

致密介质中柱状喷流的伽玛射线暴余辉*

陈 旭 黄永锋[†]

(南京大学天文与空间科学学院 南京 210093)

摘要 很多伽玛射线暴应当是产生于极端相对论性的喷流. 关于喷流, 绝大多数的讨论都是围绕锥状喷流展开. 然而有观测发现, 一些天体中的喷流在很长距离上始终保持着几乎不变的截面积, 即表现为柱状喷流. 研究致密介质环境中侧向膨胀的柱状喷流的余辉, 描述其动力学演化和辐射过程, 分别得到解析解和数值解, 并对两者进行了对比. 研究的暴周星际介质是光学厚的, 在初始的主暴阶段, 喷流辐射出高度准直的高能射线, 升华了暴周介质, 形成一个在光学波段光学薄的柱状通道. 余辉阶段, 由于喷流是有侧向膨胀的, 观测者只能收集到视觉面积占比例越来越小的光学辐射, 理论上可得到衰减极为快速的光变曲线, 流量随时间的衰减约为 $S_\nu \propto t^{-p-1}$ (p 为电子幂律分布的谱指数). 如此迅速的衰减使得光学余辉将难以被观测到, 提供了一种对暗伽玛射线暴的解释.

关键词 伽玛射线暴; 普通; 辐射机制; 非热; 星际介质; 喷流与外流; 方法; 解析; 数值
中图分类号 P145; **文献标识码** A

1 引言

伽玛射线暴是来自宇宙空间的一种短时标的高能伽玛射线爆发现象, 发现至今已有 40 多年了^[1], 但其机制仍然是个谜. 1997 年余辉的发现使得伽玛暴的研究取得重大突破, 其宇宙学起源得到了确认^[2]. 标准火球模型的建立^[3-5], 使人们更加深入地认识余辉的规律, 2005 年 Swift 卫星的观测结果使人们对余辉有了新的认识, 对 X 射线闪的研究表明在瞬时辐射后中心引擎可能会持续活动. 除了正向外激波辐射外, 中心引擎的这种剧烈活动也有可能直接产生强的余辉辐射^[6-8].

关于伽玛暴, 仍然有很多问题需要解决, 例如爆发是各向同性的还是高度准直的喷流, 这样的基本问题仍然存在争论^[9]. 如果 GRB 990123 按照各向同性的标准火球模型描述, 它的总能量为 10^{54} erg^[10], 如此高的能量很难和一般的恒星级天体活动对应. 如果爆发是喷流结构, 可以大大降低其真实总能量. 在 GRB 970508、GRB 990510、GRB 990123 和 GRB 000301 的余辉中, 光变曲线都有明显的拐折, 可能是喷流的证据.

在讨论伽玛射线暴喷流时, 一般都假设喷流的几何形状是锥形, 即以半张角为基本参数. 但有趣的是在对活动星系核的观测中, 人们发现很多喷流是柱状的而不是锥形的,

2011-10-11 收到原稿, 2011-11-23 收到修改稿

* 国家自然科学基金项目 (11033002) 和 973 计划 (2009CB824800) 资助

[†] hyf@nju.edu.cn

它们在很长距离上始终保持着几乎不变的横截面积^[11-12]. 受此启发, Cheng 等^[13]研究了伽玛射线暴的柱状喷流余辉模型, 他们发现在相对论到非相对论过渡阶段, 柱状喷流的余辉比锥状喷流的余辉的光变曲线转折幅度小. 黄永锋等^[14]还进一步提出余辉光变曲线呈现出较慢衰减特征的、形如 $t^{-1.1} - t^{-1.3}$ 形式的伽玛射线暴可能源于无侧向膨胀的柱状喷流, 而不一定是各向同性的火球. 如果伽玛暴喷流是柱状的话, 那么其内禀能量将比锥状喷流还要小得多. 值得注意的是, 在活动星系核情形, 柱状喷流的存在很可能和流体的强磁化有关^[15], 磁力线会束缚住喷发物质从而形成柱状喷流. 类似的机制在伽玛暴中也有可能起作用. 例如, Fan 等^[16]对 GRB 990123 等暴的光学闪拟合过程中发现, 这些暴的外流体应当为中等磁化的. 伽玛暴瞬时辐射谱中黑体辐射成分的缺失, 也可能要求伽玛暴初始外流体是强磁化的^[17].

本文中, 我们假设喷流具有侧向膨胀, 并考虑暴周的星际介质是致密且光学厚的, 来研究柱状喷流的余辉特征. 我们的模型与前人工作不同之处在于: 在初始的极端相对论阶段, 柱状喷流辐射出高度准直的高能射线, 升华了部分介质, 在光学厚的致密介质中形成一个光学薄的柱状通道. 余辉阶段, 观测者透过这个通道观测到的光学余辉随时间衰减将显著加快. 我们分别用分析和数值方法计算光变曲线, 得到了相互一致的结果. 这种快速衰减的光变曲线, 有可能为暗伽玛射线暴提供一种合理解释.

2 余辉模型

2.1 模型图像

如图 1, 我们考虑伽玛射线暴在光学厚的致密介质中爆发. 初始极端相对论阶段, 伽玛暴的柱状喷流将辐射出高度准直的大量 X 射线, 升华致密介质中的尘埃, 形成一个在光学波段光学薄的柱状通道. 随后, 有侧向膨胀的柱状喷流扫过介质产生外激波并逐渐减速, 被激波加速的电子通过同步加速辐射产生光学余辉. 由于侧向膨胀, 柱状喷流的截面在不断扩大, 但只有在光学薄通道范围的物质产生的光学余辉才能被观测到, 而其它地方的外激波产生的光学余辉则会被光学厚的介质完全吸收掉. 假设通道截面半径为 α_0 , 某时刻柱状喷流横截面的半径为 α , 此时喷流截面整体沿观测者方向辐射出的当地能流密度为 S_t , 则透过光学薄通道实际被观测到的能流密度只有 $(\alpha_0/\alpha)^2 S_t$. 由于喷流截面半径 α 在喷流演化过程中因侧向膨胀而不断变大, 观测者透过这个通道观测到的光学余辉随时间衰减将变得十分快速.

2.2 动力学演化

1999 年 Huang 等^[18-19]给出了适用于从极端相对论到非相对论阶段的完整演化的动力学模型. 这里因为要计算柱状喷流, 我们采用文献^[13-14]中提出的柱状喷流动力学演化公式. 伽玛射线暴抛射出的物质扫过星际介质产生外激波并被逐渐减速的完整过程可以很好地用以下微分方程来描述^[19]:

$$\frac{d\gamma}{dm} = -\frac{\gamma^2 - 1}{M_{ej} + \epsilon m + 2(1 - \epsilon)\gamma m}, \quad (1)$$

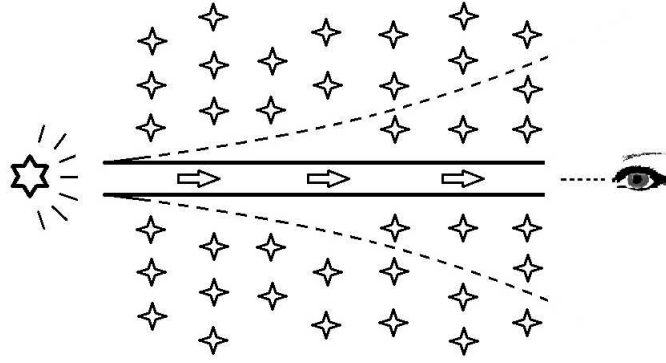


图 1 致密介质中柱状喷流演化示意图. 左侧为爆发天体, 中间的柱状通道为介质被升华后光学薄的部分, 周围星型代表光学厚的致密介质, 上下两侧的虚线代表有侧向膨胀的柱状喷流, 观测者沿着通道的方向观测余辉.

Fig. 1 A schematic illustration of the cylindrical jet in a dense environment. The six-angle star on the left side is the exploding star. The cylindrical channel in the middle is an optically thin passage, due to the sublimation of dust by the initial gamma-ray burst. The four-angle stars around the channel denote the dense medium. Finally, the dashed lines indicate the edges of the laterally expanding cylindrical jet. The observer is assumed to be on the right.

其中 γ 是激波化介质宏观运动的洛伦兹因子; m 是激波扫过的星际介质的静止质量; M_{ej} 是柱状喷流的初始静止质量; ϵ 是激波的辐射效率. 当光学余辉被观测到时, 通常已经是爆发几小时后, 激波已经是绝热的了, 所以在计算中可取 $\epsilon = 0$. 激波扫过的星际介质质量、激波半径和柱状喷流的截面半径可以用以下 3 个方程描述^[13,20–21]:

$$\frac{dm}{dR} = \pi \alpha^2 n m_p, \quad (2)$$

$$\frac{dR}{dt} = \beta c \gamma (\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}), \quad (3)$$

$$\frac{d\alpha}{dt} = v_{\perp} (\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}), \quad (4)$$

其中 t 是观测者坐标系中的时间, 以伽玛暴主暴结束时为时间起点; $\beta = v/c = \sqrt{\gamma^2 - 1}/\gamma$; c 是光速; m_p 是质子质量; n 是星际介质的数密度; $v_{\perp}$ 是共动系中柱状喷流的侧向膨胀速度. 关于侧向膨胀, 通常可采用两种假设: 一种是 $v_{\perp} = 0$, 即假设喷流没有侧向膨胀; 另一种是 $v_{\perp} = c_s$, 即假设喷流以共动系中的声速向侧面膨胀, 声速 c_s 由以下式子给出^[20–21]:

$$c_s^2 = \hat{\gamma}(\hat{\gamma} - 1)(\gamma - 1) \frac{1}{1 + \hat{\gamma}(\gamma + 1)} c^2, \quad (5)$$

其中绝热指数 $\hat{\gamma} \approx (4\gamma + 1)/(3\gamma)$ ^[22].

本文中假设喷流具有侧向膨胀, 取 $v_{\perp} = c_s$. 方程 (1) ~ (4) 构成完备的微分方程组, 只要给定初始条件, 喷流演化过程就可以进行计算.

2.3 同步加速辐射

余辉来源于激波化介质中电子的同步加速辐射. 本文假设伽玛暴周围的星际介质中富含尘埃物质. 此介质的特点是光学厚, 光学波段的辐射很难穿过. 但喷流运动方向上的尘埃物质可以被伽玛射线暴初始爆发产生的高能 X 射线气化, 从而形成一个光学薄的管状通道. 在此通道以外的喷流物质产生的光学辐射不能被我们观测到. 此通道的截面半径取为初始喷流的横截面半径 α_0 .

设光学波段的观测频率为 ν , 于是在频率 ν 处, 我们实际观测到的流量密度为

$$\bar{S}_\nu = \left(\frac{\alpha_0}{\alpha} \right)^2 S_\nu, \quad (6)$$

这里 S_ν 为如果不受到通道约束, 我们本应观测到的来自全部喷流物质的流量密度^[23-24]:

$$S_\nu = \frac{1}{\gamma^3(1-\beta\mu)^3} \cdot \frac{1}{4\pi D_L^2} P'(\gamma(1-\beta\mu)\nu), \quad (7)$$

其中 $\mu = \cos \Theta$, Θ 是视线与喷流轴向的夹角, 即观测角 (本文假设观测者在喷流对称轴上, 即取值 $\Theta = 0$); D_L 是光度距离; P' 函数为共动系中在频率 ν' 处单位频率间隔中的功率. P' 可以通过以下公式进行计算:

$$P'(\nu') = \frac{\sqrt{3}e^3 B'}{m_e c^2} \int_{\gamma_{e,\min}}^{\gamma_{e,\max}} \frac{dN'_e}{d\gamma_e} \cdot F\left(\frac{\nu'}{\nu'_{\text{cr}}}\right) d\gamma_e, \quad (8)$$

其中 e 是电子电量, m_e 是电子质量, B' 是共动系中的磁场, $F(x) = x \int_x^{+\infty} K_{5/3}(k) dk$, $K_{5/3}$ 为贝塞尔函数, $dN'_e/d\gamma_e$ 为共动系中电子能量分布函数. 通常假设共动系中磁能密度占总内能比例为常数, 即有 $B'^2/(8\pi) = \xi_B^2 e'$, 其中 $e' = \frac{\gamma+1}{\gamma-1}(\gamma-1)nm_p c^2$. 方程 (8) 中的 $\gamma_{e,\min}$ 和 $\gamma_{e,\max}$ 分别是共动系中电子热运动的最小和最大洛伦兹因子. 通常假设电子平均热运动能量与质子平均热运动动能比值为常数 ξ_e , 则 $\gamma_{e,\min} = \xi_e(\gamma-1)\frac{m_p}{m_e}\frac{p-2}{p-1} + 1$. 电子热运动的最大洛伦兹因子则是 $\gamma_{e,\max} = 10^8/\sqrt{B'}$ ^[25] (B' 单位为 Gauss), 共动系中辐射的特征频率 $\nu'_{\text{cr}} = \frac{3\gamma_e^2 e B'}{4\pi m_e c}$. 为了得到电子分布函数, 通常需要计算电子冷却的特征洛伦兹因子 $\gamma_c = \frac{6\pi m_e c}{\sigma_T \gamma B'^2 t}$, 其中 σ_T 为汤姆逊散射截面^[26]. 当 $\gamma_e > \gamma_c$ 时, 电子处于快冷却状态, 当 $\gamma_e < \gamma_c$ 时, 电子处于绝热状态. 电子分布函数以 γ_c 为分界点, 为分段幂率函数:

$$\frac{dN'_e}{d\gamma_e} \propto \begin{cases} \gamma_e^{-p} & (\gamma_e < \gamma_c) \\ \gamma_e^{-(p+1)} & (\gamma_e > \gamma_c) \end{cases}. \quad (9)$$

3 分析解

在极端相对论阶段, $\gamma \gg 1$, $\gamma m \gg M_{\text{ej}}$, $c_s \approx c/\sqrt{3}$, 动力学方程 (1) ~ (4) 可以近似为

$$\frac{d\gamma}{dm} \approx -\frac{\gamma}{2m}, \quad \frac{dm}{dR} = \pi \alpha^2 n m_p, \quad \frac{d\alpha}{dt} \approx \frac{2\gamma c}{\sqrt{3}}, \quad \frac{dR}{dt} \approx 2\gamma^2 c. \quad (10)$$

可得到:

$$\gamma \propto t^{-1/2}, \quad \alpha \propto t^{1/2}, \quad m \propto t. \quad (11)$$

还能得到 $(\frac{\alpha_0}{\alpha})^2 \propto t^{-1}$, $e' \propto \gamma^2 \propto t^{-1}$, $B' \propto (e')^{1/2} \propto t^{-1/2}$, $\nu_c \propto \gamma \gamma_c^2 B' \propto t^0$, $\nu_m \propto \gamma \gamma_{e,\min}^2 B' \propto t^{-2}$, $S_{\nu,\max} \propto N_e \gamma B' / \gamma^{-2} \propto t^{-1}$. 观测到的余辉流量密度为

$$\bar{S}_\nu = \begin{cases} (\frac{\alpha_0}{\alpha})^2 S_{\nu,\max} (\frac{\nu}{\nu_m})^{-\frac{p-1}{2}} \propto \nu^{-\frac{p-1}{2}} t^{-p-1}, & (\nu_m \leq \nu < \nu_c, \text{slow cooling}), \\ (\frac{\alpha_0}{\alpha})^2 S_{\nu,\max} (\frac{\nu_c}{\nu_m})^{-\frac{p-1}{2}} (\frac{\nu}{\nu_c})^{-\frac{p}{2}} \propto \nu^{-\frac{p}{2}} t^{-p-1}, & (\nu_m < \nu_c \leq \nu, \text{slow cooling}), \\ (\frac{\alpha_0}{\alpha})^2 S_{\nu,\max} (\frac{\nu}{\nu_c})^{-\frac{1}{2}} \propto \nu^{-\frac{1}{2}} t^{-2}, & (\nu_c \leq \nu < \nu_m, \text{fast cooling}), \\ (\frac{\alpha_0}{\alpha})^2 S_{\nu,\max} (\frac{\nu_m}{\nu_c})^{-\frac{1}{2}} (\frac{\nu}{\nu_m})^{-\frac{p}{2}} \propto \nu^{-\frac{p}{2}} t^{-p-1}, & (\nu_c < \nu_m \leq \nu, \text{fast cooling}). \end{cases} \quad (12)$$

在非相对论阶段, $\gamma \approx 1$, $c_s \approx \sqrt{5}\beta c/3$, 动力学方程 (1) ~ (4) 可以近似为

$$\frac{d\beta}{dm} \approx -\frac{\beta}{2m}, \quad \frac{dm}{dR} = \pi \alpha^2 n m_p, \quad \frac{d\alpha}{dt} \approx \frac{\sqrt{5}\beta c}{3}, \quad \frac{dR}{dt} \approx \beta c. \quad (13)$$

可得到:

$$\beta \propto m^{-1/2}, \quad m \propto R^3, \quad R \propto \alpha \propto t^{2/5}. \quad (14)$$

还能得到 $(\frac{\alpha_0}{\alpha})^2 \propto t^{-1}$, $e' \propto \gamma - 1 \propto t^{-6/5}$, $B' \propto (e')^{1/2} \propto t^{-3/5}$, $\nu_c \propto \gamma \gamma_c^2 B' \propto t^{-1/5}$, $\nu_m \propto \gamma \gamma_{e,\min}^2 B' \propto t^{-3}$, $S_{\nu,\max} \propto N_e \gamma B' \propto t^{3/5}$. 观测到的余辉流量密度为

$$\bar{S}_\nu = \begin{cases} (\frac{\alpha_0}{\alpha})^2 S_{\nu,\max} (\frac{\nu}{\nu_m})^{-\frac{p-1}{2}} \propto \nu^{-\frac{p-1}{2}} t^{-(15p-11)/10}, & (\nu_m \leq \nu < \nu_c, \text{slow cooling}), \\ (\frac{\alpha_0}{\alpha})^2 S_{\nu,\max} (\frac{\nu_c}{\nu_m})^{-\frac{p-1}{2}} (\frac{\nu}{\nu_c})^{-\frac{p}{2}} \propto \nu^{-\frac{p}{2}} t^{-(15p-10)/10}, & (\nu_m < \nu_c \leq \nu, \text{slow cooling}), \\ (\frac{\alpha_0}{\alpha})^2 S_{\nu,\max} (\frac{\nu}{\nu_c})^{-\frac{1}{2}} \propto \nu^{-\frac{1}{2}} t^{-\frac{1}{2}}, & (\nu_c \leq \nu < \nu_m, \text{fast cooling}), \\ (\frac{\alpha_0}{\alpha})^2 S_{\nu,\max} (\frac{\nu_m}{\nu_c})^{-\frac{1}{2}} (\frac{\nu}{\nu_m})^{-\frac{p}{2}} \propto \nu^{-\frac{p}{2}} t^{-(15p-10)/10}, & (\nu_c < \nu_m \leq \nu, \text{fast cooling}). \end{cases} \quad (15)$$

对于相对论阶段的 R 波段光学余辉, 我们一般有 $\nu_m \leq \nu_R \leq \nu_c$, 整个激波截面的余辉衰减函数为 $S_\nu \propto \nu^{-\frac{p-1}{2}} t^{-p}$, 而通过光学薄通道的余辉衰减函数则为 $\bar{S}_\nu \propto \nu^{-\frac{p-1}{2}} t^{-p-1}$. 当取经典值 $p = 2.5$ 时, $\bar{S}_\nu \propto t^{-3.5}$, 可见此模型中余辉的衰减是非常迅速的, 远远快于普通锥形喷流的 $S_\nu \propto t^{-p}$.

4 数值计算

根据前面描述的动力学模型, 我们对光学余辉也进行了数值计算. 计算中, 我们采用了以下初值或参数: 初始抛射物质的静止质量 $M_{ej} = 4.8 \times 10^{-8} M_\odot$, 初始洛伦兹因子 $\gamma_0 = 300$, 初始外激波半径 $R_0 = 2.6 \times 10^{15}$ cm, 扫过介质的初始质量为 $m_0 = M_{ej}/\gamma_0 = 1.6 \times 10^{-8} M_\odot$, 介质数密度 $n = 1000 \text{ cm}^{-3}$, 初始喷流截面半径 $\alpha_0 = 0.1 R_0 = 2.6 \times 10^{14}$ cm, 以上参数意味着在各向同性假设下, 火球能量是 $E_0 = 10^{52}$ erg. 在计算观测到的 R 波段流量密度时, 我们采用 $\xi_e = 0.1$, $\xi_B^2 = 10^{-6}$, $p = 2.5$, $D_L = 10^6$ kpc, 并假设观测者在喷流对称轴上, 即取值 $\Theta = 0$. 我们计算的结果展示于图 2 ~ 4 中.

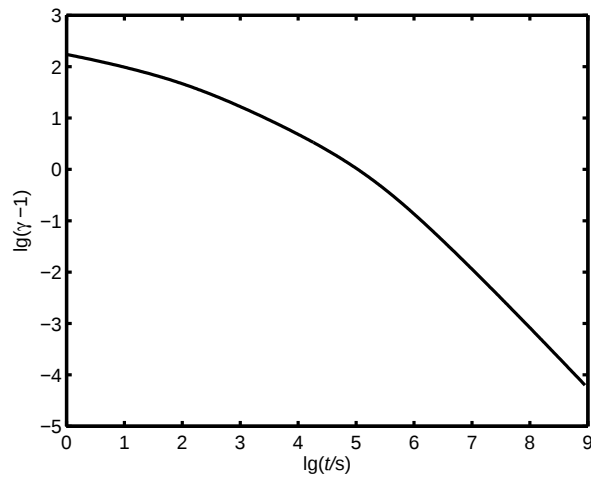
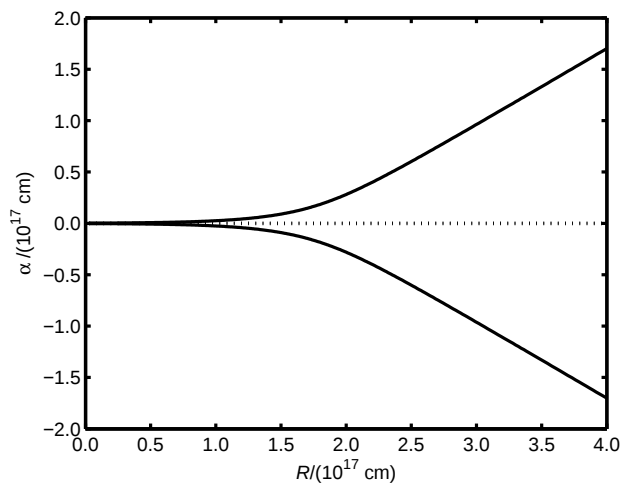
图 2 柱状喷流中洛伦兹因子 γ 随时间 t 的演化Fig. 2 Evolution of the bulk Lorentz factor γ of the shock in a cylindrical jet

图 3 柱状喷流的侧向膨胀情况. 横坐标是喷流对称轴方向的空间长度, 纵坐标是垂直于对称轴方向的空间长度.

实线表示了柱状喷流侧向膨胀后的边界范围, 虚线表示光学薄的柱状通道.

Fig. 3 Profile of a laterally expanding cylindrical jet. The x -axis represents the scale length along the jet

axis, while the y -axis represents the scale length perpendicular to the jet axis. The solid lines show the

profile of the jet, and the dashed lines indicate the optically thin channel.

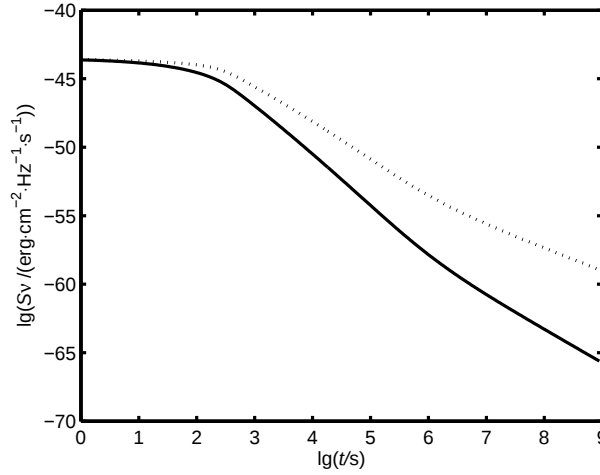


图 4 R 波段的光学余辉光变曲线. 虚线表示整个柱状喷流截面发射的流量. 实线表示在本文假设下, 观测者通过光学薄通道所能观测到的流量.

Fig. 4 Optical afterglow light curves in R band. The dashed line represents the flux from the whole cross section of the cylindrical jet. The solid line represents the actually observed flux leaking from the optically thin channel.

图 2 是柱状喷流洛伦兹因子 γ 随时间 t 的演化. 从图中可以看出, 在 $t \approx 10^5$ s 之后喷流即开始进入非相对论阶段. 图 3 展示的是柱状喷流的侧向膨胀情况. 可以清楚地看出随着喷流的侧向膨胀, 喷流截面积中只有比例越来越小的一部分仍在通道范围之内, 这意味着我们可以从通道中观测到的余辉流量的比例越来越小, 从而余辉衰减会非常迅速. 图 4 中分别给出了激波整体的 R 波段余辉流量 S_ν 和通过光学薄通道的 R 波段余辉流量 $\bar{S}_\nu$. 在相对论阶段, 该图的光变曲线可以近似为 $S_\nu \propto t^{-2.61}$, $\bar{S}_\nu \propto t^{-3.58}$, 这与前一部分理论分析给出的相对论阶段 R 波段解析解中代入 $p = 2.5$ 的结果一致. 数值结果给出的关系 $\frac{\bar{S}_\nu}{S_\nu} \approx t^{0.97}$ 与模型关系 $\frac{\bar{S}_\nu}{S_\nu} = \frac{\alpha^2}{\alpha_0^2} \propto t$ 也很好相符. 这些均表明我们的理论分析和数值计算都是可靠的.

5 结论与讨论

本文中我们采用柱状喷流动力学演化公式, 结合激波化电子的同步加速辐射机制, 研究了柱状喷流扫过致密和富含尘埃的星际介质时光学余辉的特征. 尘埃物质本来是光学厚的, 但喷流运动方向上的尘埃可被伽玛射线暴初始爆发产生的高能 X 射线辐射气化, 从而产生一个光学薄的管状通道. 余辉阶段, 只有这个管状通道内的物质的光学辐射才能被观测者看到, 而通道外的光学辐射仍会被光学厚的尘埃全部吸收. 通过解析分析, 我们发现透过光学薄通道被观测到的余辉能流密度随时间的演化关系为 $\bar{S}_\nu \propto t^{-p-1}$. 当取经典值 $p = 2.5$ 时, $\bar{S}_\nu \propto t^{-3.5}$. 在此参数下, 我们通过数值计算也得到 $\bar{S}_\nu \propto t^{-3.58}$. 解析解和数值解是一致的.

部分伽玛射线暴的余辉并不是全波段都可以被观测到的. 例如 GRB 970228 和 GRB 971214 的 X 波段和光学波段余辉都被观测到, 而射电余辉没有被观测到. 特别值得人们注意的是, BeppoSAX 探测器观测到的 40% 的伽玛暴都没有发现它们的光学对应体. 这类只被观测到 X 射线余辉而没有被观测到光学余辉的伽玛暴通常被称作暗伽玛射线暴. 例如暗暴 GRB 970828, 明亮的 γ 射线被观测到之后 4 h 到 8 d 的时间内, 都没有观测到光学对应体, 虽然其 X 射线余辉也很强. 如果用标准的火球模型来计算, 此伽玛暴的光学余辉辐射至少应该是观测上限值的 300 倍^[27]. 又例如 GRB 980329^[28–30] 和 GRB 000210^[31], 在强烈的 γ 射线被观测到之后都没有找到光学对应体. 暗暴的存在表明其光学余辉要么本身就是非常弱, 要么是衰减太快. Groot 等^[32] 给出了暗暴的 2 种可能解释, 即特定的喷流模型或者高红移伴随宿主星系尘埃吸收.

本文中我们的研究证明, 当有侧向膨胀的柱状伽玛暴喷流发生在光学厚介质中时, 光学余辉就会非常快速地衰减, $S_\nu \propto t^{-p-1}$. 这样的衰减速度很容易使光学余辉还没有来得及被观测, 就暗淡得已经观测不到了. 我们的模型为暗伽玛射线暴的形成提供了一种可能解释.

在本文中我们只计算了柱状喷流的光学余辉, 而没有进行 X 射线余辉的计算, 原因是通道外面的尘埃对 X 射线可能有部分消光的作用, 且这种消光作用还可能随时间而变化, 因而情况会非常复杂. 但对 X 射线余辉的理论研究无疑是非常重要的, 值得在今后的工作中进一步深入研究.

参 考 文 献

- [1] Klebesadel R W, Strong I B, Olson R A. *ApJ*, 1973, 182: L85
- [2] Costa E, Frontera F, Heise J, et al. *Natur*, 1997, 387: 783
- [3] Goodman J. *ApJ*, 1986, 308: L47
- [4] Meszaros P, Rees M J. *MNRAS*, 1992, 257: 29
- [5] Rees M J, Meszaros P. *MNRAS*, 1992, 258: 41
- [6] Fan Y Z, Wei D M. *MNRAS*, 2005, 364: L42
- [7] Zhang B, Fan Y Z, Dyks J, et al. *ApJ*, 2006, 642: 354
- [8] Nousek J A, Kouveliotou C, Grupe D, et al. *ApJ*, 2006, 642: 389
- [9] Rhoads J E. *ApJ*, 1999, 525: 737
- [10] Akerlof C, Balsano R, Barthelmy S, et al. *Natur*, 1999, 398: 400
- [11] Perley R A, Bridle A H, Willis A G. *ApJS*, 1984, 54: 291
- [12] Biretta J A, Sparks W B, Macchetto F. *ApJ*, 1999, 520: 621
- [13] Cheng K S, Huang Y F, Lu T. *MNRAS*, 2001, 325: 599
- [14] 黄永锋, 谭长宜, 戴子高, 等. *天文学报*, 2002, 43: 169
- [15] Shao L, Zhang F W, Fan Y Z, et al. *ApJ*, 2011, 734: L33
- [16] Fan Y Z, Dai Z G, Huang Y F, et al. *ChJAA*, 2002, 2: 449
- [17] Daigne F, Mochkovitch R. *A&A*, 2002, 388: 189
- [18] Huang Y F, Dai Z G, Lu T. *ChPhL*, 1999, 16: 775
- [19] Huang Y F, Dai Z G, Lu T. *MNRAS*, 1999, 309: 513
- [20] Huang Y F, Gou L J, Dai Z G, et al. *ApJ*, 2000, 543: 90
- [21] Huang Y F, Dai Z G, Lu T. *MNRAS*, 2000, 316: 943
- [22] Dai Z G, Huang Y F, Lu T. *ApJ*, 1999, 520: 634
- [23] Rybicki G B, Lightman A P. *Radiative Processes in Astrophysics*. New York: Wiley-VCH, 1979

- [24] 尤峻汉. 天体物理中的辐射机制. 北京: 科学出版社, 1983
- [25] Cheng K S, Wei D M. MNRAS, 1996, 283: L133
- [26] Sari R, Piran T, Narayan R. ApJ, 1998, 497: L17
- [27] Groot P J, Galama T J, van Paradijs J, et al. ApJ, 1998, 493: L27
- [28] in't Zand J J M, Amati L, Antonelli L A, et al. ApJ, 1998, 505: L119
- [29] Taylor G B, Frail D A, Kulkarni S R, et al. GCN, 1998, 40: 1
- [30] Gorosabel J, Castro-Tirado A J, Wolf C, et al. A&A, 1998, 339: 719
- [31] Piro L, Frail D A, Gorosabel J, et al. ApJ, 2002, 577: 680
- [32] Groot P J, Galama T J, Vreeswijk P M, et al. ApJ, 1998, 502: L123

Gamma-ray Burst Afterglows from Cylindrical Jets in a Dense Environment

CHEN Xu HUANG Yong-feng

(*School of Astronomy & Space Science, Nanjing University, Nanjing 210093*)

ABSTRACT It is widely believed that many gamma-ray bursts are due to relativistic jets. Previous studies on beaming effects in gamma-ray bursts are mainly based on a conical geometry. However, some observations of relativistic jets in radio galaxies, active galactic nuclei, and “micro-quasars” have shown that many of these outflows are cylindrical, but not conical. In this study, we assume that the jets that produce gamma-ray bursts are cylindrical, and that the circum-burst environment is dense and optically thick. In the prompt burst phase, the strong X-ray emission can sublimate the dust in the circum-burst medium, generating an optically thin channel that allows optical photons to escape. As a result, optical afterglows can be observed only for observers that are on the axis of the jet. It is shown that the observed optical afterglows usually decay very rapidly (in the form of $S_\nu \propto t^{-p-1}$, where p is the power-law index of electrons), due to the joint effect of the lateral expansion of the cylindrical jet and the absorption of optical photons by dust outside the channel. Our model provides a possible explanation for the so called dark gamma-ray bursts.

Key words gamma-ray burst: general, radiation mechanisms: non-thermal, ISM: jets and outflows, methods: analytical, numerical