arXiv:2603.08678v1 [physics.atom-ph] 9 Mar 2026

铯原子J型方案中里德伯态的电磁感应透明与布居数再泵浦读出

Noah Schlossberger, [1, a)] Christopher L. Holloway, [1] Erik McKee, [2] Michael A. Highman, [2] 和 Nikunjkumar Prajapati[1]

[1)] *National Institute of Standards and Technology, Boulder, Colorado 80305, USA* [2)] *TOPTICA Photonics, Pittsford, New York 14534, USA*

（日期：2026年3月10日）

里德堡原子电场测量可通过单一器件，在宽广的射频范围内实现可溯源的电场测量。这类传感器的小型化主要受所用激光器的要求限制。本文展示了一种采用J型能级耦合的三光子传感方案，可使用外腔二极管激光器实现，无需倍频晶体或锥形放大器。在低激光功率范围内，我们实现了1.3 MHz的半高全宽线宽。我们证明，采用传统外差技术进行射频电场测量时，可在灵敏度为27 μV m^{-1} Hz$^{-1/2}$的条件下探测4.7 GHz，性能可与需要使用锥形放大器的双光子探测方案相媲美。我们还研究了一种改进方案：将探测激光锁定到另一超精细态，通过再抽运引起的该独立态布居变化，测量另外两台激光所产生的双光子电磁感应透明。在此方案中，我们测得4.7 GHz电场的灵敏度为 39 μV m^{-1} Hz$^{-1/2}$，并证明探测光功率对应的振幅标度关系呈现出与相关J型方案不同的饱和特性。

一、引言

里德堡原子已成为实现可溯源至国际单位制的宽带电场测量的强大工具[1–5]。这些传感器是实验室仪器，其部署能力主要受限于相关波长芯片级激光器的制造[6]。为了在这些波长下达到所需功率，通常需要使用倍频腔和锥形放大器[7–9]。本文提出一种三光子读出方案，三个波长均可由标准外腔二极管激光器产生，无需使用这些倍频器和锥形放大器。近红外耦合激光器仅使用光纤放大器，因而可以做到紧凑且成本低廉。近期已有研究在铷原子中展示了类似的能级方案[10]，本文则在铯原子中展示并表征了该方案。我们表征了共振三光子特征的线宽及其用于射频电场测量的灵敏度。我们还展示了一种测量方案，利用衰变将双光子里德堡阶梯耦合到探测光，而非直接利用三光子相干。在此读出方案中，观测到的谱特征源自基态布居再泵浦。我们表征了再抽运读出的灵敏度，并将其线宽和幅度与共振三光子方案进行比较。

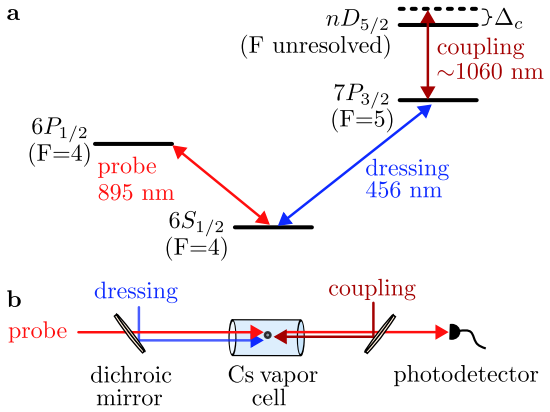

图 1.“J”形电磁感应透明方案。**a** 测量方案的能级图。**b** 激光器的 k矢量配置。

II. EIT读出

该方案利用一组呈“J”形排列的激光器探测里德伯态的能量。能级图如图 1a 所示。光束方向（图 1b）经过选择，以尽量减小多普勒k矢量失配，其定义为

$$\left|\sum_i s_i k_i\right| = \left|(-1)\left(\frac{2\pi}{895\text{ nm}}\right) + (1)\left(\frac{2\pi}{465\text{ nm}}\right) + (1)\left(-\frac{2\pi}{1060\text{ nm}}\right)\right| = 0.6\ \mu\text{m}^{-1} \quad (1)$$

其中，k_i 是沿光束轴线方向的有符号 k矢量。参数 s_i 为 ±1 之一，其中正号

a)noah.schlossberger@nist.gov

表示从一个态到另一个态时能量增加，负号表示能量降低。在我们的情形中，我们从 $6P_{1/2}$，$s_i = -1$ 从 $6P_{1/2}$ 到 $6S_{1/2}$（探测线），并且 $s_i = 1$ 对于缀饰光线和耦合线均如此。这个剩余 k矢量比反向传播的 852 nm 和 510 nm 双光子方案[11] 的剩余k矢量小八倍；后者的数值为 4。9 μ米$^{-1}$。

探测光频率锁定在参考池中的饱和吸收谱上；着装激光频率锁定在参考池中探测光与着装激光之间的双光子共传播电磁诱导透明谱上；扫描耦合激光频率以读出里德伯态。探测光束的透射信号由光电探测器读出。

A. 线宽

为优化线宽，必须降低激光的拉比频率，使其不再成为主要的展宽因素。激光器的参数列于表 I。

激光	功率（μW）	半高全宽（mm）	Ω（2π ×MHz）
探测光	1.3	1.6	$2\pi \times 0.72$
缀饰光 17		2.2	$2\pi \times 0.26$
耦合光 460		2.4	$2\pi \times 0.17$

表 I. 用于获得窄电磁诱导透明线宽的激光参数。

为补偿这些低激光功率下相应较弱的信号，我们使用光学斩波轮调制缀饰光，并对探测光透射率进行锁相检测，以获得足够的信噪比（SNR）。我们还用高磁导率磁屏蔽包裹蒸气池，因为背景磁场会导致 MHz 量级的光谱展宽。[12] 随后，我们扫描耦合激光的失谐量 Δ_c，使其偏离共振，并监测探测光透射率的变化。通过参照两个频率相差 1.00 MHz 的电光调制器边带之间的腔共振间隔，利用超稳腔校准耦合失谐量的频率轴刻度。所得光谱线形如图 2所示。

我们将线型拟合为洛伦兹线型，其半高全宽（FWHM）线宽为 1.32 ± 0.06 MHz。该线宽很可能仍受功率展宽限制，但受信噪比约束，无法进一步降低激光功率。不过，该线宽仍远低于里德堡态[13]能量分辨率对应的双光子线宽极限。

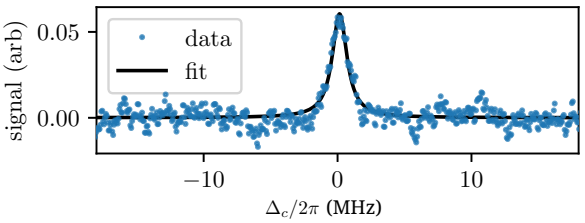

图 2. 低功率条件下 $50D_{5/2}$ 态的三光子透明线形。

B. 电场测量与灵敏度

现在，我们将这种技术用于射频（RF）场的电场计。我们移除磁屏蔽，使射频场能够进入气室。我们采用参考文献[3,14]中的外差检测方案来探测射频场。上一节所示的低功率工作区虽然能产生窄线，但信噪比较差。灵敏度与谱特征的斜率成正比，在较高激光功率下达到最佳。提高激光功率可使特征峰高度提升一个数量级以上，但线宽也会扩大数倍，这意味着斜率可以通过增加激光功率而增大。我们发现，最佳工作区的探测光、缀饰光和耦合激光功率分别为 18 μW、 380 μW和419 mW，对应的拉比频率分别为 $2\pi \times 2.7$ MHz、 $2\pi \times 1.2$ MHz和 $2\pi \times 5.13$ MHz。在这些功率下，我们测量了图 $53D_{5/2} \rightarrow 54P_{3/2}$ 中的3所示跃迁的灵敏度。

首先，我们通过观察 Autler-Townes劈裂，校准所施加电场的强度，以确定所施加微波喇叭天线功率的平方根与原子所在位置处电场之间的关系（图 3a）。随后，我们施加射频本地振荡器信号，并用频谱分析仪测量拍频，逐渐减小所施加的电场，直至信号降至噪声底（图 3b）。有关此方法的更多详情，请参见参考文献[14] 。我们对频谱分析仪在相关频带内接收到的信号 $V_{\mathrm{S.A.}}$ 进行拟合：

$$V_{\mathrm{S.A.}} = \sqrt{V_{\mathrm{N.E.}}^2 + (A \cdot E_{\mathrm{RF}})^2}, \tag{2}$$

其中， $V_{\mathrm{N.E.}}$ 是频谱分析仪上的等效噪声电压（由系统中的所有噪声导致）， E_{RF} 是所施加射频场的幅值， A 是表征检测系统转换增益的某个有量纲常数。我们将 $V_{\mathrm{N.E.}}$ 和 A作为拟合参数。最小可检测电场 E_{MDF}，即信噪比（SNR）恰好为 1 时的电场，表示为

$$E_{\mathrm{MDF}} = V_{\mathrm{N.E.}}/A. \tag{3}$$

然后，我们将其除以分辨率带宽（RBW）的平方根，得到灵敏度 $\mathcal{S}$：

$$\mathcal{S} = \frac{E_{\mathrm{MDF}}}{\sqrt{\mathrm{RBW}}}. \tag{4}$$

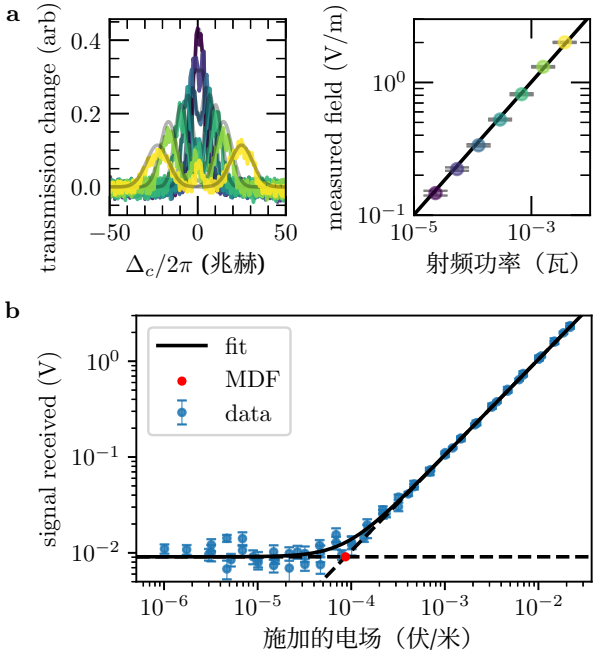

图 3. 对系统在 4.7 GHz $53D_{5/2} \rightarrow 54P_{3/2}$ 跃迁上的灵敏度测量。**a** 测量了不同功率下的 $53D_{5/2}$ 态 Autler-Townes劈裂（左），并利用劈裂推断出的电场，根据施加到喇叭天线的功率校准原子处的电场（右）。**b** 使用本地振荡器产生 11 kHz 拍频，并在 10 Hz 的分辨率带宽下确定最小可检测电场（MDF）。

这里，RBW 等于测量积分时间的倒数。当最小可检测电场为 86 ± 3 μV/m，且 RBW 为 10 Hz 时，我们得到的灵敏度为 $27 \pm 1\ \mu\mathrm{V\,m^{-1}\,Hz^{-1/2}}$。这一灵敏度与双光子EIT方案中类似电场测量技术的灵敏度相当[1–3, 14–16]。

III. 再抽运读出

除了图 1a 中的读出方案外，我们还可以采用一种类似方案，其中探测光和缀饰光不作用于同一超精细态。该方案需要发生自然衰变，才能使里德伯态动力学影响探测光的吸收。图 4展示了这一方案。

在此，探测光透射率本质上表征 $6S_{1/2}$,($F = 3$)态中的布居（即三束激光发生共振的多普勒速度类内）。虽然没有其他激光器与该态发生相干耦合，但其布居受到来自 $7P_{3/2}$ 态的衰变的影响，因此该态中的布居会通过布居再泵浦增强吸收。当缀饰光锁定在共振时，$F = 4$中的布居被再泵浦至 $F = 3$，从而增加探测光的吸收。然而，当耦合光处于共振时，双光子电磁感应透明条件

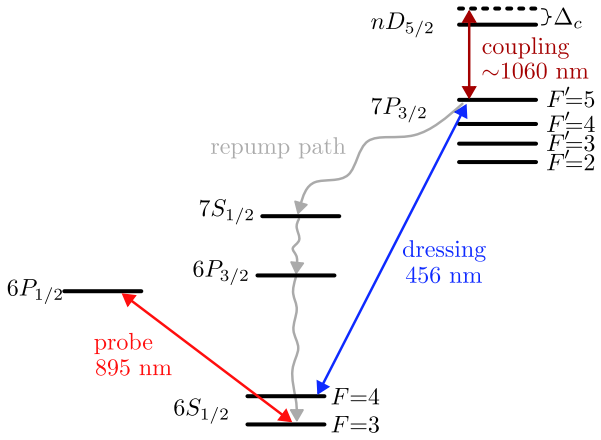

图 4. 再抽运读出方案的能级图。

将会出现，从而将布居囚禁在一个不会再泵浦 $F = 3$ 布居的暗态中。因此，当耦合光处于共振时，布居再泵浦减弱，探测光吸收也随之减弱。

首先，我们在不使用耦合激光的情况下，观察布居再泵浦的效果，同时扫描着装激光。在这一双光子 λ-方案中，探测光与缀饰光之间发生电磁感应透明（EIT）；我们使两束光同向传播，以尽可能限制多普勒速度类。光谱如图 5所示。

这里，我们将 Δ_d 定义为着装光相对于 $6S_{1/2} \rightarrow 7P_{3/2}$ 跃迁的失谐，该跃迁作用于与探测光相同的超精细态。我们发现，再抽运特征实际上比电磁感应透明特征更窄，因为多普勒选择准则相同（前提是碰撞率远低于探测光子循环速率），而使探测光功率达到饱和的条件则较宽松（ $6P_{1/2}$ 态的衰变速度快于电磁感应透明特征中的暗态）。

将探测激光锁定到 $F = 3$ 并将着装激光锁定到 $F = 4$后，我们可以引入耦合激光，实现里德伯态的再抽运读出。我们采用与图1b 相同的实验布局，唯一实际差异在于探测激光的频率。图6比较了这种再抽运读出（探测光锁定到$F = 3$）方法与三光子电磁感应透明（探测光锁定到 $F = 4$）方法的特征。我们再次发现，再抽运方法的线宽略窄。此外，我们发现，对于 EIT读出，信号幅度会随着探测光功率增加而趋于饱和；而对于再抽运读出，信号幅度则与功率呈线性关系。

接下来，我们在电场测量的背景下比较这两种读出方法。我们测量了图 $53D_{5/2} \rightarrow 54P_{3/2}$ 中 4.7 GHz 7 所示跃迁的 Autler-Townes 光谱。我们发现，两种方法都能用于电场测量，而 EIT 读出方法的信噪比更高。我们采用与图 3 相同的分析方法，对再泵浦读出进行分析，发现其灵敏度为39 ± 1 $\mu\mathrm{Vm^{-1}\,Hz^{-1/2}}$，略逊于

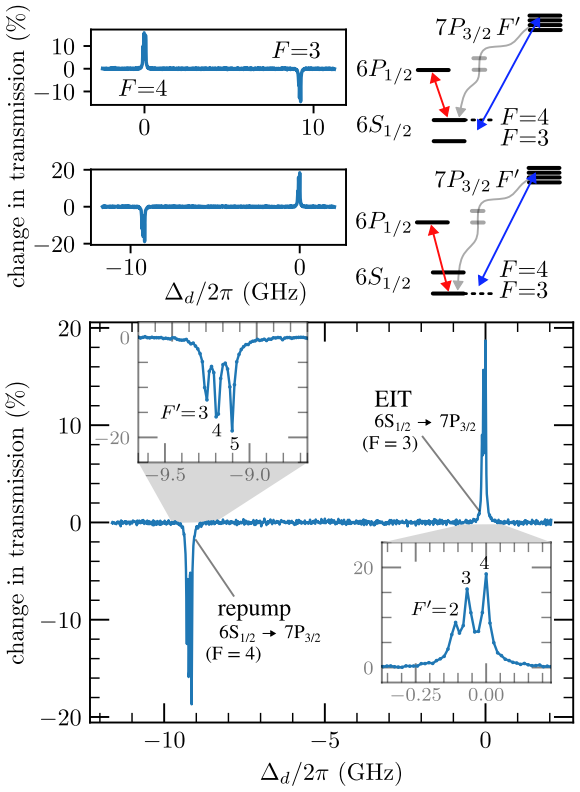

图5. 双光子（探测光、缀饰光）共振扫描同时显示电磁感应透明与再泵浦特征，探测光分别锁定于 $F = 4$ 态（上图）和 $F = 3$ 态（中图、下图）。在下图中，每个谱特征均标注了 $6S_{1/2}$ 态的 F 以及 $7P_{3/2}$ 态的 F' 。

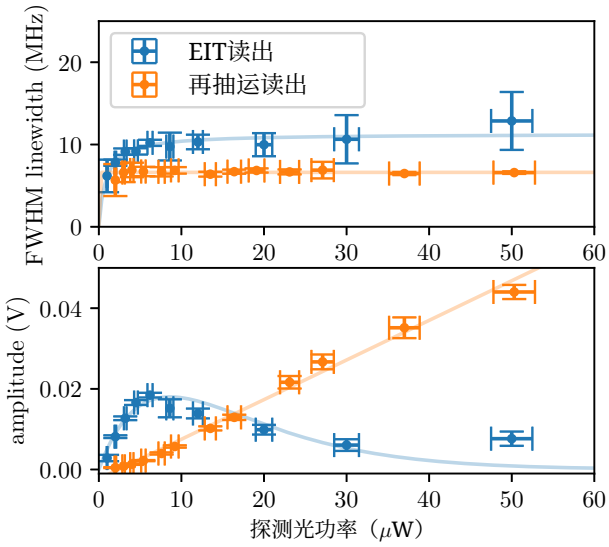

图 6. 在不同探测光功率下，比较 $53D_{5/2}$ 态的电磁感应透明和再泵浦光谱的线宽及相对振幅；缀饰光功率为 0.6 mW（Ω $_d$ = $2\pi \times 1.5$ 26 MHz），耦合光功率为 mW（Ω $_c = 2\pi \times$ 1.28 MHz）。

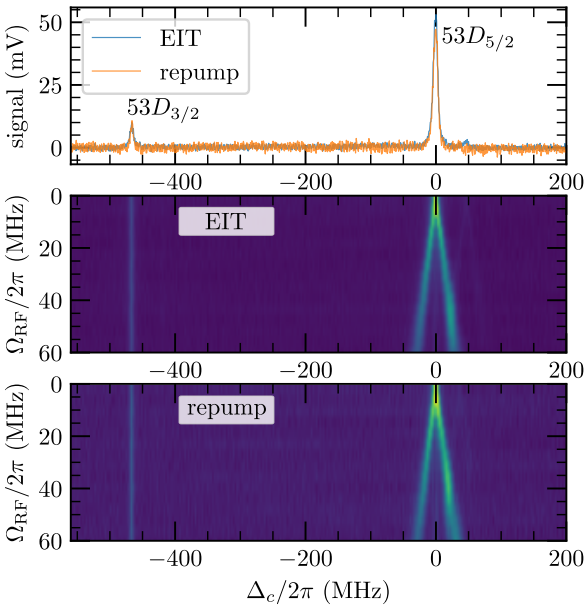

图 7. $53D$ 态的电磁感应透明和再抽运读出。对比了相同激光功率下的线型（上图），并以瀑布图形式对比了耦合 $53D_{5/2} \rightarrow 54P_{3/2}$ 态时的 Autler-Townes光谱（中图、下图）。

EIT读出方案。

尽管再泵浦方法能够在不造成光谱展宽的情况下提高探测光功率，但这并不一定意味着在射频电场测量中能获得更高的灵敏度。再泵浦读出方法的灵敏度较低，可能是由以下两个因素造成的：

- 从 $7P_{3/2}$ 态衰变进入 $6S_{1/2}$ 态各 F 能级的只是一部分，这意味着部分射频敏感布居变化未被观测到。

- 吸收探测光的 F 态中，只有一部分布居来自这种衰变，这意味着信号中很大一部分反映的是背景。

IV. 结论

我们展示了一种仅使用外腔二极管激光器的铯里德伯态三光子传感方案。我们证明，在低功率下，可以实现约为一 MHz 的线宽，场灵敏度低至 27 μV m^{-1} Hz $^{-1/2}$，与双光子EIT方案相当。与传统的双光子EIT读出相比，这种技术具有若干优势

方案。所用激光器无需倍频晶体或锥形放大器。此外，由于可见光对表面碱金属原子的光电效应，高功率可见光会在蒸气池中产生导致谱线展宽的电荷分布[17]。在此，可见光所需功率要低得多，因为它作用于偶极矩大得多的跃迁。我们还对.....进行了表征

采用相同激光器的再抽运读出方法，并展示了相近的灵敏度。未来，研究利用这些能级耦合的基于荧光的读出方案，或可通过从测量信号中去除与背景光子计数相关的噪声来提高灵敏度[18]。

致谢

作者感谢 William J. Watterson 和 Ying-Ju Wang 在本文内部审阅过程中提出的建设性意见。

本研究由 NIST 的 NIST-on-a-Chip 计划提供支持。作为美国政府的一项研究成果，本工作在美国不受版权保护。与本工作相关的任何合作均不代表 NIST 推荐或认可任何产品或服务，也无意表示任何此类产品或服务必然是该用途的最佳选择。

与本出版物相关的数据可公开获取。[19]

作者声明不存在利益冲突。

[1]J. A. Sedlacek、A. Schwettmann、H. K¨ubler、R. L¨ow、T. Pfau 和 J. P. Shaffer，“利用明亮原子共振在蒸气池中的里德堡原子进行微波电测量”，《自然·物理》**8**，819–824（2012年）。[2]C. L. Holloway、J. A. Gordon、S. Jefferts、A. Schwarzkopf、D. A. Anderson、S. A. Miller、N. Thaicharoen 和 G. Raithel，“用于可溯源至国际单位制的自校准测量的宽带基于里德堡原子的电场探头”，《IEEE天线与传播汇刊》**62**，6169–6182（2014年）。[3]M. Jing、Y. Hu、J. Ma、H. Zhang、L. Zhang、L. Xiao 和 S. Jia，“基于微波缀饰里德堡光谱的原子超外差接收机”，《自然·物理》**16**，911–915（2020年）。[4]H.-T. Tu、K.-Y. Liao、H.-L. Wang、Y.-F. Zhu、S.-Y. Qiu、H. Jiang、W. Huang、W. Bian、H. Yan 和 S.-L. Zhu，“逼近里德堡原子微波电测仪的标准量子极限”，《科学进展》**10**，eads0683（2024年）。[5]N. Schlossberger、N. Prajapati、S. Berweger、A. P. Rotunno、A. B. Artusio-Glimpse、M. T. Simons、A. A. Sheikh、E. B. Nor- rgard、S. P. Eckel 和 C. L. Holloway，“原子蒸气中的碱金属原子里德堡态：可溯源至国际单位制的场探头和通信接收机”，《自然综述：物理》**6**，606–620（2024年）。[6]R.-H. Xing、M.-Y. Jing、Y.-X. Yan、M. Xiang、Q.-Y. Meng、S. Zhong、H.-H. Fang 和 H.-B. Sun，“芯片级里德堡原子电测仪”，《Chip》，100187（2025年）。[7]R. P. Abel、C. Carr、U. Krohn 和 C. S. Adams，“利用里德堡电磁感应透明在介电表面附近进行电场测量”，物理评论A 84，023408（2011年）。[8]A. K. Mohapatra、T. R. Jackson 和 C. S. Adams，“利用电磁感应透明进行高激发里德堡态的相干光学探测”，物理评论快报 98，113003（2007年）。[9]J. C. Hill、W. K. Holland、P. D. Kunz、K. C. Cox、J.-P. Pent- tinen、E. Kantola 和 D. H. Meyer，“用于窄线宽里德堡电磁感应透明光谱的腔内倍频VECSEL系统”，光学快报 30，41408–41421（2022年）。[10]T. Ravi、H. V. Bhusane、R. C. Das、S. Khan 和 K. Pandey，“利用热铷原子中的里德伯态进行V+ 反转 Ξ 系统中的电磁感应透明”，（2025年）。[11]J. Zhao、X. Zhu、L. Zhang、Z. Feng、C. Li 和 S. Jia，“利用电磁感应透明对铯里德堡原子进行高灵敏度光谱测量”，光学快报 17，15821–15826（2009年）。[12]N. Schlossberger、A. P. Rotunno、A. B. Artusio-Glimpse、N. Pra- japati、S. Berweger、D. Shylla、M. T. Simons 和 C. L. Holloway，“具有可调谐共振和单一跃迁偶极矩的里德堡原子中的塞曼分辨的奥特勒–汤斯分裂”，物理评论A 109，L021702（2024年）。[13]N. Schlossberger、N. Prajapati、A. B. Artusio-Glimpse、S. Berweger 和 C. L. Holloway，“热里德堡阶梯中电磁感应透明的基本线宽极限”，（2026年），arXiv:2603.04596 [physics.atom-ph]。[14]J. A. Gordon、M. T. Simons、A. H. Haddab 和 C. L. Holloway，“利用基于里德堡原子的混频器在射频下以低于1 Hz的分辨率探测弱电场”，AIP Advances 9，045030（2019年）。[15]D. Manchaiah、S. Oliver、S. Berweger、C. L. Holloway 和 N. Prajapati，“通过光学零差和射频外差检测探究里德堡原子传感中的带宽和灵敏度”，物理评论A 113，013729（2026年）。[16]J. Hu、H. Li、R. Song、J. Bai、Y. Jiao、J. Zhao 和 S. Jia，“利用里德堡原子实现连续可调的射频电测量”，应用物理快报 121，014002（2022年）。[17]L. Patrick、N. Schlossberger、D. F. Hammerland、N. Prajapati、T. McDonald、S. Berweger、R. Talashila、A. B. Artusio-Glimpse 和 C. L. Holloway，“用于基于里德堡原子的传感器的玻璃蒸气池中感应表面电荷分布效应的成像”，AVS量子科学 7，024401（2025年）。[18]N. Prajapati、S. Berweger、A. P. Rotunno、A. B. Artusio- Glimpse、N. Schlossberger、D. Shylla、W. J. Watterson、M. T. Simons、D. LaMantia、E. B. Norrgard、S. P. Eckel 和 C. L. Hol- loway，“用于电场测量的三光子里德堡激发中荧光读出与透射读出的比较研究”，AVS量子科学 6，034401（2024年）。[19]N. Schlossberger，与“J型方案中铯原子的电磁感应透明和里德堡态布居数再泵浦读出”相关的数据。美国国家标准与技术研究院（2026年）DOI:10.18434/mds2-4116，。