戻り光雑音抑圧による半導体レーザーの安定化

山田 実

金沢大学 工学部 (〒920-8667 石川県金沢市小立野 2-40-20)

Stabilization of Semiconductor Lasers by Suppressing the Optical Feedback Noise

Minoru YAMADA

Faculty of Engineering, Kanazawa University, 2-40-20 Kodatsuno, Kanazawa, Ishikawa 920-8667

(Received March 3, 1999)

Generating mechanism of the optical feedback noise in semiconductor lasers and whose suppressing manner by utilizing the self-pulsation laser or the high frequency superposition method are theoretically reviewed. Those mechanisms are characterized in terms of the mode competition phenomena among the internal cavity modes of the solitary laser and the external cavity modes which are built up by the optical feedback. Suppression of the feedback noise is understood as an effect to shift the operating point to more stable state by help of the modulated photons and electron densities in the laser.

Key Words: Semiconductor lasers, Feedback noise, Self-pulsation laser, High frequency superposition, Mode competition phenomena

1. はじめに

半導体レーザーは、光ファイバ通信や光ディスクシステムでの光源として実用化されているが、出力光が光ファイバ端面や光ディスク表面で反射して、レーザーに再入射すると戻り光雑音と呼ばれる過剰雑音を発生する。戻り光雑音の発生を防ぐ手段として、光ファイバ通信では光アイソレーターを挿入し、戻り光の混入を防いでいる。しかし、廉価であることが要求される光ディスクシステムでは、自励振動レーザー¹⁾や高周波重畳法²⁾が用いられている。自励振動レーザーは、レーザーを直流電流で動作しているにもかかわらず、数100MHz～数GHzの周波数で光強度がパルス状に変動するレーザーである。高周波重畳法は連続発振動作をする通常の半導体レーザーの注入電流に、数100MHz～数GHzの高周波電流を重畳させる方法である。

自励振動レーザーや高周波重畳法による戻り光雑音抑圧効果は、実験的に発見され、国内企業の研究所を中心に経験的な改良が加えられてきた。理論的な解析は、本著者によってなされてきており^{3,4)}、戻り光雑音の発生メカニズム、自励振動レーザーの動作原理、自励振動レーザーによる戻り光雑音抑圧の原理、高周波重畳による雑音抑圧の原理などが解明され、高出力動作でも雑音が抑圧できる自励振動レーザーが提案された。本論文では戻り光雑音の発生や抑圧のメカニズムについて概説する。

2. 戻り光雑音の発生メカニズム

2.1 戻り光のモデル

戻り光のモデルをFig.1に示す。レーザー光の発振角周波数を ω_p 、反射点までの距離を l 、戻り光率を Γ 、レーザー内に入ってからレーザーモードと結合する比率を η とすると、戻り光は $\tau = 2l/c$ の時間遅れ、つまり $-\omega_p\tau$ の遅れ位相でレーザー共振器に再入射する。さて、レーザーの発振波長はレーザー共振器の屈折率 n_r で定まるが、屈折率 n_r は電子密度により変動する。このため、戻り光が入射した時のレーザーの発振周波数 ω_p' は、出射した時の周波数 ω_p とは異なっている。したがって、戻り光とレーザー内部の光との位相差は不安定に変動する。これにレーザー媒質の非線形光学効果と自然放出光発生に伴う揺らぎ効果が加わって、不安定な変動が強調されたのが、戻り光雑音である。

戻り光雑音の解析法や解釈には、2種のモデルがある。一つは、戻り光とレーザー光の位相差を実時間上で追跡し、安定性や揺らぎを解析する方法である。2つ目のモデルは、戻

Fig.1 Model of the optical feedback.

り光をFig.2のような外部共振器モードとして表現し、モード競合論を用いて安定性や雑音を解析する方法である。両者は同じ物理現象を違った方法で記述しているに過ぎないが、各々、長所と短所があるため、本著者は両者を併用して理論解析を行って来ている⁴⁾。しかし、雑音の発生と抑圧のメカニズムを物理的に理解するためには後者の方が適しているため、本論文では後者のモデルに基づいて戻り光雑音を説明する。

2.2 モード競合

戻り光反射面とレーザーの端面とが複合共振器を構成する。レーザーの共振器長 L で定まるモード群を内部共振器モードと呼び、戻り光距離 l で定まる個別モードを外部共振器モードと呼ぶことにする。戻り光の影響は、外部共振器モードの発生と発振しきい値レベル G_{thp} の変動として導入される。Fig.2に示したようなこれらの全モードの間で、モード競合が生ずる。

今、簡単化のため2つのモードだけを考え、短波長側を p 、長波長側を q とする。両者の光子数 S_p と S_q の変化は

$$\frac{dS_p}{dt} = (A_p - BS_p - D_{pq}S_q - G_{thp})S_p + K_p + F_p(t) \quad (1)$$

$$\frac{dS_q}{dt} = (A_q - BS_q - D_{qp}S_p - G_{thq})S_q + K_q + F_q(t) \quad (2)$$

で示される。ここで、 A_p と A_q は線形利得定数、 B は自己利得飽和定数、 D_{pq} と D_{qp} は相互利得飽和定数、 K_p と K_q は自然放出光混入を示す項、 $F_p(t)$ と $F_q(t)$ は自然放出に伴う揺らぎ発生源である⁴⁾。

半導体レーザーにおける相互利得飽和定数は、2種類のメカニズムで構成されている。一つは、レーザー分極(電子とホール)の対振動での3次非線形光学効果に起因し、長波長側および短波長側に対称に変化するので対称飽和効果と呼ばれる。他の一つは、レーザー分極の数(電子数)のビート振動により生じ、長波長側と短波長で非対称に変化するので非対称飽和効果と呼ばれる。内部共振器モード間の競合の場合は、モード間隔が $\lambda^2/2n_rL$ と大きいので、対称飽和効果が主となり

$$D_{pq} \approx D_{qp} \approx (4/3)B > 0 \quad (\text{内部共振器モード間}) \quad (3)$$

となる。一方、同じ内部共振器モードに属する外部共振器モードの間では、モード間隔 $\lambda^2/2l$ がかなり小さくなり、非対称飽和効果が主となって

$$D_{pq} > B > 0, \quad D_{qp} < 0 \quad (\text{外部共振器モード間}) \quad (4)$$

Fig.2 Spectrum of the lasing modes.

となる。

モード競合の状態は式(1)、(2)の解として与えられる。式(1)、(2)の解は、Figs.3,4のように S_p と S_q を軸とする図面上に矢印で動作点の変化方向が描かれ、安定点が吟味される。これらの図では、揺らぎ源 $F_p(t)$ と $F_q(t)$ を無視し、式(1)で定常解 $dS_p/dt=0$ となる軌跡を L_p 、式(2)で $dS_q/dt=0$ となる軌跡を L_q としている。 L_p 上では $dS_p/dt=0$ なので S_q だけが変化し、動作点の変化は垂直方向になる。また、 L_p より右側では、 $dS_p/dt < 0$ であり、動作点は左側へ流れ、 L_p より左側では右向きとなる。同様に、 L_q 上では S_q だけが変化し動作点の変化は水平方向になり、 L_q より上側で下向き、下側で上向きになる。したがって、Figs.3,4の各図のように矢印の向きを決定でき、安定点が決定される。揺らぎ源 $F_p(t)$ と $F_q(t)$ は動作点を安定点から離す作用として働く。

2.3 内部共振器モード間でのモード競合

Fig.3は、内部共振器モード間のように波長間隔が広く、対称飽和効果が主となる場合である。 $D_{pq} \approx D_{qp} > B$ のため、

Fig.3 Diagram of the mode competition for the internal cavity modes. (a) The bi-stable state with smaller values of K_p and K_q . The noise is generated followed by the hopping of operating states between P and Q . (b) The mono-stable state with larger values of K_p and K_q . The operating point becomes stable.

自然放出光混入項 K_p と K_q が小さい場合, Fig.3 (a)のように2つの安定点 P および Q を持つ。出射側端面では, 戻り光が位相遅れ $\exp[-j\omega_p\tau]$ を持って重畳されているので, 実質的な反射率が R_f からずれる。つまり, レーザーの発振しきい値レベル G_{thp} と G_{thq} は戻り光により変化する。そして, レーザー内の電子密度変動により光周波数 ω_p も変化しているので, G_{thp} と G_{thq} も時間的に変動する。このため, L_p と L_q の位置関係が瞬時に変化し, また, 揺らぎ源 $F_p(t)$ と $F_q(t)$ が加わるので, 動作点が P と Q の間を行ったり来たりする。これがモードホッピングと呼ばれる現象である。モードホッピングの時, 動作点は L_p と L_q の線に沿って移動するので, ホッピングの途中では全光子数 $S_p + S_q$ が減少する。その減少がモードホッピング雑音あるいは戻り光雑音として観測されるのである。

Fig.3 (b) は式(1), (2)で K_p の K_q とを人為的に大きくした場合である。安定点は M の一点だけであり, 周囲の矢印も M を向いている。したがって, 揺らぎ源 $F_p(t)$ と $F_q(t)$ を加えても速やかに安定点 M に収束する。つまり戻り光雑音は抑圧されている。 K_p と K_q を大きくする方法が自励振動や高周波重畳法である。

2.4 外部共振器モード間でのモード競合

Fig.4は, 外部共振器モードとの競合のように, 波長間隔が短く, 非対称飽和が主となる場合である。モード q が p より長波長側としているので, $D_{qp} < 0$ であり, L_q は右上がりの線になっている。 L_p と L_q の交点 M が安定点である。Fig.4 (a)は自然放出光混入項 K_p と K_q が小さい場合である。揺らぎ源 $F_p(t)$ と $F_q(t)$ が加わると動作点が安定点 M から少し離れ, 同心円状に回転し始める。つまり, 全光子数 $S_p + S_q$ が時間的に変動し, 戻り光雑音として観測される。

Fig.4 (b)は K_q を人為的に大きくした場合である。 L_p の垂直部と L_q の水平部 L_p に交点 M が移るため, 揺らぎ源 $F_p(t)$ と $F_q(t)$ により動作点が M を離れても速やかに M に戻ってくる。つまり, 雑音は殆ど発生しない。自励振動レーザーや高周波重畳法ではこの状態が実現できる。

3. 自励振動レーザーや高周波重畳法での雑音抑圧のメカニズム

自励振動レーザーでの雑音抑圧(低減化)効果と高周波重畳による雑音抑圧効果とは基本原理は同じであり, 式(1), (2)およびFigs.3,4の状態図で理解できる。自励振動レーザーあるいは高周波重畳したレーザーでは, 電子密度 n と光子数 S_p がパルス状に時間変動している。そこで,

$$n(t) = \bar{n} + \Delta n(t) + \tilde{n}(t) \quad (5)$$

$$S_p(t) = \bar{S}_p + \Delta S_p(t) + \tilde{S}_p(t) \quad (6)$$

と記述する。 S_q も同様に書かれる。ここで, $\bar{}$ は直流成分を示し, Δ はパルス振動している成分, $\tilde{}$ は揺らぎ成分である。式(5), (6)を式(1)に代入し, 自励振動周波数よりも緩やかに変動する揺らぎ成分についての $d\tilde{S}_p/dt$ を求めると,

Fig.4 Diagram of the mode competition for the external cavity modes. (a) State with circular eddy motion with smaller values of K_p and K_q . The operating point scarcely converges to the stable point M . (b) State with convergent motion with larger value of K_q .

式(1)での各項を時間平均値とした形に書き,

$$K_p = a(\bar{n} + \overline{\Delta n \Delta S_p}) \quad (7)$$

となる。ここで, $a(=dA_p/dn)$ は電子密度変化に対する線形利得定数の微分係数である。式(7)の右辺第1項は自然放出光の混入を示し, 第2項は $A_p S_p$ から派生しており, 直流的な動作点が移動していることを示している。同様に式(2)から dS_q/dt の式が得られ,

$$K_q = a(\bar{n} + \overline{\Delta n \Delta S_q}) \quad (8)$$

で特徴付けられる。

内部共振器モード間でのモード競合の場合, モード p と q で対称な現象なので, S_p と S_q がほぼ同じ大きさになり, ΔS_p と ΔS_q もほぼ同じ大きさとなり, K_p と K_q が増加して, Fig.3 (b)の状態が実現され, 戻り光雑音が抑圧される。なお, Fig.3 (b)からも判るように, S_p と S_q がほぼ同じ大きさ, つまり縦多モード発振になって戻り光雑音が抑圧されている。

外部共振器モードとのモード競合は少しややこしい。

モード q をモード p より長波長側と仮定しているので、 $D_{pq} < 0$ であり、長波長側モード q の利得が大きくなり、 $S_q > S_p$ である。したがって、 $|\Delta S_q| > |\Delta S_p|$ となり、 $K_q > K_p$ となってFig.4 (b)の状態が実現でき、戻り光雑音が抑圧される。

自励振動や高周波重畳による戻り光雑音の抑圧は、「 $\Delta n \Delta S$ により、レーザーの動作点を非線形のモード引き込み作用から遠ざけている」と解釈しても良い。レーザーにおける各種の非線形光学現象は誘導放出作用に伴うものであり、自然放出光の混入はこの非線形光学現象を緩和させる。例えば、発光ダイオードや発振しきい値電流付近で動作するレーザーでは、非線形光学現象は存在しない。しかし、自然放出光が増加すると量子雑音が増加してしまう。自励振動や高周波重畳は、量子雑音を増加させずに非線形光学現象を緩和させる方法である。

なお、「自励振動レーザーや高周波重畳法は、縦多モードになるので、戻り光雑音が抑圧される」という解釈が流布しているが、必ずしも正しくない。確かに内部共振器モードはFig.3 (b)のように多モードになった状態で雑音が抑圧されるが、外部共振器モードはFig.4 (b)のようにモード q だけにエネルギーが集まった単一モードの方が良い。内部共振器モードが一本しか存在しない分布帰還型(DFB)レーザーで、自励振動や高周波重畳を用いて戻り光雑音を除去する場合、単一モードのままで良い。

4. 自励振動レーザーの構造と動作原理

自励振動は、活性領域と可飽和吸収領域が存在することによって発生する。可飽和吸収とは、熱平衡状態では光を吸収し、光を吸収して上側準位の電子数が増加すると、光吸収が飽和しやがて透明になる現象である。実用化されている自励振動レーザーはFig.5の2種の構造に大別され

Fig.5 Cross-sectional model of the self pulsation lasers. (a) The saturable absorbing regions (S.A.) locate adjoining the active region (Act.). (b) The saturable absorbing region (S.A.) locates in parallel with the active region (Act.).

る。(a)は電流ブロック層(Cu.BI.)で電流注入を遮断し、活性領域(Act.)の横側を可飽和吸収領域(S.A.)とした構造である¹⁾。可飽和吸収領域にも光を充分分布させるため、利得導波作用で動作させている。このため、出力光の等位相面に収差が生ずることと、光ビームの大きさがパルス振動と共に変動することが欠点である。(b)は活性領域(Act.)と平行に可飽和吸収領域(S.A.)を付加した構造である⁵⁾。時間的に安定した光ビームが得られる。

自励振動の発生メカニズムは、通常のレーザーで過渡的に観測される緩和振動現象と基本的には同じである。つまり、

- 1) レーザー光が無い状態で、電子を注入すると、活性領域の電子密度が増加し、レーザー利得が増加する。
- 2) レーザー利得が発振しきい値レベルに達すると、レーザー発振が生ずる。
- 3) レーザー発振が生ずると、活性領域の利得が減少し、可飽和吸収領域の電子密度が増加する。
- 4) 活性領域の利得が減少し、可飽和吸収領域で光が吸収されるので、レーザー発振が停止する。
- 5) レーザー発振が停止すると、活性領域での電子密度は増加し始め、可飽和吸収領域の電子は減少する。

以下、項目2)～5)を繰り返す、自励振動動作となる。

自励振動と緩和振動の違いは、項目4)において、可飽和吸収領域の存在により、速やかに光が消滅している点である。可飽和吸収領域が無い場合には、光の消滅がゆっくりなため、現象が継続せずに緩和振動となり、やがて振動は停止する。

自励振動動作での光子数 S 、活性領域の電子密度 n_a 、可飽和吸収領域の電子密度 n_s についての理論解析例をFig.6に示す⁶⁾。構造はFig.5 (b)で、AlGaAs系の材料を仮定し、発振しきい値電流は $I_{th} \approx 25\text{mA}$ である。 τ_{so} は規格化した時間で、この例では $\tau_{so} = 5\text{ns}$ であり、パルス周期は約 1ns である。項目2)～5)が繰り返され、 n_a と n_s が逆相で変化していることが理解できよう。

Figs.5 (a), (b)の両構造で、光出力を増加させると自励振動が停止する。その理由は項目5)における可飽和吸収領域での電子消滅が充分なされないまま、項目2)に移るため、自励振動が継続出来なくなるからである。可飽和吸収領域の電子寿命時間を短くすると、自励振動が得られる上限の光出力を高く出来る^{4,7)}。

5. 戻り光がある状態での自励振動動作

Fig.6で用いたモデルにおいて、戻り光がある場合でのパルス動作をFig.7に示す。この計算は、光位相の変化、レーザー内電子の空間的拡散効果、パルス動作中での横モード(光分布)の変動など、詳細な物理を含めてシミュレーションされたものである^{4,6)}。戻り光のパルス周期が戻り光の遅れ時間 $\tau = 2l/c = 0.08 \times \tau_{so} = 0.4\text{ns}$ にロックされている。これは戻り光がトリガとなって次のパルスが発生するから、活性領域と可飽和吸収領域での電子密度変化の振幅が小さくなり、また相互の位相差が変化する。このため動作点を移動させる成分 $\Delta n \Delta S$ が小さくなり、戻り光雑音が発生しやすくなる。

Fig.8は相対雑音強度(RIN)の周波数スペクトル例であ

Fig.6 Time variations of photon number and the carrier densities of the self pulsation laser without the optical feedback.⁶⁾

Fig.7 Time variations of photon number and the carrier densities of the self pulsation laser under the optical feedback.⁶⁾

る。戻り光雑音は数10MHz以下の周波数領域で増加するのが特徴である。この例では、戻り光距離が $l=2\text{cm}$ の時は、 10^{-13}Hz^{-1} 以下に抑圧されているが、 $l=6\text{cm}$ の時は 10^{-11}Hz^{-1} 以上に増加してしまっている。戻り光距離 l を変化させた場合、周期的に戻り光雑音が増減する現象が実験的に報告されている⁸⁾。その現象は、戻り光の遅れ時間 τ と自励振動周波数との関係により、 $\Delta n \Delta S$ が変化する現象として理解することが出来る。

自励振動レーザーは、戻り光雑音を抑圧できるレーザーである。しかし、戻り光により自励振動動作そのものが変動するため、戻り光雑音を発生してしまう場合がある。戻り光雑音を発生する条件は、動作電流、戻り光距離、戻り光率などにより複雑に変化する。可飽和吸収領域の電子寿命時間をより短くすると、自励振動がより安定化し、より

Fig.8 Frequency spectrum of the relative intensity noise (RIN).⁶⁾

優れた戻り光雑音抑圧を示す^{4,7)}。しかし、発振しきい値電流は増加するので目的に応じた設計が必要である。

なお、高周波重畳による雑音低減法においても、戻り光距離 l に対し、周期的に雑音が増減しており⁹⁾、自励振動レーザーと類似の雑音特性を示している。高周波重畳法でも、戻り光距離と重畳する高周波との関係を適切に選定する必要がある。

6. むすび

半導体レーザーにおける戻り光雑音発生メカニズムと、高周波重畳法や自励振動レーザーにおける戻り光雑音抑圧のメカニズムを概説した。また、自励振動レーザーも戻り光雑音に対して完全に安定ではないので、特性の理論解析例を示した。

参考文献

- 1) S. Matsui, H. Takiguchi, H. Hayashi, S. Yamamoto, S. Yano, and T. Hjikata: Appl. Phys. Lett. **43** (1983) 219.
- 2) A. Oishi, N. Chinone, M. Ojima, and A. Arimoto: Electron. Lett. **20** (1984) 821.
- 3) M. Yamada: IEEE J. Quantum Electron. **QE-19** (1986) 1052.
- 4) M. Yamada: IEICE Trans. Electron. **E81-C** (1998) 768.
- 5) T. Goto, N. Hayashi, A. Ibaraki, D. Ide, K. Furusawa, K. Yodoshi, and T. Niina: MOC'95, Technical Digest (1995) 278.
- 6) M. Yamada: Proc. of SPIE **3419** (1998) 388.
- 7) H. Adachi, I. Kidoguchi, T. Fukuhisa, K. Tanaka, M. Amannoh, and A. Takamori: Jpn. J. Appl. Phys. **36**, part 1 (1997) 1876.
- 8) S. Yamashita, A. Oishi, T. Kajimura, M. Inoue, and Y. Fukui: IEEE J. Quantum Electron. **25** (1989) 1483.
- 9) A. Arimoto, M. Ojima, N. Chinone, A. Oishi, T. Gotoh, and N. Ohnuki: Appl. Opt. **25** (1986) 1398.

レーザーワード

戻り光雑音 (optical feedback noise)

レーザーから出射した光が、レンズ表面や光ディスクなどで反射して、レーザーに再入射したために、増加する雑音。戻り光雑音が発生するメカニズムとしては、レーザー自身の共振モード間でのモード競合、および、レーザー出射端面と反射点との空間が共振器を構成するために発生する共振モード間でのモード競合が原因とされている。一般的にレーザーモード間にはレーザー利得を非線形的に抑圧す

る効果があり、戻り光によって不安定なモード競合作用が誘発されるからである。戻り光雑音の発生を防止するためには光アイソレータを挿入して、戻り光を防ぐのが原則的な対策である。また、半導体レーザーの場合は、注入電流に数100MHz～数GHzの高周波電流を重畳したり、自励振動レーザー(光を数100MHz～数GHzのパルス状に発振させるレーザー)を用いると戻り光雑音が低減できる。(山田実)