第二回 若手による重力・宇宙論研究会

2018年3月4日 11:15 - 12:00

重力波伝搬を用いた宇宙論的スケールの重力理論の検証

新居 舜 (名古屋大学 宇宙論研究室(C研))

SA and A.Nishizawa. arXiv:1711.03776

SA and K.Ichiki, and M.Yamaguchi in progresss

Outline in this talk

・イントロダクション

・重力波伝搬を用いた修正重力理論の制限

GW170817/GRB170817Aからの制限

・観測量パラメータ同士の相関

観測量空間におけるモデルの分類

・まとめと今後の議論

イントロダクション

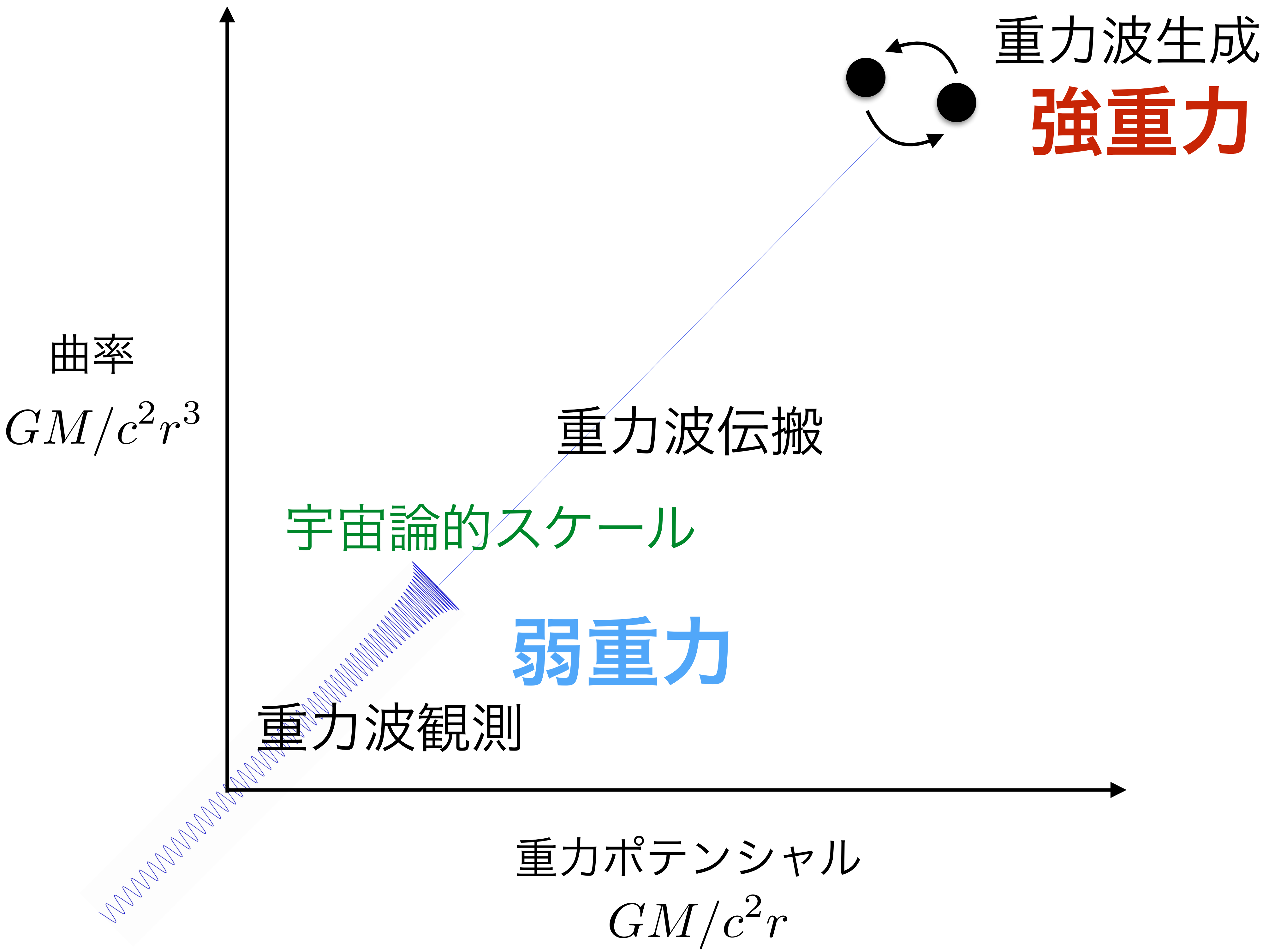
重力理論の検証の必要性

・宇宙の加速膨張の起源の解明　local or cosmological?

・修正重力理論のモデルの区別

・高エネルギー領域(初期宇宙、r<0.1mm)において
　重力理論は未検証

イントロダクション



重力波生成
強重力
曲率
GM/c^2r^3
重力波伝搬
宇宙論的スケール
弱重力
重力波観測
重力ポテンシャル
GM/c^2r

重力波伝搬を用いる利点

・宇宙論的スケールで重力固有の性質を直接観測できる

強重力 —— インスパイラル/リングダウン

重力波の伝搬 —— standard siren/arrival time difference

D. E.Holz and S.A.Hughes, PRL 2005　C.Will　Living Rev. 2006

・宇宙論モデルの検証が可能

他の観測の事前分布によらない独立な制限

(例) 宇宙膨張率の測定　Nature GW170817

・イベントレートは統計的に十分

100 - 1000 yr^{-1}

1000 yr^{-1} HLVK ネットワーク

HLVK : Hanford/Livingston/VIRGO/KAGRA

重力波伝搬は大スケールでの重力法則の探索に有効

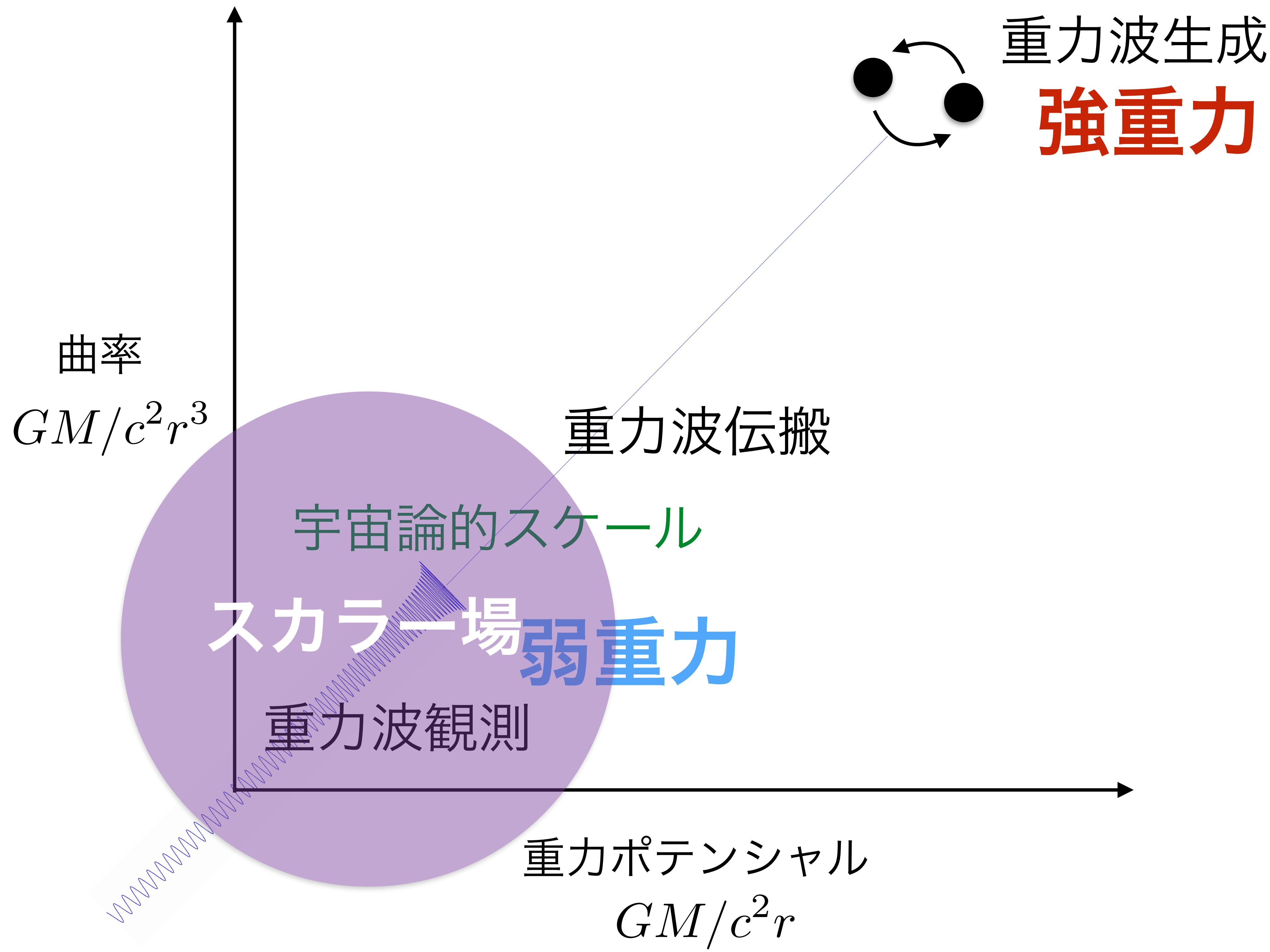
修正された重力波の伝搬

I. D. Saltas et. al PRL 2014
A.Nishizawa arXiv:1710.04825

$$h''_{ij} + (2+\nu)\mathcal{H}h'_{ij} + ({c_T}^2k^2 + a^2\mu^2)h_{ij} = a^2\Gamma\gamma_{ij}$$

	パラメータが記述する物理量	関連する物理
ν	修正プランク質量の時間変化	重力定数の時間変化
c_T	重力波の位相速度	Lorentz対称性/等価原理
μ	重力子の質量	有質量重力理論
Γ	外部の重力波源	物質場との非最小結合

重力波伝搬を用いた修正重力理論の制限



宇宙論的な場合の観測量

A.Nishizawa arXiv:1710.04825

重力波源なし $\longrightarrow$ $\Gamma = 0$

$$h = \mathcal{C}_{\rm MG} h_{\rm GR} \quad \mathcal{C}_{\rm MG} \equiv e^{-\mathcal{D}} e^{\mp ik\Delta T}$$

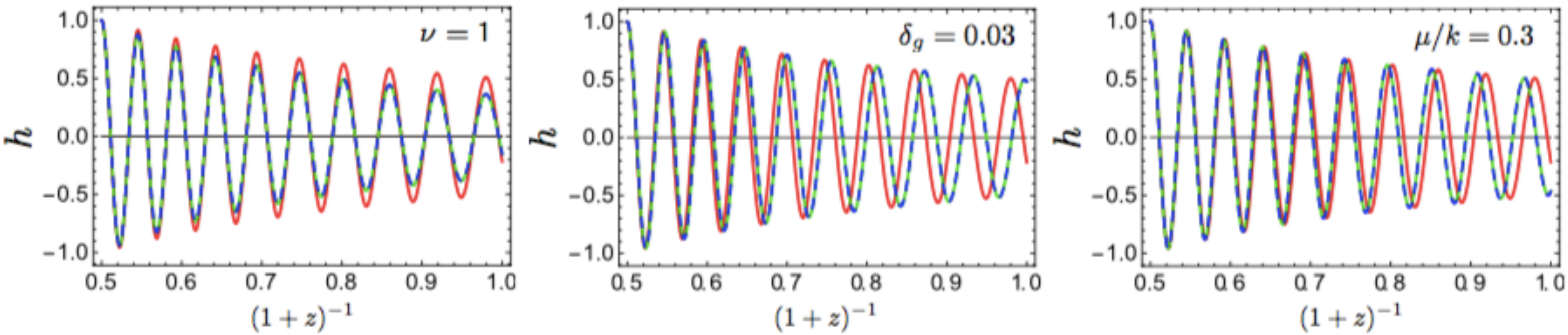
振幅 $$\mathcal{D} \equiv \frac{1}{2}\int^{\tau} d\tau' \nu \mathcal{H}$$

位相 $$\Delta T \equiv \int^{\tau} d\tau' \left\{ (1 - c_T) - \frac{a^2\mu^2}{2k^2} \right\}$$

τ : 共形時間

宇宙論的な場合の観測量

A.Nishizawa arXiv:1710.04825



low zにおける重力波伝搬の観測量

SA and A.Nishizawa. arXiv:1711.03776

$$\mathcal{D} \equiv \frac{1}{2}\int^{\tau} d\tau' \nu \mathcal{H} \qquad \Delta T \equiv \int^{\tau} d\tau' \underbrace{(1 - c_T)}_{\delta_g}$$

$$\nu \simeq \nu_0 - \nu_1 H_0 t_{LB} \qquad \delta_g \simeq \delta_{g0} - \delta_{g1} H_0 t_{LB}$$

$$\nu_0 = \alpha_{M,0} \quad \nu_1 = \frac{\dot{\alpha}_{M,0}}{H_0} \quad \delta_{g0} = -\frac{\alpha_{T,0}}{2} \quad \delta_{g1} = -\frac{\dot{\alpha}_{T,0}}{2H_0}$$

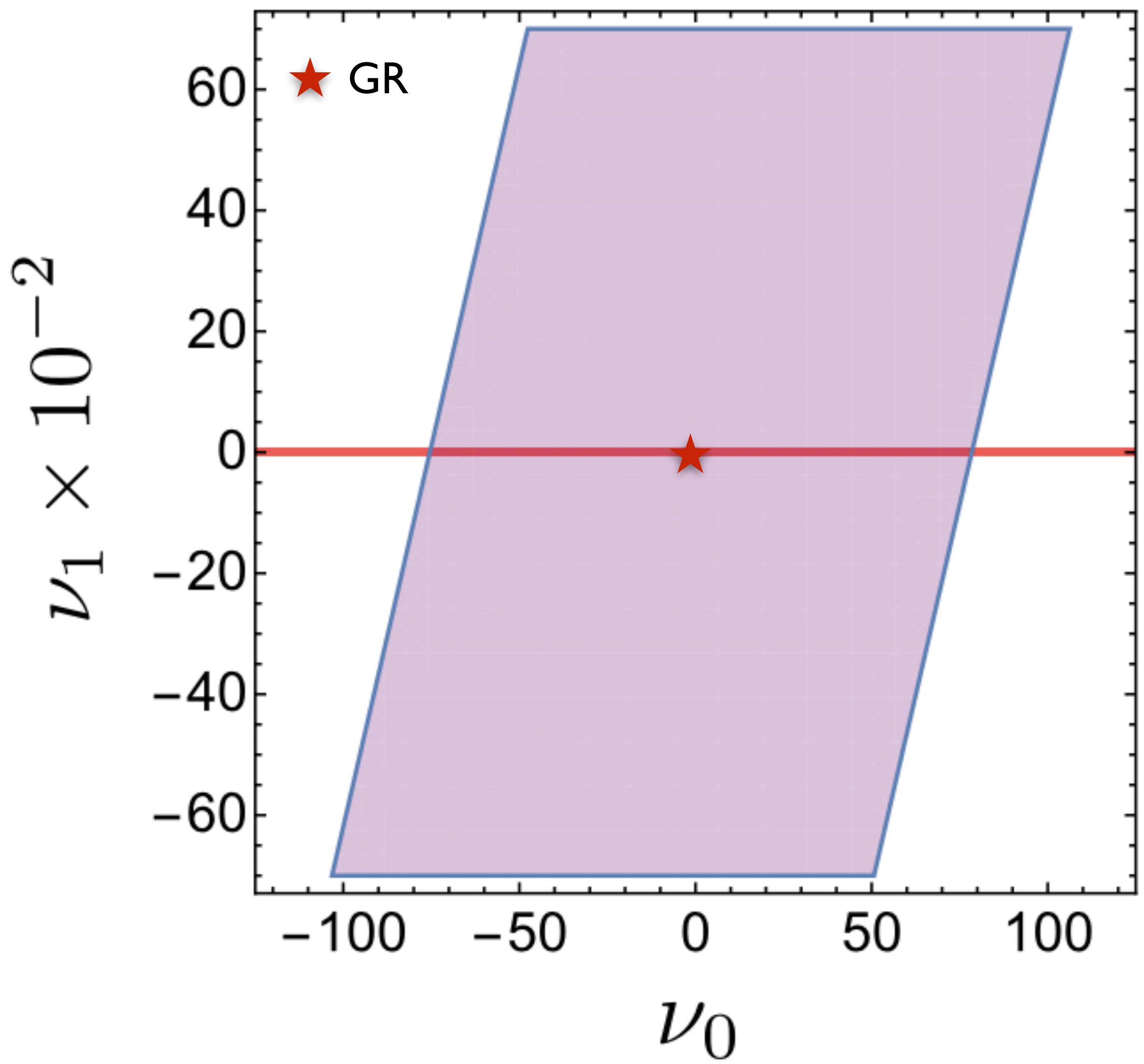
$$\mathcal{D} \simeq \frac{1}{2}\left\{\nu_0 \ln(1+z) - \frac{\nu_1}{2}(H_0 t_{LB})^2\right\}$$

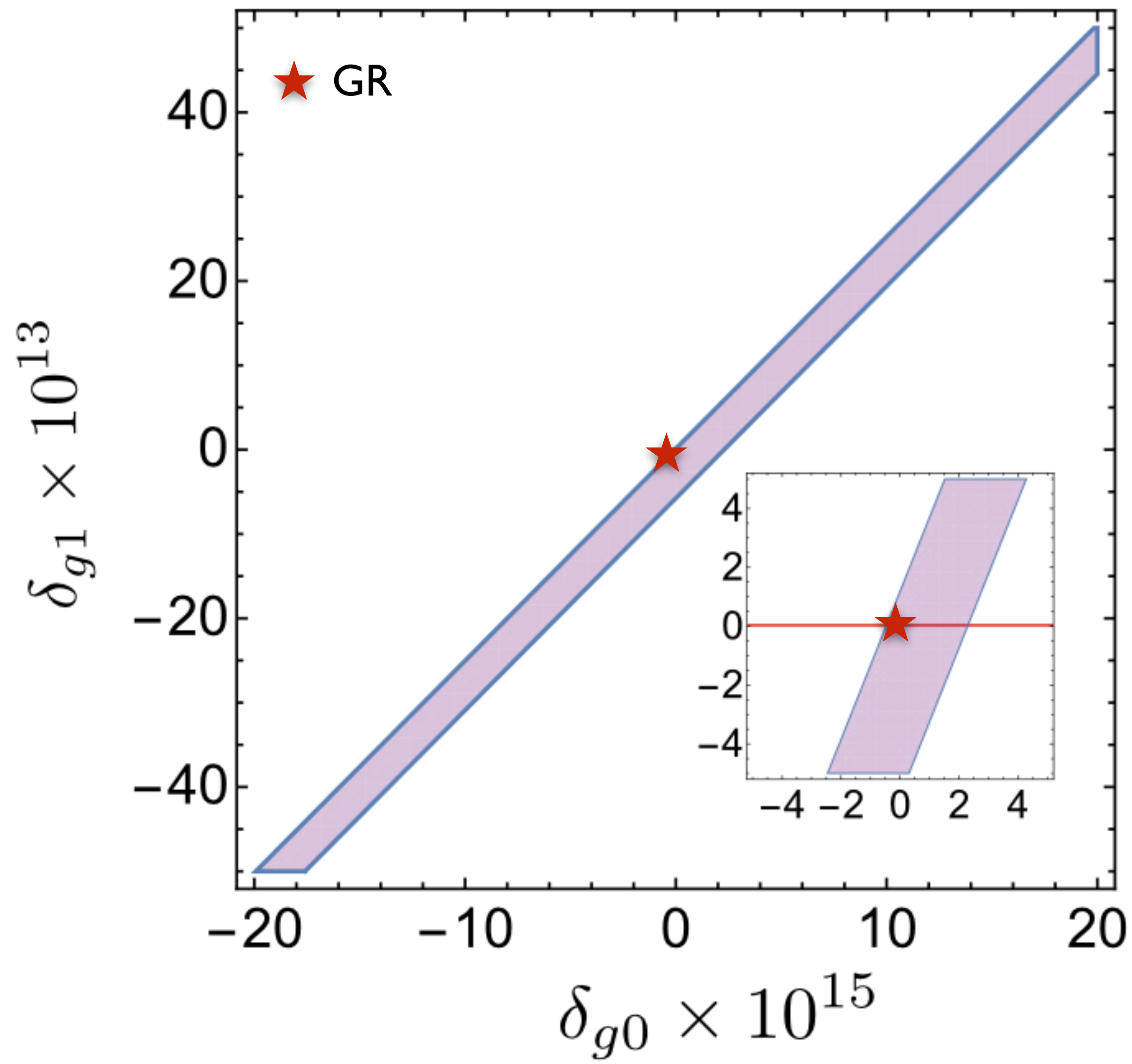
$$\Delta T \simeq \frac{1}{H_0}\left\{\delta_{g0} H_0 t_{LB} - \frac{\delta_{g1}}{2}(H_0 t_{LB})^2\right\}$$

$$H_0 t_{LB} \simeq d_L$$

GW170817とGRB170817Aによる観測的制限

SA and A.Nishizawa. arXiv:1711.03776





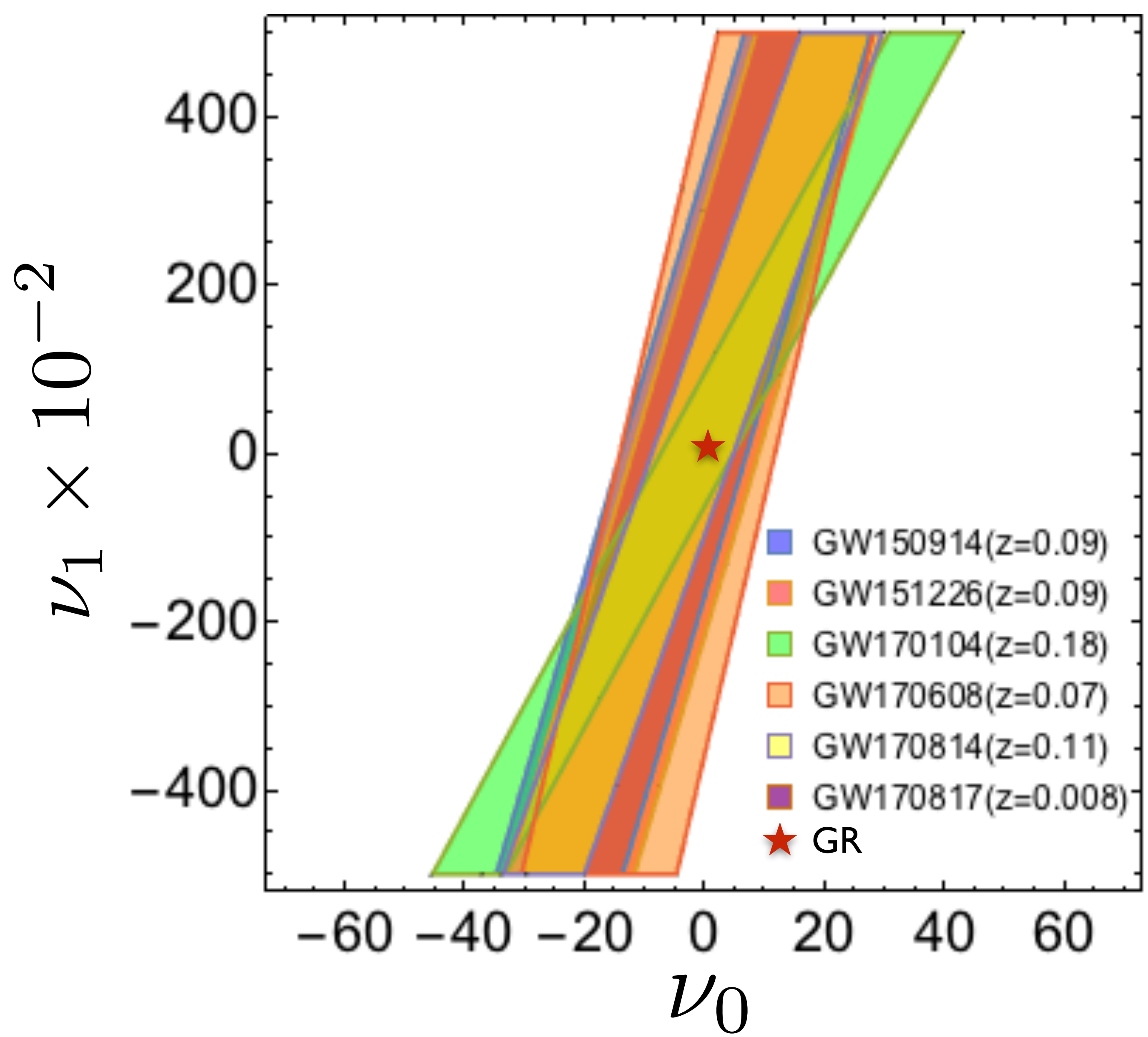
$$-75.3 \leq \nu_0 \leq 78.4$$

$$-4.7 \times 10^{-16} \leq \delta_{g0} \leq 2.2 \times 10^{-15}$$

$d_{L,GR}$ はPlanck2015のbest fit

重力波伝搬を用いた修正重力理論の制限

多数の重力波観測の重要性①

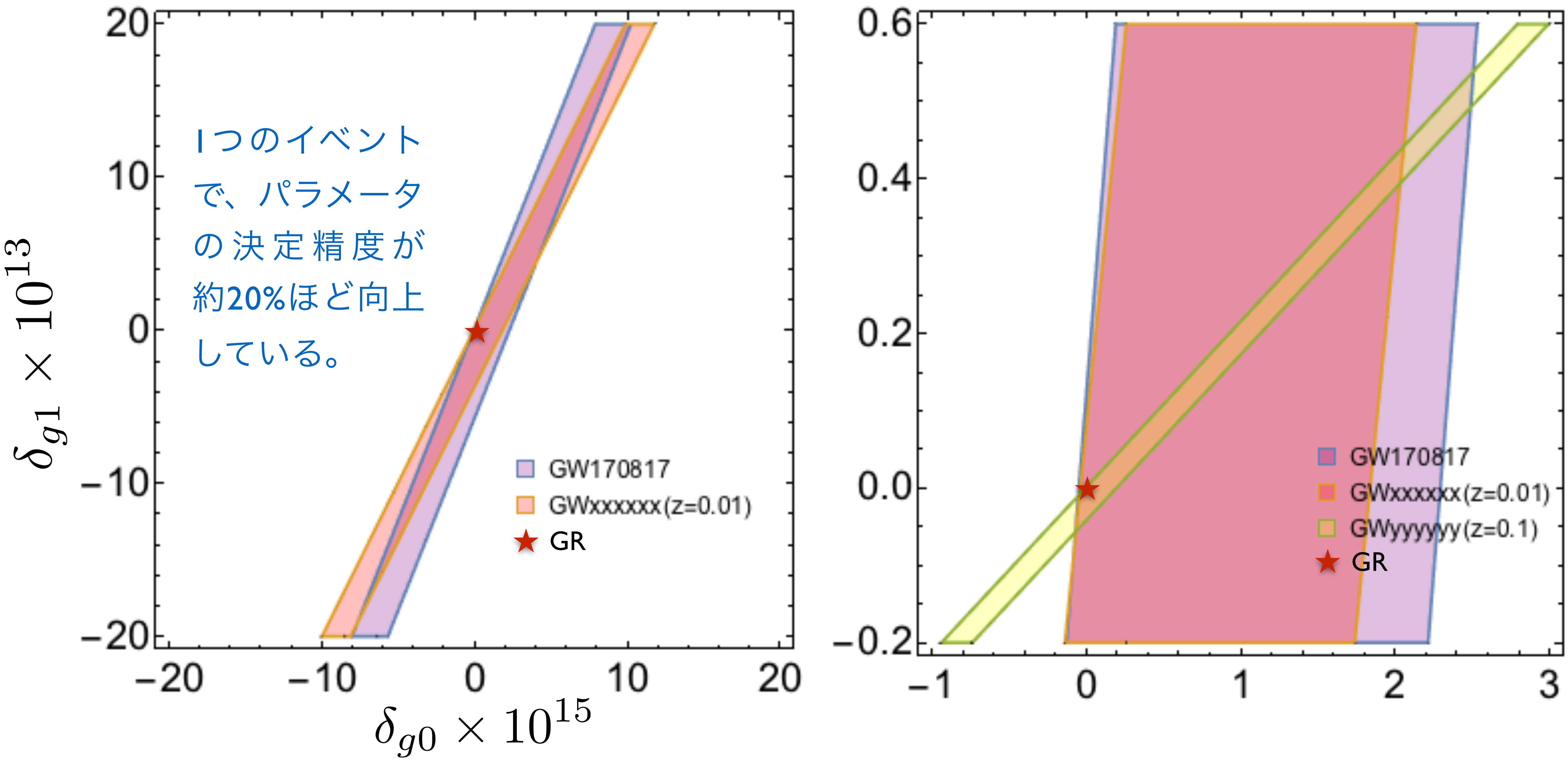


重力定数の時間進化がわかれば、伝搬速度の観測と
組み合わせてGRの検証ができる。

※他の方法で赤方偏移を決定しなければならない。

重力波伝搬を用いた修正重力理論の制限

多数の重力波観測の重要性②



複数のNS-NSまたはNS-BHでGWとEMが同時観測されると、
モデルの制限がより厳しくなる。

Outline in this talk

- イントロダクション
- 重力波伝搬を用いた修正重力理論の制限

  GW170817/GRB170817Aからの制限
- 観測パラメータ同士の相関

  観測量空間におけるモデルの分類
- まとめと今後の議論

観測パラメータ同士の相関

宇宙論的観測による重力理論の制限

	モデルパラメータ	観測量
ΛCDM	$\Omega_{m0}\ \ \Omega_{\Lambda 0}\ \ \Omega_{K0}\ \ H_0$ $(n_s\ A_s\ \ \tau\ \ \Omega_{b,0})$	$z\quad H(z)$ $d_L(z)\ \ d_A(z)$ $r_{\rm BAO}\ \ D\propto\Omega_{m0}^{\gamma}$
MG	任意関数の関数形 ~ ∞	+ $f_{\rm NL}, g_{\rm NL}, \tau_{\rm NL}$ $G_{\rm eff}(z)\ \ c_T(z)$

射影効果で縮退

複数の観測データを組み合わせてシグナルを得たとしても、モデルが縮退している。

例 : ホルンデスキ理論

G. Horndeski, 1974
T. Kobayashi, M. Yamaguchi, and J. Yokoyama 2011

$$S_{\mathrm{Horn}} = \int d^4x \sqrt{-g} \sum_{i=2}^{5} \mathcal{L}_i$$

$$\mathcal{L}_2 = K(\phi, X),$$
$$\mathcal{L}_3 = -G_3(\phi, X)\Box\phi,$$
$$\mathcal{L}_4 = G_4(\phi, X)R + G_{4X}(\phi, X)\left[(\Box\phi)^2 - \phi_{;\mu\nu}\phi^{;\mu\nu}\right],$$
$$\mathcal{L}_5 = G_5(\phi, X)G_{\mu\nu}\phi^{;\mu\nu} - \frac{1}{6}G_{5X}(\phi, X)\left[(\Box\phi)^3 + 2\phi_{;\mu}{}^{\nu}\phi_{;\nu}{}^{\alpha}\phi_{;\alpha}{}^{\mu} - 3\phi_{;\mu\nu}\phi^{;\mu\nu}\Box\phi\right]$$

$$X \equiv -\phi^{;\mu}\phi_{;\mu}/2$$

・スカラー自由度を持つ一般的な理論 (※2階微分まで)

・現象論的には宇宙の加速膨張を説明できる。

数値的パラメトリゼーション

SA and A.Nishizawa. arXiv:1711.03776

・ $\phi(t)$ の時間変化

$$\phi(t) = M_\phi \left\{ a_0 + a_1 H_0 t_{LB} + \frac{a_2}{2} (H_0 t_{LB})^2 \right\}$$

$a_0 \equiv 0$

$$t_{LB} \equiv \int_0^z \frac{dz'}{H_{\Lambda\mathrm{CDM}}(z') \cdot (1+z')}$$

$$H_{\Lambda\mathrm{CDM}}(z) = H_0 \left\{ \Omega_{m0}(1+z)^3 + 1 - \Omega_{m0} \right\}^{1/2}$$

Planck 2015 best-fit : $H_0 = 67.8\ \mathrm{km \cdot s^{-1} Mpc^{-1}}$ $\Omega_{m0} = 0.3080$

P.Ade. Planck2015

・ ホルンデスキ G 関数のTaylor展開

$$G_i^{(\mathrm{app})} \supset \phi, X, \phi X, \phi^2, X^2 (i = 2, 3, 4, 5)$$

$$g_{i\rho}, g_{i\rho\sigma} (\rho, \sigma = \phi \text{ or X})$$

・Jordan frame、物質とはminimal coupling

モデル分類の条件

SA and A.Nishizawa. arXiv:1711.03776

1. Consistency

$$|1 - H/H_{\Lambda CDM}| < \Delta H_{\rm obs}/H_{\rm obs}$$

$$\frac{\Delta H_{\rm obs}}{H_{\rm obs}} \equiv 20\%$$

N.B.　事前分布は仮定していないが、
Hubbleパラメータの測定誤差は約20%

c.f.　Simon et al. (2005)　Moresco et al. (2012)
Zhang et al. (2012)

2. Stability

摂動不安定性の除去　$Q_\sigma > 0, c_\sigma^2 > 0$

$$S^{(2)} = \int dt d^3x \sum_{\sigma = \rm scalar, tensor} \{Q_\sigma \dot{\sigma}^2 - c_\sigma^2 (\partial \sigma)^2\}$$

1,000,000個の異なるモデルをモンテカルロ的に生成

ν & cT -ホルンデスキ理論の場合-

T. Kobayashi, M. Yamaguchi, and J. Yokoyama 2011
E.Bellini & I.Sawicky JCAP 2014

$$M_*^2 \equiv 2(G_4 - 2XG_{4X} + XG_{5\phi} - \dot{\phi}HXG_{5X})$$

$$dt = a d\tau$$

$$\nu \equiv \frac{1}{M_*^2 H}\frac{dM_*^2}{dt}$$

$$\dot{A} \equiv \frac{dA}{dt}$$

$$H = \mathcal{H}/a$$

$$M_*^2({c_T}^2 - 1) \equiv 2X\left(2G_{4X} - 2G_{5\phi} - (\ddot{\phi} - \dot{\phi}H)G_{5X}\right)$$

$$\alpha_M = \nu \quad \alpha_T = c_T^2 - 1$$

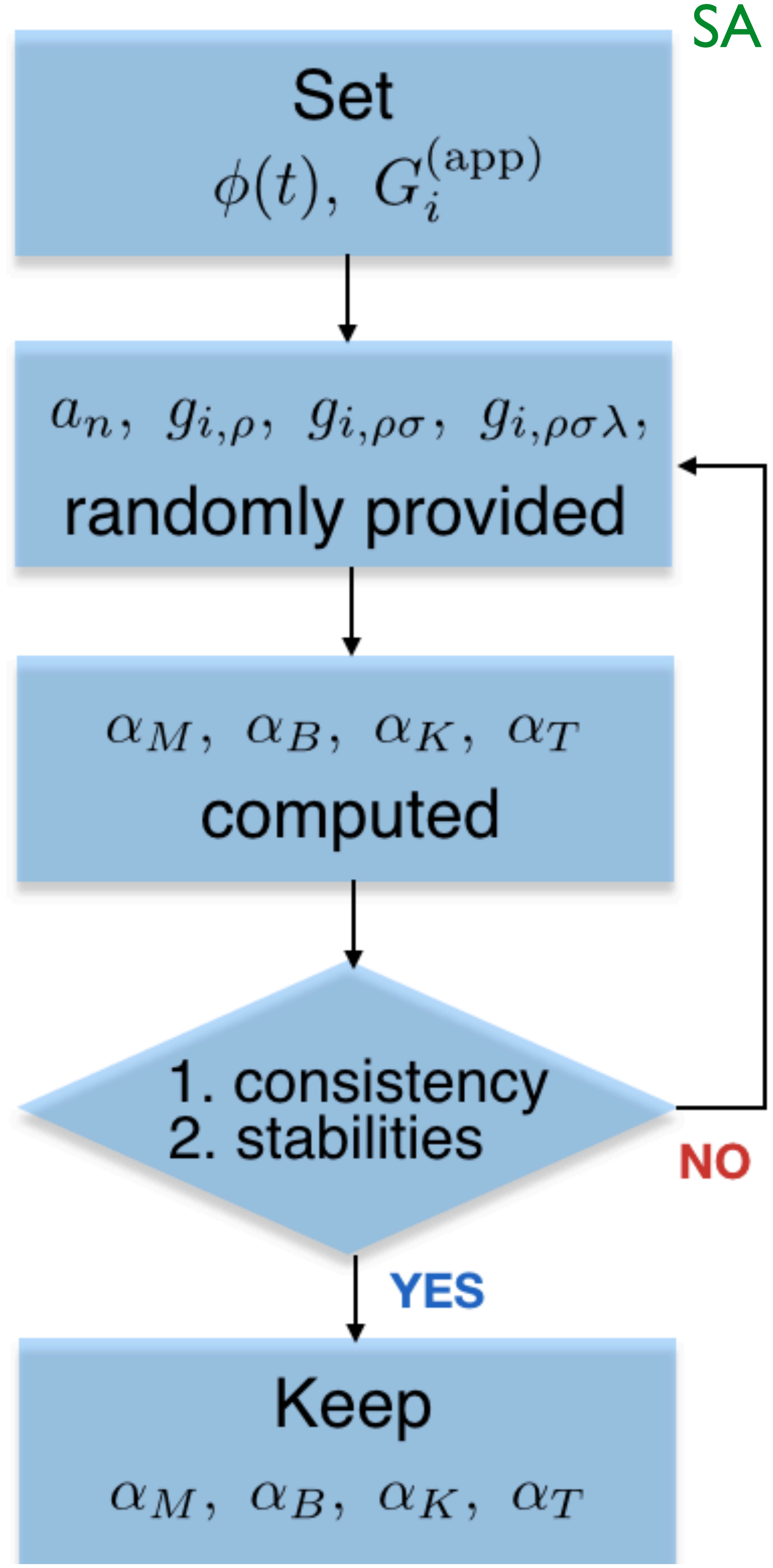
$$\mu = 0$$

G4, G5の関数形、ϕの時間変化によっている

観測パラメータ同士の相関

モンテカルロ法によるモデル分類の手順

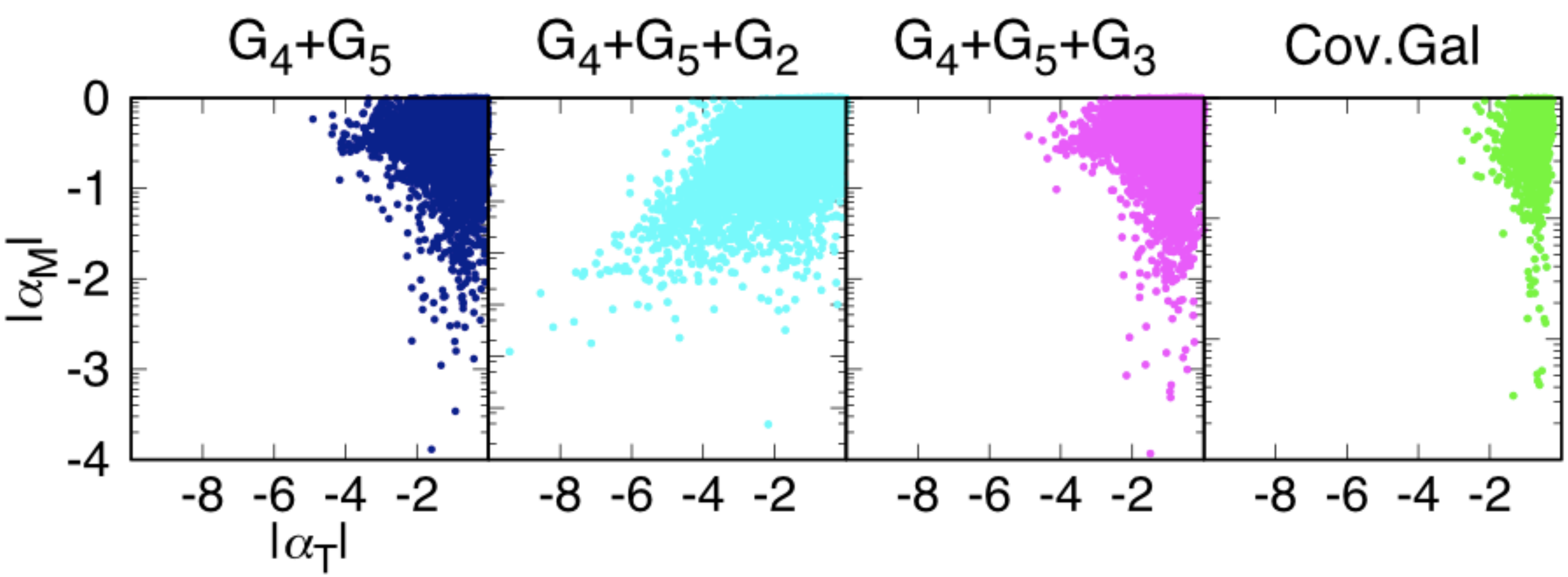
SA and A.Nishizawa. arXiv:1711.03776



モデルの分類

SA and A.Nishizawa. arXiv:1711.03776

Subclass of Horndeski theory	Parameters of $G_i^{(\mathrm{app})}$	Models
(I) G_4+G_5	$G_2, G_3=0$	self acceleration
(II) $G_4+G_5+G_2$	$g_2, g_{2X}, g_{2\phi\phi}\neq 0$	quintessence/nonlinear kinetic theory
		$f(R)$ thories
(III) $G_4+G_5+G_3$	$G_3\neq 0$	cubic galileons
(IV) Cov.Gal	$g_{2X}, g_{3X}, g_{4XX}, g_{5XX}\neq 0$	covariant Galileons



α_M と α_T が大きい傾向がある

L.Lombriser and A.Taylor JCAP 03 031 2016

加速膨張の仕組み

・ポテンシャル項支配型　e.g. quintessence

$$\int d^4x\sqrt{-g}\left\{\frac{M_{\rm pl}^2}{2}R+V(\phi)\right\}$$

・運動項支配型　e.g. k-essence

$$\int d^4x\sqrt{-g}\left\{\frac{M_{\rm pl}^2}{2}R+K(X)\right\}$$

N.B. non linearity of K(X) is necessary

・共形結合型 (self acceleration)

$$\int d^4x\sqrt{-g}\left\{\frac{M^2(t)c_T^2(t)}{2}R+\cdots\right\}$$

修正重力理論特有の加速膨張

Jordan frameで

$$S_{\mathrm{Horn}} = \int d^4x\sqrt{-g}\underbrace{\frac{M_*^2(t)c_T^2(t)}{2}}_{\Omega(t)}R + \dots$$

$$\nu \equiv \frac{1}{M_*^2 H}\frac{dM_*^2}{dt}$$

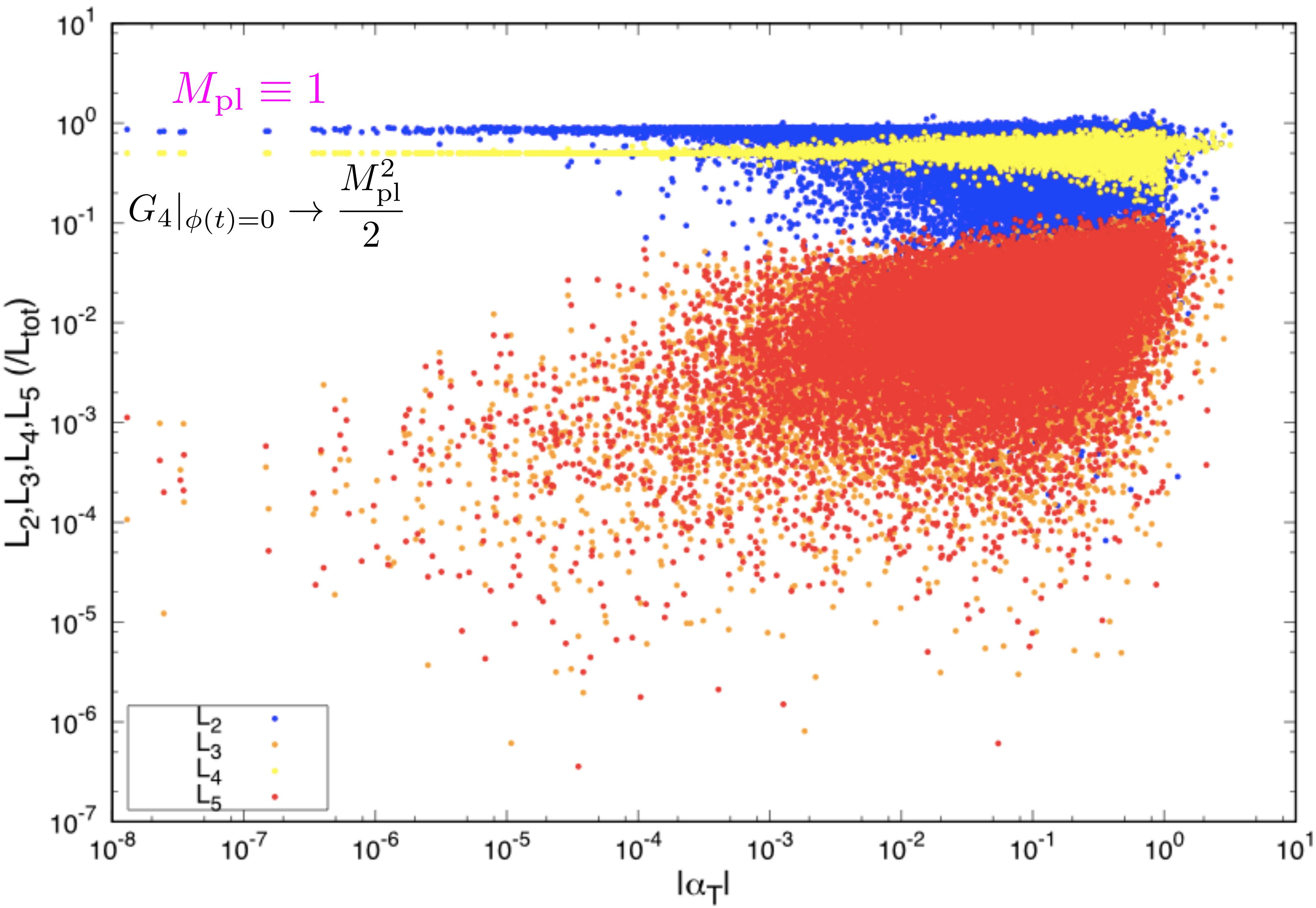
G.Gubitosi et al. 2013 J.Gleyzes et al. 2013

加速膨張の条件(解析的)

$$\left|\frac{\dot{\Omega}(t)}{H\Omega(t)}\right| \gtrsim 1 \quad \frac{\dot{\Omega}(t)}{H\Omega(t)} = \nu + \frac{\dot{c}_T}{Hc_T}$$

L.Lombriser & A.Taylor JCAP 2016

加速膨張の起源 (エネルギーの構成要素)

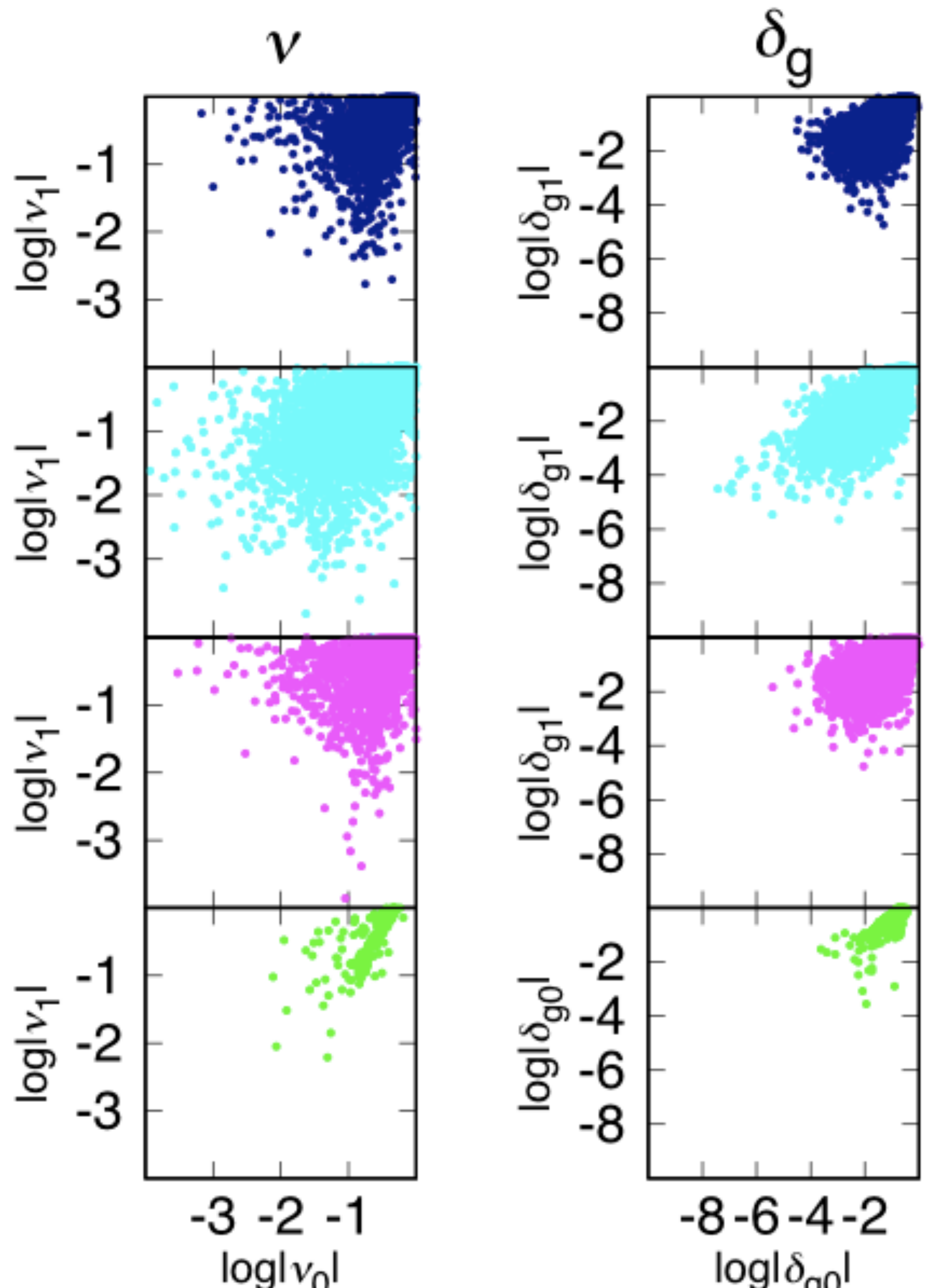


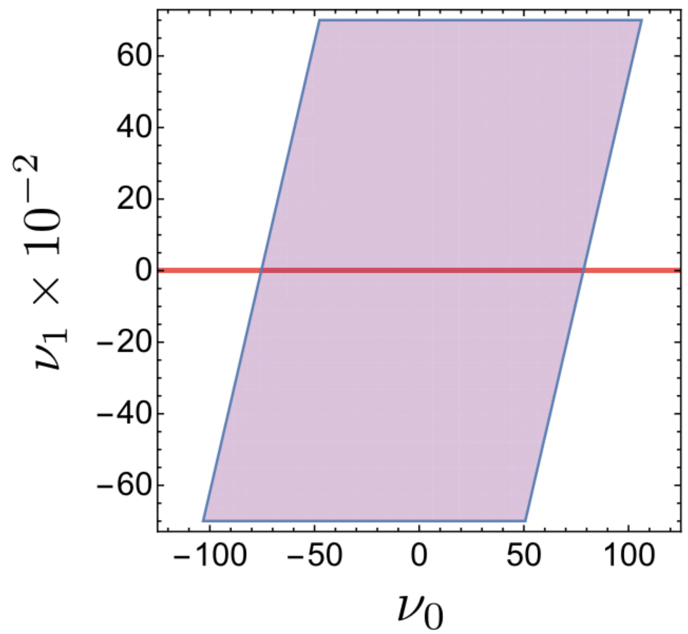
α_T の値で加速膨張の起源を明らかにできる。

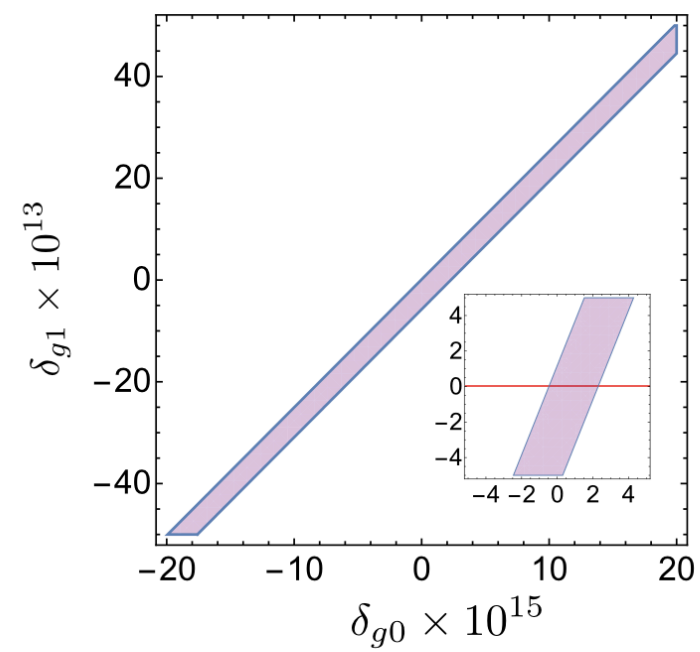
観測パラメータ同士の相関

GW170817とGRB170817Aによる観測的制限

SA and A.Nishizawa. arXiv:1711.03776







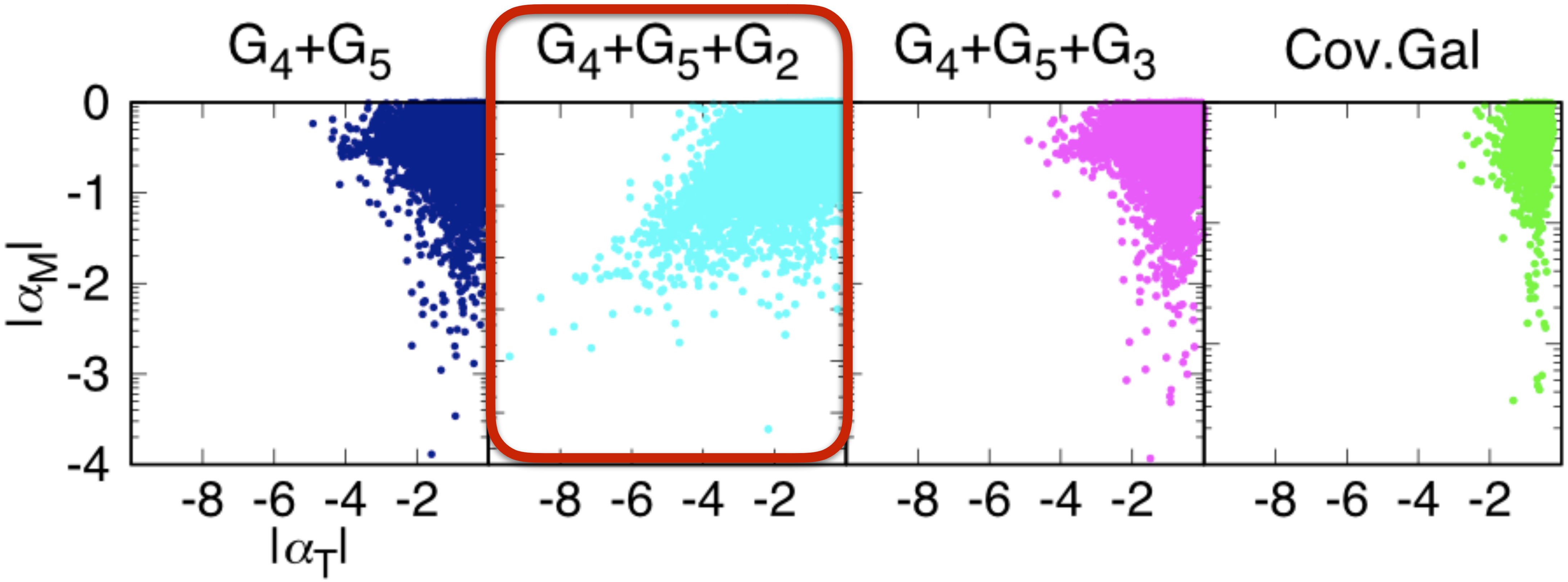
伝搬速度の測定から、G_4, G_5に対して厳しい制限

観測パラメータ同士の相関

GW170817の観測の後に生き残っているモデル

SA and A.Nishizawa. arXiv:1711.03776

Subclass of Horndeski theory	Parameters of $G_i^{(\mathrm{app})}$	Models
(I) $G_4 + G_5$	$G_2, G_3 = 0$	self acceleration
(II) $G_4 + G_5 + G_2$	$g_2, g_{2X}, g_{2\phi\phi} \neq 0$	quintessence/nonlinear kinetic theory $f(R)$ thories
(III) $G_4 + G_5 + G_3$	$G_3 \neq 0$	cubic galileons
(IV) Cov.Gal	$g_{2X}, g_{3X}, g_{4XX}, g_{5XX} \neq 0$	covariant Galileons



α_T=0にあるモデルは制限できないので、α_Mの観測が必要

まとめ

・重力波伝搬には、宇宙論的距離での修正重力理論の効果が現れる。

→ 強重力場における制限と相補的

・重力波伝搬の観測から得られる修正重力理論のパラメータの相関を、モンテカルロ法により数値実験して調査した。

(例) ホルンデスキ理論

・G_4, またはG_5が加速膨張を引き起こすモデルをサンプリングすると、伝搬速度のズレは10^{-8}より大きくなる。

・**GW170817とGRB170817Aの同時観測により、G_4またはG_5は加速膨張を引き起こす主要因ではない。G_2 で加速膨張が起きている。**

↓

重力波伝搬は重力理論を峻別する強力な手段

今後の議論

これから議論したいこと

・加速膨張のモデルへのさらなる現象論制限

SA, K.Ichiki, and M.Yamaguchi in progresss

・重力定数の時間変化への制限

SA, J.Ooba, and A. Nishizawa in progresss

・高階重力理論の検証

(ホルンデスキ理論と優位に区別できるか?)

・重力波生成時の振幅と位相の不定性

e.g. 連星の軌道が進化する際のfifth forceの影響

・？？？

今後の議論

これから議論したいこと

・加速膨張のモデルへのさらなる現象論制限

SA, K.Ichiki, and M.Yamaguchi in progresss

・重力定数の時間変化への制限

SA, J.Ooba, and A. Nishizawa in progresss

・高階重力理論の検証

(ホルンデスキ理論と優位に区別できるか?)

・重力波生成時の振幅と位相の不定性

e.g. 連星の軌道が進化する際のfifth forceの影響

・？？？

加速膨張のモデル

Friedmann equations:

$$3M_*^2H^2 = \mathcal{E} \qquad M_*^2(2\dot{H}+3H^2) = -\mathcal{E}-\mathcal{P}$$

$$M_*^2 \equiv 2(G_4 - 2XG_{4X} + XG_{5\phi} - \dot{\phi}HXG_{5X})$$

$$\begin{aligned}\mathcal{E} \equiv & -G_2 + 2X(G_{2X} - G_{3\phi}) + 6\dot{\phi}H(XG_{3X} - G_{4\phi} - 2XG_{4\phi X}) \\ & +12H^2X(G_{4X} + 2XG_{4XX} - G_{5\phi} - XG_{5\phi X}) + 4\dot{\phi}H^3X(G_{5X} + XG_{5XX})\end{aligned}$$

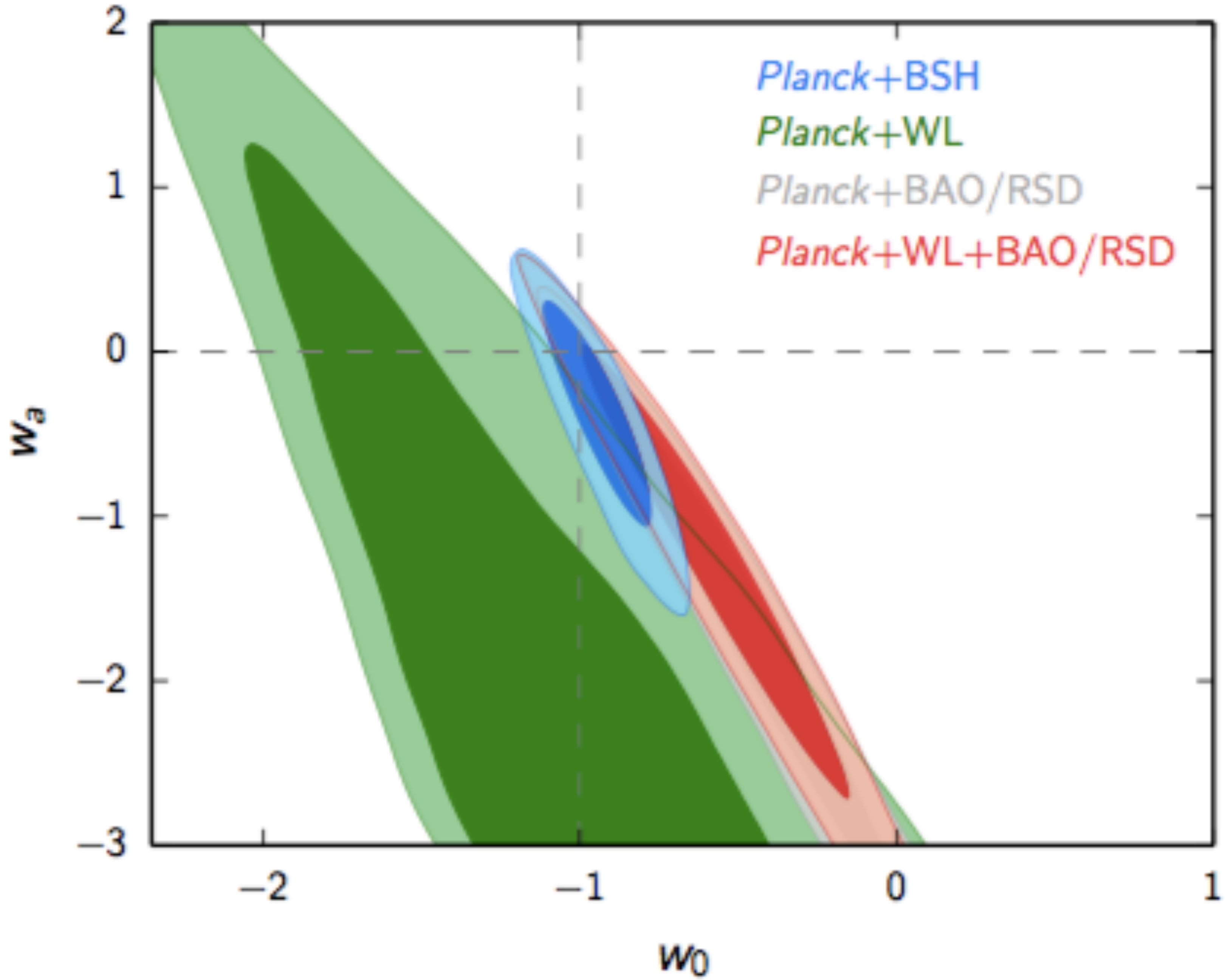
$$\begin{aligned}\mathcal{P} \equiv & K - 2X(G_{3\phi} - 2G_{4\phi\phi}) + 4\dot{\phi}H(G_{4\phi} - 2XG_{4\phi X} + XG_{5\phi\phi}) \\ & -M_*^2\alpha_B H\frac{\ddot{\phi}}{\dot{\phi}} - 4H^2X^2G_{5\phi X} + 2\dot{\phi}H^3XG_{5X}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}HM_*^2\alpha_B \equiv & 2\dot{\phi}(XG_{3X} - G_{4\phi} - 2XG_{4\phi X}) \\ & +8XH(G_{4X} + 2XG_{4XX} - G_{5\phi} - XG_{5\phi X}) \\ & +2\dot{\phi}XH^2(3G_{5X} + 2XG_{5XX})\end{aligned}$$

加速膨張への制限

P.Ade et al. 2016

$$w = w_0 + w_a(1 - a)$$



今後の議論

e.g. Quintessence

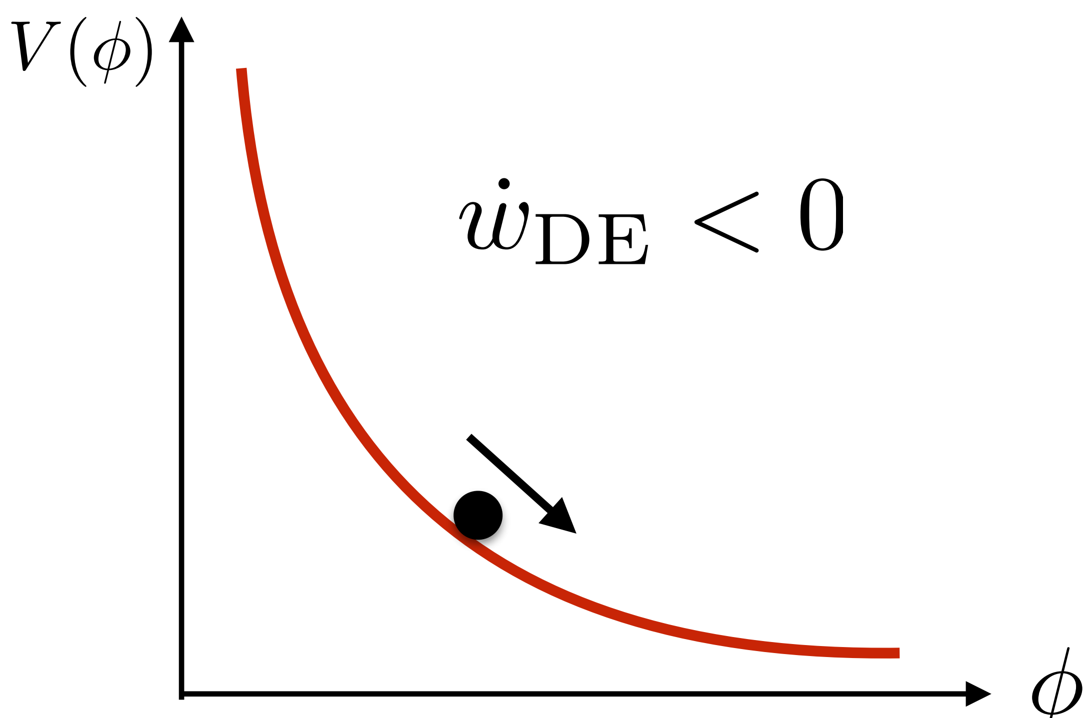
$$G_2 = X - V(\phi) \qquad G_4 = \frac{M_{\rm pl}^2}{2} \qquad G_3 = G_5 = 0$$

Friedmann equations:

$$3M_{\rm pl}^2 H^2 = X + V(\phi) \qquad M_{\rm pl}^2 \dot{H} = X > 0$$

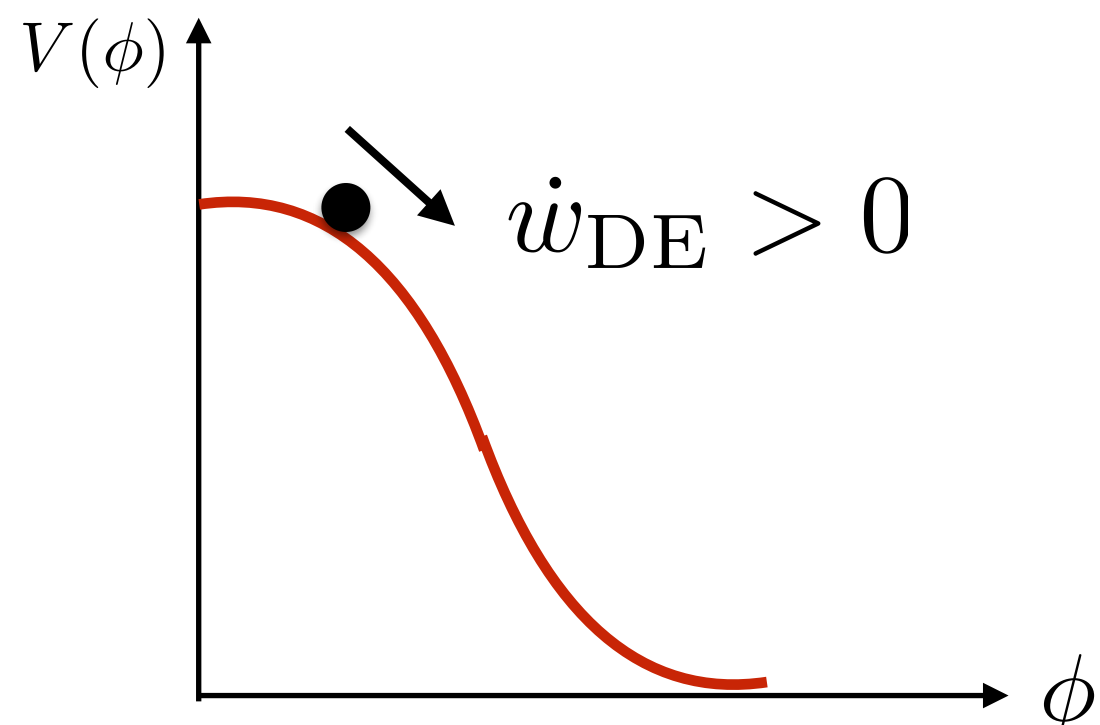
Freezing model

e.g. $V(\phi) = M^{4+p}\left(\dfrac{\phi}{M}\right)^{-p}$



Thawing model

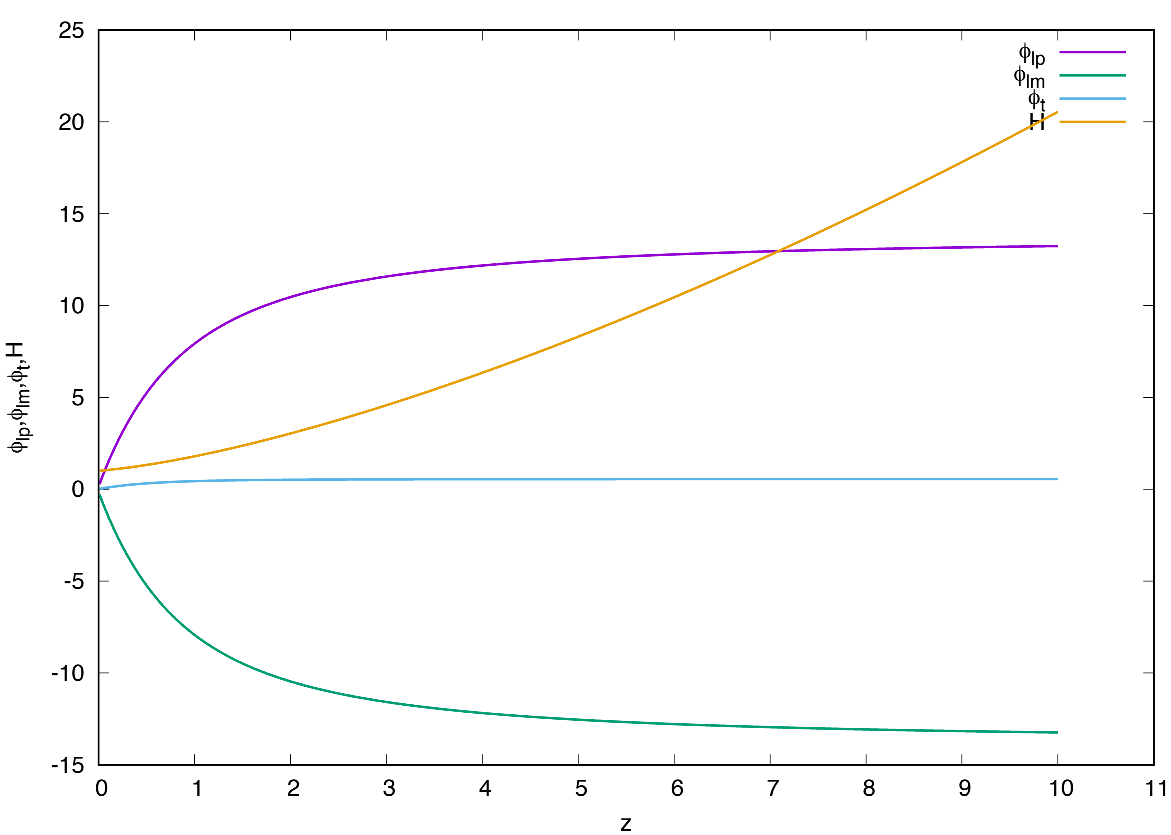
e.g. $V(\phi) = M^4\left\{1 + \cos\left(\dfrac{\phi}{M}\right)\right\}$

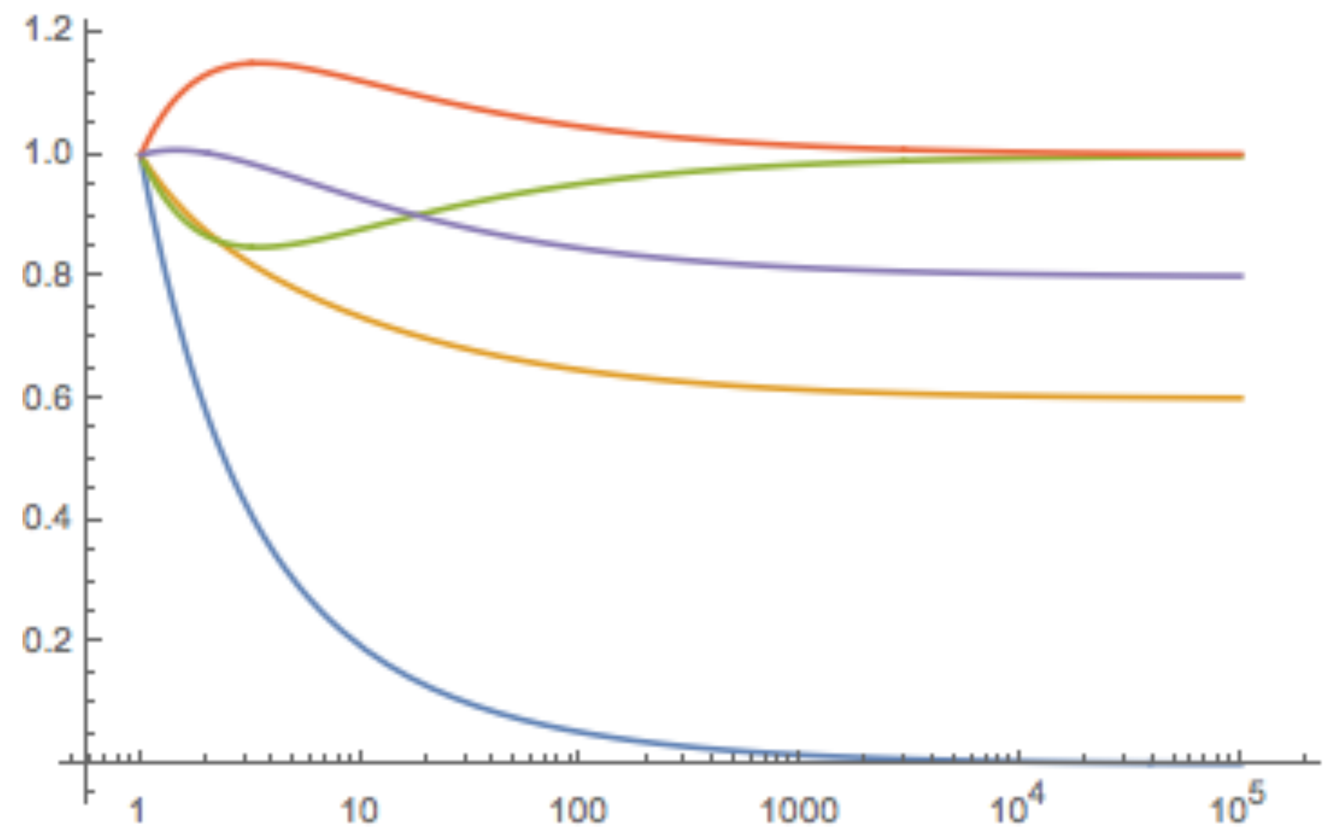


スカラー場の赤方偏移進化

$$\phi(t) = M_\phi \left\{ a_0 + a_1 H_0 t_{LB} + \frac{a_2}{2}(H_0 t_{LB})^2 \right\}$$

$$\phi(z) = M_\phi \left\{ 1 - b_0\left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+z}}\right) - b_1\left(1 - \frac{1}{1+z}\right) - b_0\left(1 - \frac{1}{(1+z)^{3/2}}\right) \right\}$$

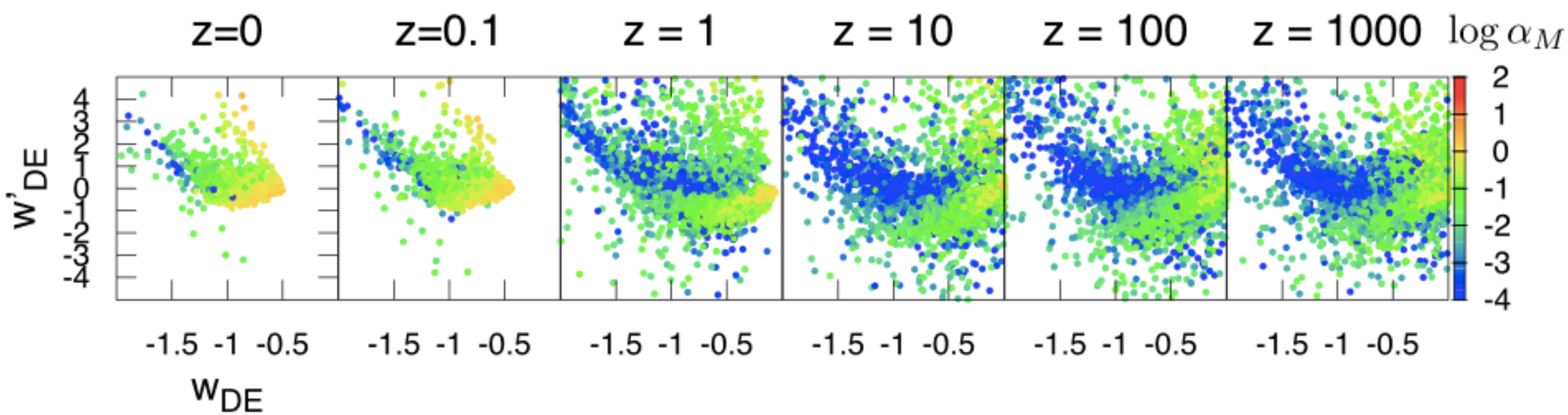




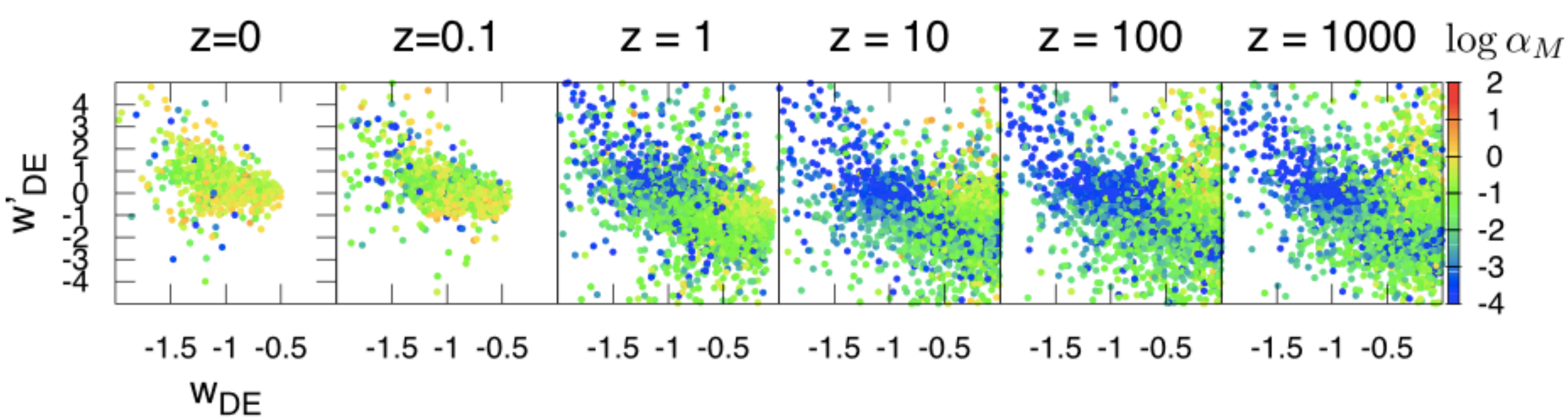
e.g w_{DE}の分布 赤方偏移進化

SA, K.Ichiki, and M.Yamaguchi in progresss

$$\mathcal{L} = G_2(\phi, X) + G_4(\phi)R$$



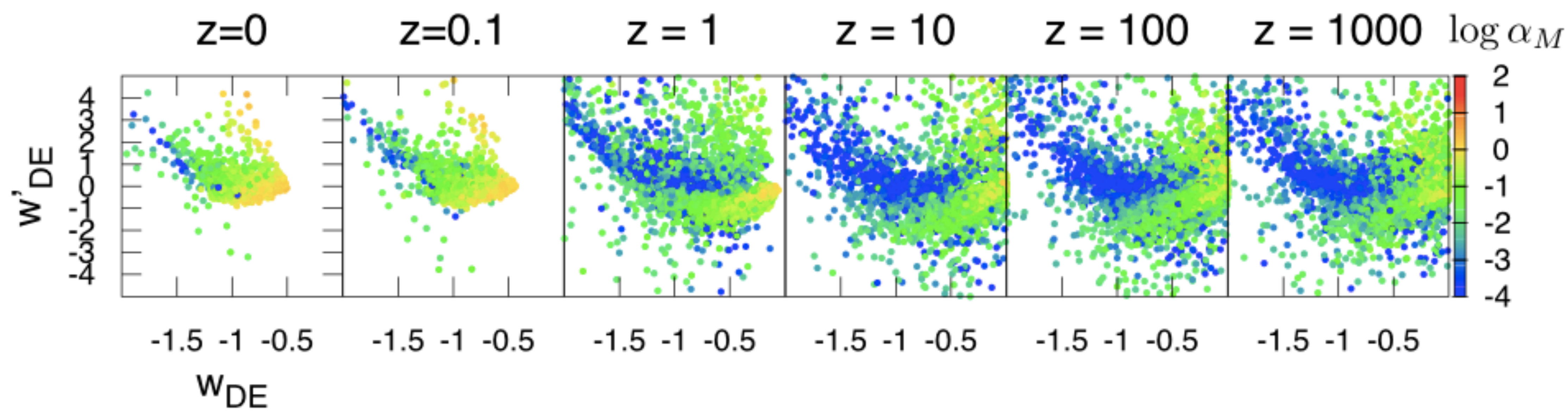
$$\mathcal{L} = G_2(\phi, X) + G_4(\phi, X)R + G_{4X}((\Box\phi)^2 - \nabla_\mu\nabla_\nu\phi\nabla^\mu\nabla^\nu\phi)$$



今後の議論

SA, K.Ichiki, and M.Yamaguchi in progresss

$$\mathcal{L} = G_2(\phi, X) + G_4(\phi)R$$



$$\mathcal{L} = G_3(\phi, X)\Box\phi + G_4(\phi)R$$