

脉冲星的 γ 射线发射与 SN 1987 A 亚毫秒脉冲星*

陆 埏

(南京大学天文系, 南京 210008)

史 天 一

(北京师范大学物理系, 北京 100875)

摘 要

本文基于磁场中电子对产生的 Hardee 机制^[1], 研究了脉冲星的 γ 射线发射问题. 给出了哪些射电脉冲星可能同时也是 γ 射线脉冲星的判据, 计算了 γ 射线脉冲星候选者的一些辐射特征量, 得到了与 Crab 和 Vela 脉冲星 γ 射线光度观测值相符的结果, 特别讨论了新发现的大麦哲伦云超新星 SN1987A 的亚毫秒光学脉冲星是否可能同时也是 γ 射线脉冲星的问题, 对文献[2]所做的工作做了改进.

关键词: 脉冲星, 辐射机制

在已发现的 400 多颗射电脉冲星中^[3], 只有著名的蟹状星云 (Crab) 脉冲星和船帆座 (Vela) 脉冲星同时观测到了 γ 射线脉冲. 1987 年, 李惕碛等在分析 COS-B 数据的基础上, 认为 PSR 1551-32 也发射 γ 射线脉冲^[4]. 如果能进一步得到证实, 这将是第三颗 γ 射线脉冲星.

显然, 在众多的射电脉冲星中, 如何根据现有观测资料判断哪些脉冲星有可能同时发射 γ 射线脉冲, 就成为的一个重要而且有趣的问题.

在 Ruderman 和 Sutherland 模型(简称 R-S 模型)^[5]基础上, 文献[2]讨论了脉冲星发射 γ 射线的机制, 提出了将所有脉冲星分成 PR 型(只是射电脉冲星)和 GR 型(同时也是 γ 射线脉冲星)两大类, 并且提出了分类的判据. 这里, 重要的是将发生于脉冲星极区的电子-光子级联过程划分成了若干代, 第一代电子指初级电子(正电子)经隙区电场加速到极高能量的电子, 第一代光子指这些高能电子沿磁场运动而产生的曲率辐射(特征能量 E_c). 这些曲率辐射光子会被横向磁场分量吸收而转化为电子对(第二代电子). 这些电子能产生同步辐射(第二代光子, 特征能量 E_{s1}). 如果能量足够高, 它们还会被横向磁场分量吸收而再转化为电子对(第三代电子), 继而再产生同步辐射(第三代光子, 特征能量 E_{s2}). 每一代光子较之上一

本文 1989 年 5 月 29 日收到.

* 国家自然科学基金资助项目.

代,能量下降很多,光子数却增加很多.脉冲星一切辐射能量来源于初级粒子的加速,即来源于曲率辐射的被吸收.吸收的判断基于 Hardee 机制^[1],其临界能量为 E_c . 因此,PR 脉冲星存在的临界条件是 $E_c = E_a$, 而 GR 脉冲星存在的条件是 $E_{a1} = E_a$.

本文基于作者之一在第五届 M. Grossmann 会议上报告的思想^[6],对上述机制作了修正和改进.修正和改进的主要点是不把 Hardee 机制只作为吸收的判据,而同时也作为产生电子对的实际吸收过程. Hardee 机制是直接在纵向磁场中吸收,与在横向磁场中吸收的过程不同.

一、射电脉冲星和 γ 射线脉冲星的判据

按照 R-S 模型,脉冲星极区以上表面存在着隙区,它可以使初级电子加速到很高能量.这些高能电子沿磁力线运动将产生曲率辐射,其光子特征能量为

$$E_c = \frac{3}{2} \frac{\hbar c}{R_c} \gamma_b^3, \quad (1)$$

其中 R_c 为磁场曲率半径,按文献[2,7]:

$$R_c = 9.21 \times 10^7 P^{\frac{1}{2}} a^{-1} \text{ cm}, \quad (2)$$

式中 P 为以 s 为单位的脉冲星自转周期, a 表示以极区半径 R_p 为单位的离极区中心的无量纲距离 ($a < 1$), γ_b 为经隙区加速的高能电子的 Lorentz 因子,即

$$\gamma_b = 3.67 \times 10^7 P^{1/4} \dot{P}_{15}^{-1/4} a^{-3/2}, \quad (3)$$

式中 $\dot{P}_{15}$ 为以 10^{-15} 为单位的周期变率. 磁场 B 等物理量均已按磁偶极模型用 P 和 $\dot{P}$ 表示出来(这里,中子星半径 R 取作 10^6 cm , 转动惯量 I 取作 $10^{45} \text{ g} \cdot \text{cm}^2$).

将(2)和(3)式代入(1)式,可得用 P 和 $\dot{P}$ 表示的曲率辐射光子特征能量:

$$E_c = 1.6 \times 10^4 P^{-1/4} \dot{P}_{15}^{3/4} a^{-5/2} \text{ MeV}. \quad (4)$$

按照 Hardee 机制^[1],当能量 E_c 大于临界能量,即

$$E_c = 9.5 \times 10^4 P^{1/2} \dot{P}_{15}^{1/2} d^2 \text{ MeV} \quad (5)$$

时,光子沿磁轴运动会被吸收而转化为电子对,这是第二代电子.(5)式中 $d = r/R$, r 为到中子星中心的距离.脉冲星所有辐射的能量都来源于这种吸收.如果 $E_c < E_a$, 那么,这些光子将会穿过脉冲星磁层逃逸出来.这种光子能量较高,但光子数少(即流量小),难于探测到.所以 $E_c = E_a$ ($d = 1$) 将是一个 PR 型脉冲星的临界条件,即

$$\dot{P}_{15}^{1/4} P^{-1/4} = 0.60 a^{5/2}. \quad (6)$$

以 $\log P$ 和 $\log \dot{P}_{15}$ 分别为横坐标和纵坐标,可以画出 400 多颗脉冲星^[3]的 P - $\dot{P}$ 图(图1).显然,存在着一条明显的截止线,相当于取 $a = 0.435$. 因此,作为射电脉冲星的截止线,可以用下式表示:

$$\dot{P}_{15} P^{-1/4} = 0.02. \quad (7)$$

由于第二代电子来自曲率辐射的电子对产生,其 Lorentz 因子应为

$$\gamma_e = E_c / 2mc^2. \quad (8)$$

这种电子在磁场中会继续产生同步辐射(第二代光子),其特征能量为

$$E_{\gamma e}^{(0)} = \frac{3}{2} \frac{B_{\perp}}{B_e} mc^2 \gamma_e^2, \quad (9)$$

$B_{\perp}$ 为相对于电子运动方向的横向磁场, 而 $B_c = m^2 c^3 / e \hbar$. 曲率辐射在磁场方向辐射出来, 它产生电子对的方向集中在张角为 $\theta \sim 1/\gamma_c$ 的范围内. 这就是说, 电子运动相对于磁场方向的偏角也在 θ 量级. 因此, 电子遇到的横向磁场 $B_{\perp}$ 约为

$$B_{\perp} \sim \theta B \sim B/\gamma_c. \quad (10)$$

代入 (9) 式, 可得

$$E_{\text{syn}}^{(0)} \approx \frac{3}{2} \frac{B}{B_c} mc^2 \gamma_c. \quad (11)$$

用 P 和 $\dot{P}$ 来表示 B , 可写成

$$E_{\text{syn}}^{(0)} \simeq 5 \times 10^2 P^{3/4} \dot{P}^{1/4}_{15} \text{ MeV}. \quad (12)$$

如果 $E_{\text{syn}}^{(0)} < E_a$ ($d = 1$), 则第二代光子将穿过脉冲星磁层. 这些光子的能量虽较第一代光子低得多, 因而光子数多得多, 但流量仍不够大, 还难于直接观测这种 γ 光子. 它们均只是射电脉冲星, 而不是 γ 射线脉冲星. 但是, 如果 $E_{\text{syn}}^{(0)} > E_a$ ($d = 1$), 按 Hardee 机制, 这些高能光子将再产生第三代电子对, 继而再产生同步辐射 (第三代光子). 第三代电子的 Lorentz 因子为

$$\gamma_c^{(1)} = E_{\text{syn}}^{(0)} / 2 mc^2, \quad (13)$$

而第三代光子的特征能量为

$$E_{\text{syn}}^{(1)} = \frac{3}{2} \frac{B}{B_c} mc^2 \gamma_c^{(1)} = 8.5 P^{10/4} \dot{P}^{11/4}_{15} \text{ MeV}. \quad (14)$$

一般地说, $E_{\text{syn}}^{(1)} < E_a$, 因此, 第三代光子总能从脉冲星磁层逃逸出来. 这种光子能量低得多, 但仍属 γ 射线, 光子数多得多, 流量很高, 有可能观测到. 所以, $E_{\text{syn}}^{(0)} = E_a$ 是一个射电脉冲星同时又可能是 γ 射线脉冲星的临界条件. 这个判据可以通过 P 和 $\dot{P}$ 表示出来, 即

$$\dot{P}_{15} P^{-4/11} = 43 d^{29/11}. \quad (15)$$

图 1 中也画出了相应于 $d = 1$ 和 $d = 4/3$ 的两条临界线. 位于线上方的脉冲星可能也是 γ 射线脉冲星, 而位于其下方的一般不会是 γ 射线脉冲星.

如果 $E_{\text{syn}}^{(1)}$ 仍大于 E_a ($d = 4/3$), 则通过 Hardee 机制, 会再产生第四代电子对, 继而再产生同步辐射. 这种过程将继续下去, 直到同步辐射光子逃逸出去为止. 当然, 划代只是一种粗略的估算, 代数愈多愈粗略, 愈变得只具有定性意义. 文献 [2] 给出的代与代之间光子数倍增因子 (即光子特征能量下降因子) 约为 20, 而这个因子在本文中为

$$E_c/E_{\text{syn}}^{(0)} \sim E_{\text{syn}}^{(0)}/E_{\text{syn}}^{(1)} \sim 60 P^{-1/2} \dot{P}_{15}^{-1/2} \sim 60 B_{12}^{-1}. \quad (16)$$

二、 γ 射线脉冲星

现在, 我们来估算 γ 射线脉冲星的总光度和流量. 由 R-S 模型, 从极区流出初级带电粒

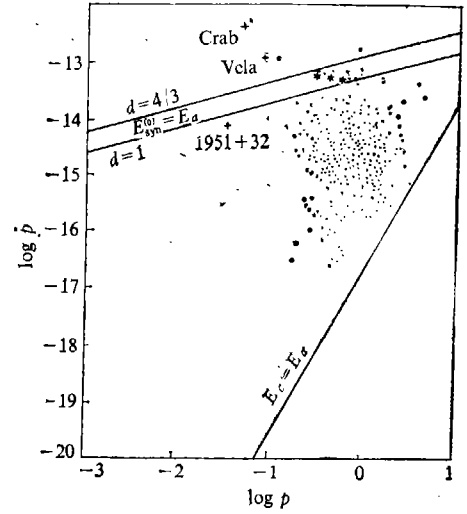


图 1 $\log P - \log \dot{P}$ 图

($E_c = E_a$ 是脉冲星截止线, 位于 $E_{\text{syn}}^{(0)} = E_a$ 以上脉冲星很可能是 γ 射线脉冲星)

(图中的纵、横坐标的 $\dot{P}$ 和 P 应为 P 及 $\dot{P}$)

子的最大量为^[2,5]

$$\dot{N}_{\max} = \pi R_p^2 \frac{B}{cP},$$

式中 $R_p = 1.45 \times 10^4 P^{-1/2} \text{ cm}$ 为极区半径, 每一个粒子携带的能量为 $\gamma_b mc^2$. 因此, 每秒钟流出的总能量, 即 γ 射线光度的上限为

$$L_\gamma = \dot{N}_{\max} mc^2 \gamma_b = 4.17 \times 10^{24} P^{-10/7} \dot{P}^{3/7} a^{-4/7} (\text{J/s}). \quad (17)$$

由于能量的辐射主要在 γ 波段, 脉冲星 γ 射线光度基本上也就是其总光度. 注意到脉冲星条件是 E_c 至少等于 E_a , 因此, γ 射线光度的下限为

$$L_\gamma^{\min} = \dot{N}_{\max} mc^2 \gamma_b^{\min} = (E_a/E_c)^{1/3} L_\gamma. \quad (18)$$

设脉冲星离开地球的距离为 D , 则在地球上接收到的 γ 光子流量为

$$F_\gamma = L_\gamma / (4\pi D^2 E_{\text{syn}}^{(1)} \Delta\phi), \quad (19)$$

式中 $\Delta\phi$ 为 γ 辐射角:

$$\Delta\phi \simeq R_p/R = 1.45 \times 10^{-2} P^{-1/2}. \quad (20)$$

在图 1 中, 位于 $E_{\text{syn}}^{(0)} = E_a (d=1)$ 线上方的脉冲星共有 21 颗, 其中 Crab 和 Vela 脉冲星是已经观测到 γ 射线的两颗脉冲星. 表 1 给出了按前节公式计算的这两颗脉冲星的 E_c , E_a , $E_{\text{syn}}^{(0)}$, $E_{\text{syn}}^{(1)}$ 各量 (均以 MeV 表示) 和总光度 L_γ 及它的下限 $L_\gamma^{\min}$ (均以 J/s 为单位), 并按文献[3]给出的距离 D 估算了地球上观测到的流量 F_γ 和 $F_\gamma^{\min}$. 表 1 中还列出了 1977 年

表 1 Crab 和 Vela 脉冲星

PSR	E_c (MeV)	E_a (MeV)	$E_{\text{syn}}^{(0)}$ (MeV)	$E_{\text{syn}}^{(1)}$ (MeV)	L_γ (J/s) $L_\gamma^{\min}$ (J/s)	F_γ (光子数/cm ² ·s) $F_\gamma^{\min}$ (光子数/cm ² ·s)	L_γ 观察值 (J/s)
0531+21 (Crab)	2.09×10^4	$84.5 d^2$	1.35×10^3	86.3	1.2×10^{28} 1.8×10^{27}	2.3×10^{-5} 3.4×10^{-6}	7.5×10^{27}
0833-45 (Vela)	2.05×10^4	$254 d^2$	1.18×10^3	67.1	1.7×10^{27} 3.8×10^{26}	1.2×10^{-4} 2.5×10^{-5}	3.0×10^{25}

表 2 三颗 γ 射线流量较大的脉冲星

PSR (D (kpc))	E_c (MeV)	E_a (MeV)	$E_{\text{syn}}^{(0)}$ (MeV)	$E_{\text{syn}}^{(1)}$ (MeV)	L_γ (J/s) $L_\gamma^{\min}$ (J/s)	F_γ (光子数/cm ² ·s) $F_\gamma^{\min}$ (光子数/cm ² ·s)
0656+14 (0.40)	1.61×10^4	$7.94 \times 10^3 d^2$	1.28×10^3	100	1.5×10^{26} 5.4×10^{25}	2.1×10^{-5} 7.6×10^{-6}
0959-54 (0.06)	1.12×10^4	$1.58 \times 10^3 d^2$	1.67×10^3	2.44×10^2	2.2×10^{25} 1.1×10^{25}	1.1×10^{-4} 5.5×10^{-5}
1822-09 (0.51)	1.34×10^4	$1.15 \times 10^3 d^2$	1.46×10^3	1.58×10^2	5.3×10^{25} 2.4×10^{25}	4.1×10^{-6} 1.8×10^{-6}

由 Manchester 和 Taylor 给出的这两颗脉冲星 L_γ 的观察值. 它们正好在理论计算的 L_γ 和 $L_\gamma^{\min}$ 之间, 但比 1987 年 Buccheri 给出的观测值略低些.

其余 19 颗位于 $E_{\text{syn}}^{(0)} = E_a$ 上方的脉冲星, 也可按同样方法计算. 这里, 流量大多在 $10^{-7} \sim 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 量级, 难于观测到. 达到 $10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 量级的脉冲星只有 PSR0656+14, 0959-54, 1822-09 三颗. 它们的计算结果列于表 2 中.

表 3 PSR 1951 + 32 脉冲星

	E_c (MeV)	E_a (MeV)	E_{s1} (MeV)	E_{s2} (MeV)	E_{syn}^0 (MeV)	L_γ (J/s) L_γ^{min} (J/s)	F_γ (光子数/cm ² ·s) F_γ^{min} (光子数/cm ² ·s)
文献[2]	4.95×10^4	$770d^2$	2.48×10^3	124	—	1.5×10^{27} 3.7×10^{26}	9.4×10^{-7} 2.4×10^{-7}
本文	4.95×10^4	$770d^2$	—	—	416	1.5×10^{27} 3.7×10^{26}	2.8×10^{-7} 6.9×10^{-8}

注: E_{s1} 和 E_{s2} 分别是文献[2]的第二代和第三代光子的特征能量。

对于 PSR 1951 + 32, 按文献[2]归入 GR 型, 而按本文则归入 PR 型, 虽然有此不同分类, 但均十分靠近临界线。两种计算结果列于表 3。由于两种模型的特征能量约差 3 倍, 因而所得流量也约差 3 倍。与文献[4]利用 COS-B 资料得到的值 $F_\gamma(>300\text{MeV}) = 6 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 比较, 也相符合。

三、SN 1987 A 亚毫秒脉冲星

最近发现的位于 SN 1987 A 处的脉冲星(被命名为 PSR 0535 - 69)是一颗亚毫秒光学脉冲星^[8], 其周期

$$p = 0.5079677(\text{ms}). \quad (21)$$

由于它是一颗高速旋转的脉冲星, 因此, 必须考虑由此而产生的脉冲星变扁的效应。

如果也取通常脉冲星表面磁场的典型值

$$B \simeq 4 \times 10^8 \text{T},$$

则可算得这颗星的各种特征能量、 γ 射线光度和流量。由于已偏离简单磁偶极模型, 计算时宁可直接用 P 和 B , 而不用 P 和 $\dot{P}$ 。例如, 曲率辐射特征能量应表为

$$E_c = \frac{3}{2} \frac{\hbar c}{R_c} \gamma_b^3 = \frac{3}{2} \frac{\hbar c}{R_c} \left(\frac{2\pi e H^2 B}{mc^3 P} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (22)$$

其中 H 为隙区高度,

$$H = 4.75 \times 10^3 (R_c/10^6 \text{cm})^{2/7} P^{3/7} B_{12}^{-4/7} \text{cm}. \quad (23)$$

对于这颗脉冲星, 级联过程一直可以进行到第五代, 计算结果列于表 4 中。由于已经计算到第五代, 粒子过程已经在相当大的范围内发展, 再用简单的分代数法已过于粗糙。因此, 这个结果只有定性的意义。

表 4 PSR 0535 - 69 脉冲星

B (T)	E_c (MeV)	E_a (MeV)	E_{syn}^0 (MeV)	E_{syn}^1 (MeV)	E_{syn}^{11} (MeV)	E_{syn}^{111} (MeV)	L_γ (J/s) L_γ^{min} (J/s)	F_γ (光子数/cm ² ·s) F_γ^{min} (光子数/cm ² ·s)
4×10^8	2.84×10^4	$1.21d^2$	1.90×10^3	1.33×10^2	9.04	0.66	2.9×10^{31} 1.0×10^{30}	1.4×10^{-3} 4.1×10^{-5}
1×10^9	9.96×10^4	$4.80 \times 10^3 d^2$	16.6	—	—	—	2.4×10^{28} 4.1×10^{27}	3.7×10^{-3} 6.7×10^{-9}
2×10^9	1.99×10^5	$2.41 \times 10^4 d^2$	6.62	—	—	—	6.0×10^{27} 1.4×10^{27}	2.4×10^{-3} 5.5×10^{-9}

值得注意的是,这颗脉冲星有一些重要的特殊性。如果与 Crab 脉冲星类比,磁偶极辐射能量会有效地被星云吸收而转化为别的波段的辐射。那么, SN1987A 总光度的观测结果将给出: $B \leq 10^5$ T。在这个意义上,这是一个弱磁场脉冲星。也许这是一颗早就存在的脉冲星^[9]。表 4 中也列入了这种情形下,在 $B = 10^5$ 和 2×10^4 T 时的计算结果。

四、总 结

总之,脉冲星的辐射过程是带电粒子在磁场中曲率辐射后产生高能光子通过多级级联过程形成的。据上述讨论可得到下列结果:

1. 形成射电脉冲星的条件是 $E_c > E_a$, 即

$$\dot{P}_{15} P^{-11/4} > 0.02;$$

2. 形成 γ 射线脉冲星的条件是 $E_{syn}^{(0)} > E_a$, 即

$$\dot{P}_{15} P^{-4/11} > 43 d^{23/11};$$

3. 400 多颗脉冲星中, 21 颗有可能是 γ 射线脉冲星。计算表明, γ 光子流量大多在 $10^{-7} \sim 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, 还相当弱, 不易观测到。但也有 3 颗流量较大而尚未观测到 γ 射线脉冲的, 值得进一步研究。已经观测到 γ 射线脉冲星的 Crab 和 Vela 脉冲星, 计算结果与观测结果相符合;

4. 新发现的 SN 1987 A 亚毫秒光学脉冲 (PSR 0535 - 69) 由于磁场可能很弱, 加之距离又远, 不太可能观测到 γ 射线脉冲。

参 考 文 献

- [1] Hardee, P. E., *Ap. J.*, 216(1977), 873.
- [2] Zhao, Y. H. et al., *Astron. Astrophys.*, 223(1989), 147.
- [3] Manchester, R. N. & Taylor, J. H., *Observed and Derived Parameters for Pulsars*, 1988.
- [4] Li, J. D. et al., *IAU Circular*, No. 4492, 1987.
- [5] Ruderman, M. A. & Sutherland, P. G., *Ap. J.*, 196(1975), 51.
- [6] Lu, T., *Proc. 5th Marcel Grossmann Meeting*, Perth, Australia, 1988.
- [7] Manchester, R. N. & Taylor, J. H., *Pulsars*, Freeman, San Francisco, 1977.
- [8] Middleditch, J. et al., *IAU Circular*, No. 4735, 19.
- [9] Lu, T., Zhao, Y. H. & Lu, J. L., Preprint, 1989.