レーザー解説

半導体レーザーの雑音測定山田 実*・飯山宏一*

(1991年7月22日 受理)

Noise Measurement of Semiconductor Lasers

Minoru YAMADA* and Koichi IIYAMA*

(Recieved July 22, 1991)

Generating mechanisms and measuring methods of the intensity noise and the frequency noise of semiconductor lasers are reviewed. Both types of noise originates from the field flucturation inherent in the spontaneous emission which works as a source of a lasing field. The noise level and its property are determined with lasing mechanism and related physics. Several topics on the noise problem are also shown presented.

Key Words: Semiconductor laser, Intensity noise, Frequency noise, Spectral line-width,

1. はじめに

半導体レーザーは、小型で高効率であることから、光ファイバー通信や光ディスク技術および各種計測技術の光源として利用されている。その際、レーザーが発生する過剰雑音が障害となる場合が多い。また、レーザー光の干渉性を利用する場合、光の位相ゆらぎを評価しておく必要がある。本稿では半導体レーザーの強度雑音および周波数雑音について、その評価法および雑音発生に関連する現象について解説する。

2. 強度雑音

2.1 強度雑音の定義

半導体レーザーからの出力光強度をS(t)と

する。S(t) は直流的な成分 S。の他にゆらぎ成分を有しており、このゆらぎが強度雑音となる。強度雑音は次式のRIN (相対雑音強度)で評価される。

$$RIN = \frac{\langle S_{\omega}^2 \rangle}{S_0^2} \quad (Hz^{-1}) \tag{1}$$

ここで<S $\omega^2>$ はゆらぎ相関の角周波数 ω 成分であり、次式のようにS(t)の自己相関の周波数成分として定義される。

$$\langle S\omega^2 \rangle = \int_0^\infty S(t_0) S(t_0 + \tau) e^{j\omega\tau} d\tau$$
 (2)

また、出力S(t)を時間 t_0 を基準にフーリー展開し、

^{*}金沢大学工学部電気・情報工学科(〒920 金沢市小立野 2-40-20)

^{*}Department of Electrical and Computer Engineering, Faculty of Techonology, Kanazawa University (2-40-20 Kodatsuno, Kanazawa, 920)

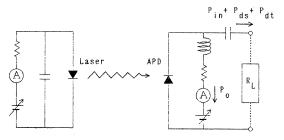


Fig. 1 Measuring setup for the intensity noise of semiconductor lasers.

$$S(t) = S_0 + \int_{-\infty}^{\infty} S\omega e^{j\omega (t - t_0)} d\omega$$
 (3)

と書くと、式(2)は

$$\langle S\omega^2 \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} S\omega S\omega', d\omega'$$
 (4)

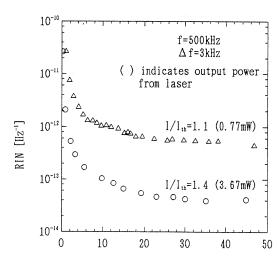
とも書かれる。

2.2 強度雑音の測定

強度雑音の測定は、Fig. 1のようにレーザーからの出射光をそのままAPD (アバランシェフォトダイオード)で受光し、直流成分と交流成分に分け、交流成分をスペクトルアナライザーで測定する。APDからの出力電流が光強度S(t)に比例しており、スペクトルアナライザーの分解能を $\Delta f(Hz)$ とすると、スペクトルアナライザーのブラウン管 (CRT)上に描かれる出力は、 $< S\omega^2 > \Delta f$ となるので、その出力を Δf で割ったものがゆらぎ相関の周波数成分である。

2.3 測定値に対する光検出器雑音の影響

レーザー光の雑音を測定する場合、APDなど光検出器自身の雑音が重畳されているので注意する必要がある。APDでの電流増幅率をMとし、増幅率が1とした場合の直流的検出電流を I_0 、暗電流が I_d 、ゆらぎ電流の ω 成分を I_ω 、APDから後段を見た負荷抵抗を R_L 、電子か正孔のイオン化により定まる係数をFとする。この時スペクトルアナライザーへは、以下の式のような光ゆらぎによる電力 P_{in} 、APDのショッ



Received power by APD / Laser output power (%)

Fig. 2 Variation of measured RIN with a power ratio detected by APD.

ト雑音 P_{ds} , APDの熱雑音 P_{dt} が入力される。

$$P_{in} = \langle I_{\omega}^2 \rangle M^2 R_L \Delta f \tag{5}$$

$$P_{ds} = 2eF \left(I_0 + I_d \right) M^2 R_L \Delta f \tag{6}$$

$$P_{dt} = 4kT \,\Delta f \tag{7}$$

一方,直流出力の2乗は

$$P_0 = (I_0 + I_d) 2M^2 R_L (8)$$

なので、測定から得られるRINは

$$RIN = \frac{P_{in} + P_{ds} + P_{dt}}{P_0 \Delta f}$$

$$= \frac{\langle I\omega^2 \rangle + 2eF (I_0 + I_d) + 4kT/M^2 R_L}{(I_0 + I_0)^2}$$
(9)

となる。この式からわかるように,入射光が充分強い時には, $RIN = P_{in}/P_0$ に漸近するが,光が弱い時はAPDの雑音も含めて測定していることになる。 $Fig.\ 2$ にはレーザーからの出力光強度を一定にして,減衰板によりAPDへの入射光を変化させた場合の見かけ上のRINの変化例を示した。Iはレーザーの動作電流値, I_{th} は発振しきい値電流である。この測定例では,レーザー出力の40%以上をAPDに入射させないと正

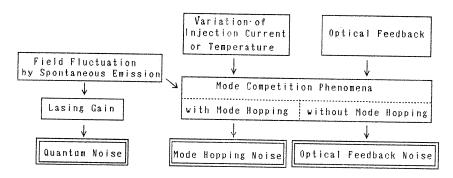


Fig. 3 Generating diagram of the intensity noise.

しいRINに漸近しない。

また、式(9)からわかるようにMが大きいほど熱雑音の影響は少ない。光の検出器としてAPD (M = 60)とPINフォトダイオード (M = 1)を比較すると、APDの方が雑音電力そのもの $(P_{ds} + P_{dt})$ は大きいが、直流出力も大きいので RIN の値は小さくなる。なお、光が強すぎる場合にはAPDの電子増幅率Mが飽和するため誤差を生ずる。

3. 雑音の発生機構

半導体レーザーで発生する雑音には、レーザー作用に本質的な量子雑音と、動作条件により突発する過剰雑音とがある。これらの発生メカニズムはFig. 3のようにまとめられるが、以下に各々を説明して行く。

3.1 量子雑音

雑音の本質的な源は、自然放出光の電界ゆらぎである。時刻 t_i に生じたi番目の電子遷移による自然放出電界を

$$E_i \exp[j\omega_i(t-t_i)] + c.c.$$

と記すと, 多数の電子遷移による自然放出光電 力には

$$\sum \sum_{i} E_{i} E_{k}^{*} \exp \left[j \left(\omega_{i} - \omega_{k} \right) t \right]$$
 (10)

のビート振動成分が含まれる。 $\omega_i \stackrel{}{\sim} \omega_k$ 自身は 光の周波数 ($\stackrel{}{=} 10^{15} \text{Hz}$) であるが, $\omega_i - \omega_k$ はDC ~マイクロ波の成分であり,この周波数の範囲 で振幅もほぼ一定の白色雑音を与える。

この自然放出光のビート成分をレーザー利得で増幅したものが量子雑音であり、その特性は次式になる $^{1-4}$ 。

$$RIN = 2C \frac{I_{th} (I_{th} - I_g)^2}{G_{th} (I - I_{th})^2} \times \left(1 + \frac{eG_{th} (I - I_g) (I - I_{th})}{CI_{th} (I_{th} - I_g)^2} + (\omega \tau_s)^2\right) \\ \div \left\{ \left[1 - \omega^2 \frac{\tau_s (I_{th} - I_g)}{G_{th} (I - I_{th})}\right]^2 + \left[\frac{\omega (I - I_g)}{G_{th} (I - I_{th})}\right]^2 \right\}$$
(11)

ここで、C は自然放出光のレーザー光への混入率 ($C=10^{-6}\sim10^{-4}$)、 τ_s は電子寿命 (τ_s =3ns)、 G_{th} は発振しきい値利得、 I_g はレーザー利得が正になる電流値である。この雑音は、後で詳しく説明するようにFig. 5中にr=1で示した特性になり、GHz以上の周波数で共鳴状のピークを持つ。

3.2 モードホッピング雑音

半導体レーザーの動作電流や周囲温度を変化させたり、レーザーからの出力光が光ファイバーや光ディスクなどの次段光学素子の表面で反射してレーザーに再入射した時などに、低周波領域での雑音が急増する。この過剰雑音が発生する時に、レーザー発振の縦モードが不安定に変動するのでモードホッピング雑音と呼ばれる。

モードホッピング雑音も、雑音の発生源は量子雑音とおなじ自然放出光発生での電界ゆらぎであるが、モード競合作用により雑音が過剰に増幅された現象である。モード競合作用は、レーザーモード間の相互作用が非線形的であるために生ずる効果で次式で理解できる⁴⁾。

レーザーモードとしてpとqの2種が存在すると仮定すると、モードpの光子数 S_p の変化は

$$\frac{\mathrm{d}S_p}{\mathrm{dt}} = \left[A_p - BS_p - DS_q - G_{th(p)} \right] S_p$$

$$+ C \frac{NV}{\tau_s} + F_p(t) V \tag{12}$$

で示される。ここで、 A_p は線形利得係数、B は自分自身のモードに対する利得飽和係数、D は異なるモードに対する利得飽和係数、 $G_{th(p)}$ はしきい値利得、N は活性領域中の電子密度、V は活性領域の体積、 F_p (t) は自然放出光の電界ゆらぎに起因する電力ゆらぎ成分(雑音源)である。モードq に対しても式(12) と同様な式が得られる。

式(12)とモードqについての方程式との連立 方程式の解はFig. 4のように表現できる。S,と S_a を両軸に取り、式(12)の定常解($dS_b/dt=0$) を曲線 L_p , モードqについての定常解 (dS_q/dt) =0)を曲線 L_a とし、状態の変化を矢印で示す と、連立方程式の解は、(a)のように2つのモー ドが同時に発振するが安定点としては1つの単 安定状態と、(b)のように一方のモード出力が 他方よりも大きな単一モード動作であるが安定 点が2個の双安定状態の場合に分かれる。D> Bでかつ CNV / τ_s の項が小さいときには、(b) の双安定になる。半導体レーザーでは,レーザー 分極を形成する電子や正孔の振動位相がレー ザー発振モードに引き込まれる効果のためD> Bであり、 I/I_{th} < 1.1程度の発振しきい値電流 近傍での動作では(a)の多モード単安定状態で, それ以上の電流では(b)の単一モード双安定状 態になる。注入電流変化や温度変化は線形利得 A_b と A_a の関係を変化させ、戻り光の再入射は しきい値利得 $G_{th(p)}$ や $G_{th(q)}$ を変化させる。この

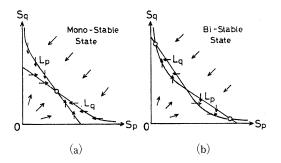


Fig. 4 Solving diagram of the two-mode competition $^{4)}$.

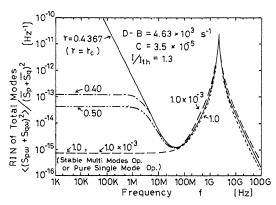


Fig. 5 Frequency spectrum of quantum noise and the mode hopping $\operatorname{noise}^{4)}$.

ような変化のため、(b)において発振動作点が2つの安定点を行き来するのがモードホッピング現象である。

このホッピング時には、自然放出光発生のゆらぎ成分 F_p (t) が過剰に増幅され、また F_p (t) 自身によっても動作点の移動が誘発され、過剰雑音を発生する。Fig. 5には、ゆらぎ成分が直流成分よりも充分小さいと近似して解析した特性を示した。 $\overline{S_p}$ と $\overline{S_q}$ は S_p と S_q の直流成分、 $S_{p\omega}$ と $S_{q\omega}$ は角周波数 ω の成分で、図の縦軸はモードp とq との全光子数を測定した時の相対雑音強度を示す。図では動作状態を示すパラメータとして、 $r=\overline{S_p}/\overline{S_q}$ を用いている。 $r\leq 10^{-3}$ はモード p だけの単ーモード動作、r=1 はモード p だけの単ーモード動作、r=1 はモード p だけの単一モード動作、r=1 はモード p と q が同時に存在する安定な多モード動作に対応する。これらの条件下では、全周波数領域でよく

似た雑音特性を示し、式(11)の量子雑音になっている。

r=0.4367はモードがホッピングする直前の状態 $(r=r_c)$ に対応し、低周波で雑音が急増している。なお、この解析は雑音が非常に大きいところでは有効でない。 大振幅の変動を考慮した大津らの解析では、低周波で飽和したローレンツ形の特性になることが示されている 5 。

3.3 戻り光雑音

レーザーからの出射光が次段の光学素子の表面で反射して戻り、レーザーへ再入射すると、雑音が過剰に増大するので、戻り光雑音と呼んでいる。戻り光による過剰雑音発生には、モードホッピング現象を伴っている場合と、伴わない場合とがある。そのため、戻り光雑音という用語は、戻り光により誘発される雑音を総称する広義の意味と、モードホッピング現象を伴わない場合に限定して用いる狭義の意味とがある。ここでは、モードホッピング現象を伴わない場合を示すことにする。

戻り光雑音の発生メカニズムとしては、「コヒーレントコラップス」現象による説明が有名である。これは戻り光の混入によりレーザー内の電子密度が不規則に変動して過剰雑音になるというモデルであり $^{6-8}$, 出射光に対する戻り光の率が 10^{-4} 以上で発生する。しかし、実験的には戻り光率が 10^{-6} 以下でも雑音が発生すしており、このモデルだけでは充分な説明が出来ない。

戻り光により「カオス状態」になるとするモデルも提案されている⁹⁾。カオスの本来の意味は「混沌」であるが、研究の進展によりカオス現象にもいくつかの規則が示されている。しかし、カオス状態になるためにも戻り光率が10⁻³以上は必要である。

戻り光率が10⁻⁶以下でも生ずる過剰雑音の説明としては、反射点とレーザーとで形成する外部共振器モードと発振モードのモード競合を原因とするモデルが存在する¹⁰⁾。前節のモードホッピング現象はモード競合が強くなった場合

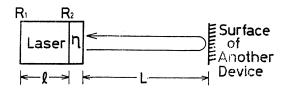


Fig. 6 Schematic illustration of optical feedback.

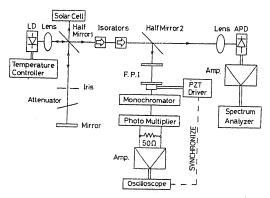


Fig. 7 Measuring setup for feedback noise¹⁰⁾.

の現象であるが、モードホッピングに至らず、 発振モードが安定に見える状態でも、モード間 の相互作用のため雑音が増加している。

Fig. 6のような配置を考えたとき、外部共振器モードが生じはじめる戻り光率 Γ_cは、

$$\Gamma_c = 22 R_2 \left[\frac{n_r L}{l (1 - R_2)} \right]^2 / \eta \tag{13}$$

となる。ここで、Lはレーザー共振器の長さ、lはレーザーと反射点との距離、 R_2 はレーザー共振器出射端側の電力反射率、 n_r は活性領域での屈折率、 η はレーザー端面に達した戻り光が活性領域へ結合する比率である。

Fig. 7は戻り光雑音の測定系の例である。外部鏡からの戻り光率は減衰板により調整する。レーザー光は、分光器とファプリペロー干渉計(F.P.I)により発振モードを確認すると同時に、APDでの検出電流をスペクトルアナライザーで測定した。スペクトルアナライザーで測定した。スペクトルアナライザーのCRT上にはFig. 8のように雑音の他に、外部共振モードとレーザーモードのビート信号が観測される。Fig. 9はCSPタイプのAlGaAsレーザー

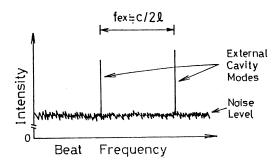


Fig. 8 Spectrum and noise display on a spectrum analyzer.

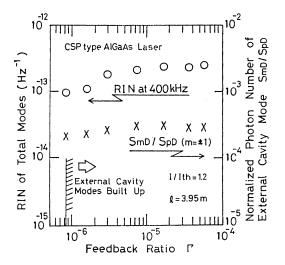


Fig. 9 Experimental results of the noise and output of external cavity modes $^{10)}$.

における雑音と外部共振器モード出力の測定データ例である。レーザモードp に対する最近傍の外部共振器モード $(m\pm1)$ の直流出力の比を S_{mD}/S_{pD} として右縦軸に示した。この測定例では, $\Gamma_c = 8 \times 10^{-7}$ であり, Γ が増大して外部共振器モードが観測された時に雑音が増加していることがわかる。

3.3 モード分配雑音

前項までの雑音は、レーザーの発振モード全体を同時に測定した時の雑音である。一本の発振モードだけを分離してその雑音を測定すると、強度変動が著しく大きくなっている。光ファイバー中を伝搬した光や、光ディスクでの光、あるいは精密測定での信号光は、光の干渉効果により特有の空間分布を持ち、その分布形状は波長により異なる。したがって、空間的に制限して光を検出すると、発振モードを分離して光を検出すると、発振モードを分離してドの総和で測定した場合よりもかなり大きくなり、モード分配雑音と呼ばれる。

4. 周波数雑音(FM雑音)

4.1 周波数雑音電力スペクトル密度

半導体レーザーの周波数雑音は、Fig. 10のように、自然放出光および屈折率ゆらぎによる 光位相の変動が原因となっており、周波数雑音 電力スペクトル密度で評価される。レーザー光

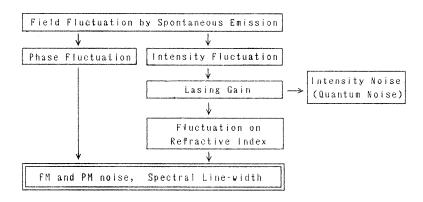


Fig. 10 Generating diagram of frequency or phase noise.

の電界,位相および電子密度に関するレート方程式に自然放出によるゆらぎの項を表すランジュバン力を付け加えることにより,周波数雑音電力スペクトル密度 $Q_{FM}(f)$ は次式のように求められる $^{11-14}$ 。

$$Q_{FM}(f) = \frac{(\delta f)_{ST}}{\pi} \left[1 + \frac{\alpha^2 f_R^2}{(f_R^2 - f^2)^2 + (\gamma_e/2\pi)^2 f^2} \right] (\text{Hz}) (14)$$

ここで、 α は電子密度変化に伴う屈折率変化により導入されるスペクトル線幅増大係数 $^{15)}$ 、 f_R はレーザーの過渡的動作で観測される緩和振動周波数、 γ_e はその緩和振動のダンピング定数である。 $(\delta f)_{ST}$ はシャーロー・タウンズの式と呼ばれ、自然放出光が発振モード中にランダムな位相関係で混入することによる光周波数のゆらぎを表し、

$$(\delta f)_{ST} = \frac{h \nu n_{sp}}{8 \pi \tau_p^2 P} \left(\frac{c}{n_r L}\right)^2 \quad (Hz) \tag{15}$$

で与えられる。ここで、 $h\nu$ は光子のエネルギー、c は真空中の光速、P はレーザー共振器内の光電力、 n_r はレーザー媒質の屈折率、L はレーザー共振器長、 τ_p は光子寿命である。 n_{sp} は自然放出と誘導放出の発生比で与えられる自然放出光因子 ($n_{sp}=1.5\sim2.5$) である。周波数雑音スペクトルは緩和振動周波数 f_R で共鳴状のピークを持つ特性となること、光電力Pが大きいほど周波数雑音レベルは小さいことがわかる。

4.2 周波数雑音の測定^{16,17)}

周波数雑音の測定は、Fig. 11のようにレーザー光をマイケルソン干渉計(光路長差1)に入射し、その出力をAPDで受光して直流成分と交流成分に分け、交流成分をスペクトルアナライザーで測定する。つまり、周波数のゆらぎをマイケルソン干渉計で強度のゆらぎに変換して測定する。今、強度雑音は小さいとして無視し、レーザー出射光の電界を

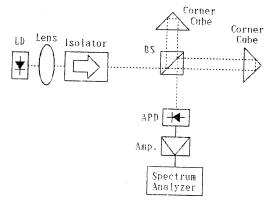


Fig. 11 Measuring setup for frequency noise by a Michelson interferometer.

$$E(t) = A \exp\left[j \left\{\omega_0 t + \phi(t)\right\}\right] \tag{16}$$

とおく。ここで、A、 ω_0 および $\phi(t)$ はそれぞれレーザー光の電界振幅、平均角周波数および位相である。APDの出力電流i(t) は次式で与えられる。

$$i(t) = i_0 + (i_1/2)\cos[\omega_0 \tau_0 + \Delta \phi(t)]$$
 (17)

ここで、 i_0 および i_1 はそれぞれAPDの出力電流の直流成分および交流成分、 $\tau_0 = 2l/c$ (c は光速)であり、

$$\Delta \phi(t) = \phi(t + \tau_0) - \phi(t) \tag{18}$$

である。

さて、マイケルソン干渉計を

$$\omega_0 \tau_0 = (n+1/2) \pi \qquad n : \text{ $\pm $}$$
 (19)

となるように調整し、また、 $\Delta \phi(t) \ll \pi/2$ と仮定すると、式(17)は

$$i(t) = i_0 - (i_1/2) \Delta \phi(t)$$
 (20)

となる。式(20)より、APDの出力電流の交流成分は時間 τ_0 内に生じた位相差 $\Delta \phi(t)$ に比例していることがわかる。

 $\Delta \phi$ (t)の電力スペクトル密度を $Q_{\Delta \phi}$ (f)とすると、式(18)および周波数ゆらぎは光位相の時間微分であることより、次の関係式が成り立つ。

$$Q_{\Delta \phi}(f) = (2\pi \tau_0)^2 \left[\frac{\sin(\pi f \tau_0)}{\pi f \tau_0} \right]^2 Q_{FM}(f)$$
(21)

また、APDの出力電流i(t)の交流成分の電力スペクトル密度 $Q_i(f)$ と $Q_{\Delta\phi}(f)$ とは次のような関係がある。

$$Q_{\Delta\phi}(f) = \frac{Q_i(f)}{(i_1/2)^2 R \Delta f}$$
 (22)

ここで、R は受光回路の交流負荷抵抗、 Δf は スペクトルアナライザーの分解能である。周波数雑音電力スペクトル密度 $Q_{FM}(f)$ は、スペクトルアナライザー上の電力スペクトルの値 $Q_i(f)$ から式(21)、(22)を用いて計算処理すれば求められる。

4.3 周波数雑音とスペクトル線幅との関係レーザー光のスペクトル線幅は、発振スペクトル分布を測定してその半値全幅より求めることができるが、一般に緩和振動現象に伴う発振スペクトル分布のサイドピークはスペクトル線幅の測定には影響を与えない。以下、発振スペクトル分布がローレンツ分布であると仮定して話を進める。

Fig. 11のAPDの出力電流*i* (t) (式 (17)) を, 定数項を省略して次式のように指数関数で表 す。

$$I(t) = \exp[j \{ \phi (t + \tau_0) - \phi (t) \}]$$
 (23)

式(23)の自己相関関数 $R_I(\tau)$ は

$$R_{I}(\tau) = \exp\left[-\left\{2R_{\phi}(0) - 2R_{\phi}(\tau) - 2R_{\phi}(\tau_{0}) + R_{\phi}(\tau_{0} - \tau_{0})\right\}\right]$$
(24)

となる。 **ø** (t) がブラウン運動であるとすると

$$2\left\{R_{\phi}\left(0\right) - R_{\phi}\left(\tau\right)\right\} = W \mid \tau \mid \tag{25}$$

となる。Wはローレンツ分布の半値全幅(角周波数の次元:rad/s),つまりスペクトル線幅である。式(25)をフーリエ変換すると、次式が得られる。

$$Q_{\phi}(f) = R_{\phi}(0) \delta(f) + W/(2\pi f)^{2}$$
 (26)

ここで、 $Q_{\phi}(f)$ は $R_{\phi}(\tau)$ のフーリエ変換で与えられ、これは位相雑音電力スペクトル密度を表す。直流成分を無視し、 $Q_{FM}(f)=f^2Q_{\phi}(f)$ の関係を用いると、

$$Q_{FM}(f) = W/4 \pi^2 \tag{27}$$

となる。ところで、フーリエ変換ではプラスとマイナスの周波数を考えているが、実際にはマイナスの周波数は存在しないので、式(27)の左辺に1/2の係数がかかる。それゆえ、スペクトル線幅 $\Delta \nu$ は

$$\Delta \nu = W / 2\pi = \pi Q_{FM} (f) \qquad (Hz) \qquad (28)$$

で与えられる。すなわち、半導体レーザーの発振スペクトル分布がローレンツ分布であれば、周波数雑音電力スペクトル密度は平坦な特性となり、そのレベルは、スペクトル線幅で決定される。なお、周波数雑音スペクトルの低周波領域に1/f雑音が重畳されている場合には、発振スペクトル分布はローレンツ分布からずれ、スペクトル線幅を式(28)から簡単に評価することはできない¹⁸⁻²⁰⁾。

4.4 周波数雑音の測定例

 $0.8 \, \mu \text{m}$ 帯のTJS型半導体レーザーの周波数雑音の測定例をFig. 12に示す。測定周波数領域ではほぼ平坦な雑音特性となっていること,規格化動作電流 I/I_{th} が大きいほど雑音レベルは小さいことがわかる。Fig. 13に,Fig. 6 のように半導体レーザーに戻り光が存在する場合の周波数雑音の測定例を示す。強度雑音の場合Fig. 8 と同様に外部共振モードとレーザーモードのビート信号が観測される。

4.5 スペクトル線幅の測定法

半導体レーザーのスペクトル線幅は数MHzから数100MHzであり、高分解能の測定法が要求される。その測定法として、遅延自己ヘテロダイン法²¹⁾あるいはこの方法を簡略化した反射

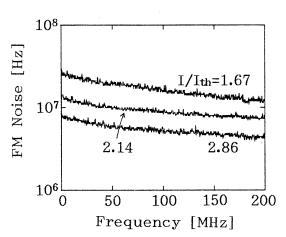


Fig. 12 Measured frequency noise spectrum.

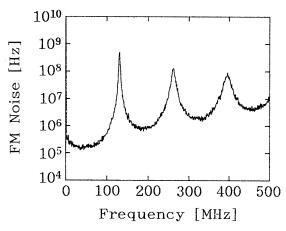


Fig. 13 Frequency noise spectrum measured in the presence of optical feedback.

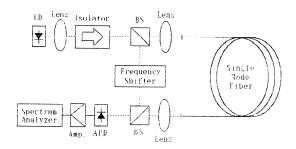


Fig. 14 Configuration of a delayed self-heterodyne method^{21} .

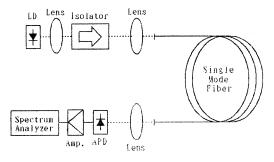


Fig. 15 Configuration of a reflection-type delayed self-homodyne method²²⁾.

形遅延自己ホモダイン法22)がもっぱら用いら れている。Fig. 14に遅延自己ヘテロダイン法 の測定系を, Fig. 15に反射形遅延自己ホモダ イン法の測定系を示す。遅延自己ヘテロダイン 法では、レーザー光を2つに分け、1つの光を 周波数シフタにより光周波数をfsだけシフトさ せ、もう1つの光をレーザー光のコヒーレンス 時間より十分長い遅延時間を持つ光ファイバ中 を伝搬させた後、これら2つの光をAPDで混 合し、スペクトルアナライザーで観測する。レー ザー光の発振スペクトル分布がローレンツ分布 であれば、真のスペクトル線幅の2倍の幅を持 つローレンツ分布が周波数fsを中間周波数とし て測定される。反射形遅延自己ホモダイン法で は、レーザー光はすべてレーザー光のコヒーレ ンス時間より十分長い遅延時間を持つ1本の光 ファイバに入射する。この方法では、混合・検 波する2つの光は、1つは光ファイバをそのま ま通り抜けて出射される光であり、もう1つは 光ファイバの両端面で反射して光ファイバから 出射される光である。レーザー光の発振スペク トル分布がローレンツ分布であれば, 遅延自己 ヘテロダイン法と同様に、真のスペクトル線幅 の2倍の幅を持つローレンツ分布が観測され る。両方法とも分解能は遅延時間の逆数に比例 し、1kmの光ファイバを使用した場合、分解能 は100kHz程度である。なお, 反射形遅延自己 ホモダイン法では、光ファイバ中の往復の伝搬 時間を利用するので、分解能は遅延自己ヘテロ ダイン法の2倍となる。

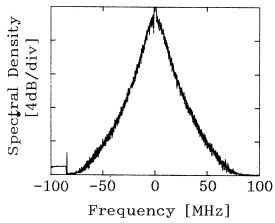


Fig. 16 Field spectrum measured by a reflectiontype delayed self-homodyne method²²⁾.

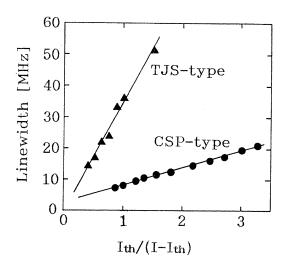


Fig. 17 Dependence of a linewidth on a laser driving current.

Fig. 16に反射形遅延自己ホモダイン法で測定した0.8 µm 帯CSP形半導体レーザーの発振スペクトル分布を示す。使用した遅延ファイバ長は100mであり、分解能は約800kHzである。発振スペクトル分布はローレンツ分布であり、スペクトル線幅は9.5MHzと測定される。Fig. 17に動作電流に対するスペクトル線幅の依存性を示す。スペクトル線幅は動作電流の逆数に比例していることがわかる。

5. まとめ

半導体レーザーの強度雑音および周波数雑音 について、代表的な測定法や測定での注意事項 および関連する物理現象などを筆者らの研究成 果も含めて紹介した。

6. 謝辞

日頃御指導・御協力頂く本学井田良雄教授, 林健一教授,および資料整理に協力してくれた 大学院生の須原理彦および林田久美子氏に感謝 します。

参考文献

- 1) D. E. McCumber: Phys. Rev., 141 (1966) 306.
- 2) H. Haug: Phys. Rev., 184 (1969) 338.
- T. Paoli: IEEE J. Quantum Electron., QE-15 (1979) 807.
- M. Yamada: IEEE J. Quantum Electron., QE-22 (1986) 1052.
- 5) M. Ohtsu, Y. Otshuka and Y. Teramachi: Appl. Phys. Lett., 46 (1985) 108.
- 6) O. Hitrota and Y. Suematsu: IEEE J. Quantum Electron., QE-15 (1979) 142.
- 7) R. Lang and K. Kobayashi: IEEE J.Quantum Electron., QE-16 (1980) 345.
- D. Lenstra, B. H. Verbeek and A. J. den Boef: IEEE J. Quantum Electron., QE-21 (1985) 674.
- H. Olsen, J. H. Osmundsen and B. Tromborg: IEEE J. Quantum Electron., QE-22 (1986) 762.
- M. Yamada and M. Suhara: Trans. of IEICE, E73 (1990) 77.
- K. Vahara and A. Yariv: IEEE J. Quantum Electron., QE-19 (1983) 1102.
- 12) P. Spano, S. Piazzolla and M. Tamburrini: IEEE J. Quantum Electron., QE-19 (1983) 1195.
- 13) C. H. Henry: IEEE J. Quantum Electron., QE-19 (1983) 1391.
- 14) 菊池, 大越:電子通信学会技術研究会報告 (光・量エレ研) OQE85-57 (1985).
- C. H. Henry: IEEE J. Quantum Electron., QE-18 (1982) 259.
- B. Daino, P. Spano, M. Tamburrini and S. Piazzolla: IEEE J. Quantum Electron., QE-19

(1983) 266.

- 17) R. W. Tkach and A. R. Chraplyvy: J. Lightwave Technol., LT-4 (1986) 1711.
- 18) M. Ohtsu and S. Kotajima: Jpn. J. Appl. Phys., 23 (1984) 760.
- 19) Y. Sakai, S. Aisawa, K. Hayashi, K. Arai and Y. Ida: Trans. of IEICE, E70 (1987) 303.
- 20) K. Kikuchi: IEEE J. Quantum Electron., 25 (1989) 684.
- 21) T. Okoshi, K. Kikuchi and A. Nakayama: Electron. Lett., 16 (1980) 630.
- 22) K. Iiyama, K. Hayashi, Y. Ida, H. Ikeda and Y. Sakai: J. Lightwave Technol., 9 (1991) 635.