arXiv:2302.07209v1 [cond-mat.quant-gas] 14 Feb 2023

50纳米尺度上的原子物理学：偶极原子双层系统的实现

Li Du*, †, Pierre Barral*, Michael Cantara*, Julius de Hond、Yu-Kun Lu 和 Wolfgang Ketterle麻省理工学院电子学研究实验室、*MIT*-哈佛超冷原子中心和物理系，美国马萨诸塞州剑桥市，邮编 *02139*（日期：2023年2月15日）

原子物理学极大地推动了量子科学的发展，这主要归功于人们能够以极高精度（通常达到量子极限）控制原子的位置和内部量子态。实现这一目标的主要工具是激光，它能够在空间中构造并局域原子（例如，利用光镊、光学晶格、一维管或二维平面）。受光的衍射极限所限，大多数原子实验的自然长度尺度约为500纳米或更大。在此，我们实现了一种新的超分辨率技术，可在小于50纳米的尺度上局域并排列原子，且分辨率不存在任何基本限制。我们通过制备一层镝原子双层结构来展示这项技术，以小于10纳米的分辨率绘制原子密度分布，并通过层间伴随冷却和耦合集体激发，观测到两个物理分离层之间的偶极相互作用。在50纳米间距下，偶极相互作用比在500纳米间距下强1,000倍。对于光镊中的两个原子，这有望实现速度达千赫兹的纯磁偶极门。

多体物理学的一个重要前沿是强关联量子相的实现与研究 [1–3]。在超冷原子系统中，典型的短程接触相互作用促成了多种奇异量子相的产生 [3, 4]。然而，许多量子现象需要长程偶极相互作用 [5–7]。但即使对于铒（Er）和镝（Dy）等磁性最强的原子而言，磁偶极-偶极相互作用仍然相当微弱。对于磁偶极矩为 10 个玻尔磁子（μ_B）的 Dy，距离为 500 nm 时的偶极相互作用仅为 $h \times 20\,\mathrm{Hz}$，h 为普朗克常数。尽管利用磁性原子可以实现若干新形式的物质[5], ，人们仍在大力探索利用极性分子 [8, 9] 和里德伯原子[10]所具有的强得多的相互作用。在 3 德拜时，分子的电偶极相互作用可以比磁偶极相互作用强 1,000 倍（$10\ \mu_B$）。在这里，我们展示了如何通过将两个磁性原子之间的距离缩短至 50 nm，来补偿这 1,000 倍的差距。利用原子研究偶极物理的主要优势在于，原子更容易冷却，并且原子具有更有利的碰撞性质——到目前为止，极性分子还未能实现玻色-爱因斯坦凝聚。

长期以来，人们一直致力于构造包含亚波长分量的势，以增强隧穿和相互作用强度。人们提出了许多方案 [11–15] ，并已展示了暗态 [16, 17],、射频光子缀饰 [18], 、频闪技术 [19],以及利用多光子过程进行傅里叶合成 [20, 21]等方法。迄今为止，这些方法均未得到广泛应用，因为它们会带来额外的加热，并且相干时间有限；而且，它们通常只能将原子间距缩小两到三倍。我们的超分辨率方法不存在原理上的限制。其依据是超分辨率显微术的核心概念：确定衍射极限艾里斑中心的位置，其精度可以远高于衍射极限本身。同样，深光学晶格或强光镊光束可以将原子局域在 10 nm [22, 23], 的范围内，限制因素仅为可用功率以及自发光散射造成的加热。在超分辨率显微术中，分子是依次成像的；而要囚禁原子，则需要在亚波长尺度上同时实现约束。一种可能的解决方案是用两种不同颜色的光囚禁两种不同的原子。但在量子科学中，通常需要的是相同的原子。此处采用的策略是利用镝的两种相反自旋态，以及不同频率的两种不同偏振光——即双偏振、双频超分辨率方案。与自旋-1/2和碱金属原子不同，基态镝具有很强的张量极化率 [24]，这有利有弊。它会在 m_J 态之间产生有害的双光子拉曼耦合，而两种光学势之间的频率偏移可以抑制这种耦合。在此基础上，张量耦合剩余的对角部分使我们的方案更加稳健，因为对于 ^{162}镝，它为 $m_J = \pm 8$ 自旋态构成了一个与其他所有 15 个自旋态隔离的二态希尔伯特空间，并且具有较大的能隙。这就是我们方案的主要新概念。

自旋依赖势已在铷（Rb） [25–29] 和铯（Cs） [22, 30]中实现。然而，碱金属原子要实现强自旋依赖势，需要使用失谐小于精细结构分裂 Δ_{FS}的近共振光，这会因自发辐射而导致严重加热。自发辐射速率 Γ 与势深之比受限于$\Gamma/\Delta_{\mathrm{FS}}$ [31]，对铷和铯而言，该值约为 10^{-6} 。具体而言，对于铷，此处使用的阱深（1000 E_{recoil}）会使自发辐射时间仅为 15 ms [31]。相比之下，极深的自旋依赖势

* 这些作者贡献相同。
† 电子邮箱：lidu@mit.edu

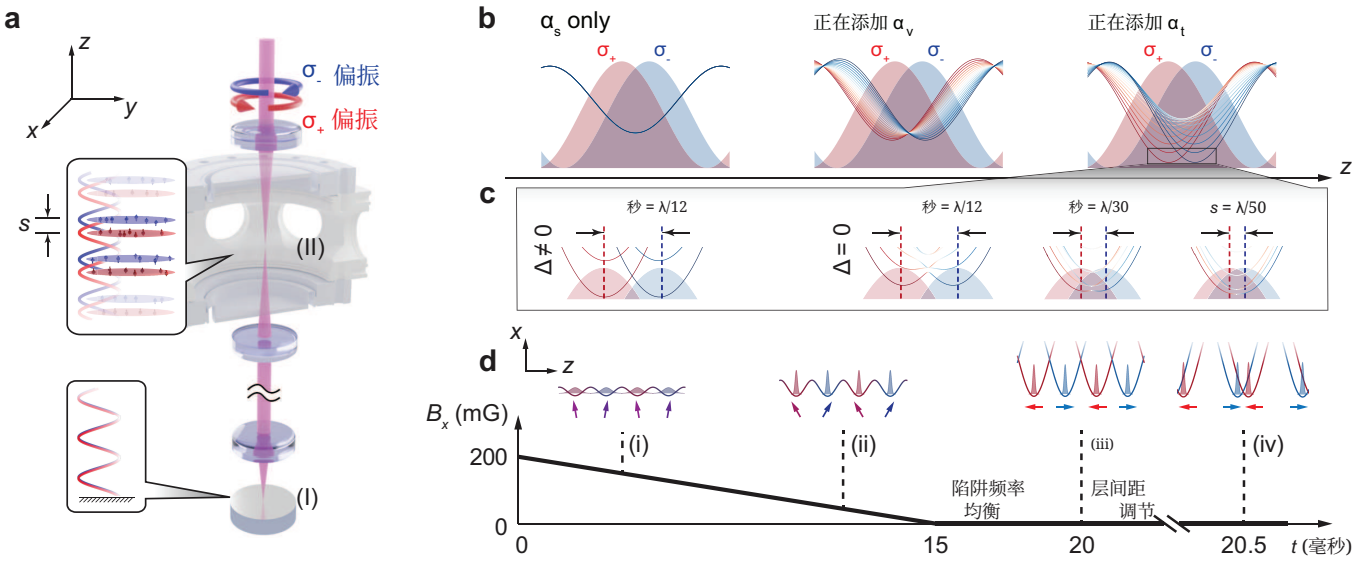


图1. **亚波长双层阵列的构建**。**a**，实验装置。两束圆偏振方向相反的重叠激光束 σ_+ 和 σ_- 经反射镜 (I) 反射后，形成两个光学驻波。通过调节两束激光束之间的频率偏移 Δ，使两个驻波在原子所在位置 (II) 发生位移。在这种构型下，镝原子形成由头对头偶极子构成的薄饼状双层阵列，层间距 s可调。**b**，不同极化率分量的贡献。实线表示不同 m_J 态的绝热势能曲线（$-8 \le m_J \le 8$ —— 由蓝到红，假设为红失谐），阴影区域表示特定层间距下 $\sigma_\pm$ 光的强度。**c**，如果两束激光束的频率 $\Delta = 0$相同，张量极化率的非对角部分会混合自旋态。因此，当层间距较小时，两个势阱最低点会合并为一个。我们的实验通过使用两种不同频率的 $\sigma_\pm$ 光避免了这一情况。曲线的颜色表示绝热本征态的 m_J 特征。**d**，双层阵列的绝热装载。**(i)** 从具有交错构型光学势的初始状态开始，在占主导地位的横向磁场 $B_x = 200$ mG 存在下，将原子初始化为沿 x 方向的 $m_J = -8$ 自旋态。**(ii)** 随着 B_x 在 15 ms 内逐渐减小，光移逐渐超过塞曼位移，从而实现双层阵列的绝热装载。**(iii)** 调节 σ_+ 和 σ_- 势的功率，使阱频率相同。**(iv)** 在 0.5 ms 内将层间距调节至指定值。

可利用镝实现，且由于镝基态中的自旋轨道耦合，自发辐射可以忽略不计。此外，碱金属原子的磁偶极矩仅为 $1\ \mu_B$，其偶极相互作用比镝弱 100 倍。因此，先前关于碱金属的研究利用自旋依赖力控制自旋向上和自旋向下原子在不同格点间的重叠程度 [22, 28], ，但并未研究非重叠格点之间的相互作用。

超分辨方案的系统示意图如图1(b)所示，展示了由具有 σ_+和 σ_- 偏振、且存在微小空间位移s的两个光学驻波产生的双层势。该示意图同样适用于自旋依赖型光镊的情形。图中显示了全部17个自旋态的绝热势（取实验室坐标系中沿z方向的量子化轴），并考虑了不同的极化率分量。仅考虑标量极化率 α_s时，所有 17 m_J 态的交流斯塔克位移都相同，因此只有一个势阱。矢量极化率 α_v 会导致与 m_J成线性的交流斯塔克位移，因而可将其视为由虚拟正弦磁场引起的塞曼位移——除虚磁场在 σ_+和 σ_- 驻波产生的场相互抵消的点之外，它会解除简并。这会使驻波的位移无论多么小，都能形成双阱势。然而，微小的横向磁场会耦合简并态，导致许多 m_J 态之间发生混合，并因偶极弛豫而产生损失。这正是张量极化率 α_t 带来定性差异的地方。张量光-原子相互作用的对角部分（具有 m_J^2依赖性）会部分解除简并，从而形成这样的势：只有具有相同 $|m_J|$ 的态会在中间相交。因此，$m_J = \pm 8$ 基态与其他所有态之间由较大的能隙隔开，横向场只有在十六阶过程中才能将它们耦合起来。请注意，$m_J = \pm 8$ 态是 $\sigma_\pm$ 势阱的局域基态，因此每一层中都能避免非弹性双体损失。

尽管张量极化率 α_t 能够抵御横向磁场的影响，却会允许涉及 $\Delta m_J = \pm 2$ 的双光子拉曼过程，其中一个光子为 σ_+，另一个为 σ_- 。图1(c)显示了共振

拉曼过程的影响：当两个偏振分量具有相同频率时，非对角张量耦合会导致该过程。在碱金属（如 [25, 26, 28]）实验中常用的情形下，σ_+ 和 σ_-驻波由单束光在 lin-ϑ-lin 几何结构中反射回形成。对于镝，当两个势阱极小值间距小于 $\lambda/10$时，拉曼耦合会引发隧穿并削弱势阱极小值，其中 λ 为光的波长。当驻波位移小于 $\lambda/30$时，两个极小值会合并为一个。我们将 σ_+ 和 σ_-光学驻波的频率错开 300 MHz 以上，远大于交流斯塔克位移，从而消除拉曼耦合，使双光子拉曼过程失谐 [32]。由此可见，双偏振双频方案能够隔离 $m_J = \pm 8$ 自旋态的希尔伯特空间，并形成双势阱势能，即使两个极小值间距非常小，势阱也不会变平。

镝原子在基态具有很大的角动量 $J = 8$，是实现这一方案的理想原子。对于 a$J = 8 \rightarrow J' = 9$ 跃迁，$m_J = 8$ 态在 σ_+ 和 σ_-跃迁之间的跃迁强度比为 153 [33]。对于具有 $J = 1$ (2) 的原子，该比值仅为 6 (15)。因此，镝原子中的这种拉伸态跃迁非常类似于假想的、孤立的 $J = 1/2 \rightarrow J' = 1/2$跃迁，在这种跃迁中，自旋向上态只感受到$\sigma_-$ 光，反之亦然。镝原子甚至比$J = 1/2$ 情形更理想：在后者中，自旋向上态和自旋向下态可通过可能的单体或双体耦合（例如横向磁场、偶极弛豫）直接相连；而在我们的镝原子方案中，这些耦合仅在十六阶或八阶才起作用。该方案的稳健性源于张量极化率导致的交流斯塔克位移。

实验中，将偏振分别为 σ_+和 σ_- 、工作在 741 nm 镝窄线宽跃迁附近（线宽为 $\Gamma/2\pi = 1.78$ kHz）[34]的红失谐光学驻波叠加，从而产生一叠双层。两束光通过同一根保偏光纤传输，因此具有相同的横向高斯模式。利用双程相控阵声光偏转器，可以动态调节 σ_- 驻波的频率，从而精确控制层间距 s，灵敏度为每 MHz 4.7 nm /（见方法）。

双层的基态通过绝热转移方法装载，如图1(d)所示。首先，$m_J = -8$ 原子在具有横向分量 $B_x = 200$ mG和轴向分量 B_z 约10 mG的磁场中制备。随后，我们在 100 ms内以交错构型（即 $s = \lambda/4$）增强 σ_+ 和σ_- 驻波，使所有层都装载原子，并使原子沿 x 轴排列（图 1(d, i)）。在15 ms内减小横向磁场分量 B_x 后，势阱深度增加，同时形成偶极子头对头排列的双层阵列（图 1(d, ii- iii)）。我们通过确保.....来实现平衡装载 ..... σ_+ 和 σ_-势的极小值之间的能量偏移 $\delta = U_+ - U_- + E_Z = 0$，其中 $U_\pm$ 是各层的交流斯塔克位移，而差分塞曼能量为 $E_Z = 16 g_J \mu_B B_z$。实验过程中，原子始终保持在其局域基态至关重要，这样才能避免偶极弛豫造成的损失和加热。因此，外磁场 B_z 引起的塞曼位移必须小于 $m_J = -8$态与$m_J = -7$ 态之间的差分交流斯塔克位移。

加载平衡双层阵列后，逐渐提高两个光学驻波的功率，确保两层具有相同的阱频率，通常为 $(\omega_x, \omega_y, \omega_z) = 2\pi \times$ (0.5, 0.5, 140) kHz。强轴向束缚使谐振子长度 $a_{\mathrm{HO}} = \sqrt{\hbar/m\omega_z}$ 达到 21.1 nm，其中 $\hbar = h/2\pi$ 和 m 为原子质量。我们将 4.2×10^4 超冷 ^{162}镝原子装载到由 42 个双层组成的阵列中，温度为1.7 μK，该温度根据弹道膨胀后的云团尺寸确定（见方法） [35]。随后，通过改变 σ_- 驻波的频率，在 0.5 ms 内将层间距 s 调节至不同的预设值，初始值为 $\lambda/4$。层间距 s 通过卡皮查-狄拉克衍射测量进行标定（见方法）。每个实验序列结束时，在 1 μs 内将原子从双层阵列中释放，并在弹道膨胀后进

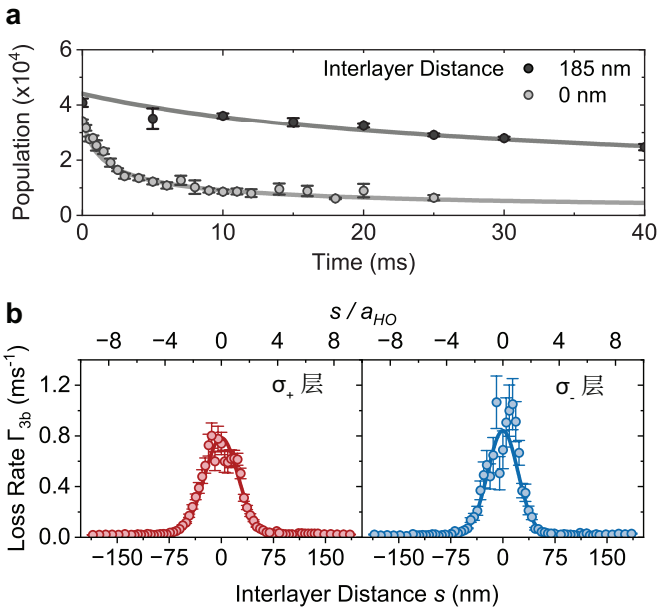


图 2. **通过记录原子损失随层间分离的变化，展示了在 10 nm 尺度上控制层间距。a**，层间距分别为 $s = 185$ nm 和 0 nm 时，σ_+ 层中粒子数的演化。层重叠时，损失快得多。初始损失率 Γ_{3b} 由对衰减曲线的拟合得出。**b**，根据公式 (1) 对初始损失率 Γ_{3b} 随层间距 s 的变化进行高斯拟合（实线），得到层厚度为 $\sigma_z = 18.6$ nm。

行成像。较小的轴向磁场 B_z 用作引导场，使原子保持在 $m_J = \pm 8$ 态，并通过自旋分辨吸收成像技术进行成像（见方法）。该方法使我们能够同时测量两个层中各自的粒子数。

我们通过让两层彼此扫描，并测量原子因损失而产生的寿命，证明了对双层几何结构的空间控制精度优于 10 nm。图 2 中损失率随层间距变化出现的尖锐峰值，本质上是两层密度分布的卷积。假设损失过程发生在短程范围内，我们推导出层的总损失率随层间距变化的速率方程 s

$$\Gamma_{3b} = \Gamma_{\text{intra}} + \Gamma_{\text{inter}} e^{-\frac{1}{3}(\frac{s}{\sigma_z})^2} = \frac{\dot{N}_{\text{tot}}}{N_{\text{tot}}} \qquad (1)$$

其中， N_{tot} 是每层中的原子总数， σ_z 是每层的均方根（RMS）厚度。损失率包含层内和层间两种贡献，并假设损失过程为三体复合（见方法）。对于自旋无关的三体碰撞和热云，我们预计 $\Gamma_{\text{intra}} = \Gamma_{\text{inter}}$。出乎意料的是，两层重叠时，我们观察到损失率增加了约 50 倍，这意味着涉及混合自旋态的三体复合速度远快于三个原子自旋态全都相同的复合过程。这一大幅增强的损失特征可作为两层之间密度重叠的高灵敏度监测手段；拟合损失曲线可确定每层的厚度为 $\sigma_z = 18.6$ nm。这略大于谐振子基态的 RMS 尺寸 $a_{\text{HO}}/\sqrt{2} = 14.3$nm，可由少量原子处于轴向势的激发态来解释 [36]。两层中观测到的损失几乎相等，这意味着涉及一个自旋向上原子和两个自旋向下原子的三体碰撞，与反之的情况具有相同的损失率。利用这种让两层彼此扫描的技术，我们绘制出了原子密度分布图，分辨率远优于 10 nm。这一分辨率优于暗态超分辨显微术此前获得的约 30 nm [17] 或 11 nm [37] 的结果。

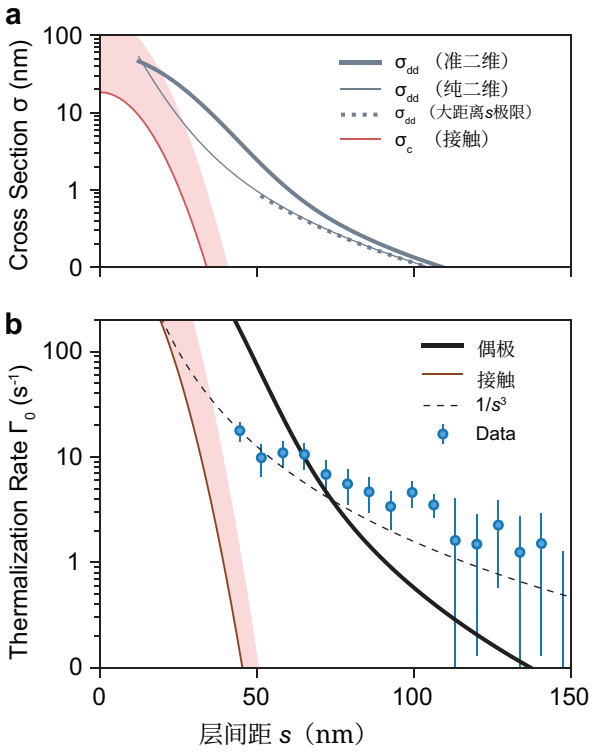


图3. **层间热化的观测。a**，使用玻恩近似计算得到的层间弹性散射截面随间距 s 的变化。灰色曲线表示无限薄$\sigma_z = 0$ 层的偶极散射截面（细灰线），以及其层间距较大时的极限情况 $ks \gg 1$（虚线，遵循公式 2）；还表示厚度有限 $\sigma_z = 14.9$ nm 的层（准二维，实灰线）的偶极散射截面。红色曲线表示背景散射长度下简单接触相互作用的截面（红色，准二维），阴影区域对应于增强 10 倍的散射截面。**b**，通过伪指数拟合得到的观测热化率 Γ_0。黑色和红色实线分别表示偶极相互作用和接触相互作用的预期热化率（见方法部分）。点线供参考，与$1/s^3$成正比。

通过损失测量，我们得出结论：当 $s \gtrsim 50$ nm时，可以认为各层之间仅通过长程偶极力耦合。在这一层间距下，两个自旋相反的镝原子之间的偶极能 U_{dd}/h 为 20 kHz。这种几何结构使我们能够在新的条件下研究偶极物理。接下来，我们介绍两个非平衡实验，展示强烈的层间偶极-偶极相互作用。

一项新颖的实验是通过偶极相互作用进行能量传递，即相距真空 [38, 39]的两个原子系统之间进行伴随冷却。每一层都会被另一层偶极子产生的涨落磁场加热。对于相同温度，在细致平衡条件下，热量流动相互抵消。对于不同温度，偶极涨落会导致热化。图3(b)显示了实验结果。

我们通过参数驱动加热 σ_+ 层来在两层之间实验产生可控的温差：以横向陷阱频率两倍的频率调制 σ_+ 光强，持续 30 ms，随后保持 5 ms，以确保任何残余的呼吸运动都得到阻尼。这一过程将 σ_+层置于 3.9 μK，并使 σ_- 层保持在 1.7 μK。随后，我们在 0.5 ms 内调节层间距，并监测温度演化。我们将两层之间的温差拟合为伪指数衰减 $\frac{\mathrm{d}\Delta T}{\mathrm{d}t} = -\Gamma_0 \frac{N}{N(t)(0)} \Delta T$，以获得层间热化率

，其中 Γ_0表示 $N(t)$，用于解释由非弹性碰撞导致的测得粒子数衰减（见方法）。图3(b)显示，热化率随层间距增加而显著降低。

我们可以将层间碰撞率估算为$n_{2D}\sigma_{dd}v_{rel}$，其中 n_{2D} 是二维密度分布，而σ_{dd} 是两个偶极原子以间距 s彼此掠过时的截面。利用玻恩近似，我们计算了相距 s 的薄层中两个原子之间的弹性截面（见方法），其大-s极限下的解析表达式为

$$\sigma_{dd}^{(2D)} = a_{dd}^2 \frac{\pi}{k^2 s^3} \tag{2}$$

这里，$a_{dd} = 10.2\,\text{nm}$ 是偶极长度，k 是碰撞粒子之间的相对动量。对于$s = 75$ nm，准二维截面为 $\sigma_{dd} = 0.38$ nm（见图 3(a)）。取典型的二维峰值密度$n_{2D} \approx 1.3 \times 10^9$ cm^{-2}，热速度为 2.1 cm/ s，可得层间碰撞率为 100 s^{-1}。观测到的热化时间要长得多，约为 160 ms （速率为 6 s^{-1}）。这完全可以由偶极散射的各向异性解释：散射集中在前向，使有效截面降低 6 倍；此外，样品的非均匀性也会带来多重平均效应（见方法）。在图3(b)中，我们将观测到的热化率与计算结果进行了比较。计算不含任何可调参数，并且全面考虑了偶极散射对动量和角度的依赖性以及层的有限厚度。计算结果与观测结果在半定量上吻合。热化率的下降远弱于密度重叠的急剧指数衰减，因此也远弱于两层之间接触相互作用的衰减。这清楚地证明，在层间距为 50 至 100 nm 的范围内，发生的是纯偶极碰撞。

观测到的对 s 的依赖关系大致遵循 $1/s^3$ 依赖关系，但其变化趋势没有预测的那么陡。这可能是由于理论假设仅考虑偶极二体碰撞所致。对于较小的 s，可能存在与 s 波接触相互作用的干涉项，以及非普适短程偶极 s 波散射的贡献 [40] ，后者未包含在玻恩近似中。所研究的最大间距 s 与粒子间距相当，因此二体碰撞近似可能不再准确；也就是说，此时相互作用的粒子不止两个。

在第二个实验中，我们寻找双层系统的耦合集体振荡。多篇理论论文 [41, 42] 预测，层间的平均偶极场会耦合横向振荡。事实上，当我们激发一层中的横向振荡时，会发现该振荡会引起另一层振荡（图 4）。实验上，装载平衡双层阵列并在 0.5 ms 内将层间距调节至指定值后，我们沿横向 y 方向在 10 ms 内缓慢移动

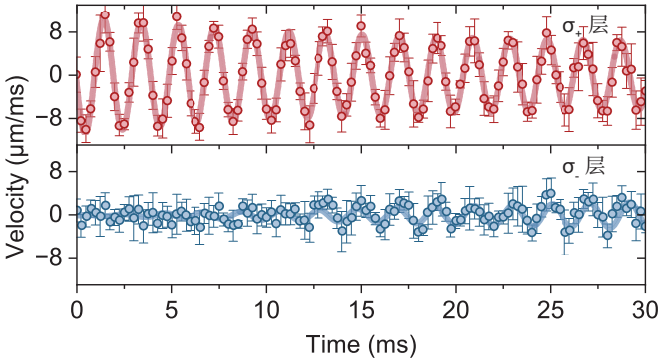


图 4. **在层间距为 62 nm 时观测到两层的耦合振荡**。突然关闭位移力，激发了 σ_+ 层的质心振荡。 σ_- 层则因偶极耦合而振荡。

σ_+ 层，所用的是一束具有 σ_+ 偏振的额外激光束。该光束相对于 626 nm 跃迁蓝失谐 458 MHz，与原子的错位约为一个光束腰斑，因此几乎只移动 σ_+ 层中的原子。突然关闭位移光束会使 σ_+ 层以 500 Hz 的横向陷阱频率产生质心振荡，其振幅可通过光束的最终功率调节，范围为 0 至 $8\,\mu$m。通过飞行时间图像，我们获得每个层随保持时间变化的因禁内速度，从而揭示动量如何在层之间传递。由于串扰，位移光束也会移动 σ_- 层，但幅度小 100 倍。只有在远大于图 4 所示的振荡振幅下，才能观察到这种串扰。

图 4 展示了根据弹道膨胀图像得到的各层速度随时间的演化。 σ_+ 层的简谐振荡呈现阻尼，而 σ_- 层最初静止，随后出现逐渐增强的同相振荡。我们的观测结果与理论处理相反 [41, 42], ：在这些处理中，平均场耦合势会产生拍频，表现为初始时相位相差 90 度的振荡。此外，预测的平均场耦合 [41, 42] 导致的正常模劈裂小于 1 Hz，在实验时间尺度内过于缓慢，无法观测到。我们的观测结果完全符合偶极碰撞产生的摩擦力。首先，简谐振子之间的摩擦耦合会使受驱振子产生同相振荡。其次，两层相对运动的阻尼时间常数为 25 ms，与观测到的层间热化时间相近。这些观测结果证实了完全物理分离的两层之间存在偶极耦合。

当我们在更长时间、以更大的振幅和间距研究耦合振荡时，发现观测结果极大地取决于对两个双层势的精确匹配。

各向异性的径向约束可能导致层发生二维运动，并形成利萨如图形类型的轨道。然而，所有观测结果都显示，σ_- 层 initially?

总之，我们介绍了一种新的光学超分辨技术，可将原子定位在相距 50 nm 及更近的位置。通过提高激光功率并加强限域，甚至有望实现 10 nm 的间距。我们通过研究镝原子双层展示了这项技术，并通过层间热化和耦合集体振荡，观测到强偶极相互作用。此处观测到的“偶极拖曳”与双层半导体中的库仑拖曳 [43]具有共同特征。

这些结果为研究开辟了许多新方向。对于双层系统，降低温度应能使层间产生强关联，超越平均场描述。在层中加入横向光学晶格，将在占据同一晶格点的粒子对之间产生很大的排斥相互作用能量 [7], ，但也可以实现一种由粒子与空穴之间的吸引相互作用描述的系统，类似于双层激子中的电子-空穴对 [44]。还可以将任意的独立势投影到 σ_+ 层和 σ_- 层，从而实现扭转双层势 [45]以及包括准晶体在内的更一般几何结构。这些几何结构应能用于研究许多现象

这些现象已针对相互作用双层系统作出预测 [7, 41, 42, 46–52]。我们目前正将超分辨率技术应用于光镊，以50纳米尺度的间距放置两个原子。这将使我们能够研究间距远小于光学波长时的超辐射和辐射位移，以及两个孤立原子之间的磁相互作用和自旋交换，正如近期在极性分子中所做的那样 [53–56]。光镊装置可以推广为由自旋向上态和自旋向下态交替排列的原子线性阵列。让自旋向上态原子来回移动，可实现链上的全连接，并构成一个最近邻之间具有强磁耦合的自旋链。这些想法可以推广到更高维度。

致谢 感谢 Alan Jamison、Jin Yang、Jiahao Lyu 和 Tom De Coninck 在实验协助和讨论方面提供的帮助，也感谢 Jinggang Xiang 和 Alan Jamison 对稿件提出的意见。我们感谢美国国家科学基金会通过超冷原子中心和第 1506369 号资助、范内瓦·布什教员奖学金以及美国陆军研究办公室DURIP资助提供的支持。

作者贡献 L.D.、P.B. 和 M.C. 设计并搭建了实验装置；L.D.、P.B.、M.C.、J.d.H. 和 Y.-K.L. 开展了实验工作。所有作者均参与了模型开发、数据分析和论文撰写。

利益冲突 作者声明不存在利益冲突。

[1] B. Keimer 和 J. Moore, 《量子材料的物理学》, 《自然-物理》**13**, 1045（2017）。[2] E. Y. Andrei 和 A. H. MacDonald, 《扭转的石墨烯双层》, 《自然-材料》**19**, 1265（2020）。[3] M. Lewenstein、A. Sanpera 和 V. Ahufinger, 《光学晶格中的超冷原子：模拟量子多体系统》（牛津大学出版社，2012）。[4] I. Bloch、J. Dalibard 和 W. Zwerger, 《超冷气体的多体物理》, 《现代物理学评论》**80**, 885（2008）。[5] L. Chomaz、I. Ferrier-Barbut、F. Ferlaino、B. Laburthe-Tolra、B. L. Lev 和 T. Pfau, 《偶极物理：磁性量子气体实验综述》, arXiv 预印本 arXiv:2201.02672（2022年）。[6] T. Lahaye、C. Menotti、L. Santos、M. Lewenstein 和 T. Pfau, 《偶极玻色量子气体的物理学》, 《物理学进展报告》**72**, 126401（2009）。[7] M. A. Baranov、M. Dalmonte、G. Pupillo 和 P. Zoller, 《偶极量子气体的凝聚态物质理论》, 《化学评论》**112**, 5012（2012）。[8] B. Gadway 和 B. Yan, 《强相互作用超冷极性分子》, 《物理学杂志B：原子、分子与光学物理》**49**, 152002（2016）。[9] S. A. Moses、J. P. Covey、M. T. Miecnikowski、D. S. Jin 和 J. Ye, 《极性分子量子气体的新前沿》, 《自然-物理》**13**, 13（2017）。[10] A. Browaeys 和 T. Lahaye, 《具有单独控制的里德伯原子的多体物理》, 《自然-物理》**16**, 132（2020）。[11] L. Caldwell 和 M. Tarbutt, 《利用态依赖光镊陷阱增强分子间偶极相互作用》, 《物理评论快报》**125**, 243201（2020）。[12] L. Caldwell 和 M. Tarbutt, 《极性分子态依赖光镊陷阱的通用方法》, 《物理评论研究》**3**, 013291（2021）。[13] M. Łącki、M. Baranov、H. Pichler 和 P. Zoller, 《冷原子的纳米尺度“暗态”光学势》, 《物理评论快报》**117**, 233001（2016）。[14] S. Nascimbene、N. Goldman、N. R. Cooper 和 J. Dalibard, 《超冷原子亚波长间距的动态光学晶格》, 《物理评论快报》**115**, 140401（2015）。[15] A. Kruckenhauser、L. M. Sieberer、L. De Marco、J.-R. Li、K. Matsuda、W. G. Tobias、G. Valtolina、J. Ye、A. M. Rey、M. A. Baranov 等, 《超冷极性分子的量子多体物理：纳米结构势垒与相互作用》, 《物理评论A》**102**, 023320（2020）。[16] Y. Wang、S. Subhankar、P. Bienias、M. Łącki、T.-C. Tsui、M. A. Baranov、A. V. Gorshkov、P. Zoller、J. V. Porto 和 S. L. Rolston, 《具有亚波长空间结构的暗态光学晶格》, 《物理评论快报》**120**, 083601（2018）。[17] M. McDonald、J. Trisnadi、K.-X. Yao 和 C. Chin, 《光学晶格中冷原子的超分辨显微成像

格》，《物理评论X》**9**，021001（2019）。[18] N. Lundblad、P. Lee、I. Spielman、B. Brown、W. Phillips 和 J. Porto，《射频缀饰光学晶格中的原子》，《物理评论快报》**100**，150401（2008）。[19] T.-C. Tsui、Y. Wang、S. Subhankar、J. V. Porto 和 S. L. Rolston，《亚波长间距冷原子频闪光学晶格的实现》，《物理评论A》**101**，041603（2020）。[20] G. Ritt、C. Geckeler、T. Salger、G. Cennini 和 M. Weitz，《原子量子气体光学势的傅里叶合成》，《物理评论A》**74**，063622（2006）。[21] R. Anderson、D. Trypogeorgos、A. Valdés-Curiel、Q.-Y. Liang、J. Tao、M. Zhao、T. Andrijauskas、G. Juzeli¯unas 和 I. Spielman，《深亚波长绝热光学晶格的实现》，《物理评论研究》**2**，013149 2020( )。[22] L. Förster、M. Karski、J.-M. Choi、A. Steffen、W. Alt、D. Meschede、A. Widera、E. Montano、J. H. Lee、W. Rakreungdet 等，《光学晶格中原子运动的微波控制》，《物理评论快报》**103**，233001 2009( )。[23] A. M. Kaufman、B. J. Lester 和 C. A. Regal，《将光镊中的单个原子冷却至量子基态》，《物理评论X》**2**，041014（2012）。[24] 对于失谐大于激发态超精细分裂的自旋1/2原子和碱金属，它们具有一个共同特性：只有标量极化率和矢量极化率。一般而言，如果光散射能使原子的角动量改变$\hbar$ 或 $2\hbar$，原子就具有矢量极化率或张量极化率 [57, 58]。[25] O. Mandel、M. Greiner、A. Widera、T. Rom、T. W. Hänsch 和 I. Bloch，《自旋依赖光学晶格势中中性原子的相干输运》，《物理评论快报》**91**，010407（2003）。[26] B. Yang、H.-N. Dai、H. Sun、A. Reingruber、Z.-S. Yuan 和 J.-W. Pan，《自旋依赖光学超晶格》，《物理评论A》**96**，011602（2017）。[27] P. Soltan-Panahi、J. Struck、P. Hauke、A. Bick、W. Plenkers、G. Meineke、C. Becker、P. Windpassinger、M. Lewenstein 和 K. Sengstock，《自旋依赖六角晶格中的多组分量子气体》，《自然物理》**7**，434（2011）。[28] J. de Hond、J. Xiang、W. C. Chung、E. Cruz-Colón、W. Chen、W. C. Burton、C. J. Kennedy、W. Ketterle 等，《自旋莫特态的制备：由排斥束缚对构成的自旋莫特绝缘体》，《物理评论快报》**128**，093401（2022）。[29] B. Gadway、D. Pertot、R. Reimann 和 D. Schneble，《光学晶格中相互作用玻色混合物的超流性》，《物理评论快报》**105**，045303（2010）。[30] N. Belmechri、L. Förster、W. Alt、A. Widera、D. Meschede 和 A. Alberti，《自旋依赖光学晶格中原子运动态的微波控制》，《物理学B辑：原子、分子与光学物理》**46**，104006（2013）。[31] D. McKay 和 B. DeMarco，《利用自旋依赖晶格进行温度测量》，《新物理学杂志》**12**，055013（2010）。[32] 如果利用外磁场消除拉曼耦合，就会破坏 $m_J = \pm 8$态的对称性，并导致 $m_J = +8$ 层发生快速偶极弛豫。[33] 取决于失谐化为交流斯塔克位移，这是因为在 421、419 和 405 nm 处存在强跃迁三重态，导致标量基态极化率产生影响。[34] M. Lu、S. H. Youn 和 B. L. Lev，《镝原子窄线激光冷却跃迁的光谱学》，《物理评论A》83，012510（2011）。[35] 出于技术原因，图 2 中所示的寿命测量是在阱频率为（ω_x，ω_y，ω_z）$= 2\pi \times$ (0.7, 0.7, 153) kHz 的条件下进行的，对应的振子长度为 20.2 nm。[36] 考虑到有限温度下热激发至较高轴向振动态的影响 $T = 5.5\,\mu$ $\sigma_z =$ K，每层的厚度估计为 $\sqrt{\sum_{n=0}^{\infty}(\quad {}^{2n+1}\ e^{-n\hbar\omega_z/k_BT}\ {}_a) \text{ HO}}$ $\sqrt{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-n\hbar\omega_z/k_BT}}$ $\approx 1.31 a_{\text{HO}}/\sqrt{2} \approx 18.8\,\text{nm}$。请注意，图 2 中的数据是在比其他数据更高的温度下采集的。[37] S. Subhankar、Y. Wang、T.-C. Tsui、S. Rolston 和 J. V. Porto，《纳米尺度原子密度显微术》，《物理评论X》9，021002（2019）。[38] B. Renklioglu、B. Tanatar 和 M. Oktel，《偶极耦合的热传递：无需接触的伴随冷却》，《物理评论A》93，023620（2016）。[39] C. Charalambous、M. A. Garcia-March、M. Mehboudi 和 M. Lewenstein，《受困玻色–爱因斯坦凝聚体中的热流控制》，《新物理学杂志》21，083037（2019）。[40] S. Ronen、D. C. Bortolotti、D. Blume 和 J. L. Bohn，《具有偶极矩依赖散射长度的偶极玻色-爱因斯坦凝聚体》，《物理评论A》74，033611（2006）。[41] N. Matveeva、A. Recati 和 S. Stringari，《双层谐振阱气体中的偶极拖曳》，《欧洲物理学杂志D》65，219（2011）。[42] C.-C. Huang 和 W.-C. Wu，《通过长程偶极相互作用耦合的非重叠凝聚体在双层和多层结构中的质心运动》，《物理评论A》82，053612（2010）。[43] J. Seamons、C. Morath、J. Reno 和 M. Lilly，《电子-空穴双层激子区中的库仑拖曳》，《物理评论快报》102，026804（2009）。[44] J. Eisenstein 和 A. MacDonald，《双层电子系统中激子的玻色–爱因斯坦凝聚》，Nature 432，691（2004）。[45] Z. Meng、L. Wang、W. Han、F. Liu、K. Wen、C. Gao、P. Wang、C. Chin 和 J. Zhang，《扭转双层光晶格中的原子玻色-爱因斯坦凝聚体》，arXiv 预印本 arXiv:2110.00149（2021）。[46] C. Trefzger、C. Menotti 和 M. Lewenstein，《偶极晶格玻色子双层系统中的对超固相》，《物理评论快报》103，035304（2009）。[47] A. Argüelles 和 L. Santos，《非局域耦合一维偶极玻色气体的莫特绝缘相》，《物理评论A》75，053613（2007）。[48] D.-W. Wang、M. D. Lukin 和 E. Demler，《极性分子自组装链的量子流体》，《物理评论快报》97，180413（2006）。[49] P. Köberle 和 G. Wunner，《光学晶格中受限偶极玻色-爱因斯坦凝聚体多层结构的声子不稳定性与自组织结构》，《物理评论A》80，063601（2009）。[50] A. Macia、G. Astrakharchik、F. Mazzanti、S. Giorgini 和 J. Boronat，《偶极玻色子双层系统中的单粒子超流与对超流》，《物理评论A》90

, 这种差异并不能完全转

，043623（2014）。

[51] D. Hufnagl 和 R. E. Zillich，强关联偶极玻色子的双层稳定性与激发，《物理评论A》**87**，033624（2013）。[52] A. Safavi-Naini、Ş. G. Söyler、G. Pupillo、H. R. Sadegh-pour 和 B. Capogrosso-Sansone，双层几何结构中偶极玻色子的量子相，《新物理学杂志》**15**，013036（2013）。[53] C. M. Holland、Y. Lu 和 L. W. Cheuk，可重构光镊阵列中分子的按需纠缠，arXiv 预印本 arXiv:2210.06309（2022）。[54] Y. Bao、S. S. Yu、L. Anderegg、E. Chae、W. Ketterle、K.-K. Ni 和 J. M. Doyle，光镊阵列中分子的偶极自旋交换与纠缠，arXiv 预印本 arXiv:2211.09780（2022）。[55] L. Christakis、J. S. Rosenberg、R. Raj、S. Chi、A. Morningstar、D. A. Huse、Z. Z. Yan 和 W. S. Bakr，探测超冷分子自旋系统中的位点分辨关联，arXiv 预印本 arXiv:2207.09328（2022）。[56] B. Yan、S. A. Moses、B. Gadway、J. P. Covey、K. R. Hazzard、A. M. Rey、D. S. Jin 和 J. Ye，观测晶格束缚极性分子中的偶极自旋交换相互作用，《Nature》**501**，521（2013）。[57] F. Le Kien、P. Schneeweiss 和 A. Rauschenbeutel，任意光场中原子的动力学极化率：一般理论及其在铯中的应用，The European Physical Journal D **67**，1（2013）。[58] X. Cui、B. Lian、T.-L. Ho、B. L. Lev 和 H. Zhai，利用强磁性镧系原子实现合成规范场，《物理评论A》**88**，011601（2013）。[59] W. Lunden、L. Du、M. Cantara、P. Barral、A. O. Jamison 和 W. Ketterle，通过两阶段减速提高镝磁光阱的捕获速度，《物理评论A》**101**，063403（2020）。[60] I. Shvarchuck、C. Buggle、D. S. Petrov、K. Dieckmann、M. Zielonkowski、M. Kemmann、T. G. Tiecke、W. von Klitzing、G. V. Shlyapnikov 和 J. T. M. Walraven，通过凝聚体聚焦研究玻色-爱因斯坦凝聚进入非平衡态，《物理评论快报》**89**，270404（2002）。[61] K. Hueck、N. Luick、L. Sobirey、J. Siegl、T. Lompe 和 H. Moritz，二维均匀费米气体，《物理评论快报》**120**，060402（2018）。[62] P. L. Gould、G. A. Ruff 和 D. E. Pritchard，光对原子的衍射：近共振卡皮查-狄拉克效应，《物理评论快报》**56**，827（1986）。[63] W. Ketterle、D. S. Durfee 和 D. M. Stamper-Kurn，制备、探测和理解玻色-爱因斯坦凝聚体，载于《原子气体中的玻色-爱因斯坦凝聚》，《恩里科·费米》国际物理学院第 CXL 课程论文集，M. Inguscio、S. Stringari 和 C. E. Wieman 编（IOS Press，阿姆斯特丹，1999），第 67–176 页。[64] F. Böttcher、M. Wenzel、J.-N. Schmidt、M. Guo、T. Langen、I. Ferrier-Barbut、T. Pfau、R. Bombín、J. Sánchez-Baena、J. Boronat、等，超越扩展 Gross-Pitaevskii 方程的稀薄偶极量子液滴，《物理评论研究》**1**，033088（2019）。[65] F. Francesca，《偶极玻色-爱因斯坦凝聚体中旋子条纹相的观测》，硕士论文，比萨大学（2018）。[66] B. Pasquiou、G. Bismut、Q. Beaufils、A. Crubellier、E. Maréchal、P. Pedri、L. Vernac、O. Gorceix 和 B. Laburthe-Tolra，外场中偶极弛豫的控制，《物理评论A》**81**，042716（2010）。[67] P. Barral 等人，《偶极相互作用能否抑制偶极弛豫？》，准备中的手稿。[68] C. Ticknor，《二维偶极散射》，《物理评论A》**80**，052702（2009）。[69] Y. Tang、A. Sykes、N. Q. Burdick、J. L. Bohn 和 B. L. Lev，《强偶极玻色子镝-162和镝-164的s波散射长度》，《物理评论A》**92**，022703（2015）。[70] B. Esry、C. H. Greene 和 J. P. Burke Jr，《超冷极限下三个原子的复合》，《物理评论快报》**83**，1751（1999）。[71] M. Anderlini、D. Ciampini、D. Cossart、E. Courtade、M. Cristiani、C. Sias、O. Morsch 和 E. Arimondo，《超冷原子混合物碰撞模型》，《物理评论A》**72**，033408（2005）。

方法

样品制备。— 通常，首先将 626 nm 自旋极化磁光阱中的镝原子装载到 1064 nm 交叉光偶极阱（XODT）中，制备处于最低塞曼态 $m_J = -8$ 的玻色–爱因斯坦凝聚态（BEC） 5×10^{4} [162][59]。随后在 0.42 G 磁场中，通过降低 XODT 的阱深进行蒸发冷却。蒸发结束时，XODT 的阱频率为（Ω_x，Ω_y，Ω_z） $= 2\pi \times$（149、43、136）Hz。凝聚体分数约为 45%，温度为 60 nK。

按照图1(d)所示的步骤，随后将约 4.2×10^4 个原子装载到双层势中。由于云团部分凝聚，且装载过程中存在技术性加热，我们简单地假设横向的原子密度呈高斯分布：

$$n_{i,3\mathrm{D}}^{(\pm)}(\rho,z) = n_{0,3\mathrm{D}} e^{-\frac{1}{2}\left(i\frac{\lambda}{2\sigma_{\mathrm{ODT}}}\right)^2} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\rho}{\sigma_\perp}\right)^2} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{z\pm s/2}{\sigma_z}\right)^2} \tag{S1}$$

其中， $i = 0$、 ±1、 ±2.....是整个阵列中双层的索引，上标（$\pm$）表示 σ_+ 层或σ_- 层。横向宽度（x 和 y 的均方根值）为 $\sigma_\perp = \sqrt{\frac{k_B T}{m\omega_\rho^2}} = 3.0\ \mu$米，其中 $\omega_\rho = 2\pi\times500$ 赫兹， $T = 1.7\ \mu$开尔文。均方根厚度 σ_z 与振子长度的关系为$\sigma_z = a_{\mathrm{HO}}/\sqrt{2}$，因此在紧束缚方向上，对于 $\omega_z = 2\pi\times140$ 千赫兹， $\sigma_z = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_z}} = 14.9$ 纳米。

我们通过物质波聚焦技术 [60, 61] 测量了 σ_{ODT}，该技术可将空间分布映射为动量分布，并在弹道膨胀后对其成像。具体步骤如下：首先，重新开启 XODT，并在装载后突然关闭双层势。经过 XODT 中四分之一振荡周期后，初始空间分布转化为动量分布。最后，将原子从 XODT 中释放，经过时间 t 的弹道膨胀后进行吸收成像。双层势中的密度分布宽度与吸收图像中原子云的宽度之间的关系为 $\sigma_{\mathrm{ODT}} = \sigma_{\mathrm{TOF}}/(\Omega_z t) = 4.4\ \mu$m。该数值与使用失谐成像光对双层进行原位成像所得的数值一致。因此，我们填充了约 $4\sqrt{\pi}\sigma_{\mathrm{ODT}}/\lambda \approx 42$ 个双层，中央双层的每一层中有 700 个原子。

峰值密度 $n_{0,\ 3\mathrm{D}}$ 可用实验测得的量表示为 $n_{0,\ 3\mathrm{D}} = 3N^{(\pm)}{}_{\mathrm{tot}}\ /V_{\mathrm{eff}}$，其中整个双层阵列的有效陷阱体积为 $V_{\mathrm{eff}} = 12\pi^2\sigma_\perp^2\sigma_z(2\sigma_{\mathrm{ODT}}/\lambda)$。我们假设双层的装载是平衡的，因此初始时两个层中的峰值二维密度 $n_0 = \sqrt{2\pi}\sigma_z n_{0,\ 3\mathrm{D}} = 1.3\times10^9\,\mathrm{cm}^{-2}$ 相同。

由于加载过程结束时温度升至 $T = 1.7\ \mu$K，双层处于热态；这一温度高于二维玻色-爱因斯坦凝聚的临界温度 $0.5\ \mu$K。能量尺度由每层温度决定，远大于横向振动能级间距 $k_BT/\hbar\omega_x = k_BT/\hbar\omega_y \approx 70 \gg 1$，但小于轴向振动能级间距 $k_BT/\hbar\omega_z \approx 0.25 < 1$。轴向热激发约为 $e^{-\hbar\omega_z/k_BT} = 0.02$（在层间热化实验中，加热层在 $3.9\ \mu$K 时为 0.18）。

层间距的控制与表征。— 为了控制两个层之间的距离，我们改变 σ_- 光学驻波的频率。由于驻波在距回射镜 L 的位置（即原子所在处）产生累积相移，层位移因此可以调节。通过将 σ_- 光学频率调谐 $\delta f = 80$ MHz，并采用 1.9 m 的回射光路长度，我们能够使 σ_- 层相对于 σ_+ 层移动 $L\cdot\delta f/f = 375$ nm，其中 f 为 741 nm 激光器的频率。

我们通过卡皮查-狄拉克实验 [62] 校准距离，该实验利用原子的衍射图样揭示脉冲光学驻波的结构。实验使用处于 $m_J = -8$塞曼态的玻色-爱因斯坦凝聚体，其偏振沿横向 x 方向，并置于 1.3 G 的磁场中。制备好凝聚体后，我们同时脉冲开启两束强度相同的光学驻波，持续$\tau = 5\ \mu$s，使大部分粒子数处于卡皮查-狄拉克衍射图样的一级。由于沿横向偏振的原子自旋所感受到的两种圆偏振光，都是由（σ_-、π、σ_+）光叠加而成，权重分别为（1、2、1），以 x 为量子化轴时，$m_J = -8$ 态的光-原子相互作用哈密顿量可表示为两个相位相移、振幅相同的正弦势的叠加： V_0（x， y）[$\sin^2$（kz） $+$ si n^2（$kz+\phi$）]。图 S1 显示了短脉冲极限下典型的一级卡皮查-狄拉克信号 V_0（x， y）$\tau/h \ll 1$。随着相对失谐量 Δ变化，结果呈现振荡行为。当双层处于交错构型（$\phi = \pi/2$）时，一级卡皮查-狄拉克信号消失。当双层处于重叠构型（$\phi = 0$）时，正弦势的振幅达到最大，对应于最强的卡皮查-狄拉克信号。卡皮查-狄拉克信号的振荡周期表明，相对于激光相对失谐量 Δ，层间距的调谐灵敏度为 4.7 nm/MHz。

自旋分辨成像。— 我们的自旋分辨吸收成像系统工作在 421 纳米循环跃迁的弱饱和极限。对于两种相反的圆偏振光，它利用了处于拉伸$m_J = \pm8$塞曼态的原子之间光子散射率的显著差异。寻址 421 纳米跃迁的共振成像光沿 x 方向线偏振，并沿轴向 z 传播。取 z 为量子化轴，成像光包含等量的 σ_- 和 σ_+ 偏振分量。由于 、、 $m_J = \pm8$与 σ_- 、 σ_+ 、电偶极跃迁的克莱布希–戈登系数之间存在显著差异，

因此，σ_+ 光子主要由处于 σ_+ 层的原子散射，而σ_- 光子主要由处于 σ_- 层的原子散射。随后，两个偏振分量经四分之一波片和沃拉斯顿棱镜以 1° 角在空间上分离（见图 S2），从而在相机上形成分别用于 σ_+ 和σ_- 层的两个近乎独立的成像通道。通过调节成像脉冲的持续时间，可以减少会导致两个成像通道之间发生串扰的光抽运。

层内和层间损失率。— 这里我们详细介绍用于确定分离层和重叠层三体损失率的模型。出于技术原因，这些实验采用了不同的参数。这里的双层并非从玻色-爱因斯坦凝聚中装载，而是从温度为 $T = 172$ nK、凝聚分数为零的超冷热云中装载。热云遵循高斯密度分布，其宽度为 $(\tilde{\sigma}_x, \tilde{\sigma}_y, \sigma_{\mathrm{ODT}}) = \sqrt{\frac{k_B T}{m}}(\ ^1\Omega_x, \frac{1}{}\Omega_y, \frac{1}{}\Omega_z) = (3.1, 11.0, 3.5)\ \mu$m [63], , 因此大约形成 ~~33~~ 份双层。每个层中的密度分布遵循公式 S1。双层的阱频率为 $(\omega_x, \omega_y, \omega_z) = 2\pi \times (0.7, 0.7, 153)$ kHz，对应的轴向振子长度为 $a_{\mathrm{HO}} = \sqrt{\hbar/m\omega_z} = 20.2$ nm。装载后的典型峰值密度为 $n_{0,3\mathrm{D}} = 3.8 \times 10^{14}\ \mathrm{cm}^{-3}$。

对于彼此分离的层，局部密度 n 根据三体损失按照 $\mathrm{d}n/\mathrm{d}t = -\beta_{\mathrm{intra}} n^3$ 衰减。对整个云团和各层进行积分后，我们得到速率方程的第一项

$$\frac{dN_{\mathrm{tot}}}{dt} = -\beta_{\mathrm{intra}} \frac{N_{\mathrm{tot}}^3}{V_{\mathrm{eff}}^2} - \beta_{\mathrm{inter}} \frac{N_{\mathrm{tot}}^3}{V_{\mathrm{eff}}^2} e^{-\frac{1}{3}(\frac{s}{\sigma_z})^2} \tag{S2}$$

其中 $V_{\mathrm{eff}} = 12\pi^2 \sigma_\perp^2 \sigma_z (2\sigma_{\mathrm{ODT}}/\lambda)$。第二项描述了层发生重叠时的层间损失，其速率常数为 β_{inter}。指数中的前因子 1/3 假设的是三体损失。对于二体损失，该因子应为 1/4。尽管层部分重叠时，$m_J = \pm 8$ 态之间的二体自旋弛豫在能量上成为可能，但这需要一个高阶过程，因此应该可以忽略。三体复合速率与密度的平方成正比。假设在微观层面上三体碰撞与自旋态无关，当各层完全重叠时，人们可能会直观地预期 $\Gamma_{3\mathrm{b}}$ 增加四倍——但这仅在双组分玻色凝聚体的情况下成立。对于自旋无关三体碰撞和玻色凝聚体，我们定义 $\beta = \beta_{\mathrm{intra}}$。于是得到 $\beta_{\mathrm{inter}} = 3\beta$。对于热云，我们有 $\beta_{\mathrm{intra}} = g^{(3)}(0)\beta$ 和 $\beta_{\mathrm{inter}} = 3g^{(2)}(0)\beta = \beta_{\mathrm{intra}}$，因此，当各层完全重叠时，预期损失率增加两倍。

拟合初始损失率为层间距离 s 的函数，使用公式 (1) 可得层内三体损失系数 $\beta_{\mathrm{intra}} = 9.0 \times 10^{-28}$ cm^6/s，层间三体损失系数$\beta_{\mathrm{inter}} = 4.8 \times 10^{-26}$ cm^6/s，以及每层的均方根厚度 $\sigma_z = 18.6$nm $\approx 1.3 a_{\mathrm{HO}}/\sqrt{2}$。层内三体损失系数与先前研究中远离费什巴赫共振、在约 5 G 磁场下测得的结果 [64, 65]处于同一数量级。

质心振荡的激发与测量。— 使用一束相对于626 nm跃迁蓝失谐458 MHz的圆偏振光束激发 σ_+ 层的振荡。光束焦点相对于原子沿y方向错位，由于交流斯塔克位移梯度，产生了使原子沿y方向发生位移的力。由于光束具有圆偏振，其自旋选择性确保光束主要作用于 σ_+ 层。通过在10 ms内绝热增加光束强度，我们使 σ_+ 层发生不同距离的位移，位移距离由光束的最终功率控制。突然关闭光束会激发质心振荡。通过仅加载 σ_+层或 σ_- 层并测量振幅，我们确定光束引起的 σ_- 层振荡振幅为 σ_+ 层振幅的1.2(5)%。这与两种偏振的克莱布希–戈登系数一致。

计算 σ_{dd}。— 图 3 中热化率 Γ_0 的理论曲线采用了分别限制在相距s的两层中的两个原子的距离相关层间偶极散射截面 σ_{dd}。为计算该量，我们使用了与文献 [66, 67]类似的玻恩近似。在两个分别限制于两层中的粒子（标记为 1、2）的质心系中，轴向势可简化为单个谐振子势 $\hat{}V_{\mathrm{HO}} = \frac{1}{2}\mu\omega_z^2(z-s)^2$, , 该势由相对轴向坐标 $z = z_2 - z_1$ 和约化质量$\mu = m/2$描述。将波函数的横向部分写成

$$\Psi(\boldsymbol{\rho}) = e^{ik\mathbf{u_i}\cdot\boldsymbol{\rho}} + e^{i\pi/4} f(k,\theta) \frac{e^{ik\rho}}{\sqrt{\rho}} \tag{S3}$$

可得到散射振幅

$$f(k,\theta) = \frac{\mu}{\hbar^2} \frac{-1}{2\sqrt{2}\pi^{3/2}} \frac{1}{\sqrt{k}} \int \mathrm{d}q_z \mathcal{H}(-q_z)\mathcal{V}(\mathbf{q}) \tag{S4}$$

其中，$\mathbf{u_i}$ 是入射平面波的方向，$\mathbf{u}_\rho$ 是散射波的方向，$\cos\theta = \mathbf{u_i}\cdot\mathbf{u}_\rho$ 是散射角，$\mathbf{q} = k(\mathbf{u}_\rho - \mathbf{u_i}) + q_z\mathbf{u_z}$。这里，$\mathcal{H}(q_z) = e^{-iq_z s - \sigma_z^2 q_z^2}$ 是双粒子势 $\hat{}V_{\mathrm{HO}}$的谐振子基态密度的傅里叶变换，而 $\mathcal{V}(\mathbf{q}) = 4\pi\frac{\hbar^2}{\mu}a_{\mathrm{dd}}(\frac{q_z^2}{|\mathbf{q}|^2} - 1)$是偶极-偶极相互作用的傅里叶变换。对角度 θ 进行积分可得到二维层间偶极散射截面

$$\sigma_{\mathrm{dd}} = \int_0^{2\pi} \mathrm{d}\theta\, |f(k,\theta)|^2 \tag{S5}$$

这就是图 3(a)中给出的准二维结果。

在纯二维极限下，可以得到截面的解析形式 $\sigma_z = 0$，此时每层的厚度都可忽略不计。在这一极限下，散射振幅中的积分可简化为 $\int \mathrm{d}$ $q_z e^{iq_z s}\left(\frac{q_z^2}{q_\rho^2+q_z^2}-1\right) = -q_\rho \pi e^{-q_\rho s}$。由于$q_\rho = k\,|\mathrm{u}_\rho - \mathrm{u}_\mathrm{i}|$，二维截面的积分可化简为 $\int_0^{2\pi} \mathrm{d}$ $\theta q_\rho^2 e^{-2q_\rho s} = 2k^2\int_0^{2\pi}\mathrm{d}\theta(1-\cos\theta)$ $e^{-2\sqrt{2}ks\sqrt{1-\cos\theta}} \simeq 2k^2\int_0^\infty \mathrm{d}\theta\theta^2 e^{-2ks\theta}$。当层间距 $ks \gg 1$ 较大时，纯二维偶极散射截面渐近趋于

$$\sigma_{\mathrm{dd}}^{(2\mathrm{D})} = a_{\mathrm{dd}}^2 \frac{\pi}{k^2 s^3} \tag{S6}$$

这是公式 2 中的解析结果，也是图 3(a) 中的虚线。

众所周知，对于重叠层，玻恩近似会失效 $s = 0$ [68]，这是由于偶极-偶极相互作用发散所致。要使玻恩近似成立，散射部分的波函数必须足够小。满足这一要求的一个充分条件是

$$\frac{\mu}{\sqrt{2\pi}\hbar^2}\left|\int \mathrm{d}^2\rho_1 \frac{V_{\mathrm{dd}}(\boldsymbol{\rho}_1)}{\sqrt{k\,|\boldsymbol{\rho}_1|}}\right| \ll 1 \tag{S7}$$

当 $ks^3 \gg 1.13a_{\mathrm{dd}}^2$ 时，这一条件成立。对于我们的温度范围，当 $s \gg 13$ nm 时，该条件得到满足。

计算 σ_c。— 公式 S4 也可用于计算由接触 s波相互作用产生的有效准二维截面。对于散射长度 a_s，有效势 $\mathcal{V}_c(\boldsymbol{q}) = \frac{2\pi\hbar^2}{\mu}a_s$ 为

$$\sigma_c(k) = \frac{4\pi a_c^2}{k\sigma_z^2} e^{-2s^2/\sigma_z^2} \tag{S8}$$

在计算中，我们采用 $a_c = 5.9\,\mathrm{nm}$ [69] 的低场背景值。-8 与 +8 原子之间碰撞的散射长度尚不清楚。三体损失较大（其渐近标度与散射长度 [70] 的四次方成正比），这表明 -8 与 +8 原子之间碰撞的截面要大 5–10 倍。图 3 和图 S3 中的阴影区域表示一个 10 倍的范围。

热化速率的计算。— 热化速率 Γ 通常由碰撞率γ推导而来。后者等于密度 n、截面 σ 和平均速度 $\bar{v}_r$的乘积。随后，通常将这一数值除以达到热化所需的碰撞次数，从而得到热化率。然而，在我们的情形中，尽管 $x-y$ 平面内的偶极势是各向同性的，截面 $\sigma_{\mathrm{dd}}(k)$却依赖于动量且具有高度各向异性，因为散射振幅 $f(k,\theta)$强烈依赖于其各个变量。因此，必须考虑完整动量分布，才能像文献 [71], 中那样计算碰撞率，从而得到碰撞的有效平均截面 σ_{av}的定义

$$\gamma = \frac{1}{2^{3/2}} n_{0,\mathrm{eff}} \bar{v}_r \sigma_{\mathrm{av}} \tag{S9}$$

其中 $n_{0,\ \mathrm{eff}} = n_0^{(-)}T^{(-)}/\bar{T}$是有效二维峰值密度；每个三个 $\sqrt{2}$ 因子分别来自沿薄饼径向的两个方向进行速率平均，以及根据装载云团的初始宽度对双层堆栈进行离散平均。引入$\kappa = \sqrt{\frac{4k_B\bar{T}m}{\hbar^2}} = (2/\sqrt{\pi})(m\bar{v}_r/\hbar)$，得到

$$\sigma_{\mathrm{av}} = \frac{4}{\sqrt{\pi}}\frac{1}{\kappa^3}\int_0^\infty dk\sigma(k)k^2 e^{-k^2/\kappa^2} \tag{S10}$$

热化率 Γ 还包含两个云团之间动量的各向异性再分布。与较大角度的散射相比，前向散射对热化的效率较低。因此，我们引入有效热化截面 σ_{th}，使得

$$\Gamma = \frac{1}{2^{3/2}} n_{0,\mathrm{eff}} \bar{v}_r \sigma_{\mathrm{th}} \tag{S11}$$

with

$$\sigma_{\mathrm{th}} = \frac{4}{\sqrt{\pi}}\frac{1}{\kappa^5}\int_0^\infty dk k^4 e^{-k^2/\kappa^2}\int_0^{2\pi} d\theta(1-\cos\theta)\,|f(k,\theta)|^2 \tag{S12}$$

该定义使得 $\sigma_{\mathrm{av}} = \sigma$ 对于与动量无关的散射振幅成立。比值 $\sigma_{\mathrm{av}}/\sigma_{\mathrm{th}}$ 表示实现热化所需的碰撞次数。对于二维各向同性且与动量无关的散射，该比值为 2/3。对于偶极散射，该比值要大得多，并且取决于动量和层间距。

二维中的接触相互作用是一个比值为 1 的特殊情况，平均截面也等于在平均相对动量 $k_r = \kappa\sqrt{\pi}/2$ 处取值的非平均截面，即_ $\sigma_{c\,\mathrm{av}}\,\kappa = \sigma_{c\,\mathrm{th}}\,\kappa =$, ( ) , ( ) $\sigma_c(k_r)$。与动量无关的量 $k_r\sigma_c$ 绘于图 S3 中。各向异性对偶极情形的影响十分显著。在纯二维和大距离$\kappa s \gg 1$ 极限下，有效截面为

$$\sigma_{\mathrm{dd,\ av}} = a_{\mathrm{dd}}^2 \frac{2\pi}{\kappa^2 s^3} \tag{S13}$$

and

$$\sigma_{\mathrm{dd,\ th}} = a_{\mathrm{dd}}^2 \frac{3\pi}{\kappa^4 s^5} \tag{S14}$$

这些也绘于图 S3 中。截面$\sigma_{\mathrm{dd,\ th}} \propto 1/s^5$ 随距离增加而衰减的速度比偶极势 $\propto 1/s^3$ 更快，因为距离越大，前向散射就越显著。图3(b)中的红色和黑色曲线分别为 Γ_c 和 Γ_{dd}。

热化拟合。— 热化率 Γ_{dd}取决于 $n_0^{(-)}T_{(-)}/\bar{T}$，$\sigma_{\mathrm{dd,\ th}} \propto 1/k_r^4$和 $v_r \propto k_r$。

最后两个量仅取决于相对动量 $k_r \propto \sqrt{T}$，而相对动量在热化过程中保持不变。密度随温度的变化关系为 $n_0^{(-)} \propto N^{(-)}{}_{\text{总}} / T_{(-)}$，因此 $n_0^{(-)} T_{(-)} / \bar{T} \propto N^{(-)}{}_{\text{总}} / \bar{T}$，这使得 Γ_{dd} 与两层 $\Delta T = T^{(+)} - T_{(-)}$之间的温差无关。因此，剩下唯一变化的变量是总原子数，而 ΔT 的微分方程为

$$\frac{\mathrm{d}\Delta T}{\mathrm{d}t} = -\Gamma(t)\Delta T = -\Gamma_0 \frac{N_{\mathrm{tot}}^{(\pm)}(t)}{N_{\mathrm{tot}}^{(\pm)}(0)} \Delta T \tag{S15}$$

我们观察到归因于三体复合的损失，其时间尺度为100 ms，因此在拟合时将其纳入考虑 ΔT。假设速率方程 $\frac{\mathrm{d}}{N\,\mathrm{d}t} = -\Gamma_n N^3$，可得到温度差的演化

$$\Delta T(t) = \Delta T_0 e^{\frac{\Gamma_0}{\Gamma_n N_0^2}\left(1-\sqrt{1+2\Gamma_n N_0^2 t}\right)} \tag{S16}$$

由此可以提取层间热化速率 Γ_0，其结果绘于图3中。

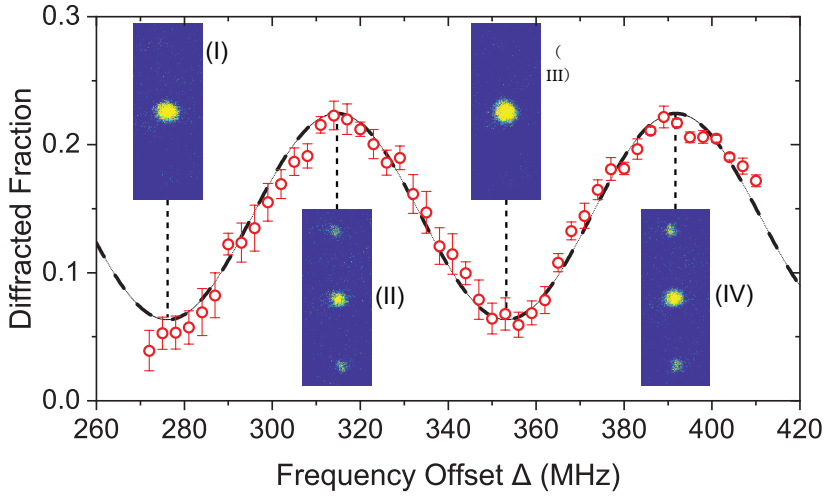


图 S1. **利用卡皮查-狄拉克衍射表征层间距**。沿 x 方向极化的 $m_J = -8$ 玻色-爱因斯坦凝聚体中，卡皮查-狄拉克信号 N_{+1}/N_{tot} 的一级衍射分数随相对失谐量 Δ 的变化。交错排列的双层构型 (I) 和 (III) 中，卡皮查-狄拉克信号消失；而在重叠的双层构型 (II) 和 (IV) 中，信号达到最大值。

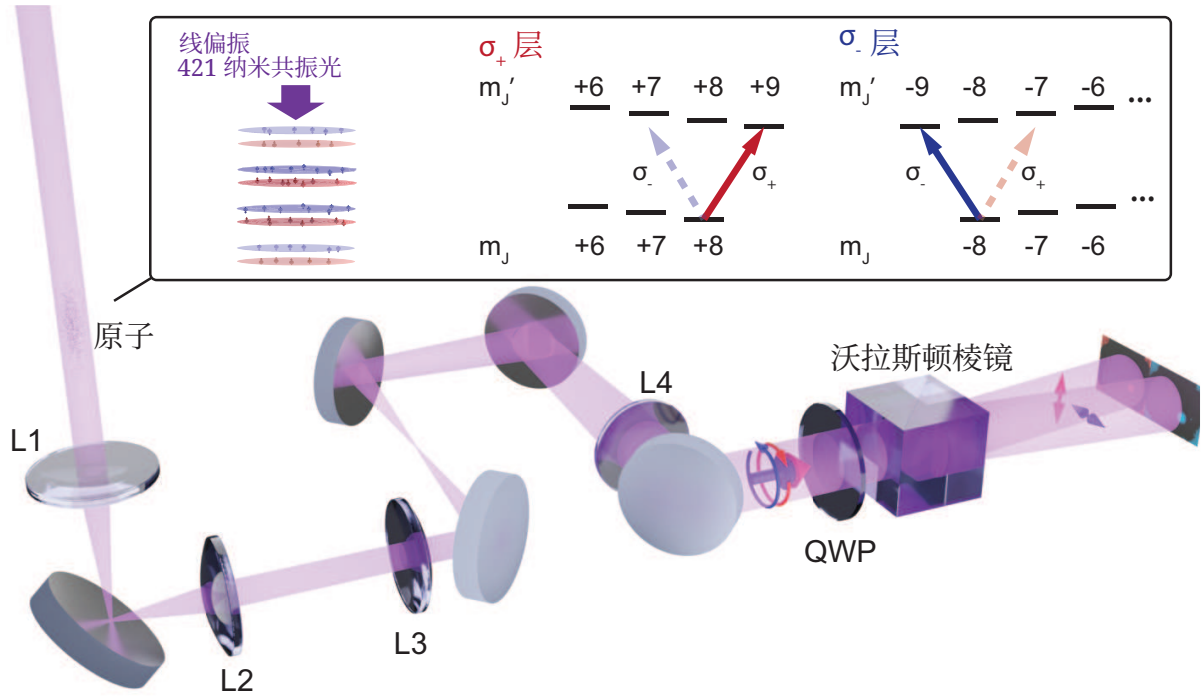


图 S2。**自旋分辨吸收成像方案**。原子暴露于线偏振光中，该光与双层光束同向传播，并与 421 纳米跃迁共振。经过中继透镜（$L1$ 和 $L2$）以及放大透镜（$L3$ 和 $L4$）后，利用四分之一波片（四分之一波片）和沃拉斯顿棱镜将成像光的 σ_+ 和 σ_- 分量分离。σ_+ 层和 σ_- 层的空间分离图像由 CMOS 相机记录。

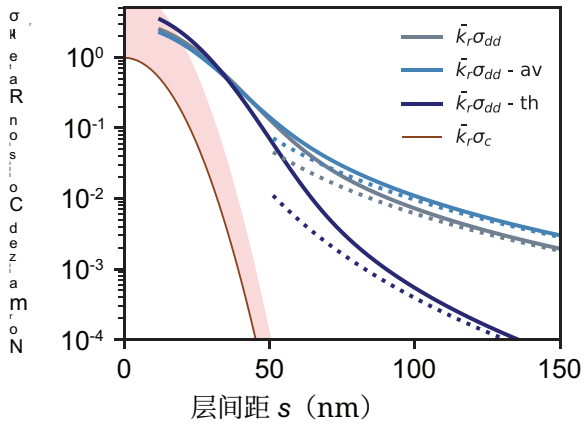


图 S3. **归一化碰撞率的计算**。计算得到接触势和偶极势对应的无量纲、经密度归一化的碰撞率 $\bar{k}_r\sigma$ 。 $\bar{k}_r$ 是平均动量 $\kappa\sqrt{\pi}/2$。棕色曲线对应公式 S8 中的接触相互作用，阴影红色区域表示大 10 倍的截面。虚线灰色、浅蓝色和海军蓝曲线分别对应纯二维大-s 近似下的偶极相互作用，公式为 S6、S13 和 S14。实线曲线对应准二维情形，公式分别为 S5、S10 和 S12。