中国激光
第16卷 第9期

台阶衬底半导体激光器

孙成城 何淑芳 张培亮 郭奕理
(清华大学无线电电子学系)

Fundamental transverse mode stabilized GaAlAs/GaAs terraced substrate lasers

Sun Chengcheng, He Shufang, Zhang Peiliang, Guo Yili
(Department of Radio Electronics, Tsinghua University, Beijing)

提要：本文采用平板波导逼近法分析了台阶衬底激光器的波导机理。该激光器是在台阶衬底上通过一步液相外延而制成。提出了附加过冷度的概念和计算公式。获得了基横模稳定工作的台阶衬底激光器。

关键词：半导体激光器，共波导，液相外延生长

一、引 言

光纤通信、光盘存储、激光印刷、光纤传感和光信息处理等应用领域都要求半导体激光器以稳定的基横模工作。近年来对于半导体激光器模式控制问题的研究取得了迅速和重要的进展，许多结构的激光器都展示了良好的线性输出、稳定的远场辐射和较大的单模工作范围。本文报道的台阶衬底(TS)激光器就是在台阶衬底上通过一次非平面外延技术生长的波导激光器[1]，它是自建的折射率波导结构，通过控制锌扩散前沿的深度可以有效地限制电流使器件阈值降低[2]，因此它具有模式稳定、功率大、像散小等优点，并可制成长寿命可见光激光器[3]，是光信息处理(如光盘)理想的光源。

二、台阶衬底激光器的波导机理分析

TS激光器具有非平面的波导结构，如图1所示。所以对其波导机理进行分析是比较困难的，本文采用了平板波导逼近法。首先对其物理模型进行简化。TS激光器的波导截面，在平面部分当下限制层很薄时光波可以进入衬底被吸收，在台阶部分由于下限制层很厚光波不能达到衬底，从而形成自建增益差；另一方面由于外延生长在台阶部分和平面部分的速度差使得台阶部分有源层厚度比平面部分大，从而形成了自建的折射率差。于是可以把它等效为一个脊形波导加上一个沟道衬底平面波导。在台阶处由于光波没有达

收稿日期：1988年2月5日。

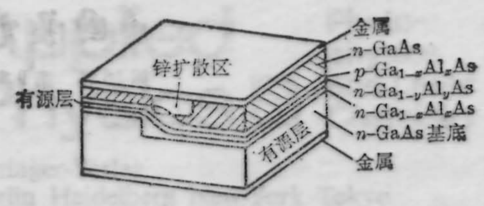

图1　TS激光器的结构图

到衬底则沟槽的形状对其没有影响，为了数学处理方便，假设沟槽的形状为矩形，如图2所示。这是一个二维缓变波导问题。为了简化计算并获得精确的结果，把这个波导的横截面分成许多小矩形，其中介电常数是均匀的。由于条宽S比槽宽W宽，因此在有源区的增益分布可近似看成是均匀的。但考虑到载流子的扩散效应，等效的增益线宽取作$S_e=S+2L_e$，L_e为载流子扩散长度。考虑到对称性，把波导截面分为15个小矩形，如图3所示。每个小矩形的介电常数写作：

$$\epsilon_i=\left(n_i+j\,\frac{|\alpha_i|}{2k_0}\right)^2,$$

$i=1-6$; 在有源区

$$\epsilon_2=\epsilon_5=\left(n_a+j\,\frac{g-\alpha_a}{2k_0}\right)^2,$$

n_a为有源区的折射率；g为注入载流子造成

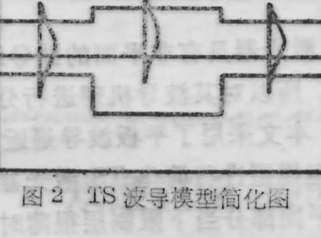
图2　TS波导模型简化图

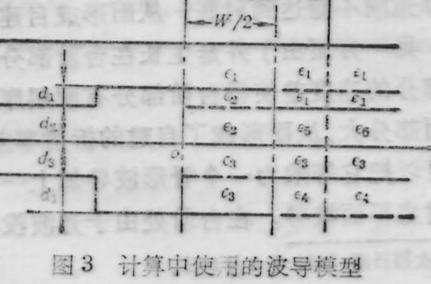

图3　计算中使用的波导模型

的增益，α_a为自由载流子吸收损耗。下面处理波动方程：

$$\left[\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)+\epsilon(x,\ y)k_0^2\right]\psi(x,\ y)=\beta^2\psi(x,\ y) \tag{1}$$

由于$\epsilon(x,\ y)$不能表示为$\epsilon(x)$和$\epsilon(y)$的积或和，所以波动方程(1)不能用变数分离的方法求解。考虑到归一化条件(1)可以写作

$$\beta^2=\iint_{-\infty}^{\infty}\psi^*(x,\ y)\mathscr{L}\psi(x,\ y)\,dx\,dy \tag{2}$$

式中微分算子

$$\mathscr{L}\equiv\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\epsilon(x,\ y)k_0^2 \tag{3}$$

带有约束条件的波动方程求本征值的问题可以化为一个泛函求条件极值的问题来处理，对泛函做等时变分并利用边界条件得

$$\frac{d^2\phi(x)}{dx^2}+[\epsilon_r(x)k_0^2-p_x^2-\mu_x]\phi(x)=0 \tag{4}$$

$$\frac{d^2\varphi(y)}{dy^2}+[\epsilon_r(y)k_0^2-p_y^2-\mu_y]\varphi(y)=0 \tag{5}$$

其中：

$$\epsilon_r(x)=\int_{-\infty}^{\infty}\varphi^*(y)\epsilon(x,\ y)\varphi(y)\,dy \tag{6}$$

$$p_x^2=\int_{-\infty}^{\infty}\left[\frac{d\varphi(y)}{dy}\right]^2dy \tag{7}$$

$$\epsilon_r(y)=\int_{-\infty}^{\infty}\phi^*(x)\epsilon(x,\ y)\phi(x)\,dx \tag{8}$$

$$p_y^2=\int_{-\infty}^{\infty}\left[\frac{d\phi(x)}{dx}\right]^2dx \tag{9}$$

$\phi(x)$和$\phi(y)$通过$\epsilon_r(x)$和$\epsilon_r(y)$相互耦合，待定常数μ_x、μ_y就是波动方程(4)、(5)的本征值。

对x方向设：

$$\phi_i(x)=\begin{cases}B_1\exp[-\gamma_1(x-d_1-d_2)] & x\geqslant d_1+d_2\\ A_2\cos[\varkappa_2(x-d_2)]+B_2\sin[\varkappa_2(x-d_2)] & d_2\leqslant x\leqslant d_1+d_2\\ A_3\cos(\varkappa_3x)+B_3\sin(\varkappa_3x) & 0\leqslant x\leqslant d_2\\ A_4\exp(-\gamma_4x)+B_4\exp(\gamma_4x) & -d_3\leqslant x\leqslant 0\\ B_5\exp[\gamma_5(x+d_3)] & -(d_3+d_4)\leqslant x\leqslant -d_3\end{cases}$$

其中 γ 是衰减因子，$\varkappa$ 是传播因子，它们与 β_x^2、p_x^2、μ_x 之间关系如下：

$$\gamma_1^2=\beta_x^2-\epsilon_{x1}k_0^2$$
$$\varkappa_2^2=\epsilon_{x2}k_0^2-\beta_x^2$$
$$\varkappa_3^2=\epsilon_{x3}k_0^2-\beta_x^2$$
$$\gamma_4^2=\beta_x^2-\epsilon_{x4}k_0^2$$
$$\gamma_5^2=\beta_x^2-\epsilon_{x5}k_0^2$$
$$\beta_x^2=p_x^2+\mu_x$$

得到本征方程：

$$\tan(\varkappa_3 d_2)=\frac{\varkappa_2(\gamma_1 v+\varkappa_3)+(\gamma_1\varkappa_3-\varkappa_2^2 v)\tan(\varkappa_2 d_1)}{\varkappa_2(\varkappa_3 v-\gamma_1)+(\varkappa_2^2+\gamma_1\varkappa_3 v)\tan(\varkappa_2 d_1)} \tag{10}$$

$$v\equiv\frac{\varkappa_3}{\gamma_4}\times\frac{(\gamma_4+\gamma_5)+(\gamma_4-\gamma_5)\exp(-2\gamma_4 d_3)}{(\gamma_4+\gamma_5)-(\gamma_4-\gamma_5)\exp(-2\gamma_4 d_3)} \tag{11}$$

对 y 方向设：

$$\varphi_i(y)=\begin{cases} c_1\cos(\varkappa_1 y), & 0\leqslant y\leqslant\dfrac{W}{2} \\ c_2\exp\left[\gamma_2\left(y-\dfrac{W}{2}\right)\right] & \\ \quad +D_2\exp\left[-\gamma_2\left(y-\dfrac{W}{2}\right)\right], & \dfrac{W}{2}\leqslant y\leqslant\dfrac{S_e}{2} \\ c_3\exp\left[-\gamma_3\left(y-\dfrac{S_e}{2}\right)\right], & y\geqslant\dfrac{S_e}{2} \end{cases}$$

其中 γ、$\varkappa$、β_y^2、p_y^2、μ_y 之间的关系如下：

$$\varkappa_1^2=\epsilon_{y1}k_0^2-\beta_y^2$$
$$\gamma_2^2=\beta_y^2-\epsilon_{y2}k_0^2$$
$$\gamma_3^2=\beta_y^2-\epsilon_{y3}k_0^2$$
$$\beta_y^2=p_y^2+\mu_y$$

得到本征方程：

$$\tan\left(\frac{\varkappa_1 W}{2}\right)=\frac{\gamma_2}{\varkappa_1}\cdot\frac{U-1}{U+1} \tag{12}$$

$$U\equiv\frac{\gamma_2+\gamma_3}{\gamma_2-\gamma_3}\cdot\exp[\gamma_2(S_e-W)] \tag{13}$$

本征方程(10)、(12)都是复超越方程。

平行结平面的等效折射率差：

$$\Delta n_y=\mathrm{Re}(\sqrt{\epsilon_{r1}(y)}-\sqrt{\epsilon_{r2}(y)}) \tag{14}$$

限制因子：

$$\Gamma_x=\left[\int_0^{d_2}|\phi_3(x)|^2dx+\int_{d_2}^{d_1+d_2}|\phi_2(x)|^2dx\right]\Big/\int_{-\infty}^{\infty}|\phi(x)|^2dx \tag{15}$$

$$\Gamma_y=\int_0^{\frac{W}{2}}|\varphi_1(y)|^2dy\Big/\int_{-\infty}^{\infty}|\varphi(y)|^2dy \tag{16}$$

波导机理参量：

$$\delta=\frac{\mathrm{Im}(\sqrt{\epsilon_{r1}(y)}-\sqrt{\epsilon_{r2}(y)})}{\mathrm{Re}(\sqrt{\epsilon_{r1}(y)}-\sqrt{\epsilon_{r2}(y)})}=\frac{\Delta g}{2k_0\Delta n} \tag{17}$$

结果如下：

1．平行结平面方向的等效折射率差 Δn_y 是由脊厚 d_1 决定，Δn_y 随脊厚 d_1 的增加而增加，如图4所示。

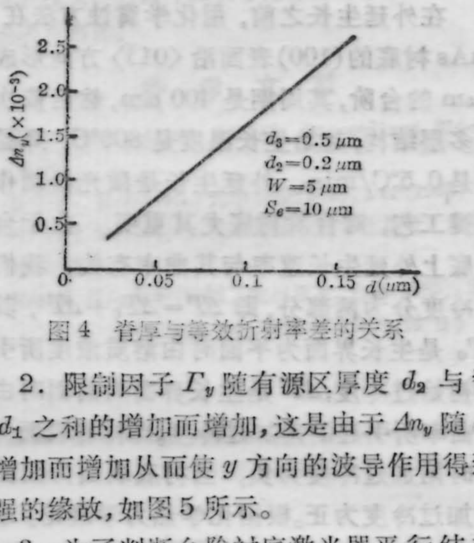

图4 脊厚与等效折射率差的关系

2．限制因子 Γ_y 随有源区厚度 d_2 与脊厚 d_1 之和的增加而增加，这是由于 Δn_y 随 d_1 的增加而增加从而使 y 方向的波导作用得到加强的缘故，如图5所示。

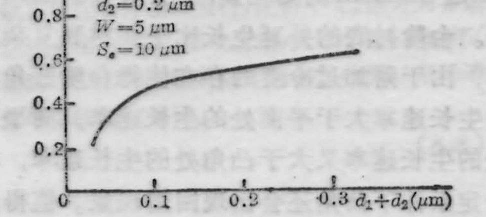

图5 限制因子与有源区厚度与脊厚之和的关系

3．为了判断台阶衬底激光器平行结方

向的波导的性质，计算了波导机理参量，当 $d_1=0.05\,\mu m$、$d_2=0.2\,\mu m$、$d_3=0.5\,\mu m$、$W=5\,\mu m$、$S_e=10\,\mu m$ 时 $\delta=0.00302$。这表明TS激光器的波导机理中不但折射率差起正波导的作用，增益差也起正波导的作用（因为 $\delta>0$, $\Delta n>0$, 所以 $\Delta g>0$）。但前者的作用机理远远超过后者，所以TS激光器的波导机理是折射率波导机理。而且是一个自建的波导。

三、台阶衬底激光器的制作工艺和光电特性

采用液相外延过冷工艺。在水平外延炉和多熔池滑动石墨舟上进行外延生长，氢气经钯膜净化器纯化。

在外延生长之前，用化学腐蚀方法在n-GaAs衬底的(100)表面沿 ⟨01$\bar{1}$⟩ 方向形成高 $3\,\mu m$ 的台阶，其周期是 $400\,\mu m$，然后依次生长多层结构，起始生长温度是800°C，降温速率是0.5°C/min。外延生长是激光器制作的关键工艺，对台阶衬底尤其重要。由于台阶衬底上外延生长速率与其曲率有关，我们把过冷度分为两部分，即 $\Delta T=\Delta T_0+\Delta T'$，其中 ΔT_0 是生长界面为平面时由溶质浓度所引起的初始过冷度；$\Delta T'$ 是生长界面为曲面时由界面曲率所引起的附加过冷度。当衬底表面为凸面时附加过冷度为负，当衬底表面为凹面时附加过冷度为正。根据化学热力学理论，求得

$$\Delta T'=\frac{\sigma v^s}{\Delta S}\cdot\frac{1}{r},$$

式中 σ 为界面自由能；v^s 为固相克分子体积，ΔS 是GaAlAs的熔化熵；r 为界面的曲率半径。台阶衬底的外延生长比平面衬底复杂得多，由于附加过冷度的存在使得台阶凹角处的生长速率大于平面处的生长速率，而平面处的生长速率又大于凸角处的生长速率，在一定条件下凸角还会出现回熔现象。值得注意的是曲率半径 r 与生长时间 t 有关，它随生长时间的增加而迅速变大，而附加过冷度的绝对值则迅速变小。在外延生长开始时($t=0$)台阶衬底凸、凹角处的曲率半径非常小，难以用常规方法测量，为此我们又导出了公式

$$\Delta T'=\frac{RT}{\Delta S}\cdot\frac{\Delta C}{C_p},$$

式中 ΔC 为过饱和度，C_p 为平面界面的平衡饱和浓度。利用它我们求得 $t=0$ 时凸角处的附加过冷度 $\Delta T'\approx-6$°C，这时如果取 $\Delta T_0=5$°C 则台阶凸角将因处于欠饱和状态而回熔。由于凸角的回熔增大了曲率半径 r，从而减小了附加过冷度，又使凸角处于过饱和状态并开始生长。对于凹角 $t=0$ 时附加过冷度 $\Delta T'\approx6$°C，这时如果取 $\Delta T_0=5$°C，那么凹角就以 $\Delta T=11$°C 的初始过冷度迅速生长。实验结果如图6所示，它与理论计算符合较好。

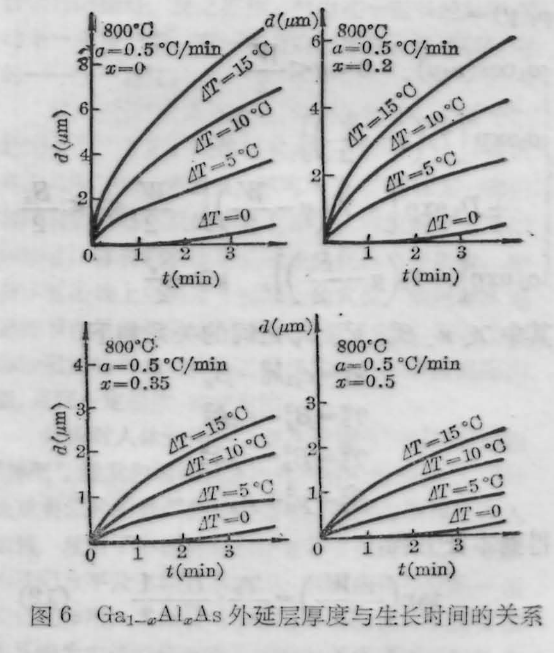

图6 $Ga_{1-x}Al_xAs$ 外延层厚度与生长时间的关系

台阶衬底激光器平行结方向的波导是由有源层的缓变厚度差所引起的等效折射率差确定的，所以有源层的生长对稳定基横模非常重要。为此必须控制磨抛表面与理想(100)面之间的偏差角 θ 和初始过冷度 ΔT_0。实验

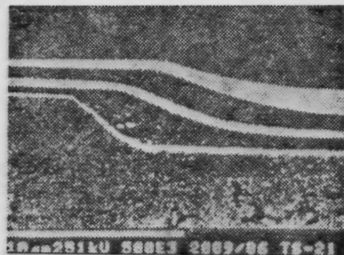

图7 TS激光器外延片照片

结果表明 $\theta_{\perp}<0.1°$, $0.1°<\theta_{\parallel}<0.2°$, $\Delta T_0=8°C$ 是合适的。

外延片解理面的扫描电镜照片如图7所示。各层厚度观测结果如下：第一层是下限制层（N-$Ga_{0.7}Al_{0.3}As$），在台阶处大约厚 $2\,\mu m$，在平面处大约厚 $0.3\,\mu m$；第二层是有源层（p-GaAs），在台阶处大约厚 $0.38\,\mu m$，在平面处大约厚 $0.3\,\mu m$，两者之差即脊厚 d_1 约为 $0.08\,\mu m$。由图7可以看出，这时平行结平面方向的等效折射率差 Δn_y 约为 1.5×10^{-3}。第三层是上限制层（P-$Ga_{0.7}Al_{0.3}As$），在台阶处大约厚 $1.5\,\mu m$，在平面处大约厚 $0.8\,\mu m$。第四层是隔离层（n-GaAs），在平面处大约厚 $0.5\,\mu m$。

然后在隔离层上沉积一层厚 400.0 nm 的 SiO_2 薄膜，再沿着台阶沟槽方向开 $8\,\mu m$ 宽的窗口，扩 Zn 时要控制深度使之刚刚进入上限制层并恰好在有源区之上，在 p 面蒸 Cr-Au、n 面减薄后蒸 Au-Ge-Ni，合金以形成欧姆接触。激光器的腔面由解理而成，其腔长为 $180\sim220\,\mu m$ 左右，最后键合在无氧铜热沉上。

已经获得室温连续工作的台阶衬底激光器，其光电特性如下：

1．小电流下器件的 *V-I* 特性

用JT-1型晶体管特性曲线图示仪测量器件的正反向 V-I 特性。其典型值为：正向拐点电压（$I=1\,mA$）为 1.0～1.2 V，反向击穿电压（$I=0.1\,mA$）为 4～6 V。

2．工作状态下器件的 *P-I*、*V-I* 特性

图8是TS激光器在工作状态下的 P-I、V-I 关系曲线。器件阈值电流的典型值为 78 mA，最低值为 55 mA。线性输出功率可达 7.6 mW（单面），在此功率以下都没有发现 P-I 曲线的“扭折”现象。器件的外微分量子效率为 20%（单面）。总串联电阻为 2～4Ω。

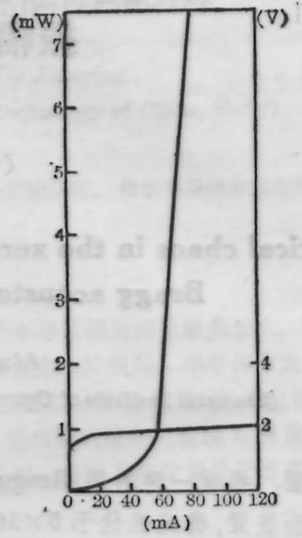

图8 TS激光器的 P-I 和 V-I 特性

3．辐射光场分布

TS激光器的远场光强分布如图9所示。一般器件平行于结平面的发散角为 15°～20°，垂直于结平面的发散角为 30°～50°。稳定的基横模工作能一直持续到两倍阈值电流。

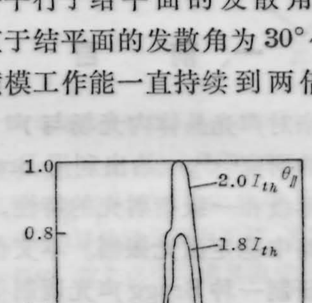

图9 TS激光器的远场光强分布

（下转第522页）

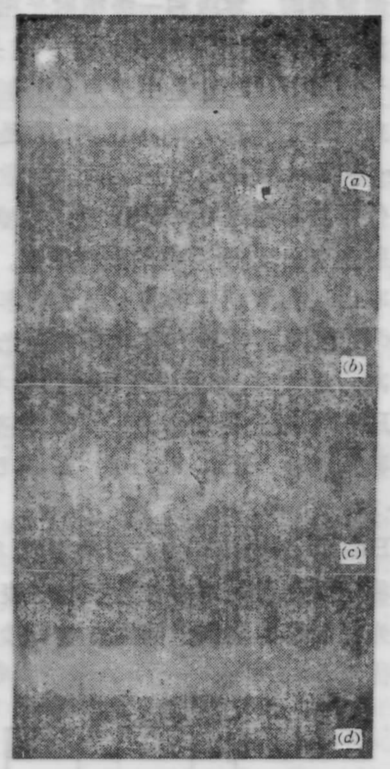

图7　稳幅的零级衍射光从稳态到混沌态的转变过程

((a)在示波器上的放大量比(b)(c)(d)大5倍)

图收敛于(11)与(12)式曲线的一个交点上。只有将增益 K 调小，低于 10^4 量级，这时不论 α 角调偏 α_B 与否，都不满足产生激光混沌的条件，系统才能始终处于稳态。在高增益环内减小 α 角与 α_B 角的偏离，将(11)式内的正弦项幅值调大，在相图上形成一种固定循环，这时激光束的振幅被一固定频率所调制，见图7(b)，即对应于图4(b)分析的情形。当进一步减小 α 角与 α_B 角的偏离时，开始出现分叉现象，即相图上形成的固定循环交点成倍增加，这是混沌转变过程中的特征现象，图7(c)显示出这种过程。当调整使得 $\alpha=\alpha_B$ 时，$F(E_i^2, K, \alpha, E_{0n}^2)$ 的幅值有最大起伏，在相图上的循环不再有规则性，激光的零级衍射完全混沌。这种无规则性，不同于噪声和随机起伏，它是在一定的频率宽度的结构内的无规则循环。所谓频率宽度，是指相图中无规则循环的速率，它有一个变化区间，它主要由环路增益 K 所决定。由于 $|E_0|_n^2$ 取值的起伏，形成 θ 的无规则抖动，图7(d)显示了完全混沌态。

作者对上海光机所李世英同志，意大利计量院 Dr. F. Picotto 所给予的商讨表示感谢。

参 考 文 献

1 Adrianus Korpel, *Proc. IEEE*, **69**(1), 48(1981)

2 E. M. Аленцев, *Измерителэная техника*, (8), **34** (1981)

3 J. Sapriel, Acousto-Optics, John Wiley & Son Ltd, 1979

4 陆道政，季宝新，自动控制原理及设计，上海科技出版社，1978

(上接第517页)

4. 光谱特性

用日本ANDO公司的 AQ-1417B 型光谱仪测量了器件的光谱特性。其线宽为 30 nm 左右，激射峰值波长一般在 830～850 nm；多纵模运转时，纵模间距为 0.4nm；单纵模运转时，谱线宽为 0.15 nm。

在器件研制过程中曾经得到中国科学院半导体七室马朝华等同志的帮助，在此表示感谢。

参 考 文 献

1 T. Sugino *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-15**, 714(1979)

2 T. Sugino *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-17**, 745(1981)

3 M. Wada *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-17**, 776(1981)