

塌缩星伽马射线暴的光度函数：长伽马射线暴的前身星并非特殊

YAN-KUN QU ¹, ZHONG-XIAO MAN,¹ SHUANG-XI YI ¹ AND YU-PENG YANG ¹

¹College of Physics and Physical Engineering
Qufu Normal University, Qufu, 273165, People's Republic of China

摘要

伽马射线暴 (GRBs) 是高红移宇宙的强大探测器。然而, 长 GRB 中塌缩星比例及其相对于恒星形成率 (SFR) 的事件率仍然是有争议的问题。我们假设具有 $z \geq 2$ 的长 GRB 均为塌缩星 GRB, 并使用 2004 年至 2019 年期间 Swift 卫星的高红移样本构建光度函数。我们用折线幂律形式建模光度函数, 并考虑了三种情景: 无演化、光度演化和密度演化。我们的结果如下: 1) 可以排除无演化模型。2) 拟合结果显示, 为了充分解释观测数据, 需要显著的光度 (演化指数 $\delta = 1.54^{+0.21}_{-0.22}$) 或密度 ($\delta = 2.09^{+0.29}_{-0.26}$) 红移演化。这排除了长 GRB 随红移演变是由于非塌缩星 GRB 污染的可能性。3) 光度演化模型预测具有 $z < 2$ 和 $P \geq 1 \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 的塌缩星 GRB 数量为 138.6, 占观测到的具有 $z < 2$ 和 $P \geq 1 \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 长 GRB 的 82.5%。密度演化模型预测, 具有 $z < 2$ 和 $P \geq 1 \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 的塌缩星伽马射线暴的数量为 80.2, 占观测值的 47.7%。无论哪种模型, 长伽马射线暴中有相当一部分并非塌缩星伽马射线暴。

Keywords: 伽马射线暴 (629) — 亮度函数 (942) — 星族形成 (1569)

1. 介绍

伽马射线暴 (GRBs) 是具有广泛红移分布的极亮天文学现象, 迄今为止检测到的最大红移为 $z \sim 9.4$ (Cucchiara et al. 2011)。此外, 有人预测下一代探测器, 如 SVOM, 有可能检测到最大红移达 12 (Llamas Lanza et al. 2024) 的伽马射线暴。Konus-Wind (Mazets et al. 1981) 首次检测到了基于其 T_{90} 持续时间的长和短伽马射线暴的双峰分布, 这一发现后来被 BATSE (Kouveliotou et al. 1993) 和 Swift (Bromberg et al. 2013) 所证实。因此, 根据其 T_{90} 持续时间, 伽马射线暴通常被分为长暴和短暴。长伽马射线暴被认为起源于大质量恒星的坍缩, 因为它们经常出现在恒星形成区域 (Totani 1997; Bloom et al. 1998), 与 Type I_c 超新星 (Galama et al. 1998; Kelly et al. 2008; Svensson et al. 2010) 相关, 并且与其宿主星系内的明亮紫外线区域 (Christensen et al. 2004) 有很强的相关性。短伽马射线暴被认为起源于双星合并, 因为它们经常发生在远离恒星形成区域的地区 (Berger 2014), 与引力波 (Abbott et al. 2017) 和千新星 (Tanvir et al. 2013; Troja et al. 2019; Jin et al. 2020) 相关联。然而, 已经报道了许多例外情况。例如, GRB 211211A (Rastinejad et al. 2022) 具有 $T_{90} > 30 \text{ s}$ 和红移 $z = 0.076$, 应该是一个典型的长伽马射线暴, 但它被发现与千新星相关联。Yang et al. (2022) 建议 GRB 211211A 的前身很可能是白矮星-中子星合并系统。GRB 230307A (Levan et al. 2024), 带有 $z = 0.0646$ 和 $T_{90} \sim 35 \text{ s}$, 是从双中子星并合中识别出来的。Bromberg et al. (2013) 发现, 相当一部分短 GRBs 应源自大质量恒星的坍缩。

长伽马射线暴被认为是由大质量沃尔夫-拉叶星的超新星 (SN) 爆炸产生的, 其事件率预计将与恒星形成率 (SFR) 相平行。然而, 对此问题存在相当大的争议。一些研究发现伽马射线暴事件率与 SFR (Elliott et al. 2012; Hao & Yuan 2013; Pescalli et al. 2016) 之间没有差异。一些研究表明在高红移时 (Kistler et al. 2008; Yüksel et al. 2008; Wang & Dai 2009; Virgili et al. 2011) 伽马射线暴的事件率显著超过预期, 而另一些则发现在低红移时 (Petrosian et al. 2015; Yu et al. 2015; Tsvetkova et al. 2017; Lloyd-Ronning et al. 2019; Dong et al. 2022) 有过多的情况。

许多理论被提出以解释长伽马射线暴事件率与恒星形成率之间的显著偏差, 包括恒星初始质量函数的演化 (Xu & Wei 2008; Wang & Dai 2011; Lan et al. 2022)、宇宙金属丰度的演化 (Li 2008; Qin et al. 2010) 以及超导线宇宙弦 (Cheng et al. 2010; Lan et al. 2021) 发现, 需要光度或密度演化, 甚至是不寻常的“三重幂律”光度函数来解释长伽马射线暴的观测结果。Dong et al. (2023) 根据光度对伽马射线暴进行分类, 并发现在低红移处高光度伽马射线暴事件率遵循恒星形成率, 而低光度伽马射线暴事件率显著超过同一时期的恒星形成率。他们提出长伽马射线暴应该有两种不同的前身类型。Petrosian & Dainotti (2024) 发现如果从恒星形成率中减去长伽马射线暴的事件率, 剩余部分与短伽马射线暴的事件率非常相似。基于此, 他们建议对于红移 $z \geq 2$, 所有长伽马射线暴起源于大质量恒星的坍缩, 而对于红移 $z < 2$, 大约 60% 的显著部分可能起源于双中子星合并。

如果在 $z \geq 2$ 处的长伽马射线暴完全来自大质量恒星坍缩 (以下简称坍缩星伽马射线暴), 可以利用高红移长伽马射线暴样本构建坍缩星伽马射线暴的光度函数。在这封信中, 我们构建了坍缩星伽马射线暴的光度函数, 研究其演化, 并探讨了所有长伽马射线暴中坍缩星伽马射线暴的比例。在第二章中, 我们描述了本工作中使用的样本和方法。然后我们在第三章展示了光度函数拟合结果。在第四章中, 给出了简要总结和讨论。在这篇论文中, 我们采用一个平坦的 Λ CDM 宇宙学模型, 其中包含 $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_m = 0.3$ 和 $\Omega_\Lambda = 0.7$ 。

2. 样本和方法

2.1. 样本

自 2004 年 Swift 卫星发射以来, 已经探测到了近 2000 个伽马射线暴 (GRBs), 其中大部分是长伽马射线暴, 少数为短伽马射线暴。大约三分之一的 Swift 伽马射线暴具有红移测量值, 这比之前的卫星如 BATSE 的红移检测率显著更高。这为研究伽马射线暴的光度函数提供了坚实的基础。研究人员在研究伽马射线暴光度函数时面临的一个复杂问题是仪器选择效应。Swift/BAT 触发系统非常复杂, 其对伽马射线暴的敏感性无法被精确参数化 (Band 2006)。实际上, 并非所有峰值通量略高于仪器阈值的低能量伽马射线暴都能成功触发。Lan et al. (2021) 假设伽马射线暴的内在峰值通量分布遵循折断幂律。他们的研究表明, 具有峰值通量 $P > 1 \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 的长伽马射线暴观测到的峰值通量分布与折断幂律很好地吻合, 而那些具有 $P < 1 \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 的则显示出明显的偏离。这表明在这个通量限制之上, 仪器选择效应对于不完全采样的影响可以忽略不计。

关于长伽马射线暴事件率与恒星形成率之间的关系仍存在相当大的争议。Petrosian & Dainotti (2024) 发现具有 $z \geq 2$ 的长伽马射线暴更好地匹配恒星形成率, 表明这些高红移长伽马射线暴中有很大一部分源自恒星坍缩。基于这一观点, 我们假设具有 $z \geq 2$ 的长伽马射线暴可能源自大质量恒星坍缩, 并被视为坍缩星伽马射线暴。在这项工作中, 为了区分, 我们将具有 $T_{90} \geq 2 \text{ s}$ 的伽马射线暴称为长伽马射线暴。

截至 2019 年 11 月, 排除低光度的 GRBs, 其光度为 $L < 10^{49} \text{ erg s}^{-1}$, 共有 423 个 Swift 长时 GRB 具有红移测量值。¹ 其中, 有 301 个峰值流量为 $P \geq 1 \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, 导致红移完整率为 42%。利用这一数据集, Lan et al. (2021) 发现光度演化或密度演化是使光度函数拟合样本所必需的, 并且三段幂律模型优于折断幂律模型。为了直接与 Lan et al. (2021) 的结果进行比较, 我们也使用了截至 2019 年 11 月检测到的具有峰值通量 $P \geq 1 \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 的 GRB

¹ 应注意到, 与 Lan et al. (2021) 相比, 具有 $T_{90} = 1.39 \text{ s}$ 的 GRB100724A 被归类为短爆发, 但并未包含在我们的样本中。

样本。总共有 206 个 GRBs 具有 $z \geq 2$ ，占已知红移 GRBs 的 49%，其中 134 个具有峰值通量 $P \geq 1 \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 。红移 z 和亮度 L_{iso} 的分布可以在图中看到。1 和 2。

2.2. 分析方法

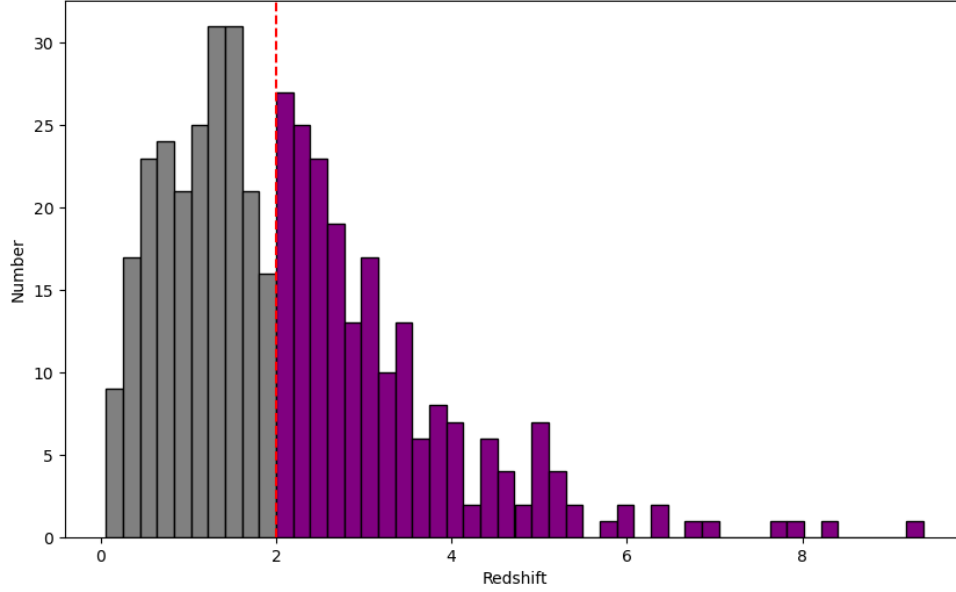


图 1. 所有 423 个 Swift 长伽马射线暴的红移分布，虚红线表示 $z = 2$ 的位置，共有 206 个样本具有 $z \geq 2$ 。

最大似然方法 (MLE) 最早由罗纳德·A·费舍尔在 20 世纪初提出 (Fisher 1921, 1925)。我们采用了一种由 Marshall et al. (1983) 提出的最大似然方法。这是一种优化光度函数自由参数的有效方法，如大量先前文献所示 (Qu et al. 2019; Narumoto & Totani 2006; Ajello et al. 2009, 2012; Abdo et al. 2010; Zeng et al. 2014, 2016; Lan et al. 2019, 2021, 2022)。对于我们而言，最大似然可以写成如下形式：

$$\mathcal{L} = e^{(-N_{\text{exp}})} \prod_{i=1}^{N_{\text{obs}}} \Phi(L_i, z_i, t_i) \quad (1)$$

其中， N_{exp} 表示预期的伽马射线暴检测数量， N_{obs} 是观测样本大小，而 $\Phi(L, z, t)$ 表示单位时间内的伽马射线暴观测率，在红移范围从 z 到 $z + dz$ ，以及光度在 L 到 $L + dL$ 的范围内。 $\Phi(L, z, t)$ 的具体形式为：

$$\begin{aligned} \Phi(L, z, t) &= \frac{d^3 N}{dt dz dL} \\ &= \frac{d^3 N}{dt dV dL} \times \frac{dV}{dz} \\ &= \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \theta(P) \frac{\psi(z)}{(1+z)} \phi(L, z) \times \frac{dV}{dz} \end{aligned} \quad (2)$$

其中 $\Delta\Omega = 1.33 \text{ sr}$ 表示 Swift/BAT 仪器的视场。术语 $\theta(P) \equiv \theta_\gamma(P) \theta_z(P)$ 表示检测效率，即在给定峰值通量 P 条件下检测到爆发并测量其红移的概率。我们的样本是基于 $P \geq 1 \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 选择的，所以我们假设 $\theta_\gamma(P) = 1$ 。对于

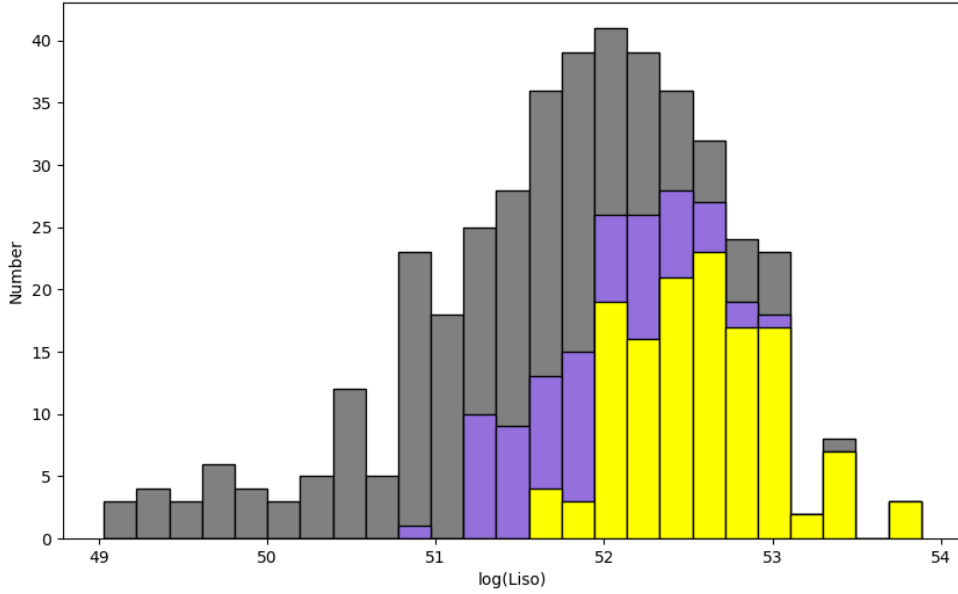


图 2. L_{iso} 分布中的伽马射线暴，其中灰色代表所有 423 个 Swift 长伽马射线暴，紫色代表具有 $z \geq 2$ 的 206 次爆发，黄色代表具有 $z \geq 2$ 和 1 秒峰值通量 $P \geq 1$ 光子 $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 的爆发，总计 134 次爆发。

$\theta_z(P)$ ，我们利用了来自 Lan et al. (2021) 的结果，特别是 $\theta_z(P) = 1/(1 + (2.09 \pm 0.26) \times (0.96 \pm 0.01)^P)$ 。函数 $\psi(z)$ 表示 GRB 的共动事件率。因子 $(1+z)^{-1}$ 考虑了宇宙学时间膨胀。函数 $\phi(L, z)$ 是归一化的 GRB 光度函数 (LF)，其可能随红移演化，具体取决于所采用的模型（详见下文）。术语 $dV(z)/dz = 4\pi c D_L^2(z)/H_0(1+z)^2 \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}$ 表示平坦 Λ CDM 模型中的共动体积元，其中 $D_L(z)$ 是红移 z 处的光度距离。

根据坍缩起源假说，每次伽马射线暴的发生都表明一颗短寿的大质量恒星的死亡。因此，伽马射线暴形成率， $\psi(z)$ ，本质上应该与宇宙中的恒星形成速率， $\psi_\star(z)$ ，相关，使得 $\psi(z) = \eta \psi_\star(z)$ 。这里， η 表示伽马射线暴形成的效率。恒星形成速率， $\psi_\star(z)$ （单位为 $M_\odot \text{yr}^{-1} \text{Mpc}^{-3}$ ），可以写作 (Hopkins & Beacom 2006; Li 2008)，

$$\psi_\star(z) = \frac{0.0157 + 0.118z}{1 + (z/3.23)^{4.66}} \quad (3)$$

对于 GRB 光度函数 $\phi(L, z)$ ，我们采用了一种分段幂律的一般表达式：

$$\phi(L, z) = \frac{A}{\ln(10)L} \begin{cases} \left(\frac{L}{L_c(z)}\right)^a, & L \leq L_c(z) \\ \left(\frac{L}{L_c(z)}\right)^b, & L > L_c(z) \end{cases} \quad (4)$$

其中， A 是一个归一化常数， a 和 b 分别是断裂光度 $L_c(z)$ 下方和上方的幂律指数。

考虑到为 100% 触发效率设定的通量阈值（即在 15–150 keV 能量范围内为 $P_{\text{lim}} = 1 \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ），预期的伽马射线暴数量可以描述为

$$N_{\text{exp}} = \frac{\Delta\Omega T}{4\pi} \int_{z_{\text{min}}}^{z_{\text{max}}} \int_{\max[L_{\text{min}}, L_{\text{lim}}(z)]}^{L_{\text{max}}} \theta(P(L, z)) \frac{\psi(z)}{1+z} \times \phi(L, z) dL dV(z) \quad (5)$$

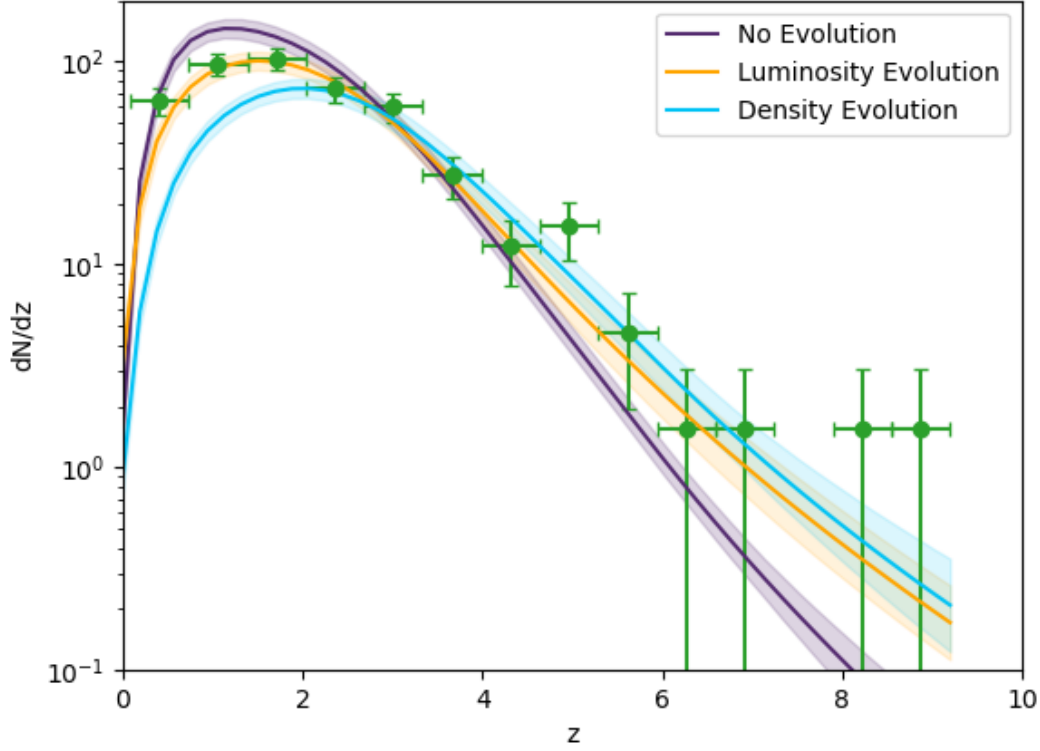


图 3. 红移分布。三条曲线代表了由三种不同模型计算的塌缩伽马射线暴的红移分布。阴影区域表示 1-sigma 置信区间。绿色数据点代表了 301 个长伽马射线暴的观测红移分布，这些伽马射线暴具有 $P \geq 1$ 光子 $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 。

在我们的研究中，Swift 任务的持续时间约为 $T \sim 15$ 年，覆盖了我们的样本时间段。鉴于当前 BAT 样本的红移为 $z < 10$ ，分析的最大红移是 $z_{\max} = 10$ ，我们将最小红移设定为 $z_{\min} = 2$ 。我们假设光度函数从 $L_{\min} = 10^{49} \text{ erg s}^{-1}$ 延伸到 $L_{\max} = 10^{55} \text{ erg s}^{-1}$ (Pescalli et al. 2015)。光度阈值可以在公式 5 中估计如下：

$$L_{\text{lim}}(z) = 4\pi D_L^2(z) P_{\text{lim}} \frac{\int_{1/(1+z) \text{ keV}}^{10^4/(1+z) \text{ keV}} E N(E) dE}{\int_{15 \text{ keV}}^{150 \text{ keV}} N(E) dE} \quad (6)$$

伽玛射线暴光子谱， $N(E)$ ，通常使用 Band 函数，(Band et al. 1993; Kaneko et al. 2006)，进行建模，该函数分别具有低能和高能谱指数 -1 和 -2.3 。

考虑到 (i) GRB 形成率与宇宙恒星形成率之间可能存在偏差，以及 (ii) GRB 光度函数 (LF) 可能随红移演化，我们在上述方程中引入了一个额外的演化因子 $(1+z)^\delta$ ，其中 δ 是一个自由参数。在这项工作中，我们考虑了三种不同的模型，(i) GRB 形成率严格遵循恒星形成率，即 $\psi(z) = \eta\psi(z)$ ，且 LF 不随红移演化，即 $L_{\text{ci}}(z) = L_{\text{ci},0} = \text{constant}$ 。(ii) 虽然 GRB 形成率仍然与恒星形成率成比例，但在 GRB LF 中的断点光度随红移增加，即 $L_{\text{ci}}(z) = L_{\text{ci},0}(1+z)^\delta$ 。(iii) 形成率遵循恒星形成率并包含一个额外的演化因子，即 $\psi(z) = \eta\psi(z)(1+z)^\delta$ ，而 LF 被认为是不变的。

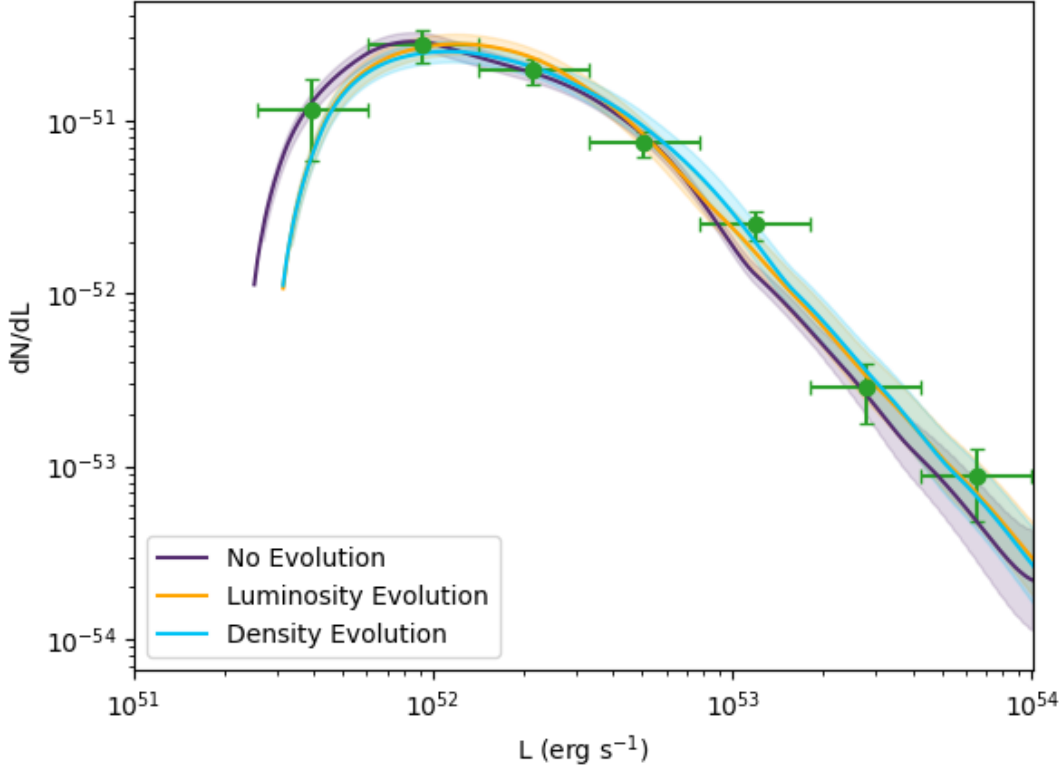


图 4. 134 个长 GRBs 的光度分布为 $z \geq 2$ 和 $P \geq 1$ 光子每立方厘米每秒 $^2\text{s}^{-1}$ 。三条曲线代表了三种不同模型的最佳拟合预期光度分布。阴影区域表示 1-sigma 误差。

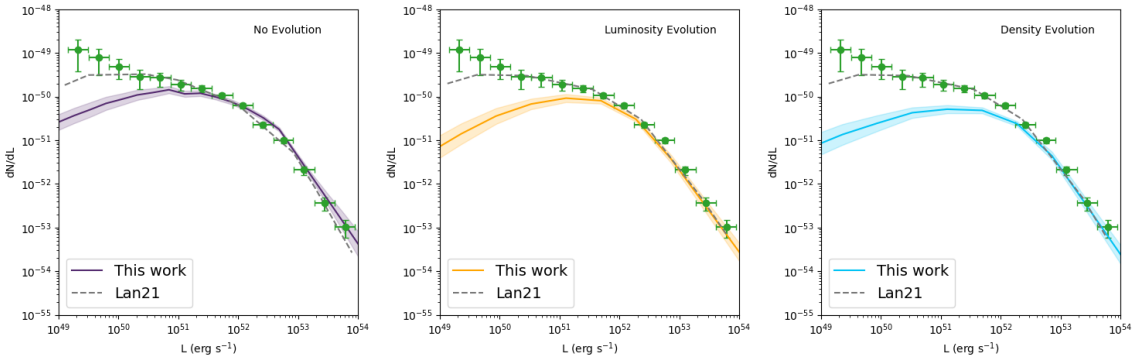


图 5. 绿色数据点代表了 301 个长伽马射线暴的光度分布情况 $P \geq 1 \text{ photon cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 。实线描绘了不同模型预测的塌缩星伽马射线暴的光度分布。为了进行比较，我们也绘制了由不同模型从 Lan et al. (2021) 预测的长伽马射线暴的光度分布（灰色虚线）。从左至右，这些模型分别是：无演化模型、光度演化模型和密度演化模型。

对于给定的模型，可以通过最大化似然函数（公式 1）来优化自由参数。鉴于我们模型中的多个参数，我们采用马尔可夫链蒙特卡罗（MCMC）采样技术，例如公共代码 EMCEE (Foreman-Mackey et al. 2013)，以得出模型参数的最佳拟合值和不确定性。

确定最优参数后，我们可以将这些参数代入公式 5，并将红移积分限设置为 $z_{min} = 0$ 和 $z_{max} = 2$

3. 结果

使用 MCMC 方法, 我们获得了三个模型的最佳拟合参数, 结果如表 1 所示。我们也给出了对数似然值和 AIC 以比较不同的模型。AIC 定义为 $AIC = -2 \ln \mathcal{L} + 2n$, 其中 $\ln \mathcal{L}$ 是对数似然值, n 是模型中的自由参数数量。在获得每个模型的 AIC 后, 我们可以使用 Akaike 权重 $\exp(-AIC_i/2)$ 来表示一个模型相对于另一个模型的信心, 具体定义如下,

$$P(M_i) = \frac{e^{-AIC_i/2}}{e^{-AIC_1/2} + e^{-AIC_2/2}} \quad (7)$$

在图 4 中, 我们绘制了 134 个 GRB 的亮度分布与 $z \geq 2$ 和 $P \geq 1 \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, 并且在图 5 中, 我们绘制了所有 301 个 GRB 的亮度分布与 $P \geq 1 \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 以及由不同模型预测的坍缩星 GRB 的亮度分布。为了比较, 我们也绘制了由不同模型从 Lan et al. (2021) 预测的长 GRB 的亮度分布。

没有演化模型意味着光度函数不随红移而演化, GRB 事件率严格追踪恒星形成率。图 3 显示了无演化的模型预测的低红移坍缩星 GRBs 数量明显高于观测到的长 GRBs 的数量, 这是不可接受的。有趣的是, 这一结果与 Lan et al. (2021) 使用所有 $P \geq 1 \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 的 GRB 的研究结果非常相似。使用公式 7, 无演化模型相对于光度演化模型正确的概率仅为 10^{-3} 。

我们还计算了 BIC 值 (Kass & Raftery 1995), 并将它们包含在表 1 中。结果显示, 无演化模型与光度演化模型之间的 BIC (ΔBIC) 差异为 10.7, 而无演化模型与密度演化模型之间的差异为 12.04。基于这些结果, 可以确信地排除无演化模型, 因为用于模型比较的设定阈值 ($\Delta BIC > 8$) 已被超过。因此, 我们建议无演化模型不足以拟合 GRB 数据。

光度演化模型暗示 GRB 事件率遵循恒星形成率, 但 GRB 的断裂光度随红移而演变, $L_c(z) = L_{c,0}(1+z)^\delta$ 。我们的结果表明有一个强演化参数 $\delta = 1.54^{+0.21}_{-0.22}$, 这与之前的发现 $\delta = 0.5 \sim 2$ 一致, 并表明高红移处的 GRBs 比低红移处的更亮。使用光度演化模型的最佳拟合参数, 我们计算了在红移范围 (0, 2) 内的坍缩星 GRB 预期数量。将等式 5 的积分限调整为 (0, 2), 同时保持最佳拟合参数不变, 光度演化模型预测具有 $z < 2$ 和 $P \geq 1 \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 的坍缩星 GRB 的数量是 138.6, 占观测到的长 GRBs 的 82.5%。这表明低红移处长 GRBs 中的 17.5% 不应为坍缩星。

密度演化模型表示光度函数不随红移而演变, 但伽马射线暴事件率与恒星形成率之比不是常数而是会随着红移变化, $\psi(z) = \eta \psi^*(z)(1+z)^\delta$ 。我们发现 $\delta = 2.09^{+0.29}_{-0.26}$ 的非零值, 表明观测数据也可以用密度演化模型来解释。使用密度演化模型的最佳拟合参数, 我们在红移范围 (0, 2) 内计算了坍缩星伽马射线暴的预期数据。将方程 5 的积分限调整为 (0, 2), 同时保持最佳拟合参数不变, 密度演化模型预测具有 $z < 2$ 和 $P \geq 1 \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 的坍缩星伽马暴的数量为 80.2, 占观测值的 47.7%。这表明低红移长伽马暴中的 52.3% 可能不是坍缩星, 这与 Petrosian & Dainotti (2024) 给出的结果一致, 在那里他们发现大约有 60% 的具有 $z < 2$ 的长伽马暴并非坍缩星伽马暴。

4. 结论与讨论

在这项工作中, 我们发现在坍缩星 GRB 样本中存在显著的红移演化。具体来说, 无论是光度演化模型还是密度演化模型都明显优于无演化模型。先前的研究表明, 长 GRB 随红移观测到的演化可能是由于在样本中包含了非坍缩星 GRB 所致。我们的研究通过展示即使排除了非坍缩星 GRB 并使用纯坍缩星 GRB 样本后, 显著演化仍然存在, 从而挑战了这一问题。这表明 GRB 随红移的演化是一种固有属性。然而, 仍需确定这种演化是 GRB 本身的内在特性还是宇宙学效应的结果。未来的研究可以调查其他高红移天体源 (如 BL Lac 对象和 FSRQs) 的红移演化, 以比较不同类型高能辐射源演化的异同并得出更全面的结论。

无论使用光度演化模型还是密度演化模型, 预测的低红移坍缩星 GRB 数量远少于观测到的低红移长 GRB 数量。这强烈表明, 一部分低红移长 GRB 并非源自大质量恒星坍缩。值得注意的是, 两种演化模型对非坍缩星长 GRB 数量的预测存在显著差异。密度演化模型预测 52.3% 的长 GRB 中 $z < 2$ 是非坍缩星 GRB, 这与 Petrosian &

Dainotti (2024) 的结论一致。相比之下，光度演化模型预测 17.5% 是非坍缩星 GRB。一个棘手的问题是，光度和密度演化模型的好性拟合程度非常相似，使得无法区分并排除其中一个模型。这是一个长期存在的问题，许多先前的研究都发现了类似的结果。然而，在确定长 GRB 中低红移非坍缩星长 GRB 的比例时，区分这两种模型变得至关重要。未来能够成功区分这些模型的研究将对研究低红移非坍缩星长 GRB 的比例具有重要意义。

值得注意的是，Zhang & Wang (2018) 提出当短伽马射线暴按光度分类时，高光度和低光度伽马射线暴的光度函数和事件率存在显著差异。Dong et al. (2023) 采用类似方法对长伽马射线暴进行了研究，并将长伽马射线暴分为高光度和低光度类型，发现高光度长伽马射线暴的事件率与恒星形成率紧密相关，而低光度长伽马射线暴的事件率显著偏离恒星形成率。我们的研究表明可以很好地解释 Dong et al. (2023) 的研究结果。高光度伽马射线暴紧随恒星形成率的原因是高光度伽马射线暴的主要组成部分是具有 $z \geq 2$ 特性的长伽马射线暴，这些是由坍缩引起的伽马射线暴，因此与恒星形成率紧密相关。同时，许多非坍缩型伽马射线暴混入了低光度伽马射线暴类别中，导致其显著偏离恒星形成率。为进一步验证这一结论，可以通过高光度和低光度将具有 $z \geq 2$ 特性的长伽马射线暴分类，并分别计算它们的事件率以验证与恒星形成率的关系。我们预测对于具有 $z \geq 2$ 的伽马射线暴，无论是高光度还是低光度伽马射线暴都会遵循恒星形成率，并且由于包含 $z \geq 2$ 样本完全由坍缩型伽马射线暴组成，因此低光度伽马射线暴将不再显著偏离恒星形成率。

在之前的著作中，如 Lan et al. (2021)，作者使用了三重幂律进行相关计算。正如图 3 右面板所示，在 Lan et al. (2021) 中，无论是否包含演化项的分段幂律构造出的光度函数在低亮度区域明显偏离 L_{iso} 分布中的观测值。通常认为三重幂律较为不物理，而光度函数一般通过使用幂律、分段幂律或带截止的幂律来构建。然而，Lan et al. (2021) 发现，采用三重幂律构造出的光度函数显著优于分段幂律。我们的研究可以为这一问题提供合理的解释：长 GRBs 由两个部分组成。其中一个组成部分是 collaspar GRBs，其光度函数遵循整体亮度较高的分段幂律。另一个组成部分是非 collaspar GRBs，其光度函数也遵循分段幂律但整体亮度较低。当这两种类型的 GRBs 混合在一起时，它们形成了观测到的长 GRBs，使其看起来需要使用三重幂律来更好地拟合长 GRBs 的光度函数。

非坍缩星长伽马射线暴的前身星仍然是困扰研究人员多年的一个谜题。有人提出，长伽马射线暴的组成部分可能不是单一的。Dong et al. (2023) 建议这一部分可能源自双星紧密恒星合并。Petrosian & Dainotti (2024) 从长伽马射线暴事件率中减去了恒星形成率 (SFR)，发现剩余部分与双星紧密恒星合并非常相似，他们认为这是非坍缩星长伽马射线暴前身是双星紧密恒星合并的有力证据。然而，在这项工作中显示，纯粹的坍缩星伽马射线暴并不严格遵循恒星形成率 (SFR)，但也表现出一些演化特征。因此，直接使用长伽马射线暴事件率减去恒星形成率来获得非坍缩星伽马射线暴的事件率是不够严谨的。在构建了坍缩星伽马射线暴的光度函数后，我们可以很容易地推导出非坍缩星伽马射线暴的 L_{iso} 和 z 分布图。然后可以约束非坍缩星伽马射线暴的光度函数。将长伽马射线暴中非坍缩星伽马射线暴与短伽马射线暴的光度函数进行比较，将是确定非坍缩星伽马射线暴是否确实是双星紧密恒星合并的重要证据。如果确认非坍缩星伽马射线暴是双星紧密恒星合并的伽马射线暴，则这类事件的数量将比目前认识的多出数倍。这将对使用伽马射线暴来估计引力波事件率产生重要影响。

SVOM 卫星今年 (2024 年) 已经发射，预计可以观测到带有 $z \geq 12$ 的伽马射线暴。此外，高质量的观测数据将显著推进伽马射线暴宇宙学的研究，我们期待新的数据验证我们的结论。

- 1 我们衷心感谢兰、GX 在准备本手稿期间的宝贵讨论和建议。此外，我们感谢山东省自然科学基金（资助编号
- 2 ZR2021MA021）的支持。

Facilities: Swift(XRT and UVOT)

Software: astropy(Astropy Collaboration et al. 2013, 2018, 2022) , MC(Foreman-Mackey et al. 2013)

表 1.

Model	Evolution parameter	η	a	b	$\log L_c$	$\ln \mathcal{L}$	AIC	BIC
		($10^{-8} M_{\odot}^{-1}$)			(erg s^{-1})			
No evolution	...	$8.47^{+0.98}_{-0.97}$	$-0.17^{+0.05}_{-0.05}$	$-1.67^{+0.24}_{-0.24}$	$52.92^{+0.11}_{-0.11}$	-58.46	124.92	136.51
Luminosity evolution	$\delta = 1.54^{+0.21}_{-0.22}$	$5.57^{+0.67}_{-0.69}$	$-0.13^{+0.06}_{-0.06}$	$-1.20^{+0.17}_{-0.16}$	$51.58^{+0.19}_{-0.20}$	-50.66	111.32	125.81
Density evolution	$\delta = 2.09^{+0.29}_{-0.26}$	$6.81^{+0.72}_{-0.65}$	$-0.38^{+0.04}_{-0.04}$	$-1.65^{+0.25}_{-0.24}$	$52.92^{+0.09}_{-0.11}$	-49.99	110.18	124.47

注释。参数值被确定为蒙特卡罗样本中最佳拟合参数的中位数。误差表示围绕中位数值的 68% 包含区域。

REFERENCES

- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2017, *ApJL*, 848, L13, doi: [10.3847/2041-8213/aa920c](https://doi.org/10.3847/2041-8213/aa920c)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010, *ApJ*, 720, 435, doi: [10.1088/0004-637X/720/1/435](https://doi.org/10.1088/0004-637X/720/1/435)
- Ajello, M., Costamante, L., Sambruna, R. M., et al. 2009, *ApJ*, 699, 603, doi: [10.1088/0004-637X/699/1/603](https://doi.org/10.1088/0004-637X/699/1/603)
- Ajello, M., Shaw, M. S., Romani, R. W., et al. 2012, *ApJ*, 751, 108, doi: [10.1088/0004-637X/751/2/108](https://doi.org/10.1088/0004-637X/751/2/108)
- Astropy Collaboration, Robitaille, T. P., Tollerud, E. J., et al. 2013, *A&A*, 558, A33, doi: [10.1051/0004-6361/201322068](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201322068)
- Astropy Collaboration, Price-Whelan, A. M., Sipőcz, B. M., et al. 2018, *AJ*, 156, 123, doi: [10.3847/1538-3881/aabc4f](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aabc4f)
- Astropy Collaboration, Price-Whelan, A. M., Lim, P. L., et al. 2022, *ApJ*, 935, 167, doi: [10.3847/1538-4357/ac7c74](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac7c74)
- Band, D., Matteson, J., Ford, L., et al. 1993, *ApJ*, 413, 281, doi: [10.1086/172995](https://doi.org/10.1086/172995)
- Band, D. L. 2006, *ApJ*, 644, 378, doi: [10.1086/503326](https://doi.org/10.1086/503326)
- Berger, E. 2014, *ARA&A*, 52, 43, doi: [10.1146/annurev-astro-081913-035926](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081913-035926)
- Bloom, J. S., Djorgovski, S. G., Kulkarni, S. R., & Frail, D. A. 1998, *ApJL*, 507, L25, doi: [10.1086/311682](https://doi.org/10.1086/311682)
- Bromberg, O., Nakar, E., Piran, T., & Sari, R. 2013, *ApJ*, 764, 179, doi: [10.1088/0004-637X/764/2/179](https://doi.org/10.1088/0004-637X/764/2/179)
- Cheng, K. S., Yu, Y.-W., & Harko, T. 2010, *PhRvL*, 104, 241102, doi: [10.1103/PhysRevLett.104.241102](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.241102)
- Christensen, L., Hjorth, J., & Gorosabel, J. 2004, *A&A*, 425, 913, doi: [10.1051/0004-6361:20040361](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20040361)
- Cucchiara, A., Levan, A. J., Fox, D. B., et al. 2011, *ApJ*, 736, 7, doi: [10.1088/0004-637X/736/1/7](https://doi.org/10.1088/0004-637X/736/1/7)
- Dong, X. F., Li, X. J., Zhang, Z. B., & Zhang, X. L. 2022, *MNRAS*, 513, 1078, doi: [10.1093/mnras/stac949](https://doi.org/10.1093/mnras/stac949)
- Dong, X. F., Zhang, Z. B., Li, Q. M., Huang, Y. F., & Bian, K. 2023, *ApJ*, 958, 37, doi: [10.3847/1538-4357/acf852](https://doi.org/10.3847/1538-4357/acf852)
- Elliott, J., Greiner, J., Khochfar, S., et al. 2012, *A&A*, 539, A113, doi: [10.1051/0004-6361/201118561](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201118561)
- Fisher, R. A. 1921, *Metron*, 1, 3
- . 1925, *Statistical Methods for Research Workers* (Oliver and Boyd)
- Foreman-Mackey, D., Hogg, D. W., Lang, D., & Goodman, J. 2013, *PASP*, 125, 306, doi: [10.1086/670067](https://doi.org/10.1086/670067)
- Galama, T. J., Vreeswijk, P. M., van Paradijs, J., et al. 1998, *Nature*, 395, 670, doi: [10.1038/27150](https://doi.org/10.1038/27150)
- Hao, J.-M., & Yuan, Y.-F. 2013, *ApJ*, 772, 42, doi: [10.1088/0004-637X/772/1/42](https://doi.org/10.1088/0004-637X/772/1/42)
- Hopkins, A. M., & Beacom, J. F. 2006, *ApJ*, 651, 142, doi: [10.1086/506610](https://doi.org/10.1086/506610)
- Jin, Z.-P., Covino, S., Liao, N.-H., et al. 2020, *Nature Astronomy*, 4, 77, doi: [10.1038/s41550-019-0892-y](https://doi.org/10.1038/s41550-019-0892-y)
- Kaneko, Y., Preece, R. D., Briggs, M. S., et al. 2006, *ApJS*, 166, 298, doi: [10.1086/505911](https://doi.org/10.1086/505911)
- Kass, R. E., & Raftery, A. E. 1995, *Journal of the American Statistical Association*, 90, 773, <http://www.jstor.org/stable/2291091>
- Kelly, P. L., Kirshner, R. P., & Pahre, M. 2008, *ApJ*, 687, 1201, doi: [10.1086/591925](https://doi.org/10.1086/591925)
- Kistler, M. D., Yüksel, H., Beacom, J. F., & Stanek, K. Z. 2008, *ApJL*, 673, L119, doi: [10.1086/527671](https://doi.org/10.1086/527671)
- Kouveliotou, C., Meegan, C. A., Fishman, G. J., et al. 1993, *ApJL*, 413, L101, doi: [10.1086/186969](https://doi.org/10.1086/186969)
- Lan, G.-X., Wei, J.-J., Li, Y., Zeng, H.-D., & Wu, X.-F. 2022, *ApJ*, 938, 129, doi: [10.3847/1538-4357/ac8fec](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac8fec)
- Lan, G.-X., Wei, J.-J., Zeng, H.-D., Li, Y., & Wu, X.-F. 2021, *MNRAS*, 508, 52, doi: [10.1093/mnras/stab2508](https://doi.org/10.1093/mnras/stab2508)
- Lan, G.-X., Zeng, H.-D., Wei, J.-J., & Wu, X.-F. 2019, *MNRAS*, 488, 4607, doi: [10.1093/mnras/stz2011](https://doi.org/10.1093/mnras/stz2011)

表 2. 在线表格中伽马射线暴参数的示例

Name	Peak Flux (photons cm ⁻² s ⁻¹)	Peak Flux Error	Redshift	α	α_{errup}	$\alpha_{errdown}$	β	β_{errup}	$\beta_{errdown}$	E_p (keV)	E_p err up	E_p err down	$\log L$ (erg s ⁻¹)	$\log L$ err
041228	1.61	0.25	2.30	-1.54	0.05	-0.05	-99	-99	-99	240.00	381.06	-66.53	52.09	0.07
050319	1.52	0.21	3.24	-2.00	0.19	-0.21	-99	-99	-99	44.73	27.49	-43.11	52.54	0.06
050401	10.70	0.92	2.90	-1.44	0.08	-0.08	-99	-99	-99	165.49	391.26	-48.08	53.09	0.04
050502B	1.42	0.13	5.20	-1.60	0.06	-0.06	-99	-99	-99	100.00	228.03	-19.96	52.78	0.04
050505	1.85	0.31	4.27	-1.41	0.12	-0.12	-99	-99	-99	140.25	343.09	-42.77	52.70	0.07
050603	21.50	1.07	2.821	-1.03	0.11	-0.11	-2.03	0.17	-0.29	343.70	87.00	-87.00	53.73	0.02
050820A	2.45	0.23	2.612	-1.20	0.06	-0.06	-99	-99	-99	490.00	435.50	-181.46	52.64	0.04
050922B	1.01	0.36	4.50	-1.10	-99	-99	-2.10	0.18	-0.18	38.00	15.73	-22.38	52.49	0.15
050922C	7.26	0.32	2.198	-0.83	0.23	-0.26	-99	-99	-99	130.00	51.00	-27.00	52.56	0.02
051008	5.44	0.35	2.77	-0.80	0.23	-0.22	-99	-99	-99	234.76	315.18	-70.12	52.89	0.03

注意: 值为-99 表示该参数缺失。

- Levan, A. J., Gompertz, B. P., Salafia, O. S., et al. 2024, *Nature*, 626, 737, doi: [10.1038/s41586-023-06759-1](https://doi.org/10.1038/s41586-023-06759-1)
- Li, L.-X. 2008, *MNRAS*, 388, 1487, doi: [10.1111/j.1365-2966.2008.13488.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.13488.x)
- Llamas Lanza, M., Godet, O., Arcier, B., et al. 2024, *A&A*, 685, A163, doi: [10.1051/0004-6361/202347966](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202347966)
- Lloyd-Ronning, N. M., Aykutalp, A., & Johnson, J. L. 2019, *MNRAS*, 488, 5823, doi: [10.1093/mnras/stz2155](https://doi.org/10.1093/mnras/stz2155)
- Marshall, H. L., Tananbaum, H., Avni, Y., & Zamorani, G. 1983, *ApJ*, 269, 35, doi: [10.1086/161016](https://doi.org/10.1086/161016)
- Mazets, E. P., Golenetskii, S. V., Ilinskii, V. N., et al. 1981, *Ap&SS*, 80, 3, doi: [10.1007/BF00649140](https://doi.org/10.1007/BF00649140)
- Narumoto, T., & Totani, T. 2006, *ApJ*, 643, 81, doi: [10.1086/502708](https://doi.org/10.1086/502708)
- Pescalli, A., Ghirlanda, G., Salafia, O. S., et al. 2015, *MNRAS*, 447, 1911, doi: [10.1093/mnras/stu2482](https://doi.org/10.1093/mnras/stu2482)
- Pescalli, A., Ghirlanda, G., Salvaterra, R., et al. 2016, *A&A*, 587, A40, doi: [10.1051/0004-6361/201526760](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201526760)
- Petrosian, V., & Dainotti, M. G. 2024, *ApJL*, 963, L12, doi: [10.3847/2041-8213/ad2763](https://doi.org/10.3847/2041-8213/ad2763)
- Petrosian, V., Kitanidis, E., & Kocevski, D. 2015, *ApJ*, 806, 44, doi: [10.1088/0004-637X/806/1/44](https://doi.org/10.1088/0004-637X/806/1/44)
- Qin, S.-F., Liang, E.-W., Lu, R.-J., Wei, J.-Y., & Zhang, S.-N. 2010, *MNRAS*, 406, 558, doi: [10.1111/j.1365-2966.2010.16691.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.16691.x)
- Qu, Y., Zeng, H., & Yan, D. 2019, *MNRAS*, 490, 758, doi: [10.1093/mnras/stz2651](https://doi.org/10.1093/mnras/stz2651)
- Rastinejad, J. C., Gompertz, B. P., Levan, A. J., et al. 2022, *Nature*, 612, 223, doi: [10.1038/s41586-022-05390-w](https://doi.org/10.1038/s41586-022-05390-w)
- Svensson, K. M., Levan, A. J., Tanvir, N. R., Fruchter, A. S., & Strolger, L. G. 2010, *MNRAS*, 405, 57, doi: [10.1111/j.1365-2966.2010.16442.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.16442.x)
- Tanvir, N. R., Levan, A. J., Fruchter, A. S., et al. 2013, *Nature*, 500, 547, doi: [10.1038/nature12505](https://doi.org/10.1038/nature12505)
- Totani, T. 1997, *ApJL*, 486, L71, doi: [10.1086/310853](https://doi.org/10.1086/310853)
- Troja, E., Castro-Tirado, A. J., Becerra González, J., et al. 2019, *MNRAS*, 489, 2104, doi: [10.1093/mnras/stz2255](https://doi.org/10.1093/mnras/stz2255)
- Tsvetkova, A., Frederiks, D., Golenetskii, S., et al. 2017, *ApJ*, 850, 161, doi: [10.3847/1538-4357/aa96af](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa96af)
- Virgili, F. J., Zhang, B., Nagamine, K., & Choi, J.-H. 2011, *MNRAS*, 417, 3025, doi: [10.1111/j.1365-2966.2011.19459.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.19459.x)
- Wang, F. Y., & Dai, Z. G. 2009, *MNRAS*, 400, L10, doi: [10.1111/j.1745-3933.2009.00751.x](https://doi.org/10.1111/j.1745-3933.2009.00751.x)
- , 2011, *ApJL*, 727, L34, doi: [10.1088/2041-8205/727/2/L34](https://doi.org/10.1088/2041-8205/727/2/L34)
- Xu, C. Y., & Wei, D. M. 2008, *Acta Astronomica Sinica*, 49, 387
- Yang, J., Ai, S., Zhang, B.-B., et al. 2022, *Nature*, 612, 232, doi: [10.1038/s41586-022-05403-8](https://doi.org/10.1038/s41586-022-05403-8)
- Yu, H., Wang, F. Y., Dai, Z. G., & Cheng, K. S. 2015, *ApJS*, 218, 13, doi: [10.1088/0067-0049/218/1/13](https://doi.org/10.1088/0067-0049/218/1/13)
- Yüksel, H., Kistler, M. D., Beacom, J. F., & Hopkins, A. M. 2008, *ApJL*, 683, L5, doi: [10.1086/591449](https://doi.org/10.1086/591449)
- Zeng, H., Melia, F., & Zhang, L. 2016, *MNRAS*, 462, 3094, doi: [10.1093/mnras/stw1817](https://doi.org/10.1093/mnras/stw1817)
- Zeng, H., Yan, D., & Zhang, L. 2014, *MNRAS*, 441, 1760, doi: [10.1093/mnras/stu644](https://doi.org/10.1093/mnras/stu644)
- Zhang, G. Q., & Wang, F. Y. 2018, *ApJ*, 852, 1, doi: [10.3847/1538-4357/aa9ce5](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa9ce5)