

分类号_____

密级_____公 开_____

UDC _____

编号_____

中国科学院研究生院

教学讲义

伽玛射线暴的认识

范 一 中

指导老师_____戴子高(南京大学), 韦大明(紫金山天文台), 张冰(UNLV)

学科专业名称_____天体物理: 高能天体物理

作者单位_____中国科学院紫金山天文台

前 言

本讲义中我们尽可能详尽的对现阶段G R B的理解与认识进行系统的阐述. 我们期盼本讲义能够为一些对G R B的观测以及理论模型有兴趣的大学高年级同学或者低年级研究生提供一本较全面的参考书. 希望作者多年里积淀的一些细碎的理解能够为增进大家对GRB的了解有所帮助. 人常说“抛砖引玉”, 本讲义说不上是砖, 但愿能引出些玉.

作者是在2000年进入南京大学学习GRB的. 印象中2001年黎卓根据戴子高老师整理的GRB讲义在组内做了一次讲座,那是我第一次系统的学习GRB,但当时由于自身物理基础的局限,领会的不深. 2002年吴雪峰在戴老师讲义的基础上阅读了大量的文献做了一次详尽的GRB讲座,澄清了一些困扰大家好几年的几个问题. 2003年轮到了我做GRB讲座,由于非典的影响草草收场,不知道该表示庆幸还是遗憾. 2003年写硕士毕业论文的时候,我比较系统的对一些经典理论文献进行了精读,把部分读书笔记,在参考了黎卓的博士论文第一章以及吴雪峰&戴老师的2002讲义的基础上,写成了我硕士论文(南京大学, 2003; 导师: 戴子高教授)的大综述部分. 该综述部分应该是目前这个“讲义”的最原始版本. 在博士毕业前夕曾有过比较大的整改并形成了“讲义”,尤其是增加了磁场模型部分. 但当时由于条件所限(借别人的笔记本,要在一个月以内同时完成博士论文和该“讲义”时间上的确说不上充裕),所以存在很大的不足. 具体表现在: 体系尤其是符号系统凌乱, 过于强调细节(比如主要着眼于对那些经典文章的公式的推导), 物理图象不清. 转眼4年过去, 观测的发展深化了我们对GRB的认识, 更让修订工作迫在眉睫. 是以决定对原稿做较大的修改, 在修订中仅保留了一些基本重要物理过程的详尽表述, 删除了很多烦琐的推导, 当然也与时俱进的增加了一些新的内容. 为了使文章更加统一, 作者尽量按自己的理解来表述很多经典文献的内容. 所以很可能和原文的表达差别很大, 但结论是大体吻合的.

由于知识面/业务水平的局限以及个人的兴趣所在, 对内容的取舍/评述以及重点的安排都毫无疑问的存在诸多偏颇之处. 恳切希望读者指出其中的不妥, 欢迎和我们联系(njyzfan@hotmail.com). 对于那些希望进一步全面理解GRB的读者, 南京GRB组的系列全国优秀博士论文的综述部分显然都是极具参考价值的: 吴雪峰(2005, 南京大学; 导师: 戴子高教授), 黎卓(2003, 南京大学; 导师: 戴子高教授), 王祥玉(2001, 南京大学; 导师: 陆埏教授), 黄永峰(1999, 南京大学; 导师: 陆埏教授). 正如在正文中已经标出, 本讲义的个别小节还直接取自邹远川的博

士论文(2006, 南京大学; 导师: 戴子高教授).

在作者多年的 G R B 学习中得到陆埏院士, Prof. Tsvi Piran, 戴子高教授, 韦大明研究员, 张冰教授, 黄永峰教授, 王祥玉, 邓劲松, 黎卓, 吴雪峰博士的诸多指点和不厌其烦的帮助, 在此一并致谢! 作者也感谢高维洪, 邹远川, 金志平, 徐栋, 严婷, 薛蓉蓉近年里的研究合作.

关键词: 伽玛射线:暴发, 磁场, 激波, 星际介质:喷流与外流, 辐射: 非热辐射

Abstract

Key Words:

目 录

前 言.....	I
Abstract.....	III
第一章 GRB的观测及基本理论框架.....	1
1.1 GRB的观测	1
1.1.1 GRB的发现及证实	5
1.1.2 CGRO发现GRB空间分布的各向同性分布	5
1.1.3 GRB的长短暴分类	5
1.1.4 GRB 940217: 高能余辉的发现.....	5
1.1.5 GRB 970228: 长波段余辉的发现	6
1.1.6 GRB 970508: 红移的测定	7
1.1.7 GRB 980425: 和超新星的成协.....	7
1.1.8 GRB 990123:极早期光学闪和晚期光变曲线拐折	9
1.1.9 X射线闪(X-ray flashes)分类的提出	9
1.1.10系列经验关系的发现.....	10
1.1.11GRB 021206: Gamma-ray高线偏振?	10
1.1.12GRB 941017: 奇异的几百MeV的高能辐射成分.....	10
1.1.13GRB 041219A: 和gamma-ray相关联的光学/红外辐射.....	10
1.1.14GRB 011121: X射线耀发的发现.....	10
1.1.15GRB 050509B: 短暴的定位以及余辉发现	11
1.1.16伽玛暴“典型早期X射线余辉”的建立	12
1.1.17GRB 050904: 高红移伽玛暴	12
1.1.18GRB 060218: 瞬时黑体辐射成分及奇异X-ray余辉.....	12
1.1.19GRB 060614: 起源于致密星并合的长暴	13
1.1.20XRF 080109: 最弱的GRB?	13
1.1.21GRB 080319B: 肉眼光学瞬时耀发.....	14
1.1.22GRB 080916C: 延伸到13.6GeV的单个幂律谱	14
1.2 GRB的基本理论框架: 火球的整体演化图象.....	15

第二章 GRB研究的部分物理基础	17
2.1 相对论变换	17
2.1.1 常用的坐标系	17
2.1.2 光子频率/球坐标中角度的变换	18
2.1.3 一些有用的罗仑兹不变量	18
2.2 激波	19
2.2.1 非磁化激波的两端流体流速公式	20
2.2.2 非磁化激波的跳跃条件	21
2.2.2.1 波前区域是冷的	21
2.2.2.2 波前波后区域都是热的	23
2.2.3 磁化激波跳跃条件的推导	23
2.2.4 磁化激波跳跃条件的逼近解	25
2.2.5 激波加速	28
2.3 辐射的计算	29
2.3.1 同步辐射	30
2.3.2 逆康普顿散射	33
第三章 GRB中心能源模型,初始火球加速以及瞬时辐射模型	36
3.1 GRB的中心能源模型	36
3.1.1 基本观测对能源模型的限制	36
3.1.2 塌缩星模型	37
3.1.3 超中子星模型	38
3.1.4 磁星模型	39
3.1.5 双中子星合并模型	39
3.1.6 相变模型	40
3.2 初始火球的加速	41
3.2.1 经典火球的基本概念	41
3.2.2 火球的光深	41
3.2.3 火球的相对论性运动的必要性	42
3.2.4 极端相对论火球加速过程的标量关系	43
3.2.5 火球加速后的罗仑兹因子	44
3.2.6 火球的分类	45

3.3 瞬时辐射理论	46
3.3.1 伽玛暴的一般观测特征	46
3.3.1.1 高能波段观测	46
3.3.1.2 GRB 瞬时辐射期间的低能辐射	49
3.3.2 内激波模型	50
3.3.2.1 标准内激波模型	50
3.3.2.2 光球层-内激波模型	52
3.3.3 磁化外流体模型	52
3.3.3.1 MHD 破缺模型	53
3.3.3.2 磁内激波模型	53
第四章 GRB 余辉理论模型	55
4.1 标准余辉模型	55
4.1.1 余辉的理论预言及观测特征	55
4.1.1.1 X 射线余辉	56
4.1.1.2 光学余辉	56
4.1.1.3 射电余辉	57
4.1.2 极早期余辉	58
4.1.2.1 动力学演化	59
4.1.2.2 反向激波的辐射	61
4.1.2.3 利用极早期余辉限制不同激波区域的物理参量	64
4.1.3 后期余辉	64
4.2 GRB 余辉的后标准模型	68
4.2.1 中心能源的再活动发出瞬时余辉辐射	69
4.2.2 标准喷流及其观测效应	71
4.2.3 结构化喷流及其观测效应	72
4.2.4 星风环境	74
4.2.5 等时面效应(Rees 效应)	75
4.2.6 逆康普顿散射	76
4.2.7 能量注入效应	77
4.2.8 致密介质环境	78

4.2.9 密度跳跃效应	79
4.2.9.1 情形一: $e'_3 \gg e'_4$	79
4.2.9.2 情形二: $e'_3 = (1+x)e'_4$ ($x \rightarrow 0$)	80
第五章 GRB的高能辐射与偏振	81
5.1 GRB的高能光子辐射	81
5.1.1 内激波的SSC辐射	81
5.1.2 极早期余辉阶段的高能辐射	83
5.1.3 早期余辉的高能辐射	83
5.2 GRB相关的高能中微子辐射	84
5.2.1 原初火球含有中子时产生的中微子辐射	85
5.2.1.1 含有中子的初始火球的加速问题	86
5.2.1.2 质子,中子脱耦时的中微子辐射	87
5.2.2 塌缩星中相对论喷流和包层作用产生的TeV中微子	88
5.2.3 内激波产生的 10^{14} eV的中微子	90
5.3 高能宇宙射线	92
5.3.1 瞬时辐射阶段加速 $> 10^{20}$ eV 宇宙射线	92
5.3.2 hypernova加速 $10^{16} - 10^{18.5}$ eV 宇宙射线	94
5.4 引力波辐射	95
5.5 偏振	96
第六章 GRB统计研究及GRB的应用	97
6.1 GRB统计研究	97
6.1.1 GRB随红移的演化	97
6.1.2 GRB的一些经验关系	97
6.1.3 GRB余辉的统计研究	98
6.2 GRB在高红移宇宙探索中的应用	98
6.2.1 GRB作为高红移宇宙的探针	98
6.2.2 GRB可以用作寻找高红移SN的一种手段	100
6.2.3 探测金属丰度的宇宙学演化关系	101
6.2.4 探测宇宙的大尺度结构	102
6.2.5 高红移GRB余辉观测的可行性	102

6.3用GRB限制“路上介质环境”	103
6.4GRB对宇宙学参数的限制.....	104
6.5GRB对量子引力的限制	105
6.5.1 光子到达时间差对罗仑兹不变性破缺的限制.....	106
6.5.2 偏振对量子引力的限制.....	107
参考文献	109

第一章 GRB的观测及基本理论框架

1.1 GRB的观测

伽玛射线暴,简单的说就是一种宇宙空间中伽玛波段流量急剧增加又急剧衰减的现象. 典型的爆发时间在 $0.01 - 1000$ 秒,辐射的光子的能断集中在 $0.01 - 100\text{MeV}$,光子的流量介于 $0.01 - 100\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

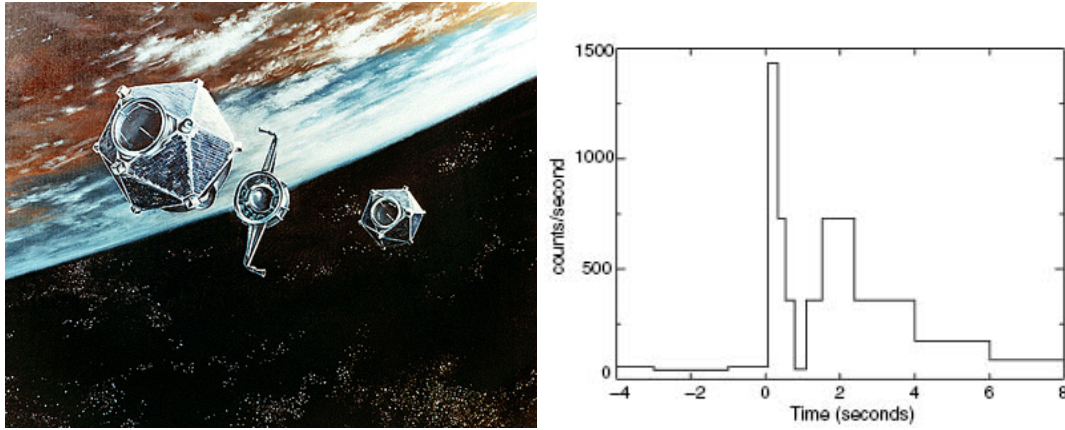


图 1.1 Vela系列卫星(左)和Vela卫星记录到的第一个伽玛暴(右) (取自网站<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/>)

伽玛射线暴由美国的军用卫星Vela在1967年发现,但当时被认为其可能源自地面上苏联的氢弹实验,作为军事机密不能公开.直到1973年人们确信这些信号并非来自地面核试验,也不是来自月球和太阳,而是来自宇宙空间以后, Klebesadel et al. (1973)才公开报道了这个现象.自此伽玛射线暴为科学研究者所知.转眼间36年过去,在36年里,我们曾经认为GRB之谜已揭晓—有报道声称Ginga卫星观测到了伽玛暴的X射线光谱中有几十keV的回旋吸收线(Murakami et al. 1988),所以人们普遍相信伽玛暴是来自银河系内中子星.如果这是真的,由于银河系的中子星主要集中在银道面,GRB在空间上的分布应该是高度各向异性的,统计上应该向银道面集中.1991年康普顿卫星(CGRO)的发射上天,在CGRO上的BATSE探测器的一生中记录到约3000个暴,显示出伽玛暴在方向上是各向同性分布(见图1.2(左))的,强烈暗示伽玛暴是宇宙学起源而不是银河系内起源.另一个有利于宇宙学起源的例据是:如果GRB是银河系起源的,就算银河系中的GRB源是各向同性的,在这样一个可以近似为欧氏空间的区域内,假定GRB是标准烛光,那么其流量 $F \propto R^{-2}$.而区域内的GRB总数目 $N \propto R^3$,所以应当有 $N \propto F^{-3/2}$.但如图1.2(右)所示,实际的统计结果和此预言相差甚远.

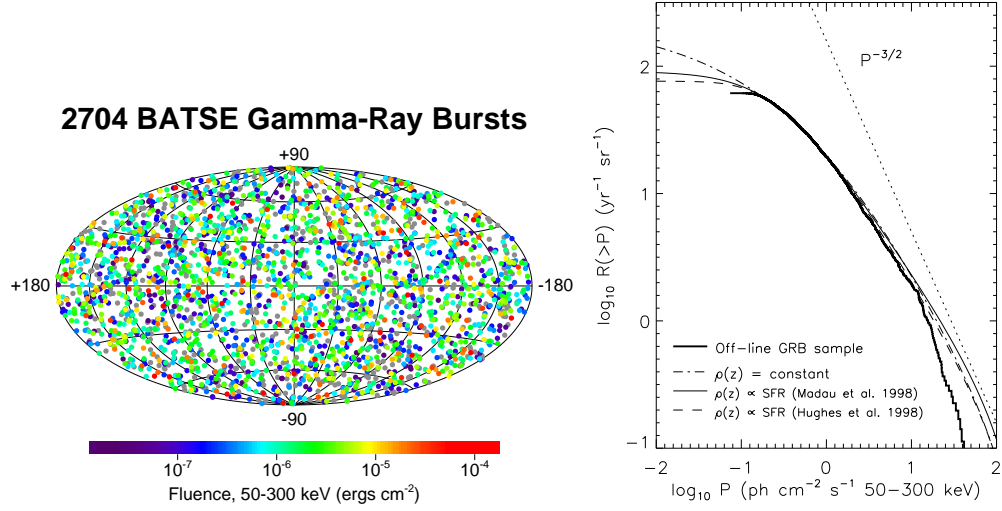


图 1.2 左图:BATSE所记录到的2704个伽玛暴在天球上高度的各向同性分布, 取自BATSE网上主页(<http://www.batse.msfc.nasa.gov/batse/>).右图:BATSE所记录的伽玛暴亮度分布, 横坐标是伽玛暴光子数流量,纵坐标是大于某流量的伽玛暴观测率. 取自Kommers et al. (2000)

BATSE的这个划时代的成果使伽玛暴距离之争(Lamb 1995, Paczyński 1995)更趋激烈,虽然胜利的天平逐渐偏向宇宙学模型,但是尚不足以定论.

1997年意大利-荷兰的BeppoSAX卫星发射成功,该卫星上的X射线宽视场照相机(WFC)能把GRB精确定位到几个角分,发现了第一个伽玛暴余辉(Costa et al. 1997, van Paradijs et al. 1997).余辉一般持续几个小时甚至多年的时间,能够在光学和射电波段长时间地被观测,从而准确测量出红移和证认寄主星系.伽玛暴余辉的发现以及红移的测定最终确认了伽玛暴与遥远的星系和类星体一样是宇宙学起源的(综述参看van Paradijs, Kouveliotou & Wijers 2000).

近年的研究工作主要集中在余辉的观测以及理论解释上.迄今为止,已经观测到约200多个X射线和光学余辉并证认出它们可能的寄主星系(<http://www.mpe.mpg.de/jcg/grben.html>).红移的测量可以通过观测早期余辉(仍比较明亮的时候)的吸收线,或者更多的是通过观测寄主星系的发射线.目前定位的伽玛暴的红移在范围 $0.0085 \leq z \leq 6.7$ 内,与宇宙中其他最遥远的天体,如类星体大致相当.

对伽玛暴寄主星系和环境的探测能够提供前身星的线索.目前被定位的余辉,绝大多数在余辉逐渐消失后都发现了与之成协的暗弱的($\langle R \rangle \sim 25$,如图1.4)寄主星系.这些星系大多低于银河系光度,但是由于光度相差很大,也包括

一些星系光度较大(图1.3(左)给出了寄主星系绝对星等的分布). 星系形状也是各不相同、不太规则,有的显示碰撞或潮汐力扰动的迹象(Chary, Becklin & Armus 2002). 普遍偏蓝的色指数, 原子谱线特征以及尘埃的大量存在都显示存在大量年轻的恒星和活跃的恒星形成活动性(Fruchter 2000; Berger et al. 2003 等). 许多伽玛暴寄主星系是属于光学暗弱而红外明亮的星系(Chary et al. 2002). 一般来说,典型的伽玛暴寄主星系是小尺度、低质量,光度偏弱(略小于银河系光度), 而且恒星形成活跃的矮星系.

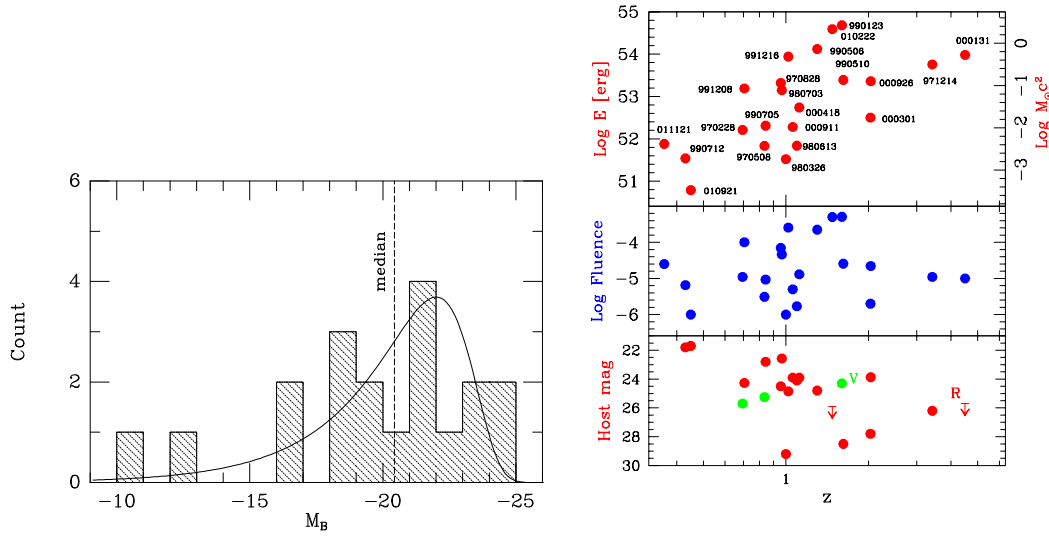


图 1.3 左图:伽玛暴寄主星系的B波段绝对星等分布,这里统计的是截至2001年6月所有已知红移的伽玛暴. 垂直线表示这些样品的平均值 $M_B = -20.43$ mag,取自Djorgovski et al. (2001). 右图:伽玛暴各向同性能量、观测能流和寄主星系视星等与红移的关系,取自Ghisellini (2001)

图1.3(右)显示部分伽玛暴红移与各向同性能量、观测流量和寄主星系视星等的关系.

伽玛暴余辉的位置一般不在星系的中心,但是大都离中心不远,而且位于明亮的蓝区(Bloom, Kulkarni & Djorgovski 2002). 图1.4(左)描述的是伽玛暴离开星系中心距离的分布情况.这不太支持双中子星合并模型,因为一般认为双中子星系统的形成伴随有较大自行速度的产生,在系统发生合并一刻会远离寄主星系,特别是矮星系(Bloom, Sigurdsson & Pols 1999). 但是双星系统的寿命敏感地依赖于初始参数(如双星间距等)的选取. 所以观点的证据并不是很充分.

多方面的观测证据表明,伽玛暴(至少由BeppoSAX定位的长时标伽玛暴,> 10秒)与大质量恒星的死亡有关联: 1) 有的余辉在观测上直接与超新星成协,最著名的有GRB 980425和GRB 030329 (Bloom et al. 1999; Matheson et al. 2003);

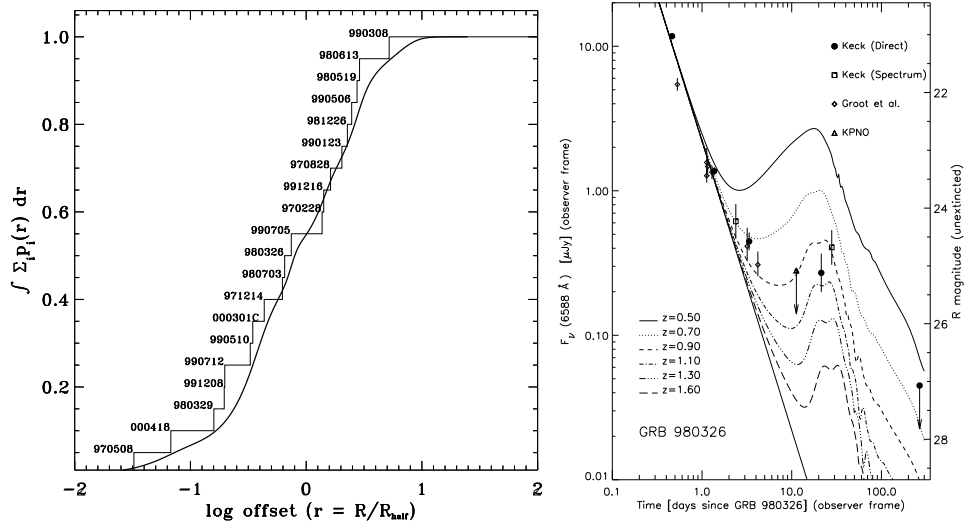


图 1.4 图左:20个伽玛暴与各自寄主星系中心的偏差分布,横坐标是伽玛暴相对星系中心的距离偏差(以星系的半光度半径为单位),纵坐标是归一化的累计计数,取自Djorgovski et al. (2003). 图右:GRB 980326的R波段光变曲线与拟合曲线的比较,拟合曲线是标准余辉的幂律衰减叠加上Ic型超新星的光变成分. 由于此暴没有红移测量,拟合中用了一组红移值,最佳值是 $z \approx 0.95$.取自Bloom et al. (1999)

有的余辉在晚期(两三个星期)的光变曲线上隆起,呈现出超新星的光变成分(如图1.4(右)); 伽玛暴与超新星的关联直接证实了伽玛暴与大质量恒星死亡相关.对于伽玛暴与超新星的关联,Woosley (1993), Paczyński (1998)和Wheeler et al. (2000)已经做了一般性的讨论. 另外一种对鼓包成分的解释是尘埃对光学余辉的散射(Esin & Blandford 2000, Waxman & Draine 2000). 2) 余辉的位置常常与寄主星系的恒星形成区成协,等等.

在继续后面的讨论之前,有必要对一起经常使用的名词加以定义.瞬时辐射(prompt emission)一般指的是GRB本身外流体内的相互作用产生的快速变化的辐射; 余辉(afterglow)是指软gamma-rays暴发结束以后,GRB外流体和外部介质作用所产生的相对稳定的辐射.有一种辐射介于两者之间,也就是在GRB prompt emission 结束之后,中心能源仍然喷出一些物质,这些物质的内部相互作用产生的辐射(通常在X-ray波段),但是出现在余辉阶段,我们称之为“中心能源余辉”(central engine afterglow).

下面我们较系统的给出在过去36年里GRB的观测所取得的一些重大阶段性成果(部分参考了Zhang & Mészáros 2004).

1.1.1 GRB的发现及证实

美国的军用Vela卫星(见图1.1左),其目的是监督核试验条约的实施,保障世界平和;但却“错误”的记录到来自宇宙深处的不速之客——频繁的高能 γ 光子爆发现象,让不明就里的美国人着实虚惊一场. 直到最后确信这些信号并非来自地面核试验,也不是来自月球和太阳,而是来自宇宙空间以后, Klebesadel et al. (1973) 才公开报道了这个现象(见图1.1右),并很快得到苏联Konus卫星观测数据的证实Mazets et al. (1974). 这个发现直接开启了GRB研究时代.

1.1.2 CGRO发现GRB空间分布的各向同性分布

CGRO在1991年成功发射并在次年得到了空间各向同性分布(如图1.2), 径向上GRB越远越少的结论, 支持GRB的宇宙学模型(Fishman & Meegan 1992). 该观测结果的发布激发了著名天文学家Rees等人的GRB研究热情.

1.1.3 GRB的长短暴分类

在“前余辉”时代里,一个引人注目的发现是根据GRB的持续时标分布可以把它们分成两类(如图1.5所示) 一类是所谓的长暴(持续时标长于两秒),另一类是所谓的短暴(Kouveliotou et al. 1993). 在当时人们只是统计上发现在持续时标上明显分为两类,并没有什么物理上的依据. 不过目前已经明了该分类实际上很大程度暗示了那些暴的物理起源. 长暴一般认为是大质量星的塌缩(Woosley 1993)产生的,而短暴一般被认为是致密星的合并产生的(Eichler et al. 1989). 有人提出双中子星的合并同样也可以产生长暴,前提是合并形成的超大质量中子星可以存活几秒钟以上(Kluźniak & Ruderman 1998; Rosswog et al. 2003).

1.1.4 GRB 940217: 高能余辉的发现

一般认为GRB余辉是1997年首次发现的,但该说法并不完全正确. 事实上在著名的GRB 940217 (见图1.6)中,在sub-MeV辐射结束之后, 30 MeV-GeV 的辐射持续了一个半小时(甚至更久). 按照我们通常的定义,在该暴中我们实际上第一次发现了GRB的长时间余辉辐射. 当然由于不能准确定位并测定红移,这个“第一次”余辉测定并没有给GRB研究带来革命性的进展.

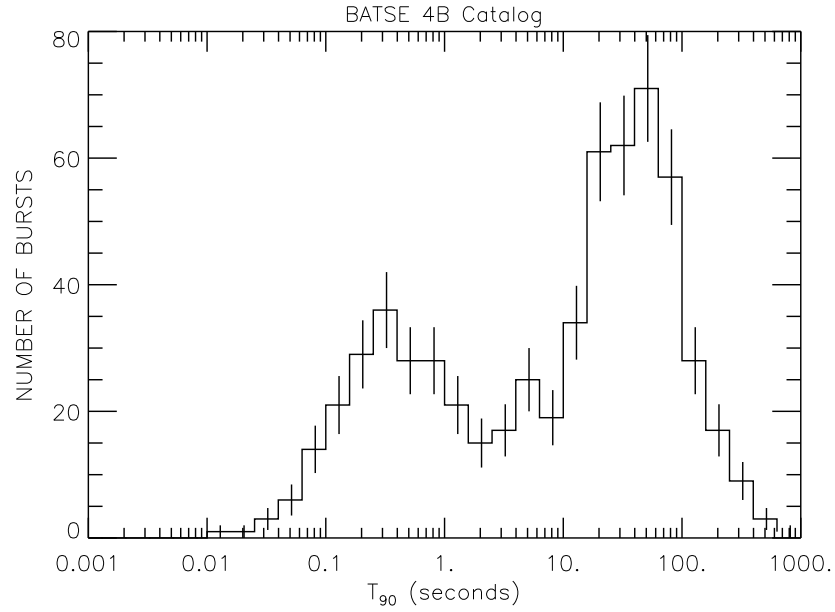


图 1.5 GRB按持续时标的分类(摘自Ghisellini 2001).

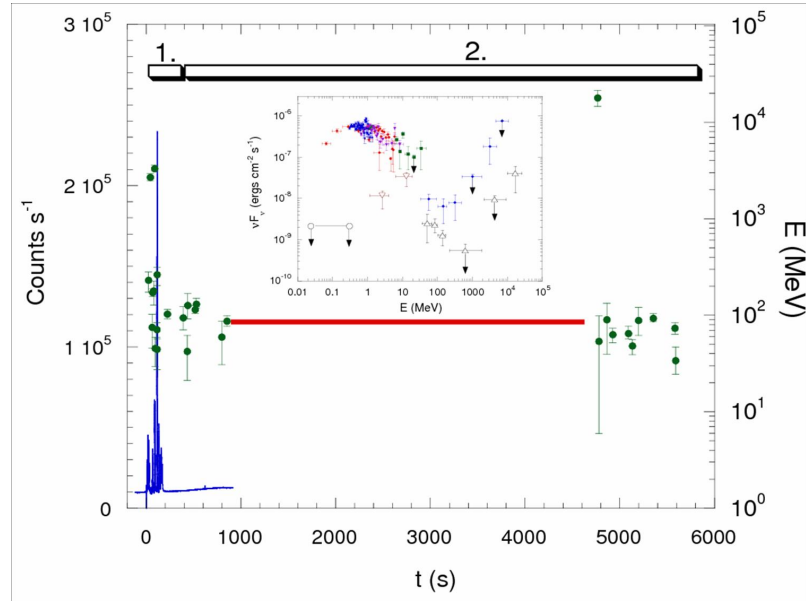


图 1.6 GRB 940217的瞬时辐射及高能余辉光变曲线.

1.1.5 GRB 970228: 长波段余辉的发现

1997年2月28日, BeppoSAX对GRB 970228进行了定位, 导致了光学余辉的发现(Costa et al. 1997; van Paradijs 1997). 这个发现印证了GRB的宇宙学模型的预

言(Paczynski & Rhoads 1993)并开启了GRB的余辉时代.

1.1.6 GRB 970508: 红移的测定

在GRB 970228中人们并没有能够及时测定其红移. 测定红移这个目标在GRB 970508以及GRB 971214中得以实现, GRB的宇宙学起源被直接证实(Matzger et al. 1997; Kulkarni 1998).

1.1.7 GRB 980425: 和超新星的成协

1998年的一项重要发现是伽玛暴与超新星的关联.无论在方向上和时间上都发现GRB 980425与一个异常明亮的超新星SN Ib/Ic 1998bw成协(Galama et al. 1998). GRB 980425的流量、时标和光变曲线并不特殊,但是由于红移很小 $z = 0.0085$,所推算的能量却异常低($\sim 5 \times 10^{47}$ erg). SN1998bw则是一个特别的超新星.它的射电光度很大,需要中等相对论的外流($\Gamma \sim 2$)来解释(Kulkarni et al. 1998; 也有用亚相对论和准各向同性的激波来拟合的[Waxman & Loeb 1999, Tan et al. 2001]).对它光学光变曲线(Galama et al. 1998)和早期光谱(Iwamoto et al. 1998)的分析发现爆发能量非常大($2 - 6 \times 10^{52}$ erg),是典型Ib/Ic超新星的 ~ 30 倍.伽玛暴与超新星的关联因为Bloom et al. (1999)的工作而进一步加强,他们发

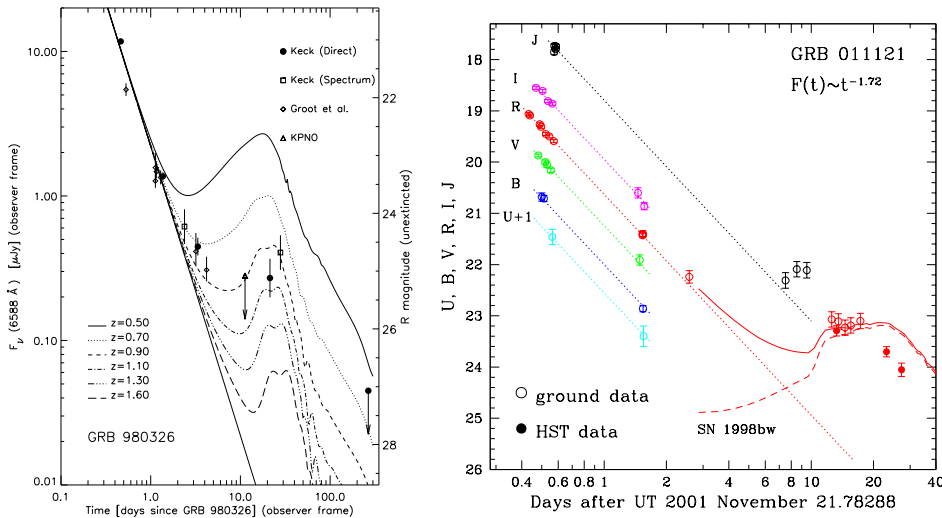


图 1.7 左图: GRB 980326的R波段光变曲线与拟合曲线的比较.拟合曲线是标准余辉的幂律衰减叠加上Ic型超新星的光变成分.由于此暴没有红移测量,拟合中用了一组红移值,最佳值是 $z \approx 0.95$. 取自Bloom et al. (1999). 右图: GRB 011121幂律衰减的光学余辉在约20天时再次增亮,同时色指数演化与II型超新星SN1998S一致. 取自Garnavich et al. (2002).

现GRB 980326的余辉光变曲线在晚期鼓起,光变轮廓可以分解为一个幂律成分叠加上一个以SN1998bw为模板的超新星的成分(如图1.7), 而且鼓起部分的光谱比较红.类似的寻找还发现别的一些光学余辉在 $\sim 20(1+z)$ 天到达最大的超新星成分: GRB 970228, $z = 0.695$ (Reichart 1999, Galama et al. 2000); GRB 000911, $z = 1.06$ (Lazzati et al. 2001); GRB 011121, $z = 0.365$ (Bloom et al. 2002); GRB 020405, $z = 0.690$ (Price et al. 2002a).值得注意的是,已知红移 $z < 0.7$ 的5个暴中有3个发现这种红鼓包.在GRB 030329之前观测上最肯定的暴是GRB 011121(如图1.7),它的光变和光谱的详细数据都显示一个超新星的特征. 另外这个暴早期的近红外和射电的余辉需要星风环境作解释(Price et al. 2002b),是除GRB 980425外首个既发现超新星成分又有星风环境的伽玛暴.

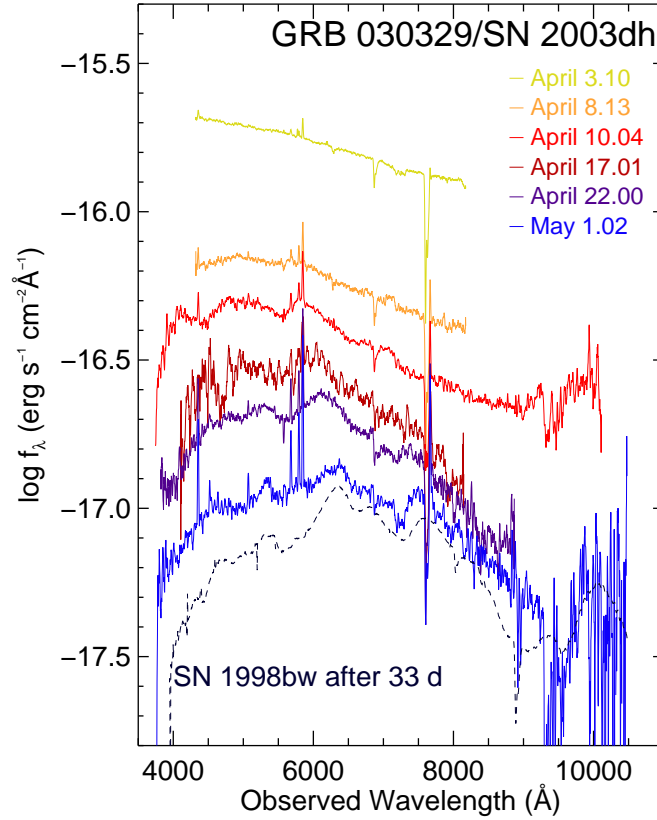


图 1.8 GRB030329的后期光谱和GRB980425后期光谱的比较(加入了红移修正). 取自Hjorth et al. 2003

前面那些观测都支持GRB和超新星相关联, 但几乎都是间接的证据(GRB980425本身由于它距离太近, 流量太弱使得人们对其是否属于典型

的GRB产生了理所当然的怀疑). 观测上的重大突破来自于对GRB 030329的光谱分析– 在光学波段的光变曲线上我们没有发现明显的隆起, 但在谱上人们得到了和GRB 980425 一模一样的红化谱这就从观测上直接证实了GRB和超新星的关联性(如图1.8). 有力的支持了长GRB起源于大质量星的死亡这一假说.

1.1.8 GRB 990123:极早期光学闪和晚期光变曲线拐折

在GRB 990123中人们幸运的探测到了瞬时辐射阶段极强的光学闪耀(Akerlof et al. 1999), 现在人们一般把它成为光学闪(optical flash), 一般认为它来自于极早期的反向激波辐射(Sari & Piran 1999).

在该暴的晚期出现了明显的光变曲线拐折现象,如图1.9所示. 最可能的物理解释是它来自一个没有边缘膨胀的喷流(jet)的正向激波辐射.

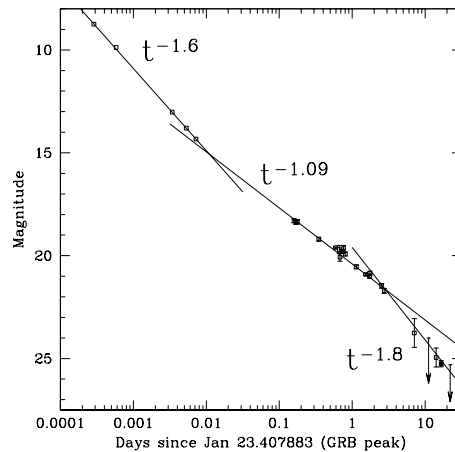


图 1.9 GRB990123的早期光学闪以及后期光变曲线的Break, 取自Fruchter et al. (1999).

1.1.9 X射线闪(X-ray flashes)分类的提出

Heise et al. (2002) 和Kippen et al. (2003)发现一部分GRB的峰值频率低于几十keV, 明显低于通常GRB的几百keV,他们把它称之为X-ray flash. 对于这类事件, 所谓的Amati关系(见6.1.2)仍然得到较好的满足,这表明他们和通常的GRB是本质上是类似的.

1.1.10 系列经验关系的发现

人们在分析GRB的数据中发现了一些经验关系,利用它们人们甚至都可以限制宇宙学参量,详细的讨论见6.1.2.

1.1.11 GRB 021206: Gamma-ray高线偏振?

Coburn & Boggs (2003)首次报道GRB 021206的gamma-rays可能是高线偏振的,偏振度高达 $80\% \pm 20\%$. 如果一旦被证实,对GRB的瞬时辐射机制将会起到重要的限制作用.可惜的是后期的独立数据分析不能证实他们的发现(Rutledge & Fox 2004).随后在其他几个暴里面也有人宣称得到了高的线偏振,但是误差很大,而且也没有人独立的加以检核,无法得到公认.

1.1.12 GRB 941017: 奇异的几百MeV的高能辐射成分

GRB 941017的几百MeV的辐射大致比暴本身的持续时间要长一倍. 而且那部分高能辐射(能谱非常硬)几乎随时间不演化. 对GRB 941017, 最有趣的处理也许是Dermer & Atoyan (2004)提出的“中性束流”模型. 在GRB内激波阶段会加速出大量的高能强子, 该高能强子产生两个成分的辐射, 一部分留在火球中, 一部分逃离火球(能量高达 10^{14}eV 的中子, 光子和中微子). 跑出去的高能光子和被介质反射回来的光子作用产生一束相对论的电子流, 该电子流在Gauss量级的磁场(假定而已, 很难想象星际空间有如此强的磁场)中运动, 其同步辐射成分谱 $\nu F_\nu \propto \nu$, 和观测大致吻合.

1.1.13 GRB 041219A: 和gamma-ray相关联的光学/红外辐射

在该暴中红外瞬时辐射被探测到,该辐射成分似乎和瞬时gamma-rays正相关,这个特性与GRB 990123以 t^{-2} 幂律衰减的光学闪明显不一致(Vestrand et al. 2005; Blake et al. 2005). 人们一般认为该辐射成分和瞬时 γ -ray是同一起源的.

1.1.14 GRB 011121: X射线耀发的发现

GRB 011121的早期X射线波段的射线耀发由Piro et al. (2005) 报道, 该发现随后为Swift的大量观测所证实(Burrows et al. 2005; Nousek et al. 2006).其主要意

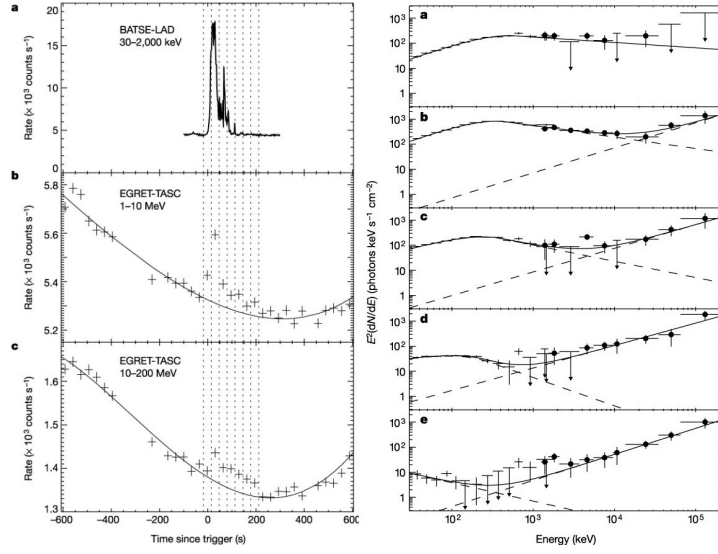


图 1.10 GRB 941017的高能辐射成分.

义是表明了瞬时辐射结束后GRB中心能源仍在持续活动并直接发出瞬时余辉辐射 (Fan & Wei 2005; Zhang et al. 2006; Liang et al. 2006; Wu et al. 2006; Zou et al. 2006).

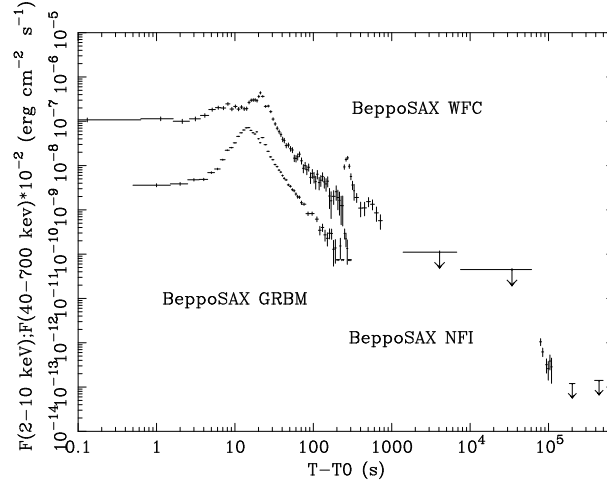


图 1.11 GRB01121的早期X波段光变曲线, 最重要的特点是MeV瞬时辐射结束后在X-ray波段出现了闪耀(Piro et al. 2005).

1.1.15 GRB 050509B: 短暴的定位以及余辉发现

2005年第一个短暴GRB 050509B被准确的定位(Ghrels et al. 2005).随后多个短暴的余辉被测定,现有的一切迹象都支持短暴起源于双中子星合并模型,尽管对

绝大多数余辉的拟合解释并不确定(Nakar 2007).

1.1.16 伽玛暴“典型早期X射线余辉”的建立

Swift卫星上的X-ray望远镜可以在100秒以内对GRB的X-ray余辉进行观测,除了验证了BeppoSAX发现的X射线耀发(阶段V),还发现了极早期的快下降(阶段I),早期平台现象(阶段II),如图1.12. 这些都和“GRB标准火球模型”的预言不相吻合(Zhang et al. 2006; Burrows et al. 2005; Nousek et al. 2006).

人们一般把图1.12的阶段II(即平缓下降阶段)的解释为中心能源的能量注入.但是Fan & Piran (2006a)细致的分析了GRB 050319 和GRB 050401的光学和同期的X射线余辉辐射,发现它们和简单的能量注入模型很不一致.尤其是往往X射线发生拐折时,光学余辉还是一个简单的幂律下降.这个问题直到今天还没有得到满意的解释(see also Panaitescu et al. 2006; Liang et al. 2007b).

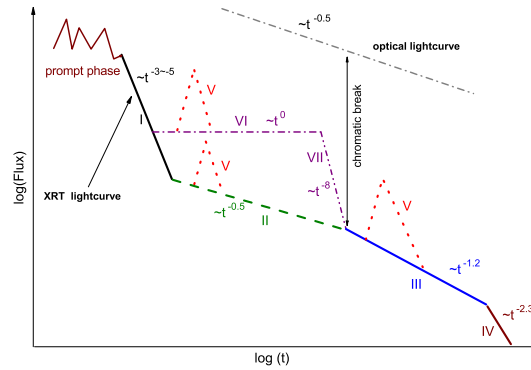


图 1.12 伽玛暴”典型早期X射线余辉”. 部分取自Zhang et al. (2006).

1.1.17 GRB 050904: 高红移伽玛暴

GRB 050904的红移高达6.29(Cusumano et al. 2006), 表明伽玛暴的确可以诞生于宇宙的早期.最近对GRB 080913的观测发现其红移可能高达6.7,表明高红移的GRB的探测率可能非常可观.

1.1.18 GRB 060218: 瞬时黑体辐射成分及奇异X-ray余辉

如图1.13, 在GRB 060218中,人们发现了长达3000秒左右的一个“瞬时”黑体辐射成分. 在随后的X-ray分析中, 发现后期幂律衰减的X-ray余辉的谱非常的

陡,和一般的X射线余辉很不一致(Campana et al. 2006). 其物理起源还不清楚,众说纷纭.

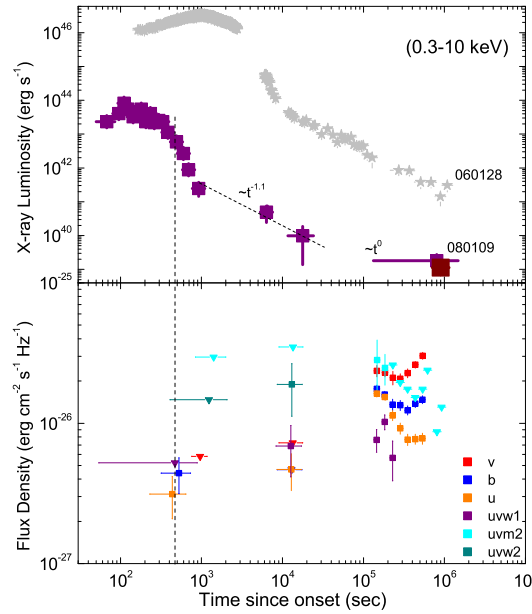


图 1.13 上: GRB 060218奇异的瞬时和X-ray余辉辐射以及XRF 080109的瞬时和X-ray余辉辐射.下: XRF 080109的光学余辉辐射(Xu et al. 2009).

1.1.19 GRB 060614: 起源于致密星并合的长暴

很多长暴起源于大质量星的死亡的最强证据是伴随的超新星的发现。但是对于一些长暴，尽管近但却在余辉中没有任何超新星成分存在的迹象。GRB 060614 就是这方面非常好的一个例子(见图1.14)。对于这种长暴，最好的解释是它们来自致密星的并合(Kluźniak & Ruderman 1998; Rossowg et al. 2003)。一个有趣的问题是：是否有大质量恒星死亡产生的短暴？

1.1.20 XRF 080109: 最弱的GRB？

XRF 080109的发现纯属偶然.在观测该星系的另外一个超新星的X-ray afterglow的时候意外的发现了一个X-ray暂现体(图1.13). 其起源众说纷纭. 有人认为是典型超新星和低能GRB之间的过渡态(Xu et al. 2009; Mazzali et al. 2008),有人认为是所谓的激波暴(Soderberg et al. 2008), 有人认为是目前发现的最弱的GRB(Li 2008).

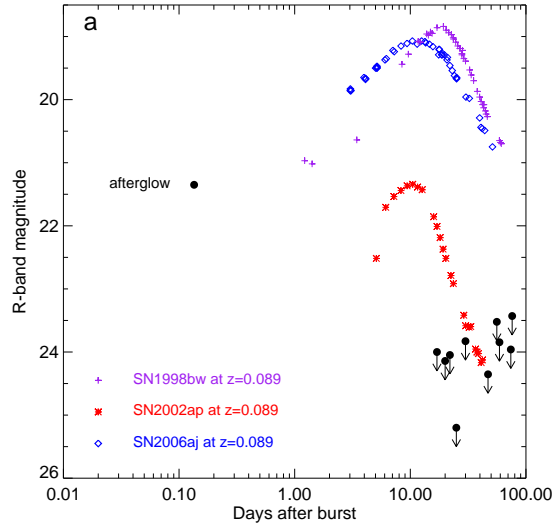


图 1.14 长暴GRB 060614的后期余辉观测,没有超新星存在的迹象(Fynbo et al. 2006).

1.1.21 GRB 080319B: 肉眼光学瞬时耀发

2008年3月,在GRB 080319B的瞬时辐射阶段人们探测到了亮达5.3等的V-band光学辐射,视力好的人肉眼可以看到. 这个暴因而被称为肉眼暴(Racusin et al. 2008)并引起了公众的广泛关注.

这个暴最好的解释也许是这样(Xue et al. 2009, in preparation):外流体分成两个部分,窄的部分(半张角只有0.2度) 外流体的定向运动罗仑兹因子很大,约2000,主要产生瞬时的gamma-ray 辐射; 而宽的喷流部分的罗仑兹因子就只有100左右,其内部作用可以产生早期的光学辐射并可以被观测者看到. 这个图象最大的优点是还可以自洽的解释光学和X-ray余辉观测(Racusin et al. 2008; Wu et al. 2009).

1.1.22 GRB 080916C: 延伸到13.6GeV的单个幂律谱

这是目前为止Fermi卫星得到的最重要的一个GRB高能辐射观测(Abdo et al. 2009). 很有意思的是高能谱一直从MeV到13.6GeV,呈现一个非常好的单个幂律谱. 如果解释为同步辐射谱,要求外流体的Lorentz factor大致为2000左右(Zou et al. 2009), 并意味着至少部分GRB外流体的确可以把粒子加速到非常高的能量,这对那些做粒子加速的同行是个利好消息. 但可惜的是在Fermi GRBs, 只有不

到10%的暴有明显的高能辐射.

1.2 GRB的基本理论框架：火球的整体演化图象

图1.15描述了重子物质为主的GRB火球(hot fireball)的整体演化图象:火球从中心能源喷发出来, 经过短暂的加速过程进入滑翔(coasting)阶段. 在coasting阶段由于快慢shell的相互碰撞,动能转化为热能. 该热能的一部分转化为电子的无规运动热能,另一部分转化为磁场能(GRB研究中的基本假定). 极端相对论的电子在随机磁场中发出强烈的同步辐射, 产生我们看到的软gamma-ray辐射. 这些快慢不均的shells仅过一系列碰撞形成一个整体火球,并继续向外做相对论性运动. 扫过星际介质.同瞬时辐射一样,人们假定部分激波的能量转化成了电子的规运动热能,另一部分转化为磁场能. 电子在磁场中的运动相继发出X,光学和射电辐射,产生我们能够长期观测的多波段低能余辉.

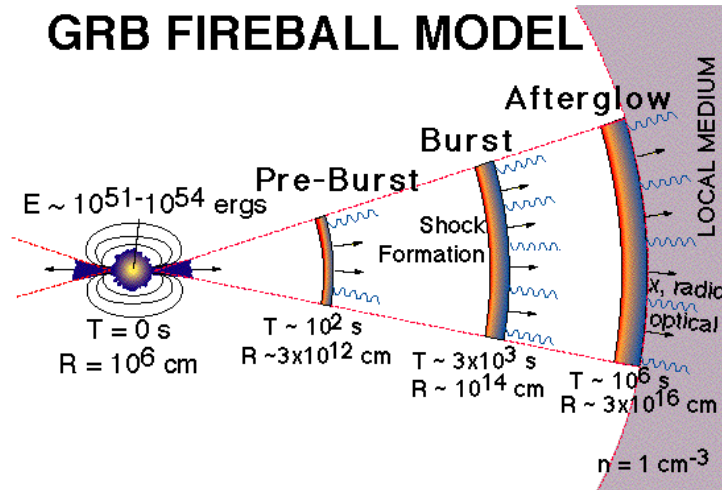


图 1.15 火球—激波模型示意图.取自Ghisellini(2001).

经典GRB火球图像的要点可以简练的总结如下: 1. 为何要相对论运动? 解决宇宙学起源的GRB γ 波段辐射的致密性问题(见3.2.3). 2. 如何相对论运动? 两个阶段: A. 加速阶段(辐射为主阶段), $\Gamma \propto R$; B. coasting阶段(物质为主阶段), $\Gamma = \text{const}$ (见3.2.4). 3. 原始火球的重子含量? 一句话,不能太多也不能太少.重子太多则火球无法把重子加速到极端相对论(为避免光深疑难,我们一般要求 $\Gamma \sim 100 - 1000$);重子太少则辐射能转化为重子定向动能的效率不高,也无法产生我们观测到的GRB(见3.2.6).

值得指出：另外一种模型也就是冷火球(cold fireball)模型中,外流体是磁场能量为主导的(Usov 1992). 这种火球的初期加速和热火球模型的很相似, 都是重子物质在光压的作用下加速. 但是到了较大的半径, 起主要加速作用的是磁场的耗散, 而且 $\Gamma \propto R^{1/3}$ (Drenkhahn 2002; Drenkhahn & Spruit 2002).

第二章 GRB研究的部分物理基础

在本章中我们扼要的介绍一些常用到的基本物理知识. 限于篇幅很多东西我们只给出结论. 欲追根溯源, 请参考Rybicki & Lightman (1979).

2.1 相对论变换

2.1.1 常用的坐标系

在GRB研究中, 尤其是后期余辉的计算中, 通常涉及到三个坐标系。一个坐标系是所谓的“暴源坐标系”(burst frame), 另外一个坐标系是外流体的随动坐标系(comoving frame), 最后一个是观测者系(observer's frame).

假定外流体的定向运动速度为 β_Γ ($\Gamma = 1/\sqrt{1 - \beta_\Gamma^2}$), 暴源系的物理量(以下标 b 表示)和随动坐标系(一般以上标 $'$ 表示)的物理量, 例如时间 t 和厚度 Δ , 的变换关系如下:

$$dt' = dt_b/\Gamma, \quad \Delta' = \Gamma \Delta_b. \quad (2.1)$$

外流体距中心能源的距离是

$$dR = \beta_\Gamma c dt_b. \quad (2.2)$$

由于光子和外流体同时向我们做定向运动, 在暴源系里在间隔 dt_b 内发出的两个光子(其速度方向和我们视线方向成夹角 θ), 在观测者看来其时间差是

$$dt = (1 - \beta_\Gamma \cos \theta) dt_b. \quad (2.3)$$

考虑到宇宙的膨胀效应, 所以更一般的表达式是 $dt = (1 + z)(1 - \beta_\Gamma \cos \theta) dt_b$. 相应的, 外流体到达的距中心能源的距离可以表示为

$$dR = \beta_\Gamma c dt / [(1 + z)(1 - \beta_\Gamma \cos \theta)]. \quad (2.4)$$

在观测者系和暴源系中的厚度是没有变化的, 所以 $\Delta = \Delta_b$.

2.1.2 光子频率/球坐标中角度的变换

在球坐标里，观测者系中光子的四维动量 $h\nu(i, \sin\theta \sin\phi, \sin\theta \cos\phi, \cos\theta)$ 变换到随动系的结果为

$$h\nu' \begin{pmatrix} -i \\ \sin\theta' \cos\phi' \\ \sin\theta' \sin\phi' \\ \cos\theta' \end{pmatrix} = h\nu \begin{pmatrix} \Gamma & 0 & 0 & i\beta_\Gamma \Gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -i\beta_\Gamma \Gamma & 0 & 0 & \Gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -i \\ \sin\theta \cos\phi \\ \sin\theta \sin\phi \\ \cos\theta \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

注意这里已经假定了运动方向沿 z 方向， θ 是视线方向和运动方向的夹角， ϕ 是方位角。整理得到：

$$\nu' = \Gamma(1 - \beta_\Gamma \cos\theta)\nu, \quad (2.6)$$

$$\cos\theta' = \frac{\cos\theta - \beta_\Gamma}{1 - \beta_\Gamma \cos\theta}, \quad (2.7)$$

$$\sin\theta' = \frac{\sin\theta}{1 - \beta_\Gamma \cos\theta}, \quad (2.8)$$

$$\phi' = \phi. \quad (2.9)$$

立体角元的变换关系为

$$d\Omega' = \frac{d\Omega}{\gamma^2(1 - \beta \cos\theta)^2}. \quad (2.10)$$

2.1.3 一些有用的罗伦兹不变量

这里我们不加证明的给出一些罗伦兹不变量(具体的证明见Rybicki & Lightman 1979)。

1. The specific intensity (I_ν) of the emission的变换满足

$$\frac{I_\nu}{\nu^3} = \frac{I'_{\nu'}}{\nu'^3}. \quad (2.11)$$

这个公式在我们计算辐射流量的时候会用到(e.g., eq.(26) of Huang et al. 2000).

2. 光深 $\tau \sim \sigma_T n_e \Delta$ 作为一个无量纲量也是一个罗仑兹不变量, 这里的 n_e 表示光子穿越区的电子数密度, 穿越区的厚度是 Δ 。

3. 辐射系数 j_ν 的变换满足

$$\frac{j_\nu}{\nu^2} = \frac{j'_{\nu'}}{\nu'^2}. \quad (2.12)$$

这个公式在推导所谓的“curvature effect”的时候是有用的(e.g., eqs.(2-3) of Zhang et al. 2006).

2.2 激波

对于等离子体中局部位上的微小扰动的传播问题可以直接把等离子体宏观方程线性化, 进而得到各种线性波动的传播模式(许敖敖, 唐玉华1984)。但是如果扰动幅度太大(速度超过当地声速), 则会形成激波现象: 这时大量的流体质点以很高的速度冲向某个方向, 他们的运动使前进方向的质点被推动而很快的压紧, 造成压强急剧增加。又因后方还有大量质点涌来, 于是被积压的流体部分便不再稀疏化, 将一直向前运动, 并把前面的流体部分再压紧。这样, 剧烈扰动的传播形成了一幅与微扰传播全然不同的物理图象。在等离子体中出现了一个密度, 压强, 温度等物理量的突变面。这个突变面以大于当地声速的速度向前传播。这种现象称为激波现象。处理实际问题时, 常常只对激波前后物理量的变化感兴趣, 即感兴趣的是激波对等离子体的影响, 利用激波面两侧的宏观的动量, 能量流, 粒子流守恒定律可以建立一组与激波结构无关的方程, 这样就回避了激波本身的结构问题, 建立了激波前后两侧等离子体物理量间的关系。由于横越激波时, 等离子体的物理量发生了显著的变化。所以又把激波看成是未扰等离子与激波通过后的扰动等离子体间的定常过渡区。激波本身有一定厚度, 其数量级约为流体中质点的平均自由程的量级。处理激波问题时, 常作如下的近似:

- 1) 忽略激波的厚度。
- 2) 激波前后的流体视为绝热。
- 3) 激波前后的流体满足基本物理定律。

2.2.1 非磁化激波的两端流体流速公式

我们这里沿用的是朗道&栗弗席兹(1976)的表述：取坐标系相对于激波面静止，激波面两侧的粒子流密度，动量流，焓连续性条件可以写成

$$n'_1 \gamma_1 v_1 = n'_2 \gamma_2 v_2, \quad (2.13)$$

$$w'_1 \gamma_1^2 v_1 = w'_2 \gamma_2^2 v_2, \quad (2.14)$$

$$w'_1 \gamma_1^2 v_1^2 + p'_1 = w'_2 \gamma_2^2 v_2^2 + p'_2. \quad (2.15)$$

这里的 n'_i , $w'_i = n'_i + e'_i + p'_i$ 都是随动系的量; v_i , γ_i 是 i 区域流体相对于激波面的速度值及相应的罗仑兹因子($i = 1, 2$)。注意我们已取了 $c = 1$, $m_p = 1$ 。为求解方便我们记

$$\gamma_1^2 v_1^2 = A, \quad \gamma_2^2 v_2^2 = B. \quad (2.16)$$

可以得到

$$v_1 = \sqrt{A/(1+A)}, \quad v_2 = \sqrt{B/(1+B)}. \quad (2.17)$$

现在式(2.14)变为

$$w'_1 \sqrt{A(1+A)} = w'_2 \sqrt{B(1+B)}. \quad (2.18)$$

现在式(2.15)变为

$$w'_1 A + p'_1 = w'_2 B + p'_2. \quad (2.19)$$

综合式(2.18), (2.19)得到

$$[p_1'^2 - (n'_1 + e'_1)^2]A + p_1'^2 = [p_2'^2 - (n'_2 + e'_2)^2]B + p_2'^2. \quad (2.20)$$

利用式(2.19), (2.20)得到

$$A = \frac{(p_2' - p_1')(n_2' + e_2' + p_1')}{[(n_2' + e_2' - n_1' - e_1') - (p_2' - p_1')](n_1' + e_1' + p_1')}, \quad (2.21)$$

$$B = \frac{(p'_2 - p'_1)(n'_1 + e'_1 + p'_2)}{[(n'_2 + e'_2 - n'_1 - e'_1) - (p'_2 - p'_1)](n'_2 + e'_2 + p'_2)}, \quad (2.22)$$

将前面两式带回到式(2.17)得到

$$\beta_1 = \sqrt{\frac{(p'_2 - p'_1)(e'_2 + n'_2 + p'_1)}{(n'_2 + e'_2 - n'_1 - e'_1)(n'_1 + e'_1 + p'_2)}}, \quad (2.23)$$

$$\beta_2 = \sqrt{\frac{(p'_2 - p'_1)(e'_1 + n'_1 + p'_2)}{(n'_2 + e'_2 - n'_1 - e'_1)(n'_2 + e'_2 + p'_1)}}, \quad (2.24)$$

$$\beta_{12} = \frac{\beta_1 - \beta_2}{1 - \beta_1\beta_2} = \sqrt{\frac{(p'_2 - p'_1)(n'_2 + e'_2 - n'_1 - e'_1)}{(n'_1 + e'_1 + p'_2)(n'_2 + e'_2 + p'_1)}}. \quad (2.25)$$

2.2.2 非磁化激波的跳跃条件

2.2.2.1 波前区域是冷的

这是GRB余辉阶段持续时间最长的一个阶段, 下面我们给出一个严格的推导过程(其它的方案可见于Blandford & McKee [1976]).

现在 $p'_1 = e'_1 = 0$ 以及 $p'_2 = \hat{\eta}e'_2/3^*$, 把这些条件带入式(2.23-2.25), 我们有

$$\beta_1 = \sqrt{\frac{\hat{\eta}e'_2(e'_2 + n'_2)}{(n'_2 + e'_2 - n'_1)(3n'_1 + \hat{\eta}e'_2)}}, \quad (2.26)$$

$$\beta_2 = \sqrt{\frac{\hat{\eta}e'_2(3n'_1 + \hat{\eta}e'_2)}{9(n'_2 + e'_2 - n'_1)(n'_2 + e'_2)}}, \quad (2.27)$$

$$\beta_{12} = \sqrt{\frac{\hat{\eta}e'_2(e'_2 + n'_2 - n'_1)}{(3n'_1 + \hat{\eta}e'_2)(n'_2 + e'_2)}}. \quad (2.28)$$

*对于相对论性/中等相对论性的质子, $\hat{\eta} = 1, 4/3$, 对于亚相对论性的质子 $\hat{\eta} = 2$ (e.g., Kumar & Piran 2000)

相应的

$$\gamma_{12} = \sqrt{\frac{1}{1 - \beta_{12}^2}} = \sqrt{\frac{(3n'_1 + \hat{\eta}e'_2)(n'_2 + e'_2)}{n'_1[3n'_2 + (3 + \hat{\eta})e'_2]}}. \quad (2.29)$$

该式反过来给出

$$\frac{e'_2}{n'_1} = \frac{\bar{A} + \sqrt{\bar{A}^2 + 12\hat{\eta}(\gamma_{12}^2 - 1)\frac{n'_2}{n'_1}}}{2\hat{\eta}}. \quad (2.30)$$

这里的 $\bar{A} = (3 + \hat{\eta})\gamma_{12}^2 - (3 + \hat{\eta}\frac{n'_2}{n'_1})$. 利用 $n'_2/n'_1 = \gamma_1\beta_1/(\gamma_2\beta_2)$, 我们得到*

$$\frac{n'_2}{n'_1} = \frac{(1 + \frac{6}{\hat{\eta}}) + \sqrt{\frac{4e'_2}{n'_1}(1 + \frac{3}{\hat{\eta}}) + (1 + \frac{6}{\hat{\eta}})^2}}{2}. \quad (2.31)$$

经过简单的整理, 综合式(2.30)和(2.31), 我们有

$$y^3 - (\hat{\eta} + 9)y^2 + [(6\hat{\eta} + 27) - (3 + \hat{\eta})^2\gamma_{12}^2]y + (3 + \hat{\eta})[(3 + \hat{\eta})^2\gamma_{12}^2 - 9] = 0, \quad (2.32)$$

这里 $y \equiv \hat{\eta}n'_2/n'_1$. 该式可以被重新整理为

$$[y - (3 + \hat{\eta})\gamma_{12} - 3]\{y^2 + [(3 + \hat{\eta})\gamma_{12} - \hat{\eta} - 6]y - (3 + \hat{\eta})[(3 + \hat{\eta})\gamma_{12} - 3]\} = 0. \quad (2.33)$$

该式有三个解: $y_1 = (3 + \hat{\eta})\gamma_{12} + 3$, $y_2 = 3 + \hat{\eta}$ 和 $y_3 = 3 - (3 + \hat{\eta})\gamma_{12}$. 显然最后两式是无效的. 所以我们有

$$\frac{n'_2}{n'_1} = \frac{(3 + \hat{\eta})\gamma_{12} + 3}{\hat{\eta}}, \quad \frac{e'_2}{n'_2} = \gamma_{12} - 1. \quad (2.34)$$

如果区域1相对于观测者静止, 我们有 $\Gamma_{\text{sh}} = \gamma_1$, 这里的下标“sh”代表激波波前, Γ 代表定向运动罗伦兹因子.

$$\begin{aligned} \frac{\Gamma_{\text{sh}}}{\gamma_{12}} &= \sqrt{\frac{(n'_2 + e'_2 - n'_1)(3n'_2 + (3 + \hat{\eta})e'_2)}{(n'_2 + e'_2)[(\hat{\eta} - 1)e'_2 + 3(n'_2 - n'_1)]}} \\ &\approx \sqrt{\frac{\{[(3 + \hat{\eta})\gamma_{12} + 3]\gamma_{12} - \hat{\eta}\}[(3 + \hat{\eta})\gamma_{12} - \hat{\eta}]}{\gamma_{12}^2[(9 - \hat{\eta}^2)\gamma_{12} + (9 + \hat{\eta}^2)]}} \end{aligned}$$

*相似的结果在Kumar & Piran (2000)的文章中已经给出, 但似乎他们的式(14-16)中的 $\hat{\eta}$ 应该是 $1/\hat{\eta}$.

$$\approx \sqrt{2} \text{ for } \gamma_{12} \gg 1. \quad (2.35)$$

关系式(2.34-2.35)符合Blandford & McKee (1976)的结果. 尤其是对于相对论性的激波, eq.(2.34)变为

$$n'_2/n'_1 \approx 4\gamma_{12} + 3, \quad e'_2/(n'_2 m_p c^2) = \gamma_{12} - 1, \quad (2.36)$$

这两个结果在GRB研究中具有很重要的应用,是余辉辐射计算的基础.

2.2.2.2 波前波后区域都是热的

这种情形对应于物质为主的能量注入的正向激波(Kumar & Piran 2000), 或火球撞上了致密介质的反向激波(Dai & Lu 2002a)。现在记波前区为1区, 波后区为2区, 注意到现在1区中 $p'_1 = e'_1/3$, 2区中 $p'_2 = e'_2/3$ 。在这种情形下非常方便的应用式(2.23)-(2.25)得到(Kumar & Piran 2000)

$$\gamma_1 = \sqrt{\frac{3(3e'_1 + e'_2)}{8e'_1}}, \quad (2.37)$$

$$\gamma_2 = \sqrt{\frac{3(e'_1 + 3e'_2)}{8e'_2}}. \quad (2.38)$$

$$\gamma_{12} = \sqrt{\frac{(3e'_1 + e'_2)(e'_1 + 3e'_2)}{16e'_1 e'_2}}, \quad (2.39)$$

$$n'_2 = \sqrt{\frac{e'_2(e'_1 + 3e'_2)}{e'_1(3e'_1 + e'_2)}} n'_1. \quad (2.40)$$

式(2.39), (2.40)就是我们要求的激波跳跃条件.

2.2.3 磁化激波跳跃条件的推导

这里我们按照Hoffmann, De & Teller (1950) 的思路给出理想磁化激波的跳跃条件. 在天文学的研究中通常认为等离子体的电导率无限大($\bar{\sigma} \rightarrow \infty$), 根据随动系中 $\bar{J}' = \bar{\sigma} \bar{E}'$ 有限可以知道随动系 Σ' 中 $\bar{E}' = 0$. 在经典电动力学中我们知道不同坐

标系中的电场，磁场要如下的变换(可以参见尹真,1999):

$$\begin{aligned}\bar{E}' &= \bar{E}^* + \gamma(\bar{v} \times \bar{H}), \\ \bar{H}' &= \bar{H}^* - \gamma(\bar{v} \times \bar{E}).\end{aligned}\quad (2.41)$$

注意这里的 $\bar{A}^* = \gamma\bar{A} - (\gamma - 1)\bar{v}(\bar{v}\bar{A})/v^2$, \bar{v} 是激波相对于流体的速度. 由此我们可以得到一个非常重要的关系 $\bar{E} = \bar{H} \times \bar{v}$.

在有电磁场存在的情况下，体系的能动张量可以表示为：

$$T^{\alpha\beta} = T_p^{\alpha\beta} + T_{\text{em}}^{\alpha\beta}, \quad (2.42)$$

其中 $T_p^{\alpha\beta} = n\mu u^\alpha u^\beta + p\eta^{\alpha\beta}$ 以及 $T_{\text{em}}^{\alpha\beta} = F_\sigma^\alpha F^{\beta\sigma} - \frac{1}{4}\eta^{\alpha\beta} F_{\lambda\nu} F^{\lambda\nu}$. 现在 $u^\alpha = \gamma(-1, u_x, u_y, u_z)$ and $\eta^{\alpha\beta} = (-1, 1, 1, 1)$ 当 $\alpha = \beta$ 分别为1, 2, 3, 4.

在随动系中电磁张量为

$$F'^{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} 0 & E'_1 & E'_2 & E'_3 \\ -E'_1 & 0 & H_3 & -H_2 \\ -E'_2 & -H_3 & 0 & H_1 \\ -E'_3 & H_2 & -H_1 & 0 \end{pmatrix}, F'_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} 0 & -E'_1 & -E'_2 & -E'_3 \\ E'_1 & 0 & H_3 & -H_2 \\ E'_2 & -H_3 & 0 & H_1 \\ E'_3 & H_2 & -H_1 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.43)$$

为了简便我们这里只给出垂直激波的情形，即 $\bar{H} \cdot \bar{v} = 0$. 设 $\bar{H} = (0, H_y, 0)$, $v = (-v, 0, 0)$, 则有 $\bar{E} = (0, 0, H_y v)$. 我们可以更进一步的得到 $\bar{H}' = \gamma(0, (1 - v^2)H_y, 0)$, 即 $H_y = \gamma H'_y$, $E_z = \gamma v H'_y$. 其他的分量都为0. 现在 Σ' , Σ 系的能动张量分别为：

$$F'^{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -H'_y \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & H'_y & 0 & 0 \end{pmatrix}, F^{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & \gamma H'_y v \\ 0 & 0 & 0 & -\gamma H'_y \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\gamma H'_y v & \gamma H'_y & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.44)$$

以及 $u = \gamma(1, -v/c, 0, 0)$. 现在我们可以具体的加以计算

$$\begin{aligned}T_{\text{tt}} &= \gamma^2 n\mu' - p' + \eta^{11} F_{14} F^{14} + \frac{1}{4} F_{\lambda\nu} F^{\lambda\nu} = \gamma^2 [n\mu' - (1 - v^2)p' + \frac{1}{2}(1 + v^2)H_y'^2], \\ T_{\text{tx}} &= T_{\text{xt}} = -v\gamma^2 [n\mu' + H_y'^2],\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
T_{xx} &= \gamma^2 v^2 n \mu' + p' + \frac{1}{2} (1 + v^2) H_y'^2, \\
T_{yy} &= p' - \frac{1}{2} H_y'^2, \\
T_{zz} &= p' + \frac{1}{2} H_y'^2.
\end{aligned} \tag{2.45}$$

注意到相对论变换： $\mu = \gamma^2 \mu'$, $\rho = \gamma^2 \rho'$ 并定义 $u_1 = \gamma_1 \beta_1$, $u_2 = \gamma_2 \beta_2$ * . 利用 T_{xx} 和 T_{tx} , 并恢复Poynting流中的 $1/4\pi$ 系数, 我们有

$$\begin{aligned}
u_1 \mu_1 + \frac{p_1}{n_1 u_1} + \frac{B_{1s}^2 + E_{1s}^2}{8\pi n_1 u_1} &= u_2 \mu_2 + \frac{p_2}{n_2 u_2} + \frac{B_{2s}^2 + E_{2s}^2}{8\pi n_2 u_2}, \\
\gamma_1^2 v_1 n_1 \mu_1 + \frac{E_{1s} B_{1s}}{4\pi} &= \gamma_2^2 v_2 n_2 \mu_2 + \frac{E_{2s} B_{2s}}{4\pi} \Rightarrow \gamma_1 \mu_1 + \frac{E_{1s} B_{1s}}{4\pi n_1 u_1} = \gamma_2 \mu_2 + \frac{E_{2s} B_{2s}}{4\pi n_2 u_2}.
\end{aligned} \tag{2.46}$$

重要说明:在本节及**2.2.4**中 B_{is} 以及 E_{is} 表示的是激波面坐标系中的量, 而 μ, p, e, n 都是随动系中的量(不要和其他章节的记号混淆).

2.2.4 磁化激波跳跃条件的逼近解

如前所述: 磁化激波下的最一般的激波跳跃条件可以写为(Hoffmann, De & Teller 1950; Kennel & Coroniti 1984):

$$n_1 u_{1s} = n_2 u_{2s}, \tag{2.47}$$

$$E_{1s} = \beta_{1s} B_{1s} \quad ; \quad E_{2s} = \beta_{2s} B_{2s}, \tag{2.48}$$

$$\gamma_{1s} \mu_1 + \frac{E_{1s} B_{1s}}{4\pi n_1 u_{1s}} = \gamma_{2s} \mu_2 + \frac{E_{2s} B_{2s}}{4\pi n_2 u_{2s}}, \tag{2.49}$$

$$\mu_1 u_{1s} + \frac{p_1}{n_1 u_{1s}} + \frac{B_{1s}^2 + E_{1s}^2}{8\pi n_1 u_{1s}} = \mu_2 u_{2s} + \frac{p_2}{n_2 u_{2s}} + \frac{B_{2s}^2 + E_{2s}^2}{8\pi n_2 u_{2s}}, \tag{2.50}$$

现在波前流体记为1区, 波后流体记为2区。下标s表示的是激波面坐标系。我们引入 Q_{is} 表示在激波面坐标系中看“i”区中的量。注意在一般情况下, 由于可能耗散的存在, 静电场边界条件 $E_{1s} = E_{2s}$ 并不一定得到满足(Lyubarsky 2003)。最一般的我们可以取 $E_{1s} = k E_{2s}$ ($0 \leq k \leq 1$). 注意在式(2.47-2.50)

*注意这里的 $(\gamma_1, \beta_1, \gamma_2, \beta_2, u_1, u_2)$ 都是在激波面坐标系中测定的, 有时也写成 $(\gamma_{1s}, \beta_{1s}, \gamma_{2s}, \beta_{2s}, u_{1s}, u_{2s})$, 例如在eqs.(2.47-2.50)中.

中 $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, $u = \beta\gamma$. $n, e, p = (\hat{\gamma} - 1)e$, $\hat{\gamma}$ 是通常的比热系数. 特殊熵 $\mu = m_p c^2 + \frac{\hat{\gamma}}{\hat{\gamma}-1} \left(\frac{p}{n}\right)$. 为了方便我们定义

$$\sigma_i = \frac{B_i^2}{4\pi n_i \mu_i} = \frac{B_{is}^2}{4\pi n_i \mu_i \gamma_{is}^2}, \quad (2.51)$$

来描写区域的磁化度。这里为了方便我们记

$$\sigma \equiv \sigma_1 = \frac{B_{1s}^2}{4\pi n_1 \mu_1 \gamma_{1s}^2}. \quad (2.52)$$

在我们现在的讨论中我们假定 $e_1 = p_1 = 0$, 所以有 $\mu_1 = m_p c^2$. 利用(2.49), 波后质子的热运动罗仑兹因子为

$$\frac{e_2}{n_2 m_p c^2} = \frac{1}{\hat{\gamma}} \left\{ \frac{\gamma_{1s}}{\gamma_{2s}} [1 + \sigma(1 - k^2 \frac{\beta_{1s}}{\beta_{2s}})] - 1 \right\}, \quad (2.53)$$

波后磁压和热压比为:

$$\frac{p_{b,2}}{p_2} = k^2 \left(\frac{\beta_{1s}}{\beta_{2s}} \right)^2 \left(\frac{4\pi n_1 m_p c^2 \gamma_{1s}^2 \sigma}{8\pi(\hat{\Gamma} - 1)e_2 \gamma_{2s}^2} \right) = \frac{k^2 \sigma}{2(\hat{\Gamma} - 1)} \frac{u_{1s}}{u_{2s}} \left(\frac{e_2}{n_2 m_p c^2} \right)^{-1}. \quad (2.54)$$

现在 $\gamma_{2s}(\gamma_{21}, \sigma, k)$ 是 γ_{21}, σ , 以及 k 的函数. 具体的方程是(参见Fan et al. 2004b 的附录)

$$\gamma_{1s} u_{1s} \left(1 + \frac{1}{\sigma}\right) [\beta_{1s} - \beta_{2s} - \frac{(\hat{\gamma} - 1)}{\hat{\gamma}} \frac{1}{u_{2s} \gamma_{2s}}] + \frac{1}{2} = k^2 \frac{(2 - \hat{\gamma})}{2\hat{\gamma}} \frac{u_{1s}^2}{u_{2s}^2} - \frac{(\hat{\gamma} - 1)}{\hat{\gamma}\sigma} \frac{u_{1s}}{u_{2s}}, \quad (2.55)$$

这里 $\beta_{1s} = (\beta_{2s} + \beta_{21})/(1 + \beta_{21}\beta_{2s})$, $\gamma_{1s} = \gamma_{2s}\gamma_{21}(1 + \beta_{21}\beta_{2s})$ 以及 $u_{1s} = \beta_{1s}\gamma_{1s}$ (e.g., Zhang & Kobayashi 2005). 如果我们采用 $\hat{\gamma} = 4/3$, 我们在 $\gamma_{21} \gg 1$ 的情况下可以得到如下的近似(Lyubarsky 2003)

$$\beta_{2s} = \frac{1}{6}(1 + \chi + \sqrt{1 + 14\chi + \chi^2}), \quad (2.56)$$

这里的 χ 定义为 $\chi = k^2\sigma/(1+\sigma)$. 最后我们得到如下的逼近解(Fan et al. 2004b)

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{u_{1s}}{u_{2s}} \approx \frac{\gamma_{21}(1+\beta_{2s})}{\beta_{2s}} = \gamma_{21} \frac{7+\chi+\sqrt{1+14\chi+\chi^2}}{1+\chi+\sqrt{1+14\chi+\chi^2}}, \quad (2.57)$$

$$\begin{aligned} \frac{e_2}{n_2 m_p c^2} &\approx \frac{3\gamma_{21}}{4}(\sigma+1)(1+\beta_{2s})(1-\frac{\chi}{\beta_{2s}}) \\ &= \frac{\gamma_{21}(1+\sigma)}{8}(7+\chi+\sqrt{1+14\chi+\chi^2})[1-\frac{6\chi}{1+\chi+\sqrt{1+14\chi+\chi^2}}] \end{aligned} \quad (2.58)$$

$$\frac{p_{b,2}}{p_2} \approx \frac{2\chi}{(\beta_{2s}-\chi)} = \frac{12\chi}{[1-5\chi+\sqrt{1+14\chi+\chi^2}]}. \quad (2.59)$$

在理想流体近似($k=1$)下我们进一步的有

$$\beta_{2s} \approx 1 - \frac{1}{2\sigma}, \quad \frac{n_2}{n_1} \approx 2\gamma_{21}, \quad \frac{e_2}{n_2 m_p c^2} \approx \frac{3}{4}\gamma_{21}, \quad \frac{p_{b,2}}{p_2} \approx 4\sigma, \quad (2.60)$$

如果 $\chi \ll 1$, 我们有

$$\beta_{2s} \approx \frac{1+4\chi}{3}, \quad \frac{n_2}{n_1} \approx 4\gamma_{21}, \quad \frac{e_2}{n_2 m_p c^2} \approx \gamma_{21}(\sigma+1)(1-2\chi), \quad \frac{p_{b,2}}{p_2} \approx 6\chi. \quad (2.61)$$

我们发现这些结果和数值计算吻合的极好(见Fan et al. (2004b)的图2)。

注意我们前面给出了一个 k , 似乎认为它是任意的。事实上这要受到激波产生条件的限制: 当一个激波形成时, 在波前的静止系中激波面的速度一定要大于Alfven速度 v_A , 也就是 $\gamma_{1s} = \gamma_{2s}\gamma_{21}(1+\beta_{2s}\beta_{21}) > \gamma_A = \sqrt{1+\sigma}$. 我们知道在理想流体近似下这是成立的。但在有耗散的情况下 $\gamma_{1s} > \gamma_A$ 不一定得到满足, 对于任意一个 k ($0 \leq k \leq 1$). 这反过来对存在激波的前提下 k 的可能取值提供了一个限制. 这是容易理解的: 对 $k \ll 1$, $\beta_{2s} \sim 1/3$ 甚至更小, $\gamma_{1s} > \gamma_A$ 导致 $\gamma_{21} > \frac{\sqrt{1+\sigma}}{1.4}$, 注意到 γ_{21} 总是小于 γ_{41} . 所以对于给定的一个小量 k , γ_{21} 必须要大于某个值来保证有激波的产生. 相应的计算结果见Fan et al. (2004b)的图4.

2.2.5 激波加速

目前的加速机制通常不能同时有效地加速电子和质子. 在GRB的研究中的标准模型处理是: 利用激波跳跃条件从宏观上给出激波化介质的内能密度, 再经验的假定这些内能按一定比例分配给质子, 电子和磁场, 相对论的电子在磁场中发出强的同步辐射, 产生我们看到的辐射. 令人吃惊的是: 这种简单的经验假设居然能够很好的fit大量的多波段余辉观测. 美中不足的是: 这些均分因子对于不同的GRB差别较大.

对于质子的加速, GRB研究中讨论的最多的是一阶费米加速机制. 在该机制中粒子来回的穿过激波面并不停的获得能量. 激波波前流体的起伏的磁场(Magnetic-field irregularities)将出射的粒子反射回来, 进而达到不断加速粒子的目的. 利用相对论激波条件(或基于动力学的考虑), 人们发现粒子在第一次穿过波阵面时得到的加速是最强的, 能量的增长在 γ_{12}^2 的量级(Vietri 1995). 但是随后的多次穿越激波面所得到的加速就没有那么明显. 仔细的计算发现每次穿越能量的增长在2倍左右(Gallant 2002). 多次来回穿越激波面最后得到的是一个简单的幂律分布谱 $dN/dE \propto E^{-2.22}$ for $\gamma_{12} \gg 1$ (Gallant 2002). 二阶Fermi加速考虑的比较少, 如果激波波后流体的磁场湍动(magnetic turbulence)很明显, 二阶Fermi加速也可能非常的有效(Waxman 1995; Dermer & Humi 2001). 所得到的谱变化较大, 可以得到 $p \sim 2.2$, 有些时候可能得到 $p < 2$.

激波加速的电子一般假定为单一幂律分布:

$$\frac{dn'}{d\gamma'_e} \propto \gamma'^{-p}_e, \quad \gamma'_m < \gamma'_e < \gamma'_M. \quad (2.62)$$

实际谱分析发现 p 的弥散很大(Shen et al. 2006), 对于暴本身通常需要 $p > 2.5$, 对于部分余辉又发现 $p < 2.0$ (Dai & Cheng 2001).

波后流体的最小罗仑兹因子(γ'_m)在GRB的激波模型中有着特别的地位, 这在后面的学习中将会逐渐体现. 现在我们介绍其计算方法: 利用Blandford & McKee的激波条件(eq.(2.36))我们有

$$\int_{\gamma'_m}^{\gamma'_M} \frac{dn'_e}{d\gamma'_e} d\gamma'_e = (4\gamma_{12} + 3)n', \quad (2.63)$$

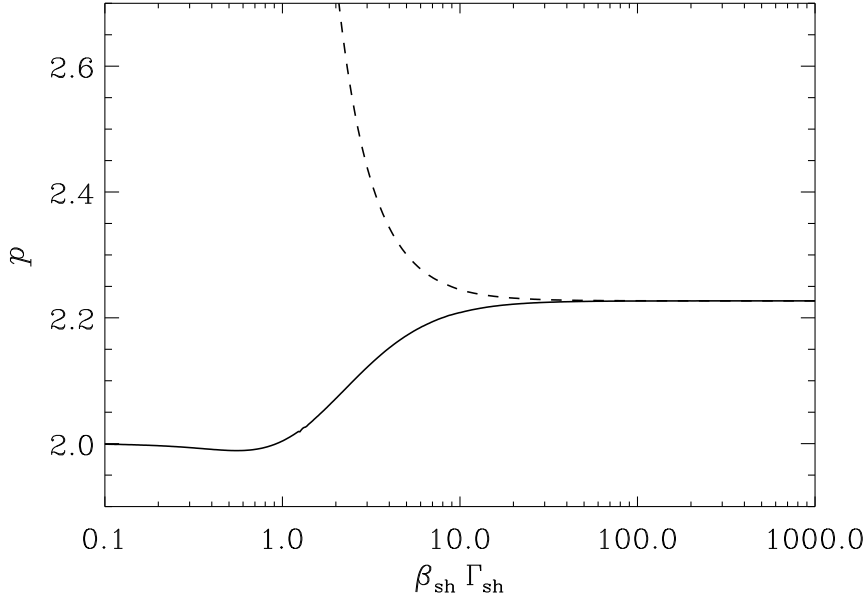


图 2.1 一阶Feimi加速中激波罗伦兹因子与激波化质子(电子?)的幂律分布指数的关系: 虚线代表波前流体是极端相对论热的, 实线代表波前流体是冷的。取自Gallant (2002).

$$\int_{\gamma'_m}^{\gamma'_M} \frac{dn'_e}{d\gamma'_e} \gamma'_e m_e c^2 d\gamma'_e = \epsilon_e (4\gamma_{12} + 3)(\gamma_{12} - 1) n' m_p c^2, \quad (2.64)$$

这里已经假定了产生的内能的 ϵ_e 部分已经转化为了电子的无规运动能, n' 为波前流体的随动系介质密度。如果 $p > 2.05$ 并考虑到 $\gamma'_M \gg 1$ *,我们可以得到

$$\gamma'_m \approx \frac{p-2}{p-1} \frac{m_p}{m_e} \epsilon_e (\gamma_{12} - 1) + 1, \quad (2.65)$$

对于 $p < 2$ 怎样计算 γ'_m 尚不清楚(Dai & Cheng 2001; Xue et al. 2009).

2.3 辐射的计算

在GRB研究中最常用到的辐射机制是同步辐射和逆康普顿散射。下面分别介绍其计算(以下内容摘自Fan & Piran 2008). **注意:**在具体的辐射计算中我们一般用 Γ 来代替 γ_{12} ,尤其是外激波阶段. 这多少和一些经典文章混淆,例如Sari et al. (1998)里面就用的是 γ .

* $\gamma'_M = 4 \times 10^7 / B'^{1/2}$ 可以由电子的同步辐射时标和激波对电子的加速时标 $\approx 2\pi R_L / c$ 相等得到, 这里的 $R_L = \gamma'_e m_e c^2 / eB'$ 是拉莫半径, B' 为磁场强度.

2.3.1 同步辐射

同步辐射的典型频率以及电子的同步辐射冷却时标都依赖于电子的罗仑兹因子以及磁场强度. 假定辐射区的定向运动罗仑兹因子为 $\Gamma > 1$, 观测者系中光子将相应的蓝移. 观测者系里电子的同步辐射典型频率为(Rybicki & Lightman 1979)

$$\nu_{\text{syn}} = \frac{\mathcal{D}\nu'_{\text{syn}}}{1+z} \approx \frac{eB'}{2\pi(1+z)m_e c} \gamma_e'^2 \Gamma, \quad (2.66)$$

这里的 $\mathcal{D} \equiv [\Gamma(1 - \beta_\Gamma \cos \theta)]^{-1}$ 是所谓的Doppler因子. 磁场的强度可以估计为

$$B' \approx 0.04 \left(\frac{\epsilon_B}{0.01} \right)^{1/2} n^{1/2} \Gamma \beta \text{ Gauss}. \quad (2.67)$$

在辐射区随动系中, 单个电子的同步辐射功率为(Rybicki & Lightman 1979)

$$P'_{\text{syn}} = \frac{4}{3} \sigma_T c U'_B (\gamma_e'^2 - 1). \quad (2.68)$$

对于一个热运动罗仑兹因子为 γ_e' 的电子, 其冷却时标为 $t'_c \approx \gamma_e' m_e c^2 / P'_{\text{syn}}$. 如果 t'_c 小于通常的动力学时标 $t'_d \approx R/\Gamma c$, 电子冷却很快(我们称之为快冷却), 这里的 R 是激波面距离暴源的距离. 我们可以定义电子的冷却罗仑兹因子 γ'_c (满足 $t'_c = t'_d$), 即

$$\gamma'_c \approx \frac{6\pi\Gamma m_e c^2}{\sigma_T R B'^2}. \quad (2.69)$$

如果 $\gamma'_c > \gamma'_m$, 大多数电子的冷却不是很快, 我们称这种情形为慢冷却. 电子的同步辐射显然也会反过来改变电子集体的能量分布函数 $N_{\gamma'_e}$. 电子的连续性方程为

$$\frac{\partial N_{\gamma'_e}}{\partial t'} + \frac{\partial}{\partial \gamma'_e} (N_{\gamma'_e} \frac{d\gamma'_e}{dt'}) = Q, \quad (2.70)$$

这里 $\frac{d\gamma'_e}{dt'} \approx -\frac{\sigma_T B'^2}{6\pi m_e c} \gamma_e'^2$, $Q \propto \gamma_e'^{-p}$ for $\gamma'_m \leq \gamma'_e \leq \gamma'_M$.

如果电子的分布达到了稳恒, $\frac{\partial N_{\gamma'_e}}{\partial t'} = 0$. 我们有 $\frac{\partial}{\partial \gamma'_e} (N_{\gamma'_e} \frac{d\gamma'_e}{dt'}) = Q$. 无论是快冷却还是慢冷却, 对于能量 $\gamma'_e > \gamma'_c$ 的电子其冷却非常的快, $N_{\gamma'_e} \propto (d\gamma'_e/dt')^{-1} \int Q d\gamma'_e \propto \gamma_e'^{-(p+1)}$. 如果 $\gamma'_m < \gamma'_e < \gamma'_c$, 冷却不重要所以 $\propto Q \propto \gamma_e'^{-p}$. 对

于 $\gamma'_c < \gamma'_e < \gamma'_m$, 由于 $Q = 0$ 我们有 $N_{\gamma'_e} \propto \gamma'^{-2}_e$. 综上所述, 我们有

$$N_{\gamma'_e} \propto \begin{cases} \gamma'^{-(p+1)}_e, & \text{for } \gamma'_e > \max\{\gamma'_c, \gamma'_m\}, \\ \gamma'^{-p}_e, & \text{for } \gamma'_c > \gamma'_e > \gamma'_m, \\ \gamma'^{-2}_e, & \text{for } \gamma'_m > \gamma'_e > \gamma'_c. \end{cases} \quad (2.71)$$

同步辐射的谱也可以很方便的估计. 单个电子的同步辐射谱可以比较好的近似为

$$F'(x) \approx 2.149 \frac{\sqrt{3}e^3 B'}{m_e c^2} x^{1/3} e^{-x}, \quad (2.72)$$

这里的 $x \equiv \nu'/\nu'_{\text{syn}}$ 以及 $\nu' = (1+z)\mathcal{D}^{-1}\nu$ (ν 是观测者坐标系里的频率). 我们发现 $F'(x)$ 的峰值在 $x = 1/3$. 如果同步自吸收不重要, 对于 $\nu < \min\{\nu_c, \nu_m\}$, 辐射是对电子的低能端辐射谱 $F_\nu \propto \nu^{1/3}$ 的迭加, 这里的 $\nu_c \equiv \nu_{\text{syn}}(\gamma'_c)$ 和 $\nu_m \equiv \nu_{\text{syn}}(\gamma'_m)$. 在高一些的频段, 利用 $F_\nu d\nu \propto N_{\gamma'_e} P'_{\text{syn}} d\gamma'_e$ 和 $\nu \propto \gamma'^2_e$, 我们得到 $F_\nu \propto \nu^{-1/2}$ for $\nu_c < \nu < \nu_m$, $F_\nu \propto \nu^{-(p-1)/2}$ for $\nu_m < \nu < \nu_c$ and $F_\nu \propto \nu^{-p/2}$ for $\max\{\nu_m, \nu_c\} < \nu$. 最后我们得到了幂律近似的同步辐射谱(see also Sari et al. 1998)

$$F_{\nu, \text{syn}} \propto \begin{cases} \nu^{-p/2}, & \text{for } \nu_M > \nu > \max\{\nu_c, \nu_m\}, \\ \nu^{-(p-1)/2}, & \text{for } \nu_c > \nu > \nu_m, \\ \nu^{-1/2}, & \text{for } \nu_m > \nu > \nu_c, \\ \nu^{1/3}, & \text{for } \min\{\nu_c, \nu_m\} > \nu. \end{cases} \quad (2.73)$$

说明: 我们没有考虑同步自吸收的影响, 对于早期的光学尤其是射电辐射其影响可能很大, 同步自吸收频率的计算可直接参阅 Wu et al. (2003) 的附录.

相应的最大辐射流量为 (Wijers & Galama 1999)

$$F_{\nu, \text{max}} \approx \frac{(1+z)e^3 N_{e, \text{tot}} \Gamma B'}{4\pi m_e c^2 D_L^2}, \quad (2.74)$$

这里的 $N_{e, \text{tot}}$ 是辐射区的总电子数, D_L 是辐射区和观测者之间的光度距离,

$$D_L = c(1+z)H_0^{-1} |\Omega_k|^{-\frac{1}{2}} \text{Sinn}\{|\Omega_k|^{\frac{1}{2}} \int_0^z dz' [(1+z)^2(1+\Omega_M z') - z'(2+z')\Omega_\Lambda]^{-\frac{1}{2}}\}, \quad (2.75)$$

这里的 $\Omega_k = 1 - \Omega_M - \Omega_\Lambda$. 对于 $\Omega_k > 0$, “Sinn” 应取为 “sinh” 否则取为 “sin”. 在本

讲义中我们取 $\Omega_M = 0.3$ 和 $\Omega_\Lambda = 0.7$.

对于激波加速的电子, 其最大的同步辐射频率为(Cheng & Wei 1996)

$$\begin{aligned} h\nu_M &= \frac{\mathcal{D}h\nu'_M}{1+z} \approx \frac{heB'}{2\pi(1+z)m_e c} \gamma'^2_M \Gamma \\ &\approx \frac{9hm_e c^3}{16(1+z)\pi^2 e^2} \Gamma \approx \frac{30\Gamma}{1+z} \text{ MeV}. \end{aligned} \quad (2.76)$$

对于瞬时辐射, $\Gamma \sim 100 - 1000$, 我们发现 $h\nu_M \sim$ 可以高达几个甚至几十个GeV. 在早期余辉阶段 $h\nu_M \sim 10 - 100 \text{ MeV}$. 对于更高能段的辐射显然需要其它辐射机制的贡献.

质子的同步辐射功率比具有相同罗仑兹因子的电子低 $(m_e/m_p)^2$ 倍. 假定一个幂律分布的激波加速的质子 $dn'/d\gamma'_p \propto (\gamma'_p - 1)^{-p}$, 其最小罗仑兹因子, 冷却罗仑兹因子以及最大的罗仑兹因子分别为

$$\gamma'_{m,p} = (1 - \varepsilon_e - \varepsilon_B)(\gamma_{ud} - 1)(p - 2)/(p - 1) + 1,$$

$$\gamma'_{c,p} \approx \frac{6\pi\Gamma m_p c^2}{\sigma_{T,p} R B'^2} \approx \left(\frac{m_p}{m_e}\right)^3 \gamma'_c,$$

$$\gamma'_{M,p} \approx (m_p/m_e) \gamma'_M,$$

注意对于质子, 其Thompson截面是 $\sigma_{T,p} = (m_e/m_p)^2 \sigma_T$. For $\gamma'_{c,p} > \gamma'_{M,p}$, we take $\gamma'_{c,p} = \gamma'_{M,p}$. 质子的典型同步辐射频率为

$$\nu_{\text{syn},p} = \frac{\mathcal{D}\nu'_{\text{syn},p}}{1+z} \approx \frac{eB'}{2\pi(1+z)m_p c} \gamma'^2_p \Gamma.$$

利用 $\nu_{m,p} = \nu_{\text{syn},p}(\gamma'_{m,p})$, $\nu_{c,p} = \nu_{\text{syn},p}(\gamma'_{c,p})$ and $\nu_{M,p} = \nu_{\text{syn},p}(\gamma'_{M,p})$, 我们可以非常直接的得到幂律分布的质子的同步辐射谱, 形式上和eq.(2.73)一模一样. 我们注意到

$$\nu_{M,p} \sim (m_p/m_e) \nu_M$$

可以到TeV能段. 但是对于通常的GRB激波参数, 质子的TeV辐射不如电子的同步自康普顿重要(Zhang & Mészáros 2001).

2.3.2 逆康普顿散射

在一个软光子场中运动的电子将会通过逆康普顿散射损失能量(Rybicki & Lightman 1979) 并在高的能段贡献一个新的谱成分

$$\nu_{\text{ic}} = \frac{\mathcal{D}\nu'_{\text{ic}}}{1+z} \approx \frac{2\Gamma}{1+z} \frac{\gamma_e'^2 \nu'_{\text{se}}}{1+g}, \quad (2.77)$$

这里的 ν'_{se} 是种子光子的频率, $g \equiv \gamma_e' h \nu'_{\text{se}} / m_e c^2$.

在Thompson极限下, $g \ll 1$, 所以

$$\nu'_{\text{ic}} \approx \gamma_e'^2 \nu'_{\text{se}}. \quad (2.78)$$

在Klein-Nishina 极限下, $g \geq 1$, 我们有

$$\nu'_{\text{ic}} \approx \gamma_e' m_e c^2 / h. \quad (2.79)$$

在这种情形下, 除了能量放大上受到抑制, 散射的截面也减小到(Rybicki & Lightman 1979)

$$\sigma(\nu'_{\text{se}}, \gamma_e') = \frac{3}{4} \sigma_T \left\{ \frac{(1+g)}{g^3} \left[\frac{2g(1+g)}{(1+2g)} - \ln(1+2g) \right] + \frac{1}{2g} \ln(1+2g) - \frac{(1+3g)}{(1+2g)^2} \right\} \quad (2.80)$$

为方便起见我们定义 $A(g) \equiv \sigma(\nu'_{\text{se}}, \gamma_e') / \sigma_T$.

逆康普顿效应的显著性依赖于康普顿参数

$$Y_{\text{ic}} \equiv P'_{\text{ic}} / P'_{\text{syn}}, \quad (2.81)$$

这里的 P'_{ic} 是康普顿辐射的功率, 它可以被近似地表达为 $P'_{\text{ic}} \approx A(g) \sigma_T c (\gamma_e'^2 - 1) U'_\gamma / (1+g)$, 此处 U'_γ 是种子光子的能量密度. 我们因此得到

$$Y_{\text{ic}} \approx \frac{A(g)}{1+g} \frac{U'_\gamma}{U'_B} \approx \frac{U'_\gamma}{U'_B} \begin{cases} 1, & \text{for } g \ll 1, \\ \frac{1}{g^2}, & \text{for } g \gg 1. \end{cases} \quad (2.82)$$

如果 $Y_{\text{ic}} < 1$, 逆康普顿效应不重要可以忽略. 如果 $Y_{\text{ic}} > 1$, 逆康普顿效应很重要, 甚至高阶的IC更重要, 直到进入散射的Klien-Nishina 极限.

一般的

$$P'_{\text{ic}}(\gamma'_e) = \int_0^\infty h\nu'_{\text{ic}} \frac{dN'_\gamma}{dt' d\nu'_{\text{ic}}} d\nu'_{\text{ic}}. \quad (2.83)$$

$dN'_\gamma/dt' d\nu'_{\text{ic}}$ 是单个电子的逆康普顿散射谱(Blumenthal & Gould 1970). 假定种子光子在随动系中是各向同性的, 我们可以把 $dN'_\gamma/dt' d\nu'_{\text{ic}}$ 表示为

$$\frac{dN'_\gamma}{dt' d\nu'_{\text{ic}}} = \frac{3\sigma_T c}{4\gamma_e'^2} \frac{n'_{\nu'_{\text{se}}}}{\nu'_{\text{se}}} \frac{d\nu'_{\text{se}}}{\nu'_{\text{se}}} [2q \ln q + (1+2q)(1-q) + \frac{1}{2} \frac{(4gq)^2}{1+4gq} (1-q)], \quad (2.84)$$

这里的 $f \equiv h\nu'_{\text{ic}}/(\gamma'_e m_e c^2)$ 满足 $h\nu'_{\text{se}}/(\gamma'_e m_e c^2) \leq f \leq 4g/(1+4g)$, $q \equiv f/[4g(1-f)]$, $n'_{\nu'_{\text{se}}}$ 是单位体积里的种子光子的频率分布(Blumenthal & Gould 1970).

同时考虑同步辐射和逆康普顿散射后电子的冷却率为

$$\frac{d\gamma'_e}{dR} = -\frac{4\sigma_T}{3m_e c^2} \frac{U'_B}{\beta_T \Gamma} [1 + Y_{\text{ic}}] \gamma_e'^2 - \frac{\gamma'_e}{R}, \quad (2.85)$$

这里 $dR \approx \Gamma \beta_T c dt'$. 相应的冷却罗伦兹因子变为

$$\gamma'_c = \frac{6\pi \Gamma m_e c^2}{(1 + Y_{\text{ic}}) \sigma_T R B'^2}. \quad (2.86)$$

对于球面状的辐射区, 观测到的IC 辐射流量为

$$\begin{aligned} F_{\nu_{\text{ic}}} &= \frac{(1+z)}{16\pi^2 D_L^2} \int \mathcal{D}^3 h\nu'_{\text{ic}} \frac{dN'_\gamma}{dt' d\nu'_{\text{ic}}} N_{\gamma'_e} d\gamma'_e d\Omega \\ &\approx \frac{(1+z)\Gamma}{4\pi D_L^2} \int h\nu'_{\text{ic}} \frac{dN'_\gamma}{dt d\nu'_{\text{ic}}} N_{\gamma'_e} d\gamma'_e. \end{aligned} \quad (2.87)$$

对于幂律分布的电子 $N_{\gamma'_e} \propto \gamma_e'^{-p}$, 所得的IC谱对种子光子的分布 $n'_{\nu'_{\text{se}}}$ 的依赖性很弱并可被近似为(see eq.(2.76) and eq.(2.88) of Blumenthal & Gould 1970 for details)

$$F_{\nu_{\text{ic}}} \propto \begin{cases} \nu_{\text{ic}}^{-(p-1)/2}, & \text{for } g \ll 1, \\ \nu_{\text{ic}}^{-p}, & \text{for } g \gg 1. \end{cases} \quad (2.88)$$

第三章 GRB中心能源模型,初始火球加速以及瞬时辐射模型

由于GRB余辉研究在可以提供一些可靠的中心能源信息,因此目前我们对GRB的前身星已经有了比较明确的了解.但是能量提取的具体机制目前仍不清楚.初始火球的加速,由于涉及的物理比较极端,不确定性也较低,所以一般认为问题也得到了比较好的认识.

伽玛暴的本身的暴发机制就模糊的多了.模型很多,但绝大部分都是概念性的.由于计算过程过于复杂,所得结果不确定性很大,说服力不强.

3.1 GRB的中心能源模型

3.1.1 基本观测对能源模型的限制

1) 一般认为GRB外流体是一个喷流,典型张角在 $1^\circ - 30^\circ$ 之间.

2) GRB的内禀能量(也就是几何修正后的能量)在 $10^{51} - 10^{52}$ ergs,整体的相对论运动的罗伦兹因子约为 $\Gamma_m = 10^2 - 10^3$.

3) 长GRB看起来和大质量恒星的死亡有关,因为在余辉观测中人们直接看到了后期浮现的超新星成分并在余辉模拟中发现了星风环境;短暴看起来和双中子星合并有关.当然部分长暴长暴也可以起源于致密星的并合(例如黑洞和白矮星的合并;奇异星和白矮星的合并;甚至双中子星的合并).

4) 中心能源剧烈喷发的时标介于几秒-几百秒之间.典型pulse的持续时标大致为0.01秒-1秒.

5) 不同Shell的罗伦兹因子相差要大,由内能转化为动能的效率要高.

6) 不同pulse间的宁静期要足够长.

客观的讲,现在的所有能源模型都有这样那样的缺点,但他们各自也取得了一定的成功.对于长暴,目前绝大多数观测支持塌缩星(Collapsar)模型(Woosley 1993);对于短暴,目前的迹象表明它们更可能来源于中子星合并(Eichler et al. 1989).部分长暴起源于致密星合并也得到了部分观测的支持,如GRB 060614的观测(Fynbo et al. 2006).下面简单的加以介绍(较全面的综述见Cheng & Lu 2001; Piran 1999; Zhang & Mészáros 2004; Piran 2005).

3.1.2 塌缩星模型

这里提到的塌缩星模型主要包括了四个工作(Woosely 1993; Paczyński 1998; MacFadyen & Woosley 1999; MacFadyen et al. 2001),前两者给出了基本的物理图象,后两者给出了数值模拟的结果.

Woosely的基本物理图像是: 对于具有一个半径为 3×10^{10} cm,质量为 $10-15M_{\odot}$ 的氦星,其Fe核质量大致为 $1.5-2.3M_{\odot}$,铁核的质量过大发生坍塌. 外面的物质(尤其是自转轴方向上的物质由于没有离心力的束缚,最先被吸积)被吸积,此时的吸积率可以高达 $0.5M_{\odot} s^{-1}$. 中心天体不断放出热中微子,质量也不断增加,最后形成恒星级质量黑洞. 黑洞形成以后物质继续被吸积,但吸积率随 t^{-1} 衰减,具有较大角动量的物质在赤道面上堆积形成一个吸积盘(质量约为 $0.1-1M_{\odot}$). 盘形成后,盘上物质通过粘滞过程损失角动量,损失角动量较多的粒子再被黑洞吸积,整个过程对应的时标可以如下估算: $\tau_v \sim \Omega r^2 / (10^{-2} c_s^2)$,这里的 $c_s \sim 10^9$ cm s $^{-1}$ 是盘上的声速, Ω 是自转角速度. 对于 $r = 30$ km, $\Omega = 3000$ 我们有 $\tau_v = 3$ s. 对于盘上更外面的物质该时标可以更长. 现在吸积率可以简单的用吸积盘上的物质质量除以前面给出的时标. 另外我们知道吸积过程中放出的能量可以简单的估计为: $\dot{M}c^2/12$. 显然对于吸积率达到几十分之一一个太阳质量的吸积率,相应释放出的光度可达 10^{52} ergs s $^{-1}$. 理论上该过程的重子污染很严重,但Zhang, W. Q.等(2004)的计算表明一个相对论的喷流在大质量恒星的包层中穿行,在穿出包层后确实能得到一个相对论性的喷流.

Paczynski (1998)的模型和上面的很是相近. 在他的模型中,大质量恒星演化的最后阶段,恒星的内核塌缩成为一个质量约10个太阳质量的快速旋转的黑洞(转动能量可达 $E_{\text{rot, max}} \approx 5 \times 10^{54}$ ergs $M_{\text{BH}}/10M_{\odot}$),外核(角动量较大的部分)形成一个吸积盘. 在他的模型中需要高达 10^{15} G 的磁场来提取黑洞的转动能,进而能够通过 $B - Z$ 机制 $[L_{\text{B, max}} \approx 10^{51}(B/10^{15}\text{G})^2(M_{\text{BH}}/10M_{\odot})]$ 产生一个类似于microquasar的暴发现象(1977).

MacFadyen et al. 的数字结果显示(2001): 对于第一类塌缩星(Fe核直接塌缩),能量主要以 $\bar{\nu}\nu \rightarrow e^+e^-$ 释放,由于能量释放时间较短,计算表明能量不够,重子污染较严重;对于第二类塌缩星(中子星+物质回流 \rightarrow 黑洞),回流(fallback)的时间长,大量重子物质的回落大大的降低了重子污染,能够实现成功的暴发.

Cheng & Dai 针对Woosely 模型(1993)中存在的重子污染较大的问题,提出了两步模型(2001). 其思想精髓就是核心塌缩时形成一个喷流,该喷流把局部的包

层吹成一个泡,回落过程被吸积物质的引力能释放再次形成一个喷流,该喷流顺着前面的喷流留下的空腔中运行,最后作用在泡上面,此时它所面临的重子物质只有 $M'_B = (\Delta\Omega/4\pi)^2 M_B$, 取 $M_B = 10M_\odot$, $\Delta\Omega \sim 0.01$, 我们有 $M'_B \simeq 10^{-3}M_\odot$, 较好的缓解了重子污染问题.

3.1.3 超中子星模型

Vietri & Stella 提出了所谓的超中子星模型(1998), 他们的理论基础是: 目前所有的状态方程都允许一种超大质量中子星的存在. 这些中子星尽管角动量有大有小, 但绝对不能是静止的. 它们的质量也大于静止中子星的最大质量. 典型的物理参量是: $M \approx 2 - 3.5M_\odot$, 赤道面上的半径为 $R_{\text{eq}} \approx 11 - 18\text{km}$, 自转角速度为 $\omega \approx 8,000 - 12,000\text{s}^{-1}$. 尽管快速旋转, 总的角动量值一般也只介于 $j \equiv GM^2/c \approx 0.6 - 0.78$. 这个物理模型一个非常重要的特点是: 在绝大部分参数空间中该中子星损失其角动量: 一方面该星体不断被加速, 另一方面该星体又不断收缩, 减少了转动惯量. 相应的磁偶极辐射增强. 当角动量损失到一定程度, 外部吸积加剧, 整个系统无法保持平衡, 发生一个向内的暴发, 形成一个黑洞. 假定超大质量的中子星通过磁偶极辐射损失能量和角动量, 另外整个星体的转动动能为 $E_{\text{rot}} = J\omega/2$. 前面所述过程发生的时标可以如下估算:

$$t_{\text{sd}} \equiv \frac{J}{\dot{J}} = 10\text{yr} \frac{j}{0.6} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^2 \left(\frac{15\text{km}}{R_{\text{eq}}}\right)^6 \left(\frac{10^4\text{s}^{-1}}{\omega}\right)^4 \left(\frac{10^{12}\text{G}}{B}\right)^2 \quad (3.1)$$

注意到中子星表面的磁场可能强达 10^{12}G , 在吸积物质组成的晕(torus)中, 由于交叉自转, 该磁场可能能被放大到 10^{15}G , 其磁偶极辐射的功率将达到

$$\dot{E}_{\text{mg}} \sim 4 \times 10^{49} \text{ergs s}^{-1} B_{15}^2 P_{\text{ms}}^{-4} R_6^6, \quad (3.2)$$

可能能够产生不是非常亮的那类GRB. 这个模型和下面的磁星模型(Ussov 1992)的不同之处在于超中子星模型中磁场是在晕中被放大所致, 而磁星模型中涉及的磁场是中子星的表面场.

该模型的优点是超新星提前爆发[较GRB而言], 超新星外流物把周围的介质带走, 所以重子污染比较小. 另外, 对应于 t_{sd} , 超新星遗迹到达的半径近似为

$$R_s = 10^{18} \text{cm} (v_{\text{exp}}/3 \times 10^9 \text{cm s}^{-1})(t_{\text{sd}}/10 \text{yr}), \quad (3.3)$$

在该尺度上的柱密度可以估算为:

$$N_b = 10^{21} \text{cm}^{-2} (M_{\text{ej}}/10 M_{\odot})(R_s/10^{18} \text{cm})^{-2}, \quad (3.4)$$

这里的 M_{ej} 是喷发物的质量. 注意到抛射物中含有一定量的Fe, 故可以产生铁线.

3.1.4 磁星模型

Usov (1992)提出: 如果一个刚诞生的毫秒($P \sim \text{ms}$)脉冲星的表面磁场的强度达到 $B \sim 10^{15} \text{G}$ 以上, 则强达 $\sim 10^{52} \text{ergs s}^{-1}$ 的磁偶极辐射足以提供我们观测到的GRB的辐射光度

$$L_{\text{mg}} \sim 4 \times 10^{51} \text{ergs s}^{-1} B_{16}^2 P_{\text{ms}}^{-4} R_{s,6}^6. \quad (3.5)$$

这里的 R_s 是磁星的表面半径. 该模型近来受到一定的重视, 因为: (1) 有人讲一些GRB的 γ 波段辐射是高偏振的(Coburn & Boggs 2003); (2) 有迹象表明GRB的反向激波区域是磁化的(Fan et al. 2002; Zhang et al. 2003; Kumar & Panaitescu 2003); (3) 观测的确表明磁星表面的磁场可以强达 10^{15}G (Kouveliotou et al. 1998).

3.1.5 双中子星合并模型

双中子星的合并模型是80年代为数不多的几个宇宙学GRB模型之一(Paczynski 1986; Eichler 1989). 目前在我们银河系中探测到了5个双中子星系统, 考虑到中子星辐射的集束效应, 真实的数目大致是30多个. 他们的旋转周期随时间衰减(由于引力辐射损失能量), 最后将会在 10^8years 左右发生合并. 对于我们这样的星系, 发生率是 $10^6 - 10^7$ 年一次, 这和观测到的GRB的发生率大体是相当的. 所以双中子星合并模型是具有坚实的观测基础的.

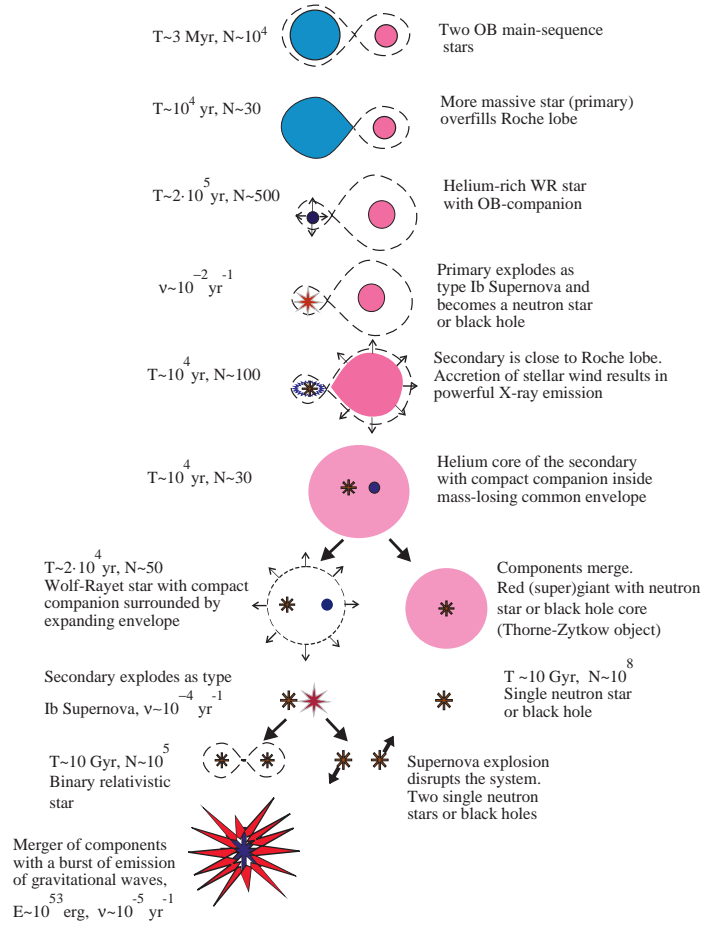


图 3.1 大质量双星的演化示意图—直到双星合并(Yungelson & Zwart 1998).

当双中子星合并后形成一个恒星级质量的黑洞和一个小的吸积盘(质量约为 $0.1-0.2M_{\odot}$). 吸积盘上的物质被黑洞吸积发出强的引力辐射和中微子辐射, 产生我们看到的GRB. 但理论分析(Narayan et al. 2001)以及更全面的数值模拟表明双中子星合并似乎只能产生短暴(Aloy et al. 2005). 不过其他理论家认为产生长暴的可能性也不能排除(Kluźniak, & Ruderman 1998; Rosswog et al. 2003).

3.1.6 相变模型

有人认为奇异物质比Fe56更稳定, 据此Cheng & Dai (1996)提出: 对于一个低质量的X射线双星, 其中一个不断的吸积另一中子星的物质, 当其质量增加0.5个太阳质量或更多时, 它将发生相变: 中子星奇异化为奇异星, 同时放出大量的能量. 平均而言每个重子可以释放20-30MeV的能量, 这样整体放出的能量可以高达 $4 - 6 \times 10^{52}$ ergs. 这个模型的优点是: 重子物质的含量低, 典型

值约为 $10^{-6} - 10^{-5}M_{\odot}$. 具体的能量释放方式可以是: 奇异星的冷却一般是通过正反中微子的逃逸来实现. 考虑到中微子的数密度实在太太, 在接近壳层表面处 $\bar{\nu}\nu \rightarrow e^+e^-$, 这个过程产生的总能量约为 $E_I \sim 2 \times 10^{48}(T/10^{11}\text{K})^4\text{ergs}$, 这样一个过程的持续时标大致为一秒. 另一方面, $n + \nu_e \rightarrow p + e^-$ 以及 $p + \nu_e \rightarrow n + e^+$ 在能量的聚集过程中也发挥了重要的作用, 其积分光深大致为 $\tau \sim 4.5 \times 10^{-2}\rho_{11}^{4/3}T_{11}^2$, 这里的 ρ_{11} 是星体的密度(以 $10^{11}\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 为单位). 这样整体的能量Deposition可以估计为 $E_{II} \sim E_{\text{th}}(1 - e^{-\tau}) \sim 2 \times 10^{52}\text{ergs}$, 这里的 $E_{\text{th}} = 5 \times 10^{51}\text{ergs}(\rho/\rho_0)^{2/3}R_6^3T_{11}^2$, 即简单假设整个星体是一个Fermi球的总热能. 为得到具体的数值时我们前面取了典型参数 $\rho_{11} = 4.3$.

3.2 初始火球的加速

诚如Piran(1999)所言: 我们对伽玛暴的正确认识是从对火球的致密性问题的讨论开始的. 火球的致密性问题首先由Ruderman (1975) 和Schmidt (1978)指出, 在长时间里被认为是一个摒弃宇宙学模型的重要依据. 但考虑了辐射区域做极端相对论运动后这个疑难得到了令人满意的解决.

3.2.1 经典火球的基本概念

我们在第一章中提到观测发现一次暴发的各向同性总能量可以高达 $E_{\gamma} = 10^{53}\text{ergs}$ (光度在 $10^{51} - 10^{52} \text{ erg/s}$), 典型的快光变时标 $\delta t \approx 10\text{ms}$ 意味着中心能源的尺度 $R_0 \approx c\delta t \approx 3 \times 10^8\text{cm}$. 在这样小的体积内释放如此大量的能量将产生高光深的由正负电子对组成的温度高达MeV的等离子体系统(大量的高能光子产生后又马上湮灭)-火球.

3.2.2 火球的光深

我们知道对于两个能量满足阈值条件 $\epsilon_{\gamma_I}\epsilon_{\gamma_{II}} \geq 2(m_e c^2)^2\Gamma^2$ 的 γ 光子可能会湮灭成为一对正负电子对 e^{\pm} , 这里的 $\epsilon_{\gamma_I} \sim 511\text{keV}$ (低能)以及 $\epsilon_{\gamma_{II}}$ (高能)是观测到的光子的能量. 这种纯由正负电子对组成的火球的光深可以估计为

$$\tau_{\gamma\gamma \rightarrow e^{\pm}} = \sigma_T \frac{L\delta t}{(4/3)\pi R_0^3 m_e c^2} \cdot R_0 \approx 3 \times 10^{14} L_{52} \delta t_{-2} R_{0,8.5}^{-2} \quad (3.6)$$

注意在本论文中,除非特别指出我们记 $Q_{x,y} = Q_x/10^y$. 显而易见,火球的光深远大于1,系统很快就达到了热平衡状态,温度为

$$T_0 \sim 400 L_{52}^{1/4} R_{0,8.5}^{-1/2} \text{ keV}. \quad (3.7)$$

3.2.3 火球的相对论性运动的必要性

由前文知道静止火球的光深实在太太,如果真实情况是这样,那么我们观测到的将是黑体谱. 可是观测表明伽玛暴主要是非热辐射. 所以怎样解决这个疑难尤为重要. Krolik & Pier (1991)指出如果辐射源相对我们做极端相对论运动则光深疑难可以得到解决,感兴趣的读者可以参阅原文. 物理上可以简单的理解如下: 1 相对论运动下我们看到的辐射来自于半径 $R \approx 2\Gamma^2 c\delta t$, 远比以前估算中采用的 $R_0 = c\delta t$ 大. 2 随动系中电子对产生的能量阈值得到了很大提高. 这两者显然都有利于解决光深疑难. 下面我们给出一个便捷的推导.

随动系中的两个光子碰撞产生一对正负电子对所要满足的阈值条件为 $\epsilon_{\gamma I} \epsilon_{\gamma II} > (m_e c^2)^2 \Gamma^2$. 另一方面满足阈值条件的光子数目为 $N_{>\nu} \propto \int_{\epsilon_{\gamma II}} \nu^{-\alpha} d\nu \propto \epsilon_{\gamma II}^{-(\alpha-1)} \propto \Gamma^{-2(\alpha-1)}$, 这里的 $\nu^{-\alpha}$ 是观测到的GRB光子数分布谱. 根据近似公式(Lithwick & Sari 2001)

$$\tau_{\gamma\gamma} = \frac{(11/180)\sigma_T N_{>\nu}}{4\pi(2\Gamma^2 c\delta t)^2}, \quad (3.8)$$

我们最后得到

$$\tau_{\gamma\gamma} \propto \Gamma^{-2(1+\alpha)}. \quad (3.9)$$

对于 $\Gamma \sim 100$ 以及 $\alpha = 2.2$, 我们有 $\Gamma^{-2(1+\alpha)} \sim 10^{-13}$! 可见相对论性修正是多么的重要.

值得指出:火球的极端相对论运动这一推测得到了后期余辉拟合的支持(e.g., Panaitescu & Kumar 2001, 2002; Molinari et al. 2007), 这表明极端相对论运动作为致密性问题的解决方案是可靠的.

3.2.4 极端相对论火球加速过程的标量关系

Piran, Shemi & Narayan (1993)给出了极端相对论火球加速过程的标量关系. 他们的工作假设为: 1). 外部介质的能量, 物质密度比火球小的多, 可以看成真空. 2). 光深 $\tau_{\gamma\gamma \rightarrow e^\pm} \gg 1$, 光子间有强的耦合, 辐射表现出流体性质. 3). 重子物质与辐射流体也有强的耦合, 这样重子物质与流体有相同的速度. 4). 辐射压强占主导地位, 因此 $p' = e'/3$. 现在重子数的数密度守恒, 能量流, 动量流的守恒可以表述如下(Piran 1993)

$$\frac{\partial}{\partial t}(n'\Gamma) + \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R}(R^2 n' u) = 0, \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(e'^{3/4}\Gamma) + \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R}(R^2 e'^{3/4} u) = 0, \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}[(n' + \frac{3}{4}e')\Gamma u] + \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R}[R^2(n' + \frac{3}{4}e')u^2] = -\frac{1}{3} \frac{\partial e'}{\partial R}, \quad (3.12)$$

这里 $u = \Gamma\beta_\Gamma$, Γ 是壳层的定向运动罗仑兹因子, β_Γ 是相应的速度. 为了方便, 式中 $c = 1$ 以及 $m_p = 1$. 注意本书中加上标“'”的物理量都代表是在随动系所测定的. 径向距离 r , 时间 t , 以及 Γ , β_Γ 都是在观测者系中测定的.

利用 $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \beta_\Gamma \frac{\partial}{\partial R}$ 以及假定在短时期的加速以后壳层已经是极端相对论的了($\Gamma \gg 1$, $\beta_\Gamma \simeq 1$, $u \simeq \Gamma$), 式(3.10-3.12)可以被整理为

$$\frac{d}{dt}(n'\Gamma) + \frac{2n'\Gamma}{R} \simeq 0, \quad (3.13)$$

$$\frac{d}{dt}(e'^{3/4}\Gamma) + \frac{2e'^{3/4}\Gamma}{R} \simeq 0, \quad (3.14)$$

$$\frac{d}{dt}[(n' + \frac{4}{3}e')\Gamma^2] + \frac{2(n' + \frac{4}{3}e')\Gamma^2}{R} \simeq 0. \quad (3.15)$$

为得到式(3.15), 我们忽略了 $\frac{1}{3} \frac{\partial e'}{\partial R}$, 因为 $\frac{1}{3} \frac{\partial e'}{\partial R} \sim \frac{e'}{3R} \ll \frac{2(n' + \frac{4}{3}e')\Gamma^2}{R}$.

利用 $R \simeq \beta_\Gamma t \simeq t$, 我们得到了下面的关系:

$$R^2 n' \Gamma = \text{constant}, \quad R^2 e'^{3/4} \Gamma = \text{constant},$$

$$R^2(n' + \frac{4}{3}e')\Gamma^2 = \text{constant}, \quad (3.16)$$

这和Piran(1993)结果是一致的. 在辐射为主的时期($e' \gg n'$), 我们得到

$$\Gamma \propto R, \quad n' \propto R^{-3}, \quad e' \propto R^{-4}. \quad (3.17)$$

在物质为主期间($e' \ll n'$), 我们得到

$$\Gamma \sim \text{constant}, \quad n' \propto R^{-2}, \quad e' \propto R^{-8/3}. \quad (3.18)$$

3.2.5 火球加速后的罗伦兹因子

一般而言火球中不仅载有光子, e^\pm , 还有少量的重子. 重子物质对火球的影响可以分为两个方面: 一是与重子物质相关联的电子增加了不透明度, 推迟了辐射的逃逸. 二是重子与火球一起被加速, 并将部分辐射能转化为重子物质的运动动能. 这两者都显然提高了火球的内能向外流体动能转化的效率.

由于重子成分的存在, 光深一般应写为

$$\tau = \tau_p + \tau_b. \quad (3.19)$$

$\tau_p \sim n'_\pm \sigma_T \Delta'$ 是正负电子对产生的光深, σ_T 表示的是Thompson截面, Δ' 是辐射区的厚度. 对于一个极端相对论热的高能光子和正负电子对组成的等离子体, 高温激发的电子对密度(n'_\pm)可以如下计算(Shemi & Piran 1990)

$$n'_\pm = \frac{\sqrt{2}}{\pi^{3/2}} \left(\frac{\hbar}{m_e c^2} \right)^{-3} \left(\frac{kT'}{m_e c^2} \right)^{3/2} e^{-m_e c^2 / kT'}. \quad (3.20)$$

所以

$$\tau_p = 8 \times 10^{13} T'^{3/4}_{100} \exp^{-5.1/T'_{100}} \Delta'_{8.5}. \quad (3.21)$$

注意这里的 T'_{100} 表示 $T'_{100} = T'/100 \text{ KeV}$. 令 $\tau_p = 1$ 以及 $\Delta'_{10} = 1$, 我们得到一个临界温度 $T'_{\text{cr,p}} \approx 15 \text{ keV}$. 低于该温度的外流体内所激发的正负电子对数目很少, 不值

得考虑.

重子成分所贡献的光深为

$$\tau_b = 3\sigma_T M / 4\pi m_B R^2 \propto R^{-2}, \quad (3.22)$$

这里 M 是重子物质的总质量, m_B 是单个重子的质量. 由于在加速相中, 温度 $T' \propto R^{-1}$, 我们发现 τ_p 随距离指数下降, 所以有可能当 $\tau_p \leq 1$ 时 τ_b 仍大于1. 这导致从光学厚到光学薄的转变被推迟. 同样的借助关系式 $T' \propto R^{-1}$, 我们可以定义一个临界温度 $T'_{cr,b}$, 在这个温度上 $\tau_b = 1$.

如果把火球的加速相近似的看成绝热相, 并结合上一小节的结果, 我们可以估计出 $\tau = 1$ 时火球的罗仑兹因子

$$\Gamma \approx T_0 / T'_{cr}, \quad (3.23)$$

这里的 $T'_{cr} = \min\{T'_{cr,p}, T'_{cr,b}\}$.

3.2.6 火球的分类

纯辐射火球: 在这种情形下, 重子物质(质量仍设为 M)非常的少. 外流体的绝大部分能量是以黑体辐射方式向外损失. 前面已经证实当 $T'_{cr,p} \leq 15 \text{ keV}$ 时, $\tau_p \leq 1$, 外流体不再得到有效的加速. 所以罗仑兹因子可以估计为

$$\Gamma \approx T_0 / T'_{cr,p} \approx 26 L_{52}^{1/4} R_{0,8.5}^{-1/2} (T'_{cr,p} / 15 \text{ keV})^{-1}. \quad (3.24)$$

相应的尺度为 $R_p \approx \Gamma R_0 \approx 8 \times 10^9 \text{ cm } L_{52}^{1/4} R_{0,8.5}^{1/2} (T'_{cr,p} / 15 \text{ keV})^{-1}$. 我们的题设假定是在 R_p 处 $\tau_b \ll 1$, 这给出(对于每个壳层)

$$M \ll M_p = 4\pi m_B R_p^2 / 3\sigma_T \sim 10^{-12} L_{52}^{1/2} R_{0,8.5} (T'_{cr,p} / 15 \text{ keV})^{-2} M_\odot. \quad (3.25)$$

富电子的火球: 在这种情形下后期的光深主要是由和重子伴生的电子所贡献. 当 $\tau \sim \tau_b \rightarrow 1$ 时, 火球的随体温度低于 $T'_{cr,p}$. 但是在这种情况下仍然是辐射为主导, 大部分能量通过黑体辐射损失掉.

在 $\tau = 1$ 时我们有 $\Gamma \simeq R_b / R_0$, 由于辐射损失, 此时壳层的总动能为 $E \leq L\delta t$.

所以壳层的物质质量可以估计为 $M \leq L\delta t / [(R_b/R_0)c^2]$. 由于在 R_b 处的 $\tau \approx 3\sigma_T L\delta t / [4\pi R_b^2 (R_b/R_0)m_B c^2] = 1$, 我们得到

$$\Gamma \sim (3\sigma_T \frac{L\delta t}{4\pi R_0^2 m_B c^2})^{1/3} = 2 \times 10^3 L_{52}^{1/3} \delta t_{-2}^{1/3} R_{0,8.5}^{-2/3}, \quad (3.26)$$

相应的

$$M_p < M < M_b = 2.5 \times 10^{-8} L_{52}^{2/3} \delta t_{-2}^{2/3} R_{0,8.5}^{2/3} M_\odot. \quad (3.27)$$

相对论性的重子火球: 在这种情况下火球在变成光学薄之前就进入物质占主导的阶段, 大部分能量转化为重子的定向动能, 其 $\Gamma \approx (L\delta t/Mc^2)$. 这时每个壳层

$$\eta_b \simeq \frac{L\delta t}{M_0 c^2}, \quad (3.28)$$

取 $\eta_b = 1$, 这要求

$$M_b < M < 5 \times 10^{-5} L_{52} \delta t_{-2} M_\odot. \quad (3.29)$$

牛顿火球: 在这种情况下静止能量超过了辐射能并且火球的膨胀永远不能变成相对论的——这就是超新星. 相应的要求是

$$M > 5 \times 10^{-5} L_{52} \delta t_{-2} M_\odot. \quad (3.30)$$

所列的四种火球中, 原则上前三种都可能产生GRB, 但对应于观测的很可能是第二、三种. 尤其是第三种.

3.3 瞬时辐射理论

3.3.1 伽玛暴的一般观测特征

3.3.1.1 高能波段观测

(1)空间分布: 第一章中已提到过, GRB在天球面上的分布是各向同性的, 在径向尺度上的分布是不均匀的. 在GRB的红移被测定前, 这是支持伽玛暴宇宙学起源的重要观测证据.

(2)持续时间和时间特性: “典型”伽玛暴持续时间是20秒, 但是观测到的暴的持续时间分布跨了6个量级, 从几毫秒到上千秒都有. BATSE探测到最短的暴

是5毫秒, 其中还有0.2毫秒的光变结构(Bhat et al. 1992), 但是典型的光变时标对于长暴大致为0.01s. 目前较长的暴可持续了上千秒, 例如GRB 060218和GRB 041219A.

持续时间的分布表明伽玛暴(至少)可分为长暴(> 2 s)和短暴(< 2 s)(Kouveliotou et al. 1993), 谱分析发现长暴较软, 短暴较硬(Dezalay et al. 1996), 如图3.2所示. 物理上的根源尚不是非常的清楚, 现在一般认为相当部分长暴可能诞生于大质量星的死亡(一部分可能来自致密星的合并), 短暴则诞生于双中子星的并合过程.

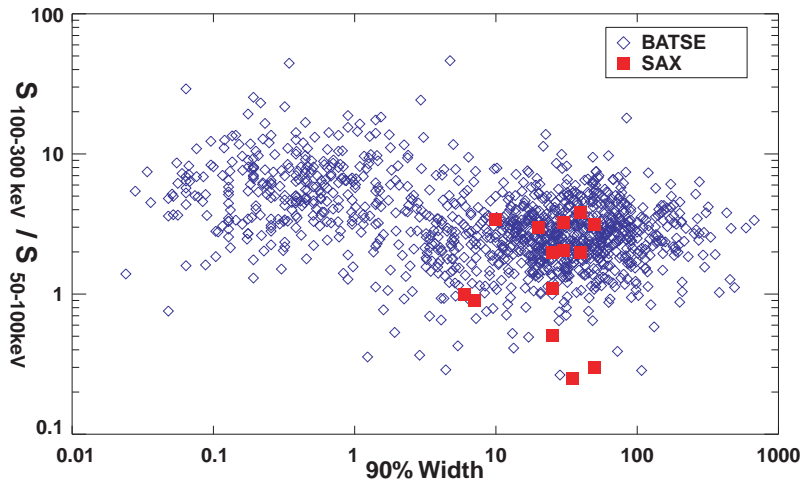


图 3.2 BATES(菱形)4B数据库中的伽玛暴持续时间 T_{90} (光变曲线中光子计数占90%的时间间隔)与能谱硬度(能段100 – 300 keV 与50 – 100 keV之间的流量比)的关系. 明显地分两种暴: 短/硬暴和长/软暴. BeppoSAX(方块)定位的暴都属于长暴. 取自Kulkarni et al. (2000).

伽玛暴的光变曲线变化无常, 有多峰也有单峰, 有复杂的也有平滑的. 总体而言, 单个典型的pulse表现出快(幂律)上升慢(指数)下降的趋势(Fenimore et al. 1996). 人们还发现某能端的单个pulse的半宽(W_i)和其所处的能段的能量(E_i)有极好的关系 $W_i \propto E_i^{-0.4}$ (Fenimore et al. 1996). 图3.3是一个典型的伽玛暴光变曲线.

(3)能谱特性: 伽玛暴的能谱是辐射主要集中在几百keV能段的非热谱, 以下的Band函数(Band et al. 1993)能对伽玛暴光子谱 $N(E)$ 很好地拟合:

$$N(E) = N_0 \begin{cases} AE^\alpha \exp(-E/E_{\text{peak}}) & E < E_{\text{peak}}, \\ BE^\beta & E > E_{\text{peak}}. \end{cases} \quad (3.31)$$

高能段和低能段分别是两段幂律谱, 在中间 E_{peak} 处平滑地连接. 观测的统计分析

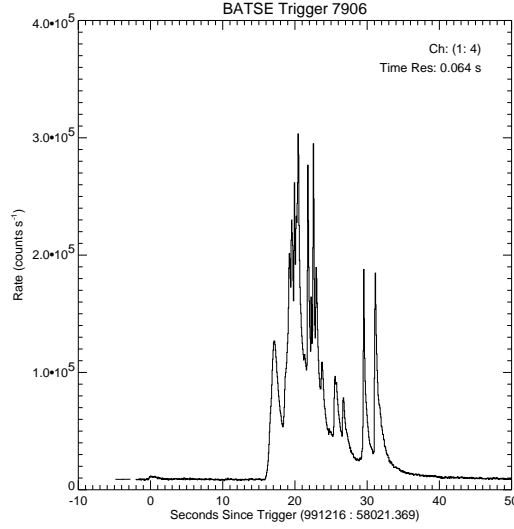


图 3.3 BATSE伽玛暴的典型光变曲线(能段为0.05 – 0.5 MeV). 取自Piran (1999).

给出 α 、 β 和 E_{peak} 的分布集中在 $\alpha \sim -0.9$ 、 $\beta \sim -2.25$ 和 $E_{\text{peak}} \sim 0.3$ MeV (Preece et al. 2000), 那些参数的统计分布见图3.4. 在暴过程中或者光变曲线的单个峰里, 能谱普遍存在由硬到软的演化, E_{peak} 也随时间移向低能端.

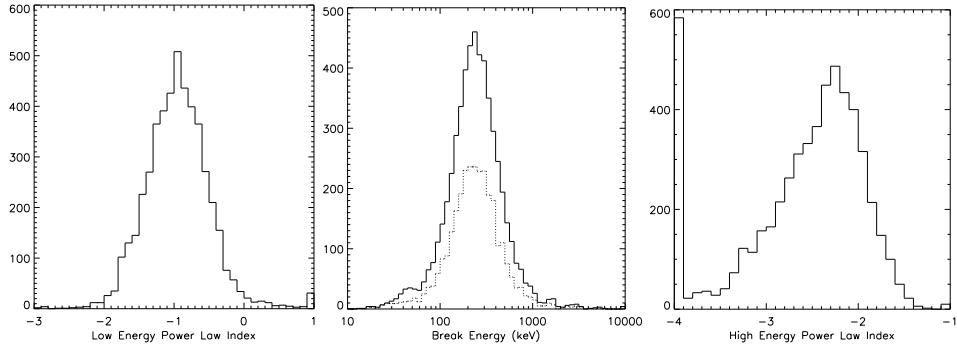


图 3.4 左图: Band谱拟合所得的低能段谱指数的统计分布图; 中图: Band谱拟合所得的Break频率的统计分布图右图: Band谱拟合所得的高能段谱指数的统计分布图. 取自Preece et al. (2000).

4) 不同能段的探测器探测到的光子到达时间并不一致, 一般的低能段的光子较高频段的光子有一个明显的时间延迟(Cheng et al. 1995). 对于长暴和短暴, 相应的Delay在统计上表现出明显的差异. 更让人吃惊的是Norris, Marani & Bonnell(2000)发现可能在光度 L 和delay (t_{lag})间存在一个有用的关系 $L \propto t_{\text{lag}}^{-1}$ (如图3.5).

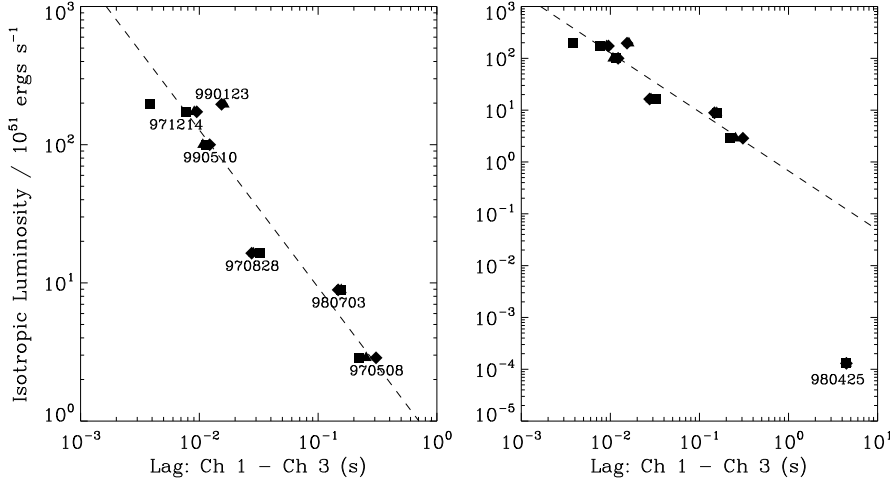


图 3.5 伽玛暴在BATES的100 – 300 keV和25 – 50 keV能量通道之间峰值流量到达的时间差与各向同性光度(已知红移的暴)的负相关性. 右图包括了GRB 980425. 取自Norris, Marani & Bonnell (2000).

3.3.1.2 GRB瞬时辐射期间的低能辐射

人们一直希望能够探测到GRB瞬时高能辐射期间的低频波段信息并为之不懈的努力着(Katz 1994). 经过漫长的等待, 人们在1999年看到了GRB 990123的瞬时光学辐射. 但这个辐射在达到峰值以后就以幂律 t^{-2} 衰减, 明显的和瞬时 γ -ray辐射不相关. Sari & Piran(1999)利用反向激波模型又很好的解释了该辐射的幂律衰减特性, 所以目前人们并不认为该光学闪来自内激波辐射区域.

在2004年即将过去的时候, 幸运之神再次降临. 在GRB 041219a中人们探测到了GRB期间的光学和红外波段辐射(Vestrand et al. 2005; Blake et al. 2005; 红外波段的辐射见图3.6). 分析表明该光学波段的流量和 γ -ray的流量显著相关. Fan et al. (2005c)的处理证实红外的极早期余辉可以很好的用反向激波模型拟合, 而且星际介质的密度低达 10^{-4} cm^{-3} , 所以瞬时光学和红外波段的辐射最有可能来自内激波辐射区域.

2008年3月19日一天内Swift卫星发现了4个GRBs. 其中的第二个最为著名, 因为在瞬时爆发阶段, 地面望远镜探测到了亮达5.3等的光学辐射(见1.1.21). 这个暴的光学辐射也有明显的光变, 很可能和瞬时高能辐射有物理上的渊源.

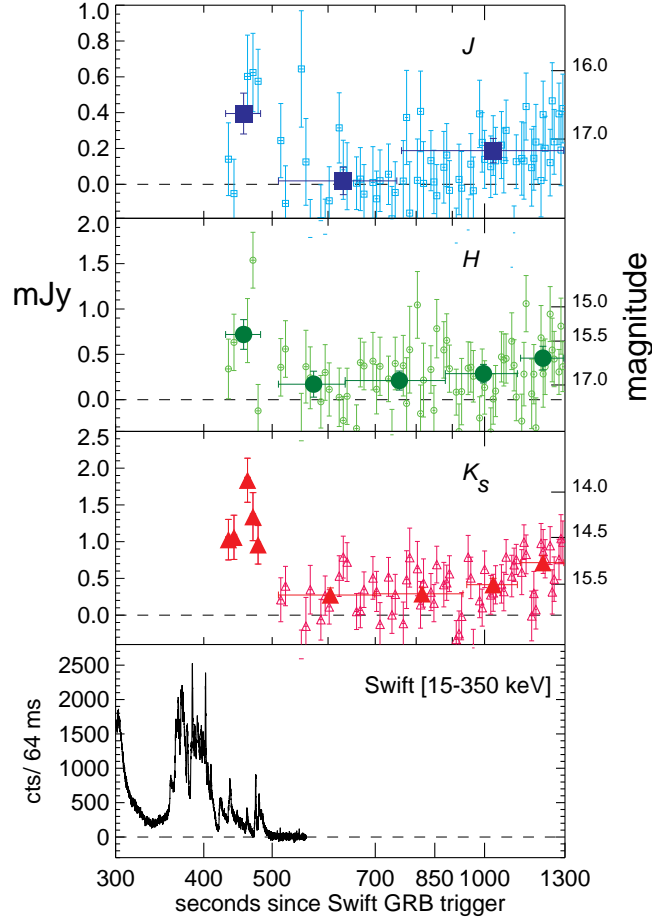


图 3.6 GRB 041219a 的极早期红外观测. 取自Blake et al. (2005).

尽管瞬时光学辐射是一个有趣的研究课题,但是过于稀少而不具有代表性,所以对于我们研究GRB物理的帮助是有限的.

3.3.2 内激波模型

3.3.2.1 标准内激波模型

GRB的内激波模型较早的由Paczynski & Xu (1994)以及Rees & Mészáros (1994)所讨论. 在笔者看来,该模型是很自然的,理由如下: (1) 很难想象一个罗仑兹因子高达100-1000的外流体的速度是恒定的. 只要前后物质块有一个 $> c/2\Gamma^2$ 的速度差异,强的内激波就无可避免. (2) 在塌缩星的数值模拟中,的确发现了在50ms 时间尺度范围内外流体能量输出有明显的涨落(MacFadyen & Woosley 1999). (3)能够自然重现GRB的快速光变结构(Kobayashi, Piran & Sari 1997).

下面我们沿引Paczynski & Xu (1994)的讨论：设想中心能源喷出两个shells, (M_I, Γ_I) 和 (M_{II}, Γ_{II}) (要求 $\Gamma_{II} > \Gamma_I$), 两壳层在 $R_{\text{coll}} \simeq 2\Gamma_I^2 c \Delta t$ (Δt 是两个壳层喷发的时间差)开始相撞, 定向动能转化为热能, 设热运动的罗仑兹因子为 Γ_{int} , 碰撞后合并形成的shell的罗仑兹因子记为 Γ_m . 现在根据宏观的能、动量守恒导出

$$M_I \Gamma_I \beta_I + M_{II} \Gamma_{II} \beta_{II} = (M_I + M_{II}) \Gamma_I \gamma_m \beta_m \quad (3.32)$$

$$M_I \Gamma_I + M_{II} \Gamma_{II} = (M_I + M_{II}) \Gamma_I \Gamma_m \quad (3.33)$$

解之得：

$$\beta_m = \frac{M_I \Gamma_I \beta_I + M_{II} \Gamma_{II} \beta_{II}}{M_I \Gamma_I + M_{II} \Gamma_{II}}, \quad \Gamma_{\text{int}} = \frac{M_I \Gamma_I + M_{II} \Gamma_{II}}{(M_I + M_{II}) \Gamma_m}. \quad (3.34)$$

合并后每个重子的平均热能约为 $\bar{\epsilon} = (\Gamma_{\text{int}} - 1)m_p c^2$, 电子的平均能量 $\bar{\gamma}_e = \epsilon_e \bar{\epsilon} / m_e c^2$, 这里的 ϵ_e 为电子能量均分因子. 辐射主要发生在尺度 $R_{\text{int}} \sim \Gamma_m^2 c \Delta t$. 根据激波条件, 磁场的强度可以估计为 $B'^2 / 8\pi \approx 4\gamma_{\text{int}}(\gamma_{\text{int}} - 1)\epsilon_B n'_p m_p c^2$, 这里的 n'_p 是波前流体的质子密度, 可以大致的估计为(设 M_I 的厚度是 $c\delta t$)

$$n'_p \approx \frac{M_I}{4\pi R_{\text{int}}^2 c \delta t \Gamma_I}. \quad (3.35)$$

根据所得的磁场就可以估算电子的同步辐射频率

$$\nu_{\text{syn}} \approx \frac{eB'}{2(1+z)\pi m_e c} \bar{\gamma}_e^2 \Gamma_m. \quad (3.36)$$

对于适当的参数($R_{\text{int}} \sim 10^{13} - 10^{14}$ cm, $\Gamma_{\text{int}} - 1 \sim 3$, $\epsilon_e \sim 0.3$, $\epsilon_B \sim 0.1$, $\Gamma_m(M_I + M_{II})c^2 > 10^{52}$ erg s $^{-1}$), 可以得到 $\nu_{\text{syn}} \sim 0.1 - 1$ MeV, 大致和观测相吻合.

一般的我们把得到加速的电子的谱假设成为一个幂律谱 $dn'/d\gamma'_e \propto \gamma'^{-p}_e$ for $\gamma'_e > \gamma'_m = (p-2)\bar{\gamma}_e/(p-1)$. 由于磁场太强, 相对论性的电子的能量损失很快. 所以电子集体的分布形式大致为 $n'_{\gamma'_e} \propto \gamma'^{-2}_e$ for $\gamma'_e < \gamma'_m$. 其低能段辐射谱也就应当为

$$F_\nu \propto \nu^{-1/2}. \quad (3.37)$$

遗憾的是该谱和很大一部分的GRB低能段谱($F_\nu \propto \nu^0$)不吻合,而且观测到的高能谱一般情况下也比理论预言的 $\nu^{-1.15}$ 要陡些,这引发了讨论其它可能性的热潮. 尽管如此,仍然存在这样一种可能性: 标准内激波模型的基本图象仍然是有效的,矛盾的出现是因为我们目前的处理太过于简单化而实际的天文现象所处的环境过于复杂.

3.3.2.2 光球层—内激波模型

在众多的其它模型中,我们仅介绍所谓的“光球层—内激波模型”是出于如下的考虑:(1) 内激波模型简单,物理图象上直观且切合实际,是一个很可能的物理过程. (2)在外流体的加速阶段不可避免的是有黑体辐射的. 所以我们认为“光球层—内激波模型”也具有一定的合理性.

该模型的要点是: 亚MeV波段的辐射被认为主要是来自光球层的黑体辐射,而更高能段的辐射可能主要来自于内激波电子对黑体辐射光子的逆康普顿散射(Thompson et al. 2007). 为了和高能谱吻合,需要假定内激波加热的电子具有一个比较奇特的分布: $dn'/d\gamma'_e \propto \gamma'^{-p}_e$ for $\gamma'_e > \gamma'_m \sim 1$. 在Thompson et al. (2007)中内激波被假定为发生在一个和标准内激波相当的尺度上. 一些其它的“光球层”模型中建议了 $\sim 10^{11}$ cm 这样的尺度,如果情形真的如此,笔者疑惑的是—在那么小的尺度上辐射的高能光子怎样才能不被火球吸收,进而被我们看到.

3.3.3 磁化外流体模型

GRB的本身辐射目前尚不明了: GRB的内激波模型还不能说很成功,GRB的磁化外流体模型也还需要进一步的完善. GRB的磁场模型首先是由Usov(1992,1994)提出的,但是磁场模型得到广泛关注是因为2003年有报道认为GRB021206可能存在有高线偏振(Coburn & Boggs 2003; Lyutikov, Pariev & Blndford 2003),最简单的解释则是所瞬时辐射涉及的磁场是规则的. 但是遗憾的是该发现未能被独立的数据分析所证实. 另外一个稍弱的证据是模拟GRB 990123, GRB 021211的反向激波辐射表明反向激波区域是磁化的(Fan et al. 2002; Zhang, Kobayashi & Mészáros 2003).

3.3.3.1 MHD破缺模型

这个模型的关键点是认为强磁化的脉冲星($B_s \sim 10^{15} \text{G}$)喷出的正负电子对在远离脉冲星的地方发生湮灭, 电子数极大的下降从而无法满足MHD近似, 导致大规模电场的产生并加速质子/电子, 产生辐射(Usov 1994). 我们下面的介绍和Usov(1994)的原始版本主要的区别是: Usov考虑的是轻子火球而我们考虑的是重子火球(Zhang & Mészáros 2002c; Fan, Zhang & Proga 2005a).

比较电子的密度($\propto R^{-2}$, R 是到中心能源的距离) 和co-rotation 所要求的密度(在致密星的光学圆柱外 $\propto R^{-1}$), 我们可以得到一个所谓的MHD条件破却的尺度(e.g. Zhang & Mészáros 2002c)

$$R_{\text{MHD}} \sim (6.7 \times 10^{15}) L_{52}^{1/2} \sigma_2^{-1} t_{v,m,-3} \Gamma_{2.5}^{-1} \text{ cm}, \quad (3.38)$$

这个地方 σ 是外流体的磁场能量密度和粒子能量密度的比值, Γ 是外流体的洛伦兹因子, $t_{v,m}$ 是中心能源的最小变化时标. 超过这个尺度, 强的电磁波产生并加速粒子(e.g. Usov 1994). 在磁场中运动的高能电子发出强的同步辐射. 在 R_{MHD} 处的磁场强度 B'_{MHD} 可以估计为(e.g. Eq.[13] of Zhang & Mészáros 2002c)

$$B'_{\text{MHD}} \sim 500 \sigma_2 t_{v,m,-3}^{-1} \text{ G}. \quad (3.39)$$

磁场耗散发生的时候, ϵ_e 部分的磁场能被转化为电子的随动系动能. 我们假定加速的电子具有一个简单的幂律形式 $dn'/d\gamma'_e \propto \gamma'^{-p}_e$ for $\gamma'_e > \gamma'_m$, 这里的 γ'_m 可以估计为

$$\gamma'_m \sim 2.1 \times 10^4 \sigma_2 C_p, \quad (3.40)$$

$C_p \equiv (\epsilon_e/0.5)[13(p-2)]/[3(p-1)]$. 在 r_{MHD} , 相应的同步辐射频率为

$$\nu_{m,\text{MHD}} \sim 2 \times 10^{20} \sigma_2^3 C_p^2 \Gamma_{2.5} t_{v,m,-3} (1+z)^{-1} \text{ Hz}. \quad (3.41)$$

所以也可以产生gamma-ray波段的强烈辐射.

3.3.3.2 磁内激波模型

如果在 $R \sim 10^{14} \text{cm}$ (也就是通常的内激波半径处)磁场的能量密度只是和粒子的能量密度相当(i.e., $\sigma \leq 1$), 但由于不同壳层的运动速度不一仍会发生激烈

的碰撞：产生内激波并可能伴随较强的磁能耗散过程, 发生较强的辐射. 对这个过程这里不准备详细的讲解. 有兴趣的读者请参阅Spruit, Daigne & Drenkhahn (2001)以及Fan et al. (2004b).

第四章 GRB余辉理论模型

迄今为止,GRB研究者有两个引以为豪的(或者说有三个,但其中之一即GRB的高偏振现象远不肯定)个预言:一是Paczynski & Rhoads (1993)基于Rees&Mészáros (1992)年的外激波模型预言了低能余辉的存在, Mészáros & Rees (1997) 则更详细的讨论了余辉的观测特征. 二是Mészáros & Rees (1997)以及Sari & Piran (1999)预言了GRB的极早期余辉(即现在大家称为“光学闪”现象).

火球一激波模型在解释长暴余辉的一些基本观测特征方面取得了很大的成功,被称之为标准模型. 但是该模型对许多“非典型”光变曲线(事实上是“典型的早期X射线余辉”)无能为力,所以研究者提出了很多的后标准效应并取得了较大的成功. 本章我们将比较详细的对它们进行介绍. 考虑到相关文章数目太多(上千篇), 我们这里只能对其中最具代表性的一些工作加以阐述.

4.1 标准余辉模型

4.1.1 余辉的理论预言及观测特征

1997年以前我们对GRB的了解完全局限在 γ 波段. BATSE观测的数据表明GRB在天球面上的分布是各向同性的,但在径向方向上的分布是不均匀的,这些结果支持GRB的宇宙学起源学说. 1992年Rees & Mészáros 提出了宇宙学GRB的外激波模型, Paczynski & Rhoads 利用该模型初步讨论了余辉存在的可能性及其观测效应(1993). 1997年, Mészáros & Rees更详细的预言了多波段余辉的存在及其观测特征.就在他们文章出版后的两个星期, Afterglow首次被探测到(van Paradijs et al. 1997; Costa et al. 1997),红移也随后在GRB 970508中被准确的测定,自此长达10余年的伽玛暴的距离大辩论以宇宙学距离派得胜收场(详情请参阅第一章). 越来越多的观测表明,外激波模型能够解释GRB的多波段余辉的一些基本观测特征(Wijers, Rees & Mészáros 1997), 所以被称之为标准模型.下面我们分别介绍不同波段的余辉的观测特征,再介绍相关的模型. 余辉按时间分类可以分为极早期余辉和后期余辉. 按照波段分类一般分为X射线余辉, 紫外/光学/红外余辉, 射电余辉等.

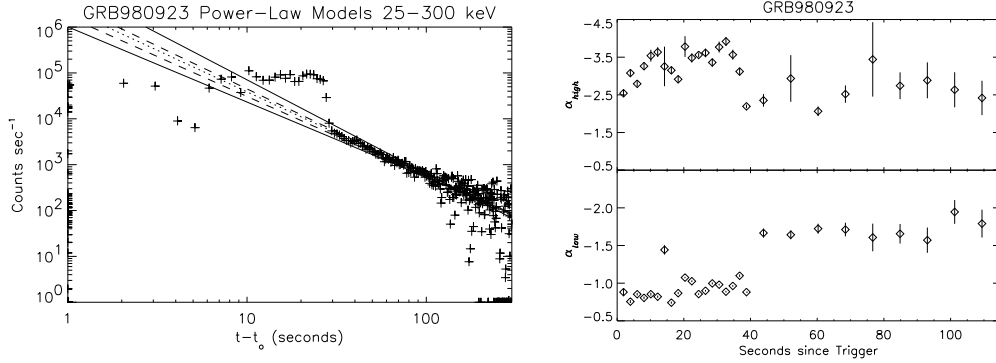


图 4.1 左图是GRB 980923的光变曲线,在后期表现为幂律下降的尾巴.右图是能谱高、低能段的幂律谱指数随时间的变化. 40秒前后能谱明显地出现突变.取自Giblin et al. (1999).

4.1.1.1 X射线余辉

一般在伽玛暴触发后6—8小时,NFI的跟上观测基本都能探测到一个X射线变源,初始流量达 $\geq 10^{-13} \text{ ergs}^{-1} \text{ cm}^{-2}$,它以幂律关系衰减 $F_X(t) \propto t^{-1} - t^{-1.5}$.能谱明显比伽玛暴本身要软,用幂律 $F(E) \propto E^{-\beta}$ 拟合时,有 $\beta \sim 1$.但是在低能端有较严重的吸收,柱密度要求 $10^{22} - 10^{23} \text{ cm}^{-2}$.如果吸收源自寄主星系本身则意味着伽玛暴产生在致密的环境中或者被致密介质环绕,如巨分子云(Galama & Wijers 2001).

GRB 970228的X射线余辉的幂律光变曲线延伸到早期与暴本身的X射线光变平滑连接,表明瞬时爆发与余辉的开始是相连的(Costa et al. 1997).一些迹象表明在伽玛暴后期存在软伽玛尾巴,可能是早期的高能段余辉辐射(Giblin et al. 1999).如图4.1显示,GRB 980923的光变曲线在后期是一个以指数 -1.81 幂律下降、持续400秒左右的尾巴,而且光谱也与前期不同,光谱演化类似于低能段的余辉演化.

Swift所载的X-ray Telescope可以在100秒以内开始对X-ray余辉的观测,发现几乎所有的暴都有可探测的X射线余辉,并且发现了一系列的新现象(如图1.12):在很多的暴刚结束时发现X射线余辉急速下降($t^{-3} - t^{-8}$),然后是一个平缓的下降过程($t^{-0.5}$),很多的时候有强的flare闪耀.

4.1.1.2 光学余辉

有较好定位的暴中一般能探测到光学余辉,其流量随时间幂律衰减 $F_\nu(t) \propto t^{-0.8} - t^{-2.3}$,如图4.2.通常在1天左右亮度在19—21星等.光谱在经过银河系内消光校正后,仍有过剩红化,可能来自暴本身寄主星系或者星系际介质的消光(Pian 2001).

GRB 990123是第一个观测到在伽玛暴进行期间有光学辐射的暴,它在47秒时光学亮度达到8.9个星等,其后很快衰减,被称为“光学闪”. 光学余辉基本上

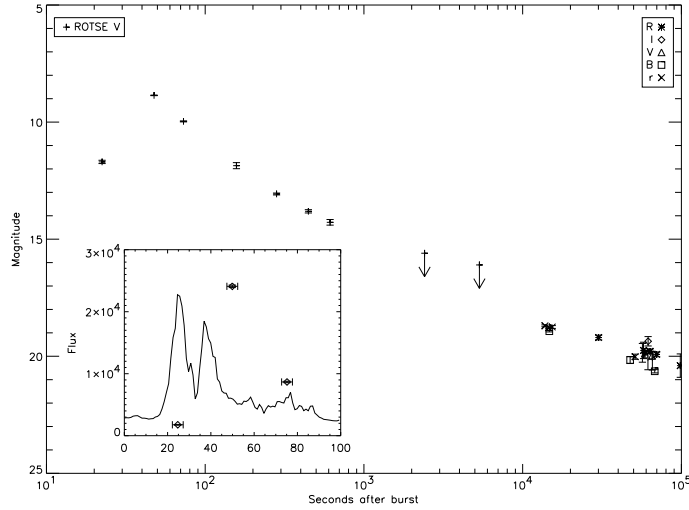


图 4.2 GRB990123的光变曲线(γ 波段(见左下角小方框)和光学波段),这个光变曲线在后期能够用典型的分段的幂律谱加以近似,但在早期(约几十秒)有强达8.9个星等的峰值光学辐射,现在我们称它为光学闪(Akerlof et al. 1999).

是幂律衰减,但是也呈现出一些多样性: 衰减有快有慢; 有的光变曲线存在转折,后期变陡(如GRB 990123, 见图4.2; 有的呈现突然隆起增亮(GRB 970508, GRB 021004); 有的光变曲线不平滑,存在小幅度抖动(GRB 000301C, GRB 021004).

4.1.1.3 射电余辉

不同于X射线和光学余辉观测上很早就开始下降,射电余辉往往先看到随时间上升,而后下降.有的射电余辉一开始呈现大幅度的涨落,例如GRB 970508的射电余辉(图4.3),到大约一个月后涨落才渐渐停止, 表现为类似于X射线和光学余辉的幂律下降(Frail et al. 1997).Goodman (1997)已经预言过银河系内的星际物质对射电余辉进行折射或者反射,会导致射电闪烁.当余辉辐射区的尺度膨胀增大,对观测者的视张角也就变大,闪烁逐渐消失.因为已经测量到红移,所以可以推断GRB 970508的余辉尺度在一个月左右膨胀到 $\sim 10^{17}$ cm,意味着火球以相对论速度膨胀. 这被当作一个伽玛暴存在相对论运动的直接证据(Waxman, Kulkarni & Frail 1998).

我们把余辉分成极早期余辉与后期余辉两部分加以阐述. 首先介绍标准模型的基本假定:

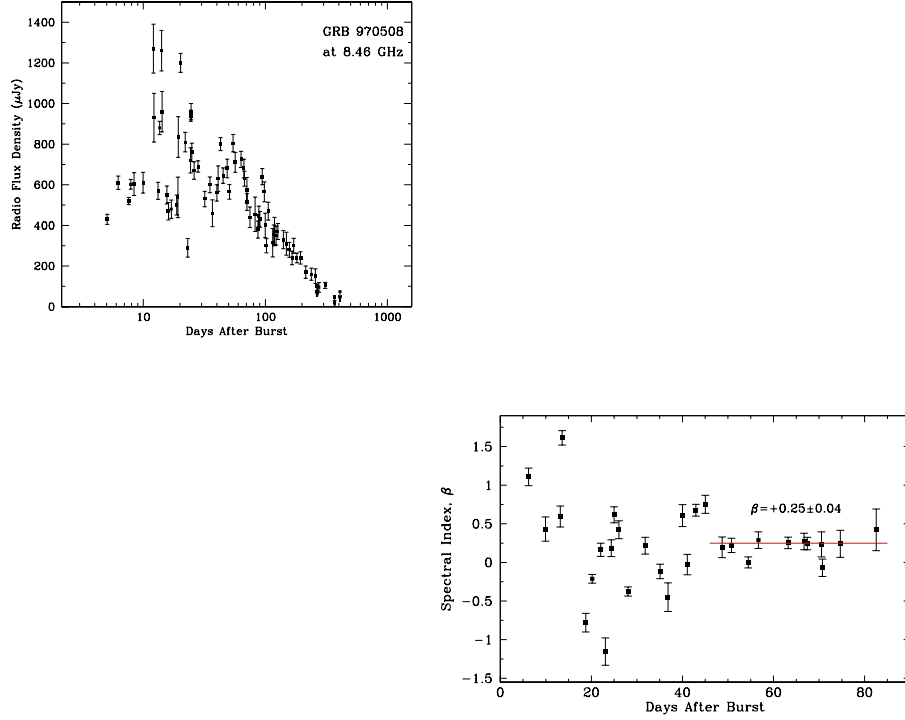


图 4.3 左图: GRB 970508射电余辉的光变曲线.前1个月里有剧烈的闪烁现象,后期闪烁消失(Frail, Waxman & Kulkarni 2000). 右图: 谱指数的时间演化,同样显示出前期的大幅度涨落,后期谱指数趋于一个常数.

- 1) 外流体的整体运动罗伦兹因子 $\Gamma \gg 1$, 它在外部介质中的运动可以看成是一种绝热膨胀.
- 2) 外流体是各向同性的火球.
- 3) 中心能源一次性释放能量.
- 4) 热电子的辐射机制为同步辐射.
- 5) 外部介质为星系际介质, $n \sim 1\text{cm}^{-3}$.
- 6) 一系列物理参数(如电子,磁场能量均分因子 ϵ_e , ϵ_B , 激波后电子的幂律分布指数 p)假定为常数.

4.1.2 极早期余辉

极早期余辉: 是指GRB外流体和星际介质发生作用, 产生一对正反激波, 发出明显有别于后期阶段余辉的辐射. 我们把该阶段的余辉称为“极早期余辉”.

尽管第一篇专门讨论极早期余辉的文章在1999年才正式出现(Sari & Piran 1999), 1995年Sari & Piran 的一篇讨论外激波产生GRB瞬时辐射的文章已经奠定了后来研究极早期余辉的主要基础, 在此我们将花较大篇幅介绍该工作.

4.1.2.1 动力学演化

他们的讨论基于下面简练的激波条件:

$$\frac{e'_2}{n'_2 m_p c^2} = \gamma_2 - 1 \approx \gamma_2, \quad n'_2/n'_1 = 4\gamma_2 + 3 \approx 4\gamma_2, \quad (4.1)$$

$$\frac{e'_3}{n'_3 m_p c^2} = \gamma_{34} - 1, \quad n'_3/n'_4 = 4\gamma_{34} + 3. \quad (4.2)$$

注意这里的下标1, 2, 3, 4分别表示未被激波化的星际介质区域(假定为冷的), 激波化的星际介质区域(热的), 被激波化的壳层(热的), 未被激波化的壳层(冷的). $\gamma_{34} \approx 1/2(\gamma_4/\gamma_3 + \gamma_3/\gamma_4)$ 是4区相对于3区的罗仑兹因子. γ_i, β_i 代表着 $i = 1, 2, 3, 4$ 区流体的整体运动罗仑兹因子和相应的速度(外流体的初始罗仑兹因子 $\gamma = \gamma_4$). 为了能够求解我们还要借助条件: (1) 2, 3区分界面两侧的压强相等, 即 $p'_2 = p'_3$, 相应的 $e'_2 \approx e'_3$. (2) 激波化的区域以一个整体向我们运动, 即 $\gamma_2 = \gamma_3$. 利用前面提到的这些条件关系可以得到

$$f \equiv \frac{n_4}{n_1} = \frac{4\gamma_2^2}{(4\gamma_{34} + 3)(\gamma_{34} - 1)}, \quad (4.3)$$

显而易见, 如果 $f \gg \gamma^2, \gamma_{34} \ll 1$, 表明反向激波是牛顿的, 我们有

$$\gamma_{34} - 1 \cong 4\gamma^2 f^{-1}/7 \equiv 2\varepsilon; \quad \gamma_2 = \gamma_3 = \gamma(1 - \sqrt{\varepsilon}). \quad (4.4)$$

如果 $f \ll \gamma^2, \gamma_{34} \gg 1$, 反向激波是相对论性的, 我们可以具体的解得:

$$\gamma_{34} = \frac{\gamma_4^{1/2}}{\sqrt{2}f^{1/4}}; \quad \gamma_2 = \gamma_3 = \frac{\gamma_4^{1/2}f^{1/4}}{\sqrt{2}}. \quad (4.5)$$

下面我们讨论反向激波的速度以及其穿过火球(观测系中的厚度为 Δ)所需的时间 t_Δ . 在暴源坐标系中激波的速度为 β_{sh} , 区域3, 4向我们运动的速度分别为 β_3, β_4 , 设想4区中一个位于激波面左侧的一个原初厚度为 $d\Delta$ 的薄面, 该薄面的左表面赶

上激波面时走过的距离为 $d\Delta = (\beta_4 - \beta_{\text{sh}})cdt_\Delta$, 由于激波化后的物质融入3区, 此时该薄面的厚度被压缩成 $d\Delta' = (\beta_3 - \beta_{\text{sh}})cdt_\Delta$; 考虑到波前波后流体的粒子数守恒有 $4\pi R^2 n_4 \gamma_4 d\Delta = 4\pi R^2 n_3 \gamma_3 d\Delta'$ (X. F. Wu 2002, private communication). 联立前面几个式子得到

$$\beta_{\text{sh}} = \frac{\gamma_3 n_3 \beta_3 - \gamma_4 n_4 \beta_4}{\gamma_3 n_3 - \gamma_4 n_4}, \quad dt_\Delta = \frac{d\Delta}{c(\beta_4 - \beta_3)} \left(1 - \frac{\gamma_4 n_4}{\gamma_3 n_3}\right) \quad (4.6)$$

更具体的有：对于反向激波是相对论的情形

$$dt_\Delta = \gamma_4 \sqrt{f} d\Delta / 2c, \quad (4.7)$$

对于反向激波是牛顿的情形

$$dt_\Delta = \sqrt{9/14} \gamma_4 \sqrt{f} d\Delta / c, \quad (4.8)$$

尽管上面两式看起来相近. 但是在非相对论反向激波情形下, $f \gg \gamma^2$! 所以牛顿性的反向激波穿过shell的时间要远比相对论性的反向激波长. 暴源系时间换算成为光子在观测者系的到达时标为

$$dt = (1 + z)(1 - \beta_2) dt_\Delta. \quad (4.9)$$

下面我们遵从Sari & Piran (1995) 定义几个在GRB研究过程中常用到的半径(Zhang & Kobayashi 2005把这几个半径推广到了磁化的反向激波情形): 1) R_N , 该半径处 $f/\gamma^2 = 1$, 相应的 $\gamma_{34} = 1.67$, 可视为相对论性反向激波. 2) R_Δ , 在该半径处反向激波扫过整个壳层. 3) R_{dec} , 在该半径处扫过的星际介质总质量大致等于 M/γ_4 , 这里的 M 是fireball本身所携带重子物质质量. 4) R_s , 在该处shell的spreading效应变得显著(Piran 1999).

借助于熟知的Sedov半径 $l = (3E/4\pi n_1 m_p c^2)^{1/3} \approx 10^{18} \text{cm}$, 我们有以下的关系式

$$R_{\text{dec}} = l/\gamma^{2/3}, \quad R_N = l^{3/2}/\Delta^{1/2}\gamma^2, \quad R_\Delta = l^{3/4}\Delta^{1/4}, \quad R_s = \gamma^2 \Delta. \quad (4.10)$$

再定义

$$\xi = (l/\Delta)^{1/2} \gamma^{-4/3}, \quad (4.11)$$

我们有

$$R_N/\xi = R_{\text{dec}} = \sqrt{\xi} R_\Delta = \xi^2 R_s. \quad (4.12)$$

如果 $\xi > 1$ 则反向激波是牛顿情形的, 这时有 $R_s < R_\Delta < R_{\text{dec}} < R_N$; 如果 $\xi < 1$ 则反向激波是相对论情形的, 这时有 $R_N < R_{\text{dec}} < R_\Delta < R_s$.

一般认为在 R_Δ 处反向激波的流量达到最大, 其对应的观测时刻可以如下估算:

$$t_p = R_\Delta/2\gamma_2^2 c = \begin{cases} \Delta/c, & \xi \leq 1, \\ R_{\text{dec}}/2\gamma_2^2 c, & \xi \geq 1. \end{cases} \quad (4.13)$$

在利用光学闪限制相关暴发的物理参数时这是一个相当重要的关系(Sari & Piran 1999; Wu et al. 2003).

式(4.13)清楚的表明: 如果反向激波是相对论性的, 其结束大致和瞬时辐射同步. 这意味着瞬时辐射光子和反向激波在空间和时间上有严重的重叠, 反向激波电子的冷却机制可能主要是逆康普顿散射瞬时辐射光子. 这可能导致有趣的高能辐射现象(Beloborodov 2005; Fan et al. 2005b).

4.1.2.2 反向激波的辐射

A. 反向激波结束前($t < t_p$)

利用第二章介绍的基础知识, 反向激波波后电子的最小随机热运动罗仑兹因子可以表示为:

$$\gamma'_m = \left(\frac{p-2}{p-1}\right) \epsilon_e \left(\frac{m_p}{m_e}\right) (\gamma_{34} - 1) + 1, \quad (4.14)$$

这里已假定电子分得的能量是激波后内能的 ϵ_e 倍, 同样假定磁场分得的能量是激波后内能的 ϵ_B 倍, 则对应的典型同步辐射频率为(e.g., Fan et al. 2002):

$$\nu_m = 1.6 \times 10^{14} \left(\frac{p-2}{p-1}\right)^2 \epsilon_{e,-1}^2 \epsilon_{B,-2}^{1/2} n^{1/2} (\gamma_2/300)^2 (\gamma_{34} - 1)^2 \left(\frac{2}{1+z}\right) \text{Hz}, \quad (4.15)$$

这里的 $n = n'_1$ 是外部介质的数密度.

相应的 $F_{\nu, \max}$ 可以表述为:

$$F_{\nu, \max} = 0.76 D_{L, 28}^{-2} N_{e, 52} (\gamma_2/300)^2 n^{1/2} \epsilon_{B, -2}^{1/2} \left(\frac{1+z}{2} \right) \text{Jy}. \quad (4.16)$$

注意这里的 N_e 是被反向激波激波化的电子总数目, 它是时间的函数. 下面我们考虑厚壳层情形, 在该种情形下shell的扩散不重要. 在初始阶段, 反向激波是非相对论的, 由式(4.4)有 $\gamma_{34} - 1 \propto \gamma_2^2 f^{-1}$, 但此时 $\gamma_2 \approx \gamma_4$, 且 $f \equiv \frac{n'_4}{n'_1} \propto R^{-2}$. 注意到该阶段 $R \approx 2\gamma_2^2 ct$, 故有 $f \propto t^{-2}$, 即 $\gamma_{34} - 1 \propto t^2$ (这表明 $\beta_{34} \propto t$, 进一步的可以得知 $N_e \propto t^2$, 即 $F_{\nu, \max} \propto t^2$). 把这代入到式(4.15)有 $\nu_m \propto t^4$. 对于 $\nu_m < \nu_{\text{opt}} < \nu_c$, 利用(3.42)得到: $F_{\nu_{\text{obs}}} \propto t^{2p}$. 在后期反向激波越来越强, 如果 $(\gamma_{34} - 1)^2 \gamma_2^2 \sim \gamma_4^2/4$, 式(4.15)意味着 $\nu_m \propto t^0$. 在这种情形下 $N_e \propto t$, 最后我们得到对于 $\nu_m < \nu_{\text{opt}} < \nu_c$ 我们有 $F_{\nu_{\text{obs}}} \propto t^{1/2}$. 综前所述, 对于观测者, 我们有

$$F_{\nu_{\text{opt}}}(t < t_p) \propto \begin{cases} t^{2p}, & \gamma_{34} - 1 \ll 1, \\ t^{1/2}, & \gamma_{34} - 1 \gg 1. \end{cases} \quad (4.17)$$

(必须指出: 上面的解析处理是很近似的. 数值计算发现光变曲线的上升一般不会陡于 t^p). Sari & Piran (1999a)假设式(4.15)中的 $\gamma_{34} - 1 \simeq 1$, 发现 ν_m 位于近红外波段, 相应的光学波段流量也很可观, 他们把这种早期的强烈光学辐射称之为光学闪. 让人吃惊的是他们的预言很快就被观测证实(Akerlof et al. 1999).

B. 反向激波结束后($t > t_p$)

我们现在讨论反向激波结束后反向激波区域的辐射. 如果假设反向激波化的shell中的电子做绝热冷却, 而fireball 本身的动力学演化按照Blandford & McKee的绝热近似解进行的话, 按照Blandford & McKee的自相似解(1976), 波后流体的压强 p' , 罗伦兹因子 $\hat{\Gamma}$, 密度 n' 可以如下表述:

$$p' \propto \Gamma^2 f(\chi), \quad \hat{\Gamma}^2 \propto \Gamma^2 g(\chi), \quad n' \propto \hat{\Gamma}^{-1} \Gamma^2 h(\chi). \quad (4.18)$$

这里的 Γ 是火球整体的罗伦兹因子. 上面几式右边的函数分别为

$$f(\chi) = \chi^{-(17-4k)/3(4-k)}, \quad g(\chi) = \chi^{-1}, \quad h(\chi) = \chi^{-(7-2k)/(4-k)}. \quad (4.19)$$

其中 χ 定义为 $\chi = [1 + 2(k + 1)\Gamma^2](1 - R/t)$, 在绝热情形 $\Gamma^2 = R^{-(3-k)}$, 对于ISM, $k = 0$; 对于wind, $k = 2$. 利用 $p' \propto n'^{4/3}$ 我们可以得到 $\chi \propto \Gamma^{2(4-k)/(2k-3)}$. 对于ISM, 我们有:

$$p' \propto R^{-26/3}, \quad \hat{\Gamma} \propto R^{-7/2}, \quad n' \propto R^{-13/2}. \quad (4.20)$$

利用 $t \sim R/\hat{\Gamma}^2 c$ 我们得到 $\hat{\Gamma} \propto t^{-7/16}$, 同样的 $p' \propto t^{-13/12}$, $n' \propto t^{-13/16}$. 利用 $p' = e'/3$ 我们得到 $e' \propto t^{-13/12}$, 每个电子的热运动洛伦兹因子 $\gamma'_e \simeq e'/n' \propto t^{-13/48}$, 磁场 $B' \propto e'^{1/2} \propto t^{-13/24}$.

电子的典型辐射频率 $\nu_m \propto \hat{\Gamma} \gamma_e'^2 B' \propto t^{-73/48}$, 考虑到 $N_e \propto t^0$ 最大峰值流量可以估计为 $F_{\nu, \max} \propto N_e B' \hat{\Gamma} \propto t^{-47/48}$. 一般而言此时波后流体处于慢冷却阶段, 所以光学波段的流量和时间的标度关系为

$$F_{\nu_{\text{opt}}}(t > t_p) \propto F_{\nu, \max}(\nu_{\text{opt}}/\nu_m)^{-(p-1)/2} \propto t^{-2.1}, \quad \text{for } p = 2.5. \quad (4.21)$$

对于均匀介质环境下的光学闪, 已有很多文章加以讨论, 有兴趣的读者理论文章请参阅Kobayashi, Piran & Sari (2000), Kobayashi (2000); 观测文章请参阅Kehoe et al. (2001). 对于星风介质环境下的光学闪, 有兴趣的读者请参阅Chevalier & Li (2000)以及Wu et al. (2003). 当然前面的论述只考虑了反向激波的贡献, 事实上如果外部介质不是非常稀疏的情况下, 正向激波的贡献是不能忽略的, 这可以参见Zhang, Kobayashi & Mészáros (2003). 除了GRB990123, 后来探测到的比较好的光学波段早期余辉观测有GRB 021211(Fox et al. 2003; Li et al. 2003b), GRB 041219a (Blake et al. 2005), GRB 050401 (Blustin et al. 2006), GRB 050904 (Boer et al. 2006), GRB 060111B (Klotz et al. 2006), GRB 061126 (Gomboc et al. 2008).

同样的, 理论上反向激波除了在光学波段有贡献外, 在一天左右的时候我们也可能探测到一个射电波段闪耀. 由于早期的火球的自吸收光深很大, 该光深随着时间的增长快速下降(典型情况下, 自吸收频率 $\nu_a \propto t^{-1.3}$, 同一时间段内冷却中电子的典型频率 $\nu_m \propto t^{-1.5}$. 当观测频率 ν_{radio} 低于 ν_a 时 $F_{\nu, m} \propto t^{-1}$. 反之观测到的流量 $F_{\nu_{\text{obs}}} \propto t^{-2}$). 在射电波段, 观测表明对于某些GRB的中早期的射电流量远高于正向激波的贡献, 并有衰减的趋势(如图.4.4). 一个最著名的例子是GRB 990123 (Kulkarni et al. 1999). 反向激波辐射中的一个有趣的问题是期间的高能辐射, 这首先由Wang, Dai & Lu (2001)所讨论. Z. Li等讨论了正负电子对加载对反向激波辐射的影响, 得到了有趣的结论(2003a).

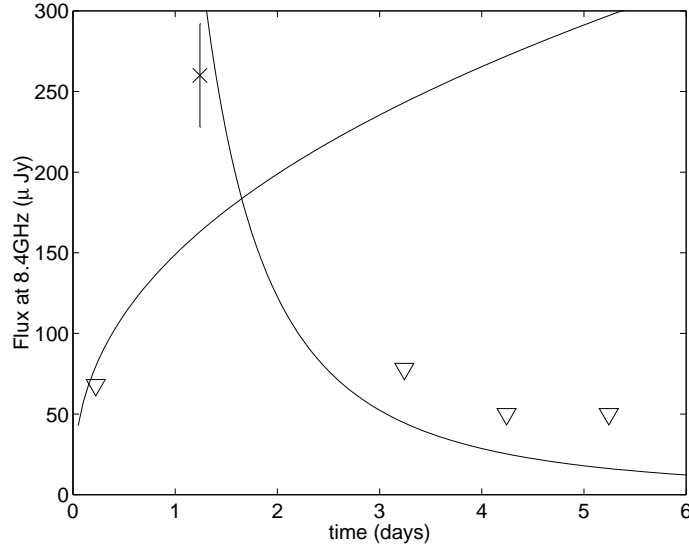


图 4.4 GRB 990123的射电闪耀及与理论模型的比较, 取自Sari & Piran (1999).

4.1.2.3 利用极早期余辉限制不同激波区域的物理参量

在模拟GRB990123, GRB021211, GRB 041219a, GRB 050401, GRB 050904, GRB 060111B, GRB 061126 甚至GRB 080319B的光学/红外闪过程中, 人们发现反向激波领域的物理参量似乎和正向激波区域的有所不同(Fan et al. 2002; Zhang, Kobayashi & Mészáros 2003; Kumar & Panaitescu 2003; Panaitescu & Kumar 2004; Fan et al. 2005c; Racusin et al. 2008), 尤其是反向激波区域要求一个较大的 ϵ_B . 一个直观物理解释是GRB外流体本身可能是磁化的, 另外一个可能是在内激波过程中, GRB外流体也会被磁化. *

4.1.3 后期余辉

上节我们详细的讨论了伽玛暴刚结束时的反向激波辐射. 反向激波一旦扫过了fireball就不复存在, 而正向激波一直延续下去并不断加热扫进来的介质, 发出多波段的辐射, 直到进入深度非相对论阶段. 这种长期的低能段辐射是本领域最重要的研究对象之一.

数值模拟中人们发现: 在大于1.4倍减速半径(R_{dec})的区域, 火球的运动可以看成绝热膨胀. 在绝热演化的情况下, 火球的能量近似为一个常量 $E_k =$

*对于外流体是规则磁化的情形下的反向激波辐射, 动力学有些不同, 请参阅Fan, Wei & Wang (2004); Zhang & Kobayashi (2005).

$16\pi\Gamma^2 R^3 n m_p c^2 / 17$ (Blandford & McKee 1976)*. 利用关系 $dR/dt \approx 2\Gamma^2 ct / (1+z)$, 对于均匀介质我们有 $R \approx 8\Gamma^2 ct / (1+z)$. 把该式代入 $E_k = 16\pi\Gamma^2 R^3 n m_p c^2 / 17$ 得到

$$\Gamma \approx 3.4 E_{k,51}^{1/8} n^{-1/8} (1+z)^{3/8} t_d^{-3/8}. \quad (4.22)$$

采用标准假设：激波的 ϵ_e, ϵ_B 部分能量被分给了激波后的电子和磁场, 并且激波化的电子被加速成一个幂率分布 $dn'/d\gamma'_e \propto \gamma'_e{}^{-p}$ for $\gamma'_e > \gamma'_m$, 现在 γ'_m 可以被估计为

$$\gamma'_m \approx 137 \epsilon_{e,-1} C_p E_{k,51}^{1/8} n^{-1/8} t_d^{-3/8} (1+z)^{3/8}, \quad (4.23)$$

这里的 $C_p = 13(p-2)/[3(p-1)]$, $t_d \equiv t/1 \text{ day}$.

波后的磁场强度满足

$$B' = 3.9 \times 10^{-2} \text{G} n^{1/2} \epsilon_{B,-2}^{1/2} [\Gamma(\Gamma-1)]^{1/2} \approx 0.13 \epsilon_{B,-2}^{1/2} E_{k,51}^{1/8} n^{3/8} t_d^{-3/8} (1+z)^{3/8}. \quad (4.24)$$

现在我们就可以求得冷却罗仑兹因子 γ'_c (e.g., Sari et al. 1998)

$$\gamma'_c \simeq 1.5 \times 10^5 E_{k,51}^{-3/8} \epsilon_{B,-2}^{-1} n^{-5/8} t_d^{1/8} (1+z)^{-1/8}. \quad (4.25)$$

更进一步的, 我们可以得到典型同步辐射频率 $\nu_m = \nu_{\text{syn}}(\gamma'_m)$, 冷却频率 $\nu_c = \nu_{\text{syn}}(\gamma'_c)$ 以及最大同步辐射流量 $F_{\nu, \text{max}}$:

$$\nu_m = 2.8 \times 10^{10} \text{ Hz} E_{k,51}^{1/2} \epsilon_{B,-2}^{1/2} \epsilon_{e,-1}^2 C_p^2 (1+z)^{1/2} t_d^{-3/2}, \quad (4.26)$$

$$\nu_c = 3 \times 10^{16} \text{ Hz} E_{k,51}^{-1/2} \epsilon_{B,-2}^{-3/2} n_0^{-1} (1+z)^{-1/2} t_d^{-1/2}, \quad (4.27)$$

$$F_{\nu, \text{max}} = 33 \mu\text{Jy} (1+z) D_{L,28.34}^{-2} \epsilon_{B,-2}^{1/2} E_{k,51} n_0^{1/2}. \quad (4.28)$$

把这些关系代入具体的辐射谱形 eq.(2.73), 我们可以很方便的得到相应的光变曲线(如表4.1), 进而和观测相比较(Sari et al. 1998). 图4.5是GRB970508的观测谱和同步辐射模型理论谱的比较, 显然结果是让人满意的.

详细的数值计算可以得到更准确的结果. Panaitescu, Kumar, Granot, Yost 以

*对该式最直接的理解是：根据激波相对论激波条件, $e'_2/n'_2 m_p c^2 = \Gamma - 1$. 激波化物质的定向运动导致观测者测得的总能量是 $E_k \approx 4\pi n R^3 \Gamma (e'_2/n'_2 + 1) m_p c^2 / 3 = 4\pi R^3 \Gamma^2 n m_p c^2 / 3$, 这和Blandford & McKee (1976) 的公式非常的相近.

表 4.1 GRB余辉的光变曲线(只考虑 $p > 2$ 情形; Xue et al. 2009). t_j 是喷流拐折时标, 上标 r 和 f 分别代表反向和正向激波辐射.

	emission regime	ISM	wind
$\xi > 1$ (FS)			
$t < t_p$	$\nu > \max\{\nu_c^f, \nu_m^f\}$	t^2	$t^{(2-p)/2}$
$t < t_p$	$\nu_c^f < \nu < \nu_m^f$	t^2	$t^{1/2}$
$t < t_p$	$\nu_m^f < \nu < \nu_c^f$	t^3	$t^{-(p-1)/2}$
$\xi > 1$ (RS)			
$t < t_p$	$\nu_m^r < \nu_c^r < \nu$	t^{2p-1}	$t^{-(p-2)/2}$
$t < t_p$	$\nu_m^r < \nu < \nu_c^r$	t^{2p}	$t^{-(p-1)/2}$
$\xi < 1$ (RS)			
$t < t_p$	$\nu > \max\{\nu_c^r, \nu_m^r\}$	t^0	$t^{(2-p)/2}$
$t < t_p$	$\nu_c^r < \nu < \nu_m^r$	t^0	$t^{1/2}$
$t < t_p$	$\nu_m^r < \nu < \nu_c^r$	$t^{1/2}$	$t^{-(p-1)/2}$
Late FS emission			
$t > t_p$	$\nu > \max\{\nu_c^f, \nu_m^f\}$	$t^{(2-3p)/4}$	$t^{(2-3p)/4}$
$t > t_p$	$\nu_c^f < \nu < \nu_m^f$	$t^{-1/4}$	$t^{-1/4}$
$t > t_p$	$\nu_m^f < \nu < \nu_c^f$	$t^{3(1-p)/4}$	$t^{(1-3p)/4}$
Late FS emission (jet)			
$t > t_j$	$\nu > \max\{\nu_c^f, \nu_m^f\}$	t^{-p}	t^{-p}
$t > t_j$	$\nu_c^f < \nu < \nu_m^f$	t^{-1}	t^{-1}
$t > t_j$	$\nu_m^f < \nu < \nu_c^f$	t^{-p}	t^{-p}

及Huang等人对余辉进行了详细的数值计算研究(代表性的文献有: Moderski et al. 2000; Huang et al. 2000; Panaitescu & Kumar 2001a, b; Yost 2003; Salmenson 2003; Wei & Jin 2003; Kumar & Granot 2003; Granot & Kumar 2003).由于历史的原因各人采用的动力学公式有一定的差别.这里我们推荐的是Huang, Dai & Lu (1999)的统一动力学公式

$$\frac{d\Gamma}{dm} = -\frac{\Gamma^2 - 1}{M_{ej} + \epsilon_r m + 2(1 - \epsilon_r)\Gamma m}, \quad (4.29)$$

这里的 ϵ_r 代表火球的辐射效率, M_{ej} 是初始外流体所载的物质静质量, m 是被扫入的介质的质量. 该式适合相对论,跨相对论以及非相对论情形,正确的描述了后期火球的动力学演化行为(如图4.6所示),这对一些长达几百上千天的射电观测的拟合研究更显出其重要性.缺憾是这类观测甚少,而且由于此时离中心能源太远,具体的拟合对于我们增进对中心能源的了解帮助不是十分的显著.

Huang, Dai & Lu (1999)的推导中采用了内能的微分表达式 $dU' = d[(\Gamma - 1)mc^2]$. 该式可能假设性过强. 如果采用更合理的方程 $dU' = (1 - \epsilon_r)(\Gamma - 1)dm -$

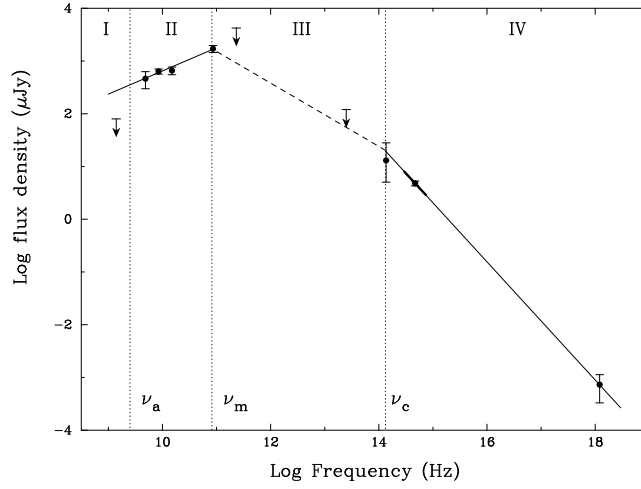


图 4.5 GRB 970508的观测谱和同步辐射模型理论谱的比较, 取自Galama et al. (1998).

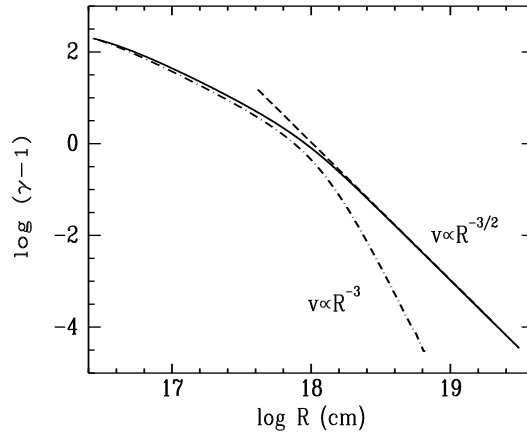


图 4.6 Huang, Dai & Lu (1999)的统一动力学公式给出的动力学演化, 可以适用于相对论,跨相对论以及非相对论情形.

$P'dV'/V'$, 这里的 $P'(V')$ 是激波化物质的总热压强(体积). 再利用火球和介质物质的碰撞过程中的焓守恒方程, 我们可以得到一个远较eq.(4.29) 复杂的动力学方程. 但是数值结果却和eq.(4.29)的结果吻合的很好. 所以我们认为eq.(4.29)是非常实用 (尽管可能是近似的) 的一个动力学方程.

Huang et al. (2000)或Moderski et al. (2000)给出了非常详细的GRB余辉的数值计算过程,建议有兴趣的读者直接参阅原文以得到更全面的信息. Wu et al. (2005b)给出了Huang et al. 的统一动力学公式的解析近似解并讨论了辐射修正对

余辉光变曲线的影响. Huang & Cheng (2003)根据统一动力学公式对深度非相对论阶段的GRB余辉辐射进行了详细研究。

Panaitescu & Kumar 2000年来一直孜孜不倦的对观测到的多波段余辉加以拟合,以期得到比较可靠的GRB火球模型参量. 在他们的计算中尽可能的考虑了动力学的演化, 等时面的影响, 逆康普顿效应以及自吸收的作用等(2001a,b). 总而言之,他们的拟合是目前可以见到的最全面的拟合. 他们得到的GRB火球参量也被广泛的接受采用. 图片4.7以及4.8展示了他们的部分成果.

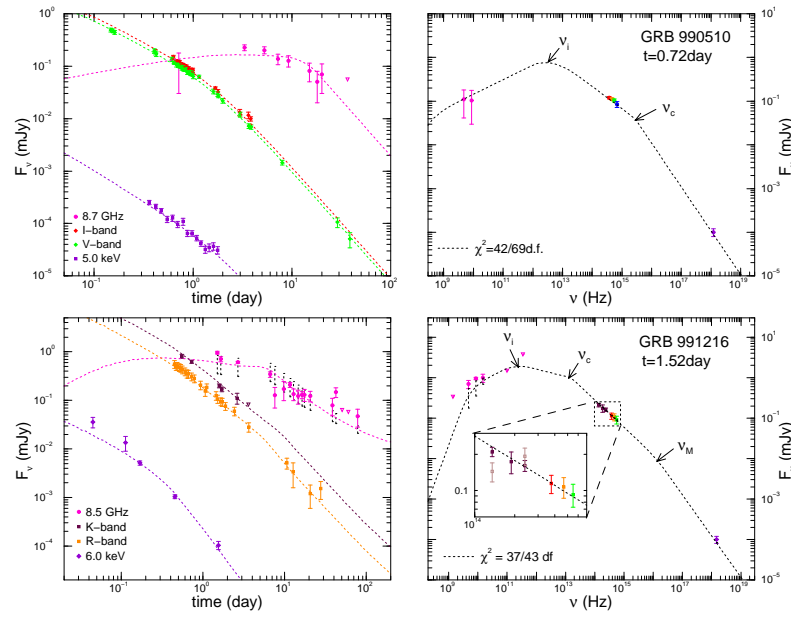


图 4.7 上/下图分别为GRB990510/GRB991216多波段余辉的拟合研究: 左图为多波段光变曲线的拟合,右图为谱的拟合. 取自Panaitescu & Kumar (2001a).

4.2 GRB余辉的后标准模型

标准余辉模型取得了极大的成功,但天文现象有别于物理实验,我们无法控制天文事件发生的环境. 在真实的GRB爆发过程中前一节定义的标准余辉模型的很多假设往往是不满足的. 具体的体现在: 1) 中心能源显然可以持续活动, 可能直接产生余辉辐射(Katz, Piran & Sari 1998). 2) 现在研究表明GRB外流体更可能是喷流而不是火球,当然在早期GRB外流体是极端相对论的, 喷流和/或火球对观测的影响不大.但是进入后期,喷流会带来较多的观测效应. 3) 由于辐射区域非常的宽广, 而且外流体是相对论性的, 在同一半径但不同张角处, 即使是同时发出的光子到达我们时还会有明显的延迟现象. 所以我们的具体处理中这个效应是必须

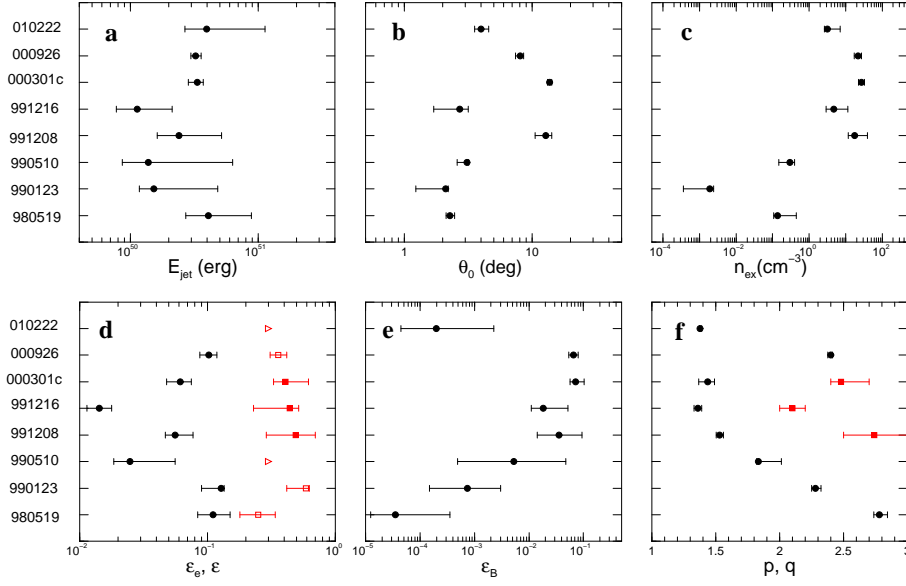


图 4.8 目前得到的多波段余辉的拟合参数统计分布图.取自Panaitescu & Kumar (2001b).

加以考虑的. 4) 标准的余辉模型假定外部介质是均匀的,但事实上由于GRB的诞生和大质量恒星的死亡有关,所以自然的我们期待有一部分GRB是产生于星风之中,此时的外部介质的密度可能和半径相关联,如 $n \propto R^{-2}$ (个人认为现阶段发现绝大部分GRB不是处于星风环境可能源于GRB的前身星是伴星系统而不是单星系统). 5) 由于大质量恒星生前的星风和外部介质作用(或由于大质量星的星风本身成间歇性不均匀的喷出),可能在一定尺度范围内产生致密的区域,这种密度跳变也会带来明显的观测效应. 6) 有观测显示GRB诞生于恒星形成区,所以我们期待一些GRB诞生于致密介质区域. 7) 我们在前面都只提到了电子的同步辐射,事实上电子的逆康普顿散射也值得关注.

目前观测得最细致,也是最丰富的余辉是光学以及X-ray波段余辉. 余辉研究者们主要希望能从一些貌似没有规律的奇怪的光变曲线(如图4.9)中找出一些普遍性,升华为各种各样的模型并接受观测的进一步检验.

4.2.1 中心能源的再活动发出瞬时余辉辐射

Fan & Wei (2005)为解释GRB 011121的早期X射线波段的鼓包现象(见图1.11)提出了滞后的内激波模型. 该模型的假设和解释瞬时辐射的内激波模型一样,要求相对论性的外流体的速度有一定的弥散,快慢物质块碰撞并加热电子产生磁场,发出X-ray波段的瞬时辐射. 滞后内激波模型的优点是: 由于不同的pulse间

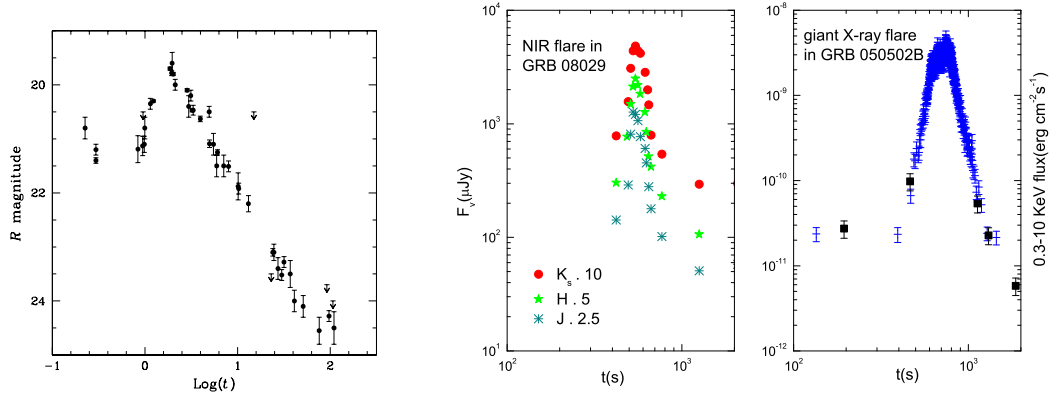


图 4.9 左图: GRB970508的光变曲线图(光学波段),取自Bartolini et al. (1997); 右图: GRB 080129的光学闪耀以及GRB 050502B的X-ray闪耀(Gao 2009).

相互独立, 所以在每个pulse结束以后,其流量以 $[(t - t_e)/\delta t]^{-3.2}$ 下降, 这里的 t_e 是该pulse的喷出时标(观测者系). 所以如果中心能源停止了工作, 则观测者看到的流量下降将会是非常的陡(如图4.10所示), 这和观测吻合得非常好. 这个模型显然也适用于对其他X-ray flare和光学flare的解释(Burrows et al. 2005; Zhang et al. 2006; Nousek et al. 2006; Liang et al. 2006; Wu et al. 2006; Zou et al. 2006; Wei et al. 2006; Gao 2009).

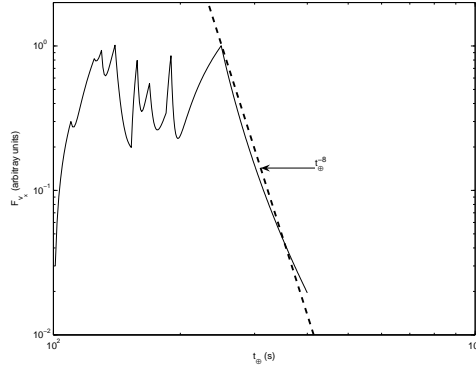


图 4.10 滞后内激波的光变曲线示意图, 采自Fan & Wei (2005). 实线是模拟的光变曲线. 虚线是一个粗糙的拟合 $F \propto t^{-8}$.

滞后内激波模型要求中心能源的再活动并喷出不稳定的外流体. 对于长暴这可能是源于大质量恒星包层物质的回流. 对于短暴则更难于理解些, 当然致密星合并也会产生物质抛射, 该部分物质的回流也许能够产生X-ray闪耀. 另外一种可能是双中子星合并以后是个交叉自转的中子星(Dai et al. 2006)或者均匀自转的

磁星(Gao & Fan 2006; Price & Rosswog 2006),但是怎样保证那么大质量的并且具有强烈引力能辐射的中子星存活几百秒甚至更长目前还没有得到很好的理解.

必须指出, 如果双中子星合并以后依然是中子星, 那么原则上也可以产生长暴(Kluźniak & Ruderman 1998; Rosswog et al. 2003), 正如在GRB 060614和GRB 080503里面看到的那样(Fynbo et al. 2006; Perley et al. 2009).

4.2.2 标准喷流及其观测效应

尽管GRB研究者很早就猜测GRB可能是个喷流而不是火球(Mao & Yi 1994), 但在余辉中的研究开始于Rhoads (1997, 1999)以及Sari, Piran & Halpern (1999)的理论工作, 观测上是始于GRB990123的明显拐折现象的发现. 在本节中先介绍边缘膨胀的标准喷流的动力学演化,在此基础上我们再介绍喷流的观测效应.

标准喷流的动力学演化. 所谓的标准喷流是指在喷流的张角范围内,能量分布不随角度的变化而变化. Rhoads (1999)的工作假设如下: 1) 初始的能量和物质集中在一个角度 θ_j 中. 2) 整个系统(jet本身的物质和扫进来的星际介质)的总能量大致守恒. 3) 外部介质为均匀介质. 4) jet的边缘膨胀速度(随动系)为相对论性的声速($c_s = c/\sqrt{3}$).

基于上面的假设,我们可以把外流体在半径 $R \approx \Gamma ct'$ 处所张立体角表示为

$$\Omega \approx \pi(\theta_j + c_s t'/R)^2/2. \quad (4.30)$$

显然只有当 $\Gamma\theta_j \leq 1$ 时 Ω 才会显著的有别于 $\pi\theta_j^2/2$. 所以当 $t < t_j$ (t_j 定义为在该时刻 $\Gamma = 1/\theta_j$), 其动力学和标准火球模型应该一致, 亦即

$$\Gamma \propto t^{-3/8}. \quad (4.31)$$

当 $t > t_j$, 我们有 $\Omega \propto 1/\Gamma^2$. 激波化物质的总能量守恒给出 $\Omega\Gamma^2 n m_p c^2 R^3 = E_k$. 只要演化是绝热的我们就有

$$R \propto t^0, \quad \Gamma \propto t^{-1/2}. \quad (4.32)$$

可见: 从 $\Gamma \gg \theta_j$ 向 $\Gamma \leq \theta_j$ 转变时 Γ 和 t 的幂律关系也从 $t^{-3/8}$ 向 $t^{-1/2}$ 转变. 这是有边缘扩散效应的喷流的显著动力学特征.

标准喷流的观测效应. 尽管前面假定喷流是有边缘膨胀的,但是在一些天文观测中人们发现很多喷流是没有边缘膨胀的. 这种情况下的讨论非常简单: 其动力学演化和火球别无二致. 唯一不同的是当火球的罗仑兹因子小于 $1/\theta$ 时 $F_{\nu, \max}$ 的计算要加以更改. 我们知道相对论的beam效应要求观测角 $\theta_{\text{obs}} \leq 1/\Gamma$, 当 $\Gamma < 1/\theta_j$ 时我们真正接受到的信号等效于来自 $(\theta_j/\theta_{\text{obs}})^2$ 部分天区

$$F_{\nu, \max(\text{Jet})} = (\Gamma\theta_j)^2 F_{\nu, \max(\text{fireball})} \propto \Gamma^2 \propto t^{-3/4}, \quad (4.33)$$

注意对于火球 $F_{\nu, \max(\text{fireball})} \propto t^0$. 由于无边缘膨胀的喷流其他的量和火球完全一致, 所以我们预言对于没有边缘膨胀的喷流, 在他的罗仑兹因子降低到 $1/\theta_j$ 以下时, 光变曲线将会出现一个break, 即流量作为时间的函数变陡(幂律指数加3/4), 这在GRB990123的观测中已经得到验证(对于更多的非侧向喷流膨胀的证据见Wu et al. 2004).

对于有边缘膨胀的喷流, 处理起来比较复杂. Rhoads (1999)以及Sari, Piran & Halpern (1999) 引入了一个的假定: 即有边缘膨胀的喷流除了后期的动力学演化和早期不一样以外, 其他和火球完全类似. 在该假设下, 我们可以很直接的得到光变曲线, 如表4.1所示. 图4.11是一个实际的观测结果, 我们发现它们大体上和理论预言一致.

4.2.3 结构化喷流及其观测效应

结构化喷流在Mészáros et al. (1998)一文中就已提及, 后面Dai & Gou(2001)做了正轴情形下的辐射计算. 但是结构化喷流吸引人之处是Rees意识到如果GRB表面的能量密度分布满足 $d\epsilon/d\theta \propto \theta^{-2}$, 著名的Frail关系(2001), 即GRB几何修能量正后的能量成团分布现象可以很自然的得到解释(Rossi et al. 2002; Zhang & Mészáros 2002). 后继的工作主要集中在光变曲线的计算上(Wei & Jin 2003; Kumar & Granot 2003; Granot & Kumar 2003). 结构化喷流看来可以提供一种X射线闪的机制(Zhang et al. 2004; Jin & Wei 2004; Huang et al. 2004), 所以在一段时期内成为了关注热点.

目前普遍被讨论的有结构的喷流有如下几种: 1. 幂律喷流(Mészáros 1998;

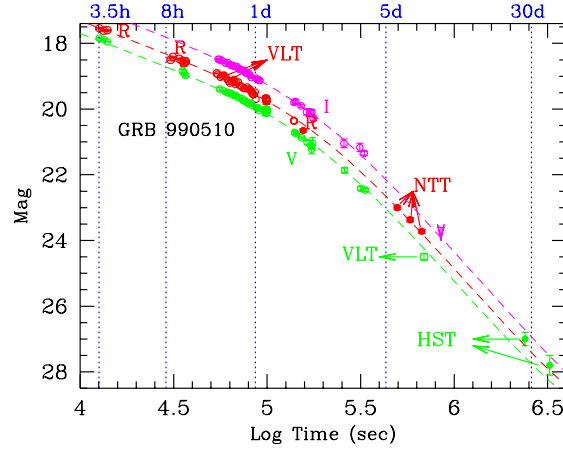


图 4.11 GRB990510的光变曲线中的Break(光学波段),一般认为它可能是一个有边缘膨胀Jet (Holland et al. 2000).

Rossi et al. 2002; Zhang & Mészáros 2002)

$$\epsilon(\theta) = \epsilon_0 \begin{cases} 1, & 0 < \theta < \theta_0, \\ (\theta/\theta_0)^{-2}, & \theta > \theta_0. \end{cases} \quad (4.34)$$

2. 高斯型喷流(Zhang & Mészáros 2002)

$$\epsilon(\theta) = \epsilon_0 e^{-\theta^2/(2\theta_0^2)}. \quad (4.35)$$

3. 双成分喷流(Berger et al. 2003; Huang et al. 2004)

$$\epsilon(\theta) = \begin{cases} \epsilon_0, & 0 < \theta < \theta_0, \\ \epsilon_1, & \theta_0 < \theta < \theta_1. \end{cases} \quad (4.36)$$

在这些模型上又发展出形形色色的各种喷流模型, 此处不拟赘述. Zhang, W. Q. et al. (2004) 对GRB外流体穿过大质量星包层进行了详细的数值模拟, 发现GRB的外流体也许是结构化的, 但不能用上面的任何一种模型加以近似(对于双中子星

合并模型, Aloy et al. 2005得到了类似的结论). 笔者个人基本赞同Tsvi Piran的观点, GRB外流体也许是结构化的, 但却很可能不是universal的.

结构化喷流有一系列有趣的观测效应.

1. 如果视线偏离喷流的对称轴则我们看到的是正常的GRB, 如果视线远离喷流的对称轴则我们看到的是X射线闪(Zhang et al. 2004; Lamb et al. 2005).

2. 结构化喷流可以比较自然的给出GRB后期光变曲线的增亮或是变平(Wei & Jin 2003; Granot & Kumar 2003; Huang et al. 2004), 似乎可以解释一些GRB的偏振观测(Rossi et al. 2004; Wu et al. 2005). 尤其是对于GRB 080319B的光学和X射线余辉, 双成分喷流是最可能的一个模型(Racusin et al. 2008; Wu et al. 2009).

4.2.4 星风环境

正如我们前面指出: 越来越多的观测支持伽玛暴(长暴)起源于大质量恒星的死亡模型. 如果这是真的, 一个自然的结果是余辉可能产生于星风环境. 但在1997-1998年, 一切尚不明了. Dai & Lu (1998), Mészáros, Rees & Wijers (1998), Panaitescu, Mészáros & Rees (1998)分别讨论了余辉在 $n \propto R^{-2}$ 环境下的行为. Chevalier & Li (2000)系统的给出了星风中余辉的辐射特征. 这里我们介绍Chevalier & Li的一些基本假设以及星风环境和均匀介质环境的主要差异. 鉴于其它的处理(例如辐射的计算)和均匀介质十分类似, 我们不再重复.

Chevalier & Li假定前身星的典型质量损失率为 $\dot{M}_W = 1 \times 10^{-5} M_\odot \text{yr}^{-1}$, 星风的速度为 $V_W = 1000 \text{km s}^{-1}$. 所以外部介质的数密度可以如下估算:

$$n = \frac{\dot{M}}{4\pi R^2 V_{\text{wind}}} = 3 \times 10^{35} A_* R^{-2} \text{ cm}^{-3}, \quad (4.37)$$

这里的 $A_* = (\dot{M}/10^{-5} M_\odot \cdot \text{yr}^{-1})(V_W/10^3 \text{km})$. 对于绝热火球的绝热演化我们有一个普遍的公式(Blandford & Mckee 1976)

$$E_k = \frac{16\pi n m_p c^2 \Gamma^2 R^3}{9} \sim \text{const.} \quad (4.38)$$

我们得到

$$\Gamma \propto t^{-1/4}, \quad (4.39)$$

式(4.37)以及(4.39)构成了星风环境最独特的性质.

这里我们给出计算星风环境余辉辐射的几个基本参量:

$$\nu_m \approx 4 \times 10^{10} \text{ Hz } \epsilon_{e,-1}^2 C_p^2 E_{k,51}^{1/2} \epsilon_{B,-2}^{1/2} (1+z)^{1/2} t_d^{-3/2}, \quad (4.40)$$

$$\nu_c \approx 10^{14} \text{ Hz } \epsilon_{B,-2}^{-3/2} E_{k,51}^{1/2} A_*^{-2} (1+z)^{-3/2} t_d^{1/2}, \quad (4.41)$$

$$F_{\nu,max} \sim 0.7 \text{ mJy } \epsilon_{B,-2}^{1/2} E_{k,51}^{1/2} A_*^{-1/2} (1+z) D_{L,28.34}^{-2}. \quad (4.42)$$

利用它们并结合实际的谱形(see eq.(2.73))就可以得到相应的光变曲线.

目前绝大部分的余辉拟合都发现外部介质更象是均匀介质(ISM). 一个观点认为自由星风是很少的, 因为星风和外部介质作用会产生一个wind bubble (see Chevalier et al. 2004 and the reference therein). 只有在bubble的最里端($R < 10^{18}$ cm)才是自由星风,更大尺度上表现为均匀介质. 这个图象能够解释部分观测现象. 但是对于一些长暴有足够的证据表明星风结构必须小于 10^{16} cm (e.g., Jin & Fan 2007; Xue et al. 2009), 怎样理解这些观测事实尚不清楚.

4.2.5 等时面效应(Rees效应)

如果一个曲面上发出的光子在同一个时刻到达我们, 我们把该曲面称为等时面. 该曲面一般将显著的不同于一个球面, 这个效应即使对非相对论运动的火球也是存在的,只是在相对论性运动中表现的最为明显.这个效应首先由著名的天体物理学家Rees发现(1966). 其推导是简单的: 假定在暴源系的时刻 t_b ,在一个同视线方向成角度 θ 的某一半径处发出的光子到达我们观测者的时刻为(为了简便这里忽略掉红移对时间膨胀的影响)

$$t(\theta) = t_L + R(1 - \cos \theta)/c = t_b - R/c + R(1 - \cos \theta)/c = t_b - R \cos \theta/c, \quad (4.43)$$

这里的 t_L 表示的是正轴方向的观测者时间. 如果辐射区不减速,即 $\beta = \text{const.}$,我们有 $R = \beta c t_b$,结合上式并固定观测者时间(i.e., $t(\theta) = t$)得到(Rees 1966):

$$R = \beta c t / (1 - \beta \cos \theta). \quad (4.44)$$

显而易见, θ 越大, R 越小, 亦即同时到达我们的光子远不是来自一个球面.

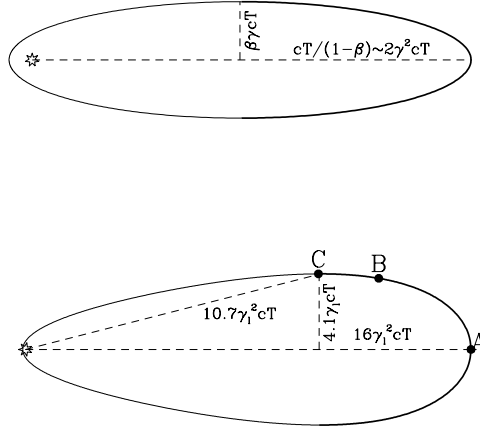


图 4.12 等时面示意图：上对应于Rees (1966)的火球无减速的情况；下图为对应于GRB中的火球有减速的情况. 取自Sari (1998).

GRB外流体显然是在不断的减速的. 但是只要 Γ 和 R 的关系固定, 就不难从类同Rees的推导中给出等时面的方程 (示意图见图4.12). 在等时面上的辐射计算也是按照标准程式进行的, 有兴趣的读者请参阅Sari (1998; 解析讨论)或者Panaitescu & Mészáros (1998; 数值计算).

4.2.6 逆康普顿散射

Wei & Lu (1998)讨论了逆康普顿散射对余辉辐射的改变, 2000年他们再次数值计算了星风环境中逆康普顿散射在X-ray波段的贡献,发现可能导致光变曲线变平. Sari & Esin (2001)针对快慢冷却等不同情形,详细的讨论电子以及种子光子的分布,积分得出了分段的逆康普顿散射谱,进而给出了相应的光变曲线. 但是一般而言, 除非参数非常的特殊, 逆康普顿散射本身不太容易在X-ray或者以下波段被观测到. 逆康普顿散射作为一种有效的高能辐射我们将在下一章中专门讨论, 此不赘述.

对于X-ray, optical and radio余辉, 逆康普顿散射的最大影响是让冷却罗仑兹因子变小一个因子 $1/(1 + Y_{ic})$ (见eq.(2.86)), ν_c 变小一个因子 $1/(1 + Y_{ic})^2$. 这会引发谱的移动. 对于通常考虑的同步自康普顿辐射(SSC), $Y_{ic} = Y_{SSC}$ 可以如下估

计：Thomson极限下,我们有

$$Y_{\text{SSC}} = \frac{U'_{\text{syn}}}{U'_B} = \frac{\epsilon_r U_e / (1 + Y_{\text{SSC}})}{U'_B} = \frac{\epsilon_r \epsilon_e}{\epsilon_B (1 + Y_{\text{SSC}})}, \quad (4.45)$$

这里的 $\epsilon_r \approx \min\{1, (\gamma'_{e,c}/\gamma'_{e,m})^{(p-2)/2}\}$ 表示电子集体的辐射效率. 解式(4.45)得到

$$Y_{\text{SSC}} = \frac{-1 + \sqrt{1 + 4\epsilon_r \epsilon_e / \epsilon_B}}{2}, \quad (4.46)$$

进一步的整理得到(Sari & Esin 2001):

$$Y_{\text{SSC}} = \begin{cases} \frac{\epsilon_r \epsilon_e}{\epsilon_B}, & \frac{\epsilon_r \epsilon_e}{\epsilon_B} \ll 1, \\ (\frac{\epsilon_r \epsilon_e}{\epsilon_B})^{1/2}, & \frac{\epsilon_r \epsilon_e}{\epsilon_B} \gg 1. \end{cases} \quad (4.47)$$

4.2.7 能量注入效应

在标准模型下GRB外流体的总能量是恒定的. 如果能量实际上不断增加, 火球的减速会变慢并导致光变曲线的变平. 在1998年有两大类能量注入效应被考虑: 一类是假定外流体一次性喷出, 但是外流体的运动速度(或者 Γ)上有个分布, 绝大部分能量被比较慢的物质所携带(Rees & Mészáros 1998; Panaitescu et al. 1998; Kumar & Piran 2000; Zhang & Mészáros 2002; Huang et al. 2006). 外部较快的物质不断的扫入外部介质得以减速, 所以较慢的外流体也逐渐赶上被减速的那部分外流体, 形成能量注入. 当然也不排除中心能源再活动喷出大量物质, 赶上已经减速的初始外流体并形成能量注入. 另一类是Dai & Lu (1998)提出的脉冲星磁场能量注入方式: 如果中心能源是一个强磁场的毫秒脉冲星, 则在伽玛暴爆发以后, 脉冲星通过磁偶极辐射损失能量, 这些能量不停的注入到逐渐减速的火球中间, 也会使得火球的减速变缓.

理论上最便于处理的能量注入形式是 $dE/dt = A(t/t_{\text{inj}})^{-q}$ (Cohen & Piran 1999; Zhang & Mészáros 2001a). 对于脉冲星磁场能量注入方式, $q = 0$. 物质为主的能量注入, 物理上不确定性更多, $q < 1$ 不定. 当然这样也有一个好处就是更适合拟合观测的需要, 因为观测发现 q 的变化起伏是比较大的.

当 $t \sim t_{\text{inj}}[E_k(1-q)/At_{\text{inj}}]^{1/(q-1)}$ (这里的 E_k 表示的是初始外流体部分的动能), 能量注入效应开始浮现. 后期的外流体动力学演化变为

$$\Gamma^2 R^3 n \propto t^{1-q}, \quad \Gamma \propto t^{-(2+q)/8} \text{ for ISM}, \quad \Gamma \propto t^{-q/4} \text{ for wind.} \quad (4.48)$$

对应辐射的计算以及和观测的比较请参见Zhang et al. (2006).

4.2.8 致密介质环境

致密介质环境是Dai & Lu(1999) 为了解释GRB990123较早出现的拐折而提出的. 主要理论依据是—火球从相对论到非性对轮的转变时光变曲线会出现拐折, 可能对应于GRB 990123的观测. 这个模型的天文观测基础是: 由于GRB和恒星形成区成协, 那么GRB的余辉可能诞生在巨分子云中, 这种巨分子云的尺度可以达到 $10\text{pc} - 100\text{pc}$, 分子云的总质量可以达到 $10^5 M_\odot - 10^7 M_\odot$, 相应的粒子数密度可以达到 $10 \text{ cm}^{-3} - 10^3 \text{ cm}^{-3}$, 甚至高达 10^6 cm^{-3} .

相对论情形下的谱和光变是熟知的

$$F_\nu \propto \begin{cases} \nu^{-(p-1)/2} t^{3(1-p)/4}, & \nu_m < \nu < \nu_c, \\ \nu^{-p/2} t^{(2-3p)/4}, & \nu > \nu_c. \end{cases} \quad (4.49)$$

在非相对论阶段, 根据Sedov自相似解, 我们有

$$\beta \propto t_\oplus^{-3/5}, \quad R \propto t^{2/5}, \quad B' \propto t^{-6/5}, \quad \nu_m \propto t^{-3}, \quad \nu_c \propto t^{-1/5}, \quad F_{\nu_m} \propto t^{3/5}, \quad (4.50)$$

据此我们得到相应的谱和光变曲线(Dai & Lu 1999)

$$F_\nu \propto \begin{cases} \nu^{-(p-1)/2} t^{(21-15p)/10}, & \nu_m < \nu < \nu_c, \\ \nu^{-p/2} t^{(4-3p)/2}, & \nu > \nu_c. \end{cases} \quad (4.51)$$

对比式(4.49), (4.51)我们发现从相对论到非相对论的转变的确可以产生一个拐折. Dai & Lu (1999)以此来解释GRB990123的光变曲线拐折, 但要求 $n = 10^6 \text{ cm}^{-3}$. 该模型的优点是支持了GRB和大质量恒星的关联, 缺点是对于GRB 990123所需的总能量($\sim 10^{54} \text{ ergs}$)过大.

在X-ray射线分析中人们通常发现一个很高的介质柱密度. 这尽管可以当成一个致密介质的可能证据, 但同样可以解释为一个致密的分子云环绕在暴的周围但距离暴有相当的距离($> 10^{18} - 10^{19}$ cm).

4.2.9 密度跳跃效应

一般的计算中总是假定余辉产生的区域的介质密度是连续的(均匀介质或星风),但实际上可能会有密度跳变的产生: 例如在大质量恒星的星风损失过程中,星风和原来的星际介质相互作用,在一定区域产生密度跳变; 另一种可能是: 大质量恒星的星风损失不是一个常量,慢星风受到快星风的挤压,也会形成一堵致密层(Ramirez-Ruiz et al. 2001; Chevalier et al. 2004). Dai & Lu (2002a) 详细的分析了火球遇上了这种密度跳变情况下的动力学行为并计算了相应的观测特征. 发现在观测上光变曲线会出现一个明显的隆起(鼓包), 尤其是光学波段.

下面我们介绍该模型的核心部分—动力学演化. 现在的物理图像是: 一个热的火球撞上了一堵致密墙,形成一相对论性的正向激波和一反向激波.我们分别计未被激波化的致密介质区域为1区,被激波化的致密介质区域为2区,被激波化的热的壳层区域为3区, 未被激波化的热的壳层区域为4区.现在的激波条件为:

$$\frac{e'_2}{n'_2 m_p c^2} = \gamma_2 - 1, \quad \frac{n'_2}{n'_1} = 4\gamma_2 + 3, \quad (4.52)$$

$$\gamma_{34}^2 = \frac{(1 + 3e'_3/e'_4)(3 + e'_3/e'_4)}{16e'_3/e'_4}, \quad \left(\frac{n'_3}{n'_4}\right)^2 = \frac{(\frac{e'_3}{e'_4})(1 + 3e'_3/e'_4)}{3 + e'_3/e'_4}. \quad (4.53)$$

通常我们一般假定区域2,3的观测者系的速度一致,压强平衡,即 $\gamma_2 = \gamma_3$, $p'_2 = p'_3$.

4.2.9.1 情形一: $e'_3 \gg e'_4$

现在有: $\gamma_{34} = 3e'_3/16e'_4$, $(\frac{n'_3}{n'_4})^2 = 3e'_3/e'_4$, 整理得

$$n'_3/n'_4 = 4\gamma_{34}, \quad e'_3/e'_4 = 16\gamma_{34}^2/3. \quad (4.54)$$

利用 $e'_3/e'_4 = 16\gamma_{34}^2/3$, $e'_2/n'_2 m_p c^2 \approx \gamma_2$ 我们得到

$$n'_2 m_p c^2 / e'_4 = 4\gamma_2 n'_1 m_p c^2 / e'_4 = 16\gamma_{34}^2 / 3\gamma_2, \quad (4.55)$$

设 $f \equiv e'_4/n'_1 m_p c^2$ 并注意到 $\gamma_{34} \approx \gamma_4/2\gamma_2$ (for $\gamma_4 \gg \gamma_2$), 我们最后得到

$$\gamma_2 = \gamma_3 = \gamma_4^{1/2} f^{1/4} / 3^{1/4}, \quad \gamma_{34} = 3^{1/4} \gamma_4^{1/2} / 2 f^{1/4}. \quad (4.56)$$

由 γ_{34} 的表达式, 下面我们给出反向激波变为相对论的条件:

$$\gamma_{34} \geq 2 \Rightarrow f \leq \gamma_4^2 / 85. \quad (4.57)$$

4.2.9.2 情形二: $e'_3 = (1+x)e'_4$ ($x \rightarrow 0$)

现在有 $\gamma_{34}^2 = (4+3x)(4+x)/16(1+x) \approx 1 + 3x^2/16 \Rightarrow \gamma_{34} \approx 1 + 3x^2/32$, 利用 $\gamma_{34} = (\gamma_4/\gamma_2 + \gamma_2/\gamma_4)/2$ 我们得到 $\gamma_2 = \gamma_3 \approx \gamma_4(1 - \sqrt{3}x/4)$.

注意到 $e'_2 = e'_3 = (1+x)e'_4$ 及 $e'_2/n'_2 m_p c^2 = \gamma_2 - 1$, 我们有 $(1+x)e'_4/n'_2 m_p c^2 = \gamma_4(1 - \sqrt{3}x/4) - 1$, 综合 $n'_2/n'_1 = 4\gamma_4(1 - \sqrt{3}/4x) + 3$ 我们得到

$$\frac{(1+x)e'_4}{n'_1 m_p c^2} = [(4\gamma_4 + 3) - \sqrt{3}\gamma_4 x][\gamma_4 - 1 - \sqrt{3}\gamma_4 x/4], \quad (4.58)$$

注意到定义式 $f \equiv e'_4/n'_1 m_p c^2$ 并利用 $x \ll 1$ 整理上式得到

$$x = \frac{(4\gamma_4 + 3)(\gamma_4 - 1) - f}{f + 2\gamma_4^2}. \quad (4.59)$$

限于篇幅, 我们略去具体的计算这样一个动力学过程导致的辐射流量, 有兴趣的读者请详细的参阅 Dai & Lu (2002a).

第五章 GRB的高能辐射与偏振

尽管近几年GRB的研究主要是在低能余辉的观测和解释上. 但GRB如此引人关注则更主要是因为余辉之外的一些课题. 例如GRB及其余辉过程中伴生的高能宇宙线, 中微子, 光子, 引力波辐射等. 鉴于这部分内容在以后相当一段时期内的重要性, 在本章中我们进行较详细的叙述.

5.1 GRB的高能光子辐射

目前在一些GRB中看到了GeV甚至更高能量的光子辐射(Hurley et al. 1994; Fishman & Meegan 1995; Schaefer et al. 1998; González et al. 2003; Adbo et al. 2009). 当然其中最著名的GRBs是GRB 940417, GRB 941017, GRB 080916C.

在第二章介绍辐射机制的时候已经提到, 通常讨论的两种辐射机制中, 同步辐射一般只能到 $\sim 30\Gamma/(1+z)$ MeV的能量, 更高能段的辐射可能主要有逆康普顿过程所贡献. 全面的讨论GRB的高能光子辐射可见Fan & Piran 的综述文章(2008). 这里我们扼要的对一些主要的过程加以介绍.

5.1.1 内激波的SSC辐射

在标准的内激波模型中, 产生sub-MeV辐射的电子的无规热运动罗仑兹因子 $\gamma'_{e,m}$ 大致在几百到1000左右. 在电子的随动系中, 那些同步辐射光子可能仍然处于Thompson regime, 也就是说同步自康普顿不会受到强的压制(见图5.1). 其典型辐射频率为

$$\nu_{m,ssc} \propto \gamma'^2_{e,m} \nu_m \propto 1 \text{ TeV } (\gamma'_{e,m}/10^3)^2 (\nu_m/1 \text{ MeV}). \quad (5.1)$$

值得注意的是存在一个光子的能量阈值 $h\nu_{cut}$, 高于该能量的光子一般情况下会被火球所吸收而不能被观测到. 这个阈值可以写为

$$h\nu_{cut} \approx 2 \text{ GeV } (\epsilon_p/300 \text{ keV})^{(2-p)/p} L_{syn,52}^{-2/p} \delta t_{-2}^{2/p} \Gamma_{2.5}^{(2p+8)/p}. \quad (5.2)$$

具体的推导可见(Lithiwick & Sari 2001), 注意推导中暗含了内激波模型这个假定.

显而易见只有对那些 $\Gamma \sim 10^3$ 的外流体, TeV的光子才能跑出来. 那些高能光子($\epsilon_\gamma \sim 1$ TeV)将被红外背景光子吸收, 产生TeV的正负电子对($\gamma_e \sim 10^6(\epsilon_\gamma/1 \text{ TeV})$), 该高能电子再散射宇宙微波背景光子(典型温度为8K)到GeV波段(Plaga 1995; Cheng & Cheng 1996; Dai & Lu 2002b)

$$\epsilon_{\text{CMB-IC}} \sim \gamma_e^2 \times 8\text{K} \sim 0.6\text{GeV} (\epsilon_\gamma/1 \text{ TeV})^2. \quad (5.3)$$

该辐射的时标很大程度上依赖于(很不清楚的)星系际的磁场强度 B_{IG} . 一般的, 如果 $B_{\text{IG}} > 10^{-18} \text{ G}$, 高能电子在磁场中偏转是如此的厉害, 在新的方向上辐射的光子就算能够到达我们, 其时标也已经被大大的延长, 辐射流量被大大降低以至不能被我们观测到(see Fan & Piran 2008 and the references therein). 如果 $B_{\text{IG}} < 10^{-18} \text{ G}$, 该辐射成分的可观测时标为

$$\Delta t_A \approx (1+z) \frac{R_{\text{pair}}}{2\gamma_e^2 c} = 3200(1+z) \left(\frac{\gamma_e}{10^6}\right)^{-2} \left(\frac{n_{\text{IR}}}{0.03\text{cm}^{-3}}\right)^{-1} \text{s}, \quad (5.4)$$

这里 $R_{\text{pair}} = (0.26\sigma_{\text{T}}n_{\text{IR}})^{-1} \approx 2 \times 10^{26} \left(\frac{n_{\text{IR}}}{0.03\text{cm}^{-3}}\right)^{-1} \text{cm}$ 是TeV光子被红外背景光子吸收并产生正负电子对产生的典型距离, $n_{\text{IR}} \simeq 0.03\text{cm}^{-3}$ 是宇宙空间的红外背景光子数密度.

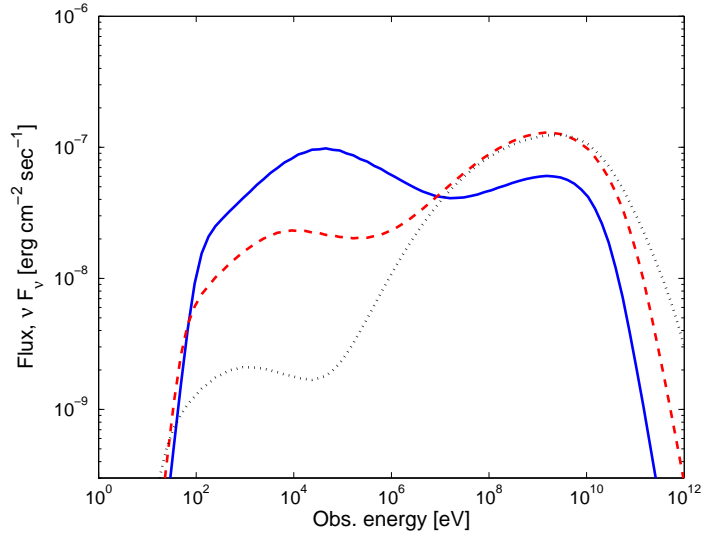


图 5.1 GRB的内激波同步和自康普顿辐射(Pe'er & Waxman 2004; see also Gupta & Zhang 2007).

5.1.2 极早期余辉阶段的高能辐射

Wang, Dai & Lu (2001)提出反向激波的康普顿效应能够产生较强的高能辐射. 他们的思路如下: 当GRB的外流体和外部星际介质作用时产生正向激波和反向激波, 反向激波化区域电子的随机热运动罗仑兹因子只有 $\sim 10 - 100$. 所以自康普顿能够产生keV的辐射. 但那些电子也可能散射来自正向激波区域的X射线波段光子, 产生MeV–GeV的辐射. 不过上述计算只对于非相对论性的反向激波(对于这种情况反向激波的总能量很低)适用. 这个过程和后面讨论的EIC过程的一个区别是由于正反激波区域靠的很近并且以相同速度运动的, 所以随动系中种子光子几乎仍然是各向同性分布的.

对于相对论性反向激波, 我们在eq.(4.13)中已经发现, 反向激波几乎和瞬时辐射同时结束. 所以反向激波区域和瞬时 γ 光子辐射重合, 反向激波电子主要通过逆康普顿散射瞬时辐射光子损失能量, 产生sub-GeV至TeV的高能光子辐射(Beloborodov 2005; Fan, Zhang & Wei 2005b). Beloborodov(2005)甚至认为该模型可以解释GRB 941017的 $\sim 200\text{MeV}$ 的高能辐射成分. 对于星风环境, 一般认为反向激波是相对论性的, 所以该过程可能更普遍(Fan et al. 2005b). 当然如果瞬时辐射在光学/X-ray波段也很强, 这些光子也会被散射到高能. 例如Zou et al. (2009)指出: 在GRB 080319B中, 瞬时光学辐射光子将会被极端相对论的正向激波电子散射到 $> 10\text{ GeV}$. 对于Fermi卫星, 探测率很是可观(如图5.2). 我们注意到在图5.2中高能辐射的时间要比瞬时光学的长很久, 这主要是来自两个方面的原因. 一是高能辐射来至于正向激波面, 所以其辐射时标受激波面几何结构的影响(Beloborodov 2005). 二是由于对于目前这种情况, 由于种子光子很好的方向性(在激波化物质的随动系看), 导致的辐射具有明显的各向异性. 具体的说, 在激波化物质的随动系中: 在辐射元的定向运动速度方向上其辐射为0, 在反方向上达到最大. 相对论变换到观测者坐标系(同时考虑辐射变换)后最强的辐射来自于和我们视线成 $\sim 1/\Gamma$ 的方向, 这自然的延长了观测时标(Fan & Piran 2006b).

5.1.3 早期余辉的高能辐射

早期的正向激波电子的无规热运动罗仑兹因子为 $\gamma'_{e,m} \sim 4.5 \times 10^3 [13(p - 2)/3(p - 1)]^{\epsilon_{e,-1}} (\Gamma/100)$, 同步辐射一般在X-ray band, 其自康普顿辐射在 $\sim \gamma'^2_{e,m} \times 1\text{ keV} \sim 20\text{ GeV}$. 由于 $\Gamma \propto t^{-3/8}$, $\nu_m \propto \Gamma^4$ and $\nu_{m,ssc} \propto \Gamma^6 \propto t^{-9/4}$, 所以自康普顿辐射的典型频率随时间衰减很快. 对于那些关注非常高能光子辐射($> 50\text{ GeV}$)的同

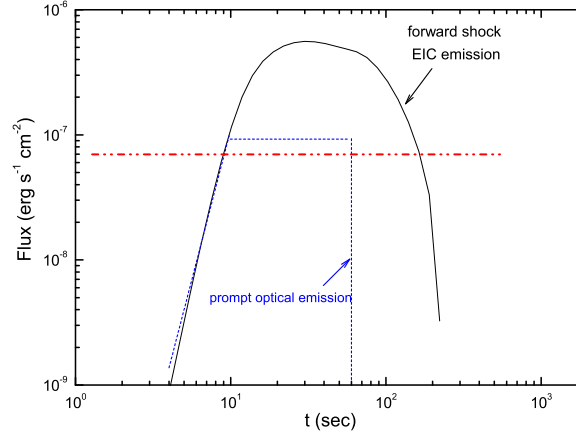


图 5.2 GRB 080319B中瞬时的光学光子将会被极端相对论的正向激波电子散射到 > 10 GeV. 对于Fermi卫星, 探测数目可以高达30个(Zou et al. 2009).

时而言, 在100-1000秒之内开始观测是必要的. 当然利用一些非常大的地面望远镜, 对于一些近的亮GRB, 例如GRB 030329, 在10个小时左右开始观测仍然可能探测到TeV 辐射(Xue et al. 2009b).

在GRB的余辉中发现了大量的X-ray flares. 如果这些flare光子真的来自中心能源的再活动, 那么flare本身的SSC辐射可能可以达到 > 100 MeV, 适合Fermi探测(Wei et al. 2006). 另外一个辐射过程发生在正向激波面上, 就是flare光子冷却正向激波电子($\gamma'_{e,m} \sim 10^3$), 产生GeV辐射(Wang et al. 2006). 对于这类辐射, Fan & Piran (2006b)发现: 由于在外流体的随动系里, 种子光子是单方向的, 产生的辐射是高度各向异性的(这种辐射情形被称为EIC). 这个高度各向异性将会显著延长辐射的时标, 以至于绝大部分光子都会在X-ray flare后到来(见图5.3; see also Wang & Mészáros 2006). 这个高度各向异性辐射效应在先前的EIC计算中, 如Beloborodov (2005), Fan et al. (2005b)以及Wang et al. (2006)都被忽略. 这个效应最直接的影响是降低了高能辐射的流量—这是理所当然的, 因为总能量固定但是辐射时标却延长了, 流量自然下降.

5.2 GRB相关的高能中微子辐射

在GRB的研究过程中, 除了电磁辐射, 一个让人感兴趣的课题是和GRB相伴随的中微子辐射. GRB过程中相伴生的可能有温度在MeV的热中微子(这个几乎

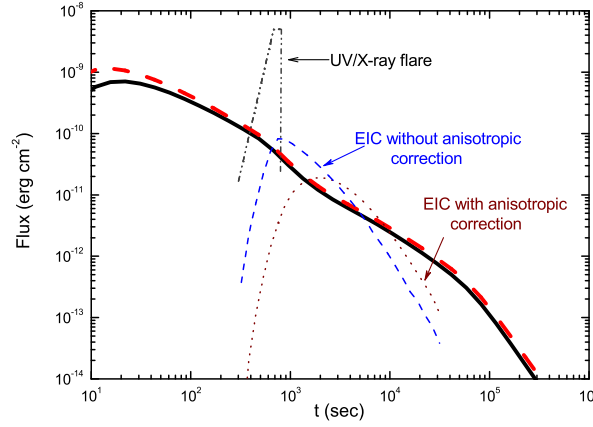


图 5.3 外流体的随动系里EIC辐射的高度各向异性对辐射时标的影响(Fan et al. 2008).

是不可能被探测到, 所以本节不再赘述), 如果原初火球中有一定比例的中子, 则 p, n 作用产生GeV的中微子(Bachall & Mészáros 2000); 塌缩星中相对论喷流和包层作用产生的中微子(Mészáros & Waxman 2001); 另外被激波加热的高能质子和 γ 光子作用产生 10^{14} eV的中微子(Waxman 1997); 内激波加速(或其它瞬时辐射模型中)的质子质子碰撞可能产生高达TeV的中微子辐射(Paczynski & Xu 1994; Wang & Dai 2009); 反向激波辐射和高能质子作用产生的EeV中微子辐射(Waxman & Bachall 2000; Dai & Lu 2001); 当正/反向激波和瞬时辐射重叠在一起时的PeV中微子辐射(Fan et al. 2005b; Murase 2007); 滞后内激波中的TeV以上能量的中微子辐射(Murase & Nagataki 2006). 余辉阶段正向激波的中微子辐射(Dermer 2002; Li et al. 2002; Murase 2007). 我们只选择部分过程加以讨论.

5.2.1 原初火球含有中子时产生的中微子辐射

几乎我们目前的所有讨论都假定火球(喷流)中的重子由质子组成, Derishev et al.提出很大一部分重子可能是中子(1999a). 在这种情形下原初火球的演化和纯质子的情况有很大的不同, 并可能影响到余辉阶段的动力学演化, 带来一些明显的观测效应(Derishev, Kocharovskiy & Kocharovskiy 1999b; Bachall & Mészáros 2000; Fuller, Prut & Abazajian 2000; Pruet & Dalal 2002; Beloborodov 2003b; Fan, Zhang & Wei 2005c). 限于篇幅, 我们这里简单的介绍火球演化的动力学(Bachall & Mészáros 2000)并讨论GeV中微子的产生.

5.2.1.1 含有中子的初始火球的加速问题

我们知道在火球的加速相中, 质子中子的散射时标为:

$$t'_{\text{np}} \sim (n_{\text{p}} \sigma_0 c)^{-1}, \quad \sigma_0 \sim \sigma_\pi \sim 3 \times 10^{-26} \text{cm}^2, \quad n_{\text{p}} = \frac{L}{4\pi(1+\xi)R^2 m_{\text{p}} c^3 \Gamma \eta}. \quad (5.5)$$

注意这里的 $\eta = L/Mc^2$. 但加速完成时, $R \sim \Gamma R_0 \sim \eta R_0$. 动力学时标 $t'_{\text{exp}} \sim R/c\Gamma$. 由 $t'_{\text{np}} \simeq t'_{\text{exp}}$ 可以得到

$$\eta_\pi = \left[\frac{\sigma_\pi L}{(1+\xi)4\pi m_{\text{p}} c^3 R_0} \right]^{1/4}, \quad (5.6)$$

这里的 ξ 表示的是中子质子数之比. 当 $\eta < \eta_\pi$ 时其退耦半径可以如下估算:

$$\frac{L\sigma_\pi}{(1+\xi)4\pi m_{\text{p}} c^2 R_{\text{np}}^2 \eta^2} \simeq \frac{c\eta}{R_{\text{np}}}, \quad (5.7)$$

$$\frac{R_{\text{np}}}{R_0} = \eta_\pi \left(\frac{\eta}{\eta_\pi} \right), \quad (5.8)$$

当 $\eta > \eta_\pi$ 时其退耦半径可以如下估算

$$\frac{L\sigma_\pi}{(1+\xi)4\pi m_{\text{p}} c^2 R_{\text{np}}^2 \eta \Gamma} \simeq \frac{c\Gamma}{R_{\text{np}}}, \quad (5.9)$$

利用 $\Gamma \sim R_{\text{np}}/R_0$, 我们最后得到

$$\frac{R_{\text{np}}}{R_0} = \eta_\pi \left(\frac{\eta}{\eta_\pi} \right)^{-1/3}. \quad (5.10)$$

简言之, 对于 $\eta < \eta_\pi$ 我们有 $\Gamma_{\text{p}} \simeq \Gamma_{\text{n}} \simeq \eta$; 对于 $\eta > \eta_\pi$ 我们有 $\Gamma_{\text{n}} < \eta < \Gamma_{\text{p}}$. 对

$$\Gamma_{\text{n}} = 2.24 \times 10^3 L_{52}^{1/3} R_{0,7}^{-1/4} [(1+\xi)/2]^{-1/3} \eta^{-1/3}, \quad (5.11)$$

$$\Gamma_{\text{p}} = \eta(1+\xi)[1 - (6\xi/7(1+\xi))(\eta_\pi/\eta)^{4/3}]. \quad (5.12)$$

我们实际观测到的GRB对应于后者的居多. 这就形成了独特的景象: 中心能源喷发的一个壳层最后变成一个快质子壳层和一个慢中子壳层. 如果快慢壳层的速度

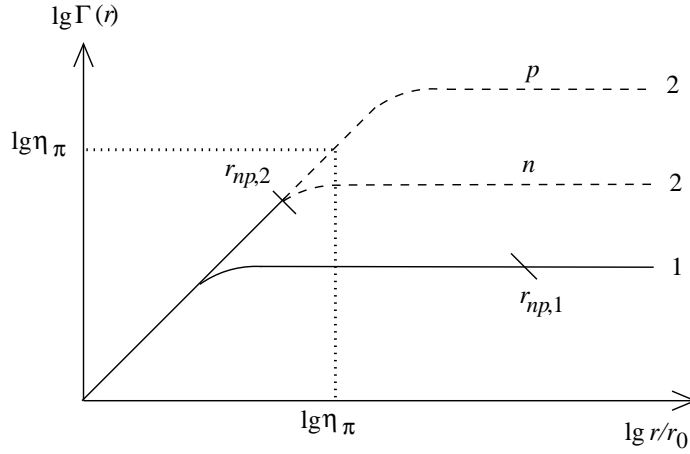
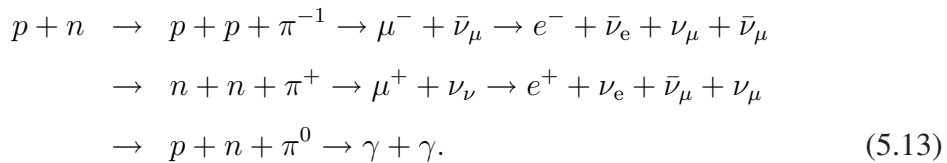


图 5.4 含中子的火球膨胀的动力学演化, 取自Bachall & Mészáros (2000).

差不多, 我们知道中子在他自己的随动系中有长达900秒的寿命, 在这期间它不停的decay, 发出一个光子和中微子, 以及一个高速运动的质子, 质子可能与外界星际介质作用并带动他们, 进一步影响火球的动力学演化(Beloborodov 2003b). 如果慢壳层的速度很低, 只有当那些快壳层和外部介质作用后得到充分的减速, 这些慢壳层才能赶上前面的火球, 形成能量注入(Pruet & Dalal 2002).

5.2.1.2 质子, 中子脱耦时的中微子辐射

在含有中子的原初火球的加速中, 现在我们直接介绍其中的中微子过程(Bachall & Mészáros 2000). 如果 $\eta > \eta_\pi$, $n, p, v_{\text{rel}} \rightarrow c$ 并且非弹性 π 介子产生能阈 $\epsilon' > 140\text{MeV}$ 被满足. 注意到现在 $\sigma_o \sim \sigma_\pi$, 所以条件 $t'_{\text{np}} \sim t'_{\text{exp}}$ 暗示着 π 介子产生的光深是1的量级. 所以对于现在的情形 $R_{\text{np}} \equiv R_\pi$, 不仅是一个 p, n 退耦的半径, 也是一个有效的 π 介子大气层. 在最低能阈处发生的重要核过程有:



中微子在 $R_\pi \ll R_\gamma (\tau_\pi \simeq 1)$ 产生. 注意到这个区域中的平均每个中子产生一个 ν 和一个 $\bar{\nu}$, 下面我们简单的罗列出从 π 以及 μ 介子Decay的中微子的平均能量,

注意 μ 介子Decay产生的中微子有一个连续谱, 并被多普勒加宽 $v_{\text{rel}}/c \sim 0.5$.

$$\begin{aligned}\epsilon'_{\bar{\nu}_\mu} &\simeq 30\text{MeV}, \quad \epsilon'_{\nu_\mu} \simeq 30\text{MeV} \quad \text{from } \pi^\pm \\ \epsilon'_{\nu_e} &\simeq 30\text{MeV}, \quad \epsilon'_{\bar{\nu}_\mu} \simeq 50\text{MeV} \quad \text{from } \mu^+; \\ \epsilon'_{\bar{\nu}_e} &\simeq 30\text{MeV}, \quad \epsilon'_{\nu_\mu} \simeq 50\text{MeV} \quad \text{from } \mu^-.\end{aligned}\tag{5.14}$$

注意测量时观测系能量为 $\epsilon = \epsilon' a \Gamma_n / (1+z)$ 正负中微子的平均相关散射截面为 $\sigma_\nu \sim 0.5 \times 10^{-38} (\epsilon/\text{GeV}) \text{cm}^2$ (在阈值附近 $a = 1$). 对应于上式的 $\epsilon \simeq 0.1 \Gamma_n / (1+z) \text{GeV}$, 相应的有效测量截面为 $\bar{\sigma}_{\nu\bar{\nu}} \sim 5 \times 10^{-40} \Gamma_n (1+z)^{-1} \text{cm}^2$. 乘上一个Hubble距离 $R_b \sim 10^3 R_{b3} / \text{year}$ 中的暴发率, 对于 1km^3 的探测器(里面有 $N_t \sim 10^{39} N_{t39}$ 个目标质子), 探测率是:

$$R_{\nu\bar{\nu}} = (N_t / 4\pi D_L^2) R_{b3} N_n \bar{\sigma}_{\nu\bar{\nu}} \sim 7 E_{53} N_{t39} R_b \left(\frac{2\xi}{1+\xi} \right) \left(\frac{\eta_\pi}{\eta} \right)^{4/3} h_{65}^2 \left(\frac{2-\sqrt{2}}{1+z-\sqrt{1+z}} \right)^2 \text{year}^{-1},\tag{5.15}$$

可见探测前景还是蛮大的. 请注意下面的几个图像中都只考虑重子物质为质子.

5.2.2 塌缩星中相对论喷流和包层作用产生的TeV中微子

下面这段文字主要取自Mészáros & Waxman (2001)的表述. 塌缩星模型下前身星的典型结构如下: 中心铁核延伸到 10^9cm , 总质量约为2个太阳质量; 外层He核延伸到 10^{11}cm , 总质量约为8个太阳质量; 在一些情况下还有延伸到 10^{13}cm 的H包层(红巨星)(这个区域的物质密度小到 $\rho \sim 10^{-7} \text{g cm}^{-3}$), 当然有些情况下这个包层全部或部分的损失掉了. 如果我们假定相对论的喷流在它进入包层以前已经形成, 其整体能量, 罗伦兹因子都可以和我们从GRB极早期余辉阶段推得的值相比拟, 即 $\Gamma_j \sim 10^2$, $L_{52} \sim 1$. 显而易见, 当喷流进入H包层后, 正反激波形成, 由于H包层物质的贡献, 激波化的物质(包括H包层以及激波化的喷流物质)的罗伦兹因子(Γ_h)很低: 一个简单的处理可以用波前波后流体的压强(分别为 $4\Gamma_h \rho c^2$, $4(\Gamma_j/2\Gamma_h)^2 n_j m_p c^2$, 这里的 $n_j = L / (4\pi R^2 \Gamma_j^2 m_p c^3)$)相等得到:

$$\Gamma_h = 3 \frac{L_{52}^{1/4}}{R_{12}^{1/2} \rho^{-1/4}},\tag{5.16}$$

这激波化的热得喷流等离子体驱动了一个向径向以及侧向传播的弓激波, 对于一个小张角的喷流($\theta < 1/\Gamma_h$), 激波化的喷流等离子体壳层的厚度可以利用穿过反向激波面的物质流与切向的离开那个厚为 Δ 半径为 θR 的物质流大致相等这一事实进行如下简单的估计

$$\pi(\theta R)^2 c(\Gamma_j/2\Gamma_h)n_j \simeq 2\pi(\theta R)\Delta(c/\sqrt{3})4(\Gamma_j/2\Gamma_h)n_j \implies \Delta \approx 0.2\theta R, \quad (5.17)$$

现在我们可以简单的估计激波化的喷流等离子体的Thomson光深

$$\tau_T = \sigma_T n \Delta \approx 4 \times 10^3 \frac{\theta_{-1} L_{52}}{R_{12}^2 \Gamma_2 \Gamma_h}. \quad (5.18)$$

如此高的光深下, 显然是热辐射, 其温度可以如下估计

$$aT_R^4 4\pi R^2 c \Gamma_h^2 = L \implies T_R \approx 4 \left(\frac{L_{52}}{R_{12}^2 \Gamma_h^2} \right)^{1/4} \text{ keV}. \quad (5.19)$$

相应的光子数密度为

$$n_\gamma k T_R \simeq L / \Gamma_h^2 R^2 c \implies n_\gamma = 2 \times 10^{24} \left(\frac{L_{52}}{\Gamma_h^2 R_{12}^2} \right)^{3/4} \text{ cm}^{-3}, \quad (5.20)$$

热电子在喷流中反向传播的平均自由程

$$l_\gamma \approx \Gamma_h / (2\Gamma_j n_j \sigma_T) = 5 \times 10^6 \frac{\Gamma_2 \Gamma_h R_{12}^2}{L_{52}} \text{ cm}, \quad (5.21)$$

注意到除了弓激波和反向激波外, 不同快慢的壳层会相互碰撞, 产生内激波, 质子得到加速. 当这些被加速的高能质子遇到反向激波时和前面提到的 $T_R \sim 4\text{keV}$ 的光子相作用(条件是: $\epsilon_p \epsilon_\gamma \geq 0.3\text{GeV}^2$, 这里的 ϵ_p 质子在减速的等离子体坐标系中测得的能量, 相应的我们得到 $\epsilon_p > 10^5 \text{ GeV}$, $\epsilon'_p \simeq \epsilon_p \Gamma_h$), 产生 π 介子, 并进一步Decay为中微子. 一般而言 ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$, ν_e , $\bar{\nu}_e$)的能量约为 $0.05\epsilon_p$. 所以一般的我们有

$$\epsilon_\nu \geq 2 \left(\frac{1+z}{2} \right)^{-1} \frac{\Gamma_h^{3/2} R_{12}^{1/2}}{L_{52}^{1/4}} \text{ TeV}, \quad (5.22)$$

注意到现在我们一般认为GRB阶段产生的内能由电子, 质子, 磁场均匀分配, 所以我们可以简单的认为转化为极高能质子的能量(假定 $\epsilon_\nu^2 dn_\nu/d\epsilon_\nu \propto \epsilon_\nu^0$)和GRB的暴发能量是相当的, 所以我们可以初步的估计地球上观测到的TeV的中微子流量

$$F_{\nu_\mu}(\bar{\nu}_\mu, \nu_e, \bar{\nu}_e) \sim \frac{E/8}{4\pi D_L^2} = 10^{-5} \frac{E_{53}}{D_{L,28}^2} \text{erg/cm}^2, \quad (5.23)$$

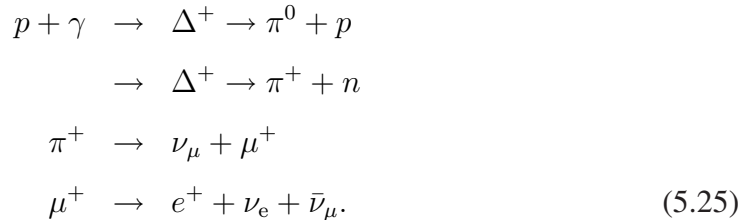
近似的, 一个 μ 中微子在地面探测器中产生一个高能量的向上运动的 μ 介子的概率可以用 μ 介子与中微子的平均自由程的比率: $P_{\nu_\mu} \approx 1.3 \times 10^{-6} \epsilon_{\nu, \text{TeV}}^\beta$, 当 $\epsilon_{\nu, \text{TeV}} < 1$ 时 $\beta = 2$; 当 $\epsilon_{\nu, \text{TeV}} > 1$ 时 $\beta = 1$. 对于平的中微子谱, 这意味着 ν 介子的数流量 J_μ 可以估计为 $J_\mu = (P_0/\epsilon_{\nu,0})$, 现在我们得到对于单个的暴发, 测到的平均自旋向上的 ν 介子数目为

$$N_\mu \approx \frac{P_0}{E_0} \frac{E/4}{4\pi D_L^2} = 0.2 \frac{E_{53}}{D_{28}^2} \text{km}^{-2}. \quad (5.24)$$

这个绝对值尽管不大, 但它远高出背景的大气中微子事件 $N_{\text{bkg}} \sim 10^{-4}(\theta/\text{deg})^2 t_2 \text{km}^{-2}$ (t_2 对应于一个典型暴发, 持续时标约为100s). 这里的 $\theta \sim 1^\circ$ 代表的是计划中的中微子望远镜的典型角分辨率.

5.2.3 内激波产生的 10^{14}eV 的中微子

对这个问题的详细讨论请参见Waxman & Bachall (1997), 更全面细致的处理则参见Guetta et al.(2004). 在内激波情形下最重要的的中微子产生机制是如下的核反应过程:



本节的讨论中我们仍沿用我们熟悉的一些GRB内激波阶段的典型数据: 快速光变时标 $\delta t \sim 10 \text{ ms}$, 典型的Pulse的罗仑兹因子 $\Gamma \sim 3 \times 10^2$, 瞬时辐射光度 $L_\gamma \sim 10^{52} \text{ergs}$. 为讨论方便我们假定在Shell静止系中的内激波化的质子是各向

同性的.

质子能量转化为 π 介子的能量部分可以估计为(Halzen & Hooper 2002; Guetta 2004)

$$f_\pi \sim \sigma_\Delta n_\gamma \Delta R' < \chi_{p \rightarrow \pi} >, \quad (5.26)$$

这里的 $\sigma_\Delta \sim 5 \times 10^{-28} \text{cm}^2$ 是 Δ -共振态的散射截面, $< \chi_{p \rightarrow \pi} > \simeq 0.2$ 是一次碰撞中质子的能量转化为 π 介子的部分, $\Delta R' \approx \Gamma c \delta t$ 是辐射区的厚度. n_γ 是辐射场的光子数密度, 如果做单能近似(即假定 $\epsilon_\gamma \approx \epsilon_{\gamma,b}$)很容易得到(Guetta et al. 2004)

$$n_\gamma \sim \frac{L_\gamma}{16\pi c^2 \delta t \Gamma^4 \Delta R' \epsilon_{\gamma,b}} \quad (5.27)$$

所以我们得到

$$f_\pi \sim 0.2 \frac{L_{\gamma,52}}{\Gamma_{2.5}^4 \delta t_{-2} (\epsilon_{\gamma,b}/1 \text{ MeV})}. \quad (5.28)$$

对于实际的GRB典型谱

$$n(\epsilon_\gamma) \propto \begin{cases} \epsilon_\gamma^{-1}, & \epsilon_\gamma < \epsilon_{\gamma,b} \sim 1 \text{ MeV}, \\ \epsilon_\gamma^{-2.25}, & \epsilon_\gamma > \epsilon_{\gamma,b} \sim 1 \text{ MeV}. \end{cases} \quad (5.29)$$

由于 Δ 共振态的限制, $\epsilon_p \epsilon_\gamma \simeq 0.1 \Gamma^2 \text{GeV}^2 \rightarrow \epsilon_p \sim 10^{16} \text{ eV} \Gamma_{2.5}^2 (\epsilon_\gamma/1 \text{ MeV})^{-1} (1+z)^{-2}$. 对于更高(低)能量的质子显然可以和低能量的光子作用, 那些光子的数密度大致和 $-\ln(\epsilon_\gamma) (\epsilon_\gamma^{-1.25})$ 成正比.

假定质子谱为 $dN/dE \propto E^{-p}$, 中微子的谱大致为

$$\frac{dN_\nu}{d\epsilon_\nu} \propto \begin{cases} \epsilon_\nu^{-p-2}, & \epsilon_\nu > \epsilon_{\nu,\text{cut}}, \\ \epsilon_\nu^{-p}, & \epsilon_\nu > \epsilon_{\nu,b}, \\ \epsilon_\nu^{-p+1.25}, & \epsilon_\nu < \epsilon_{\nu,b}. \end{cases} \quad (5.30)$$

这里的 $\epsilon_{\nu,b} \simeq 7 \times 10^{14} \Gamma_{2.5}^2 (\epsilon_{\gamma,b}/\text{MeV})^{-1} (1+z)^{-2} \text{ eV}$. $\epsilon_{\nu,\text{cut}}$ 的引入是考虑了 π 和 μ 介子的寿命, 后者比前者长100倍左右(Guetta et al. 2004)

$$\epsilon_{\nu,\mu,\text{cut}} \approx \frac{10^{17} \text{ eV}}{1+z} \epsilon_e^{1/2} \epsilon_B^{-1/2} L_{\gamma,52}^{-1/2} \Gamma_{2.5}^4 \delta t_{-2} \text{ eV}, \quad (5.31)$$

$$\epsilon_{\bar{\nu}_\mu, \nu_e, \text{cut}} \approx \frac{10^{16} \text{ eV}}{1+z} \epsilon_e^{1/2} \epsilon_B^{-1/2} L_{\gamma, 52}^{-1/2} \Gamma_{2.5}^4 \delta t_{-2} \text{ eV}. \quad (5.32)$$

我们下面简单的估计可以探测到的中微子数量：根据我们后面将要提到的Waxman (1995)的工作, 宇宙中的甚高能射线和GRB可能是同一起源. 他们进一步假设高能质子的能量分布为 $dN/dE \propto E^{-2}$, 在这种情况下 \dot{E} (能量产生率) 仅仅是峰值频率的对数函数, 故借鉴甚高能宇宙射线的观测我们有 $\dot{E} \sim 4 \times 10^{44} \text{ erg Mpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$ *. 现在可以观测到的中微子能量密度可以近似的计算： $U_\nu \approx 0.5 f_\pi(\epsilon_{\text{pb}}) t_H \dot{E}$, 这里的 $t_H \approx 10^{10} \text{ yr}$ 是Hubble时间. 中微子流量可以近似的估计为

$$J_\nu(\epsilon_\nu > \epsilon_{\nu, \text{b}}) \approx \frac{c}{4\pi} \frac{U_\nu}{\epsilon_{\nu, \text{b}}} \approx 10^{-13} \frac{f_\pi(\epsilon_{\text{p,b}})}{0.2} \dot{E}_{44} \left(\frac{\epsilon_{\nu, \text{b}}}{10^{14} \text{ eV}} \right)^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}, \quad (5.33)$$

利用上一节介绍的 $P_{\nu\mu}$ 我们得到可探测到的中微子数目为：

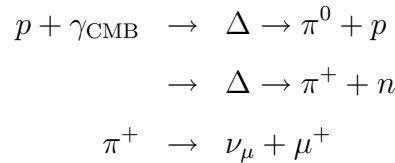
$$J_{\mu\uparrow} \approx 50 \frac{f_\pi(\epsilon_{\text{p,b}})}{0.2} \dot{E}_{44} \text{ km}^{-2} \text{ yr}^{-1}. \quad (5.34)$$

这个探测率是相当可观的.

5.3 高能宇宙射线

5.3.1 瞬时辐射阶段加速 $> 10^{20} \text{ eV}$ 宇宙射线

Vietri (1995)和Waxman (1995)撰文提出宇宙学起源的GRB可能是甚高能宇宙射线的源. 在具体的讨论前简单的介绍一下GZK截止：由于超过 10^{20} eV 高能宇宙射线(认为是质子的话)会和宇宙微波背景辐射的软光子(温度约为 2.7 K)作用发生 Δ 共振, 具体的核反应为



*显然如果真实的谱更陡一些,例如 $dN/dE \propto E^{-2.2}$, 而且GRB的确是主要的甚高能宇宙射线源,那么高能中微子的探测前景会更好(Fan 2009)

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu. \quad (5.35)$$

相应的阈值条件为 $4E_p E_\gamma \leq (M_\Delta^2 - m_p^2)c^4$. 显然对于温度约为 2.7kT 的背景光子而言这要求 $E_{p,\text{cut}} \geq 5 \times 10^{19}\text{eV}$.

据不完全统计目前地面上观测到的能量高于 10^{20}eV 的高能宇宙射线已超过10个. 由于GZK cutoff的限制, 这些宇宙射线的产生距离我们不能太过遥远(一般不超过 100Mpc), 当然其它可能性也是有的, 其中之一是这些宇宙射线不是高能质子而是原子核, 这样的话GZK作用较弱.

Waxman的主要图像是: 在内激波阶段, 激波是中等相对论的, 如果认为其中粒子的加速主要是费米加速的话, 质子可能被加速为一个比较平的谱 $dN/dE_p \propto E_p^{-2}$. 下面我们讨论要把质子加速到极高的能量 $> 10^{20}\text{eV}$ 所应满足的条件: 我们知道, 被加速粒子的最终能量可以根据其加速时标和同步辐射时标相等来估计(严格的讲在这里还应考虑到 $p\gamma$ 反应的后果, 我们在后面再行分析), 当然一般的我们还应要求粒子的加速区域不应超过火球的物质区域. 先考虑前者的限制, 显然可以写成

$$t'_a \approx 2\pi R_L/c = 2\pi\gamma'_p m_p c / eB' \equiv t'_{\text{syn}} = \frac{6\pi m_p^3 c}{m_e^2 \sigma_T \gamma'_p B'^2}, \quad (5.36)$$

其中的 B' 表示内激波中的磁场强度, 整理上式得到

$$\gamma'_p \approx 10^{11} / B'^{1/2}. \quad (5.37)$$

对于典型值 $B' \sim 10^5 \text{ G}$ 来讲, 上式意味着 $\gamma'_{p,\text{Max}} \sim 3 \times 10^8$, 相应的观测系能量为 $\sim \Gamma \gamma'_{p,\text{Max}} m_p c^2 \sim 10^{20} \text{ eV}$, 达到了甚高能宇宙射线的要求.

另一个限制是 t'_a 应该和动力学时标相当, 这给出

$$2\pi R_L/c \approx 2\Gamma c \delta t \rightarrow \gamma'_p \sim 3 \times 10^8 \Gamma_{2.5} \delta t_{-2} B'_5. \quad (5.38)$$

相应的观测系能量为 $\sim \Gamma \gamma'_p m_p c^2 \sim 10^{20} \text{ eV}$, 也达到了甚高能宇宙射线的要求.

最后我们讨论 $p\gamma$ 过程的影响. 事实上由前一节计算 f_π 的过程我们就知道: 对于典型参数, $f_\pi < 1$, 表明有相当部分的甚高能宇宙射线能从火球中跑出去.

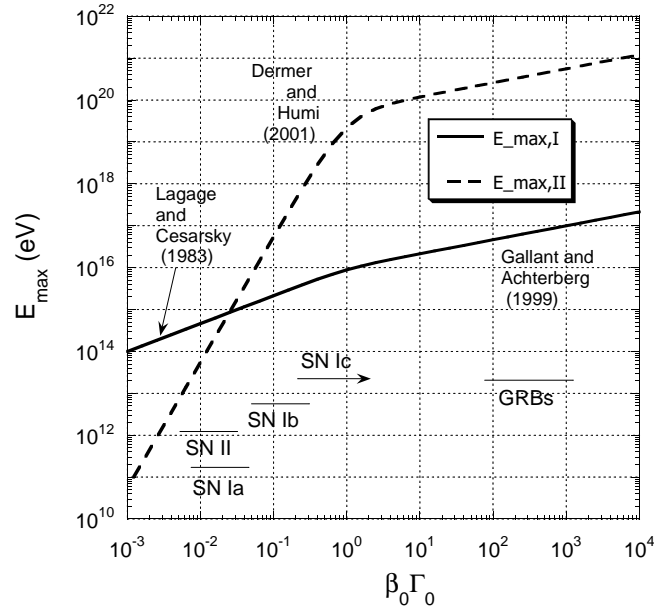
5.3.2 hypernova加速 $10^{16} - 10^{18.5}$ eV 宇宙射线

图 5.5 质子在不同类型超新星激波加速中能够获得的最大能量(Dermer 2001a).

对于通常的超新星激波加速模型, 高于 3×10^{15} eV的粒子能量是很难达到的(Hillas 2005). 前面已经提到, 很多的长暴发现和能量巨大/速度很快的超新星(一般称为hypernova)成协. 在1998年发现的GRB 980425的余辉里面,人们发现了一个速度很快的超新星(SN 1998bw)外流体成分,Dermer (2001b) 利用二阶Fermi加速理论, 提出那些和SN 1998bw类似的超新星可能能够产生高达 10^{19} eV的宇宙射线(见图5.5的SN Ic). Sveshnikova (2003)基于标准的一阶Fermi加速模型, 指出象SN 1998bw那样的超新星是产生 $3 \times 10^{15} - 10^{18}$ eV 宇宙射线的主要源. Wang et al. (2007) 和Budnik et al. (2008)基于修正的一阶Fermi加速理论讨论了hypernova加速 $10^{16} - 10^{18.5}$ eV宇宙射线的问题. 在标准的一阶Fermi加速理论,外部星际介质没有被磁化,磁场很弱,只有 $\sim 10^{-6}$ G (Gallant 2002). 在修正的

一阶Fermi加速理论中,外部星际介质认为被外流体加速的高能粒子所磁化,磁场得以放大,所以反过来使加速过程更有效(Bell & Lucek 2001). 假定外部介质是星风并考虑到hypernova本身的外流体能量随速度的分布,修正的一阶Fermi加速理论可以给出一个比较陡的能谱,和观测大致吻合. 但是需要的自由星风环境尺度过大(~ 1 kpc量级), 和实际观测有些矛盾. 我们前面也已经指出,GRB本身所处的环境绝大部分看来更象是均匀介质而不是星风. 如果处于均匀介质,修正的一阶Fermi加速理论给出的能谱太陡而和观测不吻合. 有意思的是: 假定均匀介质模型,并利用Dermer的二阶Fermi加速公式(2001b), 结合hypernova本身的外流体能量随速度的分布,可以得到一个和观测相吻合的谱(Fan 2008).

事实上修正的一阶Fermi加速理论是可以被目前的观测所检验的. 如果真的外流体加速的高能粒子会让很大范围的外部介质区域磁化, 那么GRB的outflow也会出现类似的情形. 由于在激波理论中, 只有平行于激波面的磁场才能被放大, 所以导致波后磁场是很不规则的,(很可能)和激波面平行的最强. 这可能导致GRB余辉有意思的偏振现象, 我们将进一步讨论这个问题.

5.4 引力波辐射

关于引力波的辐射Piran (2005)做了较详细的综述, 他把引力波的来源分为“双致密星并合”, “塌缩星”, “Supranova”和“伽玛暴”四种(本章节取自邹远川的博士论文). 其中“双致密星并合”针对短暴起源, 在100Mpc以内可以被LIGO II探测到; “塌缩星”是针对长暴的塌缩星模型, 但是强度很低; “Supranova”针对伽玛暴前身星先坍缩为中子星, 几个星期之后再形成黑洞而发出伽玛暴的模型, 可以有两次分开的引力波辐射; “伽玛暴”是指中心能源喷出的两个喷流所产生的引力波, 一般太弱而不能被观测到. van Putten (2001)考虑伽玛暴的黑洞+吸积盘系统, 发现长暴大部分能量可以以引力波形式辐射. Hiramatsu et al. (2005)考虑轴对称喷流的引力波, 并将宇宙中所有的这种引力波辐射累加起来, 发现流量还是远小于目前探测器的极限, 也小于宇宙暴涨时期的引力波的强度. 人们也开始考虑引力波的应用, Seto (2005)提出如果短暴来自于双致密星并合, 则可以通过LIGO的观测测定已知红移的短暴相对观测者的倾角. 有人甚至提出用已知红移的短暴的引力波观测来限制宇宙学参量.

5.5 偏振

原则上说,GRB的瞬时辐射,极早期余辉,瞬时余辉辐射,以及后期的正向激波辐射都有可能是线偏振的. GRB及余辉辐射的线偏振可能起源于两个方面:一是辐射区规则化的磁场,二是辐射区的高度不对称. 对于在随动系中随机分布的热电子,其在规则磁场中的同步辐射的线偏振是垂直于光子的传播方向和磁场的方向的.由于相对论集束效应,一般而言观测者可视区域很小,张角为 $\leq 1/\Gamma$. 所以只要在这个小的区域里面磁场的方向变化不大,那么不同角度上辐射出的光子的偏振不能被有效的抵消,所以总辐射的线偏振度可以达到 $\sim 50\%$ 左右(Lyutikov et al. 2003; Granot 2003; Granot & Königl 2003),注意相对论变换并不会显著的改变这个结论. 另外一种偏振的起源是要求随动系中的磁场在空间上不对称,例如平行于激波面法线方向的磁场($\langle B_{\parallel}^2 \rangle$)大于垂直于激波面法线方向的磁场($\langle B_{\perp}^2 \rangle / 2$), 如果视线方向和速度方向的夹角为 α' ,则其偏振度为(see the Appendix of arXiv:0801.1517 for the derivation)

$$P_{\text{point}} = \Pi_0 \frac{\sin^2 \alpha' (\langle B_{\parallel}^2 \rangle - \langle B_{\perp}^2 \rangle / 2)}{\sin^2 \alpha' \langle B_{\parallel}^2 \rangle + (1 + \cos^2 \alpha') \langle B_{\perp}^2 \rangle / 2}. \quad (5.39)$$

如果 $P_{\text{point}} > 0$ 表明偏振方向垂直于该点的运动速度方向 $\hat{\beta}$ 以及视线方向 \hat{n} ,否则在 $\hat{n} \times (\hat{\beta} \times \hat{n})$ 方向. Π_0 代表的是该点上最大可能的偏振度,对于同步辐射一般取为60%或者 $(p+1)/(p+7/3)$. 对于观测者而言来自于同一张角 θ 上(对应于随动系的 α')的这种偏振在不同方位角 ϕ 上的辐射贡献以 $\cos(2\phi)$ 的形式相互抵消. 对于均匀喷流, 如果 ϕ 的积分区间是 $(0, 2\pi)$ 或者是 $(0, \pi)$ 都会导致总体上的零偏振. 所以一般情况下需要偏轴观测才能得到比较高的偏振度(Ghisellini & Lazzati 1999; Sari 1999). 对于非均匀喷流,我们仍然需要偏轴观测来得到较高的偏振度(Rossi et al. 2004; Wu et al. 2005).

目前技术上最可靠的是光学波段的偏振观测,测得的晚期余辉的偏振度一般较低(Covino et al. 1999). 这支持标准余辉模型中假定的激波磁场起源假设. 在gamma-ray波段有过一些观测报道,但是误差很大且很难验证其真实性. 所以人们一直报以怀疑的态度(see Toma et al. 2009 and the reference therein).

第六章 GRB统计研究及GRB的应用

6.1 GRB统计研究

6.1.1 GRB随红移的演化

GRB随红移的演化是一个有意思的问题,但是怎样排除仪器的选择效应是不容易的. 图6.1左给出的是平均光度高于 10^{49} erg/s的Swift GRB随红移的分布. 显而易见,近的普遍偏暗而远的偏亮. 最可能的理由是: 近的暗的暴更容易被探测到. 图6.1右给出的是Swift GRB的光度函数.

如6.1.2中所介绍的,对于GRB, $(1+z)E_{\text{peak}}$ 和 L_γ 或者 $(1+z)E_{\text{peak}}$ 和 E_γ 有比较密切的关系,所以我们可以自然的预期 $(1+z)E_{\text{peak}}$ 以及 E_γ 都有较强的随红移的演化(Wei & Gao 2003).

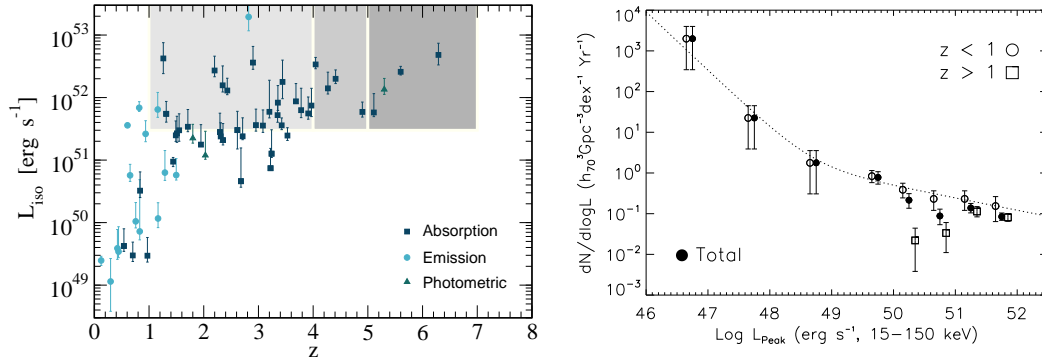


图 6.1 左: 平均光度高于 10^{49} erg/s的Swift GRB随红移的分布(Yuksel et al. 2008). 右: Swift GRB的光度函数(Dai 2009).

另外一个有趣的现象是: 当地的GRB ($z \sim 0$)偏软偏暗,但产生率要比 $z \sim 1$ 处的明显高(e.g., Sazonov et al. 2004; Coward 2005; Cobb et al. 2006; Liang et al. 2007). 一个可能的解释是当地的暴由于离我们近,所以就算暗/甚至偏轴都可以被我们看到.

6.1.2 GRB的一些经验关系

在过去的几年里,人们一直试图能够找到一些经验关系: 这些关系能把一些红移无关量和一些红移相关量连在一起. 如果这些关系足够好,我们一些观测就可推得红移的信息. 这对我们现有的BATSE卫星GRB大样本(绝大部分是

不知道红移的)是非常重要的. 到目前为止有多个经验关系被提出, 下面扼要介绍其中的几个: (1) 光度 L_γ 和不同能段光变曲线时延 τ (光变 V_{ar})的关系(Fenimore & Ramirez-Ruiz 2000; Norris, Marani, & Bonnell 2000), V_{ar} 表示的是GRB光变曲线的不规则性; (2) 几何修正的GRB能量 $E_{\gamma,\text{jet}}$ 大致成为一个常数(Frail et al. 2001; Bloom, Frail & Kulkarni 2003); (3) $L_\gamma - (1+z)E_{\text{peak}}$ 关系(Wei & Gao 2003; Lloyd-Ronning, Fryer & Ramirez-Ruiz 2002; Liang, Dai & Wu 2004); (4) $E_\gamma - (1+z)E_{\text{peak}}$ 关系(Amati et al. 2002); (5) The $E_{\gamma,\text{jet}} - (1+z)E_{\text{peak}}$ 关系(Ghirlanda, Ghisellini & Lazzati 2004a)或者 E_γ , $(1+z)E_{\text{peak}}$ 和GRB余辉的光变曲线拐折时间 t_b 之间的关系(Liang & Zhang 2005). 图6.2给出了几个有代表性的关系.

这些关系一旦足够可靠就可以用来做宇宙学. 目前看来最普遍的关系是Amati关系 $(1+z)E_{\text{peak}} - E_\gamma$ 或 $L_\gamma - (1+z)E_{\text{peak}}$ 关系, 但是这两个关系的弥散度都较大, 甚至可能有宇宙学演化(Li 2007).

6.1.3 GRB余辉的统计研究

Böer & Gendre (2000)首先把GRB余辉换回到暴的当地系并进行了统计. 他们发现对当时的样本, X-ray余辉分成了两类; 但在光学波段没有发现分类的迹象. Liang & Zhang (2006)以及Nardini (2006)处理了更全的样本, 发现在光学波段也有可能分类(clustering)的现象. 一种可能性是GRB是结构化喷流, 到了后期由于速度变慢, 相对论效应不明显, 发出的辐射也应该很相似. 不过那些成团现象也许只是一种表面现象: Nysewander et al. (2009)发现(如图6.3), E_γ 越大, 余辉辐射越强. 而且线性关系明显, 尤其是长短暴基本具有同样的趋势. 这表明激波参数很可能是universal的, 甚至暗示着绝大部分的长暴也处在均匀介质环境中(因为一般而言光学辐射和介质的种类密切相关, 但短暴是几乎不可能处于星风环境的).

6.2 GRB在高红移宇宙探索中的应用

6.2.1 GRB作为高红移宇宙的探针

在余辉发现后的三年内, GRB的红移记录就提高到了4.5, 这大大刺激了GRB研究者的热情, 在1998年以来讨论高红移的GRB及其观测效应成为了一个重要的课题(Wijers et al. 1998). 有人甚至在2002年宣称我们实际上已经探测到了数目不菲的高红移GRB (Bromm & Loeb 2002). 在2005年人们发现GRB

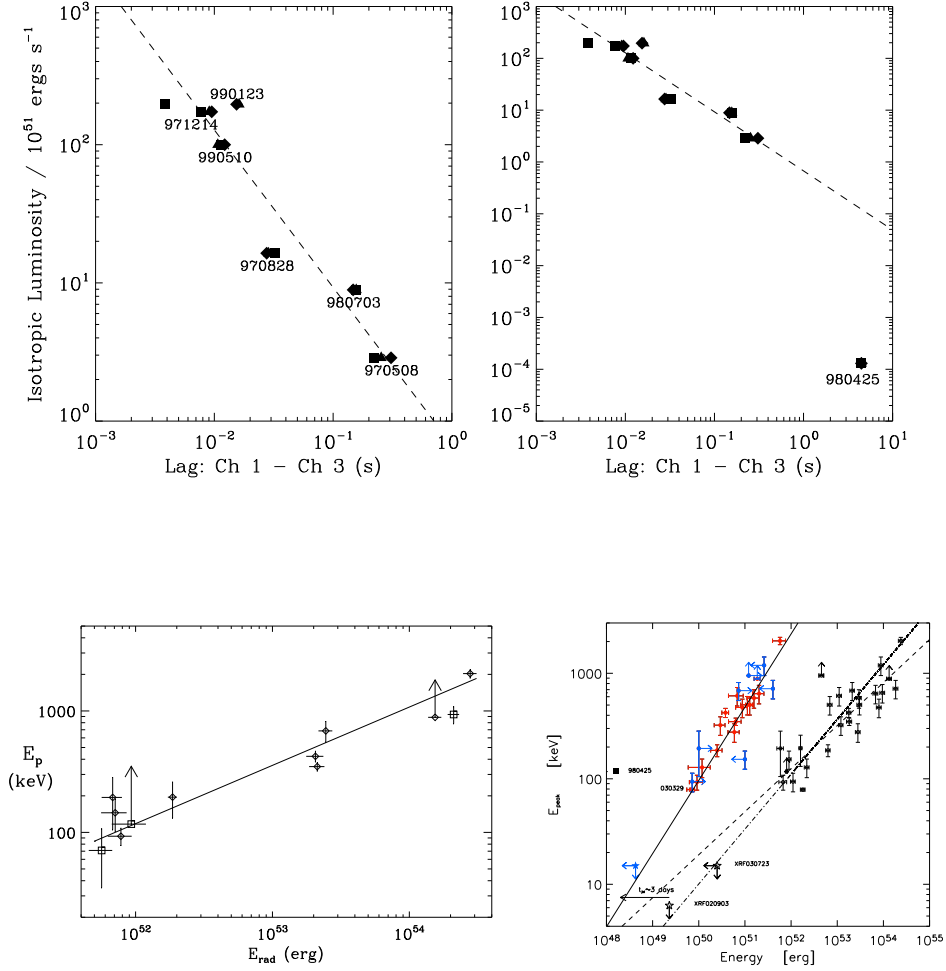


图 6.2 代表性的几个经验关系图：上图是 $L_\gamma \propto \tau^{-1}$ (Norris et al. 2000), 下图左是所谓的Amati关系 $(1+z)E_{\text{peak}} \propto E_\gamma^{1/2}$ (Amati et al. 2002), 下图右是所谓的Ghirlanda关系 $(1+z)E_{\text{peak}} \propto E_{\gamma, \text{jet}}^{2/3}$ (Ghirlanda et al. 2004a).

050904的红移高达6.3. 2008年人们再次发现了红移高达6.7的暴GRB 080913. 看来GRB的确可以发生在很高的红移, 其探测前景非常的好. 一个理论上估计出的高红移的GRB形成率见图6.4. 值得指出, 尽管人们一直认为GRB可以用来探测恒星形成率, 目前的研究表明GRB的产生率和恒星形成率不是一个简单的正比关系, 其他因素比如金属丰度的影响可能也是关键性的(Li 2008b). 观测上也的确发现GRB来自于金属丰度底的大质量星, 对于那些星体, 星风损失较弱, 所以前身星的角动量损失也较小, 有利于产生转动较快的黑洞, 从而获得较高的黑洞能量提取效率, 更有利于产生GRB.

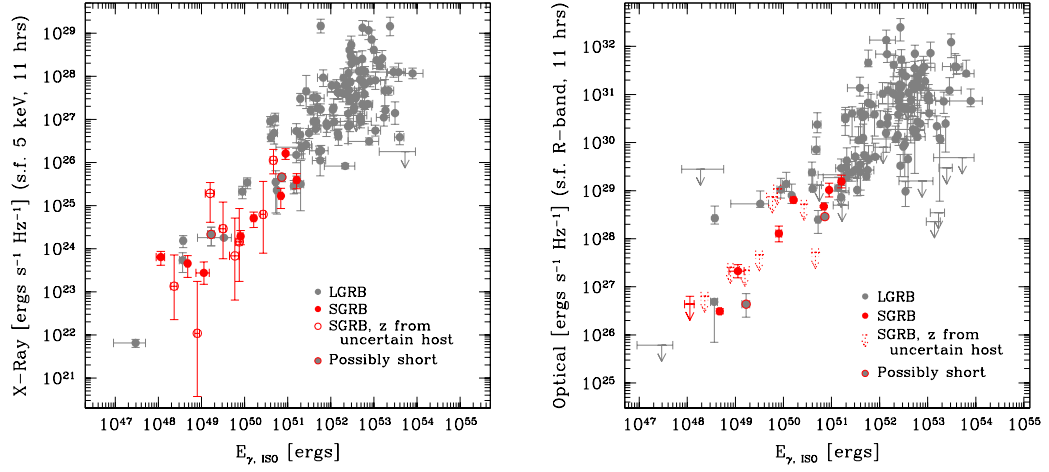


图 6.3 左：当地系暴后11个小时X射线余辉的光度和 E_γ 的关系. 右：当地系11个小时后光学余辉的光度和 E_γ 的关系(Nysewander et al. 2009).

由于GRB产生于大质量恒星, 原则上其不依赖星系的形成. 理论上不能排除GRB早于第一代星系的形成. 如果这样的话, GRB就可以被用来探测复合时代和第一代星系形成间隙期的探针.

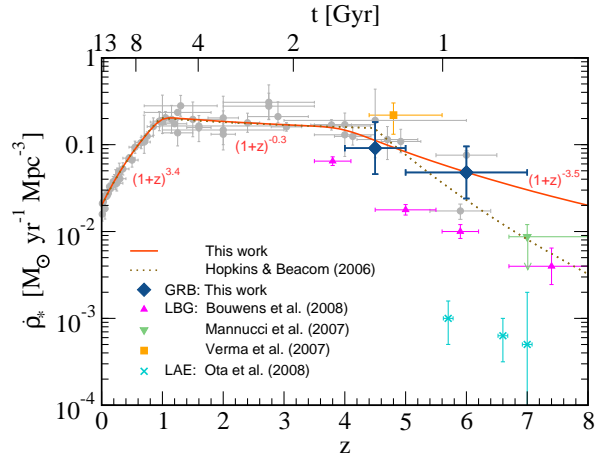


图 6.4 高红移GRB的形成率(Yuksel et al. 2008).

6.2.2 GRB可以用作寻找高红移SN的一种手段

前面提到, 一些观测者在GRB的后期余辉中发现了可能是超新星的辐射成分(特点是谱是红化的). Lamb & Reichart (2000)把SN1998bw作为候选体放到了红移 $z \approx 3$ 的地方, 发现K波段在事件暴发后70天可以达到一个峰值星

等 $K \approx 24.4$, 这在当前的观测条件下是可以探测到的. 当然更高红移的SN的探测更加困难, 已超过目前望远镜的探测能力.

6.2.3 探测金属丰度的宇宙学演化关系

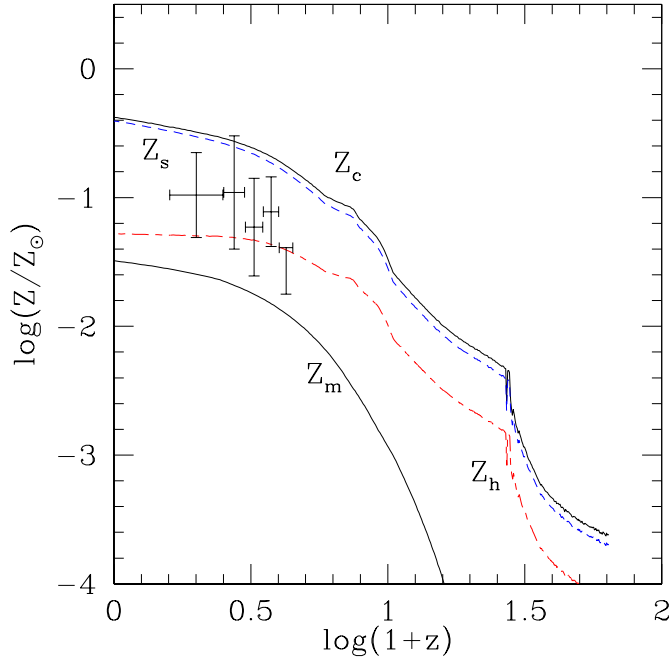


图 6.5 金属丰度的宇宙学演化图: 图中 Z_c 表示的是恒星形成区的金属丰度, Z_s 表示的是恒星的金属丰度, Z_h 表示的是星系晕区的金属丰度, Z_m 是物质的平均金属丰度. 取自Valageas & Silk (1999).

如图6.5所示, GRB诞生在恒星形成区, 可以预期该区的金属丰度要比星系介质(IGM), 以及和星系晕相联系的Ly α 云中的金属丰度都要高得多. 因此, 有可能GRB的宿主星系的自吸收线的等效宽度在高红移处仍然较大, 就算在 $z > 3$ 时IGM, 以及和星系晕相联系的Ly α 云中的金属导致的吸收线较弱. 所以对GRB余辉阶段谱的自吸收线的研究可以帮助我们了解宇宙中金属丰度的历史, 并且可以让我们对GRB的形成区域的金属丰度和视线方向上的H云中的金属丰度做一比较.

6.2.4 探测宇宙的大尺度结构

用GRB来探测宇宙的大尺度结构有显然的优点： γ 光子几乎在传播途中不受损失，相反的QSs以及Galaxy发出的光由于被尘埃和气体的吸收和散射而变得不透明。但是遗憾的是，由于能够记录到红移的GRB数目很少，最乐观的估计对HETE-II能够探测到100个左右的暴，而SWIFT可能探测到1000个左右的暴，并记录它们的红移(目前看起来这个估计过于乐观)。就算如此和QSOs相比它们还是少得可怜。

6.2.5 高红移GRB余辉观测的可行性

对于观测频率低于Lya共振频率 $\nu_a(z) = 2.47 \times 10^{15}/(1+z)$ Hz, 辐射的流量不被星系际介质所吸收。下面我们简单的证实观测流量对红移不敏感(除非源是随红移快数下降的函数)：下面的讨论假定时空是一个Einstein-de Sitter宇宙模型，即 $D_L \approx (1+z)[1 - (1+z)^{-1/2}]$ 。同时注意到 $n \propto (1+z)^4$ ，并利用Sari, Piran & Narayan (1998)做的GRB后期余辉的流量近似表达式我们可以得到(Ciardi & Loeb 2000)：

对于快冷却

$$F_\nu \propto \begin{cases} (1+z)^{5/2}[1 - (1+z)^{-1/2}]^{-2}, & \nu_c > \nu, \\ (1+z)^{-5/4}[1 - (1+z)^{-1/2}]^{-2}, & \nu_m > \nu > \nu_c, \\ (1+z)^{(p-6)/4}[1 - (1+z)^{-1/2}]^{-2}, & \nu > \nu_m. \end{cases} \quad (6.1)$$

对于慢冷却

$$F_\nu \propto \begin{cases} (1+z)^{5/2}[1 - (1+z)^{5/6}]^{-2}, & \nu_m > \nu, \\ (1+z)^{-5/4}[1 - (1+z)^{(p-3)/4}]^{-2}, & \nu_c > \nu > \nu_m, \\ (1+z)^{(p-6)/4}[1 - (1+z)^{(p-6)/4}]^{-2}, & \nu > \nu_c. \end{cases} \quad (6.2)$$

这表明如果GRB的能量不随红移的增加而迅速递减，高红移GRB余辉的观测不会有很大的困难。困难出在测定红移上面。我们知道：目前定红移的方法主要有(1).根据早期余辉的谱定红移；(2).测出和GRB成协的宿主星系的谱定红移。一般而言前者更可靠一点，后者用于 $1 \leq z \leq 2.5$ 区间段不太适用，因为此时 H_a 以及[OII]发射线已经不在光学波段了。更不利的是，对于红移高达 $z > 5$ 的GRB，测

定其红移是一个极具挑战性的问题：举例来说，对于第一种手段，当地处于光学波段的吸收线，当红移高达5以上时，我们观测到时该线已被红移到红外了，超出了目前大部分仪器的探测范围。显著的MgII, FeII 没有被红移到近红外波段，但是由于金属丰度随红移的增加迅速减小，尤其是在 $z > 3$ 的情况下，所以金属线的等效线宽减小，给高红移的测定带来了困难。当然，如果GRB诞生于大质量恒星的死亡则另当别论(见前一小节的论述)。对于第二种手段也是困难重重，因为：(1)质量超过 $10^9 M_{\odot}$ 的星系在那时还没有形成；(2)那些星系的表面量度和 $(1+z)^{-4}$ 成正比。但是，对于红移高达5以上的GRB, Ly α 森林能够作为限制红移的另一选择。

值得指出的是，在Gou et al. (2004)中他们讨论了另外一种介质情形，认为高红移GRB周围的介质密度也是 1cm^{-3} 左右。他们考虑了紫外，光学的光子在传播过程中被中性介质吸收的影响，发现在红外波段，高红移GRB的余辉是可以探测到的。现在的观测证实了他们的结论。Ioka & Mészáros (2005)也系统的讨论了射电波段的高红移GRB余辉，发现也是可以被探测的。

6.3 用GRB限制“路上介质环境”

既然伽玛暴发生于宇宙深处，暴和余辉的辐射所经过的星际空间的介质将对辐射有所影响，这些影响则可以用来作为推测空间介质的成分和分布。对这些辐射最主要的影响依次是银河系尘埃，宿主星系和星系际介质。不过银河系的消光性质已通过其他天体现象得到较详细的研究，伽玛暴主要用来作为其宿主星系的星际介质和星系际介质的背景光源(说明：本节的内容摘自邹远川的博士学位论文, 2006, 南京大学)。

由于中性氢对能量高于其电离能的光吸收效率很高，Barkana & Loeb (2004)提出可以通过观测不同红移暴的余辉的Lyman Break来推测中性氢在宇宙中的分布以及高红移宇宙的再电离历史。对光学暗暴GRB 050401 ($z \sim 2.9$)的余辉的观测发现这个暴光学暗的原因是路上介质密度太大，中性氢的柱密度达到 $\log N_{HI} \sim 22.3 \pm 0.3$ ，而且氢的柱密度也很大(Watson et al. 2005)。Vreeswijk et al. (2006)也用类似的方法对GRBs 991216, 011211 和021211 以及更多的暴的余辉的谱分析得到了从暴到观测者的路上介质的成分和柱密度。

GRB 050904的红移达到6.29, 成为理想的探测高红移介质的探针，Totani et al. (2005)通过对Lyman吸收谱两翼的分析，认为或者是氢的柱密度达到 $\log N_{HI} \sim 21.6$ ，或者中性星际介质延伸到 $z = 6.36$ 。人们还对其他一些暴做了类似的分

析, 以得到星际介质或者星系际介质的密度. Fynbo et al. (2006b) 通过谱线得到了GRB 060206 宿主星系的元素丰度的估计, 并指出如果对多个暴(不同红移)确定元素丰度, 则可以统计出元素丰度的演化. 当然人们也希望通过确定星系的尘埃模型, 从而得到本征的伽玛暴余辉的光变(Kann et al. 2005).

在其它波段, Ioka & Mészáros (2005)则提出通过射电观测21厘米吸收线来确定路上的环境. 如果某些暴的光线要经过高密度的氢分子云才到达地球, Cline & Stecker (2000)提出氢分子的红外吸收线对这种高密区可以提供独一无二的信息.

而银河系内的尘埃散射也引起了很多人的兴趣. Watson et al. (2006) 观测到了GRB 031203 的可能来自银河系尘埃散射的X射线晕, 晕的半径以 $t^{1/2}$ 增长. 可以因此而定尘埃的距离和厚度.

6.4 GRB对宇宙学参数的限制

Fenimore & Ramirez-Ruiz (2000)和Norris, Marani, & Bonnell (2000)提出的经验关系只有6, 7个GRB数据点加以校正, 所以很难判断其可靠性. Schaefer et al. (2001)发现对于那些 V_{ar} 和 τ 都知道的112个BATSE暴, τ 和 V_{ar} 有一个比较好的关系成立, 这意味着那两个经验关系式也许都是可靠的. 基于这一理念, Schaefer (2003)首次提出用GRB来限制宇宙学参量, 并得到了直到红移4.5的Hubble图. 这一工作很快得到了大家的关注, 尽管由于样本的数目和精度所限, 该工作被Bloom et al. (2003)所批评, 他们提出应用Frail关系式来做标准烛光. Takahashi et al. (2003)假定Fenimore & Ramirez-Ruiz (2000)和Norris, Marani, & Bonnell (2000)提出的经验关系对于Swift GRB是适用的, 讨论了在Swift样本下对宇宙学参量能够限制的程度. 值得一提的是在该文中他们首次引入了SN Ia超新星作为标准烛光的处理方式来处理GRB宇宙学并提出用低红移超新星的结果来对GRB的标准烛光关系加以校准, 也为后面的一系列工作所借鉴. 但让人莫名其妙的是该工作被PRL拒绝以后就没有再投往它刊求发表.

Ghirlanda关系比Fenimore & Ramirez-Ruiz (2000)和Norris, Marani, & Bonnell(2001)的经验关系要好一些(至少基于目前的样本而言是如此). Dai, Liang & Xu (2004)和Ghirlanda et al. (2004b)在该关系发现后不久就利用之限制宇宙的基本参量(类同SN Ia宇宙学方法), 得到了比Schaefer (2003)更好的结果. 后继一大批文章在这方面做了进一步细致的处理(如: Friedman & Bloom 2005; Firmani et al. 2005; Xu, Dai & Liang 2005). 图6.6是两个处理结果(Firmani et al. [2005] 原则

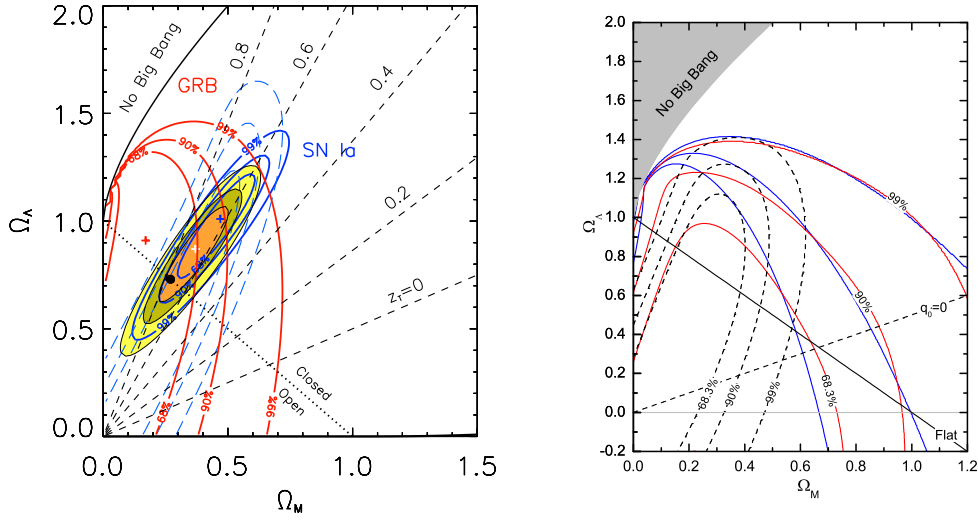


图 6.6 利用Ghirlanda关系限制宇宙学基本参量. 左图是Firmani et al. (2005)的结果; 右图是Xu, Dai & Liang (2005)的结果.

上是Ghirlanda et al. [2004b]的发展; Xu, Dai & Liang. [2005] 是对Dai, Liang & Xu [2004] 的发展).

必须指出, Ghirlanda关系的可靠性在Swift时代不能得到充分的检验, 主要原因是Swift的能段太低, 只对150keV以下的光子敏感(相应的Liang-Zhang关系亦是如此). 这带来两个恶果: 一是对于绝大部分GRB, 我们没有办法知晓 E_{peak} ; 二是GRB的真实能流也不能很好的给定. 在Swift后期工作阶段的另一个重要的GRB卫星是Fermi, 它主要工作在高能段*. 其中GRB探测器GBM的工作能段在5keV – 25MeV, 显然可以克服Swift的缺点. 但是GBM的定位精度为 $\sim 3^\circ$, 甚至比BATSE的 $\sim 1.7^\circ$ 还差. 所以说我们几乎得不到什么有用的余辉信息. 但是Swift的视场是半天区, 而Fermi的视场是全天区, 他们之间的合作也许能够对GRB宇宙学起到一定的推动作用.

6.5 GRB对量子引力的限制

众所周知, 目前人们尚无法把广义相对论和量子力学自治的统一起来. 构造一个完善的量子引力理论成了很多理论物理学家的奋斗目标. 尽管一个广泛被接受认可的理论尚未建立, 但可以想象该理论所预言的一些效应很微弱. 而天文观

*<http://fermi.gsfc.nasa.gov/>

测的对象具有能量大, 距离远的特点, 有可能对它们进行检验.

6.5.1 光子到达时间差对罗仑兹不变性破缺的限制

狭义相对论中的变换是罗仑兹变换. 罗仑兹不变性在局域惯性系中被认为是基本的. 在形形色色的量子引力理论中, 罗仑兹不变性是可以破缺的. 考虑得最多也最有观测意义的是色散关系的破缺, 即 $E^2 = m^2c^4 + p^2c^2$ (注意这里的 p 表示动量) 不再严格满足, 一种推测中的形式是 ($n = 1, 2$ 或更大的整数; $E_{\text{pl}} \sim 1.22 \times 10^{19}$ GeV 是Planck能量)

$$E^2 \approx p^2c^2 + m^2c^4 + \xi_n E^{n+2}/E_{\text{pl}}^n, \quad (6.3)$$

历史上该类模型受到很多的追捧是因为日本的AGASA宣称他们在甚高能能段 ($> 10^{20}$ eV) 没有看见理论上预言的GZK cutoff*. 一个引人注目的解决方案就是假定在质子宇宙微波背景光子的反应中色散关系如eq.(6.3)所示. 如果能量动能依然守恒, 那么可以发现反应阈值变为(e.g., Sigl 2005)

$$\epsilon_{\text{th}} \approx m_e^2c^2/E - \xi_n(1 - 2^{-n})E^{n+1}/(4E_{\text{pl}}^n), \quad (6.4)$$

只要 $\xi_n \sim -1$, 对于 $n = 1$ 或者 2 , 我们会发现在 $E \sim 10^{20}$ eV 处, $\epsilon_{\text{th}} \gg 2.73$ K. 但是在那么高能量的宇宙背景光子很少, 所以不能有效的“吸收”甚高能宇宙射线. 换句话说宇宙空间对甚高能宇宙射线是透明的, 所以不应该有GZK cutoff.

但是在2008年, 美国HiRes超高能宇宙射线观测台历时7年观察, 终于以4-5倍标准偏差的统计性证实了60年代提出的GZK能谱截断现象(Abbasi et al. 2008). 这对 ξ_n 给出了很强的限制, 即 ($|\xi_1|, |\xi_2|$) $\ll 1$.

但是有学者争辩在色散关系改变的同时能量动能守恒关系也不严格满足. 这样一来前面提到的反应阈值几乎没有改变(Heyman et al. 2004), 所以GZK cutoff的发现并不能否认eq.(6.3)的有效性. 利用式(6.3)并假定群速度的表达式 $v_g = \partial E / \partial p$ 仍成立, 宇宙天体同时辐射的光子的到达时标和能量应满足一定的

*1965年2.7 K宇宙微波背景辐射(CMB)被发现后不久, Greisen、Zatsepin和Kuzmin即指出, 当宇宙射线质子能量高于阈值能量时, 遭遇CMB光子会产生介子, 其结果是宇宙线能谱在 $5-6 \times 10^{19}$ eV 处产生截断, 这一效应即为著名的GZK效应.

关系. 对于两个观测能量分别为 E_I 和 E_{II} 的光子, 如果同时发出其到达时间差为

$$\begin{aligned}\Delta t &= \int_0^z (1+z') dL_{(z')} \left(\frac{1}{v_{g,II}} - \frac{1}{v_{g,I}} \right) \\ &= -n\xi_n \frac{E_{II}^n - E_I^n}{2H_0 E_{pl}^n} \int_0^z \frac{(1+z')^n dz'}{\sqrt{\Omega_M + \Omega_\Lambda (1+z')^3}}.\end{aligned}\quad (6.5)$$

这里的 $v_{g,I}$ 和 $v_{g,II}$ 分别代表光子I和II的群速度, 注意计算 v_g 时在红移 z' 处光子的能量分别为 $(1+z')E_I$ 或者 $(1+z')E_{II}$. $dL_{(z')} = \frac{c}{H_0} \frac{dz'}{(1+z')\sqrt{\Omega_M + \Omega_\Lambda (1+z')^3}}$ 是光子在红移 z' 处走过的微分距离.

对于 $n = 1$, 我们可以近似的有

$$\Delta t \approx 0.05 \text{ s } \xi_1 [(E_I - E_{II})/1 \text{ GeV}] [(1+z)^{1/2} - 1]. \quad (6.6)$$

在GRB 080916C中人们发现了一个13.6GeV的光子, 它比低能辐射晚到达15s, 对于一个在红移高达4.5的暴而言, 这些数据给出的限制是 $0 \geq \xi_1 \geq -20$ (Abdo et al. 2009). 看来Fermi将来的观测极有可能排除 $\xi_1 \sim -1$ 的可能性, 但要排除 $\xi_2 \sim -1$ 是不可能的.

值得指出这类限制的假定是GRB的高能和低能辐射是同时开始的. 但是真正的低能辐射有可能很早就开始了, 只是由于太远流量太低我们没有看见而已. 所以这种限制至少无法让人心服口服.

最令人信服的限制应该是来自于地面大型望远镜——它们能够探测到很多的高能光子并构成光变曲线, 通过相似性分析得到不同波段的时间延迟, 从而对量子引力模型给出非常可靠的限制. 所以笔者认为目前最好的限制是对Flare of the Active Galaxy PKS 2155-304的观测(Aharonian et al. 2008), 其给出的限制和人们在GRB 080916C中得到的在数值上大致相当.

6.5.2 偏振对量子引力的限制

在Loop Quantum Gravity模型中, 光在真空中传播, 左偏振和右偏振态的光子的传播速度可能有差异并导致偏振面的旋转(类同于光在介质中传播的Farady偏

振面旋转效应). 这个效应最早由Gambini & Pulin (1999)提出, 具体的公式表达是

$$d\phi = \eta \left(\frac{\omega l_p}{c} \right)^{n+1} \frac{dL(z)}{l_p}, \quad (6.7)$$

where $l_p = \sqrt{\hbar G/c^3} = \hbar c/E_{\text{pl}}$ is the Planck's length scale and $dL(z)$ is the differential distance the photons has traveled.

如果真的具有这个效应那么我们在适当的频率就会发现线偏振辐射的偏振角随频率呈系统性的变化. 分析目前的GRB偏振数据应该可以得到有意义的限制. 显而易见频率越高限制越强, 但是目前在gamma-ray波段的偏振观测的可信度太低而不能被采用. 如图展示的是利用两个GRB的光学偏振对模型的限制(如图6.7).

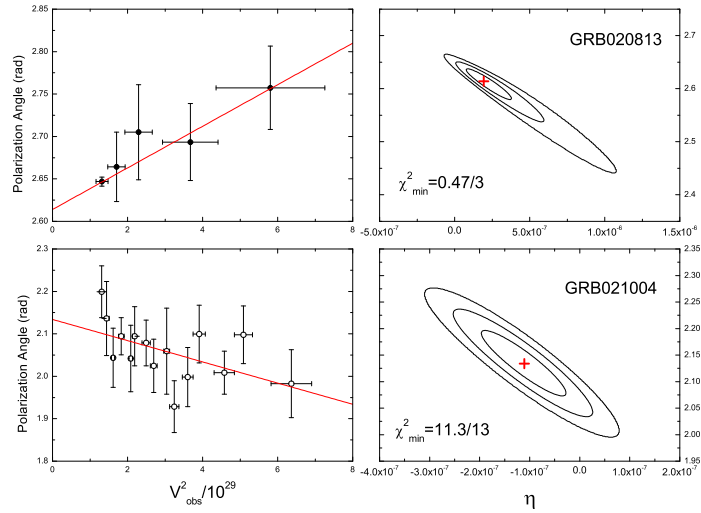


图 6.7 GRB光学偏振数据对真空birefringence effect的限制(Fan et al. 2007).

参考文献

- Abbasi R. U., 2008, *Phys. Rev. Lett.*, 100, 101101
- Abdo A. A., et al., 2009, *Science*, in press
- Aharonian F., et al., 2008, *Phys. Rev. Lett.*, 101, 170402
- Akerlof, C. et al. 1999, *Nature*, 398, 400-402
- Aloy, M. A., Janka, H. T., & Müller, E. 2005, *A&A*, 436, 273-311
- Amati, L. et al. 2000, *Science*, 290, 953-955 Amati, L. et al. 2002, *A&A*, 390, 81-89
- Antonelli, L. A. et al. 2000, *ApJ*, 545, L39-L42
- Bahcall, J. N., & Mészáros, P. 2000, *Phys. Rev. Lett.*, 85, 1362-1365
- Band, D. et al. 1993, *ApJ*, 413, 281
- Barkana, R. & Loeb, A. 2004, *ApJ*, 601, 64
- Barthelmy, S. et al. 2004, *GCN Circ.* 2874
- Bell A. R., Lucek S. G., 2001, *MNRAS*, 321, 433
- Beloborodov, A. M. 2002, *ApJ*, 565, 808-828
- Beloborodov, A. M. 2003b, *ApJ*, 585, L19-L22
- Beloborodov, A. M. 2005, *ApJ*, 618, L13-L16
- Berger, E. et al. 2003, *Nature*, 426, 154-157
- Bhat, P. et al. 1992, *Nature*, 359, 217
- Blackman, E., Yi, I., & Field, G. B. 1996, *ApJ*, 473, L79-L82
- Blake, C. H. et al. 2005, *Nature*, 435, 181-184
- Blandford, R. D., & McKee C. F. 1976, *Phys. Fluids*, 19, 1130-1138
- Bloom, J. et al. 1999, *Nature*, 401, 453-456
- Bloom, J. S., Kulkarni, S. R., & Djorgovski, S. G. 2002, *AJ.*, 123, 1111-1148
- Bloom, J. S., Frail, D. A., & Kulkarni, S. R. 2003, *ApJ*, 594, 674-683
- Bloom, J. S., Sigurdsson, S., & Pols, O. R. 1999, *MNRAS*, 305, 763-769
- Blumenthal, G. R., & Gould, R. J. 1970, *Rev. Mod. Phys.*, 42, 237-271
- Blustin A. J., et al., 2006, *ApJ*, 637, 901
- Boër, M., et al., 2006, *ApJ*, 638, L71
- Boër, M., & Gendre, B., 2000, *A&A*, 361, L21
- Bromm, V., & Loeb, A. 2002, *ApJ*, 575, 111

- Budnik R., Katz B., MacFadyen A., Waxman E., 2008, *ApJ*, 673, 928
- Burrows, D. N., et al. 2005, *Science*, 309, 1833
- Campana, S., et al., 2006, *Nature*, 442, 1008
- Chary, R., Becklin, E. F., & Armus, L. 2002, *ApJ*, 566, 229-238
- Cheng, K. S. & Dai, Z. G. 1996, *Phys. Rev. Lett.*, 77, 1210-1213
- Cheng, K. S. & Dai, Z. G. 2001, *AstroPartic. Phys.* 16, 67-74
- Cheng, K. S., Lu T. 2001, *ChJAA*, 1, 1-20
- Cheng, K. S., & Wei, D. M. 1996, *MNRAS*, 283, L133
- Cheng, L. X. et al. 1995, *A&A*, 300, 746
- Cheng, L. X., & Cheng, K. S. 1996, *ApJ*, 459, L79-L82
- Chary, R., Becklin, E. E., & Armus, L. 2002, *ApJ*, 566, 229-238
- Chevalier, R. A., & Li, Z. Y. 2000, *ApJ*, 536, 195-212
- Chevalier, R. A., Li, Z. Y., Fransson, C., 2004, *ApJ*, 606, 369
- Ciardi, B. & Loeb, A. 2000, *ApJ*, 540, 687
- Cline, D. B. & Stecker, F. W. 2000, *arXiv:astro-ph/0003459*
- Cobb B. E., et al., 2006, *ApJ*, 645, L113
- Coburn, W., Boggs, S. E. 2003, *Nature*, 423, 415-417
- Cohen E., Piran T., 1999, *ApJ*, 518, 346
- Covino S. et al., 1999, *A&A*, 348, L1
- Coward D. M., 2005, *MNRAS*, 360, L77
- Costa, E., et al. 1997, *Nature*, 387, 783-785
- Cusumano, G., et al., 2006, *Nature*, 440, 164
- Dai, X. Y., 2009, *ApJ*, submitted (0812.4466)
- Dai, Z. G., Liang, E. W., & Xu, D. 2004, *ApJ*, 612, L101-L104
- Dai, Z. G., & Lu, T. 1998a, *A&A*, 333, L87-L90
- Dai, Z. G., & Lu, T. 1998b, *MNRAS*, 298, 87-92
- Dai, Z. G., & Lu, T. 1999, *ApJ*, 519, L155-158
- Dai, Z. G., & Lu T. 2001, *ApJ*, 551, 249-253
- Dai, Z. G., & Lu T. 2002a, *ApJ*, 565, L67
- Dai, Z. G., & Lu T. 2002b, *ApJ*, 580, 1013
- Dai, Z. G., Wang, X. Y., Wu, X. F., Zhang, B., 2006, *Science*, 311, 1127
- Daigne, F., Mochkovitch R. 1998, *MNRAS*, 296, 275-286

- Derishev, E. V., Kocharovsky, V. V., & Kocharovsky, Vl. V. 1999a, ApJ, 521, 640-649
- Derishev, E. V., Kocharovsky, V. V., & Kocharovsky, Vl. V. 1999b, A&A, 345, L51-L54
- Dermer C. D., 2001a (astro-ph/0202254)
- Dermer C. D., 2001b (astro-ph/0012490)
- Dermer C. D., 2002, ApJ, 574, 65
- Dermer C. D., & Humi M., 2001, ApJ, 556, 479
- Dermer, C. D., & Atoyan, A. 2004, A&A, 418, L5-L8
- Dezalay, J. P., et al. 1996, ApJ, 471, L27
- Djorgovski, S. G., Bloom, J. S., & Kulkarni, S. R. 2003, 591, L13-L16
- Drenkhahn, G. 2002, A&A, 387, 714-724
- Drenkhahn, G., & Spruit, H. C. 2002, A&A, 391, 1141-1153
- Eichler, D., Livio, M., Piran, T., & Schramm, D. N. 1989, Nature, 340, 126-128
- Esin, A. A., & Blandford, R. 2000, ApJ, 534, L151-L154
- Fan, Y. Z., 2008, MNRAS, 389, 1306
- Fan, Y. Z., Dai, Z. G., Huang, Y. F., & Lu, T. 2002, ChJAA, 2, 449
- Fan Y. Z., Piran T., 2006a, MNRAS, 369, 197
- Fan Y. Z., Piran T., 2006b, MNRAS, 370, L24
- Fan, Y. Z., Piran, T., 2008, Front. Phys. Chin., 3, 306
- Fan, Y. Z., et al. 2008, MNRAS, 384, 1483
- Fan, Y. Z., & Wei, D. M. 2005, MNRAS, 364, L42
- Fan, Y. Z., Wei, D. M., & Wang, C. F. 2004, A&A, 424, 477-484
- Fan, Y. Z., Wei, D. M., & Zhang, B. 2004, MNRAS, 354, 1031-1039
- Fan Y. Z., Zhang B., Proga D., 2005a, ApJ, 635, L129
- Fan, Y. Z., Zhang, B., & Wei, D. M. 2005b, ApJ, 629, 334-340
- Fan, Y. Z., Zhang, B., & Wei, D. M. 2005c, ApJ, 628, L25-L28
- Fenimore, E., et al. 1996, ApJ, 473, 998
- Fenimore, E., & Ramirez-Ruiz, E. 2000 (astro-ph/0004176)
- Firmani, C., Ghisellini, G., Ghirlanda, G., & Avila-Reese, V. 2005, MNRAS, 360, L1-L5
- Fishman, G. J., & Meegan, C. A: Gamma-Ray Bursts. 1995, ARA&A, 33, 415-458

- Fox, D. et al. 2003, *Nature*, 422, 284-286
- Fox, D. et al. 2003, *ApJ*, 586, L5-L8
- Frail, D. A. et al. 2001, *ApJ*, 562, L55-L58
- Frail, D. A., Kulkarni, S. R., Nicastro, S. R., Feroci, M., & Taylor, G. B. 1997, *Nature*, 389, 261-263
- Frail, D. A., Waxman, E., Kulkarni, S. R. 2000, *ApJ*, 537, 191
- Fried, H. M. 1959, *Phys. Rev.* 115, 220
- Friedman, A. S. & Bloom, J. S., 2005, *ApJ*, 627, 1
- Fruchter, A. S., et al. 1999, *ApJ*, 519, L13
- Fruchter, A. S., et al. 2000, *ApJ*, 545, 664-669
- Fuller, G. M., Pruet, J., & Abazajian, K. 2000, *Phys. Rev. Lett.*, 85, 2673-2676
- Fynbo, J., et al. 2006, *Nature*, 444, 1047
- Fynbo, J. P. U., Starling, R. L. C., Ledoux, C., et al. 2006b, *arXiv:astro-ph/0602444*
- Galama, T. et al. 1998, *Nature*, 395, 670-672
- Galama, T. et al. 1998, *ApJ*, 500, L97-L100
- Galama, T., & Wijers, R. A. M. J. 2001, *ApJ*, 549, L209
- Gambini R., Pulin J. 1999, *Phys. Rev. D.*, 59, 124021
- Gao, W. H., 2009, *ApJ*, submitted
- Gao W. H., Fan Y. Z., 2006, *Chin. J. Astron. Astrophys*, 6, 513
- Gehrels, N. et al. 2005, *Nature*, in press (*astro-ph/0505630*)
- Ghirlanda, G., Ghisellini, G., & Lazzati, D. 2004a, *ApJ*, 616, 331-338
- Ghirlanda, G., Ghisellini, G., Lazzati, D., & Firmani, C. 2004b, *ApJ*, 613, L13-L16
- Ghisellini, G. 2001 (*astro-ph/0111584*)
- Ghisellini G., Lazzati D., 1999, *MNRAS*, 309, L7
- Giblin, T. W., et al. 1999, *ApJ*, 524, L47
- Gnedin, N. Y., & Ostriker, J. P. 1997, *ApJ*, 486, 581
- Goldreich, P., & Julian, W. H. 1970, *ApJ*, 160, 971
- Gomboc A., et al., 2008 (*arXiv:0804.1727*)
- González, M. M., Dingus, B. L., Kaneko, Y., Preece, R. D., Dermer, C. D., & Briggs, M. S. 2003, *Nature*, 424, 749-751
- Goodman, J. 1986, *ApJ*, 308, L47-L50
- Goodman, J. 1997, *NewA*, 2, 449

- Gou, L. J., et al. 2004, *ApJ*, 604, 508
- Granot, J. 2003, *ApJ*, 596, L17-L21
- Granot, J., & Königl, A. 2003, *ApJ*, 594, L83-L87
- Granot, J., & Kumar, P. 2003, *ApJ*, 591, 1086-1096
- Guetta, D., et al. 2004, *Aph*, 20, 429
- Gupta, N., & Zhang, B., 2007, *MNRAS*, 380, 78
- Halzen, F., & Hooper, D. 2002, *RPPh*, 65, 1025
- Heise, J., in't Zand, J., Kippen, R. M., & Woods, P. M. 2002, *AIPC*, 662, 229-236
- Hillas A. M., 2005, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 31, R95
- Hiramatsu, T., Kotake, K., Kudoh, H., & Taruya, A. 2005, *MNRAS*, 364, 1063
- Hjorth, J., et al. 2003, *Nature*, 423, 847-850
- Hoffmann, F., De, F., & Teller, E. 1950, *Phys. Rev.*, 80, 692-703
- Holland, S., et al. 2000, *A&A*, 364, 467
- Heyman, D., Major S., Hinteleitner F., 2004, *Phys. Rev. D*. 69, 105016
- Huang, Y. F. & Cheng, K. S. 2003, *MNRAS*, 341, 263
- Huang, Y. F., Cheng, K. S., & Gao, T. T. 2006, *ApJ*, 637, 873
- Huang, Y. F., Dai, Z. G., & Lu, T. 1999, *MNRAS*, 309, 513-516
- Huang, Y. F., Gou, L. J., Dai, Z. G., & Lu, T. 2000, *ApJ*, 543, 90-96
- Huang, Y. F., Wu, X. F., Dai, Z. G., Ma, H. T., & Lu, T. 2004, *ApJ*, 605, 300-306
- Hurley, K., Dingus, B.L., & Mukherjee, R. et al. 1994, *Nature*, 372, 652-654
- Ioka, K., & Mészáros, P. 2005, *ApJ*, 619, 684
- Jin Z. P., Fan Y. Z., 2007, *MNRAS*, 378, 1043
- Jin, Z. P., & Wei, D. M. 2004, *Chin. J. Astron. Astrophys.*, 4, 473-480
- Katz, J. Z., 1994, *ApJ*, 432, L107
- Katz, J. Z., Piran, T., & Sari, R., 1998, *Phys. Rev. Lett.*, 80, 1580
- Kehoe, R., Akerlof, C. W., & Balsano, R., et al. 2001, *ApJ*, 554, L159-L162
- Kennel, C. F., & Coroniti, F. V. 1984, *ApJ*, 283, 694-709
- Kann, D. A., Klose, S., & Zeh, A. 2005, *arXiv:astro-ph/0512575*
- Kippen, R. M., Woods, P. M., Heise, J., in't Zand, J., Briggs, M. S., & Preece, R. D. 2003, *AIPC*, 662, 244-247
- Klebesadel, R. W., Strong, I. B., & Olson, R. A. 1973, *ApJ*, 182, L85-L88
- Klotz A., et al., 2006, *A&A*, 451, L39

- Kluźniak, W., & Ruderman, M., 1998, *ApJ*, 505, L113
- Kobayashi, S. 2000, *ApJ*, 545, 807-812
- Kobayashi, S., Piran, T., & Sari, R. 1997, *ApJ*, 490, 92-98
- Kobayashi, S., & Sari, R. 2000, *ApJ*, 542, 819-828
- Kouveliotou, C., et al. 1993, *ApJ*, 413, L101-L104
- Kouveliotou, C. et al. 1998, *Nature*, 393, 235-237
- Krolik, J. H., & Pier, E. A. 1991, *ApJ*, 373, 277-284
- Kulkarni, S. R., et al. 1998a, *Nature*, 393, 35-39
- Kulkarni, S. R. 1998b, *Nature*, 395, 663-669
- Kumar, P., & Granot, J. 2003, *ApJ*, 591, 1075-1085
- Kumar, P., & Panaitescu A. 2003, *MNRAS*, 346, 905-914
- Kumar, P., & Piran, T. 2000, *ApJ*, 532, 286-293
- Laing, R. A. 1980, *MNRAS*, 193, 439-449
- Lamb, D. Q. 1995, *PASP*, 107, 1152-1166
- Lamb, D. Q., Donaghy, T. Q., & Graziani, C. 2005, *ApJ*, 620, 355-378
- Lamb, D. Q., & Reichart, D. E. 2000, *ApJ*, 536, 1
- Lazzati, D., et al. 2001, *A&A*, 378, 996
- Li, L. X., 2007, *MNRAS*, 379, L55
- Li, L. X. 2008a, *MNRAS*, 388, 603
- Li, L. X. 2008b, *MNRAS*, 388, 1487
- Li, Z., Dai, Z. G., & Lu, T. 2002, *A&A*, 396, 303
- Li, Z., Dai, Z. G., Lu, T., & Song, L. M. 2003a, *ApJ*, 599, 380-386
- Li, W. D., Filippenko, A. V., & Chornock, R. 2003b, *ApJ*, 586, L9-L12
- Liang E. W. et al., 2006, *ApJ*, 646, 351
- Liang, E. W., et al., 2007, *ApJ*, 662, 1111
- Liang, E. W., et al., 2007b, *ApJ*, 670, 565
- Liang, E. W., Dai, Z. G., & Wu, X. F. 2004, *ApJ*, 606, L29-L32
- Liang, E. W., & Zhang, B. 2006, *ApJ*, 451, 821
- Liang, E. W., & Zhang, B. 2005, *ApJ*, 633, 611
- Lipunov, V. M., Postnov, K. A., & Prokhorov, M. E. 2001, *Astron. Rep.*, 45, 236-240
- Lithwick, Y., & Sari, R. 2001, 555, 540

- Lloyd-Ronning, N. M., Petrosian, V., & Mallozzi, R. S. 2000, *ApJ*, 534, 227-238
- Lloyd-Ronning, N. M., Fryer, C. L., & Ramirez-Ruiz, E. 2002, *ApJ*, 574, 554-565
- Lyubarsky, Y. E. 2003, *MNRAS*, 345, 153-160
- Lyutikov, M., & Blackman, E. G. 2001, *MNRAS*, 321, 177-186
- Lyutikov, M., Pariev, V. I., & Blndford, R. D. 2003, *ApJ*, 597, 998-1009
- MacFadyen, A. I., & Wooseley, S. E. 1999, *ApJ*, 524, 262
- MacFadyen, A. I., Wooseley, S. E. & Heger, A. 2001, *ApJ*, 550, 410-425
- Mao, S. D., & Yi, S. 1994, 424, L131
- Matheson, T. et al. 2003, 599, 394-407
- Mazzali P. A., 2008, *Science*, 321, 1185
- Mazets, E. P., Golenetskii, S. V., Ilinskii, V. N., Gurian, I. A., & Kharitonova, T. V. 1974, *JETP Lett.*, 20, 32-34
- McMahon, E., Kumar, P., & Panaitescu, A. 2004, *MNRAS*, 354, 915-923
- Medvedev, M. V., & Loeb, A. 1999, *ApJ*, 526, 697-706
- Medvedev, M. V., et al. 2005, *ApJ*, 618, L75-L78
- Meegan, C. A., et al. 1992, *Nature*, 355, 143-145
- Mészáros, P. 2002, *ARA&A*, 40, 137-169
- Mészáros, P., Laguna, P., & Rees, M. J. 1993, *ApJ*, 415, 181-190
- Mészáros, P., & Rees, M. J. 1997, *ApJ*, 476, 232
- Mészáros, P., & Rees, M. J. 1999, *MNRAS*, 306, L39-L43
- Mészáros, P., & Rees, M. J. 2000, *ApJ*, 541, L5-L8
- Mészáros, P., & Rees, M. J. 2003, *ApJ*, 591, L91-L94
- Mészáros, P., Rees, M. J., & Wijers, R. A. M. J. 1998, *ApJ*, 499, 301-308
- Mészáros, P., & Waxman, E. 2001, *Phys. Rev. Lett.* 87, 171102
- Metzger, M. R., Cohen, J. G., & Chaffee, F. H., et al. 1997, *IAUC*, 6676, 3
- Michel, F. C. 1969, *ApJ*, 158, 727
- Moderski, R., Sikora, M., & Bulik, T. 2000, *ApJ*, 529, 151
- Molinari, E., Vergani, S. D., Malesani, D. et al. 2007, *A&A*, 469, L13
- Mosieev & Sagdev .
- Murakami, T., et al. 1988, *Nature*, 335, 234-235
- Murase K., 2007, *Phys. Rev. D.*, 76, 123001
- Murase, K., & Nagataki, S., 2006, *Phys. Rev. Lett.*, 97, 051101

- Nakar, E. 2007, *Phys. Rep.*, 442, 166
- Nakar, E., & Piran, T. 2004, *MNRAS*, 353, 647-653
- Narayan, R., Piran, T., & Kumar, P. 2001, *ApJ*, 557, 949-957
- Nardini, M., et al., 2006, *A&A*, 451, 821
- Nysewander, M., et al., 2009, *ApJ* submitted (0806.3607)
- Norris, J. P., Marani, G. F., & Bonnell, J. T. 2000, *ApJ*, 534, 248-257
- Nousek J. A., et al., 2006, *ApJ*, 642, 389
- Paczynski, B. 1986, *ApJ*, 308, L43-L46
- Paczynski, B. 1990, *ApJ*, 363, 218
- Paczynski, B. 1995, *PASP*, 107, 1167-1175
- Paczynski, B. 1998, *ApJ*, 494, L45-L48
- Paczynski, B., & Rhoads, J. E. 1993, *ApJ*, 418, L5
- Paczynski, B., & Xu, G. H. 1994, *ApJ*, 427, 708-713
- Panaiteescu, A., et al., 2006, *MNRAS*, 369, 2059
- Panaiteescu, A., & Kumar, P. 2001a, *ApJ*, 554, 667-677
- Panaiteescu, A., & Kumar, P. 2001b, *ApJ*, 560, L49-L53
- Panaiteescu, A., & Mészáros, P. 1998, *ApJ*, 503, 314
- Panaiteescu, A., Mészáros, P., & Rees, M. J. 1998, *ApJ*, 503, 314-324
- Pe'er A., Waxman E., 2004, *ApJ*, 613, 448
- Perley, D. A., et al., 2009, *ApJ* (arXiv:0811.1044)
- Peng, F., Königl, A., & Granot, J. 2005, *ApJ*, 626, 966
- Piran, T. 1999, *Phys. Rep.*, 314, 575-667
- Piran, T. 2005, *Rev. Mod. Phys.* 76, 1143-1210
- Piran, T., Shemi, A., & Narayan, R. 1993, *MNRAS*, 263, 861-867
- Piro, L., et al. 1998, *A&A*, 331, L41-L44
- Piro, L., et al. 2000, *Science*, 290, 955-958
- Piro, L., et al. 2005, *ApJ*, 623, 314-324
- Plaga, R. 1995, *Nature*, 374, 430-432
- Price D., Rosswog S., 2006, *Science*, 312, 719
- Pruet, J., & Dalal, N. 2002, *ApJ*, 573, 770-777
- Racusin J. L., et al., 2008, *Nature*, 455, 183
- Ramirez-ruiz, E. E., et al. 2001, *MNRAS*, 327, 829

- Rees, M. J. 1966, *Nature*, 211, 468
- Rees, M. J., & Mészáros, P. 1992, *MNRAS*, 258, 41-43
- Rees, M. J., & Mészáros, P. 1994, *ApJ*, 430, L93-L96
- Rees, M. J., & Mészáros, P. 1998, 496, L1-L4
- Reeves, J. N., et al. 2002, *Nature*, 416, 512-515
- Rhoads, J. E. 1997, *ApJ*, 487, L1-L4
- Rhoads, J. E. 1999, *ApJ*, 525, 737-749
- Rossi, E., Lazzati, D., & Rees, M. J. 2002, *MNRAS*, 332, 945-950
- Rossi, E., Lazzati, D., Salmonson, J. D., & Ghisellini, G. 2004, *MNRAS*, 354, 86-100
- Rosswog S., Ramirez-ruiz E., Davis M. 2003, *MNRAS*, 345, 1077
- Ruderman, M. 1975, *NYASA*, 262, 164-180
- Rutledge R. E., & Fox D. B., 2004, *MNRAS*, 350, 1288
- Rutledge, R. E., & Fox, D. B. 2004, *MNRAS*, 350, 1288-1300
- Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. 1979, *Radiative Processes in Astrophysics* (New York: Wiley)
- Sagdeev, R. Z., & Galeev, A. A. 1969, *Nonlinear Plasma Theory* (New York: Benjamin)
- Salmonson, J. D. 2003, *ApJ*, 592, 1002-1017
- Sari, R. 1998, *ApJ*, 494, L49
- Sari R., 1999, *ApJ*, 524, L43
- Sari, R., & Esin, A. A. 2001, *ApJ*, 548, 787-799
- Sari, R., & Piran, T. 1995, *ApJ*, 455, L143-L146
- Sari, R., & Piran. T. 1999, *ApJ*, 517, L109-L112
- Sari, R., Piran. T., & Narayan, R. 1998, *ApJ*, 497, L17-L20
- Sari, R., Piran. T., & Halpern, J. P. 1999, *ApJ*, 519, L17
- Sazonov S. Y., et al., 2004, *Nature*, 430, 646
- Schaefer, B. E., et al. 1998, *ApJ*, 492, 696-702
- Schaefer, B. E. 2003, *ApJ*, 583, L67-L70
- Schaefer, B. E., Deng, M., & Band, D. L. 2001, *ApJ*, 563, L123-L127
- Seto, N. 2005, arXiv:astro-ph/0512212
- Shemi, A., & Piran, T. 1990, *ApJ*, 365, L55-L58

- Shen, R. F., Kumar, P., Robinson, E. L. 2006, MNRAS, 371, 1441
- Sigl G., 2005, AIPC, 782, 1
- Smith, D. A. et al: XRF 030723: Re-analysis of ROTSE-III early imagines, 2003a, GCN Circ. 2338
- Soderberg A., et al., 2008, Nature, 453, 469
- Spruit, H. C., Daigne, F., & Drenkhahn, G. 2001, A&A, 369, 694-705
- Stecker, F. W. 1968, Phys. Rev. Lett. 21, 1016
- Sveshnikova L. G., 2003, A&A, 409, 799
- Takahashi, K., Oguri, M., Kotake, K., & Ohno, H. 2003 (astro-ph/0305260)
- Tan, J. C. et al. 2001, ApJ, 551, 946
- Thompson, C. 1994, MNRAS, 270, 480-498
- Thompson C., Mészáros P., & Rees M. J., 2007, ApJ, 666, 1012
- Toma K., et al., 2009, ApJ submitted (arXiv:0812.2483)
- Totani, T., Kawai, N., Kosugi, G., et al. 2005, arXiv:astro-ph/0512154
- Usov, V. V. 1992, Nature, 357, 472-474
- Usov, V. V. 1994, MNRAS, 267, 1035-1038
- Usov, V. V., & Chibison, G. V. 1975, SvA., 19, 115-116
- van Paradijs, J., et al. 1997, Nature, 386, 686-689
- van Paradijs, J., Kouveliotou, C., & Wijers, R. A. M. J. 2000, ARA&A, 38, 379-425
- van Putten, M. H. P. M. 2001, Phys. Rep., 345, 1
- Vietri, M. 1995, ApJ, 453, 883-889
- Vietri, M. & Stella, L. 1998, ApJ, 507, L45-L48
- Vreeswijk, P. M., Smette, A., Fruchter, A. S., et al. 2006, A&A, 447, 145
- Vestrand, W. T. et al. 2005, Nature, 435, 178-180
- Wang, X. Y., & Dai, Z. G., 2009, ApJ, 691, L67
- Wang, X. Y., Dai, Z. G., & Lu, T. 2000, MNRAS, 319, 1159-1162
- Wang, X. Y., Dai, Z. G., & Lu, T. 2001, ApJ, 556, 1010
- Wang, X. Y., Li, Z., & Mészáros, P., 2006, ApJ, 643, L95
- Wang X. Y., Mészáros P., 2006, ApJ, 643, L95
- Wang X. Y., Razzaque S., Mészáros P., Dai Z. G., 2007, Phys. Rev. D., 76, 083009
- Watson, D., Fynbo, J. P. U., Ledoux, C., et al. 2005, arXiv:astro-ph/0510368
- Waxman, E. 1995, ApJ, 452, L1-L4

- Waxman, E. 1997, *ApJ*, 489, L33
- Waxman, E., & Bahcall, J. N. 1997, *Phys. Rev. Lett.* 78, 2292-2295
- Waxman, E. & Bahcall, J. N. 2000, *ApJ*, 541, 707-711
- Waxman, E., & Draine, B. T. 2000, *ApJ*, 537, 796-802
- Waxman, E., Kulkarni, S. R., & Frail, D. A. 1998, *ApJ*, 497, 288
- Waxman, E., & Loeb, A. 1999, *ApJ*, 515, 721
- Wei, D. M., & Gao, W. H. 2003, *MNRAS*, 345, 743
- Wei, D. M., & Jin, Z. P. 2003, *A&A*, 400, 415-419
- Wei, D. M., & Lu, T. 1998, *ApJ*, 505, 252-254
- Wei, D. M., Yan, T., & Fan, Y. Z. 2006, *ApJ*, 636, L69
- Wheeler, J.C., Yi, I., Höfflich, P., & Wang, L. 2000, *ApJ*, 537, 810-823
- Wijers, R. A. M. J., et al. 1998, *MNRAS*, 294, L13
- Wijers, R. A. M. J., & Galama, T. J. 1999, *ApJ*, 523, 177-186
- Wijers, R. A. M. J., Rees, M. J., & Mészáros, P. 1997, *MNRAS*, 288, L51-L56
- Woosley, S. E. 1993, *ApJ*, 405, 273-277
- Wu, X. F., et al. 2009, *ApJ*, in preparation
- Wu X. F., et al., 2006, *ApJ*, submitted (astro-ph/0512555)
- Wu, X. F., Dai, Z. G., Huang, Y. F., & Lu, T. 2003, *MNRAS*, 342, 1131-1138
- Wu, X. F., Dai, Z. G., Huang, Y. F., & Lu, T. 2005, *MNRAS*, 357, 1197-1204
- Wu, X. F., Dai, Z. G., Huang, Y. F., & Lu, T. 2005b, *ApJ*, 619, 968
- Wu, X. F., Dai, Z. G., & Liang, E.W. 2004, *ApJ*, 615, 359
- Xu, D., et al., 2009 (arXiv:0801.4325)
- Xu, D., Dai, Z. G. & Liang, E. W. 2005, *ApJ*, 633, 603
- Xue, R. R., Fan, Y. Z., & Wei, D. M. 2009, *A&A*,
- Xue, R. R., et al., 2009, *ApJ* submitted
- Yoon, P. H., & Davidson, R. C., 1987, *Phys. Rev. A.*, 35, 2718
- Yoshida, A., et al. 2001, *ApJ*, 557, L27-L30
- Yost, S., Harrison, F. A., Sari, R., & Frail, D. A. 2003, *ApJ*, 597, 459-473
- Yuksel, H., et al., 2008, *ApJ*, 683, L5
- Yungelson, L., & Zwart, S. F. P. 1998 (astro-ph/9801127)
- Zhang B., et al. 2004a, *ApJ*, 601, L119-L122
- Zhang, B., et al. 2006, *ApJ*, 642, 354

- Zhang, B., & Kobayashi, S. 2005, ApJ, 628, 315
- Zhang, B., Kobayashi, S., & Mészáros, P. 2003a, ApJ, 595, 950-954
- Zhang B., Mészáros P., 2001a, ApJ, 552, L35
- Zhang B., Mészáros P., 2001b, ApJ, 559, 110
- Zhang, B., & Mészáros, P. 2002a, ApJ, 566, 712-722
- Zhang, B., & Mészáros, P. 2002b, ApJ, 571, 876-879
- Zhang, B., & Mészáros, P. 2002c, ApJ, 581, 1236-1247
- Zhang, B., & Mészáros, P. 2004, Int. J. Mod. Phy. A., 19, 2385-2472
- Zhang, W. Q., Woosley, S. E., & MacFadyen, A. I. 2003b, ApJ, 586, 356-371
- Zhang, W. Q., Woosley, S. E., & Heger, A. 2004b, 608, 365-377
- Zou, Y. C. 2006, PHD Thesis, Nanjing University
- Zou Y. C., Dai Z. G., Xu D., 2006, ApJ, 646, 1098
- Zou, Y. C., Fan, Y. Z., & Piran, T. 2009, MNRAS submitted (0811.2997)