



中子星退禁闭相变与天文检验

郑小平^{1,2*}, 杨书华¹

1. 华中师范大学天体物理研究所, 武汉 430079;

2. 华中科技大学物理学院天文学系, 武汉 430074

*联系人, E-mail: zhxp@mail.ccnu.edu.cn

收稿日期: 2023-02-21; 接受日期: 2023-05-11; 网络出版日期: 2023-08-24

国家自然科学基金(编号: 12033001)、平方公里阵列射电望远镜(SKA)专项(编号: 2020SKA0120300)和国家重点研发计划(编号: 2021YFA0718504)资助项目

摘要 本文综述了中子星内部可能的退禁闭相变以及相结构和相变行为对中子星演化的影响. 通过分析两化学势核物质相平衡条件下的解, 指出中子星中可能存在混合强子-夸克物质相. 讨论非静态中子星的 r -模引力波辐射和热辐射, 从中子星动力学过程探讨夸克物质存在于中子星内部可能的信号.

关键词 中子星, 相变, 热演化

PACS: 97.60.Jd, 05.70.Fh, 97.10.Cv

1 引言

中子星具有极高密度, 星体核心密度可数倍于 $10^{15} \text{ g cm}^{-3}$. 在如此高的密度下, 核子可能被压碎发生退禁闭相变. 早期考虑这个问题的有Itoh^[1], Baym和Chin^[2], Chapline和Nauenberg^[3]以及Keister和Kisslinger^[4]. 但Baym和Chin最早估计除非达到 $10\rho_0$ 以上, 其中 ρ_0 为核饱和密度, 否则强子物质不可能转变成夸克物质^[2]. 在中子星模型中, 如此量级的高密度几乎难于实现, 夸克物质在中子星核心出现也就存疑了.

1984年Witten^[5]在MIT袋模型下研究纯夸克物质时发现由 u , d , s 夸克组成的奇异夸克物质在很大的参数范围内结合能小于 ^{56}Fe , 那么可以合理地推测出奇异性夸克物质在中子星密度下可能比普通核物质更稳定. 这使得人们重新燃起探索奇异性夸克星或中子星内

存在奇异性夸克物质的热情. 一种观点认为奇异性夸克物质是核物质的真正基态, 中子星其实都是奇异性星. 不过, 奇异性夸克物质具有自束缚性质, 不像普通中子星需要引力束缚形成星体, 这样奇异性星没有质量下限, 极小质量或极快旋转致密星应该能被找到. 观测者通过几十年努力并未证认这样的“中子星”存在. 那么, 一种更可能的情况是, 由于中子星密度从表面到核心逐渐增大, 在某种临界密度下强子转变成夸克物质, 即退禁闭相变发生.

如果退禁闭相变能发生, 那么人们更相信大质量中子星核心包含致密夸克物质, 但是它的表面与普通中子星无异. 许多理论计算认为退禁闭相变是在低温高密下的一级相变^[6,7]. 大家最熟悉的一级相变是气-液相变, 它是一种等压、等温相变. 在给定的压强下, 一定密度范围内两相共存. 如果中子星内部退

引用格式: 郑小平, 杨书华. 中子星退禁闭相变与天文检验. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2023, 53: 290006
Zheng X-P, Yang S-H. Deconfinement phase transition in neutron stars and astronomical tests (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2023, 53: 290006, doi: 10.1360/SSPMA-2023-0065

禁闭相变套用气-液相变, 人们发现由于星体流体力学平衡的需要, 并没有一个等压的相变区间, 而是离星体中心某半径处恰好为相变压强, 这一半径处形成内外分明密度突变的尖锐球面, 球内为退禁闭物质, 球面外为强子物质, 两相共存或混合相不复存在. 1992年Glendenning^[8]证明等压相变作为中子星内退闭相变图像应该不是实际情况, 他发现等压相变, 亦称Maxwell构造, 是单一化学成份物质相变, 而核子-电子(夸克-电子)系统为重子化学势和电子化学势同在的等离子体系统, 如果要求相变前后两化学势不变, 就会获得非等压的一级相变, 称为Gibbs构造. 现在看来, 本质上等离子体系统应该满足全局电中性条件而非局域电中性条件. 到此, 如果退禁闭发生, 普遍的观点认为存在Gibbs构造的相结构, 中子星可能由内核心纯夸克物质、中间区域混合相以及包裹的强子物质构成, 当然也可能是强子物质包裹一个混合相物质核.

无论Maxwell构造还是Gibbs构造, 包含退禁闭物质的中子星在质量、半径上与普通中子星并无显著差异, 大量的研究发现人们期望通过质量、半径的测量寻找隐藏在中子星之内的退禁闭物质的努力没有太好效果. 1984年中国著名天体物理学家陆埏小组^[9]研究发现奇异夸克物质系统中非轻子弱作用过程能够提供比轻子过程(无论核子 β 过程还是夸克 β 过程)更强的体耗散能力. 受此启发, 人们把关注点转移到中子星动力学研究以确定包含夸克物质中子星与普通中子星极限旋转差异, 并期望从观测上加以区分^[10,11]. 2007年、2014年我们分析Gibbs构造作为一种非线性相结构, 发现中子星实际的相变行为不可能是平衡相转变过程, 如此中子星的热演化有一个持续加热源, 其温度或热辐射与普通中子星有显著差异, 可以用来探测退禁闭物质是否存在于中子星内部^[12,13].

本文着重讨论Gibbs构造退禁闭相变中子星, 安排如下. 第2节介绍Gibbs构造退禁闭相变物理. 第3节讨论中子星极限旋转. 第4节讨论中子星热演化研究进展. 第5节给出总结以及未来的研究方向.

2 Gibbs构造退禁闭相变

我们对后面公式中物理量上下标作一个规定, B 代表重子, e 代表电子, H 代表强子物质, Q 代表夸克物质. 众所周知, 一级相变从一相过渡到另一相, 在相

变点, 满足Gibbs相平衡条件. 对于退禁闭相变, 我们分别采用Maxwell构造和Gibbs构造去获得混合相状态方程. 在Maxwell构造下, 两相化学、温度和力学平衡有

$$\begin{aligned}\mu_B^Q &= \mu_B^H = \mu_B(\mu_e^Q \neq \mu_e^H), \\ T^Q &= T^H = T,\end{aligned}\quad (1)$$

$$p^Q(\mu_B, T) = p^H(\mu_B, T) = p.$$

根据(1)式可解出等温、等压下一个唯一的 μ_B 值, 由热力学基本方程, 分别获得两相的能量密度

$$\epsilon_Q \equiv \epsilon_Q(\mu_B) \neq \epsilon_H(\mu_B) \equiv \epsilon_H. \quad (2)$$

任意相平衡下混合物是体积占比的线性叠加. 混合相重子数密度和能量密度有

$$\begin{aligned}\rho &= (1 - \chi)\rho_H + \chi\rho_Q, \\ \epsilon &= (1 - \chi)\epsilon_H + \chi\epsilon_Q,\end{aligned}\quad (3)$$

其中 $\chi = \frac{V_Q}{V_Q + V_H}$, V_i 指 i 相物质在混合相中占有的体积. 从(3)式我们可以证明 $p = -\frac{\partial(\epsilon V)}{\partial V}$ 对任意 χ 总是一个常值.

现在我们考虑退禁闭相变两相核物质不仅重子化学势相等而且电子化学势也得相等, 相平衡条件有

$$\begin{aligned}\mu_B^Q &= \mu_B^H = \mu_B, \mu_e^Q = \mu_e^H \equiv \mu_e, \\ T^Q &= T^H,\end{aligned}\quad (4)$$

$$p^Q(\mu_B, \mu_e, T) = p^H(\mu_B, \mu_e, T).$$

方程(4)中两个变量 μ_B, μ_e 无法从一个等式 $p^Q = p^H$ 求解, 或者说两个曲面 $p^Q(\mu_B^Q, \mu_e^Q)$ 和 $p^H(\mu_B^H, \mu_e^H)$ 如果没有约束条件就不可能相交, 显然等离子体系统是个整体电中性系统, 如果 q_Q 和 q_H 分指夸克相和强子相电荷密度, 混合相电中性条件有

$$(1 - \chi)q_H(\mu_B, \mu_e) + \chi q_Q(\mu_B, \mu_e) = 0. \quad (5)$$

方程(4)和(5)联立可解出

$$\mu_B = \mu_B(\chi), \mu_e = \mu_e(\chi). \quad (6)$$

由此, 对于每个给定的 χ 值, 混合相中两相物质数密度和能量密度分别有

$$\begin{aligned}\rho_Q(\mu_B, \mu_e) &= \rho_Q(\chi), \rho_H(\mu_B, \mu_e) = \rho_H(\chi), \\ \epsilon_Q(\mu_B, \mu_e) &= \epsilon_Q(\chi), \epsilon_H(\mu_B, \mu_e) = \epsilon_H(\chi).\end{aligned}\quad (7)$$

混合相状态方程可表示为

$$\begin{aligned}\rho &= (1-\chi)\rho_H(\chi) + \chi\rho_Q(\chi), \\ \epsilon &= (1-\chi)\epsilon_H(\chi) + \chi\epsilon_Q(\chi).\end{aligned}\quad (8)$$

回顾方程(3), 方程(8)和它形式上相似, 但是方程(3)中 ρ_H , ρ_Q , ϵ_H 和 ϵ_Q 是一个不依赖于 χ 的定值, 而方程(8)中它们是 χ 的函数, 这样方程(8)显然是 χ 的一个非线性函数. 如果由方程(8)求混合相压强 $p = -\frac{\partial(\epsilon V)}{\partial V}$, 它是依赖 χ 而变化的. 既然(8)式中 ρ 是 χ 的函数, 那么这里混合压强依 ρ 而变化. 混合相区间压强依密度变化说明这种退禁闭相变再不是等压相变, 但显然它仍然是一个一级相变. 这就是 Glendenning [8] 提出的 Gibbs 构造的退禁闭相变. 进一步分析, 如果要求(5)式左边两项分别等于 0, 即 $q_H = q_Q = 0$, 就有 $\mu_e^Q \neq \mu_e^H$, 立即回到方程(1)的情况. 这样看来, Maxwell 构造和 Gibbs 构造本质上是系统局域电中性和全局电中性差异所导致的, 对于多守恒荷系统, Gibbs 构造是更普适的情形.

采用平均场理论描述强子物质以及 MIT 袋模型描述奇异夸克物质, 根据 Gibbs 构造, 我们给出从强子到夸克物质状态方程如图 1 所示 [12, 14]. 图中显示在很大密度范围 ($1.5\rho_0$ – $5\rho_0$), 混合相物质是存在的. 为了比较, 我们采用 TOV 方程算出包含退禁闭相变物质和相对应强子状态方程物质中子星质量-半径关系, 如图 2 所示 [15]. 图 2 显示虽然退禁闭相变发生稍稍软化了中子星状态方程, 但这软化对中子星质量-半径关系影响不是很重要.

3 中子星的极限旋转

既然退禁闭相变改变了中子星状态方程, 人们总是期望通过中子星质量、半径观测限制状态方程, 特别是最大中子星质量的获得可能排除软的状态方程. 不过前节的讨论已经指出, 一般情况下, 包含退禁闭相变中子星与普通强子中子星都有可能达到现已观测的最大中子星质量 [15], 况且无论强子状态方程还是退禁闭相变状态方程都十分依赖模型参数的选择, 无法真正从第一原理给出物理结果. 那么如何去探测中子星内退禁闭相变的发生呢? 这是一个重要的课题.

1984 年在 Witten [5] 研究指出奇异夸克物质可能是核物质真正基态后不久, 我国已故著名天体物理学家陆埏在同年发表的论文中指出, 奇异夸克物质有

更强的非轻子体耗散效率 [9], 后来的研究充分证明这一工作实际打开了一个探测中子星中退禁闭物质的新窗口. 1989 年、1992 年 Sawyer [16] 和 Madsen [17] 分别计算了奇异夸克物质体黏滞系数, 发现非轻子过程的存在使奇异夸克物质体黏滞可超过正常核物质体黏滞 4 个量级. 2000 年 Madsen [10] 把它应用于研究中子星 r-模不稳定性窗口, 得出结论, 奇异星比普通中子星有更快的极限旋转. Zheng 等人 [18] 进一步研究奇异夸克物质介质效应, 2003 年发表论文指出奇异星极限旋转频率与旋转最快的孤立射电脉冲星 (PSR B1937+21) 和低质量 X-射线双星 (LMXB) 观测非常吻

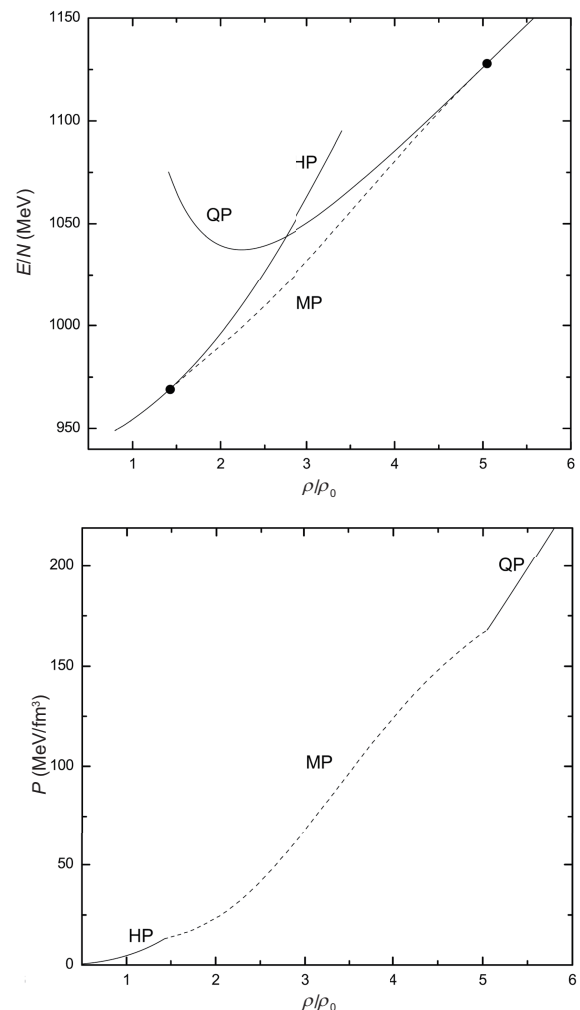


图 1 从强子经混合相到夸克物质状态方程. 上图: 结合能与密度的依赖; 下图: 压强与密度关系. 摘自文献[12, 14]

Figure 1 Equation of state for hadronic, mixed phase and quark matter. Upper panel: binding energy vs. number density; lower panel: pressure vs. number density. Obtained from refs. [12, 14].

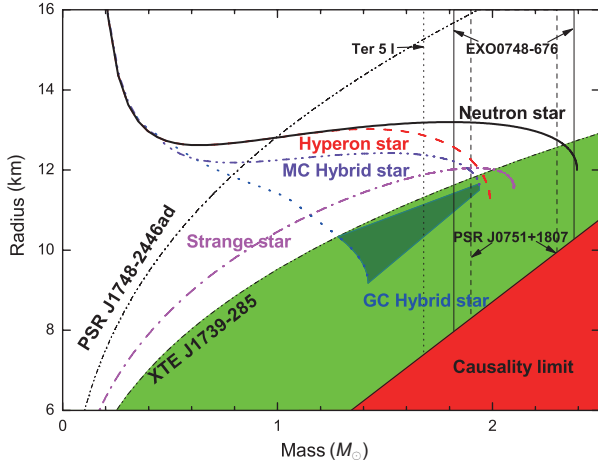


图 2 (网络版彩图) 奇异星、混杂星、中子星质量半径关系. 摘自文献[15]

Figure 2 (Color online) Mass-radius relationship for strange stars, hybrid stars and neutron stars. Obtained from ref. [15].

合[11]. 快速旋转中子星由于CFS机制, 在中子星内形成r-模, r-模造成多极矩, 产生引力波辐射, 由于星体具有相对论性转动, 引力波辐射进一步激发r-模增长, 其时标为[11]

$$\tau_g = -3.26(\pi G \bar{\rho} / \Omega^2)^3 s, \quad (9)$$

其中 G 指引力常数, Ω 指中子星转动角速度. 星体内物质黏滞性将阻尼r-模的增长, 阻尼时标由剪切黏滞和体黏滞共同决定, 表达如下[11]:

$$\begin{aligned} \tau_s &= 5.37 \times 10^8 (\alpha_s / 0.1)^{5/3} T_9^{5/3} s, \\ \tau_b &= 2.83 \times 10^3 \alpha^{-1} m_{s,100}^4 (\pi G \bar{\rho}^2 / \Omega^2) T_9^{-2} s, \end{aligned} \quad (10)$$

其中 α_s 为强相互作用耦合常数, α 是一个计算系数[19], T_9 是一个以 10^9 K为单位的星体温度, $m_{s,100}$ 指以100 MeV为单位的奇异夸克质量. 引力波辐射激发r-模幅度增长与黏滞耗散阻尼互相竞争, 满足的方程为

$$\frac{1}{\tau_g} + \frac{1}{\tau_s} + \frac{1}{\tau_b} = 0. \quad (11)$$

由方程解(11)解出中子星转动频率 ν 与温度的关系如图 3. 图 3显示脉冲星PSR B1937+21和LMXB刚好处于奇异星r-模不稳定性窗口外, 而普通中子星更低的窗口被观测所排除. 不仅奇异星, 而且包含退禁闭物质中子星也被证明满足观测限制[20]. 可是, Jones等

人[19,21]计算发现超子物质同样导致巨大的体黏滞性. Zheng等人[20]在2006年证明, 奇异性自由度而不一定是奇异夸克物质决定r-模窗口的高低, 如图 4所示. 极限旋转并不能完全确定中子星退禁闭相变发生.

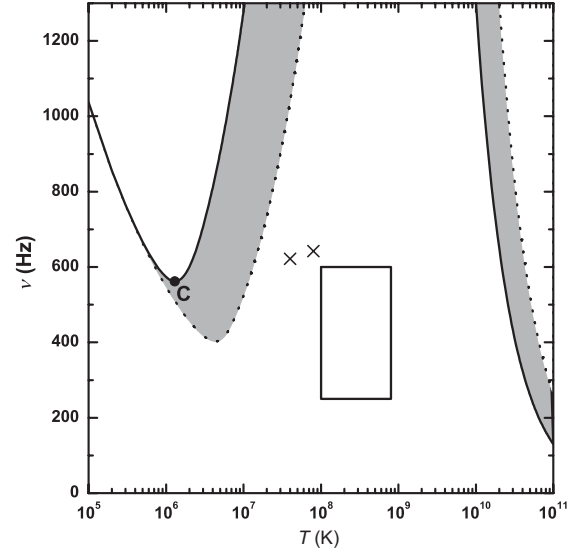


图 3 奇异星旋转极限. 叉形符号指两颗毫秒周期射电脉冲星, 长方形指低质量X射线双星, 阴影部分表示介质效应影响. 摘自文献[11]

Figure 3 Limited spin frequency of strange stars. The crosses denote the two radio pulsars with millisecond period, the rectangle represents the low mass X-ray binaries, and the shadow region shows the medium modification. Obtained from ref. [11].

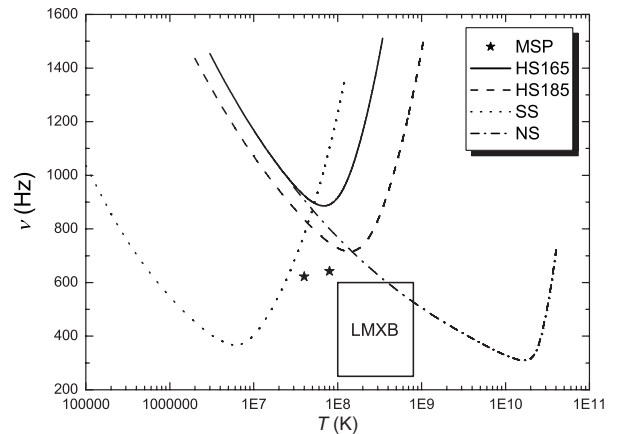


图 4 强子物质、奇异物质和超子物质导致的中子星极限旋转. 摘自文献[20]

Figure 4 Maximum spin of neutron stars due to hadron matter, strange matter and hyperon matter. Obtained from ref. [20].

4 退禁闭相变热辐射检验

无论通过恒星塌缩还是并合产生的中子星,一开始内部温度很高,但由于 β 衰变和表面热辐射逐渐释放中子星内部热能,中子星温度不断下降.标准中子星冷却由如下方程确定:

$$C_V \frac{dT}{dt} = -L_\nu - L_\gamma, \quad (12)$$

其中 C_V 为中子星热容量, L_ν , L_γ 分别是中微子和光子辐射光度.图5显示修改Urca过程(MURCA)和直接Urca过程(DURCA)中微子辐射主导的中子星温度演化曲线[22].冷却过程大体分三个阶段.第一阶段,时标在几十年到100年,为热弛豫阶段,由于内部热量向表面不断转移,中子星表面保持一个较稳定的热辐射;第二阶段为中微子冷却阶段,这一阶段最高可以持续到几百万年;第三阶段,光子冷却阶段,中子星表面温度急剧下降,热辐射很快就降到现有观测设备无法测量的阈值.

然而,中子星并非一个静态的天体,由于旋转磁矩的辐射,中子星总是逐渐转动减速的.当中子星不断减速时,系统的化学反应一定是偏离化学平衡的.由此,中子星不断把转动能变成化学能储存起来,随后系统向平衡态弛豫,又将化学能变成热,从而加热中子星.Reisenegger[23]在1995年敏锐地注意到了这一点,发现加热光度为 $H = \Delta\Gamma\delta\mu$,其中 $\delta\mu$ 为化学势偏离, $\Delta\Gamma$ 为非平衡反应净反应率.考虑加热项,中子冷却方程(12)应修改为

$$C_V \frac{dT}{dt} = -L_\nu - L_\gamma + H. \quad (13)$$

对于一个由npe物质构成的普通中子星, $\delta\mu$ 为 β 反应的化学偏离,其化学加热对中子星晚期热演化有很大的影响,图6显示,中子星在晚期表面温度处于一个相当高的平台,可能为探测器所观测[24],但这与观测还有一定的差距.

考虑中子星有Gibbs构造的退禁闭相变时,我们分析发现Gibbs构造混合相结构是一个非线性相结构,早期人们简单地认为由于强相互作用时标极短,退禁闭相变发生时总是处于两相平衡.但非线性相结构意味着退禁闭相变发生过程不简单由“裸”的强相互作用时标决定,一个强子转变成夸克时将与系统中所有核物质粒子关联,从而由强子变成夸克经一个较长时标完

成.2007年郑小平课题组[12]通过数值模拟发现了这一点,随后2014年我们从理论上完整地证明了中子星内退禁闭相变类似于原子核裂变或聚变[13],相变过程两相将偏离化学平衡,加热光度依赖中子星转动变化

$$H = 2\Omega\dot{\Omega}q \frac{d\eta}{dP} \left(\frac{\partial P}{\partial \Omega^2} \right)_N, \quad (14)$$

其中 $q \equiv \delta\mu = \left[\left(\frac{\partial e}{\partial \rho} \right)_\eta - \frac{de}{d\rho} \right] \left(\frac{d\eta}{d\rho} \right)^{-1}$, e 为每重子能量, η 为夸克重子数占比.图7给出的是有退禁闭加热中子星温度演化曲线[12].

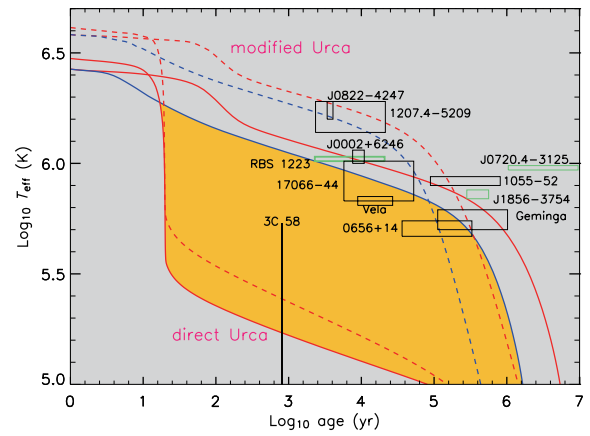


图5 (网络版彩图)标准热演化曲线.摘自文献[22]

Figure 5 (Color online) Thermal evolution curves in standard model. Obtained from ref. [22].

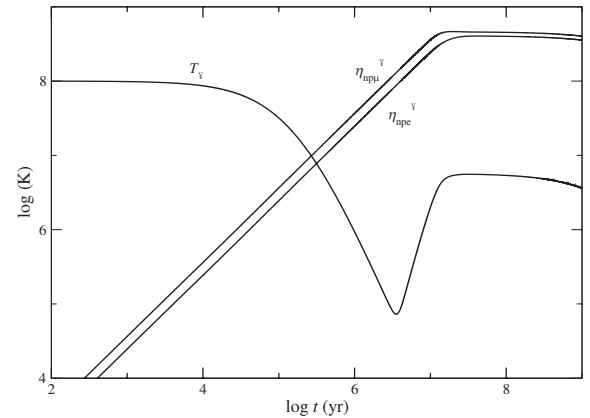


图6 β 过程化学加热中子星热演化. T_∞ 指观测温度, η_{npe} 和 $\eta_{npe\mu}$ 分别指电子和缪子过程的化学势偏离.摘自文献[24]

Figure 6 Thermal evolution with chemical heating due to β process. T_∞ is the observed temperature, η_{npe} and $\eta_{npe\mu}$ are the chemical imbalances for electron process and muon process, respectively. Obtained from ref. [24].

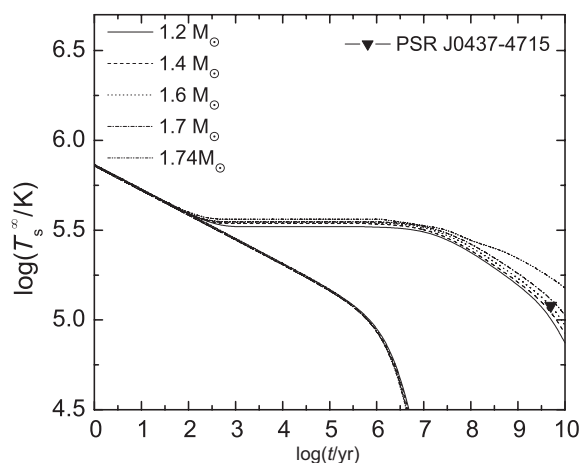


图 7 退禁闭化学加热中子星热演化. 无平台曲线指标准冷却曲线, 有平台曲线指化学加热影响的冷却曲线. 摘自文献[12]

Figure 7 Thermal evolution with chemical heating due to deconfinement. Curves without platform are the standard cooling curves, and curves with platform are cooling curves considering the effects of chemical heating. Obtained from ref. [12].

毫秒脉冲星 PSR J0437-4715, 特征年龄达到 10^8 年以上, 推测为非常年老的脉冲星, 但是多个观测发现它有相当强的热辐射光度, 温度高达 10^5 K 的数倍 [25, 26], 显然标准热演化理论无法解释, 用普通中子星化学加热去解释, 得到的热光度还差 80% (亦即温度还差 20%) [24]. 我们用退禁闭化学加热却完全可以满足观测结果. 两者比较见图 8 [27].

5 结论与讨论

中子星物态方程和物质组分是当前天文学和核物理急需解决的重大科学问题. 在这篇文章中, 我们首先基于 Gibbs 相平衡条件, 讨论了中子星内部是否和怎样发生退禁闭相变, 由于高密物质带有重子数和电荷两种守恒荷, Gibbs 构造是较可能的一种相变图像. 其次, 我们讨论了奇异夸克物质非轻子弱作用过程的耗散效率, 分析了利用 r-模不稳定性检验中子星中退禁闭物质存在的可能性. 最后考查 Gibbs 构造相结构的非线性

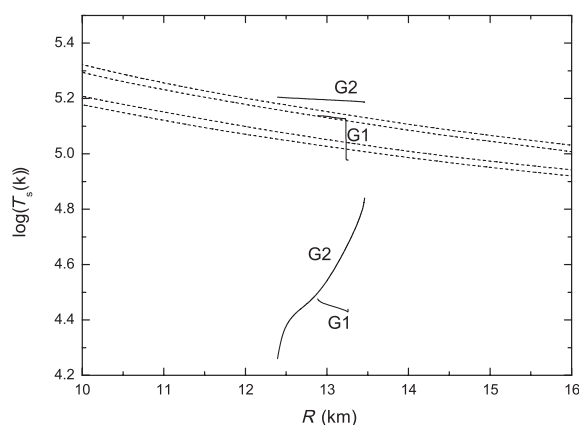


图 8 β 过程化学加热与退禁闭化学加热比较. G1, G2 分别指较软和较硬混杂星状态方程 [27], 四条虚线指 95% 和 68% 置信度 PSR J0437-4715 观测温度. 低于测量温度 G1, G2 指 β 过程化学加热, 等于高于观测值为退禁闭化学加热. 摘自文献 [27]

Figure 8 Heating comparison between β -process and deconfinement. G1, G2 correspond to a soft and a stiff equation of state of hybrid stars, respectively [27], and the four dashed lines show the observed temperature of PSR J0437-4715 with 95% and 68% credibilities. G1 and G2 below the observed temperature are for chemical heating due to β process. G1 and G2 above or equal to the observed temperature are for chemical heating due to deconfinement. Obtained from ref. [27].

性质造成转动演化中子星退禁闭相变过程偏离化学平衡, 化学能转变为加热中子星内能. 将使年老脉冲星有较高的热辐射光度, 可与现有观测比较. 这些工作结果对于我们探讨中子星内是否存在夸克物质具有重要意义, 是很重要的对退禁闭相变的天文检验.

我们建议, 由于很难从第一原理确定中子星状态方程, 仅仅通过中子星质量、半径限制物态是一件难以完成的任务. 应该在某种程度上转向研究中子星动力学行为, 寻找夸克物质存在于中子星的动力学信号.

幸运的是, 现在有许多工作希望通过中子星动力学行为限制中子星的物态, 包括转动演化 [10, 11]、热演化 [12, 13]、脉冲星 glitch 行为 [28] 以及中子星引力波辐射 [29] 等. 更进一步, 有人利用快速射电暴辅助探测奇异星 [30], 还有尝试寻找奇异行星来证认中心奇异星的存在 [31]. 我们期望未来有更丰富的工作探索这一方面的问题, 也是我们坚持研究的方向.

参考文献

- 1 Itoh N. Hydrostatic equilibrium of hypothetical quark stars. *Prog Theor Phys*, 1970, 44: 291–292
- 2 Baym G, Chin S A. Can a neutron star be a giant MIT bag? *Phys Lett B*, 1976, 62: 241–244

- 3 Chapline G, Nauenberg M. Phase transition from baryon to quark matter. *Nature*, 1976, 264: 235–236
- 4 Keister B D, Kisslinger L S. Free-quark phases in dense stars. *Phys Lett B*, 1976, 64: 117–120
- 5 Witten E. Cosmic separation of phases. *Phys Rev D*, 1984, 30: 272–285
- 6 Pisarski R D, Wilczek F. Remarks on the chiral phase transition in chromodynamics. *Phys Rev D*, 1984, 29: 338–341
- 7 Gavai R V, Potvin J, Sanielevici S. Metastabilities in three-flavor QCD at low quark masses. *Phys Rev Lett*, 1987, 58: 2519–2522
- 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 Wang Q D, Lu T. The damping effects of the vibrations in the core of a neutron star. *Phys Lett B*, 1984, 148: 211–214
- 10 Madsen J. Probing strange stars and color superconductivity by r-mode instabilities in millisecond pulsars. *Phys Rev Lett*, 2000, 85: 10–13
- 11 Zheng X, Yang S, Li J. The critical rotation of strange stars and rapidly Rotating Pulsars. *Astrophys J*, 2003, 585: L135–L138
- 12 Kang M, Zheng X P. Thermal evolution of rotating hybrid stars. *Mon Not R Astron Soc*, 2007, 375: 1503–1509
- 13 Zheng X P, Zhou X, Yang S H. Novel non-equilibrium phase transition caused by non-linear hadronic-quark phase structure. *Phys Lett B*, 2014, 729: 79–84
- 14 Kang M. The First Order Phase Transition Heating and Thermal Evolution of Neutron Stars (in Chinese). Dissertation for Doctoral Degree. Wuhan: Central China Normal University, 2007 [康缈. 一级相变加热与中子星热演化. 博士学位论文. 武汉: 华中师范大学, 2007]
- 15 Pan N N. The Study on Dynamics of High Density Nuclear Matter and Observational Constraints on Theory of Neutron Stars (in Chinese). Dissertation for Doctoral Degree. Wuhan: Central China Normal University, 2008 [潘娜娜. 高密核物质动力学与中子星理论的观测限制研究. 博士学位论文. 武汉: 华中师范大学, 2008]
- 16 Sawyer R F. Damping of vibrations and of the secular instability in quark stars. *Phys Lett B*, 1989, 233: 412–416
- 17 Madsen J. Bulk viscosity of strange quark matter, damping of quark star vibration, and the maximum rotation rate of pulsars. *Phys Rev D*, 1992, 46: 3290–3295
- 18 Zheng X, Yang S, Li J, et al. Bulk viscosity of interacting strange quark matter. *Phys Lett B*, 2002, 548: 29–34
- 19 Jones P B. Bulk viscosity of neutron-star matter. *Phys Rev D*, 2001, 64: 084003
- 20 Zheng X, Pan N, Yang S, et al. Implication of existence of hybrid stars and theoretical expectation of submillisecond pulsars. *New Astron*, 2006, 12: 165–168
- 21 Pan N N, Zheng X P, Li J R. Bulk viscosity of mixed nucleon hyperon quark matter in neutron stars. *Mon Not R Astron Soc*, 2006, 371: 1359–1366
- 22 Lattimer J M, Prakash M. The physics of neutron stars. *Science*, 2004, 304: 536–542
- 23 Reisenegger A. Deviations from chemical equilibrium due to spin-down as an internal heat source in neutron stars. *Astrophys J*, 1995, 442: 749–757
- 24 Fernandez R, Reisenegger A. Rotochemical heating in millisecond pulsars: Formalism and nonsuperfluid case. *Astrophys J*, 2005, 625: 291–306
- 25 Kargaltsev O, Pavlov G G, Romani R W. Ultraviolet emission from the millisecond pulsar J0437-4715. *Astrophys J*, 2004, 602: 327–335
- 26 Durant M, Kargaltsev O, Pavlov G G, et al. The spectrum of the recycled PSR J0437-4715 and its white dwarf companion. *Astrophys J*, 2012, 746: 6
- 27 Zhou X. The Evolution of Thermal Radiation from Compact Stars with Deconfined Quark Matter (in Chinese). Dissertation for Doctoral Degree. Wuhan: Central China Normal University, 2009 [周霞. 含退禁闭夸克物质的致密星热辐射演化. 博士学位论文. 武汉: 华中师范大学, 2009]
- 28 Ho W C G, Espinoza C M, Antonopoulou D, et al. Pinning down the superfluid and measuring masses using pulsar glitches. *Sci Adv*, 2015, 1: e1500578
- 29 Cheng Q, Zhang S N, Zheng X P, et al. What can PSR J1640-4631 tell us about the internal physics of this neutron star? *Phys Rev D*, 2019, 99: 083011
- 30 Geng J, Li B, Huang Y. Repeating fast radio bursts from collapses of the crust of a strange star. *Innovation*, 2021, 2: 100152
- 31 Kuerban A, Geng J J, Huang Y F, et al. Close-in exoplanets as candidates for strange quark matter objects. *Astrophys J*, 2020, 890: 41

Deconfinement phase transition in neutron stars and astronomical tests

ZHENG Xiao-Ping^{1,2*} & YANG Shu-Hua¹

¹*Institute of Astrophysics, Central China Normal University, Wuhan 430079, China;*

²*Department of Astronomy, School of Physics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China*

Possible deconfinement phase transitions in neutron stars and the influence of phase structure and phase transition behavior on their evolution are reviewed in this paper. Possible existence of the mixed hadron-quark phase was studied by analyzing a solution of the phase equilibrium of the nuclear matter system with two chemical potentials. The r-mode gravitational wave instability radiation and the thermal radiation of non-equilibrium neutron stars are discussed, and possible signals of the existence of quark matter inside neutron stars were investigated from the aspect of the dynamic process of neutron stars.

neutron stars, phase transition, thermal evolution

PACS: 97.60.Jd, 05.70.Fh, 97.10.Cv

doi: [10.1360/SSPMA-2023-0065](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2023-0065)