

- [1] R. A. Hulse, J. H. Taylor, *ApJ. Lett.*, 195 (1975), L51.
- [2] R. N. Manchester and J. H. Taylor, *Pulsar*, Freeman, San Francisco (1978).
- [3] W. Baade and F. Zwicky, *Phys. Rev.*, 45 (1934), 138.
- [4] A. Hewish et al., *Nature*, 217 (1968), 709.
- [5] J. H. Taylor, et al., *Nature*, 355 (1992), 190.
- [6] 邹振隆, *物理*, 8 (1979), 186.
- [7] G. Börner, *High Energy Astrophysics and Cosmology*, J. Yang et al. (Eds.), Science Press, Beijing, (1983) 175.
- [8] D. C. Backer and R. W. Hellings, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 24 (1986), 537.

无粒子数反转激光研究的进展

高锦岳

(吉林大学物理系, 长春 130023)

概括地介绍了无粒子数反转光放大与无粒子数反转激光的基本概念和原理, 讨论了这种类型的激光对激光科学发展的重要意义, 叙述了自 1962 年以来科学家们所提出的几种实现无粒子数反转光放大及无粒子数反转激光的主要的理论模型和有关的实验进展, 最后介绍了钠原子蒸汽中首次观察到无粒子数反转光放大的实验装置和实验结果.

关键词 无粒子数反转, 原子相干, 光放大, 激光

Abstract

In this paper, a brief introduction to the basic idea and principles of light amplification without population inversion and laser without population inversion is given. The significance of such a kind of laser in the development of laser science is discussed. Several main theoretical models which scientists have suggested since 1962 for the realization of light amplification without population inversion and the related experimental progress on this field are introduced. Finally the experimental set up and the results of the first observation of light amplification without population in sodium are introduced.

key words without population inversion, atomic coherence, light amplification, laser

众所周知, 一个激光器工作时, 要求激光介质在某一频率处的受激发射速率超过受激吸收与腔内损耗的速率, 而受激发射和受激吸收的速率与相应能级粒子数分布成比例。因此, 人们普遍认为, 在谐振腔内产生激光的必要条件就是在介质的激光能级间实现粒子数反转。事实上, 除了同步辐射等少数场合外, 目前正在运转的各种激光器都是在有粒子数反转的条件下工作的。然而, 实现粒子数反转, 对研制激光器来说, 是一个很大的限制。它要求激光上能级必须是一个亚稳态, 具有较长的寿命。在光的

可见区及红外区, 工作物质比较容易找到。而对于短波长区域, 这一条件就很难实现。到目前为止, 短波长激光器甚少的一个重要原因就在于此。如果在无粒子数反转的条件下最终实现光的放大, 乃至研制出无粒子数反转激光器, 那么它将会对激光科学的发展产生巨大的影响。人们就可以按照这一原理制造出目前还没有的新激光器, 从而大大拓宽激光的工作波段和工作物质的选择范围。而且, 它对有关光与物质相互作用的基础科学研究也具有十分重要的意义。

只有粒子数反转才能实现激光的结论，只是在非相干泵浦下，或不考虑原子的相干效应时才成立。产生光放大或激光的基本条件应该是激活介质在某一频率处，对小信号放大的线性响应。事实上，并不是反转的粒子驱动光的放大，而是与激光跃迁相联系的原子的宏观极化驱动着介质中的光放大过程。如果将激光能级与原子的其他能级用相干的方法耦合起来，由于原子态间的干涉作用，使吸收与发射速率不再对称，就有可能在无粒子数反转的条件下，也获得光放大，乃至激光振荡。

早在普通激光器诞生的初期，科学家们就开始了关于无粒子数反转激光的探索。进行了大量的理论研究，先后提出了多种不同的理论模型。

一、几种理论模型

1. 利用原子的反弹效应

1963年，D. Marcuse 提出利用原子的反弹效应产生的发射光谱与吸收光谱的微小移动，实现无粒子数反转光放大的最早设想^[1]。质量为 M 的原子，吸收或发射一个波数为 k 的光子时，对应的频移分别是 $+\hbar k^2/2M$ 和 $-\hbar k^2/2M$ 。由于这一效应，原子的吸收光谱与发射光谱并不完全重合，而是移开 $\hbar k^2/M$ 。这样，就有可能在某一频率处总的受激发射大于总的受激吸收，如图1(a)中 ω_0 所示，尽管这时下能级的粒子数比上能级的粒子数多。图中划斜线部分表示原子的发射光谱，不划斜线部分表示

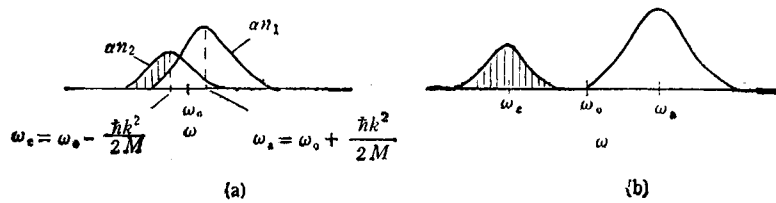


图1 由于反弹效应，原子的发射与吸收光谱发生劈裂
(a) 光学波段；(b) X射线波段

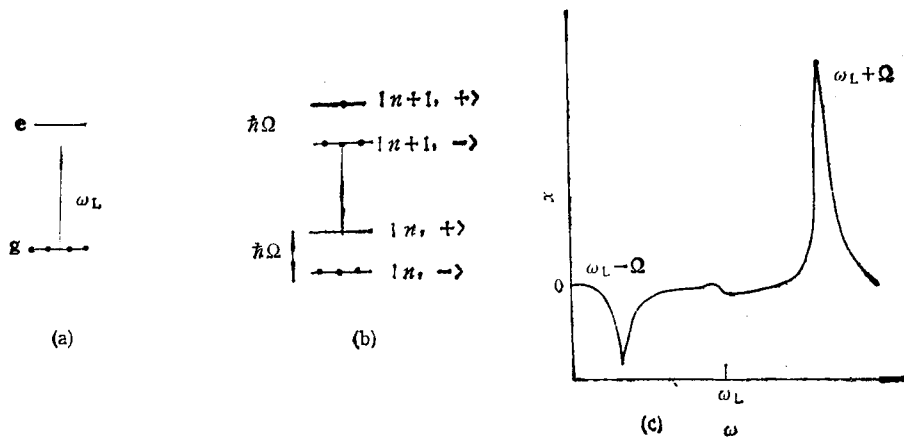


图2
(a) 一个频率为 ω_L 的激光场与二能级原子相互作用；(b) 缀饰态间的跃迁产生单光子增益；(c) 频率为 $\omega_L < \omega_0$ 的强相干场驱动下的二能级原子吸收光谱
(在频率为 $\omega_L + \Omega$ 处有一强吸收，在频率为 $\omega_L - \Omega$ 处有一放大峰)

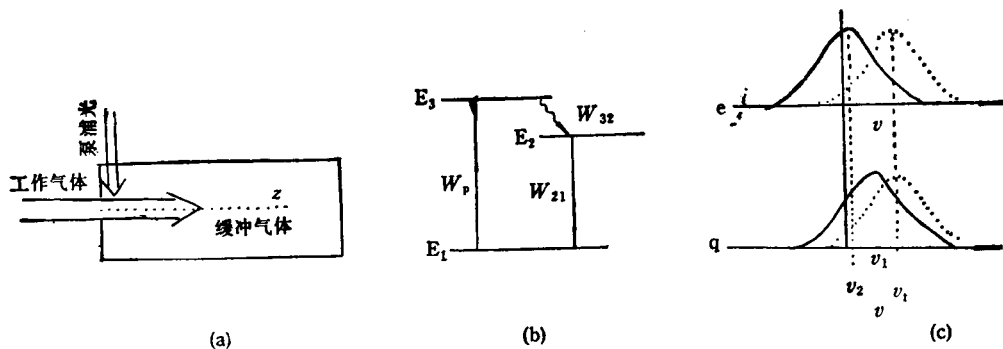


图 3

(a) 系统结构简图; (b) 原子有关能级图; (c) 两根虚线分别表示 (a) 中 $z=0$ 处处于基态及激发态原子的速度分布, 实线表示 (a) 中 $z=L$ 处处于基态及激发态原子的速度分布

原子的吸收光谱, 它们的强度分别正比于原子在上能级及下能级的粒子数 n_2 与 n_1 . ω_0 表示不考虑原子反弹效应时的谱线中心频率. 但这一效应只有在波长非常短时, 例如 X 射线波段, 才有明显结果. 在光的可见波段, 由于频移太小而没有实用意义.

2. 强相干光驱动的二能级原子模型

强相干场驱动下的二能级原子无粒子数反转激光, 最早由前苏联学者 S. R. Rantian 于 1962 年提出^[2]. 1972 年, 美国麻省理工学院的 B. R. Mollow 又作了进一步的分析^[3]. 1977 年, F. Y. Wu 等人在实验上给予证实^[4]. 在这一模型中, 由一个共振或近共振的强相干光与二能级原子相互作用, 原子全部处于基态, 同时使一束频率与强相干光相近的探测光通过作用区, 就可以发现探测光的放大效应. 在该系统中, 增益的出现是由于相干效应在原子的跃迁能级间建立起一个偶极矩. 采用原子的缀饰态表象, 可以更形象地看出这一模型中光放大的物理图象. 缀饰态表象是指将原子及与其相互作用的光场包括在内的整个系统本征态作为基函数的一种表象. 如图 2 所示, 设原子激发态与基态之间的跃迁频率为 ω_0 , 相干场的频率为 ω_1 , $\omega_0 > \omega_1$. 在缀饰态表象中, 原子的能级如图 2(b) 所示. 这时, 不仅原子的能级位置, 而且粒子数的布局, 与未受作用前大不相同. 这时, 处于某些高级饰态的粒子数可能会

大于处于较低缀饰态的粒子数. 如图 2(b) 中 $|n+1, -\rangle$ 态的粒子数大于 $|n, +\rangle$ 态的粒子数. 如果让一束探测光通过原子系统, 就可以看到, 在 $\omega_1 - \Omega$ 处探测光会被放大, 在 $\omega_1 + \Omega$ 处探测光将被吸收, 如图 2(c) 所示. 此处 Ω 是相干场的拉比频率. 可以看出, 在这种表象中, 增益来自缀饰态间的粒子数反转. 虽然, 上述理论预言已为实验证实(见下文), 但由于采用这种方法给出的放大光的频率与驱动场的频率非常接近, 使它没有很大实用价值.

3. 利用原子碰撞截面随能级不同而变化, 以实现无粒子数反转激光

中国科学院安徽光学精密机械研究所詹明生等人提出了一种利用原子碰撞截面随能级的不同而变化的特性, 来获得无粒子数反转光放大的方案, 其基本原理如图 3 所示^[5]. 工作气体以初速度 v_i 沿 z 方向注入装有缓冲气体的工作室[见图 3(a)], 并经非相干泵浦由基态泵浦至激发态, 经驰豫过程以后 E_2 态形成一定量粒子数分布[见图 3(b)]. E_2 态虽不是亚稳态, 但其非弹性碰撞时间远大于弹性碰撞时间. 所以, 工作气体在由 E_2 态跃迁回基态之前, 在其向前运动过程中, 经历多次弹性碰撞. 由于基态与激发态的碰撞截面不同, 使得随着工作气体原子的向前移动, 处于激发态的原子及处于基态的原子按速度分布就会发生不同变化. 如图 3(c) 所示, 原子在工作室内行进一段距离以后,

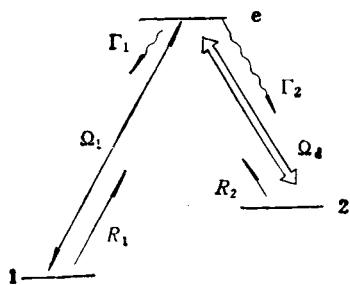


图4 Imamoglu 等人的三能级无粒子数反转光放大能级图

激发态原子的速度的最大值为 v_2 ，基态的最大值为 v_1 。原子的发射谱和吸收谱的多普勒线型与原子按速度的分布成比例。所以， $|e\rangle$ 至 $|q\rangle$ 的发射谱与 $|q\rangle$ 至 $|e\rangle$ 的吸收谱就会有一个平移。于是，对于某些速度的原子，也就是对于某些频率来说，受激发射就可能大于受激吸收，尽管上能级总的粒子数仍然小于下能级总的粒子数，从而实现了无粒子数反转光放大。

4. 三能级 Λ 模型

1983年，Arkhipkin 和 Heller^[6] 在理论分析中指出，上态为连续态内的一个分立的自电离态的二能级系统，其吸收光谱与发射光谱不对称。这是因为其吸收呈现 Fano 型干涉。这一概念，又被 Harris^[7] 和 Imamoglu^[8] 进一步发展为三能级的 Λ 模型。如图4所示，一个强的相干场，其拉比频率为 Ω_d ，它的频率与能级 $e \rightarrow 2$ 的跃迁相对应， Γ_1, Γ_2 为能级 e 至能级 1 和 2 的弛豫速率， R_1 与 R_2 分别是由能级 1 和能级 2 至能级 e 的非相干泵浦速率。分析表明，在相干场比激光场强很多的情况下， $\Omega_d \gg \Omega_1$ ，并当 $R_1\Gamma_2 > R_2\Gamma_1$ 得到满足时，在无粒子数反转 $n_1 > n_2 + n_e$ 的条件下，对应于能级 1 与 e 跃迁的光也可以被放大，这里 n_1, n_2, n_e 分别表示对应能级的粒子数。这一模型中，由于泵浦与弛豫速率要求的条件不易满足，实践起来也比较困难。

5. 双泵浦三能级 Λ 模型

Harris^[9], Scully^[10] 和 Narducci 等人还分析过如图5所示的三能级 Λ 模型，其中能级 $|3\rangle$ 与 $|2\rangle, |1\rangle$ 之间的电偶极矩不为零，而

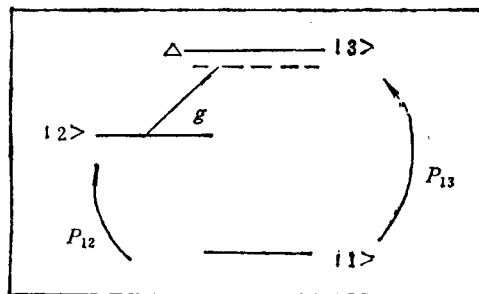


图5 Narducci 等人的三能级 Λ 模型 (拉比频率为 g 的相干场作用于能级 $|2\rangle, |3\rangle$ 之间，与 $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ 的共振跃迁的失谐量为 Δ ，能级 $|2\rangle, |3\rangle$ 之间通过非相干泵浦由基态获得一定量粒子数，其泵浦速率分别为 P_{12} 和 P_{13})

$|2\rangle, |1\rangle$ 跃迁的电偶极矩为零。能级 $|2\rangle$ 的非相干泵浦通过原子碰撞获得。 P_{12}, P_{13} 为非相干泵浦速率， g 为相干场的拉比频率。在 $P_{12} = P_{13} = 0.3, \Delta = 0, g = 1.0$ 的条件下，由半经典理论分析得到的对应于 $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ 跃迁的吸收光谱如图6(a)所示。由图6(a)可以看出，在适当条件下，能级 $|3\rangle, |1\rangle$ 之间虽未实现粒子数布局的反转，但可以有光放大增益。如果将图6(a)中的吸收曲线按照上下能级粒子数差和相干效应两部分的作用分开，则得图6(b),(c)。由图6可以看出，在这一模型中，增益的贡献完全来自原子的相干。上述系统也可以在原子缀饰态表象中进行分析，如图7所示。利用原子缀饰态表象得到的吸收光谱与图6一致。如果将各原子缀饰态的粒子数随相干场强度变化的函数关系画出来，则可给出一个更有趣的结果，如图8所示。由图8可以看出，在驱动场比较小的时候，原子缀饰态 $|r\rangle, |s\rangle$ 与基态间形成了粒子数反转，而随着驱动场的增强，原子缀饰态 $|r\rangle, |s\rangle$ 粒子数逐渐下降，最后趋近一个饱和值。当驱动场很弱时，因为能级 2 向能级 1 的弛豫速率很小，大部分的原子可能布局在能级 2。而原子缀饰态 $|r\rangle, |s\rangle$ 是能级 $|2\rangle, |3\rangle$ 的线性叠加态，因此，在原子缀饰态 $|r\rangle, |s\rangle$ 上可以积累许多原子，以至于超过基态的粒子数。随着驱动场的增强，原子在 $|2\rangle, |3\rangle$ 之间有更多的循环，而由 $|3\rangle$ 至 $|1\rangle$ 可以有较大

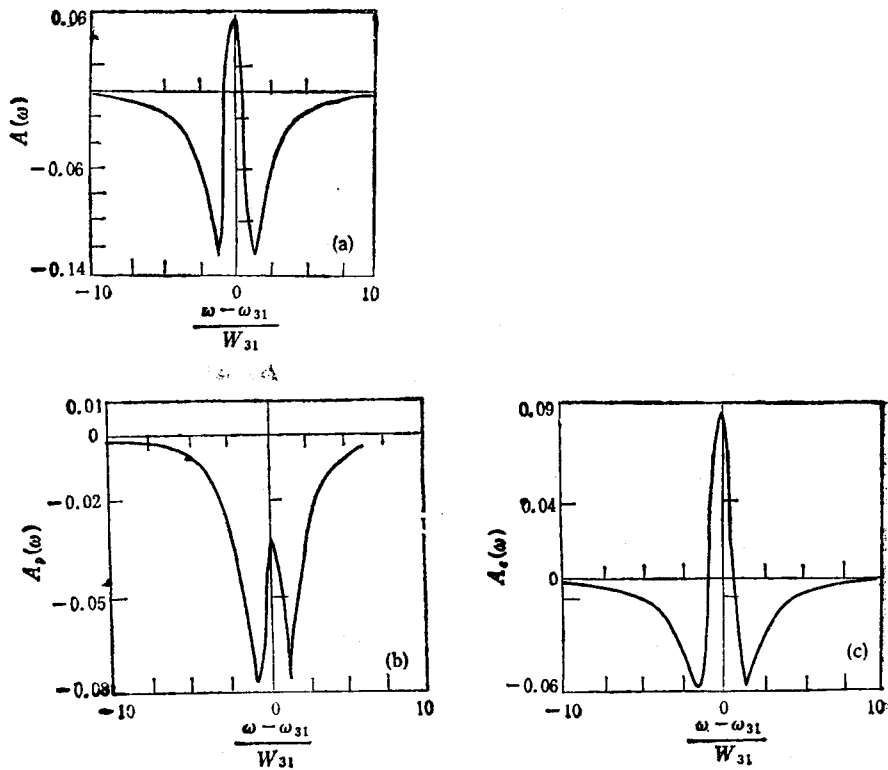


图 6

(a) 对应于 $|3\rangle \rightarrow |1\rangle$ 跃迁的吸收光谱(计算所用的归一化参数分别为 $W_{32} = 1, W_{21} = 0.1, P_{12} = P_{13} = 0.3, \Delta = 0, g = 1.0$); (b) 与粒子数有关的项对整个吸收系数的贡献; (c) 与相干效应有关的项对整个吸收系数的贡献

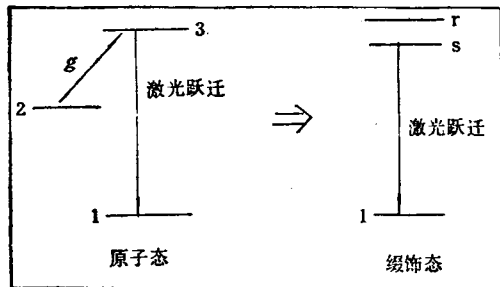


图 7 裸原子表象及缀饰态表象中的三能级 λ 模型

的弛豫速率, 所以 $|2\rangle$ 能级的粒子数可通过 $|3\rangle$ 弛豫到 $|1\rangle$, 直至整个系统达到稳定平衡. 这时, 原子缀饰态间并未实现粒子数反转.

上述分析表明, 在该模型中, 出现无粒子数反转的机制有两种: 对弱的驱动场来说, 增益来自原子缀饰态 $|r\rangle, |s\rangle$ 与基态间的粒子数反转; 而对强驱动场来说, 增益来自原子缀饰态 $|r\rangle, |s\rangle$ 间的相干, 这时并无原子缀饰态与基态

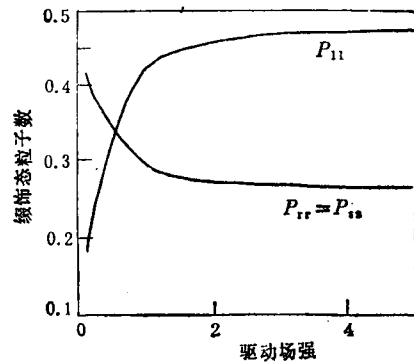


图 8 缀饰态粒子数分布作为驱动场的函数关系 (所用参数与图 6 相同)

间的粒子数反转.

6. 双 λ 四能级系统

由 Kocharovskaya^[11] 和 Scully^[12] 的研究小组所发展的另一类型的无粒子数反转激光模型, 是双 λ 四能级系统. 如图 9 所示, 两个低能态 1 和 2 通过两个相干的光场与一个共同的激

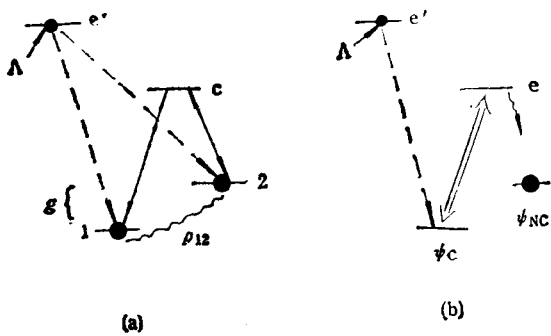


图 9

(a) 由相干的粒子数俘获而实现的无粒子数反转; (b) 在变换表象中, 光放大来自 ψ_c 态粒子数的抽空

发态 c 耦合在一起, 系统的粒子数并未实现反转, $n_1 + n_2 > n_c$, 其中能级 1 和 2 可认为是基态的两个子能级. 计算基态至激发态之间的吸收光谱, 可得如下表达式:

$$x_{ge} \propto I_m \rho_{ge} \propto n_g - n_e - 2R_e \rho_{12},$$

其中 ρ_{ge} 是密度矩阵算符, 而 ρ_{12} 是能级 1 与 2 之间的相干项. 如初始时, 粒子完全处于基态, $n_g = 1, n_e = 0$, 而相干项有其最大的值 $R_e \rho_{12} = 1/2$, 则 $x_{ge} = 0$. 也就是说, 这时无吸收发生, 原子被冻结在基态而不能吸收入射

的探测光. 如果这时用非相干泵浦的方法将基态的部分原子激发至 e' 态, 则 g 与 e' 之间的吸收系数变为

$$x'_{ge} \propto n_g - n_{e'} = 2R_e \rho_{12}.$$

如果 $n_{e'} > 0, R_e \rho_{12} > 0$, 则有可能在 $n_{e'} < n_1 + n_2$ 条件下, $x'_{ge} < 0$, 也就是实现无粒子数反转条件下的光放大.

上述过程的分析也可以在一个由 1, 2 态组成的叠加态中进行分析. 设此二叠加态与 1, 2 态间的关系为

$$\psi_c = \sin \theta |1\rangle + \cos \theta |2\rangle,$$

$$\psi_{NC} = \cos \theta |1\rangle + \sin \theta |2\rangle.$$

此处 $\tan \theta = \Omega_1 / \Omega_2, \Omega_1, \Omega_2$ 为二相干场的拉比频率. 在这一表象中, 相干场仅把 c 态及 ψ_c 态耦合起来, 但 c 态的粒子可向 ψ_{NC} 态弛豫, 使所有基态的原子转移至 ψ_{NC} 态, 而 ψ_c 态成为一个抽空的态. 这时只要 $n_{e'} > 0$, 就可实现 e' 态与 ψ_c 态之间的粒子数反转. 所以整个系统的增益可理解为 e' 态与 ψ_c 态之间的粒子数反转所致.

Karawajczyk 等人^[13]进一步分析了上述对光有放大作用的系统置于一个光学谐振腔以后的情况, 如图 10 所示.

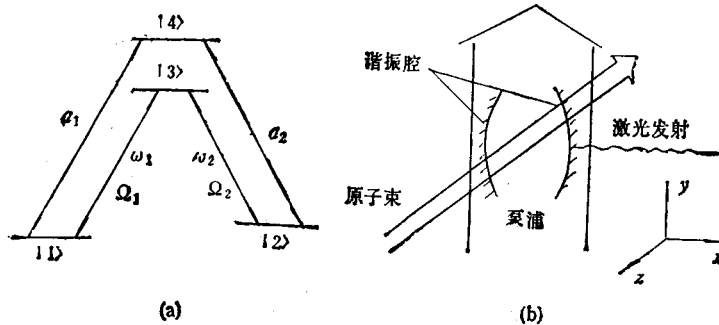


图 10. Karawajczyk 等人关于无粒子数反转激光的模型
(a) 原子能级; (b) 激光器结构

二、实验进展

1. 强场驱动下的二能级原子的光放大

美国麻省理工学院的 F. Y. Wu 和 B. R.

物理

Mollow 等人早在 1977 年就在钠原子束中观察到了强相干场驱动下的二能级原子的光放大作用^[14]. 实验装置如图 11 所示. 第一束染料激光调至 589.0nm 分出一部分与钠原子束作用, 采用光学泵浦的方法制备二能级原子. 也就是

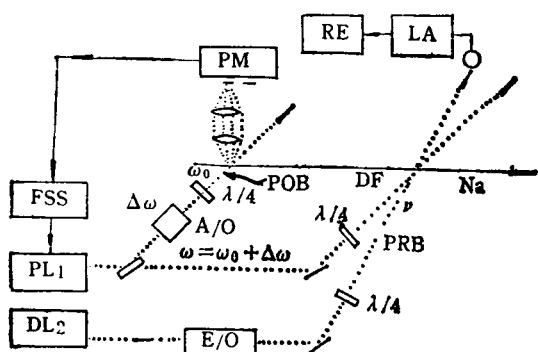


图 11 测量探测光吸收-放大谱的实验装置
(探测光束与驱动光束在与钠原子束垂直平面内传播。在驱动场与原子共振的场合下,频移器 A/O 移开。FSS 为频率伺服系统, DL1 为染料激光 1, DL2 为染料激光 2, E/O 为光电调制器, PM 为光电倍增管, RE 为记录仪, LA 为锁相放大器, POB 为偏振光束, DF 为驱动场, Na 为钠原子束, PRB 为探测光束)

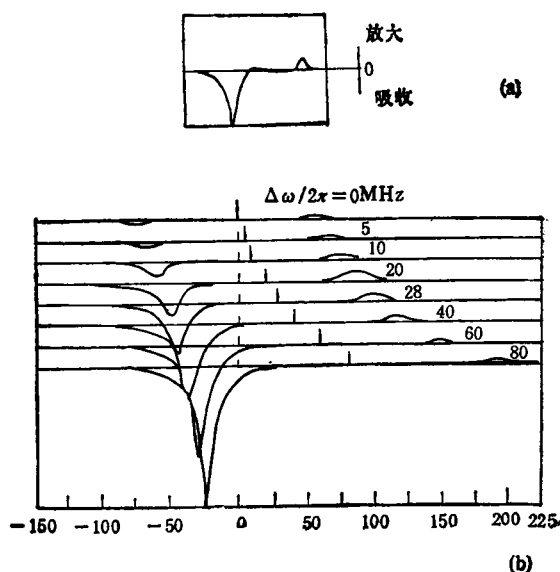


图 13

(a) 驱动场频率比原子共振线高 28MHz 时实验测得的吸收-放大谱[驱动场强 560mW/cm^2 ($Q/2\pi = 66\text{MHz}$)]; (b) 驱动场强恒定 ($Q/2\pi = 66\text{MHz}$), 逐渐增加失谐量, $\Delta\omega/2\pi = 0, 5, 10, 20, 28, 40, 60, 80\text{MHz}$ 时理论计算得到的吸收-放大谱[横坐标的原点与共振频率一致, 箭头表示驱动场的频率]

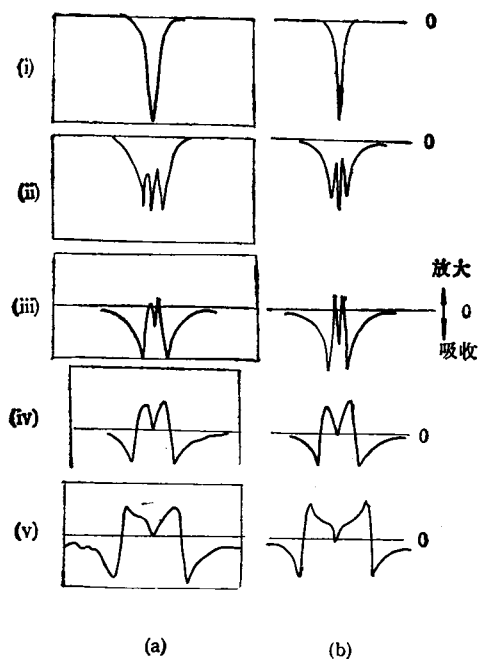


图 12

(a) 驱动场与二能级原子共振时, 实验测得的吸收-放大谱 [横坐标每小格表示 6MHz. 驱动场的峰值强度: (i) 无驱动场; (ii) 26mW/cm^2 ; (iii) 47mW/cm^2 ; (iv) 130mW/cm^2 ; (v) 560mW/cm^2]; (b) 与 (a) 中实验对应的理论计算线型 [$Q/2\pi$ 的值为 (i) 0; (ii) 11MHz; (iii) 14MHz; (iv) 36MHz; (v) 67MHz]

先把钠原子全部泵浦至 $F = 2, m_F = 2, 3^2S_{1/2}$ 的基态. 然后, 钠原子在 $F = 2, m_F = 2, 3^2S_{1/2}$

与 $F = 3, m_F = 3, 3^2P_{3/2}$ 之间的跃迁就可看作是一个严格的二能级原子. 第一个环形染料的激光通过分束片后作为强的相干驱动场与原子束作用. 另一环形染料激光频率可调, 经钠原子的作用区后被接收器接收, 信号经锁相放大器后进入记录系统. 对于不同的驱动场强度, 所记录的二能级系统的吸收-放大谱在严格共振和失调情况下的实验结果示于图 12 和图 13. 在图 12 中, 随着驱动场强的增加, 探测光由吸收变为放大. 增益峰随着驱动场强的增加逐渐变大, 又变小. 图 13 是当驱动场的频率大于共振频率时, 在谱的比共振频率更高的一侧观察到了放大. 这一放大峰比同功率驱动下的共振放大峰要高. 这些结果都与理论分析结果相符. 如前所述, 强相干光驱动下的二能级原子的无粒子数反转光放大, 由于驱动场的频率与放大光的频率十分接近, 因而没有很大实用价值. 也有学者认为这类光放大不属于无粒子数反转光放大.

2. 三能级相干场驱动的光透明

1991年,美国斯坦福大学的 Harris 等人在铯原子束蒸汽中第一次观察到强相干场驱动下原子的光透明现象^[15]。与实验有关的铯原子能

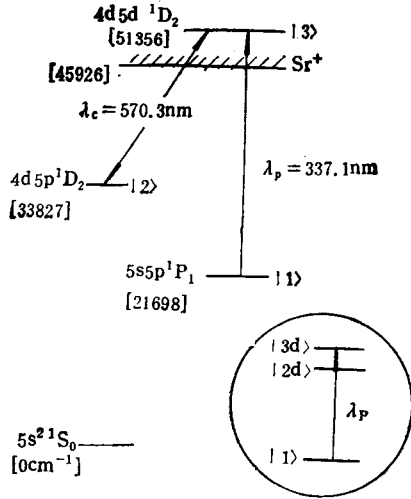


图 14 铯原子能级图(插图均为缀饰态图象)

级如图 14 所示。在铯原子的 $|2\rangle$ 、 $|3\rangle$ 态之间加一相干场,当该场的拉比频率超过 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 态跃迁的非均匀加宽时,对应于 $|1\rangle$ 、 $|3\rangle$ 态间跃迁的探测光光强由 $\exp(-20)$ 变为 $\exp(-1)$ 。吸收光谱在共振处的这一变化,可解释为由相干场产生的两个原子缀饰态 $|3d\rangle$ 、 $|2d\rangle$ 之间的干涉所引起的。

在这一实验中,探测光的波长在 337.1nm 附近,对应于铯原子 $5s5p^1P_1$ 至 $4d5d^1D_2$ 之间的跃迁。 $|1\rangle$ 态由一个波长为 460.7nm 的脉冲染料激光泵浦。铯原子密度为 5×10^{15} atom/cm³,铯原子在热管炉中产生,长度为 10cm,泵浦激光能量 10mJ/cm²,脉宽 4ns,所产生的 $|1\rangle$ 态的原子密度为 1×10^{14} atom/cm³, $|1\rangle$ 态的寿命约为 50ns,耦合光(570.3nm)与探测光(337.1nm)的功率分别为 1.5×10^7 W/cm² 和 10^4 W/cm²。耦合光的线宽为 0.2 cm⁻¹,探测光线宽为 0.15 cm⁻¹。图 15 给出了探测光的透射率随频率变化的实验结果,图中,透射光由 $\exp(-20 \pm 1)$ 变为 $\exp(-1.0 \pm 0.1)$ 。

Harris 的上述实验,证明了三能级原子由于原子态之间的干涉使原子的共振吸收大大减弱,从而为实现这种类型的无粒子数反转光放大迈出了重要的一步。

三、钠原子中四能级无粒子数反转光放大实验

1992年,吉林大学物理系高锦岳主持的研究小组,在钠原子蒸汽中,采用四能级方案^[16,17],用一个脉冲的波长为 589.6nm 的强相干光驱动钠原子,在波长为 589.0nm 附近观察到了无粒子数反转条件下的光放大现象^[18,19]。

与上述实验有关的钠原子能级如图 16 所示。图 17 为实验装置。实验中,钠管中的蒸汽由放电过程维持。放电的另一作用是将处于基态 $3S_{1/2}$ 的钠原子泵浦至 $3P_{1/2}$ 激发态一部分,但这一过程不会造成激发态 $3P_{3/2}$ 态与基态 $3S_{1/2}$ 之间的粒子数反转。用一个由 YAG 激光泵浦的可调谐染料激光器产生的相干驱动光场作用

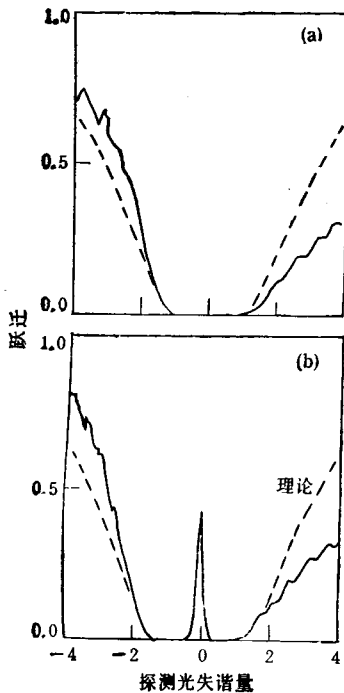


图 15 透射光强随探测光失谱量的变化
(a) $\Omega_{22} = 0$; (b) $\Omega_{23} = 1.5$ cm⁻¹ [$\Delta\omega_c = -0.1$ cm⁻¹, 最小透射率为 $\exp(-20)$]

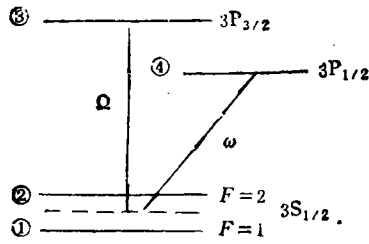


图 16 与四能级无粒子数反转光放大有关的钠原子能级图

(ω 表示相干驱动场的频率, Ω 表示波长可调的探测光频率, $F=2, F=1$ 分别表示基态 $3S_{1/2}$ 的两个超精细结构, 虚线表示两个超精细结构的中点)

于 $3P_{1/2}$ 态与基态的超精细结构 $F=2, F=1$ 的中间(如图 16 所示)。驱动光波长 589.6nm , 脉宽 8ns , 线宽 8GHz , 强度为 $7\text{MW}/\text{cm}^2$ 或 $14\text{MW}/\text{cm}^2$ 。由一个氩离子激光器泵浦的环形染料激光器产生的探测光, 波长在 589.0nm 附近扫描, 并与驱动光相向通过钠蒸汽样品池。如

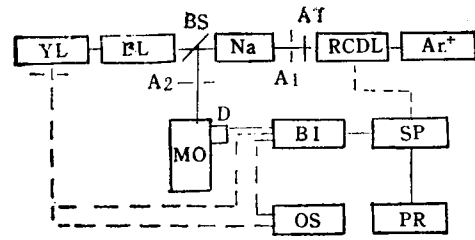


图 17 四能级无粒子数反转光放大实验装置

(YL 为 YAG 激光器, DL 为染料激光器, BS 为分束器, Na 为钠放电管, A1, A2 为光阑, AT 为减光器, RCDL 为环形染料激光器, Ar 为氩离子激光器, MO 为单色仪, D 为接收器, BI 为 Boxcar 取样积分器, SP 为信号处理系统, PR 为打印机, OS 为示波器)

图 17 所示, 出射的探测光通过单色仪, 并由光电倍增管接收。探测信号最后进入 Boxcar 取样积分器并经数据处理后打印记录。实验中, Boxcar 的开门时间与进入钠样品池的驱动光脉

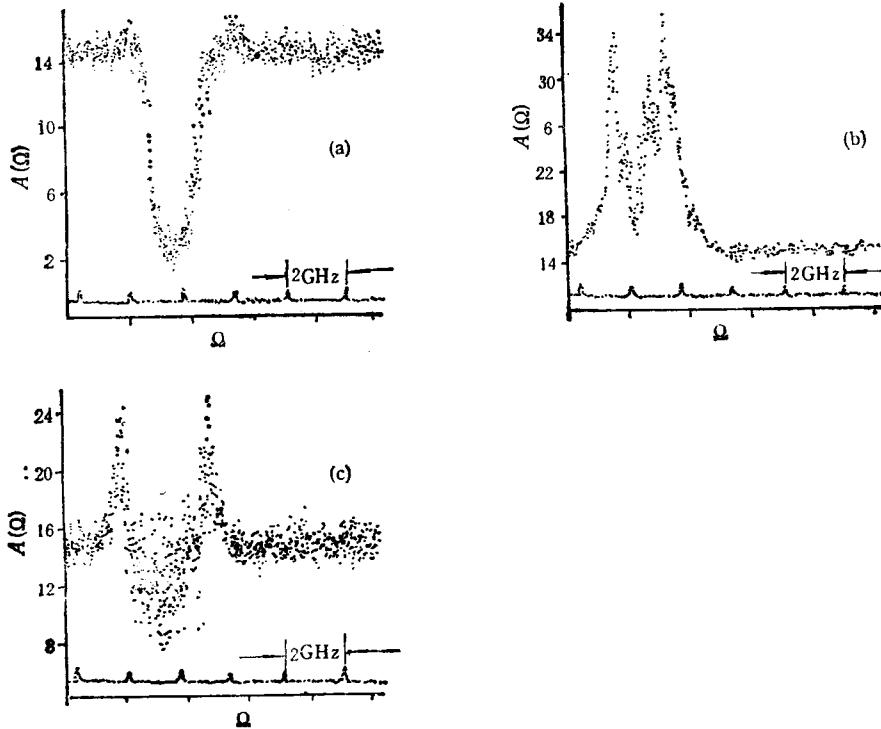


图 18 钠原子 589.0nm 共振线附近的一个弱探测光的吸收-放大光谱

(a) 无相干驱动光时的吸收线型; (b) 相干驱动光脉冲峰值功率为 $7\text{MW}/\text{cm}^2$ 时的增益线型, 二增益峰之间的间隔约为 2.09GHz ; (c) 相干驱动光脉冲峰值功率为 $14\text{MW}/\text{cm}^2$ 时的增益线型, 二增益峰值之间的间隔约为 2.90GHz [(a), (b), (c) 各图中频率轴的原点不相同, 纵轴的标定为任意单位, 探测光和相干驱动光均为热偏振]

冲严格同步。其主要实验结果示于图 18。在无相干驱动场作用的情况下,探测光在对应于钠原子 $3P_{3/2} \rightarrow 3S_{1/2}$ 跃迁的共振线频率处有一个强的吸收,如图 18(a)所示。当相干驱动场作用于钠蒸汽时,在上述共振吸收线附近出现了两个明显的放大峰,如图 18(b),(c)所示。随驱动场强度的增加,两个放大峰之间的距离也加大。

上述实验结果与建立在 Maxwell-Bloch 半经典理论基础上的理论计算定性相符^[19],而其光放大过程可理解为激光上能级对原子缀饰态 $|s\rangle$, $|t\rangle$ 之间的粒子数反转以及原子缀饰态 $|s\rangle$, $|t\rangle$ 之间的相干所致^[17]。四能级无粒子数反转光放大实验结果,为进一步研究无粒子数反转激光提供了重要的信息。

近年来,无粒子数反转光放大及无粒子数反转激光在理论和实验方面不断取得新的进展,一跃成为光物理中的一个非常活跃的前沿课题。由于它具有的巨大潜在应用价值和在对光物理基础研究的重要意义,吸引了越来越多的科学家参与这一领域的研究工作。可望在不久的将来,研制出新型的无粒子数反转激光器,从而为激光科学的发展开辟一个崭新局面。

作者感谢黄吉华女士在本文的文字和图表编排中

所做的大量细致工作。

- [1] D. Marcuse, *Proc. IEEE*, **51**(1963), 849.
- [2] S. R. Rautian, I. I. Sobelman, *Sov. Phys. JETP*, **14** (1962), 328.
- [3] B. R. Mollow, *Phys. Rev. A*, **5**(1972), 2217.
- [4] F. Y. Wu et al., *Phys. Rev. Lett.*, **38** (1977), 1077.
- [5] Jing-Yong Ye, Ming-Sheng Zhan and Shi-Kang Zhou, *Phys. Lett. A*, **166**(1992), 325.
- [6] V. G. Arkhipkin and Yu. I. Heller, *Phys. Lett.*, **98A** (1983), 12.
- [7] S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 1033.
- [8] A. Imamoglu, J. E. Field and S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.*, **66** (1991), 1154.
- [9] S. E. Harris, J. E. Field and A. Imamoglu, *Phys. Rev. Lett.*, **64**(1990), 1107.
- [10] M. O. Scully, S. -Y. Zhu and A. Gavrielides, *Phys. Rev. Lett.*, **62** (1989), 2813.
- [11] O. Kocharovskaya and P. Mandel, *Phys. Rev. A*, **42** (1990), 523.
- [12] M. O. Scully, S. -Y. Zhu and A. Gavrielides, *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 2813.
- [13] A. Karawajczyk, J. Zakrzewski and W. Gawlik, *Phys. Rev. A*, **45**(1992), 420.
- [14] F. Y. Wu et al., *Phys. Rev. Lett.*, **38**(1977), 1077.
- [15] K. J. Boller, A. Imamoglu and Harris, *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1991), 2593.
- [16] L. M. Narducci et al., *Opt. Commun.*, **81**(1991), 379.
- [17] L. M. Narducci et al., *Opt. Commun.*, **36**(1991), 324.
- [18] J. Y. Gao et al., *Opt. Commun.*, **93**(1992), 323.
- [19] H. M. Doss et al., *Opt. Commun.*, **95**(1992), 57.

光 子 晶 体

张 道 中

(中国科学院物理研究所,北京 100080)

光子晶体是指具有光子能带及能隙的一类新材料,其典型结构为一个折射率周期变化的三维物体,周期为光波长量级。光子在这类材料中的作用类似于电子在凝聚态物质中的作用。正在研究用精密加工,光束相干及静电作用排列高介电常数颗粒等方法来制作光子晶体。它的应用前景极为广泛,将是新一代光子器件的基础。

关键词 新材料,微结构,光子能带,新应用