

# 新物理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 における電弱相転移

---

お茶の水女子大学  
博士課程D2 出川智香子

# 自己紹介

出川智香子 イデガワチカコ

所属大学：お茶の水女子大学

所属研究室：素粒子論研究室

学年：D2

出身地：神奈川県横浜市

趣味：音楽（演奏も鑑賞も）

カフェ巡り

Netflix



---

# 目次

第一部：素粒子標準模型と標準模型を超える物理

第二部：新物理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(CxSM)と電弱相転移

arXiv:2105.11830

第三部：CxSMにおけるCP対称性を破る位相の電弱相転移と重力波への寄与

arXiv:2205.12046

---

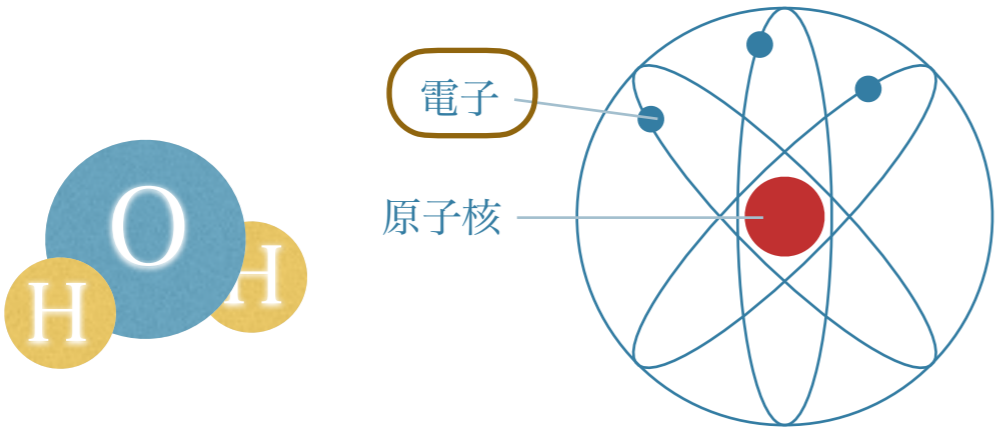
## 第一部

# 素粒子標準模型と 標準模型を超える物理

# 素粒子とは

素粒子：物質を構成する最小単位

○：素粒子

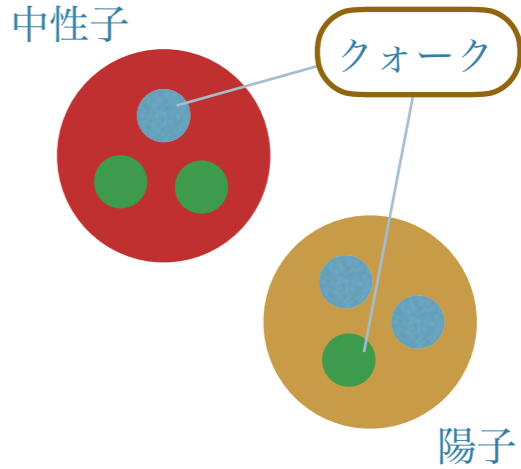


分子

原子



原子核



核子

# フェルミオンとボソン

## フェルミオン

半整数倍のスピン角運動量を持つ

### ・クォーク



### ・レプトン



## ボソン

整数倍のスピン角運動量を持つ

### ・ゲージボソン    ・ヒッグスボソン



# ゲージボソンとヒッグスボソン

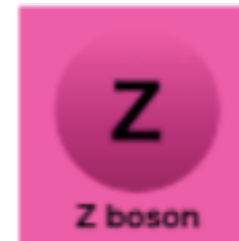
ゲージボソン：ゲージ相互作用を媒介するボソン

・電磁相互作用

・弱い相互作用

媒介粒子：フォトン(光子)

媒介粒子：Wボソン、Zボソン

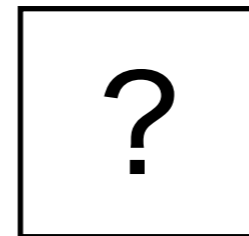


・強い相互作用

・重力相互作用

媒介粒子：グルーオン

媒介粒子：(ゲージ理論で記述されていれば)グラビトン



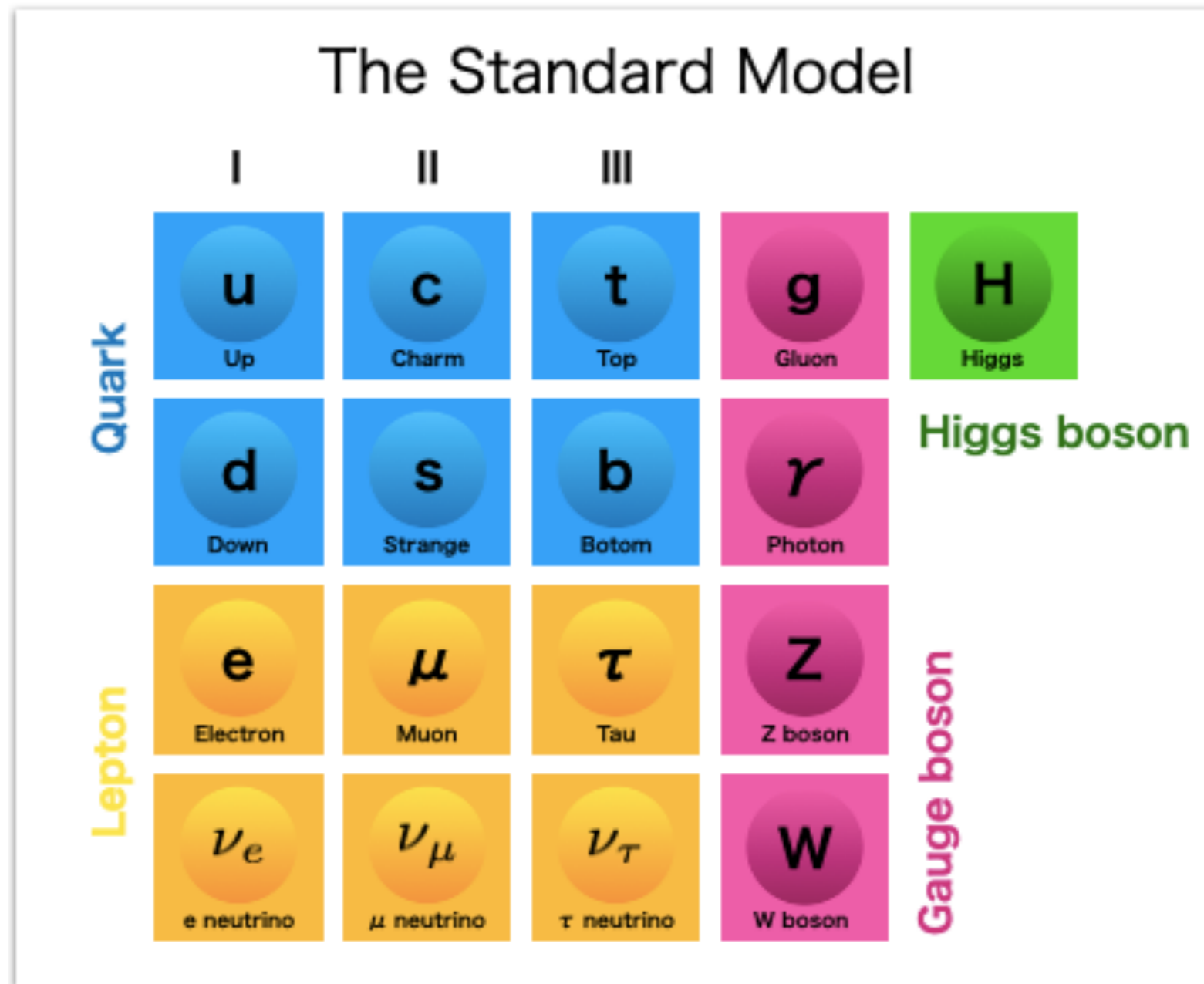
ヒッグスボソン：質量の起源を説明するヒッグス機構により存在が予言された



2012年LHC実験により発見されたと発表

# 標準模型

標準模型：強い相互作用、弱い相互作用、電弱相互作用を記述する模型



# 標準模型の成功

- ・ ヒッグス機構による自発的対称性の破れと質量獲得

- ・ アノマリーの相殺によるフェルミオンの世代構造

カイラルなゲージ理論で生じるゲージアノマリーが  
フェルミオンの寄与によって相殺する

- ・ CP対称性の破れについての小林益川理論

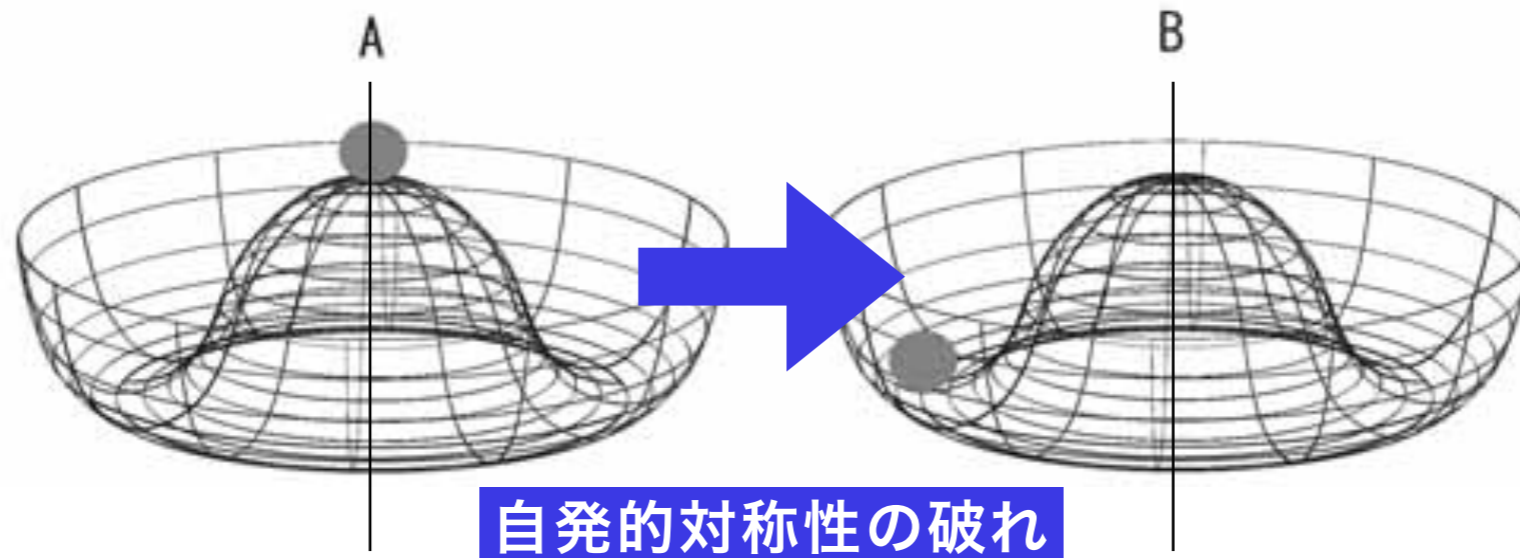
小林益川理論によると、フェルミオンの混合によりCP対称性が破れる

ためには3世代以上のフェルミオンが必要

フェルミオン混合に起因するCP対称性の破れは実験でも確認されている

# 自発的対称性の破れとヒッグス機構

ヒッグスポテンシャル



エネルギーが高い状態

→ 回転対称性あり

エネルギーが低い状態(安定)

→ 回転対称性が破れている

ヒッグス場が安定な状態に落ち着く = ヒッグス場が真空期待値(nonzero)をとる

ヒッグス場が真空期待値をとることで、ヒッグス場とゲージ場の相互作用によりゲージボソンは質量を獲得!

# 標準模型で解決できない問題

- ・ 暗黒物質の正体

- ・ バリオン数の非対称性

- ・ ニュートリノ振動

生成時のニュートリノのフレーバーが後に別のフレーバーとして観測される現象  
これはニュートリノが質量を持つことで起こるが、  
標準模型のニュートリノの質量は厳密に0である

- ・ 階層性問題

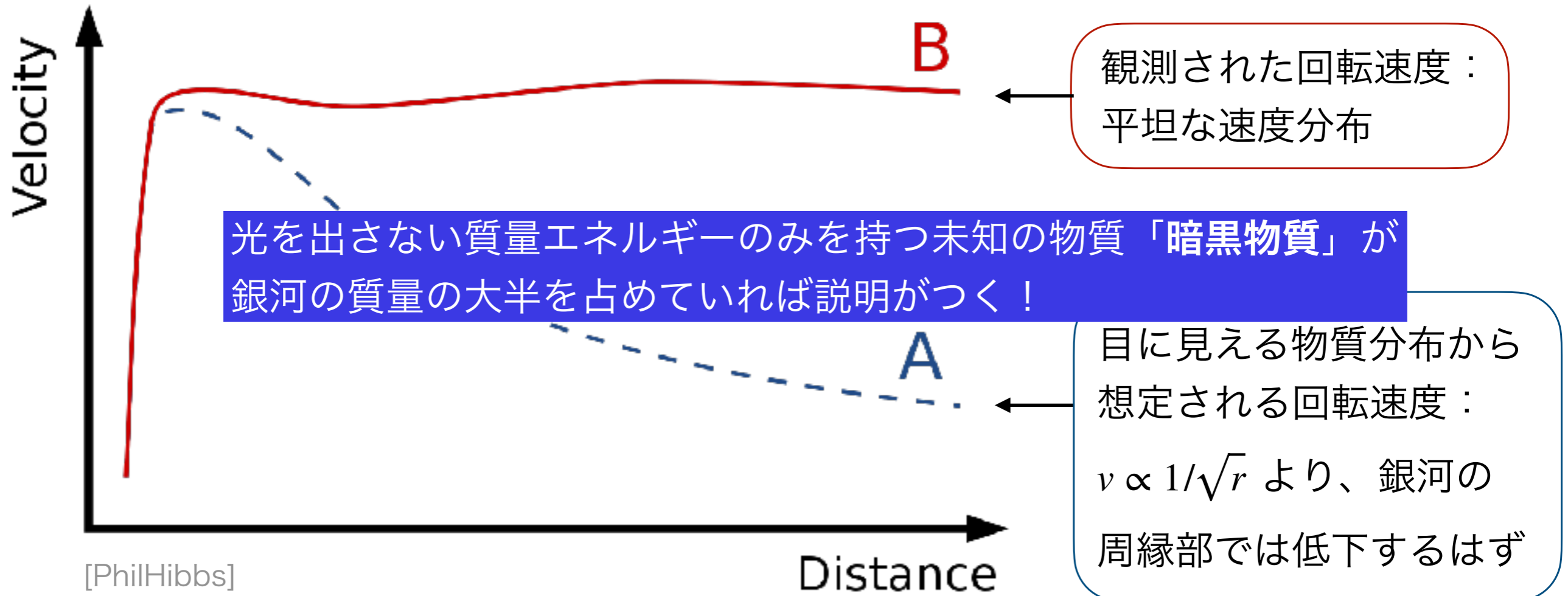
標準模型ではヒッグス機構における対称性の破れのスケールを観測事実と合わせるために  
ファインチューニングが必要

などなど

# 暗黒物質

暗黒物質：数々の天文学的観測により存在が示唆されているものの  
光学的観測が不可能な物質の総称

例) 銀河の回転速度





# 暗黒物質

観測事実から導き出される暗黒物質の性質

- ・ 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

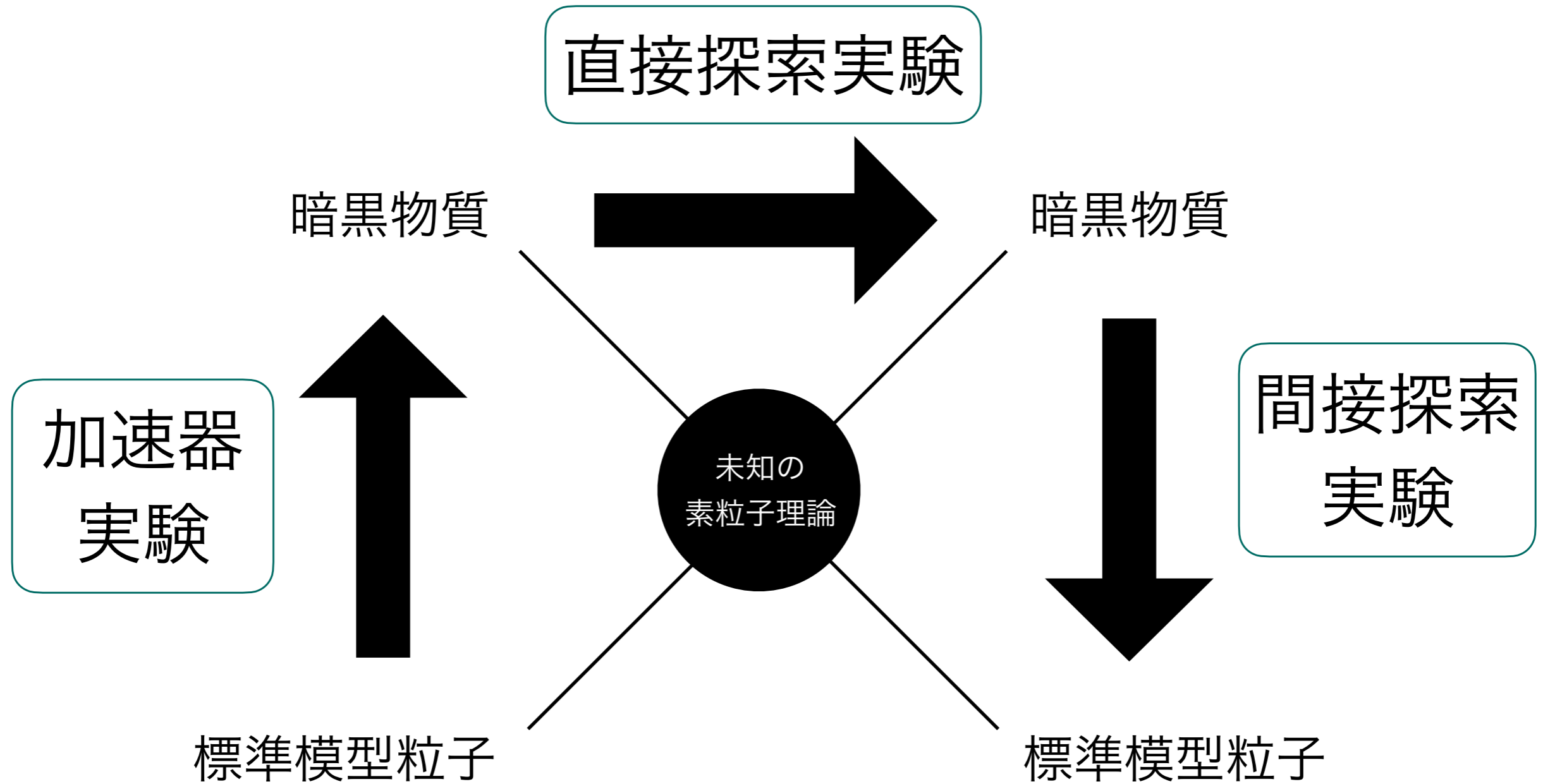
- ・ 宇宙年齢と比べて長寿命

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

**標準模型には暗黒物質候補がない  
→ 標準模型を拡張する必要がある！**

# 暗黒物質

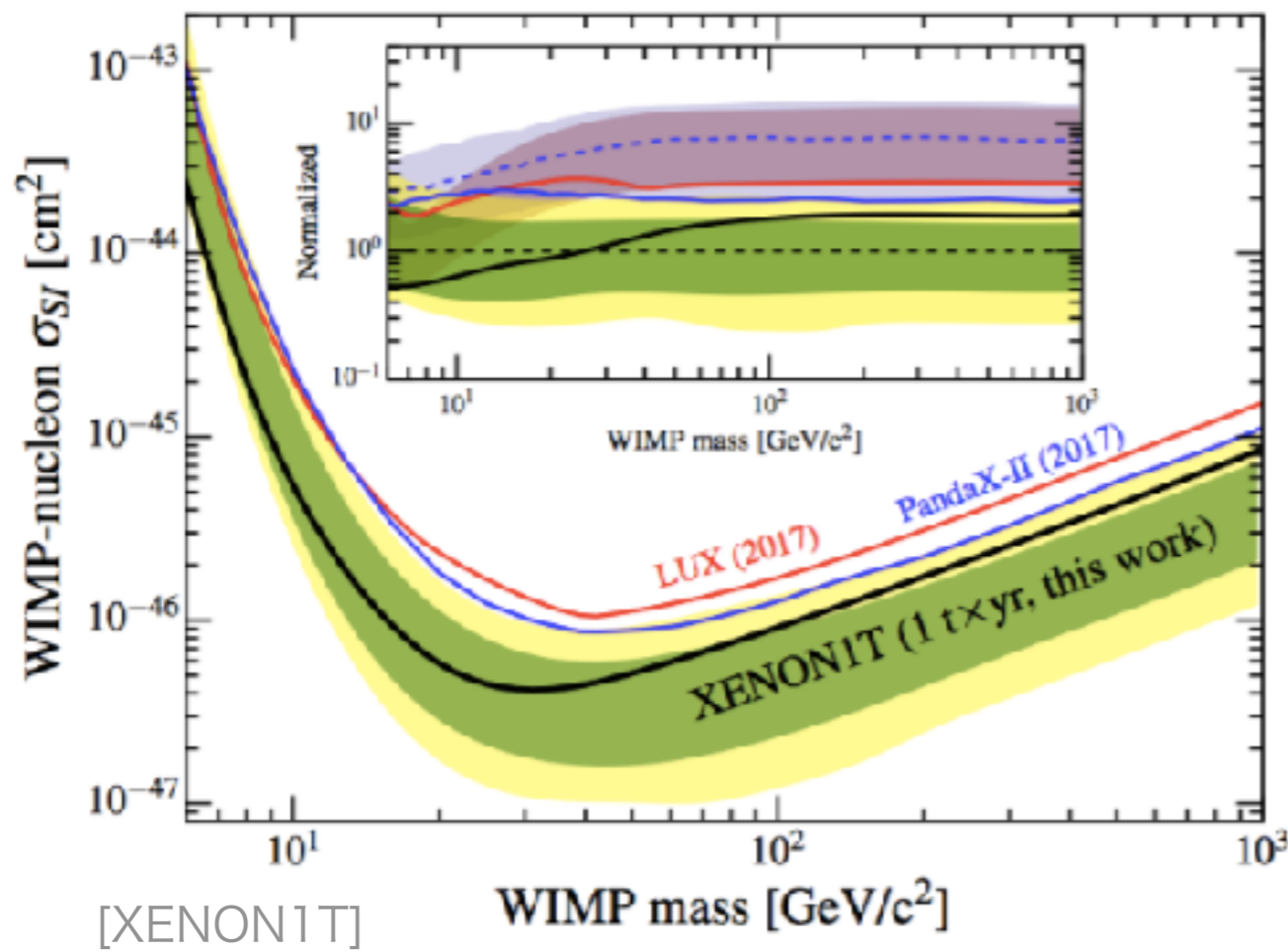
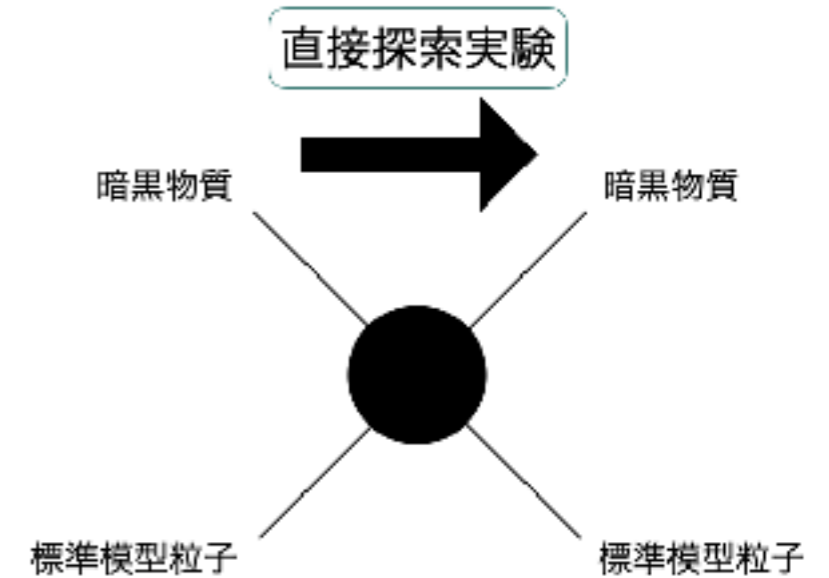
暗黒物質探索



# 暗黒物質

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



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

→ 暗黒物質候補粒子がこれをいかに  
満たすかが課題に

# 標準模型で解決できない問題

- ・ 暗黒物質の正体

- ・ バリオン数の非対称性

- ・ ニュートリノ振動

生成時のニュートリノのフレーバーが後に別のフレーバーとして観測される現象  
これはニュートリノが質量を持つことで起こるが、  
標準模型のニュートリノの質量は厳密に0である

- ・ 階層性問題

標準模型ではヒッグス機構における対称性の破れのスケールを観測事実と合わせるために  
ファインチューニングが必要

などなど

# バリオン数の非対称性

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

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、物質と反物質はほぼ等しい

**どこかでバリオン数が生成されているはず**

全体のバリオン数は0

しかし現在の宇宙はほとんど物質で構成されている

正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

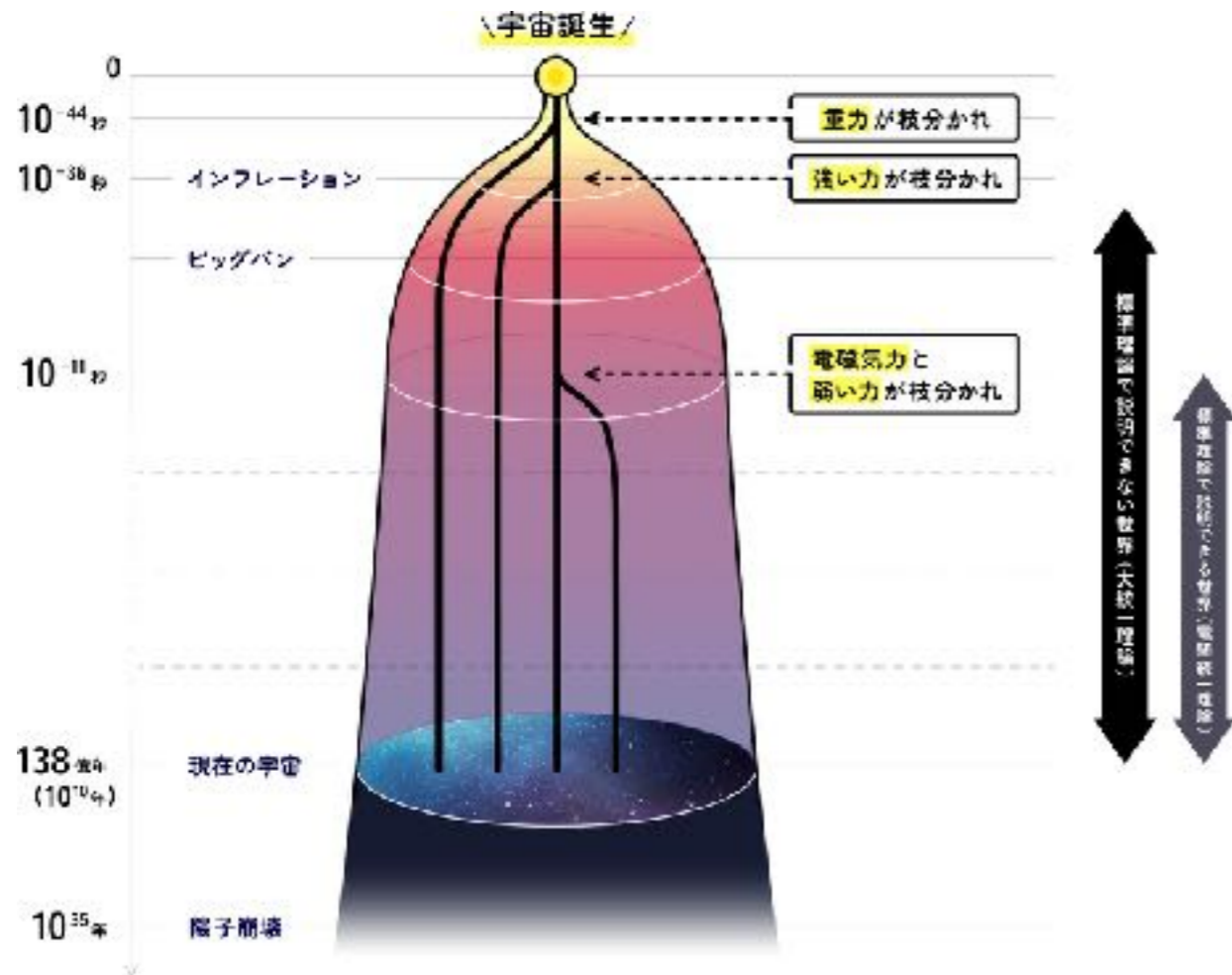
### 3. 熱平衡からの離脱

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

# バリオン数の非対称性

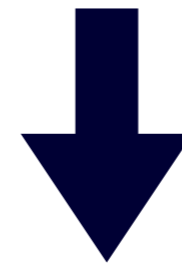
バリオン非対称性を説明するシナリオの一つに電弱バリオジェネシスがある

- ・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

<https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/hk/special/yonde04/>

# バリオン数の非対称性

## 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！**

# 標準模型の拡張

前述の通り、標準模型の拡張が必要  
どのように拡張していくか

今回はこちら

## Bottom up型

低いエネルギースケールで現象論に合うような模型を考える  
そこで見られる対称性を高いエネルギースケールでより大きな対称性に統合

## Top down型

高いエネルギースケールで統一ゲージ群を与える  
量子化を行い、低エネルギー極限で現象論に合うような理論を考える  
例) 超弦理論

---

# ここまでのまとめ

- 標準模型は、物質を構成するフェルミオン(クォーク、レプトン)、物質に質量を与えるヒッグスボソン、力を媒介するゲージボソンからなる。強い相互作用、弱い相互作用、電磁相互作用を記述するモデルである。
- 標準模型ではヒッグス粒子が真空期待値を取ることで電弱対称性が破れ、それによりゲージ粒子は質量を獲得する。=ヒッグス機構
- 標準模型は素粒子の振る舞いを良く記述しているが、暗黒物質の正体やバリオン数の非対称性など説明できない事象も存在する。
- 標準模型の拡張はbottom up型とtop down型に分類できる。

---

## 第二部

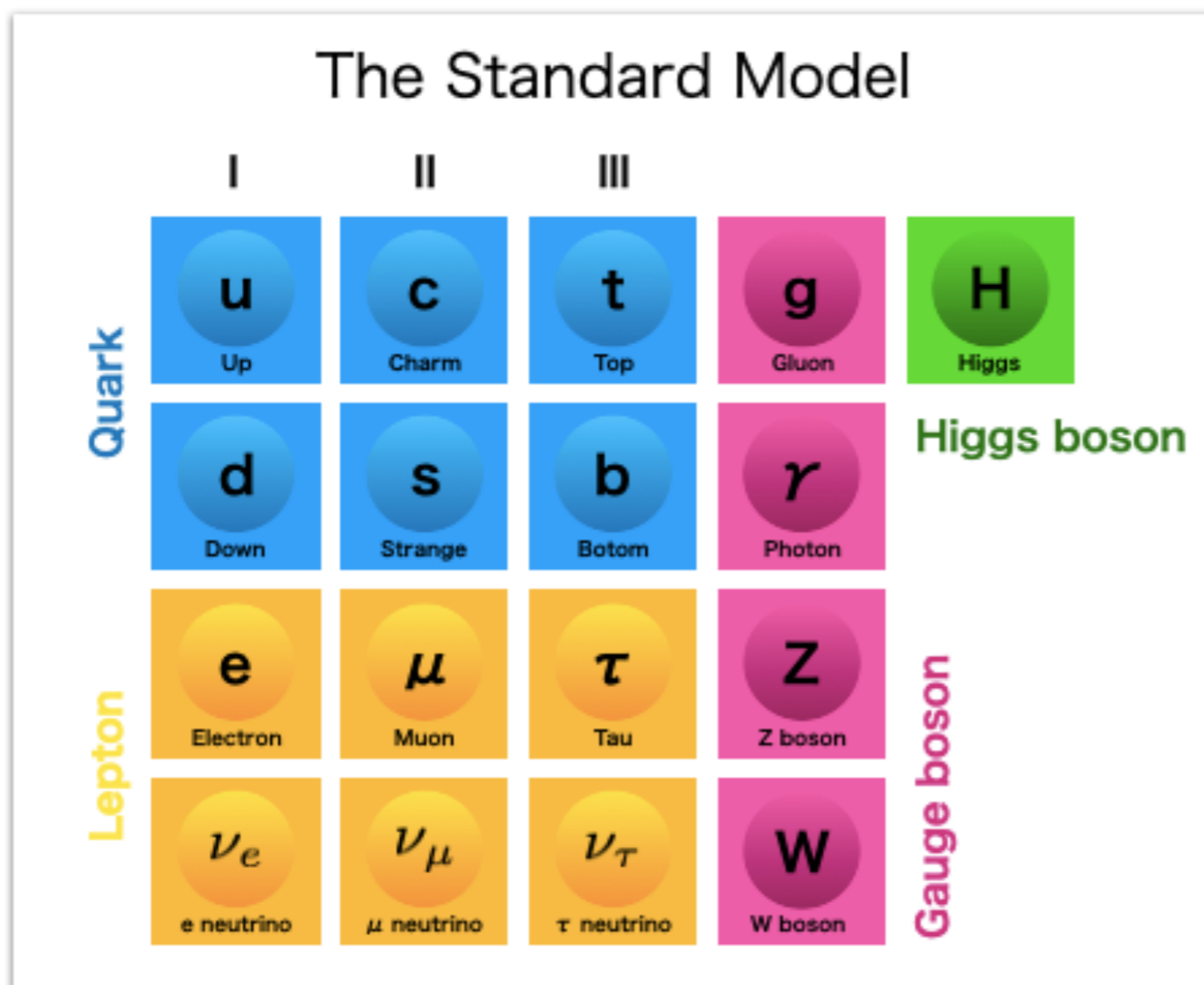
# 新物理抑制メカニズムを持つ 複素シングレットスカラー拡張模型(CxSM) と電弱相転移

参考: Gi-Chol Cho, Chikako Idegawa, Eibun Senaha, “Electroweak phase transition in a complex singlet extension of the Standard Model with degenerate scalars”, Phys.Lett.B 823 (2021) 136787, [arXiv:2105.11830](https://arxiv.org/abs/2105.11830)

# CxSM (Complex singlet extension of the SM)

CxSM (Complex singlet extension of the SM):

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 (Complex singlet extension of the SM)

$$(\text{ラグランジアン}) = (\text{運動エネルギー}) - (\text{ポテンシャル}) \quad L = K - V$$

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

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

Global U(1)対称な項

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

Global U(1)対称性を

softに破る項

係数は全て正と仮定  $\rightarrow$  CP対称性 ( $S \rightarrow S^*$ ) が成り立つ

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

$v$  :  $h$  の真空期待値

$v_S$  :  $s$  の真空期待値

$\chi$  : 暗黒物質候補粒子

# CxSM (Complex singlet extension of the SM)

## 暗黒物質の性質

- ・ 質量を持つ → global U(1)対称な項だけだと $\chi$ はゴールドストーンボソン  
対称性を破る項により質量を持つ  $m_\chi^2 = -b_1 - \sqrt{2}\frac{a_1}{v_S}$
- ・ 電荷を持たない →  $\chi$ は電荷0
- ・ 長寿命 →  $\chi$ はCP-oddであるため、他の粒子に崩壊しない

## CP-even粒子: $h, s$

### 質量固有状態

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

unphysical

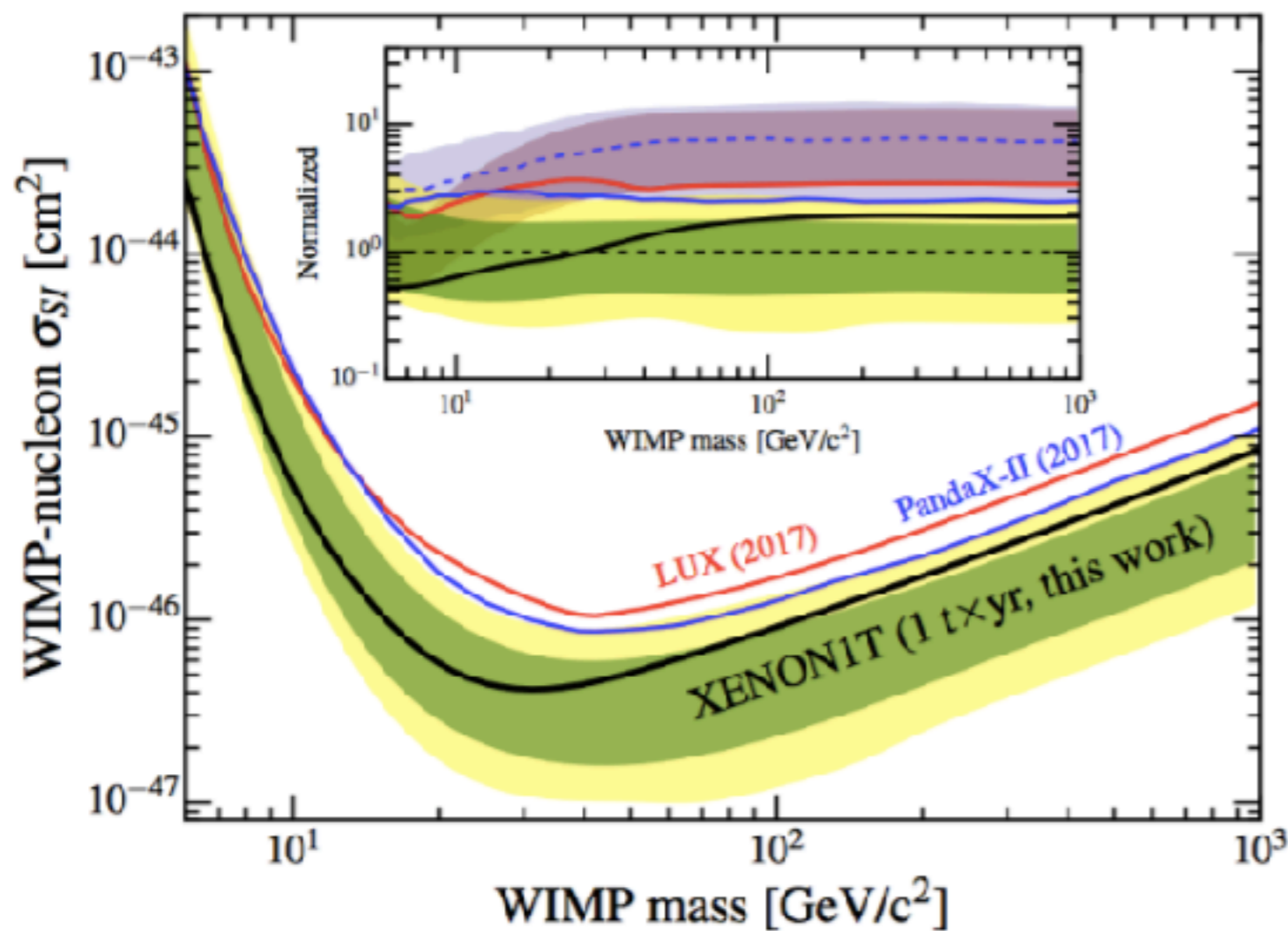
2つのヒッグス粒子; physical

### 質量固有値

$$m_{h_1, h_2}^2 = \frac{1}{2} \left( \frac{\lambda}{2} v \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{d_2^2}{2} v_S^2 - \sqrt{2} \frac{a_1}{2v_S}} \\ \sqrt{\frac{d_2^2}{2} v_S^2 + \sqrt{2} \frac{a_1}{2v_S}} \end{pmatrix} \right) \Lambda^2 \equiv \frac{d_2}{2} v_S^2 - \sqrt{2} \frac{a_1}{2v_S}$$

**$h_1$ : SMのヒッグス粒子 ( $m_{h_1} = 125 \text{ GeV}$ )**

# CxSM (Complex singlet extension of the SM)



CxSMは暗黒物質  $\chi$  を含む

→ 直接探索実験からの強い制限を回避する必要がある

→ 縮退スカラーシナリオで制限を回避

# 縮退スカラーシナリオ

相互作用項  $h_1\chi^2, h_2\chi^2$

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

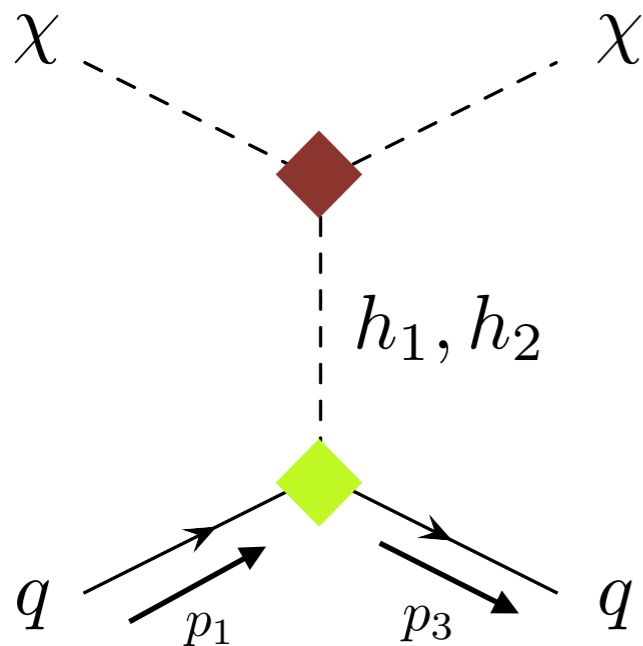
$$g_{h_1\chi\chi} \equiv -\frac{m_{h_1}^2 + \frac{\sqrt{2}a_1}{v_S}}{2v_S} \sin \alpha$$

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

相互作用項  $h_1\bar{f}f, h_2\bar{f}f$

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

CxSMにおける暗黒物質  $\chi$  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



$h_1$  or  $h_2$  が媒介するそれぞれの散乱振幅 ( $t = (p_3 - p_1)^2$ )

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

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

# 縮退スカラーシナリオ

2つの散乱振幅の和

$$i(\mathcal{M}_{h_1} + \mathcal{M}_{h_2}) = i \frac{m_f}{vv_S} \left( -\frac{m_{h_1}^2 + \frac{\sqrt{2}a_1}{v_S}}{t - m_{h_1}^2} + \frac{m_{h_2}^2 + \frac{\sqrt{2}a_1}{v_S}}{t - m_{h_2}^2} \right) \sin \alpha \cos \alpha \bar{u}(p_3) u(p_1)$$

$$\simeq i \frac{m_f}{vv_S} \sin \alpha \cos \alpha \bar{u}(p_3) u(p_1)$$

$$\left. \left( \left( \sqrt{2}a_1, \dots \right) \left( 1, \dots, 1 \right) + \sqrt{2}a_1, \left( 1, \dots, 1 \right) \right) \right\}$$

2つのヒッグス粒子の質量が縮退しているとき ( $m_{h_1} \simeq m_{h_2}$ )

暗黒物質-核子散乱振幅は打ち消し合う

$vv_S$

$v_S$

$m_{h_1}^2$

$m_{h_2}^2$

0

散乱振幅が打ち消し合うためには、 $a_1 \simeq 0$  or  $m_{h_1} \simeq m_{h_2}$  だが

Domain wall問題の観点から  $a_1 \neq 0$  としたい

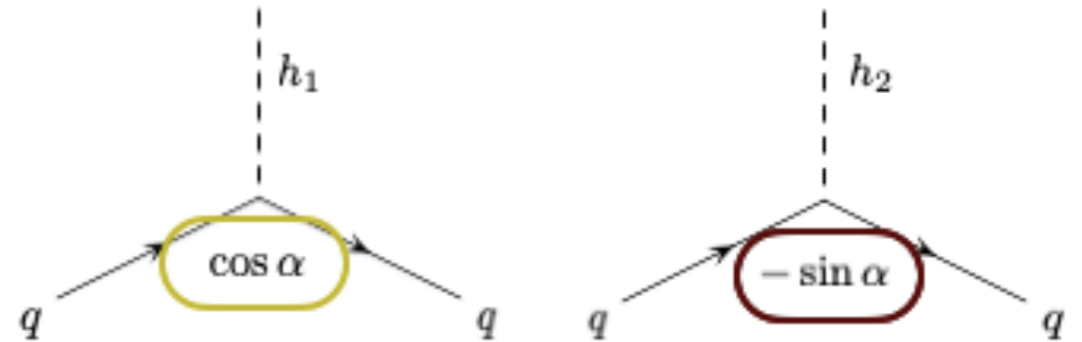
cf.) 微分断面積と散乱振幅の関係  $\frac{d\sigma}{d\Omega} = |\mathcal{M}|^2$

# 縮退スカラーシナリオ

$h_1, h_2$  と標準模型のフェルミオン、ゲージボソンの相互作用は on-shell で両者の寄与を足し上げることで標準模型の予言と一致する

例) フェルミオンの相互作用

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



$$h_1 = h_{\text{SM}} \cos \alpha - s \sin \alpha, \quad h_2 = -h_{\text{SM}} \sin \alpha + s \cos \alpha$$

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

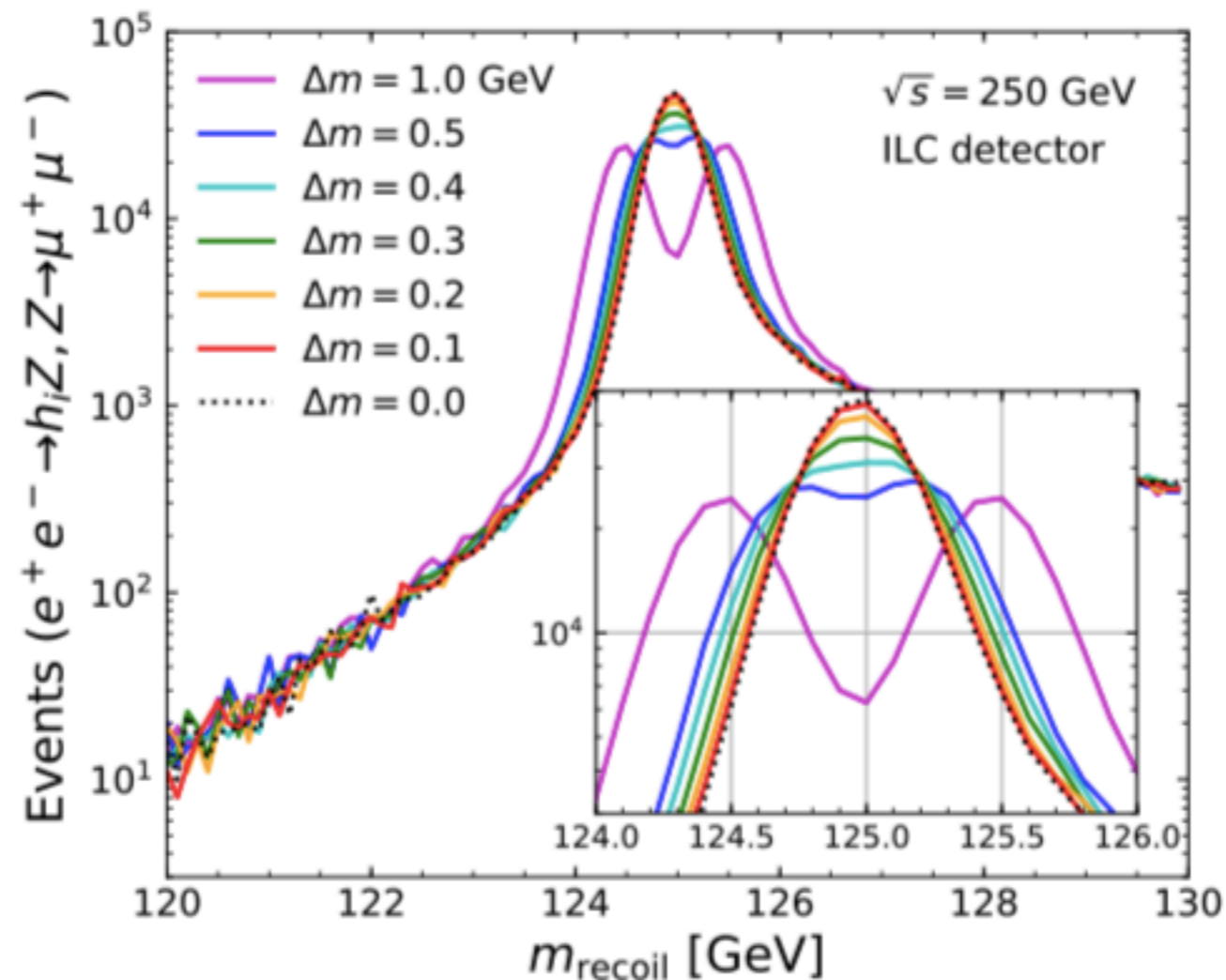
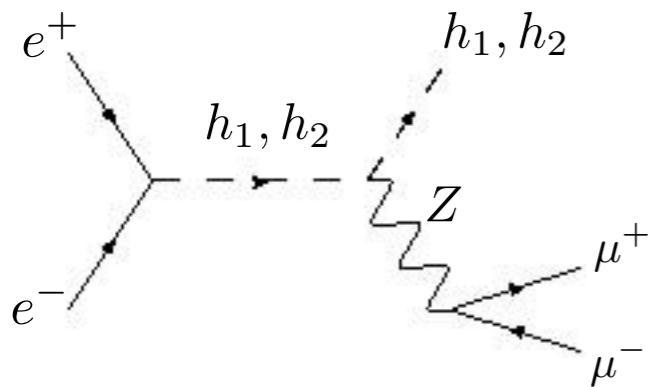
$$\Gamma(h_2 \rightarrow \text{SM}) = \Gamma(h_{\text{SM}} \rightarrow \text{SM})(m_{h_2}) \times \sin^2 \alpha$$

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

# 縮退スカラーシナリオ

LHCの精度では2つのヒッグス粒子の質量差 $\Delta m$ が $\Delta m \simeq |m_{h_1} - m_{h_2}| \simeq 3 \text{ GeV}$ のとき、 $2\sigma$ のズレとして観測される  $\rightarrow$  それ以下なら $h_1, h_2$ を識別できない

ILCではどうか？



$\Delta m \simeq 1 \text{ GeV}$ なら  
識別できる

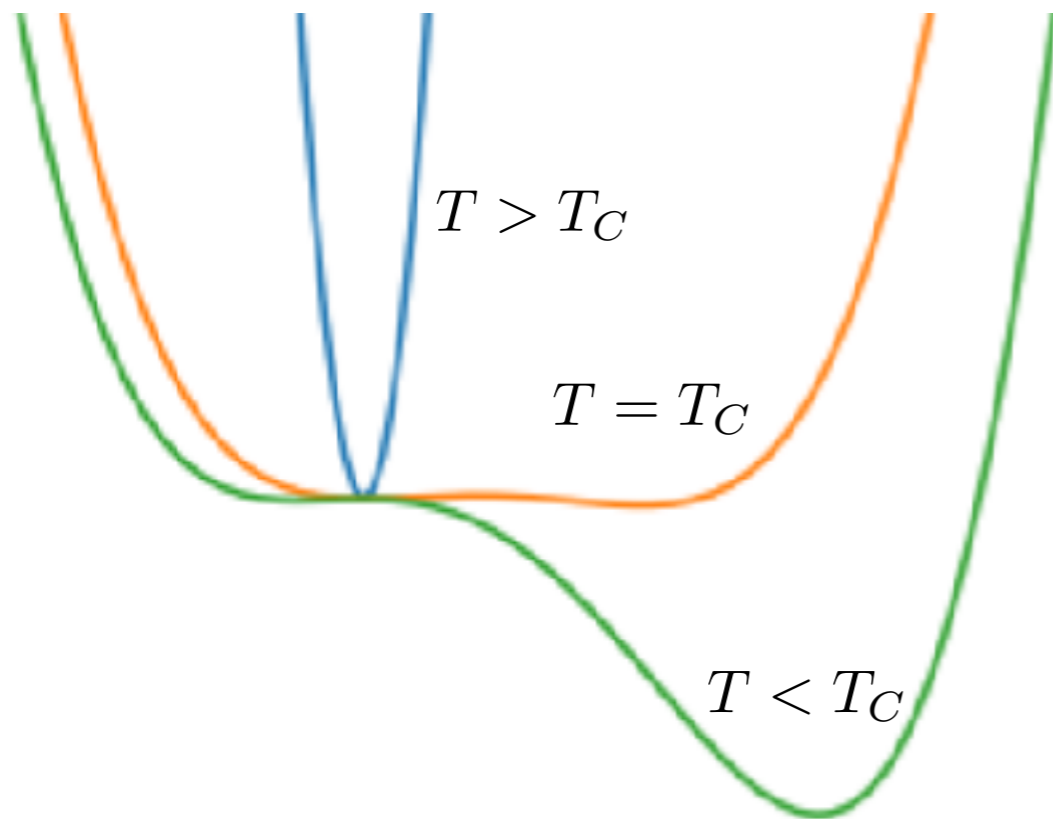
# 電弱一次相転移

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

元の相から次の相へ劇的に変化する

→ 定量化したい

有効ポテンシャル(温度依存)



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

\*  $T > T_C$

ヒッグス場の真空期待値が0(真空期待値を取らない)のときポテンシャルは最小

\*  $T = T_C$

ポテンシャルを最小にするnonzeroの真空期待値 ( $v_C$ ) が登場

\*  $T < T_C$

nonzeroの真空期待値でポテンシャルが最小

臨界点ではポテンシャルが2つの縮退した最小値を持つ

# 電弱一次相転移

Tree levelポテンシャル

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

→ これに加えてゼロ温度のloopレベルのポテンシャルや有限温度のloopレベルのポテンシャルを考えないといけない

簡単のため標準模型の有効ポテンシャル(高温近似)を考えてみる

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

$$D = \frac{2m_W^2 + m_Z^2 + 2m_t^2}{8v^2}$$

$$E = \frac{2m_W^3 + m_Z^3}{4\pi}$$

$$T_o^2 = \frac{m_h^2 - 8Bv^3}{4D}$$

$$B = \frac{3}{64\pi^2 v^4} (2m_W^4 + m_Z^4 - 4m_t^4)$$

$$\lambda(T) = \lambda - \frac{3}{16\pi^2 v^4} \left( 2m_W^4 \log \frac{m_W^2}{A_B T^2} + m_Z^4 \log \frac{m_Z^2}{A_B T^2} - 4m_t^4 \log \frac{m_t^2}{A_F T^2} \right)$$

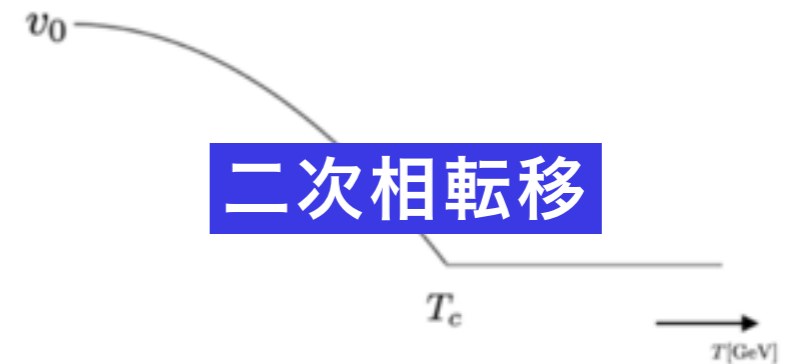
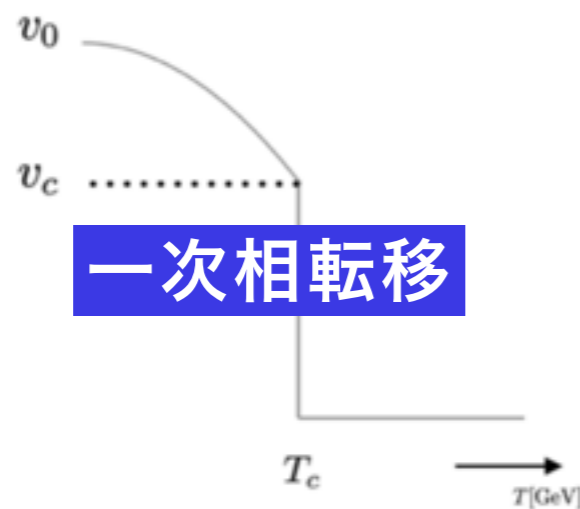
$\phi_c$  : ヒッグスの背景場

# 電弱一次相転移

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

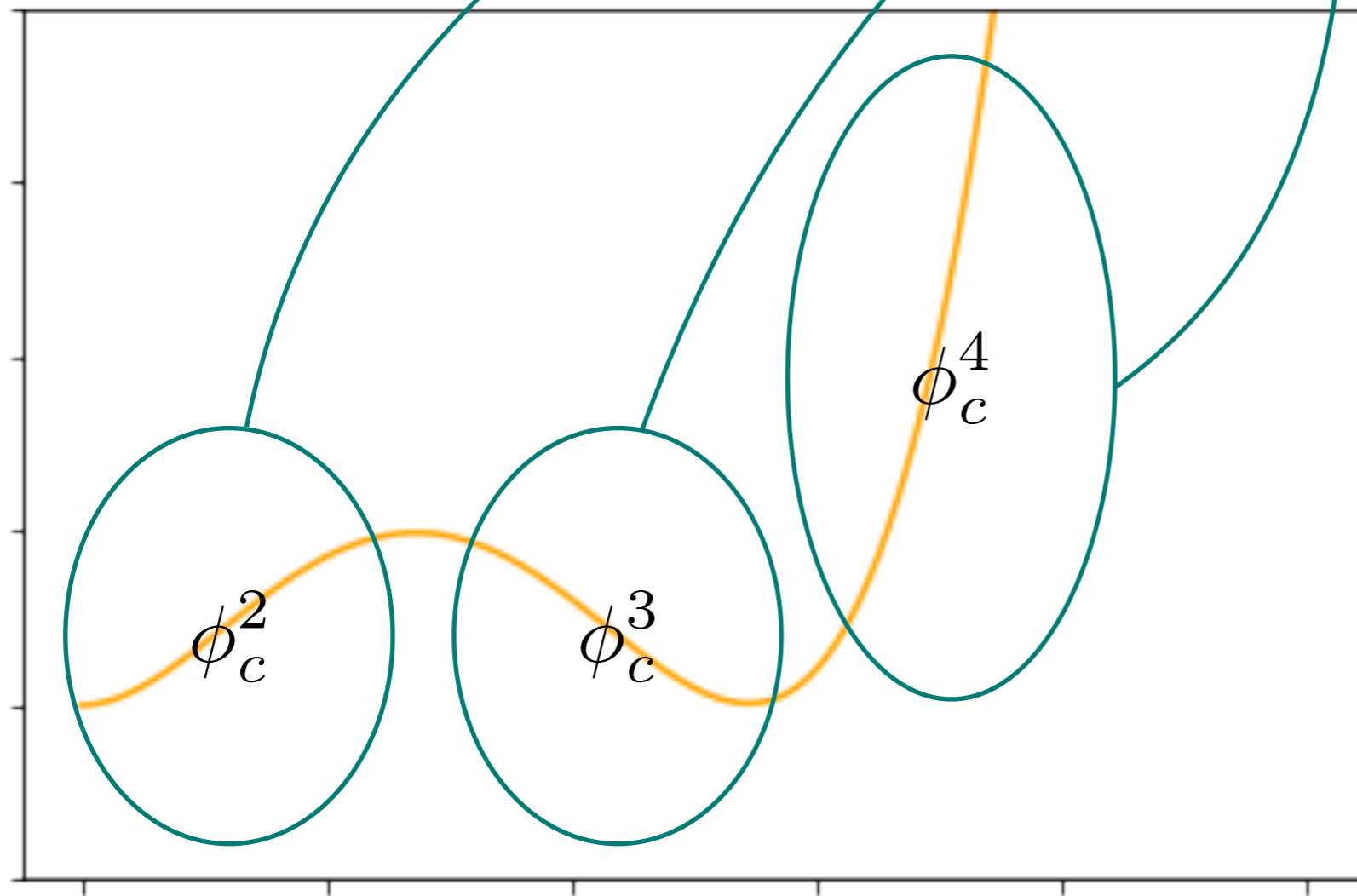
$$V(\phi_c, T) = D(T^2 - T_o^2)\phi_c^2 + \frac{\lambda(T)}{4}\phi_c^4$$

一次相転移には場の3乗( $-ET\phi_c^3$ )の項が重要  
(有限温度のボソンループ由来)



# 電弱一次相転移

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



一次相転移が起こるとい  
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

# CxSMの電弱一次相転移

一般的に有限温度のボソンループが一次相転移に重要  
しかしCxSMではtree levelの構造がより大きな寄与を与える

**High Temperature Potential = Tree level Potential + Thermal Mass** を見てみる

有限温度ポテンシャルから場の  
2次の項を抜き出したもの

$$\begin{aligned} V^{\text{HT}}(\varphi, \varphi_S; T) &= V_0(\varphi, \varphi_S) + \frac{1}{2} (\Sigma_H \varphi^2 + \Sigma_S \varphi_S^2) T^2 \\ &= \frac{m^2}{4} \varphi^2 + \frac{\lambda}{16} \varphi^4 + \frac{\delta_2}{8} \varphi^2 \varphi_S^2 + \frac{b_2}{4} \varphi_S^2 + \frac{d_2}{16} \varphi_S^4 + \sqrt{2} a_1 \varphi_S + \frac{b_1}{4} \varphi_S^2 \\ &\quad + \frac{1}{2} (\Sigma_H \varphi^2 + \Sigma_S \varphi_S^2) T^2 \end{aligned}$$

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

# CxSMの電弱一次相転移

場を極座標表示する  $\varphi = z \cos \gamma$ ,  $\varphi_S = z \sin \gamma + v_S^{\text{sym}}$

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

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

一次相転移が起こるとき

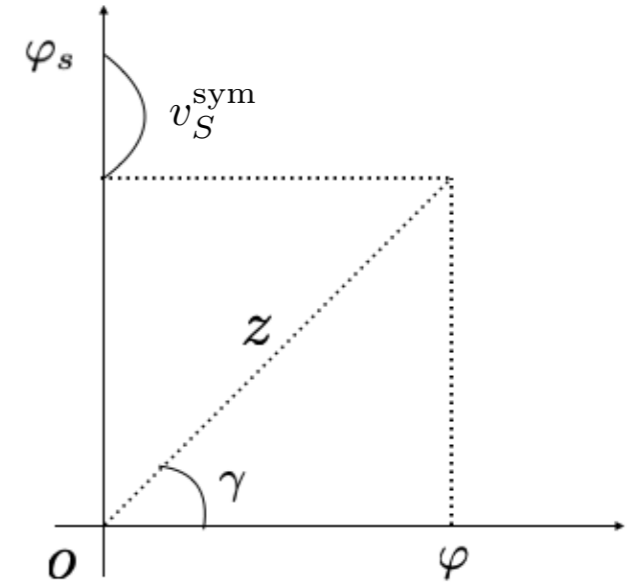
$$T_C \simeq \sqrt{\frac{1}{2\Sigma_H} \left( -m^2 - \frac{(v_{SC}^{\text{sym}})^2}{2} \delta_2 \right)},$$

$$v_C = \lim_{T \nearrow T_C} v(T)$$

$$v_{SC} = \lim_{T \nearrow T_C} v_S(T)$$

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

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



$$c_3 = -\frac{s_\gamma v_S^{\text{sym}}}{4} (\delta_2 c_\gamma^2 + d_2 s_\gamma^2)$$

強い一次相転移の条件

$$\frac{v_C}{T_C} \gtrsim 1$$

# CxSMの電弱一次相転移

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

About  $T_C$   $T_C \rightarrow$  小さい,  $\delta_2 \rightarrow$  正かつ大きい

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

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

$v_S \rightarrow$  小さい,  $\alpha \rightarrow$  最大角  $\frac{\pi}{4}$

(1) 正かつ大きな  $\delta_2$   $\therefore |\alpha| \simeq \frac{\pi}{4}$  and  $v_S < 1 \text{ GeV}$

(2) 小さな  $d_2$   $\therefore a_1 < 0$  かつ 適当な値

About  $v_C$

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

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

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

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

$$d_2 = \frac{2}{v_S^2} \left[ m_{h_1}^2 + (m_{h_2}^2 - m_{h_1}^2) \cos^2 \alpha + \frac{\sqrt{2}a_1}{v_S} \right] \simeq \frac{2}{v_S^2} \left[ m_{h_1}^2 + \frac{\sqrt{2}a_1}{v_S} \right] \quad a_1 < 0$$

# ベンチマークポイント

Inputs	$v$ [GeV]	$m_{h_1}$ [GeV]	$m_{h_2}$ [GeV]	$\alpha$ [rad]	$a_1$ [GeV <sup>3</sup> ]	$v_S$ [GeV]	$m_\chi$ [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

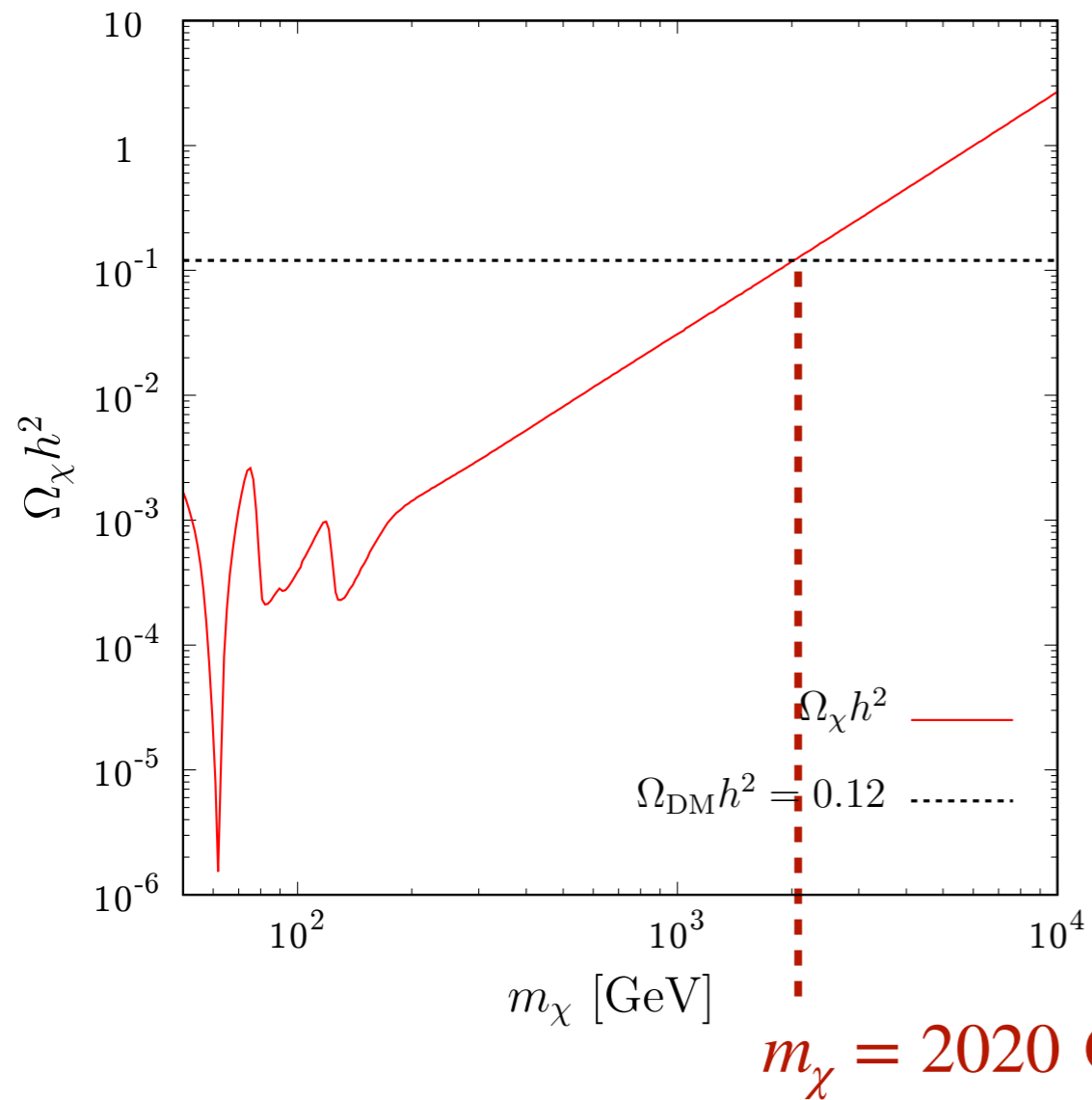
  

Outputs	$m^2$ [GeV <sup>2</sup> ]	$b_1$ [GeV <sup>2</sup> ]	$b_2$ [GeV <sup>2</sup> ]	$\lambda$	$a_1$ [GeV <sup>3</sup> ]	$d_2$	$\delta_2$
BP1	$-(124.5)^2$	$-(107.7)^2$	$-(178.0)^2$	0.511	-6576.17	1.77	1.69
BP2	$-(125.5)^2$	$-(108.8)^2$	$-(178.4)^2$	0.520	-6682.25	1.70	1.59

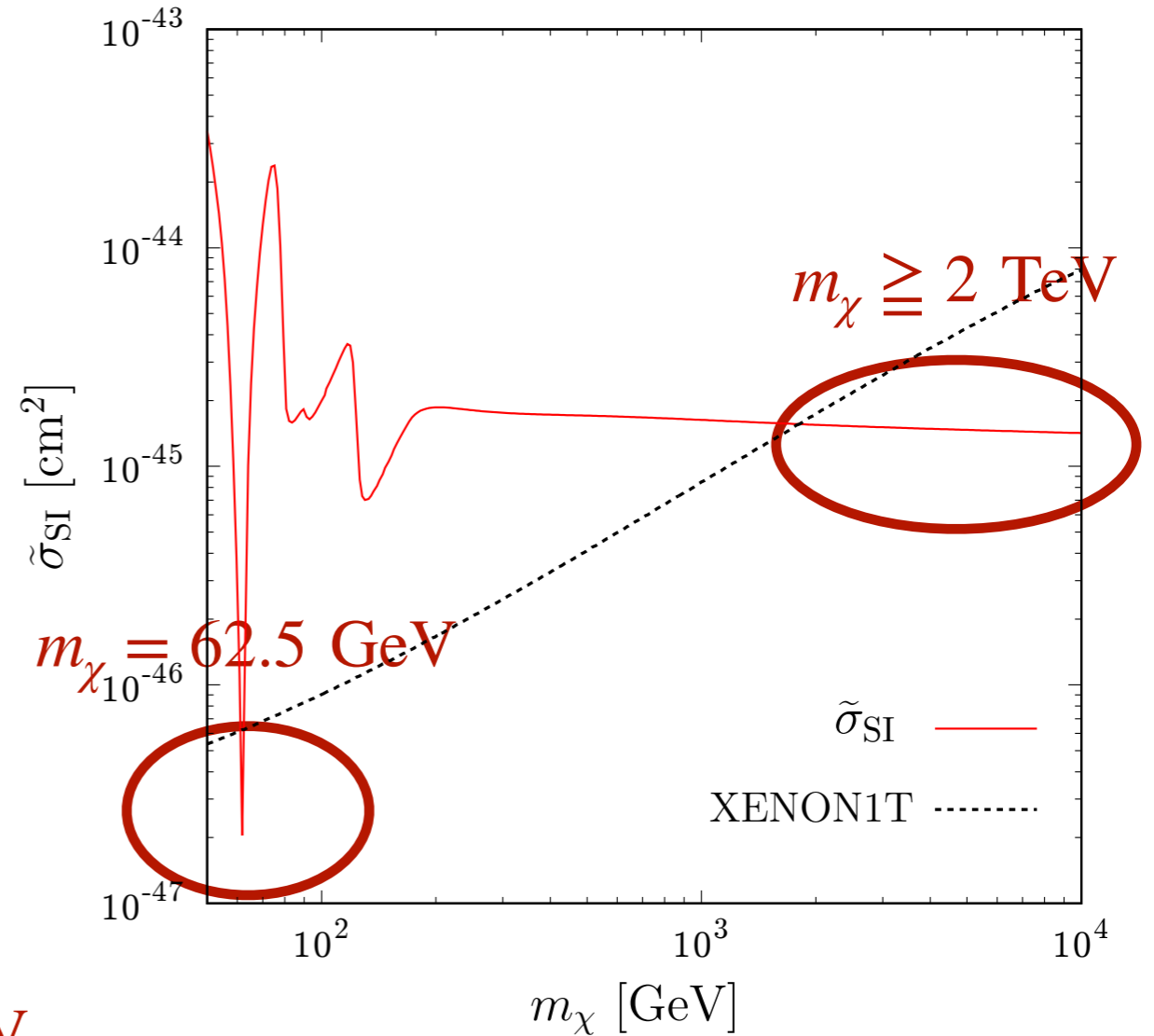
BP1における暗黒物質の残存量 $\Omega_\chi h^2$ と暗黒物質-核子散乱断面積 $\sigma_{SI}$ を計算する。

(しばらくの間、 $m_\chi$ は変数として扱う)

# 暗黒物質実験



暗黒物質残存量  $\Omega_\chi h^2$



暗黒物質-核子散乱断面積  $\sigma_{\text{SI}}$

# 縮退スカラーシナリオと電弱一次相転移

なぜ縮退スカラーシナリオを用いても、一部の領域で散乱断面積が抑制されないのか

For 縮退スカラーシナリオ

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

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

$\delta_2 (\propto m_{h_1}^2 - m_{h_2}^2)$  が小さいことが重要

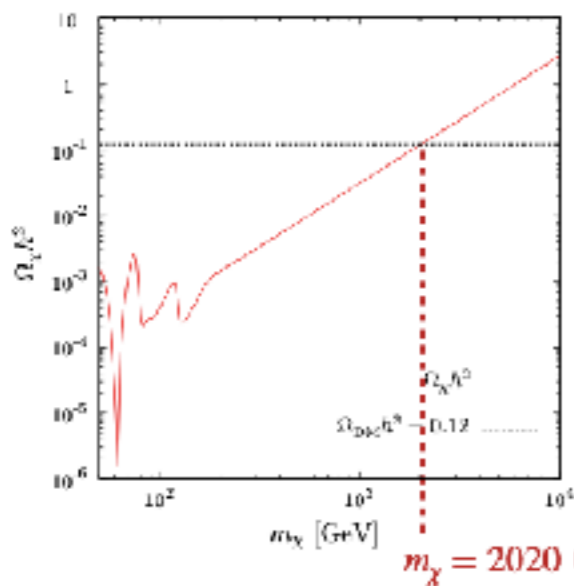
同時に、 $v_S$  が  $\delta_2$  の小ささを打ち消さないようにある程度大きさを持つ必要がある

**↑↓ 相反する条件を持つ！**

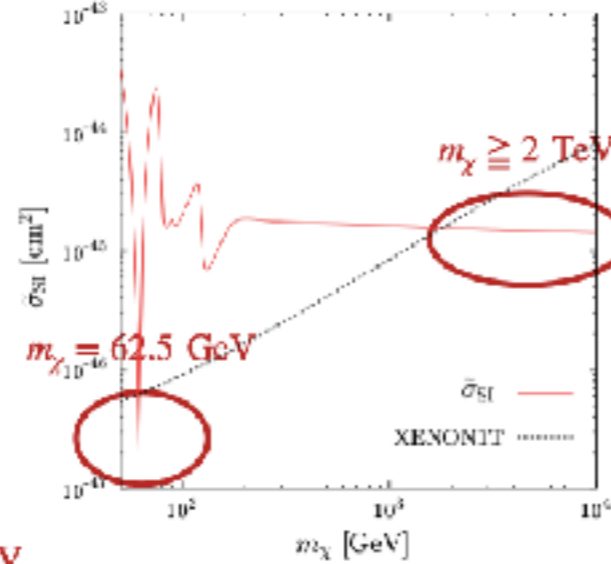
For 強い一次相転移

doublet-singlet mixing  $\delta_2$  を大きくするために  $v_S$  を小さくする

# 縮退スカラーシナリオと電弱一次相転移



暗黒物質残存量  $\Omega_\chi h^2$



暗黒物質-核子散乱断面積  $\sigma_{SI}$

暗黒物質の質量が62.5 GeVのとき  
残存量も断面積も制限に抵触しない

BP1

	BP1 <b>Strong 1st PT !</b>			
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
$v_{SC}^{\text{sym}}$ [GeV]	134.6	137.3	144.8	145.3

---

# ここまでのまとめ

- 暗黒物質を記述するモデルとして、CxSMを用いた。
- CxSMにおいて2つのヒッグス粒子の質量が縮退しているとき、暗黒物質-核子散乱断面積は抑制され、コライダーシグナルは標準模型のものとして観測される。
- 電弱バリオン数生成を特徴付ける電弱一次相転移には、一般的に有限温度のボソンループが重要だが、CxSMではtree levelの構造が鍵となる。
- 暗黒物質-核子散乱断面積抑制メカニズムと強い電弱一次相転移はパラメーターに相反する条件を与える。
- 一部の領域では上記2つを両立させることができる。

---

## 第三部

# CxSMにおけるCP対称性を破る位相の 電弱相転移と重力波への寄与

参考: Gi-Chol Cho, Chikako Idegawa, Eibun Senaha, “CP-violating effects on gravitational waves from electroweak phase transition in the CxSM with degenerate scalars”,論文投稿中→accepted for PRD, [arXiv:2205.12046](https://arxiv.org/abs/2205.12046)

# CxSMの電弱バリオジェネシス

サハロフの3条件

1. バリオン数の破れ
2. C対称性、**CP対称性の破れ**
3. 熱平衡からの離脱

CP-conserving(CPC) CxSMのスカラー縮退領域で強い一次相転移が起こるのはわかった  
次はCP-violating(CPV) CxSMを扱う

## 目的

- CPV phaseがEWPTに与える影響を調べる
- bubble profileを調べEWPT由来の重力波を見積もる

- 今まではDM( $S$ の虚部)の安定性をCP対称性により保証していた
- このDMではrelic densityの観測値には満たない
- 今回は $S$ の虚部はDMではなく通常のdecayする粒子として扱う
- BAUの実現にはCPV phaseをSMのmatter sectorに伝えるために $S$ とcoupleする新たなfermionが必要
- 今後加える予定
- 今回は相転移に大きく寄与するscalar場の拡張のみを考える

# CPV CxSM

標準模型ヒッグス場  $H$  と 複素スカラー場  $S$  のスカラーポテンシャル

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

$$m^2, \lambda, \delta_2, b_2, d_2 : \text{real} \quad a_1, b_1 : \text{complex} \quad a_1 = a_1^r + i a_1^i$$

$$b_1 = b_1^r + i b_1^i$$

$$H(x) = \begin{pmatrix} G^+(x) \\ \frac{1}{\sqrt{2}} (v + h(x) + iG^0(x)) \end{pmatrix}$$

$$S(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} (v_S^r + i v_S^i + s(x) + i\chi(x))$$

explicitにCPを破る項:  $a_1^i, b_1^i$

spontaneousにCPを破る項:  $v_S^i$

質量項

$$-\mathcal{L}_{\text{mass}} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 m_{h_i}^2 h_i^2$$

$h, s, \chi$  が全て混じって、3つのヒッグス粒子  $h_1, h_2, h_3$  となる

$h_1$  を質量125 GeVのSMヒッグス粒子とする

# CPV CxSM

Higgsとfermion( $f$ ), gauge boson( $V = W^\pm, Z$ )のcoupling

$$\mathcal{L}_{h_i \bar{f} f} = -\frac{m_f}{v} h \bar{f} f = -\frac{m_f}{v} \sum_{i=1-3} \kappa_{if} h_i \bar{f} f$$

$$\mathcal{L}_{h_i V V} = \frac{1}{v} h (m_Z^2 Z_\mu Z^\mu + 2m_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu}) = \frac{1}{v} \sum_{i=1-3} \kappa_{iV} h_i (m_Z^2 Z_\mu Z^\mu + 2m_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu})$$

$$h_1 = O_{11} h_{\text{SM}} + O_{21} s + O_{31} \chi$$

$$h_2 = O_{12} h_{\text{SM}} + O_{22} s + O_{32} \chi$$

$$h_3 = O_{13} h_{\text{SM}} + O_{22} s + O_{33} \chi$$

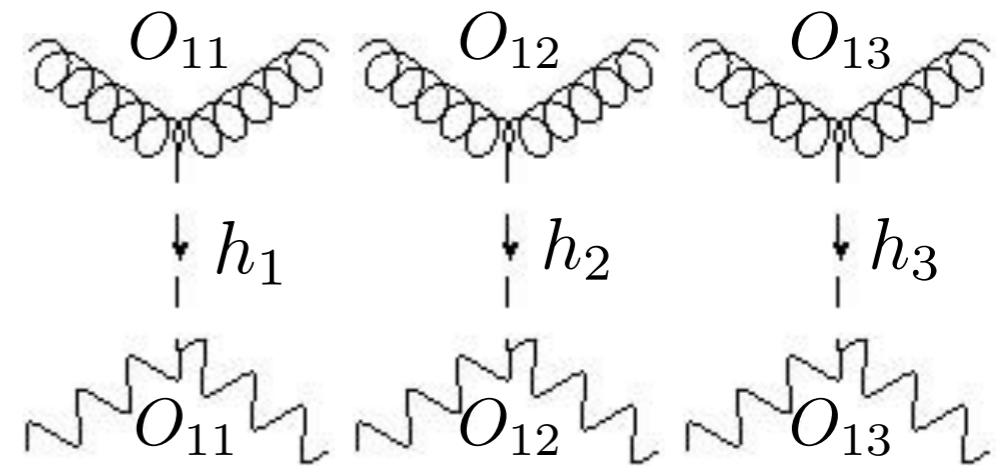
$$\kappa_i \equiv \kappa_{if} = \kappa_{iV} = O_{1i}$$

$$\Gamma(h_1 \rightarrow \text{SM}) = \Gamma(h_{\text{SM}} \rightarrow \text{SM}) (m_{h_1}) \times O_{11}^2$$

$$\Gamma(h_2 \rightarrow \text{SM}) = \Gamma(h_{\text{SM}} \rightarrow \text{SM}) (m_{h_2}) \times O_{12}^2$$

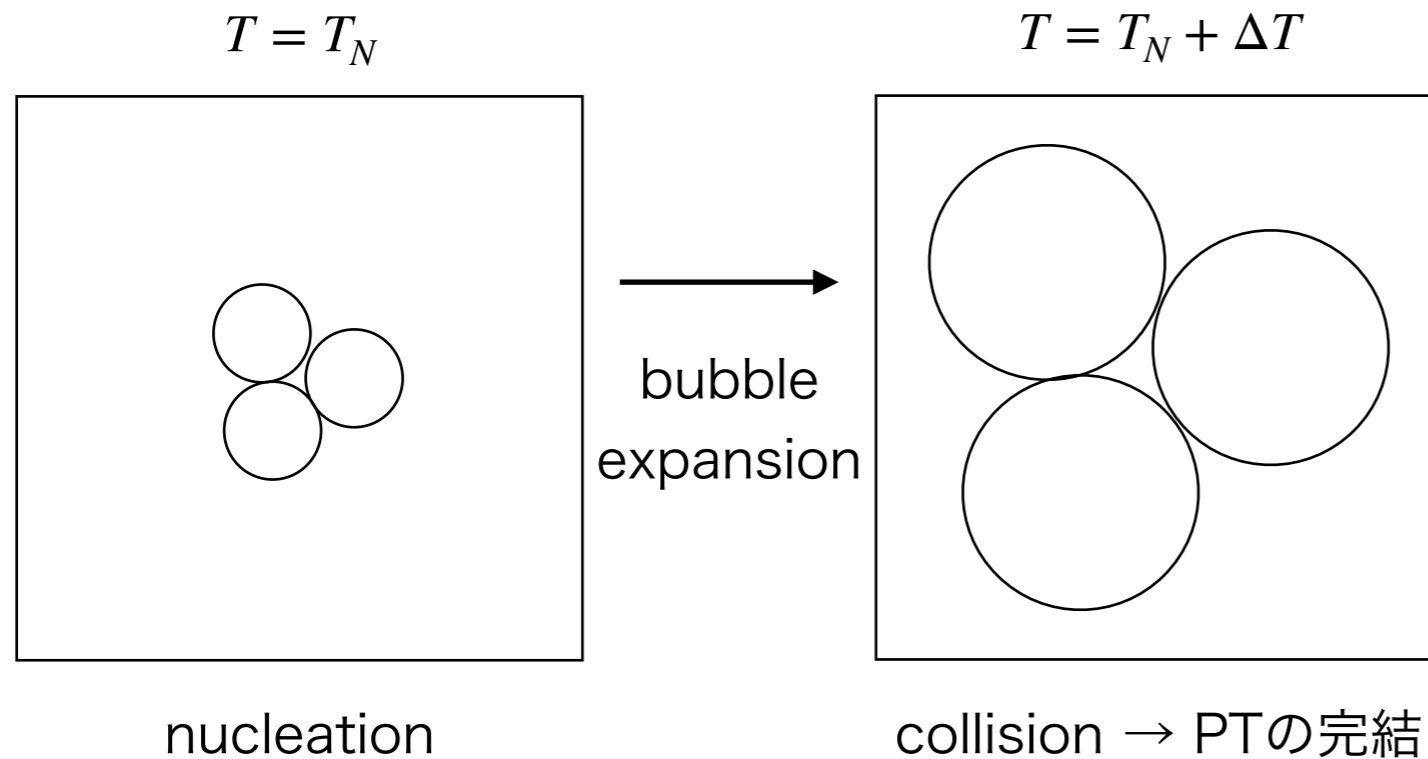
$$\Gamma(h_3 \rightarrow \text{SM}) = \Gamma(h_{\text{SM}} \rightarrow \text{SM}) (m_{h_3}) \times O_{13}^2$$

回転行列の直交性  $\sum_k O_{ik} O_{jk} = \delta_{ij}$  より

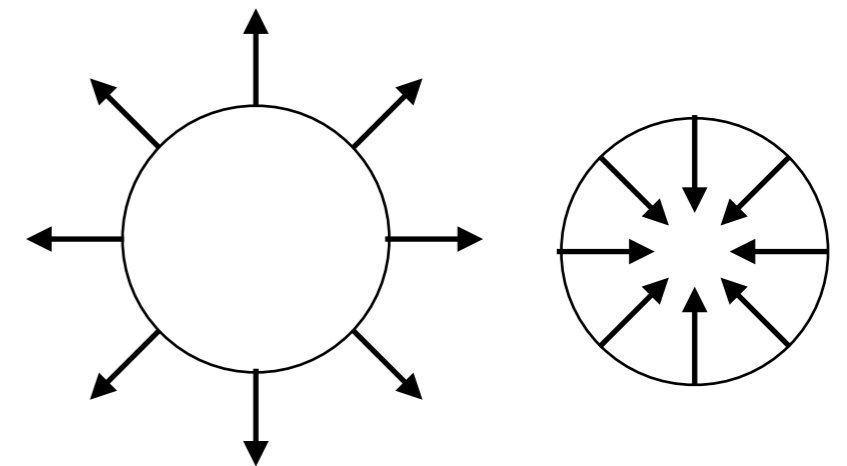


$$\Gamma(h_1 \rightarrow \text{SM}) + \Gamma(h_2 \rightarrow \text{SM}) + \Gamma(h_3 \rightarrow \text{SM}) \simeq \Gamma(h_{\text{SM}} \rightarrow \text{SM}) \text{ for } m_{h_1} \simeq m_{h_2} \simeq m_{h_3}$$

# Bubble nucleation



- $T_C$  ではPTは始まらない
- $T_N$  (nucleation temperature) でnucleation開始



全てのbubbleが大きくなるわけではない

→ 膨張するにはbubbleの半径が一定以上である必要がある(critical bubble)

critical bubbleのエネルギー等から  $T_N$  や bubble wall profile を導出

BAUの実現に大切なパラメーター

# ベンチマークポイント

CPV

Inputs	$v$ [GeV]	$v_S^r$ [GeV]	$v_S^i$ [GeV]	$v_S^r$ [GeV]	$m_{h_3}$ [GeV]	$\alpha_1$ [rad]	$\alpha_2$ [rad]	
BP1	246.22	0.6	0.3	125.0	124.0	124.5	$\pi/4$	0.0
BP2	246.22	0.6	0.4	125.0	124.0	124.5	$\pi/4$	0.0
BP3	246.22	0.6	0.5	125.0	124.0	124.5	$\pi/4$	0.0
Outputs	$m^2$	$b_2$ [GeV <sup>2</sup> ]	$b_1^r$ [GeV <sup>2</sup> ]	$\lambda$	$\delta_2$	$d_2$	$a_1^r$ [GeV <sup>3</sup> ]	$a_1^i$ [GeV <sup>3</sup> ]
BP1	$-(124.5)^2$	$-(121.2)^2$	$-7.717 \times 10^{-12}$	0.511	1.51	1.111	$-(18.735)^3$	$(14.870)^3$
BP2	$-(124.5)^2$	$-(107.3)^2$	$5.145 \times 10^{-12}$	0.511	1.40	0.962	$-(18.735)^3$	$(16.367)^3$
BP3	$-(124.5)^2$	$-(90.82)^2$	0.0000	0.511	1.29	0.820	$-(18.735)^3$	$(17.630)^3$

CPC

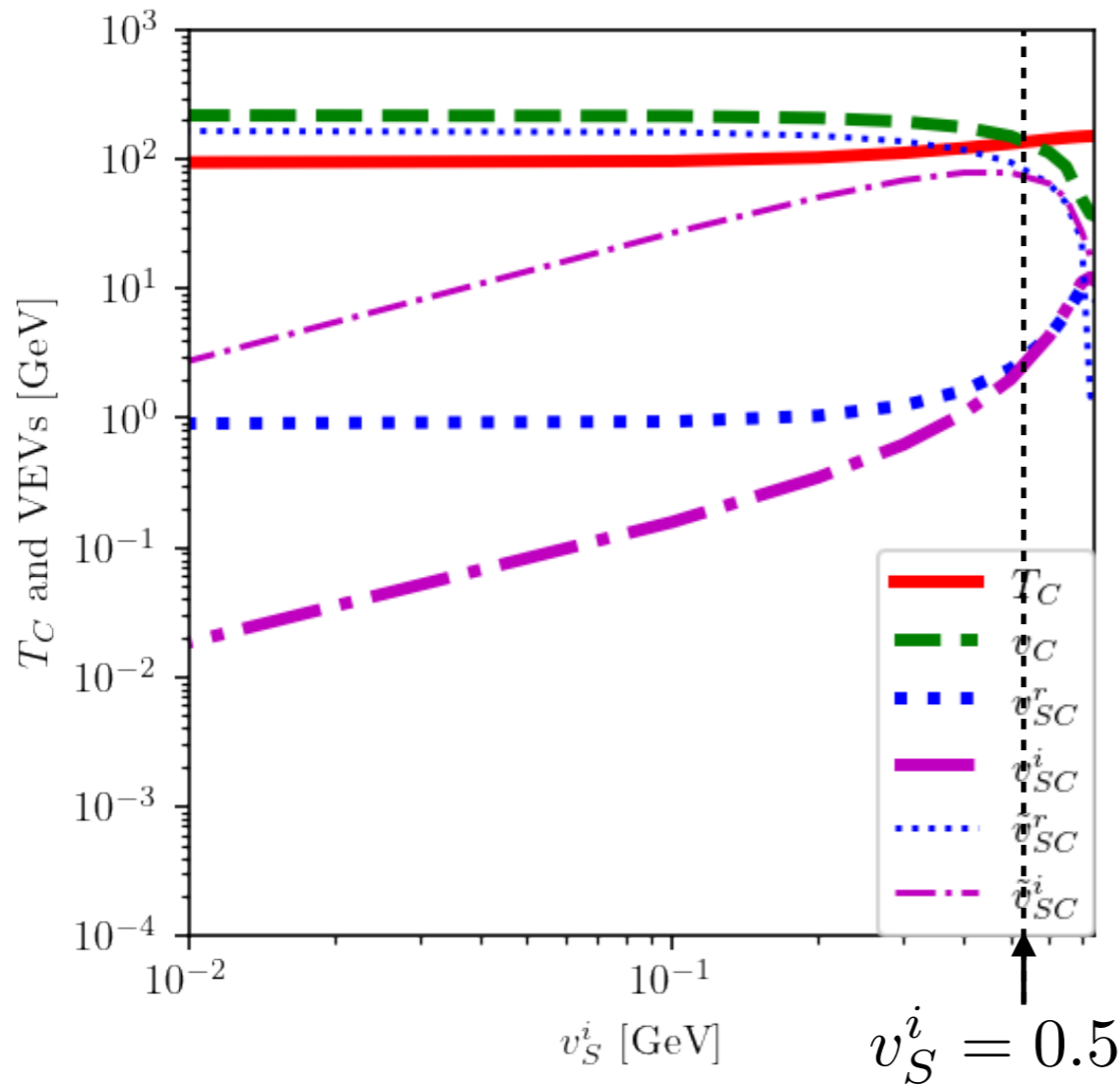
Inputs	$v$ [GeV]	$m_{h_1}$ [GeV]	$m_{h_2}$ [GeV]	$\alpha$ [rad]	$a_1$ [GeV <sup>3</sup> ]	$v_S$ [GeV]	$m_\chi$ [GeV]
BP4	246.22	125	124	$\pi/4$	-6576.17	0.6	62.5
BP5	246.22	125	124	$\pi/4$	-6576.17	0.6	2000
Outputs	$m^2$ [GeV <sup>2</sup> ]	$b_1$ [GeV <sup>2</sup> ]	$b_2$ [GeV <sup>2</sup> ]	$\lambda$	$a_1$ [GeV <sup>3</sup> ]	$d_2$	$\delta_2$
BP4	$-(124.5)^2$	$(107.7)^2$	$(178.0)^2$	0.511	-6576.17	1.77	1.69
BP5	$-(124.5)^2$	$-(1996)^2$	$(1991)^2$	0.511	-6576.17	1.77	1.69

# CPV phaseの効果

$(0, \tilde{v}_S^r, \tilde{v}_S^i)$  @symmetric phase



$(v, v_S^r, v_S^i)$  @broken phase



	CPV			CPC	
	$v_S^i = 0.3$ GeV	$v_S^i = 0.4$ GeV	$v_S^i = 0.5$ GeV	$m_\chi = 62.5$ GeV	$m_\chi = 2$ TeV
$v_C/T_C$	$\frac{196.1}{112.3} = 1.7$	$\frac{177.2}{122.5} = 1.4$	$\frac{158.9}{132.8} = 1.2$	$\frac{200.1}{106.1} = 1.9$	$\frac{205.3}{108.7} = 1.9$
$v_{SC}^r$ [GeV]	1.249	1.634	2.403	1.250	1.171
$v_{SC}^i$ [GeV]	0.624	1.089	2.003	—	—
$\tilde{v}_{SC}^r$ [GeV]	137.9	118.5	94.82	144.2	146.2
$\tilde{v}_{SC}^i$ [GeV]	68.97	79.01	79.01	—	—

$v_S^i \gtrsim 0.5$

$$0.3 \lesssim v_S^i \lesssim 0.5$$

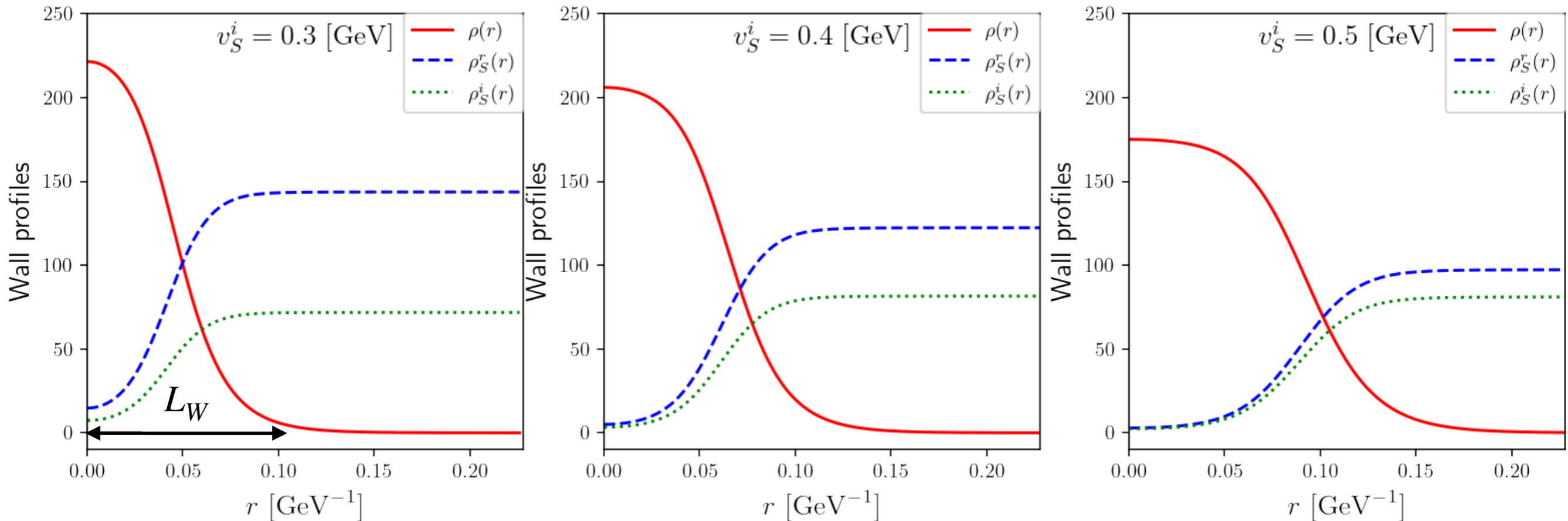
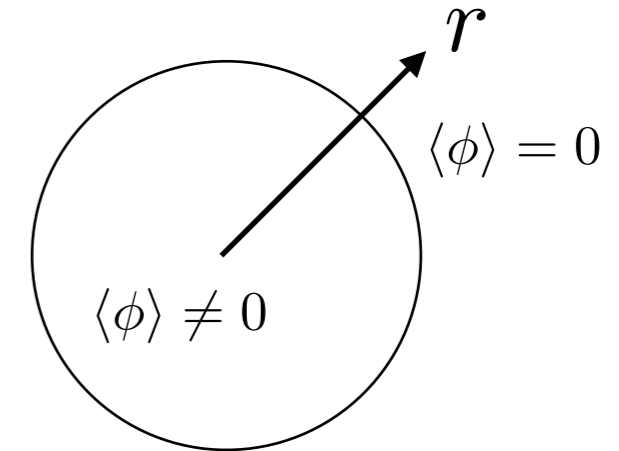
	$v_S^i = 0.3$ GeV	$v_S^i = 0.4$ GeV	$v_S^i = 0.5$ GeV	$m_\chi = 62.5$ GeV	$m_\chi = 2$ TeV
$v_N/T_N$	$\frac{239.0}{66.85} = 3.6$	$\frac{211.7}{102.0} = 2.1$	$\frac{177.2}{123.1} = 1.4$	$\frac{241.8}{57.20} = 4.2$	$\frac{242.4}{57.99} = 4.2$
$v_{SN}^r$ [GeV]	0.657	0.921	1.446	0.636	0.634
$v_{SN}^i$ [GeV]	0.328	0.614	1.205	—	—
$\tilde{v}_{SN}^r$ [GeV]	143.7	122.3	97.26	150.1	150.2
$\tilde{v}_{SN}^i$ [GeV]	71.83	81.55	81.05	—	—
$\Delta$	40.5%	16.7%	7.3%	46.0%	46.7%

$v_S^i \lesssim 0.3$ ではnucleationが起きない

# Bubble profile

$$\langle H(r) \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \rho(r) \end{pmatrix}, \quad \langle S(r) \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (\rho_S^r(r) + i\rho_S^i(r))$$

\*Critical bubbleのエネルギーを考えると  
球対称のconfigurationのときが最もエネルギーが小さい  
→ スカラー場はradial coordinateにのみ依存



一次相転移が強いほど壁の厚さ( $L_w$ )は薄い

# 電弱バリオジェネシスへ

EWBGに関するCPV phaseを評価する前に…

$S$  は混合角 $\alpha$ 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

バリオン数生成の実現には、例えば

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

のような項を追加する必要がある

$q_L$ : 左巻き doublet フェルミオン

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

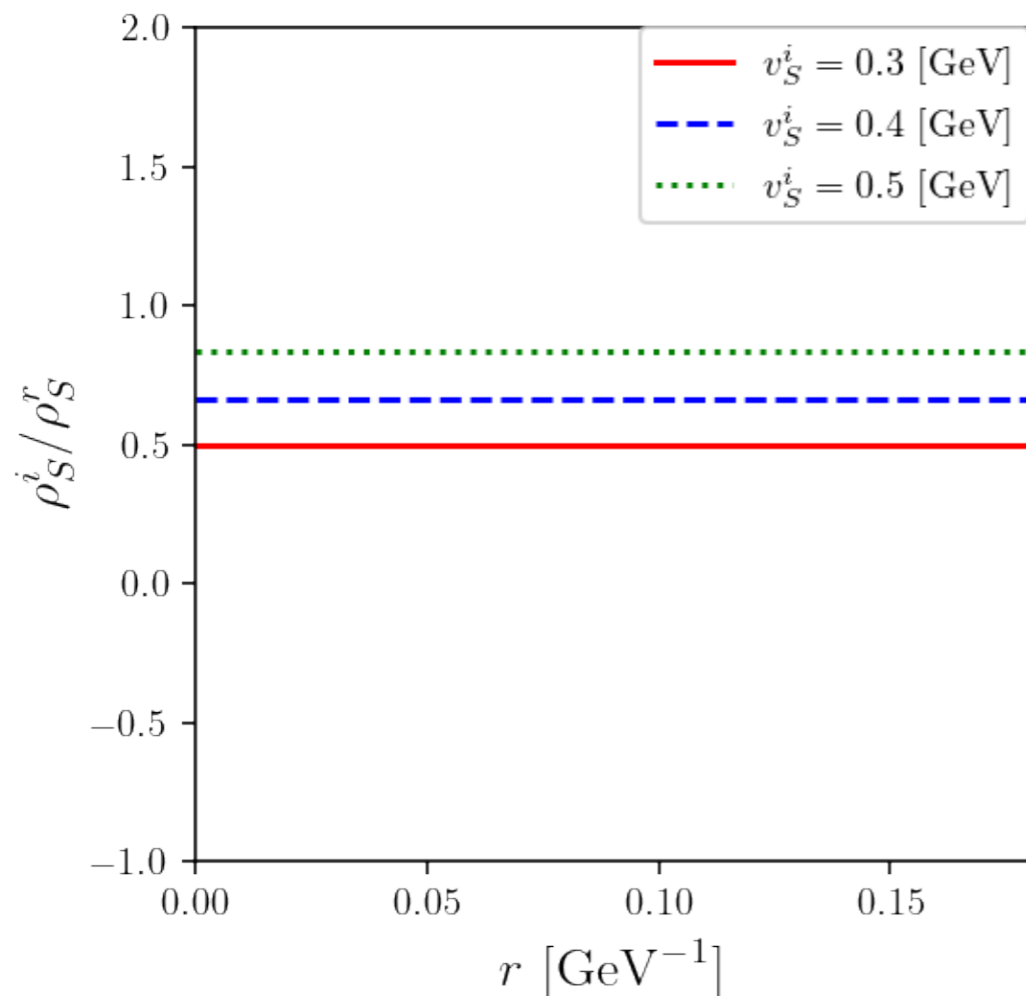
$c_i$ : 任意の複素パラメーター

$\Lambda$ : the scale of the integrated fermion

# 電弱バリオジェネシスへ

EWBGに関するCPV phase  $\theta(r) \equiv \tan^{-1} \left( \frac{\rho_S^i(r)}{\rho_S^r(r)} \right)$

バリオン数は  $\theta(r)$  の  $r$  微分から発生しうる



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

相転移中のtop mass

$$m_t(r) = \frac{y_t \rho(r)}{\sqrt{2}} \left( 1 + \frac{c_1}{\sqrt{2}\Lambda} (\rho_S^r(r) + i\rho_S^i(r)) \right) \equiv |m_t(r)| e^{i\theta_t(r)}$$

$$\theta_t(r) = \tan^{-1} \left( \frac{\rho_S^i(r)}{\sqrt{2}\Lambda/c_1 + \rho_S^r(r)} \right)$$

この項が追加されるから大丈夫!

一定になった → 拡張してもバリオン数生成できない?

→ バリオン数生成の可能性あり

# 重力波

強い一次相転移の重要な帰結として、bubbleとplasmaのdynamicsから生じる**重力波**がある。

重力波の振幅や周波数を決める量: 潜熱 ( $\alpha$ )、相転移の継続時間( $\beta$ )

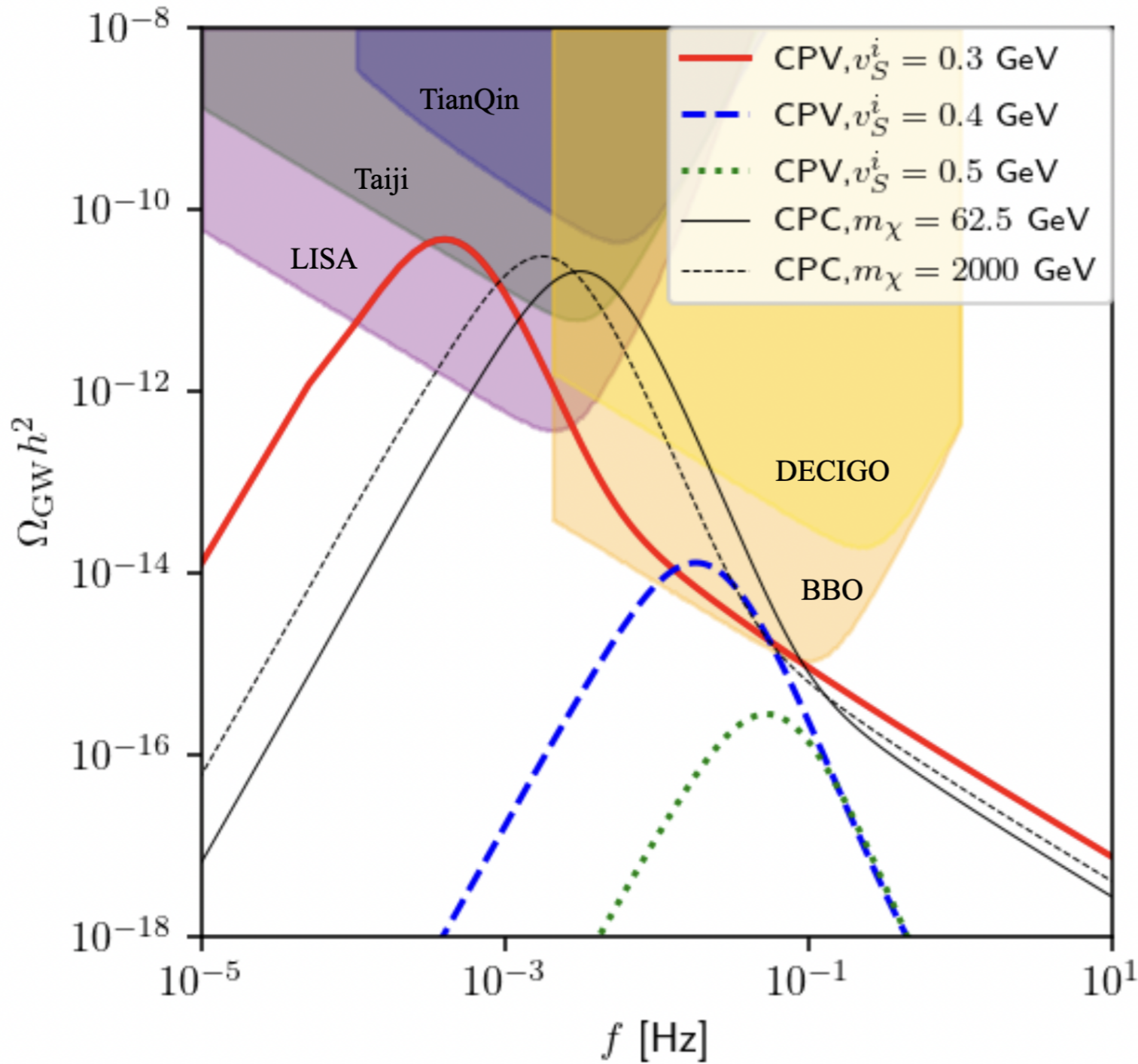
$$\alpha \equiv \frac{\epsilon(T_*)}{\rho_{\text{rad}}(T_*)}, \quad \beta \equiv H_* T_* \frac{d}{dT} \left( \frac{S_3(T)}{T} \right) \Big|_{T=T_*}$$
$$\epsilon(T) = \Delta V_{\text{eff}} - T \frac{\partial \Delta V_{\text{eff}}}{\partial T}, \quad \rho_{\text{rad}}(T) = \frac{\pi^2}{30} g_*(T) T^4 \quad T_* = T_N$$

重力波のスペクトラム

$$\Omega_{\text{GW}}(f) h^2 = \underbrace{\Omega_{\text{col}}(f) h^2}_{\text{bubble collision}} + \underbrace{\Omega_{\text{sw}}(f) h^2}_{\text{sound wave}} + \underbrace{\Omega_{\text{turb}}(f) h^2}_{\text{turbulence}}$$

大きい $\alpha$ , 小さい $\beta$  によって $\Omega_{\text{GW}}(f) h^2$  はenhanceされる  
(強い電弱相転移は大きな $\alpha$ に対応)

# 重力波



$$\theta = \tan^{-1} (v_S^i / v_S^r) \lesssim 0.7 \text{ の}$$

とき、CPV CxSMの予言する重力波は実験で観測可能

---

# ここまでのまとめ

- CxSMの縮退スカラーシナリオにおいて、CPV phaseが強い電弱一次相転移に与える影響を、CPC CxSMでの結果と比較することで精査した。
- $v_S^i \lesssim 0.3$  のときnucleationが起きず、 $v_S^i \gtrsim 0.5$  のとき強い一次相転移が起きなかったため、 $v_S^i = 0.3, 0.4, 0.5$  としてベンチマークポイントを設定した。
- Bubble profileを確認し、 $\theta(r) = \tan^{-1}(\rho_S^i(r)/\rho_S^r(r))$  が  $r$  に対して一定となったが  $S$  とフェルミオンが直接coupleする項を加えることでphaseが変化しバリオン数生成の可能性があった。
- 一次相転移由来の重力波を調べ、いくつかのベンチマークポイントで将来実験により検証可能であることがわかった。

# 今後の展望

- $S$  とフェルミオンが直接coupleする項を追加しバリオン数生成の可能性を探る

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

WKB法を用いて生成されるバリオン数を見積もる

EDMの制限を精査する

- 暗黒物質候補の導入

CPC CxSMでは $S$ の虚部がDMとして振る舞い、その安定性をCP対称性により保証していた

しかしこのDMではrelic densityの観測値には満たない

→ 新たなDM候補を導入する(vector like fermionの予定)

---

**Back Up**

---

# 暗黒物質について

## 存在を示唆する観測事実

### ◎ 銀河団中の銀河の軌道速度

(1933年/ここで暗黒物質の概念が初出)

ツビッキーがかみのけ座銀河団を観測し、そこに含まれる銀河の質量やそれぞれの銀河の運動方向や速度を調べていた

銀河の運動が速すぎる!

→ 銀河団全体の質量から生じる重力では個々の銀河を捉えておけない

銀河団を成り立たせるには約400倍の物質密度が必要

→ 何か目に見えない物質があるはず

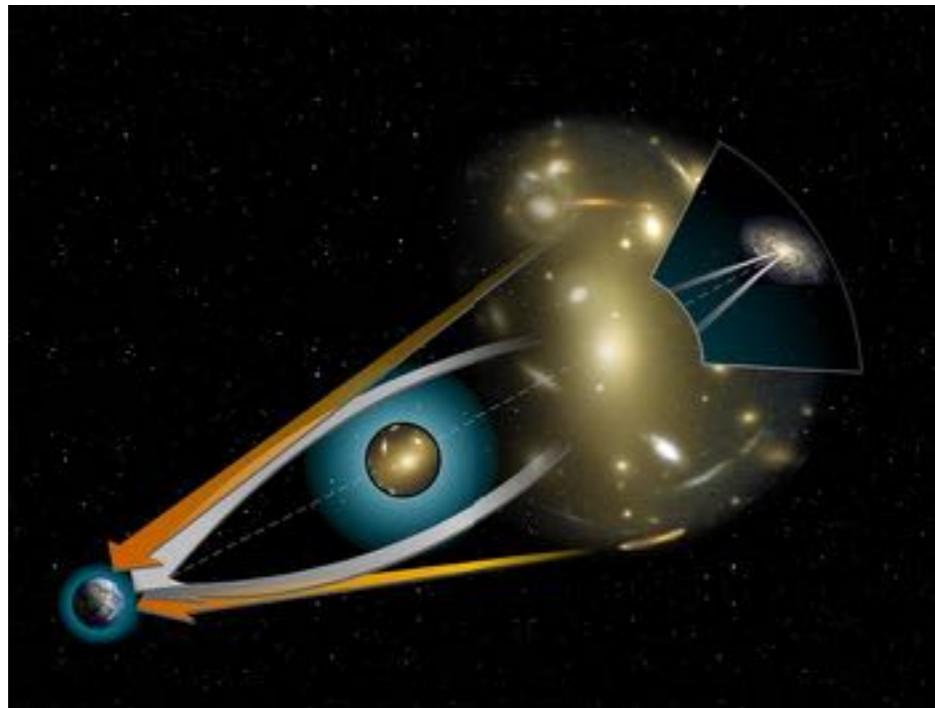
**暗黒物質(Dark Matter, DM, Dunkle Materie)**

# 暗黒物質について

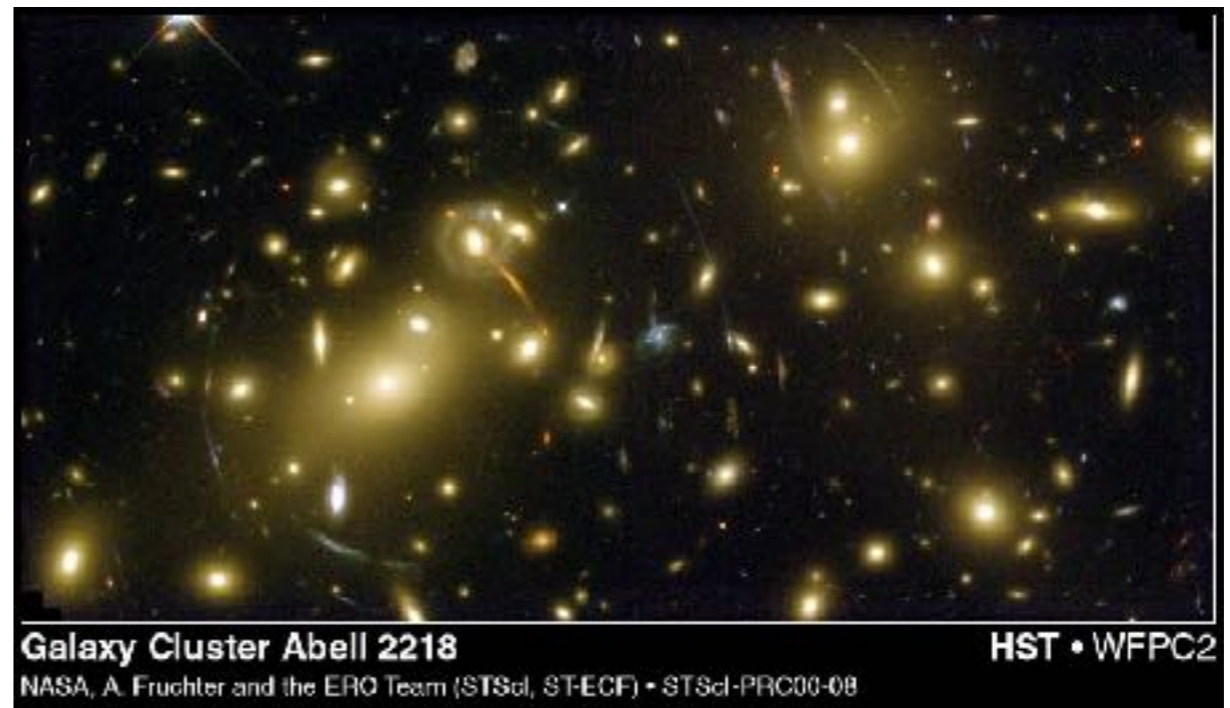
## 存在を示唆する観測事実

### ◎ 重力レンズ効果

銀河などが発する光が、観測者と光源の途中にある天体などの重力によって曲げられて複数の像が見えたり弓状に変形した像が見えたりすること



[STScI]



[STScI]

遠方銀河の重力レンズ効果：像の扁平の程度から暗黒物質量が計算された

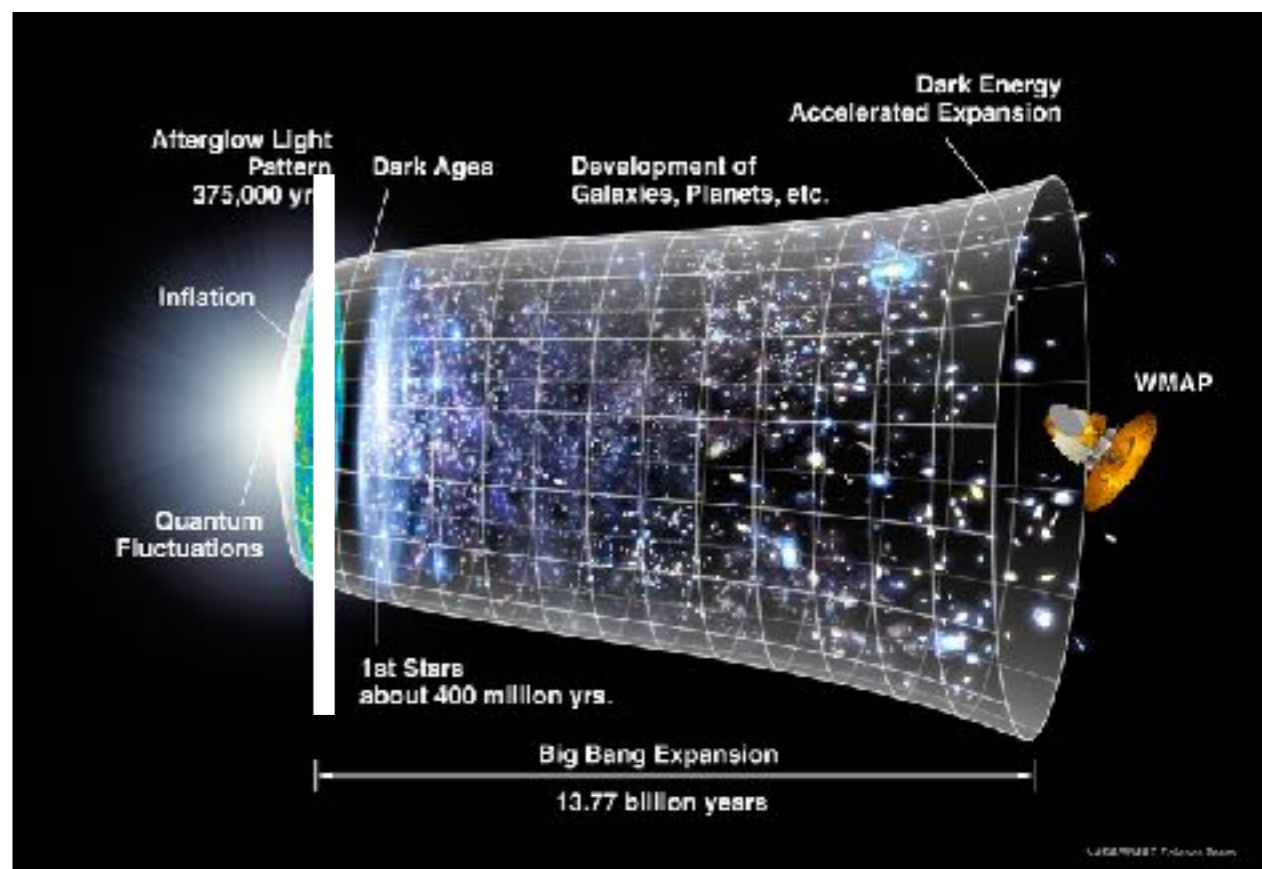
# 暗黒物質について

## 存在を示唆する観測事実

[NASA]

### ◎宇宙マイクロ波背景放射(CMB) と宇宙の大規模構造

138億年前、超高温・高密度の  
火の玉宇宙「ビッグバン」の急膨張  
それに伴い温度・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  
光子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

### ◎宇宙マイクロ波背景放射(CMB)と 宇宙の大規模構造

宇宙には銀河がたくさん→ 網の目状に分布している  
CMBはほぼ一様なのに物質の分布は揺らいでいる  
→ **暗黒物質**のせいでは？

暗黒物質の密度が高いところに物質が重力で集まるというモデル

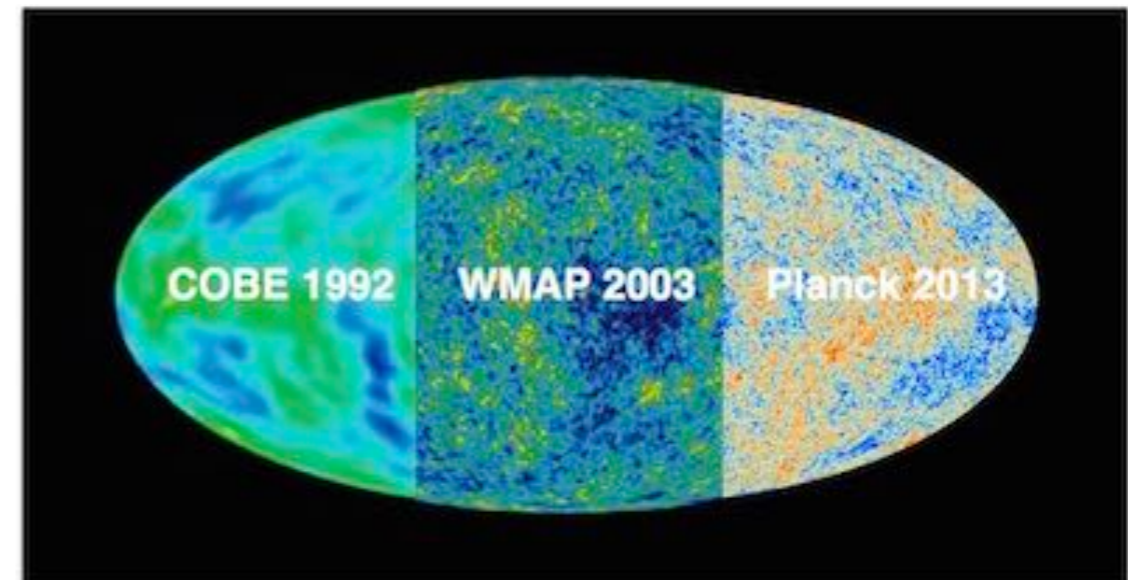
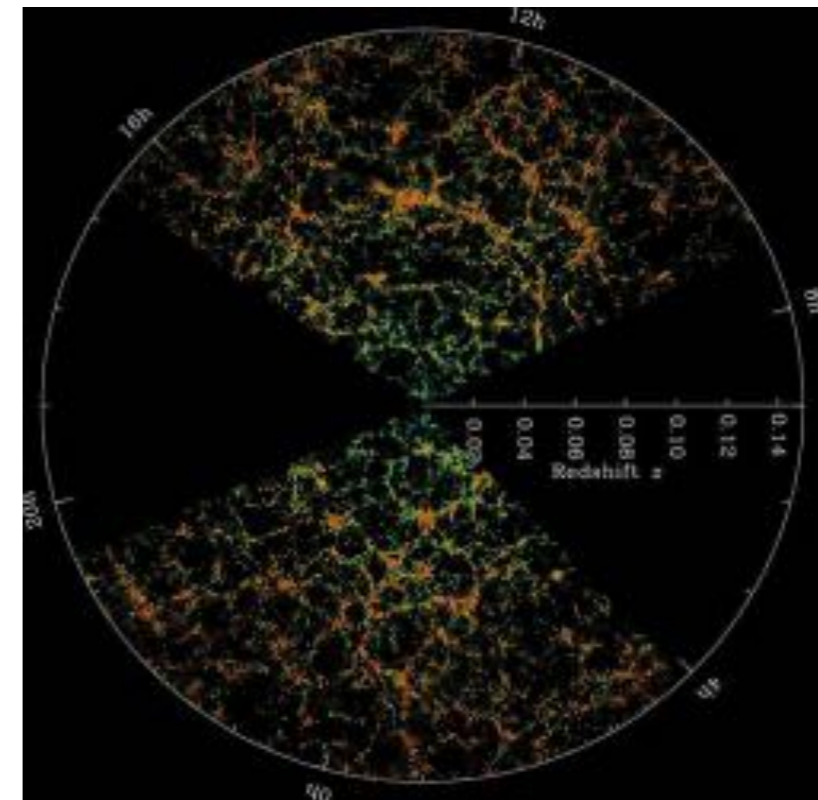
高温時に物質は輻射と相互作用するが、暗黒物質は輻射と相互作用しない  
輻射の分布をほぼ一様に保ちながら、物質の揺らぎだけを大きくできる

とは言ってもCMBのゆらぎを完全に抑えることはできない

[名古屋大学宇宙論研究室HP]

→ CMBの小さな揺らぎを観測したい

観測された！



# 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

## 暗黒物質の候補

- ・ 天体物理学からの候補

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

ブラックホール、褐色矮星、白色矮星など

- これらの候補は全てバリオンだが、宇宙におけるバリオン数密度は極めて小さいため暗黒物質の主要な要素とは考えづらい  
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

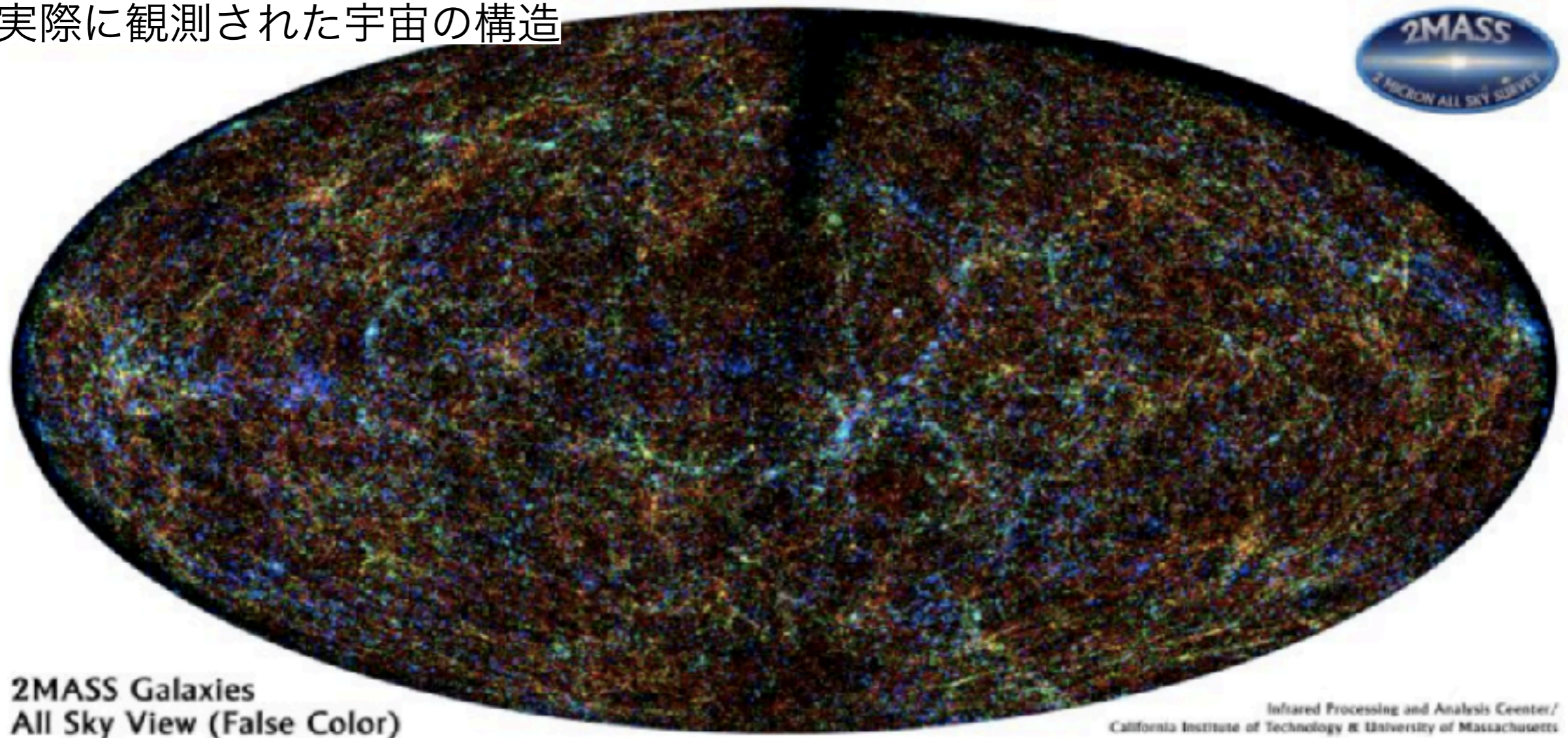
# 暗黒物質について

## 熱い暗黒物質と冷たい暗黒物質

・ 熱い暗黒物質

・ 冷たい暗黒物質

実際に観測された宇宙の構造

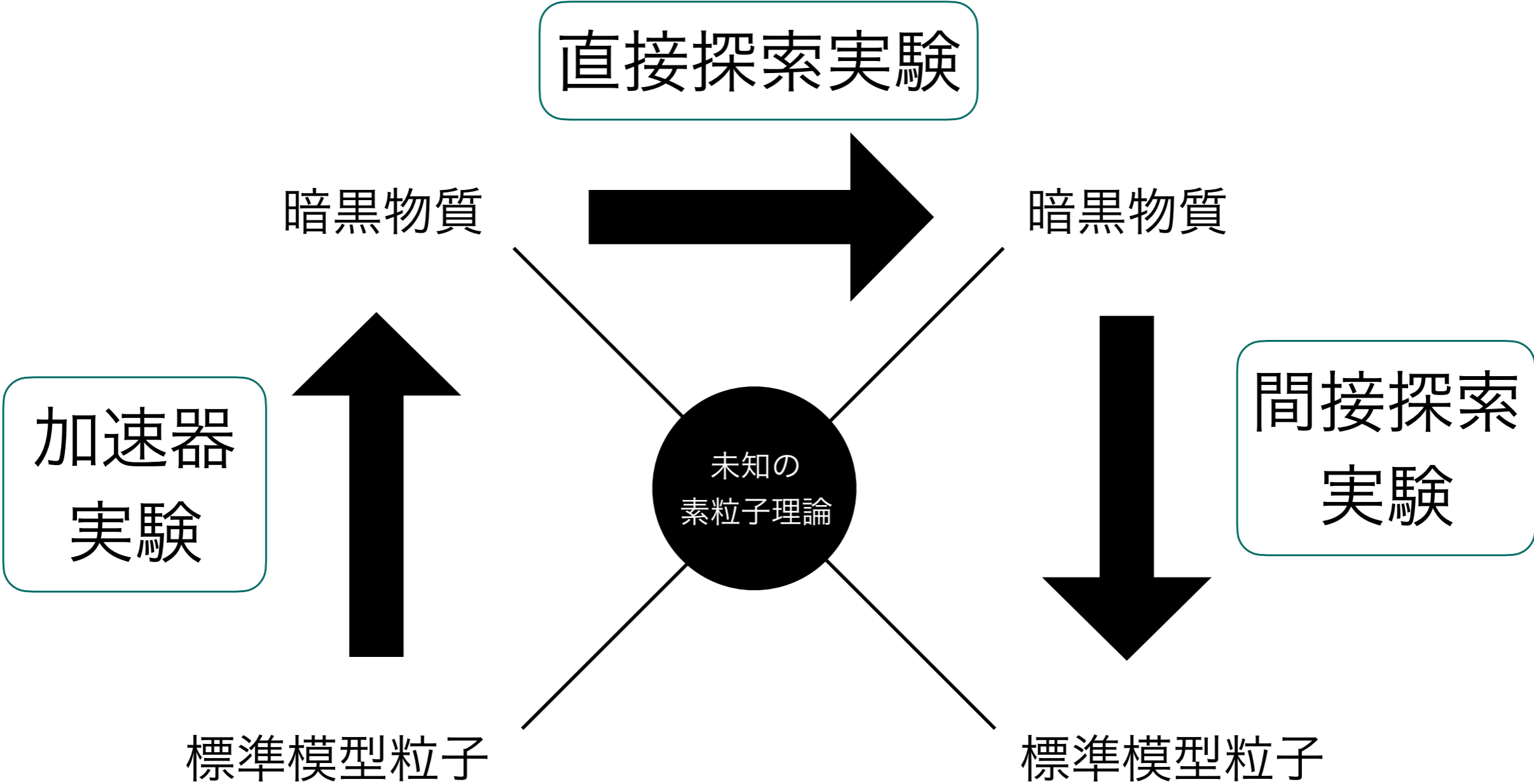


[<http://member.ipmu.jp/naoki.yoshida/darkmatter.html>]

→ 宇宙の大規模構造をよく説明するのは冷たい暗黒物質

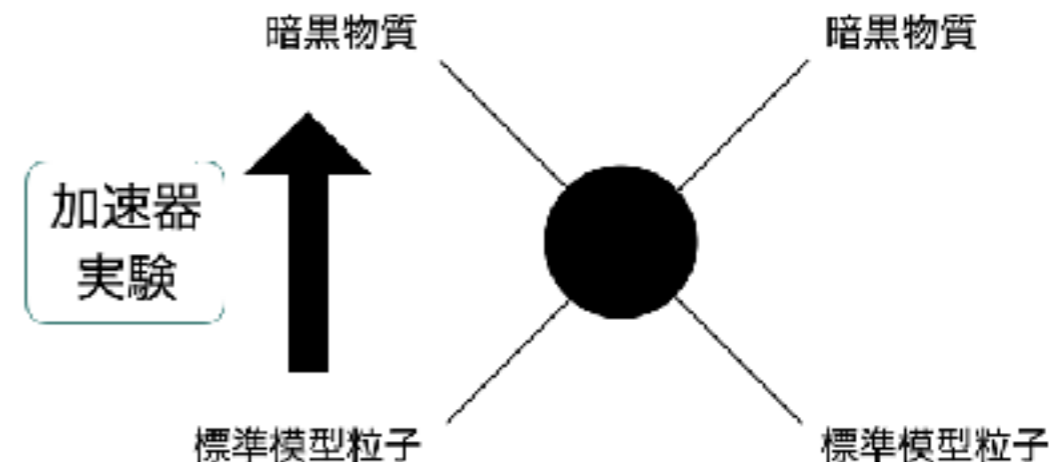
# 暗黒物質について

## 暗黒物質探索



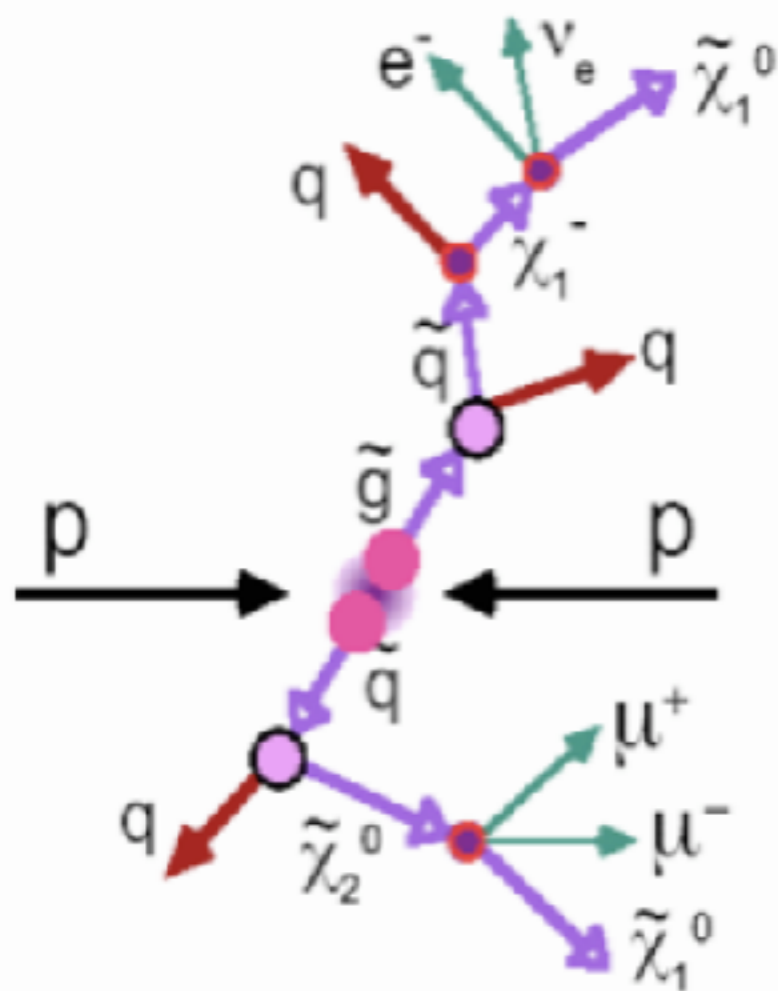
# 暗黒物質について

## 加速器実験



### ◎ 暗黒物質を作る

LHC(Large Hadron Collider) : CERNにある大型加速器  
陽子と陽子を衝突させる



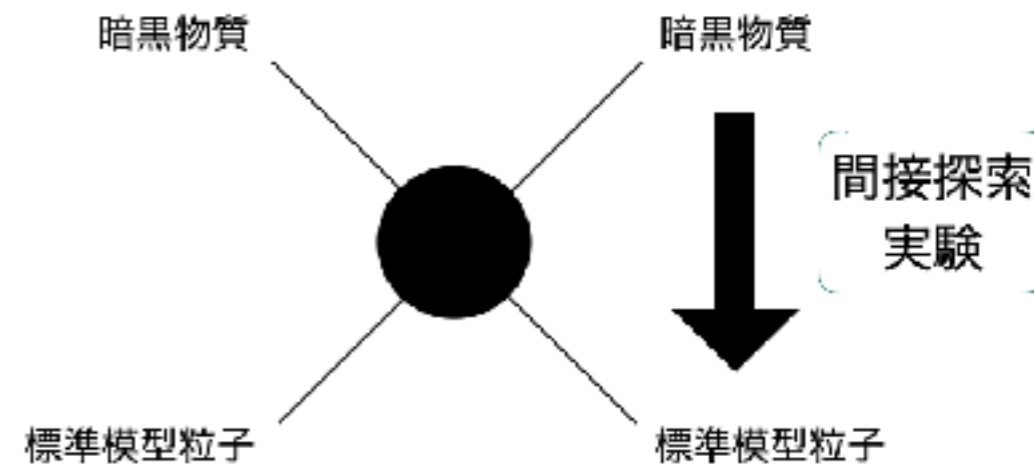
LHCで生成された超対称性粒子が崩壊して  
暗黒物質候補が生成される

崩壊せず残った暗黒物質候補  $\tilde{\chi}_1^0$  の運動量を探す

→ 今のところ、発見されていない

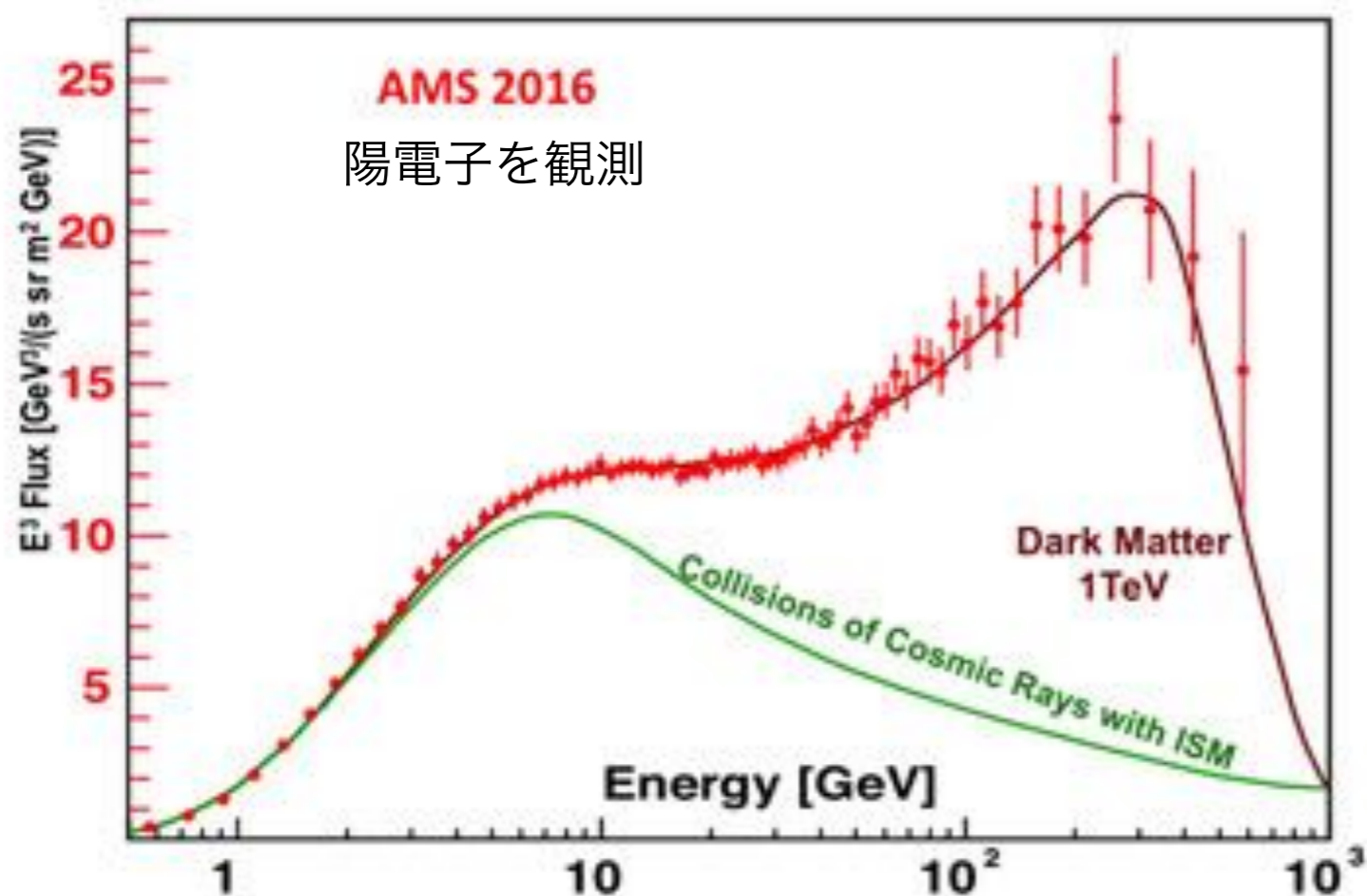
# 暗黒物質について

## 間接探索実験



### ◎ 暗黒物質を間接的に見る

暗黒物質同士が衝突し対消滅して発生した $\gamma$ 線、陽電子、ニュートリノを  
観測する



赤線は暗黒物質によって説明できるが、  
他の起源によっても説明可能  
→ 今のところ暗黒物質由来である  
という確実な証拠は得られていない

# CPC CxSM

The general scalar potential

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

The minimalization condition

Mixing angle  $\alpha$

$$-m^2 = \frac{\lambda}{2}v^2 + \frac{\delta_2}{2}v_S^2,$$

$$\tan 2\alpha = 2 \frac{\frac{\delta_2}{2}vv_S}{\frac{\lambda}{2}v^2 - \Lambda^2}, \quad \cos 2\alpha = \frac{\frac{\lambda}{2}v^2 - \Lambda^2}{m_{h_1}^2 - m_{h_2}^2}$$

$$-b_2 = \frac{\delta_2}{2}v^2 + \frac{d_2}{2}v_S^2 + b_1 + 2\sqrt{2}\frac{a_1}{v_S}$$

Mass eigenvalues

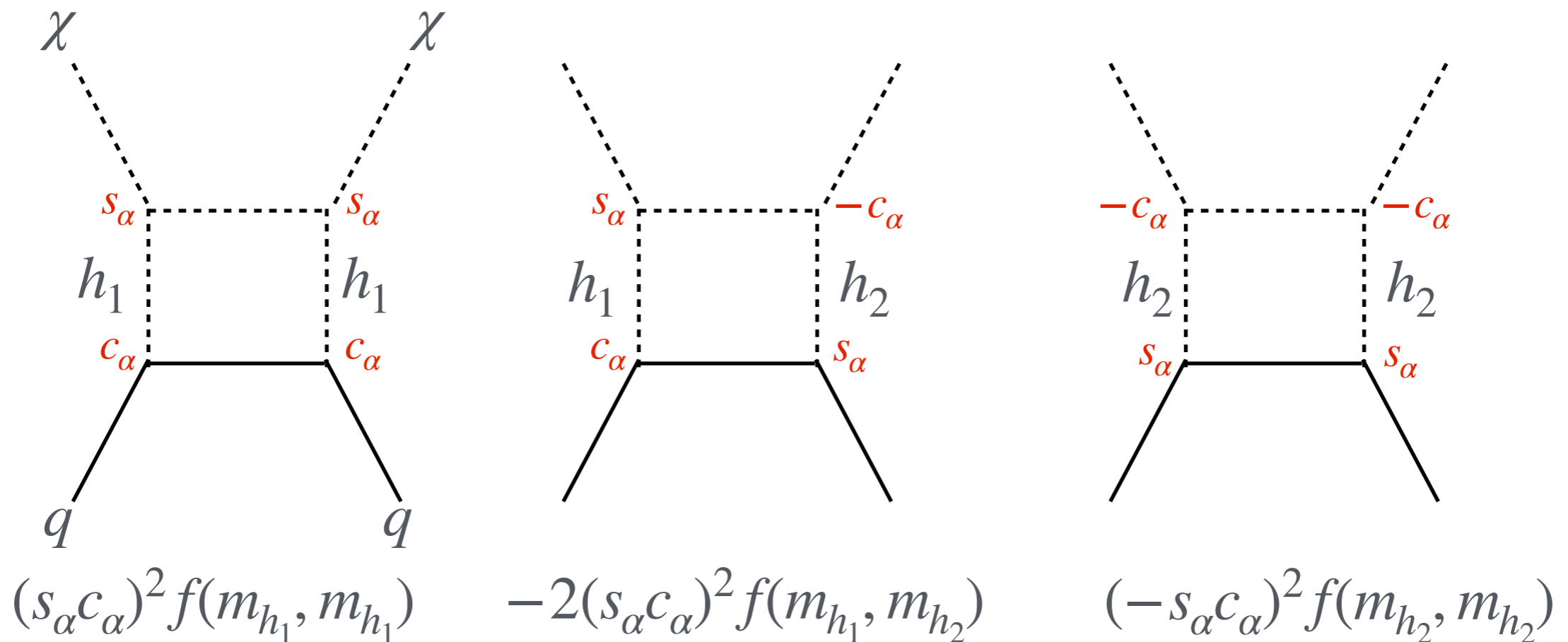
$$m_{h_1, h_2}^2 = \frac{1}{2} \left( \frac{\lambda}{2}v^2 + \Lambda^2 \mp \frac{\frac{\lambda}{2}v^2 - \Lambda^2}{\cos 2\alpha} \right) \quad \Lambda^2 \equiv \frac{d_2}{2}v_S^2 - \sqrt{2}\frac{a_1}{2v_S}$$

$$= \frac{1}{2} \left( \frac{\lambda}{2}v^2 + \Lambda^2 \mp \sqrt{\left( \frac{\lambda}{2}v^2 - \Lambda^2 \right)^2 + 4 \left( \frac{\delta_2}{2}vv_S \right)^2} \right)$$

# 縮退スカラーシナリオ

Degenerate scalar scenario@ one-loop Azevedo et al., 1801.06105

$$\sigma_{\chi N}^{\text{NLO}} = \sin 2\alpha \left( \frac{\mu_{\chi N} f_N m_N}{m_{h_1} m_{h_2}} \right)^2 \frac{m_{h_1}^2 - m_{h_2}^2}{v^3 v_S^3} \times \text{loop func.} \propto m_{h_1}^2 - m_{h_2}^2$$



$$\text{Sum} = (s_\alpha c_\alpha)^2 (f(1,1) - f(1,2)) + (s_\alpha c_\alpha)^2 (f(2,2) - f(2,1)) \rightarrow 0 \text{ for } m_{h_1} \sim m_{h_2}$$

# 電弱バリオジェネシス

## バリオン数の破れとスファレロン

(B-L)は保存

(B+L)は保存されない

### 💡 トンネリング確率

$$\Gamma_{\text{instanton}} \simeq e^{-16\pi^2/g_2^2} \simeq 10^{-162}$$

### 💡 スファレロン遷移確率

(per time per volume)

@broken phase

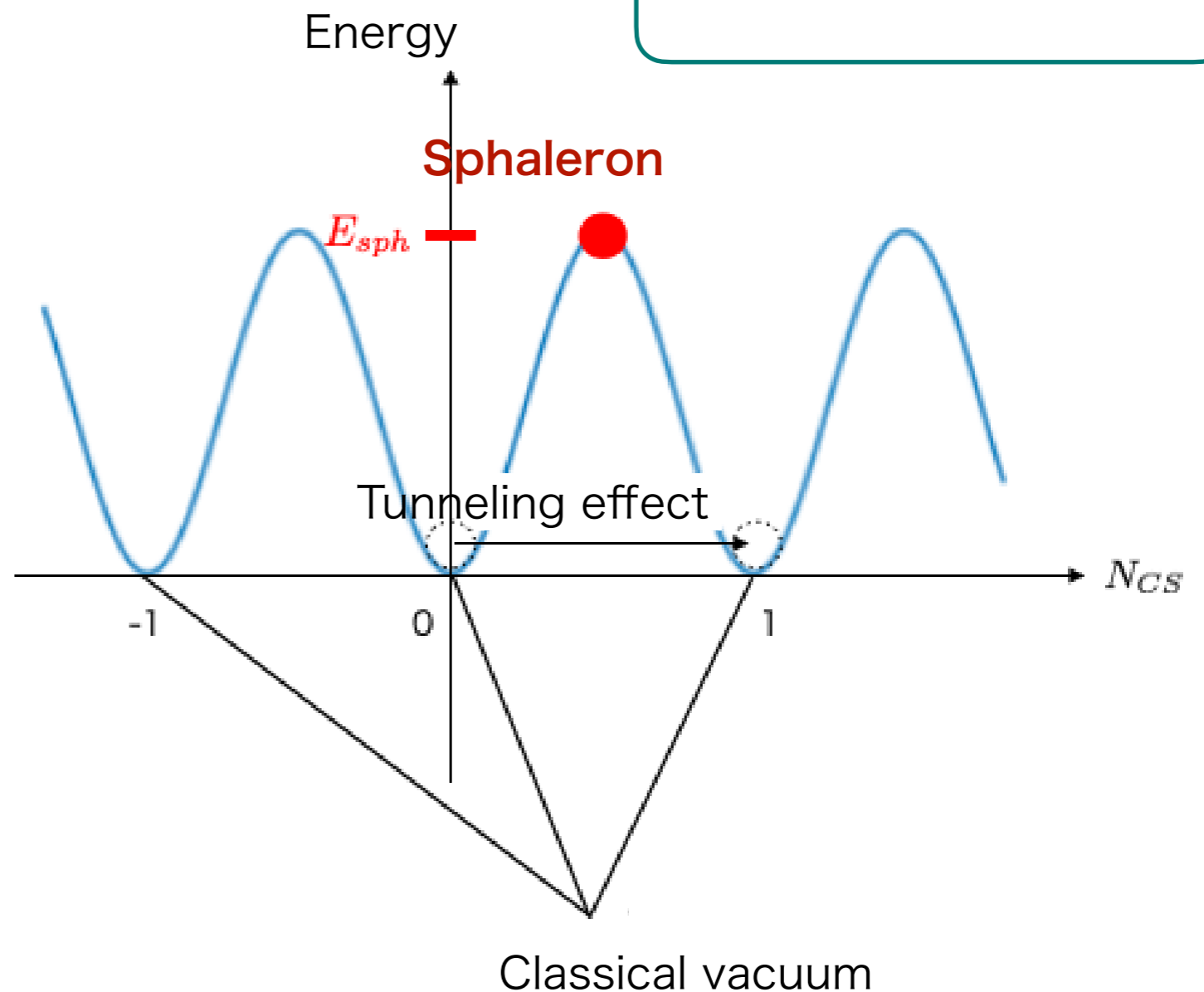
$$\Gamma_{\text{sph}}^{(b)} \simeq T^4 e^{-E_{\text{sph}}/T}$$

@symmetric phase

$$\Gamma_{\text{sph}}^{(s)} \simeq \kappa (\alpha_W T)^4$$

$$\alpha_W = g_2^2/(4\pi), \kappa = \mathcal{O}(1)$$

**Baryon number**  
quark : 1/3  
antiquark : -1/3  
lepton : 0  
boson : 0

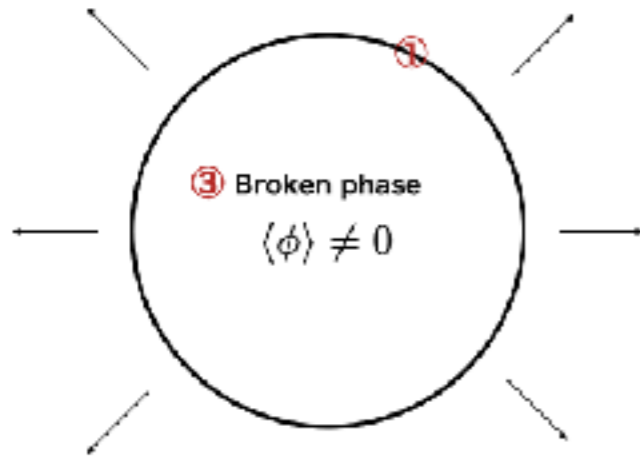


高温でバリオン数を破る  
過程が頻繁に起きる

# 電弱バリオジェネシス

② Symmetric phase

$$\langle \phi \rangle = 0$$

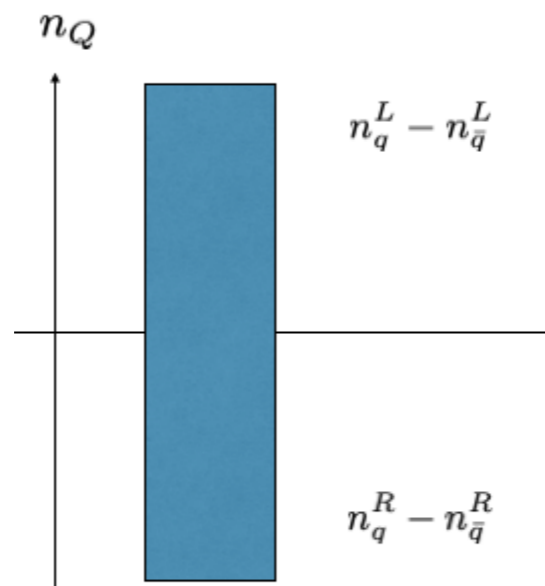


Transmittance, Reflectance

Left-handed quark  $q^L =$  Right-handed antiquark  $\bar{q}^R$

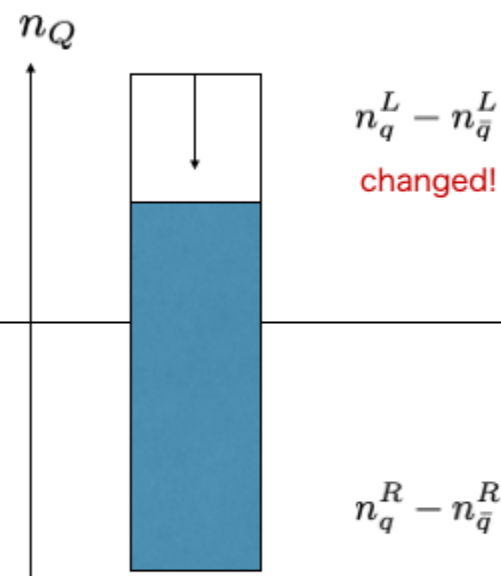
Left-handed antiquark  $\bar{q}^L =$  Right-handed quark  $q^R$

① On the wall



$$n_Q \equiv n_q^L - n_{\bar{q}}^L + n_q^R - n_{\bar{q}}^R = 0$$

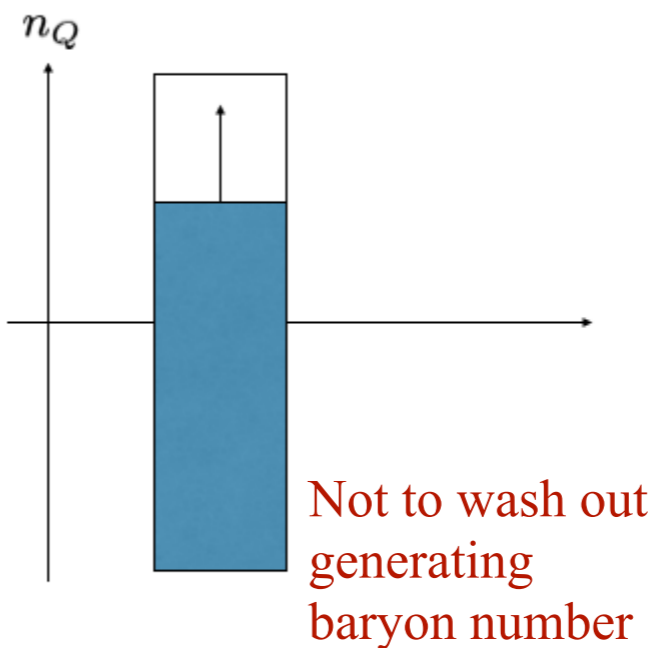
② Symmetric phase



$$n_Q \equiv n_q^L - n_{\bar{q}}^L + n_q^R - n_{\bar{q}}^R \neq 0$$

baryon number generation

③ Broken phase



$$\Gamma_{\text{sph}}^{(b)} < H$$

$H$ .....Hubble constant

# 電弱バリオジェネシス

The change rate in the baryon number in the broken phase  $\Gamma_B^{(b)}(T)$

To generate baryon number

$\Gamma_B^{(b)}(T)$  must be small

$$\Gamma_B^{(b)}(T) \simeq (\text{pre}) \frac{\Gamma_{\text{sph}}^{(b)}}{T^3} \simeq (\text{pre}) e^{-E_{\text{sph}}/T}$$

$E_{\text{sph}}$  ..... sphaleron energy

Sphaleron rate/time/volume

$$\Gamma_{\text{sph}}^{(b)} \simeq T^4 e^{-E_{\text{sph}}/T}$$

$$E_{\text{sph}} \propto v(T)$$

Higgs vev must be large



$$\frac{v_c}{T_c} \gtrsim 1$$

# 電弱バリオジェネシス

$$\Gamma_B^{(b)}(T) < H \quad \rightarrow \quad \Gamma_B^{(b)}(T) \simeq (\text{pre}) e^{-E_{\text{sph}}/T} < H(T) \simeq 1.66 \sqrt{g_*} T^2 / m_{\text{P}}$$

$g_*$  .....massless dof

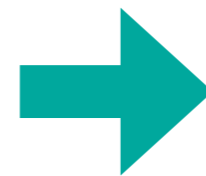
$m_{\text{P}}$ .....Plank mass

$$E_{\text{sph}} = 4\pi v \mathcal{E} / g_2 \quad \rightarrow \quad g_2 \text{ .....SU(2) gauge coupling constant}$$

$$\frac{v}{T} \geq \frac{g_2}{4\pi \mathcal{E}} (42.97 + \text{logcorrections})$$

In the case of the SM

$$m_h = 125 \text{ GeV}, \mathcal{E} = 1.92 (T = 0)$$



$$\frac{v}{T} \geq 1.16$$

# 有効ポテンシャル(one-loop)

有効ポテンシャルとはそもそも何か？

→ 場が定数のとき、時空積分を行った結果、有効作用にマイナス符号をつけたものを与えるもの

$$\Gamma[\phi_c] = - \int d^4x \underline{V_{\text{eff}}(\phi_c)} \quad \Gamma[\phi_c] : \text{有効作用}$$

有効ポテンシャル

具体的には

$$V_{\text{eff}}(\phi_c) = \underline{V_0(\phi_c)} + \frac{1}{2} \hbar \int \frac{d^4k}{i(2\pi)^4} \ln \det [iD_F^{-1}(k; \phi_c)] + \dots$$

Tree level

One-loop

Two-loop以上

# ゼロ温度有効ポテンシャル(one-loop)

$$V_{\text{eff}}(\phi_c) = V_0(\phi_c) + \frac{1}{2} \hbar \int \frac{d^4 k}{i(2\pi)^4} \ln \det [iD_F^{-1}(k; \phi_c)] + \dots$$

$V_1(\phi_c)$

$D_F^{-1}$  : 場の期待値が $\phi_c$ であるような真空でのプロパゲーターの逆数

det : 全ての場の添え字についての行列式

One-loopのゼロ温度有効ポテンシャル  $V_1(\phi_c)$

[スカラー場]

$$V_1(\phi_c) = \frac{1}{2} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \ln [k^2 + m^2(\phi_c)]$$

[フェルミオン場]  $V_1(\phi_c) = -2\lambda \frac{1}{2} \text{Tr} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \ln [k^2 + M_f^2(\phi_c)]$

$2\lambda$  : フェルミオンの自由度

$\lambda = 1(2)$  : ワイル(ディラック)

フェルミオン

[ゲージ場]  $V_1(\phi_c) = 3 \frac{1}{2} \text{Tr} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \log [k^2 + (M_{gb})^2(\phi_c)]$

3 : massiveゲージボソンの自由度

# 次元正則化

次元正則化を用いる

スカラー場のOne-loop有効ポテンシャルを $D = 4 - 2\epsilon$  に拡張

$$V_1(\phi_c) = \frac{1}{2} (\mu^2)^\epsilon \int \frac{d^{4-2\epsilon} k}{(2\pi)^{4-2\epsilon}} \log [k^2 + m^2(\phi_c)] \quad \mu: \text{質量次元を持つ繰り込みスケール}$$

$m^2(\phi_c)$  で微分

$$V_1'(\phi_c) = \frac{1}{2} (\mu^2)^\epsilon \int \frac{d^{4-2\epsilon} k}{(2\pi)^{4-2\epsilon}} \frac{1}{k^2 + m^2(\phi_c)}$$

$$\int d^n k \frac{(k^2)^\alpha}{(k^2 + M^2)^\beta} = \pi^{\frac{n}{2}} (M^2)^{\frac{n}{2} + \alpha - \beta} \frac{\Gamma(\alpha + \frac{n}{2}) \Gamma(\beta - \alpha - \frac{n}{2})}{\Gamma(\frac{n}{2}) \Gamma(\beta)} \quad \text{を用いて } m^2(\phi_c) \text{ で積分}$$

$$V_1(\phi_c) = -\frac{1}{32\pi^2} \frac{1}{\frac{(4-2\epsilon)}{2} \left( \frac{(4-2\epsilon)}{2} - 1 \right)} \left( \frac{m^2(\phi_c)}{4\pi\mu^2} \right)^{-\epsilon} \Gamma(\epsilon) m^4(\phi_c)$$

# 次元正則化

$\Gamma(z) = \frac{1}{z} - \gamma_E + \mathcal{O}(z)$  を用いると

$\gamma_E \approx 0.5772$  : オイラーの定数

$$V_1(\phi_c) = \frac{m^4(\phi_c)}{64\pi^2} \left\{ - \left[ \frac{1}{\epsilon} - \gamma_E + \log 4\pi \right] + \log \frac{m^2(\phi_c)}{\mu^2} - \frac{3}{2} + \mathcal{O}(-\epsilon) \right\}$$

$\overline{MS}$  スキームを用いて発散項に対処する

発散項+定数

$-\frac{m^4(\phi_c)}{64\pi^2} \left[ \frac{1}{\epsilon} - \gamma_E + \log 4\pi \right]$  をカウンタータームによって吸収させれば良い

したがって

(フェルミオン場、ゲージ場)

$$V_1(\phi_c) = \frac{1}{64\pi^2} m^4(\phi_c) \left\{ \log \frac{m^2(\phi_c)}{\mu^2} - \frac{3}{2} \right\}$$

$$V_1(\phi_c) = -\lambda \frac{1}{32\pi^2} M_f^4(\phi_c) \left\{ \log \frac{M_f^2(\phi_c)}{\mu^2} - \frac{3}{2} \right\},$$

$$V_1(\phi_c) = 3 \frac{1}{64\pi^2} M_{gb}^4(\phi_c) \left\{ \log \frac{M_{gb}^2(\phi_c)}{\mu^2} - \frac{5}{6} \right\}$$

# 標準模型における電弱相転移

有限温度の有効ポテンシャルは相転移の次数を決める上で非常に重要

標準模型の有限温度有効ポテンシャル(one-loop):  $V_1^T(\phi_c; T)$

$$V_1^T(\phi_c; T) = \frac{T^4}{2\pi^2} \left[ \sum_{i=W,Z,h} n_i J_B [m_i^2(\phi_c)/T^2] + n_t J_F [m_t^2(\phi_c)/T^2] \right]$$

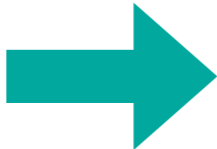
$$J_B [m^2 \beta^2] = \int_0^\infty dx x^2 \log \left[ 1 - e^{-\sqrt{x^2 + \beta^2 m^2}} \right] \quad \beta = \frac{1}{k_B T}$$

$$J_F [m^2 \beta^2] = \int_0^\infty dx x^2 \log \left[ 1 + e^{-\sqrt{x^2 + \beta^2 m^2}} \right]$$

# CPC CxSM

## 有効ポテンシャルの計算スキーム

相転移の強さや次数を評価するには**有効ポテンシャル**が重要

強い電弱一次相転移   $\frac{v_c}{T_c} \gtrsim 1$   $T_c$ : 臨界温度  
 $v_c$ :  $T_c$ でのhiggsのvev

◎ 4つの有効ポテンシャルの計算スキームを用いて計算する

[2つの**gauge dependent**な計算方法]

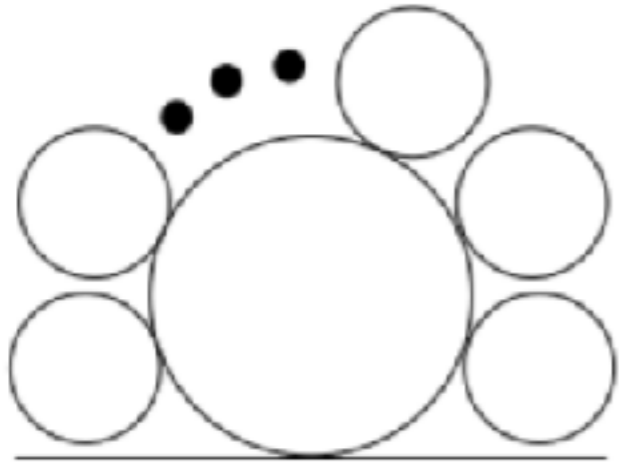
tree levelポテンシャル+ゼロ温度有効ポテンシャル+有限温度有効ポテンシャル

$$V_{\text{eff}}(\varphi, \varphi_S; T) = V_0(\varphi, \varphi_S; T) + \sum_i n_i \left[ V_{\text{CW}}(\bar{m}_i^2) + \frac{T^4}{2\pi^2} I_{B,F} \left( \frac{\bar{m}_i^2}{T^2} \right) \right]$$

**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

# Daisy resummationと2つのスキーム



このようなmulti-loop diagram(Daisy diagram)を考えると、高温で摂動展開が破綻  
→ 有効ポテンシャル中に登場するfield dependent mass  $\bar{m}_i^2$  を訂正する

## [Parwani スキーム]

有限温度有効ポテンシャル中の  $J_B[\bar{m}_i^2/T^2], J_F[\bar{m}_i^2/T^2]$  のFDM  $\bar{m}_i^2$  を

Thermally corrected FDM  $\bar{M}_i^2$  に置き換える

## [Arnold-Espinosa(AE) スキーム]

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

を有効ポテンシャルに加える

# CPC CxSM

## 有効ポテンシャルの計算スキーム

[2つのgauge independentな計算方法]

有限温度有効ポテンシャルを  
高温展開した時の場の2次の項

**HT potential: tree levelポテンシャル+thermal mass**

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

問題点: 定量的な議論をするにはone-loopの寄与は無視できない  
→ gauge independentでかつone-loopの寄与を含めたい

**PRM scheme** the Nielsen-Fukuda-Kugo identityを用いて  $T_C$  を決める

$$\frac{\partial V_{\text{eff}}(\varphi, \xi)}{\partial \xi} = -C(\varphi, \xi) \frac{\partial V_{\text{eff}}(\varphi, \xi)}{\partial \varphi} \quad \text{M. J. Ramsey-Musolf, JHEP 07 (2011), 029.}$$

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

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

# CPC CxSM

## 有効ポテンシャルの計算スキーム

	ゲージ依存性	繰り込み可能性 (tree levelの関係が one-loopでも成り 立っているか)	One loopの寄与
<b>Parwani scheme</b>	○	/	○
<b>AE scheme</b>	○	○	○
<b>HT potential</b>	×	○	×
<b>PRM scheme</b>	×	×	○

# 暗黒物質核子散乱断面積の計算

We use a public code micrOMEGAs to calculate  $\Omega_\chi h^2$  and  $\sigma_{\text{SI}}$ .

The value of  $\Omega_\chi h^2$  should not exceed the observed value

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

In the case of  $m_\chi = 30$  GeV, for instance, the maximum value is  $\sigma_{\text{SI}} \simeq 4.1 \times 10^{-47}$  cm<sup>2</sup> under the assumption  $\Omega_\chi = \Omega_{\text{DM}}$ .

In cases that  $\Omega_\chi < \Omega_{\text{DM}}$ , we scale  $\sigma_{\text{SI}}$  as

$$\tilde{\sigma}_{\text{SI}} = \left( \frac{\Omega_\chi}{\Omega_{\text{DM}}} \right) \sigma_{\text{SI}}$$

# 暗黒物質質量と電弱相転移

The viable DM regions:  $m_\chi = 62.5$  GeV, 2 TeV

When  $m_\chi = 2$  TeV, one can find the first-order EWPT in the HT, Parwani, and AE schemes while not in the PRM scheme.

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

the right-hand side has to be lower than the left-hand side at zero temperature, otherwise the degeneracy point where  $T_C$  is defined would not exist.

Ex) BP1 For  $m_\chi \gtrsim 700$  GeV, the right-hand side would exceed the left-hand side.

→ This bound could be relaxed when one includes higher-order corrections.

# Model definition

## CPV CxSM

Tadpole condition with respect to  $h, s, \chi$

$$\left\langle \frac{\partial V_0}{\partial h} \right\rangle = v \left[ \frac{m^2}{2} + \frac{\lambda}{4} v^2 + \frac{\delta_2}{4} |v_S|^2 \right] = 0$$

$$\left\langle \frac{\partial V_0}{\partial s} \right\rangle = v_S^r \left[ \frac{b_2}{2} + \frac{\delta_2}{4} v^2 + \frac{d_2}{4} |v_S|^2 + \frac{b_1^r}{2} \right] + \sqrt{2} a_1^r - \frac{1}{2} b_1^i v_S^i = 0$$

$$\left\langle \frac{\partial V_0}{\partial \chi} \right\rangle = v_S^i \left[ \frac{b_2}{2} + \frac{\delta_2}{4} v^2 + \frac{d_2}{4} |v_S|^2 - \frac{b_1^r}{2} \right] - \sqrt{2} a_1^i - \frac{1}{2} b_1^i v_S^r = 0$$

Mass matrix

$$\mathcal{M}_S^2 = \begin{pmatrix} \frac{\lambda}{2} v^2 & & & \\ \frac{\delta_2}{2} v v_S^r & \frac{d_2}{2} v_S^{r2} - \frac{\delta_2}{2} v v_S^r & \frac{\delta_2}{2} v v_S^i & \\ \frac{\delta_2}{2} v v_S^i & -\frac{b_1^i}{2} + \frac{d_2}{2} v_S^r v_S^i & -\frac{b_1^i}{2} + \frac{d_2}{2} v_S^r v_S^i & \\ & \frac{d_2}{2} v_S^{i2} + \frac{\sqrt{2} a_1^i}{v_S^i} + \frac{b_1^i}{2} \frac{v_S^r}{v_S^i} & & \end{pmatrix}$$

Mixing matrix

$$O(\alpha) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_3 & -s_3 \\ 0 & s_3 & c_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_2 & 0 & -s_2 \\ 0 & 1 & 0 \\ s_2 & 0 & c_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_1 & -s_1 & 0 \\ s_1 & c_1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

# CP domain wall

## CPV CxSM

$a_1, b_1 \in R$  もしくは  $a_1 \neq 0$  だが  $a_1^i = b_1^i = 0$  のとき

$V_0(H, S)$  は  $Z_2$ 対称性  $\chi \rightarrow -\chi$  に対して不変

$Z_2$ 対称性が自発的に破れると CP domain wallが発生する

$$v_S^i = \pm \sqrt{-v_S^{r2} + \frac{2\lambda}{\delta_2^2 - \lambda d_2} \left( -\frac{\delta_2 m^2}{\lambda} + b_2 + \frac{\sqrt{2}a_1^r}{v_S^r} \right)}$$

explicit CPV( $a_1^i, b_1^i$ )があれば、この縮退した2つのminimaは解消され

domain wallは不安定になる  $\rightarrow$  explicit CPVを仮定

# Parameters

## CPV CxSM

スカラーポテンシャルの9つの自由度

$$\{m^2, \lambda, \delta_2, b_2, d_2, a_1^r, a_1^i, b_1^r, b_1^i\}$$

$\{m^2, b_2, b_1^r\}$  : vev3つと交換( $\because$  tadpole conditions)

$b_1^i = 0$  :  $a_1^i$  が phase を吸収

残り5つ :  $\{m_{h_1}, m_{h_2}, m_{h_3}, \alpha_1, \alpha_2\}$  と交換( $\because$  Mass matrix)

# Parameters

## CPV CxSM

tadpole conditionsより

$$m^2 = -\frac{\lambda}{2}v^2 - \frac{\delta_2}{2}|v_S|^2$$

$$b_2 = -\frac{\delta_2}{2}v^2 - \frac{d_2}{2}|v_S|^2 - \sqrt{2} \left( \frac{a_1^r}{v_S^r} - \frac{a_1^i}{v_S^i} \right)$$

$$b_1^r = -\sqrt{2} \left( \frac{a_1^r}{v_S^r} + \frac{a_1^i}{v_S^i} \right)$$

$$\mathcal{M}_S^2 = \begin{pmatrix} \frac{\lambda}{2}v^2 & \frac{\delta_2}{2}vv_S^r & \frac{\delta_2}{2}vv_S^i \\ \frac{\delta_2}{2}vv_S^r & \frac{d_2}{2}v_S^{r2} - \frac{\sqrt{2}a_1^r}{v_S^r} + \frac{b_1^i}{2}\frac{v_S^i}{v_S^r} & -\frac{b_1^i}{2} + \frac{d_2}{2}v_S^r v_S^i \\ \frac{\delta_2}{2}vv_S^i & -\frac{b_1^i}{2} + \frac{d_2}{2}v_S^r v_S^i & \frac{d_2}{2}v_S^{i2} + \frac{\sqrt{2}a_1^i}{v_S^i} + \frac{b_1^r}{2}\frac{v_S^r}{v_S^i} \end{pmatrix}$$

$$(\mathcal{M}_S^2)_{ij} = \sum_k O_{ik} O_{jk} m_{h_k}^2 \text{ より}$$

$$\lambda = \frac{2}{v^2} \sum_i O_{1i}^2 m_{h_i}^2$$

$$O(\alpha_i) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_3 & -s_3 \\ 0 & s_3 & c_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_2 & 0 & -s_2 \\ 0 & 1 & 0 \\ s_2 & 0 & c_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_1 & -s_1 & 0 \\ s_1 & c_1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\delta_2 = \frac{2}{vv_S^r} \sum_i O_{1i} O_{2i} m_{h_i}^2 = \frac{2}{vv_S^i} \sum_i O_{1i} O_{3i} m_{h_i}^2$$

$$d_2 = \frac{2}{v_S^{r2}} \left[ \frac{\sqrt{2}a_1^r}{v_S^r} + \sum_i O_{2i}^2 m_{h_i}^2 \right] = \frac{2}{v_S^{i2}} \left[ -\frac{\sqrt{2}a_1^i}{v_S^i} + \sum_i O_{3i}^2 m_{h_i}^2 \right] = \frac{2}{v_S^r v_S^i} \left[ \sum_i O_{2i} O_{3i} m_{h_i}^2 \right]$$

# Parameters

## CPV CxSM

$d_2$  の表式より

$$a_1^r = -\frac{v_S^r}{\sqrt{2}} \left[ \sum_i O_{2i} \left( O_{2i} - O_{3i} \frac{v_S^r}{v_S^i} \right) m_{h_i}^2 \right]$$

$$a_1^i = \frac{v_S^i}{\sqrt{2}} \left[ \sum_i O_{3i} \left( O_{3i} - O_{2i} \frac{v_S^i}{v_S^r} \right) m_{h_i}^2 \right]$$

$\alpha_3$  は独立ではなく  $\delta_2$  の表式から導かれた以下の式より与えられる

$$\sum_i O_{1i} \left[ \frac{O_{2i}}{v_S^r} - \frac{O_{3i}}{v_S^i} \right] m_{h_i}^2 = \frac{(\mathcal{M}_S^2)_{12}}{v_S^r} - \frac{(\mathcal{M}_S^2)_{13}}{v_S^i} = 0$$

# Higgs coupling

## CPV CxSM

Higgs と fermion( $f$ ), gauge boson( $V = W^\pm, Z$ ) の coupling

$$\mathcal{L}_{h_i \bar{f} f} = -\frac{m_f}{v} h \bar{f} f = -\frac{m_f}{v} \sum_{i=1-3} \kappa_{if} h_i \bar{f} f$$

$$\mathcal{L}_{h_i V V} = \frac{1}{v} h (m_Z^2 Z_\mu Z^\mu + 2m_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu}) = \frac{1}{v} \sum_{i=1-3} \kappa_{iV} h_i (m_Z^2 Z_\mu Z^\mu + 2m_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu})$$

$$\kappa_{if} = O_{1i}, \quad \kappa_{iV} = O_{1i}$$

SM limit では  $\kappa_{1f} = \kappa_{1V} = 1$  and  $\kappa_{2,3f} = \kappa_{2,3V} = 0$

# 縮退スカラーシナリオ

## CPV CxSM

$gg \rightarrow h_i \rightarrow VV^*$  というプロセスを考える

amplitude

$$\mathcal{M}_{gg \rightarrow h_i \rightarrow VV^*} = \sum_{i=1}^3 \mathcal{M}_{gg \rightarrow h}^{\text{SM}} \kappa_{if} \frac{1}{s - m_{h_i}^2 + im_{h_i} \Gamma_{h_i}} \kappa_{iV} \mathcal{M}_{h \rightarrow VV^*}^{\text{SM}}$$

Squared amplitude

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}_{gg \rightarrow h_i \rightarrow VV^*}|^2 &= |\mathcal{M}_{gg \rightarrow h}^{\text{SM}}|^2 |\mathcal{M}_{h \rightarrow VV^*}^{\text{SM}}|^2 \left[ \sum_{i=1}^3 \frac{\kappa_{if}^2 \kappa_{iV}^2}{(s - m_{h_i}^2)^2 + m_{h_i}^2 \Gamma_{h_i}^2} \right. \\ &\quad \left. + 2 \operatorname{Re} \sum_{i < j} \frac{\kappa_{if} \kappa_{jf} \kappa_{iV} \kappa_{jV}}{(s - m_{h_i}^2 + im_{h_i} \Gamma_{h_i}) (s - m_{h_j}^2 - im_{h_j} \Gamma_{h_j})} \right] \end{aligned}$$

# 縮退スカラーシナリオ

## CPV CxSM

$\Gamma_{h_i} < \Gamma_h^{\text{SM}} (\simeq 4.1\text{MeV}) \ll m_{h_i} (\simeq 125\text{GeV})$  よりNWAが使える

$$\pi\delta(s - m^2) = \lim_{\Gamma \rightarrow 0} \frac{m\Gamma}{(s - m^2)^2 + m^2\Gamma^2} \rightarrow \int_{-\infty}^{\infty} \frac{ds}{2\pi} \frac{1}{(s - m^2)^2 + m^2\Gamma^2} = \frac{1}{2m\Gamma}$$

$i = 1, j = 2$  とするとinterference termは

$$\begin{aligned} I &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{ds}{2\pi} \text{Re} \left[ \frac{1}{(s - m_1^2 + im_1\Gamma_1)(s - m_2^2 - im_2\Gamma_2)} \right] \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{ds}{2\pi} \frac{(s - m_1^2)(s - m_2^2) + m_1m_2\Gamma_1\Gamma_2}{\{(s - m_1^2)(s - m_2^2) + m_1m_2\Gamma_1\Gamma_2\}^2 + \{m_1\Gamma_1(s - m_2^2) - m_2\Gamma_2(s - m_1^2)\}^2} \\ &= \frac{m_1\Gamma_1 + m_2\Gamma_2}{(m_1^2 - m_2^2)^2 + (m_1\Gamma_1 + m_2\Gamma_2)^2} \end{aligned}$$

$$m_1 = m_2 = m \text{ のとき} \quad I = \frac{1}{m(\Gamma_1 + \Gamma_2)}$$

# 縮退スカラーシナリオ

## CPV CxSM

$$I = \frac{m_1\Gamma_1 + m_2\Gamma_2}{(m_1^2 - m_2^2)^2 + (m_1\Gamma_1 + m_2\Gamma_2)^2} \quad \text{より}$$

$$(m_1^2 - m_2^2)^2 < m_1\Gamma_1 + m_2\Gamma_2 \quad \rightarrow \quad |m_{h_1} - m_{h_2}| \lesssim \Gamma_{h_1} + \Gamma_{h_2} \quad \text{のとき}$$

interference termは重要となる

いま、mass deferenceは 500 MeV、total decay widthの合計は 4.1 MeV 程度なのでinterference termは無視できる

Higgs total decay widthの実験的制限

$$\Gamma_h^{\text{exp}} < 14.4\text{MeV} \quad (\text{ATLAS}) \quad \text{and} \quad \Gamma_h^{\text{exp}} = 3.2_{-1.7}^{+2.4}\text{MeV} \quad (\text{CMS})$$

このモデルのtotal decay widthを制限するほどpreciseではない

# 縮退スカラーシナリオ

## CPV CxSM

Cross section

$$\sigma_{gg \rightarrow h_i \rightarrow VV^*} \simeq \sigma_{gg \rightarrow h}^{\text{SM}} \left[ \sum_i \frac{\kappa_{if}^2 \kappa_{iV}^2}{\Gamma_{h_i}} \right] \Gamma_{h \rightarrow VV^*}^{\text{SM}}$$

$$\sigma_{gg \rightarrow h_i \rightarrow VV^*} \simeq \sigma_{gg \rightarrow h}^{\text{SM}} \cdot \text{Br}_{h \rightarrow VV^*}^{\text{SM}} \quad \because \Gamma_{h_i} \simeq \kappa_i^2 \Gamma_h^{\text{SM}}, \quad \sum_i \kappa_i^2 = 1$$

# 縮退スカラーシナリオ

## CPV CxSM

$$(\mathcal{M}_S^2)_{ij} \simeq \sum_k O_{ik} O_{jk} m_h^2 = \delta_{ij} m_h^2$$

$$\mathcal{M}_S^2 = \begin{pmatrix} \frac{\lambda}{2} v^2 & \frac{\delta_2}{2} v v_S^r & \frac{\delta_2}{2} v v_S^i \\ \frac{\delta_2}{2} v v_S^r & \frac{d_2}{2} v_S^2 - \frac{\sqrt{2} a_1^r}{v_S^r} + \frac{b_1^i}{2} \frac{v_S^i}{v_S^r} & -\frac{b_1^i}{2} + \frac{d_2}{2} v_S^r v_S^i \\ \frac{\delta_2}{2} v v_S^i & -\frac{b_1^i}{2} + \frac{d_2}{2} v_S^r v_S^i & \frac{d_2}{2} v_S^i{}^2 + \frac{\sqrt{2} a_1^i}{v_S^i} + \frac{b_1^i}{2} \frac{v_S^r}{v_S^i} \end{pmatrix} O(\alpha_i) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_3 & -s_3 \\ 0 & s_3 & c_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_2 & 0 & -s_2 \\ 0 & 1 & 0 \\ s_2 & 0 & c_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_1 & -s_1 & 0 \\ s_1 & c_1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\delta_2 = \frac{2}{v v_S^r} \sum_i O_{1i} O_{2i} m_{h_i}^2 = \frac{2c_2}{v v_S^r} \left[ (m_{h_1}^2 - m_{h_2}^2) s_1 c_1 c_3 + s_2 s_3 (m_{h_3}^2 - m_{h_1}^2 c_1^2 - m_{h_2}^2 s_1^2) \right]$$

$(M_S^2)_{ij}$  ( $i \neq j$ ) には  $\delta_2$  や  $d_2$  が含まれる

上式を満たすには  $|\delta_2| \ll 1, |d_2| \ll 1$  である必要があるが、 $\delta_2$  の大きさは

EWPTの強さに直結

そこで  $v_S^{r,i}/v \ll 1$  として  $\delta_2 = \mathcal{O}(1)$  and  $d_2 = \mathcal{O}(1)$  に保つ

# CPV CxSM

## 定性的な $T_C, v_C$ の評価

CP phaseを導入したためPTに関わる場合は3つに

HTポテンシャル

$\varphi, \varphi_S^r, \varphi_S^i \cdots H, \text{Re}S, \text{Im}S$  のバックグラウンド場

$$\begin{aligned} V^{\text{HT}}(\varphi, \varphi_S^r, \varphi_S^i; T) &= V_0(\varphi, \varphi_S^r, \varphi_S^i) + \frac{T^2}{2} [\Sigma_H \varphi^2 + \Sigma_S \varphi_S^{r2} + \Sigma_S \varphi_S^{i2}] \\ &= \frac{m^2}{4} \varphi^2 + \frac{\lambda}{16} \varphi^4 + \frac{\delta_2}{8} \varphi^2 (\varphi_S^{r2} + \varphi_S^{i2}) + \frac{d_2}{16} (\varphi_S^{r2} + \varphi_S^{i2})^2 \\ &\quad + \sqrt{2} (a_1^r \varphi_S^r - a_1^i \varphi_S^i) + \frac{1}{4} b_1^r (\varphi_S^{r2} - \varphi_S^{i2}) + \frac{b_2}{4} (\varphi_S^{r2} + \varphi_S^{i2}) \\ &\quad + \frac{T^2}{2} [\Sigma_H \varphi^2 + \Sigma_S \varphi_S^{r2} + \Sigma_S \varphi_S^{i2}] \end{aligned}$$

3つのスカラー場を極座標表示する

$$\varphi = z \cos \gamma, \quad \varphi_S^r = z \sin \gamma \cos \theta + \tilde{v}_S^r, \quad \varphi_S^i = z \sin \gamma \sin \theta + \tilde{v}_S^i$$

# 定性的な $T_C, v_C$ の評価

## CPV CxSM

$T_C$  でのポテンシャル

$$V(z_C, \gamma_C, \theta_C; T_C) = c_4 z^2 (z - z_C)^2, \quad z_C = \frac{c_3}{2c_4}$$

$$V^{\text{HT}} \ni -c_3 z^3 + c_4 z^4$$

$$c_3 = -\frac{s_{\gamma_C} c_{\gamma_C}^2}{4} (c_{\theta_C} \tilde{v}_S^r + s_{\theta_C} \tilde{v}_S^i) (\delta_2 + d_2 t_{\gamma_C}^2)$$

$$c_4 = \frac{c_{\gamma_C}^4}{16} (\lambda + 2\delta_2 t_{\gamma_C}^2 + d_2 t_{\gamma_C}^4)$$

$$t_{\gamma_C} = \frac{v_{SC}^r - \tilde{v}_{SC}^r}{v_C c_{\theta_C}} = \frac{v_{SC}^i - \tilde{v}_{SC}^i}{v_C s_{\theta_C}}.$$

$|t_{\gamma_C}| \ll 1$  のとき

$$v_C \simeq \sqrt{\frac{2\delta_2}{\lambda} \left( |\tilde{v}_{SC}|^2 - \tilde{v}_{SC}^i (\tilde{v}_{SC}^i - t_{\theta_C} \tilde{v}_{SC}^r) \right) \left( 1 - \frac{v_{SC}^r}{\tilde{v}_{SC}^r} \right)},$$

$$T_C \simeq \sqrt{\frac{1}{2\Sigma_H} \left[ -m^2 - \frac{\delta_2}{2} |\tilde{v}_{SC}|^2 \right]},$$

# CPV CxSM

## 定性的な $T_C, v_C$ の評価

一次相転移が起こるとき

$$v_C \simeq \sqrt{\frac{2\delta_2}{\lambda} \left( |\tilde{v}_{SC}|^2 - \tilde{v}_{SC}^i (\tilde{v}_{SC}^i - t_{\theta_C} \tilde{v}_{SC}^r) \right) \left( 1 - \frac{v_{SC}^r}{\tilde{v}_{SC}^r} \right)},$$
$$T_C \simeq \sqrt{\frac{1}{2\Sigma_H} \left[ -m^2 - \frac{\delta_2}{2} |\tilde{v}_{SC}|^2 \right]},$$

強い一次相転移の条件

$$\frac{v_C}{T_C} \gtrsim 1$$

$r$ と $i$ を入れ替えても  
 $v_C$ の表式は成り立つ

ここからわかること → 大きな  $\delta_2$ , 小さな  $\tilde{v}_S^r, \tilde{v}_S^i$  が好ましい

$$\delta_2 = \frac{2}{vv_S^r} \sum O_{1i} O_{2i} m_{h_i}^2 = \frac{2}{vv_S^i} \sum O_{1i} O_{3i} m_{h_i}^2$$

ここからわかること → 小さな  $v_S^r, v_S^i$  が好ましい

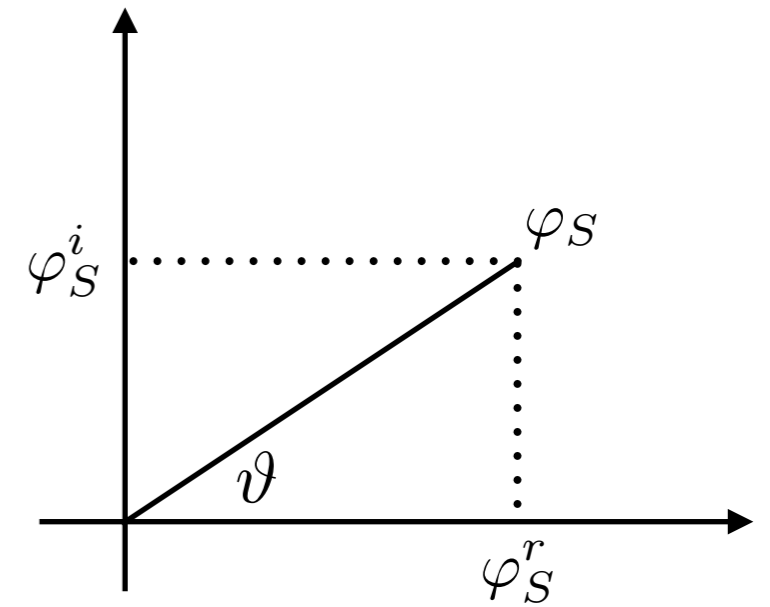
CPV CxSM特有の  
EWPTへの寄与がある

# 電弱相転移

## CPV CxSM

Phase dependent part of HT potential

$$\begin{aligned} V^{\text{HT}}(\vartheta_S) &= \sqrt{2} (a_1^r \varphi_S^r - a_1^i \varphi_S^i) + \frac{1}{4} b_1^r (\varphi_S^{r2} - \varphi_S^{i2}) \\ &= \sqrt{2} \varphi_S (a_1^r \cos \vartheta_S - a_1^i \sin \vartheta_S) + \frac{1}{4} b_1^r \varphi_S^2 (\cos^2 \vartheta_S - \sin^2 \vartheta_S), \\ \varphi_S^r &= \varphi_S \cos \vartheta_S \quad \varphi_S^i = \varphi_S \sin \vartheta_S \end{aligned}$$



Temperature dependent structure

$$T^2 \Sigma_S (\varphi_S^{r2} + \varphi_S^{i2}) = T^2 \Sigma_S \varphi_S^2 \quad \rightarrow \text{phase is time-independent}$$

$\langle \vartheta_S(T) \rangle = \theta_S(T)$  は  $T = 0$  での値  $\theta_S(T = 0) = \tan^{-1} (\varphi_S^i / \varphi_S^r)$  と同じ

# CPV CxSM

## bubble nucleation

単位時間/面積あたりのnucleation rate

$$\Gamma_N(T) \simeq T^4 \left( \frac{S_3(T)}{2\pi T} \right)^{3/2} e^{-S_3(T)/T}$$

$S_3(T)$ :  $T$  におけるcritical bubbleのエネルギー

nucleation temperature  $T_N$  の定義

$$\frac{\Gamma_N(T_N)}{H^3(T_N)} = H(T_N) \simeq 1.66 \sqrt{g_*(T_N)} \frac{T_N^2}{m_{\text{P}}} \quad H(T_N) : T_N \text{ でのハッブルパラメーター}$$

$$\frac{S_3(T_N)}{T_N} - \frac{3}{2} \ln \left( \frac{S_3(T_N)}{T_N} \right) = 143.4 - 2 \ln \left( \frac{g_*(T_N)}{100} \right) - 4 \ln \left( \frac{T_N}{100 \text{ GeV}} \right)$$

EWPTの発生には  $S_3(T_N)/T_N \lesssim 140$  が要請される

# 古典解

## critical bubbles

ゲージ-ヒッグスシステム

$$\mathcal{L}_{\text{gauge-Higgs}} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} + (D_\mu H)^\dagger D^\mu H + \partial_\mu S^* \partial^\mu S - V(H, S)$$

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_2 \frac{\tau^a}{2} A_\mu^a + ig_1 \frac{1}{2} B_\mu$$

$A_0 = 0$  ゲージでのenergy functional

$$E[H, S; T] = \int d^3\mathbf{x} \left[ \frac{1}{4}F_{ij}^a F_{ij}^a + \frac{1}{4}B_{ij}B_{ij} + (D_i H)^\dagger D_i H + \partial_i S^* \partial_i S + V(H, S; T) \right],$$

Pure gauge configuration

$$ig_2 \frac{\tau^a}{2} A_\mu^a = (\partial_\mu U_2) U_2^{-1}, \quad ig_1 \frac{1}{2} B_\mu = (\partial_\mu U_1) U_1^{-1}$$

を用いると

$$E = \int d^3\mathbf{x} \left[ (\partial_i H)^\dagger \partial_i H + \partial_i S^* \partial_i S + V(H, S; T) \right]$$

# CPV CxSM

## bubble nucleation

Energy functional

$$S_3(T) = \int d^3x \left[ (\partial_i H)^\dagger \partial_i H + \partial_i S^* \partial_i S + V_{\text{eff}}(H, S; T) \right]$$

$$\langle H(x) \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \rho(x) \end{pmatrix}, \quad \langle S(x) \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (\rho_S^r(x) + i\rho_S^i(x))$$

$$S_3(T) = 4\pi \int_0^\infty dr r^2 \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{d\rho}{dr} \right)^2 + \frac{1}{2} \left( \frac{d\rho_S^r}{dr} \right)^2 + \frac{1}{2} \left( \frac{d\rho_S^i}{dr} \right)^2 + \bar{V}_{\text{eff}}(\rho, \rho_S^r, \rho_S^i; T) \right]$$

EOMs

w/ boundary conditions

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \rho}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\rho}{dr} - \frac{\partial \bar{V}}{\partial \rho} &= 0 \\ \frac{d^2 \rho_S^r}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\rho_S^r}{dr} - \frac{\partial \bar{V}}{\partial \rho_S^r} &= 0 \\ \frac{d^2 \rho_S^i}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\rho_S^i}{dr} - \frac{\partial \bar{V}}{\partial \rho_S^i} &= 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \lim_{r \rightarrow \infty} \rho(r) &= 0, & \lim_{r \rightarrow \infty} \rho_S^r(r) &= \tilde{v}_S^r, & \lim_{r \rightarrow \infty} \rho_S^i(r) &= \tilde{v}_S^i, \\ \left. \frac{d\rho(r)}{dr} \right|_{r=0} &= 0, & \left. \frac{d\rho_S^r(r)}{dr} \right|_{r=0} &= 0, & \left. \frac{d\rho_S^i(r)}{dr} \right|_{r=0} &= 0. \end{aligned}$$

# bubble nucleation

## CPV CxSM

Thick wall regime

The bubble wall thickness  $L_w$  is larger than the typical interaction length.

At temperature  $T$ , the interaction length is expressed as  $l \simeq 1/T$

$$\therefore L_w > 1/T$$

In BP1  $L_w \simeq 0.1\text{GeV}^{-1}$

$$1/T_N \simeq 0.01\text{GeV}^{-1}$$

→ thick wall

# 重力波

## CPV CxSM

重力波のスペクトラム

$$\Omega_{\text{GW}}(f)h^2 = \Omega_{\text{col}}(f)h^2 + \Omega_{\text{sw}}(f)h^2 + \Omega_{\text{turb}}(f)h^2$$

$$\Omega_{\text{col}}h^2 = 1.67 \times 10^{-5} \left( \frac{\beta}{H_*} \right)^{-2} \left( \frac{\kappa_{\text{col}}\alpha}{1+\alpha} \right)^2 \left( \frac{100}{g_*} \right)^{1/3} \left( \frac{0.11v_w^3}{0.42+v_w^2} \right) \frac{3.8(f/f_{\text{col}})^{2.8}}{1+2.8(f/f_{\text{col}})^{3.8}}$$

$$\Omega_{\text{sw}}h^2 = 2.65 \times 10^{-6} \left( \frac{\beta}{H_*} \right)^{-1} \left( \frac{\kappa_v\alpha}{1+\alpha} \right)^2 \left( \frac{100}{g_*} \right)^{1/3} v_w \left( \frac{f}{f_{\text{sw}}} \right)^3 \left( \frac{7}{4+3(f/f_{\text{sw}})^2} \right)^{7/2}$$

$$\Omega_{\text{turb}}h^2 = 3.35 \times 10^{-4} \left( \frac{\beta}{H_*} \right)^{-1} \left( \frac{\kappa_{\text{turb}}\alpha}{1+\alpha} \right)^{\frac{3}{2}} \left( \frac{100}{g_*} \right)^{1/3} v_w \frac{(f/f_{\text{turb}})^3}{[1+(f/f_{\text{turb}})]^{\frac{11}{3}} (1+8\pi f/h_*)}$$

$v_w$  : wall velocity

$$h_* = 1.65 \times 10^{-5} \left( \frac{T_*}{100\text{GeV}} \right) \left( \frac{g_*}{100} \right)^{1/6} \text{ Hz}$$

# 重力波

## CPV CxSM

$$\text{For } v_w \approx 1 \quad \kappa_{\text{col}} \simeq \frac{1}{1 + 0.715\alpha} \left( 0.715\alpha + \frac{4}{27} \sqrt{\frac{3\alpha}{2}} \right)$$

$$\kappa_v \simeq \frac{\alpha}{0.73 + 0.083\sqrt{\alpha} + \alpha}$$

$$\kappa_{\text{turb}} \simeq (0.05 - 0.1)\kappa_v$$

Peak frequency

$$f_{\text{col}} = 16.5 \times 10^{-6} \left( \frac{\beta}{H_*} \right) \left( \frac{0.62}{1.8 - 0.1v_w + v_w^2} \right) \left( \frac{T_*}{100\text{GeV}} \right) \left( \frac{g_*}{100} \right)^{1/6} \text{ Hz}$$

$$f_{\text{sw}} = 1.9 \times 10^{-5} \frac{1}{v_w} \left( \frac{\beta}{H_*} \right) \left( \frac{T_*}{100\text{GeV}} \right) \left( \frac{g_*}{100} \right)^{1/6} \text{ Hz}$$

$$f_{\text{turb}} = 2.7 \times 10^{-5} v_w^{-1} \left( \frac{\beta}{H_*} \right) \left( \frac{T_*}{100\text{GeV}} \right) \left( \frac{g_*}{100} \right)^{1/6} \text{ Hz}$$