$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ 電荷を持つ暗黒物質とニュートリノ望遠鏡による探索

浅井 健人

(宇宙線研究所，東京大学)

セミナー @ 東京理科大学 素粒子論研究室 (野田，千葉)

2023年 4月 24日

大まかな予定

- 暗黒物質について
  - 性質＆なぜ必要？
  - どうやって探す？
  - どうやって作る？
- $\mathrm{U}(1)_{L_\mu - L_\tau}$ゲージ対称性について
  - ゲージ対称性とは？ U(1)？
  - なぜ $\mathrm{U}(1)_{L_\mu - L_\tau}$ なる奇妙な対称性を考えるのか？
  - どうやって探す？

レビュー

- $\mathrm{U}(1)_{L_\mu - L_\tau}$電荷を持つ暗黒物質について
  - 暗黒物質と $\mathrm{U}(1)_{L_\mu - L_\tau}$ の取り合わせの妙
  - ニュートリノ望遠鏡による探索

K. Asai, S. Okawa, and K. Tsumura, JHEP 03 (2021) 047, arXiv : 2011.03165 [hep-ph] に基づく

本題

導入
～ 暗黒物質 ～

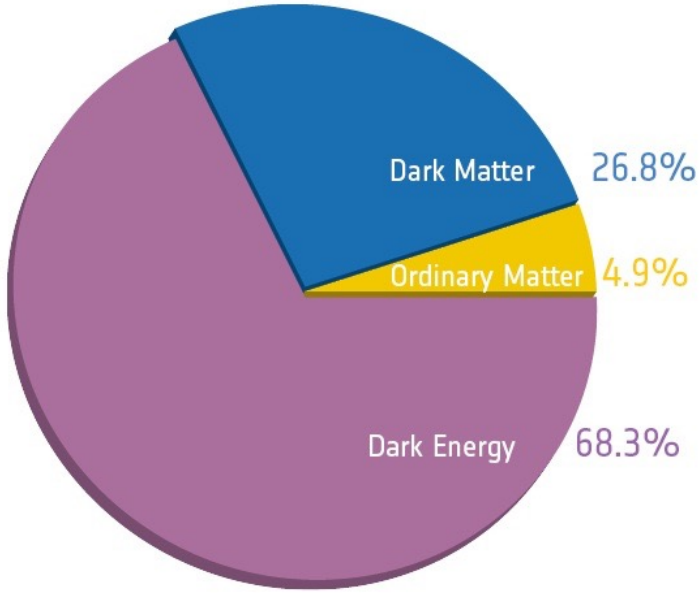
導入 - 暗黒物質

暗黒物質の性質

- 質量を持つ (標準模型粒子と重力相互作用をする)
- 電荷を持たない (標準模型粒子と電磁相互作用をしない)
- 非バリオン (標準模型粒子と強い相互作用をしない)

暗黒物質の存在量

宇宙の全エネルギー密度のおよそ27%
(観測できる通常の物質の5倍以上)

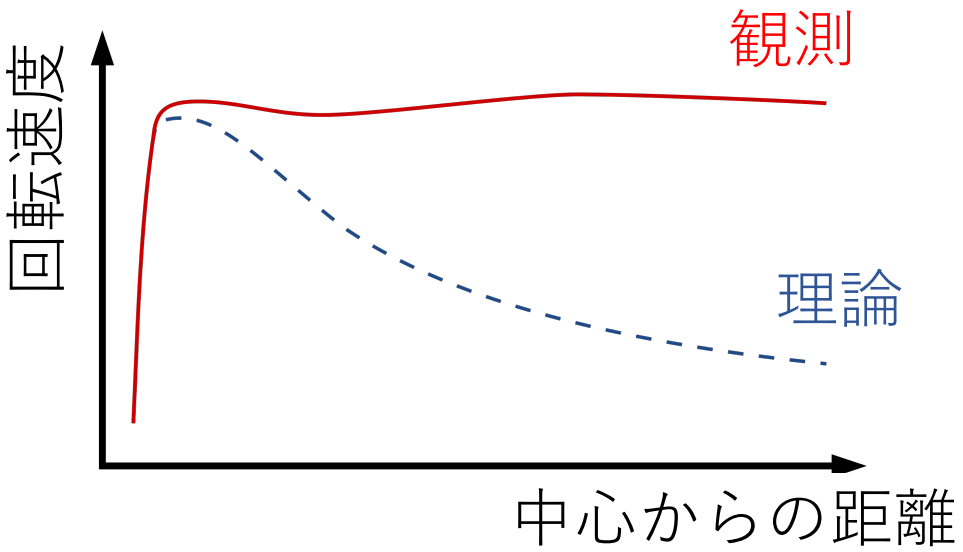


導入 - 暗黒物質

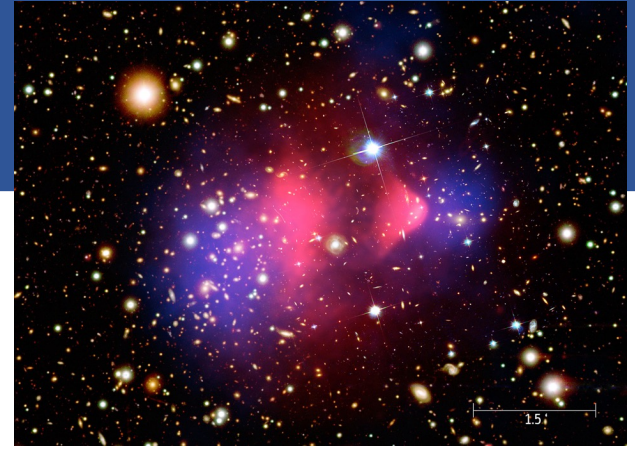
暗黒物質を導入する動機

- 銀河の質量欠損 (by F. Zwicky)
  … 銀河の質量和 (電磁波) < 銀河団の質量 (Virial定理)

- 銀河の回転曲線問題
  … 円板状の物質分布を仮定すると遠くほど回転速度は小さい
  一方で、観測では一定



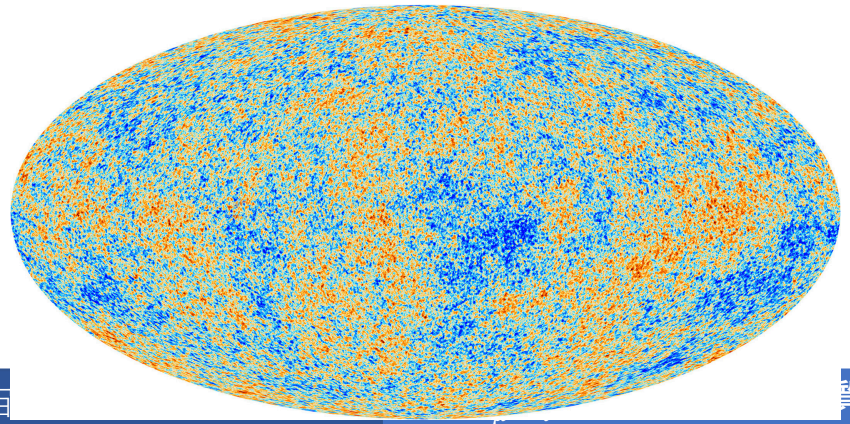
導入 - 暗黒物質

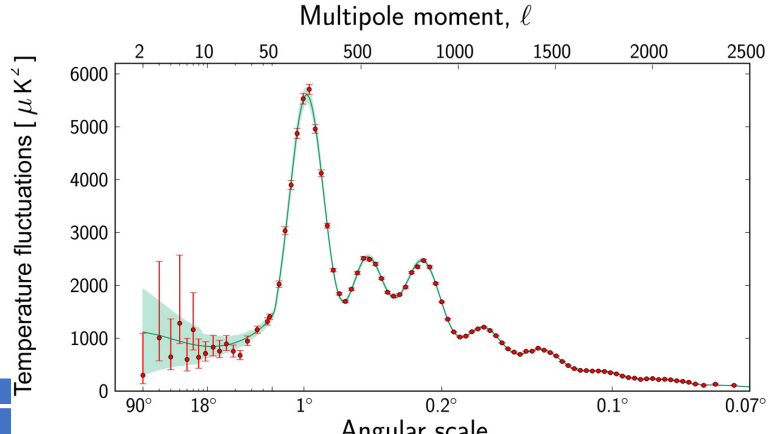


暗黒物質を導入する動機

- 弾丸銀河団
  … 弾丸銀河団のガス分布 (電磁波観測)と質量分布 (重力レンズ)を比較すると観測できない質量の存在を示唆

- ΛCDM模型の成功
  … 観測された宇宙マイクロ波背景放射の温度ゆらぎの相関が、冷たい(非相対論的な)暗黒物質を仮定すると上手く説明





導入 - 暗黒物質

標準模型粒子は
うじゃうじゃ存在

暗黒物質の作り方

高温の初期宇宙では標準模型粒子は熱平衡状態にあり、
その分布関数はFermi-Dirac (Bose-Einstein)分布に従う

- 熱的生成 (thermal freeze-out production)

- 非熱的生成 (non-thermal production)

導入 - 暗黒物質

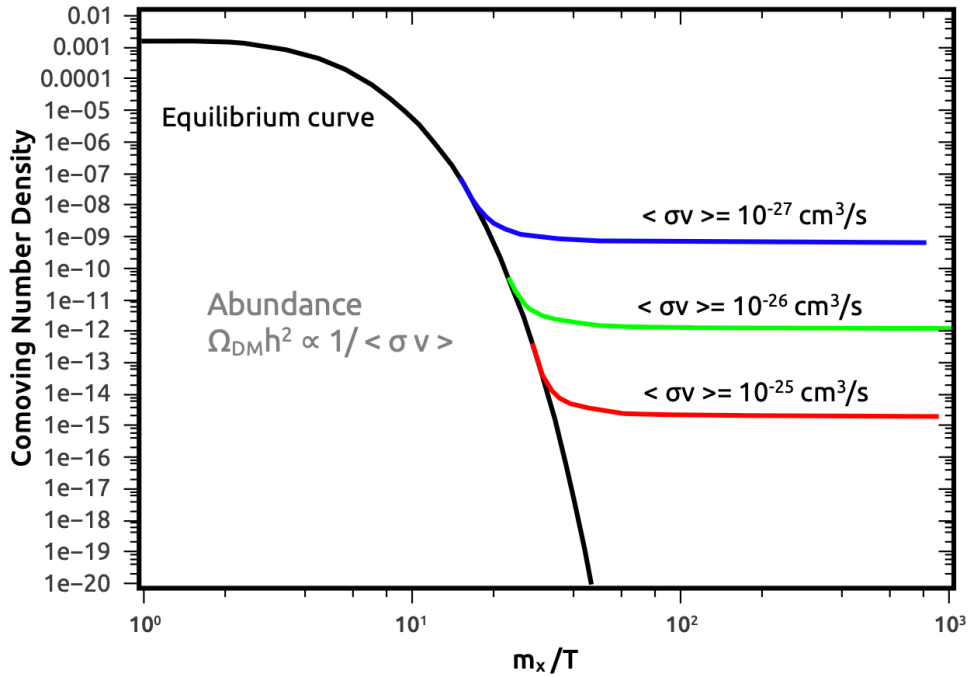
暗黒物質の作り方

暗黒物質もうじゃうじゃ

- 熱的生成 (thermal freeze-out)

  暗黒物質と標準模型粒子が頻繁に反応し(相互作用が強い)、
  高温時代には暗黒物質も熱平衡状態にある

G. Arcadi, *et. al.*, EPJC 78 (2018) 3, 203, arXiv:1703.07364 [hep-ph]



暗黒物質が対消滅によって
数をどんどん減らしてゆく

宇宙が冷えて対消滅が
起きなくなると数が固定

導入 - 暗黒物質

暗黒物質の作り方

- 熱的生成 (thermal freeze-out)

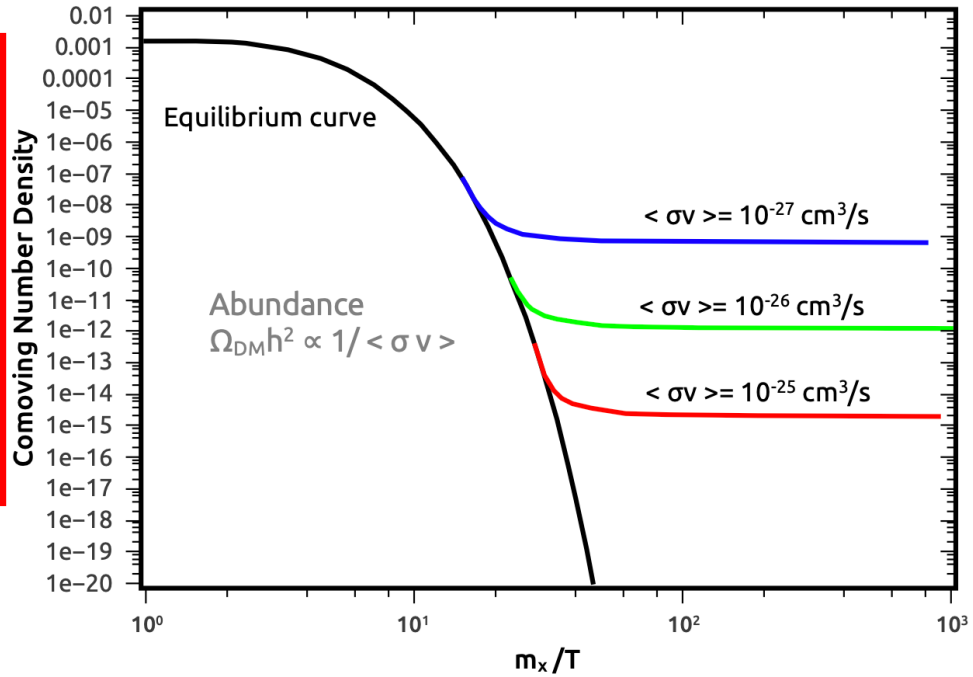
暗黒物質と標準模型粒子が頻繁に反応し(相互作用が強い)、
高温時代には暗黒物質も熱平衡状態にある

ポイント

対消滅断面積が大きい(暗黒物質と標準模型粒子の相互作用が強い)ほど、残存量は少ない

宇宙が冷えて対消滅が起きなくなると数が固定

G. Arcadi, *et. al.*, EPJC 78 (2018) 3, 203, arXiv:1703.07364 [hep-ph]



導入 - 暗黒物質

暗黒物質の作り方

最初は暗黒物質はいない

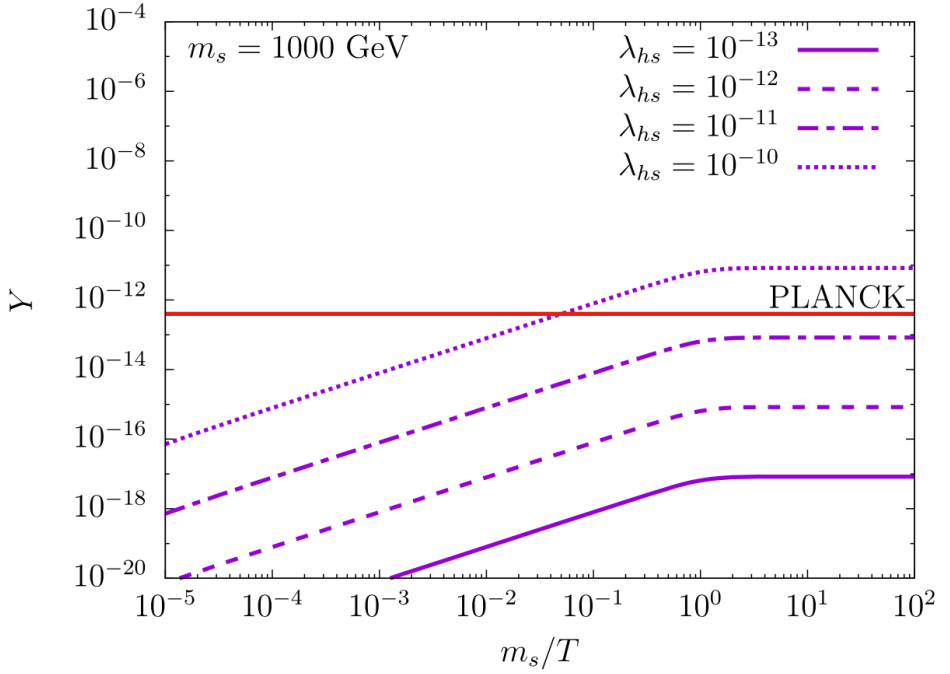
- 非熱的生成 (non-thermal production)

  暗黒物質と標準模型粒子があまり反応せず(相互作用が弱い)、暗黒物質はずっと熱平衡状態にない

標準模型粒子(と相互作用してたくさんいる新粒子)の反応によって少しずつ暗黒物質が作られる

宇宙が冷えて生成反応が起きなくなると数が固定

O. Lebedev, T. Toma, PLB 798 (2019) 134961, arXiv:1908.05491 [hep-ph]



導入 - 暗黒物質

暗黒物質の作り方

- 非熱的生成 (non-thermal production)

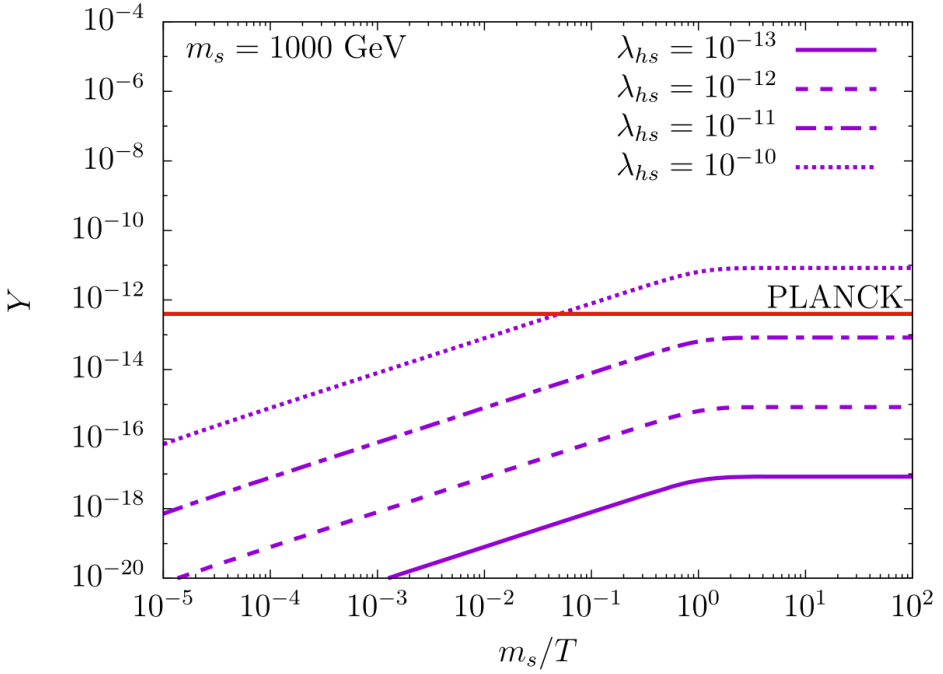
暗黒物質と標準模型粒子があまり反応せず(相互作用が弱い)、
暗黒物質はずっと熱平衡状態にない

ポイント

生成反応率が大きい(暗黒物質と標準模型粒子の相互作用が強い)ほど、残存量は多い

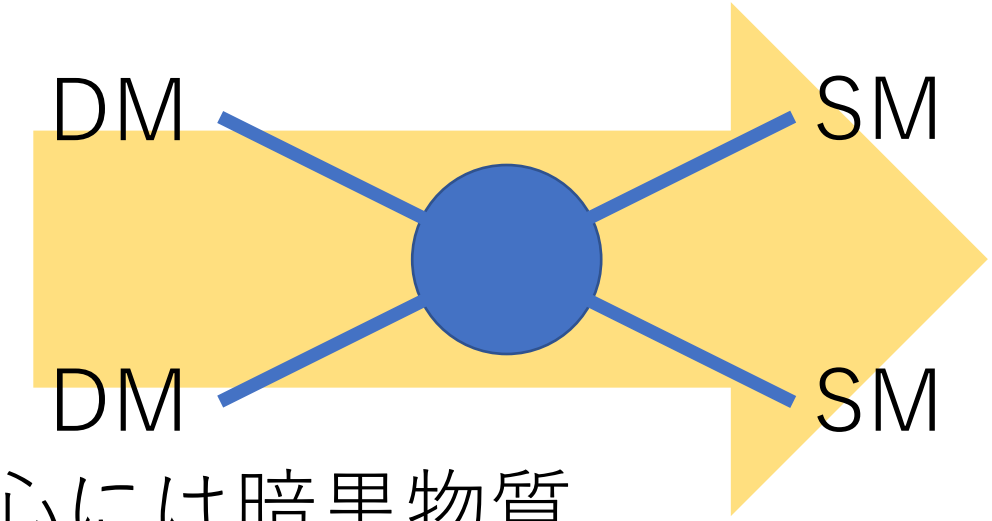
宇宙が冷えて生成反応が
起きなくなると数が固定

O. Lebedev, T. Toma, PLB 798 (2019) 134961, arXiv:1908.05491 [hep-ph]



導入 - 暗黒物質

暗黒物質の見つけ方



対消滅で探す

➡ 間接探索実験

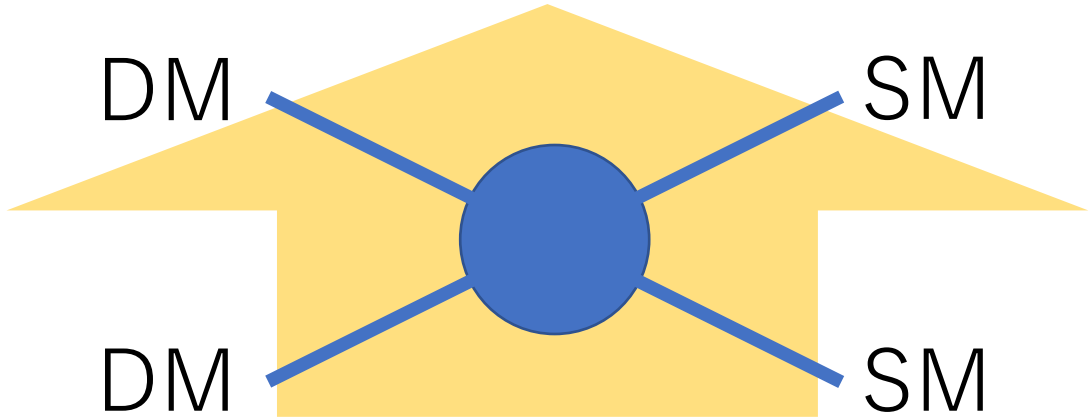
→ 重力に引き寄せられて銀河中心には暗黒物質がたくさん存在

→ 対消滅をして見える粒子(光子、陽電子、ニュートリノ…を放出)

→ 衛星や地上の観測装置で検出

導入 - 暗黒物質

暗黒物質の見つけ方



散乱で探す

➡ 直接探索実験

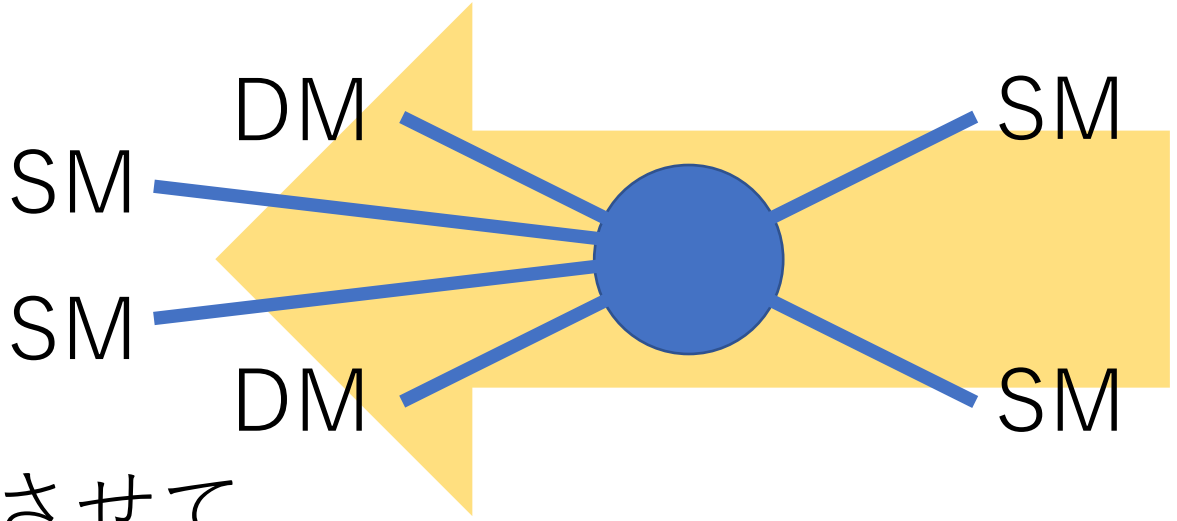
→ 重力に引き寄せられて銀河中心には暗黒物質がたくさん存在

→ 地球に飛来してきた暗黒物質が観測装置内の物質(核子、電子)と散乱

→ 反跳物質を検出

導入 - 暗黒物質

暗黒物質の見つけ方



対生成で探す

➡ 加速器実験

→ 標準模型粒子同士を衝突させて
暗黒物質を生成

→ 暗黒物質だけだと何も見えないので、検出できる
標準模型粒子 (光子、電子) も生成

→ エネルギー・運動量保存則から見えない暗黒物質を探す

導入 - 暗黒物質

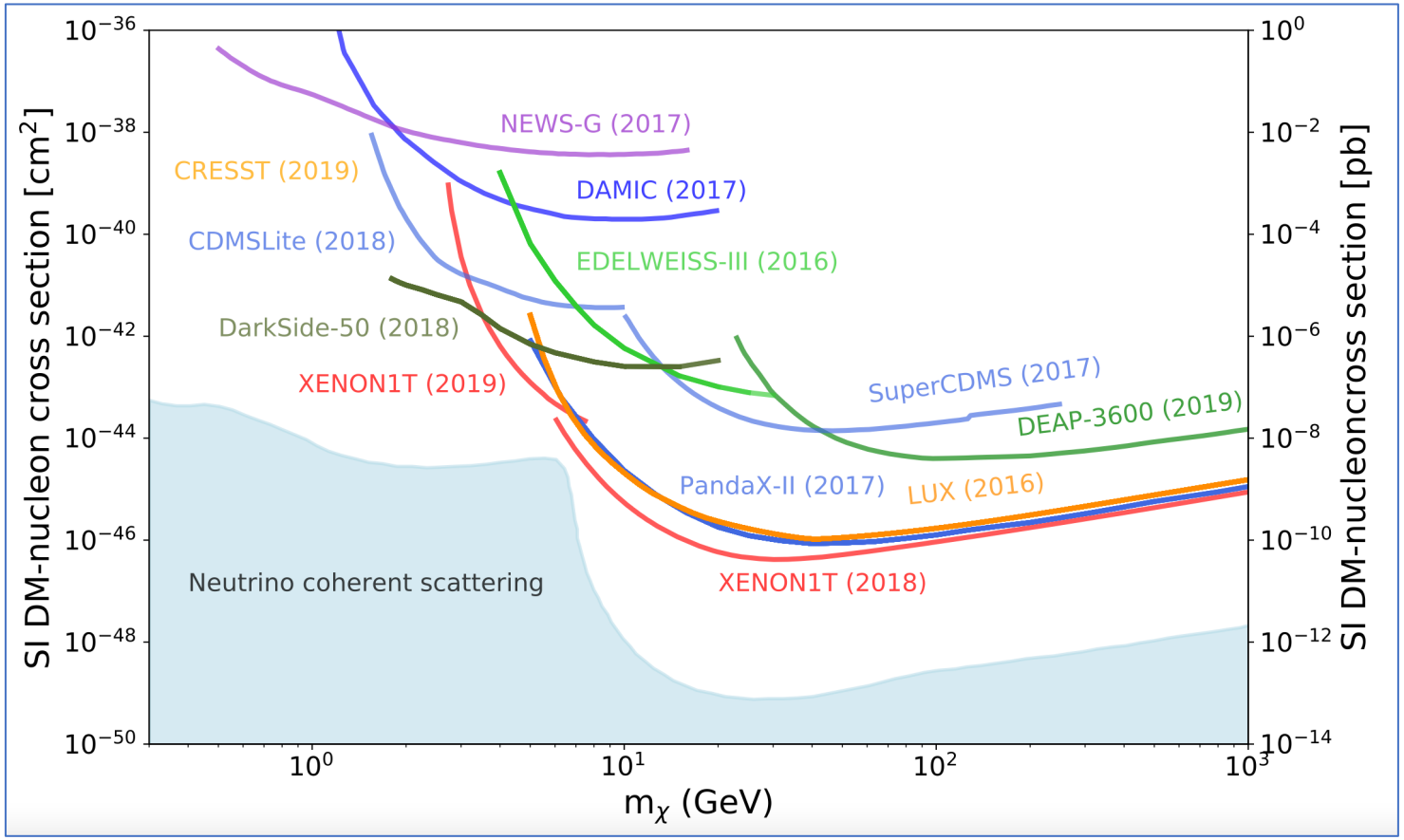
直接探索実験

暗黒物質・核子の
散乱断面積への制限

重い暗黒物質ほど持っている
運動エネルギーが大きい

ターゲットの核子(電子)を反跳
させやすい (見つけやすい)

PDG, PTEP 2022 (2022) 083C01



核子・電子と相互作用を持つ (特に重い) 暗黒物質は
直接探索実験によって強い制限

導入 - 暗黒物質

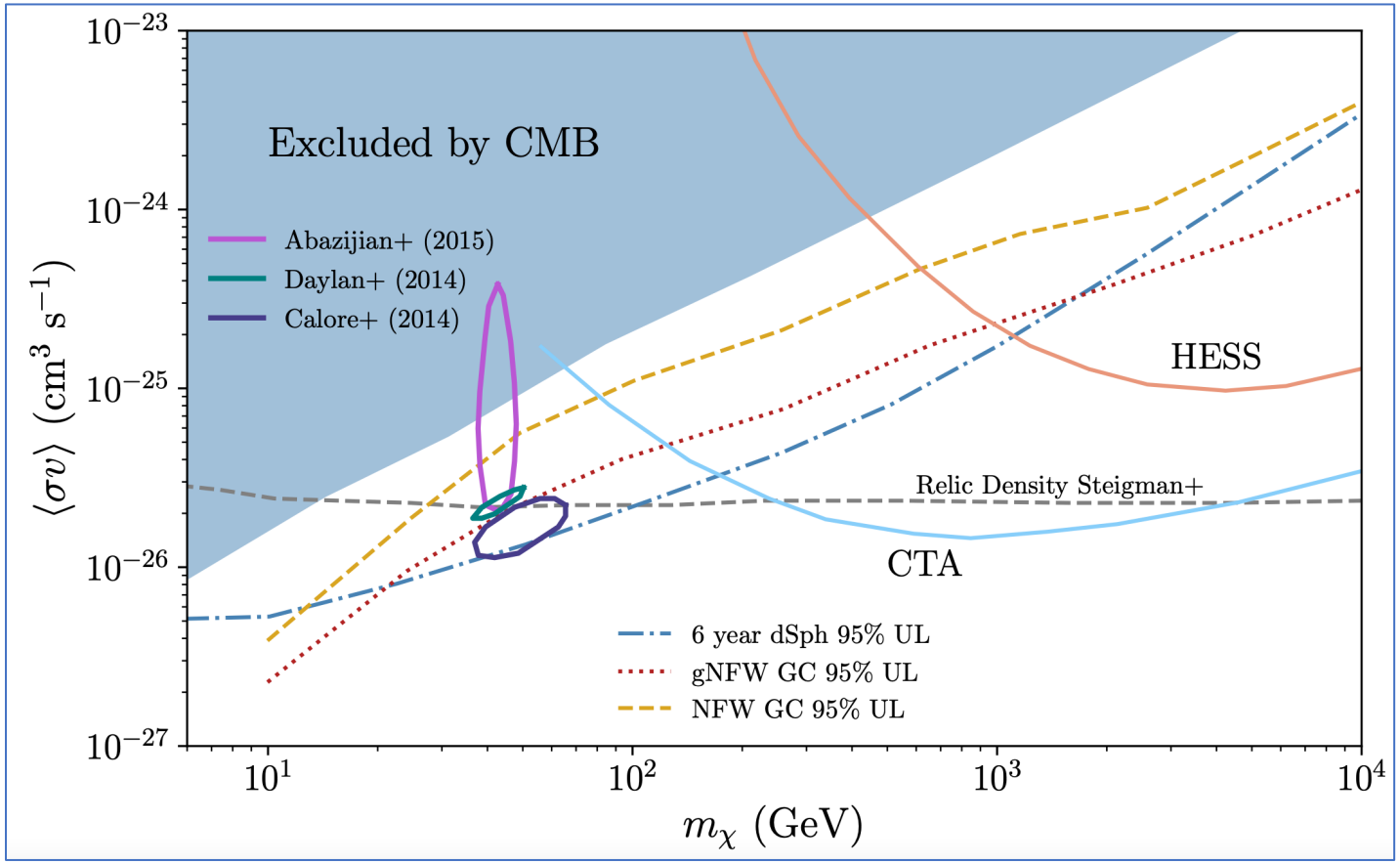
間接探索実験

暗黒物質・核子の光子への
対消滅断面積への制限

熱的生成で暗黒物質を作る場合、
対消滅断面積は小さくできない

対消滅先が荷電粒子や光子だと
見つけやすい

PDG, PTEP 2022 (2022) 083C01

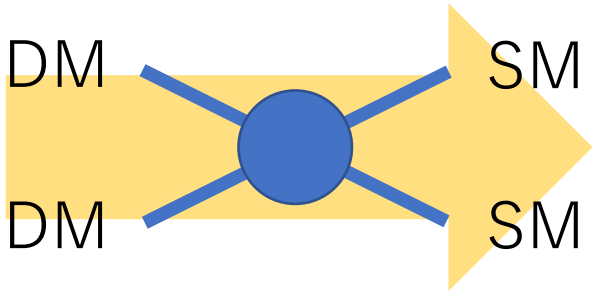


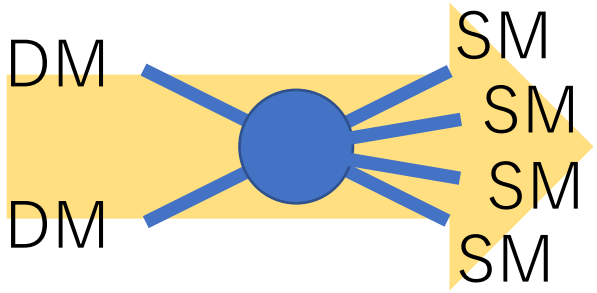
荷電粒子や光子に対消滅する暗黒物質は間接探索実験
によって強い制限

導入 - 暗黒物質

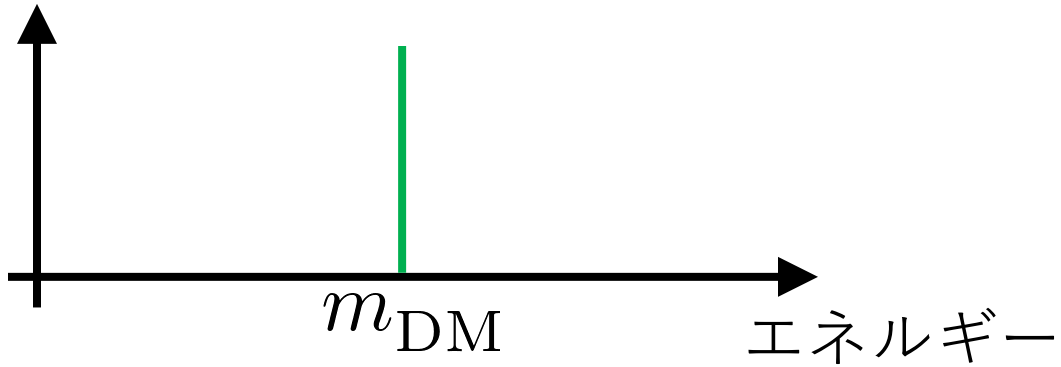
色々な対消滅過程

暗黒物質の対消滅の仕方によって間接探索のしやすさが違う

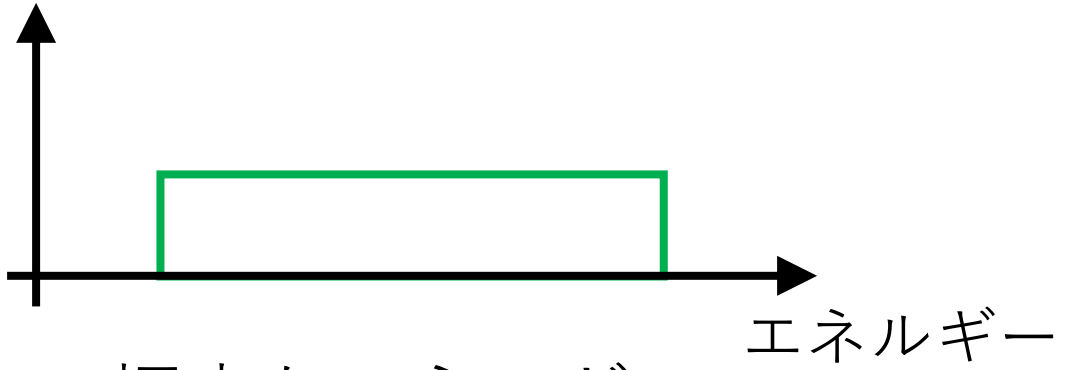




ほとんど静止しているDMの対消滅で生じるSM粒子のエネルギー



単色のエネルギー

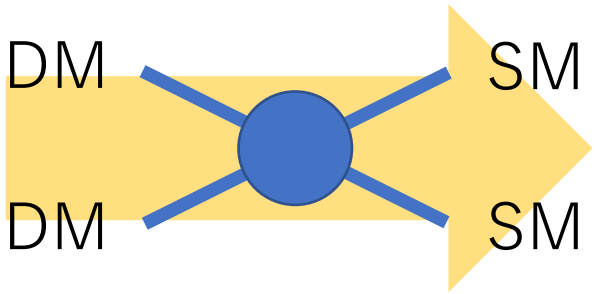


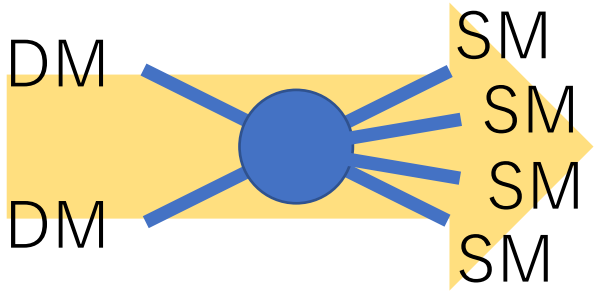
幅広なエネルギー

導入 - 暗黒物質

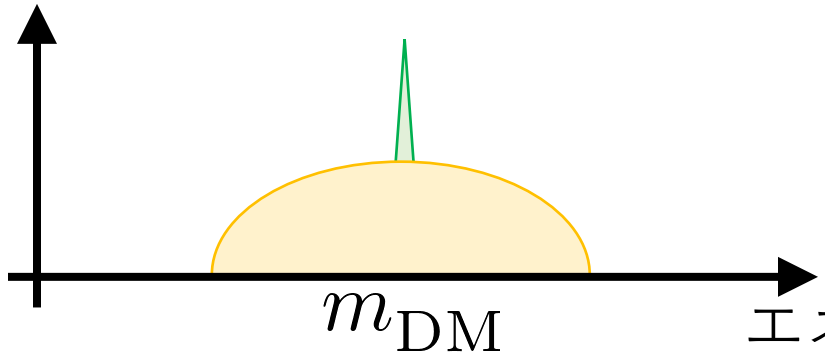
色々な対消滅過程

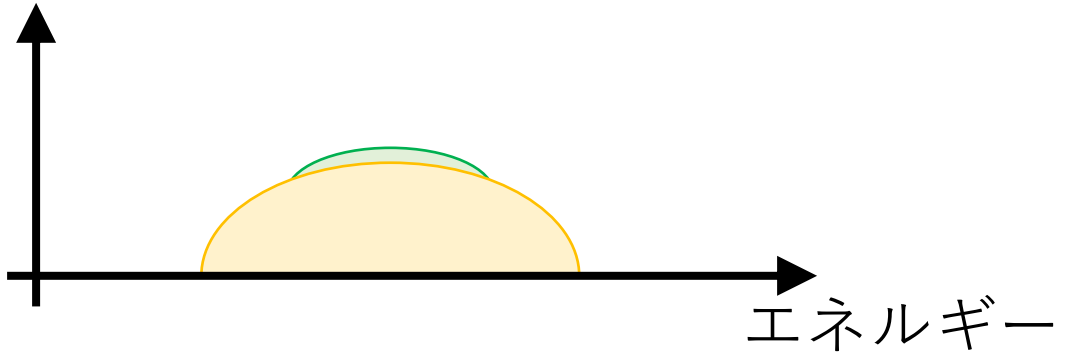
暗黒物質の対消滅の仕方によって間接探索のしやすさが違う





検出されるイベントのエネルギースペクトル





単色エネルギーの方が背景事象(黄)とシグナル(緑)の区別がつきやすい

導入
～ $\mathrm{U}(1)_{L_\mu - L_\tau}$ ゲージ対称性 ～

導入 - $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ ゲージ対称性

ゲージ対称性

模型の粒子間の相互作用はゲージ対称性によって制御される

例) U(1)ゲージ対称性 (局所位相変換対称性)

電荷 q_ϕ を持つ場 ϕ は

$$\phi(x) \to e^{iq_\phi g' \alpha(x)} \phi(x)$$

と変換

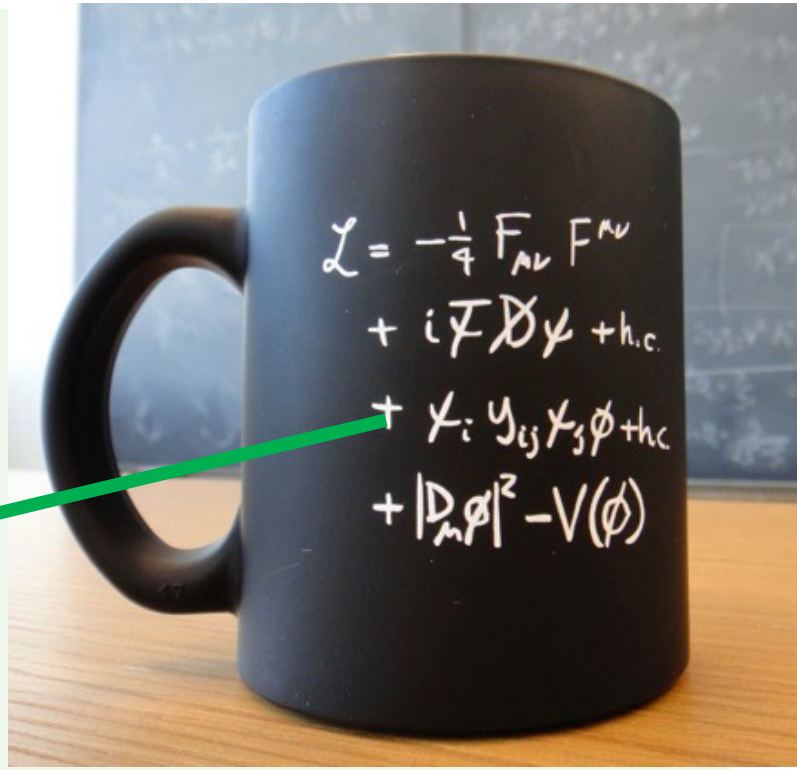
ゲージ結合定数　　変換パラメーター (座標依存)

U(1)ゲージ変換の下で不変となる
湯川項 (スカラー・フェルミオン・フェルミオン結合)のみ存在

例) $y_{ij} \bar{L}_i H e_{R,j}$

L_i : 左巻きレプトン (-1/2)

$e_{R,j}$: 右巻きレプトン (-1)

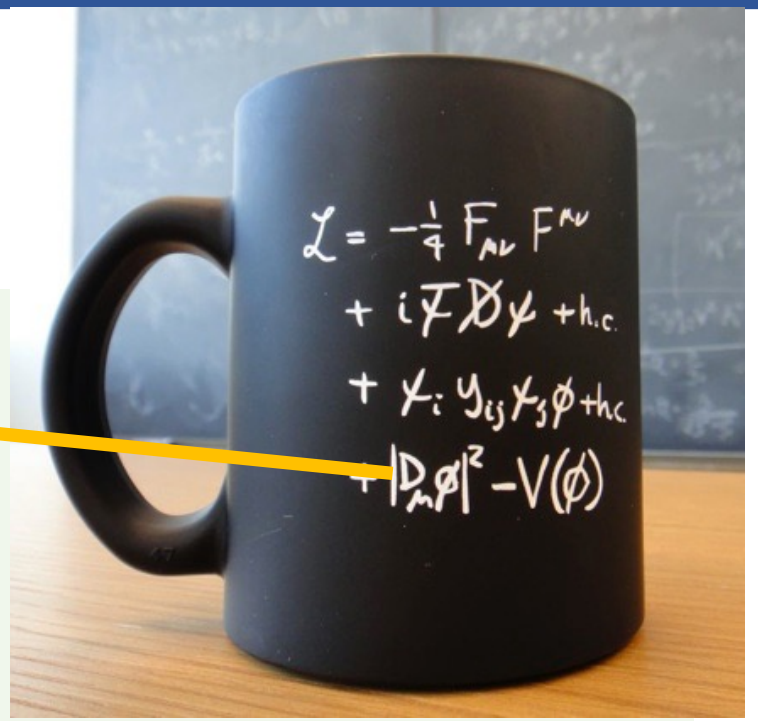


H : Higgs場 (+1/2)

導入 - $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ ゲージ対称性

ゲージ対称性

必然的に電荷を持つ場はゲージ場と結合する



運動項(微分項)はゲージ不変でない

$$\partial_\mu \phi(x) \to \partial_\mu \left(e^{i q_\phi g' \alpha(x)} \phi(x) \right)$$

$$= e^{i q_\phi g' \alpha(x)} \left(\partial_\mu \phi(x) + i q_\phi g' \phi(x) \partial_\mu \alpha(x) \right)$$

微分を共変微分(ゲージ場A'を含む微分)

$$\partial_\mu \Rightarrow D_\mu \equiv \partial_\mu - i q_\phi g' A_\mu(x)$$

として、ゲージ場が

$$A_\mu(x) \to A_\mu(x) + \partial_\mu \alpha(x)$$

と変換するならば運動項は不変

すると、相互作用項が現れる

$$|D_\mu \phi|^2 \supset q_\phi^2 g'^2 A_\mu A^\mu \phi^* \phi$$

導入 - $\mathrm{U}(1)_{L_\mu - L_\tau}$ ゲージ対称性

$\mathrm{U}(1)_{L_\mu - L_\tau}$ ゲージ対称性とは？

(ミューフレーバー数) – (タウフレーバー数) を電荷とした局所位相変換対称性

標準模型粒子の$\mathrm{U}(1)_{L_\mu - L_\tau}$電荷

$$\mu, \nu_\mu \ : \ +1 \qquad \tau, \nu_\tau \ : \ -1$$

$$e, \nu_e, \mathrm{quark}, \mathrm{Higgs\,boson} \ : \ 0$$

- $\mathrm{U}(1)_{L_\mu - L_\tau}$ゲージボソンと $\mu, \tau, \nu_\mu, \nu_\tau$ との相互作用
- レプトン湯川項に制限 ($\bar{L}_\mu H \mu_R$ はOK、$\bar{L}_e H \tau_R$ はダメ)

導入 - $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ゲージ対称性

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ゲージ対称性を考える動機

ミューオンの異常磁気能率 (g-2)

フェルミオンのスピンと磁場の相互作用

$$\mathcal{H} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$$

磁場

(スピン)磁気能率

$$\vec{\mu} = g \frac{Qe}{2m} \vec{S}$$

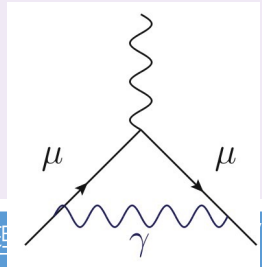
電荷　スピン　質量　g因子

g因子はDirac方程式では

$$g = 2$$

量子(ループ)補正を加えると少しズレる

$$g = 2 + \frac{\alpha_{\mathrm{EM}}}{\pi} + \cdots$$



導入 - $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ ゲージ対称性

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ ゲージ対称性を考える動機

ミューオンの異常磁気能率 $(g-2)$

g因子の2からのズレ (g-2)

$=$ **異常磁気能率**

よく2で割った値が用いられる

$$a \equiv \frac{g-2}{2}$$

ミューオンの異常磁気能率の理論計算と実験値との間にズレがある

$$a_\mu^{(\mathrm{exp})} = (11659206.1 \pm 4.1) \times 10^{-10}$$

$$-) \quad a_\mu^{(\mathrm{SM})} = (11659181.0 \pm 4.3) \times 10^{-10}$$

$$(25.1 \pm 5.9) \times 10^{-10}$$

標準模型を超える物理の存在を示唆

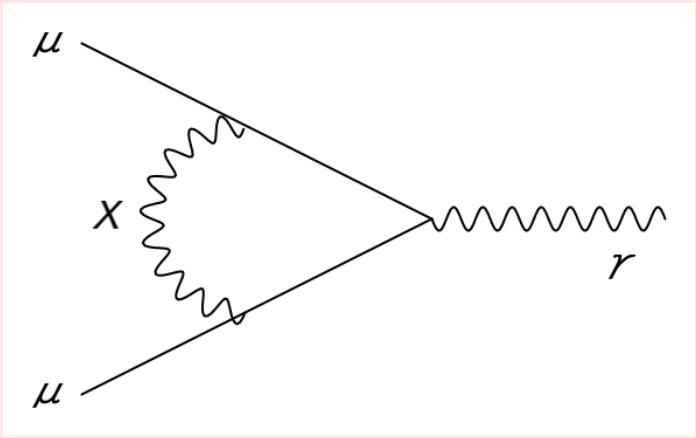
導入 - $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ゲージ対称性

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ゲージ対称性を考える動機

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ゲージボソンのミューオン$g-2$への寄与

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ゲージボソンはミューオンとの結合を持つので、one-loopでミューオンg-2に寄与する

$$\Delta a_\mu^X = \frac{g_X^2}{8\pi^2}\int_0^1 \mathrm{d}x \frac{2m_\mu^2 x^2(1-x)}{x^2 m_\mu^2 + (1-x)m_X^2}$$



(一見ゲテモノの) $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ゲージボソンの強み

➡ 実験の強い制限を回避しつつミューオン$g-2$を説明できる

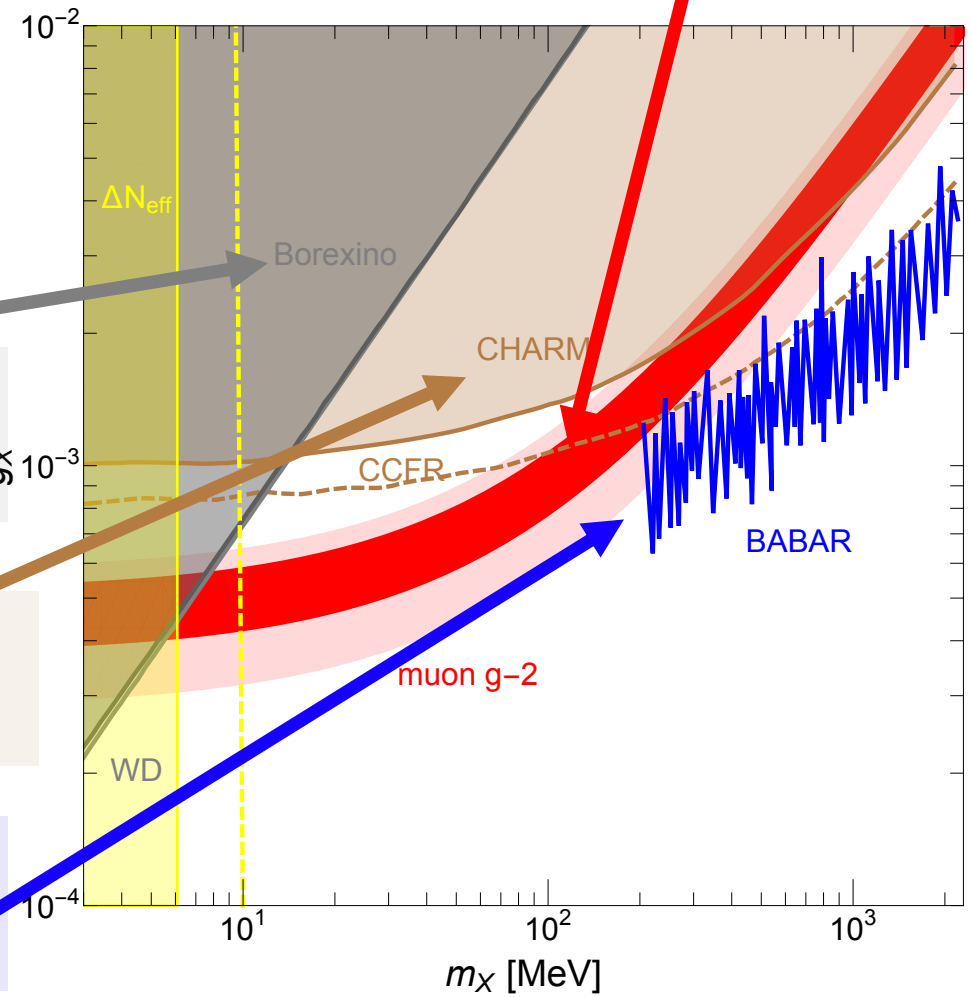
導入 - $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ゲージ対称性

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ゲージボソンへの制限

ミューオン$g-2$を説明

- $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ゲージボソンの強み

  電子や核子との結合を持たないので、
  実験の制限が比較的弱い



Borexino実験
太陽ニュートリノ観測実験での$\nu e^- \to \nu e^-$散乱測定

CHARM (CCFR)実験
ニュートリノトライデント過程 $\nu Z \to \nu \mu^+ \mu^- Z$探索

BABAR実験
e^+e^-衝突実験での$e^+e^- \to \mu^+\mu^- X, X \to \mu^+\mu^-$探索

導入 - $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ゲージ対称性

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ゲージボソンへの制限

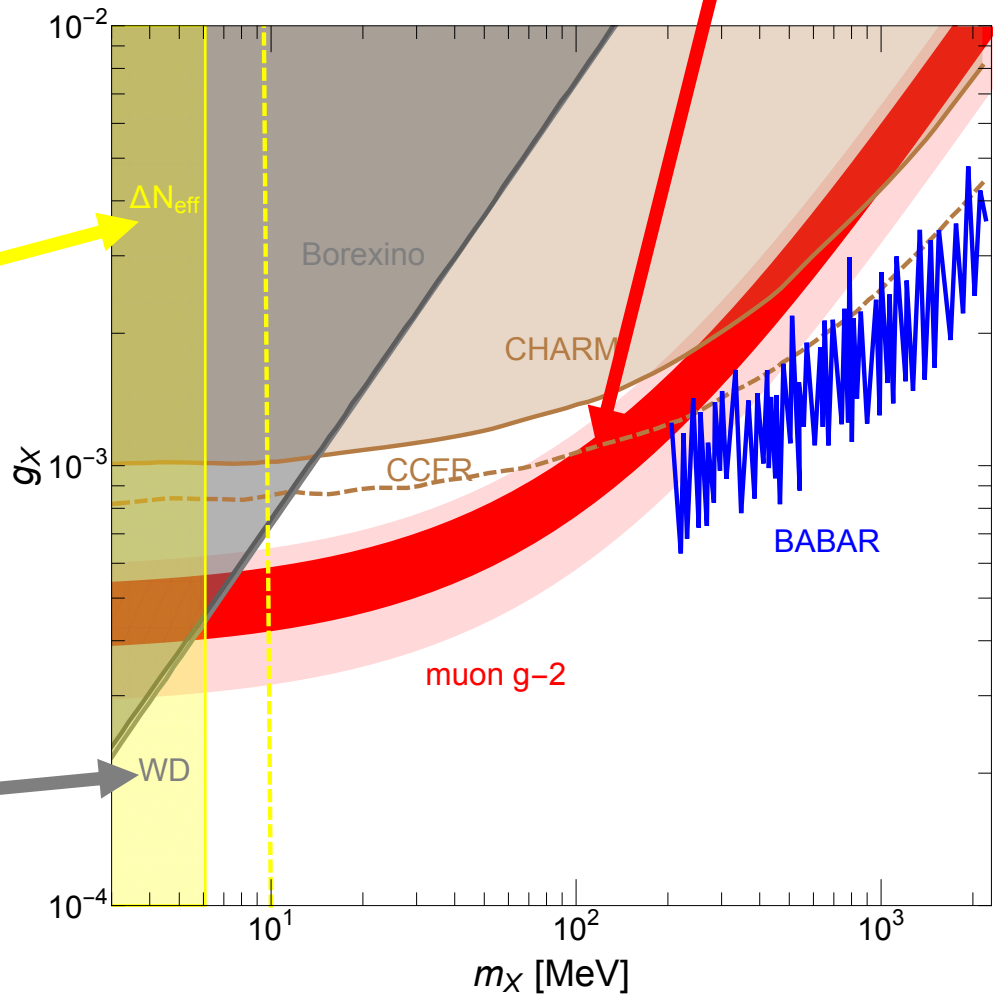
ミューオン$g-2$を説明

- $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ゲージボソンの強み

  電子や核子との結合を持たないので、
  実験の制限が比較的弱い

<u>有効ニュートリノ種数</u>
ビッグバン元素合成(BBN)時期の宇宙の膨張率が
大きくなり過ぎることによる制限

<u>白色矮星</u>
白色矮星中のプラズモンの崩壊に寄与して
星を冷却し過ぎることによる制限



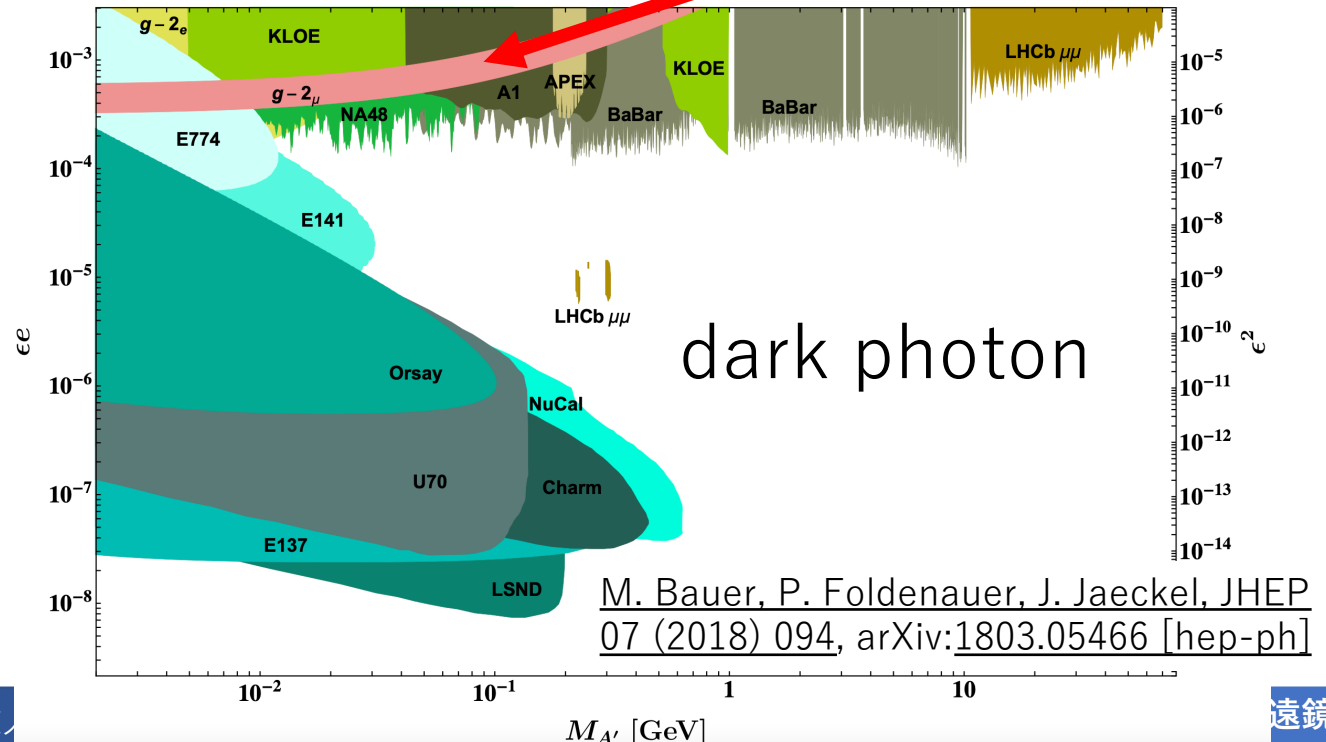
導入 - $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ゲージ対称性

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ゲージボソンへの制限

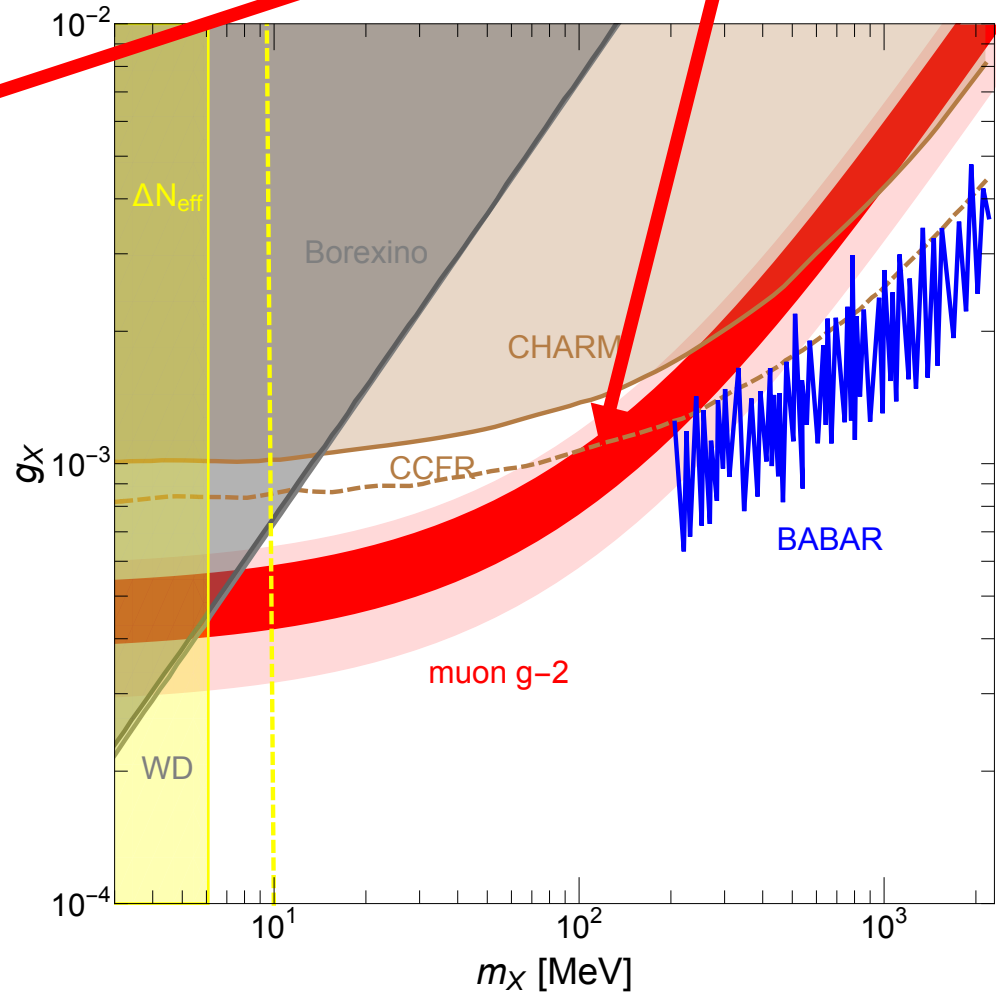
ミューオン$g-2$を説明

- $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ゲージボソンの強み

  電子や核子との結合を持たないので、
  実験の制限が比較的弱い



M. Bauer, P. Foldenauer, J. Jaeckel, JHEP 07 (2018) 094, arXiv:1803.05466 [hep-ph]



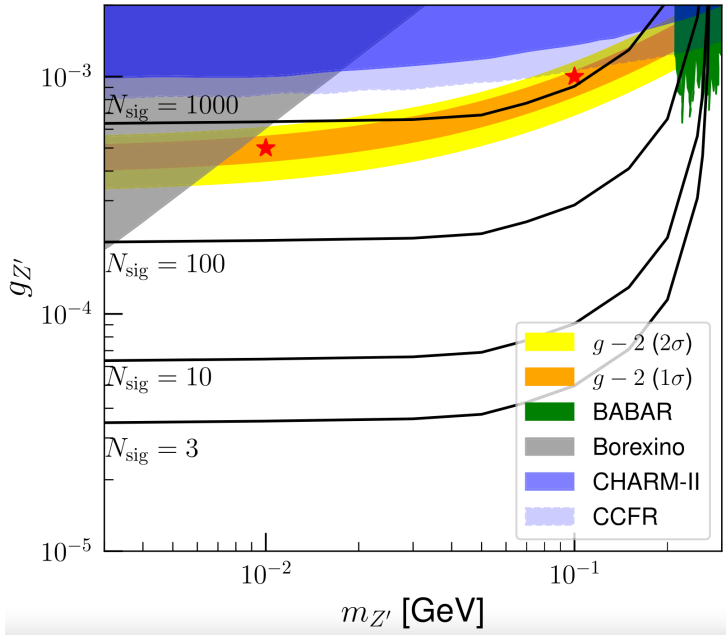
導入 - $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ ゲージ対称性

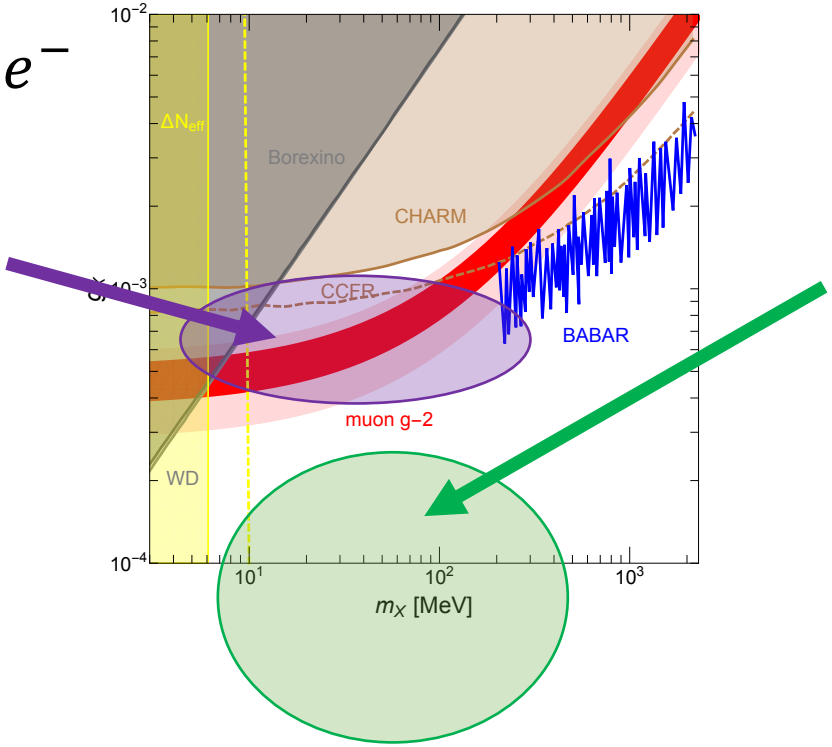
将来の$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ゲージボソン探索 (宣伝)

- ゲージ結合の大きな領域

K. Asai, K. Hamaguchi, N. Nagata, S.-Y. Tseng, J. Wada, PRD 106 (2022) 5, LI051702, arXiv:2109.10093 [hep-ph]

MUonE実験による$\mu e^- \to \mu e^-$散乱の測定

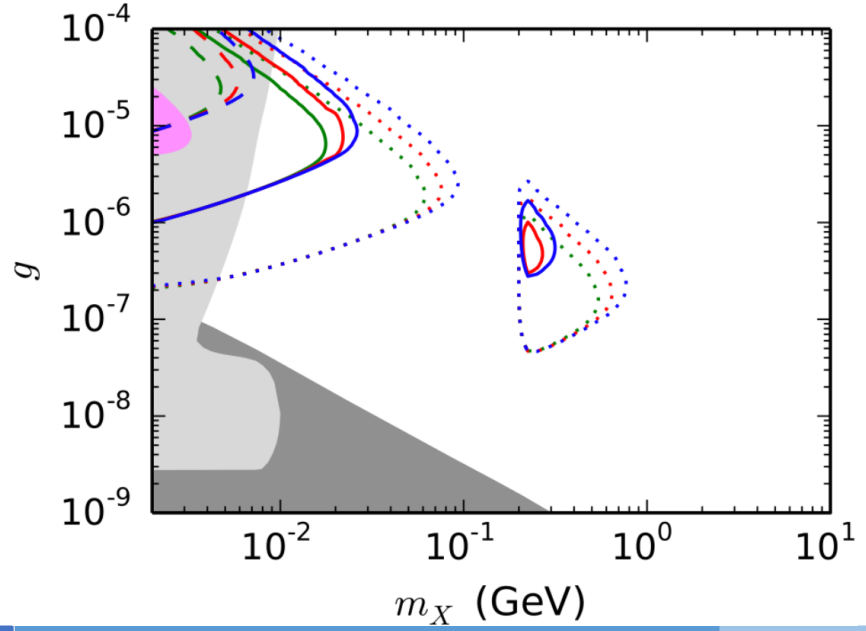




- ゲージ結合の小さな領域

K. Asai, T. Moroi, A. Niki, PLB 818 (2021) 136374, arXiv:2104.00888 [hep-ph]

ILCビームダンプ実験による長寿命粒子探索



導入 - $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ゲージ対称性

将来の$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ゲージボソン探索（宣伝）

- ニュートリノセクターからの制限（予言）

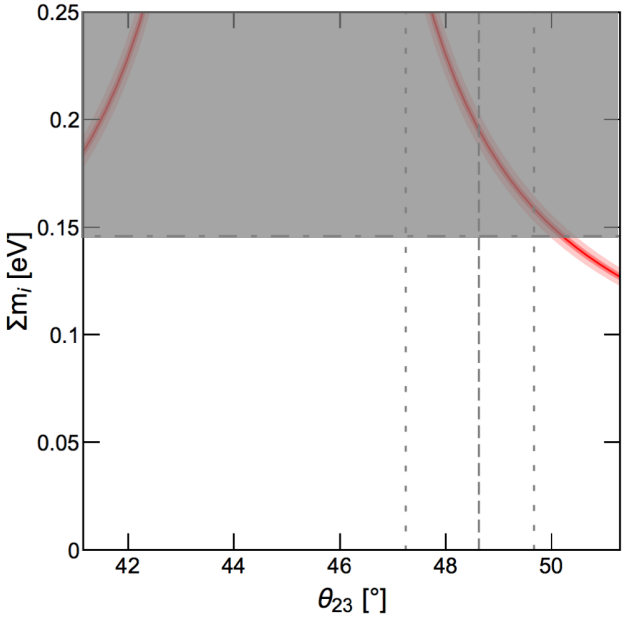
K. Asai, K. Hamaguchi, N. Nagata, EPJC 77 (2017) 11, 763, arXiv:1811.07571 [hep-ph]
K. Asai, K. Hamaguchi, N. Nagata, S.-Y. Tseng, K. Tsumura, PRD 99 (2019) 5, 055029, arXiv:1705.00419 [hep-ph]
K. Asai, EPJC 80 (2020) 2, 76, arXiv:1907.04042 [hep-ph]

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ゲージ対称性によってレプトン湯川項は制限を受け、レプトンフレーバーの組み合わせによって有ったり無かったりする

➡ ニュートリノの質量行列への制限

$$\mathcal{M}_\nu^{-1} \simeq -(\mathcal{M}_D^T)^{-1}\mathcal{M}_R\mathcal{M}_D^{-1}$$

$$\begin{pmatrix} * & * & * \\ * & 0 & * \\ * & * & 0 \end{pmatrix} \simeq - \begin{pmatrix} * & & \\ & * & \\ & & * \end{pmatrix} \begin{pmatrix} * & * & * \\ * & 0 & * \\ * & * & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} * & & \\ & * & \\ & & * \end{pmatrix}$$



➡ ニュートリノの質量やCP位相への制限

Search for $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ charged Dark Matter with neutrino telescope

浅井 健人
(宇宙線研究所，東京大学)

ICRR Institute for Cosmic Ray Research University of Tokyo

THE UNIVERSITY OF TOKYO

津村さん（九州大），大川さん（Victoria大, 現Varcelona大）との共同研究

JHEP 03 (2021) 047, arXiv : 2011.03165[hep-ph]

導入
～ $\mathrm{U}(1)_{L_\mu - L_\tau}$ 電荷を持つ ～
暗黒物質

導入 - $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ 電荷を持つ暗黒物質

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ ゲージ対称性と暗黒物質の取り合わせ

- 暗黒物質と標準模型粒子が直接結合していると強い制限

➡ 暗黒物質は媒介粒子を通じて標準模型粒子と相互作用

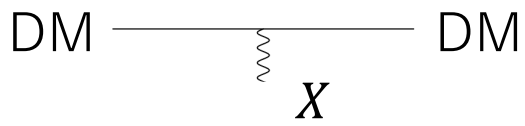
➡ **$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ ゲージボソンは、媒介粒子としてうってつけ**

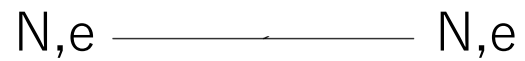
何故か？

導入 - $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ 電荷を持つ暗黒物質

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ ゲージ対称性と暗黒物質の取り合わせ

- $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ ゲージボソンは tree では電子と核子との結合を持たない



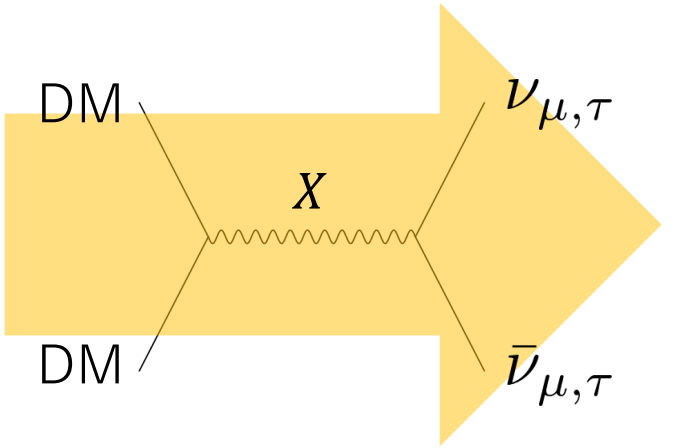


➡ 直接検出実験からの強い制限を回避できる

- $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ ゲージボソンはニュートリノとの結合を持つ

➡ DMはニュートリノに対消滅できる

➡ DMをニュートリノによる間接検出実験によって検出することが可能か?

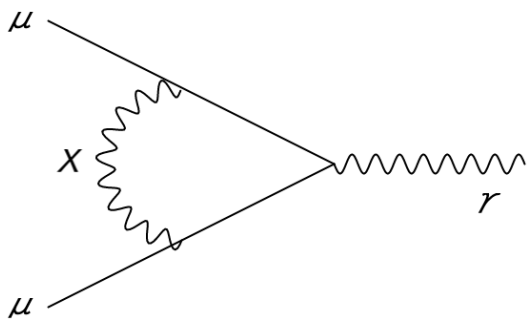


導入 - $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$電荷を持つ暗黒物質

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ゲージ対称性と暗黒物質の取り合わせ

疑問点

ミューオンg-2を説明する$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ゲージボソン質量
＆結合定数のもとで，DMの残存量を説明できるか？



ミューオンg-2を説明するゲージ結合定数が小さすぎるため，
対消滅断面積が小さすぎ，**DM残存量が大きくなりすぎる**

先行研究

- $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ゲージボソン以外の媒介粒子を導入する
- $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ゲージボソンとDMの質量を調整して対消滅断面積を増幅する

導入 - $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ 電荷を持つ暗黒物質

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ ゲージ対称性と暗黒物質の取り合わせ

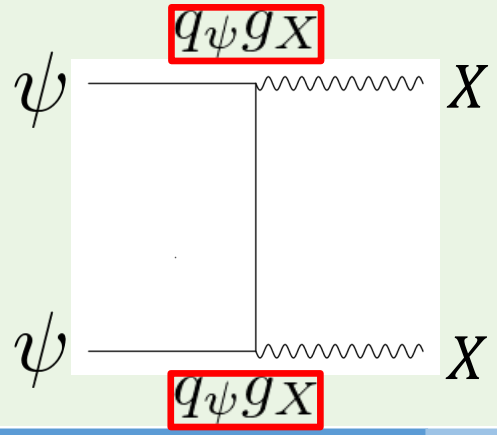
ミューオンg-2を説明するゲージ結合定数が小さすぎるため，対消滅断面積が小さすぎ，**DM残存量が大きくなりすぎる**

先行研究

- $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ ゲージボソン以外の媒介粒子を導入する
- $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ ゲージボソンとDMの質量を調整して対消滅断面積を増幅する

DMが大きな $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ 電荷を持つと仮定　$q_\psi \gg 1$

Secluded-typeの対消滅過程 が主要となる

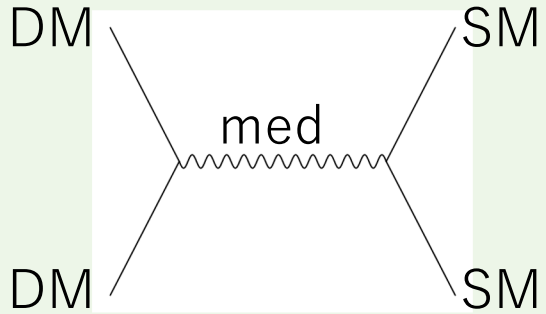


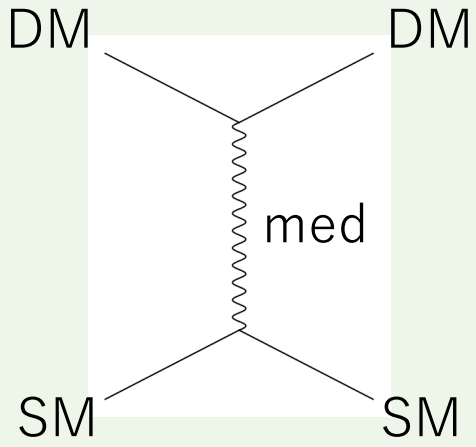
導入 - $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ 電荷を持つ暗黒物質

Secluded暗黒物質

M. Pospelov, A. Ritz, M. B. Volosin, PLB 662 (2008) 53-61, arXiv:0711.4866 [hep-ph]
N. Arkani-Hamed, D. P. Finkbeiner, T. R. Slatyer, N. Weiner, PRD 79 (2009) 015014, arXiv:0810.0713 [hep-ph]
and lots works

普通のDM

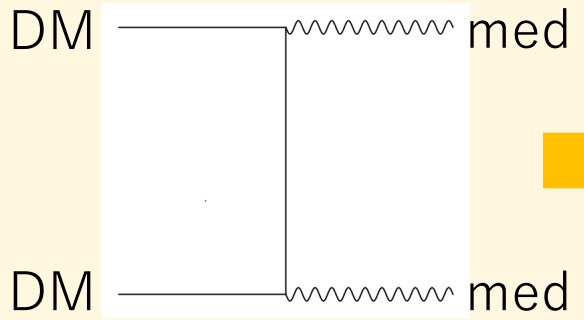


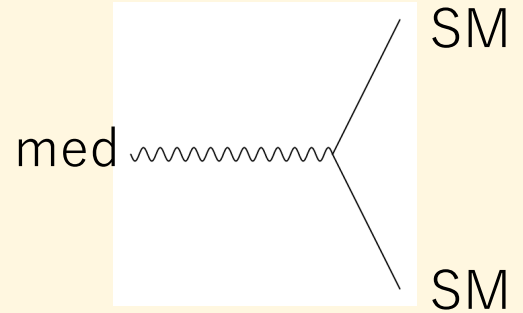


- $m_{\mathrm{DM}} < m_{\mathrm{med}}$
- 対消滅とDM-SM散乱断面積がどちらもDM-SMの相互作用の強さに依存

➡ 直接検出実験により厳しい制限

Secluded DM





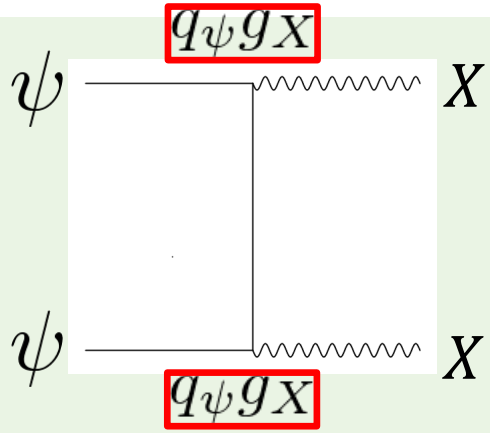
- $m_{\mathrm{med}} < m_{\mathrm{DM}}$
- DM-SM相互作用が弱くてもよい

➡ 直接検出実験の強い制限を回避することができる

導入 - $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ 電荷を持つ暗黒物質

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ ゲージ対称性と暗黒物質の取り合わせ

DMが大きな $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ 電荷を持つと仮定　$q_\psi \gg 1$



➡ Secluded-typeの対消滅過程 が主要となる

➡ $q_\psi \gg 1$ であることによるご利益

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ ゲージ対称性が自発的に破れた後であっても偶然残る大域的U(1)対称性によってDMの安定性が保証される

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ 電荷がゼロとなるようなDMを含む項を作ろうとすると、DMの $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ 電荷が大きすぎて $\bar{\psi}\psi$ としてDM同士でキャンセルさせるしかない

➡ どの相互作用項もDMが偶数個含むので、DMは崩壊できない

導入 - $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ 電荷を持つ暗黒物質

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ ゲージ対称性と暗黒物質の取り合わせ

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ ゲージ対称性はDM模型と相性がとても良い

- 偶然残る大域的 U(1) 対称性
  - ➡ DMの安定性
- $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ ゲージボソンが電子や核子と結合を持たない
  - ➡ 直接検出実験による強い制限を回避

疑問点

- ミューオン$g-2$ とDM残存量を両方同時に説明できるか?
- Secluded DMをニュートリノ望遠鏡で検出できるか?

~ $\mathrm{U}(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged ~
暗黒物質模型

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質模型

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$電荷を持つ暗黒物質の模型

ゲージ群

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)_{L_\mu - L_\tau}$$

ニュートリノセクターはDMの物理に影響しない

➡ DMセクターのみを考える

模型に登場する場

SM + $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ ゲージボソン X^μ + Diracフェルミオン DM ψ

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ 電荷の割り当て

fields	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$	$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$
(L_e, L_μ, L_τ)	**2**	$-1/2$	$(0, +1, -1)$
(e_R, μ_R, τ_R)	**1**	-1	$(0, +1, -1)$
ψ	**1**	0	q_ψ

ラグランジアン

$$\mathcal{L}_{\mu\tau} = -g_X X_\lambda \left(\bar{\mu}\gamma^\lambda \mu - \bar{\tau}\gamma^\lambda \tau + \overline{\nu_{\mu L}}\gamma^\lambda \nu_{\mu L} - \overline{\nu_{\tau L}}\gamma^\lambda \nu_{\tau L} \right)$$

$$+ \bar{\psi}\left(i\partial\!\!\!/ - m_\psi\right)\psi - q_\psi g_X X_\lambda \bar{\psi}\gamma^\lambda \psi$$

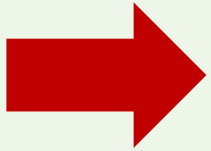
$$\mathcal{L}_\epsilon = \epsilon_A F_{\mu\nu} X^{\mu\nu}$$

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質模型

ゲージ場の混合

$U(1)_Y, U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ ゲージ場は一般に混合項を持つ

$$\mathcal{L}_\epsilon = \frac{\epsilon_A}{2} B_{\mu\nu} X^{\mu\nu}$$

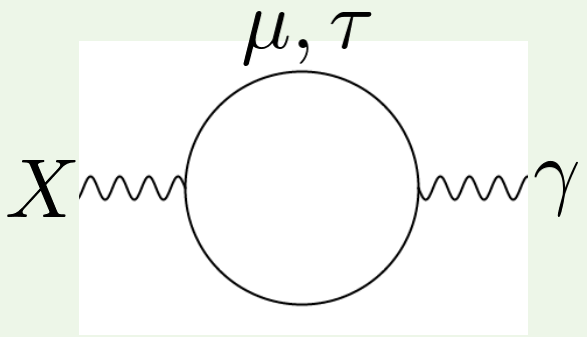


$$\begin{pmatrix} B_\lambda \\ W_{3\lambda} \\ X_\lambda \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} \bar{c}_W & -\bar{s}_W & -\epsilon\left(1 - \frac{\bar{s}_W^2}{1-\bar{m}_X^2/\bar{m}_Z^2}\right) \\ \bar{s}_W & \bar{c}_W & -\epsilon\frac{\bar{s}_W \bar{c}_W}{1-\bar{m}_X^2/\bar{m}_Z^2} \\ 0 & \epsilon\frac{\bar{s}_W}{1-\bar{m}_X^2/\bar{m}_Z^2} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_\lambda \\ Z_\lambda \\ A'_\lambda \end{pmatrix}$$

混合項を消し，質量固有状態となるようにゲージ場を再定義

Treeの混合項が無くても，one-loopで生じる

$$\epsilon_A = -\frac{e g_X}{12\pi^2} \ln\left(\frac{m_\tau^2}{m_\mu^2}\right) \sim -0.014 g_X$$



$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質模型

模型のパラメーター

ゲージ セクター

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ ゲージボソン質量 ： m_X

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ ゲージ結合定数 ： g_X

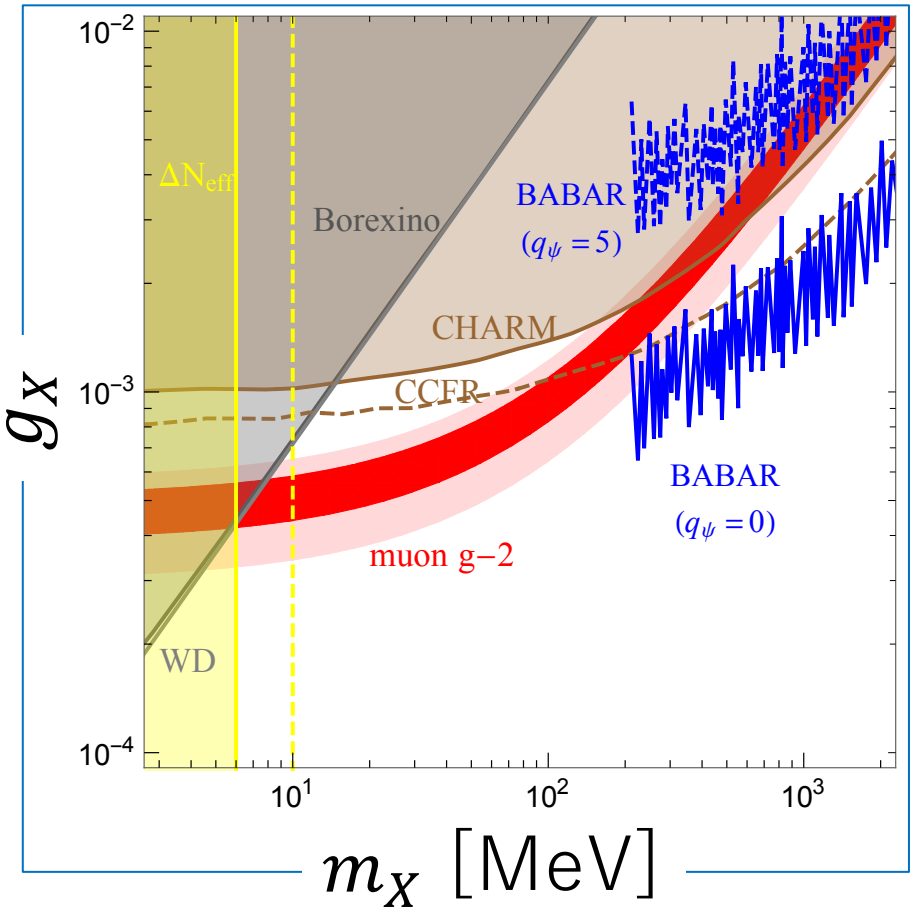
DM セクター

DM 質量 ： m_ψ

DMの $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ 電荷 ： q_ψ

➡ DMの残存量を説明することが出来るか?

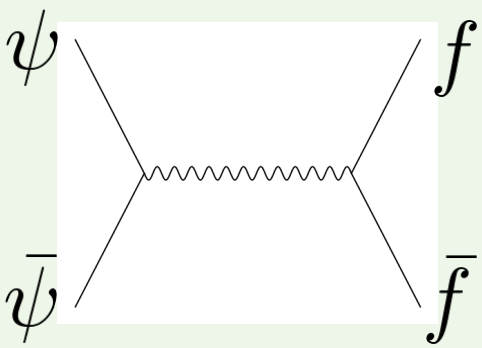
X^μ の寄与でミューオン$g-2$の不一致を説明するようなパラメーターで固定

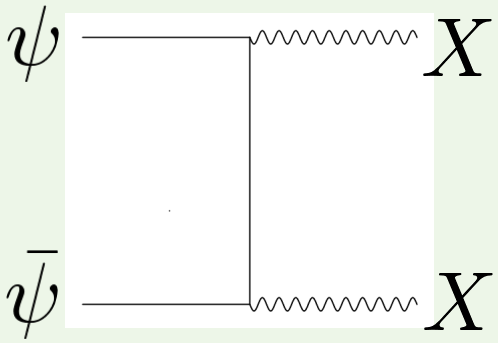


$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質模型

SM粒子との相互作用

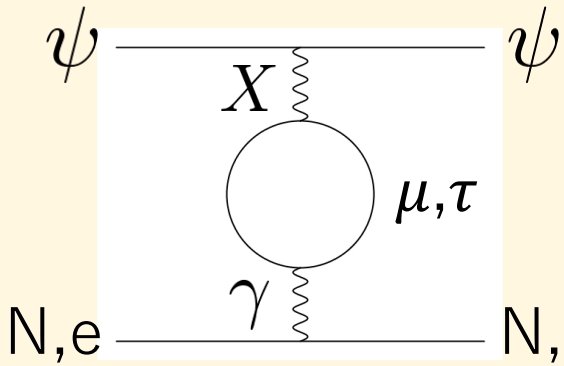
DM残存量 & 間接検出実験





$m_X < m_\psi$ の場合は，右側の対消滅過程(secluded)が主要

直接検出実験



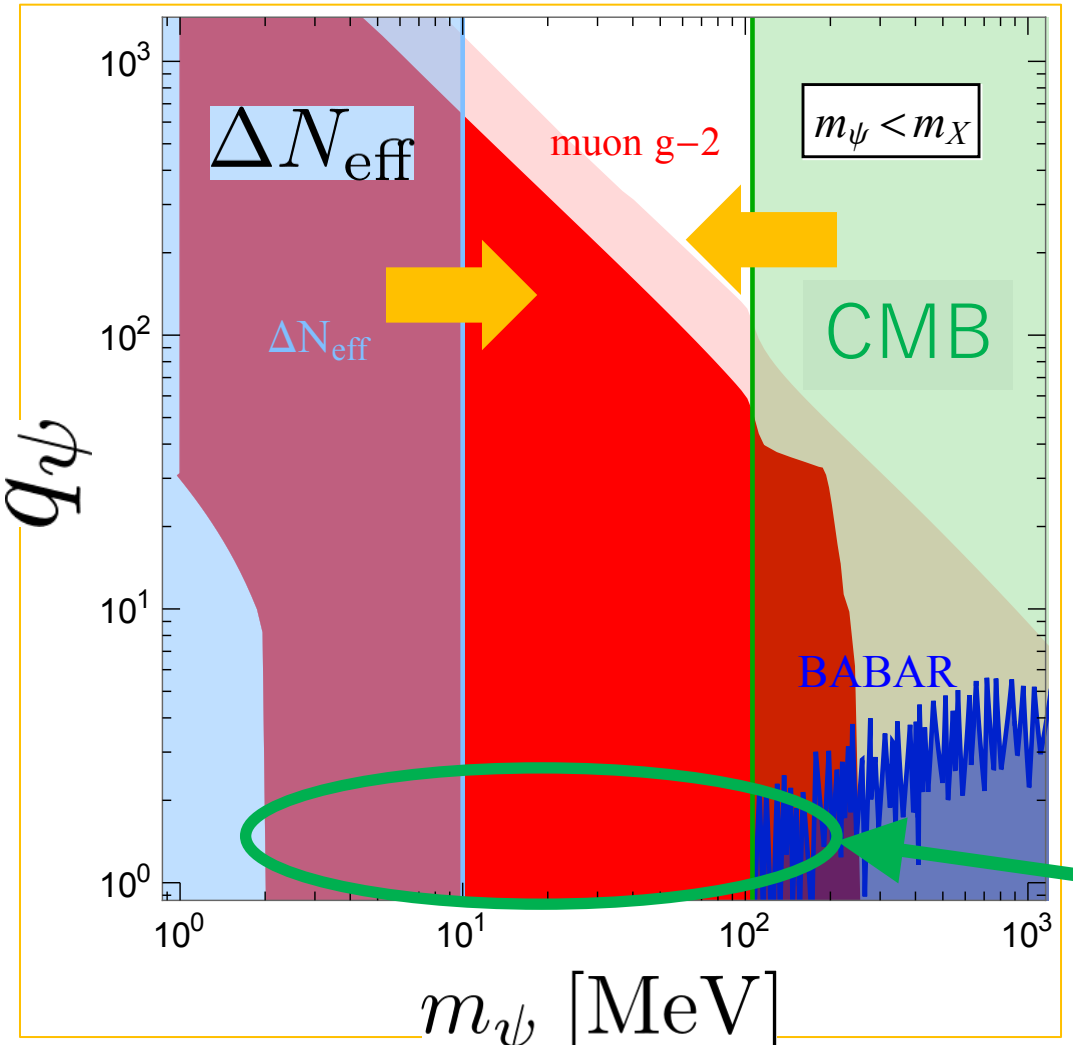
ゲージ場の混合

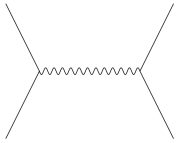
$$\epsilon_A = -\frac{e g_X}{12\pi^2} \ln\left(\frac{m_\tau^2}{m_\mu^2}\right) \sim -0.014 g_X \sim -\mathcal{O}(10^{-6})$$

➡ 散乱断面積は ϵ_A^2 によって抑制される

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質模型

残存量を説明するパラメーター



$m_\psi < m_X$  のみ

赤色の領域

ミューオン g-2 とDM残存量を両方説明することができる

白色の領域

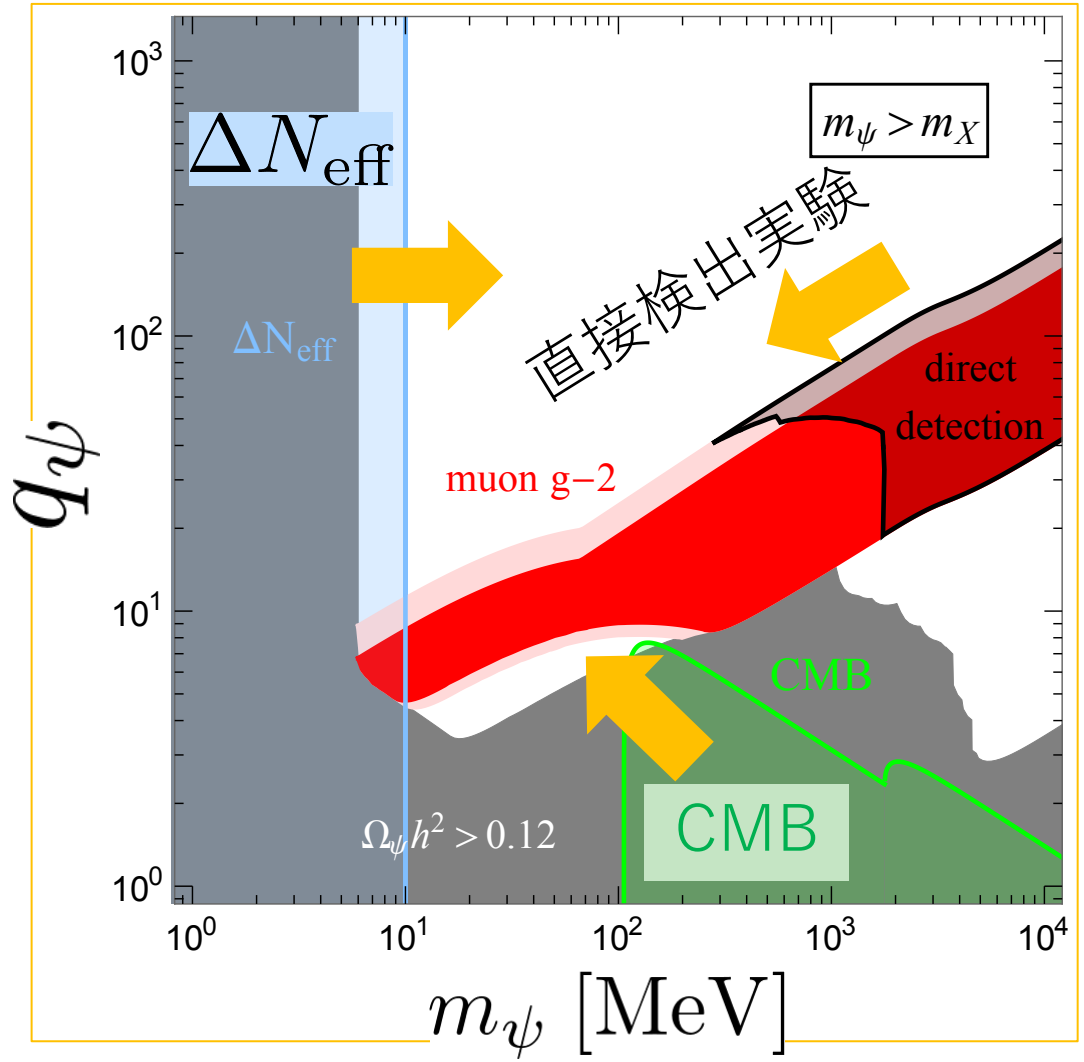
ミューオン g-2 を諦めれば，DMの残存量だけは説明できる

質量の調整による$\langle \sigma_{\rm ann} v \rangle$増幅領域

$$m_\psi \simeq m_X/2$$

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質模型

残存量を説明するパラメーター



$m_X < m_\psi$ が主要

赤色の領域

➡ ミューオン g-2 とDM残存量を両方説明することができる

白色の領域

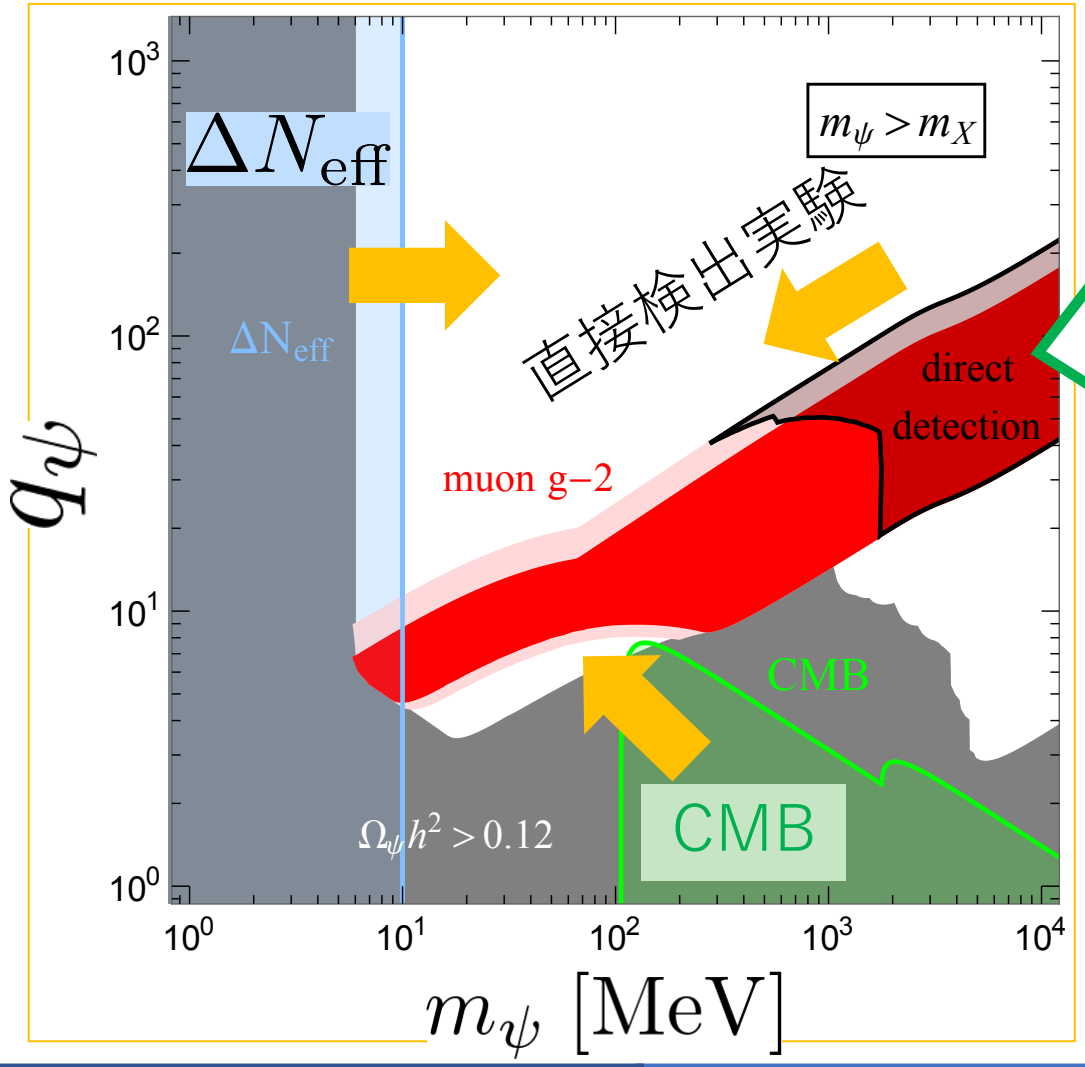
➡ ミューオン g-2 を諦めれば，DMの残存量だけは説明できる

灰色の領域

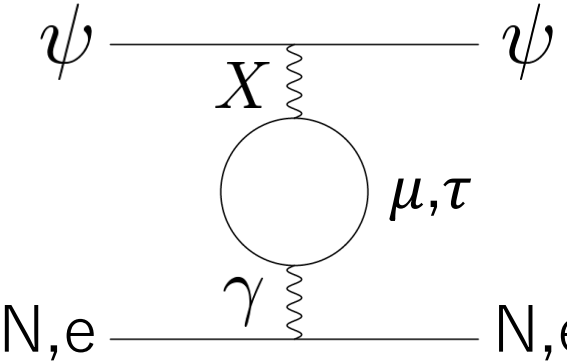
➡ DMの残存量を説明できない

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質模型

残存量を説明するパラメーター



直接検出実験

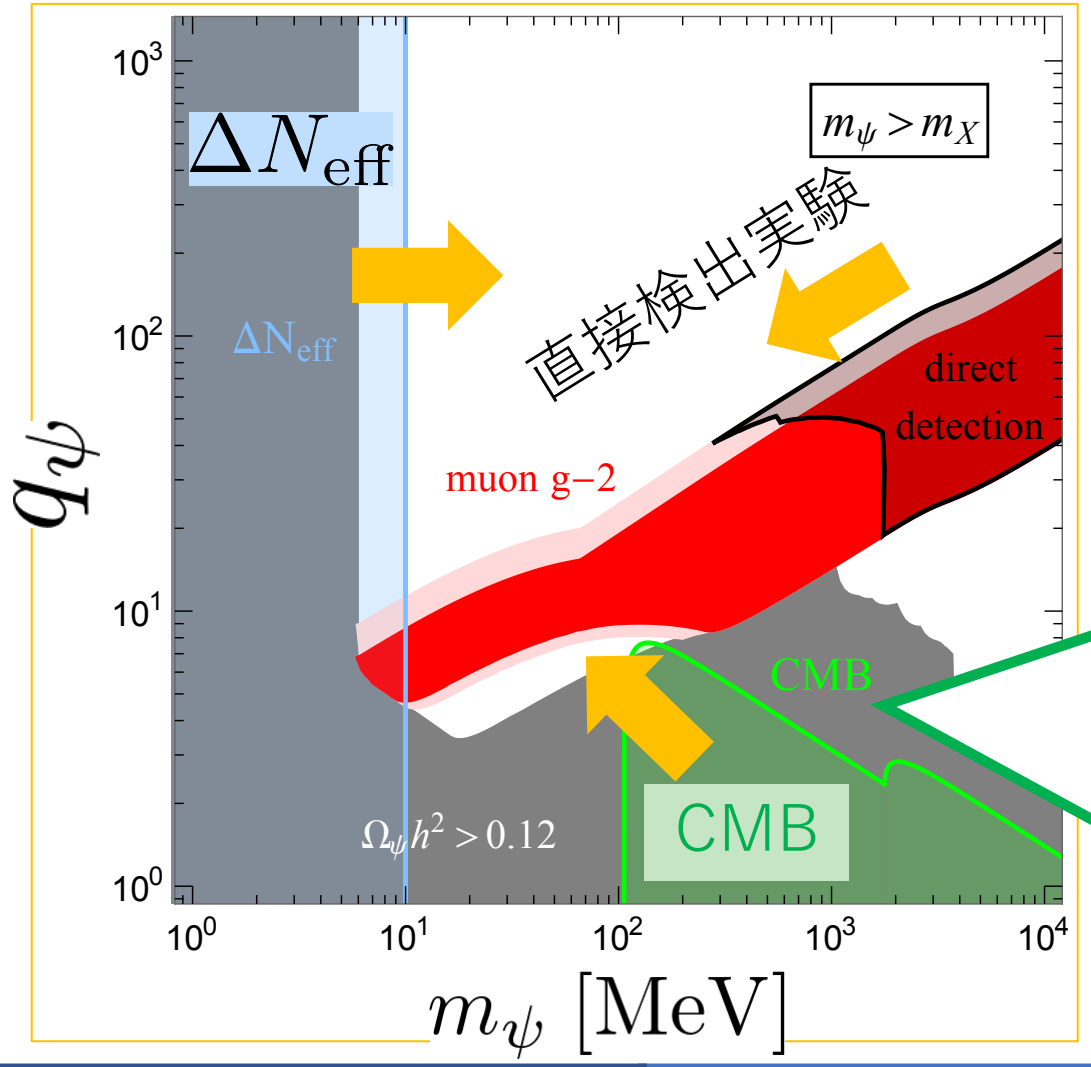


$$\sigma_N = \frac{\mu_N^2}{\pi}\frac{Z^2\epsilon_A^2 e^2 q_\psi^2 g_X^2}{m_X^4} \qquad \overline{\sigma}_e = \frac{\mu_e^2}{\pi}\frac{\epsilon_A^2 e^2 q_\psi^2 g_X^2}{(m_X^2+\alpha^2 m_e^2)^2}$$

核子との散乱による制限が強く，
$m_\psi \gtrsim 2\,\mathrm{GeV}$ の領域が制限

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質模型

残存量を説明するパラメーター



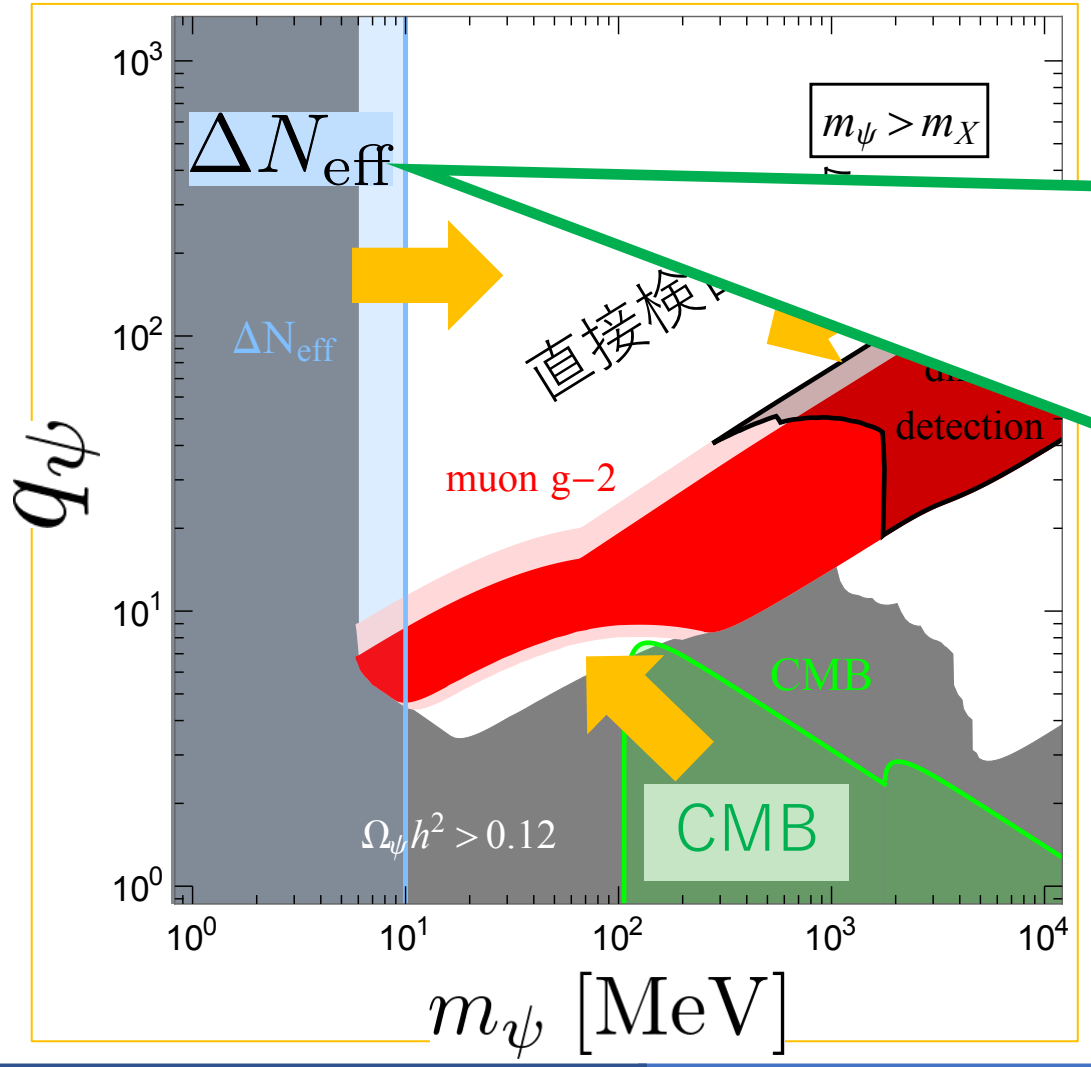
DMの対消滅で生じた荷電レプトン

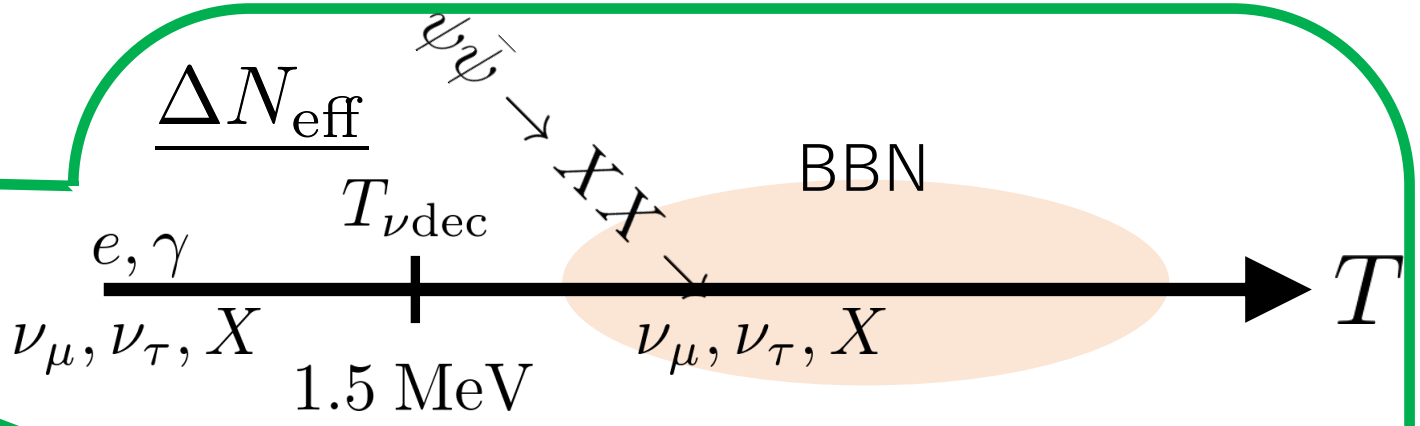
- 電磁シャワーが発生し，水素原子を陽子と電子に破壊
- 水素原子の再結合の時期を遅くする
- CMBの温度揺らぎのパワースペクトルが変化

T. R. Slatyer, PRD 93 (2016) 2, 023527 ;
R. K. Leane, T. R. Slatyer, J. F. Beacon & K. C. Y. Ng, PRD 98 (2018) 2, 023016

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質模型

残存量を説明するパラメーター





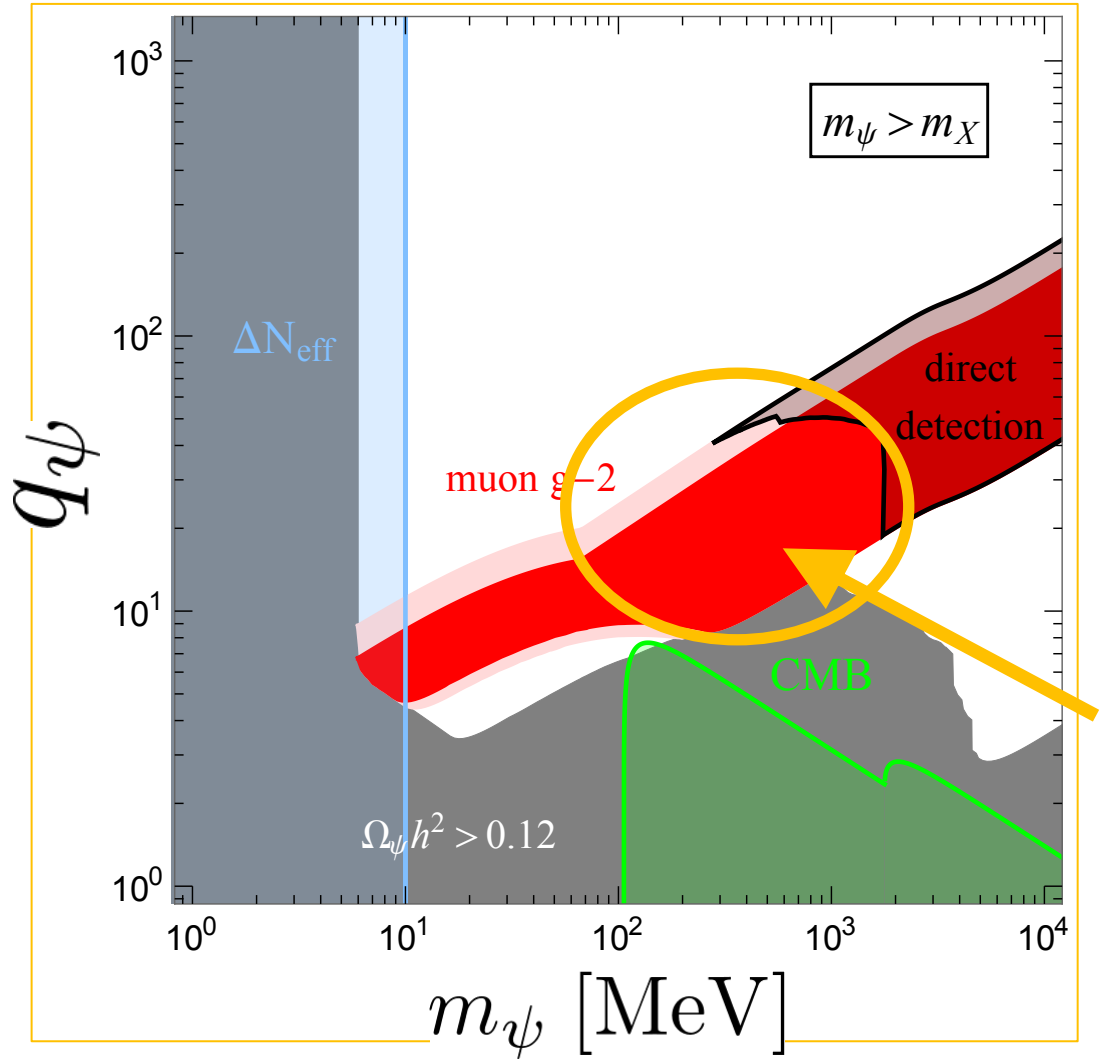
ニュートリノの熱浴からの離脱後,
DMがニュートリノ へ崩壊することで
エネルギーを注入

BBN 時期の$\Delta N_{\rm eff}$ が大きくなってしまい,
BBNの結果が変化

C. Boehm, M. J. Dolan & C. McCabe, JCAP 08 (2013) 041 ;
K. M. Nollett & G. Steigman, PRD 91 (2015) 8, 083505 ;
J. H. Heo & C. S. Kim, J. Korean Phys. Soc. 68 (2016) 5, 715-721 ;
N. Sabti, J. Alvey, M. Escudero, M. Fairbairn & D. Blas, JCAP 01 (2020) 004

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質模型

残存量を説明するパラメーター



$m_X < m_\psi$ が主要

もし $q_\psi \gtrsim 10$ であれば, DMの残存量を質量の微調整による対消滅断面積の増幅なしに説明できる

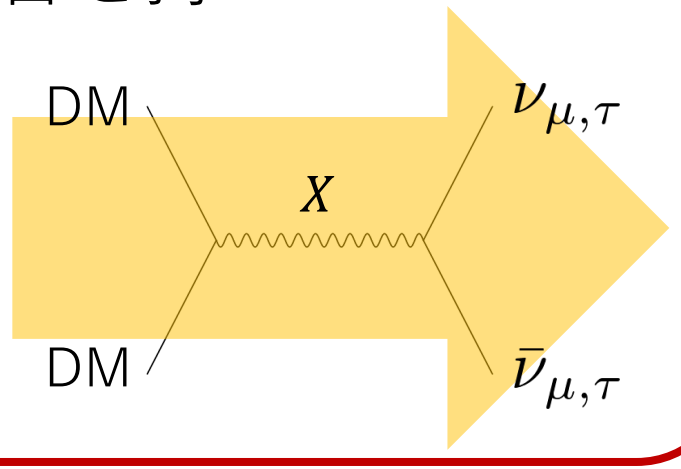
~ $\mathrm{U}(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged ~
暗黒物質の間接探索

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質の間接探索

・$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ ゲージボソンはニュートリノとの結合を持つ

➡ DMはニュートリノに対消滅できる

➡ DMをニュートリノによる間接検出実験によって検出することが可能か?



➡ DMの対消滅由来のニュートリノをニュートリノ望遠鏡(スーパーカミオカンデ・ハイパーカミオカンデ)で探索できるか？

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質の間接探索

ニュートリノフラックス（ν_e）

銀河中心から地球に
どれだけν_eがやってくるか

$$\frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} = \frac{1}{4\pi}\sum_i \frac{\langle\sigma v\rangle_i}{4m_\psi^2}\frac{dN_i}{dE_\nu} J_{\Delta\Omega} \times \frac{1}{5}$$

生成直後

$$\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 0 : 1 : 1$$

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ ⇒ ν 振動

地球にて

$$\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 1 : 2 : 2$$

$\langle\sigma v\rangle_i$ ：終状態 i への対消滅断面積

$\frac{dN_i}{dE_\nu}$ ：終状態 i に対するニュートリノスペクトル関数

$J_{\Delta\Omega}$ ：天文物理から決まる J-因子
（NFWプロファイルを仮定）

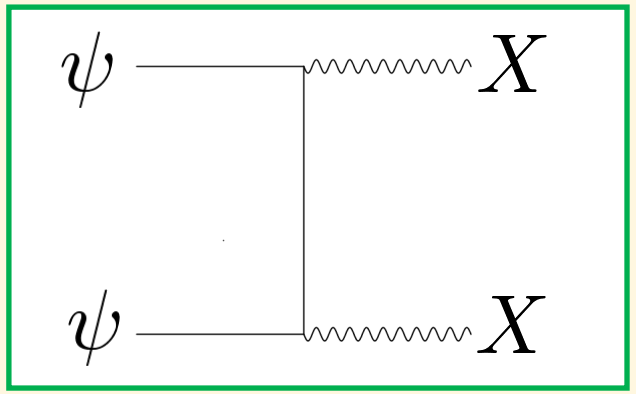
$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質の間接探索

ニュートリノスペクトル関数

Secluded

DMの対消滅によって生成する$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ ゲージボソン対は偏光している

$$\frac{dN}{dE_\nu} = \frac{1}{m_\psi} \sum_{m,n=0,\pm 1} \mathrm{Br}_{m,n} \left[f_m(y) + f_n(y) \right]$$



分岐比

$$\mathrm{Br}_{m,n} = \frac{\sigma v(\psi\bar{\psi} \to X_m X_n)}{\sum_{m,n} \sigma v(\psi\bar{\psi} \to X_m X_n)}$$

$$= \begin{pmatrix} 1/2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1/2 \end{pmatrix}$$

→ 横波モードのみ生成

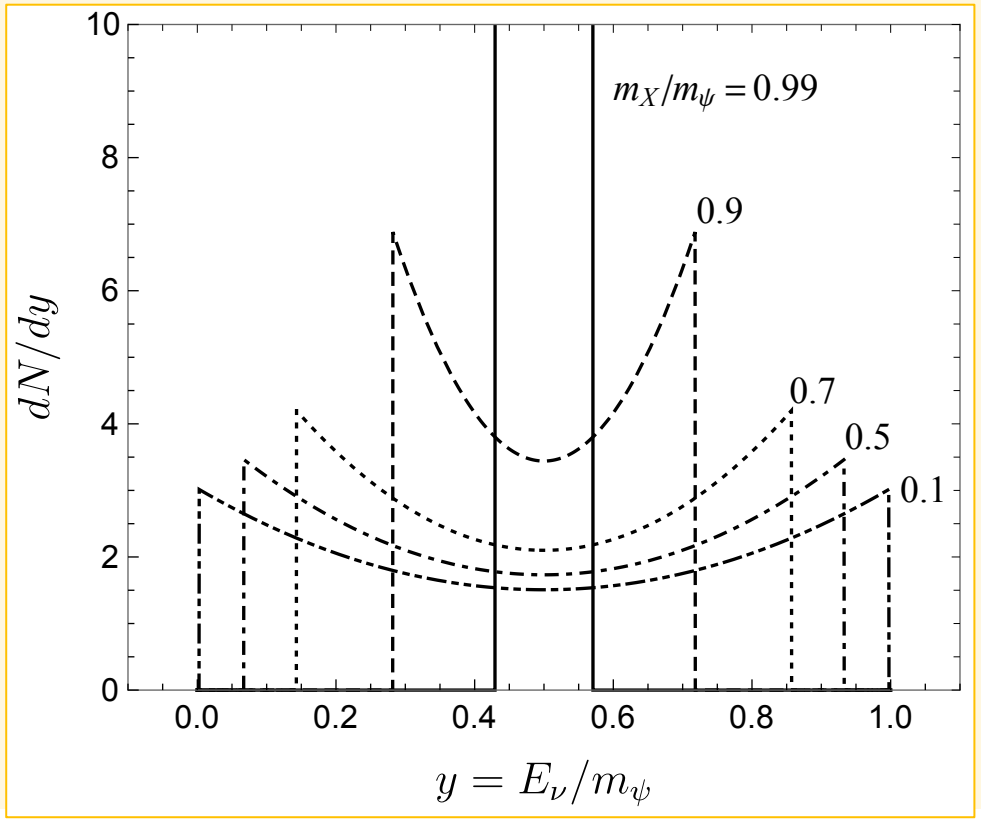
$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質の間接探索

ニュートリノスペクトル関数

Secluded

DMの対消滅によって生成する$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ ゲージボソン対は偏光している

$$\frac{dN}{dE_\nu} = \frac{1}{m_\psi} \sum_{m,n=0,\pm1} \mathrm{Br}_{m,n} \left[f_m(y) + f_n(y) \right]$$



➡ ν スペクトル関数は お椀型で、DMと$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ ゲージボソンの質量が縮退するほどデルタ関数的になる

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質の間接探索

i-番目のbinで検出されるイベントの数

$$N_{i,\mathrm{sig}} = N_{\mathrm{SK}} T_{\mathrm{SK}} \int dE_\nu \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} \int_{E_i}^{E_{i+1}} dE_{\mathrm{vis}} \int dE_e R(E_e, E_{\mathrm{vis}}) \epsilon(E_{\mathrm{vis}})$$
$$\times \left\{ \frac{d\sigma_{\bar{\nu}_e p}}{dE_e}(E_e, E_\nu) + \frac{1}{2} \left(\frac{d\sigma_{\nu_e O}}{dE_e}(E_e, E_\nu) + \frac{d\sigma_{\bar{\nu}_e O}}{dE_e}(E_e, E_\nu) \right) \right\}$$

N_{SK} : ${}_1\mathrm{H}$ の数

T_{SK} : 観測時間

$E_{\nu(e)}$: $\nu\,(e)$ のエネルギー

E_{vis} : 測定器で測定される
エネルギー

ϵ, R : 検出効率，エネルギー分解能

$\frac{d\sigma_{\bar{\nu}_e p}}{dE_e}, \frac{d\sigma_{\nu_e O}}{dE_e}, \frac{d\sigma_{\bar{\nu}_e O}}{dE_e}$: $\bar{\nu}_e + p \to e^+ + n$
$\nu_e(\bar{\nu}_e) + {}^{16}O \to e^-(e^+) + X$
反応の微分散乱断面積

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質の間接探索

スーパー（ハイパー）カミオカンデ

イベントの数を計算する上での設定

	スーパーカミオカンデ	ハイパーカミオカンデ
Fiducial volume	22.5 kton	374 kton
${}_1\mathrm{H}$ の数	$N_{\mathrm{SK}} = 1.5 \times 10^{33}$	$N_{\mathrm{HK}} = 2.5 \times 10^{34}$
観測日数	$T_{\mathrm{SK-I}} = 1497\ [\mathrm{day}]$ $T_{\mathrm{SK-II}} = 794\ [\mathrm{day}]$ $T_{\mathrm{SK-III}} = 562\ [\mathrm{day}]$	$T_{\mathrm{HK}} = 10\ [\mathrm{year}]$
	$0.176\ \mathrm{Mt} \cdot \mathrm{yr}$	$3.74\ \mathrm{Mt} \cdot \mathrm{yr}$

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質の間接探索

ニュートリノの反応断面積

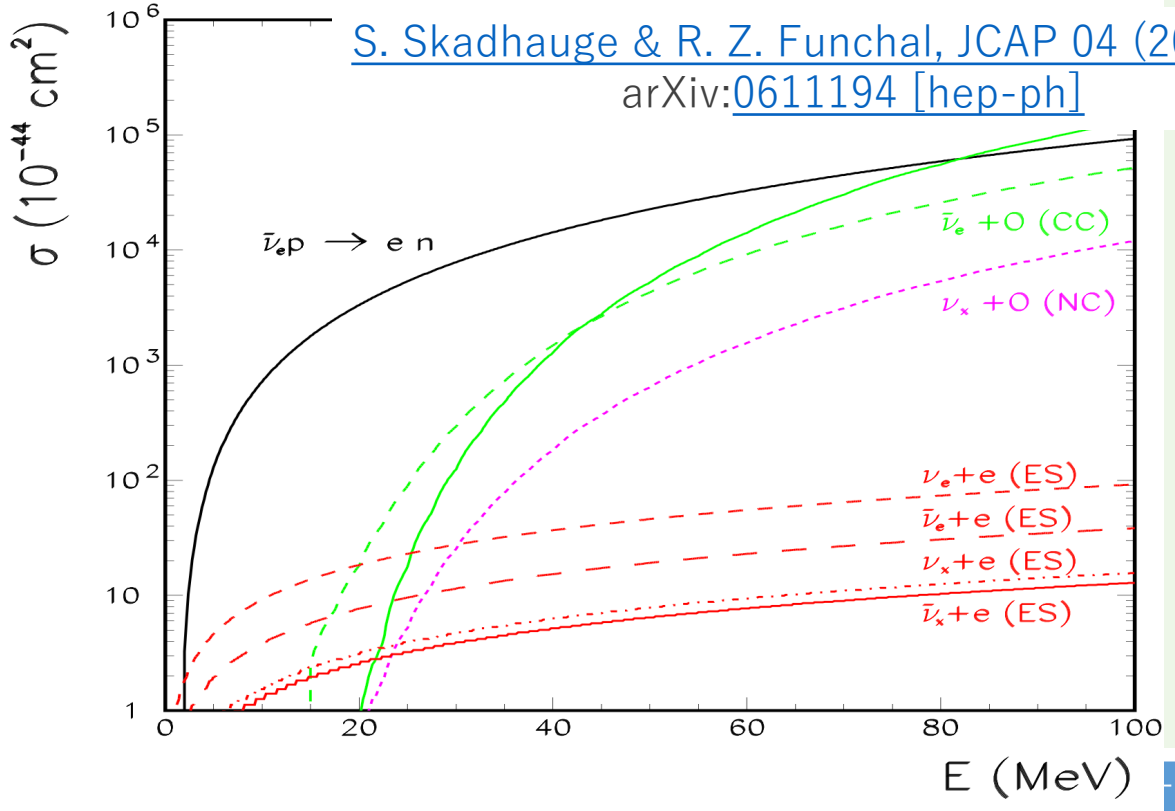
$$\bar{\nu}_e + p \to e^+ + n$$

Strumia & F. Vissani, PLB 564 (2003) 42-54, arXiv:0302055 [astro-ph]

$$\nu_e(\bar{\nu}_e) + {}^{16}\mathrm{O} \to e^-(e^+) + X_\mathrm{A}$$

E. Kolb, K. Langanke & P. Vogel, PRD 66 (2002) 013007

S. Skadhauge & R. Z. Funchal, JCAP 04 (2007) 014, arXiv:0611194 [hep-ph]

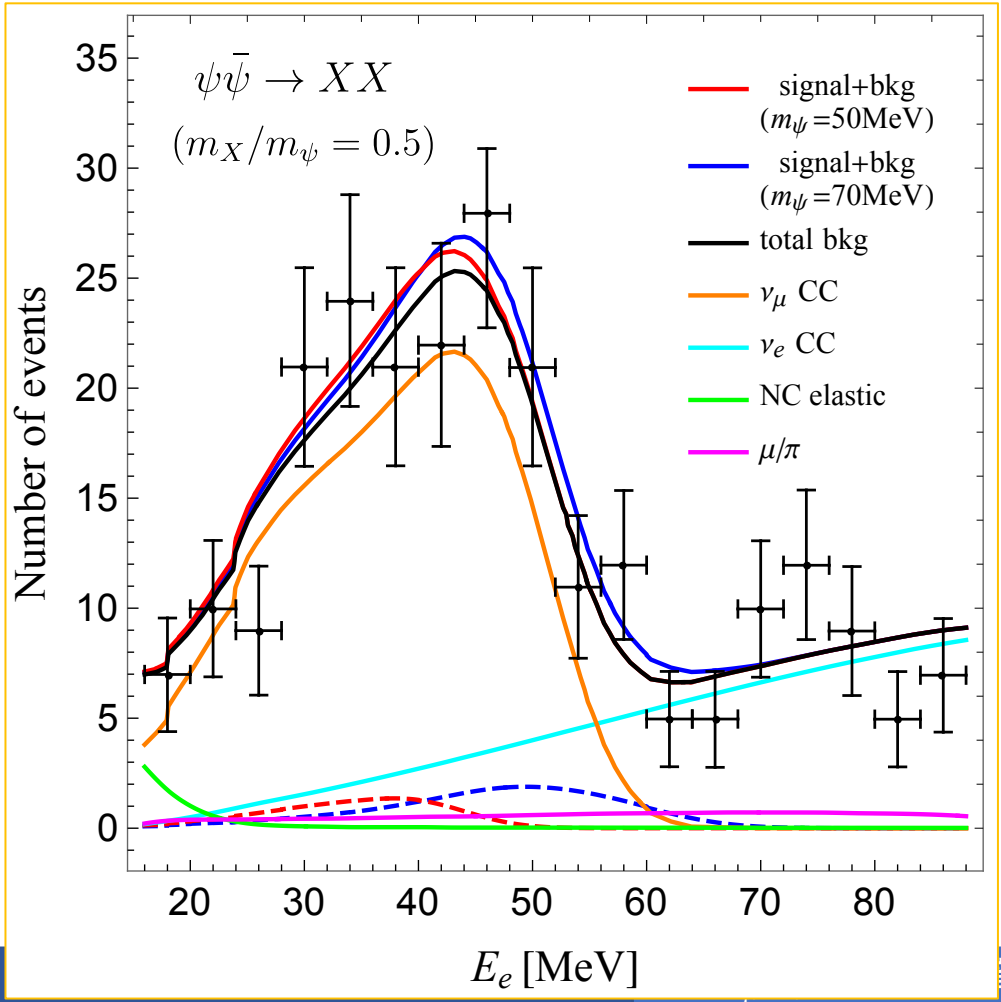


$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質の間接探索

背景事象

SK-I (1497日)

SK Collaboration, PRD 85 (2012) 052007,
arXiv:1111.5031 [hep-ex]



(1) 大気 ν_μ CC

➡ Cherenkov光を出さない低エネルギー μ

$$\mu^- \to e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$$

$E_{\mathrm{th},\mu} = 157.7\ \mathrm{MeV}$　　$E_{\mathrm{th},e} = 0.768\ \mathrm{MeV}$

(2) 大気 ν_e CC

(3) 大気 ν NC 弾性散乱

➡ Cherenkov角によって多くは除去

(4) 大気 ν による π/μ 生成

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質の間接探索

統計量

Likelihood 関数

$$\mathcal{L}_i(N_{i,\mathrm{sig}}) = \frac{(N_{i,\mathrm{bkg}} + N_{i,\mathrm{sig}})^{N_{i,\mathrm{obs}}}}{N_{i,\mathrm{obs}}!} e^{-(N_{i,\mathrm{bkg}}+N_{i,\mathrm{sig}})}$$

検定統計量

$$\mathrm{TS}(m_\psi, v) = \sum_{j=\mathrm{I,II,III}} \mathrm{TS}_{\text{SK-}j} = -2 \sum_{\text{SK-I,II,III}} \sum_i \ln\left(\frac{\mathcal{L}_i(N_{i,\mathrm{sig}})}{\mathcal{L}_i(0)}\right)$$

SK

$\mathrm{TS}(m_\psi, v) \leq 2.71$ を解き，対消滅断面積への制限 (90% C.L.) を得る

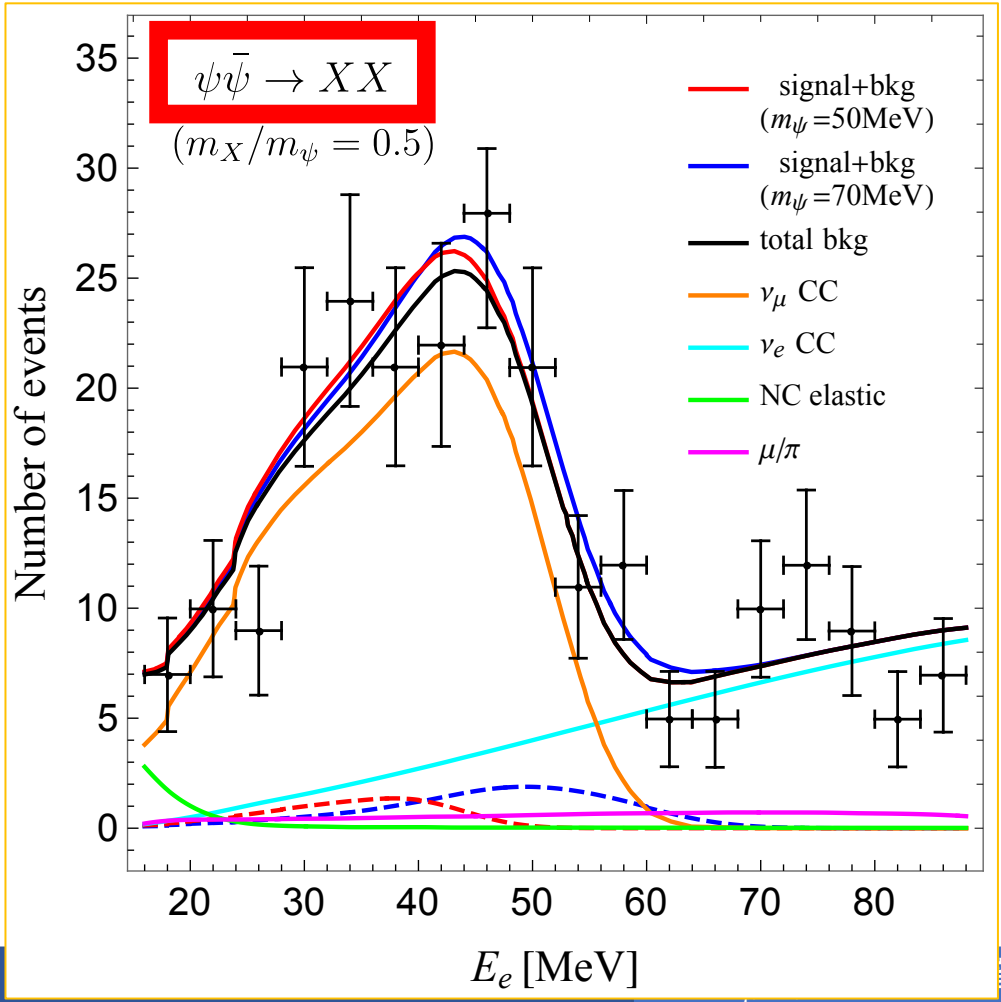
HK

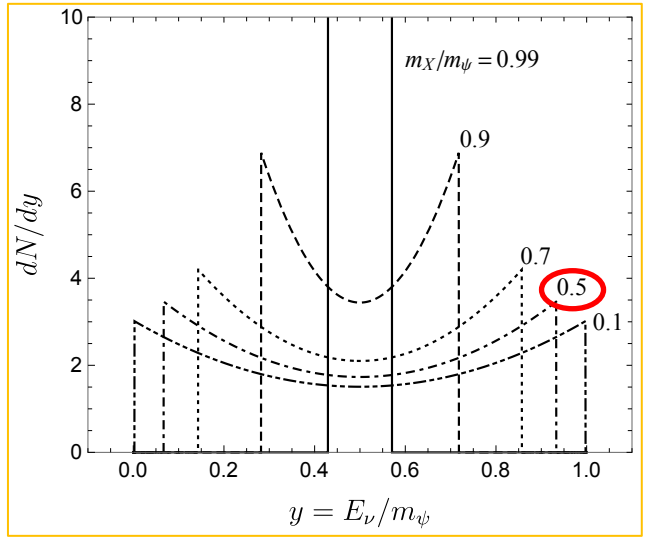
$N_{\mathrm{obs}} = N_{\mathrm{bkg}}$ のもとで $\mathrm{TS}(m_\psi, v) = 2.71$ を解き，感度曲線を得る

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質の間接探索

期待されるDM由来のイベント数

SK-I (1497日)





➡ $m_\psi = 50$ MeV

$3\ \mathrm{MeV} \lesssim E_\nu \lesssim 47\ \mathrm{MeV}$の幅を持ち，

山はなだらかで裾野が広い

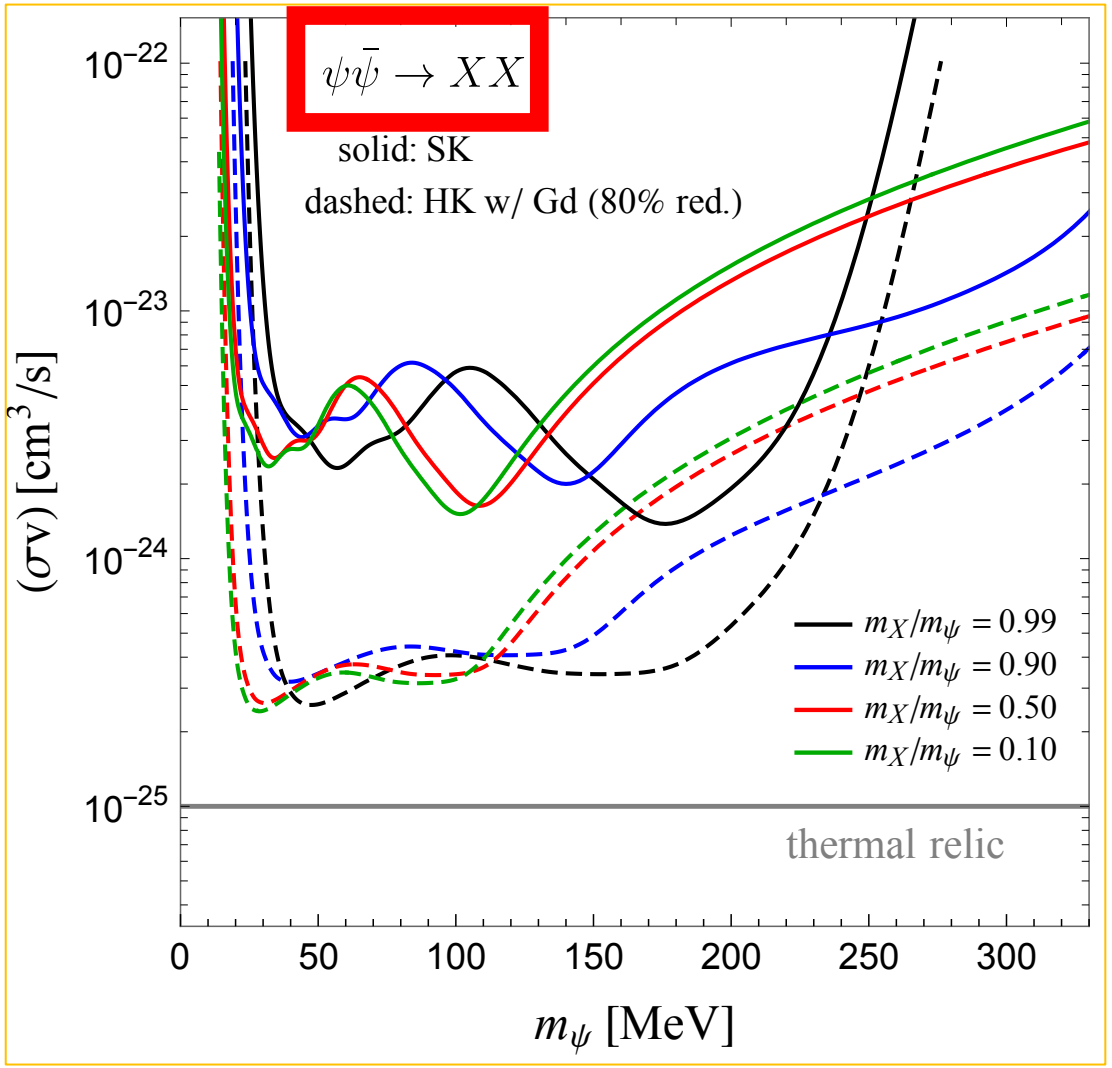
➡ $m_\psi = 70$ MeV

$5\ \mathrm{MeV} \lesssim E_\nu \lesssim 65\ \mathrm{MeV}$の幅を持ち，

山はなだらかで裾野が広い

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質の間接探索

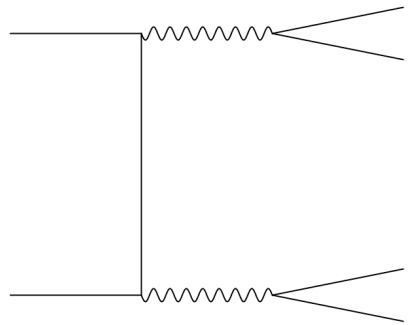
対消滅断面積への制限



$$\psi + \psi \to X + X$$

SK

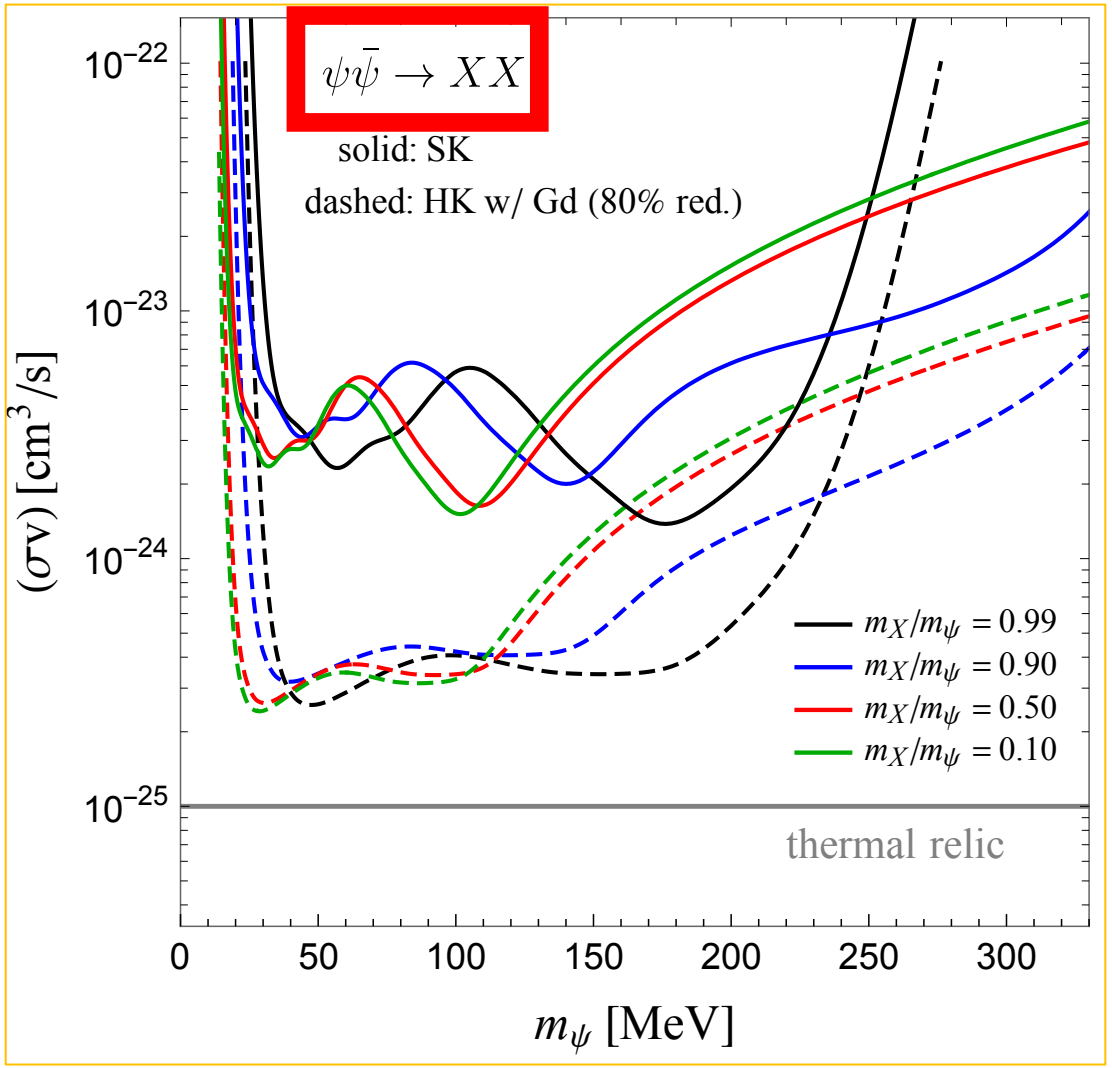
HK

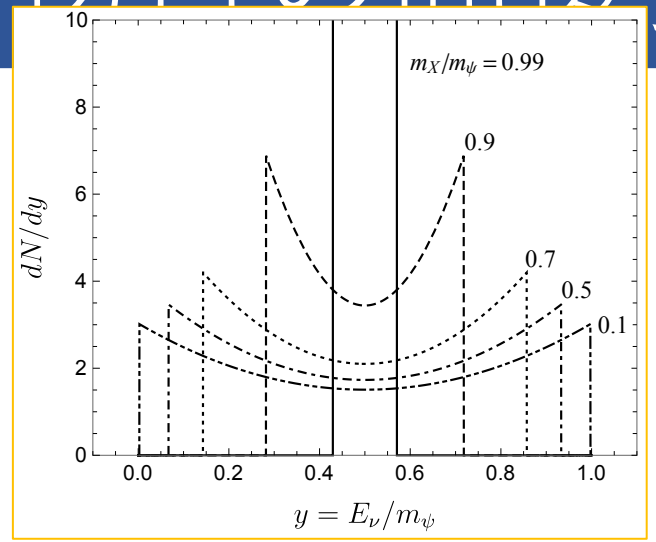


背景事象を取り除き，さらなる実験の感度の向上が必要

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質の間接探索

対消滅断面積への制限



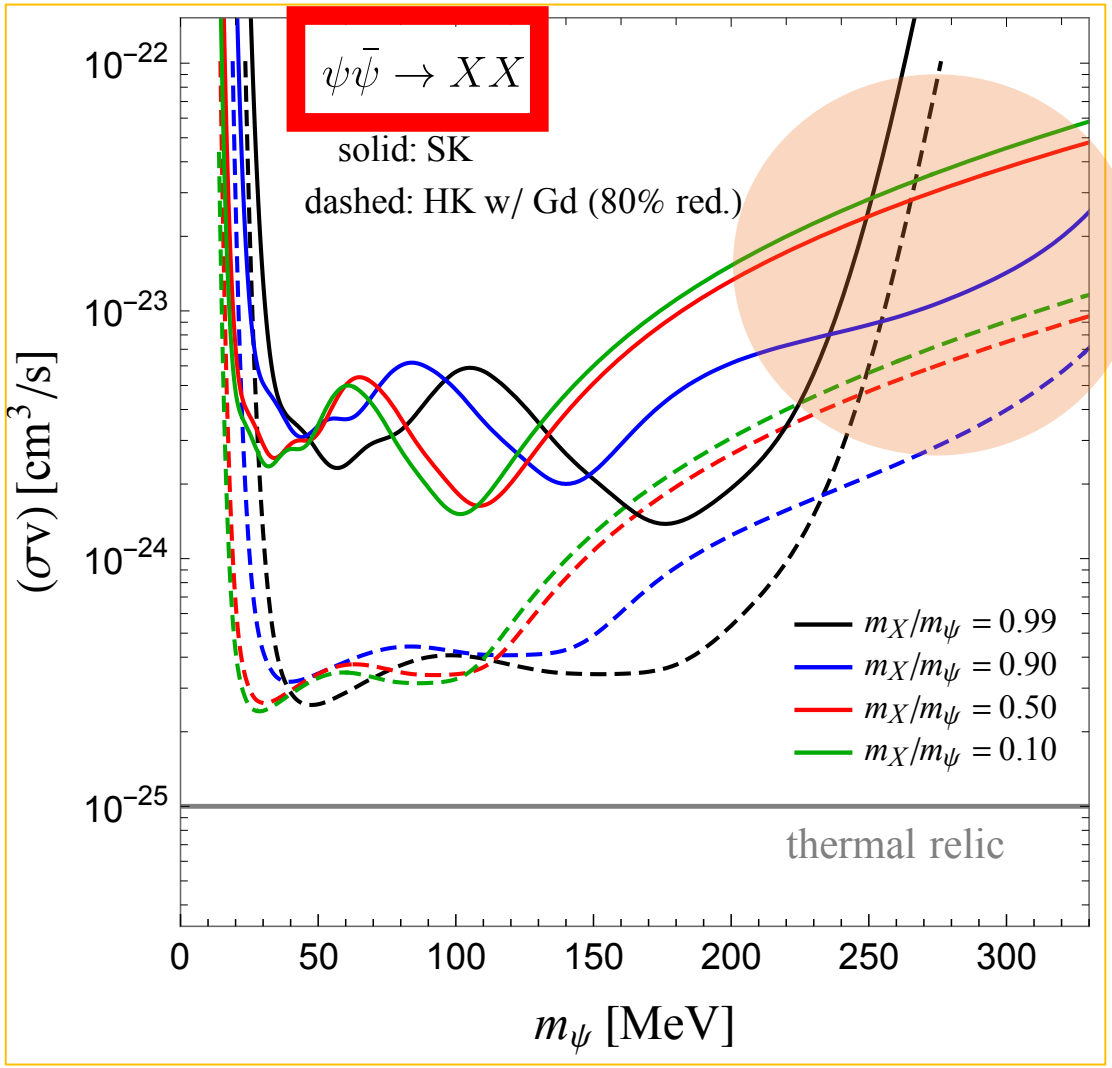


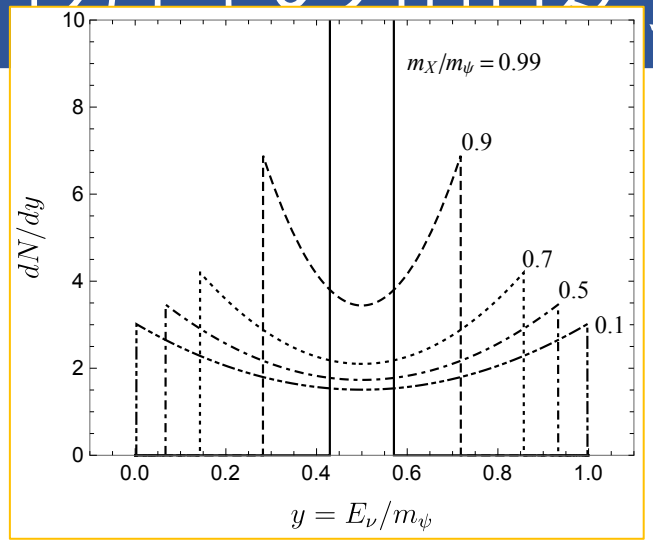
m_X/m_ψ が小さい方が，制限曲線が左側へシフト

m_X/m_ψ が小さい方が
高エネルギーの ν が存在
（散乱断面積が大きい）

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質の間接探索

対消滅断面積への制限





m_X/m_ψ が小さい方が，重い領域で制限が強い

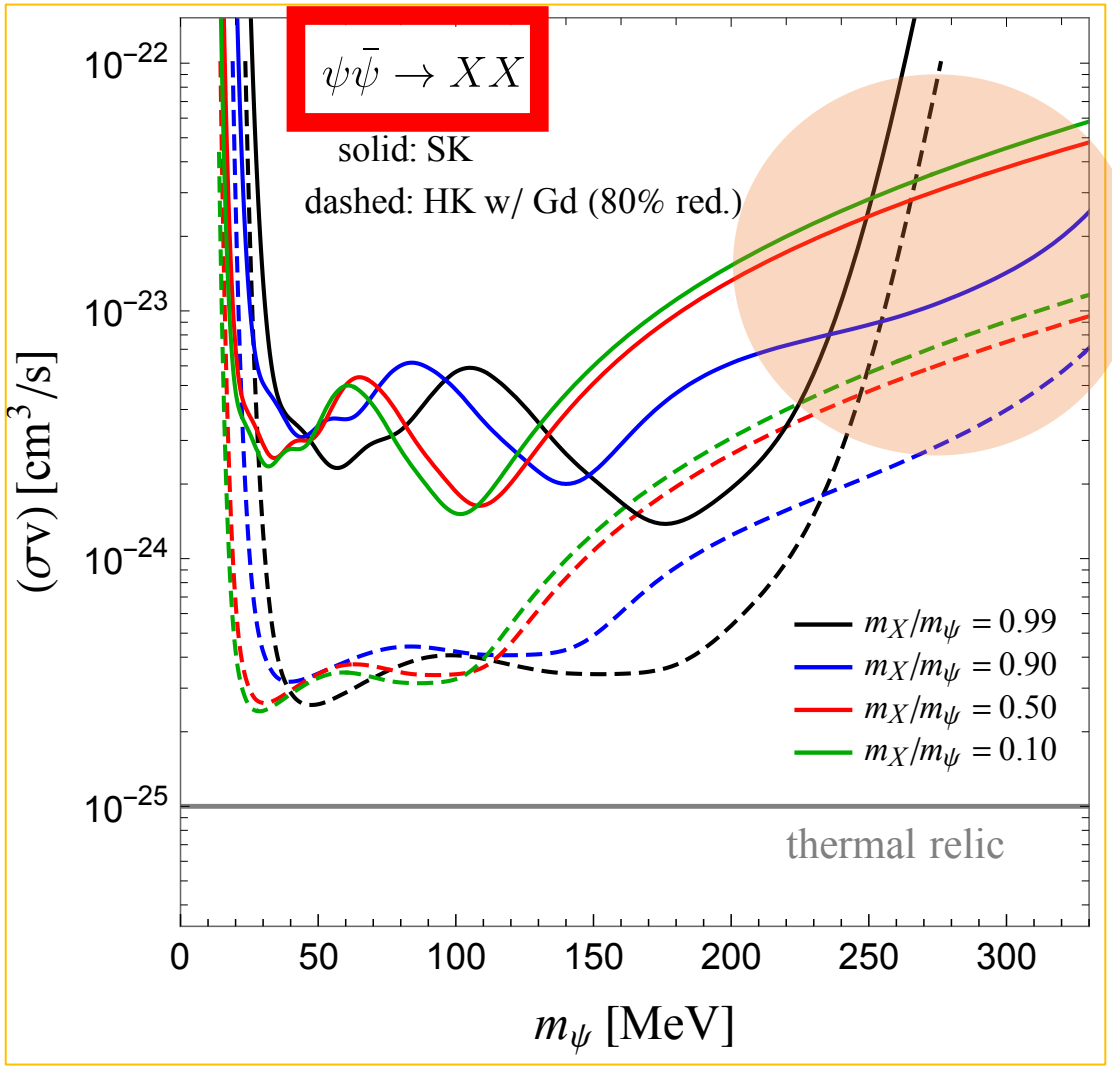
m_X/m_ψ が小さい方が

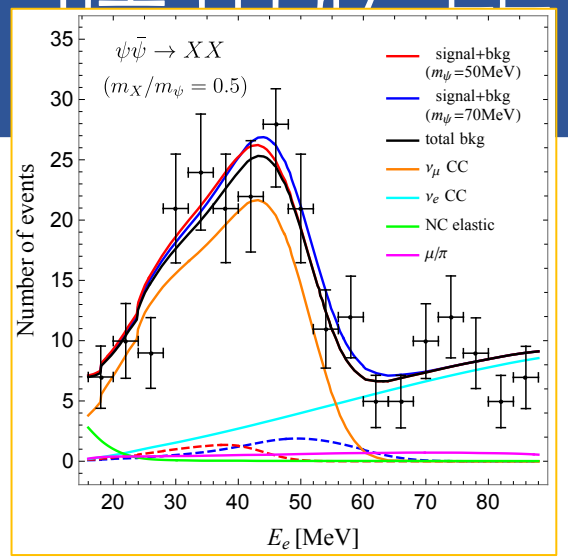
1) 高エネルギーの $\boldsymbol{\nu}$ が存在
（散乱断面積が大きい）

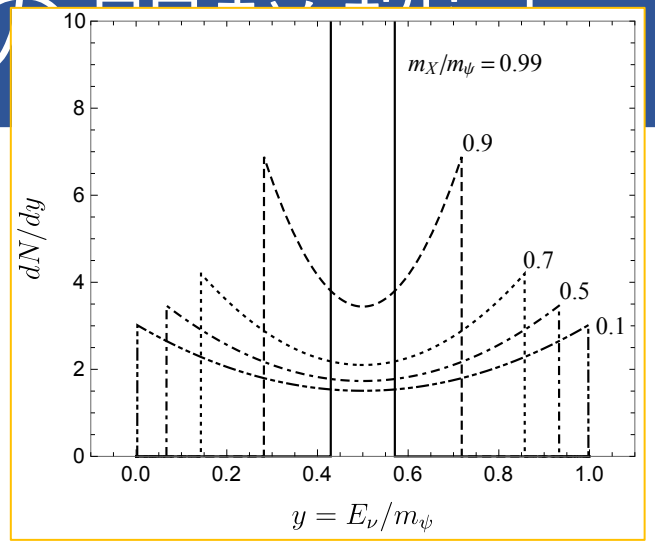
2) dN/dE_ν が小さい
（フラックスが小さい）

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質の間接探索

対消滅断面積への制限







m_X/m_ψが小さい方の感度は
300MeVより重い領域で急激に減少

$E_e = [16, 88]$ MeV のデータを使用

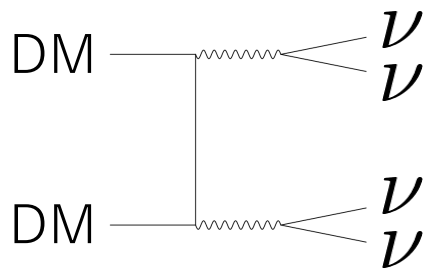
dN/dE_ν の左端$E_$が 100 MeV
を超えてくる辺りで制限が弱くなる

例）

$m_X/m_\psi = 0.9$ ➡ $m_\psi \sim 350$ MeV

まとめ

ニュートリノ に対消滅する軽い質量を持つ **secluded暗黒物質** を考えた



$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ 電荷を持つDiracフェルミオンDMを考え,
DMの残存量とミューオンg-2が**質量の微調整による対消滅の増幅無しに**同時に説明できることを明らかにした

SKやHK (ニュートリノ望遠鏡)によるSecluded DMの対消滅断面積に対する制限を求めた

Backup

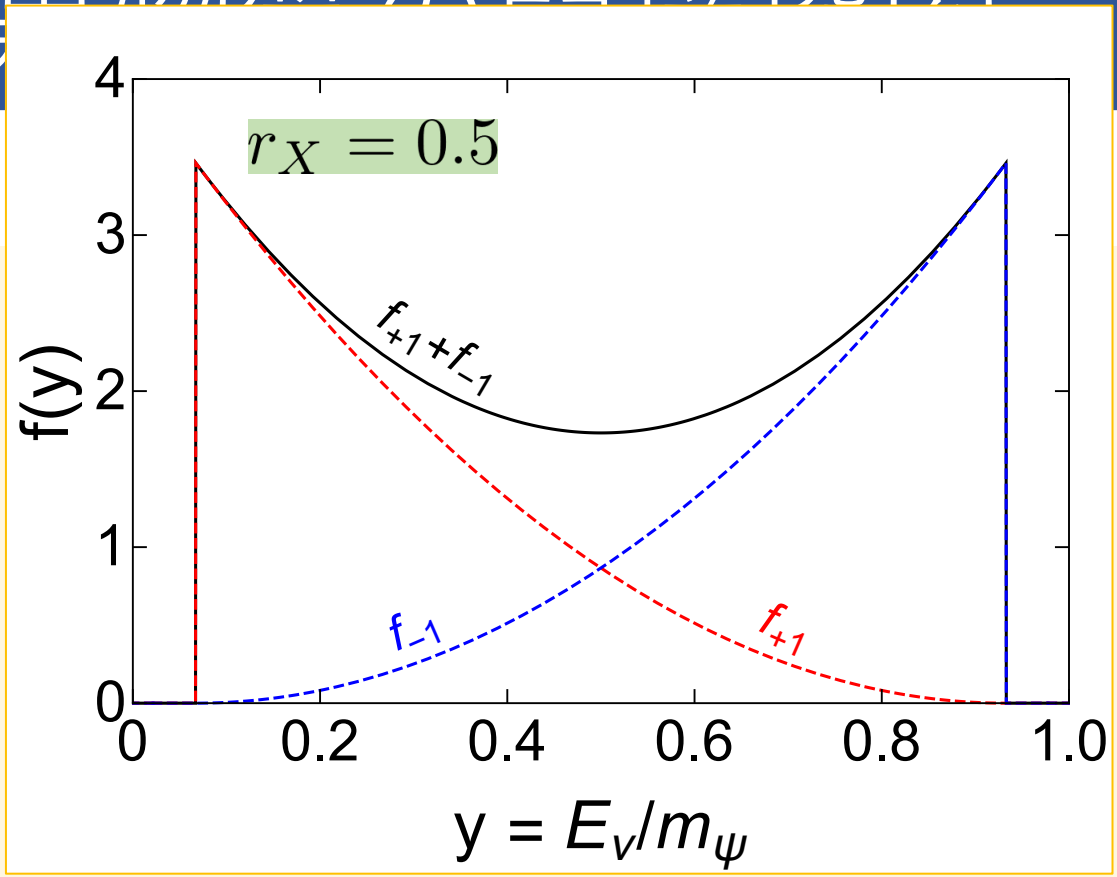
$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質の間接探索

ニュートリノスペクトル関数

Secluded

DMの対消滅によって生成する
$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ ゲージボソン対は偏光している

$$\frac{dN}{dE_\nu} = \frac{1}{m_\psi} \sum_{m,n=0,\pm1} \mathrm{Br}_{m,n} \left[f_m(y) + f_n(y) \right]$$



偏光ごとの ν スペクトル関数

$$f_{\pm1}(y) = \frac{3}{4} \frac{\Theta(y - y_-)\Theta(y_+ - y)}{(1 - r_X)^{3/2}} \times \left[2 - 4y + 4y^2 - r_X^2 \mp 2(2y-1)\sqrt{1 - r_X^2} \right]$$

$$y = E_\nu / m_\psi$$

$$r_X = m_X / m_\psi$$

$$y_\pm = \left(1 \pm \sqrt{1 - r_X^2} \right) / 2$$

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質の間接探索

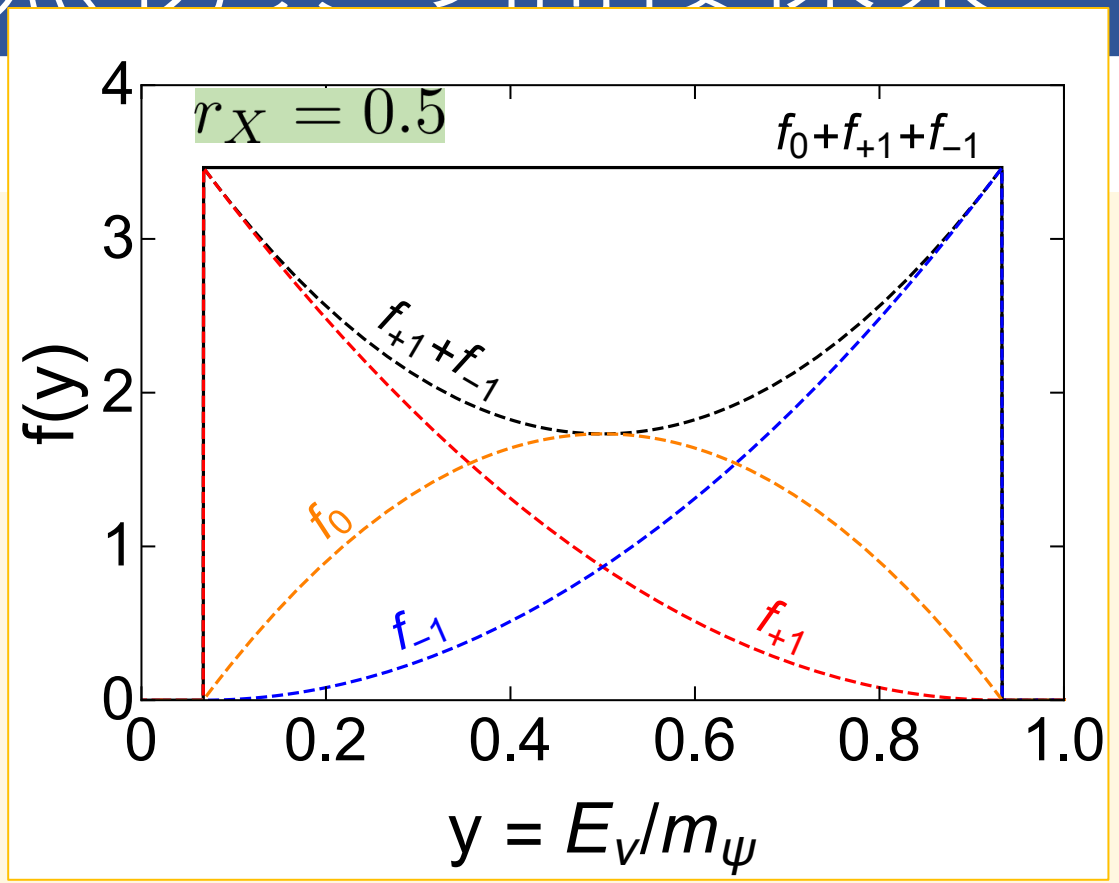
ニュートリノスペクトル関数

Secluded

もし、DMの対消滅によって生成する
$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ ゲージボソン対が偏光してなければ

$$\frac{dN}{dE_\nu} = \frac{1}{m_\psi} \sum_{m,n=0,\pm1} \mathrm{Br}_{m,n} \left[f_m(y) + f_n(y) \right]$$

$$= \frac{2}{m_\psi \sqrt{1 - r_X^2}} \Theta(y - y_-) \Theta(y_+ - y)$$



偏光ごとの ν スペクトル関数

ν スペクトル関数は箱型

$$f_{\pm1}(y) = \frac{3}{4} \frac{\Theta(y - y_-)\Theta(y_+ - y)}{(1 - r_X)^{3/2}} \times \left[2 - 4y + 4y^2 - r_X^2 \mp 2(2y - 1)\sqrt{1 - r_X^2} \right]$$

$$f_0(y) = \frac{3}{2} \frac{4y - 4y^2 - r_X^2}{(1 - r_X)^{3/2}} \Theta(y - y_-)\Theta(y_+ - y)$$

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質の間接探索

ニュートリノスペクトル関数

Secluded

もし、DMが複素スカラー場であれば

$$\frac{dN}{dE_\nu} = \frac{1}{m_\psi} \sum_{m,n=0,\pm1} \mathrm{Br}_{m,n} \left[f_m(y) + f_n(y) \right]$$

$$\mathrm{Br}_{m,n} \propto \mathrm{diag}\left(1, \frac{r_X^4}{(2-r_X^2)^2}, 1\right)$$

$$\begin{cases} r_X \ll 1 \\ \quad \nu \text{ スペクトル関数はお椀型} \\ r_X \simeq 1 \\ \quad \nu \text{ スペクトル関数は箱型} \end{cases}$$

偏光ごとの ν スペクトル関数

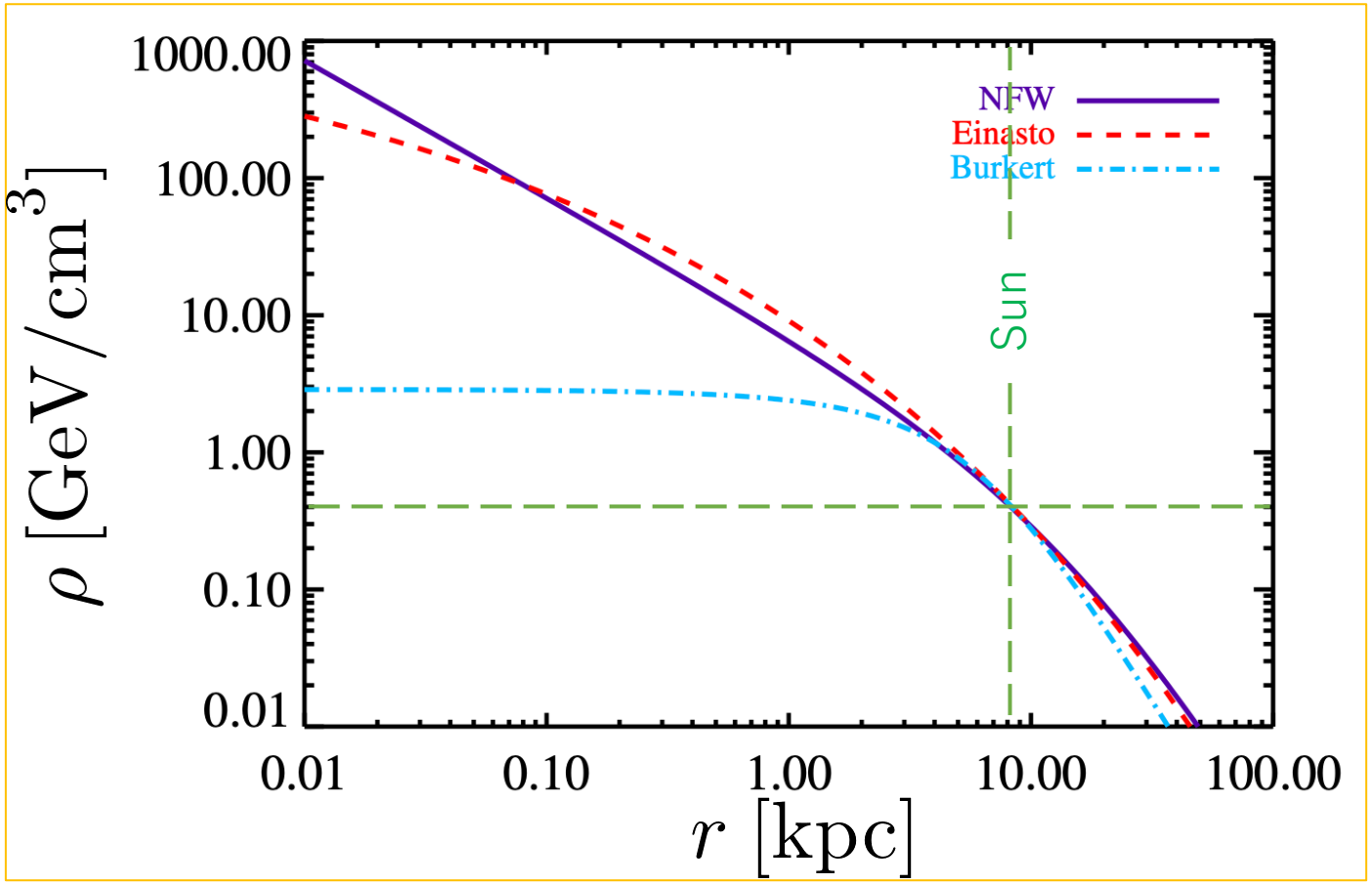
$$f_{\pm1}(y) = \frac{3}{4} \frac{\Theta(y-y_-)\Theta(y_+-y)}{(1-r_X)^{3/2}} \times \left[2 - 4y + 4y^2 - r_X^2 \mp 2(2y-1)\sqrt{1-r_X^2} \right]$$

$$f_0(y) = \frac{3}{2} \frac{4y - 4y^2 - r_X^2}{(1-r_X)^{3/2}} \Theta(y-y_-)\Theta(y_+-y)$$

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質の間接探索

DMハローの質量分布

DM profile



$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質の間接探索

DMハローの質量分布

- NFW プロファイル

$$\rho_{\mathrm{NFW}}(r) = \rho_s \left(\frac{r_\mathrm{s}}{r}\right) \frac{1}{(1 + r/r_\mathrm{s})^2}$$

r ：ハローの中心からの距離

r_s ：スケール半径（銀河系 -> $r_\mathrm{s} \sim 20\,\mathrm{kpc}$ ）

ρ_s ：規格化因子
（太陽の位置における質量密度
$\rho_{\mathrm{NFW}}(r = 8.5\,\mathrm{kpc}) = 0.4\,\mathrm{GeV/cm}^3$ ）

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質の間接探索

DMハローの質量分布

- Einasto プロファイル

$$\rho_{\mathrm{Ein}}(r) = \rho_s \exp\left[-\frac{2}{\alpha}\left\{\left(\frac{r}{r_{\mathrm{s}}}\right)^{\alpha} - 1\right\}\right]$$

r ：ハローの中心からの距離

r_{s} ：スケール半径（銀河系 -> $r_{\mathrm{s}} \sim 20\,\mathrm{kpc}$ ）

ρ_{s} ：規格化因子
（太陽の位置における質量密度
$\rho_{\mathrm{Ein}}(r = 8.5\,\mathrm{kpc}) = 0.4\,\mathrm{GeV/cm}^3$ ）

α ：形状因子（銀河系 -> $\alpha \sim 0.2$ ）

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質の間接探索

DMハローの質量分布

- Burkert プロファイル

$$\rho_{\mathrm{Burk}}(r) = \rho_s \frac{1}{(1 + r/r_{\mathrm{s}})(1 + (r/r_{\mathrm{s}})^2)}$$

r ：ハローの中心からの距離

r_{s} ：スケール半径（銀河系 -> $r_s \sim 6\ \mathrm{kpc}$ ）

ρ_{s} ：規格化因子
（太陽の位置における質量密度
$\rho_{\mathrm{Burk}}(r = 8.5\ \mathrm{kpc}) = 0.4\ \mathrm{GeV/cm}^3$ ）

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質の間接探索

J-因子

$$J_{\Delta\Omega} = \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_{l.o.s.} dl\ \rho(l,\Omega)^2$$

l ：視線に沿った距離

Ω ：観測する領域の立体角

ρ ：DMの質量密度分布

全天での値

$$\frac{J_{\Delta\Omega}}{10^{23}\ [\mathrm{GeV}^2/\mathrm{cm}^5]} = \begin{cases} 1.5 & (\mathrm{NFW}) \\ 2.3 & (\mathrm{Einasto}) \\ 1.4 & (\mathrm{Burkert}) \end{cases}$$

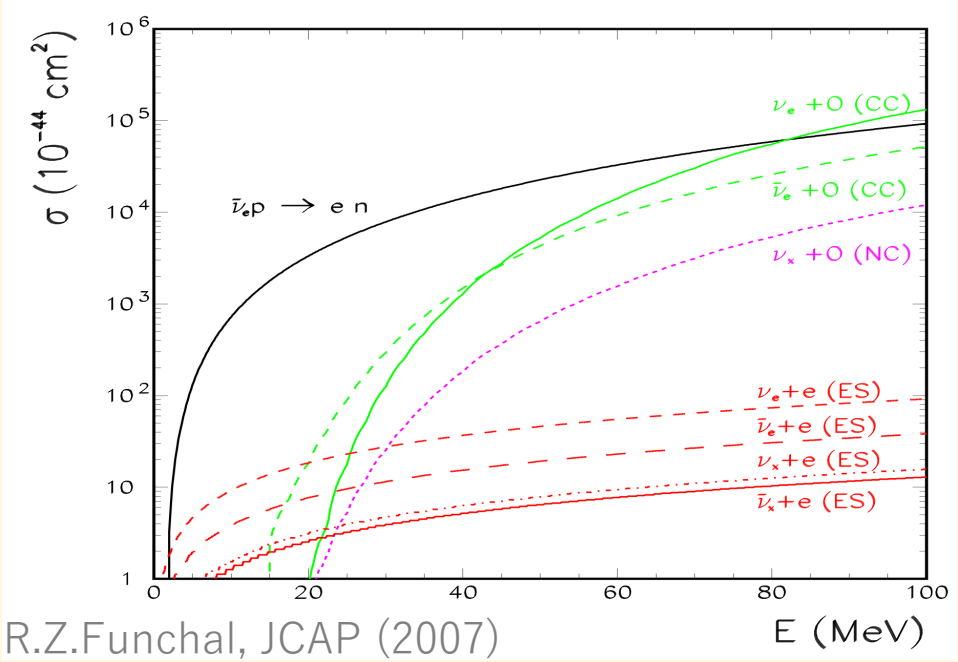
DMの質量密度分布の模型によって
若干の誤差

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質の間接探索

$\nu_e{}^{16}O,\ \bar{\nu}_e{}^{16}O$ 散乱

模型による$\nu_e O, \bar{\nu}_e O$ 断面積の違い

論文中の計算で用いた断面積

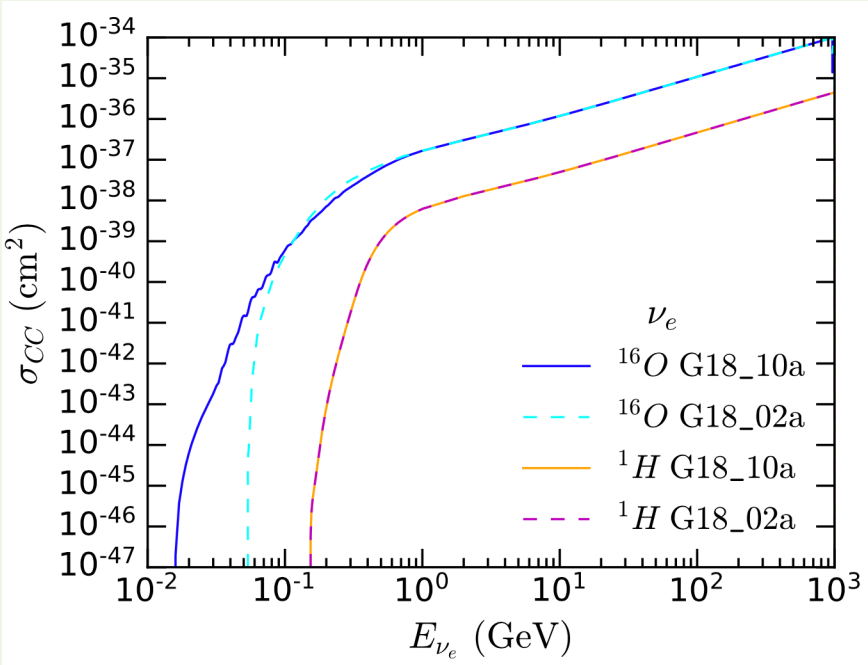


S.Skadhauge, R.Z.Funchal, JCAP (2007)

E.Kolbe, K.Langanke, P.Vogel, PRD (2002)

tion energy in the final nucleus. These calculations have been performed within the CRPA using the finite range force based on the Bonn potential [7] and considering all multipole operators with $J \leqslant 9$ and both parities. The CRPA model is

N. F. Bell, M. J. Dolan, S. Robles, JCAP (2020)



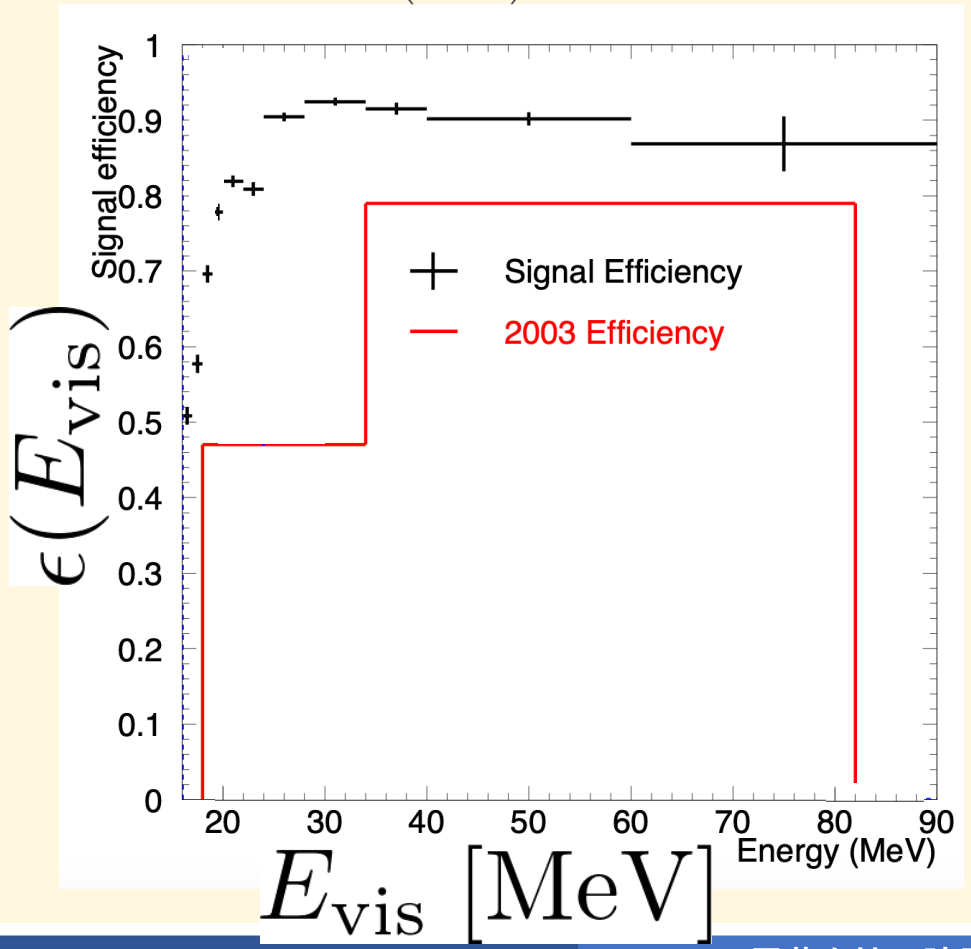
G18_10a : Fermi-Gas approximation
G18_02a : Llewellyn-Smith model (QE)
& empirical MEC model (MEC)

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質の間接探索

期待されるDM由来のイベント数

検出効率

SK Collaboration, PRD 85 (2012) 052007



エネルギー分解能

$$R(E_e, E_{\rm vis}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(E_e - E_{\rm vis})^2}{2\sigma^2}\right)$$

$$\sigma = 0.4\,{\rm MeV}\sqrt{E_e/{\rm MeV}} + 0.03E_e$$

S. Palomares-Ruiz & S. Pascoli, PRD 77 (2008) 025025

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質の間接探索

見えないミューオンによる背景事象

● シグナル

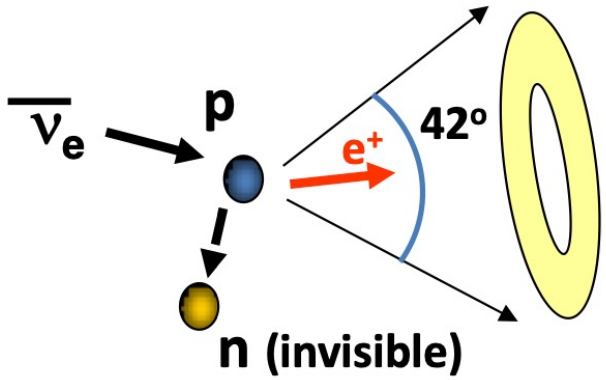
$$\bar{\nu}_e + p \to e^+ + n$$

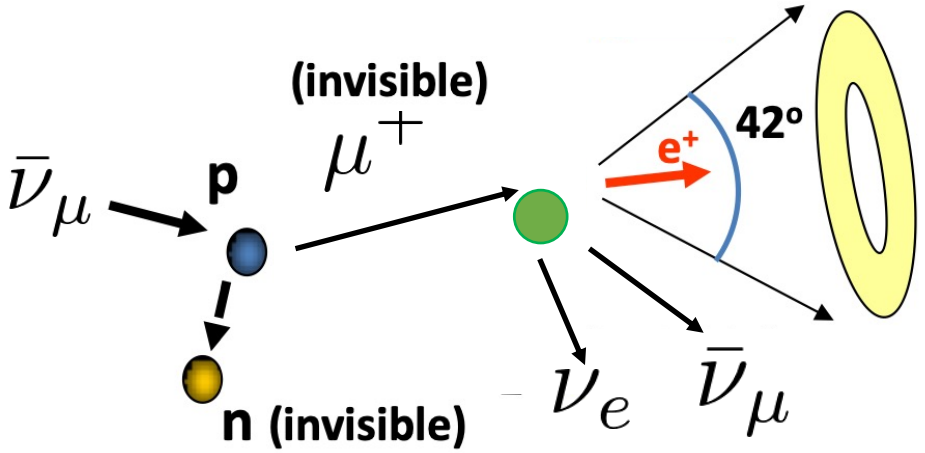
区別がつかない

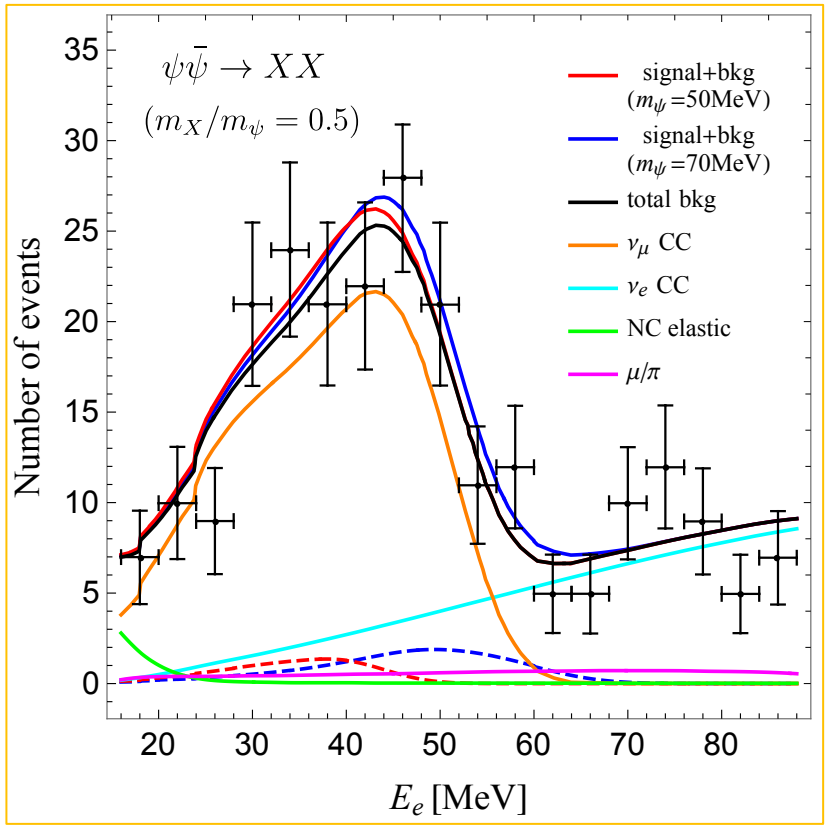
● $\bar{\nu}_\mu$ CC相互作用

$$\bar{\nu}_\mu + p \to \mu^+ + n$$

$$\mu^+ \to e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$$







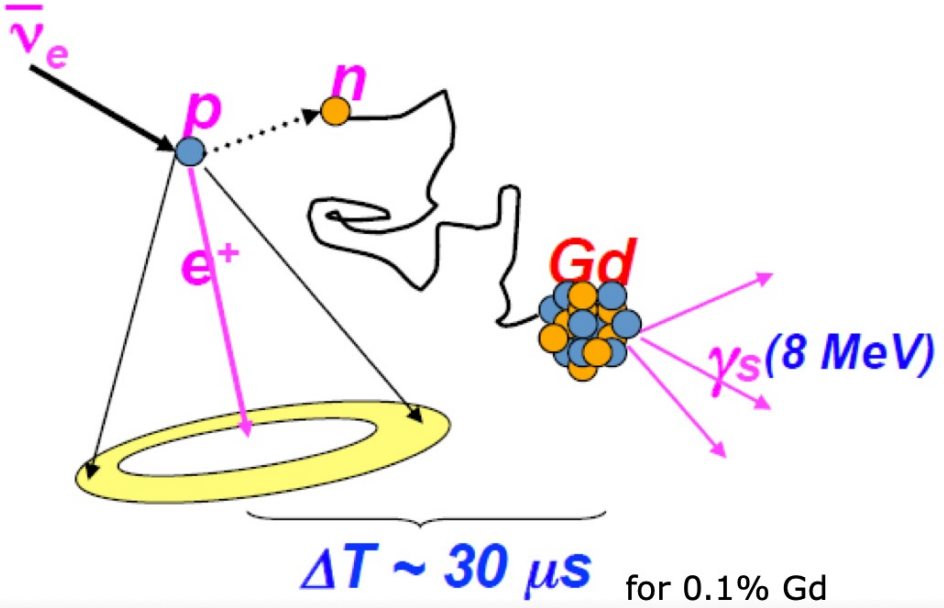
$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質の間接探索

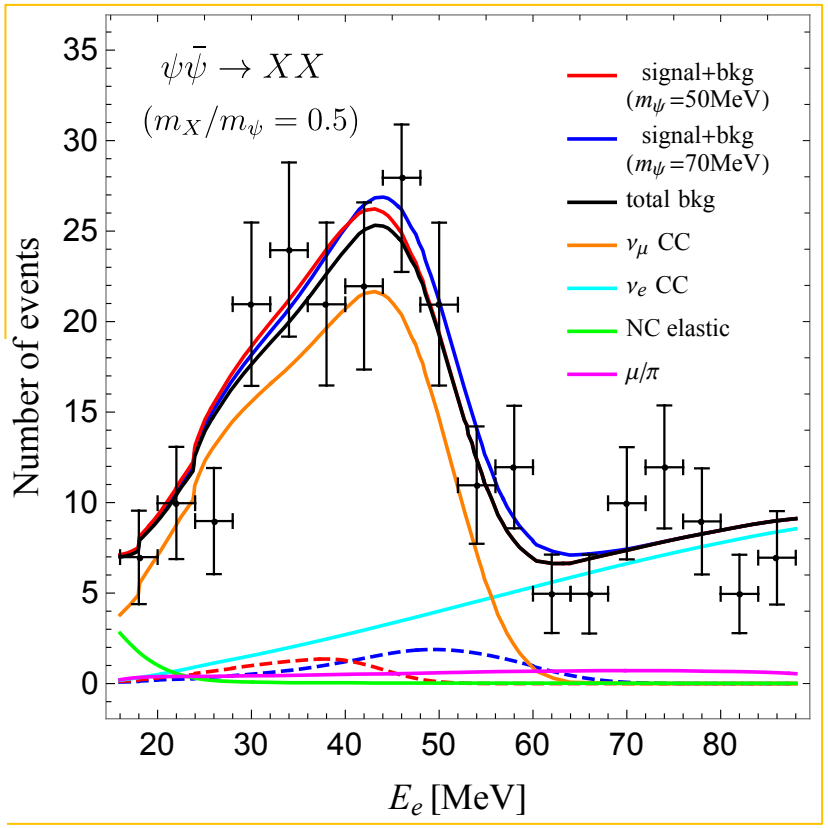
SK-Gd

ガドリニウム (Gd)

熱中性子に対する大きな捕獲反応断面積

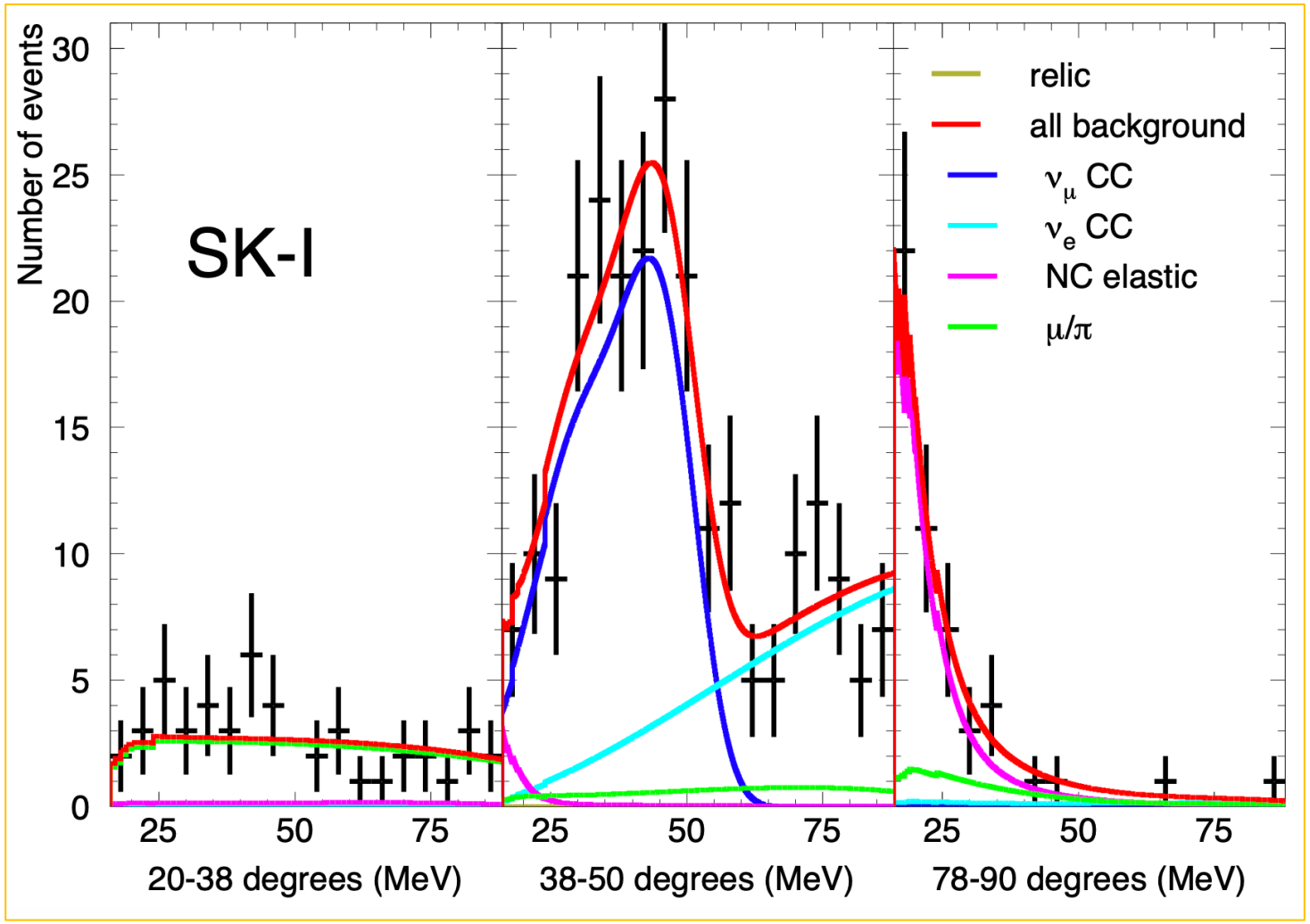
➡ Gdが中性子を捕獲 & 合計で 8 MeV のエネルギーのγ線を放出





$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質の間接探索

背景事象



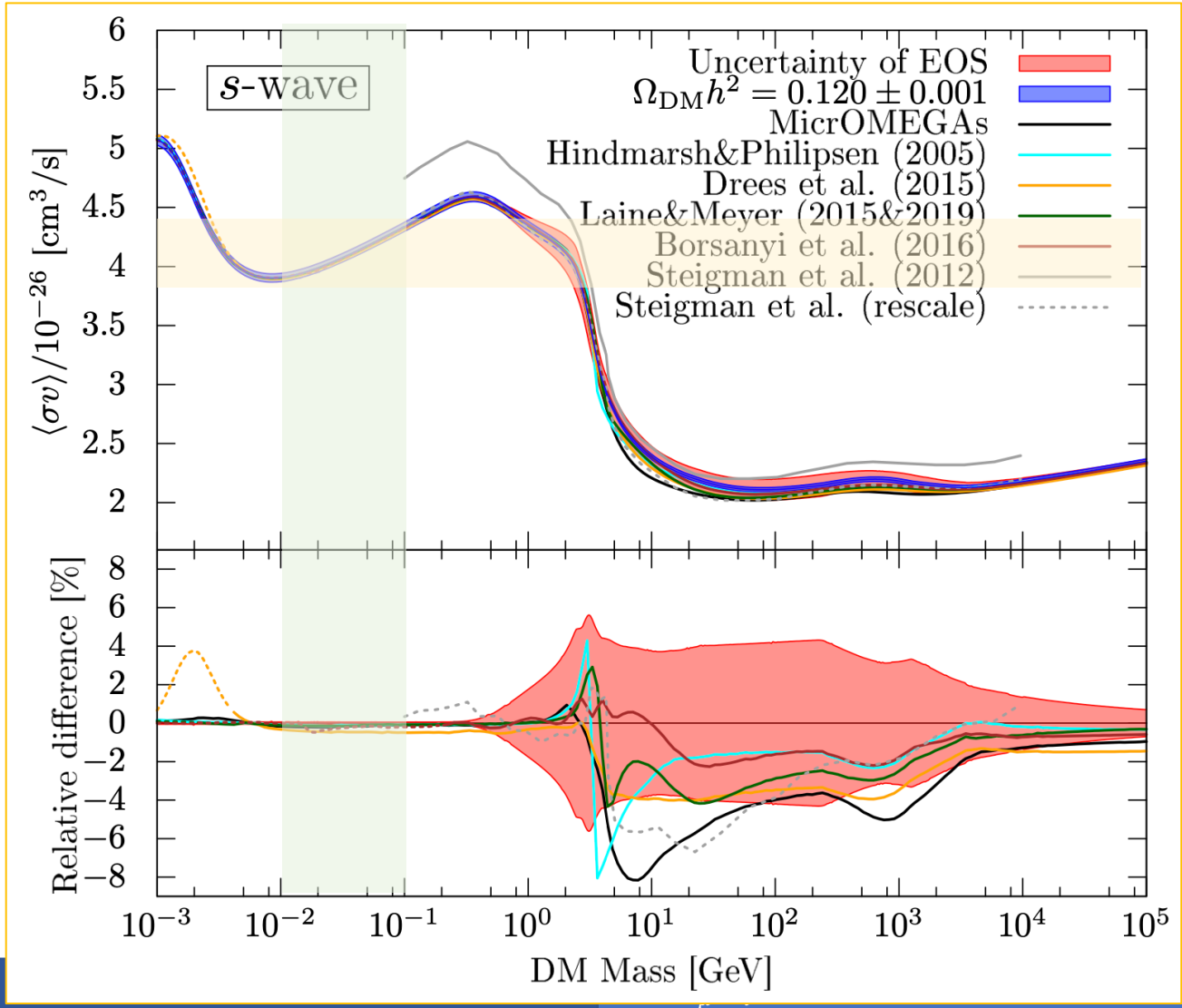
Cherenkov角によって主要な背景事象の種類が異なる

↓

Cherenkov角によるカット

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質の間接探索

必要なDM対消滅断面積の値



K. Saikawa & S. Shirai, JCAP 08 (2020) 011

DMの質量によって，必要な対消滅断面積が異なる

有効相対論的自由度 $g(T)$ が温度によって異なるため

$m_\psi = 10 \sim 100$ のときは

$$\langle\sigma v\rangle \sim 2 \times \left(4 \times 10^{-26}\ [\mathrm{cm}^3/\mathrm{s}]\right)$$
$$= 8 \times 10^{-26}\ [\mathrm{cm}^3/\mathrm{s}]$$

$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質の間接探索

ニュートリノと電子のエネルギー

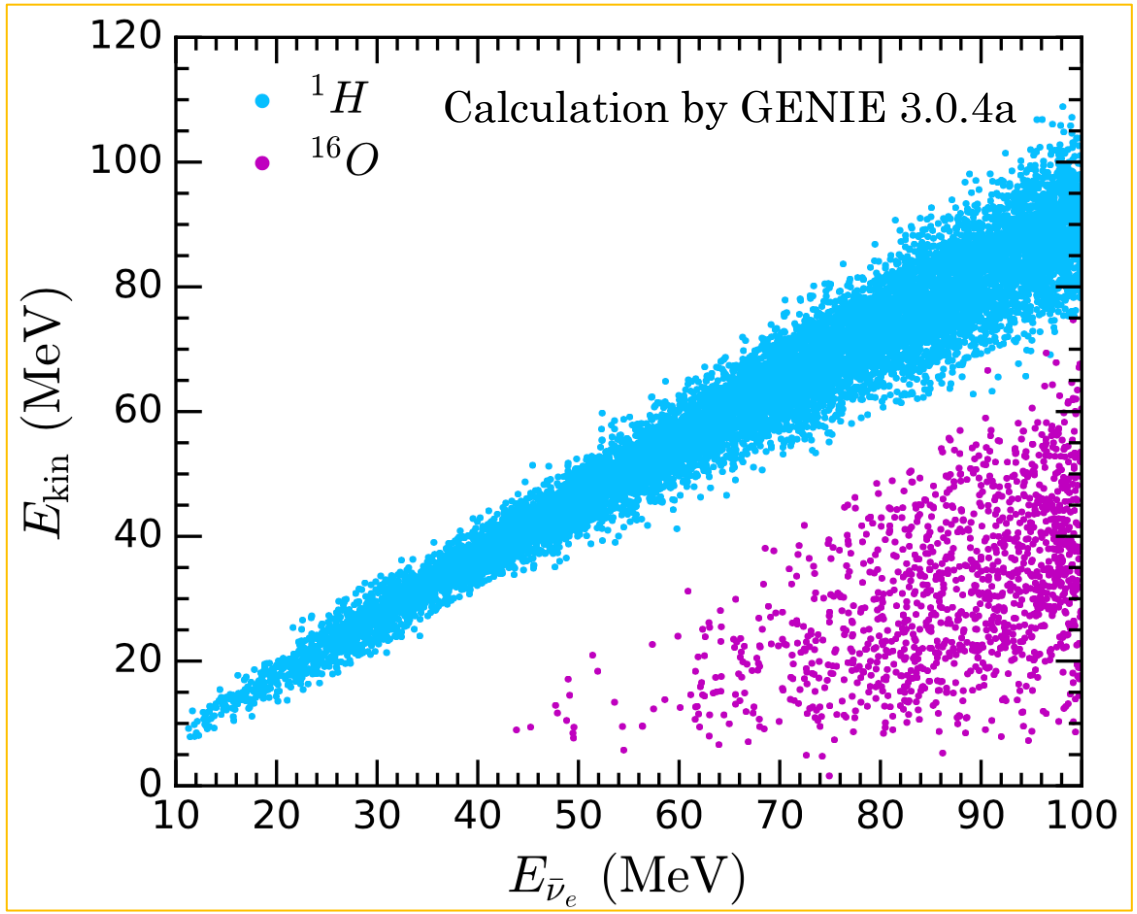
$\nu_e O, \bar{\nu}_e O$ 散乱断面積

論文中の計算では

$$E_e \simeq \begin{cases} E_\nu - 1.3\,\mathrm{MeV} & (\bar{\nu}_e p) \\ E_\nu - 15.4\,\mathrm{MeV} & (\nu_e O) \\ E_\nu - 11.4\,\mathrm{MeV} & (\bar{\nu}_e O) \end{cases}$$

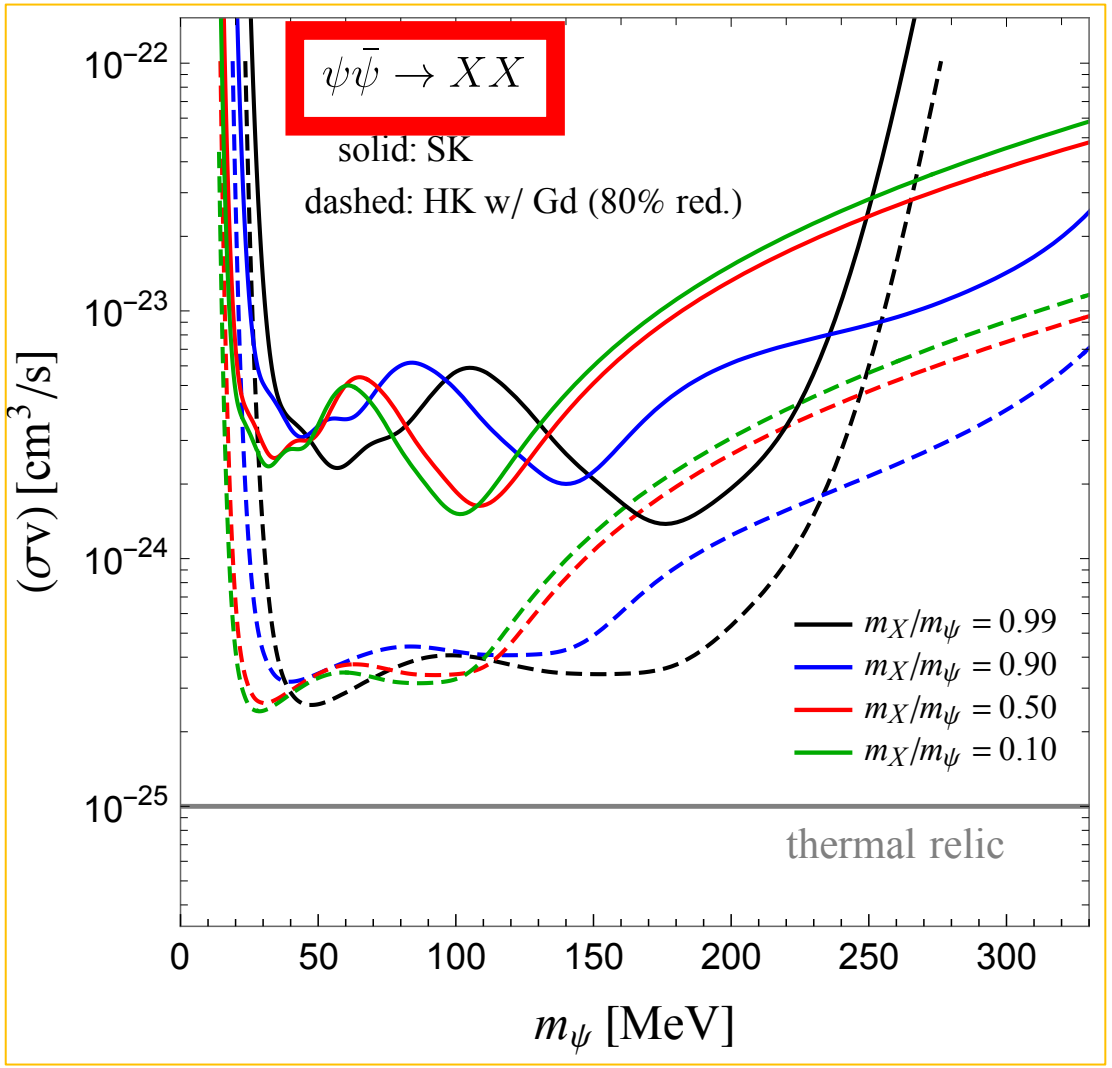
一般には E_e の値は広い分布を持つ

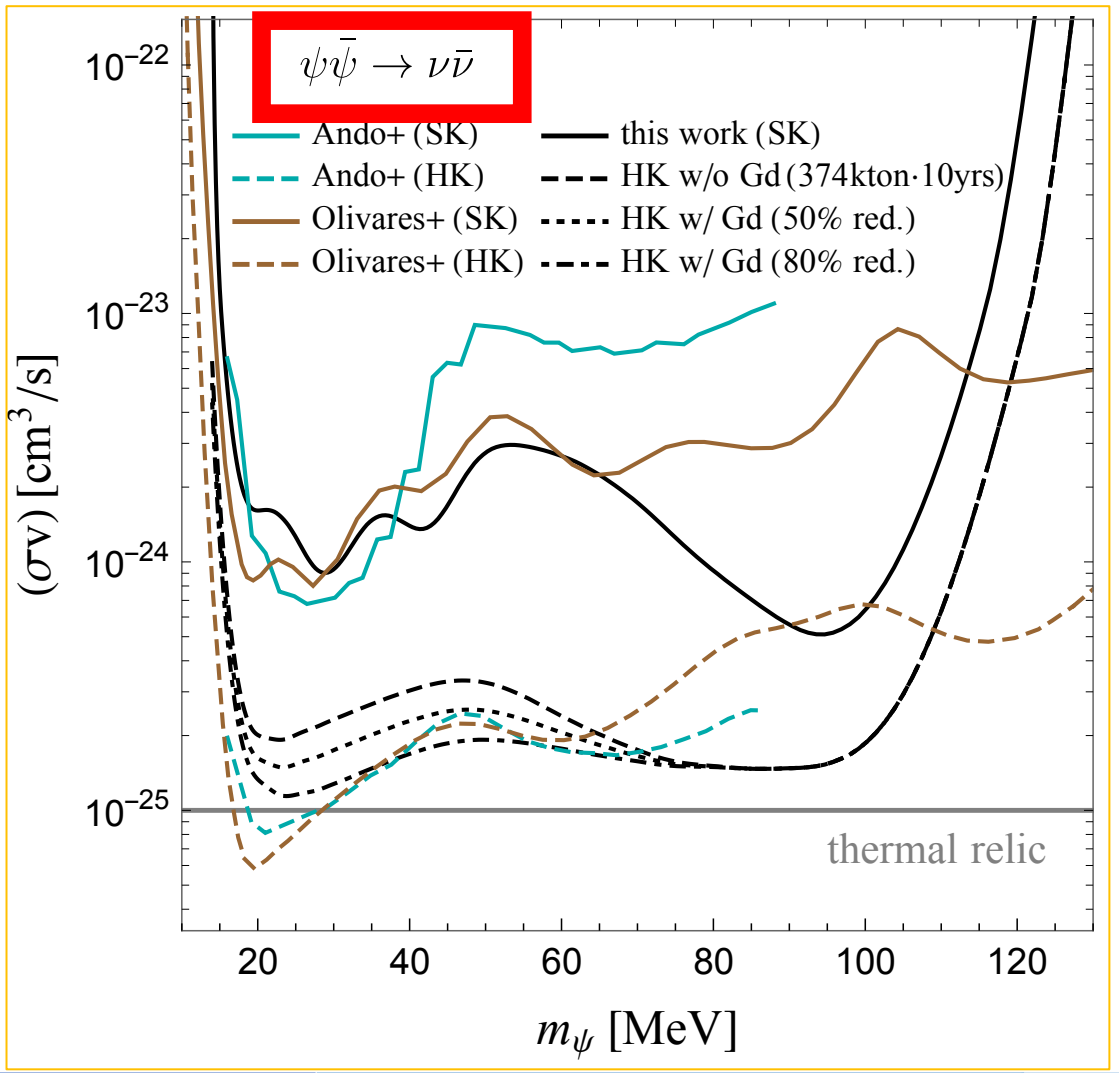
N. F. Bell, M. J. Dolan & S. Robles, JCAP 09 (2020) 019



$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質の間接探索

対消滅断面積への制限

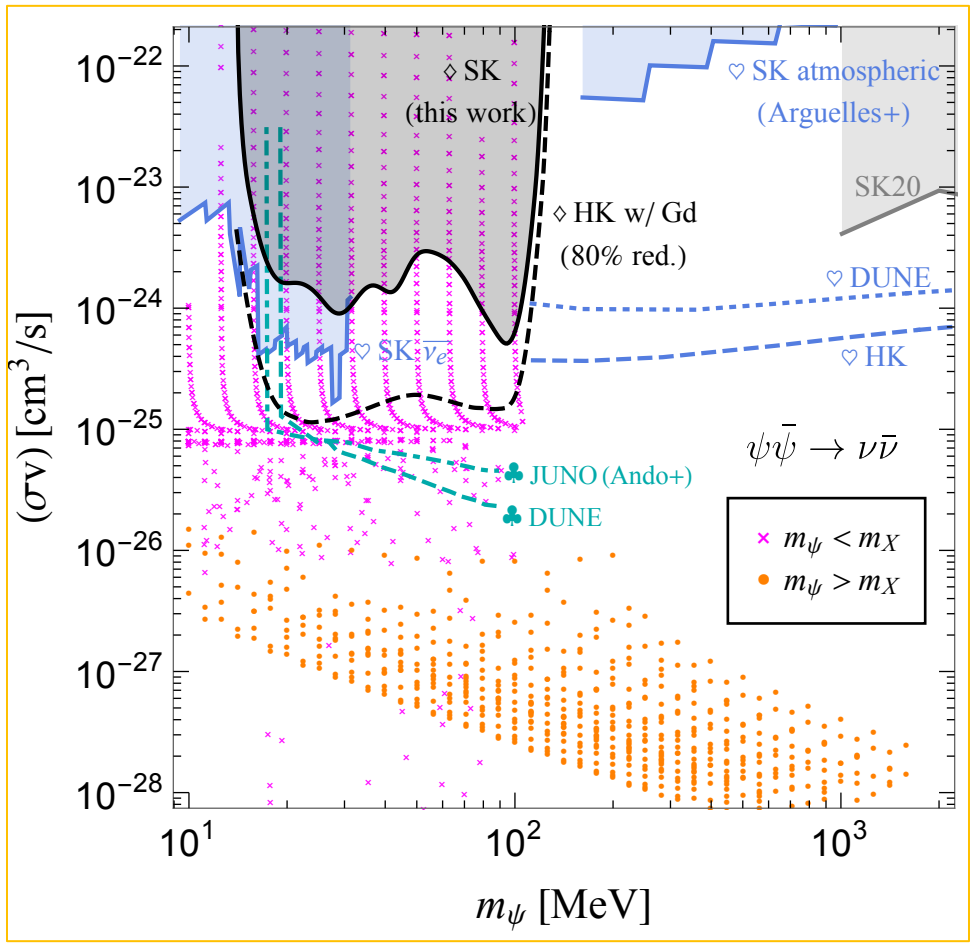




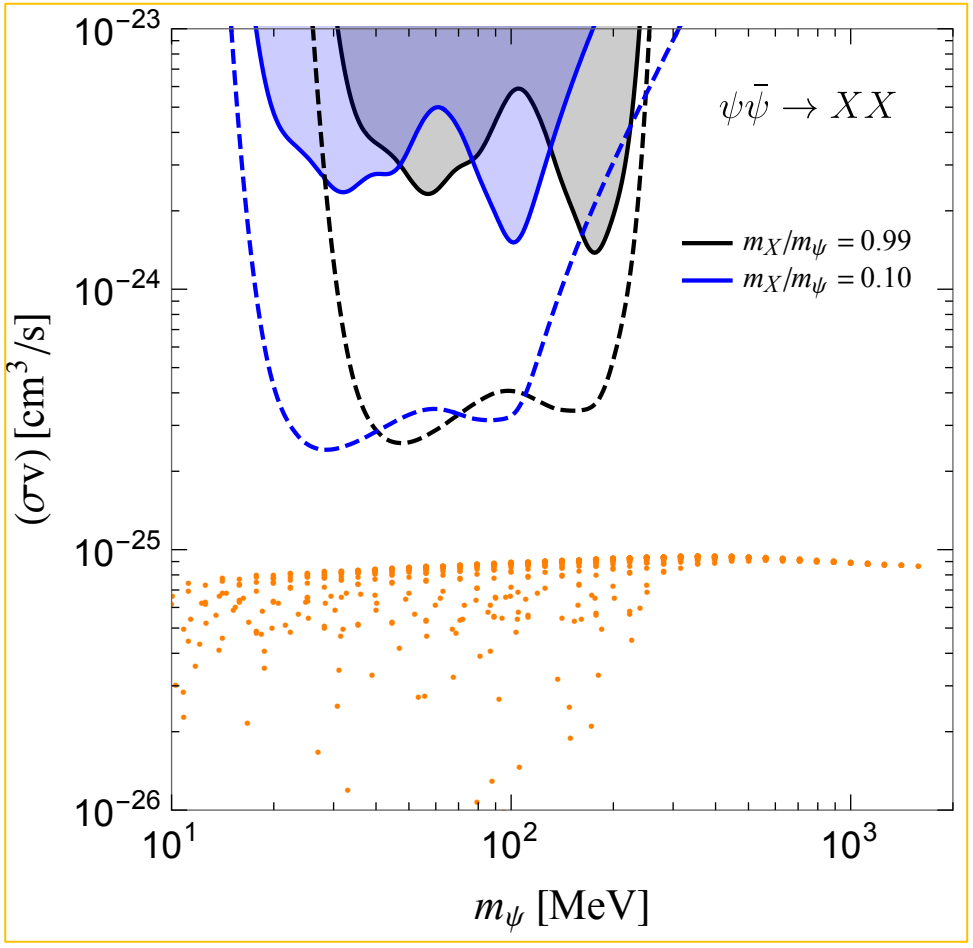
$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質の間接探索

DM対消滅断面積の予言と制限

$$\psi + \bar{\psi} \to \nu + \bar{\nu}$$



$$\psi + \bar{\psi} \to X + X$$



$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質の間接探索

Breit-Wigner 増幅

Initial state DM : non-relativistic

$$s \simeq 4m_\psi^2 + m_\psi^2 v_{\rm rel}^2$$

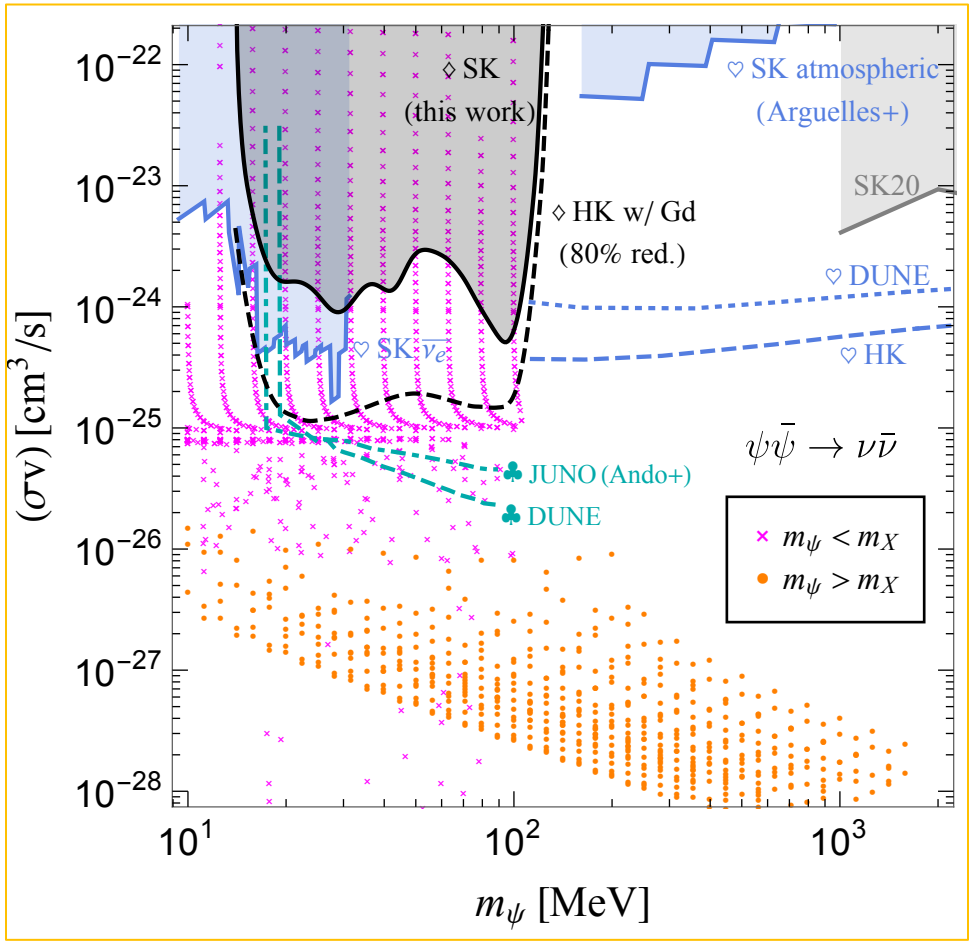
Annihilation cross section

$$(\sigma v)_{\rm ann} \sim \frac{q_\psi^2 g_X^4}{\pi} \frac{1}{m_X^4} \frac{m_\psi^2}{(\delta + v_{\rm rel}^2/4)^2 + \gamma_X^2}$$

$$\gamma_X = \Gamma_X / m_X \qquad 4m_\psi = m_X(1+\delta)$$

$$(\sigma v)_{\nu\nu} \approx \frac{q_\psi^2 g_X^4}{\pi} \frac{m_\psi^2}{m_X^4} \times \begin{cases} (\mathrm{Max}[v_{\rm rel}^2/4, \gamma_X])^{-2} & (v_{\rm rel}^2 > \delta) \\ (\mathrm{Max}[\delta, \gamma_X])^{-2} & (v_{\rm rel}^2 < \delta) \end{cases}$$

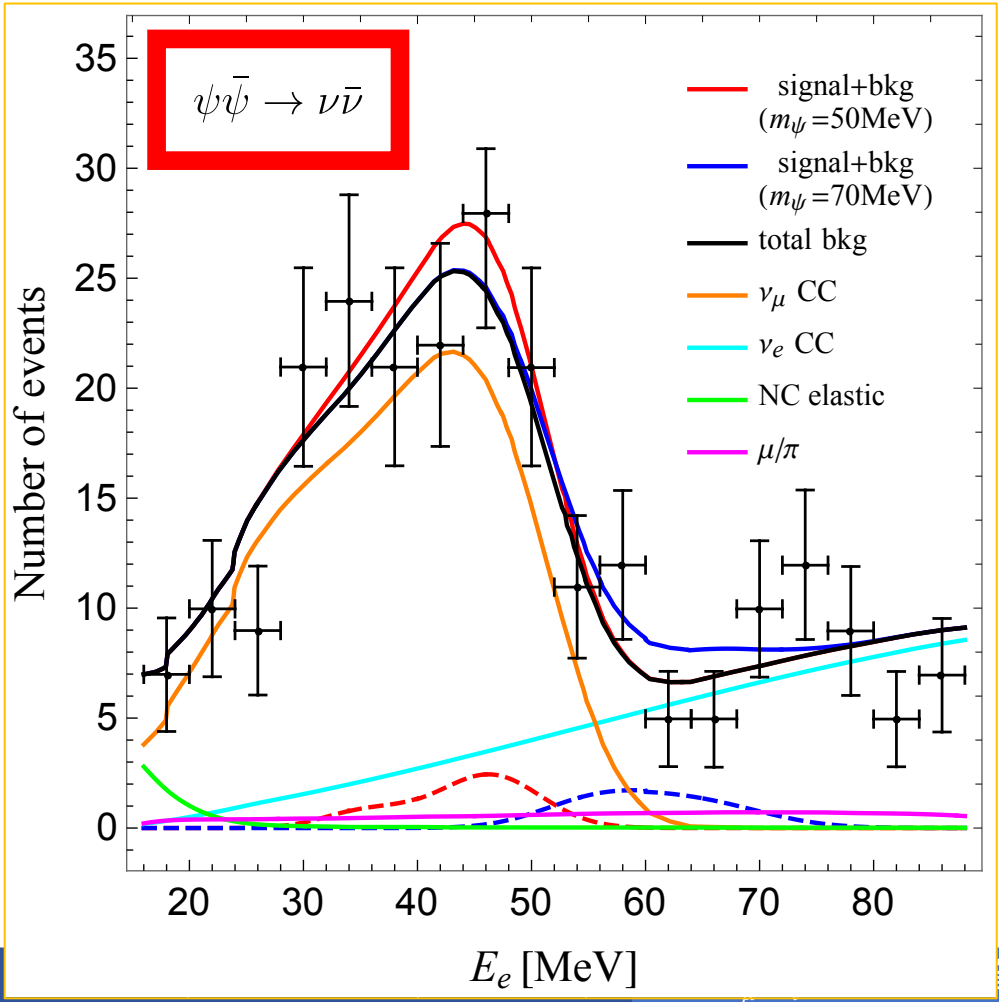
$$\psi + \bar{\psi} \to \nu + \bar{\nu}$$



$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質の間接探索

期待されるDM由来のイベント数

SK-I (1497日)

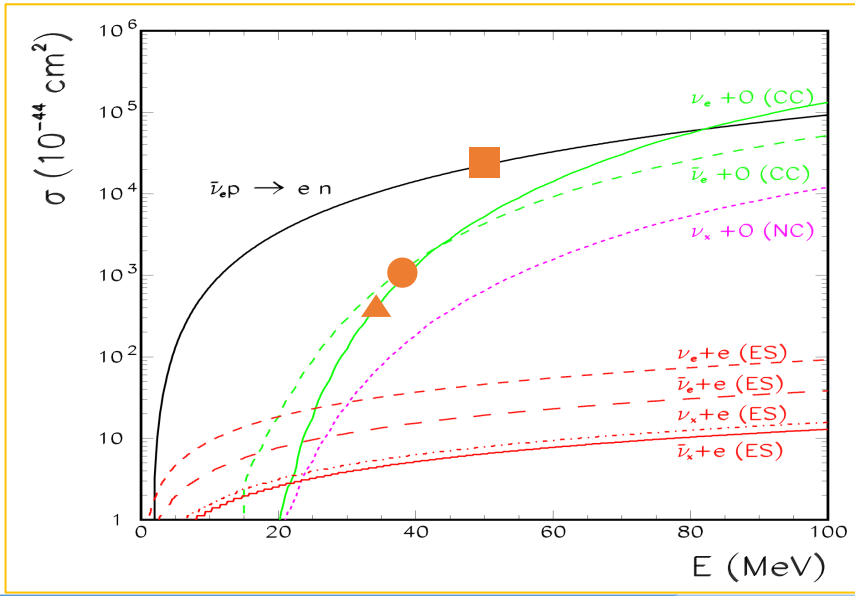


ν のエネルギースペクトル

$$\frac{dN}{dE_\nu} \propto \delta(E_\nu - m_\psi)$$

$$m_\psi = E_\nu = 50\ \mathrm{MeV}$$

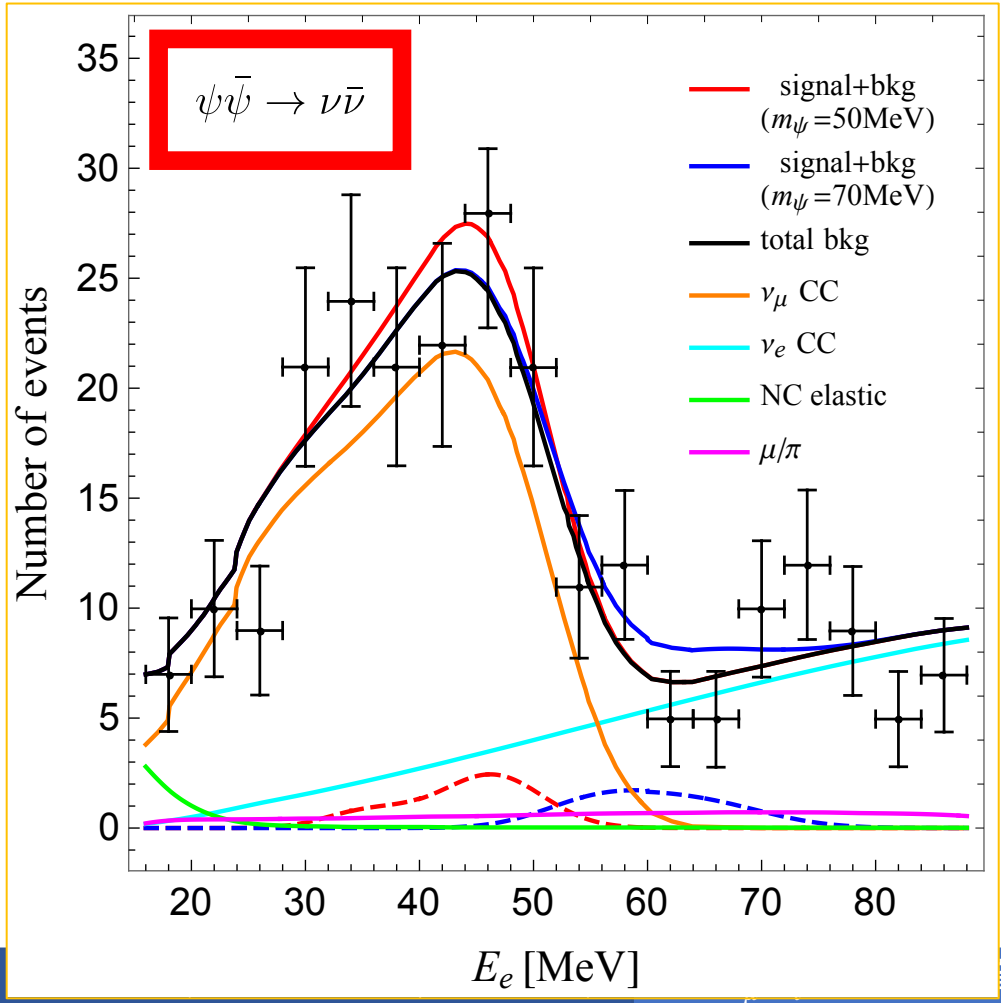
$\bar{\nu}_e p$ が主要で, $E_e \simeq 48.7\ \mathrm{MeV}$ にピーク



$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$-charged 暗黒物質の間接探索

期待されるDM由来のイベント数

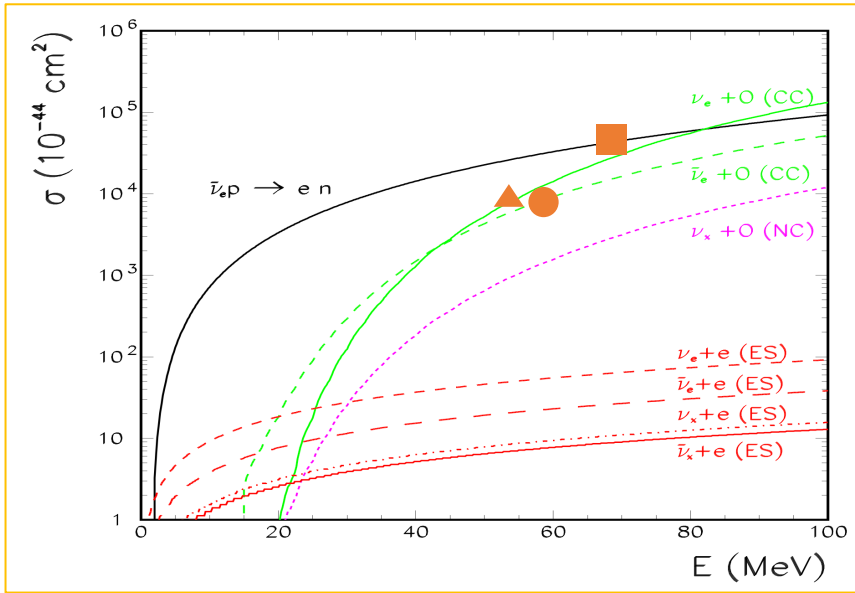
SK-I (1497日)



ν のエネルギースペクトル

$$\frac{dN}{dE_\nu} \propto \delta(E_\nu - m_\psi)$$

$$m_\psi = E_\nu = 70\ \mathrm{MeV}$$

$\bar{\nu}_e p$, $\nu_e \mathrm{O}$, $\bar{\nu}_e \mathrm{O}$ が同じくらいの寄与をし，

幅広なピークに