



GRB 160821B的晚期余辉增亮: 新一例磁星驱动并合新星候选体

李晋达¹, 高鹤^{1*}, 刘良端²

1. 北京师范大学天文系, 北京 100875;

2. 华中师范大学物理科学与技术学院, 武汉 430079

*联系人, E-mail: gaohe@bnu.edu.cn

收稿日期: 2022-02-17; 接受日期: 2022-05-05; 网络出版日期: 2022-07-20

国家自然科学基金(编号: 12021003)资助项目

摘要 在2017年8月17日, 美国引力波激光干涉天文台(LIGO)引领的国际合作组首次探测到由双中子星合并引发的引力波事件GW170817, 及其多波段电磁对应体. GW170817的探测证实了双中子星并合事件可以同时产生伽马射线暴与并合新星信号. 基于此, 通过检查短伽马暴晚期数据中是否存在“并合新星”, 可以帮助判断那些没有引力波联合探测的短伽马暴是否真的来自于双致密星并合过程. 本文对短伽马暴GRB 160821B特殊余辉特征(包括X射线内耗散平台, 晚期光学与X射线同时增亮等)进行了详细研究, 发现其多波段余辉数据可以利用磁星驱动下的星风耗散辐射、外激波余辉辐射以及并合新星辐射进行很好的拟合, 由此证明了GRB 160821B的晚期余辉增亮是新一例磁星驱动并合新星候选体. 在短伽马暴中每一例候选体的发现都非常宝贵, 为研究高红移双致密星并合事件率, 进而研究宇宙重元素起源等问题提供重要依据.

关键词 伽马射线暴, 并合新星, 双中子星并合

PACS: 98.70.Rz, 04.30.Db, 97.60.Jd

1 引言

伽马射线暴(以下简称伽马暴, Gamma-ray Burst, GRB)是宇宙中最剧烈的爆发现象, 它为天体物理研究、宇宙学研究乃至基础物理研究提供了重要的极端物理实验室^[1]. 伽马暴的伽马射线辐射阶段通常称为瞬时辐射阶段, 人们通常用 T_{90} 来定义瞬时辐射时标, 即伽马射线累计流量占总流量比例在5%–95%之间的持续时间. 早在1993年, 利用康普顿卫星的观测

样本, 人们发现伽马暴瞬时辐射的持续时间呈“双模式”分布, 临界点在 $T_{90} \sim 2$ s. 人们由此将伽马暴分为长暴($T_{90} > 2$ s)和短暴($T_{90} < 2$ s)^[2].

通常认为长暴和短暴的物理起源可能不同, 即长暴可能起源于大质量恒星的坍缩^[3–6], 而短暴起源于双致密星(黑洞-中子星或双中子星)的并合^[7–10]. 确定长暴起源于大质量恒星坍缩的关键性证据是有些长暴观测到了成协出现的超新星^[6], 而确认短暴起源于双致密星并合的关键性证据是在2017年8月17日,

引用格式: 李晋达, 高鹤, 刘良端. GRB 160821B的晚期余辉增亮: 新一例磁星驱动并合新星候选体. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2022, 52: 289512
Li J D, Gao H, Liu L D. GRB 160821B late afterglow rebrightening: A new candidate for magnetar-powered Merger-novae (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2022, 52: 289512, doi: [10.1360/SSPMA-2022-0072](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2022-0072)

美国引力波激光干涉天文台(LIGO)首次探测到由双中子星合并引发的引力波事件GW170817^[11],并在之后的1.74 s由费米伽马射线卫星观测到与之成协的短伽马暴GRB 170817A^[12,13].然而,GRB 170817A的性质非常特殊^[14],它的光度比其他典型的短伽马暴低了2–3个量级,虽然它的 T_{90} 刚好是2 s,而由于它的能谱偏软,如果利用比Fermi能段更低的探测器探测,则它的 T_{90} 很可能要大于2 s^[13].人们提出了结构化喷流的模型来解释GRB 170817A的特殊性,然而单凭这一孤例,还很难确定结构化喷流模型的正确性,进而很难确定其他典型的短伽马暴是否都来自于双致密星合并.

在GW170817A被探测到之前,已经有很多工作详细讨论了双中子星或中子星黑洞并合过程可能产生的电磁信号特征^[8,15–23].其中一个很关键的预言是在并合过程中由于潮汐瓦解抛射出的中子星表面物质将产生一个“天”至“周”时间尺度的光学/红外信号^[19].关于这个信号的命名具有一定的争议,有人提出由于这个信号的峰值光度是星光度的1000倍,因此可以称其为“千新星”^[20].Yu等人^[23]指出,当并合的产物为一颗大质量磁星时,磁星通过星风将额外的能量注入抛射物,可能产生光度远高于1000倍星光度的信号,由此他们提出根据物理背景命名其为“并合新星”(本文将采用这个命名).对于中子星黑洞并合或当双中子星并合产物为黑洞时,“并合新星”主要由抛射物中放射性物质衰变(r 过程)提供能量,因此可称为“ r 过程驱动的并合新星”;而对于双中子星并合产物为磁星时,若星风注入能量的功率超过了抛射物中 r 过程的功率,则可称为“磁星驱动的并合新星”.在GW170817被探测到10.9 h后,多个望远镜在可见光波段以及红外波段的确观测到了一个“ r 过程驱动的并合新星”^[24],从观测上证实了“并合新星”预言的正确性.

理论上,通过检查短伽马暴晚期数据中是否存在“并合新星”,可以帮助判断那些没有引力波联合探测的短伽马暴是否真的来自于双致密星并合过程.此前的研究者已经在一些短伽马暴中找到了一些“并合新星”的候选体,如在GRB 050709, GRB 060614, GRB 070809以及GRB 130603B中发现的“ r 过程驱动的并合新星”^[25–30],在GRB 050724, GRB 061006, GRB 070714B以及GRB 080503中发现的“磁星驱动的并合新星”^[31,32].每一例候选体的发现都非常宝贵,为研究高红移双致密星并合事件率,进而研究宇宙重元素起

源等问题提供了重要依据^[33].

最近,又一例短伽马暴GRB 160821B,由于具有晚期的光学增亮信号而引起了人们的广泛关注.有研究者指出这一短暴的余辉行为表明其中心引擎很可能是一个超大质量磁星^[34,35].如果真是如此,那么GRB 160821B晚期的光学增亮信号很可能是一例新的“磁星驱动的并合新星”.本文按照Gao等人^[31,32]以往对“磁星驱动的并合新星”的搜寻方法,对GRB 160821B的多波段数据开展了详细研究.首先对磁星驱动下的短伽马暴瞬时辐射、余辉以及并合新星的理论模型进行详细介绍,随后利用理论模型对GRB 160821B的多波段数据进行拟合,最终结果表明GRB 160821B晚期的光学信号的确是一个很好的“并合新星”候选体.

2 模型简介

在双中子星合并的事件中,其电磁信号特征主要由并合后的产物所决定.并合产物可分为4种情况^[36–40]:(1)迅速塌缩成为黑洞;(2)由较差自转维持的超大质量中子星,在塌缩为黑洞之前可存在百毫秒;(3)由刚体自转维持的超大质量中子星,在塌缩为黑洞之前的存在时间约为100–1000 s;(4)长期稳定存在的中子星.实际情况取决于并合前两颗中子星的具体性质以及中子星的物态方程.如果并合前的双中子星系统的质量偏小,且核物质的状态方程足够硬,则在并合后会产生一颗大质量中子星.考虑两颗中子星并和前的轨道为开普勒轨道,新生的大质量中子星的自转速度应接近于可以维持其存在的速度上限^[32],并可能有着极强的磁场^[36].新生磁星将会被并合过程中产生的相对论性抛射物所包围,可以将其分布假设为各向同性的^[32].基于此,可能存在4个辐射区域和几种辐射成分^[31].

(1)最初,新生磁星周围会存在一个由离心力支持的吸积盘^[41],从而因吸积过程产生一个短时标且准直的相对论性喷流^[42].喷流将驱动短伽马暴瞬时辐射及其余辉.

(2)由于喷流将冲破抛射物,喷流射孔打开,由坡印廷流主导的磁星星风将不断地通过该孔,产生软伽马射线的延展辐射或X射线平台辐射.

(3)在上述过程进行的同时,在更广的范围内,在

其他方向上由于磁星星风被抛射物所阻挡, 这些方向上磁星星风的能量一部分(比例为 ξ)会注入到抛射物中 [23,43,44], 另一部分(比例为 $1 - \xi$)继续以磁能形式保留在磁星星风中. 这种连续的能量注入过程不仅会加热抛射物, 同时会大大增加抛射物动能 [17].

(4) 随着磁星自转速度下降, 坡印廷流产生的磁压迅速下降, 使初始喷流的穿孔被关闭. 原本留存在磁星星风中的能量(比例为 $1 - \xi$)将逐步耗散为X射线光子并最终衰减因子 $e^{-\tau}$ 扩散出去, 其中 τ 是抛射物的光深. 此后, 整个抛射物变为光薄. 由磁星星风耗散驱动的X射线可以自由地逃逸出抛射物直接到达观测者 [32].

由此可知, 在磁星驱动下, 短伽马暴X射线余辉将出现一个平台辐射以及晚期的增亮辐射特征, 而光学波段将是普通的余辉辐射叠加一个晚期增亮的并合新星辐射. 以下将对每部分的辐射信号进行定量的描述.

2.1 磁星自转下降与星风耗散

对于初始自转周期为 P_i , 半径为 R_s , 磁感应强度为 B 的新生磁星, 其磁偶极辐射可表示为

$$L_{sd} = L_{sd,i} \left(1 + \frac{t}{t_{sd}}\right)^{-2}, \quad (1)$$

其中, $L_{sd,i} = 10^{47} R_{s,6}^6 B_{14}^2 P_{i,-3}^{-4} \text{ erg s}^{-1}$, $t_{sd} = 2 \times 10^5 R_{s,6}^{-6} B_{14}^{-2} P_{i,-3}^2 \text{ s}$ 在此约定 $R_s = 10^6 R_{s,6} \text{ cm}$, $B = 10^{14} B_{14} \text{ G}$, $P_i = 10^{-3} P_{i,-3} \text{ s}$.

当喷流冲破抛射物后, 随着磁星星风不断穿过该孔, 星风的压力使其保持打开状态. 早期的磁星星风驱动了软伽马射线的延展辐射或X射线平台辐射. 在此, 假设磁星磁偶极辐射能量转化为在频率 ν 观测到的光度的效率因子为 η_ν , 则所在光度距离为 D_L 处观测到的辐射流量可以表示为

$$F_\nu = \frac{\eta_\nu L_{sd}}{\nu 4\pi D_L^2}. \quad (2)$$

但在其他方向上, 星风遇到抛射物后会迅速减速并与抛射物产生相互作用. 在相互作用的区域中, 星风耗散产生的X射线光子将被抛射物捕获, 最终仍会以衰减因子 $e^{-\tau}$ 扩散出去, τ 是抛射物的光深 [32]. 随着抛射物的动力学演化, 在光学厚度变薄之后($\tau < 1$), 由磁星星风耗散产生的X射线光子便可以自由逃逸出抛射

物, 可以观测到的流量表示为

$$F_\nu = \frac{\eta_\nu L_{sd}}{\nu 4\pi D_L^2} e^{-\tau}. \quad (3)$$

而在光学和红外波段, 由于磁星星风耗散的光谱为准热辐射, 光学与红外波段的辐射将会受到抑制 [36].

2.2 磁星驱动的并合新星

如前文所述, 由于抛射物在前期的光深较大, 磁星星风与抛射物相互作用区域中星风耗散产生的X射线光子将被抛射物捕获, 磁星星风的一部分能量将会注入到抛射物中. 同时, 星风也会在后方不断推动抛射物使其加速, 这种能量注入机制除非磁星塌缩为黑洞, 否则将持续存在 [23]. 因此, 考虑当磁星星风能量以 ξ 的比例注入到抛射物中时, 其内部能量 E'_{int} 在共动坐标系下随时间的变化率可表示为 [23,45]

$$\frac{dE'_{int}}{dt'} = \xi L'_{sd} + L'_{ra} - L'_e - P' \frac{dV'}{dt'}, \quad (4)$$

其中, t' 为共动坐标系下的时间, 在共动坐标系与观测者坐标系中时间的关系为 $dt' = D dt$, 而 $D = 1/[\Gamma(1 - \beta)]$, 如果用 v 表示抛射物的速度, 用 c 表示光速, 则 $\beta = v/c$. Γ 为抛射物的洛伦兹因子. 上式中 P' 代表由辐射主导的压强, V' 代表抛射物的体积, $P' dV'$ 表示抛射物自由膨胀而产生的功, 该自由膨胀将内部能量转换为动能. 其中 P' 可表示为 $P' = E'_{int}/3V'$. 体积 V' 随时间的变化可由下式确定:

$$\frac{dV'}{dt'} = 4\pi R^2 \beta c. \quad (5)$$

R 是抛射物的半径, 在观测者坐标系下随时间的变化为

$$\frac{dR}{dt} = \frac{\beta c}{1 - \beta}. \quad (6)$$

L_{ra} 为抛射物中放射性物质衰变产生的光度, L_e 为抛射物的辐射光度, 在共动坐标系中可表示为

$$\begin{aligned} L'_{ra} &= \frac{L_{ra}}{D^2} \\ &= 4 \times 10^{49} M_{ej,-2} \left[\frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} \arctan \left(\frac{t' - t'_0}{t'_\sigma} \right) \right]^{1.3} \text{ erg/s}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$L'_e = \frac{L_e}{D^2} = \frac{E'_{int} c}{\max(\tau, 1) R / \Gamma}. \quad (8)$$

在本文中, $t'_0 = 1.3$ s, $t'_{\sigma} = 0.11$ s^[46]. M_{ej} 代表抛射物的质量, $\tau = \kappa(M_{\text{ej}}/V')(R/\Gamma)$ 为光学深度, κ 为抛射物的不透明度.

对于抛射物的动力学演化, 用洛伦兹因子在观测者坐标系中随时间的变化表示^[23]:

$$\frac{d\Gamma}{dt} = \frac{\xi L_{\text{sd}} + L_{\text{ra}} - L_e - \Gamma D(dE'_{\text{int}}/dt')}{M_{\text{ej}}c^2 + E'_{\text{int}}}. \quad (9)$$

通过求解上述微分方程, 可以模拟出关于抛射物的动力学演化. 通过动力学演化, 方可计算辐射流量. 在此, 假设抛射物为理想黑体. 黑体辐射可用黑体温度表征:

$$T' = (E'_{\text{int}}/aV')^{1/4}, \quad (10)$$

其中, a 为辐射常数. 在特定的频率 ν 时的流量可表示为^[23,32]

$$F_{\nu} = \frac{1}{4\pi D_L^2} \frac{8\pi^2 D^2 R^2}{h^3 c^2 \nu^2} \frac{(h\nu/D)^4}{\exp(h\nu/DkT'_{\text{eff}}) - 1}, \quad (11)$$

其中, D_L 为光度距离, h 为普朗克常量, k 为玻尔兹曼常数, $T'_{\text{eff}} = T' / [\max(\tau, 1)]^{1/4}$.

2.3 喷流余辉

最初发射的喷流与周围星际介质之间的相互作用可能会产生强烈的外激波, 带电粒子被加速, 从而产生宽带同步辐射^[47]. 喷流和介质的总有效动能可以表示为

$$E = (\Gamma - 1) M_{\text{jet}} c^2 + (\Gamma^2 - 1) M_{\text{sw}} c^2, \quad (12)$$

其中, M_{sw} 是喷流扫过的星际介质的质量, $M_{\text{sw}} = 2\pi(1 - \cos\theta)/3R^3 nm_p$, θ 是喷流的半开角. 根据能量守恒定律:

$$\frac{d\Gamma}{dt} = \frac{-(\Gamma^2 - 1) \left(\frac{dM_{\text{sw}}}{dt} \right)}{M_{\text{jet}} + 2\Gamma M_{\text{sw}}}, \quad (13)$$

其中忽略了由激波发射造成的能量损失.

在共动坐标系中, 来自电子的频率为 ν' 的同步辐射功率由下式给出^[48]:

$$P'_{\nu'} = \frac{\sqrt{3} q_e^3 B'}{M_e c^2} \int_{\gamma_{e,m}}^{\gamma_{e,M}} \left(\frac{dN'_e}{d\gamma_e} \right) F \left(\frac{\nu'}{\gamma_{\text{cr}}} \right) d\gamma_e, \quad (14)$$

其中, q_e 是电子电量, $\nu'_{\text{cr}} = 3\gamma_e^2 q_e B' / (4\pi m_e c)$ 是电子在洛伦兹因子 γ_e 时的特征频率. B' 是共动坐标系下的磁感应强度. 上式中 $F(x)$ 表示为

$$F(x) = x \int_x^{+\infty} K_{5/3}(k) dk, \quad (15)$$

$K_{5/3}(k)$ 是贝塞尔函数.

共动坐标系下磁感应强度 B' 可以估计为

$$B' = (8\pi e_s \varepsilon_B)^{1/2}, \quad (16)$$

其中, e_s 为激波影响区域的能量密度, ε_B 为进入磁场的激波能量的比例.

激波背后被加速的电子的分布通常被认为是电子能量的幂律函数, 即

$$\frac{dN'_e}{d\gamma_e} \propto \gamma_e^{-p}. \quad (17)$$

假设激波能量分配给电子的比例 ε_e 恒定, 电子的最小洛伦兹因子可以估计为

$$\gamma_{e,m} = g(p) \varepsilon_e (\Gamma - 1) \frac{m_p}{m_e}, \quad (18)$$

式中, $g(p)$ 是

$$g(p) \simeq \begin{cases} \frac{p-2}{p-1}, & p > 2, \\ \ln^{-1} \left(\frac{\gamma_{e,M}}{\gamma_{e,m}} \right), & p = 2, \end{cases} \quad (19)$$

$\gamma_{e,M}$ 是电子最大的洛伦兹因子, 可以通过平衡加速时标和动态时标来估计, 即

$$\gamma_{e,M} \sim \frac{\Gamma t q_e B}{\zeta m_p c}, \quad (20)$$

其中, $\zeta \sim 1$ 是一个描述加速度细节的参数. 如果电子能量具有较硬的光谱指数 $1 < p < 2$, 则最小电子洛伦兹因子为^[49,50]

$$\gamma_{e,m} = \left[\frac{2-p}{p-1} \frac{m_p}{m_e} \varepsilon_e (\Gamma - 1) \gamma_{e,M}^{p-2} \right]^{1/(p-1)}. \quad (21)$$

通过构建对喷流的动力学描述和这些辐射方程, 可以计算出 P'_{ν} 的演化. 假设辐射功率是各向同性的, 那么在频率为 $\nu = D\nu'$ 处的观测流量密度可以计算为

$$F_{\nu} = \frac{D^3}{4\pi D_L^2} P'_{\nu'}. \quad (22)$$

在计算中, 忽略了喷流的横向膨胀^[51,52], 但考虑了在 $\Gamma^{-1} > \theta$ 具有喷流拐折效应^[53].

3 GRB 160821B

GRB 160821B 爆发于2016年8月21日22:29:13UT, 并被Swift卫星探测到^[54]. 其持续时间 $T_{90} \cong 0.5$ s, 红移为 $z \cong 0.16$ ^[55]. 本文使用了来自多台望远镜的多波段观测数据进行讨论^[34,55], 其具体观测数据展示在图1中.

考虑到模型参数较多, 将部分与伽马暴余辉模型、磁星性质等相关的参数取定为典型值: 喷流各向同性动能 E 设置为 10^{50} erg, 星际介质的粒子数密度 n 设置为 0.015 cm^{-3} , 喷流的初始洛伦兹因子(Γ_0)和半开角(θ)的值分别选择为200和0.2, 激波微观参数设置为 $\varepsilon_B = 0.001$, $\varepsilon_e = 0.015$ 和 $p = 2.5$ ^[1]. 磁星半径设置为 $R = 1.35 \times 10^6$ cm, 初始自转周期考虑通过强引力辐射引起的角动量损失 $P_i = 4$ ms^[56], 偶极磁场的磁感应强度取 $B = 4 \times 10^{15}$ G, 磁星星风的能量注入比例为 $\xi = 0.01$ ^[32]. 将并合新星相关的参数设置为自由参数, 其中包括抛射物质量、初始速度(β_i)以及不透明度, 磁星星风耗散为X射线的效率因子(η_ν)等. 值得指出的是, 根据镧系元素的相对

含量将抛射物分为两部分^[18,57], 它们的质量分别表示为 M_{ej1} 和 M_{ej2} , 不透明度表示为 κ_1 和 κ_2 . 利用蒙特卡罗-马尔可夫链(MCMC)方法对多波段观测数据进行了联合拟合, 拟合结果展示在图1和2中. 最佳拟合值罗列在表1中. 结果表明, 相对缺乏镧系元素的抛射物质量为 $M_{\text{ej1}} = 1.17 \times 10^{-4} M_\odot$ 和相对富含镧系元素的抛射物质量为 $M_{\text{ej2}} = 1.55 \times 10^{-2} M_\odot$, 与数值模拟给出的质量范围相符合^[58], 而它们的不透明度分别被限制为 $\kappa_1 = 1.01$ 和 $\kappa_2 = 3.93$. 抛射物的初始速度(这里假设两部分抛射物初始速度相同)被限制为 $0.20c$ ($\beta_i = 0.20$)^[58]; 磁偶极辐射转化为光度的效率因子的限制结果为 $\eta_\nu = 0.022$.

GRB 160821B早期($t < 100$ s)的X射线的光变曲线表现为一个平台, 这表明此时存在一个稳定的能量来源, 所以认为在并合后产生了一个大质量的磁星, 而不是直接塌缩为一个黑洞. 在图1中可以看出, 通过调节磁星参数, X射线平台数据可以用磁星磁偶极辐射很好地拟合. 这在模型中被解释为在喷流冲破抛射物之后, 磁星星风不断穿过喷流射孔而产生的辐射. 随后, X射线的光变曲线出现急剧下降, 这可以解释为

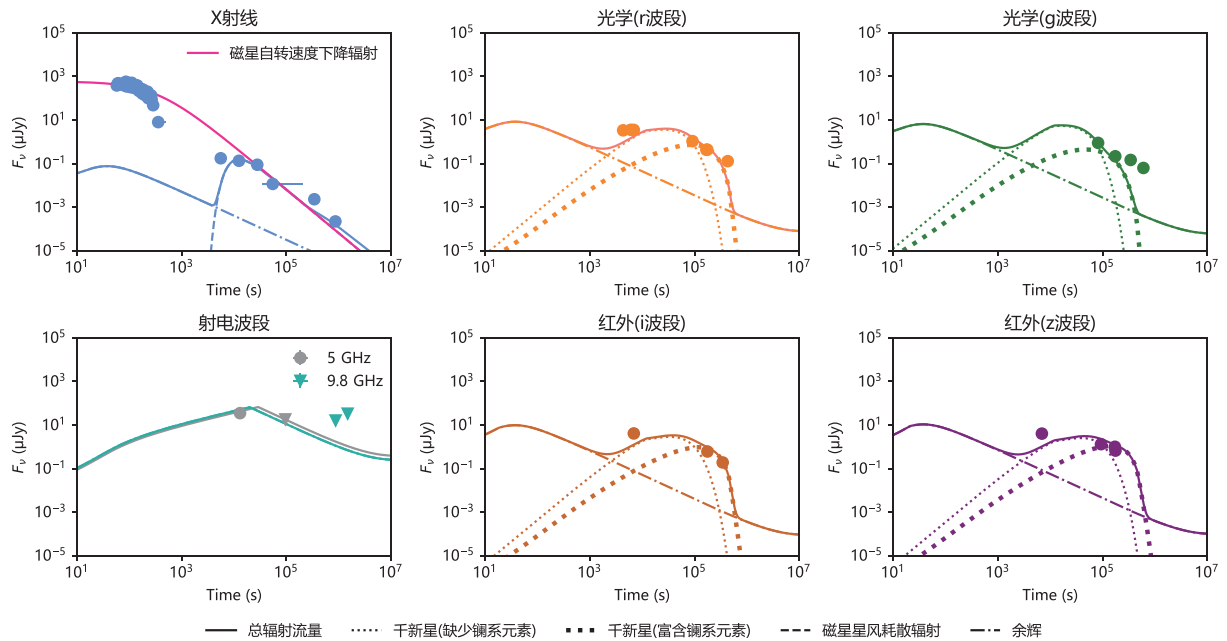


图1 GRB 160821B观测数据与模型拟合结果. 图中的圆点表示实际观测的数据点, 射电图中用倒三角表示的数据点为观测流量上限. 实线与虚线表示在表1参数下由模型计算出的辐射流量

Figure 1 Observed data by GRB 160821B and results fitted by model. The dots in figure are the actual observed data points, and the inverted triangles in the radio map are the upper limit of the observed flux. The solid and dash lines represent the radiative flux calculated by the model under Table 1 parameters.

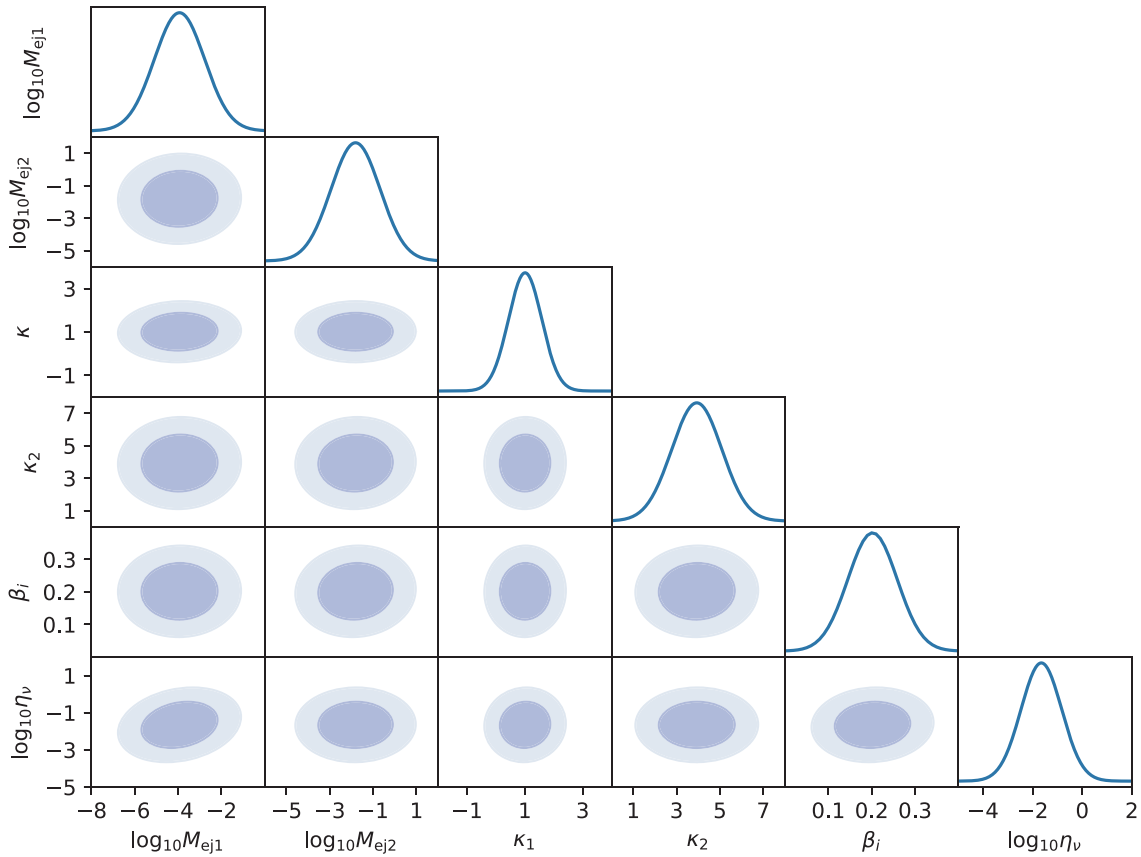


图 2 (网络版彩图)利用蒙特卡罗-马尔可夫链(MCMC)对模型中的关键参数的限制结果. 其中两个抛射物的质量(M_{ej1} , M_{ej2})和磁偶极辐射转化为光度的效率因子(η_v)采用对数进行限制. 参数正态分布的均值整理在表1中. 图中深蓝色区域为置信度68%, 浅蓝色区域置信度为95%

Figure 2 (Color online) Using Monte Carlo-Markov chains (MCMC) to restrict the key parameters of the model. The means of the normal distribution of the parameters are organized in Table 1. The masses of the two ejectas (M_{ej1} , M_{ej2}) and the efficiency factor (η_v) of the conversion of magnetic dipole radiation into luminosity are limited by logarithms. The blue area in the figure is the confidence of 68%, and the light blue area is the confidence of 95%.

磁星星风的压力下降, 导致喷流射孔关闭^[32], 这发生在 10^{-2} – 10^{-3} s之间. 随着喷流射孔的关闭, 磁星星风的自由耗散辐射也随之停止, 所以此时的X射线辐射迅速下降, 并转变为余辉辐射主导.

在演化后期X射线波段的光变曲线出现了再次增亮, 这可以利用磁星星风耗散辐射拟合, 即由于抛射物的光深变薄, 磁星星风与抛射物的相互作用区星风耗散产生的X射线光子可以自由地逃逸出抛射物. 在另一方面, 当抛射物光深变薄时($t = 10^4$ s), 磁星星风耗散依然可以对光变曲线造成明显的影响, 这表明随着中央引擎通过星风注入能量的过程没有停止, 即双中子星并合后产生的磁星至少在此时还没有塌缩为黑洞. 峰值过后, 随着中心引擎的活动逐渐趋于平静, 磁

星星风的能量注入功率下降, GRB的光变曲线将再次下降至由余辉主导.

光学波段和红外波段并没有早期数据, 仅有后期的数据. 在表1参数下模型的计算结果显示, 光学与红外波段的光变曲线后期也会由于并合新星出现再次增亮, 这恰好能与观测数据相匹配. 值得注意的是, 在并合新星中可能存在有多重成分, 这取决于抛射物中镧系元素的相对含量, 而镧系元素的丰富与否将影响到抛射物的不透明度^[18,57]. 一般来说镧系元素的含量越大, 其不透明度越大, 千新星辐射的峰值出现时间越晚. 在调整参数的过程中发现, 使用单独的并合新星很难使模型下的结果与光学波段的数据相匹配, 于是认为GRB 160821B中的并合新星中存在有两种成分, 即

表 1 模型参数

Table 1 Model parameters

	参数	数值
磁星与抛射物	B (G)	4×10^{15}
	P_i (ms)	4
	R_s (cm)	1.35×10^6
	$M_{\text{ej1}} (M_\odot)$	1.17×10^{-4}
	$M_{\text{ej2}} (M_\odot)$	1.55×10^{-2}
	β_i	0.20
	κ_1 (cm ² /g)	1.01
	κ_2 (cm ² /g)	3.93
喷流与星际介质	E (erg)	10^{50}
	Γ_0	200
	n (cm ⁻³)	0.015
	θ (rad)	0.2
其他	p	2.5
	ε_e	0.015
	ε_B	0.001
	ξ	0.01
	η_ν	0.022

来源于富含镧系元素抛射物的并合新星辐射和来自缺乏镧系元素抛射物的并合新星辐射 [57, 59], 而这一点和GW170817中的并合新星辐射特征相吻合。

最后在射电波段的观测数据相对匮乏, 但仍一定程度上限制了拟合参数. 拟合结果表明在射电波段, 辐射始终由余辉主导.

由于并没有在光学波段和红外波段观测到早期的内部平台, 这表明在早期光学与红外波段的磁星风耗散辐射受到抑制 [60]. 所以并没有考虑在光学与红外波段的磁星风耗散辐射. 不过我们注意到, 在g波段的最后两个观测数据点实际上比模型预测的光变曲线略高, 这有可能是晚期磁星风耗散在光学波段的辐射比例增加引起的.

对比之前证认出的磁星驱动并合新星候选体, GRB 160821B与它们具有很强的相似性, 比如早期的延展辐射(或内耗散平台)以及清楚地显示出偏离余辉的特征 [31, 32]. 尤其是与GRB 052724和GRB 080503更为相似, 三者的喷流射孔均在 10^{-2} – 10^{-3} s之间关闭, 以及在 10^4 s以后出现磁星风耗散辐射的峰值. 并且在参数选择上, 许多GRB 160821B的最佳拟合参数与GRB 052724和GRB 080503相似. 而相比于被认为并合后的产物在抛射物光学深度变薄前就塌缩为黑洞的GRB 070714B和GRB 061006则略有不同.

总而言之, GRB 160821B的X射线、光学以及射电的多波段余辉数据, 可以利用磁星驱动下的星风耗散

辐射、外激波余辉辐射以及并合新星辐射进行很好的拟合, 所以有足够的理由相信我们为磁星驱动的并合新星模型找到了一个新的候选体: GRB 160821B.

4 总结与讨论

GW170817的观测结果表明双中子星并合事件可以同时产生伽马射线暴与并合新星信号. 受限与引力波探测器的探测灵敏度, 对于典型的短伽马暴, 无法实现引力波与电磁波的联合探测. 因此, 在短伽马暴余辉数据中搜寻并合新星信号是一个判定该短伽马暴事件是否来自于双致密星并合的有效手段. 由于短伽马暴的后随观测相对困难, 因此拥有良好余辉观测数据的短伽马暴并不多, 在其中发现的每一例并合新星候选体都非常珍贵.

本文通过分析GRB 160821B的X射线、光学以及射电的多波段余辉数据, 证明GRB 160821B与一例“磁星驱动的并合新星”成协. 我们的结果: (1) 再一次证明了短伽马暴的确来自双致密星并合; (2) 再一次佐证了短伽马暴后期出现的X射线平台辐射象征着磁星中心引擎, 意味着产生该伽马暴的是双中子星并合过程, 且并合产物是大质量中子星. 有了第一个结论作为支撑, 可以通过分析短伽马暴的事件率分析双致密星并合的事件率, 从而研究宇宙恒星形成率的演化过程以及宇宙重元素起源问题. 有了第二个结论作为支撑, 可以通过分析短伽马暴中含有X射线平台的样本数量比例, 判断双中子星并合产物的比例, 进而限制中子星状态方程 [61].

值得指出的是, 除本文之外, 还有其他工作针对GRB 160821B开展了研究 [34, 35]. 这些工作的总体结论与本文相符, 即都支持GRB 160821B存在并合新星信号. 然而, 这些工作所采用的模型与本文均不同, 从GRB 160821B本身来看, 这些模型是难以区分的, 但是未来随着短伽马暴数据的不断积累, 随着引力波探测器灵敏度的不断提升, 会有越来越多的并合新星候选体被发现, 更大的样本将增加统计数据并揭示双中子星合并产物(包括中心磁星和周围的抛射物)的详细特性, 并且在未来有望结合引力波信号, 从而对不同模型给出更好的甄别. 例如Ma等人 [34] 认为, 在X射线波段辐射出现的剧烈下降被认为是中心引擎塌缩为黑洞的标志, 后期的并合新星信号是由新生黑洞吸积盘

的Blandford-Payne (BP)机制^[62]驱动. 通过未来对双中子星系统的观测以及双中子星并合事件中更精确的引力波数据和有望准确地限制并合后的新生磁星的质量和角动量, 结合中子星的物态方程将能够判断并合后的剩余物能否或者何时塌缩为黑洞, 以此对模型做出相应的区分. 针对GRB 160821B晚期数据中的增亮现

象, Wu等人^[35]提出需要引入脉冲星风云辐射来解释, 而我们认为这是由于抛射物质量及镧系元素含量分布不均匀造成的. 未来针对并合新星候选体在不同时间处的光谱观测将有助于精细研究抛射物性质, 从而对两个模型进行区分. 总而言之, 未来更丰富和更精确的数据将能够对不同的模型进行更好的限制.

参考文献

- 1 Zhang B. The Physics of Gamma-Ray Bursts. Cambridge: Cambridge University Press, 2018
- 2 Kouveliotou C, Meegan C A, Fishman G J, et al. Identification of two classes of gamma-ray bursts. *Astrophys J*, 1993, 413: L101
- 3 Woosley S E. Gamma-ray bursts from stellar mass accretion disks around black holes. *Astrophys J*, 1993, 405: 273
- 4 Paczyński B. Are gamma-ray bursts in star-forming regions? *Astrophys J*, 1998, 494: L45–L48
- 5 MacFadyen A I, Woosley S E. Collapsars: Gamma-ray bursts and explosions in “Failed Supernovae”. *Astrophys J*, 1999, 524: 262–289
- 6 Woosley S E, Bloom J S. The supernova-gamma-ray burst connection. *Annu Rev Astron Astrophys*, 2006, 44: 507–556
- 7 Paczyński B. Gamma-ray bursters at cosmological distances. *Astrophys J*, 1986, 308: L43
- 8 Eichler D, Livio M, Piran T, et al. Nucleosynthesis, neutrino bursts and γ -rays from coalescing neutron stars. *Nature*, 1989, 340: 126–128
- 9 Paczyński B. Cosmological gamma-ray bursts. *Acta Astron*, 1991, 41: 257–267
- 10 Narayan R, Paczynski B, Piran T. Gamma-ray bursts as the death throes of massive binary stars. *Astrophys J*, 1992, 395: L83
- 11 Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. GW170817: Observation of gravitational waves from a binary neutron star inspiral. *Phys Rev Lett*, 2017, 119: 161101
- 12 Goldstein A, Veres P, Burns E, et al. An ordinary short gamma-ray burst with extraordinary implications: *Fermi*-GBM detection of GRB 170817A. *Astrophys J*, 2017, 848: L14
- 13 Zhang B B, Zhang B, Sun H, et al. A peculiar low-luminosity short gamma-ray burst from a double neutron star merger progenitor. *Nat Commun*, 2018, 9: 447
- 14 Gao H. GW170817: The key to the door of multi-messenger astronomy including gravitational waves. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2018, 61: 059531
- 15 Barnes J, Kasen D. Effect of a high opacity on the light curves of radioactively powered transients from compact object mergers. *Astrophys J*, 2013, 775: 18
- 16 Bauswein A, Goriely S, Janka H T. Systematics of dynamical mass ejection, nucleosynthesis, and radioactively powered electromagnetic signals from neutron-star mergers. *Astrophys J*, 2013, 773: 78
- 17 Gao H, Ding X, Wu X F, et al. Bright broadband afterglows of gravitational wave bursts from mergers of binary neutron stars. *Astrophys J*, 2013, 771: 86
- 18 Kasen D, Badnell N R, Barnes J. Opacities and spectra of the r-process ejecta from neutron star mergers. *Astrophys J*, 2013, 774: 25
- 19 Li L X, Paczyński B. Transient events from neutron star mergers. *Astrophys J*, 1998, 507: L59–L62
- 20 Metzger B D, Martínez-Pinedo G, Darbha S, et al. Electromagnetic counterparts of compact object mergers powered by the radioactive decay of r-process nuclei. *Mon Not R Astron Soc*, 2010, 406: 2650–2662
- 21 Metzger B D, Berger E. What is the most promising electromagnetic counterpart of a neutron star binary merger? *Astrophys J*, 2012, 746: 48
- 22 Nakar E, Piran T. Detectable radio flares following gravitational waves from mergers of binary neutron stars. *Nature*, 2011, 478: 82–84
- 23 Yu Y W, Zhang B, Gao H. Bright “Merger-nova” from the remnant of a neutron star binary merger: A signature of a newly born, massive, millisecond Magnetar. *Astrophys J*, 2013, 776: L40
- 24 Arcavi I, Hosseinzadeh G, Howell D A, et al. Optical emission from a kilonova following a gravitational-wave-detected neutron-star merger. *Nature*, 2017, 551: 64–66
- 25 Jin Z P, Hotokezaka K, Li X, et al. The Macronova in GRB 050709 and the GRB-macronova connection. *Nat Commun*, 2016, 7: 12898
- 26 Yang B, Jin Z P, Li X, et al. A possible macronova in the late afterglow of the long-short burst GRB 060614. *Nat Commun*, 2015, 6: 7323
- 27 Jin Z P, Covino S, Liao N H, et al. A kilonova associated with GRB 070809. *Nat Astron*, 2020, 4: 77–82
- 28 Tanvir N R, Levan A J, Fruchter A S, et al. GRB 130603B: HST limits on an underlying Supernova. *GRB Coordinates Netw*, 2013, 14893: 1
- 29 Berger E, Fong W, Chornock R. An r-process kilonova associated with the short-hard GRB 130603B. *Astrophys J*, 2013, 774: L23
- 30 Fan Y Z, Yu Y W, Xu D, et al. A supramassive Magnetar central engine for GRB 130603B. *Astrophys J*, 2013, 779: L25

- 31 Gao H, Ding X, Wu X F, et al. GRB 080503 late afterglow re-brightening: Signature of a Magnetar-powered Merger-nova. *Astrophys J*, 2015, 807: 163
- 32 Gao H, Zhang B, Lü H J, et al. Searching for Magnetar-powered Merger-novae from Short GRBS. *Astrophys J*, 2017, 837: 50
- 33 Metzger B D. Kilonovae. *Living Rev Relativ*, 2017, 20: 3
- 34 Ma S B, Xie W, Liao B, et al. A possible kilonova powered by magnetic wind from a newborn black hole. *Astrophys J*, 2021, 911: 97
- 35 Wu G L, Yu Y W, Zhu J P. Does a long-lived remnant neutron star exist after short gamma-ray burst GRB 160821B? *Astron Astrophys*, 2021, 654: A124
- 36 Zhang B. Early X-ray and optical afterglow of gravitational wave bursts from mergers of binary neutron stars. *Astrophys J*, 2013, 763: L22
- 37 Lasky P D, Haskell B, Ravi V, et al. Nuclear equation of state from observations of short gamma-ray burst remnants. *Phys Rev D*, 2014, 89: 047302
- 38 Fryer C L, Belczynski K, Ramirez-Ruiz E, et al. The fate of the compact remnant in neutron star mergers. *Astrophys J*, 2015, 812: 24
- 39 Gao H, Zhang B, Lü H J. Constraints on binary neutron star merger product from short GRB observations. *Phys Rev D*, 2016, 93: 044065
- 40 Bian L, Cai R-G, Cao S, et al. The Gravitational-wave physics II: Progress. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2021, 64: 120401
- 41 Lee W H, Ramirez-Ruiz E, López-Cámara D. Phase transitions and He-synthesis-driven winds in neutrino cooled accretion disks: Prospects for late flares in short gamma-ray bursts. *Astrophys J*, 2009, 699: L93–L96
- 42 Zhang D, Dai Z G. Hyperaccreting disks around Magnetars for gamma-ray bursts: Effects of strong magnetic fields. *Astrophys J*, 2010, 718: 841–866
- 43 Metzger B D, Piro A L. Optical and X-ray emission from stable millisecond magnetars formed from the merger of binary neutron stars. *Mon Not R Astron Soc*, 2014, 439: 3916–3930
- 44 Metzger B D, Bower G C. Constraints on long-lived remnants of neutron star binary mergers from late-time radio observations of short duration gamma-ray bursts. *Mon Not R Astron Soc*, 2014, 437: 1821–1827
- 45 Kasen D, Bildsten L. Supernova light curves powered by young magnetars. *Astrophys J*, 2010, 717: 245–249
- 46 Korobkin O, Rosswog S, Arcones A, et al. On the astrophysical robustness of the neutron star merger r-process. *Mon Not R Astron Soc*, 2012, 426: 1940–1949
- 47 Gao H, Lei W H, Zou Y C, et al. A complete reference of the analytical synchrotron external shock models of gamma-ray bursts. *New Astron Rev*, 2013, 57: 141–190
- 48 Rybicki G B, Lightman A P. Radiative Processes in Astrophysics. Weinheim: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 1979
- 49 Bhattacharya D. Flat spectrum gamma ray burst afterglows. *Bull Astr Soc India*, 2001, 29: 107–114
- 50 Dai Z G, Cheng K S. Afterglow emission from highly collimated jets with flat electron spectra: Application to the GRB 010222 Case? *Astrophys J*, 2001, 558: L109–L112
- 51 Rhoads J E. The dynamics and light curves of beamed gamma-ray burst afterglows. *Astrophys J*, 1999, 525: 737–749
- 52 Sari R, Piran T, Halpern J P. Jets in gamma-ray bursts. *Astrophys J*, 1999, 519: L17–L20
- 53 Panaitescu A, Meszaros P, Rees M J. Multiwavelength afterglows in gamma-ray bursts: Refreshed shock and jet effects. *Astrophys J*, 1998, 503: 314–324
- 54 Siegel M H, Barthelmy S D, Burrows D N, et al. GRB 160821B: Swift detection of a short burst. GRB Coordinates Network, Circular Service, No. 19833. 2016
- 55 Troja E, Castro-Tirado A J, González J B, et al. The afterglow and kilonova of the short GRB 160821B. *Mon Not R Astron Soc*, 2019, 489: 2104–2116
- 56 Fan Y Z, Wu X F, Wei D M. Signature of gravitational wave radiation in afterglows of short gamma-ray bursts? *Phys Rev D*, 2013, 88: 067304
- 57 Geng J J, Xiao D, Wang S Q, et al. Electromagnetic counterparts to the gravitational wave event GW170817 (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2018, 48: 079802 [耿金军, 肖笛, 王善钦, 等. 引力波事件GW170817的电磁对应体. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2018, 48: 079802]
- 58 Hotokezaka K, Kiuchi K, Kyutoku K, et al. Mass ejection from the merger of binary neutron stars. *Phys Rev D*, 2013, 87: 024001
- 59 Villar V A, Guillochon J, Berger E, et al. The combined ultraviolet, optical, and near-infrared light curves of the kilonova associated with the binary neutron star merger GW170817: Unified data set, analytic models, and physical implications. *Astrophys J*, 2017, 851: L21
- 60 Rowlinson A, O'Brien P T, Tanvir N R, et al. The unusual X-ray emission of the short Swift GRB 090515: Evidence for the formation of a magnetar? *Mon Not R Astron Soc*, 2010, 409: 531–540
- 61 Gao H, Fan X L, Wu X F, et al. Detection of electromagnetic counterpart for gravitational wave bursts (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2018, 48: 039504 [高鹤, 范锡龙, 吴雪峰, 等. 引力波爆发事件的电磁对应体的探测. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2018, 48: 039504]

- 62 Blandford R D, Payne D G. Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets. *Mon Not R Astron Soc*, 1982, 199: 883–903

GRB 160821B late afterglow rebrightening: A new candidate for magnetar-powered Merger-novae

LI JinDa¹, GAO He^{1*} & LIU LiangDuan²

¹*Department of Astronomy, Beijing Normal University, Beijing 100875, China;*

²*School of Physical Science and Technology, Central China Normal University, Wuhan 430079, China*

For the first time on August 17, 2017, the LIGO-Virgo scientific collaboration detected a gravitational wave (GW) signal from a binary neutron star (BNS) merger event (i.e., GW170817), along with its multiwavelength electromagnetic counterparts. The detection of GW170817 confirmed that the BNS merger can produce both Gamma-ray Bursts (GRBs) and Merger-novae. Therefore, searching for the Merger-novae signature could help to justify whether those short GRBs without the detected GW parts are indeed resulting from the merger process of double compact stars. In this study, we thoroughly investigate the special characteristics of GRB 160821B's afterglow (including its internal X-ray plateau, late optical, and simultaneous X-ray rebrightening). We found that its multiband afterglow data could be well-interpreted by invoking magnetar dipole radiation, external shock afterglow emission and magnetar-powered Merger-novae radiation, inferring that the rebrightening signature of GRB 160821B is a novel candidate for magnetar-powered Merger-novae. The discovery of Merger-novae candidates, or GRBs, is important as they can provide an important basis for studying the merger rate of compact binary stars at high redshift, which is essential for studying the origin of heavy elements in the universe.

Gamma-ray Burst, Merger-nova, binary neutron star merger

PACS: 98.70.Rz, 04.30.Db, 97.60.Jd

doi: [10.1360/SSPMA-2022-0072](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2022-0072)