arXiv:2601.02549v1 [physics.atom-ph] 5 Jan 2026

利用交叉激光束，通过铷蒸气中的里德伯电磁感应透明进行电子束剖面测量

Rob Behary[a]、Kevin Su[a]、Nicolas DeStefano[a]、Jennifer Tsai[a]、Todd Averett[a]、Alexandre Camsonne[b]、Shukui Zhang[b]、Charles T. Fancher[c]、Neel Malvania[c]、Seth Aubin[a]、Eugeniy E. Mikhailov[a]和Irina Novikova[a]

[a]威廉与玛丽学院物理系，美国弗吉尼亚州威廉斯堡Ukrop Way 300号，邮编23185[b]托马斯·杰斐逊国家加速器设施，美国弗吉尼亚州纽波特纽斯Jefferson Avenue 12000号，邮编23606[c]MITRE公司，美国弗吉尼亚州麦克莱恩，邮编22102

摘要

我们提出一种全光学探测方法，利用碱金属原子的量子性质确定电子束的位置和空间轮廓。为测量电子束产生的电场，我们通过双光子阶梯跃迁将热铷原子激发至高激发态的里德伯态，并监测相应电磁感应透明（EIT）透射峰的频率，以探测里德伯态的斯塔克位移。我们解决了该方法中的若干技术难题。首先，我们采用交叉激光束获取电子束位置和几何形状的空间信息。其次，通过脉冲式电子束并采用相敏光学探测，我们将电子束真实的电场特征与窗口上光电荷产生的寄生电场区分开来。最后，我们采用主成分分析进一步提升信号质量。我们利用该方法探测电流，并重建电流范围为 25 μA - 100 μA的20 keV电子束二维剖面。虽然该技术的空间分辨率低于基于荧光的测量，但凭借其快速性和对光学通道要求有限等优点，可用于加速器设施中带电粒子束的实时无损诊断。

关键词：电子束、里德堡原子、电磁感应透明、原子蒸气、光学诊断

1. 引言

被激发至较高主量子数（n $\geq$ 20）的原子称为里德伯原子。[1] 这类原子具有很大的极化率[1,2]，因此非常适合用于各种电场传感应用。[3] 例如，它们可用于实现电压标准，[4] 用作射频场接收器，[5–7]也已应用于太赫兹成像。[8,9] 相干光学共振，尤其是电磁感应透明（EIT），有利于里德伯态光谱学。在这类实验中，Rb原子通常与两束反向传播的激光器（780 nm红外光和480 nm蓝光）相互作用。由于外部电场会通过斯塔克效应使里德伯态的子能级发生位移，因此可以根据EIT透射光谱变化所反映出的变化，推断施加电场的强度；移位后的EIT峰的频率位置可用于精确测量电场。[3, 10–13] 然而，对于空间非均匀电场，这类实验配置面临挑战，因为重建其分布需要测量不同位置的斯塔克位移，而EIT透射会沿光束传播方向对信号进行积分。先前的实验[14–16] 探索了一个空间维度，并要求读取沿整个蒸气池积分后的信号。在这种情况下，电场的空间变化（在直流和

作者联系方式：Rob Behary：电子邮件：rbehary@wm.edu Irina Novikova：电子邮件：inovikova@physics.wm.edu

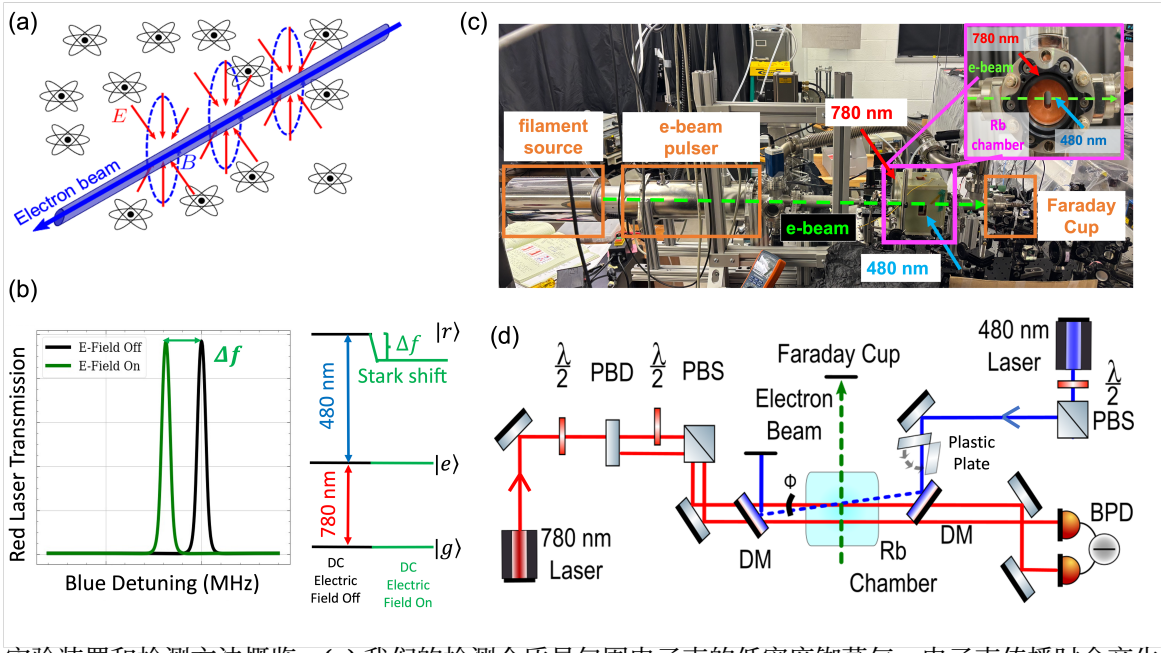

图 1：实验装置和检测方法概览。(a) 我们的检测介质是包围电子束的低密度铷蒸气。电子束传播时会产生电场和磁场，从而扰动原子。(b) 一种简化的检测方案是监测里德伯原子能级的直流斯塔克位移。通过电磁诱导透明监测到的频率变化，可用于确定所施加电场的强度。(c) 展示电子束路径和铷腔室的实验装置。(d) 简化的光学装置。我们展示了不采用标准的反向传播里德伯电磁诱导透明检测法，而是在铷腔室内以一定角度交叉光束，从而提高腔室内的空间分辨率。

射频范围内）会体现为电磁诱导透明线形的畸变。[14, 16–18]通过成像观察EIT诱导的荧光变化，可以高效地进行二维场重建。[19,20] 然而，这种方法需要额外的光学通道，以便检测测量体积中的荧光；此外，由于相机速度的限制，其检测带宽可能有限。

在此，我们探讨一种替代方案，利用非共线电磁诱导透明几何构型下透射线型分析来实现二维空间电场映射。我们采用此方法测量电子束的位置和电流（e-束），以替代基于磁场的成像[21] 或荧光成像。[20] 图 1（a 和 b）展示了该检测的基本概念。准直的e-束实际上是一条线电荷，会产生电场和磁场，如图 1（a）所示。如果e-束周围的空间中含有铷蒸气，那么每个铷原子在被激发到里德伯态后，都能感知其所在位置的局部电场。电场会根据里德伯态的量子数解除其简并 m_J：[3,14,18]

$$h\Delta f_{|m_J|}(E) = -\frac{1}{2}\alpha_{|m_J|}E^2. \tag{1}$$

其中，$\Delta f_{|m_J|}(E)$ 为直流斯塔克位移，h 为普朗克常数，$\alpha_{|m_J|}$ 为里德伯态每个 m_J 子能级的极化率，E 为电场强度。上述方程近似描述了弱电场引起的位移。通过碱金属里德伯计算器（ARC）进行数值计算，可以更准确地描述这些位移。[2] 分析斯塔克位移电磁诱导透明光谱，可以获得里德伯原子所处电场的信息。在本实验中，我们没有采用传统的反向传播光场，而是在两束光之间引入一个小夹角，以减小受光束重叠区域限制的电场感测体积。这种方法的缺点是会加剧电磁诱导透明共振的多普勒展宽[22]，从而降低电场灵敏度。尽管如此，通过栅格扫描二维检测空间，我们仍能以亚毫米精度重建e束的轮廓。

2. 装置/探测方法

我们的实验装置如图1（c）所示（更多详情请参见[20]）。我们使用 Staib Instruments 的灯丝源，发射准直的 20 keV e束，其半高全宽（FWHM）宽度为 ≈ 1 mm，可连续运行或脉冲运行。脉冲发生器可使e束以最高 1 MHz 的频率开启和关闭，并可在小立体角范围内水平和垂直偏转光束。e束沿真空系统传输，穿过铷相互作用室，最终撞击法拉第杯，我们在此监测e束电流。铷相互作用室是一个带有三个光学窗口的六通十字腔。金属铷安瓿置于腔室底部，整个相互作用室则置于热风烘箱中，以控制铷的饱和蒸气密度。腔室前后的窄管（直径 8 mm）可有效防止铷扩散至真空系统的其他部分。激光束垂直于电子束穿过腔室，如图1（d）所示。通过碰撞荧光独立测量e束参数：提高铷密度，并检测其与电子碰撞产生的荧光。这些测量使用一台长曝光时间的 CCD相机（≈ 30 s），相机安装在相互作用室上方。碰撞荧光为里德伯原子所在位置处的e束宽度提供参考值，并可用于校准e束的偏转。

简化的光学装置如图所示。1(d)。蓝色激光功率固定为 60 mW，光束半峰全宽尺寸为 ≈ 0.2 mm。780 nm 红色激光经调谐并锁定至 ^{85}Rb $5S_{1/2}$ (F=3) $\rightarrow$ $5P_{3/2}$ (F'=2,3 交叉共振，使用饱和吸收光谱作为参考。红色激光功率固定为 60 μW，并通过偏振分束器分成两束偏振方向相同、半峰全宽均为 ≈ 0.2 mm 的光束。只有其中一束与蓝色光束重叠，产生电磁诱导透明共振；另一束则用作参考。两束光之间的功率差使我们能够准确探测较弱的电磁诱导透明共振，同时不会产生很大的背景信号。为进一步提高探测精度，电磁感应透明探测器的输出被送入锁相放大器，该放大器与电子束以 5 kHz 脉冲运行的频率同步。我们发现，这一脉冲频率既能最大限度地减少腔室充电，又能使e-束产生强烈响应。

在铷相互作用室中，红色激光束和蓝色激光束以 $\phi \approx 7°$的角度交叉，形成了一个大小为 ≈ 5 毫米的传感区域（见图 3），其尺寸小于铷腔室最小的尺寸（3 厘米）。该区域在 z 和 y 方向上的尺寸由激光束横截面决定。虽然增大激光束之间的夹角 ϕ可以获得更高的空间分辨率，但这里受到铷腔室内铜板开口尺寸的限制；放置这些铜板是为了减轻玻璃窗上的充电。此外，较大的 ϕ 会导致电磁感应透明峰迅速展宽，[22] 而我们希望将电磁感应透明共振宽度保持在 100 兆赫以下，以维持对电场的敏感性。

3. 实验结果

为测量电磁感应透明光谱，我们锁定红色激光的频率，并扫描蓝色激光，使其频率围绕 58D里德堡共振变化。图 2(a) 展示了一个由于存在 e-束而记录的电磁感应透明光谱示例。为了使 e-束与激光器重叠，我们使用偏振旋转方法将红色激光与 e-束对准，[21] 然后移动蓝色激光，使 e-束开启和关闭时的光谱差异最大化。通过单独的电磁感应透明参考池观察 $58D_{5/2}$ 和 $58D_{3/2}$ 子能级之间已知的超精细分裂，对光谱频率轴进行校准。[2] 如图 2(a) 所示，由于激光束以非零角度交叉，电磁感应透明光谱的半高全宽约为 100 兆赫 ϕ，这比反向传播几何构型下约 10 兆赫的电磁感应透明宽度大得多。 e-束产生的电场在传感区域内是不均匀的，且强度不足以像图 1(b) 的理想情况那样，明显分裂 100 兆赫宽的谱线。因此，e-束会使电磁感应透明光谱发生一定程度的重塑；图 e-束开启和关闭时的光谱对比见图 2(a)。当 e-束电流较小时，这种重塑非常微小，并且可能进一步受到腔室内部寄生电场的干扰。

解决方法是以 5 kHz 的调制频率对电子束进行脉冲通断，并进行锁相检测。这样可以提取并放大电子的贡献。图 2(b) 显示，锁相信号的对比度显著提高，在电磁感应透明线型中更容易分辨出特征。图 2(c) 显示了此类信号随电子束电流（y轴）和蓝色激光失谐（x轴）变化的热图。随着电子束电流增大，锁相信号的最大值明显升高。可以看到，锁相信号最大值的位置发生偏移

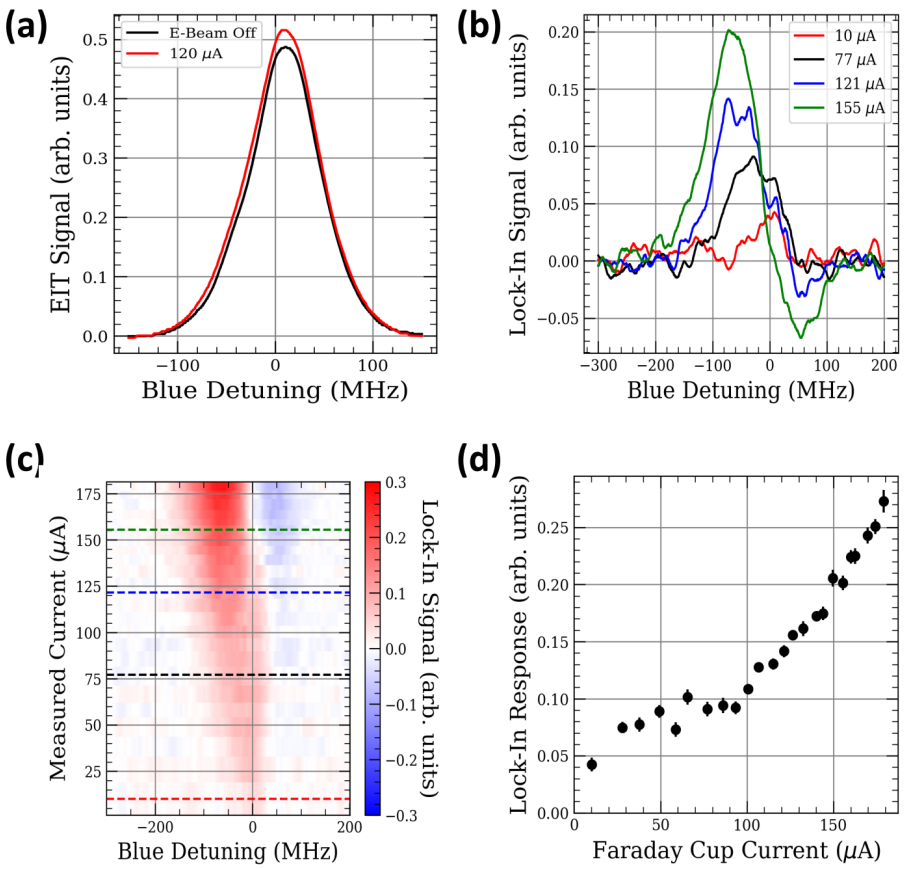

图 2: （a）e束关闭和开启时、总电流为 120 μA 的电磁感应透明光谱。（b）不同电流下对e束进行脉冲调制所产生的锁相信号。（c）热图表示锁相信号强度随蓝色激光失谐和e束电流的变化。虚线对应于（b）中所示锁相曲线的位置。（d）锁相信号最大值随e束电流的变化。

随着电子电流及相应电场的增大，向负蓝色失谐方向移动，这与理论预期的 $m_J = 5/2$ 能级负斯塔克位移非常吻合。我们在图 *2*中绘出了锁相信号最大值随电子束电流变化的关系。这种依赖关系是单调的，虽然并非严格线性，但可用作电流值的校准曲线。因此，我们的方案提供了一种无侵入式测量电子束电流的方法。

为了获得有关e束轮廓的空间信息，我们在 $x-y$平面内，对e束与传感区域的相对位置进行栅格扫描；该平面垂直于e束传播方向（z）。为了改变垂直方向（沿 y方向）的相对位置，我们使用脉冲发生器的e束转向控制装置，使e束相对于激光器发生偏转，见图3（a）。这种方法并不理想，因为e束的移动可能会因杂散电荷沉积而改变腔室中的电场环境。但这种方法更为简便，因为我们无需同步移动两束激光。图3（a）中的锁相信号热图显示，在 ±0.5mm 范围内、零位移附近存在该特征。由于空间分辨率由激光束与e束直径的卷积所决定，因此在 y方向上，分辨率受限于直径为 1 mm 的e束，这与光谱特征的尺寸相符。对于较大的 y位移，我们预计锁相信号应为零，但e束的最大位移仅为 ±1.5 mm，不足以将其移出电磁感应透明探测区域。不过，锁相信号会随着位移增大而减小。

由于沿 x 的传感区域尺寸约为 5 mm，而我们需要以至少大两倍的范围进行光栅扫描，因此无法在此方向上使用电子束偏转控制。否则电子束会被其直径约为 8 mm 的入口孔径截断。因此，我们通过平移电子束来改变 x（水平）相对位置 Δx

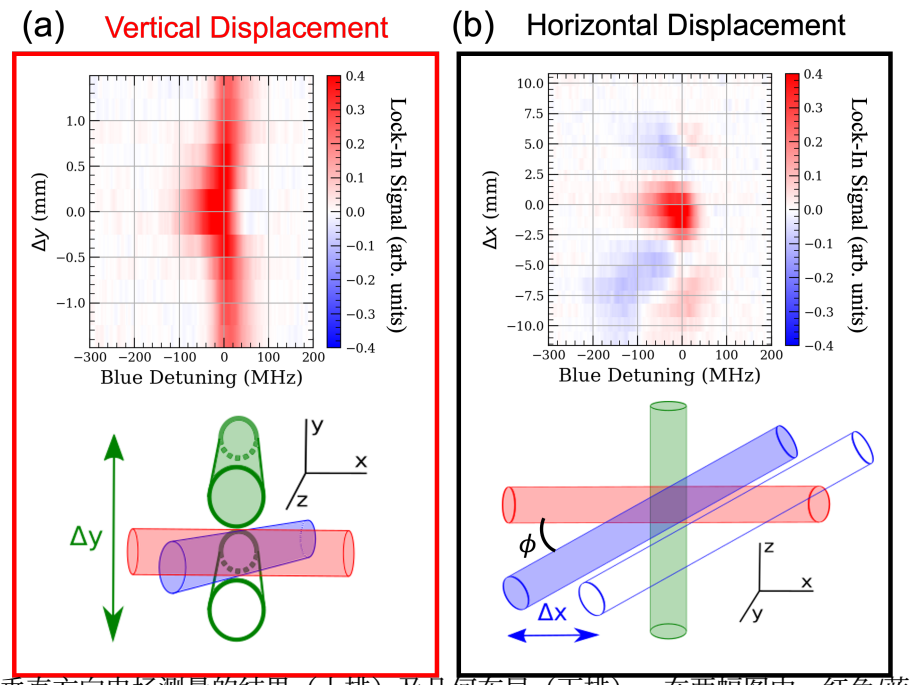

图 3：水平方向和垂直方向电场测量的结果（上排）及几何布局（下排）。在两幅图中，红色/蓝色圆柱体分别表示相应的激光束，绿色圆柱体表示电子束。(a) 电子束在交叉激光束区域内垂直移动时测得的电磁诱导透明共振斯塔克位移。(b) 蓝色激光束与一块厚塑料板一起水平移动时，锁相信号的变化。中央明显的红色光斑对应电子束的位置。电子束电流设为 108 μA。

蓝色光束与一块较厚的丙烯酸塑料板倾斜放置（见图 1d）。倾斜角 θ 与光束平移 d 和 Δx 在几何上存在如下关系

$$d = t[\tan\theta - \tan(\arcsin[\frac{\sin\theta}{n_p}])]\cos\theta \tag{2a}$$

$$\Delta x = d/\sin\phi. \tag{2b}$$

其中，$t = 1.2$ cm 为塑料板的厚度，$n_p = 1.5$ 为塑料板的折射率，$\phi \approx 7°$ 为红色激光与蓝色激光之间的相交角。图 3(b) 显示了随水平运动变化的锁相信号热图。从其相对于零位移位置的不对称形状以及在较大位移处仍不为零的信号可以明显看出，脉冲式电子束在铷腔室内产生了电场梯度。这可能是由于铷电离导致玻璃光学窗口端口上的电荷受到调制，也可能是由各种充电效应所致；我们缺乏相应设施，无法在铷腔室中消除这些影响。不过，零位移附近有一个明显特征，这是由电子束本身造成的。

为了确认我们对 x 电子束的运动方向e敏感，我们使用脉冲器偏转控制水平移动e电子束，并观察到锁相光谱的最大值也随着水平位置扫描同步移动（见图4）。图4（a）展示了蓝色激光水平（x方向）位置扫描对应的锁相光谱热图，显示信号最大值与e电子束位移成比例移动。图4（c）展示了光谱中心位置与e电子束位移的关系。两者呈现明显的线性关系，但测得的光束中心位置并非与位移一一对应。我们认为这是腔室中的充电效应导致关系发生偏移。不过，在实际装置中可以预先进行校准，仍可作为有用的e电子束位置监测器。

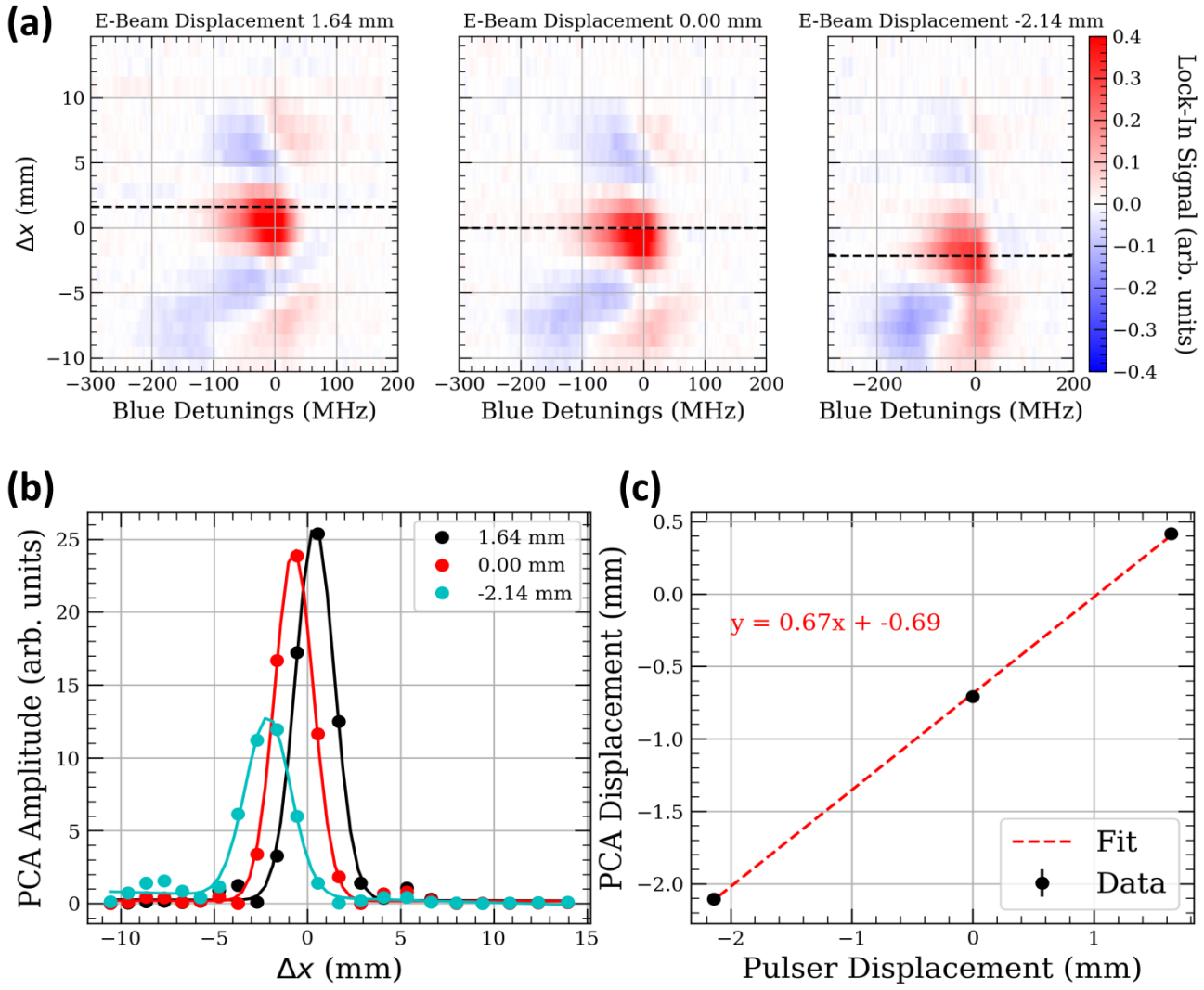

图4：电子束沿 x 方向运动的测量结果。(a) 不同电子束水平位置下，锁相信号谱随水平蓝色激光光栅位移 Δx 变化的热图。黑色虚线表示由脉冲器偏转给出的电子束预期中心位置。(b) 计算得出的(a)中热图的主成分分析振幅随水平激光束位移的变化及其高斯形状拟合。(c) (b)中拟合的高斯中心位置随脉冲器设定位移的变化。红色虚线为线性拟合线，显示了测得的电子束位置与设定位置之间的关系。此数据集的电子束电流设为 108 μA。

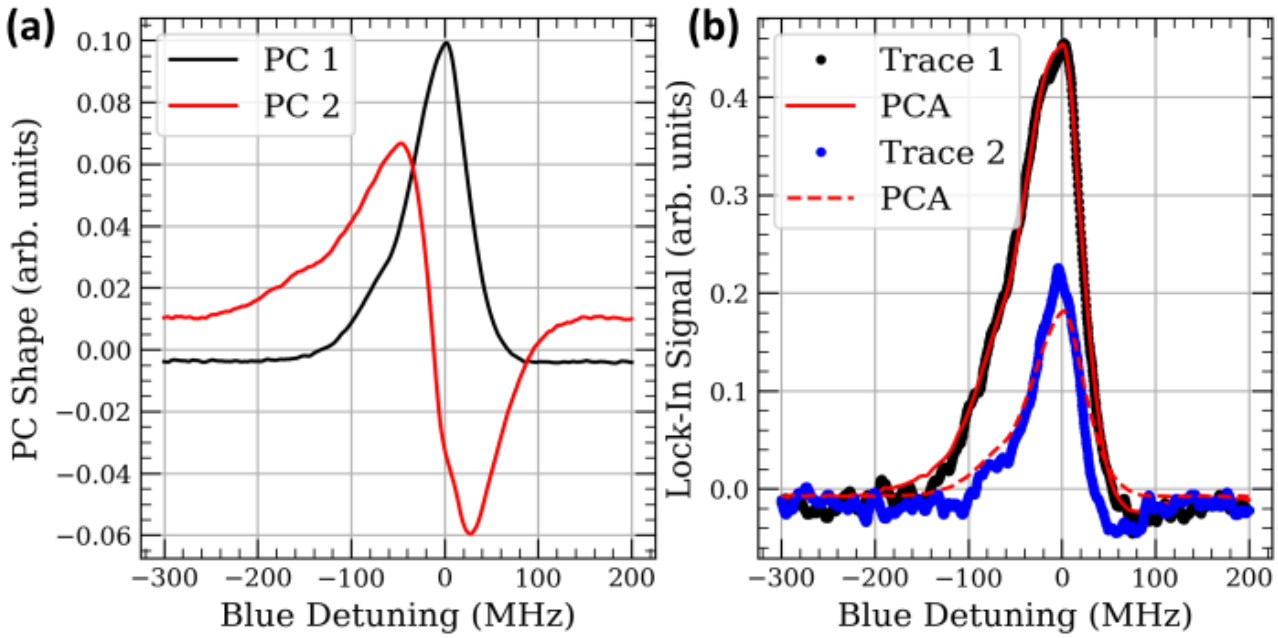

图5：实验数据的主成分分析。(a) 描述数据的前两个主成分（PC），即形状。(b) 两条锁相谱迹线示例及其由这两个主成分的加权和得到的近似结果。

4. 电子束参数的提取

由于 $x-y$平面上的每个栅格点都会采集锁相信号谱，因此我们需要进行数据归约，以生成一个与该位置电子束强度相关的度量指标。我们选择采用主成分分析（PCA）来提取具有物理意义的参数。主成分分析提取能够描述实验数据[23]（即蓝色激光失谐对应的锁相信号谱）的特征模式（主成分）。理论上，所需模式的数量等于采集到的谱的数量，但主成分分析会按各模式的贡献大小排序。通常只需前几个模式即可很好地描述数据（见图5，其中仅使用了两个模式）。其他模式的贡献会逐渐降低，因此可以将它们视为描述数据噪声或离群值的模式。因此，每条锁相信号谱 $S_i \approx w_{1_i} \times \mathrm{PC}_1 + w_{2_i} \times \mathrm{PC}_2$,，其中 i是测得的谱的索引，PC_i是主成分的形状，而 $w_{1,\ 2_i}$ 是相应成分的权重（贡献）。我们选择使用振幅 $A_i = \sqrt{w_{1_i}^2 + w_{2_i}^2}$ 作为描述给定栅格点处电子束强度的度量指标（称之为主成分分析振幅）。

我们测量了电子束的栅格扫描（轮廓），并在图 $x-y$ 6 和图 7中展示了 PCA 振幅随相对于电子束位移变化的热图。电子束在x方向上看起来有所拉伸，但这是意料之中的，因为空间响应由实际电子束横截面和激光束重叠区域中尺寸最大的部分决定。对于电子束的 x方向，我们估算激光束重叠尺寸为 5 mm。该方向上的半峰全宽尺寸约为 2.3 mm，小于重叠尺寸；但若要进行更精确的估算，就需要计算光束形状和 EIT 功率响应卷积，其结果比我们的简单估算值还小。垂直方向（y方向）的半高全宽为 0.9 mm，受电子束尺寸限制；这是因为它受激光器宽度限制。

我们发现，栅格扫描二维剖面中的最大主成分分析振幅与电子束电流呈线性关系，如图7（b）所示。这种关系可用作非侵入式电子束电流监测器的校准曲线。

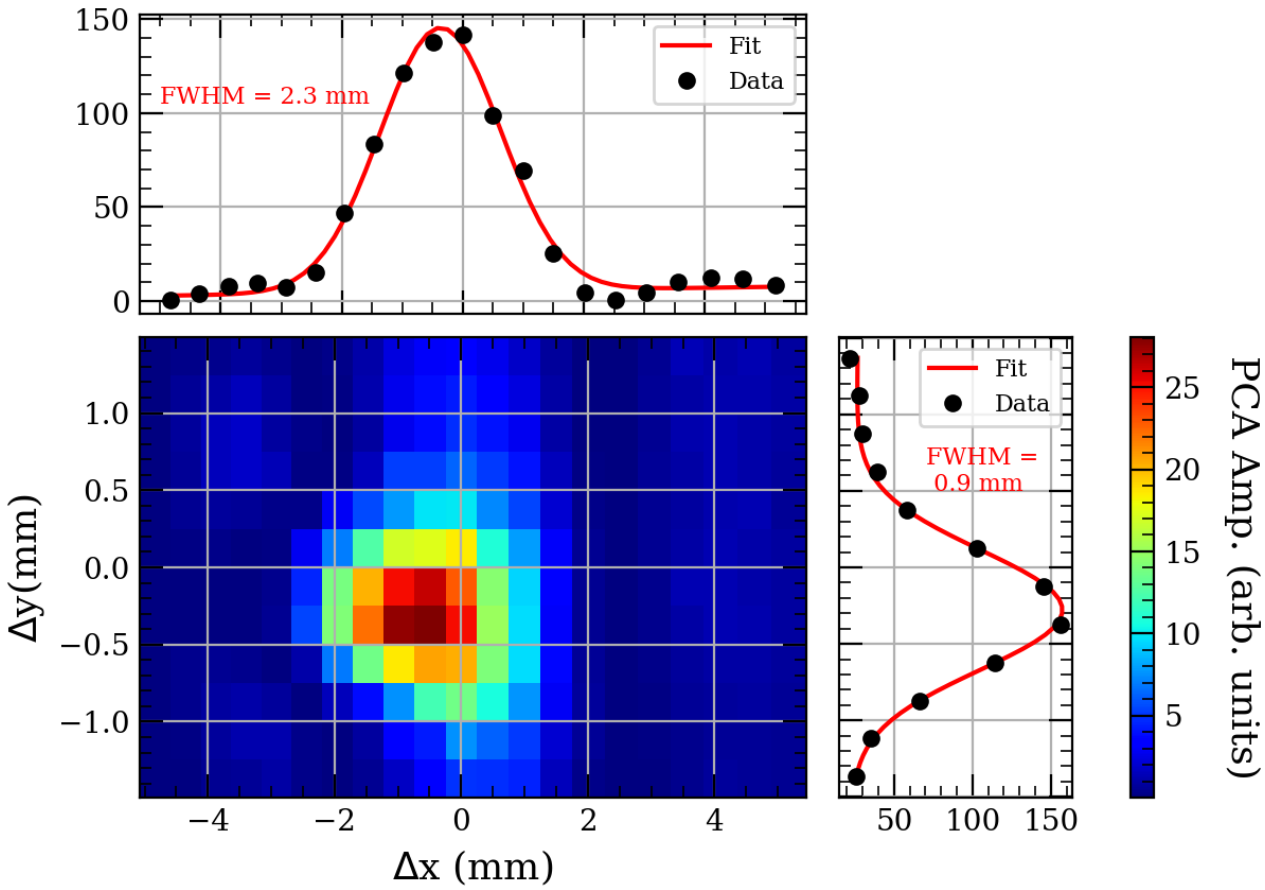

图6：P CA 振幅栅格图，显示电子束栅格。电子束电流设为 108 μA .

5. 结论

本文展示了如何利用里德伯原子作为非侵入式传感器，仅通过光学透射测量生成电子束的二维剖面，从而推断其尺寸、位置和电流。这项技术很容易扩展到三维剖面测量。剖面的分辨率受激光束与电子束重叠区域中最大限制尺寸的制约。与里德伯荧光剖面测量相比，[19,20] 本文提出的激光束交叉技术可用于无法提供额外光学端口的场合，也可用于环境过于恶劣、因存在例如X射线或电离辐射而无法用相机采集图像的场合。所提出的方法不仅限于电子束探测，还可用于表征电场的任何空间分布，例如等离子体边界附近产生的电场分布。

6. 致谢

本研究得到美国能源部合同 DE-SC0024621 和 DE-AC05-06OR23177、美国国家科学基金会资助项目 2326736 以及杰斐逊实验室 LDRD 项目的支持。

参考文献

[1] Gallagher, T. F.，[里德堡原子]，剑桥原子、分子与化学物理专著，剑桥大学出版社（1994）。[2] ˇSibali´c, N., Pritchard, J., Adams, C., and Weatherill, K., “Arc：用于计算碱金属里德堡原子性质的开源库”，《计算机物理通讯》**220**, 319–331（2017）。

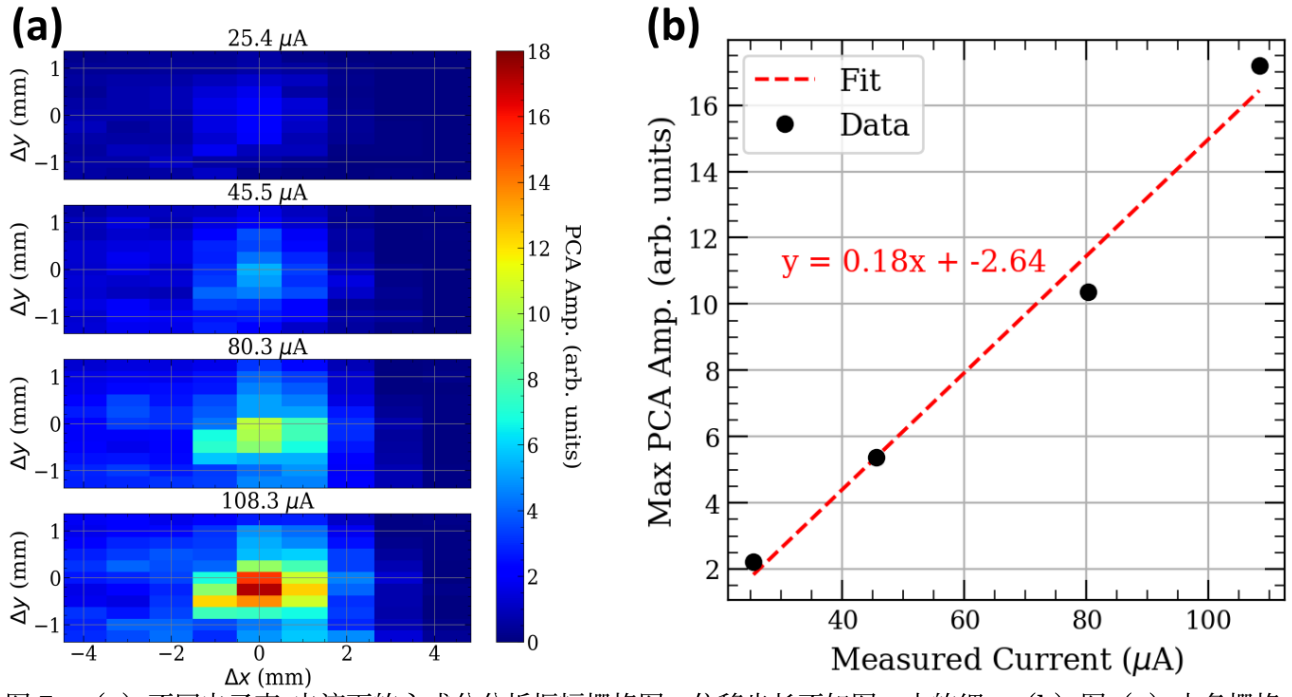

图 7：（a）不同电子束e电流下的主成分分析振幅栅格图。位移步长不如图 6 中的细。（b）图（a）中各栅格图的主成分分析振幅最大值与e束电流的关系。红色虚线为线性拟合。

[3] Schlossberger, N., Prajapati, N., Berweger, S., Rotunno, A. P., Artusio-Glimpse, A. B., Simons, M. T., Sheikh, A. A., Norrgard, E. B., Eckel, S. P., and Holloway, C. L., “原子蒸气中碱金属原子的里德堡态：具备 SI 可溯源性的场探针和通信接收器”，*Nature Reviews Physics* , 1–15（2024）。[4] Holloway, C. L., Simons, M. T., Gordon, J. A., Dienstfrey, A., Anderson, D. A., and Raithel, G., “具备 SI 可溯源性的电场计量：原子蒸气中电磁感应透明的系统测量不确定度”，*Journal of Applied Physics* **121**(23), 233106（2017）。[5] Fancher, C. T., Scherer, D. R., John, M. C. S., and Marlow, B. L. S., “用于通信和传感的里德堡原子电场传感器”，*IEEE Transactions on Quantum Engineering* **2**, 1–13（2021）。[6] Simons, M. T., Gordon, J. A., and Holloway, C. L., “用于便携式里德堡原子射频电场传感器的光纤耦合蒸气池”，*Appl. Opt.***57**, 6456–6460（2018年8月）。[7] Fan, H., Kumar, S., Sedlacek, J., K¨ubler, H., Karimkashi, S., and Shaffer, J. P., “基于原子的射频电场传感”，*Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics***48**(20), 202001（2015）。[8] Downes, L. A., Torralbo-Campo, L., and Weatherill, K. J., “使用热原子蒸气进行太赫兹成像的实用指南”，*New Journal of Physics* **25**, 035002（2023年3月）。[9] Downes, L. A., MacKellar, A. R., Whiting, D. J., Bourgenot, C., Adams, C. S., and Weatherill, K. J., “利用原子蒸气以千赫兹帧率进行全场太赫兹成像”，*Phys. Rev. X* **10**, 011027（2020年2月）。[10] Scully, M. O. and Zubairy, M. S.，[量子光学], 剑桥大学出版社（2001）。[11] Ma, L., 蒸气池中利用里德堡原子进行电磁场传感，博士论文，密歇根大学（2021）。[12] Tanasittikosol, M.,外场中的里德堡暗态，博士论文，杜伦大学（2011）。[13] Su, H.-J., Liou, J.-Y., Lin, I.-C., and Chen, Y.-H., “优化热蒸气中的里德堡电磁感应透明光谱”，*Opt. Express***30**, 1499–1510（一月 2022）。[14] Holloway, C. L., Gordon, J. A., Schwarzkopf, A., Anderson, D. A., Miller, S. A., Thaicharoen, N., and Raithel, G., “通过里德堡原子中的电磁感应透明和 Autler–Townes 劈裂实现亚波长成像与场映射”，*Applied Physics Letters***104**(24), 244102（2014）。

[15] Ma, L., Paradis, E., and Raithel, G., “通过光照测量无电极玻璃蒸汽池中的直流电场,” *Opt. Express* **28**, 3676–3685（2020年2月）。[16] Anderson, D. A., Raithel, G., Simons, M., and Holloway, C. L., “用于等离子体电场测量与诊断的量子光学光谱学,”（2017）。[17] Rotunno, A. P., Holloway, C. L., Prajapati, N., Berweger, S., Artusio-Glimpse, A. B., Brown, R., Simons, M., Robinson, A. K., Kayim, B. N., Viray, M. A., Jones, J. F., Sawyer, B. C., Wyllie, R., Walker, T., Ziolkowski, R. W., Jefferts, S. R., Geibel, S., Wheeler, J., and Imhof, E., “研究非均匀场导致的里德伯原子电测量中电磁诱导透明光谱线形畸变,”*Journal of Applied Physics* **134**, 084401（2023年8月）。[18] Ma, L., Viray, M. A., Anderson, D. A., and Raithel, G., “利用壁面集成电极测量原子蒸气池内部的直流和交流电场,” *Phys. Rev. Appl.* **18**, 024001（2022年8月）。[19] Schlossberger, N., McDonald, T., Su, K., Talashila, R., Behary, R., Patrick, C. L., Hammerland, D., Mikhailov, E. E., Aubin, S., Novikova, I., Holloway, C. L., and Prajapati, N., “利用里德伯原子通过光片荧光成像对电磁场进行二维成像,” *Opt. Lett.* **50**, 7312–7315（2025年12月）。[20] Behary, R., Su, K., DeStefano, N., Vorobiov, M., Averett, T., Camsonne, A., Zhang, S., Fancher, C. T., Malvania, N., Mikhailov, E. E., Aubin, S., and Novikova, I., “基于量子相干电场成像的电子束表征,” *Phys. Rev. Res.* **7**, L042042（2025年11月）。[21] DeStefano, N., Pegahan, S., Ramaswamy, A., Aubin, S., Averett, T., Camsonne, A., Malinovskaya, S., Mikhailov, E. E., Park, G., Zhang, S., and Novikova, I., “基于量子相干光学磁测量的电子束表征,”*Applied Physics Letters* **125**, 264001（2024年12月）。[22] Su, K., Behary, R., Aubin, S., Mikhailov, E. E., and Novikova, I., “非共线光束构型中的双光子里德伯电磁诱导透明共振,” *J. Opt. Soc. Am. B* **42**, 757–762（2025年4月）。[23] Brunton, S. L. and Kutz, J. N., [数据驱动的科学与工程：机器学习、动力系统与控制],剑桥大学出版社（2022）。