ヒッグス結合と重力波スペクトルの測定による拡張ヒッグス模型の電弱一次相転移の検証

端野 克哉 [1, 2]

Collaborators: M. Kakizaki [1], S. Kanemura [2], P. Ko [3], T. Matsui [3]

(1. 富山大学, 2. 大阪大学, 3. KIAS)

[K. H, M. Kakizaki, S. Kanemura, P. Ko and T. Matsui, Phys. Lett. B766 (2017) 49]

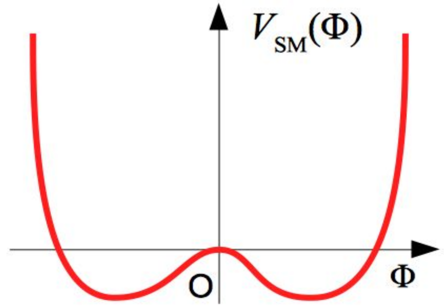
目次

イントロダクション

- ❖ 標準模型で予言されたヒッグス粒子が2012年に発見された
  （標準模型はO(100)GeV以下の低エネルギーの物理を記述する）

しかし標準模型の枠内で説明できない諸問題が存在する

- 宇宙暗黒物質問題
- ニュートリノ微小質量問題
- 宇宙バリオン数生成問題　など



$$V_{SM}(\phi)=\mu^2|\phi|^2+\lambda|\phi|^4$$
$(\mu^2 < 0)$

- ❖ ヒッグスセクターの構造は依然として未知のまま

  - ヒッグス場の数は本当に一つだけか
  - ヒッグス場は本当に素スカラー場なのか
  - 電弱対称性の破れのダイナミクスは何か

→　様々な拡張ヒッグスセクターの可能性が考えられる

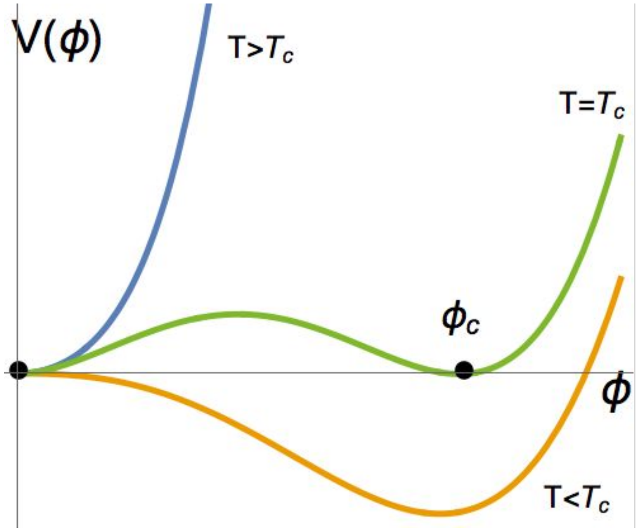
❖ 拡張ヒッグスセクターは標準模型を超えた諸問題を説明できる可能性を持つ

電弱バリオン数生成

❖ **宇宙のバリオン数生成問題**は電弱バリオン数生成のシナリオで説明できる

サハロフの三条件

- バリオン数の破れ
  → スファレロン過程
- 十分なCPの破れ
  → ヒッグスセクターの拡張
- **非平衡状態**
  → **強い一次相転移** $\phi_c/T_c \geq 1$



❖ 標準模型では強い電弱一次相転移を実現できない (m_h=125GeVなので)

❖ 電弱バリオン数生成のシナリオは加速器実験や重力波観測実験により検証できる可能性がある

Realization of strongly 1stOPT & triple Higgs boson coupling

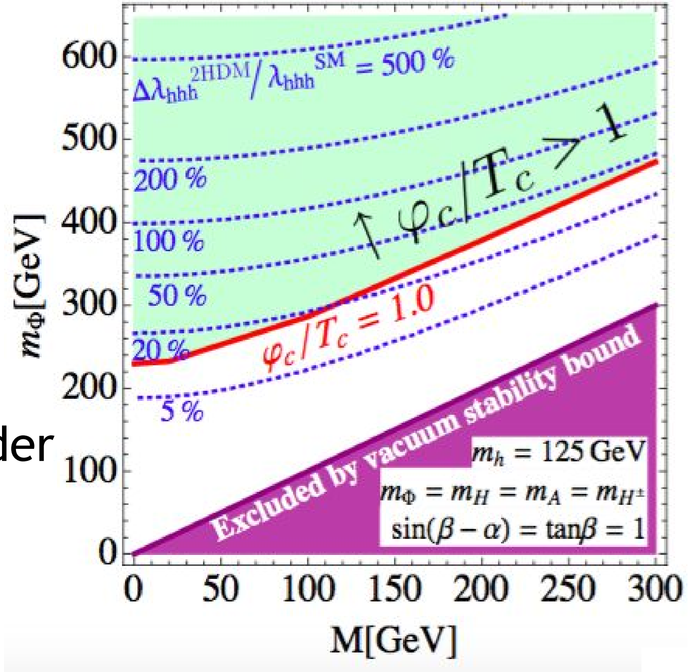
❖ 拡張ヒッグスセクターにより強い電弱一次相転移は実現できる可能性がある

例：Two Higgs doublet model

$$m_\Phi = m_H = m_A = m_{H^\pm}\,,\quad \sin(\beta-\alpha) = \tan(\beta) = 1$$

$$M^2 = m_3^2/\sin\beta\cos\beta\,,\quad \Delta\lambda_{hhh}^{2HDM}/\lambda_{hhh}^{SM} \equiv (\lambda_{hhh}^{2HDM} - \lambda_{hhh}^{SM})/\lambda_{hhh}^{SM}$$

強い電弱一次相転移が実現する時、三点自己ヒッグス結合(hhh結合)は標準模型からずれる



[S.Kanemura,Y.Okada, E.Senaha,PLB606 361(2005)]

❖ ($\sqrt{s} = 1$ TeV,L=5000fb^{-1}) International Linear Collider (ILC) はhhh結合を10% の精度で測定できる

[K.Fujii et al., arXiv:1506.05992]

❖ 電弱一次相転移は将来の加速器実験により検証できる可能性がある

一次相転移由来の重力波

- ❖ 電弱相転移が一次相転移の場合, 相転移由来の重力波が生じる
- ❖ Gravitational interferometers:
  - ★ 地上干渉計 (advanced LIGO, KAGRA, advanced VIRGO, …)

    → 連星、超新星などの天体起源の重力波が観測できる

    advanced LIGO が重力波を直接検出した

    [PRL. 116, no. 6, 061102 (2016), PRL. 116, no. 24, 241103(2016), PRL. 118, no. 221101 (2017)]
  - ★ 将来の宇宙空間の干渉計 (LISA, DECIGO, …)

    → 電弱一次相転移や宇宙インフレーションなどの初期宇宙由来の重力波を観測できる
- ❖ 相転移由来の重力波観測により電弱一次相転移を検証できる可能性がある

本講演では

- 電弱一次相転移を起こす模型の分類

E(λ) : loop effects of bosons
(bosons and fermions)

e : mixing effects at the
tree level

$$V_{\rm eff}(\varphi, T) = D(T^2 - T_0^2)\varphi^2 - (\underline{E}\,T - \underline{e})\varphi^3 + \frac{\lambda(T)}{4}\varphi^4$$

(one field approximation and high temperature expansion)

- 付加的スカラー粒子によるループの効果Eが主に電弱相転移に関わる模型

  例：付加的一重項スカラー粒子(真空を持たない)を持つ模型

- ツリーの混合効果eが主に電弱相転移に関わる模型

  例：実ヒッグス一重項模型

- 本講演では実ヒッグス一重項模型に注目し、hhh結合やフェルミオンやベクトルボソンとのヒッグス結合(hff, hVV結合)の測定と電弱相転移由来の重力波の観測による相乗効果から電弱一次相転移の実現可能性を調べる

Contents

実ヒッグス一重項模型

[K.H, M. Kakizaki, S. Kanemura, P. Ko and T. Matsui, PLB 766 (2017) 49]

❖ ツリーレベルのポテンシャル

$$V_0 = -\mu_\Phi^2|\Phi|^2 + \lambda_\Phi|\Phi|^4 + \mu_{\Phi S}|\Phi|^2 S + \frac{\lambda_{\Phi S}}{2}|\Phi|^2 S^2 + \mu_S^3 S + \frac{m_S^2}{2}S^2 + \frac{\mu'_S}{3}S^3 + \frac{\lambda_S}{4}S^4$$

❖ 質量行列とヒッグス場の混合角

$$\left\langle \frac{\partial^2 V_{\text{eff},T=0}}{\partial\varphi_i\partial\varphi_j} \right\rangle = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_h^2 & 0 \\ 0 & m_H^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}$$

$$\Phi = \begin{pmatrix} G^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_\Phi + \phi_1 + iG^0) \end{pmatrix}, \quad S = v_S + \phi_2.$$

❖ Independent parameters

v_Φ, v_S, m_h(125GeV) , m_H , θ , μ_S, μ'_S , $\mu_{\Phi S}$

❖ 有効ポテンシャル：c_i=3/2 (5/6) for scalars and fermions (gauge bosons)

$$V_{\text{eff},T=0}(\varphi_\Phi,\varphi_S) = V_0(\varphi_\Phi,\varphi_S) + \sum_i n_i \frac{M_i^4(\varphi_\Phi,\varphi_S)}{64\pi^2}\left(\ln\frac{M_i^2(\varphi_\Phi,\varphi_S)}{Q^2} - c_i\right) \quad \langle\Phi\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}\varphi_\Phi \end{pmatrix}, \quad \langle S\rangle = \varphi_S.$$

2個の古典場(φ_Φ,φ_S)の空間で相転移を評価する

実ヒッグス一重項模型

[K.H, M. Kakizaki, S. Kanemura, P. Ko and T. Matsui, PLB 766 (2017) 49]

❖ ヒッグス結合(hff, hVV)

$$\kappa_X \equiv \frac{g_{hXX}}{g_{hXX}^{\rm SM}}, \quad \kappa = \kappa_V = \kappa_F = \cos\theta$$

❖ 三点ヒッグス自己結合

$$\Delta\lambda_{hhh} = \frac{\lambda_{hhh}^{\rm HSM} - \lambda_{hhh}^{\rm SM}}{\lambda_{hhh}^{\rm SM}}, \quad \lambda_{hhh}^{\rm HSM} = c_\theta^3 \left\langle \frac{\partial^3 V_{{\rm eff},T=0}}{\partial\varphi_\Phi^3} \right\rangle + c_\theta^2 s_\theta \left\langle \frac{\partial^3 V_{{\rm eff},T=0}}{\partial\varphi_\Phi^2 \partial\varphi_S} \right\rangle + c_\theta s_\theta^2 \left\langle \frac{\partial^3 V_{{\rm eff},T=0}}{\partial\varphi_\Phi \partial\varphi_S^2} \right\rangle + s_\theta^3 \left\langle \frac{\partial^3 V_{{\rm eff},T=0}}{\partial\varphi_S^3} \right\rangle$$

❖ 有限温度の有効ポテンシャル (one field approximation and high temperature expansion)

$$V_{\rm eff}(\varphi, T) = D(T^2 - T_0^2)\varphi^2 - (ET - e)\varphi^3 + \frac{\lambda(T)}{4}\varphi^4$$

$$\Rightarrow \frac{\varphi_c}{T_c} = \frac{2E}{\lambda}\left(1 - \frac{e\lambda}{ET}\right)$$

E(λ) : loop effects of bosons
(bosons and fermions)

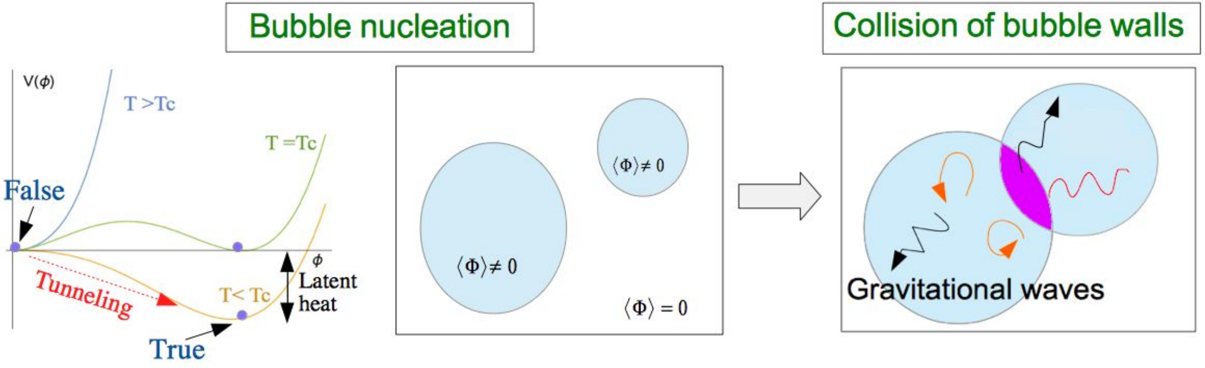
e : mixing effects at the tree level

ツリーレベルのヒッグス場の混合の効果が相転移に関係する

Contents

電弱一次相転移由来の重力波

- 電弱相転移が一次的の場合、泡の衝突により重力波が生じる



Sources of GWs

1. Collision of wall
2. Compression wave of plasma
3. Plasma turbulence

- 単位体積単位時間当たりの泡の核形成率: $\Gamma(T) \simeq T^4 e^{-\frac{S_3(T)}{T}}$ $\left(S_3 = \int d^3r \left[\frac{1}{2}(\vec{\nabla}\varphi_b)^2 + V_{\rm eff}(\varphi_b, T) \right] \right)$
- 相転移温度 T_t: $\left.\frac{\Gamma}{H^4}\right|_{T=T_t} \simeq 1$ (S_3:the three dimensional Euclidean action H:the Hubble parameter)
- 相転移由来の重力波は2つのパラメータにより特徴付けられる

  α ≃ 規格化された相転移で解放される潜熱,　β ≃ 1/(相転移の継続時間)
- αとβは有効ポテンシャルにより決定される

実ヒッグス一重項模型の重力波スペクトル

❖ ベンチマークポイント

v_Φ [GeV]	v_S [GeV]	m_h [GeV]	$\mu_{\Phi S}$ [GeV]	μ'_S [GeV]	μ_S [GeV]	m_H [GeV]	θ [degrees]
246.2	90	125.5	−80	−30	0	[160, 240]	[−45, 0]

❖ 2個の古典場の空間で数値解析しφ_c/T_c ,T_t ,α, βを求めた

・パブリックコード"CosmoTransitions"を使用した

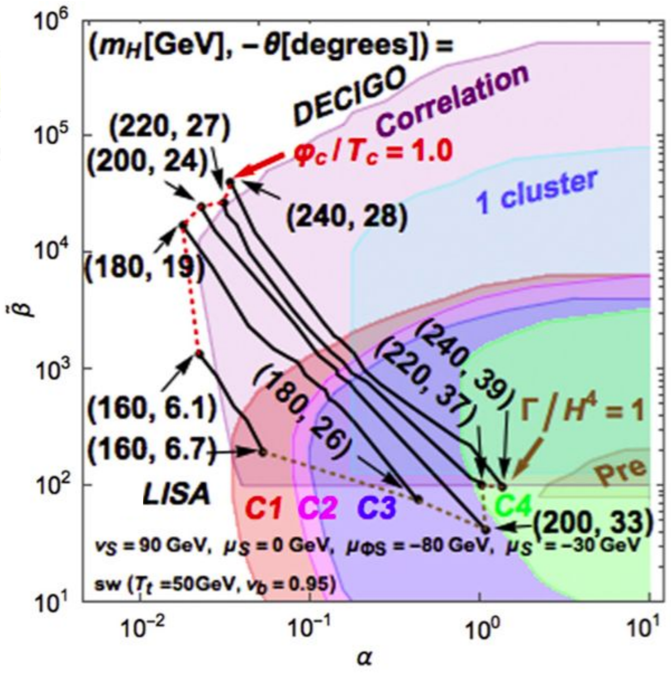
[C. L. Wainwright, Comput. Phys. Commun. 183, 2006 (2012)]

・宇宙の重力波干渉計の感度領域

LISA: [arXiv:1512.06239 [astro-ph.CO]]

DECIGO: [Class. Quant. Grav. 28, 094011(2011)]

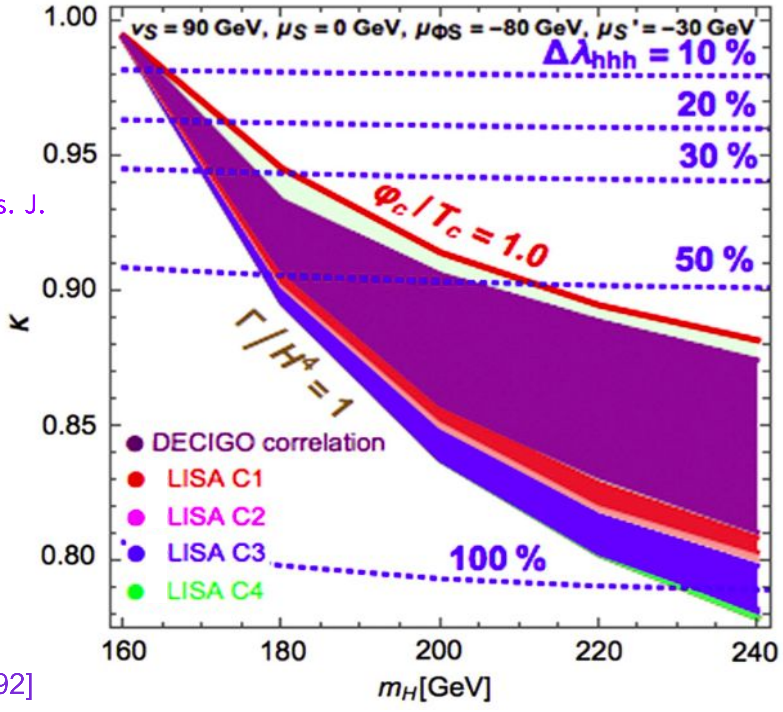
❖ LISAやDECIGOにより一次相転移由来の重力波を観測できる可能性がある



[K.H, M.Kakizaki, S.Kanemura, P.Ko and T.Matsui, PLB 766 (2017) 49]

実ヒッグス一重項模型の重力波スペクトル

- ❖ hff, hVV結合のずれ($\kappa=\kappa_F=\kappa_V$)と付加的なスカラー場の質量m_H の平面に、三点ヒッグス自己結合のずれ($\Delta\lambda_{hhh}$) と観測可能な重力波を表す
  - ・Direct search at LHC-II [T. Robens and T. Stefaniak, Eur. Phys. J. C 76, no. 5, 268 (2016)]
    m_H が200GeV近傍のとき cosθ≲0.95に制限 (2σ)
  - ・LHC Run-I results [The ATLAS and CMS Collaborations, ATLAS-CONF -2015-044.]
    $\kappa_Z = 1.03^{+0.11}_{-0.11}, \kappa_W = 0.91^{+0.10}_{-0.10}$ (1σ)
  - ・HL-LHC 14 TeV 3000fb^{-1} κ_V : 2% accuracy.
    [CMS Collaboration, arXiv:1307.7135.]
  - ・ILC 500GeV 500fb^{-1} κ_Z (κ_W) : 0.37% (0.51%)
  - ・ILC 1TeV 5000fb^{-1} λ_{hhh} : 10% [K.Fujii et al., arXiv:1506.05992]



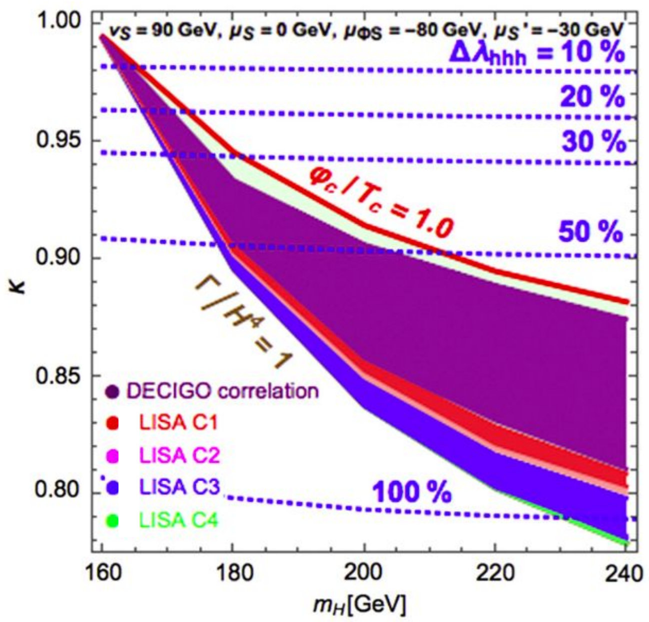
- ❖ hff,hVV,hhh結合と重力波の測定の相乗効果によりヒッグス一重項模型の電弱一次相転移を検証できる可能性がある

[K.H, M.Kakizaki, S.Kanemura, P.Ko and T.Matsui, Phys. Lett. B766 (2017) 49]

まとめ

- ❖ 電弱相転移を起こす模型には熱によるループの効果が主となる模型やツリーレベルのヒッグス場の混合による効果が主となる模型がある

- ❖ LHCによるフェルミオンやベクトルボソンとのヒッグス結合(hVV,hff)の測定と, ILCによる三点ヒッグス自己結合の測定、将来の宇宙空間の干渉計での重力波観測の相乗効果で、拡張ヒッグス模型における強い一次電弱相転移は検証できる可能性がある



Backup

High temperature expansion

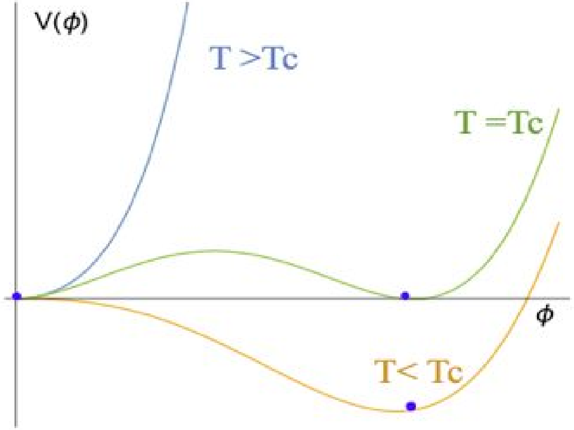
The loop effect of bosons and fermions

$$V_{\text{eff}}(\varphi, T) = D(T^2 - T_0^2)\varphi^2 - (ET - e)\varphi^3 + \frac{\lambda(T)}{4}\varphi^4$$

The loop effect of bosons

The effect of mixing Higgs fields

$$\frac{\varphi_c}{T_c} = \frac{2E}{\lambda}\left(1 - \frac{e\lambda}{ET}\right)$$



強い電弱一次相転移が実現する拡張ヒッグス模型

- ❖ N個の一重項スカラー場 $\vec{S} = (S_1, S_2, ..., S_N)^T$ を持つ模型 (簡単のためO(N)対称性を課す)
- ❖ ツリーレベルのポテンシャル

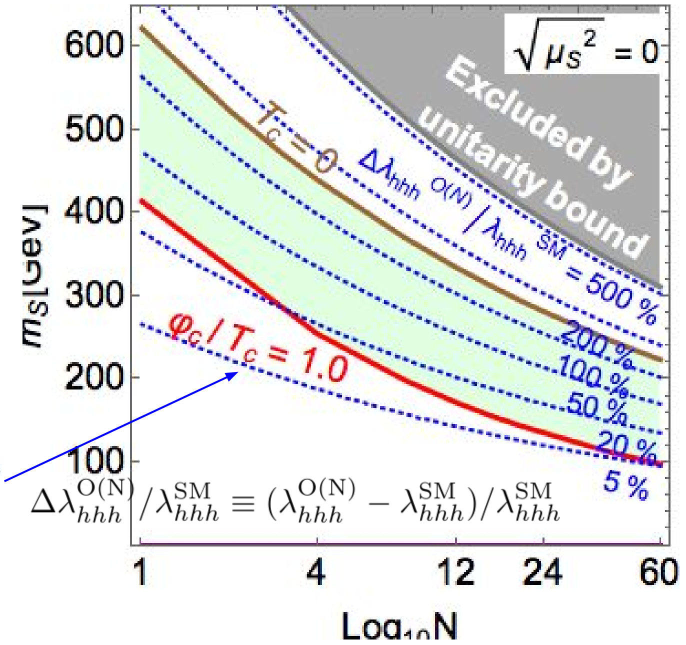
$$V_0(\Phi, \vec{S}) = V_{\rm SM}(\Phi) + \frac{\mu_S^2}{2}|\vec{S}|^2 + \frac{\lambda_S}{4}|\vec{S}|^4 + \frac{\lambda_{\Phi S}}{2}|\Phi|^2|\vec{S}|^2$$

- ❖ 一重項スカラー場の質量

$$m_S^2 = \mu_S^2 + \frac{\lambda_{\Phi S}}{2}v^2$$

- ❖ 三点ヒッグス自己結合

$$\lambda_{hhh}^{O(N)} = \left.\frac{\partial^3 V_{\rm eff}(\varphi, T=0)}{\partial \varphi^3}\right|_{\varphi=v} = \frac{3m_h^2}{v}\left\{1 - \frac{1}{\pi^2}\frac{m_t^4}{v^2 m_h^2} + \frac{N}{12\pi^2}\frac{m_S^4}{v^2 m_h^2}\left(1 - \frac{\mu_S^2}{m_S^2}\right)^3\right\}$$



- ❖ ILCではこのずれを10%の精度で測ることができる

[K.Fujii et al., arXiv:1506.0992]

強い電弱一次相転移が実現するこの模型は検証できる可能性がある

[M. Kakizaki et al, PRD 92, no.11, 115007 (2015)]

強い電弱一次相転移が実現する拡張ヒッグス模型

[K. H, M.Kakizaki, S.Kanemura and T.Matsui, RRD. 94, no 1, 015005(2016)]

❖ $\vec{S} = (S_1, S_2, ..., S_N)^T$ を加えた古典的スケール不変性を課した模型

→ 質量次元のあるパラメータが禁止されたO(N)一重項模型

電弱対称性の破れはColeman and Weinberg 機構により引き起こす

[S. R. Coleman et al, PRD 7, 1888(1973)]

❖ ツリーレベルのポテンシャル

$$V_0(\Phi, \vec{S}) = \frac{\lambda}{2}|\Phi|^4 + \frac{\lambda_S}{4}|\vec{S}|^4 + \frac{\lambda_{\Phi S}}{2}|\Phi|^2|\vec{S}|^2$$

❖ 一重項スカラー場の質量

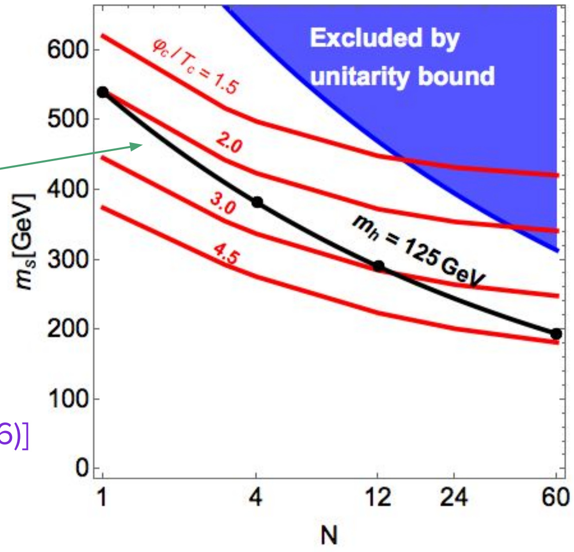
$$N\, M_S^4 = 8\pi^2 v^2 m_h^2 - 3m_Z^4 - 6m_W^4 + 12m_t^4$$

❖ 三点ヒッグス自己結合

$$\frac{\Delta\lambda_{hhh}}{\lambda_{hhh}^{\rm SM(tree)}} = \frac{\lambda_{hhh}}{\lambda_{hhh}^{\rm SM(tree)}} - 1 = \frac{2}{3}$$ ～67%　(Nに依存しない)

[K.H, S. Kanemura and Y. Orikasa, PLB 752, 217 (2016)]

❖ 強い電弱一次相転移が実現するこの模型はhhh結合の測定により検証できる可能性がある



O(N) singlet model without CSI

- Tree-level Potential

$$V_0(\Phi,\vec{S}) = V_{\rm SM}(\Phi) + \frac{\mu_S^2}{2}|\vec{S}|^2 + \frac{\lambda_S}{4}|\vec{S}|^4 + \frac{\lambda_{\Phi S}}{2}|\Phi|^2|\vec{S}|^2$$

Φ : SM-like Higgs doublet
$\vec{S} = (S_1, S_2, ..., S_N)^T$

- Effective Potentisl (T=0)

$$V_{\rm eff}(\varphi) = -\frac{\mu^2}{2}\varphi^2 + \frac{\lambda}{4}\varphi^4 + \sum_i \frac{n_i}{64\pi^2} M_i^4(\varphi)\left(\ln\frac{M_i^2(\varphi)}{Q^2} - \frac{3}{2}\right)$$

- Additional scalar masses m_S

$$m_S^2 = \mu_S^2 + \frac{\lambda_{\Phi S}}{2}v^2$$

- The hhh coupling

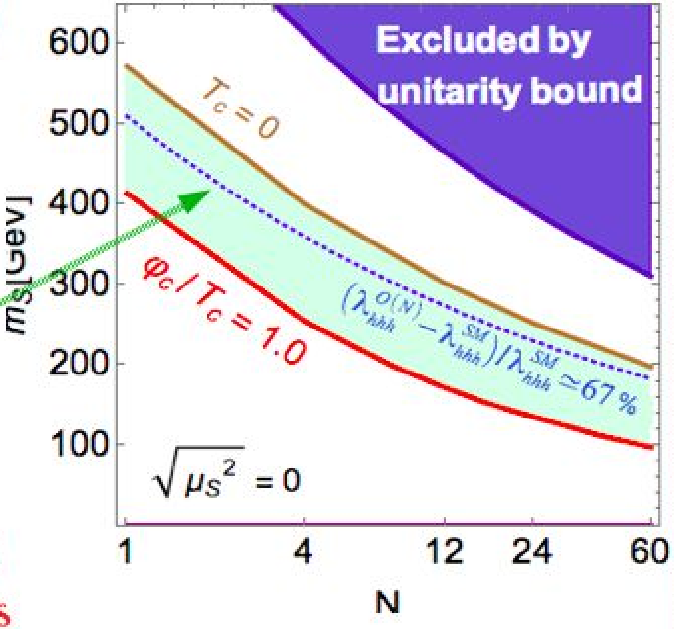
$$\lambda_{hhh}^{O(N)} = \frac{3m_h^2}{v}\left\{1 - \frac{1}{\pi^2}\frac{m_t^4}{v^2 m_h^2} + \frac{N}{12\pi^2}\frac{m_S^4}{v^2 m_h^2}\left(1 - \frac{\mu_S^2}{m_S^2}\right)^3\right\}$$

- 4 independent parameters

μ_S, N, M_S, λ_S

- When the the hhh coupling is enhanced about 67% from the SM value, EWPT is strongly 1st OPT. [M.Kakizaki, S.Kanemura and T.Matsui, Phys.Rev.D92, no.11,115007 (2015)]

(If the deviation is about 67%...)



O(N) singlet model with CSI

(We annalize the model by Gildener and Weinberg method.)

[E. Gildener and S. Weinberg, Phys. Rev. D13, 3333(1976)]

Φ : SM-like Higgs doublet

$\vec{S} = (S_1, S_2, ..., S_N)^T$

- Tree-level Potential

$$V_0(\Phi, \vec{S}) = \frac{\lambda}{2}|\Phi|^4 + \frac{\lambda_S}{4}|\vec{S}|^4 + \frac{\lambda_{\Phi S}}{2}|\Phi|^2|\vec{S}|^2$$

- Effective Potential (T=0)

$$V_{eff}(\varphi) = A\varphi^4 + B\varphi^4 \ln\frac{\varphi^2}{Q^2}$$

$$\left\{\begin{array}{l} A = \frac{1}{64\pi^2 v^4}\left[3\,\mathrm{Tr}\left(M_V^4 \ln\frac{M_V^2}{v^2}\right) - 4\,\mathrm{Tr}\left(M_f^4 \ln\frac{M_f^2}{v^2}\right) + \mathrm{Tr}\left(M_S^4 \ln\frac{M_S^2}{v^2}\right)\right] \\ B = \frac{1}{64\pi^2 v^4}\left[3\,\mathrm{Tr}(M_V^4) - 4\,\mathrm{Tr}(M_f^4) + \mathrm{Tr}(M_S^4)\right] \end{array}\right.$$

- Additional scalar masses m_S

$$N\, m_s^4 = 8\pi^2 v^2 m_h^2 - 3m_Z^4 - 6m_W^4 + 12m_t^4$$

- The hhh coupling

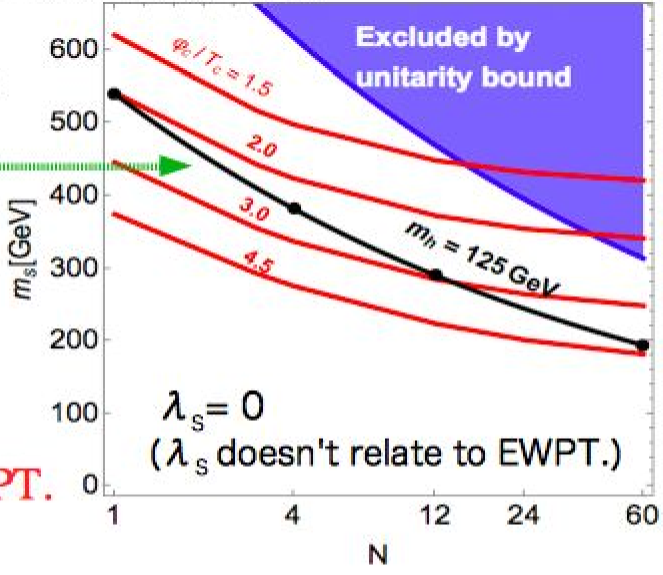
$$\Gamma_{hhh}^{CSI\,O(N)} \equiv \left.\frac{\partial^3 V_{eff}}{\partial\varphi^3}\right|_{\varphi=v} = \frac{5m_h^2}{v} = \frac{5}{3}\times\Gamma_{hhh}^{SM\,tree}$$

- 3 independent parameters

$N,\ M_S,\ \lambda_S$

- In this model, EWPT is strongly 1st OPT.

[K.H, M.Kakizaki, S.Kanemura and T. Matsui, Phys. Rev. D 94, no. 1, 015005 (2016)]



O(N)一重項模型と古典的スケール不変性を課したO(N)一重項模型の重力波スペクトル

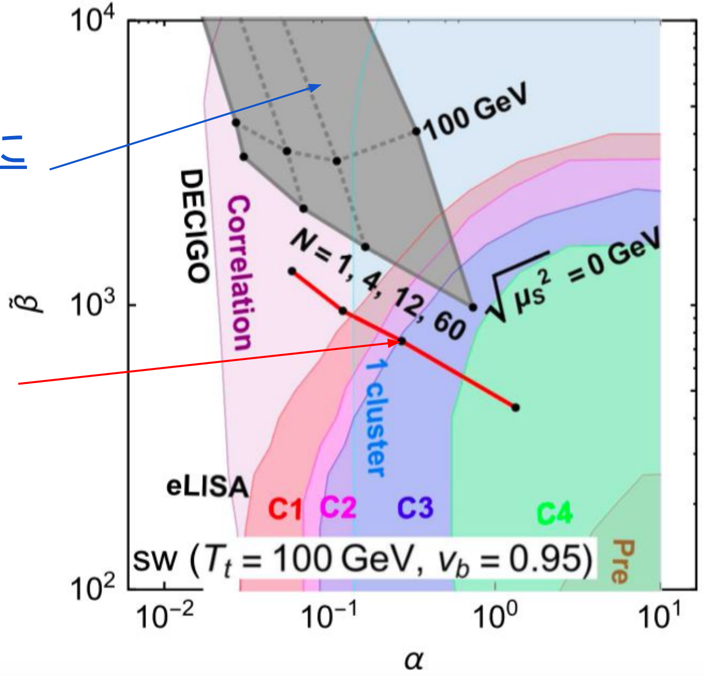
eLISA: [arXiv:1512.06239 [astro-ph.CO]]
DECIGO: [Class. Quant. Grav. 28, 094011(2011)]

❖ 一番寄与が大きいプラズマの音波による重力波スペクトルのピークを(α, $\tilde{\beta}(\equiv\beta/H_T)$表す

模型A : hhh結合が標準模型から偶発的に約67%強くなる場合のO(N)一重項模型

2つの模型は加速器実験では区別できない

模型B : 標準模型から約67%強くなるhhh結合を持つ古典的スケール不変性を課したO(N)一重項模型

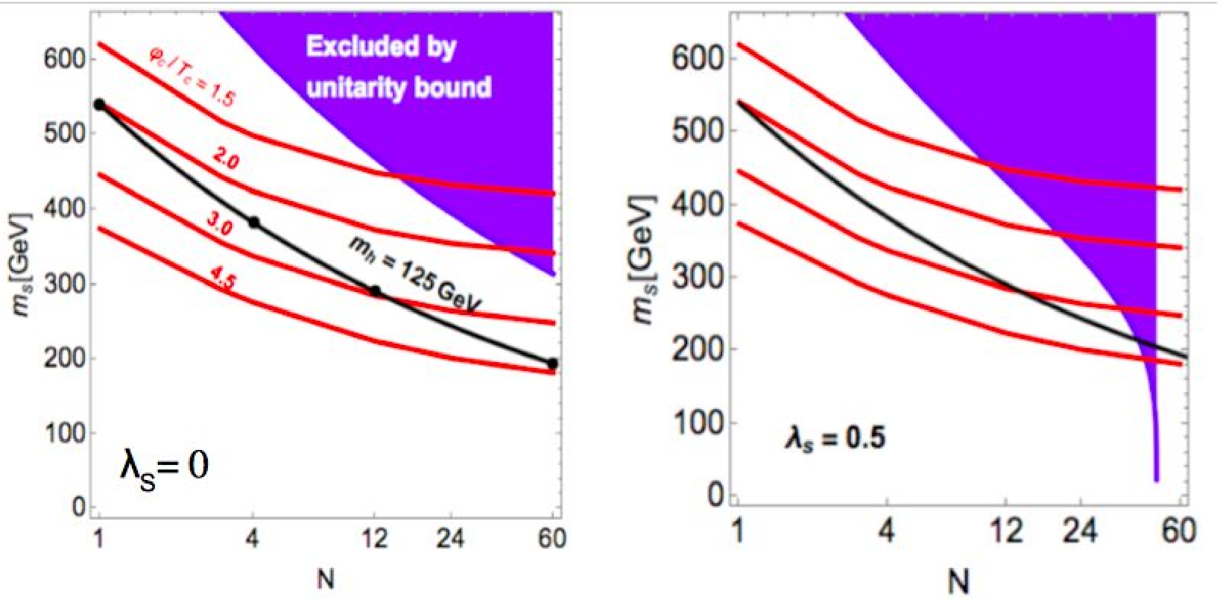


❖ 将来の重力波測定実験と加速器実験による相乗効果により2つの模型は区別できる可能性がある

vb : 泡の壁の速度

[K. H, M.Kakizaki, S.Kanemura and T.Matsui, RRD. 94, no 1, 015005(2016)]

Strongly 1st order phase transition



Unitarity bound

$$\frac{1}{32\pi}\left[3\lambda + (N+2)\lambda_S + \sqrt{\{3\lambda - (N+2)\lambda_S\}^2 + 4N\lambda_{\Phi S}^2}\right] < \frac{1}{2}$$

26

Landau pole Λ (CSI O(N) scalar models)

- We calculate the Landau pole Λ of the CSI O(N) models.

$$V_0(\Phi, \vec{S}) = \frac{\lambda}{2}|\Phi|^4 + \frac{\lambda_S}{4}|\vec{S}|^4 + \frac{\lambda_{\Phi S}}{2}|\Phi|^2|\vec{S}|^2 \qquad \vec{S} = (S_1, S_2, \ldots, S_N)^T$$

N	1	4	12	60
Q	381 GeV	257 GeV	188 GeV	119 GeV
$\Lambda(\lambda_S = 0)$	5.4 TeV	17 TeV	28 TeV	33 TeV
$\Lambda(\lambda_S = 0.1)$	5.3 TeV	16 TeV	23 TeV	13 TeV
$\Lambda(\lambda_S = 0.2)$	5.2 TeV	15 TeV	19 TeV	5.4 TeV
$\Lambda(\lambda_S = 0.3)$	5.0 TeV	14 TeV	15 TeV	2.7 TeV

TABLE : The energy scale of the Landau pole Λ in the CSI O(N) models for N = 1,4,12 and 60. [K. Hashino, M. Kakizaki, S. Kanemura and T. Matsui,]

- The renormalization scale Q is decided by the stationary condition.

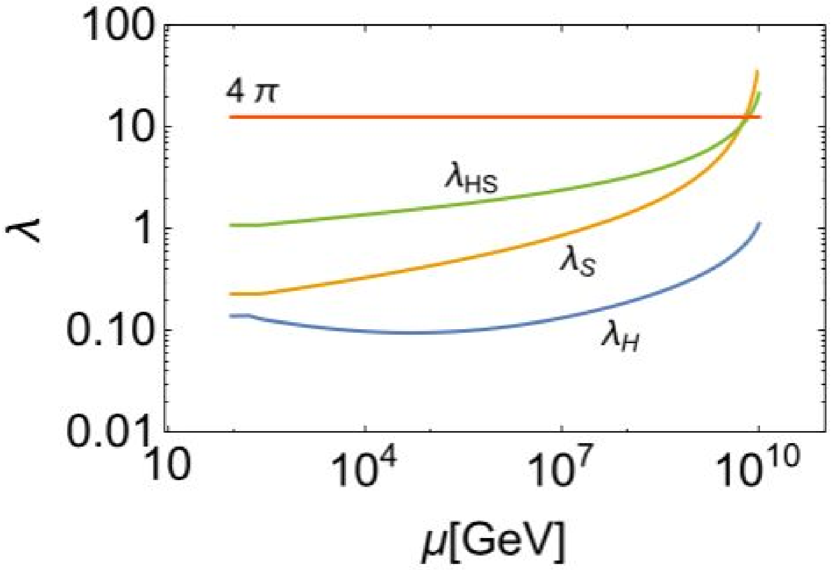
Landau pole(ヒッグス一重項模型)

❖ ポテンシャル

$$V_0 = -\mu_\Phi^2|\Phi|^2 + \lambda_\Phi|\Phi|^4 + \mu_{\Phi S}|\Phi|^2 S + \frac{\lambda_{\Phi S}}{2}|\Phi|^2 S^2 + \mu_S^3 S + \frac{m_S^2}{2}S^2 + \frac{\mu'_S}{3}S^3 + \frac{\lambda_S}{4}S^4$$

❖ ベンチマークポイント

v_Φ [GeV]	v_S [GeV]	m_h [GeV]	$\mu_{\Phi S}$ [GeV]	μ'_S [GeV]	μ_S [GeV]	m_H [GeV]	θ [degrees]
246.2	90	125.5	-80	-30	0	170	-20



Scalar couplingのrunnning

Constraints(ヒッグス一重項模型)

- Perturnative unitarity

$$m_h^2 \cos^2\theta + m_H^2 \sin^2\theta \leq \frac{4\pi\sqrt{2}}{3G_F} \approx (700\mathrm{GeV})^2$$

- Vacuum stability

$$\lambda_\Phi(\mu) > 0, \qquad \lambda_S(\mu) > 0, \qquad 4\lambda_\Phi(\mu)\lambda_S(\mu) > \lambda_{\Phi S}^2(\mu)$$

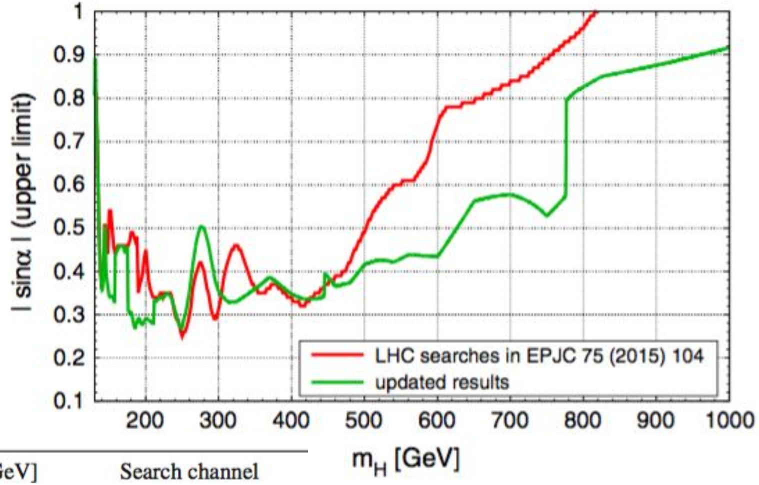
- Oblique parameters

$$\cos\theta \gtrsim 0.92 \quad \text{when } m_H \gtrsim 400\mathrm{GeV}\ (m_h \approx 125\mathrm{GeV})$$

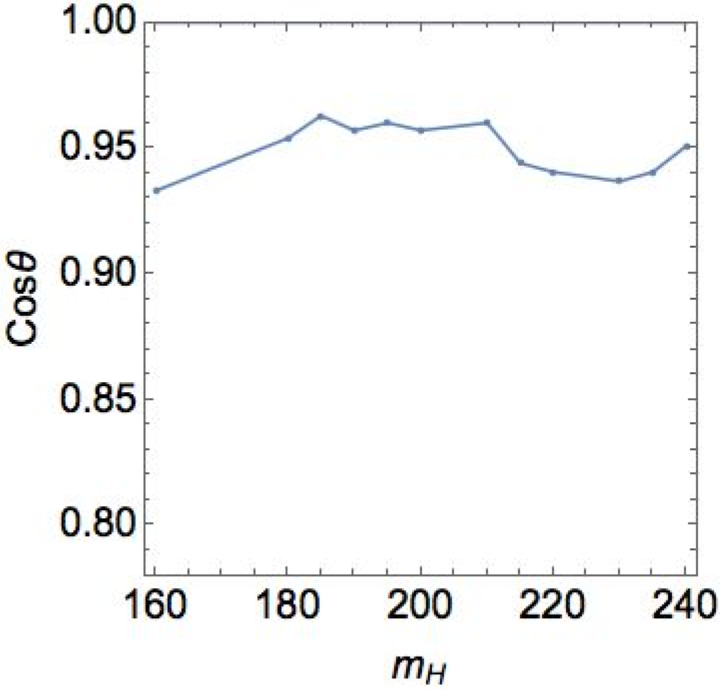
[S. Baek, P. Ko, W. I. Park and E. Senaha, JHEP 1211, 116 (2012)]

Direct search(ヒッグス一重項模型)

[T. Robens and T. Stefaniak, Eur. Phys. J. C 76, no. 5, 268 (2016)]



Range of m_H [GeV]	Search channel
130–145	$H \to ZZ \to 4l$
145–158	$H \to VV$ (V=W,Z)
158–163	SM comb.
163–170	$H \to WW$
170–176	SM comb.
176–211	$H \to VV$ (V=W,Z)
211–225	$H \to ZZ \to 4l$
225–445	$H \to VV$ (V=W,Z)
445–776	$H \to ZZ$
776–1000	$H \to VV$ (V=W,Z)



The measurements of the deviations

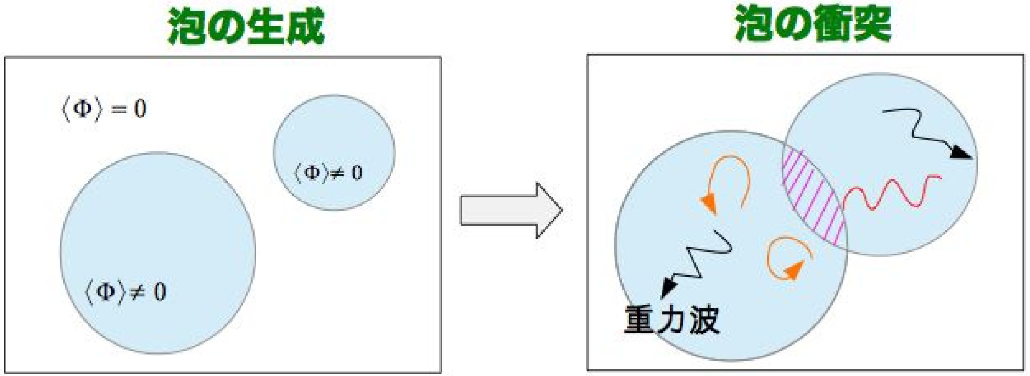
❖ The measurement of κ

- LHC Run-I results : $\kappa_Z = 1.03^{+0.11}_{-0.11}, \kappa_W = 0.91^{+0.10}_{-0.10}$
  [The ATLAS and CMS Collaborations, ATLAS-CONF-2015-044.]
- HL-LHC 14 TeV 3000fb^{-1} can reach the precision of 2% accuracy.
  [CMS Collaboration, arXiv:1307.7135.]
- ILC 250GeV 2000fb^{-1} can measure the κ_V at 0.6% accuracy.
  [G. Durieux, C. Grojean, J. Gu and K. Wang, arXiv:1704.02333]
- ILC 500GeV 500fb^{-1} can measure the $\kappa_Z(\kappa_W)$ at 0.37%(0.51%) accuracy.
  [K.Fujii et al., arXiv:1506.05992]

❖ The measurement of $\Delta\lambda_{hhh}$

- HL-LHC 14 TeV 3000fb^{-1} can measure the λ_{hhh} at 50% accuracy.
  [S.Dawson et al.,arXiv:1310.8361]
- ILC 500GeV(1TeV) 4000fb^{-1}(2000fb^{-1},5000fb^{-1}) can measure the λ_{hhh} at 27%(16%,10%) accuracy. [K.Fujii et al., arXiv:1506.05992]

重力波



重力波の起源

- 壁の衝突
- プラズマの音波
- プラズマの乱流

➤ 真空泡の核生成率Γ： $\Gamma(T) \simeq T^4 e^{-\frac{S_3(T)}{T}}$

➤ 3次元ユークリッド作用S_3： $S_3(T) = \int dr^3 \left\{ \frac{1}{2}\left(\vec{\nabla}\varphi\right)^2 + V_{\rm eff}(\varphi, T) \right\}$

➤ 相転移温度T_t： $\left.\frac{\Gamma}{H^4}\right|_{T=T_t} \simeq 1 \longrightarrow \frac{S_3(T_t)}{T_t} = 4\ln(T_t/H_t) \simeq 140$

$\varphi_B(T)$: The VEV for the broken phase minimum at T

$\alpha = \frac{\epsilon(T_t)}{\rho_{rad}(T_t)}, \quad \beta \simeq \frac{1}{\Gamma}\frac{d\Gamma}{dT}$

潜熱： $\epsilon(T) = -V_{\rm eff}(\varphi_B(T), T) + T\frac{\partial V_{\rm eff}(\varphi_B(T), T)}{\partial T}$ $\left(U = F + TS = F - T\frac{\partial F}{\partial T}\right)$

輻射エネルギー密度：ρ_{rad}

相転移

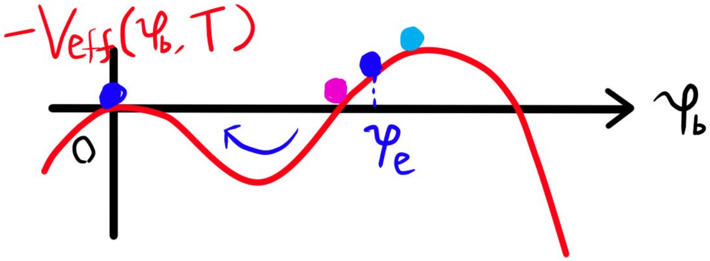
❖ 単位体積単位時間当たりの泡の核形成率:

$$\Gamma(T) \simeq T^4 e^{-\frac{S_3(T)}{T}} \qquad \left(S_3 = \int d^3r \left[\frac{1}{2}(\vec{\nabla}\varphi_b)^2 + V_{\text{eff}}(\varphi_b, T) \right] \right)$$

❖ The bounce solution φ_b は微分方程式から得られる

$$\frac{d^2\varphi_b}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{d\varphi_b}{dr} - \frac{\partial V_{\text{eff}}}{\partial \varphi_b} = 0$$

$$\left(\text{境界条件:} \quad \underbrace{\left.\frac{d\varphi_b}{dr}\right|_{r=0} = 0}_{\text{初速度が0}}, \quad \underbrace{\lim_{r\to\infty} \varphi_b = 0}_{\text{無限遠で0}} \right)$$



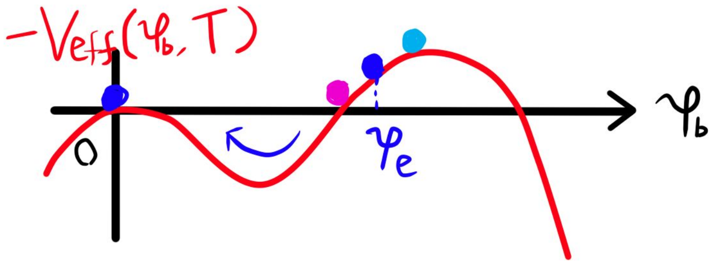
相転移

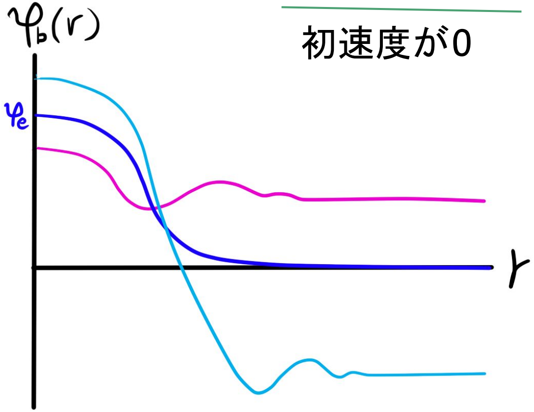
❖ The bounce solution φ_b は微分方程式から得られる

$$\frac{d^2\varphi_b}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{d\varphi_b}{dr} - \frac{\partial V_{\text{eff}}}{\partial \varphi_b} = 0$$

境界条件: $\left.\frac{d\varphi_b}{dr}\right|_{r=0} = 0, \quad \lim_{r\to\infty} \varphi_b = 0$

初速度が0　　無限遠で0





❖ 上のbounce solution φ_b から3次元ユークリッド作用S_bが得られる

→ $\frac{S_3(T_t)}{T_t} = 4\ln(T_t/H_t) \simeq 140$ から相転移温度T_t を計算できる

重力波スペクトル [C. Caprini et al., JCAP 1604, no. 04, 001 (2016)]

壁の衝突

$$\widetilde{\Omega}_{\rm env}h^2 \simeq 1.67\times10^{-5}\times\left(\frac{0.11v_b^3}{0.42+v_b^2}\right)\tilde{\beta}^{-2}\left(\frac{\kappa_\varphi\alpha}{1+\alpha}\right)^2\left(\frac{100}{g_*^t}\right)^{1/3}$$

エネルギー密度のピーク

$$\tilde{f}_{\rm env}\simeq 1.65\times10^{-5}\ {\rm Hz}\times\left(\frac{0.62}{1.8-0.1v_b+v_b^2}\right)\tilde{\beta}\left(\frac{T_t}{100\ {\rm GeV}}\right)\left(\frac{g_*^t}{100}\right)^{1/6}$$

振幅のピーク

プラズマの音波

$$\widetilde{\Omega}_{\rm sw}h^2 \simeq 2.65\times10^{-6}v_b\tilde{\beta}^{-1}\left(\frac{\kappa_v\alpha}{1+\alpha}\right)^2\left(\frac{100}{g_*^t}\right)^{1/3}$$

$$\tilde{f}_{\rm sw}\simeq 1.9\times10^{-5}\ {\rm Hz}\frac{1}{v_b}\tilde{\beta}\left(\frac{T_t}{100\ {\rm GeV}}\right)\left(\frac{g_*^t}{100}\right)^{1/6}$$

プラズマの乱流

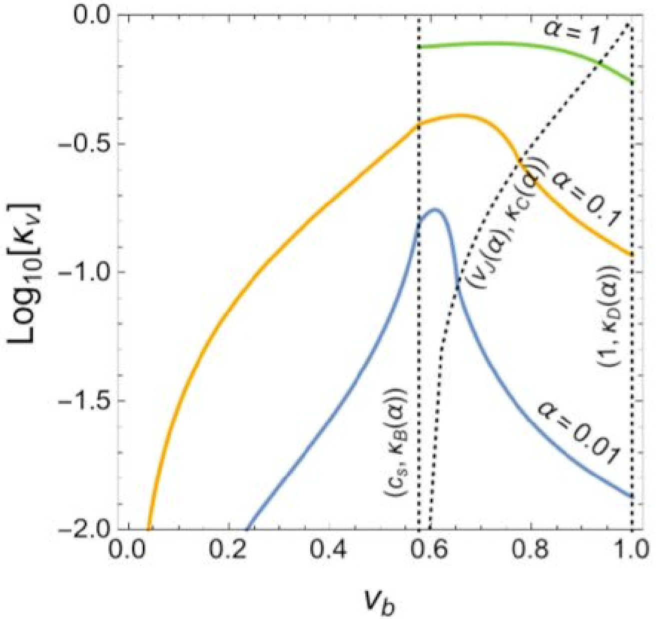
$$\widetilde{\Omega}_{\rm turb}h^2 \simeq 3.35\times10^{-4}v_b\tilde{\beta}^{-1}\left(\frac{\epsilon\kappa_v\alpha}{1+\alpha}\right)^{3/2}\left(\frac{100}{g_*^t}\right)^{1/3}$$

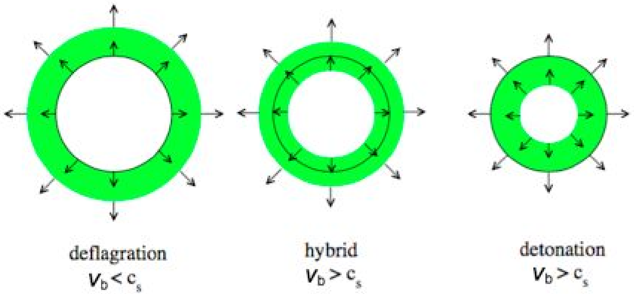
$$\tilde{f}_{\rm turb}\simeq 2.7\times10^{-5}\ {\rm Hz}\frac{1}{v_b}\tilde{\beta}\left(\frac{T_t}{100\ {\rm GeV}}\right)\left(\frac{g_*^t}{100}\right)^{1/6}$$

$\kappa_\varphi, \kappa_\nu, \epsilon$： efficiency factors v_b： wall velocity

Efficiency factors

[J. R. Espinosa, T. Konstandin, J. M. No and G. Servant, JCAP 1006, 028 (2010)]





黒い線は泡の壁を表しており、緑の領域は流体速度が0でない領域を表す

κ_φ: $\kappa_\varphi = 1 - \frac{\alpha_\infty}{\alpha}$, $\alpha_\infty \simeq \frac{30}{24\pi^2 g_*^t T_t^2} \sum_i c_i \left[M_i^2(\varphi_t) - M_i^2(0)\right]$.

[C. Caprini et al., arXiv:1512.06239 [astro-ph.CO], J. R. Espinosa et al.,JCAP 1006, 028 (2010)]

ϵ: 5-10%. (In our numerical analysis, we set ϵ = 0.05.)

[M.Hindmarsh et al.,Phys. Rev. D92, no. 12, 123009 (2015)]

電弱一次相転移由来の重力波

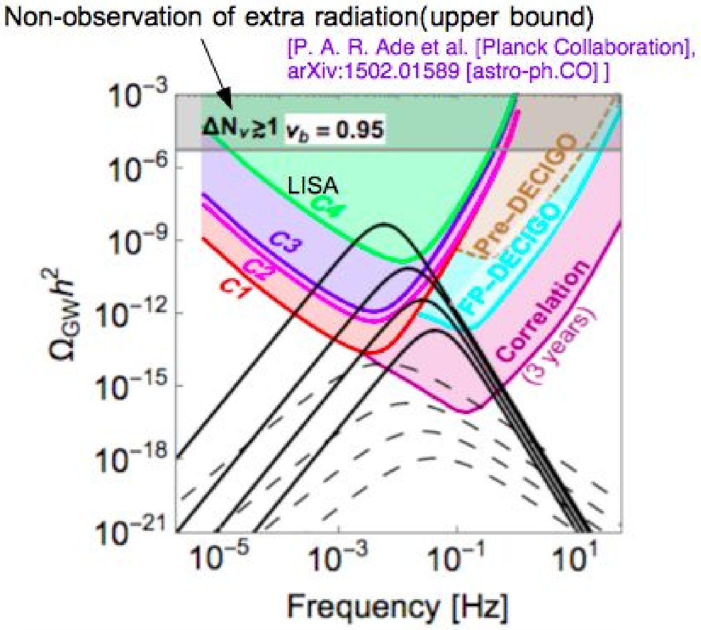


図:下からN=1,4,12,60での古典的スケール不変性を課したO(N)一重項模型の重力波スペクトル
(実線が音波、破線が乱流による寄与)

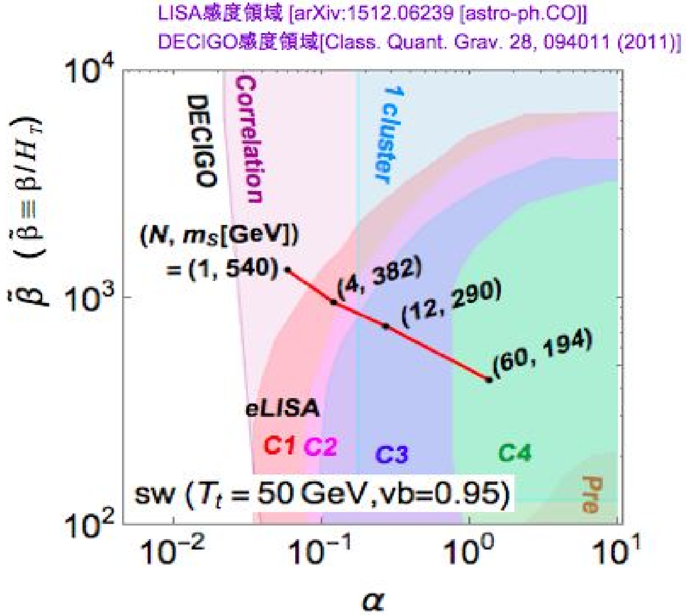


図:左図の重力波スペクトルの音波のピークの位置(vbは泡の壁の速度、Ttは相転移温度、H_Tは温度Tでのハッブルパラメータ)

次世代重力波干渉計のLISAやDECIGOで一次相転移由来の重力波を将来的に観測できる可能性がある

LISA design

[C.Caprini et al., JCAP 1604, no. 04, 001 (2016) arXiv:1512.06239]

Name	C1	C2	C3	C4
Full name	N2A5M5L6	N2A1M5L6	N2A2M5L4	N1A1M2L4
# links	6	6	4	4
Arm length [km]	5M	1M	2M	1M
Duration [years]	5	5	5	2
Noise level	N2	N2	N2	N1

[N.Bartolo et al., JCAP 1612, no. 12, 026 (2016) arXiv:1610.06481]

Name	A5M5	A5M2	A2M5	A2M2	A1M5	A1M2
Arm length [10^6 Km]	5	5	2	2	1	1
Duration [years]	5	2	5	2	5	2