浓密铯蒸气中残余铷的饱和吸收和电磁感应透明

Armen D. Sargsyan[a], Anahit L. Gogyan[a,*] 和DavidH. Sarkisyan[a]

[a]*I*亚美尼亚国家科学院物理研究所，*Gitavan-2*，阿什塔拉克，*0204*，亚美尼亚 *a*

arXiv:2603.09284v1 [physics.atom-ph] 10 Mar 2026

文章信息

关键词：铯池中的残余铷原子 电磁感应透明 碱金属蒸气光谱学 饱和吸收

摘要

在本研究考察的密封铯蒸气池中，观测到残余铷的比例约为 ~1%。我们研究了密封的、长 1 厘米的铯蒸气池中这些痕量铷原子的光学响应。尽管浓度很低，仍可通过 795 纳米激光激发观测到饱和吸收和电磁感应透明（EIT）共振。周围的铯蒸气有效地充当缓冲介质，降低铷原子速度，并延长其与激光场的相互作用时间，从而增强电磁感应透明信号。实验在全蓝宝石池中进行，该池可加热至 500°C，且不会出现窗口变黑，这与传统玻璃池不同。根据测得的光谱，估算了铯–铷碰撞截面。这些结果表明，高温蒸气池中的残余原子物种可用于光谱学和非线性光学研究。

1. 引言

碱金属（铯、铷等）原子在可见光和近红外光谱范围（600–900 nm）内具有很强的光学跃迁，在这一范围内，具有优异光谱特性的可调谐激光器很容易获得。这一特点使得充有碱金属原子蒸气、厚度从数百纳米到数厘米不等的蒸气池，广泛应用于物理学的诸多领域，包括精密计量学、磁力测量学和光通信 [1, 2, 3, 4, 5, 6]。近年来，碱金属原子也被广泛用于研究高度激发的里德伯态，这些态对外部电场和磁场极为敏感 [7]。

光学蒸气池的一项主要要求是能够抵抗化学侵蚀性热碱金属蒸气，尤其是在需要高原子密度时。早期研究报告称，密封的铷池和铯池中可能含有微量的另一种碱金属（约为 0.01%） [8, 9]。然而，迄今尚未实现对这类残余原子的高分辨率光谱学研究。

在本研究中，我们使用一个长约一厘米、完全由工业蓝宝石（Al_2O_3）制成的 T形光学池，称为全蓝宝石池（ASC），其中充有铯原子蒸气。此类池可加热至 500°C，而不会发生表面劣化或窗口变黑[10]。高温运行对于获得足够的蒸气密度至关重要，这样才能检测到少量残余金属原子（或某种特定同位素的少量丰度）产生的光学信号。在此处使用的密封原子蒸气池中，检测到了约 1% 的铷（铯为主要成分）。我们表明，即使是如此低的含量，也足以实现铷原子的高分辨率光谱学研究。

首次在厚度为 $L = 1$ cm和 $L = 40$ μm的充铯气室中，对残余铷蒸气（RRV）进行了饱和吸收（SA）光谱测量，并比较了在厘米级和微米级气室中获得的结果。此外，还研究了铷原子 Λ系统中的电磁感应透明（EIT）相干过程，并对相干过程与非相干过程进行了比较。在这一配置中，周围的铯蒸气有效地充当铷原子的缓冲介质，降低其速度并延长其与激光束的相互作用时间，从而有利于形成窄线宽的EIT共振。本文还讨论了这一方法的潜在应用。

2. 实验装置

实验分为三个阶段：（i）识别铯原子蒸气中的残余铷蒸气（RRV）；（ii）使用厚度为 $L = 1$ cm 和 $L = 40$ μm 的池，对 RRV 进行饱和吸收（SA）光谱测量，

*通讯作者：agogyan@gmail.com (A.L. Gogyan) ORCID(s): 0000-0003-2138-7462 (A.D.Sargsyan); 0000-0002-5629-9959 (A.L.Gogyan); 0000-0002-3432-0796 (D.H. Sarkisyan)

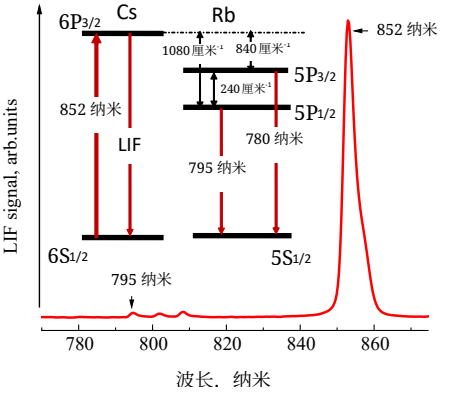

图 1：在852纳米激发下，于充铯全蓝宝石池中记录的激光诱导荧光光谱。主峰对应于铯 $6P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2}$ 跃迁，而795纳米处较弱的谱线来自残余铷原子（$5P_{1/2} \rightarrow 5S_{1/2}$）。插图：相关铯与铷能级及其间隔。

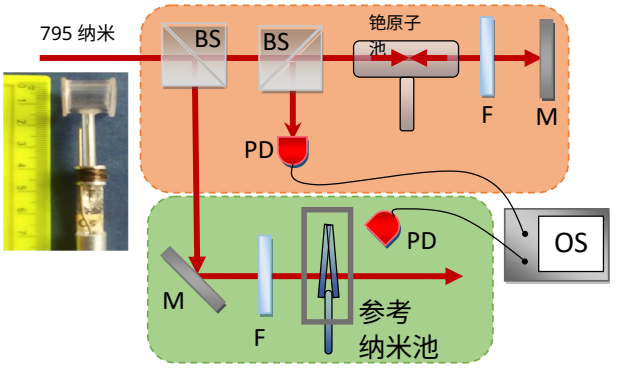

图 2：用于795纳米光谱学的实验装置。外腔二极管激光器（ECDL）提供与含 ~1%残余铷的铯蒸气的 $L = 1$ cm全蓝宝石池相互作用的辐射。M：用于形成反向传播光束的反射镜，F：滤光片，BS：分束器，OS：示波器。充铷纳米池的荧光光谱用作频率基准。

以及（iii）研究两个共振激光场激发下 RRV 中的相干（电磁感应透明，EIT）和非相干光学过程。

实验采用长度为1 cm、内含铯原子蒸气的自制T形全蓝宝石池进行，如文献 [10]所述。该池安装在专门设计的烘箱中，烘箱配有两个独立加热器：一个用于池体，另一个用于装有铯和残余铷金属源的侧臂储液器。得益于这一设计，铯蒸气压由侧臂储液器中金属柱边界处的温度决定。

烘箱设有三个光学通道：两个与激光束对齐，用于透射测量；第三个通道垂直于光束传播方向，用于检测激光诱导荧光（LIF）。

3. 铯蒸气中残余铷的检测

为确定是否存在残余铷蒸气，记录了激光诱导荧光光谱，从而能够同时观测池中铯和铷的发射。使用 ASEQ Instruments HR1 光谱仪采集并分析激光诱导荧光信号，其光谱范围为 200–1100 nm，分辨率为 0.4 nm。

如前所示，能量汇聚碰撞能够使碱金属原子从基态激发至更高的激发态，从而产生宽带荧光发射 [11, 12, 13]。图 1 展示了记录到的激光诱导荧光

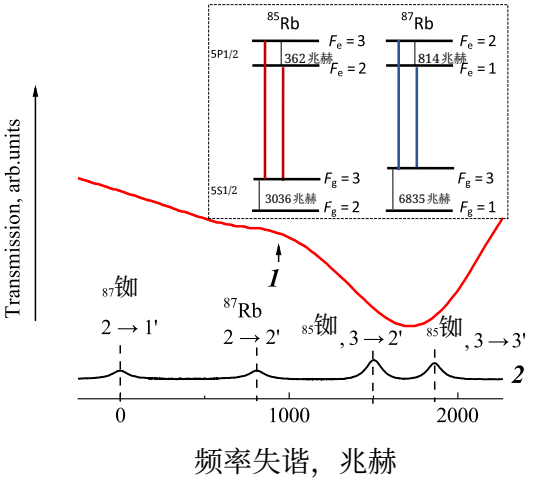

图 3： 曲线 1 显示了温度为 190℃ 时，795 纳米辐射通过 ASC 的多普勒展宽透射光谱。曲线 2 为铷纳米池的参考荧光光谱。插图显示了能级图以及所研究的铷 D_1 线跃迁。

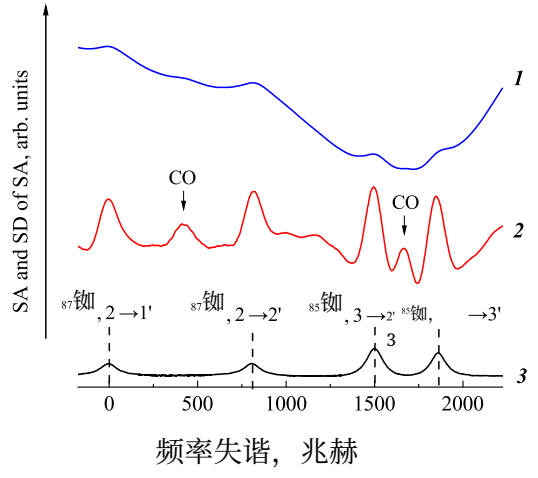

图 4： 曲线 1 显示了实验记录的温度为 190 ℃ 时，795 纳米辐射通过 ASC 的饱和吸收展宽透射光谱。曲线 2 显示曲线 1 的二阶导数（SD）光谱，为便于观察已将其反转。曲线 3 显示参考光谱。CO 表示饱和吸收光谱 [15, 16, 17]中出现的交叉共振。

光谱，此时铯蒸气受到 852 纳米激光辐射的激发，使铯原子布居于 $6P_{3/2}$ 能级。这种激发在 $6P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2}$ 跃迁（852 纳米）处产生强烈的荧光。

除强烈的铯荧光外，还观察到铷原子在 795 纳米处的微弱发射，对应于 $5P_{1/2} \rightarrow 5S_{1/2}$ 跃迁。荧光振幅之比 $\mathrm{LIF_{Cs}(852\,nm)/LIF_{Rb}(795\,nm)}$ 表明，密封 ASC 中约含 1% 的铷，铯为主要成分。此外，还检测到一条较弱的 780 纳米铷荧光谱线（$5P_{3/2} \rightarrow 5S_{1/2}$），其强度约为 795 纳米谱线的七分之一。这些观察结果证实，激发态铯原子的能量汇聚碰撞会将能量传递给铷原子，从而使铷激发态得以布居。

铯的 $6P_{3/2}$ 能级与铷的 $5P_{1/2}$ 和 $5P_{3/2}$ 能级之间的能级间隔分别约为 1080 $\mathrm{cm^{-1}}$和 840 $\mathrm{cm^{-1}}$，如图 1 插图所示。因此，受 852 纳米辐射激发的铯原子与基态铷原子之间发生能量汇聚碰撞，可使铷原子的 $5P_{1/2}$ 态布居数增加 [12, 13]。

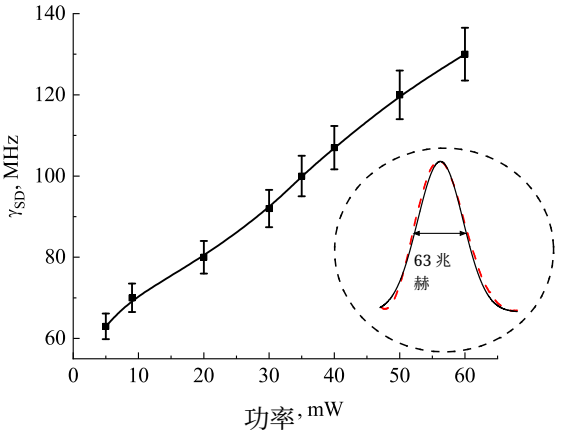

图 5： ^{87}铷 $2 \to 2'$ 跃迁的线宽随 795 nm 激光器功率的变化。插图显示了 VSOP 共振的高斯拟合。池温为 $T = 190$ ℃。

由于 $5P_{1/2}$ 能级比 $5P_{3/2}$ 能级低约 240 cm^{-1}，因此通过碰撞过程可以更有效地使其布居。

4. 残余铷蒸气的饱和吸收光谱学

由于铷 D_1 线的超精细结构比 D_2 线更简单（激发态超精细分裂更大），因此更容易分辨单个跃迁。因此，本研究选择了铷原子的 D_1 线。图 2 展示了在 RRV 中实现饱和吸收（SA）光谱学所采用的方案。采用了一台线宽为 ~2 兆赫、光束直径为 3 毫米且可在约 $\lambda = 795$ 纳米范围内调谐的外腔二极管激光器（ECDL），用于激发 $5S_{1/2} \to 5P_{1/2}$ 跃迁。

图 3 中的曲线 1 显示了 795 纳米辐射通过温度为 190°C 的 ASC 时的多普勒展宽透射光谱。Cs–Rb 碰撞还会使光谱轮廓进一步展宽。在这些条件下，Cs 原子数密度为 $N_{Cs} \sim 10^{15}$ 厘米$^{-3}$，而 Rb 数密度约小两个数量级。图 3 中的曲线 2 显示了在纳米厚度池（NC）中记录的荧光光谱，蒸气柱长度为 $L = 400$ 纳米。如参考文献 [14], 所示，这类 NC 可提供碱金属跃迁的无多普勒光谱，因此可作为方便的频率基准。

采用反向传播激光束 [15, 16, 17] 实现了饱和吸收方案。在 795 纳米处反射率接近 100% 的反射镜用于产生反向传播光束（图 2）。图 4 中的曲线 1 显示了在池温为 190°C、激光功率为 40 毫瓦时，在 RRV 中实验测得的饱和吸收光谱。

参考文献 [18, 19] 已证明，对记录的光谱应用二阶导数（SD）方法能够提高对比度并减小表观线宽。因此，在扫描激光频率经过共振后，根据测得的饱和吸收光谱 $A(\nu)$（曲线 1）计算了其二阶导数 $A''(\nu)$（图 4 中的曲线 2）。结果，二阶导数光谱中的跃迁线宽（见图 5 插图）减小至 $\gamma_{SD} \approx 60$ 兆赫，比多普勒宽度窄近一个数量级。这使得单个跃迁能够清晰分辨。尤其是，跃迁 ^{87}Rb $F = 2 \to F' = 1, 2$ 和 ^{85}Rb $F = 3 \to F' = 2, 3$ 在图 4 的曲线 2 中清晰可见。图 5 展示了 γ_{SD} 随激光功率的变化关系。

图 6 展示了在 ASC 温度为 150°C、190°C 和 300°C 时记录的 SA 光谱（曲线 1–3）。在温度高达 300°C 时，仍可观测到速度选择光抽运（VSOP）共振，此时铯蒸气压约为 2 托 [16]。图 6 中的下方曲线为 NC 荧光光谱，以供比较。图 7 显示了 γ_{SD} 随 Rb 数密度的变化关系，插图则显示其随铯密度的变化关系（在整个温度范围内，Rb 数密度始终比铯密度低约两个数量级）。

铷–铷碰撞对 VSOP线宽的贡献为 $\Gamma_{Rb-Rb} = KN$，其中 $K/2\pi = (1.10 \pm 0.17) \times 10^{-16}$ GHz cm^3 [20]。在 300°C 时，根据 Rb 数密度可得 $\Gamma_{Rb-Rb} \sim 30$ MHz。Cs–Rb 碰撞导致的展宽

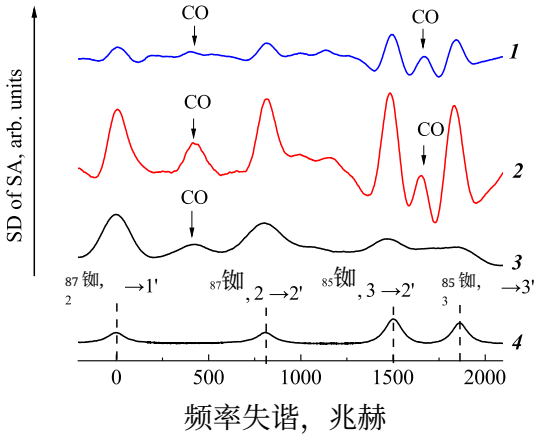

图 6： RRV 中饱和吸收（SA）光谱随铷原子密度的变化。曲线 1、2 和 3 分别对应 150 ℃、 190 ℃ 和 300 ℃ 时的光谱。曲线 4 显示参考光谱。

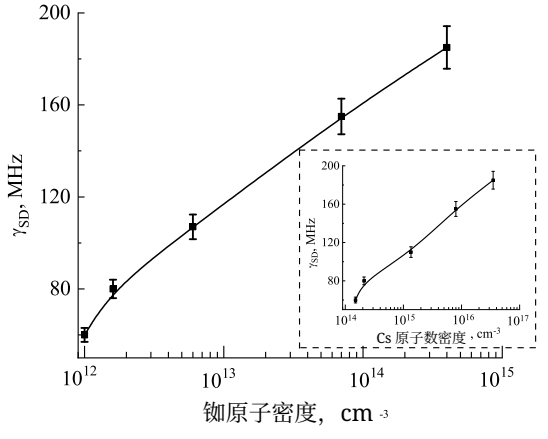

图7： ^{87}铷 $2 \rightarrow 2'$ 跃迁线宽 γ_{SD} 对铷原子密度的依赖关系。插图显示了 γ_{SD} 对Cs 原子数密度的依赖关系。

可估算为

$$\Gamma_{Cs-Rb} = \sigma_{Cs-Rb} N_{Cs} V_{Cs-Rb}, \quad (1)$$

其中 $\sigma_{Cs-Rb} \sim 10^{-13}\,cm^2$， $N_{Cs} \approx 4\times10^{16}\,cm^{-3}$，平均相对速度为 $V_{Cs-Rb} \approx 3.7\times10^{4}\,cms^{-1}$ [21]。由此得到 $\Gamma_{Cs-Rb} \sim 150$ 兆赫，总碰撞展宽为 $\Gamma_{tot} \approx 180$ 兆赫。根据这些测量结果，并考虑到测量误差，我们得到铯-铷碰撞截面 $\sigma_{Cs-Rb} \simeq (1\pm0.1)\times10^{-13}\,cm^2$，与碱金属和缓冲气体碰撞的报道值一致 [22]。

值得注意的是，即使少量缓冲气体也能抑制饱和吸收共振。例如，文献 [21]表明，向铷池中仅加入0.11托氩即可消除饱和吸收光谱。窄VSOP共振的形成要求原子几乎垂直于激光束运动（$\mathbf{v} \perp \mathbf{k}$）。一束光对该速度群进行光抽运，而反向传播光束则探测降低后的吸收 [16]。有效抽运需要足够长的相互作用时间 τ，该时间与穿过光束的渡越时间成正比。与缓冲气体原子的碰撞会改变原子速度方向，从而减小 τ，并通过速度改变碰撞（VCC）[21]抑制VSOP的形成。

在本例中，铯蒸气充当缓冲介质；然而，当铯蒸气压高达约 2 托时，VCC效应仍弱于氩缓冲情况下的效应，且仍可观察到速度选择光抽运共振（图 6）。

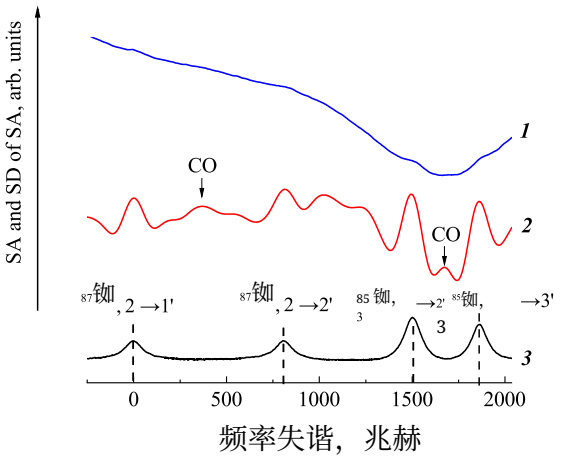

图 8： 在厚度为 $L = 40\,\mu$m 的微型气室中记录的 RRV 饱和吸收（SA）光谱（曲线 1）。曲线 2 显示曲线 1 的二阶导数（为便于观察而反转）。曲线 3 为参考光谱。激光功率为 40 毫瓦，池温为 $T = 190$℃。

我们还在一种微米厚度ASC池中进行了RRV光谱学实验，该池与参考文献 [23]所述的池类似。图 8（曲线 1）显示了池厚度为 $L = 40\,\mu$m时的饱和吸收光谱，曲线 2 则显示其二阶导数。跃迁 ^{87}铷 $F = 2 \to F' = 1$、2 和 ^{85}铷 $F = 3 \to F' = 2$、3以及交叉共振（CO）共振均清晰可见。

交叉共振与 VSOP 振幅之比 $A(\mathrm{CO})/A(\mathrm{VSOP})$（其中 $A(\mathrm{VSOP})$ 对应于 ^{85}Rb 的 $F = 3 \to F' = 2$ 跃迁）在相同温度下，厚度为 $L = 1$ cm 的气室中为 0.32，在厚度为 $L = 40\,\mu$m 的气室中为 0.16。随着气室厚度减小，壁碰撞对交叉共振的抑制作用逐渐增强。参考文献 [24] 表明，在超薄气室（$L < 5\,\mu$m）中，交叉共振会完全消失。这是因为交叉共振源于沿激光束 [16] 传播的原子。从气室中心到达壁面的渡越时间为 $\tau = L/V$，其中 $V \approx 200\,\mathrm{ms}^{-1}$ 为热速度，该时间仅为几纳秒；原子发生壁碰撞后会返回基态，从而无法形成交叉共振。相比之下，形成 VSOP 所需的相互作用时间为 $\tau = D/V$，其中 $D \sim 3$ mm 为光束直径，大约长两个数量级，因此 VSOP 共振得以保留。

5. 残余铷蒸气中的电磁感应透明与光抽运

电磁感应透明（EIT）是一种量子干涉效应，在相干耦合场 [25, 26, 27]的作用下，原本具有吸收性的介质会对探测场变得透明。这一现象源于原子态形成相干叠加，从而抑制探测光的吸收。电磁感应透明已应用于慢光传播、量子存储以及增强非线性光学过程[4, 25, 26, 27, 28, 29]。

为在残余铷蒸气（RRV）中实现电磁感应透明（EIT），使用了两台可调谐外腔二极管激光器（ECDL），其线宽约为 2 兆赫，光束直径为 3 毫米，二者均调谐至 $\lambda \approx 795$ nm 附近，以激发铷 D$_1$跃迁。激光束近乎垂直地射向装有铯蒸气、长度为 1 厘米的 ASC。图 9(a) 展示了用于 ^{85}铷的Λ方案。探测频率 ν_P 在跃迁$F_g = 3 \to F' = 2, 3$范围内扫描，而耦合频率 ν_C则固定在跃迁 $F_g = 2 \to F' = 2, 3$的中点。探测光和耦合光的功率分别为 0.4 毫瓦和 40 毫瓦。两束光以约 5 毫弧度的小夹角进入池中，因此经过 ASC 传播后，只有探测光束到达光电二极管并携带电磁感应透明特征。

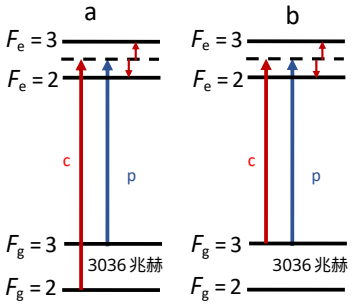

图 9： ^{85}铷的能级示意图。(a) 耦合激光和探测激光波长为 $\lambda \approx 795$ 纳米，构成 Λ 型系统。(b) 耦合激光和探测激光共享同一基态的配置。

耦合场的拉比频率可由下式估算：

$$\frac{\Omega_C}{2\pi} = \gamma_N \sqrt{\frac{I}{8}}, \tag{2}$$

其中 I 是以毫瓦每平方厘米为单位的强度[−2]，$\gamma_N/2\pi = 5.75$ 兆赫，对应于铷 D1 线。这得到 $\Omega_C \approx 34$ 兆赫，适用于当前参数 [30]。

图 10（对应于图 9(a) 的能级示意图）显示了探测光谱的二阶导数。在中央电磁感应透明特征两侧观察到两个 VSOP 共振，对应于跃迁 $F_g = 3 \to F' = 2$，3 处吸收增强。在此配置中，强耦合场将原子从基态能级 $F_g = 2$ 抽运至 $F_g = 3$，从而增加该能级的布居数。在两个 VSOP 峰之间出现一个窄的电磁感应透明共振，其特征是探测光吸收降低，且二阶导数表示中的半高全宽约为 12 兆赫。这些结果表明，即使存在高密度铯蒸气，也能在 RRV 中形成相干的电磁感应透明共振，而不会发生显著退化。

众所周知，缓冲气体的存在可以增加原子与光场之间的相互作用时间，从而使电磁感应透明共振变窄 [26, 27]。在本情形中，周围的铯蒸气有效地起到了这一作用。图 10 的曲线 2（对应于图 9(b) 的方案）显示的光谱以光抽运而非相干性为主。在跃迁$F_g = 3 \to F' = 2, 3$ 以及中间频率处，观测到三条探测光吸收减弱的 VSOP共振。此处，耦合辐射将布居数从 $F_g = 3$转移到 $F_g = 2$，从而降低被探测能级的布居数。这些共振的二阶导数线宽约为 36 兆赫，显著宽于电磁感应透明特征，这符合非相干过程的预期。若采用相位相干的探测光束与耦合光束，电磁感应透明线宽还可进一步减小[27]。

探测痕量原子物种光谱特征的能力预示着更广泛的应用。例如，饱和吸收光谱已被用于研究含有多种同位素的蒸气，如汞 [31]。利用充有钾蒸气的纳米池，无多普勒光谱已能在约 150°C 的温度下探测到稀有同位素 ^{41}K [32]。天然钾中费米子同位素 ^{40}K 的含量也仅为 $\sim 0.01\%$ [33]。在加热至约 440°C 的高温原子蒸气池中，^{40}K 的蒸气密度将达到 $\sim 10^{13}$ cm^{-3}，足以进行碰撞诱导展宽的饱和吸收测量。此类系统将使人们能够研究费米子–费米子（^{40}K–^{40}K）与费米子–玻色子（^{40}K–^{39}K）碰撞过程。

6. 结论

使用一支主要充满铯蒸气（~99%）的全蓝宝石池（ASC），我们证明了可以对残余 ~1%比例的铷原子进行高分辨率光谱学测量。通过采用长度为 $L = 1$ cm和 $L = 40$ μm的全蓝宝石池，我们研究了饱和吸收光谱、 Λ 方案中的电磁感应透明（EIT），以及在两束共振激光束场中的光抽运过程。

致密的铯蒸气可作为残余铷原子的有效缓冲介质。即使池温达到300°C（对应的铯蒸气压约为 2 托），在饱和吸收光谱中仍可观察到速度选择光抽运（VSOP）共振。相比之下，仅加入 0.11 托氩缓冲气体，就已知会抑制

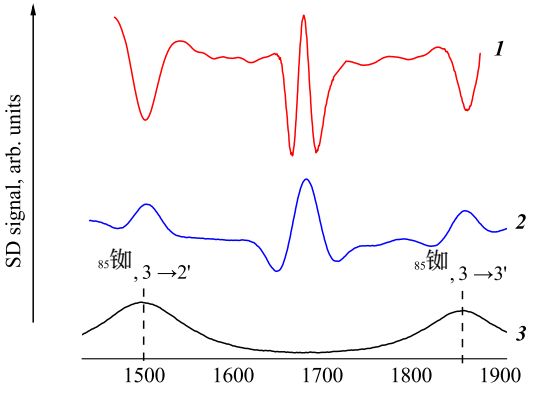

图 10： 存在耦合辐射 ν_C 时的探测光透射光谱。曲线 1 显示包含电磁感应透明共振和两个 VSOP共振的二阶导数（SD）光谱。曲线 2 显示具有三个吸收减弱的 VSOP共振的二阶导数光谱。曲线 3 给出参考光谱。

VSOP 共振通过速度改变碰撞 [21]。在本例中，铯原子会减缓铷热运动并延长原子-场相互作用时间，从而有利于饱和吸收和电磁感应透明形成。

这些结果表明，碱金属蒸气源中固有存在的痕量原子种类可用于光谱学研究，而无需进行同位素富集。该方法对于同位素丰度极低且难以与主导同位素分离的体系可能尤为有用。一个显著的例子是天然钾蒸气，其中仅含有 ~ 0.01% 的费米子同位素 ^{40}K。在加热至约 440°C的高温原子蒸气池中， ^{40}K的密度将达到 ~ 10^{13} cm^{-3}，足以对^{40}K–^{40}K和 ^{40}K–^{39}K碰撞中的速度选择光泵展宽进行饱和吸收测量，从而确定相应的碰撞截面。

此外，相关光谱学技术，例如最近在薄铷蒸气池[23], 中得到验证的微波–光学双共振光谱学，也可利用充铯原子蒸气池中的残余种类来实现。总体而言，铯蒸气池中残余铷的存在常被视为杂质，但它反而可为非线性和高分辨率光谱学以及稀有同位素与碰撞过程的研究提供一种有用资源。

这些结果表明，碱金属蒸气池中的残余原子物种通常被视为杂质，但实际上可以成为高分辨率和非线性光谱学的宝贵资源，从而无需进行同位素富集即可研究稀有同位素和碰撞过程。

资助

本研究得到亚美尼亚共和国教育、科学、文化与体育部高等教育与科学委员会的支持（研究项目 1-6/23-I/IPR）。

参考文献

[1] Kitching J. 芯片级原子器件. 应用物理评论 2018;5:031302. http://dx.doi.org/10.1063/1.5026238.[2] Brazhnikov D, Petersen M, Coget G, Passilly N, Maurice V,Gorecki C, Boudot R. 双频亚多普勒光谱：扩展的理论模型与基于微型气室的实验. 物理评论A 2019;99:062508. https://doi.org/10.1103/PhysRevA.99.062508.[3] Pizzey D, Briscoe JD, Logue FD, Ponciano-Ojeda FS, Wrathmall SA, Hughes IG. 热原子蒸气的激光光谱学：从范围设定到理论拟合. 新物理学杂志 2022;24:125001. https://doi.org/10.1088/1367- 2630/ac9cfe.[4] Fabricant A, Novikova I, Bison G. 如何利用热原子蒸气构建磁力计：教程. 新物理学杂志 2023;25:025001. https://doi.org/10.1088/1367-2630/acb840.

[5]Sargsyan A, Gogyan A, Sarkisyan D. 利用薄铷蒸气池的选择反射辐射实现电磁感应透明. J Quant Spectrosc Radiat Transf 2024;329:109197. https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2024.109197.[6] Sargsyan A, Gogyan A, Sarkisyan D. 光学纳米池中铯 $6_{S1/2} \rightarrow 7P_{3/2}$ 跃迁上的范德瓦耳斯相互作用特征. Spectrochim Acta B 2025;239:107493. https://doi.org/10.1016/j.sab.2026.107493[7] Liu Y, Zhang J, Wang Y, Mei J, Jia F, Gao K, Zhu W, Zhong Z. 磁调谐铷 ^{87}38F态的单塞曼子能级里德堡电磁诱导透明，用于谐振L波段微波电场传感. Opt Express 2026;34:651. https://doi.org/10.1364/OE.583439.[8] Shmavonyan S, Khanbekyan A, Gogyan A, Movsisyan M, Papoyan A. 铷$_2$分子蒸气的选择反射. J Mol Spectrosc 2015;313:14. https://doi.org/10.1016/j.jms.2015.04.006.[9]Todorov P, Vartanyan T, Andreeva C, Sarkisyan D, Pichler G, Cartaleva S. 空间受限的高温碱金属原子及二聚体蒸气的高分辨率激光光谱学. Opt Quantum Electron 2020;52:148. https://doi.org/10.1007/s11082-020-2258-1.[10] Sarkisyan D, Hinze U, Meyer L, Wellegehausen B. 高温蓝宝石池中的高效连续波钠二聚体拉曼激光器运行. 应用物理B 2000;70:351. https://doi.org/10.1007/s003400050056.[11] Huennekens J, Wu Z, Walker T. 在455.7和459.4 nm激发的铯蒸气中的电离、高激发原子态激发及分子荧光. 物理评论A 1985;31:196. https://doi.org/10.1103/PhysRevA.31.196.[12] Sargsyan A, Gogyan A, Sarkisyan D. 蓝色激光诱导的热铯蒸气明亮红色荧光. J Quant Spectrosc Radiat Transf 2025;345:109549. https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2025.109549.[13] Sargsyan A, Gogyan A, Sarkisyan D. 将780 纳米或795 纳米激光辐射在铷原子蒸气中上转换至420 nm. Spectrochim Acta B 2025;233:107282. https://doi.org/10.1016/j.sab.2025.107282.[14]Whittaker K, Keaveney J, Hughes I, Sargsyan A, Sarkisyan D, Adams C. 气相原子距介电表面不足 λ/80时的光学响应. Phys Rev Lett 2014;112:253201. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.253201.[15] Hänsch TW, Levenson MD, Schawlow AL. 分子碘谱线的完整超精细结构. Phys Rev Lett 1971;26:946. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.26.946.[16] Demtröder W. 激光光谱学：基本概念与仪器. 柏林：Springer；2004.[17] Smith DA, Hughes IG. 超精细光泵浦在表现出饱和吸收的多能级系统中的作用. Am J Phys 2004;72:631. https://doi.org/10.1119/1.1652039.[18] Talsky G. 导数分光光度法. 魏因海姆：Wiley-VCH；1994.[19] Sargsyan A, Amiryan A, Pashayan-Leroy Y, Leroy C, Papoyan A, Sarkisyan D. 光学纳米池中原子蒸气定量光谱学的方法. Opt Lett 2019;44:5533. https://doi.org/10.1364/OL.44.005533.[20] Sautenkov V, Saakyan S, Bobrov A, Khalutornykh L, Zelener B. 使用泵浦-探测技术研究高密度铷蒸气的共振饱和选择反射光谱. J Quant Spectrosc Radiat Transf 2024;328:109153.[21] Thornton DE, Phillips GT, Perram GP. 激光饱和光谱中铷 ^{87}D$_2$F'=2的速度改变碰撞. Opt Commun 2011;284:2890. https://doi.org/10.1016/j.optcom.2011.02.057.[22] Pitz GA, Sandoval AJ, Tafoya TB, Klennert WL, Hostutler DA. 各种气体对铷D1跃迁和钾D2跃迁的压力展宽及频移. J Quant Spectrosc Radiat Transf 2014;140:18. https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2014.01.024.

[23] Idrisova AA、Sargsyan AD、Sarkisyan DH、Balykin VI、Afanasiev AE。微型气室中铷-87原子的微波-光学双共振光谱学。J Quant Spectrosc Radiat Transf 2026;345:109829。https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2026.109829。[24] Sargsyan A、Sarkisyan D、Papoyan A、Pashayan-Leroy Y、Moroshkin P、Weis A、Khanbekyan A、Mariotti E、Moi L。饱和吸收光谱：利用纳米池消除交叉共振。Laser Phys 2008;18:749。[25] Arimondo E。光学进展。阿姆斯特丹：爱思唯尔；1996。[26]Wynands R、Nagel A。利用相干暗态进行精密光谱学。Appl Phys B 1998;68:1。https://doi.org/10.1007/s003400050581。[27] Fleischhauer M、Imamoglu A、Marangos JP。电磁感应透明：相干介质中的光学。Rev Mod Phys 2005;77:633。https://doi.org/10.1103/RevModPhys.77.633。[28]Singh RK、Sharma N、Subba IH、Chatterjee S、Tripathi A。光频移引发的原子蒸气中电磁感应共振的变化。Opt Commun 2023;537:129466。https://doi.org/10.1016/j.optcom.2023.129466。[29] Duspayev A、Dash B、Raithel G。惰性背景气体和热照明对铷蒸气三色电磁感应透明的影响。Phys Rev Appl 2025;24:044057。https://doi.org/10.1103/fyf8- 4wml。[30]Krmpot AJ、Mijailovi MM、Pani BM、Luki DV、Kovaevi AG、Panteli DV、Jelenkovi BM。两个强激光场作用下原子蒸气中的亚多普勒吸收窄化。Opt Express 2005;13:1448。https://doi.org/10.1364/OPEX.13.001448。[31]Kowzan YG、Munos-Rodriguez R、Ciurylo R、Zuchowski PS、Maslowski P、Zawada A。汞 $^{1}S_{0}$-$^{3}P_{1}$ 跃迁的绝对频率和同位素位移测量。Opt Express 2019;27:11069。https://doi.org/10.1364/OE.27.011069。[32] Sargsyan A、Tonoyan A、Keaveney J、Hughes I、Adams C、Sarkisyan D。磁场中钾蒸气纳米层的选择性反射。J Exp Theor Phys 2018;153:355。https://doi.org/10.1134/S106377611802005X。[33] Nyman KRA、Varoquaux G、Villier B、Sacchet D、Moron F、Le Coq Y、Aspect A、Bouyer P。用于钾和铷原子物理实验的锥形放大抗反射镀膜激光二极管。Rev Sci Instrum 2006;77:033105。https://doi.org/10.1063/1.2186809。