

## 专栏:量子信息与量子模拟

**【特约主持人】刘伍明:国家杰出青年科学基金获得者**

**【主持人按语】**美国自 20 世纪 90 年代开始将量子信息技术作为国家发展重点,并发布了量子战略和通过了国家量子计划法案,将量子信息技术等四大关键技术视为未来科技和产业发展的基础设施.近年来,欧盟启动了量子旗舰计划,日本发布了量子飞跃旗舰计划,韩国也发布了量子通信中长期推进战略.在如此激烈的国际竞争背景下,习近平总书记在 2020 年中共中央量子科技研究和应用的集体学习会议上强调:要充分认识到推动量子科技发展的重要性和紧迫性,加强量子科技发展战略谋划和系统布局.紧接着量子科技相关内容就被纳入“十四五”规划和 2035 远景目标纲要.全国 21 个省级行政区将量子科技纳入“十四五”规划,其中就包括河南省.在河南省 104 次省政府常务会议上强调:要及早布局应对量子技术发展激烈竞争局面,立足河南独特优势,聚焦重点领域加快推进,争取融入量子信息国家实验室,构建国际一流的量子制备中心、量子精准测量控制中心、量子技术应用探索平台、量子通信郑州卫星地面站等基础科研设施.在论文《超冷原子系统中电磁诱导透明的弱光矢量怪波》中,作者提出在冷原子体系利用量子调手段实现矢量光学亮-亮怪波、暗-暗怪波和亮-暗怪波,并利用调制不稳定性研究产生光学怪波的产生机制.该研究在光学信息处理和传输中具有潜在的应用价值.在论文《铷原子自旋噪声谱分析中的窗口效应实验研究》中,作者在实验上对铷原子在不同温度下的自旋噪声信号进行采集,并选取常用窗函数进行数据处理和分析并给出实验上的修正关系.该工作在利用自旋噪声谱对原子系统进行超高精密测量中有很重要的意义.在论文《T 形结构中的熵随机共振》中,作者探究了受迫运动的布朗粒子在漏斗状 T 形结构中的熵随机共振现象,揭示了体系中的熵随机共振产生的机制.可以为研究微观粒子,如细胞,生物大分子,纳米小颗粒等在狭长通道中的输运,筛选与分离提供参考.

# 超冷原子系统中电磁诱导透明的弱光矢量怪波

秦璐<sup>1a</sup>,冯雪景<sup>1a</sup>,蒋亚静<sup>1a</sup>,齐文荣<sup>1a</sup>,田红娟<sup>1b</sup>,赵兴东<sup>1a</sup>,夏世强<sup>1a</sup>,  
杨春洁<sup>1a</sup>,张计才<sup>1a</sup>,高玉峰<sup>1a</sup>,朱遵略<sup>1a</sup>,刘伍明<sup>2</sup>

(1.河南师范大学 a.物理学院;b.计算机与信息工程学院,河南 新乡 453007;

2.中国科学院 物理研究所 北京凝聚态物理国家研究中心,北京 100190)

**摘要:**光学怪波,类比于海洋中的怪波,即具有极高振幅的光学波.非线性薛定谔方程可以作为一种简单的模型来研究光学怪波.多分量耦合的非线性薛定谔方程可研究不同偏振分量的矢量怪波.提出在冷原子体系利用电磁诱导透明(Electromagnetically Induced Transparency, EIT)实现矢量光学亮-亮怪波、暗-暗怪波和亮-暗怪波,并

收稿日期:2022-01-25;修回日期:2022-03-08.

基金项目:国家自然科学基金(12074105;12104135;11604086;11704102;11604084);河南师范大学博士启动项目(5101029170846).

作者简介:刘伍明(1960—),男,湖南衡阳人,中国科学院物理研究所研究员,研究方向为原子分子光学、凝聚态物理、量子多体效应等.

通信作者:赵兴东, E-mail: phyzhxd@gmail.com;刘伍明, E-mail: wmliu@iphy.ac.cn.

利用调制不稳定性研究产生光学怪波的产生机制,研究结果有助于深刻理解非线性系统的不稳定性本质和动力学性质,并且在光学信息处理和传输中具有潜在的应用价值.

**关键词:**超冷原子;光学怪波;电磁诱导透明;调制不稳定性

**中图分类号:**O413

**文献标志码:**A

怪波(Rogue Wave)是一种在空间和时间上局域的具有很高振幅的波,它来无影、去无踪的特性使其具有很强的破坏性,所以在理论和实验上,怪波的许多问题都值得深入研究.近年来,不同的物理体系中相继发现怪波,包括水槽系统<sup>[1]</sup>、光纤及谐振腔<sup>[2-7]</sup>、玻色-爱因斯坦凝聚(Bose-Einstein Condensation, BEC)<sup>[8-10]</sup>以及金融领域<sup>[11]</sup>等.关于怪波的成因,通常认为是调制不稳定性(Modulation Instability, MI)将一定范围的初始频率放大引起的,导致其远远大于初始振幅.2007年, SOLLI 等人<sup>[12]</sup>首次在线性光纤中观察到光学怪波,打开了光学怪波研究的大门,光学怪波由于其广泛的应用而备受人们的关注.

非线性薛定谔方程(Nonlinear Schrödinger Equations, NLS)可以作为一种简单的物理模型来分析光学怪波,而多分量耦合的非线性薛定谔方程可研究不同偏振分量的矢量怪波.本文在三脚架型四能级冷原子体系实现了双分量光学怪波,其中两束弱探测场和一束强控制场分别耦合原子能级.由于体系电磁诱导透明效应,该体系可以在较弱的功率下实现矢量光学怪波.通过调节原子系统的参数,可实现亮-亮矢量怪波、暗-暗矢量怪波和亮-暗矢量怪波.

## 1 模型简介

考虑一个三脚架型四能级冷原子系统,三束激光场分别与原子相互作用如图 1(a)所示,两束正交的圆偏振探测激光场  $\Omega_{p1}$  和  $\Omega_{p2}$  分别耦合能级  $|1\rangle \leftrightarrow |4\rangle$  和  $|2\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ ,一束线偏振控制激光场  $\Omega_c$  耦合能级  $|3\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ .体系的电场  $E = \hat{\epsilon}_c \exp[i(k_c z - \omega_c t)] + (\hat{\epsilon}_+ \epsilon_{p+} + \hat{\epsilon}_- \epsilon_{p-}) \exp[i(k_p z - \omega_p t)] + c.c.$ , 其中  $\hat{\epsilon}_c$  和  $\epsilon_c$  分别为控制场的单位矢量和包络,  $\hat{\epsilon}_+ = (\hat{x} + i\hat{y})/\sqrt{2}$  和  $\hat{\epsilon}_- = (\hat{x} - i\hat{y})/\sqrt{2}$  分别为探测场包络  $\epsilon_{p+}$  和  $\epsilon_{p-}$  的偏振分量的单位矢量,  $\hat{x}$  ( $\hat{y}$ ) 是沿  $x$  ( $y$ ) 方向的单位矢量,  $k_p = \omega_p/c$  与  $k_c = \omega_c/c$  分别是探测光场和控制光场的波数.为了消除一阶多普勒效应,假设所有激光场都沿  $z$  方向传播,如图 1(b)所示.

在电偶极近似和旋转波近似下,原子系统在相互作用绘景下的哈密顿量为

$$\hat{H}_{\text{int}} = -\hbar \sum_{\alpha=1}^4 \Delta_{\alpha} |\alpha\rangle\langle\alpha| - \hbar(\Omega_{p1} |4\rangle\langle 1| + \Omega_{p2} |4\rangle\langle 2| + \Omega_c |4\rangle\langle 3| + H.c.), \quad (1)$$

其中,  $\Delta_1 = 0, \Delta_2 = (E_1 - E_2)/\hbar, \Delta_3 = \omega_p - \omega_c - (E_3 - E_1)/\hbar, \Delta_4 = \omega_p - (E_4 - E_1)/\hbar$  为光场失谐量,  $E_{\alpha}$  为原子能级  $|\alpha\rangle$  态的本征能量,  $\Omega_{p1} = (\mathbf{p}_{14} \cdot \hat{\epsilon}_-) \epsilon_{p-} / (2\hbar), \Omega_{p2} = (\mathbf{p}_{24} \cdot \hat{\epsilon}_+) \epsilon_{p+} / (2\hbar), \Omega_c = (\mathbf{p}_{34} \cdot \mathbf{e}_c) \epsilon_c / (2\hbar)$  分别为探测场和控制场的半拉比频率,  $\mathbf{p}_{\alpha\beta}$  是  $|\beta\rangle \leftrightarrow |\alpha\rangle$  能级之间的电偶极跃迁矩阵元.

原子动力学满足光学布洛赫方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}_{\text{int}}, \rho] + \mathbf{\Gamma}(\rho), \quad (2)$$

其中  $\rho$  是一个  $4 \times 4$  密度矩阵,密度矩阵元为  $\rho_{\alpha\beta}$  ( $\alpha, \beta = 1, 2, 3, 4$ ) 描述原子布局和相干.  $\mathbf{\Gamma}$  是一个  $4 \times 4$  相干弛豫矩阵,描述系统的自发辐射和退相干.假设控制光场强度远远大于探测光场,因此不考虑控制光场的动力学.探测光场的动力学由麦克斯韦方程描述,在慢变包络近似下可以写为

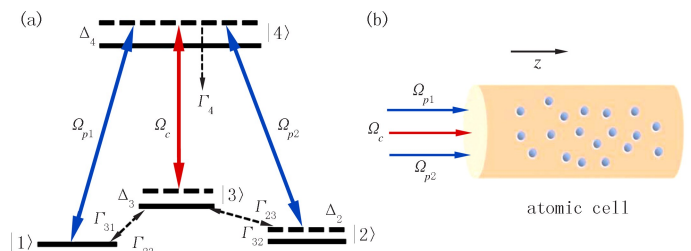


图1 三脚架型四能级原子激发能级图(a)和原子气体和激光场的几何排列(b)  
 两束正交的圆偏振探测激光场  $\Omega_{p1}$  和  $\Omega_{p2}$  分别耦合能级  $|1\rangle \leftrightarrow |4\rangle$  和  $|2\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ , 一束线偏振控制激光场  $\Omega_c$  耦合能级  $|3\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ . (a) ( $a=1, 2, 3, 4$ ) 为原子态,  $\Delta_a$  为光场失谐量, 其中  $\Delta_1=0$ .  $\Gamma_{\alpha\beta}$  为能级  $|\beta\rangle$  与能级  $|\alpha\rangle$  之间的粒子布局传输速率. 假定所有的激光场都沿  $z$  方向传播.

Fig. 1 Energy-level diagram and excitation scheme of the tripod-type four-level atomic gas(a) and atomic cell(blue solid circles denote atoms) and the geometric arrangement of the two laser fields(b)

$$i\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right)\Omega_{\rho 1} + \frac{c}{2\omega_p} \nabla_{\perp}^2 \Omega_{\rho 1} + \kappa_{14}\rho_{41} = 0, \quad (3a)$$

$$i\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right)\Omega_{\rho 2} + \frac{c}{2\omega_p} \nabla_{\perp}^2 \Omega_{\rho 2} + \kappa_{24}\rho_{42} = 0, \quad (3b)$$

其中  $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ ,  $\kappa_{14} = \mathcal{N}_a \omega_p |p_{14} \cdot \hat{\epsilon}_-|^2 / (2\epsilon_0 c \hbar)$ ,  $\kappa_{24} = \mathcal{N}_a \omega_p |p_{24} \cdot \hat{\epsilon}_+|^2 / (2\epsilon_0 c \hbar)$ ,  $\mathcal{N}_a$  为体系的原子密度,  $\epsilon_0$  为真空中介电常数. 假设探测光场的横向 ( $x$  和  $y$ ) 尺寸很大, 系统的衍射效应很小, 方程中  $c/(2\omega_p) \nabla_{\perp}^2$  项可以忽略不计.

## 2 线性色散关系

考虑到实验实现的可能性, 这里选取激光冷却的<sup>87</sup>Rb 原子气体, 其能级结构为:  $|1\rangle = |5^2S_{1/2}, F=1, m_F=1\rangle$ ,  $|2\rangle = |5^2S_{1/2}, F=1, m_F=-1\rangle$ ,  $|3\rangle = |5^2S_{1/2}, F=1, m_F=0\rangle$  和  $|4\rangle = |5^2P_{3/2}, F=2, m_F=0\rangle$ . 自发辐射衰减  $\Gamma_4 \approx 2\pi \times 6.06$  MHz,  $\Gamma_3 \approx 2\pi \times 3.2$  kHz,  $\Gamma_{13} \approx \Gamma_{23} = \Gamma_3/2$ ,  $\Gamma_{14} \approx \Gamma_{24} \approx \Gamma_{34} = \Gamma_4/3$ .

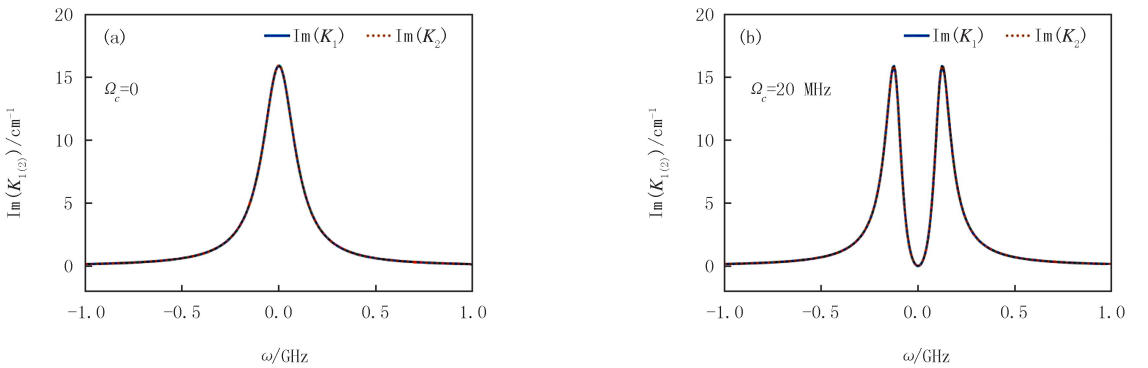
在通常情况下, 系统中探测光场相对于控制光场比较弱, 可以将  $\Omega_{\rho 1}$  和  $\Omega_{\rho 2}$  作为一个小量, 利用多重尺度微扰展开法求解布洛赫方程. 采用渐进展开  $\rho_{\alpha\beta} = \rho_{\alpha\beta}^{(0)} + \rho_{\alpha\beta}^{(1)} + \epsilon^2 \rho_{\alpha\beta}^{(2)} + \dots$ , 将展开式  $\rho_{\alpha\beta}$  代入到布洛赫方程 (2) 可以进行逐级求解. 首先求解至一阶解, 得到  $\Omega_{\rho j} = F_j \exp(i\theta_j)$ , 其中  $\theta_j = K_j(\omega)z_0 - \omega t_0$  ( $j=1, 2$ ),  $F_{1(2)}$  是探测光场两个偏振分量的包络函数.  $K_1(\omega)$  和  $K_2(\omega)$  分别为探测光场两个分量的线性色散关系:

$$K_1(\omega) = \frac{\omega}{c} + \kappa_{14} \frac{(\omega + d_{31})(\rho_{11}^{(0)} - \rho_{44}^{(0)}) + \Omega_c \rho_{34}^{(0)}}{D_1(\omega)}, \quad (4a)$$

$$K_2(\omega) = \frac{\omega}{c} + \kappa_{24} \frac{(\omega + d_{32})(\rho_{22}^{(0)} - \rho_{44}^{(0)}) + \Omega_c \rho_{34}^{(0)}}{D_2(\omega)}, \quad (4b)$$

其中  $D_j(\omega) = |\Omega_c|^2 - (\omega - d_{3j})(\omega + d_{4j})$  ( $j=1, 2$ ).

如图 2 是探测光场两个偏振分量吸收谱的  $\text{Im}(K_1)$  和  $\text{Im}(K_2)$  随频率  $\omega$  变化图. 当控制场关闭时 (图 2 (a)), 探测光场的两个偏振分量的吸收谱线存在一个很大的吸收峰. 当控制光场打开时 (图 2 (b)), 探测光场的两个偏振分量的吸收谱线出现透明窗口.



(a) 当控制光场关闭 ( $\Omega_c=0$ ) 时, 探测光场两个偏振分量存在一个很大的吸收峰. (b) 当控制光场打开 ( $\Omega_c=20$  MHz) 时, 探测光场两个偏振分量的吸收谱线都出现透明窗口.  $\text{Im}(K_1)$ ,  $\text{Im}(K_2)$  分别为探测光场两个偏振分量的吸收谱线.  $\Delta_3 = \Delta_4 = 0$ ,  $\Delta_5 = 2$  MHz,  $\mathcal{N}_a^0 = 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ .

图2 Tripod型原子体系中的双EIT

Fig.2 DEIT in the tripod system

为了讨论探测光场两个偏振分量的非线性效应, 应该考虑高阶情况. 在二阶解中,  $\Omega_{\rho 1}$  和  $\Omega_{\rho 2}$  的可解条件满足  $i[\partial F_j/\partial z_1 + (1/V_{gj})\partial F_j/\partial t_1] = 0$  ( $j=1, 2$ ), 其中  $V_{gj} = 1/K_{1j}$  ( $K_{1j} = \partial K_j/\partial \omega$ ) 为探测光场  $j$  分量的群速度.

在三阶解中, 系统中的克尔效应会产生很重要的作用. 推导得到探测光场两个偏振分量的非线性包络函数  $F_1$  和  $F_2$  满足的可解条件

$$i \frac{\partial F_1}{\partial z_2} - \frac{K_{21}}{2} \frac{\partial^2 F_1}{\partial t_1^2} - (W_{11} |F_1|^2 e^{-2\bar{\alpha}_1 z_2} + W_{12} |F_2|^2 e^{-2\bar{\alpha}_2 z_2}) F_1 = 0, \quad (5a)$$

$$i \frac{\partial F_2}{\partial z_2} - \frac{K_{22}}{2} \frac{\partial^2 F_2}{\partial t_1^2} - (W_{21} |F_1|^2 e^{-2\bar{\alpha}_1 z_2} + W_{22} |F_2|^2 e^{-2\bar{\alpha}_2 z_2}) F_2 = 0, \quad (5b)$$

其中  $\bar{\alpha}_j = \epsilon^{-2} \alpha_j = \epsilon^{-2} \text{Im}(K_j)$  为吸收系数,  $K_{2j} = \partial^2 K_j / \partial \omega^2$  为群速度色散系数,  $W_{11}$  和  $W_{22}$  为探测光场两个偏振分量的自相位调制非线性系数,  $W_{12}$  和  $W_{21}$  为探测光场两个偏振分量的交叉相位调制非线性系数.

考虑原子的能级寿命是有限的, 非线性薛定谔方程中的系数都是复数形式. 但是由于 EIT 效应存在, 系数的虚部都远远小于实部, 可以忽略不计. 通过定义  $\zeta = z/L_D$ ,  $\tau = (t - z/V_g)/\tau_0$ ,  $u_1 = (\Omega_{p1}/U_0) \exp(-iK_1 z)$ ,  $u_2 = (\Omega_{p2}/U_0) \exp(-iK_2 z)$ , 耦合非线性薛定谔方程转化为无量纲形式

$$i \left( \frac{\partial}{\partial \zeta} + g_{A1} \right) u_1 + i g_\delta \frac{\partial u_1}{\partial \tau} - \frac{g_{D1}}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} + (g_{11} |u_1|^2 + g_{12} |u_2|^2) u_1 = 0, \quad (6a)$$

$$i \left( \frac{\partial}{\partial \zeta} + g_{A2} \right) u_2 + i g_\delta \frac{\partial u_2}{\partial \tau} - \frac{g_{D2}}{2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} + (g_{21} |u_1|^2 u_2 + g_{22} |u_2|^2) u_2 = 0, \quad (6b)$$

其中  $g_{Aj} = \alpha_j L_D$ ,  $g_\delta = \text{sgn}(\delta) L_D / L_\delta$ ,  $g_{D1} = K_{12} / |K_{22}|$ ,  $g_{D2} = \text{sgn}(K_{22})$ ,  $g_{jl} = W_{jl} / W_{22}$  ( $j, l = 1, 2$ ),  $\delta = ((1/V_{g1}) - (1/V_{g2}))/2$ ,  $V_g = 2V_{g1}V_{g2}/(V_{g1} + V_{g2})$ ,  $L_D = \tau_0^2 / |K_{22}|$  表征色散长度,  $L_\delta = \tau_0 / |\delta|$  表征群速度失配长度,  $\tau_0$  为脉冲弛豫时间.

### 3 矢量怪波解

由于控制光场诱导的 EIT 效应, 因此方程(6)中的复系数的虚部可以忽略. 这使得方程(6)几乎是可积的, 因此系统支持矢量怪波解. 当忽略系数的虚部时, 方程(6)很容易得到亮-亮, 亮-暗和暗-暗怪波解.

通过选择合适的系统参数, 方程(6)中无量纲参数  $g_\delta = 0.001$ ,  $g_{D1} = -1$ ,  $g_{D2} = -1$ ,  $g_{11} = g_{12} = g_{21} = g_{22} \approx -2$ . 此时系统非线性为自聚焦非线性. 上式方程即成为矢量非线性薛定谔方程 (Vector Nonlinear Schrödinger Equations, VNLS) 或 Manakov 系统

$$i \frac{\partial}{\partial \zeta} u_1 + \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} + 2(|u_1|^2 + |u_2|^2) u_1 = 0, \quad (7a)$$

$$i \frac{\partial}{\partial \zeta} u_2 + \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} + 2(|u_1|^2 + |u_2|^2) u_2 = 0. \quad (7b)$$

利用标准的达布变换<sup>[13-15]</sup>求解聚焦矢量非线性薛定谔方程(7)可得到有理解, 即怪波解

$$u_j = u_{j0} \left( -1 + \frac{4 + 16i\Omega\zeta}{1 + 4u^2\tau^2 + 16\Omega^2\zeta^2} \right) \exp(2i\Omega\zeta), \quad (8)$$

其中  $u = \sqrt{u_{10}^2 + u_{20}^2}$ ,  $\Omega = u^2$ . 如图 3 所示, 探测场两个偏振分量的峰值强度分布, 其中  $u_{10} = 1.2$ ,  $u_{20} = 1$ . 观察发现怪波  $|u_j|$  在  $(\tau, \zeta) = (0, 0)$  位置, 其峰值可达初始时刻的 3 倍 ( $3|u_{j0}|$ ). 即怪波在时间和空间上局域并具有极高的峰值.

与传统的固态系统相比, 超冷原子系统的一大优势就在于其易于操控. 选择合适的系统参数, 非线性薛定谔方程无量纲参数  $g_\delta = 0.001$ ,  $g_{D1} = -1$ ,  $g_{D2} = -1$ ,  $g_{11} = g_{12} = g_{21} = g_{22} \approx 2$ , 此时系统非线性为自散焦非线性<sup>[16-17]</sup>. 在自聚焦条件下, 矢量非线性薛定谔方程支持亮怪波解. 在自散焦条件下, 非线性薛定谔方程支持暗怪波. 利用标准的达布变换<sup>[13-15]</sup>, 可得到矢量自散焦非线性薛定谔方程的怪波解

$$u_j = u_{j0} \left[ \frac{p^2\tau^2 + p^4\zeta^2 + p\tau(\alpha_j + \beta\theta_j) - i\alpha_j p^2\zeta + \beta\theta_j}{p^2\tau^2 + p^4\zeta^2 + \beta(p\tau + 1)} \right], \quad (9)$$

其中  $u_{j0} = a_j e^{i(q_j\tau - \nu_j\zeta)}$  ( $j = 1, 2$ ) 是方程(7)解的背景,  $\nu_j = q_j^2 + 2(a_1^2 + a_2^2)$ , 其他的参数  $\alpha_j = 4p^2/(p^2 + 4q_j^2)$ ,  $\theta_j = (2q_j + ip)/(2q_j - ip)$ ,  $\beta = p^3/\chi(p^2 + 4q_1q_2)$ ,  $p = 2\text{Im}(\lambda + k)$ ,  $q_1 + q_2 = 2\text{Re}(\lambda + k)$ ,  $q_1 - q_2 = 2q$ ,  $\chi = \text{Im} k$ . 如图 4 所示, 探测场两个偏振分量的峰值强度分布, 其中  $a_1 = 3$ ,  $a_2 = 3$ ,  $q = 1$ . 观察发现怪波  $|u_j|$  在  $(\tau, \zeta) = (0, 0)$  位置, 其峰值下陷至最小值. 即暗怪波在时间和空间上局域并具有下陷的极高峰值.



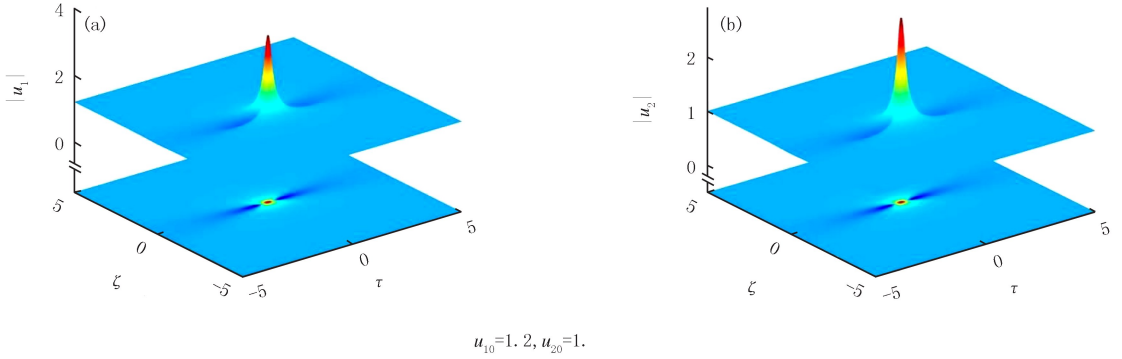


图3 矢量亮-亮光学怪波  
Fig.3 Vector bright-bright optical rogue waves

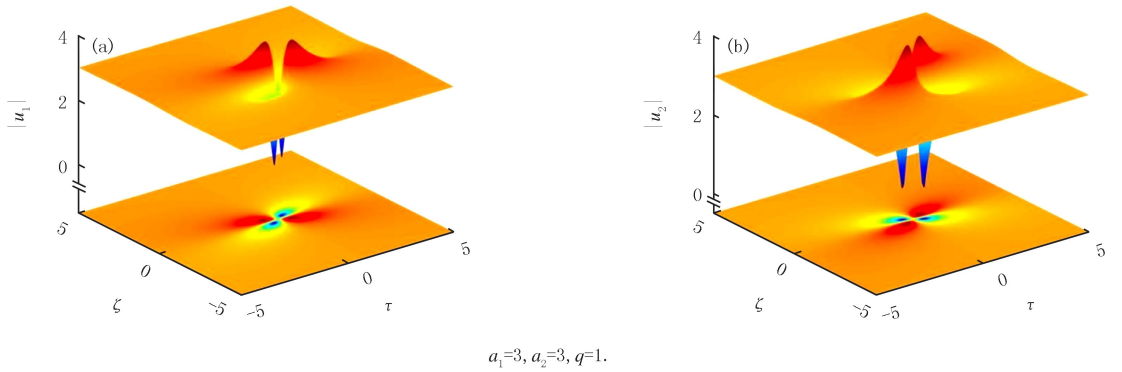


图4 矢量暗-暗光学怪波  
Fig.4 Vector dark-dark optical rogue waves

选择不同的初始输入参数,体系支持暗-亮怪波解.如图 5 所示,探测场两个偏振分量的峰值强度分布,其中  $a_1=3, a_2=1, q=1$ .观察发现探测光场一个偏振分量  $|u_1|$  在  $(\tau, \zeta) = (0, 0)$  位置,其峰值下陷至最小值,即暗怪波.探测光场另一个偏振分量  $|u_2|$  在  $(\tau, \zeta) = (0, 0)$  位置,具有极高的峰值,即亮怪波.

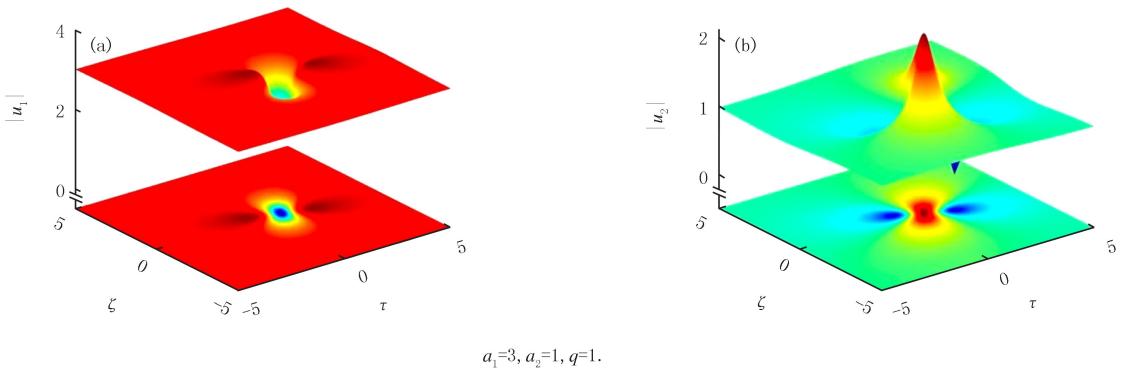


图5 矢量暗-亮光学怪波  
Fig.5 Vector bright-dark optical rogue waves

### 4 调制不稳定性

关于怪波的起因,目前有很多不同的猜测.调制不稳定性被认为是诱导怪波的一种重要机制,它可以一定范围的初始频率放大,这部分放大频率所对应波的振幅随着演化将越来越大,并最终远远大于初始振幅<sup>[18-20]</sup>.

假设 VNLS 方程的平面波解  $u_{pw} = u_j \exp(i\mu_j \zeta)$ , 其中  $u_j = -(g_{jj}a_j^2 + g_{j,3-j}a_{3-j}^2) (j=1,2)$ ,  $u_j$  表示振幅,  $\mu_j$  表示频率.调制的平面波解形式为

$$\bar{u}_j = [u_{j0} + \alpha_j e^{i(\delta\tau - \lambda\xi)} + \beta_j^* e^{-i(\delta\tau - \lambda\xi)}] \exp(i\mu_j \xi), \quad (10)$$

其中  $\alpha_j$  和  $\beta_j$  为扰动部分的复振幅,  $\delta$  为无量纲的波矢,  $\lambda$  为扰动的增长率.

将调制的平面波(10)式代入到无量纲的耦合非线性薛定谔方程(7)中,保留  $\alpha_j$  和  $\beta_j$  的线性部分可以得到扰动增长率

$$\lambda = \{\delta^2 (g_{11} u_{10}^2 + g_{22} u_{20}^2 + \delta^2) \pm \delta^2 \sqrt{(g_{11} u_{10}^2 - g_{22} u_{20}^2) + 4g_{12} g_{21} u_{10}^2 u_{20}^2}\}^{1/2}, \quad (11)$$

扰动增长率有虚部出现时,平面波背景不稳定,即为产生怪波的条件.如图6所示,在一定的  $\delta$  区间,扰动增长率存在,对这些频率下的扰动,稳态解是不稳定的,可以发生调制不稳定性.

## 5 结 论

在许多物理系统中都发现怪波现象,为了详细研究怪波的成因,遏制其带来的危害.本文提出在冷原子系统中研究光学怪波,通过解析推导及数值模拟,得到了非线性条件下的光学怪波.进一步的研究发现通过调节系统参数,双分量模型可以实现亮-亮怪波,暗-亮怪波和暗-暗怪波.此外,通过调制不稳定分析,详细地研究产生光学怪波的条件,有助于对非线性系统的不稳定性本质和动力学有更深刻的理解,并发现其在光学信息处理和光学传输方面的潜在应用.

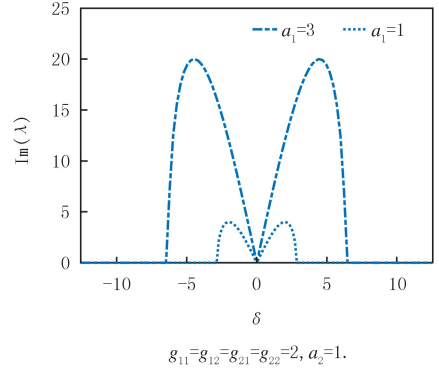


图6 不同  $\delta$  调制不稳定的增益谱

Fig. 6  $\text{Im}(\lambda)$  (the growth rate) as a function of  $\delta$

## 参 考 文 献

- [1] CHABCHOUB A, HOFFMANN N P, AKHMEDIEV N. Rogue wave observation in a water wave tank[J]. Physical Review Letters, 2011, 106(20): 204502.
- [2] MONTINA A, BORTOLOZZO U, RESIDORI S, et al. Non-Gaussian statistics and extreme waves in a nonlinear optical cavity[J]. Physical Review Letters, 2009, 103(17): 173901.
- [3] KIBLER B, FATOME J, FINOT C, et al. The peregrine soliton in nonlinear fibre optics[J]. Nature Physics, 2010, 6(10): 790-795.
- [4] ZAVIYALOV A, EGOROV O, ILIEW R, et al. Rogue waves in mode-locked fiber lasers[J]. Physical Review A, 2012, 85: 013828.
- [5] COILLET A, DUDLEY J, GENTY G, et al. Optical rogue waves in whispering-gallery-mode resonators[J]. Physical Review A, 2014, 89: 013835.
- [6] DUDLEY J M, DIAS F, ERKINTALO M, et al. Instabilities, breathers and rogue waves in optics[J]. Nature Photonics, 2014, 8(10): 755-764.
- [7] XU J M, WU J, YE J, et al. Optical rogue wave in random fiber laser[J]. Photonics Research, 2020, 8(1): 1-7.
- [8] BLUDOV Y V, KONOTOP V V, AKHMEDIEV N. Matter rogue waves[J]. Physical Review A, 2009, 80(3): 033610.
- [9] BLUDOV Y V, KONOTOP V V, AKHMEDIEV N. Vector rogue waves in binary mixtures of Bose-Einstein condensates[J]. The European Physical Journal Special Topics, 2010, 185(1): 169-180.
- [10] WEN L, LI L, LI Z D, et al. Matter rogue wave in Bose-Einstein condensates with attractive atomic interaction[J]. The European Physical Journal D, 2011, 64(2/3): 473-478.
- [11] YAN Z. Financial rogue waves[J]. Phys Lett A, 2011, 375: 4274.
- [12] SOLLI D R, ROPERS C, KOONATH P, et al. Optical rogue waves[J]. Nature, 2007, 450(7172): 1054-1057.
- [13] BARONIO F, DEGASPERIS A, CONFORTI M, et al. Solutions of the vector nonlinear Schrödinger equations: evidence for deterministic rogue waves[J]. Physical Review Letters, 2012, 109(4): 044102.
- [14] DEGASPERIS A, LOMBARDO S. Rational solitons of wave resonant-interaction models[J]. Physical Review E, 2013, 88(5): 052914.
- [15] BARONIO F, CONFORTI M, DEGASPERIS A, et al. Vector rogue waves and baseband modulation instability in the defocusing regime[J]. Physical Review Letters, 2014, 113(3): 034101.
- [16] LIU J Y, HANG C, HUANG G X. Weak-light rogue waves, breathers, and their active control in a cold atomic gas via electromagnetically induced transparency[J]. Physical Review A, 2016, 93(6): 063836.
- [17] LIU J Y, HANG C, HUANG G X. Weak-light vector rogue waves, breathers, and their Stern-Gerlach deflection via electromagnetically induced transparency[J]. Optics Express, 2017, 25(19): 23408-23423.
- [18] ERKINTALO M, HAMMANI K, KIBLER B, et al. Higher-order modulation instability in nonlinear fiber optics[J]. Physical Review Let-

ters, 2011, 107(25):253901.

- [19] BARONIO F, CHEN S H, GRELU P, et al. Baseband modulation instability as the origin of rogue waves[J]. *Physical Review A*, 2015, 91(3):033804.
- [20] TOENGER S, GODIN T, BILLET C, et al. Emergent rogue wave structures and statistics in spontaneous modulation instability[J]. *Scientific Reports*, 2015, 5:10380.

## Vector rogue waves in a cold atomic gas via electromagnetically induced transparency

Qin Lu<sup>1a</sup>, Feng Xuejing<sup>1a</sup>, Jiang Yajing<sup>1a</sup>, Qi Wenrong<sup>1a</sup>, Tian Hongjuan<sup>1b</sup>, Zhao Xingdong<sup>1a</sup>,  
Xia Shiqiang<sup>1a</sup>, Yang Chunjie<sup>1a</sup>, Zhang Jicai<sup>1a</sup>, Gao Yufeng<sup>1a</sup>, Zhu Zunlue<sup>1a</sup>, Liu Wuming<sup>2</sup>

(1. a. School of Physics; b. School of computer and Information Engineering, Henan Normal University, Xixiang 453007, China;  
2. Laboratory of Condensed Matter Theory and Materials Computation, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

**Abstract:** Optical rogue waves, like strong wave packets that appear in oceans, are giant ones corresponding to large-amplitude. Nonlinear Schrodinger equation is used as a simple model to study optical rogue wave. The multi-component coupled nonlinear Schrodinger equation can be used to study vector rogue waves with different polarization components. We propose to use electromagnetically induced transparency(EIT) to realize vector optical bright-bright rogue waves, dark-dark rogue waves and bright-dark rogue waves in cold atomic system, and to study the mechanism of optical strange rogue by using modulation instability. It will help us to have a better understanding of the nature of instability and dynamics of nonlinear systems. The results obtained may have potential applications in optical information processing and transmission.

**Keywords:** ultra-cold atom; optical rogue waves; electromagnetically induced transparency; modulation instability

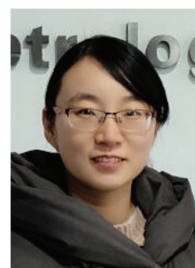
[责任编辑 杨浦 刘洋]

## 本期专家介绍



刘伍明,中国科学院物理研究所研究员,博士生导师,国家杰出青年科学基金获得者,国家重点基础研究发展计划(973计划)首席科学家.研究方向为原子分子物理、光物理和凝聚态物理的量子多体效应,发展可积模型、量子场论等解析方法和团簇动力学平均场方法等数值方法;研究具有自旋-轨道耦合、非厄米、强关联、无序效应等量子多体系统的基态、激发态、拓扑态的精确解及其奇异性质,例如拓扑超固态、拓扑超流态、拓扑绝缘体、Mott 绝缘态、自旋液体态等新物态及其量子相变、拓扑量子相变等.任 *The International Conference on Low Temperature Physics*, *The International Conference on Atomic Physics*, *The International Symposium on Quantum Fluids and Solids*, *The Asian International Conference on Atomic and Molecular Physics* 国际顾问委员会委员,中国物理学会原子分子专业委员会委员、中国物理学会低温专业委员会委员、中国物理学会凝聚态理论与统计物理专业委员会委员、中国电子学会磁学专业委员会磁学理论委员会主任、全国空间科学及其应用标准化技术委员会空间基础物理委员会委员、中国科学院物理研究所学术委员会委员、中国科学院量子光学重点实验室学术委员会委员、中国科学院量子信息重点实验室学术委员会委员;任 *Scientific Reports*, *Journal of Physics: Communications*, *Frontiers of Physics*, *Journal of Atomic and Molecular Science*, 《原子与分子物理学报》和《中国测试》等期刊编委;发表 SCI 论文 415 篇,SCI 他引数量达 15 500 余次.

孔嘉,杭州电子科技大学教授,博士,浙江省特聘专家,量子传感与超分辨医学成像交叉创新团队负责人.主要研究方向为量子精密测量和量子传感器,包括非线性干涉仪量子噪声分析,原子磁力计量子噪声分析,制备突破现有纪录的宏观原子纠缠态,开创高温原子气室量子效应研究平台等研究内容,研究成果分别发表在 *Physical Review Letters*, *Nature communications* 等顶尖学术期刊.曾作为欧盟玛丽居里学者主持玛丽居里联合基金,现主持和参与国家自然科学基金项目 2 项.



王建成,太原理工大学教授,博士生导师,煤科学与技术教育部重点实验室主任,煤化工研究所所长,山西省学术技术带头人.兼任中国化工学会煤化工专委会委员,中国煤炭学会煤化工专委会委员,山西省化工学会常务理事,《煤炭转化》《太原理工大学学报》等期刊编委, *Tungsten* 和《燃料化学学报》等期刊青年编委.主要从事煤转化污染物治理和环境催化方面研究.主持和完成包括国家基金委区域创新发展联合基金重点项目在内的国家自然科学基金项目 5 项,省部级和企业委托项目 10 余项.以第一作者或通信作者在 *ACS Catal*, *Chem Eng J*, *Ind Eng Chem Res*, *Fuel* 等期刊上发表 SCI 收录的文章 60 余篇.已授权国家发明专利 20 余件.出版专著 1 部.获得山西省自然二等奖 2 项(排名第一 1 项,排名第四 1 项).牵头获得山西省教育成果奖(高等教育)一等奖 1 项.

冯刚,南昌大学教授,博士生导师,2004 年本科毕业于太原理工大学,2011 年博士毕业于中国科学院山西煤炭化学研究所,同年进入中国石油化工股份有限公司上海石油化工研究院工作,2015 年调入南昌大学.主要从事物理化学与工业催化方面的教学与研究工作.承担国家自然科学基金及省部级课题 10 余项,在相关领域国际权威期刊发表学术论文 100 余篇,获发明专利授权 10 余件.曾获 Publons 化学领域 top1% 同行评议奖,江西省自然科学奖一等奖 1 项.

