

裸奇异星研究进展

胡 剑¹ 徐 仁 新²

(1. 清华大学物理系 北京 100084)

(2. 北京大学天文系 北京 100871)

摘 要

简要介绍了近几年来裸奇异星研究的一些重要进展, 包括裸奇异星表面的电学性质和辐射机制, 夸克表面存在的一些可能天体物理后果(如射电脉冲星的漂移子脉冲现象和软 γ 射线重复源的超 Eddington 辐射现象)等, 这些研究结果对从天文观测上区分中子星和奇异星、证认奇异星的存在具有重要意义。

关键词 脉冲星 — 中子星 — 奇异星

分类号 P145

1 引 言

1967 年脉冲星发现后不久, Gold 就明确提出脉冲星是旋转磁化中子星的概念, 这印证了 35 年前 Landau 的“中子星”预言。但随着粒子物理研究, 尤其是强子结构的夸克模型的发展, 人们怀疑脉冲星可能是奇异星^[1~3]。量子色动力学(QCD)预言, 在极高的温度和压力下, 囚禁在强子中的夸克就可能解禁而形成夸克胶子等离子体(QGP)。在中子星内部, 若核子满足解禁条件, 游离出的夸克只有 u、d 两味, 它们的费米能($\approx 500\text{MeV}$)大于 s 夸克的静止质量(100~300MeV), 奇异数不守恒的弱作用过程可以将其中一部分 d 夸克转变成 s 夸克, 最终使得 u、d、s 三味夸克的费米能几乎相等。这种转化会降低体系的费米能, 使最终形成的三种夸克体系更稳定。奇异物质就是由几乎等量的 u、d、s 夸克和少量用以平衡电荷的电子组成的一种 QGP。在 20 世纪 60 年代末至 80 年代初就有若干文献从物理学或天体物理学角度讨论过奇异物质(如 Itoh^[4], Bodmer^[5])。1984 年 Witten^[6]明确地提出了奇异物质可能是强子的真正基态的猜想。随后 Farhi 和 Jaffe^[7]的计算表明: 在相当宽的 QCD 参数范围内, 奇异物质的单位重子能量比 ^{56}Fe 要低。如果 Witten 的这一猜想正确, 则奇异星就要比中子星更稳定。Witten 认为奇异物质有两种可能的存在方式: 一是强子化之前的早期

宇宙，二是由奇异物质组成的奇异星。中子星内部一旦生成了一个奇异物质种子，它就会通过奇异化周围扩散来的中子而逐渐增长，直至整个中子星变为奇异星。因此，像脉冲星这些以前被认为是中子星的天体，实际上可能就是奇异星。Alcock 等人^[8]甚至认为，宇宙中根本就没有中子星，所有的已知中子星很可能都是奇异星。因为模型计算表明，处于脉冲星典型质量 ($1 \sim 1.8M_{\odot}$) 范围内的中子星和奇异星的质量和半径均无显著差别^[8,9]。另外，其它一些致密天体，如软 γ 射线重复源、X 射线爆发源、吸积 X 射线脉冲星等，也都有可能是奇异星。然而，关键问题是如何从观测上区分中子星和奇异星，以确认奇异星的存在^[3]。

原则上基于中子星和奇异星中心密度的差异就可以区别这两种天体：中心密度低于 QCD 相变临界密度的脉冲星是中子星，反之可能为奇异星。但是，至今的研究尚不能明确地给出这一临界密度。不过，人们还是找到了一些特征差别（如体粘滞性^[10]、质量-半径关系^[11]等）来鉴别中子星和奇异星。本文集中考虑中子星和裸奇异星截然不同的表面特性：中子星表面是普通物质，而裸奇异星表面是夸克，为我们证认奇异星的存在提供了一种新的可能性。对于一般表面有质量 $10^{-6} \sim 10^{-5}M_{\odot}$ 壳层的奇异星，壳层的存在足以掩盖夸克表面与中子星表面的区别，因而这类奇异星与中子星的表面是相同的。裸奇异星是部分或者全部没有表面壳层的奇异星。一般认为，奇异星是在超新星爆发之后形成的。新生的原奇异星表面温度很高 ($\approx 10^{11}\text{K}$)，外壳核物质比较容易隧穿 Coulomb 势垒落入表面^[12]。同时，由于原奇异星快速自转且有强的粒子发射，大规模吸积是非常困难的。超新星爆发的出射物质被强磁场俘获后落回奇异星，也只能形成约 $10^{-15}M_{\odot}$ 的物质层^[13]。另外，新生奇异星的极冠区物质可以很快被开放磁力线区的等离子体流抽空，形成裸极冠区^[13]。因此，裸奇异星在自然界中是有可能存在的。奇异星的存在与否，直接涉及到我们对强相互作用的认识，而强作用又是现在人们了解最少的一种基本相互作用。如果能观测并证认裸奇异星，这对物理学和天体物理学的影响将是深远的。

近年来裸奇异星研究取得了一些重要进展，例如表面辐射机制、夸克表面存在的一些可能天体物理后果（射电脉冲星的漂移子脉冲现象和软 γ 射线重复源的超 Eddington 辐射现象）等。本文将对这些研究状况作一评述。

2 裸奇异星表面物理研究

2.1 裸奇异星表面的电学性质

在奇异星中，夸克是通过强作用而束缚的，因此奇异星的表面密度在强相互作用力程 ($\approx 1\text{fm}$) 内从大约核密度 $2.8 \times 10^{14}\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 骤然降到 0。由于 s 夸克的流质量 ($100 \sim 300\text{MeV}$) 比 u 夸克 ($2 \sim 8\text{MeV}$)、d 夸克 ($5 \sim 15\text{MeV}$) 大，处于弱作用平衡的奇异物质中 s 夸克数目要比 u、d 夸克略少。为了维持整体的电中性，奇异星中分布着少量电子（约为重子数的 $10^{-3} \sim 10^{-4}$ ）。电子只受较弱的电磁作用约束，因此可以分布在比夸克物质大的范围内。这样奇异星表面就不是电中性的，而存在着极强的外向电场。计算表明，电子主要分布在离夸克表面约 1000fm 范围内，夸克表面电场强度约为 $5 \times 10^{17}\text{V} \cdot \text{cm}^{-1}$ 。采用 Thomas-Fermi 模型，可以得到表面附近电势 V 的 Poisson 方程

$$\frac{d^2V}{dz^2} = \begin{cases} \frac{4\alpha}{3\pi}(V^3 - V_q^3) & z \leq 0, \\ \frac{4\alpha}{3\pi}V^3 & z > 0, \end{cases} \quad (1)$$

式中 z 是离夸克表面的距离, α 是精细结构常数, $V_q^3/(3\pi^2\hbar^3c^3)$ 为夸克电荷密度。由边界条件 $\{z \rightarrow -\infty: V \rightarrow V_q, dV/dz \rightarrow 0; z \rightarrow +\infty: V \rightarrow 0, dV/dz \rightarrow 0\}$, 以及 V 在 $z = 0$ 处的连续性, 解得^[14]

$$V = \frac{3V_q}{\sqrt{\frac{6\alpha}{\pi}V_q z + 4}} \quad (z > 0) \quad (2)$$

以及电荷密度

$$n_e = \frac{9V_q^3}{\pi^2 \left(\sqrt{\frac{6\alpha}{\pi}V_q z + 4} \right)^3} \approx \frac{9.5 \times 10^{35}}{(1.2z_{11} + 4)^3} \text{cm}^{-3} \quad (3)$$

和电场强度

$$E = \sqrt{\frac{2\alpha}{3\pi}} \frac{9V_q^2}{\left(\sqrt{\frac{6\alpha}{\pi}V_q z + 4} \right)^2} \approx \frac{7.2 \times 10^{18}}{(1.2z_{11} + 4)^2} \text{V} \cdot \text{cm}^{-1}, \quad (4)$$

式中 $z_{11} = z/10^{-11} \text{cm}$ 。(3) 式和 (4) 式数值计算时取 $V_q = 20 \text{ MeV}$ 。

Alcock 等人^[8]认为, 由于旋转磁场感应的电场 ($\approx 10^{11} \text{V} \cdot \text{cm}^{-1}$) 远小于夸克表面电场 ($\approx 10^{17} \text{V} \cdot \text{cm}^{-1}$), 旋转裸奇异星不能提供形成磁层的带电粒子, 所以裸奇异星不可能形成磁层, 也就不能表现为射电脉冲星。另外, 他们认为星际空间环境是“脏”的, 奇异星一定会通过吸积而形成壳层, 因此他们的结论是: 射电脉冲星只可能是带壳奇异星而不可能是裸奇异星。然而徐仁新和乔国俊的论证^[15]表明, 裸奇异星也可以较好地表现为射电脉冲星。由 (4) 式可知, 尽管奇异星表面电场可以达到 $\approx 10^{17} \text{V} \cdot \text{cm}^{-1}$, 但这个电场向外减弱也非常快。离表面 10^{-8}cm 处, 电场已经减弱到 $\approx 10^{11} \text{V} \cdot \text{cm}^{-1}$, 这与典型的旋转感应电场强度是同量级的。由此可以定义一个半径 z_c , 在这个半径以外感应电场起主要作用, 而其他作用力 (如引力、离心力) 可以忽略。考虑到旋转奇异星周围有很强磁场和电场, 即使裸奇异星外是真空, 没有带电粒子, 宇宙中的 γ 光子在强磁场中也会由于 γ -B 过程产生正负电子对。这些正负电子对在强电场中被加速到很高的能量, 而逆 Compton 散射、曲率辐射、同步辐射等又会产生新的 γ 光子。如此反复, 形成级联反应, 很快裸奇异星周围就有了足够多的正负电子对, 最终形成裸奇异星的磁层^[15]。整个过程发展得非常快, 大约只需要 10^{-7}s 。

2.2 裸奇异星的辐射机制

2.2.1 热平衡辐射

新生的裸奇异星表面温度很高 ($\approx 10^{11} \text{K}$), 处于热平衡的 QGP 中充满了电磁波 (光子)。奇异物质中电磁波的色散关系 (频率 ω 与波数 k 之间的关系) 为^[8]

$$\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2, \quad (5)$$

式中, $\omega_p = \left(\frac{8\pi e^2 c^2 n_b}{3\mu}\right)^{1/2}$ 是等离子体振荡频率, $\mu \approx \hbar c(\pi^2 n_b)^{1/3}$ 为夸克的化学势, n_b 是奇异物质重子数密度. 将各参数代入得到 ω_p 约为 20 MeV. ω_p 给出了热平衡光子辐射的能量下限, 夸克物质中 $\omega < \omega_p$ 的光子与介质作用而被吸收, 因此裸奇异星表面热平衡光子辐射谱是非常硬的, 只有当温度非常高 ($T_s \geq \omega_p$) 时, 表面的热辐射才可以近似看成黑体辐射. 然而, 夸克表面以下 $c/\omega_p \approx 10$ fm 厚的薄层中非平衡过程产生的 $\omega < \omega_p$ 的光子也可以逃逸出夸克物质. Chmaj 等人^[16] 考虑了非平衡夸克-夸克韧致辐射发射出的 $\omega < \omega_p$ 的光子, 发现这种辐射的能流约为黑体辐射能流 F_{BB} ($F_{BB} = \sigma T_s^4$, σ 是 Stefan-Boltzman 常数) 的 $1/10^4$.

一般地, 裸奇异星表面单位面积上热辐射的能流可用下式计算^[16,17]

$$F_{\text{eq}} = \frac{\hbar}{c^2} \int_{\omega_p}^{\infty} d\omega \frac{\omega(\omega^2 - \omega_p^2)g(\omega)}{\exp(\hbar\omega/k_B T_s) - 1}, \quad (6)$$

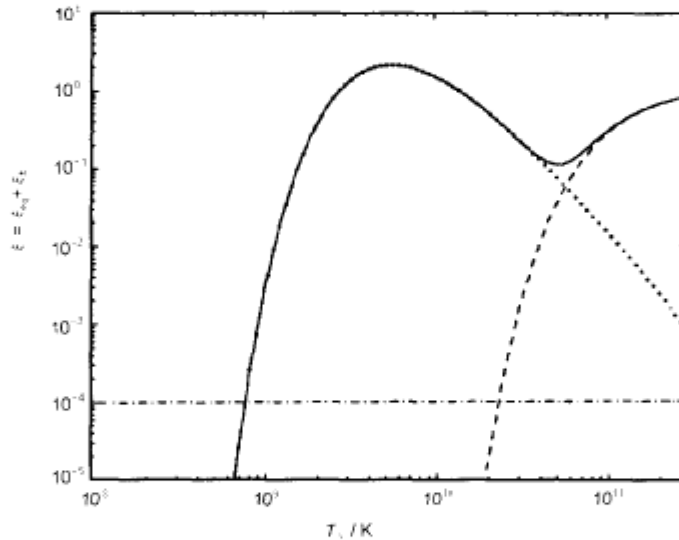


图1 裸奇异星表面的电磁辐射流^[17]

裸奇异星表面总的电磁辐射流 ξ (实线) 为热平衡辐射流 ξ_{eq} (虚线) 与电子对产生导致的辐射流 ξ_{\pm} (点线) 之和
所有的辐射流均以黑体辐射流 F_{BB} 为单位

式中 $g(\omega) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^{\pi/2} d\theta \sin\theta \cos\theta D(\omega, \theta)$, $D = 1 - (R_{\perp} + R_{\parallel})/2$ 是奇异物质到真空的辐射转移系数, $R_{\perp} = \frac{\sin^2(\theta - \theta_0)}{\sin^2(\theta + \theta_0)}$, $R_{\parallel} = \frac{\tan^2(\theta^2(\theta - \theta_0))}{\tan^2(\theta - \theta_0)}$, $\theta_0 = \arcsin[\sin\theta\sqrt{1 - (\omega_p/\omega)^2}]$. 定义表面热平衡光子辐射 F_{eq} 与相应温度下黑体辐射 F_{BB} 的比例系数 $\xi_{\text{eq}} = F_{\text{eq}}/F_{BB}$. 图1给出 ξ_{eq} 随温度的变化曲线, 我们从中可以看到, 当 $T_s \gg \hbar\omega_p/k_B \approx 10^{11}$ K 时, 裸奇异星表面热平衡辐射确实比较小.

2.2.2 正负电子对发射

鉴于大多数奇异星温度 $T_s \ll 10^{11}$ K, 表面的热平衡电磁辐射非常微弱, 能否有其它机制产生电磁辐射呢? 答案是肯定的, 这就是所谓的 Ussov^[18] 机制. 由于裸奇异星表面几百微米内存在

着极强的电场 E , 最高的 $E \approx 10^{17} \text{V} \cdot \text{cm}^{-1}$ 比临界电场 $E_{cr} = m_e^2 c^3 / e \hbar = 1.3 \times 10^{16} \text{V} \cdot \text{cm}^{-1}$ 强十几倍, 而在强电场下, 真空可以自发地产生正负电子对, 当 $E \gg E_{cr}$ 时正负电子对的产生率 W_{\pm} 很高。比如, $E = 5 \times 10^{17} \text{V} \cdot \text{cm}^{-1}$, $W_{\pm} = 1.7 \times 10^{50} (E/E_{cr})^2 \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1} = 2.5 \times 10^{53} \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ 。但是奇异星表面的强电场区并非真空, 其中分布着简并电子, 强电场中产生的电子必须填入电子分布的某个空量子态上, 如果没有适合的空态, 电子对产生过程将被抑制。实际上, 在 $T_s = 0$ 时由于电子填满了费米面下所有的量子态, 正负电子对根本无法产生。然而在有限温度下, $T_s > 0$, 处于热平衡的电子只是部分填满费米面以下的量子态, 正负电子对就可以产生了。计算表明, 如果有空态, 正负电子对产生的概率是非常高的, 几乎所有处于正负电子对产生阈能以下 ($\epsilon \leq \epsilon_F - 2m_e c^2$, ϵ_F 是电子的费米能) 的空穴都会被立即填充^[18]。因此, 正负电子对产生速率主要由电子的热弛豫过程决定, 奇异物质的热能是正负电子对的能量来源。Mitra^[19] 对正负电子对的产生过程质疑: (1) 正负电子对的产生会导致表面电场的减小直至小于临界电场; (2) 奇异星表面的电场能量不足以持续产生大量的正负电子对, 而且热能通过电子和光子从奇异星内部传递到表面需要很长时间 ($\approx 10^{13} \text{s}$), 这样电子对产生的能量来源就成了问题。对此 Usov^[20] 回答: (1) 夸克物质内部的电子会自动迅速延伸到夸克表面, 因此表面电场不会减弱; (2) 尽管奇异星表面附近的夸克物质热能不足以长时间提供正负电子对能源, 但对于很热的奇异星, 通过对流就可以很快 ($\approx 10 \text{s}$) 传热。为了知道表面温度和正负电子对产生的变化情况, 还有必要进一步研究奇异星内部与表面之间的热传导问题。

Usov 计算了正负电子对产生的速率, 得到^[17]

$$\dot{n}_{\pm} \approx 10^{39} \left(\frac{T_s}{10^9 \text{K}} \right)^3 \exp \left[-11.9 \left(\frac{T_s}{10^9 \text{K}} \right)^{-1} \right] J(\zeta) \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}, \quad (7)$$

此式的误差在 2 倍以内, 式中

$$J(\zeta) = \frac{1}{3} \frac{\zeta^3 \ln(1 + 2\zeta^{-1})}{(1 + 0.074\zeta)^3} + \frac{\pi^5}{6} \frac{\zeta^4}{(13.9 + \zeta)^4}, \quad \zeta = 2 \sqrt{\frac{\alpha}{\rho}} \frac{\epsilon_F}{k_B T_s} \approx 0.1 \frac{\epsilon_F}{k_B T_s}.$$

由于产生的电子对辐射层是光学厚的, 正负电子对形成后几乎完全湮灭成光子, 这样导致电磁辐射流为 $F_{\pm} \approx \epsilon_{\pm} \dot{n}_{\pm}$, 式中 $\epsilon_{\pm} = m_e c^2 + k_B T_s$ 为产生粒子的平均能量。图 1 中点线为奇异星表面正负电子对湮灭辐射流 F_{\pm} 与相应温度下黑体辐射流 F_{BB} 之比 (即 $\xi_{\pm} = F_{\pm} / F_{BB}$) 随温度变化的函数关系。可见, 若裸奇异星表面温度处于 $8 \times 10^8 \text{K} \leq T_s \leq 5 \times 10^{10} \text{K}$ 范围, 正负电子对湮灭产生电磁辐射是主要的。值得一提的是, 在 1E 1740.7-2942 中观察到了 $\approx 0.5 \text{MeV}$ 的发射特征线^[21], 这可能是裸奇异星表面正负电子对辐射的证据^[18]。1E 1740.7-2942 可能不是人们原先设想的黑洞, 而是表面温度 $\approx 5 \times 10^8 \text{K}$ 的裸奇异星。这个温度与观测到的 X 射线谱相符, 由该温度据 (7) 式计算出的 F_{\pm} 与观测得到的辐射流值相近。

2.3 夸克表面存在的可能的天体物理后果

前面已经提到, 具有裸露夸克表面的奇异星的表面特性与中子星截然不同。研究裸露夸克表面带来的可能的天体物理后果, 对于证认奇异星、区分奇异星与中子星具有重要意义。

2.3.1 射电脉冲星的漂移子脉冲现象

发现脉冲星 30 多年以来, 人们通过长期的观测积累了大量的数据, 发现有 20 多颗射电脉冲星存在漂移子脉冲现象。这些脉冲星在一个周期内可以有多个子脉冲, 且子脉冲位置随

时间漂移。Ruderman 和 Sutherland 在 1975 年提出的一个模型 (简称 RS 模型^[22]) 可以解释这种漂移子脉冲现象。一般认为, 单极感应电场会导致在脉冲星的磁极冠区域附近产生粒子加速机制, 带电粒子被加速后沿开放磁力线离开中心天体, 如果带电粒子被完全束缚在星球表面上, 当极冠开放磁力线区粒子流出后, 必将在星体表面附近形成一个真空间隙。真空间隙里有很强的电场, 粒子一旦进入真空间隙就会被加速到极高的相对论性速度, 再通过曲率辐射或逆康普顿散射发射 γ 射线, 而这些 γ 射线在强磁场中通过 γ -B 过程又会转变成带电粒子。所以真空间隙是不稳定的, 它会持续不断地被击穿, 发生火花放电。由于间隙内存在垂直于磁场方向的电场, 这些火花放电又是规律地在极冠区绕着磁极漂移。火花放电产生的次级电子导致等离子体中的不稳定过程产生相干射电辐射^[23]。因此, 脉冲星辐射在不同周期扫过地球时, 就会看到子脉冲信号逐渐漂移, 这就是 RS 模型关于漂移子脉冲形成的观点。RS 模型可以计算出预期的子脉冲漂移速度, 与实测值对比就可以检验该模型。

然而 RS 模型在理论上遇到了严重的困难, 即束缚能问题^[24,25]: 若干计算结果表明中子星表面离子的束缚能不足以维持 RS 模型真空间隙的形成。而且, RS 模型具有一个奇怪的特性: 它只适用于磁矩方向与自转轴方向反平行 ($\Omega \cdot B < 0$) 的脉冲星, 而不适用于磁矩方向与自转轴方向平行 ($\Omega \cdot B > 0$) 的“反脉冲星”。

最近 Deshpande 和 Rankin^[26] 发展了一种研究脉冲星子脉冲信号的新方法, 可以确定子脉冲所对应的火花放电在脉冲星极冠区发生的位置。他们将该方法应用到一颗典型的具有漂移子脉冲的脉冲星 PSR 0943+10 上, 给出了火花放电的位置在极冠区逐渐漂移的图像, 发现 RS 模型能够很好地定量解释它的漂移子脉冲现象。他们认为这一研究较好地检验了 RS 模型。这就需要重新考察 RS 模型的理论基础。事实上如果发现一颗反脉冲星有漂移子脉冲现象, 问题就更严重了。(虽然 Rankin 和 Deshpande 曾宣称过 PSR 0943+10 是一颗反脉冲星, 但仔细的考察发现这一结论并不可靠。)

然而如果认为 PSR 0943+10 是颗裸奇异星, 以上提到的困难就不存在了^[15,25]。RS 模型应用到裸奇异星上就不存在束缚能问题, 因为此时的束缚能可以视为无穷大^[25,13]。对于中子星或有外壳的奇异星, 束缚能主要用来克服表面的热离子发射和电场发射。对 $\Omega \cdot B < 0$ 的裸奇异脉冲星, 表面的带正电荷的粒子是由强作用束缚的 u 夸克, 热作用或电磁作用与强作用相比可以忽略。对 $\Omega \cdot B > 0$ 的裸奇异星, 电子在距表面 z_c 以下受到比感应电场强得多的内蕴电场作用 (参见 2.1 节), 而且随着 z 的减小电场迅速增强, 电子完全被这个电场所束缚。而内蕴电场在 z_c 以外迅速减弱, 对原 RS 模型内间隙结构没有影响。因此, 具有漂移子脉冲的脉冲星可能是裸奇异星, 而非以前认为的中子星。进一步说, 如果能证认 PSR 0943+10 是一颗反脉冲星, 这一结论就更加肯定了。或者说, 寻找有漂移子脉冲的反脉冲星是确认裸奇异星存在的一种可靠方法。

2.3.2 软 γ 射线重复爆发源的超 Eddington 辐射

软 γ 射线重复爆发源 (Soft Gamma-ray Repeaters, SGR) 的主要特点有^[27]: (1) 自转周期较射电脉冲星长 (5~12s), 自转减速较快。(2) 年龄较小, 绝大多数与超新星遗迹成协, 且相对超新星遗迹中心自行速度较大。(3) 没有光学、红外及射电波段的辐射。(4) 有超 Eddington 光度的软 γ 射线爆发 (光度一般为 $10^{31} \sim 10^{35} \text{J} \cdot \text{s}^{-1}$)。位于大麦云中的 SGR 0526-66 在 1979 年 3 月 5 日的一次爆发中光度高达 $1.6 \times 10^{38} \text{J} \cdot \text{s}^{-1}$, 比 Eddington 光度高 7 个数量级。爆发

的时间间隔与强度没有相关,爆发强度与爆发数量间存在幂律关系。(5)大多数爆发是软谱,特征能量是 $20 \sim 30\text{keV}$ 。一种流行的 SGR 模型是磁星模型,该模型几乎可以解释上述全部特点,但不能解释由自转减速得到的 SGR 的特征年龄与超新星遗迹的年龄之间的非系统误差,也不能解释 SGR 的光度与极区的磁场强度之间没有明显的正相关。有人提出了中子星碰撞模型,即认为爆发是由彗星物质撞击中子星表面造成的。此外,Alpar^[28]和 Chatterjee 等人^[29]指出遗迹盘的吸积矩导致 SGR 自转减慢;他们认为遗迹盘是由超新星爆发喷射出的部分物质回落产生的,中心天体(中子星)具有普通强度的磁场。另一方面,Marsden 等人^[30]从观测上发现 SGR 处于比普通的脉冲星更为稠密的环境中,SGR 的行为可能与它所处的环境有关。

早在 1986 年 Alcock 等人就指出 SGR 0526-66 可能是一颗带壳的奇异星^[31]。他们认为从超新星爆发喷出的一小块奇异物质撞击至这颗自转周期约为 8s 的奇异星上导致爆发,碰撞产生一个坑,使得夸克表面暴露,形成一个超 Eddington 辐射的热斑。最近张冰等人^[27]提出了另外一种解释 SGR 的模型。在该模型中 SGR 的中心天体是一颗具有普通磁场 ($10^8 \sim 10^9\text{T}$) 的裸奇异星,它由大质量超新星爆发产生,自转减速与遗迹盘吸积力矩有关。SGR 的爆发是稠密环境中的“彗星”物质偶然落到 SGR 表面造成的(这很类似于太阳系中的 Oort 云中的彗星不时落入太阳系内层),彗星物质的质量不同,释放的能量也不同。与其他模型相比,该裸奇异星模型有以下几个优点:(1)磁星模型解释超 Eddington 光度辐射时需要强磁场以使电子-光子散射截面小于 Thompson 散射截面,这样可以将 Eddington 光度提高几个数量级。但是位于大麦云中的 SGR 0526-66 在 1979 年 3 月 5 日的一次爆发中光度比 Eddington 高 7 个量级,磁星模型较难解释。而裸奇异星的表面物质是由强相互作用束缚的,相比之下引力很小,因此辐射光度几乎可以不受 Eddington 光度的限制。(2)中子星碰撞模型有所谓重子污染问题^[32],而裸奇异星模型则没有。SGR 较大的自行可能起源于中子星到奇异星的非中心对称相变过程。

彗星物质撞击裸奇异星表面后,释放的能量主要有两个来源:彗星物质的引力势能和相变能。前者的典型释放效率为 20.6%,后者为 11%,如果假设有一半的能量被中微子带走,总的效率为 16%。对于光度为 $10^{31} \sim 10^{35}\text{J}\cdot\text{s}^{-1}$ 、爆发时间为 0.1s 的典型事例,对应的彗星质量为 $7 \times (10^{16} \sim 10^{20})\text{g}$,而对于 1979 年那次巨大的爆发,对应的彗星质量为 10^{24}g 。事实上,爆发是非球面对称的,所需要的彗星质量还可以小些。

彗星物质在下落过程中由于潮汐力作用而发生变形,落到裸奇异星表面后迅速 ($\approx 10^{-3}\text{s}$) 转变成奇异物质。所以爆发的时标主要由彗星碰撞裸奇异星表面的时标决定,下落时物体的形状会影响到爆发的上升时间和持续时间。Usov 具体计算了一颗质量为 10^{25}g 的彗星落入裸奇异星后产生爆发的模型,并给出了光变曲线^[33]。他认为彗星撞击主要是由电子对湮灭辐射机制释放能量的。计算中考虑了奇异星表面的热传导过程。他得到的总辐射能为 10^{17}J ,辐射强度峰值为 $1.4 \times 10^{38}\text{J}\cdot\text{s}^{-1}$,与 1979 年爆发的相应数据(总辐射能为 $1.3 \times 10^{37}\text{J}$,辐射强度峰值为 $1.6 \times 10^{38}\text{J}\cdot\text{s}^{-1}$)基本吻合。

一种比较磁星模型和裸奇异星模型的办法是利用 SGR 的活动周期^[27]。小尺度的彗星云是在一定轨道上运动的,因此彗星与 SGR 的碰撞应该是周期性的(除非彗星在轨道上均匀分布)。已经观测到河内源 SGR 1900+14 的 3 次爆发,分别在 1979 年、1992 年 6~8 月、1998 年 5 月~1999 年 1 月。其中前两次的时差大约是后两次的两倍,彗星云可能具有 6yr 的公

转轨道周期。如果 SGR 1900+14 在 2004~2005 年再度爆发, 用磁星模型就很难解释了, 因为很难找到一种周期性地触发磁场衰减不稳定性机制。其他的一些裸奇异星也有可能与“彗星”物质碰撞, 产生超 Eddington 辐射爆发。但是只有当周围环境很稠密, 这种事例发生的几率才较高。这种偶然的爆发, 也许可以用来解释 BATSE 探测器发现的一些短时标的软 γ 射线爆发。

2.3.3 其他后果

对于有裸夸克表面极冠区的奇异星, 还有一些特点表现出与中子星的明显不同。一般认为, 脉冲星的极冠区由于不断受到向表面加速的粒子的轰击, 温度要比表面其它处高一些。奇异物质的热导率远高于中子星表面附近物质的热导率, 相当一部分回流到裸夸克表面极冠区的能量将通过热传导耗散到其他区域, 使得再通过极冠区发射出去的能量减少。对于中子星, 回流的能量几乎不会耗散掉, 而是完全发射出去, 因此中子星的极冠区温度会明显高于裸奇异星^[13]。

前面已经提到, 具有裸夸克表面极冠区的奇异星的开放磁力线区里几乎只有正负电子对(见 2.1 节)。而对于 $\Omega \cdot B < 0$ 的中子星, 开放磁力线区除电子外还有大量的从表面拔出的离子(如氢、氦、硅、铁、镍等)。脉冲星的高能束辐射成分大都经过开放磁力线区, 因此离子的存在可能会影响到辐射的谱特性^[13]。目前还没有对这些谱线特征作仔细的理论研究, 也没有发现射电脉冲星的辐射中有这些谱线。如果将来的理论计算认为能够观测到这些谱线, 而实际上是否能观测到, 将会对裸奇异星的存在与否提供证据。

3 结 论

奇异星概念的诞生是核物理、粒子物理的研究应用到天体物理中的结果, 奇异星的研究直接涉及到人们对基本粒子相互作用的认识。实际上, 天体也是一种重要的物理实验室, 它们具有地面实验无法替代的作用。我们相信, 对脉冲星、中子星、奇异星的研究将会加深我们对自然界的认识。

裸奇异星能够表现出与中子星截然不同的性质, 这是由裸奇异星的裸露夸克表面特点所决定的。对裸奇异星表面的物理, 人们已经得到一些很有价值的结果, 如裸奇异星表面的电学性质、辐射机制、对射电脉冲星的漂移子脉冲和软 γ 射线重复源的超 Eddington 辐射的解释等。当然, 裸奇异星研究仍有若干问题需要进一步深入研究, 例如如何寻找自转轴方向与磁矩方向夹锐角的有漂移子脉冲的脉冲星。

参 考 文 献

- 1 戴子高, 陆球. 物理学进展, 1994, 14: 327
- 2 陆球. 物理, 1997, 26: 387
- 3 徐仁新. 科技导报, 2001, 5: 6
- 4 Itoh N. Prog. Theor. Phys., 1970, 44: 291
- 5 Hodmer A R. Phys. Rev. D, 1971, 4: 1601
- 6 Witten E. Phys. Rev. D, 1984, 30: 272

- 7 Farhi E, Jaffe R L. *Phys. Rev. D*, 1984, 30: 2379
- 8 Alcock C, Farhi E, Olinto A. *Ap. J.*, 1986, 310: 261
- 9 Haensel P, Zdunik J L, Schaeffer R. *Astron. Astrophys.*, 1986, 160: 121
- 10 Madsen J. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 81: 16
- 11 Li X D *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1999, 83: 3776
- 12 Kettner Ch *et al.* *Phys. Rev. D*, 1995, 51: 1440
- 13 Xu R X, Zhang B, Qiao G J. *Astroparticle. Phys.*, 2001, 15: 101
- 14 Xu R X, Qiao G J. *Chin. Phys. Lett.*, 1999, 16: 778
- 15 Xu R X, Qiao G J. *Chin. Phys. Lett.*, 1998, 15: 934
- 16 Chmaj T, Haensel P, Slominski W. *Nucl. Phys. B*, 1991, 24: 40
- 17 Usov V V. *Ap. J.*, 2001, 550: L179
- 18 Usov V V. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 80: 230
- 19 Mitra A. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 81: 4774
- 20 Usov V V. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 81: 4775
- 21 Churazov E *et al.* *Ap. J.*, 1993, 407: 752
- 22 Ruderman M A, Sutherland P G. *Ap. J.*, 1975, 196: 51
- 23 Beskin V S. *Physics-Usppekhi*, 1999, 42: 1071
- 24 Usov V V, Melrose D B. *Aust. J. Phys.*, 1995, 48: 571
- 25 Xu R X, Qiao G J, Zhang B. *Ap. J.*, 1999, 522: L109
- 26 Deshpande A A, Rankin J M. *Ap. J.*, 1999, 524: 1008
- 27 Zhang B, Xu R X, Qiao G J. *Ap. J.*, 2000, 545: L127
- 28 Alpar M A. *Ap. J.*, 2001, 554: 1245
- 29 Chatterjee P, Hernquist L. *Ap. J.*, 2000, 543: 368
- 30 Marsden D *et al.* *Ap. J.*, 2000, 550: 397
- 31 Alcock C, Farhi E, Olinto A. *Phys. Rev. Lett.*, 1986, 57: 2088
- 32 Thompson C, Duncan R C. *M.N.R.A.S.*, 1995, 275: 255
- 33 Usov V V. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, 87: 021101

Progress in the Study of Bare Strange Stars

Hu Jian¹ Xu Renxin²

(1. Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084)

(2. Department of Astronomy, Peking University, Beijing 100871)

Abstract

Recent progress in the study of bare strange stars is briefly reviewed. Discussions of the electric characters and the emission mechanisms of bare quark surface, and of the possible astrophysical implications of the existence of bare strange stars, e.g., the drifting sub-pulse phenomenon of radio pulsars and the super-Eddington emission of soft gammaray repeaters, are presented. These researches are essential to distinguish neutron stars and (bare) strange stars in astrophysics.

Key words pulsar—neutron star—strange star