

doi: 10.3969/j.issn.0490-6756.2018.04.018

磁化喷流的正反激波动力学

陈强¹, 刘学文^{1,2}

(1. 四川大学物理科学与技术学院, 成都 610065; 2. 广西相对论天体物理重点实验室, 南宁 530004)

摘要: 伽玛射线暴是宇宙中最剧烈的伽玛射线爆发现象之一。由物质主导的激波过程已经被广泛的研究过。观测表明, 伽玛射线暴爆发时所产生的喷流可能是磁化的, 磁化喷流与星际介质相互作用产生的正反激波和以纯物质主导的喷流情形有很大不同。对比 Zhang 和 Kobayashi 在理想磁流体力学条件下给出了正反激波的解析解, 本文推导了磁化喷流正反激波的一般动力学方程, 并对一些关键参数作了数值求解。

关键词: 伽玛射线暴; 正反激波模型; 磁化喷流

中图分类号: O361.3 **文献标识码:** A **文章编号:** 0490-6756(2018)04-0765-04

Forward-reverse shock dynamics of the magnetized jet

CHEN Qiang¹, LIU Xue-Wen^{1,2}

(1. Department of Physics, Sichuan University, Chengdu 610065, China;
2. Guangxi Key Lab for Relativistic Astrophysics, Nanning 530004, China)

Abstract: Gamma-ray burst (GRB) is one of the most explosive phenomena in the universe, the mass dominated dynamics of both forward and reverse shock evolution process is already well studied. Observations indicate that the jet from GRB may be magnetized, and the dynamics of the forward-reverse shocks produced by interactions between the jet and the interstellar medium will have new features once the jet was magnetized. Zhang and Kobayashi had derived an analytic solution of the dynamics based on the ideal MHD condition. This article derives a set of general dynamics equations with some related numerical calculations.

Keywords: Gamma-ray burst; Forward and reverse shock model; Magnetized ejecta

1 引言

伽玛射线暴(简称伽玛暴, 英文名 Gamma-Ray Burst, 缩写为 GRB, 综述可参考 Kumar 和 Zhang^[1]) 是宇宙中最剧烈的伽玛射线爆发现象之一, 按爆发持续时间不同主要分为长暴和短暴两类。占观测总体 70% 的长暴起源于大质量恒星坍缩, 与超新星存在成协关系, 超新星爆发后会形成致密的中子星^[2]。短暴起源于致密天体融合, 如两个中子星或中子星与黑洞的融合。伽玛暴中心引

擎爆炸喷发出的极端相对论性喷流, 由于喷流的组成不同, 爆发出的时间不同, 速度也不同, 会形成前后多个喷流壳层。当后面的壳层追上前面的壳层时, 彼此的碰撞所产生的伽玛射线高能辐射, 即为伽玛暴的主暴。喷流继而扫过星际介质时的碰撞过程, 将产生向外运动的正向激波, 和向中心引擎运动的反向激波。正反激波将以辐射和对外做功的形式冷却下来, 所发出的辐射称为伽玛暴的余辉。主暴的伽玛暴辐射时间仅以秒计, 余辉的全波段辐射却可以持续数月之久。因此在伽玛暴研究

收稿日期: 2017-07-14

基金项目: 广西相对论天体物理重点实验室开放课题

作者简介: 陈强(1989-), 男, 汉族, 山东临沂市人, 硕士, 主要研究方向为天体物理。E-mail: chenqiangctp@stu.scu.edu.cn

通讯作者: 刘学文。E-mail: liuxuew@scu.edu.cn

中,余辉具有非常重要的研究意义.

不考虑磁场能量耗散机制,以物质主导的喷流所产生的正反激波过程已经被广泛的研究过^[3-6]. 观测表明喷流可能是高度磁化的,Zhang 等人^[7]给出了理想 MHD 条件下磁化喷流的解析解,理想 MHD 条件是指流体可视作超导体的理想情况. 当火球的磁化系数 $\sigma \sim 0$ 的时候,解析解将会退回到

Blandford-McKee 解^[8].

本文将推导磁化喷流与星际介质相互作用产生的正反激波演化的一般动力学方程,采用了精确的绝热指数进行数值求解. 本文结构如下:第二节在考虑喷流是磁化的情况下得到统一的动力学方程;第三节给出数值结果;最后在第四节给出结论.

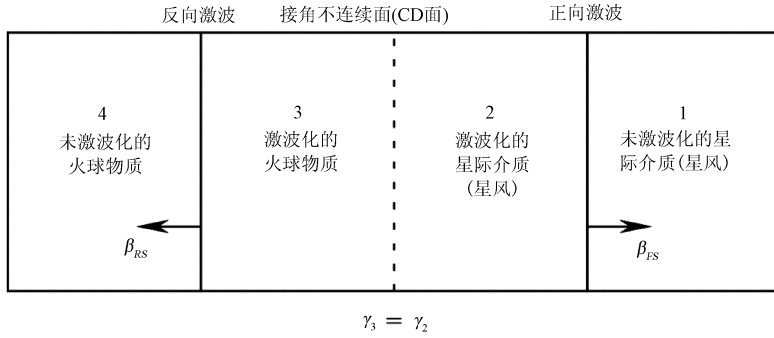


图 1 喷流与介质相互作用形成的正反激波示意图

Fig. 1 Illustration of forward and reverse shocks originated from ejecta and CBM collision

2 动力学方程

现考虑洛伦兹因子为 γ_4 ,磁化率为 γ 的喷流与粒子数密度为 n_1 的星际介质相互作用,产生的正反激波形成如图 1 所示的四个区域:1. 未激波化的星际介质;2. 激波化的星际介质;3. 激波化的喷流物质;4. 未激波化的喷流物质. 其中 2 区和 3 区的洛伦兹因子相等 $\gamma_2 = \gamma_3$;四区由冷的质子和电子组成,其洛伦兹因子为 γ_4 ;星际介质是静止的,洛伦兹因子为 $\gamma_1 = 1$. 这四个区域的能量密度和数密度满足以下关系^[7]:

$$\frac{e_2}{n_2 m_p c^2} = \gamma_2 - 1 \tag{1}$$

$$\frac{n_2}{n_1} = 4\gamma_2 + 3 \tag{2}$$

$$\frac{e_3}{n_3 m_p c^2} = (\gamma_{34} - 1) f_a \tag{3}$$

$$\frac{n_3}{n_4} = (4\gamma_{34} + 3) f_b \tag{4}$$

其中, γ_{34} 是 3 区相对于 4 区的洛伦兹因子, n_2 和 n_3 分别是 2 区和 3 区的粒子数密度, e_2 和 e_3 分别是 2 区和 3 区的内能密度. 并且有

$$f_a = f_a(\sigma, \gamma_{34}) =$$

$$1 - \frac{\gamma_{34} + 1}{2[u_{3s}^2 \gamma_{34} + u_{3s} (u_{3s}^2 + 1)^{1/2} (\gamma_{34}^2 - 1)^{1/2}]} \sigma \tag{5}$$

$$f_b = f_b(\sigma, \gamma_{34}) \frac{\gamma_{34} + \sqrt{u_{3s}^2 + 1} (\gamma_{34}^2 - 1) / u_{3s}}{4\gamma_{34} + 3} \tag{6}$$

其中 u_{3s} 是关于 σ 和 γ_{34} 的函数^[7]. 在 $\gamma_2 = \gamma_3$ 的条件下,磁化喷流的正反激波的能量密度不再相等,它们满足以下关系,

$$\frac{e_2}{e_3} = f_c = f_c(\sigma, \gamma_{34}) = 1 + \frac{p_{b3}}{p_3} = 1 + \frac{1}{2(\hat{\Gamma} - 1)} \frac{4\gamma_{34} + 3}{\gamma_{34} - 1} \frac{f_b}{f_a} \sigma \tag{7}$$

其中 $\hat{\Gamma} = (4 + \gamma_2^{-1})/3$ 是绝热指数^[9]. 当反向激波没有穿过喷流时,4 区和 1 区的粒子数密度满足关系:

$$\frac{n_4}{n_1} F = \frac{(\gamma_2 - 1)(4\gamma_2 + 3)}{(\gamma_{34} - 1)(4\gamma_{34} + 3)} \tag{8}$$

其中, $F = f_a f_b f_c$,根据以上方程,在给定爆发总能量 $E = \gamma_4 M_{ej} c^2$,洛伦兹因子 γ_4 ,以及粒子密度 n_1 和喷流半径 R 的条件下我们可以求解 f_a, f_b 和 f_c 等各参数随磁化率的变化关系. Zhang 等人^[7]在极限条件下得到了半径随时间的解析关系.

下面推导一般条件下的动力学方程,由 2,3,4 区的总能量为:

$$\begin{aligned} E_2 &= \gamma_2 m_2 c^2 + (1 - \epsilon_2) \gamma_2 U_2, \\ E_3 &= \gamma_3 m_3 c^2 + (1 - \epsilon_3) \gamma_3 U_3 + \gamma_3 \frac{f_c - 1}{3} U_3, \\ E_4 &= \gamma_4 (1 + \sigma) (M_{ej} - m_3) c^2. \end{aligned} \tag{9}$$

其中, $U_2 = (\gamma_2 - 1) m_2 c^2, U_3 = (\gamma_{34} - 1) m_3 f_a c^2$ 是 2 区和 3 区的内能, σ 为 4 区的磁化系数, ϵ_2 和 ϵ_3

分别是 2 区和 3 区的电磁辐射系数, f_c 是和 3 区磁场能量密度相关的一个参数^[7]. 根据 Huang 等人^[4]的分析, 2 区和 3 区辐射出去的能量和 2, 3, 4 区总能量的微分相等:

$$d(E_2 + E_3 + E_4) = -\epsilon_2 \gamma_2 (\gamma_2 - 1) dm_2 c^2 - \epsilon_3 \gamma_3 (\gamma_{34} - 1) f_a dm_3 c^2 \quad (10)$$

要得到动力学演化方程, 也就是 γ_2 和 γ_3 随时间演化的方程, 还需要 2 区和 3 区的质量微分表达式, 也就是

$$dm_2 = 4\pi R^2 n_1 m_p dR, \\ dm_3 = 4\pi R^2 (\beta_4 - \beta_{RS}) \gamma_4 n_4 m_p. \quad (11)$$

其中, $n_4 = \frac{M_{ej}}{4\pi m_p \gamma_4^2 \max[\Delta, R/\gamma_4^2]}$, $\beta_{RS} = \frac{\gamma_3 \beta_3 n_3 - \gamma_4 \beta_4 n_4}{\gamma_3 n_3 - \gamma_4 n_4}$,

因为 $\epsilon_2 = \epsilon_3$, 得到:

$$P_1 d\gamma_2 + 4\pi R^2 Q dR + W_1 df_a + W_2 f_c = 0.$$

经过整理, 得到统一动力学方程:

$$\frac{d\gamma_2}{dR} = -4\pi R^2 \frac{Q}{P_1} / (1 + \frac{W_1 df_a}{P_1 d\gamma_2} + \frac{W_2 df_c}{P_1 d\gamma_2}) \quad (12)$$

其中参数 $Q, P_1, P_2, P_3, W_1, W_2$ 分别为:

$$Q = P_2 n_1 m_p + P_3 (\beta_4 - \beta_{RS}) \gamma_4 n_4 m_p, \\ P_1 = (m_2 + m_3) c^2 + (1 - \epsilon_2) (2\gamma_2 - 1) m_2 c^2 + \left[(1 - \epsilon_3) + \frac{f_c - 1}{3} \right] \left[\gamma_{34} - 1 + \gamma_3 \left(\gamma_4 - \frac{\gamma_4 \beta_4}{\beta_3} \right) \right] m_3 f_a c^2, \\ P_2 = \gamma_2^2, \\ P_3 = \gamma_3 + (1 + \frac{f_c - 1}{3}) \gamma_3 (\gamma_{34} - 1) f_a - \gamma_4 (1 + \sigma), \\ W_1 = (1 - \epsilon_3 + \frac{f_c - 1}{3}) \gamma_3 (\gamma_{34} - 1) m_3 c^2, \\ W_2 = \frac{\gamma_3}{3} (\gamma_{34} - 1) m_3 f_a c^2. \quad (14)$$

根据论文 Zhang 等人^[7], 当磁化强度 $\sigma = 0$ 时, $f_a = f_b = f_c = 1$, 动力学方程(13)可以化为:

$$\frac{d\gamma_2}{dR} = -4\pi R^2 \frac{Q}{P_1} = -4\pi R^2 \frac{\gamma_2^2 n_1 m_p + [(\gamma_3 + \gamma_3 (\gamma_{34} - 1) - \gamma_4) (\beta_4 - \beta_{RS}) \gamma_4 n_4 m_p]}{(m_2 + m_3) c^2 + (1 - \epsilon_2) (2\gamma_2 - 1) m_2 c^2 + (1 - \epsilon_3) \left[\gamma_{34} - 1 + \gamma_3 \left(\gamma_4 - \frac{\gamma_4 \beta_4}{\beta_3} \right) \right] m_3 c^2} \quad (15)$$

上式与 Yan 等人^[10]的式(4)一致. 因此本文的统一动力学方程在无磁化的情况下, 得到与物质

主导喷流动力学完全一致的结果.

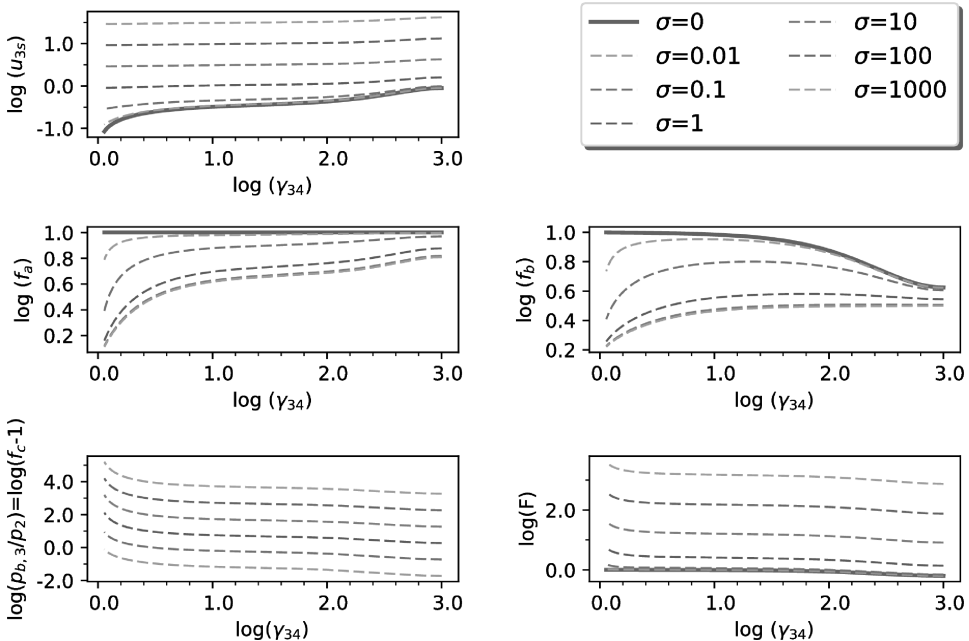


图 2 几个参数随 σ 的变化
Fig. 2 Evolutions of several parameters upon σ

3 数值结果

本文得到的动力学方程(13)可以描述磁化喷流正反激波共存时的演化过程. 该方程非常复杂, 本文只对一些关键参数进行数值求解. 首先, 采用新的绝热指数 $\hat{\Gamma} = (4 + \gamma_2^{-1})/3$ 重新计算了磁化率对参数 u_{3S}, f_a, f_b, f_c 以及 F 的影响, 如图 2 所示.

图中分别为 $u_{3S}, f_a, f_b, p_{b,3}/p_3$ 和 F 与 γ_{34} 的关系, 各条线依次为 $\sigma=0, 0.01, 0.1, 1, 10, 100, 1000$ 时的情况. 当 $\sigma=0$ 时(粗实线)满足 Blandford-McKee (1976)的解. 上图显示, 当 γ_{34} 不太大时, 各参数趋于渐近线. 采用的各参数为, $E=5 \times 10^{52}$ erg, $\eta=10^3$, $\Delta_0=10^{12}$ cm, $n_1=1$ cm $^{-3}$.

图 2 的坐标取了对数空间. 计算结果表明磁化系数 σ 在 $0 \sim 1000$ 的情况下, 各参数仍然能得出有效的解. 当 γ_{34} 增大时, u_{3S}, f_a 和 f_b 将随之逐渐增大. 而 $p_{b,3}/p_3$ 和 F 却随之减小. 总体而言, 磁化率越大, 对各参数的影响也将越大. 本文得到的数值结果和 Zhang 等人^[7]的结果基本一致. 相比之下, 因为本文采用了更精确的绝热系数, 当 u_{3S} 和 f_a 在磁化系数较小且 γ_{34} 较大时会有变大的趋势, 而 f_b 在磁化系数较大且 γ_{34} 较大时有减小的趋势. 对于反向激波有直接影响的参数 F , 由于是上述几个参数的积, 反而受绝热指数精确程度的影响并不大, 这说明 Zhang 等人^[7]对于绝热指数的近似是合理的.

4 总结与展望

本文导出了磁化喷流与星际介质相互作用的统一动力学方程, 该方程在磁化强度为 0 的情况下和以物质主导喷流的动力学方程完全一致. 本文求解了不同的参数随磁化率的变化, 得到了与 Zhang 等人^[7]一致的结果. 将来的工作可以进一步数值求解统一动力学方程, 得到任意磁化率下正

反激波的光变曲线, 以期与观测数据比较后能够更好的限制出磁化喷流的性质.

参考文献:

- [1] Kumar P, Zhang B. The physics of gamma-ray bursts and relativistic jets [J]. Phys Rep, 2015, 561: 1.
- [2] 母雪玲, 贾焕玉, 洪斌, 等. 核子耦合参数对中性星中超子相的影响[J]. 四川大学学报: 自然科学版, 2016, 53: 1.
- [3] Piran T. Gamma-ray bursts and the fireball model [J]. Phys Rep, 1998, 314: 575.
- [4] Huang Y F, Dai Z G, Lu T. A generic dynamical model of gamma-ray burst remnants [J]. Astron Soc, 1999, 309: 513.
- [5] Panaitescu A, Kumar P. Analytic light-curves of gamma-ray burst afterglows: homogeneous versus wind external media [J]. Astrophys J, 2000, 543: 66.
- [6] Panaitescu A, Kumar P. Physical parameters for the afterglows of GRB 980703, 990123, 990510, and 991216 determined from modeling of multi-frequency data [J]. Astrophys J, 2001, 554: 667.
- [7] Zhang B, Kobayashi S. Gamma-ray burst early afterglows: reverse shock emission from an arbitrarily magnetized ejecta [J]. Astrophys J, 2005, 628: 315.
- [8] Blandford R D, McKee C F. Fluid dynamics of relativistic blast waves [J]. Phys Fluids, 1976, 19: 1130.
- [9] Pe'er A. Dynamical model of an expanding shell [J]. Astrophys J, 2012, 752: L8.
- [10] Yan T, Wei D M, Fan Y Z. Very early optical afterglows for geometric models of X-ray flashes and X-ray rich GRBs [J]. Chin J Astron Astrophys, 2007, 7: 777.

引用本文格式:

中文: 陈强, 刘学文. 磁化喷流的正反激波动力学[J]. 四川大学学报: 自然科学版, 2018, 55: 765.

英文: Chen Q, Liu X W. Forward-reverse shock dynamics of the magnetized jet [J]. J Sichuan Univ: Nat Sci Ed, 2018, 55: 765.