

核物理主题数据: 实验、理论与应用专题

原子核熔合反应研究进展*

张钰海¹⁾²⁾³⁾ 董益菲¹⁾³⁾ 仲佳勇²⁾⁴⁾ 张丰收^{1)3)5)†}

1) (北京师范大学物理与天文学院, 射线束技术教育部重点实验室, 北京 100875)

2) (北京师范大学文理学院, 珠海 519087)

3) (北京市科学技术研究院, 辐射技术研究所, 北京 100875)

4) (北京师范大学, 天文与天体物理前沿科学研究所, 北京 100875)

5) (兰州重离子加速器国家实验室, 原子核理论研究中心, 兰州 730000)

(2025年9月30日收到; 2025年11月5日收到修改稿)

熔合反应不仅为研究量子多体系统中的动态演化和耗散机制提供了关键信息, 也为探索原子核反应动力学与结构特征开辟了重要途径. 本文系统给出了从氢到钨不同质量区元素的合成路径, 以及从轻体系到重体系的各类重离子熔合反应的实验进展. 评述了现有理论模型在描述俘获过程中的优越性与局限性, 重点分析了唯象模型与微观动力学模型对不同反应体系熔合行为的优势与不足. 在此基础上, 进一步凝练出熔合反应研究中的若干关键科学问题, 包括重离子熔合阻碍、极深垒下熔合抑制、熔合几率 P_{CN} 以及复合核的裂变势垒等, 并对未来熔合反应的研究方向提出了展望与建议. 本文数据集可在 <https://doi.org/10.57760/sciencedb.j00213.00238> 中访问获取.

关键词: 熔合反应, 核反应模型, 俘获截面, 蒸发剩余截面**DOI:** 10.7498/aps.75.20251346**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251346

1 引言

核反应是合成宇宙中除氢以外所有化学元素的唯一机制, 也是恒星抗衡引力收缩、新星及超新星等爆发性天体现象的能量来源. 其中, 熔合反应不仅是星体能量产生及原子核合成的重要过程, 更是研究核力与核结构、探索极端核物质性质的关键途径^[1-3]. 自然界中存在 288 种核素, 其中稳定核素有 254 种, 不稳定核素有 34 种^[4]. 截至 2024 年底, 人类通过核反应手段已合成 3383 种新核素, 其中通过熔合反应合成的核素占比约 20%, 在所有合成方法中占比最大. 早在 1919 年, 英国物理学家卢瑟福利用天然放射源 ^{214}Po 放出的 α 粒子首次实现

了人工核反应 $^{14}\text{N}(\alpha, p)^{17}\text{O}$, 这激发了人们利用高能粒子束轰击原子核来探究内部结构的设想. 核反应中的入射粒子可分为两类: 一类是质子、中子、氘、氚、氦核 (α 粒子) 等轻粒子; 另一类是比 α 粒子更重的重离子.

熔合反应的理论基础奠基于量子力学在核物理中的早期应用. 1928 年, Gamow^[5] 将量子隧穿效应应用于原子核的 α 衰变, 成功解释了衰变寿命问题, 这为理解核反应中如何克服库仑势垒提供了关键原理. 随后在 1936 年, Bohr^[6] 提出了复合核模型, 指出弹核被靶核俘获后将“遗忘”入射道信息, 形成一个高激发态的复合系统, 其内部所有自由度达到平衡且寿命长达 10^{-22} s, 从而完整描述了熔合反应的后续阶段. 1940 年, Weisskopf 和

* 国家重点研发计划 (批准号: 2023YFA1606401) 和国家自然科学基金 (批准号: 12447135, 12135004, 11635003, 11961141004) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: fszhang@bnu.edu.cn

Ewing^[7]指出复合核通过发射粒子进行退激发的机制,可与液滴通过蒸发分子而降低温度的过程相类比,并据此发展了蒸发模型.随后,Hauser和Feshbach^[8]从量子力学角度出发,在考虑角动量守恒的基础上,建立了一套能够严格描述复合核形成与衰变的统计模型理论,即Hauser-Feshbach统计模型.

熔合过程的本质是一个与能量相关的多体量子隧穿过程.在早期研究中,熔合反应主要集中在近垒及垒上区域.该能区通常可将原子核视为独立系统,并忽略其他因素的影响,因此可采用简单的一维势垒隧穿模型进行描述.然而,当入射能量降至势垒以下时,弹核与靶核的相互作用时间与核内核子的集体运动周期相当,导致参与核的内部自由度与相对运动自由度之间出现强烈耦合.这些耦合包括相对运动与低激发振动(或转动)态的耦合以及相对运动与核子转移道的耦合等.这种耦合效应通常会使得垒下能区的熔合截面显著高于一维势垒隧穿模型的预测结果,即所谓的垒下熔合截面增强^[9].这种耦合导致一维势垒劈裂成多维势垒,由此实验上提出了抽取熔合势垒分布的方法.为在理论上精确描述这些耦合效应,多维耦合道模型应运而生.

本文主要围绕原子核的熔合反应,系统给出其研究进展.首先,根据入射粒子的不同,介绍了关于轻粒子引起的核反应,涉及从氢到铁、从铁到铀及超铀区域等元素的合成路径;其次,讨论了关于重离子熔合反应的研究,涵盖不同质量组合的碰撞体系;随后,分析了不同理论模型在描述俘获过程的优势与不足,并系统阐述了熔合反应相关各类理论模型的研究进展;最后,重点讨论了熔合反应中重离子熔合阻碍、极深垒下熔合抑制、熔合几率 P_{CN} 和复合核的裂变势垒等亟待解决的科学问题.

2 轻粒子引起的核反应

轻粒子引起的核反应,指入射粒子是质子、中子、氘、氚、氦核(α 粒子)等轻粒子的各类核反应.根据现代宇宙学理论,宇宙起源于大爆炸.1957年,Burbidge夫妇、Fowler、Hoyle以及Cameron整合了当时的原子核结构与反应理论、极为有限的实验数据以及太阳系同位素丰度信息,提出了一个关于太阳系元素起源的理论,即B²FH理论^[10].该

理论指出,太阳系元素主要通过恒星燃烧过程、慢中子俘获过程(s过程)和快中子俘获过程(r过程)等机制产生^[11-13].星体中核合成过程大致分为两类,如图1所示^[14].第一类是恒星平稳燃烧阶段,主要涉及在相对低温下、稳定线附近较轻核素的热核反应和衰变过程;第二类是爆发性天体事件中的剧烈核燃烧(例如p,r和s过程),涉及高温下大量不稳定核素的热核反应、光致裂解反应和衰变等.

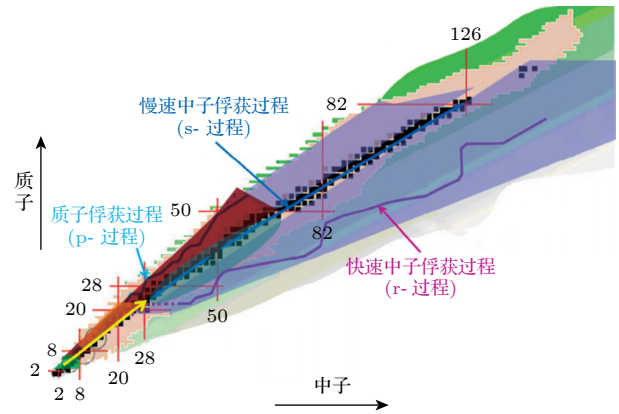


图1 元素核合成的各种过程,该图改自文献^[14]

Fig. 1. Various processes of nucleosynthesis, this figure adapted from the Ref.^[14].

2.1 从氢到铁

从氢到铁的元素主要产生于恒星大爆炸核合成过程.在大爆炸发生后的数百秒内,质子和电子形成氢元素,质子和中子合成氢的同位素、氦及少量锂元素,这些元素构成了最初的星际介质.随着宇宙逐渐冷却,约四亿年后,星际介质在引力作用下开始凝聚并形成恒星.引力势能转化为热能,使星体核心温度升高,从而触发核聚变反应.

恒星内部首先发生的核过程是氢燃烧,主要产物是⁴He.当核心区域的氢全部耗尽、核能停止产生时,恒星外层的壳层仍会继续进行氢燃烧.在引力作用下,核心受到压缩,温度和密度不断上升,最终触发氦燃烧过程.氦燃烧阶段包含两个关键反应: 3α 过程和 $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$,主要产生¹²C和¹⁶O.待核心氦燃烧结束后,恒星内部便会形成一个碳氧核心^[15].

不同质量恒星在结束主序星阶段后,将沿着不同的路径继续演化.质量较小的恒星通常通过氦燃烧过程最终演化为白矮星;中等质量恒星除了可能形成碳氧白矮星之外,若其内部氦燃烧所形成的碳

氧核质量不断累积, 还有可能进一步引发超新星爆发; 而大质量恒星在核心碳燃烧结束之后, 会在引力作用下依次触发氦、氧、硅等核燃烧过程, 合成多种元素, 直至形成铁镍核心. 此时恒星内部呈现出类似“洋葱头”的层状结构——由内向外依次为铁核、硅燃烧层、氧燃烧层、氦燃烧层、碳燃烧层、氦燃烧层以及最外层的氢包层. 当恒星体积膨胀至太阳系大小时, 最终将在重力坍塌的驱动下发生超新星爆炸^[15].

2.2 从铁到铀

从铁到铀的重元素主要通过 s 过程和 r 过程产生. 其中, s 过程发生在恒星内部静态的氦燃烧时期, 其环境中子密度较低、温度适中, 使得原子核俘获中子的速率慢于其 β^- 衰变速率, 从而得以通过慢中子俘获路径合成重核^[16]. 该过程于 1954 年由 Cameron^[14] 提出: 比铁重的原子核可以在红巨星中由铁族元素 (铬、锰、钴和镍) 的原子核俘获中子得到. s 过程大约贡献了半数比铁重的元素.

在恒星演化中, r 过程主要发生在爆发性的天体物理环境中, 如超新星爆发、双中子星的合并^[16]. r 过程是目前唯一可以产生铀、钍等重元素的核合成过程, 也是唯一可能在天体条件下产生超重元素的反应过程^[1]. 与 s 过程不同的是, 在 r 过程中, 中子俘获反应速率比其产物的 β^- 衰变速率要快, r 过程中每次俘获中子的时间只需 0.1—1 s, 比 s 过程快了 10^{10} 倍. 大多数丰中子稳定核就是在 r 过程中产生的.

对于一系列丰度较低的丰质子稳定核, 主要通过两种机制产生: 一类是以 (γ, n) 反应为主的光核反应, 另一类是以 (p, γ) 和 (p, n) 反应为主的质子俘获过程, 这两种过程统称为 p 过程. 例如, ^{92}Mo , ^{113}In , $^{112}, ^{115}\text{Sn}$, ^{120}Te 和 ^{124}Xe 等无法通过中子俘获过程产生的丰质子稳定核, 均可由 p 过程合成. 该过程仅在超新星爆发的极端条件下发生. 相较于其他核合成过程, p 过程仅在极短时间内通过击出原子核内的中子或 ^4He 来合成核素, 因此其产物在丰度上通常低于相邻的同位素和同中子核素^[17].

2.3 超铀区域

美国 Berkeley 在 1940 年至 1950 年间, 通过轻粒子引起的核反应成功合成多种超铀元素, 推动了超铀元素研究的发展^[18-26]. 1940 年, 美国 Berkeley

通过中子轰击 ^{238}U , 首次成功合成了 ^{239}Np , 并测定其半衰期为 2.3 d^[19]. 1941 年, 该实验室使用 60 英寸回旋加速器, 用氘核 (^2H) 轰击以 U_3O_8 形式制备的铀靶. 实验中观测了 ^{238}Pu , 其半衰期测定为 88 a^[20]. 1944 年, 该实验室又通过 $^4\text{He}+^{239}\text{Pu}$ 反应首次合成了 96 号元素 ^{242}Cm , 其半衰期为 162.9 d^[21]. 1950 年, 他们进一步通过 ^{239}Pu 俘获两个中子并经历 β^- 衰变, 成功制备出超铀元素 ^{241}Am ^[22]. 随着加速器技术的进步, 该实验室利用 30—35 MeV 的 ^4He 离子轰击 ^{241}Am 靶, 成功合成半衰期为 (4.6 ± 0.2) h 的 ^{243}Bk ^[23]. 同年, 他们还通过 35 MeV 的 ^4He 离子辐照 ^{242}Cm , 并采用化学分离方法合成了 ^{245}Cf ^[24]. 对于 $Z=99$ 和 100 号元素, 人们通过 $^{238}\text{U} (15n, 7\beta^-)$ ^{253}Es 和 $^{238}\text{U} (17n, 8\beta^-)$ ^{255}Fm 反应合成, 并在热核爆炸的爆炸物中采用化学分离方法成功鉴别^[25]. 1955 年, Ghiorso 等^[26] 通过 ^4He 与 ^{253}Es 的反应第一次合成了 101 号元素 ^{256}Md .

3 重离子熔合反应

重离子通常是指比 α (^4He) 粒子更重的原子核. 本文将原子序数 $Z < 20$ 的原子核称为轻核, $20 \leq Z < 82$ 的原子核称为中重核, $Z \geq 82$ 的原子核则称为重核. 在轻核反应体系中, 弹核与靶核只需克服库仑位垒即可形成复合核; 而对于中等质量或重核反应体系, 除需克服库仑势垒外, 还须跨越一个内部的熔合位垒, 才能实现复合核的形成. 下文将分别以“轻核与轻核”、“轻核与中重核、重核”以及“重核与重核”三类反应类型, 系统阐述重离子熔合反应在实验研究方面的进展.

3.1 轻核与轻核

对轻核与轻核的熔合反应的研究可追溯至 1976 年, 当时 Stokstad 等^[27] 测量了 $^{10}, ^{11}\text{B}+^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C}+^{13}\text{C}$, $^{12}\text{C}+^{14}\text{N}$, $^{14}\text{N}+^{14}\text{N}$ 和 $^{14}\text{N}+^{16}\text{O}$ 在垒下能区的熔合截面, 发现熔合截面的平均能量依赖性对相互作用核的质量和电荷的微小变化极为敏感. 1980 年, Hulke 等^[28] 利用 Ge 探测器, 通过 γ 射线谱学方法, 在质心系能量 $E_{c.m.} = 6-15$ MeV 的范围内, 测量了 $^{12}\text{C}+^{20}\text{Ne}$ 重离子熔合反应中产生的重残留核 ^{24}Mg , ^{27}Al , ^{28}Si , $^{30}, ^{31}\text{P}$ 的部分截面. 研究发现, 复合核的形成确实依赖于入射道中碰撞核的微观结构. 1985 年, Thomas 等^[29] 测量了 $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$

和 $^{16}\text{O}+^{18}\text{O}$ 体系在实验室能量为 $E_{\text{lab}} = 13.5\text{--}25$ MeV时的垒下熔合截面. 结果发现, 与 $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ 的截面相比, $^{16}\text{O}+^{18}\text{O}$ 的截面没有显著增强, 与钙同位素的垒下熔合截面增强情况截然不同, 钙同位素的垒下熔合表现出强烈的同位素依赖性. 随后, 1993年, Dasmahapatra和Čujec^[30]用HPGe探测器, 通过测量剩余核发射的特征 γ 射线产额, 确定了 $^{12}\text{C}+^{14}\text{C}$ 反应在质心系入射能量 $E_{\text{c.m.}} = 5\text{--}8$ MeV垒下能区的总熔合截面, 并发现在 $E_{\text{c.m.}} = 6$ MeV下截面增强约40%. 总体而言, 这些研究逐步拓展了测量范围, 不断揭示熔合反应与核结构^[31]、核特性之间的关联, 推动了对轻核熔合反应的理解^[32].

3.2 轻核与中重核、重核

当前, 轻核与中重核熔合反应的实验研究主要聚焦于深入探究其熔合反应机制. 1978年, Stokstad等^[9]开展了 $^{16}\text{O}+^{148, 150, 152, 154}\text{Sm}$ 熔合反应截面的测量工作. 借助放射性Yb核及其子核发射的X射线, 对滞留在碳收集箱中的蒸发残核进行观测, 结果发现在近垒及垒下能区, 熔合截面呈现出明显增强的特征. 随后, 多家实验组证实了近垒及垒下能区熔合截面增强是一个普遍现象^[33,34]. 此外, 动力学效应在势垒附近熔合过程中起很大作用. 人们通常从实验上测得的熔合激发函数或背角准弹性散射激发函数中提取势垒分布. 例如, Timmers等^[35]测量了 ^{16}O 与 ^{92}Zr , $^{144, 154}\text{Sm}$ 和 ^{186}W 靶发生背角准弹性散射的激发函数, 并将准弹性势垒分布与熔合势垒分布做了对比, 提出并应用了一种提取熔合势垒分布表示的新方法. 此后, 大量的高精度实验数据被测量, 显著推进了熔合势垒及相关物理过程的研究^[36-38].

轻核与重核的熔合反应实验研究主要聚焦于合成超重新核素. 1965年, Donets等^[39]和Zager等^[40]分别通过 $^{243}\text{Am}(^{15}\text{N}, 4n)^{254}\text{No}$ 和 $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, 4n)^{254}\text{No}$ 熔合反应首次发现了102号No元素. 同年, Donets等^[41]利用反应 $^{18}\text{O}+^{243}\text{Am}$ 成功合成同位素 ^{256}Lr . 随后Eskola等^[42]通过B, Ni和O束流分别与 ^{249}Cf , ^{248}Cm 和 ^{249}Bk 靶核反应, 合成了 $^{257-260}\text{Lr}$. 1969年, 美国Berkeley通过 $^{12, 13}\text{C}+^{249}\text{Cf}$ 熔合反应成功鉴别出了 $^{257-259}\text{Rf}$ ^[43]. 1970年, Ghiorso等^[44]通过反应 $^{15}\text{N}+^{249}\text{Cf}$ 合成了105号元素的同位素 ^{260}Db . 随后改用 ^{18}O 束流, 进一步合成了106号元素同位素 ^{263}Sg ^[45]. 上述利用轻核轰击重铀系

靶核的反应通常称为“热熔合”反应. 在此类反应中, 形成的复合核激发能通常超过30 MeV, 需要蒸发3个或更多的中子来实现退激. 然而, 退激过程中强烈的裂变竞争显著抑制了复合核的存活概率与产额. 此外, 轻弹核的原子序数有限, 也制约了通过此类反应可合成的超重元素的原子序数上限($Z = 106$). 因此, 为了合成更重的超重元素, 有必要探索新的反应机制以提高合成效率.

3.3 重核与重核

为合成比Sg原子序数更大的元素, 需降低裂变截面. 为此, 人们利用更重的弹核轰击双幻核靶 ^{208}Pb 和 ^{209}Bi . 通过增加弹核的电荷数和质量数, 可合成更重的复合核. 此类反应具有较高的 Q 值, 激发能较低(12—20 MeV), 大大降低了裂变的概率, 复合核仅发射1—2个中子就能冷却, 这种反应称为“冷熔合”反应. 1978年至1998年间, 德国GSI利用“冷熔合”反应成功合成了107号至112号新元素^[46]. 2004年, 日本RIKEN合成了最后一个通过冷熔合反应产生的超重元素113号元素Nh^[47], 其合成截面低至fb($1\text{ fb} = 10^{-43}\text{ m}^2$)量级, 已接近当时加速器和探测器技术的极限. 1999年至2010年间, 俄罗斯Dubna/FLNR实验室分别利用 ^{48}Ca 与重铀系靶核 ^{243}Am , ^{244}Pu , ^{248}Cm , ^{249}Bk 和 ^{249}Cf 的热熔合反应合成了 $Z = 113\text{--}118$ 等新元素以及 $Z = 104\text{--}118$ 的50多个超重同位素^[46](见图2黄色实心方块).

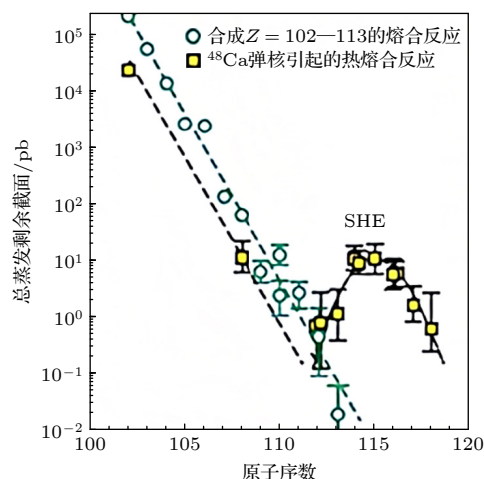


图2 实验上测得的合成 $Z = 102\text{--}113$ 的熔合反应以及 ^{48}Ca 弹核引起的热熔合反应的总蒸发剩余截面^[46]

Fig. 2. Experimental total evaporation residues cross sections for the synthesis of elements $Z = 102\text{--}113$ via fusion reactions and ^{48}Ca beam-induced hot fusion reactions^[46].

图 2 对比了实验上测得的合成 $Z = 102 - 113$ 的熔合反应与 ^{48}Ca 弹核引起的热熔合反应中的总蒸发剩余截面 [46]. 结果表明: 对于合成 $Z < 110$ 元素的截面随着复合核电荷数的增加而迅速下降; 然而, 在 ^{48}Ca 弹核引起的热熔合反应中, $Z > 110$ 元素的蒸发剩余截面呈现出先增大后减小的趋势. 这主要归因于 $Z = 114$ 处存在一个质子壳. 事实上, 利用稳定弹核进行熔合反应合成的新核素通常偏向于缺中子一侧, 这限制了该方法向更重、更丰中子核素的探索. 目前, 实验合成的 $Z = 114$ 的核素中, 中子数最多的是 ^{290}Fl , 距离理论预言的超重稳定岛中心 ($Z = 114$, $N = 184$) 仍相差 8 个中子. 因此, 若采用比 ^{48}Ca 更丰中子且流强足够高的放射性束流 [48], 实验有望更接近理论预言的稳定岛区域, 但这一方案需等待放射性核素流强达到足够水平. 为了突破现有方法的局限、冲击超重稳定岛, 多核子转移反应正逐渐展现出独特而显著的优势, 是目前登上超重稳定岛唯一可行的方法 [49].

为合成 $Z > 118$ 号新元素, 国际上多个大型实验室正计划依托其大科学装置 (如 HIRFL, DC-280, SHIP, FIONA, SRILAC) 和充气反冲装置 (如 SHANS, DGFRS-2, TASCAs, BGS, GARIS-III), 开展相应的熔合反应实验 [50]. 早在 2009 年, Dubna 尝试利用 $^{58}\text{Fe} + ^{244}\text{Pu}$ 熔合反应体系合成 120 号元素, 其熔合截面小于 0.4 pb, 并未观测到任何 α 衰变链 [51]. 2016 年, GSI 通过 $^{54}\text{Cr} + ^{248}\text{Cm}$ 熔合反应体系合成 120 号元素, 观察到 3 个随机 α 衰变链, 并未证实该体系合成了 120 号元素 [52]. 随后, 2020 年, GSI 试图采用 $^{50}\text{Ti} + ^{249}\text{Bk}$ 和 $^{50}\text{Ti} + ^{249}\text{Cf}$ 熔合反应合成 119 和 120 号元素, 但是观测的截面分别小于 65 fb 和 200 fb [53]. 2022 年, RIKEN 利用充气反冲离子分离器 GARIS-III, 通过反应体系 $^{248}\text{Cm} (^{51}\text{V}, 3-4n) ^{295-296}119$, 成功估算出合成 119 号元素的反应能为 (234.8 ± 1.8) MeV. 然而, 尽管进行了上述实验, 但并没有确切观察到 119 号和 120 号元素的 α 衰变链 [54]. 2025 年, Dubna 通过测量 $^{50}\text{Ti} + ^{244}\text{Pu}$ 和 $^{54}\text{Cr} + ^{238}\text{U}$ 反应的对比研究, 成功合成了三种新核素 ^{288}Lv , ^{289}Lv 和 ^{280}Cn . 该实验首次有力证明, 在合成新元素 119 号和 120 号时, 铪系靶与 ^{50}Ti 的反应, 比与 ^{54}Cr 反应在数量级上更具优势 [55].

4 熔合反应理论模型进展

实验表明, 弹靶在低于或高于势垒的中心碰撞中可发生熔合反应并形成复合核, 即满足下列关系: $Z_{\text{CN}} = Z_1 + Z_2$ 和 $A_{\text{CN}} = A_1 + A_2$. 对轻至中重核, 熔合截面在高于势垒时接近几何截面; 对重核体系, 准裂变过程会主导反应, 导致熔合几率急剧下降, 极大阻碍超重核的合成. 在低于库仑势垒能量区, 熔合截面呈指数衰减, 熔合几率由隧穿势垒的几率决定 [56].

超重核的合成动力学过程包含俘获、熔合和退激三个阶段, 其蒸发剩余截面可相应地表示为这三个阶段概率的乘积: $\sigma_{\text{ER}}(E_{\text{c.m.}}) = \sum_J \sigma_{\text{C}}(E_{\text{c.m.}}, J) \cdot P_{\text{CN}}(E_{\text{c.m.}}, J) \cdot W_{\text{sur}}(E_{\text{CN}}^*, J)$. 其中, $\sigma_{\text{C}}(E_{\text{c.m.}}, J)$ 表示俘获截面, 即两核克服库仑势垒形成紧密接触系统的截面. 在俘获过程中, 入射核与靶核表面相互重叠, 该过程与弹性散射、准弹性散射等反应道竞争, 并产生质量接近弹靶的碎片. 这一竞争强烈依赖于入射能量与碰撞参数; $P_{\text{CN}}(E_{\text{c.m.}}, J)$ 是形成复合核的几率; $W_{\text{sur}}(E_{\text{CN}}^*, J)$ 是处于激发态的复合核退激发的存活几率. 弹靶克服库仑位垒被俘获的截面可表示为 $\sigma_{\text{C}}(E_{\text{c.m.}}, J) = \pi \lambda^2 (2J + 1) T(E_{\text{c.m.}}, J)$. 其中, $\lambda = h / \sqrt{2\mu E_{\text{c.m.}}}$ 为约化的德布罗意波长, $T(E_{\text{c.m.}}, J)$ 为穿越库仑位垒的穿透几率. 为快速估算势垒穿透概率 (无需求解薛定谔方程), 可采用 Hill-Wheeler 公式 [57]. 此公式能精确描述抛物线势垒的穿透行为, 而两核的实际相互作用势在势垒区恰好可近似为倒置抛物线.

4.1 俘获过程

重离子俘获截面的高精度计算是决定最终熔合反应蒸发剩余截面的关键因素之一, 对于研究原子核结构、探索熔合机制、筛选超重核合成的最佳入射能量等极其重要. 俘获截面受到复杂核结构效应 (如核形变、表面弥散) 和动力学 (如核子转移) 的显著影响. 不同模型对于动力学过程的近似处理方式各异, 在预测俘获截面方面也会有所差异.

4.1.1 经验耦合道模型

经验耦合道 (empirical coupled-channel, ECC) 模型通过引入非对称高斯位垒分布函数, 可等效地考虑一维势垒穿透与其他自由度的耦合效应 [58].

在 ECC 模型中, 给定质心系入射能量 $E_{c.m.}$ 下, 俘获截面可以表示为各分波截面之和:

$$\sigma_{\text{cap}}(E_{c.m.}) = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu E_{c.m.}} \sum_J (2J+1) T(E_{c.m.}, J), \quad (1)$$

其中, $T(E_{c.m.}, J)$ 为穿透几率, 可写为

$$T(E_{c.m.}, J) = \int dB f(B) \times \frac{1}{1 + \exp \left\{ -\frac{2\pi}{\hbar\omega(J)} \left[E_{c.m.} - B - \frac{J(J+1)\hbar^2}{2\mu R_B^2(J)} \right] \right\}}, \quad (2)$$

这里, $f(B)$ 表示非对称高斯位垒分布函数, $\hbar\omega(J)$ 为相互作用势的宽度, $E_{c.m.}$ 表示质心系入射能量, R_B 为位垒半径, 可通过相互作用势对相互作用距离求偏导得到.

4.1.2 经验位垒分布方法

经验位垒分布 (empirical barrier distribution, EBD) 方法采用单个高斯函数参数化位垒分布, 从而将俘获截面表示为一个解析式^[59-61]:

$$\sigma_{\text{cap}}(E_{c.m.}) = \pi R_B^2 \frac{W}{\sqrt{2E_{c.m.}}} \left[X \text{erfc}(-X) + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp(-X^2) \right], \quad (3)$$

式中 $X = (E_{c.m.} - V_B) / \sqrt{2W}$, 其中 V_B 为高斯函数中心值, W 为高斯函数标准差, R_B 为位垒半径. 原始的 EBD 方法在描述重熔合体系中取得了较好的效果, 但在轻体系中的适用性较差. 这主要源于以下原因: 首先, 标准 EBD 方法中的参数未能明确考虑轻核表面效应对位垒高度和半径的影响, 导致对轻核熔合体系的位垒高度预测值偏高, 而对位垒半径预测值偏低; 其次, 该方法未考虑深度非弹性散射对超重系统观测位垒半径的影响; 此外, 反应 Q 值对截面的影响也被忽略.

最近, 王宁等^[62]对 EBD 方法进行了改进, 主要包含三个方面: 改进轻核表面效应的处理; 考虑壳效应与同位旋效应竞争对位垒高度的影响; 并引入反应 Q 值来分析其对势垒分布宽度与深度的影响, 以及非弹性散射对超重体系势垒半径的影响. 基于对三个输入量 V_B , R_B 和 W 的优化, 他们提出了一种新版本 EBD2^[63]. 该版本显著提升了模型的准确性, 能够更全面地描述从轻体系到超重体系区间内的熔合反应.

4.1.3 完全耦合道模型

1999 年, Hagino 等开发了完全耦合道计算模

型 (CCFULL)^[64-66], 采用了修正的努梅罗夫方法进行迭代计算, 直接积分求解耦合二阶微分方程, 包含所有次级的耦合效应. 考虑了入射边界条件之后, 在实体空间对角化耦合矩阵元, 逐个分波计算其穿透系数. 对于形变核, 主要考虑转动激发; 对于球形或近球核, 主要考虑振动激发. 对于非谐振子耦合, 仅考虑一个弹核态和两个靶核态; 对于谐振子线性耦合, 可以考虑两个弹核态和两个靶核态. 除了弹核和靶核本身的耦合之外, 计算中还需要包含弹靶之间的耦合.

在 CCFULL 程序中, 需输入如耦合半径、形变参数 β_2 和 β_4 、转动态 2^+ , 4^+ 和 6^+ 及激发模式等核结构参数. 由于此类参数常需依据实验结果进行调整, 输入值存在显著不确定性. 该程序自发布以来, 已在熔合反应研究中获得广泛应用^[67,68]. 例如, Stefanini 等^[67]于 2000 年测量了 $^{36}\text{S}+^{90,92}\text{Zr}$ 体系在库仑势垒附近及亚垒能区的熔合蒸发截面, 并通过激发函数的二阶能量导数提取熔合势垒分布. 基于 CCFULL 程序对数据进行分析表明: 对于 $^{36}\text{S}+^{90}\text{Zr}$ 体系, 考虑弹核的 2^+ 激发态与靶核的 2^+ 和 3^- 态后, 截面与势垒分布均呈现良好吻合; 而在 $^{36}\text{S}+^{92}\text{Zr}$ 体系中, 靶核八极振动的双声子激发对再现熔合激发函数至关重要.

4.1.4 通用 Wong 公式

根据 Wong 公式, 一维势垒穿透的熔合激发函数可表示为^[69]

$$\sigma^{\text{Wong}}(E, B) = \frac{\hbar\omega}{2E} R_m^2 \ln \left\{ 1 + \exp \left[\frac{2\pi}{\hbar\omega} (E - B) \right] \right\}, \quad (4)$$

其中 E 表示入射能量; B , R_m 和 $\hbar\omega$ 分别表示势垒高度、半径和曲率. 该公式不依赖于具体的相互作用势, 能较好地描述无耦合时轻体系的熔合激发函数. 然而, 对于涉及重核的熔合反应, 核间距与其他自由度 (如原子核的变形和振动) 之间存在显著耦合. 考虑到实际势垒的多维性, 传统 Wong 公式拟合的势垒高度可以被代替为 $D(B)$. 因此, 提出了通用 Wong 公式 (the universal Wong formula) 来描述从轻到重体系的俘获截面:

$$\sigma_{\text{cap}}(E) = \int_0^\infty D(B) \sigma^{\text{Wong}}(E, B) dB. \quad (5)$$

基于通用 Wong 公式, 人们提出了系统性描述重离子熔合反应的俘获截面代码 Fusion-v1. 该代码中, 势能部分基于密度冻结近似下的 Skyrme 能

量密度泛函计算, 并采用扩展的 Thomas-Fermi (ETF2) 方法处理动能密度和自旋轨道密度 [70]. 为更好地描述轻核反应的位垒分布并考虑其有限的位垒分布, 王宁等 [71] 在 Fusion-v1 的基础上, 对宽度系数 w 施加约束 $w \geq \text{FWHM}$ ($\text{FWHM} \approx 0.56\hbar w$), 从而开发了改进版本 Fusion-v2.

4.2 俘获截面对比分析

表 1 至表 3 及图 3 所示结果均由本课题组自行计算得出. 其中, EBD2, CCFULL 和通用 Wong

公式的结果基于相应的开源程序计算得出, 相关程序网址已引注于表格中; 而 ECC 和 ImQMD 的结果则由本课题组内部程序计算得出. 关于方法细节, ECC, EBD2, CCFULL 以及通用 Wong 公式的具体内容在 4.1 节“俘获过程”中有详细阐述, 而 ImQMD 模型则在 4.4.1 节中有详细的介绍.

4.2.1 轻核与轻核

表 1 总结了四种轻核与轻核的熔合反应体系中实验观测到的熔合截面与对应入射能量下理论

表 1 在轻核-轻核反应体系中, 实验观测到的熔合截面与该入射能量下理论模型的比较

Table 1. Comparison between experimental cross sections and theoretical models for light nuclei-light nuclei fusion reaction systems at the incident energy.

反应体系	$E_{c.m.}/\text{MeV}$	$\sigma_{\text{fus}}^{\text{exp}}/\text{mb}$	$\sigma_{\text{fus}}^{\text{ECC}}/\text{mb}$	$\sigma_{\text{fus}}^{\text{EBD2 [63]}}/\text{mb}$	$\sigma_{\text{fus}}^{\text{CCFULL [66]}}/\text{mb}$	$\sigma_{\text{fus}}^{\text{Wong}}/\text{mb}$	$\sigma_{\text{fus}}^{\text{ImQMD}}/\text{mb}$
$^{12}\text{C}+^{14}\text{C} \rightarrow ^{26}\text{Mg}$	8.000	393.355 ^[30]	936.203	513.288	606.788	505.773	477.836
$^{14}\text{N}+^{16}\text{O} \rightarrow ^{30}\text{P}$	11.988	429.722 ^[27]	777.552	445.524	—	448.672	476.894
$^{16}\text{O}+^{16}\text{O} \rightarrow ^{32}\text{S}$	12.514	433.638 ^[29]	659.073	337.543	413.014	334.054	342.434
$^{12}\text{C}+^{20}\text{Ne} \rightarrow ^{32}\text{S}$	14.965	467.280 ^[28]	873.843	639.505	762.936	696.192	698.062

表 2 在轻核-中重核、轻核-重核反应体系中, 实验观测到的俘获截面与该入射能量下理论模型的比较

Table 2. Comparison between experimental cross sections and theoretical models for light nuclei-medium mass nuclei and light nuclei-heavy nuclei fusion reaction systems at the incident energy.

反应体系	$E_{c.m.}/\text{MeV}$	$\sigma_{\text{cap}}^{\text{exp [72]}}/\text{mb}$	$\sigma_{\text{cap}}^{\text{ECC}}/\text{mb}$	$\sigma_{\text{cap}}^{\text{EBD2 [63]}}/\text{mb}$	$\sigma_{\text{cap}}^{\text{CCFULL [66]}}/\text{mb}$	$\sigma_{\text{cap}}^{\text{Wong}}/\text{mb}$	$\sigma_{\text{cap}}^{\text{ImQMD}}/\text{mb}$
$^{12}\text{C}+^{206}\text{Pb} \rightarrow ^{218}\text{Ra}$	80.150	872.246	1113.600	986.338	852.125	1113.373	1322.925
$^{14}\text{N}+^{232}\text{Th} \rightarrow ^{246}\text{Bk}$	86.390	823.000	656.404	676.666	—	745.517	912.004
$^{15}\text{N}+^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{224}\text{Th}$	82.297	705.589	785.167	704.484	—	769.015	965.097
$^{16}\text{O}+^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{225}\text{Pa}$	93.185	688.362	732.198	659.206	—	743.462	917.345
$^{16}\text{O}+^{144}\text{Sm} \rightarrow ^{160}\text{Yb}$	80.89	876.000	870.274	776.450	879.439	857.778	1013.1636
$^{16}\text{O}+^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{226}\text{Th}$	100.72	949.000	974.760	888.832	1173.059	1022.355	1222.394
$^{23}\text{Na}+^{48}\text{Ti} \rightarrow ^{71}\text{As}$	45.207	687.284	645.242	583.905	—	682.850	757.438
$^{28}\text{Si}+^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{236}\text{Cm}$	156.821	726.666	371.941	656.247	471.170	766.809	1032.956
$^{30}\text{Si}+^{238}\text{U} \rightarrow ^{268}\text{Sg}$	169.001	780.325	638.769	673.966	447.388	751.604	976.721
$^{34}\text{S}+^{89}\text{Y} \rightarrow ^{123}\text{Cs}$	91.050	505.000	465.149	434.505	—	464.238	544.124
$^{37}\text{Cl}+^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{137}\text{Pr}$	94.539	250.231	217.034	274.459	—	280.626	346.832

表 3 在重核-重核反应体系中, 实验观测到的俘获截面与该入射能量下理论模型的比较

Table 3. Comparison between experimental cross sections and theoretical models for heavy nuclei-heavy nuclei fusion reaction systems at the incident energy.

反应体系	$E_{c.m.}/\text{MeV}$	$\sigma_{\text{cap}}^{\text{exp [73]}}/\text{mb}$	$\sigma_{\text{cap}}^{\text{ECC}}/\text{mb}$	$\sigma_{\text{cap}}^{\text{EBD2 [63]}}/\text{mb}$	$\sigma_{\text{cap}}^{\text{Wong}}/\text{mb}$	$\sigma_{\text{cap}}^{\text{ImQMD}}/\text{mb}$
$^{48}\text{Ca}+^{238}\text{U} \rightarrow ^{286}\text{Cn}$	214.7	502 ± 100	375.835	359.819	367.476	562.973
$^{48}\text{Ca}+^{244}\text{Pu} \rightarrow ^{292}\text{Fl}$	204	126 ± 63	133.976	153.076	160.059	195.093
$^{48}\text{Ca}+^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{296}\text{Lv}$	206	69 ± 35	108.700	120.816	132.157	176.872
$^{48}\text{Ti}+^{238}\text{U} \rightarrow ^{286}\text{Fl}$	226	250 ± 40	191.874	153.741	197.252	256.668
$^{52}\text{Cr}+^{232}\text{Th} \rightarrow ^{284}\text{Fl}$	261	410 ± 100	364.361	255.807	344.598	603.500
$^{52}\text{Cr}+^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{300}\text{120}$	251	88 ± 10	145.230	77.347	117.075	146.084
$^{54}\text{Cr}+^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{302}\text{120}$	242	15 ± 3	58.305	36.777	60.473	70.529
$^{64}\text{Ni}+^{238}\text{U} \rightarrow ^{302}\text{120}$	301	123 ± 37	42.351	139.730	137.971	452.075

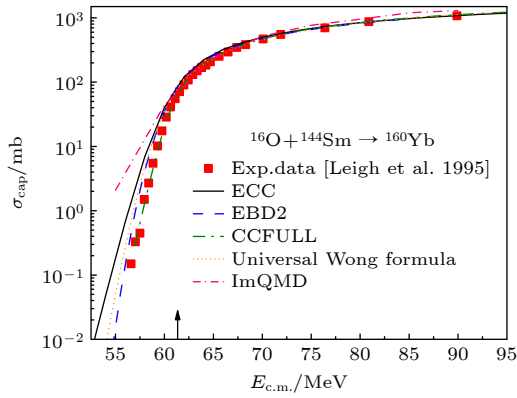


图 3 反应体系 $^{16}\text{O}+^{144}\text{Sm}$ 中俘获截面的理论计算结果与实验数据的对比, 实验数据取自文献 [38]

Fig. 3. Comparison of theoretical calculations of the capture cross section in the reaction system $^{16}\text{O}+^{144}\text{Sm}$ with experimental data, and the experimental data are taken from the Ref. [38].

模型的对比结果. 由于 $^{14}\text{N}+^{16}\text{O}\rightarrow^{30}\text{P}$ 反应体系缺乏声子激发数据, CCFULL 程序无法执行耦合道计算. 从表 1 可以发现, 经验位垒分布方法 (EBD2)、完全耦合道 (CCFULL) 模型、通用 Wong 公式以及改进的量子分子动力学模型 (ImQMD) 与实验值符合较好, 而经验耦合道 (ECC) 模型在描述轻核体系时与实验数据呈现出明显差异. 这主要是因为 ECC 模型中, 影响势垒分布函数有三个可调参数 (Δ_1 , Δ_2 和 B_m). 对于不同反应体系, 不同参数的取值对于描述势垒穿透而言并不一样. 这里, 取 $\Delta_1 = 2$ MeV, $\Delta_2 = (B_0 - B_s)/2$ MeV, $B_m = (B_0 + B_s)/2$ MeV. 其中, B_0 和 B_s 分别表示两球形核的库仑位垒和形变鞍点处的库仑势垒. 上述参数对于轻体系而言可能并不完全适配, 还需要进一步的改进.

4.2.2 轻核与中重核、重核

表 2 列举了 11 种轻核-中重核反应体系, 实验观测到的熔合截面与该入射能量下理论模型比较. 由于 $^{14}, ^{15}\text{N}$, ^{209}Bi , ^{23}Na , ^{89}Y 和 ^{37}Cl 没有对应的声子激发, 因此 CCFULL 模型没有对应的计算结果. 从表 2 可以发现对于轻核与重核反应体系而言, 经验耦合道 (ECC) 模型、经验位垒分布方法 (EBD2)、完全耦合道 (CCFULL) 模型、通用 Wong 公式以及改进的量子分子动力学 (ImQMD) 模型均能较好地描述实验数据, 并对轻核-中重核以及轻核-重核体系的俘获截面具备一定预测能力.

为评估上述不同模型对俘获截面实验数据的

描述效果, 图 3 以 $^{16}\text{O}+^{144}\text{Sm}$ 反应体系为例, 展示了理论计算与实验观测的俘获截面随入射能量的变化. 其中, 实验数据取自文献 [38]. 可以发现, 在垒上能区, 经验耦合道 (ECC) 模型、经验位垒分布方法 (EBD2)、完全耦合道 (CCFULL) 模型、通用 Wong 公式以及改进的量子分子动力学 (ImQMD) 模型均与实验数据符合良好; 然而在垒下能区, 这些模型的计算结果与实验数据均存在一定差距, 部分模型高估了实验数据. 总之, 对于 $^{16}\text{O}+^{144}\text{Sm}$ 反应而言, CCFULL 模型在俘获截面预测方面相较于其他模型更具优势.

4.2.3 重核与重核

表 3 选取了 8 种重核-重核反应体系, 给出了实验观测到的俘获截面与该入射能量下理论模型计算结果的比较. 其中, 实验数据来源于俄罗斯 Dubna 的 Itkis 等最新测得的超重核熔合反应数据 [73]. 结果表明, ECC 模型、EBD2 方法、通用 Wong 公式以及 ImQMD 模型与实验值符合较好, 基本处于同一量级. 特别在预测合成 $Z = 120$ 号超重元素的反应体系时, EBD2 方法相较于其他模型更接近实验数据, 表现出更强的预测能力.

对于表 2 和表 3 中的“轻核-中重核、轻核-重核”和“重核-重核”体系而言, ImQMD 模型的计算结果要高于实验数据以及其他唯象模型. 这主要是因为 ImQMD 模型假设弹靶越过库仑位垒后形成一个颈部, 颈部的存在有助于弹靶间核子充分交换, 从而增大了俘获截面. 而其他唯象模型在计算中未考虑颈部效应对俘获截面的影响, 因此在大多数体系下, 他们的预测结果低于 ImQMD 模型, 也与实验数据存在一定差距. 其次, ImQMD 模型是一种自洽的微观运输模型, 没有考虑壳结构效应和核的对效应等对核结构性有影响的核结构效应, 且没有额外的可调参数. 所以, 对于一些复合核较重的熔合反应的描述仍有一定困难, 计算得到的俘获截面结果偏大.

4.3 唯象模型

描述复合核形成过程的理论模型有宏观动力学模型、涨落-耗散模型、核子集体化模型、两步模型、核扩散模型、双核系统模型等经典唯象模型以及改进的量子分子动力学模型、时间依赖的 Hartree-Fock 理论等微观模型. 上述模型均能够比较满意

地描述已有的实验数据,但在预言未知的核素时有较大不同. 这些差异主要源于两个因素:一是熔合几率相差较大;熔合过程本质是弹靶两个独立体系演化到一个新的平衡体系的量子过程,牵扯到多核子、多变量的复杂动力学过程,因此不同模型采用不同的近似. 并且,复合核形成以后,失去了入射道的记忆效应,缺乏有效实验探测手段;二是复合核的裂变位垒和中子分离能作为熔合蒸发截面计算的输入量缺乏数据支持,有较大的不确定性.

4.3.1 宏观动力学模型

宏观动力学模型由 Swiatecki 等^[74-76]率先提出,是首个对弹靶从接触、熔合至形成复合核的全熔合过程进行完整性描述的理论模型. 该模型基于原子核的液滴属性,通过黏滞液滴的经典动力学过程对弹靶的熔合机制展开描述,其物理过程可由以下经典动力学方程表征:

$$\mu \ddot{R} = -\frac{\partial V(R)l}{\partial R} - C_R g(R) \dot{R}, \quad (6)$$

$$\dot{l} = -\frac{C_l}{\mu} g(R) (l - l_{st}), \quad (7)$$

这里, μ 为体系的折合质量, $V(R)$ 表示核-核相互作用势, C_R 和 C_l 分别对应径向摩擦系数与切向摩擦系数, l 和 l_{st} 则分别代表体系的角动量和黏滞角动量. 该模型虽然成功描述了准裂变现象,但由于其假设过于简化,忽略了壳效应、对效应及弹靶碰撞过程中的涨落现象,因此在实验定量描述方面仍存在局限性.

4.3.2 涨落-耗散模型

Aritomo 等^[77]在宏观动力学模型基础上发展了涨落-耗散模型,该模型假定入射粒子动能在弹靶接触点后立即发生耗散. 模型中不仅考虑了壳修正能随温度的依赖性,还在相互作用中引入统计涨落效应,其集体自由度通过 Langevin 方程进行描述. 作为首个采用动力学方法计算超重核合成过程的理论模型,涨落-耗散模型能够处理从弹靶接触到准裂变及蒸发剩余核的整个物理过程,对弹靶不对称度较大的系统,其计算结果与实验得出的裂变产物分布、蒸发剩余截面等数据能较好地吻合,但对弹靶比较对称的系统,结果与实验值相差比较大.

4.3.3 核子集体化模型

根据对弹靶熔合过程的不同描述,现有熔合理

论可以分为两类:一类是假设弹核被靶核俘获之后,弹核与靶核依然保持各自的特性独立演化;另一类是弹靶在发生俘获过程后,作为一个整体演化. 2001年, Zagrebaev^[78]提出的核子集体化模型则介于两种理论之间. 该模型指出,当弹核越过库仑位垒与靶核接触后,部分核子成为两核共用的“集体化核子”,此时两核仍保留各自独立性;随着“集体化核子”数量逐渐增加,当所有核子均转变为共用核子时,弹靶核发生熔合反应形成复合核;反之,系统将发生准裂变过程. 该模型试图将熔合过程中核子转移机制与动力学形状演化机制结合起来,能够较好地重现复合核的形成几率及裂变碎片的质量分布.

4.3.4 两步模型

两步模型 (the two step model) 最早被提出用来描述大质量原子核系统的熔合过程^[79-81]. 该模型认为,熔合过程分为两个阶段:第一阶段为黏着阶段,弹核与靶核从无限远处越过库仑势垒到达接触点;第二阶段是形成阶段,被接触的弹核和靶核熔合形成一个球形复合核. 因此,熔合几率可写为

$$P_{\text{fusion}}^J(E_{\text{c.m.}}) = P_{\text{stick}}^J(E_{\text{c.m.}}) \cdot P_{\text{form}}^J(E_{\text{c.m.}}), \quad (8)$$

其中, P_{stick}^J 和 P_{form}^J 分别表示黏着几率和形成几率. 两步模型为两体碰撞过程与后续单体形状演化之间的关联提供了一种描述方法,这种关联不同于传统的绝热或非绝热连接,可称为“统计连接”.

4.3.5 扩散-熔合模型

扩散-熔合模型 (fusion by diffusion, FBD) 指出,弹靶体系形状的涨落能使其克服形变能位垒,进而越过鞍点形成复合核. 这一过程可假设是一维布朗粒子的扩散过程,粒子沿着拉伸自由度在黏滞流体中做布朗运动. 在模型提出初期,其理论框架仅能计算冷熔合反应中 1n 出射道对应的反应截面及最佳入射能量^[82]. 后续研究中,通过引入角动量依赖性(即连续分波对截面的贡献),显著提升了模型对反应动力学的描述能力. 为进一步描述热熔合过程,模型扩展了 xn 中子蒸发道. 2012年, Wilczyńska 等^[83]基于该模型预言了产生 119 号元素的最佳反应体系为 $^{48}\text{Ca} + ^{252}\text{Es}$, 对应的最大蒸发剩余截面为 0.2 pb. 合成 120 号元素的最佳弹靶组合是 $^{50}\text{Ti} + ^{249}\text{Cf}$, 截面大小为 6 fb.

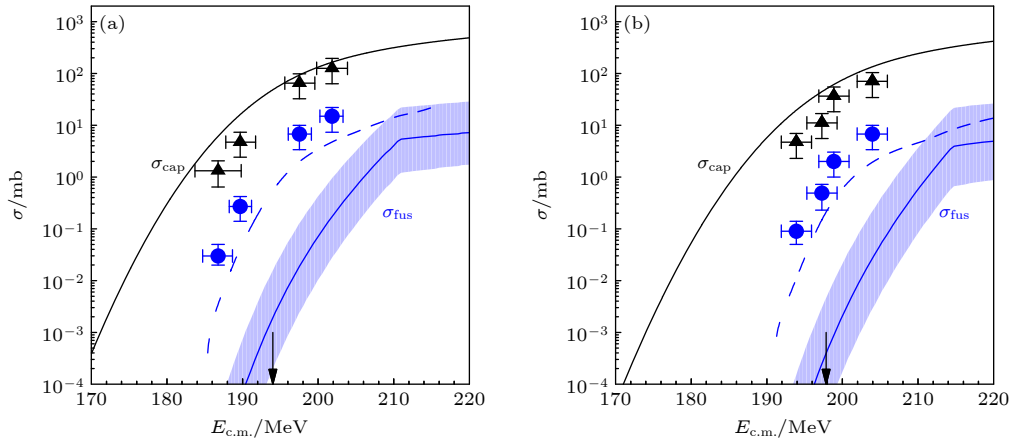


图 4 (a) 基于 FBD 模型计算的 $^{48}\text{Ca}+^{244}\text{Pu}$ 的俘获截面 σ_{cap} 和熔合截面 σ_{fus} ; (b) 基于 FBD 模型计算的 $^{48}\text{Ca}+^{248}\text{Cm}$ 的俘获截面 σ_{cap} 和熔合截面 σ_{fus} [84]

Fig. 4. (a) The capture cross sections σ_{cap} and fusion cross sections σ_{fus} for the $^{48}\text{Ca}+^{244}\text{Pu}$ system calculated by the FBD model; (b) the capture cross sections σ_{cap} and fusion cross sections σ_{fus} for the $^{48}\text{Ca}+^{248}\text{Cm}$ system calculated by the FBD model [84].

近期, Cap 团队 [84] 通过引入具有轻带电粒子发射的蒸发道, 进一步完善了该模型的多粒子蒸发机制. 图 4 展示了基于 FBD 模型计算的 $^{48}\text{Ca}+^{244}\text{Pu}$ 和 $^{48}\text{Ca}+^{248}\text{Cm}$ 俘获截面 σ_{cap} 和熔合截面 σ_{fus} [84]. 其中, 黑色三角形标记实验测量的类裂变截面, 蓝色的实心圆表示质量对称裂变截面. 黑色实线和蓝色实线表示 FBD 模型预测的俘获截面 σ_{cap} 和熔合截面 σ_{fus} , 蓝色虚线表示熔合裂变截面, 阴影区域表征误差范围. 结果显示, FBD 模型计算的俘获截面成功复现了 $^{48}\text{Ca}+^{244}\text{Pu}$ 及 $^{48}\text{Ca}+^{248}\text{Cm}$ 体系的类裂变激发函数演化趋势, 但其预测的熔合截面值仍显著低于实验上限估计值, 表明模型在熔合阶段动力学描述方面仍需改进.

4.3.6 双核系统模型

双核系统模型 (DNS) 最早由苏联的 Volkov 提出. 该模型假设在熔合反应中, 弹核与靶核接触后会形成一个准分子的双核系统. 在这个过程中, 它们的相对运动动能完全耗散, 转化为两个核的激发能. 弹核和靶核保持各自的特性, 并且进行核子和能量的交换. 在这种状态下, 双核系统存在两种演化路径: 一是弹核和靶核有可能越过鞍点形成复合核, 从而发生熔合过程; 二是可能再度分离, 发生准裂变过程.

在 DNS 模型中, 核子由轻核向重核的转移常用双核系统的质量不对称度 η 、两个核中心距离 R 和系统角动量 J 来表征, 演化过程可以用 Fockker-Plank (FP) 方程描述. Adamian 等 [85] 在求解 FP

方程时采用谐振子势近似, 但忽略了壳效应和奇偶效应的影响. 文献 [86–88] 中对 FP 方程采用数值的方法求解, 即在主方程中加入中子数和质子数两个独立变量, 从而求出碎片的几率分布. 这样的求解方法, 使之保留了更多的动力学效应, 能够合理描述中质比差别较大的反应道. 文献 [89,90] 提出将弹靶核的间距作为独立的动力学变量, 通过求解 FP 方程来自洽地同时描述双核模型向全熔合和准裂变过程的演化, 检验了 Kramers 公式的适用条件. 同时, 对弹靶形变自由度单独进行动力学演化, 然后再与其他自由度耦合, 发展了一套可以合理描述弹靶形变及颈部动力学的双核模型. 文献 [91,92] 发展了一个扩展版本的 DNS 模型, 即 DNS-SYSU. 该模型可对熔合和多核子转移过程进行统一描述, 以便对产生超重核的两种可能方法进行比较. 基于双核系统模型计算的蒸发剩余截面可表述为如下形式:

$$\sigma_{\text{ER}}(E_{\text{c.m.}}) = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu E_{\text{c.m.}}} \sum_J (2J+1) T(E_{\text{c.m.}}, J) \times P_{\text{CN}}(E_{\text{c.m.}}, J) W_{\text{sur}}(E_{\text{c.m.}}, J), \quad (9)$$

其中, $T(E_{\text{c.m.}}, J)$ 为穿透几率, P_{CN} 为熔合几率, W_{sur} 为存活几率.

基于双核系统模型, 研究人员分别对 $Z = 113$ [93] 和 114 [94]、 $Z = 119, 120$ [95] 以及 $Z = 121, 122$ [96] 若干超重新元素的产生截面进行了预言 [97–101]. 以合成 $Z = 119$ 号元素为例, 如图 5 所示. 图中表明, $^{51}\text{V}+^{245}\text{Cm}$ 反应体系的最大蒸发剩余截面比

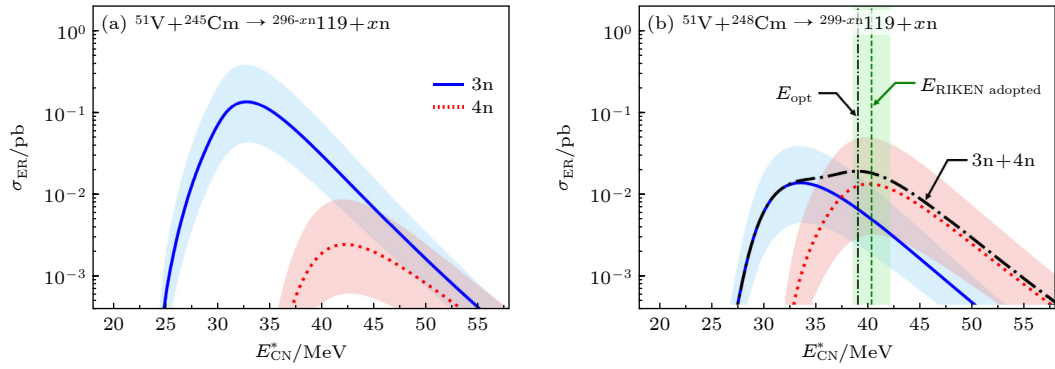


图 5 (a) 反应体系 $^{51}\text{V}+^{245}\text{Cm}$ 的蒸发剩余截面; (b) 反应体系 $^{51}\text{V}+^{248}\text{Cm}$ 的蒸发剩余截面^[95]

Fig. 5. (a) The predicted evaporation residue cross sections of the reaction $^{51}\text{V}+^{245}\text{Cm}$; (b) the predicted evaporation residue cross sections of the reaction $^{51}\text{V}+^{248}\text{Cm}$ ^[95].

$^{51}\text{V}+^{248}\text{Cm}$ 高出约 1 个数量级. 2022 年, RIKEN 团队^[54] 通过系统研究 $^{51}\text{V}+^{248}\text{Cm}$ 熔合反应体系 (3n 与 4n 反应通道), 确定了合成新元素 119 的最佳反应能量为 $(234.8_{-1.8}^{+1.8})$ MeV, 该能量对应的复合核激发能为 $(40.3_{-1.8}^{+1.8})$ MeV, 与图 5(b) 所示理论计算结果 (入射能量为 234 MeV, 对应激发能 39 MeV) 保持一致.

在双核系统模型中, 影响熔合反应蒸发剩余截面的因素涉及多个参数, 如表面弥散宽度 a_0 、裂变阻尼系数 E_d 以及能级密度参数 a_f/a_n 等. 这些参数通过不同机制影响熔合过程的不同阶段, 如俘获过程、熔合过程以及复合核的存活过程, 并对最终的蒸发剩余截面产生显著的不确定性.

表面弥散宽度描述原子核表面的涨落强度, 可用下式表示:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp[(r - R(\phi))/a_0]}. \quad (10)$$

表面弥散参数 a_0 通常取 0.5—0.6 fm 之间, 表面弥散参数增大会导致两核接近时库仑势垒降低且宽度变窄, 量子隧穿效应增强, 提高入射弹核克服库仑势垒的几率, 从而影响俘获截面. 在双核模型的主方程中, 通常会引入 Kramers 公式, 以便更准确地描述准裂变过程. Kramers 公式考虑了核反应过程中, 粒子在势垒附近的动力学行为, 并通过引入裂变阻尼系数 E_d 来刻画势垒穿透的概率. 裂变阻尼系数 E_d 通常取 16—25 MeV, 且随着裂变阻尼系数 E_d 的增大, 使得蒸发剩余截面增大. 能级参数 a_f/a_n 主要是指在复合核的存活过程中, 复合核裂变所占的几率与蒸发中子数所占几率的竞争. a_f/a_n 通常取 1.05—1.35 之间, 随着能级密度参数 a_f/a_n 的增大, 蒸发剩余截面减小. 三种参数所引起

的误差似乎是相关的, 可采用机器学习的方法寻找三者之间的关联, 从而从理论上降低这种由参数引起的误差^[102-104].

4.4 微观动力学模型

4.4.1 量子分子动力学类型模型

量子分子动力学 (quantum molecular dynamics, QMD) 模型来源于经典分子动力学 (classical molecular dynamics, CMD) 模型和多体薛定谔方程^[105,106]. 该模型在由 N 个核子构成的 $6N$ 维相空间中, 实现对整个反应动力学过程的自洽统一描述. 改进的量子分子动力学模型 (improved quantum molecular dynamics, ImQMD) 是以 QMD 模型为基础, 用 Skyrme 相互作用自洽得到的表面能项代替常规 QMD 模型中的 Yukawa 项, 引入 $\rho\tau$ 项; 采用相空间约束方法改善原子核的费米子属性, 以及引入与体系大小相依赖的初始波包宽度, 发展了改进的量子分子动力学模型.

该模型将每个核子视为处于相干态的高斯波包, 波包中心的演化可由经典的哈密顿方程求解. ImQMD 模型采用 Skyrme 力作为相互作用的平均场, 用两体碰撞来描述核子间的短程排斥残余相互作用, 引入泡利阻塞效应来改善核子的费米子属性. ImQMD 模型现已成功地应用于研究重离子熔合反应. 图 6 展示了在 $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$ 反应中, 基于 ImQMD 模型和 DNS 模型计算得出的俘获截面和实验值之间的比较. 通过观察图 6(a), 可以发现两种模型的计算结果与实验数据之间均呈现出良好的一致性. 在 $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$ 反应中, ImQMD 模型和 DNS 模型预测下的理论值均随着激发能的增加而

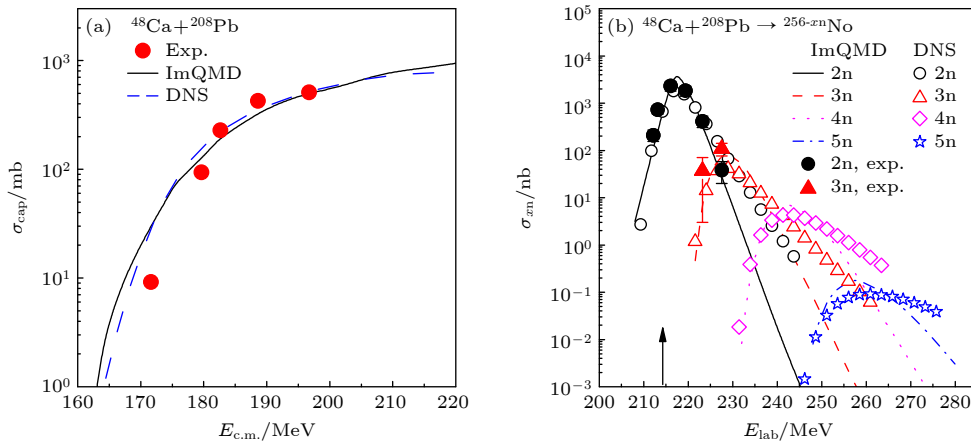

 图 6 (a) 反应体系 $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$ 的俘获截面; (b) 反应体系 $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$ 的熔合激发函数^[107]

Fig. 6. (a) The capture cross sections of the $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$ reaction; (b) the excitation functions of the xn -evaporation channel ($x = 2 - 5$) in the reaction $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$ ^[107].

增加,并在 200 MeV 下逐渐变缓. 图 6(b) 给出了在 $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$ 反应中基于 ImQMD 模型结合统计蒸发模型和 DNS 模型计算下的 2n, 3n, 4n 和 5n 道的熔合激发函数. 结果表明,在这两种理论模型计算下的 2n 和 3n 道的蒸发剩余截面可以很好地再现实验数据. 当体系的入射能量高于库仑势垒时,更多的中子将通过退激发过程被发射出来. 因此,相较于 2n 蒸发道,理论模型计算下的 3n, 4n 和 5n 蒸发道的峰值会迅速减小^[107].

4.4.2 时间依赖的 Hartree-Fock 理论

时间依赖的 Hartree-Fock 理论 (time-dependent Hartree-Fock, TDHF) 可追溯至 1930 年 Dirac^[108] 首次提出,并于 20 世纪 70 年代被引入核碰撞动力学机制的研究领域. 在该理论框架下,多体波函数通过 Slater 行列式近似描述,自然满足泡利不相容原理. TDHF 模型作为一种完全微观且无参数可调的理论体系,在单一框架内统一了核结构与核反应的统一描述. 相较于半经典模型,TDHF 理论能够较好地处理势垒附近熔合过程中的量子效应,包括泡利阻塞、量子相干性及核子转移过程中的配对关联,因此可作为处理熔合过程的微观量子模型^[109]. TDHF 理论通常只能给出核-核相互作用势,计算俘获或者熔合截面还需依赖其他方法. 直到 2020 年,孟杰团队^[110] 采用相对论密度泛函理论在三维晶格体系中构建了 TDCDFT (time-dependent covariant density functional theory) 模型用于探究线性链簇态的微观动力学特性,并系统开展了 $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ 熔合反应的深入研究^[111]. 该工作是为数

不多不借助其他理论方法,直接以 TDCDFT 为核心手段计算熔合截面的研究工作.

早期, Bonche 等^[112] 将三维的 TDHF 应用于轻核熔合反应研究. 研究发现,对于 $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ 体系,当实验室能量 $E_{\text{lab}} \geq 54$ MeV 时,熔合反应存在动力学低角动量极限. 在小碰撞参数下,弹靶很容易相互穿过而不发生熔合,熔合截面对理论计算中所采用的有效相互作用比较敏感. Umar 等^[113] 通过在相互作用中考虑自旋-轨道相互作用解决了 TDHF 中小碰撞参数熔合窗的奇异性问题,自旋-轨道相互作用能够加强对熔合过程中的耗散. 近期,尽管量子多体系统微观模型的严格不确定性量化已广受关注,但这些系统动力学层面的不确定性仍未得到充分探究. 为解决这一问题, Godbey 等^[114] 借助 TDHF 方法,对一系列低能重离子熔合反应的模型不确定性展开了研究. 研究发现,TDHF 的计算结果对能量密度泛函 (energy density functional, EDF) 参数有着极强的依赖性,不同参数下得到的截面能会存在高达 3 个数量级的差异. 此外,郭璐课题组^[115] 基于 DC-FHF (density-constrained frozen HF, DC-FHF) 方法计算核间势,随后利用取向平均公式计算俘获截面,成功再现了热熔合反应 $^{48}\text{Ca}+^{238}\text{U}$ 的俘获截面和蒸发剩余截面的实验数据. 2024 年,王宁团队^[116] 通过 TDHF 模型,系统研究了 144 个近球形核熔合体系的俘获阈值. 发现对于双幻核之间的反应,计算得到的俘获阈值与从实验测量的熔合激发函数中提取的势垒高度非常接近. 图 7 给出反应体系 $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ 和 $^{16}\text{O}+^{208}\text{Pb}$ 的熔合激发函数. 红色实线表示通过 TDHF

计算确定三个参数的 SW(Siwiek-Wilczyńska, SW) 公式所得到的截面计算结果, 蓝色虚线表示 MWS (modified Woods-Saxon, MWS) 结合经验势垒分布计算的结果, 黑色实心点和绿色空心点表示实验数据. 可以看出, 结合由 TDHF 计算确定三个参数的 SW 公式, 能很好地再现势垒附近能量下 $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ 和 $^{16}\text{O}+^{208}\text{Pb}$ 熔合反应的熔合截面 [116]. 2025 年, 蒋翔等 [117] 利用 TDHF 理论结合弛豫时间近似 (relaxation-time approximation, RTA), 研究了核子-核子碰撞在重离子熔合反应中的作用. 通过密度约束方法得到的核-核相互作用势表明, 其对核子-核子碰撞的依赖程度极小.

5 熔合反应中的关键科学问题

当两个原子核接触后, 形成的复合系统势能面异常复杂, 存在多重演化路径. 因此, 针对弹核与靶核在密度重叠区的演化行为研究, 仍面临若干关键科学挑战, 例如重离子熔合阻碍、极深垒下熔合抑制、熔合几率 P_{CN} 以及复合核裂变势垒等科学问题.

5.1 重离子熔合阻碍

与轻核系统相比, 重体系的熔合过程受到显著抑制, 即出现“熔合阻碍”(fusion hindrance) 现象. 该现象已获多年实验证实, 并在定性上形成如下理论解释: 较重反应体系的弹核靶核越过库仑势垒后, 形成的接触系统需在强耗散环境下进一步克服一个内部势垒; 而对于轻核系统而言, 弹靶在越过库仑势垒后便可直接形成复合核, 不存在此类内部势垒 [118,119]. 尽管这一物理图像已被广泛接受, 但在熔合动力学的定量描述上仍存在不确定性, 导致

理论预测的可靠性不足. 实验中, 要区分已达到复合态的熔合-裂变事件与穿越库仑势垒后重新分离的准裂变反应非常困难. 这导致缺乏可靠的熔合截面数据来评估现有模型.

Boilley 等 [120] 提出, 理论上熔合过程被划分为穿越两道连续势垒的过程. 对于外部的库仑势垒, 研究中常采用无阻碍的轻核系统简单模型进行外推, 并可以依赖实验测得的俘获截面数据. 然而实际上, 在重离子体系中强库仑场引发的耗散过程在此阶段尤为显著, 这成为导致熔合阻碍的一个重要因素. 重离子熔合中所观测到的阻碍现象主要源于跨越内部势垒的扩散过程. 目前, 耦合道计算程序已能很好地描述轻核系统 (包括垒下能区) 的实验数据, 然而如何将高于势垒能区所需的耗散机制纳入模型, 仍属一个尚未完全解决的关键问题.

5.2 极深垒下熔合抑制

原子核的垒下及近势垒熔合研究具有特别的意义, 原因主要有两点. 第一, 在新元素的合成实验中, 必须选择尽可能低的碰撞能量, 以降低所形成复合核的激发能. 这关乎复合核的存活概率: 较低的激发能有效抑制主导的裂变过程, 从而提高复合核的存活几率. 第二, 在该能区, 熔合过程的动力学行为尤为复杂, 其势垒穿透几率不仅取决于势垒本身的高度与形状, 还受到相对运动与弹靶核内部自由度耦合的显著影响, 这一特性吸引了研究者的广泛关注.

实验上, 垒下熔合截面的测量通常可达 0.1 mb 左右. 姜承烈团队 [121] 对 $^{60}\text{Ni}+^{89}\text{Y}$ 反应体系的熔合激发函数进行了测量, 其截面覆盖了 6 个数量级. 在极端深垒下能区, 截面呈断崖式下降, 最低至微

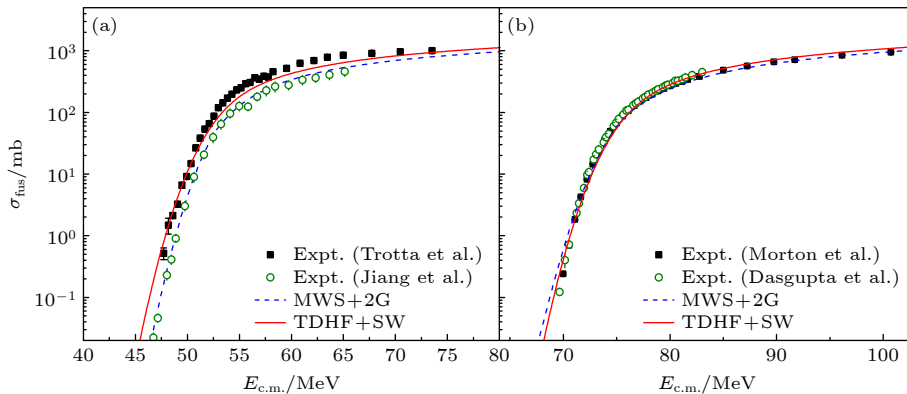


图 7 (a) 反应体系 $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ 的熔合激发函数; (b) 反应体系 $^{16}\text{O}+^{208}\text{Pb}$ 的熔合激发函数 [116]

Fig. 7. (a) The fusion excitation functions for $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$; (b) the excitation functions for $^{16}\text{O}+^{208}\text{Pb}$ [116].

靶乃至纳靶量级, 该现象被称作“极深垒下熔合抑制”^[32]. 当能量低于临界值 E_{crit} 时, 实验截面呈指数级锐减趋势, 而 Wong 公式等理论模型在极端垒下能区的计算显著偏离实验值, 究其根源涉及复杂量子多体系统中的隧穿效应缺失. Hagino 等^[122] 认为, 可以采用较大的弥散参数来描述, 如图 8 所示. 与 4.3.6 节提及的密度分布弥散参数 a_0 不同, 此处的弥散参数是指核-核相互作用势的弥散参数 a . 采用表面弥散宽度为 1.3 fm 的耦合道计算, 能较好地重现 $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ 体系的激发函数和对数衰减斜率. 可以发现, 表面弥散参数不仅很大程度上影响截面的大小, 还有可能影响最佳入射能量. 此外, 极深垒下熔合抑制现象可能与库仑势垒内部形状密切相关: 不同理论模型给出的库仑势垒内部形状存在显著差异, 而库仑势垒外部形状可由弹性散射数据精确给出. 在极深垒下区域, 库仑势垒内部势阱深度越大, 截面下降趋势越缓慢.

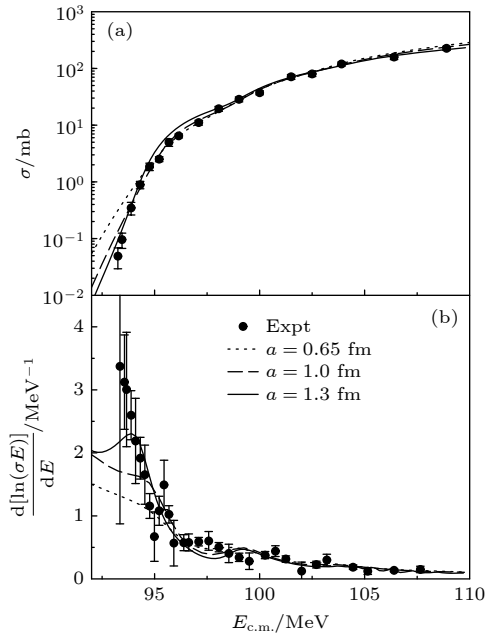


图 8 (a) $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ 反应不同弥散参数下的熔合激发函数; (b) $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ 反应不同弥散参数下的指数斜率^[122]
 Fig. 8. (a) The fusion excitation functions for the $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ reaction for different surface diffuseness parameters; (b) The logarithmic slopes for the $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ reaction for different surface diffuseness parameters^[122].

5.3 熔合几率 P_{CN}

在研究重离子熔合过程时, 熔合几率 P_{CN} 是一个关键物理量. 目前, 相较于俘获截面与存活几率, 对 P_{CN} 的理论认识最有限. 2000 年, Adamian 等^[123]

发展的双核系统模型, 通过引入波包的瞬态时间与寿命, 已在该领域得到广泛应用并取得成功. 在双核系统模型中, P_{CN} 取决于 η 通道中的全熔合与准裂变两种过程相互竞争的结果, 可以表示为

$$P_{\text{CN}} = \frac{\lambda_{\eta}^{\text{Kr}}}{\lambda_{\text{R}}^{\text{Kr}} + \lambda_{\eta}^{\text{Kr}}} - \frac{\lambda_{\eta}^{\text{Kr}} \lambda_{\text{R}}^{\text{Kr}}}{\lambda_{\text{R}}^{\text{Kr}} + \lambda_{\eta}^{\text{Kr}}} \cdot \frac{\tau_{\eta} - \tau_{\text{R}}}{1.72}, \quad (11)$$

其中, 借助 η 方向的熔合势垒 ($B_{\eta} = B_{\text{fus}}^*$) 与 R 方向的准裂变势垒 ($B_{\text{R}} = B_{\text{qf}}$), 可求得熔变过程的准稳态速率 $\lambda_{\eta}^{\text{Kr}}$ 和准裂变过程的准稳态速率 $\lambda_{\text{R}}^{\text{Kr}}$, 具体通过 Fokker-Planck 公式求解. 2001 年, Zagrebaev 等^[58] 提出假设: 两个发生碰撞的原子核在接触点处的动能近乎为零, 他们克服内部熔合势垒形成复合核的几率, 主要取决于该系统的激发能. 这意味着, 对于冷熔合反应, 复合核形成几率 P_{CN} 可通过如下表达式近似描述:

$$P_{\text{CN}}(E^*) = \frac{P_0}{1 + \exp\left(\frac{E_0 - E^*}{\Delta}\right)}, \quad (12)$$

其中, E_0 表示复合核的临界激发能, $\Delta = \Delta_1 = 2$ MeV 表示势垒分布宽度, P_0 是垒上的渐近熔合几率 (轻体系: $P_0 = 1$; 重体系: $P_0 < 1$). 采用上述计算 P_{CN} 的方法, 可以精确地再现 $^{96}\text{Zr}+^{124}\text{Sn}$ 的实验数据. 随后, Smolanczuk^[124] 采用这一方法, 通过可调参数估算 P_{CN} , 对冷熔合反应进行了系统的理论研究. 基于 Skyrme 能量密度泛函计算得到的准裂变势垒高度 B_{qf} , 王宁等^[125] 提出了复合核形成几率 P_{CN} 的经验公式:

$$P_{\text{CN}}(E^*) = \frac{1}{C} \exp(3B_{\text{qf}} + 0.3E^*), \quad (13)$$

其中, E^* 表示激发能, 参数 $C = \exp(50|\eta|)$ 通过拟合 $^{48}\text{Ca}+^{248}\text{Cm}$ 和 $^{48}\text{Ca}+^{249}\text{Cf}$ 的蒸发剩余截面数据而确定, $\eta = (A_1 - A_2)/(A_1 + A_2)$ 代表反应体系的质量不对称度. 2014 年, Kozulin 等^[126] 在 Zagrebaev 的基础上, 通过实验测量得到了采用 $E_{\text{c.m.}}$ 和 E_{Bass} 的 P_{CN} 方程, 其表达式为

$$P_{\text{CN}}(E_{\text{c.m.}}) = \frac{P_0}{1 + \exp\left[\alpha\left(\beta - \frac{E_{\text{c.m.}}}{E_{\text{Bass}}}\right)\right]}, \quad (14)$$

其中 P_0 , α 和 β 是常数. 熔合几率同样对极性取向敏感, 祝龙等^[127] 结合势袋大小、质量不对称度、激发能和取向效应, 提出了一个用于描述复合核形成概率的解析公式:

$$P_{\text{CN}}(E^*, \theta_1, \theta_2) = \exp\left(\frac{C_0}{\eta}\right) \exp[C_1 \Delta R(\theta_1, \theta_2)] \\ \times \exp\left(C_2 \frac{R(\theta_2) - R_{\text{side}}}{R_{\text{tip}} - R_{\text{side}}}\right) \exp(C_3 E^*), \quad (15)$$

其中 C_0 , C_1 和 C_3 为常数, C_2 依赖于碰撞体系的大小, 其他物理量可见文献 [127]. 随后, Manjunatha 等 [128] 考虑了形变效应对复合核形成几率的影响, 并提出了相对应的经验公式.

事实上, 复合核的形成几率 PCN 受到相互作用势垒高度、反应体系的质量不对称度、弹靶核的形变、激发能以及取向效应等诸多因素的影响. 实验结果表明, 当弹核或靶核的中子数偏离幻数时, 所提取的 P_{CN} 会明显下降; 而理论计算表明, P_{CN} 随入射能量和体系的质量不对称度的增大而呈指数升高趋势 [129]. 因此, 如何给出一个能够统一涵盖上述所有因素的熔合几率公式, 仍然是当前研究中亟待解决的重要问题.

5.4 复合核的裂变势垒

裂变势垒的高度决定了复合核的演化路径. 原子核的裂变势垒可以表示为宏观液滴模型计算的裂变势垒加微观的壳修正项, 可写为

$$B_i^f(E_i^*) = B_i^{\text{Mac}} + \Delta E^{\text{Shell}}, \quad (16)$$

这里, B_i^{Mac} 由液滴模型计算得到 [130], 微观壳修正部分取自文献 [131]. 对于 $Z > 106$ 的超重核原子核裂变势垒主要由壳修正能决定. 为描述裂变位垒随激发能的变化, 唯象模型通常引入一个参数来表征壳修正能的指数衰减. 相比之下, 高激发态下的裂变位垒则可通过微观的有限温度能量密度泛函理论进行计算 [132,133].

对于复合核电荷数较小的轻体系, 复合核裂变势垒较高, 在入射能量接近熔合势垒时发生全熔合反应, 熔合截面等于蒸发剩余截面. 即 $P_{\text{CN}} \approx 1$, $W_{\text{sur}} \approx 1$, $\sigma_{\text{fus}} = \sigma_{\text{ER}}$; 对于中重体系, 复合体系可能发生熔合-裂变反应. 即弹核与靶核越过库仑势垒一定形成复合核, 但复合核还可能发生裂变, 这时反应截面等于蒸发剩余加上熔合-裂变截面, 即 $P_{\text{CN}} \approx 1$, $\sigma_{\text{fus}} = \sigma_{\text{ER}} + \sigma_{\text{FF}}$; 对于更重反应体系, 则存在准裂变反应的竞争. 反应截面为蒸发剩余、熔合-裂变和准裂变之和, 即 $\sigma_{\text{cap}} = \sigma_{\text{ER}} + \sigma_{\text{FF}} + \sigma_{\text{QF}} = \sigma_{\text{fus}} + \sigma_{\text{QF}}$ [134]. 复合体系是否发生裂变反应和准裂变反应, 不仅和形成的复合核有关, 与弹靶的入射

道信息, 即弹靶质量不对称度相关 [135]. 尽管通过分析反应道的角分布、动量分布及演化时间等可观测量可以推断反应道, 但对于不同弹靶体系, 目前仍难以明确区分“熔合-裂变”、“准裂变”和“蒸发剩余”反应过程.

6 结 论

近年来, 随着熔合反应合成新元素及其同位素技术的不断发展, 一系列新元素及其同位素得以成功合成, 为深入理解元素性质与结构提供了重要依据. 本文首先系统梳理了轻粒子引起的核反应以及重离子熔合反应的实验研究进展; 进而回顾了熔合反应理论模型的进展, 对比分析了几种常用理论模型描述俘获过程的优势与局限. 在此基础上, 详细介绍了唯象模型与微观动力学模型. 最后, 针对熔合反应中的关键科学问题进行了深入探讨, 并给出以下建议.

1) 对于“轻核-轻核”体系的俘获截面, ECC 模型、EBD 方法、CCFULL 模型、通用 Wong 公式以及 ImQMD 模型描述效果较好; 对于“轻核-中重核、重核”体系, 上述几种常用的模型都可以很好描述, 特别是对于 $^{16}\text{O} + ^{144}\text{Sm}$ 反应体系, CCFULL 模型在垒下和垒上能区的计算结果均与实验数据符合良好; 而对于“重核-重核”体系, EBD 方法则更具优势. 因此, 在后续预测超重元素熔合蒸发剩余截面时, 可将 EBD 方法的计算结果作为俘获截面输入值使用.

2) 对重离子熔合阻碍问题的理论处理, 大致可分为两类: 其一, 当忽略弹核与靶核的内部结构时, 问题可简化为表征一维势垒的隧穿过程, 并常采用锐截止模型、WKB 近似或抛物线近似来获取解析解; 其二, 对于多核子体系的复杂情况, 人们逐渐提出了多维势垒隧穿模型, 如加入原子核静态形变的 Wong 公式、根据量子涨落现象得到的零点振动模型以及耦合道模型.

3) 熔合反应中核-核相互作用势的表面弥散度与散射实验中测得的表面弥散度存在显著差异. 为此, 可根据弹核和靶核接触后密度变化的不同特征, 在唯象势中采用更大的弥散参数值, 并借助耦合道模型, 对极深垒下熔合抑制现象作出更为合理的解释.

4) 熔合几率 P_{CN} 是目前熔合反应中一个高度

不确定的物理量,与相互作用势袋大小、反应体系质量不对称度、弹靶核的形变、激发能以及取向效应等多种因素密切相关。当前,较为常用的研究思路主要分为两类:一类基于双核系统模型,通过在有效势能面上数值求解主方程来计算融合几率;另一类则从入射道特性和裂变信息出发,构建解析表达式以估算融合几率。

5) 针对复合核裂变势垒的研究,可通过系统性探究弹靶组合和反应类型的关联,厘清复合体系演化过程中裂变、粒子蒸发及准裂变的竞争机制与入射道的变化规律,进而定量确定不同体系发生融合反应的条件,为超重核的预测与合成提供更坚实的理论支撑。

数据可用性声明

支撑本研究数据的数据集可在科学数据银行 <https://doi.org/10.57760/sciencedb.j00213.00238> 访问获取。

参考文献

- Ma Y G 2020 *Recent Progress in Nuclear Physics* (Shanghai: Shanghai Jiao Tong University Press) pp245–304 (in Chinese) [马余刚 2020 原子核物理新进展(上海:上海交通大学出版社) 第 245—304 页]
- Zhang F S, Ge L X 1998 *Nuclear Multifragmentation* (Beijing: Science Press) pp268–274 (in Chinese) [张丰收, 葛凌霄 1998 原子核多重碎裂(科学出版社) 第 268—274 页]
- Zhang F S, Zhang Y H, Zhang M H, Tang N, Cheng S H, Li J J, Cheng W 2022 *J. Beijing Norm. Univ. (Nat. Sci.)* **58** 392 (in Chinese) [张丰收, 张钰海, 张明昊, 唐娜, 程诗慧, 李静静, 程伟 2022 北京师范大学学报(自然科学版) **58** 392]
- Thoennessen M 2016 *The Discovery of Isotopes* (Switzerland: Springer International Publishing) pp23–35
- Gamow G 1928 *Z. Phys.* **51** 204
- Bohr N 1936 *Usp. Fiz. Nauk* **16** 425
- Weisskopf V F, Ewing D H 1940 *Phys. Rev.* **57** 472
- Hauser W, Feshbach H 1952 *Phys. Rev.* **87** 366
- Stokstad R G, Eisen Y, Kaplanis S, Pelte D, Smilansky U, Tserruya I 1980 *Phys. Rev. C* **21** 2427
- Tang X D, Li K A 2019 *Physics* **48** 633 (in Chinese) [唐晓东, 李阔昂 2019 物理 **48** 633]
- Burbidge E M, Burbidge G R, Fowler W A, Hoyle F 1957 *Rev. Mod. Phys.* **29** 547
- Cameron A G W 2013 *Stellar Evolution, Nuclear Astrophysics, and Nucleogenesis* (New York: Dover Publications) pp5–10
- Fowler W A 1984 *Rev. Mod. Phys.* **56** 149
- Liu W P, Zhang Y H, Guo B, Bai X X, He J J, Tang X D 2017 *Nuclear Physics and Plasma Physics: Discipline Development Strategy* (Nuclear Physics Volume) (Beijing: Science Press) pp207–223 (in Chinese) [柳卫平, 张玉虎, 郭冰, 白希祥, 何建军, 唐晓东 2017 核物理与等离子体物理: 学科前沿及发展战略(上册: 核物理卷) 第 207—223 页]
- Matis H 2019 *Nuclear Science—A Guide to the Nuclear Science Wall Chart* (Contemporary Physics Education Project) pp10-1–10-5
- José J, Iliadis C 2011 *Rep. Prog. Phys.* **74** 096901
- Arnould M, Goriely S 2003 *Phys. Rep.* **384** 1
- Liu J J, Zhang Y H, Zhang F S 2025 *At. Energy Sci. Technol.* **59** 265 (in Chinese) [刘佳佳, 张钰海, 张丰收 2025 原子能科学技术 **59** 265]
- McMillan E, Abelson P H 1940 *Phys. Rev.* **57** 1185
- Seaborg G T, Mcmillan E M, Kennedy J W, Wahl A C 1946 *Phys. Rev.* **69** 366
- Seaborg G T 1994 *The Chemical and Radioactive Properties of the Heavy Elements* (Singapore: World Scientific) pp20–23
- Ghiorso A, James R A, Morgan L O, Seaborg G T 1950 *Phys. Rev.* **78** 472
- Thompson S G, Ghiorso A, Seaborg G T 1950 *Phys. Rev.* **77** 838
- Thompson S G, Street K, Ghiorso A, Seaborg G T 1950 *Phys. Rev.* **78** 298
- Ghiorso A, Thompson S G, Higgins G H, Seaborg G T, Studier M H, Fields P R, Fried S M, Diamond H, Mech J F, Pyle G L, Huiyenga J R, Hirsch A, Manning W M, Browne C I, Smith H L, Spence R W 1955 *Phys. Rev.* **99** 1048
- Ghiorso A, Harvey B G, Choppin G R, Thompson S G, Seaborg G T 1955 *Phys. Rev.* **98** 1518
- Stokstad R G, Switkowski Z E, Dayras R A, Wieland R M 1976 *Phys. Rev. Lett.* **37** 888
- Hulke G, Rolfs C, Trautvetter H P 1980 *Z. Phys. A: At. Nucl.* **297** 161
- Thomas J, Chen Y T, Hinds S, Langanke K, Meredith D, Olson M, Barnes C A 1985 *Phys. Rev. C* **31** 1980
- Dasmahapatra B, Čujec B 1993 *Nucl. Phys. A* **565** 657
- An R, Jiang X, Tang N, Cao L G, Zhang F S 2024 *Phys. Rev. C* **109** 064302
- Lin C J 2018 *Nuclear Reactions with Heavy Ions* (Harbin: Harbin Engineering University Publishing) pp134–168 (in Chinese) [林承键 2018 重离子核反应(哈尔滨工程大学出版社) 第 134—168 页]
- Murakami T, Sahn C C, Vandenbosch R, Leach D D, Ray A, Murphy M J 1986 *Phys. Rev. C* **34** 1353
- Brogia R, Dasso C, Landowne S, Pollarolo G 1983 *Phys. Lett. B* **133** 34
- Timmers H, Leigh J, Dasgupta M, Hinde D, Lemmon R, Mein J, Morton C, Newton J, Rowley N 1995 *Nucl. Phys. A* **584** 190
- Morton C R, Berriman A C, Dasgupta M, Hinde D J, Newton J O, Hagino K, Thompson I J 1999 *Phys. Rev. C* **60** 044608
- Wei J X, Leigh J R, Hinde D J, Newton J O, Lemmon R C, Elfstrom S, Chen J X, Rowley N 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 3368
- Leigh J R, Dasgupta M, Hinde D J, Mein J C, Morton C R, Lemmon R C, Lestone J P, Newton J O, Timmers H, Wei J X, Rowley N 1995 *Phys. Rev. C* **52** 3151
- Donets E D, Shchegolev V A, Ermakov V A 1966 *Sov. At. Energy* **20** 257
- Zager B A, Miller M B, Mikhchev V L, Polikanov S M, Sukhov A M, Flerov G N, Chelnokov L P 1966 *Sov. At. Energy* **20** 264
- Donets E D, Shchegolev V A, Ermakov V A 1965 *Sov. At. Energy* **19** 995
- Eskola K, Eskola P, Nurmia M, Ghiorso A 1971 *Phys. Rev. C* **4** 632
- Ghiorso A, Nurmia M, Harris J, Eskola K, Eskola P 1969

- Phys. Rev. Lett.* **22** 1317
- [44] Ghiorso A, Nurmia M, Eskola K, Harris J, Eskola P 1970 *Phys. Rev. Lett.* **24** 1498
- [45] Ghiorso A, Nitschke J M, Alonso J R, Alonso C T, Nurmia M, Seaborg G T, Hulet E K, Loughheed R W 1974 *Phys. Rev. Lett.* **33** 1490
- [46] Oganessian Y 2013 *Nucl. Phys. News* **23** 15
- [47] Morita K, Morimoto K, Kaji D, et al 2004 *J. Phys. Soc. Jpn.* **73** 2593
- [48] Zhang M H, Zou Y, Wang M C, Zhang G, Niu Q L, Zhang F S 2024 *Nucl. Sci. Tech.* **35** 161
- [49] Zhang F S, Li C, Zhu L, Wen P W 2018 *Front. Phys.* **13** 132113
- [50] Zhang Y H, Zhang G, Li J J, Cheng W, Zhang F S 2022 *J. Isot.* **35** 104 (in Chinese) [张钰海, 张根, 李静静, 程伟, 张丰收 2022 同位素 **35** 104]
- [51] Oganessian Y T, Utyonkov V K, Lobanov Y V, Abdullin F S, Polyakov A N, Sagaidak R N, Shirokovsky I V, Tsyganov Y S, Voinov A A, Mezentsev A N, Subbotin V G, Sukhov A M, Subotic K, Zagrebaev V I, Dmitriev S N, Henderson R A, Moody K J, Kenneally J M, Landrum J H, Shaughnessy D A, Stoyer M A, Stoyer N J, Wilk P A 2009 *Phys. Rev. C* **79** 024603
- [52] Hofmann S, Heinz S, Mann R, et al 2016 *Eur. Phys. J. A* **52** 180
- [53] Khuyagbaatar J, Yakushev A, Düllmann C E, Ackermann D, Andersson L L, Asai M, Block M, Boll R A, Brand H, Cox D M, Dasgupta M, Derkx X, Di Nitto A, Eberhardt K, Even J, Evers M, Fahlander C, Forsberg U, Gates J M, Gharibyan N, Golubev P, Gregorich K E, Hamilton J H, Hartmann W, Herzberg R D, Heßberger F P, Hinde D J, Hoffmann J, Hollinger R, Hübner A, Jäger E, Kindler B, Kratz J V, Krier J, Kurz N, Laatiaoui M, Lahiri S, Lang R, Lommel B, Maiti M, Miernik K, Minami S, Mistry A K, Mokry C, Nitsche H, Omtvedt J P, Pang G K, Papadakis P, Renisch D, Roberto J B, Rudolph D, Runke J, Rykaczewski K P, Sarmiento L G, Schädel M, Schausten B, Semchenkov A, Shaughnessy D A, Steinegger P, Steiner J, Tereshatov E E, Thörle-Pospiech P, Tinschert K, Torres De Heidenreich T, Trautmann N, Türler A, Uusitalo J, Weggrzecki M, Wiehl N, Van Cleve S M, Yakusheva V 2020 *Phys. Rev. C* **102** 064602
- [54] Tanaka M, Brionnet P, Du M, Ezold J, Felker K, Gall B J, Go S, Grzywacz R K, Haba H, Hagino K, Hogle S, Ishizawa S, Kaji D, Kimura S, King T, Komori Y, Lemon R K, Leonard M G, Morimoto K, Morita K, Nagae D, Naito N, Niwase T, Rasco B C, Roberto J B, Rykaczewski K P, Sakaguchi S, Sakai H, Shigekawa Y, Stracener D W, VanCleve S, Wang Y, Washiyama K, Yokokita T 2022 *J. Phys. Soc. Jpn.* **91** 084201
- [55] Oganessian Y T, Utyonkov V K, Abdullin F S, Dmitriev S N, Ibadullayev D, Itkis M G, Karpov A V, Kovrizhnykh N D, Kuznetsov D A, Petrushkin O V, Podshibiakin A V, Polyakov A N, Popeko A G, Sagaidak R N, Saiko V V, Schlattauer L, Shubin V D, Shumeiko M V, Solovoyev D I, Tsyganov Y S, Voinov A A, Subbotin V G, Sabelnikov A V, Abdusamadzoda D, Bodrov A Y, Voronyuk M G, Bozhikov G A, Aksenov N V, Khalkin A V, Gan Z G, Zhang Z Y, Huang M H, Yang H B, Wang J G, Zhang M M, Huang X Y 2025 *Phys. Rev. C* **112** 014603
- [56] Zagrebaev V 2019 *Heavy Ion Reactions at Low Energies* (Berlin: Springer Nature) pp105–145
- [57] Hill D L, Wheeler J A 1953 *Phys. Rev.* **89** 1102
- [58] Zagrebaev V I, Aritomo Y, Itkis M G, Oganessian Y T, Ohta M 2001 *Phys. Rev. C* **65** 014607
- [59] Siwek-Wilczyńska K, Wilczyński J 2004 *Phys. Rev. C* **69** 024611
- [60] Cap T, Siwek-Wilczyńska K, Wilczyński J 2011 *Phys. Rev. C* **83** 054602
- [61] Lü H, Marchix A, Abe Y, Boilley D 2016 *Comput. Phys. Commun.* **200** 381
- [62] Wang N 2025 *Chin. Phys. C* **12** 124106 (in Chinese)
- [63] http://www.imqmd.com/fusion/EBD2_a.html[2025-9-30]
- [64] Chuluunbaatar O, Gusev A, Vinitzky S, Abrashkevich A, Wen P, Lin C 2022 *Comput. Phys. Commun.* **278** 108397
- [65] Hagino K, Rowley N, Krupp A 1999 *Comput. Phys. Commun.* **123** 143
- [66] <https://www2.yukawa.kyoto-u.ac.jp/kouichi.hagino/ccfull.html> [2025-9-30]
- [67] Stefanini A M, Corradi L, Vinodkumar A M, Feng Y, Scarlassara F, Montagnoli G, Beghini S, Bisogno M 2000 *Phys. Rev. C* **62** 014601
- [68] Baby L T, Tripathi V, Das J J, Sugathan P, Madhavan N, Sinha A K, Radhakrishna M C, Madhusudhana Rao P V, Hui S K, Hagino K 2000 *Phys. Rev. C* **62** 014603
- [69] Wong C Y 1973 *Phys. Rev. Lett.* **31** 766
- [70] Liu M, Wang N, Li Z X, Wu X Z, Zhao E G 2006 *Nucl. Phys. A* **768** 80
- [71] Wang N, Chen J, Wang Y, Yao H 2025 *Phys. Rev. C* **111** 024621
- [72] Wang B, Wen K, Zhao W J, Zhao E G, Zhou S G 2017 *At. Data Nucl. Data Tables* **114** 281
- [73] Itkis M G, Knyazheva G N, Itkis I M, Kozulin E M 2022 *Eur. Phys. J. A* **58** 178
- [74] Swiatecki W 1981 *Phys. Scr.* **24** 113
- [75] Bjørnholm S, Swiatecki W J 1982 *Nucl. Phys. A* **391** 471
- [76] Blocki J, Feldmeier H, Swiatecki W 1986 *Nucl. Phys. A* **459** 145
- [77] Aritomo Y, Wada T, Ohta M, Abe Y 1999 *Phys. Rev. C* **59** 796
- [78] Zagrebaev V I 2001 *Phys. Rev. C* **64** 034606
- [79] Shen C, Kosenko G, Abe Y 2002 *Phys. Rev. C* **66** 061602
- [80] Shen C, Abe Y, Boilley D, Kosenko G, Zhao E 2008 *Int. J. Mod. Phys. E* **17** 66
- [81] Shen C, Abe Y, Li Q, Boilley D 2009 *Sci. China Ser. G* **52** 1458
- [82] Swiatecki W J, Siwek-Wilczyńska K, Wilczyński J 2005 *Phys. Rev. C* **71** 014602
- [83] Siwek-Wilczyńska K, Cap T, Kowal M, Sobieczewski A, Wilczyński J 2012 *Phys. Rev. C* **86** 014611
- [84] Cap T, Kowal M, Siwek-Wilczyńska K 2022 *Eur. Phys. J. A* **58** 231
- [85] Adamian G, Antonenko N, Jolos R, Palchikov Y V, Scheid W, Shneidman T 2004 *Phys. At. Nucl.* **67** 1701
- [86] Zuo W, Li J Q, Zhao E G 2006 *Nucl. Phys. Rev.* **23** 382 (in Chinese) [左维, 李君清, 赵恩广 2006 原子核物理评论 **23** 382]
- [87] Feng Z Q, Jin G M, Li J Q, Scheid W 2007 *Phys. Rev. C* **76** 044606
- [88] Wang N, Li J Q, Zhao E G 2008 *Phys. Rev. C* **78** 054607
- [89] Yu L, Gan Z G, Huang M H, Zhang H F, Li J Q 2013 *Nucl. Phys. Rev.* **30** 299
- [90] Yu L, Gan Z G, Zhang Z Y, Zhang H F, Li J Q 2014 *Phys. Lett. B* **730** 105
- [91] Zhu L, Su J, Li C, Zhang F S 2022 *Phys. Lett. B* **829** 137113
- [92] Zhu L, Su J 2021 *Phys. Rev. C* **104** 044606
- [93] Zhang M H, Wang M C, Zou Y, Li J J, Zhang G, Zhang F S

- 2025 *Phys. Rev. C* **111** 024611
- [94] Li J J, Li C, Zhang G, Zhu L, Liu Z, Zhang F S 2017 *Phys. Rev. C* **95** 054612
- [95] Zhang M H, Zhang Y H, Zou Y, Wang C, Zhu L, Zhang F S 2024 *Phys. Rev. C* **109** 014622
- [96] Yang X X, Zhang G, Li J J, Li B, Zhang X R, Cheikh A T S, Cheng S H, Zhang Y H, Wang C, Zhang F S 2020 *Nucl. Phys. Rev.* **37** 151 (in Chinese) [杨秀秀, 张根, 李静静, 李冰, 张欣蕊, Cheikh A T S, 程诗慧, 张钰海, 王晨, 张丰收 2020 原子核物理评论 **37** 151]
- [97] Zhang M H, Zou Y, Wang M C, Niu Q L, Zhang G, Zhang F S 2025 *Chin. Phys. C* **49** 054107
- [98] Zhang M H, Zhang Z Y, Gan Z G, Zhou S G, Zhang F S 2025 *Nucl. Sci. Tech.* **36** 204
- [99] Zhang M H, Zhang Y H, Li J J, Tang N, Sun S, Zhang F S 2023 *Nucl. Tech.* **46** 080014 (in Chinese) [张明昊, 张钰海, 李静静, 唐娜, 孙帅, 张丰收 2023 核技术 **46** 080014]
- [100] Zhang M H, Zhang Y H, Zou Y, Yang X X, Zhang G, Zhang F S 2024 *Nucl. Sci. Tech.* **35** 95
- [101] Li J J, Tang N, Zhang Y H, Zhang M H, Wang C, Zhang X R, Zhu L, Zhang F S 2023 *Int. J. Mod. Phys. E* **32** 2330002
- [102] Fang Y P, Gao Z P, Zhang Y N, Liao Z H, Yang Y, Su J, Zhu L 2024 *Phys. Lett. B* **858** 139069
- [103] Gao Z P, Liu S Y, Wen P W, Liao Z H, Yang Y, Su J, Wang Y J, Zhu L 2024 *Phys. Rev. C* **109** 024601
- [104] Zou Y, Zhang Y H, Tang N, Li J J, Zhang F S 2023 *At. Energy Sci. Technol.* **57** 762 (in Chinese) [邹盈, 张钰海, 唐娜, 李静静, 张丰收 2023 原子能科学技术 **57** 762]
- [105] Chen L W, Ge L X, Zhang X D, Zhang F S 1997 *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **23** 211
- [106] Chen L W, Zhang F S, Jin G M 1998 *Phys. Rev. C* **58** 2283
- [107] Zhang Y H, Zhang G, Li J J, Liu Z, Yeremin A V, Zhang F S 2022 *Phys. Rev. C* **106** 014625
- [108] Dirac P A M 1930 *Note on Exchange Phenomena in the Thomas Atom* (Cambridge: Cambridge University Press) pp376–385
- [109] Sekizawa K 2019 *Front. Phys.* **7** 20
- [110] Ren Z X, Zhao P W, Meng J 2020 *Phys. Lett. B* **801** 135194
- [111] Ren Z X, Zhao P W, Meng J 2020 *Phys. Rev. C* **102** 044603
- [112] Bonche P, Grammaticos B, Koonin S 1978 *Phys. Rev. C* **17** 1700
- [113] Umar A S, Strayer M R, Reinhard P G 1986 *Phys. Rev. Lett.* **56** 2793
- [114] Godbey K, Umar A S, Simenel C 2022 *Phys. Rev. C* **106** L051602
- [115] Sun X X, Guo L 2023 *Phys. Rev. C* **107** 064609
- [116] Yao H, Yang H, Wang N 2024 *Phys. Rev. C* **110** 014602
- [117] Jiang X, Wang N, An R 2025 *Phys. Rev. C* **111** 044604
- [118] Sahm C C, Clerc H G, Schmidt K H, Reisdorf W, Armbruster P, Heßberger F, Keller J, Münzenberg G, Vermeulen D 1984 *Z. Phys. A: At. Nucl.* **319** 113
- [119] Schmidt K H, Morawek W 1991 *Rep. Prog. Phys.* **54** 949
- [120] Boilley D, Lü H, Shen C, Abe Y, Giraud B G 2011 *Phys. Rev. C* **84** 054608
- [121] Jiang C L, Esbensen H, Rehm K E, Back B B, Janssens R V F, Caggiano J A, Collon P, Greene J, Heinz A M, Henderson D J, Nishinaka I, Pennington T O, Seweryniak D 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 052701
- [122] Hagino K, Rowley N, Dasgupta M 2003 *Phys. Rev. C* **67** 054603
- [123] Adamian G, Antonenko N, Scheid W 2000 *Nucl. Phys. A* **678** 24
- [124] Smolańczuk R 2010 *Phys. Rev. C* **81** 067602
- [125] Wang N, Tian J, Scheid W 2011 *Phys. Rev. C* **84** 061601
- [126] Kozulin E M, Knyazheva G N, Itkis I M, Itkis M G, Bogachev A A, Chernysheva E V, Krupa L, Hanappe F, Dorvaux O, Stuttgé L, Trzaska W H, Schmitt C, Chubarian G 2014 *Phys. Rev. C* **90** 054608
- [127] Zhu L, Xie W J, Zhang F S 2014 *Phys. Rev. C* **89** 024615
- [128] Manjunatha H, Sowmya N, Munirathnam R, Sridhar K, Seenappa L, Damodara Gupta P 2023 *Nucl. Phys. A* **1032** 122621
- [129] Nishio K, Mitsuoka S, Nishinaka I, Makii H, Wakabayashi Y, Ikezoe H, Hirose K, Ohtsuki T, Aritomo Y, Hofmann S 2012 *Phys. Rev. C* **86** 034608
- [130] Lu X T, Jiang D X, Ye Y L 2000 *Nuclear Physics* (Beijing: Atomic Energy Press) pp312–349 (in Chinese) [卢希庭, 江栋兴, 叶沿林 2000 原子核物理 (原子能出版社) 第 312—349 页]
- [131] Moller P, Nix J, Myers W, Swiatecki W 1995 *At. Data Nucl. Data Tables* **59** 185
- [132] Pei J C, Nazarewicz W, Sheikh J A, Kerman A K 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 192501
- [133] Qiao C Y, Pei J C 2022 *Phys. Rev. C* **106** 014608
- [134] Yao H, Li C, Zhou H, Wang N 2024 *Phys. Rev. C* **109** 034608
- [135] Chen Y, Yao H, Liu M, Tian J, Wen P, Wang N 2023 *At. Data Nucl. Data Tables* **154** 101587

SPECIAL TOPIC—Thematic data in nuclear physics: Experimental, theoretical and applied research

Research progress of nuclear fusion reactions*

ZHANG Yuhai¹⁾²⁾³⁾ DONG Yifei¹⁾³⁾ ZHONG Jiayong²⁾⁴⁾
ZHANG Fengshou^{1)3)5)†}

1) (*The Key Laboratory of Beam Technology of Ministry of Education, School of Physics and Astronomy, Beijing Normal University, Beijing 100875, China*)

2) (*Faculty of Arts and Sciences, Beijing Normal University, Zhuhai 519087, China*)

3) (*Institute of Radiation Technology, Beijing Academy of Science and Technology, Beijing 100875, China*)

4) (*Institute for Frontiers in Astronomy and Astrophysics, Beijing Normal University, Beijing 100875, China*)

5) (*Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator of Lanzhou, Lanzhou 730000, China*)

(Received 30 September 2025; revised manuscript received 5 November 2025)

Abstract

Fusion reactions not only provide key information for studying the dynamic evolution and dissipation mechanisms in quantum many-body systems but also open up an important avenue for exploring the reaction dynamics and structural characteristics of atomic nuclei. In recent years, with the continuous development of the technology for synthesizing new elements and their isotopes via fusion reactions, a series of new elements and their isotopes has been successfully synthesized. In this paper, the synthesis pathways of elements in different mass regions, ranging from hydrogen to mendelevium, as well as the experimental progress of various heavy-ion fusion reactions from light systems to heavy systems are systematically summarized, and the advantages and limitations of current theoretical models in describing the capture process, and focuses on analyzing the strengths and shortcomings of phenomenological models and microscopic dynamic models in explaining the fusion behavior of different reaction systems are also reviewed. For the capture cross sections in light nuclei-light nuclei reaction systems, the EBD method, the CCFULL model, the universal Wong formula, and the ImQMD model all demonstrate good agreement with the experimental data. For the systems involving light nuclei-medium mass nuclei and light nuclei-heavy nuclei, the above-mentioned models provide satisfactory descriptions. In particular, for the $^{16}\text{O}+^{144}\text{Sm}$ reaction system, the results obtained from the CCFULL model show good agreement with experimental data across both the sub-barrier and above-barrier energy regions. For the heavy nuclei-heavy nuclei systems, however, the EBD method holds a distinct advantage. Therefore, in subsequent predictions of the evaporation residue cross sections for superheavy elements, the results calculated by the EBD method can serve as the input for the capture cross section. On this basis, several key scientific issues in fusion reaction research are proposed, including heavy-ion fusion hindrance, the phenomenon of fusion suppression at extreme sub-barrier energies, fusion probability P_{CN} , and the fission barrier of compound nuclei. Furthermore, an outlook and suggestions for future research directions in fusion reactions are provided. The datasets presented in this paper are openly available at <https://doi.org/10.57760/sciencedb.j00213.00238>.

Keywords: fusion reaction, nuclear reaction model, capture cross section, evaporation residue cross section

DOI: [10.7498/aps.75.20251346](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251346)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251346](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251346)

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2023YFA1606401) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12447135, 12135004, 11635003, 11961141004).

† Corresponding author. E-mail: fszhang@bnu.edu.cn



原子核融合反应研究进展

张钰海 董益菲 仲佳勇 张丰收

Research progress of nuclear fusion reactions

ZHANG Yuhai DONG Yifei ZHONG Jiayong ZHANG Fengshou

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 020102 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251346

CSTR: 32037.14.aps.75.20251346

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251346>

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