

重力波観測による新物理効果の探索

端野 克哉 (福島高専)

Collaborators: 上田 大輝 (Technion)

[K. H., Daiki Ueda, Phys.Rev.D 107 (2023) 9, 095022]

[K. H., Daiki Ueda, JHEP 09 (2025) 094]

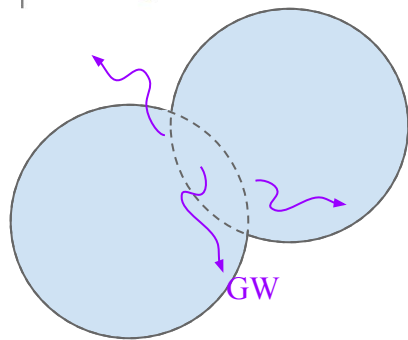
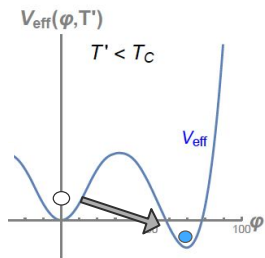
[K. H., Daiki Ueda Ongoing work]

イントロダクション

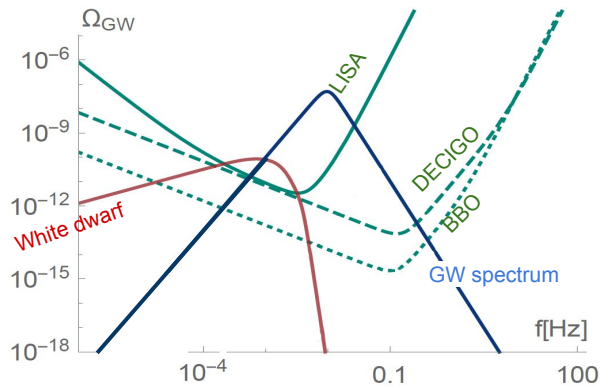
- ★ 一次相転移が実現できると重力波が生じる

標準理論を超えた新物理効果に依存する

(標準理論では電弱相転移はクロスオーバー)



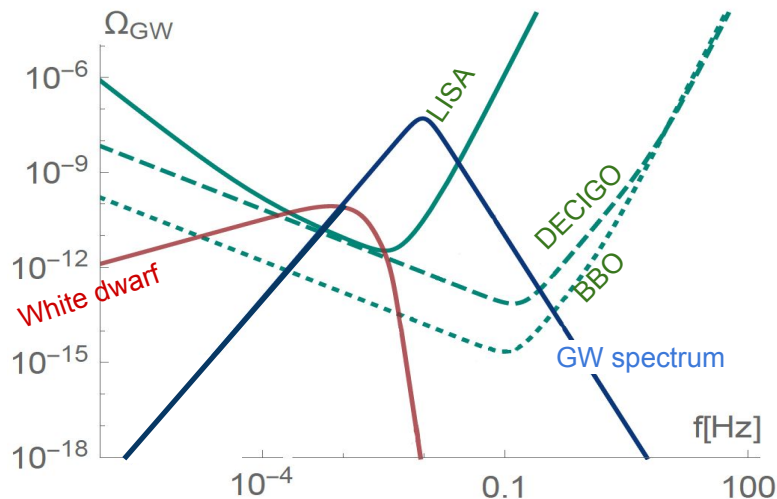
* 重力波スペクトルの例



重力波を観測することで、新物理効果を探ることができる

イントロダクション

- ★ 重力波の観測できるかどうかには主にSignal to Noise ratio(SNR)が使われている



$$\text{SNR} = \sqrt{\tau \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} df \left[\frac{h^2 \Omega_{\text{GW}}(f)}{h^2 \Omega_{\text{sen}}(f)} \right]^2}$$

重重力波スペクトル

実験のsensitivity

おおよそ $\text{SNR} > 10$ ならその重力波は観測できる

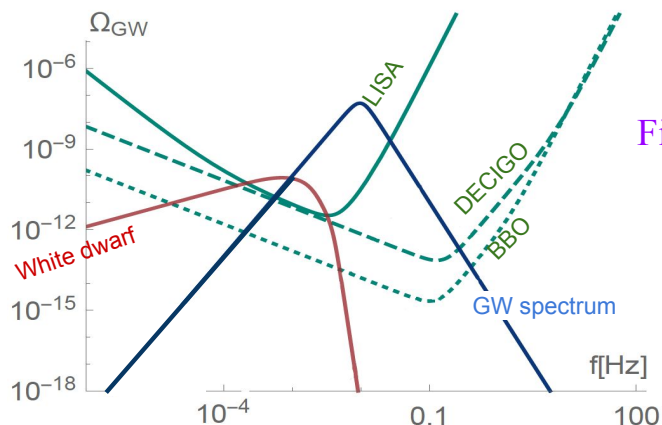
[C. Caprini, M. Hindmarsh, S. Huber, T. Konstandin, J. Kozaczuk, G. Nardini, J. M. No, A. Petiteau, P. Schwaller and G. Servant, et al., JCAP 04 (2016), 001]

イントロダクション

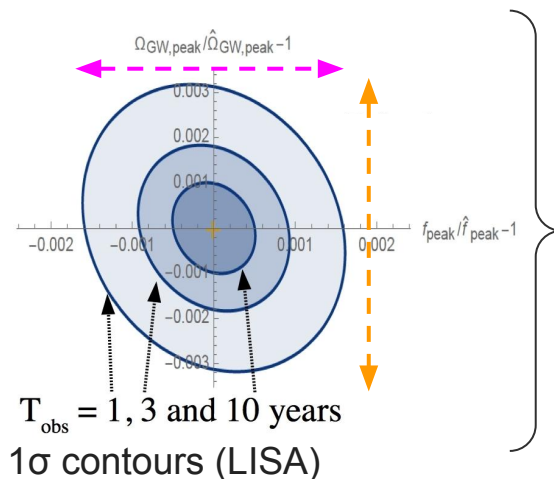
★ Fisher行列の解析を使えば量的に新物理効果の不定性を見積もることができる

(～分散共分散行列の逆行列)

$\hat{\Omega}_{\text{peak}} = 10^{-7}, \hat{f}_{\text{peak}} = 10^{-2} \text{ Hz}$ の重力波



Fisher matrix
analysis



$$\hat{\Omega}_{\text{peak}} = 10^{-7} \pm 3 \times 10^{-10},$$

$$\hat{f}_{\text{peak}} = 10^{-2} \pm 1.5 \times 10^{-5} \text{ Hz}$$

K. H., R. Jinno, M. Kakizaki, S. Kanemura, T. Takahashi and M. Takimoto, PRD 99 (2019) no.7, 075011

イントロダクション

* Example

標準理論を超えた新物理効果に依存する

重力波のuncertainties

$$\hat{\Omega}_{\text{peak}} = 10^{-7} \pm 3 \times 10^{-10}$$

$$\hat{f}_{\text{peak}} = 10^{-2} \pm 1.5 \times 10^{-5} \text{ Hz}$$



誤差の伝搬

新物理効果に対するuncertainties

$$\lambda_{\text{new}} = 0.5 \pm 0.05$$

$$M_{\text{new}} = 300 \pm 3 \text{ GeV}$$

新物理効果にも依存するが、SNR~10なら不定性はO(1)%ぐらい

重力波観測による、新物理効果の信頼区間の幅が見積もれる

K. H., R. Jinno, M. Kakizaki, S. Kanemura, T. Takahashi and M. Takimoto, PRD 99 (2019) no.7, 075011,
K. H., Daiki Ueda, Phys.Rev.D 107 (2023) 9, 095022

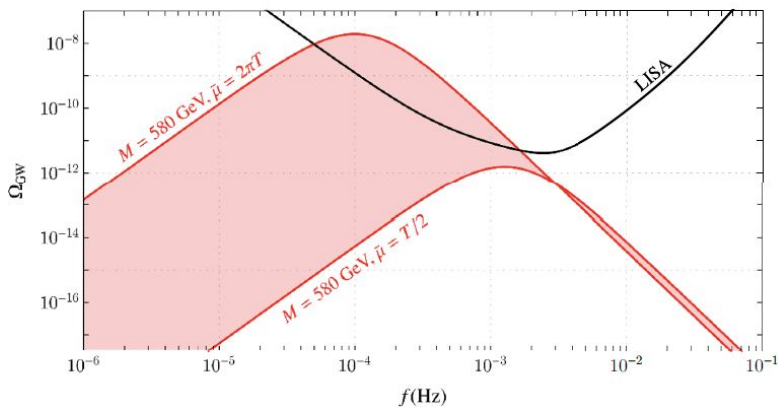
イントロダクション

★ 重力波スペクトルには理論的不定性が含まれている...

[D. Croon, O. Gould, P. Schicho, T. V. I. Tenkanen and G. White, JHEP 04 (2021), 055]

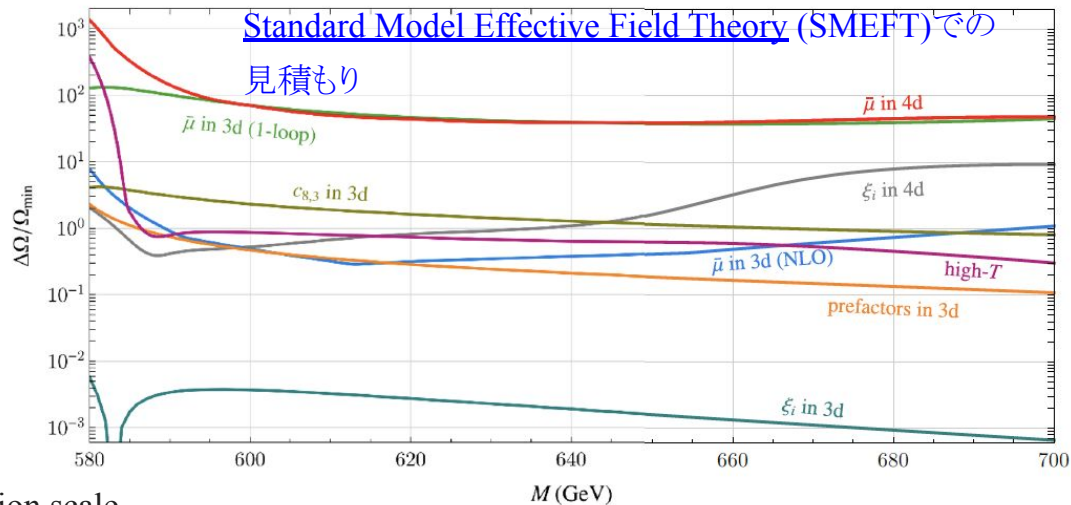
$\Delta\Omega_{\text{GW}}/\Omega_{\text{GW}}$	4d approach	3d approach
RG scale dependence	$\mathcal{O}(10^2 - 10^3)$	$\mathcal{O}(10^0 - 10^1)$
Gauge dependence	$\mathcal{O}(10^1)$	$\mathcal{O}(10^{-3})$
High- T approximation	$\mathcal{O}(10^{-1} - 10^0)$	$\mathcal{O}(10^0 - 10^2)$
Higher loop orders	unknown	$\mathcal{O}(10^0 - 10^1)$
Nucleation corrections	unknown	$\mathcal{O}(10^{-1} - 10^0)$
Nonperturbative corrections	unknown	unknown

Unphysical scale dependence: 4d approach without RGE-running



$$V_{\text{tree}}(\phi) = \mu_h^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 + \frac{1}{M^2} (\phi^\dagger \phi)^3$$

$\bar{\mu}$: Renormalization scale



この理論的不定性がある場合、どれくらい信頼区間の幅が変わるのか？？

1つ目のベンチマークモデル (SMEFT)

- SMEFT** {
- 一次相転移のソースをもつ
 - 理論的不定性の解析がされている

はじめはSMEFT に注目して調べる！

$$\mathcal{L}_{\text{SMEFT}} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \sum_i C_i \mathcal{O}_i$$

X^3		H^6 and $H^4 D^2$		$\psi^2 H^3$ + h.c.	
$\mathcal{O}_W$	$\epsilon^{IJK} W_\mu^{I\nu} W_\nu^{J\rho} W_\rho^{K\mu}$	$\mathcal{O}_H$	$(H^\dagger H)^3$	$\mathcal{O}_{uH}$	$(H^\dagger H)(\bar{q}_p u_r \tilde{H})$
		$\mathcal{O}_{H\Box}$	$(H^\dagger H)\Box(H^\dagger H)$		
		$\mathcal{O}_{HD}$	$(H^\dagger D_\mu H)^* (H^\dagger D_\mu H)$		
$X^2 H^2$		$\psi^2 X H$ + h.c.		$\psi^2 H^2 D$	
$\mathcal{O}_{HG}$	$H^\dagger H G_{\mu\nu}^A G^{A\mu\nu}$	$\mathcal{O}_{uG}$	$(\bar{q}_p \sigma^{\mu\nu} T^A u_r) \tilde{H} G_{\mu\nu}^A$	$\mathcal{O}_{Hl}^{(3)}$	$(H^\dagger_i \overleftrightarrow{D}_\mu^I H)(\bar{l}_p \tau^I \gamma^\mu l_r)$
$\mathcal{O}_{H\tilde{G}}$	$H^\dagger H \tilde{G}_{\mu\nu}^A G^{A\mu\nu}$	$\mathcal{O}_{uW}$	$(\bar{q}_p \sigma^{\mu\nu} u_r) \tau^I \tilde{H} W_{\mu\nu}^I$	$\mathcal{O}_{Hq}^{(1)}$	$(H^\dagger_i \overleftrightarrow{D}_\mu^I H)(\bar{q}_p \gamma^\mu q_r)$
$\mathcal{O}_{HW}$	$H^\dagger H W_{\mu\nu}^I W^{I\mu\nu}$	$\mathcal{O}_{uB}$	$(\bar{q}_p \sigma^{\mu\nu} u_r) \tilde{H} B_{\mu\nu}$	$\mathcal{O}_{Hq}^{(3)}$	$(H^\dagger_i \overleftrightarrow{D}_\mu^I H)(\bar{q}_p \tau^I \gamma^\mu q_r)$
$\mathcal{O}_{H\tilde{W}}$	$H^\dagger H \tilde{W}_{\mu\nu}^I W^{I\mu\nu}$			$\mathcal{O}_{Hu}$	$(H^\dagger_i \overleftrightarrow{D}_\mu^I H)(\bar{u}_p \gamma^\mu u_r)$
$\mathcal{O}_{HB}$	$H^\dagger H B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$				
$\mathcal{O}_{H\tilde{B}}$	$H^\dagger H \tilde{B}_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$				
$\mathcal{O}_{HWB}$	$H^\dagger \tau^I H W_{\mu\nu}^I B^{\mu\nu}$				
$\mathcal{O}_{H\tilde{W}B}$	$H^\dagger \tau^I H \tilde{W}_{\mu\nu}^I B^{\mu\nu}$				
$(\bar{L}L)(\bar{L}L)$		$(\bar{L}L)(\bar{R}R)$			
$\mathcal{O}_{ll}$	$(\bar{l}_p \gamma_\mu l_r)(\bar{l}_s \gamma^\mu l_t)$	$\mathcal{O}_{qu}^{(1)}$	$(\bar{q}_p \gamma_\mu q_r)(\bar{u}_s \gamma^\mu u_t)$		
		$\mathcal{O}_{qu}^{(8)}$	$(\bar{q}_p \gamma_\mu T^A q_r)(\bar{u}_s \gamma^\mu T^A u_t)$		

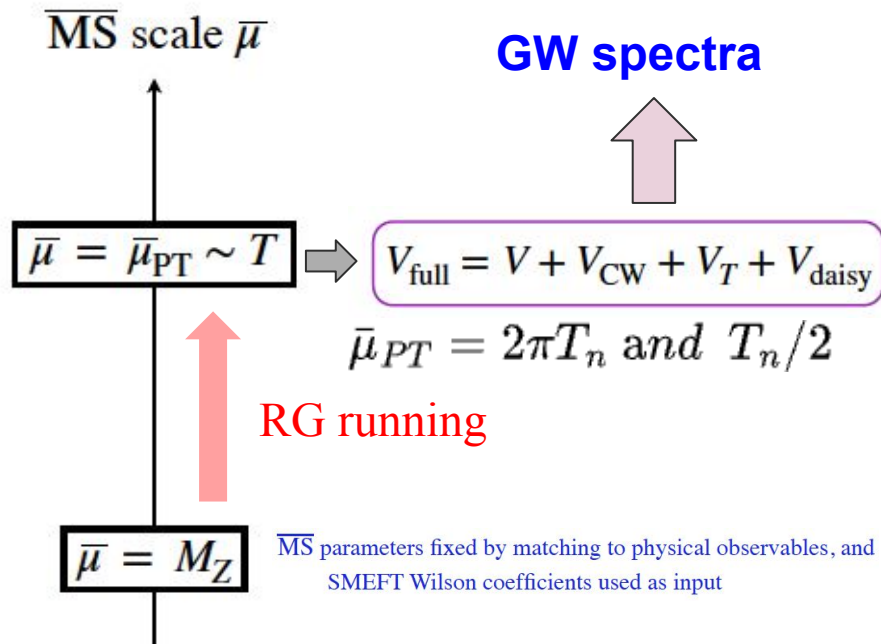
1つ目のベンチマークモデル (SMEFT)

- ★ 重力波スペクトルを評価するには相転移のエネルギースケールのポテンシャルが必要

多くのSMEFTの演算子がポテンシャルに寄与する

X^3		H^6 and $H^4 D^2$		$\varphi^2 H^2 + \text{h.c.}$	
$\mathcal{O}_W$	$\epsilon^{IJK} W_\mu^I W_\nu^J W_\rho^K$	$\mathcal{O}_H$	$(H^\dagger H)^3$	$\mathcal{O}_{WH}$	$(H^\dagger H)(\partial_\mu H \partial^\mu H)$
		$\mathcal{O}_{H\Box}$	$(H^\dagger H)\Box(H^\dagger H)$		
		$\mathcal{O}_{HD}$	$(H^\dagger D_\mu H)^\dagger (H^\dagger D_\mu H)$		
$X^2 H^2$		$\varphi^2 X H + \text{h.c.}$		$\varphi^2 H^2 D$	
$\mathcal{O}_{HD}$	$H^\dagger H \partial_\mu^2 G^{\mu\nu}$	$\mathcal{O}_{\phi\Box}$	$(\partial_\mu \phi \phi^\dagger) \Box (\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$	$\mathcal{O}_{H\Box}^{(1)}$	$(H^\dagger \partial_\mu^2 H)(\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$
$\mathcal{O}_{HD}$	$H^\dagger H \partial_\mu^2 G^{\mu\nu}$	$\mathcal{O}_{\phi\Box}$	$(\partial_\mu \phi \phi^\dagger) \Box (\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$	$\mathcal{O}_{H\Box}^{(2)}$	$(H^\dagger \partial_\mu^2 H)(\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$
$\mathcal{O}_{HW}$	$H^\dagger H W_\mu^I W_\nu^I$	$\mathcal{O}_{\phi\Box}$	$(\partial_\mu \phi \phi^\dagger) \Box (\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$	$\mathcal{O}_{H\Box}^{(3)}$	$(H^\dagger \partial_\mu^2 H)(\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$
$\mathcal{O}_{HW}$	$H^\dagger H W_\mu^I W_\nu^I$	$\mathcal{O}_{\phi\Box}$	$(\partial_\mu \phi \phi^\dagger) \Box (\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$	$\mathcal{O}_{H\Box}^{(4)}$	$(H^\dagger \partial_\mu^2 H)(\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$
$\mathcal{O}_{HW}$	$H^\dagger H W_\mu^I W_\nu^I$	$\mathcal{O}_{\phi\Box}$	$(\partial_\mu \phi \phi^\dagger) \Box (\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$	$\mathcal{O}_{H\Box}^{(5)}$	$(H^\dagger \partial_\mu^2 H)(\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$
$\mathcal{O}_{HW}$	$H^\dagger H W_\mu^I W_\nu^I$	$\mathcal{O}_{\phi\Box}$	$(\partial_\mu \phi \phi^\dagger) \Box (\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$	$\mathcal{O}_{H\Box}^{(6)}$	$(H^\dagger \partial_\mu^2 H)(\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$
$\mathcal{O}_{HW}$	$H^\dagger H W_\mu^I W_\nu^I$	$\mathcal{O}_{\phi\Box}$	$(\partial_\mu \phi \phi^\dagger) \Box (\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$	$\mathcal{O}_{H\Box}^{(7)}$	$(H^\dagger \partial_\mu^2 H)(\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$
$\mathcal{O}_{HW}$	$H^\dagger H W_\mu^I W_\nu^I$	$\mathcal{O}_{\phi\Box}$	$(\partial_\mu \phi \phi^\dagger) \Box (\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$	$\mathcal{O}_{H\Box}^{(8)}$	$(H^\dagger \partial_\mu^2 H)(\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$
$\mathcal{O}_{HW}$	$H^\dagger H W_\mu^I W_\nu^I$	$\mathcal{O}_{\phi\Box}$	$(\partial_\mu \phi \phi^\dagger) \Box (\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$	$\mathcal{O}_{H\Box}^{(9)}$	$(H^\dagger \partial_\mu^2 H)(\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$
$\mathcal{O}_{HW}$	$H^\dagger H W_\mu^I W_\nu^I$	$\mathcal{O}_{\phi\Box}$	$(\partial_\mu \phi \phi^\dagger) \Box (\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$	$\mathcal{O}_{H\Box}^{(10)}$	$(H^\dagger \partial_\mu^2 H)(\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$
$\mathcal{O}_{HW}$	$H^\dagger H W_\mu^I W_\nu^I$	$\mathcal{O}_{\phi\Box}$	$(\partial_\mu \phi \phi^\dagger) \Box (\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$	$\mathcal{O}_{H\Box}^{(11)}$	$(H^\dagger \partial_\mu^2 H)(\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$
$\mathcal{O}_{HW}$	$H^\dagger H W_\mu^I W_\nu^I$	$\mathcal{O}_{\phi\Box}$	$(\partial_\mu \phi \phi^\dagger) \Box (\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$	$\mathcal{O}_{H\Box}^{(12)}$	$(H^\dagger \partial_\mu^2 H)(\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$
$\mathcal{O}_{HW}$	$H^\dagger H W_\mu^I W_\nu^I$	$\mathcal{O}_{\phi\Box}$	$(\partial_\mu \phi \phi^\dagger) \Box (\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$	$\mathcal{O}_{H\Box}^{(13)}$	$(H^\dagger \partial_\mu^2 H)(\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$
$\mathcal{O}_{HW}$	$H^\dagger H W_\mu^I W_\nu^I$	$\mathcal{O}_{\phi\Box}$	$(\partial_\mu \phi \phi^\dagger) \Box (\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$	$\mathcal{O}_{H\Box}^{(14)}$	$(H^\dagger \partial_\mu^2 H)(\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$
$\mathcal{O}_{HW}$	$H^\dagger H W_\mu^I W_\nu^I$	$\mathcal{O}_{\phi\Box}$	$(\partial_\mu \phi \phi^\dagger) \Box (\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$	$\mathcal{O}_{H\Box}^{(15)}$	$(H^\dagger \partial_\mu^2 H)(\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$
$\mathcal{O}_{HW}$	$H^\dagger H W_\mu^I W_\nu^I$	$\mathcal{O}_{\phi\Box}$	$(\partial_\mu \phi \phi^\dagger) \Box (\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$	$\mathcal{O}_{H\Box}^{(16)}$	$(H^\dagger \partial_\mu^2 H)(\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$
$\mathcal{O}_{HW}$	$H^\dagger H W_\mu^I W_\nu^I$	$\mathcal{O}_{\phi\Box}$	$(\partial_\mu \phi \phi^\dagger) \Box (\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$	$\mathcal{O}_{H\Box}^{(17)}$	$(H^\dagger \partial_\mu^2 H)(\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$
$\mathcal{O}_{HW}$	$H^\dagger H W_\mu^I W_\nu^I$	$\mathcal{O}_{\phi\Box}$	$(\partial_\mu \phi \phi^\dagger) \Box (\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$	$\mathcal{O}_{H\Box}^{(18)}$	$(H^\dagger \partial_\mu^2 H)(\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$
$\mathcal{O}_{HW}$	$H^\dagger H W_\mu^I W_\nu^I$	$\mathcal{O}_{\phi\Box}$	$(\partial_\mu \phi \phi^\dagger) \Box (\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$	$\mathcal{O}_{H\Box}^{(19)}$	$(H^\dagger \partial_\mu^2 H)(\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$
$\mathcal{O}_{HW}$	$H^\dagger H W_\mu^I W_\nu^I$	$\mathcal{O}_{\phi\Box}$	$(\partial_\mu \phi \phi^\dagger) \Box (\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$	$\mathcal{O}_{H\Box}^{(20)}$	$(H^\dagger \partial_\mu^2 H)(\partial^\mu \phi \phi^\dagger)$
$(LL)(LL)$		$(LL)(RR)$			
$\mathcal{O}_H$	$(\bar{l}_L \gamma_\mu l_L)(\bar{l}_L \gamma^\mu l_L)$	$\mathcal{O}_H^{(1)}$	$(\bar{q}_L \gamma_\mu q_L)(\bar{q}_L \gamma^\mu q_L)$		
		$\mathcal{O}_H^{(2)}$	$(\bar{q}_L \gamma_\mu T^a q_L)(\bar{q}_L \gamma^\mu T^a q_L)$		

20こ以上



- ★ $V \ni |C_H| \phi^6 \sim (1/\Lambda^2) \phi^6$ による項を一次相転移のソースとする

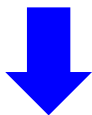
重力波スペクトル

$$V \ni |C_H| \phi^6 \sim (1/\Lambda^2) \phi^6$$

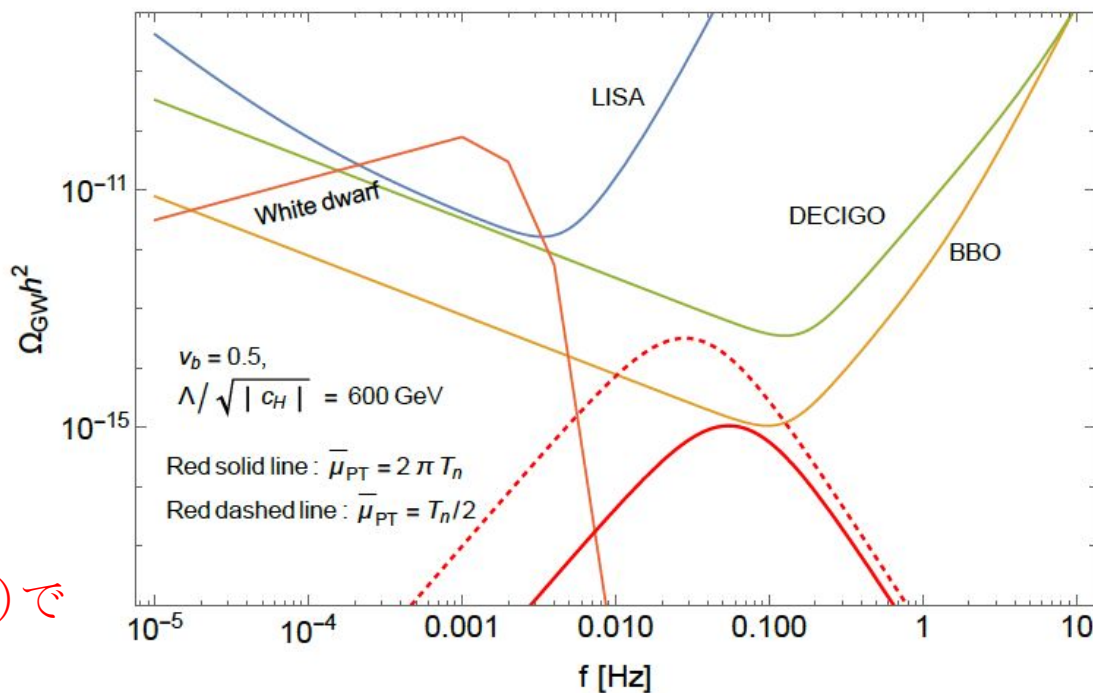
★ $|C_H| = 1/\Lambda^2 = 1/(600 \text{ GeV})^2$ での
重力波スペクトル

(他の高次元演算子は0)

重力波観測実験のみで C_H を
決めるのは難しい

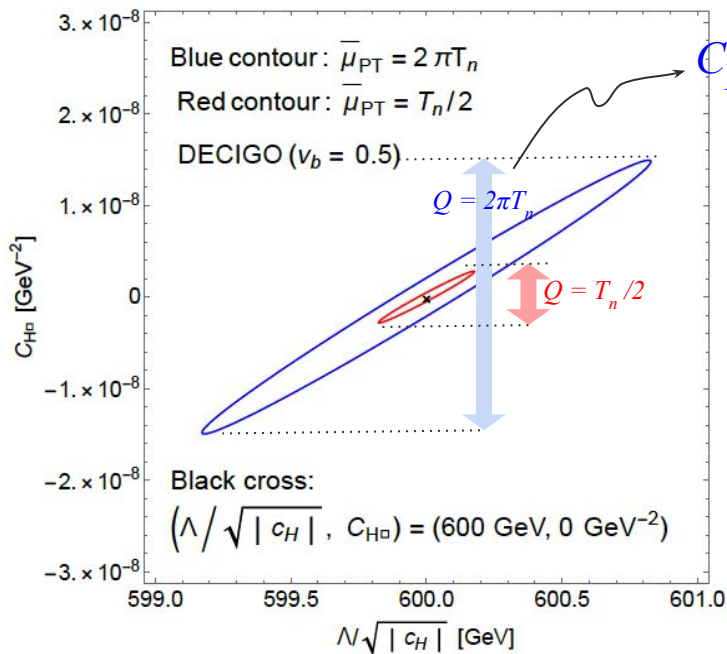


C_H の値は加速器実験 (FCC-hhなど) で
決定できると仮定する



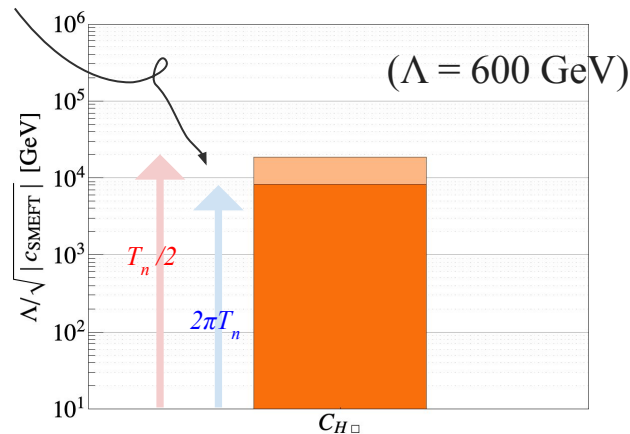
重力波スペクトル

- ★ $1/\Lambda^2 = 1/(600 \text{ GeV})^2$, $C_{H\Box} = 0$, $v_b = 0.5$ の重力波を DECIGO で1年間観測し続けた場合の結果



$$C_{H\Box} \sim 0 \pm 10^{-8} [\text{GeV}^{-2}]$$

$$\mathcal{O}_{H\Box} = (H^\dagger H) \Box (H^\dagger H)$$



[K. H., Daiki Ueda, arXiv: 2505.13074, JHEP09(2025)094]

他の Λ の値や実験ではどのような結果になる？

DECIGO and BBO

DECIGO: $\Lambda/\sqrt{|c_H|}$ [GeV] for RGE scale $\bar{\mu}_{PT} = 2\pi T_n$

700 GeV 680 GeV 660 GeV
640 GeV 620 GeV 600 GeV

DECIGO: $\Lambda/\sqrt{|c_H|}$ [GeV] for RGE scale $\bar{\mu}_{PT} = T_n/2$

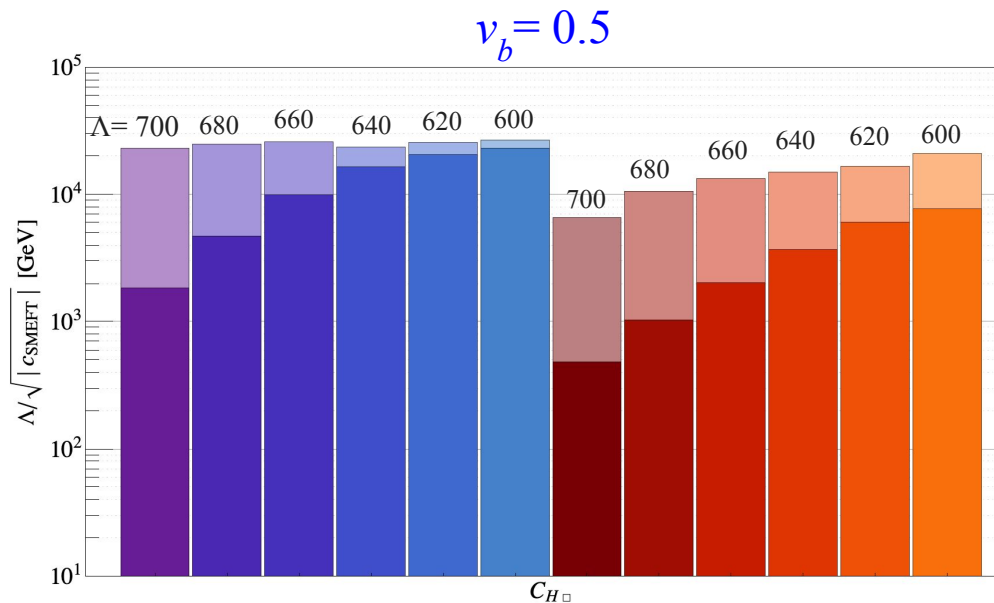
700 GeV 680 GeV 660 GeV
640 GeV 620 GeV 600 GeV

BBO: $\Lambda/\sqrt{|c_H|}$ [GeV] for RGE scale $\bar{\mu}_{PT} = 2\pi T_n$

700 GeV 680 GeV 660 GeV
640 GeV 620 GeV 600 GeV

BBO: $\Lambda/\sqrt{|c_H|}$ [GeV] for RGE scale $\bar{\mu}_{PT} = T_n/2$

700 GeV 680 GeV 660 GeV
640 GeV 620 GeV 600 GeV



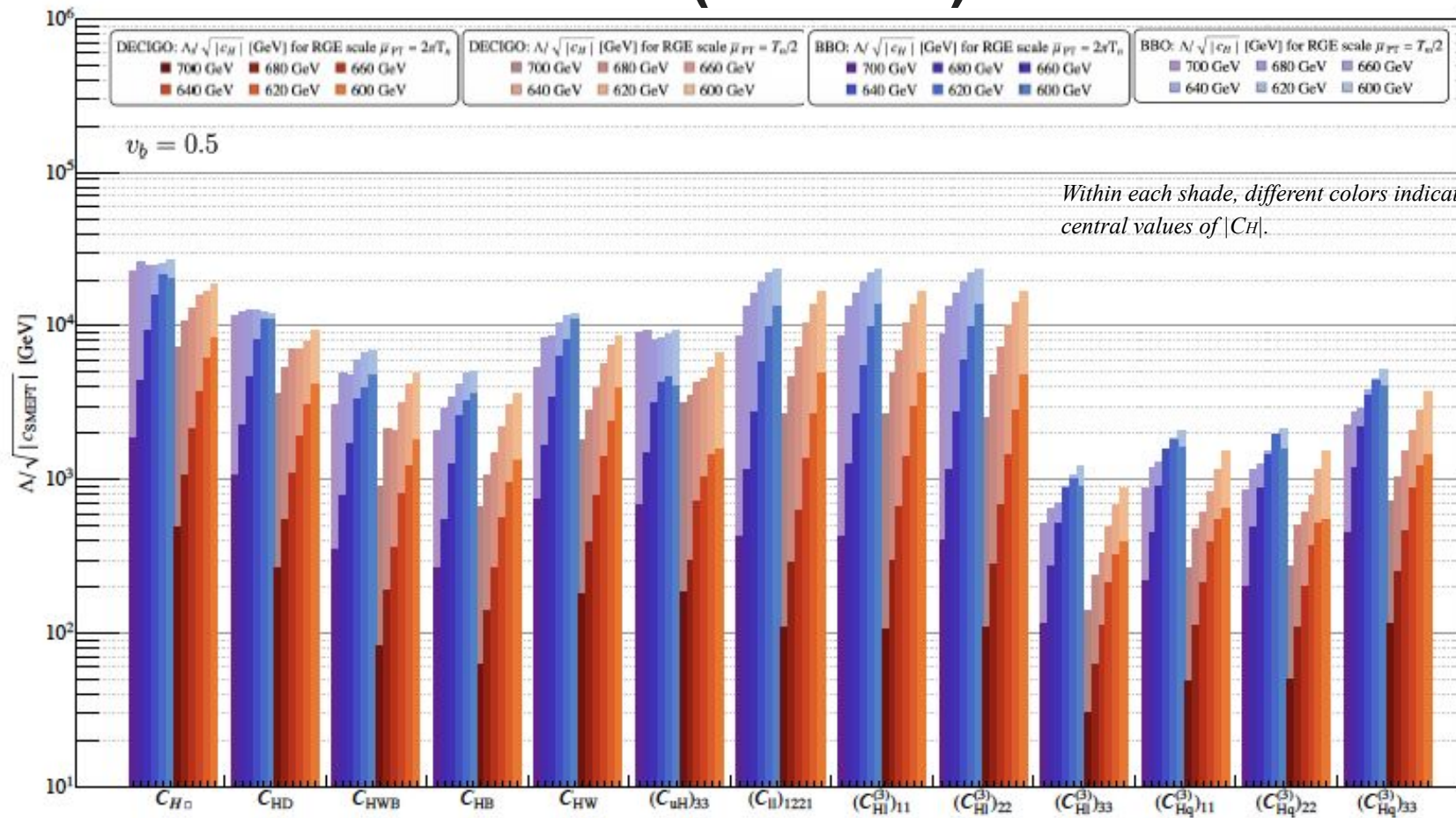
[K. H., Daiki Ueda, arXiv: 2505.13074, JHEP09(2025)094]

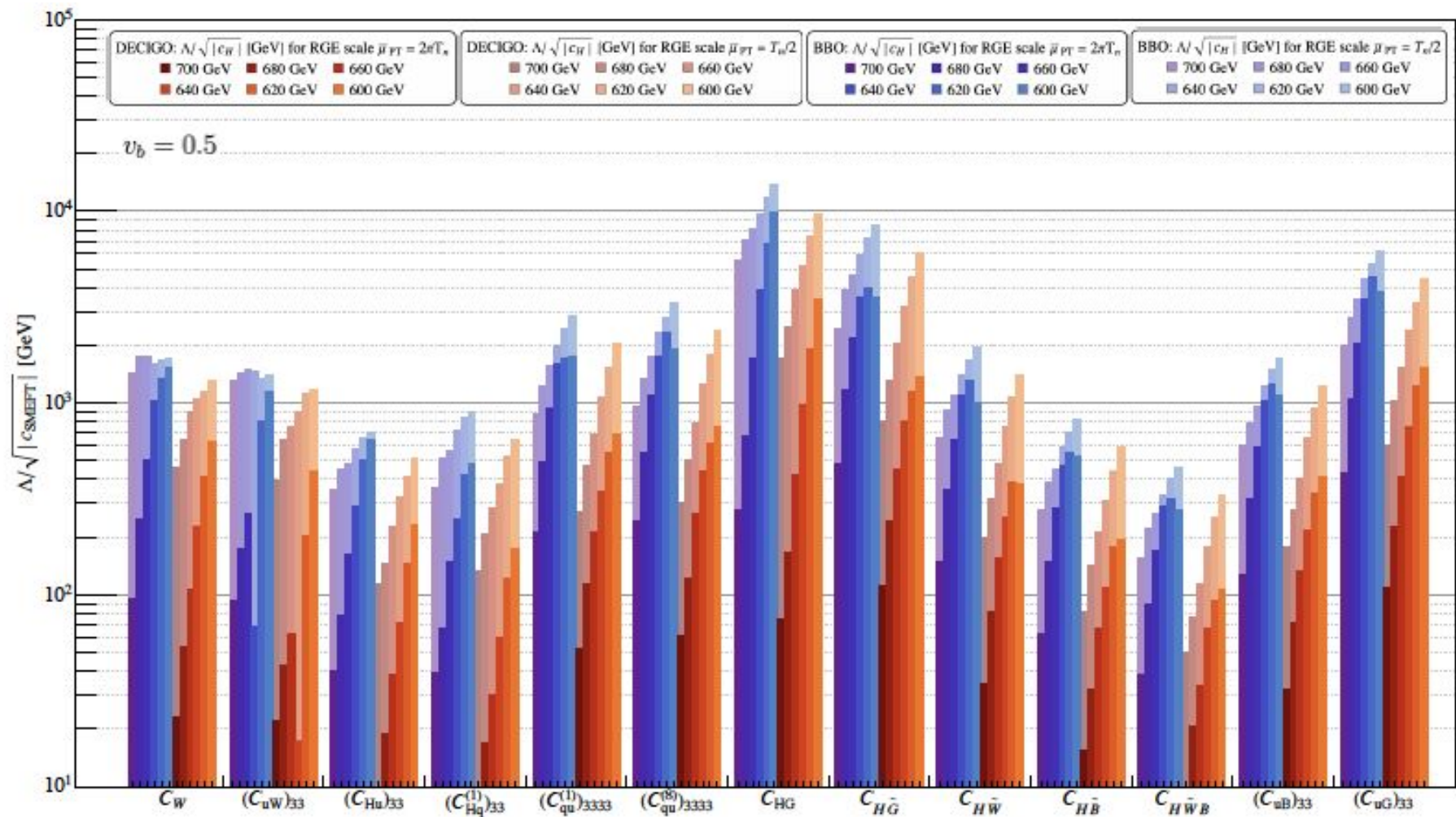
BBO (bluish bands) and DECIGO (reddish bands)

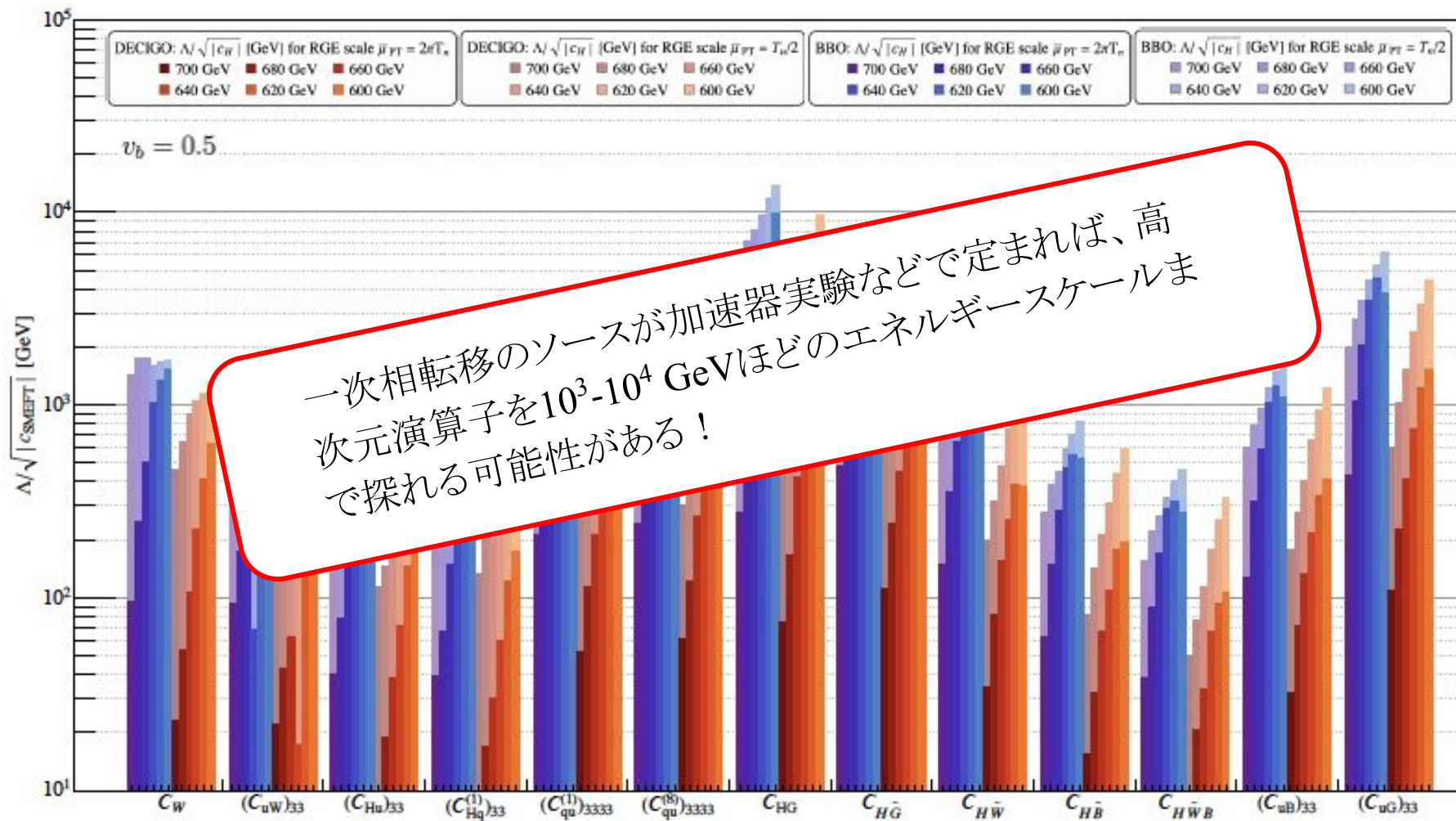
Results (SMEFT)

The dark- and light-colored bands represent the choices $\mu_{PT} = 2\pi T_n$ and $T_n/2$, respectively,

BBO (bluish bands) and DECIGO (reddish bands)







2つ目のベンチマークモデル (naHEFT)

標準理論では一次相転移は実現できない

そのため、標準理論を超えた大きな効果が必要！

SMEFTで一次相転移のソースとした $C_H (1/\Lambda^2)$ は **デカップリング効果**

高次元演算子の Truncateが適切なのか不明瞭 ...

くりこみ可能な
couplingぐらいの大き
さの演算子が必要

2つ目のベンチマークモデルでは、より現実的な効果を持つ理論として

nearly aligned Higgs effective field theory (naHEFT)

[S. Kanemura and R. Nagai, JHEP 03 (2022), 194, arXiv:2111.12585 [hep-ph]]

に注目する！

ヒッグスセクターに **ノン
デカップリング効果** が
現れる

$$\mathcal{L}_{\text{NP}} = -\frac{\xi}{4} \kappa_0 [\mathcal{M}^2(H)]^2 \ln \frac{\mathcal{M}^2(H)}{\bar{\mu}^2}$$

$$\xi = 1/(4\pi)^2 \quad \mathcal{M}^2(H) = M^2 + \kappa_p |H|^2$$

SMEFTとの結果と比較するために高次元演算子 $(C_{uH})_{33}$ を手で加える

$$(\mathcal{O}_{uH})_{33} = (H^\dagger H) (\bar{q}_3 u_3 \tilde{H})$$

2つ目のベンチマークモデル (naHEFT)

$$\mathcal{L}_{\text{NP}} = -\frac{\xi}{4}\kappa_0[\mathcal{M}^2(H)]^2 \ln \frac{\mathcal{M}^2(H)}{\bar{\mu}^2} \quad \xi = 1/(4\pi)^2$$

$$\mathcal{M}^2(H) = M^2 + \kappa_p |H|^2$$

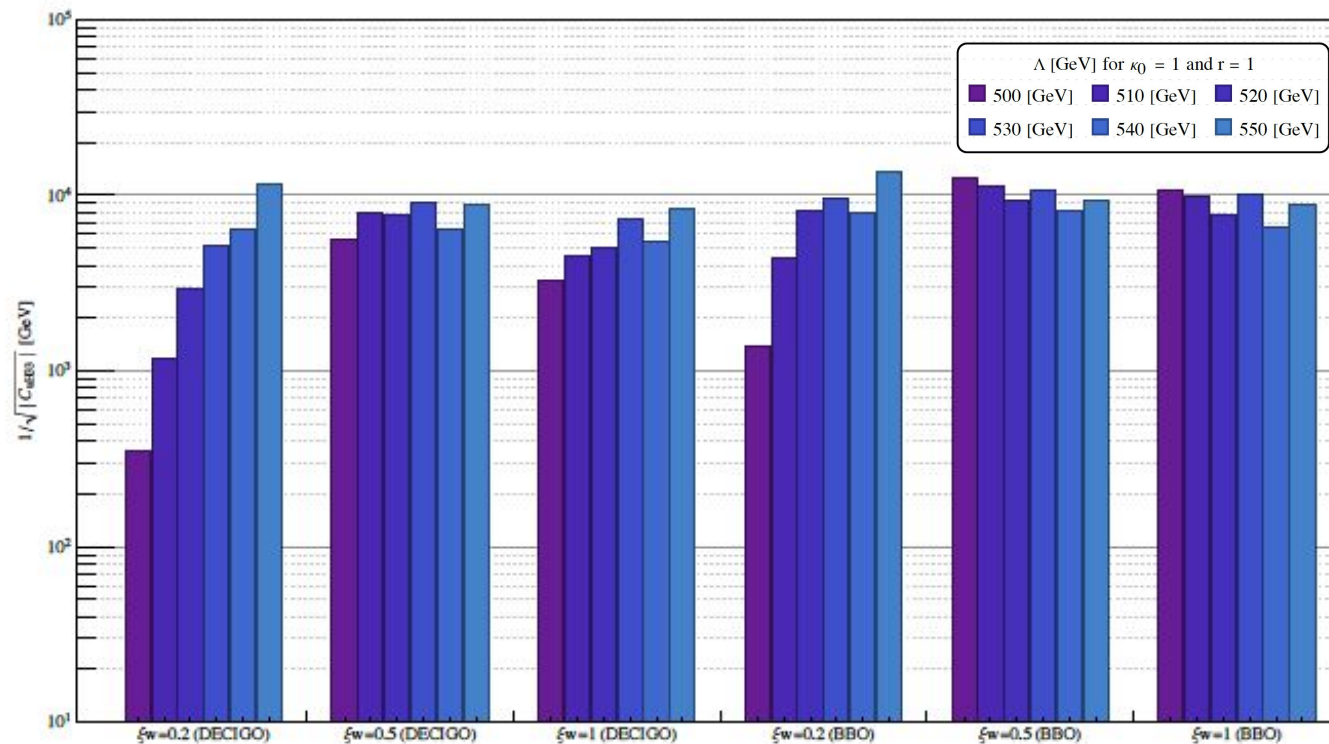
この理論は3つのパラメータ (κ_0, κ_p, M) を持つ

 解析では (κ_0, r, Λ) を用いる

$$\begin{aligned} \Lambda^2 &= M^2 + \frac{\kappa_p}{2} v^2, & r \sim 0 &\Rightarrow M^2 \gg \frac{\kappa_p}{2} v^2 && \text{Decoupling} \\ r &= \frac{\frac{\kappa_p}{2} v^2}{\Lambda^2} = 1 - \frac{M^2}{\Lambda^2}. & r \sim 1 &\Rightarrow M^2 \ll \frac{\kappa_p}{2} v^2 && \text{Non-decoupling} \end{aligned}$$

Results (naHEFT)

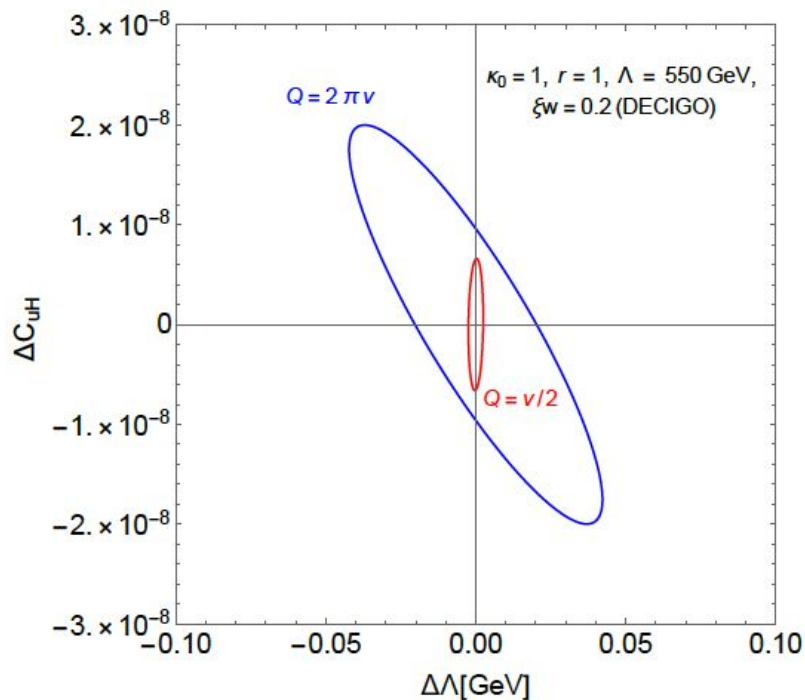
$(\kappa_0, r) = (1, 1)$, assuming $\xi_b = 0.2, 0.5$ and 1



高次元演算子 C_{uH}
は大体SMEFTと同
じエネルギースケール
まで探れる
(10^3 - 10^4 GeV)

Sensitivity reach of the DECIGO and BBO experiments to $C_{uH}/(1 \text{ TeV})^2$

Results (naHEFT)



十分に強い一次相転移のソースがあれば、理論的不定性があっても新物理効果はnaHEFTとSMEFTで同じ程度のエネルギースケールまで探れる

まとめ

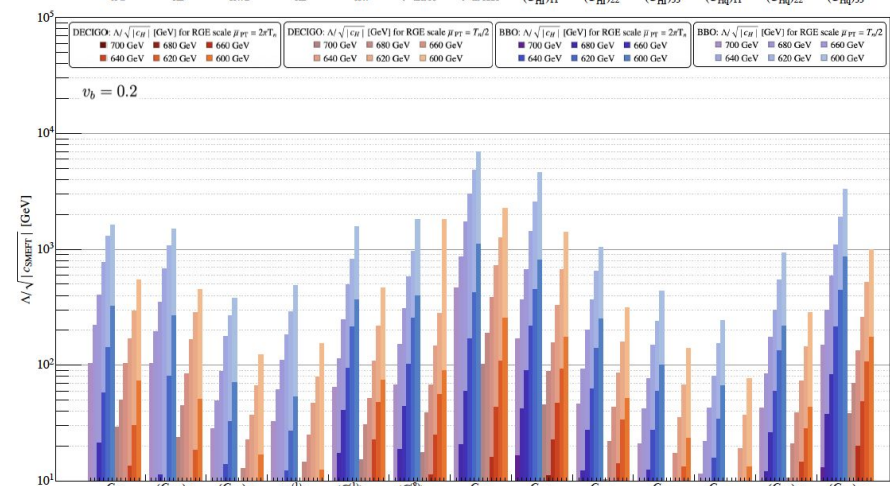
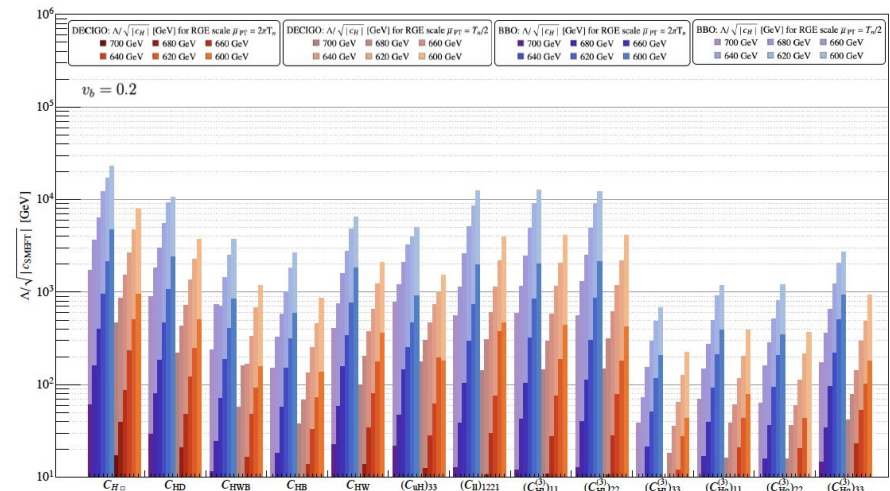
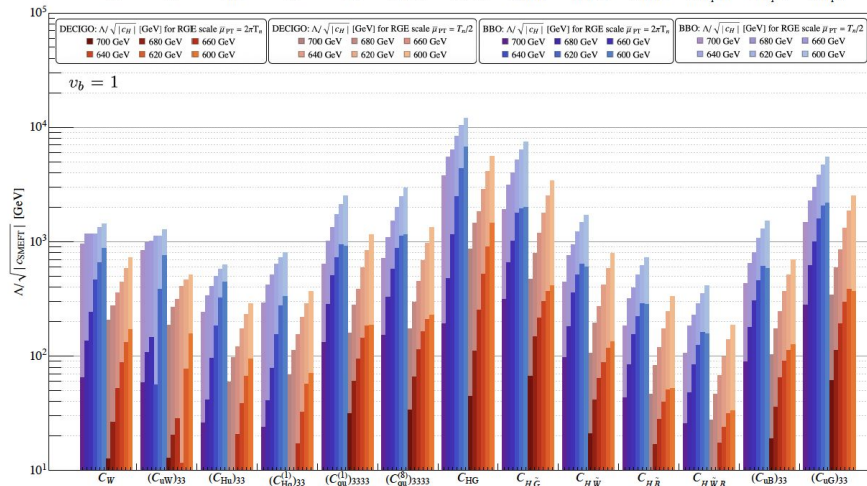
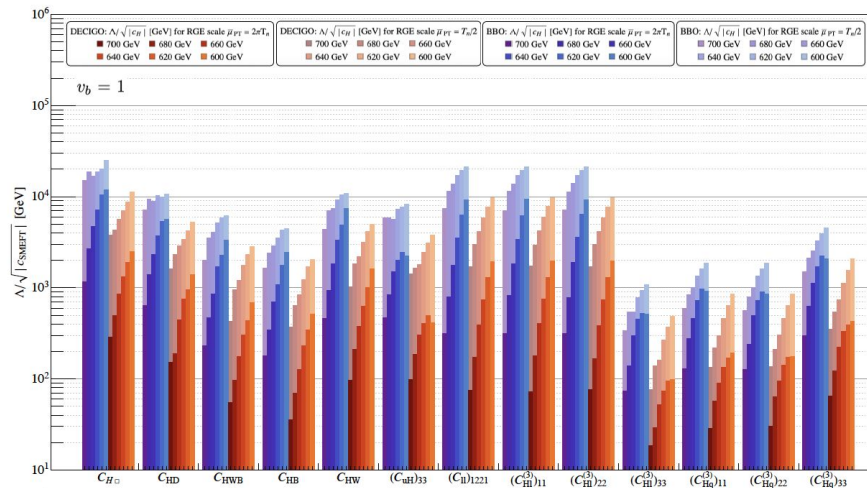
- ★ 新物理効果があれば一次相転移が実現できる可能性があり、それによって重力波が生じる

→ 量的に新物理効果がどの程度まで探れるか解析することができる

ただし重力波スペクトルに理論的不定性がある

- ★ 一次相転移のソースが加速器などで決まっていれば、理論的不定性があったとしても、重力波観測実験は新物理効果の探索に使える可能性がある

Backup



EFT (about CH)

J. de Blas, M. Cepeda, J. D'Hondt, R. K. Ellis, C. Grojean, B. Heinemann, F. Maltoni, A. Nisati, E. Petit and R. Rattazzi, et al., JHEP 01 (2020), 139 [arXiv:1905.03764 [hep-ph]].

1σ

- HL-LHC: $\{600_{-91}^{+170}, 620_{-99}^{+190}, 640_{-110}^{+220}, 660_{-120}^{+250}, 680_{-130}^{+280}, 700_{-130}^{+320}\}$
- ILC1000: $\{600_{-20}^{+22}, 620_{-22}^{+24}, 640_{-24}^{+27}, 660_{-26}^{+30}, 680_{-29}^{+33}, 700_{-31}^{+36}\}$
- FCC-ee/eh/hh: $\{600_{-11}^{+12}, 620_{-12}^{+13}, 640_{-13}^{+14}, 660_{-15}^{+16}, 680_{-16}^{+17}, 700_{-17}^{+19}\}$