

As componentes escuras do Universo no ambiente de estrelas de nêutrons

Loreany Ferreira de Araújo¹, José Ademir Sales de Lima¹ e Germán Lugones²

¹*Universidade de São Paulo*

²*Universidade Federal do ABC*

Resumo

Neste trabalho, apresentamos alguns resultados de uma série de estudos sobre os efeitos da inclusão de componentes escuras na estrutura de estrelas de nêutrons. Em particular, investigamos como fluidos associados à matéria escura e à energia escura podem modificar as propriedades macroscópicas desses objetos compactos. Foram considerados dois cenários principais: a coexistência de três fluidos acoplados apenas gravitacionalmente e a presença de interações entre eles. Observamos que a influência da componente de energia escura depende do parâmetro (ω) de sua equação de estado, podendo produzir configurações com maiores massas máximas e raios, enquanto valores de $\omega < -1$ tendem a enfraquecer o suporte hidrostático contra a gravidade. De modo geral, maiores frações relativas do setor escuro levam à redução da massa e do raio estelares, devido à sua contribuição limitada para a pressão total. Em todos os cenários analisados, apenas intervalos específicos de parâmetros mostraram-se compatíveis com as restrições observacionais, sendo o limite de massa máxima de $2 M_{\odot}$ a condição mais restritiva.

Abstract

In this work, we present some results from a series of studies investigating the effects of incorporating a dark-sector component into the structure of neutron stars. In particular, we examine how dark matter and dark energy fluids can alter the macroscopic properties of these compact objects. Two main scenarios are considered: the coexistence of three fluids coupled solely through gravity and the presence of interactions among them. We find that the impact of the dark-energy component on stellar structure depends on the equation-of-state parameter (ω), potentially leading to configurations with larger radii and higher maximum masses, whereas values of $\omega < -1$ tend to weaken the hydrostatic support against gravitational collapse. More generally, larger relative fractions of the dark sector result in smaller stellar masses and radii due to their limited contribution to the total pressure. Across all scenarios considered, only specific parameter ranges were found to be consistent with current observational constraints, with the requirement of supporting maximum masses of at least $(2 M_{\odot})$ providing the most stringent constraint.

Palavras-chave: objetos compactos, energia escura, matéria escura, relação massa-raio.

Keywords: compact objects, dark energy, dark matter, mass-radius relation.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v7nEspecial.53344](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v7nEspecial.53344)

1 Introdução

Há décadas, a busca por respostas quanto às evidências de um universo acelerado, composto de energia escura, matéria escura e matéria ordinária, permeia o cenário da astronomia contemporânea. Inserindo o contexto astrofísico das estrelas de nêutrons, onde as altas energias e baixas temperaturas determinam um cenário ainda exploratório no âmbito da física nuclear, buscamos analisar como essas estruturas misteriosas podem estar relacionadas.

Nesse sentido, as hipotéticas partículas de matéria escura representam uma ampla linha de investigação, especialmente para determinar sob quais condições as estrelas de nêutrons e suas altas densidades podem aprisionar partículas com energia cinética suficientemente baixa e quais as consequências disso nas propriedades físicas destes objetos. Isto caracteriza as denominadas estrelas de nêutrons mistas, compostas por matéria escura e matéria ordinária [1–9].

Ademais, a indeterminação da componente de

energia escura do universo abre outro caminho exploratório. Caracterizando-a como um fluido de pressão negativa, passível de interações e acoplamentos, discute-se a possibilidade de que essa possa se organizar em objetos gravitacionalmente estáveis, como as denominadas estrelas de energia escura [10]. Em 1966, Gliner já havia hipotetizado o efeito da pressão negativa do vácuo no equilíbrio de partículas por meio da repulsão eletrostática [11]. Antes dos avanços na física nuclear para altas densidades, o autor descreveu como seria a presença de um vácuo em ambientes densos, onde a tensão quântica-relativística poderia ser alta. Em teoria, essas tensões decairiam com a pressão negativa, gerando, assim, um colapso. Enquanto isso, [12] expõe a necessidade de uma equação de estado $p = -\epsilon$ para a origem de estruturas, como aglomerados de galáxias, em perturbações de matéria fria de bárions e léptons.

Considerando objetos compactos exóticos com interior dominado pela componente de vácuo, diversos trabalhos têm investigado seus efeitos, particularmente em condições de estabilidade [13, 14]. Além disso, [15] considera a hipótese de um aumento da energia do vácuo durante o colapso gravitacional e a formação de buracos negros. Nessa abordagem, o aumento do tempo de colapso é tomado como proporcional a $\epsilon_{de}(t) = \epsilon_v(t)$, onde $\epsilon_v(t)$ representa a densidade de energia do vácuo. Nesse contexto, investigamos a energia escura associada à energia do vácuo e exploramos a possibilidade de que sua densidade de energia apresente dependência radial em ambientes de alta densidade.

Diversos modelos cosmológicos consideram a possibilidade de acoplamento entre os componentes escuros, cujos efeitos podem manifestar-se em ambientes de alta densidade, como o interior de estrelas de nêutrons. Portanto, inspirado na concepção da energia escura e da matéria escura como fluidos capazes de interagir com a matéria bariônica, o presente trabalho apresenta alguns resultados desenvolvidos em estudos anteriores [16–19], nos quais investigamos de que forma as condições extremas presentes em objetos compactos podem influenciar a dinâmica do setor escuro. Cabe destacar que não se assume que a energia escura cosmológica responsável pela aceleração da expansão do Universo exerça influência direta e mensurável sobre a estrutura dessas

estrelas. O objetivo está em explorar fenomenologicamente possíveis interações entre as componentes do universo em regimes de densidade extrema, onde suas contribuições podem se tornar mais significativas.

2 Modificando as equações de estrutura

A inclusão do setor escuro no panorama de objetos compactos como as estrelas de nêutrons requer a fundamentação das equações que regem suas descrições físicas. Consideremos a simetria esférica para um objeto estático e isotrópico, definindo a métrica:

$$ds^2 = e^{2\nu(r)} dt^2 - e^{2\mu(r)} dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2). \quad (1)$$

Aqui, adotamos as unidades naturais $c = G = 1$. Além disso, é conveniente introduzirmos a função métrica $m(r)$, definida pela relação $e^{2\mu(r)} = 1 - \frac{2m(r)}{r}$ e representando a massa total contida no interior de uma esfera de raio r .

Cada uma das componentes é caracterizada como um fluido perfeito independente, de modo que

$$T_{\mu\nu}^i = (p_i + \epsilon_i)u_\mu u_\nu - p_i g_{\mu\nu}, \quad (2)$$

com o índice i referindo-se a cada contribuição: matéria ordinária (m), energia escura (de) ou matéria escura (χ), p sendo a pressão, e ϵ a densidade de energia.

Portanto, o tensor energia-momento total pode ser expresso como:

$$T_{\mu\nu} = T_{\mu\nu}^m + T_{\mu\nu}^{de} + T_{\mu\nu}^\chi. \quad (3)$$

Com isso, resolvemos as equações de Einstein considerando a métrica 1. Para um observador comóvel ($u^\mu = (\sqrt{g_{00}})^{-1}\delta_0^\mu$, $u_\mu = \sqrt{g_{00}}\delta_{\mu 0}$), obtemos:

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

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{(p + \epsilon)[m + 4\pi r^3 p]}{r^2 - 2mr}, \quad (5)$$

$$\frac{d\nu}{dr} = \frac{m + 4\pi r^3 p}{r^2 - 2mr} \quad (6)$$

onde p e ϵ são a soma das contribuições de cada componente: $p = p_m + p_{de} + p_\chi$ e $\epsilon = \epsilon_m + \epsilon_{de} + \epsilon_\chi$. Estas são as equações de Tolman-Oppenheimer-Volkoff (TOV) modificadas que descrevem a estrutura de objetos estelares.

Para investigarmos a presença dos três fluidos na estrutura da estrela, adotamos a seguinte relação de acoplamento:

$$y_m = \frac{\epsilon_m}{\epsilon_m + \epsilon_{dark}}, \quad (7)$$

onde y_m relaciona as frações de densidade na estrela, com $y_m = 1$ para uma composição apenas de matéria bariônica e $y_m = 0$ representando a constituição total do setor escuro na estrela. Aqui, $\epsilon_{dark} = \epsilon_\chi + \epsilon_{de}$ (contribuição total do setor escuro). Fixamos y_m nas condições iniciais de todos os casos investigados, como ficará claro a seguir.

Considerando as diferentes densidades no interior das estrelas de nêutrons, também adotamos a dependência dessas frações da densidade de energia. Para isso, assumimos a seguinte hipótese:

$$y_m(\epsilon_m) = 1 + \frac{\beta - 1}{1 + \left(\frac{\epsilon_\star}{\epsilon_m}\right)^4}, \quad (8)$$

onde β e $\epsilon_\star$ são parâmetros livres. Quando $\beta = 1$, a função se reduz a uma constante, $y_m(\epsilon_m) = 1$, que representa a ausência do setor escuro em todo o interior estelar. Para valores de β entre 0 e 1, a função tende a β quando $\epsilon_m \rightarrow \infty$ e converge para 1 quando ϵ_m se aproxima de zero. Para estes parâmetros da função 8, foram considerados valores capazes de alterar as propriedades físicas da estrela, embora mantidos em uma faixa moderada para preservar a plausibilidade física do modelo.

O parâmetro $\epsilon_\star$ determina a sensibilidade da função a mudanças em ϵ_m , assumindo valores de $\epsilon_\star = 2\epsilon_0$, $4\epsilon_0$ e $8\epsilon_0$, com ϵ_0 representando a densidade de energia de saturação. É importante destacar que o caso variável foi usado apenas em alguns cenários abordados neste trabalho (veja a próxima seção).

Para resolvermos as equações de estrutura, precisamos ainda definir as equações de estado (EOS) que relacionam cada uma das componentes:

- Para a matéria bariônica, aplicamos o modelo descrito em [20] seguindo a parametrização politrópica generalizada. Escolhemos algumas daquelas EOSs que obedecem às restrições impostas pela Teoria de Campo Efetiva Quiral (CEFT), com base no conhecimento obtido para a descrição da matéria

de nêutrons em equilíbrio β [21]. Destacamos, aqui, os resultados para EOSs frequentemente retratadas na literatura: MPA1 e APR.

- A energia escura é representada pela equação de estado de um fluido com pressão negativa, $p = \omega\epsilon$, onde ω depende do modelo teórico específico, sendo $\omega = -1$ a representação da energia do vácuo. Um valor máximo de $\omega_{max} = -\frac{1}{3}$ garante um Universo acelerado, de acordo com as soluções das equações de Friedmann, por isso, consideramos $-1,65 \leq \omega \leq -0.35$.
- Para a matéria escura, consideramos a abordagem de partículas, com a principal candidata sendo as WIMPs, partículas massivas fracamente interagentes. Tratamos de sua abordagem fermiônica, onde o gás degenerado para férmions com $|s| = 1/2$ garante que a pressão e a densidade de energia das partículas relativísticas sejam descritas por:

$$p_\chi^{\text{FG}} = \frac{m_\chi^4}{24\pi^2} \left[z\sqrt{z^2 + 1} (2z^2 - 3) + 3 \sinh^{-1} z \right], \quad (9)$$

$$\epsilon_\chi^{\text{FG}} = \frac{m_\chi^4}{8\pi^2} \left[z\sqrt{z^2 + 1} (2z^2 + 1) - \sinh^{-1} z \right], \quad (10)$$

onde m_χ é a massa da partícula de matéria escura, que consideraremos, aqui, na faixa de 10 GeV, e x_F é o momento de Fermi. As autointerações entre as partículas também são consideradas, com essas relações se transformando pelo fator

$$\Delta p_\chi = \Delta \epsilon_\chi = \frac{m_\chi^4 q^2 z^6}{9\pi^4}, \quad q \equiv \frac{m_\chi}{m_{int}}, \quad (11)$$

de forma que:

$$p_\chi = p_\chi^{\text{FG}} + \Delta p_\chi, \quad (12)$$

$$\epsilon_\chi = \epsilon_\chi^{\text{FG}} + \Delta \epsilon_\chi. \quad (13)$$

Levamos em conta uma interação *forte* com $y_i = 1000$ e uma interação *fraca* com $y_i = 0, 1$, seguindo a análise de [9].

Dessa forma, utilizamos as equações de estado de cada componente na construção do tensor

energia-momento e resolvemos as Eqs. (4)–(6) por integração numérica a partir de $r = 0$, impondo as condições iniciais $m(0) = 0$, $p_m(0) = p_{m(c)}$ e $p_{\text{dark}}(0) = p_{\text{dark}(c)}$. O raio estelar R é determinado pela condição de contorno $p(R) = 0$, enquanto a massa gravitacional total é obtida por meio de $m(R) \equiv M(R)$.

3 Interações e acoplamentos entre as componentes

Para investigarmos como a estrutura de estrelas de nêutrons pode ser afetada pela presença das componentes escuras em seu interior, consideramos duas abordagens. A primeira assume apenas o acoplamento gravitacional entre os fluidos bariônico, de matéria escura e de energia escura, sem troca direta de energia, sendo a fração (y_m) utilizada como parâmetro de acoplamento. A segunda abordagem inclui interações não gravitacionais entre as três componentes e é subdividida em dois casos. No caso (I), as componentes escuras são tratadas de forma independente, com termos explícitos de interação (Q_i) que descrevem a transferência local de energia-momento entre bárions, matéria escura e energia escura, sendo a matéria escura a principal mediadora dessas interações. No caso (II), considera-se um setor escuro unificado, no qual matéria escura e energia escura são descritas por um único fluido que troca energia apenas com o componente bariônico por meio de um termo de interação único. Esse cenário pode ser interpretado como um modelo híbrido entre as abordagens de acoplamento gravitacional e de interação explícita.

3.1 Fluidos acoplados

3.1.1 Um destaque para a energia escura

Em nosso trabalho pioneiro [16], discutimos os efeitos da energia escura como vácuo na estrutura das estrelas de nêutrons. Posteriormente, incluímos a descrição dos fluidos acoplados considerando apenas os efeitos da energia escura, com diferentes contribuições para a estrela de nêutrons. Analisamos a variante ω : o caso comum como vácuo ($p = -\epsilon$), e os casos padrão ($\omega > -1$) e fantasma ($\omega < -1$). Para isso, a Eq. (5) é rees-

crita como:

$$\frac{dp_m}{dr} = - \frac{m + 4\pi(p_m + p_{de})r^3}{r^2 - 2mr} \times \frac{p_m + \epsilon_m + p_{de} + \epsilon_{de}}{1 + \frac{d\epsilon_m}{dp_m} \left(\frac{1-y_m}{y_m} - \frac{\epsilon_m}{y^2} \frac{dy_m}{d\epsilon_m} \right) \frac{dp_{de}}{d\epsilon_{de}}}. \quad (14)$$

Assim, resolvemos as equações de estrutura modificadas considerando o caso apenas com energia escura. Na FIG. 1, podemos observar uma diminuição na massa e no raio da estrela com o aumento de ω , reduzindo assim o suporte de energia escura da estrela (maior ω implica menor β). Para menores valores de ω , o efeito é o oposto, havendo um limite superior para a quantidade de vácuo disponível, delimitado pela equação de estado da matéria bariônica. Além disso, um valor mínimo para a energia escura fantasma, com $\omega = -1,65$, é definido para garantir a estabilidade no caso das equações de estado que estamos considerando para a matéria bariônica e levando em conta as análises observacionais existentes para os limites de ω . Verificamos que quanto maior a velocidade do som do ambiente, menor o valor de ω suportado.

Em relação aos aspectos das curvas de relação massa-raio, vemos que, para $\epsilon_\star > 2\epsilon_0$, os estados autoligados a baixas massas que provocam a inversão da curva nestas regiões são revertidos já para $\beta = 0,87$ quando $\omega = 0,35$. Isto ocorre devido ao menor efeito negativo na pressão total, que garante um suporte para formação de objetos com maiores raios.

Vemos que, em termos das restrições observacionais impostas em *background*, o aumento de ω também auxilia na concordância com os limites impostos, especialmente em termos dos pulsares de $M > 2M_\odot$ mesmo no caso de y_m constante ($\epsilon_\star = 0\epsilon_0$), que tende a estender os efeitos da energia escura por toda a estrutura da estrela.

De todo modo, podemos observar que o tratamento da energia escura como vácuo é admissível para uma análise geral dos efeitos do setor escuro na estrela de nêutrons, de forma que adotamos a relação geral $p = -\epsilon$ nas próximas análises.

3.1.2 Matéria escura como complemento ao setor escuro

Acompanhando a energia escura, incluímos a matéria escura em nossa abordagem. Ainda descartando qualquer transferência de energia entre

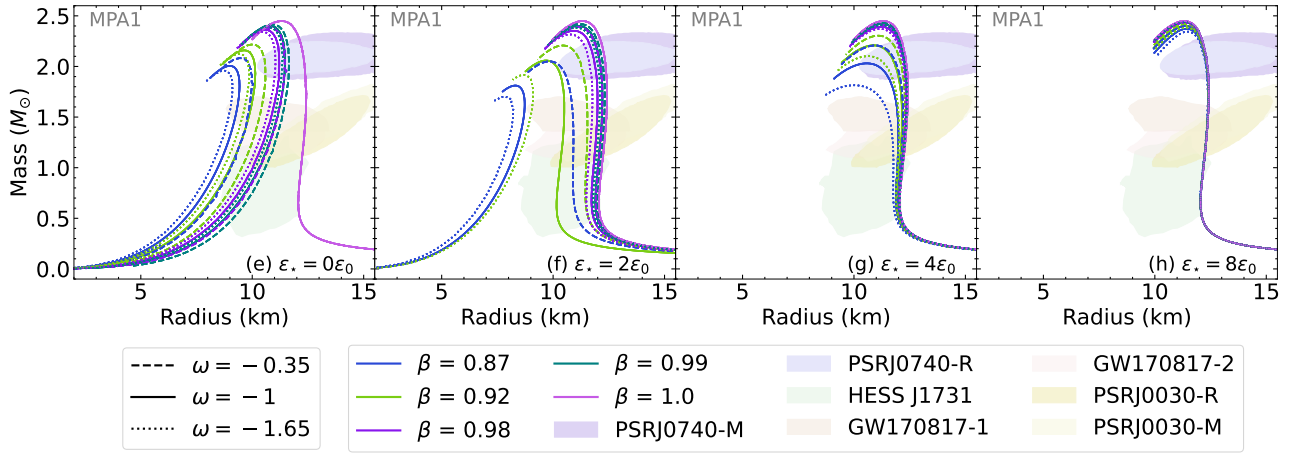


Figura 1: Efeitos da energia escura na estrutura de estrelas de nêutrons com diferentes ω . As relações massa-raio são apresentadas sob restrições observacionais [17].

os fluidos, o acoplamento entre eles define suas relações, conforme apresentado acima na equação TOV modificada (Eq. (5)).

Para realizarmos os cálculos numéricos, a pressão total na superfície deve se anular, desconsiderando os cenários de formação de halos que ocorrem quando delimitamos $p_m = 0$ [19]. Ao longo da integração das equações modificadas, um novo fator x_χ de ser definido, de forma que:

$$\frac{\epsilon_{de}}{\epsilon_\chi} = \frac{1 - x_\chi}{x_\chi}, \quad (15)$$

$$\frac{\epsilon_m}{\epsilon_\chi} = \frac{\epsilon_m y_m}{\epsilon_m - \epsilon_{de} y_m}. \quad (16)$$

Consideramos valores em que o fluido de energia escura domina o setor escuro no interior estelar ($x_\chi < 0,5$) ou na presença apenas de matéria escura ($x_\chi = 0,5$). É importante ressaltar que valores muito pequenos de x_χ e β resultam em uma contribuição da pressão negativa da energia escura suficientemente intensa para comprometer o equilíbrio hidrostático da estrela. Portanto, limitamos a análise aos valores apresentados.

Na FIG. 2, observa-se um comportamento interessante ao comparar as variações associadas ao setor escuro. No caso em que y_m é mantido constante, a pressão disponível para sustentar gravitacionalmente a estrela é menor, o que resulta em uma redução mais acentuada na relação massa-raio para valores maiores de y_m . Por outro lado, quando $\epsilon_* = 4\epsilon_0$, a instabilidade ocorre apenas para uma fração maior de energia escura.

Além disso, na ausência de energia escura ($x_\chi = 1$), observam-se diferentes padrões de es-

tabilização dependendo do valor escolhido para y_m . Em alguns casos, isso pode levar à formação de estrelas com raios maiores já no caso em que y_m é mantido constante. Consequentemente, as restrições observacionais apresentam um comportamento mais robusto quando o modelo considera apenas a presença de matéria escura, especialmente no limite de alta massa. Ainda assim, observa-se uma queda significativa nesses limites à medida que aumenta a contribuição do setor escuro, uma vez que a pressão quase nula da matéria escura contribui menos para o suporte hidrostático do que a densidade total de energia, que é a principal responsável por determinar a massa do objeto.

3.2 Fluidos interagentes

Assumindo que os fluidos estejam interligados por interações mediadas pelo transporte de energia, discutimos nesta seção dois cenários possíveis. No primeiro, considera-se um setor escuro desacoplado, em que os gradientes de pressão (dP/dr) de cada componente são determinados independentemente, embora ambas interajam com a matéria bariônica. No segundo, considera-se um setor escuro acoplado pela fração x_χ , de modo que a interação entre as componentes possibilita o transporte conjunto de energia para a matéria bariônica.

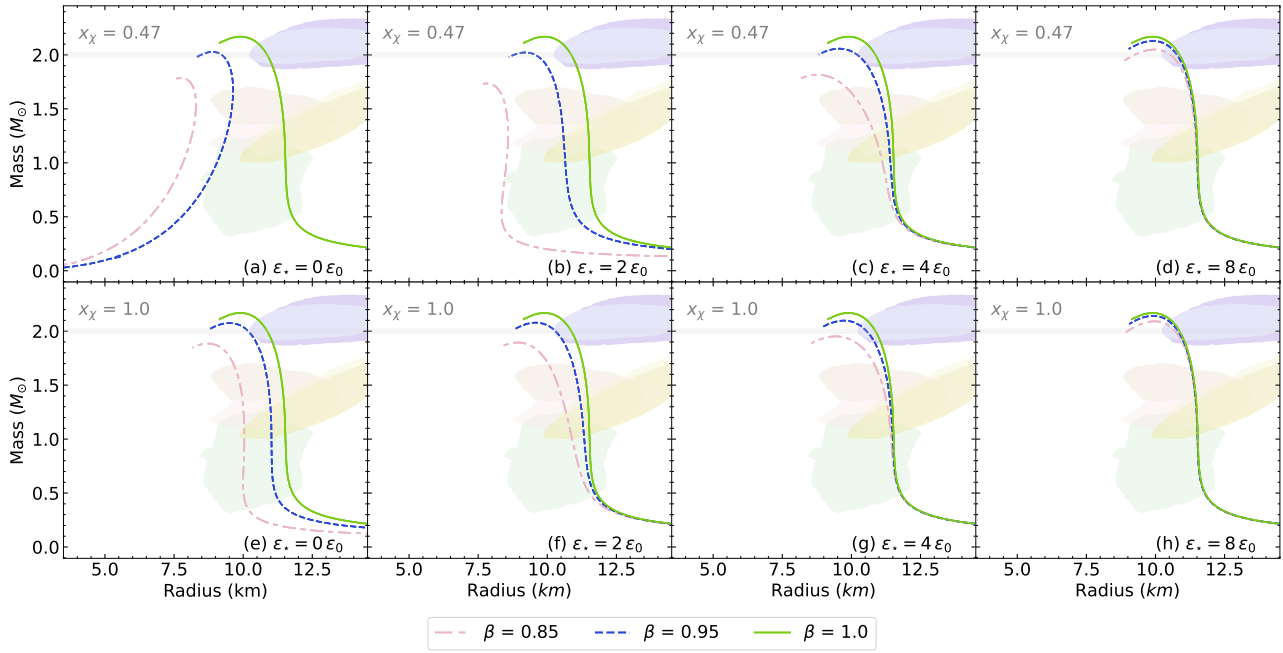


Figura 2: Efeitos de energia escura e matéria escura acopladas à matéria bariônica na estrutura de estrelas de nêutrons. As relações massa-raio são apresentadas sob restrições observacionais [17].

(I) Interações com setor escuro desacoplado

As equações de estrutura são agora modificadas por um fator de interação Q , de forma que:

$$\frac{dp_\chi}{dr} + \frac{(p_\chi + \epsilon_\chi)(m + 4\pi r^3 p)}{r^2 - 2mr} = -(Q_{de} + Q_m) \quad (17)$$

$$\frac{dp_{de}}{dr} = Q_{de} \quad (18)$$

$$\frac{dp_m}{dr} + \frac{(p_m + \epsilon_m)(m + 4\pi r^3 p)}{r^2 - 2mr} = Q_m. \quad (19)$$

Aqui, o parâmetro de interação é definido por uma fração geral que relaciona as densidades de cada fluido, α demarcando a taxa de transferência de energia:

$$Q_i = \alpha \frac{\epsilon_i}{\epsilon_\chi} \frac{d\epsilon_\chi}{dr}, \quad (20)$$

sendo $i = de, m$.

É importante notar que, para garantir a conservação de energia-momento, a equação de estado deve ser vinculada aos valores de retorno de pressão de cada um (m, de, χ) no cálculo numérico. Assim, as relações fracionárias de y_m e x_χ são usadas para fornecer as densidades de energia e pressões centrais (iniciais) da estrela.

Na FIG. 3, são apresentados os comportamentos da interação entre os três fluidos, considerando a matéria escura como um gás de Fermi degenerado com e sem autointeração entre as partículas. Como vemos, por conta da baixa massa das partículas de matéria escura que adotamos (10 GeV), os efeitos de autointeração não são muito notáveis, isso porque sua contribuição para ϵ_χ permanece desprezível, enquanto a pressão pode de fato ser dominada por eles. Uma descrição mais completa pode ser vista em [17].

(II) Interações entre o setor escuro unificado e a matéria bariônica

Agora, para considerarmos o setor escuro acoplado, com interações regidas deste para o fluido bariônico, temos:

$$\frac{dp_{dark}}{dr} + \frac{(p_\chi + \epsilon_\chi)(m + 4\pi r^3 p)}{r^2 - 2mr} = -Q \quad (21)$$

$$\frac{dp_m}{dr} + \frac{(p_m + \epsilon_m)(m + 4\pi r^3 p)}{r^2 - 2mr} = Q. \quad (22)$$

Aqui, $p_{dark} = p_\chi + p_{de}$ e $Q = \alpha \frac{d\epsilon_\chi}{dr}$ indicam a transferência de energia governada pela componente da matéria escura. Dessa forma, obtemos os resultados mostrados na FIG. 4.

Assim como nos modelos anteriores, frações bariônicas menores resultam em massas e raios má-

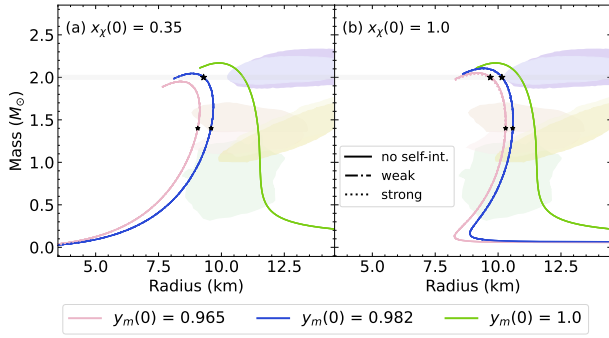


Figura 3: Efeitos da energia escura e da matéria escura interagindo com a matéria bariônica na estrutura de estrelas de nêutrons. As relações massa-raio são apresentadas sob restrições observacionais, com objetos de $1,4 M_\odot$ e $2 M_\odot$ demarcados em preto. Neste caso, x_χ é variável e dependente de ϵ_m . A condição inicial é imposta por valores de $x_\chi(0)$ [17].

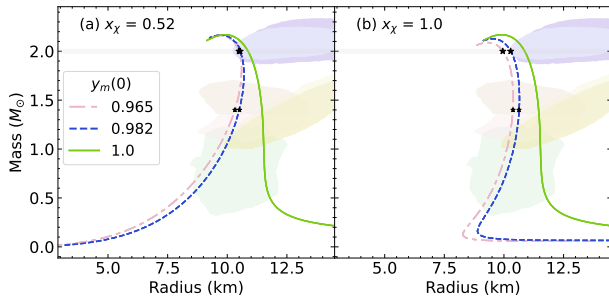


Figura 4: Efeitos da energia escura e da matéria escura como um setor escuro acoplado interagindo com a matéria bariônica na estrutura de estrelas de nêutrons. As relações massa-raio são apresentadas sob restrições observacionais, com objetos de $1,4$ e $2 M_\odot$ demarcados em preto [17].

ximos também menores, uma tendência particularmente evidente no regime de estrelas de baixa massa. A principal diferença em relação ao caso anterior reside no fato de que o acoplamento entre os fluidos promove uma transferência mais significativa de energia associada à pressão negativa da energia escura para o fluido bariônico. Como consequência, apesar da massa máxima correspondente a todos os valores de y_m considerados tender a apresentar um decréscimo menos acentuado, por conta do efeito no raio, o estado autoligado para objetos de baixa massa ainda permanece.

4 Conclusões

Exploramos o papel das componentes escuras do universo em contextos astrofísicos locais, investigando como sua presença no interior de estrelas de nêutrons pode afetar suas propriedades es-

truturais. Para isso, analisamos três cenários distintos: fluidos acoplados e não interagentes, fluidos interagentes com setor escuro acoplado e fluidos interagentes com setor escuro não acoplado.

Adotando uma equação de estado para a energia escura parametrizada por diferentes valores de ω , observamos que valores maiores que o do vácuo cosmológico ($\omega = -1$) levam a aumentos na massa e no raio máximos, aproximando-se do limite correspondente ao caso puramente bariônico. Em contraste, para $\omega < -1$, tanto a massa quanto o raio máximos diminuem, refletindo a menor eficiência da pressão em sustentar a estrela contra o colapso gravitacional.

De modo geral, vemos que o setor escuro pode modificar a estrutura estelar por dois mecanismos principais: o amolecimento da equação de estado induzido por matéria escura massiva e fracamente pressurizada, que reduz massa e raio máximos, e a contribuição de uma componente tipo vácuo com pressão negativa, que pode intensificar esse efeito e, caso se estenda até a superfície, permitir configurações autoligadas. Estes efeitos são observados independentemente da autointeração entre as partículas de matéria escura, já que, para o limite de massa adotado, esta é desprezível.

Os mecanismos por trás dos modelos adotados e suas principais diferenças ficam mais explícitos em nosso artigo [17], onde investigamos o papel do fator de acoplamento α . No modelo acoplado, sem troca explícita de energia, seus efeitos aparecem diretamente nas propriedades estelares. Já no modelo interagente com setores escuros não acoplados, a troca de energia é autorregulada e a dependência em α torna-se praticamente desprezível. No cenário em que o acoplamento escuro atua sobre o setor bariônico, a presença de uma fração significativa de componente de vácuo intensifica o amolecimento da equação de estado, reduzindo raios e massas máximas.

Deste modo, apresentamos aqui alguns dos resultados de um estudo extenso e exploratório que investiga como a presença e a interação das componentes escuras podem modificar qualitativamente equações de estado dominadas por matéria bariônica, afetando propriedades globais de estrelas de nêutrons, como a compactação, a massa máxima e a possibilidade de estados autoligados. Entretanto, a fundamentação física de cada componente ainda demanda investigação adicional,

especialmente no contexto de futuras confrontações com restrições observacionais. Mais detalhes sobre a fenomenologia dos modelos estudados e os resultados apresentados podem ser vistos em nossos trabalhos originais [16–19].

Agradecimentos

L.F. Araújo agradece à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES), Brasil. G. Lugones reconhece apoio financeiro parcial da agência brasileira CNPq (Processo nº 316844/2021-7). J.A.S. Lima é parcialmente apoiado pelas agências brasileiras, CNPq sob Bolsa nº 310038/2019-7, CAPES (88881.068485/2014) e FAPESP (Projeto LLAMA nº 11/51676-9).

Sobre os autores

L.F. Araújo (loreanyfa@alumni.usp.br) é doutora em Astrofísica pela Universidade de São Paulo (USP) e especialista em astrofísica relativística, com foco no estudo de estrelas de nêutrons e suas possíveis interações com o setor escuro do universo. J.A.S. Lima é cosmólogo e docente do Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da USP (IAG-USP). Sua pesquisa abrange relatividade geral, cosmologia, dinâmica de galáxias, mecânica estatística e teoria cinética aplicada a gases e plasmas. G. Lugones é docente no Centro de Ciências Naturais e Humanas da Universidade Federal do ABC (UFABC) e pesquisa a física de estrelas de nêutrons, incluindo estrutura, evolução, pulsações e ondas gravitacionais, além de transições de fase da matéria densa e fenômenos do universo primordial.

Referências

- [1] X. Li, F. Wang e K. S. Cheng, *Gravitational effects of condensate dark matter on compact stellar objects*, *JCAP* **10**, 031 (2012). [ArXiv:1210.1748](#).
- [2] P. Mukhopadhyay e J. Schaffner-Bielich, *Quark stars admixed with dark matter*, [Phys. Rev. D](#) **93**(8), 083009 (2016). [ArXiv:1511.00238](#).
- [3] G. Baym et al., *Testing dark decays of baryons in neutron stars*, [Phys. Rev. Lett.](#) **121**(6), 061801 (2018). [ArXiv:1802.08282](#).
- [4] J. Ellis et al., *Dark Matter Effects On Neutron Star Properties*, [Phys. Rev. D](#) **97**(12), 123007 (2018). [ArXiv:1804.01418](#).
- [5] Y. Dengler, J. Schaffner-Bielich e L. Tolos, *Second Love number of dark compact planets and neutron stars with dark matter*, [Phys. Rev. D](#) **105**(4), 043013 (2022). [ArXiv:2111.06197](#).
- [6] B. Kain, *Dark matter admixed neutron stars*, [Phys. Rev. D](#) **103**(4), 043009 (2021). [ArXiv:2102.08257](#).
- [7] D. Sen e A. Guha, *Implications of feebly interacting dark sector on neutron star properties and constraints from GW170817*, [Mon. Not. Roy. Astron. Soc.](#) **504**(3), 3354 (2021). [ArXiv:2104.06141](#).
- [8] J. C. Jiménez e E. S. Fraga, *Radial Oscillations of Quark Stars Admixed with Dark Matter*, [Universe](#) **8**(1), 34 (2022). [ArXiv:2111.00091](#).
- [9] Z. Miao et al., *Dark Matter Admixed Neutron Star Properties in the Light of X-Ray Pulse Profile Observations*, [Astrophys. J.](#) **936**(1), 69 (2022). [ArXiv:2204.05560](#).
- [10] G. Chapline, *Dark energy stars*, [eConf C041213](#), 0205 (2004). [ArXiv:astro-ph/0503200](#).
- [11] E. Gliner, *Algebraic properties of the energy-momentum tensor and vacuum-like states of matter*, *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics* **22**, 378 (1966). Disponível em <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1966JETP...22..378G>.
- [12] A. D. Sakharov, *The initial stage of an expanding universe and the appearance of a nonuniform distribution of matter*, *Sov. Phys. JETP* **22**, 241 (1966).

- [13] C. Posada, *Slowly rotating supercompact Schwarzschild stars*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society **468**(2), 2128 (2017).
- [14] P. O. Mazur e E. Mottola, *Gravitational condensate stars: An alternative to black holes*, Universe **9**(2), 88 (2023).
- [15] M. Campos e J. A. S. Lima, *Black hole formation with an interacting vacuum energy density*, [Physical Review D](#) **86**(4) (2012).
- [16] L. F. Araújo, J. A. S. Lima e G. Lugones, *Impact of dark energy on the structure of neutron stars: The vacuum case*, Physical Review D **110**(4), 043040 (2024).
- [17] L. F. Araújo, G. Lugones e J. A. S. Lima, *Dark interactions in neutron star interiors: The interplay of baryons, dark matter, and dark energy*, Physical Review D **112**(8), 083012 (2025).
- [18] L. F. Araújo, *Possíveis impactos do setor cosmológico escuro em estrelas de nêutrons*, Tese de Doutorado, Universidade de São Paulo.
- [19] L. F. Araújo, G. Lugones e J. A. S. Lima, *Sub-GeV dark matter in neutron stars: halo morphologies and their suppression by vacuum-like pressure*, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics **2026**(05), 031 (2026).
- [20] M. F. O'Boyle et al., *Parametrized equation of state for neutron star matter with continuous sound speed*, [Phys. Rev. D](#) **102**, 083027 (2020).
- [21] K. Hebeler et al., *EQUATION OF STATE AND NEUTRON STAR PROPERTIES CONSTRAINED BY NUCLEAR PHYSICS AND OBSERVATION*, [The Astrophysical Journal](#) **773**(1), 11 (2013).