

分光初次通过光阑时的宽度 d' 为

$$d' = \frac{dl_0}{(l_0 + 2l + 2l_0)}, \quad (6)$$

它与 d 的比值正比于激光器的输出功率。

根据(5)、(6)两式,由实验所给的 l 值绘出了激光输出功率的理论曲线,见图5。

从图5可以看到,平-凹腔的激光输出功率随着 l 的增长出现从小到大,再变小的过程,最大值在 $l=R$ 附近。平面腔的激光功率则是随着 l 的增加

单调地减少。在 $l=R$ 附近,平-凹腔的输出功率大于平面腔的输出功率。这些结果都与实验结果相符。

参 考 文 献

- [1] 周炳昆等;《激光原理》,p. 380,国防工业出版社(1983).
(收稿日期:1986年5月6日)

单模半导体激光器的相位噪声

叶嘉雄

(华中工学院光学系)

Phase noise of single mode semiconductor lasers

Ye Jiexiong

(Department of Optics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan)

Abstract: Following Langevin rate equations, the expressions of phase noise power spectrum density are obtained and the results in good agreement with experiment and calculations are given.

一、前 言

对半导体激光器的内在噪音如散粒噪音、模式噪音等已经作过很多研究^[2-3]。近年来随着采用大接收灵敏度检测器、使用光放大器和具有紧凑空间通道的多路复用技术以及自差、外差式光纤通讯系统等的进展,光纤通讯系统中使用的半导体激光器的内在相位噪音已成为上述技术的基本限制,因而对单模半导体激光器的相位噪音和光谱线型的理论研究和实验观测已为众多学者注目^[4-6]。

通常的激光理论并没有正确地讨论在室温下工作的单模半导体激光器的特性,首先对注入式半导体激光器线宽与光功率关系进行仔细测量后,发现在300 K时,带宽 Δf 比用通常激光理论计算的半导体激光器的带宽大50倍^[7],但他们没有解释这种异常增宽的原因。

实验指出^[6],在每个激光器功率谱的主峰,被几个相等间隔为1~2 GHz的子峰所围绕。这种异常增宽的物理描述由Henry作出^[4]。谱线的异常增宽由于相位噪音谱不光滑,而半导体激光器的相位噪音受到激光腔内量子过程的制约,它是由弛豫振荡期间的自发辐射引起的。

Henry^[4]用激光理论中的速率方程,导出了单模半导体激光器激光模线宽表达式。Spanno等人^[5]提出一种近似理论,求出相位变化的自相关函数,从而导出单模半导体激光器相位噪音功率谱密度近似表达式。

我们采用了与文献[5]不同的方法,通过速率方程,加上适当的Langevin噪音源,用傅里叶积分导出半导体激光器相位和相位变化的功率谱密度分析表达式。

二、Langevin 速率方程

在半导体激光器中有三个变量:场强 I 、少数载

流子 N 和场相位 ϕ 。速率方程可以表示为如下的一组耦合微分方程^[4]：

$$\dot{I} = (G - \gamma)I + R \quad (1)$$

$$\dot{N} = C - GI - S \quad (2)$$

式中 γ 是腔损失速率； G 是受激辐射纯增益速率； R 是自发射辐射进入激射模的速率； S 是电子空穴复合速率； C 是每秒注入的电子数； I 和 N 分别为场强和载流子数对时间的导数。下标记 0 的上述参量为稳态值。

设场强和载流子表示为一个稳态值和一个变化量之和，

$$N(t) = N_0 + n(t) \quad (3)$$

$$I(t) = I_0 + P(t) \quad (4)$$

其中 $P(t)$ 和 $n(t)$ 为场强和载流子的变化量。在稳态时， $\dot{I} = \dot{N} = 0$ ，方程(2)可求得

$$C = G_0 I_0 + S_0 \quad (5)$$

$$(G_0 - \gamma) = -R/I_0 \quad (6)$$

诚然，增益速率和电子空穴复合速率与场强、载流子数量有关。故令

$$G(t) = G_0 + (\partial G / \partial N)n(t) - (\partial G / \partial I)P(t) \quad (7)$$

$$S(t) = S_0 + (\partial S / \partial N)n(t) \quad (8)$$

将(3)、(4)、(7)、(8)代入(2)式，考虑到(5)和(6)，忽略二阶项，我们获得

$$\dot{n} = -\Gamma_N n - \Gamma_G P \quad (9)$$

其中

$$G_N = \frac{\partial G}{\partial N}; \quad S_N = \frac{\partial S}{\partial N}; \quad G_I = \frac{\partial G}{\partial I} \quad (10)$$

$$\Gamma_N = G_N I_0 + S_N \quad (11)$$

$$\Gamma_G = G_0 - G_I I_0 \quad (12)$$

用同样方法处理，

$$\dot{P} = G_N I_0 n - \Gamma_I P \quad (13)$$

其中

$$\Gamma_I = G_I I_0 + R/I_0 \quad (14)$$

表示相位 ϕ 与载流子数之间耦合的微分方程^[8]为

$$\dot{\phi} = \frac{\alpha}{2} G_N n \quad (15)$$

在考查半导体激光器相位噪声时，加入适当的噪声源到速率方程(9)、(13)、(15)，得到近似的 Langevin 速率方程：

$$\dot{n} = -\Gamma_N n - \Gamma_G P + F_N(t) \quad (16)$$

$$\dot{P} = G_N I_0 n - \Gamma_I P + F_I(t) \quad (17)$$

$$\dot{\phi} = \frac{\alpha}{2} G_N n + F_\phi(t) \quad (18)$$

其中 $F_N(t)$ 、 $F_I(t)$ 和 $F_\phi(t)$ 是 Langevin 力对应于 N 、 I 和 ϕ 的噪声源。

单个自发射辐射事件引起的相位和场强的变化为^[9]

$$\Delta\phi_s = I_0^{-1/2} \sin\theta_s$$

$$\Delta I_s = 2I_0^{1/2} \cos(\theta_s) + 1$$

其中 θ_s 为随机相位，所以 Langevin 力可以表示为所有单个自发射事件产生的效应的线性相加，

$$F_\phi(t) = \sum_s I_0^{-1/2} \sin(\theta_s) \cdot \delta(t - t_s)$$

$$F_I(t) = \sum_s 2I_0^{1/2} \cos(\theta_s) \cdot \delta(t - t_s) \quad (19)$$

$$F_N(t) = -\sum_s \delta(t - t_s)$$

其中 $\delta(t - t_s)$ 为 δ 函数。除 $t = t_s$ 以外 $\delta(t - t_s)|_{t \neq t_s} = 0$ 。在 $2T$ 时间内，由于总的自发射辐射 R 产生的效应可以用 $R \cdot \int_0^{2T} dt$ 代替 \sum_s ，所以从(19)可知，Langevin 力应满足：

$$\langle F_s(t) \rangle = 0$$

$$\langle F_\phi(t) F_\phi(u) \rangle = R/2I_0 \quad (20)$$

$$\langle F_I(t) F_I(u) \rangle = 2RI_0 \quad (21)$$

$$\langle F_I(t) F_\phi(u) \rangle = 0 \quad (22)$$

$$\langle F_N(t) F_N(u) \rangle = 2(RI_0 + S_0) \quad (24)$$

$$\langle F_I(t) F_N(u) \rangle = -2RI_0$$

用傅里叶积分求解(16~18)线性微分方程组，可以求出单模半导体激光器的相位噪声功率谱密度。

三、相位噪声功率谱密度

设 $\phi(t)$ 过程是平稳随机过程，并具有各态历经性^[1]。式(16)~(18)是一组线性方程组。方程组中各变量满足狄里赫利条件，因此可以用傅里叶变换来求解。分别用 $n(\omega)$ 、 $P(\omega)$ 、 $\phi(\omega)$ 、 $F_I(\omega)$ 、 $F_N(\omega)$ 和 $F_\phi(\omega)$ 代表相应时间变量的傅里叶变换。Langevin 速率方程组的傅里叶变换形式为：

$$(i\omega + \Gamma_N)n(\omega) + \Gamma_G P(\omega) = F_N(\omega) \quad (25)$$

$$-G_N I_0 n(\omega) + (i\omega + \Gamma_I)P(\omega) = F_I(\omega) \quad (26)$$

$$i\omega\phi(\omega) - \frac{\alpha}{2} G_N n(\omega) = F_\phi(\omega) \quad (27)$$

根据方程组(25)~(27)，求得 $n(\omega)$ 和 $\phi(\omega)$ 的表达式为

$$n(\omega) = \frac{(i\omega + \Gamma_I)F_N(\omega) - \Gamma_G F_I(\omega)}{(G_N \Gamma_G I_0 + \Gamma_N \Gamma_I - \omega^2) - i\omega(\Gamma_N + \Gamma_I)} \quad (28)$$

$$\phi(\omega) = \frac{1}{i\omega} \left[F_\phi(\omega) + \frac{\left(\frac{\alpha}{2} G_N (i\omega + \Gamma_N) \right)}{\left((G_N \Gamma_G I_0 + \Gamma_N \Gamma_I - \omega^2) - i\omega(\Gamma_N + \Gamma_I) \right)} \right] \quad (29)$$

令 $\phi(\omega) = \frac{1}{i\omega} [Z_1 + Z_2]$

其中 $Z_1 = F_\phi(\omega)$,

$$Z_2 = \frac{(\alpha/2)G_N(i\omega + \Gamma_I)F_N(\omega) - (\alpha/2)G_N\Gamma_I(\omega)}{(G_N\Gamma_G I_0 + \Gamma_N\Gamma_I - \omega^2) - i\omega(\Gamma_N + \Gamma_I)}$$

为复数, Z_1^* 和 Z_2^* 分别为它们的共轭, 则我们可以获得

$$|\phi(\omega)|^2 = \frac{1}{\omega^2} [|Z_1|^2 + |Z_2|^2 + Z_1 Z_2^* + Z_1^* Z_2]. \quad (30)$$

由(20)得知(30)后两项的平均值为0, 我们很容易求出

$$\begin{aligned} \langle F_\phi^2(\omega) \rangle &= R/2I_0 \\ \langle F_N^2(\omega) \rangle &= 2(RI_0 + S_0) \\ \langle F_I^2(\omega) \rangle &= 2RI_0 \\ \langle F_I(\omega)F_N(\omega) \rangle &= -2RI_0 \end{aligned} \quad (31)$$

根据巴塞伐(Parserval)等式

$$\int_{-\infty}^{\infty} \phi^2(t) dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |\phi(\omega)|^2 d\omega$$

等式右边的被积函数为 $\phi(t)$ 的能谱密度, 所以随机过程 $\phi(t)$ 的功率谱密度 $S_\phi(\omega)$ 为:

$$S_\phi(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \langle |\phi(\omega)|^2 \rangle \quad (32)$$

考虑总体自发辐射产生的效应, 用 $2RT$ 代替 \sum , 并对(30)求平均, 将(31)代入新的等式, 我们获得相位噪声功率谱密度为:

$$\begin{aligned} S_\phi(\omega) &= \frac{R}{2I_0\omega^2} \\ &\times \left\{ 1 + \alpha^2 G_N^2 I_0^2 \left[\frac{\Gamma_G^2 + 2\Gamma_G\Gamma_I}{+(\omega^2 + \Gamma_I^2) \left(1 + \frac{S_0}{RI_0}\right)} \right] \right\} \\ &\times \left\{ \frac{((G_N\Gamma_G I_0 + \Gamma_N\Gamma_I - \omega^2)^2)}{+\omega^2(\Gamma_N + \Gamma_I)^2} \right\} \end{aligned} \quad (33)$$

相位功率谱密度 $S_\phi(\omega)$ 与 $S_\phi(\omega)$ 之间的关系为^[10]:

$$S_\phi(\omega) = \omega^2 S_\phi(\omega) \quad (34)$$

所以 $S_\phi(\omega)$ 的表达式可以写为

$$\begin{aligned} S_\phi(\omega) &= \frac{R}{2I_0} \\ &\times \left\{ 1 + \alpha^2 G_N^2 I_0^2 \left[\frac{\Gamma_G^2 + 2\Gamma_G\Gamma_I}{+(\omega^2 + \Gamma_I^2) \left(1 + \frac{S_0}{RI_0}\right)} \right] \right\} \\ &\times \left\{ \frac{((G_N\Gamma_G I_0 + \Gamma_N\Gamma_I - \omega^2)^2)}{+\omega^2(\Gamma_N + \Gamma_I)^2} \right\} \end{aligned} \quad (35)$$

图1表示相位噪声功率谱密度的曲线, (33)式内的参数由[4]给出。

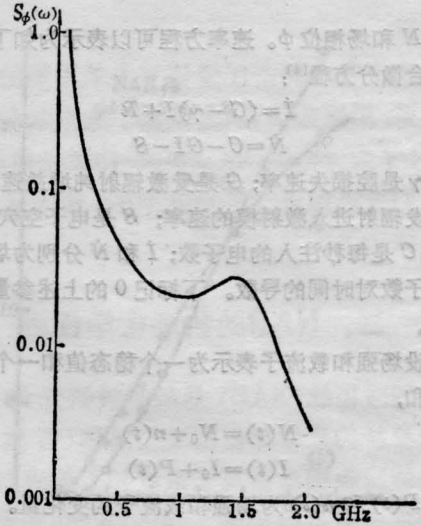


图1 相位噪声的功率谱密度

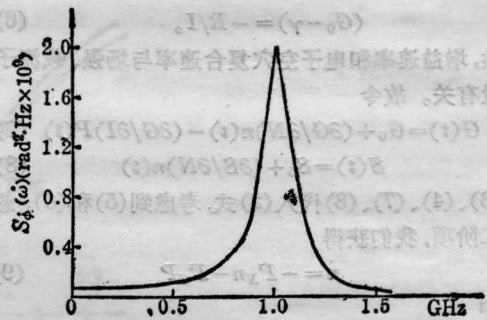


图2 相位变化噪声的功率谱密度

图2为 $S_\phi(\omega)$ 曲线, 其参数由[5]给出。从图1可知, $S_\phi(\omega)$ 并非单调衰减的曲线, 在主峰旁边有子峰存在, 特别是在张弛振荡衰减率较小的情况下, 子峰更为明显, 证实激光线型并非洛伦兹型。图2所示 $S_\phi(\omega)$ 与[5]所计算的结果吻合得相当好, 并与[10]的实验结果相一致。

参 考 文 献

- [1] K. Peterman, G. Arnold; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1982, **EQ-18**, No. 4, 543.
- [2] H. Melchior; Proc. Conf. Integrated Guided-Wave Optics, Incline Village, NV, Jan. 1980, Paper MA2.
- [3] H. Oleson, G. Jacobsen; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1982, **QE-18**, No. 12, 2069.
- [4] H. Henry; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1983, **QE-19**, No. 9, 1391.
- [5] P. Spanno; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1983, **QE-19**, No. 7, 1195.
- [6] B. Daino et al.; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1983,

QE-19, No. 5, 266.

[7] M. W. Fleming, A. Mooradian; *Appl. Phys. Lett.*, 1981, **38**, 511.

[8] K. Vahala *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1983, **42**, 211.

[9] G. H. Henry; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1982, **QE-18**, No. 2, 259.

[10] S. Piazzolla; *Appl. Phys. Lett.*, 1982, **41**, 695

(收稿日期: 1986年3月6日)

光纤外腔对半导体激光器发光特性的影响

史一京 李东姝

(中国科学院半导体研究所)

周文锦

(浙江大学电信系)

Effects of fiber external cavity on properties of semiconductor injection lasers

Shi Yijing, Li Dongshu

(Institute of Semiconductor, Academia Sinica, Beijing)

Zhou Wenjin

(Department of Communication and Electronics, Zhejiang University, Hangzhou)

Abstract: A segment of fiber was coupled to a GaAlAs DH laser as external cavity, and L-I characteristics and spectra of the laser with and without fiber coupled were measured. Mode selection in the laser with coupled fiber were observed.

1. 半导体激光器的张弛振荡、自脉动等光强起伏现象, 以及用于光通信系统时, 由光纤端面或光盘反射所引起的噪声对高速光通信的应用影响较大。为了抑制光强起伏, 近年来外腔半导体激光器得到了较大发展。许多实验证明: 外腔不仅能抑制张弛振荡^[1,2]和自脉动^[2-4]等光强起伏现象, 而且还有很好的选模作用^[5-7]。甚至用外腔还做出了可调谐的单频激光器^[8]。这里, 我们将一段光纤耦合到激光器上, 利用光纤端面的反射形成光反馈作成了光纤外腔。

2. 实验用的激光器是 GaAlAs DH 激光器, 波长约为 820 nm, 结构是质子轰击条形。用作耦合的光纤是标准的多模梯度光纤, 芯径为 50 μm , 数值孔径为 0.2。激光器被烧焊在一个梯形的热沉上, 其出光面直接与光纤耦合 (见图 1)。光纤的耦合端做成了球面, 而另一端则做成平面, 光反馈就是由此面反射形成的。光纤耦合端距激光器的距离约为 50 μm ,

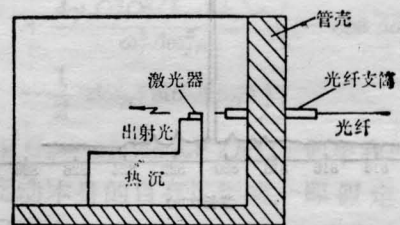


图1 光纤外腔结构示意图

光纤的长度为 10 至 110 cm。激光器的 L-I 特性和光谱特性是在激光器另一端测量的。

在室温下测量了一个多模激光器在加光纤外腔前后的 L-I 特性和光谱特性。

测量是用 Si 光二极管和函数记录仪进行记录的。光谱测量是用 R928 光电倍增管、SPEX1404 型光谱仪和光子计数器进行的。测量结果经微机处理后自动作成曲线。

3. 激光器在光纤外腔前后的光强-电流曲线示