arXiv:2301.03340v1 [physics.atom-ph] 9 Jan 2023

利用铯的“禁戒”跃迁形成强频移EIT共振

Armen Sargsyan,[1] Ara Tonoyan,[1] Rodolphe Momier,[1,2,*] Claude Leroy,[2] 和 David Sarkisyan[1]
[1]亚美尼亚国家科学院物理研究所，亚美尼亚阿什塔拉克-2，0203
[2]勃艮第卡诺跨学科实验室，UMR CNRS 6303，勃艮第-弗朗什-孔泰大学，法国第戎 21000
(日期：2023年1月10日)

碱金属原子中满足 $F_e - F_g = \Delta F = \pm 2$ （其中 F_e 表示激发态， F_g 表示基态）的原子跃迁，在零磁场下发生的概率为零（这类跃迁被称为“禁戒”跃迁），但在外加磁场中，其发生概率会大幅增加。这些跃迁称为磁诱导（MI）跃迁。本文首次将铯的 σ^+ （$\Delta m_F = +1$）磁诱导跃迁 $F_g = 3 \to F_e = 5$ 用作探测光，在强磁场（1–3千高斯）中形成电磁感应透明共振，同时使耦合光的频率与 $F_g = 4 \to F_e = 5$ σ^+ 跃迁共振。实验采用充有铯蒸气的纳米级薄池和一块强力永磁体。蒸气柱厚度为852纳米，对应于铯 D_2 线跃迁的波长。由于磁诱导跃迁具有较大的频移斜率（~ 4 兆赫兹/高斯），因此可以形成对比度高且频移显著的电磁感应透明共振。特别是，在施加 ~ 3 千高斯的外加磁场时，观测到高达12吉赫兹的频移。针对纳米池中多普勒展宽的三能级系统所进行的初步计算，与实验测量结果基本吻合。

I. 引言

铷、铯、钾和钠蒸气被限制在光学池中时所发生的光学过程具有重要应用，例如光学原子钟、光学原子磁力计、原子陀螺仪以及原子跃迁频率标记，相关内容可参见 [1–6]。因此，研究碱金属原子原子跃迁的特性（尤其是外加磁场中的塞曼跃迁）至关重要。众所周知，施加强磁场会显著改变塞曼跃迁的概率（强度），如 [7–13] 所示。近年来，人们对满足条件 $F_e - F_g = \Delta F = \pm 2$ 的基态与激发态能级间的原子跃迁给予了高度关注（根据选择定则，这些跃迁被称为禁戒跃迁，因此在未施加外加磁场时其概率为零）。然而，这些跃迁在磁场中的概率会显著增加。因此，我们将这类跃迁称为磁诱导（MI）跃迁 [8, 11, 12]。

磁场诱导跃迁概率的大幅增加，是由于基态（F_g）或激发态（F_e）能级中磁子能级 $|F\, m_F\rangle$ 与具有相同磁量子数 m_F 的磁子能级发生了“混合”。对于碱金属原子的 D_2 线，这种混合最强，因为最多有四个态 $|F_e\, 0\rangle$ 会发生混合，从而在磁哈密顿量中形成一个 4×4 块，如 [7, 8, 11, 12] 中所述。

磁场诱导跃迁备受关注，因为在很宽的磁场范围内，其跃迁概率可能远高于通常（“允许的”、满足 F 上选择定则的）跃迁概率。值得注意的是，在强磁场下，频移斜率（通过对磁场哈密顿量 [7] 进行对角化得到）随磁场 B 变化可高达约 4 兆赫兹/高斯，是普通跃迁情况下的 3 倍。因此，强磁场下磁场诱导跃迁的频移可达数十吉赫兹，这对于在更高频率范围内开展工作可能很有用，例如用于稳定激光器在大幅频移后的频率 [14, 15]。

在 [11, 12], 中，我们确立了以下关于磁场诱导跃迁概率的规律：对于 σ^+ 辐射，具有 $\Delta F = +2$ 的磁场诱导跃迁的概率和数量最大；而对于 σ^- 辐射，具有 $\Delta F = -2$ 的磁场诱导跃迁的概率和数量最大。对于 σ^+ 和 σ^- 偏振辐射光束，磁场诱导跃迁的强度差异可达数个数量级。

最近已有研究证明，仅由$\Delta F = +2$ 磁场诱导跃迁构成的 Λ系统，只有在探测光和耦合光束均为 σ^+偏振时，才能形成电磁感应透明共振。该结论已通过对 ^{87}铷（磁场诱导跃迁 $F_g = 1 \to F_e = 3$）和 ^{85}铷（磁场诱导跃迁$F_g = 2 \to F_e = 4$）的实验和理论研究得到验证 [16, 17]。然而，如果 Λ系统由满足 $\Delta F = -2$的磁场诱导跃迁构成，那么探测光和耦合光都必须为 σ^-偏振，才能形成电磁感应透明共振。该结论已通过对铯（磁场诱导跃迁 $F_g = 4 \to F_e = 2$）的实验和理论研究得到验证。这是磁场诱导圆二色性[18]的直接结果。

在本研究中，我们考察了七种 σ^+ 铯的磁场诱导跃迁（$F_g = 3 \to F_e = 5$，见图1）。在 0.3–3 kG 范围内，这些跃迁的概率显著增加

* rodolphe.momier@u-bourgogne.fr

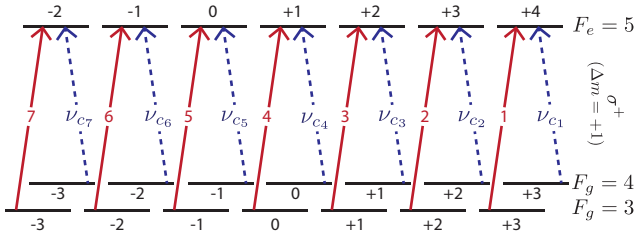

图 1. 铯 D_2 线中 $F_g = 3$、4 与 $F_e = 5$之间跃迁的示意图。探测光频率 ν_p 在标记为 1–7 的磁场诱导跃迁（$F_g = 3 \to F_e = 5$）范围内扫描。耦合频率 ν_{c_n} 与 $F_g = 4 \to F_e = 5$ 跃迁共振，形成七个 Λ系统。图中仅显示了所研究过程中涉及的态。请注意，$|F, m_F\rangle$仅是为了便于可视化而采用的记号，因为在强磁场下，原子态用非耦合基 $|J, m_J, I, m_I\rangle$ 描述更为合适。

并利用这些跃迁在强 B 磁场中形成电磁感应透明共振。我们使用了一个充有铯蒸气的纳米级薄池（NC）（厚度为 $L \approx 850$nm，约为铯 D_2 线的共振波长 [19]）。文献 [12, 17, 20] 指出了使用薄池的优势，包括显著降低多普勒展宽。

A. 铯 D_2 线磁场诱导跃迁的概率与频移

图 2 中的曲线是根据一个已知理论模型计算得出的，该模型描述了跃迁概率随外加磁场的变化。针对每个磁场值构建磁哈密顿量矩阵，该矩阵为分块对角形式（每个块对应一个给定的磁量子数值），随后进行对角化以计算概率系数。该模型已发表于多篇论文中，例如 [7, 11, 13]。

磁场诱导跃迁（标记为 1 至 7，见图1）概率随磁场的变化B 如图2a）所示。请注意，在 0.3 - 2 kG 范围内，标记为 5、6 和 7 的磁场诱导跃迁概率在所有从 $F_g = 3$ [8, 12]发生的跃迁中最高。通过哈密顿量的本征值获得的磁场诱导跃迁频移斜率相当大（~ 4 兆赫兹/高斯），而通常跃迁的斜率小 3 倍。尽管磁场诱导跃迁的概率会随着B 增大而降低，但在 7 kG 时仍很容易记录到这些跃迁。如下文所述，这是因为这些跃迁形成于高频翼远端，在那里不会与其他跃迁相交（ [21], 图中展示了 Na 的光谱，但铯的表现几乎完全相同）。

对应七个耦合跃迁的概率演化 $F_g = 4 \to F_g = 5$ (A_{c_1} 至 A_{c_7})，这些跃迁用于形成七个 Λ系统（见图1），其中随磁场的变化如图2b）所示。对于 σ^- 偏振，最强跃迁的概率已在$F_g = 4 \to F_e = 5$ σ^- G 时趋近于零，如图 $B > 300$ 2c）所示。因此，探测光束和耦合光束都必须采用 σ^+偏振，才能形成电磁感应透明共振。

B. 电磁感应透明过程的定性描述

为定性描述电磁感应透明过程，我们给出文献 [3, 22] 中的一个公式。在探测光频率 ν_p 处（此处观测到 EIT 共振，且存在 ν_c 辐射）测得的吸收与无耦合光时的吸收之比，假设辐射强度较低 ν_p 且耦合光的频率失谐为零，可由下式描述：

$$\frac{\alpha(\Omega_c)}{\alpha(0)} = \frac{K}{1 + \Omega_c^2/4\Gamma_{21}\gamma_N}\,, \tag{1}$$

其中，K 是包含多普勒线宽的常数，γ_N 是能级的自然线宽（铯原子的 $6^2P_{3/2}$ 能级为 $\gamma_N/2\pi \simeq 5.2$ MHz），Ω_c 是耦合光的拉比频率，Γ_{21} 是 Λ 系统两个基态之间相干性的退相干速率，尤其由原子与纳米池窗口碰撞引起。情形 $\alpha(\Omega_c) = 0$ 对应完全透明（EIT 共振的对比度达到 100%）以及较大的 EIT 共振振幅，该振幅随 Γ_{21} 增大而减小。EIT 共振的谱宽可用以下简单表达式 [3] 描述：

$$\gamma_{\mathrm{EIT}} \simeq 2\Gamma_{21} + \Omega_c^2/\gamma_N\,. \tag{2}$$

由公式 (1) 可知，为了使 $\alpha(\Omega_c)$ 的值较小（这意味着介质具有较高的电磁感应透明度），有必要增大 Ω_c；然而，增大 Ω_c 会导致 EIT共振的谱宽增加。因此，有必要为 Ω_c 找到一个折中值。可根据 $\Omega_c/2\pi = a\gamma_N(I/8)^{1/2}$ 进行估算，其中 I 是以 mW/cm^2 为单位的激光强度，$\gamma_N \sim 5$ MHz，而 a 是拟合参数（在我们的情况下，a 为 ~ 0.5），[23] 且 $\Omega_c \sim 15$ MHz。

II. 实验

A. 实验装置

实验装置的布局如图 3 所示。两台扩展腔二极管激光器调谐至铯 D_2 谱线附近，波长为 $\lambda \simeq 852$ nm。图 Λ 所示的系统通过扫描 VitaWave 激光器（ $\delta\nu_p \sim 1$ MHz）的频率 ν_p [24]

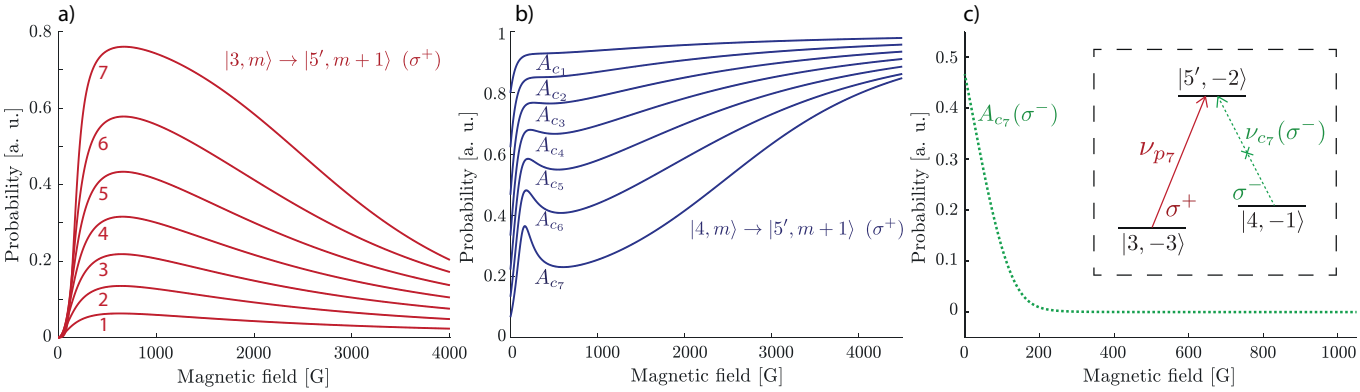

图 2. 铯 D_2 线塞曼跃迁强度随磁场的变化。a） $F_g = 3 \rightarrow F_e = 5$ σ^+ 磁场诱导跃迁。b） $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ σ^+ 跃迁。c）跃迁 $|4,-1\rangle \rightarrow |5,-2\rangle$ (σ^-)。该跃迁与跃迁 7 构成一个 Λ 系统，如 a ）面板和插图所示（见图 1 ）。随着磁场增强，其跃迁概率趋于 0，因此，要在强磁场下形成电磁感应透明共振，探测光束和耦合光束都必须为 σ^+ 偏振。

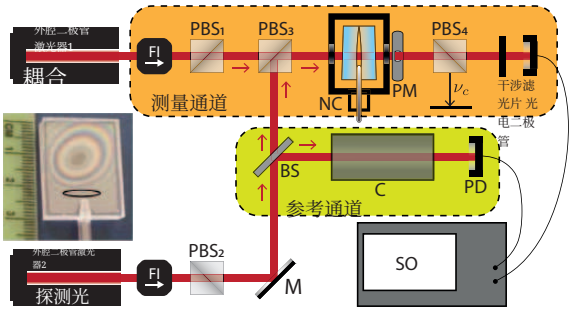

图3. 实验装置示意图。ECDL：波长为 $\lambda = 852$ nm的连续波窄线宽外腔式二极管激光器（与铯 D_2 线共振）。FI：法拉第隔离器。PBS_i：偏振分束器。BS：分束器。IF：干涉滤光片。C：用于频率基准的饱和吸收光谱装置。NC：置于烘箱中的纳米池。PM：永磁体。PD：光电二极管。SO：4通道数字示波器。

使其处于磁场诱导跃迁 $F_g = 3 \rightarrow F_e = 5$附近，同时保持频率 ν_c 来自 MOGLabs“猫眼”激光器（$\delta\nu_p \simeq 0.1$ MHz）与其中一个跃迁共振。约 10% 的耦合光功率被分出，送至基于 DAVLL方法的频率稳定装置 [25]。探测光为垂直偏振，耦合光为水平偏振。在纵向磁场下，线偏振激光可视为由 σ^+ 和 σ^- 辐射组成。采用相互垂直的偏振，利用偏振分束器4仅将探测光导向光电接收器，同时滤除耦合光。如上所述，对于 $\Delta F = +2$ 磁场诱导跃迁，要形成电磁感应透明共振，探测光和耦合光都必须具有 σ^+ 偏振。铯纳米池的照片如图 3 所示。光在窗口（由蓝宝石制成）的内表面反射后形成干涉条纹。该区域对应于

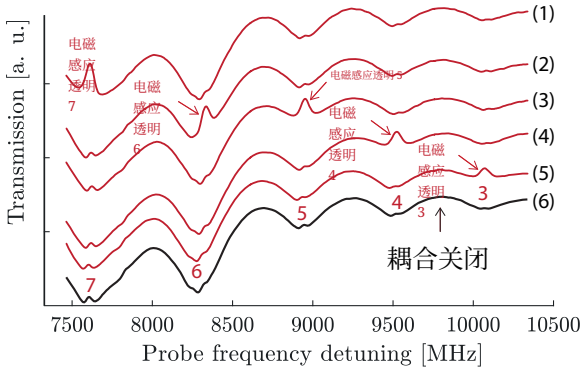

图 4 $L = $ 。$\lambda = 852$ 1 5 铯纳米池的探测光透射光谱（ nm）。光谱标记显示了五个电磁感应透明共振，分别标为电磁感应透明 3 至电磁感应透明 7；探测光频率扫描经过跃迁 3 至跃迁 7（见图 1）。耦合光和探测光功率分别为 10 和 0.05 mW，外加纵向磁场为 $B = 1400$ G。光谱编号 6 对应耦合光关闭的情况。每个原子共振处都可见微弱的速度选择光抽运峰。零频率对应于铯 D_2 线的跃迁频率。

厚度为 $L \approx \lambda \sim 850$ nm 的区域用椭圆标出。实验中使用的铯填充纳米池（NC）的设计与 [26] 中描述的超薄池相似。此前， [16, 17, 27] 已证明，使用厚度为 $L = \lambda$ 的纳米池（NC）可以轻松记录到对比度较高的电磁感应透明共振，这归因于纳米池吸收较低；但其缺点是，原子与纳米池窗口频繁发生非弹性碰撞，会导致电磁感应透明共振展宽。电磁感应透明共振的研究使用了一个强钕铁硼合金环形永磁体（PM）。由于蒸气柱厚度很小，磁体产生的高梯度磁场可视为在相互作用区域内均匀分布。永磁体置于纳米池后窗口之后，其轴线与探测光束的传播方向对齐

。通过纵向移动永磁体，可简便地改变纳米池中的磁场；磁场使用 Teslameter HT201 磁强计进行标定。

B. 实验结果：利用磁场诱导跃迁形成 EIT共振

图 4 中的曲线 1 至 5 显示了探测光的实验透射光谱，其中包含磁场 $B = 1400$G 下的 EIT 共振 3 至 EIT 共振 7（编号 3–7 分别表示涉及编号为 3–7 的磁场诱导跃迁）。纳米池厚度为 $L = \lambda = 852$nm，储液器温度为 $100\,^\circ$C（为防止铯蒸气在窗口上凝结，窗口温度略高）。耦合光功率和探测光功率分别为 20 mW 和 0.1 mW。请注意，由于只有σ^+ 辐射参与形成 EIT 共振（见图 1），因此只能计入这些辐射功率的一半，即分别为 10 mW 和 50μW。曲线 6 是耦合光被阻断时的探测光谱。由于池厚度为 $L = \lambda$，速度选择性光泵浦（VSOP）共振形成的小峰恰好位于原子跃迁频率处，如 [9]中所述。

EIT共振的振幅是速度选择光抽运共振振幅的 $\sim$10 倍，而EIT共振的谱宽则小 1.5 倍，这是相干电磁感应透明过程 [17] 的特征。请注意，EIT共振的对比度定义为EIT共振振幅与耦合光被阻断时铯蒸气峰值吸收之比，其值达到 40–50%，这在使用纳米池时很常见 [27]。

在图 6中，曲线 1 至 4 是探测光透射光谱，分别包含 $B = 1770$ G 时的 EIT 6、EIT 5、EIT 4 和 EIT 3 共振。曲线 5 仅显示耦合光被阻断时的探测光光谱。在图 7中，曲线 1 至 3 是探测光透射光谱，分别包含 $B = 2880$ G 时的 EIT 6、EIT 4 和 EIT 3 共振。曲线 4 仅显示耦合光被阻断时的探测光光谱。插图显示了 EIT 6 共振的轮廓，其采用高斯轮廓拟合，半高全宽为 $\sim$35 MHz。此外，耦合光被阻断时还会形成一个较小的速度选择光学泵浦共振。速度选择光抽运共振的典型半高全宽为 40–50 MHz。

初步理论计算（如图中插图右侧所示）7 通过求解一组三能级 Λ-系统（如图5所示）的刘维尔运动方程得到。计算考虑了纳米池几何结构（相干性退相干速率由原子的飞行时间决定）、其法布里-珀罗特性（光场在池内表面上的反射）以及多普勒展宽，并遵循 [28]中所述的步骤。探测激光和耦合激光的拉比频率分别为$\Omega_c = 1.5\gamma_N$和$\Omega_p = 0.06\gamma_N$。理论与实验在电磁感应透明共振的宽度和深度方面吻合良好，并且可以观察到速度选择光学泵浦共振。细微差异（谱线轮廓的不对称以及速度选择光学泵浦共振的振幅）可能主要源于需要考虑相邻的塞曼子能级（图1中未显示），因此需考虑三个以上的能级，才能获得更精确的结果。

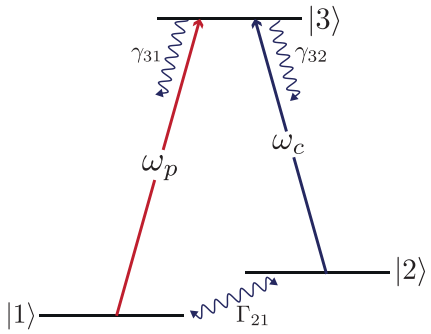

图 5. 计算中所用的三能级 Λ 系统示意图。态 $|3\rangle$ 的总衰减率 Γ_{33} 为 $1/2$（$\gamma_{31}+\gamma_{32}$）[29]。基态间相干性的退相干率为 $\Gamma_{21} = (2\pi t)^{-1}$，其中 t 是原子穿过池子的飞行时间（对应最概然速度 $u = \sqrt{2k_BT/M}$，其中 T 为蒸气温度，M 为原子质量）。

共振峰 6 的振幅是 ~ 50 速度选择光学泵浦共振的 [2, 17]倍，且其光谱线宽比后者更窄（这是相干电磁感应透明过程 [2, 17]的体现）。图8 中的实线表示跃迁 1–7（图1）和 $F_g = 3 \to F_e = 4$（以虚线椭圆标出）的频移随磁场 B变化的计算结果。黑色方块表示实验结果。如前所述，由于 $B > 3$ kG 时频移斜率很大，磁场诱导跃迁 1–7 与 $F_g = 3 \to F_e = 4$跃迁在频率上完全分离。

图中插图的曲线 8 展示了 [7] 和 [30]中所述模型结合计算得到的七条磁场诱导跃迁吸收的实验光谱和理论光谱，适用于 $B = 6$ kG，此时频移达到 ~ 30GHz。请注意，跃迁 6 的振幅略大于跃迁 7（而在 $B < 5$ kG 时，跃迁 7 的振幅更大，见图2a），这是由于“混合”效应。值得注意的是，σ^+ 磁场诱导跃迁 $3 \to 5'$ 的一个显著特点是，在磁场为 $B \approx 8$ kG 时仍能清晰记录到这些跃迁。它们位于文献 [31] 图 18 所示光谱的高频翼部；在这种情况下，频移达到 34 GHz。我们利用理论计算得到的磁场诱导跃迁曲线 $3 \to 5'$ 检查了这些磁场诱导跃迁的频率位置，发现与文献图 18 中给出的实验曲线吻合良好。文献 [31] 中并未标识 $3 \to 5'$这些跃迁。因此，有必要告知

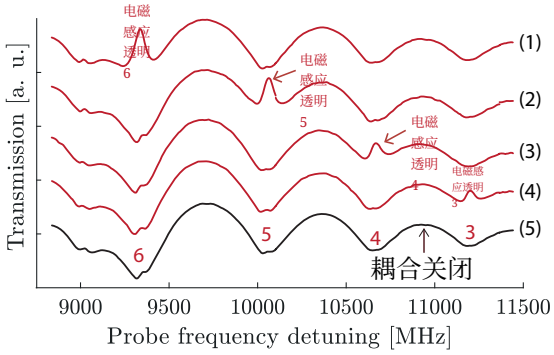

图6. 铯纳米池（$L = \lambda \approx 850$ nm）的探测光透射光谱。光谱1至4显示了四个电磁感应透明共振，分别标记为电磁感应透明3至电磁感应透明6，此时探测光频率扫描经过跃迁3至6。外部纵向磁场为 $B = 1770$ G。光谱5为耦合关闭时的探针透射光谱。每个原子跃迁上都可见较小的速度选择光抽运峰。零频率对应铯 D_2 线的跃迁频率。

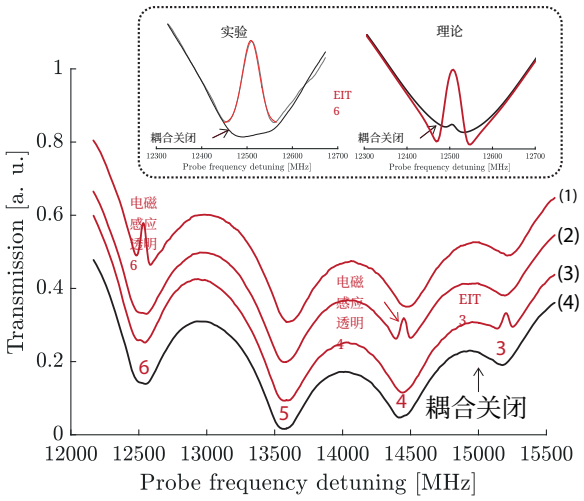

图 7 $L =$ 。$\lambda = 852$ 1 3 铯纳米池的探测光透射光谱（nm）。标出了四个 EIT共振，分别为 EIT 4、EIT 5 和 EIT 6。外部纵向磁场为 $B = 2880$ G。曲线 4 是耦合关闭时的探测光透射光谱。插图左侧是 EIT 6 的放大图，并用高斯轮廓拟合（半高全宽 35 MHz）。右侧曲线为计算结果。红色：耦合开启；黑色：耦合关闭。在探测光形成的每条原子跃迁上均可见较小的速度选择光抽运峰。其典型线宽为 40-50 MHz。零频率对应铯 D_2 线的跃迁频率。

从事碱金属原子激光光谱学研究的科学家有关磁诱导原子跃迁的信息。上述磁场诱导跃迁可在如此高的磁场下用作新的频率标记，拓展新的频率范围，也可用于在相对于未受扰原子初始跃迁频移很大的频率处稳定激光器 [13, 14]。

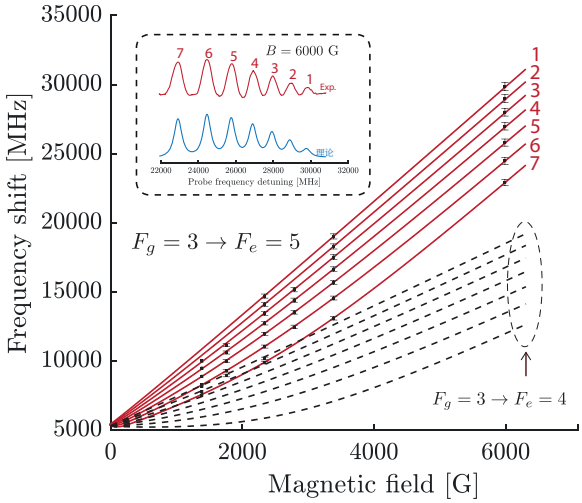

图 8。红色实线：跃迁 1 至 7（见图 1）的频移随磁场的变化。带误差棒的黑色方块表示实验测量，误差约为 1%。黑色虚线：$F_g = 3 \to F_e = 4$ 跃迁的频移。当磁场为 $B > 3$ kG 时，两组在频率上充分分离。插图：$B = 6$ kG 时的理论和实验吸收光谱，频移从铯 D_2 线跃迁频率起达到 30 GHz。

III. 结论

本文首次利用铯的禁戒跃迁（$F_g = 3 \to F_e = 5$ 更准确地说，$\sigma^+(\Delta m_F = +1)$ 跃迁）构建了 Λ系统，从而实现电磁感应透明共振的形成。实验是在外加磁场中进行的，因为此类跃迁在没有磁场时的概率为零。实验使用了一个充有铯蒸气的纳米级薄池，其厚度与铯 D_2 谱线（≈ 850纳米）的共振波长相对应；通过沿传播方向移动永磁体来改变磁场（图 3）。正如预期，阻断耦合光时，不同跃迁频率处会形成微弱的速度选择光学泵浦共振；而耦合光则可形成光谱线宽更窄、振幅更大的电磁感应透明共振。图 1所示的 7 个跃迁中，有 6 个形成了电磁感应透明共振。得益于较大的频移（最高可达 4 兆赫兹/高斯），这一现象在磁场高达 3 千高斯时仍能实现，因此电磁感应透明共振与铯 D_2 谱线跃迁频率之间的频移可达 12 吉赫兹 [31]。这一结果具有重要意义，因为大频移光谱可用作频率基准 [14, 15], ；尤其值得注意的是，当频移达到 35 吉赫兹时，这些跃迁在 8 千高斯下仍可轻易记录。至于理论描述，仍需进一步研究，主要是要考虑邻近态的影响，并将更多能级纳入模型。流形的复杂性以及耦合方程的数量，使这项工作颇具挑战性

且计算量很大。不过，仅考虑由三能级系统构成的系综，就已取得合理的一致性。据我们所知，目前尚无报道表明，使用碱金属原子的常规跃迁，能在如此强的磁场中于 Λ 系统内获得电磁感应透明共振。我们还注意到，使用厘米级长的池（以减小原子与池窗发生非弹性碰撞的影响），并采用由单台窄带激光器产生的相干耦合探测光和耦合光 [3]，可以获得线宽窄得多的电磁感应透明共振。

致谢

本研究得到亚美尼亚共和国科学委员会研究项目第21T-1C005号的资助，以及北约科学促进和平与安全项目（资助编号G5794）的资助。

数据可用性声明

本文所述研究结果所依据的数据目前尚未公开，但可应合理请求向作者索取。

[1] J. Kitching，芯片级原子器件，《应用物理评论》5，031302（2018）。[2] J. Vanier，基于相干布居俘获的原子钟：综述，《应用物理B》81，421（2005）。[3] M. Fleischhauer、A. Imamoglu 和 J. P. Marangos，电磁感应透明：相干介质中的光学，《现代物理评论》77，633（2005）。[4] D. Meschede，《光学、光与激光：现代光子学与激光物理学实用方法》，第2版（Wiley-VCH，魏恩海姆，2008）。[5] M. T. Simons、M. D. Kautz、C. L. Holloway、D. A. Anderson、G. Raithel、D. Stack、M. C. St. John 和 W. Su，带限白高斯噪声存在时的电磁感应透明（EIT）与 Autler–Townes（AT）分裂，《应用物理学杂志》123，203105（2018）。[6] M. Abdel Hafiz、R. Vicarini、N. Passilly、C. Calosso、V. Maurice、J. Pollock、A. Taichenachev、V. Yudin、J. Kitching 和 R. Boudot，连续波微型气室原子钟的光频移补偿方案，《物理评论应用》14，034015（2020）。[7] P. Tremblay、A. Michaud、M. Levesque、S. Thériault、M. Breton、J. Beaubien 和 N. Cyr，静磁场存在时碱金属D线的吸收谱，《物理评论A》42，2766（1990）。[8] A. Sargsyan、A. Tonoyan、G. Hakhumyan、A. Papoyan、E. Mariotti 和 D. Sarkisyan，磁场引起的原子跃迁概率巨大变化：禁戒跃迁成为主导跃迁，《激光物理快报》11，055701（2014）。[9] A. Sargsyan、G. Hakhumyan、A. Papoyan、D. Sarkisyan、A. Atvars 和 M. Auzinsh，原子磁场定量光谱学的新方法及其应用：基于含有 $l = \lambda$的原子蒸气池，《应用物理快报》93，021119（2008）。[10] S. Scotto、D. Ciampini、C. Rizzo 和 E. Arimondo，磁场中的铷饱和光谱学四能级N型方案交叉共振，《物理评论A》92，063810（2015）。[11] A. Tonoyan、A. Sargsyan、E. Klinger、G. Hakhumyan、C. Leroy、M. Auzinsh、A. Papoyan 和 D. Sarkisyan，碱金属原子D_2 线磁场诱导跃迁的圆二色性，《欧洲物理快报》121，53001（2018）。

[12] A. Sargsyan、A. Amiryan、A. Tonoyan、E. Klinger 和 D. Sarkisyan，《原子蒸气中的圆二色性：导致两种不同表现的磁诱导跃迁》，Physics Letters A 390，127114（2021）。[13] D. Pizzey、J. Briscoe、F. Logue、F. Ponciano-Ojeda、S. Wrathmall 和 I. Hughes，《高温原子蒸气的激光光谱学：从实验范围到理论拟合》，New Journal of Physics 24，125001（2022）。[14] A. Sargsyan、A. Tonoyan、R. Mirzoyan、D. Sarkisyan、A. M. Wojciechowski、A. Stabrawa 和 W. Gawlik，《重新审视饱和吸收光谱学：微米级薄池中强磁场（>20 mT）下的原子跃迁》，Optics Letters 39，2270（2014）。[15] R. S. Mathew、F. Ponciano-Ojeda、J. Keaveney、D. J. Whiting 和 I. G. Hughes，《超精细帕邢–巴克区中的同时双光子共振光学激光锁定（STROLLing）》，Optics Letters 43，4204（2018）。[16] A. Sargsyan、A. Tonoyan、A. Papoyan 和 D. Sarkisyan，《磁诱导跃迁导致的暗共振形成：扩展光谱范围与巨大圆二色性》，Optics Letters 44，1391（2019）。[17] A. Sargsyan、A. Tonoyan 和 D. Sarkisyan，《磁诱导跃迁在相干过程中的应用：^{85}Rb D_2 线》，Journal of Experimental and Theoretical Physics 133，16（2021）。[18] A. Sargsyan、A. Amiryan、A. Tonoyan、E. Klinger 和 D. Sarkisyan，《Cs D_2 线磁诱导跃迁中的相干光学过程》，Physics Letters A 434，128043（2022）。[19] D. A. Steck，《铯D线数据》，修订版2.2.1，在线获取：http://steck.us/alkalidata（2019）。[20] A. Sargsyan、A. Amiryan、Y. Pashayan-Leroy、C. Leroy、A. Papoyan 和 D. Sarkisyan，《光学纳米池中原子蒸气定量光谱学的方法》，Optics Letters 44，5533（2019）。[21] R. Momier、A. V. Papoyan 和 C. Leroy，《宽磁场范围内钠D线的亚多普勒光谱：理论研究》，Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer 272

，1

[22]J. Gea-Banacloche、Y.-Q. Li、S.-Z. Jin 和 M. Xiao，阶梯型非均匀展宽介质中的电磁感应透明：理论与实验，Physical ReviewA **51**，576（1995）。[23] T. T. Grove、V. Sanchez-Villicana、B. C. Duncan、S. Maleki 和 P. L. Gould，双光子双颜色

铷 5$D_{5/2}$ 态的二极管激光光谱学，Physica Scripta**52**，271（1995）。[24] V. V. Vassiliev、S. A. Zibrov 和 V. L. Velichansky，用于原子光谱学和计量学的紧凑型外腔二极管激光器，Review of Scientific Instruments **77**，013102（2006）。[25] V. V. Yashchuk、D. Budker 和 J. R. Davis，利用线性磁光学进行激光频率稳定，Review of Scientific Instruments **71**，341（2000）。[26] J. Keaveney、I. G. Hughes、A. Sargsyan、D. Sark- isyan 和 C. S. Adams，气体纳米层中的最大折射与超光速传播，Physical ReviewLetters **109**，233001（2012）。[27] A. Sargsyan、C. Leroy、Y. Pashayan-Leroy、S. Car- taleva 和 D. Sarkisyan，铯纳米池中D_1 线上的高对比度暗共振：ad-

与其他碱金属相比的优势 D 线， Journal ofModern Optics **62**，769（2015）。[28] Y. Pashayan-Leroy、C. Leroy、A. Sargsyan、A. Papoyan 和 D. Sarkisyan，电磁感应透明：蒸气柱的厚度与光波长处于同一量级， Journal of the Optical Society of America B **24**，1829（2007）。[29] B. W. Shore， 相干原子激发理论 （Wiley，纽约，1990）。[30] G. Dutier、S. Saltiel、D. Bloch 和 M. Ducloy，重新审视薄蒸气池中的光学光谱学：反射与透射的混合是法布里–珀罗微腔效应， J. Opt. Soc. Am. B **20**，793（2003）。[31] H. Stærkind、K. Jensen、J. H. Müller、V. O. Boer、E. T. Petersen 和 E. S. Polzik，激发态朗德g因子的精密测量及直径

（2022），arXiv:2208.00077。