



奇子星

来小禹^{1*}, 夏铖君^{2*}, 徐仁新^{3*}

1. 湖北第二师范学院天文与高能物理研究所, 武汉 430205

2. 扬州大学引力与宇宙学研究中心, 扬州 225009

3. 北京大学科维理天文与天体物理研究所, 北京 100871

*联系人, 来小禹, E-mail: laixy@hue.edu.cn; 夏铖君, E-mail: cjxia@yzu.edu.cn; 徐仁新, E-mail: r.x.xu@pku.edu.cn

收稿日期: 2025-06-06; 接受日期: 2025-08-25; 网络出版日期: 2026-02-02

科技部平方公里阵列射电望远镜专项(编号: 2020SKA0120300, 2020SKA0120100)资助

摘要 脉冲星类致密天体的内部属性主要由基本强相互作用确定. 星体平均密度超过核物质饱和密度, 且内部物质的结构和性质跟超新星爆发、快速射电暴、 γ 射线暴、双星并合及大质量脉冲星, 甚至与暗物质和宇宙线探测等众多基本科学问题都息息相关. 遗憾的是, 鉴于量子色动力学(QCD)的非微扰特性, 当前人们对这类致密物质的组分及状态方程的认识还存在较大的争议; 对其更深入的理解故而成为多信使天文学时代的重要使命. 基于三味对称性和零压下夸克之间的强耦合, 这里将评述这样一种见解: 脉冲星本质上是奇子星, 构成其内部物质的基本单元为奇子(为三味对称的多夸克紧致态, 类似于构成原子核的两味的核子). 由于奇子的质量较大, 以及奇子间源于非微扰QCD的、类似核子间排斥芯的强相互作用, 奇子物质在零温下可能处于晶格结构状的固态, 且物态硬. 本文简要介绍描述奇子物质的几个物理模型, 并由此得到奇子星的结构和性质(包括奇子星的物态方程、表面性质、质量半径关系、周期跃变、双星并合等), 进而探讨未来依据丰富的脉冲星类致密天体的观测现象证实/证伪奇子星模型.

关键词 奇子物质, 脉冲星, 致密天体, 多信使天文学

PACS: 26.60.+c, 97.60.Gb, 97.60.Jd

1 引言

由量子色动力学(QCD)描述的强相互作用是自然界四种基本相互作用之一, 它不仅能将夸克禁闭在核子中, 而且会使得核子束缚在一起形成原子核. 可见, 原子核本质上由强力凝聚核子而成, 属于一种强相互作用主导的物质, 简称为“强物质”. 本文所论述的“奇子物质”亦属于强物质; 不仅其性质主要由强相互作用

决定, 而且也能在零压下稳定存在. 核子以及原子核是由强作用主导的稳定微观系统, 而奇子物质则是一种由强作用主导的较大的稳定物质状态(可以是宏观的甚至宇观的).

作为对比, 由原子、分子组成的正常物质可被称作“电物质”: 电磁相互作用主导着原子核和电子构成电中性的束缚态——原子, 且形成通常的凝聚态物质, 原子核之间的Coulomb排斥能有效地阻止原子核通过

引用格式: 来小禹, 夏铖君, 徐仁新. 奇子星. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2026, 56: 272003

Lai X Y, Xia C J, Xu R X. Strangeon stars (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2026, 56: 272003, doi: 10.1360/SSPMA-2025-0254

挤压物质而聚合起来,使得短程性的强作用难以影响宏观物质的性质.然而,在一些极端天体条件下却是可以产生“大块”的强物质!

在大质量恒星演化晚期的超新星爆发过程中,包括Coulomb排斥在内的其他任何力都难以阻挡其核心的引力塌缩.即使星体核心物质没有塌缩成黑洞,也会被压缩成平均密度超过饱和核物质密度的致密核心.这个致密核心是什么?从天文观测角度说,它是一个脉冲星类天体;从物理本质上说,它是中子星、夸克星、还是本文所说的“奇子星”,依然没有定论.奇异夸克物质和奇子物质在真空中可能稳定存在;而中子物质在真空中是不稳定的,只可在引力束缚下形成的中子星内部存在.本文将会分别阐述和比较这三类模型.

脉冲星类致密天体的状态方程是多信使时代的核心问题之一.对这一问题的研究不仅能帮助人们理解若干极端天体物理现象背后的物理机制,而且将丰富人们关于低能强相互作用的认知.在打开引力波窗口的今天,多信使天文学让脉冲星类天体的本质问题与超新星、 γ 射线暴(GB)和快速射电暴(FRB)的研究,甚至与暗物质和宇宙线探测等问题都息息相关.观测至今尚未明确排除脉冲星类致密天体为奇子星的可能,因此奇子星的观测认证是值得关注的课题.

本文将首先介绍中子星和奇异夸克星的研究历史,在此基础上引入奇子物质和奇子星;然后介绍奇子星的几种状态方程模型,并从表面性质、质量半径、周期跃变、双星并合等方面探讨脉冲星类天体的观测性质对奇子星模型的支持;最后简要总结和展望.

2 从中子星到奇异夸克星

在人们认识到恒星通过内部核反应为自身提供能量之前,Landau曾基于此前“巨核”的想法^[1],误认为所有恒星都应该具有一个中子核心,其稳定增长而释放的引力能维持着恒星的高温状态^[2].恒星中心处的电子和质子结合成电中性粒子——中子,中子物质与正常物质之间两相边界由化学平衡确定.Landau所构想的这种具有中子致密核心和正常状态物质外包层的

结构,正是中子星模型的雏形.在Landau推测存在“巨核”想法后,1934年Baade与Zwicky的思考要现实得多:超新星爆发时,其核心可能会坍缩成一种由中子构成的致密星体^[3],即中子星.也就是说,形成中子星的过程所释放出的能量供给超新星爆发.

大质量恒星演化晚期发生引力塌缩的过程中,当核心的密度超过饱和核物质密度 ρ_0 ($\approx 2.8 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$)时,核力的排斥芯会阻碍塌缩,而塌缩的惯性使得核心密度超过 ρ_0 时才停止塌缩.此时外围继续塌缩的物质撞击突然静止的内核,导致反弹激波并借助一些复杂的能量传输过程将外部物质抛射到星际空间中,即产生超新星爆发.因此这一过程表明,如果核心能抵抗住引力的进一步塌缩而没有形成黑洞,那么就会留下一个平均密度超过 ρ_0 的致密核心.

如果假设质子(p)和中子(n)是基本粒子,那么当密度超过 ρ_0 时,如果此时质子(p)和中子(n)的数目一样且不考虑其他粒子自由度,那么电子(e)的费米能足以使大量质子发生逆 β 衰变 $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$ 来降低系统的能量,使得中子的数目远多于质子.真空中中子物质的单位重子能量比铁高^[4],因此中子物质不能裸露在星体表面,即中子星内部存在从中子物质过渡到正常物质的区域,使得星体表面是正常物质^[5].中子星模型发展至今,人们对其核心区域(密度超过 $2\rho_0$)的成分有诸多猜测,比如可能出现 π 介子、K介子、超子物质等^[6,7],甚至可能出现夸克物质^[8].但是无论哪一种情况,这些中子星模型都具有由正常物质构成的外壳层.

20世纪60年代天文学家发现了射电脉冲星,并很快意识到这就是理论上预言的中子星;同时代的粒子物理学家认识到质子和中子等强子不是基本粒子,而是由更基本的夸克组成.因此,虽然当时的天文学家禁锢于旧物理概念而提出“脉冲星就是中子星”,但是物理学家也注意到脉冲星内部强子结构消失而出现夸克自由度的可能性.例如,1984年Witten基于由u(上)、d(下)、s(奇异)三味夸克构成星体的平衡和稳定性的研究^[9,10],结合夸克之间强作用的渐近自由性质,表述了一个猜想^[11]:由几乎等量的u、d、s三味夸克组成的奇异夸克物质可能比铁更稳定¹⁾.

1) 这一猜想可能多少刻上了时代的烙印.在认识到夸克比核子更基本后,推测以夸克为基本单元构成的系统是自然的(意识到原子并非不可分,就便于理解金属中的电子气了).比如,作为原子层次上的类比,1971年Bodmer在以“Collapsed Nuclei”为题的文中对比了 D_2 分子和 ^4He 原子^[10].不过,主导核子和原子的相互作用有本质差异,而QCD的非微扰效应一开始并未被充分重视.核子间的“排斥芯”就是非微扰QCD的体现之一;虽然其物理起源至今未被完全理解,但是它保障了宇宙中原子核的稳定存在.这是后话.

夸克总共有六种味道, 除了 u , d , s 三味轻夸克外, 还有 c (粲)、 t (顶)、 b (底)三味重夸克(质量均超过1 GeV). 超新星爆发时, 若把恒星核心引力塌缩所释放引力能平均到一倍太阳质量的星体上, 则每个重子获得的能量约为 $100\text{--}200\text{ MeV}^2$. 约1%的引力能转化为抛射物的动能就能驱动超新星爆发. 因此, 从能量角度看, 致密星内部可能通过弱相互作用(例如 $u+d \leftrightarrow s+u$)产生 s 夸克(质量差 $m_s - m_{u,d} \simeq 90\text{ MeV}$), 但却难以产生重味夸克. 这是人们讨论脉冲星内部成分时忽略重味夸克的原因.

描述夸克之间的强相互作用的基本理论是QCD, 但是用QCD计算奇异夸克物质这种宏观体系的性质非常困难, 所以Witten 猜想仍然没有被严格地理论证明. 尽管如此, 我们或许有些理由相信它. 设想一个由夸克组成的费米子系统, 由于增加自由度可以降低体系的费米能, 因此 u , d , s 三味夸克组成的夸克系统比 u , d 两味夸克组成的夸克系统的能量更低(即更稳定); 并且, 如果 u , d , s 的数量严格相等, 则不需要电子就能自动满足电中性(跟Landau的“中子”相^[1,2]异曲同工). 换句话说, u , d , s 数量严格相等的夸克系统能同时满足味道对称、电中性、较低的费米能³⁾. 图1所示的轻味夸克三角形阐释了轻味对称性的作用. 如果奇异夸克物质比中子物质和铁更稳定, 那么超新星爆发所残留的致密天体可能是从中心到表面都由奇异夸克物质构成的奇异夸克星.

基于QCD的渐近自由和夸克禁闭这两个性质, 描述强子结构的MIT口袋模型将强子看成一个包含若干夸克的口袋, 口袋中的夸克动量很大所以相互作用微弱, 而非微扰效应则体现在口袋常数 B 中. 1986年Haensel等人^[12]和Alcock 等人^[13]将奇异星看作一个半径约10公里、内含 10^{57} 数量级个夸克的“大强子”, 在MIT口袋模型下计算了奇异夸克星的结构. 后来基于中子星模型发展出的混合星(Hybrid Stars)^[14]模型认为奇异夸克物质可能出现在密度极高的核心区域, 而其他大部分区域密度不够高所以仍然主要由中子物质组成.

至此, 关于脉冲星本质的争论形成了两大阵营: 可

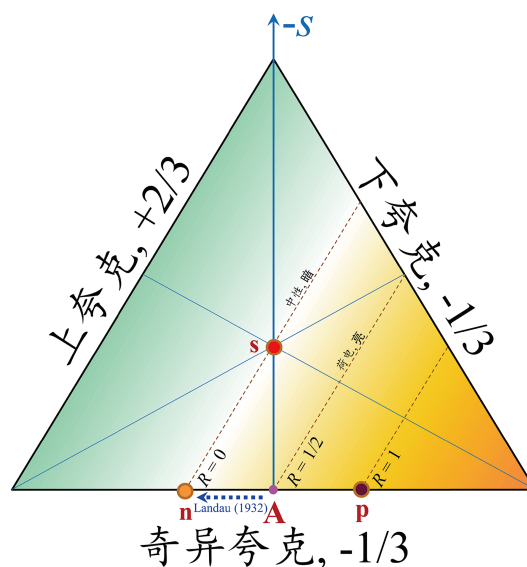


图1 (网络版彩图)轻味夸克(u , d , s)三角形. 三角形内任一点处夸克的数密度由该点到相应味边的距离来度量. 三角形中的灰度表征重子成分的荷质比 R . 原子核位于A点附近($R = 1/2$)、中子星(n点)和奇异星(s点)的重子组分都近乎电中性($R = 0$). 位于s点、基本构成单元为夸克的物质称为奇异夸克物质. 另一种可能性是(见第3节): 位于s点、基本构成单元为类似于核子的奇子(Strangeon)的物质称为奇子物质

Figure 1 (Color online) The triangle of light-quark flavors. The points inside this triangle define the states with certain quark number densities of three flavors for u , d , and s quarks, measured by the heights of one point to one of the triangle edges. The gray level denotes the charge-mass ratio of quarks. Normal nuclei are around point A ($R = 1/2$). Neutron stars are around point n and strange stars are around point s, both of which have nearly charge-neutrality ($R = 0$) baryon component. Strange quark matter locates at point s, whose basic constituent units are three-flavor quarks. Another possible case is the strangeon matter located also at point s, whose basic constituent units are strangeons (see Section 3).

看作“大原子核”的中子星和可看作“大强子”的奇异夸克星. 然而下文说到的奇子星不同于这两类.

3 从奇异夸克物质到奇子物质

由 u , d , s 三味夸克组成的奇异夸克物质, 其具体的物质形态人们并不清楚. Witten所猜想的奇异夸克物质是一种三味“强物质”, 而这节提到的奇子物质是另一种三味“强物质”.

2) 这一能标亦可通过如下方式得到: 致密物质的密度跟原子核相当, 夸克间距 $\Delta x \sim 1\text{ fm}$, 据Heisenberg不确定性关系得能标 $\sim \hbar c/\Delta x \sim 10^2\text{ MeV}$. 其实, 这也是核子中存在大量海 s 夸克的原因.

3) 那么为什么普通原子核是两味而不是三味的? 原因是普通物质中的原子核是微观的, 增加 s 夸克会增加原子核的能量($m_s > m_{u,d}$)而导致其不稳定. 虽然原子核内部可能因为能量涨落而存在奇异海夸克(ss), 但是无法形成稳定存在的奇异价夸克.

基于QCD的渐近自由性质, 在高密度的夸克系统组成的费米气中加入夸克之间较弱的色作用之后, 1998年Alford等人^[15]提出Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS)类色超导夸克物质, 人们也据此研究了色超导夸克物质构成的奇异夸克星的结构^[16-18]. 为了进一步加入夸克之间相互作用的贡献, 除了将非微扰效应体现在口袋常数 B 中, Fraga等人^[19]在微扰QCD框架下考虑了强相互作用耦合常数 α_s 的二阶修正, 为奇异夸克星建立了非理想的口袋模型.

值得注意的是, 口袋模型描述强子结构的基本出发点是: 口袋起到色禁闭效果、夸克禁闭在很小的强子内而达到渐近自由⁴⁾. 然而, 脉冲星作为半径数公里的宏观天体, 能否如前所述看作一个“大强子”? 即两个问题: 此时夸克是否解禁闭? 奇异夸克星模型本身已经假设了夸克是解禁闭的, 然而渐近自由能否达到呢?

实现渐近自由的能标一般要高于10 GeV, 如果利用不确定关系 $\Delta p \sim \hbar/\Delta x$ 和 $\Delta x \sim n^{-1/3}$ ($\hbar$ 是Planck常数, n 是数密度)做一个简单的估计, 得到实现渐近自由所需要的密度要高于几千倍 ρ_0 , 这样高的密度不论对于中子星还是奇异夸克星都很难达到⁵⁾. 因此, 对于奇异夸克星而言, 其内部夸克之间的相互作用是非常显著的. 如果用QCD理论来计算, 此时无法用强作用耦合常数 α_s 做微扰展开, 因此无论是色超导模型还是非理想口袋模型, 理论上都很难自洽.

一方面, 从能量角度看奇异夸克是可能存在于脉冲星内部的; 另一方面, 从相互作用角度看, 即使星体内部的夸克解禁闭了, 夸克之间的相互作用也是非常显著的. 再结合丰富的致密星观测表现, 2003年Xu^[21]提出了这样一种概念: 不同于色超导物质中夸克在比较“弱”的强相互作用下在动量空间凝聚成Cooper对, 奇异夸克星中的夸克在比较“强”的强相互作用下可能聚集成夸克集团(Quark-Cluster). 事实上中子和质子等重子也可以看作夸克集团; 不过, 脉冲星内部的夸克集团带有奇异夸克并且重子数可能大于1. 带奇异夸克的夸克集团后来被称为“奇子”(即带奇异夸克的核子, 英文取作“Strangeon”, 即Strange

Nucleon的合成词).

如果把具有几乎等量的u, d, s夸克的物质称为奇异物质(Strange Matter), 那么奇异物质的具体物质状态有两种可能: 奇异夸克物质(Strange Quark Matter)和奇子物质(Strangeon Matter), 前者由解禁闭的三味夸克组成, 后者的组成单元是将三味夸克禁闭起来的奇子, 它们都属于三味的“强物质”. 对应地, 从中心到表面都由奇异物质构成的星体称为奇异星(Strange Star), 有两类: 奇异夸克星(Strange Quark Star)和奇子星(Strangeon Star). 奇子星可能从中心到表面都由奇子物质组成, 也可能是奇子物质包裹着一个奇异夸克物质核心^[22].

与奇异夸克星类似, 奇子星是自束缚的星体, 其表面是一个将密度高于 ρ_0 的物质和表面以外的真空分隔开的一个不连续分界面. 奇异夸克星的自束缚来自夸克之间的强相互作用, 而奇子星的自束缚来自奇子之间的强相互作用, 前者类似于核子内部的夸克之间的相互作用, 而后者类似于核子之间的相互作用. 与奇异星不同的是, 中子星是引力束缚的星体, 从中心往外随着密度的降低逐渐从中子物质过渡到由正常物质组成的外壳层, 密度在表面处连续地过渡到零.

4 奇子物质的状态方程

星体物质的状态方程是连接物质微观属性和星体宏观结构的一个重要桥梁. 对于致密星物质我们忽略温度的影响(即作零温近似), 此时状态方程即物质压强 P 和能量密度 ϵ 之间关系 $P = P(\epsilon)$. 为了写出状态方程, 我们需要知道星体物质的基本构成粒子以及它们之间的相互作用. 将状态方程与引力平衡方程结合, 可以计算星体的宏观结构, 如质量、半径、转动惯量等. 然而星体的内部物质的性质是未知的, 所以我们需要通过构造状态方程的模型来建立一个可被观测检验的理论框架. 鉴于理论上的不确定性, 我们在探索奇子物质性质的过程中尝试构造了多种状态方程的模型, 包括多方模型、Lennard-Jones模型、Yukawa势模型、对应态模型、连通口袋模型.

4) 事实上, 强子中的夸克并没有达到渐近自由, 所以人们依然要加入夸克的相互作用来解释重子质量谱.

5) 值得注意的是: 凝聚态物质(包括电物质和强物质)的密度是由相互作用决定的^[20]. 从构成凝聚态物质单元的尺度来看, $\ell \sim 1/(am)$, 其中 a 描述相互作用单元间的耦合强弱、 m 为组分质量. 相对于原子而言, 描述核子的耦合常数和内部组分夸克质量都高了约两个数量级, 因此核子要比原子小近五个数量级.

4.1 多方模型

将压强 P 和质量密度 ρ 联系起来的多方形式 $P = K\rho^\Gamma$ (K 为常数, $\Gamma = 1 + 1/n$, n 称为多方指数)具有非常广泛的适用性, 天文学家已经用它很好地描述了主序星和白矮星, 甚至也用来描述中子星中的非夸克物质. 我们将奇子类比为普通物质中的核子, 并尝试将奇子物质的状态方程用多方形式的状态方程来作唯象近似^[23].

多方模型下的压强和能量密度分别写为

$$P = K\rho^{1+1/n}, \epsilon = \rho c^2 + nP. \quad (1)$$

为了体现奇子星的自束缚性质, 我们加入一个代表QCD真空能的项 Λ , 将以上状态方程改写为

$$P = K\rho^{1+1/n} - \Lambda, \quad (2)$$

$$\epsilon = \rho c^2 + nK\rho^{1+1/n} + \Lambda, \quad (3)$$

这样能使得表面压强为零时密度不为零. MIT口袋模型可以看作是以上状态方程在 $n = 3$ 且 $\rho = 0$ (即极端相对论情形)时的特例, 此时 Λ 就是口袋常数 B .

给定了多方指数 n , 如果把 Λ 和表面密度 ρ_s 作为参数, 我们可以利用表面压强为零得到常数 K 的表达式 $K = \Lambda\rho_s^{-1-1/n}$. 在计算中, 参数 Λ 的取值可以参考MIT口袋模型中的 B 的取值, 例如取 $\Lambda = 145 \text{ MeV}^4$. 参数 ρ_s 可以取为1.5或2倍的 ρ_0 .

4.2 Lennard-Jones模型

多方模型是一个一般形式的状态方程, 并没有涉及奇子物质的具体性质. 为了唯象地加入相互作用, 我们将奇子类比为惰性气体分子, 原因是: 前者是色单态的集团、相互作用由强作用主导, 后者是电中性的单原子分子、相互作用来源于电磁作用. 因此, 我们用描述惰性气体分子相互作用的Lennard-Jones势

$$u(r) = u_0 \left[\frac{4}{(r/r_0)^{12}} - \frac{4}{(r/r_0)^6} \right] \quad (4)$$

来描述相距 r 的两个奇子之间的相互作用, 其中 u_0 为势阱深度, r_0 是势为零时的距离, 可看作力程. 这个表达式的第一项反映了短程排斥力、第二项反映了长程吸引力. 长程吸引短程排斥这一性质不仅适用于原子、分子之间的电磁相互作用, 而且也适用于核子之间的

核力, 是一种非常普适的性质. 我们假设奇子之间的相互作用也具有这种性质, 并运用Lennard-Jones势具体描述之^[24].

从两个粒子的相互作用出发推出宏观物质的状态方程, 原则上是非常困难的事情, 需要把所有的两两作用势求和来得到系统总的相互作用能, 此时为了求解问题需要作统计假设和简化处理. 例如, 研究核物质时用到的平均场近似将每个核子受到其他核子作用的总效果用平均势代替, 如Woods-Saxon势^[25]. 奇子物质中, 我们也可以假设每个奇子只与邻近的奇子有相互作用. 奇子是非相对论粒子, 如果相互作用势阱 u_0 足够深, 奇子可能束缚在势阱中形成晶格结构, 进而形成固态奇子物质. 这就更进一步保证了每个奇子只与最邻近的若干奇子有相互作用.

再进一步假设固态奇子物质的晶格结构是简立方结构(当然可能是其他结构, 但这些结构在定性结论上是一致的), 那么从两个奇子的相互作用势(4)出发, 可以得到包含 N 个奇子的系统的总作用势为

$$U(R) = 2Nu_0 \left[A_{12} \left(\frac{r_0}{R} \right)^{12} - A_6 \left(\frac{r_0}{R} \right)^6 \right], \quad (5)$$

其中, $A_{12} = 6.2$, $A_6 = 8.4$ ^[26], R 为相邻两个奇子的距离. 如果奇子的数密度为 n , 则 $n = R^{-3}$, 代入上式得到 U 与 n 的关系, 然后得到势能密度

$$\epsilon_p = U/N = 2u_0 (A_{12}r_0^{12}n^5 - A_6r_0^6n^3). \quad (6)$$

处于晶格点阵上的奇子具有振动能, 但后来的计算表明晶格振动能相比于相互作用势能是可以忽略的, 对质量和半径的计算影响不大. 因此, 总能量密度为势能密度和静能密度之和

$$\epsilon = 2u_0 (A_{12}r_0^{12}n^5 - A_6r_0^6n^3) + nm_c c^2, \quad (7)$$

其中, m_c 为每个奇子的静质量. 压强

$$P = n^2 \frac{d(\epsilon/n)}{dn} = 4u_0 (2A_{12}r_0^{12}n^5 - A_6r_0^6n^3). \quad (8)$$

再来确定状态方程(7), (8)中的参数. 奇子中的组分夸克与核子中的组分夸克类似, 因此我们假设奇子中每个组分夸克(无论 u , d , s)的质量为核子质量 m_n 的三分之一. 如果每个奇子中的夸克数目为 N_q , 那么每个奇子的质量为

$$m_c = N_q m_n / 3. \quad (9)$$

如果奇子是色单态的, 则 N_q 是3的倍数. 如果奇子是“自旋-味-色”单态, 则 $N_q = 18$, 即quark- α 粒子^[27]. 势阱深度 u_0 可以是几十到100 MeV. 由表面压强为零可以得到表面奇子数密度 $n_s = [A_6/(2A_{12})]^{1/2}r_0^{-3}$. 注意到重子数密度 n_b 与奇子数密度 n 的关系为 $n_b = n \cdot N_q/3$, 所以表面重子数密度 $n_{bs} = N_q[A_6/(2A_{12})]^{1/2}r_0^{-3}/3$. 给定表面重子数密度 n_{bs} 就可以求出 r_0 . 因此, 给定 N_q , u_0 和 n_{bs} 之后, 状态方程就确定了. 我们在计算中一般取 $n_{bs} = 2n_0$ (n_0 为饱和核物质数密度). 值得一提的是, 在给定表面奇子数密度 n_s 的情况下, 通过重新定义势阱深度 $\tilde{u}_0 = u_0/N_q$ 和奇子数密度 $\tilde{n} = N_q n/n_s$, Lennard-Jones模型预言的奇子星物质状态方程可约化为二参数的情形^[22], 其能量密度和压强为

$$\begin{aligned}\frac{\epsilon}{n_s} &= \frac{a}{9}\tilde{u}_0\left(\frac{1}{18}\tilde{n}^5 - \tilde{n}^3\right) + m_c\tilde{n}, \\ \frac{P}{n_s} &= \frac{2a}{9}\tilde{u}_0\left(\frac{1}{9}\tilde{n}^5 - \tilde{n}^3\right),\end{aligned}\quad (10)$$

其中, $a = A_6^2/A_{12}$.

4.3 H双重子和Yukawa势模型

奇子是什么样的粒子呢? Λ 粒子(组成为uds)是满足轻夸克味对称性的, 而两个 Λ 粒子组成的H双重子(组成为uuddss)可能是稳定的^[28]. 格点QCD的计算也表明H双重子可能是稳定的, 束缚能为几十MeV^[29,30]. 因此我们考虑了一种由H双重子构成的奇子星^[31].

假设奇子为H双重子之后, 我们进一步假设两个相聚 r 的奇子之间的相互作用为交换 σ 和 ω 介子^[32]的Yukawa势(取自然单位制)

$$V(r) = \frac{g_{\omega H}^2}{4\pi} \frac{e^{-m_\omega r}}{r} - \frac{g_{\sigma H}^2}{4\pi} \frac{e^{-m_\sigma r}}{r}, \quad (11)$$

其中, m_ω 和 m_σ 分别是 ω 和 σ 介子的质量, $g_{\omega H}$ 和 $g_{\sigma H}$ 分别是奇子(H双重子)和这两个介子的耦合常数. $g_{\omega H}$ 和 $g_{\sigma H}$ 没有明确的取值可供参考, 在计算中我们假设核子与这两个介子的耦合常数 $g_{\omega N}$ 和 $g_{\sigma N}$ 与它们相关, 代入了一些可能的值来作后续的计算.

在以H双重子为基本单元构成的奇子物质中, 考虑致密环境下的介质效应, 我们加入Brown-Rho标度定律^[33,34], 在计算中将介子和重子的质量都换成有效

质量, 即

$$\frac{m_\omega^*}{m_\omega} = \frac{m_\sigma^*}{m_\sigma} = \frac{m_H^*}{m_H} = 1 - \alpha_{BR} \frac{n}{n_0}, \quad (12)$$

其中, m_ω^* , m_σ^* 和 m_H^* 分别是 ω 介子、 σ 介子和H双重子的有效质量, n_0 为饱和核物质的重子数密度, n 为H双重子的数密度, α_{BR} 是标度参数. 考虑Brown-Rho标度定律之后, 我们发现以H双重子为基本单元构成的奇子物质在合适的参数选择下将比中子物质和核物质更稳定^[31].

如4.2节所述, 不仅奇子之间相互作用具有与核力类似的短程性, 而且相互作用势足以将奇子束缚在势阱中形成晶格结构, 所以我们仍然采用和4.2节一样的假设: 奇子物质的晶格结构是简立方结构, 只有邻近的奇子之间有相互作用. 因此可以得到势能密度

$$\epsilon_p = \frac{1}{2}n \left(A_1 \frac{g_{\omega H}^2}{4\pi} \frac{e^{-m_\omega^* R}}{R} - A_2 \frac{g_{\sigma H}^2}{4\pi} \frac{e^{-m_\sigma^* R}}{R} \right), \quad (13)$$

其中, A_{12} 和 A_6 的取值同4.2节, R 为相邻两个H双重子的距离($R = n^{-1/3}$). 我们也同样忽略晶格振动能, 得到总能量密度为(取自然单位制)

$$\epsilon = \frac{1}{2}n^{4/3} \left(A_1 \frac{g_{\omega H}^2}{4\pi} e^{-m_\omega^* n^{-1/3}} - A_2 \frac{g_{\sigma H}^2}{4\pi} e^{-m_\sigma^* n^{-1/3}} \right) + nm_H^*, \quad (14)$$

在计算中我们取H双重子的自由质量 $m_H = 2210$ MeV, 参数 α_{BR} 在0.1–0.2之间取值^[35]. 压强利用 $P = n^2 d(\epsilon/n)/dn$ 来得到.

4.4 对应态模型

惰性气体分子之间的相互作用为Lennard-Jones势(4), 其中的参数 u_0 和 r_0 对于不同种类的气体有不同的取值, 因此不同惰性气体的状态方程并不相同. 然而, 如果将压强 P 、体积 V 、温度 T 按以下方式无量纲化(N 为总分子数, k 为Boltzmann常数)

$$P^* = Pr_0^3/u_0, \quad V^* = V/(Nr_0^3), \quad T^* = kT/u_0, \quad (15)$$

并引入一个反映量子效应的无量纲参数(h 为Planck常数, m 为分子质量)

$$\Lambda^* = h/(r_0 \sqrt{mu_0}), \quad (16)$$

那么不同惰性气体用 P^* , V^* , T^* 表达的无量纲化状态方程将满足一个普适的形式

$$P^* = f(V^*, T^*, \Lambda^*), \quad (17)$$

即 f 的表达式中不含与具体物质性质相关的常量, 对不同惰性气体都适用. 这一结论称为对应态定律, 它也适用于除了惰性气体之外的其他系统. 有了对应态定律, 人们可以利用某些已知系统的状态方程来研究另一种未知系统的状态方程, 只要它们的微观相互作用规律是一致的.

如果将奇子类比于惰性气体分子, 用描述惰性气体分子相互作用的Lennard-Jones势来描述奇子之间的相互作用(如4.2节), 那么从对应态定律可知, 奇子和惰性气体的无量纲化物态方程是一样的. 因此, 我们能够通过拟合惰性气体物态方程的实验测量结果, 来得到奇子物质的物态方程. 这样能跳过从微观相互作用到宏观状态方程的推导, 利用可测量的惰性气体状态方程得到奇子物质的状态方程[36].

将各种惰性气体分子在同一个 V^* 取值时的 P^* 和 Λ^* 画在同一张 P^* - Λ^* 图上, 这些点能近似用一条直线拟合. 对于奇子物质, 取定 u_0 和 r_0 并根据式(9)得到质量之后, 由式(16)得到 Λ^* 的值, 然后利用惰性气体的拟合直线得到相应的 P^* , 即得到 V^* 对应的 P^* , 再利用式(15)即可得到数密度 $n = N/V$ 与压强 P 的一组值. 然后, 在不同的 V^* 取值下重复以上步骤, 就可以不同的 n 所对应的 P . 例如, 取 $u_0 = 40 \text{ MeV}$, $r_0 = 2.5 \text{ fm}$, $N_q = 18$, 拟合得到的 P - n 关系为[36]

$$P = (2.99 \times 10^{41} n^{5.63} 1.60 \times 10^{34}) \text{ dyn/cm}^2. \quad (18)$$

根据 $P = n^2 d(\epsilon/n)/dn$ 得到

$$\epsilon = n \left(\int_{n_s}^n \frac{P}{n^2} dn + \frac{\epsilon_s}{n_s} \right), \quad (19)$$

即给定表面的奇子数密度 n_s 、表面的能量密度 ϵ_s , 代入式(18)就可得到不同的 n 所对应的 $\epsilon = \epsilon(n)$.

4.5 连通口袋模型

在连通口袋模型中, 强凝聚态物质由半径为 r_{bag} 、含 N_q 个夸克的口袋组成. 假设所有口袋组合成为简单立方晶格, 则晶格常数 a 与重子数密度 n 满足 $a = (A/n)^{1/3}$ ($A = N_q/3$ 为晶胞内重子数). 如图2所

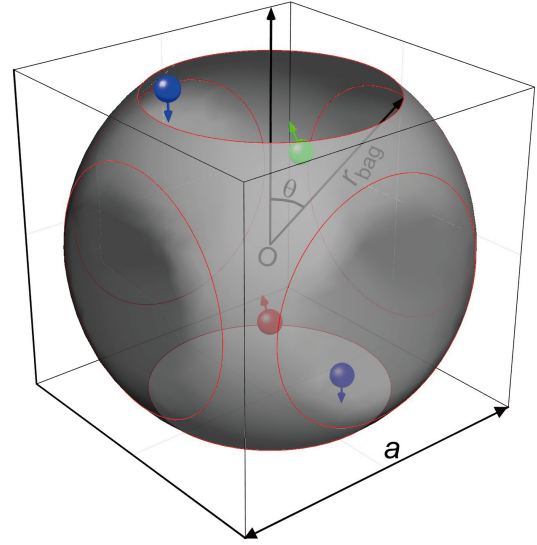


图2 (网络版彩图)强凝聚态物质晶胞示意图, 点“O”为晶胞中心. 球状袋(同中心)通过表面六个窗口(红色圆圈)与相邻袋连接. 窗口尺寸由 $\cos \theta = a/(2r_{\text{bag}})$ 表征, 其中 a 为晶格常数, r_{bag} 为袋半径[37]

Figure 2 (Color online) A schematic illustration of a lattice cell in strong matter, in which point “O” is the center of the cell. A spherical bag (centered at “O” too) is inside the cell, which is linked to other ones through the six windows (the red circles plotted) on the bag’s surface. The size of each window is characterized by the angle θ with $\cos \theta = a/(2r_{\text{bag}})$, where a is the lattice constant and r_{bag} the bag radius [37].

示[37], 若 $r_{\text{bag}} > a/2$, 袋间交叠, 超出晶胞的部分被截断, 留下带六个窗口的主袋, 此时窗口张角 $\theta = \arccos(a/2r_{\text{bag}})$. 当 $r_{\text{bag}} \geq \sqrt{3}a/2$ (即 $\theta \geq 54.7^\circ$)时袋表面消失, 表明强物质可能发生退禁闭相变.

采用费米气体近似, 原胞能量为

$$E = \sum_j (\Omega_j + N_j \mu_j) + BV - \frac{z_0}{r_{\text{bag}}} \frac{\omega}{4\pi}, \quad (20)$$

其中, Ω_j , N_j , μ_j 分别为 j 类粒子的热力学势、粒子数和化学势. 第三项为零点能修正项, 参数 z_0 用于补偿费米近似引入的能移. 剩余袋的立体角 ω 由 r_{bag} 和 a 决定, 即

$$\omega = \begin{cases} 4\pi, & r_{\text{bag}} < \frac{a}{2}, \\ 4\pi \left(\frac{3a}{2r_{\text{bag}}} - 2 \right), & \frac{a}{2} \leq r_{\text{bag}} < \frac{\sqrt{2}a}{2}, \\ \int_{\theta_1}^{\theta_2} \cos \theta \left[\frac{\pi}{2} - 2 \cos^{-1} \left(\frac{a}{2r_{\text{bag}} \cos \theta} \right) \right] d\theta, & \frac{\sqrt{2}a}{2} \leq r_{\text{bag}} < \frac{\sqrt{3}a}{2}, \\ 0, & r_{\text{bag}} \geq \frac{\sqrt{3}a}{2}. \end{cases} \quad (21)$$

采用态密度展开(Multiple Reflection Expansion, MRE)方法处理口袋的有限体积效应, 热力学势可展开为体积项 $\Omega_{i,V}$ 、表面项 $\Omega_{i,S}$ 和曲率项 $\Omega_{i,C}$

$$\Omega_{i,V} = -\frac{g_i V}{24\pi^2} \left[\mu_i u_i \left(\mu_i^2 - \frac{5}{2} m_i^2 \right) + \frac{3}{2} m_i^4 \ln \frac{\mu_i + u_i}{m_i} \right] + \frac{g_i \alpha_s}{12\pi^3} \left[3 \left(\mu_i m_i - m_i^2 \ln \frac{\mu_i + u_i}{m_i} \right)^2 - 2u_i^4 + \left(6m_i^2 \ln \frac{\bar{\Lambda}}{m_i} + 4m_i^2 \right) \left(\mu_i u_i - m_i^2 \ln \frac{\mu_i + u_i}{m_i} \right) \right], \quad (22)$$

$$\Omega_{i,S} = \frac{-g_i S}{8\pi} \left[\frac{1}{3\pi} \left(\mu_i^3 \arctan \frac{u_i}{m_i} - 2\mu_i u_i m_i + m_i^3 \ln \frac{\mu_i + u_i}{m_i} \right) - \frac{\mu_i u_i^2}{6} + \frac{m_i^2 (\mu_i - m_i)}{3} \right], \quad (23)$$

$$\Omega_{i,C} = \frac{g_i C}{48\pi^2} \left(m_i^2 \ln \frac{\mu_i + u_i}{m_i} + \frac{\pi}{2} \frac{\mu_i^3}{m_i} - \frac{3\pi \mu_i m_i}{2} + \pi m_i^2 - \frac{\mu_i^3}{m_i} \arctan \frac{u_i}{m_i} \right), \quad (24)$$

其中, $u_i \equiv \sqrt{\mu_i^2 - m_i^2}$, g_i 为夸克 i 的简并度($g_u = g_d = g_s = 6$). 口袋表面积为 $S = \omega r_{\text{bag}}^2$, 曲率 $C = 2\omega r_{\text{bag}}$.

袋常数 B 表征物理真空与微扰真空能量差. QCD求和规则给出零化学势下 $B \simeq 455 \text{ MeV/fm}^3$ [38], 而拟合强子谱得 $B \simeq 50 \text{ MeV/fm}^3$ [39]. 高化学势下 B 值增大 [40]. 假设 B 随化学势 $\xi = (\sum_i N_i \mu_i / A - m_N) / m_N$ 三阶展开

$$B = B_0 + B_2 \xi^2 + B_3 \xi^3, \quad (25)$$

其中, $B_0 = 50 \text{ MeV/fm}^3$, B_2, B_3 待定. 粒子数 N_j 由化学势 μ_j 通过

$$N_j = -\frac{\partial \Omega_j}{\partial \mu_j} - \frac{\partial B}{\partial \mu_j} V. \quad (26)$$

固定晶胞体积 a^3 和粒子数 N_i , 袋半径 r_{bag} 由总能量 E 极小化确定. 每重子能量为 E/A , 能量密度

$$\varepsilon = nE/A. \quad (27)$$

最终, 重子化学势和压强由热力学关系导出

$$\mu_b = \frac{d\varepsilon}{dn}, \quad (28)$$

$$P = n^2 \frac{d}{dn} \frac{\varepsilon}{n} = n\mu_b - \varepsilon. \quad (29)$$

5 脉冲星类致密天体是奇子星吗?

脉冲星自发现以来的五十多年间, 得益于世界各大射电望远镜(如澳大利亚Parkes 64米射电望远镜、美国Arecibo 305米射电望远镜、中国FAST 500米射电望远镜等)的工作, 人们获得了非常丰富的观测特征. 目前发现的脉冲星类天体超过四千颗, 其中大部分表现为射电脉冲星, 还有一些表现为X/γ射线脉冲星, 有的甚至没有明显的周期性辐射, 比如X射线暴、反常X射线脉冲星(AXP)、软γ射线重复暴(SGR)、暗X射线孤立中子星(XDINS)、中心致密天体(CCO)等. 不同的内部结构模型可能导致不同的观测性质, 我们之前的研究表明奇子星模型有助于我们理解脉冲星相关的各类现象. 这一节将从表面性质、质量和半径、周期跃变、双星并合等方面讨论脉冲星类天体是奇子星的证据.

5.1 奇子星表面性质

与奇异夸克星类似, 奇子星的表面也是由强相互作用自束缚的, 一些与脉冲星类致密天体的表面性质相关的问题在奇子星框架下可以自然地解决. 一个比较典型的是脉冲星表面的原子谱线特征. 如果脉冲星是中子星, 其表面会存在由正常物质组成的大气层, 这些物质会在其X射线发射谱中留下原子谱线特征. 20世纪末发射升空的钱德拉(Chandra)和XMM-牛顿(XMM-Newton)卫星试图探测脉冲星热辐射中的原子谱线特征, 然而到目前为止依然没有明确的结果. 奇子星由于表面几乎没有原子或离子, 可以很自然地解释这些结果.

奇子星表面粒子强的自束缚有助于理解脉冲星的磁层活动性质. 人们提出了许多磁层模型来描述射电脉冲星发射相干的电磁波辐射的过程, 其中Ruderman-Sutherland模型(RS模型)是最为广泛使用的模型, 但这一模型依赖于极冠区较高的粒子束缚能以产生间隙火花放电. 然而计算表明中子星表面离子的束缚能往往不能足够高到产生火花放电, 除非表面磁场接近甚至超过临界磁场($B_q = 4.14 \times 10^{13} \text{ G}$). 但在奇子星框架内, 由于其表面粒子强的自束缚, 这一问题得到自然解决 [41, 42], 并有助于理解子脉冲漂移现象 [43]. 另外, 由于奇子星表面可以存在小山以帮助火花放电, 因此射电脉冲星单脉冲轮廓的研究也能够揭示更多关于脉冲星表面的信息.

强的表面束缚还允许存在极大光度的爆发现象: 奇子星的辐射光度不会受到Eddington极限的限制, 因而以奇子星为中心致密天体的超新星与GRBs均可能是光子驱动的^[44]. 奇子星表面存在“奇异势垒”, 如果发生弱的吸积, 奇子星表面可能形成在X射线波段“薄”但在光学波段“厚”的薄大气层, 有助于理解XDINS的热辐射^[45], 也有助于理解X射线双星4U 1700+24的O VIII Ly- α 发射线 and 黑体辐射^[46]. 另外, CCO 1E 1207.4-5209光谱中的0.7 和1.4 keV的吸收特征可能对应于奇子星表面电子海的流体动力学波动的相邻两个本征频率^[47].

5.2 奇子星的质量和半径

广义相对论下的流体静力学平衡方程(Tolman-Oppenheimer-Volkoff方程, 简称TOV方程)为

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{Gm(r)\epsilon}{r^2 c^2} \frac{\left(1 + \frac{P}{\epsilon}\right) \left(1 + \frac{4\pi r^3 P}{m(r) c^2}\right)}{1 - \frac{2Gm(r)}{rc^2}}, \quad (30)$$

其中, $m(r) = \int_0^r 4\pi r'^2 \epsilon dr'$ 是半径 r 内的总质量. 不同密度范围内的状态方程一般不同, 所以为了算出整个星体的结构, 从中心到表面的状态方程一般需要分段考虑. 给定中心密度 ρ_c 后, 将不同密度下的状态方程代入, 一直计算到压强等于零的表面, 就可以得到星体的总质量 M 和半径 R . 给定一系列的中心密度值, 就可以在 M - R 图上画出一条曲线. 也就是说, M - R 图上的一条曲线对应一种星体内部结构模型.

从最小质量开始, 随着中心密度的增大质量也增大, 直到增大到最大值, 对应于 M - R 曲线上的最高点; 若中心密度进一步增大, 星体是引力不稳定的, 即内部的压强将无法抵抗引力塌缩, 这一最大质量记为 M_{TOV} . 不同的结构模型将得到不同的 M - R 曲线以及不同的 M_{TOV} . 如果某种结构模型对应的 M_{TOV} 小于已知的脉冲星质量, 那么这种结构模型就可以被排除.

图3画出了第4节列出的奇子星状态方程所对应的 M - R 曲线. 其中红色虚线代表 $n = 0.2$ 的多方模型, 蓝色粗实线代表 $n_s = 0.24 / \text{fm}^3$, $u_0 = 30 \text{ MeV}$, $N_q = 18$ 的Lennard-Jones模型, 绿色细实线代表 $\alpha_{\text{BR}} = 0.2$, $n_s = 2n_0$ 的H双重子模型, 青色点划线代表 $u_0 = 150 \text{ MeV}$, $r_0 = 1.5 \text{ fm}$, $N_q = 6$ 的对应态模型, 黑色点线代表 $B_2 = 125 \text{ MeV}/\text{fm}^3$, $B_3 = 100 \text{ MeV}/\text{fm}^3$, $z_0 = 2.908$ 的

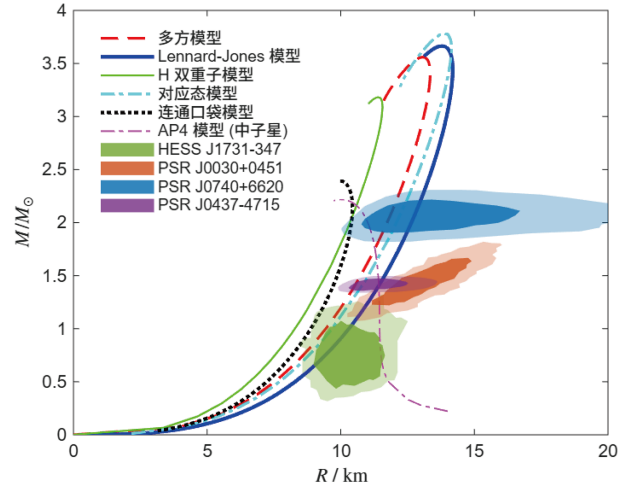


图3 (网络版彩图)不同的奇子星状态方程所对应的 M - R 曲线. 红色虚线代表多方模型, 蓝色粗实线代表Lennard-Jones模型, 绿色细实线代表H双重子模型, 青色点划线代表对应态模型, 黑色点线代表连通口袋模型(具体的参数选取见正文). 作为对比, 粉红色点划线显示了中子星模型AP4的结果. 带颜色的区域分别表示PSR J0030+0451(橙色)^[49], PSR J0740+6620(蓝色)^[50], J0437-4715(紫色)^[51]和HESS J1731-347(绿色)^[52]的观测限制. 深色和浅色区域分别代表68%和95%的置信度区域

Figure 3 (Color online) M - R curves derived by different equations of state (EOS) of strange stars. Red dashed line corresponds to the polytropic model, blue thick line corresponds to Lennard-Jones model, green thin line corresponds to H dibaryon model, cyan dash-dotted line corresponds to the corresponding state model, and black dotted line corresponds to the lined-bag model. The corresponding parameters are described in the text. For comparison, we show the result of the AP4 model of neutron stars by pink dot-dashed curve. Colored areas are observational constraints from PSR J0030+0451 (orange) ^[49], PSR J0740+6620 (blue) ^[50], J0437-4715 (purple) ^[51] and HESS J1731-347 (green) ^[52]. Dark and light areas represent the 68% and 95% credible regions, respectively.

连通口袋模型. 当这些模型的参数取其他值时可能得到更高的 M_{TOV} , 其中Lennard-Jones模型、H双重子模型、对应态模型的 M_{TOV} 在合理的参数下均可超过 $3M_{\odot}$. 作为对比, 我们也画出了中子星的AP4^[48]模型的结果, 用粉红色点划线表示.

目前人们已利用X射线的观测并基于中子星的大气模型对一些脉冲星的质量和半径给出联合测量, 因此我们在图3中画出了质量和半径的一些观测限制, 用带颜色的区域表示. 橙色表示PSR J0030+0451^[49], 蓝色表示PSR J0740+6620^[50], 紫色表示J0437-4715^[51], 绿色表示HESS J1731-347^[52], 其中深色和浅色区域分

别代表68%和95%的置信度区域. 值得指出的是, 脉冲星半径的测量结果依赖于其大气成分模型^[53], 而以上结果都是根据中子星的大气模型计算出来的, 是否适用于奇子星是值得进一步研究的问题. 不过可以看出, 奇子星模型在可能参数范围内依然可以符合这些观测限制.

双致密星并合的引力波事件GW 170817的探测结果对星体的潮汐形变量给出了上限(见5.4节), 相当于对致密星在给定质量下的半径给出了上限, 这为利用大质量脉冲星排除状态方程模型这一途径提供了一种很好的互补限制: 如果给定质量所对应的半径越小, 越能够满足引力波给出的限制, 但是却越难支撑足够大的 M_{TOV} . 结合这一引力波信号和质量超过 $2M_{\odot}$ 的脉冲星尚不能排除一些中子星模型(例如AP4模型), 但如果未来能发现质量接近或超过 $2.5M_{\odot}$ 的脉冲星, 将为各类理论模型给出更强的限制^[54].

除了找到更大质量的脉冲星, 人们也希望找到质量小于 $1M_{\odot}$ 的致密星来限制内部结构模型. 中子星是引力束缚的, 存在一个最小质量, 约为 $0.1M_{\odot}$ ^[55], 更小的质量无法使得密度超过中子滴密度; 奇子星是自束缚的, 其最小质量原则上几乎不受限制. 2022年对超新星遗迹HESS J1731-347内中心致密天体XMMU J173203.3-344518的X射线观测表明其质量为 $M \simeq 0.77M_{\odot}$ 而半径 $R \simeq 10.4 \text{ km}$ ^[52], 如此小质量和小半径对中子星模型是一个挑战. 我们期待找到更小质量的致密天体来作为奇子星的证据.

值得补充说明的是, 图3中的理论曲线是对于无自转星体得到的. 考虑星体自转后, 星体的最大质量 M_{max} 会比 M_{TOV} 高, 因为一个转动的星体可以依靠额外的离心力来对抗引力坍缩, 从而可以支撑更多的质量^[56].

5.3 奇子星的星震过程和周期跃变

刚诞生的奇子星可能是流体, 但当温度降到一定值时将变成固体(这一固-液相变温度可能约为 10^9 – 10^{10} K), 甚至可能从中心到表面都是固体, 即一个固体星球^[21]. 固态奇子星在自转减慢的过程中, 由于形变使得壳层中逐渐积累应力, 当应力达到临界值时会发生应力释放从而引起星震.

固态奇子星内部可以储存巨大的自由能, 这种自

由能会在星震过程中释放出来, 并有助于我们理解许多极端事件, 如GRBs^[57–59]和重复FRBs^[60–63]. 奇子星的星震过程也可以触发脉冲星的周期跃变, 我们将在下面详细介绍.

脉冲星的周期跃变现象是脉冲星内部结构的重要探针. 由于磁层辐射等能量损失过程, 脉冲星的自转频率 ν 会随着时间缓慢下降, 但许多脉冲星在自转减慢的过程中会出现自转频率突然快速上升(在约几十秒内增加 $\Delta\nu$)然后缓慢(几十到几百天)地向原自转频率恢复, 这种现象称为周期跃变. 观测表明周期跃变幅度 $\Delta\nu/\nu$ 一般在 10^{-10} – 10^{-5} 之间.

脉冲星内部结构的未知性导致周期跃变的机制也处于争议中, 但一般认为这种自转频率的突然增加跟星震有关. 星震之后星体的瞬时平衡位形具有更小的椭率(即更小的转动惯量), 因此角动量守恒使得星体的转速突然加快, 观测上就表现为周期跃变. 虽然中子星的固态壳层也可以发生星震^[64], 但是不足以解释Vela脉冲星中频繁发生的、相对幅度为 10^{-6} 的大跃变. 即使人们后来将中子星周期跃变的触发机制修改为壳层的超流中子和其余部分之间的动量转移, 中子星壳层中的超流中子所能提供的角动量可能也不足以解释周期跃变的幅度^[65].

如果脉冲星是奇子星, 星震自然就成为一种非常可能的周期跃变机制, 并可以导致能量释放. 我们利用周期跃变的幅度和等待时间(相邻两次跃变的时间间隔)讨论了固态奇子星的剪切模量和临界应力^[66], 计算了固态奇子星的慢跃变^[67], 并研究了伴随周期跃变的能量释放过程^[68]. 我们还发现如果将星震之后的星体内部物质运动分为弹性运动和向两极的塑性运动, 则可以解释观测到的跃变幅度和恢复程度的反相关性(图4^[69,70]), 也可以解释Crab脉冲星和Vela脉冲星为什么跃变幅度相差近三个量级而等待时间的分布却几乎一致^[69].

考虑到固态奇子星的星震和地球上的地震有颇多相似之处, 我们在地震模型基础上计算了弹性星体自转减慢过程中内部应力的积累, 并确定了不同地点发生星震时导致的周期改变, 应用地震学知识定量地给出了周期跃变的幅度^[71]. 我们发现, 虽然奇子星的星震与中子星的星震的机制可能都来自自转减慢引起的应力积累, 但是中子星仅在壳层中具有固态结构, 而奇子星从中心到表面可能都是固态的, 因此奇子星上的

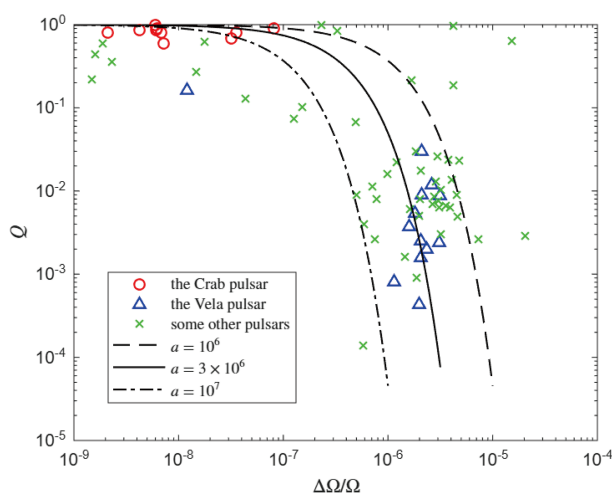


图 4 (网络版彩图) 恢复因子 Q (跃变时恢复与加快的幅度之比, 1 为完全恢复, 0 为完全不恢复) 与跃变幅度的关系. 三条理论曲线所对应的不同 a 值代表星体扁率的指数恢复参数 [69]. Crab 脉冲星、Vela 脉冲星和其他脉冲星的观测值分别用红色圆圈、蓝色三角和绿色叉号表示 [70]

Figure 4 (Color online) Relations between the recovery coefficient Q and glitch size $\Delta\Omega/\Omega$ (Q is the ratio of the recovery amplitude to the glitch amplitude. $Q=1$ indicates complete recovery, while $Q=0$ indicates no recovery at all.), where different values of the parameter a denote different degrees of exponential recovery [69]. The data of the Crab pulsar, the Vela pulsars, and some other pulsars are shown by red circles, blue triangles, and green crosses, respectively [70].

星震破裂范围可以更大, 带来更多的物质迁移, 导致更大的转动惯量变化, 因此可以解释高达 10^{-6} 的周期跃变幅度.

星震跃变的恢复过程似乎更难以解释, 我们在奇子星模型下也做了尝试 [72]. 星震时滑移断裂处压强减小, 而压强变化将导致的物质运动, 类似于地震后的应力松弛过程. 星震时外层物质的塑性运动和内层物质的弹性运动可能使得星体内部一部分物质碎裂成小块, 这些碎块自然会向压强小的地方填充. 因为星震时的碎裂发生在赤道面, 所以这种填充将增大星体的转动惯量, 导致自转频率减小, 即表现为跃变之后的恢复. 我们用粘性流体的性质定量描述了碎块的运动, 结果表明自转频率随时间的变化非常接近指数恢复形式(图5 [73]), 与跃变恢复的观测相符 [72].

5.4 双奇子星并合

LIGO发现的第一个引力波事件GW 150914, 标志着人类进入了引力波天文学的新时代, 之后发现的双

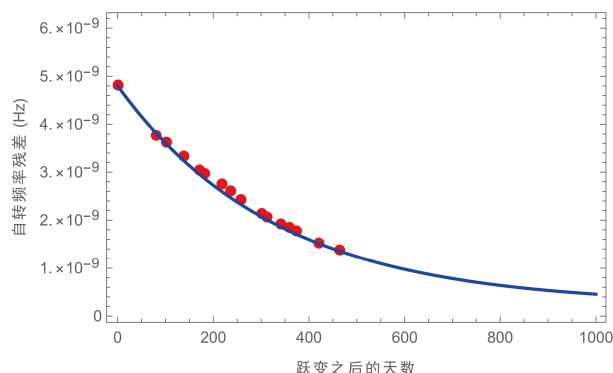


图 5 (网络版彩图) PSR J1852-0635 的某次周期跃变恢复时的自转频率残差随时间的变化. 理论曲线为奇子星模型下的结果, 线表示 $h/R = 0.01$ 和 $\tau = 330$ d, 其中 h 指碎裂地点距离星体表面的深度, R 为星体半径, τ 为黏滞时标 [72]. 左起第一个红色点是结合跃变幅度和跃变之前的数据计算出来的, 其余红色点是数据点 [73]

Figure 5 (Color online) Frequency residual in the recovery for a glitch of PSR J1852-0635 predicted by the strangeon star model, where the solid line shows the result for $h/R = 0.01$ and $\tau = 330$ d (h is the depth of the cracking site below the surface, R is the radius of the star, and τ is the viscous time-scale) [72]. The first red point on the left is the value at $t = 0$ derived from the glitch size and the data before the glitch, and the other red points are data from [73].

致密星并合引力波事件GW170817 [74], 则为人们研究致密星内部结构提供了新的机遇.

5.4.1 旋进: 潮汐形变

双致密星互相绕转时, 会因为辐射引力波而逐渐靠近, 称为双星并合过程的旋进阶段. 在旋进后期, 星体会因为伴星的存在而发生潮汐形变, 引起的质量四极矩会加速并合过程. 反映星体潮汐形变能力的无量纲量为 Λ , 定义为 $\Lambda = (2/3)k_2/(GM/c^2R)^5$, 其中 M 和 R 分别为星体的质量和半径, k_2 称为第二潮汐Love数, 它们都依赖于状态方程. Λ 越小的星体, 在同一外场下的潮汐形变量越小, 即星体越难在外场作用下产生形变; 反之, Λ 越大的星体, 越容易在外场作用下产生形变. 观测方面, 从引力波信号可以得到对 Λ 的限制, 原因是潮汐形变的存在使得双星轨道运动显著地偏离质点近似的结果, 而这一偏离可以从旋进阶段的引力波信号中提取. 因此, 双致密星并合的引力波信号可以用来直接限制致密星的状态方程.

不同内部结构(即状态方程)的致密星具有不同的潮汐形变能力. 奇子星的潮汐形变能力在定量上与中

子星有很大区别. 中子星是引力束缚的, 表面密度接近零; 而奇子星是自束缚的, 奇子被强相互作用束缚在一起, 星体的表面密度依然可以高达核物质密度. 因此, 质量相同的奇子星比中子星更致密, 即 Λ 更小. 我们的计算表明(图6), 奇子星模型在很大参数范围内, 可以同时满足 $M_{\text{TOV}} > 2.3 M_{\odot}$ 和 Λ 小于GW 170817给出的上限[75]. 此外, 在Lennard-Jones模型框架下进一步做Bayesian分析, 结果表明现有的观测数据倾向于奇子夸克数目为 $N_q = 18$ [76].

5.4.2 并合: 流体动力学演化

文献[77]对总质量为 $3.0 M_{\odot}$, $3.05 M_{\odot}$, $3.1 M_{\odot}$ 的等质量双奇子星并合做了完整的广义相对论框架下的流体动力学演化模拟. 为了验证是否会发生无延时塌缩, 该研究跟踪了最小时移 α_{min} 的演化. 对于等质量双星, α_{min} 的反弹与并合后的残余物反弹有关, 从而在并合过程中驱动动力学抛射物(Dynamical Ejecta). 对于无延时塌缩, 反弹不存在, 残余物直接塌缩成黑洞. 对于等质量并合, 抛射物可以忽略不计. 基于此, 文献[77]尝

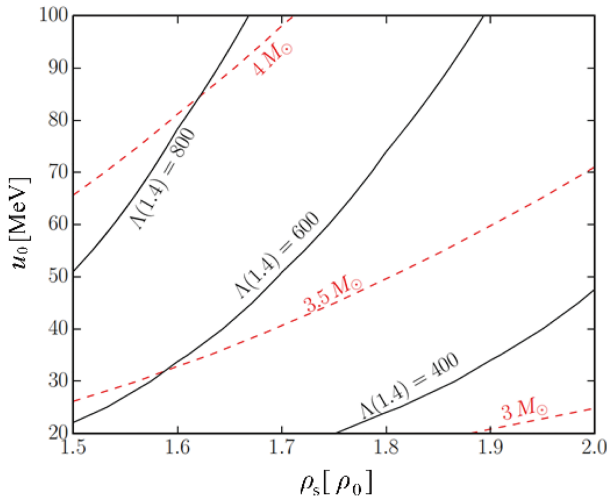


图 6 (网络版彩图)结合潮汐形变和TOV质量对奇子星模型参数 u_0 和 ρ_s (以 ρ_0 为单位)的限制. 黑色实线表示星体质量为 $1.4 M_{\odot}$ 的潮汐形变量的等值线, 红色虚线表示TOV质量的等值线. 根据GW 170817的结果, 左上方的黑色实线以下区域对应的参数都是合理的[75]

Figure 6 (Color online) Constraints on the equation of state parameters of strangeon stars: u_0 and ρ_s (in unit of ρ_0). Contours of the tidal deformability of a $1.4 M_{\odot}$ star ($\lambda(1.4)$) are plotted in solid lines, and contours for the TOV maximum mass are shown in dashed lines. According to the constraint of GW 170817, any parameter choice below the top left solid contour is reasonable [75].

试通过在 α_{min} 不出现反弹的情况下搜索质量最小的双奇子星来鉴别无延时塌缩.

总质量为 $3.0 M_{\odot}$ 和 $3.05 M_{\odot}$ 的双奇子星并合, 在塌缩成黑洞之前, α_{min} 发生了一次反弹. 相比之下, 总质量为 $3.1 M_{\odot}$ 时, 双奇子星并合后的残余物在没有任何反弹的情况下直接塌缩成黑洞, 这将该EOS模型的临界质量 M_{thres} 限制在 $3.05 M_{\odot}$ 到 $3.10 M_{\odot}$ 之间. 这个结果在两种不同分辨率下是一致的. 并合后残余物在塌缩成黑洞之前的寿命可以通过 α_{min} 的第一次局部最小值和它接近零的时刻之间的时间差来表示. 总质量为 $3.0 M_{\odot}$ 和 $3.05 M_{\odot}$ 的双奇子星并合残余物寿命相似, 大约为1 ms, 而总质量为 $3.10 M_{\odot}$ 的双奇子星并合对应于无延迟塌缩的情形.

三种情形下奇子星并合后的抛射物质量也有不尽相同. 对于总质量为 $3.10 M_{\odot}$ 的双奇子星并合, 由于并合发生得更早, 抛射物也更早出现, 但由于并合残余物没有反弹, 导致最终抛射物总量偏低. 而当残余物在塌缩成黑洞之前的寿命较长时, 由于存在反弹, 抛射物质量较大. 同时, 对于总质量为 $3.00 M_{\odot}$ 和 $3.05 M_{\odot}$ 的双奇子星并合, 最终抛射物质量几乎相同. 这些都会对双奇子星并合的电磁辐射过程产生影响, 如其对应千新星的光变曲线.

5.4.3 电磁对应体

除了计算双奇子星并合的 Λ 值和并合过程, 我们还研究了双奇子星并合的抛射物产生的光变曲线和并合产物的能量释放. 双奇子星并合过程中抛射出的奇子块(Strangeon Nuggets)在不同温度下蒸发出的质子和中子具有不同的丰度, 因此能产生高不透明度和低不透明度两种成分, 得到的光变曲线和观测相符[78, 79]. 由于奇子星具有很大的 M_{TOV} , 所以两个正常质量的奇子星($M \sim 1.4 M_{\odot}$)并合之后产生稳定大质量奇子星, 它在自转减慢过程中的引力能释放可以作为 γ 射线暴(GRB) X射线余辉平台的能量来源[56]. 另外, 奇子星-黑洞双星并合时, 并合之前由于潮汐力使得固态奇子星内部碎裂而发生星震, 星震过程产生的能量释放可以解释GRB211211A的暴前辐射[80].

6 结论与展望

虽然自然界可能偏爱三味对称性, 但微观强相互

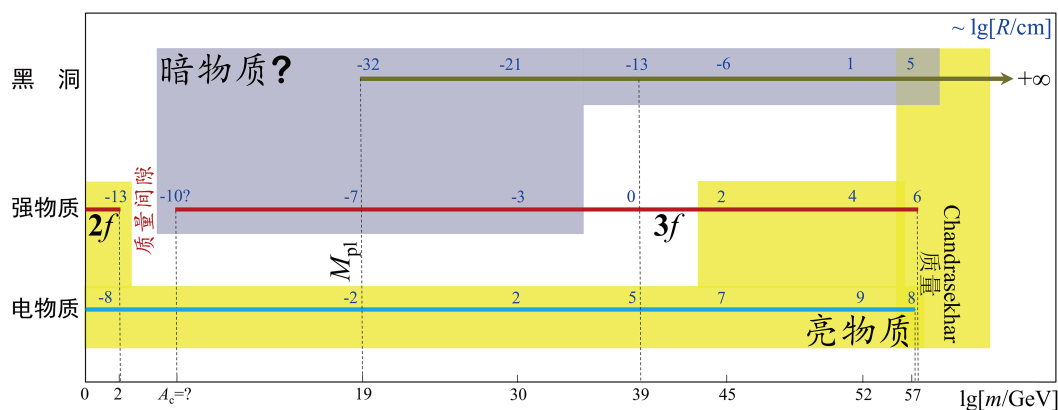


图 7 (网络版彩图)粒子物理标准模型框架下的物质世界: 电物质、强物质和黑洞的质量谱都是连续的, 但分布不同. 对于强物质, 原子核包含两味价夸克(2f), 而奇子物质则是三味的(3f) [82]

Figure 7 (Color online) The material world predicted by the standard model of particle physics. The mass spectra of baryonic matter, strangeon matter, and black holes are continuous, but their distributions are different. For strong matter, the nuclei contain two flavor quarks (2f), while the strangeon matter is of three flavor (3f) [82].

作用物质(如普通原子核)仍仅呈现两味(u, d)特征; 这是因为弱相互作用能将s夸克转化为u/d夸克, 并产生动能可忽略的电子. 但在天体物理涉及的较大尺度(宏观甚至宇观)条件下, 为了避免极高的电子费米能导致系统不稳定, 系统可能恢复轻味(u, d, s)对称性. 再考虑到夸克之间的强耦合, 夸克可能局域化为三味夸克集团, 即奇子. 由奇子构成的稳定强相互作用体系可能产生于大质量恒星演化晚期的超新星爆发, 观测上表现为脉冲星类致密天体.

脉冲类致密天体的内部结构及超核密物质状态方程, 始终是物理学与天文学领域的重大挑战. 奇子物质模型既考虑了夸克的局域性(体现非微扰QCD效应), 又兼顾了夸克在强物质中的整体分布: 后者有助于实现夸克味数最大化, 而前者不仅使夸克成团为奇子, 更在奇子间产生硬核排斥作用. 这两个因素的共同作用为澄清致密物质状态方程之谜提供新的解决方案. 丰

富的脉冲星类致密天体的观测特征原则上可以在奇子星模型框架内理解.

奇子物质不仅可能存在于脉冲星类致密天体内部, 也可能以奇子块(Strangeon Nuggets)的形式存在于高能宇宙射线中 [81], 而且也可能作为早期宇宙QCD相变的产物, 并成为暗物质的候选体 [11]. 图7 [82]展示了粒子物理标准模型框架下的物质世界, 其中奇子块(重子数在 10^{25} – 10^{35} 之间)作为暗物质候选者, 不仅有助于高红移处超大质量黑洞的形成 [83], 而且有可能在未来被实验检测(如可利用高能水下中微子望远镜探测奇子块产生的声波 [84]).

随着多信使天文学时代的开启, 不仅脉冲星类致密天体的内部结构这一与非微扰QCD相关的问题有望得到解答, 而且奇子物质在宇宙中的三种可能存在形式 [85]——致密星、宇宙线、暗物质——也有望帮助人们统一地理解宇宙中丰富的物质形态.

参考文献

- Landau L D. On the theory of stars. *Phys Z Sowjetunion*, 1932, 1: 285
- Landau L D. Origin of stellar energy. *Nature*, 1938, 141: 333
- Badde W, Zwicky F. Supernovae and cosmic rays. *Phys Rev*, 1934, 45:138
- Douchin F, Haensel P. Inner edge of neutron-star crust with SLy effective nucleon-nucleon interactions. *Phys Lett B*, 2000, 485: 107–114
- Haensel P, Potekhin A Y, Yakovlev D G. *Neutron Stars 1: Equation of State and Structure*. New York: Springer, 2007
- Glendenning N K. The hyperon composition of neutron stars. *Phys Lett B*, 1982, 114: 392–396
- Glendenning N K. Neutron stars are giant hypernuclei? *Astrophys J*, 1985, 293: 470

- 8 Glendenning N K. First-order phase transitions with more than one conserved charge: Consequences for neutron stars. *Phys Rev D*, 1992, 46: 1274–1287
- 9 Itoh N. Hydrostatic equilibrium of hypothetical quark stars. *Prog Theor Phys*, 1970, 44: 291–292
- 10 Bodmer A R. Collapsed nuclei. *Phys Rev D*, 1971, 4: 1601–1606
- 11 Witten E. Cosmic separation of phases. *Phys Rev D*, 1984, 30: 272–285
- 12 Haensel P, Zdunik J L, Schaeffer R. Strange quark stars. *Astron Astrophys*, 1986, 160: 121–128
- 13 Alcock C, Farhi E, Olinto A. Strange stars. *Astrophys J*, 1986, 310: 261–272
- 14 Alford M, Braby M, Paris M, et al. Hybrid stars that masquerade as neutron stars. *Astrophys J*, 2005, 629: 969–978
- 15 Alford M, Rajagopal K, Wilczek F. QCD at finite baryon density: Nucleon droplets and color superconductivity. *Phys Lett B*, 1998, 422: 247–256
- 16 Rajagopal K, Wilczek F. Enforced electrical neutrality of the color-flavor locked phase. *Phys Rev Lett*, 2001, 86: 3492–3495
- 17 Lugones G, Horvath J E. Color-flavor locked strange matter. *Phys Rev D*, 2002, 66: 074017
- 18 R ster S B, Rischke D H. Effect of color superconductivity on the mass and radius of a quark star. *Phys Rev D*, 2004, 69: 045011
- 19 Fraga E S, Pisarski R D, Schaffner-Bielich J. Small, dense quark stars from perturbative QCD. *Phys Rev D*, 2001, 63: 121702
- 20 Xu R X. Strong matter: Rethinking philosophically. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2018, 61: 109531
- 21 Xu R X. Solid quark stars? *Astrophys J*, 2003, 596: L59–L62
- 22 Zhang C, Gao Y, Xia C J, et al. Hybrid strangeon stars. *Phys Rev D*, 2023, 108: 123031
- 23 Lai X Y, Xu R X. A polytropic model of quark stars. *Astropart Phys*, 2009, 31: 128–134
- 24 Lai X Y, Xu R X. Lennard-Jones quark matter and massive quark stars. *Mon Not R Astron Soc-Lett*, 2009, 398: L31–L35
- 25 Ning P Z, Li L, Min D F. Fundamentals of Nuclear Physics: Nucleons and Nuclei (in Chinese). Beijing: Higher Education Press, 2003 [宁平治, 李磊, 闵德芬. 原子核物理基础: 核子与核. 北京: 高等教育出版社, 2003]
- 26 Huang K, Han R Q. Solid State Physics (in Chinese). Beijing: Higher Education Press, 1988 [黄昆, 韩汝琦. 固体物理学. 北京: 高等教育出版社, 1988]
- 27 Michel F C. Quark matter or new particles? *Phys Rev Lett*, 1988, 60: 677–679
- 28 Jaffe R L. Perhaps a stable dihyperon. *Phys Rev Lett*, 1977, 38: 195–198
- 29 Beane S R, Chang E, Detmold W, et al. Evidence for a bound H dibaryon from lattice QCD. *Phys Rev Lett*, 2011, 106: 162001
- 30 Inoue T, Ishii N, Aoki S, et al. Bound H dibaryon in flavor SU(3) limit of lattice QCD. *Phys Rev Lett*, 2011, 106: 162002
- 31 Lai X Y, Gao C Y, Xu R X. H-cluster stars. *Mon Not R Astron Soc*, 2013, 431: 3282–3290
- 32 Faessler A, Buchmann A J, Krivoruchenko M I, et al. Nuclear matter with a Bose condensate of dibaryons in relativistic mean-field theory. *Phys Lett B*, 1997, 391: 255–260
- 33 Brown G E, Rho M. In-medium stiffening of the nucleon-nucleon spin-isospin interaction. *Phys Lett B*, 1990, 237: 3–7
- 34 Brown G. Double decimation and sliding vacua in the nuclear many-body system. *Phys Rep*, 2004, 396: 1–39
- 35 Brown G E, Sethi A, Hintz N M. Proton-nucleus scattering and density dependent meson masses in the nucleus. *Phys Rev C*, 1991, 44: 2653–2662
- 36 Guo Y J, Lai X Y, Xu R X. A corresponding-state approach to quark-cluster matter. *Chin Phys C*, 2014, 38: 055101
- 37 Miao Z Q, Xia C J, Lai X Y, et al. A bag model of matter condensed by the strong interaction. *Int J Mod Phys E*, 2022, 31: 2250037
- 38 Shuryak E V. Suppression of instantons as the origin of quark confinement. *Phys Lett B*, 1978, 79: 135–137
- 39 DeGrand T, Jaffe R L, Johnson K, et al. Masses and other parameters of the light hadrons. *Phys Rev D*, 1975, 12: 2060–2076
- 40 Fraga E S, Kurkela A, Vuorinen A. Interacting quark matter equation of state for compact stars. *Astrophys J*, 2014, 781: L25
- 41 Xu R X, Qiao G J, Zhang B. PSR 0943+10: A bare strange star? *Astrophys J*, 1999, 522: L109–L112
- 42 Yu J W, Xu R X. SWIFT J1749.4–2807: A neutron or quark star? *Res Astron Astrophys*, 2010, 10: 815–820
- 43 Lu J G, Peng B, Xu R X, et al. The radiation structure of PSR B2016+28 observed with FAST. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2019, 62: 959505
- 44 Chen A, Yu T, Xu R. The birth of quark stars: Photon-driven supernovae? *Astrophys J*, 2007, 668: L55–L58
- 45 Wang W, Lu J, Tong H, et al. The optical/UV excess of X-ray-dim isolated neutron stars. I. Bremsstrahlung emission from a strangeon star atmosphere. *Astrophys J*, 2017, 837: 81
- 46 Xu R X. A solution to the puzzling symbiotic X-ray system 4U 1700+24. *Res Astron Astrophys*, 2014, 14: 617–624
- 47 Xu R X, Bastrukov S I, Weber F, et al. Absorption features caused by oscillations of electrons on the surface of a quark star. *Phys Rev D*, 2012, 85: 023008
- 48 Akmal A, Pandharipande V R. Spin-isospin structure and pion condensation in nucleon matter. *Phys Rev C*, 1997, 56: 2261–2279
- 49 Miller M C, Lamb F K, Dittmann A J, et al. PSR J0030+0451 mass and radius from NICER data and implications for the properties of neutron star matter. *Astrophys J Lett*, 2019, 887: L24

- 50 Miller M C, Lamb F K, Dittmann A J, et al. The radius of PSR J0740+6620 from NICER and XMM-Newton data. *Astrophys J Lett*, 2021, 918: L28
- 51 Choudhury D, Salmi T, Vinciguerra S, et al. A NICER view of the nearest and brightest millisecond pulsar: PSR J0437-4715. *Astrophys J Lett*, 2024, 971: L20
- 52 Doroshenko V, Suleimanov V, Pühlhofer G, et al. A strangely light neutron star within a supernova remnant. *Nat Astron*, 2022, 6: 1444–1451
- 53 Özel F, Freire P. Masses, radii, and the equation of state of neutron stars. *Annu Rev Astron Astrophys*, 2016, 54: 401–440
- 54 Annala E, Gorda T, Kurkela A, et al. Gravitational-wave constraints on the neutron-star-matter equation of state. *Phys Rev Lett*, 2018, 120: 172703
- 55 Haensel P, Zdunik J L, Douchin F. Equation of state of dense matter and the minimum mass of cold neutron stars. *Astron Astrophys*, 2002, 385: 301–307
- 56 Yang X Y, Lai X Y, Tan W W, et al. Rotating massive strangeon stars and X-ray plateau of short GRBs. *Res Astron Astrophys*, 2024, 24: 035005
- 57 Xu R X, Tao D J, Yang Y. The superflares of soft γ -ray repeaters: Giant quakes in solid quark stars? *Mon Not R Astron Soc-Lett*, 2006, 373: L85–L89
- 58 Xu R X, Liang E W. X-ray flares of γ -ray bursts: Quakes of solid quark stars? *Sci China Ser G-Phys Mech Astron*, 2009, 52: 315–320
- 59 Chen S, Gao Y, Zhou E, et al. Free energy of anisotropic strangeon stars. *Res Astron Astrophys*, 2024, 24: 025005
- 60 Wang W Y, Jiang J C, Lu J, et al. Repeating fast radio bursts: Coherent circular polarization by bunches. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2022, 65: 289511
- 61 Wang W Y, Yang Y P, Niu C H, et al. Magnetospheric curvature radiation by bunches as emission mechanism for repeating fast radio bursts. *Astrophys J*, 2022, 927: 105
- 62 Wang W Y, Jiang J C, Lee K, et al. Polarization of magnetospheric curvature radiation in repeating fast radio bursts. *Mon Not R Astron Soc*, 2022, 517: 5080–5089
- 63 Xu R, Wang W. Repeating fast radio bursts reveal the secret of pulsar magnetospheric activity. *Astron Nachr*, 2024, 345: e230153
- 64 Baym G, Pines D. Neutron starquakes and pulsar speedup. *Ann Phys*, 1971, 66: 816–835
- 65 Andersson N, Glampedakis K, Ho W C G, et al. Pulsar glitches: The crust is not enough. *Phys Rev Lett*, 2012, 109: 241103
- 66 Zhou A Z, Xu R X, Wu X J, et al. Quakes in solid quark stars. *Astropart Phys*, 2004, 22: 73–79
- 67 Peng C, Xu R X. Pulsar slow glitches in a solid quark star model. *Mon Not R Astron Soc*, 2008, 384: 1034–1038
- 68 Zhou E P, Lu J G, Tong H, et al. Two types of glitches in a solid quark star model. *Mon Not R Astron Soc*, 2014, 443: 2705–2710
- 69 Lai X Y, Yun C A, Lu J G, et al. Pulsar glitches in a strangeon star model. *Mon Not R Astron Soc*, 2018, 476: 3303–3309
- 70 Espinoza C M, Lyne A G, Stappers B W, et al. A study of 315 glitches in the rotation of 102 pulsars. *Mon Not R Astron Soc*, 2011, 414: 1679–1704
- 71 Lu R, Yue H, Lai X, et al. Quakes of compact stars. *Mon Not R Astron Soc*, 2023, 520: 4289–4300
- 72 Lai X Y, Wang W H, Yuan J P, et al. Pulsar glitch in a strangeon star model-III. The recovery. *Mon Not R Astron Soc*, 2023, 523: 3967–3973
- 73 Dang S J, Yuan J P, Manchester R N, et al. Results of 12 yr of pulsar timing at nanshan. I. *Astrophys J*, 2020, 896: 140
- 74 Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. GW 170817: Observation of gravitational waves from a binary neutron star inspiral. *Phys Rev Lett*, 2017, 119: 161101
- 75 Lai X, Zhou E, Xu R. Strangeons constitute bulk strong matter: Test using GW 170817. *Eur Phys J A*, 2019, 55: 60
- 76 Yuan W L, Huang C, Zhang C, et al. Bayesian inference of strangeon matter using the measurements of PSR J0437-4715 and GW190814. *Phys Rev D*, 2025, 111: 063033
- 77 Zhou E, Kiuchi K, Shibata M, et al. Evolution of equal mass binary bare quark stars in full general relativity: Could a supramassive merger remnant experience prompt collapse? *Phys Rev D*, 2022, 106: 103030
- 78 Lai X Y, Yu Y W, Zhou E P, et al. Merging strangeon stars. *Res Astron Astrophys*, 2018, 18: 024
- 79 Lai X Y, Xia C J, Yu Y W, et al. Merging strangeon stars II: The ejecta and light curves. *Res Astron Astrophys*, 2021, 21: 250
- 80 Zhou E, Gao Y, Zhou Y, et al. The precursor of GRB211211A: A tide-induced giant quake? *Res Astron Astrophys*, 2024, 24: 025019
- 81 Madsen J, Larsen J M. Strangelets as cosmic rays beyond the Greisen-Zatsepin-Kuzmin cutoff. *Phys Rev Lett*, 2003, 90: 121102
- 82 Xia C J, Gao Y, Xu R X. Strange Matter and Strange Stars (in Chinese). Beijing: Peking University Press, 2024 [夏铨君, 高勇, 徐仁新. 奇异物质与奇异星. 北京: 北京大学出版社, 2024]
- 83 Lai X Y, Xu R X. Formation of the seed black holes: A role of quark nuggets? *J Cosmol Astropart Phys*, 2010, 2010: 028
- 84 Qi H Y, Xu R X. To detect strong nugget with an acoustic array. arXiv: 2503.20597
- 85 Lai X, Xia C, Xu R. Bulk strong matter: The trinity. *Adv Phys-X*, 2023, 8: 2137433

Strangeon stars

LAI XiaoYu^{1*}, XIA ChengJun^{2*} & XU RenXin^{3*}

¹*Institute of Astronomy and High Energy Physics, Hubei University of Education, Wuhan 430205, China*

²*Center for Gravitation and Cosmology, Yangzhou University, Yangzhou 225009, China*

³*Kavli Institute for Astronomy and Astrophysics, Peking University, Beijing 100871, China*

**Corresponding authors (LAI XiaoYu, email: laixy@hue.edu.cn; XIA ChengJun, email: cjxia@yzu.edu.cn; XU RenXin, email: r.x.xu@pku.edu.cn)*

The average density of pulsar like compact objects exceeds the saturation density of nuclear matter, and the structure and properties of their internal matter are closely related to supernova explosions, gamma ray bursts, fast radio bursts, massive compact stars, and even dark matter and cosmic ray detection. However, due to the non-perturbative nature of quantum chromodynamics, there is still significant uncertainty in our understanding of the composition and equation of state for dense stellar matter. And a deeper understanding on this topic has become an important goal in the era of multi-messenger astronomy. Based on the flavor symmetry of quarks and the strong coupling, this review proposes a new perspective on the nature of pulsars, i.e., it is made of strangeons (in analogous to nucleons, i.e., multi-quark-state with three flavor symmetry). Due to the large mass of strangeons and the strong interactions among them, strangeon matter forms a crystal structure at low temperature, forming solid-state strangeon stars. We will briefly introduce several physical models that describe strangeon matter and the corresponding structures and properties of strangeon stars, including the equation of state, surface properties, mass-radius relations, glitches, binary mergers, and so on. We will also explore the observational properties of pulsar-like compact objects that support the strangeon star model.

strangeon matter, pulsars, compact stars, multi-messenger astronomy

PACS: 26.60.+c, 97.60.Gb, 97.60.Jd

doi: [10.1360/SSPMA-2025-0254](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2025-0254)