

# 暗黒物質直接探索

理論計算の方法，理論模型からの動機付けと展望

永田 夏海

東京大学



東京大学  
THE UNIVERSITY OF TOKYO

第一回B E班合同若手研究会

年 月 日

神戸大学

# Message

暗黒物質直接探索実験は標準模型を超える物理を探るうえで非常に強力なツール。

有望な暗黒物質模型の多くを将来実験にて検証しうる。

## 実験

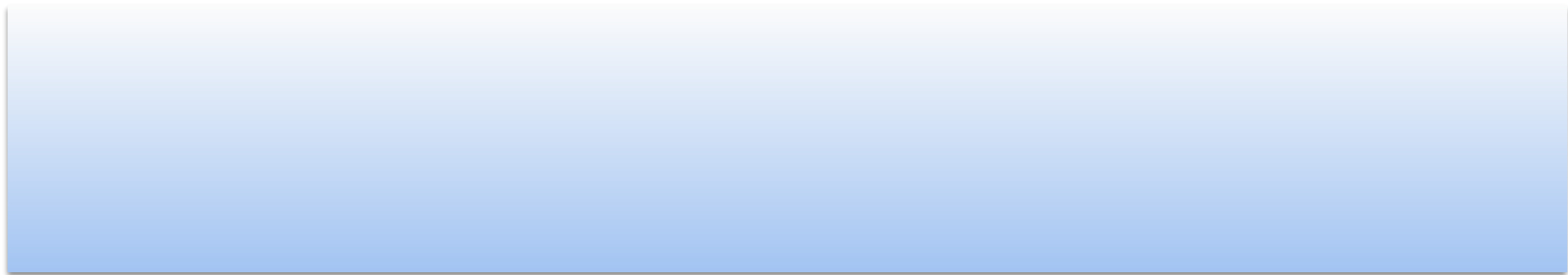
さらなる高感度の検出器や新しい手法を用いて新領域をどんどん開拓して欲しい。

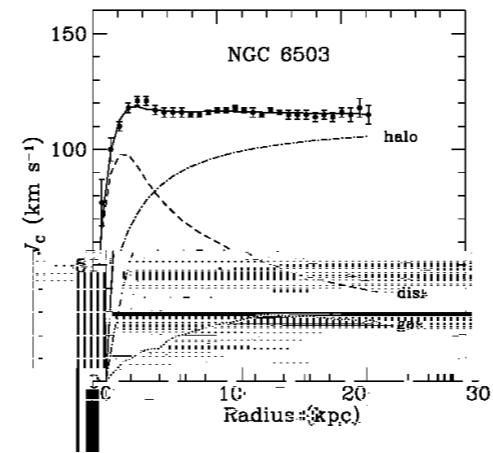
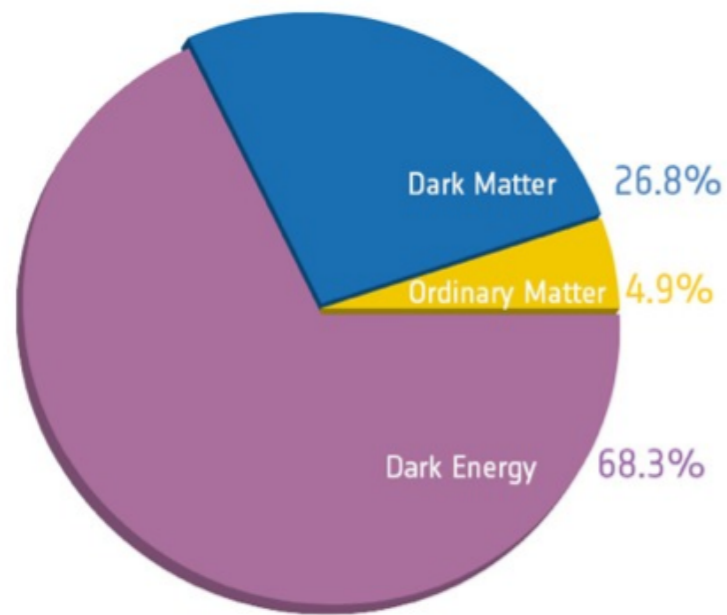
## 理論

将来実験に備えて理論計算の精度も上げておきたい。  
また、将来実験にてどのような暗黒物質模型が検証できるか調べ上げておくことが必要。

# Outline

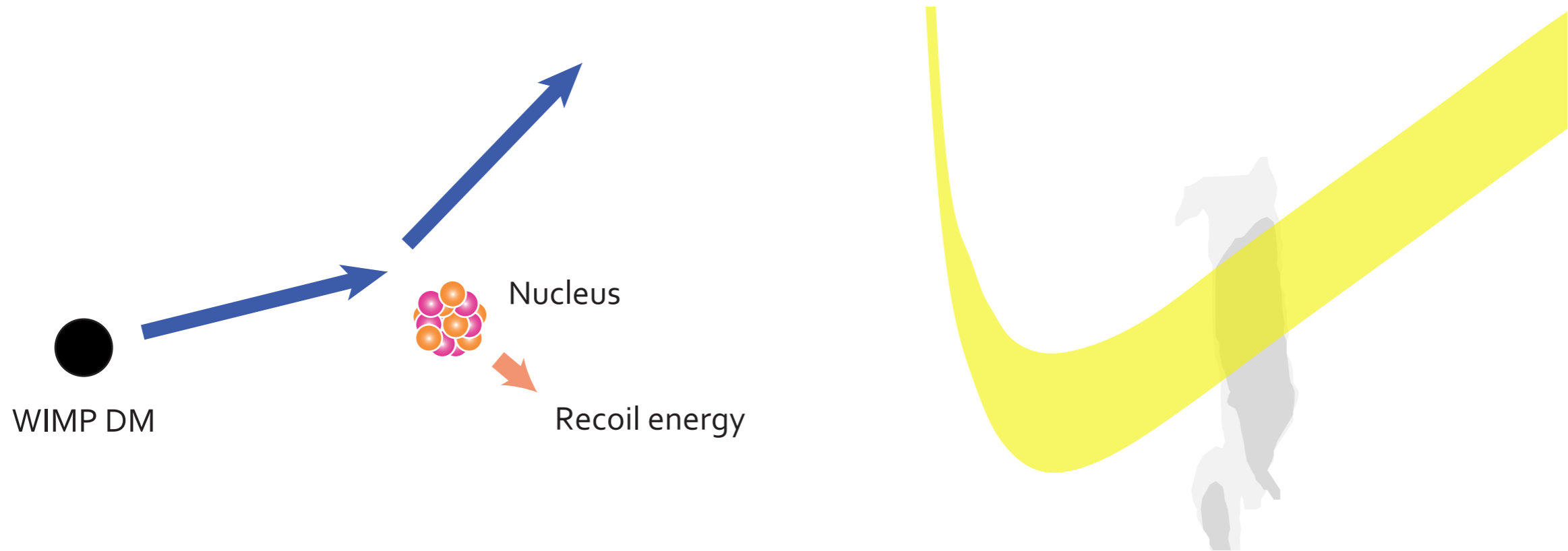
- Introduction
- 理論計算の方法
  - 暗黒物質・核子散乱断面積の計算方法
- 理論模型からの予言
  - 超対称標準模型におけるWIMP暗黒物質
  - Minimal DM
  - 実スカラー暗黒物質
  - $SO(10)$  大統一理論におけるWIMP暗黒物質
- Conclusion





熱残存量が暗黒物質量の  
観測値と自然に一致

# DM Direct Detection experiments



- WIMP暗黒物質が検出器内の原子核を散乱する際に原子核が受け取る反跳エネルギーを検出する。
- 高感度の将来実験が多数計画されていて、いくつかは既に動き始めている。

理論計算の精度も高めておきたい

# DM-nucleon scattering

理論側では、各暗黒物質模型で

**暗黒物質・核子散乱断面積**

を計算することになる。

## 特徴

**非相対論的散乱過程**

暗黒物質の**局所平均速度 (mean local velocity)** :  $v \sim (2-3)00 \text{ km/s}$

**クォーク・グルーオンとの散乱**

➡ 核子との散乱に焼きなおす際に**非摂動論的取り扱い**が必要となる。

# DM-nucleon scattering

## スピンの依存する（しない）散乱

暗黒物質と核子との相互作用は二種類に分けられる：

- スピンに依存する (spin-dependent) 相互作用
- スピンに依存しない (spin-independent) 相互作用

スピンの依存しない相互作用は，原子核中の全ての核子について加算的に干渉する。



質量数の大きな原子核を標的に用いることで，スピンの依存しない散乱に対して飛躍的に検出感度をあげることができる。

例) Xe ( $A \sim 130$ ) [XENON, XMASS, LUX など]



# 理論計算の方法

# Method of effective theories

この計算を高精度かつ系統的に行うために、

## 有効理論の方法

を用いる。

- 暗黒物質とクォーク・グルーオンとの相互作用は高次元演算子によって表される。

非相対論的過程で効いてくる相互作用，スピンの依存しない相互作用といった情報がすぐにわかる。

- 摂動QCDの効果と非摂動的な効果とを系統的に分離できる。

# Method of effective theories

暗黒物質とクォーク・グルーオンとの相互作用を媒介する粒子を積分して、有効ラグランジアンを求める。

## 演算子積展開 (OPE)

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \sum_i C_i(\mu) \mathcal{O}_i(\mu)$$

$C_i$  : Wilson係数

短距離 (short-distance) の情報を含む

$\mathcal{O}_i$  : 有効演算子

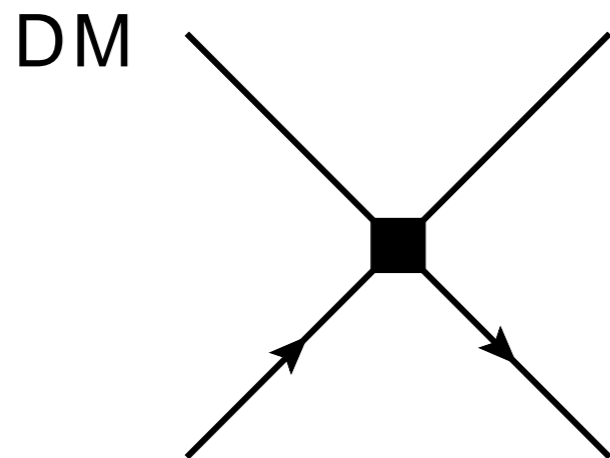
高次元演算子。その行列要素に長距離 (long-distance) の情報を含む。

$\mu$  : factorization scale

高エネルギー理論と有効理論とをマッチさせるスケール。

有効演算子の核子行列要素を（適当なスケールで）求める。

- くりこみ群方程式
- 重いクォークの積分



(スピンの依存しない相互作用; マヨラナ暗黒物質)

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \sum_q C_S^q \mathcal{O}_S^q + C_S^g \mathcal{O}_S^g + \sum_{i=1,2} \sum_q C_{T_i}^q \mathcal{O}_{T_i}^q + \sum_{i=1,2} C_{T_i}^g \mathcal{O}_{T_i}^g ,$$

## スカラー型

$$\mathcal{O}_S^q \equiv \frac{1}{2} \overline{\tilde{\chi}^0} \tilde{\chi}^0 m_q \bar{q} q ,$$

$$\mathcal{O}_S^g \equiv \frac{1}{2} \overline{\tilde{\chi}^0} \tilde{\chi}^0 G_{\mu\nu}^A G^{A\mu\nu} ,$$

## Twist-2型

$$\mathcal{O}_{T_1}^q \equiv \frac{1}{2} \overline{\tilde{\chi}^0} i \partial^\mu \gamma^\nu \tilde{\chi}^0 \mathcal{O}_{\mu\nu}^q ,$$

$$\mathcal{O}_{T_2}^q \equiv \frac{1}{2} \overline{\tilde{\chi}^0} i \partial^\mu i \partial^\nu \tilde{\chi}^0 \mathcal{O}_{\mu\nu}^q ,$$

$$\mathcal{O}_{T_1}^g \equiv \frac{1}{2} \overline{\tilde{\chi}^0} i \partial^\mu \gamma^\nu \tilde{\chi}^0 \mathcal{O}_{\mu\nu}^g ,$$

$$\mathcal{O}_{T_2}^g \equiv \frac{1}{2} \overline{\tilde{\chi}^0} i \partial^\mu i \partial^\nu \tilde{\chi}^0 \mathcal{O}_{\mu\nu}^g ,$$



(スピンの依存しない相互作用; マヨラナ暗黒物質)

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \sum_q C_S^q \mathcal{O}_S^q + C_S^g \mathcal{O}_S^g + \sum_{i=1,2} \sum_q C_{T_i}^q \mathcal{O}_{T_i}^q + \sum_{i=1,2} C_{T_i}^g \mathcal{O}_{T_i}^g ,$$

## スカラー型

$$\mathcal{O}_S^q \equiv \frac{1}{2} \overline{\tilde{\chi}^0} \tilde{\chi}^0 m_q \bar{q} q ,$$

$$\mathcal{O}_S^g \equiv \frac{1}{2} \overline{\tilde{\chi}^0} \tilde{\chi}^0 G_{\mu\nu}^A G^{A\mu\nu} ,$$

## Twist-2型

$$\mathcal{O}_{T_1}^q \equiv \frac{1}{2} \overline{\tilde{\chi}^0} i \partial^\mu \gamma^\nu \tilde{\chi}^0 \mathcal{O}_{\mu\nu}^q ,$$

$$\mathcal{O}_{T_2}^q \equiv \frac{1}{2} \overline{\tilde{\chi}^0} i \partial^\mu i \partial^\nu \tilde{\chi}^0 \mathcal{O}_{\mu\nu}^q ,$$

$$\mathcal{O}_{T_1}^g \equiv \frac{1}{2} \overline{\tilde{\chi}^0} i \partial^\mu \gamma^\nu \tilde{\chi}^0 \mathcal{O}_{\mu\nu}^g ,$$

$$\mathcal{O}_{T_2}^g \equiv \frac{1}{2} \overline{\tilde{\chi}^0} i \partial^\mu i \partial^\nu \tilde{\chi}^0 \mathcal{O}_{\mu\nu}^g ,$$

# Nucleon matrix elements

## スカラー型

- クォーク

格子シミュレーションにより計算されている。

- グルーオン

エネルギー・運動量テンソルのトレース・アノマリーを通じてクォークの行列要素と関係付く

## Twist-2型

パートン分布関数 (PDFs) から計算できる。



# Nucleon matrix elements (スカラー型クォーク演算子)

クォークの核子行列要素としては、**格子計算の結果**を用いる。

## Mass fractions

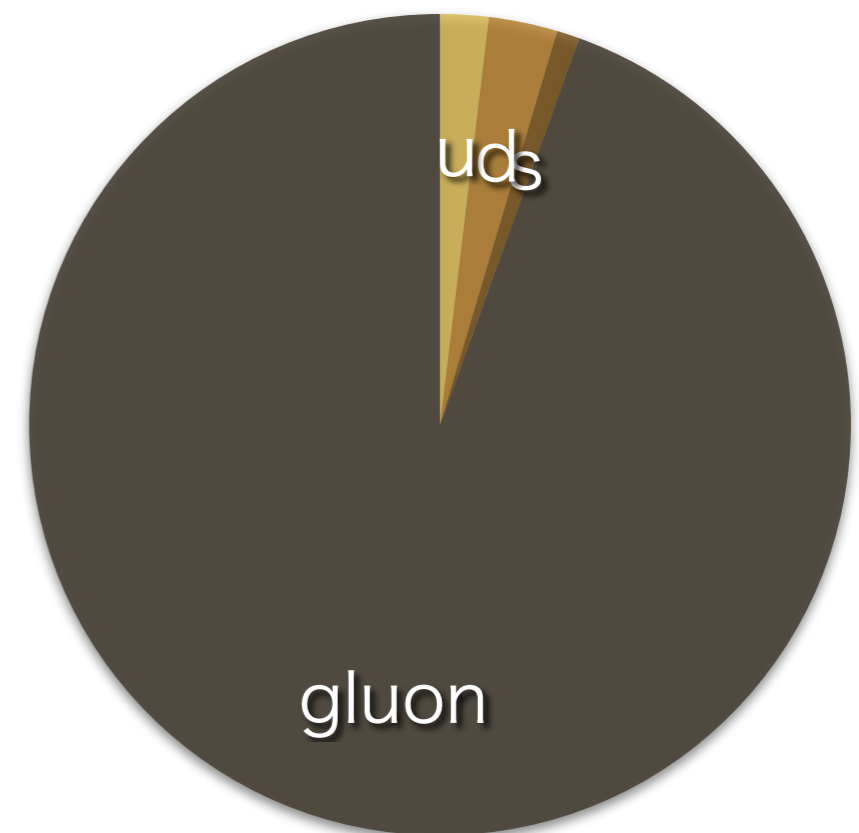
$$\langle N | m_q \bar{q}q | N \rangle / m_N \equiv f_{T_q} \quad (m_N \text{ 核子質量})$$

Proton		Neutron	
$f_{T_u}^{(p)}$	0.019(5)	$f_{T_u}^{(n)}$	0.013(3)
$f_{T_d}^{(p)}$	0.027(6)	$f_{T_d}^{(n)}$	0.040(9)
$f_{T_s}^{(p)}$	0.009(22)	$f_{T_s}^{(n)}$	0.009(22)

JLQCD collaboration

## グルーオンの寄与

$$1 - \sum_{q=u,d,s} f_{T_q} \equiv f_{TG}$$



Mass fractions of proton

# Nucleon matrix elements (スカラー型グルーオン演算子)

グルーオンのスカラー型演算子は、エネルギー・運動量テンソルのトレース・アノマリーの関係式を用いて評価される。

## エネルギー・運動量テンソルのトレース・アノマリー

$$\Theta_{\mu}^{\mu} = \frac{\beta(\alpha_s)}{4\alpha_s} G_{\mu\nu}^A G^{A\mu\nu} + (1 - \gamma_m) \sum_q m_q \bar{q}q$$

↓ ↓ ↓  
 $m_N$  N GG N  $m_N f_{Tq}$

➔

$$\langle N | \alpha_s G_{\mu\nu}^A G^{A\mu\nu} | N \rangle = -\frac{8\pi}{9} m_N f_{TG}$$

LO in  $s$

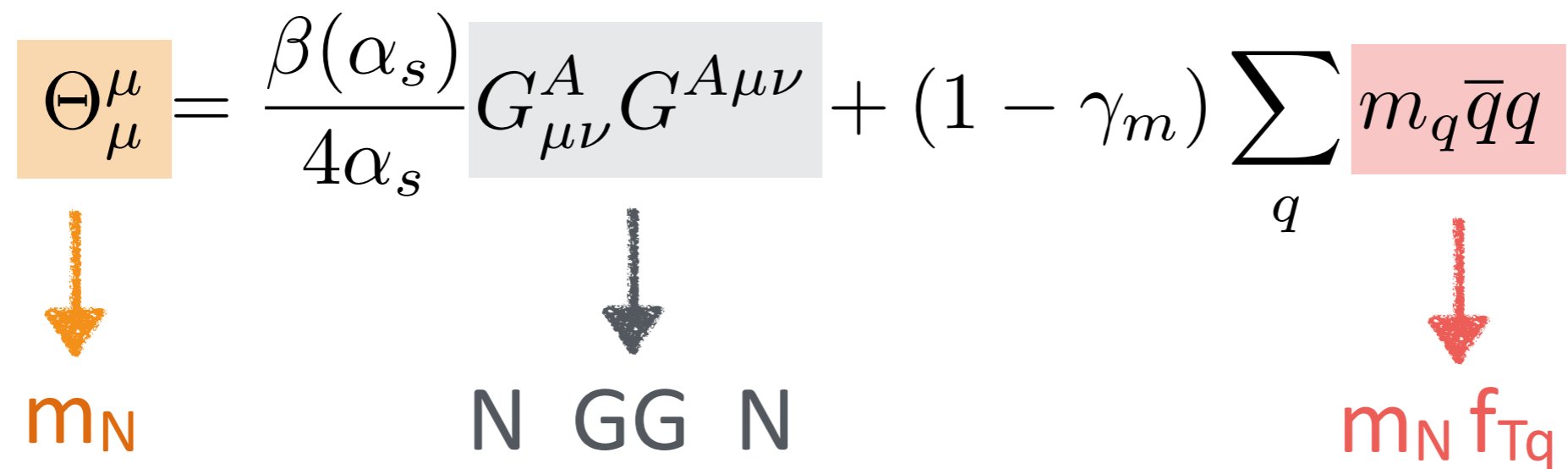
スカラー型のグルーオンの寄与は、高次のループ・ダイアグラムによって誘導されてもクォークの寄与と同程度になる。

# Nucleon matrix elements (スカラー型グルーオン演算子)

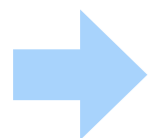
グルーオンのスカラー型演算子は、エネルギー・運動量テンソルのトレース・アノマリーの関係式を用いて評価される。

## エネルギー・運動量テンソルのトレース・アノマリー

$$\Theta_{\mu}^{\mu} = \frac{\beta(\alpha_s)}{4\alpha_s} G_{\mu\nu}^A G^{A\mu\nu} + (1 - \gamma_m) \sum_q m_q \bar{q}q$$



$m_N$                       N GG N                       $m_N f_{Tq}$



$\langle N | \alpha_s$

# Nucleon matrix elements (T ist 型)

T ist 型演算子の核子行列要素は、**パートン分布関数 PDF** を用いて求める。

$$\langle N(p) | \mathcal{O}_{\mu\nu}^q | N(p) \rangle = \frac{1}{m_N} p_\mu p_\nu - \frac{1}{4} m_N^2 g_{\mu\nu} (q(2; \mu) + \bar{q}(2; \mu)) ,$$

$$\langle N(p) | \mathcal{O}_{\mu\nu}^g | N(p) \rangle = -\frac{1}{m_N} p_\mu p_\nu - \frac{1}{4} m_N^2 g_{\mu\nu} g(2; \mu) .$$

ここで、 $q$   $g$  は **PDFのsecond moment** と呼ばれる。

$$q(2; \mu) = \int_0^1 dx x q(x, \mu) ,$$

$$\bar{q}(2; \mu) = \int_0^1 dx x \bar{q}(x, \mu) ,$$

$$g(2; \mu) = \int_0^1 dx x g(x, \mu) .$$

$g(2)$	0.464(2)		
$u(2)$	0.223(3)	$\bar{u}(2)$	0.036(2)
$d(2)$	0.118(3)	$\bar{d}(2)$	0.037(3)
$s(2)$	0.0258(4)	$\bar{s}(2)$	0.0258(4)
$c(2)$	0.0187(2)	$\bar{c}(2)$	0.0187(2)
$b(2)$	0.0117(1)	$\bar{b}(2)$	0.0117(1)

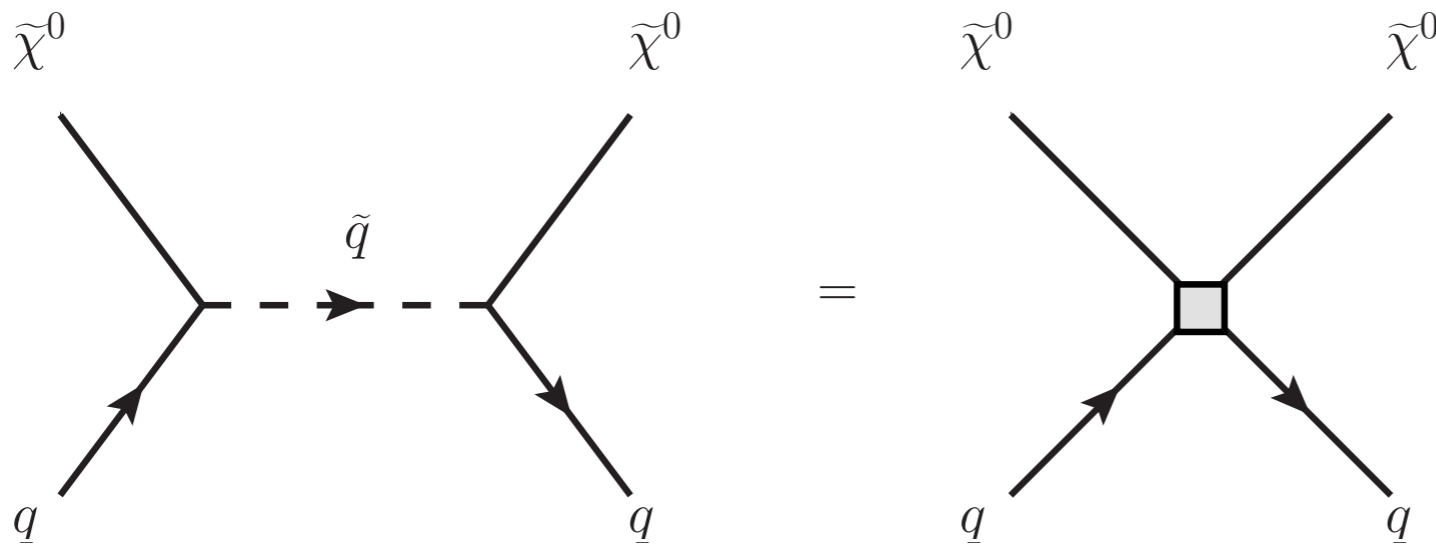
# Determination of Wilson coefficients

マヨラナ暗黒物質が、スカラー粒子の交換を通じてクォーク・グルーオンと相互作用する場合

## ラグランジアン

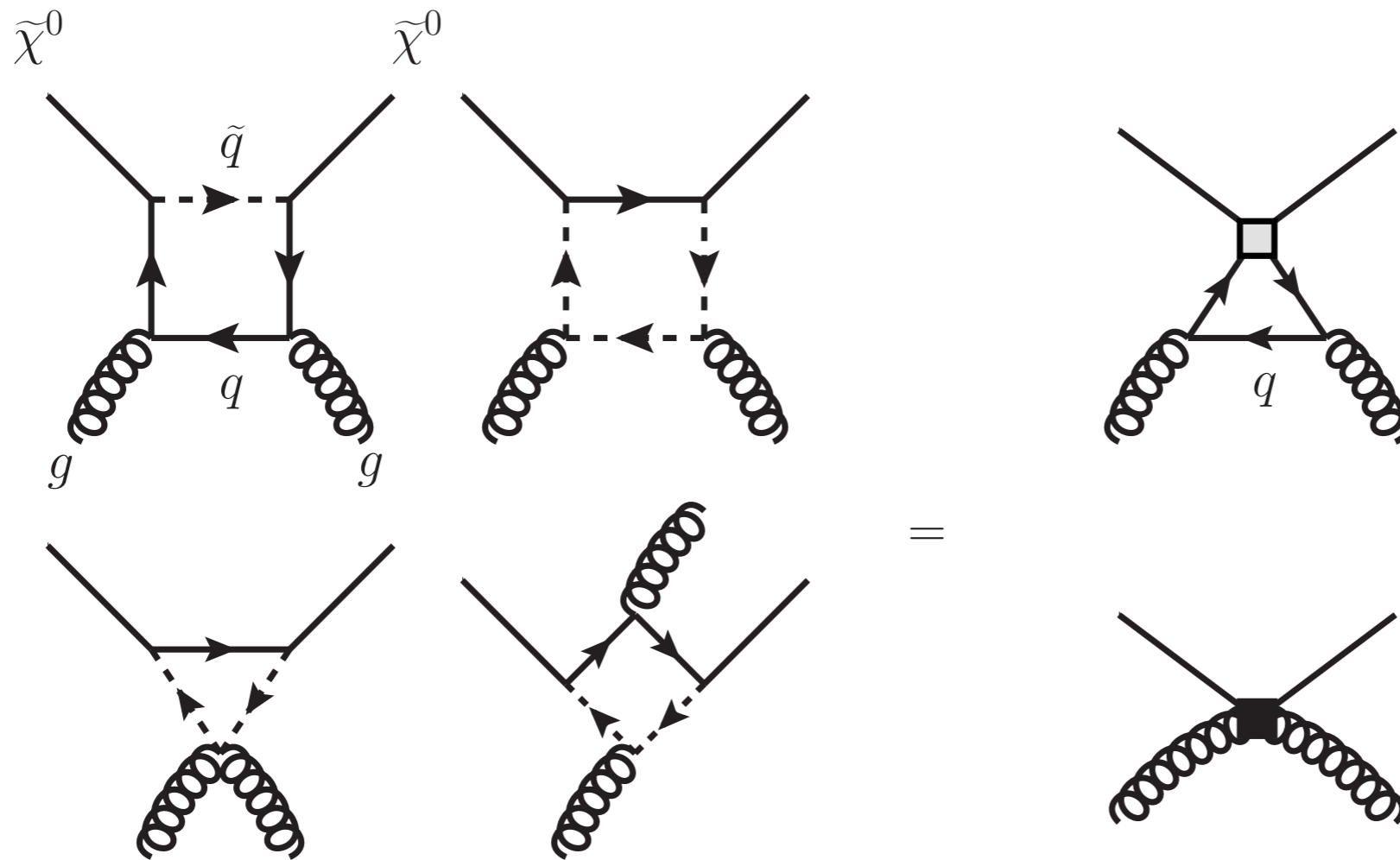
$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \bar{q}(a_q + b_q \gamma_5) \chi^0 q + \text{h.c.} ,$$

## クォーク演算子とのマッチング



# Determination of Wilson coefficients

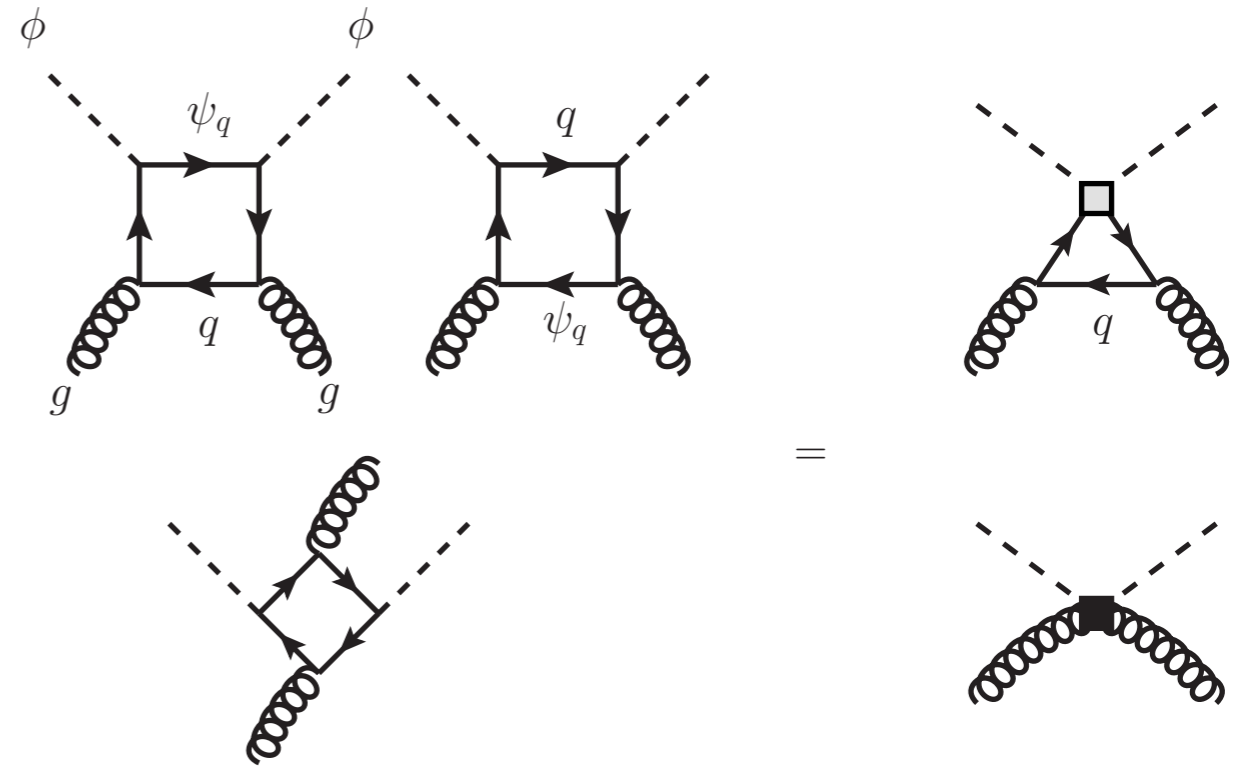
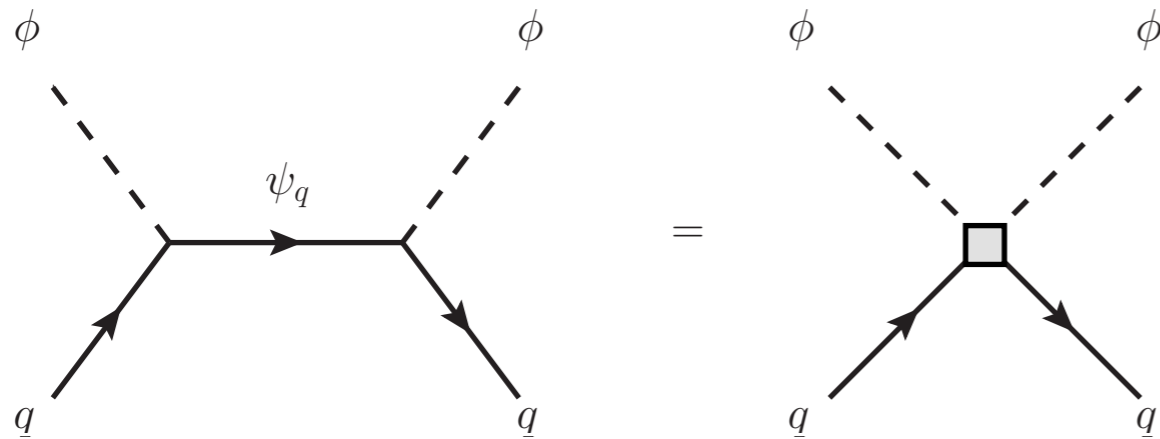
## グルーオン演算子とのマッチング



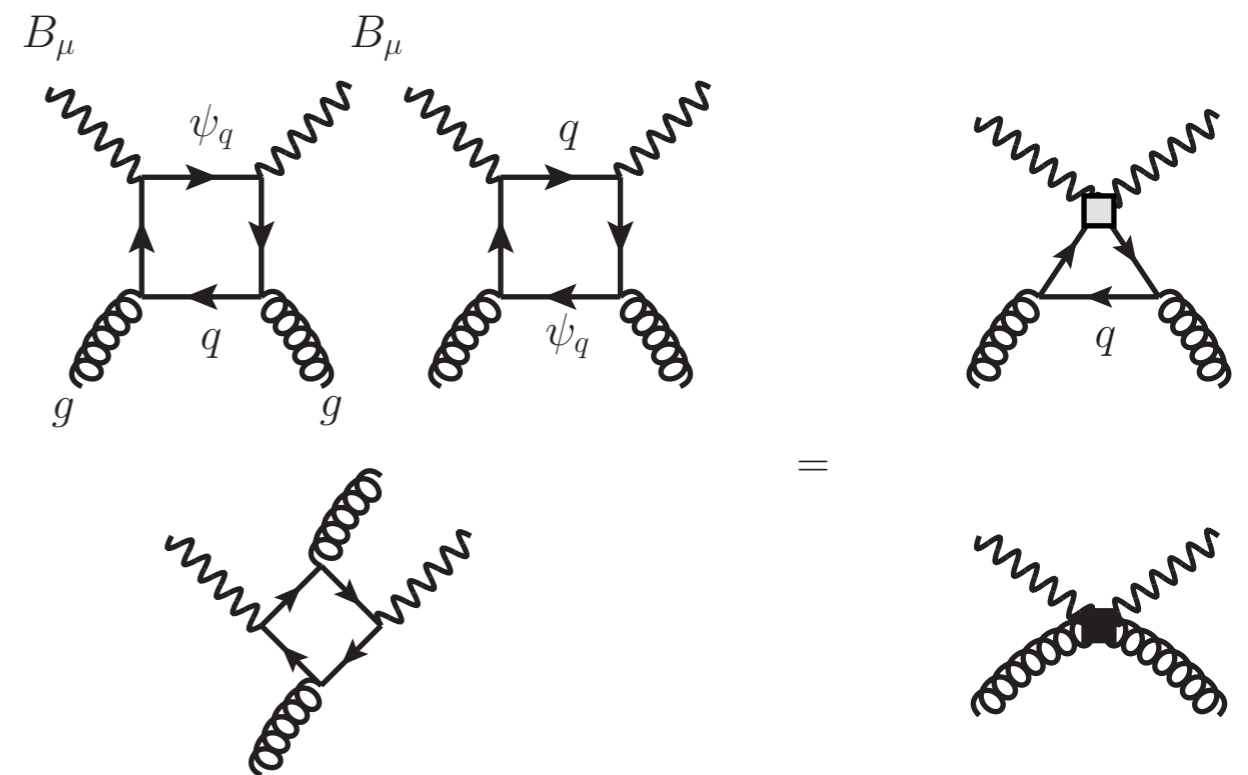
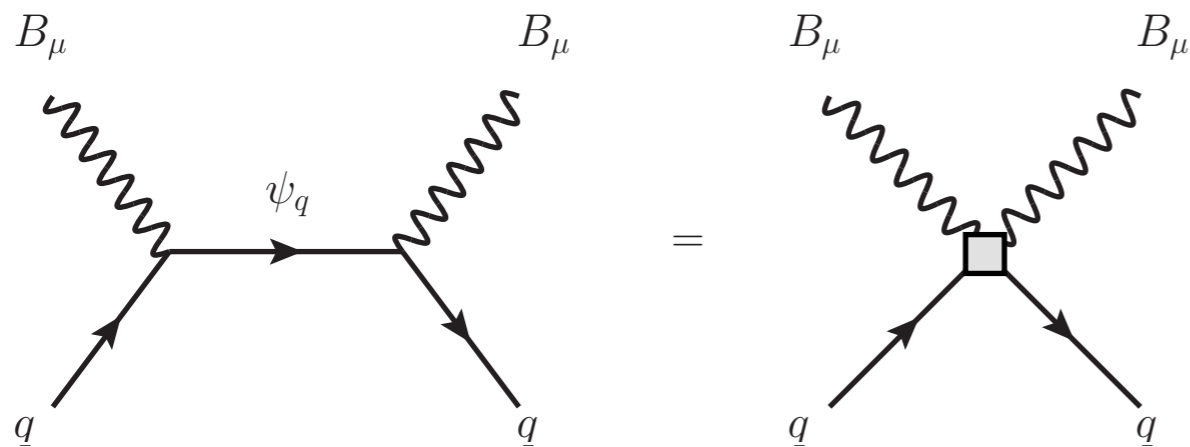
短距離の寄与のみがWilson係数に取り込まれる。

# Scalar DM, Vector DM

## スカラー暗黒物質



## ベクトル暗黒物質



MicrOMEGAs

に組み込まれた。

# 理論模型からの予言



# Virtues of Supersymmetry (SUSY)

超対称性理論の長所を挙げてみると...

- 階層性問題の解決
- ゲージ結合定数の統一  $\tilde{B}, \tilde{W}^0, \tilde{H}_u^0, \tilde{H}_d^0$
- 暗黒物質候補 ニュートラリーノ, グラビティーノ, ...
- ヒッグス・ポテンシャルの安定化
- 輻射補正による電弱対称性の破れ etc..

# Current status of SUSY

## ヒッグス質量

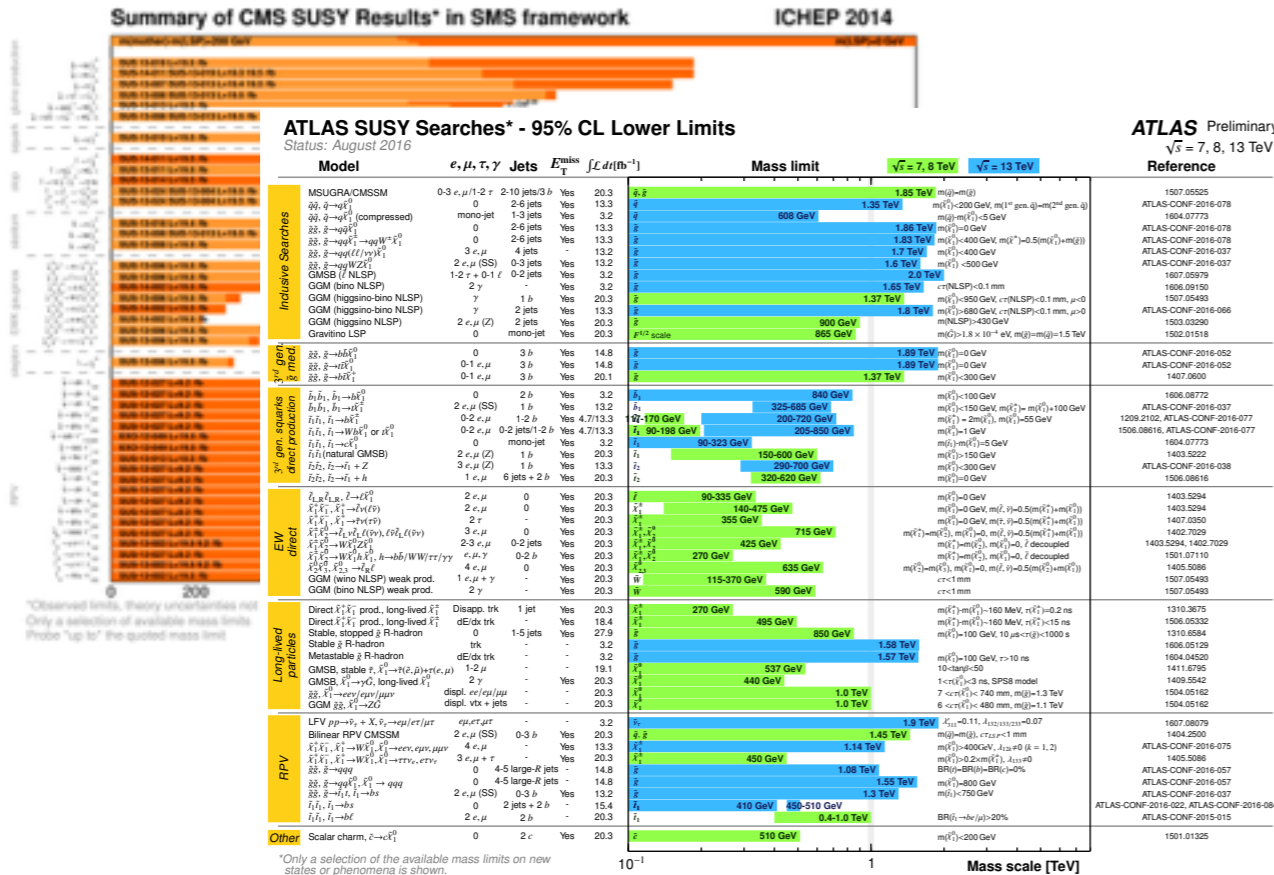
$$m_h^2 \simeq m_Z^2 \cos^2 2\beta + \frac{3g^2 m_t^4}{8\pi^2 m_W^2} \left[ \ln \left( \frac{m_{\tilde{t}_1} m_{\tilde{t}_2}}{m_t^2} \right) + \frac{X_t^2}{m_{\tilde{t}_1} m_{\tilde{t}_2}} \left( 1 - \frac{X_t^2}{12 m_{\tilde{t}_1} m_{\tilde{t}_2}} \right) \right]$$

.....  
GeV

$$X_t \equiv A_t - \mu \cot \beta$$

Y Okada M Yamaguchi and T Yanagida  
J R Ellis G Ridolfi and F Zomer  
H E Haber and R Hempfling

## 超対称粒子直接探索



超対称性のスケールは電弱スケールよりも大分高いのではないかな？

# High-scale SUSY

超対称性スケールが高い場合，特にスフェルミオンが重い場合，現象論的には好ましい面もある。

- フレーバー・CP問題
- 陽子崩壊
- グラビティーノ問題

ゲージ結合定数の統一も実現する。

一方で，WIMP暗黒物質シナリオのためには電弱スケールにニュートラリーノがあることが望ましい。

これらの要請は自然に両立するだろうか？

暗黒物質の性質としてどのようなものが期待されるか？

# SUSY spectrum

次の2種類の超対称スペクトルを考える。

- アノマリー媒介機構型 ( Mini split )
- Constrained MSSM
  - 単純で、パラメーターの数が少なく解析しやすい
  - 動機づけとなる超対称性の破れの機構を持つ

➡ ベンチマークとして適当

# Anomaly mediation (Mini-split)

L Randall and R Sundrum

G F Giudice M A Lut H Mura ama R Rattam

Gravitino



Scalar Particles



Higgsinos



$O(10^{(2-5)})$  TeV

Gauginos



Gluino

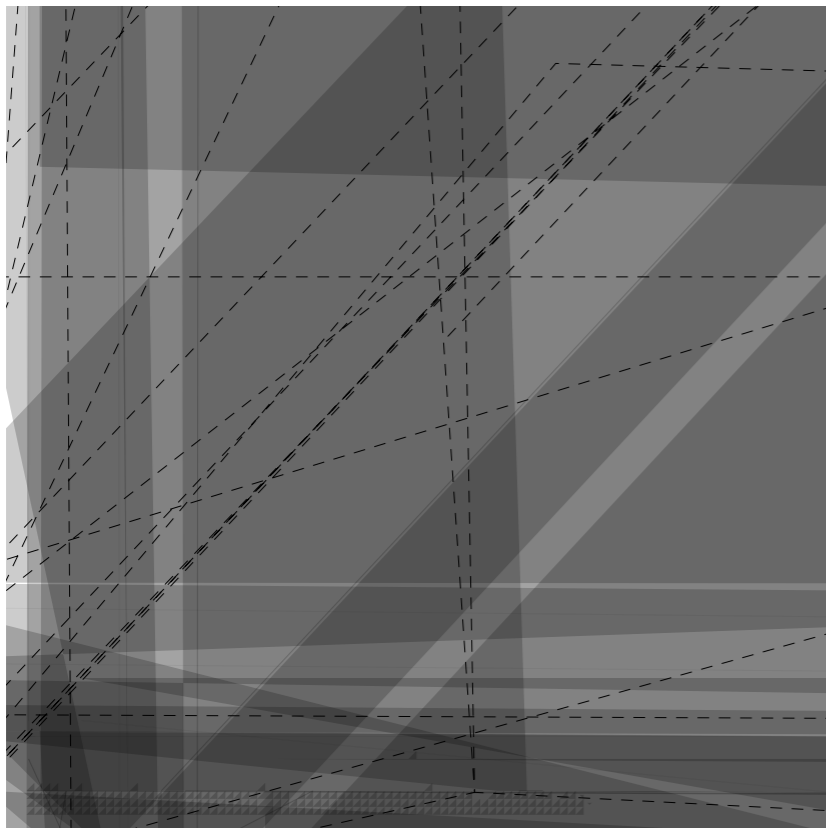


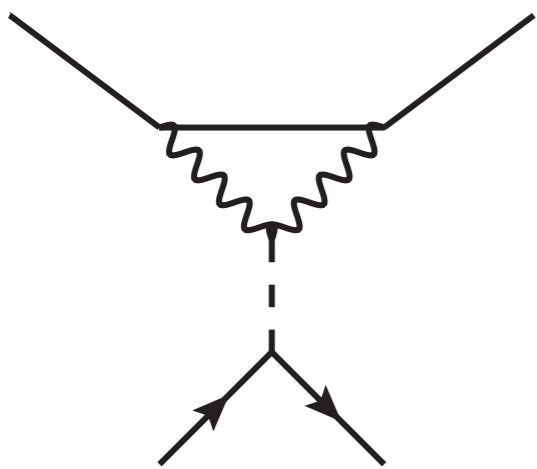
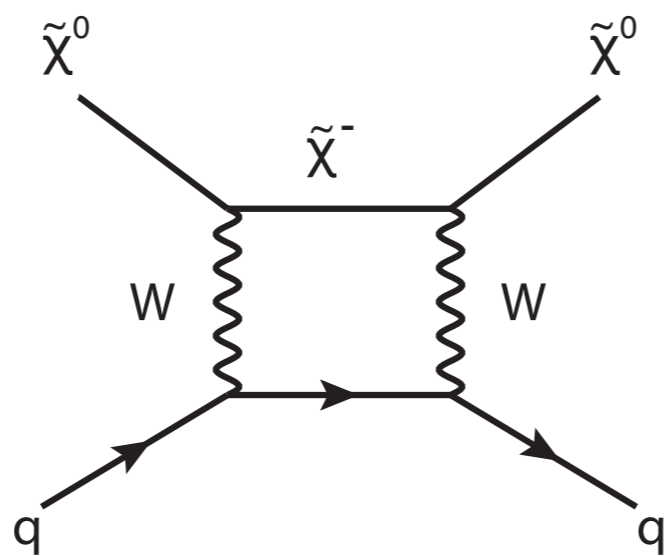
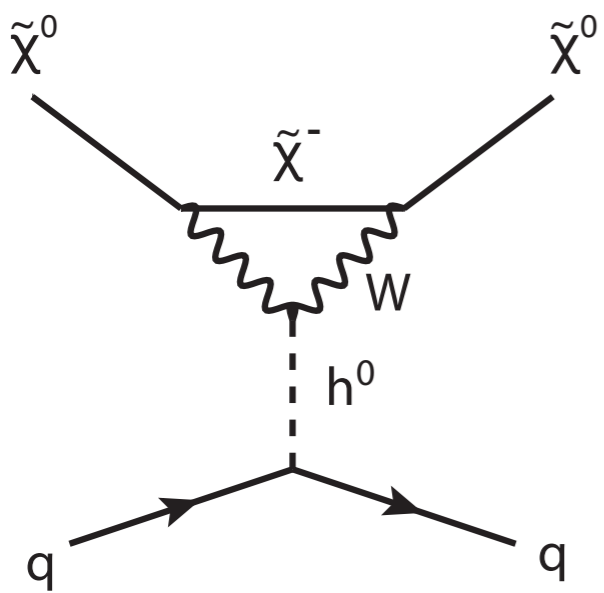
Bino

$O(1)$  TeV

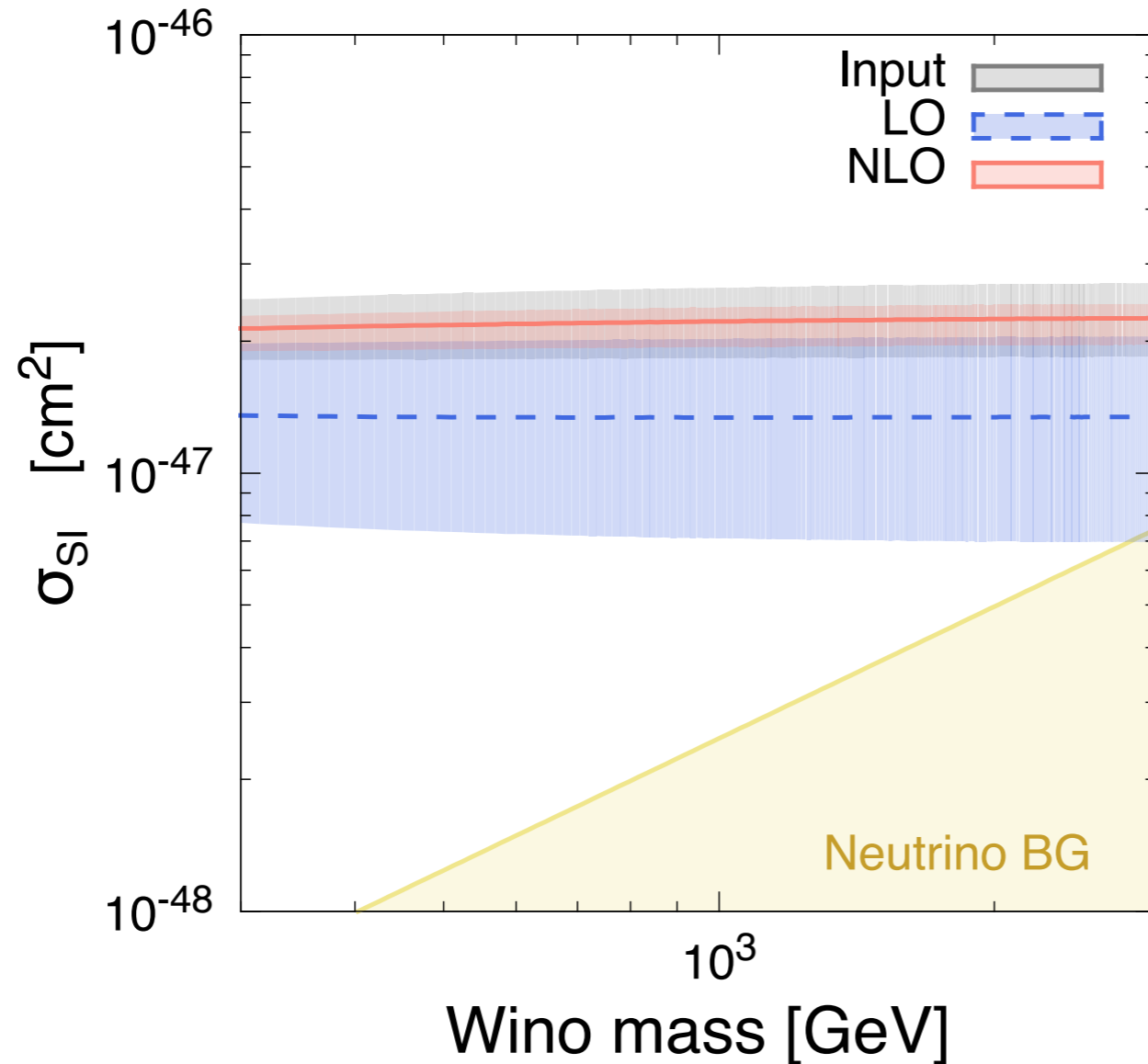


Wino



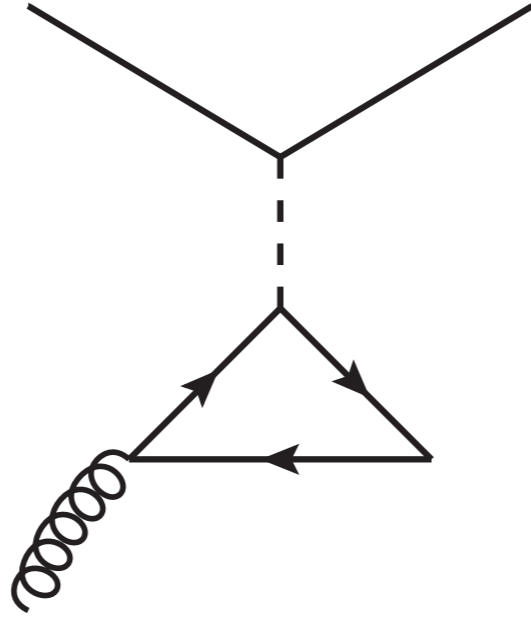
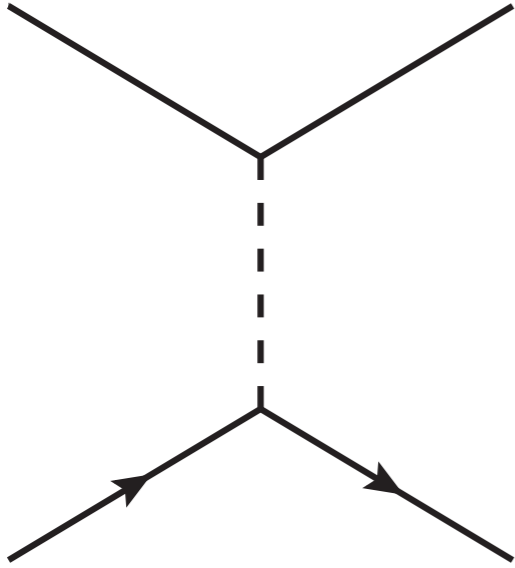


# NLO calculation for Wino Dark Matter



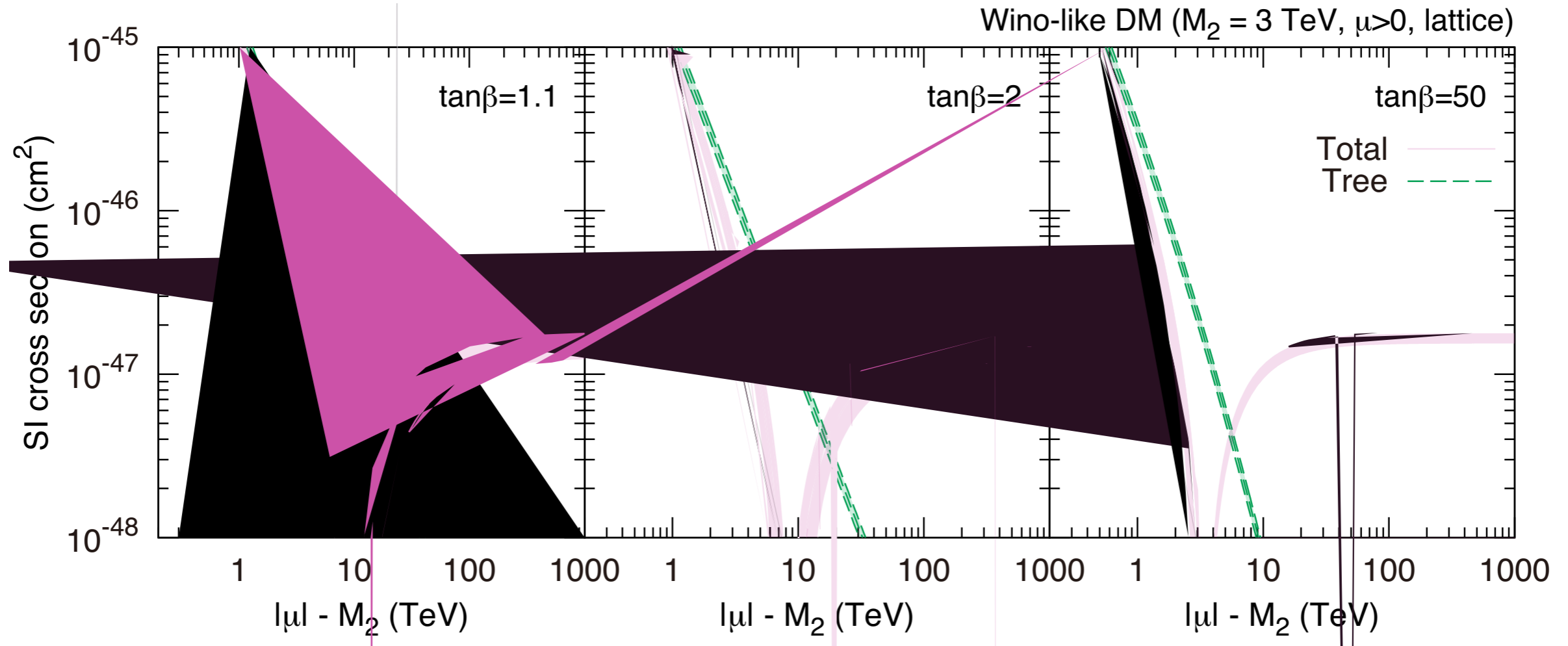
$$\sigma_{\text{SI}} \simeq 2 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$$

- 各寄与の間に打ち消し合いが生じていた。
- その結果，従来の計算結果よりも小さな断面積が得られた。
- それでもニュートリノBGよりも上なので将来検証可能。





# Wino-like Dark Matter



$\mu$  が大きい場合ループの寄与が支配的になる。

# Electroweak-Interacting DM

SU(2)<sub>L</sub> n重項, ハイパーチャージYの中性成分が暗黒物質となっている場合

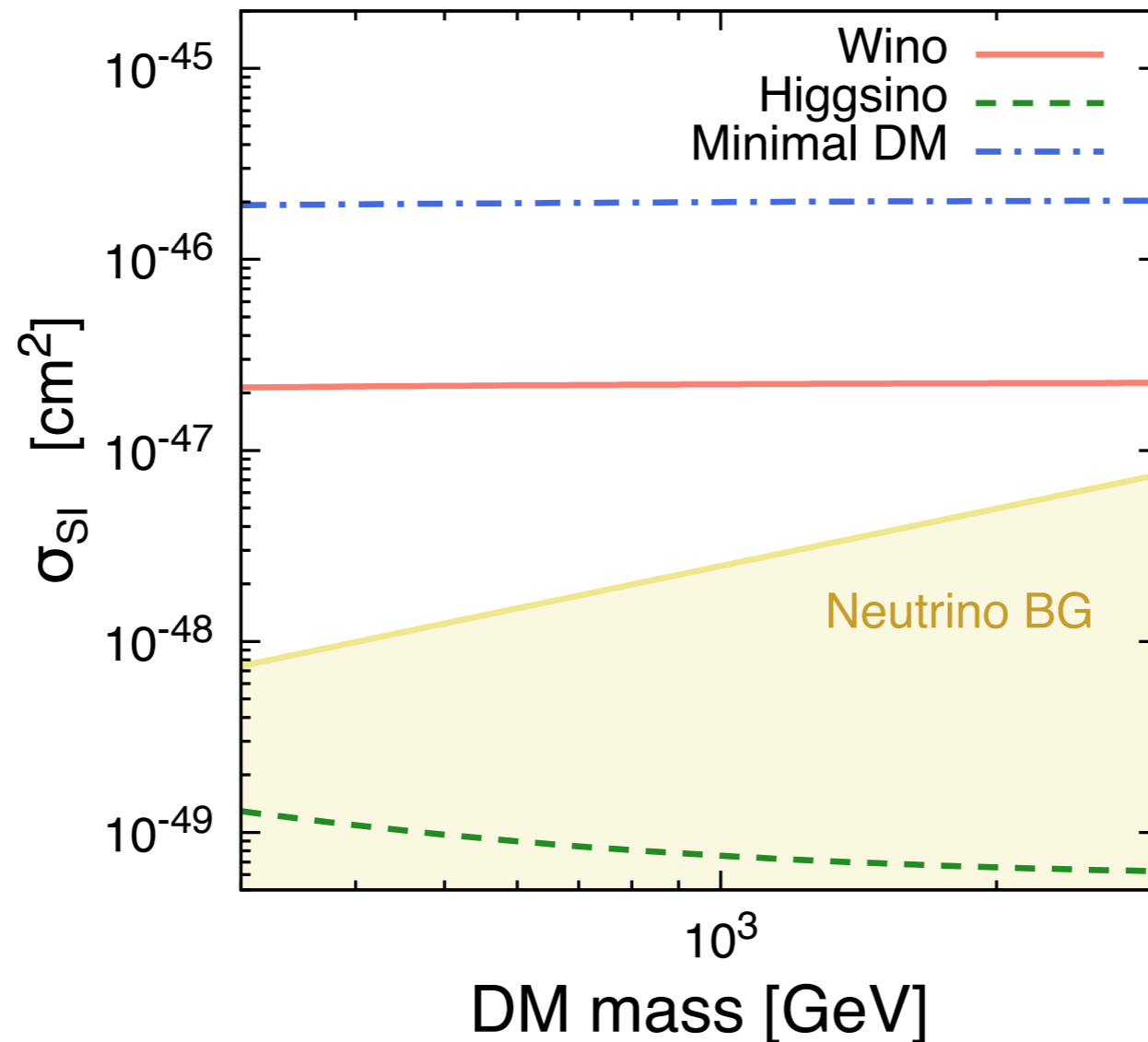
## 相互作用

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \frac{g_2}{4} \sqrt{n^2 - (2Y - 1)^2} \overline{\psi}^+ W^+ \psi^0 + \frac{g_2}{4} \sqrt{n^2 - (2Y + 1)^2} \overline{\psi}^0 W^+ \psi^- + \text{h.c.} \\ + ig_Z Y \overline{\psi}^0 \not{Z} \psi^0.$$

## 例

- $n = 2, Y = 1/2$  (ヒッグシーノ)
  - $n = 3, Y = 0$  (ウィーノ)
  - $n = 5, Y = 0$  (Minimal Dark Matter)
- 暗黒物質・核子散乱はツリー・レベルで生じない
  - 断面積は暗黒物質の質量のみの関数としてかける。

# NLO results



- Minimal DMは検証可能
- ヒッグシーノは厳しいか。。

# CMSSM

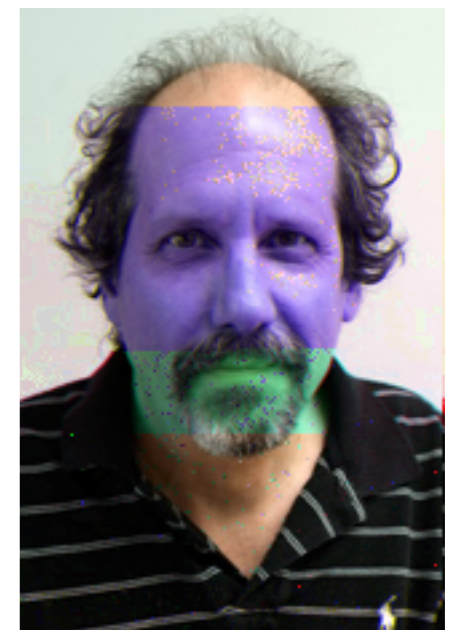
## Constrained MSSM CMSSM

ソフト・パラメーターにユニバーサル条件をGUTスケールで課した，  
伝統的なベンチマーク模型。

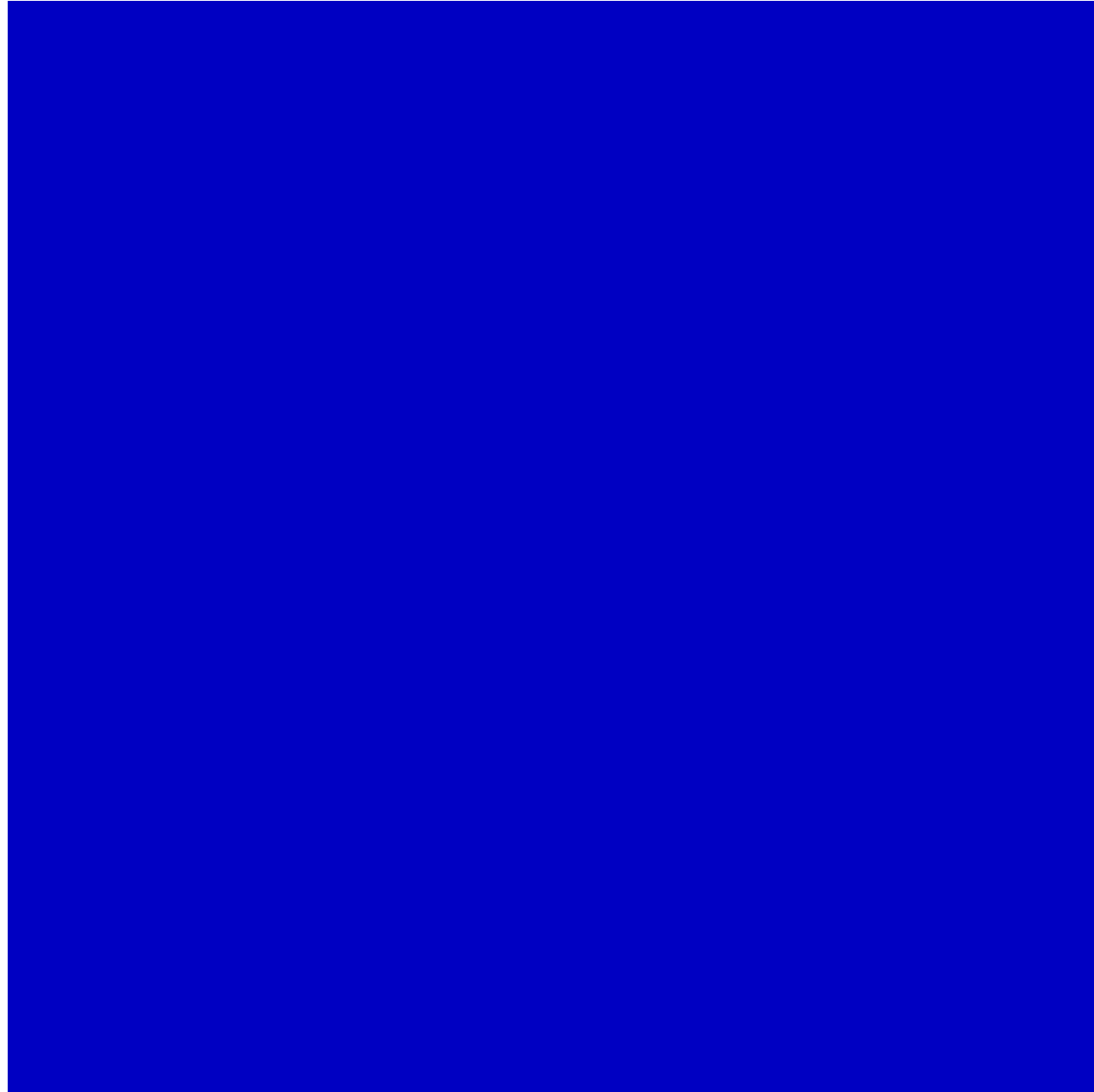
$$m_0, m_{1/2}, A_0, \tan \beta, \text{sing}(\mu)$$

電弱対称性の破れの条件により  $|\mu|$  と  $B\mu$  とは決定される。

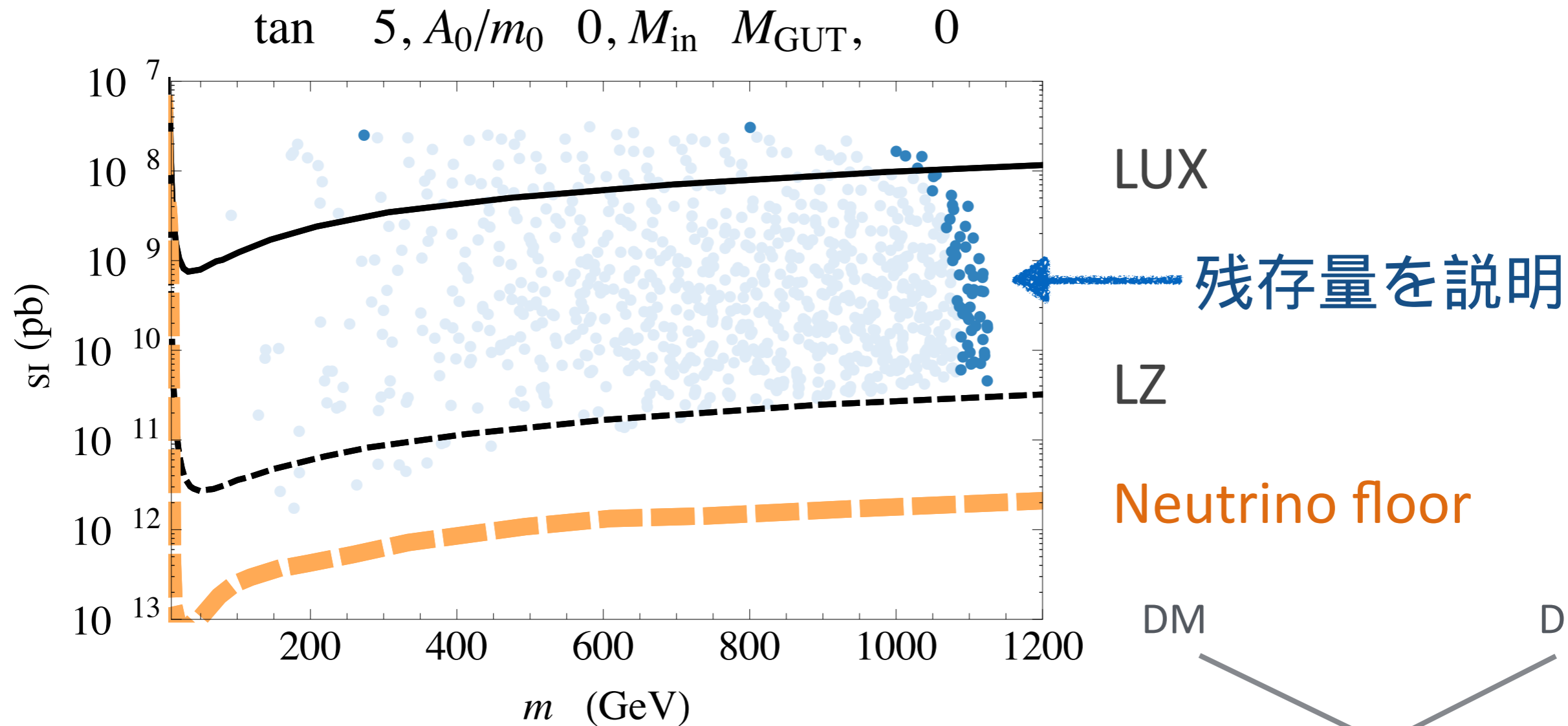
$A_0, \tan \beta, \text{sing}(\mu)$  を固定して， $m_0, m_{1/2}$  のパラメーター平面  
で予言，制限を見るのが一般的。



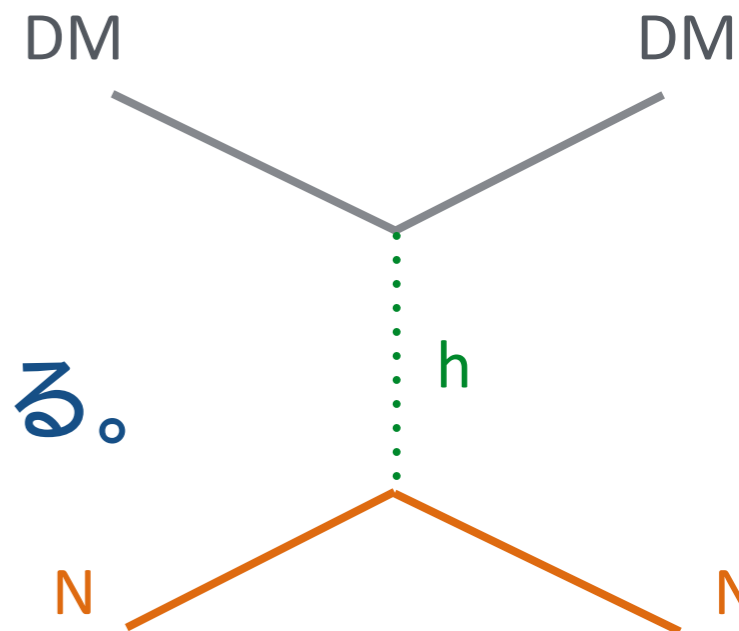
# Result



# Direct detection



将来の暗黒物質直接探索実験で検証できる。



# Summary

三種類のWIMP暗黒物質候補

- ウィーノ（アノマリー媒介機構）

間接探索，直接探索

- ヒッグシーノ・ビーノ

直接探索

- ビーノ（ストップ共消滅）

陽子崩壊

暗黒物質探索，稀崩壊実験など様々な実験を考慮することが重要。

# Singlet scalar DM

V Silveira and A Zee

J McDonald

C P Burgess M Pospelov and T ter Veldhuis

標準模型にシングレット・スカラーを足しただけの超簡単な模型。

## ラグランジアン

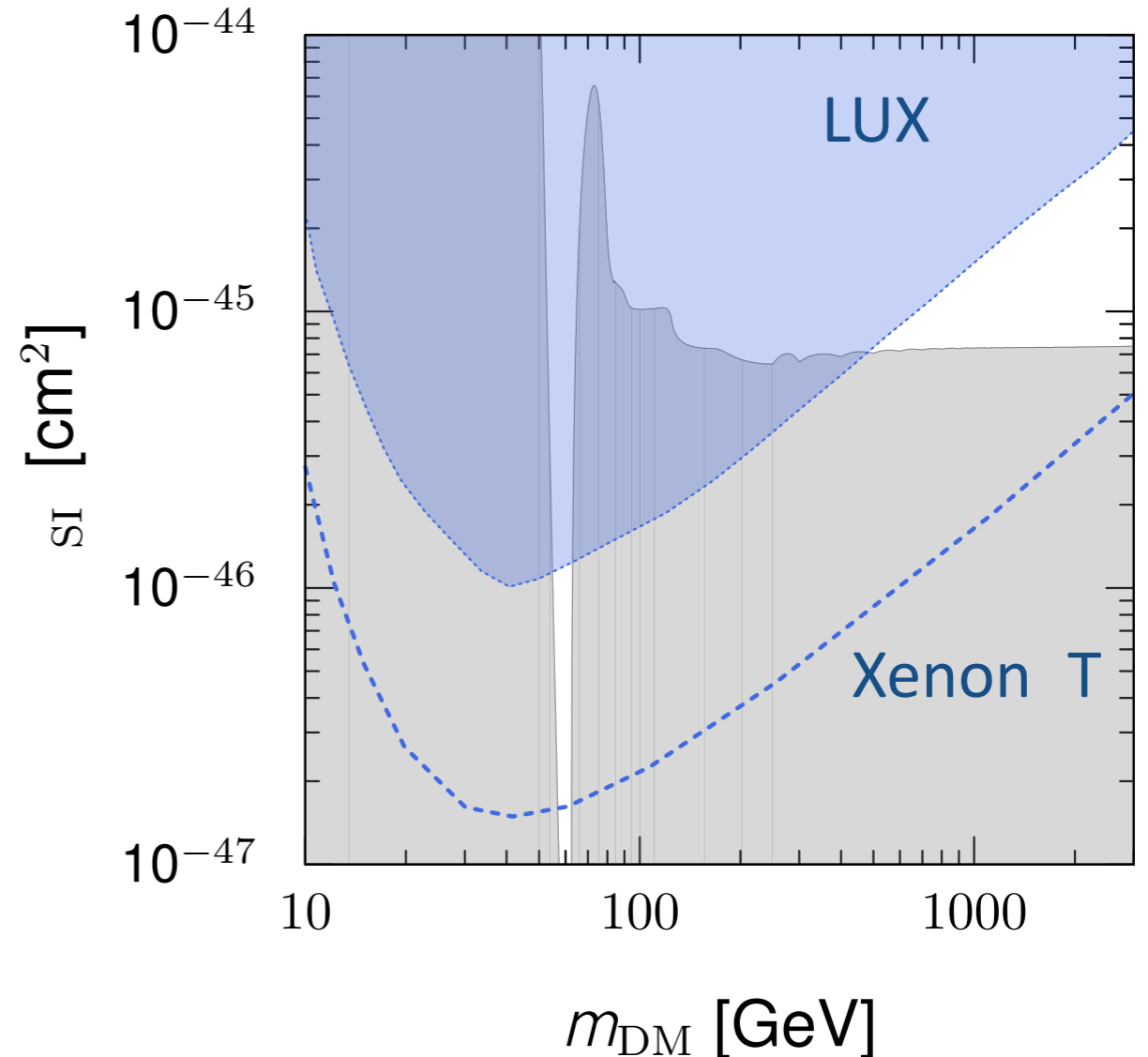
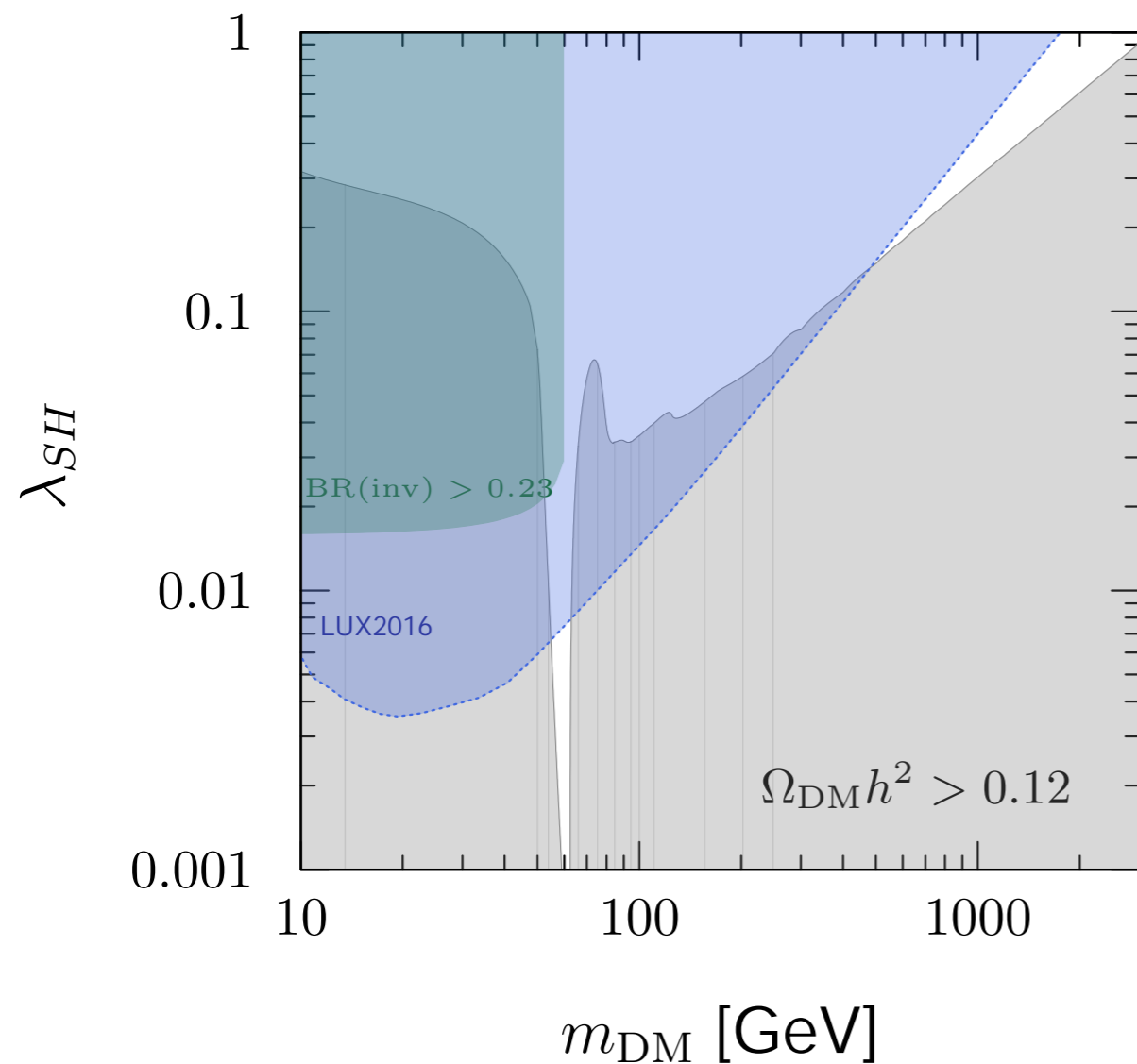
$$\mathcal{L}_{\text{int}} = -\frac{1}{2}m^2 S^2 - \frac{1}{2}\lambda_{SH} S^2 |H|^2 - \frac{1}{4!}\lambda_S S^4$$

- 暗黒物質の現象論は質量パラメーターと結合定数  $\lambda_{SH}$  のみで決まる。
- 残存量を合わすように結合定数を選べば、残るパラメーターは暗黒物質質量のみ。

$$\sigma_{\text{ann}} v_{\text{rel}} \simeq \frac{\lambda_{SH}^2}{16\pi m_{\text{DM}}^2} \quad m_{\text{DM}} \quad \text{eak scale}$$



# Singlet scalar DM



暗黒物質直接探索が，このモデルを検証する上で重要な役割を果たす。

# Virtues of SUSY

超対称性がなくても...

- ~~階層性問題の解決~~
- ゲージ結合定数の統一
- 暗黒物質候補
- ヒッグス・ポテンシャルの安定化
- 輻射補正による電弱対称性の破れ      etc..

SO(10)大統一理論ならば可能。

H Georgi

H Fritzsch and P Minkowski

# Virtues of SUSY

超対称性がなくても...

- ~~階層性問題の解決~~
- ゲージ結合定数の統一
- 暗黒物質候補
- ヒッグス・ポテンシャルの安定化
- 輻射補正による電弱対称性の破れ etc..

SO(10)大統一理論ならば可能。

H Georgi

H Fritzsch and P Minkowski

- 暗黒物質の安定性の起源

# Virtues of SO(10)

- 物質場の統一

$$\bar{\mathbf{5}} = \begin{pmatrix} (d_R^c)_1 \\ (d_R^c)_2 \\ (d_R^c)_3 \\ e_L \\ -\nu_L \end{pmatrix}, \quad \mathbf{10} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & (u_R^c)_3 & -(u_R^c)_2 & u_L^1 & d_L^1 \\ -(u_R^c)_3 & 0 & (u_R^c)_1 & u_L^2 & d_L^2 \\ (u_R^c)_2 & -(u_R^c)_1 & 0 & u_L^3 & d_L^3 \\ -u_L^1 & -u_L^2 & -u_L^3 & 0 & e_R^c \\ -d_L^1 & -d_L^2 & -d_L^3 & e_R^c & 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{1} = \nu_R^c$$



## SO(10) の16表現

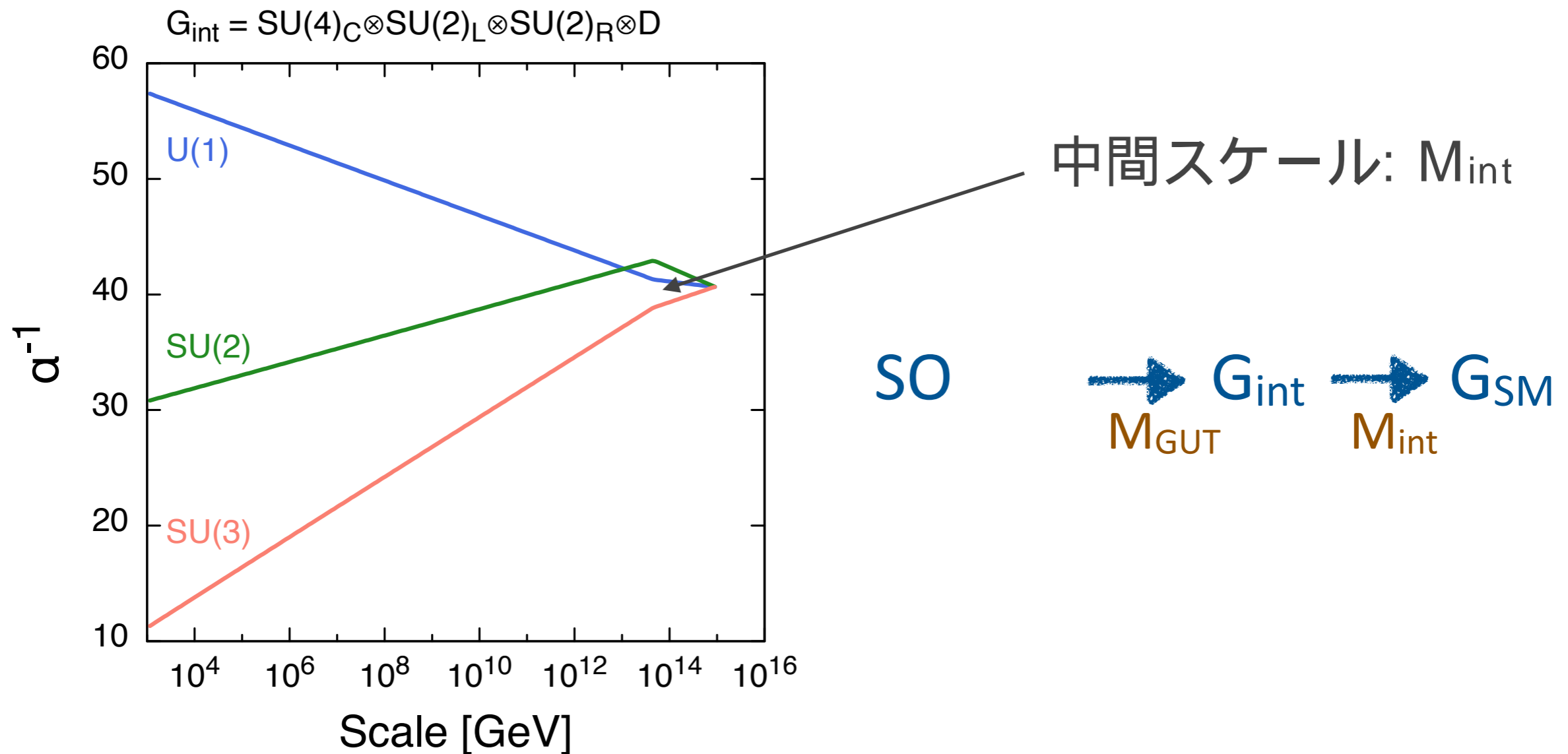
- シーソー機構を内包

- アノマリー相殺

SO(10) ゲージ理論にはゲージ・アノマリーがない。

# Virtues of SO(10)


## ● ゲージ結合定数の統一



中間スケールに新たなゲージ対称性があることにより、ゲージ結合定数の統一を実現できる。

# Discrete symmetry as a remnant U(1)

U(1) ゲージ対称性を考える:

場	$\phi_i$	$\phi_H$	 U 対称性を破る ヒッグス場
電荷	$Q_i$	$Q_H$	

ヒッグス場  $\phi_H$  が真空期待値を持ったあと, ラグランジアンおよび期待値は次の変換のもとで不変。

$$\phi_i \rightarrow \exp\left(\frac{i2\pi Q_i}{N}\right) \phi_i \quad \langle \phi_H \rangle \rightarrow \exp\left(\frac{i2\pi Q_H}{N}\right) \langle \phi_H \rangle = \langle \phi_H \rangle$$

$Z_N$  離散対称性が残っている。

$$U \xrightarrow{H} Z_N$$

T W B Kibble G Larrardes and Q Shafi  
L M Krauss and F Wilczek  
L E Ibanez and G G Ross  
S P Martin

# Discrete symmetry in $SO(10)$

$SO$  大統一理論は余分な  $U$  対称性を内包している。

中間スケールのゲージ対称性を破るヒッグス場をうまく選ぶと

$SO$

$G_{int}$

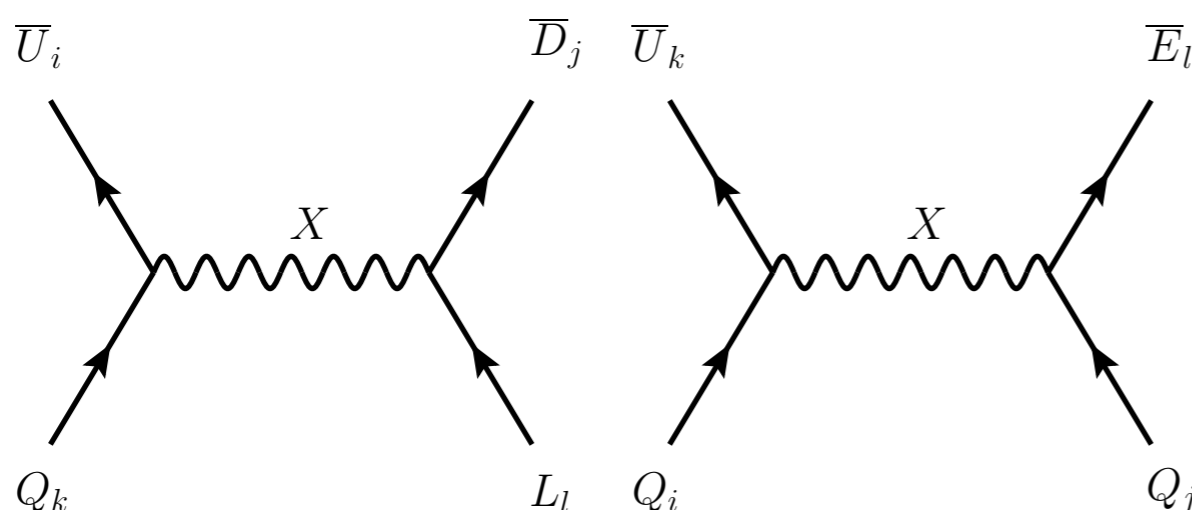
$G_{SM}$

$Z_N$

# Strategy

暗黒物質候補を，次の戦略のもとに探す。

- ▶ **210** 以下の次元の表現を考える
- ▶ 暗黒物質，およびヒッグス場のみが微調整によって低エネルギースケールにあると仮定
- ▶ **ゲージ結合定数の統一**を要請し，中間スケールと大統一スケールとを決定
- ▶ **陽子崩壊**による制限を考慮



SO ゲージ・ボソン交換  
により  $p \rightarrow e \pi^0$  が誘導される。

## 実験制限

$$p \rightarrow e^+ \pi^0 > 1.7 \times 10^{34} \text{ yrs}$$



# DM candidates

Model	$B - L$	$SU(2)_L$	$Y$	SO(10) representations
$F_1^0$	0	<b>1</b>	0	<b>45, 54, 210</b>
$F_2^{1/2}$		<b>2</b>	1/2	<b>10, 120, 126, 210'</b>
$F_3^0$		<b>3</b>	0	<b>45, 54, 210</b>
$F_3^1$		<b>3</b>	1	<b>54</b>
$F_4^{1/2}$		<b>4</b>	1/2	<b>210'</b>
$F_4^{3/2}$		<b>4</b>	3/2	<b>210'</b>
$S_1^0$	1	<b>1</b>	0	<b>16, 144</b>
$S_2^{1/2}$		<b>2</b>	1/2	<b>16, 144</b>
$S_3^0$		<b>3</b>	0	<b>144</b>
$S_3^1$		<b>3</b>	1	<b>144</b>
$\widehat{F}_1^0$	2	<b>1</b>	0	<b>126</b>
$\widehat{F}_2^{1/2}$		<b>2</b>	1/2	<b>210</b>
$\widehat{F}_3^1$		<b>3</b>	1	<b>126</b>

**Z** e en

**Z** odd

**Z** e en

# Scalar DM

Model	$R_{\text{DM}}$	$S_n^Y$	SO(10) representation
$G_{\text{int}} = \text{SU}(4)_C \otimes \text{SU}(2)_L \otimes \text{SU}(2)_R (\otimes D)$			
SA <sub>422(D)</sub>	4, 1, 2	$S_1^0$	16, 144
SB <sub>422(D)</sub>	4, 2, 1	$S_2^{1/2}$	16, 144
SC <sub>422(D)</sub>	4, 2, 3	$S_2^{1/2}$	144
SD <sub>422(D)</sub>	4, 3, 2	$S_3^1$	144
SE <sub>422(D)</sub>	4, 3, 2	$S_3^0$	144
$G_{\text{int}} = \text{SU}(4)_C \otimes \text{SU}(2)_L \otimes \text{U}(1)_R$			
SA <sub>421</sub>	4, 1, -1/2	$S_1^0$	16, 144
SB <sub>421</sub>	4, 2, 0	$S_2^{1/2}$	16, 144
SC <sub>421</sub>	4, 2, 1	$S_2^{1/2}$	144
SD <sub>421</sub>	4, 3, 1/2	$S_3^1$	144
SE <sub>421</sub>	4, 3, -1/2	$S_3^0$	144
$G_{\text{int}} = \text{SU}(3)_C \otimes \text{SU}(2)_L \otimes \text{SU}(2)_R \otimes \text{U}(1)_{B-L} (\otimes D)$			
SA <sub>3221(D)</sub>	1, 1, 2, 1	$S_1^0$	16, 144
SB <sub>3221(D)</sub>	1, 2, 1, -1	$S_2^{1/2}$	16, 144
SC <sub>3221(D)</sub>	1, 2, 3, -1	$S_2^{1/2}$	144
SD <sub>3221(D)</sub>	1, 3, 2, 1	$S_3^1$	144
SE <sub>3221(D)</sub>	1, 3, 2, 1	$S_3^0$	144

D:  $\text{SU}(2)_L$  満  $\text{SU}(2)_R$

物質場

$$\Psi_{L/R} = \begin{pmatrix} Q_{L/R} \\ L_{L/R} \end{pmatrix}$$

B-L

$$B - L \in \text{SU}(4)_C$$

	$M_{\text{int}}$	$\alpha_{\text{GUT}}$	$\log_{10} \tau_p(p \rightarrow e^+ \pi^0)$
$G_{\text{int}} = \text{SU}(4)_C \otimes \text{SU}(2)_L \otimes \text{SU}(2)_R$			
	11.08	0.0218	$36.8 \pm 1.2$
	12.38	0.0228	$34.0 \pm 1.2$
	11.89	0.0243	$31.0 \pm 1.2$
	14.11	0.0253	$28.0 \pm 1.2$
	14.73	0.0243	$30.4 \pm 1.2$
$G_{\text{int}} = \text{SU}(4)_C \otimes \text{SU}(2)_L \otimes \text{SU}(2)_R \otimes D$			
SA <sub>422D</sub>	15.23	0.0245	$32.4 \pm 1.2$
SB <sub>422D</sub>	15.01	0.0247	$31.6 \pm 1.2$
SC <sub>422D</sub>	14.50	0.0254	$29.5 \pm 1.2$
SD <sub>422D</sub>	13.95	0.0260	$27.3 \pm 1.2$
SE <sub>422D</sub>	14.55	0.0251	$29.7 \pm 1.2$
$G_{\text{int}} = \text{SU}(4)_C \otimes \text{SU}(2)_L \otimes \text{U}(1)_R$			
SA <sub>421</sub>	14.62	0.0226	$30.1 \pm 1.2$
SB <sub>421</sub>	14.55	0.0233	$29.8 \pm 1.2$
SC <sub>421</sub>	14.15	0.0236	$28.2 \pm 1.2$
SD <sub>421</sub>	13.91	0.0250	$27.2 \pm 1.2$
SE <sub>421</sub>	14.45	0.0241	$29.4 \pm 1.2$
$G_{\text{int}} = \text{SU}(3)_C \otimes \text{SU}(2)_L \otimes \text{SU}(2)_R \otimes \text{U}(1)_{B-L}$			
SA <sub>3221</sub>	16.66	0.0217	$38.1 \pm 1.2$
SB <sub>3221</sub>	16.17	0.0223	$36.2 \pm 1.2$
SC <sub>3221</sub>	15.62	0.0230	$34.0 \pm 1.2$
SD <sub>3221</sub>	14.49	0.0246	$29.5 \pm 1.2$
SE <sub>3221</sub>	15.09	0.0237	$31.9 \pm 1.2$
$G_{\text{int}} = \text{SU}(3)_C \otimes \text{SU}(2)_L \otimes \text{SU}(2)_R \otimes \text{U}(1)_{B-L} \otimes D$			
SA <sub>3221D</sub>	15.58	0.0231	$33.8 \pm 1.2$
SB <sub>3221D</sub>	15.40	0.0233	$33.1 \pm 1.2$
SC <sub>3221D</sub>	14.58	0.0245	$29.8 \pm 1.2$
SD <sub>3221D</sub>	14.07	0.0253	$27.8 \pm 1.2$
SE <sub>3221D</sub>	14.60	0.0245	$29.9 \pm 1.2$



暗黒物質候補

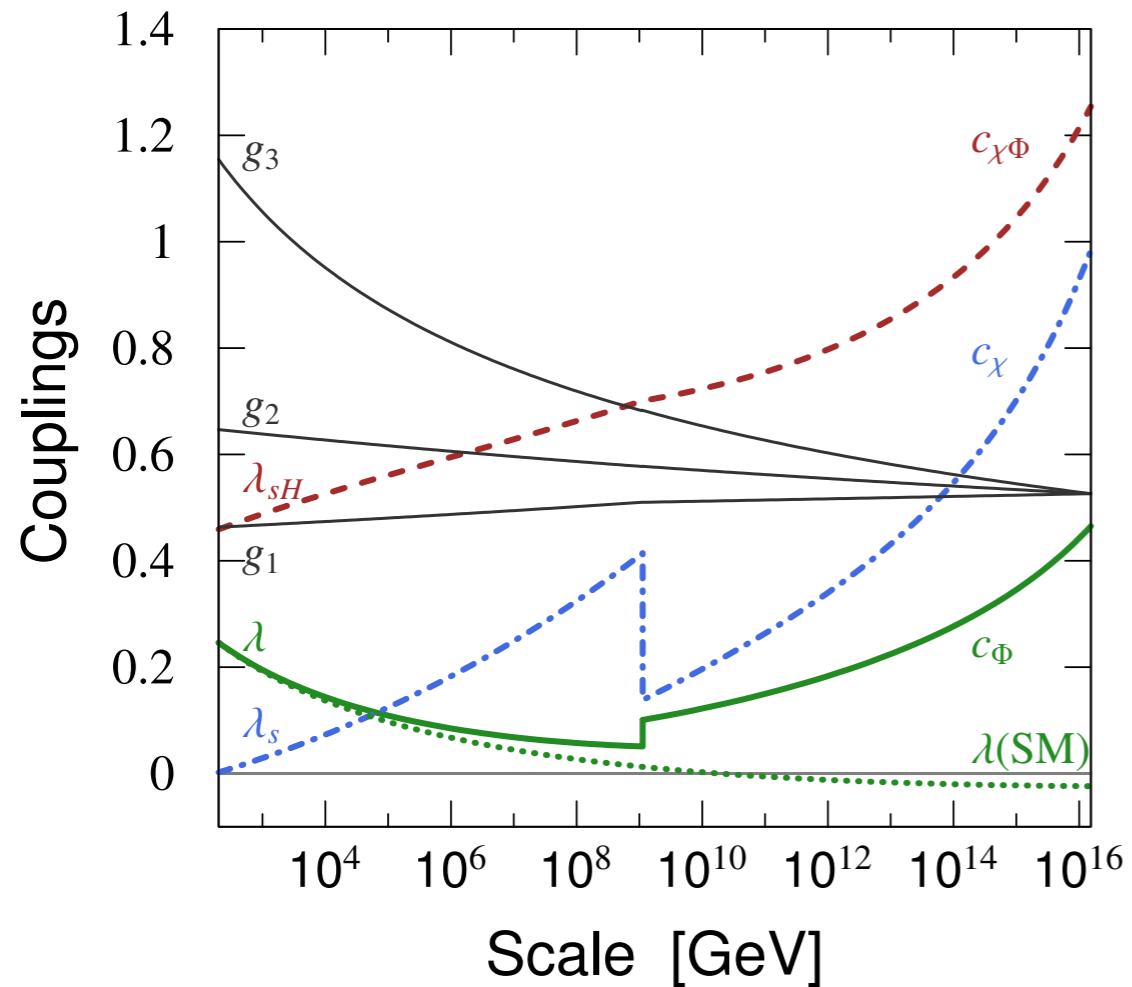
	$M_{\text{int}}$	$\alpha_{\text{GUT}}$	$\log_{10} \tau_p(p \rightarrow e^+ \pi^0)$
$G_{\text{int}} = \text{SU}(4)_C \otimes \text{SU}(2)_L \otimes \text{SU}(2)_R$			
	11.08	0.0218	$36.8 \pm 1.2$
	12.38	0.0228	$34.0 \pm 1.2$
	11.89	0.0243	$31.0 \pm 1.2$
	14.11	0.0253	$28.0 \pm 1.2$
	14.73	0.0243	$30.4 \pm 1.2$
$G_{\text{int}} = \text{SU}(4)_C \otimes \text{SU}(2)_L \otimes \text{SU}(2)_R \otimes D$			
SA <sub>422D</sub>	15.23	0.0245	$32.4 \pm 1.2$
SB <sub>422D</sub>	15.01	0.0247	$31.6 \pm 1.2$
SC <sub>422D</sub>	14.50	0.0254	$29.5 \pm 1.2$
SD <sub>422D</sub>	13.95	0.0260	$27.3 \pm 1.2$
SE <sub>422D</sub>	14.55	0.0251	$29.7 \pm 1.2$
$G_{\text{int}} = \text{SU}(4)_C \otimes \text{SU}(2)_L \otimes \text{U}(1)_R$			
SA <sub>421</sub>	14.62	0.0226	$30.1 \pm 1.2$
SB <sub>421</sub>	14.55	0.0233	$29.8 \pm 1.2$
SC <sub>421</sub>	14.15	0.0236	$28.2 \pm 1.2$
SD <sub>421</sub>	13.91	0.0250	$27.2 \pm 1.2$
SE <sub>421</sub>	14.45	0.0241	$29.4 \pm 1.2$
$G_{\text{int}} = \text{SU}(3)_C \otimes \text{SU}(2)_L \otimes \text{SU}(2)_R \otimes \text{U}(1)_{B-L}$			
SA <sub>3221</sub>	16.66	0.0217	$38.1 \pm 1.2$
SB <sub>3221</sub>	16.17	0.0223	$36.2 \pm 1.2$
SC <sub>3221</sub>	15.62	0.0230	$34.0 \pm 1.2$
SD <sub>3221</sub>	14.49	0.0246	$29.5 \pm 1.2$
SE <sub>3221</sub>	15.09	0.0237	$31.9 \pm 1.2$
$G_{\text{int}} = \text{SU}(3)_C \otimes \text{SU}(2)_L \otimes \text{SU}(2)_R \otimes \text{U}(1)_{B-L} \otimes D$			
SA <sub>3221D</sub>	15.58	0.0231	$33.8 \pm 1.2$
SB <sub>3221D</sub>	15.40	0.0233	$33.1 \pm 1.2$
SC <sub>3221D</sub>	14.58	0.0245	$29.8 \pm 1.2$
SD <sub>3221D</sub>	14.07	0.0253	$27.8 \pm 1.2$
SE <sub>3221D</sub>	14.60	0.0245	$29.9 \pm 1.2$



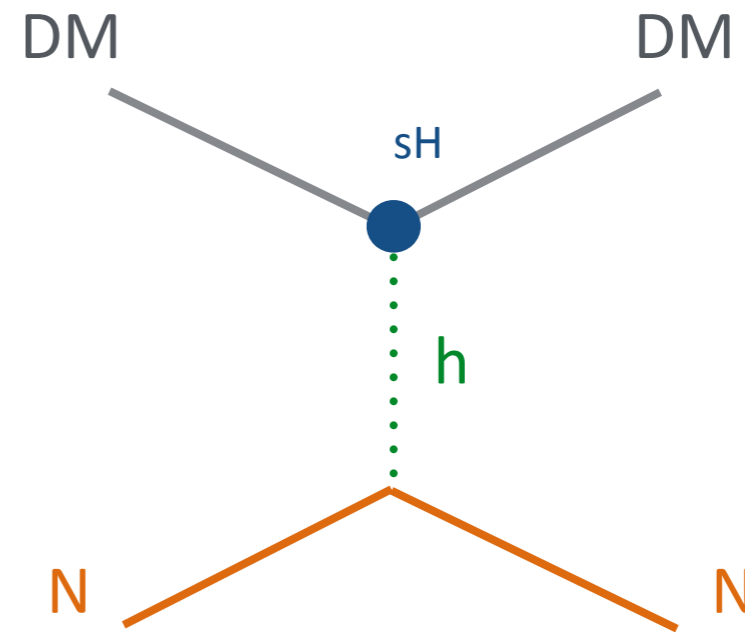
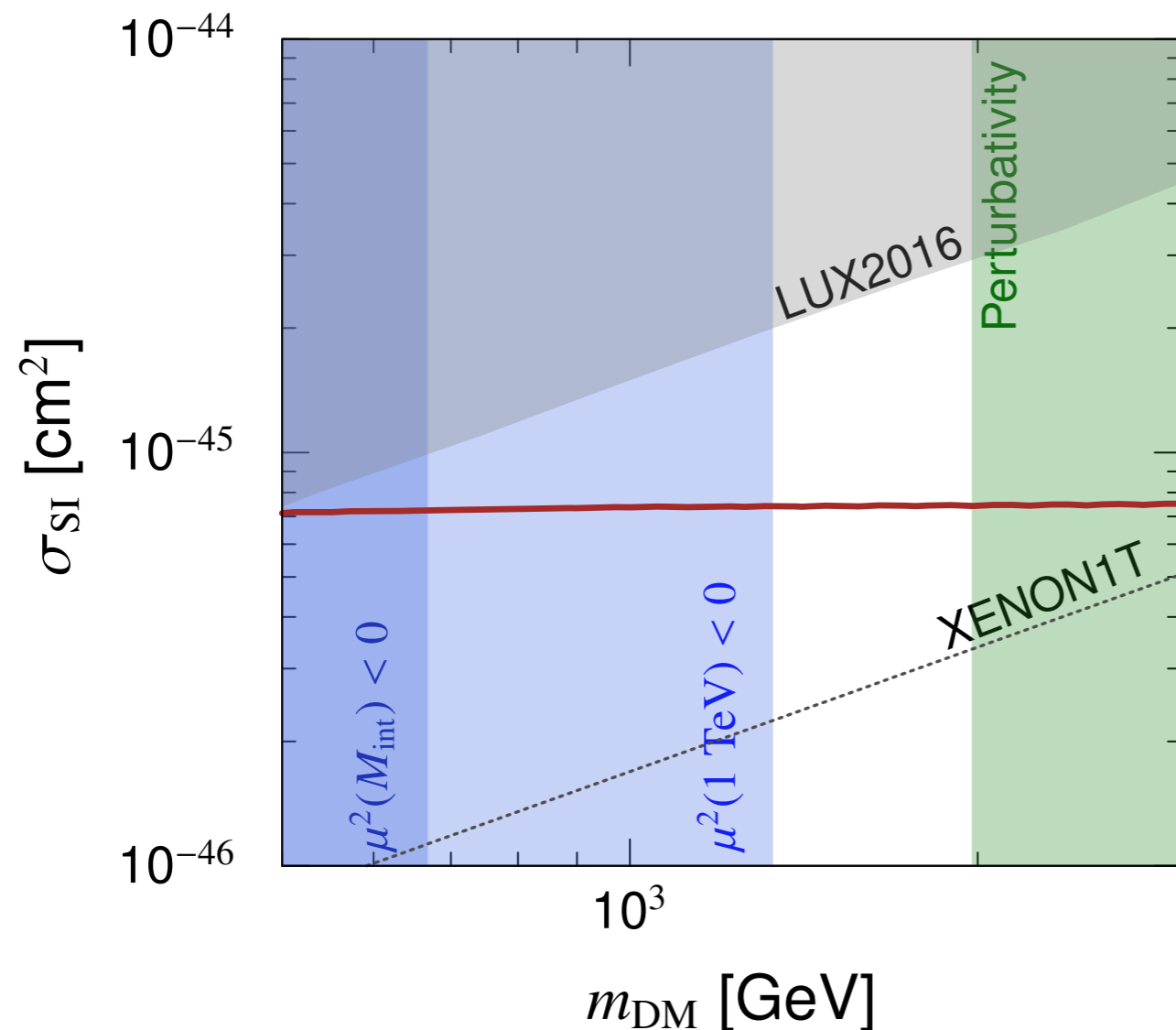
暗黒物質候補

# Vacuum stability

スカラー暗黒物質と標準模型ヒッグス場との結合により、ヒッグス場の4点結合は高エネルギーで負にならなくなる。



# Direct Detection



残存量を合わすように結合定数を選ぶ。

$$\sigma_{\text{ann}} v_{\text{rel}} \simeq \frac{\lambda_{sH}^2}{16\pi m_{DM}^2}$$

暗黒物質直接探索の将来実験において検証可能。

**c**

# Message (reprise)

暗黒物質直接探索実験は標準模型を超える物理を探るうえで非常に強力なツール。

有望な暗黒物質模型の多くを将来実験にて検証しうる。

## 実験

さらなる高感度の検出器や新しい手法を用いて新領域をどんどん開拓して欲しい。

## 理論

将来実験に備えて理論計算の精度も上げておきたい。  
また、将来実験にてどのような暗黒物質模型が検証できるか調べ上げておくことが必要。



**B**

# Effective coupling of Majorana DM with nucleon

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \frac{1}{2} f_N \bar{\tilde{\chi}}^0 \tilde{\chi}^0 \bar{N} N$$

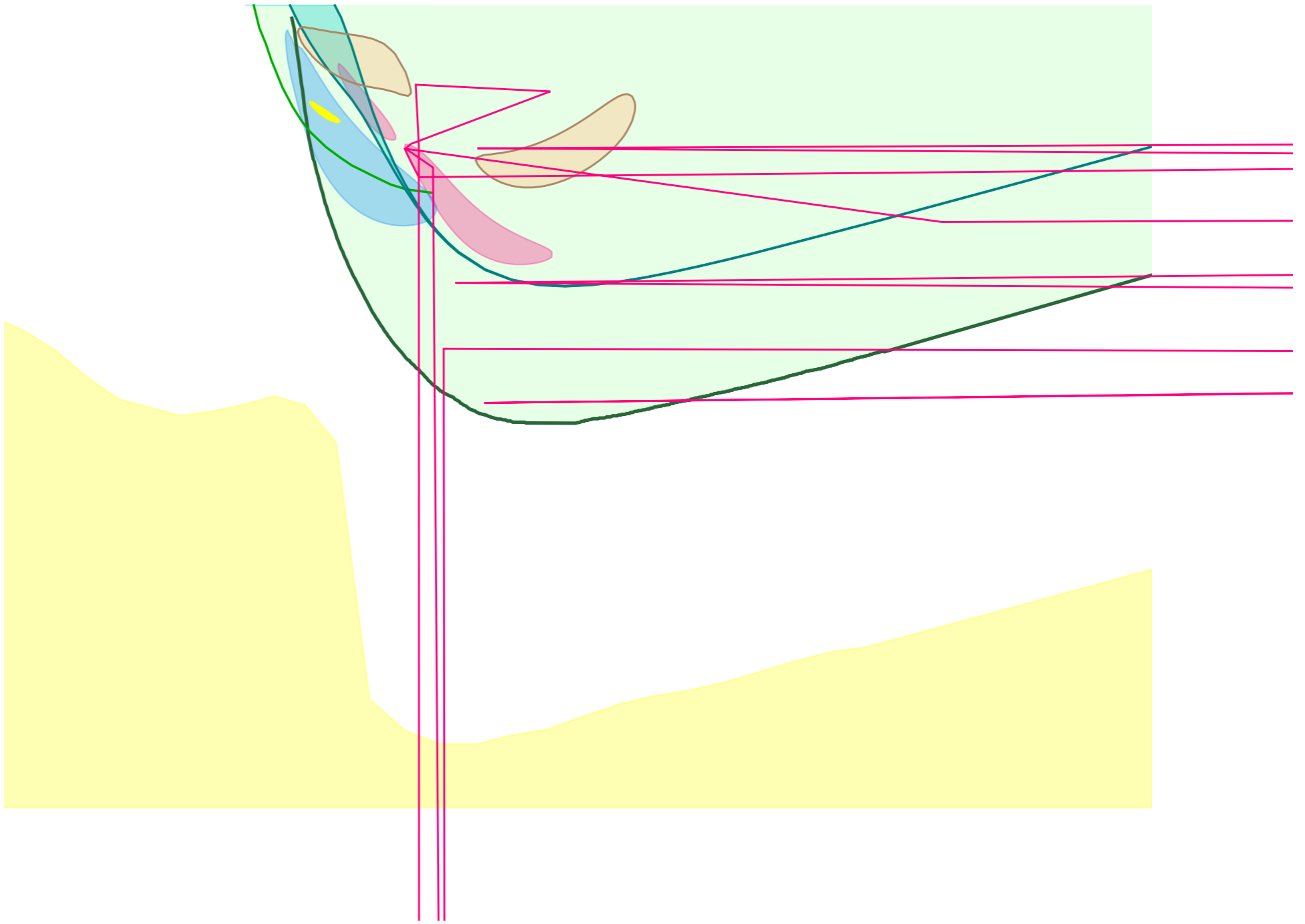
with

$$f_N / m_N = \sum_{q=u,d,s} C_S^q(\mu_{\text{had}}) f_{T_q}^{(N)} - \frac{8\pi}{m_N^2} \dots$$

This article at <https://arxiv.org/abs/1507.04012> turns out to be

# Majorana DM-nucleus scattering cross section

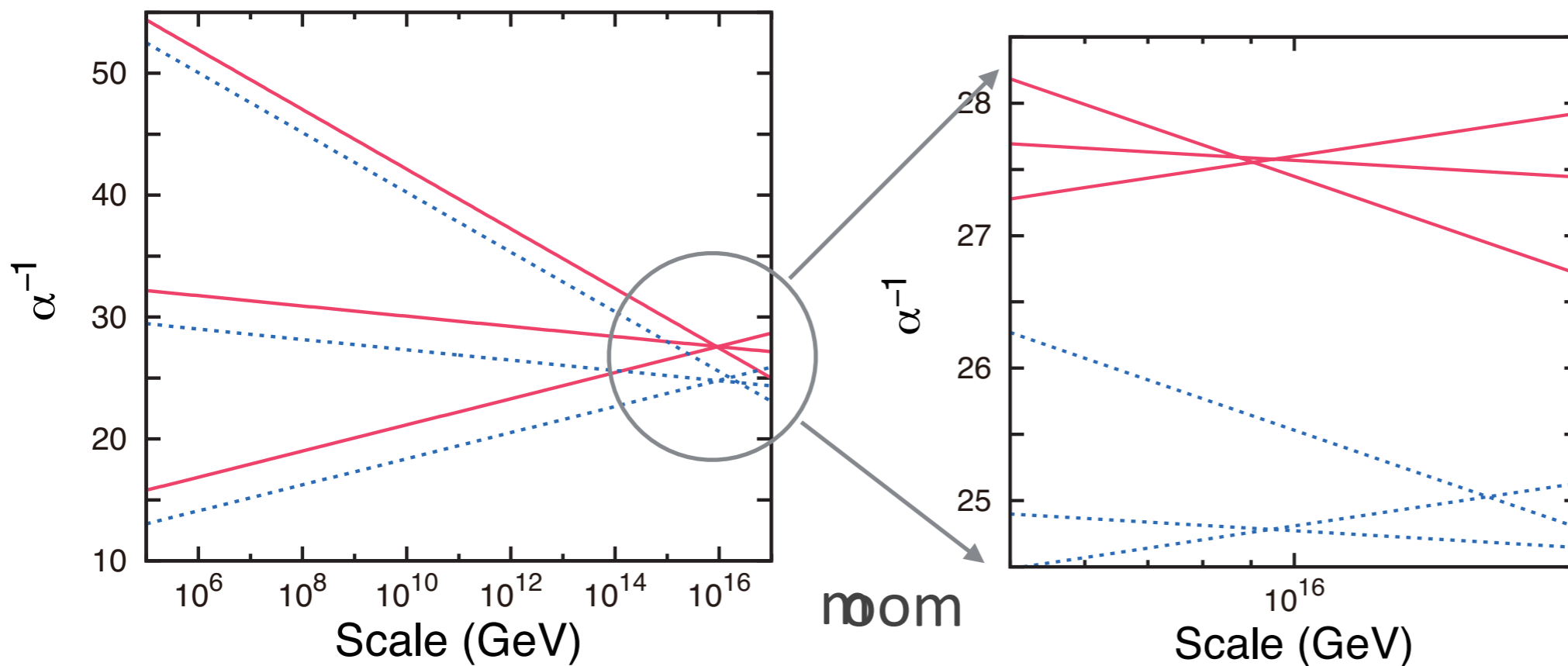
$$\sigma = \frac{1}{\pi} \left( \frac{m_{\text{DM}} m_{\text{nucl}}}{m_{\text{DM}} + m_{\text{nucl}}} \right)^2 \left[ |n_p f_p + n_n f_n|^2 + 4 \frac{J+1}{J} |a_p \langle s_p \rangle + a_n \langle s_n \rangle|^2 \right]$$



# SUSY GUT in high-scale SUSY

超対称スケールが高い場合，超対称大統一理論の予言はどのように変更されるか。

## ゲージ結合定数の統一



### High scale

$$M_S = 10^2 \text{ TeV}$$

$$M_2 = 3 \text{ TeV}$$

$$M_3/M_2 = 9$$

$$M_3/M_2 = 3.5$$

# SUSY GUT in high-scale SUSY

## 陽子崩壊

超対称大統一理論では，陽子崩壊を誘導する演算子として次元 5 のものを書くことができる。

N Sakai T Yanagida

S Weinberg

$$\frac{c}{M_{\text{GUT}}} \tilde{Q}_L \tilde{Q}_L Q_L L_L \quad \frac{c'}{M_{\text{GUT}}} \tilde{u}_R \tilde{e}_R u_R d_R \quad \text{etc..}$$



超対称スケール  $M_S$  にてスフェルミオンは積分される。

$$\frac{c}{M_{\text{GUT}} M_S} Q_L Q_L Q_L L_L \quad \frac{c'}{M_{\text{GUT}} M_S} u_R e_R u_R d_R$$

超対称スケール  $M_S$  が TeV スケール程度

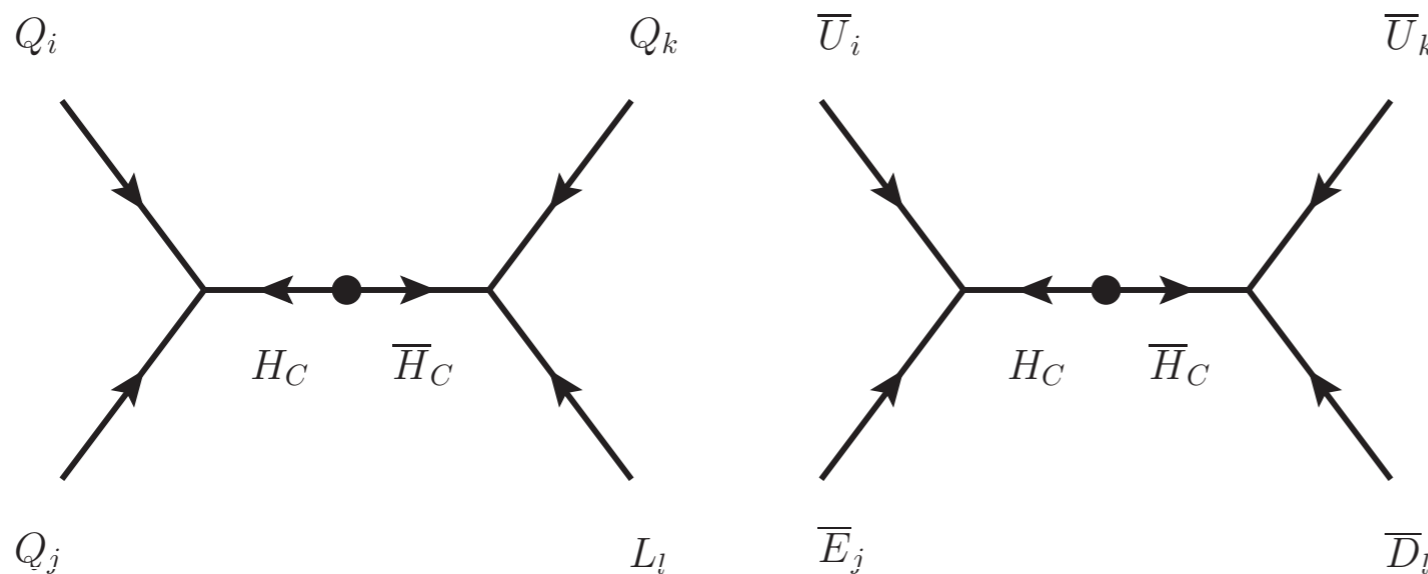
→ 陽子崩壊の寿命が短くなりすぎてしまうので，何らかの抑制機構が必要。

H Mura ama and A Pierce

スフェルミオンが重い場合，この制限は非常に弱まる。

# Dimension-five operator

陽子崩壊をもたらす次元5の演算子は、**カラー三重項ヒッグス**交換によって生じる。



## カラー三重項ヒッグス

$$H = \begin{pmatrix} H_C^1 \\ H_C^2 \\ H_C^3 \\ H_u^+ \\ H_u^0 \end{pmatrix},$$

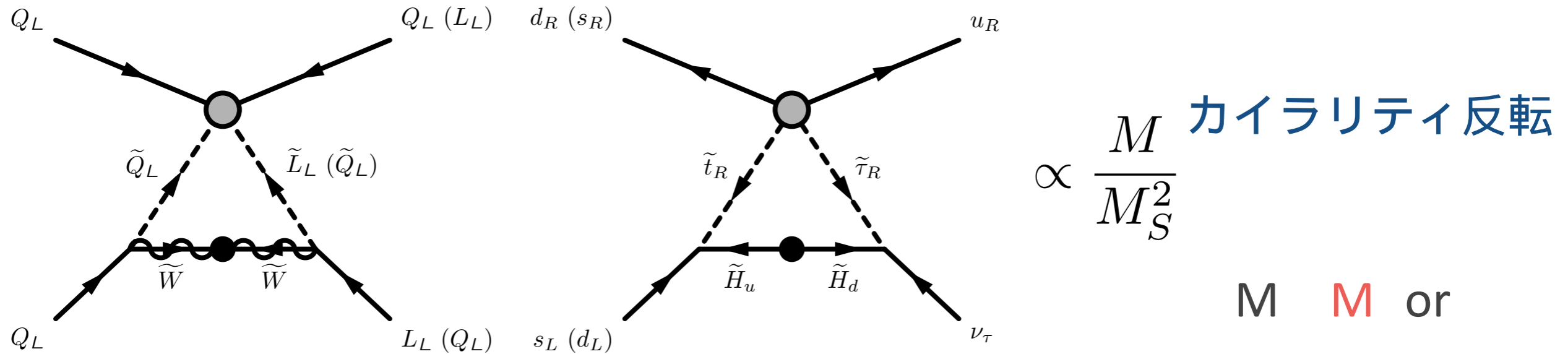
$$\bar{H} = \begin{pmatrix} \bar{H}_C^1 \\ \bar{H}_C^2 \\ \bar{H}_C^3 \\ H_d^- \\ -H_d^0 \end{pmatrix},$$

**カラー三重項ヒッグス**

**MSSMヒッグス**

# Sfermions integrated out

スフェルミオン質量スケールで、**ウィーノ**ないし**ヒッグシーノ**を交換するループダイアグラムを通じてスフェルミオンは積分される。



特に, M の時には**ヒッグシーノ**交換過程が支配的になる。

$$\tau(p \rightarrow K^+ \bar{\nu}) \simeq 4 \times 10^{35} \times \sin^4 2\beta \left( \frac{M_S}{10^2 \text{ TeV}} \right)^2 \left( \frac{M_{H_C}}{10^{16} \text{ GeV}} \right)^2 \text{ years}$$

- 重いスフェルミオン
- 小さなtan

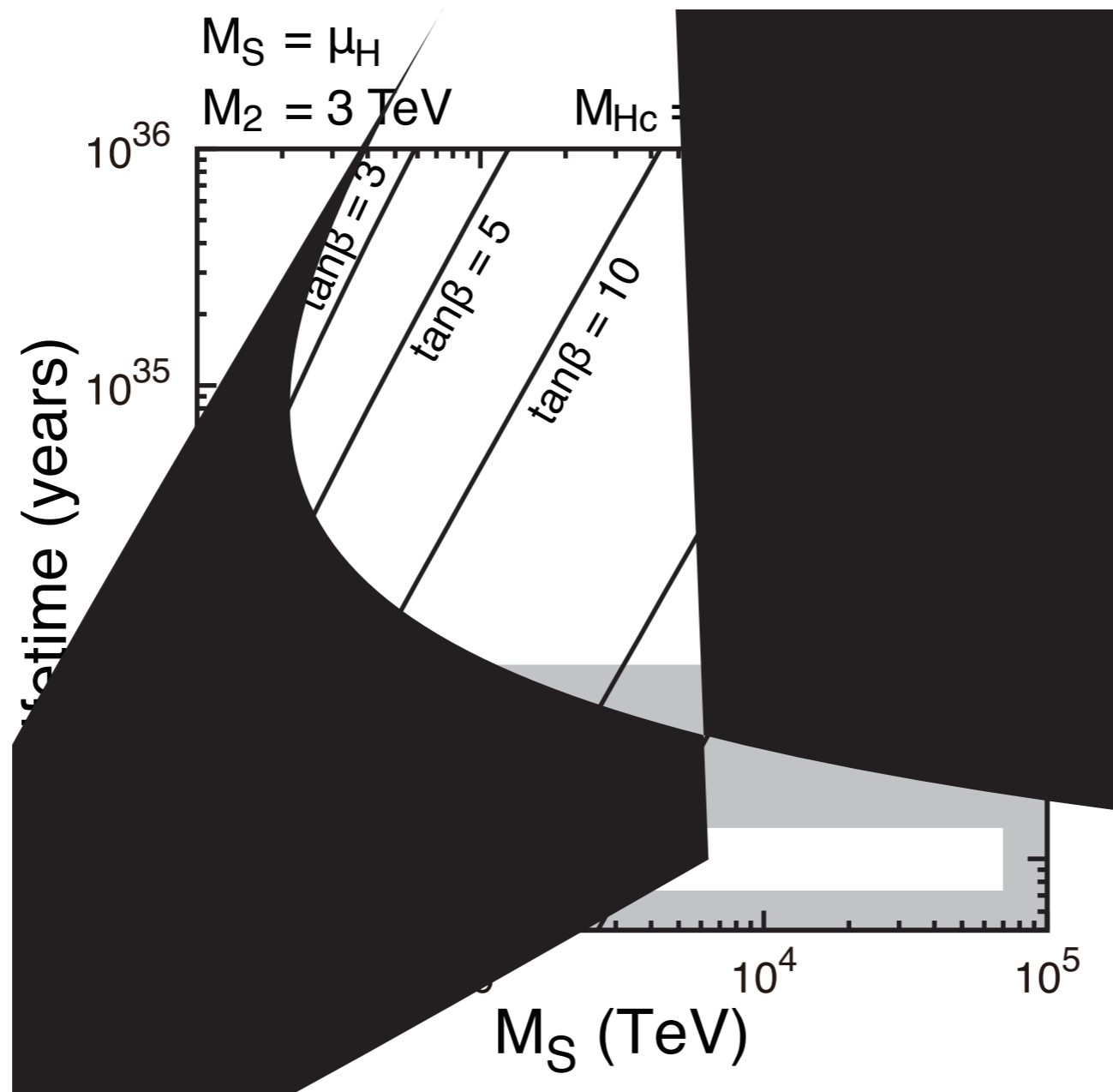
によって現在の実験制限を逃れうる。

## 実験制限

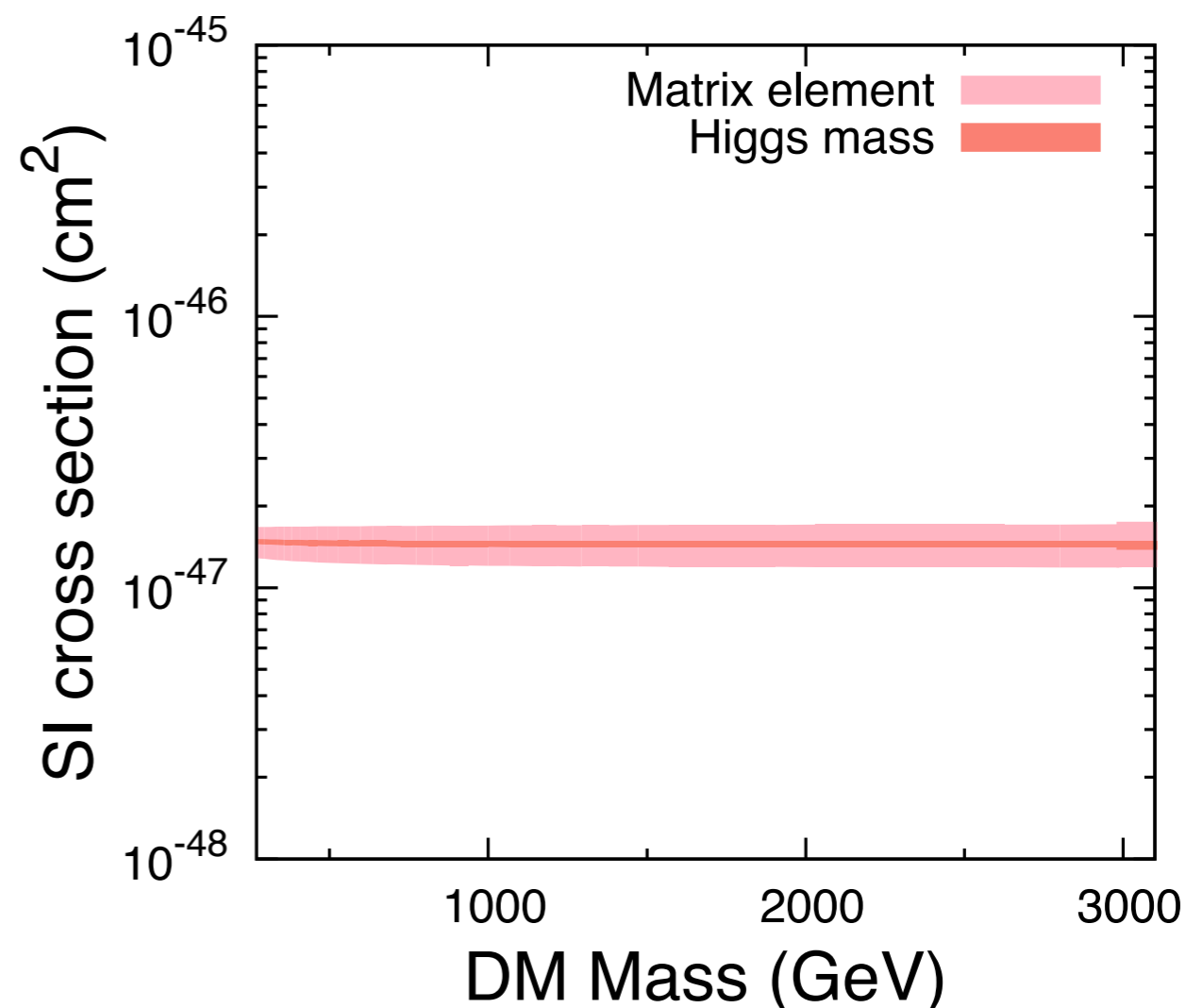
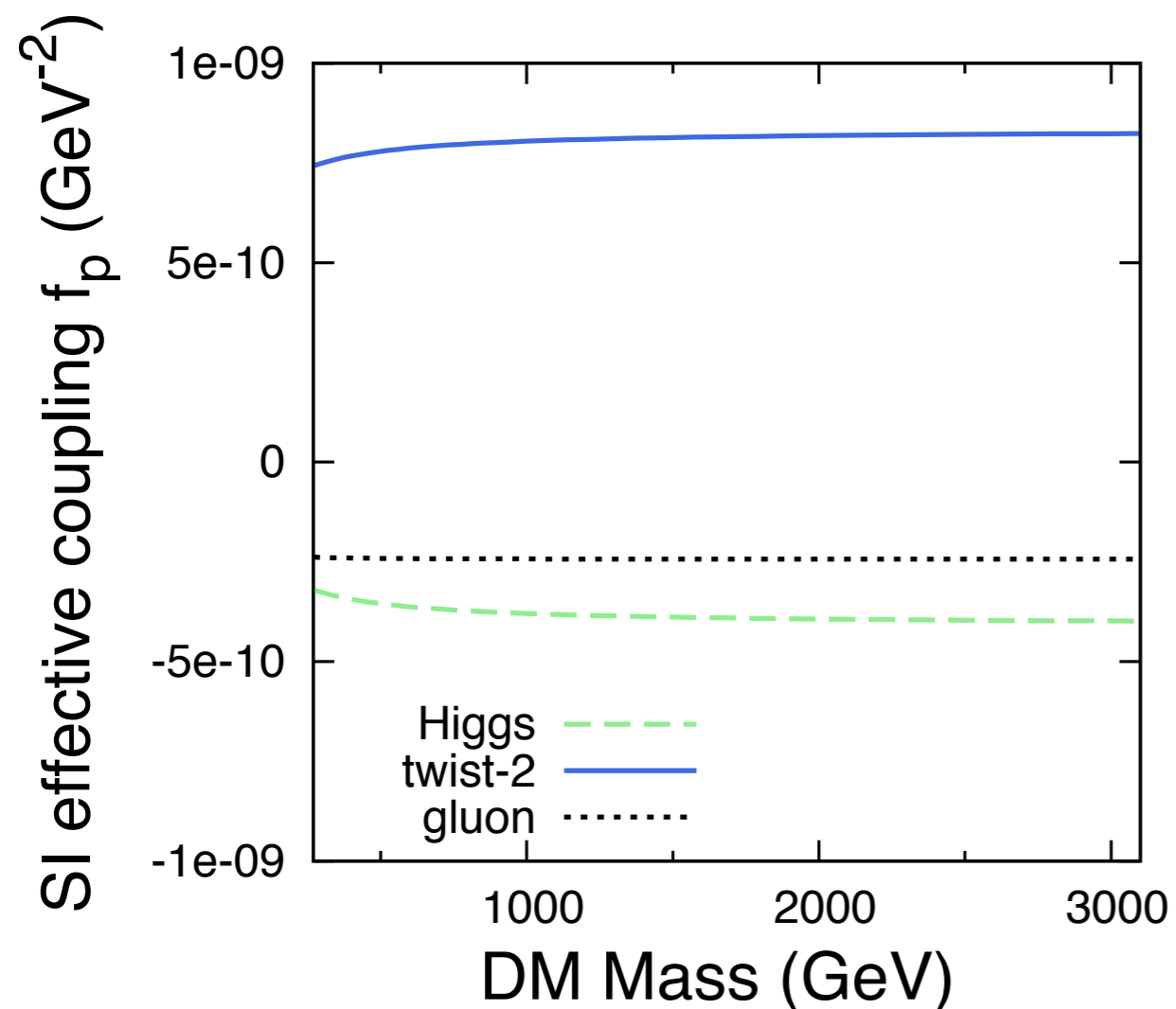
$$\tau(p \rightarrow K^+ \bar{\nu}) > 6.6 \times 10^{33} \text{ yrs}$$



# Result



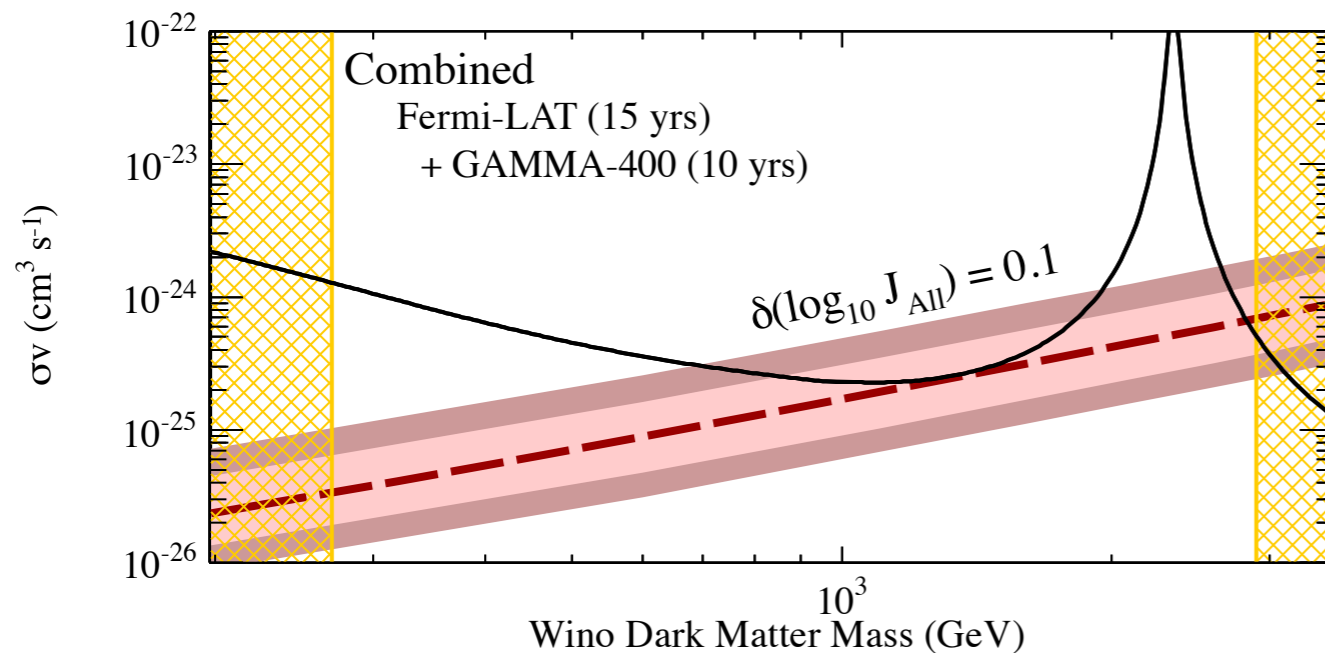
# LO計算結果



- ・ 各寄与の間に打ち消し合いが生じていた。
- ・ その結果, 従来の計算結果よりも小さな断面積が得られた。

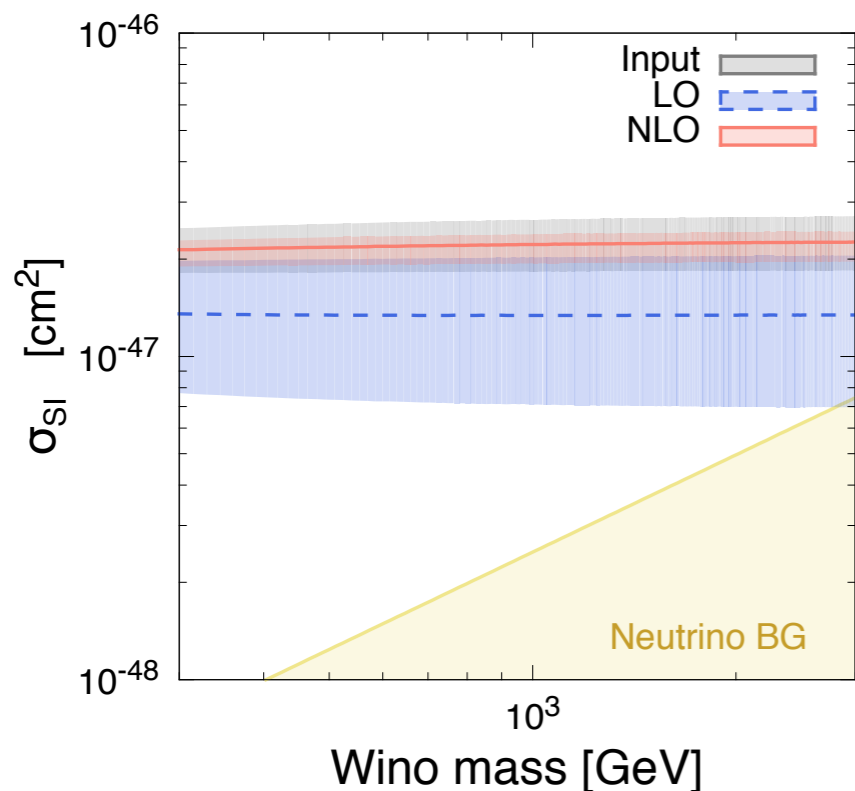
# Wino search

線探索などの間接検出実験が有望。



B Bhattacharjee M Ibe K Ichikawa S Matsumoto K Nishiyama

直接探索も可能。



J Hisano K Ishikawa and N Nagata

非熱的生成の場合 TeVよりも軽い質量でも観測を説明可能

暗黒物質探索実験により暗黒物質の質量に関する情報を得ることは非常に重要

# Electroweak-Interacting DM

Quantum numbers			DM could decay into	DM mass in TeV	$m_{\text{DM}^\pm} - m_{\text{DM}}$ in MeV	Finite naturalness bound in TeV	$\sigma_{\text{SI}}$ in $10^{-46} \text{ cm}^2$
$\text{SU}(2)_L$	$\text{U}(1)_Y$	Spin					
2	1/2	0	$EL$	0.54	350	$0.4 \times \sqrt{\Delta}$	$(0.4 \pm 0.6) 10^{-3}$
2	1/2	1/2	$EH$	1.1	341	$1.9 \times \sqrt{\Delta}$	$(0.25 \pm 0.56) 10^{-3}$
3	0	0	$HH^*$	$2.0 \rightarrow 2.5$	166	$0.22 \times \sqrt{\Delta}$	$0.12 \pm 0.03$
3	0	1/2	$LH$	$2.4 \rightarrow 2.7$	166	$1.0 \times \sqrt{\Delta}$	$0.12 \pm 0.03$
3	1	0	$HH, LL$	$1.6 \rightarrow ?$	540	$0.22 \times \sqrt{\Delta}$	$(1.3 \pm 1.1) 10^{-2}$
3	1	1/2	$LH$	$1.9 \rightarrow ?$	526	$1.0 \times \sqrt{\Delta}$	$(1.3 \pm 1.1) 10^{-2}$
4	1/2	0	$HHH^*$	$2.4 \rightarrow ?$	353	$0.14 \times \sqrt{\Delta}$	$0.27 \pm 0.08$
4	1/2	1/2	$(LHH^*)$	$2.4 \rightarrow ?$	347	$0.6 \times \sqrt{\Delta}$	$0.27 \pm 0.08$
4	3/2	0	$HHH$	$2.9 \rightarrow ?$	729	$0.14 \times \sqrt{\Delta}$	$0.15 \pm 0.07$
4	3/2	1/2	$(LHH)$	$2.6 \rightarrow ?$	712	$0.6 \times \sqrt{\Delta}$	$0.15 \pm 0.07$
5	0	0	$(HHH^*H^*)$	$5.0 \rightarrow 9.4$	166	$0.10 \times \sqrt{\Delta}$	$1.0 \pm 0.2$
5	0	1/2	stable	$4.4 \rightarrow 10$	166	$0.4 \times \sqrt{\Delta}$	$1.0 \pm 0.2$
7	0	0	stable	$8 \rightarrow 25$	166	$0.06 \times \sqrt{\Delta}$	$4 \pm 1$

Sommerfeld enhancement

Since these candidates have only the gauge interactions

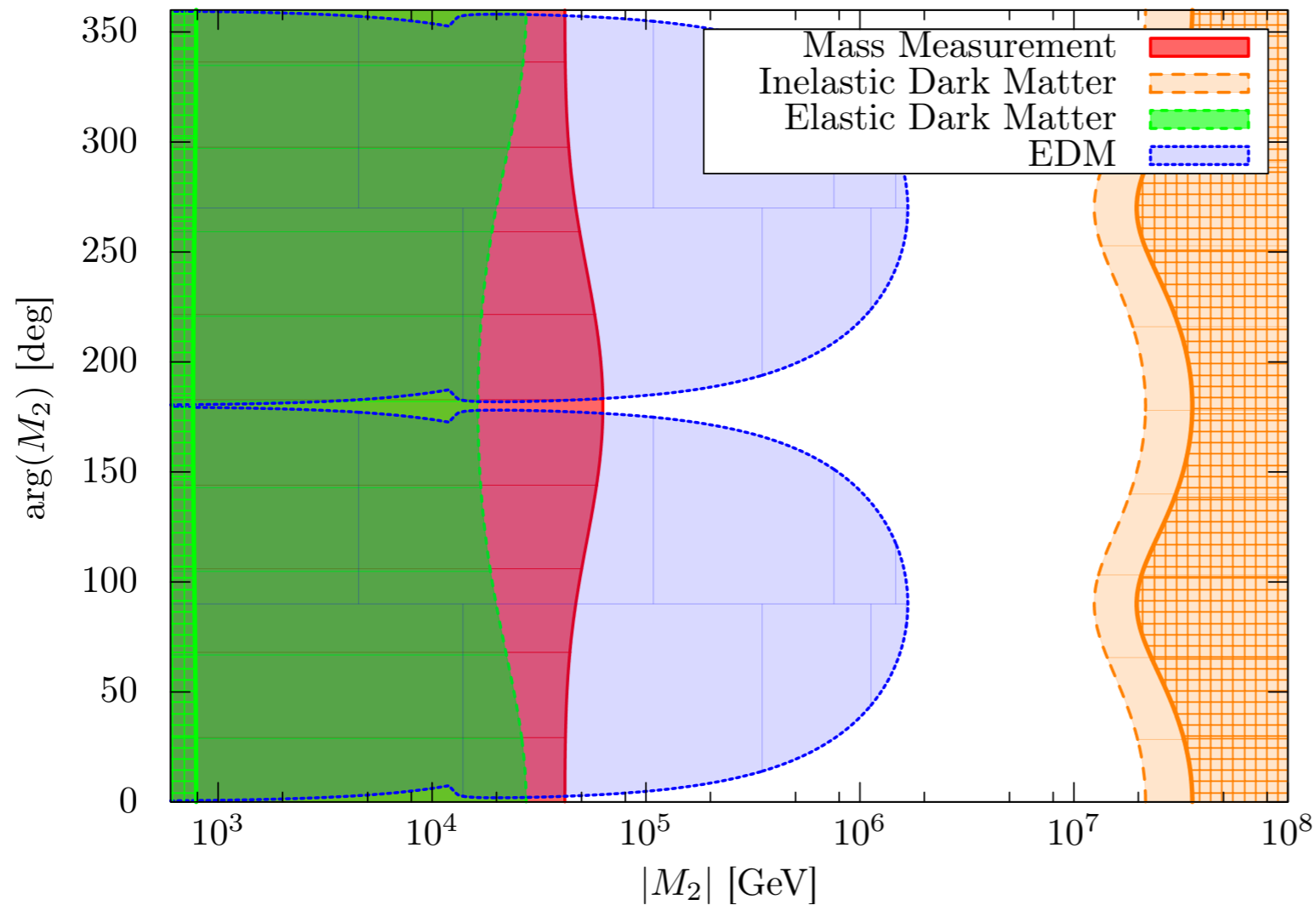
Thermal relic abundance

For scalar DM neglect couplings with Higgs

Mass splitting among the components

are unambiguously determined

# Higgsino in high-scale SUSY



## Parameters

$$\mu = 500 \text{ GeV}$$

$$\tilde{m} = M_1 = M_2 = M_3$$

A terms

Higgs mass  $\tan\beta$

## Future prospects

$$|d_e| < 10^{-31} e \cdot \text{cm}$$

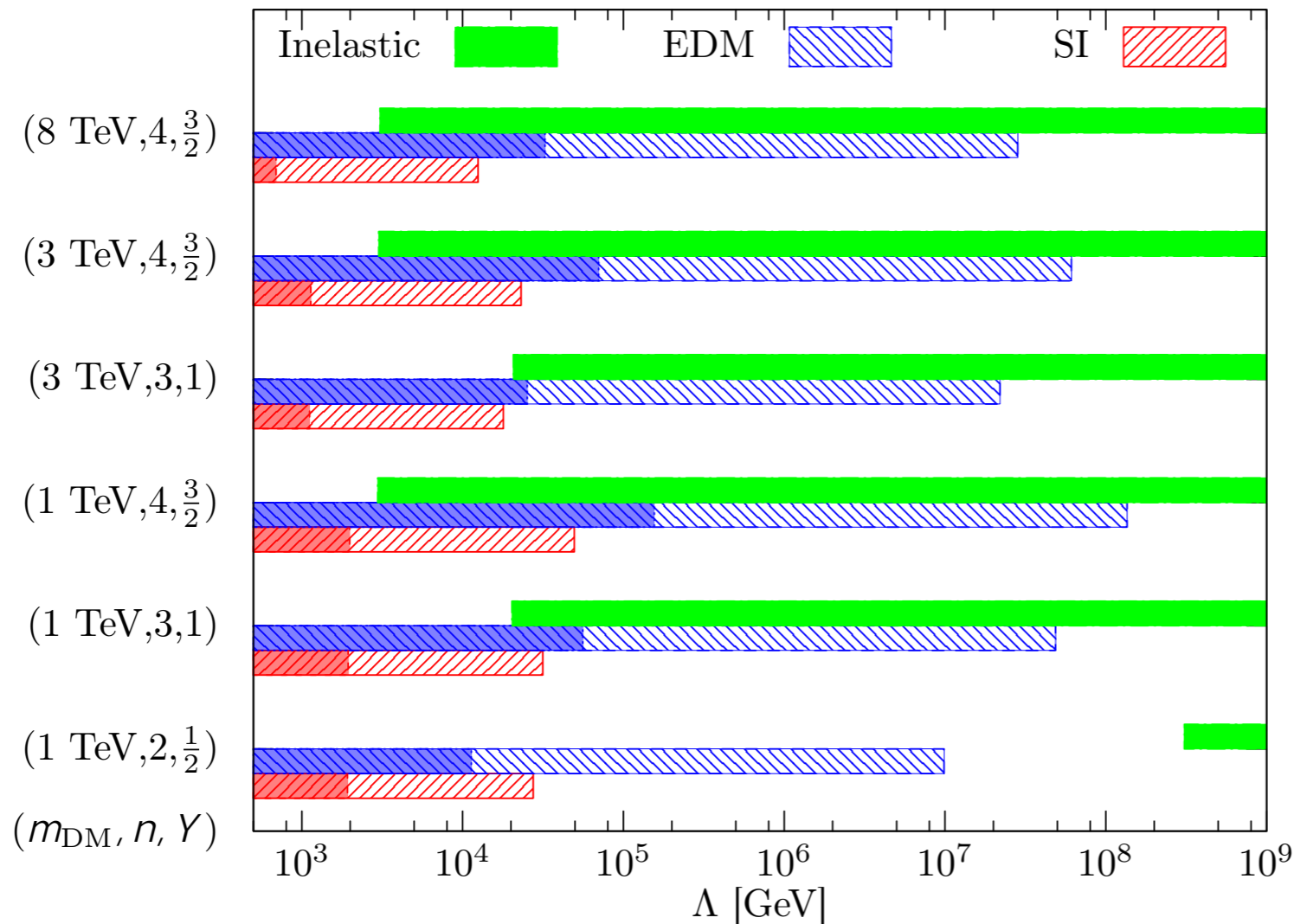
$$\sigma_{\text{SI}} < 10^{-48} \text{ cm}^2$$

$$\Delta m < 300 \text{ keV}$$

$$\Delta m_{+}|_{\text{tree}} > 0.2 \Delta m_{+}|_{\text{rad}}$$

A wide range of parameter space can be probed in future experiments

# Constraints and prospects



Current bound

$$|d_e| < 8.7 \times 10^{-27}$$

LUX

Future prospects

Xenon ton ear

Y DM is already being disfavored

Future experiments have sensitivities to Y DM

If Y case is excluded remaining possibilities are Y or

# Fermionic DM

≡ニマルな例としてはSU(4)三重項のみ。

ウィーノと同じ

SO(10) representation	$SU(4)_C \otimes SU(2)_L \otimes SU(2)_R$
45	(1, 3, 1)
54	(1, 3, 3)
210	(15, 3, 1)

$R_{DM}$	Additional Higgs in $R_1$	$\log_{10} M_{int}$	$\log_{10} M_{GUT}$	$\alpha_{GUT}$	$\log_{10} \tau_p(p \rightarrow e^+ \pi^0)$
$G_{int} = SU(4)_C \otimes SU(2)_L \otimes SU(2)_R$					
(1, 3, 1)	–	15.50	13.69	0.0263	–
(1, 3, 1)	(15, 1, 3)	–	–	–	–
(1, 3, 1)	(15, 1, 1)	15.65	13.47	0.0263	–
1, 3, 1)	(15, 1, 1) 15, 1, 3)	6.54	.17	.0252	.8 ± 1.2
15, 3, 1)	(15, 1, 1)	14.44	14.10	0.0246	–
15, 3, 1)	(15, 1, 1) 15, 1, 3)	14.52	14.11	0.0243	–
$G_{int} = SU(4)_C \otimes SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes D$					
(1, 3, 1)	–	14.78	14.04	0.0250	–
$G_{int} = SU(4)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)$					
15, 3, 0)	(15, 1, 0)	14.55	14.21	0.0246	–