

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2019.03.03

# 利用费米卫星大面积望远镜对 脉冲星的观测研究

戴雪洁<sup>1,2</sup>, 王仲翔<sup>1</sup>, 邢 祎<sup>1</sup>

(1. 中国科学院 上海天文台, 上海 200030; 2. 中国科学院大学, 北京 100049)

**摘要:** 费米  $\gamma$  射线空间望远镜 (Fermi) 自 2008 年 8 月观测任务开始以来, 以其优越的观测性能开启了  $\gamma$  射线天文学研究的新纪元。其搭载的大面积望远镜 (LAT) 在脉冲星探测和研究方面取得了巨大的成功。除了探测到已知脉冲星的  $\gamma$  射线脉冲辐射信号外, LAT 还能够利用  $\gamma$  射线数据的盲寻技术独立发现脉冲星, 此外还提供了大量  $\gamma$  射线源进行射电脉冲搜寻。Fermi-LAT 的观测带来了  $\gamma$  射线脉冲星数量的显著增长, 确立了脉冲星是银河系内主要的  $\gamma$  射线源, 并且探测到了毫秒脉冲星的  $\gamma$  射线辐射。一般来说, 在长时标下脉冲星的  $\gamma$  射线辐射流量稳定且脉冲形状多呈现双峰结构, 能谱可由具有指数截断的幂律谱描述。综述了利用 Fermi-LAT 数据寻找脉冲辐射信号的方法和研究  $\gamma$  射线脉冲星所得到的主要结果, 并简要介绍了近年来在脉冲星研究方面取得的新成果。

**关键词:** 脉冲星;  $\gamma$  射线; 费米  $\gamma$  射线空间望远镜

**中图分类号:** P145.6 **文献标识码:** A

## 1 引 言

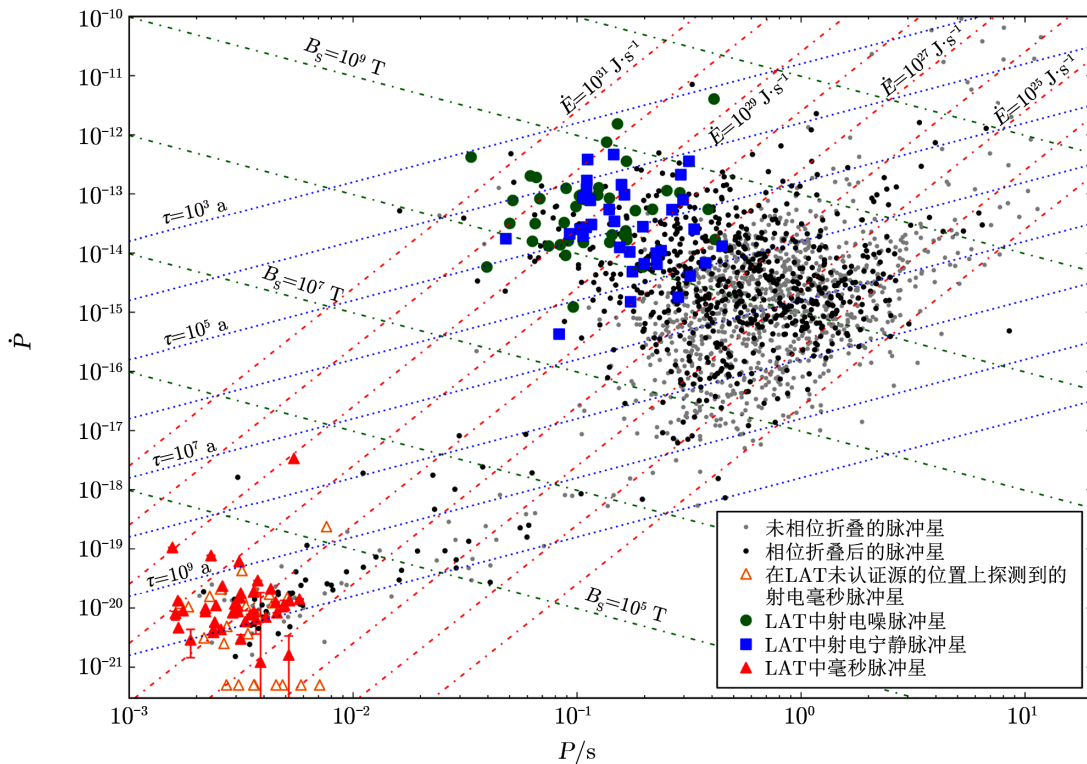
脉冲星产生于恒星演化末期的超新星爆发。因角动量守恒, 大质量恒星 (质量为  $8M_{\odot} \sim 25M_{\odot}$ ,  $M_{\odot}$  为太阳质量) 坍缩形成致密天体, 其高速转动并具有强磁场。由于自转轴与磁轴间存在夹角, 星体在转动时, 磁极附近产生的电磁辐射具有“灯塔效应”, 从而形成短而稳定的周期性脉冲辐射信号<sup>[1]</sup>。脉冲星的本质可能是中子星或夸克星。第一颗脉冲星 PSR 1919+21 于 1967 年通过射电观测而被发现<sup>[2]</sup>。随着观测技术的发展, 人们在射电、光学、X 射线和  $\gamma$  射线等波段获取了大量的观测信息, 为研究脉冲星相关理论奠定了基础。

收稿日期: 2018-10-22; 修回日期: 2019-08-19

资助项目: 国家重点研发计划 (2016YFA0400804); 国家自然科学基金 (11633007, U1738131)

通讯作者: 戴雪洁, daixj@shao.ac.cn

目前,人们发现的脉冲星共有 2 600 多颗<sup>①</sup>。所发现的脉冲星种类繁多,如以辐射能段进行分类的射电脉冲星、X 射线脉冲星和  $\gamma$  射线脉冲星,以转动周期进行分类的正常脉冲星和毫秒脉冲星 (millisecond pulsar, MSP),以是否处于双星系统进行分类的脉冲双星和孤立脉冲星,以驱动方式进行分类的转动驱动脉冲星 (rotation-powered pulsar) 和吸积驱动脉冲星 (accretion-powered pulsar) 等。这使脉冲星演化模型逐渐完善。脉冲星的演化过程通常描述为<sup>[3]</sup>: 超新星爆发产生的新生脉冲星可能是孤立的或处于一个双星系统中,由于脉冲星依靠消耗转动能来弥补辐射出去的能量,转动周期逐渐增长,因此不能被观测到;而在一些双星系统中,脉冲星情况有所不同,中子星能通过从伴星吸积物质和角动量,重新加快自转至毫秒量级,形成毫秒脉冲星。一般认为毫秒脉冲星的自转周期  $P < 30$  ms,它们是年老的脉冲星。由图 1 可知,毫秒脉冲星集中于  $P$  和  $\dot{P}$  较小的区域,明显区分于正常脉冲星。



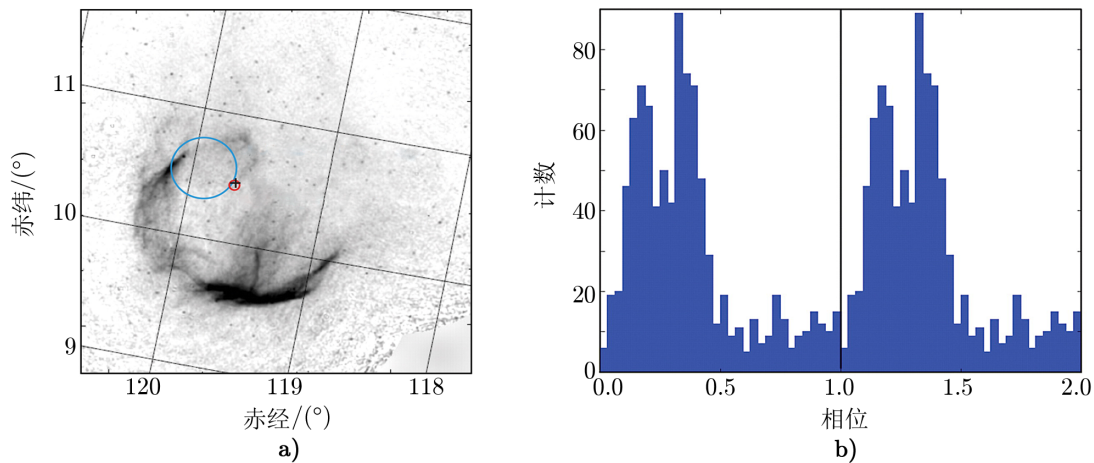
注: Fermi-LAT 第二脉冲星表 (the second LAT Catalog of Gamma-ray pulsars<sup>[14]</sup>, 2PC) 中脉冲星在  $P$ - $\dot{P}$  图的分布,其中包括 42 颗射电噪脉冲星,35 颗射电宁静脉冲星 (1 400 MHz 的射电流量密度  $S_{1400} < 30 \mu\text{Jy}$ ) 以及 40 颗毫秒脉冲星。黑色圆点表示对  $\gamma$  射线光子相位折叠但未搜寻到脉冲信号的脉冲星,灰色圆点表示位于球状星团外且没有进行相位折叠的脉冲星,橙色空心三角形表示在 LAT 未认证源的位置上探测到了射电毫秒脉冲星,但尚未发现  $\gamma$  射线脉冲。蓝色点线表示脉冲星的特征年龄  $\tau_c = P/2\dot{P}$ ,绿色点划线表示脉冲星的表面磁场  $B_S = (1.5I_0c^3P\dot{P})^{1/2}/2\pi R_{NS}^3$  ( $c$  为光速,转动惯量为  $I_0 = 10^{45} \text{ g} \cdot \text{cm}^2$ ,脉冲星半径为  $R_{NS} = 10 \text{ km}$ ),红色点划线表示脉冲星的自转能损率  $\dot{E}$ (见第 6.3 节)。

图 1 脉冲星周期变化率与脉冲周期的关系<sup>[14]</sup>

<sup>①</sup><http://www.atnf.csiro.au/people/pulsar/psrcat/>

脉冲星是高能  $\gamma$  射线辐射源, 该结论已由空间科学卫星 SAS-2 和 COS-B 对蟹云和船帆脉冲星的观测所证实<sup>[4, 5]</sup>。1991 年 4 月, 康普顿  $\gamma$  射线天文台 (Compton Gamma Ray Observatory, CGRO) 发射升空, 其上搭载的高能  $\gamma$  射线试验望远镜 (Energetic Gamma Ray Experiment Telescope, EGRET) 在高于 100 MeV 的能段进行巡天观测。通过 9 年的观测, 人们发现了一些新的脉冲星及脉冲星候选源<sup>[6]</sup>。除了蟹云和船帆脉冲星, EGRET 新探测到 4 颗高置信度的  $\gamma$  射线脉冲星, 它们是 PSR B1706-44, PSR B1951+32, PSR B1055-52 和 Geminga 脉冲星, 另外有  $\gamma$  射线脉冲星候选源 PSR B1046-58, PSR B0656+14 以及毫秒脉冲星候选源 PSR J0218+4232<sup>[7, 8]</sup>。还有一颗脉冲星 PSR B1509-58, 其能量 (10 MeV) 没有达到 EGRET 的观测能段, 被 CGRO 上的 COMPTEL 探测到并证实为  $\gamma$  射线脉冲星<sup>[9]</sup>。EGRET 的观测表明, 脉冲星的  $\gamma$  射线辐射与射电辐射在光变上有显著的差异, 能谱可以由幂律谱解释, 在几吉电子伏能量附近存在明显的指数截断<sup>[6]</sup>。

2008 年 6 月 11 日费米  $\gamma$  射线空间望远镜 (Fermi Gamma-ray Space Telescope, Fermi) 的升空开启了  $\gamma$  射线天文学研究的新时代。其上搭载的大面积望远镜 (Large Area Telescope, LAT) 和  $\gamma$  射线暴监测器 (Gamma-ray Burst Monitor, GBM) 具有卓越的观测性能。LAT 观测初始, 仅一个月就通过盲寻技术 (见第 4.2 节) 探测到脉冲星 PSR J0007+7303 的  $\gamma$  射线脉冲信号 (见图 2), 脉冲周期为 316.86 ms<sup>[10]</sup>。这颗脉冲星位于超新星遗迹 CTA 1 中, 之前人们在 X 射线波段观测到一个点源 RX J0007.0+7302, 但没有探测到周期性的脉冲信号<sup>[11]</sup>, 射电和光学波段的观测仅能给出流量上限<sup>[12]</sup>。这个事例说明, 一些在射电或 X 射线波段宁静的脉冲星可通过  $\gamma$  射线波段的观测被发现。LAT 第一脉冲星星表<sup>[13]</sup>是人们通过对 LAT 最初 6 个月的观测数据进行分析而获得。星表包含 46 颗  $\gamma$  射线脉冲星, 其中包括 8 颗毫秒脉冲星, 确立了脉冲星是银河系内主要的  $\gamma$  射线源。越来越多的  $\gamma$  射线脉冲星被探测到, 有助于人们对脉冲星高能辐射特性展开研究。



注: a) 蓝色和红色圆圈分别代表 EGRET 源 3EG J0010+7309 和 LAT 探测到 PSR J0007+7303 的位置 (95% 误差范围), 黑色字符代表在 X 射线波段探测到 RX J0007.0+7302 的位置; b) PSR J0007+7303 两个脉冲周期内的脉冲轮廓 (大于 100 MeV)。

图 2 a) CTA 1 区域 1 420 MHz 成像图; b) PSR J0007+7303 的  $\gamma$  射线脉冲轮廓<sup>[10]</sup>

本文综述 Fermi 望远镜升空 10 年来在脉冲星的观测研究领域取得的成果。第 2 章概述  $\gamma$  射线脉冲星的高能辐射模型；第 3 章简要介绍搭载于 Fermi 的 LAT 探测器及数据分析；第 4 章介绍 Fermi-LAT 对  $\gamma$  射线脉冲星进行搜寻的方法；第 5 章简述 Fermi-LAT 在脉冲星研究上取得的成果；第 6 章讨论了银河系内  $\gamma$  射线脉冲星的主要特征，包括  $\gamma$  射线的光变、能谱和光度特征；第 7 章总结全文。

## 2 $\gamma$ 射线脉冲星辐射模型简介

当前对脉冲星辐射理论的研究基于脉冲星是快速自转且具有强磁场的中子星。一般认为脉冲星的  $\gamma$  射线辐射在磁层中产生，带电粒子在电磁场中被加速至很高的能量，通过曲率辐射、同步加速辐射和逆康普顿散射过程加速  $\gamma$  射线光子。根据粒子加速区域的不同，脉冲星的高能辐射模型主要有极冠模型 (polar cap, PC) 和外磁层模型。

PC 模型<sup>[15]</sup>假设  $\gamma$  射线光子产生于磁轴附近的星体表面至数千千米处。此模型可重现 EGRET 观测到的船帆脉冲星的脉冲轮廓，但与观测不符。对于正常脉冲星，这一模型预言由于磁场中正负电子对的产生， $\gamma$  射线流量在几吉电子伏以上出现尖锐的截断，与 LAT 的观测结果相悖<sup>[14]</sup>。对于毫秒脉冲星，此模型推得的磁场强度虽不会导致  $\gamma$  射线流量的尖锐截断，但观测到的 MSP  $\gamma$  射线和射电脉冲轮廓不支持此模型。因此 PC 模型已基本被排除。

外磁层模型假设  $\gamma$  射线辐射集中于从极冠表面到光柱面 (磁层的共转区域被限制在此表面内)，流行的模型主要有基于几何结构的双极聚光 (two pole caustic, TPC) 模型<sup>[16]</sup> 和环间隙 (annular gap, AG) 模型<sup>[17, 18]</sup>，以及同时考虑了物理过程的狭长间隙 (slot gap, SG) 模型<sup>[19, 20]</sup> 和外间隙 (outer gap, OG) 模型<sup>[21-23]</sup>。

在 TPC 模型中，粒子的加速区沿最后开场线 (last-open field line) 从脉冲星极冠表面延伸至光柱面附近。假设光子在辐射区内的辐射率相同，辐射方向沿磁力线切线方向，由于相对论效应，光子在某些相位上出现聚集效果，由此产生脉冲星脉冲轮廓的峰值，经过修正后的 TPC 模型可以合理地解释脉冲星脉冲轮廓的特征<sup>[24]</sup>。

SG 模型的加速区域与 TPC 模型相似，可以看做是 TPC 模型的物理解释。该模型假定电荷可以沿磁力线从极冠区表面流出，而在间隙边缘，平行电场为零。所以越靠近最后开场线区域，带电粒子被曲率辐射或逆康普顿散射加速后产生  $\gamma$  射线所需的距离就越长，从而形成一条狭窄的间隙。此模型可用于解释蟹云脉冲星的脉冲轮廓和相位可分解能谱<sup>[25]</sup>。

在 OG 模型中，加速区沿最后开场线由零电荷面 (脉冲星自转角速度与磁场点积为零的表面) 延伸至光柱面附近。由于电荷流动，在零电荷面附近形成电荷真空区，即间隙。带电粒子在间隙中加速并通过同步曲率辐射产生高能光子。高能光子与来自星体表面的软光子发生碰撞，引发电子对级联。若存在流入外间隙的粒子流，外间隙的边界将发生移动，即成为非真空外间隙模型<sup>[23]</sup>。外间隙模型能够合理地解释脉冲星的高能辐射能谱和脉冲轮廓<sup>[26, 27]</sup>。

在 AG 模型中, 脉冲星磁层以临界磁场线为界分为两部分: 临界磁场线与磁轴之间的部分称为核间隙, 与最后开场线之间的部分称为环间隙。高能辐射区主要集中于零电荷面附近, 可能形成于核间隙或环间隙, 这与中子星表面的束缚能有关。该模型可用于解释年轻脉冲星及毫秒脉冲星的射电辐射和高能  $\gamma$  射线辐射。

### 3 Fermi-LAT 观测和数据分析

#### 3.1 LAT 仪器性能

脉冲星的观测主要由搭载于 Fermi 望远镜上的 LAT 探测器完成。LAT 是一个电子对转换探测器, 主要部件有高精度的径迹探测器 (converter-tracker)、量能器 (calorimeter)、分段的反符合探测器 (anticoincidence detector, ACD) 以及可程序化的数据获取系统 (data acquisition system)<sup>[28]</sup>, 如图 3 所示。径迹探测器由排列成  $4 \times 4$  阵列的 16 个模块组成, 每个模块由 18 个硅条平面构成 (相邻的两层平面正交)。钨板附着在其中的前 16 个平面上, 底端的两层硅条没有附带钨板。 $\gamma$  射线光子在钨板转化层中转化为正负电子对, 其在径迹探测器中的运动轨迹可被记录, 因此人们可以重建入射光子的方向。量能器同样有  $4 \times 4$  个模块, 每一个模块由 96 个 CsI (Tl) 晶体管组成, 分为 8 层, 每层 12 条, 相邻的两层正交排列。正负电子对在量能器中与晶体管发生作用产生荧光, 晶体管上的光电倍增管可以测量电子的能量沉积, 因此人们能够重建入射光子的能量。反符合探测器由 89 个塑料闪烁体构成, 排列在顶部 (25 片) 及侧面 (64 片), 用于排除带电宇宙线粒子的信号对  $\gamma$  射线光子的污染。数据获取系统对经过径迹探测器、量能器和反符合探测器的触发信号进行初步处理和判断, 然后将  $\gamma$  射线信号传回地面。

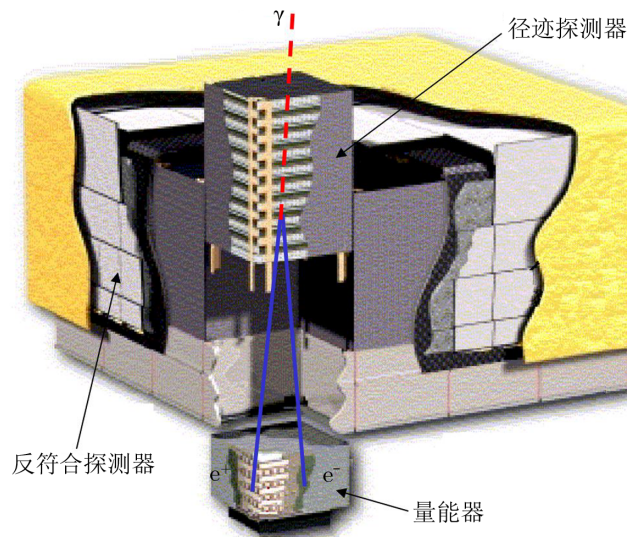


图 3 Fermi-LAT 示意图<sup>[28]</sup>

LAT 探测器略扁 (高宽比为  $0.4^{[28]}$ ), 这样确保了几乎所有正负电子对能进入量能器; 同时也提供了较大的视场 (约  $2.4 \text{ sr}$ ), 使得能以每  $3 \text{ h}$  对全天扫描一次。LAT 具有优秀的观测性能 (详见 Fermi 官方网站<sup>①</sup> 和表 1), 其探测的能量范围从  $20 \text{ MeV}$  到大于  $300 \text{ GeV}$ 。与之前的  $\gamma$  射线望远镜 (如 EGRET) 相比, LAT 将灵敏度提高至  $3 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  ( $100 \text{ MeV}$  以上银河系大部分区域), 比 ERGET 的灵敏度高一个数量级; 它在  $10 \text{ GeV}$  以上的角分辨率小于  $0.1^\circ$ , 比 EGRET 的角分辨率高; 时间精度达到  $10 \mu\text{s}$ , 也比 ERGET 的时间精度提高了不少, 因此可以对毫秒脉冲星进行测量。

表 1 Fermi-LAT 性能参数

参数	数值或范围
能量范围	约 $20 \text{ MeV}$ 至 $300 \text{ GeV}$ 以上
能量分辨率	$100 \text{ MeV} \sim 1 \text{ GeV}$ $10\% \sim 20\%$
(垂直入射)	$1 \sim 10 \text{ GeV}$ $6\% \sim 10\%$
	$10 \sim 300 \text{ GeV}$ $6\% \sim 9\%$
正入射最大有效面积	$9 \text{ 500 cm}^2$
单光子角分辨率	$>10 \text{ GeV}$ $\leq 0.1^\circ$
(垂直入射, 68%)	$1 \text{ GeV}$ $\approx 0.8^\circ$
空间角半径)	$100 \text{ MeV}$ $\approx 5^\circ$
视场	$2.4 \text{ sr}$
时间精度	$10 \mu\text{s}$
点源定位精度 (高银纬)	$>0.5'$
点源灵敏度 ( $>100 \text{ MeV}$ )	$3 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$
死时间	$26.5 \mu\text{s}$

探测器的性能可以用仪器响应函数 (instrument response function, IRF)<sup>②</sup> 来描述, 它受入射光子的能量、入射角度及电子对转化发生位置等因素的影响。LAT 团队认为有效面积 (effective area)、点源扩散函数 (point spread function, PSF) 和能量弥散 (energy dispersion) 可进行诠释。在 Fermi-LAT 整个任务过程中, 随着人们对 LAT 性能和它在轨运行环境认识的不断提高,  $\gamma$  射线事件分析软件也不断得到更新, LAT 的数据库更新先后产生了 4 个主要的版本 (Passes): Pass 6, Pass 7, Pass 7 Reprocessed 和 Pass 8。前 3 个数据库的更新主要聚焦于减小 IRF 的系统误差, 最新的 Pass 8 版本是对整个数据分析链的综合修正, 它带来了有效面积的增加、PSF 的改善和背景污染的减小 (详见 Fermi-LAT P8R2 性能页面<sup>③</sup>)。

<sup>①</sup>[https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/documentation/Cicerone/Cicerone\\_Introduction/LAT\\_overview.html](https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/documentation/Cicerone/Cicerone_Introduction/LAT_overview.html)

<sup>②</sup>[https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/documentation/Cicerone/Cicerone\\_LAT\\_IRFs/IRF\\_overview.html](https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/documentation/Cicerone/Cicerone_LAT_IRFs/IRF_overview.html)

<sup>③</sup>[http://www.slac.stanford.edu/exp/glast/groups/canda/lat\\_Performance.htm](http://www.slac.stanford.edu/exp/glast/groups/canda/lat_Performance.htm)



### 3.2 LAT 数据分析

Fermi 望远镜自发射升空便开启观测任务, LAT 不断积累观测数据, 至今已超过 10 年。Fermi 官方网站提供数据下载<sup>①</sup>, 当前提供的是 Pass 8 数据版本。在数据选择上, 能量通常选择 0.1 GeV 以上, 这是由于 LAT 的仪器响应函数在低能段有相对较大的误差。另外根据 LAT 科学组的建议, 需要选择天顶角的范围以排除可能的来自于地平线的背景污染 (如对于 Pass 8 数据, 保留天顶角小于 90° 的数据)。受 LAT 空间分辨率的影响, 通常选择距离目标源 15° 范围内的数据。

受限于 LAT 仪器对光子的入射方向和能量的分辨能力, 再加上  $\gamma$  射线光子数量稀少, 定量的分析需要对数据做模型拟合。常采用分块似然分析方法 (Binned Likelihood Analysis<sup>[30]</sup>) 对  $\gamma$  射线源进行分析<sup>②</sup>。进行极大似然分析的输入模型 (input.xml) 是天空中  $\gamma$  射线源的分布, 基于 LAT  $\gamma$  射线源表而得到。源表中包含有  $\gamma$  射线源的类型、位置以及能谱信息, 另外还要加入银河系弥散辐射背景 (g ll\_iem\_v07.fits<sup>③</sup>) 和河外各向同性弥散辐射背景 (iso\_P8R2\_SOURCE\_V2\_\*.txt<sup>④</sup>)。分析通过运行 Fermi 软件包 (Fermi ScienceTools<sup>⑤</sup>) 中的 gtlike 工具进行模型拟合, 得到参数的最佳拟合值。

为了检验探测到的  $\gamma$  射线源是否真实存在, 引入显著性检验值, 它定义为:

$$TS = -2 \lg (L_0/L_1) \quad , \quad (1)$$

其中,  $L_0$  和  $L_1$  分别表示在特定区域模型中假定没有目标源和有目标源时拟合得到的最大似然值<sup>[31]</sup>。TS 可以表征一个源被探测到的显著程度, 它近似等于探测显著性的平方。TS 值越大, 表明这个源存在的可能性越大。对于 LAT 源表中记录的  $\gamma$  射线源, 其  $TS > 25$ , 对应自由度为 4 (包括 2 个位置参数和 2 个能谱参数) 的  $\chi^2$  分布评估该源的显著性超过  $4\sigma$ <sup>[30]</sup>。对于  $\gamma$  射线源的定位, 可由运行 gtfndsrc 程序获得他们的最佳拟合位置。

## 4 Fermi-LAT 对脉冲星的探测方法

探测脉冲星的周期性辐射信号可以利用 Tempo2 软件<sup>[33]</sup>, Tempo2 内嵌的 Fermi 工具 (Fermi plug-in<sup>[32]</sup>) 可用来分析 LAT 数据, 计算脉冲星的转动相位。分析需要获得  $\gamma$  射线光子到达时间、Fermi 卫星即时位置以及脉冲星的时变星历。LAT 的 GPS 时钟集成于卫星的制导、导航与控制 (GNC) 分系统, 记录下每一个入射光子的到达时间, 精确到 1  $\mu$ s 以下<sup>[34]</sup>; 同时 GNC 分系统也提供了卫星的即时位置。相位计算的精确度主要取决于星历表, 它可以通过射电或  $\gamma$  射线数据或者两者结合获得, 这依赖于脉冲星的发现途径。

$\gamma$  射线光子非常稀少, 数据的信噪比较低, 在长时间观测下得到的大量数据并非全部来

<sup>①</sup><https://fermi.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/ssc/LAT/LATDataQuery.cgi>

<sup>②</sup>[https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/scitools/binmed\\_likelihood\\_tutorial.html](https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/scitools/binmed_likelihood_tutorial.html)

<sup>③</sup><https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/BackgroundModels.html>

<sup>④</sup><https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/scitools/overview.html>

自脉冲星, 因此就需要判定探测的可靠性。Tempo2 的 Fermi plug-in 加入了 H 检验<sup>[35, 36]</sup>, 可以用来获得周期性信号的置信水平。在 Fermi 搜寻脉冲星的初期 (如 Abdo 等人 2009 年盲寻  $\gamma$  射线脉冲星的工作<sup>[37]</sup>), 为了提高探测显著性, 人们都在以某个脉冲星为中心的固定的角距离范围内挑选数据, 而且设定了能量下限。Kerr 在 2011 年利用一个区域的能谱模型和 LAT 的仪器响应函数计算来自脉冲星的数据的概率<sup>[38]</sup>, 将 H 检验拓展为权重的概率检验。这不仅提高了检验的灵敏度, 而且消除了对事件选择条件的限制。

#### 4.1 利用已知星历表

Fermi-LAT 探测  $\gamma$  射线脉冲星, 首先可以在已知脉冲星中搜寻  $\gamma$  射线脉冲辐射信号。几乎所有已知的转动驱动脉冲星都能在射电波段被观测到, 还有少部分能在 X 射线波段被观测到。这些脉冲星即可作为  $\gamma$  射线脉冲星的候选源, 其星历表可在 ATNF 脉冲星星表中查到。Tempo2 的 Fermi plug-in 将 LAT 所记录的  $\gamma$  射线光子到达时间转化为太阳质心系下的到达时间 (times of arrival, TOAs), 根据脉冲星的射电或 X 射线星历提供的转动参数, TOA 被折叠到一个转动周期中, 从而得到积分脉冲轮廓。因为在此过程中脉冲星位置、 $P$  和  $\dot{P}$ , 以及其他参数已知, 利用星历表对  $\gamma$  射线光子进行相位折叠并搜寻脉冲信号是探测  $\gamma$  射线脉冲星最快捷的一种方法。

脉冲星的辐射理论预言, 具有较大自转能损率 ( $\dot{E} > 1 \times 10^{27} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$ ) 的年轻脉冲星极有可能产生  $\gamma$  射线辐射。EGRET 对脉冲星的研究结果<sup>[6]</sup> 也证实了该结论。因为它们具有内禀不稳定性, 如时变噪声 (timing noise) 和周期突变 (glitches), 这些脉冲星也是最需要测定准确星历的群体。所以获得更多的脉冲星星历表并进行更新, 成为 LAT 脉冲星研究的重要条件<sup>[39]</sup>。

#### 4.2 盲寻 (blind search) 技术

第二种方法是通过 LAT 盲寻 (blind search) 技术探测天体的转动周期。一些天体中可能潜藏着脉冲星, 如超新星遗迹 (supernova remnant, SNR)、脉冲星星云 (pulsar wind nebulae, PWN)、致密中心天体 (central compact object, CCO)、未认证 TeV 源和其他的高能源, 它们大多分布于银盘上。一般来说, 这些源已经在射电波段被全面地搜索过, 没有发现脉冲信号的原因可能是脉冲星本身的光度太低或者射电光束没有扫过视线方向。而脉冲星的射电辐射<sup>[40]</sup> 与高能辐射机制差别很大, 因此可以在  $\gamma$  射线波段进行搜索。

在 EGRET 时代, 人们就已开展过利用快速傅里叶变换法 (fast fourier transform, FFT) 分析 EGRET 数据盲寻脉冲星的研究工作<sup>[45]</sup>。LAT 数据具有较大的离散性, 这使 FFT 不适合对  $\gamma$  射线脉冲周期进行分析。在 FFT 的基础上, LAT 发展出一种时差技术 (time-differencing technique<sup>[42]</sup>) 来进行  $\gamma$  射线脉冲星盲寻, 它大大减小了计算难度, 在  $\gamma$  射线脉冲星搜寻上取得了比较大的成功。然而对毫秒脉冲星的搜寻依然困难。LAT 盲寻灵敏度依赖于很多参数: 转动频率、能谱、脉冲比例、背景弥散程度、数据选择条件和重心校正位置的精确度, 这些参数可以由蒙塔卡罗方法<sup>[41]</sup> 来进行计算。Pletsch 等人对用于引力波探测的准相干方法 (semi-coherent method<sup>[46]</sup>) 和滑动窗口技术 (sliding coherence window technique<sup>[47]</sup>) 进行改进, 并发展出一种新的分层次的搜寻方法<sup>[43, 44]</sup>, 这种方法降低了对事



件选择标准和源位置的依赖, 并且成功地探测到了  $\gamma$  射线毫秒脉冲星。

总之, 人们通过盲寻技术搜索过许多 LAT 源的周期信号, 然而确定为脉冲星的并不多。LAT 第二脉冲星星表中, 三十几颗脉冲星是通过此方法被发现的。一些射电未探测到的暗 LAT 脉冲星, 如果不能通过射电脉冲搜索到, 就需要直接由 LAT 数据确定它的星历。

### 4.3 在 Fermi-LAT 未认证源中搜索脉冲星

如前所述, 当有脉冲星在射电波段被发现, 得到的星历可以用来对  $\gamma$  射线光子做相位折叠。射电脉冲搜寻的一个重要特征是, 数据时长远小于轨道周期时, 轨道运动的影响可以忽略。再加上射电信号强, 这样更容易探测到双系统中的毫秒脉冲星<sup>[48]</sup>, 是  $\gamma$  射线盲寻难以企及的。随着 LAT 观测时间的增加, 越来越多新的  $\gamma$  射线源被探测到。LAT 源表中包含大量的未认证源, 其有待进一步的分析和认证。对已知  $\gamma$  射线脉冲星的研究表明, 它们通常具有稳定的辐射, 且能谱可由在几吉电子伏处有指数截断的幂律谱拟合<sup>[49, 50]</sup>。根据这些特征可以在未认证源中筛选出脉冲星候选源, 进而在这些候选源的位置上进行射电脉冲搜寻。这个方法在 EGRET 时代也用过, 但是结果不理想, 可能是由于定位精度太差造成。而利用 LAT 可以准确地定位到相当于或小于射电观测到的光束宽度内, 有助于对它们进行深入观测。利用这种方法探测到的射电脉冲星, 后续通过脉冲星计时获得可靠的星历后, 即可再利用第 4.1 节的方法来搜索  $\gamma$  射线脉冲。LAT  $\gamma$  射线脉冲星中有一部分即是通过这种方法探测到的。

对于毫秒脉冲星候选源的筛选, LAT 可以给出另一限制条件。由于脉冲星具有较高的自行速度, 因此毫秒脉冲星经历漫长的演化过程, 已基本离开银道面, 成为高银纬源。毫秒脉冲星和活动星系核 (AGN) 同为高银纬源, 它们的辐射特征有明显的区别。AGN 辐射能谱多为幂律谱且多具有强烈的光变<sup>[51]</sup>, 与脉冲星非变源的幂律指数截断能谱的辐射特征不同。利用这一特征, 我们从 LAT 第三  $\gamma$  射线源表 (Fermi LAT Third Source Catalog<sup>[55]</sup>) 中筛选出 77 颗未认证源进行分析。我们得到了 52 颗 MSP 候选源并获得了它们的定位结果<sup>[52, 53]</sup>, 有利于后续开展多波段协同观测并确定其中可能存在的毫秒脉冲星。

## 5 Fermi-LAT 关于脉冲星的成果简介

### 5.1 脉冲星是银河系内最主要的 $\gamma$ 射线源

EGRET 时代, 人们通过对  $\gamma$  射线天空的观测, 共得到 271 颗 100 MeV 以上能段的  $\gamma$  射线源, 其中未认证源有 170 颗。7 颗  $\gamma$  射线脉冲星的发现使人们相信有不少处于银盘上的未认证源是脉冲星<sup>[54]</sup>。Fermi-LAT 不仅可利用已知脉冲星的星历探测  $\gamma$  射线脉冲辐射信号, 而且是第一台通过 LAT 盲寻技术而独立发现脉冲星的  $\gamma$  射线望远镜。在 Fermi 升空后的 5 个月内, 就有 16 颗脉冲星通过盲寻技术被发现<sup>[37]</sup>。随着观测时间的增加,  $\gamma$  射线脉冲星的数量迅猛增长。就 2PC 而言, 通过对 2008 年 8 月至 2011 年 8 月共 3 年的数据进行分析, 共记录已认证  $\gamma$  射线脉冲星 117 颗 (见图 4), 包括 42 颗射电噪脉冲星、35 颗射电宁静脉冲星以及 40 颗毫秒脉冲星。2015 年初 Fermi 科学组公布的 LAT 第三  $\gamma$  射线源表是通过

分析 LAT 前 4 年的观测数据而得到, 所记录的  $\gamma$  射线源共有 3 033 颗。第三源表中包含河内源共 266 颗, 包括 137 颗已认证的脉冲星和 29 颗脉冲星候选源, 以及一些脉冲星星云和超新星遗迹等 (大部分为候选源)。LAT 的观测证实了脉冲星是银河系内最主要的  $\gamma$  射线源<sup>[13]</sup>。目前, LAT 探测到的  $\gamma$  射线脉冲星总数已达到 234 颗<sup>①</sup>。

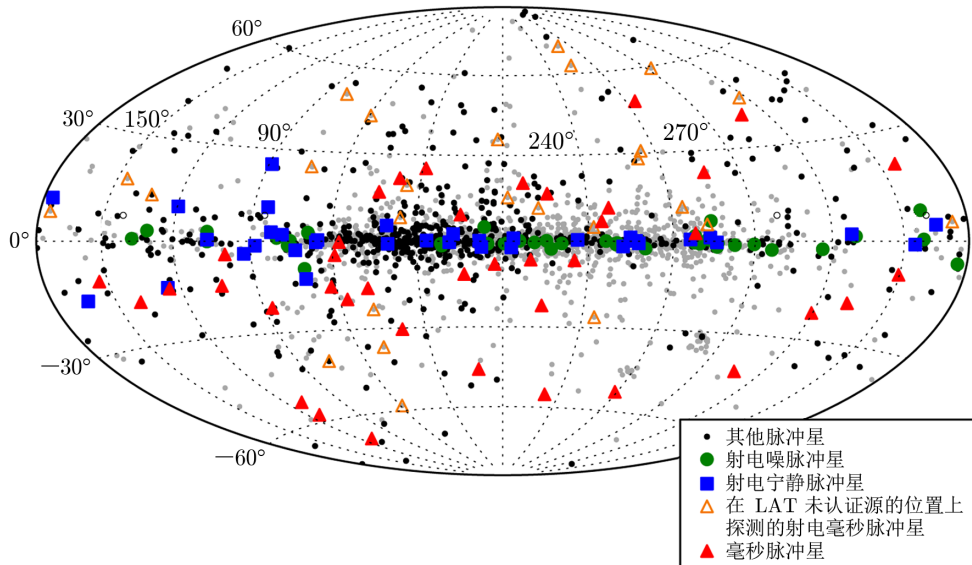


图 4 LAT 脉冲星在银河系的分布<sup>[14]</sup>

## 5.2 LAT 探测到毫秒脉冲星

在 Fermi 望远镜发射升空之前, 人们通常认为, 毫秒脉冲星的磁场较低, 因此不能产生  $\gamma$  射线辐射。虽然在 EGRET 时代, 人们已对  $\gamma$  射线毫秒脉冲星候选源 PSR J0218+4232 的高能辐射进行了研究<sup>[7]</sup>, 但因探测显著性较低而难以确认。Fermi-LAT 在任务开始后, 通过 4 个月的观测认证了 PSR J0218+4232 是一颗毫秒脉冲星, 另外还探测到 7 颗毫秒脉冲星<sup>[56]</sup>, 更新了人们对脉冲星高能辐射的认知。目前 LAT 已探测到的毫秒脉冲星有 103 颗, 这为脉冲星高能辐射的研究提供了丰富的资源, 促进了人们对原有理论模型的修正。

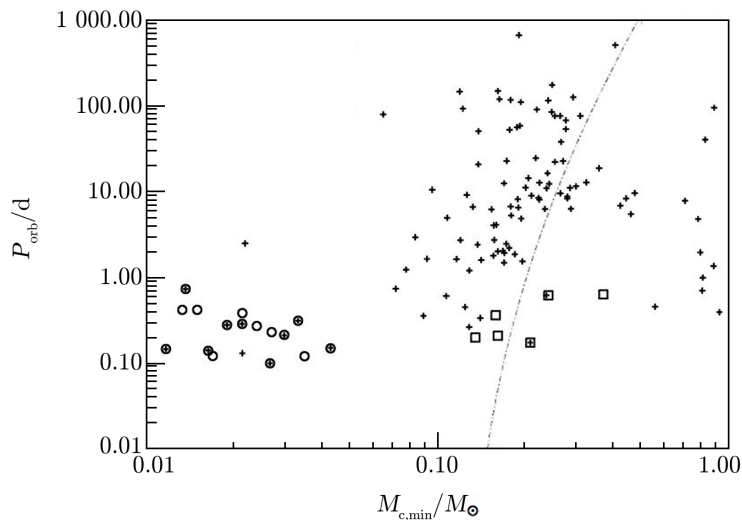
## 5.3 最新成果简介

### 5.3.1 black widow 和 redback 脉冲星

毫秒脉冲星中有一类特殊的天体, 它处于致密的双星系统中, 其伴星质量 ( $M_c$ ) 很小。如毫秒脉冲星 PSR B1957+20<sup>[59]</sup> 与其伴星 ( $M_c \approx 0.02M_\odot$ ) 组成的双星系统, 轨道周期仅为 9.2 h, 且在射电波段被观测到星蚀现象。在这样的双星系统中, 伴星受到毫秒脉冲星星风和高能辐射的激发而被消蚀, 因此被称为 black widow<sup>[60]</sup>。有学者认为在 black widow 系统中伴星物质将逐渐被销蚀殆尽, 这是孤立毫秒脉冲星形成的一个可能模型<sup>[62]</sup>。1999 年又发现了一颗 black widow 脉冲星 PSR J2051-0827<sup>[63]</sup>, 之后直到 Fermi-LAT 的

<sup>①</sup><https://confluence.slac.stanford.edu/display/GLAMCOG/Public+List+of+LAT-Detected+Gamma-Ray+Pulsars>

观测开始之后才发现了更多这样的天体<sup>[57]</sup>。根据伴星质量的大小, 可分为 reback 脉冲星 ( $M_c \approx 0.1M_\odot \sim 0.4M_\odot$ ) 和 black widow 脉冲星 ( $M_c \ll 0.1M_\odot$ ) (见图 5)。近年来人们为搜寻这类天体, 相继展开不少针对 LAT  $\gamma$  射线源的多波段观测研究, 如 black widow 脉冲星 PSR J1513-2550<sup>[123]</sup> 和 PSR J2017-1614<sup>[123]</sup>, 以及 reback 脉冲星 PSR J1431-4715<sup>[65]</sup> 和 PSR J1622-0315<sup>[123]</sup> 的发现等。也有一些 LAT 源有可能成为 reback 候选源。如源 3FGL J0212.1+5320<sup>[76-78]</sup>, 轨道周期为 20.87 h, 其伴星 (质量约为  $0.4M_\odot$ ) 可能还未完全被潮汐锁定, 它也许是一个年轻的 MSP 双星系统。又如源 3FGL J2039.6-5618<sup>[73, 74]</sup>, 在 X 射线波段和光学波段都探测到 0.2 d 的轨道周期调制现象, 但不论在射电还是  $\gamma$  射线波段都未探测到脉冲辐射信号。



注: 脉冲星双星样本 (十字形符号) 来自 ATNF 脉冲星星表, black widow 脉冲星 (圆形) 和 reback 脉冲星 (方形) 源表来自文献[57], 点划线表示伴星为氢白矮星的双星演化模型给出的轨道周期与伴星质量的关系<sup>[58]</sup>。

图 5 双星系统中伴星最小质量与轨道周期的关系

在个别毫秒脉冲星双星系统中还发现态转换现象, 其中的毫秒脉冲星可以在自转驱动的射电毫秒脉冲星和吸积驱动的小质量 X 射线双星 (low mass X-ray binary, LMXB) 两种状态间转换。如脉冲星 PSR J1023+0038<sup>[79]</sup>, 它在 2013 年 6 月回到 LMXB 态, 并且有吸积盘形成, 然后 X 射线光度迅速增大<sup>[81]</sup>, 同时其  $\gamma$  射线辐射变强<sup>[80]</sup>。脉冲星 PSR J1227-4853 则被探测到由 LMXB 向射电 MSP 转变, 其  $\gamma$  射线辐射减弱<sup>[67, 68]</sup>。另一颗态转换毫秒脉冲星 PSR J1824-2452I<sup>[69]</sup> 位于球状星团 M28, 而 M28 已被 LAT 探测到具有很亮的  $\gamma$  射线辐射<sup>[70]</sup>。态转换现象在  $\gamma$  射线波段表现为流量突然升高或降低, 这种变化会持续一段较长的时间。Torres 等人在 reback 和 black widow 中寻找具有转换现象的毫秒脉冲星, 得到 2 颗 black widow 脉冲星 PSR J1446-4701 和 PSR J2234+0944, 并发现其  $\gamma$  射线光变曲线可能存在与 PSR J1023+0038 和 PSR J1227-4853 相似的变化, 但还难以确认该现象是否与转变有关<sup>[82]</sup>。另外对 LAT 源 3FGL J1544.6-1125 的多波段观测研究也表明它可能正处在由

LMXB 向射电 MSP 转变的过程中<sup>[71, 72]</sup>。

### 5.3.2 盲寻及对 LAT 源的射电搜寻

通过盲寻技术, LAT 已经探测到很多年轻的射电宁静脉冲星。然而毫秒脉冲星具有更宽的射电光束<sup>[91]</sup>, 因此极少出现射电宁静毫秒脉冲星。Clark 等人利用 Einstein@Home<sup>[92]</sup> 计算系统对 LAT 第三星表的 152 颗脉冲星候选源做了分析<sup>[93]</sup>, 发现 2 颗毫秒脉冲星 PSR J1035-6720 和 PSR J1744-7619 的脉冲辐射信号, 而前者目前还未能探测到。PSR J1744-7619 的  $\gamma$  射线转化率很高, 自转能损率很低 ( $1.5 \times 10^{26} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$ ), 它成为最没有活力的  $\gamma$  射线毫秒脉冲星之一。利用 Einstein@Home 计算系统, LAT 探测到最年轻的射电宁静  $\gamma$  射线脉冲星 PSR J1208-6238(它具有很强的磁场 ( $3.8 \times 10^9 \text{ T}$ )<sup>[94]</sup>), 转动最慢的脉冲星 PSR J1057-5851 和 PSR J1827-1446 (转动频率分别为 1.6 Hz 和 2.0 Hz<sup>[95]</sup>) 以及一颗具有时变噪声的中年脉冲星 PSR J1641-5317<sup>[122]</sup>。此外, LAT 还探测到脉冲星 PSR J1817-1742, 它可能经历数次周期突变<sup>[122]</sup>, 随着 Fermi 望远镜观测任务持续推进, 这些周期突变或许能够被 LAT 探测到。

对毫秒脉冲星的射电搜寻大多在 300 MHz 以上进行。近年的一些研究指出, 自转频率高于 300 Hz 的毫秒脉冲星具有更陡的射电能谱 (谱指数  $\alpha < -2.5$ )<sup>[83, 84]</sup>, 说明在更低频率搜索到毫秒脉冲星的可能性较大。利用低频阵列望远镜 (low-frequency array, LOFAR), 人们探测到  $\gamma$  射线毫秒脉冲星 PSR J1552+5437<sup>[85]</sup> 和 PSR J0952-0607<sup>[86]</sup> (频率  $\nu < 200 \text{ MHz}$ )。脉冲星 PSR J1552+5437 是一颗孤立毫秒脉冲星, 转动周期为 2.43 ms。它具有非常陡的射电能谱 (谱指数小于 -2.8), 且射电与  $\gamma$  射线脉冲轮廓近乎重合。脉冲星 PSR J0952-0607 同样具有非常陡的射电能谱 (谱指数约为 -3), 它正以 707 Hz 的频率高速转动, 是目前在银河系内探测到的除 PSR J1748-2446ad (位于球状星团 Terzan 5, 转速为 716 Hz<sup>[87]</sup>) 外自转最快的脉冲星。这颗脉冲星处于一个轨道周期为 6.42 h 的双星系统中, 是一颗 black widow 脉冲星, 但还未被探测到星蚀现象。研究指出这类毫秒脉冲星的射电和  $\gamma$  射线脉冲轮廓近乎重合<sup>[88, 89]</sup>, 可能是由于高速自转的毫秒脉冲星光速圆柱面较小, 因此射电和  $\gamma$  射线辐射源自相同的区域<sup>[90]</sup>, 从而可在低频射电和  $\gamma$  射线波段探测到。

### 5.3.3 经历周期突变的脉冲星

一些脉冲星的辐射表现出复杂的行为。如脉冲星 PSR J1846-0258, 它在经历一次自转突变后出现五次短暂的磁星式爆发现象<sup>[96]</sup>。通过在 X 射线波段观测获得的时变星历, Fermi-LAT 探测到了它在 30 ~ 100 MeV 上的脉冲辐射信号<sup>[97]</sup>。脉冲星 PSR J2021+4026 是第一颗被观测到有显著  $\gamma$  射线流量变化的自转突变脉冲星, 自转突变发生在 2011 年 10 月, LAT 观测到它的  $\gamma$  射线流量下降了约 18%<sup>[98]</sup>, 近年又观测到它的流量已经回到原来水平<sup>[101]</sup>。自转突变现象产生的原因尚不明确, 通常认为它与脉冲星壳层受压破裂而造成的星震或者脉冲星内部超流物质的运动有关<sup>[75]</sup>。目前人们已在不少脉冲星中观测到自转突变现象, 有些脉冲星甚至有多次自转突变发生, 但在  $\gamma$  射线波段很少探测到显著的流量变化。

### 5.3.4 球状星团中的毫秒脉冲星

由于 LMXB 在球状星团中的形成率远高于银河系的其他区域<sup>[102]</sup>, MSP 作为 LMXB 的演化产物, 理应有更多 MSP 出现在球状星团中。King 等人指出, 球状星团中可能存在大比例 black widow 类型的脉冲星<sup>[103]</sup>, 然而观测事实却并非如此。通过射电观测, 人们在球状星团中已发现了一百三十几颗 MSP, 但具有  $\gamma$  射线辐射的寥寥无几。一种观点认为球状星团中 MSP 复杂的磁场阻碍了高能光子的产生和加速, 造成其没有高能辐射<sup>[104]</sup>。然而 LAT 在数年观测后于两个球状星团中探测到了 MSP 的脉冲信号, 分别是位于球状星团 NGC 6624 中的 PSR J1823–3021A<sup>[105]</sup> 和位于球状星团 M28 中的 PSR J1824–2452A<sup>[106]</sup>, 因此人们在球状星团中搜寻 MSP 的信心倍增。在 LAT 第三源表中有 15 颗  $\gamma$  射线源被归类为球状星团, 但遗憾的是这些源都没有探测到  $\gamma$  射线脉冲辐射信号。

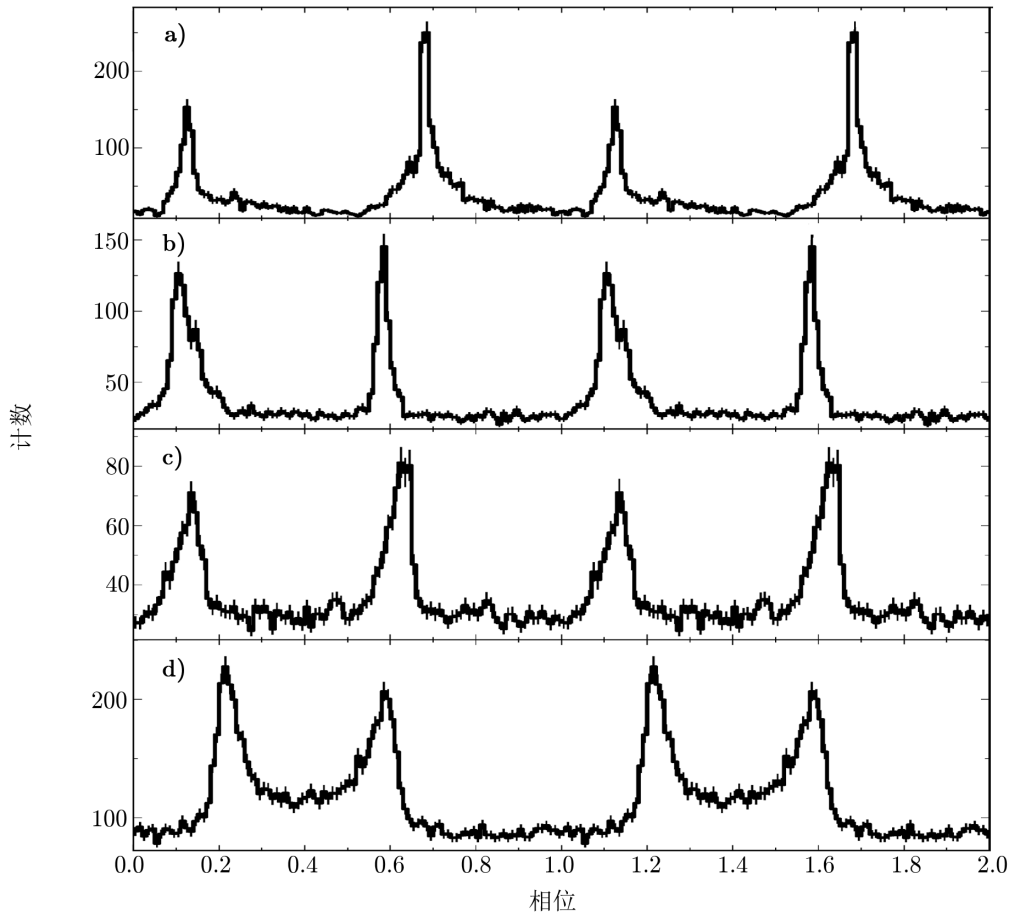
### 5.3.5 银河系外探测到脉冲星

人们在距离地球约 50 kpc 的大麦哲伦星云 (Large Magellanic Cloud, LMC) 中, 也探测到了脉冲星的高能辐射信号。人们探测到的第一颗河外  $\gamma$  射线脉冲星是 PSR J0540–6919<sup>[107]</sup>, 距离它 16' 处是一颗 LMC 脉冲星 PSR J0537–6910。它们的转动周期分别是 50 ms 和 16 ms, 自转能损率都非常高, 分别为  $1.5 \times 10^{31} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$  和  $4.9 \times 10^{31} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$ 。尽管两者有很多相似的特征, 但在  $\gamma$  射线波段表现不同, LAT 探测到 PSR J0540–6919 有较宽的脉冲辐射轮廓, 而没有探测到 PSR J0537–6910 的  $\gamma$  射线脉冲信号<sup>[108]</sup>。

## 6 $\gamma$ 射线脉冲星辐射特征

### 6.1 $\gamma$ 射线脉冲轮廓

在大部分  $\gamma$  射线脉冲星的脉冲轮廓中, 一个或两个狭窄的峰分布在一个脉冲周期上。大多数脉冲星具有双峰, 双峰中间形成一个较宽的桥形结构。以 2PC 脉冲星样本为例, 3/4 的年轻脉冲星和 3/5 的毫秒脉冲星具有双峰结构。双峰结构的峰值比 P2/P1 随能量的增加而增大, 也就是说 P2 比 P1 成分更硬, 这有助于对 P2 峰的认证。然而当双峰间的相位差约等于 0.5 时, 峰值比随能量演化的趋势较弱, 难以分辨高能光子在两峰的分配。有一些单峰脉冲星, 其峰的下降一侧更陡, 如果峰的强度随能量的增加而增大, 可以猜测这是 P2 峰, P1 峰或许不在 (低于) LAT 的探测能量范围内。此外峰的形状也各不同, 根据峰的上升侧 (r) 和下降侧 (f) 的半宽比值  $R_{\text{rf}}^i$  (上标  $i = 1, 2$  代表  $\phi = 0$  相位后的第 1, 2 个峰) 可以对脉冲星分类。如图 6a) 所示, 第 1 个峰的下降侧更陡, 则  $R_{\text{rf}}^1 > 1$ ; 第 2 个峰的上升侧更陡, 则  $R_{\text{rf}}^2 < 1$ 。图 6b) 中脉冲星的双峰都具有更陡的上升侧, 则  $R_{\text{rf}}^{1,2} < 1$ ; 图 6c) 中脉冲星的双峰都具有更陡的下降侧, 则  $R_{\text{rf}}^{1,2} > 1$ ; 图 6d) 中脉冲星的第 1 个峰上升侧更陡, 第 2 个峰下降侧更陡, 则  $R_{\text{rf}}^1 < 1, R_{\text{rf}}^2 > 1$ 。2PC 中, 约一半的脉冲星有统计显著性较好的脉冲轮廓, 从而可以对它们进行分类, 几乎所有都是图 6d) 类型的, 也就是中间有凹陷的形式; 其余多数都类似图 6c), 且双峰都迅速下降, 这就变成了双峰间相位差约为 0.5 的情况。如果与射电脉冲轮廓相比较, 脉冲星的  $\gamma$  射线与射电峰大多不重合, 毫秒脉冲星的射电延迟一般比年轻脉冲星更长。



注: a) PSR J0614-3329, 两峰间相对的“内”侧更陡峭; b) PSR J0633+0632, 两峰都具有陡峭的上升侧; c) PSR J1124-5916, 两峰都具有陡峭的下降侧; d) PSR J1907+0602, 两峰相背离的“外”侧更陡峭。

图 6 双峰  $\gamma$  射线脉冲轮廓的四种类型示例<sup>[14]</sup>

由  $\gamma$  射线脉冲星的长时标光变曲线可知, 它们大多是辐射稳定的源。LAT 第三  $\gamma$  射线源表以光变指数大于 72.44 作为判断一个源具有光变现象的标准<sup>[55]</sup>, 这可以用来区分同是高银纬源 MSP 和 AGN。

## 6.2 $\gamma$ 射线辐射能谱

脉冲星  $\gamma$  射线辐射的大多数理论模型 (如 SG 模型和 OG 模型) 预言 LAT 能量范围内的能谱由曲率辐射主导, 能谱模型是具有指数截断的幂律谱 (power law with an exponential cut-off, PLE):

$$\frac{dN}{dE} = N_0 E^{-\Gamma} \exp\left(-\frac{E}{E_{\text{cut}}}\right)^b, \quad (2)$$

其中,  $N_0$  和  $\Gamma$  分别是流量密度和能谱指数,  $E_{\text{cut}}$  是截断能量, 参数  $b$  表征指数截断的锐度。通常在几吉电子伏处出现能量截断。实际常取  $b = 1$  的简化能谱 (PLE1) 来进行能谱拟

合。判断拟合能谱是否具有这一特征, 可引入曲率显著性 (curvature significance):

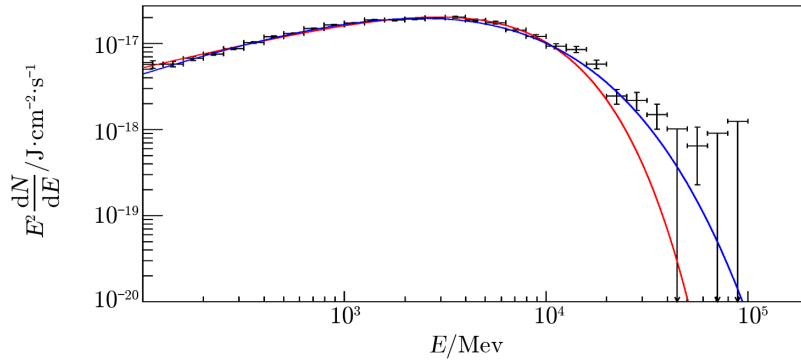
$$TS_{\text{curve}} = \sqrt{2 \lg(L_{\text{PLE1}}/L_{\text{PL}})} . \quad (3)$$

将 PLE1 模型的拟合结果与简单的幂律谱模型 (power law, PL) 的进行比较, 其中  $L_{\text{PLE1}}$  和  $L_{\text{PL}}$  分别是 PLE1 能谱和 PL 能谱拟合得到的极大似然值。通常认为  $TS_{\text{curve}} \geq 9$  的能谱具有曲率显著性, 表明 PLE1 能谱拟合优于 PL 能谱。得到  $\gamma$  射线源的能谱后再计算其 0.1 ~ 100 GeV 能段的光子流量  $F_{100}$  和能量流量  $G_{100}$ , 分别表示为:

$$F_{100} = \int_{100 \text{ MeV}}^{100 \text{ GeV}} \frac{dN}{dE} dE , \quad (4)$$

$$G_{100} = \int_{100 \text{ MeV}}^{100 \text{ GeV}} E \frac{dN}{dE} dE . \quad (5)$$

绝大多数脉冲星的能谱都具有曲率显著性 ( $TS_{\text{curve}} \geq 9$ ), 符合指数截断幂律谱的范围。对 2PC 中的 117 颗  $\gamma$  射线脉冲星研究后发现,  $\Gamma$  和  $E_{\text{cut}}$  的值分别在 0.4 ~ 2.0 和 1.1 ~ 5.4 范围内<sup>[14]</sup>。有一些脉冲星在 PLE 能谱适用上优于 PLE1 能谱, 且能得到  $b < 1$ , 即能谱具有亚指数截断形式。著名的船帆脉冲星<sup>[110]</sup>和双子座脉冲星<sup>[111]</sup>都具有  $b < 1$  能谱。一种解释是亚指数截断能谱可能是一系列  $b = 1$  能谱相叠加的结果<sup>[110, 112]</sup>。PSR J0007+7303<sup>[113]</sup> 的脉冲时期的能谱如图 7 所示, 拟合得到 PLE 模型相对 PLE1 模型的显著性达  $11\sigma$ ,  $b$  的拟合值约为 0.57。对其相位分解能谱进行分析后得到, 在每一个相位区间, 参数  $b$  都小于 1。即不论是对相位平均能谱还是相位分解能谱, 亚指数截断的幂律谱都能更好地描述。对  $b < 1$  的解释主要有两种: (1) 粒子在脉冲星磁层中向外运动时, 在辐射反应区的不同高度被加速到不同的能量, 加速区域和加速过程的不确定性可能导致不同的  $\Gamma$  和  $E_{\text{cut}}$  值, 即可能产生一系列 PLE1 能谱, 进而导致  $b < 1$ <sup>[23, 114]</sup>; (2)  $b < 1$  可能预示存在另一种成分的贡献<sup>[114, 115]</sup>, 如蟹云脉冲星, 其周围的蟹云星风云在  $\gtrsim 10$  GeV 主导  $\gamma$  射线辐射<sup>[116]</sup>。另外,  $b \neq 1$  也有可能说明曲率辐射的假设是错误的<sup>[117]</sup>。

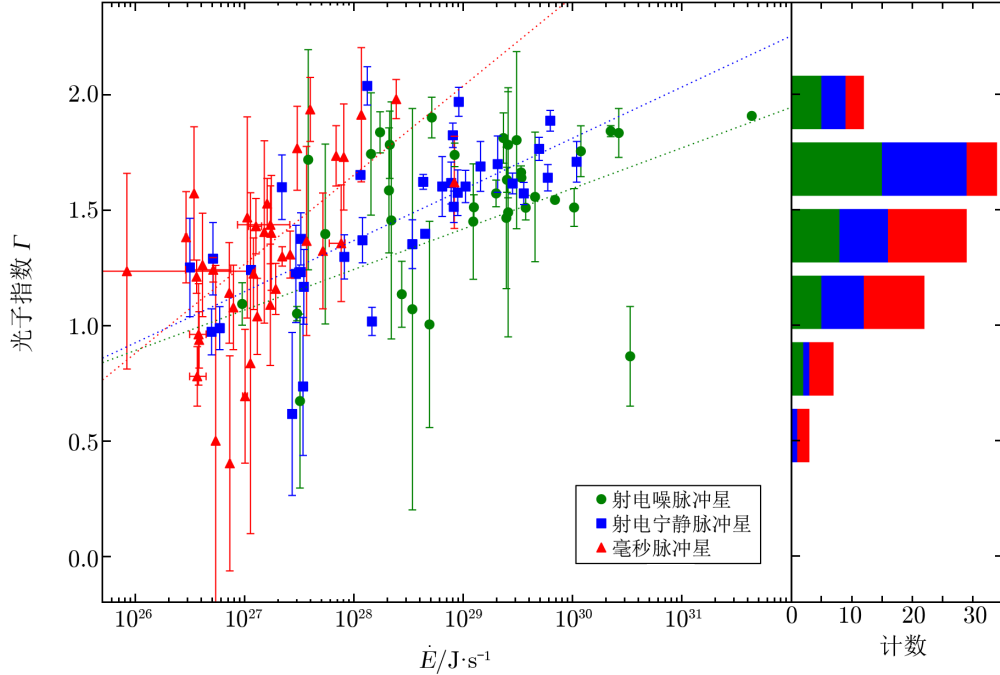


注: 在高能段, 能谱数据点偏离 PLE 模型的拟合谱形 (蓝色曲线), PLE1 模型的拟合谱形 (红色曲线) 延伸到更高的能量。

图 7 PSR J0007+7303 的 Fermi-LAT 脉冲上能谱<sup>[113]</sup>



由能谱参数  $\Gamma$  和  $E_{\text{cut}}$  对  $\dot{E}$  的依赖关系可知, 在不同自转能损率下, 脉冲星的辐射能谱谱形也不同。如图 8 所示,  $\Gamma$  值随  $\dot{E}$  增大而增大, 即具有更高自转能损率的脉冲星, 其能谱更软。如果用  $\Gamma = \mathcal{A} \lg(\dot{E}) + \mathcal{B}$  进行拟合 (点线), 则发现年轻脉冲星的  $\Gamma$  值比 MSP 上升得更平坦。2PC 脉冲星样本反映出  $E_{\text{cut}}$  对  $\dot{E}$  没有明显的趋从关系, 需要注意的是模型拟合中  $E_{\text{cut}}$  的值常常会受到  $\Gamma$  值拟合结果的影响。



注: 三条点线由上到下分别代表毫秒脉冲星、射电宁静脉冲星和射电噪脉冲星。

图 8 PLE1 光子指数  $\Gamma$  与自转能损率  $\dot{E}$  的关系<sup>[14]</sup>

### 6.3 $\gamma$ 射线辐射光度

由  $\gamma$  射线脉冲星的能量流量  $G_{100}$ , 可以得到其  $\gamma$  射线辐射光度:

$$L_{\gamma} = 4\pi d^2 f_{\Omega} G_{100} \quad (6)$$

其中,  $4\pi f_{\Omega}$  是  $\gamma$  辐射立体角,  $d$  是距离,  $f_{\Omega}$  是与模型有关的  $\gamma$  辐射流量修正系数<sup>[118]</sup>, 对于不同的辐射模型,  $f_{\Omega}$  的取值相差很大<sup>[119]</sup>。如果假设脉冲星的高能辐射来自外磁层, 辐射光束扫过整个空间 ( $4\pi$  sr), 则有  $f_{\Omega} \approx 1$ 。脉冲星进行电磁辐射的能量由自身转动的能量来提供, 则自转能损率为:

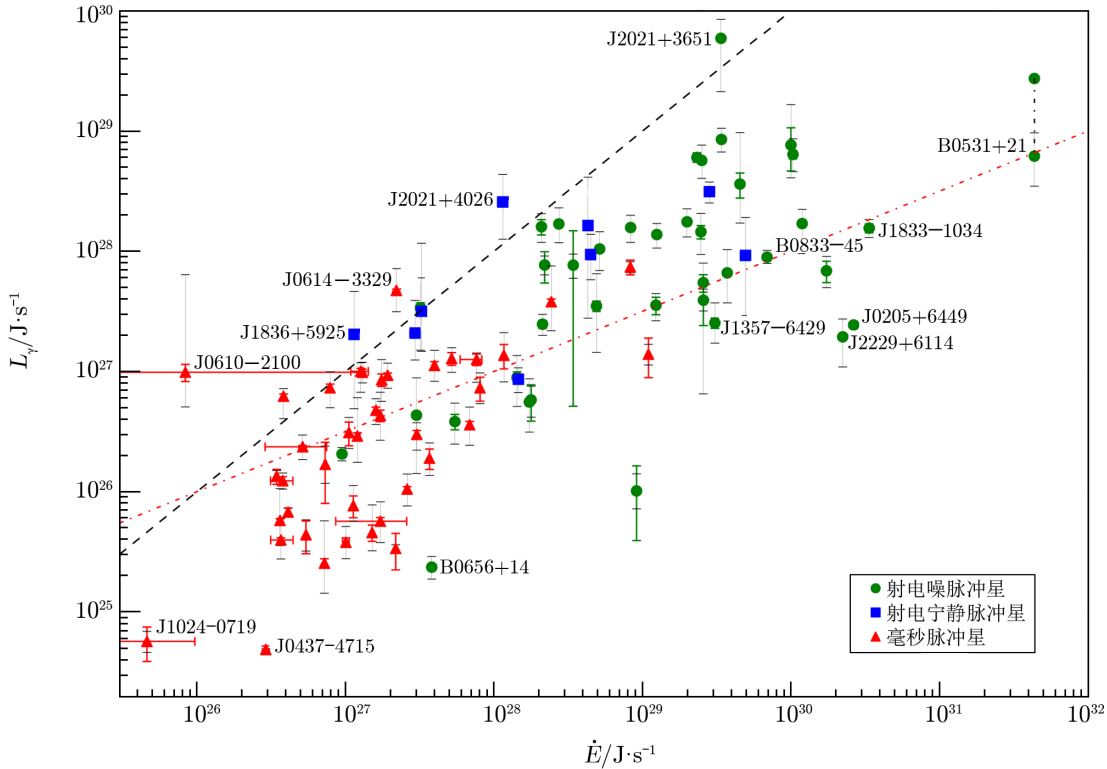
$$\dot{E} = \frac{d}{dt} \left[ \frac{1}{2} I^2(\omega) \right] = I\omega\dot{\omega} \approx 4\pi^2 I \frac{\dot{P}}{P^3} \quad (7)$$

转动惯量  $I = 2MR^2/5$ , 其中  $M$  和  $R$  为脉冲星的质量和半径, 自转角速度  $\omega = 2\pi/P$ 。在 EGRET 时代对脉冲星  $\gamma$  射线光度的研究就表明光度和自转能损率存在相关关系<sup>[120]</sup>, 现在

一般认为脉冲星的高能辐射能用 OG 模型解释, 有  $L_\gamma \propto \sqrt{\dot{E}}$  [121], 归一化后得到  $\gamma$  射线脉冲星光度:

$$L_\gamma^h = 10^{33} \sqrt{\dot{E}/10^{33}} = \sqrt{10^{19} \dot{E}} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1} . \quad (8)$$

2PC 脉冲星  $\gamma$  射线辐射光度  $L_\gamma$  与自转能损率  $\dot{E}$  的关系如图 9。从图中可以看到, 脉冲星的自转能损率在  $3 \times 10^{26} \sim 5 \times 10^{31} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$  的范围内。MSP 的自转能损率大多较低, 基本不超过  $10^{29} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$ , 而年轻脉冲星的自转能损率跨越 4 个量级且能达到很高。LAT 脉冲星的分布符合  $L_\gamma \propto \sqrt{\dot{E}}$ 。自转能转换为  $\gamma$  射线辐射的效率  $\eta = L_\gamma/\dot{E}$  与  $\dot{E}$  之间没有明显的依赖关系, 如图 10 所示。随着自转能损率向  $\dot{E} \approx 5 \times 10^{28} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$  减小, 转化效率有所增加。MSP 的转化效率高于 1%, 分布没有规律性, 而年轻脉冲星的  $\eta$  的分布范围较大。少数脉冲星自转能转化效率出现在高于 100% 的区域 ( $\eta = L_\gamma/\dot{E}$  上方), 这可能是距离太远或  $f_\Omega$  测量不够准确所致。



注: 彩色误差棒表示由计算  $G_{100}$  引入的误差; 由于距离测定的不确定性比较大, 光度出现的误差 (黑色误差棒) 一般也更大一些。部分毫秒脉冲星的水平误差棒来自对它们的多普勒校正。短划线表示自转能转化为  $\gamma$  射线光度的效率为 100%, 点虚线表示  $L_\gamma^h = \sqrt{10^{19} \dot{E}} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$ 。已经排除了能谱拟合较差的脉冲星, 取转动惯量  $I_0 = 10^{45} \text{ g} \cdot \text{cm}^2$ 。

图 9  $\gamma$  射线 (100 MeV  $\sim$  100 GeV) 光度与自转能损失率的关系 [14]

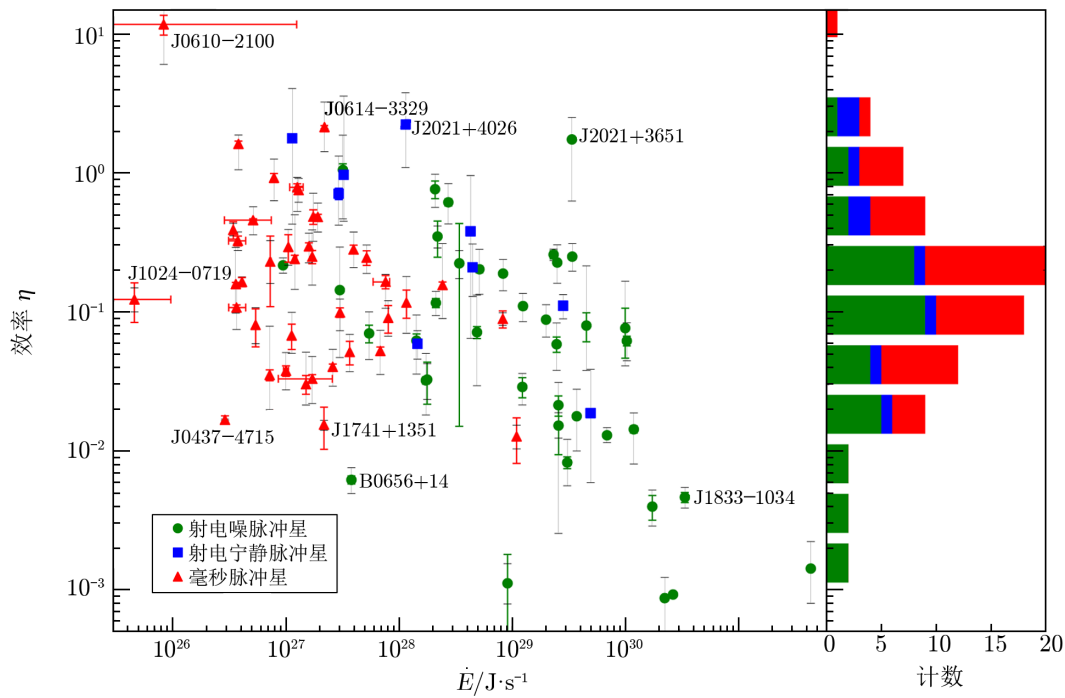


图 10  $\gamma$  射线效率  $\eta$  与自转能损率  $\dot{E}$  的关系<sup>[14]</sup>

## 7 总 结

Fermi 望远镜的发射升空开启了  $\gamma$  射线天文学研究的新纪元, LAT 以其卓越的观测性能在  $\gamma$  射线脉冲星研究方面取得了巨大的成功。基于 LAT 数据所进行的研究, 人们取得了丰硕的成果。对于  $\gamma$  射线脉冲星的探测, 除了利用已知脉冲星的射电或 X 射线星历表来搜寻 LAT 未认证源的射电脉冲信号, LAT 还能够以盲寻技术独立地发现脉冲星。从 10 年前仅有 7 颗到如今两百多颗, LAT 已大大扩充了  $\gamma$  射线脉冲星的数量, 并证实脉冲星为银河系内最主要的 GeV  $\gamma$  射线辐射源。另外, LAT 也成功探测到 black widow 和 redback 等处于特殊演化时期的脉冲星。通过对 LAT 脉冲星高能辐射特性进行分析研究可知, 脉冲星的  $\gamma$  射线能谱表现为具有指数截断的幂律谱, 自转能损率跨越 5 个量级 ( $10^{26} \sim 10^{31} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$ ), 脉冲轮廓各异且大多具有双峰结构。根据这些观测特征, 人们可以推测脉冲星的  $\gamma$  射线辐射主要来自于外磁层。目前 Fermi 科学组通过分析 LAT 在 50 MeV  $\sim$  1 TeV 能段 8 年的观测数据得到了新星表 (the fourth Fermi LAT source catalog<sup>[124]</sup>), 包含 5 098 颗  $\gamma$  射线源, 其中有 230 颗  $\gamma$  射线脉冲星已得到认证。新源表还包括 1 525 颗未在其他波段找到对应体的源, 未来对这些源的分析研究将有助于人们进一步理解  $\gamma$  射线脉冲星的高能辐射特性。在射电、光学、X 射线等其他波段, 数个新的大型观测设备的投入使用将使人们能够开展脉冲星的多波段协同观测, 推进脉冲星的发现认证以及对其相关辐射机制的研究。

## 参考文献:

- [1] Gold T. *Nature*, 1968, 218: 731
- [2] Hewish A, Bell S J, Pilkington J D H, et al. *Nature*, 1968, 217: 709
- [3] Lyne A, Graham-Smith F. *Pulsar Astronomy*. Cambridge: Cambridge University Press, 2012
- [4] Fichtel C E, Hartman R C, Kniffen D A, et al. *ApJ*, 1975, 198: 163
- [5] Swanenburg B N, Bennett K, Bignami G F, et al. *ApJ*, 1981, 243: L69
- [6] Thompson D J. *Reports on Progress in Physics*, 2008, 71(11): 116901
- [7] Kuiper L, Hermsen W, Verbunt F, et al. *A&A*, 2000, 359: 615
- [8] Kuiper L, Hermsen W, Verbunt F, et al. *ApJ*, 2002, 577: 917
- [9] Kuiper L, Hermsen W, Krijger J M, et al. *A&A*, 1999, 351: 119
- [10] Abdo A A, Ackermann M, Atwood W B, et al. *Science*, 2008, 322: 1218
- [11] Seward F D, Schmidt B, Slane P. *ApJ*, 1995, 453: 284
- [12] Halpern J P, Gotthelf E V, Camilo F, et al. *ApJ*, 2004, 612: 398
- [13] Abdo A A, Ackermann M, Ajello M, et al. *ApJS*, 2010, 187: 460
- [14] Abdo A A, Ajello M, Allafort A, et al. *ApJS*, 2013, 208: 17
- [15] Daugherty J K, Harding A K. *ApJ*, 1996, 458: 278
- [16] Dyks J, Rudak B. *ApJ*, 2003, 598: 1201
- [17] Du Y J, Qiao G J. *IAU Symposium*, 2013, 291: 378
- [18] Qiao G J, Lee K J, Zhang B, et al. *CHJAA*, 2007, 7: 496
- [19] Muslimov A G, Harding A K. *ApJ*, 2004, 606: 1143
- [20] Harding A K. <https://arxiv.org/abs/0706.1542>, 2007
- [21] Cheng K S, Ho C, Ruderman M. *ApJ*, 1986, 300: 500
- [22] Zhang L, Cheng K S. *ApJ*, 1997, 487: 370
- [23] Hirotani K. *Modern Physics Letters A*, 2006, 21: 1319
- [24] Fang J, Zhang L. *ApJ*, 2010, 709: 605
- [25] Harding A K, Stern J V, Dyks J, et al. *ApJ*, 2008, 680: 1378
- [26] Cheng K S, Ruderman M, Zhang L. *ApJ*, 2000, 537: 964
- [27] Zhang L, Zhang Y J, Cheng K S. *A&A*, 2000, 357: 957
- [28] Atwood W B, Abdo A A, Ackermann M, et al. *ApJ*, 2009, 697: 1071
- [29] Ackermann M, Ajello M, Albert A, et al. *ApJS*, 2012, 203: 4
- [30] Mattox J R, Bertsch D L, Chiang J, et al. *ApJ*, 1996, 461: 396
- [31] Abdo A A, Ackermann M, Ajello M, et al. *ApJS*, 2010, 188: 405
- [32] Ray P S, Kerr M, Parent D, et al. *ApJS*, 2011, 194: 17
- [33] Hobbs G, Lorimer D R, Lyne A G, et al. *MNRAS*, 2005, 360: 974
- [34] Abdo A A, Ackermann M, Ajello M, et al. *Astroparticle Physics*, 2009, 32: 193
- [35] de Jager O C, Raubenheimer B C, Swanepoel J W H. *A&A*, 1989, 221: 180
- [36] de Jager O C, Büsching I. *A&A*, 2010, 517: L9
- [37] Abdo A A, Ackermann M, Ajello M, et al. *Science*, 2009, 325: 840
- [38] Kerr M. *ApJ*, 2011, 732: 38
- [39] Smith D A, Guillemot L, Camilo F, et al. *A&A*, 2008, 492: 923
- [40] Melrose D B. *CHJAA Sup*, 2006, 6(2): 74
- [41] Dormody M, Johnson R P, Atwood W B, et al. *ApJ*, 2011, 742: 126
- [42] Atwood W B, Ziegler M, Johnson R P, et al. *ApJ*, 2006, 652: L49
- [43] Pletsch H J, Guillemot L, Allen B, et al. *ApJ*, 2012, 744: 105
- [44] Pletsch H J, Guillemot L, Allen B, et al. *ApJ*, 2012, 755: L20
- [45] Chandler A M, Koh D T, Lamb R C, et al. *ApJ*, 2001, 556: 59
- [46] Pletsch H J, Allen B. *Physical Review Letters*, 2009, 103(18): 181102
- [47] Pletsch H J. *Phys. Rev. D*, 2011, 83(12): 122003

- [48] Ransom S M, Eikenberry S S, Middleditch J. *AJ*, 2002, 124: 1788
- [49] Ackermann M, Ajello M, Allafort A, et al. *ApJ*, 2012, 753: 83
- [50] Lee K J, Guillemot L, Yue Y L, et al. *MNRAS*, 2012, 424: 2832
- [51] Williamson K E, Jorstad S G, Marscher A P, et al. *ApJ*, 2014, 789: 135
- [52] Dai X J, Wang Z X, Vadakkumthani J, et al. *RAA*, 2016, 16: 97
- [53] Dai X J, Wang Z X, Vadakkumthani J, et al. *RAA*, 2017, 17: 072
- [54] Hartman R C, Bertsch D L, Bloom S D, et al. *ApJS*, 1999, 123: 79
- [55] Acero F, Ackermann M, Ajello M, et al. *ApJS*, 2015, 218: 23
- [56] Abdo A A, Ackermann M, Ajello M, et al. *Science*, 2009, 325: 848
- [57] Roberts M S E. *IAU Symposium*, 2013, 291: 127
- [58] Tauris T M, Savonije G J. *A&A*, 1999, 350: 928
- [59] Fruchter A S, Stinebring D R, Taylor J H. *Nature*, 1988, 333: 237
- [60] Fruchter A S, Berman G, Bower G, et al. *ApJ*, 1990, 351: 642
- [61] Arons J, Tavani M. *ApJ*, 1993, 403: 249
- [62] van den Heuvel E P J, van Paradijs J. *Nature*, 1988, 334: 227
- [63] Stappers B W, van Kerkwijk M H, Lane B, et al. *ApJ*, 1999, 510: L45
- [64] Johnson T J, Ray P S, Roy J, et al. *ApJ*, 2015, 806: 91
- [65] Bates S D, Thornton D, Bailes M, et al. *MNRAS*, 2015, 446: 4019
- [66] American Astronomical Society Meeting Abstracts, 2014, 223: 140
- [67] Roy J, Ray P S, Bhattacharyya B, et al. *ApJ*, 2015, 800: L12
- [68] Xing Y, Wang Z X. *ApJ*, 2015, 808: 17
- [69] Papitto A, Ferrigno C, Bozzo E, et al. *Nature*, 2013, 501: 517
- [70] Abdo A A, Ackermann M, Ajello M, et al. *A&A*, 2010, 524: A75
- [71] Bogdanov S, Halpern J P. *ApJ*, 2015, 803: L27
- [72] Britt C T, Strader J, Chomiuk L, et al. *ApJ*, 2017, 849: 21
- [73] Salvetti D, Mignani R P, De Luca A, et al. *ApJ*, 2015, 814: 88
- [74] Ng C W, Cheng K S, Takata J. *Journal of Astronomy and Space Sciences*, 2016, 33: 93
- [75] Haskell B, Melatos A. <https://arxiv.org/abs/1502.07062>, 2015
- [76] Li K L, Kong A K H, Hou X, et al. *ApJ*, 2016, 833: 143
- [77] Linares M, Miles-Páez P, Rodríguez-Gil P, et al. *MNRAS*, 2017, 465: 4602
- [78] Shahbaz T, Linares M, Breton R P. *MNRAS*, 2017, 472: 4287
- [79] Archibald A M, Stairs I H, Ransom S M, et al. *Science*, 2009, 324: 1411
- [80] Stappers B W, Archibald A M, Hessels J W T, et al. *ApJ*, 2014, 790: 39
- [81] Patruno A, Archibald A M, Hessels J W T, et al. *ApJ*, 2014, 781: L3
- [82] Torres D F, Ji L, Li J, et al. *ApJ*, 2017, 836: 68
- [83] Kuniyoshi M, Verbiest J P W, Lee K J, et al. *MNRAS*, 2015, 453: 828
- [84] Frail D A, Jagannathan P, Mooley K P, et al. *ApJ*, 2016, 829: 119
- [85] Pleunis Z, Bassa C G, Hessels J W T, et al. *ApJ*, 2017, 846: L19
- [86] Bassa C G, Pleunis Z, Hessels J W T, et al. *ApJ*, 2017, 846: L20
- [87] Hessels J W T, Ransom S M, Stairs I H, et al. *Science*, 2006, 311: 1901
- [88] Espinoza C M, Guillemot L, Çelik Ö, et al. *MNRAS*, 2013, 430: 571
- [89] Johnson T J, Venter C, Harding A K, et al. *ApJS*, 2014, 213: 6
- [90] Bassa C G, Pleunis Z, Hessels J W T, et al. *IAU Symposium*, 2018, 337: 33
- [91] Story S A, Gonthier P L, Harding A K. *ApJ*, 2007, 671: 713
- [92] Knispel B, Allen B, Cordes J M, et al. *Science*, 2010, 329: 1305
- [93] Clark C J, Pletsch H J, Wu J, et al. *Science Advances*, 2018, 4: 7228
- [94] Clark C J, Pletsch H J, Wu J, et al. *ApJ*, 2016, 832: L15
- [95] Clark C J, Wu J, Pletsch H J, et al. *ApJ*, 2017, 834: 106
- [96] Gavriil F P, Gonzalez M E, Gotthelf E V, et al. *Science*, 2008, 319: 1802

- [97] Kuiper L, Hermsen W, Dekker A. MNRAS, 2018, 475: 1238
- [98] Allafort A, Baldini L, Ballet J, et al. ApJ, 2013, 777: L2
- [99] Lyne A G, Stappers B W, Keith M J. MNRAS, 2015, 451: 581
- [100] Li K L, Takata J, Ng C W, et al. ApJ, 2018, 857: 123
- [101] Ng C W, Takata J, Cheng K S. ApJ, 2016, 825: 18
- [102] Clark G W. ApJ, 1975, 199: L143
- [103] King A R, Davies M B, Beer M E. MNRAS, 2003, 345: 678
- [104] Cheng K S, Taam R E. ApJ, 2003, 598: 1207
- [105] Freire P C C, Abdo A A, Ajello M, et al. Science, 2011, 334: 1107
- [106] Wu J H K, Hui C Y, Wu E M H, et al. ApJ, 2013, 765: L47
- [107] Fermi LAT Collaboration, Ackermann M, Albert A, et al. Science, 2015, 350: 801
- [108] Ackermann M, Albert A, Atwood W B, et al. A&A, 2016, 586: A71
- [109] Corbet R H D, Chomiuk L, Coe M J, et al. ApJ, 2016, 829: 105
- [110] Abdo A A, Ackermann M, Ajello M, et al. ApJ, 2010, 713: 154
- [111] Abdo A A, Ackermann M, Ajello M, et al. ApJ, 2010, 720: 272
- [112] Celik O, Johnson T J. American Institute of Physics Conference Series, 2011, 1357: 225
- [113] Li J, Torres D F, de Oña Wilhelmi E, et al. ApJ, 2016, 831: 19
- [114] Hirotani K. ApJ, 2015, 798: L40
- [115] Lyutikov M. MNRAS, 2013, 431: 2580
- [116] Abdo A A, Ackermann M, Ajello M, et al. ApJ, 2010, 708: 1254
- [117] Lyutikov M, Otte N, McCann A. ApJ, 2012, 754: 33
- [118] Watters K P, Romani R W, Weltevrede P, et al. ApJ, 2009, 695: 1289
- [119] Pierbattista M, Grenier I A, Harding A K, et al. A&A, 2012, 545: A42
- [120] Harding A K, Muslimov A G, Zhang B. ApJ, 2002, 576: 366
- [121] Arons J. A&AS, 1996, 120: 49
- [122] Clark C J. <https://www.tib.eu/en/search/id/TIBKAT%3A893543918/A-blind-search-survey-for-gamma-ray-pulsars>, 2017
- [123] Sanpa-arsa S. [https://libra2.lib.virginia.edu/downloads/bn999674d?filename=1\\_Sanpa-arsa...pdf](https://libra2.lib.virginia.edu/downloads/bn999674d?filename=1_Sanpa-arsa...pdf), 2016
- [124] The Fermi-LAT collaboration. <https://arxiv.org/abs/1902.10045>, 2019

## Fermi Large Area Telescope Studies of Pulsars

DAI Xue-Jie<sup>1,2</sup>, WANG Zhong-Xiang<sup>1</sup>, XING Yi<sup>1</sup>

(1. Shanghai Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200030, China; 2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

**Abstract:** The Fermi Gamma-ray Space Telescope, with its great capabilities, has revolutionized our view of high-energy  $\gamma$ -ray sky. The Large Area Telescope (LAT) onboard Fermi achieved magnificent results for discovering  $\gamma$ -ray pulsars in blind searches in LAT data alone. This, combined with the methods of  $\gamma$ -ray phase-folding with known rotation ephemeris and radio pulsation searches targeting un-associated LAT sources, have greatly increased the number of  $\gamma$ -ray pulsars. Thus far, 234  $\gamma$ -ray pulsars have been detected, among which 103 are millisecond pulsars, having confirmed that pulsars are prominent  $\gamma$ -

ray sources in our Galaxy. Based on the wealthy Fermi-LAT results, different theoretical models of the high-energy emission in the pulsar's magnetospheres have been developed and improved to explain the observed properties. It has also been established that  $\gamma$ -ray pulsars generally have spin-down energy  $\dot{E}$  on the order of  $10^{26} \sim 10^{31} \text{J} \cdot \text{s}^{-1}$ . The emission from pulsars is generally stable in long-term observations and the pulsation profiles often show a double-peak structure. Their spectra have a form of an exponentially cutoff power law with cutoff energies at several GeV. In this article, we review the results about pulsar discoveries and their main properties from the Fermi observations in the past 10 years, which include a brief introduction to different peculiar  $\gamma$ -ray pulsar systems found in recent years.

**Key words:** pulsars; gamma rays ; Fermi-LAT