

中子星的第二类磁场*

陆 焱

(南京大学天文系)

提 要

以往普遍认为,中子星具有的磁场是衰减性的,衰减时标约为 $(5-9) \times 10^6$ 年。近年发现了另一种不衰减或衰减极慢的磁场,称之为第二类磁场。本文将对中子星的这种第二类磁场的研究现状作比较系统的介绍和述评。非常可能,这种磁场相当普遍地存在于各类中子星。脉冲星、X射线双星以及 γ 射线爆源,都可能存在着这种第二类磁场。

中子星的第二类磁场是在1985年提出来的。关于它的存在和性质,以及它在一些天体物理现象中的反映,作者曾应邀在1987年2月26日和3月18日分别在意大利佛罗伦萨(Florence) Arcetri天文台和的里亚斯特(Trieste)国际研究生院(SISSA)作过这方面的学术报告。本文是基于这些报告整理修改而成。

一、中子星的磁场和磁场的衰减

早在脉冲星被发现的前夕,Pacini就提出中子星会有极强的磁场[1]。多方面的观测表明,中子星表面磁场可以高达 10^{12} — 10^{13} 高斯[2]。尤其是300多颗脉冲星的观测资料表明:其表面磁场极大部分均达到 10^{12} 高斯量级,磁场在 10^{10} 高斯量级的只有5颗(PSR1804-08,1913+16,1952+29,0655+64,1830-00), 10^9 高斯以下的总共只有4颗(PSR1937+21,1855+09,1953+29,1821-24),而且后4颗全是毫秒脉冲星(周期均在毫秒量级),其中两颗还是双星脉冲星[3-4]。

中子星可以近似看作一个转动的磁偶极子,磁矩方向与自旋方向往往不一致,因此会有磁偶极辐射。这种辐射的能量损耗会使中子星自转速度减慢,使脉冲周期变长。记 P 为脉冲星自转周期, μ 为其磁偶极矩垂直于自转轴的分量, I 为中子星的转动惯量,则据磁偶极辐射的能量来源于中子星转动能的减少,可得

$$P\dot{P} = \frac{8\pi^2}{3c^3I} \mu^2 \approx \frac{8\pi^2 R^6}{3c^3I} B^2 \quad (1.1)$$

其中 R 为中子星半径, B 为中子星表面磁场强度。由(1.1)式,据周期 P 和周期变率 \dot{P} 的观测

* 国家自然科学基金项目
1988年4月29日收到。

值, 可以估计出中子星表面磁场。取典型值: $R \approx 10^8 \text{cm}$, $I \approx 10^{46} \text{gm} \cdot \text{cm}^2$, $P \approx 1 \text{s}$ 和 $\dot{P} \approx 10^{-16} \text{s/s}$ 。可将(1.1)式改写为

$$B(\text{高斯}) \approx 10^{12} (\dot{P} P_{16})^{1/2} \quad (1.2)$$

式中 P 以秒为单位, \dot{P}_{16} 为以 10^{-16}s/s 为单位的 \dot{P} 值。(1.2)式显示脉冲星表面典型磁场在 10^{12} 高斯量级。

对脉冲星所作的统计分析表明, 中子星的磁场是在衰减的[5-9]:

$$\mu = \mu_0 e^{-t/\tau_d}$$

或

$$B = B_0 e^{-t/\tau_d} \quad (1.3)$$

磁衰减时标 τ_d 约在 $(5-9) \cdot 10^8$ 年之间。方程(1.1)很容易解出

$$P^2 = P_0^2 + (1 - e^{-2t/\tau_d}) (\dot{P}\dot{P})_0 \tau_d \quad (1.4)$$

P_0 和 $(\dot{P}\dot{P})_0$ 分别为 P 和 $(\dot{P}\dot{P})$ 的初始值。中子星刚诞生时往往转动得很快, 可以认为 $P_0 = 0$ [8-9]。但是, $P_0 \neq 0$ 的可能性也是值得注意的[10-11]。

如果 $P_0 = 0$, $t \rightarrow \infty$ 时 P 将取如下值

$$P_{\infty} = (\dot{P}\dot{P})_0^{1/2} \tau_d^{1/2} \quad (1.5)$$

由观测数据, 知 $P_{\infty}^2 \sim 10 \text{s}^2$, $\tau_d \sim (5-9) \cdot 10^8 \text{年} \sim (2-3) \cdot 10^{14} \text{s}$, 则由(1.5)式可算得 $(\dot{P}\dot{P})_0$ 的初始值

$$(\dot{P}\dot{P})_0 \sim (4-6) \cdot 10^{-14} \text{s} \quad (1.6)$$

年龄 t 不易直接观测, 但从 P 和 \dot{P} 却可以自然地定义一个特征时间

$$\tau = P/2\dot{P} \quad (1.7)$$

分母上的 2 是为方便而引入的。如果 $P_0 = 0$, t 就可以与 τ 联系起来:

$$t = -\frac{\tau_d}{2} \ln \left(1 + 2 \frac{\tau}{\tau_d} \right) \quad (1.8)$$

显然, 在 $\tau \ll \tau_d$ 时, $t \approx \tau$, τ 就可以方便地直接代表年龄。一般情况下, τ 虽然不能直接代表年龄, 但还是可以通过(1.8)式单调地与年龄联系起来。由于 τ 可以据直接观测量 P 和 \dot{P} 得到, 人们还是乐于用 τ 来描述脉冲星的演化。不过, 也应记着, $\tau \geq \tau_d$ 以后, τ 就会越来越大地偏离 t 。

据上述图像, 脉冲星的周期是越来越长的, 而其表面磁场是越来越弱的。毫秒脉冲星的发现, 提出了新问题 [4, 12-14]。比如 PSR1937+21, 其周期短到只有 1.56 毫秒。如果磁场不弱的话, 其磁偶极辐射必十分强, P 应十分大。然而, 观测到的 \dot{P} 却出奇地小 ($\sim 10^{-16} \text{s/s}$), 表明磁场十分弱, 仅有 $B \sim 4 \times 10^8$ 高斯。迄今所知的四颗毫秒脉冲星 ($P < 10 \text{ms}$), 它们的表面磁场都十分弱。由此可见, 这些毫秒脉冲星应是年老星。至于周期为什么这样短, 人们普遍认为, 它们均曾经历过双星阶段, 吸积过程使脉冲星自转加速到毫秒级 [15]。表 1 列出了毫秒脉冲星和双星脉冲星的一些性质。

这就是直到 1985 年人们所了解的脉冲星磁场的变化规律。下面我们将从射电、X 射线和 γ 射线各个角度来考察这种认识可能有的局限性, 以及从中可以引出什么结论。

表 1 毫秒脉冲星和双星脉冲星

PSR	$P(\text{ms})$	$\log \dot{P}$	$\log B$	$\log(P\dot{P})$
1937+21(单)	1.56	-19.0	8.6	-21.8
1821-24(单)	3.05	<-18.0	<9.3	<-20.5
1855+09(双)	5.36	-19.7	8.5	-22.0
1953+29(双)	6.13	-19.5	8.6	-21.7
1620-26(双)	11.1	—	—	—
1913+16(双)	59.0	-17.1	10.3	-18.3
0655+64(双)	195.6	-18.2	10.0	-19.0
1831-00(双)	520.9	<-17.0	<10.9	<-17.3
1820+02(双)	846.9	-16.0	11.5	-16.1
2303+46(双)	1066	-15.4	11.8	-15.4
2259+58(双)	6997	-12.3	13.8	-11.5

二、射电脉冲星与第二类磁场

1985年, 我们曾经讨论过脉冲星除了上述衰减性磁场以外可能还存在另一类不衰减或慢衰减的磁场(简称第二类磁场)[16]。这类磁场可能并不强。但对年老脉冲星, 第一类磁场已经大大衰减而变得很弱, 这时第二类磁场变成主要的。这两类磁场可能有十分不同的起源, 比如第一类磁场可能来源于中子星壳层, 欧姆耗散是磁场衰减的直接原因, 而第二类磁场可能来源于中子星内部, 超流性[8]或类铁磁性[17]使之不衰减或衰减很慢。脉冲星的统计分析显示这种第二类磁场存在的迹象[16]。

Kulkarni 对脉冲星双星 PSR0655+64 进行了观测研究, 发现其伴星是一颗冷的白矮星, 表面温度约为 8000K [18]。这是很重要的结果。按照双星演化理论, PSR0655+64 应当是由质量大于 $8M_{\odot}$ 的前身星演化而来, 而其伴星原先的质量应介于 $4M_{\odot}$ 和 $8M_{\odot}$ 之间。重的那颗星将很快演化成中子星, 这是中子星的诞生。经过一段时间, 其伴星演化成一颗红巨星, 其物质开始大量流向中子星。在此吸积过程中, 中子星的自转得到加速。此吸积过程结束时, 红巨星变成了一颗热的白矮星, 而中子星便变成周期很短的射电脉冲星。就像已发现的毫秒脉冲星那样, 这时这颗脉冲星的年龄已经不小。应当特别注意的是, 从热白矮星冷却到今天的 8000K 冷白矮星, 还得经过约 2×10^8 年。因此, PSR0655+64 应是一颗十分年老的脉冲星, 今天至少有二十亿岁! 按此年龄计算, 磁场应衰减了上百个量级, 即使其初始磁场高达 10^{13} 高斯, 今天也应降到几乎为 0。然而, 观测表明, PSR0655+64 的表面磁场仍有约 10^{10} 高斯。这是第二类磁场存在的有力证据。

显然, 第二类磁场只有在年老中子星上才能明显地表现出来。毫秒脉冲星是年老中子

星, 研究毫秒脉冲星有可能给出第二类磁场的信息。

如上所述, 毫秒脉冲星是有其双星吸积史的。在中子星从其伴星大量吸积物质时, 它将表现为强的 X 射线源。典型的小质量 X 射线双星(简称为 LMXB), 其 X 射线光度

$$L_X \approx (0.2 - 1) \times 10^{38} \text{ erg/s} \quad (2.1)$$

是从吸积取得能源的。据此估计, 这种 X 射线源的寿命约为 2×10^6 年。银河系内这种源至多有 30—50 个, 而在核球内不过 10 个左右。因此, 这种 LMXB 的生成率至多为 $(1.5 - 2.5) \times 10^{-7}$ /年。即使这些源全都演化为毫秒脉冲双星, 毫秒脉冲双星的生成率也只有 $(1.5 - 2.5) \times 10^{-7}$ /年。

通过双星吸积, 中子星自转可以得到加速, 由此所能得到的脉冲星最小周期为

$$P_0 = (1.9) B_0^{1/7} (M/1.4 M_\odot)^{-5/7} (\dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}})^{-3/7} R_0^{18/7} \text{ms} \quad (2.2)$$

可见, 为了达到毫秒级周期, 比如 5 ms 以下, 即使在最大吸积 \dot{M}_{Edd} (Eddington 极限) 条件下, 磁场也必须衰减到 $B < 3 \times 10^8$ 高斯。这是吸积过程结束时的磁场, 也是开始表现为脉冲星时的初始磁场。如果磁场一直在衰减, 那么再过 2×10^7 年, 磁场就会降到低于 $(0.5 - 3) \times 10^8$ 高斯而使之不再能以脉冲星面目出现。因此, 毫秒脉冲星的寿命只有约 2×10^7 年。与其生成率 $(1.5 - 2.5) \times 10^{-7}$ /年相比较, 可知整个银河系内任何时候可观测到的毫秒脉冲双星至多只有 3—5 个。人们估计, 银河系内应当存在着 $(1 - 5) \times 10^5$ 个脉冲星。相比之下, 可知毫秒脉冲双星至多只占脉冲星中的 $(6 \times 10^{-6} - 6 \times 10^{-5})$ [19]。

今天, 人们已经观测到 400 多颗脉冲星, 而毫秒脉冲双星却已经观测到两颗 (这里还没有包括新近发现的周期为 11 毫秒的脉冲星 PSR 1620-26 以及周期为 1.61 毫秒而尚未测得 \dot{P} 的 PSR1957+20), 所占比率达 5×10^{-3} , 远远高于上述估值(高 $10^2 - 10^3$ 倍)。van den Heuvel, van Paradijs 和 Taam 由此得出结论, 毫秒脉冲双星的寿命应当比根据磁衰减估得的 2×10^7 年至少长 $10^2 - 10^3$ 倍, 因而其磁场 ($< 3 \times 10^8$ 高斯) 应当衰减得极慢甚至不衰。这个分析, 对第二类磁场的存在, 提供了新的证据。

三、X 射线双星与第二类磁场

与第二类磁场的研究差不多同时, 人们研究了银河系的核球内一些亮的小质量 X 射线双星的 X 射线辐射频谱, 并且发现了准周期振荡(QPO) 现象 [20-22]。GX5-1, ScoX-1, CygX-2 等均表现出明显的 QPO 现象。

如果这种 X 射线双星具有强的磁场, 其辐射将表现出明显的方向性(成束), 又由于吸积加速机制使中子星自转周期达到毫秒级, 人们应能在这种源中发现毫秒级周期性 X 射线脉冲现象。人们正是抱着这种目的来研究它们的。事与愿违, 人们并没有发现这种毫秒级 X 射线脉冲现象 [21]。这表明, 其磁场不会很强。但是, 人们意外地发现了 QPO 现象。这是以几赫兹到几十赫兹的频率, 即几十毫秒到几百毫秒的周期, 调制 X 射线辐射强度的一种现象。这种调制频率(或周期)不是严格确定的, 而是有较大的宽度, 并且与 X 射线辐射强度的变化相关联。目前, 解释 QPO 现象的一个比较成功的理论模型是差频模型 [23], [24]。这个模型要求有不太强却也不太弱的磁场, $10^9 - 10^{10}$ 高斯。这个磁场提供了随中子星自转着的优

先方向“窗口”,吸积物质沿 Kepler 轨道绕中子星转动,并逐渐向内,最后掉入“窗口”,转化为 X 射线辐射。因此,在 X 射线辐射流量中存在着 Kepler 转动频率 f_K 与中子星自转频率(即“窗口”转动频率) f_s 之差的拍频

$$f_B = f_K - f_s$$

的调制,这就是 QPO 频率。

重要的是,呈现 QPO 的小质量 X 射线双星是年老星,年龄可高达 10^9 年量级,而 QPO 的存在又表明其中子星表面磁场仍有 10^9 — 10^{10} 高斯。这是第二类磁场的又一表现[18]。

四、 γ 射线爆与第二类磁场

宇宙 γ 射线爆也是一种常见的天体物理现象,目前已积累了相当丰富的数据。然而,由于这是一种瞬变的短时标现象,细致观测比较困难,数据比较粗,还难以判断其确切性质。但是,正是由于其短时标性质,人们普遍认为 γ 射线爆源应是中子星。第二类磁场在这里是否也起着作用?为了回答这个问题,必须研究它们是不是年老星以及磁场强度如何。这些问题目前还不能确定,但有一些迹象表明, γ 射线爆源可能是年老中子星。

对于 γ 射线爆的距离,大体上有三种看法,一种看法认为它们是在银河系内近距离处的,另一种看法认为它们位于银晕内,第三种看法认为它们也许和类星体一样远。Shklovskii 和 Mitrofanov[25]在 1985 年提出的就是第二种观点。他们基于这种观点,认为 γ 射线爆是射电辐射已经熄灭了的脉冲星,因而是年老的中子星。

关于磁场的信息,可以从 γ 射线爆辐射能谱的研究得到。可惜的是,从能谱的不同特征所得到的磁场往往是矛盾的。现在我们来做一些讨论。

γ 射线爆的辐射能谱,目前已有不少观测[26],特别是 Mazets 小组得到了比较详细的能谱数据[26-28]。图 1 和 2 所示的是两个比较典型的 γ 射线爆的能谱。大体上说,能谱有如下一些特征:

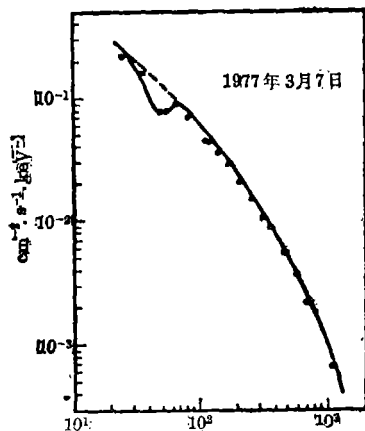


图 1. 1979 年 3 月 7 日发生的 γ 射线爆能谱。

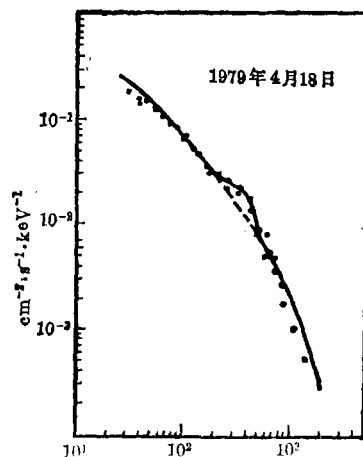


图 2. 1979 年 4 月 18 日发生的 γ 射线爆能谱。

1. 具有连续谱形

目前已对数百个 γ 射线爆测定了能谱。其连续能谱谱形可以较好地用热同步辐射谱形来拟合[26]

$$J(\nu, \theta) = \frac{1}{6\sqrt{\pi}} ah\nu_B n (\nu/\nu_B) (mc^2/kT)^{1/2} \exp \left\{ -1.65 \left(\frac{\nu}{\nu_B \sin\theta} \right)^{1.3} (mc^2/kT)^{2/3} \right\} \quad (4.1)$$

其中 n 为电子数密度, $\nu_B = eB/2\pi mc^2$ 为 Larmor 频率, θ 为电子运动方向与磁场的夹角。此式成立的范围是

$$\begin{cases} (kT\eta/mc^2)^{1/2} > (h\nu/mc^2) > h\nu_B\eta/kT \\ \eta = \max[(kT/mc^2)^2, 1] \end{cases} \quad (4.2)$$

值得注意的是, 这个谱的主要因子只决定于参数

$$\xi = BT^2 \quad (4.3)$$

因此, 与观测数据的拟合只能确定磁场与温度平方的乘积, 而不能单独确定磁场或温度本身。

γ 能谱也有可能用热韧致辐射或逆康普顿散射来拟合。不过, 此时将与磁场没有太大关系。

2. Mazets 小组的观测数据中, 大约 20% 的 γ 射线爆辐射能谱具有低能吸收线特征, 即在 30—80 keV 处呈现吸收谱线形状。通常将这个特征解释为回旋吸收线, 意即电子在强磁场中的 Landau 能级之间的跃迁而引起的吸收。据此, 即

$$h\nu_B = e\hbar B/mc \sim (30-80) \text{ keV} \quad (4.4)$$

可以确定磁场

$$B_{12} \sim (2.6-7) \text{ 高斯} \quad (4.5)$$

就是说, 通常将这种低能吸收特征视为存在 10^{12} 高斯量级强磁场的证据。但是, Lamb 曾指出, γ 射线爆是快速变化过程, 谱也应是快速变化的, 而谱的观测却总是在不太短的时间(秒级)内进行, 因此, 带有低能切断的谱, 其时间平均效果也可能给出这种貌似吸收的特征[29]。

3. Mazets 小组的观测数据中, 大约 5—10% 的 γ 射线爆源的能谱具有 400—500 keV 范围的发射线特征。通常将这个特征解释为经引力红移的 e^+e^- 湮灭发射线, 这是与中子星情况一致的, 相当于离中子星 ($M=1M_\odot$) 中心为 $(0.9-7) \times 10^8$ cm 处发射出来的湮灭辐射[30]。

4. Matz 等发现, γ 射线爆的辐射中, 存在着高能尾巴, 存在着 MeV 量级甚至 10MeV 的高能 γ 射线, 看不到高能部分有明显的切断[31]。此特征含有重要的磁场信息。

γ 射线爆辐射有比较明显的热起源性质。通常认为, 这是出于高温等离子体。因此, 磁场与温度应满足等离子体约束条件

$$B^2/8\pi \gtrsim nkT \quad (4.6)$$

n 为电子数密度。这个公式可以写成如下明显形式

$$B_{10} \geq 2n_{20}^{1/2} T_0^{1/2} \quad (4.7)$$

利用 γ 射线爆辐射连续谱, 可以定出参数 $\xi = BT^2$ 。一般地说, 对于不同的 γ 射线爆, 参数 ξ 也取不同的值。不过, 据典型情况, 可得

$$B_{10} T_0^2 \sim 1500 \quad (4.8)$$

由(4.7)和(4.8)可定出

$$B_{10} \geq 7n_{20}^{2/5} \quad (4.9)$$

$$T_0 \lesssim 14n_{20}^{-1/5} \quad (4.10)$$

(4.9)式给出了磁场的下限。

当温度足够高, 辐射占优势时, 条件(4.6)应改为(据Stefan-Boltzmann定律)

$$B^2/8\pi \gtrsim \frac{1}{3} a T^4 \quad (a = 4\sigma/c) \quad (4.11)$$

相应地, (4.7)式应改为

$$B_{10} \geq 26T_0^2 \quad (4.12)$$

此式与 n 并无关系, 而(4.9)和(4.10)改为

$$B_{10} \geq 200 \quad (4.13)$$

$$T_{10} \lesssim 0.3 \quad (4.14)$$

这个磁场是比较强的。

γ 射线爆辐射能谱高能尾巴的存在给出了对磁场很强的限制。 $2mc^2$ 以上的高能光子在强磁场中可以转化为 e^+e^- 对, 这是强磁场中的单光子电子对产生过程, 相应吸收系数为

$$\begin{aligned} \mu &= \frac{mc}{\hbar} \alpha \frac{B \sin \varphi}{2B_c} \frac{1}{4} \left(\frac{3}{2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{8mc^2 B_c}{3EB \sin \varphi}\right) \\ &\approx 10^6 B_{11} \sin \varphi \exp(-600/EB_{11} \sin \varphi) \end{aligned} \quad (4.15)$$

其中

$$B_c = m^2 c^3 / e \hbar = 4.4 \times 10^{13} \text{ 高斯}$$

φ ——光子方向与磁场间之夹角

E ——光子能量

由于强磁场范围相当大, 与中子星线度同量级, 至少可以认为其范围尺度为

$$l_B \sim 3 \times 10^5 \text{ cm} \quad (4.16)$$

我们可取

$$\mu l_B \lesssim 1 \quad (4.17)$$

作为高能尾巴存在的判据。利用上述数据, 可将此判据写成

$$B_{11} \lesssim 30/E (\text{MeV}) \sin \varphi \quad (4.18)$$

E 可以高达 10 MeV , 因此, 磁场应至多在 10^{11} 高斯量级。与(4.13)式明显矛盾, 表明不应当是辐射占优势的情形。比较(4.6)和(4.11), 可知辐射占优势还是物质占优势的临界条件

$$T_{c0} = 0.2 n_{20}^{1/3} \quad (4.19)$$

当温度高于此值,即属辐射为主;当温度低于此值,则属物质为主。这个临界温度并不高,在中子星条件下不难达到,因而更加强了这个矛盾。

如果 γ 射线爆源确实发生于老年中子星,那么 γ 射线爆源的磁场分析提供了第二类磁场的丰富数据。根据上述分析,至少可以得到如下一些暗示:

(1) 第二类磁场不一定很弱,且其强度可能有较大的弥散,有的中子星强些,有的中子星弱些。

(2) 上述分析中出现的一些矛盾,似乎意味着中子星表面同时存在强场区和弱场区,也许温度和电子密度也不是均匀的。这表明,第二类磁场可能是某种多极场,或者,具有更杂乱的分布。最近的文章[32]似乎支持了这一看法。

参 考 文 献

- [1] Pacini, F., *Nature*, **216** (1967), 567.
- [2] Manchester, R. N. and Taylor, J. H., *A. J.*, **86** (1981), 1954.
- [3] Dewey, R. J. et al., *Nature*, **322** (1986), 712.
- [4] Lyne, A. G., Brinklow, A., Middleditch, J., Kulkarni, S. R., Backer, D. C. and Clifton, T. R., *Nature*, (1987).
- [5] Ostriker, J. P. and Gunn, J. E., *Ap. J.*, **157** (1969), 1395; Gunn, J. E. and Ostriker, J. P., *Ap. J.*, **180** (1970), 979.
- [6] Lyne, A. G., Ritchings, R. T. and Smith, F. G., *MNRAS*, **171** (1975), 579.
- [7] 曲钦岳, 汪珍如, 陆垓, 罗辽复, 科学通报, **21** (1976), 176.
- [8] Manchester, R. N. and Taylor, J. H., *Pulsars*, (1977).
- [9] Lyne, A. G., Manchester, R. N. and Taylor, J. H., *MNRAS*, **213** (1985), 613.
- [10] Vivekanand, M. and Narayan, R., *J. Ap. Astr.*, **2** (1981), 315.
- [11] Chevalier, R. A. and Emmering, R. T., *Ap. J.*, **304** (1986), 140.
- [12] Backer, D. C., Kulkarni, S. R., Heiles, C., Davis, M. M. and Goss, W. M., *Nature*, **300** (1982), 615.
- [13] Boriakoff, V., Buccheri, R. and Fauci, F., *Nature*, **304** (1983), 417.
- [14] Segelstein, D. J., Rawley, L. A., Stinebring, D. R., Fruchter, A. S. and Taylor, J. H., *Nature*, **322** (1986), 714.
- [15] Alpar, M. A., Cheng, A. F., Ruderman, M. A. and Shaham, J., *Nature*, **300** (1982), 728.
- [16] 王阳生, 硕士论文, (1986), 南京大学.
- [17] 杨国琛, 罗辽复, 科学通报, **27** (1982), 1171.
- [18] Kulkarni, S. R., *Ap. J.*, **306** (1986), L85.
- [19] van den Heuvel, E. P. J., van Paradijs, J. A., and Taam, R. E., *Nature*, **322** (1986), 153.
- [20] van der Klis, M., Jansen, F., van Paradijs, J. A., Lewin, W. H. G., Trümper, J., van den Heuvel, E. P. J. and Sztajno, M., *Nature*, **316** (1985), 225.
- [21] Lewin, W. H. G. and van Paradijs, J., *Comments. Astrophys.*, **11** (1986), 127.
- [22] 陆垓, 科学, **39** (1987), 261.
- [23] Alpar, M. A. and Shaham, J., *Nature*, **316** (1985), 239.
- [24] Lamb, F. K., Shibasaki, N., Alpar, M. A. and Shaham, J., *Nature*, **317** (1985), 681.
- [25] Shklovskii, I. S. and Mitrofanov, I. G., *MNRAS*, **212** (1985), 545.
- [26] 见AIP Conference Proceedings No. 141, Gamma-ray Bursts, ed. by Liang, E. P., Petrosian, V., (1986).
- [27] Mavets, E. P., Golenetskii, S. V. et al., *Ap. S. S.*, **82** (1982), 261.

- [28] Golenetskii, S. V., Mazets, R. L., Aptekar, R. L., Guryan, Yu. A. and Ilyinskii, V. N., *Ap. S. S.*, **124** (1986), 243.
- [29] Lamb, D. Q., AIP Conference Proceedings No. 115, (1984).
- [30] Shi, T. Y. (史天一), Lu, T. (陆垓), *Ap. S. S.*, **136** (1987), 363.
- [31] Matz, S. M., Forrest, D. J., Vestrand, W. T., Chupp, E. L., Share, G. H. and Rieger, E., *Ap. J.*, **288** (1985), L37.
- [32] Wang, Z. Z. and Eichler, D., *Ap. J.*, **324** (1988), 966.

(责任编辑 刘金铭)

The Second Kind of Magnetic Field in Neutron Stars

Lu Tan

(*Department of Astronomy, Nanjing University*)

Abstract

Usually, the magnetic field of neutron star is regarded as being decaying, with the time scale of about $(5-9) \times 10^6$ years. However, it has been discovered recently that there should be another kind of magnetic field without decay or decaying only very slowly. In this paper, the present status of research related with this kind of magnetic field is introduced and reviewed. Such magnetic field might be widely existed in various neutron stars. Its properties implied from pulsars, X-ray binaries and gamma-ray bursts are discussed.