

Matéria escura axiônica

B. L. Sánchez–Vega

Universidade Federal de Minas Gerais

Resumo

Evidências astrofísicas e cosmológicas sugerem que aproximadamente 85% da matéria no Universo é feita de um componente não luminoso e pouco interagente chamado de matéria escura. Várias sugestões para sua composição têm sido propostas, no entanto, até o momento não foi confirmada nenhuma detecção direta para esse tipo de matéria. Áxions, partículas neutras muito leves e pouco interagentes, sugeridas na década de 1970 para resolver o problema da violação de CP na interação forte, podem constituir esta matéria misteriosa que tem desafiado toda a comunidade científica por várias décadas. Neste artigo, revisamos brevemente a motivação inicial, os modelos clássicos, a produção e as pesquisas experimentais sobre áxions.

Abstract

Astrophysical and cosmological evidences suggest that about 85% of the matter in the Universe is made of a non-luminous and weakly interacting component called dark matter. Several suggestions for its nature have been proposed, however, until now, no direct detection for this type of matter has been confirmed. Axions, very light and feebly interacting neutral particles suggested in the 1970s to solve the problem of CP violation in the strong interaction, can make up this mysterious matter that has challenged the entire scientific community for several decades. In this article, we briefly review the initial motivation, classic models, production and experimental searches for axions.

Palavras-chave: matéria escura, áxions, ALPs.

Keywords: dark matter, axions, ALPs.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v2n1.33930](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v2n1.33930)

1 Introdução

Observações em diferentes escalas astronômicas e cosmológicas apontam para a existência de um tipo de matéria eletricamente neutra, não relativística, estável em escalas cosmológicas e não bariônica [1], i.e., diferente à matéria que compõe os átomos presentes na tabela periódica. No modelo padrão cosmológico, Λ CDM, este tipo de matéria, chamada como matéria escura fria, CDM (pelas suas iniciais em inglês), compõe 26,4% da densidade de energia total do Universo ou, equivalentemente, 84,4% do conteúdo total de matéria do Universo [2].

Se a relatividade geral é válida em todas as escalas, podemos afirmar que a matéria escura, DM, encontra-se em todos os sistemas confinados gravitacionalmente, desde as pequenas galáxias até em aglomerados de galáxias [3–6]. A quantidade de matéria não bariônica inferida diretamente destes sistemas coincide com a inferida de

estudos do Universo como um todo usando os dados da radiação cósmica de fundo, CMB [7]. Técnicas e observações, tais como as curvas de rotação das galáxias, a velocidade de dispersão das estrelas, o teorema de virial, lentes gravitacionais e detecção de raios X provenientes de colisões de aglomerados de galáxias como o aglomerado 1E 0657-558 [8] (aglomerado de Bala), são usadas em conjunto para determinar a quantidade de matéria escura.

O nosso entendimento da formação de estrutura no Universo, também confirma as conclusões anteriores. Isto porque as flutuações de densidade da matéria bariônica presente no CMB, $\delta\rho/\rho|_{\text{recombinação}}$, são observadas para ser no máximo 10^{-5} [9]. No entanto, de acordo com a relatividade geral, estas flutuações crescem no regime linear com o fator de escala chegando a ser, no máximo, igual a 10^{-2} no tempo atual do Universo. Este resultado está em total desacordo com

as estruturas altamente não lineares observadas no Universo. Portanto, a formação das estruturas gravitacionais requer a presença de um diferente tipo de matéria que interaja fracamente desacoplado do plasma inicial muito antes que a matéria comum e, desta maneira sirva como um poço de potencial gravitacional para a formação das estruturas altamente não lineares observadas [10].

As evidências anteriores para matéria escura inferidas da interação gravitacional têm nos revelado propriedades importantes sobre este tipo de matéria. Primeiro, a matéria escura deve ser eletricamente neutra ou quase neutra, com uma carga elétrica no máximo de $10^{-3}e$, onde e é a carga elétrica elementar do próton. Se a matéria escura fosse carregada eletricamente, mudaria a estrutura do máximo de oscilações acústicas dos bárions em desacordo com os dados do CMB [11]. De uma maneira geral, estes dados colocam fortes limites na carga da matéria escura e que dependem da sua massa. Para partículas de DM com massa menores que 1 GeV temos que a carga elétrica deve ser, em unidades da carga do próton, de $4,0 \times 10^{-7}(m_{\text{DM}}/1 \text{ GeV})^{0.35}$, caso contrário temos que a carga elétrica deve ser $3,5 \times 10^{-7}(m_{\text{DM}}/1 \text{ GeV})^{0.58}$ [12].

Constatou-se também a inserção de limites sobre a auto-interação entre as partículas de matéria escura. Especificamente, observações sobre as colisões de aglomerados de galáxias impõem limites na razão entre a seção de choque de interação das partículas de DM e a sua massa, para ser $\sigma_{\text{DM-DM}}/m_{\text{DM}} \lesssim 0,47 \text{ cm}^2/\text{g}$ [13].

Uma outra propriedade importante que podemos deduzir das observações cosmológicas e astrofísicas comentadas anteriormente é a estabilidade da matéria escura. Basicamente, estas partículas devem estar presentes no Universo atual, o que impõe um tempo de vida igual ou superior ao tempo de vida do Universo, ≈ 14 bilhões de anos [14].

Apesar de que estas observações ajudam a determinar algumas das propriedades do que entendemos por matéria escura, elas ainda são insuficientes para caracterizar completamente este tipo de matéria. Por exemplo, o intervalo de massas das partículas que compõem a DM é muito amplo. Candidatos a matéria escura podem ter massas que variam entre $10^{-22} \text{ eV}/c^2$ [15], onde c é a velocidade da luz no vácuo, para candidatos escalares, até $5 \times M_{\odot}$, onde M_{\odot} é a massa do

Sol [16].

Uma outra propriedade que ainda permanece indeterminada com as observações gravitacionais é o *spin* destas partículas, em outras palavras não sabemos o tipo de estatística que a DM satisfaz.

Primordialmente, não sabemos se este tipo de matéria interage com a matéria comum via outras interações. Destaca-se que todos os processos físicos observados na natureza são mediados por quatro tipo de interações fundamentais: a gravitacional, a eletromagnética, a fraca e a forte. Mais precisamente temos somente três tipos de interações, pois as interações eletromagnética e fraca são unificadas numa só, conhecida como a interação eletrofraca, no modelo padrão das partículas elementares. Portanto, para caracterizar a DM é necessário detectá-la usando outros tipos de interações. Como a carga elétrica da DM é no máximo $10^{-3}e$, conclui-se que as interações mais promissoras para determinar completamente as propriedades das partículas de DM são as interações fraca e forte.

Para determinar as propriedades restantes das partículas de matéria escura, vários outros experimentos têm sido realizados ao redor do mundo. Basicamente, encontramos três diferentes abordagens nessa procura. A primeira abordagem, conhecida como detecção direta de DM, consiste em experimentos com um alvo fixo que ao interagir com as partículas de DM produz um sinal proveniente do recuo dos átomos do material no alvo. Existem vários limites na seção de choque de interação em função da massa da partícula de DM, impostos por uma plethora de experimentos como o LUX e XENON [17, 18], entre outros.

A segunda abordagem consiste na observação de um excesso de partículas do modelo padrão, tais como neutrinos, que são produzidas devido à aniquilação de partículas de matéria escura na nossa vizinhança, por exemplo no Sol [19]. Finalmente, uma terceira alternativa é a produção direta de matéria escura em colisões de partículas bariônicas tais como os prótons. Um exemplo relevante deste tipo de estratégia são as buscas por matéria escura no colisor de partículas LHC (*Large Hadron Collider*) [20]. A ideia por trás desta abordagem é que devido a DM interagir fracamente com a matéria usual, esta então escaparia dos detectores e seria observada como uma energia e/ou momento faltante. Os dados oriundos destas três diferentes abordagens nos permi-

tirão completar o nosso conhecimento sobre a natureza das partículas de matéria escura.

2 Origem da matéria escura

Existem vários mecanismos para explicar a origem da matéria escura. Em geral, podemos classificar estes mecanismos de produção em duas categorias: térmica e não térmica. Na primeira categoria podemos mencionar os mecanismos de desacoplamento térmico conhecidos como *freeze-out* [21], o *freeze-in* [22] e a *cannibalization* [23]. Na produção não térmica, os mecanismos mais estudados são o alinhamento do vácuo (*misalignment*), e a produção de DM proveniente de decaimentos fora do equilíbrio térmico de partículas muito pesadas. Como exemplo, podemos mencionar partículas em teorias de grande unificação e decaimentos de defeitos topológicos como são os monopolos, os domínios de parede e as cordas cósmicas. Alguns tipos de DM podem ser produzidos por uma combinação de dois ou mais destes mecanismos. Um exemplo disso é o áxion, o qual pode ser produzido primordialmente por vários mecanismos não térmicos. A seguir revisaremos as generalidades de dois dos mais estudados mecanismos de produção: o *freeze-out* e o alinhamento do vácuo.

2.1 Produção via desacoplamento térmico, *freeze-out*

Este mecanismo de produção supõe que a matéria escura encontra-se em equilíbrio químico com o banho térmico de partículas, em alta temperatura e densidade, presentes no Universo primordial. De forma geral, este equilíbrio é mantido pelas interações entre as partículas de DM e as do modelo padrão, tais como os elétrons, os quarks e os fótons. A eficiência destas interações é quantificada na taxa de interação, Γ , definida como $n \times \sigma \times v$, onde n é a densidade do número de partículas no banho térmico, σ é a seção de choque da interação e v a velocidade das partículas de DM. Devido à expansão do Universo, quantificada no parâmetro de Hubble, $H(T)$, dependente da temperatura, existe um momento no qual $\Gamma \approx H(T_{f.o.})$, conhecido como o *freeze-out*. A partir deste momento, as interações não são rápidas o suficiente para manter o equilíbrio químico entre as partículas de DM e o banho térmico, e

assim, o número de partículas de DM permanece fixo, criando-se uma relíquia térmica. Este tipo de mecanismo de produção térmica é muito bem-sucedido e preditivo, e também é um paradigma usado na formação de outras relíquias como os neutrinos cosmológicos e os fótons do CMB.

O cálculo da abundância de relíquia das partículas de DM presentes no Universo atual, se faz usando a equação de Boltzmann que iguala o operador de Liouville, \hat{L} , com o operador de colisão, \hat{C} , i.e., $\hat{L}[f] = \hat{C}[f]$, onde f é a densidade no espaço de fase [21]. A grosso modo, o operador de Liouville descreve a mudança no tempo de f e o operador \hat{C} descreve o número de partículas, por unidade de volume no espaço de fase, perdidas ou ganhas por unidade de tempo. Em um Universo homogêneo e isotrópico, o operador de Liouville é $\dot{n} + 3Hn$, onde \dot{n} denota a derivada em relação ao tempo da densidade do número de partículas. Por outro lado, o operador de colisão também é simplificado fazendo: (i) uso da estatística de Maxwell–Boltzmann ao invés das estatísticas de Fermi–Dirac ou Bose–Einstein. (ii) considerando os processos de interações do tipo $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$, onde os potenciais químicos das partículas 1 e 2 são desprezados. Com essas aproximações a equação de Boltzmann é escrita como:

$$\dot{n} + 3Hn = \langle \sigma v \rangle (n_{\text{eq}}^2 - n^2), \quad (1)$$

onde n_{eq} é a densidade do número de partículas no equilíbrio e $\langle \sigma v \rangle$ é a média térmica da seção de choque vezes a velocidade de Moller. A seção de choque depende dos tipos de interações envolvidas e portanto esta parte é dependente do modelo considerado. Veja [24] para mais detalhes.

Em geral, a Eq. (1) é resolvida numericamente. No entanto, fazendo algumas suposições, por exemplo, na forma das interações, podemos encontrar duas importantes soluções. No regime de matéria escura quente, i.e., matéria escura que é relativística no momento do *freeze-out*, a abundância de relíquia, Ω_{HDM} , resultante cresce linearmente com a massa, i.e.,

$$\Omega_{\text{HDM}} h^2 \simeq \frac{m_{\text{DM}}}{93 \text{ eV}}, \quad (2)$$

onde h é a atual constante de Hubble em unidades de 100 km/s/Mpc ($h^2 \simeq 0,5$) [25]. Ω_{HDM} é a razão entre a densidade de matéria escura quente, ρ_{HDM} , e a densidade crítica, $\rho_{\text{critica}} \simeq 10^{-29} \text{ g/cm}^3$. O valor atual vindo de estudos

do CMB realizados pela colaboração Planck é de $\Omega_{\text{DM}}h^2 = 0.120 \pm 0.001$ [2].

No caso de matéria escura fria, i.e., matéria escura que é não relativística no tempo do *freeze-out*, temos que a abundância de relíquia é inversamente proporcional à seção de choque de aniquilação de pares, $\sigma_{\text{aniquilação}}$, i.e.,

$$\Omega_{\text{CDM}}h^2 \simeq 0.1 \left(\frac{x_{\text{f.o.}}}{20} \right) \left(\frac{10^{-8} \text{ GeV}^{-2}}{\sigma_{\text{aniquilação}}} \right), \quad (3)$$

onde $x_{\text{f.o.}} = m_{\text{DM}}/T_{\text{f.o.}}$ e $T_{\text{f.o.}}$ é o valor da temperatura no *freeze-out* [25]. Partículas massivas interagindo fracamente, conhecidas como WIMPs, são candidatas a DM produzidas essencialmente via o desacoplamento térmico como ilustrado nesta seção.

As fórmulas mostradas anteriormente são ilustrativas, pois existem exceções que mudam completamente as conclusões deduzidas: um exemplo ocorre quando a seção de choque muda rapidamente com a energia na presença de uma ressonância. Ver [26].

2.2 Produção via o mecanismo de alinhamento do vácuo

Existe um mecanismo altamente não térmico envolvendo a oscilação de um campo escalar em torno de seu mínimo de energia. A ideia geral consiste que este campo, inicialmente sem massa, encontra-se em equilíbrio com o banho térmico. No entanto, quando a temperatura do Universo atinge um valor de V_{Quebra} (lembramos que em unidades fundamentais a temperatura é dada em unidades de energia), o valor esperado do campo, que inicialmente pode ser arbitrário, começa a se aproximar ao seu valor de mínima energia a temperatura zero. A massa deste campo escalar vai aumentando a medida a que temperatura diminui. Quando esta massa chega a ser comparável com a taxa de expansão do Universo, o campo começa a oscilar ao redor de seu valor mínimo. Estas oscilações cósmicas do campo produzem densidade de energia que se comporta como matéria escura fria.

A equação de movimento que descreve a evolução do campo pode ser escrita como:

$$\ddot{a} + 3H\dot{a} + m_a^2(T) = 0, \quad (4)$$

onde $m_a(T)$ é a massa do campo a e depende da temperatura [21]. Nesta equação o termo

proporcional à largura de decaimento do campo, $\Gamma_a \dot{a}$, é desprezado porque a partícula associada ao campo a é estável, pelo menos em escalas cosmológicas.

Em altas temperaturas a massa é $m_a(T) \simeq 0$ e, a solução da Eq. (4) é $a = a_0$, uma constante inicial arbitrária. À medida que o Universo se esfria, existe um período no qual $m_a(T) \geq 3H$ e a começa a oscilar com frequência angular igual a $m_a(T)$. Estas oscilações geram uma densidade de energia, ρ_a , dada por

$$\rho_a \propto \frac{m_a(T)}{R^3}, \quad (5)$$

onde R é o fator de escala cósmico [21]. Portanto, esta densidade de energia se comporta como matéria não relativística. Um exemplo deste tipo de partícula é o áxion, um pseudo-escalar que usualmente é o resultado da quebra espontânea da simetria global conhecida como $U(1)_{\text{PQ}}$ ou simetria de Peccei-Quinn.

O áxion ganha massa por efeitos não perturbativos da Cromodinâmica Quântica (QCD). Estudos detalhados mostram que a abundância de relíquia dos áxions é dada por:

$$\Omega_{a,\text{misalignment}} = 0,12 \times \left(\frac{f_a}{9 \times 10^{11} \text{ GeV}} \right)^{1,165} F a_0^2, \quad (6)$$

onde f_a é a constante de decaimento do áxion, usualmente associada a V_{Quebra} . $F(a_0, f_a)$ é uma função que leva em consideração as anarmonicidades do potencial [27–29].

3 O áxion da QCD

Áxions são partículas hipotéticas fascinantes cuja existência foi proposta por S. Weinberg e F. Wilczek para dar resolução ao problema CP forte da QCD [30, 31]. Desde o seu início, a física de áxions tem motivado várias pesquisas experimentais e modelos teóricos.

Devido aos áxions se acoplarem muito fracamente com a matéria comum, sua pesquisa tem desafiado a imaginação e as habilidades experimentais da comunidade física. Pesquisas por áxions solares, cosmológicos e induzidos por laser estão sendo realizadas ao redor do mundo [32–35]. A maioria desses experimentos se fundamentam no processo Primakoff, que permite que um fóton se torne um áxion na presença de um campo eletromagnético e vice-versa.

Embora, desde o ponto de vista da teoria efetiva, a física dos áxions é relativamente simples, esta envolve uma grande quantidade de conhecimentos físicos, como, por exemplo, efeitos não perturbativos da QCD. A seguir revisaremos alguns dos conceitos por trás da física dos áxions.

3.1 O problema $U(1)$ e sua resolução

Na década de 1970, a interação forte enfrentou um problema intrigante, que ficou mais claro com o desenvolvimento da QCD. A Lagrangiana dessa teoria envolve uma simetria axial $U(1)$, i.e., uma simetria que permite redefinir os campos de quiralidade esquerda diferentemente dos campos de quiralidade direita, cuja conservação é quebrada somente pelos termos de massa dos quarks. Como consequência dos argumentos usuais da álgebra de correntes é esperado um pseudo-escalar neutro com uma massa da mesma ordem de magnitude que a massa do π^0 como mostrado em [36, 37], mas essa partícula nunca foi encontrada. Este problema foi chamado do problema $U(1)$ por S. Weinberg.

Para entendermos melhor este problema, considere a teoria da QCD com apenas três tipos (na linguagem da QCD é usualmente denominado de sabores) de quarks, u , d e s . Isso é perfeitamente justificado se estivermos interessados na física de hádrons com energias abaixo de ~ 1 GeV. Também para começar, vamos assumir que esses quarks não têm massa. Isso é razoável porque as massas m_u , m_d , m_s são pequenas em comparação com a escala de energia da QCD, $\Lambda_{\text{QCD}} \sim 460$ MeV [38]. Com essas aproximações feitas, e ignorando o efeito da anomalia quântica que desempenhará um papel fundamental mais tarde, a Lagrangiana da QCD é escrita como [39]

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{QCD}} = & i\chi^{\dagger\alpha i}\bar{\sigma}^{\mu}(D_{\mu})_{\alpha}{}^{\beta}\chi_{\beta i} \\ & + i\xi_{i\alpha}^{\dagger}\bar{\sigma}^{\mu}(\bar{D}_{\mu})^{\alpha}{}_{\beta}\xi^{\beta\bar{i}} \\ & - \frac{1}{4}G^{a\mu\nu}G_{\mu\nu}^a, \end{aligned} \quad (7)$$

onde $D_{\mu} = \partial_{\mu} - ig\lambda^a A_{\mu}^a$ e $\bar{D}_{\mu} = \partial_{\mu} - ig\bar{\lambda}^a A_{\mu}^a$, com $(\bar{\lambda}^a)_{\beta}{}^{\alpha} = -(\lambda^a)_{\beta}{}^{\alpha}$ ($a = 1, \dots, 8$), são as derivadas covariantes. As matrizes λ^a são as matrizes Gell-Mann para o grupo $SU(3)$ de cor. Também temos que $\chi_{\alpha i}$ são os campos de Weyl de quiralidade esquerda na representação $\mathbf{3}$ do grupo de $SU(3)$ de cor. $\alpha, \beta = 1, 2, 3$ e $i = 1, 2, 3$, são os índices de cor e de sabor, respectivamente. Os

$\xi^{\alpha\bar{i}}$ são campos de Weyl esquerdos na representação $\bar{\mathbf{3}}$ do grupo $SU(3)$ de cor, com índices de cor, $\alpha, \beta = 1, 2, 3$ e índices de sabor $\bar{i} = 1, 2, 3$. Os índices spinoriais para χ e ξ têm sido omitidos. Finalmente, a intensidade do campo de cor, $G_{\mu\nu}^a$, é escrita como

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_{\mu}A_{\nu}^a - \partial_{\nu}A_{\mu}^a + f^{abc}A_{\mu}^bA_{\nu}^c, \quad (8)$$

onde A_{μ}^a representam os 8 campos dos glúons, e f^{abc} são as constantes de estrutura do grupo $SU(3)$.

Além da simetria de gauge de $SU(3)$ de cor, essa Lagrangiana tem uma simetria global $U(3) \otimes U(3)$ de sabor

$$\chi_{\alpha i} \rightarrow L_i^j \chi_{\alpha j}, \quad (9)$$

$$\xi^{\alpha\bar{i}} \rightarrow (R^*)^{\bar{i}}{}_{\bar{j}} \xi^{\alpha\bar{j}}, \quad (10)$$

onde L e R^* são matrizes unitárias 3×3 e independentes. Em termos de campos de Dirac

$$\Psi_{\alpha i} = \begin{pmatrix} \chi_{\alpha i} \\ \xi_{\alpha\bar{i}}^{\dagger} \end{pmatrix}, \quad (11)$$

as eqs. (9) e (10) são escritas como

$$P_L \Psi_{\alpha i} \rightarrow L_i^j P_L \Psi_{\alpha j}, \quad (12)$$

$$P_R \Psi_{\alpha\bar{i}} \rightarrow R_i^{\bar{j}} P_R \Psi_{\alpha\bar{j}}, \quad (13)$$

onde $P_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5)$. Portanto, a simetria global de sabor é usualmente chamada de $U(3)_L \otimes U(3)_R$. Uma simetria que trata campos esquerdos e direitos diferentemente é chamada de quiral.

Reconciliação com as observações experimentais requer que a simetria $U(3)_L \otimes U(3)_R$ da Lagrangiana seja quebrada espontaneamente. Devido ao fato de que na teoria fundamental da QCD não há campos escalares que possam ganhar um valor esperado do vácuo diferente de zero, a quebra deve acontecer via um condensado de quark-anti-quark. O candidato mais simples é

$$\langle 0 | \chi_{\alpha i a} \xi_b^{\beta\bar{j}} | 0 \rangle = -\frac{1}{6} \Lambda^3 \delta_{\alpha}{}^{\beta} \delta_i^{\bar{j}} \epsilon_{ab}, \quad (14)$$

onde $a, b = 1, 2$ são os índices spinoriais; ϵ_{ab} é o símbolo totalmente antissimétrico de $SU(2)$; e Λ é um parâmetro com dimensões de massa esperado para ser da ordem de Λ_{QCD} . Os restantes índices têm o mesmo significado como na Eq. (7).

O condensado é unicamente invariante sobre transformações no subgrupo vetorial $U(3)_V$ especificado por $R = L$. Assim, $U(3)_L \otimes U(3)_R$ é espontaneamente quebrado para $U(3)_V$.

Devido a 9 geradores de simetria serem quebrados espontaneamente, esperamos 9 bósons com massas proporcionais a Λ_{QCD} . Um cálculo direto das massas dessas partículas na teoria quiral para QCD fornece:

$$m_{\pi^\pm}^2 = 2\Lambda^3 f_\pi^{-2} (m_u + m_d), \quad (15)$$

$$m_{K^\pm}^2 = 2\Lambda^3 f_\pi^{-2} (m_u + m_s), \quad (16)$$

$$m_{K^0\bar{K}^0}^2 = 2\Lambda^3 f_\pi^{-2} (m_d + m_s), \quad (17)$$

para os bósons não hermitianos [39]. f_π é a constante de decaimento do méson π^0 e tem um valor numérico de ≈ 100 MeV [12]. No caso dos bósons neutros

$$m_{\pi^0}^2 \equiv m_{\pi^3}^2 = 4m\Lambda^3/f_\pi^2, \quad (18)$$

$$m_\eta^2 = \frac{8}{3}m_s\Lambda^3 f_\pi^{-2} \left(1 + \frac{3}{4}r^2\right), \quad (19)$$

$$m_{\pi^9}^2 = \frac{9r^2}{4 + 3r^2}m_{\pi^0}^2, \quad (20)$$

onde $r \equiv f_\pi/f_9$, e foi usado $m_u = m_d = m \ll m_s$ por simplicidade. f_9 é a constante de decaimento do méson π^9 . Como é usual, os estados neutros foram definidos para ser π^0 , η , π^9 . Da Eq. (20) vemos que o valor máximo possível para a massa m_{π^9} é $\sqrt{3}m_{\pi^0}$, atingido no limite $f_9 \rightarrow 0$. Esta partícula não foi encontrada nos experimentos. Esta discrepância entre a teoria e o experimento foi conhecida como o problema $U(1)$, como já foi mencionado.

Pode-se pensar que devido à simetria $U(1)$ ser anômala, i.e., ser uma simetria somente preservada no nível clássico, sendo quebrada pelas flutuações quânticas de diagramas como o mostrado na Figura 1, não existiria realmente uma simetria para nos preocupar. Este tipo de anomalia é conhecida como a anomalia de Adler-Bell-Jackiw na teoria quântica dos campos.

No entanto, a anomalia dada por [40]

$$\begin{aligned} \partial_\mu \langle 0 | J_5^\mu | A^a(p) A^a(q) \rangle = \\ -\frac{g^2 N}{16\pi^2} \langle 0 | G^{a\mu\nu} \tilde{G}_{\mu\nu}^a | A^a(p) A^a(q) \rangle, \end{aligned} \quad (21)$$

onde N é o número de quarks sem massa e $\tilde{G}_{\mu\nu}^a = \frac{1}{2}\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}G^{a\alpha\beta}$, é uma divergência total e não contribuiria classicamente as equações de movimento, pois seria um termo de superfície. Em detalhe, temos que a anomalia quiral afetaria a

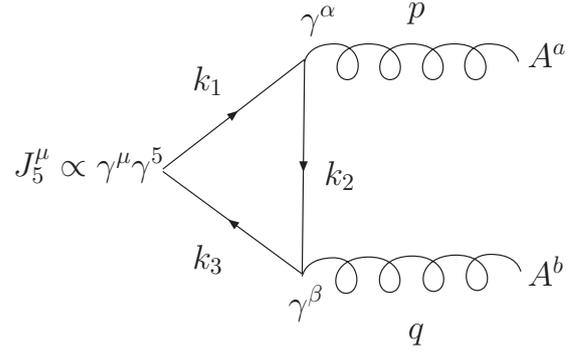


Figura 1: Diagrama de Feynman de mais baixo ordem que conduz à anomalia quiral.

ação S como

$$\begin{aligned} \delta S &= \alpha \int d^4x \partial_\mu J_5^\mu \\ &= -\alpha \frac{g^2 N}{16\pi^2} \int d^4x \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \text{Tr} [G_{\mu\nu} G_{\alpha\beta}], \\ &= -\alpha \frac{g^2 N}{4\pi^2} \int d^4x \partial_\mu W^\mu, \\ &= -\alpha \frac{g^2 N}{4\pi^2} \int d\sigma_\mu W^\mu, \end{aligned} \quad (22)$$

onde Tr é o traço nos índices do grupo de cor e [38]

$$W^\mu = \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \text{Tr} \left[A_\nu \partial_\alpha A_\beta - \frac{2}{3} i g A_\nu A_\alpha A_\beta \right]. \quad (23)$$

Portanto, é esperado que $\int d\sigma_\mu W^\mu = 0$, e assim, a simetria axial $U(1)$ seria uma simetria da QCD novamente. Porém, esta conclusão não é correta do ponto de vista quântico como mostrado por G.'t Hooft [41, 42]. O ponto chave é que a estrutura do vácuo da QCD é altamente não trivial permitindo assim a existência de *instantons*, i.e., configurações topológicas do campo com energia finita que são soluções das equações clássicas de movimento e que interpolam entre os diferentes vácuos da teoria. A existência dos *instantons* faz com que

$$\begin{aligned} \delta S &= \alpha \int d^4x \partial_\mu J_5^\mu \\ &= \pm 2N \alpha. \end{aligned} \quad (24)$$

Portanto, a simetria clássica $U(1)$ é quebrada explicitamente pelos efeitos não perturbativos dos *instantons* e desta maneira não é esperada a existência de um bóson, solucionando assim o problema $U(1)$.

Uma segunda conclusão da presença de *instantons* na QCD é que a Lagrangiana ganha um novo termo dado por

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} \supset -\frac{g^2\theta}{16\pi^2}\tilde{G}^{\mu\nu}G_{\mu\nu}, \quad (25)$$

onde $G_{\mu\nu}$ é o tensor de campo dos glúons e $\tilde{G}^{\mu\nu}$ o seu dual [43].

3.2 O problema CP forte e o áxion

Conforme mostrado na seção anterior, a Lagrangiana da QCD tem um novo parâmetro θ que viola as simetrias de paridade, P, e de conjugação de carga e paridade, CP. Este parâmetro pode ter qualquer valor entre 0 e 2π , e espera-se que seja de ordem um, $\mathcal{O}(1)$. Este termo induz um momento dipolar elétrico para o nêutron, MDEN. No entanto, a ausência de um MDEN mensurável, $|d_n| < 2,9 \times 10^{-26}$ e cm [44], sugere que

$$|\bar{\theta}| \lesssim 10^{-10}, \quad (26)$$

onde $\bar{\theta} \equiv \theta - \arg \det M_q$, sendo $\det M_q$ o determinante da matriz de massa dos quarks. A razão pela qual este parâmetro é tão pequeno é conhecida como o problema CP forte. Observe que na Eq. (26), o parâmetro usado foi $\bar{\theta}$ ao invés de θ da Eq. (25), pois θ é o parâmetro físico invariante sobre definições não físicas nos campos.

Se QCD é considerada a teoria correta da interação forte, uma solução para o problema de CP forte deve ser encontrada. Várias soluções foram propostas. Estas podem ser classificadas nas seguintes categorias: (i) modelos com dinâmica não convencional [45], (ii) quebra espontânea da simetria de CP [46–49] e, (iii) uma simetria adicional quiral. Neste trabalho, revisaremos a solução atualmente mais aceita que envolve o áxion [50–53].

Esta solução requer uma simetria quiral conhecida como $U(1)_{\text{PQ}}$ (devido aos seus autores Peccei e Quinn) imposta na Lagrangiana total e espontaneamente quebrada. Portanto, o espectro físico contém um pseudo-bóson de Nambu-Goldstone, o áxion, $a(x)$. Esse campo possui um potencial efetivo que atinge seu mínimo num valor que cancela totalmente o termo $\bar{\theta}$ na Lagrangiana, assim explicando a ausência de violação das simetrias P e CP na interação forte.

Áxions são excelentes candidatos a matéria escura, pois podem ser produzidos por diferentes

mecanismos térmicos e não térmicos. Áxions térmicos são matéria escura quente com uma densidade de relíquia dada aproximadamente por [25]

$$\Omega_{a,\text{térmicos}} \approx \frac{m_a}{130 \text{ eV}}. \quad (27)$$

De estudos de formação de estrutura a grande escala, sabemos que a matéria escura não pode ser predominantemente composta por matéria escura quente. Adicionalmente, vemos da Eq. (27) que se os áxions térmicos constituem o 100% da matéria escura observada no Universo, então a sua massa seria da ordem de 13 eV, mas um áxion com essa massa teria um tempo de vida menor que a idade do Universo. Portanto, concluímos que o áxion não pode ser produzido somente por mecanismos térmicos.

Um mecanismo predominante de produção de áxions é o mecanismo de alinhamento do vácuo que revisamos na subseção [2.2]. No entanto, o áxion também pode ser produzido por decaimentos de defeitos topológicos produzidos no Universo primordial devido à quebra de simetrias, tais como a $U(1)_{\text{PQ}}$. A quebra pode criar diferentes domínios de paredes (regiões do Universo com diferentes valores no campo do áxion) e cordas cósmicas que possuem energia liberada em forma de áxions. O cálculo exato da densidade de relíquia de áxions produzida por meio destes mecanismos envolve simulações numéricas e apresenta várias incertezas. Porém, um valor de referência é dado por [54]

$$\Omega_{\text{cordas+domínios}} = (3,5 \pm 1,7) \times \left(\frac{m_a}{10 \mu\text{eV}}\right)^{-1,18}. \quad (28)$$

Assim, um áxion com uma massa de $200 \mu\text{eV}$ produzido por decaimentos destes defeitos topológicos explicaria a quantidade total de matéria escura.

4 Modelo DFSZ do áxion

Este modelo tem o mesmo conteúdo de campos que o modelo padrão de partículas elementares, MP, exceto no setor escalar onde há dois campos adicionais, um singlete, Φ , e um dubleto da simetria de gauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, H_u [51, 52].

A simetria quiral $U(1)_{\text{PQ}}$ é introduzida impondo que o campo H_u somente acople aos quarks. Para evitar problemas com as mudanças de sabor devido a correntes neutras a nível

clássico, cada dubleto de Higgs H_u e H_d (sendo este último o dubleto de escalares já existente no MP) é acoplado a um setor de carga dos quarks. Assim a Lagrangiana de Yukawa relevante é

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y &= G_{ij}^u \bar{Q}_{Li} u_{Rj} H_u + G_{ij}^d \bar{Q}_{Li} d_{Ri} H_d \\ &+ G_{ii}^e \bar{L}_{Li} e_{Ri} H_d + \text{H.c.}, \end{aligned} \quad (29)$$

onde G_{ij} são constantes de acoplamento e os campos são

$$\begin{aligned} Q_{Li} &= (u_i, d_i)^T, \quad L_{Li} = (\nu_i, e_i)^T, \\ H_d &= (H_d^+, H_d^0)^T, \quad H_u = (H_u^0, H_u^-)^T, \end{aligned} \quad (30)$$

com $i, j = 1, 2, 3$. A Lagrangiana de Yukawa na Eq. (29) possui a simetria de PQ requerida como mostrado na Tabela 1.

Tabela 1: Cargas da simetria de PQ no modelo de DFSZ.

	H_u, H_d	Q_{Li}, L_{Li}	u_{Ri}, d_{Ri}, e_R
PQ	1	-1/2	1/2

Com dois dubletos de escalares de Higgs, o potencial mais geral invariante sobre a simetria de PQ é dado por

$$\begin{aligned} V_{H_{u,d}} &= \sum \left(-\mu_a^2 H_a^\dagger H_a + \lambda_{aa} \left(H_a^\dagger H_a \right)^2 \right) \\ &+ \lambda_{ud} H_u^\dagger H_u H_d^\dagger H_d + \lambda'_{ud} H_u^\dagger H_d H_d^\dagger H_u. \end{aligned} \quad (31)$$

onde $a = u, d$. Quando os campos H_d e H_u ganham valor esperado do vácuo (VEVs), (v_d e v_u , respectivamente) a simetria de PQ é quebrada espontaneamente na mesma escala eletrofraca. Como a escala de quebra de PQ, v_{PQ} , é a mesma que a do grupo do MP, então não pode ser maior que 246 GeV. Áxions com esta massa e constante de decaimento foram eliminados pelos experimentos de buscas diretas do áxion [55]. Este tipo de áxion se conhece como áxion visível.

Esta dificuldade no modelo é resolvida com o singleto escalar Φ . Como Φ é um singleto do MP, pode ganhar um VEV, v_Φ , muito maior que 246 GeV. Portanto, os acoplamentos do áxion à matéria se tornam suprimidos ($\propto 1/v_\Phi$), em concordância com os experimentos. Este tipo de áxion se chama de áxion invisível.

O singleto Φ pode ganhar uma carga de PQ acoplando aos campos H_u e H_d em duas diferentes maneiras. A primeira é mediante uma interação cúbica

$$\mu H_u^i \epsilon_{ij} H_d^j \Phi + \text{H.c.}, \quad (32)$$

onde μ é uma constante com unidades de massa e ϵ_{ij} é o símbolo completamente antissimétrico de $SU(2)$. A segunda possibilidade considera um termo quártico dado por

$$\lambda_{PQ} H_u^i \epsilon_{ij} H_d^j \Phi^2 + \text{H.c.}, \quad (33)$$

onde λ_{PQ} é uma constante sem dimensões. A interação cúbica pode ser feita zero impondo uma simetria discreta Z_2 no singleto, i.e., $\Phi \rightarrow -\Phi$. No caso, da interação quártica, o potencial escalar é simplesmente

$$V = V_{H_{u,d}} + V_\Phi + \lambda_{PQ} H_u^i \epsilon_{ij} H_d^j \Phi^2 + \text{H.c.}, \quad (34)$$

onde V_Φ

$$V_\Phi = -\mu_\Phi^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda_\Phi \left(\Phi^\dagger \Phi \right)^2. \quad (35)$$

No caso da interação quártica uma expressão explícita para o áxion pode ser encontrada usando procedimentos padrões que não discutiremos aqui. Na aproximação $v_\Phi \gg v_u, v_d$ encontramos que

$$\begin{aligned} a(x) &\simeq -\text{Im} \Phi + \left(\frac{2v_u v_d}{v_\Phi v_{EW}^2} \right) \times \\ &\quad (v_u \text{Im} H_d^0 + v_d \text{Im} H_u^0), \end{aligned} \quad (36)$$

onde $v_{EW} \equiv (v_u^2 + v_d^2)^{1/2} = 246$ GeV e $\text{Im} \psi$ significa a parte imaginária do campo ψ . Note que neste limite o áxion é composto praticamente da parte imaginária do campo Φ .

Embora o áxion seja sem massa a nível clássico, este ganha massa devido que a simetria $U(1)_{PQ}$ é anômala. Efeitos não perturbativos da QCD, tais como *instantons*, que violam $U(1)_{PQ}$ dão uma pequena massa para o áxion dada por

$$m_a^2 = (f_\pi^2/f_a^2) m_\pi^2 N^2 z (1+z)^{-2}, \quad (37)$$

onde $z = m_u/m_d \simeq 0,56$; m_u e m_d são as massas dos quarks u e d respectivamente; N é o número de dubletos de quarks; m_π e $f_\pi \approx 100$ MeV são a massa e a constante de decaimento do π^0 , respectivamente. f_a é a constante de decaimento do áxion dada neste modelo por

$$f_a = (2v_{EW})^{-1} (v_{EW}^2 v_\Phi^2 + 4v_u^2 v_d^2)^{1/2}. \quad (38)$$

5 Áxion KSVZ

Este modelo é mais econômico que o modelo DFSZ, pois o seu conteúdo de matéria só adiciona ao MP um singleto escalar, σ , e um quark

vetorial, Q , também singlete do grupo de gauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ [53].

Para introduzir a simetria de PQ é imposta uma simetria discreta Z_2 , de tal maneira que

$$Z_2: Q_L \rightarrow -Q_L, Q_R \rightarrow Q_R, \sigma \rightarrow -\sigma; \quad (39)$$

e os campos restantes são invariantes de Z_2 .

Os termos de Yukawa e do potencial escalar que são adicionados são os seguintes:

$$\mathcal{L}_{Y_Q} = Y \overline{Q}_L Q_R \sigma + \text{H.c.}, \quad (40)$$

$$\begin{aligned} V = & -\mu_H^2 H_d^\dagger H_d - \mu_\sigma^2 \sigma^\dagger \sigma + \lambda_H \left(H_d^\dagger H_d \right)^2 \\ & + \lambda_{H\sigma} \left(H_d^\dagger H_d \right) \left(\sigma^\dagger \sigma \right) \\ & + \lambda_\sigma \left(\sigma^\dagger \sigma \right)^2, \end{aligned} \quad (41)$$

onde H_d é o dubleto de Higgs do MP dado na Eq. (30). Note que a simetria Z_2 proíbe o termo de massa, $m \overline{Q} Q$ no potencial escalar V .

A simetria de PQ é portanto dada por

$$Q \rightarrow e^{i\gamma_5 \alpha} Q, \quad \sigma \rightarrow e^{-2i\alpha} \sigma. \quad (42)$$

e esta é usada para eliminar o termo

$$\mathcal{L}_{\bar{\theta}} = \frac{g^2 \bar{\theta}}{16\pi^2} \text{Tr} \left[\tilde{G}^{\mu\nu} G_{\mu\nu} \right]. \quad (43)$$

Aqui é importante apontar que o quark Q precisa pertencer a uma representação não trivial do grupo de gauge de cor.

O campo σ ganha um valor esperado do vácuo,

$$|\langle \sigma \rangle| \equiv v_\sigma = \mu_\sigma / \sqrt{2\lambda_\sigma}. \quad (44)$$

Portanto, este modelo tem, no seu espectro físico de massa, um escalar σ_R com massa $\mu_\sigma \sqrt{2}$ e um pseudo-escalar, o áxion, com massa zero a nível clássico. O quark Q ganha uma massa igual a $Y v_\sigma$. Para que o áxion concorde com limites cosmológicos e astrofísicos $v_\sigma \gg v_{H_d}$. Mais precisamente $v_\sigma \gtrsim 10^9$ GeV.

O quark Q é muito massivo para ser observado diretamente em experimentos de baixa energia. O único efeito interessante a baixas energias é determinado pela sua primeira contribuição quântica que induz um termo na Lagrangiana efetiva

$$\frac{g^2}{16\pi^2} \frac{a(x)}{v_\sigma} \text{Tr} \left[\tilde{G}^{\mu\nu} G_{\mu\nu} \right], \quad (45)$$

onde $a(x)$ é o campo do áxion e está relacionado com o campo $\sigma(x)$ da seguinte maneira

$$\sigma(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} (v_\sigma + \sigma_R) e^{ia(x)/v_\sigma}. \quad (46)$$

A interação do áxion com o glúon na Eq. (45) resulta na substituição do parâmetro $\bar{\theta}$ por $\theta_{\text{eff}} = \bar{\theta} + a(x)/v_\sigma$ e o valor esperado do vácuo de $a(x)$ cancela o termo $\bar{\theta}$, originalmente presente na Lagrangiana. Resolvendo assim, o problema CP forte.

A massa do áxion gerada pela interação áxion e glúon na Eq. (45) é

$$m_a^2 = \frac{f_\pi^2 m_\pi^2}{\sqrt{2} V_\sigma^2} \frac{m_u m_d}{(m_u^2 + m_d^2)}, \quad (47)$$

de uma maneira similar como no modelo DFSZ.

6 Buscas pelo áxion

Em geral, o áxion se acopla à matéria bariônica via $1/f J^\mu \partial_\mu \phi$, onde J^μ é a corrente de Noether de uma simetria global que é espontaneamente quebrada na escala de energia f . Como discutido nas seções [4] e [5] este valor precisa ser muito mais alto do que a escala eletrofraca por conta que experimentos por buscas diretas de áxions nessa escala não encontraram nenhum sinal positivo [55]. Como consequência disso, o áxion abre uma possibilidade para estudar física em escalas de energia mais altas que as testadas nos experimentos de aceleradores. Porém, isso também faz que a busca por áxions seja extremamente desafiadora devido ao seu acoplamento extraordinariamente fraco à matéria comum e radiação.

Durante as últimas quatro décadas, vários experimentos em busca de sinais da existência do áxion foram realizados [56]. Estes experimentos podem ser classificados em três categorias: (i) helioscópios (buscas por áxion/ALP provenientes do Sol) (ii) *light-shining through a wall* (buscas por áxion/ALP usando um sinal de laser em cavidades com um campo magnético forte) e, (iii) haloscópios (buscas do áxion/ALP vindo da nossa galáxia). A maior parte desses experimentos são baseados no efeito Primakoff reverso, ou seja, $a + \gamma_{\text{virtual}} \rightarrow \gamma$, onde o áxion interage com um fóton virtual fornecido por um campo magnético intenso e é reconvertido em um fóton real. Até o momento não tem sido reportado nenhum sinal confirmado do áxion, o que impõe limites na sua massa e nos seus acoplamentos.

Especificamente, os áxions têm o acoplamento a dois fótons igual a

$$\mathcal{L}_{a\gamma\gamma} = \frac{g_{a\gamma\gamma}}{4} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} a = -g_{a\gamma\gamma} \vec{E} \cdot \vec{B} a, \quad (48)$$

onde $F_{\mu\nu}$ é a intensidade do campo eletromagnético, $\tilde{F}^{\mu\nu}$ seu dual; f_a , m_a , \vec{E} e \vec{B} são a constante de decaimento, a massa do áxion, o campo elétrico e magnético, respectivamente. Partículas com um acoplamento efetivo a dois fótons igual ao do áxion são chamadas de partículas tipo áxions ou ALPs, mesmo que não tenham nada a ver com a solução do problema CP forte da QCD. No áxion da QCD a massa m_a está relacionada com a constante f_a como mostrado nas seções [4] e [5], porém no caso dos ALPs esses dois parâmetros são independentes.

O acoplamento $g_{a\gamma\gamma}$ para o áxion da QCD pode ser escrito como [57, 58]

$$g_{a\gamma\gamma} = \frac{\alpha}{2\pi f_a} \left(\frac{E}{N} - \frac{2}{3} \frac{4+z}{1+z} \right) = \frac{\alpha}{2\pi} \left(\frac{E}{N} - \frac{2}{3} \frac{4+z}{1+z} \right) \frac{1+z}{z^{1/2}} \frac{m_a}{m_\pi f_\pi}, \quad (49)$$

onde $z = m_u/m_d \simeq 0,56$, $\alpha \approx 1/137$ é a constante de estrutura fina; E e N , são, respectivamente, os coeficientes de anomalia eletromagnética e de cor (dependentes do modelo) associados à corrente axial do campo do áxion. Para ALPs, o acoplamento $g_{a\gamma\gamma}$ não apresenta o segundo termo na Eq.(49), pois este tem origem na interação forte.

O acoplamento na Eq. (48) permite a produção de áxions/ALPs de fótons térmicos nos campos eletromagnéticos no plasma estelar. Portanto, se áxions/ALPs escapam do núcleo do Sol, estes alcançarão a Terra, e em princípio, podem ser detectados usando o efeito Primakoff reverso produzindo raios X. Entre os experimentos usando este paradigma de detecção podemos mencionar os helioscópios de áxions em Tokyo [33, 34] e no CERN, CAST (*Cern Axion Solar Telescope*) [59]. O limite atual mais forte sobre $g_{a\gamma\gamma}$ proveniente deste tipo de experimento é [59]

$$g_{a\gamma\gamma} \leq 6,6 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1} \text{ (95\% C.L.)}, \quad (50)$$

para $m_a < 0,02 \text{ eV}$.

Outro importante limite sobre o acoplamento de áxions/ALPs a dois fótons vêm da evolução dos aglomerados globulares de estrelas. A grosso modo, esses limites são baseados no argumento da perda de energia nas estrelas que diz de uma forma resumida que a existência de novas partículas, tais com o áxion, com acoplamentos aos fótons, léptons e hádrons representam novos canais para a perda de energia

nas estrelas e, portanto, a evolução estelar deve mudar significativamente. Estudos considerando este critério impuseram limites em $g_{a\gamma\gamma}$ similares ao caso das procuras por áxions solares, i.e., $g_{a\gamma\gamma} \leq 6,6 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$ (95% C.L.) [60], porém válido em um intervalo maior de massa.

Limites sobre $g_{a\gamma\gamma}$ também têm sido colocados por experimentos *light-shining through a wall* que usam fótons, provenientes de lasers, que se propagam através de uma dupla cavidade com campos magnéticos transversos. A ideia geral é que estes fótons sejam inicialmente convertidos a áxions na primeira cavidade e depois, numa segunda cavidade, estes áxions sejam reconvertidos a fótons novamente. O melhor limite atual proveniente deste tipo de experimento é de $g_{a\gamma\gamma} \leq 3,5 \times 10^{-8} \text{ GeV}^{-1}$ (95% C.L.) [61].

O experimento haloscópico ADMX tem procurado por áxions de matéria escura, provenientes do halo da nossa galáxia, no intervalo de massa de $2 \mu\text{eV} \lesssim m_a \lesssim 4 \mu\text{eV}$, usando um campo magnético forte para converter áxions em fótons detectáveis na região de microondas. Os últimos resultados indicam que $g_{a\gamma\gamma} \leq 10^{-15} \text{ GeV}^{-1}$ (90% C.L.), para $2,81 \mu\text{eV} < m_a < 3,31 \mu\text{eV}$ para o áxion em modelos do tipo KSVZ e $g_{a\gamma\gamma} \leq 0,3 \times 10^{-16} \text{ GeV}^{-1}$ (90% C.L.), para $2,81 \mu\text{eV} < m_a < 3,31 \mu\text{eV}$ para o áxion em modelos do tipo DFSZ [62].

Experimentos de detecção direta para matéria escura consistindo de WIMPs, tais como EDELWEISS-II, LUX, e XENON100, também colocam limites sobre áxions solares e ALPs [17, 18]. Neste caso, o limite é imposto sobre o acoplamento do áxion/ALP com os elétrons, g_{aee} . O limite mais recente é $g_{aee} \leq 3,5 \times 10^{-12} \text{ GeV}^{-1}$ (95% C.L.).

7 Conclusões

O áxion é, sem dúvida alguma, um dos mais promissores candidatos a matéria escura. A sua descoberta explicaria dois enigmas de uma vez: a natureza de $\approx 85\%$ da matéria do Universo e a ausência da violação de CP na interação forte que liga os núcleos atômicos. A sua existência tem ganhado força, em parte, pelo anúncio realizado em junho de 2020 pelos cientistas da colaboração internacional XENON1T, que é o experimento de matéria escura mais sensível do mundo na atualidade. A colaboração anunciou um excesso sur-

preendente de 53 eventos sobre os 232 eventos esperados [63]. Uma das possíveis explicações apresentadas foi a existência de áxions solares ou de ALPs. No entanto, ainda os dados não são suficientes para descartar outras hipóteses, tais como a existência do momento dipolar magnético dos neutrinos ou a presença de uma pequena contaminação de átomos de trítio (apenas alguns para cada 10^{25} átomos de xenônio). Outro fato experimental importante que tem contribuído para que o áxion se torne cada vez mais o principal candidato a matéria escura é que as buscas pelo seu principal concorrente, o WIMP (*weakly interacting massive particle*), não tenham, até o momento, dado nenhum sinal de sua existência.

8 Agradecimentos

O autor gostaria de agradecer a Pró-Reitoria de Pesquisa da Universidade Federal de Minas Gerais pelo seu financiamento econômico por meio do projeto de número 27764*14, referente ao Edital 09/2019, intitulado Desvendando a Natureza da Matéria Escura.

Sobre o autor

Bruce Lehmann Sánchez Vega é professor do Departamento de Física da Universidade Federal de Minas Gerais, DF/UFMG. Possui experiência na área de física, com ênfase em teoria geral de partículas e campos, atuando principalmente nos seguintes temas: matéria escura, modelos alternativos ao modelo padrão, áxions e ALPs, massa de neutrinos, supersimetria e grupo de renormalização. Atualmente é coordenador do grupo de pesquisa “Física de Partículas e Cosmologia” da UFMG.

Referências

- [1] G. Bertone, D. Hooper e J. Silk, *Particle dark matter: evidence, candidates and constraints*, Phys. Rep. **405** (5), 279 - 390 (2005).
- [2] N. Aghanim et al. (Planck Collaboration), *Planck 2018 results - VI. Cosmological parameters*, A&A, **641**, A6 (2020).
- [3] H. J. Mo, Y. P. Jing e S. D. M. White, *The correlation function of clusters of galaxies and the amplitude of mass fluctuations in the Universe*, MNRAS **282** (3), 1096–1104 (1996).
- [4] P. Salucci, *The distribution of dark matter in galaxies*, Astron. Astrophys. Rev. **27**, 2 (2019).
- [5] S. W. Allen, A. E. Evrard e A. B. Mantzi, *The distribution of dark matter in galaxies*, ARA&A **49**, 409-470 (2011).
- [6] Edvige Corbelli e Paolo Salucci, *The extended rotation curve and the dark matter halo of M33*, MNRAS **311** (2), 441–447 (2000).
- [7] E. Komatsu et al. *Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations: Cosmological Interpretation*, ApJS. **180** (2), 330–376, (2009).
- [8] Scott W. Randall, Maxim Markevitch, Douglas Clowe, Anthony H. Gonzalez e Marusa Bradač, *Constraints on the Self-Interaction Cross Section of Dark Matter from Numerical Simulations of the Merging Galaxy Cluster 1E 0657-56*, ApJ, **679** (2), 1173–1180 (2008).
- [9] S. Dodelson e F. Schmidt, *Modern Cosmology* (Academic Press, London, 2ed. (2021)).
- [10] A. J. S. Hamilton e M. Tegmark, *The Real Space Power Spectrum of the PSCz Survey from 0.01 to 300 h/Mpc*, MNRAS **330** (3), 506-530 (2002).
- [11] S. D. McDermott, H-B. Yu, e K. M. Zurek, *Turning off the lights: How dark is dark matter?*, Phys. Rev. D. **83** (6), 063509–063517 (2011).
- [12] P. A. Zyla et al. (Particle Data Group), *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2020**, 083C01 (2020).
- [13] D. Harvey et al, *The nongravitational interactions of dark matter in colliding galaxy clusters*, Science **347** (6229), 1462-1465 (2015).
- [14] B. Audren, J. Lesgourgues, G. Manganod, P. D. Serpico e T. Tram, *Strongest model-independent bound on the lifetime of Dark Matter* JCAP **1412** (12), 028–028 (2014).

- [15] H.-Y. Schive, T. Hui, T. Broadhurst e K.-W. Huang, *Constraining galaxy formation from quantum wave dark matter, ψ_{DM} , with Λ CDM, using Planck and Hubble data*, *ApJ* **818** (1), 1–14 (2016).
- [16] M. A. Monroy-Rodríguez e Christine Allen, *The end of the macho era, revisited: new limits on MACHO masses from halo wide binaries*, *ApJ* **790** (2), 1–10 (2014).
- [17] D. S. Akerib et al. (LUX Collaboration), *First Searches for Axions and Axionlike Particles with the LUX Experiment*, *Phys. Rev. Lett.* **118** (26), 261301–261307 (2017).
- [18] E. Aprile et al. (XENON100 Collaboration) *First axion results from the XENON100 experiment*, *Phys. Rev. D* **90** (6), 062009–062009 (2014).
- [19] C. Niblaeus, A. Beniwal e J. Edsjö, *Neutrinos and gamma rays from long-lived mediator decays in the Sun*, *JCAP* **11** **2019**, 1–31 (2019).
- [20] N. Trevisani, *Collider Searches for Dark Matter (ATLAS + CMS)*, *Universe* **4** (11), 1–19 (2018).
- [21] E. W. Kolb e M. S. Turner, *The early Universe* (Addison-Wesley, Redwood City, 1990).
- [22] L. J. Hall, K. Jedamzik, J. March-Russell e S. M. West, *Freeze-in production of FIMP dark matter*, *JHEP* **2010**, 80, 1–32 (2010).
- [23] Duccio Pappadopulo, Joshua T. Ruderman, e Gabriele Trevisan, *Dark matter freeze-out in a nonrelativistic sector*, *Phys. Rev. D* **94** (3), 035005–035010 (2016).
- [24] P. Gondolo e G. Gelmini, *Cosmic abundances of stable particles: Improved analysis*, *Nucl. Phys. B* **360** (1), 145–179 (1991).
- [25] S. Profumo, *An introduction to particle dark matter* (World Scientific, New Jersey, 2017).
- [26] K. Griest e D. Seckel, *Three exceptions in the calculation of the relic abundances*, *Phys. Rev. D* **43** (10), 3191–3203 (1991).
- [27] K. J. Bae, J.-H. Huh e J. E. Kim, *Updating the axion cold dark matter energy density*, *JCAP* **2008** (9), 005 (2008).
- [28] O. Wantz e E. P. S. Shellard, *Axion cosmology revisited*, *Phys. Rev. D* **82** (12), 123508–123526 (2010).
- [29] G. Ballesteros, J. Redondo, A. Ringwald e C. Tamarit, *Standard Model—axion—seesaw—Higgs portal inflation. Five problems of particle physics and cosmology solved in one stroke*, *JCAP* **2017** (8), 001–001, (2017).
- [30] S. Weinberg. *A new light boson?*, *Phys. Rev. Lett.* **40** (4), 223–226 (1978).
- [31] F. Wilczek, *Problem of strong P and T invariance in the presence of instantons*, *Phys. Rev. Lett.* **40** (5), 279–282 (1978).
- [32] D. M. Lazarus, G. C. Smith, R. Cameron, A. C. Melissinos, G. Ruoso, Y. K. Semertzidis e F. A. Nezrick, *Search for solar axions*, *Phys. Rev. Lett.* **69** (16), 2333–2336, (1992).
- [33] Y. Inoue, T. Namba, S. Moriyama, M. Minowa, Y. Takasu, T. Horiuchi e A. Yamamoto, *Search for sub-electronvolt solar axions using coherent conversion of axions into photons in magnetic field and gas helium*, *Phys. Lett. B* **536** (1–2), 18–23 (2002).
- [34] Y. Inoue, Y. Akimoto, R. Ohta, T. Mizumoto, A. Yamamoto e M. Minowa *Search for solar axions with mass around 1 eV using coherent conversion of axions into photons*, *Phys. Lett. B* **668** (2), 93–97 (2008).
- [35] R. Baehre et al. (ALPS Collab.), *Any light particle search II — Technical Design Report*, *JINST* **8** (9), T09001–T09001 (2013).
- [36] S. Weinberg, *The U(1) problem*, *Phys. Rev. D*, **11** (12), 3583–3593 (1975).
- [37] M. Srednicki, *Axions: past, present and future*, *Continuous Advances in QCD 2002*, 509–520 (2002).
- [38] P. Ramond, *Journeys Beyond the Standard Model* (Westview, Boulder, 2004).
- [39] M. Srednicki, *Quantum field theory* (Cambridge University Press, Cambridge, 2007).
- [40] P. Ramond, *Field Theory: A modern primer*, 2ed. (Westview, Boulder, 1990).

- [41] G. 't Hooft, *Symmetry breaking through Bell-Jackiw anomalies*, Phys. Rev. Lett. **37** (1), 8–11 (1976).
- [42] G. 't Hooft, *Computation of the quantum effects due to a four-dimensional pseudoparticle*, Phys. Rev. D **14** (12), 3432–3450 (1976).
- [43] S. Weinberg, *The Quantum Theory of Fields Vol. II* (Cambridge University Press, Cambridge, 1996).
- [44] C. A. Baker et al., *Improved Experimental Limit on the Electric Dipole Moment of the Neutron*, Phys. Rev. Lett. **97** (13), 131801–131804 (2006)
- [45] G. Schierholz, *Towards a dynamical solution of the strong CP problem*, Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **37** (1), 203–210 (1994).
- [46] M. A. B. Bég e H. S. B. Tsao, *Strong P, T, noninvariances in a superweak theory*, Phys. Rev. Lett. **41** (5), 278–281 (1978).
- [47] R. N. Mohapatra e G. Sejanovic, *Natural suppression of the strong P, and T noninvariance*, Phys. Lett. B **79** (3), 283–286 (1978).
- [48] A. E. Nelson, *Naturally weak CP violation*, Phys. Lett. B **136** (5-6), 387–391 (1984).
- [49] S. M. Barr, *Natural class of non-Peccei-Quinn models*, Phys. Rev. D **30** (8), 1805–1811 (1984).
- [50] R. D. Peccei e H. R. Quinn, *CP conservation in the presence of the pseudoparticles*, Phys. Rev. Lett. **38** (25), 1440–1443 (1977).
- [51] M. Dine, W. Fischler e M. Srednicki, *A simple solution to the strong CP problem with a harmless axion*, Phys. Lett. B **104** (3), 199–202 (1981).
- [52] A. P. Zhitnitskii, *On the possible suppression of axion-hadron interactions*, Sov. J. Nucl. Phys. **31**, 497–504 (1980).
- [53] Jihn E. Kim, *Weak-Interaction singlet and strong CP invariance*, Phys. Rev. Lett. **43** (2), 103–107 (1979).
- [54] T. Hiramatsu, M. Kawasaki, K. Saikawa, e Toyokazu Sekiguchi, *Production of the dark matter axions from collapse of string-wall systems*, Phys. Rev. D **85** (10), 105020–105036 (2012).
- [55] W. A. Bardeen, R.D. Peccei e T. Yanagida, *Constraints on variant axion models*, Nucl. Phys. B **279** (3-4), 401–428 (1987).
- [56] P. W. Graham, I. G. Irastorza, S. K. Lamoreaux, A. Lindner e K. A. van Bibber, *Ann. Experimental Searches for the Axion and Axion-Like Particles*, Rev. Nucl. Part. Sci. **65**, 485–514 (2015).
- [57] P. Sikivie, *Experimental tests of the “invisible” axion*, Phys. Rev. Lett **51** (16), 1415–1417 (1983).
- [58] M. Srednicki, *Axion coupling to matter (i) CP-conserving parts*, Nucl. Phys. B **260** (3-4), 689–700 (1985).
- [59] V. Anastassopoulos, S. Aune, et al (CAST Collaboration), *New CAST limit on the axion–photon interaction*, Nature Phys **13**, 584–590 (2017).
- [60] A. Ayala, I. Domínguez, M. Giannotti, A. Mirizzi e O. Straniero, *Revisiting the Bound on Axion-Photon Coupling from Globular Clusters*, Phys. Rev. Lett. **113** (19), 191302–191306 (2014).
- [61] R. Ballou et al (OSQAR Collaboration), *New exclusion limits on scalar and pseudoscalar axionlike particles from light shining through a wall*, Phys. Rev. D **92** (9), 092002–092007 (2015).
- [62] T. Braine et al. (ADMX Collaboration), *Extended Search for the Invisible Axion with the Axion Dark Matter Experiment*, Phys. Rev. Lett. **124** (10), 101303–101308 (2020).
- [63] E. Aprile et al. (XENON Collaboration), *Excess electronic recoil events in XENON1T*, Phys. Rev. D **102** (7), 072004–072029 (2020).