

# AlGaAs 可視 DH レーザ中の深い準位 —DX センタの可飽和吸収特性の検討—

Deep levels in AlGaAs visible DH lasers

—Investigation into DX center as saturable absorber—

生駒 俊明\*・熊代 成孝\*

Toshiaki IKOMA and Shigetaka KUMASHIRO

## 1. はじめに

AlGaAs 系可視 DH レーザは近年ビデオディスクやデジタルオーディオディスク等の光源として注目を集めている。同レーザを光源として用いる場合、その動作の安定性が問題となる。CSP 等の単一モードレーザでは周囲温度の上昇に伴って、現在発振している主縦モード(光軸方向モード)のほかに別の縦モードが優勢になり、さらに温度が上昇すると、このモードが新たな主モードとなって発振するが、この新モードと以前の主モードがほぼ同程度の大きさのとき「モードホッピング雑音」と言われる大きな雑音を生じる。さて、1979 年に D. V. Lang らは Al の含有率が 0.27~0.6 の範囲にある Al-GaAs 中に、非常に高濃度で大きな格子緩和を持つ深い準位が存在することを見出し、これを DX センタと命名した。一方同年 J. L. Merz らはこの DX センタが Al-GaAs 系 DH レーザのクラッド層に存在する場合レーザ光の可飽和吸収体として働くことを報告し、<sup>2)</sup> また J. A. Copeland らはそれによって縦モードが安定化するという理論を発表した<sup>3)</sup>。最近茅根らによってこの方法がモードホッピング雑音の抑制に有効であることが実験的に示された。<sup>4)</sup>

我々も AlGaAs 系可視 DH レーザ中の深い準位を測定し N クラッド層中の DX センタの存在を確認した。本稿ではこの DX センタの可飽和吸収特性に関して検討した結果について述べる。

## 2. DX センタの性質

DX センタとはドナー (D) とならぬかの欠陥 (X) の複合体という意味で付けられた名称である。<sup>1)</sup> DX センタは通常の深い準位とは異なった振舞いを示すが、その性質は現在多フォノン放出の理論で説明されている。以下この理論に沿って DX センタの性質を概説する。

図 1 で縦軸は電子とその周囲の格子のエネルギーの和であり、横軸は配位座標と呼ばれ広義には格子の変位を示している。DX センタが電子を捕獲する前の電子と格

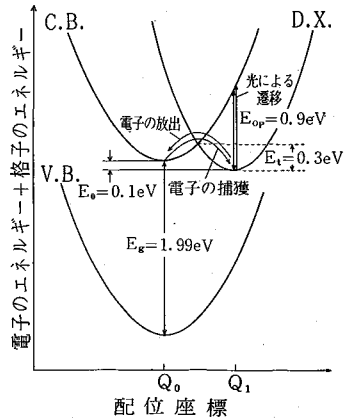


図 1 DX センタの配位座標

子のエネルギーの和は放物線 C. B. であり、DX センタに電子が捕獲されたときのエネルギー和は放物線 D. X. になる。DX センタに捕獲される場合、電子は C. B. の底から 2 つの放物線の交点までエネルギーを受けて上昇し、D. X. 側の放物線に移ると共にフォノンを多数放出しながら D. X. の底まで落ちてゆく。また DX センタからの電子の熱的放出の際にはこれと全く逆のことが起こる。図 1 に示すように捕獲と放出に要する活性化エネルギーはおおの約 0.3 eV と約 0.2 eV である。一方 DX センタからの電子の光による放出は、電子が D. X. の底から光によってそのまま垂直に遷移し、放物線 C. B. と交わった所で C. B. に移り、同じく多フォノン放出により C. B. の底まで落ちてゆく。この光イオン化エネルギーは約 0.9 eV である。DX センタの特徴は熱的に比較的浅いにもかかわらず、光学的にかなり深い点である。また捕獲過程にも活性化エネルギーが存在することは電子の捕獲断面積が温度依存性を持ち、低温では捕獲率が非常に小さくなることを意味している。

## 3. DX センタの各パラメータの測定

図 2 に我々が測定に用いた AlGaAs DH レーザの構造を示す。この構造は MCSP 型と呼ばれるものである。

\* 東京大学生産技術研究所 第 3 部

研究速報

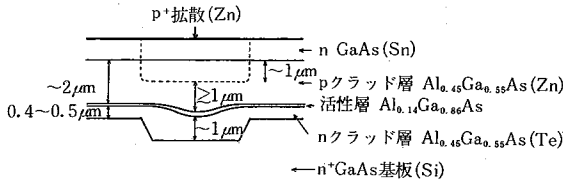


図2 AlGaAs可視DHレーザの構造図

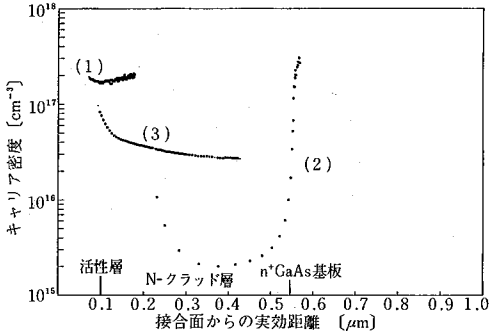


図3 キャリア密度分布

- (1) 常温での分布
- (2) 順方向に1.2V印加して74Kまで冷却した場合の分布
- (3) 順方向に1.5V印加して74Kまで冷却した場合の分布

3-1 キャリア密度分布 図3にC-V測定により求めたキャリア密度分布を示す。縦軸はキャリア密度で横軸は接合面から測った実効距離である。本構造では全接合面積が容量として効いているから、キャリア密度への換算には素子全体の面積 ( $1.15 \times 10^{-3} \text{cm}^2$ ) を用いた、(1)は常温でのキャリア分布である。DXセンタはドナーとして働いている。(2)は素子を1.2V印加のまま74Kまで冷却して測定を行ったものである。この温度ではDXセンタに捕えられたキャリアは熱的には放出されない。このため  $0.3\mu\text{m} \sim 0.5\mu\text{m}$  の領域ではキャリア密度が常温に比べて2桁小さくなっている。また  $0.5\mu\text{m}$  でのキャリア密度の増加は  $n^+\text{GaAs}$  基板に空乏層が到達したものとわれ、このことは  $P^+N$  接合の立場をとれば図1の構造とも一致する。(3)は素子を1.5V印加のまま74Kまで冷却したものであり、障壁電位を越える電圧をかけると少数キャリア(正孔)が注入されDXセンタに捕えられるため空乏層領域の正電荷密度が増加している。このことはこの温度では、電子の捕獲より正孔の捕獲が起きていることを示す。

3-2 光イオン化過程 DXセンタの光イオン化エネルギーは光接合容量法<sup>9)</sup>によって調べることができる。その結果を図4に示す。横軸は光のエネルギーであり縦軸は接合容量である。スペクトル(1)は  $V_f=1.0\text{V}$  とし、

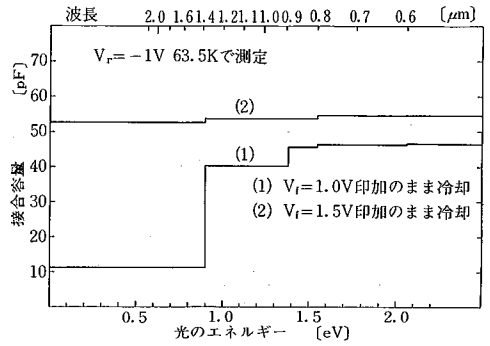


図4 光接合容量法によるスペクトル

- (1) 順方向に1.0V印加して63.5Kまで冷却した場合
- (2) 順方向に1.5V印加して63.5Kまで冷却した場合

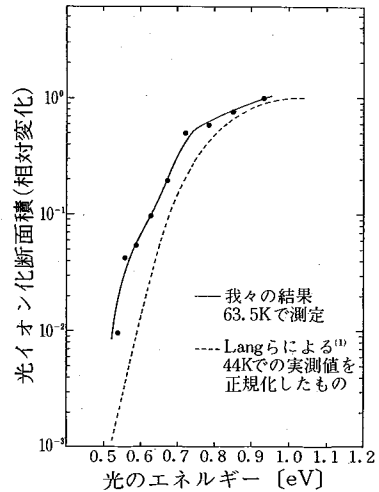


図5 光イオン化断面積のスペクトル

実線は63.5Kでの我々の測定結果  
破線は44KでのLangらの実験結果をピーク値で正規化したもの

DXセンタに電子が捕えられている状態を初期条件として光容量スペクトルを測定したものであり、(2)は  $V_f=1.5\text{V}$  としてDXセンタに正孔が捕えられた状態を初期条件として接合容量の変化を測定したものである。スペクトル(1)からわかるように大きな容量変化が  $0.9\text{eV}$  で起こっていることから、光イオン化エネルギーは  $0.9\text{eV}$  である。この事実と図3の(1)と(2)の対比から、Nクラッド層中のドナーはそのほとんどがDXセンタである。その密度  $N_T$  は  $2 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$  である。スペクトル(2)からわかるように  $1.5\text{V}$  電圧印加のまま冷却して行った測定ではDXセンタの大きな光イオン化は観測されなかった。この結果と図3の(3)の結果により、電子の捕獲や放出が不可能な低温でも正孔の捕獲は可能であ

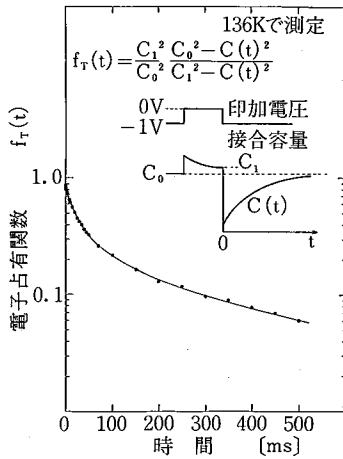


図6 放出過程におけるDXセンタの電子占有関数の時間変化

内挿図 印加電圧をステップ状に変化させた場合の接合容量の変化

り、また、いったん捕獲された正孔は低温では熱的にも光学的にも放出されないことがわかった。

図5には光イオン化の時定数の測定から求めた光イオン化断面積  $\sigma_n^0$  のスペクトルを示す。破線は44KにおけるLangらの実験結果を正規化したものである。

3-3 放出および捕獲過程の測定 試料を冷却して一定温度に保ち印加電圧をステップ状に変化させるとDXセンタからの電子の放出に伴い、図6挿入図のように接合容量が変化する。この変化をDXセンタの電子占有率の変化に換算すると図6のように時間に対して非指数関数的に変化する。また印加電圧パルスの幅を変えることにより捕獲過程でのDXセンタの電子占有率の時間変化がわかるが、これも放出過程同様非指数関数的に変化する。以下の吸収係数の導入のためにはこの両者を指数関数で近似し、その時定数の温度変化を調べ、電子放出率  $e_n$ 、電子の捕獲断面積  $\sigma_n$ 、正孔の捕獲断面積  $\sigma_p$  に次のような関係式と数値を用いた。

$$e_n = aT^2 \exp\left(-\frac{E_T}{kT}\right) \dots\dots\dots (1)$$

$$a = 4.64 \times 10^{17} \quad E_T = 0.294 \text{ eV}$$

( $E_T$  は熱的放出の活性化エネルギーに相当)

$$\sigma_n = \sigma_\infty \exp\left(-\frac{E_B}{kT}\right) \dots\dots\dots (2)$$

$$\sigma_\infty = 4.97 \times 10^{-14} \text{ cm}^2 \quad E_B = 0.198 \text{ eV}$$

( $E_B$  は捕獲の活性化エネルギーに相当)

$$\sigma_p = 4.89 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$$

なお、放出過程と捕獲過程に関する検討結果の詳細は別途報告する予定である。

表1

パラメータ	値
$E_T$	0.294 eV
$E_B$	0.198 eV
$a$	$4.64 \times 10^{17}$
$\sigma_\infty$	$4.97 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$
$\sigma_n^0$	$4.00 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$
$\sigma_p$	$4.89 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$

ただし  
 $e_n = aT^2 \exp\left(-\frac{E_T}{kT}\right)$   
 $\sigma_n = \sigma_\infty \exp\left(-\frac{E_B}{kT}\right)$

4. 可飽和吸収特性の検討

DXセンタのような深い準位に捕えられた電子がイオン化されることは、このセンタが光の吸収体として働くことを意味する。深い準位による光吸収係数  $\alpha$  は次式で表される。

$$\alpha = \sigma_n^0 N_T f_T$$

$f_T$  は電子占有関数と呼ばれる量で0と1の間の値をとり次式の rate equation の解で与えられる。

$$\frac{\partial f_T}{\partial t} = \sigma_n^0 C_0 L f_T + n \sigma_n v_{thn} (1 - f_T) - e_n f_T - p \sigma_p v_{thp} f_T \dots\dots\dots (4)$$

$C_0$  は AlGaAs 中の光速、 $L$  はフォトン密度、 $n$  は電子密度、 $p$  は正孔密度、 $v_{thn}$ 、 $v_{thp}$  は各々電子正孔の熱速度である。定常では  $\partial f_T / \partial t = 0$  であるから

$$f_T = \frac{n \sigma_n v_{thn}}{\sigma_n^0 C_0 L + n \sigma_n v_{thn} + e_n + p \sigma_p v_{thp}} \dots\dots\dots (5)$$

で与えられる。この  $f_T$  を用いて  $\alpha$  の一般的表式は

$$\alpha = \frac{n N_T \sigma_n^0 \sigma_n v_{thn}}{\sigma_n^0 C_0 L + n \sigma_n v_{thn} + e_n + p \sigma_p v_{thp}} \dots\dots\dots (6)$$

と表される。以下  $f_T$  の計算に用いた各パラメータ値を表1に示す。表1の値は前節に述べた実測値を用い、 $\sigma_n^0$  としては  $h\nu > 0.9 \text{ eV}$  の値を用いている。光イオン化断面積の値は現在の測定系では入射フォトン束の絶対値の測定に誤差があるため Lang らの測定値<sup>1)</sup>を用いる。

4-1 平衡状態での吸収特性 クラッド層中にレーザー発振光が漏れた場合このDXセンタによる吸収が起こる。ここでは平衡状態における吸収特性を上記の実測データから見積る。平衡状態ではNクラッド層中の正孔は無視でき、しかも電子密度  $n$  はイオン化したDXセンタ密度に等しくなる。よって

$$n = N_T (1 - f_T) \dots\dots\dots (7)$$

となり、(3),(5),(7)式より  $n$ 、 $f_T$  を消去しさらに  $p = 0$  とおくと、

$$\alpha = \frac{\sigma_n^0 N_T}{2} \left[ 2 + \frac{e_n + \sigma_n^0 C_0 L}{\sigma_n N_T v_{thn}} - \sqrt{\left(\frac{e_n + \sigma_n^0 C_0 L}{\sigma_n N_T v_{thn}}\right)^2 + 4 \frac{e_n + \sigma_n^0 C_0 L}{\sigma_n N_T v_{thn}}} \right] \dots\dots (8)$$

研 究 速 報

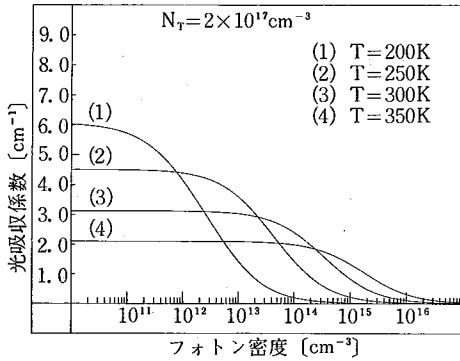


図 7 平衡状態で光吸収係数とフォトン密度の関係

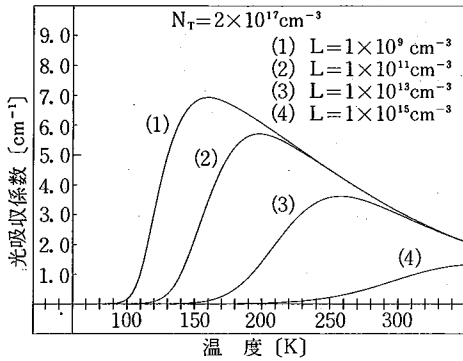


図 8 平衡状態で光吸収係数と温度の関係

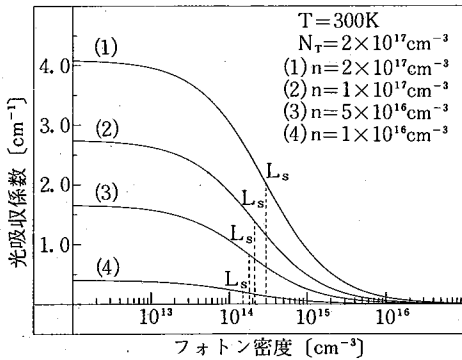


図 9 DX センタ密度と電子密度を分離した場合の光吸収係数とフォトン密度の関係

となる。温度をパラメータにしこの  $\alpha$  とフォトン密度の関係を実験したのが図 7 である。これから DX センタが可飽和吸収体として働き、Copeland の理論からモード安定化に有効であると考えられる。このように可飽和吸収体として働く本質は、正孔の光イオン化が起りにくいことにある。また温度が低いほど  $\alpha$  は弱い光で飽和することがわかる。これは低温では電子捕獲が起りにくくなる DX センタに特有の性質による。

フォトン密度をパラメータにし  $\alpha$  と温度の関係を表

したのが図 8 である。低温で  $\alpha$  が 0 なのは DX センタによる電子の捕獲が小さく電子占有率が減少するためであり、高温で  $\alpha$  が低下するのは電子の放出率が大きくなり DX センタの電子占有率が減少するためである。

4-2 クラッド層にアクセプタを添加し DX センタを補償した場合 この場合は、 $N_T$  と  $n$  を独立に変えることができるので光の吸収特性は前節と異なる。(6)式を変形して

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + L/L_s} \dots\dots\dots (9)$$

$$\alpha_0 = \frac{nN_T\sigma_n^0\sigma_n\nu_{thn}}{n\sigma_n\nu_{thn} + e_n + p\sigma_p\nu_{thp}} \dots\dots\dots (10)$$

$$L_s = \frac{n\sigma_n\nu_{thn} + e_n + p\sigma_p\nu_{thp}}{\sigma_n^0 C_0} \dots\dots\dots (11)$$

とおく。この場合は  $\alpha_0$  は光が弱い場合の吸収係数であり、 $L_s$  は吸収係数が  $\alpha_0$  の 1/2 になるフォトン密度である。レーザの縦モード安定化のためには主モードに対しては吸収が飽和し、他のモードに対しては吸収体として働くように  $L_s$  を調整すると有利である。<sup>4)</sup>しかし 4-1 のように電子密度とイオン化した DX センタ密度を等しくおくと制御パラメータが DX センタ密度  $N_T$  のみであるので、 $L_s$  と  $\alpha_0$  を別個に制御することができない、そので  $n$  と  $N_T$  を分離し  $\alpha_0$  と  $L_s$  を別々に制御することを考える。これは実際には DX センタのほかに補償アクセプタを添加することにより実現できる。図 9 は (6)式で  $p=0$  とおき  $N_T$  を固定して  $n$  を変化させた場合の吸収係数とフォトン密度の関係である。同図より  $n$  が少ないほど  $L_s$  が小さくなり、弱い光で吸収が飽和することがわかる。

5. おわりに

本稿では AlGaAs 可視 DH レーザの N クラッド層中に存在する DX センタの可飽和吸収特性を検討した。その結果 DX センタは正孔の光イオン化が起りにくいためレーザ光の可飽和吸収体として働き、Copeland らの理論によってレーザの縦モード制御に有効に働く可能性があることを明らかにした。

謝 辞

有効な議論と試料の提供をいただいた日立中研の茅根、梶村両氏に感謝する。また本研究は文部省科学研究費一般 A の援助を受けた。(1983 年 11 月 30 日受理)

参 考 文 献

- 1) D. V. Lang et al.; Phys. Rev. B **19**, p. 1015 (1979)
- 2) J. L. Merz et al.; Phys. Rev. B **20**, p. 654 (1979)
- 3) J. A. Copeland; IEEE J. Quantum Electron. **13**, p. 721 (1980)
- 4) 黒田, 茅根他; 第 43 回応物講演, 28p-B-4(1982 秋期)
- 5) C. T. Sah et al.; Solid State Electron. **13**, p. 759 (1970)