



双高斯喷流结构及其形成过程: 来自GRB 170817A余辉的限制

魏芳, 张震东, 俞云伟*, 刘良端

华中师范大学天体物理研究所, 武汉 430079

*联系人, E-mail: yuyw@ccnu.edu.cn

收稿日期: 2022-03-29; 接受日期: 2022-05-29; 网络出版日期: 2022-11-21

国家重点基础研究发展计划(编号: 2021YFA0718500)和国家自然科学基金(编号: 11822302, 11833003)资助项目

摘要 短时标伽马射线暴(简称短暴) GRB 170817A是人类发现的第一个与引力波事件成协的伽马暴, 为深入研究短暴的发生机制提供了宝贵的机会, 其中它的多波段余辉辐射很可能展示了喷流的角向结构. 而有关短暴的大样本统计研究表明, 如果用高斯函数来唯象描述喷流结构, 很可能需要引入两个高斯函数才能够把GRB 170817A的辐射和其他普通的短暴统一起来. 换言之, GRB 170817A的瞬时辐射很可能来自具有更大张角的额外喷流成分. 因此, 为了检验这种双高斯喷流结构和GRB 170817A余辉数据的相容性, 本文计算了该喷流结构在偏轴观测下的多波段余辉, 发现外高斯成分的引入能够很好地解释GRB 170817A余辉数据的早期上扬趋势. 在此基础上, 我们还计算了喷流在并合抛射物中的传播和突破过程, 表明这些过程可以自然导致观测限制所得的双高斯喷流结构, 从而展现出了模型的整体自洽性. 此外, 对喷流传播过程的观测限制也为我们了解并合抛射物的性质提供了新的线索.

关键词 伽马射线暴, GRB喷流, 引力波

PACS: 98.70.Rz, 95.85.Sz, 97.60.Jd

1 引言

伽马射线暴(简称伽马暴, GRB)是随机发生于宇宙深处的伽马射线辐射流量短时急剧增强的现象, 依据瞬时辐射的持续时间 T_{90} 可大致分为长时标伽马暴($T_{90} > 2$ s)和短时标伽马暴($T_{90} < 2$ s)^[1]. 依据其能标和时标, 人们认为这些强烈的伽马射线辐射应来自于具有极端相对论性速度的喷流^[2-5]. 具体来说, 发生于喷流内部的能量耗散过程(如不同速度的物质之

间因激烈碰撞而导致内激波、磁场的重联等)可将喷流的部分能量转化为内能, 其中被加速的电子将通过同步辐射以及逆康普顿散射等过程产生伽马射线辐射^[6,7]. 另外, 喷流和外部环境介质的相互作用还会导致持续的外激波, 可将喷流动能逐渐转化为X射线、光学和射电等多波段余辉辐射^[8,9]. 从空间尺度和能量需求来看, 伽马暴喷流的产生应是恒星级天体发生整体性灾变释放引力势能的结果. 具体而言, 目前人们认为, 长暴源自大质量恒星(如沃尔夫-拉叶星)的坍

引用格式: 魏芳, 张震东, 俞云伟, 等. 双高斯喷流结构及其形成过程: 来自GRB 170817A余辉的限制. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2022, 52: 129511
Wei F, Zhang Z-D, Yu Y-W, et al. The two-Gaussian jet structure and its formation process: Constraints from the afterglows of GRB 170817A (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2022, 52: 129511, doi: [10.1360/SSPMA-2022-0120](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2022-0120)

缩^[10,11], 而短暴则起源于双致密星的并合^[12,13]. 坍塌或并合都将导致黑洞或中子星的形成, 中心天体的超临界吸积、接近开普勒极限的旋转以及产生的极强磁场($\geq 10^{15}$ G)为相对论性喷流的形成创造了条件^[2-5], 尽管具体的过程还不是十分清楚.

揭示伽马暴前身星的性质以及相对论性喷流的产生过程是伽马暴研究的一个重要科学目标. 在喷流形成之后, 首先需要穿过稠密的前身星物质——长暴情形下是恒星的包层^[10,11,14-16], 而短暴情形下则是指双致密星并合产生的抛射物^[12,17-19]. 喷流在前身星物质中的传播过程是一个对喷流进行准直并塑造其几何结构的过程. 可以想象, 当喷流从前身星物质中突破时, 它的能量和速度原则上应具有角向的分布. 比如, 它可能会拥有一个速度较快的核心区域和一圈速度相对较慢的侧翼. 由于喷流侧翼的辐射相对微弱, 所以对距离非常远的伽马暴而言, 只有当它们的对称轴非常靠近视线方向时才能被观测到, 即正轴观测. 此时, 喷流的角向结构很难在观测中得到体现, 观测上通常只能确定喷流核心区域的张角大小. 因此, 我们常常只需采用具有简单“顶帽(top-hat)”结构的均匀喷流计算伽马暴的辐射. 然而, 对于一些特殊的伽马暴样本, 在其喷流和环境介质的相互作用中, 喷流侧翼的贡献有可能在后期成为主导因素, 从而在余辉观测中产生额外的成分. 因此, 对这类伽马暴余辉辐射的解释需要增加对喷流结构的考虑, 例如双成分喷流、高斯型喷流以及具有角向幂律分布的喷流^[20-26].

更严格地说, 即使是喷流的核心区域, 其角向结构也未必非常均匀. 那么, 由于实际观测方向的随机性, 将导致伽马暴的观测光度对观测角度具有一定依赖性. 所以, 如果简单假设“顶帽”结构, 那么这种由观测方向不同而引起的光度差异将会被人为地归结到伽马暴本征的光度分布当中. 也就是说, 喷流结构不仅会影响对伽马暴余辉的理解, 还会显著影响对伽马暴光度函数等统计性质的描述^[27,28]. 基于这一考虑, Tan和Yu^[29]利用Swift和Fermi卫星观测到的短暴样本对喷流的高斯型结构进行了限制, 得到了单一幂律形式的本征光度函数. 他们还发现, 如将此单一高斯结构简单地延伸到 25° 左右(GW 170817的视向角), 将得到远远低于GRB 170817A的光度. 同时, 也无法给出GRB 170817A所预示的事件率. 这说明, GRB 170817A 的喷流除了内部的高斯结构外, 还必须具有一个更大张角

的结构成分, 而使得大角度的辐射不至于太弱. 不妨采用双高斯来做唯象表述, 双高斯喷流结构的示意图如图1所示. 从理论上讲, 作为喷流和前身星物质相互作用的结果, 喷流具有双高斯的结构是较为自然的. 那么, GRB 170817A的余辉观测是否也支持这个额外的外高斯喷流成分的存在呢? 这是本文将要探索的首要问题.

GRB 170817A是人类观测到的第一个与引力波事件成协的短暴, 它证实了短暴的致密星并合起源^[19,30-32]. GRB 170817A的距离仅为40 Mpc, 是目前已知距我们最近的伽马暴, 也具有目前已知最低的光度($\sim 10^{47}$ erg s $^{-1}$). 这么低的光度预示着它很可能是大角度偏轴观测的结果, 这与引力波信号给定的观测角限制相一致^[19]. 并且GRB 170817A余辉的光变曲线也显现出非常独特的行为, 不同于典型的伽马暴余辉(在暴后一周内增亮和衰减). GRB 170817A在暴后9 d才发现其X射线余辉, 之后所有波段的余辉开始持续缓慢增亮, 并在160 d左右达到峰值, 而后持续衰减^[30,31,33]. 这种时间演化行为也正好可以由偏轴观测的结构化喷流来解释. 即一开始看到的只是大角度喷流物质的余辉辐射, 只有随着喷流的减速和辐射集束效应的减弱, 喷流内核更大能量处的辐射才能逐渐被看到. 也就是说, GRB 170817A的余辉演化正是视线逐渐进入喷流核心的结果, 余辉峰值对应的正是喷流核心处的辐射. 因此, 通过拟合GRB 170817A的余辉光变曲线, 原则上我们就能够对喷流能量和速度的角向分布给出限制. 目前, 人们已在这个课题上开展了大量的研究工作^[24,34-40]. 不过, 大家所采用的喷流结构仍以单一成分为主.

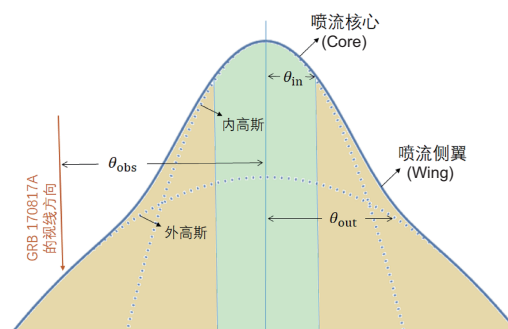


图1 (网络版彩图)双高斯喷流结构示意图

Figure 1 (Color online) Illustration of a two-Gaussian jet structure.

如前所述, Tan和Yu^[29]的统计研究显示, GRB 170817A的喷流应具有双高斯成分的结构. 而同时, 我们也确实注意到, GRB 170817A的余辉数据在最开始时存在上扬的趋势, 这可能预示着更早期存在额外的成分, 这一点常常被现有的研究忽视. 因此本文第2节将主要计算具有双高斯结构的喷流产生的余辉, 并将计算得到的光变曲线和GRB 170817A余辉数据进行比较, 以检验外高斯成分存在的可能性. 在第3节中, 我们将利用限制得到的内外高斯结构来更进一步讨论该喷流在前身星物质中的传播过程, 以检验整个物理图像的自洽性, 并进一步限制模型参数.

2 GRB 170817A余辉对喷流结构的限制

2.1 双高斯喷流结构

依据Tan和Yu^[29]的假设, 本文采用双高斯型喷流, 其单位立体角内的能量密度和洛伦兹因子随角度的分布为

$$E_{k,iso}(\theta) = E_{k,on} \left[\exp\left(-\frac{\theta^2}{2\theta_{in}^2}\right) + C_E \cdot \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\theta_{out}^2}\right) \right], \quad (1)$$

$$\Gamma(\theta) = \Gamma_{on} \left[\exp\left(-\frac{\theta^2}{2\theta_{in}^2}\right) + C_\Gamma \cdot \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\theta_{out}^2}\right) \right] + 1, \quad (2)$$

其中 θ 为相对于喷流对称轴的角度, 自由参数 $E_{k,on}$, C_E , Γ_{on} , C_Γ , θ_{in} 和 θ_{out} 将通过拟合GRB 170817A余辉辐射数据来加以限制. 喷流内、外高斯成分在理论上可能分别对应其从前身星物质中突破时所具有的喷流核和喷流茧(Cocoon). 这两个部分是有机连接在一起的, 尽管它们在形成机制上存在区别. 由于我们无法从观测效应上区分这两部分, 因此本文笼统地将它们全部视作喷流的不同结构成分, 将喷流茧视作喷流侧翼的有机组成部分.

2.2 激波化物质

相对论性喷流在环境物质(星际介质或前身星的星风)中的运动将激发一个持续存在的外激波(在早期还会有向喷流内部运动的反向激波), 激波将不断地扫积环境物质而使喷流的动能逐渐转化为扫积物质的内

能. 根据激波跳跃条件, 扫积物质的内能密度可以写为

$$\begin{aligned} e'_{sh} &= (\Gamma_\theta - 1)n'_{sh}m_p c^2 \\ &= (\Gamma_\theta - 1)(4\Gamma_\theta + 3)nm_p c^2, \end{aligned} \quad (3)$$

其中撇号表示随动系中的值, Γ_θ 为 θ 方向激波的洛伦兹因子, n'_{sh} 和 n 分别是激波化物质(波后物质)和未激波化环境物质(波前物质)的粒子数密度, m_p 和 c 是质子质量和光速. 这些内能将将以一定的比例分配给扫积物质中的质子、电子以及被放大的磁场, 相应的能量均分因子分别记为 ϵ_p , ϵ_e 和 ϵ_B , 并根据模拟和观测而取 $\epsilon_e = \sqrt{\epsilon_B}$. 据此, 波后的磁场强度可被写为 $B' = \sqrt{8\pi\epsilon_B e'_{sh}}$.

携带了巨大内能的质子和电子, 将具有相对论性的无规运动速度, 其中质子的典型无规运动速度应与激波的速度相当, 而电子则由于质量远小于质子而具有更高的典型速度. 由于磁场的存在, 带电粒子还可以通过多次穿越激波面而不断被加速. 在这种激波加速机制的作用下, 扫积物质中的带电粒子数目将随着能量/洛伦兹因子形成复杂的非热分布, 通常可用如下幂函数来近似表达(以电子为例¹⁾):

$$\frac{dN_e}{d\gamma_e} \propto \gamma_e^{-p}, \quad \gamma_m < \gamma_e < \gamma_{max}, \quad (4)$$

其中 γ_e 是电子无规运动的洛伦兹因子, 幂指数 p 的值一般处于2-3之间(但也不排除在此范围之外的情况), γ_m 和 γ_{max} 分别为最小和最大电子洛伦兹因子. 基于上述分布形式, 通过计算和对比电子的粒子数密度和能量密度, 我们可以得到

$$\gamma_m = \epsilon_e \frac{p-2}{p-1} \frac{m_p}{m_e} (\Gamma_\theta - 1), \quad (5)$$

其中 m_e 是电子的质量.

当相对论性的电子处于磁场中时, 它们将发出强烈的同步辐射. 由于外激波的持续存在, 这种同步辐射也将持续发生. 因而在观测上表现为伽马暴瞬时辐射后持续的余辉辐射. 根据上述几个表达式可以知道, 要对余辉辐射进行具体计算, 需要先确定激波的洛伦兹因子 Γ_θ .

2.3 外激波的动力学演化

外激波的动力学演化会很快进入自相似性阶段.

1) 因为电子的质量远小于质子, 所以在它们能量相当的情况下, 电子更易发生变速运动而产生电磁辐射. 所以, 我们通常只需考虑电子的辐射.

在这个阶段, 虽然激波面距离爆发中心的半径在不断增大, 但波后物质的质量、能量和速度将始终保持相似的径向分布形式. 因此, 通常将外激波系统(包含喷流抛射物和扫积物质)视作一个具有固定结构的整体, 仅从其能量守恒的角度而非流体力学的方式来描述它的动力学演化. 不过, 对于结构化的喷流, 我们需要对不同角度的喷流物质进行单独的处理, 即有^[14,41,42]

$$\frac{d\Gamma_\theta}{dM_{sw,\theta}} = -\frac{\Gamma_\theta^2 - 1}{M_{ej,\theta} + 2\Gamma_\theta M_{sw,\theta}}, \quad (6)$$

其中 $M_{ej,\theta} = E_{k,\theta}/\Gamma_\theta(0)c^2$ 和 $M_{sw,\theta}$ 分别为单位立体角内喷流抛射物的质量和扫积物质的质量. $E_{k,\theta}$ 和 $\Gamma_\theta(0)$ 分别为喷流物质在 θ 方向的能量和初始洛伦兹因子, 它们分别由(1)和(2)两式给定. 扫积物质质量的增长可由下式计算得到:

$$\frac{dM_{sw,\theta}}{dr_\theta} = r_\theta^2 nm_p, \quad (7)$$

其中 r_θ 是外激波相对于爆发中心的半径, 它随时间的演化关系为

$$\frac{dr_\theta}{dt} = \frac{\beta_\theta c}{1 - \beta_\theta \cos \alpha}, \quad (8)$$

其中 $\beta_\theta = (1 - \Gamma_\theta^{-2})^{1/2}$, 方程右边分母项是多普勒效应引起的观测者参考系相对于激波当地参考系的时间压缩. α 定义为辐射微元和视线方向的夹角, 可表示为

$$\cos \alpha = \cos \theta \cos \theta_{\text{obs}} + \sin \theta \sin \theta_{\text{obs}} \cos \varphi, \quad (9)$$

其中 θ_{obs} 是视线方向相对于喷流对称轴的角度, φ 是垂直于喷流对称轴和 θ 角方向的方位角. 上述方程组假设各个方向的激波演化是相互独立的, 不考虑物质在侧向的流动.

通过联立求解上述的微分方程组, 我们就可以计算激波的动力学演化过程, 得到每个时刻的激波洛伦兹因子 $\Gamma_\theta(t)$.

2.4 同步辐射

在求解激波动力学方程确定了各个时刻激波化物质的性质之后, 我们便可以利用下式计算电子的同步辐射发射系数:

$$j'_{\nu'} = \frac{1}{4\pi} \int_{\gamma_{\min}}^{\gamma_{\max}} \frac{dN_e}{d\gamma_e} P'_{\nu'}(\gamma_e) d\gamma_e, \quad (10)$$

其中 ν' 为随动系的辐射频率, $P'_{\nu'}(\gamma_e)$ 表示电子的同步辐射谱功率, 具体为

$$P'_{\nu'}(\gamma_e) = \frac{\sqrt{3}q_e^3 B'}{m_e c^2} \left[\frac{\nu'}{\nu'_c} \int_{\nu'/\nu'_c}^{\infty} K_{5/3}(y) dy \right], \quad (11)$$

其中 q_e 为电子电荷, $\nu'_c = 3q_e B' \gamma_e^2 / (4\pi m_e c)$. 需要注意的是, 并不能将(4)式代入(10)式直接计算, 因为(4)式给出的只是激波加速后的初级电子谱. 而实际的电子谱显然会因为电子的辐射而发生改变. 简单来看, 我们可以将电子的能量 $\gamma_e m_e c^2$ 除以其对应的同步辐射总功率 $P_{\text{syn}} = \sigma_T c B'^2 \gamma_e^2 / (6\pi)$, 来估计每个电子的冷却时标 t'_{cool} , 其中 σ_T 为汤姆孙散射截面. 然后, 将此冷却时标和系统的动力学时间相比较, 可以定义得到一个冷却洛伦兹因子^[9]

$$\gamma_c = \frac{6\pi m_e c}{\sigma_T \Gamma_\theta B'^2 t}. \quad (12)$$

其含义是, 在 t 时刻, γ_e 大于 γ_c 的电子已通过辐射损失了绝大部分的能量, 因此 γ_e 大于 γ_c 区域的电子谱将显著偏离激波加速的谱. 而对于 γ_e 小于 γ_c 的情况, 电子谱则将仍然保持 γ_e^{-p} 的形式. 具体根据 γ_c 和 γ_m 之间的大小关系, 我们可以写出两种类型的准静态电子谱^[9].

(1) 快冷却情形($\gamma_c < \gamma_m$, 即激波加速的电子均已发生明显冷却)

$$\frac{dN_e}{d\gamma_e} \propto \begin{cases} 0, & \gamma_e < \gamma_c, \\ \gamma_e^{-2}, & \gamma_c < \gamma_e < \gamma_m, \\ \gamma_e^{-p-1}, & \gamma_m < \gamma_e. \end{cases} \quad (13)$$

(2) 慢冷却情形($\gamma_c > \gamma_m$, 即大部分电子尚未冷却)

$$\frac{dN_e}{d\gamma_e} \propto \begin{cases} 0, & \gamma_e < \gamma_m, \\ \gamma_e^{-p}, & \gamma_m < \gamma_e < \gamma_c, \\ \gamma_e^{-p-1}, & \gamma_c < \gamma_e. \end{cases} \quad (14)$$

通过确定 γ_m 和 γ_c 的值以确定电子谱的形式, 再将其代入(10)式, 我们便可以得到同步辐射的能谱.

由于同步辐射的准单色性(即辐射功率主要集中在峰值频率附近), 电子系同步辐射谱的形式将直接反映其电子谱的形式. 因此, 对应于(13)和(14)两式的电子谱, 我们常常可以把同步辐射发射系数的频率依赖近似写为^[9]

(1) 快冷却情形

$$j'_{\nu'} = j'_{\nu', \max} \times \begin{cases} \left(\frac{\nu'}{\nu'_c}\right)^{1/3}, & \nu' < \nu'_c, \\ \left(\frac{\nu'}{\nu'_c}\right)^{-1/2}, & \nu'_c < \nu' < \nu'_m, \\ \left(\frac{\nu'_m}{\nu'_c}\right)^{-1/2} \left(\frac{\nu'}{\nu'_m}\right)^{-p/2}, & \nu'_m < \nu', \end{cases} \quad (15)$$

(2) 慢冷却情形

$$j'_{\nu'} = j'_{\nu', \max} \times \begin{cases} \left(\frac{\nu'}{\nu'_m}\right)^{1/3}, & \nu' < \nu'_m, \\ \left(\frac{\nu'}{\nu'_m}\right)^{(1-p)/2}, & \nu'_m < \nu' < \nu'_c, \\ \left(\frac{\nu'_c}{\nu'_m}\right)^{(1-p)/2} \left(\frac{\nu'}{\nu'_c}\right)^{-p/2}, & \nu'_c < \nu'. \end{cases} \quad (16)$$

其中函数峰值和两个特征频率分别定义为

$$j'_{\nu', \max} = n'_e \frac{m_e c^2 \sigma_T}{12\pi q_e} B' \quad (17)$$

和

$$\nu'_{m/c} = \frac{3q_e B'}{4\pi m_e c} \gamma_{m/c}^2, \quad (18)$$

其中 $n'_e = n'_{sh}$ 是激波化物质的电子数密度.

2.5 GRB 170817A 的余辉拟合

前述公式均针对特定 (θ, φ) 方向的喷流物质而定义, 它们描述的是结构化喷流在相应方向物质微元的情况. 因此, 为了和观测数据进行比较, 需对整个喷流进行如下积分才能够得到观测者看到的辐射流量:

$$F_{\nu}(t) = \frac{r_{\theta}^2}{d_L^2} \int \frac{I'_{\nu}(r, \theta, \varphi)}{\Gamma_{\theta}^3 (1 - \beta_{\theta} \cos \alpha)^3} \cos \alpha d\Omega(\theta, \varphi), \quad (19)$$

其中 d_L 是伽马暴的光度距离, I'_{ν} 是对应 (θ, φ) 方向的辐射微元所提供的辐射强度, 具体为

$$I'_{\nu}(r, \theta, \varphi) = j'_{\nu}(r, \theta, \varphi) \frac{M_{sw}}{r_{\theta}^2 n'_{sh} m_p}. \quad (20)$$

在具体的数值计算中, 我们会按照角度将喷流分解为若干个微元. 对于观测者时间 t , (θ, φ) 微元的激波半径和洛伦兹因子需从动力学计算结果中调用, 并利用它们给出相应的发射系数 j'_{ν} .

在取定一组模型参数后, 便可以利用(19)式计算出余辉的理论光变曲线, 将它和GRB 170817A的余辉观测数据相比较并评判其拟合好坏的程度. 再使用马尔科夫链蒙特卡罗(MCMC)方法, 在模型参数的先验

取值范围内进行搜寻, 便可得到最佳拟合, 如图2中粗线所示. 相应的参数值及 1σ 误差范围列于表1中. 与这些光变曲线相对应的喷流能量和洛伦兹因子的分布则示于图3和4中. 从图5可以看到, 与单高斯喷流拟合结果相比, 双高斯喷流的余辉光变曲线在早期存在一个小的凸起结构, 更好地解释了早期余辉数据的上扬趋势(尤其是在X射线波段). 其早期余辉鼓起是因为当 $\theta \gtrsim 3.48^\circ$ 时外高斯成分的能量和洛伦兹因子均高于内高斯喷流相应角度处的值. 换句话说, 喷流的双高斯结构可以和GRB 170817A的余辉数据很好地相容.

3 双高斯喷流结构的形成

喷流在前身星物质中的传播能否造成GRB 170817A余辉限制得到的喷流结构? 或者说喷流侧

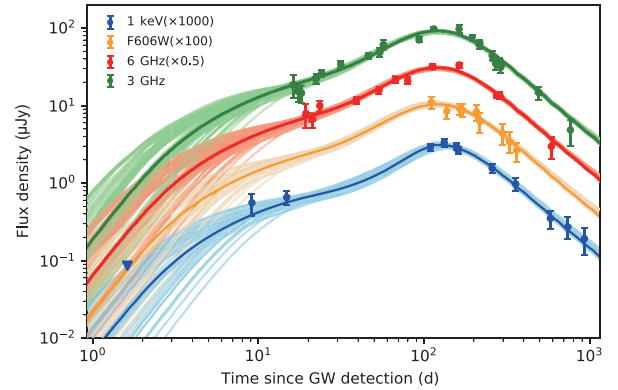


图2 (网络版彩图) GRB 170817A多波段余辉的拟合结果, 其中粗线为最佳拟合结果

Figure 2 (Color online) The fitting results of the multi-wavelength afterglow of GRB 170817A, the thick lines correspond to the best fitting result.

表1 参数的先验范围及MCMC方法给出的参数后验分布

Table 1 The prior range of parameters and the posterior probability distribution given by MCMC sampling

Parameter	Value	Bestfit	Range
p	$2.13^{+0.01}_{-0.01}$	2.13	(2, 2.3)
$\log_{10} \epsilon_b$	$-2.59^{+0.41}_{-0.28}$	-2.98	(-3, -0.1)
$\log_{10} n \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	$-3.19^{+0.40}_{-0.43}$	-2.88	(-4, 0)
Γ_{on}	456^{+236}_{-235}	371	(100, 800)
C_{Γ}	$0.49^{+0.33}_{-0.30}$	0.91	(0, 1)
$\log_{10} E_{k,on} \text{ (erg)}$	$51.04^{+0.24}_{-0.31}$	51.51	(48, 53)
$\log_{10} C_E$	$-1.33^{+0.19}_{-0.18}$	-1.40	(-5, 0)
$\theta_{in} \text{ (}^\circ\text{)}$	$1.48^{+0.41}_{-0.32}$	1.08	(1, 10)
$\theta_{out} \text{ (}^\circ\text{)}$	$4.16^{+0.87}_{-0.54}$	3.48	(2, 15)
$\theta_{obs} \text{ (}^\circ\text{)}$	$19.37^{+2.21}_{-1.53}$	18.53	(17, 35)

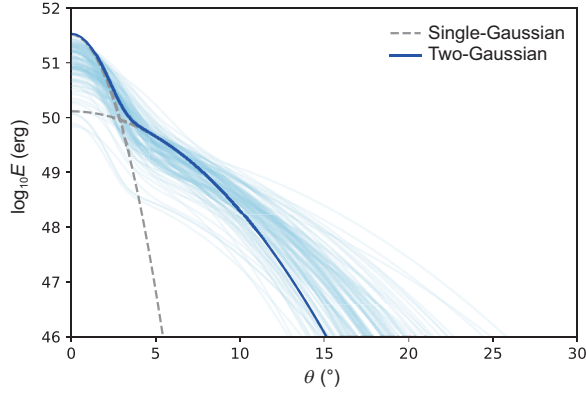


图 3 (网络版彩图)双高斯喷流的能量 E 随角度 θ 的分布, 蓝色粗线对应最佳拟合结果, 虚线分别对应内、外高斯分量

Figure 3 (Color online) Lateral profiles of energy E as a function of angle θ for two-Gaussian jet, the thick blue line corresponds to the best fitting result, the dashed lines represent the inner and outer Gaussian components respectively.

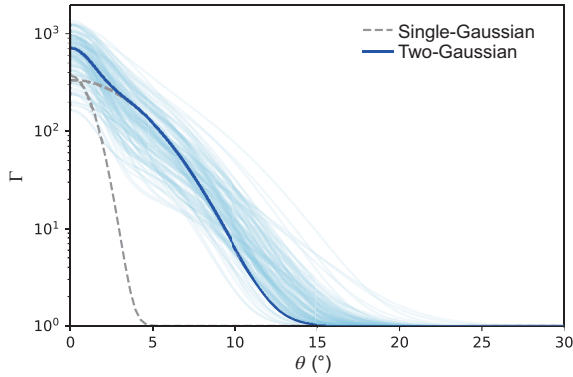


图 4 (网络版彩图)双高斯喷流的洛伦兹因子 Γ 随角度 θ 的分布

Figure 4 (Color online) Lateral profiles of Lorentz factor Γ as a function of angle θ for two-Gaussian jet.

翼中的外高斯成分是否可能就是喷流传播所形成的茧状结构? 这是本节需要探讨的关键科学问题。

3.1 喷流在致密介质中传播的动力学

考虑一个光度为 L_j 的相对论性喷流, 以固定的张角 θ_{j0} 注入到密度分布为 $\rho_a(z)$ 的前身星介质中. 喷流和介质的碰撞会在喷流头部产生双弓形激波结构, 正向激波扫积介质, 反向激波扫积喷流物质. 进入这个结构的物质会在压力梯度的作用下, 被推向喷流四周并逐渐包裹喷流, 从而在喷流周围形成一个热茧^[43–45]. 而与此同时, 热茧也会对喷流施加压力, 在喷流内部激发

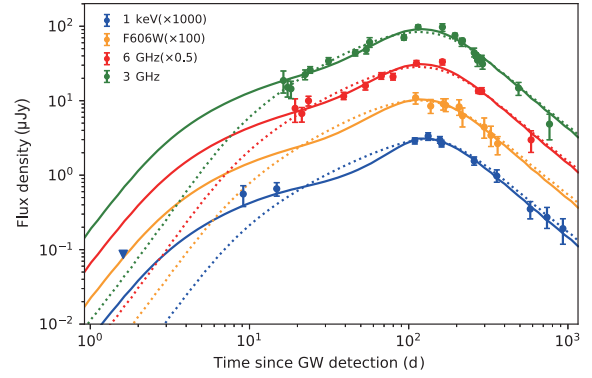


图 5 (网络版彩图)双高斯模型拟合结果(实线)和单高斯模型拟合结果(点线)的比较

Figure 5 (Color online) Comparison of the fitting result of the two-Gaussian model (solid lines) with the single-Gaussian model (dotted lines).

从侧面向轴心传播的准直激波, 从而使喷流的张角减小, 进而改变喷流的传播速度和流入茧的能量. 据此, 我们可以将喷流传播系统划分为五个区域: 喷流头部、茧(包含内茧和外茧)、前身星介质, 以及喷流内部未被准直激波穿越的部分和已被穿越的部分.

喷流头部的速度决定于正反激波区域的力学平衡

$$\rho_j h_j \Gamma_j^2 \Gamma_h^2 (\beta_j - \beta_h)^2 + P_j = \rho_a h_a \Gamma_a^2 \beta_h^2 + P_a, \quad (21)$$

其中 ρ , P 和 $h = 1 + 4P/\rho c^2$ 分别为质量密度、压强和无量纲比焓, Γ 为洛伦兹因子及 $\beta = \sqrt{1 - \Gamma^{-2}}$, 脚标 j , h , c , a 分别表示与喷流、喷流头部、茧和前身星介质相关的量. 由上式可以解得^[46]

$$\beta_h = \frac{\beta_j \tilde{L}^{1/2} + \beta_a}{\tilde{L}^{1/2} + 1}, \quad (22)$$

其中 $\tilde{L} \approx L_j / (\Sigma_j \rho_a \Gamma_a^2 c^3)$, $\beta_j \approx 1$, L_j 和 Σ_j 分别为喷流的速度、光度和横截面. 可以看到, 除了介质密度, 喷流头部的动力学演化高度依赖于喷流的横截面积. 在喷流尚未被显著准直的情况下, 其横截面可简单表示为

$$\Sigma_j = \pi \theta_{j0}^2 z_h^2, \quad (23)$$

其中 $z_h = \int_0^t \beta_h c dt$ 为喷流头部的高度. 不过, 一旦喷流高度超过了临界点 $\hat{z} \approx (L_j / \pi c P_c)^{1/2}$ (该高度以上准直激波完全收敛), 准直效应将变得显著^[47]. 此时, 喷流截面将变为

$$\Sigma_j = \pi \theta_{j0}^2 \left(\frac{\hat{z}}{2} \right)^2 \approx \frac{\theta_{j0}^2 L_j}{4 c P_c}, \quad (24)$$

上式采用高度 $z/2$ 做计算,是因为在这一点上喷流形状开始从锥形转化为圆柱形. 更具体地说,在 $z/2$ 处,准直激波大致平行于喷流轴. 在下面的计算中,我们将通过比较上述两式取用较小值.

上述计算显示, z 的值主要决定于茧的压强. 考虑辐射主导的情况,该压强可以表示为

$$P_c = \frac{E_c}{3V_c} = \frac{L_j \int (1 - \beta_h) dt}{3\pi r_c^2 z_h}, \quad (25)$$

其中 E_c 是通过喷流头部注入茧中的总能量, V_c 是茧的体积. 这里,简单假设茧为圆柱体. 其截面半径为

$$r_c = \int_0^t \beta_{c,\perp} c dt, \quad (26)$$

式中茧的横向膨胀速度决定于

$$\beta_{c,\perp} = \sqrt{\frac{P_c}{\bar{\rho}_c(z_h) c^2}}, \quad (27)$$

其中 $\bar{\rho}_c = 1/V_c(z) \int \rho_a(z) dV$ 是茧的平均密度. 利用上述这些量,我们可以得到喷流头部和茧各自的张角

$$\theta_h = \left(\frac{\Sigma_j}{\pi z_h^2} \right)^{1/2} \quad (28)$$

和

$$\theta_c = \frac{r_c}{z_h}, \quad (29)$$

这些角度的演化反映了喷流在传播过程中的准直过程.

3.2 喷流在并合抛射物中的传播过程

这里要探讨的是喷流从前身星介质中突破时,其 θ_h 和 θ_c 角度的值在何种情况下可以与GRB 170817A余辉限制得到的 θ_{in} 和 θ_{out} 值相一致.

对GRB 170817A而言,其前身星为发生并合的双中子星系统,因此其喷流传播的环境应是双中子星并合时由潮汐瓦解、星体碰撞以及吸积盘风等过程抛向四周的抛射物. 根据数值模拟结果,并合抛射物的密度分布可表示为^[48]

$$\rho_c(z) = \frac{(3 - \delta) M_{ej}}{4\pi z_{min}^3} \left[1 - \left(\frac{z_{max}}{z_{min}} \right)^{3-\delta} \right]^{-1} \left(\frac{z}{z_{min}} \right)^{-\delta},$$

$$z_{min} \leq z \leq z_{max}, \quad (30)$$

其中 $M_{ej} = 0.02 M_\odot$ 是抛射物的总质量, $\delta = 3.5$, $v_{e,max} = 0.65c$, $v_{e,min} = 0.1c$, $z_{max} = v_{e,max} t$, $z_{min} = v_{e,min} t$. 这里的参数取值依据的是对GRB 170817A成协千新星AT 2017gfo的拟合结果^[49,50].

将(30)式代入第3.1节的各表达式中,并依据余辉拟合结果取定喷流的恒定光度为 $L_j = 10^{51.04} \text{ erg s}^{-1}$,我们便能够得到喷流在并合抛射物中的传播演化,如图6和7所示. 从中可以看到,由于茧的挤压作用,喷流头部物质可以不断地被准直并有效地加速. 在喷流的

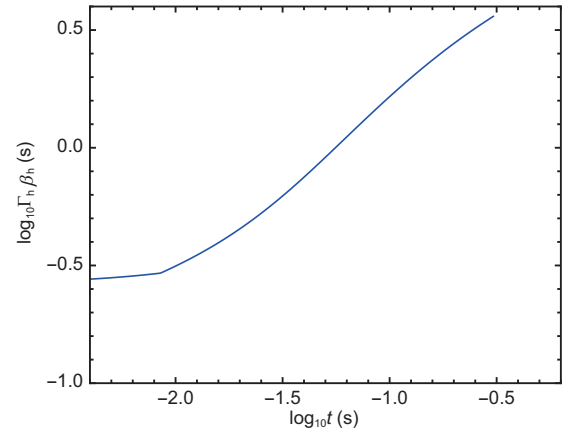


图 6 (网络版彩图)喷流头部速度的演化

Figure 6 (Color online) The evolution of the jet head velocity.

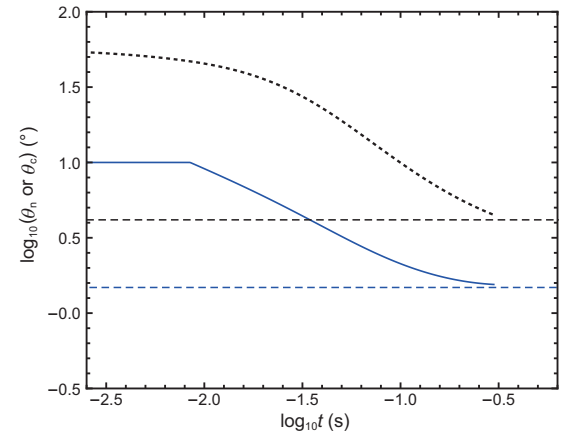


图 7 (网络版彩图)喷流头部(蓝色实线)及茧(黑色点线)张角的演化,蓝色水平线和黑色水平线分别对应 $\theta_{in} = 1.48^\circ$ 和 $\theta_{out} = 4.16^\circ$

Figure 7 (Color online) The evolution of the opening angles of the jet head (blue solid line) and the cocoon (black dotted line), the blue and black horizontal lines correspond to $\theta_{in} = 1.48^\circ$ and $\theta_{out} = 4.16^\circ$ respectively.

初始张角取为 10° 和并合抛射物质量取为 $0.02M_\odot$ 的情况下, 其从并合抛射物中突破时的头部和茧张角就可以非常接近GRB 170817A余辉数据对双高斯成分的限制结果.

4 结论和讨论

GRB 170817A和GW 170817是人类观测到的第一例伽马暴和双中子星并合引力波成协事件, 为深入研究短暴的发生机制开辟了全新的方向. 一方面, 它表明至少有一部分短暴来自双中子星并合, 并通过伽马暴和引力波的时间差为喷流的产生和传播提供了重要限制. 另外, 它还通过它的多波段余辉为我们探索喷流的角向结构创造了机会, 而本文具体揭示了双高斯型的喷流结构可以和这些余辉数据尤其是早期的数据点很好地相容. 与此同时, 我们还证明这种双高斯型喷流结构很可能自然形成于喷流经并合抛射物传播并突破的过程.

在GRB 170817A/GW170817事件中, 双中子星并合产生的抛射物质量与该事件中的千新星AT 2017gfo密切相关. 类似于大质量恒星爆发所造成的超新星辐

射, 千新星辐射被认为是并合抛射物中合成的大量超重元素放射性衰变加热抛射物的结果. 如果要解释AT 2017gfo的辐射, 该放射性供能方案所要求的抛射物质量需高达 $\sim 0.065M_\odot$ ^[51]. 而本文基于双中子星并合的数值模拟结果, 在取并合抛射物质量为 $\sim 0.02M_\odot$ 的基础上, 从喷流在抛射物中传播的角度重现了GRB 170817A余辉限制出的双高斯喷流的结构参数. 这表明抛射物质量存在明显低于 $\sim 0.065M_\odot$ 的可能, 在此情形下千新星辐射的能量来源就需要另寻他途, 比如并合后产生的大质量中子星^[49, 50].

无论如何, 我们希望强调, 对一些特殊观测事例以及大样本的数据统计而言, 理论解释工作是系统性的, 需要考虑各个部分之间的兼容性和自洽性. 本文也正是基于这种考虑的一个初步探索. 在未来, 我们可以综合越来越多的多波段、多信使观测结果, 更加系统而合理地解释GRB物理. 比如, Yu^[52]提出, 喷流在并合抛射物中的传播会造成一种“引力波记忆”信号, 有可能被将来的低频引力波探测器探测到(即使喷流未能成功突破也可探测). 将其与GRB的电磁信号相结合, 能帮助我们更好地了解GRB抛射物以及前身星的性质.

参考文献

- 1 Kouveliotou C, Meegan C A, Fishman G J, et al. Identification of two classes of gamma-ray bursts. *Astrophys J*, 1993, 413: L101
- 2 Popham R, Woosley S E, Fryer C. Hyperaccreting black holes and gamma-ray bursts. *Astrophys J*, 1999, 518: 356–374
- 3 Lee H K, Wijers R A M J, Brown G E. The Blandford-Znajek process as a central engine for a gamma-ray burst. *Phys Rep*, 2000, 325: 83–114
- 4 Usov V V. Millisecond pulsars with extremely strong magnetic fields as a cosmological source of γ -ray bursts. *Nature*, 1992, 357: 472–474
- 5 Brainerd J J. Synchrotron emission from a cosmological jet as a model of gamma-ray bursts. *Astrophys J*, 1992, 394: L33
- 6 Kobayashi S, Piran T, Sari R. Can internal shocks produce the variability in gamma-ray bursts? *Astrophys J*, 1997, 490: 92–98
- 7 Daigne F, Mochkovitch R. Gamma-ray bursts from internal shocks in a relativistic wind: Temporal and spectral properties. *Mon Not R Astron Soc*, 1998, 296: 275–286
- 8 Meszaros P, Rees M J. Optical and long-wavelength afterglow from gamma-ray bursts. *Astrophys J*, 1997, 476: 232–237
- 9 Sari R, Piran T, Narayan R. Spectra and light curves of gamma-ray burst afterglows. *Astrophys J*, 1998, 497: L17–L20
- 10 Woosley S E. Gamma-ray bursts from stellar mass accretion disks around black holes. *Astrophys J*, 1993, 405: 273
- 11 Galama T J, Vreeswijk P M, van Paradijs J, et al. An unusual supernova in the error box of the γ -ray burst of 25 April 1998. *Nature*, 1998, 395: 670–672
- 12 Eichler D, Livio M, Piran T, et al. Nucleosynthesis, neutrino bursts and γ -rays from coalescing neutron stars. *Nature*, 1989, 340: 126–128
- 13 Paczynski B. Cosmological gamma-ray bursts. *Acta Astronom*, 1991, 41: 257–267
- 14 Huang Y F, Dai Z G, Lu T. A generic dynamical model of gamma-ray burst remnants. *Mon Not R Astron Soc*, 1999, 309: 513–516
- 15 Stanek K Z, Matheson T, Garnavich P M, et al. Spectroscopic discovery of the supernova 2003dh associated with GRB 030329. *Astrophys J*, 2003, 591: L17–L20
- 16 Woosley S E, Heger A. The progenitor stars of gamma-ray bursts. *Astrophys J*, 2006, 637: 914–921
- 17 Paczynski B. Gamma-ray bursters at cosmological distances. *Astrophys J*, 1986, 308: L43–L46

- 18 Narayan R, Paczynski B, Piran T. Gamma-ray bursts as the death throes of massive binary stars. *Astrophys J*, 1992, 395: L83
- 19 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
- 20 Huang Y F, Wu X F, Dai Z G, et al. Rebrightening of XRF 030723: Further evidence for a two-component jet in a gamma-ray burst. *Astrophys J*, 2004, 605: 300–306
- 21 Sheth K, Frail D A, White S, et al. Millimeter observations of GRB 030329: Continued evidence for a two-component jet. *Astrophys J*, 2003, 595: L33–L36
- 22 Peng F, Konigl A, Granot J. Two-component jet models of gamma-ray burst sources. *Astrophys J*, 2005, 626: 966–977
- 23 Jin Z P, Yan T, Fan Y Z, et al. A two-component jet model for the X-ray afterglow flat segment in the short gamma-ray burst GRB 051221A. *Astrophys J*, 2007, 656: L57–L60
- 24 Hotokezaka K, Nakar E, Gottlieb O, et al. A Hubble constant measurement from superluminal motion of the jet in GW170817. *Nat Astron*, 2019, 3: 940–944
- 25 Troja E, Piro L, Ryan G, et al. The outflow structure of GW170817 from late-time broad-band observations. *Mon Not R Astron Soc-Lett*, 2018, 478: L18–L23
- 26 Troja E, van Eerten H, Ryan G, et al. A year in the life of GW170817: The rise and fall of a structured jet from a binary neutron star merger. *Mon Not R Astron Soc*, 2019, 489: 1919–1926
- 27 Salafia O S, Ghisellini G, Pescalli A, et al. Structure of gamma-ray burst jets: Intrinsic versus apparent properties. *Mon Not R Astron Soc*, 2015, 450: 3549–3558
- 28 Salafia O S, Ghirlanda G, Ascenzi S, et al. On-axis view of GRB 170817A. *Astron Astrophys*, 2019, 628: A18
- 29 Tan W W, Yu Y W. The jet structure and the intrinsic luminosity function of short gamma-ray bursts. *Astrophys J*, 2020, 902: 83
- 30 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
- 31 Savchenko V, Ferrigno C, Kuulkers E, et al. INTEGRAL detection of the first prompt gamma-ray signal coincident with the gravitational-wave event GW170817. *Astrophys J*, 2017, 848: L15
- 32 Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. Search for post-merger gravitational waves from the remnant of the binary neutron star merger GW170817. *Astrophys J*, 2017, 851: L16
- 33 Margutti R, Berger E, Fong W, et al. The electromagnetic counterpart of the binary neutron star merger LIGO/Virgo GW170817. V. Rising X-ray emission from an off-axis jet. *Astrophys J*, 2017, 848: L20
- 34 Lamb G P, Kobayashi S. Electromagnetic counterparts to structured jets from gravitational wave detected mergers. *Mon Not R Astron Soc*, 2017, 472: 4953–4964
- 35 Alexander K D, Margutti R, Blanchard P K, et al. A decline in the X-ray through radio emission from GW170817 continues to support an off-axis structured jet. *Astrophys J*, 2018, 863: L18
- 36 Wu Y, MacFadyen A. Constraining the outflow structure of the binary neutron star merger event GW170817/GRB170817A with a Markov chain Monte Carlo analysis. *Astrophys J*, 2018, 869: 55
- 37 Xie X, Zrake J, MacFadyen A. Numerical simulations of the jet dynamics and synchrotron radiation of binary neutron star merger event GW170817/GRB 170817A. *Astrophys J*, 2018, 863: 58
- 38 Ghirlanda G, Salafia O S, Paragi Z, et al. Compact radio emission indicates a structured jet was produced by a binary neutron star merger. *Science*, 2019, 363: 968–971
- 39 Minardi F, Ancilotto F, Burchianti A, et al. Effective expression of the Lee-Huang-Yang energy functional for heteronuclear mixtures. *Phys Rev A*, 2019, 100: 063636
- 40 Lamb G P, Lyman J D, Levan A J, et al. The optical afterglow of GW170817 at one year post-merger. *Astrophys J*, 2019, 870: L15
- 41 Huang Y F, Dai Z G, Lu T. Afterglows from jetted gamma-ray-burst remnant: Does the light curve break? *Chin Phys Lett*, 2000, 17: 778–780
- 42 Li Y S, Chen A, Yu Y W. Observational signature of a wind bubble environment for double neutron star mergers. *Res Astron Astrophys*, 2019, 19: 115
- 43 Marti J M A, Muller E, Font J A, et al. Morphology and dynamics of highly supersonic relativistic jets. *Astrophys J*, 1995, 448: L105
- 44 Marti J M, Muller E, Font J A, et al. Morphology and dynamics of relativistic jets. *Astrophys J*, 1997, 479: 151–163
- 45 Zhang W, Woosley S E, MacFadyen A I. Relativistic jets in collapsars. *Astrophys J*, 2003, 586: 356–371
- 46 Matzner C D. Supernova hosts for gamma-ray burst jets: Dynamical constraints. *Mon Not R Astron Soc*, 2003, 345: 575–589
- 47 Bromberg O, Nakar E, Piran T, et al. The propagation of relativistic jets in external media. *Astrophys J*, 2011, 740: 100

- 48 Nagakura H, Hotokezaka K, Sekiguchi Y, et al. Jet collimation in the ejecta of double neutron star mergers: A new canonical picture of short gamma-ray bursts. *Astrophys J*, 2014, 784: L28
- 49 Yu Y W, Liu L D, Dai Z G. A long-lived remnant neutron star after GW170817 inferred from its associated kilonova. *Astrophys J*, 2018, 861: 114
- 50 Li S Z, Liu L D, Yu Y W, et al. What powered the optical transient AT2017gfo associated with GW170817? *Astrophys J Lett*, 2018, 861: L12
- 51 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
- 52 Yu Y W. Gravitational-wave memory from a propagating relativistic jet: A probe of the interior of gamma-ray burst progenitors. *Astrophys J*, 2020, 897: 19

The two-Gaussian jet structure and its formation process: Constraints from the afterglows of GRB 170817A

WEI Fang, ZHANG Zhen-Dong, YU Yun-Wei* & LIU Liang-Duan

Institute of Astrophysics, Central China Normal University, Wuhan 430079, China

The short gamma-ray burst (SGRB) GRB 170817A was the first observed GRB associated with a gravitational-wave event, providing a valuable opportunity to further study the producing mechanism of SGRBs. Its multi-wavelength afterglow emissions probably reveal the angular structure of the jet to us. And, if the jet structure is described phenomenologically by a Gaussian function, large sample statistical studies on SGRBs show that we probably need to introduce two-Gaussian functions to unify the emissions from GRB 170817A with other normal SGRBs. In other words, GRB 170817A's prompt emission is likely from an additional component of a jet with a larger angle. Therefore, in order to test the compatibility between this two-Gaussian jet structure and the afterglow data of GRB 170817A, we calculate the multi-wavelength afterglow light curves from such an off-axis jet structure, and find that the introduction of the outer Gaussian component can well explain the early uptrend of the GRB 170817A afterglow data. On this basis, we also calculate the propagation and breakout processes of the jet in the merger ejecta, which shows that these processes can naturally lead to the two-Gaussian jet structure obtained by the observational constraint, thus showing the overall self-consistency of the model. Furthermore, the observational constraint on the jet propagation process also provides a new clue for understanding the properties of merger ejecta.

gamma-ray burst, GRB jet, gravitational wave

PACS: 98.70.Rz, 95.85.Sz, 97.60.Jd

doi: [10.1360/SSPMA-2022-0120](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2022-0120)