双致密星引力波源的形成

陈雪飞^{1,2,3*}, 李焱^{1,2,3}, 韩占文^{1,2,3}

1. 中国科学院云南天文台, 昆明 650011;

2. 中国科学院天体结构与演化重点实验室, 昆明 650011;

3. 中国科学院天文大科学中心, 北京 100012

*联系人, E-mail: cx@ynao.ac.cn

收稿日期: 2018-04-02; 接受日期: 2018-04-24; 网络出版日期: 2018-06-11

国家自然科学基金(编号: 11733008, 11521303, 11333006)和云南省科技厅(编号: 2017HC018)资助项目

摘要 迄今为止, aLIGO/Virgo 共探测到5次恒星级双黑洞并合和1次双中子星并合发出的引力波信号, 宣布了引力波时代的全面到来. 双白矮星的绕转和并合产生的引力波信号则是未来空间引力波探测器的主要探测目标. 双星演化是这些双致密星形成的主要途径. 本文从恒星演化出发, 对这些双致密星引力波源的形成图像和面临的不确定性进行系统地介绍. 这些不确定性主要来自大质量恒星星风、恒星后期演化、超新星爆发、双星演化的基本过程等.

关键词 密近双星, 中子星, 黑洞, 白矮星, AM CVn星

PACS: 97.80.Fk, 97.60.Jd, 97.60.Lf, 97.80.-d, 97.60.-s

1 引言

致密星包括白矮星(White Dwarf, WD)、中子星(Neutron Star, NS)和恒星级黑洞(Black Hole, BH). 包含两颗致密星的双星系统, 其轨道演化完全由引力波辐射驱动. 引力波辐射使两颗子星越靠越近, 最终发生并合. 双中子星(Double NSs, DNSs)和恒星级双黑洞(Double BHs, DBHs)并合时释放的能量 $\sim 10^{52}$ erg, 引力波辐射的频率范围为10–1000 Hz^[1,2], 处于地基引力波探测器LIGO, Virgo, GEO600, KAGRA (LCGT)的频率带内^[3–5].

双致密星是检验引力理论的理想实验室. 人

们通过持续多年的观测发现, 第一颗双中子星PSR B 1913+16的轨道间距每天衰减 ~ 1 cm. 这与广义相对论预言完美地重合在一起, 第一次间接证明了引力波的存在^[6]. 从激光干涉引力波天文台(Laser Interferometer Gravitational-wave Observatory, LIGO)宣布第一次探测到DBHs并合发出的引力波信号GW150914始, 人们已经相继探测到5次恒星级DBHs并合的引力波事件和1次DNSs并合的引力波事件GW170817^[7–12]. GW170817的电磁对应体也首次被人类探测到^[12,13]. 双白矮星系统(Double WDs, DWDs), 尤其是正在发生相互作用的双白矮星系统如AM CVn星, 辐射引力波信号的频率范围

引用格式: 陈雪飞, 李焱, 韩占文. 双致密星引力波源的形成. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2018, 48: 079803

Chen X F, Li Y, Han Z W. The formation of double compact objects as gravitational wave sources (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2018, 48: 079803, doi: [10.1360/SSPMA2018-00097](https://doi.org/10.1360/SSPMA2018-00097)

为 10^{-4} – 1 Hz, 是未来空间引力波探测器LISA(Laser Interferometer Space Antenna)和天琴(TianQin)等探测的主要对象(见图 1)[14,15]. 此外, DWDs并合还是Ia型超新星(SN Ia)形成的两个主流模型之一[16]. SN Ia被称为宇宙测距的标准烛光, 对现代宇宙学非常重要. 人们通过SN Ia测距发现了宇宙加速膨胀[17,18]. 同时, SN Ia可以产生宇宙中50%的重元素[19], 对星系的化学演化也有重要意义.

WD, NS和恒星级BH是恒星演化的最终产物. 在恒星物理领域, 通常根据恒星最终演化结局来定义大质量恒星和中小质量恒星. 中小质量恒星最终会演化形成WD, 大质量恒星最终会发生超新星爆炸形成NS或BH[20]. 超大质量恒星会发生电子对非稳定性超新星(Pair Instability Supernovae, PISN)而没有任何致密天体残留. 对太阳金属丰度(金属丰度 $Z = 0.02$, 星族I), 大质量恒星质量下限为 $8-12M_{\odot}$, 但在低金属丰度下显著下降[21]. 大质量恒星演化非常快, 很难被观测到. 除了初始质量与化学元素丰度, 自转和星风是主导大质量恒星演化的关键因素, 但因缺乏观测限制, 是恒星演化理论中最不确定的部分. 大质量恒星演化后期超新星爆发同样具有非常多的不确定性, 如在质量下限附近发生的电子俘获超新星(Electron-Capture Supernovae, ECSN)、超新星爆炸形成中子星的质量上限、超大质量恒星

的PISN等(见第2节). 这些不确定性会影响致密星形成时的质量和相对数目.

双致密星的形成则更加复杂. 首先, 双星演化的两个基本问题长期未能解决(见第3节). 这两个基本问题直接决定了双致密星形成的数量和轨道周期, 继而决定它们辐射的引力波强度、频率以及并合时标. 其次, 我们需要考虑超新星爆炸对系统的破坏和反冲速度(kick)等问题. 最近观测发现, 几乎所有大质量恒星都是双星, 并且周期很短[22]. 双星中, 两子星因轨道与自转锁定, 子星自转可以非常快. 高速自转的恒星可能会出现化学类均匀演化[23]. 恒星在化学类均匀演化过程中不会膨胀, 也不会有很强的星风, 最终形成的BH的质量会显著增加. GW150914的前身星可能经历了类似的演化过程[24]. 双星中大质量恒星的质量下限依赖于双星初始参数, 对星族I, 可以高达 $15M_{\odot}$ [25].

伴随着LIGO和LISA等地面和空间引力波项目, 人们在双致密星的形成方面进行了大量的研究工作. 这些研究为LIGO和LISA等引力波探测器设计提供了重要参考, 也是未来研究的基础. 本文将从恒星演化的最终产物开始, 详细介绍天体物理范畴内双致密星的形成图像和形成过程中的不确定因素, 以及目前研究给出的双致密星的物理参数和银河系或本地宇宙的诞生率等. 如无特殊说明, 本文只涉及双星演化形成的双致密星, 不考虑球状星团中的动力学效应.

2 恒星后期演化和致密星的形成

单颗恒星的演化和最终形成的致密星类型由初始质量 M_0 和化学元素丰度决定. 理论研究给出星族I恒星的最小质量 $\approx 0.075M_{\odot}$, 并随金属丰度 Z 降低而增加[26]. 目前观测得到的最小质量恒星是AB Dor C ($M = 0.090 \pm 0.005M_{\odot}$)[27]. 因为最小质量恒星基本没有演化, 与本文所讨论内容无关. 与致密星形成和数目密切相关的是恒星最大质量和形成时的初始质量函数(Initial Mass Function, IMF).

食双星NGC3603-A1(周期 $P = 3.77$ d)是目前观测给出的具有最大动力学质量的恒星, 两子星的质量分别为 $116 \pm 31M_{\odot}$ 和 $89 \pm 16M_{\odot}$ [28]. 考

图 1 (网络版彩图) 天文学上预言的引力波源的辐射频率和相对强度, 以及相应的探测手段(版权所有@Frans Pretorius)

Figure 1 (Color online) Overview of expected gravitational wave sources and corresponding detectors or detecting methods. Copyright@Frans Pretorius.

虑到这两颗子星均是已经轻微演化的主序星(光谱分类为WN6h), 可能经历了相当大的星风物质损失, 人们推测这两颗星的初始质量分别为 $148^{+40}_{-27}M_{\odot}$ 和 $106^{+92}_{-15}M_{\odot}$ [29]. 光度测定和光谱分析表明可能存在200–300 $M_{\odot}$ 的恒星 [30]. 理论上, 由爱丁顿光度极限和脉动不稳定性给出的星族I恒星的最高质量接近1000 $M_{\odot}$ [31,32], 但根据恒星形成条件给出的最高质量远低于该值. 对于第一代恒星(星族III), 质量上限非常不确定. 通过脉动不稳定性研究给出的最大值通常可到~ 1000 $M_{\odot}$ [33]. 但有学者质疑, 由于初始致密核的吸积速率和核反应速率的竞争关系以及原恒星紫外照射等因素, 它们的质量可能低于100 $M_{\odot}$ [34,35].

人们通常用一个指数关系来表达恒星的IMF: $dN/dM \sim M^{-\beta}$ [36]. 最简单的表达式为: $\beta = 1.3$ ($M \in 0.07 - 0.5M_{\odot}$); $\beta = 2.3$ ($M \gtrsim 0.5M_{\odot}$) [37]. 有研究表明, 大质量恒星($M \gtrsim 7M_{\odot}$)的IMF可能更加陡峭 $\beta = 3.8 \pm 0.5$ [38]. 大多数研究表明目前银河系恒星诞生率为~ 2 $M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, 但过去银河系的恒星形成率要高得多 [39–41].

2.1 恒星的演化结局

为了便于描述, 我们先定义两个临界质量, 即碳(C)点燃的最小质量 M_{low} 和单星演化形成NS和BH的最小质量 M_{up} . 这两个质量极限的具体值依赖于金属丰度、对流混合处理方式、恒星在渐进巨星支(AGB)阶段的物质损失, 以及一些微妙的模型处理细节.

单星演化的结局可以被简单地分为3类:

(1) $M_0 < M_{\text{low}}$. 恒星在中心氢(H)和氦(He)燃烧结束后, 最终形成碳氧白矮星(CO WD). 对星族I, CO WD的质量上限不超过1.2 $M_{\odot}$ [42].

(2) $M_{\text{low}} < M_0 < M_{\text{up}}$. C在中心核内(部分简并)燃烧, 最终将部分或所有中心核变成氧氦(ONe)混合物. 当脉动AGB星(TP-AGB)壳层束缚能为正时 [43], AGB星的包层将会被抛射, 最终形成ONe WD. ONe WD可以通过吸积诱导塌缩(Accretion Induced Collapse, AIC)形成低质量NS. 这些NSs几乎没有反冲速度, 因此对DNSs的形成以及低质量X-射线双星的形成非常重要. ONe WDs在

引力波特性和CO WDs没有明显不同.

(3) $M_0 > M_{\text{up}}$. 恒星最终由于超新星爆炸形成NS或BH, 或者直接坍缩成BH, 或者由于PISN没有致密星残留. 不同的超新星爆发机制对残留致密星的性质起关键作用. 常见的是发生在单星演化后期的超新星爆发有ECSN, 核坍缩超新星(Core Collapse Supernovae, CCSN), 脉动电子对非稳定性超新星(Pulsational PISN)和PISN.

ECSN 如果恒星初始质量在临界值 M_{up} 附近, 中心C燃烧结束后, 形成的ONeMg核不久进入电子简并状态. 随着中心核质量的进一步增加, 电子简并度持续增加. 当自由电子的能量高于镁(Mg)甚至氖(Ne)的电子衰变反应阈值时, 其逆反应会发生, 即 $^{24}\text{Mg} + e^- \rightarrow ^{24}\text{Na} + \nu$; $^{24}\text{Ne} + e^- \rightarrow ^{20}\text{F} + \nu$. 大量电子被俘获, 大大降低了电子简并压, 并提高了电子气体平均相对质量, 导致钱德拉塞卡质量极限降低. 最终当地流体静力学平衡被破坏, 触发中心核坍缩. 中心核被压缩升温所引发的爆燃过程迅速将当地物质加热至核统计平衡状态. 之后发生的超新星爆发过程与铁核塌缩时的情况大体相同 [44]. ECSN形成的NS质量在1.25 $M_{\odot}$ 附近, 反冲速度很小或者没有 [45], 更容易保持在球状星团中或刚刚发生恒星形成的区域.

CCSN 如果恒星初始质量高于发生ECSN所需的恒星质量, 恒星中心在一系列核反应结束后形成铁核, 内部电子处于高度简并态. 当铁核质量超过钱德拉塞卡质量极限(~ 1.18 $M_{\odot}$)时, 便会开始坍缩. 因为铁核质量随着硅壳层间歇式对流燃烧过程的发展是跳跃式增加的, 所以在坍缩时一般会超过钱德拉塞卡质量极限. 电子俘获和光致蜕变过程会加速坍缩过程, 内核很快变成动力学非稳定. 此时恒星内部已经没有可利用的核能, 因而坍缩会一直进行下去, 直到所有的原子核都紧贴在一起, 形成一个主要由中子组成的内核. 中子是费米子, 在其简并压和核力的共同作用下, 刚刚形成的中子星核几乎不可压缩. 继续下落的物质撞击到中子星核表面, 发生反弹并形成激波, 最终将中子星核以外的恒星外壳炸开(CCSN), 并形成NS [44]. 如果恒星外壳结合能太大不能被SN完全推开, 有一部分物质会回落. NS会进一步吸积回落的物质最终变成BH. 随

着恒星质量的增加, 恒星外壳的结合能越来越大, 包层完全不能被炸开, 整个恒星最后会安静地坍缩成BH. 模型计算表明, CCSN通常是非球对称的. 因而遗留下来的NS/BH由于反冲作用会有比较大的运动速度. 根据超新星爆发时中心核之外的包层情况, CCSN在光变曲线和光谱上有非常大的差异, 如IIP型、IIIL型、IIIn型、Ib型、Ib/c型等^[20,44].

PISN和PPISN 对于初始质量非常大的恒星, 中心CO核燃烧时的温度非常高($> 10^9$ K). 一部分高能光子在与原子核碰撞的过程中会转变为正负电子对. 正负电子对相遇时将湮灭为光子. 因此光子和正负电子对将保持热平衡态. 如果一个小的扰动导致温度升高, 将会有更多的光子转变为正负电子对. 中心核内占据支配地位的辐射压下降, 其在外包层的重力下被压缩, 温度的进一步上升. 中心核会在这种正反馈的作用下坍缩. 这种核坍缩过程最终将因为中心温度过高而导致爆炸式热核爆炸过程的发生(PISN). 模型计算表明, 在中心核内相继发生的C燃烧和Ne燃烧释放的能量均不足以抵挡坍缩过程. 对于质量小于 $133M_{\odot}$ 的氦核, 爆炸式O燃烧过程释放的热量以及随后发生的爆炸式硅(Si)燃烧所释放的热量可以抵挡核的坍缩过程, 进而将其转变为爆发过程. 模型计算表明, 初始质量在 $130\text{--}250M_{\odot}$ 范围内的恒星, 电子对非稳定性可以有效地触发超新星爆发过程, 并且爆发之后不会产生任何残留天体. 当恒星质量更高时, 爆炸式O燃烧也无法抵挡中心核的坍缩过程, 于是恒星直接坍缩成为一个BH^[20,44]. 很多研究团队^[46-48]的研究结果表明, 电子对非稳定性超新星在一定的条件下会发生. 对非转动恒星, 唯一需要满足的条件是H燃烧结束时He核质量大于 $\sim 60M_{\odot}$ ^[47]. 氦核质量在 $40\text{--}60M_{\odot}$ 时, Heger和Woosley^[47]发现核内部发生的是脉动似的电子对非稳定性. 剧烈的热核脉动可能会导致物质被抛射, 恒星最后以核塌缩超新星结束演化(PPISN)^[48,49], 剩下一颗BH.

2.2 几点讨论

2.2.1 关于ECSN

7– $10M_{\odot}$ 的恒星演化后期对流包层底部由于不

透明度导致的不稳定性有可能将整个包层抛射掉, 从而最终阻止ECSN的发生^[42]. ECSN的动能最多只能到CCSN的20%, 镍和金属产量都非常低($M_{\text{Ni}} < 0.015M_{\odot}$), 可能被认证为低速的亚亮II-P型超新星^[50]. 观测上有一些类似的低速亚亮超新星被发现^[51]. SN 1054的观测特征^[52]与Tominaga等人^[53]预言的ECSN特征相符. 但是, van Veelen (2010)^[54]研究发现, 如果抛射物质量很小, 即使它们的动能很低, 超新星抛射物与之前AGB星星风损失物质之间的相互作用后也可以使ECSN变得非常亮, 由此产生的发射线可以持续几十年, 如SN 1988Z观测特征^[55].

处于过渡区的恒星很难从观测上给出限制. 对于星族I, Poelarends等人^[21]给出ECSN前身星零龄主序的质量为 $9.0\text{--}9.25M_{\odot}$ (在此范围内4%的超新星可能属于这类超新星). Ibeling和Heger^[56]给出核塌缩超新星的质量下限为 $9.5M_{\odot}$. Jones等人^[57]的研究显示 $M_0 = 8.8M_{\odot}$ 就会发生ECSN, 当 $M_0 = 9.5M_{\odot}$ 则会发生Fe核塌缩. Takahashi等人^[58]的研究结果中 $M_0 = 10.4M_{\odot}$ 时发生ECSN, $M_0 = 11M_{\odot}$ 时发生Fe核塌缩.

ECSN强烈依赖于金属丰度. 对星族I, 电子俘获触发的ECSN数目较少. 但在低金属丰度下, 两个因素使ECSN是出现频率最多的一类超新星. 一是AGB星星风随金属丰度降低而减小(见本段后面关于恒星星风的讨论). 因此, 大质量AGB星简并核的质量会显著增加, 从而产生更多的ECSN. 二是第三次挖掘效应. 它可以把简并核内的物质挖掘到AGB星包层, 使氦核质量变小^[44], 而不容易发生ECSN. 第三次挖掘效应与不透明度有关, 随着金属丰度的降低有可能变得非常低效. 根据Poelarends^[59]的研究结果, 发生ECSN的恒星质量范围随金属丰度的降低变得非常宽. 当金属丰度小于 $0.01Z_{\odot}$ 时, ECSN是诞生率最高的一类超新星.

此外, 如Podsiadlowski等人^[45]所指出, ECSN在双星中可能更容易发生. 因为双星物质交换可以使中等质量恒星避免第二次挖掘效应(这次挖掘发生在红巨星分支, 可以减少He核的质量). 但是, 由于前身星缺乏大质量的延展氢包层, 这种情况下发生的ECSN可能是快速的暗瞬变源, 很难被探测到.

2.2.2 关于PISN

为了形成PISN所需要的He核质量, 模型计算表明恒星初始质量需要到 $\sim 100\text{--}140M_{\odot}$ [46,47]. 电子对非稳定性能否有效启动与恒星金属丰度密切相关. 对于星族I, 恒星在主序演化时, 物质损失会非常严重, 氦核质量不可能太大. 但是对于低金属丰度恒星, 物质损失将会大大降低. 因此电子对非稳定性可以在这些恒星内部开启, 并成为一种非常有效的超新星触发机制. 根据目前可用的物质损失速率(被外插到超大质量处), Langer等人 [60]认为PISN在本地宇宙金属丰度低于 $1/3Z_{\odot}$ 时可以发生. 大约1000个超新星中有1个属于PISN. 即使在银河系, PISN爆发也是可能的. 每一次PISN形成的金属是整个一代CCSN所产生的金属元素的总和. 因此, PISN对核合成非常重要.

绝大多数PISN都不会特别亮. 如果前身星质量小于 $\sim 180M_{\odot}$, 几乎没有 ^{56}Ni 形成 [47]. 这意味着许多PISN不会被观测到. SN 2007bi被认为是PISN最好的候选体 [61]. 它的核合成、光变曲线以及谱线演化与PISN模型预言符合得很好. 另一个候选体是SN2006gy [62,63]. Woosley等人 [49]和Smith等人 [64]认为, 像SN2006gy这样的抛射物和周围物质相互作用与PPISN预言相符. Quimby等人 [65]新发现了一类谱线中不含H的超亮超新星, 它们的发射线可以通过超新星抛射物与之前抛射的不含H的壳层物质相互作用激发. 这种结构可以通过脉动电子对非稳定性形成. 超新星iPTF14hls在被发现后的近600 d时间内, 共产生了连续5次大规模能量释放. 它很可能源于一颗质量为 $95\text{--}130M_{\odot}$ 的恒星脉动电子对非稳定性爆发. 这颗超新星随后被证认为富氢的核塌缩超新星, 和Heger和Woosley [47]预言相符. 但脉动不稳定性无法解释SN iPTF14hls持续存在的富氢特征 [66].

2.2.3 NS/BH的反冲速度

从理论上讲, 即使超新星爆发引起的剧烈物质损失过程是球对称的, 相对于双星系统质心, 这种物质损失过程也是各向异性的, 从而导致系统反弹(“Blaauw-Boersma”反弹). 通常情况下, 物质损

失和辐射都是非球对称的. 因此超新星爆炸的残留物(NS或BH)会获得一定的反冲速度. 在双星中, 这个反冲速度有可能破坏系统. 即使不破坏, 反冲也会改变超新星爆炸之后的双星系统轨道(见第3.4节).

脉冲星刚被发现不久, 人们就观测到射电脉冲星具有很高的空间速度 [67]. Shklovskii [68]提出, 脉冲星高的空间速度来自于超新星的非球对称爆炸. Lyne和Lorimer [69]从脉冲星已知的自行($\sim 450 \text{ km s}^{-1}$)推导出它们具有非常高的平均空间速度. 如果不考虑超新星爆炸时的反冲速度很难解释. Hobbs等人 [70]通过分析更大样本(233个)的脉冲星发现, 麦克斯韦分布 $w = (400 \pm 40) \text{ km s}^{-1}$, 一维 $\sigma = 265 \text{ km s}^{-1}$ 可以很好地拟合它们在三维速度空间的分布. 数值模拟也证实了中子星在诞生时具有大的反冲速度, $\sim 500 \text{ km s}^{-1}$ 或更大 [71,72].

中子星双星系统的观测同样表明NS在诞生时具有一定的反冲速度. 比如, $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$ 的反冲速度可以解释脉冲星双星PSR J0045-7319的进动 [73]; 双星PSR B1259-63的光学对应体(Be星SS 2883)的星周盘与轨道平面存在倾角可以通过NS的反冲速度得到解释 [74]; 短时标伽玛暴(DNSs并合形成)的统计研究给出NS在诞生时大约有 $\sim 150 \text{ km s}^{-1}$ 的反冲速度 [75], 等等.

根据长周期($\geq 30 \text{ d}$)、低偏心率($e < 0.2$)大质量X射线双星(High-Mass X-ray Binary, HMXB)的观测结果, Pfahl等人 [76]提出, 铁核塌缩前快速自转的核可以形成反冲速度较低的中子星. 反之亦然. 如果一个恒星在很长时间内都有一个深的对流包层, 核与包层的较差转动会产生一个很强的磁矩, 最终将核的转动变慢(与包层转动在同一量级). 残留致密星就会有一个很大的反冲速度. 有一些观测可以被看作是对该观点的支持, 比如, 脉冲星双星PSR J1811-1736. 这个系统的轨道周期为18.8 d, 第二颗(年轻的)NS获得的反冲速度很小($< 50 \text{ km s}^{-1}$) [77]. 它相对长的轨道周期可能意味着系统经历了一个不是非常有效的公共包层演化阶段(见第3节), 比如, NS的前身星没有一个深的对流包层(如前身星是一颗He星) [78]. 铁核在超新星爆发前保持快速自转. 所以, 最终形成的NS反冲速度很小.

双脉冲星PSR J 0737–3039中第二颗中子星可能来自于ONeMg WD的电子俘获^[79]. 如果是这样, 这个系统相对低的轨道偏心率($e \approx 0.09$)表明AIC形成的NS反冲速度可能非常小. PSR J0737–3039A/B射电轮廓的详细研究^[80]和Fermi探测到来自自转周期为22 ms的再生脉冲星的伽玛射线发射^[81]表明, 这颗脉冲星的自转轴和轨道角动量几乎共面, 进一步支持了该系统中第二颗超新星爆发时非常接近各向同性. 动力学模拟也表明, ONe核电子俘获最终形成的中子星的反冲速度很小. Burrows和Hayes^[82]注意到, O和Si燃烧形成Fe核时, 大尺度对流运动可以使原恒星核的包层形成非均匀结构, 进而导致中微子传播各向异性, 最终导致反冲速度可以到 500 km s^{-1} . 而这样一个剧烈的燃烧过程并不会出现在ONe核中. 因此, ECSN最终形成的NS的反冲速度很小, 甚至没有.

银河系中NS和BH相似的分布表明BH也存在反冲速度^[83]. 从黑洞X射线暂现源XTE J 1118+180, GRO 1655–40和MAXI J 1659–152动力学研究得到BH有中等反冲速度($100\text{--}200 \text{ km s}^{-1}$)^[84–86]. 但是对其他黑洞候选体Cyg X-1, X-Nova Sco V404 Cyg, 似乎不需要反冲速度或者很小的反冲速度^[87–90]. 对银河系黑洞双星分布的星族合成研究支持BH在诞生时有反冲速度, 而且可能是双峰分布^[91]. 由于动量守恒, 相对于中子星反冲, BH的反冲速度要小得多. 如果NS和BH的反冲速度分别为 w_{NS} 和 w_{BH} , Lipunov等人^[92]通过下列方式定标 w_{BH} :

$$w_{\text{BH}}/w_{\text{NS}} = (M_* - M_{\text{BH}})/(M_* - M_{\text{ov}}),$$

其中 M_* 和 M_{BH} 为超新星爆炸前恒星质量和黑洞质量, $M_{\text{ov}} = 2.5M_{\odot}$ 为NS的质量上限. 当BH的质量接近NS的质量上限时, $w_{\text{NS}}/w_{\text{BH}}$ 接近1. 因此小质量BH和NS获得的反冲速度相当.

反冲速度是双星演化形成NS和BH过程中一个非常重要但不清楚的参数. 一个唯象的输入非常重要. 大的反冲速度会显著影响双致密星并合的空间分布. 尤其是BH的反冲速度, 对双黑洞并合时自转和轨道的不共面极为重要. 从观测上对这一参数进一步限制, 以及理论上对CCSN各向异性的理解对致密双星的形成至关重要.

2.2.4 恒星星风

恒星星风决定了恒星在主序结束后形成的氦核的质量, 以及SN爆炸时的质量^[93–96], 因此对最终形成的致密星的性质有重要影响. 在过去十几年里, 谱线驱动星风模型有了比较大的改进. 现代模型认为, 星风对金属丰度有非常强的依赖关系^[97–101]: $\dot{M} \propto Z^{\alpha}$, $\alpha \sim 0.85$. 这种依赖不仅体现在主序演化阶段, 也体现在恒星演化后期如沃尔夫-拉叶(WR)阶段^[99, 102–106]. 星风成团效应会影响物质损失速率. Vink等人^[99]研究发现, 考虑星风的成团效应后, 星风物质损失速率比不考虑成团效应时要小2–3倍. Muijres等人^[107]的研究显示, 星风物质损失速率与团块的大小和密度有关. 光学薄的团块($\sim 30000\text{--}40000 \text{ K}$)气体会倾向于复合, 从而使谱线驱动力增加, 最终导致物质损失速率增加. 但是如果考虑团块之间的空隙和光深效应, 物质损失速率则会减小, 因为光子可以在团块之间穿行而避免与气体发生作用. 对于小团块, 这种效应不是很重要. 但对于大的团块, 会使得物质损失速率净减小. 星风物质损失可以是一个稳定的持续过程, 也可能是爆发式的. 不同的损失方式对大质量恒星演化的重要性还存在争议^[108].

在研究OB型恒星的演化时, 人们通常采用的是Vink等人^[99]的结果. 在12500和25000 K附近由于金属电离, 物质损失速率存在跳变. 一些星风模型^[99, 104, 109, 110]和观测显示^[111], 星风物质损失速率还依赖于恒星电子散射的爱丁顿参数 $\Gamma_e \equiv \frac{\kappa_e L}{4\pi G M c} \approx \frac{2.6 \times 10^{-5} L(L_{\odot})}{M(M_{\odot})}$, 其中 κ_e 为电子散射不透明度, G 为万有引力常数, c 为光速, L 和 M 分别为恒星光度和质量. 如果一颗恒星的光度接近爱丁顿极限($\Gamma_e \lesssim 1$), 恒星星风几乎不再依赖金属丰度. 已经有一些大质量恒星演化的研究考虑了这种效应^[106, 112–114].

至此, 我们对恒星演化的最终结局有了一个全面的了解. 恒星初始质量和金属丰度是决定其最终产物的第一参数, 同时还依赖微观物理(对流混合、核反应等)的处理过程和恒星演化模型. 对于大质量恒星, 转动和磁场几乎和质量与金属丰度同等重要, 又相互耦合在一起. 图2给出了一维恒星演化模型下, 不包括转动和磁场时, 恒星演化后期发生的物理

图 2 (网络版彩图)不同初始质量和金属丰度下, 恒星演化形成的致密星类型^[115]. 绿色粗实线将最终超新星爆炸时是否有富氢包层区分开(右上没有氢包层, 左下有氢包层). 短划线则给出了恒星直接坍缩成黑洞的区间(黑色部分). 这个区间被电子对非稳定超新星(没有任何残留致密星)挖去了一部分(空白区域). 在黑色区域之外的低质量端和高金属丰度区域(粉色区域), 由超新星爆发和物质回落形成黑洞. 在此之外是中子星(浅绿色区域)和白矮星形成的区域

Figure 2 (Color online) Remnants of massive single stars as a function of initial metallicity and initial mass. Credit: ref. [115], reproduced with permission @AAS. The thick green line distinguishes the regimes where the stars keep hydrogen-rich envelope (lower left) from those where the stars lose their hydrogen-rich envelope (upper right). The blue dashed line indicates the boundary of the regime of direct black hole formation (black), which is interrupted by pair-instability supernovae without remnant (white). Outside the direct black hole regime, the pink area is for the regime of black hole formation by fallback and the green area is for that of neutron star formation. The white strip near the low-mass end is for the white dwarf formation.

过程和最终产物对初始质量和金属丰度依赖关系.

3 双星演化

观测表明, 质量在 $1M_{\odot}$ 附近的恒星, 双星比例约为40%–60%; 对A/B和O型星, 双星比例会更高(>70%)^[22, 116, 117]. 双星演化最关键的参数是轨道间距 a 和质量比 $q (= M_1/M_2, M_1$ 和 M_2 为两子星的质量, M_1 为质量较大者, 即主星). 这两个参数决定了两子星是否会发生物质交换, 什么时候发生物质交换, 以及物质交换的结局. 对M型矮星和类太阳恒星, q 的分布类似于一个平的分, 即 $dN/dq \propto q^{\beta}$, $\beta = 0.25 \pm 0.29$ ^[118]. 该分布由恒星形成过程决定,

如果在星团中, 还与星团动力学演化有关. 轨道间距 a 在取对数后, 在 10 – $10^6 R_{\odot}$ 范围内也大致是一个平的分^[119].

目前我们对双星族这些基本性质的理解还相当有限. 从观测上给出的双星比例、质量比以及轨道间距分布也受到很多选择效应的影响^[120]. 对于相距很远, 周期很长的双星, 伴星的存在不会显著影响其子星的演化. 但是对于密近双星, 两子星间可能存在物质交换, 从而使得两颗子星的演化都有别于单星演化, 形成丰富多彩的恒星世界. 在这一节, 我们将介绍双星演化的一些基础知识, 其中涉及双致密星形成的一些关键过程. 本文仅考虑原初双星系统, 即诞生时即为双星.

3.1 洛希模型

对于两子星间物质交换这种极端的潮汐作用, 我们通常用简单但非常实用的洛希模型来描述^[121]. 假设双星的两个子星是质点或者球对称, 引力和双星系统转动产生的等势面如图 3所示. 图中通过内

图 3 (网络版彩图)双星系统绕转形成的洛希等势面. 黑色实心点为两子星的质心, L_1 为内拉格朗日点, L_2 为外拉格朗日点. 经过 L_1 的等势面被称为内临界等势面, 经过 L_2 的等势面被称为外临界等势面

Figure 3 (Color online) Roche equipotential surface in the co-rotating frame for a binary in which both components are assumed to be point masses or spherically symmetric. The symbols of black dots are the mass centers of the components and L_1 and L_2 are the inner and outer Lagrangian points, respectively. The equipotential surfaces through L_1 and L_2 are defined as inner and outer critical equipotential surfaces, respectively.

拉格朗日点 L_1 的等势面被称为临界等势面, 它所包含的体积为洛希临界体积. 当子星体积小于洛希临界体积时, 伴星的引力作用不能将它表面的物质吸积过去. 但如果子星充满了洛希临界体积, 伴星的引力就可以将它表面的物质经由 L_1 吸积过去, 从而发生物质交换. 我们称之为洛希瓣物质交换(Roche Lobe Overflow, RLOF). 根据伴星的尺度, 通过 L_1 流向伴星的物流会直接撞击到伴星表面, 或者先在伴星周围形成吸积盘再缓慢转移到伴星表面. 真实的物质交换过程比这个图像要复杂得多. 目前, 几乎所有不含致密伴星的双星演化过程的研究都是在二维近似下进行. 更加严格、复杂的数值计算还不能给出更加精确的令人信服的结果.

通常, 我们采用下面的近似(误差 $< 1\%$)来计算洛希瓣的临界半径 R_L [122]:

$$R_L/a \simeq \frac{0.49q^{2/3}}{0.6q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})}, \quad (1)$$

或者更为方便的“Paczynski formula”(当 $0 < q < 0.8$ 时, 误差 $< 2\%$) [123]

$$R_L/a \simeq 0.4623 \left(\frac{q}{1+q} \right). \quad (2)$$

3.2 物质交换的稳定性

通常, 我们用质量-半径指数, $\zeta = \partial \ln r / \partial \ln M$, 来描述恒星半径和洛希瓣半径对主星物质损失的响应, 如 $\zeta_L = \partial \ln R_L / \partial \ln M$ 表示洛希瓣半径 R_L 随物质损失的响应(与物质损失和角动量损失方式有关), $\zeta_{th} = (\partial \ln R / \partial \ln M)_{th}$ 表示恒星热平衡时的响应, $\zeta_{ad} = (\partial \ln R / \partial \ln M)_{ad}$ 则是恒星绝热情况下的响应. 如果 $\zeta_{ad} > \zeta_L > \zeta_{th}$, 恒星将保持动力学平衡但不能保持热力学平衡, 恒星以热力学时标损失物质; 如果 $\zeta_{ad} < \zeta_L$ 恒星要维持动力学平衡, 物质损失在动力学时标上进行. 如果 ζ_{ad} 和 ζ_{th} 均大于 ζ_L , 物质损失则由核反应导致的膨胀或者轨道角动量丢失导致的轨道收缩引起 [124–127].

当恒星在主序或者赫氏空隙时一般有一个辐射包层, 物质交换比较容易稳定, 通常发生的是核时标或热时标的物质交换. 此时, 发生动力学物质交换的临界质量比(主星/伴星)在4左右. 但是, 当恒星演化

到巨星支后会有一个深的对流包层. 对流使恒星包层的熵轮廓保持不变. 巨星对流包层的结构可以近似由多方模型来刻画, 如物态方程写作 $P = K\rho^{(1+1/n)}$, 其中 P 为压强, ρ 为密度, K 为常数, $n(=3/2)$ 为多方指数(简并白矮星在质量不接近钱德拉塞卡极限时, 也可以用 $n = 3/2$ 的多方模型来描述). 我们可以得到质量-半径关系 $R \propto M^{-1/3}$ [44, 124]. 在这种关系下, 恒星表面丢失物质会导致恒星膨胀. 因此, 当恒星在巨星支充满洛希瓣, 它将以非常高的物质转移速率向其伴星转移物质 [128]. 另一方面, 如果物质交换是守恒的, 从质量较大的恒星转移物质到较小的伴星, 轨道会收缩. 这使得物质转移速率进一步增加, 直到发生动力学时标的物质损失, 最终形成公共包层(Common Envelope, CE). 如果恒星完全对流或者完全简并(如白矮星), 两颗星的质量比(主星/伴星) $> 2/3$ 时会发生动力学非稳定物质交换.

真实情况下, 恒星并非全对流, 而有一个辐射核. 此时, 通过一个复合的多方模型可以得到一些近似结果. 动力学稳定的物质交换条件不再如此苛刻 [124, 129, 130]. 如果核的相对质量(核质量/恒星质量) $m_c > 0.214$, 恒星在损失物质时会收缩而非膨胀. 如果双星系统的质量比接近1, $m_c > 0.458$, 有对流包层的主星发生的物质交换可以保持动力学稳定(物质交换以热时标进行). 质量和角动量损失也可以使物质交换更容易稳定.

几乎所有恒星演化程序都基于热力学平衡, 无法追踪更短时标上恒星结构的变化, 因此无法得到恒星的 ζ_{ad} 值. 所以长期以来, 在双星演化领域使用的物质交换稳定性判据都由多方模型给出. 但是多方模型的结果和一些观测存在非常明显的矛盾. 比如, 观测上有一些红巨星和中子星组成的双星系统, 质量比远高于目前的动力学稳定性判据给出的临界质量比, 但物质交换却是动力学稳定的 [131, 132]. 因此, 我们需要通过真实的恒星演化模型, 系统地研究不同质量恒星在不同的演化阶段损失物质时的响应, 从而给出更加真实的热时标或动力学时标物质交换的稳定性判据. Ge等人 [126, 127]建立了绝热物质损失模型, 系统地得到了 ζ_{ad} , 并通过与 ζ_L 比较, 给出了双星间动力学物质交换的稳定性判据. 如果发生物质损失的恒星处在巨星支, 发生动力学非稳定物

质交换的临界质量比 q_c 为 $\sim 2-5$, 远大于以前多方模型给出的结果(Ge et al. 2018, in prep). Ivanova与其合作者基于恒星演化研究给出了相似的结果(守恒演化时 $q_c \sim 1.5-2.2$)^[133]. 因为许多重要恒星(SNe Ia、DWDs、X射线双星、热亚矮星等)形成都需要经历巨星支物质交换, 这一研究结果对认识它们的形成非常重要.

如果双星间发生的是稳定物质交换, 质量和角动量损失通常有以下几种模式^[130]:

(1) 守恒演化. 此时, $M_1 M_2 a^{1/2} = \text{常数}$. 当物质从质量较大的子星向另一颗子星转移时, 轨道收缩; 反之, 轨道膨胀.

(2) Jeans 模式. 该模式又被称为快速星风模式(Fast Wind). 所有转移的物质都从系统丢失, 损失的物质带走的角动量均与物质损失星一致. 于是我们有 $aM = \text{常数}$ ($M = M_1 + M_2$). 因此, 在Jeans模式的物质损失下, 随着物质从系统丢失, 轨道间距总是越来越宽.

(3) 各向同性再发射(Isotropic Re-emission). 主星 M_1 丢失的物质先被伴星 M_2 吸积, 然后一部分被吸积的物质从伴星丢失. 当一颗大质量恒星以热时标($< 10^6$ yr)转移物质到致密伴星时通常会出现这种情况. 吸积星的吸积光度可能超过爱丁顿光度极限, 辐射压会将正在下落的物质推离系统, 与超软X射线源SS 433类似. 氦星转移物质到NS或BH也可能是这种情况^[134, 135]. 极端情况下, 所有被吸积的物质都会被抛射掉, 最终系统的轨道间距可以写成: $\frac{a_i}{a_f} = \frac{M_i}{M_f} (\frac{M_{li}}{M_{lf}})^2 \exp(-2 \frac{M_{li} - M_{lf}}{M_2})$ (下标i, f分别表示初始和最终值, 1为物质损失星, 2为吸积星)^[136]. 如果 $M_2/M_1 \ll 1$, 轨道间距将会变得非常小, 两子星的形变会使得洛希模型假设失效. 同时, 双星系统可能会发生潮汐轨道不稳定性(Darwin不稳定性). 致密伴星会被旋入到主星中心而发生CE. 如果 $M_2/M_1 > 1$, “isotropic re-emission”物质交换可以是稳定的.

3.3 公共包层演化

当物质交换是动力学非稳定时, 双星将进入公共包层演化(CE evolution, CEE)阶段. 这一图像最早

由Paczynski 1976年在解释激变变星(WD从一颗小质量主序星吸积物质)的形成时提出^[137]. 当主星物质损失速率太高以至于伴星无法接受这些转移过来的物质时, 主星的物质会在两子星周围形成CE, 将主星的核和伴星包裹在其内^[138-142]. 当红巨星的自转和公转不能保持同步时也可能会发生CEE. 此时, 由于潮汐拖拽效应, 主星的核和伴星组成的双星系统的轨道周期将不断减小, 为了保持同步, 红巨星的自转周期也会减小, 自转加快. 如果轨道角动量 J_{orb} 和红巨星的角动量 J_{RG} 满足 $J_{\text{orb}} < 3J_{\text{RG}}$, 公转和自转将永远不可能同步. 最终伴星(小质量星、白矮星或NS)被旋入到红巨星包层内^[143, 144].

CEE持续的时标为 ~ 1000 yr^[145]. 因此处在CEE阶段的双星很难被观测到. 我们只能通过一些含有致密星的双星系统间接证实这个过程存在. 激变变星、行星状星云的双核、低质量X射线双星、X射线暂现源(NS或BH从小质量主序星吸积物质)等, 都在它们的演化过程中经历了剧烈的轨道收缩过程: 这些双星系统轨道间距的典型值为 $\sim R_\odot$, 但致密星形成所需要的前身星的轨道间距范围为 $\sim 100-1000 R_\odot$. 这是人们相信CEE存在的最主要的原因. 还有其他一些间接证据, 如V471 Tau. 它是一颗激变变星原型星(Prototypical Pre-CV), 由一颗白矮星和一颗K型矮星组成. X射线和远紫外观测表明, K矮星表面有反常C/N污染^[146, 147]. 反常C/N是中心H燃烧的产物, 只有当K矮星旋入到WD很深的内部才可能被污染. 最近发现的亮红新星(Luminous Red Transients, 峰值光度介于最亮的新星和Ia型超新星之间^[148])被认为与CEE有关^[149, 150].

CEE是双星演化中最重要、至今还未解决的两个基本问题之一(另一个是物质交换的动力学稳定性), 也是双致密星形成的一个最重要的过程. 在描述双星CEE的最终产物时, 人们一般通过唯象的描述来刻画CEE, 如基于能量守恒的标准 α -机制或基于角动量守恒的 γ -机制. 三维动力学模拟目前只能成功模拟几颗零星的双星系统, 还无法对公共包层演化给出更加合理的认识^[151-160]. 关于CEE的研究现状和面临的问题参见Ivanova等人^[145]的综述论文. 在此, 我们只对双星星族合成研究致密星的形成时常用的 α -机制和 γ -机制做一个介绍.

α -机制

基于恒星包层的束缚能和轨道能量平衡原理, van den Heuvel^[161], Tutukov和Yungelson^[162], Webbink^[163]分别独立提出了描述CEE的 α -机制: 主星的核和伴星组成的内双星系统在CE内绕转, 与CE摩擦, 将轨道能转化为内能储存在CE内, 双星间距越来越小. 一部分轨道能可以用来抛射CE. 我们用 ΔE_B 来表示包层的结合能, ΔE_{orb} 表示内双星系统释放的轨道能量, α_{CE} 表示轨道能量的减少有多大比例用来抛射CE, 即CE抛射效率. 当 $\alpha_{\text{CE}} \Delta E_{\text{orb}} \geq \Delta E_B$ 时, CE将会被抛射掉. 反之, 两颗星最终会合并成一颗单星. 进一步的, 用 M_1 , M_c 表示主星和主星核的质量, R_1 为主星半径, M_2 为伴星质量, a_i 为CEE前的轨道间距, 我们通过下面的方程来计算CEE后的轨道间距 a_f (忽略两子星在CEE中的变化)

$$\frac{GM_1(M_1 - M_c)}{\lambda R_1} = \alpha_{\text{CE}} \left(\frac{GM_2 M_c}{2a_f} - \frac{GM_1 M_2}{2a_i} \right), \quad (3)$$

其中 λ 是一个结构参数, 由主星结构决定. 双星在经过CEE后, 轨道间距会大幅度缩小. 由式(3), 我们有

$$\frac{a_f}{a_i} = \frac{M_c}{M_1} \left(1 + \frac{2a_i}{\lambda \alpha_{\text{CE}} R_1} \frac{M_1 - M_c}{M_2} \right)^{-1} \lesssim \frac{M_c}{M_1} \frac{M_2}{M_1 - M_c}. \quad (4)$$

如果 $M_2 \sim M_\odot$, 经过CEE以后, 轨道间距可以缩小40倍甚至更多.

如果最终的轨道间距 a_f 太小, 使得主星的核也充满洛希瓣, 我们认为这个双星系统最终并合成了一颗单星. 否则, 主星的核与伴星最终变成一颗分离双星系统, 轨道间距为 a_f . 尽管通过 α -机制得到一个分离双星系统, 一些被抛射的包层物质可能达不到逃逸速度而依然被系统所束缚, 最终可能形成一个环绕双星盘. 由双星和盘的相互作用引起的角动量损失可能会导致双星系统的间距进一步减小而最终并合^[164]. 这种情况可能会影响密近双白矮星、热亚矮星、激变变星, 以及Ia型超新星的诞生率.

参数 λ 和 α_{CE} 的赋值在物理上有非常大的不确定性. 对于 λ 不确定性来自两方面, 即(1) 包层与核边界的定义, (2) 是否应该考虑内能对束缚能的贡献. 有研究者建议, 在计算包层束缚能 λ 时应该考虑焓而不是内能^[165]. Ivanova^[166]认为核与包层的边界在靠近质量损失星氢燃烧壳层内的声速最大点.

基于详细的恒星演化模型(不同质量、不同演化阶段)计算, 有学者给出了 λ 和包层束缚能的拟合公式, 如文献^[167], 为双星演化应用提供了便利.

关于参数 α_{CE} , 主要争议点在于, 除了轨道能, 是否还有其他能量(如复合能、核能以及由于吸积释放的引力能等^[43])可以对CE抛射有贡献. 因此, 方程(3)中假设 $\alpha_{\text{CE}} < 1$ 不能反映CEE的复杂性. 有观测证据间接显示^[168,169], α_{CE} 可能与伴星的结构相关, 但没有明确定论. 对于CEE, 所面对的现状是, 我们仅仅只能通过模拟特殊双星系统或者通过扣除观测选择效应的特殊恒星样本来估计 $\lambda \alpha_{\text{CE}}$ 的取值, 如文献^[170–174].

如果双星的两颗子星都已经演化, 可能会发生特殊的CEE, 比如, CE由两颗恒星的包层共同形成, 两子星的核在这个CE内绕转(Double Spiral-ins). 此时, 两者的包层束缚能可能均需要考虑^[175].

γ -机制

α -机制在解释一些已知参数的密近双白矮星时碰到了困难. 这样的系统一般认为经历了两次CEE. 为了重构这些双白矮星系统, 在第一次CEE中, $\lambda \alpha_{\text{CE}}$ 需要取负值. 因此, Nelemans等人^[176]提出, 在第一次物质交换过程中, 物质从红巨星转移到主序星, 两者质量相当($q \gtrsim 0.5$), 可以通过基于角动量守恒的 γ -机制来描述: $\delta J/J = \gamma \Delta M/M_{\text{tot}}$, 其中 ΔM 为主星丢失的物质, M_{tot} 为CEE前双星系统的总质量, δJ 为系统损失的角动量, J 为系统的总角动量, γ 为数值参数. 当第一次物质交换时 $\gamma = 1.75$, 第二次物质交换时 $\lambda \alpha_{\text{CE}} = 2$, 考虑选择效应后, 可以很好地重现已知质量的双白矮星系统^[177,178].

同一个物理过程用两种截然不同的方式来描述本身是不自洽的. 目前, 还没有一个物理机制被提出来解释 γ -机制. γ -机制的提出是基于有深的对流包层的恒星(如巨星)总是发生非稳定物质交换. 但最新研究表明有相当一部分发生在巨星支的物质交换是动力学稳定的^[127,133](参见第3.2节). Gosnell等人^[179,180]通过Hubble空间望远镜发现疏散星团NGC 188中, 蓝离散星具有年轻的氦白矮星, 轨道周期从120–3010 d. 这一发现支持发生在一些长周期双星间的物质交换是稳定的这一观点. 事实上, $\gamma = 1$ 相当于角动量以Jeans模式损失. 这种情况下,

双星的轨道间距总是增加(参见第3.2节). 因此, 非守恒稳定RLOF可能是 γ -机制背后隐含的真实物理过程.

3.4 NS/BH反冲速度对双星系统的影响

考虑一个超新星爆炸前的双星系统. 两子星的质量分别为 M_1 和 M_2 , 处于一个轨道间距为 a_i 的圆轨道中(偏心率 $e = 0$), 初始速度为 $\mathbf{v}_i = (0, v_i, 0)$. M_1 发生超新星爆炸后残留致密星的质量为 M_c , 反冲速度为 $\mathbf{w} = (w_x, w_y, w_z)$. 致密星 M_c 和 M_2 形成的新的轨道主半轴为 a_f , 偏心率为 e , 与原来轨道平面的夹角为 θ . 最终速度 $\mathbf{v}_f = \mathbf{v}_i + \mathbf{w}$. 定义 $\chi \equiv (M_1 + M_2)/(M_c + M_2)$, 根据能量和角动量守恒我们有^[181]:

$$\frac{a_f}{a_i} = \left[2 - \chi \left(\frac{w_x^2 + w_z^2 + (v_i + w_y)^2}{v_i^2} \right) \right]^{-1}, \quad (5)$$

$$1 - e^2 = \chi \frac{a_i}{a_f} \left(\frac{w_z^2 + (v_i + w_y)^2}{v_i^2} \right), \quad (6)$$

和

$$\cos\theta = \frac{v_i + w_y}{\sqrt{w_z^2 + (v_i + w_y)^2}}. \quad (7)$$

如果 $e \geq 1$, 即 $v_f \geq v_i \sqrt{2/\chi}$, 双星系统将会被破坏. 我们先考虑一种极端情况: $\Delta M = M_1 - M_c = 0$, $\chi = 1$, $w > 0$ (BH形成时可能属于这种情况). 此时, 不管 $\mathbf{w}$ 的方向, 当 $w < (\sqrt{2} - 1)v_i$ 时双星系统总是不会被破坏, 而当 $w > (\sqrt{2} + 1)v_i$ 时, 系统总是被破坏. 假设 $\mathbf{w}$ 在各个方向的概率相等, 并且 $w = v_i$ 时, 系统被破坏或保留的概率也相等. 如果 $v_f < v_i$, 则 $a_f < a_i$; 如果 $v_i < v_f < \sqrt{2}v_i$, 系统不会被破坏, 但 $a_f > a_i$. 对于小的或中等反冲速度 $w \gtrsim v_i$, 轨道间距变长或变短的概率大致相同.

通常情况下, 系统总是会丢失一定的质量. 此时, 如果没有反冲速度, $\Delta M < (M_1 + M_2)/2$ 时系统不会被破坏, $\Delta M > (M_1 + M_2)/2$ 时系统就会被破坏. 显然反冲速度的方向如果合适, 可以使得原来要被破坏的双星系统保留下来, 也可以使得原来不会被破坏的双星系统被破坏.

4 DNSs的形成

在第一颗DNSs PSR B1913+16被发现不久, 人们就意识到它可能由HMXB演化形成, 但一些细节并不清楚^[182,183]. 直到1982年左右, 天文学家基本达到共识: 现在自转非常快的脉冲星先形成, 并在随后的演化中通过吸积带有角动量的物质导致转动加快; 另一颗中子星则是正常的具有强磁场的脉冲星^[184]. 在该论文刚刚发表后, Backer等人^[185]宣布发现了第一颗毫秒脉冲星PSR 1937+21. 它的脉冲周期比当时已知的最短脉冲周期还短20倍. 在1982–1983年间, 很多科学家独立地提出了双星再生形成PSR1937+21的观点, 认为它是一颗小质量X射线双星的后裔, 并被随后大量的观测证明(参见文献^[186]对这段历史的回顾).

图4展示了一个大质量双星系统先演化形成HMXB, 再形成DNSs的例子^[187]. 该双星系统最初由两颗OB型主序星组成. 主星(质量较大者)在中心氢燃烧结束后(或将要结束时)膨胀, 充满洛希临界体积, 发生物质交换. 当它失去几乎所有的氢包层后(通过稳定RLOF或CEE), 演化成一颗He星. 如果He星质量大于 $7-8M_\odot$, 在观测上可能是一颗WR星, 有很强的星风^[188-190]. He星继续演化至超新星爆炸, 留下一个NS(或BH). 伴星在这次物质交换过程中由于吸积物质, 其外层物质可能被加速到开普勒速度而被观测为Be星^[191,192]. 观测上, 有一些处于这个演化阶段的候选体, 如AS 386. Khokhlov等人^[193]在AS 386中第一次探测到Be现象, 但没有任何伴星信号. 根据轨道参数得到伴星质量下限($\geq 7M_\odot$), 表明伴星很有可能是一个BH.

在这次超新星爆炸中, 双星系统非常可能被破坏. 双星星族合成研究(参见第7节)表明, 如果这次发生的是CCSN, 只有4%–10%的初始双星系统可以幸存下来^[194-196]. 银河系中一些OB型逃逸星几乎可以肯定是双星系统被瓦解后的产物. 如果双星系统不被破坏, 我们可以得到一个NS+Be双星系统, 其轨道参数可以通过方程(5)–(7)得到. 如果NS通过星风从NS吸积物质, 将会有X-ray辐射. NS自转、表面磁场和物质吸积决定了Be/X-ray双星阶段的观测特征^[187].

图4 (网络版彩图) 双星演化先形成大质量X射线双星, 然后形成双中子星的一个例子(图来自文献[187]). 图中, RLO与本文中RLOF同义, case BB RLO表示恒星在主序燃烧结束, 氢燃烧前充满洛希瓣, 在富氢包层被剥离(图中通过CEE)后形成氦星, 氦星演化继续充满洛希瓣发生物质交换

Figure 4 (Color online) An example of a binary evolving to a high mass X-ray binary (HMXB) firstly, then to a DNS system and to merge finally. Credit: ref. [187], reproduced with permission @AAS. RLO is an abbreviation for RLOF. Case BB RLO describes: the donor fills its Roche lobe after the end of main sequence but before central helium-burning phase, the hydrogen-rich matter of the donor has been stripped, remaining a helium star, which further evolves, fills its Roche lobe and starts mass transfer once again.

如第2节所述, ECSN将会大大增加双星系统被保留下来的概率. 因此, 相当一部分Be/X-ray双星可能形成于ECSN. Be/X-ray双星观测上表现为两类[76]. 一类轨道偏心率很大($e = 0.3 - 0.9$), 周期较长($P_{\text{orb}} \geq 30$ d); 另一类 $e < 0.2$, $P_{\text{orb}} \leq 30$ d, 预示着这类双星系统中两种不同的致密星形成过程.

伴星在中心氢燃烧结束后会迅速膨胀充满洛希瓣, 再次发生物质交换. 由于此时两者质量相差甚大, 动力学非稳定物质交换几乎不可避免. 于是, 双星系统进入CEE阶段. 如果CE被抛射, 最终将形成由NS与He星(WR星)组成的双星系统, 轨道间距由方程(3)给出. NS和He星外围有一个正在膨胀的包

层. Cyg X-3是处于该演化阶段的候选体. Cyg X-3是银河系中一颗非常特殊的, 伴星为NS或BH的WR星, 星风速度高达 $\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$. 因此, 这些星风物质不可能在周围形成吸积盘[133, 197, 198]. 理论推测银河系中有100颗左右NS/BH与质量为 $1-7 M_{\odot}$ He星组成的双星系统没有被发现[198].

如果CE不能被抛射, NS和CE内的He核将会并合形成Thorne-Zytkow天体(TZO)[199, 200]. 小麦哲伦云(SMC)中的HV2112被认为可能是一个大质量的TZO天体[201]. 有学者建议, 并合的产物有可能首先会变成一颗红超巨星, 但由于巨大的星风会迅速损失其外包层而变成一颗WR星. 特殊的WR星, 如WN8, 被认为是这种演化阶段的观测对应体. 这类WR星具有非常大的空间速度, 绝大多数是单星[202].

在这次CEE过程中, 一般假设NS质量不会发生改变. 但有学者认为[203, 204], 如果NS在CE中吸积物质释放的引力能直接通过中微子损失掉, NS的吸积率可能会超过爱丁顿极限. 在这种情况下, NS吸积速率可以高达 $0.1 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, 因而有可能在CE内塌缩成BH. 但是, 吸积物质所携带的角动量会阻碍超临界吸积现象的发生, NS的磁场会使情况变得更加复杂. 因此, 尽管超爱丁顿吸积在一些星族合成中被用来解释为什么DNSs数目少而NS+BH数目多[195, 205], 在本文随后的讨论中, 不考虑这种情况.

在CEE结束后, 双星轨道间距大幅缩小. He星在随后的演化中可能再次充满洛希瓣, 发生稳定的物质交换(图4中所示的case BB RLO), 最终发生超新星爆炸, 形成另一颗NS. 如果双星系统被破坏, 最终将形成两颗孤立的高速NSs, 如观测上高速的射电脉冲星. 如果双星系统没有被破坏, 我们将得到DNSs系统, 第一次超新星爆炸形成的NS有可能被加速到毫秒脉冲星.

van den Heuvel[206]发现, 银河系盘上已知的7颗DNSs中有5个系统和1颗WD+NS系统的轨道偏心率 $e < 0.27$. 观测测量或估算得到的这些DNSs中绝大多数第二次形成的NS和WD+NS中NS的质量接近 $1.25 M_{\odot}$. 最近的观测进一步证实了这个结果[80, 207-209]. 这表明DNSs中的第二颗NS更可能形成于ECSN, WD+NS中的NS形成于ECSN或AIC. 到

目前为止, 总共发现的DNSs只有15个, 其中两个在球状星团中, 另外13个处于银河系盘上 [187]. 中国天眼FAST望远镜将投入使用, 平方千米阵SKA也将在2025年运行, 可以期待越来越多的DNSs被发现.

观测上有一类NS双星, 具有小质量伴星($1-2M_{\odot}$). 它们的形成和上面的图像基本类似, 只是伴星质量比较小, 第二次物质交换是动力学稳定的 [210-213]. 还有一种可能是, 没有第一次超新星爆发, 主星演化结束后形成ONe白矮星. ONe白矮星在第二次物质交换中吸积物质坍缩成NS(参见第2.1节). 最近, Wang等人 [214]在研究CO WD吸积时发现, 在一定的条件下, CO WD 也可以通过吸积He坍缩形成NS. 后两种情况形成NS的质量与ECSN形成的NS质量类似($\sim 1.25M_{\odot}$).

5 DBHs的形成

由孤立的双星演化形成恒星级DBHs的模型主要有两种: (1) 经典模型; (2) 化学类均匀演化模型. DBHs也可以在球状星团中通过动力学俘获形成 [215]. 在此我们不考虑这种情况.

经典模型中, 恒星级DBHs和DNSs的形成基本类似, 主要的不同来自于两颗子星的初始质量不同. 在每次双星相互作用之后, 有物质损失的星都变成He星, 它们或者由于超新星爆炸的物质回落形成BH, 或直接坍缩成BH(参见第2.1节). 图5给出了经典模型中, 大质量双星演化形成黑洞的一个例子.

形成NS和BH的初始质量边界对最终形成NS和BH的相对数目至关重要. 一个简单的物理分析可以知道, 如果主序星的质量 $\geq 30M_{\odot}$, 其包层的束缚能将显著大于 10^{51} ergs, 超新星爆发的能量不足以将包层推开 [216]. 但遗憾的是, 超新星爆炸领域的研究并没有给出一个一致的结果. van den Heuvel和Habets [217]认为这个临界质量为 $\sim 40M_{\odot}$, Woosley等人 [218]认为在 $\sim 60M_{\odot}$. Portegies 等人 [219], Ergma和van den Heuvel [220], Brown等人 [221]给出的结果则在 $\sim 20M_{\odot}$. Kochanek [222]建议, 观测上缺少大质量巨星($16.5M_{\odot} < M < 25M_{\odot}$, II P型超新星的前身星)可能意味着形成BH的前身星的质量可以低到 $16M_{\odot}$.

图 5 (网络版彩图)经典模型下, 一颗大质量双星演化形成恒星级双黑洞的例子^[229]. ChE_B为中心氢燃烧星(其他同本文). 左边顺着箭头方向分别为演化标, 相应的演化阶段和主星质量, 右边数据分别为伴星质量, 半长轴和轨道偏心率

Figure 5 (Color online) An example for the formation of a DBH system from the classical model (credit: ref. [229], reproduced with permission @Springer Nature). ChEB is an abbreviation for core-helium-burning star. The line with arrow on the left side of the plot shows the evolutionary direction, along which the binary age, evolutionary stage of the primary and the mass at that stage are indicated. The right columns give the mass of the secondary, separation and eccentricity of the orbit, respectively.

如果不考虑磁场, 形成BH的质量上限依赖于恒星在不同演化阶段的星风物质损失. 在给定的恒星星风组合和其对金属丰度的依赖下, 我们可以得到恒星最终产物随初始质量的关系^[115]. 当 $Z \sim Z_{\odot}$ 时, 形成BH的前身星的质量被限制在 $\sim 20\text{--}65 M_{\odot}$. 更大初始质量的恒星由于异常强烈的星风主序结束后留下的氦核质量非常小, 最终可能会形成NSs. 年轻星团Westerlund 1中发现的一颗强磁星(Magnetar)候选体可能形成于这种图像^[223]. 但如前所述, 在恒星演化领域, 大质量恒星星风是一个非常不确定的量. 同时, 自转和磁场对BH前身星的质量上限的影响也不可低估.

BH形成时的质量 M_{BH} 是另一关键量. DBHs形成之初的轨道间距和辐射的引力波信号强度均与此有关. 一些研究认为^[224], 即使超新星爆炸时存在物质回落, M_{BH} 的典型值也不会比NS的质量上限($\sim 1.6\text{--}2.5M_{\odot}$, 依赖于NS的物态方程)大很多. 现代对BH双星的观测给出了一个比较宽的BH质量范围 $4\text{--}17M_{\odot}$ ^[225]. 数值模拟显示, M_{BH} 可以持续增加到 $10\text{--}15M_{\odot}$ ^[226]. 由于恒星星风对金属丰度的依赖, 大质量单星演化和HMXB演化研究预言^[227,228], BH形成时的质量依赖于前身星的金属丰度. 为了解释观测到的第一个引力波源GW150914($36 + 29M_{\odot}$), 在经典模型下, 我们通常需要初始双星的金属丰度小于 $0.1Z_{\odot}$ 倍^[229]. 观测证据显示, 河外HMXBs源M33 X-7, NGC300 X-1, IC10 X-1中, BH的动力学质量($16\text{--}30M_{\odot}$)要比银河系环境下大一些^[230]. 如果这不是由于选择效应引起的(亮的X射线源总是先被观测到), 可能意味着BH的质量确实依赖于前身星的金属丰度.

和NS类似, BH形成时的反冲速度也是一个重要参数. 但是因为BH的质量比NS大, 它得到的反冲速度要小得多^[92]. 反冲速度使得最终形成的DBHs的轨道有一个较高的偏心率. 一些DBHs可能维持这个偏心率直到最终并合. 更为重要的是, 反冲会改变轨道角动量的方向, 使得轨道角动量和自转角动量不共面. 黑洞自旋与轨道不共面将会对并合时的行为(引力波信号)产生重要影响^[231].

由于我们对核塌缩过程认识有限, 无论是形成BH的前身星的质量, 还是BH本身的质量 M_{BH} , 以及BH形成时获得的反冲速度, 在研究中都是通过参数来描述.

经典模型没有考虑恒星自转对其结构和演化的影响. 自转会导致恒星内部结构的一些不稳定性, 使得恒星内部的元素混合增强^[232,233]. 极端情况下, 恒星会发生完全混合: 恒星内部氢燃烧产生的氦不断向外转移, 恒星表面的氢也会不断向内转移. 整个恒星在演化过程中元素丰度的分布类似均匀. 这种演化被称为化学类均匀演化. 恒星在化学类均匀演化过程中不会膨胀^[23,234,235]. 大质量单星在诞生时可能具有较高的自转速度, 但随着星风物质损失, 自转会逐渐变慢. 所以化学类均匀演化只能在低金

属丰度下, 物质和角动量损失不是很有效的时候才会发生^[23,235–238]. Yoon等人^[23]研究发现, 能发生化学类均匀演化的恒星金属丰度 $Z \leq 0.004$. 双星的潮汐锁定(子星的自转和公转同步)使得大质量恒星可以维持非常高的自转速度, 从而发生化学类均匀演化^[239–241]. 图6给出了这种方式形成双黑洞的例子^[24]. 两颗子星在氢燃烧阶段均发生化学类均匀演化. 在氢燃耗结束时同时演化成为He星. 然后各自演化, 发生超新星爆炸, 或直接坍缩, 形成BH. 相对于经典模型, 化学类均匀演化形成的恒星级DBHs质量更大(典型的DBHs总质量为 $50\text{--}110M_{\odot}$), 质量比接近1 (> 0.75), 并合时标比较长(从形成到并合需要 $3\text{--}11\text{ Gyr}$). 因此并合过程不太可能发生在宇宙早期, 或高红移处^[240].

化学类均匀演化发生的条件是该通道形成DBHs的关键. 我们可以通过恒星自转速度 v 和开普

图6 (网络版彩图)大质量双星发生化学类均匀演化形成恒星级双黑洞的一个例子^[24]. ZAMS, TAMS和GRB分别表示零龄主序, 主序结束和伽玛暴(其他同本文). 两边红色的数字为两子星的质量, 中间黑色的数字为双星的轨道周期

Figure 6 (Color online) An example of chemically homogeneous evolution for massive binaries, leading to the formation of a DBH system which has high chirp mass (credit: ref. [24], reproduced with permission @ESO). ZAMS, TAMS and GRB are abbreviations for zero-age main sequence, termination-age of main sequence and gamma ray burst. The red numbers on both sides are masses of the components and the black numbers along the arrows in the middle of the plot are orbital periods.

勒速度 v_k 的比值 $\omega = v/v_k$ 来判断化学类均匀演化是否会发生. Mandel和de Mink^[240]在通过双星星族合成(见第7节)研究DBHs形成时, 根据Yoon等人^[23] $Z = 0.004$ 的网格计算结果, 拟合得到 ω 的临界值为 $\omega_c = 0.2$ (恒星质量 $M \geq 50M_\odot$), $\omega_c = 0.2 + 2.7 \times 10^{-4}(M - 50)^2$ ($M < 50M_\odot$). 在双星环境下, 由于恒星变形更加厉害, 并且有轨道角动量可以转化为恒星自转角动量, 这个临界值可能会小一些.

如果我们在图 6 的基础上改变一颗子星的质量, 并给定合适的轨道参数, 使得初始双星中只有一颗子星发生化学类均匀演化形成BH. 另一颗子星正常演化, 随着演化膨胀充满洛希瓣转移物质到BH. 此时, 整个系统表现为极亮X射线源. 正常演化的子星最终发生超新星爆炸形成NS. 研究表明, 这种方式形成BH-NS双星系统有3.4%的可能在Hubble时标内并合^[242].

6 DWDs和相关天体

常见的短周期白矮星系统有双简并星(Double Degenerates, DDs), 激变变星(Cataclysmic Variables, CVs), AM CVn型双星, 极端致密X射线双星(Ultracompact X-ray Binaries, UCXBs), He星+WD系统等. 从子星类型来看, DDs的两颗子星均为WDs; CVs是包含白矮星的半接双星系统, 伴星通常是一颗矮星或亚巨星; AM CVn型双星是DD的一个子类, 一颗子星是白矮星, 另一颗为白矮星或小质量部分简并He星并充满洛希瓣; UCXBs的一颗子星为中子星, 另一颗为白矮星或小质量部分简并He星并充满洛希瓣. 小质量He星通常被称为亚矮星(Subdwarfs, sd).

如果双星系统的轨道周期在20–20000 s, 它们产生的引力波信号在空间引力波探测器的频率范围内^[14,15]. 原则上, 所有AM CVn型双星、UCXBs, 相当一部分CVs 和一些DDs, sd+WD 系统产生的引力波信号都有可能被未来空间探测器探测到. 最近Kilic, Brown 等人^[243,244]发现了一个周期为12.75 min的半接食双星系统SDSS J065133.338+284423.37 (J0651), 其周期变化率为 $(-9.8 \pm 2.8 \times 10^{-12})$ s/s, 在 3σ 以内和广义相对论

预言相符 $((-8.2 \pm 1.7) \times 10^{-12}$ s/s)^[245]. 这个源在 ~ 2.6 mHz处的引力波辐射强度为 1.2×10^{-22} Hz $^{-1/2}$, 比PSR B1913+16的强度高10000倍, 很可能被未来的LISA探测到.

GAIA卫星预计可以探测到200颗左右掩食DDs^[246]. Brown等人^[247–254]2009年开始采用美国SAO 6.5 m MMT望远镜开展的极小质量白矮星巡天项目(Extremely Low-Mass, ELM Survey, $\leq 0.25M_\odot$)迄今为止, 共发现了76个含ELM WD的DDs. 这些DDs的轨道周期非常短, 大部分ELM DDs会由于辐射引力波在Hubble时标内并合, 产生强烈的引力波前景噪音. 掩食ELM DD SDSS J075141.18–014120.9 (J0751)中, 两子星的质量为 $0.168M_\odot$ 和 $0.97^{+0.06}_{-0.01}M_\odot$, 周期 $P_{\text{orb}} = 0.08$ d, 将在270 Myr内并合. 另一颗掩食ELM DD, J174140.49+652638.7 (J1741)中, 一颗子星的质量为 $0.19 \pm 0.02M_\odot$, 另一颗星 $> 1.11M_\odot$, 周期 $P_{\text{orb}} = 0.06$ d, 将160 Myr内并合^[255]. 根据两颗星的质量, 我们几乎可以肯定, J 1741最后的物质交换是稳定的, J 0751发生稳定RLOF的可能性也极大. 因此, 这两颗星是第一次发现的AM CVn型双星的前身星系统, 而且可能是一颗氢新星.

6.1 DDs的形成

CEE对DDs及相关天体的形成至关重要. CE的形成(动力学非稳定物质交换)和演化方面的不确定性(见第3节)会使我们得到的DDs以及其形成过程中出现的特殊双星系统的数目存在一个很宽的范围, 但并不影响DDs形成的物理图像. 如果有多种演化渠道, 双星演化理论上的改进会影响不同渠道所占的比重.

根据主星和伴星的演化过程, DDs原则上可以通过以下渠道形成^[256]: (1) 稳定RLOF+CE; (2) CE+CE; (3) 稳定RLOF/CE+稳定RLOF; (4) double spiral-ins (物质交换发生时, 两子星均在红巨星或AGB星, 并且物质交换动力学非稳定的); (5) 星风(或裸核)+CE(主星演化过程中由于剧烈的星风直接将外壳丢失, 核直接演化一颗WD). 以上通道所涉及的CEE, 均要求CE最终被抛射. 图 7给出了通道

图 7 (网络版彩图) 白矮星双星和相关天体形成的示意图

Figure 7 (Color online) A flowchart for the formation of close white dwarf binaries and their descendants.

(1)和(2)形成DDs和相关天体的示意图. 其他通道在相应的阶段稍加改动即可.

除了第(3)种通道, 上述几种渠道在DDs诞生前的一次双星相互作用都是CEE, 轨道经过了一个剧烈的收缩过程, 因此形成的DDs轨道周期都非常短. 第(3)种通道是形成ELM DDs的主要通道(Li et al. in prep). 由于WD质量-周期关系^[257,258], 该方式形成ELM DDs的轨道周期也非常短. 引力波辐射会使一些DDs在Hubble时标内重新相接, 从而发生稳定RLOF(AM CVn型双星)或剧烈并合. 根据Webbink^[163]的建议, 以及后来一些观测显示和最近的数值模拟表明, 如果总质量大于钱德拉塞卡质量极限, CO WD+CO WD并合有可能形成SNe Ia (参考Wang和Han^[16]关于Ia型超新星前身星的综述论文); He WD+He WD的并合, 如果中心氦被点燃, 有可能形成O型热亚矮星; CO WD+He WD并合最终形成R CrB星^[259–261].

Maoz等人^[262]根据SDSS和ESO-VLT超新星巡天SPY(Supernova-Ia Progenitor SurveY)的结果对DWDs的轨道周期分布和并合率给出了最新的限制. 他们发现, 当白矮星的轨道演化仅由引力波辐射驱动时, DWDs的轨道周期分布满足以下指数关系: $N(a)da \propto a^\alpha da$, $\alpha = -1.30 \pm 0.15(1\sigma) + 0.05$ (系

统误差). 银河系中DWDs的并合率为 $(9.7 \pm 1.1) \times 10^{-12} \text{ yr}^{-1}$, 是银河系Ia型超新星诞生率的~4.5–7倍. 假设所有的Ia型超新星均来自DWDs的并合, 这个结果意味着~15% DWDs并合会产生Ia型超新星.

6.2 AM CVn型双星

AM CVn型双星的轨道周期非常短. 它们是强引力波源, 被期待作为未来空间引力波探测器的可检验双星(Verification Binaries). Solheim对AM CVn型双星的形成和演化有一个非常详细的综述^[263]. 在此, 我们仅作一些非常简单地介绍. 为了方便描述, 如果充满洛希瓣的伴星为白矮星, 我们称为DD通道; 若为He星, 我们称为He-star通道.

我们将有物质损失的恒星记为 M_1 , 其半径为 R_1 , 吸积星的质量为 M_2 . 通常, 如果半接双星的物质交换由轨道角动量损失驱动, 物质损失速率可以表示为^[123]

$$\frac{\dot{M}_1}{M_1} = \left(\frac{j}{J} \right) \left(\frac{\varsigma(M_1)}{2} + \frac{5}{6} - \frac{M_1}{M_2} \right)^{-1}, \quad (8)$$

其中, $\varsigma(M_1) = d \ln R_1 / d \ln M_1$. 为了保证物质交换是稳定的, 我们需要^[264,265]

$$q \equiv \frac{M_1}{M_2} < \frac{5}{6} + \frac{\varsigma(M_1)}{2}. \quad (9)$$

方程(9)给出的稳定性判据非常简单. 一个更加严谨的稳定性判据应该如第3.2节中介绍的通过比较物质损失星的绝热半径指数和洛希瓣半径指数来判断(如文献^[142]), 并考虑潮汐效应, 角动量交换, 超爱丁顿吸积和CE的形成, 以及吸积氦在WD表面的燃烧, 等等. 有研究表明, 只有当潮汐耦合非常有效时(同步时标小于~10 yr), DD通道才能对AM CVn型双星的形成有比较重要的贡献. 在两个极端情况下, 同步时标趋于0或无穷, 理论预言的AM CVn型双星数目可以相差两个量级^[266].

一直以来, 人们都是通过方程(8), 并采用零温度时WD质量-半径关系(接近 $R \propto M^{-1/3}$, 如文献^[267–269])来研究WD损失物质时双星系统的演化, 忽略了WD的结构. 对He-star通道, He星的半径

可以通过半接双星系统的演化模型拟合得到如 $R \approx 0.043m^{-0.062}$ [270]. 理论研究给出的DD通道和He-star通道内可以形成AM CVn型双星的前身星的典型质量分别为 $0.2+0.6M_{\odot}$ 和 $0.4+0.6M_{\odot}$ [266,269,271–273].

从DDs形成到其中一颗子星充满洛希瓣发生相互作用, 其间所经历的时标可以从 $\sim\text{Myr}$ 年到 $\sim\text{Gyr}$ [266,271]. 因此, 零温度WD模型假设并不总是有效. 根据Deloye等人 [274] 的研究, 在物质交换刚开始时, WD的中心温度甚至可以高达 10^8 K . 这使得物质交换刚开始时系统的轨道周期会有所不同. 零温度WD在物质交换开始时, 轨道周期范围很窄 $1.5 \leq P \leq 6.5\text{ min}$, 有限熵白矮星(非零温度)周期范围为 $1.5 \leq P \leq 17.5\text{ min}$. 80%的模型在相接时(其中一个子星充满洛希瓣)的轨道其周期大于 6.5 min . 这是近似模型和真实演化模型最主要的差异, 会影响预言的AM CVn型双星的引力波信号覆盖的频率范围. 其他一些演化细节上的差异均出现在很难被观测到的演化阶段.

另一个可能影响DD通道的是, 有物质损失的WD表面由p-p反应支撑着一层质量非常小但几何厚的非简并氢包层($\sim 10^{-3}M_{\odot}$, $0.01R_{\odot}$ 量级). 模型研究发现, 这样的双星系统在轨道周期约为6–10 min时相接. 在最初1 Myr内, 有物质损失的WD半径减小, 系统向短周期演化, 直到富H包层几乎完全剥离 [275,276]. HM Cancri (RX J0806.3+1527)可能经历的正是这种演化过程. 它是目前已知的轨道周期最短的双星系统(321.5 s), 也是唯一一个谱线中存在H的AM CVn型双星 [277].

质量在 $0.35\text{--}0.8M_{\odot}$ 的He星, 前身星是零龄主序质量 $M_0=2\text{--}5M_{\odot}$ 的红巨星, 具有非简并氦核. 质量小于 $0.8M_{\odot}$ 的He星在演化过程中几乎不会膨胀(半径变化小于30%) [278]. 其寿命与它们主序星前身星的寿命相当. 由于引力波辐射导致的角动量损失可以使它们在中心氦燃烧结束前充满洛希瓣发生物质交换 [271,279,280]. 如果He星质量与WD的质量比小于 ~ 3 , 物质交换是稳定的 [281], 从而形成AM CVn型双星 [282].

CO WD吸积He时的行为对He-star通道形成AM CVn型双星有重要影响. 最近数值模拟研究发现, 当CO WD表面积累了 $0.1\text{--}0.3M_{\odot}$ 的氦壳层, 并且氦

的吸积速率低于 $\sim 10^{-8}M_{\odot}\text{yr}^{-1}$ 时, 氦壳层会发生爆轰. 爆轰波会传播到吸积CO WD中心, 在中心附近诱发C爆轰, 最终发生SNe Ia [283–285]. 在He-star通道中, AM CVn型双星达到最小周期前, 物质转移速率正好在 $10^{-8}M_{\odot}\text{yr}^{-1}$ 量级上 [282]. 根据氦爆轰发生需要积累的氦壳层的质量($0.15\text{--}0.3M_{\odot}$), 理论预言的可观测AM CVn型双星的数目之间可以相差2倍 [266,272]. 但是, 比较He-star通道中氦星的物质损失速率和CO WD表面发生氦爆轰所需要的物质吸积速率范围后发现, 吸积CO WD更有可能经历的是强氦闪而非氦爆轰, AM CVn型双星并不会在强氦闪中被摧毁. 因此, AM CVn型双星的空间密度很可能在上述研究中被低估.

观测上给出的AM CVn型双星的空间密度比理论预言值少了 ~ 50 倍 [286,287]. 当然这有可能是观测估计所依赖的内禀星等分布的不确定性导致的 [287]. 从理论研究方面, AM CVn型双星的数目强烈依赖于物质交换的稳定性判据. 而基于近似模型得到的稳定性判据和观测有明显矛盾. 比如, ELM DDs两颗星的质量比非常小, 根据理论研究, 这样的系统在最终并合时应该发生的是稳定RLOF, 从而形成AM CVn型双星. 但是, 观测上ELM DDs和AM CVn型双星的数目比(~ 5)似乎暗示着, 绝大多数ELM DDs双星最终发生的是动力学并合, 并非稳定RLOF [254]. Zhang等人 [288] 的研究表明, 真实的恒星模型与近似模型得到的稳定性判据确实存在巨大差异. 通过真实的恒星演化模型来研究DD通道和He-star通道形成AM CVn型双星是非常值得期待的.

在本小节最后, 我们看一下UCXBs. UCXBs和AM CVn型双星的主要区别是吸积星是一颗NS, 因而在形成和观测特征上与AM CVn型双星稍有差别. 相对于DDs, 主星通过CCSN或ECSN形成中子星, 或者主星先形成WD, WD星通过AIC形成中子星. 伴星的初始质量不够大, 只能形成白矮星或小质量He星, 或者伴星在刚刚结束主序演化时充满洛希瓣. Belczynski和Taam [289] 研究发现, UCXBs中占主导地位的吸积星是BH, 由NS通过AIC而形成. 在他们的研究中, 将NS的质量上限取为 $2M_{\odot}$ 可能是导致这种结果的主要因素.

7 双星星族合成

在理论研究上, 我们一般通过双星星族合成方法给出银河系或其他星系环境下双致密星形成和并合的概率. 双星星族合成是研究双星群体演化的一种方法. 这种方法一般分为3步: (1) 通过双星的初始参数分布, 包括恒星形成历史, 初始质量函数IMF, 质量比分布 $f(q)$, 初始轨道间距分布 $f(a)$, 得到初始双星族. (2) 根据双星演化的一般规律, 对双星族中的样本同时演化. 这里涉及第2–3节中介绍的物质交换的稳定性判据、CEE、NS诞生时的反冲速度、BH及其前身星的质量、ECSN、PISN等等. 我们需要根据我们所关注的某类天体的形成图像(如第4–6节)在相应的演化阶段记录得到这类天体的基本参数. (3) 通过观测定标或归一化得到银河系或其他环境下某类天体的形成率和一些物理量的特征分布, 并通过与观测对比, 解释和预言观测.

双星星族合成方法得到的双致密星形成和并合的概率依赖于双星的初始参数、双星演化过程中基本问题的处理方式、不同类型的致密星形成的边界条件、NS诞生时的反冲速度、BH诞生时的质量、PISN的发生等等. 所有这些提到的问题, 如前所述, 目前都没有很好的物理和观测限制.

7.1 DDs 和AM CVn型双星

假设银河系在过去15 Gyr内每年形成一颗主星质量 $M_1 > 0.8M_\odot$ 的双星, M_1 遵循Miller 和Scale^[290]的IMF, 轨道间距 a 在 $\log a$ 的分布是平的, Han^[256]通过双星星族合成研究了DDs 的形成. 他在研究中采用了经典的 α -机制来描述CEE过程, 最佳模型给出目前银河系DDs 的诞生率为 0.03 yr^{-1} , 银河系共有 1.8×10^8 个DDs, 其中可以探测到的DDs (亮的年轻WD的冷却年龄小于100 Myr)数目为 3.0×10^6 . Yungelson等人^[291]在研究SNe Ia时标准模型给出的银河系DDs诞生率为 0.087 yr^{-1} . 两个研究之间给出的银河系DDs诞生率的差异可能来自 α_{CE} 的取值不同.

Nelemans 等人^[175, 266, 292]采用 γ -机制描述第一次CEE, α -机制描述第二次CEE, 研究了DDs和AM

CVn型双星. 他们给出的银河系DDs的诞生率为 $0.025\text{--}0.05 \text{ yr}^{-1}$, DDs的数目为 $1.1\text{--}2.5 \times 10^8$. AM CVn 型双星在乐观条件下, 如CO WD需要至少积累 $0.3M_\odot$ 的氦壳层才会发生爆轰, 银河系诞生率 $1.6\text{--}6.3 \times 10^{-3} \text{ yr}^{-1}$, 相应的数目为 $3.4\text{--}8 \times 10^7$.

世界上不同的研究团组均有自己发展的双星星族合成模型, 如binary c, Brussel code, SeBa, Star-Track, Yunnan code 等. Toonen等人^[293]比较了相同输入条件下, 不同双星星族合成模型得到的银河系白矮星双星的空间密度和特征分布之间的差异. 她们发现, 对于含一颗白矮星的双星系统, 不同模型得到的物理特征、演化通道以及相应的银河系诞生率都符合得相当好. 对于DDs, 不同模型虽然给出了一致的演化通道, 但DDs的物理特征存在明显差异. 最重要的是, 这些差异并不是数值方法的不同引起的, 而是由一些内禀的物理假设导致的(见第3节). 在她们输入条件下(见其文中的Table 1), 银河系DDs的诞生率为 $0.012\text{--}0.015 \text{ yr}^{-1}$.

7.2 DNSs, DBHs 和NS-BH双星

有大量通过双星星族合成方法来研究银河系DBHs, DNSs 和NS-BH并合率和质量分布的工作, 如文献^[114, 240, 266, 294–308]. 这些研究给出的银河系DNSs, DBHs 和NS-BH并合率的范围分别为 $10^{-7}\text{--}3 \times 10^{-4} \text{ yr}^{-1}$, $0\text{--}10^{-5} \text{ yr}^{-1}$, $6 \times 10^{-7}\text{--}3 \times 10^{-5} \text{ yr}^{-1}$. 综合来看, 对结果影响最大的几个因素如下.

(1) 星风. 理论研究和观测都表明, 亮蓝变星(Luminous Blue Variables, LBVs, 初始质量超过 $30\text{--}40M_\odot$)的星风物质损失会阻碍其在氢壳层燃烧阶段向红端演化. 因此, 剧烈的星风可能会使 $30\text{--}40M_\odot$ 以上的恒星无法发生RLOF或CEE. LBVs星风物质损失速率为 $10^{-5}\text{--}10^{-4} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ (Vink和de Koter^[309]). 但Mennekens和Vanbeveren^[299]认为, Vink 和de Koter给出的物质损失速率仅针对于稳定状态时的LBVs, 而实际上应该考虑一个相对长时标内的平均值, 比如 $\eta \text{ Car}$, 它在过去的一次爆发中几乎丢失了 $\sim 10M_\odot$ 的物质, 使得过去100年平均物质损失速率高达 $10^{-1} M_\odot \text{ yr}^{-1}$. 假设LBVs的星风物质损失速率为 $10^{-3} M_\odot \text{ yr}^{-1}$, Mennekens和Vanbeveren的

模型中根本没有DBHs会发生并合. 这一结果与目前LIGO/Virgo已经观测到5次DBHs并合发出的引力波信号显然矛盾. 假设LBVs的星风物质损失速率为 $1.5 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, Belczynski等人^[229]的标准模型给出, 红移小于1时, DBHs并合事件空间密度为 $218 \text{ Gpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$, 与LIGO/Virgo观测给出的预计值 $12\text{--}213 \text{ Gpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$ 相符^[9].

大质量恒星最终形成BH的质量几乎完全由OB型星的星风决定. 在经典模型下, 星族I形成的黑洞最大质量为 $\sim 10 M_{\odot}$. 因此, 要解释GW150914, 必须要求金属丰度很低^[229], 或者化学类均匀演化^[24]. Giacobbo等人^[114]在他们的研究中考虑了星风物质损失和CCSN研究的最新结果, 并包括了PISN和PPISN. 研究发现, 如果考虑爱丁顿参数 Γ_e 对星风的影响, 在低金属环境下($Z \sim 0.0002\text{--}0.002$), BH的最大质量可以到 $\sim 50\text{--}60 M_{\odot}$. 形成这些BHs的前身星的初始质量为 $\sim 60\text{--}80 M_{\odot}$. 如果不考虑 Γ_e 效应, 在同样的金属丰度环境下, BH的最大质量为 $\sim 40 M_{\odot}$, 前身星质量 $\geq 120 M_{\odot}$. 对于能够在Hubble时标内并合的DBHs, 最大BH的质量分别为 $\sim 55 M_{\odot}$ 和 $\sim 45 M_{\odot}$. 因为考虑 Γ_e 后, 初始质量为 $\sim 60\text{--}80 M_{\odot}$ 的恒星发生SN时处在红超巨星阶段, 形成DBHs的轨道间距很长, 不能在Hubble时标内并合. 能够发生并合的DBHs的黑洞的质量上限与LIGO-Virgo给出的黑洞质量空隙($\sim 50\text{--}135 M_{\odot}$ ^[310])的下限相符. 在Giacobbo等人的研究中, 不同金属丰度下DBHs并合率为 $\sim 10^{-4} M_{\odot}^{-1}$ ($Z=0.0002\text{--}0.002$)和 $\sim 10^{-7} M_{\odot}^{-1}$ ($Z=0.02$), DBHs的质量比质量比范围为0.1–1.

(2) CE的形成和演化. Voss和Tauris^[296]研究给出银河系DNSs, DBHs和NS-BH并合率分别为 1.5 Myr^{-1} , 9.7 Myr^{-1} 和 0.58 Myr^{-1} . 但是如果改变He星物质交换的稳定性判据, DNSs的并合率会减少约3倍. 在Dominik等人^[298]的研究中, 降低 α_{CE} 的取值5倍左右(相对标准模型), 会使得DNSs并合率有所增加. 而在Mennekens和Vanbeveren^[299]的研究中, 如果 α_{CE} 相对标准模型降低10倍, DNSs的并合率减少至0.

Chruslinska等人^[308]的最新研究中考虑了21种不同的模型假设. 标准模型给出银河系DNSs

的并合率为 24 Myr^{-1} , 空间密度为 $48 \text{ Gpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$. 前者与银河系DNSs观测给出的DNSs的并合率 $21^{+28}_{-14} \text{ Myr}^{-1}$ ^[311]相符, 后者远低于根据LIGO/Virgo观测估计得到的DNSs并合率($1540^{+3200}_{-1220} \text{ Gpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$ ^[9]). 是否考虑赫氏空隙阶段发生的CEE(以前认为这种情况总是发生并合)会导致银河系DNSs并合率的预期值相差一个量级以上. 如果假设当伴星是NS和BH时发生在赫氏空隙的物质交换是热时标稳定的RLOF, 根据金属丰度的不同, DNSs的并合率相对标准模型会增加4–12倍. CEE的处理方式是Chruslinska等人^[308]研究中不同模型之间最终结果存在巨大差异的最主要因素. Chruslinska等人^[308]的21个模型中, 有个别模型预期的银河系DNSs并合率与观测相符, 但该模型给出的LIGO可探测的银河系DBHs并合率范围, $\sim 310\text{--}1000 \text{ Gpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$, 超过了LIGO/Virgo观测给出的预计值, $12\text{--}213 \text{ Gpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$. 对NS和BH发生的CEE采用不同的处理方式或者假设BH形成时也有较大的反冲速度, 结果可能会同时符合这两类致密星的引力波观测限制.

(3) 反冲速度. 低的反冲速度会使更多的双星系统在超新星爆炸过程中被保留下来, 从而导致更多的系统最终形成DNSs或DBHs和NS-BH. 通常, 一个最简单模型假设CCSN形成NS的反冲速度服从麦克斯韦分布, 速度弥散 $\sigma = 265 \text{ km s}^{-1}$, 方向随机; 如果包层物质有 f 部分发生回落, 反冲速度需要乘以 $(1-f)$ 因子; ECSN和AIC形成的NS没有反冲速度, 最大质量的BH由恒星直接坍缩而成也没有反冲速度. 简单模型忽略了反冲速度和发生超新星爆炸的恒星特征之间的潜在联系. 有观测表明, 有些NSs获得的反冲速度可能非常大($>1000 \text{ km s}^{-1}$), 而有些NSs获得的反冲速度非常小, 甚至没有(见第2.2.3节). 大多数研究显示, 改变CCSN形成NSs的反冲速度分布, 银河系DNSs并合率可以增加几倍^[296, 298, 299, 308]. 但是, 这些由于减少反冲速度而被保留下来的双星系统的轨道间距都比较长. 如果没有额外的机制来减小轨道间距, 它们很难并合. 因此, 最终的并合率增加不会超过几倍. Mennekens和Vanbeveren^[299]的研究发现, 如果不考虑ECSN形成的NSs, DNSs的并合率比考虑ECSN时

减少了近7倍. 采用Bray和Eldridge^[312]对反冲速度的描述(反冲速度正比于抛射物和致密星的质量比), 并且不考虑赫氏空隙阶段发生的CEE(Table1中模型BE4), Chruslinska等人^[308]得到的银河系DNSs并合率仅为 $1.0\text{--}2.2\text{ Myr}^{-1}$, 相对于参考模型($6.5\text{--}24.1\text{ Myr}^{-1}$)减少了3–10倍.

Mennekens和Vanbevern 认为, 物质交换时角动量损失的大小也会影响最终DNSs的并合率. 极端情况下相差~20倍^[299]. Chruslinska等人^[308]的模型中, 相对标准模型, 如果角动量损失增加5倍, DNSs的并合率将会大大减小, 与观测不符. 如果减小角动量损失, DNSs并合率的变化小于4倍.

很多研究者相信, 双星的初始参数分布将会对双星星族合成的最终结果产生重要影响. de Mink和Belczynski^[313]采用Sana等人^[116]根据银河系O型星观测得到的大质量双星的参数分布研究了这些参数对DNSs和DBHs并合率的影响. 她们发现, 除非改变大质量恒星的IMF, 双星初始轨道参数的改变对并合率的影响小于2倍, 而演化过程中的不确定性带来的影响的典型值为10–100倍. 这些最新参数本身的不确定性带来的双致密星并合率的不确定性小于2倍. 在她们的工作中, 更新的双星族参数分布对双致密星的质量, 质量比, 啁啾质量以及并合延迟时标都没有显著影响, 由大质量恒星IMF改变引起的双致密星的并合率变化可以到几倍.

假设LIGO探测到的4次引力波事件GW150914, LVT151012, GW151226和GW170104均来自原初双星演化, Gupta等人^[314]采用Dominik等人^[298]的方法, 给出DNSs和BH-NS的并合事件的密度分别为 $2.3\text{--}471.0$ 和 $0.2\text{--}48.5\text{ Gpc}^{-3}\text{ yr}^{-1}$. 这一结果虽然对DNSs并合的空间密度范围没有改进, 但大大

减小了理论预言的NS-BH并合空间密度的范围. Dominik等人给出的NS-BH并合的空间密度范围为 $0.2\text{--}218\text{ Gpc}^{-3}\text{ yr}^{-1}$.

不同研究团组给出的银河系DNSs的并合率大致相当, 在标准假设下, 每Myr有几个到几十个. 尽管采用了不同的估算方法, 不同研究团组标准模型给出的aLIGO每年所探测到的DNSs并合事件数目均为~1–3次.

Mandel和de Mink^[240]给出的化学类均匀演化形成的DBHs并合的本地空间密度为 $10\text{ Gpc}^{-3}\text{ yr}^{-1}$, 峰值在红移为0.5处, 约为本地密度的2倍. 如果LIGO设计的灵敏度完全达到, 每年大概可以探测到约500个由这种通道形成的DBHs并合发生的引力波事件^[315].

8 结束语

双星演化形成致密双星系统的基本图像大致类似: 两次物质交换, 或稳定, 或非稳定. 第一次质量较大的恒星演化形成第一颗致密星, 第二次另一个恒星演化形成另一颗致密星. 这些过程中, 最大的不确定性来自双星演化的两个基本未解问题——物质交换的稳定性和公共包层演化. 近几年, 人们在物质交换的稳定性方面取得重要进展, 但在公共包层演化方面还没有比较一致的结论. 如何将双星演化研究的最新进展应用于双致密星的形成, 以及通过即将得到的井喷式的引力波信号来限制双星演化的基本过程是未来双星演化研究的主要内容. 随着引力波天文时代的到来, OB型恒星的星风, 磁场和自转, 以及超新星爆炸和中子星反冲这些恒星演化中最不确定的经典问题将持续成为前沿研究课题.

参考文献

- 1 Clark J P A, Eardley D M. Evolution of close neutron star binaries. *Astrophys J*, 1977, 215: 311–322
- 2 Clark J P A, van den Heuvel E P J, Sutantyo W. Formation of neutron star binaries and their importance for gravitational radiation. *Astron Astrophys*, 1979, 72: 120–128
- 3 Riles K. Gravitational waves: Sources, detectors and searches. *Prog Particle Nucl Phys*, 2013, 68: 1–54
- 4 Lück H, Grote H, GEO 600. In: Ju L, ed. *Advanced Gravitational Wave Detector*. Cambridge: Cambridge University Press, 2012. 155–168
- 5 Somiya K. Detector configuration of KAGRA-the Japanese cryogenic gravitational-wave detector. *Class Quantum Grav*, 2012, 29: 124007

- 6 Weisberg J M, Taylor J H. Binary Radio Pulsars. San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 2005
- 7 Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. Observation of gravitational waves from a binary black hole merger. *Phys Rev Lett*, 2016, 116: 061102
- 8 Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. GW151226: Observation of gravitational waves from a 22-solar-mass binary black hole coalescence. *Phys Rev Lett*, 2016, 116: 241103
- 9 Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. GW170104: Observation of a 50-solar-mass binary black hole coalescence at redshift 0.2. *Phys Rev Lett*, 2017, 118: 221101
- 10 Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. GW170814: A three-detector observation of gravitational waves from a binary black hole coalescence. *Phys Rev Lett*, 2017, 119: 141101
- 11 Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. GW170608: Observation of a 19 solar-mass binary black hole coalescence. *Astrophys J*, 2017, 851: L35
- 12 Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. Gravitational waves and gamma-rays from a binary neutron star merger: GW170817 and GRB 170817A. *Astrophys J*, 2017, 848: L13
- 13 Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. Multi-messenger observations of a binary neutron star merger. *Astrophys J*, 2017, 848: L12
- 14 Marsh T R. Double white dwarfs and LISA. *Class Quantum Grav*, 2011, 28: 094019
- 15 Luo J, Chen L S, Duan H Z, et al. TianQin: A space-borne gravitational wave detector. *Class Quantum Grav*, 2016, 33: 035010
- 16 Wang B, Han Z. Progenitors of type Ia supernovae. *New Astron Rev*, 2012, 56: 122–141
- 17 Riess A G, Filippenko A V, Challis P, et al. Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant. *Astron J*, 1998, 116: 1009–1038
- 18 Perlmutter S, Aldering G, Goldhaber G, et al. Measurements of Ω and Λ from 42 high-redshift supernovae. *Astrophys J*, 1999, 517: 565–586
- 19 Timmes F X, Woosley S E, Weaver T A. Galactic chemical evolution: Hydrogen through zinc. *Astrophys J Suppl Ser*, 1995, 98: 617–658
- 20 Langer N. Presupernova evolution of massive single and binary stars. *Annu Rev Astron Astrophys*, 2012, 50: 107–164
- 21 Poelarends A J T, Herwig F, Langer N, et al. The supernova channel of super-AGB stars. *Astrophys J*, 2008, 675: 614–625
- 22 Sana H. The multiplicity of massive stars: A 2016 view. *Proc IAU*, 2016, 12: 110–117
- 23 Yoon S C, Langer N. Evolution of rapidly rotating metal-poor massive stars towards gamma-ray bursts. *Astron Astrophys*, 2005, 443: 643–648
- 24 Marchant P, Langer N, Podsiadlowski P, et al. A new route towards merging massive black holes. *Astron Astrophys*, 2016, 588: A50
- 25 Wellstein S, Langer N, Braun H. Formation of contact in massive close binaries. *Astron Astrophys*, 2001, 369: 939–959
- 26 Burrows A, Hubbard W B, Saumon D, et al. An expanded set of brown dwarf and very low mass star models. *Astrophys J*, 1993, 406: 158–171
- 27 Close L M, Thatté N, Nielsen E L, et al. New photometry and spectra of AB doradus C: An accurate mass determination of a young low-mass object with theoretical evolutionary tracks. *Astrophys J*, 2007, 665: 736–743
- 28 Schnurr O, Casoli J, Chené A N, et al. The very massive binary NGC 3603-A1. *Mon Not R Astron Soc-Lett*, 2008, 389: L38–L42
- 29 Crowther P A, Schnurr O, Hirschi R, et al. The R136 star cluster hosts several stars whose individual masses greatly exceed the accepted $150M_{\text{solar}}$ stellar mass limit. *Mon Not R Astron Soc*, 2010, 408: 731–751
- 30 Vink J S, Heger A, Krumholz M R, et al. Very massive stars in the local universe. *Proc IAU*, 2012, 10: 51–79
- 31 Belkus H, Van Bever J, Vanbeveren D. The evolution of very massive stars. *Astrophys J*, 2007, 659: 1576–1581
- 32 Yungelson L R, van den Heuvel E P J, Vink J S, et al. On the evolution and fate of super-massive stars. *Astron Astrophys*, 2008, 477: 223–237
- 33 Shiode J H, Quataert E, Arras P. The stability of massive main-sequence stars as a function of metallicity. *Mon Not R Astron Soc*, 2012, 423: 3397–3404
- 34 Abel T. The formation of the first star in the Universe. *Science*, 2002, 295: 93–98
- 35 Susa H. The mass of the first stars. *Astrophys J*, 2013, 773: 185
- 36 Salpeter E E. The luminosity function and stellar evolution. *Astrophys J*, 1955, 121: 161–167
- 37 Weidner C, Pamm-Altenburg J, Kroupa P. The Galaxy-wide IMF - from Star Clusters to Galaxies. In: Treyer M, Wyder T, Neill J, Seibert M and Lee J, eds. UP2010: Have Observations Revealed A Variable Upper End of the Initial Mass Function? ASP Conference Series. San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 2011. 440: 19
- 38 Lamb J B, Oey M S, Graus A S, et al. The initial mass function of field OB stars in the small magellanic cloud. *Astrophys J*, 2013, 763: 101
- 39 Chomiuk L, Povich M S. Toward a unification of star formation rate determinations in the milky way and other galaxies. *Astron J*, 2011, 142: 197
- 40 Kennicutt Jr R C, Evans Ii N J. Star formation in the milky way and nearby galaxies. *Annu Rev Astron Astrophys*, 2012, 50: 531–608
- 41 Noriega-Crespo A. Star Formation in the Milky Way: The Infrared View. In: Torres D F, Reimer O, eds. Cosmic Rays in Star-Forming Environments. Advances in Solid State Physics Proceedings. Berlin-Heidelberg: Springer-Verlag, 2013. 34: 29

- 42 Lau H H B, Gil-Pons P, Doherty C, et al. The end of super AGB and massive AGB stars. I. The instabilities that determine the final mass of AGB stars. *Astron Astrophys*, 2012, 542: A1
- 43 Han Z, Podsiadlowski P, Eggleton P P. A possible criterion for envelope ejection in asymptotic giant branch or first giant branch stars. *Mon Not R Astron Soc*, 1994, 270: 121–130
- 44 Li Y. Introduction to Stellar Structure and Evolution (in Chinese). Beijing: Peking University Press, 2014 [李焱. 恒星结构演化引论. 北京: 北京大学出版社, 2014]
- 45 Podsiadlowski P, Langer N, Poelarends A J T, et al. The effects of binary evolution on the dynamics of core collapse and neutron star kicks. *Astrophys J*, 2004, 612: 1044–1051
- 46 El Eid M F, Langer N. The evolution of very luminous stars. II. Pair creation supernova in massive Wolf-Rayet stars. *Astron Astrophys*, 1986, 167: 274–281
- 47 Heger A, Woosley S E. The nucleosynthetic signature of population III. *Astrophys J*, 2002, 567: 532–543
- 48 Waldman R. The most massive core-collapse supernova progenitors. *Astrophys J*, 2008, 685: 1103–1108
- 49 Woosley S E, Blinnikov S, Heger A. Pulsational pair instability as an explanation for the most luminous supernovae. *Nature*, 2007, 450: 390–392
- 50 Kitaura F S, Janka H T, Hillebrandt W. Explosions of O-Ne-Mg cores, the Crab supernova, and subluminal type II-P supernovae. *Astron Astrophys*, 2006, 450: 345–350
- 51 Kasliwal M M, Kulkarni S R, Arcavi I, et al. PTF 10fq: A luminous red nova in the spiral galaxy messier 99. *Astrophys J*, 2011, 730: 134–144
- 52 Stephenson F R, Green D A. Historical Supernovae and their Remnants, International Series on Astronomy and Astrophysics. Oxford: Clarendon Press, 2002
- 53 Tominaga N, Blinnikov S I, Nomoto K. Supernova explosions of super-asymptotic giant branch stars: Multicolor light curves of electron-capture supernovae. *Astrophys J*, 2013, 771: L12
- 54 van Veelen B. Supernovae Interacting with Their Circumstellar Media. Dissertation for Doctoral Degree. Utrecht: Utrecht University, 2010
- 55 Schlegel E M, Petre R. A chandra ACIS observation of the X-ray-luminous SN 1988Z. *Astrophys J*, 2006, 646: 378–384
- 56 Ibeling D, Heger A. The metallicity dependence of the minimum mass for core-collapse supernovae. *Astrophys J*, 2013, 765: L43
- 57 Jones S, Hirschi R, Nomoto K, et al. Advanced burning stages and fate of 8–10 $M_{\odot}$ stars. *Astrophys J*, 2013, 772: 150
- 58 Takahashi K, Yoshida T, Umeda H. Evolution of progenitors for electron capture supernovae. *Astrophys J*, 2013, 771: 28
- 59 Poelarends A J T. Stellar Evolution at the Borderline of White Dwarf and Neutron Star Formation. Dissertation for Doctoral Degree. Utrecht: Utrecht University, 2007
- 60 Langer N, Norman C A, de Koter A, et al. Pair creation supernovae at low and high redshift. *Astron Astrophys*, 2007, 475: L19–L23
- 61 Gal-Yam A, Mazzali P, Ofek E O, et al. Supernova 2007bi as a pair-instability explosion. *Nature*, 2009, 462: 624–627
- 62 Ofek E O, Cameron P B, Kasliwal M M, et al. SN 2006gy: An extremely luminous supernova in the galaxy NGC 1260. *Astrophys J*, 2007, 659: L13–L16
- 63 Smith N, Li W, Foley R J, et al. SN 2006gy: Discovery of the most luminous supernova ever recorded, powered by the death of an extremely massive star like η carinae. *Astrophys J*, 2007, 666: 1116–1128
- 64 Smith N, Chornock R, Silverman J M, et al. Spectral evolution of the extraordinary type IIn supernova 2006gy. *Astrophys J*, 2010, 709: 856–883
- 65 Quimby R M, Kulkarni S R, Kasliwal M M, et al. Hydrogen-poor superluminous stellar explosions. *Nature*, 2011, 474: 487–489
- 66 Arcavi I, Howell D A, Kasen D, et al. Energetic eruptions leading to a peculiar hydrogen-rich explosion of a massive star. *Nature*, 2017, 551: 210–213
- 67 Gunn J E, Ostriker J P. On the nature of pulsars. III. Analysis of observations. *Astrophys J*, 1970, 160: 979
- 68 Shklovskii I S. Possible causes of the secular increase in pulsar periods. *Sov Astron*, 1970, 13: 562–565
- 69 Lyne A G, Lorimer D R. High birth velocities of radio pulsars. *Nature*, 1994, 369: 127–129
- 70 Hobbs G, Lorimer D R, Lyne A G, et al. A statistical study of 233 pulsar proper motions. *Mon Not R Astron Soc*, 2005, 360: 974–992
- 71 Nordhaus J, Brandt T D, Burrows A, et al. The hydrodynamic origin of neutron star kicks. *Mon Not R Astron Soc*, 2012, 423: 1805–1812
- 72 Wongwathanarat A, Janka H T, Müller E. Three-dimensional neutrino-driven supernovae: Neutron star kicks, spins, and asymmetric ejection of nucleosynthesis products. *Astron Astrophys*, 2013, 552: A126
- 73 Kaspi V M, Bailes M, Manchester R N, et al. Evidence from a precessing pulsar orbit for a neutron-star birth kick. *Nature*, 1996, 381: 584–586
- 74 Prokhorov M E, Postnov K A. Direct observation of the kick during the birth of a neutron star in the binary pulsar PSR B1259-63. *Astron Lett*, 1997, 23: 439–444
- 75 Behroozi P S, Ramirez-Ruiz E, Fryer C L. Interpreting short gamma-ray burst progenitor kicks and time delays using the host galaxy-dark matter halo connection. *Astrophys J*, 2014, 792: 123–131

- 76 Pfahl E, Rappaport S, Podsiadlowski P, et al. A new class of high-mass X-ray binaries: Implications for core collapse and neutron star recoil. [Astrophys J](#), 2002, 574: 364–376
- 77 Corongiu A, Kramer M, Stappers B W, et al. The binary pulsar PSR J1811–1736: Evidence of a low amplitude supernova kick. [Astron Astrophys](#), 2007, 462: 703–709
- 78 Dewi J D M, Pols O R. The late stages of evolution of helium star-neutron star binaries and the formation of double neutron star systems. [Mon Not R Astron Soc](#), 2003, 344: 629–643
- 79 Podsiadlowski P, Dewi J D M, Lesaffre P, et al. The double pulsar J0737–3039: Testing the neutron star equation of state. [Mon Not R Astron Soc](#), 2005, 361: 1243–1249
- 80 Ferdman R D, Stairs I H, Kramer M, et al. The double pulsar: Evidence for neutron star formation without an iron core-collapse supernova. [Astrophys J](#), 2013, 767: 85
- 81 Guillemot L, Kramer M, Johnson T J, et al. Fermi LAT pulsed detection of PSR J0737-3039A in the double pulsar system. [Astrophys J](#), 2013, 768: 169
- 82 Burrows A, Hayes J. Pulsar recoil and gravitational radiation due to asymmetrical stellar collapse and explosion. [Phys Rev Lett](#), 1996, 76: 352–355
- 83 Jonker P G, Nelemans G. The distances to galactic low-mass X-ray binaries: Consequences for black hole luminosities and kicks. [Mon Not R Astron Soc](#), 2004, 354: 355–366
- 84 Fragos T, Willems B, Ivanova N et al. Black hole formation in X-ray binaries: The case of XTE J1118+48. In: di Salvo T, Israel G L, Piersant L, et al, eds. The Multicolored Landscape of Compact Objects and Their Explosive Origins. American Institute of Physics Conference Proceedings. Toronto, 2007. 924: 673–676
- 85 Willems B, Henninger M, Levin T, et al. Understanding compact object formation and natal kicks. I. Calculation methods and the case of GRO J1655–40. [Astrophys J](#), 2005, 625: 324–346
- 86 Kuulkers E, Kouveliotou C, Belloni T, et al. MAXI J1659–152: The shortest orbital period black-hole transient in outburst. [Astron Astrophys](#), 2013, 552: A32
- 87 Mirabel I F. Formation of a black hole in the dark. [Science](#), 2003, 300: 1119–1120
- 88 Wong T W, Valsecchi F, Fragos T, et al. Understanding compact object formation and natal kicks. III. The case of cygnus X-1. [Astrophys J](#), 2012, 747: 111
- 89 Nelemans G, Tauris T M, van den Heuvel E P J. Constraints on mass ejection in black hole formation derived from black hole X-ray binaries. [Astron Astrophys](#), 1999, 352: L87–L90
- 90 Miller-Jones J C A, Jonker P G, Dhawan V, et al. The first accurate parallax distance to a black hole. [Astrophys J](#), 2009, 706: L230–L234
- 91 Repetto S, Davies M B, Sigurdsson S. Investigating stellar-mass black hole kicks. [Mon Not R Astron Soc](#), 2012, 425: 2799–2809
- 92 Lipunov V M, Postnov K A, Prokhorov M E. Formation and coalescence of relativistic binary stars: The effect of kick velocity. [Mon Not R Astron Soc](#), 1997, 288: 245–259
- 93 Mapelli M, Colpi M, Zampieri L. Low metallicity and ultra-luminous X-ray sources in the cartwheel galaxy. [Mon Not R Astron Soc-Lett](#), 2009, 395: L71–L75
- 94 Mapelli M, Zampieri L, Ripamonti E, et al. Dynamics of stellar black holes in young star clusters with different metallicities. I. Implications for X-ray binaries. [Mon Not R Astron Soc](#), 2013, 429: 2298–2314
- 95 Belczynski K, Bulik T, Fryer C L, et al. On the maximum mass of stellar black holes. [Astrophys J](#), 2010, 714: 1217–1226
- 96 Fryer C L, Belczynski K, Wiktorowicz G, et al. Compact remnant mass function: dependence on the explosion mechanism and metallicity. [Astrophys J](#), 2012, 749: 91
- 97 Maeder A. Stellar yields as a function of initial metallicity and mass limit for black hole formation. [Astron Astrophys](#), 1992, 264: 105–120
- 98 Vink J S, de Koter A, Lamers H J G L M. Mass-loss predictions for O and B stars as a function of metallicity. [Astron Astrophys](#), 2001, 369: 574–588
- 99 Vink J S, Muijres L E, Anthonisse B, et al. Wind modelling of very massive stars up to 300 solar masses. [Astron Astrophys](#), 2011, 531: A132
- 100 Muijres L, Vink J S, de Koter A, et al. Mass-loss predictions for evolved very metal-poor massive stars. [Astron Astrophys](#), 2012, 546: A42
- 101 Muijres L E, Vink J S, de Koter A, et al. Predictions for mass-loss rates and terminal wind velocities of massive O-type stars. [Astron Astrophys](#), 2012, 537: A37
- 102 Meynet G, Maeder A. Stellar evolution with rotation. XI. Wolf-Rayet star populations at different metallicities. [Astron Astrophys](#), 2005, 429: 581–598
- 103 Vink J S, de Koter A. On the metallicity dependence of Wolf-Rayet winds. [Astron Astrophys](#), 2005, 442: 587–596

- 104 Grafener G, Hamann W R. Mass loss from late-type WN stars and its Z-dependence. Very massive stars approaching the Eddington limit. *Astron Astrophys*, 2008, 482: 945–960
- 105 Tang J, Bressan A, Rosenfield P, et al. New PARSEC evolutionary tracks of massive stars at low metallicity: Testing canonical stellar evolution in nearby star-forming dwarf galaxies. *Mon Not R Astron Soc*, 2014, 445: 4287–4305
- 106 Chen Y, Bressan A, Girardi L, et al. PARSEC evolutionary tracks of massive stars up to $350 M_{\odot}$ at metallicities $0.0001 \leq Z \leq 0.04$. *Mon Not R Astron Soc*, 2015, 452: 1068–1080
- 107 Muijres L E, de Koter A, Vink J S, et al. Predictions of the effect of clumping on the wind properties of O-type stars. *Astron Astrophys*, 2011, 526: A32
- 108 Vink J S, Grafener G. The transition mass-loss rate: calibrating the role of line-driven winds in massive star evolution. *Astrophys J*, 2012, 751: L34
- 109 Gräfener G, Vink J S, de Koter A, et al. The Eddington factor as the key to understand the winds of the most massive stars. *Astron Astrophys*, 2011, 535: A56
- 110 Vink J S. Mass loss and stellar superwinds. *Phil Trans R Soc A*, 2017, 375: 20160269
- 111 Bestenlehner J M, Gräfener G, Vink J S, et al. The VLT-FLAMES tarantula survey. XVII. Physical and wind properties of massive stars at the top of the main sequence. *Astron Astrophys*, 2014, 570: A38
- 112 Spera M, Mapelli M, Bressan A. The mass spectrum of compact remnants from the PARSEC stellar evolution tracks. *Mon Not R Astron Soc*, 2015, 451: 4086–4103
- 113 Spera M, Mapelli M. Very massive stars, pair-instability supernovae and intermediate-mass black holes with the sevn code. *Mon Not R Astron Soc*, 2017, 470: 4739–4749
- 114 Giacobbo N, Mapelli M, Spera M. Merging black hole binaries: The effects of progenitor’s metallicity, mass-loss rate and Eddington factor. *Mon Not R Astron Soc*, 2018, 474: 2959–2974
- 115 Heger A, Fryer C L, Woosley S E, et al. How massive single stars end their life. *Astrophys J*, 2003, 591: 288–300
- 116 Sana H, de Mink S E, de Koter A, et al. Binary interaction dominates the evolution of massive stars. *Science*, 2012, 337: 444–446
- 117 Duchêne G, Kraus A. Stellar multiplicity. *Annu Rev Astron Astrophys*, 2013, 51: 269–310
- 118 Reggiani M, Meyer M R. Universality of the companion mass-ratio distribution. *Astron Astrophys*, 2013, 553: A124
- 119 Popova E I, Tutukov A V, Yungelson L R. Study of physical properties of spectroscopic binary stars. *Astrophys Space Sci*, 1982, 88: 55–80
- 120 Kouwenhoven M B N, The Primordial Binary Population in the Association Sco OB2. Dissertation for Doctoral Degree. Amsterdam: University of Amsterdam, 2006
- 121 Kopal Z. Close Binary Systems. The International Astrophysics Series 5. London, New York: Chapman & Hall; Wiley, 1959
- 122 Eggleton P P. Approximations to the radii of Roche lobes. *Astrophys J*, 1983, 268: 368–369
- 123 Paczynski B. Gravitational waves and the evolution of close binaries. *Acta Astron*, 1967, 17: 287–296
- 124 Hjellming M S, Webbink R F. Thresholds for rapid mass transfer in binary systems. I. Polytropic models. *Astrophys J*, 1987, 318: 794–808
- 125 Hjellming M. Rapid Mass Transfer in Binary Systems. Dissertation for Doctoral Degree. Urbana-Champaign: University of Illinois at Urbana-Champaign, 1989
- 126 Ge H, Hjellming M S, Webbink R F, et al. Adiabatic mass loss in binary stars. I. Computational method. *Astrophys J*, 2010, 717: 724–738
- 127 Ge H, Webbink R F, Chen X, et al. Adiabatic mass loss in binary stars. II. From zero-age main sequence to the base of the giant branch. *Astrophys J*, 2015, 812: 40
- 128 Paczynski B, Ziolkowski J, Zytkov A. On the Time-Scale of the Mass Transfer in Close Binaries. In: Hack M, ed. Mass Loss from Stars, Astrophysics and Space Science Library. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 1969. 13: 237
- 129 Paczynski B, Sienkiewicz R. Evolution of close binaries VIII. Mass exchange on the dynamical time scale. *Acta Astron*, 1972, 22: 73–91
- 130 Soberman G E, Phinney E S, van den Heuvel E P J. Stability criteria for mass transfer in binary stellar evolution. *Astron Astrophys*, 1997, 327: 620–635
- 131 Tauris T M, Savonije G J. Formation of millisecond pulsars. I. Evolution of low-mass X-ray binaries with $P_{\text{orb}} > 2$ days. *Astron Astrophys*, 1999, 350: 928–944
- 132 Podsiadlowski P, Rappaport S, Pfahl E D. Evolutionary sequences for low- and intermediate-mass X-ray binaries. *Astrophys J*, 2002, 565: 1107–1133
- 133 Pavlovskii K, Ivanova N. Mass transfer from giant donors. *Mon Not R Astron Soc*, 2015, 449: 4415–4427
- 134 Lommen D, Yungelson L, van den Heuvel E, et al. Cygnus X-3 and the problem of the missing Wolf-Rayet X-ray binaries. *Astron Astrophys*, 2005, 443: 231–241

- 135 Ghosh K K, Rappaport S, Tennant A F, et al. Discovery of a 3.6 hr eclipsing luminous X-ray binary in the galaxy NGC 4214. *Astrophys J*, 2006, 650: 872–878
- 136 Podsiadlowski P, Joss P C, Hsu J J L. Presupernova evolution in massive interacting binaries. *Astrophys J*, 1992, 391: 246–264
- 137 Paczynski B. Common envelope binaries. In: *Proceedings of Structure and Evolution of Close Binary Systems (IAU Symposium 73) Conference in Cambridge*. Cambridge, 1975. 75–80
- 138 Yungelson L R. Evolution of the secondary component of a close binary system. *Nauchnye Informatsii*, 1973, 27: 93
- 139 Refsdal S, Roth M L, Weigert A. On the binary system AS Eri. *Astron Astrophys*, 1974, 36: 113–122
- 140 Webbink R F. The evolution of low-mass close binary systems. IV. $0.80M_{\odot} + 0.40M_{\odot}$ catastrophic mass loss. *Astrophys J*, 1977, 211: 881–889
- 141 Prialnik D, Livio M. The outcome of accretion on to a fully convective star expansion or contraction? *Mon Not R Astron Soc*, 1985, 216: 37–52
- 142 Han Z, Webbink R F. Stability and energetics of mass transfer in double white dwarfs. *Astron Astrophys*, 1999, 349: L17–L20
- 143 Sparks W M, Stecher T P. Supernova: The result of the death spiral of a white dwarf into a red giant. *Astrophys J*, 1974, 188: 149–153
- 144 Alexander M E, Chau W Y, Henriksen R N. Orbital evolution of a singly condensed, close binary, by mass loss from the primary and by accretion drag on the condensed member. *Astrophys J*, 1976, 204: 879–888
- 145 Ivanova N, Justham S, Chen X, et al. Common envelope evolution: Where we stand and how we can move forward. *Astron Astrophys Rev*, 2013, 21: 59–131
- 146 Drake J J, Sarna M J. X-ray evidence of the common envelope phase of V471 tauri. *Astrophys J*, 2003, 594: L55–L58
- 147 Sion E M, Bond H E, Lindler D, et al. Hubble space telescope FUV spectra of the post-common-envelope hyades binary V471 tauri. *Astrophys J*, 2012, 751: 66
- 148 Kasliwal M M. Systematically bridging the gap between novae and supernovae. *Publ Astron Soc Aust*, 2012, 29: 482–488
- 149 Ivanova N, Justham S, Nandez J L A, et al. Identification of the long-sought common-envelope events. *Science*, 2013, 339: 433–435
- 150 Tylenda R, Kamiński T, Udalski A, et al. OGLE-2002-BLG-360: From a gravitational microlensing candidate to an overlooked red transient. *Astron Astrophys*, 2013, 555: A16
- 151 MacLeod M, Ramirez-Ruiz E. On the accretion-fed growth of neutron stars during common envelope. *Astrophys J*, 2015, 798: L19
- 152 MacLeod M, Ramirez-Ruiz E. Asymmetric accretion flows within a common envelope. *Astrophys J*, 2015, 803: 41
- 153 MacLeod M, Macias P, Ramirez-Ruiz E, et al. Lessons from the onset of a common envelope episode: The remarkable M31 2015 luminous red nova outburst. *Astrophys J*, 2017, 835: 282
- 154 MacLeod M, Antoni A, Murguia-Berthier A, et al. Common envelope wind tunnel: coefficients of drag and accretion in a simplified context for studying flows around objects embedded within stellar envelopes. *Astrophys J*, 2017, 838: 56
- 155 Nandez J L A, Ivanova N, Lombardi Jr J C. Recombination energy in double white dwarf formation. *Mon Not R Astron Soc-Lett*, 2015, 450: L39–L43
- 156 Nandez J L A, Ivanova N. Common envelope events with low-mass giants: Understanding the energy budget. *Mon Not R Astron Soc*, 2016, 460: 3992–4002
- 157 Ivanova N, Nandez J L A. Common envelope events with low-mass giants: understanding the transition to the slow spiral-in. *Mon Not R Astron Soc*, 2016, 462: 362–381
- 158 Ohlmann S T, Röpke F K, Pakmor R, et al. Hydrodynamic moving-mesh simulations of the common envelope phase in binary stellar systems. *Astrophys J*, 2016, 816: L9
- 159 Ohlmann S T, Röpke F K, Pakmor R, et al. Magnetic field amplification during the common envelope phase. *Mon Not R Astron Soc-Lett*, 2016, 462: L121–L125
- 160 Ohlmann S T, Röpke F K, Pakmor R, et al. Constructing stable 3D hydrodynamical models of giant stars. *Astron Astrophys*, 2017, 599: A5
- 161 Van Den Heuvel E P J. Late stages of close binary systems. *Symp-Int Astron Union*, 1976, 73: 35–61
- 162 Tutukov A V, Yungelson L R. Evolution of massive common envelope binaries and mass loss. In: *Proceedings of Mass Loss and Evolution of O-type Stars, IAU Symposium 83 in Vancouver Island, Canada*, 1978. 401
- 163 Webbink R F. Double white dwarfs as progenitors of R Coronae Borealis stars and Type I supernovae. *Astrophys J*, 1984, 277: 355–360
- 164 Kashi A, Soker N. A circumbinary disc in the final stages of common envelope and the core-degenerate scenario for Type Ia supernovae. *Mon Not R Astron Soc*, 2011, 417: 1466–1479
- 165 Ivanova N, Chaichenets S. Common envelope: Enthalpy consideration. *Astrophys J*, 2011, 731: L36–39
- 166 Ivanova N. Common envelope: On the mass and the fate of the remnant. *Astrophys J*, 2011, 730: 76
- 167 Xu X J, Li X D. On the binding energy parameter λ of common envelope evolution. *Astrophys J*, 2010, 716: 114–121
- 168 De Marco O, Passy J C, Moe M, et al. On the α formalism for the common envelope interaction. *Mon Not R Astron Soc*, 2011, 411: 2277–2292

- 169 Davis P J, Kolb U, Knigge C. Is the common envelope ejection efficiency a function of the binary parameters? *Mon Not R Astron Soc*, 2012, 419: 287–303
- 170 Zorotovic M, Schreiber M R, Gansicke B T, et al. Post-common-envelope binaries from SDSS. IX: Constraining the common-envelope efficiency. *Astron Astrophys*, 2010, 520: A86
- 171 Davis P J, Kolb U, Willems B. A comprehensive population synthesis study of post-common envelope binaries. *Mon Not R Astron Soc*, 2010, 403: 179–195
- 172 Toonen S, Nelemans G. The effect of common-envelope evolution on the visible population of post-common-envelope binaries. *Astron Astrophys*, 2013, 557: A87
- 173 Zorotovic M, Schreiber M R, García-Berro E, et al. Monte Carlo simulations of post-common-envelope white dwarf + main sequence binaries: The effects of including recombination energy. *Astron Astrophys*, 2014, 568: A68
- 174 Camacho J, Torres S, García-Berro E, et al. Monte Carlo simulations of post-common-envelope white dwarf + main sequence binaries: Comparison with the SDSS DR7 observed sample. *Astron Astrophys*, 2014, 566: A86
- 175 Nelemans G, Yungelson L R, Portegies Zwart S F, et al. Population synthesis for double white dwarfs. I. Close detached systems. *Astron Astrophys*, 2001, 365: 491–507
- 176 Nelemans G, Verbunt F, Yungelson L R, et al. Reconstructing the evolution of double helium white dwarfs: Envelope loss without spiral-in. *Astron Astrophys*, 2000, 360: 1011–1018
- 177 Nelemans G, Tout C A. Reconstructing the evolution of white dwarf binaries: Further evidence for an alternative algorithm for the outcome of the common-envelope phase in close binaries. *Mon Not R Astron Soc*, 2005, 356: 753–764
- 178 van der Sluys M V, Verbunt F, Pols O R. Modelling the formation of double white dwarfs. *Astron Astrophys*, 2006, 460: 209–228
- 179 Gosnell N M, Mathieu R D, Geller A M, et al. Detection of white dwarf companions to blue stragglers in the open cluster NGC 188: Direct evidence for recent mass transfer. *Astrophys J*, 2014, 783: L8
- 180 Gosnell N M, Mathieu R D, Geller A M, et al. Implications for the formation of blue straggler stars from HST ultraviolet observations of NGC 188. *Astrophys J*, 2015, 814: 163
- 181 Postnov K A, Yungelson L R. The evolution of compact binary star systems. *Living Rev Relativ*, 2014, 17: 3
- 182 Flannery B P, van den Heuvel E P J. On the origin of the binary pulsar PSR 1913+16. *Astrophys J*, 1975, 39: 61–67
- 183 de Loore C, de Grève J P, de Cuyper J P. Evolution of massive close binaries. II. The POST X-ray binary stage: Origin of run-away and binary pulsars. *Astrophys Space Sci*, 1975, 36: 219–225
- 184 Srinivasan G, van den Heuvel E P J. Some constraints on the evolutionary history of the binary pulsar PSR 1913+16. *Astron Astrophys*, 1982, 108: 143–147
- 185 Backer D C, Kulkarni S R, Heiles C, et al. A millisecond pulsar. *Nature*, 1982, 300: 615–618
- 186 van den Heuvel E P J. Formation of double neutron stars, millisecond pulsars and double black holes. *J Astrophys Astron*, 2017, 38: 45. ArXiv: [1709.07636](https://arxiv.org/abs/1709.07636)
- 187 Tauris T M, Kramer M, Freire P C C, et al. Formation of double neutron star systems. *Astrophys J*, 2017, 846: 170
- 188 Nugis T, Lamers H J G L M. Mass-loss rates of Wolf-Rayet stars as a function of stellar parameters. *Astron Astrophys*, 2000, 360: 227–244
- 189 Fadeyev Y A, Novikova M F. Radial pulsations of helium stars with masses from 1 to $10 M_{\odot}$. *Astron Lett*, 2003, 29: 522–529
- 190 Fadeyev Y A, Novikova M F. Radial pulsations of helium stars with masses from 10 to $50 M_{\odot}$. *Astron Lett*, 2004, 30: 707–714
- 191 Miroshnichenko A S. Toward understanding the B[e] phenomenon. I. Definition of the galactic FS CMa stars. *Astrophys J*, 2007, 667: 497–504
- 192 Miroshnichenko A S. The B[e] phenomenon: Forty years of studies. *Astron Soc Pacific Conf Ser*, 2017, 508: 285
- 193 Khokhlov S A, Miroshnichenko A S, Zharikov S V, et al. Toward understanding the B[e] phenomenon. VII. AS 386, a single-lined binary with a candidate black hole component. *Astrophys J*, 2018, in press. ArXiv: [1803.03892](https://arxiv.org/abs/1803.03892)
- 194 De Donder E, Vanbeveren D, van Bever J. The number of O-type runaways, the number of O and Wolf-Rayet stars with a compact companion and the formation rate of double pulsars predicted by massive close binary evolution. *Astron Astrophys*, 1997, 318: 812–818
- 195 Portegies Zwart S F, Yungelson L R. Formation and evolution of binary neutron stars. *Astron Astrophys*, 1998, 332: 173–188
- 196 Kuranov A G, Popov S B, Postnov K A. Pulsar spin-velocity alignment from single and binary neutron star progenitors. *Mon Not R Astron Soc*, 2009, 395: 2087–2094
- 197 Ergma E, Yungelson L R, CYG X-3: Can the compact object be a black hole? *Astron Astrophys*, 1998, 333: 151–158
- 198 Linden T, Valsecchi F, Kalogera V. On the rarity of X-ray binaries with naked helium donors. *Astrophys J*, 2012, 748: 114
- 199 Thorne K S, Zytlow A N. Red giants and supergiants with degenerate neutron cores. *Astrophys J*, 1975, 199: L19–L24
- 200 Barkov M V, Bisnovatyi-Kogan G S, Lamzin S A. The thermal evolution of thorne-zytkow objects. *Astron Rep*, 2001, 45: 230–235

- 201 Tout C A, Zytow A N, Church R P, et al. HV2112, a Thorne-Zytkow object or a super asymptotic giant branch star. *Mon Not R Astron Soc-Lett*, 2014, 445: L36–L40
- 202 Foellmi C, Moffat A F J. Are peculiar wolf-rayet stars of type WN8 Thorne-Zytkow Objects? *Astron Soc Pacific Conf Ser*, 2002, 263: 123
- 203 Colgate S A. Neutron-star formation, thermonuclear supernovae, and heavy-element reimplosion. *Astrophys J*, 1971, 163: 221–230
- 204 Chevalier R A. Neutron star accretion in a stellar envelope. *Astrophys J*, 1993, 411: L33–L36
- 205 Botticella M T, Smartt S J, Kennicutt Jr R C, et al. A comparison between star formation rate diagnostics and rate of core collapse supernovae within 11 Mpc. *Astron Astrophys*, 2012, 537: A132
- 206 van den Heuvel E P J. X-ray binaries and their descendants: Binary radio pulsars; evidence for three classes of neutron stars? In: *Proceedings of 5th Integral Workshop On The Integral Universe*. ESA Special Publication, 2004, 552. 185
- 207 Schwab J, Podsiadlowski P, Rappaport S. Further evidence for the bimodal distribution of neutron-star masses. *Astrophys J*, 2010, 719: 722–727
- 208 Knigge C, Coe M J, Podsiadlowski P. Two populations of X-ray pulsars produced by two types of supernova. *Nature*, 2011, 479: 372–375
- 209 van den Heuvel E P J. Compact stars and the evolution of binary systems. *Bull Astron Soc India*, 2011, 39: 1–20
- 210 Iben I J, Tutukov A V, Yungelson L R. A model of the galactic X-ray binary population. II. Low-mass X-ray binaries in the galactic disk. *Astrophys J Suppl Ser*, 1995, 100: 233
- 211 Kalogera V, Webbink R F. Formation of low-mass X-ray binaries. I. Constraints on hydrogen-rich donors at the onset of the X-ray phase. *Astrophys J*, 1996, 458: 301
- 212 Kalogera V, Webbink R F. Formation of low-mass X-ray binaries. II. Common envelope evolution of primordial binaries with extreme mass ratios. *Astrophys J*, 1998, 493: 351–367
- 213 Tutukov A V, Fedorova A V. Evolution of close stellar binaries with black holes under the action of gravitational radiation and magnetic and induced stellar winds of the donor. *Astron Rep*, 2002, 46: 765–778
- 214 Wang B, Podsiadlowski P, Han Z. He-accreting carbon-oxygen white dwarfs and type Ia supernovae. *Mon Not R Astron Soc*, 2017, 472: 1593–1599
- 215 Ziosi B M, Mapelli M, Branchesi M, et al. Dynamics of stellar black holes in young star clusters with different metallicities. II. Black hole-black hole binaries. *Mon Not R Astron Soc*, 2014, 441: 3703–3717
- 216 Fryer C L. Mass limits for black hole formation. *Astrophys J*, 1999, 522: 413–418
- 217 van den Heuvel E P J, Habets G M H J. Observational lower mass limit for black hole formation derived from massive X-ray binaries. *Nature*, 1984, 309: 598–600
- 218 Woosley S E, Langer N, Weaver T A. The presupernova evolution and explosion of helium stars that experience mass loss. *Astrophys J*, 1995, 448: 315–338
- 219 Portegies Z S F, Verbunt F, Ergma E. The formation of black-holes in low-mass X-ray binaries. *Astron Astrophys*, 1997, 321: 207–212
- 220 Ergma E, van den Heuvel E P J. On the initial progenitor masses of stellar mass black holes and neutron stars. *Astron Astrophys*, 1998, 331: L29–L32
- 221 Brown G E, Heger A, Langer N, et al. Formation of high mass X-ray black hole binaries. *New Astron*, 2001, 6: 457–470
- 222 Kochanek C S. Failed supernovae explain the compact remnant mass function. *Astrophys J*, 2014, 785: 28
- 223 Muno M P, Clark J S, Crowther P A, et al. A neutron star with a massive progenitor in westerlund 1. *Astrophys J*, 2006, 636: L41–L44
- 224 Timmes F X, Woosley S E, Weaver T A. The neutron star and black hole initial mass function. *Astrophys J*, 1996, 457: 834–843
- 225 Remillard R A, McClintock J E. X-ray properties of black-hole binaries. *Annu Rev Astron Astrophys*, 2006, 44: 49–92
- 226 Fryer C L, Kalogera V. Theoretical black hole mass distributions. *Astrophys J*, 2001, 554: 548–560
- 227 Georgy C, Meynet G, Walder R, et al. The different progenitors of type Ib, Ic SNe, and of GRB. *Astron Astrophys*, 2009, 502: 611–622
- 228 Linden T, Kalogera V, Sepinsky J F, et al. The effect of starburst metallicity on bright X-ray binary formation pathways. *Astrophys J*, 2010, 725: 1984–1994
- 229 Belczynski K, Holz D E, Bulik T, et al. The first gravitational-wave source from the isolated evolution of two stars in the 40–100 solar mass range. *Nature*, 2016, 534: 512–515
- 230 Crowther P A, Barnard R, Carpano S, et al. NGC 300 X-1 is a Wolf-Rayet/black hole binary. *Mon Not R Astron Soc-Lett*, 2010, 403: L41–L45
- 231 Foucart F, Deaton M B, Duez M D, et al. Black-hole-neutron-star mergers at realistic mass ratios: Equation of state and spin orientation effects. *Phys Rev D*, 2013, 87: 084006
- 232 Endal A S, Sofia S. The evolution of rotating stars. II. Calculations with time-dependent redistribution of angular momentum for 7- and 10-solar-mass stars. *Astrophys J*, 1978, 220: 279–290
- 233 Zahn J P. Circulation and turbulence in rotating stars. *Astron Astrophys*, 1992, 265: 115–132

- 234 Maeder A. Evidences for a bifurcation in massive star evolution. The ON-blue stragglers. *Astron Astrophys*, 1987, 178: 159–169
- 235 Woosley S E, Heger A. The progenitor stars of gamma-ray bursts. *Astrophys J*, 2006, 637: 914–921
- 236 Brott I, de Mink S E, Cantiello M, et al. Rotating massive main-sequence stars. I. Grids of evolutionary models and isochrones. *Astron Astrophys*, 2011, 530: A115
- 237 Koehler K, Langer N, de Koter A, et al. The evolution of rotating very massive stars with LMC composition. *Astron Astrophys*, 2015, 573: A71
- 238 Szécsi D, Langer N, Yoon S C, et al. Low-metallicity massive single stars with rotation. Evolutionary models applicable to I Zwicky 18. *Astron Astrophys*, 2015, 581: A15
- 239 de Mink S E, Cantiello M, Langer N, et al. Rotational mixing in massive binaries. Detached short-period systems. *Astron Astrophys*, 2009, 497: 243–253
- 240 Mandel I, de Mink S E. Merging binary black holes formed through chemically homogeneous evolution in short-period stellar binaries. *Mon Not R Astron Soc*, 2016, 458: 2634–2647
- 241 Song H F, Meynet G, Maeder A, et al. Massive star evolution in close binaries. Conditions for homogeneous chemical evolution. *Astron Astrophys*, 2016, 585: A120
- 242 Marchant P, Langer N, Podsiadlowski P, et al. Ultra-luminous X-ray sources and neutron-star-black-hole mergers from very massive close binaries at low metallicity. *Astron Astrophys*, 2017, 604: A55
- 243 Kilic M, Brown W R, Kenyon S J, et al. The shortest period detached binary white dwarf system. *Mon Not R Astron Soc-Lett*, 2011, 413: L101–L105
- 244 Brown W R, Kilic M, Hermes J J, et al. A 12 minute orbital period detached white dwarf eclipsing binary. *Astrophys J*, 2011, 737: L23
- 245 Hermes J J, Kilic M, Brown W R, et al. Rapid orbital decay in the 12.75-minute binary white dwarf J0651+2844. *Astrophys J*, 2012, 757: L21
- 246 Nelemans G. Galactic Binaries with eLISA. In: Proceedings of the 9th LISA Symposium. Bibliotheque Nationale de France, Paris, 2012. ASP Conference Series, 2013, 467. 27
- 247 Brown W R, Kilic M, Prieto C A, et al. The ELM Survey. I. A complete sample of extremely low-mass white dwarfs. *Astrophys J*, 2010, 723: 1072–1081
- 248 Kilic M, Brown W R, Prieto C A, et al. The ELM survey. II. Twelve binary white dwarf merger systems. *Astrophys J*, 2011, 727: 3
- 249 Brown W R, Kilic M, Allende Prieto C, et al. The ELM survey. III. A successful targeted survey for extremely low mass white dwarfs. *Astrophys J*, 2012, 744: 142
- 250 Kilic M, Brown W R, Allende Prieto C, et al. The ELM survey. IV. 24 white dwarf merger systems. *Astrophys J*, 2012, 751: 141
- 251 Brown W R, Kilic M, Allende Prieto C, et al. The ELM survey. V. Merging massive white dwarf binaries. *Astrophys J*, 2013, 769: 66
- 252 Gianninas A, Kilic M, Brown W R, et al. The ELM survey. VI. Eleven new double degenerates. *Astrophys J*, 2015, 812: 167
- 253 Brown W R, Gianninas A, Kilic M, et al. The ELM survey. VII. Orbital properties of low-mass white dwarf binaries. *Astrophys J*, 2016, 818: 155
- 254 Brown W R, Kilic M, Kenyon S J, et al. Most double degenerate low-mass white dwarf binaries merge. *Astrophys J*, 2016, 824: 46
- 255 Kilic M, Hermes J J, Gianninas A, et al. Found: The progenitors of AM CVn and supernovae Ia. *Mon Not R Astron Soc-Lett*, 2014, 438: L26–L30
- 256 Han Z. The formation of double degenerates and related objects. *Mon Not R Astron Soc*, 1998, 296: 1019–1040
- 257 Istrate A G, M Tauris T, Langer N. The formation of low-mass helium white dwarfs orbiting pulsars. Evolution of low-mass X-ray binaries below the bifurcation period. *Astron Astrophys*, 2014, 571: A45
- 258 Chen X, Maxted P F L, Li J, et al. The formation of EL CVn-type binaries. *Mon Not R Astron Soc*, 2017, 467: 1874–1889
- 259 Han Z, Podsiadlowski P, Maxted P F L, et al. The origin of subdwarf B stars. I. The formation channels. *Mon Not R Astron Soc*, 2002, 336: 449–466
- 260 Han Z, Podsiadlowski P, Maxted P F L, et al. The origin of subdwarf B stars. II. *Mon Not R Astron Soc*, 2003, 341: 669–691
- 261 Zhang X, Jeffery C S. Evolutionary models for double helium white dwarf mergers and the formation of helium-rich hot subdwarfs. *Mon Not R Astron Soc*, 2012, 419: 452–464
- 262 Maoz D, Hallakoun N, Badenes C. The separation distribution and merger rate of double white dwarfs: Improved constraints. *Mon Not R Astron Soc*, 2018, in press. ArXiv: [1801.04275](https://arxiv.org/abs/1801.04275)
- 263 Solheim J E. AM CVn stars: Status and challenges. *Publ Astron Soc Pac*, 2010, 122: 1133–1163
- 264 Pringle J E, Webbink R F. Ariel 1118-61 - A very close binary system. *Mon Not R Astron Soc*, 1975, 172: 493–500
- 265 Tutukov A V, Yungelson L R. On the influence of emission of gravitational waves on the evolution of low-mass close binary stars. *Acta Astron*, 1979, 29: 665–680

- 266 Nelemans G, Yungelson L R, Portegies Zwart S F. The gravitational wave signal from the Galactic disk population of binaries containing two compact objects. *Astron Astrophys*, 2001, 375: 890–898
- 267 Zapolsky H S, Salpeter E E. The mass-radius relation for cold spheres of low mass. *Astrophys J*, 1969, 158: 809–813
- 268 Nauenberg M. Analytic approximations to the mass-radius relation and energy of zero-temperature stars. *Astrophys J*, 1972, 175: 417
- 269 Verbunt F, Rappaport S. Mass transfer instabilities due to angular momentum flows in close binaries. *Astrophys J*, 1988, 332: 193–198
- 270 Tutukov A V, Fedorova A V. Formation and evolution of close binaries containing helium donors. *Sov Astron*, 1989, 33: 606–613
- 271 Tutukov A, Yungelson L. Double-degenerate semidetached binaries with helium secondaries: Cataclysmic variables, supersoft X-ray sources, supernovae and accretion-induced collapses. *Mon Not R Astron Soc*, 1996, 280: 1035–1045
- 272 Nelemans G, Yungelson L R, Portegies Zwart S F. Short-period AM CVn systems as optical, X-ray and gravitational-wave sources. *Mon Not R Astron Soc*, 2004, 349: 181–192
- 273 Ruiter A J, Belczynski K, Benacquista M, et al. The LISA gravitational wave foreground: A study of double white dwarfs. *Astrophys J*, 2010, 717: 1006–1021
- 274 Deloye C J, Taam R E, Winisdoerffer C, et al. The thermal evolution of the donors in AM canum venaticorum binaries. *Mon Not R Astron Soc*, 2007, 381: 525–542
- 275 D'Antona F, Ventura P, Burderi L, et al. Modeling the closest double degenerate system RX J0806.3+1527 and its decreasing period. *Astrophys J*, 2006, 653: 1429–1434
- 276 Kaplan D L, Bildsten L, Steinfadt J D R. Orbital evolution of compact white dwarf binaries. *Astrophys J*, 2012, 758: 64
- 277 Holcomb C, Guillochon J, De Colle F, et al. Conditions for successful helium detonations in astrophysical environments. *Astrophys J*, 2013, 771: 14
- 278 Paczynski B. Evolution of Single Stars. IV. Helium stars. *Acta Astron*, 1971, 21: 1–14
- 279 Savonije G J, de Kool M, van den Heuvel E P J. The minimum orbital period for ultra-compact binaries with helium burning secondaries. *Astron Astrophys*, 1986, 155: 51–57
- 280 Iben I J, Tutukov A V. Helium star cataclysmics. *Astrophys J*, 1991, 370: 615–629
- 281 Ivanova N, Taam R E. Thermal timescale mass transfer and the evolution of white dwarf binaries. *Astrophys J*, 2004, 601: 1058–1066
- 282 Yungelson L R. Evolution of low-mass helium stars in semidetached binaries. *Astron Lett*, 2008, 34: 620–634
- 283 Fink M, Röpké F K, Hillebrandt W, et al. Double-detonation sub-Chandrasekhar supernovae: Can minimum helium shell masses detonate the core? *Astron Astrophys*, 2010, 514: A53
- 284 Sim S A, Fink M, Kromer M, et al. 2D simulations of the double-detonation model for thermonuclear transients from low-mass carbon-oxygen white dwarfs. *Mon Not R Astron Soc*, 2012, 420: 3003–3016
- 285 Moll R, Woosley S E. Multi-dimensional models for double detonation in sub-chandrasekhar mass white dwarfs. *Astrophys J*, 2013, 774: 137
- 286 Roelofs G H A, Groot P J, Nelemans G, et al. On the orbital periods of the AM CVn stars HP Librae and V803 Centauri. *Mon Not R Astron Soc*, 2007, 379: 176–182
- 287 Carter P J, Marsh T R, Steeghs D, et al. A search for the hidden population of AM CVn binaries in the sloan digital sky survey. *Mon Not R Astron Soc*, 2013, 429: 2143–2160
- 288 Zhang X F, Liu J Z, Jeffery C S, et al. The double helium-white dwarf channel for the formation of AM CVn binaries. *Res Astron Astrophys*, 2018, 18: 009
- 289 Belczynski K, Taam R E. Galactic populations of ultracompact binaries. *Astrophys J*, 2004, 603: 690–696
- 290 Miller G E, Scalo J M. The initial mass function and stellar birthrate in the solar neighborhood. *Astrophys J Suppl Ser*, 1979, 41: 513–547
- 291 Yungelson L R, Livio M, Tutukov A V, et al. Are the observed frequencies of double degenerates and SN IA contradictory? *Astrophys J*, 1994, 420: 336–340
- 292 Nelemans G, Portegies Zwart S F, Verbunt F, et al. Population synthesis for double white dwarfs. II. Semi-detached systems: AM CVn stars. *Astron Astrophys*, 2001, 368: 939–949
- 293 Toonen S, Claeys J S W, Mennekens N, et al. PopCORN: Hunting down the differences between binary population synthesis codes. *Astron Astrophys*, 2014, 562: A14
- 294 Tutukov A V, Yungelson L R. The merger rate of neutron star and black hole binaries. *Mon Not R Astron Soc*, 1993, 260: 675–678
- 295 Lipunov V M, Postnov K A, Prokhorov M E. Black holes and gravitational waves: Possibilities for simultaneous detection using rst-generation laser interferometers. *Astron Lett*, 1997, 23: 492–497
- 296 Voss R, Tauris T M. Galactic distribution of merging neutron stars and black holes-prospects for short gamma-ray burst progenitors and LIGO/VIRGO. *Mon Not R Astron Soc*, 2003, 342: 1169–1184

- 297 O'Shaughnessy R, Kim C, Fragos T, et al. Constraining population synthesis models via the binary neutron star population. *Astrophys J*, 2005, 633: 1076–1084
- 298 Dominik M, Belczynski K, Fryer C, et al. Double compact objects. I. The significance of the common envelope on merger rates. *Astrophys J*, 2012, 759: 52
- 299 Mennekens N, Vanbeveren D. Massive double compact object mergers: Gravitational wave sources and r-process element production sites. *Astron Astrophys*, 2014, 564: A134
- 300 Belczynski K, Repetto S, Holz D E, et al. Compact binary merger rates: Comparison with LIGO/Virgo upper limits. *Astrophys J*, 2016, 819: 108
- 301 Belczynski K, Heger A, Gladysz W, et al. The effect of pair-instability mass loss on black-hole mergers. *Astron Astrophys*, 2016, 594: A97
- 302 Belczynski K, Ryu T, Perna R, et al. On the likelihood of detecting gravitational waves from Population III compact object binaries. *Mon Not R Astron Soc*, 2017, 471: 4702–4721
- 303 Eldridge J J, Stanway E R. BPASS predictions for binary black hole mergers. *Mon Not R Astron Soc*, 2016, 462: 3302–3313
- 304 Pavlovskii K, Ivanova N, Belczynski K, et al. Stability of mass transfer from massive giants: Double black hole binary formation and ultraluminous X-ray sources. *Mon Not R Astron Soc*, 2017, 465: 2092–2100
- 305 van den Heuvel E P J, Portegies Zwart S F, de Mink S E. Forming short-period Wolf-Rayet X-ray binaries and double black holes through stable mass transfer. *Mon Not R Astron Soc*, 2017, 471: 4256–4264
- 306 Hainich R, Oskina L M, Shenar T, et al. Observational properties of massive black hole binary progenitors. *Astron Astrophys*, 2018, 609: A94
- 307 Stevenson S, Vigna-Gómez A, Mandel I, et al. Formation of the first three gravitational-wave observations through isolated binary evolution. *Nat Commun*, 2017, 8: 14906
- 308 Chruslinska M, Belczynski K, Klencki J, et al. Double neutron stars: Merger rates revisited. *Mon Not R Astron Soc*, 2018, 474: 2937–2958
- 309 Vink J S, de Koter A. Predictions of variable mass loss for luminous blue variables. *Astron Astrophys*, 2002, 393: 543–553
- 310 Fishbach M, Holz D E. Where are LIGO's big black holes? *Astrophys J*, 2017, 851: L25
- 311 Kim C, Perera B B P, McLaughlin M A. Implications of PSR J0737-3039B for the Galactic NS-NS binary merger rate. *Mon Not R Astron Soc*, 2015, 448: 928–938
- 312 Bray J C, Eldridge J J. Neutron star kicks and their relationship to supernovae ejecta mass. *Mon Not R Astron Soc*, 2016, 461: 3747–3759
- 313 de Mink S E, Belczynski K. Merger rates of double neutron stars and stellar origin black holes: The impact of initial conditions on binary evolution predictions. *Astrophys J*, 2015, 814: 58
- 314 Gupta A, Arun K G, Sathyaprakash B S. Implications of binary black hole detections on the merger rates of double neutron stars and neutron star-black holes. *Astrophys J*, 2017, 849: L14
- 315 de Mink S E, Mandel I. The chemically homogeneous evolutionary channel for binary black hole mergers: Rates and properties of gravitational-wave events detectable by advanced LIGO. *Mon Not R Astron Soc*, 2016, 460: 3545–3553

The formation of double compact objects as gravitational wave sources

CHEN XueFei^{1,2,3*}, LI Yan^{1,2,3} & HAN ZhanWen^{1,2,3}

¹*Yunnan Observatories, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011, China;*

²*Key Laboratory for the Structure and Evolution of Celestial Objects, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011, China;*

³*Center for Astronomical Mega-Science, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China*

The advanced LIGO/Virgo have detected gravitational-wave signals of merging double black holes and merging double neutron stars, opening a new window for astronomers to study the universe. The coming space gravitational wave detectors, such as Laser Interferometer Space Antenna (LISA) and TianQin, are expected to focus on gravitational-wave signals from double white dwarfs in close orbits and their mergers. Binary evolution is believed to be the major channel for the formation of those double compact objects. In this paper, we review the scenarios for the formation of various types of double compact objects and the uncertainties in the scenarios. The uncertainties are related to the stellar wind of massive stars, stellar evolution in late stages, supernova explosion/natal kicks, and the basic unsolved problems in binary evolution, etc.

close binaries, neutron stars, black holes, white dwarfs, AM CVn stars

PACS: 97.80.Fk, 97.60.Jd, 97.60.Lf, 97.80.-d, 97.60.-s

doi: [10.1360/SSPMA2018-00097](https://doi.org/10.1360/SSPMA2018-00097)