

分布反馈和螺旋反馈气体激光器的增益饱和效应

J. Arnesson, 崔大复* S. Gnepf, F. K. Kneubühl

(Institute of Quantum Electronics, ETH CH-8093 Zürich, Switzerland)

摘要——非线性增益饱和使分布反馈(DFB)和螺旋反馈(HFB)气体激光器的纵模最大峰值强度远离阻带。该阻带是由波导的折射率周期调制或截面周期调制引起的。我们用光泵DFB和HFB $496\ \mu\text{m}$ CH_3F 远红外激光器首次从实验上证实了理论预言的这种现象。

关键词——分布反馈气体激光器, 非线性增益。

1. 引 言

1971年,分布反馈(DFB)首先在染料激光器上实现^[1~3],接着,于1973年用于固体激光器^[4],1979年,在气体激光器中也获得成功^[5~8]。所有这些DFB激光器都是根据折射率、波导截面或增益的线性周期调制原理进行工作的,因此把它们称为线性DFB激光器。这类DFB激光器的早期理论仅限于处理调制较弱的情形^[9,10]。原则上,DFB激光器的线性理论基于复数Mathieu和Hill方程^[11]。最近,有关理论获得新进展^[12,13],已能用矩阵方法处理强调制^[14]。上述理论都能提供DFB激光模的色散关系、共振条件和阈值增益。色散关系是无限DFB结构的特征,而模的共振条件和阈值增益与有限结构相关联。

纯折射率调制的DFB激光器呈现一个频率隙,在此频率隙内没有DFB纵模^[9,12,13],隙内模可以通过相位匹配获得,即在周期DFB激光器结构中引入一个空间间隙实现相位匹配^[13,15~19]。

一种新型螺旋反馈(HFB)激光器^[13,19~22]的工作原理基于螺旋激光器结构中的准布喇格反射和准DFB效应,其螺旋波导的螺距接近激光辐射的导波波长之半。要理解这类型的激光器需要有关连续螺旋结构的群论知识^[20~22]。第一个螺旋HFB激光器是在一台具有螺旋金属波导的光泵 $496\ \mu\text{m}$ CH_3F 激光器上实现的^[20~22]。

以前探测到的DFB和HFB气体激光器的所有共振辐射都用耦合波理论进行了解

本文1988年10月7日收到。

* 永久地址:中国科学院物理研究所,北京。

释^[7, 8, 21, 22], 然而, 由于缺乏恰当的方法来计算周期或螺旋波纹空心波导的耦合强度, 不能对测得的有限数目的DFB和HFB共振激光辐射明确辨别. 为了求出不同模式耦合的近似耦合强度, 我们应用了Katsenelenbaum^[28]引进的方法, 该方法中波导壁的波纹由等价的磁表面电流代替, 同时, 我们还着重考虑了非线性增益饱和效应. 为了验证该理论对DFB和HFB气体激光器的正确性, 我们测量了若干DFB以及单螺旋和双螺旋HFB 496 μm CH₃F激光器的大量模谱.

2. 理 论

为了描述具有折射率或波导截面调制的DFB和HFB激光器中的非线性饱和, 我们以线性耦合波理论中常见的二波耦合方程为出发点, 即

$$\left. \begin{aligned} \frac{dA_+}{dz} &= -i(\Delta + i\alpha_+)A_+ + ik^*A_-, \\ \frac{dA_-}{dz} &= -ikA_+ + i(\Delta + i\alpha_-)A_-, \\ 2\Delta &= \beta_+ - \beta_- - 2\beta_0 = \beta_+ - \beta_- - \frac{2\pi}{L}. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

其中 A_{\pm} , α_{\pm} , β_{\pm} 分别代表向前传播波和向后传播波的振幅, 增益和传播常数, k 为耦合常数, Δ 为失谐量, β_0 是一级布喇格传播常数.

原则上, 从DFB和HFB激光器的线性耦合波理论, 可以求出DFB和HFB纵模的共

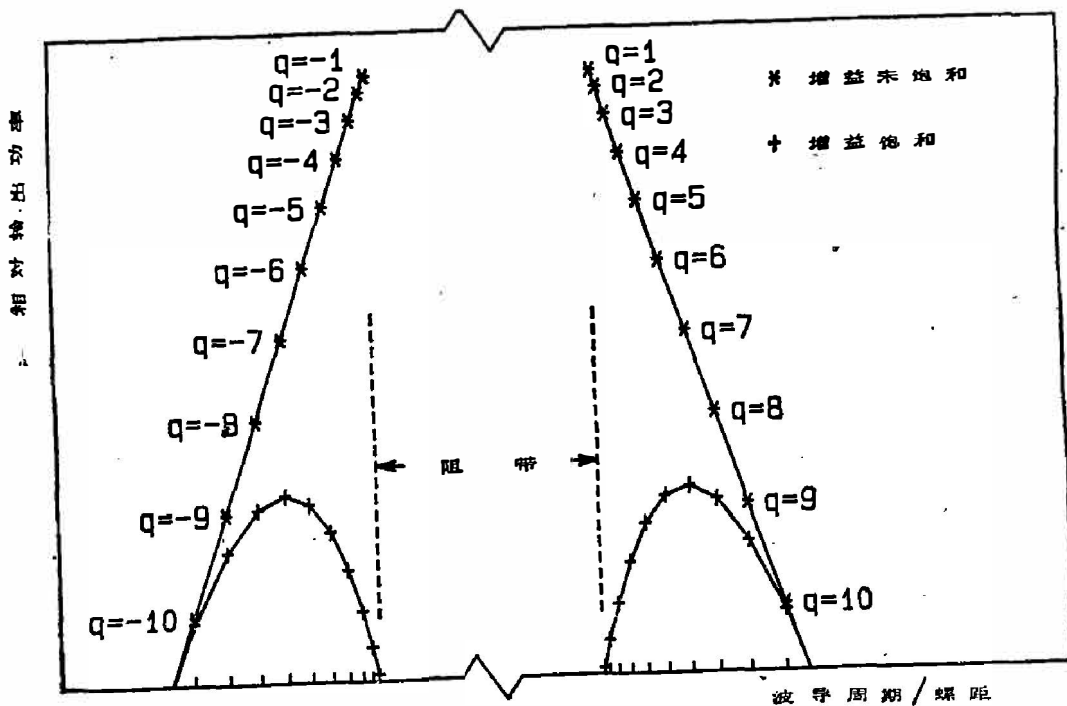


图1 存在和不存在非线性增益饱和条件下截面调制的DFB和HFB远红外激光器的纵模简图(以波导温度作为调谐参量)

Fig. 1 Power of the laser emissions in the DFB modes q near the frequency gap without and with non linear gain saturation.

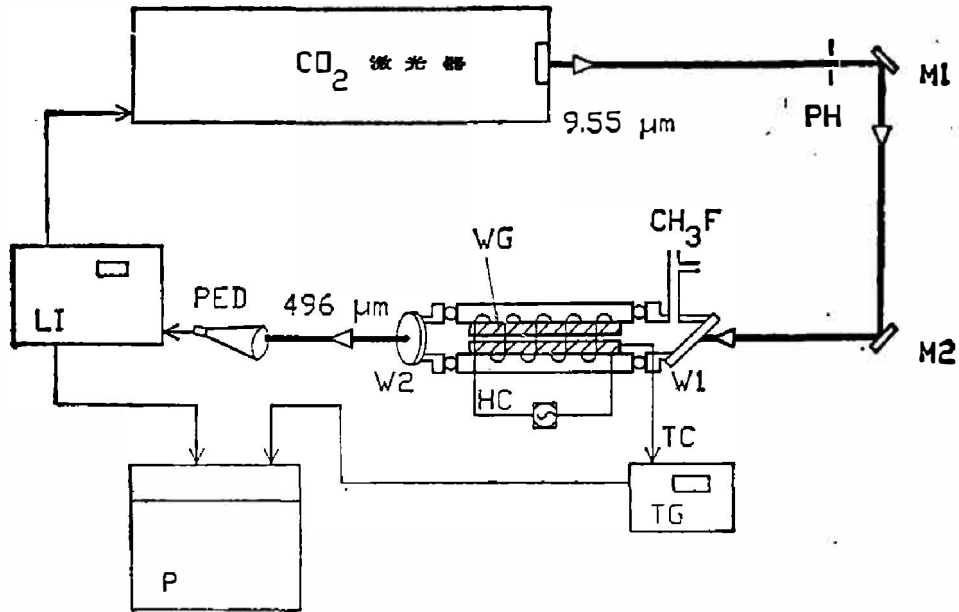


图2 实验装置

PH——小孔; M1、M2——反射镜; W1——KCl窗口; WG——金属波导; HC——加热电路; TC——温差电偶; TG——测湿仪; W2——石英窗口; PED——热释电探测器; LI——锁相放大器; P——绘图仪

Fig. 2 Experimental arrangement.

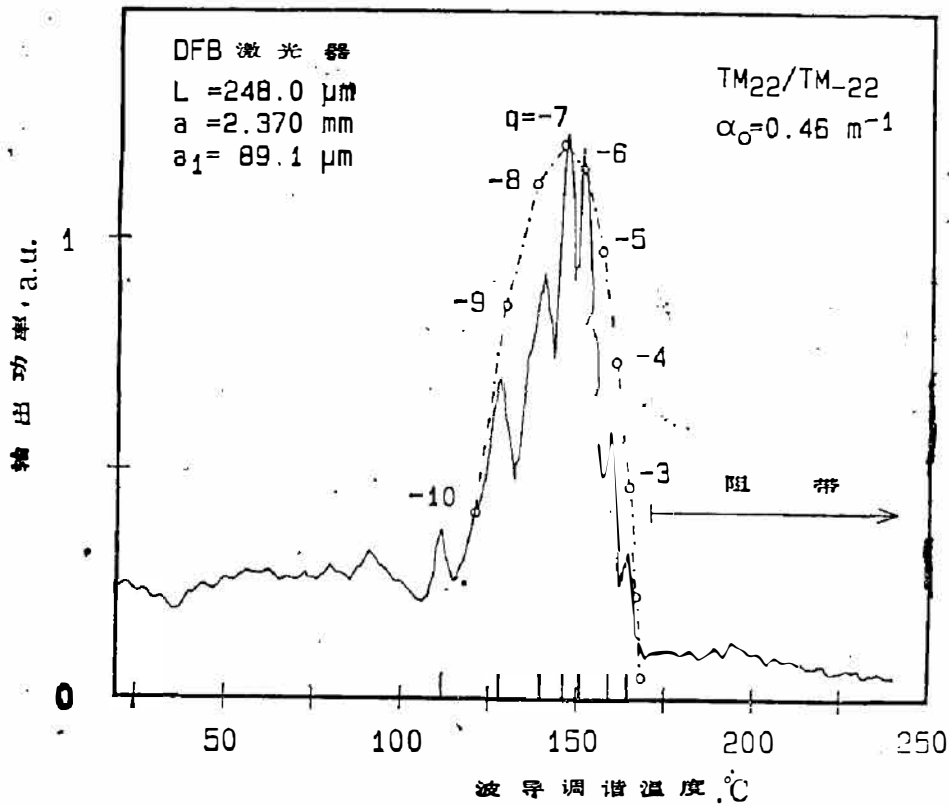


图3 热膨胀调谐的周期波导 $496\ \mu\text{m}$ CH_3F DFB激光器的计算和实测纵模

Fig. 3 Non-linear gain saturation in the modes $q = -1$ to -10 corresponding to $\text{TM}_{22}/\text{TM}_{-22}$ coupling in a DFB gas laser.

振圆频率 ω_q 和阈值增益 α_q^{th} , 其中 $q = \pm 1, \pm 2, \dots$ [12, 13, 18]. 假设耦合很强 ($\alpha_q^{th} \ll |k|$), 并忽略波导损耗, 则在阻带边缘附近, 即对小的 $|q|$ 值, 我们可以求出纵模阈值增益方程

$$\alpha_q^{th,0} R \cong \left[\frac{\pi q}{|k| R} \right]^2, \quad (2)$$

其中 R 是 DFB 和 HFB 激光器结构的长度. 该方程说明, 阈值增益随模数 q 绝对值的增大而增大, 即离阻带越远, 阈值增益越大. 所以, 最强的激光输出将出现在模数 $q = \pm 1$ 的位置, 也就是紧靠阻带边缘两侧之外, 如图 1 所示, 这与图 3 和图 4 给出的实验结果相矛盾.

当场强随时间增长时, 激光激活介质的增益就不能假定为常数, 因此, 对腔内场强很强的情形, 要描述强耦合共振的输出特性, 就必须考虑非线性增益饱和. 1975 年, Hill 和 Watanabe [24] 提出了一个含有增益饱和包迹的模型, 他们计算了在各种耦合强度下, 饱和增益对共振频率以及对给定输出时的小信号增益的影响. 同时, Haus [25] 发展了一种近似方法, 可以计算强耦合 ($|k| > 4$) DFB 共振条件下的小信号增益, 他将小信号增益做为归一化输出功率的函数. 后来, Szczepanski 又加以改进, 使之对低耦合强度 ($|k| > 0.1$) 也适用. 进一步, 在文献 [26] 和 [27] 中, 又把此模型推广到 DFB 波导两端含有反射的情形. 所有这些努力, 都是企图使激光器设计实现最佳化, 尚未用来解释正在运转的 DFB 和 HFB 激光器的输出特性.

我们用的激光波导产生的耦合强度都远大于 $|k| = 1$, 因此, 观测到的结果与 Hill 和 Watanabe [24] 预言的一致, 即共振频率并未因增益饱和引起移动, 但我们仍然可以用线性耦合理论, 按方程(1)来确定共振位置. 与上面提到的文献相反, 如果假设给定耦合的小信号增益是已知的, 那么, 我们则可以将 Haus 近似做适当修改, 用来计算所有相邻纵模的相对输出, 再同测量谱进行比较, 就能从实验上确定小信号增益的最佳拟合.

为了考虑非线性增益饱和, 我们将介质增益写做如下形式:

$$\alpha^G = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{|A_+|^2 + |A_-|^2}{P_s}}, \quad (3)$$

其中 α_0 代表小信号增益, P_s 代表饱和功率.

二模耦合能量守恒定理可由耦合波方程(1)推导出来, 在我们的记号下, 该定理表示为

$$|A_+(R)|^2 + |A_-(0)|^2 = 2 \int_0^R (\alpha^G - |\alpha^L|) (|A_+|^2 + |A_-|^2) dz, \quad (4)$$

其中 $A_-(0)$ 和 $A_+(0)$ 代表激光器波导两端 $z=0$ 和 $z=R$ 处的振幅, $\alpha^L (< 0)$ 代表波导内两个耦合模的平均损耗.

按照 Kogelnik 和 Shank [9] 的工作, 对于强耦合, 波导末端辐射出来的能量小于储存在波导内部的能量. 在这种假设下, Haus [25] 对无损耗波导在阻带边缘附近采用低增益近似 ($|A| \cong |k|$), 估算了共振时 A_+ 和 A_- 的分布. 我们的相应结果是

$$|A_+| \cong |A \sin(\pi qz/R)| \cong |A_-|, \quad (5)$$

在此近似下, 无损耗波导一端的输出功率可以从方程(1)和(2)求得. 由于对称周期调制波导两端的输出功率相等 [24], 方程(1)、(2)和(5)意味着

$$P \cong |A_+(R)|^2 = |A_-(0)|^2 \cong \alpha_q^{th,0} R |A|^2. \quad (6)$$

将式(2)、(3)、(5)和(6)代入能量定理(4), 对整个波导长度积分, 并重新安排各项之后, 我

们发现,纵模 q 对应的输出功率可以表示为

$$P = P_s \cdot \frac{\alpha_q^{th,0} R}{8} \left[\sqrt{\left(1 + \frac{8\alpha_0}{\alpha_q^{th,L}}\right)} - 3 \right] \left[\sqrt{\left(1 + \frac{8\alpha_0}{\alpha_q^{th,L}}\right)} + 1 \right], \quad (7)$$

其中 $\alpha_q^{th,L} = \alpha_q^{th,0} + |\alpha^L|$. 方程(7)中的第一个因子随 $|q|$ 单调上升,而第二个因子,在 $|q|=1$ 时最大, $\alpha_q^{th,L} = \alpha_0$ 时为零. 因此,最大输出功率存在两个共振 $q = \pm |q_{opt}|$, 而且一般并不与阻带边缘的 $q = \pm 1$ 模重合,这种非线性效应由图1阐明,并已由实验证实,如图3、4所示.

3. 实 验

我们考察了大量 $496 \mu\text{m CH}_3\text{F}$ 气体激光器的输出谱,采用的空心圆柱体金属波导的长度为 $R=300 \text{ mm}$, 其内壁带有调制波纹. 具体地,我们选用了3种不同对称性的波纹结构,它们分别是周期DFB波导结构、单螺旋HFB和双螺旋HFB波导结构.

图2所示的实验装置类似先前所用的光泵平行平板DFB、单螺旋HFB和掠入射DFB $496 \mu\text{m CH}_3\text{F}$ 气体激光器^[5~8, 18~22]. 泵浦激光器是一台光栅调谐的混合式 CO_2 激光器(LSI-PRF150). CO_2 激光器在线偏振状态下运转,调谐在 $9p(20)$ 线 $9.55 \mu\text{m}$ 波长,对于 TEM_{0c} 模,脉冲能量可达 80 mJ , 脉宽为 150 ns , 相应的最大峰值功率为 500 kW 左右. 泵浦光经过反射镜 M1 和 M2, 再穿透 KCl 窗片注入 $496 \mu\text{m CH}_3\text{F}$ 激光器.

由于远红外 CH_3F 激光器输出波长是固定的,实验中,我们用热膨胀方法调谐波导结构,也就是用温度作为直接调谐参量,这等价于改变波导波纹的周期或螺距. 为了使整个波导均匀加热,我们采用了加热套结构,加热套由双层石英圆筒组成,内中充入硅油. 温差电偶 TC 与金属波导的一端接触. 实验室自制的温度测量仪 TG 可将热电压转换成温度并数字显示. 在从室温至 $T=250^\circ\text{C}$ 的调谐范围内,温度控制精度优于 $\Delta T = \pm 1^\circ\text{C}$. 为了确保只有 $496 \mu\text{m CH}_3\text{F}$ 远红外激光到达热释电探测器 PED (ELTEC Instruments, Model 406), 波导激光器输出端采用石英窗口 W2, 阻挡住未被吸收的剩余 $9.55 \mu\text{m}$ 泵浦光. 为了减小外部噪声附加在探测信号上,我们使用锁相放大器 LI (Stanford Research Systems-8R510) 锁定 $9.55 \mu\text{m CO}_2$ 激光器的触发频率,用该技术,我们能对大量验测到的 $496 \mu\text{m}$ 激光脉冲求平均. 由锁相放大器输出的信号送入绘图仪 P, 就能记录到以波导温度 T 为函数的模谱.

做为一个例子,图3给出了圆形截面周期金属波导DFB $496 \mu\text{m CH}_3\text{F}$ 气体激光器的测量模谱(实线). $2a$ 代表波导的平均内径, α_1 代表周期为 L 的波纹的第一级傅里叶系数. 由二模耦合共振条件,我们发现观测到的共振属于 $\text{TM}_{22}/\text{TM}_{-22}$ 耦合,并处在低于阻带的位置. 用图中所标明的参量,考虑到金属波导的热膨胀,得出该耦合的较低阻带边在 $T=175^\circ\text{C}$. 按照方程(7),对实测谱做最佳理论拟合(虚线),得到小信号增益 $\alpha_0 = 0.46 \text{ m}^{-1}$. 由于非线性增益饱和效应,最大输出峰值所对应的模数 $q = -7$ 而不是 $q = -1$. 由图中可见,实验结果与理论一致.

类似地,图4给出了 $496 \mu\text{m CH}_3\text{F}$ 对称双螺旋HFB气体激光器^[22]的3组二模耦合的计算和实测模谱,对于具有这种对称性的波导,周期 L 等于螺距之半. 所以,当螺距 $2L$ 接近激光辐射波长时,激光振荡出现在第一级螺旋反馈.

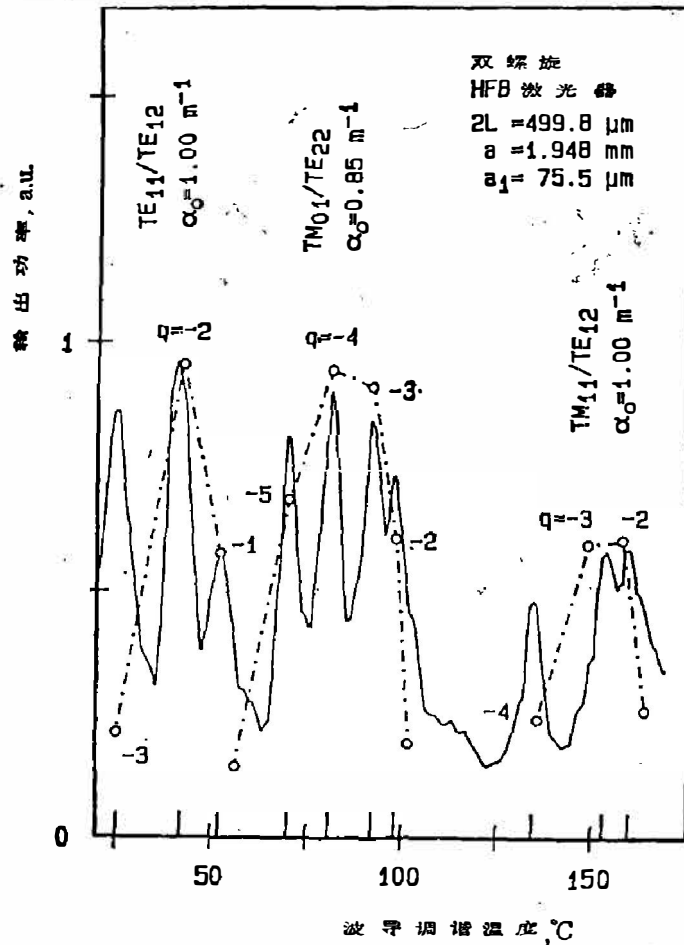


图4 热膨胀调谐的螺旋波导 $496 \mu\text{m}$ CH_3F 双螺旋 HFB 激光器的计算和实测纵模
 Fig. 4 Non-linear gain saturation of various modes corresponding to two-mode couplings in a single-helix HFB gas laser.

通过计算给定调谐范围内属于各种二模耦合的纵模，我们识别出共振峰低于 $T = 60^\circ\text{C}$ 的 3 个最低级次的纵模属于 $\text{TE}_{11}/\text{TE}_{21}$ 耦合。接着探测到的 4 个共振峰是 $\text{TM}_{01}/\text{TE}_{22}$ 耦合，它的低端阻带边在 $T = 104^\circ\text{C}$ 。最后测得峰值在 $T = 150^\circ\text{C}$ 附近的 3 个纵模为 $\text{TM}_{11}/\text{TE}_{12}$ 耦合。即使对这种复杂的激光器结构，增益饱和效应依然清晰可见。与图 3 的模谱相比较，图 4 中最大输出功率所对应的模数 $|q|$ 较低，其原因可用方程 (7) 得到解释。当耦合强度 $|h|$ 减弱时，波导内部的场变弱，激光激活介质的增益饱和效应也就随之减小，对于足够弱的耦合，即使计入增益饱和，靠近阻带边缘 $|q| = 1$ 的纵模亦会产生较大的输出功率。

4. 结 论

我们首次从实验上证实了 DFB 和 HFB 气体激光器模谱的非线性增益饱和效应，实验结果与理论计算一致。折射率调制的半导体激光器的非线性增益饱和也可以用耦合波理论来描述，但由于技术上的原因，类似的定量证明尚有一定困难^[29]。

致谢——本研究得到瑞士国家基金会和苏黎世高等理工学院的支持，同时，作者感谢由华沙大学来苏黎世高等理工学院工作的 P. Szczepenski 博士的有益讨论。

参 考 文 献

- [1] Kogelnik H. and Shank C. V., *Appl. Phys. Lett.*, **18**(1971), 152.
- [2] Shank C. V., Bjorkholm J. E. and Kogelnik H., *Appl. Phys. Lett.*, **18**(1971), 395.
- [3] Bjorkholm J. E. and Shank C. V., *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-8** (1972), 833.
- [4] Nakamura M. et al., *Appl. Phys. Lett.*, **22**(1973), 515.
- [5] Affolter E. and Kneubühl F. K., *Phys. Lett.*, **74A**(1979), 407.
- [6] Kneubühl F. K. and Affolter E., *J. Optics, (Paris)* **11**(1980), 449.
- [7] Affolter E. and Kneubühl F. K., *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-17**(1981)1115.
- [8] Kneubühl F. K. and Affolter E., in *Infrared and Millimeter Waves*, Ed. K. J. Button, *Academic Press*, N. Y., **Vol. 5, Ch.6**(1982),305.
- [9] Kogelnik H. and Shank, C. V., *J. Appl. Phys.*, **43**(1972), 2327.
- [10] Wang Shyh, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-10**(1974), 413.
- [11] Magnus W. and Winkler S., *Hill's Equation*, J. Wiley Inc., N. Y., (1966).
- [12] Gnepf S. and Kneubühl F. K., in *Infrared and Millimeter Waves*, Ed. K. J. Button, *Academic Press*, N. Y., **Vol. 16, Ch. 2**(1986), 35.
- [13] Kneubühl F. K. and Sigrist M. W., *Lasers, Teubner, Stuttgart* (1988).
- [14] Brillouin L., *Wave Propagation in Periodic Structures*, McGraw-Hill, N. Y., (1946).
- [15] Shubert R., *J. Appl. Phys.*, **45**(1974), 209.
- [16] Haus H. A. and Shank, C. V., *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-12**(1976), 532.
- [17] Kovalev N. F., Orlova L. M. and Petelin M. I., *Soviet Phys.: Rad. Phys. Quantum Electron.* **11** (1968) 449.
- [18] Wildmann D., Gnepf S. and Kneubühl F. K., *Appl. Phys.*, **B42** (1987), 129.
- [19] Kneubühl F. K., *Revue Roumaine de Physique*, **33**(1988), 691.
- [20] Preiswerk H. P., Küttel G. and Kneubühl F. K., *Phys. Lett.*, **93A**(1982), 15.
- [21] Preiswerk H. P., Lubanski M. and Kneubühl F. K., *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-19** (1983) 1452.
- [22] Preiswerk H. P., Lubanski M. and Kneubühl F. K., *Appl. Phys.*, **B33**(1984), 115.
- [23] Katsenelenbaum B. Z., *Izd. Akad. Nauk SSSR*, (in Russian)(1961) 1, translated in: FID-ID(RS)T-0243-79, Ohio (1979).
- [24] Hill K. O. and Watanabe A., *Appl. Opt.*, **14**(1975), 950.
- [25] Haus H. A., *Appl. Opt.*, **14**(1975), 2650.
- [26] Szczeplanski P., *Appl. Opt.*, **24** (1985), 3574.
- [27] Hill K. O. and McDonald R. L., *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-12**(1976), 716.
- [28] Szczeplanski P., *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-22** (1986) 517; *J. Appl. Phys.* **63**(1988), 4854.
- [29] Itaya Y., et al., *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-20**(1984), 230.

INFLUENCE OF GAIN SATURATION ON THE DETECTED MODE SPECTRA OF DISTRIBUTED AND HELICAL FEEDBACK GAS LASERS

J. ARNESSON, CUI DAFU*, S. GNEPF, F. K. KNEUBÜHL
(*Institute of Quantum Electronics, ETH, CH-8093 Zurich, Switzerland*)

ABSTRACT

Nonlinear gain saturation shifts the peak intensity of longitudinal modes of distributed feedback (DFB) and helical feedback (HFB) gas lasers away from the stopband which occurs for periodic index of cross-section modulation. First evidence of this phenomenon predicted by theory is given by the authors' experiments with optically pumped DFB and HFB 496 μm CH_3F lasers.

* Permanent Address: Institute of Physics, Academia Sinica, Beijing, China.