

Produção de matéria escura em ressonância através de um novo mediador massivo de spin-1

Marcio de Sousa Mateus Junior

Orientador

Prof. Gustavo Gil da Silveira

- Introdução
- Motivação e Objetivos
- Modelos simplificados
- Fatorizações aplicadas
- Produção de ME para processos em ressonância
- Resultados
- Conclusão

Lista de publicações

- ✓ SILVEIRA, G. G. da; MATEUS, M. S. Investigation of scalar and fermion dark matter in mono-photon production at high-energy colliders. *Eur. Phys. J. C*, v. 84, n. 2, p. 181, 2024.

- ✓ SILVEIRA, G. G. da; MATEUS, M. S. Resonant production of vector dm states characterized by monophoton ISR at high-energy colliders. Under peer-review. 2024.

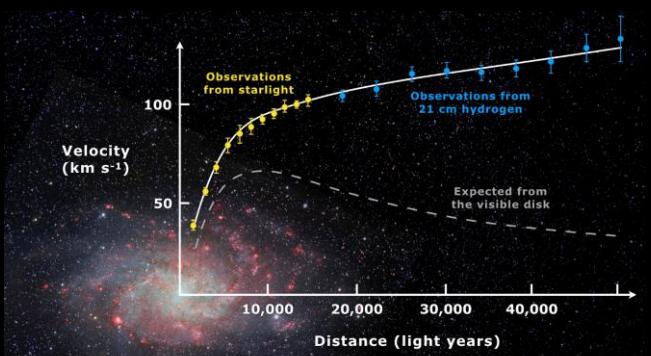
- ✓ MATEUS, M.; SILVEIRA, G. G. da. Investigation of the nature of a massive vector mediator for dark matter through e+e- collisions. *Astron. Nachr.*, v. 342, n. 1-2, p. 411–415, 2021.

Introdução

Introdução



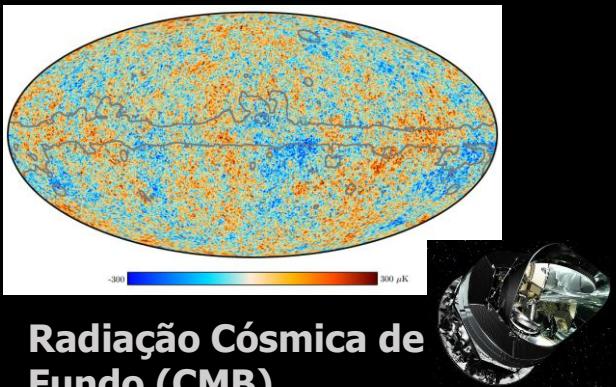
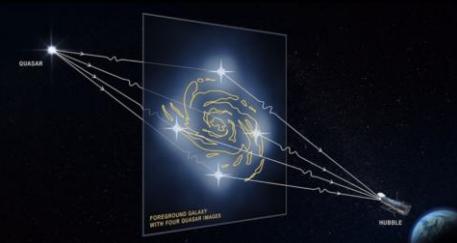
Fritz Zwicky
1933



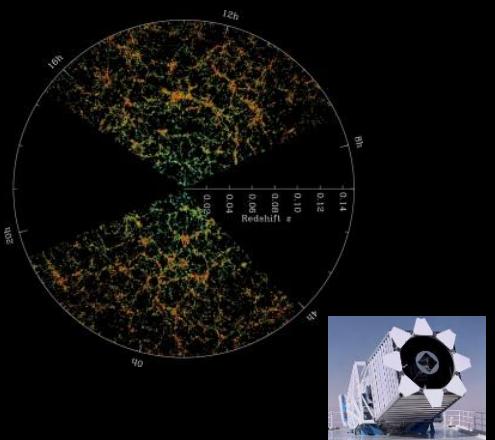
Vera Rubin
1960



Lenteamento Gravitacional



Radiação Cósmica de Fundo (CMB)



Estruturas de larga escala

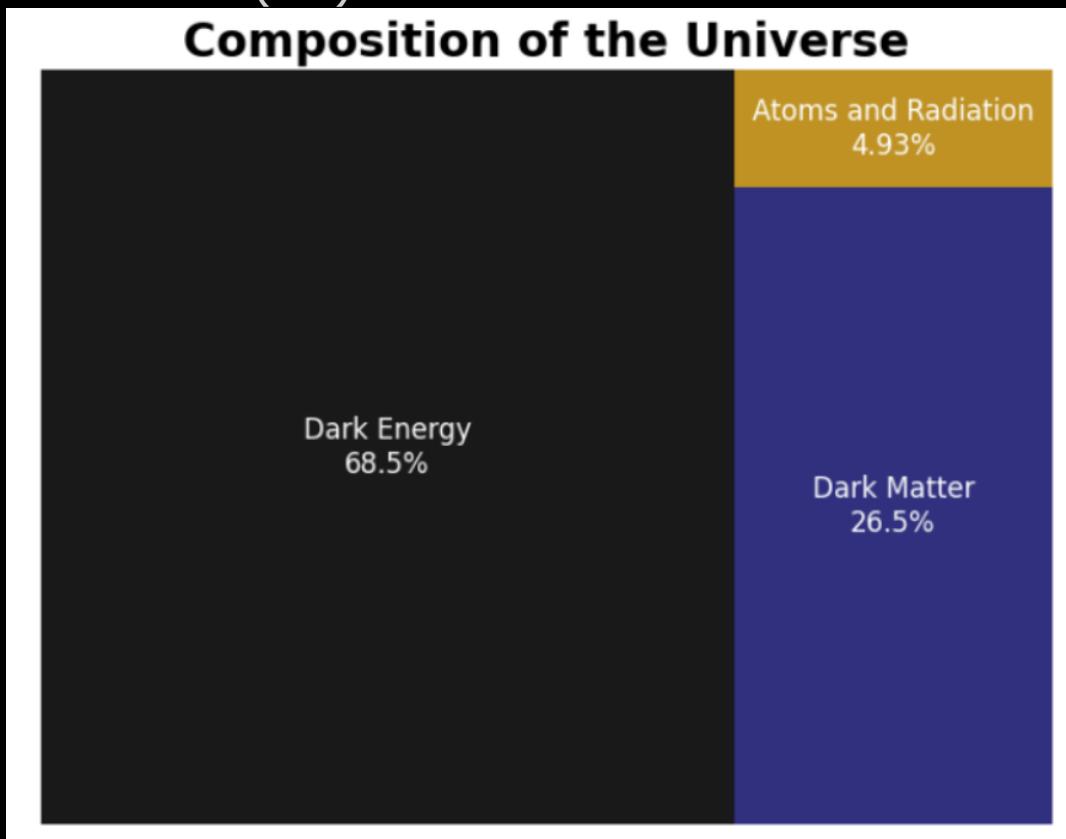


Energia Escura (SN-Ia)

Introdução

O problema da ME é uma das questões mais intrigantes da física, e que permanece até hoje sem explicação conclusiva e/ou evidência plausível para uma possível solução.

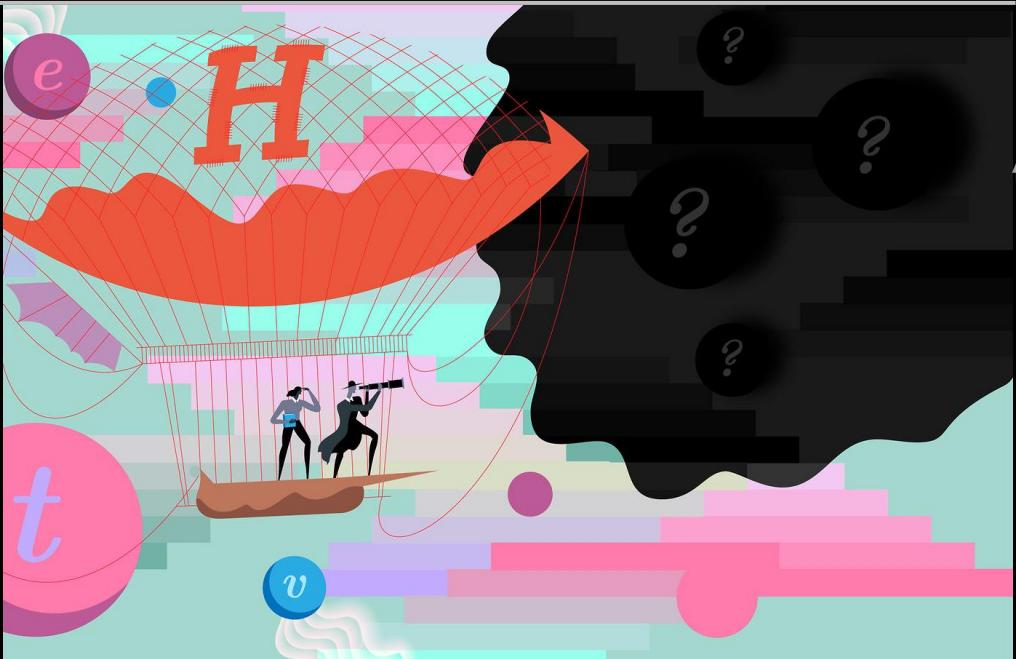
Entretanto, acredita-se que cerca de 26% da composição atual do universo, seja devido à matéria escura (ME).



WORKMAN, R. L. et al. Review of Particle Physics. PTEP, v. 2022, p. 083C01, 2022.

Introdução

A verdadeira natureza da ME
ainda precisa ser determinada.



**É uma
partícula?**

**Possui
spin?**

**Existe um
mediador?**

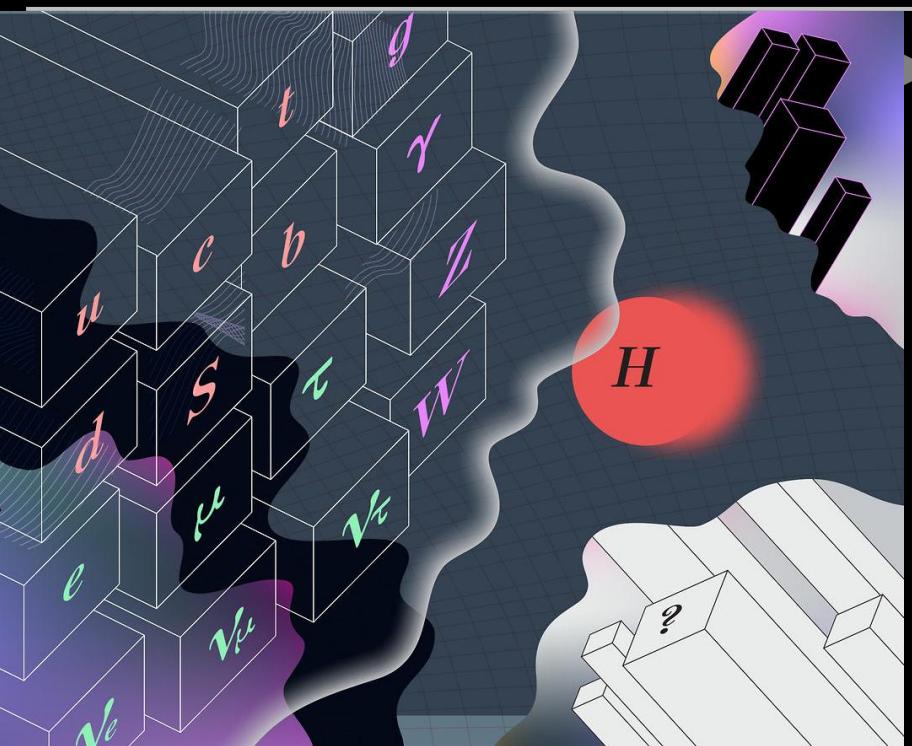
**É leve ou
pesada?**

**Como
interage?**



Evidências Observacionais

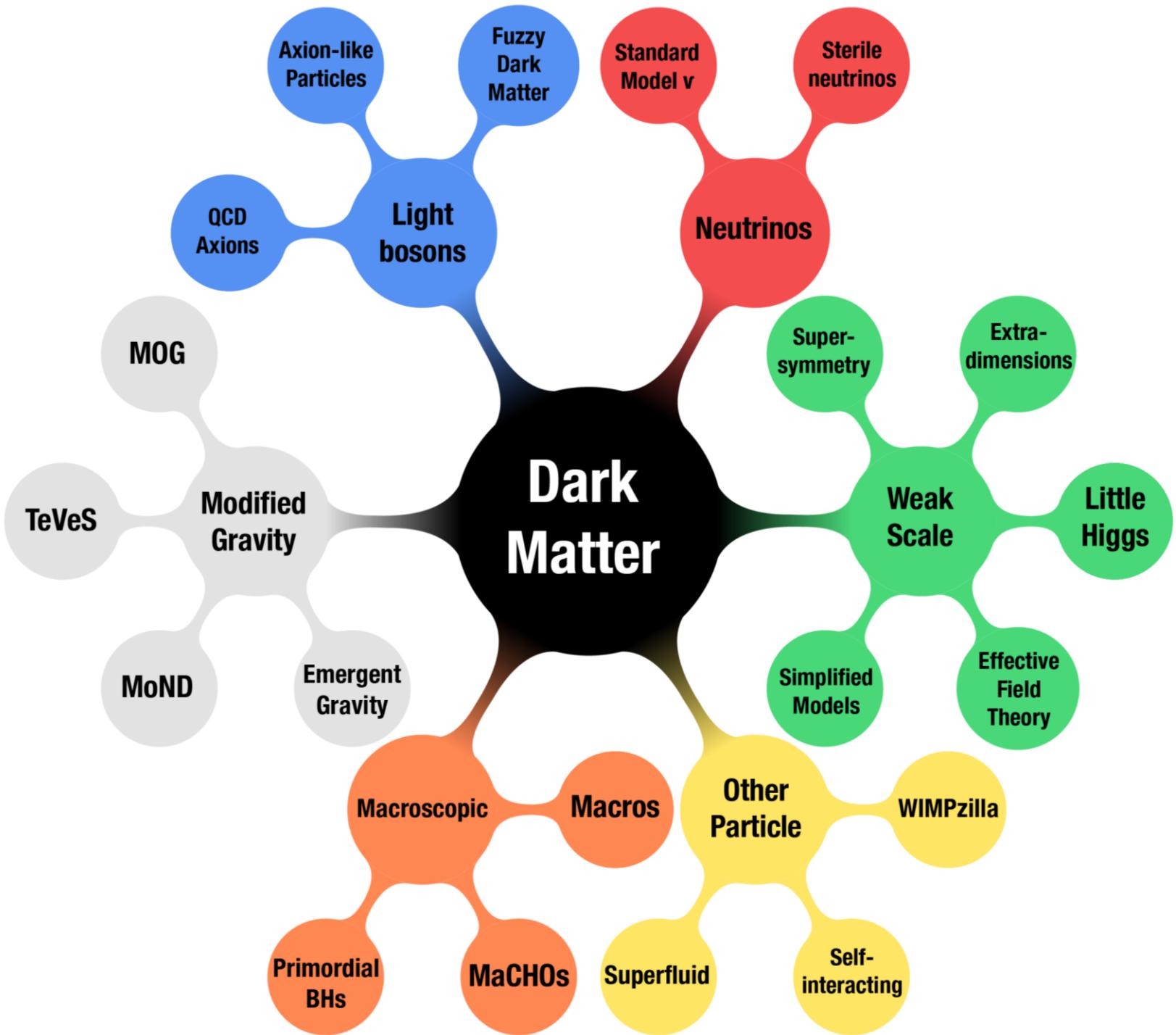
Características da ME



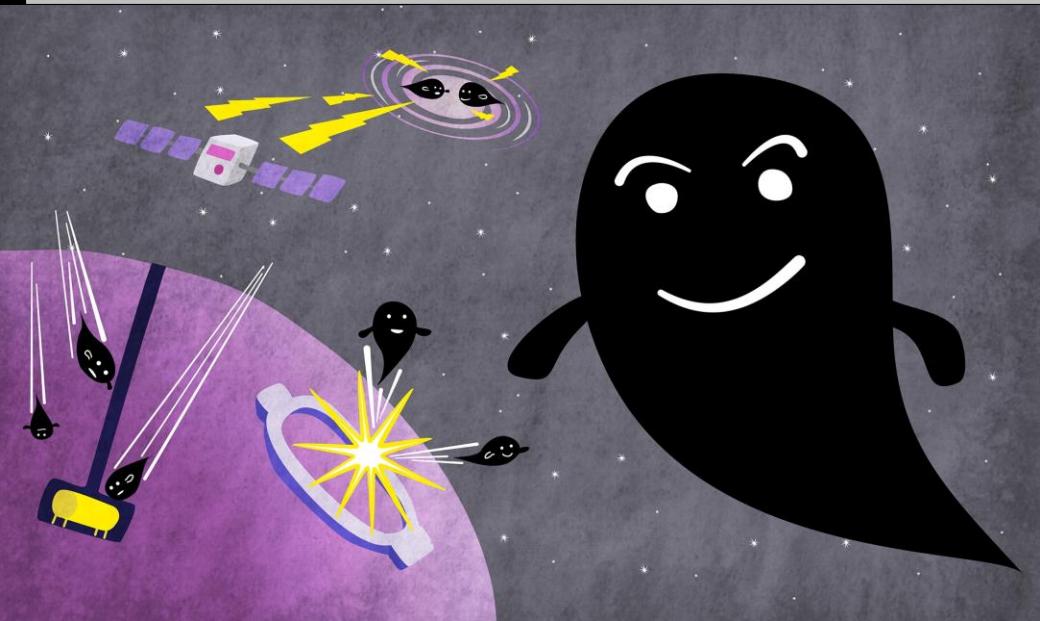
► Atualmente, nenhuma partícula do MP condiz com características esperadas para ME, algumas:

- ❖ Não interagir com a luz de maneira significativa
- ❖ Possuir massa não nula;
- ❖ Ser estável em escalas de tempo cosmológicas.

► É possível então pensar em extensões para o MP, contendo outras partículas com esta características.



Métodos de detecção

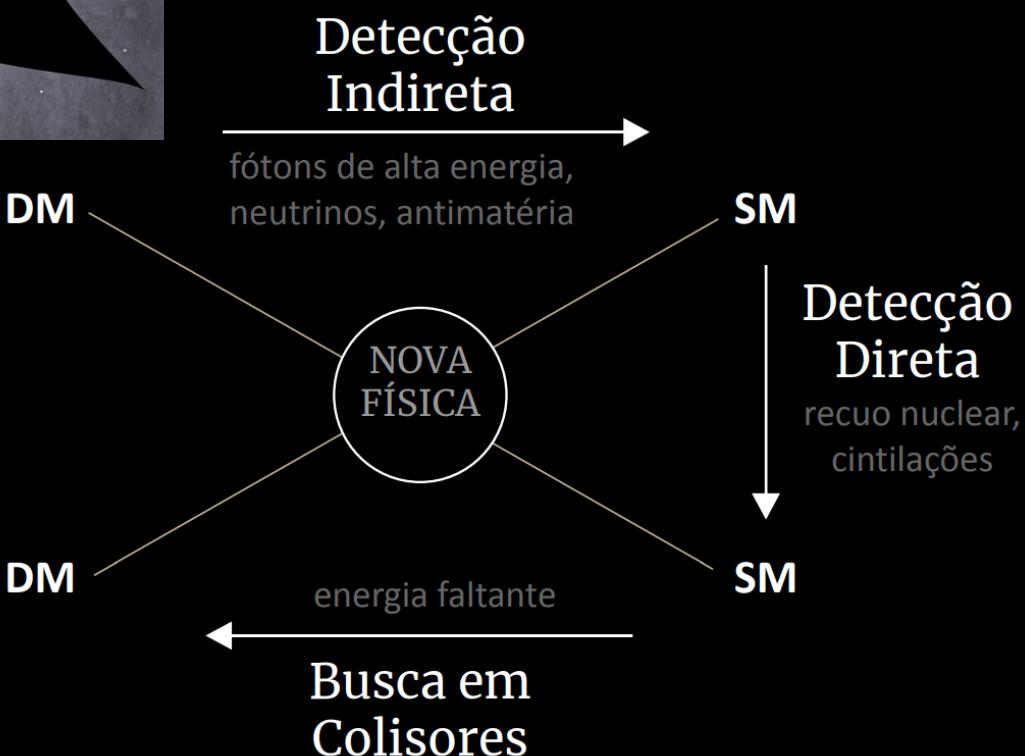


Deteção
Direta

Deteção
Indireta

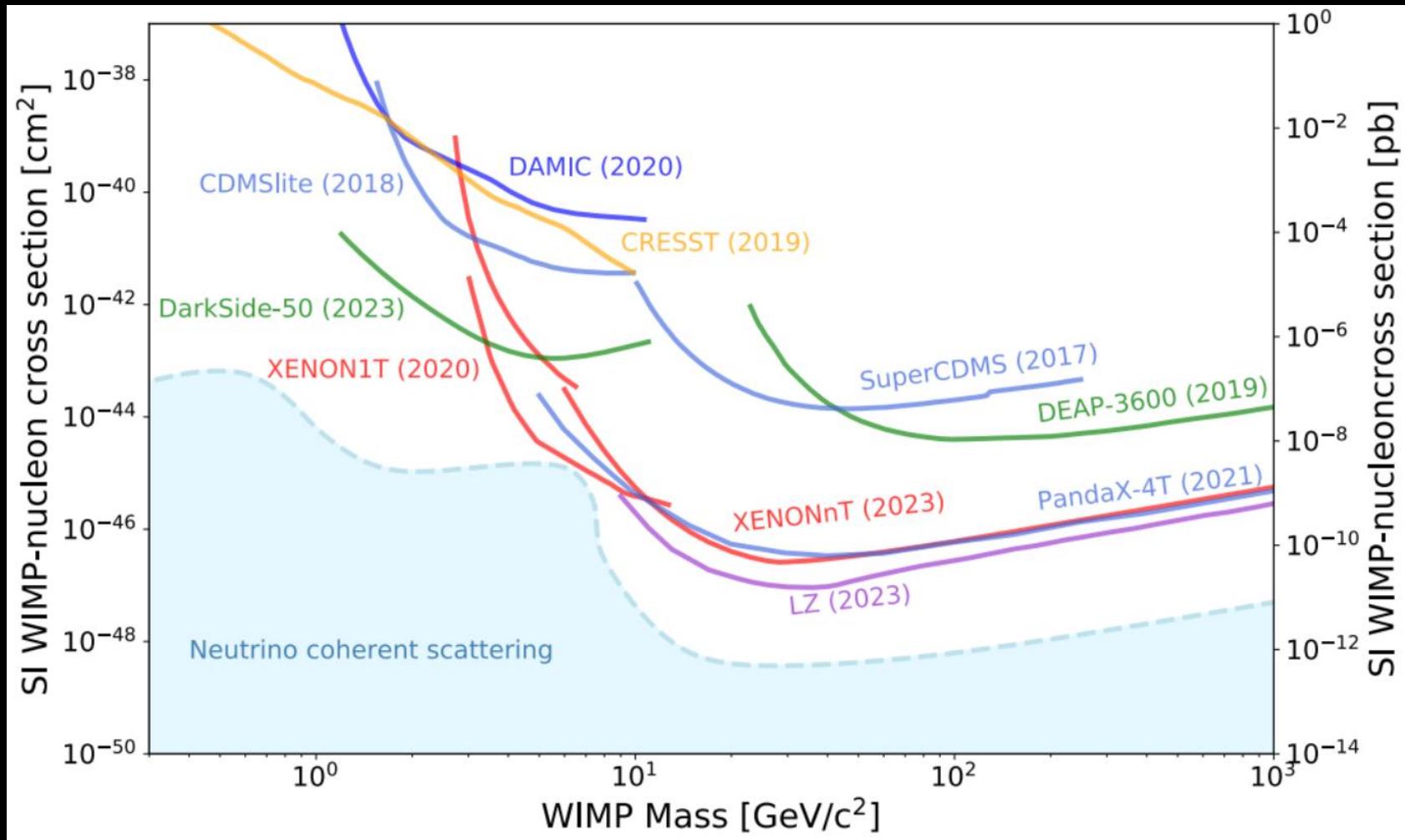
Busca em
Colisores

► Podemos categorizar a busca experimental por ME em três grandes grupos:



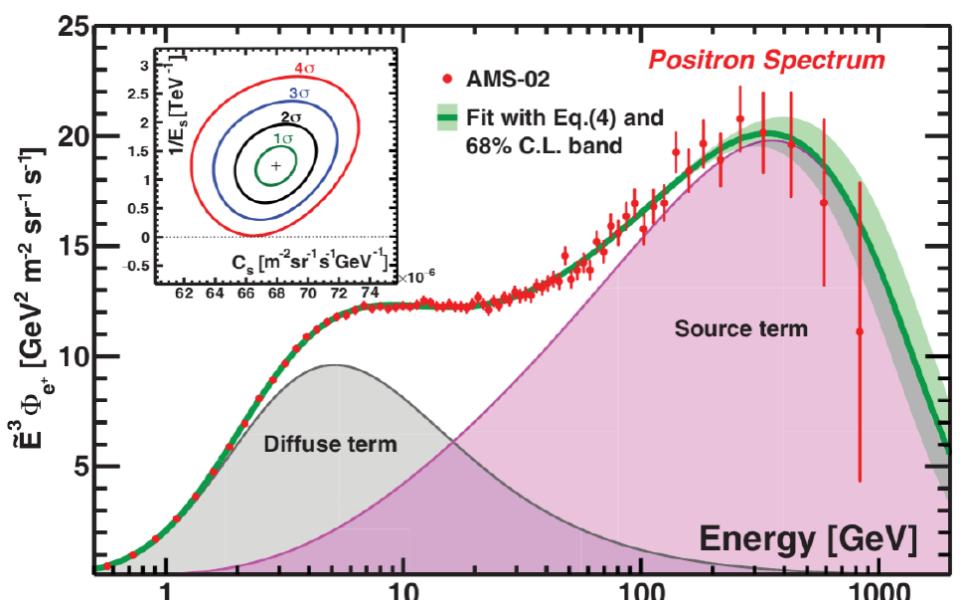
Detecção Direta

- Alguns limites já impostos experimentalmente para a interação direta de ME com nucleons.

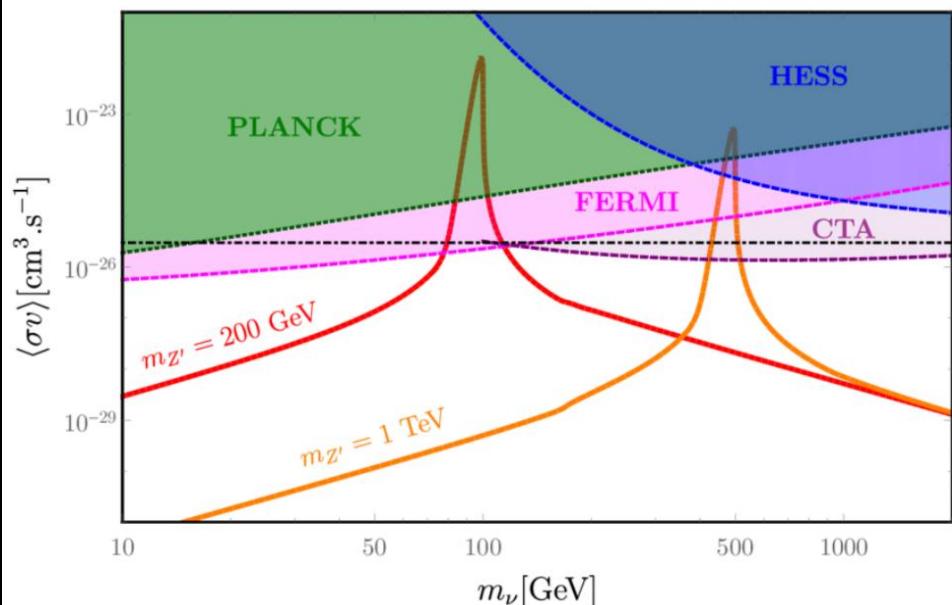


Detecção Indireta

- Diferentes experimentos têm encontrado excesso significativo no fluxo de raios cósmicos, o que poderia indicar a aniquilação de ME em regiões de alta densidade do universo observável.



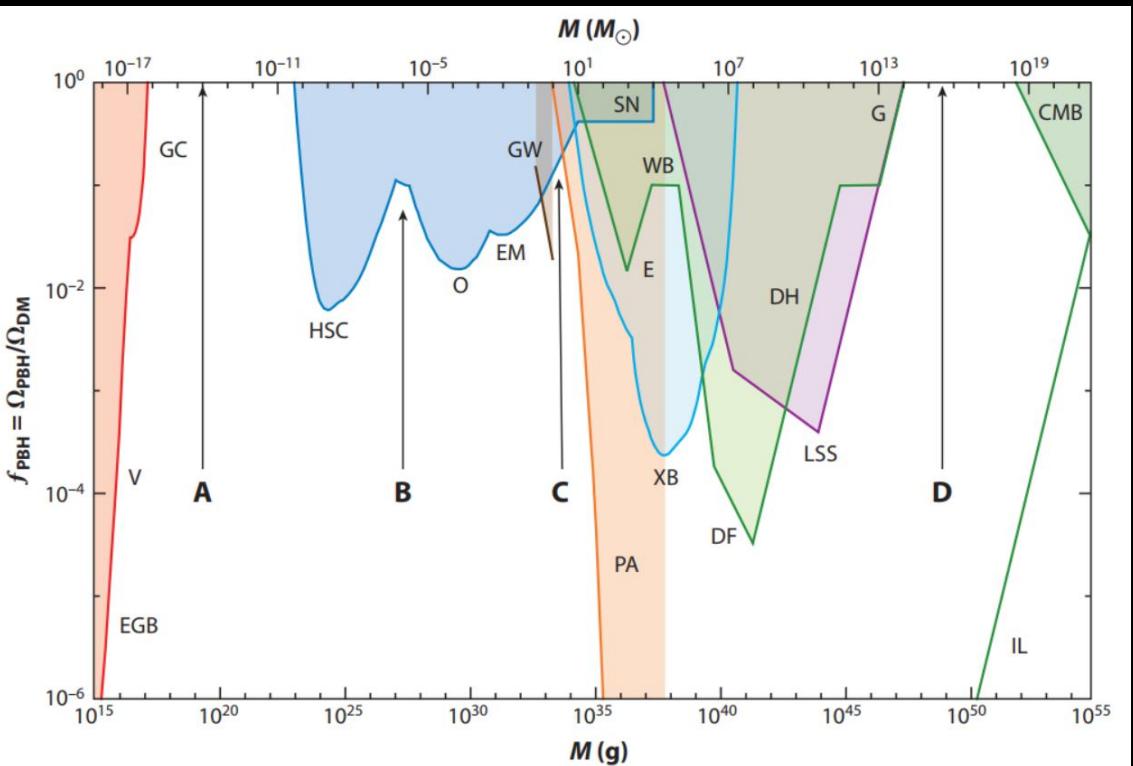
Phys. Rev. Lett. 122, 041102 (2019)



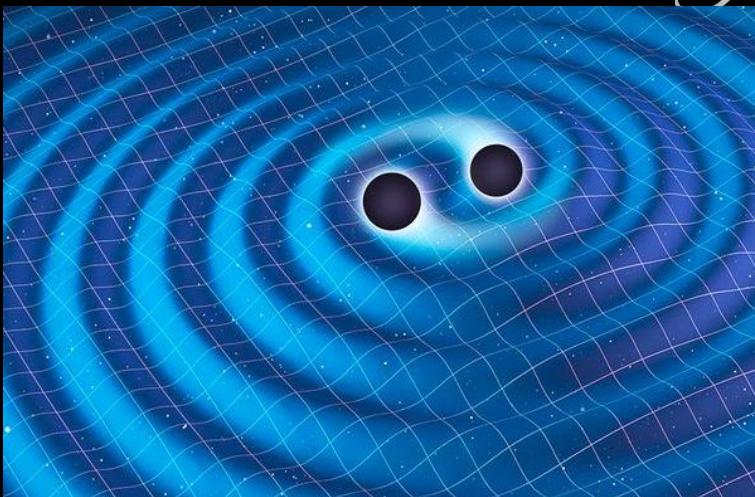
arXiv:1803.04430

- Podemos citar o excesso no fluxo de pósitrons do experimento AMS-02, assim como as promissoras projeções de detecção do CTA.

Detecção Indireta - Objetos Compactos



Annual Review of Nuclear and Particle Science, v. 70, n. 1, p. 355–394, 2020



Salon.com - Getty Images/Mark Garlick/Science Photo Library

- ▶ Recentemente têm se destacado a hipótese de parte da ME ser composta por objetos presentes no halo da galáxia, como buracos negros de massa intermediária.
- ▶ Entretanto, são enfrentados desafios como: baixa densidade cosmológica, microlenteamento gravitacional, simulações numéricas, dentre outras.

CMS Experiment at the LHC, CERN

Data recorded: 2018-Jul-14 21:03:24 EDT

Run / Event / LS: 319639 / 1418428259 / 986

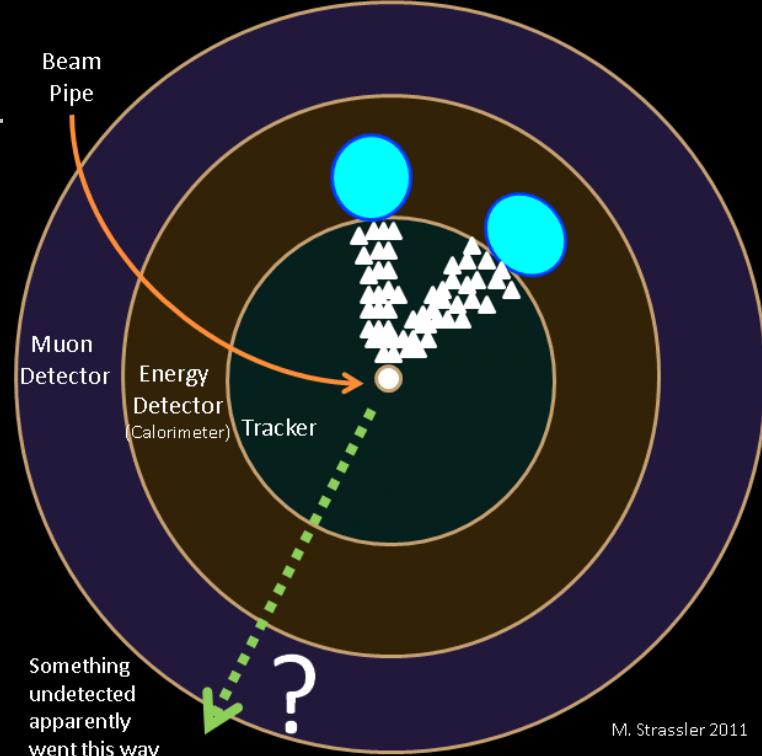
Buscas em Aceleradores

MET,
pt = 1691.82 GeV
eta = 0
phi = 1.726

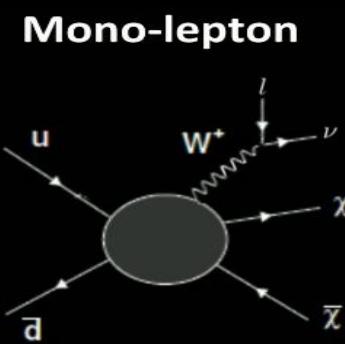
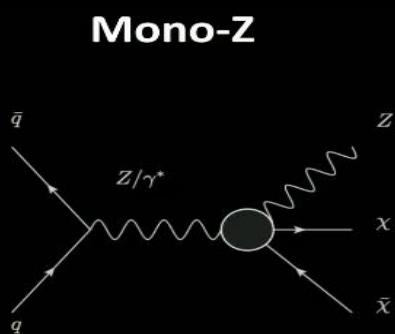
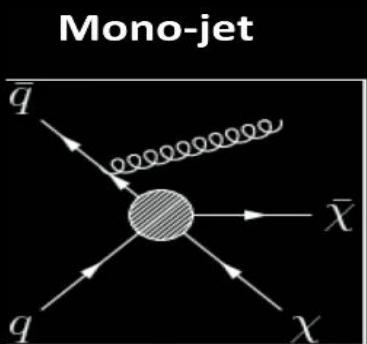
Jet,
pt = 1665.5 GeV
eta = 0.081
phi = -1.377

Energia faltante e Mono-X

- ▶ Buscas em colisões se concentram na possível produção de ME.
- ▶ A ME escapa aos detectores, então é necessário um tipo de sinal.
- ▶ Esse sinal pode ser analisado em conjunto com a energia transversa faltante (E_{miss}^T) do processo todo.
- ▶ Assim, buscas por sinais isolados de **fótons**, jatos hadrônicos, léptons, etc., ficaram conhecidas como “mono-X”.

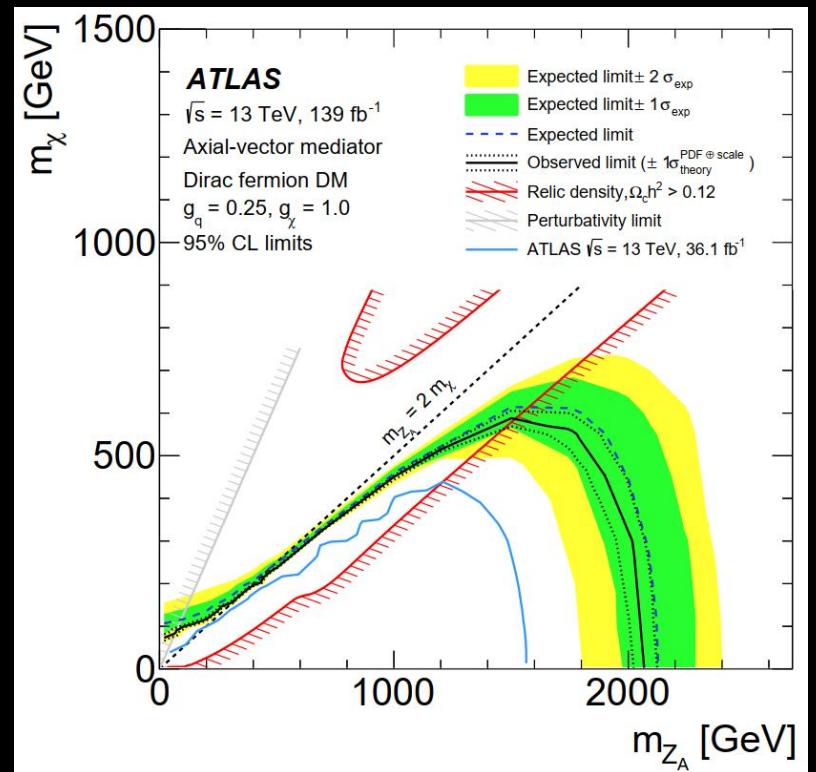


M. Strassler 2011

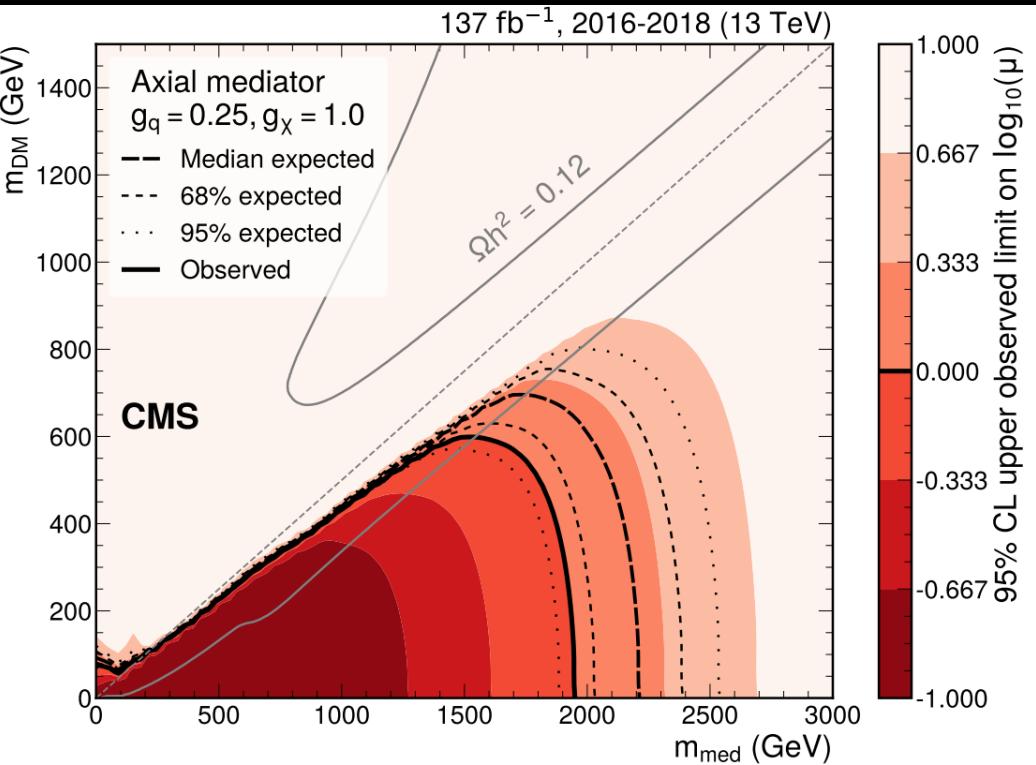


Busca em colisores

► Quando um evento não é observado para um dado conjunto de parâmetros, é possível estabelecer limites quanto a sua existência.



arXiv:2102.10874v1

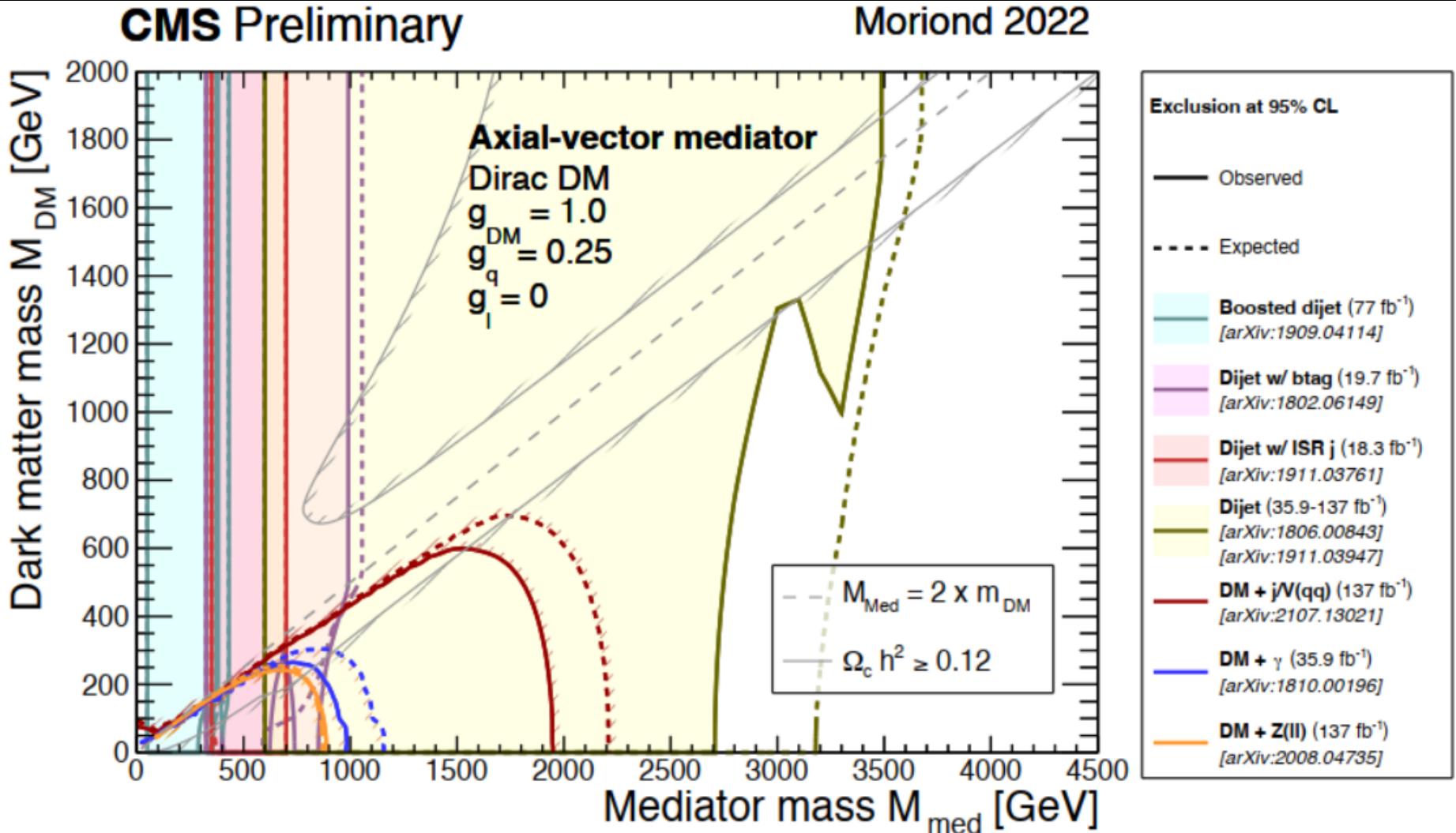


arXiv:2107.13021v2

► Por exemplo, não foram encontrados excessos significativos para mediadores (axial-)vetoriais com até $M_{med} \approx 1.9 \text{ TeV}$.

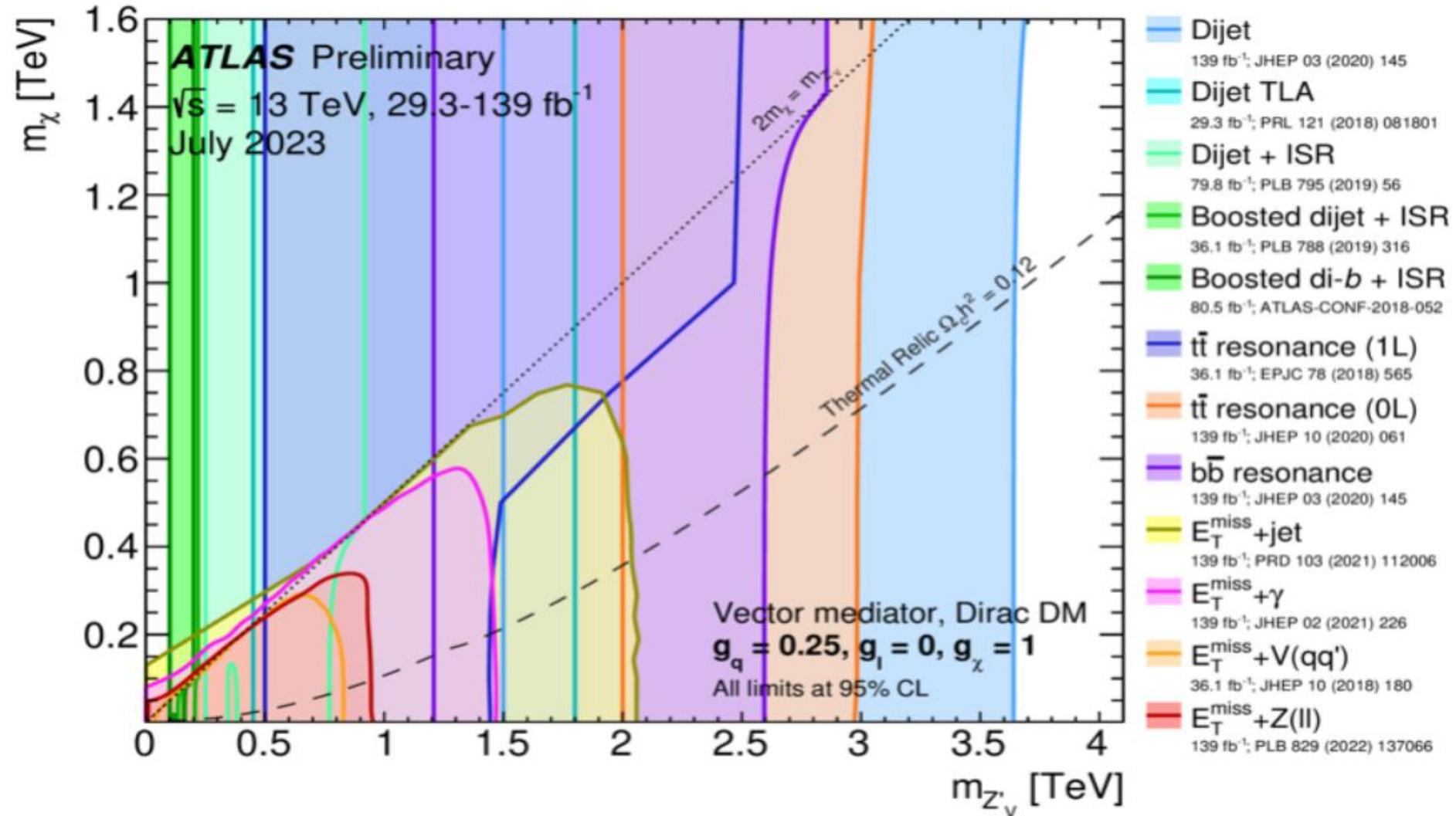
Resultados da literatura

Limites estabelecidos para massas de um candidato à ME e seu mediador vetorial, sem acoplamento com léptons ($g_\ell = 0$).



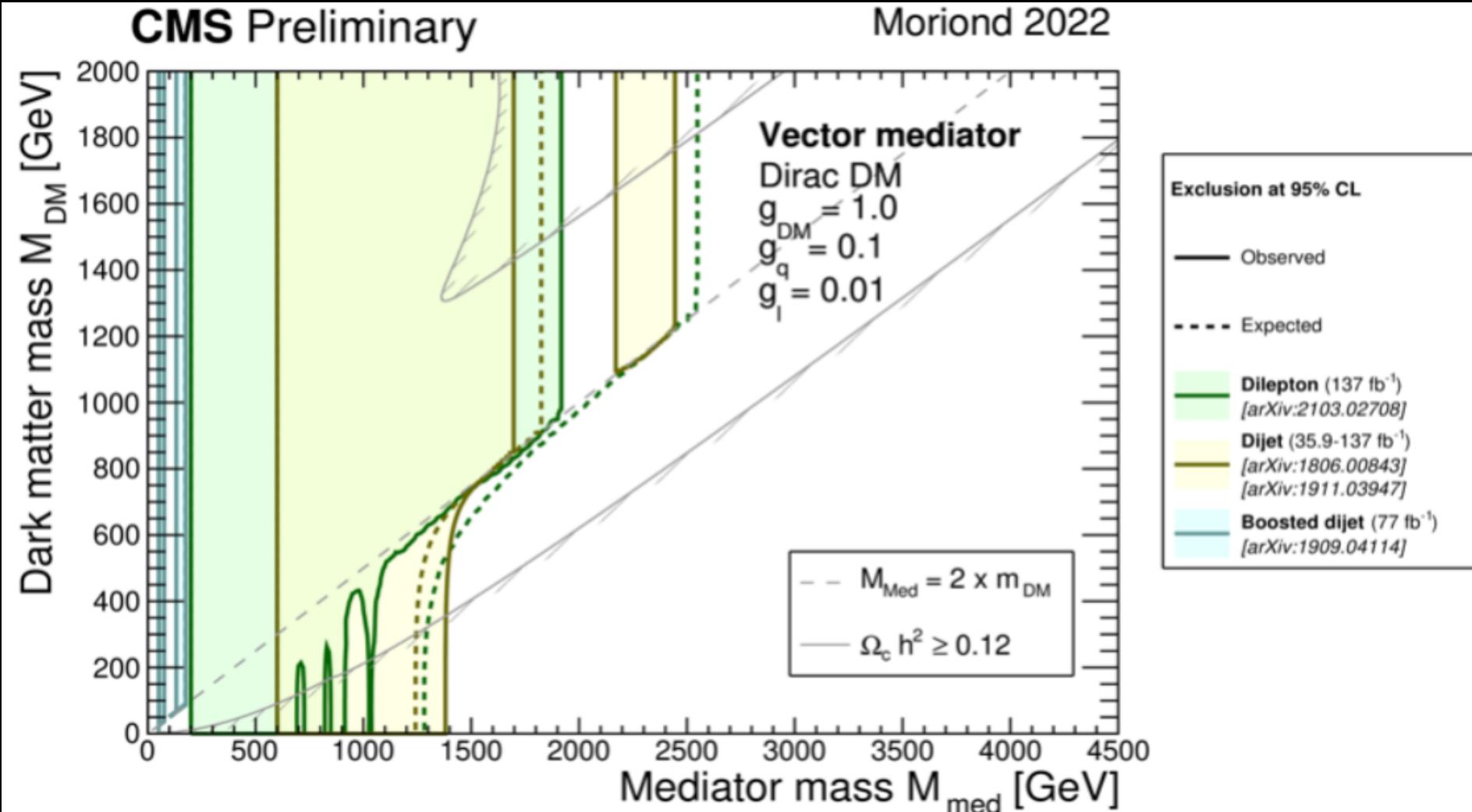
Resultados da literatura

Limites estabelecidos para massas de um candidato à ME e seu mediador axial-vetor, sem acoplamento com léptons ($g_\ell = 0$).



Resultados da literatura

Limites estabelecidos para massas de um candidato à ME e seu mediador vetorial, com acoplamento com léptons ($g_\ell = 0.01$), porém um acoplamento menor com quarks $g_q = 0.1$.

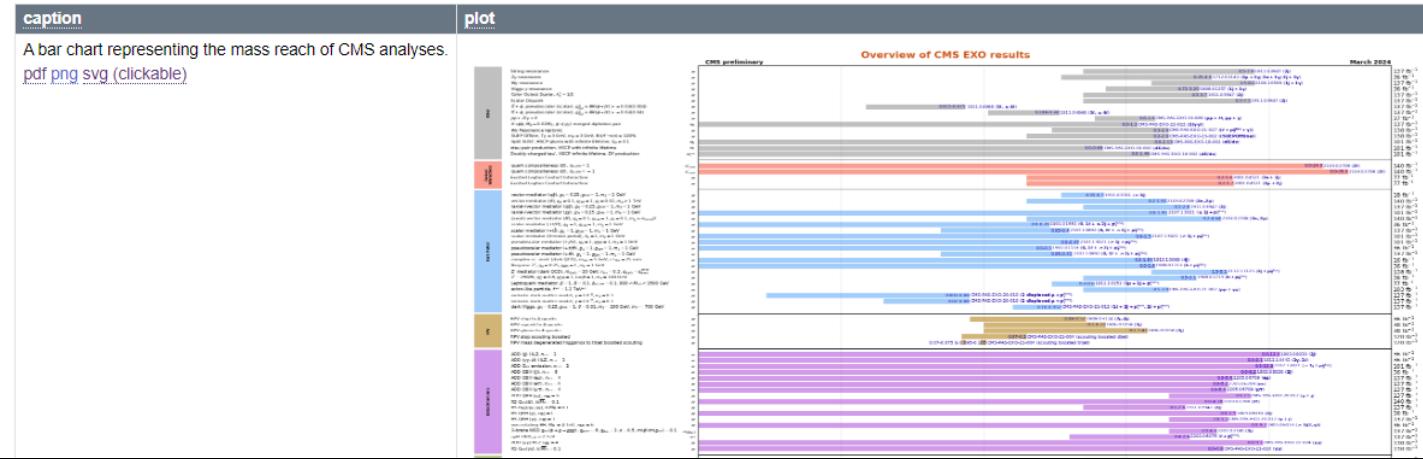


Resumo de resultados e limites

Os resultados mais atualizados destes limites podem ser encontrados nos sumários abaixo:

2024 Moriond

Overall summary plot



<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/SummaryPlotsEXO13TeV>

Dark matter summary plots for s -channel, 2HDM+ a , Higgs portal and Dark Higgs models

ATL-PHYS-PUB-2023-018

17 July 2023

Content

Preview

[Main document \(CDS record\)](#) - [internal](#)

[pdf from CDS](#)

Figures

Abstract

This is an update of summary plots from the Exotics, SUSY, HDBS and Higgs working groups, via the CDM sub-group, for dark matter simplified models with s -channel Spin-1 and Spin-0 mediators, a Two-Higgs-Doublet model with a pseudoscalar mediator (2HDM+ a), Higgs portal models and a Dark Higgs model. Results shown are current as of July 2023.

<https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PUBNOTES/ATL-PHYS-PUB-2023-018/>

**O que nos
motivou?**

Processos em ressonância são favorecidos devido a alta seção de choque

HL-LHC será capaz de testar interações do tipo

Como calcular propriedades da ME para processos em ressonância?

literatura costuma ser evasiva nesse regime

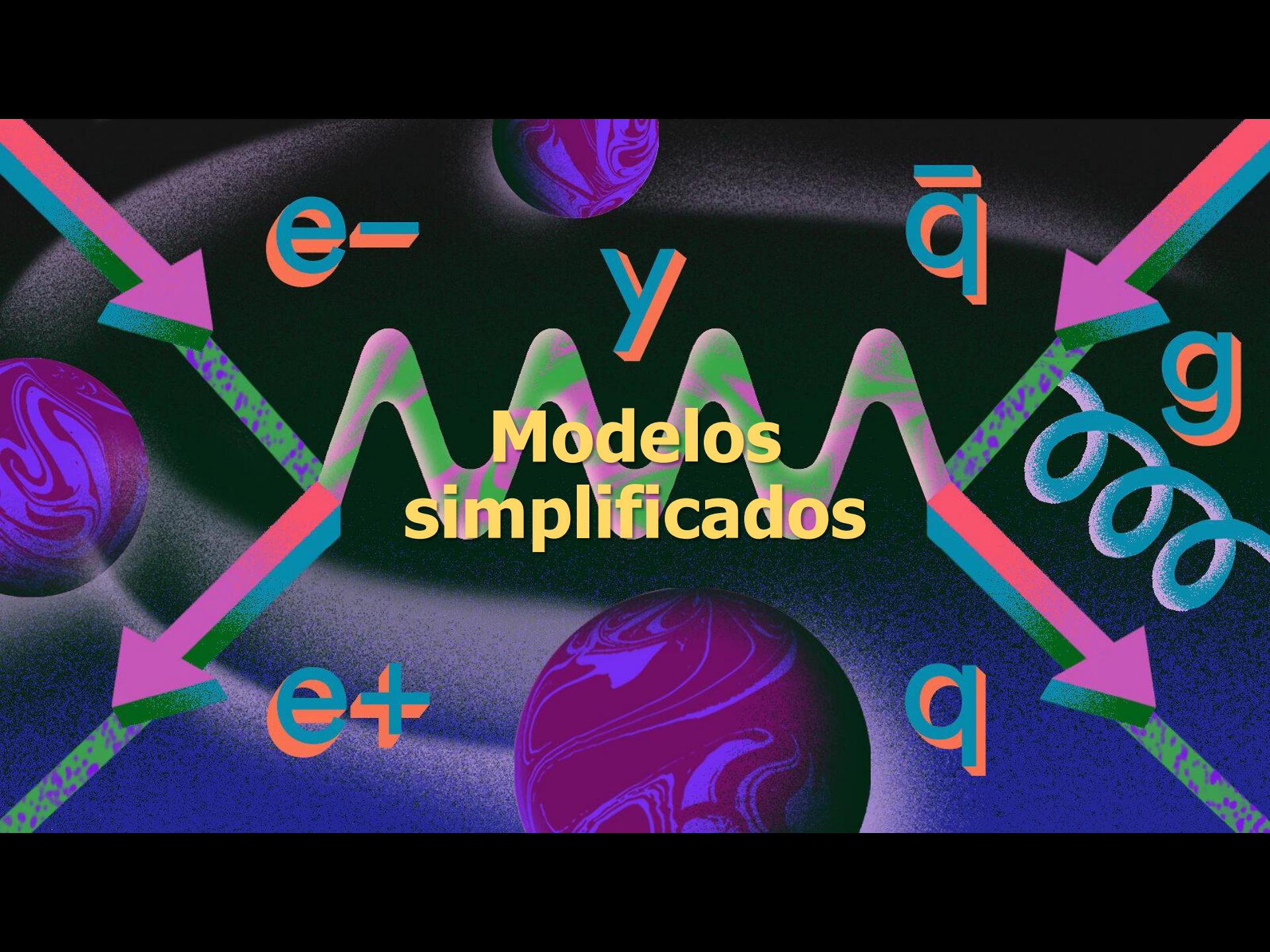
O fóton parece ser um observável interessante para ME.

Baixos limites de exclusão e potencial de observação em outros experimentos.

Objetivos

► De forma resumida, os objetivos deste trabalho foram:

- Compreender, desenvolver e aplicar um modelo simplificado de produção em ressonância de ME em aceleradores.
- Desenvolver o estudo da produção de ME com detecção de mono-fóton em colisores de alta energia;
- Analisar o impacto do cálculo correto da densidade de relíquia para processos em ressonância.
- Comparar os resultados obtidos e os já reportados na literatura para modelos análogos.



The background features abstract, swirling purple and green spheres and wavy lines against a dark, textured surface.

Modelos simplificados

e^-

e^+

γ

\bar{q}

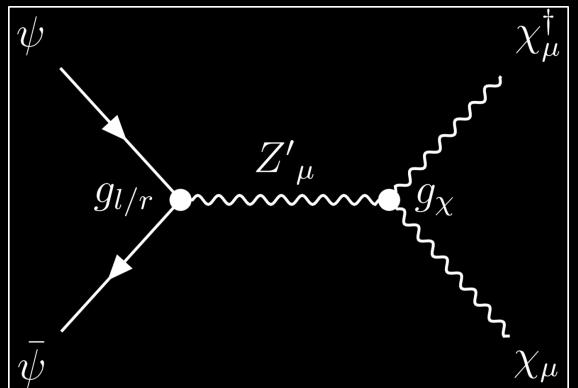
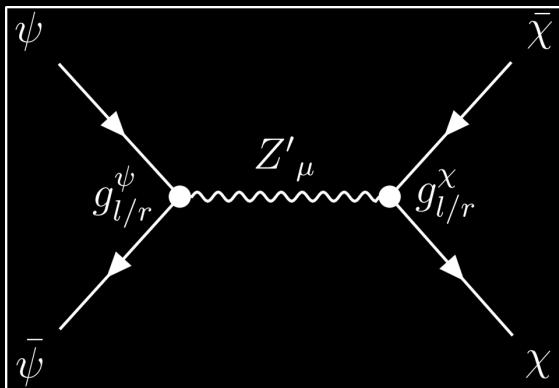
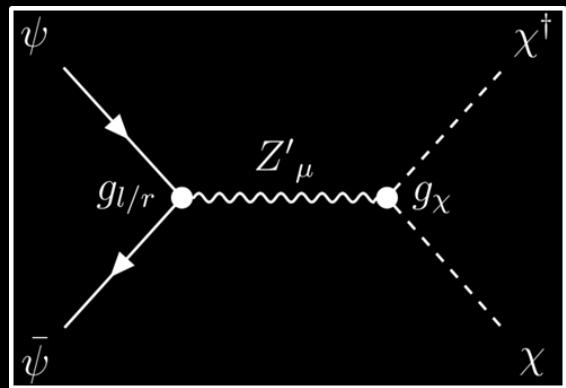
q

g

g

Modelos aplicados

- Neste trabalho, aplicamos um modelo simplificado para uma ME do tipo WIMP.
- Esses modelos, principalmente com ME fermion, são já conhecidos na literatura
- Para o caso de um estado final onde a ME é um férmion, pode ser comparado com resultados obtidos experimentalmente que excluem mediadores e até uma certa massa.

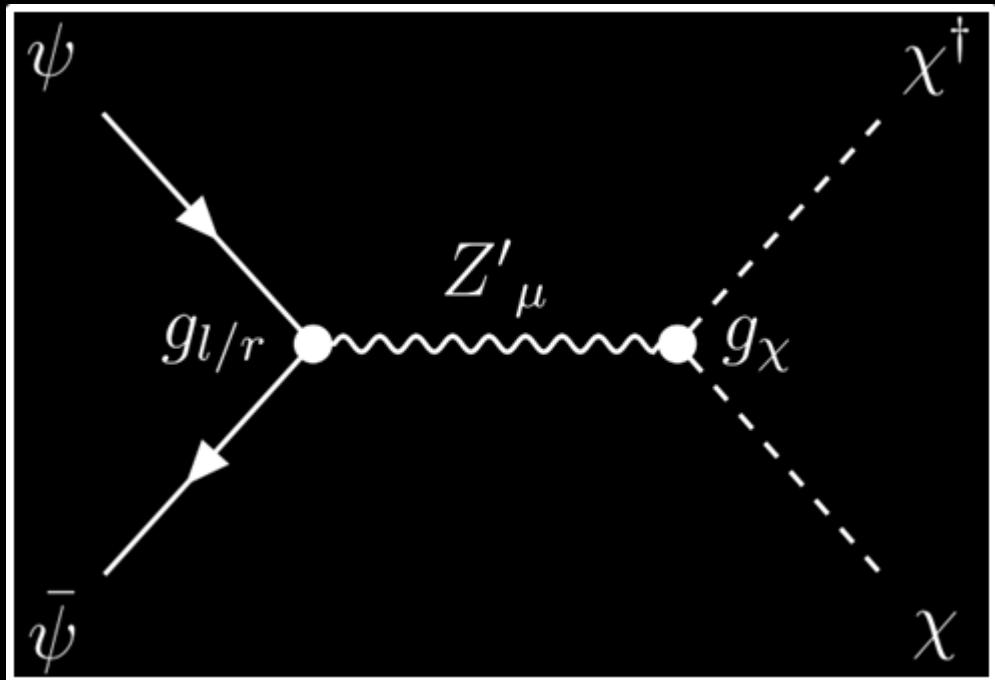


- Onde o Z' possui propagador análogo ao Z do modelo padrão, na forma:

$$-i \frac{g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{M^2}}{q^2 - M^2 + iM\Gamma}$$

Lagrangianas de Interação com ME

ME Escalar



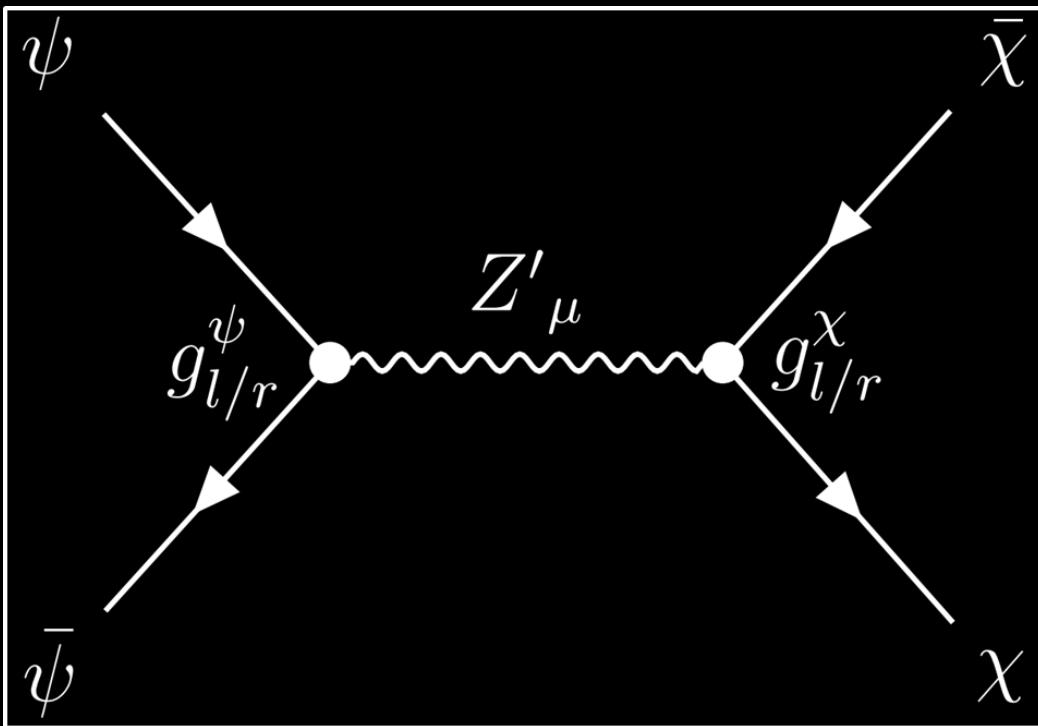
$$\mathcal{L}_{int}^{scalar} \supset \bar{\psi} \gamma^\mu (g_l P_L + g_r P_R) \psi Z'_\mu + g_\chi (\chi^\dagger \partial_\mu \chi - \chi \partial_\mu \chi^\dagger) Z'$$

Onde:

$$\begin{cases} P_L \equiv \frac{1}{2}(1 - \gamma^5) \\ P_R \equiv \frac{1}{2}(1 + \gamma^5) \end{cases}$$

Lagrangianas de Interação com ME

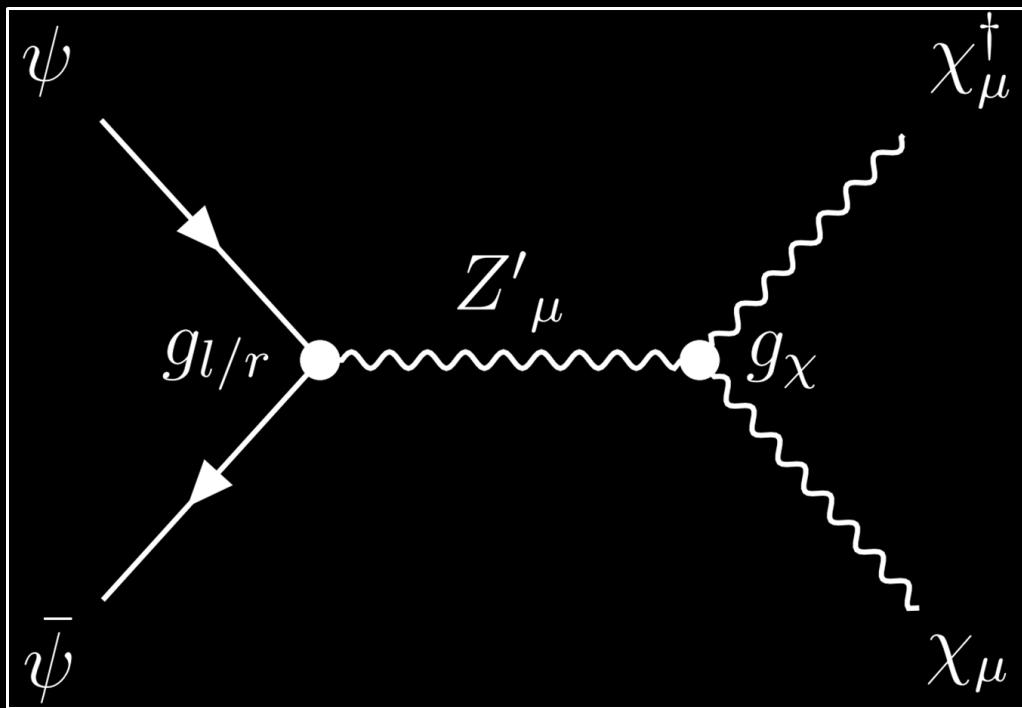
ME Fermiônica



$$\mathcal{L}_{int}^{fermion} \supset [\bar{\psi} \gamma^\mu (g_l P_L + g_r P_R) \psi + \bar{\chi} \gamma^\mu (g_\chi P_L + g_{\bar{\chi}} P_R) \chi] Z'_\mu$$

Lagrangianas de Interação com ME

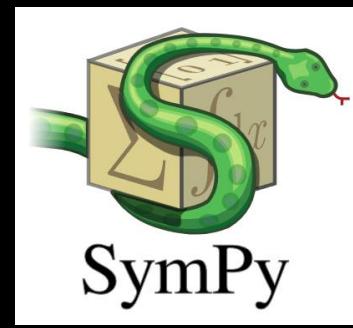
ME Vetorial



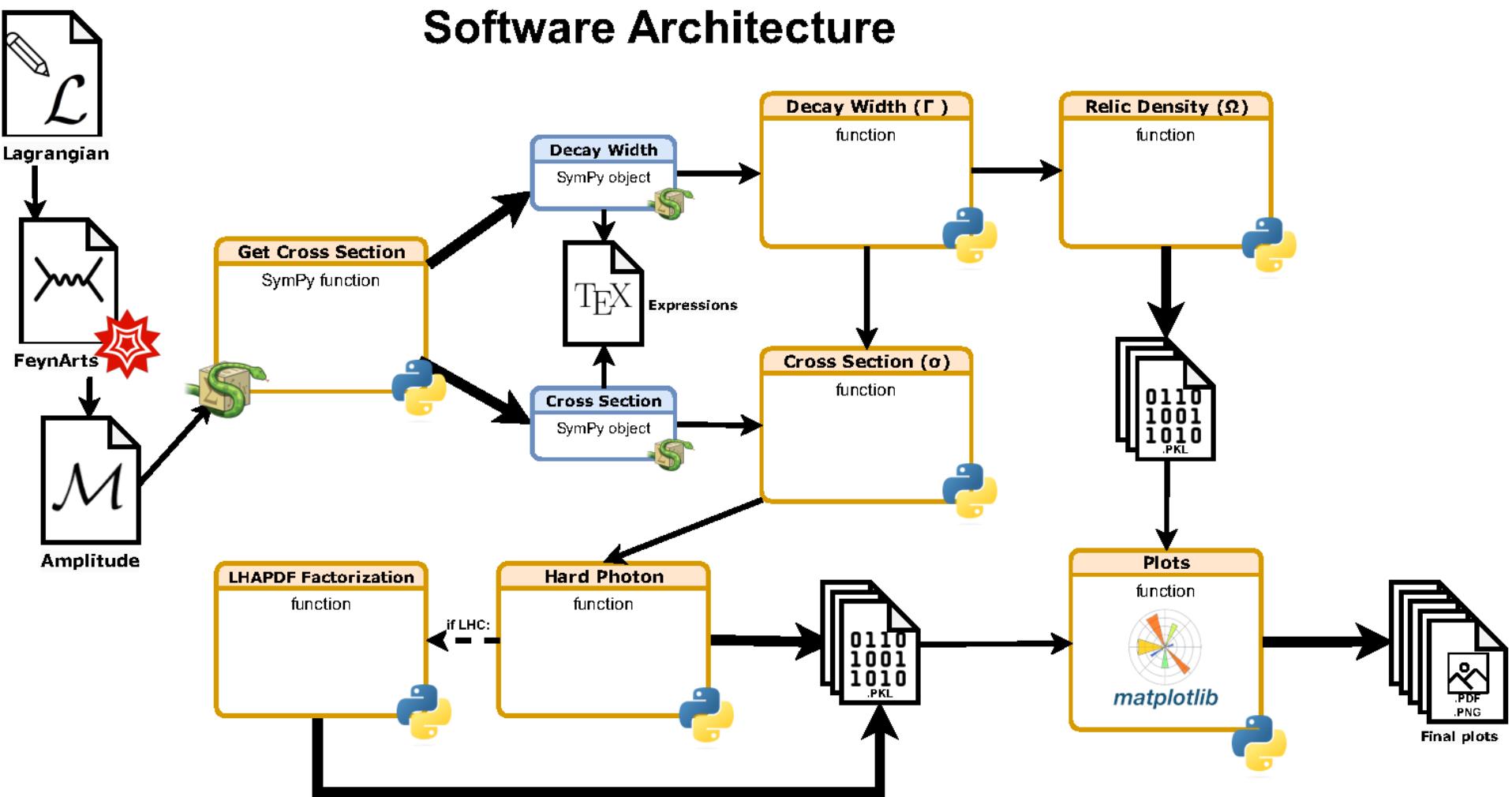
$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{int}^{vector} \supset & \bar{\psi} \gamma^\mu (g_l P_L + g_r P_R) \psi Z'_\mu - i g_\chi (\partial^\mu Z'^\nu - \partial^\nu Z') \chi_\mu^\dagger \chi_\nu \\ & - i g_\chi Z'_\mu \chi_\nu^\dagger (\partial^\mu \chi^\nu - \partial^\nu \chi^\mu) + i g_\chi Z' \chi^\nu (\partial_\mu \chi_\nu^\dagger - \partial_\nu \chi_\mu^\dagger) \end{aligned}$$

Seção de choque total dos processos

- Utilizamos o pacote FeynCalc e FeynArts do software Mathematica para os cálculos das amplitudes, traços e cinemáticas dos processos estudados (exceto a fatorização da ISR).
- Assim como um pacote de manipulação simbólica em Python, o SymPy, para validação das seções de choque e decaimento.



Software Architecture



Seção de choque total dos processos

ME Escalar

$$\sigma_{tot}^{\text{escalar}} = \frac{g_\chi^2 (g_l^2 + g_r^2) (s (s - 4m_\chi^2))^{3/2}}{192\pi s^2 ((s - M_{Z'}^2)^2 + \Gamma^2 M_{Z'}^2)}$$

ME Fermiônica

$$\sigma_{tot}^{\text{fermiônica}} = \frac{(g_{l\chi}^2 + g_{r\chi}^2) \sqrt{s - 4m_\chi^2} (g_l^2 (s - m_\chi^2) + 6g_l g_r m_\chi^2 + g_r^2 (s - m_\chi^2))}{96\pi \sqrt{s} ((s - M_{Z'}^2)^2 + \Gamma^2 M_{Z'}^2)}$$

ME Vetorial

$$\hat{\sigma}^{\text{vector}} = g_\chi^2 (g_l^2 + g_r^2) \beta \times \frac{(-48M_{Z'}^2 m_\chi^6 - 68M_{Z'}^2 m_\chi^4 s + 16M_{Z'}^2 m_\chi^2 s^2 + M_{Z'}^2 s^3 + 192m_\chi^4 s^2 - 96m_\chi^2 s^3 + 12s^4)}{192M_{Z'}^2 m_\chi^4 \sqrt{s} ((s - M_{Z'}^2)^2 + \Gamma^2 M_{Z'}^2)}$$

$$\beta = \sqrt{s - 4m_\chi^2}$$

Larguras de decaimento

ME Escalar

$$\Gamma^{\text{escalar}} = \frac{g_\chi^2 (M_{Z'}^2 - 4m_\chi^2) \sqrt{1 - \frac{4m_\chi^2}{M_{Z'}^2}}}{48\pi M_{Z'}}$$

ME Fermiônica

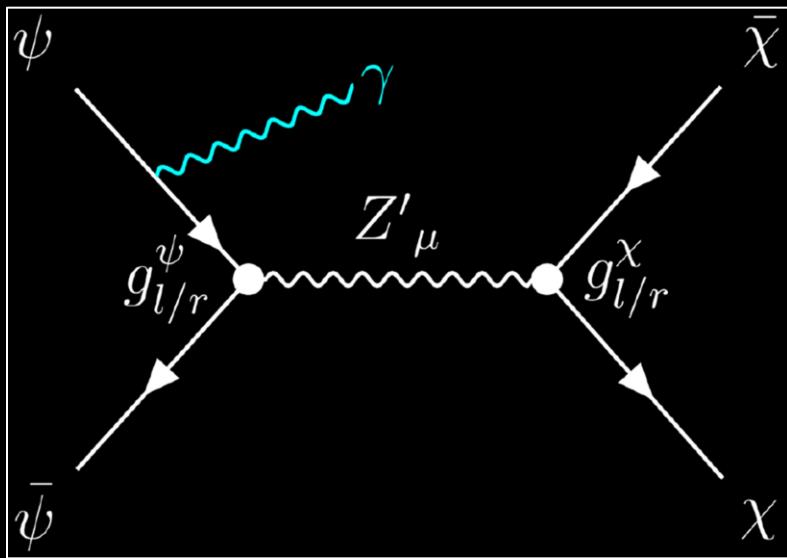
$$\Gamma^{\text{fermion}} = \frac{\sqrt{1 - \frac{4m_\chi^2}{M_{Z'}^2}} (g_{l\chi}^2 (M_{Z'}^2 - m_\chi^2) + 6g_{l\chi}g_{r\chi}m_\chi^2 + g_{r\chi}^2 (M_{Z'}^2 - m_\chi^2))}{24\pi M_{Z'}}$$

ME Vetorial

$$\Gamma = \frac{g_\chi^2 M_{Z'}^3 \left(1 - 4m_\chi^2/M_{Z'}^2\right)^{\frac{3}{2}}}{192\pi m_\chi^2}$$

Radiação do estado inicial

- ▶ Seguindo a abordagem para mono-X, nos propomos a analisar estes processos no cenário em que um fóton de alta energia é emitido do estado inicial.



Radiação do estado inicial

- Entretanto, por se tratar de um fóton muito energético ("hard"), a fatorização deste processo precisa levar em consideração correções de mais alta ordem.
- Isso pode ser obtido conforme o proposto por Bonneau e Martin (1971), a seguir:

$$\sigma'_{\text{tot}}(\psi\bar{\psi} \rightarrow Z'\gamma \rightarrow \gamma\chi\bar{\chi}) = \hat{\sigma}_{\text{tot}}(\psi\bar{\psi} \rightarrow Z' \rightarrow \chi\bar{\chi})(1 + \delta),$$

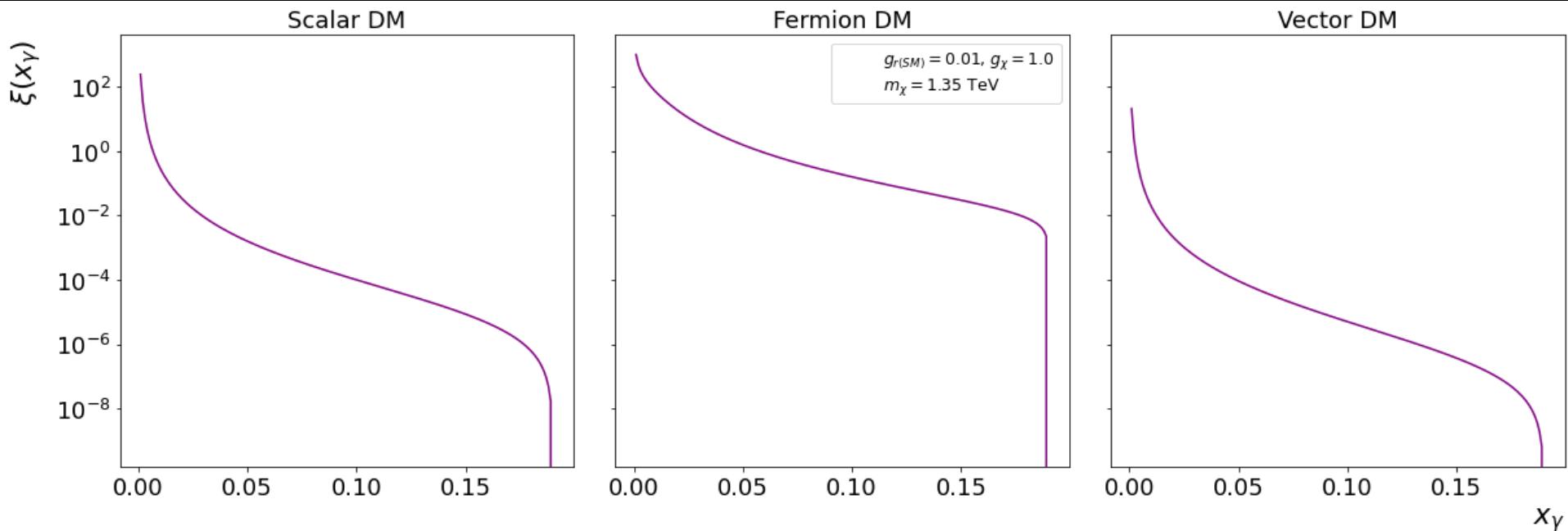
$$\begin{aligned}\delta &= \frac{2\alpha}{\pi} \left\{ \left(-1 + 2 \log \frac{\sqrt{\hat{s}}}{m_\psi} \right) \left[\log x_\gamma^{\min} + \frac{13}{12} + \int_{x_\gamma^{\min}}^{x_\gamma^{\max}} dx_\gamma \xi(x_\gamma) \right] - \frac{17}{36} + \frac{\pi^2}{6} \right\} \\ \xi(x_\gamma) &= \frac{1}{x_\gamma} \left(1 - x_\gamma + \frac{x_\gamma^2}{2} \right) \frac{\hat{\sigma}(\hat{s} - \hat{s}x_\gamma)}{\hat{\sigma}(\hat{s})},\end{aligned}$$

Onde:

$$x_\gamma = q_\gamma/E_{beam}$$

Radiação do estado inicial

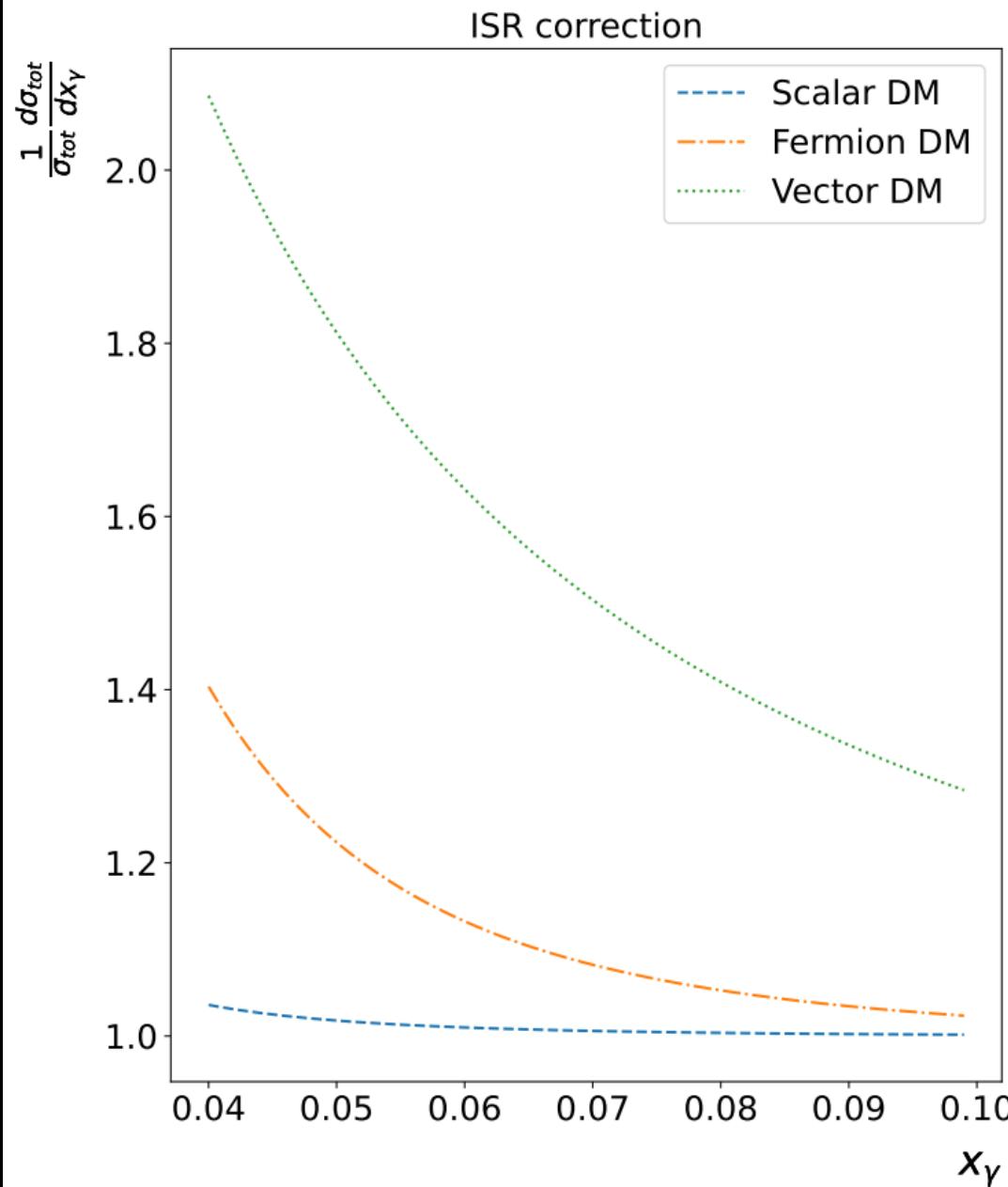
- A variável x_γ representa a fração de energia que o fóton carrega a partir da interação inicial entre os férmions.



Radiação do estado inicial

- Mostramos que a seção de choque total em função de x_γ apresenta uma correção de não desprezível para um intervalo de

$$0.04 \leq x_\gamma \leq 0.10$$



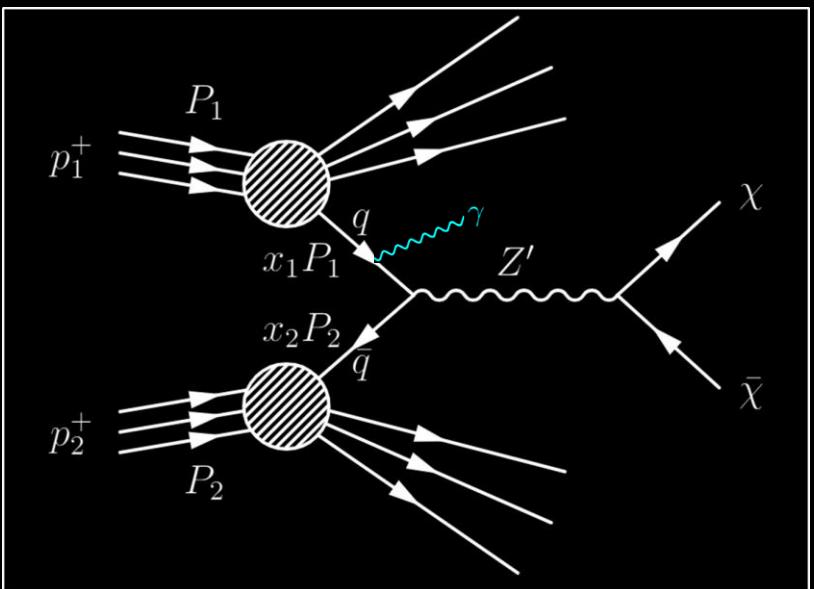
- A fatorização para um “hard-photon” é valida para e^+e^- quanto para colisões pp

- Para colisões pp precisamos olhar para distribuição de *pártons* no interior do próton.

Função de densidade de pártons

No caso específico de colisões próton-próton, precisamos entender bem a distribuição de quarks nos processos, antes de aplicar o cálculo anterior.

Isso é feito com o auxílio de uma função experimental auxiliar, chamada Parton Density Function (PDF), que estima a probabilidade de um determinado q_i possuir uma fração de energia x_i com base numa escala fixada Q ($\sim M_{med}$).



Função de densidade de pártons

- Assim, podemos utilizar uma fatorização para os processos que se assemelham aos do tipo Drell-Yan, dada por

$$\sigma_{\text{tot}} = \int_0^1 \int_{\tau/x_1}^1 dx_1 dx_2 P_{q,\bar{q}}(x_1, x_2) \hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow X) \delta(\hat{s} - M^2)$$

Onde a probabilidade de um quark-antiquark existir com fração de energia x_i é:

$$P_{q,\bar{q}}(x_1, x_2) = \sum_{q=1}^{N_f} \left\{ f_q(x_1, Q^2) f_{\bar{q}}(x_2, Q^2) + f_{\bar{q}}(x_1, Q^2) f_q(x_2, Q^2) \right\}$$

Função de densidade de pártons

Para avaliar a produção em ressonância, podemos usar que:

$$\tau = \frac{M^2}{s} \quad \tau \equiv x_1 x_2$$

$$x_1 x_2 \ s = \hat{s} \quad \tau s = \hat{s}$$

E obter:

$$\frac{d\sigma}{d\tau} = F(\tau) = \int_{\tau}^1 P_1(x_1, Q^2) P_2(\tau/x_1, Q^2) \hat{\sigma}(\tau s) \frac{dx_1}{x_1}$$

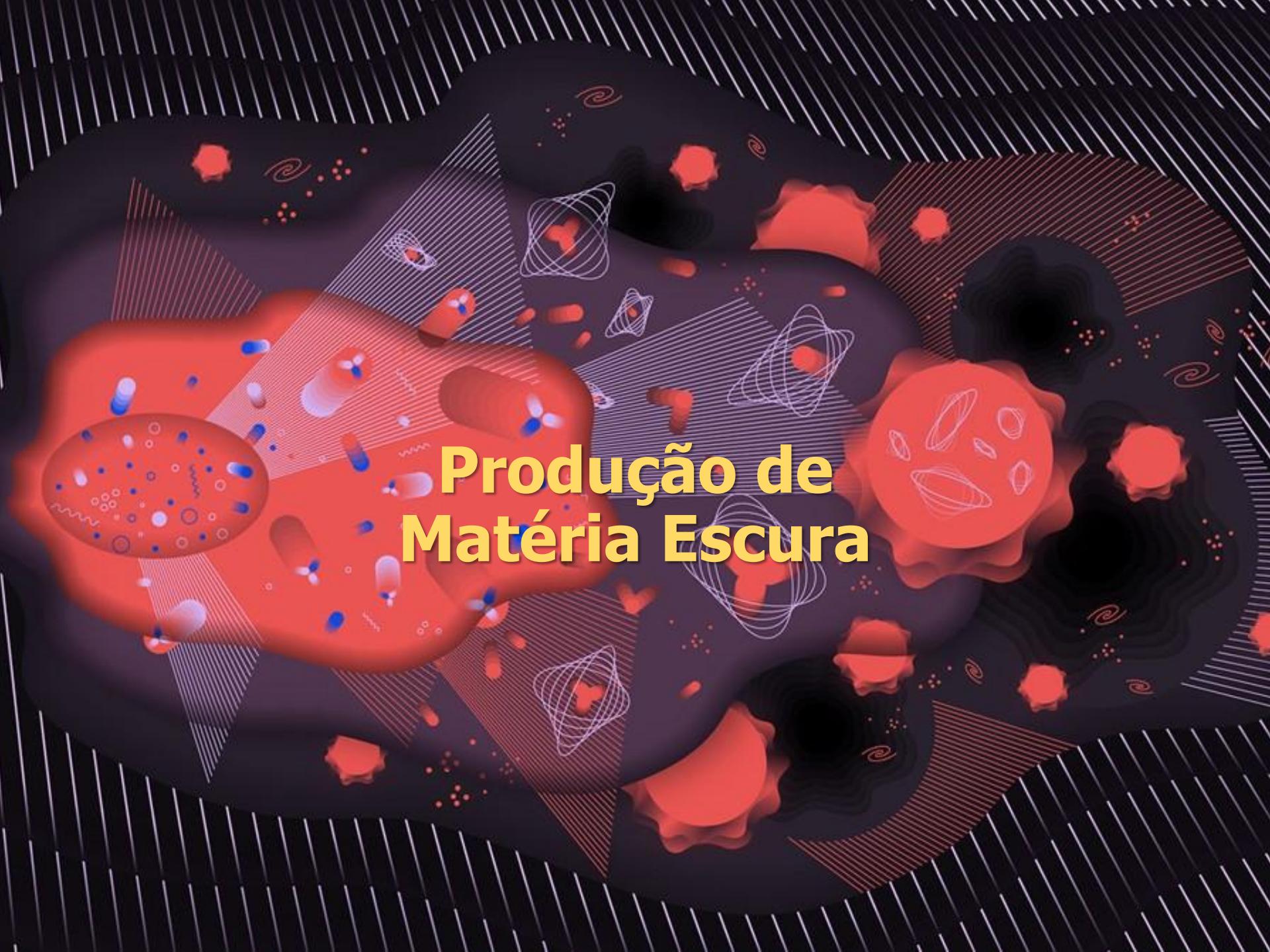
$$M^2 \frac{d\sigma}{dM^2} \Big|_{M=M_{\text{med}}} = \tau F(\tau) = \tau \int_{\tau}^1 \frac{dx_1}{x_1} P_{q,\bar{q}}(x_1, \tau/x_1) \hat{\sigma}(\hat{s} = \tau s) \delta(\hat{s} - M^2)$$

Assim...

- ▶ Usando o framework que descrevemos aqui, pudemos obter resultados que podem ser comparados com os da literatura
- ▶ Para processos do tipo qq , estas comparações são mais diretas, pois o LHC fornece resultados mais atualizados.
- ▶ Para comparações com experimentos $e + e -$ na faixa de energia estudada, seria necessário aguardar os dados de CLIC, ILC e/ou FCC- ee que estão em fase de planejamento.

Porem...

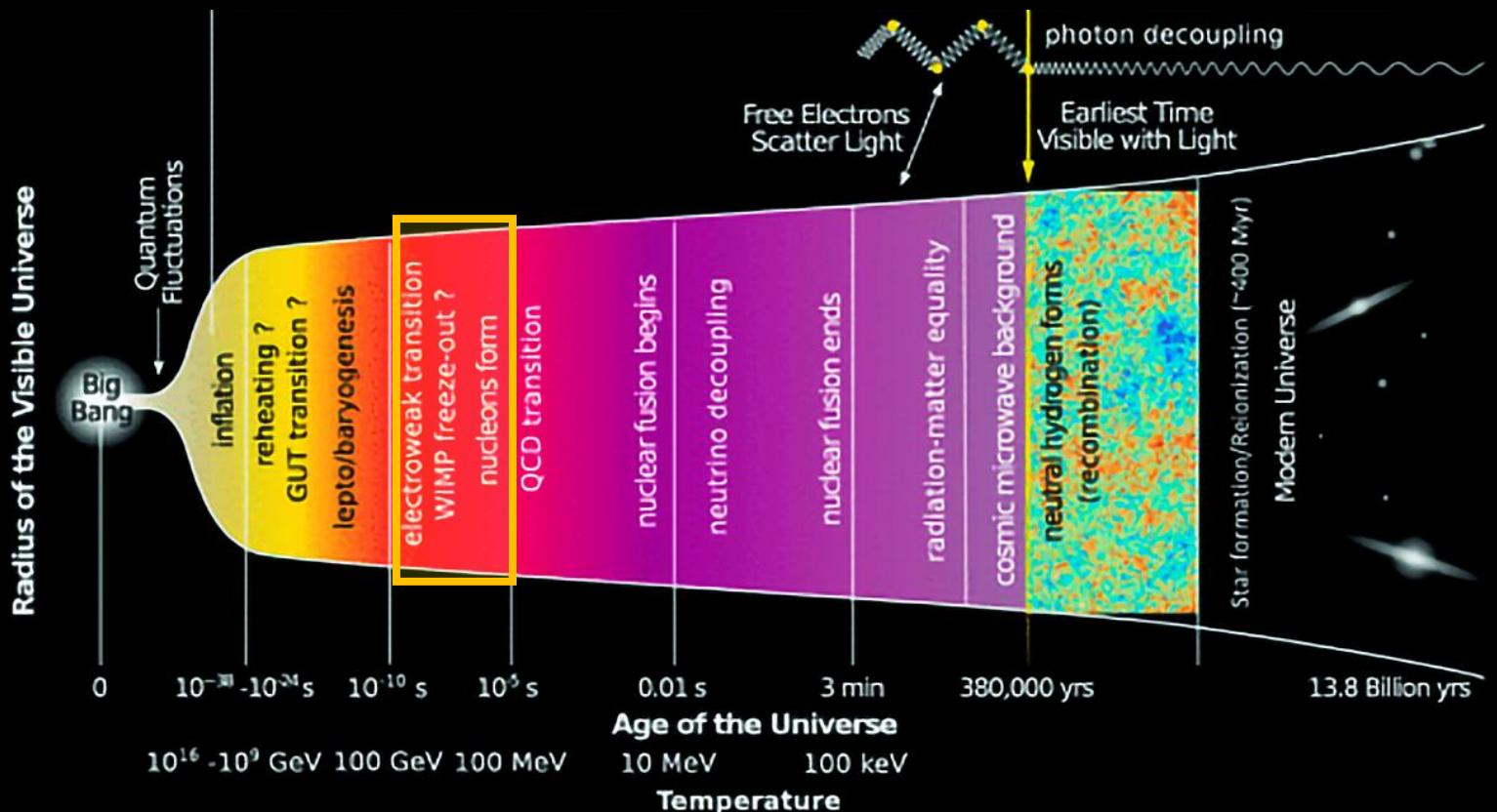
- Mesmo com um modelo simplificado para ME, precisamos investigar suas propriedades
- Se este modelo não puder reproduzir características conhecidas da ME, seria apenas mais um modelo de nova física, sem implicações cosmológicas.



Produção de Materia Escura

Produção de ME

- Mesmo que uma partícula seja detectada em um experimento, é necessário que hajam confirmações e análises cruzadas para confirmar que se trata de ME.
- Uma das formas de se fazer isso, é estimar se um modelo é capaz de reproduzir a quantidade de ME que se estima que exista hoje no universo.



DE ANGELIS A., PIMENTA M. (2018)

► Da equação de Boltzman, seguindo as recomendações de GONDOLO e GELMINI (1991), podemos estimar a densidade numérica de partículas de ME no universo primordial a partir da expressão *:

$$\frac{dn_\chi}{dt} + 3Hn_\chi = - [n_\chi^2 - n_{\text{eq},\chi}^2] \langle \sigma v \rangle$$

Onde:

$$Y \equiv \frac{n}{T^3}$$

Obtemos:

$$\frac{dY(t)}{dt} = -s [(Y(t)^2 - Y_{\text{eq}}(t)^2) \langle \sigma v \rangle]$$

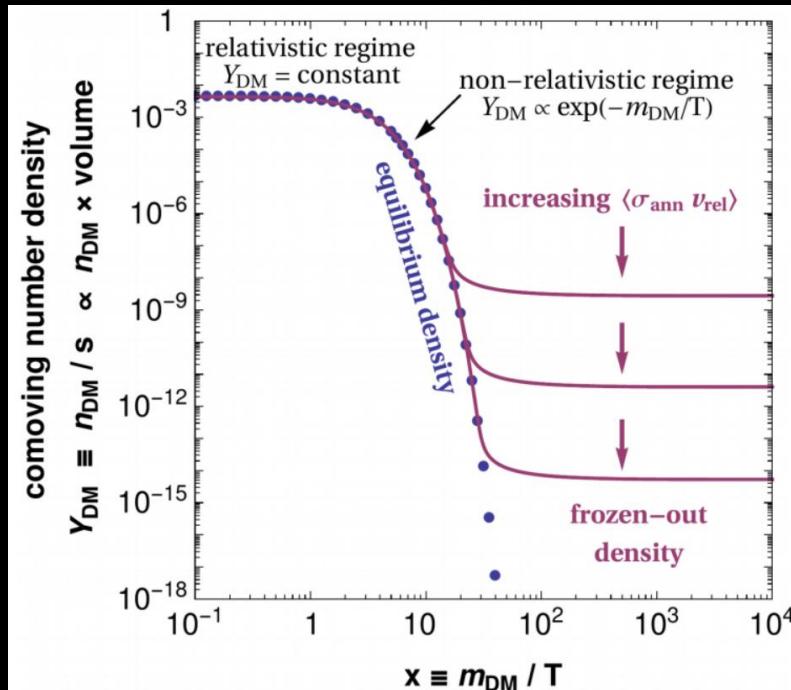
* GONDOLO, P.; GELMINI, G. Cosmic abundances of stable particles: Improved analysis. *Nucl. Phys. B*, v. 360, p. 145–179, 1991.

Cálculo da densidade de relíquia próximo a uma ressonância

- Definimos que o desacoplamento da ME ocorre quando a abundância de ME deixa de estar em equilíbrio, ou seja:

$$\Delta = \delta Y_{\text{eq}}$$

Quando $\delta > 1.5$. Disso, é possível obter uma expressão aproximada para a abundância total de ME da forma



PETRAKI, K. Slides presentation, *Dark matter candidates*. 2018.

$$\frac{1}{Y_0} = \frac{1}{Y_f} + \sqrt{\frac{45}{\pi}} G \int_{T_0}^{T_f} \sqrt{g_*} \langle \sigma v \rangle \, dT$$

- A densidade adimensional de ME pode ser obtida através da relação*

$$\Omega_\chi = \frac{\rho_{\chi,0}}{\rho_c} = \frac{m_\chi s_0 Y_0}{\rho_c}$$

$$\Omega_\chi h^2 \approx 8.7661 \times 10^{-11} \text{GeV}^{-11} \left[\int_{T_0}^{T_f} \sqrt{g_\star} \langle \sigma v \rangle \frac{dT}{m_\chi} \right]^{-1}$$

- Que foi a expressão aplicada nesse trabalho, com as devidas correções para regimes em ressonância.
- Esta expressão pode ser calculada numericamente para obter a abundância de ME.

* GONDOLO, P.; GELMINI, G. Cosmic abundances of stable particles: Improved analysis. *Nucl. Phys. B*, v. 360, p. 145–179, 1991.

- A média termal da seção de choque é rotineiramente expandida em termos da velocidade relativa das partículas como:

$$\langle \sigma v \rangle = \sigma \cdot v + \mathcal{O}(v^2)$$

- Para um cálculo mais robusto, poderíamos usar a expressão * :

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{1}{8m_\chi^4 T K_2 \left(\frac{m_\chi}{T}\right)^2} \int_{4m_\chi^2}^{\infty} ds \sigma(s) \sqrt{s} (s - 4m_\chi^2) K_1 \left(\frac{\sqrt{s}}{T}\right)$$

- Entretanto, estas expressões não podem ser utilizadas para regimes onde a produção de ME se dá próximo a um limiar de ressonância.

* GONDOLO, P.; GELMINI, G. Cosmic abundances of stable particles: Improved analysis. *Nucl. Phys. B*, v. 360, p. 145–179, 1991.

Densidade de Relíquia para processos em Ressonância

- Para uma seção de choque cujo perfil segue um perfil de Breit-Wigner [1]:

$$\sigma_{\text{res}} = \frac{4\pi\omega}{p^2} B_i B_f \frac{m_R^2 \Gamma_R^2}{(s - m_R^2)^2 + m_R^2 \Gamma_R^2}$$

- Para o nosso caso em específico

$$\sigma_{\text{res}} = \frac{8\pi\omega}{m_\chi^2} \frac{M_{Z'}^2 \Gamma_{Z'}^2}{(\epsilon - \epsilon_R)^2 + M_{Z'}^2 \Gamma_{Z'}^2} b_R(\epsilon),$$

$$b_R(\epsilon) \equiv \frac{B_i(1 - B_i)(1 + \epsilon)^{1/2}}{\epsilon^{1/2}(1 + 2\epsilon)} = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{b_R^{(l)}}{l!} \epsilon^l.$$

Onde: $\epsilon = \frac{s - m_\chi^2}{m_\chi^2}$ $\omega = \frac{2J+1}{(2S+1)^2}$

- Disso, é possível obter uma expressão para a produção termal de ME em ressonância tal qua *l:

$$\langle \sigma v \rangle_{\text{res}} = \frac{16\pi}{m_\chi^2} \frac{(2J+1)}{(2S+1)^2} x^{3/2} \pi^{1/2} \frac{M_{Z'} \Gamma_{Z'}}{m_\chi^2} B_i(1 - B_i) \sum_{l=0}^{\infty} \frac{b_R^{(l)}}{l!} F_l(z_R; x).$$

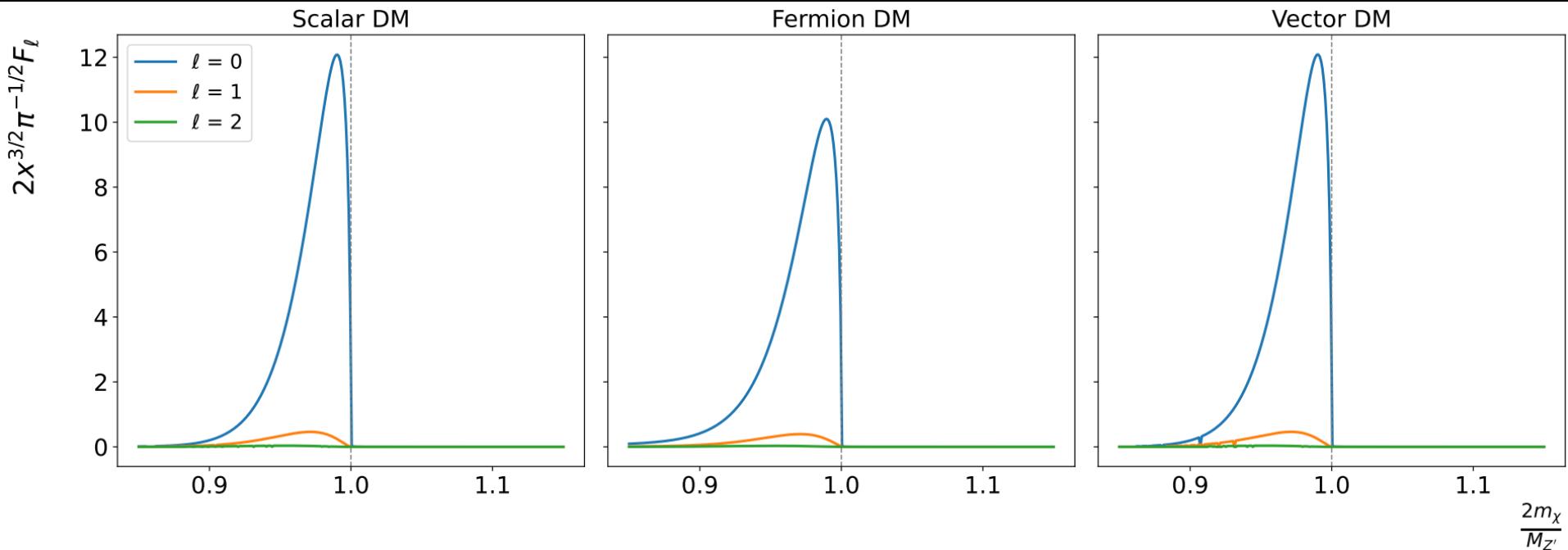
$$F_l(z_R; x) = \text{Re} \frac{i}{\pi} \int_0^\infty \frac{\epsilon^{(l+1/2)} e^{-x\epsilon}}{(z_R - \epsilon)} d\epsilon,$$

Onde:

$$z_R = \frac{M_{Z'}^2 - m_\chi^2}{m_\chi^2} + i \frac{M_{Z'} \Gamma_{Z'}}{m_\chi^2}$$

* GONDOLO, P.; GELMINI, G. Cosmic abundances of stable particles: Improved analysis. *Nucl. Phys. B*, v. 360, p. 145–179, 1991.

► Do perfil abaixo, percebemos que a correção ocorre principalmente quando a razão entre as massas se aproxima a 1, porém é limitada cinematicamente para valores maior que esse limiar.



► Manipulando as equações anteriores, obtemos:

$$\langle \sigma v \rangle_{\text{res}} = \frac{16\pi}{m_\chi^2} \frac{(2J+1)}{(2S+1)^2} x^{3/2} \pi^{1/2} \frac{M_{Z'} \Gamma_{Z'}}{m_\chi^2} B_i(1 - B_i) F(z_R; x).$$

$$F(z_R; x) = \text{Re} \frac{i}{\pi} \int_0^\infty \frac{(1+\epsilon)^{1/2} e^{-x\epsilon}}{(1+2\epsilon)(z_R-\epsilon)} d\epsilon.$$

► Que foi a expressão utilizada para o cálculo dos resultados principais deste trabalho.

Portanto...

- Modelos simplificados podem ser utilizados para gerar previsões e limitar o espaço de busca por ME em colisões.
- É necessário um cálculo correto da densidade de relíquia de ME, tendo em vista a sua caracterização efetiva como ME.
- As buscas em colisões limitaram grande parte dos mediadores e partículas de alta massa, porém apenas no intervalo de parâmetros e com a densidade de relíquia calculada de maneira trivial.

Resultados

$$W_\nu^- \partial_\nu W_\mu^+) - i g s,$$
$$W_\mu^- \partial_\nu W_\nu^+ - \frac{1}{2} \sigma^2 W_\mu^+ \partial_\nu W_\mu^+) - i g c$$
$$\partial_\nu W_\mu^+) + A_\mu^+ - \frac{1}{2} g^2 W_\mu^+ \partial_\nu W_\nu^+$$

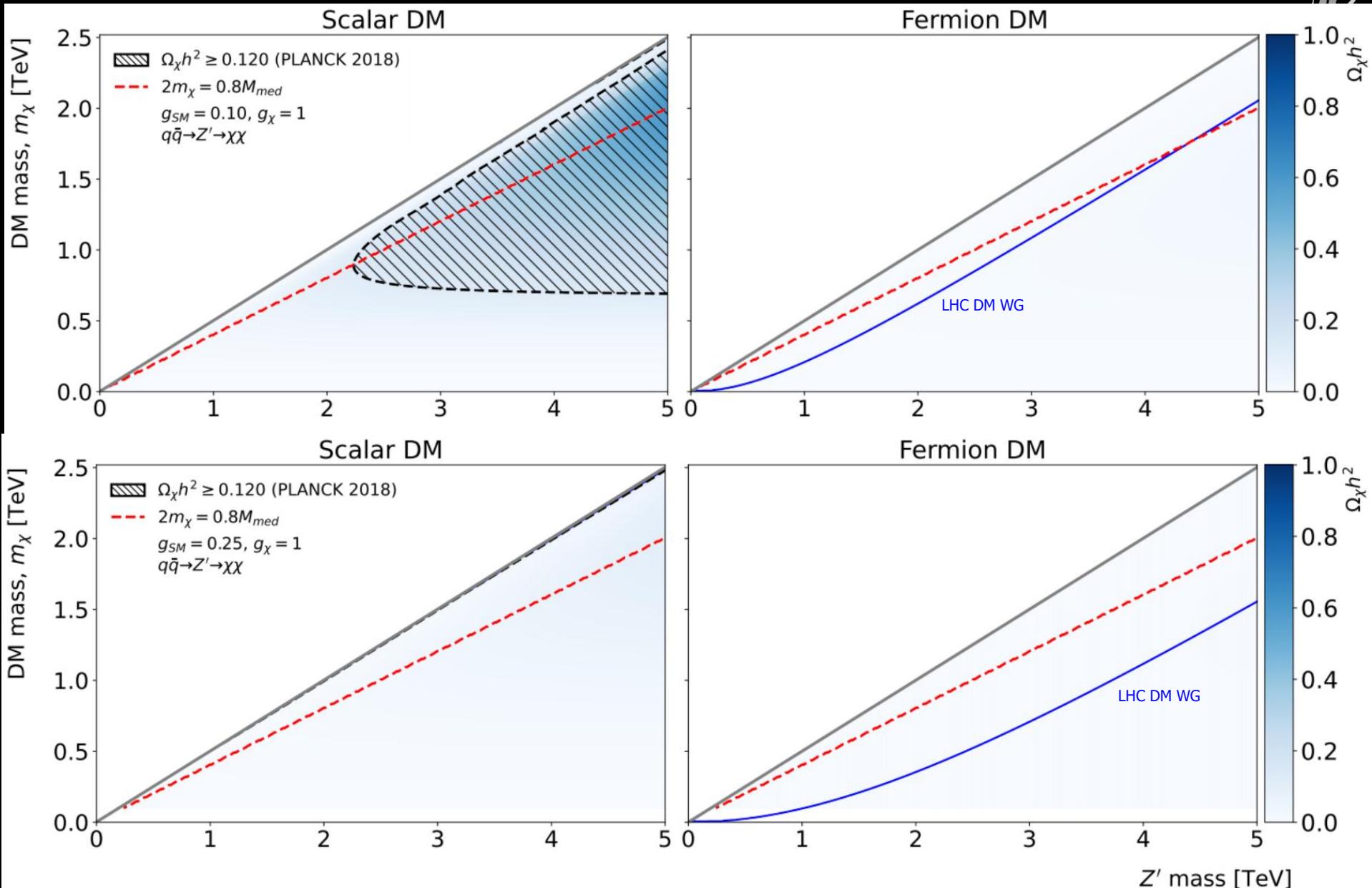
$$\frac{1}{4} g^2 \frac{1}{c} Z^0 \phi^0 + (\phi^0)^2 - \frac{1}{2} i g^2 \frac{s_w^2}{c_w} V_\mu^+ \phi^- - W_\mu^- \phi^+$$

$$(W_\mu^+ \partial_\nu W_\mu^- - \gamma^2 W_\mu^+ W_\mu^- W_\nu^+ W_\nu^- + \gamma^0 Z^0 W^+ W^-)$$
$$H \phi^+ \phi^-) - \phi^- + 2(\phi^0)^2 H^2] - \partial_\mu \phi^0) -$$

$$- \phi^- \partial_\mu \phi^0) + (\phi^0)^2 + 2\phi^0 \partial_\mu \phi^0 - Z^0 \phi^0$$

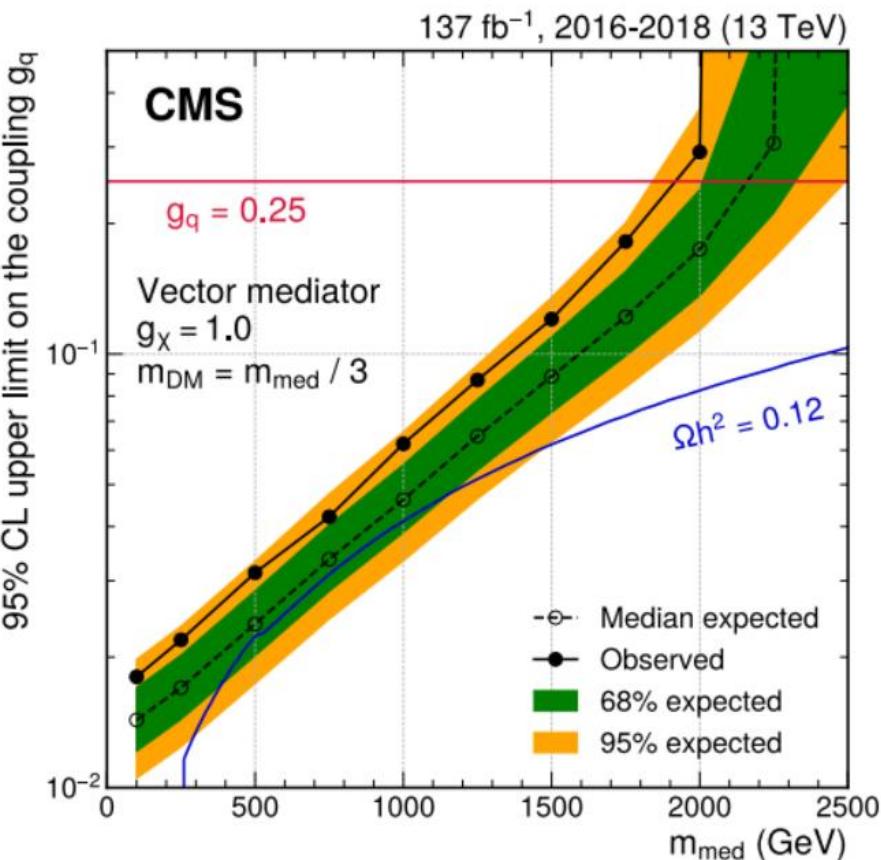
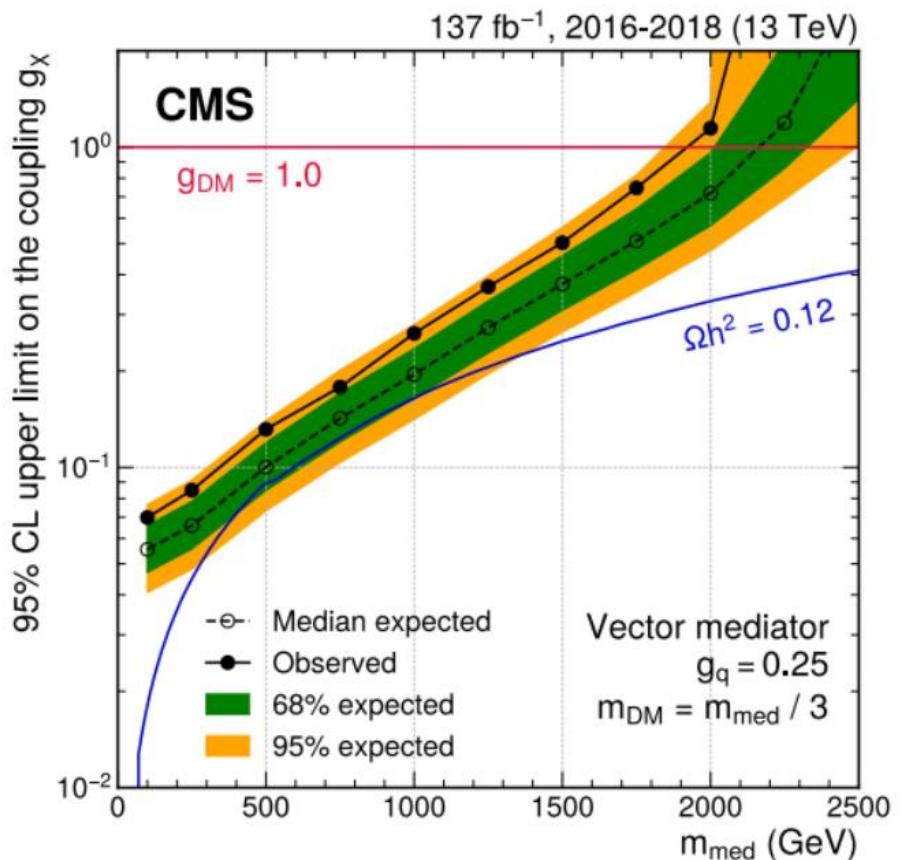
→ **ME Escalar e Fermion - pp**
ME Escalar e Fermion - e^+e^-
Vector DM

Densidade de Relíquia - ME Escalar e Fermiônica - pp



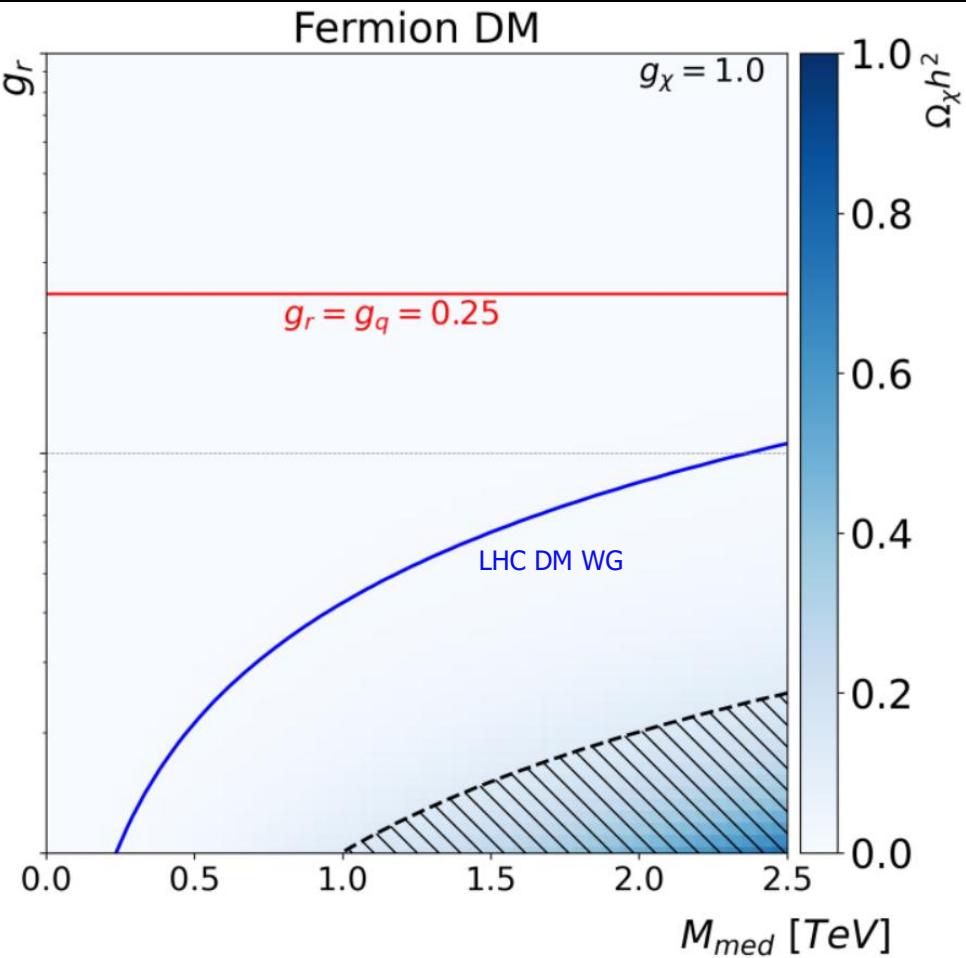
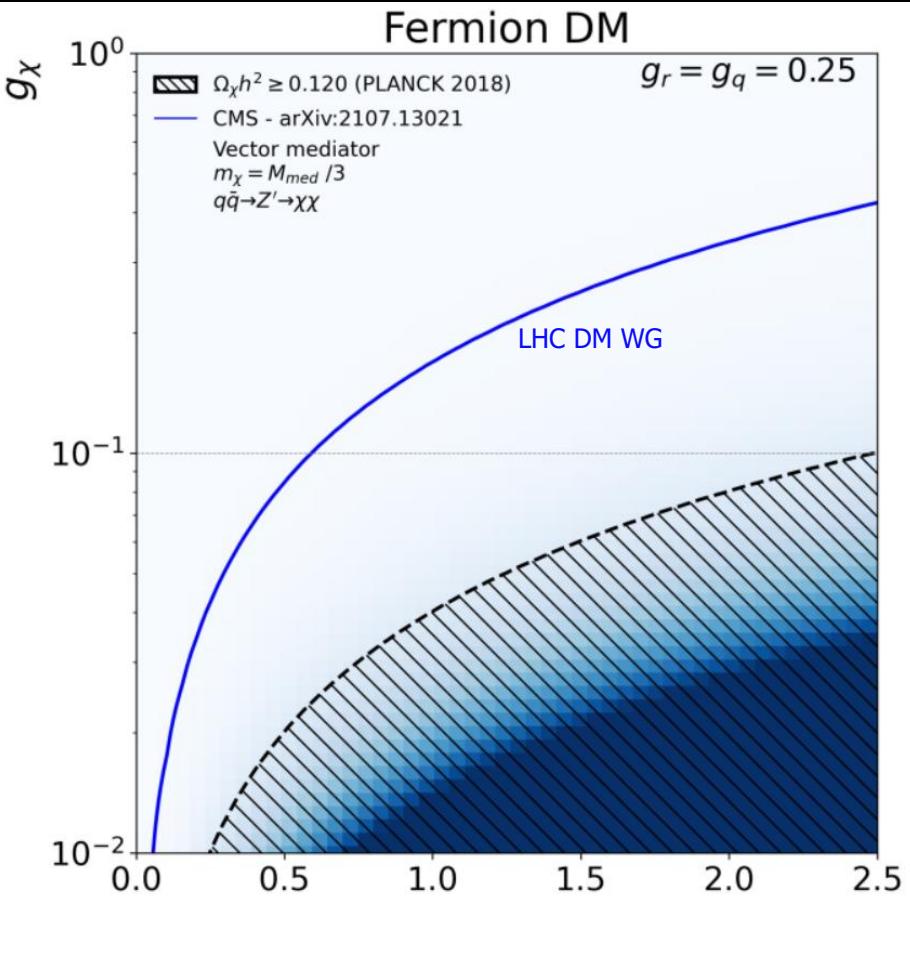
Alguns resultados do CMS para ME

- Limites de exclusão para a produção de ME fermiônica com mediador vetorial, para diferentes acoplamentos e regimes de massa do mediador.

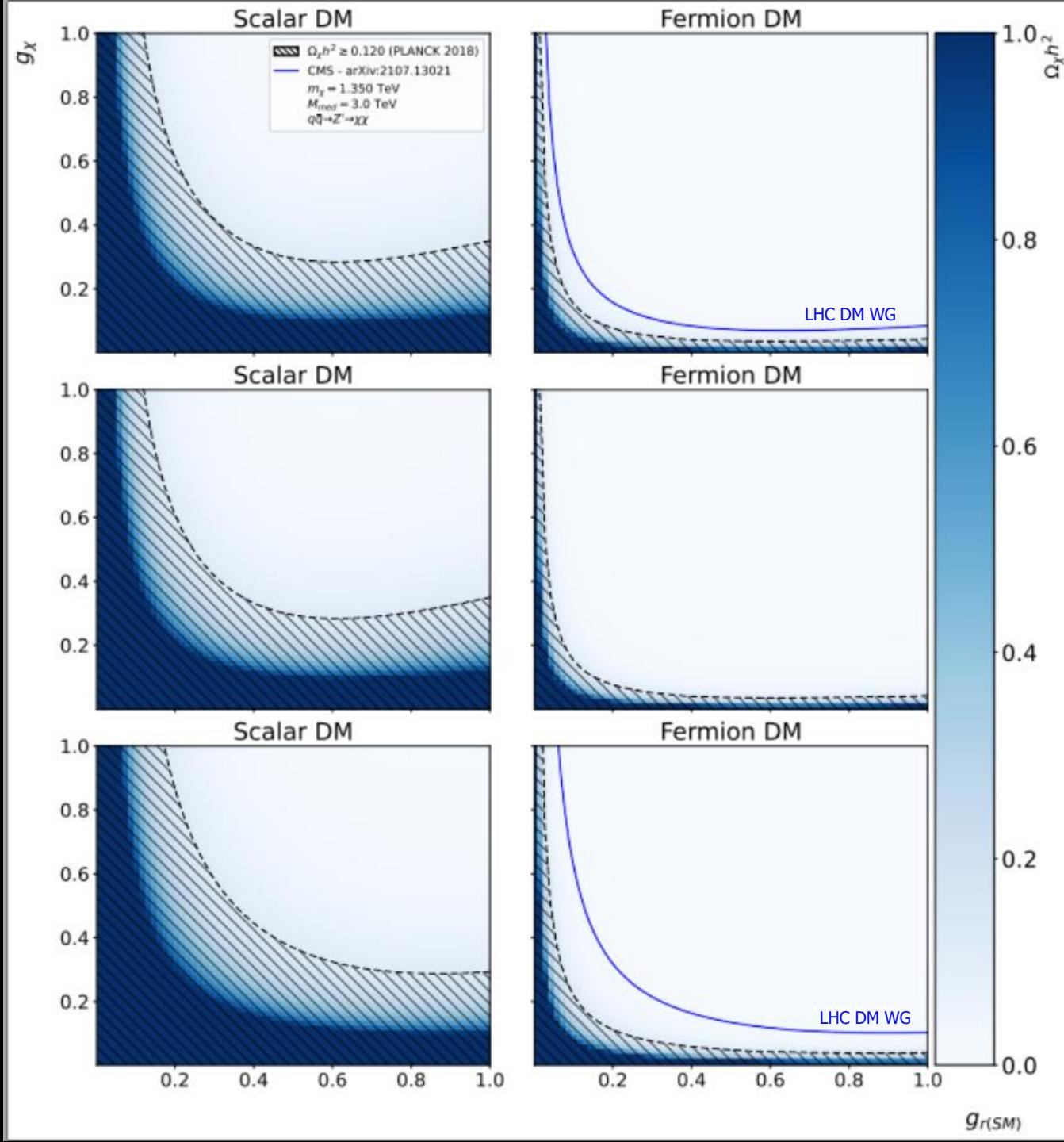


arXiv:2107.13021v2

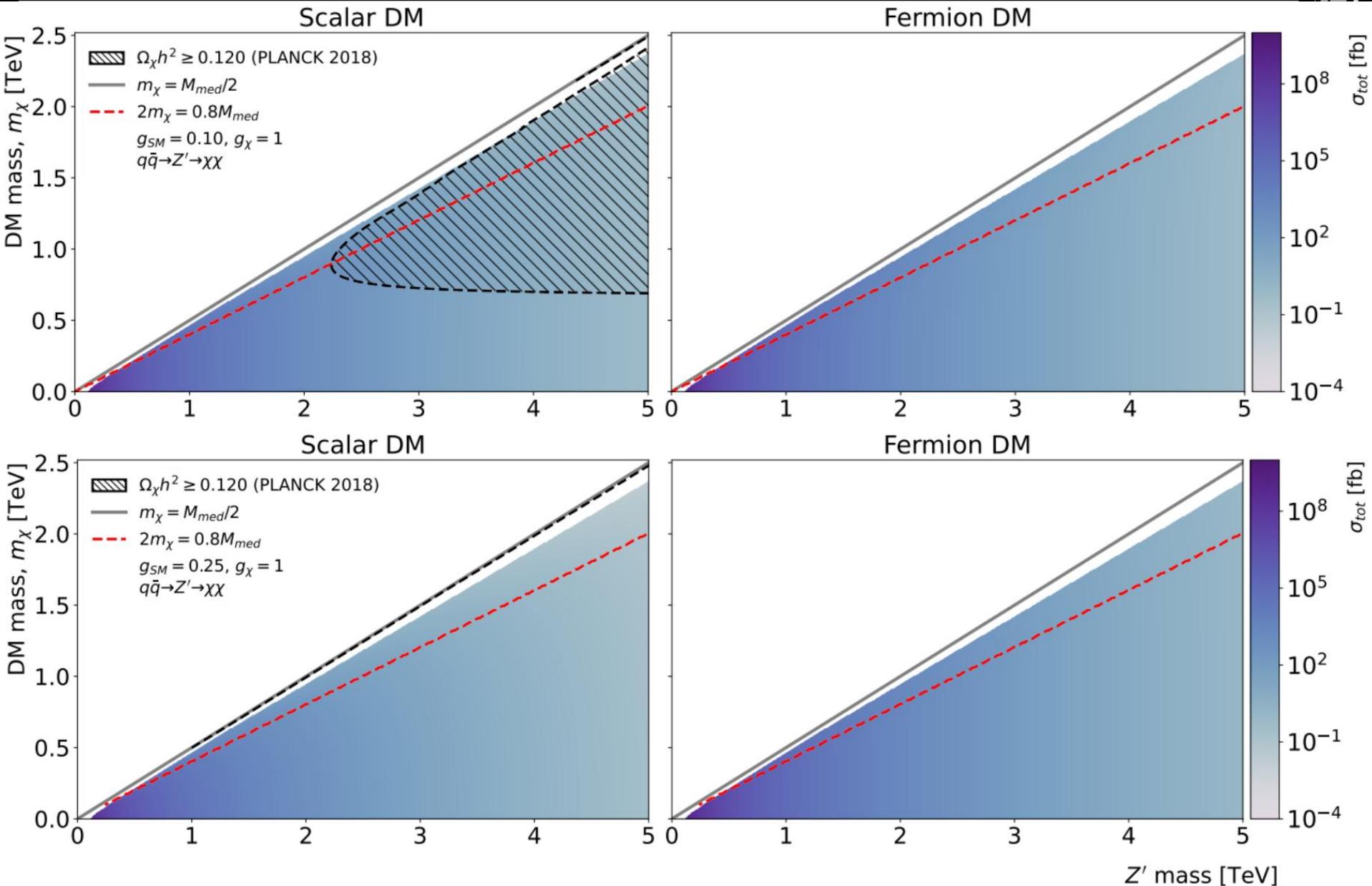
- Podemos perceber uma redução significativa da área excluída por limites cosmológicos, quando aplicado o cálculo correto da densidade de relíquia para processos em ressonância.



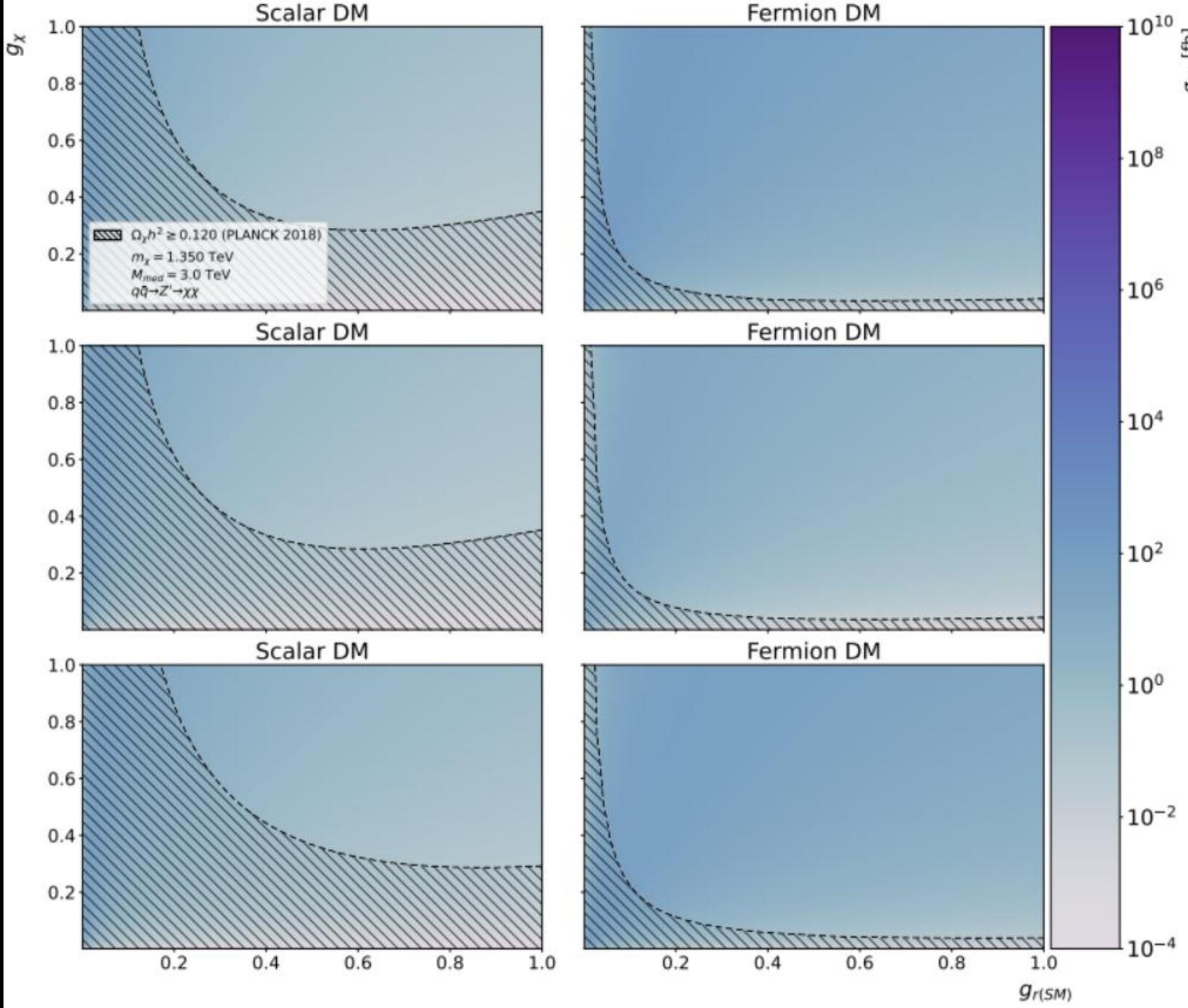
Densidade de Relíquia – Acoplamentos - pp



Seção de Choque - ME Escalar e Fermiônica - pp

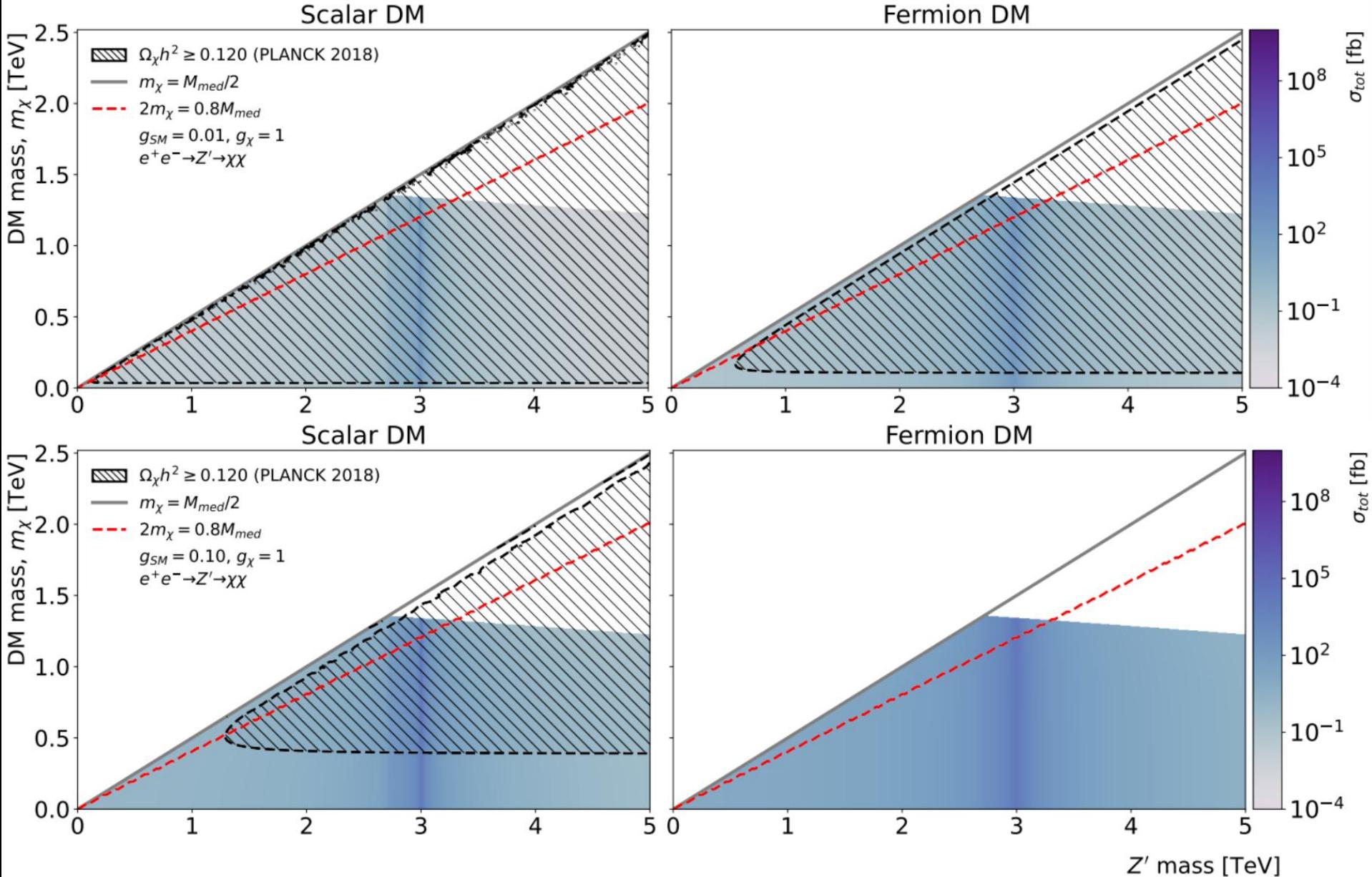


ME Escalar e Fermiônica – Seção de Choque - pp

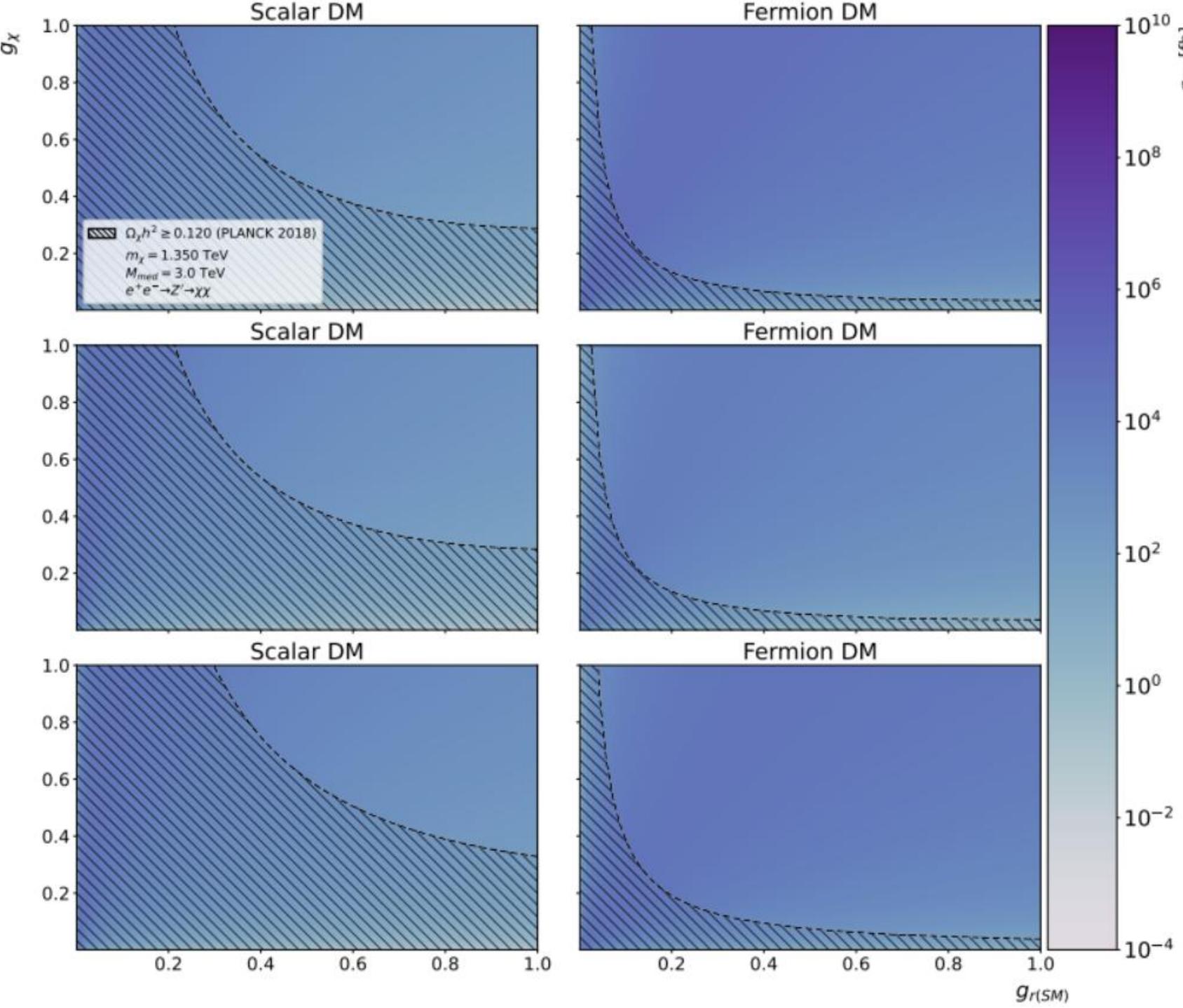


→ ME Escalar e Fermion - pp
→ **ME Escalar e Fermion - e^+e^-**
Vector DM

Matéria Escura Escalar e Fermiônica - e^+e^-

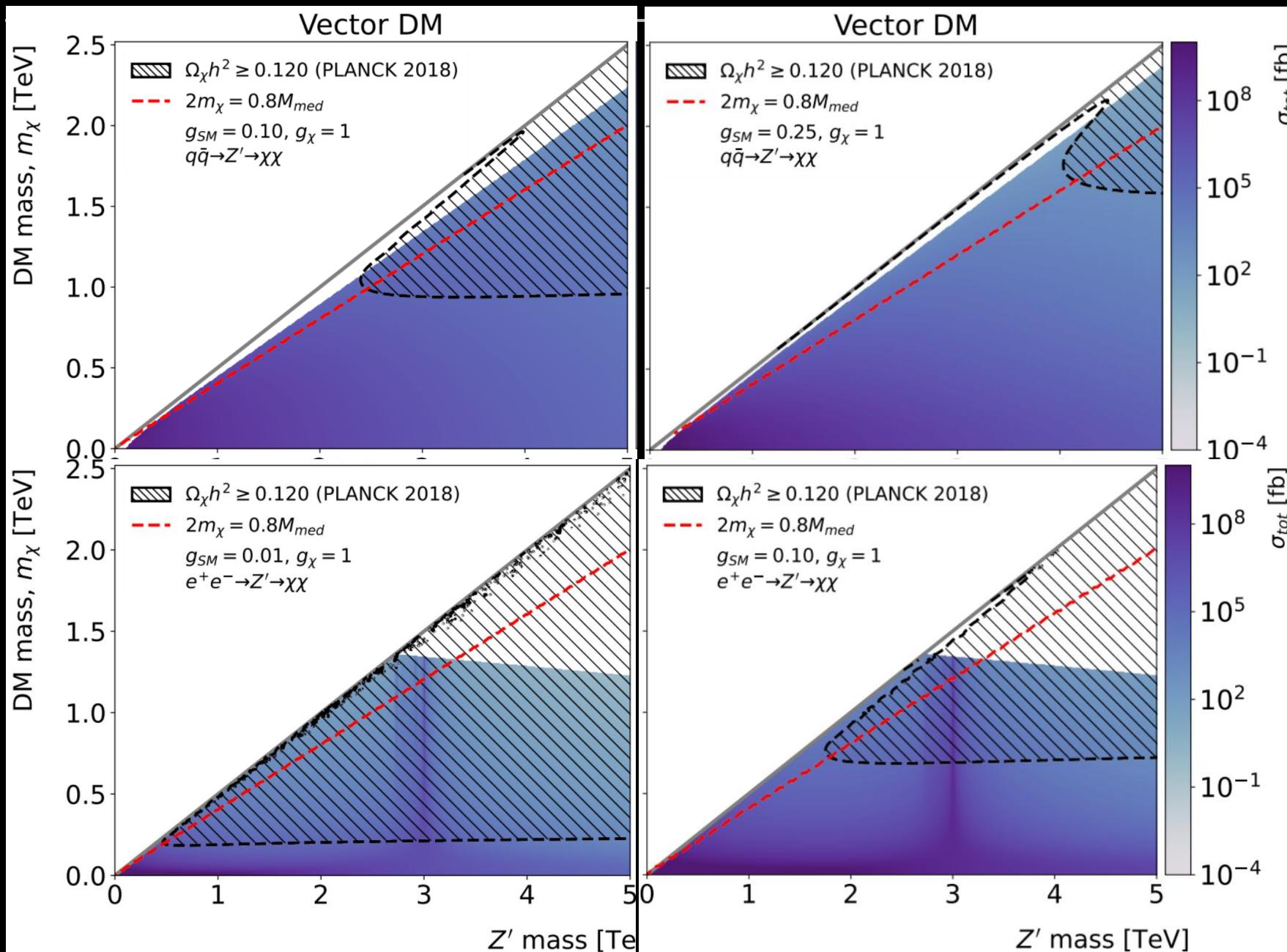


ME Escalar e Fermiônica – Seção de Choque - e^+e^-

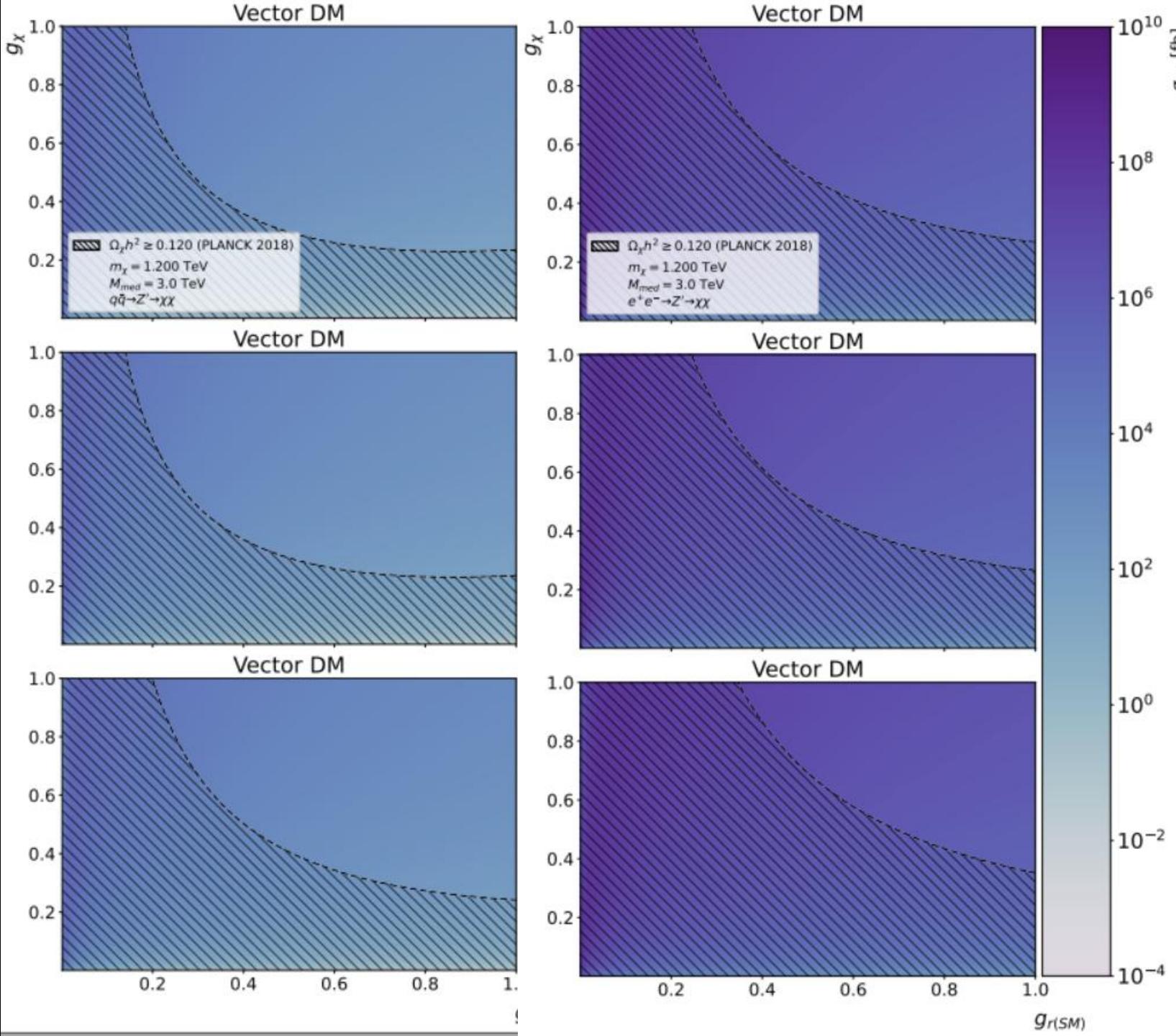


ME Escalar e Fermion - pp
→ ME Escalar e Fermion - e^+e^-
→ **Vector DM**

Matéria Escura Vetorial - pp & e^+e^-



Matéria Escura Vetorial - pp & e^+e^-



Concluimos que...

- Modelos simplificados podem ser muito úteis para testar fenomenologia, principalmente resultados com ressonância como os estudados nesse trabalho.
- A observação de fóton + E_{miss}^T limita a região cinemática dos processos, mas não afeta de maneira significativa as seções de choque, que permanecem com valores viáveis para observação futura.
- A densidade de relíquia para processos em ressonância diminui conforme o esperado, mas numa taxa que ainda permite que tais processos sejam viáveis como responsáveis pela produção de ME.
- Procesos analisados previamente precisam levar em consideração a produção em ressonância de ME, uma vez que a região excluída pode ser diferente do reportado.

Ao meu orientador, Prof. Gustavo Gil da Silveira;

Aos membros da banca: Prof. Alexandre, Prof. Thiago,
Prof. Dimiter e Prof. Cesar;

Às agencias de fomento, principalmente ao CNPq que financiou
diretamente meu trabalho;

E à minha família...

Muito obrigado!

