes. Absorptionseffekte durch freie Träger wurden vernachlässigt. Der numerische Wert (mit $n=4$) ergibt sich zu

$$R = 1{,}3 \cdot 10^{-13}\ \mathrm{cm} \cdot \alpha \, N \, \lambda \, d \,. \tag{6}$$

Setzen wir beispielsweise $\lambda = 5\ \mu$ und $d = 1$ cm, so benötigen wir für eine meßbare Phasenverschiebung von 10^{-3} eine Zahl αN von „optisch aktiven" Elektronen:

$$\alpha \, N = 1{,}54 \cdot 10^{13}\ \mathrm{cm}^{-3} \,. \tag{7}$$

Die optische Doppelbrechung erlaubt folglich eine direkte Messung der Umbesetzung der Teilbänder. Wird diese Umbesetzung durch elastische Verspannung bewirkt, so enthält α im wesentlichen die Deformationspotentialkonstante Ξ_{u}, deren Wert sich auf diese Weise ermitteln läßt. Kombination dieser Messung mit der Piezo-Widerstandsänderung gibt Aufschluß über die Relaxationszeit-Anisotropie.

Außerdem sollte es möglich sein, die Umbesetzungseffekte zu beobachten, welche durch die feldinduzierten *intervalley*-Übergänge heißer Elektronen [4] bewirkt werden. Umbesetzung durch ein elektrisches oder elastisches Hochfrequenzfeld eröffnet die Möglichkeit einer direkten Messung der *intervalley*-Relaxationszeit bzw. einer hochfrequenten Lichtmodulation.

Die hier diskutierten Effekte sind naturgemäß nicht auf n-Germanium beschränkt, sondern können gerade bei wenig bekannten Halbleitern zur Bestimmung der Anisotropie von effektiver Masse und Deformationspotential herangezogen werden.

Über Experimente, welche die Gültigkeit der Gl. (5) im wesentlichen belegen, wird an anderer Stelle berichtet werden.

[1] W. G. Spitzer u. H. Y. Fan, Phys. Rev. **106**, 882 [1957].

[2] M. Cardona, W. Paul u. H. Brooks, Helv. Phys. Acta **33**, 329 [1960].

[3] D. Pines, Solid State Physics **1**, 367 [1955], insbesondere S. 400 ff.

[4] W. Sasaki, M. Shibuya u. K. Mizuguchi, J. Phys. Soc., Japan **13**, 456 [1958].