

成正比<sup>[1,6,9]</sup>,所以要提高这一算法的精确度,必须大大增加成功抽样的次数。因此,即使采用高速计算机,也会极大地增加计算时间从而使费用增加,在模拟复杂随机过程进行抽样时更是如此。这是蒙特卡罗方法的缺点。

### 参 考 文 献

[1] 布斯连科等著,王毓云等译,统计试验法(蒙特卡罗法)及其在电子计算机上的实现,上海科学技术出版社,(1964)。  
 [2] A. S. Householder et al., eds., Monte Carlo Methods, U. S. Government Printing Office, Wa-

shington, (1951).  
 [3] K. Binder, ed., Monte Carlo Methods in statistical Physics, Springer-Verlag, (1979).  
 [4] G. I. Marchuk et al., The Monte Carlo Methods in Atmospheric Optics, Springer-Verlag, (1980).  
 [5] Daniel T. Gillespie, The Monte Carlo Method of Evaluating Integrals, NWC-TP-5714; AD-A-005891.  
 [6] 裴鹿成、张孝泽,蒙特卡罗方法及其在粒子输运过程中的应用,科学出版社,(1980).  
 [7] N. V. Decastro Faria and R. J. A. Levergue, Nucl. Instr. Meth., 46(1967), 325.  
 [8] N. M. Schaepper, ed., Reactor Shielding for Nuclear Engineers, Virginia. (1973).  
 [9] 李锡韶,实验的数学处理,科学出版社,(1980).

## 周期性结构和分布反馈激光器

韩全生 刘弘度

(中国科学院物理研究所)(北京大学物理系)

### 一、引 言

周期性结构在光学现象中起着特殊的作用,这在自然界、科学实验和技术应用中经常可以看到。阳光下昆虫的眼睛显得五光十色,是由于昆虫的眼睛是由数以千计的小眼规律地集合而成;一束白光射到光栅上就会分出各种颜色的光束,是由于光栅有密集等距的刻槽;X射线能够探测固体的结构,是由于固体中的原子以一定的规律排列着。七十年代初,利用各种新技术来制备人工周期性光波导方面有了很大的进展,特别是分布反馈概念的提出和分布反馈激光器的问世,加上集成光学发展的需要,大大地刺激了人们对这一课题的兴趣。

现在,无源介质光波导中,已成功地利用周期性结构制作光波耦合器、波导滤波器、反射器、模式转换器、调制器、偏转器以及实现声光作用、谐波振荡等等。在有源介质光波导中,周期性结构已被用来制作分布反馈激光器和分布喇格反射激光器。以上两类光波导器件都受到很大的注意和广泛的研究,取得很多成果。

本文只简略介绍一下有源器件。

### 二、周期性光波导的结构形式和物理特性

光波导的周期性结构主要有如下两种形式:

1. 体参数的周期性调制,如图1所示,既可以是波导芯区介质本身的调制,也可以是衬底或包层的调制。体参数包括折射率、增益、非线性

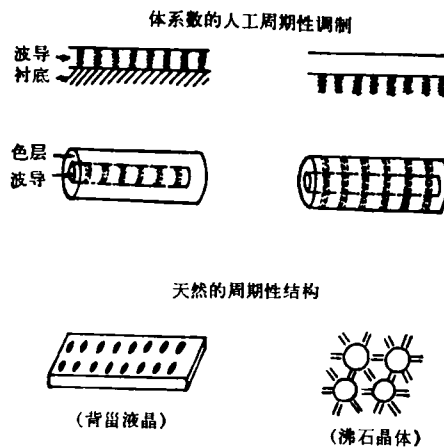


图1 体参数周期性调制的光波导

性常数等,可以是一个参量单独调制,也可以是两个或更多参数同时调制。

2. 波导边界的周期性调制,如图 2 所示,既可以是波导芯区的一个界面调制,也可以是两个界面都调制。调制方式既可以是正弦波,也可以是其他各种波形。

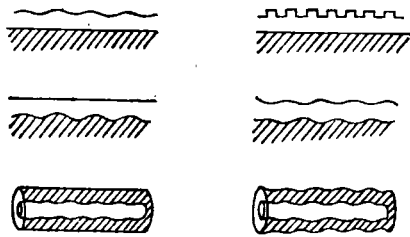


图 2 边界周期性调制的光波导

值得注意的是,波导的周期性结构既可以是固定的,也可以是动态的;可以用人工方法形成周期结构,也可以利用某些材料的天然周期结构(如液晶等)。通常,我们可以借助于光刻和平面工艺技术,在光波导上制作各种光栅,实现边界的周期性调制;在液体或固体中产生声波驻波以实现疏密调制;在有源或非线性介质中的电磁波驻波可以引起增益或折射率的周期性调制;用离子注入或掩蔽扩散可以在固体中引起折射率等体参数的调制等等。

具有周期结构的光波导与均匀的光波导相比,有两个重要的特性:

1. 周期结构具有固有的波矢  $K(K=2\pi/\Lambda)$ ,  $\Lambda$  是结构的周期,它可以由设计者调节,从而使任意两个波耦合时保持相位匹配,实现导波的耦合、模式转换等等;

2. 导波只有在特定的频带范围内才能在周期结构光波导中传播,换句话说,周期结构的光波导具有很好的选频性能和分布反馈作用。利用这个性质可制作滤波器、布喇格反射器、分布反馈激光器等等。

### 三、波在周期性波导中的传播特性

设光学波导的折射率沿波的传播方向  $z$  按正弦规律变化

$$n(x) = n_0 + \Delta n \cos(Kx), \quad (1)$$

式中  $K = 2\pi/\Lambda$  是周期性光波导的固有波矢,  $\Lambda$  为其空间周期。如果导波沿正  $x$  方向传播,其传播常数  $\beta = 2\pi/\lambda_z$  ( $\lambda_z$  是导波的波长) 满足以下条件

$$\beta = \beta_0 - mK/2 = m\pi/\Lambda, \quad (2a)$$

或

$$\Lambda = m\lambda_z/2, \quad (2b)$$

其中  $m = 1, 2, 3, \dots$ , 则光波与周期结构相互作用将产生沿负  $x$  方向的反射波。这可借助于图 3 定性加以说明。我们知道,由于折射率沿波的传播方向发生变化,在周期结构的每一单元光都有一部分被反射回来。相邻的单元产生的反射光的程差  $2\Lambda$  如果等于光波波长的整数倍,则各单元的反射光相干加强,形成所谓布喇格后向散射。(2) 式即为正入射情况下的布喇格散射条件。



图 3 周期性结构的分布反馈

下面我们根据电磁波理论作进一步的分析。用  $R_n$  和  $S_n$  分别表示波导中沿正  $z$  和负  $z$  方向传播的第  $n$  个导波模的场振幅,把波导中总的电场  $E(x, t)$  写成所有模的叠加:

$$E(x, t) = \sum_n (R_n e^{-i\beta_n x} + S_n e^{i\beta_n x}) e^{i\omega_n t} = \sum_n E_n(x) e^{i\omega_n t}, \quad (3)$$

式中  $\beta_n$  为第  $n$  个模的传播常数,  $\omega_n$  为其频率。  $E(x, t)$  满足以下波动方程

$$\partial^2 E / \partial x^2 - \mu_0 \epsilon_0 \epsilon (\partial^2 E / \partial t^2) = 0. \quad (4)$$

因此,对于每一模式有

$$\partial^2 E_n / \partial x^2 + \beta_n^2 (\hat{n}^2 / n_0^2) E_n = 0, \quad (5)$$

式中利用了  $\beta_n = n_0 \omega_n / c$  和  $\epsilon = \hat{n}^2$ ,  $\hat{n}$  为复折射率:

$$\hat{n} = n - ik, \quad (6)$$

其中  $n$  为折射率,由(1)式给出;  $k$  为消光系数,  $k = \frac{\lambda}{4\pi} \alpha$ ,  $\alpha$  为吸收系数。由于光强度  $I = I_0 e^{-\alpha z}$

$\propto E_0^2 e^{-2\alpha_F z}$ , 我们引入  $\alpha_F$  表示场的吸收系数 ( $\alpha_F > 0$ ) 或增益系数 ( $\alpha_F < 0$ ), 故有

$$k = n_0 \alpha_F / \beta_n. \quad (7)$$

考虑一级布喇格散射 ( $m = 1$ ), 利用(1), (6)和(7)式, 由(5)式得出

$$\partial^2 E_n / \partial z^2 + \beta_n^2 E_n = [-2(\Delta n / n_0) \beta_n \cos(2\beta_b z) + i\beta_n \alpha_F] E_n. \quad (8)$$

上式是考虑到  $\beta_n \gg \alpha_F$  和  $n_0 \gg \Delta n$ , 略去二级小量之后得出的. 将(3)式代入(8)式, 考虑到正、反向波之间的能量交换是缓慢的, 可以略去  $\partial^2 R_n / \partial z^2$  和  $\partial^2 S_n / \partial z^2$  项, 由同指数项相等得出一对耦合波方程:

$$\begin{cases} R_n(z) = R(0) \frac{e^{(-\alpha_F + i\delta_n)z} \{(-\alpha_F + i\delta_n) \sinh[\gamma(z-L)] + \gamma \cosh[\gamma(z-L)]\}}{(-\alpha_F + i\delta_n) \sinh \gamma L + \gamma \cosh \gamma L}, \\ S_n(z) = R(0) \frac{i\kappa e^{(-\alpha_F + i\delta_n)z} \sinh[\gamma(z-L)]}{(-\alpha_F + i\delta_n) \sinh \gamma L + \gamma \cosh \gamma L}, \end{cases} \quad (12)$$

式中  $\gamma$  满足

$$\gamma^2 = \kappa^2 + (-\alpha_F + i\delta_n)^2. \quad (13)$$

我们先来看无源波导的情况, 即  $\alpha_F = 0$ . 在相位完全匹配的情况下,  $\delta_n = 0$ , (12)式化为

$$\begin{cases} R(z) = R(0) \cosh[\kappa(z-L)] / \cosh(\kappa L), \\ S(z) = R(0) i \sinh[\kappa(z-L)] / \cosh(\kappa L). \end{cases} \quad (14)$$

式中为了符号简洁略去附标. 前向波和后向波的强度分别正比于  $|R(z)|^2$  和  $|S(z)|^2$ , 其变化如图4所示. 由图中看出, 正向波进入周期性结构之后强度逐渐衰减, 这是由于其功率不断反射给反向波的缘故.

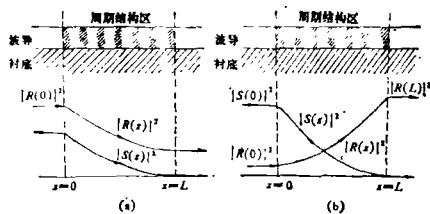


图4 周期性波导中前向波和后向波的相对强度分布  
(a) 无增益; (b) 有增益

我们最感兴趣的是有增益的情况, 即  $\alpha_F < 0$ . 波的振幅由(12)式给出, 在接近布喇格条件下(即  $\delta_n \ll \beta_n$ ), 入射波和反射波的场分布如图

$$\begin{cases} \partial R_n / \partial z = (-i\kappa) S_n e^{i2\delta_n z} - \alpha_F R_n, \\ \partial S_n / \partial z = i\kappa R_n e^{-i2\delta_n z} + \alpha_F S_n. \end{cases} \quad (9)$$

式中  $\kappa$  为耦合系数,

$$\kappa = \beta_n \Delta n / 2n_0 \quad (10)$$

$\delta_n$  为相位失配常数,

$$\delta_n = \beta_n - \beta_b = \beta_n - \pi / \lambda. \quad (11)$$

设导波从  $z = 0$  处入射, 幅度为  $R_n(0)$ , 周期性调制的区域从  $z = 0$  扩展至  $z = L$ , 由于反射波是微扰产生的, 由调制而引起的反射必须在调制区的末端终止, 即  $S_n(L) = 0$ . 利用这些边界条件我们不难求出耦合波方程(9)的解:

5所示, 即使入射波振幅  $R(0) = 0$ , 仍然可以获得一定幅度的输出, 即成为振荡器. 相应的振荡条件为(12)式的分母等于零, 由此可以得出如下关系:

$$\{[\gamma + (-\alpha + i\delta)] / [\gamma - (-\alpha + i\delta)]\} e^{2\gamma L} = -1, \quad (15)$$

这就是分布反馈激光器的阈值条件.

在高增益近似情况下, 即  $\alpha \gg \kappa$ , 由(15)式的振幅等式和相位等式分别得出

$$e^{2\alpha L} / (\alpha_n^2 + \delta_n^2) = (4 / \kappa^2), \quad (16)$$

$$2\delta_n L = \pm(2n + 1)\pi. \quad (17)$$

它们可以分别定出阈值增益  $\alpha_n$  和模波长  $\lambda_n$  (由  $\delta_n$  决定). 利用关系  $\beta = 2\pi n_e / \lambda$  ( $n_e$  为波导有效折射率)和(11)式, 由(17)式得

$$\lambda_n = \lambda_b \pm (n + 1/2) \lambda_b^2 / 2n_e L. \quad (18)$$

由此, 相邻的纵模间的波长间隔为

$$|\Delta \lambda| = \lambda_b^2 / 2n_e L. \quad (19)$$

这在形式上与法-珀腔纵膜间隔相同. 考查振幅条件(16)式可以看出, 随着模数  $n$  增加, 阈值增益也增加. 这意味着分布反馈激光器具有纵模选择性.

#### 四、分布反馈激光器

分布反馈激光器取消了传统的反射镜式腔结构,而使得反馈和增益都分布在介质的内部,这至少有以下两个突出的优点:

第一,由于不必用端面反射镜,特别适用于薄膜激光器和激光器的集成。因为在这种情况下制备光栅结构或增益与折射率周期性调制要比制作端面反射镜容易得多。特别是对于特高频的激光器,如X射线激光器,根本不能使用反射镜式腔结构,但利用人工或天然的周期性结构实现分布反馈是一种可能的办法。此外,对于高功率激光器,分布反馈结构也是克服反射镜易被烧毁的一种途径。

第二,由于分布反馈结构本身具有很强的选频效应,无需各种腔内选频元件便可实现单模窄带操作。改变调制周期或其他参数可实现宽光谱范围内的连续调谐,不仅消除了传统的波长选择元件的同步和腔长跟踪的复杂性,而且很容易实现对外部参考的主动波长稳定。此外,由于不用端面反射镜和腔内选频元件,谐振腔可以做得很短,有利于产生超短脉冲激光。

下面我们介绍两类主要的分布反馈激光器。

##### 1. 体参数调制的分布反馈激光器

第一台分布反馈激光器是用染料实现的<sup>[1]</sup>。用氩-镭激光器的两束相干紫外光的干涉花纹曝光二色性明胶薄膜,从而产生折射率的空间调制。明胶薄膜浸泡在若丹明6G溶液中使胶层吸入染料,用氮激光器的紫外辐射进行横向抽运,在 $0.63\mu\text{m}$ 波长处观察到了激光输出。如果改变干涉光束的角度或其他参数以改变折射率或增益的调制周期,调制光束同时兼作抽运光束,可以实现可调谐的分布反馈激光器。实际上,周期性调制不一定非在增益介质不可,也可以在紧接着增益薄膜的衬底,这就是所谓的侧边耦合的分布反馈激光器<sup>[2]</sup>。如果将分布反馈激光器中的有源波导淀积在各向异

性的衬底上,可以同时产生分布反馈作用和TE, TM模的转换。

从上节的(17)和(18)式看出,对于长度为 $L$ 的分布反馈激光器,阈值条件主要决定于耦合系数 $\kappa$ , $\kappa$ 则取决于折射率(或增益)的调制幅度,因此,在脉冲的调制和抽运的动态情况下,模振荡有一定的开启时间,随着输出的增加,模振荡又会自动关闭,这就是所谓的动态分布反馈激光器的自开关作用。利用这一效应,最近成功地在分布反馈染料激光器中产生可调谐的单个和系列的微微秒脉冲激光<sup>[3]</sup>。实验装置如图5所示,一束氮激光在接近法线方向入射到光栅上,然后沿着 $\alpha$ 角衍射到 $\pm 1$ 级, $\alpha$ 由光栅方程决定:

$$\sin \alpha = \lambda_p / d, \quad (20)$$

式中 $\lambda_p$ 是抽运光波长, $d$ 是光栅常数。两个衍射束经与光栅面垂直的两个反射镜反射后在染料池表面会合,染料池与光栅平行。用柱面透镜将光束聚焦到染料池上,其焦线与光栅刻线垂直,这时染料池表面的干涉条纹间距 $\Lambda$ 为

$$\Lambda = \lambda_p / 2 \sin \alpha. \quad (21)$$

将上式与(20)式比较得出

$$\Lambda = d / 2 \quad (22)$$

这说明条纹间距 $\Lambda$ 与抽运光波长 $\lambda_p$ 无关,意味着氮激光辐射的每个光谱成分都产生同一间距的干涉条纹。换句话说,此装置具有消色差的

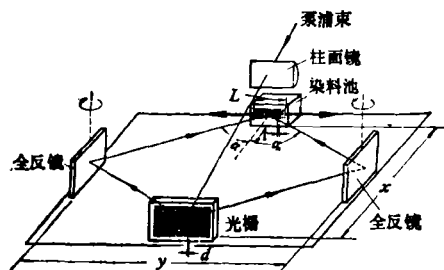


图5 动态分布反馈染料激光器装置示意图

特点。此外,如果图5所示的装置满足几何关系

$$x/y = [(d/\lambda_p)^2 - 1]^{1/2}, \quad (23)$$

则染料池的每一点的两个相干光束都是从光栅上同一点衍射而来。这样,即使空间相干性较

差的氮激光束，也可能获得反差很好的干涉条纹。利用上述装置，几乎在整个染料荧光谱内获得了激光输出，并且可以在几十埃范围内连续调谐无跳模。激光输出典型的脉冲为 80—100ps，典型的光谱线宽是 0.05—0.06 Å。

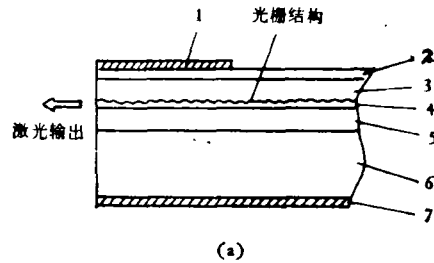
## 2. 波导边界周期性调制的分布反馈激光器

实现分布反馈的另一途径是利用波导边界的周期性调制。边界的调制即波导层厚度的周期性变化，它导致了纵向有效波矢的调制，也就是有效折射率的调制。调制的方法通常是利用复制光栅技术或光刻腐蚀技术在衬底或波导层加工周期性变化的波纹，造成厚度的周期性改变。在制作这种类型的分布反馈激光器中，III-V 族化合物半导体是最重要的材料。由于结型半导体激光器具有平板光波导结构，在光通信和集成光学中居于重要地位，促使了半导体分布反馈激光器迅速发展。

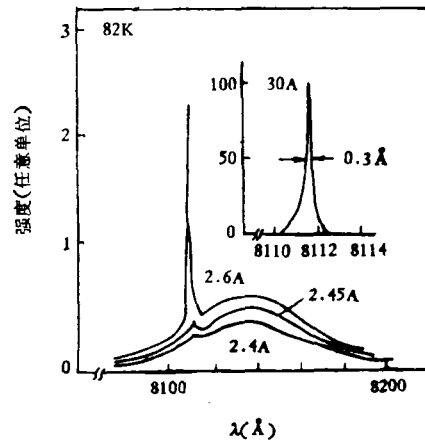
在第一台染料分布反馈激光器成功运转之后，紧接着提出光抽运的 GaAs 分布反馈激光器<sup>[4]</sup>。在 GaAs 表面光刻腐蚀光栅，周期为 0.115 μm (第一级)或 0.345 μm (第三级)，深度为 500 Å，用调 Q 的红宝石激光束 (6943 Å) 抽运，从 GaAs 层的端面输出 λ = 0.83 μm 的激光，77K 温度下抽运阈值强度为 10<sup>4</sup>W/cm<sup>2</sup>。当然，这只是原理演示，更重要是发展电注入的半导体分布反馈激光器。

把周期性结构与半导体异质结激光器结合起来获得了最大的成功。图 6 表示分布反馈半导体双异质结激光器的结构和发射光谱<sup>[5]</sup>。激光器在外延生长 p-GaAs 有源层以后，用 Ar<sup>+</sup> 激光全息光栅和离子刻蚀形成周期性波纹，然后继续外延生长上面两层，最后在顶层 GaAs 上做成宽约 50 μm 的条形电极 (见图 7)，使注入电流限制在窄条形区域内。由于 GaAlAs 有较大的禁带宽度和较小的折射率，使中间的 GaAs 层成为波导层，同时注入的载流子也被异质结势垒约束在这一层内。用 50ns 宽的脉冲激励，在 80—100K 温度下测量，阈值电流为 2.6A，阈值电流密度 ~9kA/cm<sup>2</sup> (最好的值是

2.0kA/cm<sup>2</sup>)。



(a)



(b)

图 6 (a) 双异质结分布反馈激光器剖面示意图; (b) 发射光谱, GaAs 有源区厚度 1.3 μm, 激光器长 630 μm

1. Au-Cr 接触; 2. p-GaAs; 3. p-Ga<sub>0.93</sub>Al<sub>0.07</sub>As; 4. p-GaAs (有源区); 5. n-Ga<sub>0.93</sub>Al<sub>0.07</sub>As; 6. n-GaAs (衬底) 7. Au-Ge-Ni 接触

上述半导体双异质结分布反馈激光器的阈值电流密度比相应的法-珀腔器件高得多，因而无法在室温下工作。但理论分析表明<sup>[6]</sup>，当 GaAs 有源层厚度不大于 1 μm (通常约为 0.2 μm)，分布反馈激光器的阈值增益应明显低于法-珀腔激光器。问题出在有源层表面加工光栅时带来的缺陷和沾污，因而产生大量的非辐射复合中心。为了克服这一困难，应把光栅制作与有源层分开，为此发展了分别限制和分布布喇格反射结构<sup>[7]</sup>。图 7 表示分别限制异质结分布反馈激光器的结构<sup>[8]</sup>，注入载流子仍被限制在 GaAs 有源层内，但光场分布扩展到上面的波纹层 p-Ga<sub>0.93</sub>Al<sub>0.07</sub>As，有源层是完整的，分布反馈作用来自漏泄场与周期性结构的相互作用，因而是侧边耦合的方式。采用以上结构

已实现室温下的连续操作. 图 8 给出其发射光谱 (a) 和相应的法-珀腔器件光谱 (b) 的比较<sup>[9]</sup>. 下面的对应于 1.1 倍阈值, 上面的对应于 1.5 倍阈值. 直至二倍阈值还能观察到单纵模振荡, 说明器件有很强的纵模选择性.

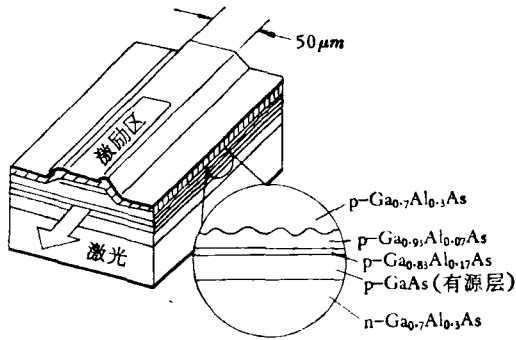


图 7 台面条形分别限制异质结分布反馈激光器示意图

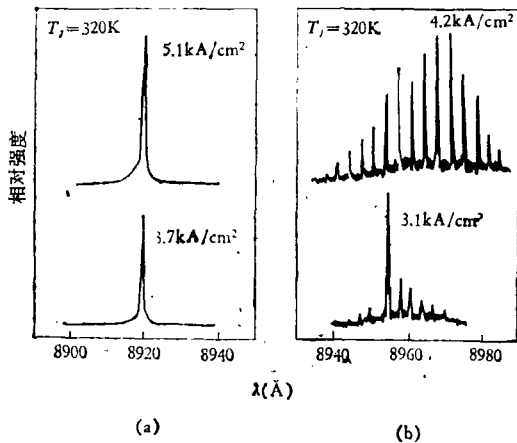


图 8 半导体激光器的发射光谱

(a) 分布反馈激光器谱; (b) 法-珀腔激光器谱

分布布喇格反射激光器是将周期性结构与有源区分开, 并通过尖劈耦合器相连<sup>[10]</sup>. 激光器具有一个分布布喇格反射器和一个解理镜面, 激光束一般由解理面出射, 室温下的阈值电流密度约  $5 \text{ kA/cm}^2$ .

此外, 近年还发展了具有大光学腔<sup>[11]</sup>和集成双波导<sup>[12]</sup>等结构的分布布喇格反射激光器.

光栅结构不仅起分布反馈作用, 同时也可以起光栅耦合器的作用, 即激光器有源区通过光栅耦合输出激光光束. 我们知道, 斜入射的光栅方程可以写成

$$\Lambda(\sin\varphi + \sin\theta) = l\lambda, \quad (24)$$

其中  $l = 0, 1, 2, \dots$ ,  $\Lambda$  为光栅常数,  $\varphi$  为入射光束相对于光栅法线的夹角,  $\theta$  为衍射光束与光栅法线的夹角. 对于低序模,  $\varphi \cong 90^\circ$ , 且有  $\lambda = \lambda_0/n_e$  故由(24)和(2b)式得出

$$\sin\theta = 2l/m - 1. \quad (25)$$

对于  $m = 1$ , 即前面讨论的第一级布喇格散射的情况,  $l$  只能取 0 或 1, 故  $\theta = -90^\circ$  或  $90^\circ$ , 表示散射光束沿正、负  $z$  方向. 如果  $m = 2$ , 则由(25)式可知,  $l = 0, 1, 2$ , 相应的散射角为  $-90^\circ, 0^\circ$  和  $90^\circ$ , 这说明不仅有沿正、负  $z$  方向的散射光, 还有沿光栅法线(即垂直于激光器结平面)的散射光束. 不难看出, 当  $m$  为偶数时均可获得垂直于光栅平面的激光输出. 由于耦合输出相当于整个光栅区域发光, 激光束的发散角大为改善. 例如, 利用  $m = 4$  的光栅结构, 在双异质结激光器的两端解理镜面上镀 Au 膜 (98% 反射), 由 n-GaAs 衬底腐蚀开出窗口引出激光束, 77K 温度下阈值为  $1.2 \times 10^3 \text{ A/cm}^2$ , 1.7 倍阈值时输出光束发散角为  $0.35 \times 10^\circ$ , 谱线宽度  $< 7 \text{ \AA}$ <sup>[13]</sup>, 光束的准直度比通常的双异质结激光器好 50—100 倍.

## 五、展 望

分布反馈激光器在光的信息处理和传输中的应用具有诱人的潜在能力. 例如最近利用法-珀腔双异质结激光器与薄膜透镜、表面声波换能器等组成集成光学频谱分析器, 可实时对雷达信号进行频谱分析, 若采用分布反馈的半导体激光器, 不仅可导致整个频谱分析器集成化, 还可使分辨率大为提高. 若设想由全息图、激光器的光电探测器列阵组成光电子全息计算机的输入器件, 则采用分布反馈半导体激光器比法-珀腔激光器可大大增加全息图的信息量, 使整个输入器件信息量增加四个数量级. 此外, 人们正在考虑利用分布反馈半导体激光器配合单模光纤来实现大容量远距离传输的第二代光通信系统; 用分布反馈半导体激光器作外差接

(下转 522 页)