

频率失谐对相干光脉冲合并 和面积演化的影响

顾 敏 谭维翰

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文首先讨论有频率失谐情况下的光与二能级原子系统相互作用方程,然后在计算机上进行数值模拟,结果表明:如果光场中心频率与原子跃迁频率不一致,光脉冲在吸收介质中没有稳态面积,并且当频率失谐较大($\delta \neq 0$)时,脉冲的合并和分裂现象会消失;另外,频率失谐会使单脉冲的压缩和加宽效应增强。

一、引 言

研究在介质中传播的相干光脉冲,除了求出稳态光脉冲的解析解外^[2,3],还要解决在介质中入射一个任意给定波形的脉冲向稳态脉冲演化的问题。我们根据光与二能级原子系统相互作用的方程^[1],在共振条件下模拟了吸收介质中双脉冲的演化,首次得到脉冲合并的结果,即当入射光场是两个在时间上有一定延迟的脉冲,且脉冲的总面积 A 满足:

$$\pi < A < 3\pi \quad (1)$$

时,它们通过吸收介质后合并成一个面积为 2π 的稳态脉冲。对于脉冲合并这一新现象,文献[4]已给出一个定性的实验结果。关于非共振情况,还需进一步讨论。

二、光与二能级原子系统相互作用方程的差分方程

1. 光与二能级原子系统相互作用方程

在对 Maxwell 方程和 Schrödinger 方程作了旋波近似和慢变振幅近似以后,由光与二能级原子系统相互作用的模型,可求得一组有频率失谐、阻尼和弛豫的相互作用方程^[1,3]

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \gamma_a + i\delta\right)v_1 = \varepsilon v_2, \quad (2a)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \gamma_b - i\delta\right)v_2 = -\varepsilon^* v_1, \quad (2b)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial x} + \nu_i\right)\varepsilon = -\mu v_1 v_2^*, \quad (2c)$$

式中的各个量都是无量纲量^[1]。 v_1 、 v_2 分别为上、下能级的波函数; γ_a 、 γ_b 分别是上、下能级的弛豫系数; ε 为光场振幅, ν_i 是它的阻尼系数; δ 是光场中心频率对原子跃迁频率的失谐。如果 $\delta=0$,即共振作用,则为文献[1]中所讨论的情况,而当 $\delta \neq 0$ 时, ε 、 v_1 、 v_2 均为复函数。

为了对方程组(2)作数值模拟,首先对它们实数化。

2. 差分方程的选取

令:

$$v_1 = V_1 e^{i\varphi_1}, \quad (3a)$$

$$v_2 = V_2 e^{i\varphi_2}, \quad (3b)$$

$$\varepsilon = E e^{i\psi}, \quad (3c)$$

$$\delta = \delta_r + i\delta_i/2, \quad (3d)$$

其中 $V_1, V_2, E, \varphi_1, \varphi_2, \psi$ 均为 x 和 t 的实函数; δ_r, δ_i 是两个实常数。先讨论(2a)、(2b)两式,将方程组(3)代入(2a)、(2b),有

$$\dot{V}_1 + \gamma_a V_1 + (i\dot{\varphi}_1 + i\delta)V_1 = EV_2 \exp[i(\psi + \varphi_2 - \varphi_1)], \quad (4a)$$

$$\dot{V}_2 + \gamma_b V_2 + (i\dot{\varphi}_2 - i\delta)V_2 = -EV_1 \exp[-i(\psi + \varphi_2 - \varphi_1)], \quad (4b)$$

V_1, V_2 和 φ_1, φ_2 上面的点表示对 t 的偏微分,分解方程组(4)的实部和虚部,且令:

$$\varphi = \varphi_1 - \varphi_2, \quad (5a)$$

$$\varphi' = \varphi + 2\delta_r t, \quad (5b)$$

则有

$$\dot{V}_1 + (\gamma_a - \delta_{i/2})V_1 = EV_1 \cos(\psi - \varphi' + 2\delta_r t), \quad (6a)$$

$$\dot{V}_2 + (\gamma_b + \delta_{i/2})V_2 = -EV_2 \cos(\psi - \varphi' + 2\delta_r t), \quad (6b)$$

$$V_1 V_2 \dot{\varphi}' = E(V_2^2 - V_1^2) \sin(\psi - \varphi' + 2\delta_r t), \quad (6c)$$

(6a)、(6b)按文献[1]的方法取隐格式差分方程,但有一点差别:方程右边的 E 现在取成中差,即 $E \rightarrow (E_j^n + E_j^{n+1})/2$;对(6c)取显格式差分方程,这样,在 $\gamma_a = \gamma_b = 0$ 时,差分方程满足如下条件:

(1) 粒子数守恒^[4]

$$(V_{1j}^n)^2 + (V_{2j}^n)^2 = (V_{1j}^{n+1})^2 + (V_{2j}^{n+1})^2 = \text{const.} \quad (7)$$

(2) Von Neuman 稳定条件^[5]

(7)式中 n 和 j 分别为时间和空间步数(下同)。

现在再来讨论(2c)式,我们先对它取如下的显格式差分方程:

$$\varepsilon_j^n - \varepsilon_{j-1}^n + \nu_i \varepsilon_{j-1}^n H = -\mu H (v_1)_j^{n-1} \cdot (v_2)_j^{n-1}, \quad (8)$$

式中 H 为空间步长,将方程组(3)代入(8)式,再分解实部和虚部可分别得到 E_j^n 和 ψ_j^n 的递推表达式,这样的差分方程可保证 ψ_j^n 不因 E_j^n 很小而趋于无穷大。在现在的情况下,面积 A 的表达式为

$$A = 2 \int E dt. \quad (9)$$

三、计算结果和讨论

作了上面的准备工作后,就可以对吸收介质中光脉冲的传播进行数值模拟。初时条件和边界条件为:

$$\varphi'(0, x) = \psi(0, x) = 0, \quad (10a)$$

$$V_1(0, x) = 0, \quad V_2(0, x) = 1, \quad (10b)$$

$$\psi(t, 0) = 0, \quad (10c)$$

$E(t, 0)$ 的分布以及其它参数的选取与文献[1]一致。采用文献[1]中的计算方法, 可求得通过吸收介质后的光场波形和位相, 并且用辛卜生积分法求出脉冲面积 A 。

为了计算方便和便于比较, 我们在 $\gamma_a = \gamma_b = \nu_i = 0$ 的条件下, 双对脉冲和单脉冲的传播情况进行模拟计算, 结果如下:

(1) 前人^[2]在推导面积定理时, 用光与介质共振相互作用的假设, 得到了光脉冲的稳态面积。但是, 如果这个条件不满足, 情况就象图 1 所示。当频率失谐量 $\delta_r = 0.2 \text{ GHz}$ 时, 无论入射脉冲的面积、波形如何, 脉冲面积随传播距离的变化都有偏离稳态值趋势, 不再具有稳态值, 这一点与文献[6]不同。而我们现在考虑的是均匀加宽介质, 在 $\delta_r \neq 0$ 时, 由于面积定理不成立而导致光脉冲没有稳态面积的物理含意是这样的: 当光与介质共振作用时, 电场 E 与极化 P 差一个位相因子 $\pi/2$ ^[7]。因此, 脉冲前 π 部分使介质的粒子数反转, 后 π 部分产生受激辐射, 形成面积为 $2\pi n$ 的双曲正割波形的脉冲。而当脉冲与介质非共振作用时, 电场 E 与极化 P 均有位相调制(见图 4), 使相干相互作用变弱(脉冲被吸收后, 不一定均产生受激辐射), 光脉冲不再会出现稳态面积。如果 δ_r 增加到一定值($\delta_r = 2 \text{ GHz}$, 图 3), 光脉冲面积随传播距离的增加而单调下降, 也不出现由面积定理决定的稳态面积。我们增加介质的长度, 发现面积逐步下降至零。这种现象可以这样理解: 由于光频 ω_0 比介质跃迁频率 ω 大得多, 所以被介质吸收的能量不能全部回给光脉冲, 这就表现为光脉冲能量的减少。这一点可以从输出波形(图 3(b))上看出, 此时光脉冲在介质中传播的主要性质是吸收(吸收系数 α 正比于方程组(2)中的非线性系数 μ), 面积是随传播距离的增加而下降。

(2) 在图 2 中给出了 $\delta_r = 0.2 \text{ GHz}$ 的输入和输出波形。当失谐量 δ_r 为 0.2 GHz 时, 脉冲的合并效应开始消失(图 2(b))。此时, 从一定厚度的吸收介质中出射的脉冲波形已不能整形成完整的单个脉冲, 而脉冲分裂现象则依然存在(图 2(a)), 但波形上的凹陷比共振时浅, 并且第二个峰变大。随着 δ_r 的进一步增大, 分裂现象也消失(图 3(b)), 这说明脉冲合并效应对“共振”这一条件的要求更严格。当 δ_r 从 0 变到 2 GHz 时, 脉冲分裂效应逐步减弱, 即后沿变浅, 主峰值下降; 在 $\delta_r = 1.0 \text{ GHz}$ 时, 输出波形已是一个脉冲, 波形前后沿很不对

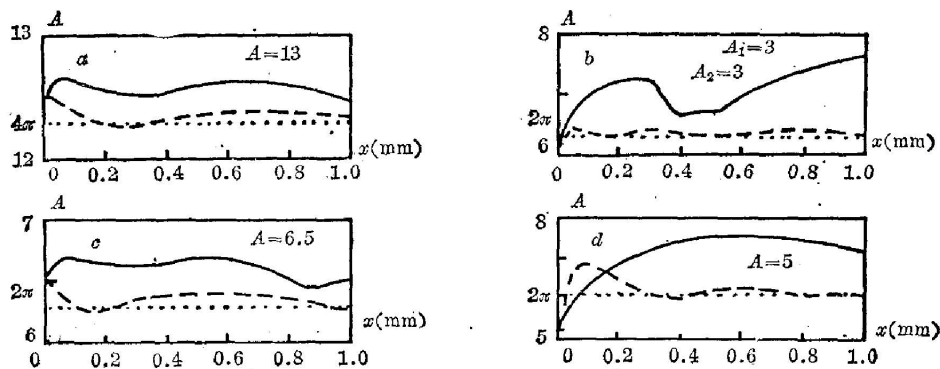


图 1 脉冲面积的演化($\delta_r = 0.2 \text{ GHz}$, ---共振情况; ——非共振情况)。

A : 脉冲面积; x : 传播距离(mm)

Fig. 1 Evolution of pulse area ($\delta_r = 0.2 \text{ GHz}$, ---resonant case; ——non-resonant case).

A : Pulse area; x : Propagation distance (mm)

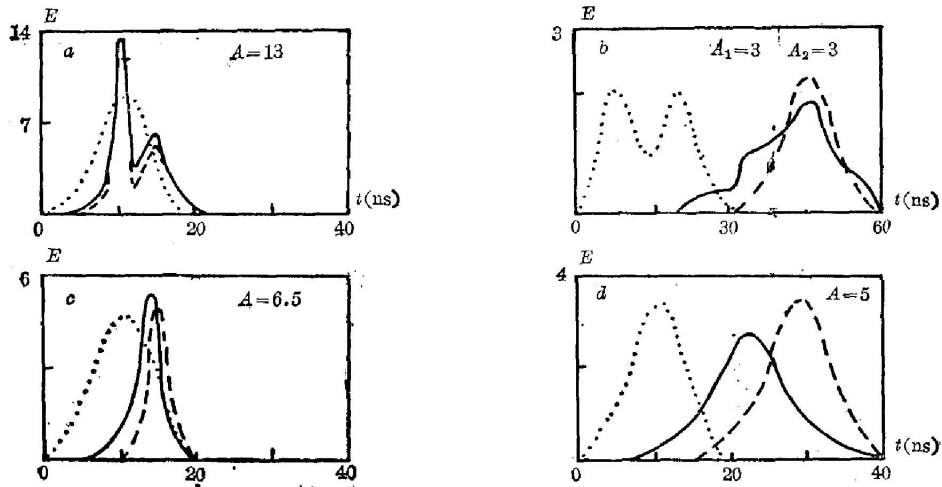


图2 输入、输出脉冲波形($\delta_r=0.2\text{GHz}$, ---共振情况; ——非共振情况;输入)。

E : 电场振幅(归一化单位); t : 时间(ns)

Fig. 2 Input and output pulse shape ($\delta_r=0.2\text{GHz}$, ---resonant case; ——non-resonant case;input).

E : Electric field amplitude (normalized unit); t : Time (ns)

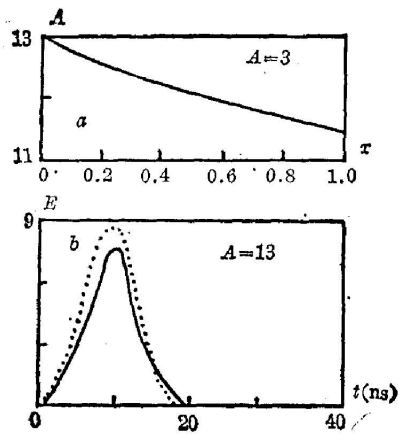


图3 (a) 面积演化($\delta_r=2\text{GHz}$);
(b) 输入、输出脉冲波形(.....输入; ——输出)
Fig. 3 (a) Area evolution ($\delta_r=2\text{GHz}$)
(b) Input and output pulse shape
(.....input; ——output)

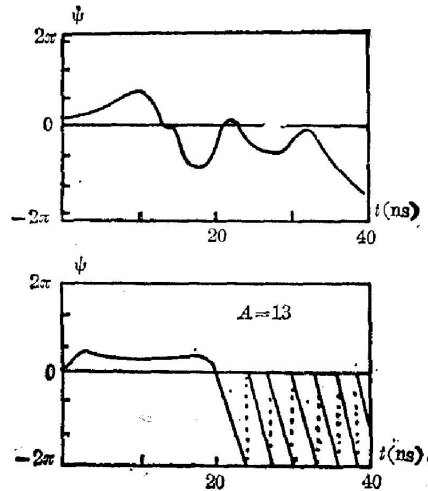


图4 位相变化($\delta_r=0.2\text{GHz}$, 上图;
 $\delta_r=2.0\text{GHz}$, 下图)
Fig. 4 Evolution of pulse phase
($\delta_r=0.2\text{GHz}$ above;
 $\delta_r=2.0\text{GHz}$ below)

称; 如 δ_r 进一步增大, 脉冲趋于对称, 但与共振时的波形相比, 峰值大大下降。波形下降与面积单调下降的原因都是由于 E 和 P 有位相变化而导致的能量损耗。另外, 从图2(c)、(d)中也可以看出非共振作用时, 光脉冲的压缩、加宽效应变得更强, 而脉冲延迟变小, 见表1。

(3) 光场位相的变化是光与介质共振作用还是非共振作用的重要区别之一。在 $\delta_r = 0$ 时, 如果入射光脉冲的位相为零, 则以后的光场位相均为零。但在非共振作用时($\delta_r \neq 0$), 情况就完全不同。如果在边界上给定位相 $\psi(t, 0) = 0$, 当光脉冲通过吸收介质后, 场位相出现

表 1 脉冲宽度和延迟
Table 1 Pulse width and delay

失谐 (GHz)	面 积	$A=6.5$ (图 2(c))		$A=5$ (图 2(d))	
		脉 宽 (ns)	延 迟 (ns)	脉 宽 (ns)	延 迟 (ns)
$\delta_r=0$		5.8	6.0	7.4	18.8
$\delta_r=0.2$		4.8	5.0	10.0	13.0

调制现象, 这使光脉冲的瞬时频率有一个分布。图 4 给出脉冲面积 $A=13$ (即脉冲分裂)的位相变化曲线, δ_r 越大, 调制也越大(ψ 限制在 $\pm 2\pi$ 内画图)。

参 考 文 献

- [1] 顾敏, 谭维翰;《光学学报》, 1985, **5**, No. 5 (May), 409
- [2] S. L. McCall, E. L. Hahn; *Phys. Rev. Lett.*, 1967, **18**, No. 21 (May), 908.
- [3] 谭维翰, 顾敏;《中国激光》, 1984, **11**, No. 9 (Sep), 522.
- [4] 顾敏, 谭维翰, 唐贵琛;《科学通报》, 1985, **30**, No. 7 (Apr), 408.
- [5] E. D. Richtmyer *et al.*; *Diferende Methoas For Initial Value Problem*, (John Wiley and Sons, New York, London, Sydney, 1967), 70.
- [6] J. C. Diel *et al.*; *Phys. Lett.*, 1970, **31A**, No. 3 (Apr), 111.
- [7] 《固体激光导论》, (上海人民出版社, 1975), 422.

Effects of frequency detuning on coherent optical pulse combination and area evolution

GU MIN AND TAN WEIHAN

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

(Received 8 October 1984; revised 24 December 1984)

Abstract

A computer simulation of the effects of frequency detuning on coherent optical pulse combination and area evolution in an absorbing medium is given. We have found that the pulse combination and break-up, as well as stable pulse area, disappear when $\delta \neq 0$.