



光熱効果を用いた半導体レーザーの周波数安定化

覚間 誠一・三島 和彦・大場 良次

北海道大学工学部応用物理学科 〒060 札幌市北区北13条西8丁目

(1992年11月12日受付, 1993年4月30日受理)

Frequency Stabilization of a Laser Diode by Photo Thermal Feedback on Active Layer Domain

Seiichi KAKUMA, Kazuhiko MISHIMA and Ryoji OHBA

Department of Applied Physics, Faculty of Engineering, Hokkaido University,
Kita-13 nishi-8, Kita-ku, Sapporo 060

(Received November 12, 1992; Accepted April 30, 1993)

A photothermal technique for changing wavelength of a laser diode (LD) is applied to frequency stabilization. Radiation from a heating laser, focused on active domain of the LD, is absorbed to generate a heatspot, and optical cavity length of the LD is expanded. The frequency fluctuation of the LD is monitored by a Fabry-Perot etalon, and compensated for by controlling the output intensity of the heating laser. A frequency stability of 2.6×10^{-11} was attained at the integration time of 10s. One of the advantages of the present method is much less concomitant intensity change compared with the typical injection-current control technique.

1. はじめに

光波干渉法のように、レーザー光の波動としての性質を各種計測に利用するとき、レーザーの発振周波数の安定化は必要不可欠であり、半導体レーザーにおいてもさまざまな安定化法が提案されている。その多くは電気的負帰還制御によるものであり、一般には恒温槽を用いて周囲温度を一定に保った半導体レーザーの発振周波数と、ファブリーペローエタロン¹⁾、原子や分子の吸収線等の周波数基準²⁾を基に、駆動電流フィードバック制御、および温度フィードバック制御を行っている。例えば、温度フィードバック制御により AlGaAs 系半導体レーザー発振の中心周波数を幅 10 MHz 以内に安定化するには、周波数掃引の温度係数の実測値 $\sim -25 \text{ GHz/K}$ から、0.4 mK 以下の温度安定度を必要とする。

しかし、レーザーパッケージ外付型の温度制御装置では、冷却素子とチップ間の距離による熱伝達時間遅れのために、制御時定数は秒以上となり、高周波数の温度揺らぎには追随できない。さらに、通常の温度制御装置において温度センサーで検知される温度は、ヒートシンク

の温度であってチップ本体の温度ではない。この対策として、PN 接合電圧が温度に依存することに着目して接合電圧を制御する手法が提案されている³⁾。一方、駆動電流制御は活性層内温度を通過電流の発熱で調節するものであり、AlGaAs 系レーザーでは $\sim -4 \text{ GHz/mA}$ の割合で変化する。この制御法は kHz~MHz の応答帯域を持ち、温度制御に比べて高速の揺らぎに対応できるが、同時に光出力変化が増加してしまう欠点がある。

本研究では、従来のような外部冷却素子からの伝導熱の代りに、活性層およびその近傍に外部より光を照射し、吸収、発熱させて熱源とした。外部光強度を調節して活性層内部の温度を直接制御して、周波数安定化を行った。本方式ではレーザー駆動電流を変化させる必要がないため、従来の駆動電流制御法に比して強度変動成分は大幅に低減される。さらに、レーザーヘッド部の温度制御モジュールが不要になるために装置が小型化され、駆動回路本体に複雑な制御系を付加する必要もない。

2. 光加熱による半導体レーザーの FM 変調

Fig. 1 に示すようにしきい値電流の 1.51 倍で定電流

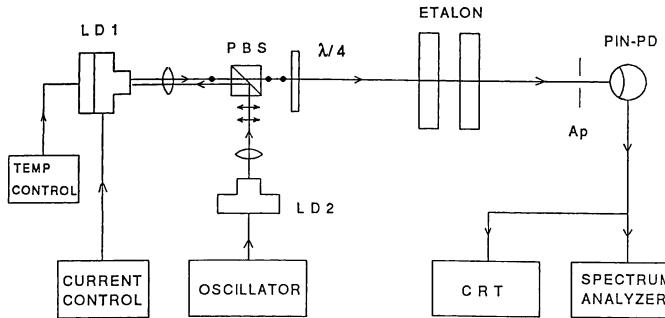


Fig. 1 Schematic diagram of experimental setup for photothermal frequency modulation of a laser diode.

駆動されている半導体レーザー LD1 (日立 HL 7801 E, 出力 5mW, $\lambda=780\text{nm}$) の発振周波数をファブリ・ペロー エタロン (フリースペクトル幅 5GHz, フィネス 10) でモニターする。同時に、外部から加熱用レーザー LD2 (同型) の出射光を、LD1 のコリメータ用 10 倍対物レンズを介して LD1 のダブルヘテロ接合部近傍に集光・照射する。照射光は接合部媒質に吸収されてヒートスポットを生じ、その温度効果によって光共振器長は熱膨張する。さらに活性層屈折率は正の温度依存性を持つため、共振器の光学的実効長は増加し発振周波数は減少する。LD1 と LD2 の偏光は互いに直交するように配置され、偏光ビームスプリッタ PBS により LD2 出射光はほぼすべて LD1 出射端面上に集光され、LD1 出射光は PBS を透過する。このときの集光スポット径は、レーザー光波長を λ として $10 \times$ 対物レンズの NA 値 0.25 より、最小でも約 $1 \sim 2\lambda$ と推定され、これは活性層の厚さ $0.2\mu\text{m}$ に比べ十分に大きい。また、焦点深度は約 4λ であり、端面上に正確にフォーカスされているかどうかは確認できなかったので、実際にはスポット径はさらに大きいと想像される。

加熱光と半導体レーザー光との干渉を避けるには、Eisman⁴⁾ らのようにチップの上方、すなわちレーザー共振器軸に垂直方向から照射するのが望ましい。しかし使用した LD は共振器側面がすべて電極で覆われているためここでは出射軸方向から照射した。ただし両レーザーの偏光方向が直交しており、発振周波数差は波長に換算して 2nm である。縦モード間隔の数倍以上離れているため、注入同期等の影響は無視できる。さらに PBS と $1/4$ 波長板の組み合わせで光アイソレータを構成し、安定な発振の妨げとなるエタロンからの戻り光を除去している。

Fig. 2 は LD2 光強度を 1kHz で正弦波変調したときのエタロンからの透過光強度を観測したものである。

LD1 は加熱光の強度変化に追随して約 150MHz の周波数偏移で FM 変調されていることがわかる。信号上には小振幅で高周波の周波数雑音が重畠されている。周波数シフト量の加熱光 DC パワー依存性を Fig. 3 に、FM 変調度の変調周波数依存性を Fig. 4 にそれぞれ示す。○印と●印は測定値である。これらによれば周波数偏移の加熱光パワー依存性は約 $-0.2\text{GHz}/\text{mW}$ 、また周波数特性は約 50kHz において -3dB のカットオフを示している。これらの FM 変調特性には LD1 駆動電流に対する依存性は見られなかった。Fig. 5 は LD1 に通常の電流変調を行ったときの FM 変調特性を観測

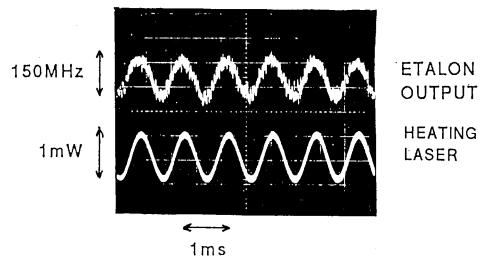


Fig. 2 The monitoring signal from the Fabry-Perot etalon (upper trace) when heating laser light was amplitude-modulated at 1kHz. (lower trace)

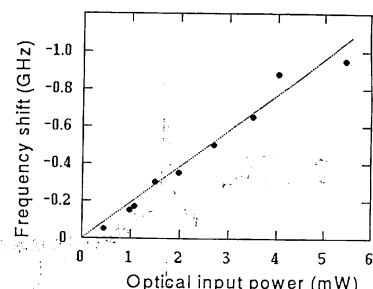


Fig. 3 Optical frequency shift of the laser diode vs. optical power of the heating laser.

したもので、100 kHz 近辺で遮断特性を持つことを示している。ここに見られるように、一般に熱効果の遮断周波数は 10 kHz~1 MHz で現れ、さらに周波数が高くなると代わってキャリア密度による屈折率の変調効果が支配的となることが測定により示されている⁵⁾。

接合面に外部より熱エネルギーを与えた場合、接合面温度の時間的変化は、次の微分方程式にしたがう⁶⁾。

$$\frac{dT_j}{dt} = \{- (T_j - T_0) + RP_i \sin \omega t\} / \tau \quad (1)$$

T_j , T_0 はそれぞれ接合面およびヒートシンク温度、 R は熱抵抗、 P_i , ω は加熱光パワー変調振幅およびその角周波数、 τ は温度変化の時定数を表す。この式から T_j は次のように求まる。

$$T_j(t) = RP_i \sin(\omega t + \alpha) / \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2} + T_0 \quad (2)$$

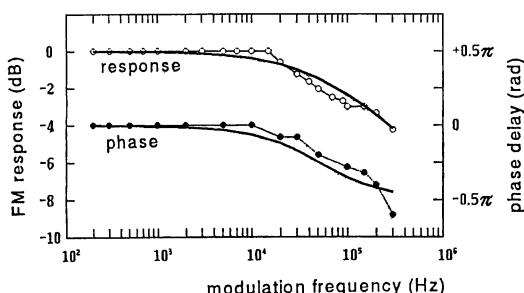


Fig. 4 Frequency modulation characteristics of photothermal frequency modulation. Solid lines show amplitude and phase shift calculated from Eqs. (2) and (3) with $\tau=3.2\mu s$.

$$\alpha = -\tan^{-1} \omega \tau \quad (3)$$

(1)~(3)式に測定値をフィッティングした結果、 $\tau=3.2\mu s$ を得た。Fig. 4 の実線は $\tau=3.2\mu s$ として(2), (3)式の曲線を描いたものである。

駆動電流を変調した場合には、発熱による温度変化とともにキャリア密度が変化するために周波数だけでなく光強度も変調される。Fig. 6 は等しい変調度の FM 変調を行う時に発生する光強度変調の大きさを駆動電流変調および本方式で比較したものである。LD1 の出射光をエタロンを通さず直接光検出器に入射させ、光電気信号を電気的スペクトラムアナライザで観察した。本方式によれば駆動電流変調法より光強度変化を 20 dB 程低下させることができる。

駆動電流変化 δI および周囲温度変化 δT による周波数変化 $\delta\nu$ は次の式で表される。

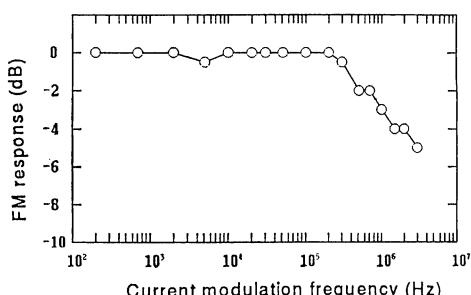


Fig. 5 Frequency modulation characteristics of injection current modulation.

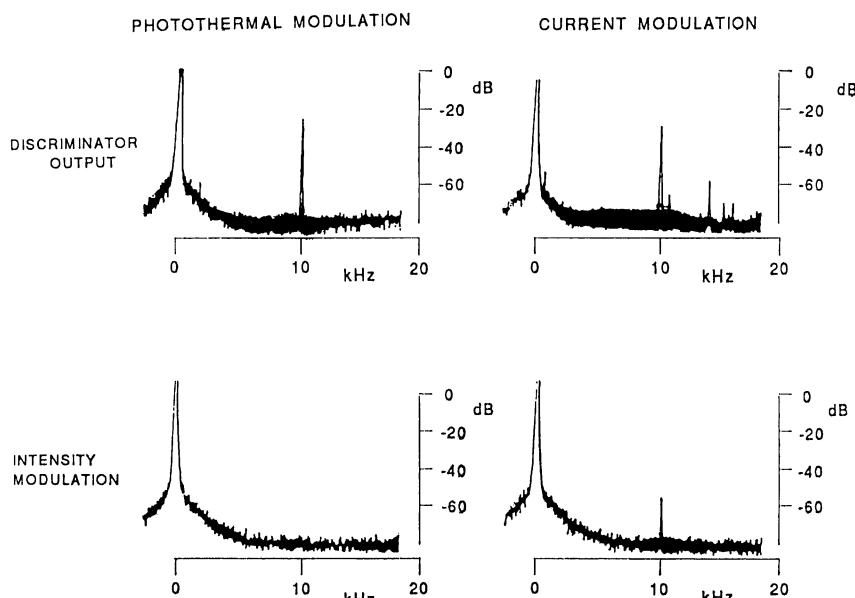


Fig. 6 Spectral comparison between photothermal and direct current modulation. Top; FM spectra. Bottom; Intensity modulation spectra.

$$\delta\nu = (\partial\nu/\partial T)[(\partial T/\partial I)\delta I + \delta T] \quad (4)$$

第一項は電流変化 δI による温度変化、第二項は周囲温度変化 δT によるものである。ただしここではキャリア密度変化による屈折率変化（キャリア増加の時ブルーンフト）は考慮していない。実際の半導体レーザーで等しい周波数偏移を起こす電流変化量を $\delta I'$ 、周囲温度変化量を $\delta T'$ とすると、両者の比率は前節で述べた値より

$$\begin{aligned} \delta I'/\delta T' &= -25(\text{GHz/K})/-4(\text{GHz/mA}) \\ &= \sim 6.3 \text{mA/K} \end{aligned} \quad (5)$$

となる。

周囲温度変化 δT によるレーザー光強度変化 δP_T は

$$\delta P_T = (\partial P/\partial T)\delta T \quad (6)$$

駆動電流変化 δI によるレーザー光強度変化 δP_I は

$$\delta P_I = [(\partial P/\partial T)(\partial T/\partial I) + (\partial P/\partial I)]\delta I \quad (7)$$

したがって、周波数偏移が等しいとき、強度変化の比率は

$$\delta P_I'/\delta P_T' = \sim \{(\partial P/\partial I)\delta I'\}/\{(\partial P/\partial T)\delta T'\} \quad (8)$$

で与えられる。

発振しきい値以上の微分量子効率

$$\partial P/\partial I = 0.4 \text{ mW/mA} \quad (9)$$

パワー変化の温度係数測定値

$$\partial P/\partial T = 0.043 \text{ mW/K} \quad (10)$$

より、(8)式の結果は

$$\delta P_I'/\delta P_T' = \sim 58 \quad (11)$$

となる。キャリア密度が変動しないものとすれば、本方式による周波数変調に伴う光強度変調度は、駆動電流制御方式による場合の 1/58 に、すなわち約 18 dB 低下することになり、測定結果にはほぼ一致する。

3. 周波数振幅の抑圧原理

前節で半導体レーザー発振周波数が光照射により変化

することが示された。したがって照射光量を適切に制御すれば周波数振幅を補償できる。そのためには Fig. 7 のようにエタロン共振特性の直線部で周波数振幅を光強度変化として検出する。その光電変換信号と基準電圧との差信号で加熱レーザー光の強度を制御し、直流バイアスに加えて照射する。このとき、周波数弁別信号の直線部分中に設定した基準電圧点に対し発振周波数が高周波数側に変位すると、光照射強度は減少して活性層温度が低下し、逆に低周波数側に移動すると、光照射の増加により発振周波数は基準点に戻る。このときの制御帯域幅は光加熱変調系の帯域幅で決まる。

4. 周波数制御システムの構成

Fig. 8 は周波数制御系の構成を示している。振幅の大きな低周波ドリフトを抑えるため、高出力 LD (日立 HL 7838 G 出力 20 mW, $\lambda = 780 \text{ nm}$) を加熱用レーザー LD2 として用いている。光学系の基本構成は Fig. 1 と同様である。エタロンを透過した光は開口 Ap を通して PIN-PD で受光、光電変換された後、差動増幅器により基準電圧信号との差をとり制御誤差信号となる。誤差信号は比例器、微分器、積分器を並列に通過した後に加算

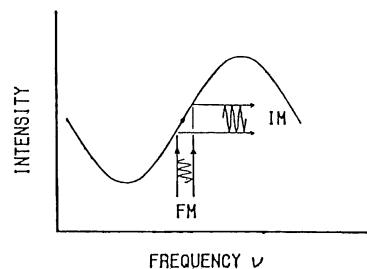


Fig. 7 Frequency fluctuation and the transmitted intensity from the Fabry-Perot etalon.

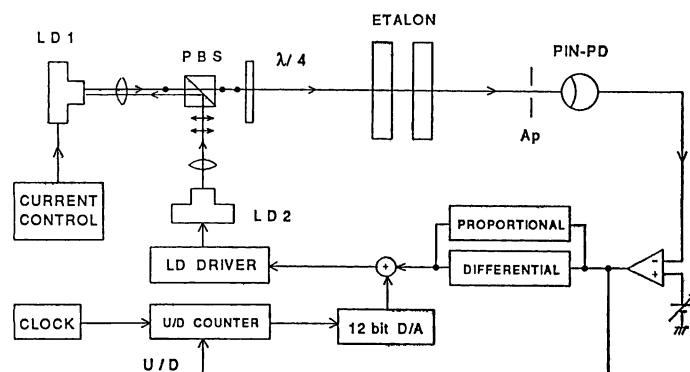


Fig. 8 Schematics of experimental setup for frequency stabilization of the laser diode by photothermal feedback.

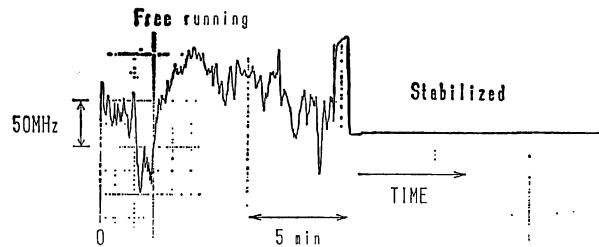


Fig. 9 Recorded long-term frequency fluctuation. Feedback loop was closed after 13 min free-running operation.

され LD 2 駆動回路に負帰還される。積分器には通常のアナログ積分器の代りに、カウンタ回路によるディジタル型積分方式⁷⁾を使用した。これは誤差信号の正負によりカウンタで基準クロックを up, down カウントさせ、それを 12 bit D/A コンバータでアナログ信号に変換するもので、クロック周波数を変えることにより、積分定数を容易に変更することができる。測定室には特に空調は施されていないため、室内温度は時間的に変動するが、本方式により常時、最適制御を行うことが可能である。

5. 実験と結果

通常、半導体レーザーには電子冷却装置を用いて温度安定化制御を施すが、本実験においては温度安定化制御を使用せず光加熱のみにより周波数安定化を行った。Fig. 9 はフリーランニング状態にあったレーザーが、本方式のフィードバック回路を閉じると光熱効果を介した負帰還により周波数が安定化される様子を示している。フリーランニング時の 13 分間に見られた振幅約 150 MHz のドリフトが、帰還によって収束している。

Fig. 10 は Fig. 9 の縦軸と横軸を拡大したものである。周期サブセコンド程度のドリフトは十分に抑え込まれておらず、さらに短周期の揺らぎについても抑圧効果があることを示している。Fig. 11 は Fig. 10 を周波数解

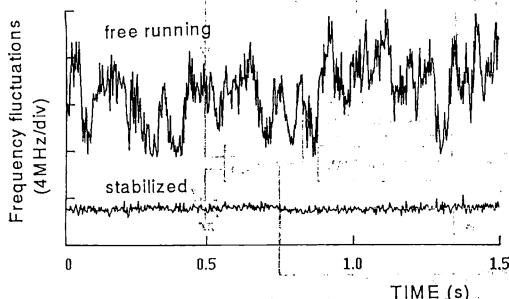


Fig. 10 Partial extention of Fig. 9.

析し、揺らぎのスペクトル分布を求めたもので、負帰還の効果は約 2.7 kHz の揺らぎまで有効であり、特に 500 Hz 以下においては非制御時に比べ 20~30 dB 減衰していることがわかる。次に、誤差信号を連続 A/D 変換してコンピュータに取り込み、本方式における周波数安定度をアラン分散で評価した結果を Fig. 12 に示す。縦軸は分散値の平方根を光周波数で規格化して表示したものである。積分時間は 20 μs から 10 s に設定した。各分散値は 100~10,000 個の連続サンプルデータから算出した。黒丸はフリーランニング時の安定度で、積分時間

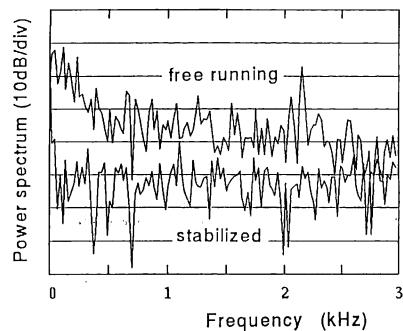


Fig. 11 Power spectra of frequency fluctuations.

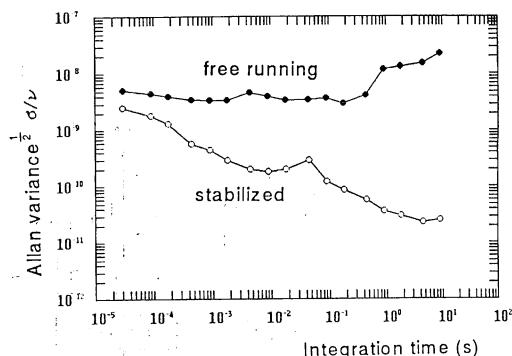


Fig. 12 Square root of the Allan variance calculated from 100-10,000 data for the free running and stabilized LD.

$20\mu s$ から $0.5s$ で $2.9 \times 10^{-9} \sim 5.1 \times 10^{-9}$, $0.5s$ 以上では特に周囲温度ドリフトにより安定度は悪化する。 $0.5s$ 以下では電流雑音によって自己発熱量が変動している。白丸は本方式で制御した時の安定度で、積分時間 $20\mu s$ から $10s$ で $2.5 \times 10^{-9} \sim 2.6 \times 10^{-11}$ を示し、ほぼ $\tau^{-1/2}$ の割合で低下する。フリーランニング時に比べ、 $1ms$ から $0.5s$ の範囲で 1 枝から 2 枝の向上、 $1s$ 以上で 3 枝の向上が見られた。このように、特に低周波の揺らぎに対し有効であり、最高安定度としては積分時間 $10s$ において 2.6×10^{-11} が得られた。ただし、これらの数値は周波数弁別信号の安定度であって、周波数弁別器、すなわちファブリ-ペローエタロンの安定度がこれらを上回っていることは保証できない。したがって絶対周波数安定度を保証するにはエタロン共振周波数の安定化が不可欠である。

6. 結 観

光熱効果による活性層温度制御により実効共振器長を制御して、温度制御されていない半導体レーザーの周波数安定化を行い、最高安定度としてアラン分散値で 2.6×10^{-11} (積分時間 $10s$) を得、フリーランニング時の約 $1/10^2 \sim 1/10^3$ に改善された。本方式の特長として、周波数制御を温度効果のみで行っているため、通常の駆動電流制御方式で問題となる光強度変化を大幅に低減することができる。これは Klimcak⁸⁾ が述べているように、特

に原子や分子の吸収スペクトルを位相敏感検出する等の用途に有効である。ただし、本方式においては、周波数絶対基準は導入されていないために、発振周波数の再現性、および絶対安定度は保証されない。

文 献

- 1) H. Tsuchida, M. Ohtsu and T. Tako: "Frequency stabilization of AlGaAs DH lasers," Jpn. J. Appl. Phys., **20** (1981) 403-406.
- 2) H. Hori, Y. Kitayama, M. Kitano, T. Yabuzaki and T. Ogawa: "Frequency stabilization of AlGaAs semiconductor laser using a Doppler-Free spectrum of the Cs-D2 line," IEEE J. Quantum Electron., **QE-19** (1983) 169-174.
- 3) K. Uehara: "Signal recording and averaging in diode laser spectroscopy," Opt. Lett., **12** (1987) 81-83.
- 4) R. D. Esman and D. L. Rode: "Semiconductor-laser thermal time constant," J. Appl. Phys., **59** (1986) 407-409.
- 5) M. Ito and T. Kimura: "Stationary and transient thermal properties of semiconductor laser diodes," IEEE J. Quantum Electron., **QE-17** (1981) 787-795.
- 6) O. Fujita: "A new method of measuring the thermal time constant of junction lasers," J. Appl. Phys., **57** (1985) 978-979.
- 7) 植平一郎、大場良次: "フレネルロム・ファブリ-ペロー共振器による半導体レーザーの周波数安定化", 光学, **21** (1992) 410-414.
- 8) C. M. Klimcak and J. C. Camparo: "Photothermal wavelength modulation of a diode laser," J. Opt. Soc. Am. B., **5** (1988) 211-214.