



论 文

专题名称: 中子星与核物质状态方程

中子星内部声速结构的约束

陈蔓佳^①, 管大为^②, 裴俊琛^{①*}^①北京大学物理学院, 核物理与核技术全国重点实验室, 北京 100871^②中广核南方科技有限公司, 中山 528400

*联系人, E-mail: peij@pku.edu.cn

收稿日期: 2025-01-01; 接受日期: 2025-01-01

国家自然科学基金(编号: 12475118, 12335007)和国家重点基础研究发展计划(编号: 2023YFA1606403, 2023YFE0101500)资助项目

摘要 随着多信使天文观测技术的发展, 中子星观测数据为我们理解致密核物质性质提供了重要的约束条件。此外, 有限核的中子皮测量结果对核物质状态方程也提出了新约束。中子星中的声速可以自然地衔接核物质与夸克物质, 近年来成为研究致密核物质状态方程的一个很有效的方法。在本文中, 我们在致密区构造了不同的声速结构曲线, 研究了中子星的质量、半径和无量纲潮汐形变量对核物质状态方程的约束。特别是通过结合有限核中子皮厚度的测量结果, 经过筛选的声速曲线在中子星内部致密区有先“软化”后“硬化”的奇特结构, 并基于声速结构讨论了可能的相变过程。最后对超新星遗迹 HESS J1731-347 中的疑似小质量中子星进行了讨论。

关键词 致密核物质, 声速, 中子星, 状态方程**PACS:** 21.65.Cd, 26.60.-c, 21.65.Mn

1 引言

研究致密核物质性质对于理解强相互作用具有重要意义。特别是数倍饱和密度 ($n_{\text{sat}} = 0.16 \text{ fm}^{-3}$) 的核物质与中子星观测有密切关系。在饱和密度以下, 基于手征有效场论 (χEFT) 能较可靠地描述原子核的现实核力, 从而可以从第一性原理出发进行计算[1]。在极高密度区 ($\geq 40 n_{\text{sat}}$), 夸克物质性质则可以通过微扰 QCD (pQCD) 计算得到[2]。而对于中间密度区间的致密核物质, 其性质尚不明确。随着密度增长, 核物质可能出现超子等奇异物质, 也可能发生夸克解禁闭的相变过程。在数倍饱和密度范围内, 多体核力的处理对第一性原理计算造成了很大困难。目前的重离子碰撞实验[3]也仅能将对称核物质附近的

外推至约 5 倍饱和密度, 而非对称的冷致密核物质的实验研究还很缺乏。

中子星是一类半径约 10~14 km、中心密度介于 5~10 倍饱和密度之间的丰中子天体, 可以通过电磁波或引力波信号观测其质量、半径、无量纲潮汐形变量等宏观性质。中子星为约束几倍饱和密度核物质性质提供了关键信息。基于托尔曼-奥本海默-沃尔科夫方程 (Tolman-Oppenheimer-Volkov, TOV) 方程求解, 中子星内部核物质的状态方程 (EoS) 决定了以上各观测量的理论值, 从而可以依据中子星观测结果对状态方程进行约束。此外, 有限核的观测量也敏感于非致密区的状态方程, 进而影响高密区状态方程的构造。研究认为中子皮厚度与 2/3 饱和密度区的对称能斜率有强相关性[4]。其中基于极化电子散射的 PREX II 实

验[5]对 ^{208}Pb 中子皮厚度的测量结果为: $R_{\text{skin}} = 0.283 \pm 0.071 \text{ fm}$, 该值显著偏大于一般理论模型的预期, 这对状态方程也提出了很强的限制[4,6,7,8]。

致密核物质中的声速与状态方程相关, 可以便捷地衔接核物质与夸克物质。状态方程常以“压强 P —能量密度 ε ”的关系 $P(\varepsilon)$ 表示, 声速则由其偏导关系定义:

$$c_s \equiv c \sqrt{\partial P / \partial \varepsilon} \quad (1)$$

其中 c 为光速。一般将声速作为重子数密度 n_B 的函数, 将二者的数值关系写作 $c_s^2/c^2(n_B)$, 并以 c_s^2/c^2 为纵轴、 n_B 为横轴绘制“声速曲线”。在低密度区 ($n_B \leq n_{\text{sat}}$), 声速可直接按照定义由核物质状态方程计算给出; 在极高密度区 ($n_B \geq 40 n_{\text{sat}}$), 由 pQCD 理论可知存在共形极限 (conformal limit) 时有 $c_s^2/c^2 = 1/3$ [2]。此外, 致密核物质本身受到因果律限制, 即 $c_s^2/c^2 < 1$ 。声速曲线还能更直观地反映一些核物质组分的变化: 如果核物质随密度上升而发生一阶相变, 此时压强不随密度改变, 即 $c_s^2/c^2 = \partial P / \partial \varepsilon = 0$, 即声速降至 0 值。如果状态方程发生软化或硬化, 声速曲线将呈现出更明显的上下波动。而状态方程的压强往往有几个量级的变化, 难以约束。由于便于构造和约束, 且声速曲线在计算上与状态方程一一对应, 两者能简便地相互转化, 因此声速在致密核物质研究中引起了广泛关注[1,9-12]。

基于以上情况, 本文从致密核物质的声速曲线构造入手, 在考虑中子皮约束的情况下, 探讨中子星观测测量及其对致密核物质状态方程的约束。

2 模型方法

中子星内部核物质的状态方程及声速曲线可划分为饱和密度以下的低密区与以上的致密区。主要在致密区进行声速曲线的构造。此后由声速曲线积分得到状态方程, 将其代入 TOV 方程中, 计算中子星的“质量—半径”关系及潮汐形变等观测量的理论值, 最终结合实际观测数据筛选出符合条件的状态方程, 给出对致密核物质性质的约束。

在两倍饱和密度以内, 我们采用扩展的 Skyrme 核力对应的核物质状态方程描述。以 Skyrme 核力为基础, 考虑反映三体力的高阶密度依赖项可以更好地描述中子星[13,14]。用拓展的 Skyrme 核力拟合以满足不同厚度的 ^{208}Pb 与 ^{48}Ca 中子皮, 得到若干组扩展的 Skyrme 参数[15]。选取其中与 PREX II 结果基本一致的一组 (^{208}Pb 中子皮厚度 $R_{\text{skin}} = 0.284 \text{ fm}$) 作为声速曲线构造的基础。在没有出现超子和夸克物质前, 中子星内部物质为中子与少量的质子、电子和 μ 子, 符合 $ne\mu$ 物质模型, 需要考虑弱相互作用下的 β 平衡:

$$n \leftrightarrow p + e^- \leftrightarrow p + \mu^- \quad (2)$$

在此平衡条件下, 基于 Skyrme 密度泛函, 通过能量守恒、化学势平衡与电荷守恒条件联立计算, 可确定不同重子数密度 n_B 下的质子、中子等各组分子子的数密度, 进而计算得核物质的状态方程 $P(\varepsilon)$ 及声速曲线 $c_s^2/c^2(n_B)$ 。

随着密度增大到数倍 n_{sat} , 进入中子星内核部分时, 核物质中可能会出现超子等奇异物质, 甚至会发生相变形成夸克物质[16]。目前理论上对于致密核物质中超子与夸克物质的出现还不能可靠预言, 但可以构造声速进行探索。声速构造原则上可以采用格点插值进行大规模的搜索。如果发生核物质相变, 则声速结构最主要的自由度在于构造的起始点, 声速的最高值点, 以及可能的相变行为[10]。我们以 Skyrme 状态方程为基础, 在 $1 \sim 2 n_{\text{sat}}$ 范围内选取若干密度点作为起始点, 在声速曲线 c_s^2/c^2 的结构中通过多项式函数构造起伏、尖峰或平谷等形态; 当密度增大至 $40 n_{\text{sat}}$ 后, 让声速曲线归于 $c_s^2/c^2 = 1/3$ [2]。从构造起始点到最高点, 采用四次多项式连接。如果发生一阶相变, 则声速从最高点通过二次函数形式快速下降到零, 然后维持一段零声速再上升到 $1/3$ 。如果没有发生一阶相变, 则构造不同的钟型曲线渐进下降到 $1/3$ 。实际上, pQCD 理论对中子星 EoS 的约束较弱[17], 但有助于推测中子星内部是否存在夸克物质的核芯[9]。

基于已构造的声速曲线, 从构造起始点 n_0 出发进行插值, 再依据反向的推导关系

$$n_B(\mu_B) = n_0 \exp \left[\int_{\mu_0}^{\mu_B} \frac{d\mu'}{\mu' c_s^2 / c^2(\mu')} \right] \quad (3)$$

$$P(\mu_B) = P_0 + n_0 \int_{\mu_0}^{\mu_B} n(\mu') d\mu' \quad (4)$$

逐点积分, 可以计算出每一重子密度 n_B 下各热力学参量的值, 从而得到状态方程 $P(\epsilon)$ 。我们采用该多项式声速曲线构造方法, 计算量要远小于格点插值构造声速曲线的大规模搜索方法。

中子星可视作静态、球对称且具有各向同性的结构模型, 考虑相对论效应, 其宏观性质如压强 $P(r)$ 、质量 $M(r)$ 与能量密度 $\epsilon(r)$ 随半径 r 的变化关系应符合 TOV 微分方程[18,19]。

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{G\epsilon(r)M(r)}{c^2 r^2} \left[1 + \frac{P(r)}{\epsilon(r)} \right] \left[1 + \frac{4\pi r^3 P(r)}{M(r)c^2} \right] \left[1 - \frac{2GM(r)}{c^2 r} \right]^{-1} \quad (5)$$

基于状态方程 $P(\epsilon)$, 可迭代计算出中子星的最大可能质量 M_{TOV} 及质量-半径曲线 $M(R)$ 。此外, 星体在引力波作用下发生潮汐形变的能力与其致密程度直接关联, 可通过给定质量下的无量纲潮汐形变指数 $\Lambda(M) \equiv 2/3 k_2 C^5$ 描述[20], 其中四极勒夫数 k_2 与致密程度参数 C 均可与质量 M 、半径 R 一同解出。通过 TOV 方程计算程序, 每一组状态方程均可解出一组质量、半径与潮汐形变量的对应关系, 因而可以利用中子星观测值对状态方程进行约束。

3 结果讨论

3.1 中子皮对中子星观测量的约束

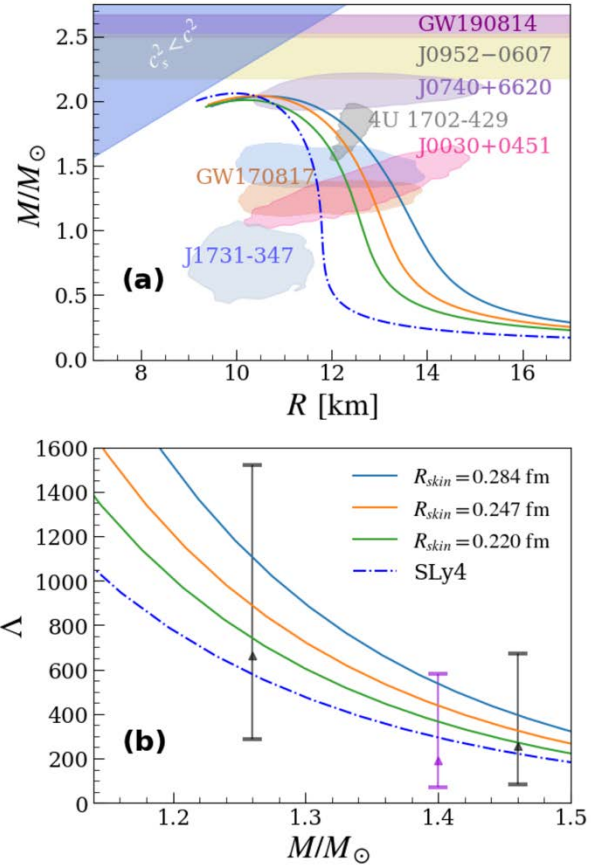


图 1 (a) 满足不同中子皮厚度的状态方程计算的中子星质量与半径关系。(b) 基于不同 EoS 计算的引力波潮汐形变与中子星质量的关系。误差棒为 GW170817 观测对应的约束[22]。

Figure 1 (a) Mass-radius relations of neutron stars, calculated from equations of state (EoSs) constructed to match different neutron skin thickness. (b) Gravitational-wave tidal deformability (Λ) as a function of neutron star mass, calculated from the same set of EoSs. The error bars represent constraints inferred from the GW170817 detection [22].

基于 Skyrme 密度泛函计算拟合 ^{208}Pb 中子皮厚度, 我们获得了几组扩展的 Skyrme 参数[15]。根据对应的状态方程计算中子星的 $M-R$ 曲线, 由图 1 可见, 中子皮越厚则中子星的半径越大。其中 SLy4 是中子星研究的常用对比参数, 对应的 ^{208}Pb 的中子皮厚度为 0.16 fm。但是中子星最大质量与中子皮厚度没有依赖关系。目前 Skyrme 状态方程给出的 M_{TOV} 都在 $2.0 M_{\odot}$ 附近, 很难支持更大质量的中子星, 如 PSR J0740+6620[21]。此外, 中子皮越厚对应的中子星潮汐形变越大。而 GW170817 引力波观测给出的 $1.4 M_{\odot}$ 中子星的潮汐形

变为 $\Lambda_{1.4} = 190^{+390}_{-120}$ [22], 这样满足厚中子皮的 EoS 给出的潮汐形变接近观测值上限, 形成了一个紧张关系。这种紧张关系也同样体现在基于相对论平均场的 EoS 对中子星的计算[8]。

一般而言, 要对核物质状态方程构成更强有力的约束, 质量偏大 ($M > 2.0 M_{\odot}$) 或质量偏小 ($M < 1.2 M_{\odot}$) 的中子星具有更大的参考价值, 半径测量较精确 (4U 1702-429[23]) 或含潮汐形变限制的中子星也能提供更强的约束。除天文观测外, 因果律约束 ($c_s^2/c^2 < 1$) 也在图 1 (a) 中标出。

在考虑厚中子皮时, 依据引力波观测数据 GW170817[22] 及电磁波观测数据 PSR J0030+0451[24]、PSR J0740+6620[21]、PSR J0952-0607[25]等, EoS 的主要改造可能应为: (1) 使典型质量 $1.4 M_{\odot}$ 左右处的星体半径与潮汐形变减小; (2) 使最大可能质量 M_{TOV} 增大到 $2.35 M_{\odot}$ 及以上。接下来我们从声速曲线入手, 探索 EoS 的可能变化对观测测量的影响, 寻找有针对性的构造方式。

3.2 声速结构的软化与硬化

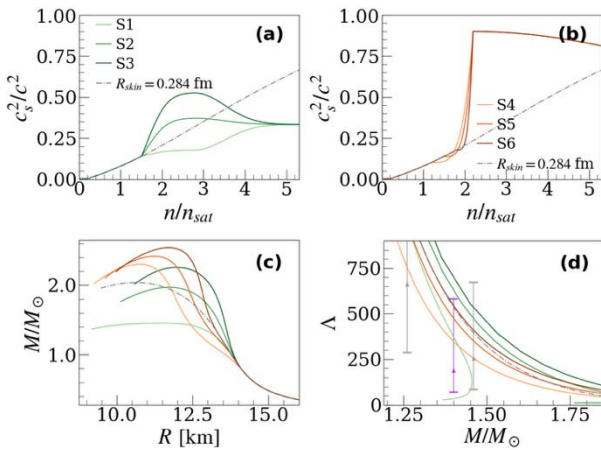


图 2 (a, b) 不同结构的声速曲线。(c, d) 不同声速曲线对应的中子星质量—半径关系与潮汐形变。

Figure 2 (a, b) Speed-of-sound profiles with different structures. (c, d) Mass-radius relations and tidal deformability of neutron stars, calculated from these speed-of-sound profiles.

由声速的定义可知声速值的大小反映了 EoS 的软硬程度: 声速越大, 则压强随能量密度的变化率越大, 即 EoS 越硬; 反之则 EoS 较软。图 2 展示了基于厚中

子皮 EoS 的声速曲线硬化与软化的比较, 以及相应的中子星观测量的计算结果。

由 M - R 关系图可以看出, 声速发生显著的硬化后 (如图中的 S1), 中子星可能的最大质量 M_{TOV} 增大, 从而能支持较大质量 ($M > 2.0 M_{\odot}$) 中子星的观测结果。而另一方面, 声速硬化后潮汐形变 Λ 也随之增大。此时压强随密度的增长较快, 在相同质量的前提下, 其半径较大、整体致密程度较低, 潮汐形变较大。结果表明, 如图 2 (a) 所示的声速曲线构造不能给出同时支撑最大中子星质量与符合潮汐形变值的状态方程。

实际上满足厚中子皮的 EoS 若要满足典型质量 $1.4 M_{\odot}$ 左右处的星体半径与潮汐形变, 需在密度偏小处软化; 而若要满足较大质量的中子星观测数据, 又需再发生硬化。这一调整呈现于声速曲线上就是先放缓增速下压、再快速抬升的特殊结构, 即先软化再硬化, 如图 2 (b) 所示。我们分别选取了 $1.2 n_{\text{sat}}$ 、 $1.5 n_{\text{sat}}$ 和 $1.8 n_{\text{sat}}$ 三个密度点作为声速构造起始点, 插入该特殊结构的声速曲线。在声速最高点一致时, 软化越迟则 $1.4 M_{\odot}$ 中子星的潮汐形变越大, 最大中子星质量也越大。声速结构中的软化部分很小, 但是对结果有很大影响, 而满足薄中子皮的 EoS 不需要进行声速软化。综合图 2 的声速曲线与中子星计算结果可知, 在 $1.4 M_{\odot}$ 中子星的半径与 1.5 倍饱和密度附近的声速有很强的相关性, 而中子星最大质量与 2~3 倍饱和密度的声速有强关联, 而与 4 倍以上饱和密度的核物质 EoS 已经没有敏感的关联。

图 3 展示了更改声速峰值的位置进行的批量计算, 大范围搜索符合限制条件的声速构造, 通过 $1.4 M_{\odot}$ 质量处的潮汐形变范围和 M_{TOV} 的不同下限进行筛选。图 3 (a) 中不同颜色阴影区为不同起始点下的峰值点允许范围, 并给出了 $M_{\text{TOV}} > 2.07 M_{\odot}$ (J0740+6620) 和 $M_{\text{TOV}} > 2.35 M_{\odot}$ (J0952-0607) 两种条件的不同轮廓结果。图 3 (b-g) 展示了 $M_{\text{TOV}} > 2.35 M_{\odot}$ 与潮汐形变 $\Lambda_{1.4}$ 的共同筛选结果, 其中 (b, c, d) 分别为构造起始于 1.2, 1.5 与 $1.8 n_{\text{sat}}$ 的声速曲线所对应的压强曲线, (e, f, g) 则为相应的质量—半径关系。显然, 更大的质量下限筛选除了许多较软的 EoS, 而潮汐形变上限则筛选除了过于硬的 EoS, 最终将状态方程限制在

了有限的范围内。声速变化的起始点越迟则可变化的范围越小。厚中子皮能对声速的极值位置给出强的约束范围。

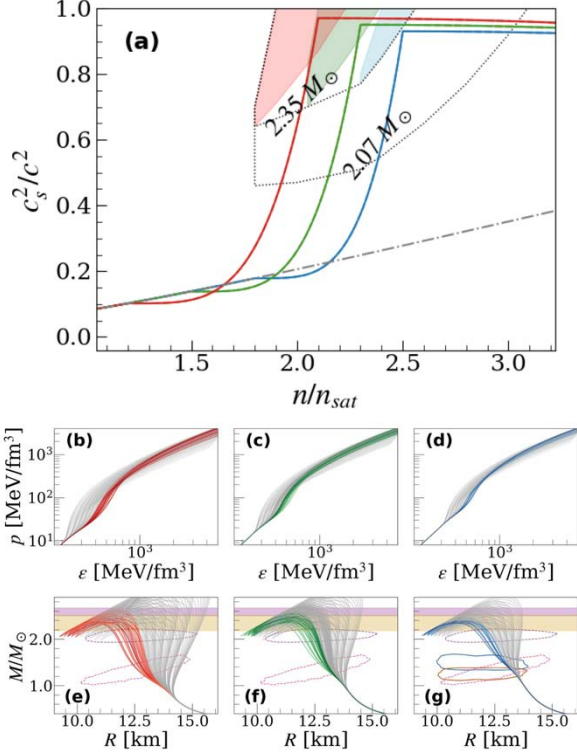


图 3 (a) 在厚中子皮 EoS 的基础上, 从不同起始点构造声速曲线的示意图, 以及声速极值点的相应限制范围。(b-d) 不同构造起始点的大量声速曲线对应的压强—能量密度关系, 及其被筛选结果。(e-g) 不同构造起始点的大量声速曲线计算出的中子星质量—半径关系及其被筛选结果。

Figure 3 (a) Schematic diagram of speed-of-sound profile construction from different starting points employing the EoS for thick neutron skin. Corresponding constraint ranges for the peaking point are also shown. (b-d) Pressure as a function of energy density, corresponding to numerous sets of speed-of-sound profiles constructed from different starting points, along with screening results. (e-g) Mass-radius relations of neutron stars calculated from the same sets of speed-of-sound profiles, along with screening results.

3.3 可能的相变行为

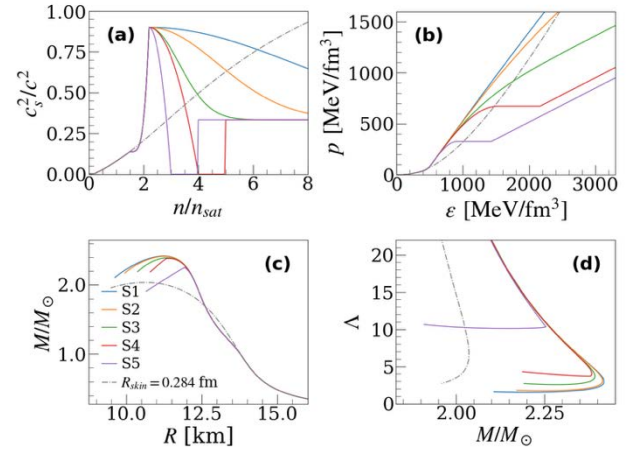


图 4 (a) 对应不同相变情形的声速曲线构造。(b) 不同声速曲线对应的压强。(c) 不同声速曲线对应的中子星质量-半径关系。(d) 声速曲线计算出的潮汐形变。厚中子皮 EoS 的情形在每张小图中以灰色虚线展示。

Figure 4 (a) Construction of speed-of-sound profiles corresponding to different nuclear-to-quark matter phase transitions. (b) Pressure as a function of energy density, corresponding to the above speed-of-sound profiles. (c) Mass-radius relations of neutron stars calculated from the above speed-of-sound profiles. (d) Tidal deformability of neutron stars calculated from the above speed-of-sound profiles. The case of EoS for thick neutron skin is displayed as gray dashed curves in each panel.

核物质密度增加到数倍饱和密度后, 根据 QCD 相图的理论预言[26], 可能会发生从强子物质到夸克物质的相变。由于核子半径约 0.8 fm, 在核物质密度为 $1.5 n_{sat}$ 时, 核子立方堆积达到上限, 而在 $2.0 n_{sat}$ 时, 核子之间已有深度的交叠, 则有可能发生相变。若为一阶相变, 则两相之间存在声速不连续的间断面, 而压强不变、声速保持为 0 的阶段; 若为高阶相变, 则不同相之间存在共存区域, 内部压强连续变化。目前具体在多少密度时会发生夸克物质相变还不清楚[26], 这是核物理与强子物理共同关注的重要问题。

图 4 展示了声速曲线构造的不同的相变类型, 主要区别为 EoS 硬化后不同程度的软化过程, 其中一阶相变最为极端。发生相变时, 体系的能量降低, 导致 EoS 软化, 结果上呈现为 $M-R$ 曲线末端下压, 可能导致 M_{TOV} 减小; 相变越剧烈, 影响越显著。其中相变发生点为 $3.0 n_{sat}$ 时, 最大中子星质量在 $2.35 M_\odot$ 以下。此外, 相变发生点早, 则有可能观测到同质量不同半径的大质量双中子星, 其对应的潮汐形变也与其它 EoS 很不同。我们此前的结果表明[27], 满足厚中子皮

的 EoS 则更有可能发生早相变, 而满足薄中子皮的 EoS 则有更大的允许范围而对相变没有强的约束。

3.4 极小中子星的约束

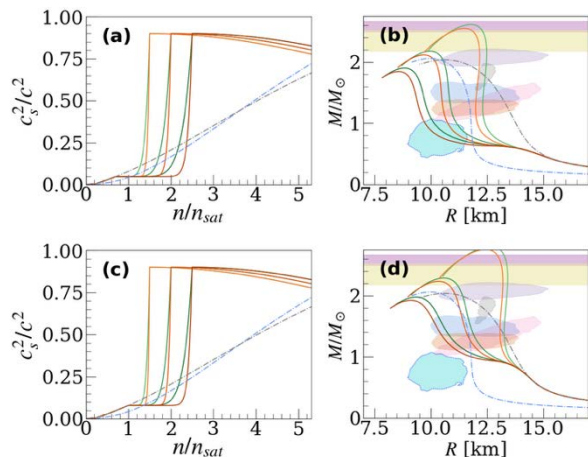


图 5 构造声速曲线以描述可能的小中子星。(a, b) 从 $0.7 n_{sat}$ 开始构造的声速曲线, 及其中子星质量—半径关系。(c, d) 从 $1.0 n_{sat}$ 开始构造的声速曲线, 及其中子星质量—半径关系。

Figure 5 Construct speed-of-sound profiles to describe the possible ultra-light neutron star. (a, b) Speed-of-sound profile constructed from $0.7 n_{sat}$ and their calculated neutron star mass-radius relations. (c, d) Speed-of-sound profile constructed from $1.0 n_{sat}$ and their calculated neutron star mass-radius relations.

超新星遗迹 HESS J1731-347 中心被探测到的致密星体[28]质量仅为 $0.77 M_\odot$, 半径仅有 $10.4^{+0.86}_{-0.17}$ km。对该星体的观测结果引起了广泛的关注。如果其确为中子星, 则需要对原 EoS 作较为极端的改造才能同时满足所有约束。

由图 5 可见, 从满足厚中子皮的 EoS 出发, 需从 $n_B \leq n_{sat}$ 处开始发生 EoS 的极端软化, 才能兼容如此小质量、小体积的中子星, 紧接着再发生剧烈的硬化使得 M_{TOV} 达标。而如果从 $1.0 n_{sat}$ 开始构造声速, 则已经没法描述 HESS J1731-347 星体的半径。显然从不饱和和密度就开始声速软化是与一般核物质 EoS 矛盾的。这意味着星体内部从外核开始的大部分组分都为超子、夸克等奇异物质, 此时星体可能更接近于奇异星, 而非以中子为主要成分的中子星。可以说极轻极小中子星的存在与 PREX II 实验的厚中子皮测量结果很难

兼容。而满足薄中子皮的 EoS 则更容易通过声速构造而描述该小半径中子星, 但很难同时描述其它中子星的半径。

4 讨论与总结

中子星的观测数据为我们探究数倍饱和密度区域致密核物质提供了关键的线索, 而中子星中的声速可以便捷地约束致密区的状态方程。在厚中子皮和中子星观测结果的双重约束下, 致密核物质出现先轻微“软化”后快速“硬化”的奇特声速结构, 并且不能排除出现早期一阶相变或更复杂相变的可能。该软化过程的物理原因可能是由于超子的出现。而硬化有可能是出现了三体以上的更多体短程排斥核力的影响。

然而厚中子皮的实验结果还有很大的不确定度, 可靠的中子星观测结果也还较为缺乏。目前仅有 GW170817 一例双中子星的引力波观测事件。我们的结果表明, 即使在 2 倍饱和密度时的核物质状态方程对中子星观测量有很强影响, 这是核物理理论与实验要进一步研究的方向, 这对更高密度区的相变会提供一个强的约束信息。目前课题组正在发展第一性原理非微扰计算核物质状态方程, 首次实现了介质中的相似重整化群方法和手征核力计算核物质[29], 预期会为中子星研究提供一个先进的理论基础。此外, 目前 $2.35 M_\odot$ 大质量中子星如果能确认存在, 则将对目前的核物质状态方程模型构成一个很大的挑战。HESS J1731-347 中的小半径星体如果确认是中子星, 则与厚中子皮测量有很大的冲突。由于声速较为方便约束, 可以自然地衔接核物质与夸克物质, 作为研究中子星致密区状态方程的一个便捷手段, 将会有更广泛的应用。

致谢 作者感谢于 2025 年 4 月 11-14 日在惠州南方核科学理论中心举办的中子星与核物质状态方程研讨会与国内同行们的交流。

参考文献

- 1 Tews I, Carlson J, Gandolfi S, et al. Constraining the Speed of Sound inside Neutron Stars with Chiral Effective Field Theory interactions and observations. *ApJ*, 2018, 860(2): 149
- 2 Komoltsev O, Kurkela A. How Perturbative QCD constrains the Equation of State at Neutron-Star Densities. *Phys Rev Lett*, 2022, 128(20): 202701
- 3 Sorensen A, Agarwal K, Brown KW, et al. Dense nuclear matter Equation of State from heavy-ion collisions. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 2024, 134: 104080
- 4 Zhang Z, Chen L W. Bayesian inference of the Symmetry Energy and the Neutron Skin in Ca48 and Pb208 from CREX and PREX-2. *Phys Rev C*, 2023, 108(2): 024317
- 5 Adhikari D, Albataineh H, Androic D, et al. Accurate determination of the Neutron Skin Thickness of Pb 208 through Parity-Violation in Electron Scattering. *Phys Rev Lett*, 2021, 126(17): 172502
- 6 Hu B, Jiang W, Miyagi T, et al. Ab initio predictions link the Neutron Skin of 208Pb to Nuclear Forces. *Nat Phys*, 2022, 18(10): 1196-1200
- 7 Essick R, Tews I, Landry P, et al. Astrophysical constraints on the Symmetry Energy and the Neutron Skin of Pb 208 with Minimal Modeling Assumptions. *Phys Rev Lett*, 2021, 127(19): 192701
- 8 Reed B T, Fattoyev F J, Horowitz C J, et al. Implications of PREX-2 on the Equation of State of Neutron-Rich Matter. *Phys Rev Lett*, 2021, 126(17): 172503
- 9 Annala E, Gorda T, Kurkela A, et al. Evidence for Quark-Matter cores in massive neutron stars. *Nat Phys*, 2020, 16(9): 907-910
- 10 Tan H, Dore T, Dexheimer V, et al. Extreme matter meets extreme gravity: Ultraheavy Neutron Stars with Phase Transitions. *Phys Rev D*, 2022, 105(2): 023018
- 11 Xia C, Zhu Z, Zhou X, et al. Sound Velocity in dense stellar matter with strangeness and compact stars. *Chinese Phys C*, 2021, 45(5): 055104
- 12 Zhou W, Shen H, Hu J, et al. First-order Phase Transition in a Neutron Star from a Deep Neural Network. *Phys Rev D*, 2024, 110(4): 043017
- 13 Xiong X Y, Pei J C, Chen W J. Extension and parametrization of High-Order Density Dependence in Skyrme forces. *Phys Rev C*, 2016, 93(2): 024311
- 14 Jiang C J, Qiang Y, Guan D W, et al. From Finite Nuclei to Neutron Stars: The essential role of High-Order Density Dependence in Effective Forces. *Chinese Phys Lett*, 2021, 38(5): 052101
- 15 Guan D W, Pei J C, Jiang C J. Implications of Neutron Skin measurements on Skyrme Equations of State. *Chinese Phys C*, 2024, 48(6): 064105
- 16 Xie W J, Li B A. Bayesian inference of the dense-matter Equation of State encapsulating a first-order Hadron-Quark Phase Transition from observables of Canonical Neutron Stars. *Phys Rev C*, 2021, 103(3): 035802
- 17 Somasundaram R, Tews I, Margueron J. Perturbative QCD and the Neutron Star Equation of State. *Phys Rev C*, 2023, 107(5): L052801
- 18 Tolman R C. Static solutions of Einstein's Field Equations for spheres of fluid. *Physical Review*, 1939, 55, 364-373
- 19 Oppenheimer J R, Volkoff G M. On Massive Neutron Cores. *Phys Rev*, 1939, 55(4): 374-381
- 20 Hu J, Bao S, Zhang Y, et al. Effects of Symmetry Energy on the radius and tidal deformability of Neutron Stars in the Relativistic Mean-Field Model. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2020, 2020(4): 043D01
- 21 Riley T E, Watts A L, Ray P S, et al. A NICER View of the massive Pulsar PSR J0740+6620 informed by Radio Timing and XMM-Newton Spectroscopy. *ApJL*, 2021, 918(2): L27
- 22 Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. GW170817: Measurements of Neutron Star Radii and Equation of State. *Phys Rev Lett*, 2018, 121(16): 161101
- 23 Nättilä J, Miller M C, Steiner A W, et al. Neutron Star mass and radius measurements from atmospheric model fits to X-ray Burst Cooling Tail Spectra. *A&A*, 2017, 608:A31
- 24 Riley T E, Watts A L, Bogdanov S, et al. A NICER view of PSR J0030+0451: Millisecond Pulsar parameter estimation. *ApJ*, 2019, 887(1): L21
- 25 Romani R W, Kandel D, Filippenko A V, et al. PSR J0952-0607: The fastest and heaviest known Galactic Neutron Star. *ApJL*, 2022, 934(2): L17
- 26 A New Era of Discovery: The 2023 long range plan for Nuclear Science. 2023.
- 27 Chen M, Guan D, Jiang C, et al. Speed of Sound and Phase Transitions in Neutron Stars indicated by the thick Neutron Skin of Pb 208. *Phys Rev C*, 2023, 108(6): 065806

- 28 Doroshenko V, Suleimanov V, Pühlhofer G, et al. A strangely light Neutron Star within a supernova remnant. *Nat Astron*, 2022, 6(12): 1444-1451
- 29 Zhen X, Hu R, Shang H, et al. Non-Perturbative calculations of nuclear matter using In-Medium Similarity Renormalization Group. *Physics Letters B*, 2025, 862: 139350

Constraints on speed of sound within neutron stars

Manjia Chen¹, Dawei Guan², and Junchen Pei¹

¹ *State Key Laboratory of Nuclear Physics and Technology,*

School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China;

² *China General Nuclear Southern Technology Co., Ltd., Zhongshan 528400, China*

With the advancement of multi-messenger astronomical observation techniques, observational data has been providing us crucial constraints for understanding the properties of dense nuclear matter. Additionally, measurements on the neutron skin thickness in finite nuclei have also imposed new constraints on the nuclear equations of state (EoS). The speed of sound in neutron stars naturally bridges nuclear matter and quark matter, thus it has become an effective approach for studying the EoS of dense nuclear matter. In this work, we constructed different speed-of-sound profiles in the dense region and investigated the constraints provided by neutron star mass, radius, and dimensionless tidal deformability on the nuclear EoS. Notably, by incorporating experimental results of neutron skin thickness in finite nuclei, the screened speed-of-sound profiles reveal the exotic of a softening slope followed by a hardening rise, and we further discussed the possible phase transition processes. We also present a discussion on the possible ultra-light neutron star in the supernova remnant HESS J1731-347.

Dense nuclear matter, speed of sound, neutron stars, equation of state

PACS: 21.65.Cd, 26.60.-c, 21.65.Mn

