双線形スカラー凝縮による電弱スケールとダークマタースケールの生成

金沢大学自然科学研究科D3
山田雅俊

共同研究者：久保治輔 （金沢大学）

- arXiv:1505.05971
- PTEP **2015** 093B01 (arXiv:1506.06460)

基研研究会　素粒子物理学の進展2015　9/15 @基研

2012年 7月4日

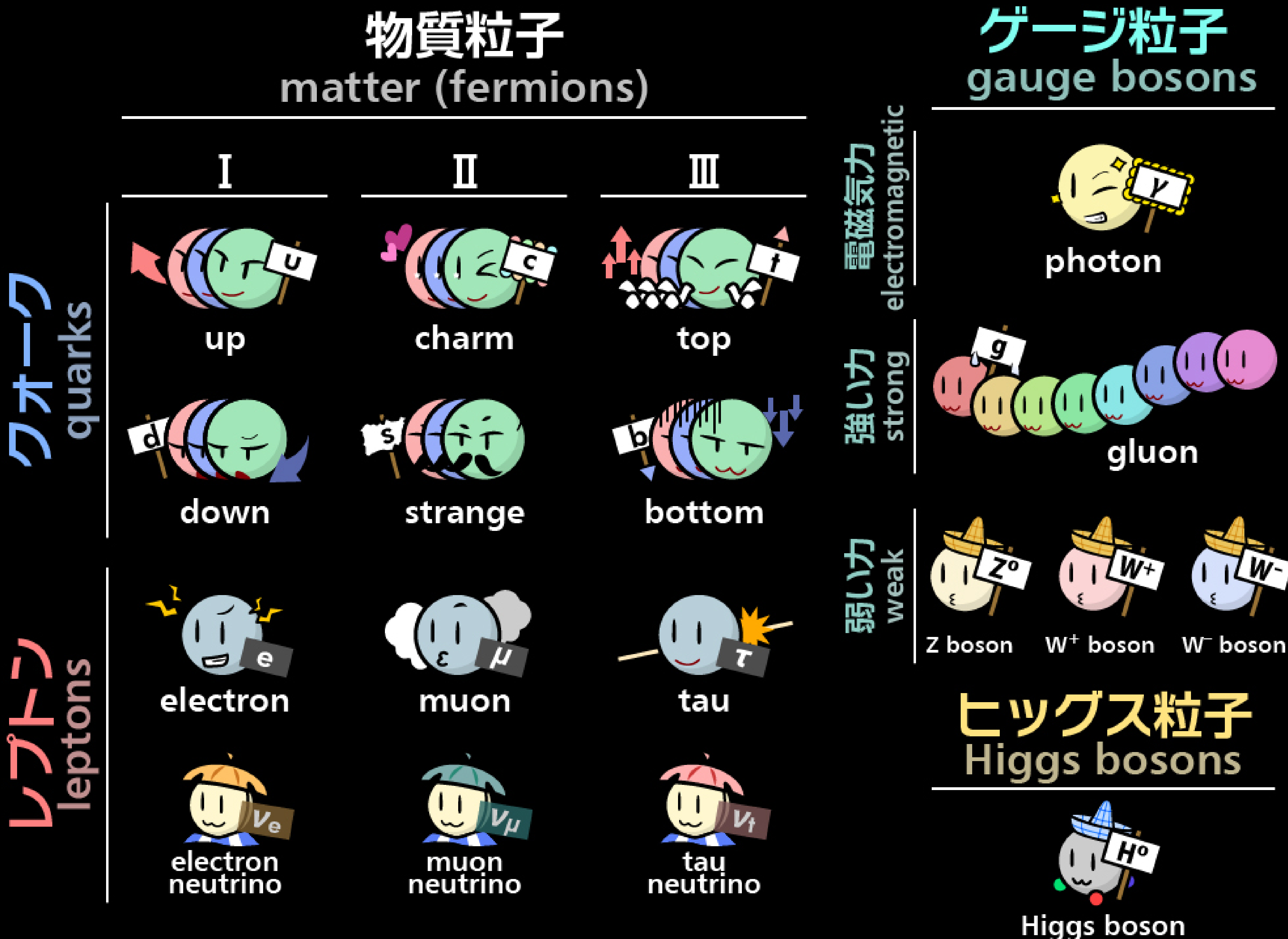
In summary

We have observed a new boson with a mass of

125.3 ± 0.6 GeV

at

4.9 σ significance !



物質粒子
matter (fermions)
I
II
III
クォーク
quarks
u
up
c
charm
t
top
d
down
s
strange
b
bottom
レプトン
leptons
e
electron
μ
muon
τ
tau
νe
electron neutrino
νμ
muon neutrino
νt
tau neutrino
ゲージ粒子
gauge bosons
電磁気力
electromagnetic
γ
photon
強い力
strong
g
gluon
弱い力
weak
Z°
Z boson
W+
W⁺ boson
W-
W⁻ boson
ヒッグス粒子
Higgs bosons
H°
Higgs boson

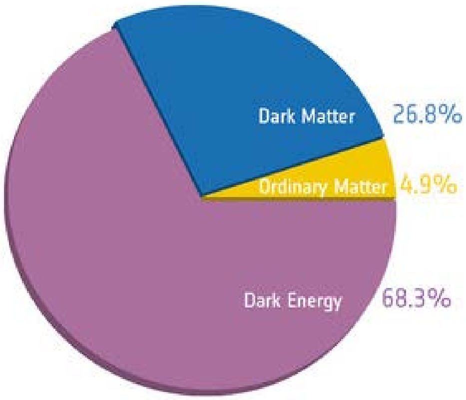
標準模型にはまだまだ不満がいっぱい

- ニュートリノの質量
- ダークマターの候補
- バリオン数生成
- 電弱スケールΛ_{EW}の起源
- 階層性問題
- 電荷の量子化
- 量子重力

・・・

我々のターゲット

- ニュートリノの質量
- ダークマターの候補
- バリオン数生成
- 電弱スケールΛ_{EW}の起源
- 階層性問題
- 電荷の量子化
- 量子重力



$$V = \alpha\phi^2 + \beta\phi^4$$

$$\alpha < 0$$

etc...

階層性問題

$$m_{\mathrm{R}}^2 = m_0^2 + (\lambda + \cdots)\frac{\Lambda^2}{16\pi^2}$$

- $\Lambda_{\mathrm{EW}} \ll \Lambda_{\mathrm{pl}}$　砂漠？
- $(100\ \mathrm{GeV})^2 = (10^{18})^2\ \mathrm{GeV} - (10^{18})^2\ \mathrm{GeV}$
- ゲージ場やフェルミオンには問題はない
  - ゲージ対称性とカイラル対称性
- スカラー場の質量項は一般に禁止されない
- 裸の質量が禁止できますか？

古典的スケール不変性
による拡張を考えます

目次

1. 模型について
2. ダークマターの候補がある
3. 電弱対称性の強い1次相転移が実現できる（有限温度）

強い相互作用をもつHidden sector

- $\mathrm{SU}(N_\mathrm{c})_{\mathrm{HQCD}}$ゲージ理論　$\mathrm{SU}(N_\mathrm{c}) \times \mathrm{U}(N_\mathrm{f})$ 不変

$$
\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\mathrm{HQCD}} = & -\frac{1}{2} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + ([D_\mu S_i]^\dagger D^\mu S_i) \\
& -\hat{\lambda}_S (S_i^\dagger S_i)(S_j^\dagger S_j) - \hat{\lambda}'_S (S_i^\dagger S_j)(S_j^\dagger S_i) \\
& +\hat{\lambda}_{HS} (S_i^\dagger S_i) H^\dagger H
\end{aligned}
$$

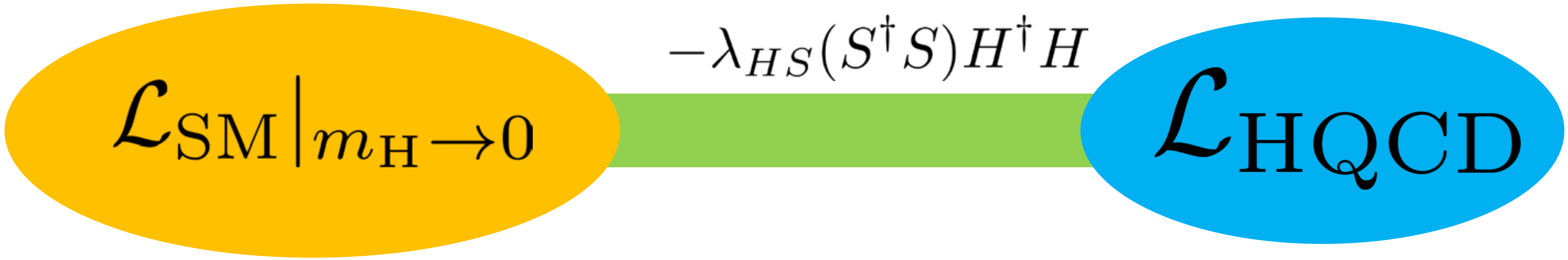
- スカラー場

$$S_i^a$$

Hidden colorの足　$a = 1, \cdots N_\mathrm{c}$

flavorの足　$i = 1, \cdots N_\mathrm{f}$

対称性の破れのメカニズム



Hidden sectorの強い相互作用で $\langle S^\dagger S\rangle \neq 0$

スケールの生成： Λ_{HQCD}

Higgsの質量項が生成される：$-\lambda_{HS}\langle S^\dagger S\rangle$

電弱スケールの生成： Λ_{EW}

強い相互作用の解析は難しい

- 解析的な取扱いは大変
- QCDの例に倣って有効模型による解析
  - QCDのDχSBを記述する有効模型：NJL模型
- (自発的)スケール対称性の破れを記述する模型の構築

有効模型の構築の心得

- 元の$\mathcal{L}_{\mathrm{HQCD}}$が持つ対称性は維持
  - スケール不変は量子効果で破れるがその効果は log
- ゲージ場の効果はeffective vertexの中に入っているとする

$$\mathcal{L}_{\mathrm{eff}} = ([\partial_\mu S_i]^\dagger \partial^\mu S_i) + \lambda_{HS}(S_i^\dagger S_i)H^\dagger H$$
$$-\lambda_S(S_i^\dagger S_i)(S_j^\dagger S_j) - \lambda'_S(S_i^\dagger S_j)(S_j^\dagger S_i)$$

QCDのカイラル相転移との類似

$$\mathcal{L}_{\rm HQCD}$$ Scale invariant

$$\mathcal{L}_{\rm QCD}$$ Chiral invariant

低エネルギー有効模型

$$V_{\rm eff} = \lambda_S (S_i^\dagger S_i)(S_j^\dagger S_j) + \lambda'_S (S_i^\dagger S_j)(S_j^\dagger S_i) - \lambda_{HS}(H^\dagger H)(S^\dagger S)$$

$$V_{\rm eff} = G[(\bar\psi\psi)^2 + (\bar\psi i\gamma^5\tau^\alpha\psi)^2]$$

Order parameterとscale

$$\langle S^\dagger S\rangle \neq 0 \qquad \Lambda_{\rm HQCD}$$

$$\langle\bar\psi\psi\rangle \neq 0 \qquad \Lambda_{\rm QCD}$$

メソン

$$\sigma \qquad \phi^\alpha$$

$$\sigma \qquad \pi^\alpha$$

平均場近似で計算

- 平均場 $\langle\Omega|(S_i^\dagger S_j)|\Omega\rangle = f_{ij}$
- 作用をSの2次の項 $S_i(-\partial^2\delta^{ij} + \underline{M_S^2{}^{ij}})S_j$で近似

構成子スカラー質量

- 経路積分 $\int DS$を実行
- 有効ポテンシャルを得る

$$V_{\mathrm{MFA}}(\langle S_i\rangle, \langle h\rangle, f_{ij})$$

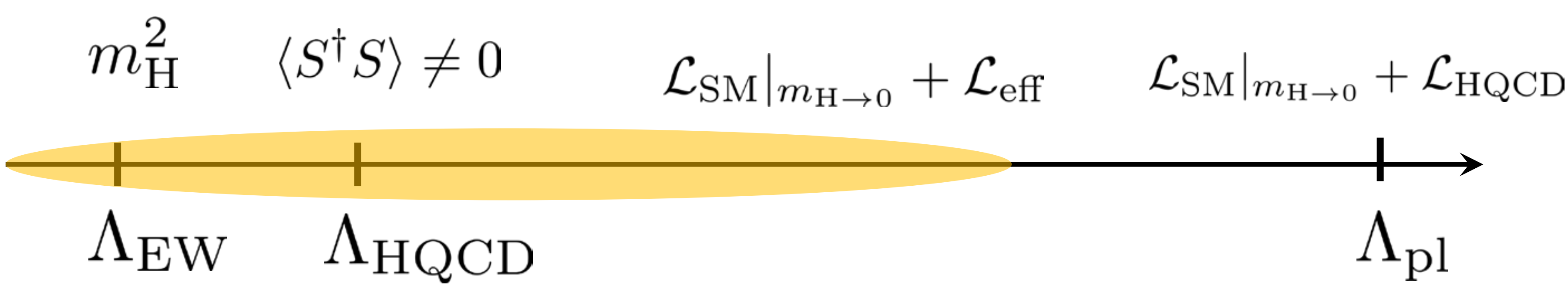
$$\langle h\rangle = 246\ \mathrm{GeV}$$

$$\langle S_i\rangle = 0$$

ポテンシャルの最小値探索を行って真空を決定する

まとめると・・・

- スケール不変性の自発的破れを記述する有効模型を構成



- 有効模型を平均場近似の下で解析

目次

1. 模型について
2. ダークマターの候補がある
3. 電弱対称性の強い1次相転移が実現できる（有限温度）

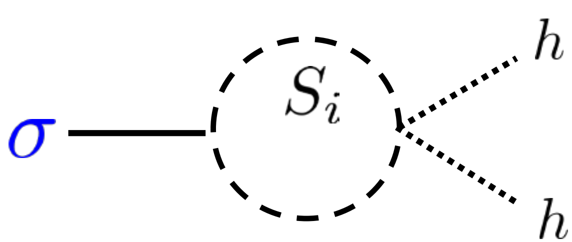
ダークマターの候補は ϕ^{α}

- 真空とその周りでの励起場

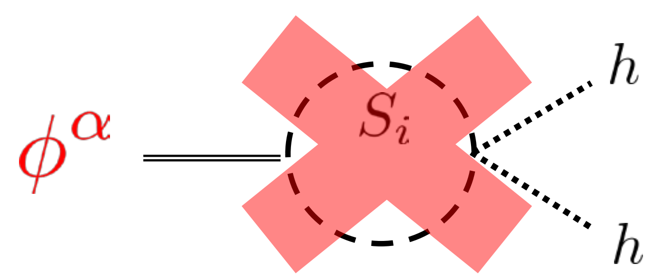
$$\langle\Omega|(S_i^{\dagger}S_j)|\Omega\rangle = f_0\delta_{ij} + \delta_{ij}\sigma + t_{ji}^{\alpha}\phi^{\alpha}$$

- 相互作用項（Sを積分する前）

$$\mathcal{L}_{\mathrm{MFA}} \supset \quad \sigma(S_i^{\dagger}S_i), \quad S_i^{\dagger}t_{ij}^{\alpha}\phi^{\alpha}S_i$$



崩壊



Flavor 対称性で禁止

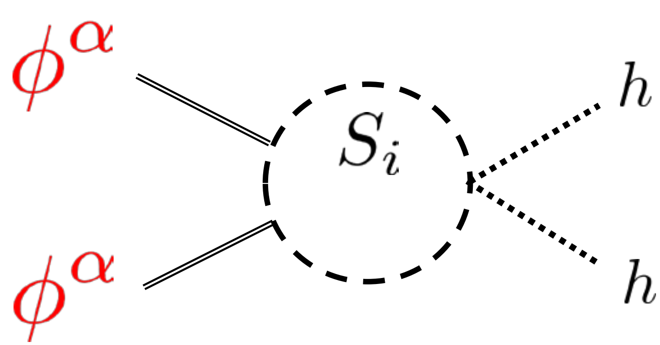
ダークマターの候補は ϕ^α

- 真空とその周りでの励起場

$$\langle\Omega|(S_i^\dagger S_j)|\Omega\rangle = f_0\delta_{ij} + \delta_{ij}\sigma + t_{ji}^\alpha\phi^\alpha$$

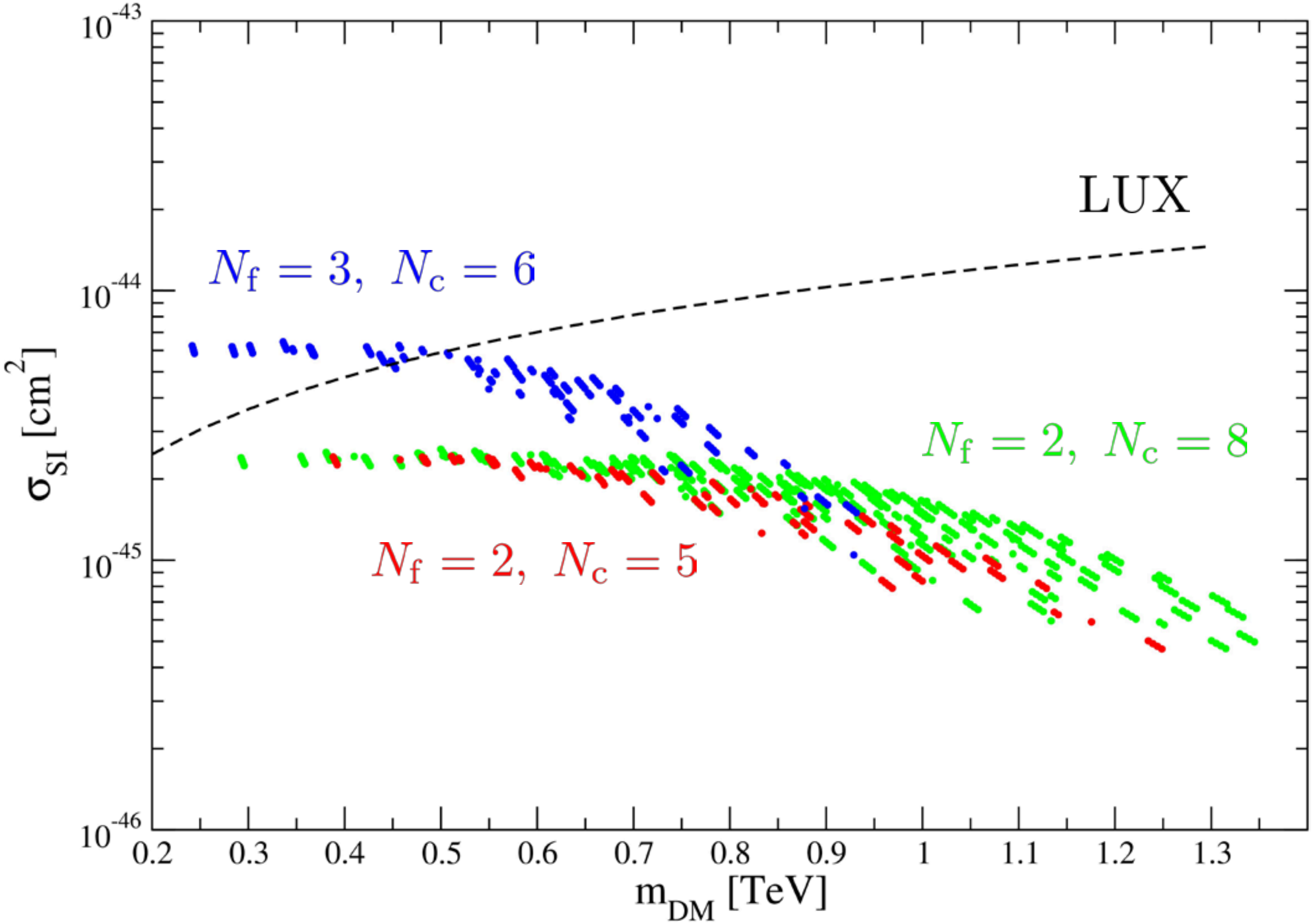
- 相互作用項（Sを積分する前）

$$\mathcal{L}_{\mathrm{MFA}} \supset \quad \sigma(S_i^\dagger S_i), \quad S_i^\dagger t_{ij}^\alpha \phi^\alpha S_i$$



σ_{SI} vs. m_{DM}

$\langle h \rangle = 246\ \mathrm{GeV},\ m_{\mathrm{H}} = 126\,\mathrm{GeV},\ \Omega\hat{h}^2 \sim 0.13$



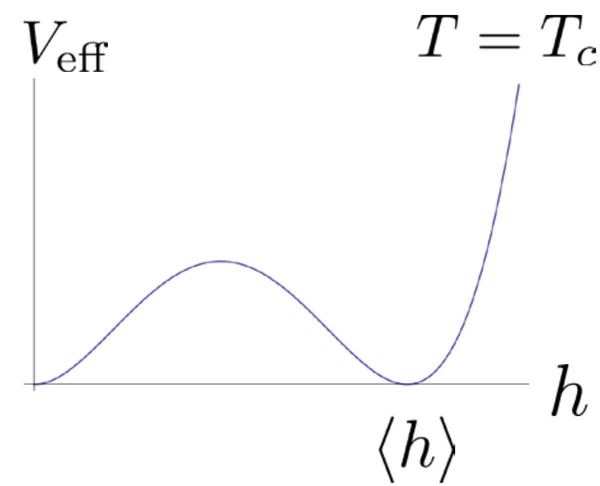
目次

1. 模型について
2. ダークマターの候補がある
3. 電弱対称性の強い1次相転移が実現できる（有限温度）

電弱バリオン数生成のために

- サハロフの三条件の１つは熱平衡からの離脱

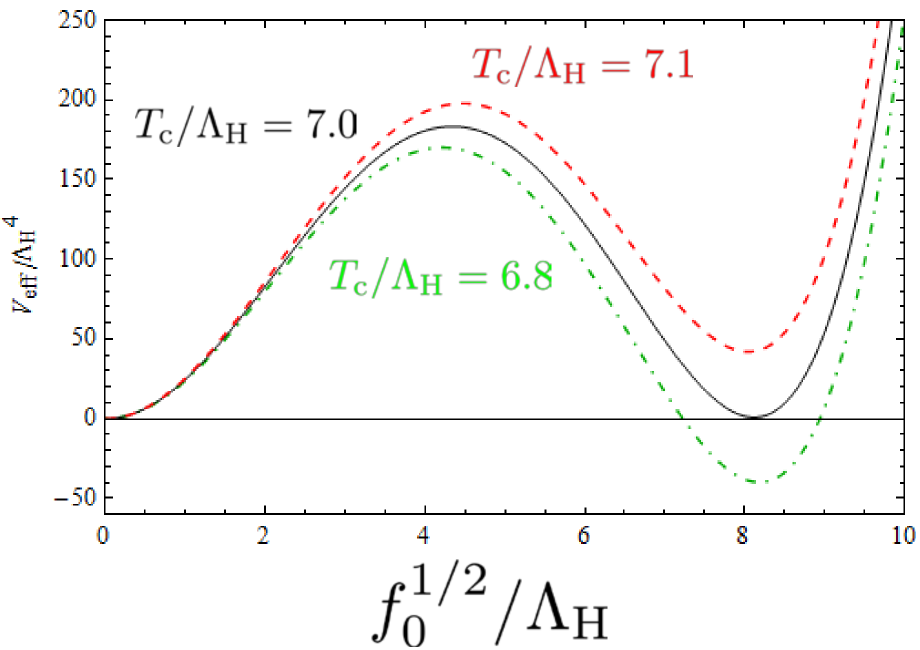
$$\frac{\langle h \rangle}{T_c} \geq 1$$

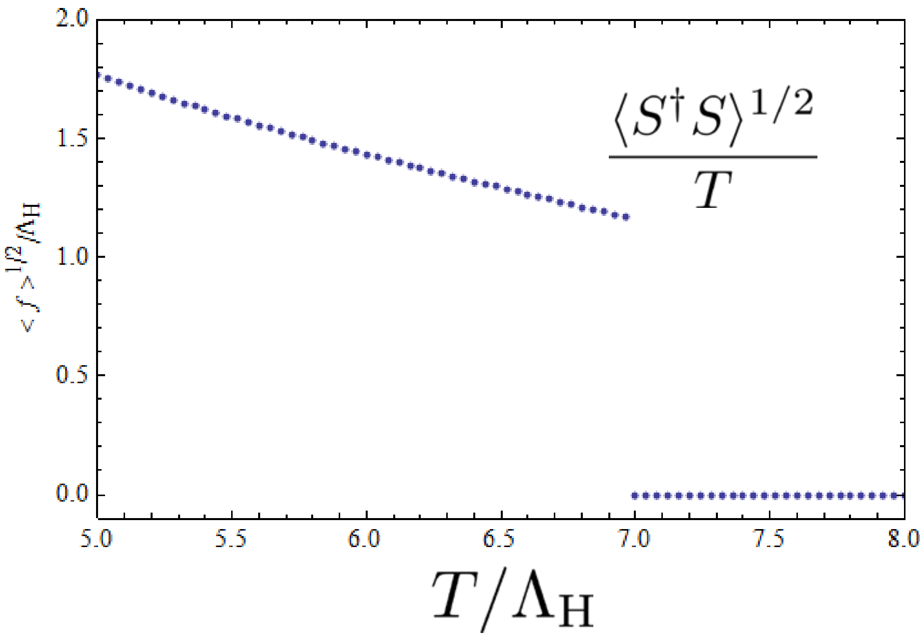


強い電弱１次相転移が要求される

標準模型だけでは実現が難しい

Hidden sectorは強い１次相転移

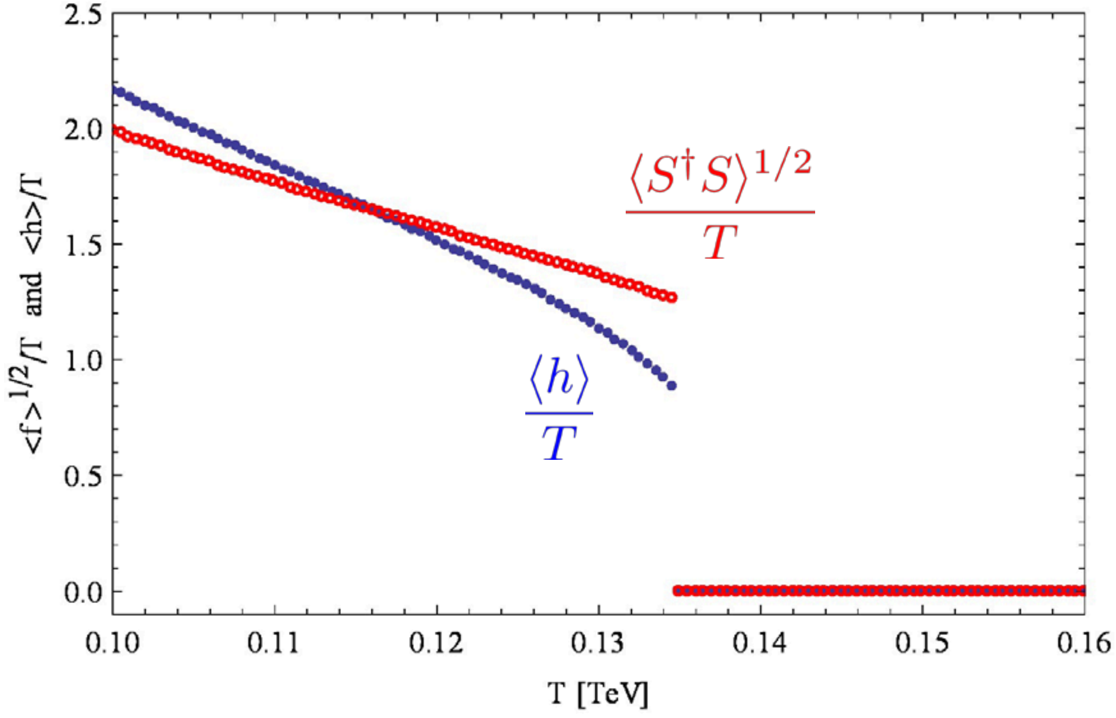




$$\frac{\langle S^\dagger S\rangle^{1/2}}{T_c} \geq 1$$

ダークマターが**ない**とき $N_{\mathrm{f}} = 1$
強い電弱１次相転移

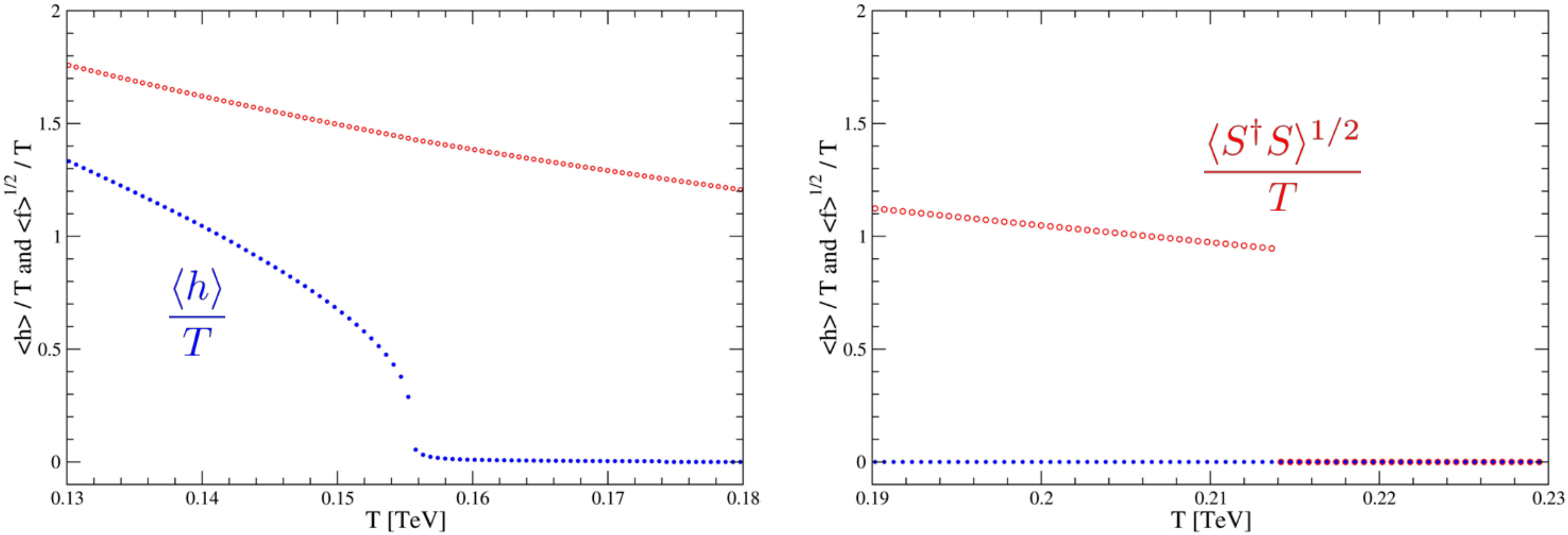
$N_{\mathrm{c}} = 6$



電弱相転移とスケール相転移が同時に起っている

ダークマターが**ある**とき $N_{\rm f}=2$
弱い電弱１次相転移

$N_{\rm c}=6$



両者の違いは λ_{HS} から来る

$$-\lambda_{HS}(S^\dagger S)H^\dagger H$$

- λ_{HS}が大きいと$(\Omega\hat{h}^2)_{\mathrm{DM}} \approx 0.13$を満たせない
- λ_{HS}が小さいとHidden sectorの強い相転移が伝わりにくい
- 今の近似の範囲での話
- 両立が完全に否定されたわけではない！

まとめ

- スケール不変性による標準模型の拡張
  - 強い相互作用をするHidden sector
  - $\Lambda_{\mathrm{HQCD}} \rightarrow \Lambda_{\mathrm{EW}}$
  - $< S^{\dagger}S > \rightarrow m_{\mathrm{H}}$

Scalegenesis

- ダークマターの候補がある
- 強い電弱１次相転移が起こる

- より精密な解析が必要 … lattice simulation
- Hidden sectorどこまで有効？…UV complete？

with H. Goto, H. Kawauchi

APPENDIX

平均場近似

Bogoliubov-Valatin vacuum $|\Omega\rangle$

$$\langle\Omega|(S_i^\dagger S_j)|\Omega\rangle = f_0\delta_{ij} + Z_\sigma^{1/2}\delta_{ij}\sigma + Z_\phi^{1/2}t_{ji}^\alpha\phi^\alpha$$

$$\langle S_i S_j\rangle = \left\langle \sum_{a=1}^{N_c} S_i^a S_j^a \right\rangle$$

Wick contractions

$$\langle\Omega| : \mathcal{O} : |\Omega\rangle = 0$$

$$(S_i^\dagger S_j) =: (S_i^\dagger S_j) : + f_{ij}$$

$$(S_i^\dagger S_j)(S_j S_i) =: (S_i^\dagger S_j)(S_j^\dagger S_i) : + 2f_{ij}(S_j^\dagger S_i) - |f_{ij}|^2$$

平均場近似

Lagrangian $\mathcal{L}_{\mathrm{eff}} = \mathcal{L}_{\mathrm{MFA}} + \mathcal{L}_I$ $\langle\Omega|\mathcal{L}_I|\Omega\rangle = 0$

$$
\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\mathrm{MFA}} = (\partial^\mu S^\dagger \partial_\mu S) - M^2(S_i^\dagger S_j) \\
&+ N_f(N_f\lambda_S + \lambda'_S)Z_\sigma\sigma^2 + \frac{\lambda'_S}{2}Z_\phi\phi^\alpha\phi^\alpha \\
&- 2(N_f\lambda_S + \lambda'_S)Z_\sigma^{1/2}\sigma(S_i^\dagger S_i) - 2\lambda'_S Z_\phi^{1/2}(S_i^\dagger t_{ij}^\alpha \phi^\alpha S_j) \\
&+ \lambda_{HS}(S_i^\dagger S_i)H^\dagger H - \lambda_H(H^\dagger H)^2
\end{aligned}
$$

Constituent scalar mass

$$M^2 = 2(N_f\lambda_S + \lambda'_S)f - \lambda_{HS}H^\dagger H$$

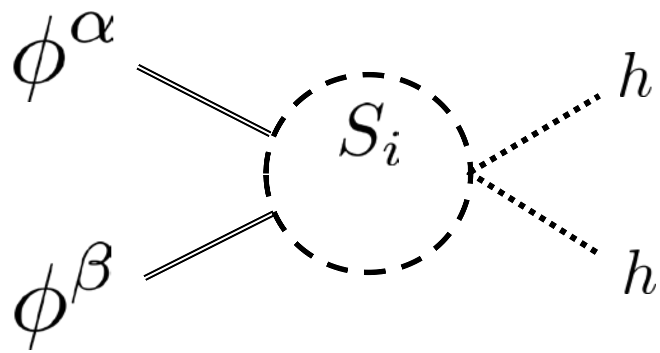
有効ポテンシャル

$$V_{\mathrm{MFA}} = M^2(S_i^\dagger S_i) + \lambda_H (H^\dagger H)^2 - N_f(N_f\lambda_S + \lambda_S')f^2 + \frac{N_c N_f}{32\pi^2} M^4 \log\frac{M^2}{\Lambda_H^2}$$

$$H = \begin{pmatrix} \chi^+ \\ \langle h\rangle + h + i\chi^0 \end{pmatrix}$$

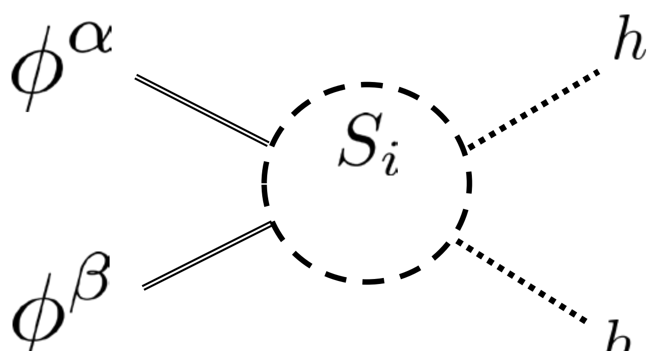
対消滅

$\kappa_{s(t)}\delta_{\alpha\beta} =$

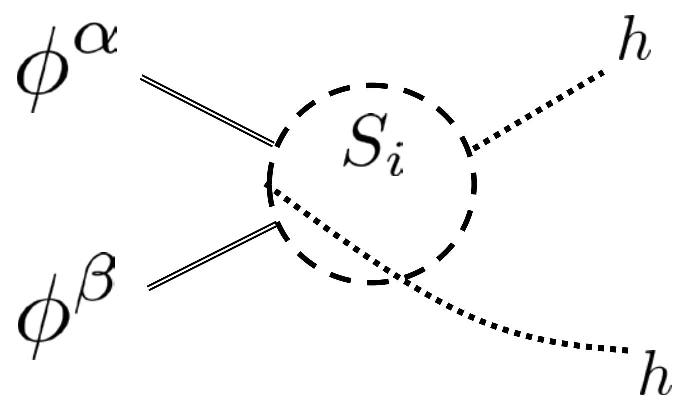


+cross

$+$



$+$



+crosses

平均対消滅断面積

$$\langle v\sigma\rangle = \frac{1}{32\pi m_{\rm DM}^3} \sum_{I=W,Z,t,h} (m_{\rm DM}^2 - m_I^2)^{1/2} a_I + \mathcal{O}(v^2)$$

$$a_{W(Z)} = 4(2)[\mathrm{Re}(\kappa_s)]^2 \Delta_h^2 m_{W(Z)}^4 \left(3 + 4\frac{m_{\rm DM}^4}{m_{W(Z)}^4} - 4\frac{m_{\rm DM}^2}{m_{W(Z)}^2}\right)$$

$$a_t = 24[\mathrm{Re}(\kappa_s)]^2 \Delta_h^2 m_t^2 (m_{\rm DM}^2 - m_t^2)$$

$$a_h = [\mathrm{Re}(\kappa_s)]^2 \left(1 + 24\lambda_H \Delta_h \frac{m_W^2}{g^2}\right)^2$$

$$\Delta_h = (4m_{\rm DM}^2 - m_h^2)^{-1}$$

σ_{SI}

$$\sigma_{\mathrm{SI}} = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{\kappa_t \hat{r} m_N^2}{m_{\mathrm{DM}} m_h^2}\right)^2 \left(\frac{m_{\mathrm{DM}}}{m_N + m_{\mathrm{DM}}}\right)^2$$

$$\hat{r} \sim 0.3$$