

Abb. 1. Dichteverteilung der Elektronen im n-Gebiet des p-n-Übergangs bei folgenden reduzierten Spannungen $u = eU/2kT$: Kurve a: $u = -6$; Kurve b: $u = 0$; Kurve c: $u = 6$; Kurve d: $u = 15$. Die Kurve e entspricht der Grenzverteilung u gegen ∞ . Die gestrichelten Kurven sind die entsprechenden Verteilungen nach der SCHOTTKYSchen Theorie des Metall-Halbleiter-Kontaktes mit Randdichte n_i und halber angelegter Spannung nach SPENKE². Abszisse: x in Einheiten der Dicke des Raumladungsgebietes im n-Teil des Überganges. Logarithmische Auftragung. Die zugehörige Löcherdichte erhält man durch Spiegelung an der Achse $n/n_i = 1$, die zugehörigen Dichten im p-Gebiet durch Spiegelung an der Achse $x/l = 0$.

große Flußströme. Ein Vergleich mit der SCHOTTKYSchen Theorie zeigt auch hier, daß Gl. (2) in Flußrichtung angenähert mit der Kennlinie eines Metall-Halbleiter-

Gleichrichters mit Randdichte n_i und angelegter Spannung $U/2$ übereinstimmt, bei hohen Sperrspannungen jedoch den doppelten Strom liefert.

Der Gültigkeitsbereich der hier betrachteten Theorie läßt sich allgemein nur schwer abgrenzen. In Sperrrichtung muß, sobald $E(0)$ größer als (kT/e) -mal der reziproken freien Weglänge ist, jede Diffusionstheorie durch die Diodentheorie ersetzt werden. In Flußrichtung liegen die Verhältnisse komplizierter. Hier wird der Dichteanstieg der Majoritätsträger vom Wert n_i auf einen um viele Zehnerpotenzen größeren Wert häufig innerhalb weniger freier Weglängen erfolgen. Dann ist die Näherung $\tau \approx 0$ nicht anwendbar, da die Diffusionslänge $L = \sqrt{D\tau}$ immer größer als die freie Weglänge sein wird. In der Mitte des Übergangsgebietes bleibt dann der Gleichgewichtswert n_i nicht erhalten. $n(0)$ wird größer, der Dichtegradient und somit der Flußstrom also kleiner. Die Durchführung der Theorie für kleine nicht verschwindende τ stößt jedoch auf mathematische Schwierigkeiten, so daß der Übergang von der Kennlinie Gl. (2) zur Kennlinie der SHOCKLEYSchen Theorie nicht ohne weiteres angebar ist. Hier sind nur Approximationen unter Benutzung gegebener Rekombinationsmechanismen möglich, wie etwa die Einbeziehung der Rekombination im Raumladungsgebiet in die SHOCKLEYSche Theorie³.

³ C. SAH, R. N. NOYCE u. W. SHOCKLEY, Proc. Instn Radio Engrs, Aust. 45, 1228 [1957].

Zur Photoleitung an CdS-Einkristallen

Von H. GUTJAHR

Laboratorium für die Physik des elektrischen Durchschlags im Institut für Strahlungsquellen der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin

(Z. Naturforsch. 12 a, 1021–1022 [1957]; eingeg. am 27. September 1957)

Bei einem Vergleich von Messungen der Photoleitung an CdS-Einkristallen stellt man fest, daß ihre spektrale Verteilung und Größe stark von der Aktivierung bzw. Vorbehandlung abhängen. So haben z. B. GOBRECHT und BARTSCHAT¹ an besonders reinen Einkristallen ein Maximum des Photostromes bei 5000 Å, an anderen zwei Maxima bei 5000 Å und 5123 Å gemessen. KLICK² mißt bei Zimmertemperatur ebenfalls nur ein Maximum bei 5200 Å, während BROSER und BROSER-WARMINSKY³ ein scharfes Maximum bei 5100 Å und breites, nur bei hoch mit Kupfer aktivierten Kristallen stärker ausgeprägtes Maximum bei 5430 Å finden. Im folgenden sollen einige eigene Photoleitungsmessungen an verschiedenen dotierten und vorbehandelten CdS-Einkristallen beschrieben und deren Hauptergebnisse zusammengefaßt werden.

Es wurde die spektrale Verteilung der Photoleitung an unaktivierten bzw. mit Kupfer, Silber, Kobalt und

Gold aktivierten Einkristallen bei Zimmertemperatur gemessen. Alle Kristalle wurden als Spaltzellen mit aufgedampften Indiumkontakten verwendet und zeigten eine OHMSche Strom-Spannungscharakteristik bei Ausläuferanregung. Die Bestrahlung erfolgte gleichmäßig über die Fläche zwischen den Kontakten.

In Abb. 1, Kurve 1, ist die spektrale Photoleitung eines nicht absichtlich aktivierten Kristalls bei Zimmertemperatur und sehr kleiner Anregungsintensität aufgetragen. Man erkennt hier neben den Maxima bei 5020 Å und bei 5150 Å, die offenbar den von GOBRECHT und BARTSCHAT bei 5000 Å und 5123 Å gemessenen entsprechen, ein drittes Maximum bei 5240 Å. Nach längeren Wellen fällt der Photostrom ab. Bei Erhöhung der Anregungsintensität nehmen oft die Maxima bei 5020 Å und 5240 Å sehr viel stärker zu als das Maximum bei 5150 Å und können letzteres überdecken, wie z. B. in Kurve 2 der Abb. 1 (gemessen am gleichen Kristall wie die Kurve 1). In einem solchen Fall gelang es, durch zusätzliche Einstrahlung in einem Wellenlängenbereich von 0,9 bis 2 μ , das Maximum bei 5150 Å wieder nachzuweisen. Durch diese Zusatzeinstrahlung, welche die in der Literatur beschriebenen Tilgungseffekte der Photoleitung bewirkt^{3,4}, wurden die Maxima bei 5240 Å und 5020 Å stärker abgebaut als das Maximum bei 5150 Å (Kurve 3, Abb. 1).

¹ H. GOBRECHT u. A. BARTSCHAT, Z. Phys. 136, 224 [1953].

² C. KLICK, Phys. Rev. 89, 1, 274 [1953].

³ J. BROSER u. B. BROSER-WARMINSKY, Z. Elektrochem. 61, 1, 209 [1957].

⁴ E. A. TAFT u. M. H. HEBB, J. Opt. Soc. Amer. 42, 4, 249 [1952].



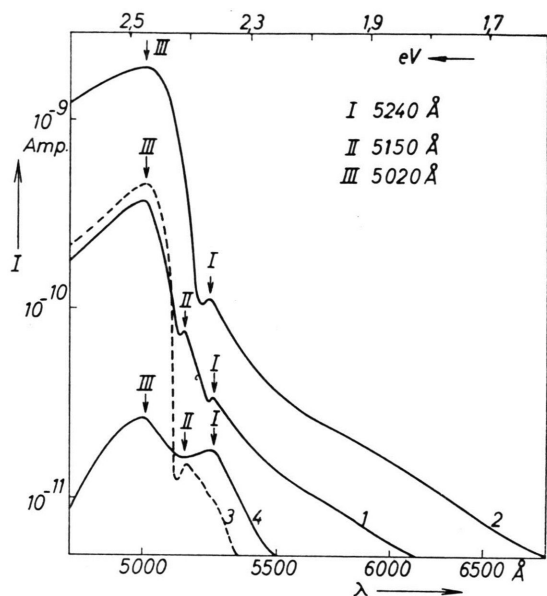


Abb. 1. Photostrom als Funktion der Wellenlänge eines unaktivierten CdS-Einkristalls. 1) bei sehr kleiner Anregungsintensität, 2) bei dreifacher Anregungsintensität gegenüber 1, 3) bei zusätzlicher Infraroteinstrahlung (gleiche Anregungsintensität wie bei 2), 4) unmittelbar nach RÖNTGEN-Bestrahlung (gleiche Anregungsintensität wie bei 2).

Um den Einfluß der Vorbehandlung zu untersuchen, wurden unaktivierte Kristalle z. B. mehrere Stunden getempert⁵. In Abb. 2, Kurve 1, ist der bei Zimmertemperatur gemessene Photostrom eines im Vakuum ($p < 10^{-5}$ Torr) bei 300 °C 4 Stdn. getemperten Kristalls aufgetragen. Man erkennt hier jetzt praktisch unabhängig von der Anregungsintensität 3 Maxima bei 4935 Å, 5100 Å und 5240 Å.

Eine wesentliche Erweiterung der Lichtempfindlichkeit nach langen Wellen läßt sich erzielen, wenn man die Temperung der CdS-Kristalle in einer Sauerstoffatmosphäre durchführt⁵. Die Kurve 2 der Abb. 2 zeigt den bei Zimmertemperatur gemessenen Photostrom eines 4 Stdn. unter 2 Atmosphären Sauerstoffdruck bei 300 °C getemperten Kristalls. Wieder treten drei Maxima bei 5255 Å, 5100 Å und 4935 Å auf, doch setzt bereits bei 9000 Å ein steiler Anstieg des Photostromes ein.

⁵ Die Temperung erfolgte jeweils vor der Kontaktierung der Kristalle, um ein Eindiffundieren des Kontaktmaterials zu verhindern.

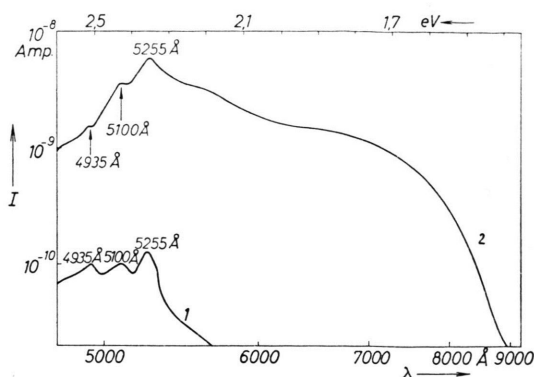


Abb. 2. Photostrom als Funktion der Wellenlänge getempertter CdS-Einkristalle. 1) im Vakuum getempertter Kristall. 2) vier Stunden in Sauerstoff getempertter Kristall.

Eine Erweiterung des lichtempfindlichen Spektralbereichs bis 9000 Å zeigen auch mit Kobalt oder Gold aktivierte CdS-Einkristalle. Bei Aktivierung mit Silber ist diese Erweiterung wesentlich schwächer ausgeprägt, ebenso in Übereinstimmung mit Messungen von BROSER und BROSER-WARMINSKY bei Cu-aktivierten Kristallen.

Eine andere Art der Vorbehandlung, die Einwirkung harter RÖNTGEN-Strahlen (180 kV, ungefilterte Strahlung) auf CdS bei Zimmertemperatur, wurde ebenfalls an einigen Einkristallen untersucht. Die Kurve 4 der Abb. 1 (gleicher unaktivierter Kristall wie bei Kurve 1) wurde unmittelbar nach einer solchen Bestrahlung gemessen. Es zeigt sich eine starke Abnahme des Photostromes, welche jedoch zeitlich nicht stabil ist. Nach 24 Stdn. konnte wieder die Kurve 1 gemessen werden. Ein solches Verhalten wurde bisher auch an mit Kupfer aktivierten Kristallen gefunden.

Zusammengefaßt erhält man folgende Ergebnisse: Neben den bereits bekannten Maxima der Photoleitung an der Absorptionskante von CdS wurde ein drittes Maximum bei 5240 Å gemessen. Die Höhe und Lage der einzelnen Maxima kann durch Temperung, durch Variation der Anregungsintensität und durch Zusatzbestrahlung unterschiedlich beeinflusst werden. Eine Erweiterung des lichtempfindlichen Spektralbereiches bis 9000 Å gelingt durch Aktivierung mit Kobalt oder Gold bzw. durch mehrstündiges Tempeln im Sauerstoff.

Auf eine Diskussion soll bis zum Abschluß weiterer Messungen verzichtet werden.

Herrn Doz. Dr. K. W. BÖER möchte ich für wertvolle Hinweise herzlich danken.