

Second-order  
**peculiar velocity field**  
as a novel probe of  
**scalar-tensor theories**

共同研究者：杉山尚徳(国立天文台)

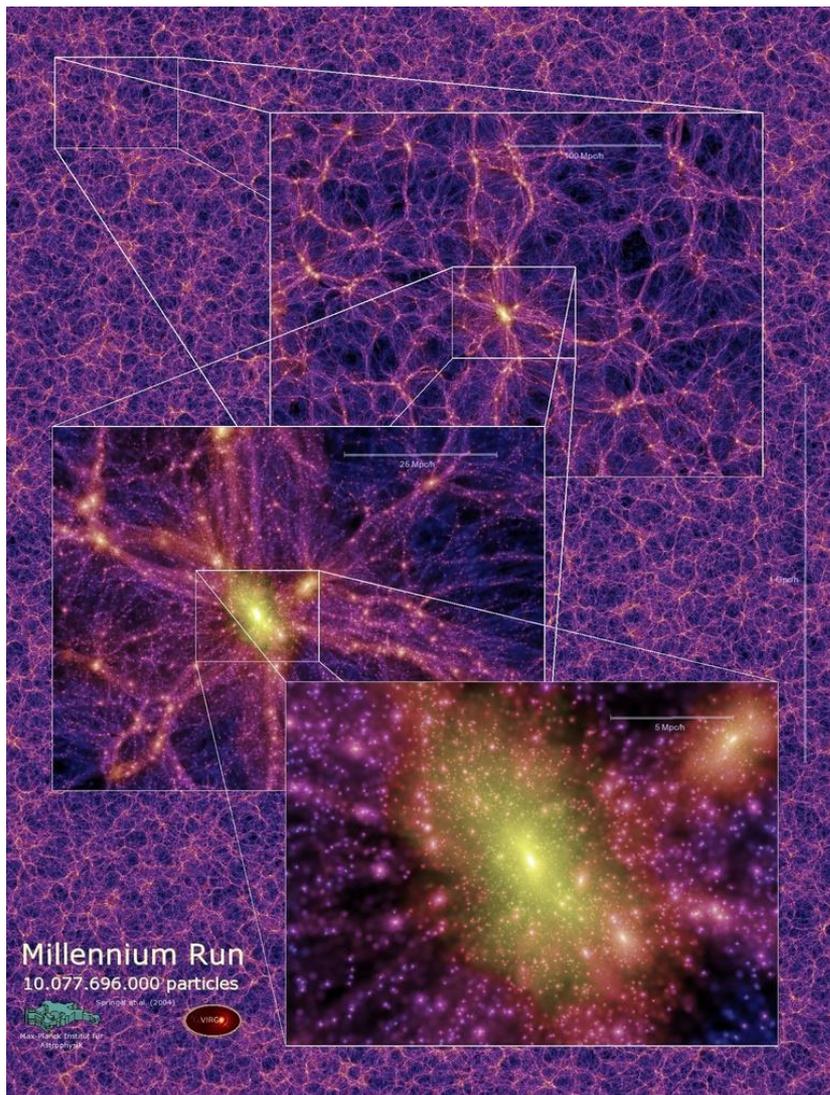
arXiv:2108.02382

山内大介

神奈川大学

工学部物理学教室

# 観測量：銀河数密度揺らぎ



$$\delta_g(\mathbf{x}) = \frac{n_g(\mathbf{x}) - \bar{n}_g}{\bar{n}_g}$$

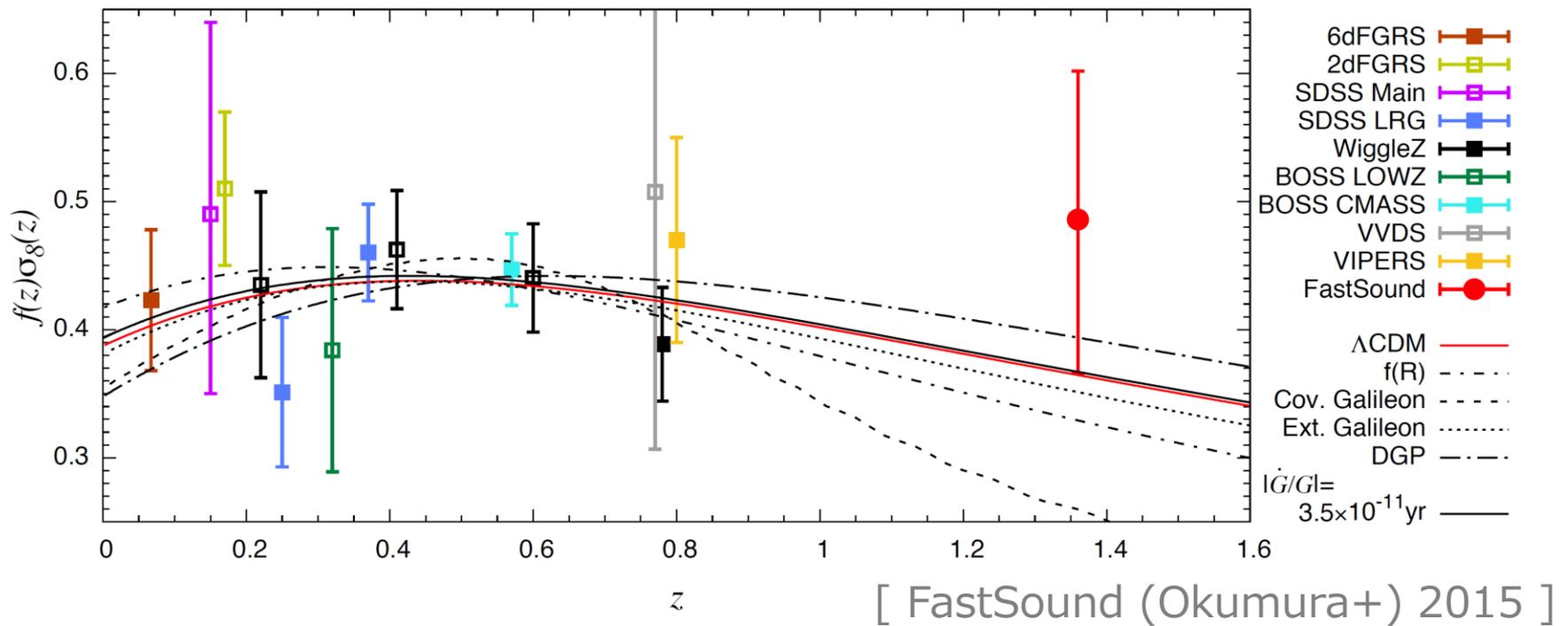
[[目標]]

銀河サーベイの高次相関を  
使って重力理論を検証したい

注：銀河バイアスの不定性を出来る  
だけ少なくしたい

# 重力理論を探るには…

□ 既存の方法：線形成長率  $f(z) = \Omega_m(z)^{\gamma}$

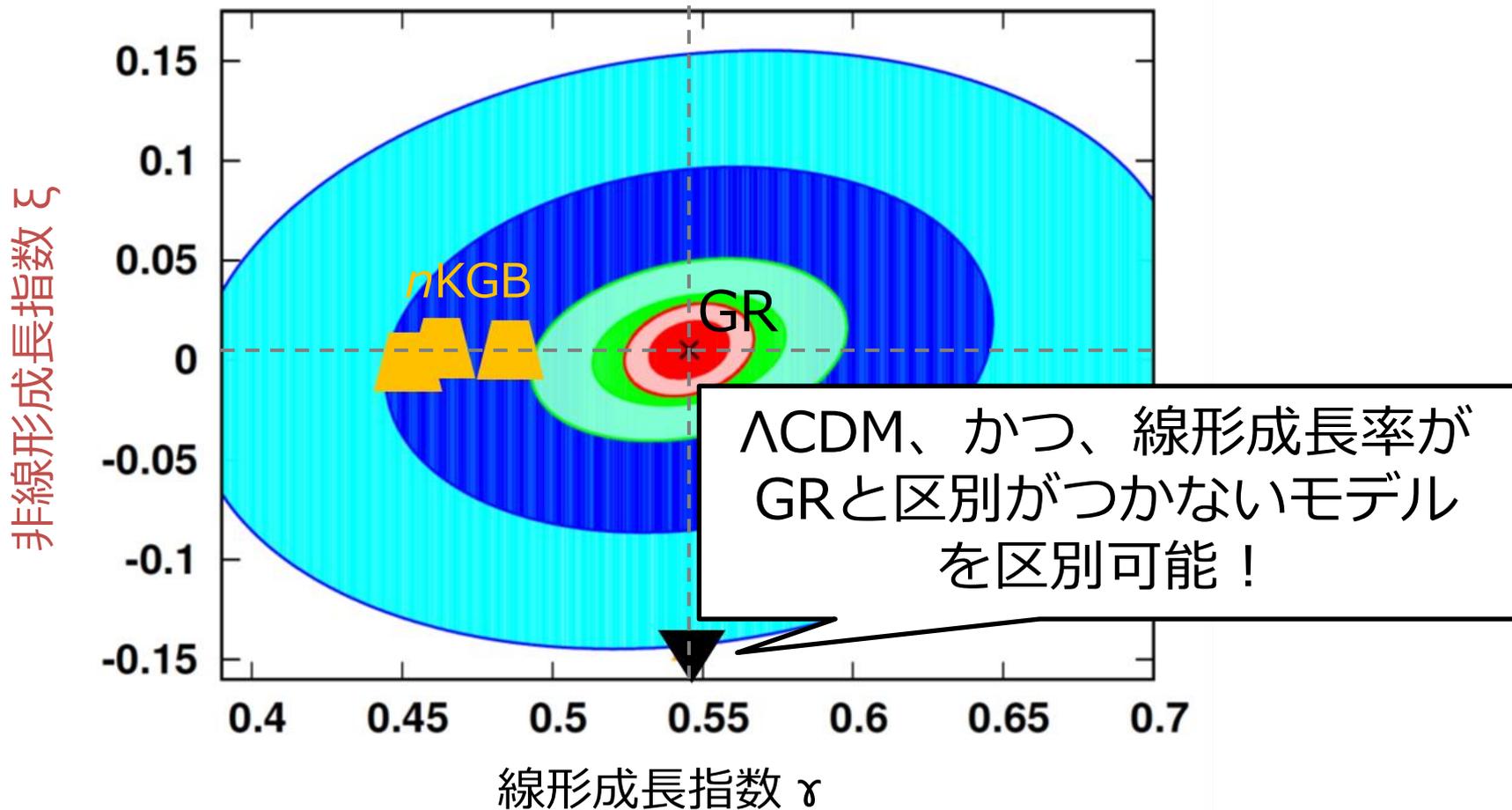


実は…これだけだと理論が縮退してしまう  
(GRと全く同じ振る舞いをするnon-GRの存在)

# 重力理論を探るには…

[DY+Yokoyama+Tashiro(2017)]

□ 非線形重力成長率  $\kappa(z)$ ,  $\lambda(z) = \Omega_m(z)^\xi$



# warm-up: 銀河数密度揺らぎ $\delta_g$ と密度揺らぎ $\delta$ の関係

$$\delta_{g,s}(\mathbf{k}) = Z_1(\mathbf{k})\delta(\mathbf{k}) + \dots$$

関係を決める効果(の一部) :

□ 観測効果(赤方偏移空間変形) → 次ページ

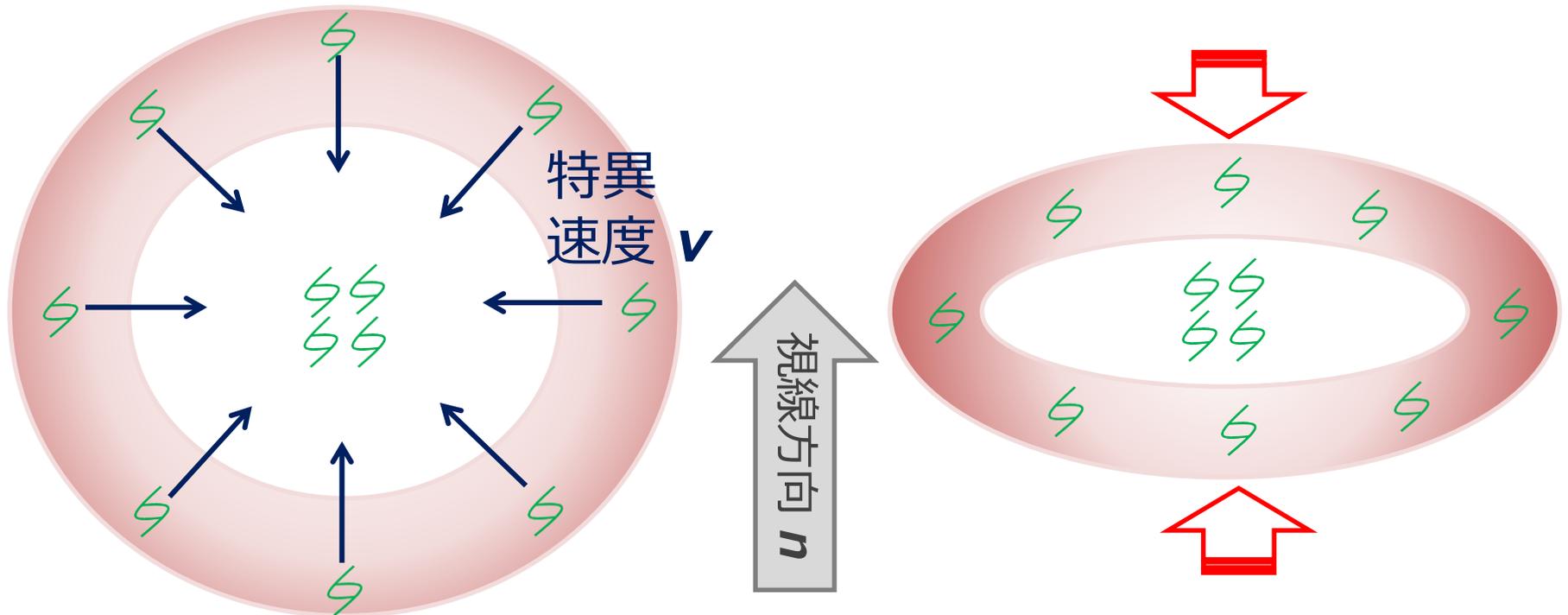
□ 銀河バイアス  $\delta_g(\mathbf{k}) = b_1\delta(\mathbf{k}) + \dots$

観測から決まる

# 赤方偏移空間変形(RSD)

$$\mathbf{s}(t, \mathbf{x}) = \mathbf{x} + \frac{\mathbf{v}(t, \mathbf{x}) \cdot \hat{\mathbf{n}}}{aH} \hat{\mathbf{n}}$$

実空間( $\mathbf{x}$ )  $\longrightarrow$  赤方偏移空間( $\mathbf{s}$ )



# 観測される銀河数密度揺らぎ

$$\begin{aligned}\delta_{g,s}(\mathbf{k}) &= \int d^3x e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{s}} (1 + \delta_g(\mathbf{k})) - \delta_D^3(\mathbf{k}) \\ &= b_1 \delta(\mathbf{k}) + \mu^2 \theta(\mathbf{k}) + \dots \\ &= b_1 \left( 1 + (f/b_1) (\hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{n}})^2 \right) \delta(\mathbf{k}) + \dots\end{aligned}$$

赤方偏移  
空間変形

バイアス  
 $= b_1 \delta(\mathbf{k}) + \dots$

$\theta = \frac{\nabla \cdot \mathbf{v}}{aH} = f\delta$

ポイント:  $(\mathbf{k} \cdot \mathbf{n})$ の展開係数のそれぞれが観測できる

$O[(\mathbf{k} \cdot \mathbf{n})^0] \rightarrow b_1 \delta$  が決まる

$O[(\mathbf{k} \cdot \mathbf{n})^2] \rightarrow f \delta = (f/b_1)(b_1 \delta)$  が決まる

# 観測される銀河数密度揺らぎ

$$\begin{aligned}\delta_{g,s}(\mathbf{k}) &= \int d^3x e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{s}} (1 + \delta_g(\mathbf{k})) - \delta_D^3(\mathbf{k}) \\ &= b_1 \delta(\mathbf{k}) + \mu^2 \theta(\mathbf{k}) + \dots \\ &= b_1 \left( 1 + (f/b_1) (\hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{n}})^2 \right) \delta(\mathbf{k}) + \dots\end{aligned}$$

赤方偏移  
空間変形

バイアス  
 $= b_1 \delta(\mathbf{k}) + \dots$

$\theta = \frac{\nabla \cdot \mathbf{v}}{aH} = f\delta$

ポイント:  $(\mathbf{k} \cdot \mathbf{n})$ の展開係数のそれぞれが観測できる

$O[(\mathbf{k} \cdot \mathbf{n})^0] \rightarrow b_1 \delta$  が決まる

$O[(\mathbf{k} \cdot \mathbf{n})^2] \rightarrow f \delta = (f/b_1)(b_1 \delta)$  が決まる

# 観測される銀河数密度揺らぎ

$$\begin{aligned}\delta_{g,s}(\mathbf{k}) &= \int d^3x e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{s}} (1 + \delta_g(\mathbf{k})) - \delta_D^3(\mathbf{k}) \\ &= b_1 \delta(\mathbf{k}) + \mu^2 \theta(\mathbf{k}) + \dots \\ &= b_1 \left( 1 + (f/b_1)(\hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{n}})^2 \right) \delta(\mathbf{k}) + \dots\end{aligned}$$

赤方偏移  
空間変形

バイアス  
 $= b_1 \delta(\mathbf{k}) + \dots$

$\theta = \frac{\nabla \cdot \mathbf{v}}{aH} = f\delta$

ポイント:  $(\mathbf{k} \cdot \mathbf{n})$ の展開係数のそれぞれが観測できる

$O[(\mathbf{k} \cdot \mathbf{n})^0] \rightarrow b_1 \delta$  が決まる

$O[(\mathbf{k} \cdot \mathbf{n})^2] \rightarrow f \delta = (f/b_1)(b_1 \delta)$  が決まる

# 非線形ではどうなる？

非線形赤方偏移空間変形 + 非線形銀河バイアス

+ **非線形重力成長**

$$\delta(\mathbf{k}) = \delta_{\text{lin}}(\mathbf{k}) + (F_2(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) \delta_{\text{lin}}(\mathbf{p}_1) \star \delta_{\text{lin}}(\mathbf{p}_2))_{\mathbf{k}} + \dots$$

$$F_2(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = \kappa \left[ 1 + \overset{\text{シフト項}}{\mathcal{S}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)} \right] - \frac{2}{7} \lambda \left[ \frac{2}{3} - \overset{\text{タイダル項}}{\mathcal{T}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)} \right]$$

**ポイント**

係数 $\kappa$ と $\lambda$ の時間依存性は重力理論に鋭敏

(参考：線型成長率 $f$ ) [Takushima+Terukina+Yamamoto(2013),  
DY+Yokoyama+Tashiro(2017),...]

# 銀河揺らぎの2次カーネル

= 非線形RSD + 非線形バイアス + 非線形重力進化

非線形銀河バイアス

$$\delta_g(\mathbf{x}) = b_1 \delta(\mathbf{x}) + \frac{1}{2} b_2 \delta^2(\mathbf{x}) + b_{s^2} \left\{ \left[ \frac{\partial_i \partial_j}{\partial^2} \delta(\mathbf{x}) \right]^2 - \frac{1}{3} \delta^2(\mathbf{x}) \right\} + \dots$$

$$\delta_{g,s}(\mathbf{k}) = \int d^3x e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{s}} (1 + \delta_g(\mathbf{x})) - \delta_D^3(\mathbf{k})$$

$$\mathbf{s}(t, \mathbf{x}) = \mathbf{x} + \frac{\mathbf{v}(t, \mathbf{x}) \cdot \hat{\mathbf{n}}}{aH} \hat{\mathbf{n}}$$

非線形RSD

非線形重力進化

$$\begin{aligned} &= \dots + b_1 \delta_2 + (\text{bias})(\delta \star \delta) \\ &\quad + (\hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{n}})^2 \theta_2 + (1\text{st} \times 1\text{st}) + \dots \end{aligned}$$

# 銀河揺らぎの2次カーネル

= 非線形RSD + 非線形バイアス + 非線形重力進化

$$\delta_{g,s}(\mathbf{k}) = Z_1(\mathbf{k})\delta(\mathbf{k}) + \left( Z_2(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) \delta(\mathbf{p}_1) \star \delta(\mathbf{p}_2) \right)_{\mathbf{k}} + \dots$$



$$\begin{aligned} & b_1 F_2(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) + \frac{1}{2} b_2 + b_{s^2} \mathcal{T}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) \\ & + f(\hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{n}})^2 G_2(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) \\ & + \frac{f(\mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{n}})}{2} \left[ (\hat{\mathbf{p}}_1 \cdot \hat{\mathbf{n}}) Z_1(\mathbf{p}_2) + (\hat{\mathbf{p}}_2 \cdot \hat{\mathbf{n}}) Z_1(\mathbf{p}_1) \right] \end{aligned}$$

# 銀河揺らぎの2次カーネル

= 非線形RSD + 非線形バイアス + 非線形重力進化

密度揺らぎの非線型重力進化

$$b_1 F_2(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) + \frac{1}{2} b_2 + b_{s^2} \mathcal{T}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)$$

$$+ f(\hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{n}}) Z_2(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)$$

$$+ \frac{f(k \cdot \hat{\mathbf{n}})}{2} \left[ (\mathbf{p}_1 \cdot \hat{\mathbf{n}}) Z_1(\mathbf{p}_2) + (\hat{\mathbf{p}}_2 \cdot \hat{\mathbf{n}}) Z_1(\mathbf{p}_1) \right]$$

非線形銀河バイアス

□ 特異速度場の非線型重力進化 [非線形RSD]

$$\theta(\mathbf{k}) = f \delta_{\text{lin}}(\mathbf{k}) + f (G_2(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) \delta_{\text{lin}}(\mathbf{p}_1) \star \delta_{\text{lin}}(\mathbf{p}_2))_{\mathbf{k}} + \dots$$

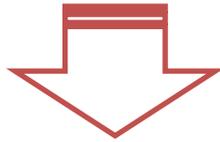
$$G_2(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = \kappa_\theta \left[ 1 + \mathcal{S}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) \right] - \frac{4}{7} \lambda_\theta \left[ \frac{2}{3} - \mathcal{T}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) \right]$$

係数 $\kappa_\theta$ と $\lambda_\theta$ の時間依存性も重力理論に鋭敏

$$+ f (\hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{n}})^2 G_2(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)$$

$$+ \frac{f(\mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{n}})}{2} \left[ (\hat{\mathbf{p}}_1 \cdot \hat{\mathbf{n}}) Z_1(\mathbf{p}_2) + (\hat{\mathbf{p}}_2 \cdot \hat{\mathbf{n}}) Z_1(\mathbf{p}_1) \right]$$

$$\delta_{g,s}(\mathbf{k}) = Z_1(\mathbf{k})\delta(\mathbf{k}) + (Z_2(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)\delta(\mathbf{p}_1) \star \delta(\mathbf{p}_2))_{\mathbf{k}} + \dots$$



✓ **銀河バイスペクトル**を通じて非線形効果を観測可能

$$B_{\text{gal}}(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3) = 2Z_2(\mathbf{k}_3)Z_1(\mathbf{k}_1)Z_1(\mathbf{k}_2)P_\delta(k_1)P_\delta(k_2) + (2 \text{ perms})$$

この講演のメインの疑問

銀河バイアスに左右されずに  
非線形重力成長  $\kappa, \lambda, \kappa_\theta, \lambda_\theta$   
(のいずれか)を観測できるか？

# 銀河バイアスに左右されずに 非線形重力成長を観測できるか？

◆  $O[(\mathbf{k} \cdot \mathbf{n})^0]$ の項はどうか？

$$Z_2 \sigma_8^2 \supset (b_1 \sigma_8)(f \sigma_8) E_f^{-1} \left[ \mathcal{S}(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) + \left( 1 - \frac{4\lambda}{21\kappa} - \frac{b_2}{2b_1\kappa} \right) + \left( \frac{2\lambda}{7\kappa} + \frac{b_{s2}}{b_1\kappa} \right) \mathcal{T}(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) \right]$$

パワーから評価できる項 ←

☑ シフト項から  $E_f = f/\kappa$  が決まる

☑  $\lambda$  は常にバイアスと共に現れる

➡  $\lambda$  はゼロモードからは  
決まらない！

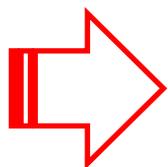
# 銀河バイアスに左右されずに 非線形重力成長を観測できるか？

## ◆ $O[(\mathbf{k} \cdot \mathbf{n})^2]$ の項はどうか？

$$Z_2 \sigma_8^2 \supset (\hat{\mathbf{k}}_3 \cdot \hat{\mathbf{n}})^2 (f \sigma_8)^2 E_f^{-1} \left[ E_s \mathcal{S}(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) + \left( E_s - \frac{8}{21} E_t \right) + \frac{4}{7} E_t \mathcal{T}(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) \right]$$

パワーから評価できる項 ←  $(f \sigma_8)^2$   
 ←  $E_f^{-1}$  バイスペクトル  
 ←  $E_s$  ゼロモード  
 ←  $E_t$  からわかる項

- $E_s = k_\theta / k$  と  $E_t = \lambda_\theta / k$  は銀河バイアスに左右されずに決まる！



バイアスの不定性を避けて重力理論を探るためには特異速度場の寄与が重要！

# 新しい観測量 $E_s = \kappa_\theta / \kappa$ と $E_t = \lambda_\theta / \kappa$

□  $E_s$  と  $E_t$  は観測量に直結するパラメータ

⇒ DHOST理論における理論予言

□ 重力理論の影響はポアソン方程式を通じて現れる！

[Hirano+Kobayashi+DY+Yokoyama(2019)]

$$-\frac{k^2}{a^2 H^2} \Phi = \underbrace{\kappa_\Phi \delta + \nu_\Phi \frac{\dot{\delta}}{H} + \mu_\Phi \frac{\ddot{\delta}}{H^2}}_{\text{線形項}} + \underbrace{\tau_{\Phi,\alpha} \left( \left[ 1 - \mathcal{S}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) \right] \delta(\mathbf{p}_1) \star \delta(\mathbf{p}_2) \right)_k + \tau_{\Phi,\gamma} \left( \left[ \frac{2}{3} - \mathcal{T}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) \right] \delta(\mathbf{p}_1) \star \delta(\mathbf{p}_2) \right)_k + \dots}_{\text{非線形補正項}}$$

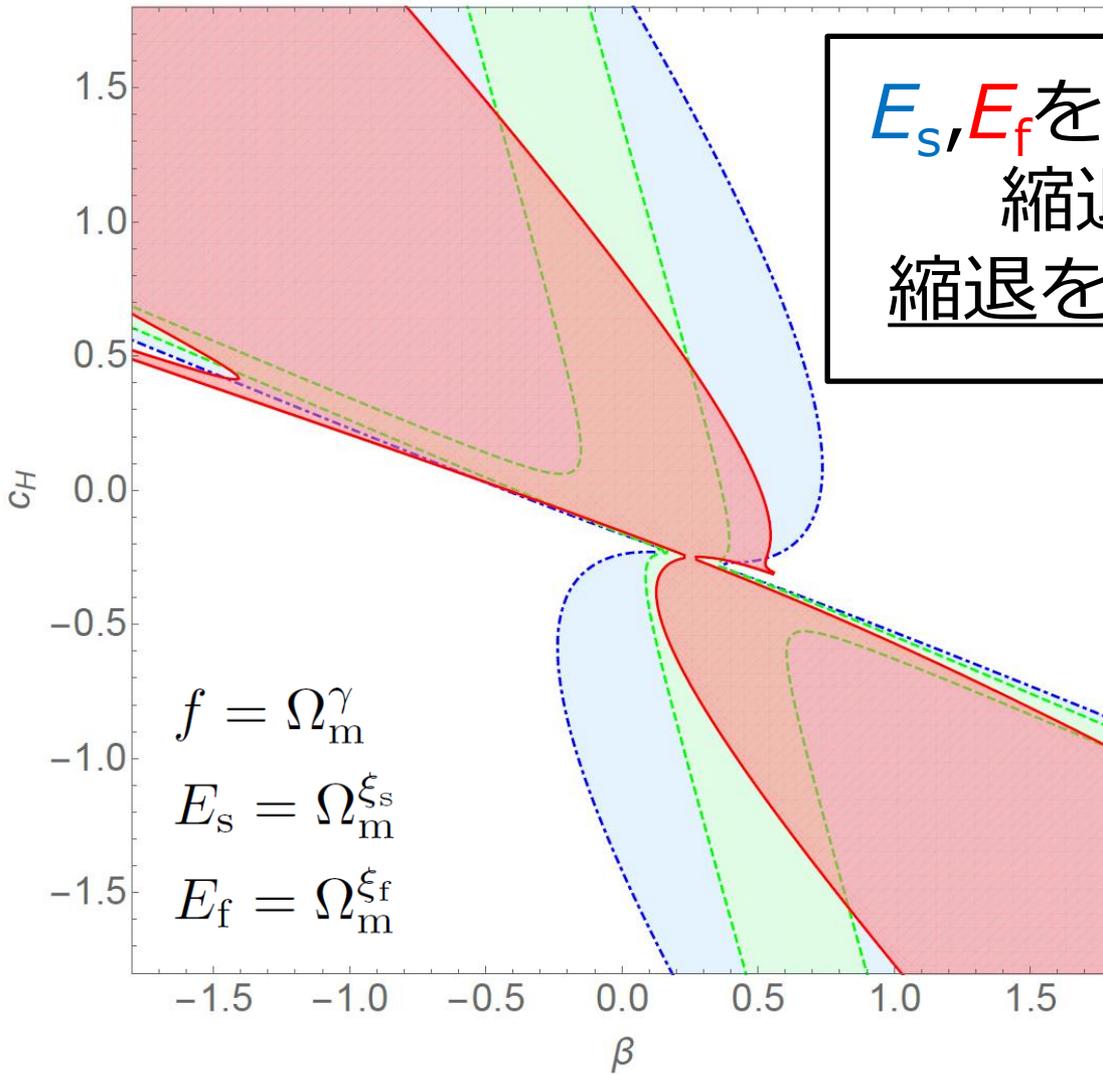
$\kappa_\Phi, \nu_\Phi, \mu_\Phi, \tau_{\Phi,\alpha}, \tau_{\Phi,\gamma}$  は理論を決めると決まる時間の関数

[Hirano+Kobayashi+DY+Yokoyama(2020)]

⇒  $F_2, G_2$  カーネルの係数 ( $\kappa, \lambda, \kappa_\theta, \lambda_\theta$ ) の運動方程式を導出

# $f, E_s, E_f$ を組み合わせさせた制限

$E_s, E_f$ を使うことで $f$ だけでは  
縮退する理論空間の  
縮退を解くことができる!



$|\gamma - 6/11| < 0.1$  [観測から]  
 $|\xi_s| < 0.2$  [仮想的]  
 $|\xi_t - 3/143| < 0.2$  [仮想的]

# まとめ

- バイアスの不定性を避けて重力理論を探るためには特異速度場の寄与が重要！

⇒ 観測と直結するパラメータ  $E_s, E_t$  を導入

- 非線形重力成長の情報を加えることで、線型成長率  $f$  だけでは縮退してしまう理論空間を制限することが可能になる

# 1次, 2次密度揺らぎ運動方程式

□ 1次運動方程式  $f = d \ln(\delta) / d \ln(a)$

$$\frac{df}{d \ln a} + \left( 2 + \varsigma + \frac{d \ln H}{d \ln a} \right) f + f^2 - \frac{3}{2} \Omega_m \Xi = 0$$

□ 2次運動方程式  $\zeta = \kappa, \lambda$

$$\frac{d^2 \zeta}{d \ln a^2} + \left( 2 + \varsigma + \frac{d \ln H}{d \ln a} + 4f \right) \frac{d \zeta}{d \ln a} + \left( 2f^2 + \frac{3}{2} \Omega_m \Xi \right) \zeta = S_\zeta$$

$$\left\{ \begin{array}{l} S_\kappa = \frac{1}{1 - \mu_\Phi} \left( 2f^2 + \frac{3}{2} \Omega_m \Xi - \sigma f + \tau_{\Phi, \alpha} \right) \\ S_\lambda = \frac{7}{2(1 - \mu_\Phi)} \left( -f^2 + \tau_{\Phi, \gamma} \right) . \end{array} \right.$$

# Small-scale effective DHOST Lagrangian

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_2 = & \frac{M^2 a}{2} \left[ 4(1 + \alpha_H) \Psi \partial^2 \Phi - 2(1 + \alpha_T) \Psi \partial^2 \Psi - \beta_3 \Phi \partial^2 \Phi \right. \\
 & + 4 \left\{ \alpha_M - \alpha_T + \frac{(aM^2 \alpha_H) \dot{\phantom{Q}}}{aM^2 H} \right\} \Psi \partial^2 Q - 4 \left\{ \alpha_B - \alpha_H + \frac{(aM^2 \beta_3) \dot{\phantom{Q}}}{2aM^2 H} \right\} \Phi \partial^2 Q + c_{QQ} Q \partial^2 Q \\
 & \left. + \left\{ 4\alpha_H \frac{\dot{\Psi}}{H} - 2(2\beta_1 + \beta_3) \frac{\dot{\Phi}}{H} + (4\beta_1 + \beta_3) \frac{\ddot{Q}}{H^2} \right\} \partial^2 Q \right] - a^3 \rho_m \Phi \delta,
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_3 = & \frac{M^2}{2aH^2} \left[ -\frac{1}{2} c_{QQQ} (\partial Q)^2 \partial^2 Q + \left\{ (\alpha_V - \alpha_H - 4\beta_1) \Phi + \alpha_T \Psi \right\} \left\{ (\partial^2 Q)^2 - (\partial_i \partial_j Q)^2 \right\} \right. \\
 & \left. + \left\{ -4\alpha_H \partial_i \Psi + 2(2\beta_1 + \beta_3) \partial_i \Phi - 2(4\beta_1 + \beta_3) \frac{\partial_i \dot{Q}}{H} \right\} \partial_j Q \partial_i \partial_j Q \right].
 \end{aligned}$$

# Shift-symmetric DHOST cosmology with $c_T=c$

## □ 仮定

- ✓ 物質優勢期--暗黒エネルギー優勢期初期
- ✓  $G_2 \propto X^p$
- ✓ Tracker solution  $HX^q = \text{const}$

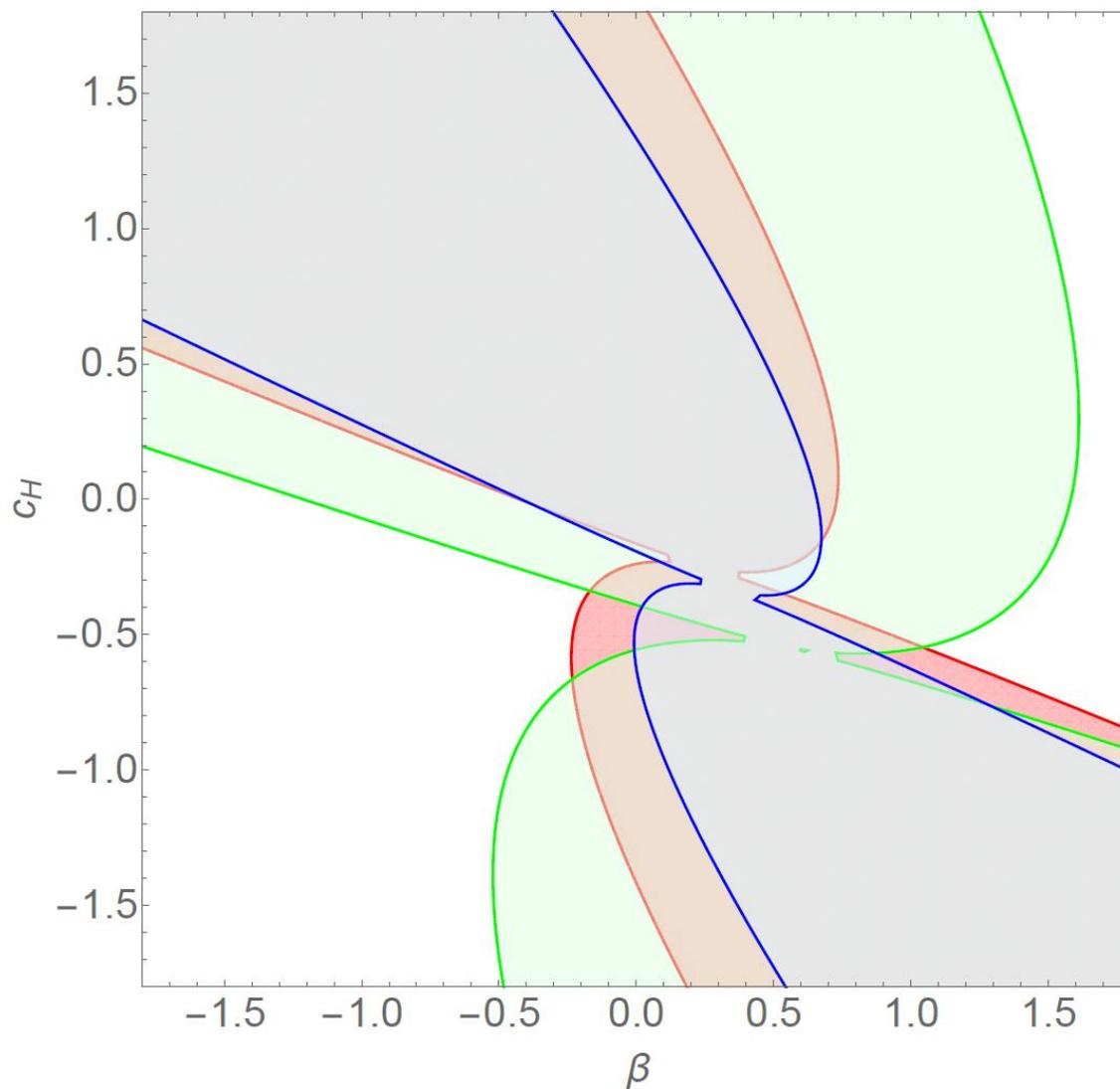
## □ $(p,q)=(1,1/2)$ [Crisostomi+Koyama(2018)]

$$w^{(0)} = -1 + \frac{c_H + 2p}{4q},$$

$$c_B = -p - \frac{c_H}{3} - \frac{3\beta(2q-1)}{4q}$$

$$c_T = 0, \quad c_V = -c_H \quad c_M = \frac{3}{4q} c_H$$

# $E_s$ を使ったパラメータの制限



# $E_f$ を使ったパラメータの制限

