

暗黒物質-核子散乱抑制メカニズムを持つ 複素シングレットスカラー拡張模型の分析 および電弱相転移との関連

Based on

“Analyzing cancellation mechanism of the dark matter-quark scattering in a complex singlet extension of the Standard Model”, Gi-chol Cho, CI, arXiv:2304.10096, submitted to NPB

“Electroweak phase transition in a complex singlet extension of the Standard Model with degenerate scalars”, Gi-chol Cho, CI, Eibun Senaha, arXiv:2105.11830, Phys.Lett.B 823 (2021) 136787

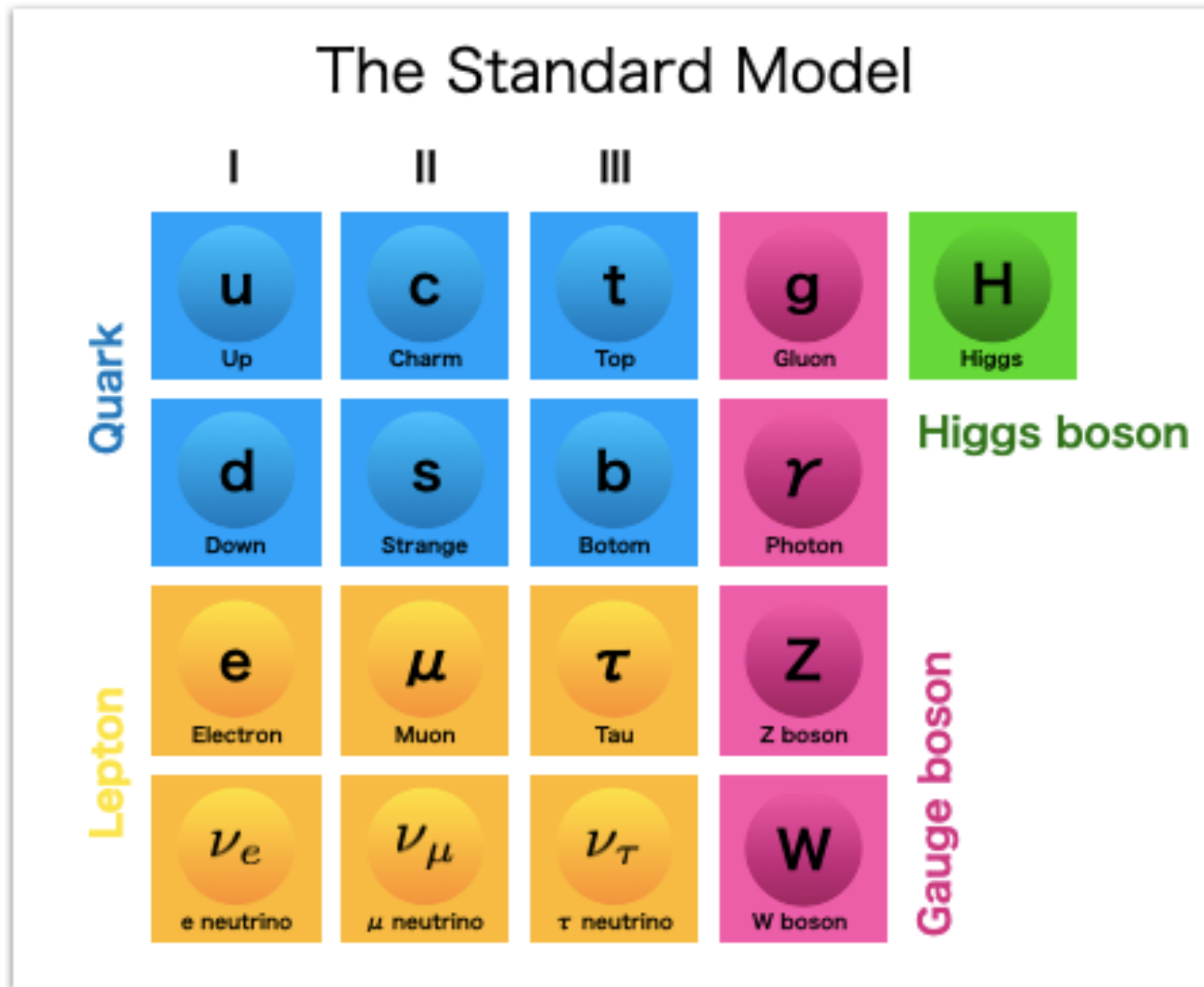
お茶の水女子大学
D3 出川智香子

2023/6/12 東京理科大学 阿部研究室セミナー

暗黒物質について

暗黒物質について

標準模型を超える物理

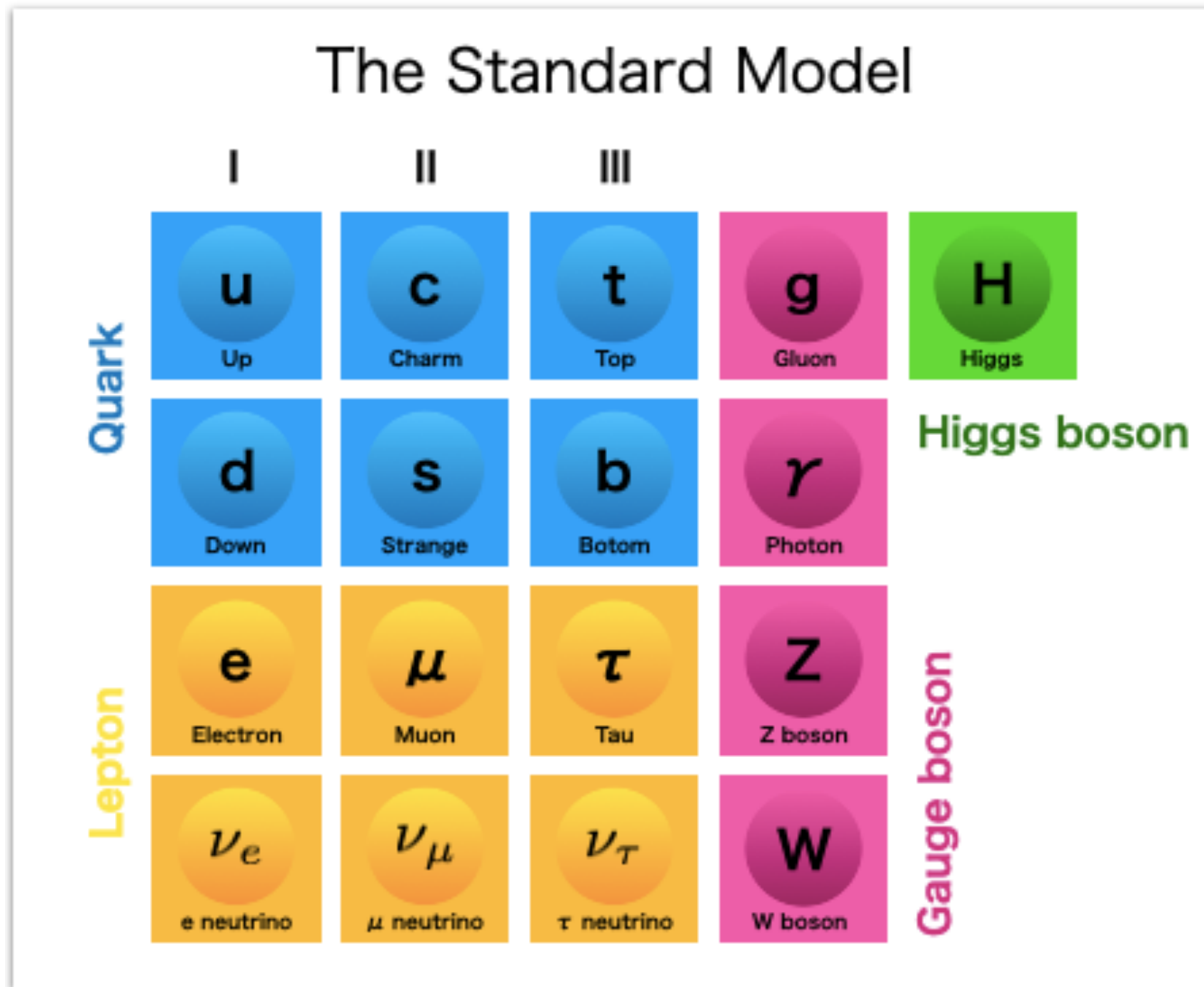


素粒子標準模型(SM)：
素粒子の性質や電磁気力、
強い力、弱い力によって
引き起こされる素粒子
反応法則をまとめた理論

SMを超えた物理：
物質優勢宇宙の起源
暗黒物質の正体
ニュートリノ質量の起源
階層性問題
などなど

暗黒物質について

標準模型を超える物理



素粒子標準模型(SM)：

素粒子の性質や電磁気力、強い力、弱い力によって引き起こされる素粒子反応法則をまとめた理論

SMを超えた物理：

物質優勢宇宙の起源

暗黒物質の正体

ニュートリノ質量の起源

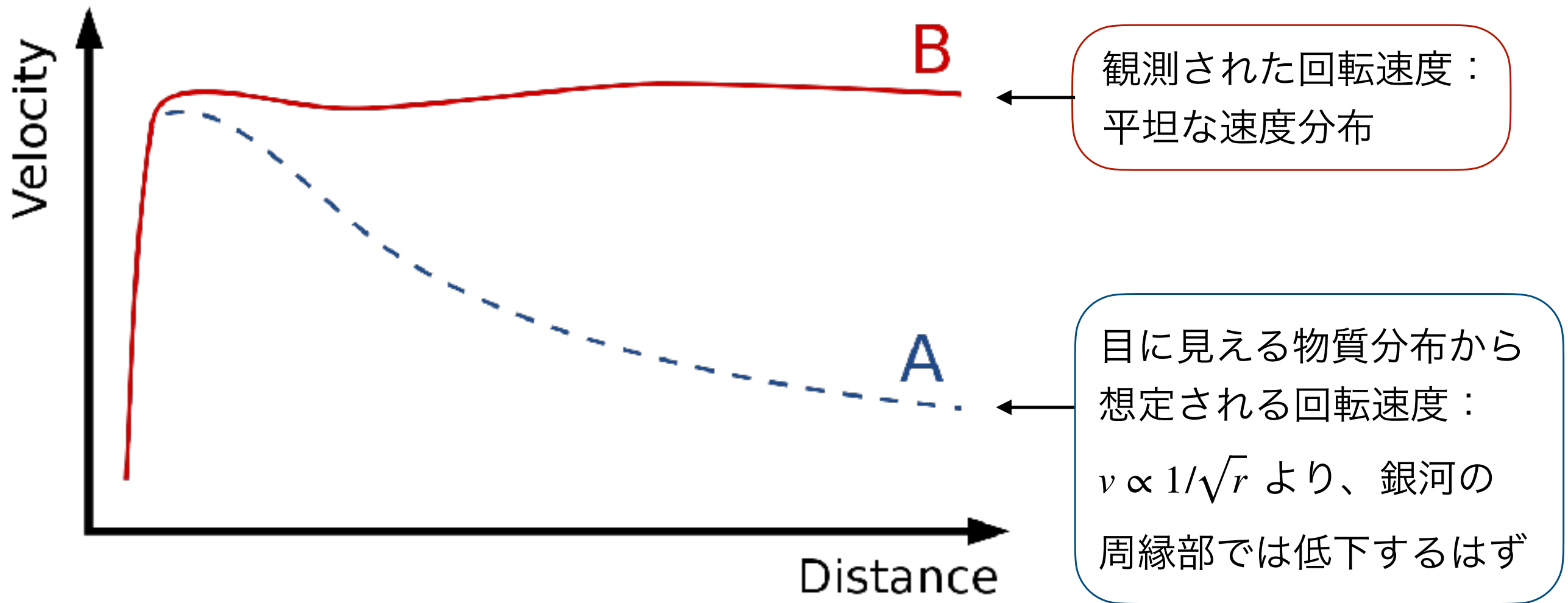
階層性問題

などなど

暗黒物質について

存在を示唆する観測事実

◎ 銀河の回転速度 銀河の回転曲線(銀河中心からの距離vs回転の速さ)を求める



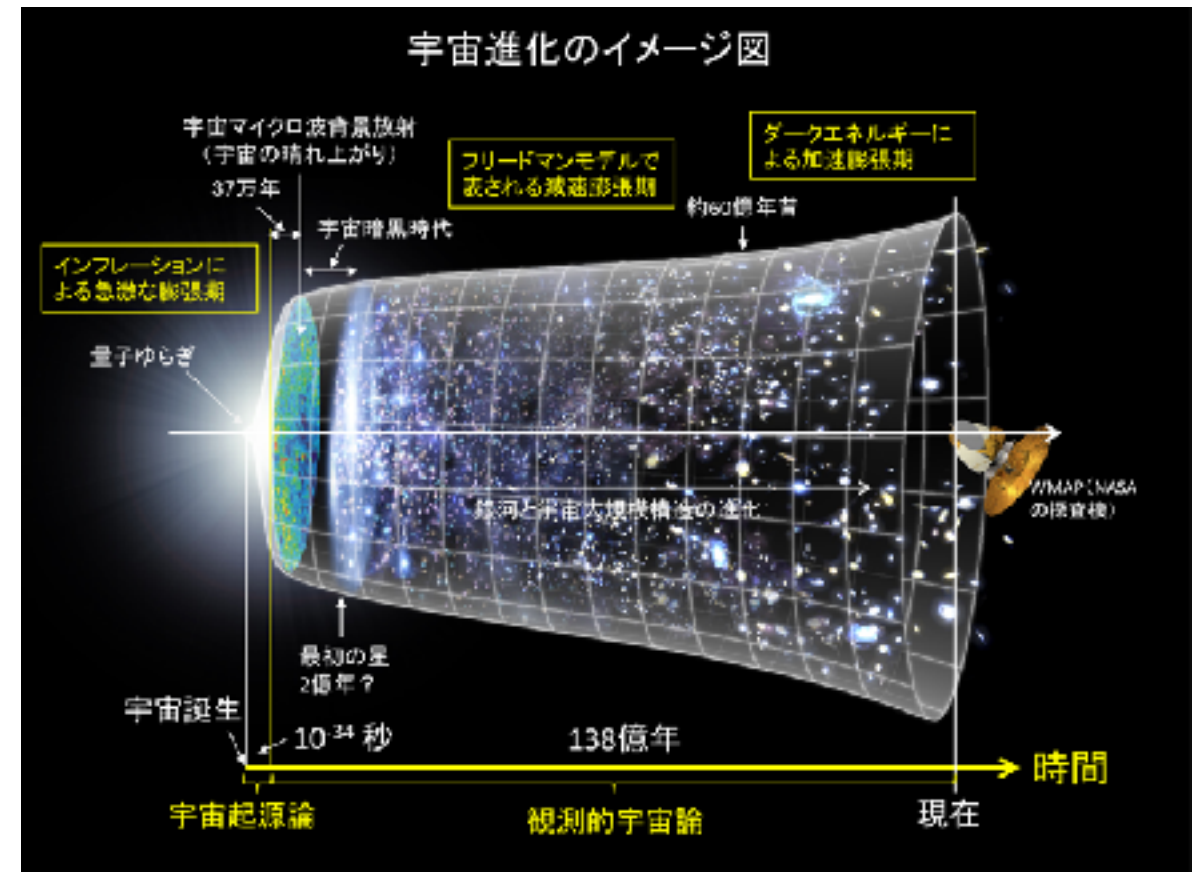
光を出さない質量エネルギーのみを持つ未知の物質「**暗黒物質**」が
銀河の質量の大半を占めていれば説明がつく！

暗黒物質について

存在を示唆する観測事実

◎宇宙マイクロ波背景放射(CMB) と宇宙の大規模構造

ビッグバン直後、宇宙は超高温・高密度であったが、宇宙膨張に伴い温度・密度が下がっていく



数1000度

物質は電離してプラズマ状態
輻射(光)は自由電子と盛んに
相互作用して散乱される
→ まっすぐ進めない

約3000度

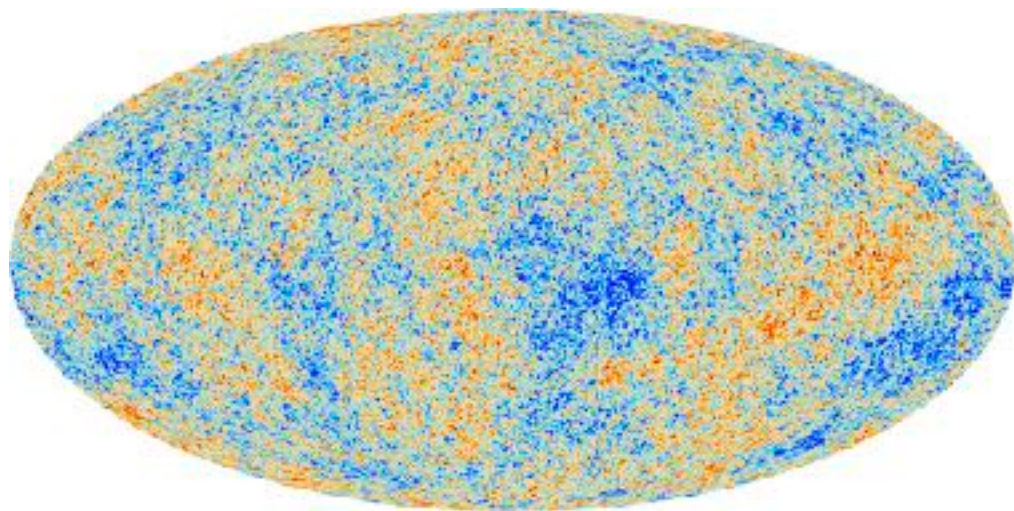
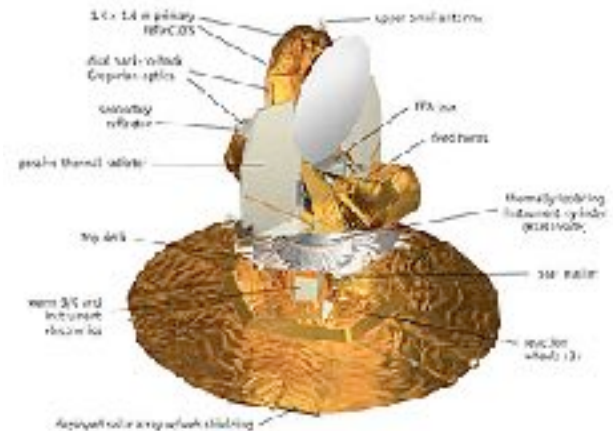
自由電子がほとんど原子核に
束縛される(電子・光子の脱結合)
→ 光は直進できるようになる
(宇宙の晴れ上がり)

現在

CMBはこの頃の
輻射の名残

暗黒物質について

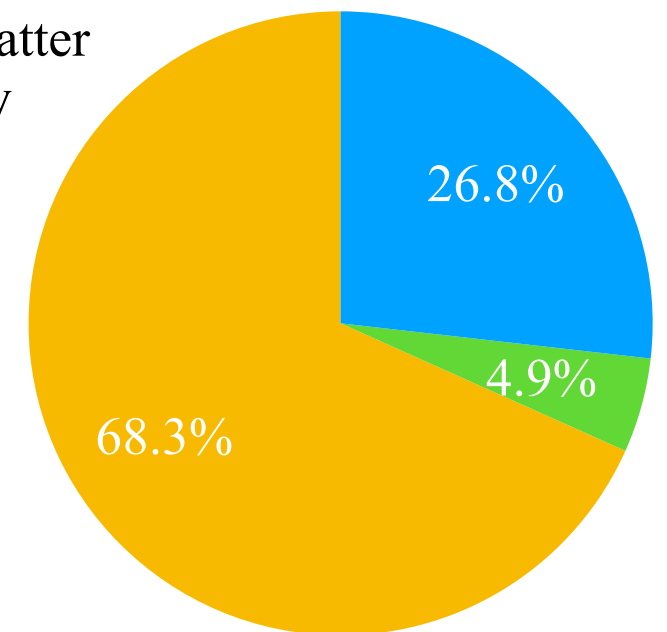
存在を示唆する観測事実



- Dark matter
- Ordinary matter
- Dark energy



宇宙の組成が分かった



水素やヘリウムなどの身近な物質は5%にも満たない

暗黒物質は約26.8%を占めている(宇宙の大規模構造のシミュレーションとも無矛盾)

暗黒物質について

性質

- ・ 十分な質量を持つ

質量が軽すぎると物質の凝縮を阻害→宇宙の成長を遅らせる
観測事実と矛盾

- ・ 電荷を持たない

電荷を持っていると電磁波等で観測できてしまう
観測事実と矛盾

- ・ 宇宙年齢と比べて長寿命

宇宙初期に存在していたとしても崩壊してしまったら
現在の宇宙を説明できない

暗黒物質について

WIMP

暗黒物質の有力候補 Weakly Interacting Massive Particle (**WIMP**)
: 標準模型粒子と弱く相互作用をする中性で
安定な粒子の総称
電弱スケール程度の質量を持つ

暗黒物質の残存量

$$\Omega_{\text{DM}} h^2 = 0.1200 \pm 0.0012$$

$$\Omega_{\text{DM}} h^2 \simeq \frac{3 \times 10^{-27} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}}{\langle \sigma_{\text{ann}} v_{\text{rel}} \rangle} \quad \Rightarrow \quad \langle \sigma_{\text{ann}} v_{\text{rel}} \rangle \simeq 10^{-9} \text{GeV}^{-2} \sim \frac{g_2^4}{4\pi} \frac{1}{m_{\text{DM}}^2}$$

$m_{\text{DM}} \simeq \mathcal{O}(100) \text{ GeV}$ だとちょうど良い

暗黒物質について

暗黒物質の候補

- ・天体物理学からの候補

ブラックホール

MACHO(Massive Astrophysical Compact Halo Object):

小さくて光学的に観測の不可能な天体の総称 など

→ これらの候補は全てバリオンだが、実際の物質密度と比べてかなり少ない
非バリオン暗黒物質も考える必要がある

- ・素粒子物理学からの候補

ニュートラリーノ:超対称性粒子のうち電氣的に中性の粒子

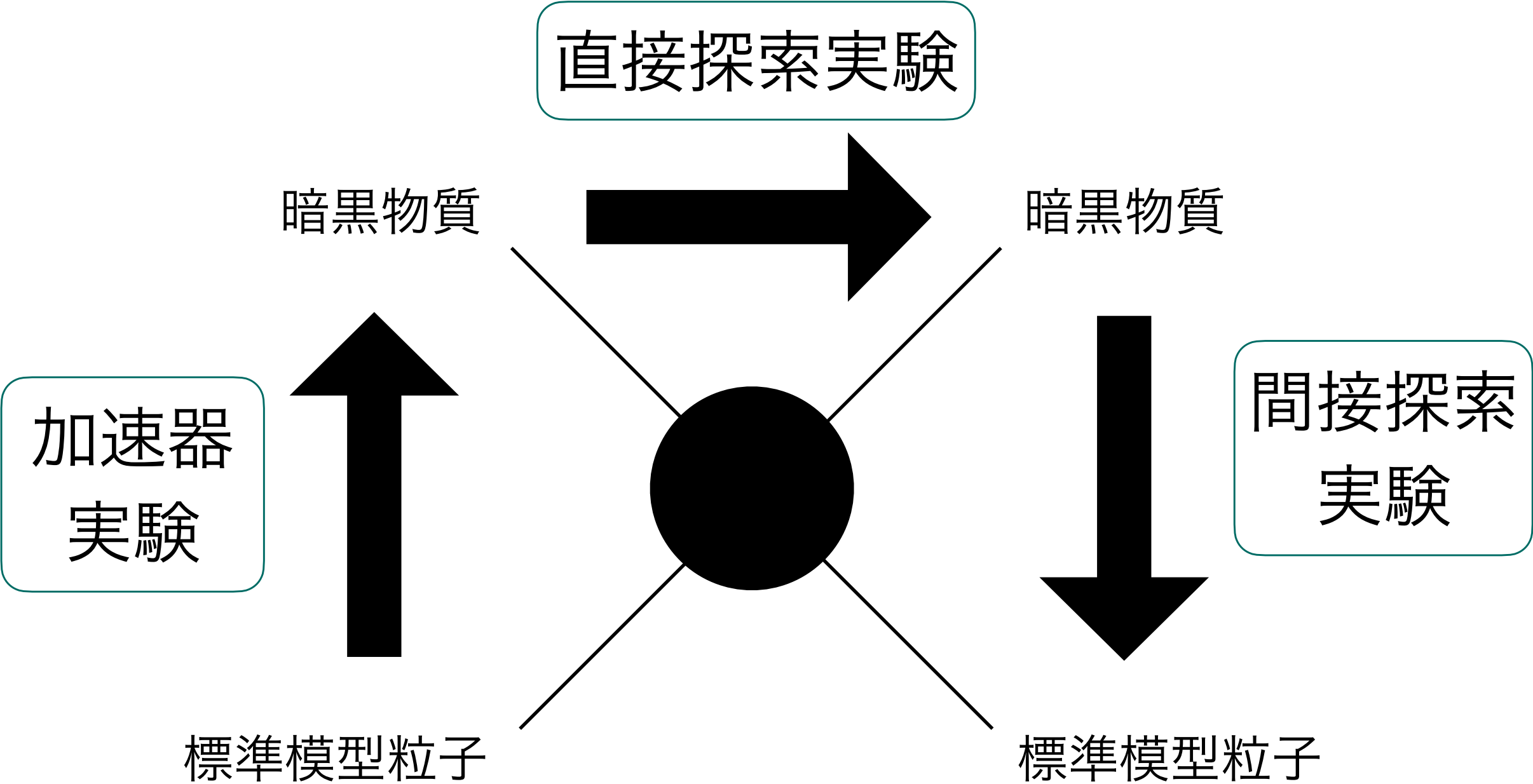
アクシオン:強いCP問題を解決するために存在が期待されている粒子

ニュートリノ など

しかし、現在ニュートリノ説は否定されている→次のページ

暗黒物質について

暗黒物質探索



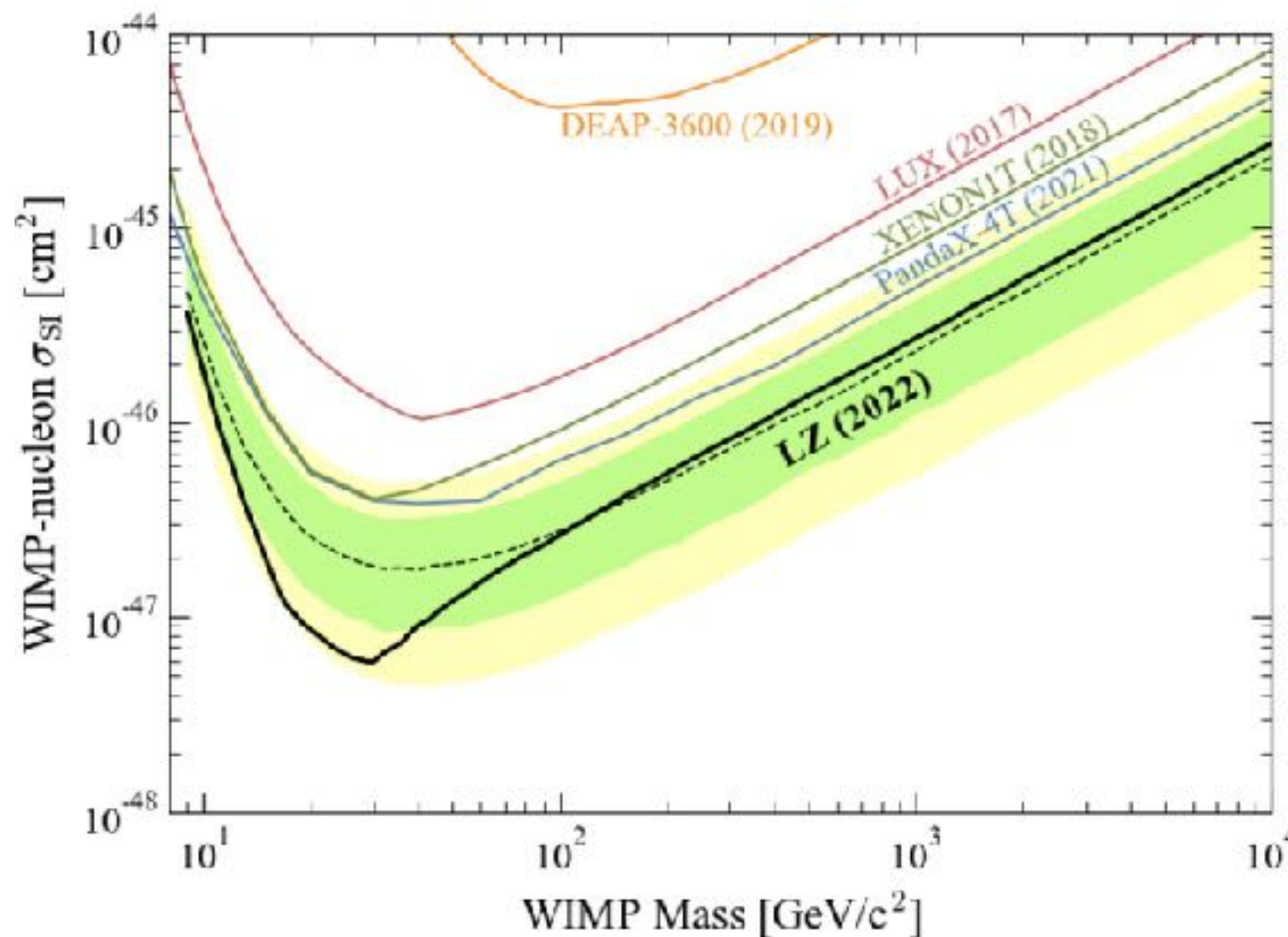
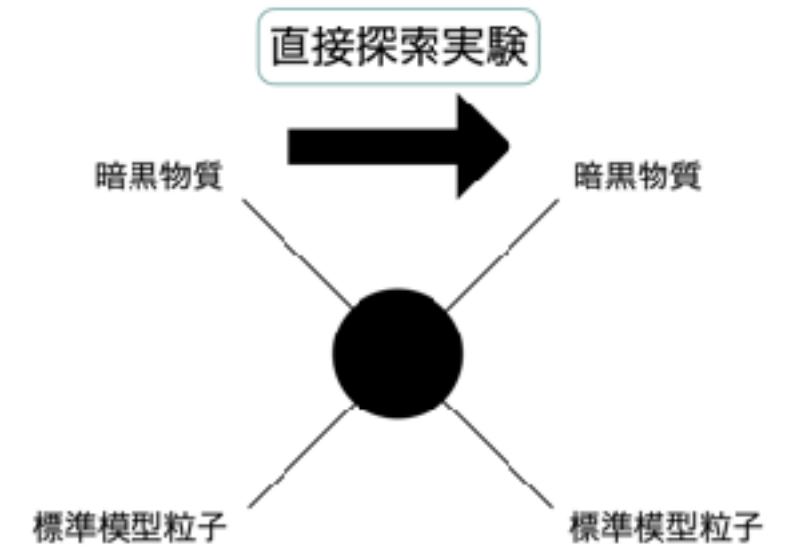
暗黒物質について

直接探索実験

◎ 暗黒物質を直接的に見る

暗黒物質が原子や分子に衝突するところを観測する

宇宙から降り注ぐ暗黒物質が地下実験室に溜められている液体Xeと衝突し、原子核が反跳する際に発せられる信号を検知する

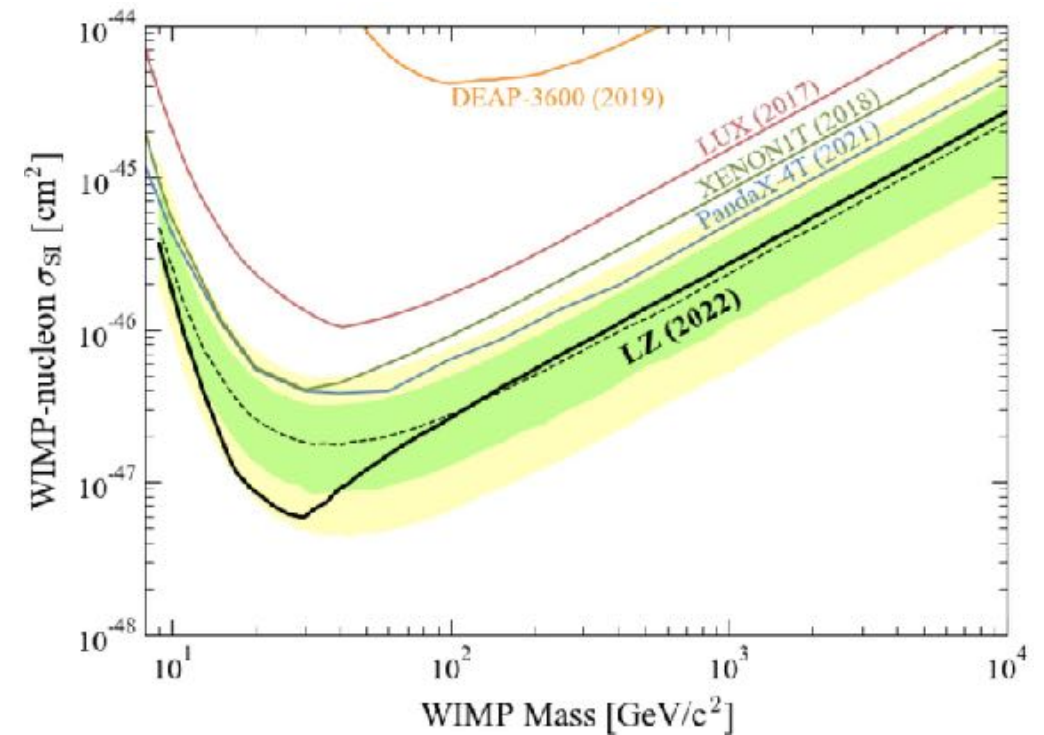


LZ Collaboration (Jul 8, 2022)

暗黒物質シグナルの抑制

暗黒物質シグナルの抑制

- ・天文学的観測により暗黒物質の存在は示唆されているが、直接探索実験を含むあらゆる実験で暗黒物質は観測されていない
- ・暗黒物質-核子散乱断面積の上限値は直接探索実験がグレードアップするたびに下がっている



LZ Collaboration (Jul 8, 2022)

これを説明する仮説

- (1) 暗黒物質の質量スケールが実験で到達できないほどに大きい
- (2) 暗黒物質と標準模型粒子の相互作用の結合定数が現在の
実験設備で検出が困難なほど小さい
- (3) **(1),(2)とは異なるなんらかの可能性**

標準模型セクター
からの離脱
(decoupling)

暗黒物質シグナルの抑制

(3) (1),(2)とは異なるなんらかの可能性

→ DM-クォーク散乱の抑制メカニズム

- fermion DM + pseudo scalar DM model

Ipek, McKeen, Nelson (2014)

Escudero, Berlin, Hooper, Lin (2016)

Abe, Fujiwara, Hisano (2019)

- pseudo Nambu-Goldstone DM

Gross, Lebedev, Toma (2017)

Abe, Hamada (2023)

- pNG DM with degenerate scalars

Abe, GCC, Mawatari (2021)

CxSMによる暗黒物質-核子散乱 抑制メカニズム

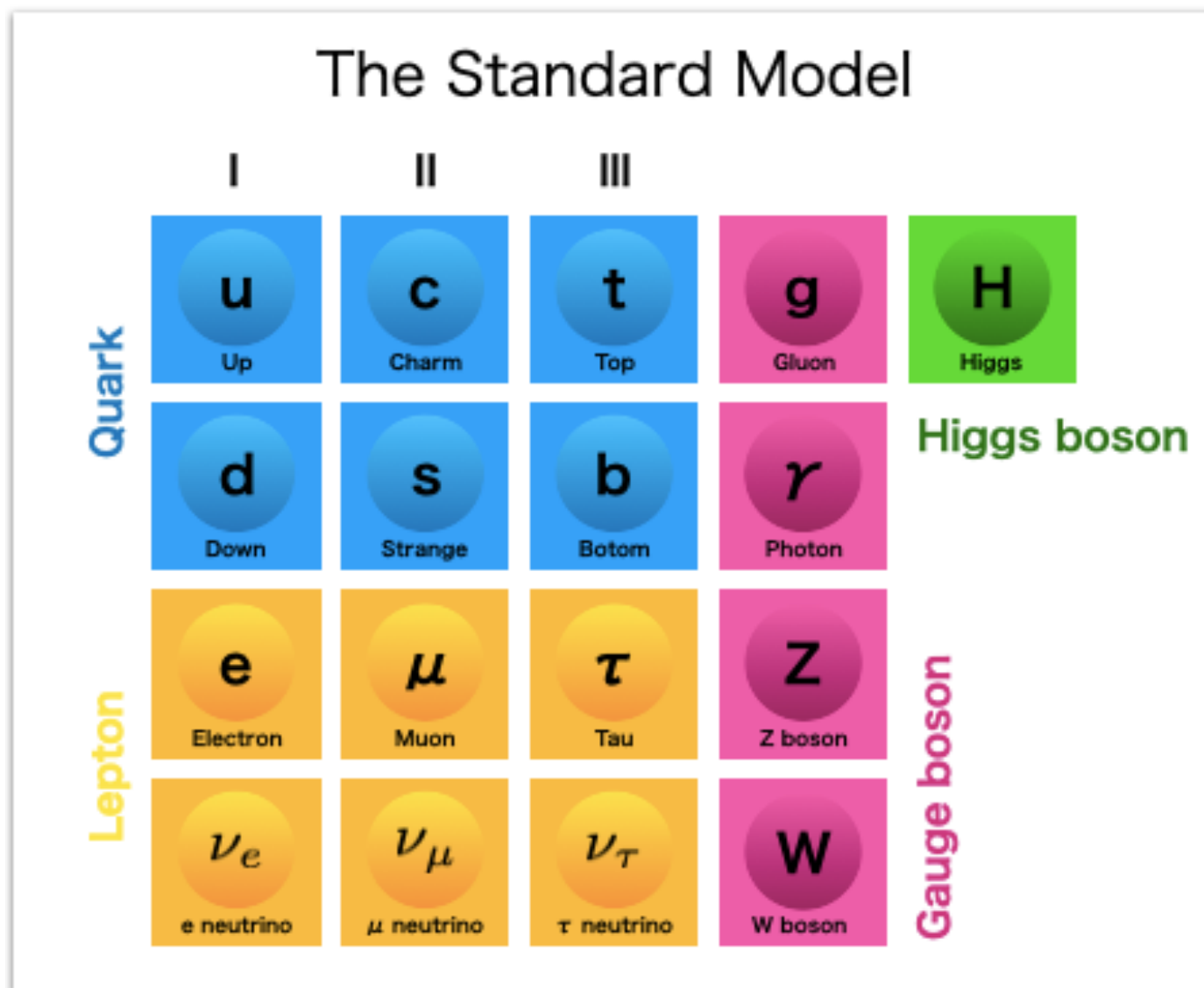
minimal model to avoid domain wall

CxSM

model definition

Complex singlet extension of the SM (CxSM):

標準模型 + ゲージシングレットな複素スカラー場



複素スカラー場

+ S

CxSM

minimal model to avoid domain wall

標準模型ヒッグス場 H と新たに導入した複素スカラー場 S のtree level ポテンシャル

$$V_0 = \underbrace{\frac{m^2}{2}|H|^2 + \frac{\lambda}{4}|H|^4 + \frac{\delta_2}{2}|H|^2|S|^2 + \frac{b_2}{2}|S|^2 + \frac{d_2}{4}|S|^4}_{\text{Global U(1)対称な項}} + \underbrace{\left(a_1 S + \frac{b_1}{4} S^2 + \text{c.c.} \right)}_{\text{Global U(1)対称性を softに破る項}}$$

Global U(1)対称な項

$$S \rightarrow e^{i\phi} S \ (\phi = \text{const.})$$

Global U(1)対称性を

softに破る項

Soft breaking term : 対称性を破る項の係数が質量次元を持つ
上記の項以外にも S^3 の項などが考えられる

Hard breaking term : 対称性を破る項の係数が無次元

ここでは2つのsoft breaking termのみを考える

domain wallの発生を避けるために S のlinearな項を導入

CxSM

minimal model to avoid domain wall

$$V_0 = \frac{m^2}{2}|H|^2 + \frac{\lambda}{4}|H|^4 + \frac{\delta_2}{2}|H|^2|S|^2 + \frac{b_2}{2}|S|^2 + \frac{d_2}{4}|S|^4 + \left(a_1 S + \frac{b_1}{4} S^2 + \text{c.c.} \right)$$

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix}, \quad S = (v_S + s + i\chi)/\sqrt{2}$$

↑ WIMP-DM

DMの性質

- ・ 質量を持つ : ポテンシャルがglobal U(1) 対称性を持つと
DMがmasslessになる→soft breaking termにより
massiveに
- ・ 電荷を持たない : 電荷0のスカラー粒子
- ・ 長寿命 : CP対称性 ($S \rightarrow S^*$)が保存しているため崩壊しない
(χ の Z_2 対称性 $\chi \rightarrow -\chi$ により保証される)

CxSM

minimal model to avoid domain wall

▷ CP-oddの粒子 χ (DM) $m_\chi^2 = -b_1 - \sqrt{2} \frac{a_1}{v_S}$

▷ CP-evenの粒子 h, s

質量項

$$-\mathcal{L}_{\text{mass}} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} h & s \end{pmatrix} \mathcal{M}_S^2 \begin{pmatrix} h \\ s \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} h_1 & h_2 \end{pmatrix} O^T \mathcal{M}_S^2 O \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^2 m_{h_i}^2 h_i^2,$$

質量行列

$$\mathcal{M}_S^2 = \begin{pmatrix} \lambda v^2/2 & \delta_2 v v_S/2 \\ \delta_2 v v_S/2 & d_2 v_S^2/2 - \sqrt{2} a_1/v_S \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} h \\ s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix}$$

$$m_{h_1, h_2}^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda}{2} v^2 + \Lambda^2 \mp \sqrt{\left(\frac{\lambda}{2} v^2 - \Lambda^2 \right)^2 + 4 \left(\frac{\delta_2}{2} v v_S \right)^2} \right)$$

h_1 : LHCで観測された
125 GeVのヒッグス粒子

縮退スカラーシナリオ

minimal model to avoid domain wall

CxSMにおける暗黒物質 χ とクォーク q の散乱は h_1, h_2 を媒介粒子として起こる

湯川相互作用

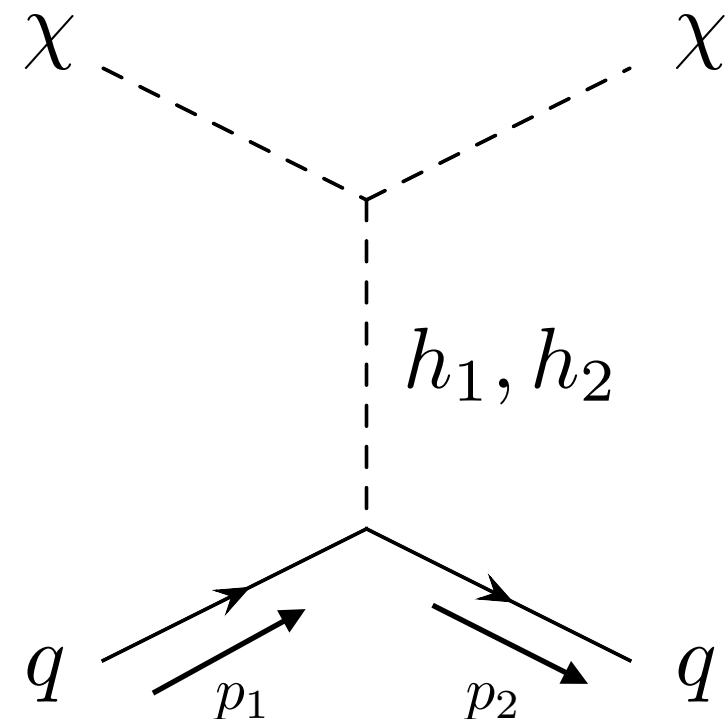
$$\mathcal{L}_Y = \frac{m_f}{v} \bar{f} f (h_1 \cos \alpha + h_2 \sin \alpha)$$

スカラー3点相互作用

$$\mathcal{L}_S = g_{h_1 \chi \chi} h_1 \chi^2 + g_{h_2 \chi \chi} h_2 \chi^2$$

$$g_{h_1 \chi \chi} \equiv \frac{m_{h_1}^2 + \frac{\sqrt{2}a_1}{v_S}}{2v_S} \sin \alpha$$

$$g_{h_2 \chi \chi} \equiv -\frac{m_{h_2}^2 + \frac{\sqrt{2}a_1}{v_S}}{2v_S} \cos \alpha$$



$$\begin{pmatrix} h \\ s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix}$$

縮退スカラーシナリオ

minimal model to avoid domain wall

h_1 or h_2 が媒介するそれぞれの散乱振幅

$$i\mathcal{M}_{h_1} = -i \frac{m_f}{vv_S} \frac{m_{h_1}^2 + \frac{\sqrt{2}a_1}{v_S}}{t - m_{h_1}^2} \sin \alpha \cos \alpha \bar{u}(p_3)u(p_1),$$

$$i\mathcal{M}_{h_2} = +i \frac{m_f}{vv_S} \frac{m_{h_2}^2 + \frac{\sqrt{2}a_1}{v_S}}{t - m_{h_2}^2} \sin \alpha \cos \alpha \bar{u}(p_3)u(p_1),$$

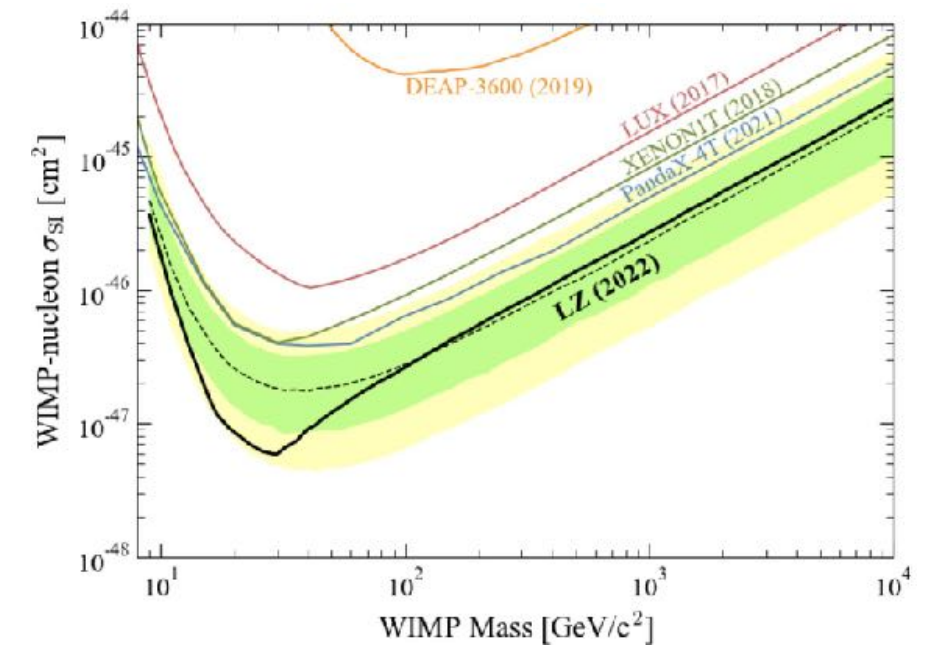
$$i(\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2) = i \frac{m_f}{vv_S} \bar{u}(p_3)u(p_1) \sin \alpha \cos \alpha$$

$$\times \left\{ \left(-\frac{m_{h_1}^2}{t - m_{h_1}^2} + \frac{m_{h_2}^2}{t - m_{h_2}^2} \right) \right\} \simeq 0 \quad @ \quad t \rightarrow 0$$

Gross, Lebedev, Toma (2017)

$$+ \frac{\sqrt{2}a_1}{v_S} \left(-\frac{1}{t - m_{h_1}^2} + \frac{1}{t - m_{h_2}^2} \right) \right\} \simeq 0 \quad @ \quad m_{h_1} \simeq m_{h_2}$$

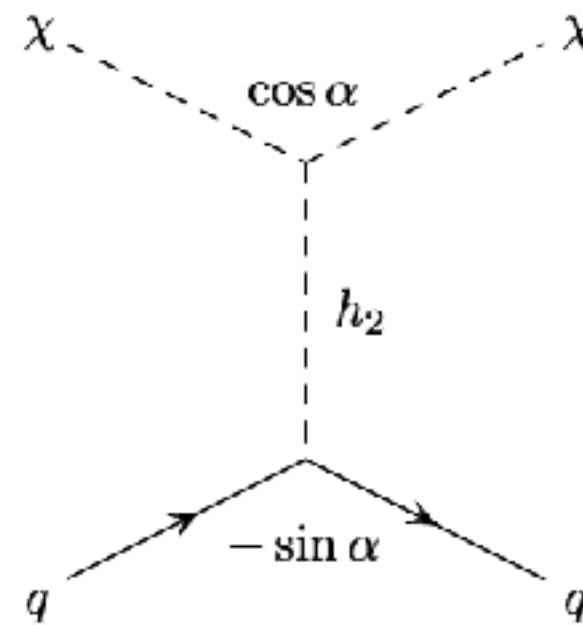
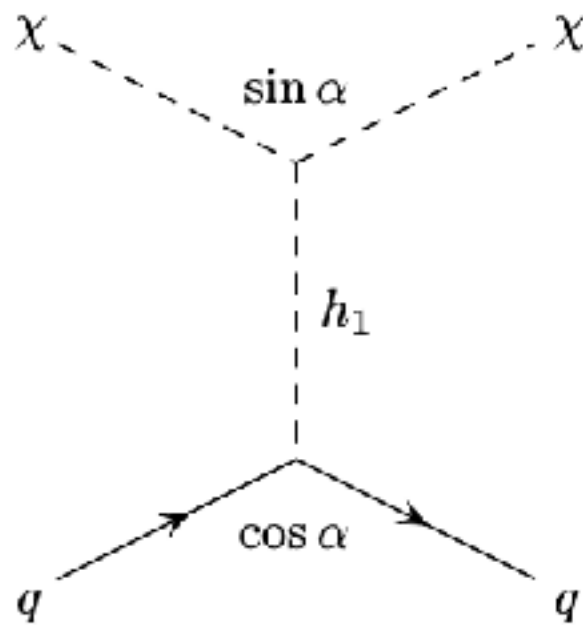
Abe, Cho, Mawatari (2021)



LZ Collaboration (Jul 8, 2022)

縮退スカラーシナリオ

minimal model to avoid domain wall



$$i(\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2) = i \frac{m_f}{vv_S} \bar{u}(p_3) u(p_1) \sin \alpha \cos \alpha$$

$$\times \left\{ \left(-\frac{m_{h_1}^2}{t - m_{h_1}^2} + \frac{m_{h_2}^2}{t - m_{h_2}^2} \right) + \frac{\sqrt{2}a_1}{v_S} \left(-\frac{1}{t - m_{h_1}^2} + \frac{1}{t - m_{h_2}^2} \right) \right\} \simeq 0$$

縮退スカラーシナリオ

$$@ m_{h_1} \simeq m_{h_2}$$

縮退スカラーシナリオ

minimal model to avoid domain wall

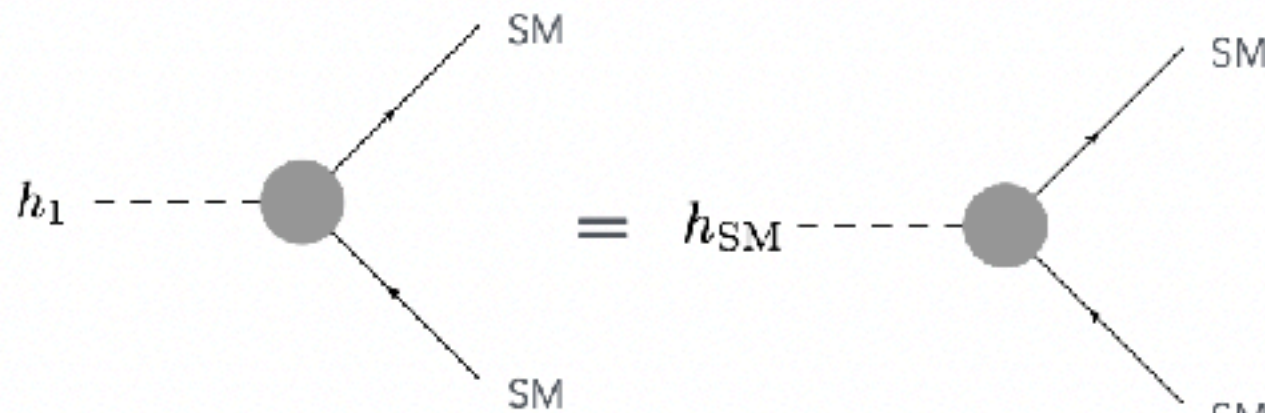
Cho-san's slide

$$h_1 = h_{\text{SM}} \cos \alpha - s \sin \alpha$$

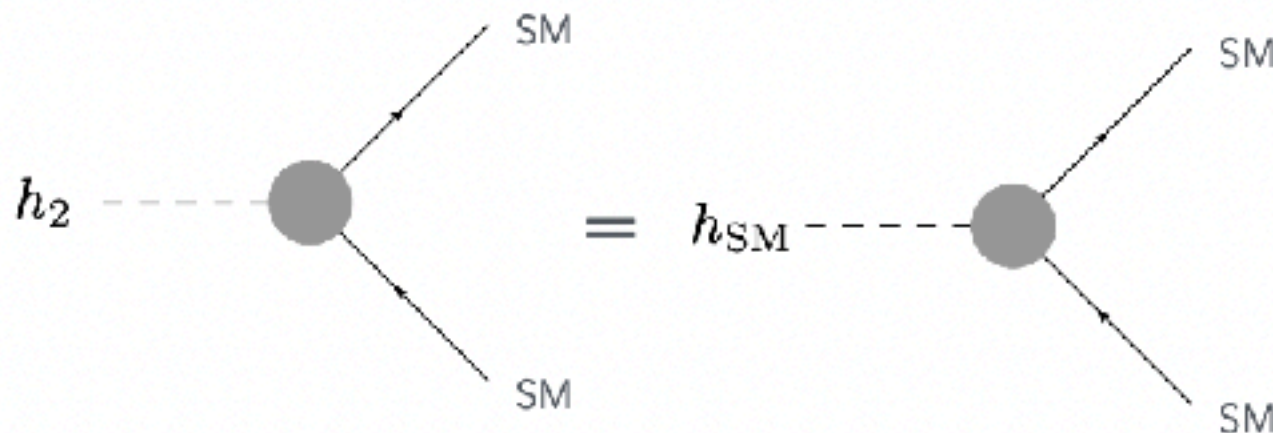
(125 GeV)

$$h_2 = -h_{\text{SM}} \sin \alpha + s \cos \alpha$$

(invisible)



$\times \cos \alpha$



$\times -\sin \alpha$

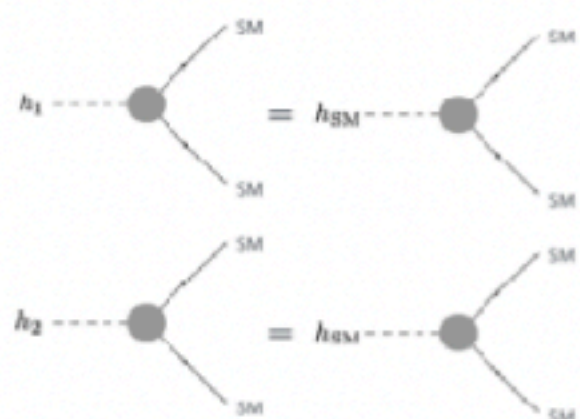
縮退スカラーシナリオ

minimal model to avoid domain wall

Cho-san's slide

$$h_1 = h_{\text{SM}} \cos \alpha - s \sin \alpha$$

$$h_2 = -h_{\text{SM}} \sin \alpha + s \cos \alpha$$

 $x \cos \alpha$ $x = \sin \alpha$

(invisible)

$$\Gamma(h_1 \rightarrow \text{SM}) = \Gamma(h_{\text{SM}} \rightarrow \text{SM})(m_{h_1}) \times \cos^2 \alpha$$

$$\Gamma(h_2 \rightarrow \text{SM}) = \Gamma(h_{\text{SM}} \rightarrow \text{SM})(m_{h_2}) \times \sin^2 \alpha$$

$$\Gamma(h_1 \rightarrow \text{SM}) + \Gamma(h_2 \rightarrow \text{SM}) \simeq \Gamma(h_{\text{SM}} \rightarrow \text{SM}) \quad \text{for } m_{h_1} \simeq m_{h_2}$$

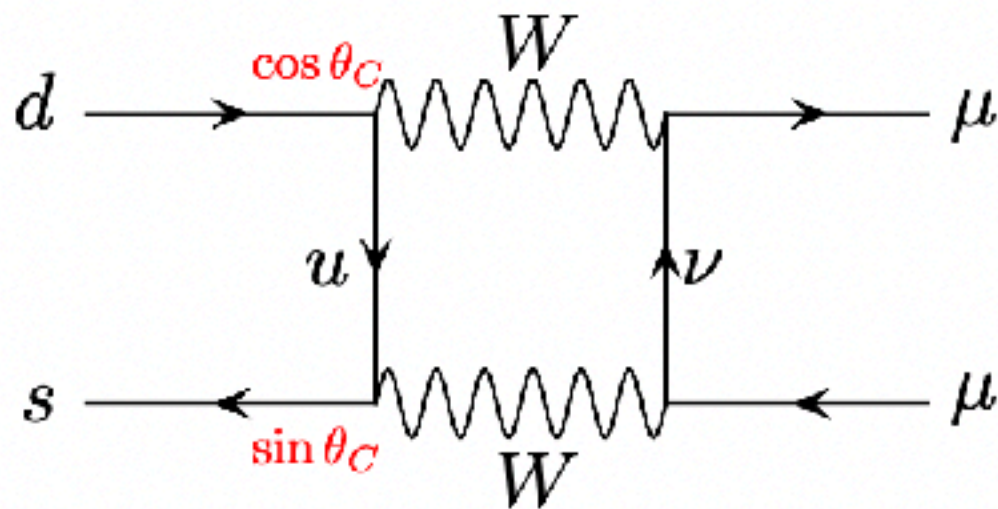
CxSMの抑制メカニズム (縮退スカラーシナリオ) の起源

GIM mechanism

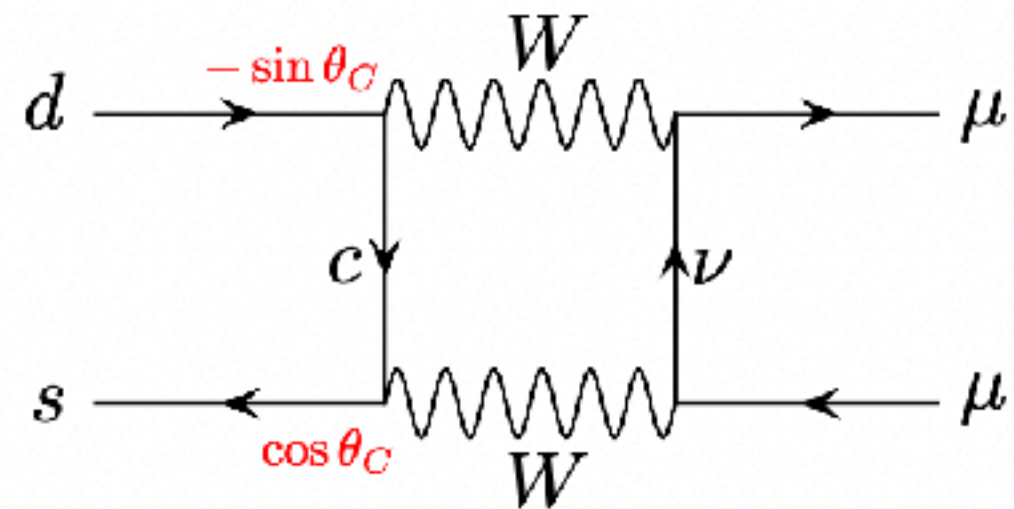
a la degenerate scalar scenario

Cho-san's slide

$$K \rightarrow \mu^+ \mu^-$$



$$\sim \cos \theta_C \sin \theta_C f(m_u)$$



$$\sim -\cos \theta_C \sin \theta_C f(m_c)$$

$$\text{amp} \sim \cos \theta_C \sin \theta_C \{f(m_u) - f(m_c)\} \simeq 0 \quad @m_u \sim m_c$$

*3generation $\rightarrow$ unitarity of CKM matrix

GIM mechanizm

a la degenerate scalar scenario

GIM mechanizmの起源：異なるフレーバーを持つクォークをmixする
CKM行列のユニタリティ

縮退スカラーシナリオの起源： **?**

→ 一般的なスカラーポテンシャルを用いて解析する

The most general scalar potential

$$\begin{aligned} V(H, S) = & \frac{m^2}{2} H^\dagger H + \frac{\lambda}{4} (H^\dagger H)^2 + \frac{\delta_2}{2} H^\dagger H |S|^2 + \frac{b_2}{2} |S|^2 + \frac{d_2}{4} |S|^4 \\ & + \left(|a_1| e^{i\phi_{a_1}} S + \frac{|b_1| e^{i\phi_{b_1}}}{4} S^2 + \frac{|\delta_3| e^{i\phi_{\delta_3}}}{4} H^\dagger H S^2 + \frac{|\delta_1| e^{i\phi_{\delta_1}}}{4} H^\dagger H S + \frac{|c_1| e^{i\phi_{c_1}}}{6} S^3 \right. \\ & \left. + \frac{|c_2| e^{i\phi_{c_2}}}{6} S |S|^2 + \frac{|d_1| e^{i\phi_{d_1}}}{8} S^4 + \frac{|d_3| e^{i\phi_{d_3}}}{8} S^2 |S|^2 + \text{c.c.} \right), \end{aligned}$$

縮退スカラーシナリオの一般化

ポテンシャル $V = \frac{1}{2}C_{ij}\phi_i\phi_j + C_{ijk}\phi_i\phi_j\phi_k + C_{ijkl}\phi_i\phi_j\phi_k\phi_l$

for both gauge and mass eigenstates

場の2次の項の係数

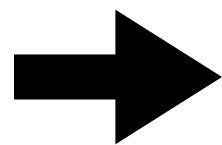
gauge eigenstates

mass eigenstates

$$\begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_{hh} & C_{hs} \\ C_{hs} & C_{ss} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{h_1 h_1} & 0 \\ 0 & C_{h_2 h_2} \end{pmatrix}$$

gauge eigenstates

mass eigenstates



$$\begin{aligned} C_{hh} \cos \alpha + C_{hs} \sin \alpha &= C_{11} \cos \alpha, \\ -C_{hh} \sin \alpha + C_{hs} \cos \alpha &= -C_{22} \sin \alpha, \\ C_{hs} \cos \alpha + C_{ss} \sin \alpha &= C_{11} \sin \alpha, \\ -C_{hs} \sin \alpha + C_{ss} \cos \alpha &= C_{22} \cos \alpha \end{aligned}$$

縮退スカラーシナリオの一般化

DM-クォーク散乱に関連する相互作用

湯川相互作用

$$-\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = C_{ffh_1} \bar{f} f h_1 + C_{ffh_2} \bar{f} f h_2 + \text{h.c.}$$

$$\text{where } C_{ffh_1} = \frac{\sqrt{2}m_f}{v} \cos \alpha, \quad C_{ffh_2} = -\frac{\sqrt{2}m_f}{v} \sin \alpha$$

スカラー3点相互作用

$$\begin{aligned} -\mathcal{L} &\supset C_{\chi\chi h} h \chi^2 + C_{\chi\chi s} s \chi^2 \\ &= C_{\chi\chi h_1} h_1 \chi^2 + C_{\chi\chi h_2} h_2 \chi^2, \end{aligned}$$

$$\text{where } C_{\chi\chi h_1} \equiv C_{\chi\chi h} \cos \alpha + C_{\chi\chi s} \sin \alpha, \quad C_{\chi\chi h_2} \equiv -C_{\chi\chi h} \sin \alpha + C_{\chi\chi s} \cos \alpha$$

縮退スカラーシナリオの一般化

h_1 or h_2 が媒介するそれぞれの散乱振幅

$$i(\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2) \propto \sum_{i=1,2} C_{\chi\chi h_i} C_{ff h_i} \frac{1}{t - m_{h_i}^2}$$

$$t \rightarrow 0 \text{ でこれがキャンセルするには } \frac{C_{\chi\chi h_1}}{m_{h_1}^2} \cos \alpha - \frac{C_{\chi\chi h_2}}{m_{h_2}^2} \sin \alpha = 0$$

$$C_{\chi\chi h_1} \equiv C_{\chi\chi h} \cos \alpha + C_{\chi\chi s} \sin \alpha,$$

$$C_{\chi\chi h_2} \equiv -C_{\chi\chi h} \sin \alpha + C_{\chi\chi s} \cos \alpha$$

場の2次と3次の項の係数の関係を以下のように表す

$$C_{\chi\chi h} = \frac{A}{v_s} (C_{hs} + \Delta_h), C_{\chi\chi s} = \frac{A}{v_s} (C_{ss} + \Delta_s)$$

$H - S$ mixing

縮退スカラーシナリオの一般化

$$C_{\chi\chi h} = \frac{A}{v_s}(C_{hs} + \Delta_h), C_{\chi\chi s} = \frac{A}{v_s}(C_{ss} + \Delta_s)$$

$H-S$ mixing

$$\frac{C_{h_1\chi\chi}}{m_{h_1}^2} \cos \alpha - \frac{C_{h_2\chi\chi}}{m_{h_2}^2} \sin \alpha = \frac{A}{v_s} \left[\underbrace{\sin \alpha \cos \alpha \left(\frac{m_{h_1}^2 + \Delta_s}{m_{h_1}^2} - \frac{m_{h_2}^2 + \Delta_s}{m_{h_2}^2} \right)}_{\simeq 0} + \underbrace{\Delta_h \left(\frac{\cos^2 \alpha}{m_{h_1}^2} + \frac{\sin^2 \alpha}{m_{h_2}^2} \right)}_{\text{大事!}} \right].$$

$\simeq 0 \quad @ \quad m_{h_1} \simeq m_{h_2}$

第2項が0になるには $\Delta_h = 0$ **$H-S$ mixingが大事！**

sum rule : $m_{h_1} \simeq m_{h_2}$, $\Delta_h = 0$

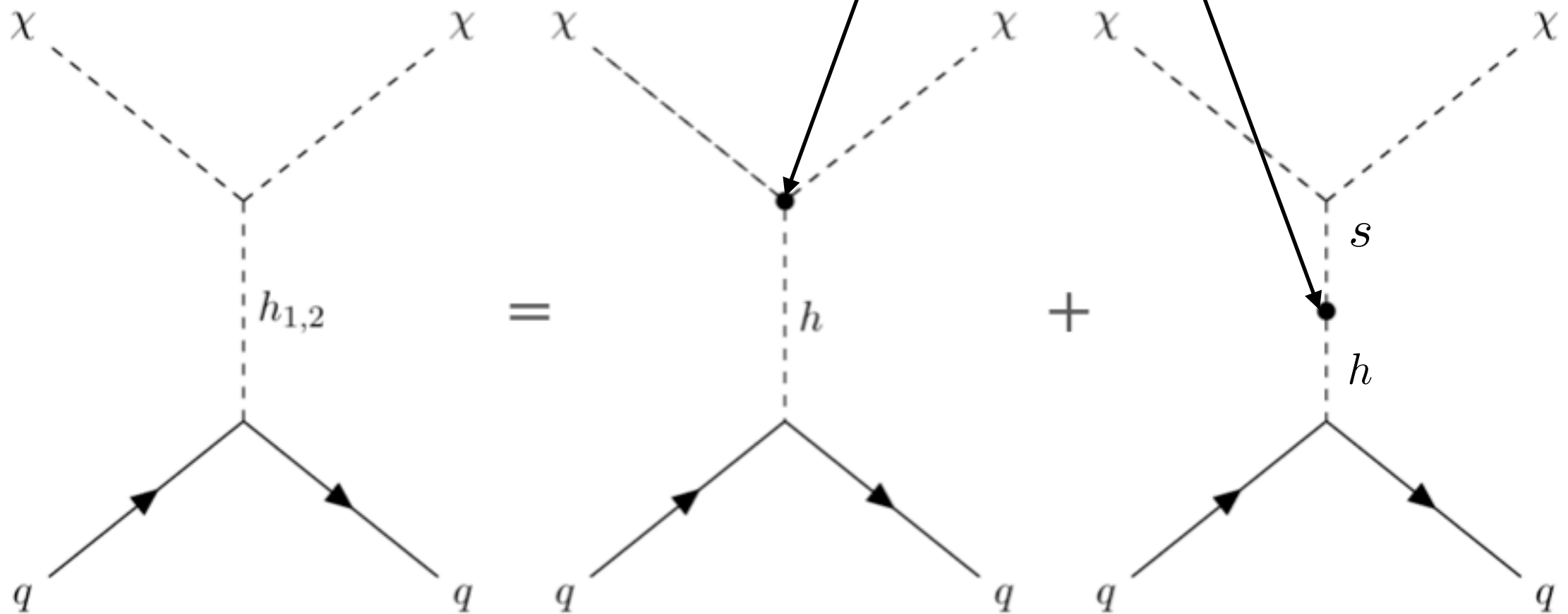
縮退スカラーシナリオの一般化

$$\frac{C_{h_1\chi\chi}}{m_{h_1}^2} \cos \alpha - \frac{C_{h_2\chi\chi}}{m_{h_2}^2} \sin \alpha = \frac{A}{v_s} \left[\sin \alpha \cos \alpha \left(\frac{m_{h_1}^2 + \Delta_s}{m_{h_1}^2} - \frac{m_{h_2}^2 + \Delta_s}{m_{h_2}^2} \right) + \Delta_h \left(\frac{\cos^2 \alpha}{m_{h_1}^2} + \frac{\sin^2 \alpha}{m_{h_2}^2} \right) \right]$$

$$\simeq 0 \quad @ \quad m_{h_1} \simeq m_{h_2}$$

第2項が0になるには $\Delta_h = 0$ **$H-S$ mixingが大事!**

$H-S$ mixingが大事!



Sum ruleの適用

Sum ruleの適用

minimal model to avoid domain wall

$$V_0 = \frac{m^2}{2}|H|^2 + \frac{\lambda}{4}|H|^4 + \frac{\delta_2}{2}|H|^2|S|^2 + \frac{b_2}{2}|S|^2 + \frac{d_2}{4}|S|^4 + \left(a_1 S + \frac{b_1}{4} S^2 + \text{c.c.} \right) \quad C_{\chi\chi h} = \frac{A}{v_s}(C_{hs} + \Delta_h), C_{\chi\chi s} = \frac{A}{v_s}(C_{ss} + \Delta_s)$$

$H-S$ mixing

$$\begin{aligned} V_0(H, S) &\supset \frac{\delta_2}{2}|H|^2|S|^2 \\ &\supset C_{\chi\chi h} h \chi^2 + C_{hs} h s, \end{aligned} \quad \therefore C_{\chi\chi h} = \frac{\delta_2}{4} v, \quad C_{hs} = \frac{\delta_2}{2} v_s v$$

$$\Rightarrow A = \frac{1}{2}, \quad \Delta_h = 0$$

$$\begin{aligned} V_0(H, S) &\supset \frac{\delta_2}{2}|H|^2|S|^2 + \frac{b_2}{2}|S|^2 + \frac{d_2}{4}|S|^4 + \frac{b_1}{4}(S^2 + S^{*2}) \\ &= C_{\chi\chi s} s \chi^2 + \frac{1}{2} C_{ss} s^2 \end{aligned} \quad \therefore C_{\chi\chi s} = \frac{d_2}{4} v_s, \quad C_{ss} = \frac{3}{4} d_2 v_s^2 + \frac{\delta_2}{4} v^2 + \frac{b_1}{2} + \frac{b_2}{2}$$

$$\Rightarrow \Delta_s = -\frac{d_2}{4} v_s^2 - \frac{\delta_2}{4} v^2 - \frac{b_1 + b_2}{2}$$

Sum ruleの適用

minimal model to avoid domain wall

$$V_0 = \frac{m^2}{2}|H|^2 + \frac{\lambda}{4}|H|^4 + \frac{\delta_2}{2}|H|^2|S|^2 + \frac{b_2}{2}|S|^2 + \frac{d_2}{4}|S|^4 + \left(a_1 S + \frac{b_1}{4}S^2 + \text{c.c.}\right) \quad C_{\chi\chi h} = \frac{A}{v_s}(C_{hs} + \Delta_h), C_{\chi\chi s} = \frac{A}{v_s}(C_{ss} + \Delta_s)$$

$H-S$ mixing

$$\begin{aligned} V_0(H, S) &\supset \frac{\delta_2}{2}|H|^2|S|^2 \\ &\supset C_{\chi\chi h}h\chi^2 + C_{hs}hs, \end{aligned} \quad \therefore C_{\chi\chi h} = \frac{\delta_2}{4}v, \quad C_{hs} = \frac{\delta_2}{2}v_s v$$

1
縮退スカラーシナリオが成り立つ！

$$\begin{aligned} V_0(H, S) &\supset \frac{\delta_2}{2}|H|^2|S|^2 + \frac{b_2}{2}|S|^2 + \frac{d_2}{4}|S|^4 + \frac{b_1}{4}(S^2 + S^{*2}) \\ &= C_{\chi\chi s}s\chi^2 + \frac{1}{2}C_{ss}s^2 \quad \therefore C_{\chi\chi s} = \frac{d_2}{4}v_s, \quad C_{ss} = \frac{3}{4}d_2v_s^2 + \frac{\delta_2}{4}v^2 + \frac{b_1}{2} + \frac{b_2}{2} \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \Delta_s = -\frac{d_2}{4}v_s^2 - \frac{\delta_2}{4}v^2 - \frac{b_1 + b_2}{2}$$

Sum ruleの適用

general model

$$V(H, S) = \frac{m^2}{2} H^\dagger H + \frac{\lambda}{4} (H^\dagger H)^2 + \frac{\delta_2}{2} H^\dagger H |S|^2 + \frac{b_2}{2} |S|^2 + \frac{d_2}{4} |S|^4 \\ + \left(|a_1| e^{i\phi_{a_1}} S + \frac{|b_1| e^{i\phi_{b_1}}}{4} S^2 + \frac{|\delta_3| e^{i\phi_{\delta_3}}}{4} H^\dagger H S^2 + \frac{|\delta_1| e^{i\phi_{\delta_1}}}{4} H^\dagger H S + \frac{|c_1| e^{i\phi_{c_1}}}{6} S^3 \right. \\ \left. + \frac{|c_2| e^{i\phi_{c_2}}}{6} S |S|^2 + \frac{|d_1| e^{i\phi_{d_1}}}{8} S^4 + \frac{|d_3| e^{i\phi_{d_3}}}{8} S^2 |S|^2 + \text{c.c.} \right),$$

$$C_{\chi\chi h} = \frac{A}{v_s} (C_{hs} + \Delta_h), C_{\chi\chi s} = \frac{A}{v_s} (C_{ss} + \Delta_s)$$

$H-S$ mixing

$$V(H, S) \supset \frac{\delta_2}{2} |H|^2 |S|^2 + \left(\frac{\delta_1}{4} |H|^2 S + \frac{\delta_3}{4} |H|^2 S^2 + \text{c.c.} \right) \\ = C_{\chi\chi h} h \chi^2 + C_{hs} h s$$

$$\therefore C_{\chi\chi h} = \frac{\delta_2 - \delta_3}{4} v, \quad C_{hs} = \frac{v}{2} \left(\frac{\delta_1}{\sqrt{2}} + \delta_2 v_S + \delta_3 v_S \right). \quad \Rightarrow \quad \Delta_h \neq 0$$

$$\Delta_h = 0 \text{ となるには} \quad \begin{array}{ll} \text{(i)} & \delta_1 = \delta_2 = 0, \\ \text{(ii)} & \delta_1 = \delta_3 = 0 \end{array}$$

縮退スカラーシナリオが成り立つには
 $H-S$ mixingの項が制限される

Scattering in One-loop level

(only comment)

Scattering in one-loop level

generalなスカラーポテンシャルではtree-levelでも縮退スカラーシナリオは成り立たない
→ tree-levelで縮退スカラーシナリオが成り立つminimal modelを用いてone-loopの解析をする

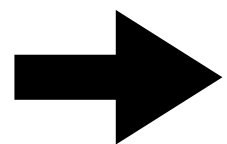
one-loop diagram ・ tree-levelの構造をsub-diagramとして含むもの
・ それ以外のもの

$$V_0 = \frac{m^2}{2}|H|^2 + \frac{\lambda}{4}|H|^4 + \frac{\delta_2}{2}|H|^2|S|^2 + \frac{b_2}{2}|S|^2 + \frac{d_2}{4}|S|^4 + \left(a_1 S + \frac{b_1}{4} S^2 + \text{c.c.} \right)$$

one-loop diagramに出てくるcouplingは3点か4点
→ 下線部分のコンビネーションで表せる

$$H - S \text{ mixing term} \quad \delta_2 = \frac{2}{vv_S} (m_{h_1}^2 - m_{h_2}^2) \sin \alpha \cos \alpha$$

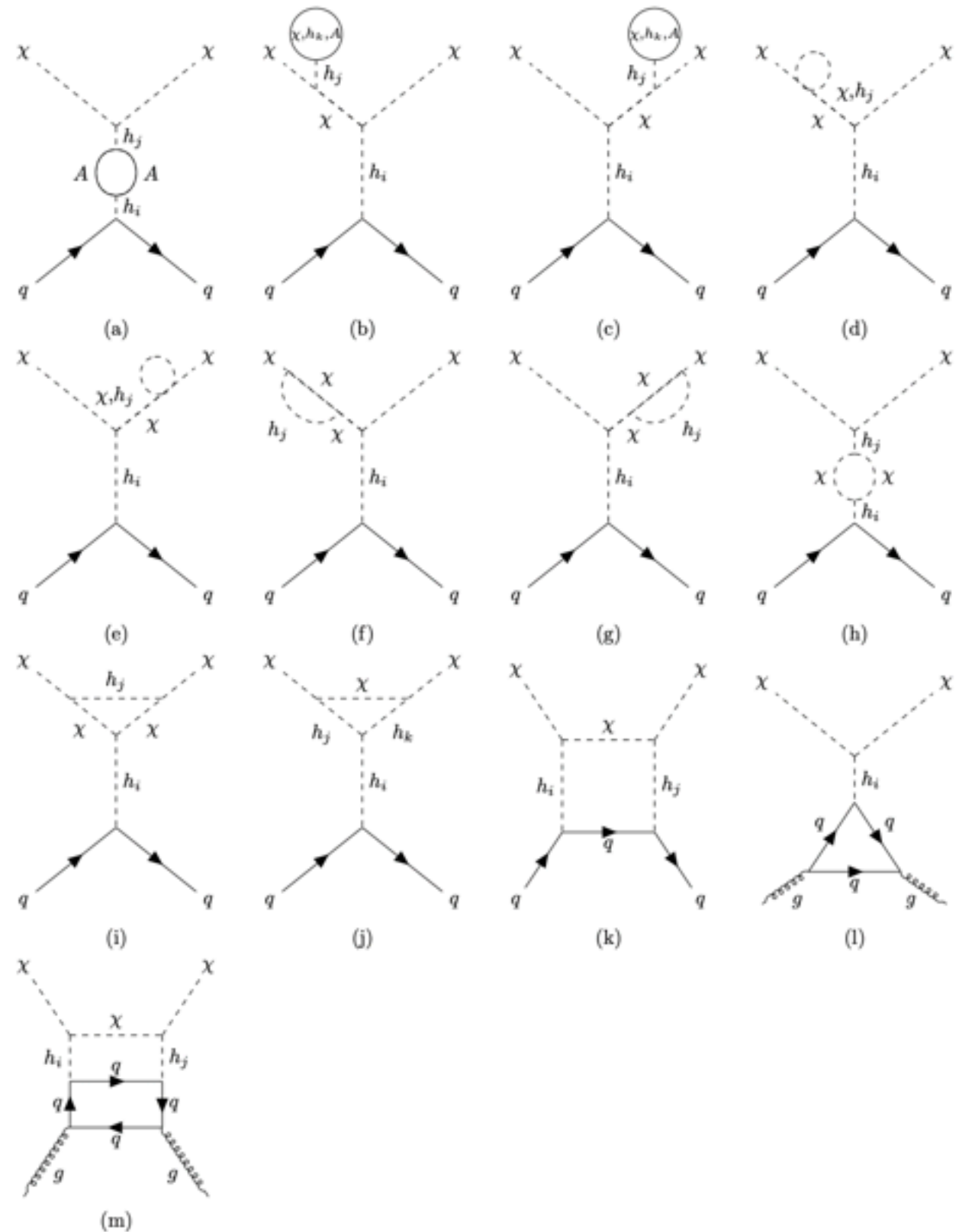
δ_2 はヒッグスの縮退で自明に0となるため、ヒッグス場の4点と複素スカラー場の4点のみを抜き出して解析



one-loop diagramも縮退スカラー極限でキャンセル

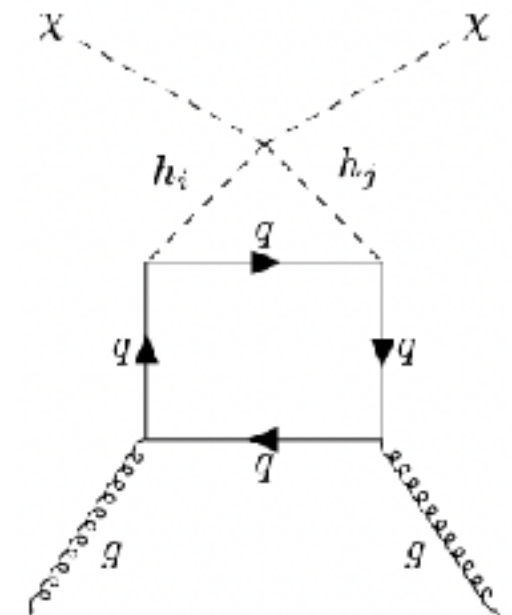
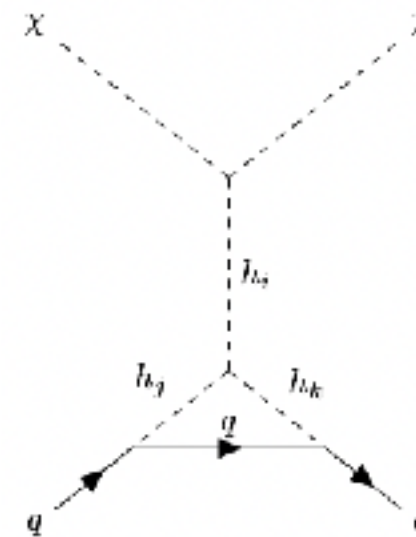
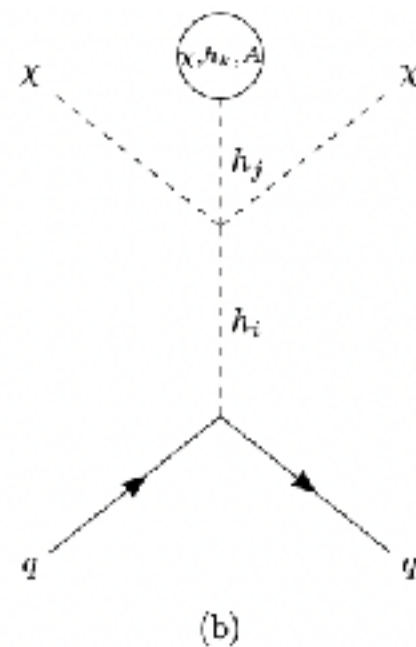
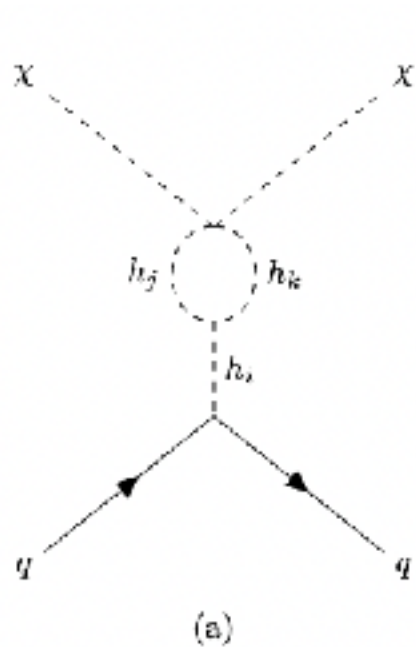
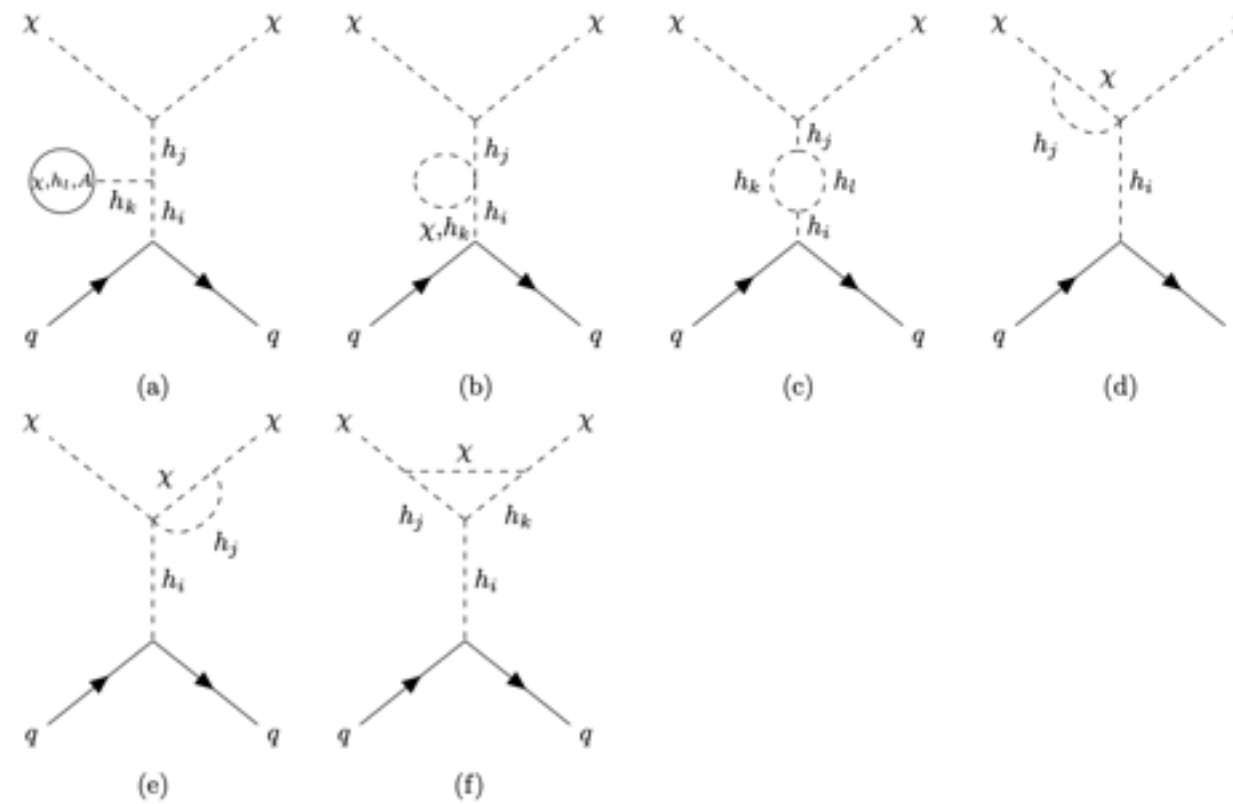
Scattering in one-loop level

including the tree-level structure
as a sub-diagrams



Scattering in one-loop level

Other diagrams



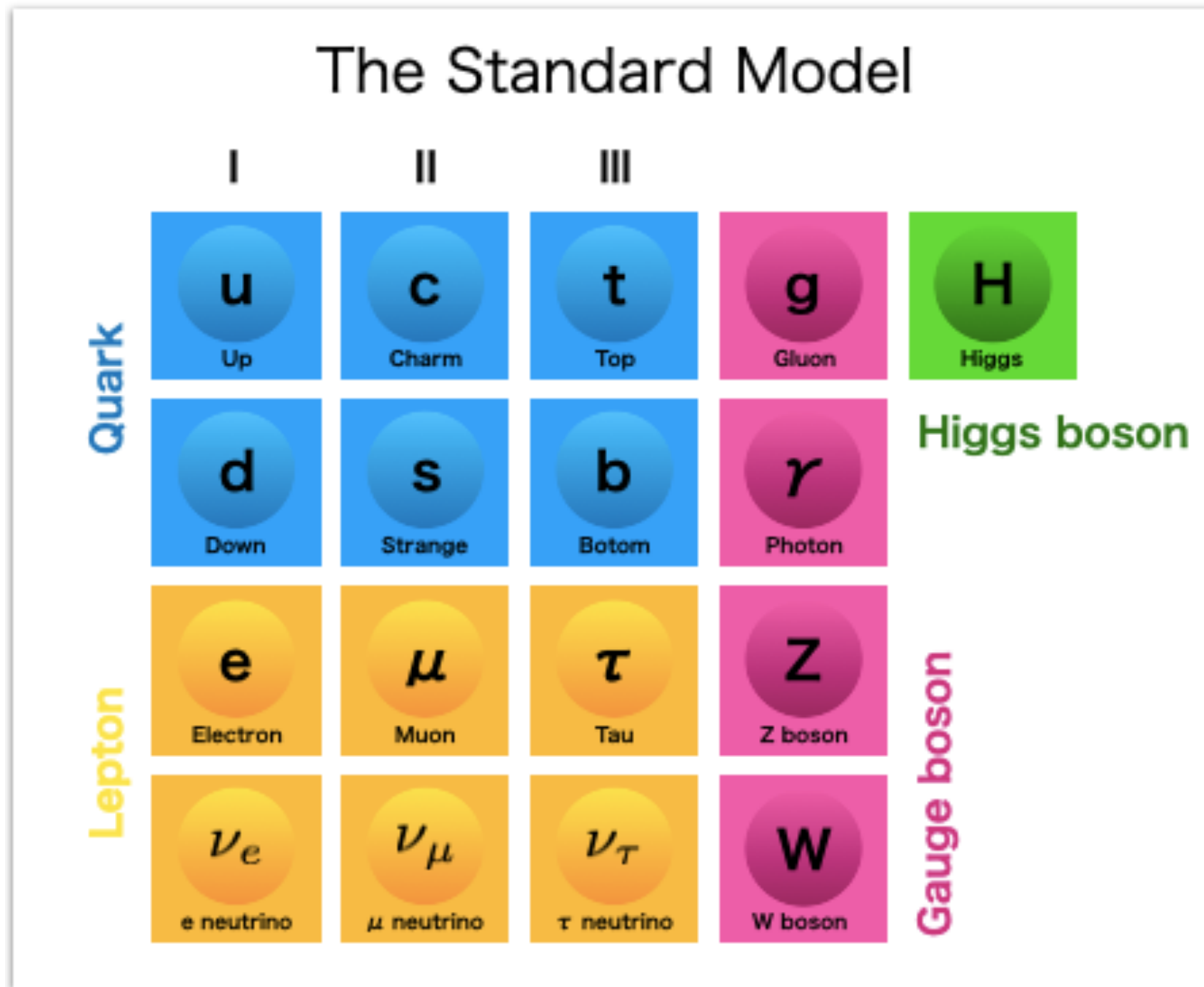
ここまでのまとめ

- ・ 暗黒物質とは様々な宇宙観測により存在が示唆されているが
光学的観測が不可能な物質の総称である。
暗黒物質と核子の散乱を検出する直接探索実験により散乱断面積は
強く制限されている。
- ・ この制限を満たす仮説の一つに縮退スカラーシナリオが存在する。
ただしこれが成り立つためには、SMヒッグス場と新たに導入した
スカラー場の混合項に制限がかかった。
- ・ tree-levelで縮退スカラーシナリオが成り立つポテンシャルに関して、
one-loopでもヒッグスの縮退で散乱が抑制された。

縮退スカラーシナリオと電弱一次相転移

物質反物質非対称性について

標準模型を超える物理



素粒子標準模型(SM)：

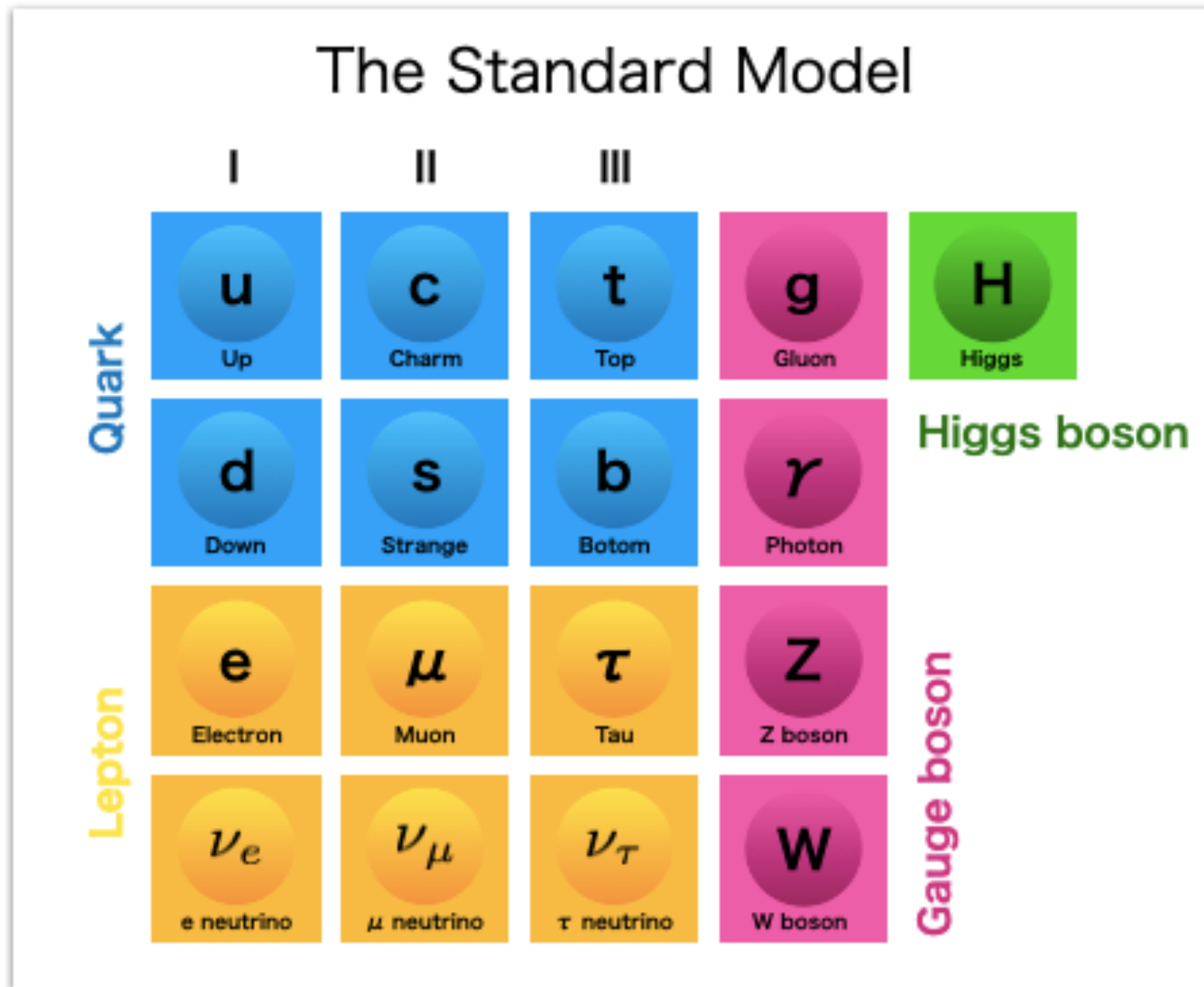
素粒子の性質や電磁気力、強い力、弱い力によって引き起こされる素粒子反応法則をまとめた理論

SMを超えた物理：

物質反物質非対称性の起源
暗黒物質の正体
ニュートリノ質量の起源
階層性問題
などなど

物質反物質非対称性について

標準模型を超える物理



素粒子標準模型(SM)：

素粒子の性質や電磁気力、強い力、弱い力によって引き起こされる素粒子反応法則をまとめた理論

SMを超えた物理：

物質反物質非対称性の起源

暗黒物質の正体

ニュートリノ質量の起源

階層性問題

などなど

物質反物質非対称性について

標準模型を超える物理

バリオン数の非対称性：現在の宇宙を構成するのは粒子からなる物質

クォーク : 1/3 反粒子からなる反物質が物質と比べて極端に少ない

反クォーク：-1/3 通常の粒子と、電荷やバリオン数などが逆符号となるもの

例) 電子に対して陽電子

宇宙誕生の頃、物質と反物質は等量生成されたはず → 全体のバリオン数は0

しかし現在の宇宙はほとんど粒子 → 正のバリオン数を持っている

物質反物質非対称性について

標準模型を超える物理

バリオン数の非対称性：現在の宇宙を構成するのは粒子からなる物質

クォーク : $1/3$

反粒子からなる反物質が物質と比べて極端に少ない

反クォーク : $-1/3$

通常の粒子と、電荷やバリオン数などが逆符号となるもの

例) 電子に対して陽電子

宇宙誕生の頃、物質と反物質が等しく生成された

どこかでバリオン数が

全体のバリオン数は0

しかし現在の宇宙はほとんど物質で構成されている

生成されているはず

のバリオン数を持っている

物質反物質非対称性について

標準模型を超える物理

バリオン数の非対称性：現在の宇宙を構成するのは粒子からなる物質

クォーク	： $1/3$	反粒子からなる反物質が物質と比べて極端に少ない
反クォーク	： $-1/3$	通常の粒子と、電荷やバリオン数などが逆符号となるもの
例) 電子に対して陽電子		

宇宙誕生の頃、物質と反物質の数が等しく、全体のバリオン数は0
しかし現在の宇宙はほとんど**どこかでバリオン数が生成されているはず**のバリオン数を持っている

サハロフの3条件

1. バリオン数の破れ

反バリオンより過剰にバリオンを生成するため

2. C対称性、CP対称性の破れ

左巻きバリオン、右巻きの反バリオン生成と同時に左巻き反バリオン、右巻きバリオンが生成されないため

3. 熱平衡からの離脱

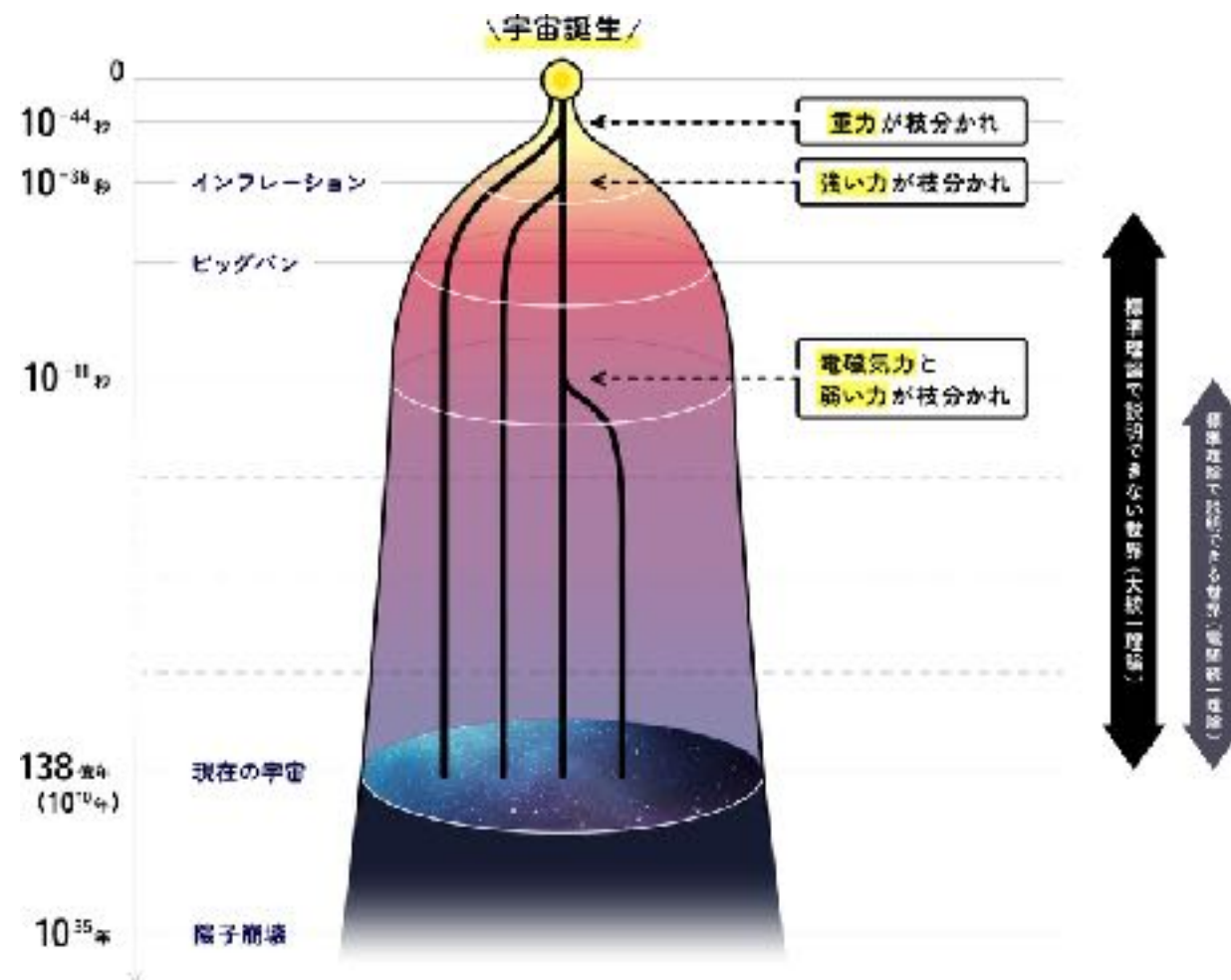
CPT対称性によりバリオン数の増加と減少が打ち消し合わないため

物質反物質非対称性について

標準模型を超える物理

バリオン非対称性を説明するシナリオの一つに**電弱バリオジェネシス**がある

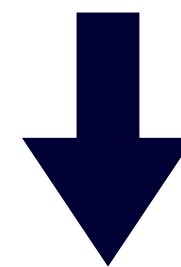
- ・ 電弱相転移期にバリオン数生成
- ・ ヒッグス物理と関連



電弱相転移期 = 標準模型で記述される時期

高温相：電弱対称性を持つ相

クォーク、レプトン、Z,Wボソンは
質量を持たない



電弱相転移

ヒッグスが真空期待値をとる

低温相：電弱対称性が破れた相

クォーク、レプトン、Z,Wボソンは
質量を持つ

物質反物質非対称性について

標準模型を超える物理

サハロフの3条件

@標準模型
(電弱バリオジェネシス)

1. バリオン数の破れ
→ スファレロン過程
2. C対称性、CP対称性の破れ
→ 小林益川位相
3. 熱平衡からの離脱
→ 強い電弱一次相転移

問題点

- ・ 小林益川(CKM)位相ではCP対称性の破れが不十分
- ・ 強い電弱一次相転移を要請すると、ヒッグスの質量が約70 GeV以下となる
LHC実験により**125 GeV**と知られている

物質反物質非対称性について

標準模型を超える物理

サハロフの3条件

@標準模型
(電弱バリオジェネシス)

1. バリオン数の破れ
→ スファレロン過程
2. C対称性、CP対称性の破れ
→ 小林益川位相
3. 熱平衡からの離脱
→ 強い電弱一次相転移

問題点

- ・ 小林益川(CKM)位相ではCP対称性の破れが不十分
- ・ 強い電弱一次相転移を要請すると、ヒッグスの質量が約70 GeV以下となる

LHC実験により**125 GeV**と知られている

標準模型を拡張する必要がある！

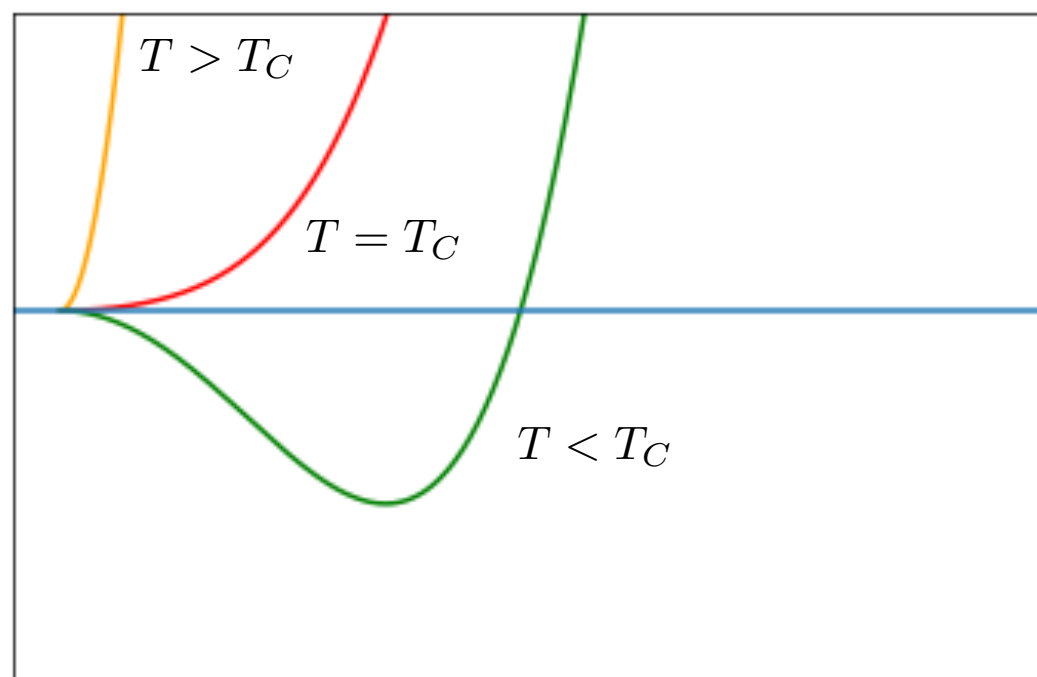
電弱相転移

電弱バリオジェネシスでは、サハロフの3条件より強い電弱一次相転移が必要

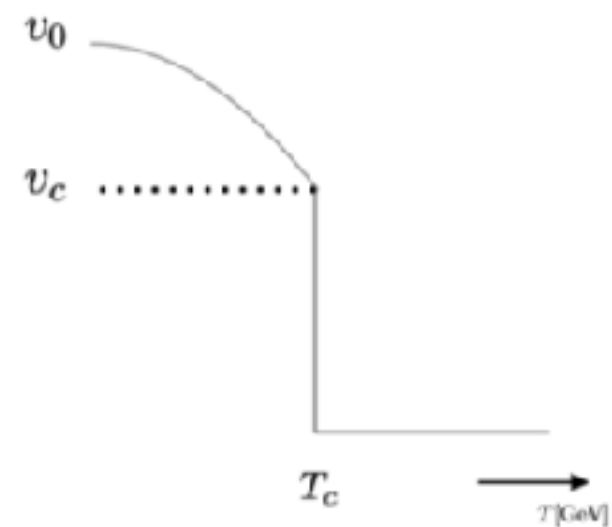
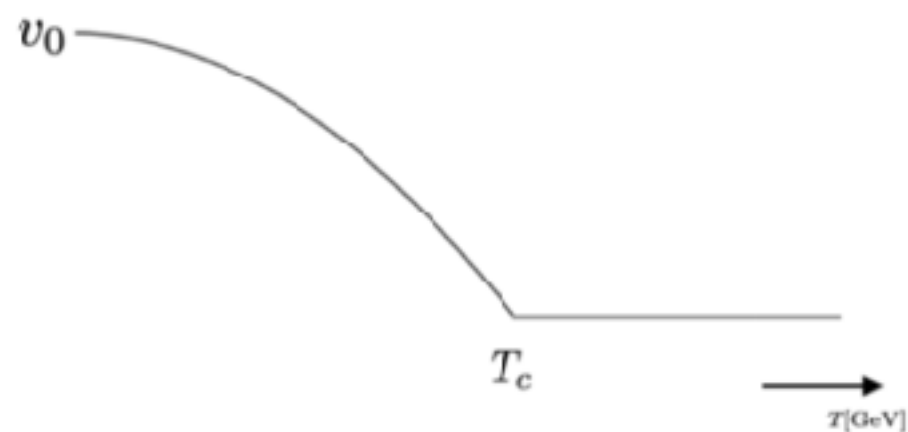
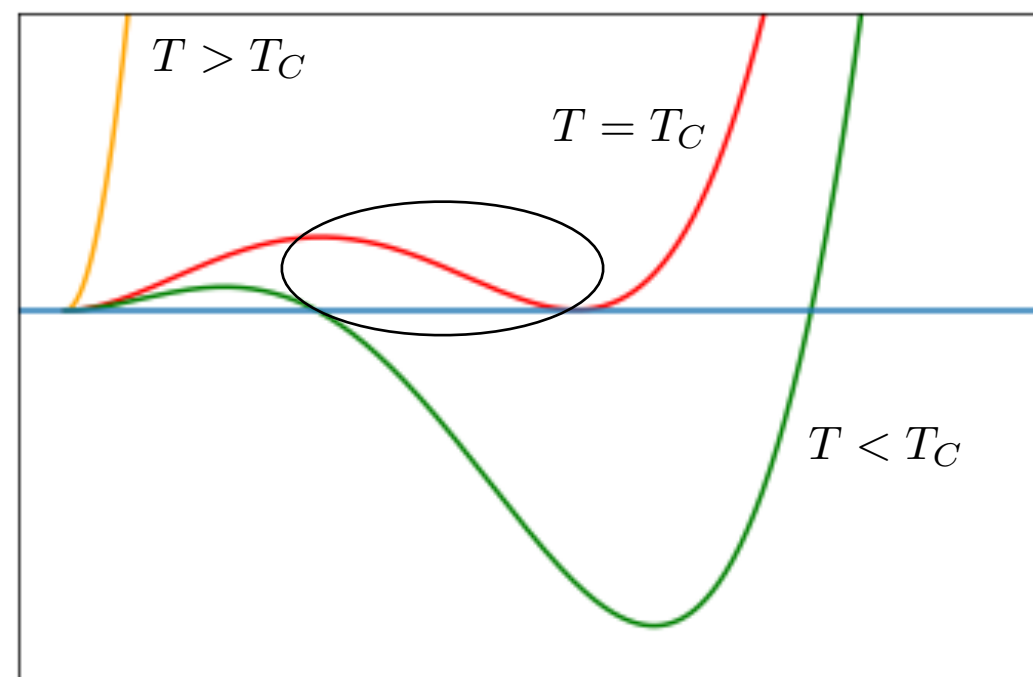
$$\frac{v_c}{T_c} \gtrsim 1 \quad \begin{array}{l} T_c: \text{臨界温度} \\ v_c: T_c \text{でのHiggsのvev} \end{array}$$

V_{eff} にnegativeな寄与が必要

二次相転移

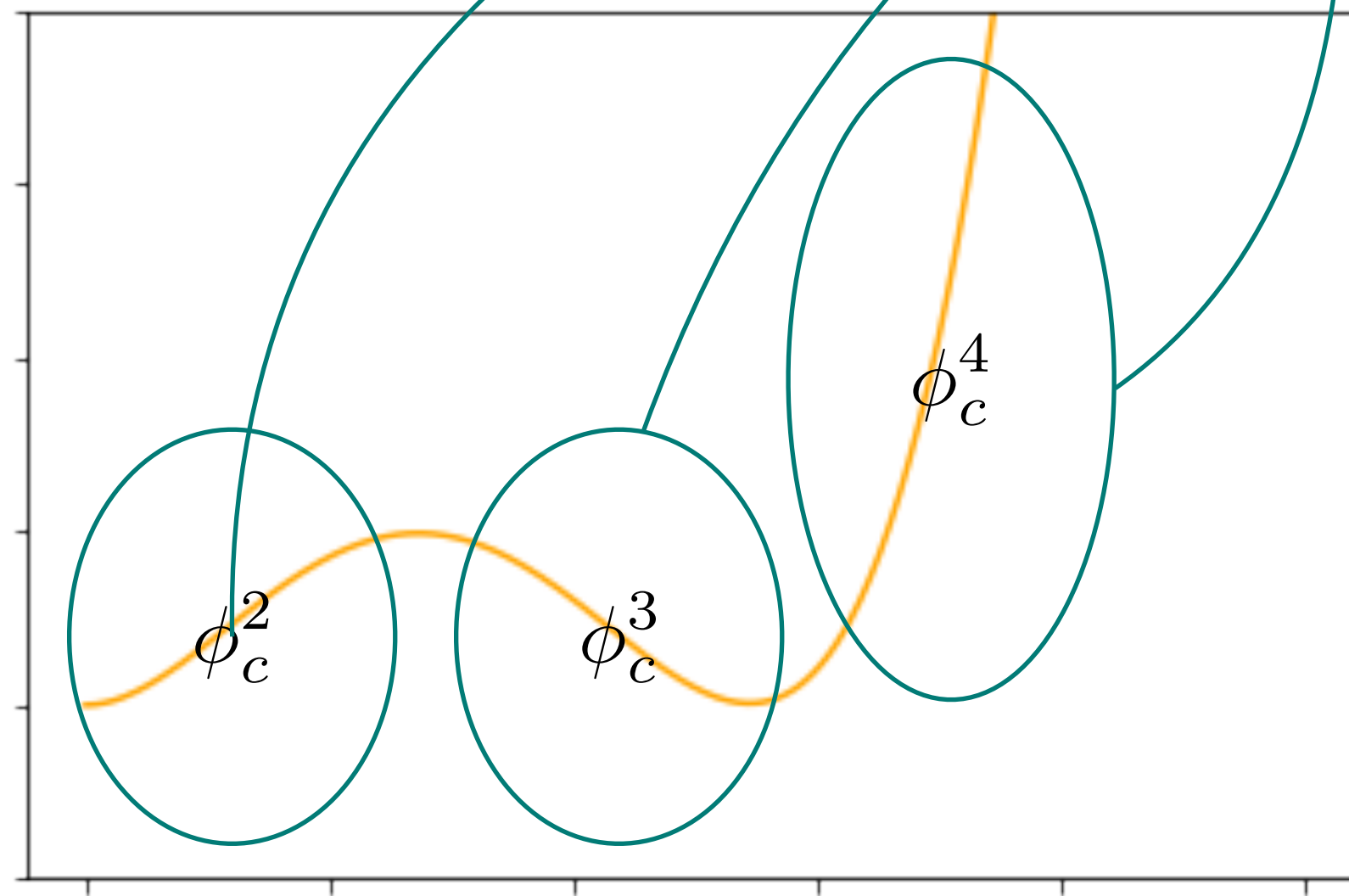


一次相転移



電弱相転移

$$V(\phi_c, T) = D(T^2 - T_o^2)\phi_c^2 - ET\phi_c^3 + \frac{\lambda(T)}{4}\phi_c^4$$



一次相転移が起こるということは v_C が不連続に発生するということ



$\phi_C = 0$ と $\phi_C = v_C$ の間にバリアが必要

ポテンシャルを一度
落ち込ませる $-\phi^3$ の寄与
が必要

電弱相転移

- V_{eff} へのnegativeな寄与 (1) thermal loop 由来 ← SM, new physics
↑ **負の場の3次の項が重要** (2) tree-level potential 由来 ← SM, new physics

CxSMの有効ポテンシャル

$$V_{\text{eff}}(\varphi, \varphi_S; T) = V_0(\varphi, \varphi_S) + V_1(\varphi, \varphi_S; T)$$

$$V_0(\varphi, \varphi_S) = \frac{m^2}{4}\varphi^2 + \frac{\lambda}{16}\varphi^4 + \frac{\delta_2}{8}\varphi^2\varphi_S^2 + \frac{b_2}{4}\varphi_S^2 + \frac{d_2}{16}\varphi_S^4 + \sqrt{2}a_1\varphi_S + \frac{b_1}{4}\varphi_S^2$$

$$V_1(\varphi, \varphi_S; T) = \sum_i n_i \left[V_{\text{CW}}(\bar{m}_i^2) + \frac{T^4}{2\pi^2} I_{B,F} \left(\frac{\bar{m}_i^2}{T^2} \right) \right]$$

$$V_{\text{CW}}(\bar{m}_i^2) = \frac{\bar{m}_i^4}{64\pi^2} \left(\ln \frac{\bar{m}_i^2}{\bar{\mu}^2} - c_i \right) \quad : \text{the Coleman-Weinberg potential}$$

$$I_{B,F}(a^2) = \int_0^\infty dx x^2 \ln \left(1 \mp e^{-\sqrt{x^2+a^2}} \right) \quad : \text{finite-temperature effective potential}$$

$\langle H \rangle = (0 \quad \varphi)^T / \sqrt{2}$ and $\langle S \rangle = \varphi_S / \sqrt{2}$: Higgs doubletとsingletのclassical field

$\bar{m}_i^2$: field dependent mass

電弱相転移

V_{eff} へのnegativeな寄与 (1) thermal loop 由来 ← SM, new physics
↑負の場の3次の項が重要 (2) tree-level potential 由来 ← SM, new physics

CxSMの有効ポテンシャル

$$V_{\text{eff}}(\varphi, \varphi_S; T) = V_0(\varphi, \varphi_S) + V_1(\varphi, \varphi_S; T)$$

$$V_0(\varphi, \varphi_S) = \frac{m^2}{4}\varphi^2 + \frac{\lambda}{16}\varphi^4 + \frac{\delta_2}{8}\varphi^2\varphi_S^2 + \frac{b_2}{4}\varphi_S^2 + \frac{d_2}{16}\varphi_S^4 + \sqrt{2}a_1\varphi_S + \frac{b_1}{4}\varphi_S^2$$

$$V_1(\varphi, \varphi_S; T) = \sum_i n_i \left[V_{\text{CW}}(\bar{m}_i^2) + \frac{T^4}{2\pi^2} I_{B,F} \left(\frac{\bar{m}_i^2}{T^2} \right) \right]$$

$$V_{\text{CW}}(\bar{m}_i^2) = \frac{\bar{m}_i^4}{64\pi^2} \left(\ln \frac{\bar{m}_i^2}{\bar{\mu}^2} - c_i \right) \quad : \text{the Coleman-Weinberg potential}$$

$$I_{B,F}(a^2) = \int_0^\infty dx x^2 \ln \left(1 \mp e^{-\sqrt{x^2+a^2}} \right) \quad : \text{finite-temperature effective potential}$$

$\langle H \rangle = (0 \quad \varphi)^T / \sqrt{2}$ and $\langle S \rangle = \varphi_S / \sqrt{2}$: Higgs doubletとsingletのclassical field

$\bar{m}_i^2$: field dependent mass

電弱相転移

V_{eff} へのnegativeな寄与

(1) thermal loop 由来 ← SM, new physics

↑負の場の3次の項が重要

(2) tree-level potential 由来 ← SM, new physics

tree-level potentialに場の3次の項はいない？

CxSMの有効ポテンシャル

$$V_{\text{eff}}(\varphi, \varphi_S; T) = V_0(\varphi, \varphi_S) + V_1(\varphi, \varphi_S; T)$$

$$V_0(\varphi, \varphi_S) = \frac{m^2}{4}\varphi^2 + \frac{\lambda}{16}\varphi^4 + \frac{\delta_2}{8}\varphi^2\varphi_S^2 + \frac{b_2}{4}\varphi_S^2 + \frac{d_2}{16}\varphi_S^4 + \sqrt{2}a_1\varphi_S + \frac{b_1}{4}\varphi_S^2$$

$$V_1(\varphi, \varphi_S; T) = \sum_i n_i \left[V_{\text{CW}}(\bar{m}_i^2) + \frac{T^4}{2\pi^2} I_{B,F} \left(\frac{\bar{m}_i^2}{T^2} \right) \right]$$

$$V_{\text{CW}}(\bar{m}_i^2) = \frac{\bar{m}_i^4}{64\pi^2} \left(\ln \frac{\bar{m}_i^2}{\bar{\mu}^2} - c_i \right) \quad : \text{the Coleman-Weinberg potential}$$

$$I_{B,F}(a^2) = \int_0^\infty dx x^2 \ln \left(1 \mp e^{-\sqrt{x^2+a^2}} \right) \quad : \text{finite-temperature effective potential}$$

$\langle H \rangle = (0 \quad \varphi)^T / \sqrt{2}$ and $\langle S \rangle = \varphi_S / \sqrt{2}$: Higgs doubletとsingletのclassical field

$\bar{m}_i^2$: field dependent mass

電弱相転移

High Temperature(HT) ポテンシャル

$$V^{\text{HT}}(\varphi, \varphi_S; T) = V_0(\varphi, \varphi_S) + \frac{1}{2} (\Sigma_H \varphi^2 + \Sigma_S \varphi_S^2) T^2$$

$$\Sigma_H = \frac{\lambda}{8} + \frac{\delta_2}{24} + \frac{3g_2^2 + g_1^2}{16} + \frac{y_t^2}{4}, \quad \Sigma_S = \frac{\delta_2 + d_2}{12} \quad : \text{thermal mass}$$

2つのスカラー場を極座標表示する

$$\varphi = z \cos \gamma, \varphi_S = z \sin \gamma + v_S^{\text{sym}}$$

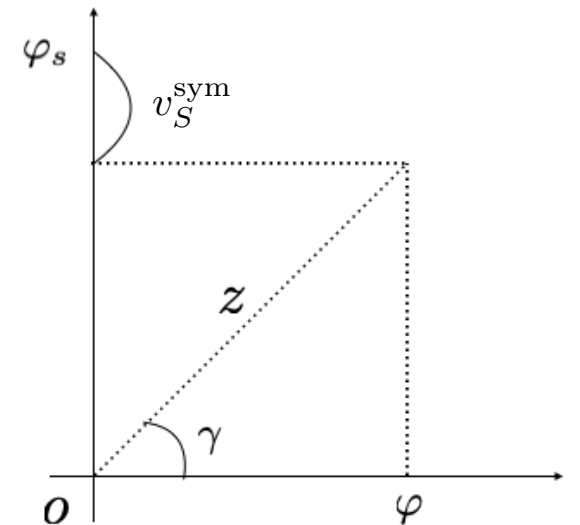
$$V^{\text{HT}}(\varphi, \varphi_S; T) = V_0(\varphi, \varphi_S) + \frac{1}{2} (\Sigma_H \varphi^2 + \Sigma_S \varphi_S^2) T^2$$

$$\rightarrow V^{\text{HT}}(z, \gamma; T) = c_0 + c_1 z + (c_2 + c'_2 T^2) z^2 - c_3 z^3 + c_4 z^4$$

$$T_C \simeq \sqrt{\frac{1}{2\Sigma_H} \left(-m^2 - \frac{(v_{SC}^{\text{sym}})^2}{2} \delta_2 \right)}, \quad v_C = \lim_{T \nearrow T_C} v(T)$$

$$v_C \simeq \sqrt{\frac{2\delta_2 (v_{SC}^{\text{sym}})^2}{\lambda} \left(1 - \frac{v_{SC}}{v_{SC}^{\text{sym}}} \right)} \quad v_{SC} = \lim_{T \nearrow T_C} v_S(T)$$

$$v_{SC}^{\text{sym}} = \lim_{T \searrow T_C} v_S(T)$$



電弱相転移

High Temperature(HT) ポテンシャル

$$V^{\text{HT}}(\varphi, \varphi_S; T) = V_0(\varphi, \varphi_S) + \frac{1}{2} (\Sigma_H \varphi^2 + \Sigma_S \varphi_S^2) T^2$$

$$\Sigma_H = \frac{\lambda}{8} + \frac{\delta_2}{24} + \frac{3g_2^2 + g_1^2}{16} + \frac{y_t^2}{4}, \quad \Sigma_S = \frac{\delta_2 + d_2}{12} \quad : \text{thermal mass}$$

2つのスカラー場を極座標表示する

$$\varphi = z \cos \gamma, \varphi_S = z \sin \gamma + v_S^{\text{sym}}$$

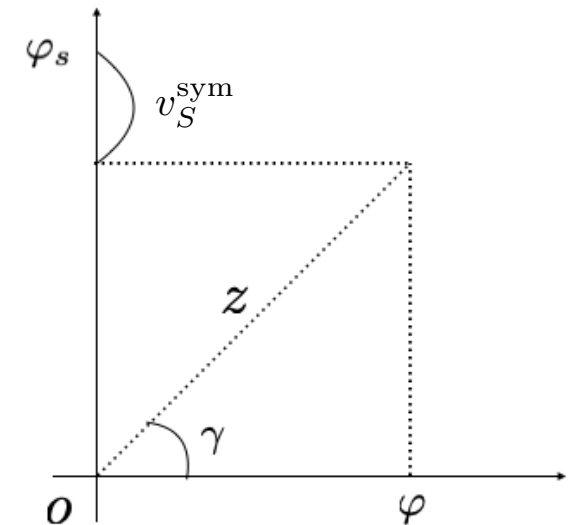
$$V^{\text{HT}}(\varphi, \varphi_S; T) = V_0(\varphi, \varphi_S) + \frac{1}{2} (\Sigma_H \varphi^2 + \Sigma_S \varphi_S^2) T^2$$

$$\rightarrow V^{\text{HT}}(z, \gamma; T) = c_0 + c_1 z + (c_2 + c'_2 T^2) z^2 - c_3 z^3 + c_4 z^4$$

$$T_C \simeq \sqrt{\frac{1}{2\Sigma_H} \left(-m^2 - \frac{(v_{SC}^{\text{sym}})^2}{2} \delta_2 \right)}, \quad v_C = \lim_{T \nearrow T_C} v(T)$$

$$v_C \simeq \sqrt{\frac{2\delta_2 (v_{SC}^{\text{sym}})^2}{\lambda} \left(1 - \frac{v_{SC}}{v_{SC}^{\text{sym}}} \right)}, \quad v_{SC} = \lim_{T \nearrow T_C} v_S(T)$$

$$v_{SC}^{\text{sym}} = \lim_{T \searrow T_C} v_S(T)$$



電弱相転移

$$T_C \simeq \sqrt{\frac{1}{2\Sigma_H} \left(-m^2 - \frac{(v_{SC}^{\text{sym}})^2}{2} \delta_2 \right)},$$

$$v_C \simeq \sqrt{\frac{2\delta_2 (v_{SC}^{\text{sym}})^2}{\lambda} \left(1 - \frac{v_{SC}}{v_{SC}^{\text{sym}}} \right)}$$

About T_C

$\delta_2 \rightarrow$ positive and large

$$\delta_2 = \frac{2}{vv_S} (m_{h_1}^2 - m_{h_2}^2) \sin \alpha \cos \alpha$$

$v_S \rightarrow$ small, $\alpha \rightarrow$ maximum $\frac{\pi}{4}$

About v_C

$$(v_{SC}^{\text{sym}})^3 + Av_{SC}^{\text{sym}} + B = 0$$

$$A = 2(b_1 + b_2 + 2\Sigma_S)/d_2$$

$$B = 4\sqrt{2}a_1/d_2$$

v_{SC}^{sym} は $1/\sqrt{d_2}$ によってスケールされる $\therefore d_2 \rightarrow$ small

$$d_2 = \frac{2}{v_S^2} \left[m_{h_1}^2 + (m_{h_2}^2 - m_{h_1}^2) \cos^2 \alpha + \frac{\sqrt{2}a_1}{v_S} \right] \simeq \frac{2}{v_S^2} \left[m_{h_1}^2 + \frac{\sqrt{2}a_1}{v_S} \right]$$

電弱相転移

$$T_C \simeq \sqrt{\frac{1}{2\Sigma_H} \left(-m^2 - \frac{(v_{SC}^{\text{sym}})^2}{2} \delta_2 \right)},$$

$$v_C \simeq \sqrt{\frac{2\delta_2 (v_{SC}^{\text{sym}})^2}{\lambda} \left(1 - \frac{v_{SC}}{v_{SC}^{\text{sym}}} \right)}$$

About T_C $\delta_2 \rightarrow$ positive and large

$$\delta_2 = \frac{2}{vv_S} (m_{h_1}^2 - m_{h_2}^2) \sin \alpha \cos \alpha$$

$v_S \rightarrow$ small, $\alpha \rightarrow$ maximum $\frac{\pi}{4}$

About v_C

$$(v_{SC}^{\text{sym}})^3 + Av_{SC}^{\text{sym}} + B = 0$$

$$A = 2(b_1 + b_2 + 2\Sigma_S)/d_2$$

$$B = 4\sqrt{2}a_1/d_2$$

v_{SC}^{sym} は $1/\sqrt{d_2}$ によってスケールされる $\therefore d_2 \rightarrow$ small

$$d_2 = \frac{2}{v_S^2} \left[m_{h_1}^2 + (m_{h_2}^2 - m_{h_1}^2) \cos^2 \alpha + \frac{\sqrt{2}a_1}{v_S} \right] \simeq \frac{2}{v_S^2} \left[m_{h_1}^2 + \frac{\sqrt{2}a_1}{v_S} \right]$$

電弱相転移

$$T_C \simeq \sqrt{\frac{1}{2\Sigma_H} \left(-m^2 - \frac{(v_{SC}^{\text{sym}})^2}{2} \delta_2 \right)},$$

$$v_C \simeq \sqrt{\frac{2\delta_2 (v_{SC}^{\text{sym}})^2}{\lambda} \left(1 - \frac{v_{SC}}{v_{SC}^{\text{sym}}} \right)}$$

About T_C $\delta_2 \rightarrow$ positive and large

$$\delta_2 = \frac{2}{vv_S} (m_{h_1}^2 - m_{h_2}^2) \sin \alpha \cos \alpha$$

$v_S \rightarrow$ small, $\alpha \rightarrow$ maximum $\frac{\pi}{4}$

About v_C

$$(v_{SC}^{\text{sym}})^3 + Av_{SC}^{\text{sym}} + B = 0$$

$$A = 2(b_1 + b_2 + 2\Sigma_S)/d_2$$

$$B = 4\sqrt{2}a_1/d_2$$

v_{SC}^{sym} は $1/\sqrt{d_2}$ によってスケールされる $\therefore d_2 \rightarrow$ small

$$d_2 = \frac{2}{v_S^2} \left[m_{h_1}^2 + (m_{h_2}^2 - m_{h_1}^2) \cos^2 \alpha + \frac{\sqrt{2}a_1}{v_S} \right] \simeq \frac{2}{v_S^2} \left[m_{h_1}^2 + \frac{\sqrt{2}a_1}{v_S} \right]$$

有効ポテンシャル

[2つのゲージに依存しない計算スキーム]

HT potential $V^{\text{HT}}(\varphi, \varphi_S; T) = V_0(\varphi, \varphi_S) + \frac{1}{2} (\Sigma_H \varphi^2 + \Sigma_S \varphi_S^2) T^2$

* tree levelとthermal massのみ(one loopの寄与を含まない)

PRM scheme the Nielsen-Fukuda-Kugo (NFK) identity Patel, Ramsey-Musolf (2011)

$$\frac{\partial V_{\text{eff}}(\varphi, \xi)}{\partial \xi} = -C(\varphi, \xi) \frac{\partial V_{\text{eff}}(\varphi, \xi)}{\partial \varphi}$$

両辺を $\hbar$ の累乗で展開することで、あるオーダーでのidentityが得られる

ここでは $\mathcal{O}(\hbar)$ の T_C を次の等式により決定する

$$V_0(0, v_{S, \text{tree}}^{\text{sym}}) + V_1(0, v_{S, \text{tree}}^{\text{sym}}; T_C) = V_0(v_{\text{tree}}, v_{S, \text{tree}}) + V_1(v_{\text{tree}}, v_{S, \text{tree}}; T_C)$$

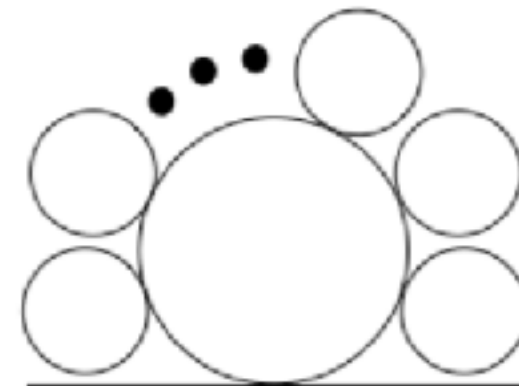
v_C, v_{SC} と v_{SC}^{sym} は V^{HT} を使って計算する

有効ポテンシャル

[one-loopの有効ポテンシャルを評価するために用いる2つのスキーム]

$$V_{\text{eff}}(\varphi, \varphi_S; T) = \underbrace{V_0(\varphi, \varphi_S; T)}_{\text{tree-level}} + \sum_i n_i \left[\underbrace{V_{\text{CW}}(\bar{m}_i^2)}_{\substack{\text{ゼロ温度} \\ \text{one-loop level}}} + \underbrace{\frac{T^4}{2\pi^2} I_{B,F}\left(\frac{\bar{m}_i^2}{T^2}\right)}_{\substack{\text{有限温度} \\ \text{one-loop level}}} \right]$$

Daisy resummation: multi-loopを考えると
高温で摂動展開が破綻する
→ field dependent massを書き換える



Parwani scheme $\bar{m}^2$ をthermally corrected FDM $\bar{M}^2$ に置き換える

AE scheme $V_{\text{daisy}}(\varphi, \varphi_S; T) = \sum_{\substack{i=h_{1,2}, \chi \\ W_L, Z_L, \gamma_L}} -n_i \frac{T}{12\pi} \left[(\bar{M}_i^2)^{3/2} - (\bar{m}_i^2)^{3/2} \right]$ を加える

有効ポテンシャル

	ゲージ依存性	tree-levelの関係が one-loopでも成り 立っているか	One loopの寄与
HT potential	×	/	×
PRM scheme	×		○
Parwani scheme	○	○	○
AE scheme	○	○	○

ベンチマークポイント

2つのベンチマークポイント

Inputs	v [GeV]	m_{h_1} [GeV]	m_{h_2} [GeV]	α [rad]	a_1 [GeV ³]	v_S [GeV]	m_χ [GeV]
BP1	246.22	125	124	$\pi/4$	-6576.17	0.6	62.5
BP2	246.22	125	126	$-\pi/4$	-6682.25	0.6	62.5
Outputs	m^2 [GeV ²]	b_1 [GeV ²]	b_2 [GeV ²]	λ	a_1 [GeV ³]	d_2	δ_2
BP1	$-(124.5)^2$	$-(107.7)^2$	$-(178.0)^2$	0.511	-6576.17	1.77	1.69
BP2	$-(125.5)^2$	$-(108.8)^2$	$-(178.4)^2$	0.520	-6682.25	1.70	1.59

BP1における **DMの残存量 $\Omega_\chi h^2$** と **DM-核子散乱断面積 σ_{SI}** を計算する。

(しばらくの間、 m_χ は変数として扱う)

ベンチマークポイント

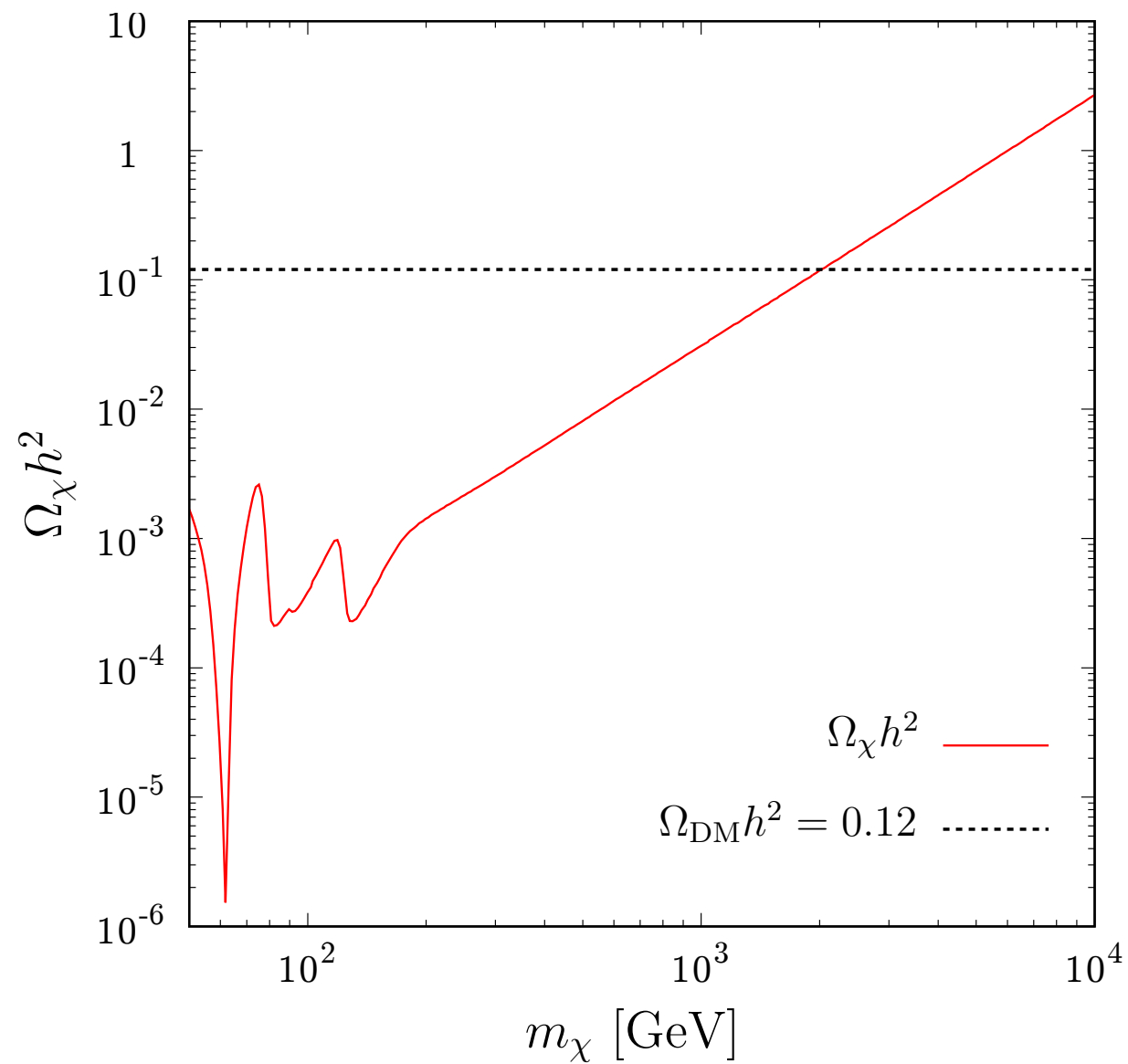
2つのベンチマークポイント

Inputs	v [GeV]	m_{h_1} [GeV]	m_{h_2} [GeV]	α [rad]	a_1 [GeV ³]	v_S [GeV]	m_χ [GeV]
BP1	246.22	125	124	$\pi/4$	-6576.17	0.6	Variable
BP2	246.22	125	126	$-\pi/4$	-6682.25	0.6	Variable
Outputs	m^2 [GeV ²]	b_1 [GeV ²]	b_2 [GeV ²]	λ	a_1 [GeV ³]	d_2	δ_2
BP1	$-(124.5)^2$	$-(107.7)^2$	$-(178.0)^2$	0.511	-6576.17	1.77	1.69
BP2	$-(125.5)^2$	$-(108.8)^2$	$-(178.4)^2$	0.520	-6682.25	1.70	1.59

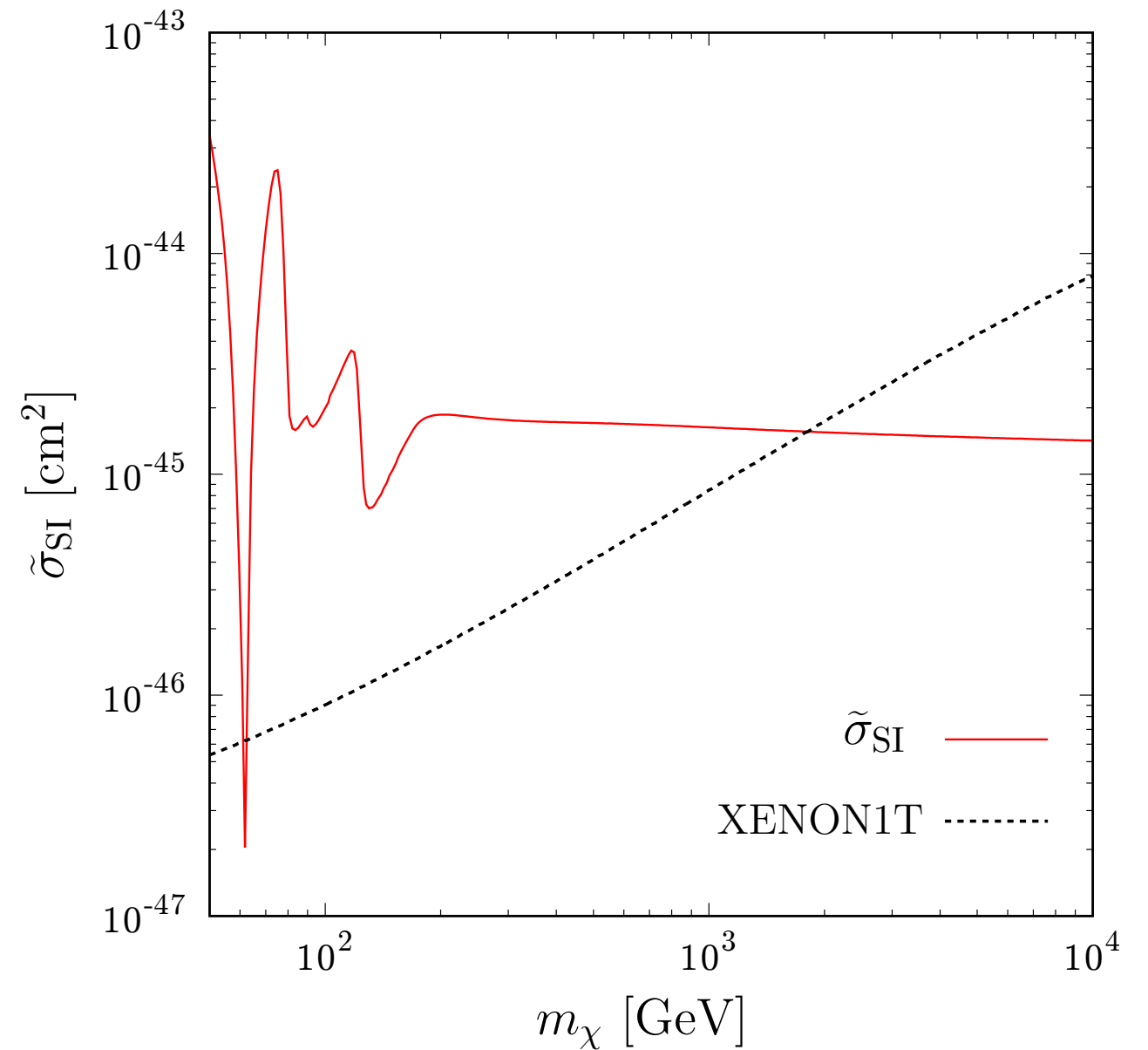
BP1における **DMの残存量** $\Omega_\chi h^2$ と **DM-核子散乱断面積** σ_{SI} を計算する。

(しばらくの間、 m_χ は変数として扱う)

DM残存量、DM-核子散乱断面積

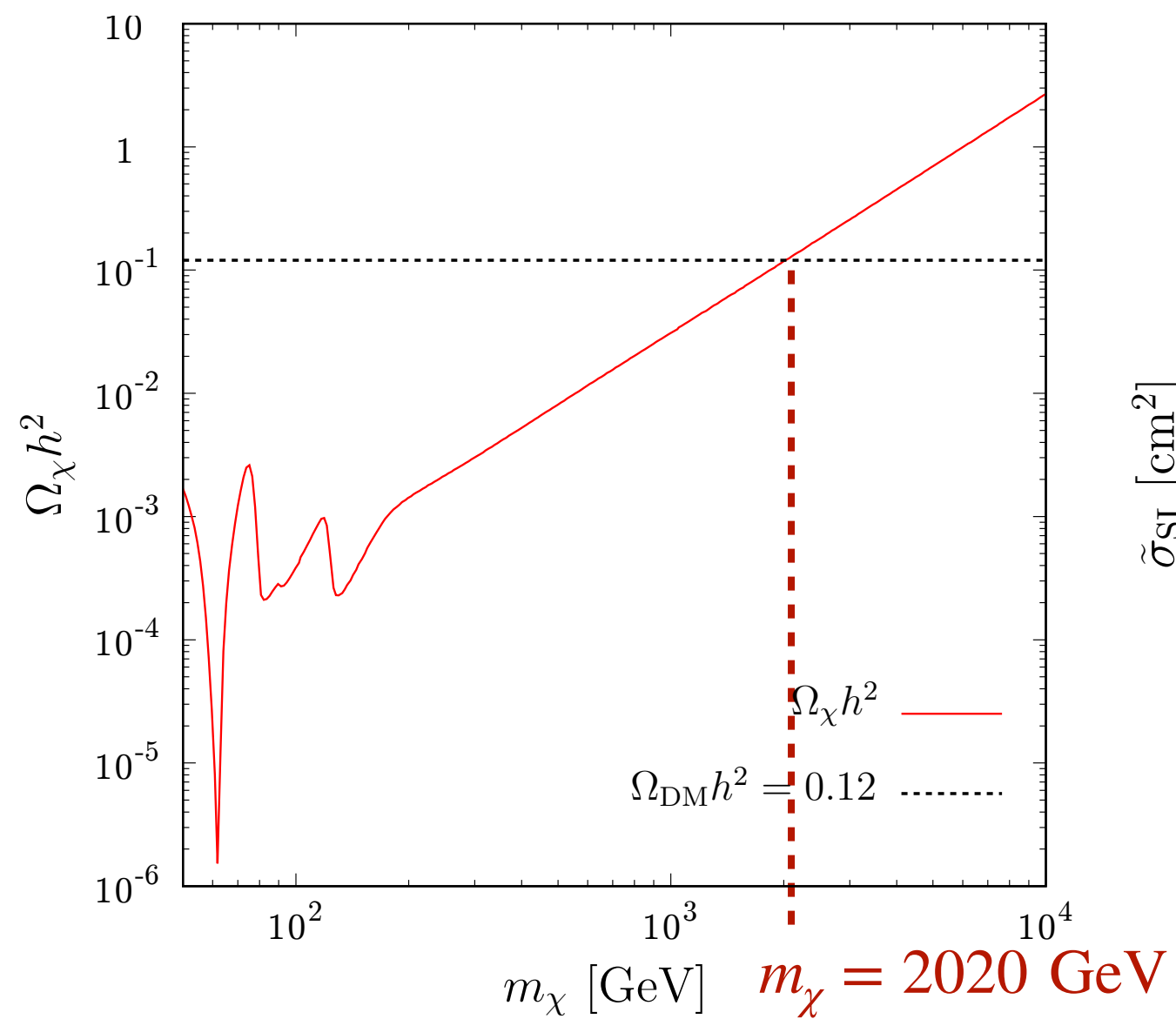


DM残存量 $\Omega_\chi h^2$

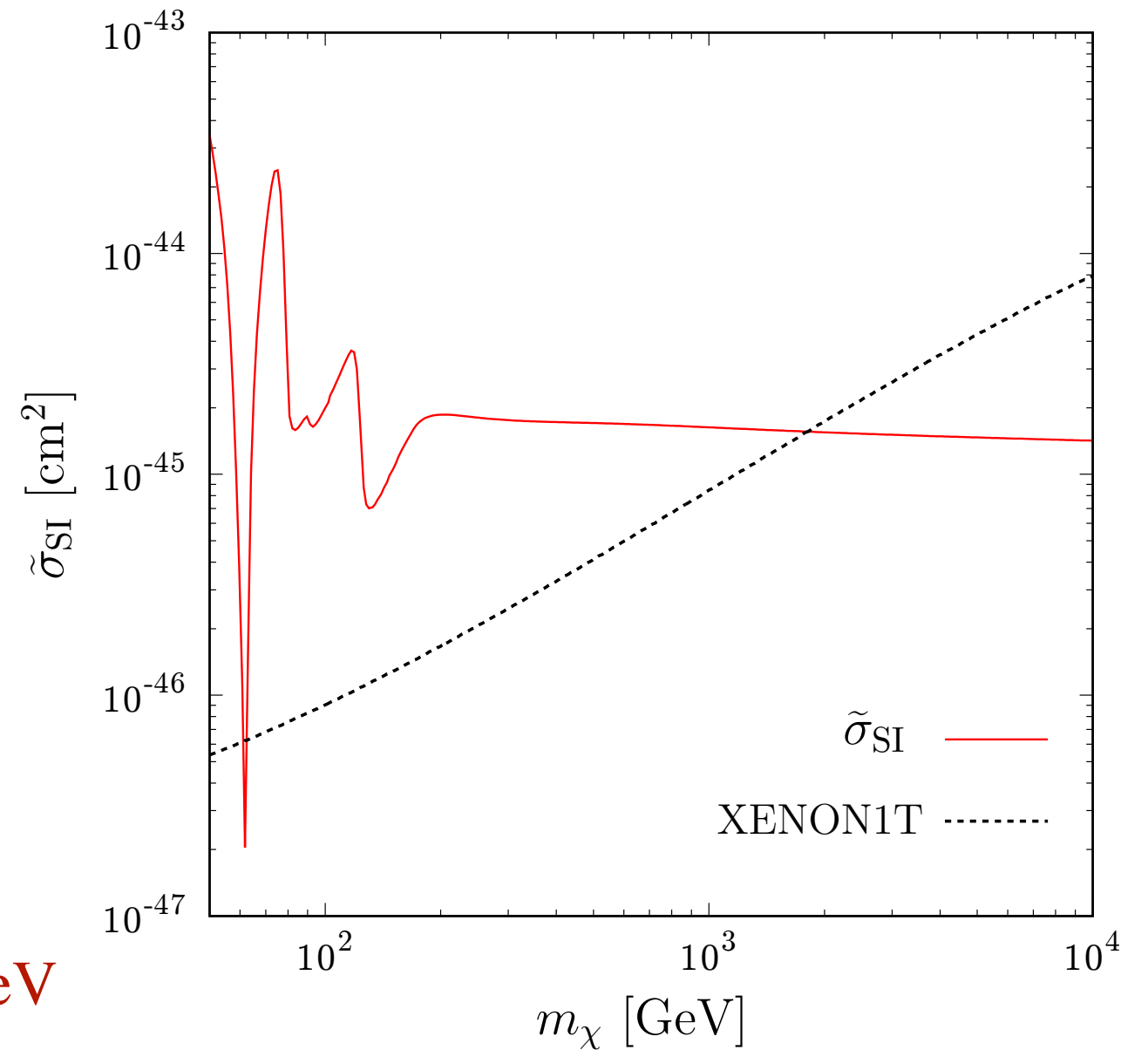


DM-核子散乱断面積 σ_{SI}

DM残存量、DM-核子散乱断面積

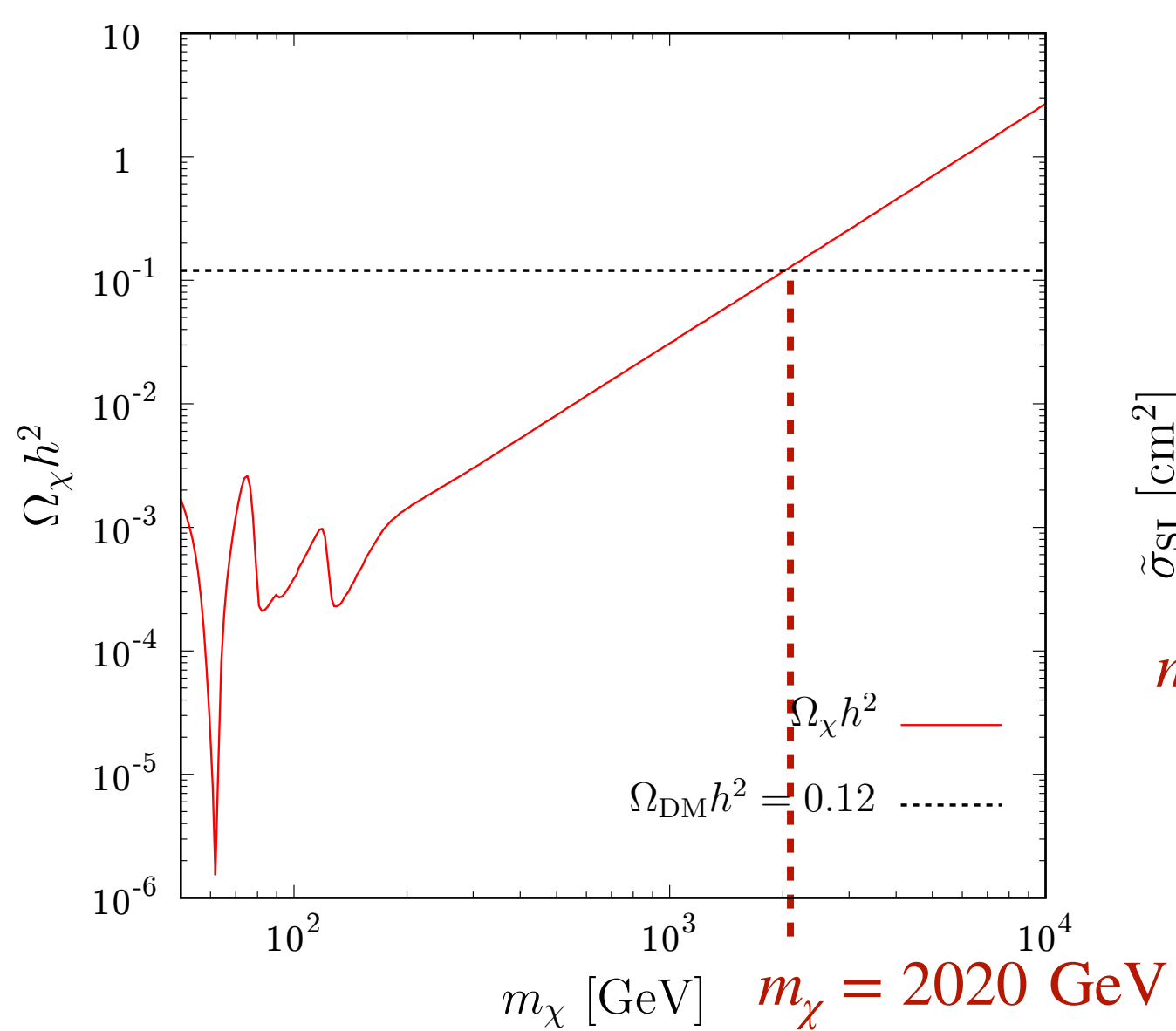


DM残存量 $\Omega_\chi h^2$

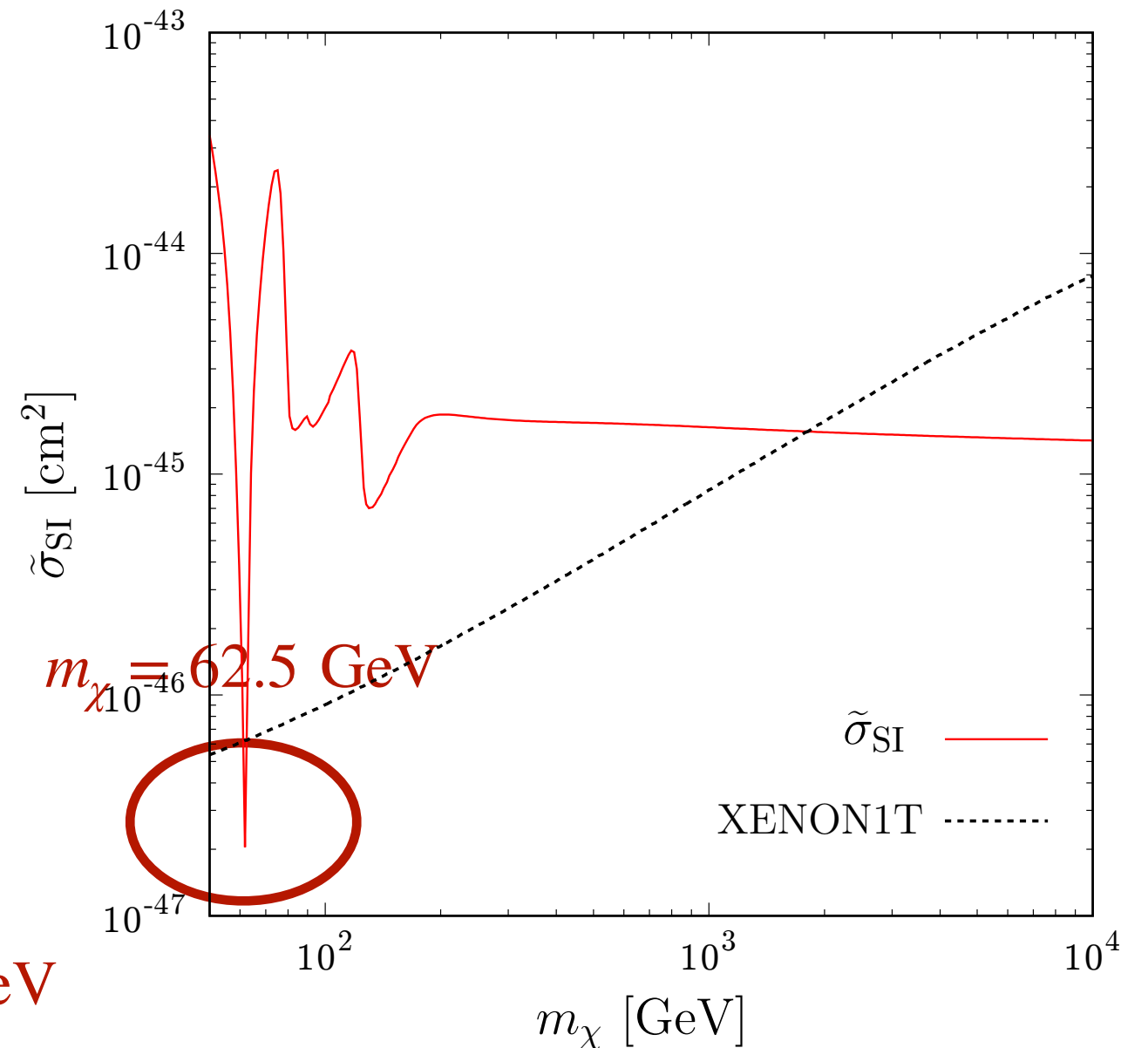


DM-核子散乱断面積 σ_{SI}

DM残存量、DM-核子散乱断面積

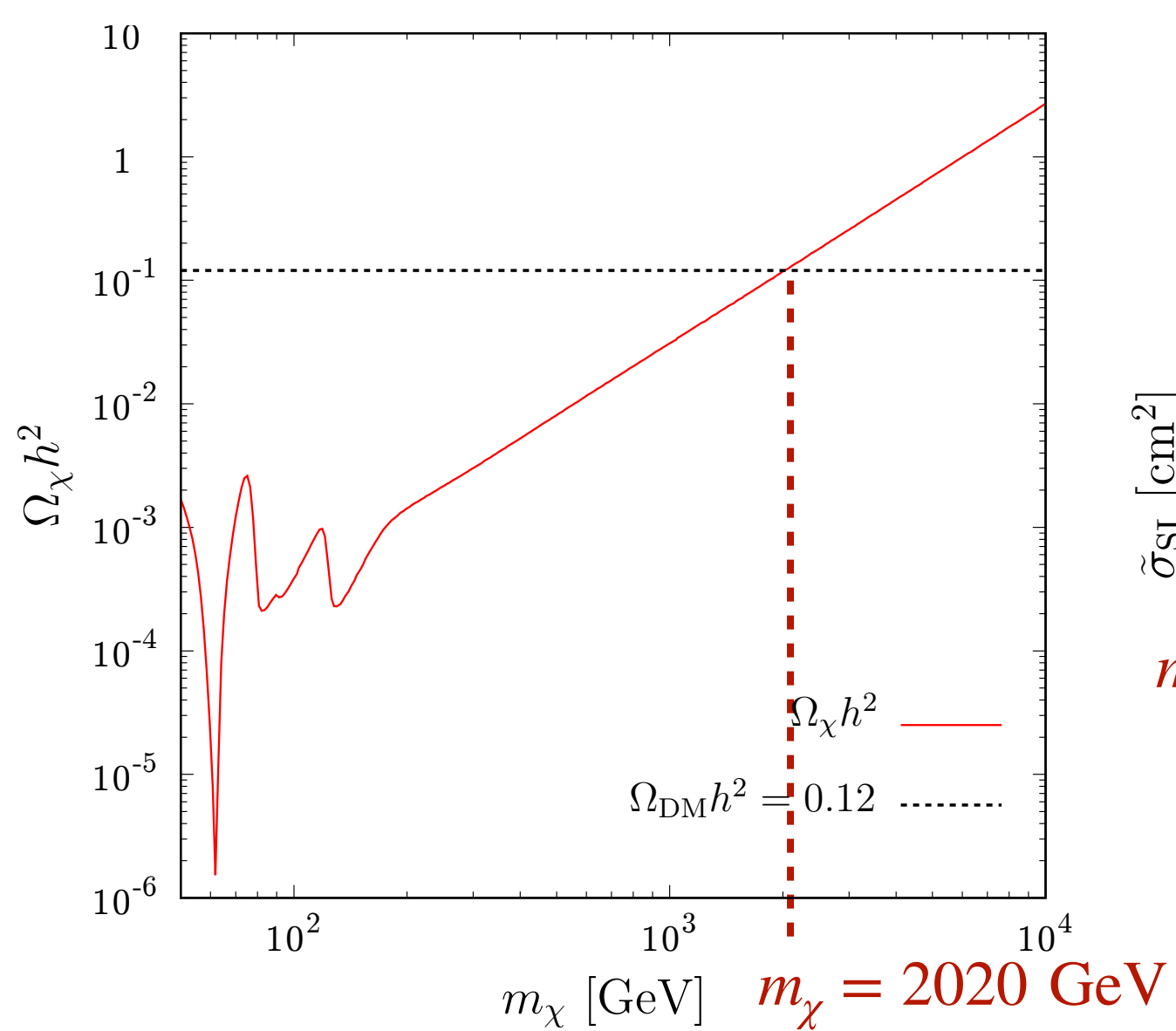


DM残存量 $\Omega_\chi h^2$

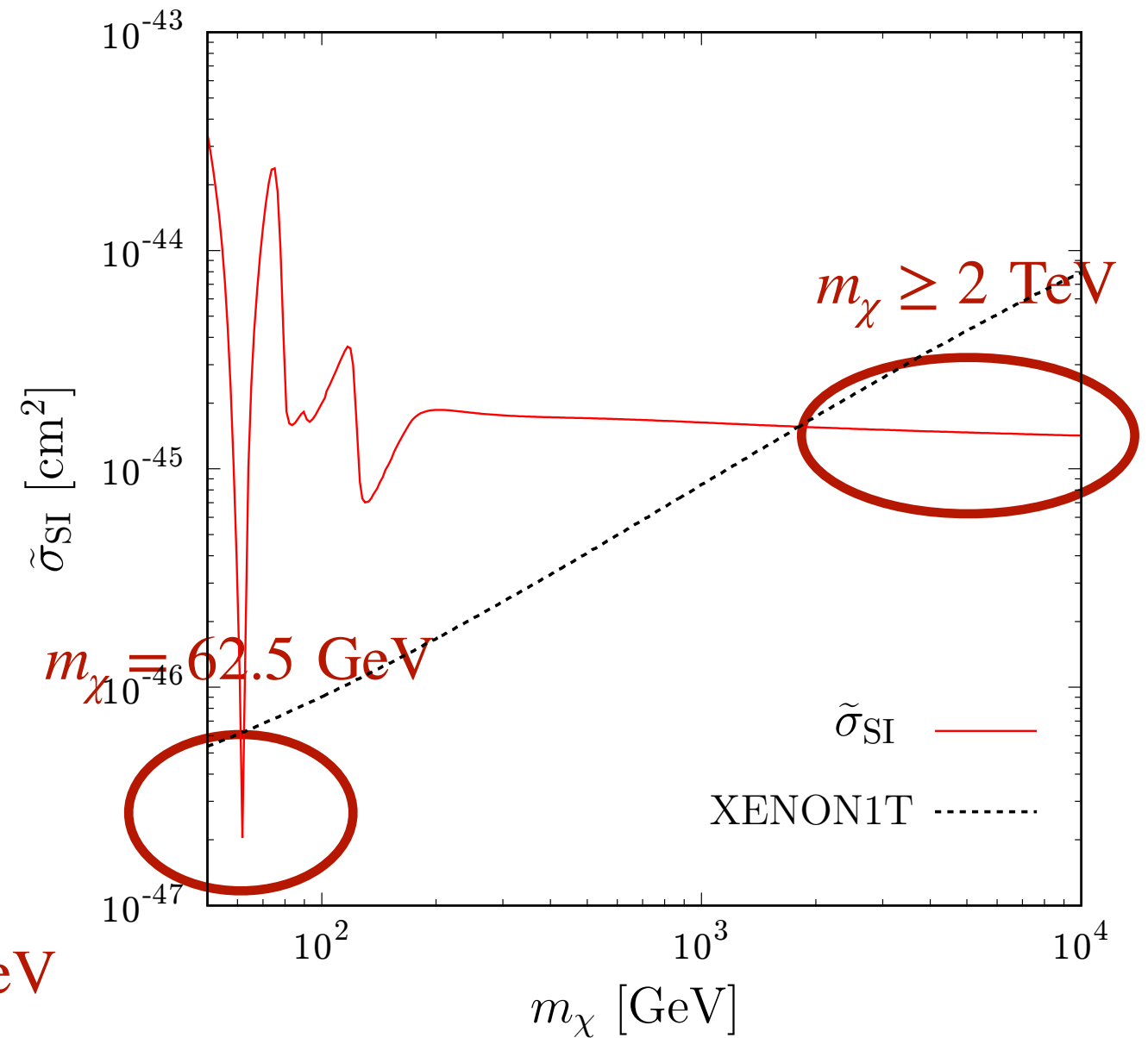


DM-核子散乱断面積 σ_{SI}

DM残存量、DM-核子散乱断面積

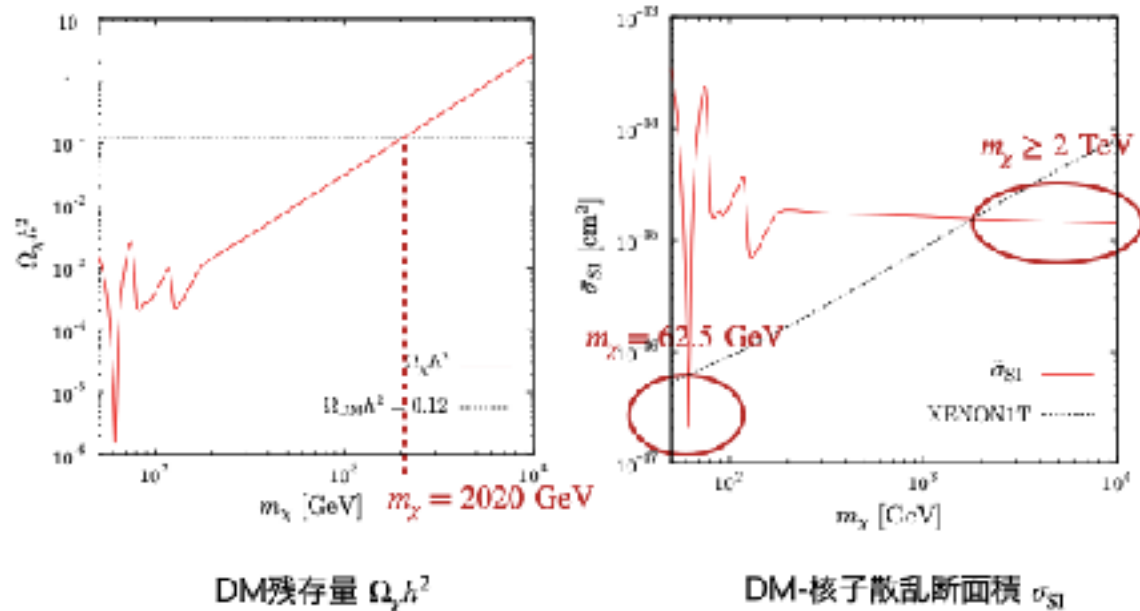


DM残存量 $\Omega_\chi h^2$

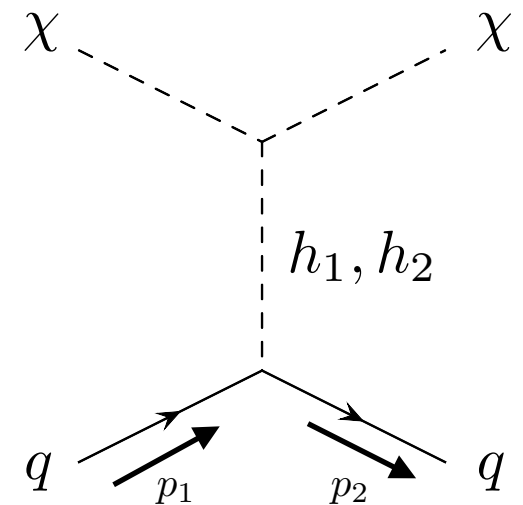


DM-核子散乱断面積 σ_{SI}

散乱断面積抑制メカニズムと相転移



DM χ とクォーク q
の散乱



$$\sigma_{SI} \propto \sin^2 \alpha \cos^2 \alpha \left(\frac{1}{m_{h_1}^2} - \frac{1}{m_{h_2}^2} \right)^2 \frac{a_1^2}{v_S^4} = \frac{\delta_2^2 v^2}{4m_{h_1}^4 m_{h_2}^4} \frac{a_1^2}{v_S^2}$$

$$\delta_2 = \frac{2}{vv_S} (m_{h_1}^2 - m_{h_2}^2) \sin \alpha \cos \alpha$$

縮退スカラーシナリオにおける抑制メカニズム：

適度な大きさを持つ v_S に対して、 $m_{h_1} \simeq m_{h_2}$ による δ_2 の抑制

SFOEWPT

$\delta_2 \rightarrow$ 大

$v_S \rightarrow$ 小
(1 GeV以下)

強い電弱一次相転移の条件は抑制メカニズムと相反する

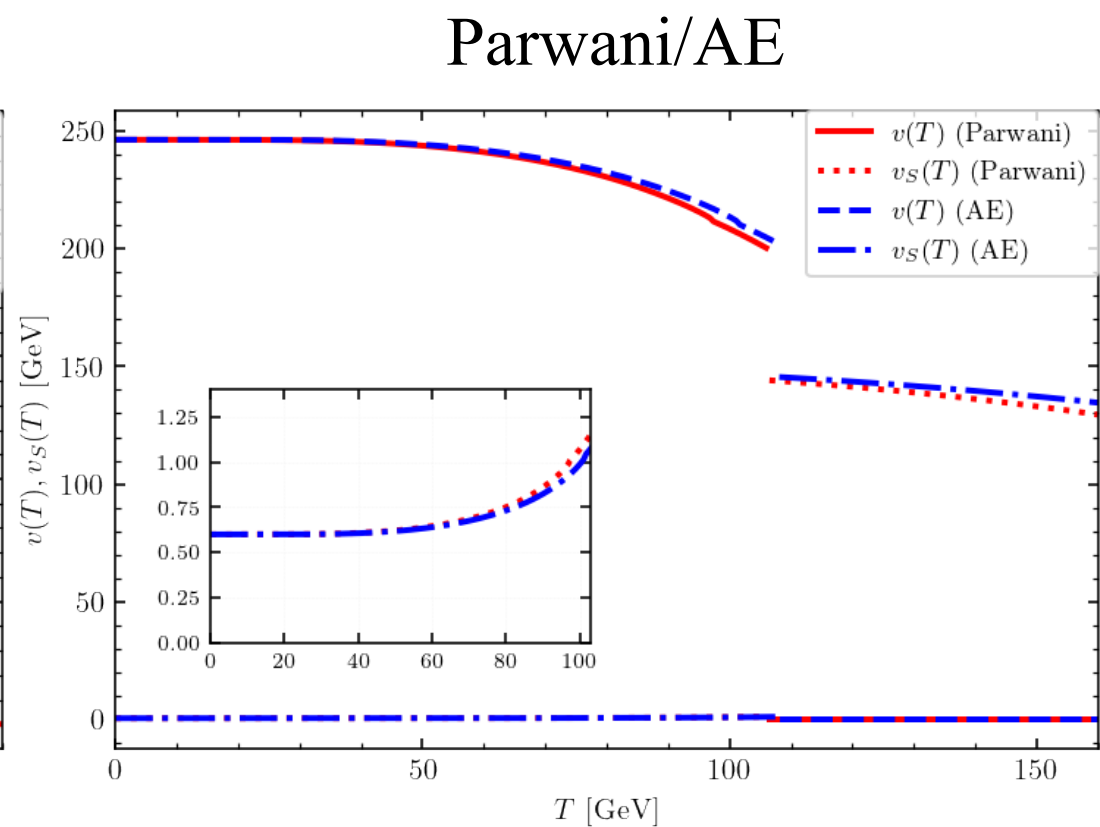
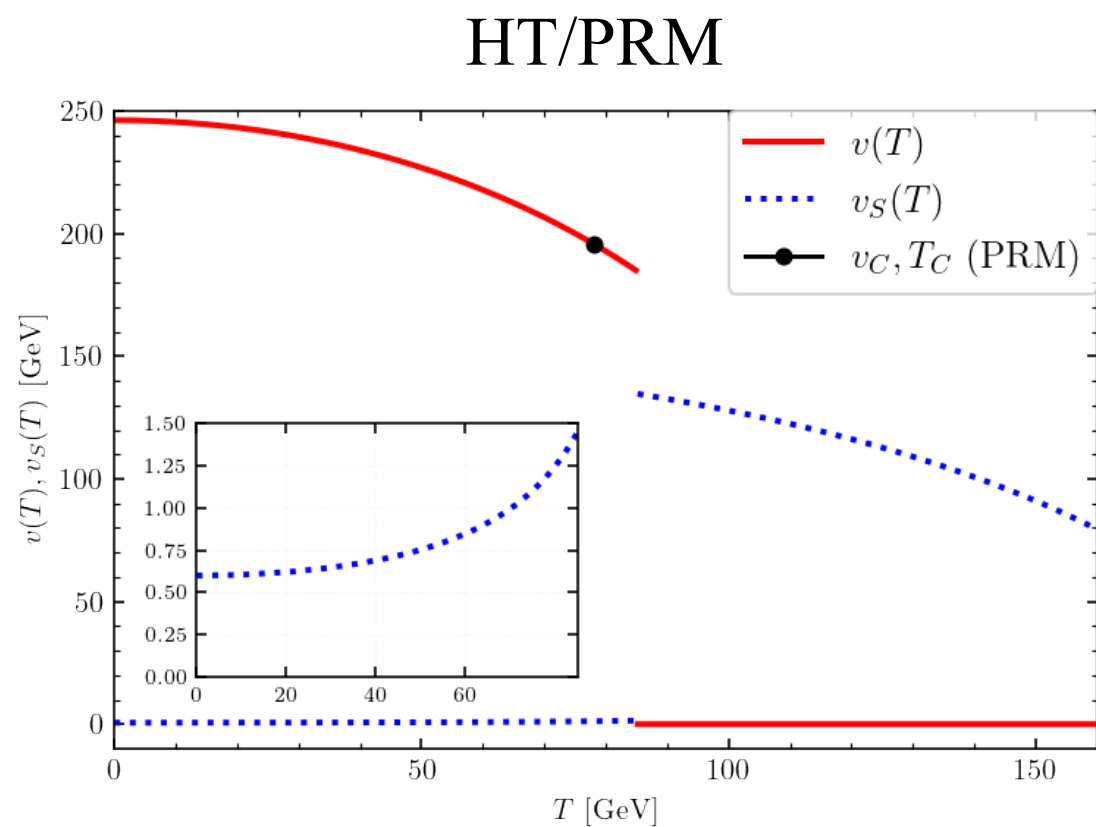
ベンチマークポイント

2つのベンチマークポイント

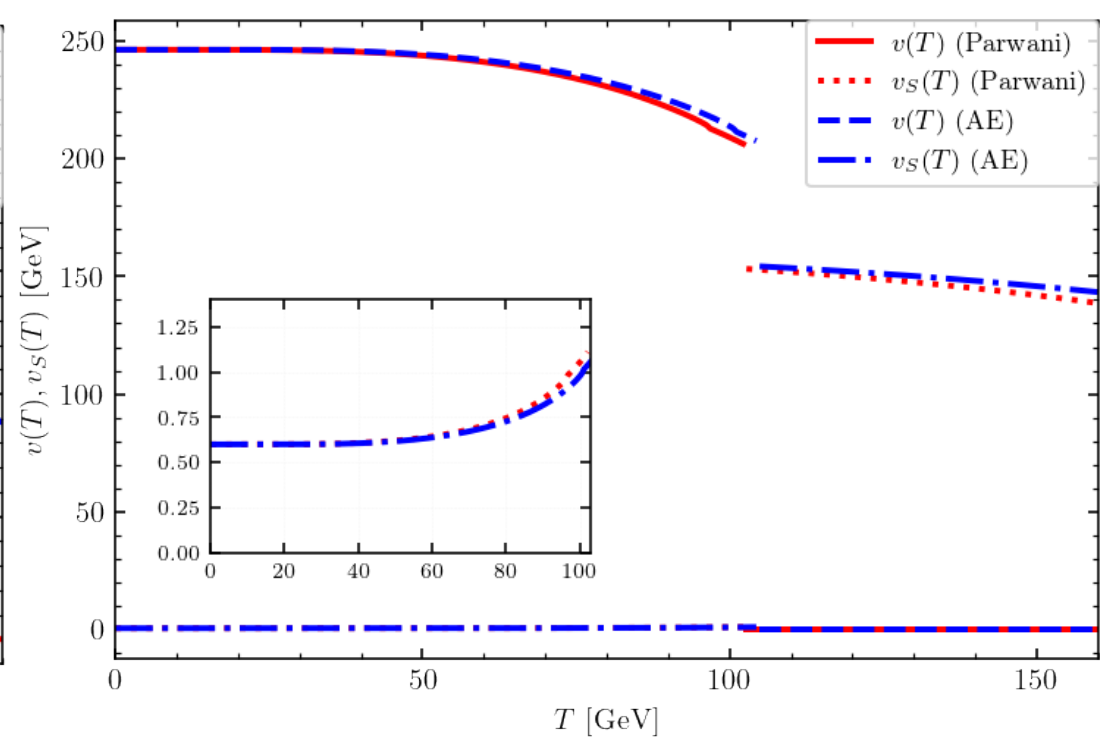
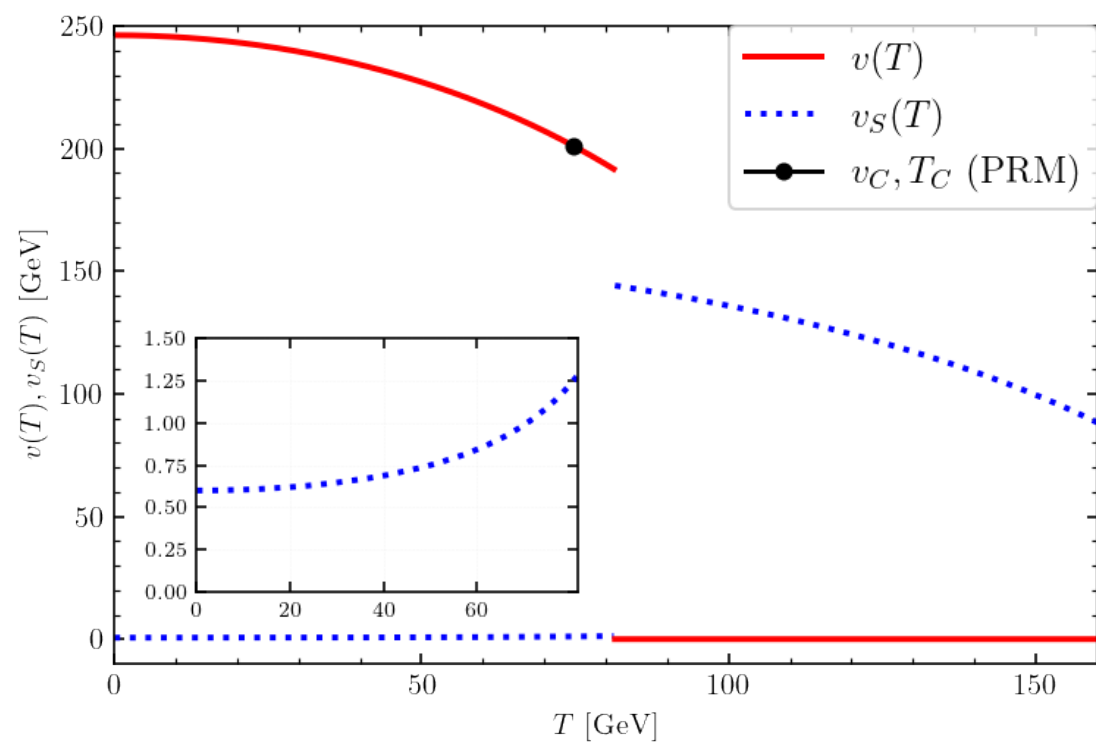
Inputs	v [GeV]	m_{h_1} [GeV]	m_{h_2} [GeV]	α [rad]	a_1 [GeV ³]	v_S [GeV]	m_χ [GeV]
BP1	246.22	125	124	$\pi/4$	-6576.17	0.6	62.5
BP2	246.22	125	126	$-\pi/4$	-6682.25	0.6	62.5
Outputs	m^2 [GeV ²]	b_1 [GeV ²]	b_2 [GeV ²]	λ	a_1 [GeV ³]	d_2	δ_2
BP1	$-(124.5)^2$	$-(107.7)^2$	$-(178.0)^2$	0.511	-6576.17	1.77	1.69
BP2	$-(125.5)^2$	$-(108.8)^2$	$-(178.4)^2$	0.520	-6682.25	1.70	1.59

電弱相転移

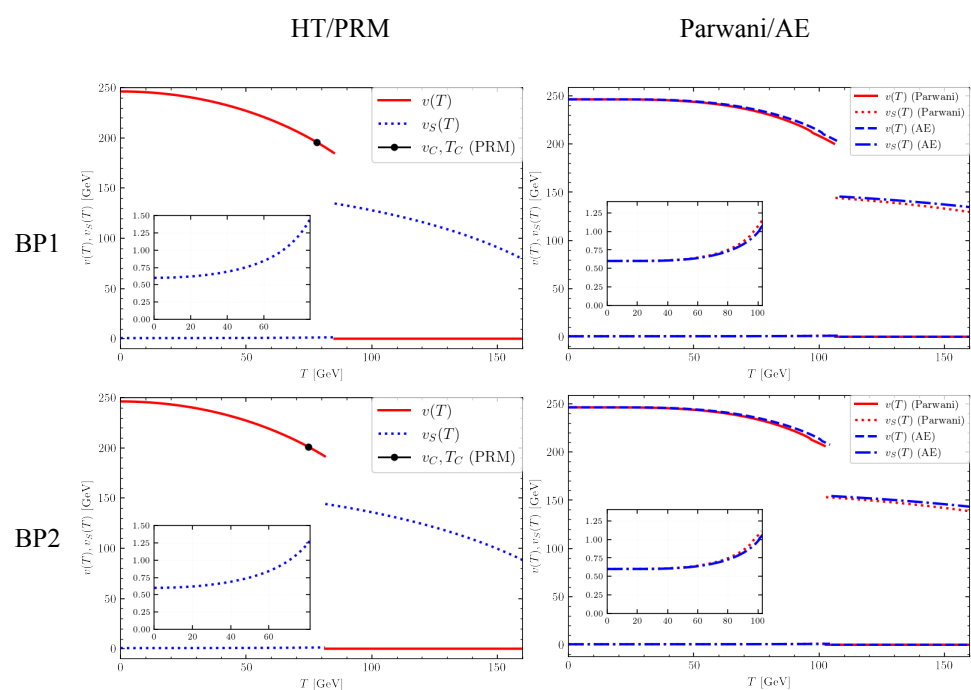
BP1



BP2



電弱相転移



e.g., BP1

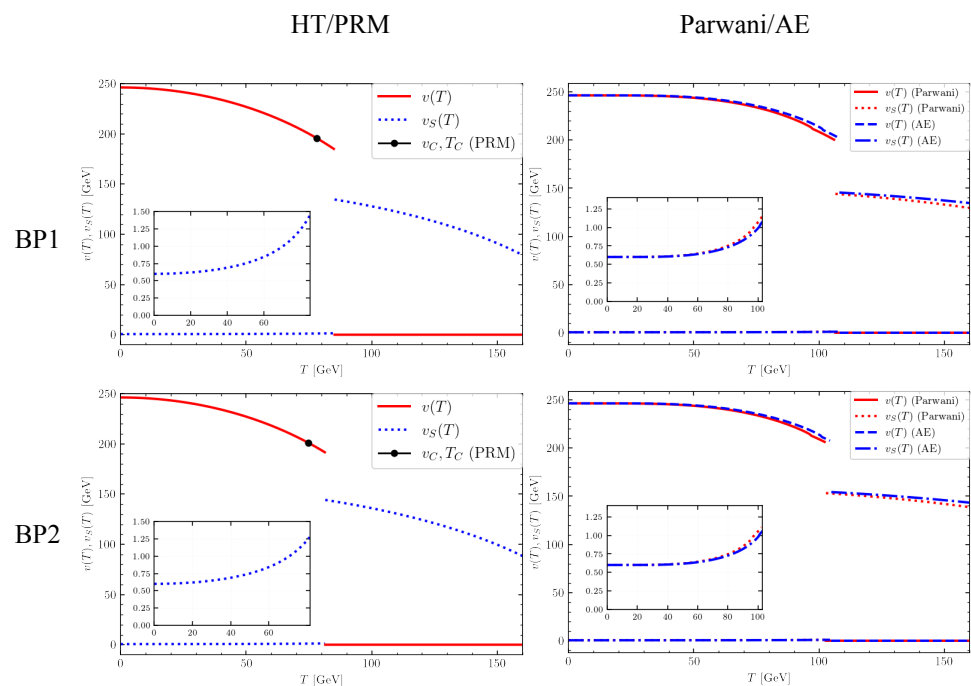
	BP1			
Scheme	HT	PRM	Parwani	AE
v_C/T_C	$\frac{184.4}{85.3} = 2.2$	$\frac{195.6}{78.2} = 2.5$	$\frac{201.5}{106.8} = 1.9$	$\frac{202.7}{107.8} = 1.9$
v_{SC} [GeV]	1.5	1.2	1.2	1.2
v_{SC}^{sym} [GeV]	134.6	137.3	144.8	145.3

BP2で得られる結果もBP1で得られるものと同じ

縮退スカラーシナリオにおける強い電弱一次相転移は

$m_{h_1} > m_{h_2}$ と $m_{h_1} < m_{h_2}$ のどちらの場合にも起こる

電弱相転移



e.g., BP1

	BP1			
Scheme	HT	PRM	Parwani	AE
v_C/T_C	$\frac{184.4}{85.3} = 2.2$	$\frac{195.6}{78.2} = 2.5$	$\frac{201.5}{106.8} = 1.9$	$\frac{202.7}{107.8} = 1.9$
v_{SC} [GeV]	1.5	1.2	1.2	1.2
v_{SC}^{sym} [GeV]	134.6	137.3	144.8	145.3

Strong 1st PT !

BP2で得られる結果もBP1で得られるものと同じ

縮退スカラーシナリオにおける強い電弱一次相転移は

$m_{h_1} > m_{h_2}$ と $m_{h_1} < m_{h_2}$ のどちらの場合にも起こる

まとめ

- CxSMではtree-levelの構造が強い一次相転移に主要な寄与をもたらしており、HT potentialを用いた定性的な解析により δ_2 の大きさや v_s の小ささが重要であることがわかった。
- 強い一次相転移が起こりやすいパラメーター領域では2つのスカラーの質量が縮退していても、 σ_{SI} が抑制されないことを確認した。これは抑制メカニズムと電弱相転移がパラメーターに与える条件が相反するためである。
一方で、 $m_\chi = 62.5$ GeV と 2 TeV 付近にはallowed regionが存在していた。
- 4つの異なる計算方式(HT, PRM, Parwani, AE)を用いて、 $m_\chi = 62.5$ GeVにおけるEWPTを解析した。その結果、すべての計算で強い電弱一次相転移を得た。

電弱バリオジェネシスへ

S は混合角 α を通してのみフェルミオンとcoupleするため、

pseudoscalar coupling $h_i \bar{f} \gamma_5 f$ は現れない

→ スカラーポテンシャルやVEVにcomplex phaseがあっても
SMのmatter sectorにCPVを導入できない

バリオジェネシスの実現には、例えば

$$\mathcal{L} = -y_t \bar{q}_L \tilde{H} \left(1 + \frac{c_1}{\Lambda} S + \frac{c_2}{\Lambda^2} |S|^2 + \frac{c_3}{\Lambda^2} S^2 \right) t_R + \text{H.c}$$

q_L : 左巻き doublet

フェルミオン

$\tilde{H} = i\tau^2 H^*$ w/ Pauli matrix τ^2

c_i : 任意の複素パラメーター

Λ : the scale of

the integrated fermion

のような項を追加する必要がある

$c_1 S, c_2, c_3 S^2$ のimaginary partがバリオジェネシスを起こす

→ 全てのcoeff.がrealだとしても、 S のimaginary part由来のCPVが発生する