

## 激光与光电子学进展

## 不对称双量子点系统中电压调控电磁诱导光栅研究

郭洪菊<sup>1</sup>, 陈辰<sup>1</sup>, 杨艾红<sup>2\*</sup><sup>1</sup>上海出版印刷高等专科学校信息与智能工程系, 上海 200093;<sup>2</sup>山东科技大学电气与自动化工程学院, 山东 青岛 266590

**摘要** 在不对称双量子点系统内, 基于半导体量子相干效应对电压隧穿诱导光栅进行了研究。利用该系统内的电压隧穿效应, 可以在两个不同的探测失谐位置处同时诱导出电磁感应透明, 在此基础上通过调节相关参数改变吸收性质, 弱吸收条件下的相位光栅强度尤其是一阶衍射强度在特定探测失谐位置处得到了增强。研究了隧穿电压、泵浦场强度、相互作用长度等参数对相位光栅效率的影响, 结果显示, 当同时增加泵浦场强度及电压隧穿率时, 相位光栅的一阶衍射效率提高了 50% 左右。研究结果在量子信息处理、量子网络及光学成像等领域有潜在的应用价值。

**关键词** 光栅; 隧穿诱导光栅; 一阶衍射效率; 电压隧穿效应; 半导体量子相干效应; 弱吸收

中图分类号 O437

文献标志码

doi: 10.3788/LOP202158.2305001

## Voltage Control of Electromagnetically Induced Grating in Asymmetric Double Quantum Dot System

Guo Hongju<sup>1</sup>, Chen Chen<sup>1</sup>, Yang Aihong<sup>2\*</sup>

<sup>1</sup>Department of Information and Intelligent Engineering, Shanghai Publishing and Printing College, Shanghai 200093, China;

<sup>2</sup>College of Electrical Engineering and Automation, Shandong University of Science and Technology, Qingdao, Shandong 266590, China

**Abstract** Voltage control of electromagnetically induced grating is studied in an asymmetric double quantum dot system by use of quantum coherence in semiconductors. Owing to voltage tunneling effect, electromagnetically induced transparency can appear synchronously at two different frequency windows. By suitably tuning related parameters, the absorption property can be significantly modified. Therefore the intensity of a phase grating, especially its first-order diffraction intensity, can be enhanced significantly for a certain probe detuning with weak absorption. The influences of tunneling voltage, intensity of the pump field, interaction length and others on the efficiency of phase grating are investigated and the results show that the first-order diffraction efficiency of the phase grating is enhanced by 50% by simultaneously increasing the voltage tunneling rate and intensity of pump field. The results have potential applications in quantum information processing, quantum networks and optical imaging.

**Key words** gratings; tunneling induced grating; first-order diffraction efficiency; voltage tunneling effect; quantum coherence effect in semiconductor; weak absorption

**OCIS codes** 050.1950; 160.6000; 160.4760

收稿日期: 2021-06-09; 修回日期: 2021-07-24; 录用日期: 2021-08-16

基金项目: 国家自然科学基金(11774235, 61875125)

通信作者: \*yangah\_phys@163.com

## 1 引言

电磁感应透明 (Electromagnetically induced transparency, EIT) 由于自身基本的特性<sup>[1-2]</sup>及其潜在的应用<sup>[3-5]</sup>而备受关注。借助其中的泵浦场作用,探测场在 EIT 介质内可以透明传输<sup>[1]</sup>。利用驻波场代替 EIT 介质中原有的泵浦场,就形成了电磁诱导光栅 (Electromagnetically induced grating, EIG)<sup>[6-7]</sup>,此时介质起着衍射光栅的作用,出射的探测光束为一阶衍射光束。实验上,在冷原子和热原子系统中均观察到了 EIG<sup>[8-12]</sup>。EIG 已被广泛应用于光路开关<sup>[8-10]</sup>、光存储<sup>[13-14]</sup>、量子 Talbot 效应<sup>[15-16]</sup>、原子波干涉测量<sup>[17-20]</sup>等领域。以上方案大多基于单暗态系统,在探测共振位置处获得的衍射效率较低。在辅助跃迁作用下,单暗态系统分裂演化为双暗态系统。在双暗态系统中,通过加入微波场,探测失谐条件下的吸收较小且色散得到增强。此时,色散增强引起空间相位调制,使得衍射强度增大<sup>[21-23]</sup>。为了显著提高探测光束在高阶方向上的衍射效率,研究者研究了在近透明介质中具有较大相位调制和较高透射率的相位光栅<sup>[24-31]</sup>。通过联合空间调制 EIT 和场诱导局域化,在级联三能级原子系统中得到了高强度衍射的 EIG<sup>[24]</sup>。基于巨 Kerr 非线性效应,在 N 型 EIT 原子系统中诱导出了相位光栅<sup>[25]</sup>和闪耀光栅<sup>[26]</sup>。在原子系统内通过自发产生相干<sup>[27]</sup>及在不对称量子阱内利用 Fano 干涉<sup>[28]</sup>,研究者对非线性调制相位光栅进行了研究。

本文将电磁诱导光栅研究延伸至不对称双量子点分子系统内,利用半导体量子相干特性对该系统内的电压隧穿诱导光栅进行了研究。Beirne 等<sup>[32]</sup>提出了两个量子点构成一个量子点分子 (QDM) 方案。Jiang 等<sup>[33-36]</sup>利用量子点间隧穿效应,在半导体量子点分子结构中诱导得到了电磁感应透明,实现了 QDM 内的慢光传输。在不对称双量子点分子中,本课题组利用电压隧穿效应,调制出了弱吸收条件下的 Kerr 非线性效应<sup>[37]</sup>。这些研究使得双量子点分子内的电磁诱导光栅成为可能。研究结果表明,在不对称双量子点分子内,在驻波泵浦场作用下,利用量子点间的电压隧穿效应,可以在两个不同的探测频率位置处诱导出透明窗口。通过选择合适的参数,将双透明窗口调制成不对称,进而可实现弱吸收条件下的较大色散,此时在该介质内形成了相位诱导光栅。通过改变驻波泵浦场强,调

谐双量子点激子基态间的失谐,可增大相位光栅的一阶衍射效率。本文研究了光场与介质的相互作用长度、电压隧穿率、泵浦场失谐等参数对一阶衍射效率的影响,发现通过增加隧穿率,可将一阶衍射效率增大 50% 左右;而同时增加电压隧穿率及泵浦场强度时,一阶衍射效率呈继续增大的趋势。

## 2 基本原理

考虑图 1(a) 所示的不对称双量子点系统,它是通过分子束外延法在 n 型 GaAs 基底上生长出的自组织沿 [001] 方向的量子点分子<sup>[15]</sup>。左右两个量子点的原子能带结构不同,左右两个量子点的无激子态分别为  $|3\rangle$  和  $|1\rangle$ ,左右两个量子点的激子基态分别为  $|4\rangle$  和  $|2\rangle$ 。在驻波泵浦场  $E_C(x)e^{-i\omega_C t} + c.c.[E_C(x)$  为驻波泵浦场的振幅,  $x$  为光场传输方向上的位移,  $\omega_C$  为泵浦场频率,  $t$  为光场传输时间,  $c.c.$  为复共轭] 的作用下,左量子点发生  $|3\rangle \rightarrow |4\rangle$  能级跃迁;在探测场  $E_P(x)e^{-i\omega_P t} + c.c.[E_P(x)$  为探测场的振幅,  $\omega_P$  为探测场频率] 的作用下,右量子点发生  $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$  跃迁,探测场与右量子点发生近共振相互作用。泵浦场振幅为  $E_C(x) = E_C \sin \frac{\pi x}{\Lambda}$ ,依赖于位置  $x$ ,其中  $\Lambda$  为

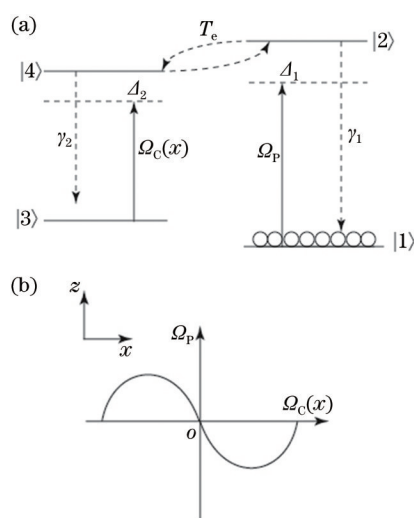


图 1 研究系统及作用光场。(a) 与探测场、驻波泵浦场相互作用的不对称双量子点系统能级图; (b) 驻波泵浦场和弱探测场在介质中的传输

Fig. 1 System under consideration and interaction field. (a) Schematic of energy levels for asymmetric double quantum dot system interacting with probe field and standing-wave pump field; (b) schematic of standing-wave pump field and weak probe field propagating through medium

空间周期。电压作用到该量子点分子系统时,在 $|2\rangle$ 和 $|4\rangle$ 间可以诱发电压隧穿效应,令隧穿率为  $T_e$ ,通

过调控隧穿电压,可以改变隧穿率  $T_e$ 。该量子点分子系统的哈密顿量为

$$H = \sum_j \hbar \omega_j |j\rangle \langle j| - \hbar \Omega_p (e^{-i\omega_p t} |2\rangle \langle 1| + e^{i\omega_p t} |1\rangle \langle 2|) - \hbar \Omega_C(x) (e^{-i\omega_c t} |4\rangle \langle 3| + e^{i\omega_c t} |3\rangle \langle 4|) + T_e (|2\rangle \langle 4| + |4\rangle \langle 2|), \quad (1)$$

式中:  $\hbar$  为普朗克常量;  $\omega_j$  为能级  $|j\rangle$  ( $j = 1, 2, 3, 4$ ) 的本征频率;  $\Omega_p$  为探测光场的拉比频率;  $\Omega_C(x)$  为泵浦光场的拉比频率。

把(1)式代入薛定谔方程,通过旋波近似,在相互作用表象下得到几率幅运动方程:

$$\dot{b}_1 = i\Omega_p b_2, \quad (2)$$

$$\dot{b}_2 = i(\Delta_1 + i\gamma_1)b_2 + i\Omega_p b_1 - iT_e b_4, \quad (3)$$

$$\dot{b}_3 = i(\Delta_1 - \Delta_2 + \omega_{24})b_3 + i\Omega_C b_4, \quad (4)$$

$$\dot{b}_4 = i(\Delta_1 + \omega_{24} + i\gamma_2)b_4 + i\Omega_C b_3 - iT_e b_2, \quad (5)$$

式中:  $b_j$  ( $j = 1, 2, 3, 4$ ) 为能级  $j$  的几率幅;  $\dot{b}_j$  ( $j = 1, 2, 3, 4$ ) 为能级  $j$  的几率幅随时间的变化;  $\gamma_1$  为激子基态 $|2\rangle$ 到无激子态 $|1\rangle$ 的衰减速率;  $\gamma_2$  为激子基态 $|4\rangle$ 到无激子态 $|3\rangle$ 的衰减速率;  $\Delta_1$  为激子基态与无激子态间的跃迁频率,  $\Delta_1 = \omega_p - \omega_{21}$ , 其中  $\omega_{21}$  为 $|2\rangle$ 和 $|1\rangle$ 间的频率差;  $\Delta_2$  为作用光场间的失谐,  $\Delta_2 =$

$\omega_c - \omega_{43}$ , 其中  $\omega_{43}$  为 $|4\rangle$ 和 $|3\rangle$ 间的频率差;  $\omega_{24}$  为 $|2\rangle$ 和 $|4\rangle$ 间的频率差。

$$\text{在这里, } \Omega_p = \frac{\boldsymbol{\mu}_{12} \cdot \mathbf{E}_p}{2\hbar}, \Omega_C(x) = \frac{\boldsymbol{\mu}_{34} \cdot \mathbf{E}_C(x)}{2\hbar} =$$

$\Omega_C \sin \frac{\pi x}{\Lambda}$ , 其中  $\boldsymbol{\mu}_{12}$  和  $\boldsymbol{\mu}_{34}$  是电子跃迁偶极矩矩阵元。

经唯象处理后,  $|2\rangle$  和  $|4\rangle$  的衰减速率分别为  $2\gamma_1$  和  $2\gamma_2$ 。通常假定偶极矩矩阵元 ( $\boldsymbol{\mu}_{12}$  和  $\boldsymbol{\mu}_{34}$ ) 和拉比频率  $\Omega_C, \Omega_p$  均为实数。如图 1(b) 所示, 驻波泵浦场沿着  $x$  方向穿过量子点分子, 探测场沿着  $z$  方向穿过驻波区域。

令该量子点分子初始时刻处于无激子态 $|1\rangle$ , 则有

$$\begin{cases} b_1^0 = 1 \\ b_4^0 = b_3^0 = b_2^0 = 0 \end{cases}, \quad (6)$$

式中:  $b_j^0$  ( $j = 1, 2, 3, 4$ ) 为能级  $j$  的初始几率幅。

将初始值代入到(5)式中, 通过微扰迭代, 并忽略该系统的高阶效应, 可得到极化率表达式为

$$\chi = -\frac{2N|\boldsymbol{\mu}_{12}|^2}{\hbar\epsilon_0} \cdot \frac{a + ib}{(\Delta_1 + i\gamma_1) \left[ (\Delta_1 - \Delta_2 + \omega_{24})(\Delta_1 + \omega_{24} + i\gamma_2) - |\Omega_C(x)|^2 \right] - T_e^2(\Delta_1 - \Delta_2 + \omega_{24})}, \quad (7)$$

式中:  $N$  为电子密度;  $\epsilon_0$  为真空介电常量;  $a = (\Delta_1 - \Delta_2 + \omega_{24})(\Delta_1 + \omega_{24}) - |\Omega_C(x)|^2$ ;  $b = \gamma_2(\Delta_1 - \Delta_2 + \omega_{24})$ 。

统一选择衰减速率  $2\gamma_1 = 2\gamma_2 = 1$  作为所有拉比频率和频率失谐的单位。未在量子点分子上加电压时, 该系统没有感应透明窗口出现<sup>[36]</sup>; 而将电压作用到该系统时, 在 $|2\rangle$ 和 $|4\rangle$ 间出现了电压隧穿效应, 隧穿诱导透明窗口有望出现。此时, 若激发泵浦场未作用到左边量子点, 对应参数  $\Omega_C = 0$ ,  $T_e = 2$ ,  $\omega_{24} = 0$ , 推导出该系统极化率表达式为

$$\chi = -\frac{2N|\boldsymbol{\mu}_{12}|^2}{\hbar\epsilon_0} \cdot \frac{1}{\Delta_1 + i\gamma_1 - \frac{T_e^2}{\Delta_1}}. \quad (8)$$

此时, 如图 2(a) 所示, 可以看出, 在探测共振位置处出现了隧穿诱导透明, 其中  $\text{Re}(\chi)$  为  $\chi$  的实部,  $\text{Im}(\chi)$  为  $\chi$  的虚部。

在施加电压控制的同时, 激发泵浦驻波场  $\Omega_C(x)$  作用于左量子点内  $|3\rangle \rightarrow |4\rangle$  跃迁, 该系统的极化率表达式演化为

$$\begin{aligned} \chi = & -\frac{2N|\boldsymbol{\mu}_{12}|^2}{\hbar\epsilon_0} \cdot \frac{\Delta_1 + \omega_{24} + i\gamma_2 - \frac{|\Omega_C(x)|^2}{\Delta_1 - \Delta_2 + \omega_{24}}}{(\Delta_1 + i\gamma_1) \left( \Delta_1 + \omega_{24} + i\gamma_2 - \frac{|\Omega_C(x)|^2}{\Delta_1 - \Delta_2 + \omega_{24}} \right) - T_e^2} = \\ & -\frac{2N|\boldsymbol{\mu}_{12}|^2}{\hbar\epsilon_0} \cdot \frac{1}{\Delta_1 + i\gamma_1 - \frac{T_e^2}{\Delta_1 + \omega_{24} + i\gamma_2 - \frac{|\Omega_C(x)|^2}{\Delta_1 - \Delta_2 + \omega_{24}}}}. \end{aligned} \quad (9)$$

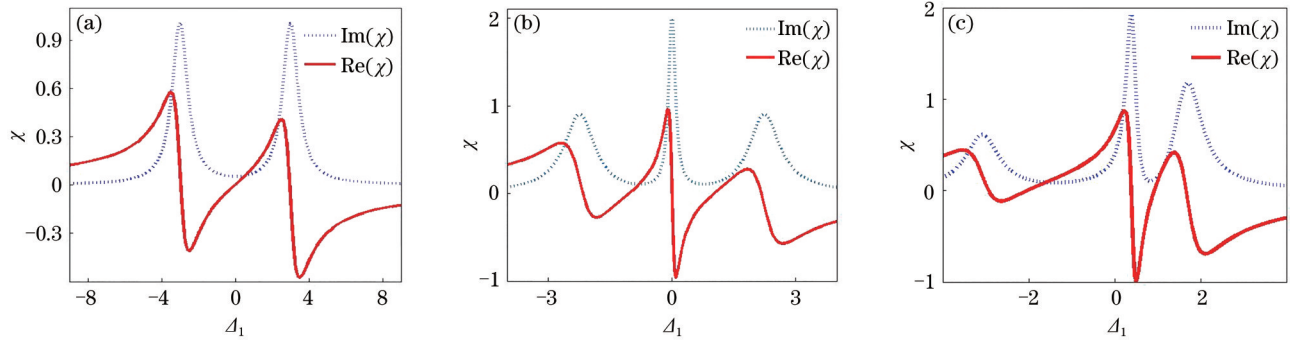


图2 不同条件下双量子点系统内的吸收色散谱。(a)  $T_c=2, \omega_{24}=0, \Delta_2=0, \Omega_c=0$ ; (b)  $T_c=2, \omega_{24}=0, \Delta_2=0, \Omega_c=1$ ; (c)  $T_c=2, \omega_{24}=1.5, \Delta_2=2, \Omega_c=1$

Fig. 2 Absorption and dispersion spectra in double quantum dot system under different conditions. (a)  $T_c=2, \omega_{24}=0, \Delta_2=0, \Omega_c=0$ ; (b)  $T_c=2, \omega_{24}=0, \Delta_2=0, \Omega_c=1$ ; (c)  $T_c=2, \omega_{24}=1.5, \Delta_2=2, \Omega_c=1$

通过调节隧穿电压,调控两量子点激发态  $|2\rangle$  和  $|4\rangle$  间的频率差  $\omega_{24}$  为 0。此时,通过计算发现,在激发泵浦场波腹位置处形成了三峰结构的吸收色散谱,在不同的探测失谐位置处同时出现了两个对称的透明窗口,如图 2(b) 所示。当左右量子点的结构差异使得两量子点的激发态非共振时,  $\omega_{24} \neq 0$ , 如图 2(c) 所示,三峰结构不再对称<sup>[36]</sup>。随着  $\omega_{24}$  的变化,一个诱导透明窗口变宽,另一个窗口变窄。在该系统中,驻波泵浦场激发双量子点分子发生能级跃迁,使得探测场吸收色散性质依赖于泵浦场强且呈现周期性变化。因此可以推测,在合适的电压隧穿诱导条件下,在驻波泵浦场波腹处,电压隧穿诱导透明窗口使得探测场呈无吸收或弱吸收传输;而在泵浦场波节处,没有透明窗口出现,探测场被吸收,几乎不透射,于是可得到周期性光栅效应。因此,当探测场垂直于驻波场在系统内传输时,有可能诱发衍射现象。

为了研究探测场在光栅介质中传输时的衍射情况,引入麦克斯韦方程。在慢变振幅近似稳态条件下,有关探测场拉比频率  $\Omega_p$  的自洽方程为

$$i\chi\Omega_p = \frac{\partial\Omega_p}{\partial z} \quad (10)$$

通过求解 (10) 式,得到在作用长度为  $L$  的系统中,传输函数为

$$T(x) = e^{izL} = e^{-\text{Im}(\chi)L} e^{i\Phi} \quad (11)$$

式中:相位为

$$\Phi = \text{Re}(\chi)L \quad (12)$$

利用傅里叶变换和夫琅禾费衍射理论,推导出夫琅禾费衍射方程为

$$I_p(\theta) = \left| J_p(\theta) \right|^2 \frac{\sin^2(M\pi\Lambda\sin\theta/\lambda_p)}{M^2 \sin^2(\pi\Lambda\sin\theta/\lambda_p)} \quad (13)$$

式中:  $I_p(\theta)$  为衍射强度;  $J_p(\theta) = \int_0^1 T(x) \exp(-i2\pi x) dx$  代表一维空间周期夫琅禾费衍射;  $\theta$  为衍射方向相对于  $x$  轴的衍射角;  $M$  为被探测场照射的光栅沿着  $x$  方向的空间周期数;  $\lambda_p$  为探测场波长。归一化探测场衍射强度,令  $T(x)=1$ , 则有  $I_p(\theta)=1$ 。(13) 式表示  $n$  阶衍射强度,其在  $x$  轴上满足  $\sin\theta = n\lambda_p/\Lambda$ 。

### 3 分析与讨论

上面分析了该系统的吸收色散性质,在此基础上,针对电压隧穿诱导相位光栅,研究了系统内各作用参数对衍射效率的影响。在此先统一单位,以  $\Lambda$  作为  $x$  的单位,  $\frac{\hbar\epsilon_0\lambda_p}{N|\mu_{12}|^2}$  作为  $L$  的单位,调节参数

$\frac{\Lambda}{\lambda_p} = 4, L = 4$  和  $M = 5$ 。由以上吸收色散性质可知,当隧穿电压未作用到该系统时,没有出现透明窗口,光栅无法形成,如图 3(a) 所示。当调控参数  $\Omega_c = 1$  时,衍射光栅集中在中心位置,并且中心位置的衍射极其微弱。然而,当在两量子点间加上隧穿电压时,如图 2(a) 所示,即使泵浦场为 0,在探测共振频率处仍然出现了隧穿诱导透明,该系统内的诱导光栅成为可能。引入驻波泵浦场的相干效应作用到左量子点,从图 2(b) 可以看到,在泵浦场波腹处,出现了双窗口透明现象。此时,取右边窗口  $\Delta_1 = 0.5$  的位置,在吸收较弱情况下探测光场具有较大色散,  $\Phi = \text{Re}(\chi)L \neq 0$ , 出现相位调制。此时,衍射强度如图 3(b) 所示,中心区域和一阶区域均出现衍射。进一步调制共振失谐  $\Delta_2 = 2, \omega_{24} = 1.5$  时,色散性质发生变化,吸收峰不再对称。取图 2(c) 中

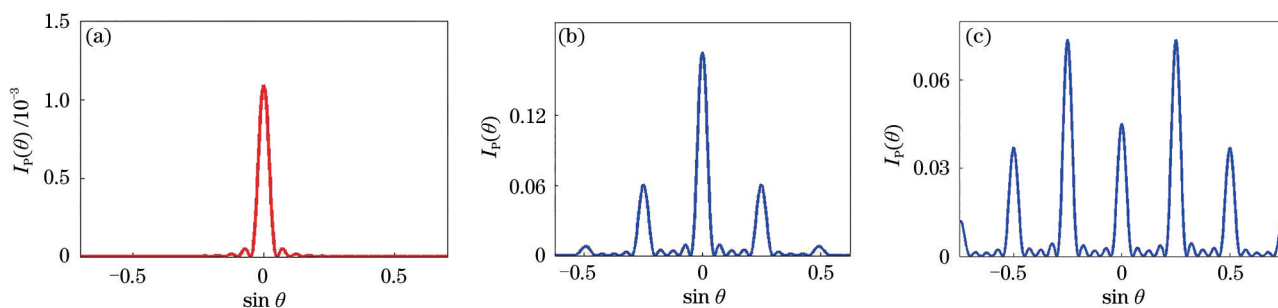


图 3 不同条件下  $I_p(\theta)$  与  $\sin \theta$  之间的函数图。(a) 无隧穿电压,  $T_e=0, \omega_{24}=1.5, \Delta_2=0, \Delta_1=0.5, \Omega_c=1$ ; (b) 有隧穿电压,  $T_e=2, \omega_{24}=0, \Delta_1=0.5, \Delta_2=0, \Omega_c=1$ ; (c) 有隧穿电压,  $T_e=2, \omega_{24}=1.5, \Delta_1=0.6, \Delta_2=2, \Omega_c=1$

Fig. 3  $I_p(\theta)$  versus  $\sin \theta$  under different conditions. (a) Without tunneling voltage,  $T_e=0, \omega_{24}=1.5, \Delta_2=0, \Delta_1=0.5, \Omega_c=1$ ; (b) with tunneling voltage,  $T_e=2, \omega_{24}=0, \Delta_1=0.5, \Delta_2=0, \Omega_c=1$ ; (c) with tunneling voltage,  $T_e=2, \omega_{24}=1.5, \Delta_1=0.6, \Delta_2=2, \Omega_c=1$

$\Delta_1=0.6$  的位置, 得到增大的一阶衍射效率, 如图 3(c) 所示。

本文也探讨了  $\Omega_c$ 、 $L$  以及  $T_e$  等参数对衍射效应的影响。保持  $\omega_{24}=1.5, \Delta_1=0.6, \Delta_2=2, \Omega_c=1$  不变, 一阶衍射强度与  $T_e$  的关系如图 4 所示。可以看出, 一阶衍射强度随着电压隧穿率的增加先增强后减小, 在  $T_e=2.9$  的位置处达到峰值, 与图 3(c) 中的最大一阶衍射效应相比, 增大了 50%。作用长度  $L$  对衍射效应的影响不明显, 在此不赘述。通过调整驻波泵浦场强  $\Omega_c$  及电压隧穿效应, 如图 5 所示, 可以看到, 一阶衍射效应得到了进一步增强。总而言之, 在不对称双量子点分子系统中, 利用电压调控量子点间的电压隧穿效应, 可以调制出电磁诱导光栅; 通过调制合适的探测失谐和泵浦场失谐, 选择合适的驻波场强度及电压隧穿效应, 一阶衍射效应可以得到明显增强。

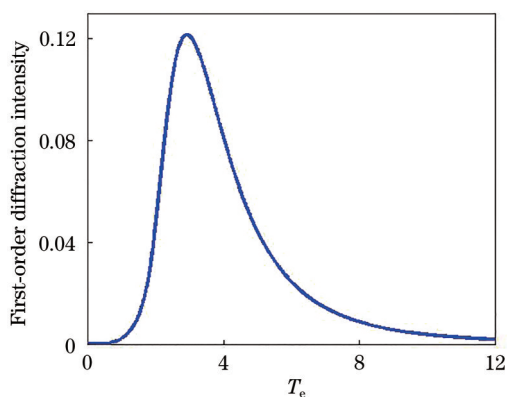


图 4  $\omega_{24}=1.5, \Delta_1=0.6, \Delta_2=2, \Omega_c=1$  时一阶衍射强度与  $T_e$  之间的关系

Fig. 4 First-order diffraction intensity versus  $T_e$  under  $\omega_{24}=1.5, \Delta_1=0.6, \Delta_2=2, \Omega_c=1$

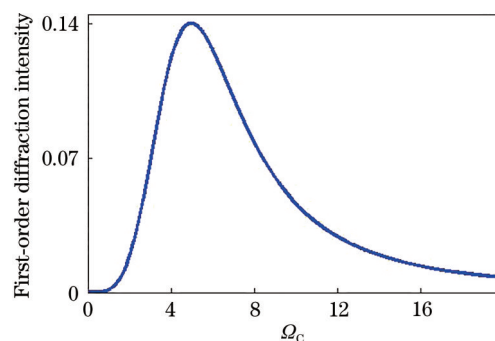


图 5  $T_e=2.9, \omega_{24}=1.5, \Delta_1=0.6, \Delta_2=2$  时一阶衍射强度与  $\Omega_c$  之间的关系

Fig. 5 First-order diffraction intensity versus  $\Omega_c$  under  $T_e=2.9, \omega_{24}=1.5, \Delta_1=0.6, \Delta_2=2$

## 4 结 论

利用半导体量子相干特性, 研究了不对称双量子点分子系统中的电压隧穿效应对相位光栅形成的影响。结果显示, 利用该系统内的电压隧穿效应, 可以在两个不同的探测失谐位置处同时诱导出感应透明。在合适的驻波泵浦场作用下, 利用电压隧穿效应可在该系统内诱导出光栅。进一步研究发现, 该系统中诱导光栅的效率对电压隧穿效应、探测失谐和泵浦场强度极其敏感。通过调制合适的探测失谐、电压隧穿强度及系统其他参数, 一阶衍射效率可得到显著增大。

## 参 考 文 献

- [1] Harris S E. Electromagnetically induced transparency [J]. Physics Today, 1997, 50(7): 36-42.
- [2] Fan B X, Ning J H, Xie M, et al. Coherent feedback induced transparency[J]. Optics Express, 2020, 28 (19): 28243-28251.

- [3] Longdell J J, Fraval E, Sellars M J, et al. Stopped light with storage times greater than one second using electromagnetically induced transparency in a solid [J]. *Physical Review Letters*, 2005, 95(6): 063601.
- [4] Wu Y, Saldana J, Zhu Y F. Large enhancement of four-wave mixing by suppression of photon absorption from electromagnetically induced transparency[J]. *Physical Review A*, 2003, 67: 013811.
- [5] Jing H, Liu X J, Ge M L, et al. Correlated quantum memory: manipulating atomic entanglement via electromagnetically induced transparency[J]. *Physical Review A*, 2005, 71(6): 062336.
- [6] Zhang H F, Yuan J P, Dong S C, et al. Observation of an electromagnetically induced grating in cold <sup>85</sup>Rb atoms[J]. *Applied Sciences*, 2020, 10(17): 5740.
- [7] Ling H Y, Li Y Q, Xiao M. Electromagnetically induced grating: homogeneously broadened medium [J]. *Physical Review A*, 1998, 57(2): 1338.
- [8] Brown A W, Xiao M. All-optical switching and routing based on an electromagnetically induced absorption grating[J]. *Optics Letters*, 2005, 30(7): 699-701.
- [9] Kumar S, Sen M. Integrable all-optical switch for photonic integrated circuits[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2021, 38(2): 611-620.
- [10] Mao J, Wang C, Hong T X, et al. Three-nanosecond-equal interval sub-pulse Nd: YAG laser with multi-step active Q-switching[J]. *Chinese Optics Letters*, 2021, 19(7): 071404.
- [11] Cardoso G C, Tabosa J W R. Electromagnetically induced gratings in a degenerate open two-level system[J]. *Physical Review A*, 2002, 65(3): 033803.
- [12] Mitsunaga M, Imoto N. Observation of an electromagnetically induced grating in cold sodium atoms[J]. *Physical Review A*, 1999, 59(6): 4773-4776.
- [13] Bajcsy M, Zibrov A S, Lukin M D. Stationary pulses of light in an atomic medium[J]. *Nature*, 2003, 426(6967): 638-641.
- [14] Peng Y G. Optimal pulse sequence of quantum controlled not-gates via nuclear magnetic resonance realization[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2021, 58(1): 0127002.
- [15] Kohno T, Suzuki S, Shimizu K. Observation of a coherence loss of an atomic wave scattered from the optical potential in a Talbot-Lau atom interferometer [J]. *Physical Review A*, 2007, 76(5): 053624.
- [16] Talukdar I, Shrestha R, Summy G S. Sub-Fourier characteristics of a  $\delta$ -kicked-rotor resonance[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(5): 054103.
- [17] Rasel E M, Oberthaler M K, Batelaan H, et al. Atom wave interferometry with diffraction gratings of light[J]. *Physical Review Letters*, 1995, 75(14): 2633.
- [18] Yun P, Mejri S, Tricot F, et al. Double-modulation CPT cesium compact clock[J]. *Journal of Physics: Conference Series*, 2016, 723: 012012.
- [19] Zhang Y Q, Wu Z K, Belić M R, et al. Photonic Floquet topological insulators in atomic ensembles [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2015, 9(3): 331-338.
- [20] Tan Y D, Xu X, Zhang S L. Precision Measurement and applications of laser interferometry[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(15): 1504001. 谈宜东, 徐欣, 张叔练. 激光干涉精密测量与应用 [J]. *中国激光*, 2021, 48(15): 1504001.
- [21] de Carvalho S A, de Araujo L E. Electromagnetically-induced phase grating: a coupled-wave theory analysis [J]. *Optics Express*, 2011, 19(3): 1936-1944.
- [22] Xie B, Cai X, Xiao Z H. Electromagnetically induced phase grating controlled by spontaneous emission[J]. *Optics Communications*, 2012, 285(2): 133-135.
- [23] Xiao Z H, Shin S G, Kim K. An electromagnetically induced grating by microwave modulation[J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2010, 43(16): 161004.
- [24] Dutta B K, Mahapatra P K. Electromagnetically induced grating in a three-level  $\Xi$ -type system driven by a strong standing wave pump and weak probe fields[J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2006, 39(5): 1145-1157.
- [25] de Araujo Luis E E. Electromagnetically induced phase grating[J]. *Optics Letters*, 2010, 35(7): 977-979.
- [26] Carvalho S A, de Araujo L E E. Electromagnetically induced blazed grating at low light levels[J]. *Physical Review A*, 2011, 83(5): 053825.
- [27] Wan R G, Kou J, Jiang L, et al. Electromagnetically induced grating via enhanced nonlinear modulation by spontaneously generated coherence[J]. *Physical Review A*, 2011, 83(3): 033824.
- [28] Zhou F X, Qi Y H, Sun H, et al. Electromagnetically induced grating in asymmetric quantum wells via Fano interference[J]. *Optics Express*, 2013, 21(10): 12249-12259.
- [29] Vafafard A, Sahrai M. Tunable double electromagnetically

- induced grating with an incoherent pump field[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2020, 37(2): 244-250.
- [30] Xiao Z H, Zheng L, Lin H Z. Photoinduced diffraction grating in hybrid artificial molecule[J]. *Optics Express*, 2012, 20(2): 1219-1229.
- [31] Naeimi A A, Darabi E, Mortezapour A, et al. Phase-controlled electromagnetically induced symmetric and asymmetric grating in an asymmetric three-coupled quantum well[J]. *Applied Optics*, 2019, 58(35): 9662-9669.
- [32] Beirne G J, Hermannstädter C, Wang L, et al. Quantum light emission of two lateral tunnel-coupled (In, Ga)As/GaAs quantum dots controlled by a tunable static electric field[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(13): 137401.
- [33] Jiang Y W, Zhu K D, Wu Z J, et al. Electromagnetically induced transparency in quantum dot systems[J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2006, 39(12): 2621-2632.
- [34] Jiang Y W, Zhu K D. Local field effects on phonon-induced transparency in quantum dots embedded in a semiconductor medium[J]. *Applied Physics B*, 2008, 90(1): 79-85.
- [35] Yuan C H, Zhu K D. Voltage-controlled slow light in asymmetry double quantum dots[J]. *Applied Physics Letters*, 2006, 89(5): 052115.
- [36] Yuan C H, Zhu K D, Jiang Y W. Slow light control with electric fields in vertically coupled InGaAs/GaAs quantum dots[J]. *Journal of Applied Physics*, 2007, 102(2): 023109.
- [37] Guo H J, Wang C F. Voltage control enhancement of Kerr nonlinearity in asymmetric double quantum dots system[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2012, 49(5): 051902.
- 郭洪菊, 王春芳. 不对称双量子点系统中电压调控 Kerr 非线性增强[J]. *激光与光电子学进展*, 2012, 49(5): 051902.