

功率调谐曲线的理论分析

韩艳梅 张书练 李 岩 李克兰

(清华大学精密仪器与机械学系, 精密仪器与测试国家重点实验室, 北京, 100084)

摘要: 在三级微扰理论下, 利用频率分裂驻波激光器中“单模对”运转情况下的自治方程组和光强的互饱和和作用对曾报导过的实验现象(不论激光器充 Ne 的单同位素还是充 Ne 的双同位素, 也不管输出光的频差多大, 随着腔长的调谐, o 光和 e 光的功率变化方向始终是相反的)进行理论上的说明。

关键词: 自治方程 互饱和和作用 极化系数

Theoretical analysis of the laser power tuning property

Han Yanmei, Zhang Shulian, Li Yan, Li Kelan

(The State Lab. for Precision Measurement Technology and Instruments,
Dept. of Precision Instruments, Tsinghua University, Beijing, 100084)

Abstract: The following experiment phenomenon has been reported before: the power varying trend of o-light and e-light are opposite to each other with the laser cavity tuned, no matter what kind of Ne (Ne^{20} or the mixture of Ne^{20} and Ne^{22}) is used and how much the mode split is. Now based on the theory of three level perturbation, the phenomenon is analyzed with the self-consistent equations and the mutual gain saturation effect of “the single pair of modes” of the frequency splitting standing-wave He-Ne lasers.

Key words: self-consistent equations mutual gain saturation effect polarization index

1. 反射光密度分布曲线峰值和高斯函数近似。
2. 从平均的密度数据点计算的 GCP 和从原始的数据点计算的 GCP 是相同的。因此, 在计算通过 GCP 得到的密度分布曲线宽度时, 没有必要平滑密度数据。
3. GCP 随表面粗糙度 R_a 增大而增大。 R_a 可在研究测量的粗糙度的范围内通过 GCP 用 (8) 式求出来。

参 考 文 献

- 1 Azushima A, Kishi T, Miyagawa M. J JSTP, 1984; 25(284): 765
- 2 Adachi M, Inari T, Kamei M. Trans of Soc of Instrument & Control Engineers, 1984; 20(6): 536
- 3 Kurita M. J JSTP, 1985; 26(295): 869
- 4 Kurita M. Advances in x-Ray Analysis, 1988; 31: 277
- 5 Kurita M. NDT International, 1987; 20(5): 277
- 6 Kurita M. Advances in x-Ray Analysis, 1989; 32: 377
- 7 Kurita M, Ihara I, Ono N. Advances in x-Ray Analysis, 1989; 32: 459

作者简介: 李田泽, 男, 1962 年 12 月出生。硕士, 副教授。现主要从事无损光电检测, 激光技术等方面的研究工作。

收稿日期: 1996-10-28 收到修改稿日期: 1997-04-19

引 言

在没有发明和应用频率分裂技术以前,在普通的驻波激光器中只能探测到总的光强。而应用激光纵模分裂技术可以获得偏振态互相垂直的两个纵模,这样就可以分别测量它们的光功率大小。在应用我们研制的双频激光器的过程中,常常需要对其进行稳频,而现有的稳频技术大都利用光强的变化规律来进行控制。双频激光器的推广应用要求弄清楚两分裂模的光强随腔长调谐的变化规律。因此,我们研究了不同频差下激光器的光输出功率特性。实验结果表明,不论激光器充 Ne 的单同位素还是充 Ne 的双同位素,也不管输出光的频差多大,随着腔长的调谐, o 光和 e 光的功率变化方向始终是相反的。我们已在《激光技术》的第 21 卷第 2 期中报导了这一实验现象。这次将借鉴环形激光陀螺所采用的分析方法,在三级微扰理论下,利用驻波激光器中“单模对”(利用激光频率分裂技术使一个模分裂成偏振态互相垂直的两个线偏振模)运转情况下的自治方程组和光强的互饱和作用对其进行理论上的说明。

一、两个分裂模振荡时的自治方程组

在不考虑非均匀损耗等因素作用时,借鉴环行激光陀螺所采用的分析方法,在三级微扰理论下,驻波激光器中“单模对”(由一个模分裂成的偏振态互相垂直的两个线偏振模)运转情况下的光强的自治方程可以表示为:

$$(2\langle L \rangle / C)(I_1 / I_1) = (\alpha_1 - \beta_1 I_1 - \theta_{12} I_2) \quad (1)$$

$$(2\langle L \rangle / C)(I_2 / I_2) = (\alpha_2 - \beta_2 I_2 - \theta_{21} I_1) \quad (2)$$

式中, $\langle L \rangle$ 代表驻波激光器的单程光程, I 是无量纲光强, \dot{I} 是光强的时间变化率,因此 $(2\langle L \rangle / C)(\dot{I} / I)$ 为光在驻波腔中运转双程后光强的相对变化率。与之有关的系数是: 双程净增益系数 α_1, α_2 ; 自饱和系数 β_1, β_2 ; 互饱和系数 θ_{12}, θ_{21} 。

这些都是分裂模对振荡频率 ν_1, ν_2 的函数,为了讨论方便,我们引入频率参量 ξ 。

$$\xi_1 = (\nu_1 - \nu_0) / (ku / 2\pi), \quad \xi_2 = (\nu_2 - \nu_0) / (ku / 2\pi) \quad (3)$$

$$\xi_{12} = (\xi_1 + \xi_2) / 2, \quad \eta = \nu_0 / (ku)$$

式中, ν_0 是跃迁所产生的光谱线线型的中心频率, u 是增益管中气体原子(或分子)热运动的最可几速度。波数 $k = 2\pi / \lambda$ 。 ku 则是多普勒谱线的线型下降到峰值点 $1/e$ 处的半宽度,在通常的驻波激光器中有:

0.6328 μm 跃迁的谱线的多普勒半宽度: $ku / (2\pi) \cong 1000\text{MHz}$; ν_0 是谱线的自然展宽和碰撞展宽之和,即均匀展宽的半宽度; η 是谱线的综合展宽中,均匀展宽和非均匀展宽之比。

$$\text{对 } \lambda = 0.6328\mu\text{m} \quad \nu_0 / (2\pi) = (57p + 10)\text{MHz} \quad (4)$$

式中, p 是增益管内以 Torr 为单位的总气压,因此,对于总气压 $p = 3\text{Torr}$ 的增益管, $\lambda = 0.6328\mu\text{m}$ 的谱线所对应的均匀展宽和多普勒展宽之比 $\eta \cong 0.2$ 。

由于原子热运动所产生的多普勒展宽的线型是 $\exp(-\xi)^2$ 的高斯型函数形式,而均匀展宽则是以 η 为参量的洛伦兹型函数 $\zeta(\xi) = \eta^2 / (\eta^2 + \xi^2)$ 。因此在各系数中必然包含有这两种形式的函数所构成的积分函数,称之为等离子色散函数(Plasma dispersion function)。其定义为:

$$Z(\xi, \eta) = i / (\eta \pi) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} [\exp(-y^2)] [1 + i(y + \xi) / \eta] \zeta(y + \xi) dy \quad (5)$$

$$\text{式中,} \quad \zeta(y + \xi) = \eta^2 / [\eta^2 + (\xi + y)^2] \quad (6)$$

因 η 取决于气压 p ,在给定的增益管中为一常数,有时为了书写简便,往往略写参变量 η ,

写成

$$Z_i(\xi) \equiv Z_i(\xi, \eta)$$

$$Z_r(\xi) \equiv Z_r(\xi, \eta)$$

双程净增益系数 α 是在一级微扰近似中, 反映电极化矢量 P 与电矢量 E 之间线性关系的线性极化系数。

$$\alpha_1 = 2gZ_i(\xi_{11}) - \gamma_1 = 2G(\xi_{11}) - \gamma_1 \quad (7)$$

$$\alpha_2 = 2gZ_i(\xi_{21}) - \gamma_2 = 2G(\xi_{21}) - \gamma_2$$

式中, $g = G_0/Z_i(0)$, $Z_i(0) \equiv Z_i(0, \eta)$ 。

光强的自饱和系数 β 和互饱和系数 θ 是在三级微扰下, 反映电极化矢量 P 与电矢量 E 之间三次项的关系, 即非线性极化系数, 它们分别为:

$$\beta_1 = 2g[Z_i(\xi_{11}) - \eta Z_r(\xi_{11})] \quad (8)$$

$$\beta_2 = 2g[Z_i(\xi_{21}) - \eta Z_r(\xi_{21})]$$

$$\theta_{12} = \theta_{21} = 2g \cdot \zeta(\xi_{12}) \cdot [Z_i(\xi_{12}) - (\eta/\xi_{12}) Z_r(\xi_{12})] \quad (9)$$

二、利用光强的互饱和和作用对实验现象的定性分析

在驻波激光器中, 腔内存在着沿腔轴方向传播的光 I_+ 和反方向传播的光 I_- 。这样, 频率为 ν_1 的模的振荡将在增益曲线的 ν_1 及 $(2\nu_0 - \nu_1)$ 处造成两个凹陷, 速度 $v_2 = c(\nu_1 - \nu_0)/\nu_0$ 及速度 $v_2 = -c(\nu_1 - \nu_0)/\nu_0$ 的两部分粒子对频率 ν 的激光有贡献, 其光强正比于这两个凹陷面积之和。对于单纵模运转的激光器, 当频率接近中心频率时, 会使两个烧孔部分重叠, 使得越靠近中心频率, 输出的光强反而越来越小, 当 $\nu_1 = \nu_0$ 时, 达到最小值, 这样对于单纵模运转的激光器在 $P-\nu$ 关系曲线上中心频率处出现 Lamb 凹陷 (P 代表输出光的功率)。而对于我们这种双折射效应的双频激光器, 当一对分裂模的频率 ν_1 和 ν_2 以中心频率 ν_0 对称时, 即 $\nu_1 = \nu_0 + \Delta\nu$ 和 $\nu_2 = \nu_0 - \Delta\nu$ 时, 它们的烧孔完全重叠, 发生争夺反转粒子的竞争, 这就会使 ν_1 和 ν_2 模的强度不稳定, 会使某一个模熄灭。

在自洽方程组 (1), (2) 中, θ_{12} 和 θ_{21} 项正是反映这种互饱和 (即竞争) 效应的。由于互饱和效应, 频率为 ν_1 的模的光强变化率 I_1/I_1 将与光强 I_2 有关, 反之亦然。而互饱和系数, 在三级微扰理论下是相等的, 如 (9) 式所示。其中洛伦兹函数 $\zeta(\xi_{12}) = \eta^2/(\eta^2 + \xi_{12}^2)$

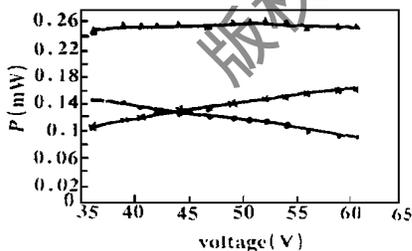


Fig. 1 The power tuning curves of σ -light and π -light in the case of $\Delta V = 424\text{MHz}$ for the laser tube filled with Ne^{20} . \bullet - for the σ -light \times - for the π -light Δ - for the total power

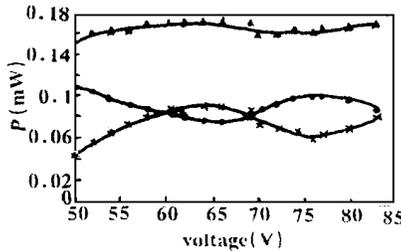


Fig. 2 The curves in the case of $\Delta V = 93\text{MHz}$ for the laser tube filled with Ne^{20} . \bullet - for the σ -light \times - for the π -light Δ - for the total power

当分裂模对的平均频率参量 $\xi_{12} \gg \eta$ 时, $\zeta(\xi_{12})$ 趋于零, 由 (9) 式可以看出 θ 也趋于零。这对应于分裂模对烧孔的分离, 即互饱和

效应可以忽略。而当 $\xi_{12} \leq \eta$ 时, $\zeta(\xi_{12})$ 接近 1 的量级而不能忽略, 这样, 由 (9) 式所计算出 θ 的大小也就不为零, 即两个分裂模的互饱和作用不可以忽略, 这即对应它们的烧孔重叠, 这时分裂模对的光强 I_1 和 I_2 相互影响, I_1 的增加将导致

I_2 的下降, 反之亦然。我们曾报导过的具体的实验结果如图 1~ 图 6。

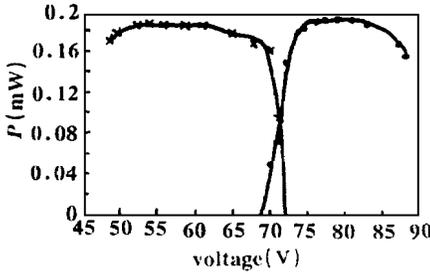


Fig. 3 The curves in the case of $\Delta V= 53\text{MHz}$ for the laser tube filled with Ne^{20} : • - for the σ -light x - for the e -light

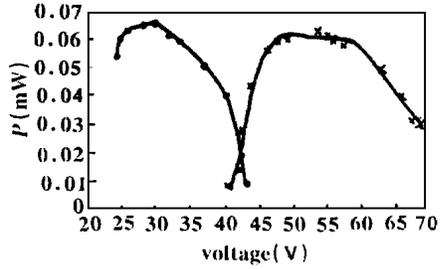


Fig. 4 The curves in the case of $\Delta V= 470\text{MHz}$ for the laser tube filled with Ne^{20} : Ne^{22} = I: I: • - for the σ -light x - for the e -light

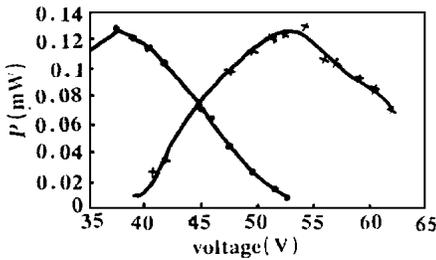


Fig. 5 The curves in the case of $\Delta V= 108\text{MHz}$ for the laser tube filled with Ne^{20} : Ne^{22} = I: I: • - for the σ -light x - for the e -light

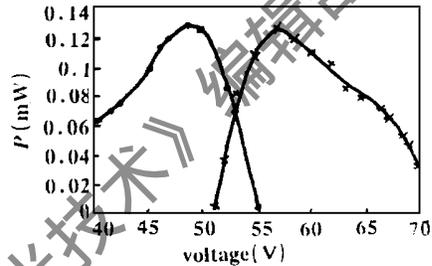


Fig. 6 The curves in the case of $\Delta V= 45\text{MHz}$ for the laser tube filled with Ne^{20} : Ne^{22} = I: I: • - for the σ -light x - for the e -light

在我们的实验中, 一个测量周期的带宽为 400MHz 到 500MHz。由频率参量公式 $\xi_1 = (\nu_1 - \nu_0) / [ku / (2\pi)]$, $\xi_2 = (\nu_2 - \nu_0) / [ku / (2\pi)]$, $\xi_{12} = (\xi_1 + \xi_2) / 2$ 可以求出在我们的测量范围为 $\xi_{12} = (\xi_1 + \xi_2) / 2 \leq 0.2 \sim 0.25$ 由于充气气压为常规, 即 $p = 3\text{Torr}$, 可求出 $\eta \approx 0.2$ 。

这样在我们的测量范围内 $\xi_{12} \leq \eta$, 使 $\zeta(\xi_{12})$ 接近 1 的量级而不能忽略, θ 的大小也就不能忽略, 这即对应它们的烧孔重叠, 这时分裂模对的光强 I_1 和 I_2 相互影响, I_1 的增加将导致 I_2 的下降, 反之亦然。

我们的分析是建立在三级微扰理论上的, 定性地解释了实验中所获得的结论。要进一步从理论上的定量计算和给出理论曲线需建立驻波激光完整的强信号理论, 使自洽方程组具有更高的精度。

参 考 文 献

- 1 Han Y M, Zhang Sh L, Li K L. Laser Technology, 1997; 21(2): 111
- 2 姜亚南. 环形激光陀螺. 北京: 清华大学出版社, 1985
- 3 Aronowitz F, Lim W L. Opt Enging, 1979; 18(4): 376

作者简介: 韩艳梅, 女, 1969年5月出生。讲师。现从事激光及其应用的研究工作。
 张书练, 男, 1945年10月出生。教授。现从事激光与光电技术方面的教学和科研工作。
 李 岩, 男, 1963年3月出生。副教授。现从事激光与光电技术方面的教学和科研工作。
 李克兰, 女, 1937年3月出生。研究员。现从事光学仪器及激光应用的研究。