

专题: 超冷原子分子物理 • 封面文章

# $^6\text{Li}$ 费米原子 p-波 Feshbach 共振中的 跨组分三体重组\*

刘绍坤<sup>1) #</sup> 彭帅<sup>1) #</sup> 任丽君<sup>1)</sup> 李佳明<sup>1) 2) 3) 4) †</sup> 罗乐<sup>1) 2) 3) 4) ‡</sup>

1) (中山大学物理与天文学院, 珠海 519082)

2) (中山大学, 量子精密测量与传感广东省重点实验室, 珠海 519082)

3) (中山大学深圳研究院, 深圳 518057)

4) (中山大学, 光电材料与技术国家重点实验室, 广州 510275)

(2026 年 5 月 18 日收到; 2026 年 6 月 14 日收到修改稿)

实验研究了自旋极化  $^6\text{Li}$  原子气体在 159 G ( $1\text{ G} = 10^{-4}\text{ T}$ ) 附近的窄 p-波 Feshbach 共振中掺入异自旋原子后的三体损失动力学行为. 通过高信噪比原子损失曲线的拟合分析, 发现异自旋原子参与了由两个主组分原子与一个异自旋原子构成的三体复合过程. 尽管异自旋原子不会直接参与两个主组分原子之间的 p-波两体共振散射, 实验仍观测到异自旋分量的损失谱中出现与主组分同步的 p-波双峰劈裂结构, 这说明其损失是通过共振过程中形成的中间准束缚分子态与异自旋原子的原子-分子非弹性碰撞间接实现的. 进一步地, 通过比较不同异自旋掺杂比例下的三体损失系数, 本文提取了异自旋辅助的原子-分子非弹性弛豫特性, 并发现不同掺杂条件下的损失动力学能够在统一的级联耗散框架内得到描述. 本工作不仅揭示了异自旋原子对中间准束缚分子态的跨组分敏感响应, 还通过等效损失率的守恒性确证了级联耗散路径的分配机制, 为在窄共振体系中区分直接与级联过程提供了普适性的组分分辨判据.

**关键词:** p-波 Feshbach 共振, 跨组分三体重组, 级联三体过程, 超冷费米气体, 原子-分子弛豫**DOI:** 10.7498/aps.75.20260707**CSTR:** 32037.14.aps.75.20260707

## 1 引言

超冷费米气体中的 Feshbach 共振为研究强相互作用系统中的量子散射、少体与多体关联提供了重要平台<sup>[1]</sup>. 在共振附近, 增强的相互作用不仅显著改变了体系的散射性质, 同时也会导致由三体复合引起的原子损失迅速增强, 并成为限制体系稳定性与寿命的重要耗散机制<sup>[2-4]</sup>. 由于三体损失过程直接涉及多个粒子的短程关联与能量弛豫, 其损失动力学不仅反映体系的耗散性质, 同时也携带了少

体关联过程的重要信息<sup>[5]</sup>. 因此, 对三体损失微观机制的研究已经成为理解强相互作用超冷原子体系的重要问题之一.

从动力学角度看, 三体损失通常可以由两类经典图像进行描述: 直接三体复合过程与级联原子-分子过程<sup>[6,7]</sup>. 前者对应三个原子在短程相互作用范围内发生不可分解的三体散射, 并直接跃迁至深束缚分子态; 后者则包含明确的中间态演化步骤, 即两个原子首先形成准束缚分子态 (dimer), 随后该分子再与第三个原子通过原子-分子非弹性碰撞完成最终弛豫. 这两类过程虽然在实验上都表现为

\* 国家自然科学基金 (批准号: 12174458, 12574302) 和中央高校基本科研业务费 (批准号: 23lgbj020, 24xkjc015) 资助的课题.

# 同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: lijiam29@mail.sysu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: luole5@mail.sysu.edu.cn

三体损失, 但对应的中间分子态结构、能量弛豫路径以及耗散动力学机制存在本质差异. 因此, 区分直接三体复合与级联原子-分子耗散过程, 对于理解三体损失的微观起源及其对体系稳定性的影响具有重要意义.

然而, 在实验上判定上述两类损失路径仍然面临困难. 一方面, 实验中可直接测量的物理量通常仅限于原子数衰减或三体损失系数 ( $L_3$ ), 而不同损失机制在这些观测量上表现出相似的损失动力学行为, 从而使得仅凭整体损失强度通常难以唯一确定其对应的微观路径; 另一方面, 若体系中存在中间准束缚分子态, 其寿命通常较短且难以直接探测, 其作用往往只能通过间接损失信号体现. 因此, 目前关于三体损失微观机制的实验认识仍然有限, 尤其缺乏实验手段观测中间分子态及其在不同碰撞通道中的耗散耦合机制.

这一问题在 p-波体系中尤为值得关注. 对于 s-波共振体系, 三体复合、Efimov 物理及原子-分子弛豫过程已经得到了广泛的实验与理论研究, 为理解少体耗散机制奠定了重要基础<sup>[8-11]</sup>. 相比之下, p-波散射受到离心势垒、强能量依赖性以及磁偶极相互作用的影响<sup>[12-16]</sup>, 动力学呈现出更加丰富的结构. 特别是在窄 p-波 Feshbach 共振附近, 闭通道成分和中间准束缚分子态对体系动力学的影响更加显著, 使得非弹性损失过程可能与原子-分子碰撞及其弛豫动力学紧密耦合<sup>[17]</sup>.

近年来, 随着磁场控制精度和谱学分辨率的提高, 由磁偶极-偶极相互作用导致的 p-波共振双峰劈裂结构已在实验中得到清晰分辨<sup>[18-20]</sup>. 这一双峰结构对应于不同轨道角动量投影 ( $m_l$ ) 的准束缚分子态, 反映了 p-波共振内部的中间分子态结构. 由于这些中间态同时参与原子损失过程, 其谱结构也可能被保留在非弹性耗散动力学之中<sup>[21-25]</sup>. 在此基础上, 近期工作进一步提出, 窄 p-波共振附近的损失动力学可以由不同  $m_l$  分量对应的级联原子-分子过程进行有效描述<sup>[17]</sup>, 即原子首先各自形成不同  $m_l$  的中间准束缚分子态, 随后再通过原子-分子非弹性碰撞完成最终弛豫. 这一图像表明, 中间准束缚分子态不仅决定 p-波共振的内部谱结构, 也可能主导体系的非弹性耗散过程. 然而, 现有实验主要依赖单组分原子损失谱分析, 对于这些损失结构是否由共同的中间分子态介导, 以及中间分子态如何参与不同组分之间的耗散耦合, 仍缺乏直接

的实验观测与动力学约束.

在这一背景下, 引入非共振异自旋原子作为探针为研究 p-波体系中的耗散关联提供了新的实验手段<sup>[26]</sup>. 由于异自旋原子与主组分原子相互作用弱, 因此认为不直接参与 p-波两体共振, 其损失行为可以作为独立观测通道, 用于探测主组分中的关联耗散结构. 若体系中的损失过程与中间准束缚分子态相关, 则该中间态的信息不仅会体现在主组分损失谱中, 还可能通过原子-分子非弹性碰撞耦合到异自旋的损失通道, 从而在异自旋损失谱中表现出与主组分一致的共振位置及其偶极劈裂结构. 因此, 多组分损失动力学不仅能够反映体系整体的耗散行为, 还能够为研究中间分子态在不同组分之间的传播与耗散耦合提供新的实验判据.

基于此, 本文研究了在  $^6\text{Li}$  最低超精细态 ( $|1\rangle = |F=1/2, m_F=1/2\rangle$ ) 的窄 p-波 Feshbach 共振附近掺入异自旋原子 ( $|2\rangle = |F=1/2, m_F=-1/2\rangle$ ) 后的损失动力学. 实验发现, 尽管异自旋原子本身不参与  $|1\rangle$ - $|1\rangle$  的 p-波两体散射共振, 其损失谱中仍出现了与主组分共振同步的双峰劈裂结构. 进一步的动力学分析表明, 异自旋原子的损失符合由两个主组分原子与一个异自旋原子参与的三体损失规律. 该实验结果能够在统一的级联原子-分子耗散框架下得到一致描述, 其中两个主组分原子首先形成 p-波准束缚分子态, 随后通过原子-分子非弹性碰撞导致异自旋原子损失. 上述实验结果表明, 窄 p-波共振中的非弹性损失不仅反映局域三体碰撞过程, 还能够携带中间分子态的信息, 并通过跨组分耗散动力学在非共振异自旋通道中得到体现. 这为理解窄 p-波共振附近的非弹性少体动力学以及中间分子态在多组分体系中的耗散耦合提供了新的实验依据.

## 2 实验

实验首先在磁光阱中完成  $^6\text{Li}$  原子的激光冷却与俘获, 随后将原子转移到交叉光束光偶极阱中. 该光偶极阱由两束波长为 1064 nm 的激光构成, 交叉角约为  $12^\circ$ , 最大阱深约为 5 mK. 原子转移至光偶极阱后, 原子气体中  $|1\rangle$  与  $|2\rangle$  的原子数比例  $N_2/N_1 \approx 1/2$ . 为获得接近自旋平衡的两组分气体用于蒸发冷却, 把磁场移到 320 G ( $1\text{ G} = 10^{-4}\text{ T}$ ) 并施加一个射频场, 调节两自旋态之间的相对布

居, 使得  $N_2/N_1 \approx 1$ . 随后通过逐渐降低光偶极阱的深度进行强制蒸发冷却<sup>[27,28]</sup>. 蒸发结束后, 两个自旋态的原子数均为  $1.2 \times 10^5$ , 温度为  $0.16 \mu\text{K}$ , 对应的约化温度  $T/T_F \approx 0.5$ . 其中, 费米温度  $T_F$  由原子数以及光偶极阱中的囚禁频率共同决定. 实验中三个方向的囚禁频率分别约为  $\omega_x = 2\pi \times 16 \text{ Hz}$ ,  $\omega_y = 2\pi \times 112 \text{ Hz}$  和  $\omega_z = 2\pi \times 113 \text{ Hz}$ .

原子损失测量在蒸发冷却完成后进行. 实验中首先将磁场从  $320 \text{ G}$  切换至  $172 \text{ G}$ . 该磁场位于  $|1\rangle$ - $|1\rangle$  p-波 Feshbach 共振的高磁场侧, 并远离原子损失区域. 在此条件下, 通过是否施加持续时间为  $100 \mu\text{s}$  的  $|2\rangle$  共振光脉冲, 分别制备自旋极化  $|1\rangle$  气体与  $|1\rangle + |2\rangle$  两组分混合气体. 施加该共振光脉冲时,  $|2\rangle$  原子由于光子吸收反冲被选择性移除; 不施加该光脉冲时, 则保留两组分混合气体. 此外, 还可以通过调节光脉冲的强度来控制原子数比值  $N_2/N_1$ . 由于用于清除  $|2\rangle$  的共振光与  $|1\rangle$  对应跃迁之间存在  $68 \text{ MHz}$  的频率失谐, 因此该光脉冲对  $|1\rangle$  原子的影响可以忽略. 同时, 由于脉冲持续时间较短, 其对剩余原子气体的加热效应也可以忽略不计.

完成气体制备后, 将磁场进一步切换至  $159 \text{ G}$  附近的目标磁场  $B$  并保持时间  $t$ , 使气体在  $|1\rangle$ - $|1\rangle$  p-波共振附近发生非弹性碰撞与原子损失. 保持结束后, 磁场快速切换回到  $172 \text{ G}$ , 随后关闭光偶极阱, 并在经过  $2 \text{ ms}$  的弹道膨胀后进行吸收成像. 对于混合气体, 两个自旋态的原子数通过间隔  $50 \mu\text{s}$  的两次吸收成像分别在同一次实验气体中测量得到, 这提供了非常高的原子数测量同步性和信噪比.

由于  $|1\rangle$ - $|1\rangle$  p-波 Feshbach 共振的有效磁场宽度仅为数十毫高斯 ( $\text{mG}$ ), 因此磁场稳定性对实验测量至关重要. 本实验中磁场稳定性达到了  $0.1 \text{ mG}$  量级, 其长期漂移与短期波动均被有效抑制, 从而保证了高分辨率损失谱测量的可靠性. 本文将磁场失谐定义为  $\Delta B = B - B_0$ , 其中  $B_0 = 159.215 \text{ G}$  对应于  $|m_l| = 1$  分量的共振位置. 有关磁场标定精度、扫描控制方法以及数据采集与分析流程的更详细技术细节, 也可参考文献<sup>[20,29,30]</sup>.

### 3 自旋混合气体的三体级联模型

我们近期工作<sup>[17]</sup>在研究自旋极化  $|1\rangle$ - $|1\rangle$  p-波 Feshbach 共振时指出, 该体系的三体损失可由级

联原子-分子过程有效描述, 其中损失动力学由准束缚分子态作为中间态主导. 对应的原子与分子密度动力学方程可写为

$$\frac{dn_1}{dt} = \frac{2\Gamma_r}{\hbar} n_d - 2K_M n_1^2 - K_{AD} n_1 n_d, \quad (1)$$

$$\frac{dn_d}{dt} = -\frac{\Gamma_r}{\hbar} n_d + K_M n_1^2 - K_{AD} n_1 n_d, \quad (2)$$

其中  $n_1$  表示  $|1\rangle$  原子  $a_1$  的局域密度,  $n_d$  表示由  $|1\rangle$ - $|1\rangle$  散射形成的准束缚分子  $d_{11}$  的密度,  $\Gamma_r$  为分子态的弛豫宽度,  $K_M$  为分子形成速率,  $K_{AD}$  表示准束缚分子与  $|1\rangle$  原子之间的原子-分子非弹性弛豫速率.

在准稳态近似  $dn_d/dt \approx 0$  下, 消去中间变量  $n_d$ , 得到三体损失形式

$$L_3 = \frac{K_{AD} K_M}{\Gamma_r/\hbar + K_{AD} n_1}. \quad (3)$$

对于含  $|2\rangle$  的混合气体, 由于  $|2\rangle$  原子不参与  $|1\rangle$ - $|1\rangle$  两体散射, 其主要作用体现在与中间准束缚分子态的原子-分子非弹性碰撞过程中. 因此,  $|2\rangle$  原子的引入为级联过程的第二步打开了额外弛豫通道:

$$\frac{dn_1}{dt} = \frac{2\Gamma_r}{\hbar} n_d - 2K_M n_1^2 - K_{AD} n_1 n_d, \quad (4)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = -K'_{AD} n_2 n_d, \quad (5)$$

$$\frac{dn_d}{dt} = -\frac{\Gamma_r}{\hbar} n_d + K_M n_1^2 - K_{AD} n_1 n_d - K'_{AD} n_2 n_d, \quad (6)$$

其中  $n_2$  表示  $|2\rangle$  原子  $a_2$  的局域密度,  $K'_{AD}$  表示准束缚分子与  $|2\rangle$  原子之间的原子-分子非弹性弛豫速率. 上述过程表明,  $|2\rangle$  原子通过引入额外的原子-分子弛豫通道  $K'_{AD}$ , 将级联过程从单通道  $a_1$ - $d_{11}$  弛豫扩展为多通道竞争机制. 在这一图像中,  $|1\rangle$ - $|1\rangle$ - $|1\rangle$  与  $|1\rangle$ - $|1\rangle$ - $|2\rangle$  损失并非独立过程, 而是共享同一中间准束缚分子态  $d_{11}$  的不同弛豫分支.

在同样的准稳态近似下消去  $n_d$ , 可得到混合体系中的有效损失动力学

$$\frac{dn_1}{dt} = -3L_{111} n_1^3 - 2L_{112} n_1^2 n_2, \quad (7)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = -L_{112} n_1^2 n_2, \quad (8)$$

其中, 代表  $|1\rangle$ - $|1\rangle$ - $|1\rangle$  与  $|1\rangle$ - $|1\rangle$ - $|2\rangle$  三体过程的有效损失系数分别为

$$L_{111} = \frac{K_{AD}K_M}{\Gamma_i/\hbar + K_{AD}n_1 + K'_{AD}n_2}, \quad (9)$$

$$L_{112} = \frac{K'_{AD}K_M}{\Gamma_i/\hbar + K_{AD}n_1 + K'_{AD}n_2}. \quad (10)$$

在对实验数据进行定量拟合时, 我们进一步将上述局域密度方程转换为原子数方程. 实验中, 两个自旋组分在实验过程中保持充分空间重叠, 并具有近似相同的密度分布, 因此它们的有效体积  $V(t)$  相同. 其中  $V(t) = \sigma_A(t)\sigma_R^2(t)$ , 由吸收图像中轴向 ( $\sigma_A(t)$ ) 和径向 ( $\sigma_R(t)$ ) 云尺寸提取得到<sup>[4]</sup>. 对于  $|1\rangle$ - $|1\rangle$ - $|2\rangle$  三体损失通道,  $|2\rangle$  分量的原子数演化写为

$$\frac{dN_2}{dt} = -L_{112} \frac{N_1^2(t)N_2(t)}{(\sqrt{3}\pi)^3 V^2(t)}. \quad (11)$$

类似地,  $|1\rangle$  原子数演化写为

$$\frac{dN_1}{dt} = -3L_{111} \frac{N_1^3(t)}{(\sqrt{3}\pi)^3 V^2(t)} - 2L_{112} \frac{N_1^2(t)N_2(t)}{(\sqrt{3}\pi)^3 V^2(t)}. \quad (12)$$

为了提高拟合的稳定性以及三体损失系数提取的精度, 首先利用 (11) 式对  $|2\rangle$  分量的损失曲线进行拟合, 独立提取  $L_{112}$ , 随后将其代入 (12) 式以进一步拟合  $|1\rangle$  分量并得到  $L_{111}$ . 相比将  $L_{111}$  与  $L_{112}$  同时作为自由参数进行联合拟合, 该方法能够有效降低参数之间的相关性, 从而提高损失系数提取的稳定性与可靠性.

此外, 在利用 (11) 式和 (12) 式进行动力学分析时, 将实验测得的原子数与原子云尺寸随时间的演化数据经过三次样条插值后, 作为外部输入量代入动力学方程中. 这样处理可以避免将密度演化完全作为自由拟合参数所带来的额外不确定性. 其中, 原子气体体积  $V(t)$  的引入显式考虑了非弹性损失过程中原子云膨胀及密度随时间变化对三体损失动力学的影响, 从而能够更加准确地描述实验中的实际耗散行为.

基于上述自旋混合气体的三体级联模型, 可以预测若干与本实验直接相关的现象. 首先, 由于  $|1\rangle$  与  $|2\rangle$  共享同一中间准束缚分子态  $d_{11}$ , 因此两者的损失谱应在磁场位置上严格锁定于相同的共振结构, 并表现出一致的  $m_l$  双峰劈裂特征, 而不会出现独立的异自旋共振峰位漂移. 其次, 模型预言原子比例的改变主要通过调节  $a_1$ - $d_{11}$  与  $a_2$ - $d_{11}$  两种原子-分子弛豫通道的相对权重, 从而导致  $L_{111}$  与  $L_{112}$  呈现反相关的变化趋势, 而其加权组合近似保持不

变. 再次, 在时间演化层面,  $|2\rangle$  分量的衰减应严格服从由  $n_1^2 n_2$  控制的三体标度律, 而不包含独立的  $n_2^3$  或  $n_1 n_2^2$  项, 从而为区分“直接三体过程”与“级联原子-分子过程”提供一个可检验的判据.

## 4 结果与分析

### 4.1 自旋混合气体的 p-波双峰观测

制备  $N_2/N_1 \approx 0.8$  的自旋混合气体, 并在固定非弹性碰撞时间  $t = 100$  ms 条件下扫描磁场  $B$ , 测量体系剩余原子数, 得到图 1(a) 的原子损失谱结果. 其中, 红色实心圆点对应的是自旋极化  $|1\rangle$  气体的结果, 蓝色空心圆对应的是自旋混合时  $|1\rangle$  的结果, 而蓝色方形空心对应自旋混合时  $|2\rangle$  的结果. 可以看到, 三种情况下的损失谱均呈现出清晰的双峰结构, 且所有的损失峰位置几乎完全重合 (如图中虚线所示).

需要指出的是, 本实验测量的磁场范围同时远离  $|1\rangle$ - $|2\rangle$  的共振通道 (约 185 G) 以及  $|2\rangle$ - $|2\rangle$  的共振通道 (约 215 G)<sup>[31,32]</sup>. 因此, 与  $|2\rangle$  分量相关的其他 p-波碰撞损失过程可以忽略不计. 还需要指出的是, 实验中选择  $N_2/N_1 = 0.8$  的比例, 是基于损失方程式 (11) 和 (12) 式对不同  $N_2/N_1$  条件下  $|2\rangle$  原子损失信号进行理论分析后确定的. 对于  $|1\rangle$ - $|1\rangle$ - $|2\rangle$  三体过程, 其损失强度与密度因子  $n_1^2 n_2$  成正比. 当  $N_2/N_1$  较小时,  $|2\rangle$  原子数较少, 其损失信号较弱, 难以清晰分辨共振双峰结构; 而当  $N_2/N_1$  过大时,  $|1\rangle$  原子密度降低,  $n_1^2$  因子将抑制三体过程的发生, 从而同样降低  $|2\rangle$  分量的损失信号, 使得共振双峰结构不清晰. 因此, 选择中间数值  $N_2/N_1 = 0.8$  时,  $|2\rangle$  分量的双峰结构具有最佳可见度, 有利于对其共振劈裂特征进行高分辨率测量与分析.

进一步地, 我们发现图 1(a) 中的原子损失谱可以被第 3 节的级联模型进行高精度的拟合 (使用到的关于共振的其他数值参考文献 [17]), 并提取对应的三体损失系数  $L_3$ , 如图 1(b) 所示. 可以看到, 所有的三体损失率也都具有双峰结构, 且与自旋极化的结果相比, 自旋混合气体中的每个组分的三体损失率整体都有所减小. 这表明, 在引入  $|2\rangle$  原子后, 体系中的非弹性耗散过程发生了重新分配, 即原本由  $|1\rangle$  原子主导的原子-分子弛豫过程部分转移至包含  $|2\rangle$  原子的耗散通道之中. 这一结果符

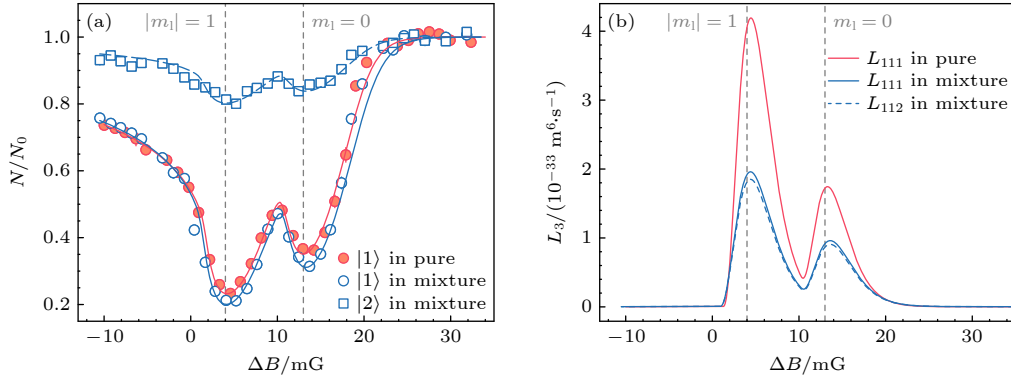


图 1 159 G 附近  $|1\rangle$ - $|1\rangle$  p-波 Feshbach 共振处的双峰原子损失谱及对应的三体损失系数 (a) 保持时间  $t = 100$  ms 后剩余原子分数随磁场失谐  $\Delta B$  的变化. 红色圆点表示自旋极化  $|1\rangle$  气体的结果, 蓝色圆点和蓝色方框分别表示混合气体中的  $|1\rangle$  与  $|2\rangle$  分量. 实的和虚的曲线为利用方程 (11) 和 (12) 得到的拟合结果, 与实验数据符合良好. (b) 由图 (a) 拟合结果提取得到的三体损失系数  $L_3$ ,  $L_{111}$  和  $L_{112}$  随磁场失谐  $\Delta B$  的变化. 两图中的垂直虚线表示不同  $m_l$  分量对应的共振位置. 其中左侧损失峰对应  $|m_l| = 1$  分量, 右侧损失峰对应  $m_l = 0$  分量. 三组数据拟合得到的双峰间隔分别为 8.9(1) mG, 9.3(1) mG, 和 9.3(1) mG

Fig. 1. Double-peak atom-loss spectra and the corresponding three-body loss coefficients near the  $|1\rangle$ - $|1\rangle$  p-wave Feshbach resonance at 159 G. (a) Remaining atom fraction as a function of magnetic-field detuning  $\Delta B$  after a holding time of  $t = 100$  ms. The red circles denote the results for the spin-polarized pure  $|1\rangle$  sample, while the blue circles and blue squares represent the  $|1\rangle$  and  $|2\rangle$  components in the spin-mixture sample, respectively. The solid and dashed curves are fits based on Eqs. (11) and (12), showing good agreement with the experimental data. (b) Effective three-body loss coefficients  $L_3$ ,  $L_{111}$ , and  $L_{112}$  extracted from the fitting results in panel (a) as functions of the magnetic-field detuning  $\Delta B$ . The vertical dashed lines in both panels indicate the resonance positions corresponding to different  $m_l$  components. The left loss peak corresponds to the  $|m_l| = 1$  component, while the right peak corresponds to the  $m_l = 0$  component. The fitted peak splittings for the three datasets are 8.9(1) mG, 9.3(1) mG, and 9.3(1) mG, respectively.

合第 3 节级联模型的预测, 也暗示不同组分之间的损失过程可能共享同一个中间准束缚分子态, 并通过跨组分原子-分子碰撞形成统一的级联耗散过程.

最后需指出的是, 直接三体复合理论<sup>[2,33]</sup>所预言的阈值标度关系 (例如  $L_3 \propto |V_p|^{8/3}$ ), 主要适用于远离共振的阈值区域<sup>[17,25,34]</sup>. 而本文研究的是窄 p-波 Feshbach 共振附近的损失动力学, 此时闭通道准束缚分子态对体系耗散过程具有重要影响. 我们尝试采用直接三体复合模型对实验数据进行分析, 发现其无法同时描述实验观测到的损失线型及磁场依赖关系, 表明直接三体复合图像并不适用于本文所研究的参数区域.

## 4.2 自旋混合气体的损失动力学分析

为了进一步分析  $|1\rangle$  与  $|2\rangle$  在共振附近的微观损失动力学, 我们测量了混合气体在三个代表性磁场失谐  $\Delta B = 0$  mG (对应  $|m_l| = 1$  峰), 6 mG (对应两峰中间) 和 11 mG (对应  $m_l = 0$  峰) 处原子数随时间的演化, 结果如图 2 所示. 在这三个磁场条件下,  $|2\rangle$  分量的损失均能够被  $|1\rangle$ - $|1\rangle$ - $|2\rangle$  三体损失模型较好描述, 并符合 (11) 式给出的动力学规律.

作为比较, 也分别采用  $|1\rangle$ - $|2\rangle$  两体损失模型<sup>[20]</sup> 以及  $|1\rangle$ - $|2\rangle$ - $|2\rangle$  三体损失模型对实验数据进行了分析, 结果均与实验观测存在明显偏离, 如图中的黑色与红色虚线所示. 另一方面,  $|1\rangle$  分量的损失整体上仍然遵循自旋极化  $|1\rangle$  气体中的三体损失规律; 然而, 在存在  $|2\rangle$  原子的情况下, 若进一步引入  $|1\rangle$ - $|1\rangle$ - $|2\rangle$  三体损失贡献, 则能够对实验数据给出更为一致的动力学拟合结果, 如图中的蓝色实线所示.

上述结果表明,  $|2\rangle$  原子的主要损失来源于  $|1\rangle$ - $|1\rangle$ - $|2\rangle$  三体过程. 结合级联原子-分子动力学图像, 该过程可以理解为: 两个  $|1\rangle$  原子首先在 p-波共振附近形成准束缚分子态  $d_{11}$ , 随后该分子与一个  $|2\rangle$  原子发生  $a_2$ - $d_{11}$  原子-分子非弹性碰撞, 从而导致  $|2\rangle$  原子损失. 相比之下, 自旋极化  $|1\rangle$  气体中的损失则主要由  $a_1$ - $d_{11}$  原子-分子弛豫通道主导. 这一结果不仅很好地符合第 3 节级联模型的预测, 还很好地表明, 中间准束缚分子态不仅参与主组分的非弹性损失过程, 还能够通过原子-分子碰撞耦合到非共振自旋通道, 从而在多组分体系中形成跨组分的耗散关联.

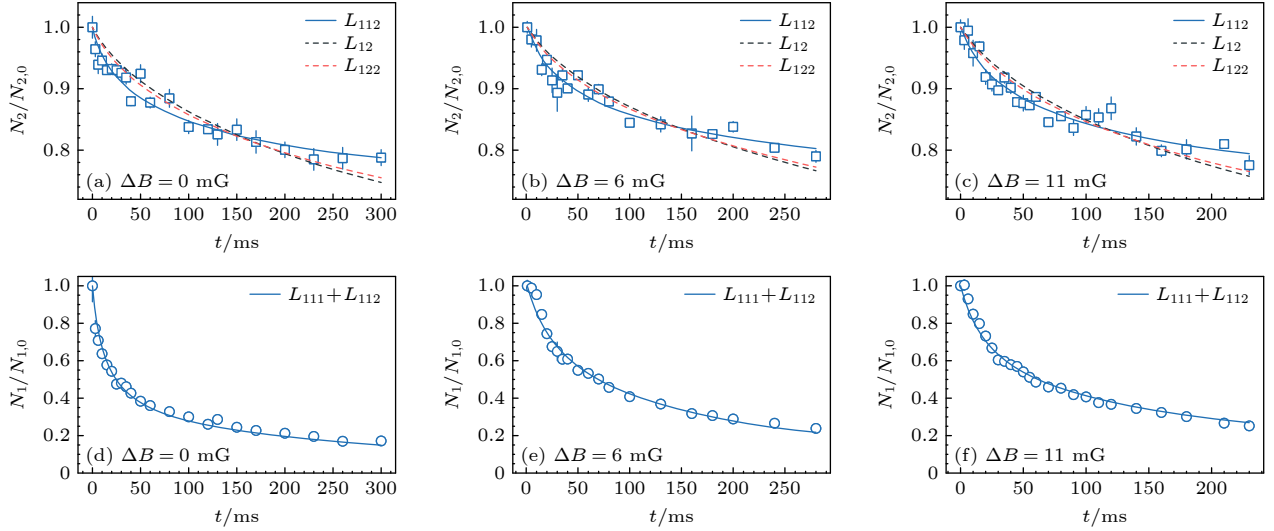


图 2 不同磁场失谐  $\Delta B$  条件下归一化原子数损失的含时演化结果 (a)–(c) 对应  $|2\rangle$  原子的演化,  $N_2/N_{2,0}$ , (d)–(f) 对应  $|1\rangle$  原子的演化,  $N_1/N_{1,0}$ . (a), (d) 对应  $\Delta B = 0$  mG (对应  $|m_l| = 1$  共振峰); (b), (e) 对应  $\Delta B = 6$  mG (对应两共振峰中间); (c), (f) 对应  $\Delta B = 11$  mG (对应  $m_l = 0$  共振峰). 不同曲线分别表示仅考虑  $|1\rangle$ – $|2\rangle$  两体损失、 $|1\rangle$ – $|2\rangle$ – $|2\rangle$  三体损失以及  $|1\rangle$ – $|1\rangle$ – $|2\rangle$  三体损失时得到的拟合结果

Fig. 2. Temporal evolution of atom losses at different magnetic-field detunings  $\Delta B$ . (a)–(c) show the normalized atom number evolution of the  $|2\rangle$  component,  $N_2/N_{2,0}$ , (d)–(f) show the normalized atom number evolution of the  $|1\rangle$  component,  $N_1/N_{1,0}$ . Panels (a) and (d), (b) and (e), and (c) and (f) correspond to  $\Delta B = 0$  mG, 6 mG, and 11 mG, respectively, corresponding to the  $|m_l| = 1$  resonance peak, the region between the two resonance peaks, and the  $m_l = 0$  resonance peak. The different curves represent theoretical fits including only the  $|1\rangle$ – $|2\rangle$  two-body loss, the  $|1\rangle$ – $|2\rangle$ – $|2\rangle$  three-body loss, and the  $|1\rangle$ – $|1\rangle$ – $|2\rangle$  three-body loss processes, respectively.

### 4.3 损失强度的定量关系分析

为了进一步研究异自旋掺杂比例对三体损失动力学的影响, 在  $m_l = 0$  共振分支的最大损失位置测量了不同初始原子数比  $N_2/N_1$  下的三体损失系数, 结果如图 3 所示. 选择该分支是为了避免到达  $|m_l| = 1$  分支前穿过  $m_l = 0$  共振所引起的额外损失, 从而更直接地比较异自旋掺杂比例对损失动力学的影响. 需要再次指出的是, 本实验中不同异自旋原子比例的制备主要通过调节  $|2\rangle$  原子数实现, 而  $|1\rangle$  分量的初始原子数基本保持不变. 因此, 不同实验条件下  $|1\rangle$  的原子密度变化较小, 从而有利于直接比较不同异自旋原子比例对损失动力学的影响.

图 3 中, 红色圆点与蓝色方块分别对应  $|1\rangle$ – $|1\rangle$ – $|1\rangle$  与  $|1\rangle$ – $|1\rangle$ – $|2\rangle$  通道的三体损失系数  $L_{111}$  和  $L_{112}$ , 紫色三角对应混合气体中  $|1\rangle$  分量的等效三体损失速率, 其由 (12) 式中的两个损失贡献加权组合得到, 即

$$L_{\text{total}} = L_{111} + \frac{2N_2}{3N_1} L_{112}, \quad (13)$$

其中, 加权因子  $2N_2/3N_1$  反映了每一次  $|1\rangle$ – $|1\rangle$ – $|2\rangle$

三体过程对  $|1\rangle$  分量损失的实际贡献: 每一次  $|1\rangle$ – $|1\rangle$ – $|2\rangle$  三体复合过程会损失两颗  $|1\rangle$  原子, 而  $|1\rangle$ – $|1\rangle$ – $|1\rangle$  过程对应损失三颗  $|1\rangle$  原子. 因此,  $L_{\text{total}}$  可以理解为混合体系中作用于  $|1\rangle$  分量的总等效三体损失强度.

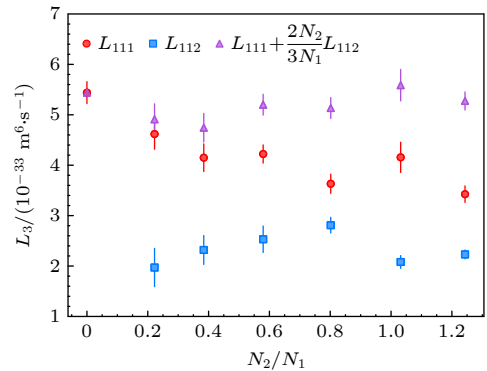


图 3 不同异自旋原子比例  $N_2/N_1$  下三体损失系数的变化, 所有数据均取自  $m_l = 0$  共振分支的损耗峰位置. 红色圆点和蓝色方块分别表示  $L_{111}$  和  $L_{112}$ , 紫色三角表示加权组合量  $L_{111} + \frac{2N_2}{3N_1} L_{112}$

Fig. 3. Evolution of the effective three-body loss coefficients with impurity fraction  $N_2/N_1$ . Red circles and blue squares denote  $L_{111}$  and  $L_{112}$ , respectively, purple triangles denote the combination  $L_{111} + \frac{2N_2}{3N_1} L_{112}$ .

实验结果表明, 随着异自旋原子比例  $N_2/N_1$  的增加,  $L_{111}$  会随之减小, 而  $L_{112}$  则相应增大. 该趋势表明, 当异自旋原子数增加时, 中间准束缚分子态  $d_{11}$  与  $|2\rangle$  原子发生原子-分子非弹性碰撞的概率随之增加, 从而增强了  $a_2$ - $d_{11}$  弛豫通道; 与此同时,  $a_1$ - $d_{11}$  通道的相对贡献则受到抑制.

更重要的是, 在不同异自旋原子比例下,  $|1\rangle$  分量等效三体损失速率  $L_{\text{total}}$  在实验误差范围内基本保持不变. 这一结果表明, 当前实验条件下由  $|1\rangle$ - $|1\rangle$  共振形成中间准束缚分子态  $d_{11}$  的整体速率近似保持稳定, 而不同组分比例的变化主要体现在后续原子-分子弛豫通道之间的重新分配. 换言之, 异自旋原子的引入并未显著改变中间关联态的形成过程, 而是改变了该中间态后续耗散路径的分支比例. 这一结果进一步支持了以中间准束缚分子态为核心的级联原子-分子耗散图像, 并说明不同组分之间的非弹性损失过程共享相同的中间分子态, 同时存在竞争性的原子-分子耗散耦合机制.

## 5 结 论

本文实验研究了  $^6\text{Li}$   $|1\rangle$ - $|1\rangle$  p-波 Feshbach 共振附近掺入异自旋原子后的非弹性损失动力学行为. 实验发现, 在含  $|2\rangle$  原子的混合体系中, 异自旋分量的损失谱中同样出现了与  $|1\rangle$ - $|1\rangle$  共振同步的双峰劈裂结构, 且峰位与劈裂大小与主组分保持一致. 通过对不同磁场失谐处原子数含时演化的分析, 发现异自旋分量的损失能够被  $|1\rangle$ - $|1\rangle$ - $|2\rangle$  三体损失模型一致描述. 结合级联原子-分子耗散图像, 该过程可以理解为: 两个  $|1\rangle$  原子首先形成 p-波准束缚分子态  $d_{11}$ , 随后该分子再与  $|2\rangle$  原子发生原子-分子非弹性碰撞并向深束缚态弛豫. 通过研究不同异自旋掺杂比例下的三体损失动力学, 发现两组分原子的三体损失率  $L_{111}$  与  $L_{112}$  的变化主要体现在为不同原子-分子弛豫通道之间相对权重的重新分配, 而加权组合量在实验误差范围内基本保持不变. 与此同时, 上述实验中并未观察到额外的共振增强结构或者与模型相离较大的区间, 这也可能表明  $d_{11}$  与  $a_2$  之间不存在更强的额外共振耦合过程<sup>[35-37]</sup>, 其相互作用主要表现为非共振原子-分子弛豫.

本工作的关键意义在于: 通过在自旋极化 p-波共振体系中引入“非共振”杂质自由度, 实现了

中间准束缚分子态参与耗散过程的跨组分响应探测. 这种方法为复杂少体体系中“中间态是否真实参与动力学”这一长期问题提供了新的实验约束. 特别是在 p-波共振中, 由于闭通道结构复杂、分子态寿命短以及损失通道强烈耦合, 传统单组分损失测量难以区分不同微观路径, 而多组分掺杂提供了额外的动力学自由度, 从而显著增强了对级联过程的判别能力.

本文提出的“非共振杂质探针”方法具有较好的普适性. 原则上, 只要辅助组分不参与目标共振形成过程、能够与中间准束缚分子态发生可观测的原子-分子非弹性碰撞, 并能够被独立探测, 该方法和思想即可推广至更高阶分波共振体系<sup>[38-42]</sup>、强偶极相互作用体系<sup>[43-47]</sup>, 以及费米气体中配对动力学研究<sup>[48-52]</sup>, 用于检验中间分子态在多体关联形成中的作用. 也可用于研究不同内部态之间的非平衡能量转移机制, 为构建更精细的少体耗散理论模型提供实验输入<sup>[53,54]</sup>. 此外, 该方法为区分直接三体复合与级联原子-分子过程提供了新的“组分分辨判据”, 对理解强相互作用冷原子、核物理<sup>[55]</sup>, 以及其他强相互作用体系中的非弹性稳定性问题具有参考价值.

感谢彭思佳参与实验数据的采集.

## 参考文献

- [1] Chin C, Grimm R, Julienne P S, Tiesinga E 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 1225
- [2] Suno H, Esry B D, Greene C H 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 053202
- [3] Rem B S, Grier A T, Ferrier-Barbut I, Eismann U, Langen T, Navon N, Khaykovich L, Werner F, Petrov D S, Chevy F, Salomon C 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 163202
- [4] Li J, Liu J, Luo L, Gao B 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 193402
- [5] Li J, Peng S, Xu Y, Kuang S, Luo L 2025 *Sci. China Phys. Mech. Astron.* **68** 123011
- [6] D'Incao J P, Esry B D, Greene C H 2008 *Phys. Rev. A* **77** 052709
- [7] Forrey R C 2015 *J. Chem. Phys.* **143** 024101
- [8] Berninger M, Zenesini A, Huang B, Harm W, Nägerl H C, Ferlaino F, Grimm R, Julienne P S, Hutson J M 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 120401
- [9] Shotan Z, Machtay O, Kokkelmans S, Khaykovich L 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 053202
- [10] D'Incao J P 2018 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **51** 043001
- [11] Ji Y, Schumacher G L, Assumpção G G T, Chen J, Mäkinen J T, Vivanco F J, Navon N 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 203402
- [12] Ticknor C, Regal C A, Jin D S, Bohn J L 2004 *Phys. Rev. A* **69** 042712
- [13] Chevy F, van Kempen E G M, Bourdel T, Zhang J,

- Khaykovich L, Teichmann M, Tarruell L, Kokkelmans S J J M F, Salomon C 2005 *Phys. Rev. A* **71** 062710
- [14] Ahmed-Braun D J M, Jackson K G, Smale S, Dale C J, Olsen B A, Kokkelmans S J J M F, Julienne P S, Thywissen J H 2021 *Phys. Rev. Res.* **3** 033269
- [15] Nakasuji T, Yoshida J, Mukaiyama T 2013 *Phys. Rev. A* **88** 012710
- [16] Nagase K, Takahashi H, Oshima S, Mukaiyama T 2026 *Phys. Rev. Lett.* **136** 013402
- [17] Liu S, Xu Z, Peng S, Peng S, Shu T, Li J, Luo L 2026 *Rep. Prog. Phys.* **89** 020502
- [18] Luciuk C, Trotzky S, Smale S, Yu Z, Zhang S, Thywissen J H 2016 *Nat. Phys.* **12** 599
- [19] Gerken M, Tran B, Häfner S, Tiemann E, Zhu B, Weidemüller M 2019 *Phys. Rev. A* **100** 050701(R)
- [20] Peng S, Peng S, Ren L, Liu S, Liu B, Li J, Luo L 2025 *Phys. Rev. Lett.* **135** 133401
- [21] Gaebler J P, Stewart J T, Bohn J L, Jin D S 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 200403
- [22] Inada Y, Horikoshi M, Nakajima S, Kuwata-Gonokami M, Ueda M, Mukaiyama T 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 100401
- [23] Fuchs J, Ticknor C, Dyke P, Veeravalli G, Kuhnle E, Rowlands W, Hannaford P, Vale C J 2008 *Phys. Rev. A* **77** 053616
- [24] Waseem M, Saito T, Yoshida J, Mukaiyama T 2017 *Phys. Rev. A* **96** 062704
- [25] Yoshida J, Saito T, Waseem M, Hattori K, Mukaiyama T 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 133401
- [26] Hu H, Mulkerin B C, Wang J, Liu X 2018 *Phys. Rev. A* **98** 013626
- [27] Gong H, Liu H, Jiao B, Zhang H, Yu H, Peng Q, Peng S, Shu T, Zhu Y, Li J, Luo L 2023 *Phys. Rev. A* **107** 053321
- [28] Peng S, Shu T, Si B, Peng S, Guo Y, Han Y, Li J, Wang G, Luo L 2024 *Phys. Rev. A* **110** L051301
- [29] Chen Y, Peng S, Gong H, Zhang X, Li J, Luo L 2021 *Phys. Rev. A* **103** 063311
- [30] Liu H, Peng S, Jiao B, Li J, Luo L 2023 *Rev. Sci. Instrum.* **94** 053201
- [31] Zhang J, van Kempen E G M, Bourdel T, Khaykovich L, Cubizolles J, Chevy F, Teichmann M, Tarruell L, Kokkelmans S J J M F, Salomon C 2004 *Phys. Rev. A* **70** 030702(R)
- [32] Schunck C H, Zwierlein M W, Stan C A, Raupach S M F, Ketterle W, Simoni A, Tiesinga E, Williams C J, Julienne P S 2005 *Phys. Rev. A* **71** 045601
- [33] Zhu S, Yu Z, Zhang S 2022 *Phys. Rev. A* **106** 063309
- [34] Waseem M, Yoshida J, Saito T, Mukaiyama T 2019 *Phys. Rev. A* **99** 052704
- [35] Lompe T, Ottenstein T B, Serwane F, Viering K, Wenz A N, Zürn G, Jochim S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 103201
- [36] Nakajima S, Horikoshi M, Mukaiyama T, Naidon P, Ueda M 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 023201
- [37] Su Z, Yang H, Cao J, Wang X, Rui J, Zhao B, Pan J 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 033401
- [38] Cui Y, Shen C, Deng M, Dong S, Chen C, Lü R, Gao B, Tey M K, You L 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 203402
- [39] Yao X, Qi R, Liu X, Wang X, Wang Y, Wu Y, Chen H, Zhang P, Zhai H, Chen Y, Pan J 2019 *Nat. Phys.* **15** 570
- [40] Zhao C Y, Han H L, Shi T Y 2021 *Phys. Rev. A* **104** 013317
- [41] Chen Z Z, Lai H J, Qi R, Yu Z H 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 096101 (in Chinese) [陈钟之, 赖海健, 齐燃, 俞振华 2025 物理学报 **74** 096101]
- [42] Zhang Y, Chen L, Wang Z, Wang Y, Wang P, Huang L, Meng Z, Qi R, Zhang J 2025 *New J. Phys.* **27** 063002
- [43] Lu M, Burdick N Q, Youn S H, Lev B L 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 190401
- [44] Shi T, Zou S, Hu H, Sun C, Yi S 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 045301
- [45] Qi R, Shi Z Y, Zhai H 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 045302
- [46] Guo M, Ye X, He J, González-Martínez M L, Vexiau R, Quémener G, Wang D 2018 *Phys. Rev. X* **8** 041044
- [47] Lin J, Chen G, Jin M, Shi Z, Deng F, Zhang W, Quémener G, Shi T, Yi S, Wang D 2023 *Phys. Rev. X* **13** 031032
- [48] Tan S 2008 *Ann. Phys.* **323** 2971
- [49] Peng S G, Liu X J, Hu H 2016 *Phys. Rev. A* **94** 063651
- [50] Zhou L, Yi W, Cui X 2017 *Sci. China Phys. Mech. Astron.* **60** 127011
- [51] Dong Y, Dong L, Gong M, Pu H 2015 *Nat. Commun.* **6** 6103
- [52] Yi L, Yu S, Wu M, Deng S, Wu H 2025 *Adv. Sci.* **12** e07343
- [53] Peng S, Liu H, Li J, Luo L 2024 *Commun. Phys.* **7** 101
- [54] Wolf J, Deiß M, Krütkow A, Tiemann E, Ruzic B P, Wang Y, D'Incao J P, Julienne P S, Denschlag J H 2017 *Science* **358** 921
- [55] ALICE Collaboration 2023 *Eur. Phys. J. A* **59** 145

# Cross-component three-body recombination near a $p$ -wave Feshbach resonance in $^6\text{Li}^*$

LIU Shaokun<sup>1) #</sup> PENG Shuai<sup>1) #</sup> REN Lijun<sup>1)</sup>LI Jiaming<sup>1)2)3)4) †</sup> LUO Le<sup>1)2)3)4) ‡</sup>1) (*School of Physics and Astronomy, Sun Yat-Sen University, Zhuhai 519082, China*)2) (*Guangdong Provincial Key Laboratory of Quantum Metrology and Sensing, Sun Yat-Sen University, Zhuhai 519082, China*)3) (*Shenzhen Research Institute of Sun Yat-Sen University, Shenzhen 518057, China*)4) (*State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technologies, Sun Yat-Sen University, Guangzhou 510275, China*)

(Received 18 May 2026; revised manuscript received 14 June 2026)

## Abstract

We report an experimental study of cross-component three-body loss in an ultracold fermionic gas of  $^6\text{Li}$  near the narrow  $p$ -wave Feshbach resonance in the  $|1\rangle$ - $|1\rangle$  channel at 159 G ( $1\text{ G} = 10^{-4}\text{ T}$ ). A controllable population of atoms in the spin state  $|2\rangle$  is introduced into a spin-polarized  $|1\rangle$  gas to investigate the coupling between a nonresonant spin component and the resonant inelastic dynamics. In the magnetic-field range studied here, the  $|2\rangle$  atoms are far detuned from the  $|1\rangle$ - $|2\rangle$  and  $|2\rangle$ - $|2\rangle$   $p$ -wave resonances, and therefore do not directly participate in the resonant two-body scattering between two  $|1\rangle$  atoms. Nevertheless, component-resolved loss spectra reveal that the  $|2\rangle$  component exhibits a double-peak loss structure at the same magnetic-field positions as the dipole-split  $p$ -wave resonance peaks of the  $|1\rangle$  component. This spectral correspondence is consistent with a loss process mediated by intermediate quasibound molecular states associated with the resonant  $|1\rangle$ - $|1\rangle$  channel. Time-resolved measurements further show that the decay of the  $|2\rangle$  atoms is described by an effective  $|1\rangle$ - $|1\rangle$ - $|2\rangle$  three-body loss term proportional to  $n_1^2 n_2$ , whereas models based on  $|1\rangle$ - $|2\rangle$  two-body loss or  $|1\rangle$ - $|2\rangle$ - $|2\rangle$  three-body loss do not reproduce the measured dynamics. The observations are described within a cascade atom-dimer model, in which two  $|1\rangle$  atoms first form a quasibound  $p$ -wave dimer  $d_{11}$ , followed by inelastic relaxation through either the  $a_1$ - $d_{11}$  or the  $a_2$ - $d_{11}$  channel. By varying the initial population ratio  $N_2/N_1$ , we find that the extracted loss coefficients  $L_{111}$  and  $L_{112}$  show opposite overall trends, while the weighted coefficient  $L_{111} + 2N_2 L_{112}/(3N_1)$  remains approximately unchanged within the experimental uncertainty. This behavior indicates that the nonresonant spin component mainly redistributes atom-dimer relaxation between competing decay channels, rather than substantially modifying the initial formation step of the quasibound dimer. These results provide component-resolved evidence for a cascade loss mechanism near a narrow  $p$ -wave Feshbach resonance and suggest a diagnostic tool for distinguishing atom-dimer-mediated cascade loss from direct three-body recombination.

**Keywords:**  $p$ -wave Feshbach resonance, cross-component three-body recombination, cascade three-body process, ultracold Fermi gas, atom-dimer relaxation

DOI: [10.7498/aps.75.20260707](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260707)CSTR: [32037.14.aps.75.20260707](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260707)

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12174458, 12574302) and the Fundamental Research Fund for the Central Universities, China (Grant Nos. 23lgbj020, 24xkjc015).

# These authors contributed equally.

† Corresponding author. E-mail: [lijiam29@mail.sysu.edu.cn](mailto:lijiam29@mail.sysu.edu.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [luole5@mail.sysu.edu.cn](mailto:luole5@mail.sysu.edu.cn)



## $^6\text{Li}$ 费米原子 p-波 Feshbach 共振中的跨组分三体重组

刘绍坤 彭帅 任丽君 李佳明 罗乐

## Cross-component three-body recombination near a p-wave Feshbach resonance in $^6\text{Li}$

LIU Shaokun PENG Shuai REN Lijun LI Jiaming LUO Le

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 200309 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260707

CSTR: 32037.14.aps.75.20260707

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260707>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

### 您可能感兴趣的其他文章

#### Articles you may be interested in

#### 高磁场下 $^7\text{Li}$ 原子的 d 波 Feshbach 共振

d-wave Feshbach resonance of  $^7\text{Li}$  atoms in high magnetic fields

物理学报. 2025, 74(9): 096101 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241602>

#### 三体里德堡超级原子的关联动力学研究

Correlated dynamics of three-body Rydberg superatoms

物理学报. 2022, 71(1): 014202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211284>

#### 二价乙烷分子离子三体碎裂的解离机制研究

Dissociation mechanism of ethane dication via three-body fragmentation

物理学报. 2025, 74(6): 063401 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250008>

#### 三体衰变过程 $B \rightarrow K \eta' h$ 中来自子过程 $K^*(892, 1680) \rightarrow K \eta'$ 的贡献

Contributions of the subprocesses  $K^*(892, 1680) \rightarrow K \eta'$  for the three-body decays  $B \rightarrow K \eta' h$

物理学报. 2026, 75(14): 063401 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260184>

#### 用于冷原子的高精度磁场锁定系统

High-precision magnetic field locking system for cold atoms

物理学报. 2022, 71(14): 145205 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220399>

#### 三体作用下准一维玻色-爱因斯坦凝聚体中表面带隙孤子及其稳定性

Surface gap solitons and their stabilities in quasi-1D Bose-Einstein condensate with three-body interactions

物理学报. 2023, 72(10): 100308 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222195>