

利用含 δ 介子的相对论平均场理论研究 中子星潮汐形变性质

刁彬¹⁾²⁾ 许妍^{1)2)†} 黄修林^{1)‡} 王夷博^{1)††}

1) (中国科学院国家天文台长春人造卫星观测站, 长春 130117)

2) (中国科学院大学天文与空间科学学院, 北京 100049)

(2022 年 8 月 8 日收到; 2022 年 9 月 9 日收到修改稿)

开展中子星宏观性质的研究, 对于揭示中子星内部组成和结构具有重要意义. 本文基于相对论平均场理论模型, 研究了 δ 介子对传统中子星和超子星物态方程、最大质量、勒夫数和潮汐形变能力的影响. 结果表明, 对于中小质量传统中子星 (或超子星), δ 介子使其潮汐形变能力变强; 随着传统中子星 (或超子星) 质量的增加, δ 介子对其潮汐形变能力影响逐渐减弱; 尤其对于大质量超子星, 含有 δ 介子的超子星潮汐形变能力相比不含 δ 介子的超子星变弱. 此外, 在相同质量下超子的存在会降低星体的潮汐形变能力, 在本文所选的参数下, 含有 δ 介子的星体中, 仅同时含 Λ , Σ 和 Ξ 超子的超子星潮汐形变能力能同时满足 GW170817 和 GW190814 天文观测约束. 随着与中子星相关的引力波数据逐渐增加, 将为人们判断超子星内超子种类提供一个可能的途径.

关键词: 中子星, δ 介子, 潮汐形变

PACS: 26.60.Kp, 04.40.Dg, 04.30.-w

DOI: 10.7498/aps.72.20221599

1 引言

中子星是宇宙中除黑洞以外最致密的一类星体, 对于中子星性质的研究为人们理解极端条件下高密物质的性质和行为提供了新的维度. 1967 年, Hewish 等^[1]发现第一颗脉冲星 PSR B1919+21, 不久 Gold^[2]就证实其为一颗快速旋转的中子星, 随后关于中子星物态方程的研究迅速发展. 然而, 由于中子星内部结构主要由参与强相互作用的粒子主导, 当前研究人员只能借助地面核实验和天文观测如中子星质量、半径、引力波辐射等对中子星宏观性质进行限制, 通过唯象或微观核多体理论

模型对中子星物态方程和内部结构展开了大量的研究^[3–12].

2017 年 8 月 17 日, 激光干涉引力波天文台和室女座引力波天文台等成功探测到双中子星并合引力波信号即 GW170817 事件, 则为研究中子星物态方程打开了新的窗口^[13]. 在双星系统中, 一般用无量纲的潮汐形变因子 Λ_{tidal} 来反映星体的潮汐形变能力, 而潮汐形变因子又与星体的物态方程息息相关. 双星系统的演化一般分为旋进、并合、铃宕三个阶段. 双中子星相互绕转时, 会因辐射引力波而相互靠近. 在旋进的后期, 因为伴星的存在使得中子星发生潮汐形变, 星体的潮汐形变因子可由这一阶段的引力波信号与点质量结果的偏离给出.

† 通信作者. E-mail: xuy@cho.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: huangxl@cho.ac.cn

†† 通信作者. E-mail: wangyb@cho.ac.cn

因此, 可以用双中子星并合的引力波信号来限制中子星物态方程. 到目前为止, 已发现了 5 例与中子星相关的引力波事件即: GW170817, GW190814, GW190425, GW200105 和 GW200115^[14–17]. 基于 GW170817 和 GW190814 事件, 学者指出 $1.4M_{\odot}$ 中子星潮汐形变因子取值范围分别为 $\Lambda_{1.4} = 190^{+390}_{-120}$ 和 $\Lambda_{1.4} = 616^{+273}_{-158}$. 这些引力波事件对限制中子星物态方程、分析星体内部物质成分产生了深远影响^[18–22].

许多学者针对中子星潮汐形变性质开展了大量意义深刻的工作. 2018 年, Zhu 等^[23] 提出了一种可以很好地描述 GW170817 观测结果并能约束夸克层次中子星物态方程, 即“QMF18”模型. 2019 年, Biswas 等^[24] 利用 GW170817 事件对中子星内部压强的各向异性进行了研究, 指出压强的各向异性能大幅降低中子星潮汐形变能力. 2020 年, Essick 等^[25] 利用非参数方法分析了中子星物态方程、内部物质成分和星体最大质量, 并指出 GW170817 事件支持软的中子星物态方程并强调了利用引力波数据约束中子星物态方程的良好前景. 2021 年, Miao 等^[26] 用贝叶斯统计方法基于 GW170817, GW190425 和 PSR J0030+0451 的天文观测约束研究了中子星转动惯量, 在 90% 可信度下估算了 PSR J0737—3039 的转动惯量理论值范围. 2022 年, Huang 等^[27] 利用相对论平均场理论模型研究了超子星潮汐形变性质, 指出引力波探测为研究中子星结构提供了良好的途径, 希望未来可以从引力波中得到特殊的信号, 帮助人们确定中子星内是否包含超子. 如果中子星内部出现超子, 如何判断超子的种类一直都是中子星物态方程研究中的热点和焦点问题, 并且为了能够体现星体内核子 (n 和 p) 或超子 (Λ , Σ 和 Ξ) 有效质量的差别, 学者们在相对论平均场理论模型中引入了同位旋矢量-标量介子 δ 来描述星体的性质. 1997 年, Kubis 和 Kutschera^[28] 在相对论平均场理论模型下研究了 δ 介子对中子星性质的影响, 指出 δ 介子使得中子单粒子能增加, 质子丰度增加, 并且中子和质子的有效质量会发生劈裂. 2009 年, 喻孜等^[29] 在相对论平均场理论模型下研究了 δ 介子对热前中子星性质的影响, 指出 δ 介子使得热前中子星内超子丰度升高, 但是这种趋势会随着星体温度的升高逐渐减弱. 2010 年, 邵国运和刘玉鑫^[30] 在相对论平均场理论模型下研究了 δ 介子对含和不含反 K 介子

凝聚相超子星粒子分布、半径和质量的影响. 2018 年, 孙保元等^[31] 利用相对论平均场理论模型展开了 δ 介子对星体转动惯量研究, 指出 δ 介子会抑制星体壳层和总的转动惯量, 并使得壳层转动惯量和星体总转动惯量的比值也受到抑制. 前人的工作表明, δ 介子出现会改变星体微观和宏观性质^[32–36], 这必然也会改变星体潮汐形变性质. 因此, 本文在相对论平均场理论框架下主要研究 δ 介子对传统中子星和超子星潮汐形变性质的影响.

本文将在第 2 节给出包含 δ 介子的相对论平均场理论模型下传统中子星和超子星物态方程, 广义相对论流体静力学平衡方程和求解中子星潮汐形变因子微分方程; 第 3 节讨论传统中子星和超子星物态方程、质量-半径关系、勒夫数和潮汐形变因子在考虑和不考虑 δ 介子时将有怎样的变化; 第 4 节对本文研究进行总结.

2 理论基础

2.1 包含 δ 介子的相对论平均场理论模型

在本文中, 为了更直观地说明 δ 介子对星体潮汐形变性质的影响, 将采用包含 σ , ω , ρ 和 δ 介子一种比较简化的相对论平均场方法^[37–41]. 其中同位旋标量-标量介子 σ 反映重子间吸引力, 同位旋标量-矢量介子 ω 反映重子间短程排斥力, 同位旋矢量-矢量介子 ρ 反映中子和质子的差别, 同位旋矢量-标量介子 δ 反映属于同一种类但具有不同同位旋量子数重子有效质量的差别.

描述中子星物质的拉格朗日密度可以写成以下三个部分:

$$L = \mathcal{L}_B + \mathcal{L}_m + \mathcal{L}_l, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_B = \sum_B \bar{\psi}_B [i\gamma_\mu \partial^\mu - (M_B - g_{\sigma B}\sigma - g_{\delta B}\delta \cdot \tau_B) \\ - g_{\omega B}\gamma_\mu \omega^\mu - g_{\rho B}\gamma_\mu \rho^\mu \cdot \tau_B] \psi_B, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_m = \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu \\ - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - U(\sigma) + \frac{1}{2} (\partial_\mu \delta \cdot \partial^\mu \delta - m_\delta^2 \delta^2) \\ + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_\mu \cdot \rho^\mu - \frac{1}{4} G_{\mu\nu} \cdot G^{\mu\nu}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\mathcal{L}_l = \sum_l \bar{\psi}_l (i\gamma_\mu \partial^\mu - m_l) \psi_l, \quad (4)$$

其中, 势函数 $U(\sigma)$ 表示 σ 介子自相互作用项

$U(\sigma) = \frac{1}{3}g_2\sigma^3 + \frac{1}{4}g_3\sigma^4$ [42], σ , ω , ρ 和 δ 分别表示 σ , ω , ρ 和 δ 介子场。

把拉格朗日密度 (1) 式—(4) 式代入 Euler-Lagrange 方程, 在相对论平均场近似下, 重子场和介子场运动方程可以简化为

$$[i\gamma_\mu\partial^\mu - (M_B - g_\sigma\sigma - g_\delta\tau_3\delta_0) - g_\omega\gamma^0\omega_0 - g_\rho\gamma^0\tau_3\rho_0]\psi = 0, \quad (5)$$

$$\sigma_0 = -\frac{g_2}{m_\sigma^2}\sigma_0^2 - \frac{g_3}{m_\sigma^2}\sigma_0^3 + \sum_B \frac{g_{\sigma B}}{m_\sigma^2}\rho_{sB}, \quad (6)$$

$$\omega_0 = \sum_B \frac{g_{\omega B}}{m_\omega^2}\rho_B, \quad (7)$$

$$\rho_0 = \sum_B \frac{g_{\rho B}}{m_\rho^2}I_{3B}\rho_B, \quad (8)$$

$$\delta_0 = \sum_B \frac{g_{\delta B}}{m_\delta^2}I_{3B}\rho_{sB}, \quad (9)$$

其中 ρ_{sB} 和 ρ_B 分别表示重子的标量密度和重子数密度, 其具体表达式如下:

$$\rho_{sB} = \frac{2J_B + 1}{2\pi^2} \int_0^{k_B} \frac{M_B^*}{\sqrt{k^2 + M_B^{*2}}} k^2 dk, \quad (10)$$

$$\rho_B = \frac{(2J_B + 1)k_B^3}{6\pi^2}, \quad (11)$$

式中, J_B 表示重子自旋量子数, M_B^* 表示重子 B 的有效质量, 其具体表达式如下:

$$M_B^* = M_B - g_{\sigma B}\sigma_0 - I_{3B}g_{\delta B}\delta_0. \quad (12)$$

在相对论平均场近似下, 中子星物态方程形式如下:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_B + \mathcal{E}_l + \mathcal{E}_m, \quad (13)$$

其中 $\mathcal{E}_B$, $\mathcal{E}_l$ 和 $\mathcal{E}_m$ 分别表示重子、轻子和介子能量密度, 具体表达式如下:

$$\mathcal{E}_B = \frac{2J_B + 1}{2\pi^2} \sum_B \int_0^{k_B} \sqrt{k^2 + M_B^{*2}} k^2 dk, \quad (14)$$

$$\mathcal{E}_l = \frac{1}{\pi^2} \sum_l \int_0^{k_l} \sqrt{k^2 + m_l^2} k^2 dk, \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_m = & \frac{m_\omega^2}{2}\omega_0^2 + \frac{m_\rho^2}{2}\rho_0^2 + \frac{m_\sigma^2}{2}\sigma_0^2 + \frac{g_2}{3}\sigma_0^3 \\ & + \frac{g_3}{4}\sigma_0^4 + \frac{m_\delta^2}{2}\delta_0^2. \end{aligned} \quad (16)$$

$$P = P_B + P_l + P_m, \quad (17)$$

其中 P_B , P_l 和 P_m 分别表示重子、轻子和介子压强, 具体表达式如下:

$$P_B = \frac{1}{3} \sum_B \frac{2J_B + 1}{2\pi^2} \int_0^{k_B} \frac{k^4 dk}{\sqrt{k^2 + M_B^{*2}}}, \quad (18)$$

$$P_l = \frac{1}{3\pi^2} \sum_l \int_0^{k_l} \frac{k^4 dk}{\sqrt{k^2 + m_l^2}}, \quad (19)$$

$$\begin{aligned} P_m = & \frac{m_\omega^2}{2}\omega_0^2 + \frac{m_\rho^2}{2}\rho_0^2 - \frac{m_\sigma^2}{2}\sigma_0^2 \\ & - \frac{g_2}{3}\sigma_0^3 - \frac{g_3}{4}\sigma_0^4 - \frac{m_\delta^2}{2}\delta_0^2. \end{aligned} \quad (20)$$

2.2 广义相对论流体静力学平衡方程

为了获得中子星质量 (M) 和半径 (R), 我们常常需要借助广义相对论流体静力学平衡方程 [43,44], 其具体的表达式如下:

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{[p(r) + \epsilon(r)][M(r) + 4\pi r^3 p(r)]}{r[r - 2M(r)]}, \quad (21)$$

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi\epsilon(r)r^2, \quad (22)$$

其中 $p(r)$, $\epsilon(r)$ 和 $M(r)$ 分别表示半径 r 处星体的压强、能量密度和质量. 结合物态方程 (13)—(20), 可以获得中子星质量-半径关系, 由此可以把理论结果与中子星质量测量数据联系起来.

2.3 中子星潮汐形变因子

中子星的潮汐形变能力被定义为诱导四极矩 Q_{ij} 与外部潮汐场 ϵ_{ij} 的比值 $Q_{ij} = -\lambda\epsilon_{ij}$ [45], 潮汐形变能力与勒夫数 k_2 关系为 $\lambda = \frac{2}{3}k_2R^5$, 其中 k_2 的表达式如下 [46]:

$$\begin{aligned} k_2 = & \frac{8}{5} \left(\frac{M}{R}\right)^5 \left(1 - 2\frac{M}{R}\right)^2 \left[2 + 2\frac{M}{R}(y_R - 1) - y_R\right] \\ & \times \left\{2\frac{M}{R} \left[6 - 3y_R + 3\frac{M}{R}(5y_R - 8)\right] + 4\left(\frac{M}{R}\right)^3 \right. \\ & \times \left[13 - 11y_R + \frac{M}{R}(3y_R - 2) + 2\left(\frac{M}{R}\right)^2(1 + y_R)\right] \\ & + 3\left(1 - 2\frac{M}{R}\right)^2 \left[2 - y_R + 2\frac{M}{R}(y_R - 1)\right] \\ & \left. \times \ln\left(1 - 2\frac{M}{R}\right)\right\}^{-1}. \end{aligned} \quad (23)$$

y_R 可以通过求解如下微分方程获得 [47]

$$r \frac{dy(r)}{dr} + y^2(r) + y(r)F(r) + r^2Q(r) = 0. \quad (24)$$

方程 (23) 满足边界条件 $y(0) = 2$ [48], $p(0) = p_c$

和 $M(0) = 0$, 式中 $F(r)$ 与 $Q(r)$ 都是中子星 $\mathcal{E}(r)$, $P(r)$ 和 $M(r)$ 的函数, 具体表达式如下:

$$F(r) = \frac{r - 4\pi r^3 [\mathcal{E}(r) - P(r)]}{r - 2M(r)}, \quad (25)$$

$$Q(r) = \frac{4\pi r \left[5\mathcal{E}(r) + 9P(r) + \frac{\mathcal{E}(r) + P(r)}{\frac{\partial P}{\partial \mathcal{E}}} - \frac{6}{4\pi r^2} \right]}{r - 2M(r)} - 4 \left\{ \frac{M(r) + 4\pi r^3 P(r)}{r^2 [1 - 2M(r)/r]} \right\}^2. \quad (26)$$

中子星潮汐形变因子可以表示为 k_2 , M 和 R 的关系, 具体表达式如下:

$$\Lambda_{\text{tidal}} = \frac{2k_2 R^5}{3M^5}. \quad (27)$$

结合中子星物态方程和广义相对论流体静力学平衡方程, 可以获得星体的潮汐形变因子理论值.

3 中子星宏观性质及数值结果

在本文中, 采用了较简单的中子星模型, 假设中子星核心是由 n , p 和 l (传统中子星) 或 n , p , l , Λ , Σ^+ , Σ^0 , Σ^- , Ξ^- 和 Ξ^0 (超子星) 组成. 前人的工作表明: 中子星内出现同位旋矢量-标量 δ 介子会改变星体物态方程, 使得星体内部物质状态发生一系列改变, 因此必然会影响星体的潮汐形变性质. 因此, 在本文中着重分析 δ 介子对传统中子星和超子星潮汐形变性质的影响, 主要分以下 6 种情况讨论: 1) 不考虑 δ 介子的影响, 中子星核心仅含

有核子 n , p 和轻子 l (记作 pn , no δ); 2) 考虑 δ 介子的影响, 中子星核心仅含有核子 n , p 和轻子 l (记作 pn , with δ); 3) 不考虑 δ 介子的影响, 中子星核心含有重子 n , p , Λ , Ξ 和轻子 l (记作 pnH no Σ , no δ); 4) 考虑 δ 介子的影响, 中子星核心含有重子 n , p , Λ , Ξ 和轻子 l (记作 pnH no Σ , with δ); 5) 不考虑 δ 介子的影响, 中子星核心含有重子 n , p , Λ , Σ , Ξ 和轻子 l (记作 pnH , no δ); 6) 考虑 δ 介子的影响, 中子星核心含有重子 n , p , Λ , Σ , Ξ 和轻子 l (记作 pnH , with δ), 计算过程中涉及的参数和饱和密度处核物质性质分别列在表 1 和表 2 中.

图 1 给出了 6 种情况下星体物态方程. 从图 1 中可以看出, 传统中子星和超子星的压强均随着能量密度的增加而增加; 在中低密度区域, δ 介子出现后使传统中子星和超子星物态方程均变硬; 在高

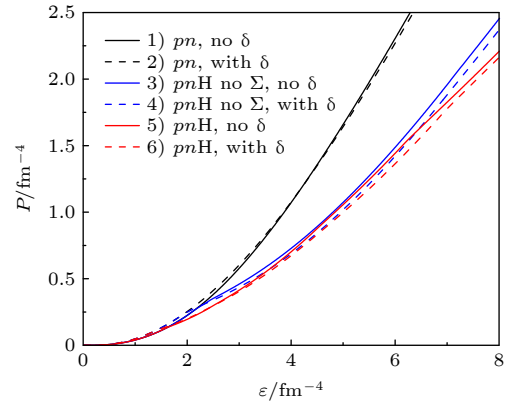


图 1 6 种情况下, 星体物态方程

Fig. 1. Equation of states for neutron star matter in the six cases.

表 1 各参数的取值. 其中, $f_i = (g_i/m_i)^2$ (fm^2), $i = \sigma, \omega, \rho$ 和 δ . 介子质量取值如下: $m_\sigma = 550$ MeV, $m_\omega = 783$ MeV, $m_\rho = 763$ MeV 和 $m_\delta = 983$ MeV. 超子耦合常数表示为与核子耦合常数的比值, 即 $x_i = g_{iH}/g_i$, $i = \sigma, \omega, \rho$ 和 δ , 具体取值为 $x_{\omega B} = 0.783$, $x_{\sigma B} = x_{\delta B} = x_{\rho B} = 0.7$ [49].

Table 1. Parameters sets. $f_i = (g_i/m_i)^2$ (fm^2), $i = \sigma, \omega, \rho$ and δ , we take $m_\sigma = 550$ MeV, $m_\omega = 783$ MeV, $m_\rho = 763$ MeV and $m_\delta = 983$ MeV. The ratios of coupling constants between hyperons and nucleons can be expressed $x_i = g_{iH}/g_i$, $i = \sigma, \omega, \rho$ and δ . Their values $x_{\omega B}$ and $x_{\sigma B}$, $x_{\delta B}$, $x_{\rho B}$ are 0.783 and 0.7, respectively [49].

参数	f_σ	f_ω	f_ρ	f_δ	g_2/fm^{-1}	g_3
不包含 δ 介子	10.33	5.42	0.95	0.00	$0.033g_\sigma^3$	$-0.0048g_\sigma^4$
包含 δ 介子	10.33	5.42	3.15	2.50	$0.033g_\sigma^3$	$-0.0048g_\sigma^4$

表 2 饱和核物质性质, 饱和密度值以及在饱和密度处对称能、对称斜率和不可压缩系数值 [49]

Table 2. Properties of nuclear saturation density, namely, the values of the nuclear saturation density ρ_0 , the symmetry energy E_{sym} , the symmetry energy slope L and the incompressibility K_V [49].

参数	ρ_0/fm^{-3}	$E_{\text{sym}}/\text{MeV}$	L/MeV	K_V/MeV
不包含 δ 介子	0.16	31.3	84	240
包含 δ 介子	0.16	31.3	103	240

密度区域, δ 介子出现使星体物态方程均变软. 在相同质量下, 与传统中子星物态方程相比超子星物态方程明显变软, 其中在包含 Σ 超子的超子星物态方程情况 5) 和情况 6) 最为明显.

图 2 给出了 6 种情况下星体质量-半径关系. 图中阴影区域分别表示 PSRs J1903+0327 和 J0453+1559 的质量测量值, 橙色误差棒表示中子星内部成分探测器公布的孤立中子星 PSR J0030+0415 的质量、半径测量值. 从图 2 中可以看到, δ 介子出现使得相同质量的传统中子星和超子星半径均增大, 然而这一改变随着星体质量的增加逐渐减弱; 这是由于在中低密度区域 δ 介子使星体物态方程变硬, 导致在相同质量下含 δ 介子的星体半径更大; 在高密度区域 δ 介子会使星体物态方程变软, 导致在相同质量下含 δ 介子的星体半径变大幅度减小. 对于较小质量的星体, 由于其内部没有生成超子, 因此传统中子星与超子星质量-半径关系重合; 随着星体质量的增加, 不同种类的超子开始在星体内部陆续出现形成超子星, 相同质量下超子星半径要明显小于传统中子星半径, 并且超子星最大质量明显小于传统中子星最大质量. 表 3 中给出了 6 种情况下星体最大质量对应的半径、勒夫数和潮汐形变因子以及最大半径对应的质量、勒夫数和潮汐形变因子. 从图 2 和表 3 可以清晰地看到, 6 种情况下星体的最大质量变化较大, 其中含有 δ 介子的传统中子星即情况 2) 的最大质量最大, 其值可以达到 $2.119 M_{\odot}$; 而含有 δ 介子的超子星即情况 6) 最大质量最小, 其值为 $1.691 M_{\odot}$; 情况 1)—情况 5) 中最大半径星体对应的都是传统中子星, 仅在情况 6) 时最大半径星体对应的是含有 Σ 超子的超子星. 此外, 6 种情况下的质量-半径关

系均与 PSRs J1903+0327 和 J0453+1559 的质量测量值以及孤立中子星 PSR J0030+0415 的质量、半径测量值符合良好.

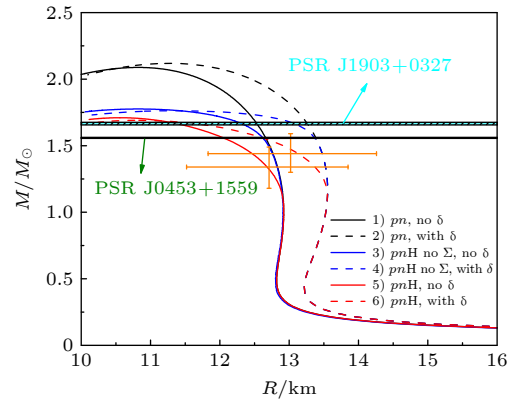


图 2 6 种情况下, 星体质量-半径关系. 不同颜色条纹区域分别表示 PSRs J1903+0327 和 J0453+1559 的质量测量值 $1.666^{+0.01}_{-0.01} M_{\odot}$ 和 $1.559^{+0.004}_{-0.004} M_{\odot}$ [50,51], 橙色误差棒表示 PSR J0030+0415 的质量和半径测量值范围, 其质量测量值为 $1.34^{+0.15}_{-0.16} M_{\odot}$ 和 $1.44^{+0.15}_{-0.14} M_{\odot}$, 相应半径值为 $12.71^{+1.14}_{-1.19}$ km 和 $13.02^{+1.24}_{-1.06}$ km [52].

Fig. 2. Mass - radius curves for the six equation of states. The striped areas of different colors stand for the constraints inferred from PSRs J1903+0327 and J0453+1559, and their mass measurement values are $1.666^{+0.01}_{-0.01} M_{\odot}$ and $1.559^{+0.004}_{-0.004} M_{\odot}$ [50,51], respectively. The orange error bars express the constraints on the mass-radius limits of PSR J0030+0451, and its mass measurement values are $1.34^{+0.15}_{-0.16} M_{\odot}$ and $1.44^{+0.15}_{-0.14} M_{\odot}$, the corresponding radius values are $12.71^{+1.14}_{-1.19}$ km and $13.02^{+1.24}_{-1.06}$ km, respectively [52].

图 3 给出了 6 种情况下星体勒夫数-质量关系. 其中黑色虚线表示当星体质量取 $1.4 M_{\odot}$ 时勒夫数理论值区间, 阴影区域分别表示 PSRs J1903+0327 和 J0453+1559 的勒夫数理论值区间. 从图 3 中可以看出, 对于中小质量星体, δ 介子会使得相

表 3 6 种情况下, 星体最大质量及其对应的半径、勒夫数和潮汐形变因子; 星体最大半径及其对应的质量、勒夫数和潮汐形变因子

Table 3. Values of the maximum masses M and the corresponding radii R , the tidal Love numbers k_2 and the tidal deformabilities Λ_{tidal} . Values of the maximum radii R and the corresponding masses M , the tidal Love numbers k_2 and the tidal deformabilities Λ_{tidal} with the six cases.

	中子星最大质量处				中子星最大半径处			
	$M/M_{\odot}$	R/km	k_2	Λ_{tidal}	$M/M_{\odot}$	R/km	k_2	Λ_{tidal}
1)	2.088	10.89	0.021	8	0.995	12.973	0.124	4405
2)	2.119	11.31	0.019	8	1.138	13.570	0.105	2417
3)	1.776	10.89	0.032	28	0.995	12.973	0.124	4405
4)	1.763	11.40	0.031	36	1.138	13.570	0.105	2417
5)	1.709	10.71	0.033	31	0.995	12.937	0.124	4405
6)	1.691	10.91	0.028	31	1.109	13.566	0.107	2791

同质量的传统中子星 (或超子星) 勒夫数减小; 但是, 随着星体质量的增加, δ 介子对星体勒夫数的抑制作用逐渐减弱. 从图 3 还可以看出, 超子的陆续出现会抑制星体勒夫数, 并在包含 Σ 超子的超子星即情况 5) 和情况 6) 下表现最为明显.

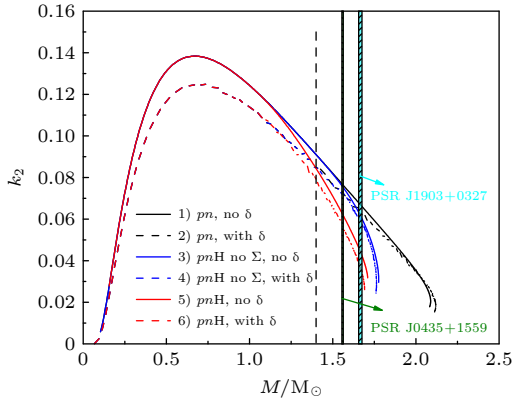


图 3 6 种情况下, 星体勒夫数-质量关系. 其中不同颜色条纹区域分别表示 PSRs J1903+0327 和 J0435+1559 的勒夫数理论值范围, 黑色虚线表示星体质量取 $1.4M_{\odot}$ 时勒夫数理论值

Fig. 3. Tidal Love numbers as a function of the masses for the six equation of states. The striped areas of different colors stand for the theoretical values ranges of the tidal Love numbers for PSRs J1903+0327 and J0435+1559, respectively. The vertical dashed line indicates as $M = 1.4 M_{\odot}$.

图 4 给出了 6 种情况下星体潮汐形变因子-质量关系. 阴影区域分别表示 PSRs J1903+0327 和 J0453+1559 潮汐形变因子理论值范围, 彩色误差棒分别表示引力波信号 GW170817 和 GW190814 对星体潮汐形变因子的约束范围. 从图 4 可以看到, 对于中小质量的星体, δ 介子使得相同质量的传统中子星 (或超子星) 潮汐形变因子变大; 随着星体质量的增加, δ 介子对星体潮汐形变能力影响逐渐减弱, 特别是含有 δ 介子的大质量超子星潮汐形变能力弱于不含 δ 介子的超子星; 这是由于星体潮汐形变能力对于半径五次方和勒夫数一次方依赖, 如 (26) 式所示. 从图 4 中还可以看到, 随着星体质量的增加超子陆续出现, 使得超子星潮汐形变因子要小于传统中子星潮汐形变因子, 在包含 Σ 超子的超子星即情况 5) 和情况 6) 下表现最为明显; 这是因为在相同质量下含有超子的星体半径和勒夫数均减小, 如图 2、图 3 和 (26) 式所示. 表 4 中列出了六种情况下 $1.4 M_{\odot}$ 中子星、PSRs J1903+0327 和 J0453+1559 半径、勒夫数、潮汐形变因子的理论值. 此外, 在本文所选参数下含有 δ 介子的传统中子星和超子星潮汐形变因子均满足 GW190814 天文观测约束; 但是, 仅含有 Λ , Σ 和 Ξ 超子的超子星才能同时满足引力波信号

表 4 6 种情况下, $1.4 M_{\odot}$ 中子星、PSRs J1903+0327 和 PSR J0453+1559 半径、勒夫数和潮汐形变因子的理论值
Table 4. Theoretical values for the radii, the tidal Love numbers and the tidal deformabilities for the $1.4 M_{\odot}$ neutron star, PSRs J1903+0327 and J0751+1087, respectively.

		R/km	K_2	Λ
(1.4 $M_{\odot}$ 中子星)	1)	12.80	0.090	545
	2)	13.51	0.085	682
	3)	12.81	0.090	548
	4)	13.51	0.085	682
	5)	12.58	0.084	468
	6)	13.25	0.079	568
PSR J1903+0327 ($1.666^{+0.01}_{-0.01}M_{\odot}$)	1)	[12.53, 12.56]	[0.066, 0.067]	[146, 162]
	2)	[13.26, 13.29]	[0.061, 0.064]	[180, 205]
	3)	[12.28, 12.37]	[0.060, 0.063]	[120, 140]
	4)	[13.04, 13.13]	[0.058, 0.061]	[158, 184]
	5)	[11.29, 11.48]	[0.042, 0.046]	[055, 070]
	6)	[11.49, 11.80]	[0.034, 0.039]	[050, 070]
PSR J0453+1559 ($1.559^{+0.004}_{-0.004}M_{\odot}$)	1)	[12.67, 12.68]	[0.076, 0.077]	[255, 265]
	2)	[13.39, 13.40]	[0.072, 0.073]	[313, 329]
	3)	[12.63, 12.64]	[0.075, 0.075]	[251, 256]
	4)	[13.37, 12.38]	[0.071, 0.073]	[309, 328]
	5)	[12.04, 12.08]	[0.061, 0.062]	[159, 169]
	6)	[12.61, 12.65]	[0.055, 0.057]	[179, 194]

GW190814 和 GW170817 的天文观测约束; 可见, 含 δ 介子的超子星其内部不同的超子种类对于人们理解星体潮汐形变性质至关重要. 相信未来将有更多与中子星相关的引力波数据可用于进一步限制中子星物态方程和潮汐形变性质, 这将有助于完善中子星理论模型并揭示星体内超子的种类.

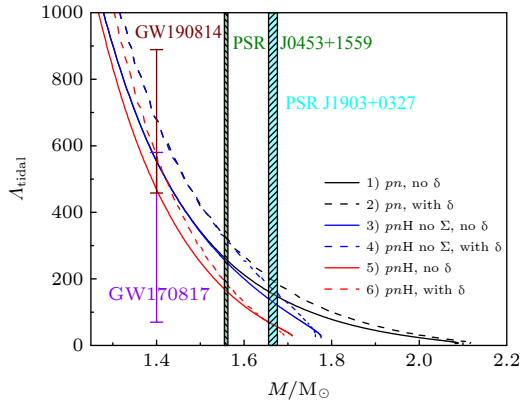


图 4 6 种情况下, 星体潮汐形变因子-质量关系. 不同颜色条纹区域分别表示 PSRs J1903+0327 和 J0453+1559 脉冲星的潮汐形变因子理论值范围, 彩色误差棒分别表示 GW170817 和 GW190814 对于星体潮汐形变的约束
Fig. 4. Tidal deformabilities as a function of the masses for the six equation of states. The different colors striped areas stand for the theoretical values of the tidal deformabilities for PSRs J1903+0327 and J0751+1087, respectively. The color error bar expresses the constraints from GW170817 and GW190814 events for the tidal deformabilities.

4 结 论

本文在相对论平均场理论框架下研究了同位旋矢量-标量介子 δ 对传统中子星和超子星质量、半径、勒夫数和潮汐形变因子的影响. 结果表明, 对于中小质量星体, δ 介子出现使得星体半径变大、勒夫数减小和潮汐形变能力变强; 随着星体质量的增加, δ 介子对星体半径、勒夫数和潮汐形变能力影响逐渐减弱; 特别是对于大质量超子星, 含有 δ 介子的大质量超子星潮汐形变能力弱于不含 δ 介子的超子星. 此外, 超子星中超子的陆续出现会明显的降低超子星最大质量、勒夫数和潮汐形变能力. 对于含有 δ 介子的星体, 仅同时含有 Λ , Σ 和 Ξ 超子的超子星可以满足两个引力波信号 GW190814 和 GW170817 的天文观测约束, 这也许可以作为超子星内含有 Σ 超子的一个理论参考. 未来人们将获得更多中子星质量、半径和引力波探测数据, 将有助于进一步限制中子星物态方程, 这将对揭示

中子星内部物质成分非常有益.

在本文中, 虽然我们的数值结果能够清晰的反映 δ 介子对传统中子星 (超子星) 潮汐形变能力的影响, 但仍然存在许多不足之处, 比如该数值结果对模型和参数具有依赖性, 在模型中我们也没有考虑如 $\sigma\delta^2$ 和 $\sigma^2\delta^2$ 等介子之间复杂的相互作用. 因此, 后续我们会根据这些不足之处开展更加深入的研究.

感谢中国科学院国家天文台韩金林研究员和南开大学胡金牛教授的讨论与帮助.

参考文献

- [1] Hewish A, Bell S J, Pilkington J D H, Scott P F, Collins R A 1968 *Nature* **217** 709
- [2] Gold T 1968 *Nature* **218** 731
- [3] Zhao S Y, Liu C Z, Huang X L, Wang Y B, Xu Y 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 222601 (in Chinese) [赵诗艺, 刘承志, 黄修林, 王夷博, 许妍 2021 *物理学报* **70** 222601]
- [4] Zhan Q, Song H F, Tai L T, Wang J T 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 089701 (in Chinese) [詹琼, 宋汉峰, 邵丽婷, 王江涛 2015 *物理学报* **64** 089701]
- [5] Li A, Hu J N, Bao S S, Shen H, Xu R X 2019 *Nucl. Phys. Rev.* **36** 1 (in Chinese) [李昂, 胡金牛, 鲍世绍, 申虹, 徐仁新 2019 *原子核物理评论* **36** 1]
- [6] Lai X Y, Xun R X 2019 *Phys.* **48** 554 (in Chinese) [来小禹, 徐仁新 2019 *物理* **48** 554]
- [7] Gong W K, Guo W J 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 242101 (in Chinese) [龚武坤, 郭文军 2020 *物理学报* **69** 242101]
- [8] Bao T M E B G, Yang X Q, Yu Z 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 012101 (in Chinese) [包特木巴根, 杨兴强, 喻孜 2013 *物理学报* **62** 012101]
- [9] Pattersons M L, Sulaksono A 2021 *Eur. Phys. J. C* **81** 698
- [10] Zhao X F 2015 *Phys. Rev. C* **92** 055802
- [11] Rather I A, Usmani, Patra S K 2021 *Nucl. Phys. A* **1010** 122189
- [12] Sun B Y, Liu Z W, Xing R Y 2019 *AIP. Conf. Proc.* **2127** 020020
- [13] Abbott B P, LIGO Scientific, Virgo Collaboration 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 161101
- [14] Abbott B P, LIGO Scientific, Virgo Collaboration 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 161101
- [15] Abbott R, LIGO Scientific, Virgo Collaboration 2020 *Astrophys. J. Lett.* **896** L44
- [16] Abbott B P, LIGO Scientific, Virgo Collaboration 2020 *Astrophys. J. Lett.* **892** L3
- [17] Abbott R, LIGO Scientific, Virgo Collaboration 2021 *Astrophys. J. Lett.* **915** L5
- [18] Tang S P, Jiang J L, Gao W H, Wei D M 2021 *Phys. Rev. D* **103** 063026
- [19] Lim Y, Holt J W 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 062701
- [20] Chatziioannou K, Haster C J Zimmerman A 2018 *Phys. Rev. D* **97** 104036
- [21] Han S, Steiner A W 2019 *Phys. Rev. D* **99** 083014
- [22] Jin H M, Xia C J, Sun T T, Peng G X 2022 *Phys. Lett. B* **829** 137121
- [23] Zhu Z Y, Zhou E P, Li A 2018 *Astrophys. J.* **862** 98

- [24] Biswas B, Nandi R, Char P, Bose S 2019 *Phys. Rev. D* **100** 044056
- [25] Essick R, Landry P, Holz D E 2020 *Phys. Rev. D* **101** 063007
- [26] Miao Z Q, Li A, Dai Z G 2022 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **515** 5071
- [27] Huang K X, Hu J N, Zhang Y, Shen H 2022 arXiv: 2203.12357 v1 [nucl-th]
- [28] Kubis S, Kutschera M 1997 *Phys. Lett. B* **399** 191
- [29] Yu Z, Liu G Z, Zhu M F, Xu Y, Zhao E G 2009 *Chin. Phys. Lett.* **26** 022601
- [30] Shao G Y, Liu Y X 2010 *Phys. Rev. C* **82** 055801
- [31] Qian Z, Xin R Y, Sun B Y 2018 *Sci. Chin. Phys. Mech. Astron.* **61** 082011
- [32] Roca-Maza X, Viñas X, Centelles M, Ring P, Schuck P 2016 *Phys. Rev. C* **93** 069905
- [33] Kumar B, Singh S K, Agrawal B K, Patra S K 2017 *Nucl. Phys. A* **996** 197
- [34] Bunta J K, Gmuca Š 2003 *Phys. Rev. C* **68** 054318
- [35] Xu Y, Liu G Z, Wu Y R, Zhu M F, Wang H Y, Zhao E G 2012 *Plasma Sci. Technol.* **14** 375
- [36] Xu Y, Liu G Z, Fan C B, Han X W, Zhu M F, Wang H Y, Zhang X J 2013 *Chin. Phys. Lett.* **20** 062101
- [37] Liu B, Greco V, Baran V, Colonna M, Di Toro M 2002 *Phys. Rev. C* **65** 045201
- [38] Menezes D P, Providência C 2004 *Phys. Rev. C* **70** 058801
- [39] Santos A M S, Menezes D P 2004 *Phys. Rev. C* **69** 045803
- [40] Avancini S S, Brito L, Menezes D P, Providência C 2004 *Phys. Rev. C* **70** 015203
- [41] Menezes D P, Providência C 2003 *Phys. Rev. C* **68** 035804
- [42] Boguta J, Bodmer A R 1977 *Nucl. Phys.* **292** 413
- [43] Oppenheimer J R, Volkoff G M 1939 *Phys. Rev.* **55** 378
- [44] Tolman R C 1939 *Phys. Rev.* **55** 364
- [45] Thome K S 1998 *Phys. Rev. D* **58** 124031
- [46] Hinderer T 2008 *Astrophys. J.* **677** 1216
- [47] Damour T, Nagar A 2009 *Phys. Rev. D* **80** 084035
- [48] Hinderer T, Lackey B D, Lang R N, Read J S 2010 *Phys. Rev. D* **81** 123016
- [49] Liu B, Guo H, Di Toro M, et al. 2005 *Eur. Phys. J. A* **25** 293
- [50] Riley T E, Watts A L, Bogdanov S, et al. 2019 *Astrophys. J. Lett.* **887** L21
- [51] Deller A T, Archibald A M, Briskin W F, et al. 2012 *Astrophys. J. Lett.* **756** L25
- [52] Martinez J G, Stovall K, Freire P C C, et al. 2015 *Astrophys. J.* **812** 143

Study of tidal deformabilities of neutron stars using relativistic mean field theory containing δ mesons

Diao Bin ¹⁾²⁾ Xu Yan ^{1)2)†} Huang Xiu-Lin ^{1)‡} Wang Yi-Bo ^{1)††}

1) (*Changchun Observatory, National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Changchun 130117, China*)

2) (*School of Astronomy and Space Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 8 August 2022; revised manuscript received 9 September 2022)

Abstract

The research on the macroscopic properties of neutron stars is of great significance in revealing the internal composition and structure of neutron star. In this work, We analyze the influence of δ mesons on the equation of states, the maximum mass, the tidal Love numbers and the tidal deformabilities for the conventional neutron stars and the hyperon stars within the relativistic mean field theory. It is found that the presence of δ mesons can strengthen the tidal deformabilities of the low and medium-mass conventional neutron stars (or hyperon stars). However, the strengthening trends of the tidal deformabilities with δ mesons gradually weaken with the increase of the mass of the conventional neutron stars (or hyperon stars). Especially for massive hyperon stars, the tidal deformabilities of the superstars with δ mesons is weaker than the corresponding values without δ mesons. Moreover, the presence of hyperons can reduce the tidal deformabilities of stars with the same mass. For the stars containing δ mesons, only the tidal deformabilities in the hyperon stars with Λ , Σ and Ξ hyperons can satisfy the constraints of GW170817 and GW190814 events under the parameters selected in the paper. As the data about gravitational waves associated with the neutron stars gradually increase, there will be a possible way of judging the hyperon species in the hyperon stars.

Keywords: neutron star, δ meson, tidal deformabilities

PACS: 26.60.Kp, 04.40.Dg, 04.30.-w

DOI: 10.7498/aps.72.20221599

† Corresponding author. E-mail: xuy@cho.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: huangxl@cho.ac.cn

†† Corresponding author. E-mail: wangyb@cho.ac.cn

利用含 δ 介子的相对论平均场理论研究 neutron 星潮汐形变性质

刁彬 许妍 黄修林 王夷博

Study of tidal deformabilities of neutron stars using relativistic mean field theory containing δ mesons

Diao Bin Xu Yan Huang Xiu-Lin Wang Yi-Bo

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 022601 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20221599

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221599>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

强磁场对 neutron 星转动惯量与表面引力红移的影响

Effects of strong magnetic field on moment of inertia and surface gravitational redshift in neutron star

物理学报. 2021, 70(22): 222601 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211051>

中子星对自旋相关轴矢量新相互作用的约束

Constraints of neutron star on new interaction of spin-dependent axial-vector coupling

物理学报. 2019, 68(18): 181102 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190477>

混合中子星内强子-夸克退禁闭相变

Hadron-quark deconfinement phase transition in hybrid stars

物理学报. 2020, 69(24): 242101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200925>

超强磁场下中子星壳层的电导率和磁星环向磁场欧姆衰变

Conductivity of neutron star crust under superhigh magnetic fields and Ohmic decay of toroidal magnetic field of magnetar

物理学报. 2019, 68(18): 180401 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190760>

夸克介子模型的相图和表面张力

Phase structure and surface tension in quark meson model

物理学报. 2019, 68(18): 181101 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190798>

转动双星同步和轨道圆化的物理过程研究

Physical process of tidal synchronization and orbital circularization in rotating binaries

物理学报. 2018, 67(19): 199701 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181056>