

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2019.01.01

为超新星爆发构建简化引力波理论模板的可能性研究

肖慧宁, 曹周键

(北京师范大学 物理与天文学院 100875)

摘要: 自2015年引力波首次直接探测以来, 恒星级致密双星并合的引力波已被大量观测。下一个被探测到的引力波源很可能是超新星爆发, 但目前人们对超新星爆发引力波性质的定量理解还不充分。类比致密双星并合引力波数据处理的匹配滤波方法, 本文针对为超新星爆发构建简化引力波理论模板的可能性问题展开了系统研究。通过对文献中已有的325组超新星爆发引力波模拟结果的定量计算比对, 我们发现, 慢转超新星爆发的引力波比快转超新星爆发具有更强的随机性。对于快转超新星爆发引力波, 不同计算程序模拟的引力波形之间的匹配度不乐观。我们的分析结果暗示, 为快转超新星爆发构建简化引力波理论模板的可能性不大。但文献中现有的数值模拟数量较少, 目前不足以得到明确结论。

关键词: 引力波; 超新星爆发; 波形模板

中图分类号: P142.6

文献标识码: A

1 引言

自2015年人类第一次直接探测到引力波以来, LIGO-VIRGO-KAGRA合作组已经成功进行了四次科学观测, 目前公布的引力波事件已超过200例[1]。但这些引力波事件均源于致密双星并合, 包括双黑洞、双中子星和黑洞-中子星双星系统。天文学家预测, 超新星爆发[2]也会发射出强烈的引力波, 粗略的强度估计为 $Dh \sim 5$ 米(D 是波源光度距离, h 是引力波强度)[3]。如果将一个超新星爆发事件放在著名的双中子星并合事件GW170817的位置处 $D \sim 40\text{Mpc} \approx 1.3\text{亿光年} \approx 1.3 \times 10^{24}$ 米, 其引力波强度约为 5×10^{-24} , 比GW170817的强度 $4 \frac{\mathcal{M}}{D} (\pi \mathcal{M} f)^{2/3} \approx 3.8 \times 10^{-22}$ (这里 $f \approx 1000\text{Hz}$ 是引力波频率, $\mathcal{M} \equiv \mu^{3/5} M^{2/5} \approx 1.2 M_{\odot}$ 是啁啾质量, $\mu \equiv \frac{m_1 m_2}{M} \approx 0.7 M_{\odot}$ 是约化质量, $M \equiv m_1 + m_2 \approx 2.8 M_{\odot}$ 是总质量)[4]只低两个

收稿日期: 2020-01-01; 修回日期: 2020-01-01

资助项目: 国家自然科学基金(12475046); 中央高校基本科研业务费专项资金资助

通讯作者: 曹周键, zjcao@amt.ac.cn

量级。考虑到GW170817观测到了非常清晰的信号(信噪比超过30)，如果只根据引力波强度来估算，当前的LIGO探测器应该能观测到0.1Mpc范围以内的超新星爆发。但当前的数据分析实际能观测到的是银河系内，即10kpc范围内的超新星爆发[5, 6]。这里的差异来自数据分析方法的不同：双星并合系统有完备的引力波理论模板，人们可以使用匹配滤波方法从噪声中挖掘信号[7, 8]，但超新星爆发没有清楚的引力波理论模板可用，只能利用能量超出方法[9]或者人工智能方法[10]进行分析。

本文将探讨超新星爆发引力波的性质，并讨论为超新星爆发构建简化引力波理论模板的可能性[11, 12]。超新星爆发的引力波依赖于复杂的流体力学动力学过程，包括前身星的磁场构型[13]、核物质状态方程[14]、中微子相互作用、流体不稳定性 and 流体激波等。这样的复杂性导致超新星爆发的引力波呈现出随机性特点[15]，简单的理论分析不足以理解超新星爆发引力波的特征[16]，目前的文献主要是基于数值模拟来进行分析的[17–19]。相应的数值计算代码包括AENUS-ALCAR[20]，CHIMERA[21, 22]、CoCoNut[23]，FORNAX(从CASTRO发展而来)[24]、PROMETHEUS-VERTEX[25]和日本团队代码[26]等。通过数值分析，人们发现超新星爆发前阶段的引力波信号在很大程度上取决于激波后的流动是由长期吸积激波不稳定性(standing accretion shock instability (SASI))还是对流不稳定性(convection instability)主导的[27, 28]，前身星的角动量分布对超新星爆发反弹后早期衰荡阶段引力波信号的影响较大[29]。所有这些文献在讨论超新星爆发引力波性质时，都只在关注随机统计性质。本文将从匹配滤波数据处理方法的思路出发，探讨把某一个数据集当作波形理论模板和文献中已有的各种超新星爆发模拟引力波波形去匹配的性质。

为了描述方便，我们把引力波的两个极化模式组合成一个复数来表达 $h \equiv h_+ - ih_\times$ [30–34]。假设有两个引力波波形 $h_{1,2}(t)$ ，探测器的噪声单边功率谱为 $S_n(f)$ ，则这两个引力波波形的匹配度FF为

$$\langle h_1 | h_2 \rangle \equiv 4\mathcal{R} \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} \frac{\tilde{h}_1(f) \tilde{h}_2^*(f)}{S_n(f)} df, \quad (1)$$

$$\text{FF} \equiv \max_{t_i, \varphi_i} \frac{\langle h_1 | h_2 \rangle}{\sqrt{\langle h_1 | h_1 \rangle \langle h_2 | h_2 \rangle}}, \quad (2)$$

这里的 $\mathcal{R}$ 指取实部，头顶的波浪号指傅里叶变换，右上角的星号指取复共轭， t_i, φ_i 指引力波的初始时间和初始相位。公式中的 $S_n(f)$ 对应引力波探测器的噪声功率谱密度，本文在计算中使用AdvLIGO探测器的噪声功率谱，在PyCBC中表示为aLIGOZeroDetHighPower。类比处理致密双星并合引力波所用的匹配滤波方法，我们将在下一章中定量分析用CoCoNut代表性模拟结果作为快转超新星爆发引力波理论模板库的可能性。为了方便，我们引入了模板稠密度函数的概念，以此来描述模板库的疏密程度。接着我们把CoCoNut代表性模拟结果视为超新星爆发引力波的理论模板库，对已有文献中其他大量数值模拟结果进行定量匹配，以此来探讨为超新星爆发构建简化引力波理论模板的可能性问题。

2 CoCoNut代表性模拟结果

文献[29, 35]假定星体的主体结构是轴对称的, 物理细节的模拟考虑三维影响。这个设定下, 引力波只有 h_+ 极化模式。所以(2)中只有 t_i , 不存在 φ_i 。文献[35]发现, 快转超新星爆发引力波与前身星的质量基本无关; 在快转前身星模型中, 中微子泄露对引力波影响也很小。Abdikamalov等人[29]考虑不同较差转动参数 A : $A_1 = 300\text{km}$, $A_2 = 417\text{km}$, $A_3 = 634\text{km}$, $A_4 = 1268\text{km}$, $A_5 = 10000\text{km}$ 。离对称轴 ϖ 处的旋转速度为

$$\Omega = \Omega_c \left[1 + \left(\frac{\varpi}{A} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (3)$$

这里 Ω_c 是控制转动速度大小的参数。该小组[29]认为快转超新星爆发引力波只需要 A 和 Ω_c 两个参数来描述。

为指代方便, 我们引入模板稠密度函数的概念: 对任意取定的参数对 (A, Ω_c) , 将其对应的引力波波形同相邻的几个参数对所对应的引力波波形做匹配, 可以得到若干对应的匹配值 FF , 我们把其中最小的那个匹配值定义为在该参数对 (A, Ω_c) 处的函数, 并把这个函数画在图1中, 其中 A 取值对应上面的 A_1 到 A_5 , $\Omega_c \in (1, 15.5)$ 弧度每秒。这个函数实际上反应的是引力波模板库中波形数量的疏密程度, 在某一参数对处, 若对应函数值较高, 说明数值模拟的波形数量足够多, 模板库在该区域较为完备[36]。波形模板数量多说明模板库在该区域比较充裕, 使得匹配滤波搜索的效率, 同时漏检概率低。反之, 在函数值比较小时漏检的概率会很高。

我们的计算结果表明, 该小组[29]模拟的波形库(总共包含92组模拟数据)对应的模板稠密度函数在 Ω_c 较小的位置处都比较大, 很多地方甚至小于0.5。如果想使用该组[29]的模拟波形库作为快转超新星爆发引力波的理论模板, 必须进一步增加波形数量[12]。

3 不同模拟结果的相互对比

正如我们在引言中所说, 除了上述CoCoNut的代表性模拟结果外, 还有其他若干研究小组和不同物理情形的模拟结果。上述CoCoNut的代表性模拟结果关注的是超新星爆发早期约10毫秒的引力波信号。有些模拟如[27]关注的则是超新星爆发比较长期的引力波信号, 时间跨度在500毫秒左右。在本节中, 我们尝试把上述CoCoNut的代表性模拟结果作为模板库, 同其他组数值模拟的引力波波形进行匹配计算。CoCoNut的代表性模拟结果时间跨度在50毫秒左右, 对于时间长度长于CoCoNut代表性模拟波形的信号, 我们模仿LIGO引力波数据处理的策略, 以CoCoNut代表性模拟波形的时间长度为窗口大小, 采用时间窗口移动的方式, 寻找上述CoCoNut的代表性模拟结果同其他模拟结果匹配最好的数据段, 将二者的匹配值作为模板和信号的匹配结果。我们以上节中计算得到的CoCoNut代表性模拟结果的模板稠密度函数作为参考, 来探讨为超新星爆发构建简化引力波理论模板的可能性问题。

Andresen等人[27]基于PROMETHEUS-VERTEX程序代码使用多能量组分中微子模型

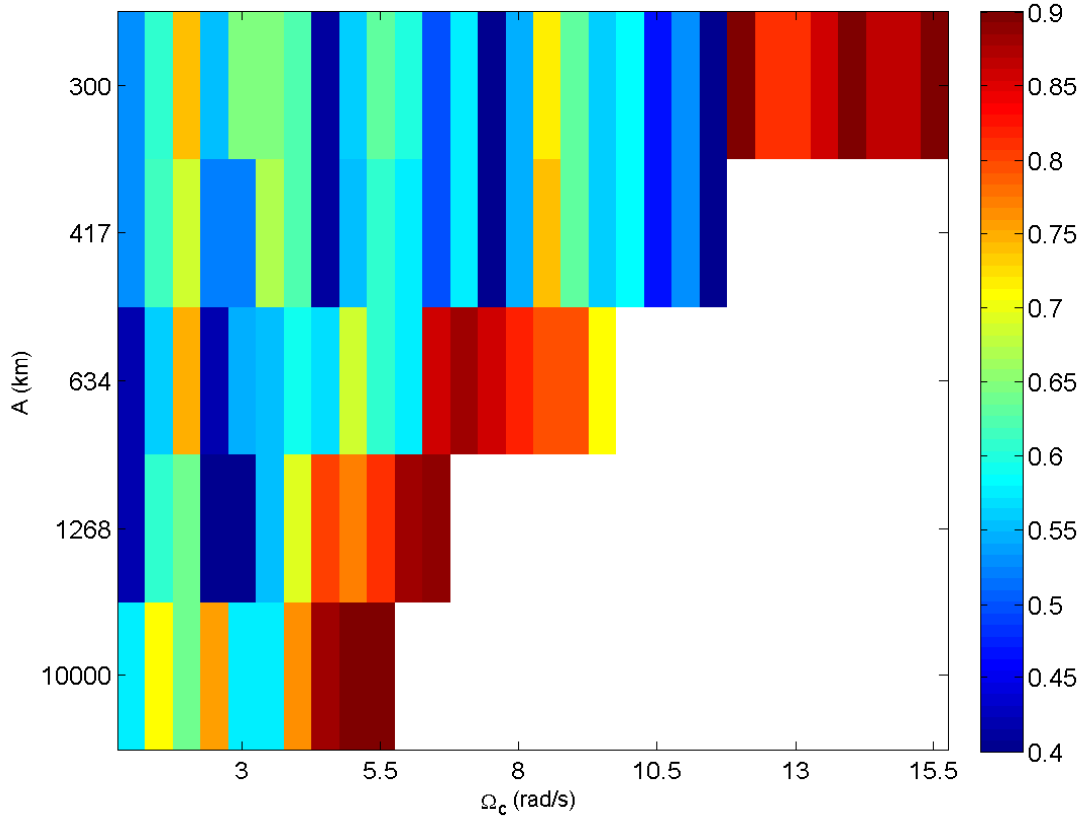


图 1 CoCoNut代表性模拟结果[29]的模板稠密度函数。右下角空白的部分没有模拟结果。

对转动可忽略的超新星爆发进行了三维模拟。我们计算发现，CoCoNut的代表性模拟结果同这些模拟结果的匹配度在0.2到0.3之间，该结果与理论预期相符，表明慢转超新星与快转超新星的引力波产生机制存在本质差异。该小组研究人员在2019年[15]再次基于PROMETHEUS-VERTEX程序代码使用三味中微子传输模型对超新星爆发进行了三维模拟，该模拟分别考虑了快转、慢转和不转三种物理情形。我们计算表明，不转情形与CoCoNut代表性模拟结果的典型快转结果 $A = 300\text{km}$ ， $\Omega_c = 11.5\text{rad/s}$ 的匹配最好，匹配度约为0.4，这个匹配度与图1中对应位置处的模板稠密度函数相当。在物理上我们可以预测，不转情形同快转情形的引力波匹配程度应该较低，这说明超新星爆发引力波匹配度在0.4以下完全可能由物理随机因素引起。而快转情形与CoCoNut代表性模拟结果的典型快转结果 $A = 1268\text{km}$ ， $\Omega_c = 1.5\text{rad/s}$ 匹配最好，匹配度约为0.5，这个匹配度同图1中对应位置处的模板稠密度函数也相当。该结果我们目前还无法判断是由于模板稠密度不够，或是引力波随机性在这个参数位置处非常强使得不存在合理的理论波形模板造成的。

Bugli等人[13]基于AENUS-ALCAR程序代码对不同初始磁场配置的快转超新星爆发

进行了模拟研究。在零磁场情形, CoCoNut代表性模拟结果的典型快转结果 $A = 417\text{km}$, $\Omega_c = 10\text{rad/s}$ 匹配最好, 匹配度为0.47。在球谐函数展开 $l = 1$ 的磁场情形, CoCoNut代表性模拟结果的典型快转结果 $A = 417\text{km}$, $\Omega_c = 11.5\text{rad/s}$ 匹配最好, 匹配度为0.50。在球谐函数展开 $l = 2$ 的磁场情形, CoCoNut代表性模拟结果的典型快转结果 $A = 417\text{km}$, $\Omega_c = 10\text{rad/s}$ 匹配最好, 匹配度为0.55。在球谐函数展开 $l = 3$ 的磁场情形, CoCoNut代表性模拟结果的典型快转结果 $A = 417\text{km}$, $\Omega_c = 9\text{rad/s}$ 匹配最好, 匹配度为0.44。在球谐函数展开 $l = 4$ 的磁场情形, CoCoNut代表性模拟结果的典型快转结果 $A = 417\text{km}$, $\Omega_c = 9.5\text{rad/s}$ 匹配最好, 匹配度为0.46。这些匹配度同图1中对应位置处的模板稠密度函数相当。该结果我们目前还无法判断是由于模板稠密度不够还是磁场对超新星爆发引力波产生的影响不大造成的。若是后者, 我们就可以使用不考虑磁场影响的引力波形作为超新星爆发的理论波形模板。

Cerda-Duran等人[14]使用CoCoNut程序代码对低金属丰度快转超新星爆发进行了模拟, 模拟结果包括一个相对快转和一个相对慢转的物理情形。对于慢转情形, CoCoNut代表性模拟结果的典型快转结果 $A = 417\text{km}$, $\Omega_c = 10.5\text{rad/s}$ 匹配最好, 匹配度为0.25, 该结果再一次确认了慢转超新星与快转超新星具有不同的引力波产生机制。对于快转情形, CoCoNut代表性模拟结果的典型快转结果 $A = 10000\text{km}$, $\Omega_c = 5.5\text{rad/s}$ 匹配最好, 匹配度为0.42, 该匹配度明显低于图1中对应位置处的模板稠密度函数0.9。因此, 该结果提示该组[14]的模拟在物理因素的考虑上可能仍有改进空间, 同时, CoCoNut代表性模拟结果是否足以作为引力波理论模板, 仍需进一步评估。

Kuroda等人[28]对不转的超新星爆发进行了模拟, 他们特别关注了几种不同状态方程对引力波的影响。我们计算发现, 所有这些模拟结果同CoCoNut代表性模拟结果的匹配度都在0.3以下, 该结果与慢转超新星同快转超新星具有不同的引力波产生机制的理论预期一致。该团队在2017年[37]再次对不转的超新星爆发进行了模拟, 这次他们对前身星的质量和物质状态方程都做了研究。其中的一个模拟结果(S11.2)同CoCoNut代表性模拟结果的匹配度达到了0.71, 我们可以把这个结果理解为慢转超新星爆发的引力波具有较强的随机性, 在某些情况下可以较好地呈现快转超新星爆发的引力波行为。所以从数据分析层面而言, 如果快转超新星爆发可以构建理论波形模板, 那么某些慢转超新星爆发的引力波也可以被这个模板搜寻到, 这将为波源性质的解释带来困难。

Morozova等人[11]使用FORNAX程序代码模拟了不同状态方程描述的超新星爆发, 他们特别关注了超新星爆发后期(200毫秒以后)的引力波行为, 但模拟结果包含早期的引力波信号, 所以同CoCoNut代表性模拟结果具有可比性。该小组对若干不同前身星的质量和不同物质状态方程都做了研究, 共包含8个模拟结果, 其中7个模拟都是不转的物理情形。在对于转动情形的模拟中, 他们使用了同CoCoNut代表性模拟结果相同的(3), 波形M13_SFHo_rotating对应 $\Omega_c = 0.2\text{rad/s}$, 也是典型的慢转情形。我们计算发现, 这8个模拟结果同CoCoNut代表性模拟结果的匹配度都在0.3以下, 这与慢转超新星同快转超新星具有不同的引力波产生机制的理论预期一致。

Dimmelmeier等人[17]使用CoCoNut程序代码模拟了不同状态方程描述的超新星爆

发,他们考虑的状态方程包括Shen状态方程和LS状态方程,共计136个模拟结果。我们把CoCoNut代表性模拟结果[29]作为引力波模板与文献[17]模拟的结果做匹配,并将匹配度画在图2中。图中匹配度最小那个点的匹配值为0.37,对应CoCoNut代表性模拟结果的 $A = 1268\text{km}$, $\Omega_c = 4.5\text{rad/s}$,远低于该处的模板稠密度函数0.8。这个点对应的旋转率,即旋转能跟引力能之比 $\beta \equiv T/|W|$,为 $\beta = 0.09$,和CoCoNut代表性模拟结果的 $A = 1268\text{km}$, $\Omega_c = 4.5\text{rad/s}$ 对应的 $\beta = 0.07$ 相当,属于快转超新星爆发。该计算结果强烈暗示CoCoNut的代表性模拟结果不能作为完备的引力波理论模板。图中大多数高匹配度的结果很可能是由于两组模拟使用了相同的程序代码和基本一样的物理设定。

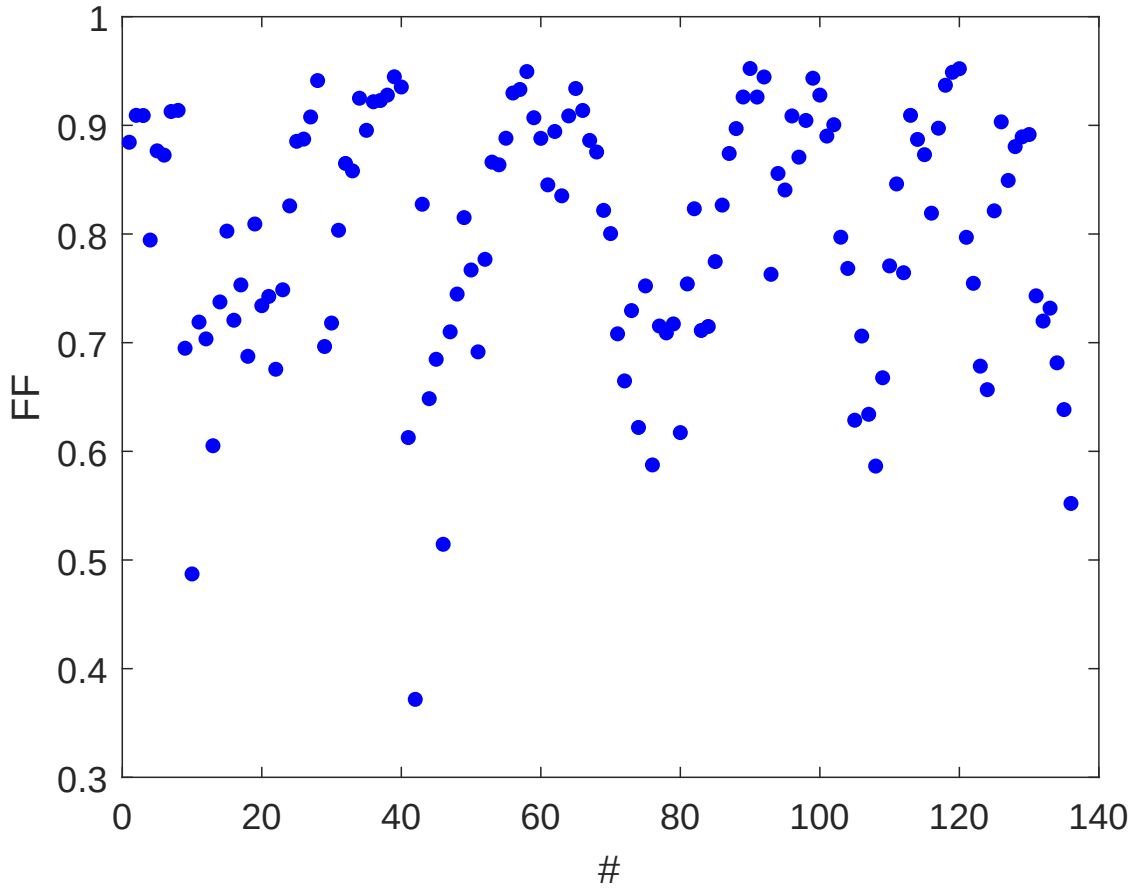


图 2 以CoCoNut代表性模拟结果[29]为引力波模板与文献[17]模拟结果做匹配的匹配度。横轴对应文献[17]模拟结果的计数编号。

4 小结

超新星爆发引力波探测的困难表现在两个方面: 一是其信号弱, 导致可观测距离远小于致密双星并合; 二是其引力波信号的随机性强, 难以建立理论波形模板, 从而无法使用在致密双星并合引力波数据分析中常用的匹配滤波方法。关于为超新星爆发构建简化引力波理论模板的可能性问题, 已有若干文献通过纯数值模拟研究尝试发现超新星爆发引力波的共性特征。但已有文献重点关注的是定性特点, 本文严格从匹配滤波数据处理方法的原理出发, 把文献中已经存在的大量数值模拟结果放在一起进行定量研究。针对超新星爆发的物理特点以及慢转超新星同快转超新星的不同物理机制, 我们在本文中重点以物理相对简单的快转超新星早期引力波为研究对象。我们首先挑选一个比较系统, 以比较典型的数值模拟结果CoCoNut代表性模拟结果作为核心对标结果。在形式上, CoCoNut代表性模拟结果遍布了较差转动参数和转动速度两个参数, 我们以此作为比较基准来研究为超新星爆发构建简化引力波理论模板的可能性问题。

我们首先定量计算了CoCoNut代表性模拟结果作为引力波理论模板的波形数量稠密度的问题。计算发现, CoCoNut代表性模拟结果的波形数量还远远不够, 特别是在转速相对较低的参数位置处。接下来, 我们模仿匹配滤波引力波数据处理, 将CoCoNut代表性模拟结果作为理论模板, 同文献中已有的其他模拟结果进行对比。我们的计算发现, 慢转超新星与快转超新星的引力波形具有较大差异, 证明二者的确具有不同的物理机制。但同时我们也注意到, 某些极个别慢转超新星爆发的引力波可以随机地呈现快转超新星爆发的引力波行为。另外我们发现, 不同研究小组, 特别是不同计算程序模拟的引力波形之间具有较大差异。如果排除目前很难确认的数值计算收敛性问题, 我们的计算结果表明, 即使是快速转动超新星爆发也具有较强的随机性, 所以为超新星爆发构建简化引力波理论模板的可能性不大。需要强调的是, 文献中现有的数值模拟数量不足够多, 目前还不得到明确结论。

参考文献:

- [1] The LIGO Scientific Collaboration, the Virgo Collaboration, the KAGRA Collaboration, et al. arXiv e-prints, 2025: arXiv:2508.18082
- [2] YANG Y, WEN X, WANG L, et al. Science Advances, 2025, 11(46): eadx2925. <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/sciadv.adx2925>
- [3] ABYLKAIROV Y S, EDWARDS M C, OREL D, et al. Mach. Learn. Sci. Tech., 2024, 5(4): 045077
- [4] MAGGIORE M. Gravitational waves: Volume 1: Theory and experiments. Vol. 1. [S.l.]: Oxford university press, 2008
- [5] GOSSAN S E, SUTTON P, STUVER A, et al. Phys. Rev. D, 2016, 93: 042002. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.93.042002>
- [6] ADAMS S M, KOCHANNEK C S, BEACOM J F, et al. The Astrophysical Journal, 2013, 778(2): 164. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/778/2/164>
- [7] 蔡荣根, 曹周键, 韩文标. 科学通报, 2016, 61(14): 1525
- [8] 曹周键, 都志辉. 中国科学: 物理学力学天文学, 2017, 47(1): 010405

- [9] YUAN Y, FAN X L, LV H J, et al. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2024, 529(4): 3235–3243. <https://doi.org/10.1093/mnras/stae604>
- [10] Skliris V, Norman M R K, Sutton P J. Physical Review D, 2024, 110(10): 104034
- [11] MOROZOVA V, RADICE D, BURROWS A, et al. The Astrophysical Journal, 2018, 861(1): 10. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aac5f1>
- [12] Eccleston T, Edwards M C. Physical Review D, 2024, 110(10): 104055
- [13] BUGLI M, GULET J, OBERGAULINGER M, et al. Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 2020, 492(1): 58–71
- [14] CERDÁ-DURÁN P, DEBRYE N, ALOY M A, et al. The Astrophysical Journal Letters, 2013, 779(2): L18. <https://doi.org/10.1088/2041-8205/779/2/L18>
- [15] ANDRESEN H, MÜLLER E, JANKA H T, et al. Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 2019, 486(2): 2238–2253
- [16] WHEELER J A. Ann. Rev. Astron. Astrophys., 1966, 4: 393–432
- [17] DIMMELMEIER H, OTT C D, MAREK A, et al. Phys. Rev. D, 2008, 78: 064056
- [18] Ott C D. Classical and Quantum Gravity, 2009, 26(6): 063001
- [19] RICHERS S, OTT C D, ABDIKAMALOV E, et al. Phys. Rev. D, 2017, 95(6): 063019
- [20] JUST O, OBERGAULINGER M, JANKA H T. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2015, 453(4): 3386–3413. <https://doi.org/10.1093/mnras/stv1892>
- [21] Yakunin K N, Mezzacappa A, Marronetti P, et al. Phys. Rev. D, 2015, 92(8): 084040
- [22] Bruenn S W, Lentz E J, Hix W R, et al. Astrophys. J., 2016, 818(2): 123
- [23] DIMMELMEIER H, OTT C D, MAREK A, et al. Phys. Rev. D, 2008, 78: 064056. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.78.064056>
- [24] Dolence J C, Burrows A, Zhang W. The Astrophysics Journal, 2015, 800(1): 10
- [25] RAMPP M, JANKA H T. Astron. Astrophys., 2002, 396: 361
- [26] KURODA T, KOTAKE K, TAKIWAKI T. The Astrophysical Journal, 2012, 755(1): 11. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/755/1/11>
- [27] ANDRESEN H, MÜLLER B, MÜLLER E, et al. Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 2017, 468(2): 2032–2051
- [28] KURODA T, KOTAKE K, TAKIWAKI T. Astrophys. J. Lett., 2016, 829(1): L14
- [29] ABDIKAMALOV E, GOSSAN S, DEMAIO A M, et al. Phys. Rev. D, 2014, 90: 044001. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.90.044001>
- [30] CAO Z, HAN W B. Phys. Rev. D, 2017, 96: 044028. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.96.044028>
- [31] LIU X, CAO Z, SHAO L. Phys. Rev. D, 2020, 101: 044049. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.101.044049>
- [32] Liu X, Cao Z, Zhu Z H. Classical and Quantum Gravity, 2022, 39(3): 035009
- [33] Liu X, Cao Z, Shao L. International Journal of Modern Physics D, 2023, 32(4): 2350015
- [34] LIU X, CAO Z, ZHU Z H. Class. Quant. Grav., 2024, 41(19): 195019
- [35] OTT C D, ABDIKAMALOV E, O'CONNOR E, et al. Phys. Rev. D, 2012, 86: 024026. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.86.024026>
- [36] Green S, Lundgren A. arXiv e-prints, 2025: arXiv:2502.15337
- [37] KURODA T, KOTAKE K, HAYAMA K, et al. The Astrophysical Journal, 2017, 851(1): 62. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa988d>

Study on the possibility of constructing simplified waveform template for supernova gravitational waves

Xiao Huining, CAO Zhoujian

(The School of Physics and Astronomy, Beijing Normal University, Beijing 100875, China)

Abstract: Since the first successful detection of gravitational waves in 2015, gravitational waves from stellar-mass compact binary mergers have been extensively observed. The next novel gravitational wave source to be observed is likely to be supernova explosions. However, our current quantitative understanding of the nature of gravitational waves from supernovae remains insufficient. Analogous to the matched filtering method used in processing gravitational wave data from compact binary mergers, this paper systematically investigates the feasibility of constructing simplified gravitational waveform templates for supernova explosions. Through quantitative comparative studies of numerous existing supernova explosion gravitational wave simulations in the literature, we find that slow-rotating supernova explosion gravitational waves exhibit stronger randomness compared to fast-rotating ones. Regarding fast-rotating supernova explosion gravitational waves, the waveform matching of simulated results obtained from different computational programs is not optimistic. Our analysis suggests that the feasibility of constructing simplified gravitational wave theoretical templates for fast-rotating supernova explosions is unlikely. The current numerical simulations in the literature are still relatively less, insufficient to confirm this possibility.

Key words: Gravitational waves; Supernova explosion; Gravitational waveform template