

GRB 221009A 的观测及理论研究进展

林一清^{1,2}

(1. 厦门理工学院 福建省光电技术与器件重点实验室, 厦门 361024; 2. 厦门理工学院 光电与通信工程学院, 厦门 361024)

摘要: 伽马射线暴 GRB 221009A, 被称为“史上最亮”的暴, 在 X 射线、 γ 射线、光学以及射电等多波段被许多星载和地面望远镜探测到, 是迄今为止被观测到的距离地球较近 (红移 $z = 0.151$)、能量最高 (各向同性能量 $E_{\text{iso}} \geq 10^{48}$ J) 的 GRB。GRB 221009A 以其极高的亮度、TeV 的高能辐射、几十 MeV 的谱线特征以及丰富的多波段观测数据, 为研究 GRB 理论框架中的关键物理过程 (如喷流动力学、激波辐射机制等) 提供了新视角。同时, 验证了理论预言的一些物理现象 (比如瞬时湮灭谱线、极窄喷流的侧向膨胀), 推动了现有 GRB 理论在极端参数条件下的完善。主要介绍一些 GRB 221009A 的观测和理论研究进展。

关键词: 伽马射线暴; 黑洞; 喷流; 相对论过程

中图分类号: P172.3 **文献标识码:** A

1 引言

伽马射线暴 (gamma-ray burst, GRB) 是宇宙中最剧烈的爆发现象之一, 通常伴随着极短时间内极高的能量释放和复杂的多波段辐射。GRB 辐射通常包含 keV 至 MeV 能段的瞬时辐射和整个电磁波谱的余辉辐射两个阶段, 且两个阶段各自有明显的观测特征。根据瞬时辐射持续时间 T_{90} (涵盖 90% 的伽马射线计数) 的双峰分布, 把 GRB 分为长暴 ($T_{90} > 2$ s) 和短暴 ($T_{90} < 2$ s) 两种类型^[1]。长暴通常与大质量恒星的核心坍缩、超新星爆发相关^[2], 而短暴则可能来源于双星系统中致密双星的合并^[3]。

自 1967 年 GRB 被 Vela 发现以来, 在近 60 年的观测中, GRB 的各向同性能量分布跨越 8 个数量级 ($E_{\text{iso}} \approx 10^{39} \sim 10^{47}$ J)。近年来, 有几个长暴在余辉阶段被观测到具有非常高的能量 (very-high-energy, VHE) 的伽马射线, 包括 GRB 180720B ($E_{\text{iso}} = 6 \times 10^{46}$ J, 余辉 0.1 ~ 0.4 TeV)^[4]、GRB 190114C ($E_{\text{iso}} = 3 \times 10^{46}$ J, 余辉 0.3 ~ 1 TeV)^[5]、GRB 190829A ($E_{\text{iso}} = 2 \times 10^{43}$ J, 余辉 0.2 ~ 7 TeV)^[6]、GRB 201015A ($E_{\text{iso}} = 1.1 \times 10^{43}$ J, 余辉大于 140 GeV)^[7] 和 GRB 201216C ($E_{\text{iso}} = 5.76 \times 10^{46}$ J, 余辉约 100 GeV)^[8]。最近, 一个异常明亮且极高能的伽

收稿日期: 2025-06-29; 修回日期: 2025-08-29

资助项目: 福建自然科学基金 (2025J01131035); 厦门市青年创新项目 (3502Z20206077)

通讯作者: 林一清, yqlin@xmut.edu.cn

马射线暴 (GRB 221009A) 被观测到^[9, 10]。

GRB 221009A 是迄今为止被观测到的具有最高各向同性能量 ($E_{\text{iso}} \geq 10^{48} \text{ J}$) 的 GRB, 被称为“史上最亮”(brightest of all time, BOAT) 的暴^[10], 打破了 GRB 光子最高能量、最亮亮度等多项人类观测 GRB 的纪录。对比 GRB 221009A 与近 45 年多个卫星观测的 GRB 的累积流量分布可推断, 该流量的重现时间约为 $10\,000 \text{ a}$ ^[10], 表明 GRB 221009A 是一个极其罕见的事件。GRB 221009A 的罕见性还表现在 LHAASO (Large High Altitude Air Shower Observatory) 探测到它的 TeV 极高能辐射^[11], 人们以及首次在 GRB 的观测中探测到几十 MeV 的谱线特征^[12]。GRB 221009A 因其独特的物理特征, 迅速成为天文学界的研究焦点。本文将简单介绍一些 GRB 221009A 的观测和理论研究进展。

2 观测及其特征

2022 年 10 月 9 日 13:16:59.99 世界时 (UT) (以下简称 T_0), Fermi/GBM (Gamma-ray Bursts Monitor) 首先探测到 GRB 221009A^[13, 14], 持续观测中 Fermi/LAT (Large Area Telescope) 探测到该暴的多个高能光子 (包括 $T_0 + 240 \text{ s}$ 时 99 GeV 的光子和 $T_0 + 33 \text{ ks}$ 时 400 GeV 的光子, 后者是 LAT 迄今探测到的最高能 GRB 光子), 高能辐射持续时间长约 176 ks ^[15-17]。GBM 被触发时, Insight-HXMT (Insight-Hard X-ray Modulation Telescope)^[18] 和 Konus-Wind (KW)^[19] 卫星也被 GRB 221009A 触发。GRB 221009A 的事件流量 ($10 \sim 1\,000 \text{ keV}$) 由 KW 卫星在 $T_0 + 175 \text{ s}$ 至 $T_0 + 1\,458 \text{ s}$ 期间测量 $F \geq 5 \times 10^{-9} \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2}$ ^[19], 高于以往观测的所有 GRB^[20]。Swift/BAT (Burst Alert Telescope) 需要暴源位于其瞬时视场 (field of view, FOV) 内才能触发观测。当 GRB 221009A 被触发时, 其位置刚好位于 Swift 卫星的地球遮挡区域 (即地球挡住了暴源的视线), 暴源未被 Swift 卫星的瞬时视场覆盖, 导致 Swift 卫星延迟 53 min 才探测到该暴^[21], 而 GBM 视场更广, 由于与 Swift 的轨道位置、轨道倾角或指向的差异, 仍能探测到该暴的信号。Swift/XRT (X-Ray Telescope) 在 BAT 触发后 170 s 开始观测, UVOT (Ultraviolet/Optical Telescope) 在 BAT 触发后 179 s 开始对 GRB 221009A 的视场进行稳定观测^[22]。GRB 221009A 最早的精确定位由 BAT 的余辉辐射提供^[21], MAXI (Monitor of All-sky X-ray Image) 随后报告了从该位置检测到的明亮 X 射线发射^[23]。VLT/X-shooter (Very Large Telescope) 以及 GTC (Gran Telescopio Canarias) 的观测结果显示, 其宿主星系的可靠红移 $z=0.151$ (约 $6 \times 10^8 \text{ ly}$), 对应的光学距离为 745 Mpc , 是目前距离地球较近的 GRB 之一, 证实了该爆发事件属于宇宙学起源, 而非其天球坐标位置可能暗示的银河系起源^[24, 25]。

由于 GRB 221009A 极高的亮度和较长的持续时间, 触发了几乎所有的高能望远镜, 但极端亮度给许多望远镜带来挑战, 导致多台仪器 (GBM^[15]、LAT^[26, 27]、KW^[20]、AGILE/MCAL+AC (Astro-rivelatore Gamma a Immagini Leggero/Mini-Calorimeter+Anti-Coincidence system)^[28] 和 INTEGRAL-SPI/ACS (International Gamma-ray Astrophysics Laboratory-Spectrometer on INTEGRAL/Anti-Coincidence Shield)^[29] 等) 出现数据异常, 如在 GRB 221009A 的亮部分, 包括主暴和耀发的峰值区域, 遭受了非常严重的数据饱和 (由于带宽限制导致的数据丢失)、不可

恢复的死时间、脉冲堆积效应等问题无法观测到,这意味着无法直接记录它们真实的辐射强度^[15, 20, 26–29]。只有少数探测器没有饱和,可以探测到最亮部分的数据,如 SIRI-2 伽马射线探测器 (SrI2:Eu, 能量范围为 400 keV ~ 10 MeV, 以 MeV 能段为主)^[30, 31]和 Insight-HXMT^[9]等。GECAM-C (Gravitational wave high-energy Electromagnetic Counterpart All-sky Monitor) 的低增益通道在整个观测过程中未饱和,死时间记录准确,脉冲堆积效应可忽略不计,高增益通道虽然在部分时间段存在死时间记录不正确的问题,但这些问题可以通过低增益通道的数据进行校正,因此可以认为在观测 GRB 221009A 时, GECAM-C 记录了有效且未饱和的高分辨率数据^[9, 32]。

2.1 瞬时辐射的突破性发现

联合 Insight-HXMT (高能) 和 GECAM-C (全波段) 数据,可以完整捕捉 GRB 221009A 从前兆、主暴、耀发到余辉的全过程^[9]。GRB 221009A 的主暴前有一个非常规的前兆现象,表现为较弱的辐射脉冲 ($T_0 \sim T_0 + 10$ s),随后是一段非完全静默的间隙时间(期间存在微弱的辐射, $T_0 + 10$ s ~ $T_0 + 180$ s)、主暴 ($T_0 + 220$ s ~ $T_0 + 280$ s)、耀发 ($T_0 + 350$ s ~ $T_0 + 600$ s) 和余辉 ($T_0 + 600$ s 起,持续时间大于 1200 s)。

2.1.1 极端的能量与亮度

GRB 221009A 最显著的特征是极端的亮度。GRB 221009A 的各向同性峰值光度 L_{iso} 达到了极高的水平 ($L_{\text{iso}} \approx 1.7 \times 10^{47} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$), 各向同性能量 $E_{\text{iso}} \approx 1.5 \times 10^{48} \text{ J}$ ^[9], 相当于 8 倍太阳静止能量, 远超普通长暴的典型值 ($10^{45} \sim 10^{47} \text{ J}$), 是迄今为止观测到的最高的 GRB 能量释放之一^[33]。

GRB 221009A 的亮度不仅体现在其峰值光度上,还体现在持续时间上。根据 GBM 数据,该暴的瞬时辐射持续 600 s, $T_{90} = 289 \pm 1$ s, 超过 97.5% 的 GBM 暴以及 96.4% 的 GBM 长暴^[33]。

研究 KW 观测的 300 多个长暴样本,发现 GRB 221009A 的观测数据与“Amati 关系”和“Yonetoku”关系高度吻合^[34]。选择仅包含 $E_{\text{iso}} > 10^{46} \text{ J}$ 的 185 个 GRB 样本(目前研究 GRB 明亮端的最大样本之一,样本包括 GRB 221009A),发现 GRB 221009A 尽管极端,但仍可被视为一个经典的长暴^[35]。Levan 等人^[36]发现 GRB 221009A 宿主星系的形态、性质与典型长暴的宿主星系一致。GRB 221009A 校正后的动能 $E_k \approx 4 \times 10^{43} \text{ J}$ 也符合典型长暴特征^[37]。Lan 等人^[38]分析 T_{90} 、最小变时标分布、“Amati 关系”、 $E_{\gamma, \text{iso}} - E_{X, \text{iso}}$ 、 $L_{\gamma, \text{iso}} - \Gamma$ 、 $E_{\gamma, \text{iso}} - \Gamma$ 、 $L_{\gamma, \text{iso}} - E_{p, i} - \Gamma$ 关系以及宿主星系属性,发现 GRB 221009A 与普通长暴没有显著差异。这些都表明 GRB 221009A 虽具有极端的能量和亮度,极硬、超高能,但仍属于典型长暴。

2.1.2 光变曲线结构(剧烈变化、多峰结构)

对 GBM 数据进行详细分析,修复死时间数据,发现 GRB 221009A 校正后的光变曲线变化剧烈,显示多峰结构^[33]。

未饱和探测器 SIRI-2 的 7 个探测器每 2 s 记录一次的光变曲线也显示 GRB 221009A 瞬时辐射的主暴呈现多峰结构,持续 600 s^[31]。主峰出现在 $T_0 + 221$ s 至 $T_0 + 231$ s, 计数率高达 $9 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$, 是典型 GRB 的数百倍;次峰对应后续的亮度峰值,与 GBM^[33]和 KW^[34]的观测结果一致,但 SIRI-2 因未饱和(无需脉冲堆积修正)提供了更可靠的峰值数据。

2.1.3 MeV 谱线

GRB 221009A 的另一个显著特征是在触发脉冲中观测到了几十 MeV 的谱线特征, 这一特征在 GRB 的观测中较为罕见。

(1) 超硬峰值能量

分析 KW 和 ART-XC (Astronomical Roentgen Telescope -X-ray Concentrator) 的光变曲线以及 KW 的光谱数据, 得到 GRB 221009A 时间平均谱的峰值能量 $E_p \approx 2.6 \text{ MeV}$, 最亮发射峰 $E_p \approx 3.04 \text{ MeV}$, 是典型 GRB 的 $10 \sim 30$ 倍^[34]。他们还检测到 $16.5 \sim 22 \text{ MeV}$ 信号, 但未检测到 10 MeV 附近可能的线状特征。

GBM 的数据分析显示, GRB 221009A 触发脉冲前 8 s 的最佳拟合为截断幂律模型, $E_p \approx 4 \text{ MeV}$ ^[33]。整个触发脉冲可以用多色黑体模型 (multicolor blackbody, mbb) 很好地拟合, 最大温度 $kT_{\text{max}} \approx 5 \text{ MeV}$, 转换为观测 $E_p \approx 15 \text{ MeV}$ 。

(2) 大于 10 MeV 成分

基于 GBM 在 $T_0+280 \text{ s}$ 至 $T_0+320 \text{ s}$ 之间的观测数据, 在 GRB 221009A 能谱中发现了一条显著的窄发射线特征 (能量约 10 MeV), 谱线中心能量从约 12 MeV 逐渐下降到约 6 MeV ^[12]。这是人们首次在 GRB 辐射中探测到如此显著的窄谱线特征。然而, 由于 GBM 数据在亮段期间受到仪器效应的影响, 他们的研究仅限于 GRB 221009A 较暗的部分, 无法探索 GRB 221009A 最亮和最有趣部分的谱线特征。

考虑 GECAM-C 的精确测量和 GBM 探测器对更高能量的覆盖, 研究 GRB 221009A 完整的光谱线 (包括许多仪器在亮度最高出现问题的区域), 在多个时间间隔内识别出显著的高能发射线, 如图 1 所示。发射线的最大中心能量达到约 37 MeV (中心能量的演化从约 37 MeV 降至约 6 MeV),

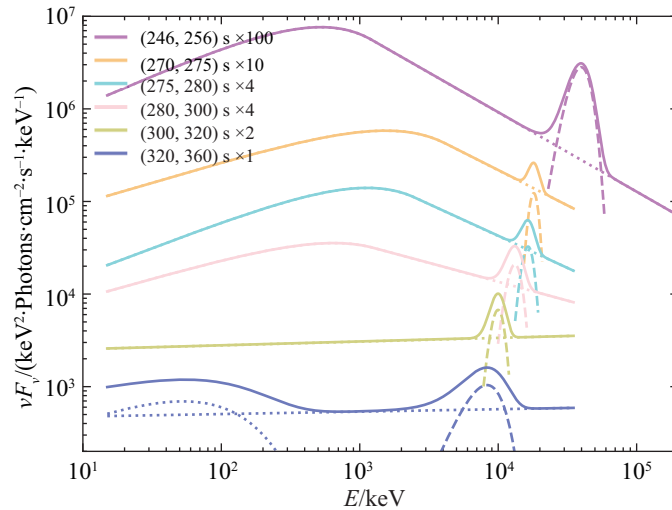


图 1 GRB 221009A 不同时间间隔期间的能谱 (GBM+GECAM-C)^[32]

线宽与中心能量的比值保持恒定(约 10%)。发射线能量在后段时间内与仅基于 GBM 数据的结果基本一致,他们还揭示了发射线的中心能量和能量通量都遵循明确的幂律衰减行为,幂律指数分别为 -1 和 -2 ,与 TeV 余辉的行为相似。

2.2 余辉的观测

GRB 221009A 的多波段余辉覆盖了 TeV 到射电波段 15 个数量级的光子能量范围,包括早期的 TeV 辐射(LHAASO 合作者)和持续的射电辐射(very long baseline interferometry, VLBI 观测)^[39, 40]。

2.2.1 多波段余辉特性

与主暴的剧烈变化形成鲜明的对比,GRB 221009A 的多波段余辉光变曲线平滑且随时间呈现幂律衰减趋势^[41]。光学和红外余辉与 X 射线同步衰减,射电余辉的衰减率远低于其他波段。

结合 Insign-HXMT、GECAM-C 和 Fermi/GBM 的观测数据,可以对 GRB 221009A 从前兆、主暴、耀发到早期余辉,从硬 X 射线到伽马射线波段($10\text{ keV} \sim 20\text{ MeV}$)进行精确的测量^[9, 42]。GRB 221009A 的光变曲线在耀发阶段($T_0 + 350\text{ s} \sim T_0 + 600\text{ s}$)有一个显著的峰值; $T_0 + 600\text{ s}$ 之后,光变曲线逐渐平滑,表明余辉开始主导辐射。 $T_0 + 600\text{ s} \sim T_0 + 900\text{ s}$ (Insign-HXMT 数据)光变曲线衰减斜率约为 -0.9 , $T_0 + 1300\text{ s} \sim T_0 + 1860\text{ s}$ (GECAM-C 数据)光变曲线衰减斜率显著变陡至约 -1.9 ,斜率的显著变化可能暗示喷流动力学的转变,喷流拐折假说须结合多波段观测和能谱进一步验证。然而,虽然 X 射线和光学波段同步出现类似的光变斜率陡增,但当前 Fermi/LAT^[15]和丰富的射电观测^[43]并未支持早期喷流拐折的存在。

Zheng 等人^[42]进一步结合 TeV 波段数据,对 GRB 221009A 的早期余辉在 $20\text{ keV} \sim 20\text{ MeV}$ 波段范围内进行了详细分析,发现 GRB 221009A 早期余辉在宽能段($\text{keV} \sim \text{TeV}$)存在断点,光变曲线衰减斜率在断点前随能量增加而变陡($20 \sim 50\text{ keV}$ 约 -1.4 , $200 \sim 300\text{ keV}$ 约 -1.2),在断点后随能量增加而变缓($20 \sim 50\text{ keV}$ 约 -1.5 , $200 \sim 300\text{ keV}$ 约 -2.0);且高能段(如 TeV)的衰减斜率差异更显著。低能段($20 \sim 50\text{ keV}$)的衰减斜率接近,导致断点变得不明显,与 XRT 的软 X 射线观测一致^[44]。Zheng 等人^[42]的研究还显示断点时间在多波段同步,若喷流无拐折,则需通过其他机制解释斜率的能量依赖性及断点时间的“伪同步性”。

AMI-LA (Arcminute Microkelvin Imager Large Array) 在 $T_0 + 3.1\text{ h}$ 观测到射电信号,早期 17.7 GHz 处峰值亮度约达 60 mJy ,是迄今最亮 GRB 射电余辉,随后逐渐衰减;ATA (Allen Telescope Array) 数据显示低频峰值延迟(3 GHz 峰值在 40.4 h)。低频段(小于 17.7 GHz)频谱在早期(大于 8 h)陡峭上升,后期(大于 1 d)变平^[45],约 50 d 后出现第二次较弱上升,极低频($0.15 \sim 0.4\text{ GHz}$)余辉持续数百天,衰减缓慢^[43];高频段(大于 20 GHz)呈现平坦谱;大于 150 d 时,整体频谱变陡至 -0.5 。VLBI 观测^[39, 40]揭示喷流横向尺寸呈两阶段演化,早期($5 \sim 120\text{ d}$)幂律缓慢增长,斜率为 0.12 ± 0.07 ,晚期(大于 120 d)快速膨胀,斜率为 $2.19_{-0.75}^{+1}$,尺寸大于 GRB 030329;确认其超光速膨胀,膨胀斜率约 0.69 ,这是继 GRB 030329 后第二次直接测量 GRB 激波膨胀;VLBA 图像显示致密点源,中心偏移小于 $0.6 \times 10^{-3}\text{ rad}$,支持正轴观测,初始半张角下限 $\theta_{j,0} \geq 0.01\text{ rad}$ 。

Laskar 等人^[37]详细分析了从射电到 GeV 波段的余辉观测,发现 X 射线和伽马射线亮度较高,射电和毫米波段亮度与普通 GRB 相当。X 射线谱指数 $\alpha \approx -1.7$, 光学波段谱指数由 $\beta \approx -0.76$ 演化为 $\beta \approx -0.52$, 射电波段峰值频率和流量密度随时间缓慢变化,谱指数较浅 ($\beta \approx -0.2$), 毫米波段平坦 ($\beta \approx -0.02$)。JWST (James Webb Space Telescope) 和 HST (Hubble Space Telescope) 的观测也表明余辉的光谱斜率在 X 射线和光学/红外之间存在差异,并首次获得了红外光谱^[37]。

2.2.2 VHE 辐射

GRB 221009A 余辉的 VHE 辐射是其另一个显著特征。GBM 被触发时,GRB 221009A 位于 LHAASO 的视场内,天顶角为 28.1° ,在 LHAASO 的视场内观测约 6000 s,之后移出视场^[11]。LHAASO-WCDA (Water Cherenkov Detector Array) 在 GBM 触发后约 3000 s 内探测到了超过 64 000 个能量在 200 GeV ~ 7 TeV 之间的光子 (其他观测仪器都没有报道 $T_0 + 8$ h 内这个能量范围内的辐射)^[11]。LHAASO 探测到的 TeV 辐射始于 $T_1 = T_0 + 226$ s,覆盖了从瞬发到早期余辉阶段,光变曲线呈现平滑的时间轮廓,具有四段形状 (如图 2 所示),包括快速上升 ($\alpha \approx 14.9$, 约 $T_1 + 4.85$ s)、峰值前的缓慢上升 ($\alpha \approx 1.8$, 约 $T_1 + 18$ s 达到峰值)、峰值后的缓慢衰减 ($\alpha \approx -1.1$) 和拐折 (约 $T_1 + 670$ s) 后的陡峭衰减 ($\alpha \approx -2.2$) 四个阶段。此外, LHAASO-KM2A (Kilometers Square Array) 探测器在 $T_0 + 230$ s ~ $T_0 + 900$ s 间记录了 142 个 3 ~ 20 TeV 的甚高能光子样事件,其中 9 个能量超过 10 TeV^[46],包含一个 18 TeV 的光子^[47]。Carpet-2 在 $T_0 + 4536$ s 观测到一个能量为 251 TeV 的光子^[48];同一时刻,Carpet-3 探测到一例类光子空气簇射,其估计的初始能量为 300_{-38}^{+16} TeV,该信号与 GRB 221009A 的到达方向和时间重合^[49]。

Zhang 等人^[50]对 LHAASO-KM2A 观测到的 TeV 光子的等待时间进行了统计分析,发现 TeV 光子的等待时间分布偏离了指数分布,更符合幂律分布,并且具有尺度不变性特征,这是 SOC (self-organized critical) 的典型表现。

2.2.3 其他波段辐射

通过 X 射线回波层析成像,研究者首次在银河系旋臂远端 (大于 10 kpc) 解析出高柱密度尘埃云^[44],识别出尘埃散射环并估算了软 X 射线流量和尘埃分布^[51, 52],为银河系三维尘埃地图提供了新约束。Vaia 等人^[53]根据 XMM-Newton 和 XRT 的观测数据,探测到 21 个 X 射线散射环 (这些环由 GRB 的 X 射线被银河系尘埃散射形成),通过分析这些环可能揭示银河系和宿主星系介质 (interstellar medium, ISM) 的性质。额外的 X 射线探测由 NICER (Neutron star Interior Composition Explorer)^[54] 和 NuSTAR (Nuclear Spectroscopic Telescope Array)^[55] 报告。

IXPE (Imaging X-ray Polarimetry Explorer) 首次实现 GRB 221009A 软 X 射线能段 (2 ~ 8 keV) 瞬时辐射和余辉辐射线性偏振度的探测,并给出了余辉辐射的偏振度上限为 13.8% (99% 置信水平)^[56, 57]。

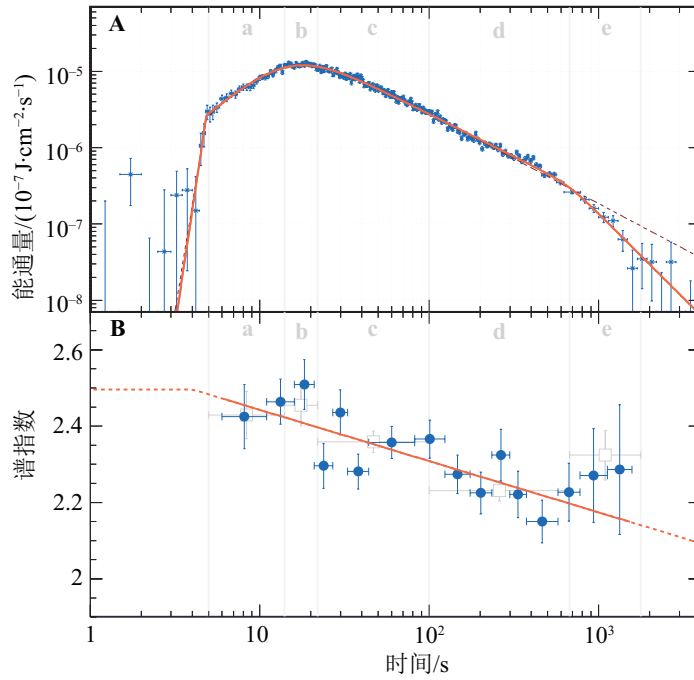


图 2 GRB 221009A 的 VHE (0.3 ~ 5 TeV) 光变曲线和谱演化^[11]

3 理论模型与争议

GRB 221009A 极端的亮度、几十 MeV 谱线特征、多波段余辉的复杂行为以及 TeV 高能余辉的观测, 为我们研究 GRB 理论框架中的关键物理过程 (如喷流动力学、激波辐射机制等) 提供了新的视角。要解释 GRB 221009A 的这些观测结果, 必须重新探索 GRB 的中心引擎机制, 包括前身星坍缩的初始条件^[58]、黑洞/磁陀星的形成过程^[59, 60]、中心引擎中的能量转换效率^[61, 62]、喷流的形成^[63-66]、核合成过程^[12, 32, 67-69]、喷流的结构和能量释放机制^[69-99]、喷流的传播和辐射机制等^[69-99]。

3.1 瞬时辐射阶段的模型解释

总体上说, GRB 221009A 瞬时辐射有“超高能”和“MeV 谱线”两个主要的特征, 但是它非常规的“前兆”也需要引起关注。

3.1.1 前兆

一些 GRB 前兆中可能出现 QT (quasi-thermal) 成分, 但大部分前兆出现 NT (non-thermal) 成分^[59], GRB 221009A 的前兆中没有观测到明显的 QT 成分, 大部分辐射显示为 NT 成分^[60]。火球-内激波模型和喷流-包层相互作用 (jet-cocoon interaction) 都能预测 QT 成分, 前者静默时间约为 10 s, 无法解释 GRB 221009A 的 NT 前兆和静默时间。磁陀星开关模型 (magnetar-switch) 中前兆和主暴均由磁陀星吸积产生, 吸积过程被旋转磁层施加的离心力阻止, 从而导致多个前兆和比较长的静默时间; 这种机制下, 静默时间内无辐射, 与 GRB 221009A 的观测

不符。坍缩磁陀星模型 (Spinar) 由于无吸积过程, 缺乏对弱喷流的预测, 也被淘汰^[60]。Song 和 Zhang^[60] 提出 “两阶段坍缩星” (two-stage collapsar) 模型, 认为前兆阶段由初始核心坍缩阶段的弱喷流产生, 间隙微弱辐射由原中子星到吸积盘形成期间的磁流体动力学流出, 主暴阶段由黑洞或中子星吸积盘驱动的高度准直的相对论性喷流 ($\theta_j \approx 1^\circ$) 产生; 该模型可以解释前兆与主暴的时间间隔和辐射特征, 与传统坍缩星模型一致。

3.1.2 超高能量释放

GRB 221009A 的超高能量释放首先需要前身星坍缩的极端初始条件, 一颗低金属丰度的大质量恒星 ($> 30M_\odot$) 坍缩时更易保留角动量, 减少喷流突破包层的光程损耗, 而且大质量恒星坍缩时可形成大质量的吸积盘作为 GRB 爆发的能源储备^[58]。超高能量释放还需要黑洞能源的极限提取, 若恒星坍缩形成快速旋转的克尔黑洞, 通过 BZ (Blandford-Znajek) 机制^[61] 提取黑洞旋转能, 能量转换效率可高达 30% 以上^[62]。

GRB 221009A 除了离地球较近外, 较窄的喷流张角和正轴观测也可能是导致它异常亮度的原因。GRB 221009A 的爆发可能包含一个极窄的、高度准直的喷流 ($\theta_j \approx 0.6^\circ \sim 1.0^\circ$, 是迄今为止所观测到的最小喷流张角)^[63-65], 和一个相对喷流较小的观测角 (视线与喷流边缘的夹角 $\theta_{\text{obs}} \approx 0.03^\circ$ ^[66]) 或正轴观测^[39, 40, 67]。

3.1.3 MeV 谱线的解释

谱线特征对于研究 GRB 物理至关重要, GRB 221009A 之前既没有发射线也没有吸收线被确认^[32]。GRB 221009A MeV 谱线的观测给我们提供一个可以准确表征光谱并识别谱线特征的独特机会, 对 GRB 221009A MeV 谱线的解释主要有以下几种模型。

(1) 电子-正电子对湮灭

在 GRB 喷流的高能耗散区 (如内激波或磁重联区域), 喷流中的核反应 (质子-质子碰撞或核裂变) 产生光子, 高能质子与光子通过 BH 过程 (Bethe-Heitler process), 形成正负电子对 ($p\gamma \rightarrow pe^+e^-$)^[12], 正负电子对在低温环境下湮灭, 产生两个能量为 511 keV 的光子 ($e^+e^- \rightarrow 2\gamma$)。当湮灭发生在喷流中相对低速 (洛伦兹因子 $\Gamma \approx 20$) 的壳层中时, 观测到的谱线被多普勒蓝移到约 10 MeV。若假设喷流为非完全均匀的等离子体, 由高密度团块和低密度背景介质组成, 在团块中产生电子-正电子对^[32]。前文提到 GRB 221009A 发射线的中心能量随时间呈幂律衰减, 指数 -1, 由此推导 Γ 也以 $\Gamma \propto t^{-1}$ 的规律演化 (这个指数虽然与传统的 -3/8 或 -1/4 存在显著矛盾, 但观测窗口、对喷流结构的假设以及辐射机制的特殊性, 可能导致 -1 的指数), 反推 TeV 辐射刚出现时 $\Gamma \approx 485$, 与 LHAASO 的 TeV 观测数据估算的 $\Gamma \approx 440$ 一致, 如果 $\Gamma \approx 84$, 可解释约 37 MeV 的谱线, 统一解释从 37 MeV 到 6 MeV 的谱线。该模型提出通过谱线能量可直接测量喷流的 Γ , 预言了谱线会从极高能开始随时间平滑下降到低能, Γ 也会从约 84 平滑地演化到更小的值。若湮灭发生在喷流的高纬度区域 (high-latitude emission 效应)^[68, 69]: 强调喷流的几何效应, 认为喷流关闭后, 高纬度区域的辐射因几何延迟形成渐弱的 “尾巴”, 即随着观测时间的推移, 观测者看到的辐射来自喷流中越来越大的角度 θ (相对于视线), 这是解释谱线能量随时间幂律衰减的关键机制。早期 37 MeV 的能量对应喷流的洛伦兹因子必须满足 $\Gamma > 80$, 若 $\Gamma \gtrsim 400$, 则为了满足正电子快速冷却的要求, 喷流可能是磁

能主导的, 与 TeV 辐射的观测一致。但这种模型对宽带辐射贡献可能过强, 难以解释发射线的窄宽度和高亮度, 且预测的流量衰减与 GRB 221009A 的观测存在矛盾。

(2) 中子俘获 (neutron capture) 过程^[70]

在 GRB 的中心引擎 (如中子星或吸积盘) 中, 物质是中子富集的 (neutron-rich), 当一个中子被一个质子俘获时, 会形成氘核并释放出一个携带氘核结合能 (2.223 MeV) 的 γ 射线光子 ($n + p \rightarrow D + \gamma$)。当 $\Gamma \approx 10 \sim 40$ 时, 2.223 MeV 的光子被多普勒频移到约 10 MeV, 而等离子体热运动可以解释谱线展宽。该模型中 10 MeV 谱线由 2.223 MeV 蓝移达到, 多普勒因子 $D \approx 4.5$ 为典型值, 但若要解释 37 MeV 的谱线则需要一个极高的多普勒因子, 这与模型预期产生矛盾。

(3) 其他模型

窄线区域康普顿散射。假设喷流周围存在铁 $K\alpha$ 线 (约 6.4 keV) 等窄线辐射, 被喷流中的相对论性电子康普顿散射至高能。但是这种解释需要 $\Gamma \approx 40$ 且窄线区域半径过大, 与超新星抛射速度矛盾^[12, 33]。

氢类重离子激发-退激发模型 (hydrogen-like heavy ion excitation-deexcitation model)^[71]。谱线可能来自高度电离的重元素 (如铁、镍、铜) 的 K 壳层电子跃迁。在极端相对论性喷流中, 重离子 (可能来源于不稳定核的 β 衰变或重组过程) 被剥离至类氢或类氦状态, 其内壳层电子在填充空位时释放特征 X 射线/ γ 射线, 经多普勒频移后可能匹配观测能谱, 发射线的展宽由喷流壳层的膨胀和核的热运动共同导致, 解释了观测到的窄线宽以及发射线的能量和光度演化, 且不需要假设不合理的 Γ 。但是该模型需要极端条件: 喷流必须富含高度电离的重离子, 且保持接近光速 ($\Gamma \approx 820 \sim 1000$) 和“冷”状态 (离子热运动 $\lesssim 10$ MeV); 发射需发生在光球半径之外、耗散半径内的滑行阶段, 并依赖高温黑体光子源 (如 WR 星风) 提供种子光子。这些严苛条件的罕见组合解释了多数 GRB 中未见此类谱线的原因, 而未来更高灵敏度的探测器可能验证这一机制。

3.2 余辉辐射机制

GRB 221009A 主暴持续时间远超典型 GRB, 使得瞬时和余辉的时间界限变得模糊, 且瞬时阶段就开始的 TeV 辐射与传统余辉时间定义存在冲突, 因此虽然 GRB 221009A 的余辉光变曲线平滑, 也不能直接表明来源于外激波, 需考虑其他大半径辐射机制。LAT 探测到的 400 GeV 光子和 LHAASO 探测到的 TeV 光子, 对现有余辉模型中的高能辐射机制 (如激波加速效率、光子逃逸条件或辐射区磁场结构) 提出了新的观测约束, 推动了模型的进一步细化 (调整激波加速效率或引入新的辐射机制, 如质子同步机制等)。

3.2.1 多波段辐射联合模型

(1) 轴对称结构 + 恒星风模型

考虑标准的轴对称喷流结构在恒星风主导的环境中传播, 通过同步辐射 (synchrotron radiation, SR) 和同步自康普顿散射 (synchrotron self-Compton, SSC) 机制能够很好地解释早期 ($10^3 \sim 10^5$ s) 的多波段 (射电、光学、X 射线和 GeV) 余辉光变曲线^[67, 72], 观测到的 keV 能段的转折能量随时间递增 (从 0.65 d 的 16 keV 升至 1.68 d 的 46.8 keV), 表明周围介质环境呈

星风状分布^[72]。但晚期（大于 10^5 s）的射电数据与模型预测不符，早期射电波段的反向激波（reverse shock, RS）信号也未被模型充分解释，表明标准的轴对称结构 + 恒星风模型无法解释 GRB 221009A 的多波段观测，可能需要更复杂的喷流结构（如结构化喷流）、环境密度分布或其他辐射机制。

（2）浅角结构喷流（shallow angular structured jet）

传统的 GRB 模型通常假设中心引擎在爆发后迅速关闭，但 GRB 221009A 的观测表明，其中心引擎在爆发后仍然持续活动了数百秒。这种持续活动可能是由于中心引擎的磁化程度较低，导致喷流在突破恒星包层时与周围介质的混合程度较高，使能量分布较平坦，从而形成了浅角结构轮廓^[41, 73]。即喷流能量分布不均匀，而是随角度的变化而变化，内层（ $\theta_{\text{core}} \approx 0.5^\circ$ ）能量极高，具有一个较浅的能量角分布（ $\alpha_1 \approx 0.75$ ），外层（ $\theta_{\text{out}} > 0.5^\circ$ ）能量逐渐下降，角分布较陡（ $\alpha_2 \approx 1.5$ ）^[41]。假设外部介质密度分布均匀且喷流没有明显的拐折，可以解释 X 射线和光学/红外余辉在早期从较浅斜率衰减，随后约 0.8 d 后变陡^[41]。但射电余辉不符，可能源于激波与 ISM 相互作用的辐射效率降低，或喷流中 RS 等成分的能量耗散效应。这种模型显著降低了对 GRB 221009A 所需能量的要求，符合磁陀星等中心引擎的能量预算。

Gill 和 Granot^[73]同样考虑喷流具有窄核心（半张角 $\theta_c < 0.021$ rad）和浅角度能量分布（ $a \approx 0.8$ ），但他们假设外部介质为星风环境，同时考虑正向激波（forward shock, FS）和 RS 的贡献，用喷流的动力学模型解释了 FS 主导的光学和 X 射线余辉，RS 主导的射电余辉。

（3）“双成分”喷流模型（two component jet model）

“双成分”喷流 + 均匀介质模型^[74]，喷流由窄喷流 + 宽喷流组成，在均匀介质中传播，通过 SR 和 SSC 产生多波段余辉。窄喷流的 Γ 较高（ $\Gamma \approx 350 \sim 800$ ）、张角极小（ $\theta_j \approx 0.0018$ rad）、动能超高（ $E_{\text{iso},k} \approx 3 \times 10^{48}$ J），由 SSC 解释早期 VHE 辐射（峰值在约 16 s）和 TeV 光子（最高达 10 TeV）；宽喷流的 Γ 低（ $\Gamma \approx 20 \sim 30$ ）、张角较大（ $\theta_j \approx 0.06 \sim 0.1$ rad）、动能较低（ $E_{\text{iso},k} \approx 10^{46}$ J），由 SR 主导晚期 X 射线和光学余辉。

“双成分”喷流 + 分层介质模型^[75]，喷流内部（ $\theta_j \approx 0.6^\circ$ ，窄而高速的核 $\Gamma_{\text{core}} \approx 300$ ）主导 TeV 的辐射，恒定密度介质解释 TeV 的快速上升；外部（宽而低速的翼 $\Gamma_{\text{wing}} \approx 30$ ）主导射电至 X 射线的余辉，星风介质满足射电和 X 射线余辉对低密度的约束。核心和外部喷流的能量占比 10:1，高能辐射的快速衰减由喷流边缘的 Γ 骤降导致。该模型同时解释了 GRB 221009A 的早期 TeV 辐射和晚期的多波段余辉，弥补了单结构喷流模型无法同时解释 TeV 与射电/X 射线数据的缺陷，但模型预测的射电流量在后期比观测值高约 2 倍，且对早期射电 RS 的拟合存在困难，光变曲线斜率和流量量级均有偏差，且模型依赖精细微物理参数的调节。

“双成分”喷流 + “倒置”介质模型^[76]，同样采用了“双成分”喷流模型，但描述为一个顶部为“核”的窄喷流被一个幂律分布的“翼”包围，没有明确区分内窄核和外宽翼作为独立成分。引入“倒置”的爆发环境（前身星附近的均匀介质，在特定半径处过渡到星风状介质），解释了 TeV 辐射的两个不同上升斜率，且不需要早期喷流拐折，避免了传统喷流拐折模型的极端参数需求。当然，TeV 光变曲线中的拐折也可能是由于喷流的张角较小，导致观测者在某个时间点开始看到喷流的边缘效应^[8]。核心部分 $\Gamma \approx 178$ 较高、张角较小（ $\theta_{j,1} \approx 0.3^\circ$ ）、

能量密度较高,通过 FS 的 SSC 辐射产生高能辐射和 TeV 辐射;翼部具有较低的 Γ (Γ 从约 50 逐渐下降到约 20) 和较宽的张角 ($\theta_{j,2} \approx 1.3^\circ$),通过 FS 和 RS 的 SR 产生低能波段的余辉辐射;核心和翼之间的能量分布平滑过渡, Γ 不连续。该模型能够较好地解释 TeV 到光学的观测,但在射电波段仍存在预测值高于观测值的情况,且核心的 Γ 与 LHAASO 观测及湮灭线分析的约束 ($\Gamma > 400$) 存在显著差异,通过磁化喷流框架和分层介质模型(均匀 $\rightarrow$ 星风过渡)可协调该差异。其提出的核心-翼部能量平滑过渡但 Γ 跃迁的喷流结构,为长暴喷流-茧层系统演化提供了新视角。

另有“双成分”喷流模型,包含一个较窄的 ($\theta_j \approx 0.6^\circ$)、以坡印廷通量 (Poynting-flux) 为主的喷流 (Jet I) 和一个较宽的、物质主导、具有角向能量分布(如幂律结构)的结构化喷流 (Jet II)^[65]。两者独立演化但相互作用,能量占比 1:1, Γ 差异较小 ($\Gamma_1 \approx 200$, $\Gamma_2 \approx 100$)。Jet I 通过 FS 的 SSC 过程产生 TeV 高能辐射, Jet II 通过 RS 和磁重联过程贡献后续辐射,两组成分在能量上和 Γ 上都存在显著的跳跃。他们还推测,许多 GRB 具有类似的双喷流结构,但窄喷流可能因观测角度偏离或红移未知而未被探测到。进一步考虑质子加速与辐射的微观物理过程^[76],假设质子 SR 是解释超高能的核心机制,而非传统的电子 SR 或 SSC 机制,强调 RS 中加速的极高能质子(约 10^{18} eV)与磁场相互作用产生硬伽马射线,可以解释 VHE 波段的光谱演化。首次将质子加速与伽马射线辐射直接关联,为宇宙线起源研究提供了新线索,认为 UHECR (ultra-high-energy cosmic ray) 可以通过 RS 加速质子产生(而非中子逃逸),但是磁场和传播效应会显著延迟 UHECR 到达地球的时间^[76]。然而,该模型对多波段(如射电和 X 射线波段)的拟合存在显著偏差,且依赖一系列极端物理参数,如:RS 区域需将 30% 能量分配给非热质子(远超典型激波模拟值)、60% 转化为磁场能,并假设接近 Bohm 极限的质子加速效率 ($\eta \approx 1 \sim 10$) 及强磁场环境 ($B \approx 100$ G),这些条件与弱磁化激波的主流认知存在矛盾,需进一步优化射电/X 射线拟合并验证极端参数的物理合理性。He 等人^[78]进一步探讨了 GRB 221009A 作为 UHECR 源的可能性,认为 GRB 221009A 的极端亮度可能使其成为 UHECR 的有效加速源。

Sato 等人^[79, 80]也研究了 GRB 221009A 的多波段余辉发射,提出“双成分”喷流模型,重点讨论了 SSC。

(4) “时序”喷流模型 (temporal evolution model)

“时序”模型也称“两壳层碰撞”模型^[40],认为早期 TeV 峰值源于快慢壳层相互作用而非环境激波:快壳 ($\Gamma \approx 450$) 追上前端慢壳 ($\Gamma \approx 65$) 产生 FS,其 SSC 辐射主导早期 TeV 峰值,而 RS 贡献射电波段早期耀发。VLBI 观测证实极窄喷流 ($\theta_j \approx 0.01 \sim 0.03$ rad) 的侧向膨胀,两阶段动力学自然地解释了 TeV 成分分离。模型较好地解释了 GRB 221009A 的多波段辐射(如 TeV 峰值、早期 X 射线衰减及射电增亮),但对喷流初始结构(如均匀核心假设)和壳层参数(如磁化率、能量分布)依赖较强,且未完全解决晚期光学衰减与超新星贡献的潜在混淆;此外,喷流膨胀机制仍需验证。观测显示的自吸收辐射约束了喷流尺寸 $\gtrsim 5 \times 10^{16}$ cm、 $\Gamma \gtrsim 20$ 和最小内能 3×10^{40} J,验证了 RS 的关键预言,但演化速率慢于标准模型^[43, 45],暗示可能存在喷流侧向膨胀或能量非均匀分布等复杂过程。该模型为极端窄喷流提供了合理框架,

双激波模型进一步支持了 FS/RS 分别主导高低频辐射的机制^[39]。

上述大部分模型在射电波段预测均存在 $\geq 2\sigma$ 偏离, 且环境介质的星风/均匀/跃变假设都对 TeV 光变曲线敏感但缺乏直接证据。为更直观对比各模型的核心特征, 现从核心假设、关键参数、辐射成分及不足之处四个方面对模型进行总结, 见表 1。

表 1 GRB 221009A 多波段辐射的主要理论模型对比

模型类型	核心假设	关键参数	辐射成分	不足
轴对称	标准锥形喷流, 均匀星风介质	$\theta_j \approx 0.1$, $\Gamma \approx 100 \sim 300$	SR 主导 X/光学, SSC 主导 GeV	晚期射电不符, 忽略 射电早期 RS 信号
浅角结构 喷流	能量角分布, $\alpha_1 = 0.75$ (内层), $\alpha_2 = 1.5$ (外层), 均匀星风介质	$\theta_{\text{core}} \approx 0.5^\circ$, $\Gamma_{\text{core}} \approx 200$	FS 主导 X/光学, RS 主导射电	射电与预测偏差, VLBI 约束不足
双成分喷流	均匀介质, 双成分独立	窄: $\theta \approx 0.0018 \text{ rad}$, $\Gamma \approx 350 \sim 800$; 宽: $\theta \approx 0.06 \sim 0.1 \text{ rad}$, $\Gamma \approx 20 \sim 30$	窄: SSC 主导早期 TeV 辐射; 宽: SR 主导晚期 X 和光学余辉	难以解释 TeV 余辉 的复杂衰减行为, 无 法满足射电余辉对 低密度的要求
	分层介质 (内密 外稀), 核 + 翼明 确区分	核: $\Gamma \approx 300$, $\theta \approx 0.6^\circ$; 翼: $\Gamma \approx 30$	核: 通过 SSC 主导 TeV 辐射; 翼: 通过 SR 主导 射电至 X 射线	需要精细调节介质 过渡半径, 喷流边缘 的 Γ 骤减缺乏证据
	倒置介质 (近密 远稀), 核 + 翼连 续过渡	核: $\theta \approx 0.3^\circ$, $\Gamma \approx 178$; 翼: $\theta \approx 1.3^\circ$, $\Gamma \approx 50 \sim 20$	核: FS 的 SSC 主 导 TeV; 翼: SSC 主导 X/光	倒置机制缺乏证据, Γ 不连续需解释
时序 (两壳 碰撞)	快慢壳相互作用, 极窄喷流侧向膨 胀, 环境介质跃变	$\theta_j \approx 0.01 \sim 0.03 \text{ rad}$, $\Gamma_{\text{fast}} \approx 450$	碰撞 SSC 主导早 期 TeV, 传统余辉 主导晚期, RS 主导 射电耀发	VLBI 验证膨胀, 分 离 TeV 成分, 磁化率 假设强

3.2.2 TeV 辐射的起源

GRB 221009A TeV 复杂的光变为研究 GRB 的辐射机制、粒子加速及宇宙背景光 (extragalactic background light, EBL) 的性质提供了重要线索, 同时也为探索超出标准模型的新物理提供了机会。GRB 221009A TeV 辐射早期快速上升 (见图 2, $\alpha \approx 14.9$), 与标准余辉模型预测的 $\alpha = 4$ 或 $1/2$ 不符, 表明其高能辐射的动力学过程 (如壳层碰撞或磁化喷流) 不同于传统环境激波, 但 SSC 作为辐射机制, 其物理有效性不依赖于特定动力学场景 (如余辉或瞬时辐射), 仍适用于解释部分能段 (如晚期 TeV) 的观测特征。

早期 TeV 辐射与 MeV 瞬时辐射在时间上重叠^[8], MeV 光子与 TeV 光子相遇时, 会发生湮灭 $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ ^[81, 82]。如果 TeV 光子和 MeV 光子来自同一区域, 根据 TeV 光子与 MeV 光子

的 $\gamma\gamma$ 湮灭光深, 得到 $\Gamma_{\min} \approx 2156^{[81]}$, 与观测矛盾; 反之, 如果 TeV 光子源自外部激波, 而 MeV 光子源自内部激波, 那么通过 MeV 能谱和光变曲线的演化计算光深, 可以得到喷流的 $\Gamma > 300^{[81]}$ 。而且, 由于 TeV 光子和 MeV 光子来自不同的发射区域, 具有不同的半径、 Γ 和角宽度, 到达观测者的时间存在延迟。这种相互作用在特定的时间和空间作用下会导致 TeV 光子的光深显著增加, 从而遮蔽了 TeV 光子的观测^[82]。

早期 TeV 辐射与 MeV 瞬时辐射的时间重叠表明, 可能发生 EIC (external inverse compton scattering) 过程 (当瞬时辐射能量密度远高于磁场能量密度时, EIC 将成为电子冷却的主导机制), 且该阶段 TeV 辐射主要由瞬时辐射光子与激波电子的 EIC 散射主导, 其动力学过程 (如壳层碰撞) 不同于传统余辉的外部激波机制^[73]。在 TeV 早期辐射上升阶段, EIC 辐射占主导地位; 随着瞬时辐射强度下降, 逐渐过渡到 SSC 辐射主导。但是, 单纯的 EIC 过程无法完全解释 TeV 早期的快速上升, 而瞬时 MeV 光子对 TeV 辐射的 $\gamma\gamma$ 吸收也不足以解释。如果早期 TeV 辐射的快速上升源于光子或电子在发射区域内的强吸收^[84], 随着外部激波膨胀, 光深减小, TeV 光子逐渐逃逸, 可以导致光变曲线上升。但是无论是低能光子的湮灭 (利用外部激波产生的 keV 光子与 TeV 光子相互作用产生 $\gamma\gamma$ 对)、级联电子对的散射 (TeV 光子通过级联过程产生电子-正电子对), 还是外部激波或抛射物中电子的散射, 都无法提供足够的光深来解释早期 TeV 辐射的快速上升。

根据传统物理学理论, 能量超过 10 TeV 的光子会被 EBL 吸收, 如: 18 TeV 的光子在 $z = 0.15$ 时光深高达 $9.4 \sim 27.1$, 导致其通量被严重抑制, 使得观测变得极不可能^[85]。对于 LHAASO 和 Carpet 探测到的 18 TeV 以上光子, 在排除误认的基础上, 需通过新的物理机制解释, 比如实际 EBL 强度低于现有模型下限 (结合 JWST 观测约束红外 EBL 的绝对强度), 或局部 EBL 可能因宿主星系或路径上的介质分布而显著低于宇宙平均值 (结合 GRB 宿主星系的特定环境, 如低尘埃含量调整模型, 引入星系介质分布的局部不均匀性, 允许某些路径上的 EBL 光深显著低于平均值) 等。

(1) 轻子模型 (leptonic-only)^[86]。假设高能伽马射线主要由相对论电子通过 SR 和逆康普顿散射 (inverse compton scattering, ICS) 产生。SR 中电子在磁场中加速, 产生低能 (keV~MeV) 光子, ICS 中低能光子被电子散射至高能 (GeV~TeV) 波段。但是这模型预测的 TeV 谱比观测到的更软 (观测到的 VHE 光谱在 1~18 TeV 范围内出现谱指数变硬), 无法解释 GeV~TeV 能谱的平坦连接, 而且这个模型几乎不产生高能中微子。

(2) 强子模型 (hadronic-processes)^[86]。包含强子过程和电磁级联过程, 侧重于质子与低能光子的强子过程。高能质子 (约 PeV) 与喷流中光子发生光核反应产生 π 介子 ($p\gamma \rightarrow (p/n) + \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$), 中性 π 介子衰变 ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$) 产生伽马射线, 或通过 BH 过程产生 e^+e^- 的湮灭辐射, 产生次级高能光子和 e^+e^- ; 接着在电磁级联时次级 e^+e^- 和高能光子通过 SR 和 ICS 贡献 TeV 辐射。但是这个模型需要极高的质子能量 (大于 10 PeV), 可能超出激波加速极限。这些过程与高能质子与光子场的相互作用有关, 可能暗示 GRB 221009A 中强子成分的存在^[87]。

(3) 强子-轻子混合 (hadronic-leptonic hybrid) 模型^[86]。GRB 221009A 的 GeV~TeV 早期辐

射用强子模型来解释,晚期辐射用轻子模型解释。 $\text{GeV}\sim\text{TeV}$ 平坦谱用纯 SSC 模型无法解释,加入强子级联合后吻合,光变曲线早期平滑(强子级联),后期波动由 SSC 主导。天文学家首次在 GRB 中明确需要强子成分解释 VHE 辐射,并预言了潜在的高能中微子(虽未被探测到)。该模型能够较好地解释 LHAASO 观测到的 VHE 光子能谱形状,并与 LAT 的 GeV 光子观测数据相吻合。但是,该模型预测的中微子通量高于 IceCube 观测上限,且混合模型预测的 VHE 光谱在 EBL 吸收修正后仍与观测到的平坦化趋势不符^[88, 89]。

(4) 光强子模型 (photohadronic)^[88]。用质子主导的共振散射机制,通过质子主导的非热过程和内激波区的高密度电子场,解释 GRB 221009A 的极端高能辐射特征。高能质子与喷流 FS 区域的光子发生相互作用,通过质子 $p + \gamma \rightarrow \Delta$ 过程产生共振态 Δ 。 Δ 进一步衰变为 π 介子,中性 π 介子衰变产生伽马射线 ($\Delta \rightarrow \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$),这个过程可自然产生 10~18 TeV 的光子,无需依赖极端加速参数。光强子模型能够很好地解释观测到的 VHE 光谱在 300 ~ 900 s 时呈现的类似极端高能的硬化特征,且预测的中微子通量与 IceCube 灵敏度一致。

(5) 光子与类轴子粒子的相互作用 (axion-like particle, ALP)^[90-95] 和洛伦兹不变性破坏 (Lorentz invariance violation, LIV)^[95-101] 模型。ALP 机制假设存在类轴子粒子,通过光子-轴子粒子混合在磁场中振荡,使得高能光子避免被 EBL 吸收,从而能够传播到地球。GRB 221009A 的观测结果为 ALP 的存在提供了强有力的暗示,参数范围限制在允许的范围内,ALP 能够解释 LHAASO 观测到的 13~18 TeV 高能光子及观测到的光谱和极化效应,但难以解释 Carpet-3 观测到的 300 TeV 光子。

洛伦兹不变性是现代物理学的基本对称性,但是量子引力理论预测,在接近普朗克能量尺度 ($E_p \approx 10^{19} \text{ GeV}$) 时可能出现 LIV 现象。通过高能光子观测可以探测到 LIV 效应,但是观测到的时间延迟可能同时包含 LIV 效应和 GRB 源本身的内在延迟。修改光子的色散关系,使得高能光子的光学深度降低,即降低了高能光子与 EBL 的相互作用概率,使得能量高达 300 TeV 的光子能够被探测到^[94]。通过结合能量依赖延迟模型、数字模拟等和 GRB 221009A 的高能观测数据,为 LIV 提供了稳健的证据 ($E_{\text{LIV}} \approx 10^{17} \text{ GeV}$)^[96-101]。

(6) 磁加速机制 + “倒置”的介质结构^[102]。假设中心引擎释放的喷流为顶部结构且具有高度磁化和显著厚度。喷流初期阶段通过磁压驱动实现脉冲式加速,体现 GRB 221009A 在爆发后极早期阶段 TeV 光子流量的快速上升现象,随后在 RS 形成时进入滑行阶段。随着喷流物质密度下降,FS 的洛伦兹因子逐渐减小。即使在 RS 突破后,由于喷流有限厚度的持续能量注入,激波后星际介质仍能维持渐进减速过程。该模型喷流具有高度磁化且宽度较大,导致减速时间较长(约 400 s)。

尽管多数模型预言了高能中微子伴随 GRB 产生,对 GRB 221009A 的观测却并未发现中微子信号。这一现象可以从下列几个物理层面进行解释:

(1) 喷流成分和粒子加速机制的直接影响。如果喷流主要由电子-正电子对(而非质子)主导,高能中微子的产生会大幅减少。中微子通常由质子-质子 (pp) 或质子-光子 ($p\gamma$) 相互作用产生,若喷流中质子比例极低,则中微子通量可能低于探测阈值。即使喷流含有质子,若激波或磁重联等机制未能将质子加速到能量足够高 (PeV 以上),中微子产率也会受限。

(2) 观测视角与喷流结构的调制效应。该喷流的极端准直意味着观测者几乎正对核心, 而中微子可能主要产生于喷流边缘或外部激波。若在这些区域中微子未被直接观测到, 中微子信号可能较弱。且喷流的因子 (300~1 000) 导致伽马射线被多普勒效应大幅增强; 中微子由于各向同性发射, 未被同等放大。

(3) 能量分配与辐射机制的竞争。检测到的 MeV 能段发射线暗示喷流富含轻子, 压缩强子过程占比小于 5%, 中微子产率将低于 IceCube 灵敏度极限, 且内激波产生的早期 ($t \approx 1 \sim 10$ s) 中微子若与 GRB 时间偏移大于 10 s, 可能被现有分析方法剔除。

(4) 中微子探测器的灵敏度限制。IceCube 对 TeV~PeV 中微子最敏感, 而 GRB 221009A 的中微子若集中在更高能 (EeV) 或更低能 (GeV) 区间, 可能未被覆盖。其次, 中微子探测需与 GRB 的时间和方向吻合, 若中微子爆发早于或晚于伽马射线信号, 或定位精度不足, 可能被遗漏。

当前观测与理论的矛盾, 恰恰为约束喷流成分比例、能量耗散机制以及极端相对论性激波物理提供新的诊断工具。若强子机制或光强子模型为主导, GRB 仍未探测到中微子可能需要从源结构不对称性或能量转换机制两方面综合分析。源结构不对称可以部分解释中微子缺失, 但是必须满足两个条件: 中微子主要产生于喷流侧向或非观测区域、喷流核心的强子过程被压制 (如质子加速效率低)。即使喷流结构对称, 若强子能量耗散效率低或辐射冷却主导, 中微子通量仍可低于探测阈值, 需结合喷流成分 (轻子/强子比)、磁场强度等参数综合评估。所以能量转换机制更可能是根本原因 (如质子加速效率低、辐射冷却压制 π 介子产生)。

4 未来研究方向

尽管 GRB 221009A 的观测给我们带来了重要突破, 但其核心的物理机制仍笼罩在迷雾中, 如超高能光子起源、喷流能量输运效率、前身星性质等关键问题, 仍需通过技术创新 (更高灵敏度设备)、多学科交叉 (理论、观测和数值模型结合) 和国际合作 (数据实时共享) 协同破解。

4.1 未来的多波段联合观测

为了更好地理解 GRB 的辐射机制、喷流结构, 以及环境介质的变化, 包括 EBL 的吸收效应以及喷流中的粒子加速过程, 未来的观测设备需要具备更高的灵敏度和更宽的能量覆盖范围^[103]。

CTA (Cherenkov Telescope Array)^[104] 将以更高的精度探测到 GRB 更高能量的光子, 提升 TeV 辐射的时间分辨率, 进一步揭示 GRB 高能辐射的机制, 验证 SSC 与质子 SR 模型的频谱预测, 区分 SSC 的 Klein-Nishina 截断与 EBL 吸收效应; ATHENA (Advanced Telescope for High-Energy Astrophysics)^[105] 将提供高分辨 X 射线光谱与成像, 用于进一步研究黑洞、GRB 喷流物理等; THESEUS (Transient High-Energy Sky and Early Universe Surveyor)^[106] 可以系统地探测 GRB 瞬时辐射与早期余辉, 填补 MeV 能段空白; HEBS (High Energy Burst Searcher)^[107] 用于捕捉 GRB 的软 X 射线辐射至高能伽马射线 (0.2 keV~6 MeV), 填补 GBM 的低能空白; JWST^[71]

的光学、红外波段观测,可用于研究 GRB 宿主星系、尘埃消光、早期宇宙恒星形成等约束高能辐射与宿主环境;ALMA (Atacama Large Millimeter/submillimeter Array)^[108]射电波段的偏振观测,可以进一步验证窄喷流 ($\theta_j \approx 0.8^\circ$) 是否具有磁化鞘层^①;SVOM (Space-based multi-band Variable Objects Monitor) 于 2024 年 6 月 22 日成功发射,该卫星既能像 Swift 卫星一样快速定位爆发源,又能像 Fermi/GBM 一样提供宽能段的瞬时辐射能谱,预期能够增加 GRB 样本数量,从而进一步揭示 GRB 的物理本质^[35]。

4.2 多信使天文学

GRB 221009A 的强子模型预测了伴随的高能中微子辐射。GRB 221009A 的高能辐射和中微子观测(尽管未探测到中微子)为多信使天文学提供了新的机遇。如 IceCube-Gen2^[109]等高能中微子探测器和 LHAASO-KM2A^[13],将有望探测到与 GRB 相关的中微子信号和更高能量的 VHE (大于 10 TeV),检验“质子主导喷流”的假说。

尽管 GRB 221009A 作为长暴更可能源自大质量恒星坍缩,极端条件下的中子星-黑洞并合(如延迟坍缩超重中子星)在理论上未被完全排除,但需突破当前能量与时间尺度的限制。未来引力波探测器或可约束此类罕见并合事件的存在,从而进一步揭示 GRB 的中心引擎和喷流机制^[110, 111]。LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory, 第二代引力波探测器)^[112]能段为 10 Hz~10 kHz,用于探测双中子星、双黑洞并合等恒星质量致密天体并合等瞬变事件的高频引力波,持续升级中。ET (Einstein Telescope, 第三代引力波地面探测器)^[113]能段为 1 Hz~10 kHz,灵敏度比 LIGO 提升 10 倍,用于探测红移 $z > 20$ 的早期宇宙事件、中等质量黑洞并合等宽频引力波,预计 2035 年建成。LISA (Laser Interferometer Space Antenna)^[114]的能段为 0.1 mHz~1 Hz,用于探测超大质量黑洞 ($10^4 \sim 10^7 M_\odot$) 并合、银河系双白矮星、宇宙学等低频引力波,计划 2034 年发射。

高能辐射、中微子、引力波等多信使观测的结合,将为我们提供更全面的 GRB 物理图形。

4.3 数值模拟与理论突破

GRB 221009A 的观测结果还表明,它可能具有比较复杂的喷流结构,中心引擎也可能具有特殊的物理条件。

未来可以通过更详细的磁流体动力学 (magnetohydrodynamics, MHD) 模拟进一步研究 GRB 的喷流演化过程,更精确地模拟 GRB 喷流的结构,研究喷流的形成和准直机制、环境变化和辐射过程及其在传播过程中的稳定性。此外,数值模拟还有助于解释喷流与周围介质的相互作用,特别是从均匀介质到星风介质的转变过程以及高能辐射的产生机制。

未来的理论研究应聚焦于正轴喷流(如 GRB 221009A)与偏轴喷流(如 GRB 170817A)的差异化建模:针对正轴暴需结合低频射电数据约束翼区成分(因其对慢速宽角结构敏感),同时突破现有静态喷流模型的局限,优先研究极早期喷流物质组成(轻子/重子分层)和非稳态流体动力学过程(如壳层碰撞引发的磁重联),以解释核心区主导的高能辐射机制;对于偏

^①正轴观测下偏振度主要依赖喷流整体的对称性。但磁化鞘层若存在,那么磁化鞘层因激波压缩会使磁场更有序,导致喷流边缘线性偏振度显著高于核心区,这种鞘-核偏振梯度差异可作为窄喷流存在磁化鞘层的直接证据。射电偏振若能分辨鞘-核梯度,可提供局部磁场结构的直接约束。

轴暴则需延续结构化喷流框架,但需与正轴暴形成“双模态”理论体系,避免模型泛化导致的观测矛盾,同时探索喷流结构和观测视角对 GRB 观测特性的影响。类似 GRB 221009A 极端性质的事件可能更常见,但其窄喷流易被错过。未来广视场望远镜可统计此类事件发生率,修正 GRB 宇宙学标定中的选择偏差。

5 结 论

GRB 221009A 作为有史以来最亮的 GRB,它的观测打破了人类观测 GRB 的多项记录(如最高光子能量、最长持续时间等),其独特的观测特征(极高的亮度、TeV 极高能辐射和 MeV 谱线)以及丰富的多波段数据,不仅对现有 GRB 理论框架的一些具体物理过程提出了严格的限制,也为探索极端相对论性喷流、高能粒子加速与宇宙重元素起源提供了独特实验室。

GRB 221009A 极高的亮度使得我们能够在更宽的能段和更长的时间尺度上研究 GRB 的物理过程。极高的亮度表明喷流的张角极窄且中心引擎具有极高的能量输出,符合磁主导喷流的准直特性,可能是超大质量恒星坍缩时的快速吸积或者极端磁场的能量释放^[61]; GRB 221009A 的余辉异常明亮持久、多波段辐射特征显著,且 LHAASO 观测到的 TeV 辐射覆盖了瞬时和余辉早期阶段,其机制可能依赖于内激波耗散与多壳层碰撞引发的非热粒子加速,需明确区分瞬时辐射(内激波主导)与极早期余辉(喷流与 ISM 相互作用起始)的物理边界,建模二者间的连续过渡,如:通过多外流元相互作用模型衔接瞬时与早期余辉辐射。虽然结构化喷流或倒置介质可能间接影响辐射,但核心约束应来自喷流内部动力学参数(如磁化率 σ)的直接建模,而非大质量恒星坍缩时的原生磁场环境。分层介质、“倒置”介质可能通过改变激波传播效率影响 TeV 光子逃逸,但需与喷流内部动力学(如磁重联率)协同建模。MeV 的谱线特征,为研究 GRB 的内部物理过程(包括喷流成分、辐射机制、核过程和粒子加速机制等)提供了新的线索^[12, 71]。

随着观测技术的进步与多信使天文学的成熟,未来的多波段联合观测、数值模拟和理论研究将进一步揭示 GRB 的奥秘,这一“万年一遇”的事件或将成为解开黑洞形成、宇宙粒子加速等重大问题的关键钥匙。

致谢 感谢华中科技大学邹远川教授的讨论以及提出的宝贵意见和建议。

参考文献:

- [1] Kouveliotou C, Meegan C A, Fishman G J, et al. *ApJ*, 1993, 413: L101
- [2] Woosley S E, Bloom J S. *Ann Rev Astron Astrophys*, 2006, 44: 507
- [3] Nakar E. *Phys Rep*, 2007, 442: 166
- [4] Abdalla H, Adam R, Aharonian F, et al. *Nature*, 2019, 575: 464
- [5] MAGIC Collaboration, Acciari V A, Ansoldi S, et al. *Nature*, 2019, 575: 459,
- [6] H. E. S. S. Collaboration, Abdalla H, Aharonian F, et al. *Science*, 2021, 372: 1081
- [7] Suda Y, Artero M, Asano K, et al. *Proceedings of 37th International Cosmic Ray Conference PoS*, 2021, 395: 797
- [8] Fukami S, Berti A, Loporchio S, et al. *Proceedings of 37th International Cosmic Ray Conference PoS*, 2021, 395: 788

- [9] An Z H, Antier S, Bi X Z, et al. arXiv:2303.01203, 2003
- [10] Burns E, Svinkin D, Fenimore E, et al. ApJ, 2023, 946: L31
- [11] Cao Z, Aharonian F, An Q, et al. Science, 2023, 380: 1390
- [12] Ravasio M E, Salafia O S, Oganessian G. et al. Science, 2024, 385: 452
- [13] Lesage S. GRB Coordinates Network, 2022, 31565: 1
- [14] Veres P, Burns E, Bissaldi E, et al. GRB Coordinates Network, 2022, 32636: 1
- [15] Axelsson M, Ajello M, Arimoto M, et al. ApJ, 2025, 277: 24
- [16] Bissaldi E, Omodei N, Kerr M, et al. GRB Coordinates Network, 2022, 32637: 1
- [17] Xia Z Q, Wang Y, Yuan Q, et al. Nature Communications, 2024, 15: 4280
- [18] Tan W J, Li C K, Ge M Y, et al. GRB Coordinates Network, 2022, 15660: 1
- [19] Svinkin D, Frederiks D, Ulanov M, et al. GRB Coordinates Network, 2022, 31604: 1
- [20] Frederiks D, Lysenko A, Ridnaia A, et al. GRB Coordinates Network, 2022, 32668: 1
- [21] Dichiaia S, Gropp J D, Kennea J A, et al. GRB Coordinates Network, 2022, 32632: 1
- [22] Kuin N P M, Dichiaia S. GRB Coordinates Network, 2022, 32656: 1
- [23] Kobayashi K, Negoro H, Nakajima M, et al. The Astronomer's Telegram, 2022, 15677: 1
- [24] Malesani D B, Levan A J, Izzo L, et al. arXiv:2302.07891, 2023
- [25] Castro-Tirado A J, Sanchez-Ramirez R, Hu Y D, et al. GRB Coordinates Network, 2022, 32686: 1
- [26] Omodei N, Bruel P, Bregeon J, et al. GRB Coordinates Network, 2022, 32760: 1
- [27] Omodei N, Bruel P, Bregeon J, et al. GRB Coordinates Network, 2022, 32916: 1
- [28] Ursi A, Panebianco G, Pittori C, et al. GRB Coordinates Network, 2022, 32650: 1
- [29] Gotz D, Mereghetti S, Savchenko V, et al. GRB Coordinates Network, 2022, 32660: 1
- [30] Mitchell L J, Philips B S, Johnson W N. GRB Coordinates Network, 2022, 32746: 1
- [31] Mitchell L J, Finke J D, Philips B, et al. ApJ, 2025, 979: 153
- [32] Zhang Y Q, Xiong S L, Mao J R, et al. Science China Physics, 2024, 67: 289511
- [33] Lesage S, Veres P, Briggs M S, et al. ApJ. 2023, 952: L42
- [34] Frederiks D, Svinkin D, Lysenko A L, et al. ApJL, 2023, 949: L7
- [35] Atteia J L, Bouchet L, Dezalay J P, et al. ApJ, 2025, 980: 241
- [36] Levan A J, Lamb G P, Schnerder B, et al. ApJ, 2023, 946: L28
- [37] Laskar T, Alexander K, Margutti R, et al. ApJ, 2023, 946: L23
- [38] Lan L, Gao H, Li A, et al. ApJ, 2023, 949: L4
- [39] Giarrantana S, Salafia O S, Giroletti M, et al. A&A, 2024, 690: A74
- [40] Geng J J, Zhang Y K, Gao H X, et al. arXiv: 2503.17765, 2025
- [41] O'Connor B, Troja E, Ryan E, et al. ApJ, 2023, 946: L24
- [42] Zheng C, Zhang Y Q, Xiong S L, et al. ApJ, 2024a 962: L2
- [43] Rhodes L, Van der Horst A J, Bright J S, et al. MNRAS, 2024, 533: 4435
- [44] Williams M A, Kennea J A, Dichiaia S, et al. ApJ, 2023, 946: L24
- [45] Bright J S, Rhodes L, Farah W, et al. Nature Astronomy. 2023, 7: 986
- [46] Cao Z, Aharonian F, An Q, et al. Science A. 2023, 9: J2778,
- [47] Huang Y, Hu S, Chen S, et al. GRB Coordinates Network, 2022, 32677: 1
- [48] Dzhappuev D D, Afashokov Y Z, Dzaparova I M, et al. The Astronomer's Telegram, 2022, 15669: 1
- [49] Dzhappuev D D, Dzaparova I M, Dzhatdov T A, et al. Phys. Rev. D, 2025, 111: 102005
- [50] Zhang W L, Yi S X, Zou Y C, et al. A&A, 2025, 693: 290
- [51] Tiengo A, Pintore F, Mereghetti S, et al. GRB Coordinates Network, 2022, 32680: 1
- [52] Tiengo A, Pintore F, Vaia B, et al. ApJ, 2023, 946: L30
- [53] Vaia B, Bosnjak Z, Bracco A, et al. A&A, 2025, 696: 9
- [54] Iwakiri W, Jaisawal G K, Younes G, et al. The Astronomer's Telegram, 2022, 15664: 1
- [55] Brethauer D, Grefenstette B, Racusin J, et al. The Astronomer's Telegram, 2022, 15665: 1
- [56] Negro M, Manfreda A, Omodei N, et al. GRB Coordinates Network, 2022, 32690: 1
- [57] Negro M, Di Lalla N, Omodei N, et al. ApJ, 2023, 946: L21

-
- [58] Hirschi R, Meynet G, Maeder A. *A&A* 2005, 446: 581
- [59] Li L, Mao J. *ApJ*, 2022, 928: 152
- [60] Song X Y, Zhang S N. *ApJ*, 2023, 957: 31
- [61] Blandford R D, Znajek R L. *MNRAS*, 1977, 179: 433
- [62] Tchekhovskoy A, Narayan R, McKinney J C. *ApJ*, 711: 50
- [63] Yang J, Zhao X H, Yan Z Y, et al. *ApJ*, 2023, 947: L11
- [64] Tavani M, Piano G, Bulgarelli A, et al. *ApJL*, 2023, 956: 23
- [65] Zhang B, Wang X Y, Zheng J H. *JHEAp*, 2024, 41: 42
- [66] 林一清. *天文学进展*, 2024, 42: 650
- [67] Ren J, Wang Y, Zhang L L, et al. *ApJ*, 2023, 947: 53
- [68] Pe'er A, Zhang B. *ApJ*, 2024, 973: L51
- [69] Zhang Z, Lin H X, Li Z, et al. *ApJ*, 2024, 973: L17
- [70] Zhu J, Feng H, Liu T. *ApJ*, 2025, 983: L33
- [71] Wei Y J, Ren J, He H N, et al. *ApJ*, 2024, 968: L5
- [72] Tak D, Uhm Z L, Paek G S H, et al. *ApJ*, 2025, 978: 29
- [73] Gill R, Granot J. *MNRAS*, 2023, 524: L78
- [74] Sato Y, Murase K, Ohira Y, et al. *arXiv*: 2502.19051, 2025
- [75] Zheng J H, Wang X Y, Liu R Y, et al. *ApJ*, 2024, 966: 141
- [76] Ren J, Wang Y, Dai Z G. *ApJ*, 2024, 962: 115
- [77] Zhang B T, Murase K, Ioka K, et al. *JHEAp*, 2025, 45: 392
- [78] He H N, Zhang B T, Fan Y Z. *ApJ*, 2024, 963: 109
- [79] Sato Y, Murase K, Ohira Y, et al. *MNRAS*, 2023, 522: L56
- [80] Sato Y, Obayashi K, Zhang B T, et al. *JHEAp*, 2023, 37: 51
- [81] Gao D Y, Zou Y C. *ApJ*, 2023, 956: L38
- [82] Gao D Y, Zou Y C. *ApJ*, 2024, 961: L6
- [83] Dai C Y, Zheng J H, Zhao X H, et al. *ApJ*, 2025, 984: 192
- [84] Shen J Y, Zou Y C, Chen A M, et al. *MNRAS*, 2024, 529: L19
- [85] Baktash A, Horns D, Meyer M. *arXiv*:2210.07172, 2022
- [86] Wang K, Ma Z P, Liu R Y, et al. *Science China Physics*, 2023, 66: 289511
- [87] Kelner S R, Aharonian F A. *Phys Rev D*, 2008, 78: 034013
- [88] Sahu S, Medina-Carrillo B, Paez-Sabgez D, et al. *MNRAS*, 2024, 533: L64
- [89] Sahu S, Medina-Carrillo B, Paez-Sabgez D, et al. *ApJ*, 2024, 961: 224
- [90] Galanti G, Nava L, Roncadelli M, et al. *arXiv*:2412.21175, 2024
- [91] Troitsky S V. *JETP Letters*, 2022, 116: 767
- [92] Galanti G, Nava L, Roncadelli M, et al. *Phys Rev Lett*, 2023, 131: 251001
- [93] Galanti G, Roncadelli M, Tavecchio F. *arXiv*:2211.06935, 2022
- [94] Lin W, Yanagida T T. *Chin Phys Lett*. 2023, 40: 069801
- [95] Galanti G, Roncadelli M, Bonnoli G, et al. *arXiv*:2505.03453, 2025
- [96] Zhu J, Ma B Q. *J. Phys G*, 2023 50: 06LT01
- [97] Finke J D, Razzaque S. *ApJ*, 2023, 942: L21
- [98] Li H, Ma B Q. *Astropart Phys*. 2023, 148: 102831
- [99] Li H, Ma B Q. *JCAP*, 2023, 10: 061
- [100] Song H, Ma B Q. *Phys Rev D*, 2025, 111: 103015
- [101] Song H, Ma B Q. *ApJ*, 2025, 983: 9
- [102] Kusafuka Y, Asano K. *MNRAS*, 2025, 540: 2098
- [103] Kann D A, Agayeva S, Aivazyan V, et al. *ApJ*, 2023, 948: 12
- [104] CTA Consortium, Acharya B S, Agudo I, Ai Samarai I, et al. *Science with the Cherenkov Telescope Array*. Singapore: World Scientific Publishing, 2019
- [105] Claybaugh W R, Megill L R. *Proc. SPIE*, 1991, 1495: 81

- [106] Amati L, Bozzo E, O'Brien P, et al. *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 2019, 90: 118
- [107] Zhu J, Ma B Q. *Journal of Physics G*, 2023, 50: 06LT01
- [108] Kurz R, Shaver P. *Messenger*, 1999, 96: 7
- [109] Ai S, Gao H. *ApJ*, 2023, 944: 115
- [110] Abbasi R, Ackermann M, Adams J, et al. *ApJ*, 2023, 946: L26
- [111] Murase K, Mukhopadhyay M, Kheirandish A, et al. *ApJ*, 2022, 941: L10
- [112] Abbott B O, Abbott R, Abbott T D, et al. *Phys Rev Lett*, 2016, 116: 131103
- [113] Punturo M, Abernathy M, Acernese F, et al. *Classical and Quantum Gravity*, 2010, 27: 194002
- [114] Amaro-Seoane P, Audley H, Babak S, et al. *arXiv*: 1702.00786, 2017

Progress in Observations and Theories of GRB 221009A

LIN Yiqing^{1,2}

(1. Fujian Provincial Key Laboratory of Optoelectronic Technology and Devices, Xiamen University of Technology, Xiamen 361024, China;

2. School of Opto-electronic and Communication Engineering, Xiamen University of Technology, Xiamen 361024, China)

Abstract: Recently, GRB 221009A, known as the brightest of all time (BOAT) Gamma-Ray Burst (GRB), has been detected by numerous space-based and ground-based telescopes across multiple wavelengths, including X-ray, γ -ray, optical, and radio bands. It is a relatively closer GRB ($z = 0.151$) and the most energetic observed to date, with isotropic energy $E_{\text{iso}} \geq 10^{48}$ J. GRB 221009A, with its extraordinary brightness, TeV high-energy radiation, line spectral features around tens of MeV, and rich multi-wavelength data, provides new insights into key physical processes in the GRB theoretical framework, such as jet dynamics and shock radiation mechanisms. At the same time, it has empirically confirmed some theoretically predicted phenomena, (e.g., prompt annihilation lines and the lateral expansion of an ultra-narrow jet), driving the refinement of existing GRB theories under extreme parameter conditions. A brief review is presented regarding some of the observational breakthroughs and theoretical research progress associated with GRB 221009A.

Key words: gamma-ray burst; black holes; jets; relativistic processes