arXiv:2305.05174v1 [physics.atom-ph] 9 May 2023

利用磁场在紫外区形成铷的窄原子谱线

ARA TONOYAN[a]、ARMEN SARGSYAN[a]、RODOLPHE MOMIER,[b] 、CLAUDE LEROY[b]、DAVID SARKISYAN,*

[a] 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[b]勃艮第卡诺跨学科实验室，CNRS 联合研究单位 6303，勃艮第大学，法国第戎 21000*sarkdav@gmail.com

摘要：磁诱导（MI）跃迁（$F_g = 1 \rightarrow F_e = 3$）是 ^{87}铷 D_2 线中最有望应用于激光物理的原子跃迁之一。它们在 0.2–2 kG 磁场范围内强度达到最大，且比许多常规原子跃迁更强。MI跃迁的一个重要特征是，相对于未受扰动的超精细跃迁，它们具有较大的频移；在 ~ 3 kG 磁场中，频移可达 ~12 GHz。与此同时，这些跃迁形成于光谱的高频翼上，不会与其他跃迁重叠。MI $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ 跃迁（λ=780 nm）已展现出一些重要特性。尤其是，研究表明，使用厚度为 L = 100 nm的纳米池，可以实现 1 μm的空间分辨率，这对于测量具有较大空间梯度的磁场（> 3G /μm）至关重要。此前，我们研究了带有 n = 5的 $5S_{1/2} \rightarrow nP_{3/2}$ 跃迁；理论研究也表明，带有 n = 6、7、8 和 9 的跃迁同样很有前景，其跃迁波长分别为 420.2 nm、358.7 nm、334.9 nm 和 322.8 nm。

© 2023 美国光学学会，依据OSA 开放获取出版协议

1. 引言

近年来，人们对满足条件 $F_e - F_g = \Delta F = \pm 2$ 的超精细结构基态与激发态之间的原子跃迁给予了高度关注（当外部磁场为零时，这些跃迁的概率为零），而在磁场中，其跃迁概率会显著增加；因此，我们将这些跃迁称为磁诱导（MI）跃迁 [1,2]。对于 σ^+ 辐射，铷 D_2 线的 MI 跃迁 $F_g = 1 \rightarrow F_e = 3$ of ^{87} 最具前景。关于 MI 跃迁的强度，已发现如下规律：在 σ^+ 偏振辐射下，具有 $F_e - F_g = \Delta F = +2$ 的磁诱导跃迁强度最大（此类 MI 跃迁的数量也最多）；而在 σ^- 偏振辐射下，具有 ΔF= -2 的 MI 跃迁强度最大（此类跃迁的数量也最多）。$F_g = 1 \rightarrow F_e = 3$MI 跃迁的一个显著特点是，其相对于磁场中未受扰动的超精细跃迁具有较大的频移；在 $B \sim 3$ kG 磁场下，该频移可达 ~12 GHz。值得注意的是，这些跃迁形成于光谱的高频翼上，且不会与其他跃迁重叠，这对于研究新的频率范围具有实际意义。

此前已针对 $5S_{1/2} \rightarrow nP_{3/2}$ 跃迁（ n = 5 （λ=780nm））进行了实验，而理论上，第4节表明，n = 6,7,8 和 9 对应的跃迁也很有前景，其对应波长分别为 420.2 nm、358.7nm、334.9 nm 和 322.8 nm。

用于计算塞曼跃迁行为的理论模型，基于在 $|F, m_F>$ 基底中构建包含整个超精细流形的磁哈密顿量，其详细描述见 [3-6]。

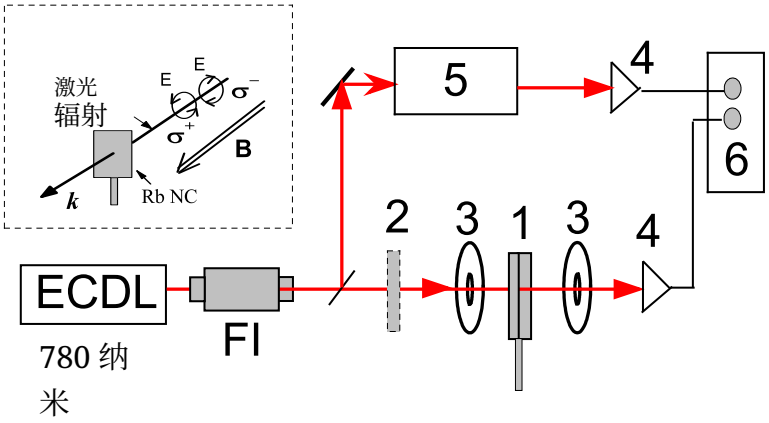

图1. 实验装置示意图。ECDL – 二极管激光器， λ = 780nm，FI - 法拉第隔离器，*1*- 铷纳米池，*2*- 四分之一波片，*3* 为永磁体，*4* - 光电探测器，5-SA 单元（用于频率参考），6 – 数字存储示波器，**E**–激光辐射的电场。**B**、**E** 和 **k** 的构型如插图所示，**B** k **k**，其中**k** 为激光场的波矢。

2. 实验装置

纳米池（NC）的结构如 [7] 所示，它由 2.4 毫米厚的工业蓝宝石（Al_2O_3）窗口和一个垂直侧臂（装有铷的蓝宝石管）组成。纳米池内充有天然混合物，其中 ^{85}Rb 占 72.2%，^{87}Rb 占 27.8%。使用纳米池$L \approx \lambda/2$ 区域，其中 λ= 780 nm 为铷 D_2 线的跃迁波长。纳米池由一台专门设计的烘箱加热，烘箱设有两个供激光束透射的端口。纳米池储液区（内含铷原子）的温度为 ~130 ◦C，而窗口温度则维持在高出 20 ◦C 的水平（以避免原子蒸气在窗口上凝结）。实验装置如图 1 所示。铷纳米池（*2*）位于强磁体（*3*）之间。为避免反馈（来自不同光学元件的反射），使用了法拉第隔离器（FI）。部分激光辐射被导向单元（*5*），采用饱和吸收技术作为频率参考。透射信号由光电二极管（*4)* 探测，并由 Tektronix TDS 2014B 四通道数字存储示波器（*6)*记录。为产生强磁场，使用了两块强力永磁体。磁场***B*** 沿激光辐射传播方向***k*** （$B||k$）取向。图 1 插图显示了 B 和垂直线偏振的配置（施加纵向磁场时，分别对应圆偏振 σ^+ 和 σ^-）。使用 HT201 特斯拉计测量了 B场。

纳米池（NC）沿激光束传播方向的厚度选为铷 D_2 线共振波长的一半（$L=\lambda/2 = 390$ nm）。 [8]中介绍了测量纳米池内原子蒸气柱厚度的方法。此前已有研究表明，在这种情况下（即所谓的 $\lambda/2$ 方法），纳米池吸收光谱 A(ω) 中的原子跃迁（谱线）会发生窄化 [8,9]。这种效应称为相干迪克

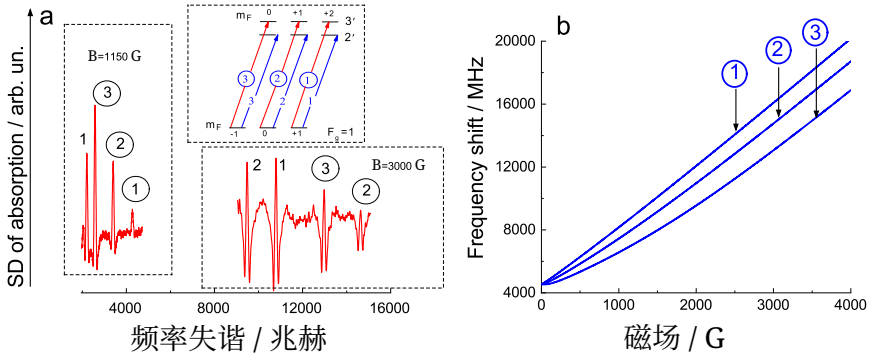

图2。（a）左侧和右侧分别显示了在线偏振激光辐射下， B = 1.15 kG 和 3 kG 时， ^{87}铷 D2 线的原子跃迁F_g = 1→ F_e=2,3 的实验二阶导数吸收光谱（仅显示 σ^+ 的光谱）。插图显示了F_g = 1→F_e=2, 3 跃迁的示意图。（b）计算得到的F_g = 1→ F_e=3 的频移随 B-场的变化。

窄化。为进一步窄化原子谱线，我们对吸收光谱 A′′ (ω) 求了二阶导数（SD） [5, 10,11]。图2a 左右两侧分别展示了线偏振激光辐射下，铷 D_2 线的原子跃迁 F_g = 1→ F_e=2、3 的实验 SD吸收光谱（仅展示 σ^+ 的光谱），磁场分别为 B = 1.15 kG 和 3 kG。在 B = 3 kG 的情况下，最强 MI跃迁 F_g=1, m_F=-1→F_e=3, m_F=0 的频移相对于图2b 所示的初始位置达到 ~9 GHz；而在 B=4 kG 时（这些 MI跃迁仍具有较高强度），频移达到 ~ 17 GHz。插图展示了 F_g = 1→ F_e=2, 3 跃迁的示意图。

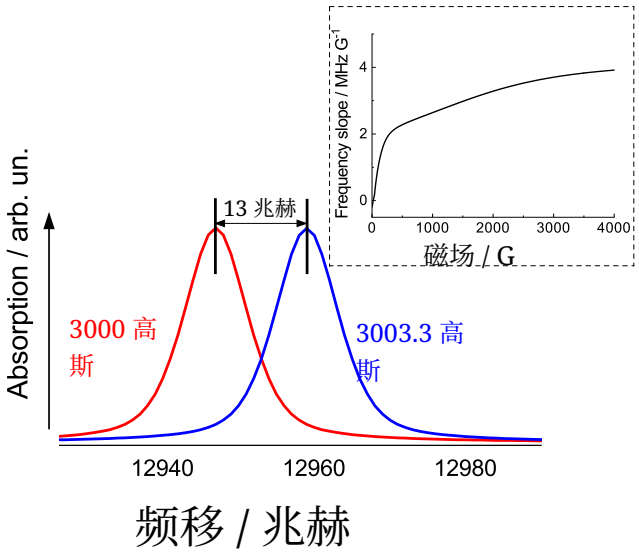

图 3 B_1 。理论 SD吸收光谱：红色曲线是针对 G 计算的，蓝色曲线是针对 B_2 = 3003 计算的。G. 当纳米池移动 1 μm 时（磁场为 B_1 和 B_2），频移达到 13 兆赫，可被准确测量。插图显示了 1→3, MI跃迁的频率斜率。

如文献 [12,13], 所示，使用纳米池的一个重要优势是其能够实现.....的可能性。

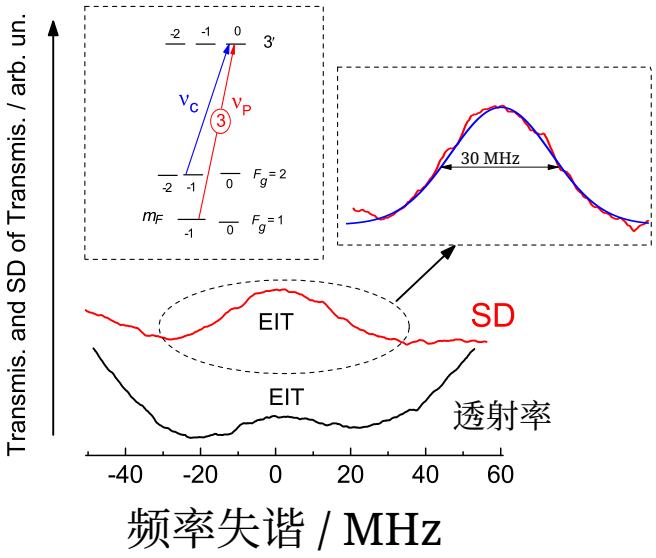

图4。标注为“透射率”的曲线显示了使用具有L=100 nm的纳米池测得的电磁诱导透明共振，实验使用了两台二极管激光器，耦合激光和探测激光的功率分别为30和0.1 mW。纳米池的温度为 180°C。左侧插图显示了由探测辐射（MI跃迁1-3′）和耦合辐射2-3′形成的 Λ-系统。右侧插图显示了电磁诱导透明共振的二阶导数，该曲线用高斯曲线拟合，线宽约为30 MHz。

以高空间分辨率测量强磁场梯度。文献 [14]介绍了一种斯特恩-盖拉赫型偏转磁体，该磁体旨在利用梯度为3.3 G/μm的磁场偏转顺磁性纳米团簇、分子和原子束。图3显示了理论SD吸收光谱（红、蓝实线，半高全宽为10 MHz，并采用Voigt曲线拟合），借助 ^{87}Rb的MI跃迁3（见图2b）即可用于测量此类梯度。若将厚度为L = 100 nm的纳米池置于微米级位移台上（磁场 B_1 = 3 kG），并相对于初始位置移动 1μm，则 B 变为 B_2 = 3003.3G。红色曲线按B_1 = 3000 G计算，蓝色曲线按 B_2 = 3003.3 G计算。如图3所示，移动纳米池 1 μm后（磁场为B_1 和B_2），跃迁频移了13 MHz，这一变化可以很好地测量。图3的插图显示了 1→3′ MI跃迁的频率斜率（MHz/G）；当B~3 kG时为3.7 MHz/G，且在更高的 B-场下趋近于4 MHz/G。

在研究 [2] 中，实验已证明， ^{87}铷 MI 跃迁 1-3′ 已成功用于在磁场强度高达 3 kG 的 Λ 系统中形成电磁感应透明共振。为此，使用了 L=~800 nm 的纳米池。在图 4 中，标记为“透射率”的曲线显示了透射光谱，其中的电磁感应透明共振是使用 L=~100 nm 的纳米池进行实验获得的，实验采用了两台线宽为 1 MHz 的独立二极管激光器。由探测辐射（MI 跃迁 1-3′）和耦合辐射 2-3′ 形成的 Λ系统显示在左侧插图中。标记为 SD 的曲线是透射光谱的二阶导数；如右侧插图所示，它与一条半高全宽为 30 MHz 的高斯曲线很好地吻合。要达到图 4 所示的 1 μm 空间分辨率，需要将电磁感应透明共振的线宽降至 ~10 MHz 或更低。为此，我们转而参考文献 [15-17]，其中使用了由单束窄线宽激光产生、相干耦合的探测辐射和耦合辐射。使用厚度为 L=~100 μm 的薄蒸气池，他们获得了线宽为 10 kHz 的窄电磁感应透明共振。这意味着，使用相干耦合的探测辐射和耦合

辐射，并将厚度 L 缩小 1000 倍（这会使碰撞线宽也增加相同倍数），就有可能在 L=100 nm 时获得线宽至少为 10 MHz 的电磁感应透明共振，并实现 1 μm 的空间分辨率，如图 3a 及上文所述。

3. $5S_{1/2}$- $nP_{3/2}$ 跃迁：主量子数 n = 5,6,7,8 和 9

此前所有研究均针对 $5S_{1/2}$- $nP_{3/2}$跃迁，取 n = 5 （λ=780 nm）；而理论研究表明，主量子数 n=6,7,8 和 9 对应的跃迁也很有前景，其相应的激光辐射波长分别为 420.2 nm、358.7nm、334.9 nm 和 322.8 nm。图 5a 展示了铷 D_2 线中 $5S_{1/2}$- $nP_{3/2}$ 跃迁（[87]）在主量子数 n =6,7,8,9 时，最强磁感应跃迁的数值模拟结果，以及相应激光辐射波长为 420.2 nm、358.7nm、334.9 nm 和 322.8 nm 时的结果随磁场的变化。随着主量子数n增大，磁感应跃迁达到最大强度时所需的磁场减小，这对实际应用十分重要。计算表明，对于 $n \geq 17$ （$\lambda \leq$ 301.5nm），地磁场已足以使“禁戒”的磁感应跃迁变为允许跃迁。值得注意的是，使用装有铷蒸气、厚度为半波长的纳米池 [2,9]，有望形成紫外区的窄原子跃迁$F_g = 1 \rightarrow F_e = 3$。由于所有 $5S_{1/2}$ - $nP_{3/2}$ 跃迁的概率都随主量子数n增大而降低，磁感应跃迁仍是其所属跃迁组中最强的原子跃迁之一。

图5b展示了 [87]铷的$5S_{1/2}$ -$nP_{3/2}$ （n = 5、6、7、8、9）谱线的$F_g=1 \rightarrow F_e=3$ 磁感应跃迁光谱随磁场的变化，辐射为 σ^+ 偏振，主量子数为上述数值。施加了B = 3 kG的纵向磁场。磁感应跃迁出现在光谱的高频翼，且不与其他跃迁重叠，这在激光光谱学中具有实际意义。

在强磁场中，MI跃迁相对于未受扰动的超精细跃迁的频移可达数十吉赫兹，这对于利用新的频率范围具有重要的潜在应用价值，例如，可用于在远离未受扰动原子初始跃迁频率的频率处实现激光频率稳频 [18,19]。

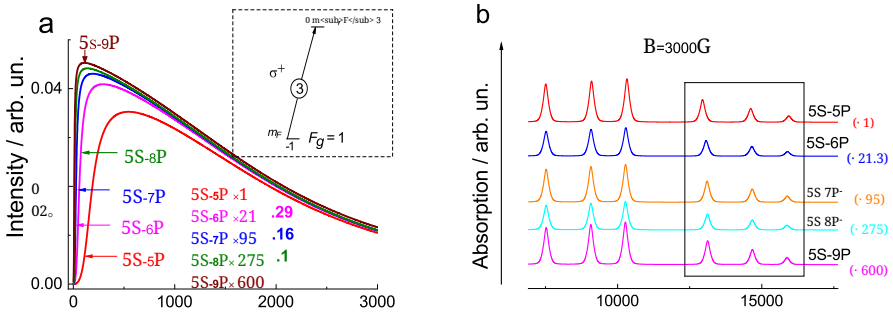

图5。（a） [87]铷的 5S1/2 - nP3/2 磁感应跃迁F_g=1，m_F = -1→F_e=3，m_F = 0 跃迁强度随 B磁场的变化，针对 σ^+ 辐射，主量子数n = 5,6,7,8,9。由于磁感应跃迁的强度随主量子数n增加而降低，图中标出了相应跃迁强度的放大倍数。（b）5S1/2 - nP3/2 磁感应跃迁F_g=1→F_e=3的光谱随 B磁场的变化，针对 σ^+ 辐射，施加了 B = 3kG的纵向磁场。磁感应跃迁出现在光谱的高频翼，且彼此不重叠。

请注意，在使用灵敏光接收器的情况下，可在室温下的纳米池中形成窄原子谱线 [20]。

4. 结论

此前所有关于 ^{87}铷的 MI 跃迁F_g=1→F_e=3的实验和理论研究，均针对 5S$_{1/2}$- nP$_{3/2}$跃迁，n = 5 (λ = 780 nm)。本文展示了原子跃迁F_g = 1→ F_e=2,3 在 σ^+圆偏振激光辐射下、纵向 B磁场分别为 1.15 kG 和 3 kG 时的实验二阶导数吸收光谱。使用厚度为L~ 400 nm 的铷纳米池时，光谱分辨率良好。本文还介绍了一种基于电磁感应透明过程、厚度为L=100 nm 的纳米池以及磁诱导跃迁的技术，该技术可实现对梯度较大的磁场进行 1-μm 空间分辨率的测量。

本文从理论上展示了使用n = 6,7,8 和 9 对应的跃迁，其激光辐射波长分别为 420.2 nm、358.7nm、334.9 nm 和 322.8 nm。上述基于纳米池的技术也可成功用于紫外光谱。

资助

本研究得到北约和平与安全科学计划项目（资助编号 G5794）的支持。本研究还得到亚美尼亚共和国科学委员会项目 N 1-6/23-I/IPR 的支持。

利益披露

作者声明不存在任何利益冲突。

参考文献

1. Tonoyan A, Sargsyan A., Klinger E., 等，碱金属原子 D2 谱线磁诱导跃迁的圆二色性，《欧洲物理快报》2018，**121**，第 53001 页。2. Sargsyan A., Tonoyan A., Papoyan A., Sarkisyan D.，磁诱导跃迁的暗共振形成：扩展光谱范围与巨圆二色性，《光学快报》2019，**44**，第 1391 页。3. Tremblay P., Michaud A., Levesque M., Thériault S., Breton M., Beaubien J., Cyr N.，静磁场存在时碱金属 D 谱线的吸收轮廓。《物理评论A》1990，**42**，第 2766–73 页。4. Momier R., Papoyan AV, Leroy C，宽磁场范围内钠D谱线的亚多普勒光谱：理论研究，J Quant Spectrosc Radiat Transf 2021，**272**，第 107780 页。5. Sargsyan, A., Tonoyan, A., Momier, R., Leroy, C., and Sarkisyan, D.，核自旋为 3/2 的碱金属原子中的主导磁诱导跃迁，JOSA B，2022，**39**，第 973 页。6. Pizzey D. Briscoe J., Logue F., Ponciano-Ojeda F., Wrathmall S., Hughes I.，热原子蒸气的激光光谱学：从研究范围到理论拟合。N. J. Phys 2022，**24**，第 125001 页。7. Sargsyan A., Tonoyan A., Momier R., Leroy C., Sarkisyan D.，利用铯的“禁戒”跃迁形成强烈频移的电磁诱导透明共振，J Quant Spectrosc Radiat Transf. 2023，**272**，第 107780 页。8. Sargsyan A., Amiryan A., Cartaleva S., Sarkisyan D.，压力控制铷原子蒸气柱厚度的纳米池：厚度对光学过程的关键影响，Journal of Experimental and Theoretical Physics 2017，**125**，第 43-49 页。9. Sargsyan A., Sarkisyan D., Papoyan A.，亚微米厚铷蒸气层中的暗线原子共振，Physical Review A 2006，**73**，第 033803 页。10. Savitzky A and. Golay M. J. E, Anal. Chem. 1964，**36**，第 1627 页。11. Talsky G.，《导数分光光度法》（Wiley-VCH，1994）。12. Klinger E., Azizbekyan H., Sargsyan A., Leroy C., Sarkisyan D., Papoyan A.，证明基于纳米池的宽量程光学磁强计的可行性，Applied Optics 2020，**59**，第 2231-2237 页。13. Auzinsh M., Sargsyan A., Tonoyan A., Leroy C., Momier R., Sarkisyan D., Papoyan A.，基于亚微米尺寸钾蒸气池的宽量程线性磁力计，Applied Optics，2022，**61**，第 5749-5754 页。14. Liang J., Fuchs T. M., Schäfer R., and Kresin V. V.，用于分子束 Stern-Gerlach 型实验的强永磁梯度偏转器，Rev. Sci. I nstrum. 2020，**91**，第 053202 页。15. Wynands R., Nagel A.，利用相干暗态进行精密光谱学，Appl. Phys. B, Lasers Opt. 1999，68，第 1 页。

16. Fleischhauer M., Imamoglu A., Marangos J.P.，《电磁诱导透明：相干介质中的光学》，《现代物理评论》2005，**77**，第633–73页。17. Kitching J.《芯片级原子器件》。《应用物理评论》2018，**5**，第031302页。18. Sargsyan A., Tonoyan A., Mirzoyan R., Sarkisyan D., Wojciechowski A., Gawlik W.，《饱和吸收光谱学的修订：用于研究强磁场中的原子跃迁（>20 mT）》，《光学快报》2014，**39**，第2270页。19. Mathew R. S., Ponciano-Ojeda F., Keaveney J., Whiting D.J., Hughes I.G.，《超精细 Paschen–Back 区域中的同时双光子共振光学激光锁定（STROLLing）》，《光学快报》2018，**43**，第4204–4207页。20. Sargsyan A., Momier R., Papoyan A., Sarkisyan D.，《400纳米厚纳米池中室温铯原子蒸气的亚多普勒光谱》，《实验与理论物理学杂志》2021，**133**，第404–410页。