半導体レーザの磁界による発振波長シフトと そのシフト機構の検討

正員 佐藤 孝 (新潟大)
非会員 川島 英俊 (新潟大)
非会員 星 倫哉 (新潟大)
非会員 山本 茂樹 (新潟大)
非会員 大河 正志 (新潟大)
正員 丸山 武男 (新潟大)
正員 榛葉 實 (東京電機大)

Oscillation Wavelength Shift of a Semiconductor Laser in a Magnetic Field and Examination of its Shift Mechanism

Takashi Sato, Member, Hidetoshi Kawashima, Non-member, Tomoya Hoshi, Non-member, Shigeki Yamamoto, Non-member, Masashi Ohkawa, Non-member, Takeo Maruyama, Member (Niigata University), Minoru Shimba, Member (Tokyo Denki University)

The oscillation wavelength shift of a semiconductor laser in a magnetic field has been known since the early 60's. However, this research has only been made at very low temperatures and in a very strong magnetic field. The observed wavelength shift was toward a short wavelength side, which was well accounted for in terms of the Landau level. The wavelength shift in a relatively weak magnetic field at room temperature by using recently developed Fabry-Perot type laser diodes has been reported recently. The observed wavelength shift was toward a long wavelength side in certain types of laser diodes in a certain magnetic field direction. The shift mechanism, however, has not been confirmed yet. Therefore, the wavelength shift and the output laser power change in a magnetic field are measured precisely in this work. The longer wavelength side shift and the output laser power decrease occur simultaneously in a certain magnetic field direction. Since these changes observed in this work correspond to the changes observed in increasing temperature, it is assumed that the magnetic field increases temperature around the active layer of the semiconductor laser.

キーワード：半導体レーザ、波長シフト、磁界、角度依存性、しきい値電流

1. ま え が き

半導体レーザの発振波長が、注入電流、レーザ温度、圧力、磁界により変化することは、半導体レーザの研究が開始された1960年代前半から知られている。このうち注入電流やレーザ温度による発振波長の変化は、光通信や分光学などの分野で応用されている。ただ注入電流やレーザ温度だけの波長制御では、半導体レーザの発振波長のモードジャンプ特性のため、連続的な波長掃引や任意の波長を発振させることが困難な場合がある。一方、圧力や磁界による波長シフトは主として半導体レーザの物性的研究に用いられてきた。特に磁界による波長シフトの研究は、強磁

界、極低温における半導体レーザの物性的研究に広く用いられてきた^{(1)~(4)}。しかし、近年開発されている常温で連続発振する様々な内部構造をもつ半導体レーザを用いた研究ではなかった。そこで著者らは、これら常温で発振する半導体レーザを用いて、常温・比較的弱い磁界で波長をシフトさせることで注入電流やレーザ温度の変化だけでは得られない波長制御が可能となり、波長の精密制御の新しい方法を開発できるのではないかと考え、磁界による波長シフトの研究を進めてきた^{(5)~(7)}。

研究の初期には観測方法としてRb原子の吸収線を用いて、大きな波長分解能をもつ観測系を構成して実験を行い、小さな波長シフトを観測することに成功した⁽⁵⁾。その

後は通常のモノクロメータを使って、様々な内部構造をもつファブリ・ペロー共振器形の GaAlAs レーザダイオードの波長シフトの実験を行い、波長シフトを観測してきた⁽⁶⁾⁽⁷⁾。これらの実験において、TJS (Transverse Junction Stripe) 形⁽⁸⁾、IS (Inner Stripe) 形⁽⁹⁾、TAPS (Tapered Stripe) 形⁽⁸⁾、および VSIS (V-Grooved Substrate Inner Stripe) 形⁽⁸⁾のレーザダイオードでは波長シフトは観測されたが、CSP (Channelled Substrate Planar) 形⁽⁸⁾レーザダイオードでは波長シフトは観測されなかった。また、この波長シフトが印加磁界の方向に依存することが観測されていたが、これまで磁界の印加方向を正確に設定できているかどうかの確認が困難であった。そこで今回新たな工夫を加え、磁界の印加方向を正確に測定できるようにし、磁界の印加方向による波長シフト量の変化を、磁界の印加方向と半導体レーザの結晶の積層面の法線ベクトル n の方向とのなす角度 θ の関数として詳しく測定した。レーザは波長シフトが大きく、かつこれまでの実験で最も再現性の良い IS 形レーザダイオードを用いた。また、波長以外の特性変化として注入電流と光出力との関係も正確に測定した。更に、内部構造の異なる TS (Terraced Substrate) 形⁽¹⁰⁾レーザダイオードを用いて実験を行ったところ、他のレーザダイオードと異なる波長シフト特性を観測した。これらの結果は波長シフトの機構の検討に重要であると考えている。

極低温、強磁界の下での研究で観測されている短波長側へのシフトは、磁界により半導体のエネルギーバンド中に形成されるランダウ準位により説明されてきた⁽¹⁾⁻⁽³⁾。また、量子井戸構造の半導体レーザを用いて、磁界によりキャリアの自由度を下げ、量子細線構造の半導体レーザを実現する研究が報告されているが、これも極低温、強磁界の下での研究であり、ランダウ準位が形成される条件での研究である⁽⁴⁾。しかし著者らの研究の場合、実験条件および実験結果から、波長シフトの機構はランダウ準位の形成によるものでは説明できないので、これまで仮説を立てて説明を試みてきた。これまでの報告では、波長がシフトすることの観測が主であり、そこで得られた実験結果では著者らの仮説は十分証明できたとはいえないので、実験方法に工夫を加えて引き続き実験を進めてきた。ここでは、今回新たに得られたいくつかの実験結果を用いて、これまで考えてきた波長シフトのメカニズムに更に考察を加え、常温、比較的弱磁界における半導体レーザの特性の変化を検討したので報告する。

2. 実験方法と実験結果

図 1 に実験結果を示す⁽⁷⁾。実験に用いた半導体レーザの発振波長は約 780 nm である。半導体レーザは磁性体でできている保護キャップを取り外し、そのうえで 7 mm×7 mm×7 mm の電磁石の磁極間の間隙に固定して実験を行った。レーザ光は光ファイバを使ってモノクロメータに導き、その出力光をフォトマルによって受光した。レーザの

図 1 実験系

Fig. 1. Experimental setup.

動作条件を一定にするため、温度制御装置を用いてレーザのケース温度の変動を 0.01°C 以下に制御した。更に半導体レーザとコイルを含む光学系を恒温槽に入れ、恒温槽内部の温度の変動を 1°C 程度に制御した。また、半導体レーザの初期劣化を除去するため、試料として用いる半導体レーザはあらかじめ 100~300 時間程度動作させたものを用いている。これにより、実験中における半導体レーザの特性変化に基づく実験結果への影響はほぼ無視できるものと考えている。

磁界の大きさは、磁界を印加したすべての実験で磁束密度 $B=1.4$ T である。ここで磁界の方向とレーザの方向の関係は、半導体レーザを磁極間に固定する際にレーザの方向を変えることにより変わる。その他の実験条件はすべて同じである。従って、磁界用コイルの発熱などが実験結果に影響を与えるとすれば、それは磁界の方向（すなわちレーザの方向）にかかわらず影響するはずである。

実験では、モノクロメータでの波長を固定したうえで半導体レーザの注入電流を掃引して、固定したモノクロメータの波長で半導体レーザが発振するときの電流値を測定した。レーザによっては光ファイバとモノクロメータの光学系の代わりに、レーザ光を直接 Rb 原子を封入したガラスセルを透過させる Rb 原子の吸収線を用いた測定も可能であったが⁽⁵⁾、レーザの発振波長が必ずしも吸収線と一致するわけではないので、すべてのレーザでこの方法を用いることはできない。そのためモノクロメータを用いる観測方法を採用した。用いたモノクロメータの分解能は 0.02 nm であるが、レーザのスペクトル幅は 10 MHz (約 2×10^{-5} nm) と狭い。従って、今回用いた方法でもレコーダチャート紙上の光出力のピークの位置、すなわちモノクロメータで設定した波長で発振するときのレーザダイオードの注入電流の値を正確に測定することができる。今回はチャート紙上のピーク値を 1 mm の精度で読み取ることができた。これはレーザダイオードの電流-波長特性から、モノクロメータの分解能の 1/20 である 0.5 GHz (約 0.001 nm) 程度までのシフトが観測できることを意味する。光

ファイバとモノクロメータを用いた光学系では、レーザ光の空間分布が磁界を印加することで変化する可能性があり、その影響を受けることも考えられる。しかし、これまで行ってきた空間分布の変化の影響を受けない原子の吸収線を用いた光学系による測定や、現在実験を進めている二つのレーザビーム間のビート信号を用いた測定でも同様のシフトが観測できていること、また空間分布の変化が磁界の印加方向の影響を受ける場合でもその影響は微妙なものであり、光学系を構築し直して繰り返し行っている磁界の印加方向依存性の観測結果に、今までに得られているような再現性のある依存性を見いだすのは困難なはずであることから、ここではこの影響は無視できるものと考えている。

これまでの実験では、図2(b)に示すように磁束密度ベクトル B と半導体レーザの結晶の積層面のベクトル n とが平行である場合 ($B \parallel n$)、そして(b)図に示すように磁束密度ベクトル B と法線ベクトル n とが垂直である場合 ($B \perp n$) について実験を行ってきたが、その方向を正確に確認することはできてはいなかった。著者らの仮説を確認するためには、この磁界の方向を正確に測定することが重要であった。そこで今回は直線偏光板を用いて、半導体レーザのレーザ光がレーザの結晶の積層面に平行な偏光

をもつ直線偏光（厳密には、わずかにだ円偏光）である性質を利用して測定することで、磁界の方向を正確に測定する方法を考案した。更にこの方法を用いて、図3に示す磁束密度ベクトル B と法線ベクトル n とのなす角 θ を変化させた実験を行った。この角度 θ の測定誤差は約1°であった。なお、この場合 $B \parallel n$ は $\theta=0^\circ$ に、 $B \perp n$ は $\theta=90^\circ$ に対応している。また、磁界の極性を変えることで図2で定義した Forward, Reverse のそれぞれの方向で実験を行ってきた。

IS 形レーザダイオードを用いた場合の I - λ 特性のうち、 $B \parallel n$ の場合を図4(a)に、 $B \perp n$ の場合を(b)図に示す。(b)図の $B \perp n$ の場合、観測されたシフト量は図に示すように非常に小さく、個々の実験のシフト量が測定誤差以下であっただけではなく、繰り返し行った実験結果を平均すると計算上0.0001 nm (約0.05 GHz) 程度となり、測定精度よりも十分小さいものとなった。これから、 $B \perp n$ では波長シフトは生じていないと結論づけている。 $B \parallel n$ の場合、(a)図を見てわかるように長波長側への波長シフトが観測された。その波長シフト量は計算によると0.0047 nm (約2.24 GHz) である。ここで、磁界を印加していない場合の値が(a)図と(b)図で異なるのは、半

図2 磁界の方向の定義
Fig. 2. Definition of the direction of a magnetic field.

図3 磁束密度ベクトル B と法線ベクトル n のなす角度 θ
Fig. 3. The angle θ between magnetic flux density B and normal vector n .

図4 IS 形レーザダイオードの電流-波長特性
Fig. 4. Current vs. wavelength characteristics of the IS type laser diode.

図5 IS形レーザダイオードの周波数シフトの角度依存性
Fig. 5. Frequency shift vs. angle θ of the IS type laser diode.

図6 三つのモデル関数の比較
Fig. 6. Comparison of the three model functions.

導体レーザをレーザマウントのヒートシンクに取り付ける際のヒートシンクとの間の熱抵抗の変化によるものと考えている。すなわち、レーザのケース温度（ヒートシンクの温度をケース温度としている）を測定し、設定することでレーザの温度（活性層温度）を制御しようとしているため、ヒートシンクとの間の熱抵抗が変化すると、同じレーザのケース温度に設定しても実際の活性層温度は異なることになり、発振波長が変化していると考えている。磁界の印加方向を変えずに一連の実験を行っている際にはこのような変化はなく、実験への影響はない。

角度依存性の測定結果を図5に示す。印加磁界の方向がForward, Reverseのどちらの場合も、 $\theta=0^\circ$ から $\theta=90^\circ$ へ角度を変えていくとシフト量が減少していくのがわかる。図5の例では、印加磁界の極性を変えた場合のシフト量の差は $B \parallel n$ のときに0.0009 nm（約0.43 GHz）で最大であり、データ解析の際の読取り誤差約0.5 GHzより小さい。しかし、この読取り誤差は $\theta=0^\circ$ のときのシフト量である図の約2 GHzと比べて無視できず、測定点のばらつきが目につく結果となった。

同様の実験を5個のIS形レーザダイオードで行った。残る4個のレーザでも図5と同様、 B と n との角度が $\theta=0^\circ$ （ $B \parallel n$ ）から $\theta=90^\circ$ （ $B \perp n$ ）と大きくなるに従ってシフト量は小さくなっていった。図5には、後述する理由から、波長シフト量が $\cos^2 \theta$ の関数に従うと考えた場合の最小二乗法で求めた結果を示してある。図6には、Forward方向に磁界を印加した場合について、 $\cos^2 \theta$, $\cos \theta$ および一次直線で実験結果を近似したものを ± 0.25 GHzのエラーバーとともに示す。表1にはモデル関数として $\cos^2 \theta$, $\cos \theta$ および一次直線を用いて最小二乗誤差の大きさを比較した結果を示す。これら三つの関数をモデル関数として選んだのは、波長シフトの角度依存性が $\theta=0^\circ$ で最大のシフト、 $\theta=90^\circ$ でシフトがゼロであることからである。また、磁界と n の方向（電流の方向に対応する）とのなす角度が重要ならば、磁界の電流方向成分または電

表1 三つの関数での最小二乗近似の誤差
Table 1. Errors of least squares approximation of the three functions.

	磁界極性	$y=A\cos(\theta)$	$y=A\cos^2(\theta)$	$y=A(90^\circ-\theta)$
試料1	Forward	0.441	0.207	0.332
	Reverse	0.478	0.281	0.402
試料2	Forward	0.371	0.269	0.314
	Reverse	0.379	0.287	0.336
試料3	Forward	0.198	0.175	0.113
	Reverse	0.223	0.160	0.150
試料4	Forward	0.381	0.334	0.476
	Reverse	0.473	0.371	0.449
試料5	Forward	0.496	0.179	0.243
	Reverse	0.581	0.332	0.378

流の磁界方向成分に関係する $\cos^2 \theta$, $\cos \theta$ などが重要となるのではないかと考えたからである。表1より4個の試料（試料1, 2, 4, 5）では $\cos^2 \theta$ の場合が最も誤差が小さい。図6は試料3の例である。この試料では $\cos^2 \theta$ よりも直線のほうがより良い近似となっている。しかし、エラーバーを考えると $\cos^2 \theta$ と直線のどちらもほぼ同程度の近似とみなすことができる。以上のことから、エラーバーが大きいためはっきりとは断言できないが、シフト量は $\cos^2 \theta$ にほぼ比例しているといえる。ここで考えているデータ解析の際の読取り誤差以外の大きな誤差としては、温度によるものが考えられる。レーザのケース温度の今回の変動幅である 0.01°C の変化に対して、周波数の変動は約0.3 GHz程度であり、読取り誤差に比べ小さい。しかし磁界を印加し続けるとコイルの発熱のため、若干はレーザのケース温度が上昇すると考えられる。これが読取り誤差に加わり、誤差を大きくしているとも考えられる。そこ

(a) $B \parallel n$

(b) $B \perp n$

図7 IS形レーザダイオードの電流-光出力特性
Fig.7. Current vs. light power characteristics of the IS type laser diode.

で、磁界の印加時間を10~20 sと40~50 sに設定して波長シフト量の測定を行ったが、ほとんど差は見られなかった。これは、本実験に要する時間程度では、磁界の印加時間による影響はないことを示している。

また、今回は磁界を印加した場合のしきい値電流 I_{th} の変化の有無を調べるため、半導体レーザの電流-光出力特性を測定した。この測定の際には、図1の光ファイバの代わりに、光パワーメータにレーザ光を直接入射させた。 $B \parallel n$ 、 $B \perp n$ の場合の測定結果をそれぞれ図7(a)、(b)に示す。同図からわかるように、 $B \perp n$ では磁界を印加しても光出力の差は現れなかったが、 $B \parallel n$ の場合には磁界を印加するとわずかながらあるが、しきい値付近から出力が低下しているのがわかる。このとき、試料の1しきい値電流 I_{th} には大電流側に0.05 mA程度のシフトが観測された。また実際に波長シフトを観測している動作条件付近で14 μ Wの光出力の低下が観測され、光出力2 mWの点では注入電流の0.1 mA程度の増加が観測された。実験は二つの試料で行ったので、まとめた結果を表2に示す。

TS形レーザダイオードを用いた場合の I - λ 特性について、 $B \perp n$ の場合を図8に、 $B \parallel n$ の場合を図9に示す。まず、図8の $B \perp n$ の場合では、同図からわかるようにに

表2 磁界によるしきい値電流および
光出力のシフト量
Table 2. Threshold current and light output
shifts in a magnetic field.

磁界の方向	試料1		試料2	
	$B \parallel n$	$B \perp n$	$B \parallel n$	$B \perp n$
しきい値電流シフト量 [mA] ($\Delta I_{th} = I_{thB} - I_{th0}$)	0.051	0.000	0.014	0.009
光出力シフト量 [μ W] ($\Delta P_{opt} = P_{optB} - P_{opt0}$)	-14	1	-8	0
電流シフト量 [mA] ($\Delta I = I_B - I_0$)	0.099	-0.006	0.072	-0.002

添字Bは $B = 1.4$ T、添字0は $B = 0$ Tを表す。
また、電流シフト量は光出力2 mWで測定した。

図8 TS形レーザダイオードの電流-波長特性
($B \perp n$)
Fig.8. Current vs. wavelength characteristics of the TS type laser diode ($B \perp n$).

とんじシフトが観測されなかった。そのシフト量は、計算によると-0.0003~0.0001 nm (約-0.14~0.05 GHz)とモノクロメータの測定精度よりも十分小さいものであった。 $B \parallel n$ の場合には、図9(a)、(b)を見てわかるように波長シフトは観測されたが、印加磁界の極性によって波長シフト量に差が現れた。これは他のレーザダイオードでは観測されていない結果である。図2に示すForward方向に磁界を印加した場合には、0.0078~0.0086 nm (約-3.62~3.99 GHz)のシフト量を観測した[図9(a)]。図2のReverse方向に磁界を印加した場合には、0.0028~0.0030 nm (約-1.30~-1.39 GHz)のシフト量を観測した[図9(b)]。このようにTS形レーザダイオードを用いた場合、磁界の印加方向によって最大0.0058 nm (約2.69 GHz)のシフト量の差が観測された。

最後に念のため、図10に示す光学系を用いて、前述したRb原子の吸収線を用いた測定とモノクロメータを用いた測定とを同時に行い、同じ結果が得られるかどうかを調べた。実験は磁束密度1.4 Tを $B \parallel n$ の方向に印加して行った。図11のRb-D₂吸収線(波長780.0 nm)を用いた方法で得られた結果は、吸収線の間隔から計算すると発振周波数が磁界により-2.1 GHzシフトしたことを示し

(a) Forward

(b) Reverse

図 9 TS 形レーザダイオードの電流-波長特性 ($B \parallel n$)

Fig. 9. Current vs. wavelength characteristics of the TS type laser diode ($B \parallel n$).

図 10 同時測定のための光学系
Fig. 10. Optical setup for a double measurement.

ている。また、図 12 のモノクロメータを用いた方法で得られた結果は、磁界を印加したことによりグラフの傾きが若干変化しているため、そのシフトは $-1.8 \sim -2.1$ GHz となり、電流値が異なると得られるシフト量は少し変化しているが、吸収線を用いた結果とはほぼ一致していることがわかった。また、モノクロメータの波長の値の読みは、実際の値より約 0.1 nm 小さくなっていることがこの観測でわかったが、ここでは表示された値をそのまま用いた。

図 11 Rb 原子の D_2 吸収線を用いた波長シフトの測定 ($B \parallel n$)

Fig. 11. Wavelength shift measurement using the Rb- D_2 absorption line ($B \parallel n$).

図 12 Rb 原子の D_2 吸収線付近の IS 形レーザダイオードの電流-波長特性 ($B \parallel n$)

Fig. 12. Current vs. wavelength characteristics of the IS type laser diode around the Rb- D_2 absorption line ($B \parallel n$).

3. 考察と検討

極低温、強磁界の下での研究で観測されている短波長側へのシフトは、磁界により半導体のエネルギーバンド中に形成されるランダウ準位により説明されている^{(1)~(3)}。しかし本研究における実験条件、すなわち常温かつ印加磁束密度 1.4 T 程度ではランダウ準位は形成されない。また、今までの実験結果である長波長側への波長シフトはシフトの方向が異なっている。以上の 2 点から、本実験で観測された波長シフトのメカニズムはランダウ準位の形成によるものでは説明できない。またこれまでの実験から、この波長シフトは半導体レーザの内部構造に強く依存することがわかっている。そこで著者らは以下の仮説を立てた⁽⁷⁾。まず、半導体中を流れる電流（電流の主たる方向は n の方向）にほぼ平行に磁界が印加されると、電流の拡散が押えられて電流密度が高くなる。その結果、活性層付近の温度が上昇し、キャリア分布、屈折率分布、共振器長などが変

化し、波長が長波長側へシフトするというものである。

これまでの実験結果では波長シフトは磁界の大きさの二乗に比例している⁽⁵⁾。また今回の波長シフトの角度依存性の実験結果は $\cos^2 \theta$ の依存性を示している。これらの結果は、磁界の影響を受ける電流の大きさの二乗に比例するといえる。一方、温度の効果が電流の二乗に比例する電力に比例することから、これらの結果は温度上昇が波長シフトの原因であることを示唆している可能性が高いと思われる。更に、図7(a)に示すように $B \parallel n$ のときの電流-光出力特性において、しきい値電流値 I_{th} が大電流側に变化した実験結果も、温度が上昇した場合の変化と同じである。一方、動作点に近い光出力2mWを与える電流値の磁界による増加が、しきい値電流値の増加よりも大きくなっていることから、電流が多く流れているときにこの変化が大きくなっていることがわかる。すなわち、 $B \parallel n$ のときに磁界により電流の拡散が押えられ、活性層付近の電流密度が高くなり活性層の温度が上昇する。それによる効果が波長の長波長側へのシフトの原因になっているのではないかと考えている。

通常、電流の閉込めが良くなるということは、しきい値電流の減少につながるから、余分な発熱が減少すると考えられる。従って、磁界による電流閉込めに起因する波長シフトは短波長側に生じるはずである。しかし、今回の実験結果では長波長側へのシフトが観測されている。そこで著者らは、電流密度の増加が活性層内と活性層外で同時に生じ、活性層内での増加は波長の短波長側へのシフトを誘起するが、活性層外の増加は単に活性層付近の温度上昇にのみに寄与するのではないかと考えた。すなわち、 $B \parallel n$ に磁界を印加した場合には磁界による電流の変化のうち、活性層の温度を上昇させる効果のほうが活性層内の電流密度の増加をもたらす効果よりも大きいため、長波長側へシフトしたと考えている。

4. む す び

これまでの研究から、半導体レーザの磁界による発振波長シフトはレーザに印加する磁界の方向に依存し、また半導体レーザの内部構造によっても異なることがわかっている。そこで今回は磁界の方向を、磁束密度ベクトル B と半導体レーザの結晶の積層面の法線ベクトル n とのなす角度 θ で表し、波長シフトの角度 θ 依存性を測定した。実験は内部構造が左右対称であり、これまでの実験に用いたレーザのなかで波長シフトが大きく、再現性が良い IS 形レーザダイオードを用いて行った。その結果、磁束密度ベクトル B と法線ベクトル n のなす角が $\theta=0^\circ$ ($B \parallel n$) から $\theta=90^\circ$ ($B \perp n$) と大きくなるにつれ波長シフト量は小さくなり、ほぼ $\cos^2 \theta$ に比例する傾向を示した。この波長シフトは極低温、強磁界での波長シフトの説明に用いられているランダウ準位の形成によるものではないことがこれまでの考察で確認されている。また、光出力-電流特性を磁界を印加した場合に測定した。その結果、しきい値

電流値 I_{th} および動作点付近である2mWの光出力での電流値のいずれも $B \parallel n$ のときに大きくなり、その変化量は2mWの光出力での電流値の方が大きかった。

そこで著者らは、これまでの実験結果を総合して、以下の波長シフトのメカニズムを仮説として考えている。まず、 $B \parallel n$ に印加された磁界により半導体中を流れる電流の拡散が押さえられ、その変化により活性層内と活性層外の電流密度が上昇する。これが活性層の温度の上昇となりキャリア分布、屈折率分布、共振器長などを変化させて、波長が長波長側へシフトするのではないかと考えている。このシフトが内部構造に依存するという事は、著者らの仮説が正しいとすると内部構造により電流の拡散の特性が異なっていることを示す。従って、波長シフトが小さいレーザは内部構造により電流の閉込めが十分行われていると考えられ、波長シフトが大きいレーザはまだ閉込めが不十分であるといえる。従って、磁界を印加することでレーザダイオードの内部構造による電流閉込めの特性を知ることができることとなり、この波長シフトの測定は、レーザダイオードの動作特性の解析にも応用可能となる。具体的なレーザの構造で考えると、活性層の所での電流閉込めは IS 形⁽⁹⁾ や VSIS 形⁽⁸⁾ のほうがレーザ内部に電流閉込め構造をもつため良いと思われるが、電極がストライプ状になっておらず、素子全体としての閉込めに問題がある。そのため IS 形と VSIS 形でシフトが観測されていると考えている。CSP 形⁽⁸⁾ では、活性層での電流閉込めは他のレーザと比較して必ずしも良いとはいえないが、Zn 拡散により、電流の通路を形成しており、電極がストライプ状になっていることになるため、全体としては電流の通路がより強く制限され、波長シフトは観測されなかったものと思われる。

前回の報告に比べて、今回の新しい工夫で、磁界の方向依存性の測定が可能となった。主たる誤差は、角度の測定(方向の測定)ではなく、波長シフト量の測定の所にある。この波長シフト量の測定誤差は、以前の吸収線を用いた測定、または後述のビート信号を用いた測定で減らすことが可能である。今回得られた結果では、著者らの仮説を支持する内容が更にいくつか含まれている。しかし前述のように波長シフトの測定誤差が大きく、残念ながらまだはっきりと確認するには至っていない。誤差の原因としては、測定時の読取り誤差とレーザの活性層の温度変動がある。温度変動に関しては、結晶内の発熱量の変化による温度変化が波長シフトをもたらしているとする、実験条件を一定にするために行っているレーザのケース温度の制御が実験結果に影響を与えている可能性がある。そこで現在、外的にレーザ温度を変化させたときの波長シフト量の温度依存性の測定を検討中である。また、二つのほぼ同じ波長で発振している半導体レーザ光の間のビート信号を測定することにより、波長シフト測定の精度向上を計画している。

既に報告している TJS 形レーザダイオードや、今回報告した TS 形レーザダイオードのような内部構造が左右非

対称なレーザでは、波長シフト特性が不安定で個々の試料レーザによりシフト特性が異なることがある。また、これまで用いたレーザダイオードは量子井戸構造のものではないので、今後これらのレーザについても更に詳しく検討していく予定である。

本研究を進めるにあたり、実験に協力していただいた坊坂純一君、太田直樹君に感謝いたします。なお本研究の一部は文部省科研費、池谷科学技術振興財団ならびに村田学術振興財団の助成のもと行われた。

(平成5年10月4日受付, 同6年3月22日再受付)

文 献

- (1) I. Melngailis & R. Rediker: "Magnetically tunable cw InAs diode maser", *Appl. Phys. Lett.*, **2**, No. 11, 202 (1963-6)
- (2) F. Galeener, I. Melngailis, G. Wright & H. Rediker: "Magnetic Properties of InAs Diode Electroluminescence", *J. Appl. Phys.*, **36**, No. 5, 1574 (1965-5)
- (3) A. Calawa, J. Dimmock, C. Harman & I. Melngailis: "Magnetic field dependence of laser emission in $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ diodes", *Phys. Rev. Lett.*, **23**, No. 1, 7 (1969-7)
- (4) Y. Arakawa, H. Sasaki, M. Nishioka, M. Okamoto & N. Miura: "Spontaneous emission characteristics of quantum well lasers in strong magnetic fields-an approach to quantum-well-box light source", *Japan. J. Appl. Phys.*, **22**, No. 12, L804 (1983-12)
- (5) T. Sato, S. Yashima & M. Shimba: "Frequency shift of a GaAlAs diode laser in a magnetic field", *Electron. Lett.*, **22**, No. 19, 979 (1986-9)
- (6) T. Sato, S. Sato & M. Shimba: "Frequency shift characteristics of a GaAlAs diode laser in a magnetic field", *QELS 89, WDD38* (1989)
- (7) 佐藤 孝・川島英俊・中村利男・大河正志・丸山武男・榛葉 實: 「磁界による GaAlAs レーザダイオードの発振波長シフト」, 信学論, **J75-C-I**, 579 (平4-9)
- (8) B. Mrozwicz, M. Bugajski & W. Nakwaski: *Physics of semiconductor lasers*, p. 228 (1991) North-Holland, Amsterdam
- (9) 末松安晴・伊賀健一: 光ファイバ通信入門, p. 91 (平3) オーム社
- (10) 伊藤良一・中村道治: 半導体レーザ (基礎と応用), p. 32 (平元) 培風館

佐藤 孝 (正員) 1983年京都大学大学院工学研究科博士課程電子工学専攻修了。新潟大学工学部助手を経て、1986年同助教授、現在に至る。工学博士。レーザによる粒子生成、半導体レーザの周波数安定化の研究に従事。電子情報通信学会、日本物理学会、応用物理学会、レーザー学会、IEEE各会員。

川島 英俊 (非会員) 1993年新潟大学大学院工学研究科修士課程電気工学専攻修了。同年(株)富士ゼロックス入社。在学中、磁界による半導体レーザの発振波長シフトの研究に従事。

星 倫 哉 (非会員) 1992年新潟大学工学部電気工学科卒業。現在、同大学大学院工学研究科電気工学専攻在学中。磁界による半導体レーザの発振波長シフトの研究に従事。

山本 茂 樹 (非会員) 1993年新潟大学工学部電気工学科卒業。現在、同大学大学院工学研究科電気電子工学専攻在学中。磁界による半導体レーザの発振波長シフトの研究に従事。

大河 正 志 (非会員) 1989年大阪大学大学院基礎工学研究科物理系専攻電気工学分野博士課程修了。光集積回路、光計測の研究に従事。同年新潟大学工学部助手。光情報処理の研究に従事。1993年同講師、現在に至る。工学博士。応用物理学会、レーザー学会会員。

丸山 武 男 (正員) 1965年新潟大学工学部電気工学科卒業。同年同大学工学部助手、1989年同教授、現在に至る。工学博士。プラズマ物理、放電現象の基礎、固体物性の研究に従事。電子情報通信学会、日本物理学会会員。

榛葉 實 (正員) 1955年早稲田大学理工学部電気通信学科卒業。同年電電公社電気通信研究所入所。1983年新潟大学工学部教授。1992年東京電機大学工学部教授。工学博士。ミリ波導波管伝送、準ミリ波アンテナ・伝搬および光伝送の研究に従事。電子情報通信学会、IEEE会員。