关于来自原初黑洞质量间隙的 ^{12}C（α，γ）^{16}O 约束的恒星演化系统偏差

Jiancheng Wang，[1]★ Xiaogu Zhong，[2]† 和 Jirong Mao[1]‡[1]中国科学院云南天文台，中国云南省昆明市650216[2]曲靖师范学院物理与电子工程学院，中国云南省曲靖市655011

arXiv:2611.32692v1 [astro-ph.HE] 24 Nov 2026

2026年11月25日

摘要

^{12}C(α，γ)^{16}O反应决定氦燃烧碳氧核心质量，并设定对产生对不稳定性超新星质量间隙边界，从而限制恒星起源原初黑洞的最大质量。使用GWTC-4进行的引力波族群分析报告称，低自旋黑洞的上限截断为68。$5^{+19.8}_{-18}$。$_5$ $M_\odot$，这意味着天体物理 S 因子$S_{300} \approx 108$。6 keV barn，与核天体物理学的经典评估结果存在张力。然而，金属丰度、旋转和失质量处方所导致的恒星演化系统误差仍缺乏充分量化。在此，我们使用MESA恒星演化代码构建三维参数网格，以解耦这些相互耦合的效应。我们表明，金属丰度依赖的恒星风主导氦核保留；旋转通过离心冷却和经向环流混合抑制碳消耗；不同的失质量处方会使黑洞质量间隙边缘产生8– ^{12}的偏移。

winds主导氦核保留；旋转通过离心冷却和经向环流混合抑制碳消耗；不同的失质量处方会使黑洞质量间隙边缘产生8–10 $M_\odot$的偏移。一组参数组合 $Z \approx 10^{-3}$、中等旋转 $\omega/\omega_{\rm crit} = 0$。4以及光学薄C15恒星风，能够重现GWTC-4推断的原初黑洞最大质量 S_{300} = 108。6 keVbarn。经典的 45 $M_\odot$间隙边界代表的是黑洞族群分布的统计交叠区域，而非普适的物理阈值。我们的框架为联合约束核反应率、恒星演化物理和引力波源族群提供了一条途径。

关键词： 黑洞物理——核反应、核合成、丰度——恒星：旋转——恒星：失质量——超新星：一般——引力波

1 引言

在大质量恒星的氦燃烧过程中，有两个相互竞争的核反应通道：三重-α 过程合成 ^{12}C，而^{12}C(α，γ)^{16}O消耗碳并形成氧（Woosley & Heger2021）。低能天体物理 S 因子 S_{300} 刻画了约300keV处伽莫夫窗口内的反应截面，从而控制最终的碳氧（CO）核质量。如果CO核超过 $M_{\rm CO} \gtrsim 60\,M_\odot$，光子-光子成对产生会降低核心压力，触发完全对不稳定性超新星（PISN），使整颗恒星解体且不留下黑洞残骸（Farmer etal.2020）。因此，恒星起源的原初黑洞的最大质量$M_{\rm BH,\ max}$ 由这一临界条件决定。

传统的简化恒星演化模型采用太阳金属丰度、非旋转恒星、光学厚S23 质量损失，以及经典的S_{300} = 140 keVbarn，预测 $M_{\rm BH,\ max} \approx 45\,M_\odot$ 并将其视为 PISN 质量间隙的经典下界（Belczynski 等（2016））。近期对 LIGO-Virgo-KAGRA GWTC-4 引力波目录中双黑洞并合事件的分析发现了一群低自旋黑洞，其质量可达 50–70 $M_\odot$，最佳拟合值为 $M_{\rm BH,\ max}$ 68 $5^{+19.8}_{-18\ 5}$ $M_\odot$ S_{300} ≈ 108 6 。。推断出的 。keVbarn （Tong 等（2026））。这一天体物理学数值明显低于实验室核物理学建议值（deBoer 等（2017），2025年；Shen 等（2023）），造成了引力波天文学与实验室核天体物理学之间表面上的矛盾。

Mehta 等（2022）开展了一项专门的 MESA 研究，仅围绕基准太阳金属丰度、非旋转、光学厚风模型改变^{12}C(α,γ)^{16}O 反应率，得到的对不稳定超新星间隙下边界为 $59^{+34}_{-13}\,M_\odot$，与 GWTC-4 低自旋截断 68.$5^{+19.8}_{-18}$ $_5$ $M_\odot$在统计上相符。他们偏好的天体物理 S 因子为S_{300} = 140keV barn。然而，他们没有对金属丰度、旋转或失质量处方方面的恒星演化系统误差进行边际化处理，而这些正是我们在本文中量化的自由度。

现有的种群推断研究通常固定恒星演化先验，并忽略由金属丰度、旋转和失质量处方引起的系统偏移（Antonini 等（2025）；Ray 与 Kalogera（2025））。这些宏观恒星参数会改变氦燃烧核心温度、保留的氦核质量和内部化学混合，从而调节 ^{12}C(α,γ)^{16}O 反应的有效积分效率，并使基于引力波观测量的 S_{300} 反演产生偏差。一种统一的多维标定——能够厘清这些恒星演化系统误差的框架仍然缺失。

在本研究中，我们使用 MESA v10398 开展系统性恒星演化模拟，考察涵盖金属丰度、旋转和两种标准失质量处方的三维参数空间。我们区分恒星参数改变 PISN 间隙边界的两种物理途径：(i) 通过恒星风改变

★ 电子邮箱：3960761784@qq.com
† 电子邮箱：guqian29@yeah.net
‡ 电子邮箱：jirongmao@ynao.ac.cn

© 2020 作者

表 1. 完整的 MESA 模拟网格参数。

参数	范围／离散样本
金属丰度 Z	10^{-5}, 10^{-4}, 10^{-3}, 10^{-2}, $Z_\odot$
旋转 $\omega/\omega_{\rm crit}$	0.0,0.2, 0.4,0.6
质量损失处方	C15 光学薄；S23 光学厚
S_{300} [千电子伏特·巴恩]	80, 100,108.6,120, 140,160

保留的氦核总质量；(ii) 调节氦燃烧核心温度和内部碳输运。我们将 GWTC-4 的观测上限 $M_{\rm BH,\ max} = 68_{。}5\,M_\odot$作为严格的观测约束，扫描参数空间以寻找相符的恒星模型配置，并量化反演 S_{300} 的系统不确定性。我们证明，广为引用的 $45\,M_\odot$ 间隙边界是黑洞族群分布在统计上的交点，而非内禀且普适的物理阈值。我们的结果确立了一种联合多信使约束范式，将引力波种群、大质量恒星演化与低能核反应测量联系起来。

2 方法

2.1 MESA 模拟设置和三维参数网格

我们采用恒星天体物理学实验模块（MESA）v10398 恒星演化代码（Paxton 等，2019）。模拟从零龄主序开始演化大质量恒星模型，直至氦耗尽。所有完整物理模块均已启用：完整的核反应网络，包括三重α，^{12}C（α，γ）^{16}O、碳燃烧和氧燃烧链；包含经向环流、剪切混合以及磁制动角动量损失的旋转；两种替代性的质量损失处方：C15 光学薄风（$\dot{M} \propto Z^{0.5}$，适用于超贫金属环境），以及适用于较高金属丰度的 S23 复合光学厚/薄风（Chen 等，2015；Smith，2023）；OPAL表格不透明度根据局部金属丰度动态更新。

我们的离散三维参数网格对金属丰度、主序旋转比 $\omega/\omega_{\rm crit}$ 和两种失质量处方进行采样，同时改变关键核参数 $S_{300} \in \{80,\ 100,\ 108.6,\ 120,\ 140,\ 160\}$ keVbarn。氦耗尽时，我们输出：氦燃烧核的平均温度 $T_{\rm He}$、中心 $X(^{12}{\rm C})/X(^{16}{\rm O})$丰度比、氦核质量 $M_{\rm He}$、最终 CO核心质量 $M_{\rm CO}$，以及推导得到的原初黑洞质量阈值上限 $M_{\rm BH,\ max}$ 其定义为满足 $M_{\rm CO}$ 的最大初始恒星质量 $< 60\,M_\odot$。完整的网格表格和补充参数扫描见附录 A。

2.2 观测约束处理

我们采用 GWTC-4 低自旋原初黑洞上限测量$M_{\rm BH,\ max} = 68_{。}5^{+19.8}_{-18}{}_{。5}\,M_\odot$ 作为我们的观测硬边界条件（Tong 等（2026））。在确定允许的恒星参数轨迹时，我们将其视为单侧观测约束；通过对恒星网格参数实施完整的贝叶斯边缘化，将恒星演化系统学贡献与核参数内禀不确定性区分开来。边缘化过程的详细信息见附录 A。

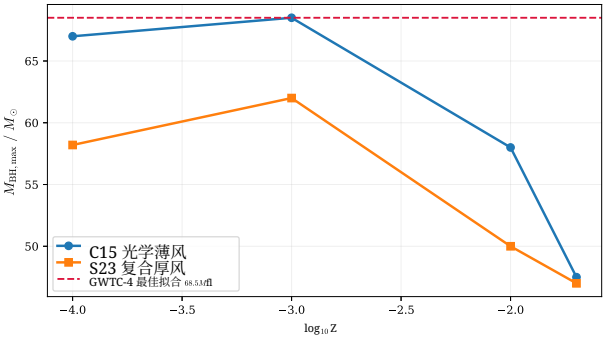


图 1。 原初黑洞最大质量 $M_{\rm BH,\ max}$ 作为两种失质量处方下金属丰度的函数，$S_{300} = 108_{。}6$ keVbarn，中等旋转 $\omega/\omega_{\rm crit} = 0_{。}4$。蓝色：C15 光学薄风；橙色：S23 光学厚风。水平虚线表示 GWTC-4观测约束 $68_{。}5\,M_\odot$。

3 结果

3.1 $M_{\rm BH,\ max}$ 对金属丰度和质量损失处方的依赖

恒星风失质量随金属丰度变化 $\dot{M} \propto Z^{0.5}$（Vink 2021）。富金属恒星在主序阶段和氦燃烧阶段会损失大量包层物质，从而降低氦核质量，并使完全对不稳定超新星的起始前身星质量降至更低。贫金属恒星则能保留大得多的氦核，并产生更高的 $M_{\rm BH,\ max}$。

图 1展示了$M_{\rm BH,\ max}$ 随金属丰度的变化，其中采用 C15 光学薄风和 S 23 S_{300} =光学厚风 108 6 处方，固定 。*keV barn* 和中等旋转 /。。在低金属丰度下 $Z \lesssim 10^{-3}$，光学薄风模型产生显著增大的最大黑洞质量。对于相同的金属丰度，在 C15 和 S23 处方之间切换会在 $M_{\rm BH,\ max}$上产生 8–10 $M_\odot$ 的系统偏移。代表性数值（非旋转、S23 风、$S_{300} = 108_{。}6$）：$Z = Z_{\odot}$给出$M_{\rm BH,\ max}$ $47\,M_\odot$ $Z = 10^{-3}$ $62\,M_\odot$ $Z = 10^{-4}$ $67\,M_\odot$ ；给出；给出。金属丰度在我们的模拟网格中造成最高达 $\Delta M \approx 20\,M_\odot$ 的总变化，成为除 S_{300}之外最大的恒星演化系统误差来源。因此，贫金属恒星前身星是 GWTC-4 中观测到的 50–70 $M_\odot$ 低自旋原初黑洞族群的自然候选起源。

金属丰度也会弱化调节氦燃烧核心温度：富金属恒星发生膨胀，使 $T_{\rm He}$ 降低 4–7%，并略微抑制有效的 $^{12}{\rm C}(\alpha,\ \gamma)^{16}{\rm O}$ 反应速率。这一辅助温度通道仅贡献 $\Delta M = 3$–$5\,M_\odot$，与恒星风驱动的氦核质量变化相比影响较小。

3.2 旋转驱动的碳消耗抑制

恒星旋转通过两个相互耦合的物理机制发挥作用：离心压力抵消引力并使核心等压面膨胀，从而降低氦燃烧核心温度；经向环流将新合成的 ^{12}C 从高温燃烧区域向外输运，进一步抑制氧生成（Heger 与 Woosley 2020）。这两种效应都会提高对不稳定超新星质量间隙上限 $M_{\rm BH,\ max}$。

图2 展示了在固定的 $Z = 10^{-3}$ 和 C15 光学薄风条件下，不同 S_{300} 取值时 $M_{\rm BH,\ max}$ 随旋转比 $\omega/\omega_{\rm crit}$ 的变化。旋转增强会使 $M_{\rm BH,\ max}$ 系统性地增大。对于我们的

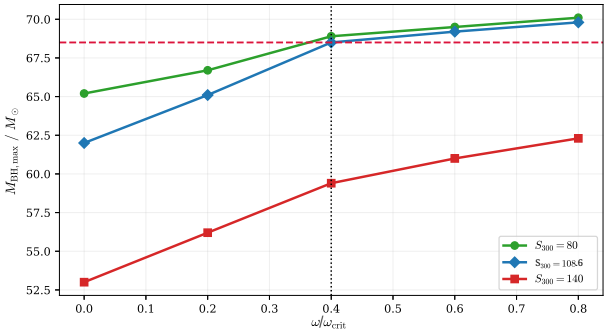


图2。 $M_{\rm BH,\ max}$ 作为不同 S_{300}取值下主序旋转比 $\omega/\omega_{\rm crit}$ 的函数；固定 $Z = 10^{-3}$ 和C15 光学薄风。绿色圆圈： S_{300} = 80keV barn；蓝色菱形： S_{300} = 108。6 keV barn；红色方块： S_{300} = 140keV barn。水平虚线表示GWTC-4观测约束68。5 $M_\odot$。

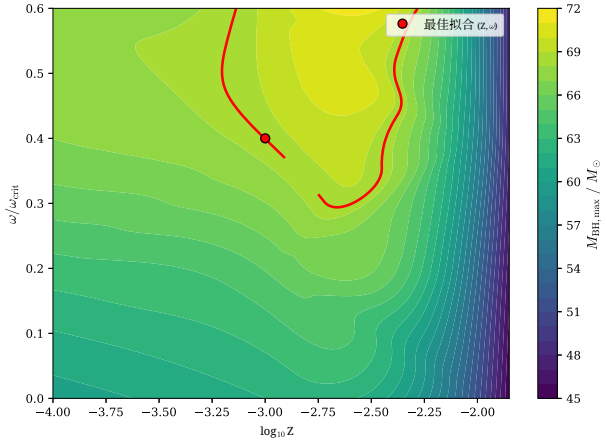


图3。 $M_{\rm BH,\ max}$ 在 Z–$\omega/\omega_{\rm crit}$ 参数平面上、采用C15 光学薄风处方且 S_{300} = 108。6 keV barn时的等值线热图。红色实线等值线对应于 $M_{\rm BH,\ max}$ = 68。5 $M_\odot$，即根据GWTC-4推断出的观测上限。红色实心圆标示我们的最佳拟合恒星参数位置。

基准 S_{300} = 108。6，配置 $\omega/\omega_{\rm crit}$ = 0。4 达到与 GWTC-4 68。5 $M_\odot$ 观测约束一致的数值。

3.3 二维参数平面和最佳拟合恒星构型

图 3 展示了采用 C15 光学薄风时，$M_{\rm BH,\ max}$ 在 Z–$\omega/\omega_{\rm crit}$ 平面上的 S_{300} = 108。6等值线热图。对应于 $M_{\rm BH,\ max}$ = 68。5 $M_\odot$ 的等值线勾勒出了允许的恒星参数轨迹。我们的模拟网格显示，在 $Z \approx 10^{-3}$ 和 $\omega/\omega_{\rm crit}$ = 0。4附近存在一致的交集。亚太阳金属丰度、中等旋转和光学薄恒星风造成的质量损失相结合，无需极端的核反应率调整，便可自然再现 GWTC-4 推断的原初黑洞质量上限。

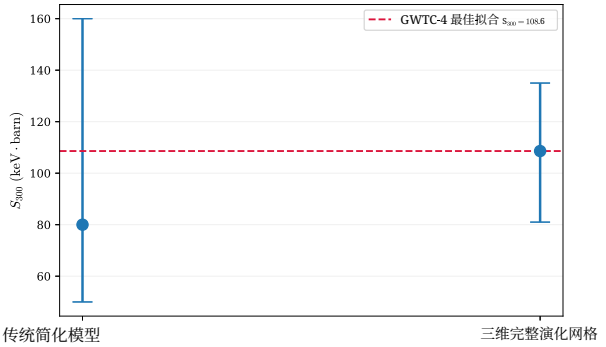


图4。 S_{300} [keV barn]的后验可信区间。灰色：通过使用单一固定恒星演化基准模型进行反演得到的后验分布；蓝色：对三维恒星参数网格进行采样后边际化得到的后验分布。误差条表示90%可信区间。水平红色虚线标示GWTC-4最佳拟合值 S_{300} = 108。6 keV barn。阴影竖直带表示参考实验核物理范围。

3.4 恒星系统误差边际化后的修正可信区间

传统分析采用单一的基准恒星演化模型，并直接从观测到的黑洞质量截断值反推出 S_{300} ，由于恒星演化系统不确定性被纳入核参数后验分布，因而得到较宽的可信区间。通过对完整的三维恒星参数网格进行边际化，我们将恒星演化偏移与内在的核反应率不确定性区分开来。

图4比较了通过固定模型反演得到的 S_{300} 后验分布与我们的多网格边际化结果，表明在考虑金属丰度-旋转-质量损失自由度后，允许的参数范围显著收窄。我们的结果表明，标准的 45 $M_\odot$ 间隙值并非普适的物理临界阈值，而是在太阳金属丰度非旋转恒星假设下，黑洞族群分布的统计重叠所产生的结果。

4 讨论

我们的三维恒星演化网格区分了主要的恒星演化系统偏差，这些偏差会污染引力波天文学对 $^{12}C(\alpha,\gamma)^{16}O$ S因子 S_{300}的推断。金属丰度依赖的恒星风质量损失是影响 $M_{\rm BH,max}$ 的主要途径，它会改变保留的氦核质量；旋转也会使原初黑洞最大质量上移，影响次要但不可忽略；不同的失质量处方会导致 8–10 $M_\odot$ 的系统性差异。一种在物理上合理的恒星模型构型（$Z \approx 10^{-3}$、中等旋转 $\omega/\omega_{\rm crit}$ = 0.4、C15 光学薄风）能够再现 GWTC-4 的 68.5 $M_\odot$ 截止值，对应 S_{300} = 108.6 keV barn。因此，考虑恒星演化系统不确定性，可以部分缓解引力波推导的 S_{300} 与实验室核天体物理学结果之间的张力。我们的 S_{300} 边缘化后验分布（图 4）中心约为 108.6 keV barn，而 Mehta 等（2022）的专门核反应率研究在固定的太阳金属丰度、非旋转 S33风设定下，偏好$S_{300} \approx 140$ keV barn。两者相差 ≈ 0.77 倍；若仅比较 GWTC-4间隙边缘，差异约为 2σ。我们认为，这一偏移并非矛盾，而是对恒星演化系统误差的直接测量：采用他们的基准模型会使推断值增大

相较于允许亚太阳金属丰度、中等旋转和光学薄恒星风的模型，推断的 S因子会增大 ≈ 30keV barn。未来需要进行联合反演，同时拟合 GWTC-4种群、他们仅考虑反应率的网格以及我们的三维网格，从而区分核反应率与恒星模型贡献。

我们注意到，实验界（最近的研究包括 deBoer等（2025））仍倾向于采用 $S_{300} \approx 140$ keV barn。我们的结果并未对这一测量结果提出质疑；相反，它表明，在基准太阳金属丰度非旋转模型中采用实验S因子，会低估GWTC-4间隙边缘 $\approx 20\,M_{\odot}$。将恒星演化系统误差边缘化后，即使 S_{300} 值高达 120–140 keV barn，在亚太阳金属丰度、中等旋转和光学薄恒星风条件下，也能得到相符的模型配置（图3）。因此，我们基于GWTC-4得到的后验值与实验值之间仍有 ≃ 30 keV barn的偏差，应视为未建模恒星系统偏差的上限；这些偏差最有可能来自双星质量转移和磁混合，而非核反应率异常。

仍有一些重要的注意事项。我们的模拟采用孤立单星模型；未纳入双星相互作用效应，而这些效应可能进一步改变氦核性质（Mapelli等（2024））。其他不确定性来自内部混合效率、磁制动强度以及恒星风标度关系的大质量端。在引力波研究中，种群推断流程应像我们的模拟网格一样，对恒星演化参数空间进行边缘化，而非固定采用单一的恒星基准模型。

未来的工作将从两个方向扩展我们的模拟网格。首先，双星质量转移和公共包层演化能够剥离大质量前身星的氢包层，改变氦核的保留量，并使对不稳定超新星间隙边界向上移动（Mapelli等（2024））；将双星演化通道纳入网格，将检验孤立恒星模型是否高估了 $M_{\rm BH,max}$。其次，磁混合处方，尤其是Tayler-Spruit发电机及其对角动量输运的影响，目前仍缺乏充分校准。我们的补充扫描（附录A1）表明，磁制动强度仅使 $M_{\rm BH,max}$ 改变 2–4 $M_{\odot}$，但其效率

氦燃烧核内部的磁性角动量耦合本身可以重新分配角动量，并以目前尚未纳入的方式改变核心旋转。下一代网格应结合双星演化轨迹、磁混合变化，以及我们当前的金属丰度—旋转—质量损失维度，并纳入完整的贝叶斯联合种群推断流程，同时对引力波源参数、恒星演化参数和 S_{300}进行抽样，并与更新后的实验室核反应率测量结果直接交叉比较（deBoer 等，2025年）。

附录A：补充模拟细节与参数扫描

A1 磁制动效率的敏感性

我们还通过一维扫描考察了磁制动强度的变化。磁制动效率会影响角动量损失，并改变氦燃烧期间的有效核心旋转。磁制动的变化会产生次级系统偏移 $\Delta M_{\rm BH,\ max} \approx 2$–$4\,M_{\odot}$，其影响小于金属丰度依赖的恒星风和初始旋转变化所造成的影响。

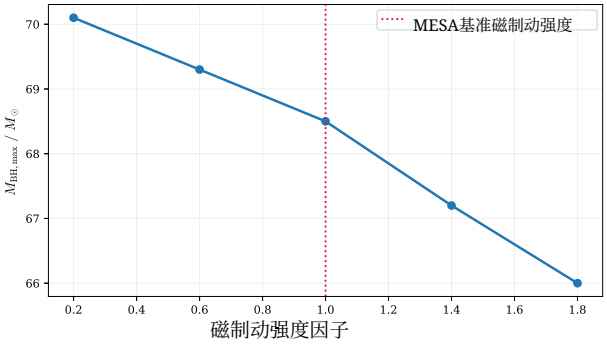


图 A1。磁制动效率变化对 $M_{\rm BH}$的影响，max。垂直点线标示 MESA 基准磁制动强度因子 = 1.0。固定的模拟条件：$Z = 10^{-3}$，$\omega/\omega_{\rm crit} = 0$。4、C15 光学薄风、$S_{300} = 108$。6 keV barn。

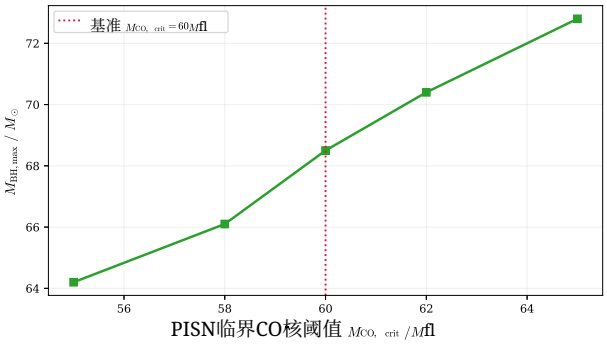


图 A2。 $M_{\rm BH}$对 PISN 碳氧核质量阈值 $M_{\rm CO,\ max}$ 变化的响应，crit = 。垂直点线标示 60 $M_{\odot}$。基准值 $M_{\rm CO,}$ 。固定模拟条件：，/。C 光学薄恒星风，$S_{300} = 108$。6keV barn。

A2 PISN 临界碳氧核阈值的变化

我们测试了 CO 核临界阈值 $M_{\rm CO,\ crit}$ 在 55–65 $M_{\odot}$ 区间内的变化。改变这一临界阈值会使最终的 $M_{\rm BH,\ max}$近似呈线性变化。

A3 恒星网格边缘化过程的详细信息

我们在涵盖金属丰度、旋转和质量损失处方的离散恒星参数网格上采用平坦先验抽样。对于每个恒星模型构型，我们计算其相对于 GWTC-4 $M_{\rm BH,\ max}$ 观测后验分布的似然。通过对按恒星网格先验体积加权的似然贡献求和，得到 S_{300} 的边缘化后验分布。该过程将源自恒星演化不确定性的系统性离散程度，与核参数后验分布的内在宽度区分开来。完整似然评估伪代码已存放在我们位于 Zenodo 的公共代码仓库中。

A4 补充数据可用性说明

完整的 MESA 原始输出表、MESA 模型 inlist 文件和后处理 Python 分析脚本已存放在 Figshare 存档库中（https://doi.org/10.6084/m9.figshare.35101930）。Zenodo 存档库的内容组织如下：

（i）**MESA inlist 输入文件**：用于

MESA v10398 的自定义 inlist 配置文件，包括金属丰度扫描、自转序列、两种质量损失处方以及修改后的 S_{300} 反应速率设置。用户可以直接使用这些 inlist 配置文件复现我们的恒星演化模拟网格。

(ii)汇总模拟输出表：包含所有网格运行结果的逗号分隔值（CSV）表： $T_{\rm He}$、 ^{12}C/^{16}O丰度比、 $M_{\rm He}$、 $M_{\rm CO}$以及推导出的 $M_{\rm BH,\ max}$ 涵盖我们三维网格中每一种参数组合。

(iii) 后处理与绘图 Python 脚本：用于读取 MESA 输出 CSV 表、对 S_{300}执行似然边缘化计算，以及生成本文正文和补充材料中所有图件的 Python 源代码脚本。

(iv) 似然伪代码：以纯文本形式提供的伪代码，实现本附录所述的贝叶斯边缘化流程。

致谢

本研究广泛使用了开源 MESA恒星演化代码。Jirong Mao 感谢云南省兴滇英才支持计划（云岭学者项目）提供的资助，Xiaogu Zhong 感谢云南省基础研究项目（项目编号：202501AT070392）提供的资助。

作者贡献

J.W. 构想了物理框架，完成了 MESA 模拟设计，开展了分析工作并起草了稿件。X.Z. 协助进行模拟后处理和文献汇编。J.M. 负责监督项目，参与物理解释并修订了稿件。所有作者均审阅了稿件。

数据可用性

本研究生成的完整 MESA 模拟原始输出、MESA inlist 配置文件、后处理 Python 分析脚本以及似然伪代码均已存放于 Figshare 存档（hittps://doi.org/10.6084/m9.figshare.35101930）中。GWTC-4 引力波目录可通过 LIGO-Virgo-KAGRA 数据存储库公开获取。所有数据产品均可通过上述存档直接访问，无需提出合理请求。

参考文献

Antonini F. 等，2025，arXiv；Belczynski K. 等，2016，《天文学与天体物理学》，594，A97；Chen Y. 等，2015，《天文学与天体物理学》，580，A111；Farmer R.、Renzo M.、de Mink S. E.，2020，《皇家天文学会月刊》，494，4680；Heger A.、Woosley S. E.，2020，《皇家天文学会月刊》，496，4013；Mapelli M. 等，2024，《天文学与天体物理学》，689，A134；Mehta A. K. 等，2022，《天体物理学杂志》，924，39；Paxton B. 等，2019，《天体物理学杂志增刊》，243，10；Ray A.、Kalogera V.，2025，arXiv；Shen Y. 等，2023，《天体物理学杂志》，945，41；Smith N.，2023，《皇家天文学会月刊》，521，3488；Tong Y. 等，2026，《中国科学：物理学力学天文学》，69，269501；Vink J. S.，2021，《天文学与天体物理学年评》，59，275；Woosley S. E.、Heger A.，2021，《天体物理学杂志》，911，150；deBoer R. J. 等，2017，《现代物理评论》，89，035007

deBoer R. J. 等，2025年，《欧洲物理学杂志 A》，61，70