论文

非线性绝热条件下的级联高效非线性光频转换

安澜, 徐永刚, 林钱兰, 朱海飞, 林富锬, 李永放*

陕西师范大学物理学与信息技术学院, 西安 710062

*联系人, E-mail: yfli@snnu.edu.cn

收稿日期: 2013-12-20; 接受日期: 2014-04-14; 网络出版日期: 2014-07-08

摘要 理论上研究了级联二阶非线性光学效应产生三次谐波中的非线性耦合与能量转移过程. 依据受激拉曼绝热通道转移(STIRAP)原理和暗态特征, 获得了非线性系统中的非线性绝热条件, 分析了实现高效能量转换的物理机理, 提出了实现能量完全转换时耦合系数应该满足的基本条件. 研究结果对于设计产生三次谐波的光学器件具有重要意义.

关键词 非线性级联过程, 三次谐波, 绝热条件, 能量转移

PACS: 42.65.Ky, 42.50.Ct, 32.80.Pj

doi: 10.1360/SSPMA2013-00112

在非线性光学参量的频率转换效率中, 三阶效应通常小于二阶效应, 为了提高转换效率, 人们可以利用级联的二阶非线性效应代替三阶效应. 例如: 可以利用对基频光场经过倍频后, 再由倍频光与基频光耦合获得和频 $\omega+2\omega=3\omega$ 产生三次谐波以代替直接利用三阶非线性效应产生三次谐波过程, 这便是近些年来人们十分关注的研究领域: 非线性光学中的多级参量过程^[1].

在非线性光学的研究过程中, 通常假设较强的基频泵浦光场能量是不损耗的, 这样可将非线性方程组转化为线性方程组加以求解. 但考虑到能量守恒和在较高转换效率的情况下, 基频泵浦光场的能量会转换为其他频率的辐射, 因此基频光场的能量变化不能忽略. 这样便会自然地提出: 如何在非线性耦合过程中获得最大的转换效率? 实现能量完全转换的物理机理和条件是什么? 显然这是些基础物理

问题, 对这些问题的解决会有助于光频转换器件的设计. 在这方面, Zhang 等人^[2]研究了利用二阶级联非线性耦合效应实现三次谐波完全转换效率的最佳耦合系数比^[2].

利用两个二阶非线性效应产生三次谐波的过程类似于原子系统中的三能级体系^[3]. 在三能级系统中利用 STIRAP 的方法可实现将基态粒子完全转移到终态之中^[4,5]. 在这样的系统中利用 STIRAP 技术的主要要求是: (1) 系统中存在暗态, 它是一个不含有中间态的叠加态; (2) 在满足绝热条件下, 能量只在暗态中演化; (3) 终态与中间态之间的耦合要先于基态与中间态的耦合, 且前者大于后者. 在整个过程中, 中间能态几乎没有任何粒子停留. 由于这一技术在量子态之间实现粒子布居完全转移的有效性而被广泛地应用于各种量子态之间的能量转移^[4-8]和各种类似体系中的能量转移研究之中^[9-15]. 在对非线性光学

引用格式: 安澜, 徐永刚, 林钱兰, 等. 非线性绝热条件下的级联高效非线性光频转换. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2014, 44: 804–809
An L, Xu Y G, Lin Q L, et al. High-efficiency cascaded nonlinear optical frequency conversion under the condition of nonlinear adiabatic condition (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2014, 44: 804–809, doi: 10.1360/SSPMA2013-00112

参量中的能量转换研究中, 我们小组借助于量子力学中的绝热演化理论研究了和频过程中的绝热条件、能量转移和 Landau-Zener 遂穿过程^[16,17]. Wei 等人^[18]基于上述的绝热理论和方法研究了级联高效非线性光频率转换问题, 但他们是在考虑入射光场为不变的强场近似下, 处理了一组线性方程.

描述级联二阶非线性光频转换过程的方程是一组非线性微分方程, 它不同于常规描述的线性过程. 如何处理非线性系统中的绝热演化便成为了能否利用 STIRAP 技术的关键. 近些年来, 人们在研究光缔合原子形成稳定分子的过程中, 探讨了非线性系统中的绝热演化问题^[19-22]. 在本文中, 我们基于文献^[19]中研究类三能级系统的绝热演化的基本思想和方法, 利用暗态的稳定性特征, 考虑能量在其内部满足慢变化的演化特点, 将暗态演化看作是在稳定点附近有些微小扰动, 再找到微小变化可以忽略的条件, 从而将非线性系统转化为线性系统, 并获得非线性系统的绝热演化条件. 根据 STIRAP 技术的要求研究了基频光场能量全部转化为三次谐波的物理过程. 在理论上提出了实现能量完全转移时的两种耦合系数之间的关系.

1 耦合波方程

经由两个二阶非线性效应实现三次谐波产生的耦合波方程组可以写为^[2]

$$\begin{aligned}\frac{dA_1}{dx} &= -i\alpha A_1^* A_2 e^{-i\Delta k_1 x} - i\beta A_2^* A_3 e^{-i\Delta k_2 x}, \\ \frac{dA_2}{dx} &= -i\frac{\alpha}{2} A_1^2 e^{i\Delta k_1 x} - i\beta A_1^* A_3 e^{-i\Delta k_2 x}, \\ \frac{dA_3}{dx} &= -i\beta A_1 A_2 e^{i\Delta k_2 x}.\end{aligned}\quad (1)$$

其中

$$\begin{aligned}A_i &= \sqrt{n_i / \omega_i} E_i, \quad i=1, 2, 3, \\ \Delta k_1 &= k_{2\omega} - 2k_\omega - G_{\alpha'}, \quad \Delta k_2 = k_{3\omega} - k_{2\omega} - k_\omega - G_{\alpha''}, \\ \alpha &= \frac{f_{\alpha'} d_{\text{eff}}}{c} \sqrt{\frac{\omega_1^2 \omega_2}{n_1^2 n_2}}, \quad \beta = \frac{f_{\alpha''} d_{\text{eff}}}{c} \sqrt{\frac{\omega_1 \omega_2 \omega_3}{n_1 n_2 n_3}}\end{aligned}$$

分别表示着产生与二次谐波和三次谐波相关的耦合系数. c 是真空中光速, d_{eff} 是有效非线性系数. f_α 和 G_α 是傅里叶系数和结构所对应的倒格矢. A_i , ω_i 和

$n_i (i=1, 2, 3)$ 分别是基频, 二次谐波和三次谐波的光场, 频率和折射率. 方程(1)所描述的级联二阶效应中的三次谐波产生过程如图 1 所示. 它包含了两个和频和三个差频过程. 方程只包含二阶非线性效应, 不包括 $\omega + \omega + \omega = 3\omega$ 的三阶非线性过程.

若假设入射的基频泵浦场初始能量为 1, 根据方程组(1)可以证明基频、二次谐波和三次谐波光场之间满足能量守恒关系

$$|A_1|^2 + 2|A_2|^2 + 3|A_3|^2 = 1. \quad (2)$$

在方程(1)中要实现准相位匹配(QPM), 关键的是要建立一种超晶格结构以满足 QPM 技术要求, 它提供一个倒格矢以补偿由于晶体色散导致的相位失配作用^[23]. 从这样的观点, 制备的晶体结构可以是周期或准周期的, 最为常用的是铁电畴反向材料. 由此可见, 通过 QPM 技术可以使系统满足相位匹配条件, 即满足关系:

$$\begin{aligned}\Delta k_1 &= k_{2\omega} - 2k_\omega - G_{\alpha'} = 0, \\ \Delta k_2 &= k_{3\omega} - k_{2\omega} - k_\omega - G_{\alpha''} = 0,\end{aligned}$$

如图 2 所示.

为了简化方程, 令 $A_1=a$ (实数), $A_2=-ib$ 和 $A_3=-c$ 代入(1)式中可以得到满足准相位匹配条件后的简化方程组:

图 1 三次谐波产生的级联二阶非线性光学效应关联图
Figure 1 The schematic diagram of the third-harmonic produced by cascaded second-order nonlinear optical effects.

图 2 二次谐波和三次谐波过程中的准相位匹配关系
Figure 2 The phase matching relationship in the second-harmonic (SH) and the third-harmonic (TH) generation process.

$$\begin{aligned}\frac{da}{dx} &= -\alpha ab - \beta bc, \\ \frac{db}{dx} &= \frac{\alpha}{2} a^2 - \beta ac, \\ \frac{dc}{dx} &= \beta ab.\end{aligned}\quad (3)$$

如前所述, 这种级联二阶非线性能量转换过程完全类似于三能态系统中的耦合过程, 因此可以通过 STIRAP 技术实现能量的完全转移. 要实现这一过程必须满足的基本条件之一便是暗态的存在, 它所对应的本征值为零. 据文献[2]的报道, 在这样的系统中, 当耦合系数满足一定的比例条件下可以实现基频光完全转化为三次谐波. 这说明在方程(3)所描述的系统中可能存在着暗态. 这样我们假设方程(3)所描述的系统具有本征值为零所对应的本征态 $\psi_0 = (a_0 \ b_0 \ c_0)^T$, a_0, b_0, c_0 为本征值为零时的本征态光场振幅. 令方程(3)的左边等于零, 再利用能量守恒条件 $|a_0|^2 + 2|b_0|^2 + 3|c_0|^2 = 1$, 求解得到三个相应的本征态光场振幅, 分别是

$$a_0 = \frac{2\beta}{\sqrt{3\alpha^2 + 4\beta^2}}, \quad b_0 = 0, \quad c_0 = \frac{\alpha}{\sqrt{3\alpha^2 + 4\beta^2}}.$$

令 $\tan \theta = \frac{\sqrt{3}\alpha}{2\beta}$, 并将其简化并写成向量形式为

$$\psi_0 = \begin{pmatrix} a_0 \\ b_0 \\ c_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta \\ 0 \\ \frac{\sin \theta}{\sqrt{3}} \end{pmatrix}. \quad (4)$$

可以看到, a_0, b_0 和 c_0 均为实数, 其结果与三能级系统中 STIRAP 技术要求的: 暗态不含有中间态相一致. 它只与基频和三次谐波光场有关, 与中间的二次谐波光场无关.

2 非线性耦合系统中的绝热条件

若系统只在稳定的暗态中演化, 那么三个光场振幅的演化可以看作是在暗态附近存在些微小变化. 这些微小变化可以忽略的条件便是系统的非线性绝热条件, 这样便可保证系统在稳定的暗态之中演化, 从而实现能量在基频和三次谐波光场中完全转换. 基于这一思想, 假设 $a = (a_0 + \delta a)$ (实数), $b = -i(b_0 + \delta b)$, $c = -(c_0 + \delta c)$, $\delta \psi = (\delta a \ \delta b \ \delta c)^T$ 是暗态本征矢中的微小变

化量, 其中 $b_0 = 0$. 将其带入(3)式并写成矩阵形式:

$$\frac{d\delta \psi}{dx} = M \delta \psi - \frac{d\psi_0}{dx}. \quad (5)$$

其中

$$M = \begin{pmatrix} 0 & \sqrt{3}\beta \sin \theta & 0 \\ -\frac{\beta \sin \theta}{\sqrt{3}} & 0 & \beta \cos \theta \\ 0 & -\beta \cos \theta & 0 \end{pmatrix},$$

$$\frac{d\psi_0}{dx} = \begin{pmatrix} -\sin \theta \\ 0 \\ \frac{\cos \theta}{\sqrt{3}} \end{pmatrix} \dot{\theta}.$$

M 是一个仅由耦合系数决定的变换矩阵. $d\psi_0/dx$ 是方程(5)的驱动项, 其中的 $\dot{\theta} = d\theta/dx$. 显然方程(5)是一组线性方程, 矩阵 M 的本征值为 $(0 \ -i\beta \ i\beta)^T$ 是复数. 若 β 为实数, 它保证了 $\delta \psi$ 不会指数增加, 而是一个振荡的运动形式. 同时若适当地选取耦合系数 α 和 β , 使其满足关系 $d\psi_0/dx \ll 1$, 即 $\dot{\theta}$ 是一个微小量, 这样驱动项对方程的贡献会很小, 保证了方程(5)不会发散. 矩阵 M 的本征值对应的一组正交归一本征矢所构成的矩阵为

$$W = \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{3} \cos \theta}{\sqrt{2 \cos^2 \theta + 1}} & -\frac{\sqrt{3} \sin \theta}{\sqrt{2(\sin^2 \theta + 1)}} & -\frac{\sqrt{3} \sin \theta}{\sqrt{2(\sin^2 \theta + 1)}} \\ 0 & \frac{i}{\sqrt{2(\sin^2 \theta + 1)}} & -\frac{i}{\sqrt{2(\sin^2 \theta + 1)}} \\ \frac{\sin \theta}{\sqrt{2 \cos^2 \theta + 1}} & \frac{\cos \theta}{\sqrt{2(\sin^2 \theta + 1)}} & \frac{\cos \theta}{\sqrt{2(\sin^2 \theta + 1)}} \end{pmatrix}. \quad (6)$$

利用这一矩阵将 $\delta \psi$ 做变换 $\delta \psi = W \delta \xi$. 将 $\delta \psi = W \delta \xi$ 带入方程(5)这样便可得到一组对应新变量 $\delta \xi = (\delta \xi_1 \ \delta \xi_2 \ \delta \xi_3)^T$ 的微分方程

$$\frac{d\delta \xi}{dx} = M' \delta \xi - W^{-1} \frac{d\psi_0}{dx}, \quad (7)$$

其中 $M' = W^{-1} M W - W^{-1} (dW/dx)$, 这是一个标准的变换表示. 第一项 $W^{-1} M W$ 可将矩阵 M 对角化, 三个对角元素对应着矩阵 M 的本征值 $(0 \ -i\beta \ i\beta)^T$. 第二项满足

关系 $W^{-1}(dW/dx) \propto \dot{\theta}$, 由于 $\dot{\theta}$ 与 $\delta\xi$ 和 $\delta\psi$ 一样是一阶小量, 因此 $W^{-1}(dW/dx)\delta\xi \propto \dot{\theta}\delta\xi$ 是二阶小量可以忽略. 这样方程(7)就由 $(W^{-1}MW)\delta\xi$ 和驱动项 $W^{-1}(d\psi_0/dx)$ 组成, (7)式可以改写为

$$\begin{pmatrix} \delta\xi_1 \\ \delta\xi_2 \\ \delta\xi_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & -i\beta & 0 \\ 0 & 0 & i\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta\xi_1 \\ \delta\xi_2 \\ \delta\xi_3 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\gamma}{2\sqrt{3}} \\ \frac{\gamma}{2\sqrt{3}} \end{pmatrix} \dot{\theta}, \quad (8)$$

其中 $\gamma = \sqrt{3 - \cos(2\theta)}$. 在初始情况下, 只有基频光场存在, 即 $A_1 = a_0 = 1$, 因此有 $\delta a = 0$. 由(8)式中第一个方程 $\delta\dot{\xi}_1 = 0$, 可得 $\delta\xi_1 = 0$. 另外两个方程, 可令 $\delta\xi_2 = \mu_2 e^{-i\beta x}$ 和 $\delta\xi_3 = \mu_3 e^{i\beta x}$ 并带入(8)式, 可以得到 $\dot{\mu}_2 = -f(x)e^{i\beta x}$ 和 $\dot{\mu}_3 = -f(x)e^{-i\beta x}$, 其中 $f(x) = (\gamma/2\sqrt{3})\dot{\theta}$. 根据 $\delta\xi_{2,3}(0) = 0$ 的初始条件, (8)式后两个微分方程的解为

$$\begin{cases} \delta\xi_2 = \int_0^x -f(x') e^{i\beta(x'-x)} dx', \\ \delta\xi_3 = \int_0^x -f(x') e^{-i\beta(x'-x)} dx'. \end{cases} \quad (9)$$

定义 $r(x) = \sqrt{|\delta\xi_2(x)|^2 + |\delta\xi_3(x)|^2} / 2 \ll 1$ [19] 为系统的绝热条件. 若考虑积分方程稳定时的贡献, 可将 $f(x')$ 用 $f(x)$ 代替并提出积分号外, 积分后忽略振荡项代入到 $r(x)$ 之中可以得到

$$r(\theta, \dot{\theta}) = \frac{\sqrt{3 - \cos(2\theta)}}{2\sqrt{6}\beta} \dot{\theta} \ll 1, \quad (10)$$

(10)式是本文的重要结果, 它是方程(1)描述的非线性系统应满足的绝热条件. 满足绝热条件是保证使非线性系统中各光场之间在发生能量转换过程时处于稳定状态.

3 级联二阶非线性光频转换中的能量完全转化

由图1可知, 利用级联二阶非线性效应产生三次谐波的物理过程是: 首先, 基频光场在非线性光学晶体中产生二次谐波, 相关的耦合参数为 α . 此后二次谐波再与基频光场通过和频过程获得三次谐波, 对应的耦合参数为 β . 显然, 这是在时间和空间上具有

先后次序, 与两个耦合系数相关的物理过程. 在这一过程中, 要在稳态情况下利用 STIRAP 技术实现能量完全转换首先应满足如下条件.

(1) 稳态情况下的能量守恒条件.

根据稳态解的表示, 这时能量守恒条件为: $|a_0|^2 + 3|c_0|^2 = 1$, 它与二次谐波无关.

(2) 绝热条件成立的基本要求.

为获得绝热条件, 要求(5)和(7)式中的驱动项

$$\frac{d\psi_0}{dx} = \begin{pmatrix} -\sin\theta & 0 & \frac{\cos\theta}{\sqrt{3}} \end{pmatrix}^T \dot{\theta},$$

$$W^{-1} \frac{d\psi_0}{dx} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{\gamma}{2\sqrt{3}} & \frac{\gamma}{2\sqrt{3}} \end{pmatrix}^T \dot{\theta}$$

都要远小于 1, 从而保证系统不会产生发散. 这两个条件是保证(10)式的绝热条件成立的重要前提条件.

基于上述两个基本要求, 下面就两个具体实例讨论不同耦合系数情况下获得三次谐波能量完全转化的物理过程.

3.1 耦合系数 α 和 β 为常数

根据文献[2]中的方程(4), 当取 $\beta=1$ 时, α 可有两个常数解, 它们分别是 $\alpha=0.8858$ 和 $\alpha=2.0$ [2]. 这是在考虑入射基频光场能量完全转换为三次谐波时得到的结果. 根据(4)式, 当 $\beta=1$ 时, α 为任何值时都满足能量守恒条件. 而绝热条件 $r(\theta, \dot{\theta})$, $d\psi_0/dx$ 和 $W^{-1}(d\psi_0/dx)$ 都是与 $\dot{\theta}$ 成正比, 由 $\tan\theta = \sqrt{3}\alpha/(2\beta)$ 可得 $\dot{\theta} = [\sin(2\theta)/2](\dot{\alpha}/\alpha - \dot{\beta}/\beta)$. 显然, 对于耦合系数为常数时 $\dot{\theta}=0$, 这样三个约束都同时满足. 当耦合参数 $\alpha=0.8858$ 时, 它满足 STIRAP 技术实现能量的完全转换时对耦合系数的要求 $\beta > \alpha$. 这说明, 基频光场与二次谐波之间会以较大的耦合速率通过和频过程完全转化为三次谐波, 不会使二次谐波有所能量剩余. 而 $\alpha/\beta=0.8858$ ($\beta=1$) 则是两耦合系数之间的最佳耦合比. 对于 $\alpha=2.0$ 则相反, 其关系 $\alpha > \beta$ 不符合 STIRAP 技术要求. 在这种情况下, 由于产生二次谐波的速率大于由和频过程产生三次谐波的速率, 这样会有剩余的二次谐波, 因此不能够实现能量的完全转换. 由此可见, 利用三能级系统中的 STIRAP 原理可对文献[2]所得图 1(c)的结果给出很好的物理解释.

3.2 耦合系数 $\beta=1$, $\alpha=\tanh x$

若取 $\beta=1$, $\alpha=\tanh x$, 则满足稳态时的能量守恒

条件 $|a_0|^2 + 3|c_0|^2 = 1$. 利用这样一组耦合参数, 通过对方程(1)的数值计算, 获得了绝热条件 $r(x)$ 、基频波、二次谐波和三次谐波光场能量的演化规律, 如图 3(a)所示. 其中 $r(x)$ 是一个单调下降曲线. 在初始阶段基频光场变化很小, $r(x)$ 较大, 说明这时的系统在稳定态附近有较大的波动. 当产生三次谐波之后(在晶体长度 $L=1.0$ mm 后三次谐波有明显的产生) $r(x)$ 很快下降, 并保持很小, 满足绝热条件 $r(x) \ll 1$, 系统进入并一直保持在稳定状态. 同样, 在图 3(b)中, 画出了相应的 $d\psi_0/dx$ 和 $W^{-1}(d\psi_0/dx)$ 的变化的曲线, 它们与绝热条件曲线类似. 同时在三次谐波开始产生(晶体长度 $L=1.0$ mm)后 $d\psi_0/dx$ 和 $W^{-1}(d\psi_0/dx)$ 也都快速下降, 从此之后一直保持很小满足远远小于 1 的条件. 这说明在发生能量转换之后, 这样的耦合系数是符合获得绝热条件的基本要求, 满足绝热条件的. 因此这样的一组耦合系数是可以使(1)式所描述的非线性系统实现光场之间能量的完全转换.

4 结论

我们借鉴量子理论 STIRAP 研究了级联二阶非线性光频转换问题. 这是一个非线性问题, 也是一个基础物理问题. 我们基于量子理论中暗态的特征, 假设在暗态附近有些微小扰动, 找到了这些微小变化可以忽略的条件, 获得了非线性系统的绝热演化条件. 研究表明, 在这样的系统中通过能量完全转换获得三次谐波应满足的要求是: (1) 暗态的存在, 它

图 3 (a)级联二阶非线性光频转换中耦合系数为 $\beta=1$, $\alpha=\tanh x$ 时基频光场(Foundational light)、二次谐波(SH), 三次谐波(TH)和绝热条件 r_{nl} 的演化规律. (b) $W^{-1}(d\psi_0/dx)$ 和 $d\psi_0/dx$ 在晶体中的演化规律

Figure 3 (a) Energy conversion process between fundamental frequency light field and the SH, TH and the nonlinear adiabatic conditions of cascaded second-order nonlinear optical frequency conversion as the coupling coefficients are $\beta=1$, $\alpha=\tanh x$. (b) The evolution of the regularity of $W^{-1}(d\psi_0/dx)$ and $d\psi_0/dx$ in the crystal.

与二次谐波无关; (2) 满足绝热演化条件; (3) 满足能量守恒关系. 文中选取了两个典型的耦合系数关系, 具体说明了满足绝热条件和能量守恒条件是实现能量完全转换的重要条件. 文中所得结果对于研究、设计级联二阶非线性频率转换器件具有重要意义.

参考文献

- 1 Saltiel S M, Sukhorukov A A, Kivshar Y S. Multistep parametric processes in nonlinear. Prog Opt, 2005, 47: 1–73
- 2 Zhang C, Zhu Y Y, Yang S X, et al. Crucial effects of coupling coefficients on quasi-phase-matched harmonic generation in an optical superlattice. Opt Lett, 2000, 25: 436–438
- 3 Kim M-s, Yoon C S. Theoretical analysis of third-harmonic generation via direct third-order and cascaded second-order processes in CsLiB₆O₁₀ crystals. Phys Rev A, 2002, 65: 033831
- 4 Bergmann K, Theuer H, Shore B W. Coherent population transfer among quantum states of atoms and molecules. Rev Mod Phys, 1998, 70(3): 1003–1025
- 5 Kuklinski J R, Gaubatz U, Hioe F T, et al. Adiabatic population transfer in a three-level system driven by delayed laser pulses. Phys Rev A, 1989, 40: 6741–6744
- 6 Oreg J, Hioe F T, Eberly J H. Adiabatic following in multilevel systems. Phys Rev A, 1984, 29: 690–697
- 7 Oreg J, Bergmann K, Shore B W, et al. Population transfer with delayed pulses in four-state systems. Phys Rev A, 1992, 45: 4888–4896
- 8 Sugny D, Ndong M, Lauvergnat D, et al. Laser control in open molecular systems: STIRAP and optimal control. JPPA-Chem, 2007, 190: 359–371
- 9 Boradjiev I I, Vitanov N V. Transition time in the stimulated Raman adiabatic passage technique. Phys Rev A, 2010, 82: 043407(8)

- 10 Rangelov A A, Gaubatz U, Vitanov N V. Broadband adiabatic conversion of light polarization. *Opt Commun*, 2010, 283: 3891–3894
- 11 Roy A, Reichl L E. Quantum control of interacting bosons in periodic optical lattice. *Phys E*, 2010, 42: 1627–1632
- 12 Shore B W, Rangelov A A, Vitanov N V. Stimulated Raman adiabatic passage with temporal pulselets. *Opt Commun*, 2010, 283: 730–736
- 13 Longhi S. Adiabatic passage of light in coupled optical waveguides. *Phys Rev E*, 2006, 73: 026607(5)
- 14 Longhi S, Valle G D, Ornigotti M, et al. Coherent tunneling by adiabatic passage in an optical waveguide system. *Phys Rev B*, 2007, 76: 201101(4)
- 15 Longhi S. Quantum-optical analogies using photonic structures. *Laser Photon Rev*, 2009, 3: 243–261
- 16 Ren L Q, Li Y F, Li B H, et al. Adiabatic and diabatic process of sum frequency conversion. *Opt Exp*, 2010, 18: 20428–20438
- 17 Lin Q L, An L, Xu Y G, et al. Rabi oscillation and Landau-Zener tunneling process of sum frequency (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2013, 43: 1015–1021 [林钱兰, 安澜, 徐永刚, 等. 和频过程中的 Rabi 振荡与 Landau-Zener 隧穿过程. *中国科学: 物理学 力学 天文学*, 2013, 43: 1015–1021]
- 18 Wei J X, Chen C S, Jiang H, et al. High-efficiency cascaded wavelength conversion based on adiabatic evolution. *Phys Rev A*, 2013, 88: 023806
- 19 Pu H, Maenner P, Zhang W P, et al. Adiabatic condition for nonlinear systems. *Phys Rev Lett*, 2007, 98: 050406
- 20 Zhao C, Zou X B, Pu H, et al. Atom-molecule dark state: The exact quantum solution. *Phys Rev Lett*, 2008, 101: 010401
- 21 Ling H Y, Pu H, Seaman B. Creating a stable molecular condensate using a generalized raman adiabatic passage scheme. *Phys Rev Lett*, 2004, 93: 250403
- 22 Mackie M, Kowalski R, Javanainen J. Bose-Stimulated Raman adiabatic passage in photoassociation. *Phys Rev Lett*, 2000, 84(17): 3803–3806
- 23 Armstrong J A, Bloembergen N, Ducuing J, et al. Interactions between light waves in a nonlinear dielectric. *Phys Rev*, 1962, 127(6): 1918–1939

High-efficiency cascaded nonlinear optical frequency conversion under the condition of nonlinear adiabatic condition

AN Lan, XU YongGang, LIN QianLan, ZHU HaiFei, LIN FuKun & LI YongFang*

College of Physics and Information Technology, Shanxi Normal University, Xi'an 710062, China

We studied the energy transfer and nonlinear coupling process of the third harmonic produced by cascaded second-order nonlinear optical effects. Based on the stimulated Raman adiabatic passage (STIRAP) principle and stability characteristics of the dark state, we obtained the adiabatic condition in the nonlinear system, analyzed the physical mechanism of energy conversion with high efficiency, and put forward the fundamental condition that the coupling coefficients should satisfy in order to realize the complete energy transfer. The result had great significance in optical device designing that produced third harmonic.

nonlinear cascaded process, third harmonic, adiabatic condition, energy transfer

PACS: 42.65.Ky, 42.50.Ct, 32.80.Pj

doi: 10.1360/SSPMA2013-00112