

半導体 第8回

勝本信吾
東京大学物性研究所

2013年6月3日

1.6 レーザーダイオード

LED動作においては、注入した少数キャリア密度は多数キャリア密度に比べて十分低く、自然放出によって光子が放出された。注入キャリア密度を増加させると、準フェルミ準位の差が広がり、素子によっては(5.22)のレーザー発振条件を満たすことができる。この場合、誘導放出(stimulated emission)が生じて、光の進行に伴い、コヒーレントな状態にある光子数が増加することになる。この状態に、光の吸収係数 α' の定義式 $I(z) = I_0 \exp(-\alpha'z)$ をあてはめると、 α' は負となる。このような状況を光学利得(optical gain)がある、と称する。自然放出による光子が光学利得がある系に入ると、進むにつれてコヒーレントな光子(ボース凝縮、あるいはそれに近い状態)の集団となり、高強度なコヒーレント光となって外部へ放出される。これがレーザーである。レーザー光を発光するpn接合ダイオードをレーザーダイオード(laser diode, LD)と呼ぶ。

光の進行は大変速く、素子内を一度通過するだけでは十分な増幅が得られないため、反射板(鏡)で素子を挟み、往復運動(あるいは適当な循環運動)をする内に増幅を進める構造を取る。この場合、素子内で例えば右へ進む光子(電磁波)と、鏡で反射されて左へ進む自分自身とが空間的に重なり干渉効果が生じる。光学利得によって光が増幅され続けるためには、これら干渉効果が協力的に生じる必要がある。すなわち、発光に対して鏡で挟まれた構造が共鳴器(cavity)として働く場合にレーザーが発光する。これを、レーザー発振、とも称する。

pnホモ接合による少数キャリア注入では現実には、反転分布(レーザー条件、式(5.22))を得ることは困難であり、図8.1のようにヘテロ接合(heterojunction)を使ったp-i-n(iはintrinsic)型ダイオードを使用する*1。i層として、p,n層よりもバンドギャップの小さな半導体を用い(井戸層(well layer)と呼ぶ)、図8.1左のように、p,n両層から注入された少数キャリアを、井戸層に閉じ込めて高注入濃度を実現する。更に、図8.1右のように、i層をヘテロ界面での全反射を使った導波路(waveguide)として使用し、素子端を劈開によって平坦面とすることで一部を反射す

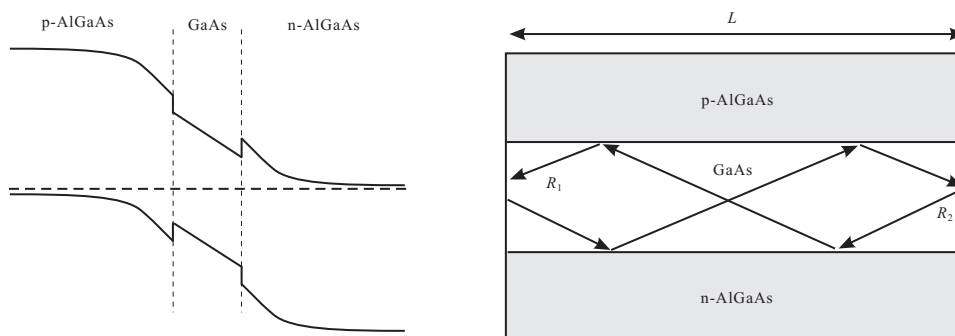


図 8.1 左: 活性層にドーピング無しの GaAs, ドーピング層にそれよりもエネルギーギャップの大きな AlGaAs を使用した, LD 用 pn 接合の模式図. 右: 基板の端を劈開して半透過鏡にすることで GaAs 活性層を共鳴器構造とする.

*1 ヘテロ接合については、後でやや詳しく扱う。ここでは、図 8.1 左のようなバンドダイアグラムになるもの、と考えておこう。

る鏡として共鳴器を構成する。

図のように、この導波路を長さ L のファブリ-ペロー型共鳴器と考えると、共鳴条件は、 m_j を整数、 \bar{n} を屈折率、 λ を真空中波長として

$$m_j \frac{\lambda}{\bar{n}} = 2L \quad (8.1)$$

である。従って、共鳴条件を満たす波長間隔および周波数間隔は

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L\bar{n}}, \quad \Delta\nu = \frac{c}{2L\bar{n}} \quad (8.2)$$

である。通常 $\lambda \ll L$ であるから、キャリア注入が多い状態では発光波長領域がかなり広いことを考えると、通常 l を精確に決める必要はなく、適当な波長を中心にマルチモードで発振する。

上では、光強度変化を単に $I_0 \exp(-\alpha'z)$ と書いたが、 α' の内容を、光学利得 g と物質固有の吸収係数 α を使って、 $I(z) = I_0 \exp((g - \alpha)z)$ と書く。2つの鏡の反射率をそれぞれ R_1, R_2 とすると、増幅が生じるための条件は

$$R_1 R_2 \exp[(g - \alpha)2L] > 1$$

である。これより、全体として増幅が生じる閾値光学利得 g_{th} は

$$g_{th} = \alpha + \frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad (8.3)$$

である。付録 I で、導波路を簡単に扱っている。

このようにして発光される光が、量子論的にどのような性質を有しているかというのは大変興味ある問題であるが、深入りする余裕はないので、興味ある方は、[3], [4] などをご参照いただきたい。量子細線、量子ドットレーザーについてはまた後で多少触れる。

2 pn 接合トランジスタ

半導体トランジスタ動作の最初の発見について「ベル研の研究者は、これが何の役に立つかなどということは考えず、ゲルマニウムの表面に針を立てて何が起こるかを虚心に研究していた。そして偶然トランジスタ動作を発見した」というような書き方をした解説を見たことがあるが、これは全く外れているとは言えないものの、かなり実際とは異なる点が多い。直接の発見者である Brattain と Bardeen は、1947年のクリスマス少し前(12/16と言われる。特許出願は23日) チームリーダーの Shockley の下、明確に「固体のみで構成する増幅素子」を目指して半導体の表面準位の研究をしていた。この実験からいきなり増幅効果が現れる、とは考えていなかったようではあるが、実験結果を見て「信号増幅効果がある」と気づいたのも、このような目的研究をしていたからであろうと考えられる。

この実験結果が出たとき Shockley 自身は出張中で不在であり、そのためか、報告を聞いても不機嫌であったそうである。また、Brattain と Bardeen が偶然に発見したトランジスタ (Transistor, Transfer と Resistor を合成した造語) は点接触型と呼ばれるもので、極めて不安定かつ素子の再現性に乏しいもので、実用には大きな障害があると思われた。彼らの発見が、発明者魂に火をつけたのか、理論家でもあった Shockley は「再現性のある増幅素子」を目指して自ら思索に没頭し、接合型トランジスタに関する天才的閃きを得たのは同年大晦日と言われる。翌年の1/23には早くも理論を完成させ、1年後には実験の実現に漕ぎ着けている。「構造敏感」と言われた半導体の性質を利用し、人工的な構造を固体中に作り出すことで新しい機能を生み出し、また、新しい物理学の舞台を創造する、半導体物理学の輝かしい夜明けである [2]。

2.1 接合型トランジスタの構造

最も基本的な接合型トランジスタ (バイポーラトランジスタとも呼ばれる。Bipolar Junction Transistor, BJT) は図 8.2 のように pn 接合を近接させて2つ並べた構造をしており、npn 型と pnp 型の2種類がある。中央の層からも電極を引き出すため、端子が3つある3端子素子である。両端の電極をコレクタ (Collector, C)、エミッタ (Emitter,

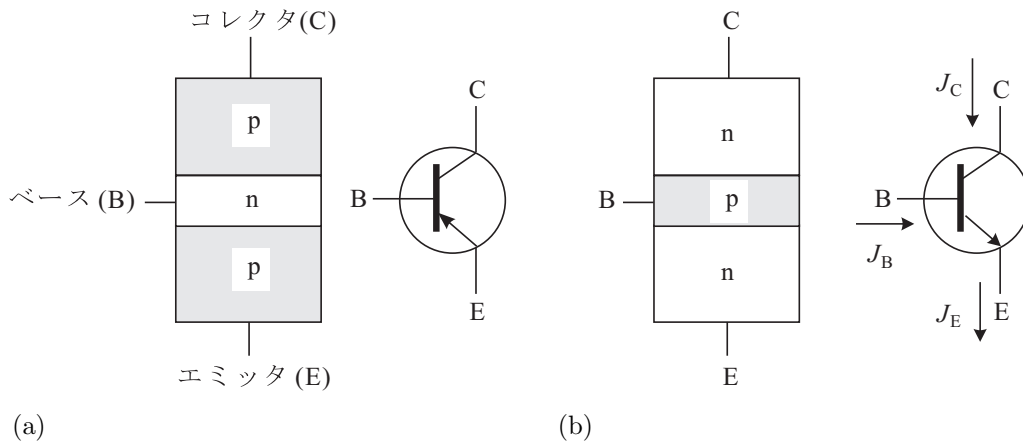


図 8.2 (a)pnp 型トランジスタの構造と回路図．端子名．(b)nnp 型トランジスタの構造と回路図．

E) と呼び、中央電極をベース (Base, B) と呼ぶ。ごく初期にはベースとなる基材の両面から、基材のドーパントの逆となるドーパント金属を合金化することで作製していた。やがてリソグラフィと熱拡散、あるいはイオン打ち込みを組み合わせて作製するようになったが、ベースという名称はそのまま使われている。

トランジスタとしての動作をさせるには、ベースは非常に薄く作る必要がある。少なくとも前節で見た少数キャリア拡散長より薄く作らなければならない。実際には μm を切る厚さのものが使用されている。

回路図は図 8.2 のように「ベース」に 2 つの電極が接続されている様子を象形的に描いたものである。丸囲いは省略する場合も多い。pnp と npn は矢印の向きで区別する。以下では npn 型を考えることとし、各端子の電流の向きを図のように決めておくことにする。

2.2 接合型トランジスタの電流増幅特性

まず、B-C に定電圧電源をつないでコレクタに流れる電流 J_C を見ると (都合上符号を反転した)、B-C だけ取り上げれば pn ダイオードであるから、既に見てきたような整流特性を示している ($J_E = 0$ の場合)。ここへ、エミッタに定電流電源を接続し、電流を流し出す (電子を押し込む) と図 8.3(a) のように、 $V_{BC} - J_C$ 曲線は、負電流側へシフトする。これは太陽電池の特性図 7.2(b) とそっくりである点に注意しよう。見た目が似ているというだけでなく、物理的にほぼ同じ状況が作り出されている。すなわち、太陽電池では光照射によって少数キャリアを生成し、その拡散流によって電荷が運ばれるのに対して、トランジスタのこの構成では、ベース-コレクタの pn 接合に対して、もうひとつの pn 接合、エミッタ-コレクタを通して少数キャリアが注入されている。

以上の物理現象を使って、トランジスタによる信号増幅の手立てを考えよう。図 8.4(c) のようにコレクタ-エミッタ間を電圧でバイアスする。ベース-エミッタ間の電圧 V_{BE} がゼロの時は少数キャリア注入が生じていないため、コレクタ電流は流れない。 V_{BE} を順方向にバイアスしていくと、エミッタからベースに少数キャリアが注入されるようになる。この注入キャリアは拡散流によって運ばれるため、ほとんどは遠方にあるベース電極ではなく、直ぐ目の前にあるベース-コレクタの pn 接合に注入される。従って、 J_C は V_{BE} に対して図 8.4(a) のように非常に鋭敏に変化する。ただし、このままでは非線形性が極めて強く、信号増幅素子としてはほとんど使い物にならない。

しかしここでうまい手があり、注入キャリアの一部は再結合によって多数キャリア電流になり、一部はコレクタに吸収されずにベース電極に流れ出るから、ベース電流 J_B は V_{BE} に対して J_C と係数が異なるが同じ特性で変化するはずである。すなわち、 J_C は J_B に比例し、

$$J_C = h_{FE} J_B \quad (8.4)$$

と書けると考えられる。実際、測定してみると、図 8.4(b) のように、極めて良い直線性を示していることがわかる。 h_{FE} は電流増幅率と呼ばれ、また、このことから「バイポーラトランジスタは電流増幅デバイス」という言い方がなされる。実際、そのように扱って回路上は問題にならないが、物理的には以上のような意味であるので、「小さな電流が大きな電流を引き込む」というような因果関係はない。小さな電流をモニタしながら電圧を通して大きな電流を

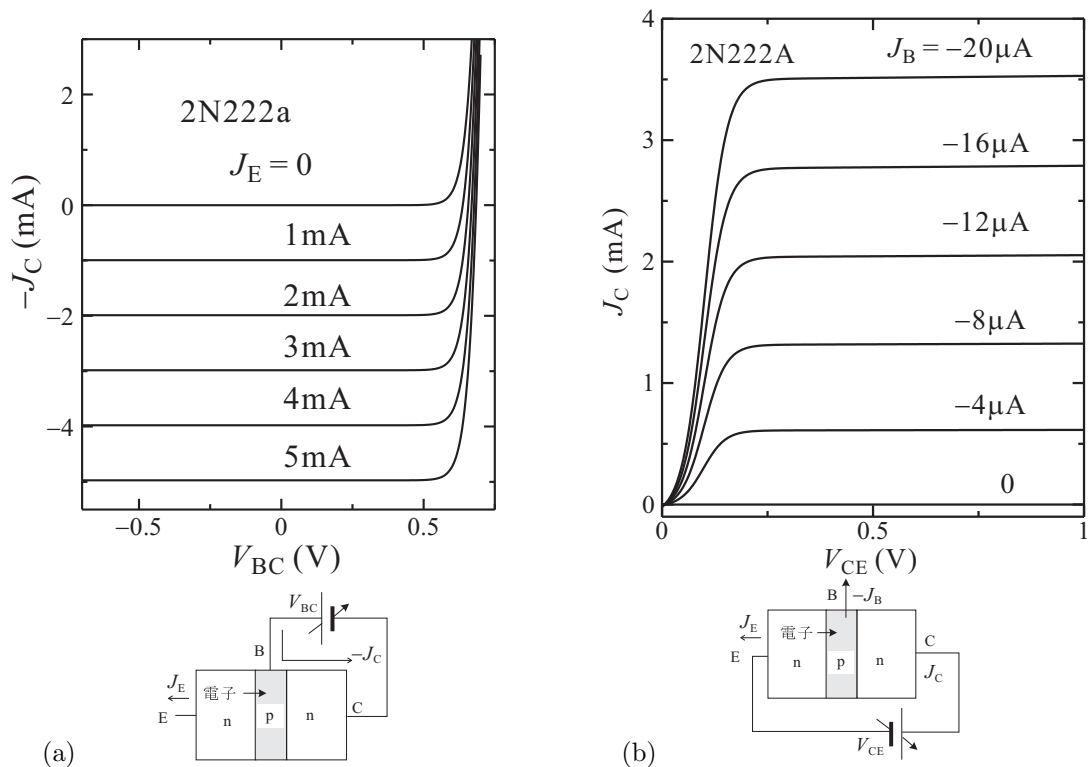


図 8.3 (a) 下図に示したような実験回路で、 V_{BC} を変化させてコレクタに流れる電流 (の符号を反転したもの) を測定した。ベース-コレクタのダイオード特性。エミッタからベースへ電子を注入するに従い、太陽電池の光起電力に類似の特性となる。(b) コレクタ-エミッタに電圧 V_{CE} を加えても、接合の片側が逆方向バイアスとなるため電流はほとんど流れない。が、ベースを電流バイアスすると、電流値に応じてコレクタ電流が飽和する形で電流が流れる。

制御している、と見る方が物理的には実際に近い。

電気回路的に重要なことは、電流増幅デバイスであるため、電圧バイアスは入力インピーダンスが低くなる領域にセットされるといこうことである。特に高周波回路では伝送路の特性インピーダンスとのマッチングに注意を要する。また、バイアスの取り方にもよるが、増幅器として使用する場合は、ベース-エミッタ間の電圧は注入電流を制御しやすいダイオードの閾値付近に来ることになる。

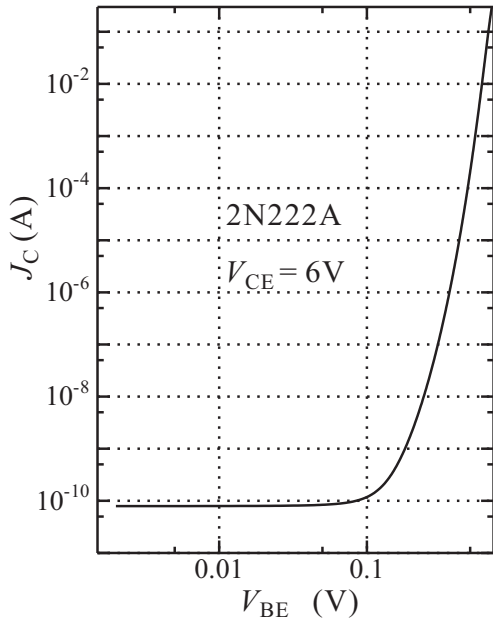
3 電場効果トランジスタ I

電場効果トランジスタ (Field Effect Transistor, FET) は、BJT と比べても極めて広範囲で使用されており、半導体デバイスの中でも主力と呼べるものである。動作原理は BJT と比べても簡単であり、概念的な発明は BJT よりも先であるが、FET の動作のためには BJT よりも更に高度な半導体テクノロジーを要したため、その実現は BJT よりも遅れることとなった。また、現在の中心的な構造は、金属-酸化物-半導体 (Metal-Oxide-Semiconductor, MOS) 型であるが、pn 接合を使用した接合型 FET (Junction FET, JFET) が先に実用化された。

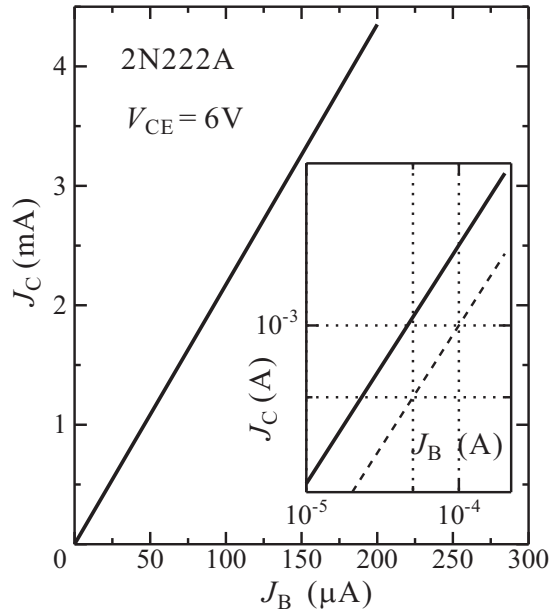
3.1 pn 接合と空乏層

JFET の動作を理解するには、pn 接合にかかる逆方向電圧と空乏領域との関係を見ておく必要がある。pn 接合を図 8.5 のように置き、 x 座標に依存する電位を $\phi(x)$ とする。ポワソン方程式は

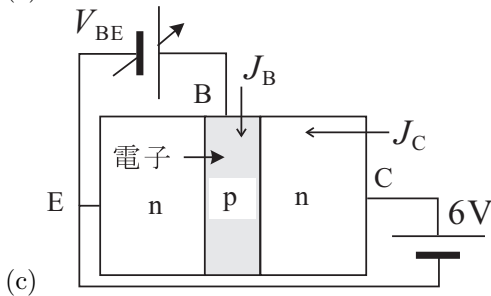
$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -aq(x) \quad (a \equiv (\epsilon\epsilon_0)^{-1}) \quad (8.5)$$



(a)



(b)



(c)

図 8.4 (c) のような実験回路で測定したトランジスタの特性 . (a) コレクタ-エミッタをバイアスして、ベース-エミッタ間を順方向にバイアスしていくと、 V_{BE} に対して非常に敏感に J_C が変化する . (b) これを J_B と J_C 間の関係と考えると、(同一ダイオードの特性を見ているのと同じであるから) 非常に線形性が良くなる . 挿入図は両対数プロットで、破線は傾き 1 を表している .

と書くことができる . 空乏領域の電荷分布に関して第 1.1 節と同じ簡単な仮定をすると、

$$\begin{cases} q = -eN_A & (-w_p \leq x \leq 0), \\ q = eN_D & (0 \leq x \leq w_n) \end{cases} \quad (8.6)$$

である . $\phi(-\infty) = 0$ としよう . 接合に外部から逆方向電圧 V がかかっているとすると空乏層の端での境界条件は

$$\begin{aligned} \phi(-w_p) &= 0, & \left. \frac{d\phi}{dx} \right|_{-w_p} &= 0, \\ \phi(w_n) &= V + V_{bi}, & \left. \frac{d\phi}{dx} \right|_{w_n} &= 0 \end{aligned} \quad (8.7)$$

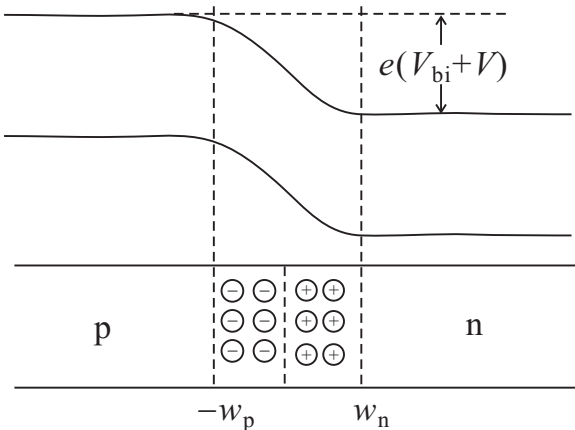


図 8.5 pn 接合の簡単なモデル

である．積分すると

$$\phi(x) = \begin{cases} (aeN_A/2)(x + w_p)^2 & (-w_p \leq x \leq 0), \\ V + V_{bi} - (aeN_D/2)(x - w_n)^2 & (0 \leq x \leq w_n) \end{cases} \quad (8.8)$$

である． $x = 0$ での接続の境界条件

$$\lim_{x \rightarrow +0} \phi = \lim_{x \rightarrow -0} \phi, \quad \lim_{x \rightarrow +0} (d\phi/dx) = \lim_{x \rightarrow -0} (d\phi/dx) \quad (8.9)$$

より，空乏領域の幅 w_p ， w_n は次のように求められる．

$$w_p = \left[\frac{2\epsilon_0\epsilon(V + V_{bi})}{eN_A} \cdot \frac{N_D}{N_D + N_A} \right]^{1/2}, \quad w_n = \left[\frac{2\epsilon_0\epsilon(V + V_{bi})}{eN_D} \cdot \frac{N_A}{N_D + N_A} \right]^{1/2} \quad (8.10)$$

$$w_d = w_p + w_n = \left[\frac{2\epsilon_0\epsilon(V + V_{bi})}{e} \cdot \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right]^{1/2}. \quad (8.11)$$

p⁺n 構造，すなわち $N_A \gg N_D$ であれば次のように近似される．

$$w_d \approx \left[\frac{2\epsilon_0\epsilon(V + V_{bi})}{eN_D} \right]^{1/2} \approx w_n. \quad (8.12)$$

すなわち，空乏領域は加えた逆方向電圧に造り付けポテンシャルを加えた量の平方根に比例する形で広がる．

この時，空乏層内に蓄積された（両領域で相殺するので片側領域の）電荷は，単位面積当たり $Q = eN_D w_d$ であるから，有効静電容量（微分静電容量）は

$$\frac{dQ}{dV} = eN_D \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon}{eN_D}} \frac{1}{2\sqrt{V + V_{bi}}} = \sqrt{\frac{\epsilon_0\epsilon N_D}{2}} (V + V_{bi})^{-1/2} \quad (8.13)$$

である．

この関係式は，pn 接合の評価に良く使用される．すなわち，逆方向電圧 V を加えながら小振幅の高周波を pn 接合に加えて位相遅れから微分静電容量 $C(V)$ を測定して左図のようにプロットする（図では便宜のため横軸を $-V$ とした）と， N_D が空間的に一様であるとするデータは直線上に並ぶ．

$C \rightarrow \infty$ は当然実験的には実現しないが，逆方向側のデータを外挿することで $1/C^2 = 0$ の点を求めると，これより V_{bi} を求めることができる．

更に， N_D が空間的に一様でない場合，深い準位が存在する場合など，このプロットを微分することで空間分布に関する情報を得ることができる．また， V をパルス状に加えてパルス後の過渡的応答を調べたり，光照射下で調べることで非常に多くの情報を得ることができる [6]．

参考文献

- [1] S. M. Sze, K. K. Ng, “Physics of semiconductor devices”, (Wiley-Blackwell, 2007).
- [2] Jon Gertner, “The Idea Factory: Bell Labs and the Great Age of American Innovation”, (Penguin Press, 2012).
- [3] Rodney Loudon, “The quantum theory of light”, (Clarendon, 1973) (和訳「光の量子論」小島忠宣，小島和子訳，内田老鶴園 1981).
- [4] Amnon Yariv, “Quantum Electronics”, (John Wiley and Sons, 1989) (和訳「光エレクトロニクスの基礎」多田邦雄，神谷武志 訳，2000，丸善) (更に “Photonics” として新しい版あり).
- [5] 丸善 実験物理学講座 3 「基礎技術 III」測定技術 (1999) 第 2 章.
- [6] 国府田隆夫，柗元宏 「光物性測定技術」(東大出版会，1983).
- [7] M. Jaros, “Deep levels in semiconductors”

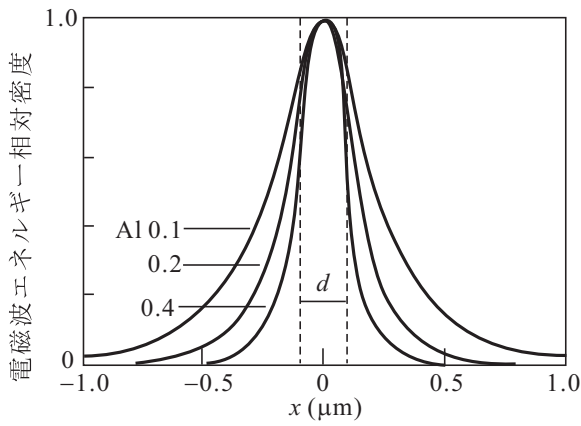


図 8.6 p, n 層に (Al,Ga)As, 活性 i 層に GaAs を使用し, d として $0.2\mu\text{m}$ を用いた場合の基本モードの電磁場エネルギー分布. Al 組成 0.1, 0.2, 0.4 の場合について描いている.

[8] G. Bastard, “Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures” (John Wiley and Sons, New York, 1990).

付録 I : 導波路としての LD の活性層

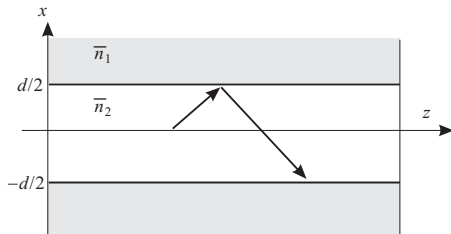


図 8.1 と同じであるが, 左図のようなヘテロ p-i-n 接合を考え, p, n 層は同じ物質 (屈折率 \bar{n}_1) とし, 活性 i 層の屈折率は \bar{n}_2 で, \bar{n}_1 よりも大きいとする. z 軸を図のように取り, z 軸方向へ伝播する電磁波を考える. モードとして TE (transverse electric), すなわち, z 方向の電場がない ($\mathcal{E}_z = 0$) とする. また, y 方向へは一様とする. 以上の簡単化により, 電場は y 方向のみ考えればよく,

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \mu_0 \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] \mathcal{E}_y = 0. \quad (\text{I.1})$$

ここで, 透磁率は半導体中でも真空中とほとんど変化がないため, μ_0 とした.

導波路として考え, x 方向には定在波, z 方向には伝播する解を考えると, 活性層内 ($|x| \leq d/2$) で,

$$\mathcal{E}_y(x, z, t) = A \cos(\kappa x) \exp[i(\omega t - \beta z)] \quad (\text{I.2})$$

が得られる. ただし,

$$\kappa^2 = \mu_0 \epsilon_0 \omega^2 - \beta^2 = \bar{n}_2^2 k_0^2 - \beta^2, \quad k_0 = \frac{\omega}{c^* \bar{n}_2}. \quad (\text{I.3})$$

一方, 活性層外 ($|x| > d/2$) では, $|x| \rightarrow \infty$ に対して減衰する波になるはずであるから, $x = \pm d/2$ での \mathcal{E}_y の値の接続を考えると,

$$\mathcal{E}_y(x, z, t) = A \cos\left(\frac{\kappa d}{2}\right) \exp\left[-\gamma\left(|x| - \frac{d}{2}\right)\right] \exp[i(\omega t - \beta z)] \quad (\text{I.4})$$

となる. (I.1) を満たすため,

$$\gamma^2 = \beta^2 - \bar{n}_1^2 k_0^2 \quad (\text{I.5})$$

である. また, Maxwell 方程式より, 磁場の z 方向成分が $x = \pm d/2$ で連続となるためには

$$\tan\left(\frac{\kappa d}{2}\right) = \frac{\gamma}{\kappa} = \frac{\sqrt{\beta^2 - \bar{n}_1^2 k_0^2}}{\sqrt{\bar{n}_2^2 k_0^2 - \beta^2}}. \quad (\text{I.6})$$

以上より, κ, γ, β が決定される. 量子井戸の計算などと同様, 正接 (tangent) は π 周期の関数であるから, 解は多数存在し, それぞれが, 離散モードを形成する.

付録 J : Deep level transient spectroscopy (DLTS)

ここでは、DLTS の基本原理についてごく定性的に説明しておこう。解析法の詳細は文献 [6] などにある。逆バイアス電圧 V に依存する (8.13) を考え、浅いドナー準位濃度 N_D に加えて深いドナー準位 N_P が生じているとする。すると、この深いドナーがバイアス電圧に応答する領域では電圧微分キャパシタンスは、逆バイアス電圧 V に対して

$$w_d(V) \approx \left[\frac{2\epsilon\epsilon_0(V + V_{bi})}{e(N_D + N_P)} \right]^{1/2} \approx w_n, \quad (J.1)$$

$$C(V) = \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0 e(N_D + N_P)}{2}} (V + V_{bi})^{-1/2} \quad (J.2)$$

となる。今、状況を簡単化するため、逆バイアス電圧を V_p まで加え、十分に時間を置き、深い準位からも (J.1) で、 $w_d(V_p)$ が与える空乏層領域からは電子が出払っているものとする*2。ここで、 V を急激に $V_0 < V_p$ まで戻すと、 $w(V_0) < x \leq w(V_p)$ にあるドナー準位にキャリアが落ち込む。浅い準位の捕獲レートは大きく、ms 程度の時間スケールであれば全く遅延なく応答するが、深い準位は、一般に温度によって捕獲レートが大きく変化し、捕獲までの平均時間が ms から、s 更に、min, hour, day まで伸びることもざらではない。この場合、 C が時間変化する様子が、ある温度で観測している時間窓で見えるようになり、更に低温では深い準位による C の変化が見えなくなってしまう。

この様子を深い準位が 1 種類の場合について、図 8.7(a) に示した。ここで、 $V_p \rightarrow V_0$ とした時刻を $t = 0$ として t_1, t_2 で測定した微分電気容量の差 $\Delta C = |C(t_1) - C(t_2)|$ を温度に対してプロットすることを考える。今、深いドナー準位が 2 種類あって、捕獲断面積がそれぞれ図 8.7(b) の上図のように変化していたとすると、 ΔC はこれに応じて、2 つのピークを持つ。この温度変化を解析することで、深い準位の濃度や捕獲断面積などについてのデータが得られ、光学応答と組み合わせることで、深い準位の種類を同定したり、性質を調べたりすることができる [7]。また、 V_0, V_p を変化させることで、深い準位の接合深さ方向プロファイルを調べることもできる。

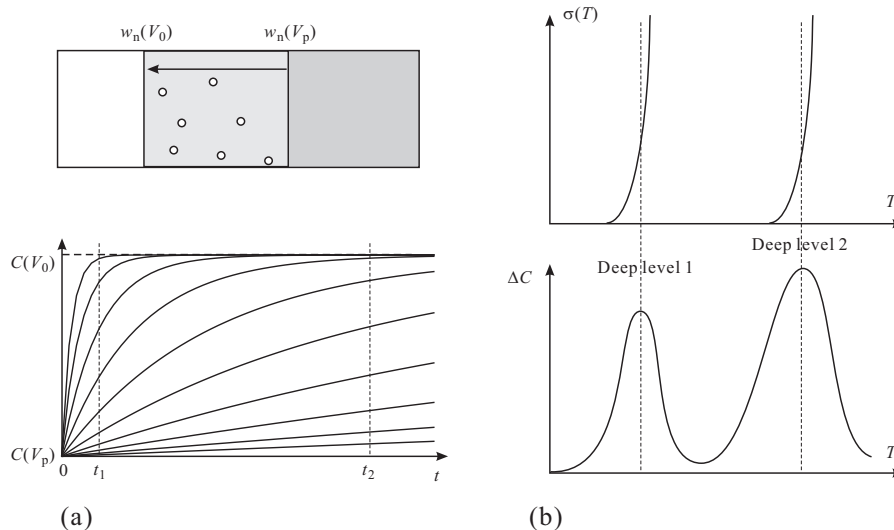


図 8.7 (a) 上：逆バイアス V_p 状態から V_0 状態にすることで、浅いドナー準位、及び深いドナー準位の一部がキャリアを捕獲できる状態となることを模式的に示した。下：キャリアの捕獲に伴い、微分キャパシタンス $C(V)$ が時間に対して過渡応答を示す様子。(b) 上：2 種類の深い準位が存在し、その捕獲断面積 σ が温度によって変化する様子を示した。下：上の $\sigma(T)$ から DLTS の信号が生じる様子。

*2 低温では、深い準位の捕獲放出レートは大変小さくなり、放出に日単位の時間を要するようになることも稀ではなく、このような条件で実際に実験することはまずないが、結局ほとんど同じ結果が得られるので、ここではこのように考えておく。