

强损耗介质中相干光脉冲的传输效应

蒋孟衡 林福成

中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海, 201800

1990年1月31日收到

本文利用密度矩阵形式的 Bloch 方程和 Maxwell 方程耦合, 讨论了相干光脉冲在共振强损耗介质中的传输过程, 同时考查了脉冲演化和对介质的影响, 得到了脉冲面积的阶跃式下降和空间损耗粒子数的周期振荡等强损耗条件下特有的瞬态相干现象.

PACC: 4265G; 3280F

一、引 言

相干光脉冲作用于原子蒸汽样品将产生一系列瞬态相干现象, 自感应透明 (self induced transparency) 即是一例^[1]. 在标准的理论中^[2], 自感应透明 (简称 SIT) 现象要求介质损耗要小, 即具有远比脉冲持续时间长的纵向 T_1 , 横向 T_2 弛豫时间^[3], 当然这样的介质系统确实存在.

在另一些实际工作中, 如激光的共振电离, SIT 所要求的二能级系统弱弛豫条件不再成立. 为取得适当程度的电离效果, 要求脉冲激光作用的上能级具有可与脉冲相比拟或更短的到连续态或自电离态的弛豫 (损耗) 寿命, 这可通过引入第二束连续或脉冲的电离激光实现. 在这种情况下, 光脉冲是以怎样的形式变化进行的呢? 相应介质系统的电离效率又发生了什么变化? 本文即针对这一问题进行了考虑, 从密度矩阵形式的 Bloch 方程和 Maxwell 方程出发, 建立了相应的半经典理论模式; 给出数值求解结果, 考查了传输中脉冲线型、面积和能量以及介质的演化情况; 讨论了这些结果, 评价了一些因素对相干现象的影响作用.

二、理 论

考虑一个空间上简并的强损耗二能级系统, 如通常的 SIT 理论^[4], 下能级取为基态, 上能级到下能级的自发辐射寿命比脉冲持续时间要长, 所不同的是, 这里引入了上能级的电离速率 Γ , 对所考虑的二能级系统, 这一机制相当于损耗.

脉冲光场采用经典处理, 视为中心载波 ω 叠加上脉冲包络 $\varepsilon(z, t)$, 于是可写作

$$E(z, t) = \frac{1}{2} \varepsilon(z, t) \exp[i(kz - \omega t - \phi)] + c.c., \quad (1)$$

则相应 Bloch-Maxwell 方程有以下形式:

$$\partial u / \partial t = -(\Delta \omega - \partial \phi / \partial t) V - U / T_2, \quad (2)$$

$$\partial V / \partial t = (\Delta \omega - \partial \phi / \partial t) U + (\mu \varepsilon / \hbar) W - V / T_2, \quad (3)$$

$$\partial W / \partial t = -(\mu \varepsilon / \hbar) V - \frac{1}{2} (X + W) / T_1, \quad (4)$$

$$\partial X / \partial t = -\frac{1}{2} (X + W) \Gamma, \quad (5)$$

$$\partial \varepsilon / \partial z + (n/c) \partial \varepsilon / \partial t = (\omega c \mu_0 N \mu / 2n) \langle V \rangle, \quad (6)$$

$$[\partial \phi / \partial z + (n/c) \partial \phi / \partial t] \varepsilon = -(\omega c \mu_0 N \mu / 2n) \langle U \rangle, \quad (7)$$

式中 U, V, W 为 Bloch 矢量三分量, X 为二能级系统总粒子布居数, N 为单位体积粒子数密度, μ 为介质跃迁偶极矩, ω_0 为原子频率, $\Delta \omega = \omega_0 - \omega$ 为原子与光频失谐。另外, $\langle U \rangle, \langle V \rangle$ 分别代表对原子 Doppler 线型的平均。又

$$1/T_1 = \Gamma + 2/T_{sp}, \quad (8)$$

$$1/T_2 = \Gamma/2 + 1/2T_{sp} + 1/T_{dp}, \quad (9)$$

T_1, T_2 分别为纵向、横向弛豫时间, T_{sp} 为上下能级自发辐射寿命, T_{dp} 为碰撞解相时间, Γ 则为引入的电离损耗速率。

三、数值结果与分析

原子系统采用 Na 蒸汽, 密度 $1 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$, 对 5896 Å 谱线, 跃迁下能级为基态 $3S_{1/2}$, 跃迁上能级为 $3P_{1/2}$, 跃迁偶极矩 $\mu = 4.5 \text{D}$ 。这里不考虑非均匀 Doppler 加宽。对于非均匀加宽的影响, 后面还将专门进行讨论。又选取光脉冲面积略小于 20π , 宽度取为 10 ns, 引入电离速率 $2 \times 10^3 \text{s}^{-1}$, 这可通过控制第二束电离激光参数实现。将以上参数代入到 Bloch-Maxwell 方程组中, 得到空间各点上光脉冲面积、能量和粒子电离数密度 (图 1) 和光脉冲线型 (图 2) 随传输距离的演化关系。时间采用延时坐标, 即 $\tau = t - nz/c$,

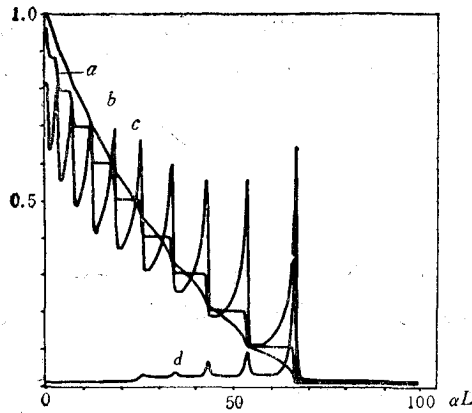


图 1 脉冲面积(曲线 a)、能量(曲线 b)、空间电离粒子布居数(曲线 c)和同位素选择性(曲线 d)随传输距离演化关系。曲线 d 意义见第四节 1; 图中纵坐标取相对值, 下同

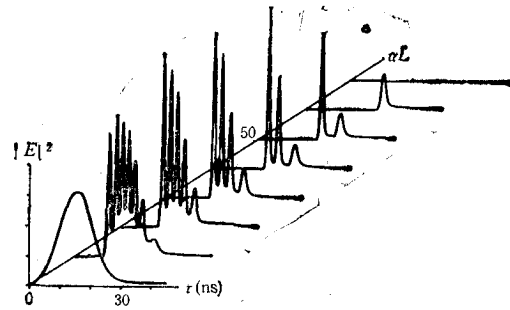


图 2 脉冲线型随传输距离的演化关系

所有图中的长度均由 αL 标定, 其中

$$\alpha = \pi \omega c \mu_0 W \mu^2 g(0) / n \hbar, \quad (10)$$

α^{-1} 为介质的吸收长度, $g(0)$ 为介质线型函数的归一化系数。

在图 1 中考查粒子脱离二能级系统的概率, 观察到随着脉冲的传输, 空间各点上电离粒子数呈现出奇异的周期振荡现象^[5], 虽然脉冲能量不断以相对平稳的速度降低, 脉冲面积却表现出阶梯状特性, 每次降低幅度近似等于(略小于) 2π 。这就是说, 在传输的大部份空间处, 脉冲总面积保持不变, 为 $2n\pi$, 仅在一些特定的迅变点上, 陡然降低 2π , 可见, 在绝大多数地方, 脉冲的能量降低了, 脉冲面积却仍然保持不变。

从无衰减 Bloch 方程知道, $2n\pi$ 的脉冲将使 Bloch 矢量绕轴 $(-\mu\epsilon/\hbar, 0, \Delta\omega)$ 旋转 n 周, 最终回到起始位置。而只有当粒子位于上能级时, 损耗机制才能发挥作用, 将粒子电离。因此, 对于初始在下能态的物质系统, 脉冲面积为 $2n\pi$ 时, 粒子的电离率相对较低。当脉冲面积偏离了 $2n\pi$ 后, 激发到上能级的粒子数迅速增加, 由此脉冲损失的能量锐增, 脉冲面积很快损失掉 2π , 即最后一个 2π 脉冲迅速解体, 随后又保持一段相对长距离内的稳定。这种雪崩式迅变发生在 $(2n-1)\pi$ 附近, 正是 Bloch 矢量被有效激发的地方。从上面分析看, 脉冲面积的阶跃式迅变与粒子数的周期振荡特性又是必然的结果。

从图 2 看到, 在强损耗系统中, 脉冲的传输正如同在弱损耗系统中一样, 仍将分裂为一系列 2π 脉冲, 并产生延迟。所不同的是, 各 2π 脉冲将随着传输的深入而被介质吸收, 逐渐衰减, 最终完全消失。这里稍详细地作一些分析。

(1) 脉冲包络的分裂

强损耗介质中, 相干光脉冲仍表现出强烈的形成 2π 孤立峰的能力, 脉冲不是以整体包络传输, 而是分裂为一个个彼此独立的 2π 孤立峰行进, 各个峰都具有非常强的生存能力, 即在损耗引起能量损失情况下, 总是自动降低高度, 扩展宽度以维持其面积不变, 最终在能量消耗殆尽情况下, 整个 2π 峰突然解体, 迅速消失。

(2) 脉冲的压缩、加宽和延迟

脉冲的压缩有两重含义, 一是指脉冲包络宽度的变窄, 二是指单个 2π 峰宽度的压窄, 这里两种含义都存在。单个 2π 脉冲峰的压缩机制来源于介质的吸收-再辐射过程。 2π 脉冲作用时, 介质先吸收前半部份能量, 而后再通过受激辐射相干叠加在后半部份上。对于 2π 正割型脉冲, 这一过程大大延缓了脉冲传输速度, 但脉冲波型仍保持不变, 对于宽度远小于正割型的 2π 脉冲, 每经过一次这个过程, 脉冲的宽度将近似变为初始值的一半, 峰值增倍。如此进行下去, 脉冲的宽度将愈来愈窄。实际上脉冲的宽度并不能随传输距离而无限变窄, 系统中存在另一些使脉冲加宽的因素, 阻止了进一步的压缩, 其中之一就是前面提到过的损耗加宽机制, 脉冲最终是加宽还是压缩, 正是这两种趋势相互竞争的结果。可以看出, 在包络前部, 由于有后继脉冲对介质的激发, 损耗较小, 脉冲压缩占优, 而在包络尾部的 2π 峰, 则只能以加宽来维持其生存。另一方面, 脉冲包络的压缩正是前部单个 2π 峰压缩和尾部 2π 峰消失的综合结果。另外, 我们注意到, 单个 2π 峰压缩还有一个明显的功效, 那就是使脉冲包络前沿变得很陡, 上升时间非常快, 并一直保持下去。

同样, 脉冲的延迟也有两种含义, 一是脉冲包络的前沿后退, 二是各个 2π 脉冲峰之间的相对时间距离加大。这二者其实都是介质吸收-再辐射的结果。吸收-再辐射, 或称为

脉冲重整,无疑大大降低了脉冲传输速度,使包络前沿相对不断延迟.另外,各个 2π 峰之间的相对时间延迟的解释却似乎比较困难.人们注意到,在无损耗条件下,峰峰延迟仍然存在^[9],这说明这一现象决不单纯是由于损耗使得后面脉冲宽度大于前面脉冲,脉冲重整压缩后退幅度较大而引起.审查脉冲重整过程,受激辐射强度正比于入射光,这正是峰峰延迟原因关键所在.在包络前部,后继脉冲强度较大,于是受激辐射达到 2π 面积值需要时间短,在包络后部,情况正好相反,重整本身需要的时间由于后继光强的减弱而增长了,于是峰与峰间的时间距离加大,即产生延迟.

(3) 2π 峰高度关系

我们注意到,在传输一定距离后,总是第一个 2π 峰高度最高,以后峰值依次降低.对此,有一个很自然的解释,就是损耗对后部脉冲影响较大所引起.这粗看很自然,但却不完全,损耗是造成损耗系统中脉冲高度顺序排列的因素之一,但却不是根本原因,这只要注意到弱损耗介质中峰高也有同样关系就清楚了^[9].根本原因仍在于重整受激过程比例于后继脉冲强度.正是如此,使得最初即便较低的前部 2π 脉冲峰高不断增加,最后不可抗拒成为最高者,而以后脉冲依次降低.

(4) 位相调制的影响

计算中,计及了位相变化对传输过程的影响,并假定初始时

$$\phi(z, 0) = 0, \quad (11)$$

$$\partial \phi(z, 0) / \partial t = 0, \quad (12)$$

在严格共振条件下,计算结果表明,在传输中位相始终保持不变,这点与对 Bloch 方程的分析一致.共振时 U 的方程形式与 V , W 无关,始终不受外加光场影响,这样光场位相也就能够保持不变.但当激光频率与原子频率存在很小失谐时,都会引起非常剧烈的位相变化.令人惊奇的是,共振时,即便考虑到 Doppler 非均匀加宽,位相调制过程仍不存在,即位相在光脉冲传输过程中仍始终保持不变 ($< 10^{-5}$).这提示我们 U 是否为失谐量 $\Delta\omega$ 的奇函数,过失谐与欠失谐位相调制刚好补偿,最终保持了场位相的恒定.后面将看到,计算结果证实这一结论.关于位相调制对光场的影响过程,将专文予以论述.

四、讨 论

上面已经看到,相干光脉冲在强损耗介质中的传输将产生一系列不同于弱损耗系统中的新的相干现象,即脉冲面积的阶跃式下降和空间电离粒子数栅状式布居以及脉冲的线型演化等特征.所有的结果均是在激光与原子频率严格共振,介质仅考虑均匀加宽情况下得出.对此,考虑放宽这些限制,相应相干作用过程将会发生什么变化.

1. 频率失谐和同位素位移对传输的影响

当光频与原子跃迁并非严格共振,而是存在一失谐时,各种相干现象将迅速减弱.选取 $\Delta\omega = 0.3\text{GHz}$,结果仅在对共振峰值处两条曲线有较小的起伏现象(图3),表现出近共振特征,同时,脉冲面积和能量的下降都要平缓得多,传输距离加长,这点与通常 SIT 失谐现象一致.值得注意的是,脉冲相对原子频率无论是过失谐还是欠失谐,介质对光脉

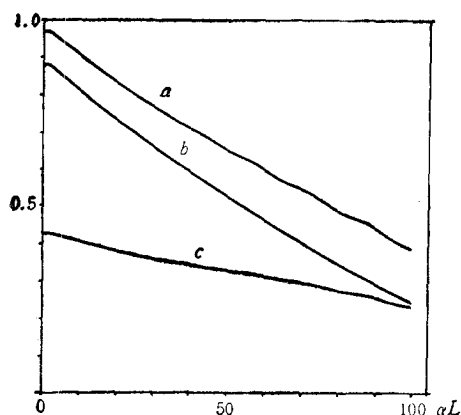


图 3 存在频率失谐为 $\Delta\omega = 0.3\text{GHz}$ 时, 光脉冲面积(曲线 a)、能量(曲线 b)和空间电离粒子数(曲线 c)随传输距离的演化关系

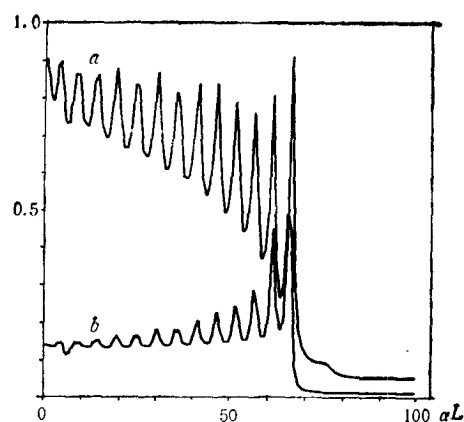


图 4 存在同位素位移时空间电离粒子数(曲线 a)和同位素选择性(曲线 b)随传输距离的演化关系

冲的影响和脉冲对介质的作用完全一样, 这一结论与 McCall 等人在 SIT 理论中假定 U 为 $\Delta\omega$ 的奇函数, V, W 为 $\Delta\omega$ 的偶函数相一致. 由此也就得出共振时 Doppler 加宽介质中不存在位相调制的结论.

当原子系统存在同位素位移^[9], 传输特性又有什么变化呢? 选取同位素位移为 1.5 GHz, 相对丰度比为 0.7, 计算结果表明, 只要光频调谐于其中一个能级, 传输仍表现出强烈的共振相干特性(图 4), 另外, 同位素的电离选择性也出现振荡峰, 并在最后 2π 脉冲处达到最大值. 这一现象对同位素分离工作无疑值得深入考虑.

2. 强损耗系统中非均匀加宽的影响

对于存在非均匀 Doppler 加宽的系统, 相干光脉冲的传播将发生变化(图 5), 相干特

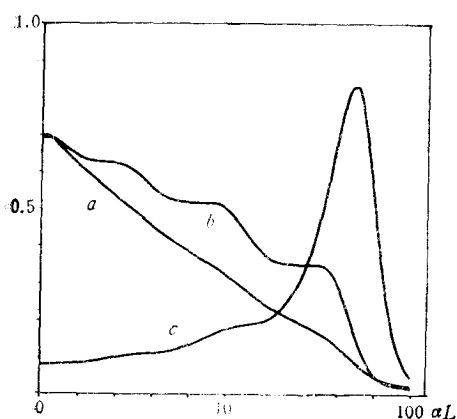


图 5 存在 Doppler 加宽情况下光脉冲面积(曲线 a)、空间电离粒子数(曲线 b)和同位素选择性(曲线 c)随传输距离的演化关系

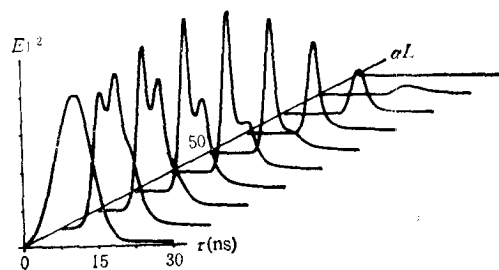


图 6 Doppler 加宽介质中脉冲线型随传输距离的演化关系

性定量化减弱,但定性化仍然存在. 选取 Doppler 宽度为 600MHz, 输入一个 7π 脉冲, 脉冲分裂等现象仍然可以观察到, 但分裂深度和 2π 孤立峰形成速度都大大减缓图 6. 脉冲面积的阶跃式下降代之以相对均匀的、某种程度的起伏, 而电离粒子数与同位素选择性仍有强烈的振荡特性.

五、结 论

相干光脉冲在共振均匀加宽强损耗介质中的传输将产生一系列新的相干现象, 从脉冲演化角度看, 脉冲包络将分裂为一系列 2π 孤立峰, 各峰存在着压缩, 延迟, 损耗等机制, 尤其损耗从尾部开始的倒序作用过程对光通讯等也许具有启发意义; 脉冲面积的变化呈现出奇异的阶跃式下降性质, “量子化”地每次减少 2π 值, 即每次湮没掉一个 2π 脉冲峰; 从对介质的影响看, 粒子数损耗表现出奇特的空间振荡特性, 即便在存在同位素位移情况下仍然出现. 在激光分离同位素工作中, 本文结果对于指导如何选取有关激光参量和原子密度、样品长度等以获得最佳的分离效率, 具有重要意义.

- [1] S. L. McCall and E. L. Hahn, *Phys. Rev.*, **183**(1969), 457.
- [2] A. Yariv, *Quantum Electronics*, Second Edition, John Wiley & Sons, Inc., New York, (1975), p. 399.
- [3] R. E. Slusher and H. M. Gibbs, *Phys. Rev.*, **A5**(1972), 1634.
- [4] G. L. Lamb, JR., *Rev. Mod. Phys.*, **43**(1971), 99.
- [5] H. Niki, S. Adachi, Y. Izawa, Sadao Nakai, Paper on 89-CLEO, 1989, Baltimore.
- [6] Ph. Kupecek, M. Comte, J. -P. Marinier, J. -P. Babuel-Peyrissac and C. Bardin, *Opt. Commun.*, **65**(1989), 306.

THE PROPAGATION EFFECT OF COHERENT PULSE IN THE STRONG LOSS MEDIUM

JIANG MENG-HENG LIN FU-CHENG

Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai, 201800

(Received 31 January 1990)

ABSTRACT

By means of the density matrix in forms of Bloch equations which are coupled with Maxwell equations, we treated propagation effect of coherent pulse in the strong loss medium. Both pulse evolution and its influence on the medium have been studied. We observed the special transient coherent phenomena of pulse in the strong loss medium which include the stepwise decreasing of pulse area and periodic oscillation of number of spatial ionized particles.

PACC: 4265G; 3280F