arXiv:2302.00481v1 [physics.atom-ph] 1 Feb 2023

定向排列的 p 轨道强场电离过程中维格纳时间延迟的角度依赖性

D. Trabert[1],* N. Anders[1], A. Geyer[1], M. Hofmann[1], M. S. Sch¨offler[1], L. Ph. H. Schmidt[1], T. Jahnke[2], M. Kunitski[1], R. D¨orner[1],† 和 S. Eckart[1‡] *Institut für Kernphysik, Goethe-Universität, Max-von-Laue-Str. 1, 60438 Frankfurt am Main, Germany*[2] *European XFEL, Holzkoppel 4, 22869 Schenefeld, Germany*（日期：2023年2月2日）

我们展示了在共旋双色（CoRTC）激光场中氩二聚体强场电离的实验数据。我们在光电子动量分布中观测到亚周期干涉图样，并利用电子的全息角条纹（HASE）推断维格纳时间延迟。我们发现，维格纳时间延迟随电子发射方向相对于分子轴的变化幅度超过 400 阿秒。测得的时间延迟与二聚体阳离子的宇称无关，并且与基于定向排列的原子 p 轨道电离建立的理论模型吻合良好。

维格纳时间延迟 [1] 是量子力学中一个成熟的概念，常用于量化光电离过程的时间尺度。各向异性系统中单光子电离和强场电离的光电离时间延迟，强烈依赖于电子的发射方向 [2–7]。然而，由于实验上的挑战，不对发射角进行平均的测量十分罕见，且此前仅在分子中开展过。在此，我们报告一项实验与理论相结合的研究，量化了定向原子 p 轨道强场电离的维格纳时间延迟，并发现其随电子发射角变化超过 400 阿秒。

单光子电离中，常用三类实验技术来获取时间延迟：阿秒条纹法 [8]，阿秒谐波拍频重构（双光子跃迁干涉重构阿秒谐波拍频） [9–13]，以及最近提出的一种方法，即利用分子坐标系中的电子角分布 [4, 5]。在强场区，研究者已采用电子全息角条纹法（HASE）测量维格纳时间延迟 [6, 14, 15]；该方法是阿秒谐波拍频重构技术在强场中的对应方法。HASE 使用一种 ω-2ω 双圆偏振、同向旋转的双色（CoRTC）激光场，该激光场由强 2ω 分量（中心波长为 395 nm）和弱 ω分量（中心波长为 790 nm）组成。这种精心设计的双色激光场会产生双路径干涉，进而形成侧带（SB），并强烈调制阈上电离（ATI）峰；这一现象已通过理论和实验得到证实 [6, 14–18]。电子动量分布呈现出特征性的交替半环图样。HASE 实验中的核心观测量是交替半环图样的旋转角。通过该旋转角，可以推断初始动量空间中电子波包在垂直于隧穿出口方向上的相位梯度Φ'_{init} [19]。对 H_2 的电离进行研究后发现，交替半环结构携带着关于分子轨道形状的信息，并可用于测量其对维格纳时间延迟的相应贡献 [6, 14]。在分子氢的强场电离中，维格纳时间延迟会随相对于分子轴的发射角变化，变化幅度约为 40 阿秒 [6]。

在这篇快报中，我们将采用与文献[6]相同的方法研究范德华力束缚的氩二聚体。与 H_2 分子中仅相距 0.74 °A 的两个质子相比，氩二聚体在基态下的核间距要大得多，达到 3.76 °A [20]。有趣的是，只有当两个原子中形成的电子空穴均呈沿分子轴排列的 p 轨道形状时，二聚体解离产物才会具有显著的动能释放（KER），其

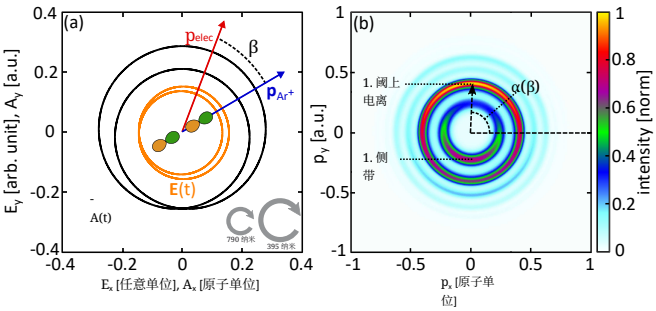

图 1. 氩二聚体中两个定向排列的 p 轨道处于激光电场中以及测得的电子动量分布示意图。(a) 展示了实验中使用的同向旋转双色场 E(t) 和相应的负矢势 −A(t)。两个圆偏振脉冲的旋向由灰色箭头标示。角度 β 定义为偏振平面内电子动量矢量与 Ar^+ 离子动量矢量之间的夹角。(b) 展示了偏振平面内测得的电子动量分布，其中呈现出特征性的交替半环结构。图中标出了第一个阈上电离（ATI）峰和侧带（SB）峰。对于每个峰，都可以确定一个角度 α，它表示激光场参考系中最可能的电子发射角（此处标出的是第一个阈上电离峰对应的 α）。

解离产物才会具有显著的动能释放（KER）。以往研究已证明，可以通过动能释放（KER）[21, 22]实验区分具有偶宇称和奇宇称的二聚体阳离子。例如，选择偶宇称空穴态后，分子坐标系光电子动量分布中的双中心干涉条纹 [23] 会发生反转。如下文所示，维格纳时间延迟完全由排列好的原子 p 轨道决定，不受二聚体轨道宇称等二聚体性质的影响。因此，氩二聚体 Ar_2 使我们能够在实验上探测排列好的原子轨道；对于孤立原子，这通常会带来严峻的实验挑战 [24, 25]。

图 1 (a) 显示了本快报中始终使用的 CoRTC 场的时变电场 E(t) 及其对应的负矢势 $-$A(t)。为产生 CoRTC 场，波长为 790 nm 的激光脉冲通过一个分束器。此处，790 nm 的光指基频光 ω。使用一块 200 µmβ 硼酸钡晶体将其中一个脉冲倍频。 ω和 2ω 脉冲的强度和偏振可以独立调节。压电延迟台使我们能够确保时间重叠，并控制两个激光脉冲的相对相位。两个激光脉冲均设置为圆偏振，且具有相同的螺旋度。因此，合成的激光电场形成 CoRTC 场，并由一面球面反射镜（焦距 $f = 60$ mm）聚焦到氩的低温超声速射流上，产生的峰值电场强度为 [] W/cm5.9×10^{13} .029 a.u.^{2} [$E_{2\omega} = 0$，对应 CoRTC 场的] 分量；而 $2\omega 3.4 \times 10^{11}$ W/cm^2 [$E_\omega = 0$. 0022 a.u.] 对应其 ω 分量。低温气体射流由氩气经 30 µm 喷嘴膨胀进入真空形成。背压为 2.1 bar 时，少量靶气体在膨胀过程中凝结，因此射流中也含有少量二聚体。二聚体电离后，电子和离子碎片在谱仪中受静电场（26.76 V/cm）和磁场（14.2 Gauss）加速，飞向低温靶反冲离子动量谱（COLTRIMS）反应显微镜的时间和位置灵敏探测器 [26]。每个探测器均由双层微通道板和一个六角形延迟线阳极 [27] 组成。谱仪的离子 [电子]臂长为 17 cm [30.6 cm]。对电离事件中产生的所有带电碎片进行符合测量，从而测得其三维动量矢量。在本研究中，我们考察氩二聚体的单电离及随后发生的解离。为此， β表示最终电子动量与 Ar^+ 离子动量矢量在偏振平面（即 xy 平面，见图 1 (a)）内的夹角。因此，我们的实验装置能够对每次解离事件的电子动量、动能释放以及 β 进行符合测量

每个解离事件的符合测量。

图 1(b) 展示了与 Ar^+ 离子符合测量的所有电子在偏振平面内的动量分布。动量分布呈现出广为人知的交替半环结构，由阈上电离（ATI）峰和侧带（SB）峰组成。对于每个峰，均可确定一个角度 α，它表示激光场参考系中相应角分布的最大值。下文将分析氩二聚体三种不同解离通道下交替半环结构的旋转角 α 随 β 的变化。

图 2(a) 展示了反应中涉及的离子态的势能曲线，以及反应 $Ar_2 \rightarrow Ar^+ + Ar + e^-$的可能路径。曲线取自

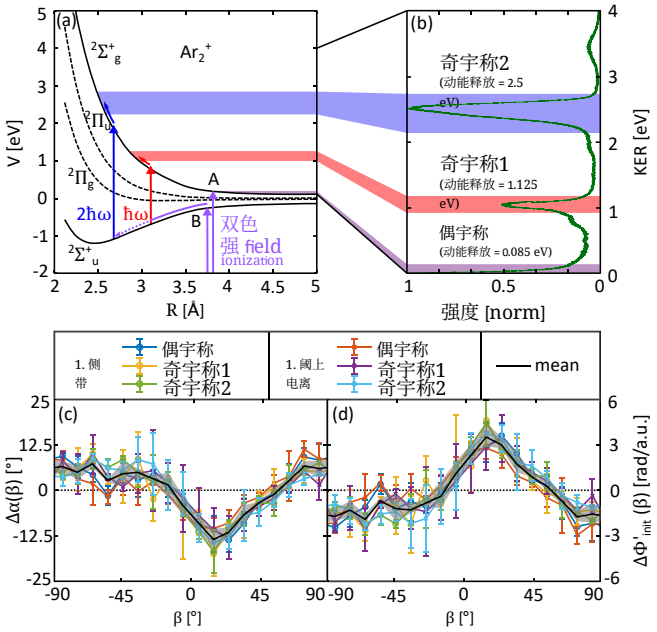

图 2。氩二聚体的宇称分辨电离通道和 HASE观测量。（a）氩二聚体的$^2\Sigma_g^+$态和$^2\Sigma_u^+$ 态势能曲线。Ar_2^+ 离子通过双色强场电离（紫色箭头）布居。当直接到达 $^2\Sigma_g^+$ 态时（路径 A），会立即发生解离。另一个紫色箭头（路径 B）表示$^2\Sigma_u^+$ 势能曲线上波包的起始位置；波包向更小的核间距传播，直到到解离的 $^2\Sigma_g^+$态的单光子跃迁变为共振。（b）通过（a）中所示路径解离氩二聚体时测得的动能释放（KER）。三个感兴趣的 KER 区域已突出显示，并标注为“偶宇称”“奇宇称1”和“奇宇称2”。（c）显示了三个解离通道以及图 1（b）中突出显示的两个能量峰（1. SB 和 1. ATI）对应的 $\Delta\alpha(\beta)$测量结果。黑线表示以彩色显示的数据点的平均值。（d）描述了实验获得的相位梯度 $\Delta\Phi'_{\mathrm{init}}$ 随 β的变化。误差棒以灰色区域表示，且在（c）和（d）中仅显示统计误差。

参考文献 [28], , 其中忽略了自旋-轨道相互作用。路径 A 直接布居 Ar $^2\Sigma_g^+$ 离子的偶宇称态$_2^+$，导致直接解离的动能释放（KER）较小，如图 2(b) 所示。路径 B 在奇宇称 $^2\Sigma_u^+$势能曲线上形成一个波包，随后向较小的核间距传播。第二步中，CoRTC 场的 ω 或 2ω分量通过一个光子介导共振跃迁，布居解离$^2\Sigma_g^+$态。这会在动能释放分布中产生特征峰，图 2(b) 中以红色和蓝色标出。

对于每个突出显示的动能释放区域，我们可以从总数据集中提取类似于图 1(b) 的二维电子动量分布，并针对不同的 β 值获得 $\alpha(\beta)$。每个 β 值均选取了 10 度的区间。 $\alpha(\beta)$ 的变化定义为 $\Delta\alpha(\beta) = \alpha(\beta) - \alpha_{\mathrm{mean}}$, 其中 α_{mean} 表示对所有 β 值积分后，每个能量峰和碎裂通道对应的平均角 α 。获得 $\Delta\alpha(\beta)$ 的分析和对称化程序与文献 [6] 中所述完全相同。图 2(c) 展示了 $\Delta\alpha(\beta)$，其中分别给出了第一阈上电离、第一侧带峰，以及从偶宇称和奇宇称轨道释放的电子。令人惊讶的是，在误差棒范围内，所有解离通道的 $\Delta\alpha(\beta)$ 都相同，这表明它与被电离分子轨道的宇称无关。这有力地表明，对于稀有气体二聚体，可观测量 $\Delta\alpha(\beta)$ 取决于原子性质，而非二聚体性质。我们指出，这是该可观测量的特征；而其他可观测量，例如分子坐标系光电子动量分布，则强烈依赖于宇称，并呈现显著的双中心干涉 [22]。

由于我们发现 $\Delta\alpha(\beta)$ 对二聚体轨道宇称没有显著依赖，因此在本文余下部分中，我们采用对所有三个解离通道取平均后的 $\Delta\alpha(\beta)$ 平均值。对于给定的 β，这会减小统计误差。对所有解离通道以及两个电子能量峰（1. 侧带和 1. 阈上电离）取平均后得到的 $\Delta\alpha(\beta)$ 平均值以黑线表示于图 2(c) 中。灰色区域表示相应的统计误差。

为进一步分析数据，我们采用文献 [6] 所述的基于半经典轨迹的模拟，推导隧穿瞬间沿垂直于激光电场方向的初始动量上的相位梯度 $\Delta\Phi'_{\mathrm{init}}(\beta)$，该梯度由测得的 $\Delta\alpha(\beta)$ 得出。图 2 (d) 展示了 $\Delta\Phi'_{\mathrm{init}}$ 随 β变化的实验结果。我们发现其对 β 呈正弦依赖关系，数值最高达 3 rad/a.u.。测得的相位梯度的大小显著大于此前关于分子氢 [6]和一氧化碳 [7]的研究结果。

接下来，我们将测得的相位梯度 $\Delta\Phi'_{\mathrm{init}}(\beta)$ 与一种简单而直观的方法的预测进行比较 [6] ，该方法对沿着分子间轴取向的单个 $3p_0$ 轨道的强场电离进行建模。

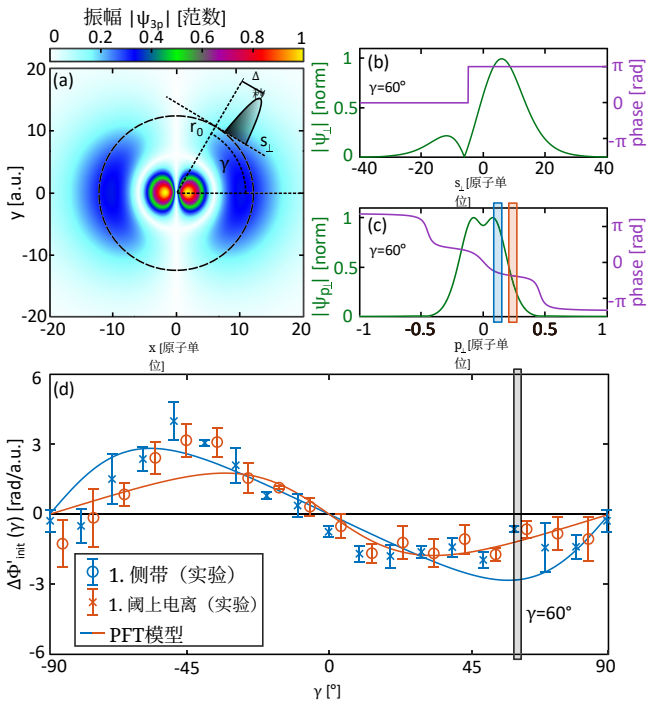

图 3. 沿核间轴排列的原子 p 轨道发生强场电离时，维格纳时间延迟的微观起源。(a) 展示了原子 $3p_0$ 轨道在位置空间中的振幅 $|\Psi_{3p}|$。根据部分傅里叶变换（PFT）模型，隧穿过程探测沿空间分量 $s_\perp$的束缚波函数。图中标示了角度$\gamma = 60°$ （r_0 与核间轴之间的夹角）以及位置偏移 Δs 。(b) 位置空间表示中沿 $s_\perp$ 的 $\gamma = 60°$ 一维波函数。(c) (b) 中所示波函数的动量空间表示。第 1 个阈上电离 [1侧带] 峰对应的最概然初始动量以红色 [蓝色] 方框突出显示。(d) 绘出了第 1 个阈上电离 [1侧带] 峰的 $\Delta\Phi'_{\mathrm{init}}$ 随 γ 变化的测量结果。对三个解离通道积分后，两个电子能量峰的数据以红色圆圈 [蓝色标记] 表示。PFT 模型给出的相应预测以实线表示。 $\gamma = 60°$ 的示例情况以灰色方框突出显示。(d) 中的误差棒仅表示统计误差。

二聚体的核轴。此方法的依据是$\Delta\Phi'_{\mathrm{init}}(\beta)$与离子态宇称无关，以及先前的理论处理[22] 将稀有气体二聚体的强场电离过程建模为两个原子电离过程的相干叠加。图 3(a)显示了表示一个$|\Psi_{3p}|$ 轨道的波函数的绝对值 $3p_0$ 。我们将隧穿出口位置矢量$\mathbf{r}_0$ 与二聚体轴之间的夹角定义为 γ。接下来，我们利用这样一个良好近似：隧穿相当于对位置空间中的束缚态波函数进行滤波 [29–31]。因此，对于 γ的大多数取值，隧穿出口距离处 p轨道的空间结构 r_0 会导致隧穿波函数产生有效位移 Δs ，方向垂直于隧穿方向。

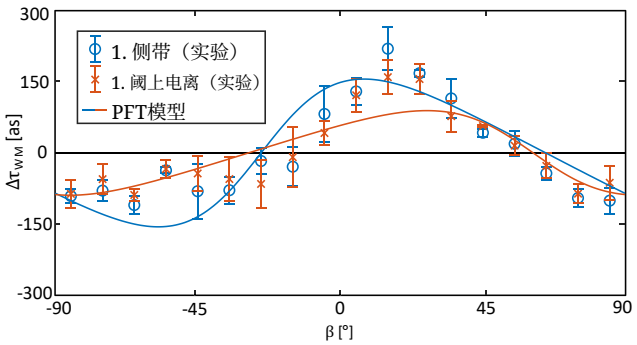

图 4. 测得和计算得到的维格纳时间延迟 $\Delta\tau_{\mathrm{W,\,M}}$ 与分子坐标系中的电子发射方向 β之间的关系。观测到的数值超过 200 阿秒。数据点呈现出随角度 β 变化的正弦依赖关系，并且与我们的PFT模型预测吻合良好。误差棒仅表示统计误差。

尤其是，我们采用部分傅里叶变换（PFT）模型 [32, 33], 针对不同的 γ取值，计算单个 $3p_0$ 轨道在隧穿出口距离 r_0 处、沿空间分量 $s_\perp$ 的一维位置空间波函数 $\Psi_\perp$ 。图3(b)展示了 $\gamma = 60°$这一示例情况下位置空间波函数的切片。可以明显看出，振幅向较大的 $s_\perp$ 值偏移，且相位出现了 π的相位跃变，这与 p轨道的预期相符。对每个一维切片进行傅里叶变换，可得到隧穿出口处电子波包的相应初始动量空间表示 $\Psi_{p_\perp}$ ，其随 $p_\perp$变化。此处， $p_\perp$ 是隧穿瞬间垂直于光的电场方向的动量。图3(c)示意性地展示了 $\gamma = 60°$情况下释放出的动量空间波包。 $\Psi_{p_\perp}$ 的相位具有变化的负斜率，对应于特定初始动量 p_{initial} （垂直于隧穿出口）下预期的 $\Delta\Phi'_{\mathrm{init}}(\gamma)$值（见参考文献 [6]中的式(5)）。初始动量$p_{\mathrm{initial}}$ 为0.12 [0.24] a.u.，对应于第1个侧带 [1。阈上电离] 峰在图3(c)中用蓝色 [红色] 方框标出。图3(d)展示了模型对第1个阈上电离峰以及第1个侧带峰所预期的$\Delta\Phi'_{\mathrm{init}}$ (γ)值随 γ的变化。由于这些情况下 $\Psi_\perp$ 的对称性，这些曲线呈正弦形状，并在 $\gamma = 0°, \pm 90°$ 时为零。该理论模型与 $\Delta\Phi'_{\mathrm{init}}$ (γ)的相应实验值非常吻合（见图3(d)）。为进行这一比较，利用关系式 $\gamma = \beta + 90° + \kappa$，根据动量空间测得的角度 β 推算出位置空间中的角度 γ 。隧穿后电子与母离子之间的库仑相互作用会使电子动量分布产生非零转角 κ ，其量级约为 $20°$ 至 $30°$。实验数据对所有三个解离通道取平均。对于每个测得的最终电子动量，其 p_{initial} 值和角度 κ均通过半经典轨迹模型确定，方法与文献 [6], 完全类似，并假设电场为圆偏振2ω 光场，峰值电场强度为 0.029 a.u.。图 $\gamma = 60°$ 中的灰色方框突出显示了3(d) 所示的典型情况，其中展示了两个斜率各异的负相位梯度。 $\Delta\Phi'_{\mathrm{init}}$ 可近似解释为位置偏移 $-\Delta s$。因此，我们测得的数据直接提供了位置空间表示下束缚电子轨道几何形状的信息。如果 $\Delta\Phi'_{\mathrm{init}}$ 不依赖于 $p_\perp$，这种对应关系便是精确的。

在本快报的最后一节中，我们利用参考文献 [6] 中的式（6），根据前文讨论的实验和理论结果，给出维格纳时间延迟的角度依赖性$\Delta\tau_{\mathrm{W,\,M}}$ 。图4 展示了测量值和计算值$\Delta\tau_{\mathrm{W,\,M}}$ 随 β变化的情况。与图 3 相比，正弦曲线形状以及实验与 PFT模型之间的良好一致性均得以保留。总体而言，变化幅度超过 400 阿秒，比此前对 H_2 [6]观测到的变化大一个数量级。

总之，我们利用共旋双色（CoRTC）激光场，分析了氩二聚体强场电离过程中亚周期光电子干涉。我们使用 HASE 分析干涉，从而推断动量空间中隧穿出口处电子波函数的相位梯度，以及连续态中电子波函数对应的维格纳时间延迟变化。测得的相位梯度和维格纳时间延迟与沿某一方向排列的原子 $3p_0$ 轨道发生强场电离时的预期结果高度吻合。这使我们能够从微观层面理解电离过程，并揭示连续态复值波函数的性质如何取决于 p轨道电子的束缚态；这是强场区中的普遍发现。我们报告，维格纳时间延迟随电子发射方向相对于分子轴的变化幅度超过 400 阿秒。我们的工作为未来表征从更复杂的原子和分子轨道中释放出的电子的连续态波函数相位开辟了道路。

致谢

本实验工作得到了德国研究联合会（DFG）的资助。S.E. 感谢德国研究联合会通过优先计划 SPP 1840 QUTIF 提供资助。我们感谢 Simon Brennecke 和 ManfredLein 的建设性讨论。

* trabert@atom.uni-frankfurt.de
† doerner@atom.uni-frankfurt.de
‡ eckart@atom.uni-frankfurt.de[1] E. P. Wigner, 《散射相移能量导数的下限》, 《物理评论》98, 145（1955）。[2] P. Hockett、E. Frumker、D. M. Villeneuve 和 P. B. Corkum, 《分子光电离中的时间延迟》, 《物理学杂志B：原子、分子与光学物理》49, 095602（2016年）。[3] J. Vos、L. Cattaneo、S. Patchkovskii、T. Zimmermann、C. Cirelli、M. Lucchini、A. Kheifets、A. S. Landsman 和 U. Keller, 《小分子中取向依赖的立体维格纳时间延迟与电子局域化》, 《科学》360, 1326（2018）。[4] J. Rist、K. Klyssek、N. M. Novikovskiy、M. Kircher、I. Vela-P´erez、D. Trabert、S. Grundmann、D. Tsitsonis、J. Siebert、A. Geyer、N. Melzer、C. Schwarz、N. Anders、L. Kaiser、K. Fehre、A. Hartung、S. Eckart、L. P. H. Schmidt、M. S. Sch¨offler、V. T. Davis、J. B. Williams、F. Trinter、R. D¨orner、P. V. Demekhin 和 T. Jahnke, 《测量分子坐标系中的光电子发射延迟》, 《Nature Communications》12, 6657（2021）。[5] F. Holzmeier、J. Joseph、J. C. Houver、M. Lebech、D. Dowek 和 R. R. Lucchese, 《形状共振对分子光电离延迟角度依赖性的影响》, 《Nature Communications》12, 7343（2021）。[6] D. Trabert、S. Brennecke、K. Fehre、N. Anders、A. Geyer、S. Grundmann、M. S. Sch¨offler、L. P. H. Schmidt、T. Jahnke、R. D¨orner、M. Kunitski 和 S. Eckart, 《H2隧穿电离过程中维格纳时间延迟的角度依赖性》, 《Nature Communications》12, 1697（2021）。[7] Z. Guo、P. Ge、Y. Fang、Y. Dou、X. Yu、J. Wang、Q. Gong 和 Y. Liu, 《探测一氧化碳分子的分子坐标系维格纳时间延迟与电子波包相位结构》, 《超快科学》2022, 1（2022）。[8] S. Nagele、R. Pazourek、J. Feist、K. Doblhoff-Dier、C. Lemell、K. T˝ok´esi 和 J. Burgd¨orfer, 《通过阿秒条纹法进行时间分辨光发射：时间信息的提取》, 《物理学杂志B：原子、分子与光学物理》44, 081001（2011）。[9] P. M. Paul、E. S. Toma、P. Breger、G. Mullot、F. Aug´e、P. Balcou、H. G. Muller 和 P. Agostini, 《观测到高次谐波产生所形成的阿秒脉冲列》, 《科学》292, 1689（2001）。[10] H. G. Muller, 《通过双光子跃迁干涉重构阿秒谐波拍频》, 《应用物理学B》74, s17（2002）。[11] K. Kl¨under、J. M. Dahlstr¨om、M. Gisselbrecht、T. Fordell、M. Swoboda、D. Gu´enot、P. Johns-son、J. Caillat、J. Mauritsson、A. Maquet、R. Ta¨ıeb 和 A. L'Huillier, 《在阿秒时间尺度上探测单光子电离》, 《物理评论快报》106, 143002（2011）。[12] D. Bharti、D. Atri-Schuller、G. Menning、K. R. Hamilton、R. Moshammer、T. Pfeifer、N. Douguet、K. Bartschat 和 A. Harth, 《多侧带方案中跃迁相位的分解：通过双光子跃迁干涉重构阿秒拍频》, 《Physical Review A》103, 022834（2021）。[13] X. Gong、S. Heck、D. Jelovina、C. Perry、K. Zinchenko、R. Lucchese 和 H. J. W¨orner, 《尺寸分辨水团簇的阿秒光谱学》, 《自然》609, 507（2022）。[14]S. Eckart, 《电子的全息角条纹与维格纳时间延迟》, 《Physical Review Research》2, 033248 (2020年)。[15] S. Eckart, D. Trabert, K. Fehre, A. Geyer, J. Rist, K. Lin, F. Trinter, L. P. H. Schmidt, M. S. Sch¨offler, T. Jahnke, M. Kunitski, and R. D¨orner, 《亚周期干涉导致的侧带调制》, 《Physical Review A》102, 043115 (2020年)。[16] Y. Feng, M. Li, S. Luo, K. Liu, B. Du, Y. Zhou, and P. Lu, 《合成双色激光脉冲中光电子干涉的半经典分析》, 《Physical Review A》100, 063411 (2019)。[17] M. Han, P. Ge, Y. Shao, Q. Gong, and Y. Liu, 《利用双色同向旋转圆偏振场进行阿秒钟光电子干涉测量，以探测发射波包的相位和振幅》, 《物理评论快报》120, 073202 (2018)。[18] P. Ge, M. Han, Y. Deng, Q. Gong, and Y. Liu, 《双色同向旋转圆偏振场下阿秒钟的普适描述》, 《物理评论快报》122, 013201 (2019)。[19] M.-M. Liu, M. Li, C. Wu, Q. Gong, A. Staudte, and Y. Liu, 《分子强场隧穿波包的相位结构》, 《物理评论快报》116, 163004 (2016年)。[20] P. R. Herman, P. E. LaRocque, and B. P. Stoicheff, 《真空紫外激光光谱学。V. Ar_2 的振转电子光谱及基态和激发态常数》, 《The Journal of Chemical Physics》89, 4535 (1988)。[21] H. Sann, C. Schober, A. Mhamdi, F. Trinter, C. M¨uller, S. K. Semenov, M. Stener, M. Waitz, T. Bauer, R. Wallauer, C. Goihl, J. Titze, F. Afaneh, L. P. H. Schmidt, M. Kunitski, H. Schmidt-B¨ocking, P. V. De- mekhin, N. A. Cherepkov, M. S. Sch¨offler, T. Jahnke, and R. D¨orner, 《范德华力束缚的两个氖原子之间的空穴离域》, 《物理评论快报》117, 263001 (2016年)。[22] M. Kunitski, N. Eicke, P. Huber, J. K¨ohler, S. Zeller, J. Voigtsberger, N. Schlott, K. Henrichs, H. Sann, F. Trinter, L. P. H. Schmidt, A. Kalinin, M. S. Sch¨offler, T. Jahnke, M. Lein, and R. D¨orner, 《氖二聚体强场电离中的双缝光电子干涉》, 《Nature Communications》10, 1 (2019)。[23] H. D. Cohen and U. Fano, 《分子光电离中的干涉》, 《物理评论》150, 30 (1966)。[24] A. Fleischer, H. J. W¨orner, L. Arissian, L. R. Liu, M. Meckel, A. Rippert, R. D¨orner, D. M. Vil- leneuve, P. B. Corkum, and A. Staudte, 《探测顺序双电离中的角关联》, 《物理评论快报》107, 113003 (2011)。[25] L. Fechner, N. Camus, J. Ullrich, T. Pfeifer, and R. Moshammer, 《电子态相干叠加产生的强场隧穿》, 《物理评论快报》112, 213001 (2014)。[26] R. D¨orner, V. Mergel, O. Jagutzki, L. Spielberger, J. Ull- rich, R. Moshammer, and H. Schmidt-B¨ocking, 《冷靶反冲离子动量谱学：观察原子碰撞动力学的"动量显微镜"》, 《Physics Reports》330, 95 (2000)。[27] O. Jagutzki, A. Cerezo, A. Czasch, R. Dorner, M. Hattas, Min Huang, V. Mergel, U. Spillmann, K. Ullmann-Pfleger, T. Weber, H. Schmidt-Bocking, and G. Smith, 《采用三层延迟线阳极的微通道板探测器多重击中读出》, 《IEEE Transactions on Nuclear Science》49, 2477 (2002)。

[28] W. J. Stevens, M. Gardner, A. Karo, and P. Julienne，Ar中束缚-自由吸收截面的理论确定$^{+}_{2}$，《The Journal of Chemical Physics》**67**，2860 (1977年)。[29] M. Meckel, D. Comtois, D. Zeidler, A. Staudte, D. Pavi ˇci´c, H. C. Bandulet, H. P´epin, J. C. Ki- effer, R. D¨orner, D. M. Villeneuve, and P. B. Corkum, 激光诱导电子隧穿与衍射，《科学》**320**，1478 (2008年)。[30] L. Arissian, C. Smeenk, F. Turner, C. Trallero, A. V. Sokolov, D. M. Villeneuve, A. Staudte, and P. B. Corkum，利用电子动量成像直接检验激光隧穿，《物理评论快报》**105**，133002（2010年）。[31] H. Kang、A. S. Maxwell、D. Trabert、X. Lai、S. Eckart、M. Kunitski、M. Sch¨offler、T. Jahnke、X. Bian、R. D¨orner 和 C. F. d. M. Faria，《原子和分子轨道中宇称的全息探测》，《Physical Review A》**102**，013109（2020年）。[32] R. Murray、W.-K. Liu 和 M. Y. Ivanov，《隧穿电离的部分傅里叶变换方法：原子系统》，《Physical Review A》**81**，023413（2010年）。[33] M. Liu 和 Y. Liu，《部分傅里叶变换方法在分子隧穿电离中的应用》，《Physical Review A》**93**，043426（2016年）。