

增强的核结合力靠近质子滴线可能绕过 ⁶⁴Gerp 过程等待点

Z. MEISEL,¹ W.-J. ONG,² AND J. S. RANDHAWA³

¹Department of Engineering Physics, Air Force Institute of Technology, Wright-Patterson Air Force Base, Ohio 45433, USA

²Nuclear and Chemical Sciences Division, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, California 94550, USA

³Department of Physics and Astronomy, Mississippi State University, Mississippi State, Mississippi 39762, USA

摘要

我们使用更新的核数据进行了天体物理模型计算，以识别可能绕过 ⁶⁴Ge 停滞点的方法，这是快速质子捕获 (rp-) 过程的一个特征，该过程驱动着在吸积中子星上的 I 型 X 射线爆发。我们发现，在与天文现象相关的条件下，通过 ⁶⁴Ge 绕行的 rp-流程可能高达 36%。我们的结果要求对 ⁶⁵Se 进行新的研究，包括核质量、 β 延迟质子发射分支以及 ⁶⁴As(p, γ) 反应在 X 射线爆发温度下的反应速率相关的核结构。

1. 介绍

我们对原子核的理解常常受到研究极端条件下核物质的挑战，包括由核景观中质子滴线标记的束缚核内中子数与质子数之间最大不对称性的情况 (A. W. Steiner et al. 2005; H. Schatz et al. 2022; A. L. Watts et al. 2019)。最近对核质量数近似为 $A \approx 60-80$ 附近的质子滴线进行的研究揭示了许多令人惊讶的特点，包括同位旋镜像对称性轻微的破坏 (D. E. M. Hoff et al. 2020)、加速的双质子衰变 (S. M. Wang & W. Nazarewicz 2018)、超出滴线范围的稳定性增强区域，被称为沙洲 (H. Suzuki et al. 2017)，以及受阻的天体物理核燃烧序列 (X. Zhou et al. 2023)。后两者是相对于标准的、平滑的核质量表面外推而言，核结合能显著增强的直接结果，例如来自原子质量数据合作组织的原子质量评估 (W. Huang et al. 2021; M. Wang et al. 2021)。

核结合能通常通过具有 Z 个质子和 A 个核子的原子核的质量过剩 $ME(Z, A)$ 来表示，在天体物理燃烧环境的计算中是一个关键成分 (H. Schatz 2013; H. Schatz & W. J. Ong 2017; Z. Meisel 2020)。一个核反应的能量有利性由 Q 值表示，其中对于辐射质子捕获 (p, γ) 反应 $Q_{p,\gamma}(Z, A) = ME(Z, A) + ME_p - ME(Z +$

$1, A + 1) \equiv S_p(Z + 1, A + 1)$ ，其中 S_p 是质子分离能。快速质子捕获 (rp-) 过程是驱动吸积中子星表面 I 型 X 射线爆发的能量来源，它主要由 (p, γ) 反应和 β^+ -衰变组成，在接近质子滴线的核景观上从大约钙同位素到远至锡 (Z. Meisel et al. 2018) 同位素的位置以约 $S_p \sim 1$ 兆电子伏特的能量进行。rp 过程路径的近乎恒定的 S_p 是由于环境中的高温， $T \sim 1$ GK，和氢密度， $\rho_H \sim 10^6$ mol cm⁻³，这使得质子捕获沿着等中子链进行，直到 (p, γ)-(γ, p) 平衡建立。在这一点上，核合成停滞，直到平衡核素经历放射性衰变。半衰期为 $t_{1/2} \gtrsim 10$ 秒的平衡核素被称为等待点核素，它们主要负责 X 射线爆发光曲线时间峰值和亮度衰减的形态 (S. E. Woosley et al. 2004)。

最近的核质量测量和核结构计算确立了 ⁶⁴Ge 是一个强烈的等待点 (Y. H. Lam et al. 2016; X. Zhou et al. 2023)，这意味着通过质子捕获穿过由于 ⁶⁴Ge(p, γ)-⁶⁵As(γ, p)-⁶⁴Ge 平衡而存在的 ⁶⁵As 丰度的 rp 过程流量可以忽略不计 (⁶⁴Ge $\rightleftharpoons$ ⁶⁵As)。值得注意的是，这些相同的测量确立了 ⁶⁶Se 比之前的理论预测更紧密结合 (X. Zhou et al. 2023)。

这里，我们表明将增加与邻近同位素 ⁶⁵Se 的合力的假设翻译到当前估计范围内 (W. Huang et al. 2021; M. Wang et al. 2021)，开启了可能绕过 ⁶⁴Gerp 过程等待点的方法，类似于最近为 ⁵⁶Ni (O. Forstner et al. 2001; C. Langer et al. 2014; W. J. Ong et al.

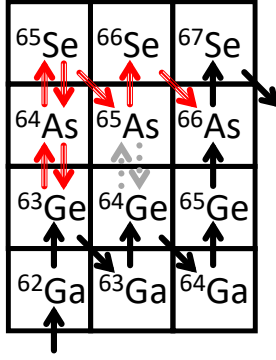


图 1. rp 过程中在 ^{64}Ge 等待点附近发生的初级反应，其中 $\uparrow$, $\downarrow$ 和 $\searrow$ 分别代表 (p, γ) 、 (γ, p) 和 β^+ 衰变。黑色实心箭头是标准路径，灰色虚线箭头表示通过 ^{64}Ge 等待点的（可忽略的）流，而红色条纹箭头是旁路路径。

2017; A. A. Valverde et al. 2018; M. Saxena et al. 2022) 建立的情况。

2. 绕过物理

靠近 ^{64}Ge 的 rp 过程可能的核反应序列如图 1 所示。在标准路径中，rp 过程进行为 $^{63}\text{Ge}(\beta^+)^{63}\text{Ga}(p, \gamma)^{64}\text{Ge}(\beta^+)^{64}\text{Ga}(p, \gamma)^{65}\text{Ge}(p, \gamma)^{66}\text{As}$ 。通过等待点的流程则由 $^{63}\text{Ge}(\beta^+)^{63}\text{Ga}(p, \gamma)^{64}\text{Ge}(p, \gamma)^{65}\text{As}(p, \gamma)^{66}\text{Se}(\beta^+)^{66}\text{As}$ 组成。对于绕过路径，相关的反应序列为 $^{63}\text{Ge}(p, \gamma)^{64}\text{As}(p, \gamma)^{65}\text{Se}(\beta^+)^{65}\text{As}(p, \gamma)^{66}\text{Se}(\beta^+)^{66}\text{As}$ 。然而，这种绕过可以通过 ^{65}Se 通过 β -延迟质子 (βp -) 发射到 ^{64}Ge 来规避，目前估计该衰变分支概率为 $P_{\beta p}(^{65}\text{Se}) = 88^{+12}_{-13}\%$ (A. M. Rogers et al. 2011)。

通过旁路的 rp 过程流量部分由 ^{63}Ge β 衰变率 $\lambda_{^{63}\text{Ge}(\beta^+)}$ 和 $^{63}\text{Ge}(p, \gamma)^{64}\text{As}(p, \gamma)^{65}\text{Se}$ 反应序列 λ_{2p} 的速率之间的竞争决定。该反应序列的动力学由 $T, \rho_H, S_p(^{64}\text{As})$ 和 $S_p(^{65}\text{Se})$ 决定。对于这些反应中的每一个，当 $(\rho_H N_A / n_\gamma)(\mu_{\text{red}} c^2 / (k_B T))^{3/2} \exp(-S_p / (k_B T)) \gtrsim 1$ 时，根据萨哈方程建立了 $(p, \gamma) - (\gamma, p)$ 平衡，其中 μ_{red} 是约化质量， $n_\gamma = \pi(k_B T)^3 / (13c^3 \hbar^3)$ 是根据普朗克分布的光子数密度，而 N_A 、 k_B 和 $\hbar$ 分别是阿伏伽德罗常数、玻尔兹曼常数和约化普朗克常数 (Z. Meisel et al. 2018)。因为 $S_p(^{64}\text{As}) \ll S_p(^{65}\text{Se})$ 和 $^{63}\text{Ge} \rightleftharpoons ^{64}\text{As}$ 平衡在比建立 $^{64}\text{As} \rightleftharpoons ^{65}\text{Se}$ 平衡所需更低的 T 下建立。仅当 ^{63}Ge 和 ^{64}As 处于

平衡时，从 ^{63}Ge 进入旁路反应序列的速率是 $\lambda_{2p, \text{one}} \propto \rho_H^2 T^{-3/2} \exp(S_p(^{64}\text{As}) / (k_B T)) \langle ^{64}\text{As}(p, \gamma) \rangle$ ，其中 $\langle ^{64}\text{As}(p, \gamma) \rangle$ 是 $^{64}\text{As}(p, \gamma)$ 的聚变反应率 (H. Schatz et al. 1998)。当这两个反应都处于平衡状态时，从 ^{63}Ge 进入旁路反应序列的速率是 $\lambda_{2p, \text{both}} \propto \rho_H^2 T^{-3} \exp((S_p(^{64}\text{As}) + S_p(^{65}\text{Se})) / (k_B T)) \lambda_{^{65}\text{Se}(\beta^+)}$ ，其中 $\lambda_{^{65}\text{Se}(\beta^+)}$ 是 ^{65}Se β^+ -衰变率 (H. Schatz et al. 1998)。

$T - \rho_H$ 相空间中应用 $\lambda_{2p, \text{both}}$ 的边界由图 2 中的虚红线表示。在此边界之上，不期望出现绕行路径，因为沿着 $^{63}\text{Ge}(p, \gamma)^{64}\text{As}(p, \gamma)^{65}\text{Se}$ 反应序列中的丰度是统计分布的。在此边界之下，应用 $\lambda_{2p, \text{one}}$ 。然而，只有当 $\lambda_{2p, \text{one}} \gtrsim \lambda_{^{63}\text{Ge}(\beta^+)}$ 成立时，通过绕行路径的流量才会显著，这个边界由图 2 中的实蓝线表示。旁路的重要性还要求从 $^{65}\text{Se}(\beta^+)^{65}\text{As}$ 创建的 ^{65}As 的数量相对于 $^{64}\text{Ge} \rightleftharpoons ^{65}\text{As}$ 的平衡丰度来说是很大的。最近的结果表明，这个平衡丰度很小，但非零 (X. Zhou et al. 2023)。同时，在 $T - \rho_H$ 相空间的任何区域中可能的最大旁路比例是 $1 - P_{\beta p}(^{65}\text{Se})$ 。

3. 计算

为了进一步探索 ^{64}Ge 旁通物理，我们按照之前用于 ^{56}Ni 旁通的 (W. J. Ong et al. 2017; M. Saxena et al. 2022) 方法进行了流动计算。一个有限的核反应网络，包括所有由 p 、 α 和 γ 引发的反应以及图 1 中所示的所有同位素上的所有 β^+ 和 βp 衰变，初始时将整个非氢丰度集中在 ^{63}Ge 上。网络在假设相关的相空间中以恒定的 T 和 ρ_H 数值求解，这些相空间被认为与各种可能的 x 射线爆发条件 (A. Parikh et al. 2008) 相关，如图 2 所示。通过让反应传播 120 秒来确定稳态丰度。 $^{66}\text{Se}(\beta^+)$ 的总通量与 $^{66}\text{Se}(\beta^+)$ 、 $^{65}\text{As}(\beta^+)$ 和 $^{64}\text{Ge}(\beta^+)$ 的总通量之和的比率被用来测量通过 ^{64}Ge 等待点绕行路径的 rp 过程流的比例。

计算中使用的核数据包括最新 REACLIB (R. H. Cyburt et al. 2010) 快照 (来自 2021 年 6 月 24 日) 中的核反应率，该快照已更新为最近测量的核质量 (X. Zhou et al. 2023) 和 βp 分支比 (A. M. Rogers et al. 2011)，其中核质量被用来计算一致的正向 (p, γ) 和反向 (γ, p) 反应率 (T. Rauscher & F.-K. Thielemann 2000)。受旁通物理指导，我们通过修

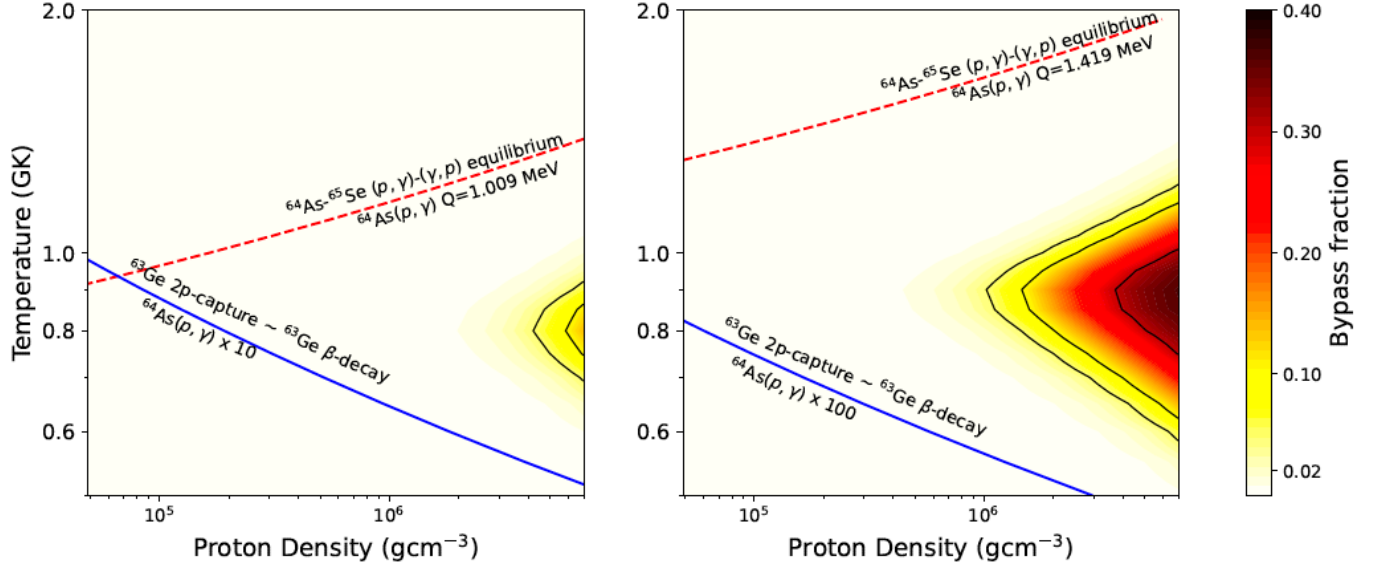


图 2. 通过 ^{64}Ge 等待点旁路的 rp 过程流的比例，由倒置黑体辐射器颜色强度表示，假设（左面板）有利或（右面板）最大程度有利的核物理输入。红色虚线是 $^{64}\text{As} \rightleftharpoons ^{65}\text{Se}$ 平衡的边界，而蓝色实线是 $\lambda_{2p, \text{one}} = \lambda_{^{63}\text{Ge}(\beta^+)}$ 的边界。

改 $P_{\beta p}(^{65}\text{Se}) = 88^{+12}_{-13}\%$ (A. M. Rogers et al. 2011)、 $\text{ME}(^{65}\text{Se}) = -33020 \pm 300 \text{ keV}$ (M. Wang et al. 2021) 和 $\langle ^{64}\text{As}(p, \gamma) \rangle$ (R. H. Cyburt et al. 2010) 来研究核物理不确定性的影响。由于最大旁路是感兴趣的，我们进行了计算， $P_{\beta p}$ 为 62%，即减少了 2σ ，同时 $\text{ME}(^{65}\text{Se})$ 和 $\langle ^{64}\text{As}(p, \gamma) \rangle$ 的值是最有利和最大化最有利的。最有利的值对应于 $\text{ME}(^{65}\text{Se}) = -33320$ 千电子伏特，即一个 σ 增强的核结合，和 $\langle ^{64}\text{As}(p, \gamma) \rangle \times 10$ 。最有利的值对应于 $\text{ME}(^{65}\text{Se}) = -33620 \text{ keV}$ ，即。一个 σ 增强的核结合，和 $\langle ^{64}\text{As}(p, \gamma) \rangle \times 100$ 。反应速率变化因子基于对 R. H. Cyburt et al. (2016) 的评估，其中发现 $\times 10$ 和 $\times 100$ 是各种理论预测和实验约束之间典型和极端比率，用于 (p, γ) 反应速率。请注意， $\text{ME}(^{65}\text{Se})$ 是基于对局部核质量曲面的平滑外推的理论估计 (W. Huang et al. 2021)。

4. 结果

通过 ^{64}Ge 等待点旁路计算的 rp 过程流如图 2 所示。在有利的核物理假设下，旁路开始打开，并且在最有利的核物理假设下达到最大值 36%。旁路显著的 $T - \rho_H$ 相空间轮廓由之前讨论的平衡条件设定。 ^{65}Se 核结合的增强使得 $^{64}\text{As}(p, \gamma)$ 在较低的 ρ_H 和较高的 T 时变得相关，而 $\langle ^{64}\text{As}(p, \gamma) \rangle$ 的增强则提高了 $^{63}\text{Ge}(p, \gamma)^{64}\text{As}(p, \gamma)^{65}\text{Se}$ 与 $^{63}\text{Ge}(\beta^+)$ 的竞争。即使在最有利的假设和天体物理条件下，流动也不能超过

$1 - P_{\beta p}(^{65}\text{Se})$ ，因为 $^{65}\text{Se}(\beta p)$ 将旁路中的流动重新导向至标准 rp 过程路径。

相对于 ^{56}Ni 等待点绕行 (M. Saxena et al. 2022)，围绕 ^{64}Ge 等待点的绕行可能强两倍。然而，显著的流量需要合理但较为极端的 ρ_H 。这是由于涉及较高的库仑势垒以及 ^{64}Ge 相对于 ^{56}Ni 的衰变半衰期明显更短。如图 2 所示，具有 $>2\%$ 旁路的天体物理条件比通常研究的时钟爆发系统 (G. Merz & Z. Meisel 2021) 所认为的相关条件更富含氢，但在探索更大范围的 x 射线爆发现象参数的计算中被观察到 (H. Schatz & W. J. Ong 2017; I. Sultana et al. 2022)。要确定这些及其他 x 射线爆发现象系统的完整天体物理影响，需要详细研究将低维和高维天体物理模型计算与模拟能观测比较相结合。尽管我们的结果表明这种研究是值得的，但这类研究本身涉及相当大的努力 (e.g. R. H. Cyburt et al. 2016; Z. Meisel 2018; Z. Meisel et al. 2022)，并留待未来的工作。根据先前关于 Cu-Ni 循环核物理影响的研究 (Z. Meisel et al. 2019)，我们预计潜在的影响可能包括爆发光曲线尾部形状的修改，减少高斯通量和非指数特性，以及增加高于 $A = 64$ 丰度的比例。

5. 讨论

进一步细化等待点 ^{64}Ge 的旁通分数将需要专门的核实验和理论研究。特别是，当前工作呼吁对

$P_{\beta p}({}^{65}\text{Se})$ 进行更高精度的测量, 对 $\text{ME}({}^{65}\text{Se})$ 进行精度为 $\mathcal{O}(100 \text{ keV})$ 的实验测定, 并且需要对用于计算 ${}^{64}\text{As}(p, \gamma)$ 反应速率的核结构 ${}^{65}\text{Se}$ 施加实验和理论上的限制。

${}^{64}\text{Ge}$ 绕过路径的存在依赖于 $P_{\beta p}({}^{65}\text{Se}) < 100\%$ 。这不仅在当前实验不确定度 (A. M. Rogers et al. 2011) 范围内, 而且与系统性一致。具有同位旋投影 $T_Z = (A - 2Z)/2 = -3/2$ 和 $A = 4n - 1$ 的核素预计会有相似的 βp 衰变性质, 特别是当它们处于同一谐振子壳层时 (这里为 fp , 即 $Z = 20 - 40$) (J. C. Batchelder et al. 1993; J. C. Batchelder 2020)。该组附近的核素, ${}^{57}\text{Zn}$, ${}^{61}\text{Ge}$, ${}^{69}\text{Kr}$ 和 ${}^{73}\text{Sr}$ 分别具有 $P_{\beta p} = 84.7 \pm 1.4\%$, $62 \pm 4\%$, $99^{+1}_{-11}\%$ 和 $\sim 100\%$ (M. Saxena et al. 2022; J. C. Batchelder 2020)。然而, 需要注意的是, β^+ 衰变子的 ${}^{69}\text{Kr}$ 和 ${}^{73}\text{Sr}$ 显著更倾向于质子未结合 ($S_p < -600 \text{ keV}$ (M. Wang et al. 2021)), 相对于 ${}^{65}\text{As}$ ($S_p = -220 \pm 40 \text{ keV}$ (X. Zhou et al. 2023)) 而言, 因此它们极不稳定并易于质子发射。

相对于平滑的核质量曲面, ${}^{65}\text{Se}$ 增强的核结合对于 ${}^{64}\text{Ge}$ 旁路的存在至关重要。最近对附近同位素 ${}^{64}\text{As}$ 和 ${}^{66}\text{Se}$ 的质量测量发现, 它们比核质量曲面 (W. Huang et al. 2021; M. Wang et al. 2021) 的标准平滑外推值分别结合更强 180 keV 和 320 keV (X. Zhou et al. 2023)。这些分别对应于大约 1σ 的核结合增强。此外, 在假设等轴自旋镜像对称性时, ${}^{65}\text{Se}$ 的结合能力略有增强。经验上, fp -壳核表现出库仑位移能 CDE 的平滑趋势, 这是由于质子和中子电荷差异 (H. F. Li et al. 2024) 引起的等轴自旋对称性破坏的一种度量。遵循 A. M. Rogers et al. (2011) 的方法, 通过将 ${}^{65}\text{As}-{}^{65}\text{Ge}$ CDE (H. F. Li et al. 2024) 应用于 ${}^{65}\text{As}$ 结合能, 并校正同位旋 $1/2$ 和 $3/2$ 核素的实测 CDE 趋势之间的差异 (M. S. Antony et al. 1997), $\text{ME}({}^{65}\text{Se}) \approx -33100 \text{ keV}$ 。需要注意的是, 该估计可能会受到 Z 到 (E. Feenberg & G. Goertzel 1946) 之间奇偶交错导致的偏离平滑 CDE 趋势的影响, 以及任何镜像对称破缺 (e.g. D. E. M. Hoff et al. 2020) 的影响。

最大旁路分数 ($1 - P_{\beta p}({}^{65}\text{Se})$) 是否在天体物理相关条件下达到, 很大程度上取决于 $\langle {}^{64}\text{As}(p, \gamma) \rangle$ 。对于反应率 (R. H. Cyburt et al. 2010) 增强至 $\times 100$ 倍

且核结合能达到最大 ${}^{65}\text{Se}$ 的情况下, 旁路分数可达到 36% , 而对于反应率仅增强到 $\times 10$ 倍的情况, 旁路分数只能达到 14% 。在缺乏实验限制的情况下, 这些速率增强的合理性只能通过与其他理论预测进行比较来评估, 如图 3 所示。REACLIB 反应率基于使用 Hauser-Feshbach 形式主义的统计模型。其他常用的 Hauser-Feshbach 估计值 (T. Rauscher & F.-K. Thielemann 2000; A. Koning et al. 2023) 对于 $\langle {}^{64}\text{As}(p, \gamma) \rangle$ 大致在 REACLIB 估计值的 $\times 3$ 范围内, 其中差异主要是由于对 γ 强度函数和直接捕获机制 (B. Wang et al. 2024) 的假设不同。然而, 考虑到在相关 T (T. Rauscher et al. 1997) 能量范围内预期 ${}^{65}\text{Se}$ 中激发能级的较低核子密度水平, 谐振率近似可能更为有效。对于这个近似, 通过在最优共振能量 E_r (J. R. Newton et al. 2007) ($\approx 1 \text{ MeV}$ 在本例中) 处放置单个共振, 得到接近最大值的速率估计, 其共振强度接近 Wigner 单粒子极限 $\omega\gamma_{\text{Wig}}$ (T. Teichmann & E. P. Wigner 1952)。在实际操作中, 即使是强度非常强的共振也可能会只达到威格纳极限的大约百分之几十, 例如, 对于附近的 rp 过程反应 ${}^{64}\text{Ge}(p, \gamma)$ 和 ${}^{65}\text{As}(p, \gamma)$ (Y. H. Lam et al. 2016) 的最强共振所做的估算。共振反应速率在这些假设下计算出的 (G. Merz & Z. Meisel 2021) 结果显示, 在大约 $\times \approx 0.8 \text{ GKT} \approx$ 温度附近, 增强了 $10-100$ 倍, 此时估计 ${}^{64}\text{Ge}$ 待点绕行分数最大。

6. 结论

我们进行了关于 rp 过程驱动的吸积中子星 x 射线爆发反应流在 ${}^{64}\text{Ge}$ 等待点附近的天体物理模型计算。基于最近更新的质子滴线附近的核数据, 我们实现了对 ${}^{65}\text{Se}$ 的核结合能略有增强, 并发现这改变了 rp 过程核反应序列的传统理解。对于最有利的天体物理学条件和核物理假设, ${}^{64}\text{Ge}$ 等待点可能最多有 36% 的 rp 过程流被绕过。我们的结果要求对核景观中这一异类同位旋不对称区域进行新的研究。这些包括对 ${}^{65}\text{Se}$ 核质量的精确度为 $\mathcal{O}(100 \text{ keV})$ 的测量, 百分比级别的 $P_{\beta p}({}^{65}\text{Se})$ 测量, 以及与 $T \approx 0.8 \text{ GK}$ 处 ${}^{64}\text{As}(p, \gamma)$ 反应速率相关的 ${}^{65}\text{Se}$ 核结构的研究。

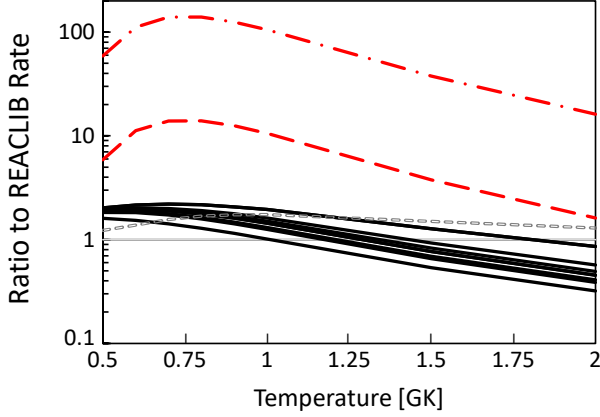


图 3. 各种理论估计的 $\langle {}^{64}\text{As}(p, \gamma) \rangle$ 与统计模型估计在 REACLIB (R. H. Cyburt et al. 2010) 中的比例。非 SMOKER (T. Rauscher & F.-K. Thielemann 2000) 和 TALYSv2.0 对标准 γ 强度函数集 (A. Koning et al. 2023) 的统计模型率分别由灰色虚线和黑色实线表示。共振速率的比率也显示出来了，对于一个能量为 $E_r = 1$ MeV 的共振，其强度分别为 $\omega\gamma_{\text{wig}}$ (红色点虚线) 和 $0.1 \times \omega\gamma_{\text{wig}}$ (红色长虚线)。

ACKNOWLEDGMENTS

本文的观点属于作者，不反映美国政府、国防部、美国空军或美国太空军的官方指导或立场。本研究在美国能源部的支持下由劳伦斯利弗莫尔国家实验室根据合同号 DE-AC52-07NA27344 执行。JSR 感谢密西西比州立大学的研究与经济发展办公室和艺术与科学院的支持。

REFERENCES

- Antony, M. S., Pape, A., & Britz, J. 1997, *Atom. Dat. Nucl. Dat. Tab.*, 66, 1, doi: [10.1006/adnd.1997.0740](https://doi.org/10.1006/adnd.1997.0740)
- Batchelder, J. C. 2020, *Atom. Dat. Nucl. Dat. Tab.*, 132, 101323, doi: [10.1016/j.adt.2019.101323](https://doi.org/10.1016/j.adt.2019.101323)
- Batchelder, J. C., Moltz, D. M., Ognibene, T. J., Rowe, M. W., & Cerny, J. 1993, *Phys. Rev. C*, 47, 2038, doi: [10.1103/PhysRevC.47.2038](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.47.2038)
- Cyburt, R. H., Amthor, A. M., Heger, A., et al. 2016, *ApJ*, 830, 55, doi: [10.3847/0004-637X/830/2/55](https://doi.org/10.3847/0004-637X/830/2/55)
- Cyburt, R. H., et al. 2010, *ApJS*, 189, 240, doi: [10.1088/0067-0049/189/1/240](https://doi.org/10.1088/0067-0049/189/1/240)
- Feenberg, E., & Goertzel, G. 1946, *Phys. Rev.*, 70, 597, doi: [10.1103/PhysRev.70.597](https://doi.org/10.1103/PhysRev.70.597)
- Forstner, O., Herndl, H., Oberhummer, H., Schatz, H., & Brown, B. A. 2001, *PhRvC*, 64, 045801, doi: [10.1103/PhysRevC.64.045801](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.64.045801)
- Hoff, D. E. M., et al. 2020, *Nature*, 580, 52, doi: [10.1038/s41586-020-2123-1](https://doi.org/10.1038/s41586-020-2123-1)
- Huang, W., Wang, M., Kondev, F., Audi, G., & Naimi, S. 2021, *Chinese Phys. C*, 45, 030002, doi: [10.1088/1674-1137/abddb0](https://doi.org/10.1088/1674-1137/abddb0)
- Koning, A., Hilaire, S., & Goriely, S. 2023, *Eur. Phys. J. A*, 59, 131, doi: [10.1140/epja/s10050-023-01034-3](https://doi.org/10.1140/epja/s10050-023-01034-3)
- Lam, Y. H., et al. 2016, *ApJ*, 818, 78, doi: [10.3847/0004-637X/818/1/78](https://doi.org/10.3847/0004-637X/818/1/78)
- Langer, C., et al. 2014, *PhRvL*, 113, 032502, doi: [10.1103/PhysRevLett.113.032502](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.032502)
- Li, H. F., et al. 2024, *Phys. Rev. C Lett.*, 110, L021301, doi: [10.1103/PhysRevC.110.L021301](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.110.L021301)
- Meisel, Z. 2018, *ApJ*, 860, 147, doi: [10.3847/1538-4357/aac3d3](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aac3d3)
- Meisel, Z. 2020, *J. Phys.: Conf. Ser.*, 1668, 012026, doi: [10.1088/1742-6596/1668/1/012026](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1668/1/012026)
- Meisel, Z., Deibel, A., Keek, L., Shternin, P., & Elfriz, J. 2018, *J. Phys. G*, 45, 093001, doi: [10.1088/1361-6471/aad171](https://doi.org/10.1088/1361-6471/aad171)
- Meisel, Z., Merz, G., & Medvid, S. 2019, *ApJ*, 872, 84, doi: [10.3847/1538-4357/aafede](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aafede)
- Meisel, Z., et al. 2022, *PhRvC*, 105, 025804, doi: [10.1103/PhysRevC.105.025804](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.105.025804)
- Merz, G., & Meisel, Z. 2021, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 500, 2958, doi: [10.1093/mnras/staa3414](https://doi.org/10.1093/mnras/staa3414)
- Newton, J. R., Iliadis, C., Champagne, A. E., et al. 2007, *Phys. Rev. C*, 75, 045801, doi: [10.1103/PhysRevC.75.045801](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.75.045801)
- Ong, W. J., et al. 2017, *PhRvC*, 95, 055806, doi: [10.1103/PhysRevC.95.055806](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.95.055806)
- Parikh, A., José, J., Moreno, F., & Iliadis, C. 2008, *ApJS*, 178, 110, doi: [10.1086/589879](https://doi.org/10.1086/589879)
- Rauscher, T., & Thielemann, F.-K. 2000, *Atom. Dat. Nucl. Dat. Tab.*, 75, 1, doi: [10.1006/adnd.2000.0834](https://doi.org/10.1006/adnd.2000.0834)

- Rauscher, T., Thielemann, F.-K., & Kratz, K.-L. 1997, Phys. Rev. C, 56, 1613, doi: [10.1103/PhysRevC.56.1613](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.56.1613)
- Rogers, A. M., et al. 2011, Phys. Rev. C Rapid Comm., 84, 051306, doi: [10.1103/PhysRevC.84.051306](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.84.051306)
- Saxena, M., et al. 2022, Phys. Lett. B, 829, 137059, doi: [10.1016/j.physletb.2022.137059](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2022.137059)
- Schatz, H. 2013, Int. J. Mass Spectrom., 349-350, 181, doi: [10.1016/j.ijms.2013.03.016](https://doi.org/10.1016/j.ijms.2013.03.016)
- Schatz, H., & Ong, W. J. 2017, Astrophys. J., 844, 139, doi: [10.3847/1538-4357/aa7de9](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa7de9)
- Schatz, H., et al. 1998, Phys. Rep., 294, 167, doi: [10.1016/S0370-1573\(97\)00048-3](https://doi.org/10.1016/S0370-1573(97)00048-3)
- Schatz, H., et al. 2022, J. Phys. G, 49, 110502, doi: [10.1088/1361-6471/ac8890](https://doi.org/10.1088/1361-6471/ac8890)
- Steiner, A. W., Prakash, M., Lattimer, J. M., & Ellis, P. J. 2005, Phys. Rep., 411, 325, doi: [10.1016/j.physrep.2005.02.004](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2005.02.004)
- Sultana, I., Estradé, A., Borowiak, J., et al. 2022, Euro. Phys. J. Web Conf., 260, 11040, doi: [10.1051/epjconf/202226011040](https://doi.org/10.1051/epjconf/202226011040)
- Suzuki, H., et al. 2017, PhRvL, 119, 192503, doi: [10.1103/PhysRevLett.119.192503](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.119.192503)
- Teichmann, T., & Wigner, E. P. 1952, Phys. Rev., 87, 123, doi: [10.1103/PhysRev.87.123](https://doi.org/10.1103/PhysRev.87.123)
- Valverde, A. A., et al. 2018, PhRvL, 120, 032701, doi: [10.1103/PhysRevLett.120.032701](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.032701)
- Wang, B., Xu, Y., & Goriely, S. 2024, Phys. Rev. C, 109, 014611, doi: [10.1103/PhysRevC.109.014611](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.109.014611)
- Wang, M., Huang, W., Kondev, F., Audi, G., & Naimi, S. 2021, Chinese Phys. C, 45, 030003, doi: [10.1088/1674-1137/abddaf](https://doi.org/10.1088/1674-1137/abddaf)
- Wang, S. M., & Nazarewicz, W. 2018, PhRvL, 120, 212502, doi: [10.1103/PhysRevLett.120.212502](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.212502)
- Watts, A. L., et al. 2019, Science China Physics, Mechanics, and Astronomy, 62, 29503, doi: [10.1007/s11433-017-9188-4](https://doi.org/10.1007/s11433-017-9188-4)
- Woosley, S. E., Heger, A., Cumming, A., et al. 2004, ApJS, 151, 75, doi: [10.1086/381533](https://doi.org/10.1086/381533)
- Zhou, X., et al. 2023, Nature Physics, 19, 1091, doi: [10.1038/s41567-023-02034-2](https://doi.org/10.1038/s41567-023-02034-2)