

双频激光泵浦光纤放大器中的原子相干效应*

詹明生 黄青 周士康

(中国科学院安徽光机所激光光谱学开放实验室, 合肥 230031)

明海 刘宇

(中国科学技术大学物理系, 合肥 230026)

摘 要 用密度矩阵的方法从理论上分析了不同频率的两个激光场混合泵浦的光纤放大器中, 由光场诱导的原子相干效应。并由此引入相干修正因子, 通过修正的速率方程讨论了两光场与原子的相干作用对放大器增益的影响。

关键词 原子相干, 光纤放大器。

1 引 言

两相干光场与介质作用会诱导原子的相干极化, 从而导致一些过程的量子干涉加强或干涉相消。近几年的理论和实验研究表明, 这种相干作用可产生无粒子数反转激光^[1~3], 可在气体中实现较高系数的倍频^[4], 可极大提高介质的零吸收共振折射率以及改变介质的色散特性^[5, 6], 可诱导分子的局域化振动^[7]。总之, 相干能改变介质的非线性极化率, 从而改变对信号的响应特性。

光纤放大器是一类具有大相互作用长度的光-物质能量交换体系。最近, 文献[8, 9]报道了两个不同频率的激光混合泵浦掺 Er^{3+} 光纤放大器(简称 HEDFA; Hybrid Er^{3+} Doped Fiber Amplifier)的实验结果, 发现混合泵浦掺 Er^{3+} 光纤放大器比一般掺 Er^{3+} 光纤放大器具有更高饱和增益、更大的信号饱和功率、更低的阈值, 说明混合泵浦掺 Er^{3+} 光纤放大器可能具有更好的应用前景。但由于这是双频激光泵浦介质的情况, 分析混合泵浦掺 Er^{3+} 光纤放大器的增益特性不能简单地用速率方程。其中的相干极化效应对混合泵浦掺 Er^{3+} 光纤放大器性能的影响尚不清楚。

本文从量子力学密度矩阵方法出发, 用两相干光场与三能级原子模型, 分析和计算了混合泵浦掺 Er^{3+} 光纤放大器中光的放大特性, 重点考虑了相干项的作用, 讨论了混合泵浦掺 Er^{3+} 光纤放大器中相干作用的影响。

2 理论模型

* 国家自然科学基金资助项目。

收稿日期: 1994年8月30日; 收到修改稿日期: 1994年10月10日

对双频激光泵浦的光纤放大器, 可采用如图 1 所示的简化三能级模型, 其中 P_{21} 、 P_{31} 为泵浦光, P_s 为信号光。由于信号光与泵浦光相比强度很弱, 忽略其与原子体系相互作用, 而仅作为体系响应的探测光。原子用原子算符, 光场采用经典描述, 在写出体系哈密顿算符及衰减算符对主方程求平均后, 得到原子算符期望值运动方程为:

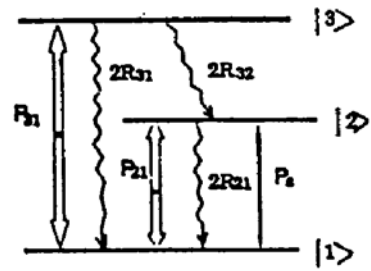


Fig. 1 Diagram of two laser pumped three level system

$$J_{11} = -i[g_{21}(J_{12} - J_{21}) + g_{31}(J_{13} - J_{31})] + 2R_{21}J_{22} + 2R_{31}J_{33}, \quad (1a)$$

$$J_{22} = ig_{21}(J_{12} - J_{21}) - 2R_{21}J_{22} + 2R_{32}J_{33} \quad (1b)$$

$$J_{33} = ig_{31}(J_{13} - J_{31}) - (2R_{31} + 2R_{32})J_{33} \quad (1c)$$

$$J_{12} = ig_{21}(J_{22} - J_{11}) - i\Delta_1 J_{12} + ig_{31}J_{32} - \tau_{21}J_{12} \quad (1d)$$

$$J_{13} = ig_{31}(J_{33} - J_{11}) - i\Delta_2 J_{13} + ig_{21}J_{23} - \tau_{31}J_{13} \quad (1e)$$

$$J_{23} = -ig_{31}J_{21} + ig_{21}J_{13} - i(\Delta_2 - \Delta_1)J_{23} - \tau_{32}J_{23} \quad (1f)$$

其中, $J_{mn} = \langle \sum_{j=1}^N \sigma_{mj} \rangle = p_{mn} + iq_{mn}$ 为系统 N 个原子 σ_{mj} 的平均值, 其对角元表示布居, 非对角元表示极化。非对角元的实部表示色散, 虚部表示增益。 $2g_{mn} = \mu_{mn}E_{mn}/\hbar$ 为能级 m 、 n 间的跃迁拉比(Rabi) 频率, $2R_{mn}$ 为能级 m 、 n 间的粒子纵向弛豫速率, τ_{mn} 为横向弛豫速率, $\Delta_1 = \omega_{21} - \omega_1$, $\Delta_2 = \omega_{31} - \omega_2$ 为失谐量, ω_{21} 、 ω_{31} 为原子共振频率, ω_1 、 ω_2 为相应的激光频率。

考虑泵浦光和信号光稳态传播过程, 即 $dJ_{mn}/dt = dP/dt = 0$, $P = P(z)$, 按麦克斯韦方程, 可导出沿 z 传播的线偏振光的传播方程^[10]:

$$d|E_{mn}|^2/dz = -2\kappa|E_{mn}|^2/c + 2\omega\mu_{mn}E_{mn}q_{mn}/\epsilon_0 c \quad (2)$$

本文将在(1)、(2)式的基础上讨论混合泵浦掺 Er^{3+} 光纤放大器的稳态增益特性及相干作用的影响。

3 讨 论

3.1 原子的诱导相干性

由方程(1d)、(1e)、(1f)求稳态解得

$$\left. \begin{aligned} J_{12} &= [ig_{21}(J_{22} - J_{11}) + ig_{31}J_{32}]/(i\Delta_1 + \tau_{21}), \\ J_{13} &= [ig_{31}(J_{33} - J_{11}) + ig_{21}J_{23}]/(i\Delta_2 + \tau_{31}), \\ J_{23} &= [ig_{21}J_{13} - ig_{31}J_{21}]/[i(\Delta_2 - \Delta_1) + \tau_{32}]. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

与单个激光泵浦的区别在于 J_{12} 、 J_{13} 不仅由其对应的激光所诱导, 而且通过双频激光诱导的交叉相干项 $J_{23}(J_{32})$, 另一激光也参与作用; 同时, J_{12} 、 J_{13} 又反作用于 J_{23} 。 J_{23} 完全是由双频激光诱导的原子相干性, 物理上可理解为二次诱导过程, 在激光功率足够小时为二阶小量可忽略, 而在不可忽略的情况下, 它却是许多新的非线性现象的根源。

为简化问题, 讨论无失谐情况。得稳态解:

$$\left. \begin{aligned}
 p_{12} &= p_{13} = q_{23} = 0, \\
 q_{12} &= g_{21}[(g_{31}^2 + r_{31}r_{32})(J_{22} - J_{11}) + g_{31}^2(J_{11} - J_{33})]/D \\
 &= (g_{21}/r_{21})[f_{12}(J_{22} - J_{11}) + l_{13}^2(J_{11} - J_{33})], \\
 q_{13} &= g_{31}[(g_{21}^2 + r_{21}r_{32})(J_{33} - J_{11}) + g_{21}^2(J_{11} - J_{22})]/D \\
 &= (g_{31}/r_{31})[f_{13}(J_{33} - J_{11}) + l_{12}^2(J_{11} - J_{22})] \\
 p_{23} &= g_{21}g_{31}[r_{31}(J_{11} - J_{22}) + r_{21}(J_{11} - J_{33})]/D.
 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

其中

$$\begin{aligned}
 D &= r_{21}g_{21}^2 + r_{31}g_{31}^2 + r_{21}r_{31}r_{32}, & f_{12} &= (r_{21}g_{21}^2 + r_{21}r_{31}r_{32})/D, \\
 f_{13} &= (r_{31}g_{31}^2 + r_{21}r_{31}r_{32})/D, & l_{13}^2 &= g_{31}^2r_{21}/D, & l_{12}^2 &= g_{21}^2r_{31}/D.
 \end{aligned} \quad (5)$$

由 $q_{23} = 0$ 、 $p_{23} \neq 0$ 可知 2-3 跃迁的探测光将无吸收、无增益, 进一步分析得 $dp_{23}/d\Delta_2 = 0$ ($\Delta_1 = 0$), 此时折射率最大而色散为零。1-2、1-3 间的响应不仅取对应应的粒子数差, 而且由于拉曼过程、两步过程^[11]与另一对粒子数差有关, 由此可导致完全相干泵浦的无反转光放大。但一般需要加进非相干泵浦机制才更有效, 对于本情况在此不再展开讨论。

f_{ij} 是 $i-j$ 能级间粒子数差引起 $i-j$ 能级间光场吸收或放大的相干修正因子, l_{ij}^2 是 $i-j$ 能级间粒子数差而引起 $i-k$ 间探测光吸收或放大的相干修正因子, 均是由双相干激光场诱导产生。对 q_{12} , 当 $g_{31} = 0$ 时, $f_{12} = 1$, $l_{13}^2 = 0$; 对 q_{13} , 当 $g_{21} = 0$ 时, $f_{13} = 1$, $l_{12}^2 = 0$ 。这正是单相干场泵浦的结果。这些相干因子对分析诱导相干作用的大小、正确处理双相干场驱动原子系统有意义。综合考虑它们可得到总的相干影响的信息。 f_{ij} 越小或 l_{ij}^2 越大, 则相干作用越显著。 g_{31} 越大, f_{12} 越偏离 1, g_{21} 越大, f_{13} 越偏离 1, 所以 $i-j$ 间的相干还受到另外能级间相干泵浦的影响。 l_{ij}^2 的作用只当 g_{21} 、 g_{31} 均大时才显现出来。 f_{ij} 总小于 1, 而 l_{ij}^2 总大于 0, 表明 f_{ij} 的效果是降低由对应能级间布居数之差引起的光吸收或放大, l_{ij}^2 的效果是通过另外能级间布居数之差使这种降低效应得到补偿或增强。

因为横向弛豫远快于纵向弛豫, 作绝热近似得到含有诱导相干作用的修正形式的粒子数方程:

$$\left. \begin{aligned}
 J_{11} + J_{22} + J_{33} &= N_t, \\
 J_{22} &= -f_{12}[(2g_{21}^2/r_{21})(J_{22} - J_{11}) + l_{13}^2(J_{33} - J_{11}) - 2R_{21}J_{22} + 2R_{32}J_{33}], \\
 J_{33} &= -f_{13}[(2g_{31}^2/r_{31})(J_{33} - J_{11}) + l_{12}^2(J_{22} - J_{11}) - (2R_{31} + 2R_{32})J_{33}].
 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

其中, $l_{ij}^2 = (2g_{ji}^2/r_{ji})l_{ij}^2$, 故

$$l_{13}^2 = l_{12}^2 = 2g_{31}^2g_{21}^2/D, \quad (7)$$

单光场作用时, $f_{ij} = 1$, $l_{ij}^2 = 0$, 这正是一般速率方程的情形。

从(5)式可见, 所谓 g_{21} 、 g_{31} 较大则表示它们可以和 r_{21} 、 r_{31} 相比较, 在此情况下, 可以分析 f_{ij} 和 l_{ij}^2 受各参数的影响, 即作原子相干作用的分析, 如图 2 所示。图 2(a)、2(b)是 $g_{21} \cdot g_{31}$ 较大时的情况, 这些因子变化均很明显, 将会在系统中有很强的相干效应。图 2(c)、2(d)则是 g_{21} 、 g_{31} 较小(g_{21} 变化)但仍不能忽略的情形, 这时当 g_{21} 变大时, 能级 1-2 间相干性主要由 g_{21} 决定, 而能级 1-3 间相干性受 g_{21} 影响很大。

3.2 混合泵浦掺 Er^{3+} 光纤放大器中原子相干作用的影响

在混合泵浦掺 Er^{3+} 光纤放大器中, 考虑泵浦波长为 980 nm 和 1480 nm, 信号源波长为 1536 nm 的情形。两泵浦光 P_{31} 、 P_{21} 分别对应于 Er^{3+} 的 ${}^4I_{11/2} - {}^4I_{15/2}$, ${}^4I_{13/2} - {}^4I_{15/2}$ 跃迁, 而信号光亦对应于 ${}^4I_{13/2} - {}^4I_{15/2}$ 的子能级。实际上在掺铒光纤中, 以上三电子能级均有很大宽度, 采

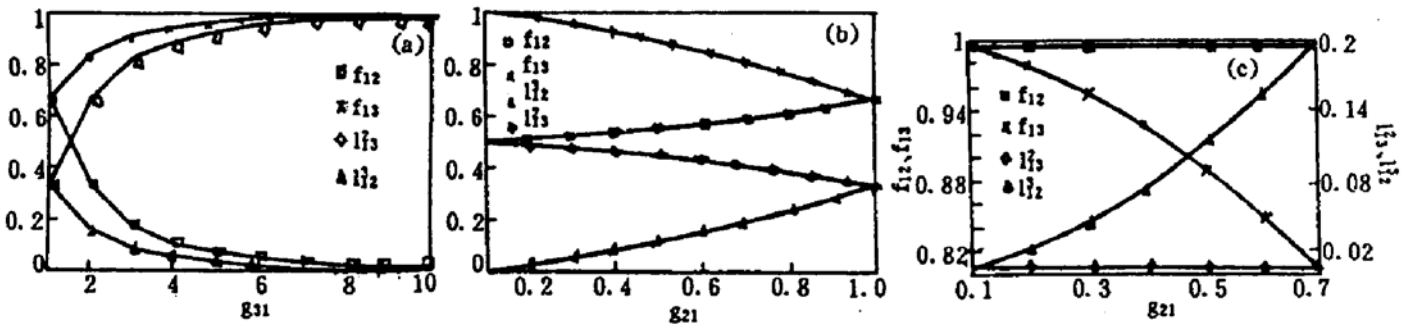


Fig. 2 Dependence of coherence factors on the pump Rabi frequencies g_{21} , g_{31} . The parameters are normalized to r_{21} , $r_{31} = 1$, $r_{32} = 1$, (a) $g_{21} = 1$; (b) $g_{31} = 1$; (c) $g_{31} = 0.1$

用简化三能级系统模型, 计及发射和吸收截面不同, 修正的速率方程和传播方程为(习惯用 N_{ij} 表示粒子布居数):

$$\begin{aligned}
 N_{11} + N_{22} + N_{33} &= N_t, \\
 \dot{N}_{22} &= -f_{12}I_{21}(\sigma_{21}N_{22} - \sigma_{12}N_{11}) + l_{13}^2I_{21}(\sigma_{31}N_{33} - \sigma_{13}N_{11}) - 2R_{21}N_{22} + 2R_{32}N_{33}, \\
 \dot{N}_{33} &= -f_{13}I_{31}(\sigma_{31}N_{33} - \sigma_{13}N_{11}) + l_{12}^2I_{31}(\sigma_{21}N_{22} - \sigma_{12}N_{11}) - (2R_{31} + 2R_{32})N_{33}, \\
 \left. \begin{aligned}
 dI_{21}/dx &= f_{12}I_{21}(\sigma_{21}N_{22} - \sigma_{12}N_{11}) - l_{13}^2I_{21}(\sigma_{31}N_{33} - \sigma_{13}N_{11}), \\
 dI_{31}/dx &= f_{13}I_{31}(\sigma_{31}N_{33} - \sigma_{13}N_{11}) - l_{12}^2I_{31}(\sigma_{21}N_{22} - \sigma_{12}N_{11}), \\
 dI_s/dx &= f_s I_s (\sigma_{se}N_{22} - \sigma_{sa}N_{11}). \quad (\because l_{12} = 0)
 \end{aligned} \right\} \quad (9)
 \end{aligned}$$

其中 f_{12} 、 f_{13} 、 f_s (对信号光与原子作用的相干修正, 形式同 f_{12})、 l_{ij} 可利用

$$I_{ij}\sigma_{ij} = 2g_{ij}^2/r_{ij} \quad (10)$$

换算为激光强度 I_{ij} 表示($I_{ij} = P_{ij}/hA\nu_{ij}$, P_{ij} 表示功率, P_s 为信号功率, σ_{se} 、 σ_{sa} 为信号光的发射和吸收截面。)

估计一下混合泵浦掺 Er^{3+} 光纤放大器中诱导相干效应的大小: 取荧光带宽为 10 nm ($\Delta\nu \sim 3000$ GHz, 即 $\tau \sim 10^{13} \text{ s}^{-1}$), $\sigma \sim 5 \times 10^{-25} \text{ m}^2$, 光纤截面积 $A \sim 10^{-12} \text{ m}^2$, 泵浦功率为 1 W 时, g_{ij}/r_{ij} 为 $10^{-4} \sim 10^{-3}$, 很小可忽略。反之, 若 $g_{ij}/r_{ij} \sim 0.1$, 则泵浦功率需达到 $10^3 \sim 10^4 \text{ W}$, 所以一般在混合泵浦掺 Er^{3+} 光纤放大器中相干效应可不予考虑, 可用通常的速率方程描述, 即使计及传播过程, 它也可忽略不计。

由 $\sigma_{ij} = A_{ij}\lambda^2/(\pi^2 n^2 \Delta\nu)$ 和(10)式可知, 对跃迁截面 σ_{ij} 大而横向弛豫 $\Delta\nu$ 小(如低温光纤)的情形, 却能出现较明显的诱导相干效应, 此时, 泵浦功率不需很大。

结 论 以上分析了双频激光泵浦介质的原子相干极化, 指出了它的作用和条件, 给出了修正形式的速率和传播方程。并结合双频激光泵浦掺铒光纤放大器进行了讨论。分析表明, 在通常连续光泵浦的混合泵浦掺 Er^{3+} 光纤放大器中, 双频激光泵浦诱导的相干作用对光的传播和信号增益影响很小, 因而可用一般的速率方程和传播方程求解^[12]。另一方面可根据本文的模型设计新的掺铒光纤或使光纤工作于低温, 这样可使其中的相干效应更为明显。这也为分析类似混合泵浦掺 Er^{3+} 光纤放大器的双频相干场作用于介质的问题提供参考。

参 考 文 献

- [1] A. Imamoglu, J. E. Field, S. E. Harris, Laser without inversion: a closed lifetime broadened system. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, **66**(9): 1154~1156
- [2] M. O. Scully, Shi-Yao Zhu, Athanasios gavielids, degenerate quantum-beat laser: lasing without inversion and inversion without lasing. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, **62**(24): 2813~2816
- [3] E. S. Fry, X. F. Li, M. O. Scully *et al.*, Atomic coherence effects within the sodium D₁ line: lasing without inversion via population trapping. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **70**(21): 3235~3238
- [4] G. Z. Zhang, K. Hakuta, B. P. Stoicheff, Nonlinear optical generation using electromagnetically induced transparency in atomic hydrogen. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **71**(19): 3099~3102
- [5] M. Fleischauer, C. H. Keitel, M. O. Scully *et al.*, Resonantly enhanced refractive index without absorption via atomic coherence. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **68**(3): 1468~1487
- [6] 罗振飞, 徐至展, 周骄阳, 量子干涉、无反转激光和折射率增强. *中国科学*, 1993, **23**(7): 780~783
- [7] 詹明生, 黄青, 周士康等, 激光相干合成分子的局域化振动. *科学通报*, 1995, **40**(3): 237~239
- [8] J. M. P. Delavaux, C. F. Flores, R. E. Tench *et al.*, Hybrid Er-doped fiber amplifiers at 980~1480 nm for long distance optical communications. *Electron. Lett.*, 1992, **28**(17): 1642~1643
- [9] 明海, 谢建平等, 980 nm 波段钛宝石可调谐激光泵浦掺铒光纤放大器的净增益达 49.6 dB. *中国激光*, 1993, **20**(11): 809
- [10] 李福利, 高等激光物理学. 合肥: 中国科技大学出版社, 1992
- [11] 胡响明, 光抽运无反转激光. *物理学报*, 1993, **42**(12): 1928~1931
- [12] 黄青, 詹明生, 周士康等, 双频激光泵浦掺铒光纤放大器的增益特性. *中国激光*, 1995, **22**(6): 1~

7

Effect of the Atomic Coherence on Hybrid Pumped Fiber Amplifier

Zhan Mingsheng Huang Qing Zhou Shikang

(Laser Spectroscopy Laboratory, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics,
Academia Sinica, Hefei 230031)

Ming Hai Liu Yu

(Department of Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026)

(Received 30 August 1994; revised 10 October 1994)

Abstract The effects of atomic coherence on fiber amplifiers pumped by two lasers with different frequencies are studied by using density matrix theory. The coherence factors are introduced in the rate equations and convective equations, which are then used to describe and calculate the influences of the coherence on the gain of hybrid pumped Er³⁺ doped fiber amplifiers.

Key words atomic coherence, fiber amplifier