

Desvendando o Setor Escuro com Novas Partículas Leves e Ocultas

Ana Luisa Foguel

Universidade de São Paulo

Resumo

Apesar de bem consolidado, o Modelo Padrão (MP) da física de partículas é incompleto, destacando-se a ausência de um candidato à matéria escura (ME). A falta de sinais de novas partículas pesadas impulsionou o interesse por candidatos de ME leves e fracamente interagentes, cuja produção térmica no Universo primordial requer um portal mediador. Neste trabalho, propomos um modelo onde um mediador vetorial, originado de uma simetria de gauge $U(1)_Q$, conecta o setor visível a candidatos de matéria escura inelástica (iDM). Diferente do cenário padrão de ‘fóton escuro’, em que os férmions do MP não são carregados sob a nova simetria, exploramos cargas Q definidas por combinações de números bariônicos e leptônicos. Demonstramos que essa estrutura pode alterar o cálculo da abundância de relíquia e a fenomenologia experimental. Como resultado, tais modelos permitem ‘destravar’ novas janelas no espaço de parâmetros, expandindo as possibilidades de descoberta de ME para além das restrições do modelo convencional.

Abstract

Despite its success, the Standard Model (SM) of particle physics remains incomplete, with the absence of a dark matter (DM) candidate being one of its primary gaps. The lack of evidence for new heavy particles has driven interest toward light, feebly interacting DM candidates, whose thermal production in the early Universe requires a portal mediator. In this work, we propose a model where a vector mediator, originating from a $U(1)_Q$ gauge symmetry, connects the visible sector to inelastic dark matter (iDM) candidates. Unlike the standard dark photon scenario, in which SM fermions do not carry direct charges under the new symmetry, we explore Q charges defined by combinations of baryonic and leptonic numbers. We demonstrate that this framework can alter the relic abundance calculation and the experimental phenomenology. Consequently, such models can unlock new windows in the parameter space, expanding the possibilities for DM discovery beyond the constraints of the conventional model.

Palavras-chave: matéria escura, física além do Modelo Padrão, setores escuros, universo primordial

Keywords: dark matter, beyond Standard Model physics, dark sectors, early Universe

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v7nEspecial.53337](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v7nEspecial.53337)

1 Introdução

O Modelo Padrão (MP) da física de partículas é uma teoria extremamente bem estabelecida, com notável sucesso experimental. Ainda assim, sabemos hoje que o MP não é uma teoria completa. Entre os diversos problemas em aberto, um dos mais intrigantes é a ausência, no MP, de uma partícula fundamental capaz de explicar a matéria escura (ME), componente que hoje sabemos constituir aproximadamente 27% do conteúdo do Universo [1].

Inicialmente, a proposta mais aceita na comunidade seria que tais candidatos de ME fossem

partículas pesadas, isto é, com massas acima da escala eletrofraca, onde se encontram as demais partículas do MP. A motivação para tal proposta provém de um mecanismo de produção térmica da matéria escura, denominado congelamento térmico (do inglês, *freeze-out*) [2], em que partículas em tal escala poderiam ser produzidas na correta abundância observada da ME em nosso Universo apenas interagindo com o MP por meio de acoplamentos da ordem da escala eletrofraca. Esse mecanismo foi denominado *WIMP miracle*, onde *WIMP* significa partículas massivas que interagem fracamente (*Weakly Interacting Massive Particles*). Devido a isso, um grande esforço ex-

perimental foi direcionado à busca por tais candidatos, envolvendo colisores de altas energias, experimentos de detecção direta e observações astrofísicas. Ao direcionar o enfoque da comunidade para a investigação de escalas cada vez mais altas de energia, pressionava-se a física de partículas na chamada “fronteira de energia”.

Entretanto, devido à ausência de provas experimentais, tanto vindas de colisores quanto de experimentos de detecção direta [3, 4], a comunidade se viu tentada a explorar uma nova possibilidade: talvez a nova física seja leve, com massas na escala de GeV ou sub-GeV, porém interaja tão fracamente com o Modelo Padrão que, por isso, ainda não foi avistada. Para explorar tal direção, é necessário o enfoque não em experimentos mais energéticos, mas sim mais precisos, de forma a detectar interações cada vez mais raras de um possível setor escuro com o Modelo Padrão. Essa fronteira é denominada pela comunidade de “fronteira de intensidade”.

Ao pensar em um candidato de matéria escura que interaja fracamente, é natural considerar a hipótese de que essa interação seja conduzida pelas partículas responsáveis por mediar as forças fracas do MP, como o bóson de gauge Z . Porém, como a produção térmica de ME no Universo primordial através do processo de congelamento térmico é altamente dependente da seção de choque com que a ME se comunica com as partículas do MP, a escala de massa dos bósons das interações fracas não permitiria candidatos de matéria escura leve, abaixo de GeV. Tal combinação levaria a uma interação excessivamente fraca, resultando na superprodução de ME. Dessa forma, uma solução natural para esse problema é considerar a possibilidade de que as trocas entre o setor visível e o escuro ocorram por meio de uma nova partícula leve.

O mais interessante é que, teoricamente, levando em conta princípios de simetria e simplicidade, a inclusão de uma nova partícula leve mediadora pode ser realizada por meio de apenas três tipos distintos de portais renormalizáveis: o portal vetorial, o escalar e o fermiônico. Neste trabalho, consideramos o cenário em que um mediador vetorial, provindo de uma nova simetria de gauge $U(1)_Q$, conecta as partículas do MP a um setor escuro composto de candidatos de matéria escura inelástica (iDM, do inglês *inelastic dark*

matter) [5, 6]. Esse tipo de modelo inclui dois férmions escuros, χ_1 e χ_2 , que possuem uma pequena diferença de massa entre eles. O mais leve, χ_1 , é estável e representa o candidato de ME do Universo.

A motivação por trás do modelo de iDM é baseada em quatro pontos: (i) tais candidatos podem ser produzidos termicamente no Universo primordial pelo processo de *freeze-out*; (ii) o férmion escuro mais pesado, χ_2 , não é estável, de forma que não há abundância residual desse férmion no Universo atual, o que evita limites de detecção indireta, visto que χ_1 precisa de seu par χ_2 para aniquilar em partículas do MP e produzir sinais; (iii) limites de detecção direta são igualmente evitados, visto que o espalhamento de χ_1 em um núcleo exigiria a transição para χ_2 , o que é cineticamente desfavorecido; (iv) finalmente, tal modelo evita os fortes limites vindos da radiação cósmica de fundo (CMB) [1], uma vez que não há abundância efetiva de χ_2 durante a recombinação para que ocorra a aniquilação em MP, injetando energia no plasma.

Finalmente, a grande diferença entre este estudo e outros cenários explorados na literatura é que, previamente, tal cenário havia sido investigado majoritariamente com mediadores do tipo ‘fóton escuro’ [7]; isto é, vetores provindos de extensões do conteúdo de gauge do MP por simetrias $U(1)_X$, onde as partículas do MP não carregam cargas explícitas sob o novo grupo e a única interação é feita através do portal de mistura cinética. Neste estudo, consideramos um mediador genérico Z_Q , em que os férmions do MP são diretamente carregados sob Q . Denominamos essa nova classe de modelos de iDM $_Q$ [8].

Esta contribuição está organizada da seguinte forma: na Seção 2, apresentamos os detalhes mais técnicos da estrutura teórica por trás do modelo considerado; na Seção 3, detalhamos o cálculo da densidade de relíquia do candidato de matéria escura do modelo. Após isso, apresentamos na Seção 4 os limites fenomenológicos aplicados a diferentes modelos iDM $_Q$. Finalizamos na Seção 5 com as conclusões finais.

2 Descrição do modelo teórico

Estendemos o Modelo Padrão por um setor escuro composto por: (i) um par de férmions de Weyl de duas componentes em uma configuração pseudo-Dirac; (ii) uma nova simetria de gauge abeliana $U(1)_Q$, sob a qual tais férmions possuem cargas opostas. O bóson de gauge associado à nova simetria é denominado vetor escuro Z_Q e possui massa m_{Z_Q} .

Os novos férmions possuem ambos os termos de massa de Dirac e de Majorana, de forma que, após a diagonalização das massas, resultam em duas partículas físicas, denominadas χ_1 e χ_2 , cujas massas, m_1 e m_2 , respectivamente, são separadas de acordo com o parâmetro de *splitting*:

$$\Delta \equiv \frac{m_2 - m_1}{m_1}. \quad (1)$$

A interação com o vetor escuro é puramente fora da diagonal (inelástica) e dada por:

$$\mathcal{L}_{\text{int}}^D = ig_D Z_{Q\mu} \bar{\chi}_2 \gamma^\mu \chi_1 + \text{h.c.}, \quad (2)$$

em que g_D representa o acoplamento entre o mediador e os férmions escuros.

Além disso, dependendo da carga Q escolhida, o bóson interage com os férmions do MP através do seguinte termo:

$$\mathcal{L}_{\text{int}}^{\text{SM}} = -g_Q J_Q^\mu Z_{Q\mu}, \quad (3)$$

em que g_Q é a constante de acoplamento de $U(1)_Q$ e a corrente é definida como:

$$J_Q^\mu = \sum_f q_Q^f \bar{f} \gamma^\mu f + \sum_{\ell=e,\mu,\tau} q_Q^{\nu_\ell} \bar{\nu}_\ell \gamma^\mu P_L \nu_\ell, \quad (4)$$

onde $q_Q^{f(\nu_\ell)}$ representa a carga Q do férmion f (ou sabor de neutrino ν_ℓ). Neste estudo, iremos considerar diferentes combinações de carga Q , como por exemplo $B - L$, $B - 3L_\tau$, B e $L_\mu - L_\tau$.

Neste modelo, temos um total de cinco parâmetros livres: $\{m_{Z_Q}, m_1, m_2, g_Q, g_D\}$. Vamos reescrever esse conjunto utilizando as definições $R \equiv m_{Z_Q}/m_1$ e $\alpha_D \equiv g_D^2/(4\pi)$, para descrever o modelo em termos de $\{m_{Z_Q}, R, \Delta, g_Q, \alpha_D\}$. A fenomenologia mais interessante ocorre quando o mediador pode decair no setor escuro; portanto, consideraremos Z_Q mais pesado que os férmions escuros e fixaremos $R = 3$. Além disso, como explicitado na motivação, todas as novas partículas

escuras são leves, possuindo massas na escala sub-GeV até ~ 10 GeV. Por fim, devido aos limites experimentais, sabemos que $g_Q \ll 1$, enquanto fixamos $\alpha_D \sim 0.1$.

Para entender as interações entre as novas partículas na escala de massas e hierarquia escolhida, é fundamental investigar os canais de decaimento. O mediador escuro Z_Q , ao ser produzido, decairá majoritariamente no canal $Z_Q \rightarrow \chi_1 \chi_2$. Subsequentemente, o férmion escuro pesado se propaga e decai como $\chi_2 \rightarrow \chi_1 f \bar{f}$ por meio de um mediador *off-shell* [ver diagrama (d) da Figura 3]. Esse decaimento é o que permite um sinal visível em buscas experimentais, como veremos na Seção 4. A Figura 1 apresenta as razões de ramificação (*branching ratios*), isto é, a probabilidade de decaimento em cada canal final, como função da massa da matéria escura para o modelo $Q = B - L$ (linhas sólidas), comparando-o com o modelo padrão de fóton escuro (linhas tracejadas). As cores indicam os diferentes canais de partículas do MP no estado final, conforme os rótulos.

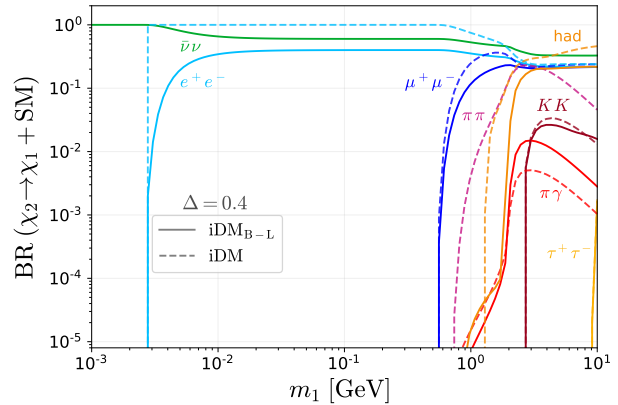


Figura 1: Razão de ramificação (BR) do decaimento $\chi_2 \rightarrow \chi_1 + \text{SM}$, em que SM representa diferentes estados finais com partículas do Modelo Padrão, diferenciados pelas cores e respectivos rótulos, em função da massa da matéria escura m_1 . As linhas sólidas representam o modelo com $Q = B - L$, enquanto as linhas tracejadas correspondem ao modelo com um fóton escuro. O parâmetro de *splitting* foi fixado em $\Delta = 0.4$.

3 Densidade de relíquia da matéria escura

Para que o férmion escuro χ_1 constitua a matéria escura do nosso Universo, é necessário que ele tenha sido produzido no Universo primor-

dial com uma abundância compatível com o valor observado atualmente. Esse valor é determinado com grande precisão a partir das medições das anisotropias da radiação cósmica de fundo (CMB), realizadas, por exemplo, pela sonda espacial *Planck* [1]. A abundância é usualmente expressa pelo parâmetro de densidade física $\Omega_\chi h^2$, onde $\Omega_\chi = \rho_\chi/\rho_c$ representa a fração da densidade de energia da matéria escura em relação à densidade crítica do Universo, e h denota a constante de Hubble reduzida. A partir das flutuações de temperatura da CMB, o valor observado é $\Omega_{\chi 1} h^2 \simeq 0.1200 \pm 0.0012$ [1].

Para calcular a abundância de matéria escura, é necessário resolver as equações de Boltzmann para os candidatos de ME, que são equações diferenciais responsáveis por descrever a evolução da densidade de matéria escura em um Universo em expansão. Essas equações levam em conta as interações da matéria escura com o plasma do Modelo Padrão, as quais podem alterar o número de partículas, como nos processos de aniquilação ou produção de matéria escura.

Para compreender melhor o funcionamento dessas equações, é útil descrever o mecanismo de produção térmica conhecido como *freeze-out*. A Figura 2 apresenta um esboço qualitativo da evolução da abundância comóvel de um candidato genérico à matéria escura, denotado por χ e com densidade numérica n_χ , em função do tempo, no cenário de *freeze-out*. Consideremos, para fins ilustrativos, um caso simples em que a matéria escura interage com o Modelo Padrão apenas por meio de processos de aniquilação e criação do tipo $\bar{\chi}\chi \leftrightarrow \bar{f}f$, onde f representa um férmion do Modelo Padrão.

Inicialmente, vemos que a matéria escura encontra-se em equilíbrio térmico com o plasma do Modelo Padrão, uma vez que as interações de troca de partículas entre os dois setores são eficientes. À medida que o Universo se resfria para temperaturas abaixo da escala de massa da matéria escura, indicada na Figura 2 pela linha vermelha tracejada, a produção de novas partículas de matéria escura torna-se cinematicamente suprimida, pois não há energia suficiente disponível no plasma, enquanto os processos de aniquilação permanecem eficientes. Como consequência, a abundância de matéria escura começa a declinar, acompanhando a distribuição de equilíbrio,

representada pela linha preta contínua. Eventualmente, a taxa de aniquilação, definida como $\Gamma = n_\chi \langle \sigma v \rangle$, em que $\langle \sigma v \rangle$ representa a média térmica da seção de choque de aniquilação σ multiplicada pela velocidade relativa v , torna-se menor do que a taxa de expansão do Universo, caracterizada pelo parâmetro de Hubble H . Nesse regime, as interações deixam de ocorrer de forma eficiente e a quantidade de partículas de matéria escura “congela”.

Esse instante corresponde ao chamado *freeze-out* térmico e está indicado na figura pela linha roxa tracejada. Note que, ao aumentar a seção de choque de aniquilação, a matéria escura permanece em equilíbrio térmico com o plasma por mais tempo, desacoplando-se mais tardiamente e resultando, portanto, em uma abundância de relíquia menor.

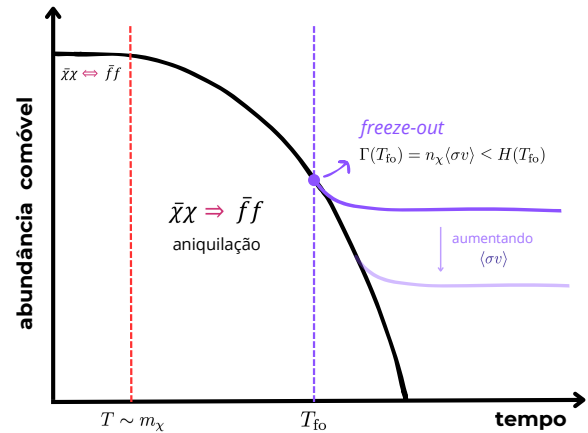


Figura 2: Ilustração do mecanismo de *freeze-out* térmico da matéria escura, mostrando a evolução temporal da abundância comóvel do candidato de matéria escura χ . As linhas tracejadas indicam dois momentos críticos: o primeiro corresponde à temperatura do plasma atingir a massa da matéria escura, levando à dominância dos processos de aniquilação; o segundo ocorre quando a taxa de expansão do Universo supera a taxa de interação, resultando no congelamento da densidade de relíquia de ME.

No caso da matéria escura inelástica, na prática é necessário acompanhar simultaneamente a evolução da abundância de ambos os férmions escuros. Isso requer a resolução de um sistema de

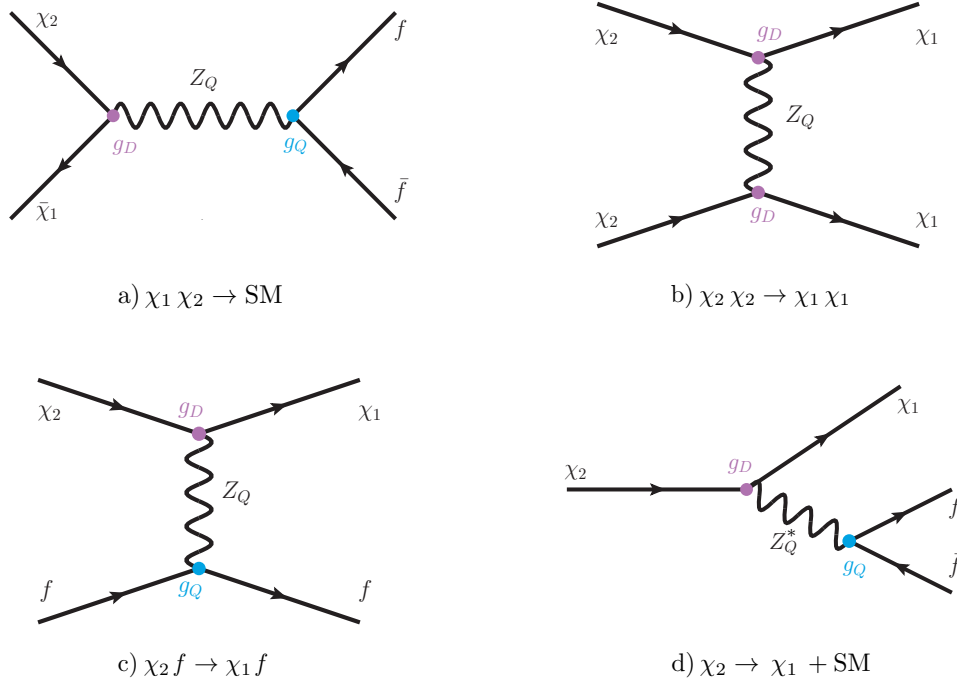


Figura 3: Diagramas de Feynman dos canais que contribuem para o cálculo da abundância de relíquia do candidato à matéria escura χ_1 .

equações de Boltzmann acopladas, dado por:

$$\begin{aligned} \frac{dY_{1,2}}{dx} = \frac{s}{Hx} & \left[-\langle \sigma v \rangle_{12 \rightarrow ff} (Y_1 Y_2 - Y_1^{\text{eq}} Y_2^{\text{eq}}) \right. \\ & \pm 2 \langle \sigma v \rangle_{22 \rightarrow 11} \left((Y_2)^2 - \left(Y_1 \frac{Y_2^{\text{eq}}}{Y_1^{\text{eq}}} \right)^2 \right) \\ & \left. \pm \frac{1}{s} \left(\Gamma_{2f \rightarrow 1f} + \langle \Gamma \rangle_{2 \rightarrow 1ff} \right) \left(Y_2 - Y_1 \frac{Y_2^{\text{eq}}}{Y_1^{\text{eq}}} \right) \right], \end{aligned} \quad (5)$$

onde definimos o *yield* dos férmions escuros como $Y_{1,2} \equiv n_{1,2}/s$, com $n_{1,2}$ sendo as densidades numéricas de $\chi_{1,2}$ e s a densidade de entropia do Universo. Essa normalização é introduzida de modo a fatorar explicitamente os efeitos da expansão cosmológica, uma vez que, na ausência de produção significativa de entropia, a entropia comóvel é conservada. Dessa forma, o *yield* Y comporta-se como uma quantidade comóvel, permanecendo aproximadamente constante após o desacoplamento. A evolução temporal é parametrizada pela variável adimensional $x \equiv m_2/T$, onde T representa a temperatura do Universo. O subscrito eq em $Y_{1,2}^{\text{eq}}$ denota as distribuições de equilíbrio [9].

Além disso, os subscritos associados às médias

térmicas das seções de choque vezes a velocidade, $\langle \sigma v \rangle$, bem como aos termos de taxa Γ , correspondem aos diferentes canais de interação da matéria escura com o plasma do MP que modificam o número de férmions escuros. Esses canais de interação estão representados por diagramas de Feynman na Figura 3.¹

A Figura 4 mostra a evolução do *yield* Y dos férmions escuros χ_1 (azul escuro) e χ_2 (azul claro) em função do tempo, parametrizado pela variável x , para os modelos $\text{iDM}_{L_\mu-L_\tau}$ (painel superior) e iDM_B (painel inferior). As curvas tracejadas representam as distribuições de equilíbrio, enquanto a curva traço-ponto em ciano corresponde a uma solução aproximada obtida ao se incluir apenas o processo de coaniquilação no cálculo da equação de Boltzmann.

Os painéis inferiores de cada figura exibem as taxas de interação, $\Gamma \sim \langle \sigma v \rangle n$, normalizadas pelo parâmetro de Hubble H , para os diferentes canais de interação ilustrados na Figura 3. O instante

¹Os detalhes técnicos do cálculo da densidade de relíquia, bem como as expressões explícitas para as seções de choque e taxas relevantes, encontram-se apresentados na Ref. [8]. Para a solução da equação de Boltzmann foi utilizado o código RED-DELIVER [10].

em que a taxa associada a um determinado canal torna-se menor que a taxa de expansão do Universo, indicado pela linha horizontal pontilhada, sinaliza que esse processo deixa de ser eficiente, desacoplando-se do plasma térmico. A linha vertical pontilhada indica o momento do congelamento térmico (*freeze-out*). Os demais parâmetros do modelo são fixados conforme indicado na figura.

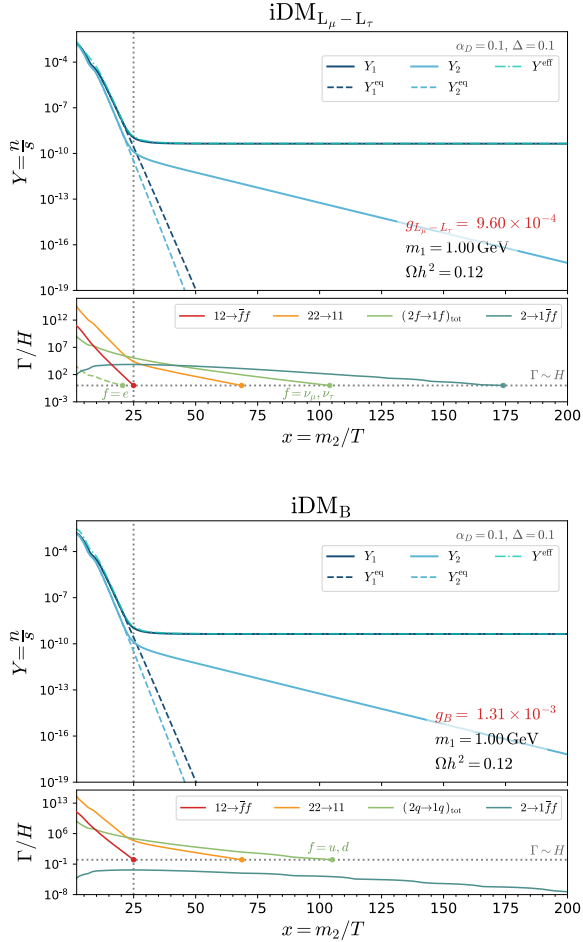


Figura 4: Evolução do *yield* Y dos férmions escuros χ_1 (azul escuro) e χ_2 (azul claro) em função de x , para os modelos $iDM_{L_\mu - L_\tau}$ (painel superior) e iDM_B (painel inferior). As curvas tracejadas indicam as distribuições de equilíbrio, enquanto a curva traço-ponto em ciano corresponde a uma solução aproximada considerando apenas co-aniquilação. Os painéis inferiores mostram as taxas de interação normalizadas pelo parâmetro de Hubble H .

4 Limites Experimentais

Após comprovar que o modelo teórico proposto possui um candidato à matéria escura que

pode ser produzido no Universo primordial com a abundância correta, o próximo passo natural consiste em investigar sua fenomenologia. Em particular, interessa-nos analisar as buscas experimentais e os possíveis sinais que a presença de tais novas partículas escuras poderiam gerar em detectores terrestres e em outras sondas experimentais.

Dessa forma, é possível identificar quais regiões do espaço de parâmetros do modelo já são acessíveis aos experimentos atuais, bem como aquelas que poderão ser testadas no futuro. Além disso, torna-se fundamental comparar essas restrições experimentais com as regiões em que o modelo reproduz a abundância correta de matéria escura, ou mesmo aquelas em que a abundância produzida é menor, caso em que o férmion χ_1 pode constituir apenas uma subcomponente da matéria escura do nosso Universo. Esse tipo de investigação também desempenha um papel importante ao orientar os experimentos na identificação das regiões do espaço de parâmetros que são mais relevantes do ponto de vista físico, auxiliando no desenvolvimento e na otimização de instrumentos e estratégias experimentais voltadas à exploração dessas regiões.

No caso dos modelos de iDM_Q propostos, lembramos que a única interação dos férmions escuros χ_1 e χ_2 com as partículas do Modelo Padrão ocorre por meio do portal vetorial associado ao mediador Z_Q . Como esse mediador se acopla diretamente aos férmions do Modelo Padrão através das cargas Q , sua produção torna-se possível em experimentos, o que constitui o princípio fundamental da maioria das buscas experimentais. Uma vez produzido, o mediador pode decair no setor escuro através do canal $Z_Q \rightarrow \chi_1 \chi_2$.

No regime considerado neste trabalho, em que o acoplamento ao setor escuro satisfaz $g_D \gg g_Q$, o mediador decai prontamente em férmions escuros. Após esse processo, o férmion estável χ_1 , candidato à matéria escura, escapa, enquanto o estado excitado χ_2 pode se propagar por uma distância macroscópica, dependendo dos valores dos acoplamentos e da diferença de massa entre os estados. Em seguida, χ_2 decai através do canal $\chi_2 \rightarrow \chi_1 + \text{SM}$, conforme ilustrado no diagrama (d) da Figura 3.

Dado esse cenário, as buscas experimentais podem ser inicialmente divididas em duas catego-

rias, de acordo com o tipo de sinal produzido:

1. **Buscas invisíveis:** nesse tipo de assinatura, após a produção do par de férmions escuros, o estado mais pesado χ_2 pode escapar do volume do detector ou decair em neutrinos, nos casos em que a carga Q se acopla ao número leptônico. Como resultado, não há partículas visíveis no estado final, e as buscas experimentais baseiam-se na identificação de uma componente de energia faltante.
2. **Buscas semi-visíveis:** nesse caso, após a produção de χ_2 , o estado excitado se propaga por uma certa distância antes de decair de forma semi-visível, através do canal $\chi_2 \rightarrow \chi_1 \ell^+ \ell^-$. Os léptons do estado final, em geral elétrons ou múons, $\ell = e, \mu$, são então detectados pelo experimento.

Esses dois tipos distintos de busca podem ser realizados em diferentes tipos de instalações experimentais:

- **Colisores e^+e^- :** a produção do mediador escuro pode ocorrer através do canal $e^+e^- \rightarrow \gamma Z_Q$. Para que esse processo seja possível, é necessário que o mediador possua acoplamento direto aos elétrons ou que tal acoplamento seja induzido a nível de loop [11, 12], como ocorre nos modelos iDM_B e $iDM_{L_\mu-L_\tau}$.

Os experimentos cujos dados podem ser utilizados para impor restrições a esses modelos incluem: (i) o experimento BaBar [13]; (ii) o experimento BES II [14]; e (iii) futuramente, o experimento Belle II [15].

- **Beam-dumps do tipo ℓ^- :** nesses experimentos, um feixe leptônico (de elétrons ou múons) incide sobre um alvo fixo X . O mediador escuro pode então ser produzido através do processo de *Bremsstrahlung*, $\ell^- X \rightarrow \ell^- X Z_Q$, onde $\ell^- = e^-, \mu^-$.

Os experimentos desse tipo que podem ser utilizados para impor limites aos modelos iDM_Q incluem: (i) o experimento NA64 [16], que opera nos modos eletrônico (NA64- e) e muônico (NA64- μ); (ii) o experimento E137 [17]; e (iii) futuramente, o experimento LDMX [18].

- **Beam-dumps do tipo próton:** nesses experimentos, um feixe de prótons de alta intensidade atinge um alvo fixo. Os mediadores escuros podem ser produzidos por diferentes processos, dependendo da massa do mediador. Para massas menores, os mésons neutros π^0 e η , produzidos na colisão dos prótons com o alvo, podem decair através do canal $\pi^0, \eta \rightarrow \gamma Z_Q$, seguido de $Z_Q \rightarrow \chi_1 \chi_2$. Para massas intermediárias, a produção pode ocorrer via *proton Bremsstrahlung*. Já para massas mais elevadas, o processo de Drell–Yan (aniquilação quark-antiquark, $q\bar{q} \rightarrow Z_D$) passa a dominar.

Os experimentos desse tipo que podem impor limites aos modelos incluem: (i) o experimento NuCal [19]; (ii) o experimento CERN-Hamburg-Amsterdam-Rome-Moscow (CHARM) [20]; (iii) o experimento MiniBooNE [21, 22]; (iv) o experimento LSND [23]; e (v) o experimento NA62 [24].

- **Colisores hadrônicos:** devido às altas energias no centro de massa e à elevada luminosidade, esse tipo de experimento pode testar mediadores com massas mais altas. A produção do mediador pode ocorrer por diferentes canais, tais como decaimentos de mésons, colisões próton-próton ($pp \rightarrow pp Z_Q$) e aniquilação do tipo Drell–Yan.

Os experimentos que podem testar os modelos iDM_Q incluem: (i) o experimento CMS, no LHC, que pode utilizar o canal $pp \rightarrow 4\mu$ para impor limites ao modelo com acoplamento a $L_\mu - L_\tau$ [25]; (ii) o experimento FA-SER [26], dedicado à busca de novas partículas leves, bem como seu futuro *upgrade* FA-SER 2 [27, 28]; (iii) o experimento CDF, que pode impor limites por meio de buscas de monojetas, $p\bar{p} \rightarrow j +$ energia transversal invisível; e (iv) o experimento LHCb, no LHC, que pode restringir regiões do espaço de parâmetros do modelo iDM_B por meio de buscas inclusivas por fótons escuros com estados finais em múons [29].

Além das buscas invisíveis e semi-visíveis descritas anteriormente, existem outros tipos de limites que podem ser impostos aos modelos iDM_Q . Abaixo listamos alguns desses limites adicionais:

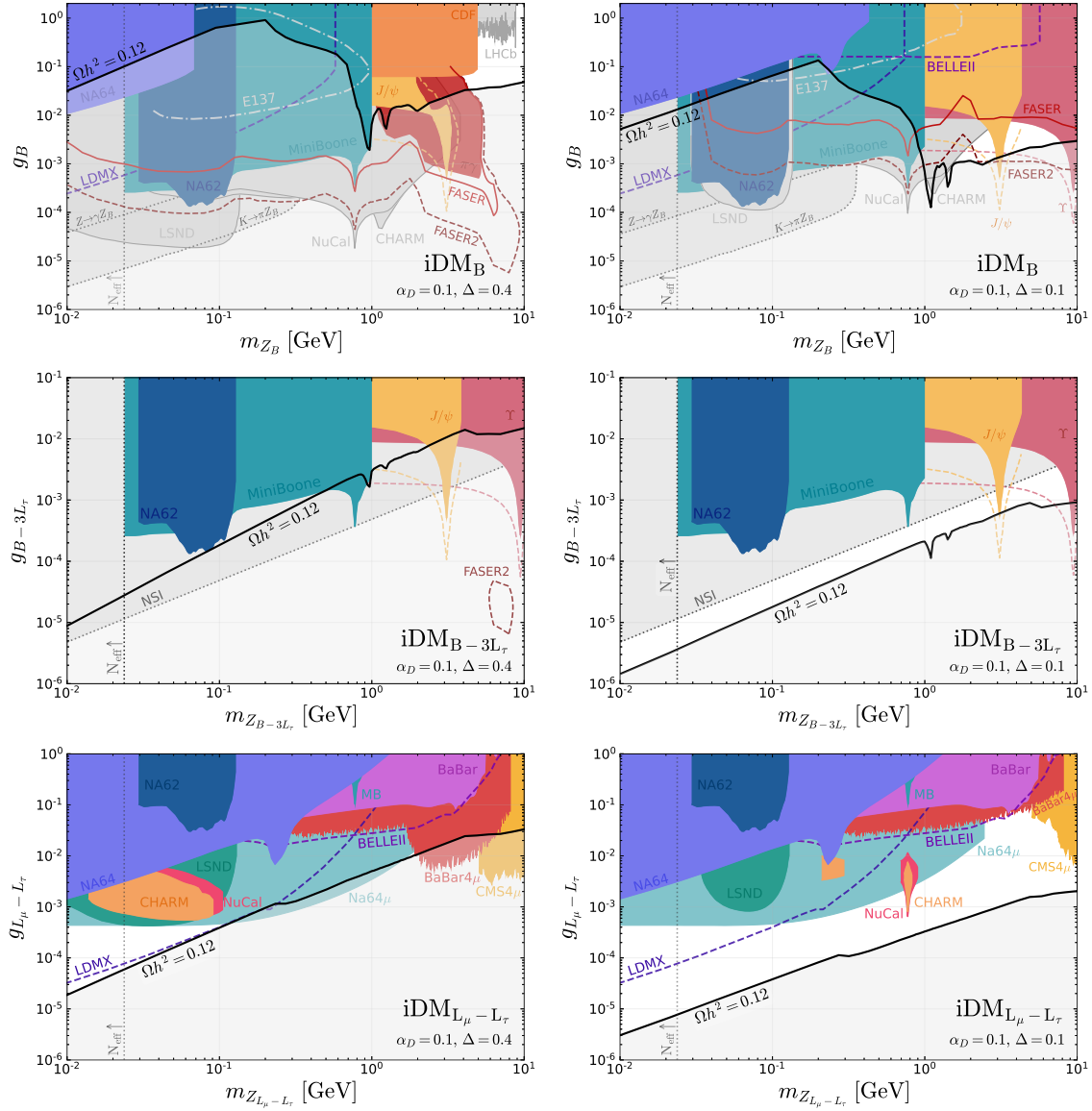


Figura 5: Limites experimentais no plano (g_Q, m_{Z_Q}) para os modelos iDM_B (painéis superiores), iDM_{B-3L_τ} (painéis centrais) e $iDM_{L_\mu-L_\tau}$ (painéis inferiores). As colunas correspondem a $\Delta = 0.4$ (esquerda) e $\Delta = 0.1$ (direita), com $\alpha_D = 0.1$ fixo e razão de massas $R = 3$. As regiões sombreadas estão excluídas pelos experimentos rotulados na figura. A linha preta representa os pontos que reproduzem a abundância observada de matéria escura, $\Omega_{\chi_1} h^2 = 0.12$ [1]. Regiões abaixo (acima) dessa linha correspondem à superprodução (subprodução) de matéria escura.

- Para modelos iDM_Q genéricos:

(i) o experimento MiniBooNE-DM [21,22] realizou uma busca dedicada por matéria escura produzida a partir de fótons escuros, utilizando um feixe de prótons em modo *beam-dump*. Nesse caso, a matéria escura poderia ser detectada por meio de espalhamentos com elétrons ou núcleons no detector;

(ii) limites provenientes da cosmologia, como aqueles derivados de análises de BBN (*Big Bang Nucleosynthesis*) e da CMB (radiação

cósmica de fundo), podem impor restrições ao número efetivo de graus de liberdade relativísticos, N_{eff} [30–32]. Essas restrições se traduzem em limites inferiores para a massa da matéria escura, o que, por sua vez, implica um limite inferior para a massa do mediador, $m_{Z_Q} \gtrsim 23.7 \text{ MeV}$.

- Para o modelo iDM_{B-3L_τ} :

(i) Interações não padrão de corrente neutra de neutrinos [33,34] podem afetar a propagação de neutrinos na matéria, modificando o

potencial efetivo experimentado durante sua evolução. O espalhamento coerente elástico neutrino-núcleo também é sensível à presença de novos mediadores [35, 36]. Estes limites serão chamados de NSI (do inglês, *Non-Standard Interactions*).

- Para o modelo iDM_B :
 - (i) Como o mediador associado à simetria $U(1)_B$ é anômalo, surgem limites provenientes de buscas por decaimentos raros mediados por correntes anômalas, como $K \rightarrow \pi Z_B$ e $B \rightarrow K Z_B$ [37, 38].

A Figura 5 apresenta os limites experimentais no plano do acoplamento g_Q em função da massa do mediador m_{Z_Q} , considerando os experimentos descritos acima, e as demais buscas, para os modelos iDM_B (painéis superiores), iDM_{B-3L_τ} (painéis centrais) e $iDM_{L_\mu-L_\tau}$ (painéis inferiores). Os resultados são mostrados para dois valores do *splitting* de massa, $\Delta = 0.4$ (coluna da esquerda) e $\Delta = 0.1$ (coluna da direita), com $\alpha_D = 0.1$ fixo. A razão entre a massa do mediador e a massa da matéria escura é mantida constante em $R = m_{Z_Q}/m_1 = 3$.

Em cada gráfico, a linha preta indica os pontos (g_Q, m_{Z_Q}) que reproduzem a abundância observada de matéria escura, $\Omega_{\chi_1} h^2 = 0.12$ [1]. Regiões abaixo dessa linha correspondem à superprodução de matéria escura, enquanto regiões acima indicam subprodução. Vale notar que, em particular, valores maiores de R tendem a deslocar a curva da abundância de relíquia para acoplamentos g_Q mais elevados, tornando o modelo mais sujeito às restrições experimentais. Por outro lado, a diminuição de R desloca a curva para valores menores de g_Q . Entretanto, no limite $R \rightarrow 2$, correspondente à aproximação da condição ressonante, a seção de choque de coaniquilação pode sofrer um aumento significativo, exigindo um tratamento numérico mais cuidadoso das equações de Boltzmann. No caso do parâmetro α_D , o efeito ocorre na direção oposta: aumentar (diminuir) α_D desloca a curva de abundância para valores menores (maiores) de g_Q . Em ambos os casos, as modificações são predominantemente quantitativas e as conclusões qualitativas dos resultados mantêm-se inalteradas.

Podemos observar na Figura que, no caso do modelo iDM_B com $\Delta = 0.4$, ainda existe uma

pequena região disponível para mediadores mais pesados. Por outro lado, para $\Delta = 0.1$, essa região remanescente será praticamente toda explorada futuramente pelo experimento FASER 2. No caso do modelo iDM_{B-3L_τ} , para $\Delta = 0.4$, os limites provenientes de NSI são bastante restritivos, excluindo grande parte do espaço de parâmetros. Por outro lado, para $\Delta = 0.1$, observamos que é possível reproduzir a abundância correta de matéria escura para praticamente toda a faixa de massas do mediador mostrada no gráfico.

Finalmente, no caso do modelo $iDM_{L_\mu-L_\tau}$, para $\Delta = 0.4$, ainda resta uma pequena região em baixas massas do mediador que permanece viável. No entanto, essa região deverá ser praticamente toda explorada futuramente pelo experimento LDMX. Já para $\Delta = 0.1$, verifica-se que uma região considerável do espaço de parâmetros ainda permanece aberta para a realização da matéria escura com a abundância observada.

5 Conclusões

O mistério acerca da verdadeira natureza da matéria escura tem desafiado a comunidade científica há quase um século. Desde as primeiras evidências observacionais, diversos modelos teóricos foram propostos e inúmeras buscas experimentais foram realizadas, em particular voltadas para candidatos pesados. No entanto, até o momento, nenhuma evidência conclusiva foi encontrada.

Nesse contexto, novas direções teóricas continuam a ser exploradas. Mais recentemente, cenários envolvendo partículas leves e muito fracamente interagentes têm ganhado destaque, tanto por sua motivação minimalista e simplicidade teórica quanto pelo avanço de novas tecnologias experimentais, que possibilitam a construção de detectores com precisão suficiente para sondar tais sinais.

Neste estudo, consideramos uma extensão mínima do Modelo Padrão baseada na introdução de uma nova simetria de gauge abeliana $U(1)_Q$ e de um par de férmions no setor escuro com uma pequena diferença de massa entre si, caracterizando um cenário de matéria escura inelástica. Essa construção adiciona três novas partículas ao espectro: um mediador vetorial Z_Q associado à

nova simetria, um férmion escuro instável χ_2 e um férmion escuro estável χ_1 , sendo este último o candidato à matéria escura. O mediador atua como um portal conectando os férmions escuros ao Modelo Padrão.

Denominamos essa classe de modelos por iDM_Q , onde Q representa as cargas, isto é, combinações de números leptônico e/ou bariônico às quais o mediador está acoplado. Essa abordagem difere do cenário tradicional amplamente considerado na literatura, no qual a simetria adicional $U(1)_X$ está associada a um fóton escuro que interage com o Modelo Padrão apenas por meio de mistura cinética, sem acoplamentos diretos. Nesse cenário convencional, a realização de matéria escura inelástica encontra-se fortemente tensionada pelas buscas experimentais atuais. Motivados por essa limitação, exploramos os modelos iDM_Q , nos quais o mediador vetorial possui acoplamentos diretos determinados pelas cargas Q .

Mostramos que, nessa construção, é possível reproduzir a abundância observada de matéria escura por meio do mecanismo de *freeze-out* térmico. Em seguida, confrontamos as regiões compatíveis com a abundância cosmológica com os limites experimentais atuais e com as projeções de sensibilidade futura, considerando buscas invisíveis e semi-visíveis em diferentes tipos de experimentos.

Os resultados indicam que determinados cenários, como os modelos iDM_{B-3L_τ} e $iDM_{L_\mu-L_\tau}$, permitem ampliar significativamente o espaço de parâmetros viável quando comparados ao cenário tradicional de fóton escuro. Dessa forma, tais construções com matéria escura inelástica permanecem como candidatos promissores para explicar a natureza da ME do nosso Universo.

Agradecimentos

A autora agradece os coautores do trabalho, Renata Zukanovich Funchal e Peter Reimitz, e ao financiamento da Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP) sob os contratos 2022/04263-5, e 2024/06544-7.

Sobre a autora

Ana Luisa Foguel (afoguel@usp.br) é física formada pela Universidade Federal do Rio de Janeiro (UFRJ). Entre 2016 e 2020, integrou a colaboração do experimento CONNIE. Realizou o mestrado na Universidade de São Paulo (USP), onde atualmente cursa o doutorado. Durante o doutorado, realizou um estágio de pesquisa de um ano no Instituto de Física Teórica (IFT), em Madrid. Seus interesses de pesquisa incluem matéria e setores escuros, Universo primordial, leptogênese e sinais astrofísicos e cosmológicos de física além do Modelo Padrão.

Referências

- [1] N. Aghanim et al., *Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters*, *Astron. Astrophys.* **641**, A6 (2020). [Erratum: *Astron. Astrophys.* 652, C4 (2021)]. [ArXiv:1807.06209](#).
- [2] G. Jungman, M. Kamionkowski e K. Griest, *Supersymmetric dark matter*, *Phys. Rept.* **267**, 195 (1996). [ArXiv:hep-ph/9506380](#).
- [3] G. Arcadi et al., *The waning of the WIMP? A review of models, searches, and constraints*, *Eur. Phys. J. C* **78**(3), 203 (2018). [ArXiv:1703.07364](#).
- [4] L. Roszkowski, E. M. Sessolo e S. Trojanowski, *WIMP dark matter candidates and searches—current status and future prospects*, *Rept. Prog. Phys.* **81**(6), 066201 (2018). [ArXiv:1707.06277](#).
- [5] E. Izaguirre, G. Krnjaic e B. Shuve, *Discovering Inelastic Thermal-Relic Dark Matter at Colliders*, *Phys. Rev. D* **93**(6), 063523 (2016). [ArXiv:1508.03050](#).
- [6] E. Izaguirre et al., *Testing Light Dark Matter Coannihilation With Fixed-Target Experiments*, *Phys. Rev. D* **96**(5), 055007 (2017). [ArXiv:1703.06881](#).
- [7] M. Fabbrichesi, E. Gabrielli e G. Lanfranchi, *The Dark Photon* (2020). [ArXiv:2005.01515](#).

- [8] A. L. Foguel, P. Reimitz e R. Z. Funchal, *Unlocking the inelastic Dark Matter window with vector mediators*, *JHEP* **05**, 001 (2025). [ArXiv:2410.00881](#).
- [9] G. Steigman, B. Dasgupta e J. F. Beacom, *Precise Relic WIMP Abundance and its Impact on Searches for Dark Matter Annihilation*, *Phys. Rev. D* **86**, 023506 (2012). [ArXiv:1204.3622](#).
- [10] <https://github.com/anafoguel/ReD-DeLiVeR>.
- [11] D. W. P. d. Amaral et al., *Solar neutrino probes of the muon anomalous magnetic moment in the gauged $U(1)_{L_\mu-L_\tau}$* , *JHEP* **12**, 155 (2020). [ArXiv:2006.11225](#).
- [12] S. Tulin, *New weakly-coupled forces hidden in low-energy QCD*, *Phys. Rev. D* **89**(11), 114008 (2014). [ArXiv:1404.4370](#).
- [13] B. Aubert et al., *The BaBar detector*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **479**, 1 (2002). [ArXiv:hep-ex/0105044](#).
- [14] J. Z. Bai et al., *The BES upgrade*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **458**, 627 (2001).
- [15] W. Altmannshofer et al., *The Belle II Physics Book*, *PTEP* **2019**(12), 123C01 (2019). [Erratum: *PTEP* 2020, 029201 (2020)]. [ArXiv:1808.10567](#).
- [16] M. Kirsanov, *Recent results of the NA64 experiment at the CERN SPS*, *EPJ Web Conf.* **212**, 06005 (2019).
- [17] J. D. Bjorken et al., *Search for Neutral Metastable Penetrating Particles Produced in the SLAC Beam Dump*, *Phys. Rev. D* **38**, 3375 (1988).
- [18] T. Åkesson et al., *Light Dark Matter eXperiment (LDMX)* (2018). [ArXiv:1808.05219](#).
- [19] J. Blumlein et al., *Limits on neutral light scalar and pseudoscalar particles in a proton beam dump experiment*, *Z. Phys. C* **51**, 341 (1991).
- [20] A. N. Diddens et al., *A Detector for Neutral Current Interactions of High-energy Neutrinos*, *Nucl. Instrum. Meth.* **178**, 27 (1980).
- [21] A. A. Aguilar-Arevalo et al., *Dark Matter Search in a Proton Beam Dump with MiniBooNE*, *Phys. Rev. Lett.* **118**(22), 221803 (2017). [ArXiv:1702.02688](#).
- [22] A. A. Aguilar-Arevalo et al., *Dark Matter Search in Nucleon, Pion, and Electron Channels from a Proton Beam Dump with MiniBooNE*, *Phys. Rev. D* **98**(11), 112004 (2018). [ArXiv:1807.06137](#).
- [23] L. B. Auerbach et al., *Measurement of electron - neutrino - electron elastic scattering*, *Phys. Rev. D* **63**, 112001 (2001). [ArXiv:hep-ex/0101039](#).
- [24] E. Cortina Gil et al., *The Beam and detector of the NA62 experiment at CERN*, *JINST* **12**(05), P05025 (2017). [ArXiv:1703.08501](#).
- [25] A. M. Sirunyan et al., *Search for an $L_\mu - L_\tau$ gauge boson using $Z \rightarrow 4\mu$ events in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, *Phys. Lett. B* **792**, 345 (2019). [ArXiv:1808.03684](#).
- [26] H. Abreu et al., *The FASER detector*, *JINST* **19**(05), P05066 (2024). [ArXiv:2207.11427](#).
- [27] A. Ariga et al., *FASER's physics reach for long-lived particles*, *Phys. Rev. D* **99**(9), 095011 (2019). [ArXiv:1811.12522](#).
- [28] J. L. Feng et al., *The Forward Physics Facility at the High-Luminosity LHC*, *J. Phys. G* **50**(3), 030501 (2023). [ArXiv:2203.05090](#).
- [29] R. Aaij et al., *Search for Dark Photons Produced in 13 TeV pp Collisions*, *Phys. Rev. Lett.* **120**(6), 061801 (2018). [ArXiv:1710.02867](#).
- [30] C. Giovanetti et al., *Joint Cosmic Microwave Background and Big Bang Nucleosynthesis Constraints on Light Dark Sectors with Dark Radiation*, *Phys. Rev. Lett.* **129**(2), 021302 (2022). [ArXiv:2109.03246](#).
- [31] A. Berlin, G. Krnjaic e E. Pinetti, *Reviving MeV-GeV Indirect Detection with Inelastic Dark Matter* (2023). [ArXiv:2311.00032](#).
- [32] D. K. Ghosh et al., *The N_{eff} at CMB challenges $U(1)_X$ light gauge boson scenarios* (2024). [ArXiv:2404.10077](#).

- [33] L. Wolfenstein, *Neutrino Oscillations in Matter*, [Phys. Rev. D **17**, 2369 \(1978\)](#).
- [34] M. M. Guzzo, A. Masiero e S. T. Petcov, *On the MSW effect with massless neutrinos and no mixing in the vacuum*, [Phys. Lett. B **260**, 154 \(1991\)](#).
- [35] T. Han et al., *Nonstandard neutrino interactions at COHERENT, DUNE, T2HK and LHC*, [JHEP **11**, 028 \(2019\)](#). [ArXiv:1910.03272](#).
- [36] P. Coloma, M. C. Gonzalez-Garcia e M. Maltoni, *Neutrino oscillation constraints on $U(1)'$ models: from non-standard interactions to long-range forces*, [JHEP **01**, 114 \(2021\)](#). [Erratum: JHEP 11, 115 (2022)]. [ArXiv:2009.14220](#).
- [37] J. A. Dror, R. Lasenby e M. Pospelov, *New constraints on light vectors coupled to anomalous currents*, [Phys. Rev. Lett. **119**\(14\), 141803 \(2017\)](#). [ArXiv:1705.06726](#).
- [38] J. A. Dror, R. Lasenby e M. Pospelov, *Dark forces coupled to nonconserved currents*, [Phys. Rev. D **96**\(7\), 075036 \(2017\)](#). [ArXiv:1707.01503](#).