arXiv:2603.22490v1 [hep-ph] 23 Mar 2026

利用异常致密天体分析费米子暗物质情景

Y. Cano[1], * 和 J. M. Alarc´on[1], †[1] *Universidad de Alcalá, Grupo de Física Nuclear, Partículas y Astrofísica,Departamento de Física y Matemáticas, 28805 Alcalá de Henares (Madrid), Spain*

本文研究了三个质量-半径关系异常的致密天体（HESS J1731-347、PSR J1231-1411、XTE J1814-338），分析它们是否可能是暗物质混合中子星。我们假设暗物质的行为符合自由费米气体，并尝试推断暗物质粒子性质。本文的主要创新在于，采用了覆盖整个密度范围、基于第一性原理获得的重子物质状态方程，从而消除了计算中重子物质部分对模型的依赖。得到可能的暗物质混合中子星构型后，我们检验了其稳定性，并探讨中子星是否能够捕获所需比例的暗物质。我们表明，两个异常致密天体（HESS J1731-347 和 PSR J1231-1411）可由恒星中少量费米子暗物质解释。另一个致密天体（XTE J1814-338）无法解释为暗物质掺杂中子星，因此可能是双星候选体。

一、引言

探测暗物质（DM）是现代物理学中最重要的任务之一。人们认为，宇宙的大尺度结构及其演化深受这类物质所产生的引力效应影响。迄今为止，已有大量宇宙学证据证明其存在，但由于重子物质与暗物质粒子之间的相互作用很弱，迄今为止，间接探测和直接探测都未取得成果。因此，约束暗物质的参数空间成为现代物理学最重要的任务之一。另一方面，暗物质可能通过俘获机制存在于致密天体中，或者在致密天体形成时与其中的重子物质混合。中子星（NSs）是宇宙中最致密的天体之一，其致密程度仅次于黑洞，高于白矮星。由于其极端的密度，中子星为探索新现象提供了条件，使其成为研究新物理的实验室。特别是，中子星内部暗物质的存在会改变其性质，从而为研究暗物质的不同情景提供机会。

中子星中的暗物质可以表现为延伸至重子半径以外的晕，从而同时增加引力质量和潮汐形变率；也可以表现为恒星内部的暗物质核心，使这两个量同时降低 [1–4]。无论如何，暗物质受中子星束缚都将带来许多不同的可观测量，有助于我们深入了解恒星中的暗物质组分。可能的观测特征包括引力波并合频率的偏移、X射线脉冲轮廓的变化，以及自湮灭暗物质对恒星有效温度、光度和冷却历史的影响 [5–7]。其他潜在的探测手段还包括运动学行为和中子星的自转特性[8]。此外，理论上暗物质可能在中子星中积累到足够的质量并坍缩成黑洞，从而利用黑洞观测来限制暗物质的性质 [9–11]。

要使这一策略取得成功，必须可靠地确定致密天体中由重子物质含量决定的性质。如果采用的可观测量是中子星的质量和半径，那么相关的理论输入就是重子物质的状态方程（EoS）。过去几十年来，寻找中子星状态方程一直是物理学家的主要任务之一，而天体物理测量能够严格约束允许的状态方程。关于这一点，出现了一些基于第一性原理计算核物质状态方程的新方法 [12]。这降低了计算中重子物质部分对模型的依赖，也减小了确定暗物质粒子性质时的系统误差。

这项进展可立即应用于新物理搜寻，其中重子状态方程起着核心作用。它使我们能够严格量化暗物质对中子星性质的影响，从而约束暗物质模型及其性质。本文考察银河系中的三个致密天体：HESS J1731-347（$R = 10.4^{+0.86}_{-0.78}$ km, $M = 0.77^{+0.20}_{-0.17}$ M⊙） [13], PSR J1231-1411（$R = 9.91^{+0.86}_{-0.86}$ km, $M = 1.12^{+0.07}_{-0.07}$ M⊙） [14] 1814 338 $R = 7.0^{+0.4}_{-0.4}$ M = 以 $1.21^{+0.05}_{-0.05}$ ⊙ [15]

及 XTE J -（km, M）。这些天体的质量和半径均偏离采用标准重子状态方程得到的预测质量-半径关系。这些异常使它们成为可能由重子物质与一定暗物质含量混合构成的候选天体。本分析还使我们能够约束暗物质参数空间。

过去的研究针对暗物质和重子物质状态方程的多种组合，探讨了暗物质对致密天体的影响。对于暗物质状态方程，已有研究考察了费米子暗物质模型（自由费米气体 [16, 17]；自相互作用暗物质 [18, 19]；以及相互作用暗物质 [20]）；也考察了玻色子暗物质

*电子邮箱: ycano01@ucm.es
†电子邮箱: jmanuel.alarcon@uah.es

[16, 21, 22]。以往研究使用的一些核物质状态方程包括非相对论唯象平均场模型 [23]（BSk22），以及相对论平均场模型 [20]（DDME2 参数化）、 [24]（DD2 参数化）。除了上述状态方程外，手征有效理论也曾用于描述 DANSs 背景下中子星的状态方程 [18],[25–29]

本文结构安排如下。第二节介绍所采用的重子物质和暗物质状态方程。第三节展示不同暗物质粒子质量下，中子星中暗物质含量处于不同情形时得到的结果。随后，第四节分析这些情形能否解释异常致密天体的质量和半径。最后，第五节总结结果并给出分析结论。

II. 方法

A. 重子物质状态方程

重子状态方程采用了参考文献 [12] 中得到的结果。该计算在低密度下使用与调节器无关的有效场论状态方程结果，在高密度下则采用量子色动力学约束。在中间区域，状态方程受到核饱和时对称能及其斜率结果的约束；这些量与该密度下中子物质的压力和每粒子能量相关。此外，状态方程还受到机械稳定性、因果性和热力学一致性的约束（更多细节参见参考文献 [30] ）。

具体而言，我们使用一组14种状态方程，其计算方法与文献 [12], 中相同，但未考虑 HESS J1731-347 [13] 测量结果。本文使用的状态方程还纳入了壳层的影响，处理方式如文献 [31]所述。图1和图2展示了本文使用的这组状态方程。

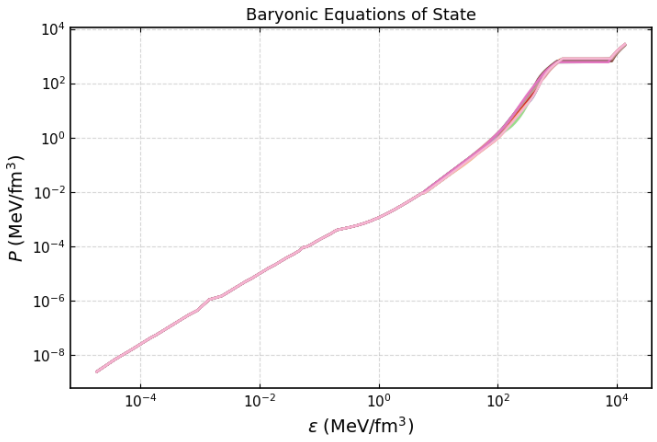


图1. 本文所用重子状态方程的对数图。

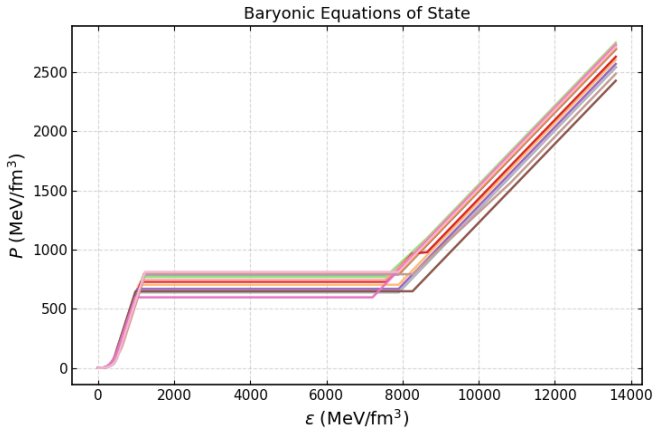


图2. 本文所用的重子状态方程。

所用的重子状态方程生成了图3所示的质量-半径图。

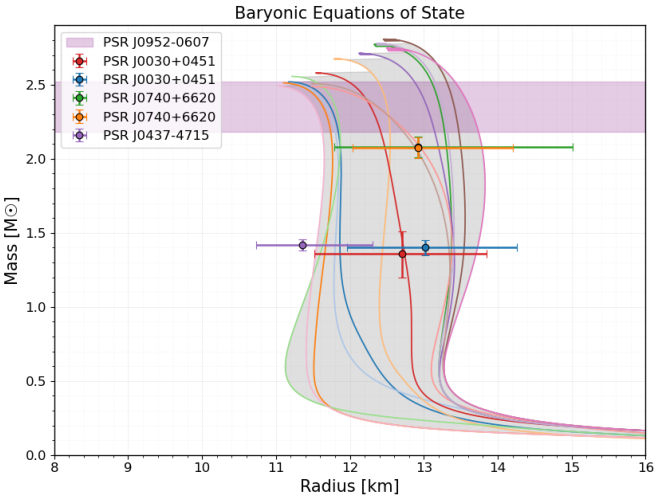


图3. 根据本文所用状态方程绘制的质量-半径图。

B. 暗物质状态方程

本文旨在分析暗物质对中子星质量-半径关系的影响。本文采用自由费米气体模型描述暗物质，因为与相互作用（排斥）费米气体相比，该模型对质量-半径图的影响更大 [19]。

自由费米气体的状态方程可用费米动量（k_F）参数化，形式如下

$$\varepsilon = \frac{1}{2\pi^2}\int_0^{k_F} k^2\sqrt{k^2+m_f^2}dk$$
$$= \frac{1}{8\pi^2}\left[k_F\sqrt{k_F^2+m_f^2}(2k_F^2+m_f^2)\right. \quad (1)$$
$$\left. - m_f^4\ln\left(\frac{k_F+\sqrt{k^2+m_f^2}}{m_f}\right)\right]$$
$$P = \frac{1}{6\pi^2}\int_0^{k_F}\frac{k^4}{\sqrt{k^2+m_f^2}}$$
$$= \frac{1}{24\pi^2}\left[k_F\sqrt{k_F^2+m_f^2}(2k_F^2-3m_f^2)\right. \quad (2)$$
$$\left. + 3m_f^4\ln\left(\frac{k_F+\sqrt{k^2+m_f^2}}{m_f}\right)\right] \quad (3)$$

其中，我们可以用数密度（n）表示费米动量 $k_F^3 = 3\pi^2 n$，因此唯一的自由参数是费米子质量 m_f。在本研究中，费米子质量就是所提出的暗物质质量，因此$m_{DM} \equiv m_f$。为了涵盖具有代表性的暗物质候选粒子范围，我们选取了六种不同的暗物质粒子质量$m_f = \{1, 10, 10^2, 10^3, 10^4, 10^5\}$ 兆电子伏特。图 4 展示了暗物质组分所采用的状态方程。需要注意的是，根据暗物质质量的不同，为了计算质量最高达 $\sim 2.7M_\odot$ 的暗物质混合中子星（DANS），需要覆盖不同范围的 P 和 ε。

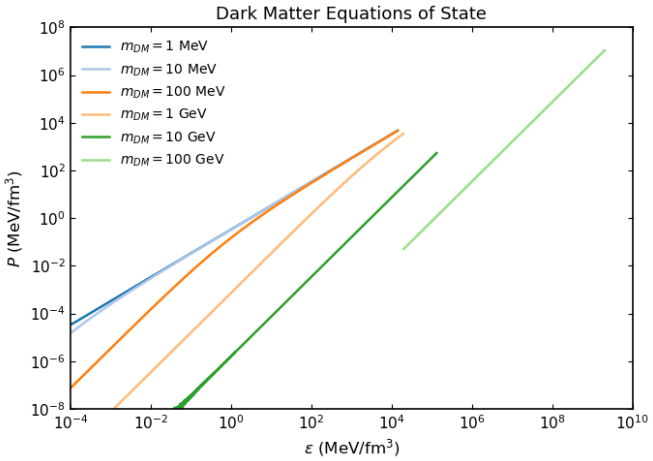


图 4. 本文使用的暗物质状态方程。

C. 流体静力平衡

为了研究由暗物质和重子物质混合形成的恒星，我们考虑托尔曼-奥本海默-沃尔科夫（TOV）方程的双流体形式，其中每种成分都被视为一种完美流体 [32]。实验发现，暗物质与重子物质之间非引力相互作用的截面非常小，因此可以认为重子物质（BM）与暗物质（DM）之间仅存在引力相互作用。具体而言，$\sigma_{\chi N} \sim 10^{-45}$ $^2 \ll$ 分别表示暗物质-核子截面和 $\sigma_{nucl} \sim 10^{-24}$ ^{2} [33]，$\sigma_{\chi N}$ σ_{nucl} 核截面。这样，每种流体都分别满足能量动量张量守恒，系统的流体静力平衡可表示如下

$$\frac{dP_{BM}}{dr} = -(P_{BM}+\varepsilon_{BM})\frac{4\pi r^3(P_{BM}+P_{DM})+M(r)}{r(r-2M(r))} \quad (4)$$
$$\frac{dP_{DM}}{dr} = -(P_{DM}+\varepsilon_{DM})\frac{4\pi r^3(P_{BM}+P_{DM})+M(r)}{r(r-2M(r))} \quad (5)$$

其中，r 为恒星的半径，P_i 为各流体的压力，ε_i 为其能量密度。恒星的总质量以及各组分的质量由下式给出

$$M(r) = \sum_i M_i(r) \qquad \frac{dM_i(r)}{dr} = 4\pi\varepsilon_i(r)r^2 \quad (6)$$

其中，$i = BM,\ DM$。计算式 (4)–(6) 需要输入两种状态方程。为求解这组耦合微分方程，我们假设半径为零的球体（恒星中心）内重子物质和暗物质的质量均为零，$M_{DM}(0) = M_{BM}(0) = 0$，并给定一组初始中心压力。对于重子组分，我们考虑以下中心压力范围$P_{BM}^c \in (757.5 \times 10^{-5},\ 757。5)$ 兆电子伏特/fm^3。对于暗物质组分，我们根据暗物质粒子质量采用不同的范围，以达到所需的暗物质占比。暗物质中心压力的整个范围均包含在范围 $P_{DM}^c \in (7.575 \times 10^{-5},\ 7.575 \times 10^6)$ 兆电子伏特/fm^{3}内。

对于每一对初始压力条件，我们采用四阶龙格-库塔法，从核心向外求解耦合方程，以获得恒星的最终半径和质量。当任一流体的压力在某个距离处低于 $P_{\min} \sim 10^{-4}$ 兆电子伏特/fm^3 时，我们便将该距离视为该组分的半径。随后，仅继续计算另一组分，直到其压力也低于 $P_{\min}$。这使恒星可能出现两种情形：暗物质核心，或延伸至重子星之外的暗物质晕。

D. 稳定性分析

为了分析所得恒星的（不）稳定性，我们应当考虑到，对于掺杂暗物质的中子星（DANS），TOV 方程不会给出单一的质量-半径曲线，而是会产生多种恒星构型，每种构型对应一组中心压力。

接着，可以依据不同的判据绘制不同曲线；固定暗物质比例所得的曲线，与固定中心压力比所得的曲线并不相同。因此，不能像处理单流体构型时通常采用的那样，以最大质量判据来判断不稳定性的起始。在本研究中，我们遵循 [34] 中提出的分析方法，并在此简要说明。

对于双流体星，当各组分的粒子数在任意能量密度变化下保持不变时，稳定区域与不稳定区域之间的转变便会发生 ε_i^c

$$\begin{pmatrix}\delta N_{BM}\\ \delta N_{DM}\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}\partial N_{BM}/\partial\varepsilon^c_{BM} & \partial N_{BM}/\partial\varepsilon^c_{DM}\\ \partial N_{DM}/\partial\varepsilon^c_{BM} & \partial N_{DM}/\partial\varepsilon^c_{DM}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\delta\varepsilon^c_{BM}\\ \delta\varepsilon^c_{DM}\end{pmatrix}=0 \tag{7}$$

其中 N 表示粒子数， δ 表示微小扰动。要使该方程存在非平凡解，矩阵的行列式必须为零。对于单流体情形，行列式条件意味着 $\partial N/\partial\varepsilon^c=0$。若满足 TOV 方程，该条件等价于已确立的判据 $\partial M/\partial\varepsilon^c=0$，这标志着不稳定性的出现。方程（7）中的矩阵可以对角化为

$$\begin{pmatrix}\delta N_A\\ \delta N_B\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}\kappa_A & 0\\ 0 & \kappa_B\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\delta\varepsilon^A_c\\ \delta\varepsilon^B_c\end{pmatrix} \tag{8}$$

其中 N_A 和 N_B 是 N_{DM} 和N_{BM}的线性组合。因此，只有当两个特征值均为正时，才允许存在稳定构型。对于每种流体，都可以利用 TOV 方程计算粒子数。

$$\frac{dN_i}{dr}=\frac{4\pi n_i r^2}{\sqrt{1-2M(r)/r}} \tag{9}$$

E. 暗物质含量分析

我们希望研究，要得到与致密天体观测结果相符的恒星，所需的最低暗物质比例是多少。为此，我们估算了对于每个致密天体质量，与DANS对应的半径。该估算通过使用不同暗物质比例和暗物质质量下的质量-半径图结果完成。对于固定的暗物质比例，我们在质量-半径图中，根据与致密天体质量相邻的上下两个质量值进行线性插值。由此可以得到致密天体质量处的半径值（$R_{\rm int}$）。

得到插值半径（$R_{\rm int}$）后，我们根据公式计算 χ^2

$$\chi^2=\frac{(R_{\rm obs}-R_{\rm int})^2}{\Delta R^2_{\rm obs}} \tag{10}$$

其中， $R_{\rm obs}$ 和 $\Delta R_{\rm obs}$ 分别是该致密天体的观测半径及其误差。我们计算

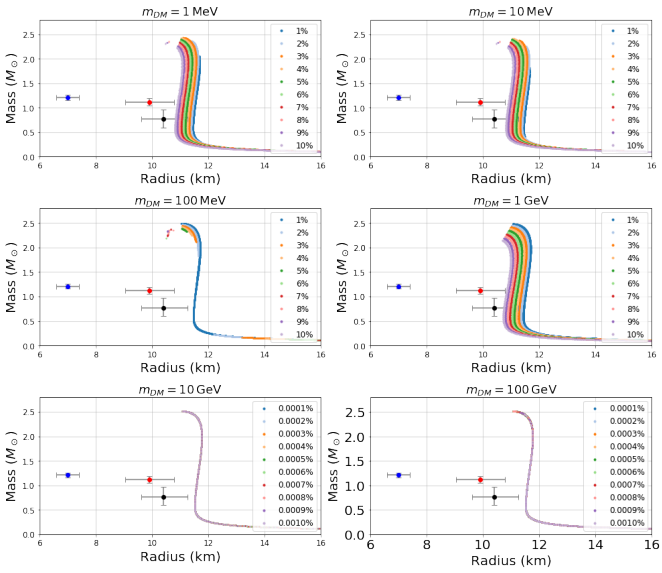


图5。在此图中，我们展示了对于一种重子状态方程，不同暗物质比例和不同暗物质粒子质量对质量-半径图的影响。

每个致密天体以及每张质量-半径图（对应特定的暗物质质量和暗物质占比）的 。最后，我们考虑 14 种重子状态方程所得的最低 χ^2，以分析结果。

III. 结果

由于根据暗物质质量的不同，暗物质组分可能完全包含在重子半径内（核心构型），也可能延伸至重子半径之外（晕构型），因此，有必要定义我们将在质量-半径图中展示的质量和半径，尤其是对于产生晕构型的结果。PSR 1231-1411和HESS J1731-347的质量和半径测量值是通过使用XSPEC进行光谱建模获得的，而XTE J1814-338的测量值则是通过使用X-PSI的脉冲轮廓建模技术获得的。在这些工作中，所报告的致密天体质量和半径能够准确再现测得的X射线光谱。

基于这些原因，在以下所有质量-半径图中，绘制的半径均为重子半径 R_{BM}，而质量是重子半径内包含的总质量 $M_{BM}(R_{BM})+M_{DM}(R_{BM})$。另一方面，暗物质比例是根据这一选择计算的，因此该比例指重子半径内的暗物质占比（$F=M_{DM}(R_{BM})/(M_{BM}(R_{BM})+M_{DM}(R_{BM}))$）。图5展示了对于给定的核物质状态方程，不同暗物质粒子质量对质量-半径曲线的影响。当 $m_{DM}\leq 100$ 兆电子伏特时，暗物质组分呈现晕构型，使总引力质量增加至 $600M_\odot$ ($m_{DM}=1$ 兆电子伏特)、 $500M_\odot$($m_{DM}=10$ 兆电子伏特) 和 $60M_\odot$ ($m_{DM}=100$ 兆电子伏特)。然而，在这些情况下，重子半径内的暗物质组分仅占约1%。

重子半径内的暗物质组分仅占约1%。这一贡献足以显著改变纯重子中子星的质量-半径图，正如我们稍后将展示的。

另一方面，对于 $m_{DM} \geq 1$吉电子伏特，暗物质组分呈现核心构型。当 $m_{DM} = 1$ 吉电子伏特时，可以看出，恒星中的暗物质占比越高，对质量-半径图的影响就越大。然而，对于 $m_{DM} = 10$ 吉电子伏特或 $m_{DM} = 100$ 吉电子伏特，暗物质比例非常小，因此暗物质组分对质量-半径图的影响可以忽略不计。不同暗物质粒子质量和暗物质占比所产生的影响见图5。在接下来的小节中，我们将更详细地讨论所考虑的各种暗物质粒子质量下暗物质组分的影响。

A. $\mathbf{m_{DM} = 100}$ 吉电子伏特

图6展示了 $m_{DM} = 100$ 吉电子伏特以及一种重子状态方程下的稳定性分析结果。图中给出了暗物质（P^c_{DM}）和重子物质（P^c_{BM}）组分的压力组合，以及这些中心压力所对应的总质量。图中仅展示了能够形成稳定构型的组合。不稳定组合对应白色区域。可以看出，总质量对中心压力的依赖主要由重子组分决定，直到 $P^c_{DM} \sim 10^3$ 兆电子伏特/fm^3，暗物质才开始产生明显贡献。对于如此大的暗物质质量，由此得到的构型

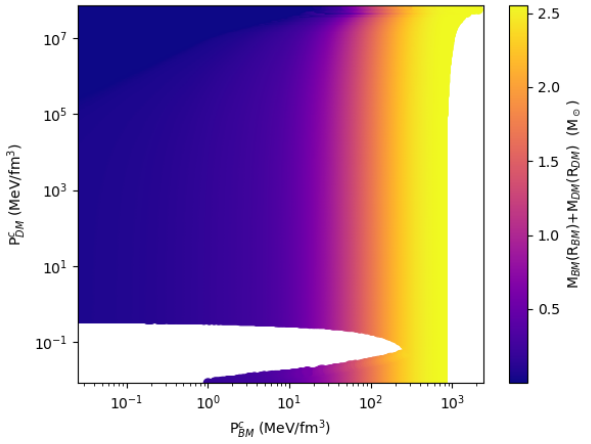


图6. $m_{DM} = 100$ 吉电子伏特时稳定性分析的结果。稳定的混合构型以彩色显示，不稳定构型以白色显示。总引力质量表示为两个中心压力的函数。

比例为 $1 - 10\%$ 左右时是不稳定的，因此在这种情况下，我们考虑比例为 $10^{-3} - 10^{-4}\%$ 左右的情形，它们能够产生稳定的结果，且（重子半径内的）总质量处于所关注的范围内。对于这些较小的比例而言，暗物质组分对质量-半径曲线的影响可以忽略不计，如图7所示。

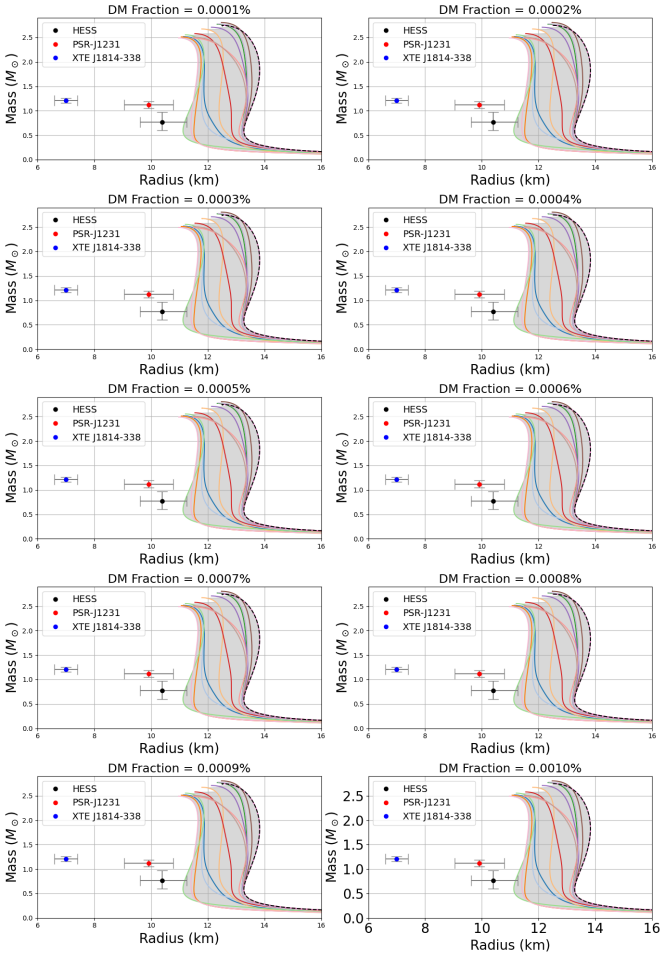


图7. 暗物质质量为100吉电子伏特时，暗物质占比在（$10^{-3} - 10^{-4}$）%范围内的稳定构型。黑色虚线对应图3中最右侧的曲线（不含暗物质），供比较之用。

表I展示了针对三种致密天体，对重子状态方程集合与不同暗物质占比的所有可能组合进行计算后得到的 χ^2 最小值。由于这些占比很小，质量-半径图的变化可以忽略不计，因此在本表所示的精度范围内，所有情况下的 χ^2 值都相同。

DM %	HESS J1731-347	PSR-J1231	XTE J1814-338
$10^{-4}\% - 10^{-3}\%$	0.84	3.01	126.36

表I。在暗物质比例处于（$10^{-3} - 10^{-4}$）%范围内、暗物质质量为100吉电子伏特时得到的最小 χ^2。

对这三个致密天体中暗物质含量的分析表明，对于这一暗物质质量，仅通过质量-半径图分析无法区分纯重子中子星与 DANS。所需的少量暗物质占比不足以

对中子星的质量和半径产生显著改变，因此致密天体观测到的质量和半径之所以与模型一致，源于重子状态方程。在这方面，值得指出的是，本研究所使用的一个重子状态方程已经在 1σ 层面上与 HESS J1731-347 致密天体所报告的质量和半径一致。如果最终证实它是一个纯重子天体，那么该致密天体异常偏低的质量将为重子状态方程提供强有力的约束。

B. $m_{DM} = 10$ 吉电子伏特

对于这一暗物质质量，情况与$m_{DM} = 100$ 吉电子伏特时非常相似。图8展示了暗物质质量为10吉电子伏特、采用一种重子状态方程时的稳定性分析结果。与图6一样，图中仅显示稳定构型，且采用相同的标记方式。此次分析结果也表明，总质量随中心压力的变化关系主要由重子组分决定。重子物质中心压力较高（$P^c_{BM} \gtrsim 10^3$ 兆电子伏特/fm^3）的构型是不稳定的。

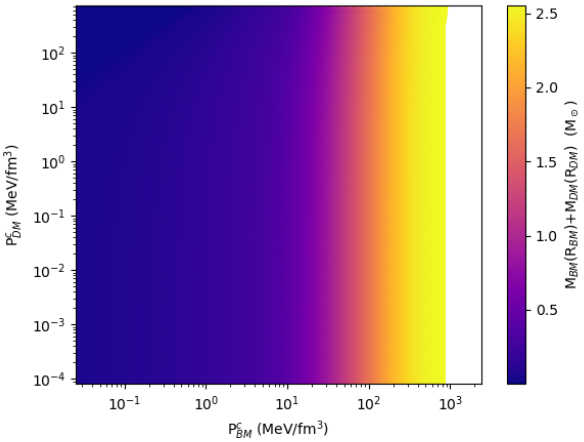


图8. 暗物质质量为 $m_{DM} = 10$ 吉电子伏特时的稳定性分析结果。稳定的混合构型以彩色显示，不稳定构型以白色显示。图中给出了总引力质量随两个中心压力的变化关系。

与 100 吉电子伏特暗物质的情况一样，对于 $m_{DM} = 10$吉电子伏特，暗物质占比约为 $1 - 10\%$ 的构型是不稳定的。因此，在这种情况下，我们也考虑暗物质占比约为 $10^{-4} - 10^{-3}\%$ 的情形。

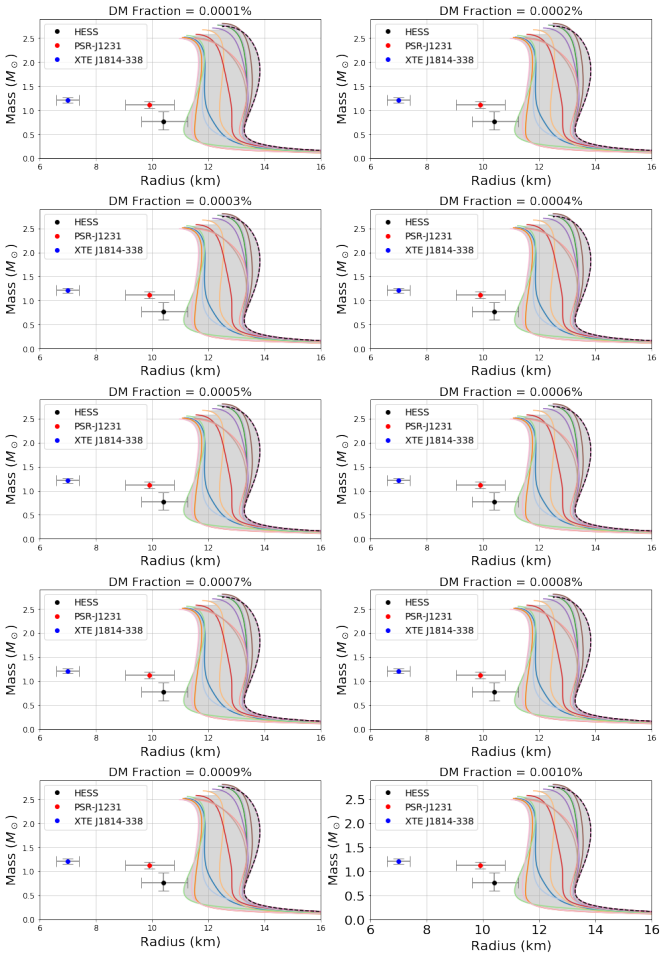


图9. 暗物质质量为10吉电子伏特时，暗物质占比在（$10^{-3} - 10^{-4}$）%范围内的稳定构型。黑色虚线对应图3中最右侧的曲线（不含暗物质），用于比较。

图 9 展示了针对这一质量所考虑的不同暗物质占比对应的质量-半径图。与 $m_{DM} = 100$ 吉电子伏特的情况一样，这些较小的暗物质占比对质量-半径曲线几乎没有影响。表 II 列出了每种重子状态方程和三种 CO 下各暗物质占比对应的最小 χ^2。由于在此处考虑的情形中，暗物质组分的影响很小，因此在我们展示结果的精度范围内，每种占比对应的 χ^2 都相同。

DM %	HESS J1731-347	PSR-J1231	XTE J1814-338
$10^{-4} - 10^{-3}$ %	0.84	3.01	126.36

表 II。在暗物质质量为 10 吉电子伏特时，暗物质占比范围为 ($10^{-3} - 10^{-4}$)% 所得到的最小 χ^2。

与暗物质质量为 100 吉电子伏特的情况一样，暗物质组分对质量-半径图造成的可忽略修改，使得对于三个致密天体中的任何一个，都无法区分纯重子中子星和 DANS。对于这一暗物质质量，我们重新得到与 HESS

J1731-347 致密天体此前发现的质量和半径一致，而对于另外两个致密天体，我们还发现了超出 1σ 水平的偏差。

C. $\mathbf{m_{DM} = 1}$ 吉电子伏特

图10展示了当 $m_{DM} = 1$ 吉电子伏特且采用某一种重子状态方程时的稳定性分析结果。图中仅显示能够产生稳定构型的组合，不稳定组合则对应白色区域。对于这一暗物质质量，总质量对中心压力的依赖几乎完全由重子组分决定。重子物质中心压力较高（$P^c_{BM} \gtrsim 10^3$ 兆电子伏特/fm^3）或暗物质中心压力较高（$P^c_{DM} \gtrsim 2.5 \times 10^2$ 兆电子伏特/fm^3）的大多数组合均不稳定。

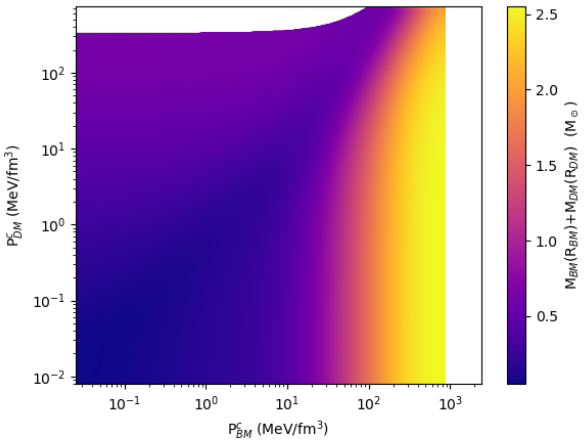


图10. $m_{DM} = 1$ 吉电子伏特时的稳定性分析结果。稳定的混合构型以彩色显示，不稳定构型以白色显示。图中展示了引力总质量随两种中心压力的变化

对于这一暗物质质量，当暗物质占比约为 1% 时，我们可以在质量-半径图上看到明显影响。在这种情况下，暗物质占比处于 1%−10% 范围内时，在本研究关注的质量范围内可得到稳定结果。从 1% 增至 10% 只会使曲线中质量较高的部分变得不稳定，而大部分质量范围的稳定性保持不变。

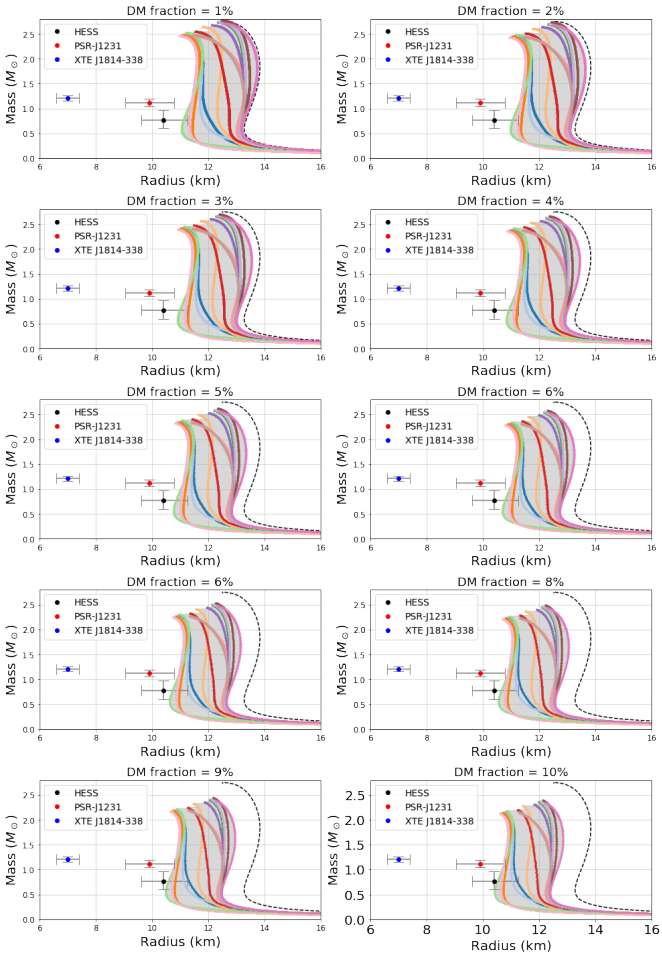


图11. 暗物质质量为1吉电子伏特、暗物质占比在1% − 10%范围内的稳定构型。黑色虚线对应图3中最右侧的曲线（不含暗物质），供比较之用。

这一次，在图11中，我们可以清楚地看到质量-半径曲线向较低质量和较小半径偏移（图5展示了其中一种状态方程的情况）。暗物质占比越高，这种变化就越明显。现在，HESS J1731-347 的测量结果在 1σ 水平上与不止一种所采用的重子状态方程对应的质量-半径曲线相符。暗物质占比为 2% 时，该测量结果与粉色状态方程相符；从 4% 起，该结果与橙色状态方程相符；从 8% 起，与浅蓝色状态方程相符；从 10% 起，HESS J1731-347 的质量和半径与深蓝色状态方程所得结果相符。

与此前的暗物质情景相比，一个重要的新意是，由于暗物质组分对质量-半径图有显著影响，因此存在一些构型，其 DANS质量和半径与 PSR-J1231-1411 的测量结果在 1σ 水平上相符。图11显示，当暗物质占比约为 9% 时，二者开始吻合。

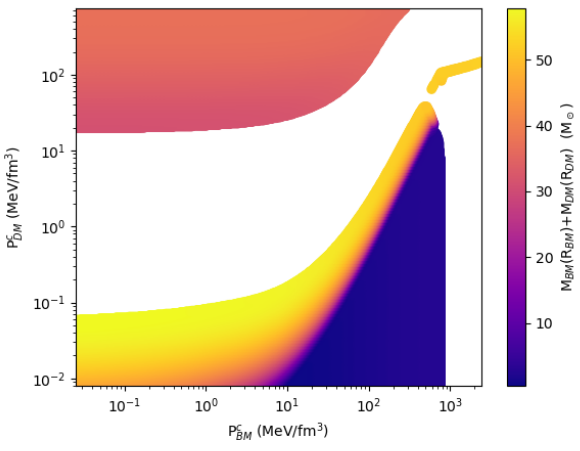
暗物质百分比	HESS J1731-347	PSR-J1231	XTE J1814-338
1 %	0.69	2.74	122.44
2 %	0.57	2.52	117.64
3 %	0.44	2.30	114.24
4 %	0.36	2.04	110.47
5 %	0.27	1.81	106.47
6 %	0.19	1.58	102.73
7 %	0.13	1.37	99.02
8 %	0.08	1.19	95.31
9 %	0.04	1.04	91.43
10 %	0.02	0.89	88.16

表 III. 暗物质质量为 1 吉电子伏特时，暗物质占比在（1 – 10）% 范围内得到的最小 χ^2。

表 III 展示了暗物质质量为 1 吉电子伏特时暗物质含量分析的所有结果。如前所述，对于这一质量，HESS J1731-347 的测量结果与所有考虑的暗物质情景相符；而要使 PSR-J1231 的质量和半径在 1σ 水平上相符，暗物质占比需要略高于 9%。另一方面，XTE J1814-338 致密天体的质量和半径测量结果与此处考虑的任何 DANS 情景都相去甚远。

D. $m_{DM} = 100$ 兆电子伏特

图12展示了 $m_{DM} = 100$ 兆电子伏特及一种重子状态方程下的稳定性分析结果。图中仅显示能够产生稳定构型的组合，不稳定组合则对应白色区域。



m_{DM} =

图12. 100 兆电子伏特下的稳定性分析结果。稳定的混合构型以彩色显示，不稳定构型以白色显示。总引力质量表示为两个中心压强的函数。

我们再次看到，在 $P^c_{BM} \gtrsim 10^3$ 兆电子伏特/平方飞米处，对于 $P^c_{DM} \lesssim 10$ 兆电子伏特/平方飞米，所有构型都会变得不稳定。不过，对于这一暗物质质量，暗物质组分呈现出一种晕构型，使 DANS 的总质量（也计入晕质量）增至 $\sim 55\ M_\odot$。这一晕的出现对确定 DANS 的质量和半径以及其稳定性有重要影响，因此需要进一步考量。如本节开头所述，我们将 DANS 的质量定义为重子组分和暗物质组分在重子半径内的质量之和（因此不计入暗物质晕质量），并将 DANS 半径定义为重子半径。为理解图14所示的结果，我们在图13中展示了以总质量（包括晕质量）进行的稳定性分析，以及一种新型图表：显示固定暗物质占比下稳定和不稳定构型的质量随能量密度的变化。

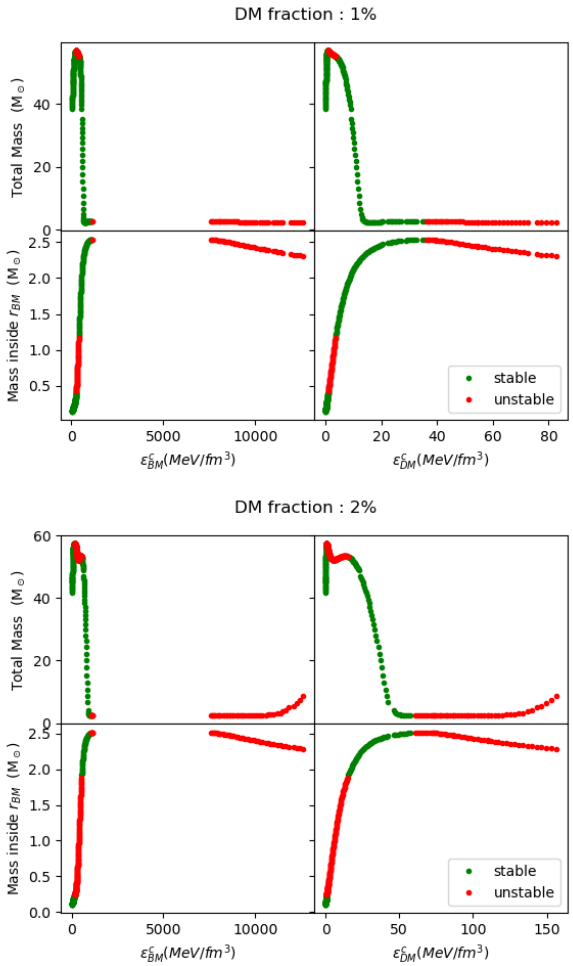


图13. 暗物质占比为 1%（上方四个面板）和 2%（下方四个面板）时的稳定性分析。绿色点表示稳定解，红色点表示不稳定解。

在该图中，我们可以看到产生

（重子半径内的）质量低于 $2.5\ M_\odot$时，对应于暗物质占比（重子半径内）为 1% 的稳定构型。当暗物质占比（重子半径内）为 $\geq$ 2% 时，情况则有所不同：若考虑总质量，我们会看到最大总质量附近出现不稳定构型。若只考虑重子半径内的质量，那么暗物质占比为 2% 时，这些不稳定构型位于 $\sim 0.25 - 1.75\ M_\odot$ 范围内，从而形成图14中看到的间隙。随着暗物质占比增加，这一不稳定区域会扩大；暗物质占比为 10% 时，范围达到 $\sim 0.30 - 2.25\ M_\odot$。这些不稳定构型可追溯至恒星的暗物质组分，因为它们的出现源于 $\partial N_{DM}/\partial \varepsilon^c_{DM}$ 中符号的改变。

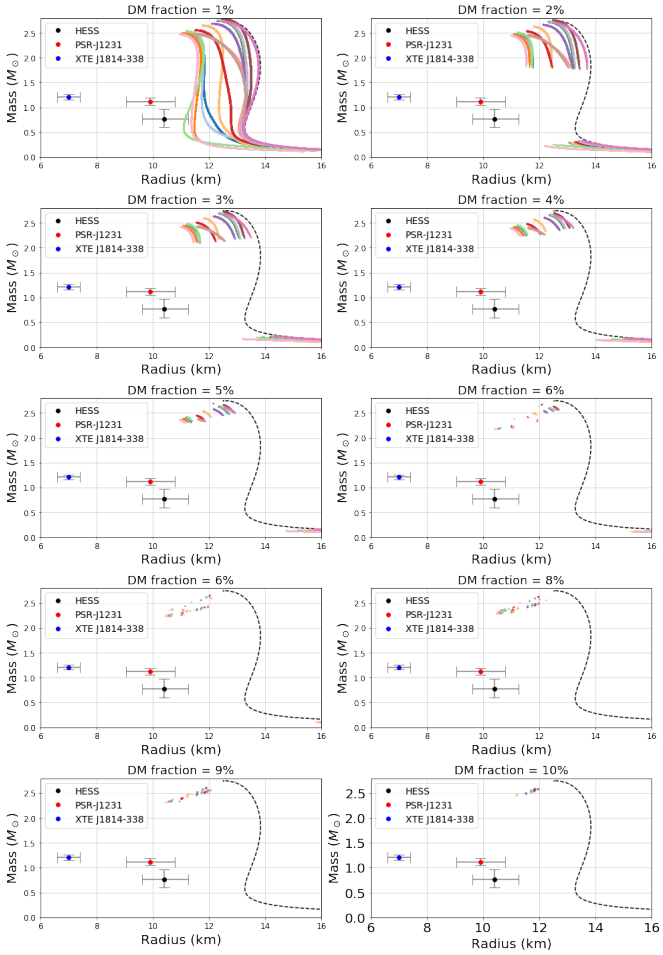


图14. 暗物质质量为100兆电子伏特时，暗物质占比在1% – 10 %范围内的稳定构型。黑色虚线对应图3中最右侧的曲线（不含暗物质），此处将其作为对比。

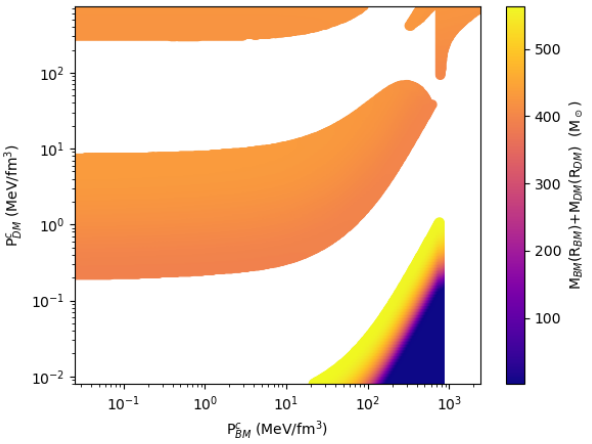
因此，对于这些致密天体的分析，只有暗物质占比为 1% 的解才有参考意义。对于这一占比，暗物质的贡献不足以得到与 PSR-J1231 和 XTE J1814-338 在 1σ 处的测量结果相符的解。对于 HESS J1731-347，符合程度有所提高，但对于其中一种重子状态方程，它原本就已处于 1σ 置信水平内。在表IV中，我们量化了针对这一暗物质质量的 χ^2 分析所得结果。

暗物质百分比	HESS J1731-347	PSR-J1231	XTE J1814-338
1 %	0.75	2.83	124.60

表IV. 暗物质质量为100兆电子伏特时得到的最小 χ^2。由于唯一的稳定构型对应1%的暗物质占比，因此这就是 $m_{DM} = 100$ 兆电子伏特时唯一的结果。

E. $\mathbf{m_{DM} = 10}$ 兆电子伏特

图15展示了 $m_{DM} = 10$ 兆电子伏特下采用一种重子状态方程进行的稳定性分析结果。图中仅显示稳定构型。同样可以看到，在 $P^c_{BM} \gtrsim 10^3$ 兆电子伏特/立方飞米时，所有 $P^c_{DM} \lesssim 10$ 兆电子伏特/立方飞米的构型都会变得不稳定。对于这一暗物质质量，暗物质占比在 1 % 至 -10% 之间时出现的晕会变得更加延展，因此总引力质量（包括晕）可达到最高 $\sim 600\ M_\odot$。对于这一暗物质质量，只有当暗物质占比达到 3% 或更高时，整条曲线（直到重子半径内的最大质量）才稳定。对于较低占比，可以看到高质量和低质量范围内均开始出现不稳定解。在低质量区域，不稳定解向稳定解的转变是由 $\partial N_{DM}/\partial \varepsilon^c_{DM}$ 的符号变化导致的；而在高质量区域，$\partial N_{DM}/\partial \varepsilon^c_{DM}$ 和 $\partial N_{DM}/\partial \varepsilon^c_{BM}$ 的符号都会发生变化。



m_{DM} =

图15. 10
兆电子伏特时的稳定性分析结果。稳定的混合构型以彩色显示，不稳定构型以白色显示。总引力质量表示为两个中心压强的函数

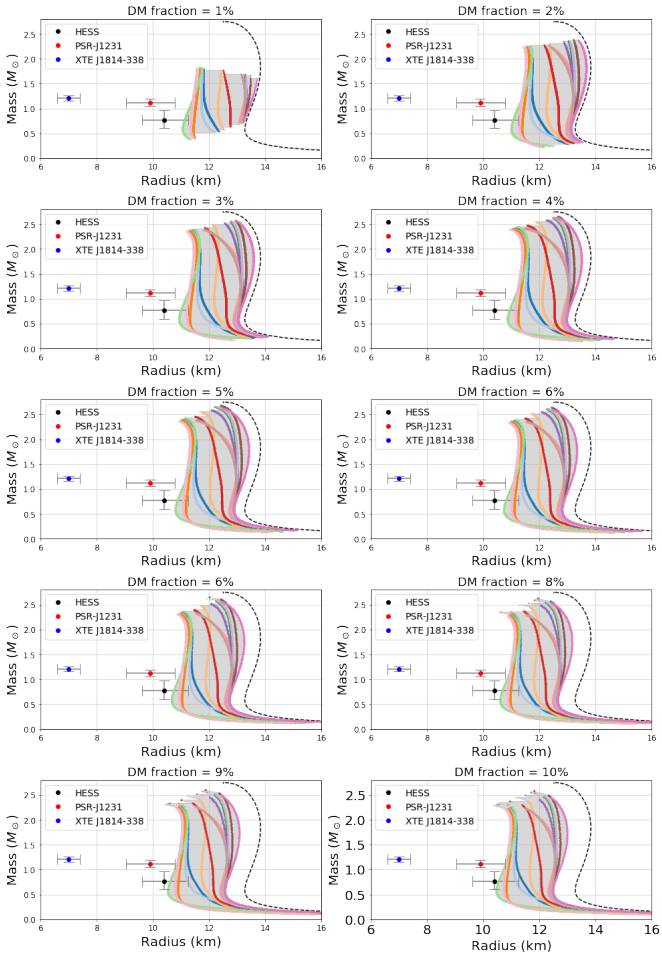


图16. 暗物质质量为10兆电子伏特时，暗物质占比在1% − 10%范围内的稳定构型。黑色虚线对应图3中最右侧的曲线（不含暗物质），供比较之用。

图16展示了重子半径内暗物质组分的影响。暗物质占比越大，重子半径缩小得越多，这与暗物质质量为 1 吉电子伏特时的结果一致。然而，对于这一暗物质质量，在这些暗物质占比下，这种影响不足以解释 PSR-J1231 在 1σ 水平的测量结果；与 1 吉电子伏特时的情况不同，不过当占比为 10% 时几乎达到 1σ。对于 HESS J1731-347，较大的暗物质占比会使质量-半径曲线更接近测量结果；而无论暗物质含量如何，都无法解释 XTE J1814-338 的估算半径。

暗物质百分比	HESS J1731-347	PSR-J1231	XTE J1814-338
1 %	0.72	2.78	122.61
2 %	0.58	2.50	119.07
3 %	0.50	2.31	115.14
4 %	0.39	2.08	112.07
5 %	0.29	1.88	107.84
6 %	0.23	1.71	104.82
7 %	0.15	1.49	101.88
8 %	0.11	1.33	97.60
9 %	0.06	1.16	94.80
10 %	0.02	1.02	91.72

表 V. 暗物质质量为10兆电子伏特时，暗物质占比在$(1-10)$%范围内得到的最小 χ^2。

表 V 展示了该暗物质模型下三个致密天体的暗物质含量分析。

F. $m_{DM} = 1$ 兆电子伏特

图 17 展示了在 $m_{DM} = 1$ 兆电子伏特和一种重子状态方程下进行的稳定性分析结果。图中仅显示稳定构型。在$P^c_{BM} \gtrsim 10^3$兆电子伏特/平方飞米时，所有 $P^c_{DM} \lesssim$100 兆电子伏特/平方飞米的构型都变得不稳定。对于 $m_{DM} = 10$ 兆电子伏特的情况，这一暗物质质量下，扩展的暗物质晕使总引力质量（包括晕）在所考虑的暗物质比例下最高可达 $\sim 600\ M_\odot$。此外，暗物质占比为 1% 或 2% 的构型在低质量和高质量范围内都存在不稳定解。更高的暗物质占比则在整个质量范围内都能得到稳定解。

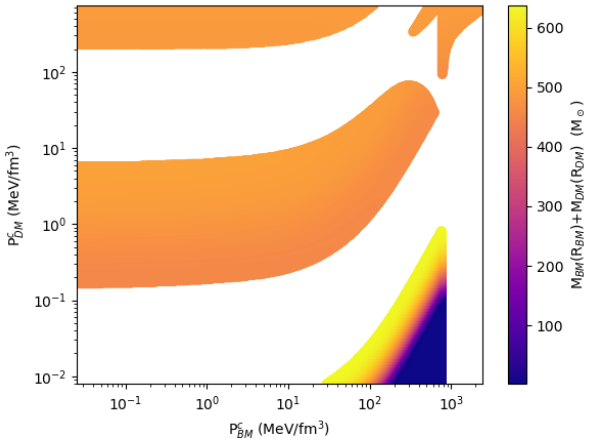


图 17. $m_{DM} = 1$兆电子伏特时的稳定性分析结果。稳定的混合构型以彩色显示，不稳定构型以白色显示。总引力质量表示为两个中心压力的函数

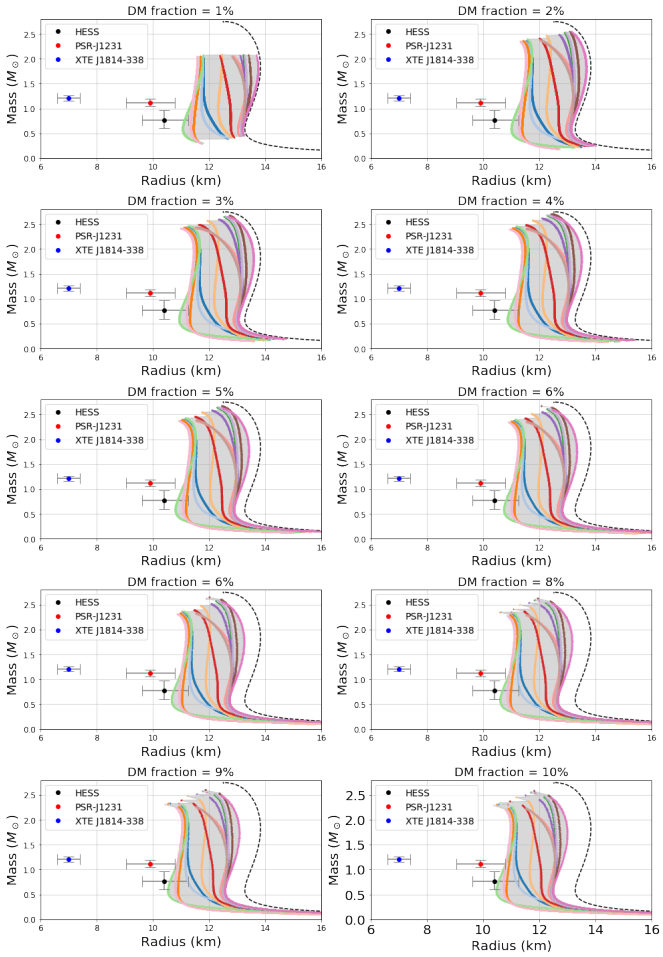


图 18. 暗物质质量为 1 MeV、暗物质占比在 1% – 10% 范围内的稳定构型。黑色虚线对应图3中最右侧的曲线（不含暗物质），作为比较之用。

从图 18 可以看到暗物质组分在重子半径内的影响。对于这一暗物质质量，结果与之前几乎完全相同。在这里考虑的范围内，没有任何暗物质占比能够在 1σ 置信水平下解释 PSR-J1231 和 XTE J1814-338 的测量结果，而 HESS J1731-347 致密天体即使在没有暗物质含量的情况下也已得到解释。

暗物质百分比	HESS J1731-347	PSR-J1231	XTE J1814-338
1 %	0.71	2.77	122.62
2 %	0.58	2.50	119.07
3 %	0.50	2.31	114.93
4 %	0.38	2.08	112.08
5 %	0.29	1.88	107.86
6 %	0.23	1.72	104.87
7 %	0.15	1.49	101.35
8 %	0.11	1.33	97.62
9 %	0.06	1.16	94.82
10 %	0.02	1.02	91.74

表 VI. 暗物质质量为 1 MeV、暗物质占比在（1 – 10）% 范围内时得到的最小 χ^2。

表 VI 展示了对暗物质含量的分析。所得结果与暗物质质量为 10 MeV 时的结果相同（数值波动除外）。

IV. 中子星中的暗物质含量

在计算出每种暗物质模型为解释 CO 的测量结果所需的最小暗物质量后，有必要研究在中子星的演化过程中是否能够俘获如此数量的暗物质。为了研究这些致密天体内部可能存在的暗物质比例，我们遵循文献 [35]。尽管中子星的前身星在形成过程中可能会积累暗物质（约$10^{-11}\ M_\odot$ [35]），但没有证据表明，在超新星爆炸后，这些暗物质会束缚于形成的中子星中。因此，为了保守估计中子星中存在的暗物质量，我们仅考虑中子星生命周期内俘获的暗物质。当来自银河系暗物质晕的粒子与恒星发生散射时，可能损失足够的动能，从而受到引力束缚。单位时间内暗物质粒子穿过恒星的次数 σ_{cr} 给出了俘获率的上限，而该上限与能量损失机制无关。对于处于典型银河系环境中的中子星，估计俘获的暗物质量约为 $10^{-14}\ M_\odot$。然而，更高的环境暗物质密度或更低的速度可使这一数量增加几个数量级。

尽管如此，有两个因素通常会抑制俘获率。首先，并非每个穿过恒星的粒子都会发生散射。暗物质粒子与核子发生散射的概率由暗物质-核子截面 $\sigma_{\chi N}$ 决定。其次，即使粒子发生了散射，如果其速度很大，碰撞中损失的能量也可能不足以使暗物质粒子受到引力束缚。考虑到这两个因素，

恒星寿命期间的俘获率为：

$$mF \sim 2.5\times10^{26}\ \mathrm{GeV/s}\left(\frac{\rho_{DM}}{0.5\ \mathrm{GeV/cm^3}}\right)\left(\frac{220\ \mathrm{km/s}}{\bar{v}}\right) f \tag{11}$$

其中，$\bar{v}$ 暗物质粒子的速度分布，ρ_{DM} 暗物质环境密度，以及 f 所有穿过恒星的粒子中发生散射的粒子所占的比例：

$$f = \sigma_{\chi N}/\sigma_{cr} \quad \text{if} \quad \sigma_{\chi N} < \sigma_{cr} \tag{12}$$
$$f = 1 \quad \text{otherwise} \tag{13}$$

在相互作用较弱（$f = 10^{-10}$）的情况下，对于一颗在银河系中寿命为 10 十亿年的中子星，估计其一生中捕获的暗物质质量约为 $10^{-23}\ M_\odot$。图19展示了不同的暗物质环境密度与暗物质粒子速度组合，以及由此产生的捕获质量；这些结果对应于两种不同的中子星年龄和相互作用强度。图中显示，

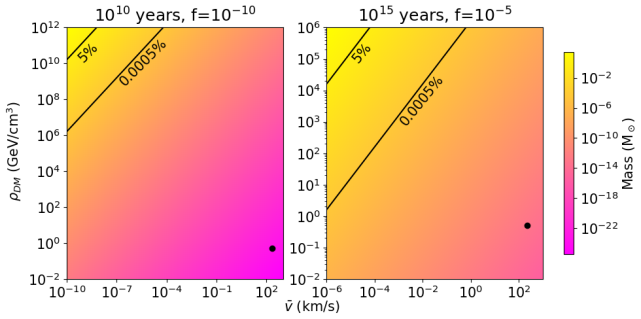


图19. 不同环境密度、速度、年龄和相互作用强度组合下，中子星捕获的暗物质。黑点表示银河系中速度分布和暗物质环境密度的平均值。

采用传统捕获方法时，若要使中子星的物质中有 0.0005% 为暗物质，速度分布与暗物质环境密度之比应当

$$10^{10}\ \text{years},\ f = 10^{-10}: \quad \left(\frac{\rho_{DM}}{\bar{v}}\right) = 10^{17}\left(\frac{\rho_{DM}}{\bar{v}}\right)\Big|_{\text{average}}$$
$$10^{15}\ \text{years},\ f = 10^{-5}: \quad \left(\frac{\rho_{DM}}{\bar{v}}\right) = 10^{6}\left(\frac{\rho_{DM}}{\bar{v}}\right)\Big|_{\text{average}} \tag{14}$$

V. 总结与结论

在本工作中，我们研究了三种具有异常质量和半径的致密天体成为 DANS 的可能性。对于暗物质模型，我们采用具有不同暗物质质量的相对论性自由费米气体。利用双流体形式，我们研究了固定暗物质占恒星总质量比例时 DANS 的质量-半径图和稳定性。

在我们的分析中，我们发现了两种不同的 DANS 构型。第一种是暗物质组分位于重子半径以内（核心构型），并在 $m_{DM} \geq 1$ 吉电子伏特时出现。第二种是晕构型，此时暗物质组分扩展到重子半径之外，并在 $m_{DM} \leq 100$兆电子伏特时出现。

在所考虑的所有可能暗物质质量中，我们发现，约为 1 吉电子伏特的暗物质质量是解释 HESS J1731-347 和 PSR J1231-1411 异常质量与半径的最佳选择，尽管无需 1σ 暗物质时，已经能够解释 HESS J1731-347 的质量和半径。在这项工作中，我们指出，这一量级的质量能够使重子半径内稳定暗物质的含量达到最大，从而在给定总质量下使恒星半径缩减幅度最大。另一方面，XTE J1814-338 的质量和半径无法通过暗物质组分来解释，因此它是双星 [36, 37]的候选天体。

我们还研究了在解释观测到的致密天体所需的暗物质质量和占比范围内，DANS 是否可能存在。对于 PSR J1231-1411 这一致密天体，解释其质量和半径所需的暗物质占比远高于典型星系环境下估算的质量俘获率。若要达到这一占比，PSR J1231-1411 必须处于环境暗物质密度异常高或暗物质粒子速度很慢的环境中。其他研究基于不同原因提出，致密天体中可能存在较高比例的暗物质。一种可能解释约为 $(1-10)\%$ 的暗物质比例的情景，是暗物质团块因自由流而吸积重子物质 [38]。另一种可能是存在暗星伴星 [39–41]，致密天体可以从中吸积足够的暗物质。另一方面，对于 HESS J1731-347 这一致密天体，尽管它无法用于推断暗物质性质，但其质量和半径可用于严格约束重子状态方程。

尽管在典型星系环境中的 DANSs 暗物质占比很低，不足以在质量-半径图上显现其影响，但仍有一些情形可能让我们得以检验恒星的暗物质含量，例如研究潮汐形变性的变化：存在暗物质核心时，潮汐形变性预计会减小（[42] [2]）；暗物质形成晕时，则会增大 [1]。未来也值得研究大质量且延展范围广的暗物质晕对X射线测量的影响。

VI. 致谢

感谢 Laura Tolos、Marina Cerme˜no 和 Yves Kini 提出了深刻见解并参与讨论。我们感谢 MCIN/AEI/10.13039/501100011033/ 和欧洲区域发展基金、欧盟资助的 PID2022-136510NB-C32资助项目，以及由

阿尔卡拉大学。

[1] A. Nelson、S. Reddy 和 D. Zhou，《宇宙学与天体粒子物理学杂志》07，012（2019），arXiv:1803.03266 [hep-ph]。[2] V. Sagun、E. Giangrandi、O. Ivanytskyi、I. Lopes 和 K. A. Bugaev，PANIC2021 会议论文集，313（2022），arXiv:2111.13289 [astro-ph.HE]。[3] R. F. Diedrichs、N. Becker、C. Jockel、J.-E. Christian、L. Sagunski 和 J. Schaffner-Bielich，物理评论D 108，064009 2023 2303（），arXiv: .04089 [gr-qc]。[4] C. Jockel 和 L. Sagunski，粒子 7，52（2024），arXiv:2310.17291 [gr-qc]。[5] C. Kouvaris，物理评论D 77，023006（2008），arXiv:0708.2362 [astro-ph]。[6] S. A. Bhat 和 A. Paul，Eur. Phys. J. C 80，544（2020），arXiv:1905.12483 [hep-ph]。[7] M. Cerme˜no、M. A. P´erez-Garc´ıa 和 R. A. Lineros，Astrophys. J. 863，157（2018），arXiv:1705.03012 [hep- ph]。[8] M. A. Perez-Garcia 和 J. Silk，Phys. Lett. B 711，6（2012），arXiv:1111.2275 [astro-ph.CO]。[9] G. Bertone 和 M. Fairbairn，物理评论D 77，043515（2008），arXiv:0709.1485 [astro-ph]。[10] C. Kouvaris 和 P. Tinyakov，Phys. Rev. Lett. 107，091301 2011 1104（），arXiv: .0382 [astro-ph.CO]。[11] C. Kouvaris 和 P. Tinyakov，物理评论D 83，083512（2011），arXiv:1012.2039 [astro-ph.HE]。[12] J. M. Alarc´on、E. Lope-Oter 和 J. A. Oller，（2024），arXiv:2410.14776 [nucl-th]。[13] V. Doroshenko、V. Suleimanov、G. P¨uhlhofer 和 A. Santangelo，《自然·天文学》6，1444（2022）。[14] L. Qi、S. Zheng、J. Zhang、M. Ge、A. Li、S.-N. Zhang、F. Lu、H. Peng、L. Zhang、H. Feng、Z. Zhang、Y. Xu、Z. Li、L. Song、S. Zhang、L. Tao 和 W. Ye，The Astrophysical Journal 981，99（2025）。[15] Y. Kini *et al.*，Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 535，1507（2024），arXiv:2405.10717 [astro-ph.HE]。[16] Y. Liu、H.-B. Li、Y. Gao、L. Shao 和 Z. Hu，物理评论D 110，083018（2024），arXiv:2408.04425 [astro-ph.HE]。[17] B. Kain，物理评论D 103，043009（2021），arXiv:2102.08257 [gr-qc]。[18] M. F. Barbat、J. Schaffner-Bielich 和 L. Tolos，物理评论D 110，023013（2024），arXiv:2404.12875 [astro- ph.HE]。[19] Z. Miao、Y. Zhu、A. Li 和 F. Huang，Astrophys. J. 936，69（2022），arXiv:2204.05560 [astro-ph.HE]。[20] A. Issifu、D. P. Menezes 和 T. Frederico，Phys. Dark Univ. 50，102149（2025），arXiv:2506.21378 [astro- ph.HE]。[21] T. Tangphati、G. Panotopoulos、A. Banerjee 和 A. Pradhan，Chin. J. Phys. 96，1329（2025），arXiv:2506.17758 [gr-qc]。[22] R. M. Santos、R. C. Nunes、J. G. Coelho 和 J. C. N. de Araujo，物理评论D 112，104067（2025），arXiv:2508.19382 [gr-qc]。[23] X.-Z. Liu、P. Mahapatra、C. Huang、A. Hazarika、C. Singha 和 P. K. Das，物理评论D 112，083032（2025），arXiv:2506.08376 [astro-ph.HE]。[24] K. K.-H. Lam 和 L.-M. Lin，物理评论D 111，104071（2025），arXiv:2505.04605 [astro-ph.HE]。[25] Y. Dengler、S. Kulkarni、A. Maas 和 K. Radl，（2025），arXiv:2503.19691 [hep-ph]。[26] M. Deliyergiyev、A. Del Popolo、L. Tolos、M. Le Delliou、X. Lee 和 F. Burgio，物理评论D 99，063015（2019），arXiv:1903.01183 [gr-qc]。[27] Y. Dengler、J. Schaffner-Bielich 和 L. Tolos，物理评论D 105，043013（2022），arXiv:2111.06197 [astro-ph.HE]。[28] N. Rutherford、G. Raaijmakers、C. Prescod-Weinstein 和 A. Watts，物理评论D 107，103051（2023），arXiv:2208.03282 [astro-ph.HE]。[29] N. Rutherford、C. Prescod-Weinstein 和 A. Watts，物理评论D **111**，123034 2025 2410 00140（），[ ] arXiv: . astro-ph.HE 。[30] J. M. Alarc´on 和 J. A. Oller，物理评论C 107，044319（2023），arXiv:2212.05092 [nucl-th]。[31] J. M. Alarc´on、E. Lope-Oter 和 Y. Cano，（2025），10 1140 11734 025 02026 8, 2511 04737 。/epjs/s - - [ ] - arXiv: . hep-ph 。[32] F. Sandin 和 P. Ciarcelluti，天体粒子物理学 32，278（2009），arXiv:0809.2942 [astro-ph]。[33] F. Grippa、G. Lambiase 和 T. K. Poddar，宇宙 11，74（2025），arXiv:2412.09381 [astro-ph.HE]。[34] M. Hippert、E. Dillingham、H. Tan、D. Curtin、J. Noronha-Hostler 和 N. Yunes，物理评论D 107，115028 2023 2211（），arXiv: .08590 [astro-ph.HE]。[35] P. Tinyakov、M. Pshirkov 和 S. Popov，宇宙 7，401 2021 2110（），arXiv: .12298 [astro-ph.HE]。[36] T. Zhou 和 C. Huang，（2025），arXiv:2504.08662 [astro- ph.HE]。[37] P. Laskos-Patkos 和 C. C. Moustakidis，物理评论D 111，063058（2025），arXiv:2410.18498 [astro-ph.HE]。[38] L. Tolos、J. Schaffner-Bielich 和 Y. Dengler，物理评论D **92**，123002 2015 [103，（），勘误：109901 2021 1507 Phys.Rev.D（）], arXiv: .08197 [astro-ph.HE]。[39] J. Eby、C. Kouvaris、N. G. Nielsen 和 L. C. R. Wije- wardhana，高能物理学杂志 02，028（2016），arXiv:1511.04474 [hep- ph]。[40] A. Maselli、P. Pnigouras、N. G. Nielsen、C. Kouvaris 和 K. D. Kokkotas，物理评论D 96，023005（2017），arXiv:1704.07286 [astro-ph.HE]。[41] C. Kouvaris 和 N. G. Nielsen，物理评论D 92，063526（2015）。[42] J. Ellis、G. H¨utsi、K. Kannike、L. Marzola、M. Raidal 和 V. Vaskonen，物理评论D 97，123007（2018），arXiv:1804.01418 [astro-ph.CO]。