



里德伯原子辅助光力系统的完美光力诱导透明及慢光效应

王鑫 任飞帆 韩嵩 韩海燕 严冬

**Perfect optomechanically induced transparency and slow light in an Rydberg atom-assisted optomechanical system**

Wang Xin Ren Fei-Fan Han Song Han Hai-Yan Yan Dong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 094203 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222264

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222264>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

原子辅助光力系统中快慢光的量子调控

Quantum control of fast/slow light in atom-assisted optomechanical cavity

物理学报. 2019, 68(5): 054201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181424>

基于里德伯原子电磁诱导透明效应的光脉冲减速

Deceleration of optical pulses based on electromagnetically induced transparency of Rydberg atoms

物理学报. 2021, 70(10): 103201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210102>

里德伯电磁感应透明中的相位

Phase in Rydberg electromagnetically induced transparency

物理学报. 2019, 68(8): 084203 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181938>

基于共振里德伯偶极-偶极相互作用的双反阻塞机制及量子逻辑门的实现

Implementation of the Rydberg double anti-blockade regime and the quantum logic gate based on resonant dipole-dipole interactions

物理学报. 2021, 70(13): 134202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210059>

三体里德堡超级原子的关联动力学研究

Correlated dynamics of three-body Rydberg superatoms

物理学报. 2022, 71(1): 014202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211284>

里德伯原子中非厄米电磁诱导光栅引起的弱光孤子偏折及其操控

Deflection and manipulation of weak optical solitons by non-Hermitian electromagnetically induced gratings in Rydberg atoms

物理学报. 2022, 71(13): 133202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220456>

# 里德伯原子辅助光力系统的完美光力诱导透明及慢光效应\*

王鑫<sup>1)</sup> 任飞帆<sup>1)</sup> 韩嵩<sup>2)</sup> 韩海燕<sup>1)</sup> 严冬<sup>1)†</sup>

1) (长春大学理学院和材料设计与量子模拟实验室, 长春 130022)

2) (吉林交通职业技术学院汽车工程学院, 长春 130015)

(2022年11月26日收到; 2023年2月11日收到修改稿)

光力诱导透明是典型的量子相消干涉效应, 在量子光学和量子信息处理当中具有广泛的应用. 本文在里德伯原子系综镶嵌的复合光力学系统中考察了光力诱导透明现象以及由此产生的慢光效应. 当考虑非旋转波近似的条件下, 可以获得完美的光力诱导透明, 即非常狭窄的理想透明窗口. 在可分辨边带条件下, 微腔品质越高, 完美透明窗口中的慢光效应越明显. 特别地, 与其他原子相比, 在实现超慢光方面里德伯原子的长寿命体现了其优越性.

**关键词:** 光力诱导透明, 慢光, 里德伯原子, 偶极阻塞

**PACS:** 42.50.Wk, 42.50.Nn, 42.50.Ct, 03.67.Bg

**DOI:** 10.7498/aps.72.20222264

## 1 引言

光力学系统<sup>[1-6]</sup>在量子光学和量子信息领域有着很多重要的应用, 例如能够实现声子激光<sup>[7-9]</sup>、制备光的非经典态<sup>[10]</sup>、执行超精密测量任务<sup>[11-14]</sup>、将微纳机械冷却到基态<sup>[15]</sup>、交换固态比特和飞行光子比特中的信息<sup>[16]</sup>和制备纠缠态<sup>[17]</sup>为量子信息技术提供全新的量子界面.

电磁感应透明 (electromagnetically induced transparency, EIT) 是典型的原子相干现象, 来自原子与相干电磁场相互作用引起的量子干涉效应<sup>[18,19]</sup>. 目前, EIT 技术已经成为量子光学中最重要的手段之一, 在理论和应用研究方面具有非常关键的作用. 有趣的是, 同样基于量子干涉效应, 在光力学系统也发现与 EIT 类似的光力诱导透明 (optomechanically induced transparency, OMIT)<sup>[20,21]</sup> 现

象和快慢光效应<sup>[22,23]</sup>. 特别地, 考虑非旋转波近似, 在典型的光力微腔中能够实现完美的 OMIT(吸收为零) 以及无吸收的光速减慢<sup>[24]</sup>.

利用光力学系统极强的兼容性, 引入原子会增加全新的自由度<sup>[25,26]</sup>, 为深入研究 OMIT 提供物理平台. 基于内态激发与光力耦合, 原子辅助的光力学产生很多重要的应用, 比如光力器件的便捷控制<sup>[27]</sup>、单光子传输<sup>[28]</sup>、解决了光力学系统中的真空涨落<sup>[29]</sup>以及实现快慢光的转换与增强<sup>[30]</sup>. 需要指出的是, 在上面包含原子的光力学应用与研究中, 所采用的介质均由没有相互作用的独立原子组成. 而对于包含超冷里德伯原子系综的光力混合系统而言, 问题变得比较复杂: 既要考察腔场与原子的耦合, 又要涉及原子间强烈的偶极-偶极相互作用, 这样复杂的光力反馈机制会展示新奇的物理现象<sup>[31]</sup>. 里德伯原子是指主量子数非常大的高激发态原子, 具有长寿命和偶极矩非常大的典型特点<sup>[32]</sup>, 随着

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11874004, 11204019)、吉林省科技厅自然科学基金 (批准号: 20210101411JC) 和长春大学基金资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ydbest@126.com

激光冷却与俘获技术的成熟与广泛应用, 超冷里德伯原子在量子信息和量子光学领域得到了越来越多的关注. 特别是里德伯激发作用引起的偶极阻塞效应<sup>[33,34]</sup>. 基于偶极阻塞效应, 可以实现量子信息处理<sup>[35]</sup>和量子多体模拟<sup>[36]</sup>, 制备稳定可靠的单光子源<sup>[37]</sup>, 而单光子源无论在量子信息还是量子光学上都有着极其重要的作用.

本文将处于同一偶极阻塞区域的里德伯原子系综作为非线性介质嵌入光力学微腔, 在非旋转波近似下实现完美 OMIT. 与旋波近似比较, 给出突出非旋波近似, 实现完美 OMIT 满足的参数空间. 进一步考察系统的慢光效应, 发现在可分辨边带条件下的高品质微腔中, 里德伯原子的长寿命和大量原子是实现更好光速减慢的保证, 从而凸显出里德伯原子的优越性.

## 2 物理模型与方程

图 1(a) 为典型的光力学微腔系统, 频率为  $\omega_d$ 、驱动强度为  $\Omega_d$  的强驱动场与频率为  $\omega_p$ 、驱动强度为  $\varepsilon_p$  的弱探测场同时从左侧腔镜入射在腔内激发频率为  $\omega_c$  的单模光场. 该单模光场一方面驱动右侧质量为  $m$ , 频率为  $\omega_m$  的可移动腔镜作微小移动, 另一方面激发  $n$  个二能级里德伯原子:  $|g\rangle$  为基态,  $|r\rangle$  为高激发里德伯态, 腔内激光场与单个原子的耦合强度为  $g$ . 当两个原子被同时激发到里德伯态时, 原子间存在强烈的范德瓦耳斯作用 (vdW) 势. 在驱动场频率  $\omega_d$  的旋转框架下, 系统的哈密顿量为<sup>[31,38]</sup>

$$\begin{aligned}
 H = & \hbar\Delta_c c^\dagger c + \hbar\omega_m b^\dagger b - \hbar\chi_0 c^\dagger c (b^\dagger + b) \\
 & + \hbar \sum_{j=1}^n \Delta_r \sigma_{rr}^{(j)} + \hbar g \sum_{j=1}^n (c \sigma_{rg}^{(j)} + c^\dagger \sigma_{gr}^{(j)}) \\
 & + \sum_{j < k}^n V_{jk} \sigma_{rr}^{(j)} \sigma_{rr}^{(k)} + i\hbar\Omega_d (c^\dagger + c) \\
 & + i\hbar (\varepsilon_p c^\dagger e^{-i\delta t} - \varepsilon_p^* c e^{i\delta t}). \quad (1)
 \end{aligned}$$

哈密顿量中第 1 行的 3 项分别表示腔场哈密顿量、机械振子哈密顿量和光力相互作用哈密顿量;  $\Delta_c = \omega_c - \omega_d$ ;  $c^\dagger$  ( $c$ ) 为腔模的产生 (湮灭) 算符, 满足  $[c, c^\dagger] = 1$ , 而  $b^\dagger$  ( $b$ ) 为机械振子的量子化算符, 也满足  $[b, b^\dagger] = 1$ ;  $\chi_0$  为光力耦合系数. 第 2 行表示里德伯原子与腔模的相互作用哈密顿量;  $\Delta_r = \omega_{gr} - \omega_d$ ;  $\sigma_{\mu\nu}^{(j)} =$

$|\mu\rangle_j \langle \nu|$  为第  $j$  个原子的跃迁 ( $\mu \neq \nu$ ) 和投影 ( $\mu = \nu$ ) 算符; 第 3 行第 1 项表示里德伯原子之间的范德瓦耳斯势力,  $V_{jk} = C_6/R_{jk}^6$  为两个激发到里德伯态上的相互作用势,  $R_{jk}$  为原子间距,  $C_6$  为范德瓦耳斯常数<sup>[39]</sup>. 第 3 行第 2 项和第 4 行表示强驱动场与弱探测场共同激发腔模的哈密顿量;  $\Omega_d = \sqrt{2\kappa P_d}/(\hbar\omega_d)$  与  $\varepsilon_p = \sqrt{2\kappa P_p}/(\hbar\omega_p)$  分别表示驱动场和探测场强度, 且  $\varepsilon_p \ll \Omega_d$ ,  $P_d$  ( $P_p$ ) 为输入功率, 而  $\kappa$  为微腔衰减率;  $\delta = \omega_p - \omega_d$ .

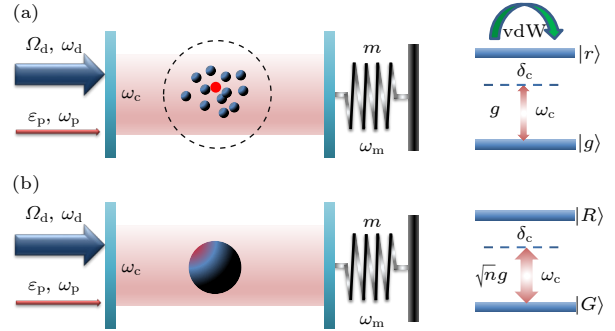


图 1 (a) 典型的光力学微腔内部捕获里德伯原子系综, 并且这些原子都在同一个偶极阻塞区域. 右侧为二能级里德伯原子的能级结构, 两个里德伯原子间通过范德瓦耳斯势作用在一起. (b) 同一阻塞区域的原子系综可以看作共享最多一个里德伯激发的超级原子, 因而系统可以退化为里德伯超级原子与光力学微腔的强关联系统. 右侧为二能级里德伯超级原子的能级结构图

Fig. 1. (a) Schematic diagram of a typical hybrid optomechanical system containing a Rydberg ensemble where all atoms are in the same blockade region. Right: Energy level diagram of a two-level Rydberg atom. Two Rydberg atoms couple strongly via van der Waals (vdW) potential. (b) The hybrid optomechanical system can be regarded as a typical optomechanical system coupled a Rydberg superatom sharing at most one Rydberg excitation. Right: Energy level diagram of a two-level Rydberg superatom.

如果这些原子都处于同一个偶极阻塞区域内, 那么根据偶极阻塞效应, 所有原子至多共享一个里德伯原子激发, 进而原子系综可以用里德伯超级原子 (简称为超级原子) 来表示<sup>[40-42]</sup>. 超级原子的两个能级为基态  $|G\rangle = |g\rangle^{\otimes n}$  和激发态  $|R\rangle = \sum_j^n |g_1, \dots, r_j, \dots, g_n\rangle/\sqrt{n}$ . 在此条件下, 系统哈密顿量 (1) 约化为有效哈密顿量<sup>[39]</sup>:

$$\begin{aligned}
 H = & \hbar\Delta_c c^\dagger c + \hbar\omega_m b^\dagger b - \hbar\chi_0 c^\dagger c (b^\dagger + b) \\
 & + \frac{1}{2} \hbar\Delta_r \sigma_z + \hbar\sqrt{n}g (c \sigma_+ + c^\dagger \sigma_-) \\
 & + i\hbar\Omega_d (c^\dagger + c) + i\hbar (\varepsilon_p c^\dagger e^{-i\delta t} - \varepsilon_p^* c e^{i\delta t}), \quad (2)
 \end{aligned}$$

式中  $\sigma_z = |R\rangle\langle R| - |G\rangle\langle G|$ ,  $\sigma_+ = |R\rangle\langle G|$  和  $\sigma_- = |G\rangle\langle R|$ , 它们满足  $[\sigma_+, \sigma_-] = \sigma_z$  和  $[\sigma_z, \sigma_\pm] = \pm 2\sigma_\pm$  的对易关系.

将有效哈密顿量 (2) 代入海森伯运动方程后, 为了进一步求解探测场的平均响应, 则需要忽略原子激发, 腔模激发以及光力耦合过程中的量子噪声项并引入相应的阻尼项 [24,43]. 同时, 采用算符因式分解假设  $\langle c^\dagger c \rangle = \langle c^\dagger \rangle \langle c \rangle$ ,  $\langle b^\dagger c \rangle = \langle b^\dagger \rangle \langle c \rangle$  和  $\langle bc \rangle = \langle b \rangle \langle c \rangle$ , 可得平均值方程:

$$\begin{aligned} \langle \dot{b} \rangle &= -i\omega_m \langle b \rangle + i\chi_0 \langle c^\dagger \rangle \langle c \rangle - \gamma_m \langle b \rangle, \\ \langle \dot{c} \rangle &= -[\kappa + i\Delta_c - i\chi_0 (\langle b^\dagger \rangle + \langle b \rangle)] \langle c \rangle \\ &\quad - i\sqrt{ng} \langle \sigma_- \rangle + \Omega_d + \varepsilon_p e^{-i\delta t}, \\ \langle \dot{\sigma}_- \rangle &= -(\gamma_r + i\Delta_r) \langle \sigma_- \rangle - i\sqrt{ng} \langle c \rangle, \end{aligned} \quad (3)$$

式中,  $\gamma_r$  和  $\gamma_m$  分别为超级原子的相干弛豫速率和机械振子的衰减率. 此处已经用到超级原子的低激发条件  $\sigma_z \simeq -1$ .

在弱探测场极限下  $\varepsilon_p \ll \Omega_d$ , 采用微扰方法同时忽略高阶项来求解平均值方程 (3), 算符平均值写为  $O = O_s + O^+ \varepsilon_p e^{-i\delta t} + O^- \varepsilon_p^* e^{i\delta t}$  ( $O = b, c, \sigma_-$ ),

为了方便同时不会带来混淆, 本文已经用算符来直接表示它的平均值, 即  $O = \langle O \rangle$ , 后面内容同样这样标记. 其中,  $O_s$  代表稳态解,  $O^+$  代表频率  $\omega_p$  的项, 而  $O^-$  代表非线性四波混频过程中产生频率为  $2\omega_c - \omega_p$  的项. 将其代入 (3) 式并对比含有  $\varepsilon_p$  的系数, 可以得到系统算符平均值的稳态解:

$$\begin{aligned} b_s &= \frac{i\chi_0 |c_s|^2}{\gamma_m + i\omega_m}, \\ c_s &= \frac{\Omega_d (\gamma_r + i\Delta_r)}{(\gamma_r + i\Delta_r) (\kappa + i\Delta) + ng^2}, \\ \sigma_{-s} &= \frac{-i\sqrt{ng} c_s}{\gamma_r + i\Delta_r}, \end{aligned} \quad (4)$$

其中,  $\Delta = \Delta_c - \chi_0 (b_s^\dagger + b_s)$  表示腔场内包含光力学效应的有效失谐. 可以看出这 3 个平均值的稳态解相互耦合在一起. 实际上, 在不考虑探测场的情况下, 直接令方程 (3) 等号左边平均场关于时间的导数都等于 0 也可以直接得到稳态解. 同时, 为了探究微腔内的光力学响应, 需要考察频率为  $\omega_p$  的输出光场性质, 因而得到

$$c^+ = \frac{1}{\kappa - i(\delta - \Delta) + \frac{ng^2}{\gamma_r - i(\delta - \Delta_r)} + \frac{\chi_0^2 |c_s|^2}{Z \times (i\omega_m + \gamma_m - i\delta) - \frac{\chi_0^2 |c_s|^2}{\kappa - i(\Delta + \delta) + \frac{ng^2}{\gamma_r - i(\Delta_r + \delta)}}}, \quad (5)$$

其中,  $Z = \frac{(i\omega_m - \gamma_m + i\delta)}{2i\omega_m}$ .

根据光力学微腔的输入-输出关系 [44], 需要求得正交变量  $\varepsilon_T = 2\kappa c^+$  来刻画探测场的光学响应. 将 (5) 式代入并作如下近似  $\delta \sim \Delta \sim \Delta_r \sim \omega_m$ , 同时考虑  $\gamma_m \ll \kappa$ ,  $\omega_m$ , 其中  $Z \simeq 1$ , 因而可得

$$\varepsilon_T = \frac{2\kappa}{\kappa - ix + \frac{ng^2}{\gamma_r - ix} + \frac{\beta}{\gamma_m - ix - N}}, \quad (6)$$

其中,  $x = \delta - \omega_m$ ,  $\beta = \chi_0^2 |c_s|^2$ ,  $N = \beta [\kappa - 2i\omega_m + ng^2 (\gamma_r - 2i\omega_m)^{-1}]^{-1}$ .  $\text{Re}[\varepsilon_T]$  和  $\text{Im}[\varepsilon_T]$  分别表征光

力学系统的吸收和色散性质. 如果采用旋转波近似来处理哈密顿量 (2), 则可以得到

$$\varepsilon_T' = \frac{2\kappa}{\kappa - ix + \frac{ng^2}{\gamma_r - ix} + \frac{\beta}{\gamma_m - ix}}. \quad (7)$$

对比 (6) 式和 (7) 式, 可以发现相同条件下, 两个正交变量的差异在于非旋波项  $N$ . 非旋项  $N$  的存在才是实现完美 OMIT 的关键, 即通过设  $\gamma_m - ix - N = 0$ , 可以得到实现完美 OMIT 的条件 [24,43]:

$$x = x_0 = \frac{2\omega_m \gamma_m [ng^2 - (\gamma_r^2 + 4\omega_m^2)]}{\kappa (\gamma_r^2 + 4\omega_m^2) + \gamma_r ng^2}, \quad (8)$$

$$\beta = \beta_0 = \frac{[\kappa (\gamma_r^2 + 4\omega_m^2) + \gamma_r g^2 n]^2 \gamma_m + 4\omega_m^2 \gamma_m [g^2 n - (\gamma_r^2 + 4\omega_m^2)]^2}{[\kappa (\gamma_r^2 + 4\omega_m^2) + \gamma_r g^2 n] (\gamma_r^2 + 4\omega_m^2)}. \quad (9)$$

很明显, (8) 式给出完美光力诱导透明窗口出现的位置. 需要强调的是, 本文后续所有数值计算都是以完美 OMIT 条件 (9) 式为前提. 如果采用旋转波近似方法, 会发现在透明窗口最低点  $x = 0$  处有  $\text{Re}[\varepsilon'_T] = \frac{2\kappa\gamma_m\gamma_r}{\kappa\gamma_m\gamma_r + \gamma_m g^2 n + \gamma_r \beta}$ , 意味着在  $\gamma_m$  不为 0 的情况下不能出现理想的完美 OMIT, 而事实上  $\gamma_m$  总是存在的.

$$\tau = \frac{(y^2 + \beta_0) M^2 (\kappa + \gamma_r n g^2 / M) - n y^2 g^2 [\gamma_r^2 - (y + x_0)^2] (\kappa + \gamma_r n g^2 / M) + 2 n g^2 \gamma_r (y + x_0) \eta}{y^2 (\kappa M + \gamma_r n g^2)^2 + [y^2 M + x_0 y M - n g^2 y (y + x_0) - \beta_0 M]^2}, \quad (11)$$

其中,  $y = x - x_0$ ,  $M = \gamma_r^2 + (y + x_0)^2$ ,  $\eta = y^3 + y^2 x_0 - y^2 n g^2 (y + x_0) / M - y \beta_0$ ,  $x_0$  和  $\beta_0$  分别满足 (8) 式和 (9) 式.

### 3 数值结果讨论与分析

为探究里德伯原子辅助光力系统中的完美 OMIT 性质和慢光效应, 数值模拟结果均采用真实的实验参数来实现, 具体参数见图 2 图题.

从图 2(a) 中吸收曲线  $\text{Re}[\varepsilon_T]$  可以看出, 当  $\beta = \beta_0$  时系统存在一个典型的透明窗口, 透明窗口最低点  $x_0$  处的吸收正好为零, 实现了完美 OMIT. 而不考虑非旋转波项  $N$  的吸收谱线  $\text{Re}[\varepsilon'_T]$  则不同, 尽管出现相消干涉现象, 但是并没有真正实现吸收为零. 这个结论与前面的解析结果完全吻合, 说明非旋转波项  $N$  是实现完美 OMIT 的关键. 另一方面, 从图 2(b) 可以明显看到, 在透明窗口内, 色散曲线

对于 OMIT, 探测场的慢光效应也是其显著特征之一. 在光力系统中, 可以用群延迟来描述系统对弱探测场的光响应, 即输出场的群延迟可以定义为

$$\tau = \frac{\partial \phi}{\partial \omega_p} = \text{Im} \left[ \frac{1}{\varepsilon_T} \frac{\partial \varepsilon_T}{\partial \omega_p} \right] = \text{Im} \left[ \frac{1}{\varepsilon_T} \frac{\partial \varepsilon_T}{\partial x} \right]. \quad (10)$$

从表达式 (10) 可以看出, 群延迟与透明窗口的色散陡峭程度息息相关. 在本系统中, 群延迟  $\tau$  的解析表达式为

$\text{Im}[\varepsilon_T]$  比  $\text{Im}[\varepsilon'_T]$  更为陡峭, 这意味着非旋转波项  $N$  更利于光速减慢 (见 (10) 式).

由图 3(a) 的吸收曲线可以看出, 改变  $\kappa/\omega_m$  对两种情况 (包含和不包含非旋转波项  $N$ ) 的影响都非常大. 具体来讲: 包含非旋转波项  $N$ , 增大  $\kappa/\omega_m$  系统仍然处于完美 OMIT, 但是透明窗口越来越窄, 透明点坐标  $x_0$  向共振点方向移动; 不包含旋转波项  $N$ , 透明窗口虽然越来越窄, 但是深度变浅, 即越来越不透明, 最低点一直处于共振位置不变化. 连续增大  $\kappa/\omega_m$ , 从图 3(b) 中的  $\text{Re}[\varepsilon'_T]_m$  可以看到, 两种情况下窗口内透明程度差异逐渐增大, 但是并不呈现明显的线性递增关系; 透明点坐标  $x_0$  逐渐向共振点靠近, 最后在共振点左侧接近饱和. 图 3 整体说明了选择目前参数, 在可分辨边带  $\kappa/\omega_m \ll 1$  的情况下, 非旋转波项  $N$  对 OMIT 的窗口深度影响较小, 但是位置则不然. 而在不可分辨边带的情况下, 它是实现完美 OMIT 的关键.

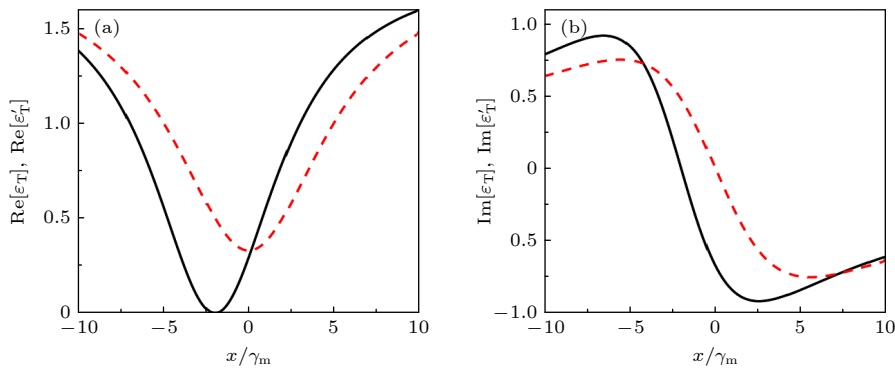


图 2 (a)  $\text{Re}[\varepsilon_T]$  和  $\text{Re}[\varepsilon'_T]$ , (b)  $\text{Im}[\varepsilon_T]$  和  $\text{Im}[\varepsilon'_T]$  作为  $x/\gamma_m$  的函数. 其中光力学参数为  $\omega_m/(2\pi) = 134$  kHz,  $\kappa = \omega_m$ ,  $Q = 10^4$ ; 原子参数为  $n = 10^2$ ,  $\gamma_r/(2\pi) = 0.02$  MHz, 并保证完美光力透明条件  $\beta = \beta_0$ ; 黑色实线代表  $\varepsilon_T$ , 而红色短划线代表  $\varepsilon'_T$ .

Fig. 2. (a)  $\text{Re}[\varepsilon_T]$  and  $\text{Re}[\varepsilon'_T]$ , (b)  $\text{Im}[\varepsilon_T]$  and  $\text{Im}[\varepsilon'_T]$  as a function of  $x/\gamma_m$  with optomechanical parameters  $\omega_m/(2\pi) = 134$  kHz,  $\kappa = \omega_m$ ,  $Q = 10^4$ ; atomic parameters  $n = 10^2$ ,  $\gamma_r/(2\pi) = 0.02$  MHz, and the condition of perfect OMIT  $\beta = \beta_0$ . Here, the black solid curve represents  $\varepsilon_T$  while the red dashed curve represents  $\varepsilon'_T$ .

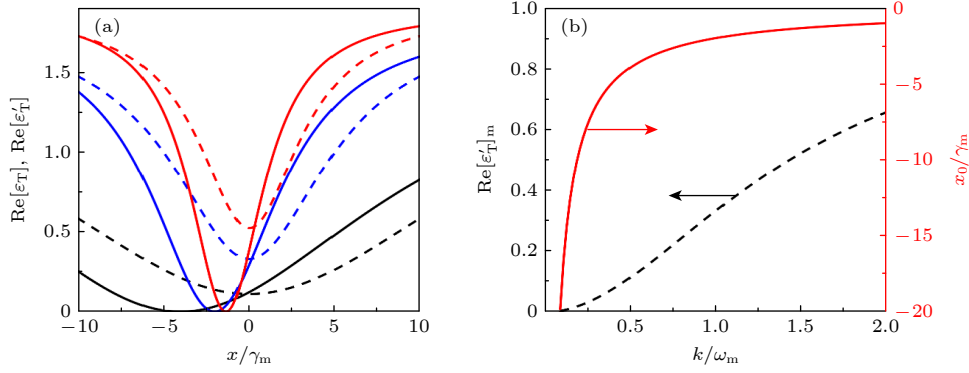


图 3 (a)  $\text{Re}[\varepsilon_T]$  和  $\text{Re}[\varepsilon'_T]$  作为  $x/\gamma_m$  的函数, 黑色、蓝色、红色曲线分别为  $\kappa/\omega_m = 0.5$ ,  $\kappa/\omega_m = 1.0$  以及  $\kappa/\omega_m = 1.5$ , 实线 (短划线) 代表  $\varepsilon_T$  ( $\varepsilon'_T$ ); (b)  $\text{Re}[\varepsilon'_T]_m$  和  $x_0/\gamma_m$  与  $\kappa/\omega_m$  的关系函数, 因为完美 OMIT 窗口有  $\text{Re}[\varepsilon_T] = 0$ , 所以  $\text{Re}[\varepsilon'_T]_m = \min\{\text{Re}[\varepsilon'_T]\}$  直接表示包含  $N$  与不包含  $N$  两种情况下窗口内吸收的差值, 其他参数同图 2

Fig. 3. (a)  $\text{Re}[\varepsilon_T]$  and  $\text{Re}[\varepsilon'_T]$  as a function of  $x/\gamma_m$  with  $\kappa/\omega_m = 0.5$  (black curve),  $\kappa/\omega_m = 1.0$  (blue curve) and  $\kappa/\omega_m = 1.5$  (red curve). The solid (dashed) curve represents  $\varepsilon_T$  ( $\varepsilon'_T$ ). (b)  $\text{Re}[\varepsilon'_T]_m$  and  $x_0/\gamma_m$  as a function of  $\kappa/\omega_m$ . Here,  $\text{Re}[\varepsilon'_T]_m = \min\{\text{Re}[\varepsilon'_T]\}$  represents the difference of absorptions in the window with and without  $N$  due to  $\text{Re}[\varepsilon_T] = 0$ . Other parameters are the same as those in Fig. 2.

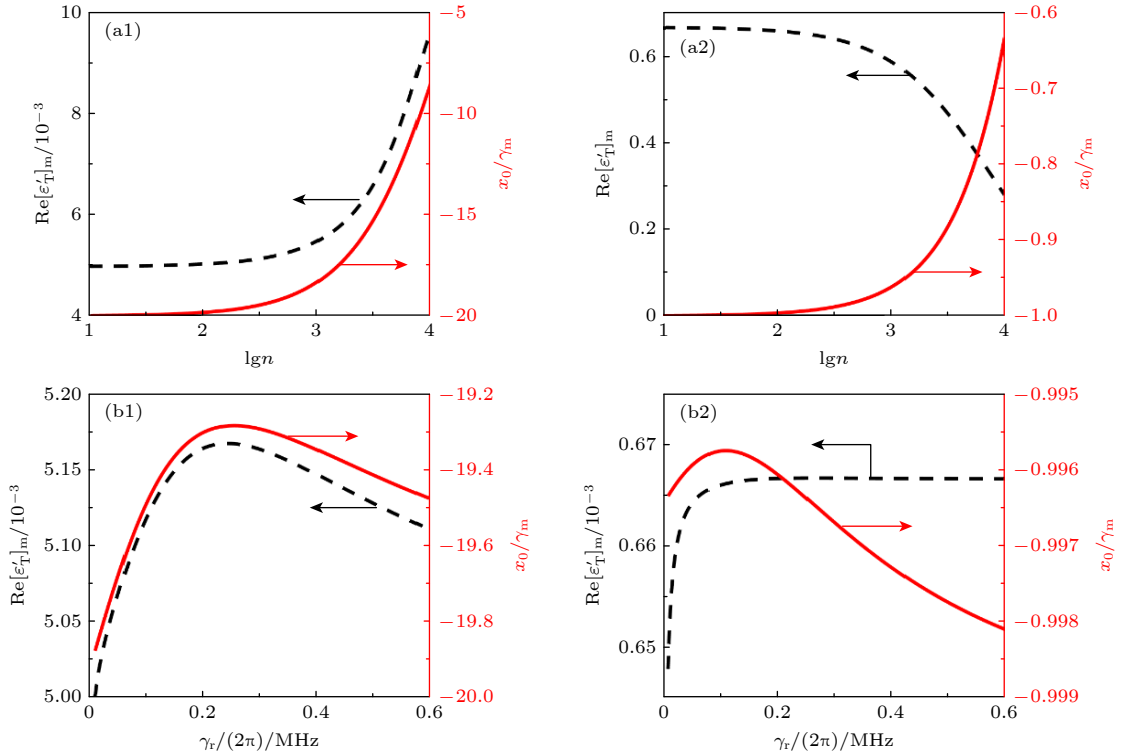


图 4 (a1) 和 (a2)  $\text{Re}[\varepsilon'_T]_m$  (黑色短划线) 和  $x_0/\gamma_m$  (红色实线) 作为  $\lg n$  的函数, (a1) 和 (a2) 分别对应  $\kappa/\omega_m = 0.1$  和  $\kappa/\omega_m = 2.0$ ; (b1) 和 (b2)  $\text{Re}[\varepsilon'_T]_m$  (黑色短划线) 和  $x_0/\gamma_m$  (红色实线) 作为  $\gamma_r$  的函数, (b1) 和 (b2) 分别对应  $\kappa/\omega_m = 0.1$  和  $\kappa/\omega_m = 2.0$ , 其他参数同图 2

Fig. 4. (a1) and (a2)  $\text{Re}[\varepsilon'_T]_m$  (black dashed curve) and  $x_0/\gamma_m$  (red solid curve) as a function of  $\lg n$ , (a1) and (a2) correspond to  $\kappa/\omega_m = 0.1$  and  $\kappa/\omega_m = 2.0$ , respectively; (b1) and (b2)  $\text{Re}[\varepsilon'_T]_m$  (black dashed curve) and  $x_0/\gamma_m$  (red solid curve) as a function of  $\gamma_r$ . (b1) and (b2) correspond to  $\kappa/\omega_m = 0.1$  and  $\kappa/\omega_m = 2.0$ , respectively. Other parameters are the same as those in Fig. 2.

图 4(a1) 表明, 当满足可分辨边带的条件, 不包含旋转波项  $N$  的透明窗口尽管接近完美 OMIT, 但是随着超级原子内的原子数目增加两者差异变大, 逐渐变得不透明. 而图 4(a2) 表明在不可分辨

边带的情况下, 虽然不包含非旋转波项  $N$  的透明窗口内吸收较大, 但是超级原子内的原子数目增加会明显降低吸收水平; 对于包含非旋转波项  $N$  的完美透明位置, 原子数目的增加会推动这个点的坐标向

共振点接近, 并且比可分辨边带情况更靠近共振点. 进一步考察里德伯原子弛豫速率带来的影响. 图 4(b1) 表明, 当满足可分辨边带的条件, 不包含旋转波项  $N$  的 OMIT 窗口内吸收随着超级原子内的原子数目增加, 在  $\gamma_r/(2\pi) = 0.2$  MHz 达到最大值, 然后缓慢降低. 然而图 4(b2) 表明在不可分辨边带的情况下, 不包含旋转波项  $N$  的 OMIT 窗口内吸收随着超级原子内的原子数目迅速增加, 在  $\gamma_r/(2\pi) = 0.1$  MHz 达到饱和值. 而完美 OMIT 的坐标位置, 跟原子数目递增的情况相同: 前半段从左往右接近共振点, 达到最近的位置后开始缓慢从右往左远离共振点, 只是后者的移动幅度更小.

最后考察弱探测场的慢光效应. 群延迟定义 (10) 式定量地给出了系统慢光效应与色散变化的正比例关系, 而图 5 直观地表明, 在透明窗口内部, 即完美 OMIT  $x_0/\gamma_m$  处群延迟达到最大. 因此可以令  $y = 0$ , 将其代入 (11) 式从而得到最大群延迟  $\tau_{\max} = (\kappa\gamma_r^2 + \kappa x_0^2 + \gamma_r n g^2) / (\beta_0 \gamma_r^2 + \beta_0 x_0^2)$ . 明显看出光力学参数  $\kappa$ ,  $\gamma_m$  以及原子参数  $\gamma_r$ ,  $n$  共同决定  $\tau_{\max}$  的大小, 并且无论怎么选取这些参数总有  $\tau_{\max} > 0$ , 即系统总是存在光速减慢行为.

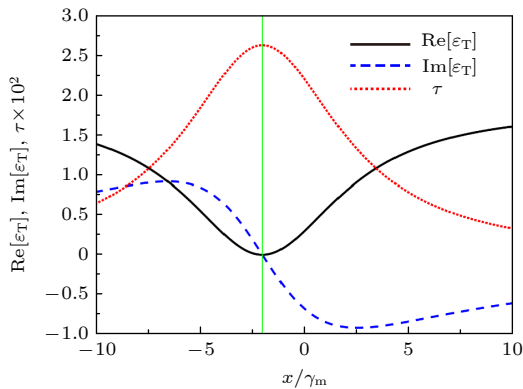


图 5  $\text{Re}[\varepsilon_T]$  (黑色实线)、 $\text{Im}[\varepsilon_T]$  (蓝色短划线) 以及  $\tau$  (红色点线) 作为  $x/\gamma_m$  的函数, 绿色竖线给出完美光子诱导透明坐标  $x_0$ , 参数同图 2

Fig. 5.  $\text{Re}[\varepsilon_T]$  (black solid curve),  $\text{Im}[\varepsilon_T]$  (blue dashed curve), and  $\tau$  (red dotted curve) as a function of  $x/\gamma_m$ . The green vertical line denotes  $x_0$  of perfect OMIT, all parameters are the same as those in Fig. 2.

分类考察光力学参数和原子参数对光速减慢的影响. 图 6(a) 中  $\kappa/\omega_m$  越小,  $Q$  越大, 则  $\tau_{\max}$  越大, 这意味着在高品质光力学微腔和可分辨边带条件下更容易观察到较大的光速减慢. 图 6(b) 中  $\gamma_r$  越小,  $n$  越大, 则  $\tau_{\max}$  越大, 这说明里德伯态的长寿命和更多的原子数目是获得更大光速减慢的保证. 与

单纯的光力学微腔以及普通独立原子辅助的光力学系统相比, 在光速减慢方面, 里德伯超级原子具有更突出的优势.

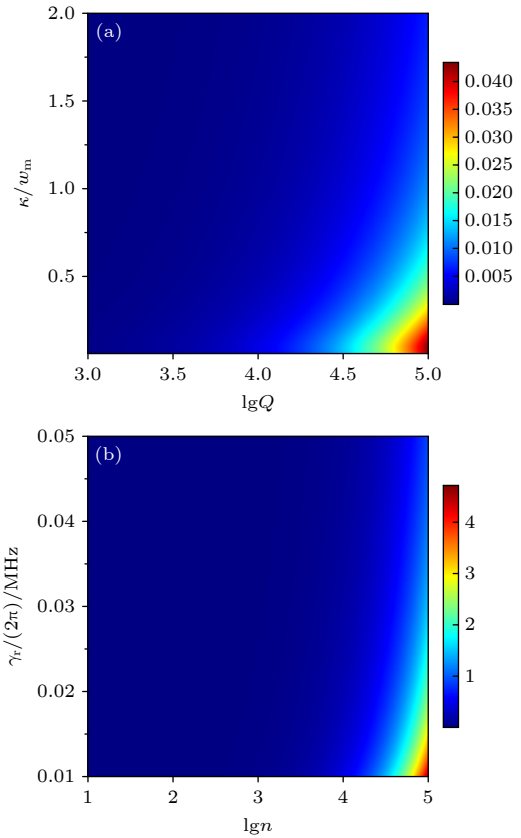


图 6 (a)  $\tau_{\max}$  作为  $\kappa/\omega_m$  和  $\lg Q$  的函数, 其中  $n = 10^4$ ; (b)  $\tau_{\max}$  作为  $\gamma_r/(2\pi)$  和  $\lg n$  的函数, 其中  $\kappa/\omega_m = 0.1$ . 其他参数同图 2

Fig. 6. (a)  $\tau_{\max}$  as a function of  $\kappa/\omega_m$  and  $\lg Q$ , where  $n = 10^4$ ; (b)  $\tau_{\max}$  as a function of  $\gamma_r/(2\pi)$  and  $\lg n$ , while  $\kappa/\omega_m = 0.1$ . Other parameters are the same as those in Fig. 2.

## 4 总结

综上所述, 在包含里德伯原子系综的光力学微腔系统中实现了完美 OMIT 并深入研究透明性质, 在此基础上考察光力学参数和原子参数对光速减慢的影响. 通过对比研究非旋转波近似和旋转波近似两种手段的结果, 给出实现完美 OMIT 满足的参数空间. 对于慢光效应, 可分辨边带条件和光力学微腔的高品质, 以及大原子数目和里德伯原子的长寿命都是实现光速减慢的保证. 结果也表明, 里德伯原子带来的新自由度对实现完美 OMIT 和光速减慢具有非常重要的作用.

感谢东北石油大学严晓波教授、东北师范大学刘一谋教授和张岩教授以及吉林工程技术师范学院谷开慧教授给予有意义的建议和讨论.

参考文献

- [1] Kippenberg T J, Vahala K J 2008 *Science* **321** 1172
- [2] Aspelmeyer M, Gröblacher S, Hammerer K 2010 *J. Opt. Soc. Am. B* **27** A189
- [3] Aspelmeyer M, Meystre P, Schwab K 2012 *Phys. Today* **65** 29
- [4] Xiong H, Si L G, Zheng A S 2012 *Phys. Rev. A* **86** 013815
- [5] Lü X Y, Wu Y, Johansson J R, Jing H, Zhang J, Nori F 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 253601
- [6] Lü X Y, Wu Y, Johansson J R, Jing H, Zhang J, Nori F 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 093602
- [7] Grudinin I S, Lee H, Painter O, Vahala K J 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 083901
- [8] Mahboob I, Nishiguchi K, Fujiwara A, Yamaguchi H 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 127202
- [9] Jing H, Özdemir S K, Lü X Y, Zhang J, Yang L, Nori F 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 053604
- [10] Brooks D W C, Botter T, Schreppler S, Purdy T P, Brahm N, Stamper-Kurn D M 2012 *Nature* **488** 476
- [11] LaHaye M D, Camarota O B B, Schwab K C 2004 *Science* **304** 74
- [12] Ekinci K L, Yang Y T, Roukes M L 2004 *J. Appl. Phys.* **95** 2682
- [13] Caves C M 1980 *Phys. Rev. Lett.* **45** 75
- [14] Gavartin E, Verlot P, Kippenberg T J 2012 *Nat. Nanotechnol.* **7** 509
- [15] Chan J, Mayer Alegre T P, Safavi-Naeini A H, Hill J T, Krause A, Gröblacher S, Aspelmeyer M, Painter O 2011 *Nature* **478** 89
- [16] Aspelmeyer M, Kippenberg T J, Marquardt F 2014 *Rev. Mod. Phys.* **86** 1391
- [17] Mancini S, Giovannetti V, Vitali D, Tombesi P 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 120401
- [18] Harris S E 1997 *Phys. Today* **50** 36
- [19] Fleischhauer M, Imamoglu A, Marangos J P 2005 *Rev. Mod. Phys.* **77** 633
- [20] Agarwal G S, Huang S 2010 *Phys. Rev. A* **81** 041803
- [21] Weis S, Rivière R, Deléglise S 2010 *Science* **330** 1520
- [22] Safavi-Naeini A H, Mayer Alegre T P, Chan J, Eichenfield M, Winger M, Lin Q, Hill J T, Chang D E, Painter O 2011 *Nature* **472** 69
- [23] Akram M J, Khan M M, Saif F 2015 *Phys. Rev. A* **92** 023846
- [24] Yan X B 2020 *Phys. Rev. A* **101** 043820
- [25] Ian H, Gong Z R, Liu Y 2008 *Phys. Rev. A* **78** 013824
- [26] Genes C, Vitali D, Tombesi P 2008 *Phys. Rev. A* **77** 050307
- [27] Akram M J, Ghafoor F, Saif F 2015 *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **48** 065502
- [28] Paternostro M, De Chiara G, Palma G M 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 243602
- [29] Jia W Z, Wang Z D 2013 *Phys. Rev. A* **88** 063821
- [30] Lecocq F, Teufel J D, Aumentado J 2015 *Nat. Phys.* **11** 635
- [31] Yan D, Wang Z H, Ren C N, Gao H, Li Y, Wu J H 2015 *Phys. Rev. A* **91** 023813
- [32] Gallagher T F 1994 *Rydberg Atoms* (Cambridge: Cambridge University Press)
- [33] Lukin M D, Fleischhauer M, Cote R, Duan L M, Jaksch D, Cirac J I, Zoller P 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 037901
- [34] Heidemann R, Raitzsch U, Bendkowsky V, Butscher B, Low R, Santos L, Pfau T 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 163601
- [35] Saffman M, Walker T, Molmer K 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 2313
- [36] Weimer H, Muller M, Lesanovsky I, Zoller P, Buchler H P 2010 *Nat. Phys.* **6** 382
- [37] Saffman M, Walker T G 2002 *Phys. Rev. A* **66** 065403
- [38] Fu C B, Yan X B, Gu K H 2013 *Phys. Rev. A* **87** 053841
- [39] Yan D, Bai W J, Bai J N, Chen L, Han H Y, Wu J H 2022 *Photonics* **9** 242
- [40] Marek T, Grigori E A, Boris A M, Dmitry S P 2020 *Phys. Rev. A* **101** 051601
- [41] Khodas M, Pustilnik M, Kamenev A, Glazman L I 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 110405
- [42] Karla L, Jean-Sébastien B, Roberta C, Edmond O, Corinna K 2018 *Phys. Rev. A* **98** 033605
- [43] Yan X B 2021 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **54** 035401
- [44] Walls D F, Milburn G J 1994 *Quantum Optics* (Berlin: Springer-Verlag) pp127–141

# Perfect optomechanically induced transparency and slow light in an Rydberg atom-assisted optomechanical system<sup>\*</sup>

Wang Xin<sup>1)</sup> Ren Fei-Fan<sup>1)</sup> Han Song<sup>2)</sup> Han Hai-Yan<sup>1)</sup> Yan Dong<sup>1)†</sup>

<sup>1)</sup> (*School of Science and Key Laboratory of Materials Design and Quantum Simulation, Changchun University, Changchun 130022, China*)

<sup>2)</sup> (*School of Automotive Engineering, Jilin Communications Polytechnic, Changchun 130015, China*)

( Received 26 November 2022; revised manuscript received 11 February 2023 )

## Abstract

Rydberg atoms have attracted considerable attention due to their several singular properties, such as strong long-range interactions, extremely long lifetimes, and very large polarizability. These characteristics make Rydberg atoms a good candidates for cavity quantum electrodynamics, quantum information, and many-body physics. Recently, the study of optomechanics has become a rapidly developing field due to its important applications in cooling of mechanical resonators, implementing precision measurements, slowing light, and preparing quantum entanglement. Obviously, optomechanical systems pave the way for quantum information processing and quantum communication. Specially, there is significant interest in quantum optomechanics due to its high compatibility that can be combined, to build hybrid systems for certain purposes, with the ultracold atoms, a superconducting single electron transistor, a magnetostrictive actuation, a charged oscillator resonator, etc. In this work, we investigate the optomechanically induced transparency (OMIT) and the resulting effect of slow light in a hybrid system composed of a Rydberg atomic ensemble embedded inside a simple optomechanical cavity. As a typical effect of destructive quantum interference, OMIT is widely used in quantum optics and quantum information processing. Based on the Rydberg blockade effect, a Rydberg atomic ensemble in the same blockade region embedded inside an optomechanical cavity can be regarded as a superatom that contains only a single Rydberg excitation. Therefore, the problem of exponentially increasing system size with the number of atoms increasing can be circumvented easily. The hybrid system becomes a coupling between a Rydberg superatom and an optomechanical cavity and the coupling strength is enhanced by a factor of square root of the number of atoms in the ensemble. In this system, the perfect OMIT, namely, an ideal OMIT dip with a very narrow window, can be attained when an effect of non-rotating wave approximation (NRWA) is considered. Further, we demonstrate that the term of NRWA plays a key important role in achieving perfect OMIT by comparing the optomechanical spectra obtained with and without NRWA effects. Our results show that in the resolved sideband regime the higher the quality factor of cavity is, the stronger the slow light effect becomes in the window of the perfect OMIT. Particularly, in achieving the ultraslow light, the long lifetime of the Rydberg atom shows its superiority.

**Keywords:** optomechanically induced transparency, slow light, Rydberg atom, dipole blockade

**PACS:** 42.50.Wk, 42.50.Nn, 42.50.Ct, 03.67.Bg

**DOI:** 10.7498/aps.72.20222264

\* Project supported by the by National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11874004, 11204019), the Nature Science Foundation of Science and Technology Department of Jilin Province, China (Grant No. 20210101411JC), and the Science Foundation of Changchun University, China.

† Corresponding author. E-mail: [ydbest@126.com](mailto:ydbest@126.com)