光学偶极阱中单个铯原子的法诺共振光谱和 EIT 冷却 *

吕鑫 [1)2)] 田壮壮 [1)2)] 常昊博 [1)2)]
张鹏飞 [1)2)] 李刚 [1)2)†] 张天才 [1)2)‡]

1) (山西大学, 光量子技术与器件全国重点实验室, 太原 030006)

2) (山西大学, 极端光学省部共建协同创新中心, 太原 030006)

光学偶极阱中原子的电磁诱导透明 (electromagnetically induced transparency, EIT) 冷却是基于原子的 Λ 型能级间跃迁的量子干涉, 通过暗态抑制原子加热，同时利用红边带跃迁降低原子的振动声子数的方法，使原子向低振动态演化. 本文从理论和实验两方面研究了光学偶极阱中单个铯原子的 EIT 冷却, 通过测量初态 $|6S_{1/2}, F = 4, m_F = 4\rangle$ 布居随 EIT 光作用时间的衰减，提取该态的有效衰减率随双光子失谐的变化，获得呈非对称法诺线型且在双光子共振附近衰减受抑制的 EIT 谱. 在实验上经过 10 ms 的 EIT 冷却, 采用释放–再俘获蒙特卡洛模型对原始计数进行拟合，得到单个铯原子温度由偏振梯度冷却后的 (17.55 ± 0.84) μK 降低至 (8.98 ± 0.44) μK，所列误差为 1σ 统计标准误差. 在径向运动服从热分布的假设下，相应平均声子数由约 6.55 降至约 3.12. 实验结果为优化光镊中的 EIT 冷却及制备低振动态提供了实验依据.

关键词: EIT 冷却, 光学偶极阱, EIT 光谱, 中性原子

PACS: 37.10.De, 37.10.Gh, 42.50.Gy, 42.50.Ct

† 通信作者. E-mail: gangli@sxu.edu.cn (通信作者)

‡ 通信作者. E-mail: tczhang@sxu.edu.cn (通信作者)

第一作者. E-mail: cqed_lx@163.com (第一作者)

* 国家自然科学基金 (批准号: U21A6006, U21A20433,92465201, 12474360, and 92265108) 和山西省 “1331 工程” 重点学科建设基金资助的课题.

录用稿件，非最终出版稿

1 引　言

囚禁在光学偶极阱中的单个中性原子为量子信息[1,2]、量子模拟[3-5]和量子存储[6,7]等研究提供了一个良好的应用平台. 然而, 光学阱中原子的内部量子态 (如超精细能级或里德堡态) 与其量子化运动态之间相互耦合[8], 不同的运动态具有一定的热分布, 导致原子内态的操控精度受到热涨落的限制. 将原子制备到振动基态, 能够抑制热涨落引起的噪声[9], 从而提高原子内态的操控精度. 在偶极阱中, 通过偏振梯度冷却技术[10]虽然能够降低原子的温度, 冷却后的原子依然为热原子, 原子在不同振动量子态的概率分布服从热态分布. 拉曼边带冷却技术可将原子冷却至囚禁势的运动基态[11], 但该方法需要在多束激光配合反复进行冷却过程, 才能实现各个振动模式的冷却. 相比之下, 电磁诱导透明 (electromagnetically induced transparency, EIT) 冷却[12-19]可在连续光场作用下实现冷却, 并在适当参数条件下同时作用于多个运动模式.

2000 年, Morigi 等在理论上提出 EIT 冷却原子的方案. 该方法通过量子干涉精确操控原子与光场的相互作用, 解决了传统冷却方案中加热瓶颈, 为离子阱量子计算、多体系统冷却等提供了更高效且通用的技术方案[12]. 同年, Roos 等在实验上演示了对单个钙离子的 EIT 冷却, 冷却后原子的振动基态占据率达 90%[13].2010 年, Meschede 研究组实验证明腔 EIT 对单个铯原子冷却效果显著[17]. 之后, 2020 年 Monroe 研究小组提出了一种基于四能级 tripod 结构的电磁诱导透明（EIT）冷却方案, 实现了 40 个囚禁 Yb+ 离子链的高效基态冷却, 冷却时间小于 300 μs, 平均声子数低至 0.04 ± 0.01[18]. 2021 年, 金奇奂研究组利用双电磁诱导透明（双 EIT）冷却二维离子晶体, 冷却速率高达每毫秒 34 声子, 单个离子的冷却极限达到 $\bar{n} = 0.06$[20]. 在 2024 年, Kurtsiefer 小组的工作实现了 EIT 冷却光学俘获的单个铷原子, 并在荧光激发光谱中解析出了法诺共振特征. 通过 EIT 冷却, 将原子冷却到约 6 μK[21].

本文利用光学偶极阱中单个铯 ^{133}Cs 原子的内态寿命刻画出单原子 EIT 共振光谱, 并进一步研究 EIT 光场对原子运动的冷却作用. 经过 10 ms 的 EIT 冷却, 释放–再俘获测温得到的单原子温度由偏振梯度冷却 (PGC) 后的约 17.55 μK 降低至约 8.98 μK. EIT 冷却的核心过程由两束相干光场驱动, 无需逐脉冲交替执行拉曼跃迁与光抽运, 为中性原子及原子阵列的低振动态制备提供了另一种实验途径.

2 理论分析

光学偶极阱中单原子的 EIT 冷却，是一种利用三能级原子系统内不同跃迁路径的量子干涉效应形成的高效原子冷却方案。其核心在于通过一束强耦合光和一束弱探测光，在 Λ 型能级结构中构造出一

录用稿件，非最终出版稿

个不与光场耦合的“暗态”，从而抑制加热过程，并选择性增强红边带跃迁以实现原子振动量子数的降低、冷却原子。考虑如图1(a) 所示的 Λ 型三能级结构，对应于铯原子（^{133}Cs）的特定塞曼子能级: 基态 $|g\rangle = |6S_{1/2}, F = 4, m_F = 4\rangle$(简记为 $|44\rangle$)，和基态 $|g'\rangle = |6S_{1/2}, F = 3, m_F = 3\rangle$(简记为 $|33\rangle$)，以及激发态 $|e\rangle = |6P_{1/2}, F' = 4, m_{F'} = 4\rangle$。系统由两束激光驱动：一束为 σ^+ 偏振的耦合光，频率为 ω_c，失谐为 $\Delta_c = \omega_c - \omega_{eg'}$, 拉比频率为 Ω_c，用于耦合 $|g'\rangle$ 与 $|e\rangle$；另一束为 π 偏振的探测光，频率为 ω_p，失谐为 $\Delta_p = \omega_p - \omega_{eg}$，拉比频率为 Ω_p，耦合 $|g\rangle$ 与 $|e\rangle$。在旋转波近似下，系统的哈密顿量（以 $\hbar = 1$）可写为

$$\boldsymbol{H} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \Omega_p/2 \\ 0 & \Delta_c - \Delta_p & \Omega_c/2 \\ \Omega_p/2 & \Omega_c/2 & -\Delta_p \end{bmatrix}, \tag{1}$$

当满足双光子共振条件 $\Delta_c = \Delta_p = \Delta_0$ 时, 解得哈密顿量的三个本征值:

$$E_D = 0, \tag{2}$$

$$E_\pm = \frac{-\Delta_0 \pm \sqrt{\Delta_0^2 + \Omega_c^2 + \Omega_p^2}}{2}, \tag{3}$$

对应三个本征态为:

$$|D\rangle = \frac{\Omega_c|g\rangle - \Omega_p|g'\rangle}{\Omega}, \tag{4}$$

$$|B_+\rangle = \frac{\Omega_p|g\rangle + \Omega_c|g'\rangle + (\Omega' - \Delta_0)|e\rangle}{\sqrt{2\Omega'(\Omega' - \Delta_0)}}, \tag{5}$$

$$|B_-\rangle = \frac{\Omega_p|g\rangle + \Omega_c|g'\rangle - (\Omega' + \Delta_0)|e\rangle}{\sqrt{2\Omega'(\Omega' + \Delta_0)}}. \tag{6}$$

其中，$\Omega' = \sqrt{\Delta_0^2 + \Omega^2}$, $\Omega = \sqrt{\Omega_c^2 + \Omega_p^2}$. 在理想闭合三能级系统中，两个亮态 $|B_\pm\rangle$ 含有激发态成分，体系经自发辐射和后续光学抽运逐渐趋于暗态 $|D\rangle$. 暗态不含激发态成分，因而抑制载波散射. 当亮态与暗态的频率间隔 δ_B 接近原子的振动频率 ω 时，红边带过程 $|D\rangle|n\rangle \to |B_+\rangle|n-1\rangle$ 得到增强. 随后的自发辐射和光学抽运使体系返回暗态；在兰姆–迪克近似下，返回过程中改变振动态的概率受到抑制，从而产生净冷却. 在 EIT 冷却过程中, 耦合光和探测光保持双光子共振, 即

$$\delta_2 \equiv \Delta_p - \Delta_c = 0, \tag{7}$$

使载波跃迁位于 EIT 暗共振处, 从而抑制载波散射及其引起的反冲加热. 暗共振附近的窄亮态与暗态之间的频率间隔为

$$\delta_B = \frac{\sqrt{\Delta_c^2 + \Omega_c^2 + \Omega_p^2} - \Delta_c}{2}. \tag{8}$$

录用稿件，非最终出版稿

在蓝失谐、弱探测及大失谐条件 $\Delta_c > 0$、$\Omega_p \ll \Omega_c \ll \Delta_c$ 下, 有 $\delta_B \simeq \Omega_c^2/(4\Delta_c)$. 通过调节耦合光强, 使 $\delta_B \simeq \omega_{\mathrm{trap}}$, 可以使红边带跃迁与窄亮态吸收峰重合, 而载波及蓝边带附近的散射受到抑制. 因此, 降低一个声子的跃迁系数 A_- 大于增加一个声子的跃迁系数 A_+, 原子获得净冷却.

上述边带图像建立在兰姆–迪克近似下. 对于第 i 个运动方向, 相应的兰姆–迪克参数为

$$\eta_i = |(\boldsymbol{k}_p - \boldsymbol{k}_c)\cdot \boldsymbol{e}_i| \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_i}}, \tag{9}$$

适用条件为 $\eta_i\sqrt{2\bar{n}_i+1} \ll 1$. 自发辐射仍会引起反冲扩散, 因此其对振动态的影响不能完全忽略.

为计算稳态激发态布居, 将式 (1) 代入 Lindblad 主方程

$$\dot{\rho} = -\mathrm{i}[\boldsymbol{H}, \rho] + \sum_{j=g,g'} \left(L_j \rho L_j^\dagger - \frac{1}{2}\left\{ L_j^\dagger L_j, \rho \right\} \right), \tag{10}$$

其中 $L_g = \sqrt{\Gamma_g}|g\rangle\langle e|$、$L_{g'} = \sqrt{\Gamma_{g'}}|g'\rangle\langle e|$, 且 $\Gamma_g + \Gamma_{g'} = \Gamma$, Γ 为激发态 $|e\rangle$ 的总自发辐射率. 通过求解 $\dot{\rho} = 0$ 和 $\mathrm{Tr}(\rho) = 1$ 可得到稳态激发态布居概率 $\rho_{ee}^{\mathrm{ss}} = \langle e|\rho_{\mathrm{ss}}|e\rangle$. 在理想闭合三能级模型中，进一步取 $\Gamma_g = \Gamma_{g'} = \Gamma/2$ 并忽略基态退相干，可得到如下解析结果[22]:

$$\rho_{ee}^{\mathrm{ss}}(\delta_2) = \frac{4\delta_2^2\Omega_c^2\Omega_p^2}{K}, \tag{11}$$

其中 $\delta_2 = \Delta_p - \Delta_c$, 分母项 $K = 8\delta_2^2\Omega_c^2\Omega_p^2 + 2\delta_2^2\Gamma^2(\Omega_c^2+\Omega_p^2) + 8\delta_2^2\left(\Delta_c^2\Omega_p^2 + \Delta_p^2\Omega_c^2\right) + 4\Delta_c\delta_2\Omega_p^4 - 4\Delta_p\delta_2\Omega_c^4 + \frac{1}{2}(\Omega_c^2+\Omega_p^2)^3$. 而自发辐射散射率为 $R_{\mathrm{sc}} = \Gamma\rho_{ee}^{\mathrm{ss}}$. 图1(b) 给出了理想三能级模型的计算结果，取 $\Gamma_g = \Gamma_{g'} = \Gamma/2$, $\Delta_c/2\pi = 42.5$ MHz、$\Omega_c/2\pi = 2.85$ MHz、$\Omega_p/2\pi = 0.30$ MHz 和 $\Gamma/2\pi = 4.575$ MHz. 在 $\delta_2 = 0$ 处, 理想模型给出 $\rho_{ee} = 0$, 表明体系形成暗态; 暗共振附近的亮态共振位置由式 (8) 给出.

在兰姆–迪克区内，将尚未乘入兰姆–迪克因子平方的降声子和升声子跃迁系数分别记为 A_- 和 A_+, 平均声子数满足

$$\frac{\mathrm{d}\bar{n}}{\mathrm{d}t} = -\eta^2(A_- - A_+)\bar{n} + \eta^2 A_+. \tag{12}$$

在弱探测极限下, 理想闭合三能级模型给出的增加或减少一个声子的系数分别为[12]

$$A_\pm = \frac{\Omega_p^2}{\Gamma}\frac{\Gamma^2\omega^2}{\Gamma^2\omega^2 + 4\left[\Omega_c^2/4 - \omega(\omega \mp \Delta_c)\right]^2}. \tag{13}$$

只有当 $A_- > A_+$ 时体系才存在冷却稳态, 其平均声子数为

$$\bar{n}_{\mathrm{lim}} = \frac{A_+}{A_- - A_+} = \frac{\Gamma^2\omega^2 + 4\left[\Omega_c^2/4 - \omega(\omega+\Delta_c)\right]^2}{4\Delta_c\omega(\Omega_c^2 - 4\omega^2)}. \tag{14}$$

忽略 Ω_p^2 对亮态位移的微小修正时, 最佳匹配条件 $\delta_B = \omega$ 等价于 $\Omega_c^2 = 4\omega(\omega+\Delta_c)$, 此时 $\bar{n}_{\mathrm{lim}} = (\Gamma/4\Delta_c)^2$. 实际冷却极限还取决于自发辐射反冲、非共振耦合、基态退相干和技术加热等.

录用稿件，非最终出版稿

将上述参数带入式 (8) 可以得到 $\delta_B/2\pi = 48.254$ kHz, 结果接近实验测得的径向振动频率 $\omega_r/2\pi = 52$ kHz, 因此当前参数主要针对径向运动模式. 图1(c) 给出了理想稳态平均声子数随振动频率的变化. 可以看出 EIT 冷却带宽覆盖了较宽的原子振荡频率范围, 可以满足实验需求.

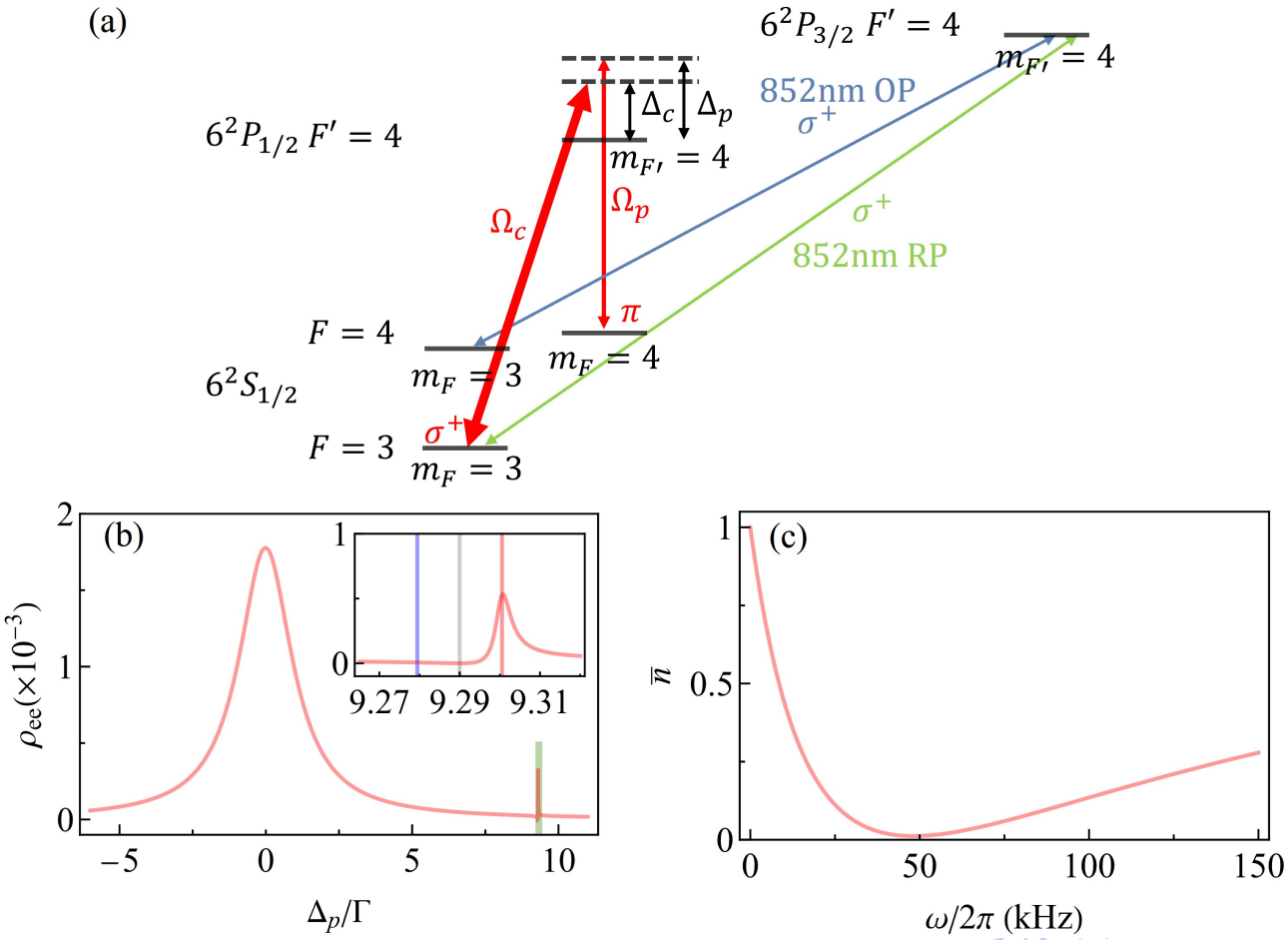


图 1　(a) 单个铯原子的 EIT 冷却能级示意图; (b) 在理想闭合三能级模型中取 $\Gamma_g = \Gamma_{g'} = \Gamma/2$ 时, 稳态激发态布居 ρ_{ee} 随归一化探测光失谐 Δ_p/Γ 的变化, 插图为暗共振附近的局部放大图; (c) 根据式 (14) 计算的理想 EIT 冷却稳态平均声子数 $\bar{n}_{\rm lim}$ 随振动频率 $\omega/2\pi$ 的变化.

Fig. 1. (a) Level scheme for EIT cooling of a single cesium atom; (b) steady-state excited-state population ρ_{ee} versus normalized probe detuning Δ_p/Γ for an ideal closed three-level model with $\Gamma_g = \Gamma_{g'} = \Gamma/2$, with an enlarged view near the dark resonance in the inset; (c) steady-state mean phonon number $\bar{n}_{\rm lim}$ calculated from Eq. (14) versus motional frequency $\omega/2\pi$ for ideal EIT cooling.

录用稿件，非最终出版

3 实验系统及测量结果

光学偶极阱中单个铯原子的 EIT 实验装置如图2(a) 所示. 本实验使用数值孔径为 0.4 的自制透镜组聚焦 1064 nm 激光形成红失谐光学偶极阱，并利用同一透镜组收集单原子荧光. 偶极阱束腰半径测量值约为 2 μm、功率为 48 mW、计算阱深约为 1.7 mK，测得径向和轴向振动频率分别为 52 kHz 和 5.1 kHz. 实验中施加约 1.7 G 的径向静磁场定义量子化轴并解除基态塞曼简并. σ^+ 偏振、共振于 $6S_{1/2}, F = 4 \leftrightarrow 6P_{3/2}, F' = 4$ 跃迁的抽运光（852 nm OP），$6S_{1/2}, F = 3 \leftrightarrow 6P_{3/2}, F' = 4$ 跃迁共振的 852 nm 再泵浦光（852 nm RP）与耦合光共用相同耦合光路，沿量子化轴传播，探测光沿偶极阱轴向入射，其中耦合光和探测光束腰半径在原子处的测量值分别约为 28.3 μm 和 73.0 μm；探测光与耦合光的波矢差在径向和轴向均有投影，因而可同时耦合两个方向的运动模式.

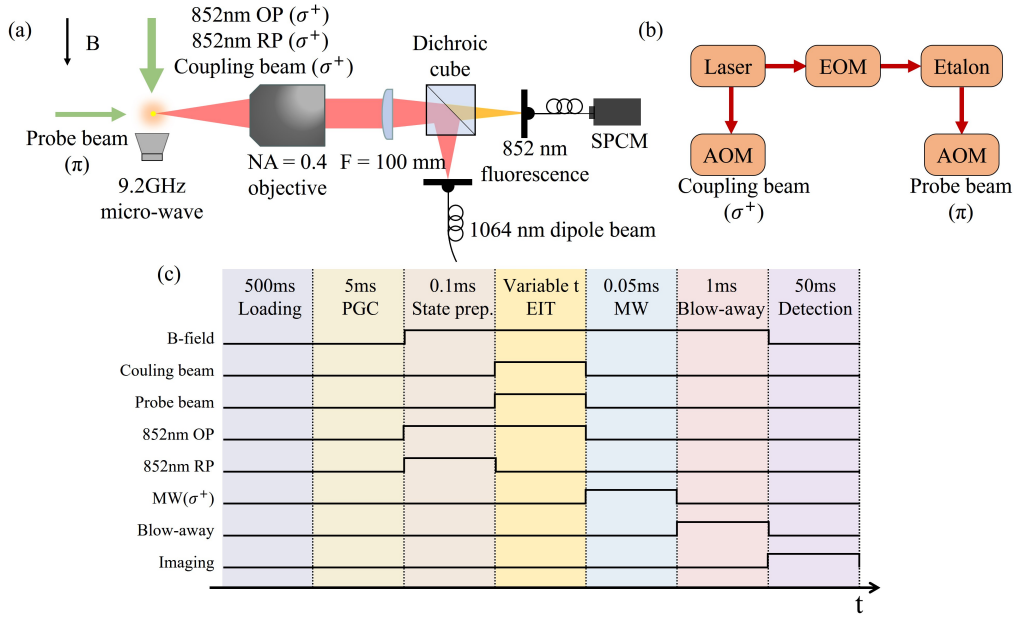


图 2　(a) 光学偶极阱中单个铯原子的 EIT 实验装置示意图；(b)EIT 光场产生装置示意图，其中 EOM 为光纤电光相位调制器，Etalon 为法布里–珀罗滤波腔，AOM 为声光调制器；(c) 单个铯原子 EIT 光谱测量时序，阶段宽度不按实际时长绘制.

Fig. 2. (a) Experimental setup for EIT spectroscopy and cooling of a single cesium atom in an optical dipole trap; (b) generation of the EIT optical fields, where EOM denotes an electro-optic phase modulator, Etalon a Fabry–Pérot filter cavity, and AOM an acousto-optic modulator; (c) experimental sequence for single-atom EIT spectroscopy; stage widths are schematic.

EIT 光场产生过程如图2(b) 所示. 波长为 894 nm 的分布式布拉格反射 (DBR) 激光经偏振分束器

录用稿件，非最终

分为两路：一路经声光调制器移频后作为耦合光；另一路进入光纤电光相位调制器 (NIR-MPX800-LN-10, Photline)，由 9.192 GHz 射频信号源 (MG3692B, Anritsu) 驱动产生边带，再利用自由光谱区约 33 GHz 的法布里–珀罗腔滤出所需边带，经声光调制器移频后作为探测光.

在 EIT 冷却前，需要先将原子制备到初态。制备过程中磁场和各个光场的开关时间如图2(c) 所示. 完成 PGC 并建立量子化磁场后，打开 852 nm OP 光和 852 nm RP 光. 两束光共同作用 0.1 ms，将原子制备到 $|44\rangle$ 态, 态制备效率为 0.86 ± 0.026. 下一步需测量单原子的 EIT 共振光谱, 以确定双光子共振位置并评估暗态和亮态附近的散射特性. 双光子共振 $\delta_2 = 0$ 用于使载波处于暗共振, 而冷却边带的匹配条件为 $\delta_B \simeq \omega_{\mathrm{trap}}$. 因此, 应通过调节耦合光强使亮态光移与目标振动频率匹配, 而不是将双光子失谐设为陷阱振动频率. 由于单原子散射荧光较弱，本实验不直接计数散射光子，而是测量 $|44\rangle$ 态布居随光场作用时间的衰减，并以其有效净衰减率的频率依赖表征 EIT 谱线.

EIT 光谱测量时序如图2(c) 所示. 完成 PGC 并将原子制备到 $|44\rangle$ 后，关闭 852 nm RP 光；EIT 作用期间继续使用上述 852 nm OP 光作为塞曼态辅助光，以减少原子在 $|6S_{1/2}, F = 4, m_F = 3\rangle$（简记为 $|43\rangle$）中的积累. 在固定双光子失谐 δ_2 下开启耦合光、探测光和 852 nm OP 辅助光，并扫描作用时间 t. 随后关闭这些光场，施加与 $|33\rangle \leftrightarrow |44\rangle$ 共振的 σ^+ 微波 π 脉冲，微波转移效率为 0.92 ± 0.036. 再利用 $F = 4 \leftrightarrow F' = 5$ 共振光吹除 $F = 4$ 原子，最后通过荧光探测判断原子是否保留. 理想 π 脉冲交换 $|44\rangle$ 和 $|33\rangle$ 布居，将光场作用结束时的 $|44\rangle$ 布居映射到不被吹除的 $|33\rangle$. 因此，测得的保留信号记为 P_{44}：在其他 $F = 3$ 塞曼态及假阳性保留贡献可忽略、且态映射与检测响应不随 t 改变的近似下，该信号以光场作用后的 $|44\rangle$ 布居为主.

在目标跃迁及理想偏振近似下，EIT 和 OP 所涉及的激发态均具有 $m_{F'} = 4$；由电偶极跃迁的磁量子数选择定则，其直接衰变末态限于 $|44\rangle$、$|43\rangle$ 和 $|33\rangle$. 因此，其他 $F = 3$ 塞曼态并非这一主要跃迁链的直接末态；实验忽略了由偏振误差及非目标激发态耦合产生的弱支路影响. 852 nm OP 光促进 $|43\rangle$ 返回 EIT 循环，耦合光则继续驱动 $|33\rangle$；这些返回过程均保留在有效内部动力学中.

将实测的态选择保留概率记为 P_{44}。在固定光场和失谐下，EIT 光驱动的内态布居转移和原子从阱中损失均可能改变这一概率。本文不分别求解这些过程，而在所测时间范围内采用恒定净衰减率近似。循环内的返回过程会影响有效速率；循环外的慢速回流和残留读出背景则近似忽略。据此，采用

$$P_{44}(t, \delta_2) = P_0(\delta_2) \exp[-\gamma_{44}(\delta_2) t] \tag{15}$$

拟合各失谐处的时间曲线。其中，P_0 和 $\gamma_{44} = 1/\tau$ 为两个自由参数，不另设平台项。P_0 包含初始布居、微

录用稿件，非最终出版稿

波转移和检测效率的影响，因此不固定为 1。上述近似仅针对所测时间范围内的信号衰减，不据此外推长期稳态布居。由于内态转移和阱损失都可能使信号降低，γ_{44} 表示观测信号的有效净衰减率，不能直接等同于光子散射率。其他 $F = 3$ 塞曼态也能在吹除后保留，本模型近似忽略其对读出信号的贡献。

扫描 EIT 谱时，耦合光和探测光功率分别为 0.7 μW 和 0.5 μW. 由原子位置处的光功率、束腰、偏振分量和相应塞曼跃迁的偶极矩阵元估算[23]，拉比频率分别为 $\Omega_c/2\pi = 20.17$ MHz 和 $\Omega_p/2\pi = 5.00$ MHz. 耦合光采用 +50 MHz 频移设置，结合计算约 35.5 MHz 的偶极阱光频移修正，测谱采用的有效单光子失谐为 $\Delta_c/2\pi = 14.5$ MHz. 图3(a) 插图选取 $\delta_2/2\pi = -10$ MHz 处的归一化指数拟合函数作为时间依赖的代表性示例，该点没有独立标定用途；其拟合寿命为 (3.38 ± 0.48) ms，误差为寿命参数的标准误差. 对各失谐下的时间点采用 100 次重复实验统计，按式 (15) 提取寿命，得到 35 个失谐点的结果. 各寿命拟合给出的误差记为标准误差 s_τ，速率的标准误差采用一阶误差传播公式 $s_\gamma \simeq s_\tau/\tau^2$ 计算. 代表点对应 $\gamma_{44} = (0.296 \pm 0.042)$ ms^{-1}. 图中速率误差棒采用这一局域近似；相对寿命误差较大时，不能将其视为精确的对称置信区间.

EIT 光场通过量子干涉改变激发态布居，从而影响散射引起的光抽运、内态布居转移及原子损失。在双光子共振附近，暗态的形成抑制了激发，使观测信号的有效净衰减率降低。暗共振附近的激发抑制与亮态共振处的激发增强共同形成非对称谱线。在所扫描的频率范围内，近似认为光致净衰减率与激发态布居成正比，采用理想稳态激发谱描述其频率依赖。图3(a) 采用下式拟合：

$$\gamma_{\mathrm{fit}}(\delta_2) = \gamma_{\mathrm{bg}} + A\rho_{ee}^{\mathrm{ss}}(\delta_2 - \delta_0), \tag{16}$$

其中，ρ_{ee}^{ss} 由式 (11) 给出，计算时取 $\Delta_p = \Delta_c + \delta_2 - \delta_0$。$\Delta_c$、$\Omega_c$、$\Omega_p$ 和 Γ 固定为上述测谱值，仅拟合比例系数 A、背景衰减率 γ_{bg} 和频率偏移 δ_0。A 具有速率量纲，δ_0 用于修正实验失谐零点与模型共振中心之间的偏差。γ_{bg} 表示扫描范围内近似不随失谐变化的背景衰减率，其大小由拟合确定，未作独立背景扣除。它描述的是信号随时间的衰减，不是保留概率中的常数平台。

为避免寿命取倒数后的非线性误差近似影响拟合权重，直接对全部 35 个寿命点进行加权拟合，最小化 $\sum_i\{[\tau_i - 1/\gamma_{\mathrm{fit}}(\delta_{2,i})]/s_{\tau,i}\}^2$，再将拟合结果转换为速率曲线。其中，$s_{\tau,i}$ 为各寿命点的标准误差。固定上述光学参数，拟合得到 $\gamma_{\mathrm{bg}} = (0.0386 \pm 0.0062)$ ms^{-1}、$A = (8.14 \pm 0.34)$ ms^{-1} 及 $\delta_0/2\pi = (-1.073 \pm 0.135)$ MHz，约化 $\chi^2 = 46.59/32 = 1.46$。参数标准误差由加权模型在最优点附近的局域协方差矩阵计算。计算中将输入寿命误差视为已知标准误差，不再按约化 χ^2 缩放。所报误差以光学参数固定为前提，未包含光学参数标定和模型近似的系统不确定度。

录用稿件，非最终出版稿

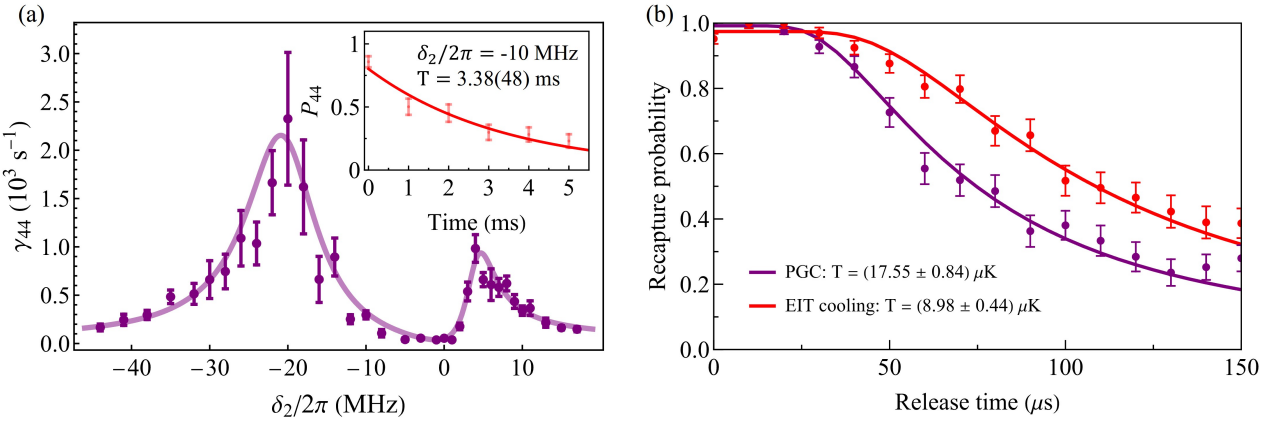


图 3　(a) 由有效净衰减率 $\gamma_{44} = 1/\tau$ 表征的单原子 EIT 共振谱. 数据点为不同失谐处的寿命倒数，误差棒为寿命标准误差经一阶传播得到的速率标准误差. 实线为式 (16) 在原寿命域加权拟合后的速率曲线. 插图为 $\delta_2/2\pi = -10$ MHz 处的内态寿命衰减曲线，拟合寿命为 (3.38 ± 0.48) ms，误差为参数标准误差；(b)PGC（紫色）和 EIT 冷却后（红色）的释放–再俘获概率. 实线为同一蒙特卡洛模型对实验计数的拟合结果. 数据点的误差棒为保留概率的二项统计标准误差，方差由最优拟合概率估计. 温度分别为 (17.55 ± 0.84) μK 和 (8.98 ± 0.44) μK，误差由温度与幅度的联合协方差矩阵计算.

Fig. 3. (a) Single-atom EIT resonance spectrum characterized by the effective net decay rate $\gamma_{44} = 1/\tau$. The data points are inverse lifetimes measured at different detunings. Error bars show rate standard errors obtained by first-order propagation of the lifetime standard errors. The solid line is the rate curve obtained from a weighted fit of Eq. (16) to the original lifetime data. The inset shows the internal-state population decay at $\delta_2/2\pi = -10$ MHz, with a fitted lifetime of (3.38 ± 0.48) ms, where the uncertainty is the parameter standard error. (b) Release–recapture probabilities after PGC (purple) and EIT cooling (red), fitted using the same Monte Carlo model and binomial likelihood. Error bars show binomial standard errors of the measured probabilities, with variances evaluated at the best-fit probabilities. Temperatures are (17.55 ± 0.84) μK and (8.98 ± 0.44) μK, with standard errors calculated from the joint temperature–amplitude covariance matrix.

拟合能够描述暗共振及非对称谱线特征，但与数据仍有一定偏差。因此，本文主要利用该模型比较共振位置和谱线轮廓。理论散射率为 $R_{\mathrm{sc}} = \Gamma\rho_{ee}^{\mathrm{ss}}$，而拟合中的 A 是激发态布居与光致净衰减率之间的有效比例系数，还受到布居返回、光抽运及阱损失等过程的影响。因此，不据其数值提取单次散射分支概率或绝对散射率。

录用稿件，非最终出版稿

冷却参数的选择必须兼顾边带匹配和有限作用时间内的冷却速度。增大单光子失谐有利于减小非理想激发，但同时需要调整耦合光强，使亮态位移接近径向阱频。探测光强则决定冷却速度，过低会延长冷却时间。本实验参数下，亮态位移约为 48.3 kHz，接近径向阱频 52 kHz。理想三能级模型估算表明，在具有足够径向动量投影的条件下，该光强仍可产生毫秒量级的冷却，与 10 ms 作用后观察到的温度降低相符。测谱和冷却采用不同的光场参数。测谱时取 $\Delta_c/2\pi = 14.5$ MHz、$\Omega_c/2\pi = 20.17$ MHz 和 $\Omega_p/2\pi = 5.00$ MHz。较小的单光子失谐和较强的光场有利于获得可分辨的光致衰减信号，从而在有限重复次数下观察暗共振及非对称线型。由式 (8) 得到 $\delta_B/2\pi \simeq 5.42$ MHz，远大于径向阱频，因此这组参数不满足径向红边带匹配条件。冷却时增大单光子失谐，并降低光场强度来匹配边带冷却参数，取 $\Delta_c/2\pi = 42.5$ MHz、$\Omega_c/2\pi = 2.85$ MHz 和 $\Omega_p/2\pi = 0.30$ MHz。这一选择兼顾减少额外散射加热和满足边带匹配的需要。此时 $\delta_B/2\pi \simeq 48.3$ kHz，接近径向阱频 52 kHz，有利于增强红边带冷却过程。在这组参数下，采用相同的态选择读出方法，在暗共振附近约 50 kHz 的范围内扫描双光子失谐。该范围内 $|44\rangle$ 态有效净衰减率变化较小，实验选取测得衰减率最小的位置作为冷却工作点。光场失谐和强度则根据亮态位移与径向阱频的匹配条件选取。

原子温度采用释放–再俘获方法测量[24]，如图3(b)。PGC 或 10 ms EIT 冷却结束后，关闭冷却光和 1064 nm 偶极阱，使原子自由演化时间 t_{rel}，随后重新开阱并检测是否再俘获。测温过程不使用微波态映射和态选择吹除。采用蒙特卡洛方法模拟释放–再俘获过程。在阱底谐振近似下，根据给定温度和阱频对应的热分布，独立抽样原子的三维位置和速度，共使用 10^6 组初始条件。关阱期间，根据包含重力的自由运动方程更新位置和速度。重新开阱后，计算原子的动能、高斯光学势能和重力势能之和；若总能量低于逃逸势垒，则判定为再俘获。由所用阱参数及光束质量修正计算得到的径向和轴向阱频分别约为 51.8 kHz 和 5.13 kHz，与实验测得的 52 kHz 和 5.1 kHz 一致。两组数据均采用二项最大似然方法拟合，以温度和一个时间无关的幅度因子为自由参数。图3(b) 每个数据点重复 300 次实验，每个释放时间点的二项统计试验次数取实际有效加载次数，本组数据为 93-121 次。幅度因子用于描述零释放时间处的非理想保留和时间无关的读出损失，不将整条曲线强制归一化到零释放时间的实测值。在 0–150 μs 的释放时间范围内，模拟采用瞬时关阱和开阱近似，并忽略额外的时间依赖背景损失。

拟合得到 PGC 和 EIT 冷却后的温度分别为 (17.55 ± 0.84) μK 和 (8.98 ± 0.44) μK，所列误差为温度参数的统计标准误差。计算时，先在最佳拟合温度附近用三次多项式平滑蒙特卡洛再俘获概率，以减小有限抽样引起的数值波动。随后根据二项最大似然拟合，计算温度与幅度的联合协方差矩阵，并取温度方差的平方根作为标准误差。所报误差为给定模型和固定阱参数下的统计标准误差，不包含阱深、束腰及开关

录用稿件，非最终出版稿

时序的系统不确定度。

图3(b) 的数据误差棒表示保留概率的二项统计标准误差，按 $s_{P,i} = [P_{\mathrm{fit},i}(1 - P_{\mathrm{fit},i})/N_i]^{1/2}$ 计算，其中 N_i 为实际有效加载次数，$P_{\mathrm{fit},i}$ 为最优拟合给出的保留概率。用拟合概率估计方差，可避免有限计数下观测概率为 0 或 1 时将误差估为零。拟合均值的标准误差由温度和幅度的联合协方差矩阵经一阶传播得到。

4 讨论

图3(a) 中，γ_{44} 随双光子失谐呈现非对称法诺轮廓，反映了 EIT 量子干涉对激发及后续衰减过程的影响。本文在所测时间范围内采用恒定净衰减率近似，并忽略循环外的慢速回流和残留读出背景。循环内 $|33\rangle$ 和 $|43\rangle$ 的返回仍会影响有效速率。若这些过程导致明显平台或多个衰减时间尺度，单指数模型便不再充分。

态选择信号的降低可能同时包含内态布居转移和阱损失的贡献，不能据此判断原子最终处于哪个态。对于当前测谱参数，理想暗态中 $|44\rangle$ 的权重为 $\Omega_c^2/(\Omega_c^2 + \Omega_p^2) \simeq 0.942$。因此，实验中的毫秒量级衰减不能解释为理想闭合三能级系统将原子全部相干转移到 $|33\rangle$，还需考虑实际多能级体系中的布居转移及损失过程。

态制备、微波转移和检测效率若不随作用时间变化，其影响主要体现为观测幅度的变化。其他 $F = 3$ 塞曼态及假阳性检测则可能产生额外保留信号，本文近似忽略这部分贡献。原子自然损失及扫描范围内近似不随失谐变化的光致损失，由背景衰减率 γ_{bg} 描述。这类背景使保留概率随时间下降，与时间曲线中的常数平台不同。

实验谱与理想线型的差异可能来自基态退相干、偏振不纯、非共振多能级耦合及原子运动。由于 $|44\rangle$ 和 $|33\rangle$ 均为磁敏感态，磁场波动也会引起双光子失谐变化。852 nm 辅助光在促进布居返回的同时，还会带来散射反冲。因此，式 (16) 主要用于比较暗共振位置和非对称线型，拟合得到的有效净衰减率不能直接等同于绝对光子散射率。

冷却参数下的亮态位移接近径向阱频，有利于增强红边带跃迁。释放–再俘获测温主要对径向运动敏感。在径向运动服从热分布的假设下，由 $\bar{n}_r = [\exp(\hbar\omega_r/k_{\mathrm{B}}T) - 1]^{-1}$ 及 $\omega_r/2\pi = 52$ kHz，得到 PGC 和 EIT 冷却后的径向平均声子数分别约为 6.55 和 3.12。结果表明，EIT 冷却降低了原子的运动能量，但尚未达到式 (14) 给出的理想冷却极限。两者的差异可能与多能级耦合、辅助光反冲、退相干及技术加热有关。此外，本实验测得的是 10 ms 冷却后的状态，尚未确认其是否达到稳态，因此不能将该结果直接作为

录用稿件，非最终出版稿

稳态冷却极限。

5 结论

本文研究了光学偶极阱中单个铯原子的 EIT 共振谱和 EIT 冷却。通过测量 $|44\rangle$ 态布居随 EIT 光作用时间的衰减，采用两参数单指数函数拟合其时间变化，提取不同双光子失谐下的有效净衰减率。所得光谱呈现非对称法诺轮廓，并在暗共振附近表现出明显的衰减抑制。该方法用于表征所测时间范围内的 EIT 共振特征，提取的净衰减率不直接等同于绝对光子散射率。在亮态位移接近径向阱频的条件下，经过 10 ms EIT 冷却，采用相同的释放–再俘获蒙特卡洛模型拟合，得到原子温度由 PGC 后的 (17.55 ± 0.84) μK 降低至 (8.98 ± 0.44) μK。所列误差为 1σ 统计标准误差。在径向热分布假设下，相应的平均声子数由约 6.55 降至约 3.12。上述结果展示了利用态选择信号测量单原子 EIT 光谱的方法，并为光镊中的 EIT 冷却及其参数选择提供了实验参考。

参考文献

[1] Graham T M, Song Y, Scott J, Poole C, Phuttitarn L, Jooya K, Eichler P, Jiang X, Marra A, Grinkemeyer B, Kwon M, Ebert M, Cherek J, Lichtman M T, Gillette M, Gilbert J, Bowman D, Ballance T, Campbell C, Dahl E D, Crawford O, Blunt N S, Rogers B, Noel T, Saffman M 2022 *Nature* **604** 457

[2] Bluvstein D, Levine H, Semeghini G, Wang T T, Ebadi S, Kalinowski M, Keesling A, Maskara N, Pichler H, Greiner M, Vuletić V, Lukin M D 2022 *Nature* **604** 451

[3] Scholl P, Schuler M, Williams H J, Eberharter A A, Barredo D, Schymik K N, Lienhard V, Henry L P, Lang T C, Lahaye T, Läuchli A M, Browaeys A 2021 *Nature* **595** 233

[4] Semeghini G, Levine H, Keesling A, Ebadi S, Wang T T, Bluvstein D, Verresen R, Pichler H, Kalinowski M, Samajdar R, Omran A, Sachdev S, Vishwanath A, Greiner M, Vuletić V, Lukin M D 2021 *Science* **374** 1242

录用稿件，非最终出版稿

[5] Chen C, Bornet G, Bintz M, Emperauger G, Leclerc L, Liu V S, Scholl P, Barredo D, Hauschild J, Chatterjee S, Schuler M, Läuchli A M, Zaletel M P, Lahaye T, Yao N Y, Browaeys A 2023 *Nature* **616** 691

[6] Specht H P, Nölleke C, Reiserer A, Uphoff M, Figueroa E, Ritter S, Rempe G 2011 *Nature* **473** 190

[7] Körber M, Morin O, Langenfeld S, Neuzner A, Ritter S, Rempe G 2018 *Nat. Photonics* **12** 18

[8] Kuhr S, Alt W, Schrader D, Dotsenko I, Miroshnychenko Y, Rauschenbeutel A, Meschede D 2005 *Phys. Rev. A* **72** 023406

[9] Wineland D J 2013 *Rev. Mod. Phys.* **85** 1103

[10] Dalibard J, Cohen-Tannoudji C 1989 *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 2023

[11] Tian Z, Chang H, Lv X, Yang M, Wang Z, Yang P, Zhang P, Li G, Zhang T 2024 *Opt. Lett.* **49** 542

[12] Morigi G, Eschner J, Keitel C H 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 4458

[13] Roos C F, Leibfried D, Mundt A, Schmidt-Kaler F, Eschner J, Blatt R 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 5547

[14] Mücke M, Figueroa E, Bochmann J, Hahn C, Murr K, Ritter S, Villas-Boas C J, Rempe G 2010 *Nature* **465** 755

[15] Zhang J, Zhang M C, Xie Y, Wu C W, Ou B Q, Chen T, Bao W S, Haljan P, Wu W, Zhang S, Chen P X 2022 *Phys. Rev. Appl.* **18** 014022

[16] Kampschulte T, Alt W, Manz S, Martinez-Dorantes M, Reimann R, Yoon S, Meschede D, Bienert M, Morigi G 2014 *Phys. Rev. A* **89** 033404

[17] Kampschulte T, Alt W, Brakhane S, Eckstein M, Reimann R, Widera A, Meschede D 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 153603

[18] Feng L, Tan W L, De A, Menon A, Chu A, Pagano G, Monroe C 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 053001

[19] Scharnhorst N, Cerrillo J, Kramer J, Leroux I D, Wübbena J B, Retzker A, Schmidt P O 2018 *Phys. Rev. A* **98** 023424

录用稿件，非最终出版稿

[20] Qiao M, Wang Y, Cai Z, Du B, Wang P, Luan C, Chen W, Noh H R, Kim K 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 023604

[21] Chow C H, Ng B L, Prakash V, Kurtsiefer C 2024 *Phys. Rev. Res.* **6** 023154

[22] Leibfried D, Blatt R, Monroe C, Wineland D 2003 *Rev. Mod. Phys.* **75** 281

[23] Steck D A 2025. Cesium D Line Data, `https://steck.us/alkalidata/` [2026-10-29]. Revision 2.3.4, 8 August 2025

[24] Tuchendler C, Lance A M, Browaeys A, Sortais Y R P, Grangier P 2008 *Phys. Rev. A* **78** 033425

录用稿件，非最终出版稿

Fano resonance spectroscopy and EIT cooling of a single cesium atom in an optical dipole trap*

LV Xin[1)2)] TIAN Zhuangzhuang[1)2)] CHANG Haobo[1)2)]
ZHANG Pengfei[1)2)] LI Gang[1)2)†] ZHANG Tiancai[1)2)‡]

1) (*State Key Laboratory of Quantum Optics Technologies and Devices, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)
2) (*Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

Abstract

Electromagnetically induced transparency (EIT) cooling uses quantum interference to suppress carrier scattering and enhance red-sideband transitions, providing a route to reducing the motional energy of trapped atoms. We theoretically and experimentally investigate EIT spectroscopy and cooling of a single ^{133}Cs atom confined in a 1064 nm optical dipole trap. A driven Λ system is formed by the ground states $|6S_{1/2}, F = 4, m_F = 4\rangle$ and $|6S_{1/2}, F = 3, m_F = 3\rangle$ and the excited state $|6P_{1/2}, F' = 4, m_{F'} = 4\rangle$. A dressed-state analysis and a Lindblad master equation describe the dark resonance, the nearby bright-state resonance, and the ideal sideband-cooling limit. Experimentally, we characterize the EIT spectrum through the time dependence of a state-selective retention signal associated with the initial state $|6S_{1/2}, F = 4, m_F = 4\rangle$, using microwave state mapping followed by push-out detection. At each two-photon detuning, a two-parameter exponential fit yields an effective net decay rate. Weighted fitting in the lifetime domain, using a scaled ideal steady-state excitation spectrum and a background decay term, reveals an asymmetric Fano profile with suppressed decay near the dark resonance. This observable includes the effects of internal-state population transfer and trap loss and therefore does not directly measure the absolute photon-scattering rate. Spectroscopy and cooling employ different optical parameters. For cooling, the coupling detuning is $\Delta_c/2\pi = 42.5$ MHz, and the coupling and probe Rabi frequencies are $\Omega_c/2\pi = 2.85$ MHz and $\Omega_p/2\pi = 0.30$ MHz, respectively. The calculated bright-state shift is approximately 48.3 kHz, close to the measured radial trap frequency of 52 kHz, favoring red-sideband cooling. After 10 ms of EIT cooling, binomial maximum-likelihood fits of the raw release–recapture counts using the same Monte Carlo model yield a temperature reduction from (17.55 ± 0.84) μK after polarization-gradient cooling to (8.98 ± 0.44) μK. The uncertainties are statistical standard errors (1σ) for fixed trap parameters. Assuming a thermal distribution of the radial motion, the corresponding mean phonon number decreases from approximately 6.55 to 3.12. These measurements demonstrate a reduction in motional energy after a finite cooling time; they do not establish the steady-state cooling limit or ground-state preparation. The results show how state-selective retention measurements can resolve single-atom EIT resonances and provide an experimental reference for selecting EIT-cooling parameters in optical tweezers.

Keywords: EIT cooling, optical dipole trap, EIT spectroscopy, neutral atom

---

* Project supported by National Natural Science Foundation of China (U21A6006, U21A20433,92465201, 12474360, and 92265108) and Fund for Shanxi "1331 Project" Key Subjects.

† Corresponding author. E-mail: gangli@sxu.edu.cn
‡ Corresponding author. E-mail: tczhang@sxu.edu.cn
The First Author. E-mail: cqed_lx@163.com

录用稿件，非最终出版稿