



质子滴线核在近垒能区的反应机制研究进展

尹诚 杨磊 林承键 马南茹 贾会明 温培威 杨峰 骆天鹏 常昶 黄志杰 段海锐 杨灵和

Progress of Studies on Reaction Dynamics Induced by Proton Drip-line Nuclei at Energies Around the Coulomb Barrier

YIN Cheng, YANG Lei, LIN Chengjian, MA Nanru, JIA Huiming, WEN Peiwei, YANG Feng, LUO Tianpeng, CHANG Chang, HUANG Zhijie, DUAN Hairui, YANG Jionghu

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.41.2023CNPC01>

引用格式:

尹诚, 杨磊, 林承键, 马南茹, 贾会明, 温培威, 杨峰, 骆天鹏, 常昶, 黄志杰, 段海锐, 杨灵和. 质子滴线核在近垒能区的反应机制研究进展[J]. 原子核物理评论, 2024, 41(1):141–147. doi: 10.11804/NuclPhysRev.41.2023CNPC01

YIN Cheng, YANG Lei, LIN Chengjian, MA Nanru, JIA Huiming, WEN Peiwei, YANG Feng, LUO Tianpeng, CHANG Chang, HUANG Zhijie, DUAN Hairui, YANG Jionghu. Progress of Studies on Reaction Dynamics Induced by Proton Drip-line Nuclei at Energies Around the Coulomb Barrier[J]. Nuclear Physics Review, 2024, 41(1):141–147. doi: 10.11804/NuclPhysRev.41.2023CNPC01

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

质子滴线核 ^8B 的实验研究进展

Study on Proton Drip-line Nucleus ^8B

原子核物理评论. 2019, 36(2): 135–143 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.36.02.135>

用于开展几倍库仑势垒能区放射性核束直接核反应实验的探测系统的设计与模拟

Design and Simulation of a Detection System for Conducting Nuclear Radioactive Ion Beam Direct Reaction Experiment in Several Times the Coulomb Barrier Energy Region

原子核物理评论. 2023, 40(2): 244–250 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.40.2022083>

近质子滴线核 ^{28}S 的延迟衰变研究

β -delayed γ Decay of the Nucleus ^{28}S Near the Proton Drip-line

原子核物理评论. 2021, 38(2): 117–122 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.38.2020084>

近垒能区 $^7\text{Be}+^{120}\text{Sn}$ 的准弹性散射研究

Quasielastic Scattering Study for the $^7\text{Be}+^{120}\text{Sn}$ System at the Energy Near the Coulomb Barrier

原子核物理评论. 2023, 40(3): 356–361 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.40.2023005>

质子滴线外奇异原子核的衰变研究

Decay Studies of Exotic Nuclei Beyond the Proton Dripline

原子核物理评论. 2023, 40(3): 327–340 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.40.2022132>

弱束缚原子核引起的熔合反应机制研究

Study of Fusion Reaction Mechanism Induced by Weakly Bound Nuclei

原子核物理评论. 2020, 37(2): 119–135 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.37.2019060>

文章编号: 1007-4627(2024)01-0141-07

质子滴线核在近垒能区的反应机制研究进展

尹 诚, 杨 磊[†], 林承键[†], 马南茹, 贾会明, 温培威, 杨 峰, 骆天鹏, 常 昶, 黄志杰, 段海锐, 杨昊和

(中国原子能科学研究院, 北京 102413)

摘要: 质子滴线核在近垒能区的反应机制, 尤其是破裂机制, 是当前核物理领域的前沿热点问题。为了深入考察质子滴线核的反应动力学, 基于日本东京大学的 CRIB 终端开展了 $^8\text{B}+^{120}\text{Sn}$ 和 $^{17}\text{F}+^{58}\text{Ni}$ 体系在近垒能区的完全运动学测量。本工作在综述前期研究结果的基础上, 首次展示了 $^8\text{B}+^{120}\text{Sn}$ 测量中的熔合截面结果。实验设置方面, 针对各自反应体系产物的特点, 分别设计了高效率的硅探测器阵列 STARE 和基于电离室的多层望远镜阵列 MITA, 实现了反应产物的完全鉴别。对于质子晕核 $^8\text{B}+^{120}\text{Sn}$ 体系首次实现了破裂碎片的符合测量, 重构了完整的破裂过程, 揭示了 ^8B 出射道瞬时破裂为主的弹性破裂机制。对于质子滴线核 $^{17}\text{F}+^{58}\text{Ni}$ 体系则首次实现了全反应道测量, 提取了准弹、破裂和总熔合反应的信息, 并发现在垒下能区存在熔合截面增强的现象。理论分析表明, 这主要是由于破裂连续态的耦合效应所导致, 并且 ^8B 和 ^{17}F 存在不同的直接反应机制, 表明质子晕结构对反应机制存在显著影响。

关键词: 质子滴线核; 库仑势垒能区; 反应机制

中图分类号: O571.53

文献标志码: A

DOI: 10.11804/NuclPhysRev.41.2023CNPC01

0 引言

近年来随着放射性束流品质的提升以及探测手段的升级, 库仑势垒能区的放射性核束所诱导的核反应机制研究成为了当前核物理领域的热点问题^[1]。对于紧束缚核体系, 在库仑势垒能区通常只有熔合、非弹和转移反应等少数的反应道开放。而对于弱束缚核体系, 其反应机制则更为复杂。由于其破裂阈值较低, 反应过程中弹核容易破裂, 破裂反应道的出现会对弹散和熔合等反应道产生耦合效应, 进而影响整个体系的反应动力学。除此之外, 库仑势垒能区是经典到量子的一个转换区域, 垒上是经典机制, 垒下是量子机制, 此能区附近耦合道效应更加显著, 反应机制复杂。对库仑势垒能区核反应机制的研究, 对深入理解连续态耦合、相干和退相干机制等一些基本的量子问题有所帮助。

对于熔合反应, 破裂反应道的出现对其可能会具有两种截然不同的效应。一方面是静态效应, 弱束缚核自身具有松散的结构, 这会降低体系的库仑位垒, 从而增加反应体系熔合的概率; 另一方面则是动力学效应, 在反应过程中弹核破裂可能会减少入射的离子流, 进而使得熔合概率被压低。近年来对丰中子一侧弱束缚核体系

已经开展了大量的实验和理论研究, 并且已经初步总结出丰中子区弱束缚核熔合反应截面的系统学规律^[1]: 稳定弱束缚核总熔合截面表现正常, 完全熔合截面在垒上受到抑制, 而对于不稳定弱束缚核, 总熔合截面整体表现为垒上抑制垒下增强现象。同时, 由于价中子与靶核间没有排斥的库仑相互作用, 中子的转移反应是主要的直接反应机制^[2-4], 并且其对弹性散射^[5]和熔合反应都表现出较强的耦合效应^[6-7]。然而, 相比于中子晕(皮)核(破裂碎片为不带电荷的中子), 产物为带电碎片的破裂反应对于熔合过程的影响更为重要。与丰中子侧弱束缚核体系不同, 在丰质子区反应体系中库仑极化效应将起到重要作用: 由于价质子与靶核之间存在库仑排斥作用, 导致价质子被极化到远靶一侧, 此时弹核核芯起到屏蔽作用, 质子转移反应发生的概率从而降低, 弹核破裂概率增加, 进而影响了其它反应过程, 如弹散、熔合反应等^[8-10]。

在丰质子区域数据匮乏没有明显结论, 目前只有极少量的实验研究结果, 并且主要集中在 ^8B 和 ^{17}F 两个核。 ^8B 作为质子晕核, 其质子破裂阈只有 138 keV。 ^{17}F 为质子滴线核, 质子破裂阈为 600 keV, 其第一激发态被认为具有质子晕结构。在弹性散射方面, ^8B ^[11-13]和

收稿日期: 2023-05-31; 修改日期: 2023-07-15

基金项目: 国家重点研发计划项目(2022YFA1602302); 国家自然科学基金资助项目(U2167204, 12175314, 12235020)

作者简介: 尹诚(1998-), 男, 贵州遵义人, 硕士研究生, 从事粒子物理与原子核物理研究; E-mail: 244624698@qq.com

[†]通信作者: 杨磊, E-mail: yang_lei@ciae.ac.cn; 林承键, E-mail: cjlin@ciae.ac.cn

^{17}F [14–16] 与不同靶核的弹性散射角分布并没有表现出明显的库仑虹被抑制的现象；同时，连续态离散化耦合道计算 (CDCC) 表明，破裂连续态对弹性散射的影响并不显著。对于破裂反应， ^8B 体系目前只存在单举的破裂结果，如 $^8\text{B}+^{64}\text{Zn}$ [12] 和 ^{208}Pb [17] 等；CDCC 的理论计算结果表明，弹性破裂可能是 ^8B 主要的直接反应机制。Liang 等[18–20] 在垒上较高能区对 $^{17}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ 体系的库仑破裂进行了较为细致的研究。通过对破裂碎片 ^{16}O 和质子的符合以及单举测量，分别得到了 ^{16}O -质子符合 (exclusive) 和 ^{16}O 单举 (inclusive) 破裂反应角分布。进一步的理论分析表明，单质子剥离 (stripping) 是主要的破裂机制。熔合反应方面，当前丰质子区的结果并不自治：Aguilera 等[21] 在 $^8\text{B}+^{58}\text{Ni}$ 体系中发现垒上能区存在较强的熔合截面增强现象；但是 $^8\text{B}+^{28}\text{Si}$ [22] 和 ^{40}Ar [23] 体系则表现出熔合截面在垒上能区被抑制的现象。对于 ^{17}F ，目前只有 $^{17}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ 一个体系的熔合反应实验结果[24]，其与 $^{16}\text{O}+^{208}\text{Pb}$ 熔合截面的变化趋势非常相似，表明 ^{17}F 的价质子结构并未对熔合过程产生可观的影响。

可见，在丰质子区域弱束缚核的反应机制，尤其是破裂道对熔合反应的影响和反应的破裂动力学仍是亟待解决的重要问题。为此，我们基于日本东京大学原子核研究中心的 CRIB (Center for Nuclear Study Radioactive Ion Beam Separator) 终端开展了 $^8\text{B}+^{120}\text{Sn}$ [25] 和 $^{17}\text{F}+^{58}\text{Ni}$ [26] 体系的完全运动学测量，旨在深入理解质子滴线核在近垒能区的反应动力学。

1 $^8\text{B}+^{120}\text{Sn}$ 破裂机制研究

实验在 CRIB 终端开展。 ^8B 次级束流由 11.2 MeV/nucleon 的 ^6Li 初级束轰击液氮制冷的 ^3He 气体靶产生。经过 CRIB 纯化后， ^8B 次级束流强约为 10^4 个/s，纯度约为 20%，其中主要杂质为 ^7Be 和 ^3He 。通过使用 Al 降能片，得到势垒 (V_B 约 38 MeV) 能区两个能量的 ^8B 束流，分别为 (38.7 ± 0.5) 和 (46.1 ± 0.6) MeV (^{120}Sn 靶中心能量)。 ^{120}Sn 靶为自支撑的同位素靶，纯度约为 97%，厚度为 2.7 mg/cm^2 。靶前放置两个平行板雪崩计数器 (PPAC)，用于重构束流径迹，确定靶上的反应点位置。反应产物通过硅望远镜探测器阵列 STARE (Silicon Telescope Array for Reactions induced by Exotic nuclei) 进行测量[27]。该阵列示意图如图 1 所示。该阵列由 10 组硅望远镜单元组成。每组单元包括 3 层硅探测器：第一层为双面硅条探测器 (DSSD)，厚度为 40–60 μm ，提供反应产物的位置和能量信息；后面两层为四分硅探测器 (QSD)，厚度分别为 300 和 1 500 μm ，用于停阻轻反应产物。每个探测单元离靶约为 70 mm，结构紧凑，从而形成较大立

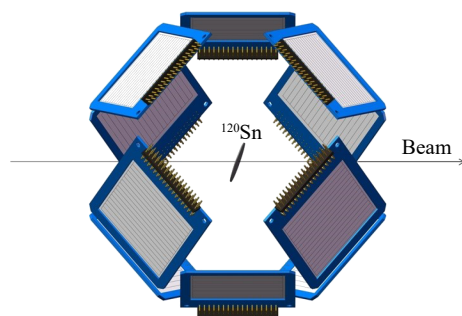


图 1 STARE 硅探测器阵列示意图

阵列由 10 组硅望远镜单元组成。每组单元包含 3 层硅探测器。为了清楚显示，只画出每个单元的第一层硅探测器。

体角覆盖 ($\sim 40\% 4\pi$)，以实现高效率的符合测量。基于 ΔE - E 能量二维谱和飞行时间 (TOF)，可以完全鉴别散射的 ^8B 以及 ^7Be 和质子等反应产物[25]。

38.7 MeV 能量下的 $^8\text{B}+^{120}\text{Sn}$ 体系的弹性散射角分布如图 2(a) 所示。实验结果并没有表现出明显的库仑虹被抑制现象。弹散角分布的 CDCC 计算结果如图中实线所示，可见其能够较好地再现实验结果。CDCC 的计算细节见文献[25]。图中虚线展示了不考虑连续态耦合效应的单道计算结果。经比较可见，连续态的耦合效应表现出一定的库仑虹抑制现象，但与中子晕核体系结果相比，该效应并不显著。46.1 MeV 能量下的结果表现出相同的结论。

对 $^8\text{B}+^{120}\text{Sn}$ 体系的关联测量，首先需要确定 STARE 阵列对破裂碎片的符合测量效率。本工作基于 CDCC 的五维微分截面 $d\sigma d\Omega_{7\text{Be}} dE_{7\text{Be}} d\Omega_p$ ，结合马尔科夫链蒙特卡罗抽样，从多维参数空间中抽样得到破裂碎片 ^7Be 出射的能量 $E_{7\text{Be}}$ 和角度 $\theta_{7\text{Be}}$ 以及质子的出射空间角 θ_p 和 ϕ_p 。在假设 ^7Be 出射的 ϕ 角各向同性的情况下，根据破裂碎片的能量守恒和动量守恒即可得到出射质子的能量 E_p 。由此可得到两个破裂碎片 ^7Be 和 p 的完全运动学信息，再结合探测器阵列 STARE 的几何，即可得到符合测量效率。在 38.7 MeV 入射能量下的 ^7Be 角分布如图 2(b) 所示，其中，星形和菱形分别表示符合测量和单举测量的实验结果。可见在误差范围内，两组实验数据基本一致，首次给出了实验证据表明质子晕核 ^8B 的 ^7Be 产生机制是以破裂反应为主，而非转移反应。对于破裂过程的 CDCC 计算结果同样显示在图 2(b) 中，如实线所示。可见 CDCC 能够较好描述实验数据，表明 $^8\text{B}+^{120}\text{Sn}$ 体系的破裂机制主要以弹性破裂为主。46.1 MeV 能量下的结果也表现出相同的结论。该结果与 $^8\text{B}+^{64}\text{Zn}$ [12] 和 ^{208}Pb [17] 体系的测量结果一致。虽然以上两个体系都是单举的测量结果，但 CDCC 都能够较好地重现 ^7Be 角分布。研究表明，从轻靶区到重靶区，质子晕核 ^8B 的直接反应机制都是以弹性破裂过程为主。

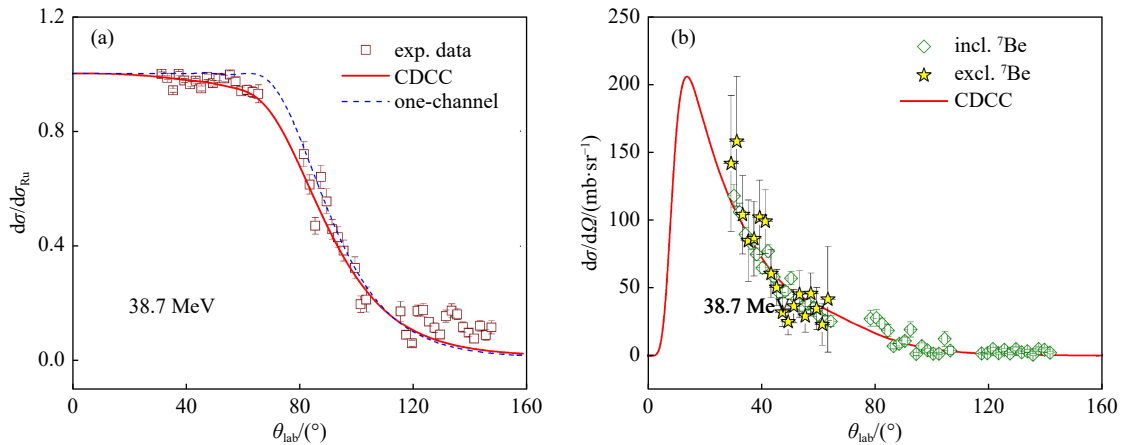


图2 ${}^8\text{B}+{}^{120}\text{Sn}$ 体系在 38.7 MeV 入射能量下的 (a) 弹性散射角分布和 (b) ${}^7\text{Be}$ 产物角分布

(a) 中正方形为实验结果，实线和虚线分别为 CDCC 和单道计算结果；(b) 中星形和菱形分别为符合测量和单举测量得到的 ${}^7\text{Be}$ 角分布；实线为 CDCC 计算结果。结果取自文献 [25]。

${}^8\text{B}+{}^{120}\text{Sn}$ 体系在 38.7 MeV 入射能量下的破裂碎片 ${}^7\text{Be}$ 和质子的关联结果如图 3 所示。图 3(a) 为由破裂碎片的能量关联重构得到的相对动能谱，该结果反映了 ${}^8\text{B}$ 是通过哪些阈上态 (共振态或连续态) 进而发生的破裂。图中实线是基于 CDCC 的五维微分截面结合 STARE 几何得到的模拟结果。可见模拟能够较好地重现实验数据。证明了模拟过程的合理性和可靠性。同时，实验数据在 700 keV 处成峰，该位置正好对应 ${}^8\text{B}$ 第一共振态 ($E_x=0.77$ MeV, $J^{\pi}=1^+$, $\Gamma=35.6$ keV)。为了考察该共振态的贡献，基于 CDCC 对该共振态的计算进行了模拟，结果如图 3(a) 中虚线所示。可见， 1^+ 共振态的贡献很小，只占 ${}^7\text{Be}$ 总产额的 4% 左右。在 46.1 MeV 能量下也得到相似结论。 ${}^8\text{B}$ 的阈上态中只有第一共振态具有较长寿命，因此，该结果表明 ${}^8\text{B}$ 的破裂是以瞬时破裂机制为主。 ${}^8\text{B}+{}^{120}\text{Sn}$ 体系在 38.7 MeV 入射能量下的破裂碎片

角关联如图 3(b) 所示。其中， θ_{12} 为两个碎片在实验室系中的张角， β 是碎片在 ${}^8\text{B}$ 质心系中的方位角。图中实心圆为实验数据，正方形为基于 CDCC 输出的模拟结果。可见，模拟能够较好描述实验数据的结构。图中虚线为来自第一个 1^+ 共振态的理论曲线。可见，大部分实验数据偏离了该曲线，再一次表明 1^+ 共振态的贡献较小。另一方面， θ_{12} 主要集中在小角度，在 30° 附近成峰。从经典图像来看 [25]，较小的 θ_{12} 表明破裂主要发生在出射道，即离开熔合势垒的过程。因此，结合破裂碎片的能量关联和角度关联可以得到质子晕核 ${}^8\text{B}$ 的破裂主要是出射道的瞬时破裂机制。在这种情况下， ${}^8\text{B}$ 的破裂过程不会对完全熔合反应产生显著的影响。对于 ${}^8\text{B}+{}^{64}\text{Zn}$ [12] 和 ${}^{208}\text{Pb}$ [17] 体系的测量结果，由于只是单举测量，无法给出破裂碎片间的关联信息。可见，完全运动学测量是深入考察不稳定核反应机制，尤其是破裂机制的唯一途径。

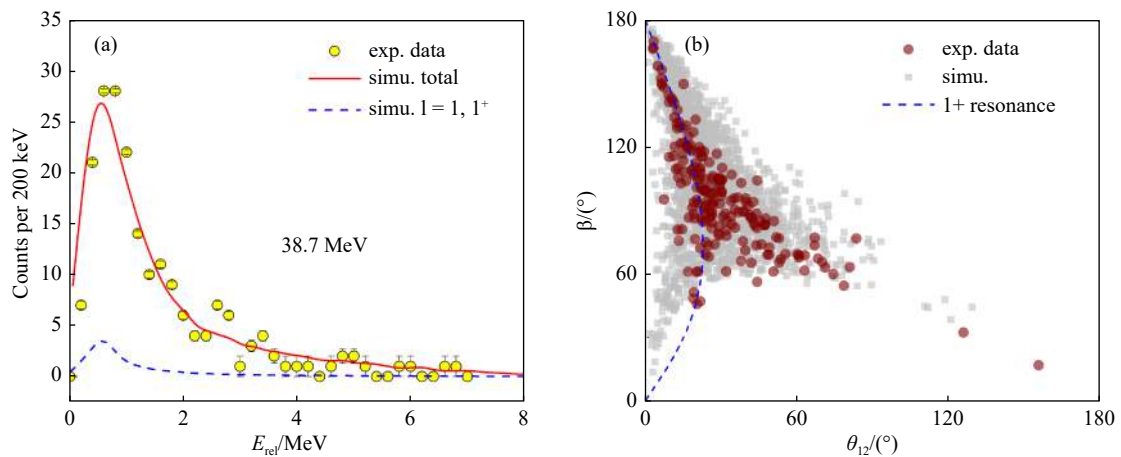


图3 ${}^8\text{B}+{}^{120}\text{Sn}$ 体系在 38.7 MeV 入射能量下的 (a) 相对能量谱和 (b) 角关联谱

(a) 中实心圆为实验结果，实线和虚线分别为考虑 l 为 0 到 3 以及 $l=1$ 的 1^+ 共振态的模拟结果；(b) 中实心圆为实验结果，正方形为模拟结果，虚线为 1^+ 共振态的模拟结果。结果取自文献 [25]。

$^8\text{B}+^{120}\text{Sn}$ 体系在所测量两个能点的熔合反应截面如图 4 中星形所示。为了便于与不同体系进行比较, 实验数据按照 UFF(Universal fusion function) 方法^[28]进行了约化。可见, 在垒上能区, $^8\text{B}+^{120}\text{Sn}$ 与 $^8\text{B}+^{28}\text{Si}$ ^[22] 体系的结果一致, 并没有表现出 $^8\text{B}+^{58}\text{Ni}$ ^[21] 体系中所观察到的熔合截面显著增强的现象。然而在近垒能区, $^8\text{B}+^{120}\text{Sn}$ 体系则观察到熔合截面有所增强。该结论与 $^8\text{B}+^{58}\text{Ni}$ 的结果一致。 ^8B 体系熔合截面在垒下能区的变化趋势以及熔合截面增强的物理原因亟需进一步考察。

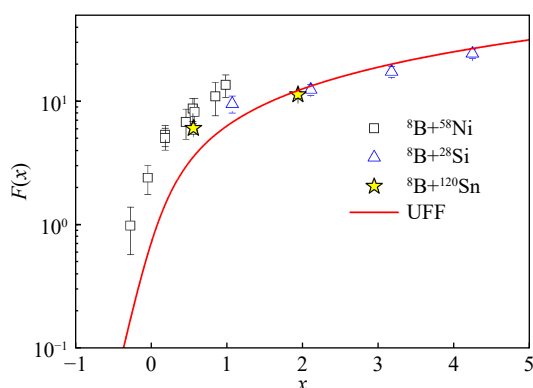


图 4 ^8B 体系总熔合反应激发函数

空心方形和三角形分别代表 $^8\text{B}+^{58}\text{Ni}$ (取自文献^[21]) 和 $^8\text{B}+^{28}\text{Si}$ (取自文献^[22]) 的实验结果。星形为 $^8\text{B}+^{120}\text{Sn}$ 体系的测量结果。实线为 UFF 曲线。

2 $^{17}\text{F}+^{58}\text{Ni}$ 反应机制研究

实验同样基于东京大学的 CRIB 终端开展。实验采用 $6.6\text{ MeV/u } ^{16}\text{O}$ 作为初级束, ^{17}F 通过轰击 D_2 气体靶产生。次级靶 ^{58}Ni 的厚度为 1.0 mg/cm^2 。通过使用不同厚度的铝降能片以及改变 D_2 气体靶压强, 共产生 4 种能量的 ^{17}F 次级束: (43.6 ± 0.7) , (47.5 ± 0.7) , (55.7 ± 0.8) 和 $(63.1\pm 0.9)\text{ MeV}$ 。束流强度和纯度分别达到 $(6\sim 10)\times 10^5$

个/s 和 85%。相比于 ^8B 体系, ^{17}F 体系的直接反应产物主要是 ^{16}O , 质量较重; 并且由于是在近垒和垒下能区进行测量, 产物能量较低。因此, 低能量的 ^{16}O 会在薄硅探测器中损失全部能量, 而无法使用硅望远镜实现产物的粒子鉴别。在这种情况下, 只能考虑使用气体探测器作为第一层的 ΔE 探测器。针对 ^{17}F 体系产物的这些特点, 设计了基于电离室+硅探测器的 MITA(Multilayer Ionization-chamber Telescope Array) 阵列^[29]。

该阵列由 10 个独立的探测单元组成, 每个单元的结构示意图如图 5(a) 所示。其中包括了前端的电离室(IC)及后续的 3 层硅探测器: 第一层为双面硅条(厚度为 $40\sim 60\text{ }\mu\text{m}$), 后面两层为厚的四分硅探测器, 厚度分别为 300 和 $1500\text{ }\mu\text{m}$ 。探测单元以靶为中心对称放置; 每个单元的中心角度分别为 $\pm 22.8^\circ$, $\pm 56.4^\circ$, $\pm 90^\circ$, $\pm 123.6^\circ$ 和 $\pm 157.2^\circ$ 。立体角覆盖接近 $8\% 4\pi$ 。通过 IC 和双面硅条组成的望远镜可实现重离子的鉴别; 轻带电粒子则通过 3 层硅探测器实现鉴别。因此, 基于 MITA 可实现 $^{17}\text{F}+^{58}\text{Ni}$ 体系在近垒能区轻、重反应产物的同时鉴别。

实验得到的 4 个能点的准弹性散射角分布如图 6 中空方形所示。由于束流能散, 实验无法鉴别 ^{17}F 激发到第一激发态 ($E_x=0.49\text{ MeV}$, $J^\pi=1/2^+$) 的非弹事件, 因此所得角分布是准弹结果。与 $^8\text{B}+^{120}\text{Sn}$ 体系结果类似, $^{17}\text{F}+^{58}\text{Ni}$ 的准弹角分布也没有表现出明显的库仑虹被抑制的现象。CDCC 和不考虑连续态耦合的 No-CC 计算如图 6 中细实线和虚线所示。可见两者差异并不大, 并且都能较好重现实验的准弹角分布, 表明破裂连续态对弹性散射的耦合效应并不显著。exclusive 和 inclusive 破裂角分布如图 6 中的星形和实心圆所示。为了进一步理解 ^{17}F 反应过程中的破裂过程,

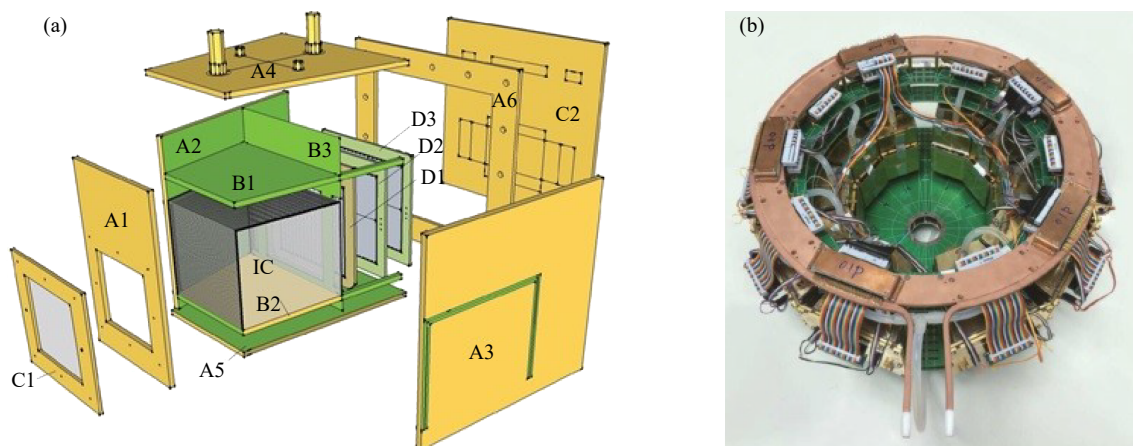
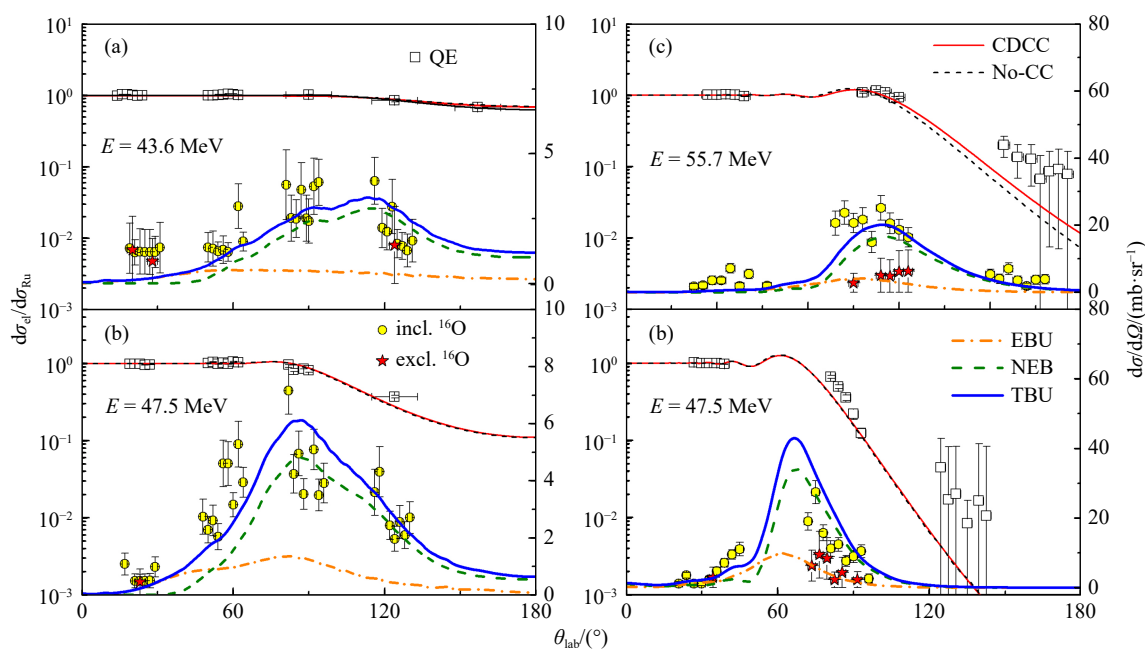


图 5 MITA 探测器阵列

MITA 阵列由 10 个独立单元组成。(a) 每个单元的结构示意图, 其包括前端的电离室(IC)以及后续的 3 层硅探测器, 分别由 D1, D2 和 D3 表示; (b) 为 MITA 阵列的实物照片。图片取自文献^[29]。

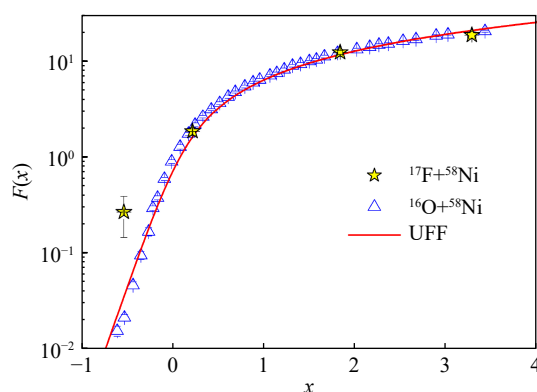
图6 $^{17}\text{F}+^{58}\text{Ni}$ 体系的角分布结果

空心方形、星形和实心圆分别代表准弹性散射、exclusive和inclusive破裂角分布。细实线、虚线分别为CDCC和不考虑破裂连续态耦合效应(No-CC)的计算结果。粗点划线和虚线分别为CDCC和IAV模型的计算结果,分别对应弹性破裂(EBU)和去弹性破裂(NEB)。两者之和用粗实线表示,对应总破裂(TBU)过程。结果取自文献[26]。

利用CDCC对弹性破裂(elastic breakup, EBU)角分布进行了计算,而对于去弹破裂(none-elastic breakup, NEB)角分布,则利用了IAV模型[30],结果分别如图6中粗点划线和虚线所示。总的破裂过程(total breakup, TBU)为前两者之和,如图6中粗实线所示,即对应inclusive破裂的结果。可以发现,对于符合测量和单举测量的实验数据,通过理论计算的EBU和TBU可以较好地将其重现。并且,在所测的能量范围内,去弹破裂是主要的破裂过程。

另一方面,对于总融合截面,可以通过测量融合蒸发的 p 和 α 来提取,结果如图7所示,并与 $^{16}\text{O}+^{58}\text{Ni}$ [31]体系的融合反应激发函数进行了比较。为了进行不同体系间的比较,实验数据按UFF方法[28]进行了约化。从图可知,对于垒上能区, ^{17}F 和 ^{16}O 反应体系约化结果的趋势基本一致。然而在垒下能区,相比于 ^{16}O , ^{17}F 的约化融合截面却表现出了增强趋势。为了理解这一现象,利用CDCC计算了 $^{17}\text{F}+^{58}\text{Ni}$ 体系的总融合截面。在计算过程中,总融合截面是通过引入短程的虚部势来获得。该虚部势采用Woods-Saxon形式,对于 $^{16}\text{O}+^{58}\text{Ni}$ 和 $p+^{58}\text{Ni}$,势深度分别为100和50 MeV,约化半径分别为0.7和0.5 fm,弥散参数为0.1 fm,以确保该短程势位于库仑势垒内部。 $^{16}\text{O}+^{58}\text{Ni}$ 的实部势参数通过再现该体系的库仑势垒形状[31]得到; $p+^{58}\text{Ni}$ 的实部势采用KD02系统学光学势[32]。计算结果表明,垒下能区

^{17}F 融合截面的增强现象主要是由于连续态的耦合效应导致的,并且随着能量降低,耦合带来的影响会愈发显著[26]。该结论与 $^{17}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ [24]体系的结果不尽一致。对于 $^{17}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ 与 $^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ 体系在垒上能区的总融合截面基本相同;然而在垒下能区,相比于 $^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$, $^{17}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ 则表现出了融合截面压低趋势。因此, ^{17}F 体系的连续态在重体系中的耦合道效应需要进一步考察。

图7 ^{17}F , $^{16}\text{O}+^{58}\text{Ni}$ 体系的融合反应激发函数

星形和三角形分别表示 ^{17}F 和 $^{16}\text{O}+^{58}\text{Ni}$ 的约化融合截面数据。结果取自文献[26]。实线为理论计算得到的UFF曲线,作为比较的参考标准。

为了进一步研究不稳定弱束缚核之间反应动力学的差异,各体系破裂截面与总反应截面的比值与破裂阈值的关系如图8所示。可以清晰地看到,破裂概率随着破裂阈值的降低而增加。并且有趣的是,丰中子体系与丰

质子体系明显分为两种趋势,在相同的破裂阈值下,丰质子体系表现出比丰中子体系更低的破裂概率。这主要是由于价质子与核心核之间额外的库仑势垒导致,这对于价中子而言是不存在的。因此,不同于中子晕核,质子晕核的有效破裂阈还应包含价质子和核芯之间的库仑势垒。目前对于不稳定弱束缚核,特别是晕核实验数据还比较匮乏,为了更系统和全面地理解中子晕与质子晕核反应体系之间的区别,亟需从实验和理论两方面开展更进一步的研究。

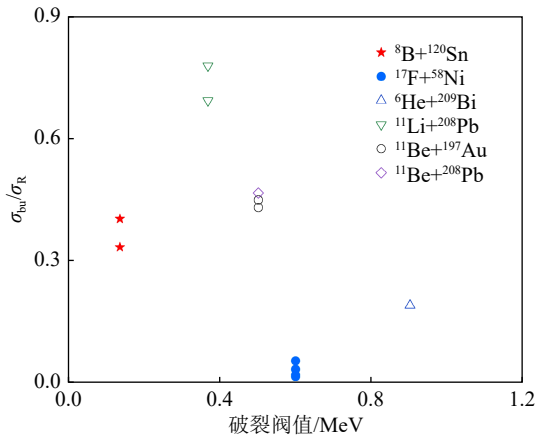


图 8 破裂截面和总反应截面之比与破裂阈值关系图
其中,实心符号表示丰质子弱束缚核,空心符号表示丰中子弱束缚核, $^6\text{He}+^{209}\text{Bi}$ 数据来自文献 [33]; $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$ 数据来自文献 [34]; $^{11}\text{Be}+^{197}\text{Au}$ 数据来自文献 [35]; $^{11}\text{Be}+^{208}\text{Pb}$ 数据来自文献 [36]。

3 总结

基于 CRIB 终端完成了质子滴线核 $^8\text{B}+^{120}\text{Sn}$ 和 $^{17}\text{F}+^{58}\text{Ni}$ 体系在近垒能区的完全运动学测量。针对不同体系反应产物的特点分别设计了相应的探测器阵列,以实现反应产物的完全鉴别和高效率测量。对于质子晕核 $^8\text{B}+^{120}\text{Sn}$,首次实现了破裂碎片 ^7Be 和质子的关联测量,并通过能量关联和角度关联重构了完整的破裂过程。在数据分析方面,发展了基于 CDCC 的蒙特卡罗模拟框架,实现了破裂过程的微观描述,进一步揭示了质子晕核 ^8B 出射道瞬时破裂的机制。因此, ^8B 的破裂不会显著影响完全熔合过程。对于 $^{17}\text{F}+^{58}\text{Ni}$ 体系则首次得到了准弹、破裂和熔合的全反应道信息。结果表明, ^{17}F 的直接反应机制则是以去弹性破裂过程为主。同时,在垒下能区观察到 $^{17}\text{F}+^{58}\text{Ni}$ 体系存在熔合截面增强现象, CDCC 计算表明这种增强主要是由于破裂连续态的耦合效应所导致的;并且随着能量的降低,该效应更加显著。因此,为了明确连续态耦合效应对反应动力学的影响,在更深垒能区开展 ^{17}F 相关实验测量是有必要的。并且对于其它

质子滴线核体系,尤其是质子晕核体系,该效应是否依然存在,值得进一步开展相关实验研究。另一方面, ^8B 和 ^{17}F 反应机制,特别是直接反应动力学的差异,进一步体现了质子晕结构对反应进程的影响。 ^8B 基态具有质子晕结构,质子分离能极低,结构非常松散,其直接反应过程以弹性破裂为主。而 ^{17}F 基态则是 ^{16}O 核芯加价质子的结构,其质子分离能约为 ^8B 的 3 倍。在这种结构下, ^{17}F 发生弹性破裂的概率降低,直接反应则是以转移、不完全熔合等去弹性破裂过程为主。当前,有关质子晕核在近垒能区反应机制的实验数据依然较少。因此需要开展更多相关的实验研究,积累数据,加深对质子晕核体系反应动力学的理解。

参考文献:

- [1] CANTO L F, GOMES P R S, DONANGELO R, et al. *Phys Rep*, 2015, 596: 1.
- [2] PIETRO A D, FIGUERA P, AMORINI F, et al. *Phys Rev C*, 2004, 69: 044613.
- [3] FERNANDEZ-GARCIA J P, PIETRO A D, FIGUERA P, et al. *Phys Rev C*, 2019, 99: 054605.
- [4] FERNANDEZ-GARCIA J P, ALVAREZ M A G, MORO A M, et al. *Phys Lett B*, 2010, 693: 310.
- [5] KEELEY N, ALAMANOS N, KEMPER K W, et al. *Prog Part Nucl Phys*, 2009, 63: 396.
- [6] RAABE R, SIDA J L, CHARVET J L, et al. *Nature*, 2005, 431: 823.
- [7] BACK B B, ESBENSEN H, JIANG C L, et al. *Rev Mod Phys*, 2014, 86: 317.
- [8] ITO M, YABANA K, NAKATSUKASA T, et al. *Nucl Phys A*, 2007, 787: 267.
- [9] MORCELLE V, LICHTENTHLE R, LÉPINE-SZILY A, et al. *Phys Rev C*, 2017, 95(1): 014615.
- [10] AGUILERA E F, AMADOR-VALENZUELA P, MARTINEZ-QUIROZ E, et al. *Phys Rev C*, 2016, 93: 034613.
- [11] AGUILERA E F, MARTINEZ-QUIROZ E, LIZCANO D, et al. *Phys Rev C*, 2009, 79: 021601(R).
- [12] SPARTA R, PIETRO A D, FIGUERA P, et al. *Phys Lett B*, 2021, 820: 136477.
- [13] MAZZOCCO M, KEELEY N, BOIANO A, et al. *Phys Rev C*, 2019, 100: 024602.
- [14] ZHANG G L, ZHANG C L, ZHANG H Q, et al. *Eur Phys J A*, 2012, 48: 65.
- [15] ZHANG G L, ZHANG G X, LIN C J, et al. *Phys Rev C*, 2018, 97: 044618.
- [16] RONG C H, RANGEL J, WU Y S, et al. *Eur Phys J A*, 2021, 57: 143.
- [17] PAKOU A, ACOSTA L, O'MALLEY P D, et al. *Phys Rev C*, 2020, 102: 031601(R).
- [18] LIANG J F, BEENE J R, CARALEY A L, et al. *Phys Lett B*, 2009, 681: 22.
- [19] LIANG J F, BEENE J R, ESBENSEN H, et al. *Phys Rev C*, 2002, 65: 051603.

- [20] LIANG J F, BEENE J R, GALINDO-URIBARRI A, et al. *Phys Rev C*, 2003, 67: 044603.
- [21] AGUILERA E F, AMADOR-VALENZUELA P, MARTINEZ-QUIROZ E, et al. *Phys Rev Lett*, 2011, 107: 092701.
- [22] PAKOU A, STILIARIS E, PIERROUTSAKOU D, et al. *Phys Rev C*, 2013, 87: 014619.
- [23] ZAMORA J C, GUIMARAES V, ROGACHEV G V, et al. *Phys Lett B*, 2021, 816: 136256.
- [24] REHM K E, ESBENSEN H, JIANG C L, et al. *Phys Rev Lett*, 1998, 81: 3341.
- [25] YANG L, LIN C J, YAMAGUCHI H, et al. *Nat Commun*, 2022, 13: 7193.
- [26] YANG L, LIN C J, YAMAGUCHI H, et al. *Phys Lett B*, 2021, 813: 136045.
- [27] YAO Y J, LIN C J, YANG L, et al. *Nucl Sci Tech*, 2021, 32: 14.
- [28] CANTO L F, GOMES P R S, LUBIAN J, et al. *J Phys G:Nucl Part Phys*, 2009, 36: 015109.
- [29] MA N R, YANG L, LIN C J, et al. *Eur Phys J A*, 2019, 55: 87.
- [30] ICHIMURA M, AUSTERN N, VINCENT C M. *Phys Rev C*, 1985, 32: 431.
- [31] KEELEY N, LILLEY J S, WEI J X, et al. *Nucl Phys A*, 1998, 628: 1.
- [32] KONING A J, DELAROCHE J P. *Nucl Phys A*, 2003, 713: 231.
- [33] AGUILERA E, KOLATA J, NUNES F, et al. *Phys Rev Lett*, 2000, 84: 5058.
- [34] FERNÁNDEZ-GARCÍA J P. *Phys Rev C*, 2015, 92: 044608.
- [35] PESUDO V, BORGE M J G, MORO A, et al. *EPJ Web of Conferences*, 2017, 163: 00045.
- [36] DUAN F F, YANG Y Y, LEI J, et al. *Physical Review C*, 2022, 105: 034602.

Progress of Studies on Reaction Dynamics Induced by Proton Drip-line Nuclei at Energies Around the Coulomb Barrier

YIN Cheng, YANG Lei[†], LIN Chengjian[†], MA Nanru, JIA Huiming, WEN Peiwei, YANG Feng, LUO Tianpeng, CHANG Chang, HUANG Zhijie, DUAN Hairui, YANG Jionghe
(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413)

Abstract: Reaction dynamics, especially the breakup mechanisms, induced by proton drip-line nuclei at energies around the Coulomb barrier, is one of the most popular topics in nuclear physics. In order to further investigate the reaction mechanisms of proton drip-line nuclei, we performed the complete-kinematics measurements of $^8\text{B}+^{120}\text{Sn}$ and $^{17}\text{F}+^{58}\text{Ni}$ at CRIB, University of Tokyo. This paper summarizes our research findings and unveils for the first time the fusion cross-section results in the $^8\text{B}+^{120}\text{Sn}$ measurement. Two detector arrays, *i.e.*, the silicon telescope array of STARE and the ionization chamber array of MITA, were designed respectively for the measurements of ^8B and ^{17}F . Reaction products were completely identified with the help of these two arrays. For the $^8\text{B}+^{120}\text{Sn}$ system, the coincident measurement of the breakup fragments was achieved for the first time. The correlations between the breakup fragments reveal that the prompt breakup occurring on the outgoing trajectory dominates the breakup dynamics of ^8B . For $^{17}\text{F}+^{58}\text{Ni}$, the complete reaction channel information, such as quasi-elastic scattering, breakup and total fusion, was derived for the first time. An enhancement of the fusion cross section of $^{17}\text{F}+^{58}\text{Ni}$ was observed at the energy below the Coulomb barrier. Theoretical calculations indicate that this phenomenon is mainly due to the coupling to the continuum states. Moreover, different direct reaction dynamics were found in ^8B and ^{17}F systems, suggesting the influence of proton-halo structure on the reaction dynamics.

Key words: proton-drip line nuclei; energies around the Coulomb barrier; reaction dynamics

Received date: 31 May 2023; Revised date: 15 Jul. 2023

Foundation item: National Key Research and Development Program of China(2022YFA1602302); National Natural Science Foundation of China (U2167204, 12175314, 12235020)

[†] Corresponding author: YANG Lei, E-mail: yang_lei@ciae.ac.cn; LIN Chengjian, E-mail: cjlin@ciae.ac.cn