强关联电子束缚与自旋效应：确认 O^- 的自脱附态。

M. M. Sant'Anna,[1] Mart´ınez-Calder´on A. A.,[2], * Ginette Jalbert,[1] A. B. Rocha,[3], † 和 G. Hinojosa[2], ‡
[1] *Instituto de Física, Universidade Federal do Rio de Janeiro,Caixa Postal 68528, Rio de Janeiro, - RJ 21941-972, Brazil.*[2] *Instituto de Ciencias Físicas, Universidad Nacional Autónoma de México, Avenida Universidad s/n, Col. Chamilpa, Cuernavaca, Morelos, 62210 Mexico.*[§3] *Instituto de Química, Universidade Federal do Rio de Janeiro,Caixa Postal 68528, Rio de Janeiro, - RJ 21941-972, Brazil.*(日期：2026年2月18日)

转载自：《物理评论A》，第112卷，052823，发表于 **20**th **2025**年11月，经 AIP Publishing 许可。本文仅可供个人使用下载。任何其他用途均须事先获得 AIP Publishing 许可。本文可通过以下链接查阅：DOI：https://doi.org/10.1103/2st9-v5h1。

本文通过实验和理论证明，O^- 存在一种寿命约为数百纳秒的自动脱离态。O^- 的寿命值采用两种近期开发的方法确定。实验方法基于对测得的电子损失截面进行推导，并结合飞行时间谱法。理论方法则采用法诺-费什巴赫形式体系中的延拓格林函数。我们报告的测得寿命值为 100 ± 10 纳秒。计算所得寿命值为75纳秒，对应于O^-的 $(2p^3 3s^2)^4S$ 态。我们讨论了寿命为100纳秒的氧亚稳负离子的存在会如何影响含氧体系的建模。

arXiv:2602.15284v1 [physics.atom-ph] 17 Feb 2026

负离子的电子结构主要受电子关联效应 [1–3]支配。与原子和正离子不同，负离子的束缚态能谱只有有限个能级。在这一点上，它们更像原子核，而不像原子或正离子。在太空和地球大气层中搜寻并探测负离子，尤其是 H^- 和 O^-，推动了早期理论方法的发展，这些方法用于研究其电子结构，涵盖从基态和可能的单激发态 [4–7] 到双激发自脱附态 [8, 9]的各种组态。虽然已有研究尝试测量 H^-自动脱离态的寿命 [10–12], ，但对于 O^-，尚无类似工作的报道。

慢速负离子与中性或带电的原子或分子伴体之间的相互作用，会引发所谓的负离子化学 [13]。在化学环境中生成和消耗 O^- ，涉及若干过程，包括原子碰撞、分子解离电子附着（DEA） [14–16], 以及光脱附 [17]。这些相互作用过程发生在不同的时间尺度上。要分析激发态在这些系统中的作用，必须了解态衰变特有的内禀时间尺度。因此，对 O^- 的自动脱离态了解不足，妨碍了对其在可发生电子激发的物理系统中的作用进行仔细评估。

在地球上，O^- 存在于多种物理系统中，例如地球对流层 [18], 、火焰中 [19–21], 以及溅射等离子体中 [22]。地外行星环境中也可能存在 O^-，例如火星低层电离层 [23] 和土卫六电离层 [24, 25]。对于后者，Mukundan 和 Bhardwaj 将 O^- 描述为一种瞬态物种，由 H_2O 光解离形成，并立即与 CH_4 或 HCN 反应生成分子负离子；不过，他们并未对这种即时性进行定量讨论 [24]。Ayasli 等人 [19]最近在低能 $O^- + CH_4$ 碰撞中观测到了长寿命过渡态。O^- 长寿命激发态的存在会影响反应速率，进而影响此类过渡态形成的副产物分子负离子的生成。

小分子的 K 壳层光激发也会产生 O^- 碎片。通过 CO 和 H_2O 的光碎裂产生的 O^- 的光子能量依赖性呈现出碰撞后相互作用的特征 [26, 27]。使用 CO 靶进行的线宽测量表明，芯空穴和振动的时间尺度均约为 10 fs [26]。然而，碰撞后相互作用的特征时间尚未测量或计算。电子再俘获过程是碰撞后相互作用固有的一部分。如果 O^- 的自电离激发态寿命足够长，就可能影响再俘获动力学。这个例子表明，测量 O^- 激发态的寿命不仅对于提供时间尺度至关重要，也有助于选择在对产生 O^-离子的物理系统进行理论建模时应考虑哪些激发态。

* amartinez@icf.unam.mx
† rocha@iq.ufrj.br
‡ hinojosa@icf.unam.mx§
mms@if.ufrj.br

阴离子激发态的寿命对于检验含时量子计算方法，以及估算激发态对相关物理系统的影响至关重要。

据我们所知，已有一项针对 O^- K壳层激发态 $1s^1 2s^2 2p^6$ 态 [28] 的寿命测量。对于 $(1s^2 2s^2 2p^5)^2P_{1/2}$ 态，也有寿命计算；该态与基态 $(1s^2 2s^2 2p^5)^2P_{3/2}$态仅在精细结构上不同（ $\Delta E = 0.022$ eV [1]），估算该亚稳态的寿命可达数小时 [29]。对于价壳层态，我们未能在文献中找到 O^-激发态寿命的测量值。

几十年来，人们一直知道 O^- 存在双激发自脱附态 [30]。通过检测涉及 O^- 入射粒子与多个靶发生碰撞时发射的光子或电子，人们已经了解了这些态的光谱学特征 [31]。然而，这些测量无法提供寿命值，因为基于谱线宽度的测量通常受仪器分辨率限制（例如 [32]）。本文介绍一种针对 O^- 双激发态的寿命测量，该测量采用一种基于 O^- 入射粒子飞行时间的新技术。我们还介绍了一项独立的 Fano–Feshbach形式体系计算，其中包含解析延拓。

目前所用的实验方法此前已在关于 H 某个可能的自动脱离态寿命的推导中 [33] 作过较为详细的描述[−] [12]。将目前的式（6）用于 ${}^m\sigma$ 此前对 H^-的分析，可得该自动脱离态的新寿命值为 25 纳秒 $\pm$ 3 ns，并将其与 Drake 给出的唯一可用数值 τ 17 ns [34] 进行了比较；该数值对应于 H 的 $2p^2$（^{3}P）态[−]。Bunge 及其合作者[−] 以及 Bylicki 和 Bednarz 此前 [35] 都曾研究过 H 的这一特定态 [36]。H 的单激发态[−] 寿命很短（约为 10^{-14} s [37]），在本实验中无法分辨。

I. 理论

在此前的一篇论文中， [38], 我们中的两位提出了一种利用离散化伪谱计算自电离宽度的方法。该方法基于法诺-费什巴赫形式下格林函数的解析延拓。这种方法常用于量子力学和多体理论，以研究复杂系统及其行为。格林函数为态密度和其他物理量提供了重要信息。通过对格林函数进行解析延拓，我们可以探究其在复平面不同区域中的行为，从而揭示系统的重要特征。简而言之，伪谱由基于 L^2 平方可积基组的方法构造。将能量扩展到复平面，并通过 Pad´e 逼近或等价地通过连分数进行解析延拓，自电离宽度由复能量的虚部得到。

本研究采用相同的方法求得自脱附寿命。对于 O^-，伪谱按如下方式计算。首先，采用全价层CASSCF方法求得能量最低的双重态和四重态。随后，以这些态为基组，对完整的Breit-Pauli哈密顿量进行对角化，从而得到自旋轨道流形，并最终将其作为伪谱。相应的能量被延拓至复平面，并在其中进行解析延拓。所有计算均采用 aug-cc-pVTZ 基组，并辅以 Kaufmann连续态基组。这些类连续态函数对于正确描述谱的伪连续谱部分至关重要，其具体形式已在文献[39]中明确给出。

II. 实验

本文介绍了一种基于碰撞诱导总电子损失截面（CS）测量的新方法，用于推导寿命（τ）。该测量针对阴离子入射粒子 O^- 与 O_2 以及与 N_2 的碰撞，并研究了截面随入射粒子动能的变化。据我们所知，此前只有一种实验方法尝试根据截面推导寿命，即通过测量类双原子分子 [40] 的解离性电子脱附截面来推导寿命。

本方法结合了两种成熟的电子损失截面测量技术，即束流衰减法（BAT）和信号增长率法（SGR）。BAT 通过测量 O^- 离子束与靶气体相互作用后剩余的负离子来进行测量。SGR 则通过测量相互作用后电子损失所产生的氧中性原子来进行测量。

下面简要介绍实验方法。从石英腔室 [41], 中提取负离子，该腔室内装有高纯度 O_2 和 Ar 气体的混合物，并由白炽灯丝诱导产生等离子体。离子源腔室的最高工作压力为 20 Pa，其出口为直径 1.0 mm 的孔，开在一个偏置电压为 100 V 的金属端盖上。负离子被引出后，射向一组静电透镜；透镜将其聚焦到磁场区域，在该区域中，O^- 离子按质荷比分离。

在磁场区域前后，分别安装了两组与离子束方向垂直的平行板，用于施加微弱电场，以微调离子束的轨迹。

一束准直良好、单一物种、单能且聚焦的离子束，宽度为 ≈ 0.5 毫米，进入气体池；O^- 与 O_2 在不到 10^{-15} 秒的时间内发生相互作用，

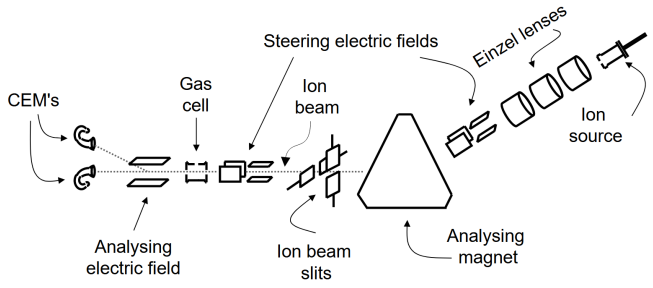

图1. 装置示意图。未按比例绘制。

$$O^- + O_2 \longrightarrow O + e^- + O_2^* \qquad (1)$$

其中星号表示未知的最终内部态。实验使用了高纯度的 O_2 气体。产生的中性氧原子沿原有轨迹继续前进，射向位于装置对称轴上的沟道电子倍增器（CEM）。母离子束中剩余的 O^-离子则被一组垂直电场偏转（见图 1），从而射向安装在加速器对称轴之外的第二个 CEM。该分析电场简称为 AEF。

1.0 keV O^- 离子从离子源出口到气体池入口的飞行时间约为 7 μ秒。实验在高真空条件下进行，因此除气体池内部外，离子束的平均自由程大于其总轨迹长度。

为验证带电粒子是否被完全收集，我们测量了离子束强度随 AEF 强度的变化。所得分布曲线呈现平台，表明带电粒子在气体池中发生色散后，其空间展宽小于 CEM 孔径的宽度，因此实现了完全收集。

为检验中性原子是否被完全收集，我们使用较轻的 H^- 离子束，在同一装置 [12]中进行了测试。在两轮实验之间，气体池与中央 CEM 之间的距离有所调整，纵横比相差 18%，但两组截面（CS）之间未发现可测量的差异。

为验证两个通道电子倍增器的探测效率相近，在 AEF 设为零时测量了中央 CEM 的计数率，该计数率对应于剩余中性原子与 O^- 母离子束计数之和的总计数率。将该计数率与 AEF 开启时侧向 CEM 的计数率加上中央 CEM 计数率的结果进行比较，以确认中央 CEM 的总计数率。该测试在每个能量下、于空气体池条件下进行。需要指出的是，由于 AEF 开启时粒子总量保持不变，该测试也有助于排除由 AEF 引起的任何可测电场诱导电子脱附。系

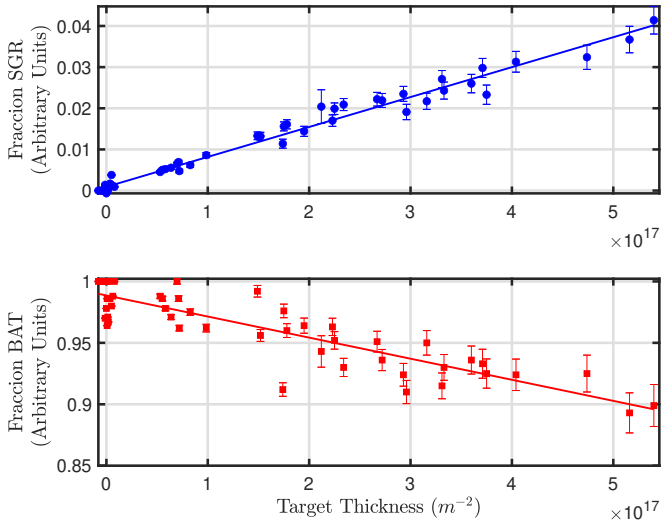

图2. 2.5 keV下测量数据的示例。SGR 方法与 BAT 方法的相关约化信号随靶厚度的变化。上图对应 SGR 方法，下图对应 BAT 方法。电子脱附截面在一阶近似下由每条曲线的斜率给出。

统误差（截面）估计为11% [42]。

碰撞诱导的总电子损失截面（CS）的测量方法，基于三个可能的入射粒子末态电荷态所对应的份额 F 方程的解 [43]。例如，对于中性原子， F可推导为 $F_0 = ($ $I_0 - I_b)/I_i$，其中 I_0是与气体相互作用后产生的氧原子的信号计数率， I_b 是离子束背景计数率， I_i 是气体池为空时初始母离子束的计数率。

在当前实验的单次碰撞条件下（见图2），且对于由 O^-负离子组成的离子束，相关份额方程简化为：

$$dF_0 = F_{-1}\sigma_{-10}d\vartheta \qquad (2)$$
$$dF_{-1} = -F_{-1}(\sigma_{-10} + \sigma_{-11})d\vartheta \qquad (3)$$
$$dF_1 = F_{-1}\sigma_{-11}d\vartheta \qquad (4)$$

通过监测 O^+ 的产额，并反转 AEF 极性，估算双电子损失截面（σ_{-11}），结果证实其可以忽略不计；在此能量下，其他负离子物种也有同样的情况 [44]。

利用中性原子（中央 CEM）的信号，我们应用了 SGR 方法，式（2）。根据离子束信号（侧向 CEM），我们应用了 BAT 方法，式（3）。实验作为 O_2 气体靶厚度 $\vartheta = \ell P/\kappa T$的函数进行。其中$\ell$为其有效长度， P 为压力， T 为气体池的温度， κ 为玻尔兹曼常数。尽管两种测量方法预期都会给出

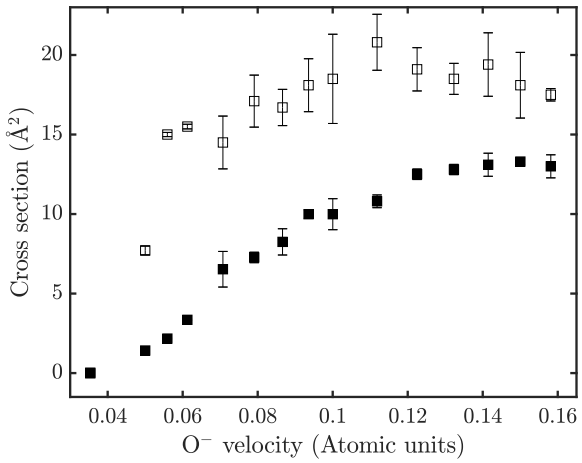

图 3. 相互作用系统 $O^- + O_2$ 中，碰撞诱导的总电子损失截面（CS）的测量结果。采用 BAT 方法测得的结果（空心方块）由式（3）中的实验参数推得。采用 SGR 方法测得的结果（实心方块）由式（2）推得。

相同的 σ_{-10}值，我们分别采用不同的记法： ${}^s\sigma$用于 SGR, ${}^b\sigma$ 用于 BAT。

III. 结果

本研究的测量结果见图 3。图 3 中的数据色散主要源于压力测量误差以及离子源等离子体涨落所导致的离子束不稳定性。对于${}^b\sigma$，纵轴与归一化至 I_i的离子束强度读数成正比。对于 ${}^s\sigma$，纵轴与初始和最终 I_i 离子束电流的平均值成正比。这可能是数据色散存在差异的原因。

当动能低于 $E_0 < 4$ keV 时，截面（CS）较小，因此计数率信号强度减弱。通过提高气体池压力避免了这一影响。在较高能量区间，截面（CS）较大，信号会使计数器饱和，因此无法采用这一策略。这导致测量中的统计误差线分为两种不同的情况。

现在我们转而讨论 ${}^s\sigma$ 与 ${}^b\sigma$之间存在差异这一问题。在 BAT 中，所有可能削弱母离子束强度的过程都计入其中；而在 SGR 中，只检测与 O_2 相互作用后产生的中性原子。尽管根据方程（3）和方程（2）的一阶解， ${}^s\sigma$与 ${}^b\sigma$ 的数值预期相同，但这两种测量方法所涉及的物理过程并不相同。例如，SGR 不会计入双电子损失，而 BAT 会将其计入。电子转移是对截面（CS）有贡献的另一种过程，不过，这种过程预计对两种信号的贡献相同，因此无法解释这种差异。

需要指出的是，在当前能量范围内，电子损失截面之间的分歧长期以来一直是该领域的一个问题，并非仅限于当前的碰撞体系 [45]。例如，图中给出了对同一碰撞体系以往测量结果的部分综述。4。使用 BAT 测得的数据点（空心符号）来自 Bailey 和 Mahadevan [46], Hasted 和 Smith [47] 以及 Bennet等人[48]。Ranjan 和 Goodyear[49], Comer 和 Schulz [50] 以及 Mauer 和 Schulz [51] 采用基于电子电流收集的技术进行测量，其校准方式和电子收集方案各不相同。

在这些电子电流收集技术中，会调节电场或磁场以实现最大电流收集，并对电子收集电极进行校准。除了一点之外，这些数据集并未显示出任何趋势：由于这些实验旨在测量总电子电流，因此原则上可以将其数据与 BAT 进行比较。

如图3 所示，截面差异随粒子速度增加而趋于减小。我们认为，观测到的截面（CS）差异可能归因于碰撞过程中形成的一种尚未确定的自动脱离态。

我们将离子束通过 AEF 全长所需的时间定义为飞行时间 t_{of} ；该时间因加速能量而异。能量越高，t_{of} 越短，自动脱离态衰变的时间也越少。这就是为什么在本研究较高的能量区间内， ${}^b\sigma$ - ${}^s\sigma$ 似乎有所减弱。因此，在 AEF 区域内，负离子前往侧向 CEM 的过程中，电子可能会损失，导致中央 CEM 未能探测到氧原子。这解释了为什么这些氧原子被 BAT 记录，而未被 SGR 记录。

为检验这一假设，我们进行如下分析。设离子束在气体池中以速度 v 运动时遇到的单位面积粒子通量为 $v\vartheta$。设自动脱离态的通量与导致衰减的总通量和直接脱离相关通量之差成正比。该差值随时间而减小：

$$\int_0^\infty v\ \vartheta^m dt = -\int_0^\infty \left(\vartheta^b - \vartheta^s\right) v\ dt \tag{5}$$

上标 m、 b 和 s分别指亚稳态、BAT或SGR技术。在 $t \to \infty$， ${}^mF \approx {}^bF \approx {}^sF$ 和式（5）简化为，

$${}^m\sigma = \frac{{}^s\sigma\ {}^b\sigma}{{}^b\sigma - {}^s\sigma} \tag{6}$$

绘制 ${}^m\sigma$ 随 t 的变化曲线of，得到图5 和6，显示出的行为与以下假设一致：

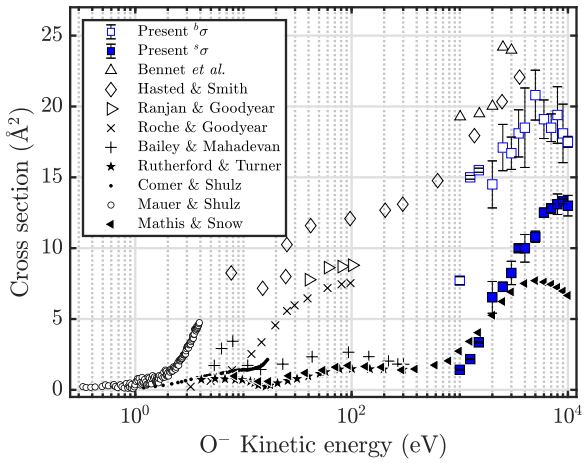

图 4. 相关作者关于 $O^- + O_2$ 相互作用体系的电子损失截面部分汇编。本文结果：BAT（$^b\sigma$）、SGR（$^s\sigma$）。Bailey 与 Mahadevan [46], ; Hasted 与 Smith [47], ; Bennet *et al.* [48]。Ranjan 与 Goodyear [49], ; Comer 与 Shulz [50], ; Mauer 与 Shulz [51]。电子转移截面：Mathis 与 Snow [52] ; Roche 与 Goodyear [53], ; Rutherford 与 Turner [54]。

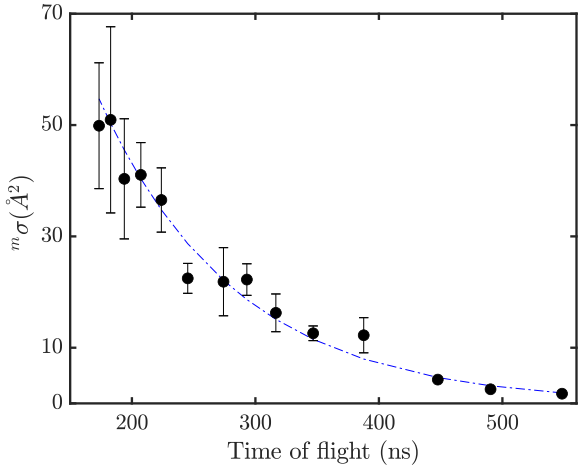

图 5. 亚稳态粒子群的自脱附 CS，$^m\sigma$，随飞行时间的变化关系；该结果根据式（6）针对 $O^- + O_2 \rightarrow O^* + e^- + O_2^*$相互作用体系推导得出。虚线表示对指数衰减进行的最小二乘拟合，由此得出 τ的值为 107 ± 15 纳秒。误差棒表示总不确定度：AEF边缘效应造成的误差，以及数值拟合的平均标准偏差。

两种气体靶中亚稳自脱附态布居数的衰减。用于推导图6的截面取自 [33]。关于$^m\sigma$ 的两种实验推导结果一致。值得注意的是，靶为 N_2, 时，该值较低，这可能是由于靶为 N_2 时截面较低，从而影响了

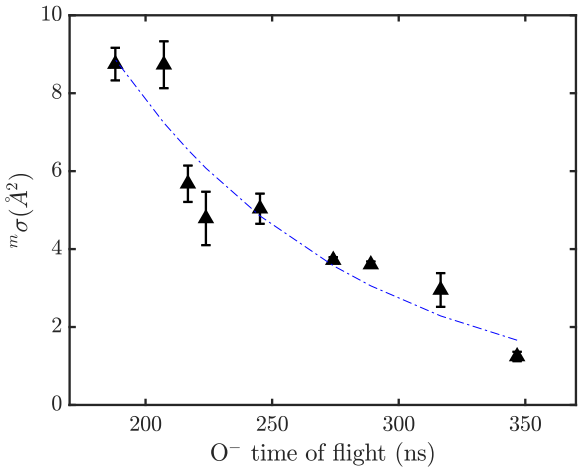

图 6. 亚稳态布居的自脱附 CS，$^m\sigma$，随飞行时间的变化关系，根据方程（6）针对相互作用体系 $O^- + N_2 \rightarrow O^* + e^- + N_2^*$推导得出。虚线表示对指数衰减进行的最小二乘拟合，由此得出 τ的数值为 95 ± 13 ns。误差棒表示总不确定度：AEF 边缘效应导致的误差，以及数值拟合的平均标准差。截面（$^b\sigma$ 和 $^s\sigma$）数据取自 [33]。

该数值的统计质量。 τ 的平均值为100 ± 10 ns。

如上所述，也可以通过量子力学方法评估自脱附寿命。脱附宽度通过对伪谱进行解析延拓获得，但要得到自脱附宽度并进而确定寿命，必须确定共振的位置。因此，我们另行计算，以更精确地确定 ^4S ($1s^2 2s^2 2p^3 3s^2$) 共振。计算采用与获得伪谱相同的方法，即完全活性空间自洽场（CASSCF）方法。计算所得能量为 10.83 eV。这个数值显然偏高，因为它是由伪谱得到的，而伪谱并不适用于这类状态，即由于使用平方可积基组，这类状态处于连续谱之中。实验上， [55], 该状态相对于氧原子基态的能量被确定为 8.78 eV。再加上测得的氧原子电子亲和能 1.46 eV，得到 10.24 eV。应将此值与本研究所得的 10.83 eV 进行比较。

自脱附宽度（及寿命）是针对该跃迁能量确定的。

IV. 结论

O^- 在纳秒时间尺度上存在自动脱离态的假设，得到了实验和理论的双重证实。实验基于电子损失截面和理论——

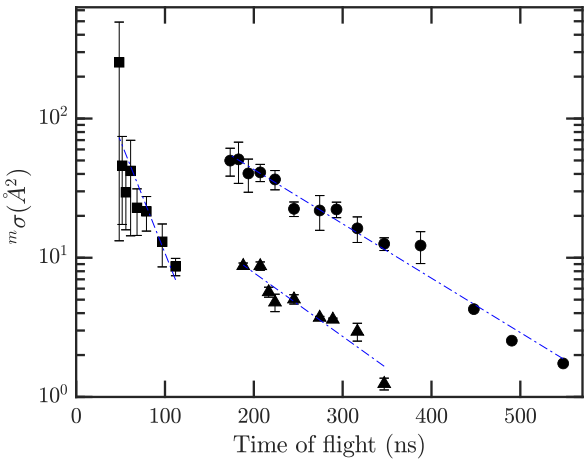

图 7。作为比较，图中汇总了对于当前相互作用体系，根据公式（6）推导出的亚稳态布居的自脱离截面（CS） $^m\sigma$随飞行时间的变化关系： •、$O^- + O_2$（见图 5）。 $^m\sigma$ 也针对 $O^- + N_2$进行了推导： ▲（见图 6，数据取自 [33]）；对于 $H^- + O_2$，则为 ■ [12]。虚线表示对指数衰减进行的最小二乘拟合。对于 $H^- + O_2$， ■ $\tau = 25$ 纳秒 $\pm$ 4 纳秒。

飞行时间质谱原理。

理论推导基于 Fano-Feshbach 模型中的格林函数解析延拓。两种方法均与实验中存在未确定布居的亚稳态自脱离态衰变相一致，其寿命为 τ 107 $\pm$ 15 纳秒（见图 5），理论值则分别为 95$\pm$13 纳秒（见图 6），即实验中为相应数值，理论中为 75 纳秒。

当前假设也可能有助于解决在当前能量范围内对电子损失截面的多项测量结果之间存在的差异。

致谢

墨西哥国立自治大学（UNAM），通过墨西哥国立自治大学学术人员提升支持计划（PASPA）提供支持。感谢萨斯喀彻温大学在 GH 休假期间提供的设施。CONAHCyT CF-2023-I-918。感谢 Guillermo Bustos、H´ector H. Hinojosa、Reyes Garc´ıa、Armando Bustos、Juana A. Romero 和 Arturo Quintero 提供技术支持。本研究部分得到了巴西机构里约热内卢州研究支持基金会（FAPERJ）的资助，项目代码为 E-262109342019。作者还感谢巴西国家科学技术发展委员会（CNPq）和高等教育人员培训协调委员会（CAPES）。

[1] M. K. Kristiansson, K. Chartkunchand, G. Ek- lund, O. M. Hole, E. K. Anderson, N. de Ruette, M. Kaminska, N. Punnakayathil, J. E. Navarro- Navarrete, S. Sigurdsson, J. Grumer, A. Simons- son, M. Bj¨orkhage, S. Ros´en, P. Reinhed, M. Blom, A. K¨allberg, J. D. Alexander, H. Cederquist, H. Zettergren, H. T. Schmidt, and D. Hanstorp, 《自然·通讯》13, 10.1038/s41467-022-33438-y（2022年）。[2] T. Andersen, 《物理报告》394，157（2004年）。[3] D. J. Pegg, 《物理进展报告》67，857（2004年）。[4] S. Chandrasekhar, 《天体物理学杂志》100，176（1944年）。[5] S. Chandrasekhar, 《现代物理评论》16，301（1944年）。[6] D. R. Bates and H. S. W. Massey, 《伦敦皇家学会哲学汇刊，A辑》239，269（1943年）。[7] H. Massey and D. Bates, 《物理进展报告》9，62（1942年）。[8] A. R. P. Rau, 《科学》258，1444（1992年）。[9] A. R. P. Rau, 《天体物理学与天文学杂志》17，113–145（1996年）。[10] H. Berry, 《物理学文摘》12，5（1975年）。[11] P. Balling, H. Andersen, C. Brodie, U. Pedersen, V. Petrunin, M. K. Raarup, P. Steiner, and T. Andersen, 《物理评论A》61，022702（2000年）。[12] S. Vergara, A. A. Mart´ınez, F. R. Pe˜nalver, and G. Hinojosa, 《物理学杂志B：原子、分子与光学物理》54，155201（2021年）。[13] R. T. Desai, Z. Zhang, X. Wu, and C. Lue, 《行星科学杂志》2，99（2021年）。[14] D. Nandi, V. S. Prabhudesai, E. Krishnakumar, and A. Chatterjee, 《科学仪器评论》76，053107（2005年）。[15] S. A. Pshenichnyuk, N. Asfandiarov, A. S. Vorob'ev, and ˇS. Matejˇc´ık, 《物理学进展》65，163（2022年）。[16] J. Xie、X.-F. Gao、M. Fan、H. Li、B. Wu 和 S. X. Tian, 《科学仪器评论》95（2024年）。[17] D. Pegg 和 D. Hanstorp，光脱附，载于 *Springer Handbook of Atomic, Molecular, and Optical Physics*（施普林格，2023）第943–953页。[18] C. C. Jarrold, 《美国化学学会物理化学Au》3，17（2023年）。[19] A. Ayasli、P. T´oth、T. Michaelsen、T. Gstir、F. Zappa、D. Papp、G. Czak´o 和 R. Wester, 《物理化学杂志A辑》128，3078（2024年）。[20] D. Kim、F. Rizzi、K. W. Cheng、J. Han、F. Bisetti 和 O. M. Knio, 《燃烧与火焰》162，2904（2015）。[21] N. Popov 和 S. Starikovskaia, 《能源与燃烧科学进展》91，100928（2022年）。[22] D. Depla, 《固态与材料科学评论》49，718（2024年）。[23] G. J. Molina-Cuberos、H. Lichtenegger、K. Schwin- genschuh、J. J. L´opez-Moreno 和 R. Rodrigo, 《地球物理研究：行星》107，3（2002）。[24] V. Mukundan 和 A. Bhardwaj, 《天体物理学杂志》856，168（2018年）。[25] C. A. Nixon, 《美国化学学会地球与空间化学》8，406（2024年）。[26] D. Hansen、W. C. Stolte、O. Hem- mers、R. Guillemin 和 D. W. Lindle, 《物理学杂志B：原子、分子与光学物理》35，L381（2002）。[27] W. C. Stolte、M. Sant'Anna、G. ¨Ohrwall、I. Dominguez- Lopez、M. Piancastelli 和 D. W. Lindle, 《物理评论A》68，022701（2003）。[28] S. Schippers、T. Buhr、A. Borovik Jr、K. Hol- ste、A. Perry-Sassmannshausen、K. Mertens、S. Rein-

wardt、M. Martins、S. Klumpp、K. Schubert、 *et al.*，X射线光谱学49，11（2020年）。[29] T. Brage 和 J. Grumer，《物理学杂志B：原子、分子与光学物理》50，025001（2016年）。[30] V. A. Esaulov，《原子负离子的自动脱附态》（2017），arXiv:1707.07661 [physics.atom-ph]。[31] A. K. Edwards、J. S. Risley 和 R. Geballe，《物理评论A》3，583（1971年）。[32] A. Schlachter、M. Sant'Anna、A. Covington、A. Aguilar、M. Gharaibeh、E. Emmons、S. Scully、R. Phaneuf、G. Hinojosa、I. ´Alvarez、*et al.*，《物理学杂志B：原子、分子与光学物理》37，L103（2004年）。[33] A. Mart´ınez-Calder´on、M. Sant'Anna 和 G. Hinojosa，《物理评论A》109，032806（2024年）。[34] G. W. F. Drake，《天体物理学杂志》184，145（1973年）。[35] C. F. Bunge、M. Gal´an、R. J´auregui 和 A. V. Bunge，《核仪器与方法物理研究》202，299（1982年）。[36] M. Bylicki 和 E. Bednarz，《物理评论A》67，022503（2003年）。[37] R. R. Corderman 和 W. C. Lineberger，《物理化学年度评论》30，347（1979年）。[38] A. Oliveira、G. Jalbert 和 A. Rocha，《化学物理学杂志》156，244116（2022年）。[39] B. N. C. Tenorio、M. A. C. Nascimento 和 A. B. Rocha，《化学物理学杂志》，074104（2018 年）。[40] L. G. Christoforou，《亚稳态负离子的寿命》，载于 *Advances in Electronics and Electron Physics*（学术出版社，1978年）第56–125页。[41] Beam Imaging Solutions Inc.，（2025），http://www.beamimaging.com/（访问日期：August 13，2025年）。[42] E. M. Hern´andez、L. Hern´andez、C. Mart´ınez-Flores、N. Trujillo、M. Salazar、A. Chavez 和 G. Hinojosa，《等离子体源科学与技术》23，015018（2014年）。[43] M. E. W、M. J. B. A 和 R. M. E，*Atomic Collisions, Heavy Particle Projectiles* 1993（威利出版社，纽约，）。[44] E. Hern´andez、L. Hern´andez、L. Serkovic-Loli 和 G. Hi- nojosa，《国际质谱学杂志》403，39（2016年）。[45] F. Rahman 和 B. Hird，《原子数据与核数据表》35，123（1986年）。[46] T. L. Bailey 和 P. Mahadevan，《化学物理学杂志》52，179（1970年）。[47] J. B. Hasted 和 R. A. Smith，《伦敦皇家学会会刊A辑》235，349（1956年）。[48] R. A. Bennett、J. T. Moseley 和 J. R. Peterson，《化学物理学杂志》62，2223（1975年）。[49] R. Ranjan 和 C. C. Goodyear，《物理学杂志B：原子与分子物理》6，1070（1973年）。[50] J. Comer 和 G. J. Schulz，《物理评论A》10，2100（1974年）。[51] J. L. Mauer 和 G. J. Schulz，《物理评论A》7，593（1973年）。[52] R. F. Mathis 和 W. R. Snow，《化学物理学杂志》61，4274（1974年）。[53] A. E. Roche 和 C. C. Goodyear，《物理学杂志B：原子与分子物理》2，191（1969年）。[54] J. A. Rutherford 和 B. R. Turner，《地球物理研究杂志》（1896—1977）72，3795。[55] D. Spence，《物理评论A》12，721（1975年）。