

## Sind die Landau-Niveaus der freien Träger für einen Submillimeterwellen-Halbleitermaser ausnutzbar?

Von D. GEIST

II. Physikalisches Institut der Universität zu Köln  
(Z. Naturforschg. 14 a, 752 [1959]; eingegangen am 26. Juni 1959)

TAGER und GLADUN schlügen vor<sup>1</sup>, die Cyclotronresonanz<sup>2</sup> in Halbleitern, z. B. Germanium oder Silicium, zum Bau eines Masers<sup>3</sup> auszunutzen. Die Signalfrequenz  $f = (1/h)(\Delta E_n)$  entspricht den Übergängen zwischen den LANDAU-Niveaus

$$E_n = (n + \frac{1}{2}) h f_0 = (n + \frac{1}{2}) h e B / 2 \pi m^*$$

( $h$  PLANCKSches Wirkungsquantum;  $f_0 = e B / 2 \pi m^*$ ;  $e$  elektrisches Elementarquantum,  $B$  Kraftflußdichte des Magnetfeldes,  $m^*$  effektive Masse der Träger). Der Vorteil einer solchen Anordnung läge darin, daß die zugeordneten elektrischen Dipolmatrixelemente um etwa sechs Größenordnungen höhere Werte haben<sup>2</sup> als die magnetischen Matrixelemente für die paramagnetische Resonanz zwischen Spin-Niveaus. So schätzen TAGER und GLADUN die maximal abgebare Leistung zu 5 mW pro cm<sup>3</sup> bei 10<sup>11</sup> Hz (3 mm). Die erforderliche negative Temperatur der beteiligten Niveaus soll nach dem Schema des Dreiniveaumasers von BLOEMBERGEN<sup>4</sup> erzielt werden, indem mit einer Harmonischen ( $\Delta n > 1$ ) der Cyclotronresonanz-Grundfrequenz  $f_0$  gepumpt wird. Solche für einen harmonischen Oszillator an sich verbeten Übergänge treten bei der Cyclotronresonanz tatsächlich auf<sup>2</sup>.

Eine Schwierigkeit dieser Anordnung besteht zweifellos darin, daß Signal- und Pumpfrequenz von derselben Größenordnung sind. Ein Submillimeterwellenoszillator nach diesem Prinzip setzt also bereits einen leistungsfähigen Generator in diesem Frequenzgebiet voraus.

Einen Ausweg bietet der oszillatorische Magnetoabsorptionseffekt<sup>5, 6</sup>. Während bei der Cyclotronresonanz z. B. der Leitfähigkeitselektronen die Übergänge zwischen den LANDAU-Niveaus des Leitfähigkeitsbandes allein stattfinden, gehen beim Magnetoabsorptionseffekt die Elektronen vom Valenzband zum Leitfähigkeitsband über. Die entsprechenden Frequenzen liegen im sichtbaren oder unmittelbar angrenzenden ultravioletten Spektralbereich, in dem noch einigermaßen leistungsfähige Strahlungsquellen (z. B. Xenonlampe) existieren. Es erscheint also sinnvoll, die Pumpfrequenz in diesen Bereich zu legen. Beispielsweise lassen sich für Germanium ganz konkrete Angaben machen: das LANDAU-Niveau im Valenzband sei das Niveau  $E_1^+$  ( $n=1$ ) der leichten Löcher (Index +) mit Spin aufwärts (Index 1). Vom Leitfähigkeitsband sollen die Niveaus  $E_\beta$  ( $n=0$ ) und

<sup>1</sup> A. S. TAGER u. A. D. GLADUN, J. Exp. Theor. Phys., USSR **35**, 808 [1958].

<sup>2</sup> R. N. DEXTER, H. I. ZEIGER u. B. LAX, Phys. Rev. **104**, 637 [1956]; **105**, 495 [1957]; G. DRESSELHAUS, A. F. KIP u. C. KITTEL, Phys. Rev. **98**, 368 [1955].

<sup>3</sup> J. P. GORDON, H. I. ZEIGER u. C. H. TOWNES, Phys. Rev. **95**, 282 [1954].

<sup>4</sup> N. BLOEMBERGEN, Phys. Rev. **104**, 324 [1956].

$E_\beta$  ( $n=1$ ) der Elektronen mit Spin abwärts (Index  $\beta$ ) bei  $k=0$  beteiligt sein. Für ein Magnetfeld von 28 kGauss fällt dann die Frequenz des Pumpfeldes, das Übergänge von  $E_1^+(1)$  nach  $E_\beta(1)$  erzeugen muß, auf 1,87  $\mu$ , also auf die kurzwelligste Linie der PASCHEN-Serie des Wasserstoffs. Dieser Übergang entspricht der Linie 5 der Messungen von ZWERDLING et al.<sup>5</sup>, bei der  $E$ -Vektor der Lichtwelle und Magnetfeldrichtung parallel sind. Die erzeugte Strahlung entspricht dann dem Übergang von  $E_\beta(1)$  nach  $E_\beta(0)$  mit der Wellenlänge 116  $\mu$  und fällt somit in den gewünschten Bereich. Wenn es gelingt, einen Überschuß von  $10^9$  cm<sup>-3</sup> Elektronen im Niveau  $E_\beta(1)$  zu halten, kommt man für eine Übergangswahrscheinlichkeit  $1/T \approx 10^{10}$  sec<sup>-1</sup> auf eine maximal abgebare Leistung von  $P \approx 17$  mW/cm<sup>3</sup>, wobei in praxi ein aktives Volumen von 0,01 cm<sup>3</sup> erreichbar sein könnte.

Für den harmonischen Oszillator sind die LANDAU-Niveaus normalerweise äquidistant. Das Signalfeld kann dann nicht nur emittierende Übergänge zwischen den aktiven Niveaus, sondern auch absorbierende Übergänge zwischen anderen, an sich unbeteiligten Niveaus hervorrufen; deshalb ist es nicht evident, daß bei der Signalfrequenz wirklich Energielieferung erfolgt. In diesem Zusammenhang ist es bemerkenswert, daß de facto die LANDAU-Niveaus in Germanium nicht äquidistant sind. Für die Elektronen im Leitfähigkeitsband gilt ein Gesetz der Gestalt<sup>5</sup>

$$E_n = a(n + \frac{1}{2}) B + b(n + \frac{1}{2})^2 B^2$$

und für die Löcher im Valenzband gilt<sup>7</sup>

$$E_n = \left[ \gamma n - \left( \frac{\gamma}{2} + \bar{\gamma} - \frac{\alpha}{2} \right) \pm \sqrt{\left( \bar{\gamma} n - \left( \gamma - \alpha + \frac{\gamma}{2} \right) \right)^2 + 3\bar{\gamma}^2 n(n-1)} \right] h f .$$

( $a$ ,  $b$ ,  $\gamma$ ,  $\bar{\gamma}$  und  $\alpha$  Konstante). Demnach fallen die Übergangsfrequenzen nicht zusammen und man kann erwarten, daß Pump- und Signalfeld nur auf die vorgesehene Niveaus einwirken. In Germanium ist die Separation für die niederen Niveaus der leichten Löcher im Valenzband besonders ausgeprägt. Im Hinblick auf diesen Umstand scheint es möglich, das Prinzip des raschen Resonanzdurchgangs (*adiabatic fast passage*) der Kerninduktion<sup>8</sup> auf die LANDAU-Niveaus zu übertragen. Analog zum Zweiniveaumaser<sup>9</sup> würde die beim Durchlaufen der Resonanzstelle (durch Ändern des statischen Magnetfeldes) absorbierte Energie dazu benutzt, das energiereichere Niveau stärker zu besetzen. Um in das Submillimetergebiet vorzudringen, ist es dann zweckmäßig, Pumpfrequenz und Signalfrequenz verschieden zu wählen (und entsprechend die magnetischen Feldstärken), wie dies bereits für den paramagnetischen Maser diskutiert wurde<sup>10</sup>.

<sup>5</sup> S. ZWERDLING, L. M. ROTH u. B. LAX, Phys. Rev. **106**, 51 [1957]; **109**, 2207 [1958].

<sup>6</sup> E. BURSTEIN, G. S. PICUS, H. A. GEBBIE u. F. BLATT, Phys. Rev. **103**, 826 [1956].

<sup>7</sup> I. M. LUTTINGER, Phys. Rev. **102**, 1030 [1956].

<sup>8</sup> F. BLOCH, Phys. Rev. **70**, 460 [1946].

<sup>9</sup> J. COMBRISSON, A. HONIG u. C. H. TOWNES, C. R. Acad. Sci., Paris **242**, 2451 [1956].

<sup>10</sup> H. MOTZ, J. Electronics **2**, 571 [1957].

