90分

宇宙の大規模構造とダークエネルギー

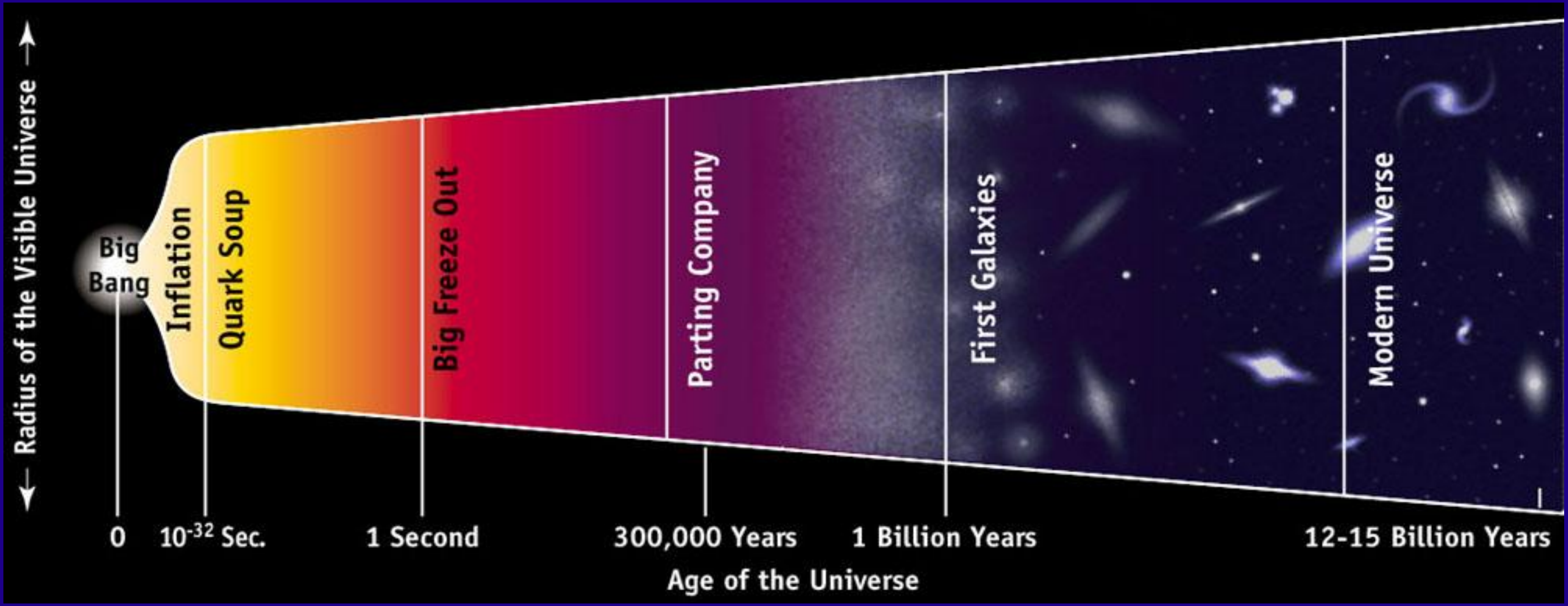
松原隆彦 （名古屋大学）

研究会「超弦理論と宇宙」
（尾道、松翠園） 2008年2月12日

Part I

宇宙の大規模構造

A Brief History of the Universe



インフレーション
クォークスープ
原子核合成
宇宙の晴れ上がり
最初の銀河
現在の宇宙

WMAP

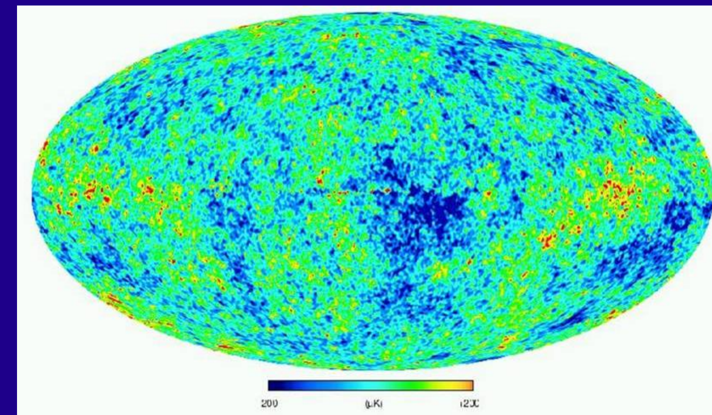
SDSS

image from Cosmic Mystery Tour page

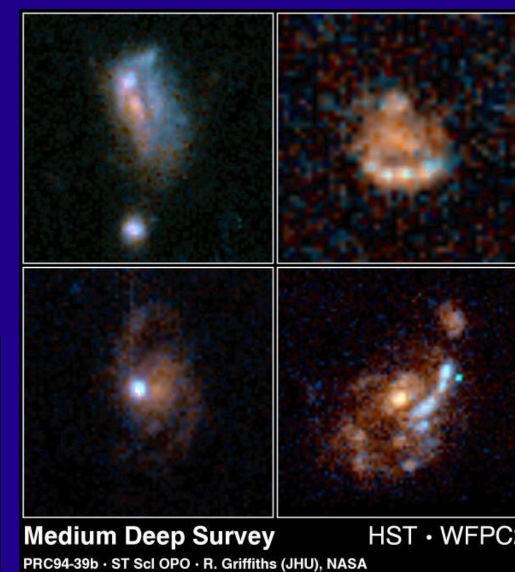
宇宙のエネルギースケール

- ≫ 1 TeV, ≪ 10^{-12} sec
  - 物理が不確定な領域:
    - 宇宙創成以前、弦理論、余剰次元、大統一理論、インフレーション、非対称バリオン生成、、、
- ~ 100 MeV, ~ 10^{-4} sec
  - クォーク・ハドロン転移
- ~ 100 keV, ~ 5 min
  - 元素合成
- ~ 0.3 eV, ~ 400,000 years
  - 水素の中性化、宇宙の晴れ上がり
- 現在 : ~ 0.0003 eV, 13,700,000 ,000 years

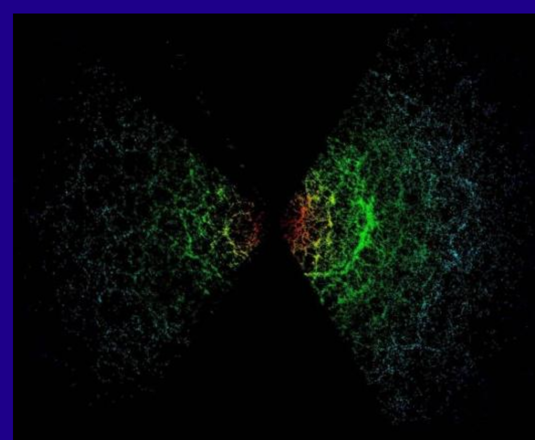
宇宙の構造形成



- ~ 7万年, z ~ 3000
  - 物質優勢、重力によるゆらぎの成長
- ~ 38万年, z ~ 1100
  - 宇宙の晴れ上がり時点で、わずかな密度ゆらぎ ($\sim 10^{-5}$)



- ~ 5億年, z ~ 10
  - 星形成、銀河形成の開始
- ~ 10億年, z ~ 6
  - 宇宙の再イオン化
  - 大規模構造の形成



- ~ 50億年, z ~ 1
  - ダークエネルギーの台頭
- 現在 : 137億年, z = 0

宇宙の大規模構造

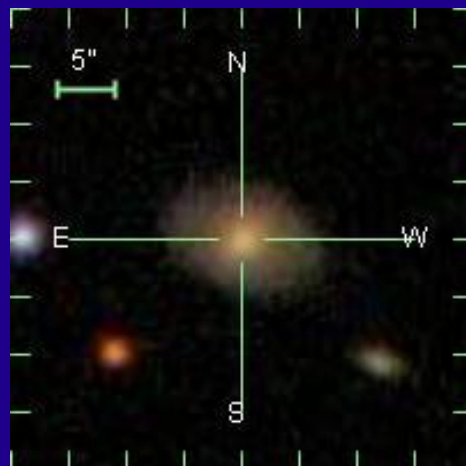
- 小さな初期ゆらぎ ⇒ 現在の大規模構造
  - 不確定な物理により生まれた初期ゆらぎ
    - 宇宙背景放射のゆらぎや宇宙大規模構造となって、現在観測可能
  - 初期ゆらぎと、観測するゆらぎの関係は複雑
    - 自明ではない理論的問題
    - さまざまな観測効果（有限性、測定ノイズ）を受けたデータ

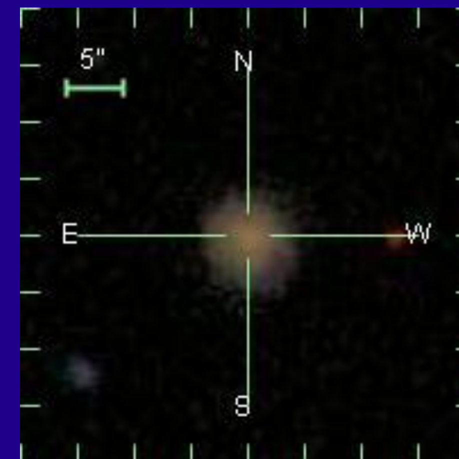
宇宙の大規模構造

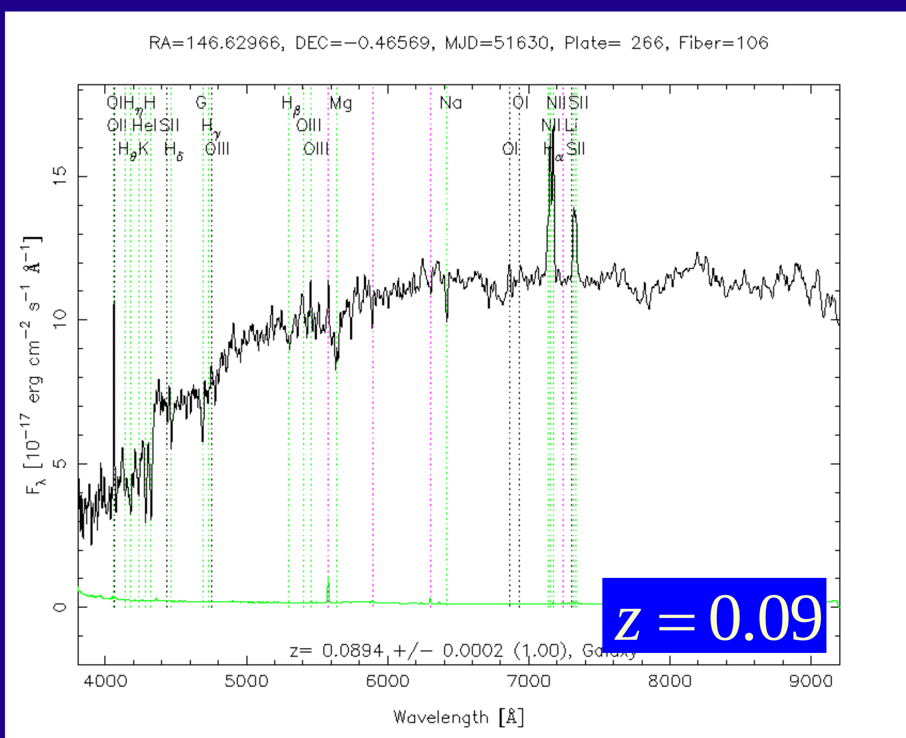
- 大規模構造を用いた宇宙の測定
  - 大規模構造:特徴的スケールの利用
  - 宇宙の幾何構造
    - 曲率
    - トポロジー
  - 膨張率の精密測定
    - 宇宙のエネルギー組成
    - ダークエネルギー

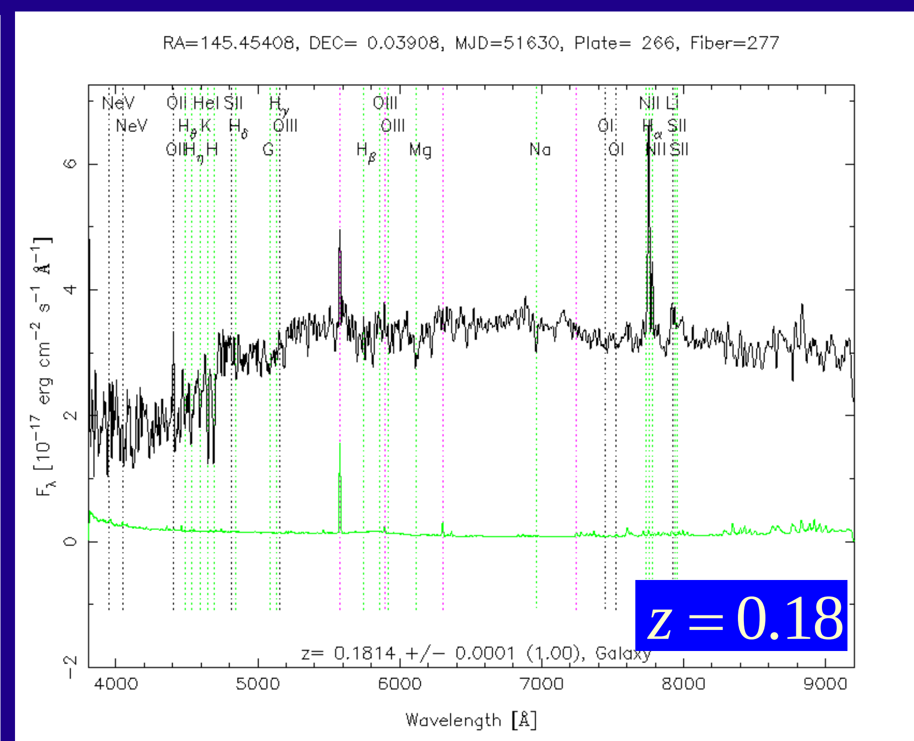
遠方銀河までの距離測定

- 例
  - SDSS 銀河のスペクトル



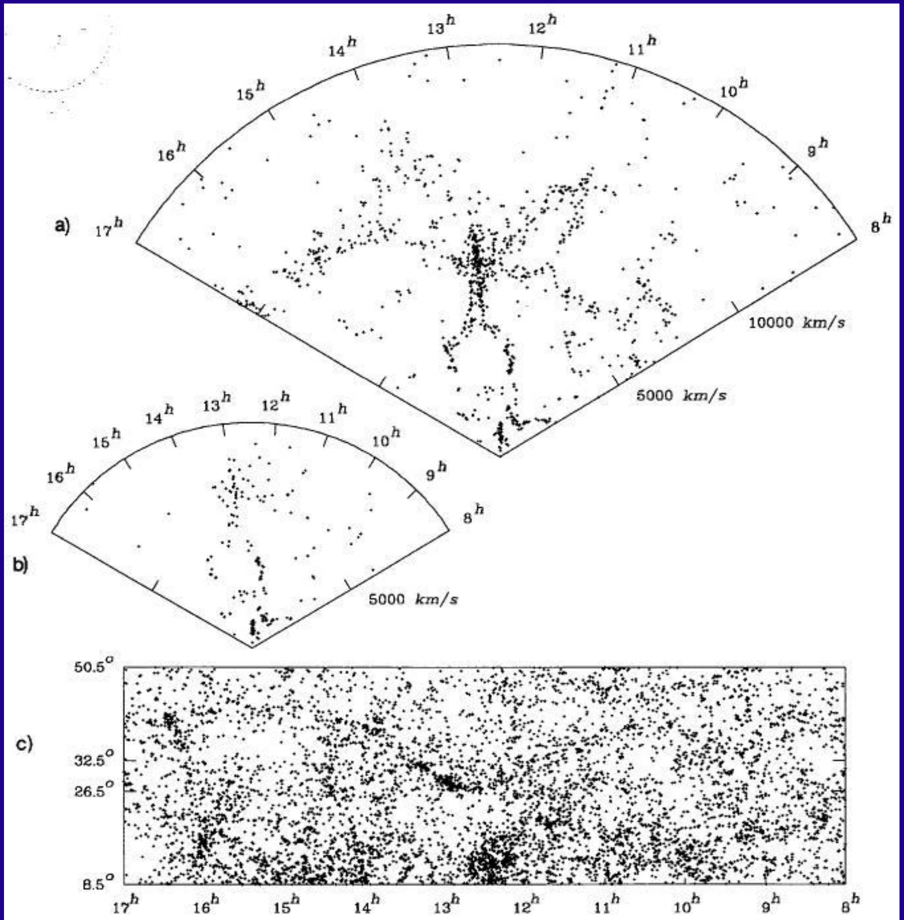






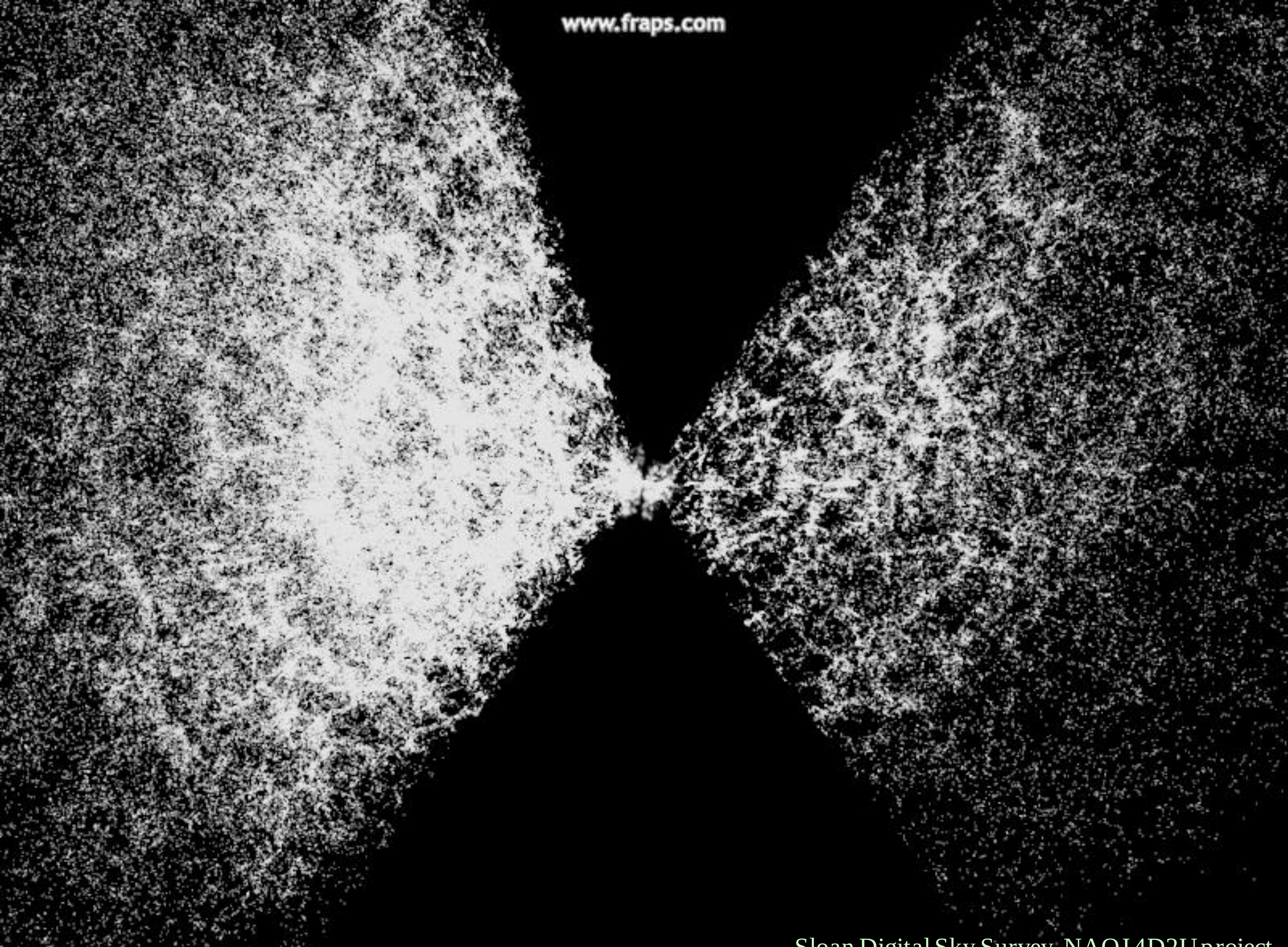
銀河赤方偏移サーベイ

- 例 1: CfA Redshift Survey
  - de Lapparent, Geller & Huchra (1986)
  - 1100 galaxies



銀河赤方偏移サーベイ

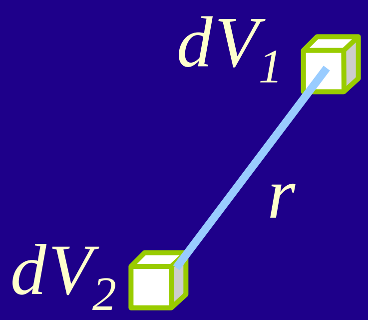
- 例 2: SDSS (Sloan Digital Sky Survey)
  - 2.5m 専用望遠鏡 [Apache point, New Mexico]
  - 史上最大、ほぼ終了 (~ 2008)
  - 1,000,000 galaxies, 100,000 quasars
  - 銀河の3次元地図



Sloan Digital Sky Survey, NAOJ 4D2U project

大規模構造の定量化

- 銀河の相関関数
  - Totsuji & Kihara (1969)
    - スケールの関数としての銀河の群れ集まり方の指標



$$\boxed{dP = \bar{n}^2 dV_1 dV_2 \left[1 + \xi(r)\right]}$$

両方のセルに銀河が入る確率

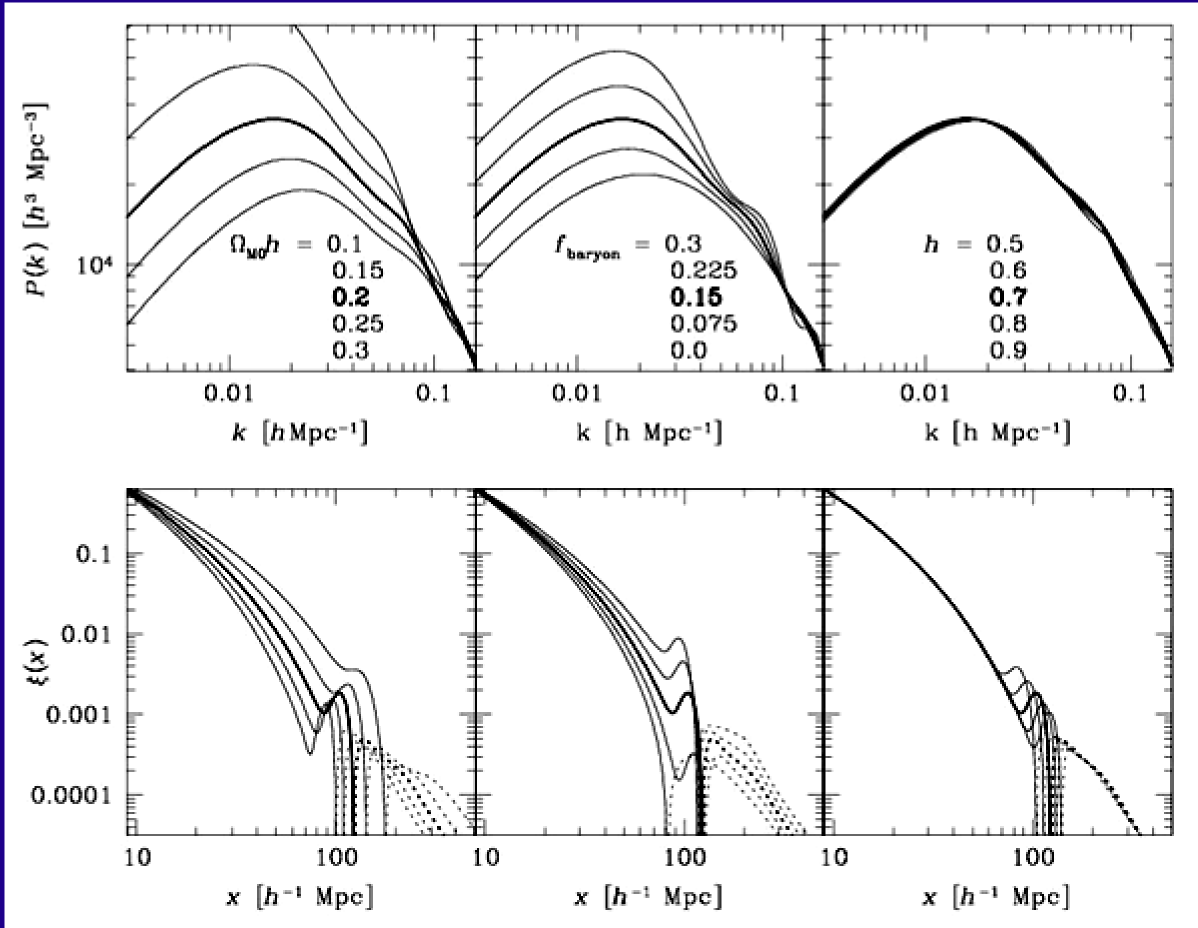
空間相関関数

- パワースペクトル
  - 相関関数のフーリエ変換

$$\boxed{P(k) = \int d^3 r\, e^{-i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}}\ \xi(|\boldsymbol{r}|)}$$

パワースペクトルと相関関数

- 宇宙論モデルパラメータ依存性
  - 物質優勢時のホライズンサイズ、晴れ上がり時のバリオン音響振動サイズ、などを介して銀河相関に影響



(線形理論)

TM 2004

まとめ I

- 銀河の大規模な空間分布は初期ゆらぎの重要なプローブ

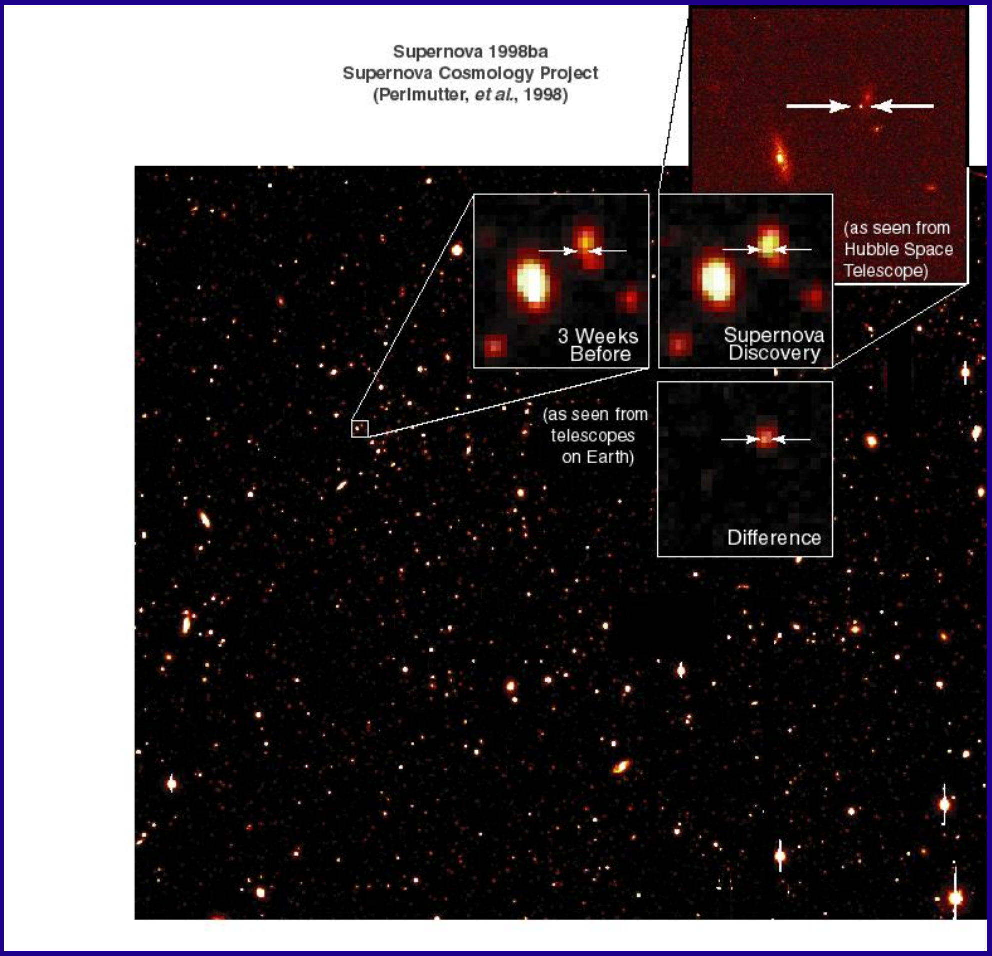
- 定量的な指標：相関関数、パワースペクトル

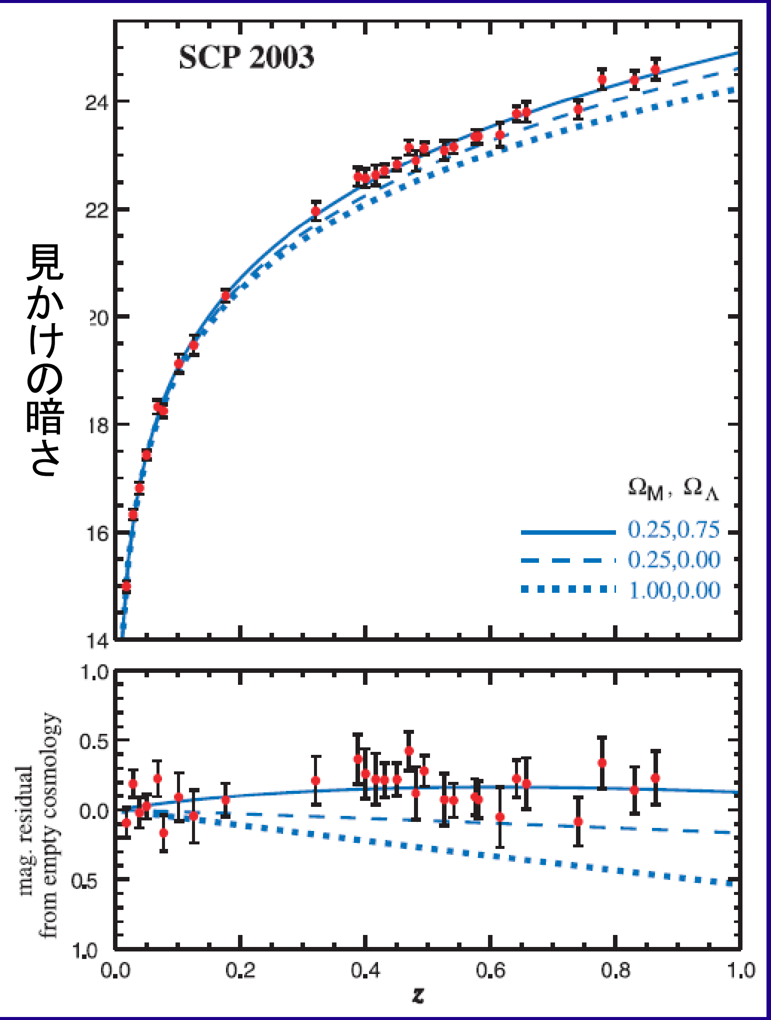
Part II

ダークエネルギーとその測定法

ダークエネルギー

- 宇宙の加速膨張





Knop et al. (2003)

宇宙の加速とダークエネルギー

- 空間体積あたりのエネルギーがほぼ一定になるようなものがあると宇宙が加速
  - 熱力学第一法則

$$\boxed{\begin{aligned}&\rho \approx \text{一定}:\ dU \approx \rho dV \\ &\text{断熱膨張}:\ dU = -p dV \quad \therefore \quad p \approx -\rho\end{aligned}}$$

  - 一様等方アインシュタイン方程式

$$\boxed{\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3c^2}\left(\rho + 3p\right) \approx \frac{8\pi G}{3c^2}\rho > 0}$$

  - 状態方程式パラメータ “w”

$\boxed{p = w_{\mathrm{DE}}\rho}$ $\quad w_{\mathrm{DE}} < -\dfrac{1}{3}$ なら加速

ダークエネルギーの例

- アインシュタインの宇宙項

$$R^{\mu}{}_{\nu} - \frac{1}{2}\delta^{\mu}{}_{\nu}R + \Lambda\delta^{\mu}{}_{\nu} = \frac{8\pi G}{c^4}T^{\mu}{}_{\nu}$$

$$p_{\Lambda} = -\rho_{\Lambda} = -\frac{c^4\Lambda}{8\pi G} \quad \therefore w_{\mathrm{DE}} = -1$$

- スカラー場

$$L = -\frac{1}{2}\partial_{\mu}\phi\,\partial^{\mu}\phi - V(\phi)$$

$$\rho = \frac{\phi'^2}{2a^2} + V,\ \ p = \frac{\phi'^2}{2a^2} - V$$

スロースロール $\phi' \approx 0$ のとき

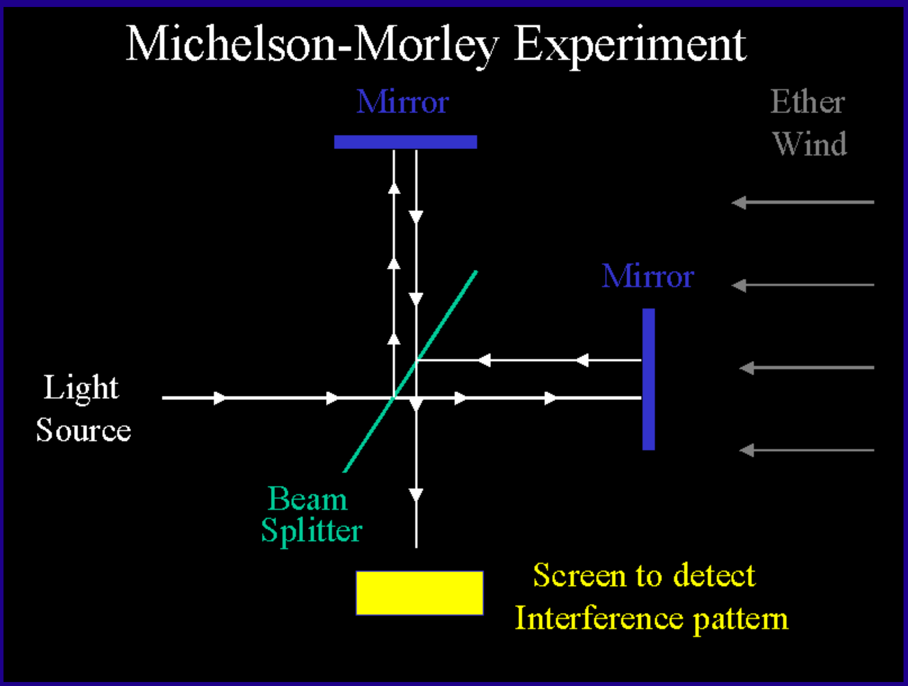
$$w = \left(\frac{\phi'^2}{2a^2} - V\right) \Bigg/ \left(\frac{\phi'^2}{2a^2} + V\right) \approx -1$$

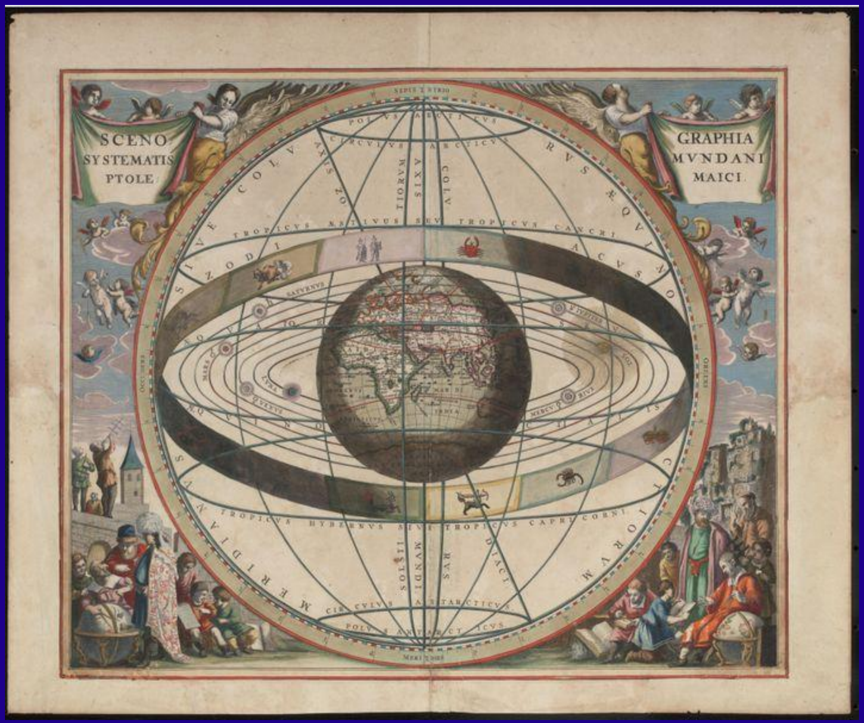
ダークエネルギーの正体？

- 他にはない未知のエネルギー形態
- アインシュタインの宇宙項？
  - かもしれないが、理論的に不自然（不満足）
- 量子場の真空エネルギー？
  - にしては小さすぎる（120桁以上）
- 何らかのスカラー場？
  - 微調整問題
- これまで量子論、相対論の基本的問題でありながら、解決が避けられてきた
  - 観測によるインプットが可能になり、大きな進歩の可能性

ダークエネルギーの正体？

- ダークエネルギー
  - 現在宇宙論の本質的仮説だが、正体不明
    現代のエーテルか、周転円か？





⇒ 精密な測定により本質を明らかに

ダークエネルギーの測り方：基本事項

- 直接測定できない
  - 非常に薄く広がっている
  - 宇宙膨張への影響により間接的に推定
  - 膨張率を知るためには、なにか「宇宙ものさし」となる標準スケールが必要
  - 膨張率の時間変化を知るため、ある程度広い赤方偏移の領域の観測が必要
- 「宇宙ものさし」となる量を観測
  - 明るさ　→　代表例：Ia型超新星
  - ゆらぎの成長　→　クラスター密度、弱重力レンズなど
  - サイズ　→　密度ゆらぎのスケールを使う：BAOなど

ダークエネルギーの測り方：膨張率

- ダークエネルギーと観測を結ぶ基本量は膨張率の時間変化 $H(z) = \dot{a}/a$

$$H(z) = H_0 \sqrt{(1+z)^3 \Omega_{\mathrm{M}} + (1+z)^2 \Omega_{\mathrm{K}} + (1+z)^3 \exp\left(3\int_0^z \frac{w_{\mathrm{DE}} dz}{1+z}\right) \Omega_{\mathrm{DE}}}$$

  - 質量密度 Ω_{M}
  - 曲率 $\Omega_{\mathrm{K}} = 1 - \Omega_{\mathrm{M}} - \Omega_{\mathrm{DE}}$
  - ダークエネルギー密度 Ω_{DE}
  - 状態方程式パラメータ w_{DE}

  - 状態方程式パラメータ $w(z)$ の振る舞いが興味の対象

    宇宙項？ クインテッセンス？ 予期しない物理？

    現代物理の未知領域への扉

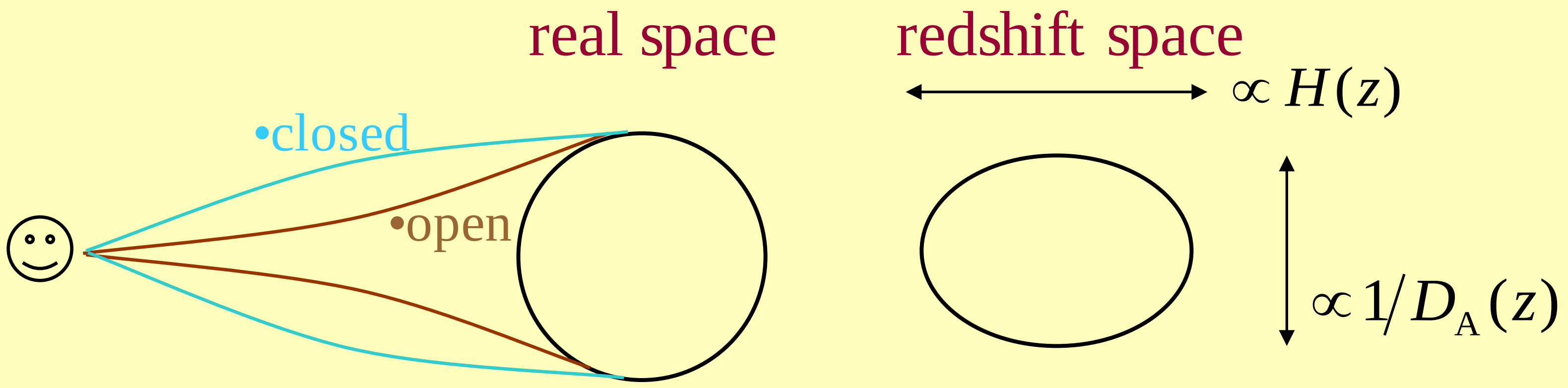
ダークエネルギーの測り方：見かけのサイズ

- 天体の見かけのサイズと膨張率
  - 宇宙ものさし$dx_{\|}, dx_{\perp}$ が知れたときの天体の見かけのサイズ

    奥行き： $dz = H(z) dx_{\|}$

    横サイズ $d\theta = dx_{\perp} / D_{\mathrm{A}}(z)$

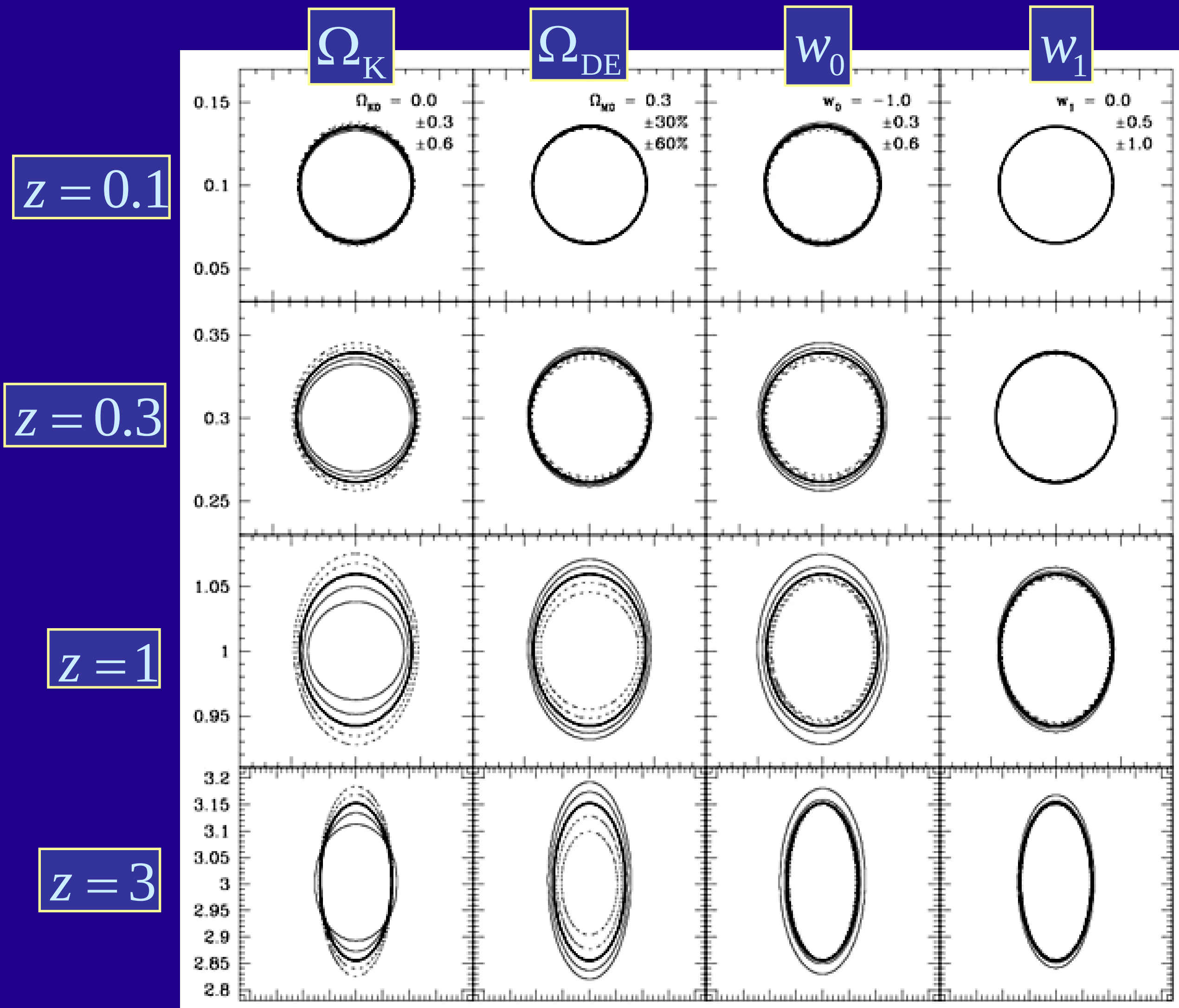
•



$$D_{\mathrm{A}}(z) = \frac{1}{H_0 \sqrt{\Omega_{\mathrm{K}}}} \sinh\left(H_0 \sqrt{\Omega_{\mathrm{K}}} \int_0^z \frac{dz'}{H(z')} \right)$$

ダークエネルギーと見かけのサイズ

- 球の変形度:ダークエネルギー依存性



$$\left(w_{DE}(z) = w_0 + w_1 z\right)$$

視線方向

TM (2004)

まとめ II

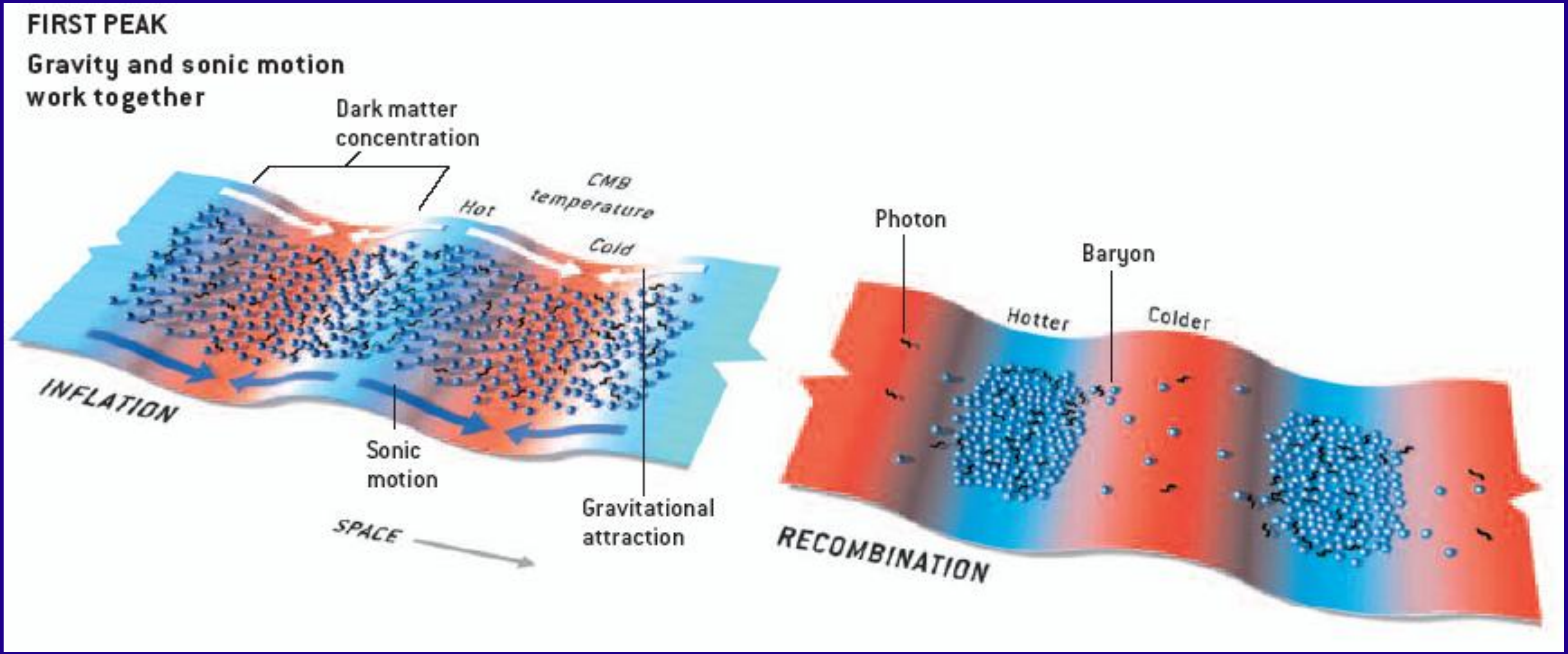
- 宇宙の加速膨張を説明するダークエネルギー
- 膨張率 $H(z)$ の精密測定により、ダークエネルギーの性質や正体を観測的に制限することが可能

Part III

大規模構造における、
バリオン音響振動を用いた
ダークエネルギーの測定法

バリオン音響振動

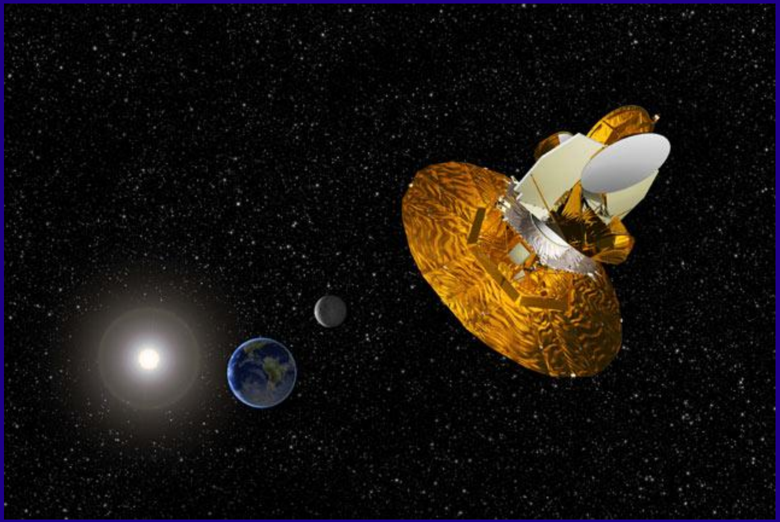
- バリオン音響振動 (Baryon Acoustic Oscillation; BAO)
  - 晴れ上がり (z ~ 1100) 以前:
    - バリオン･光子混合流体がダークマターの作るポテンシャル中で振動
  - 晴れ上がり時に圧縮位相にあるスケールのゆらぎが特徴的スケール
  - 晴れ上がり時のゆらぎのパターンがそのまま現在まで増幅

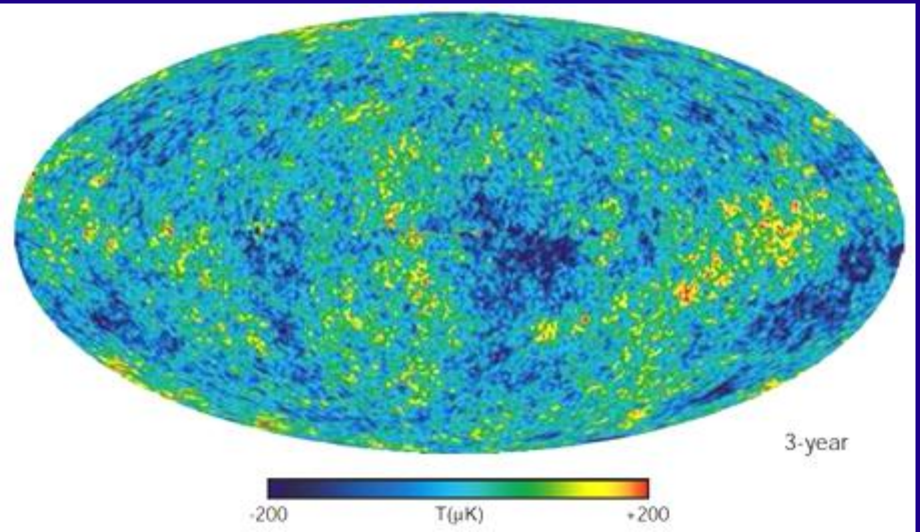


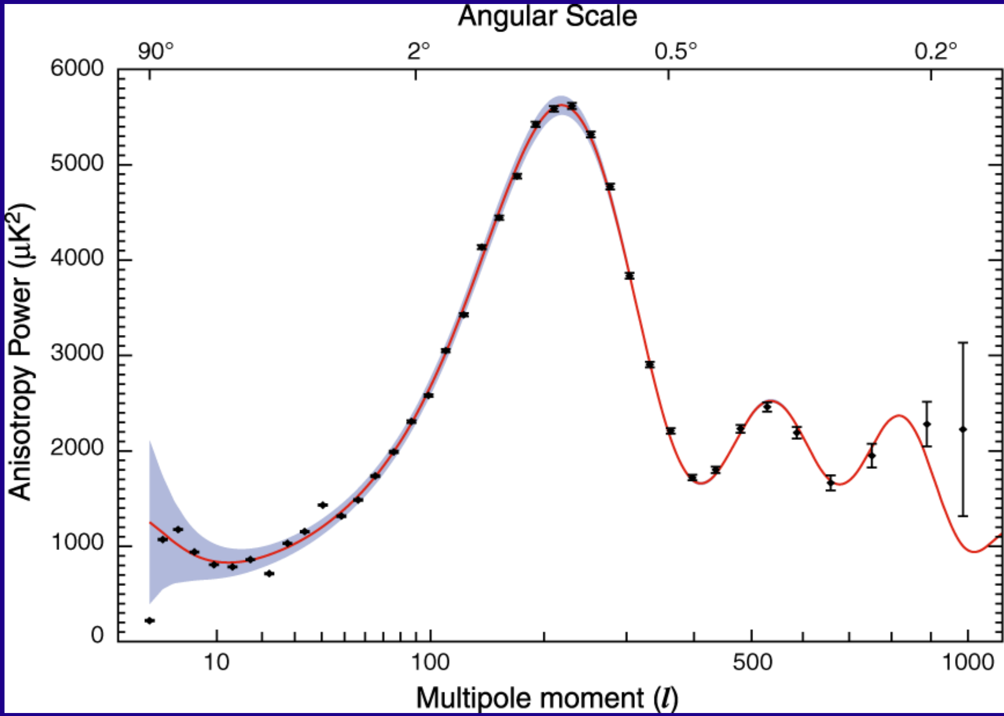
Hu & White (2004), Scientific American

宇宙背景放射とバリオン音響振動

- WMAP



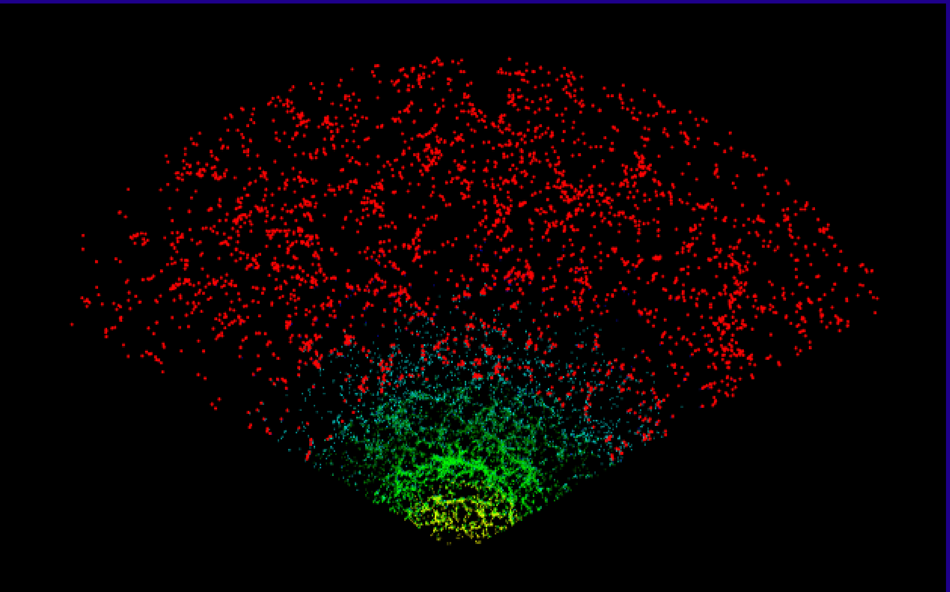


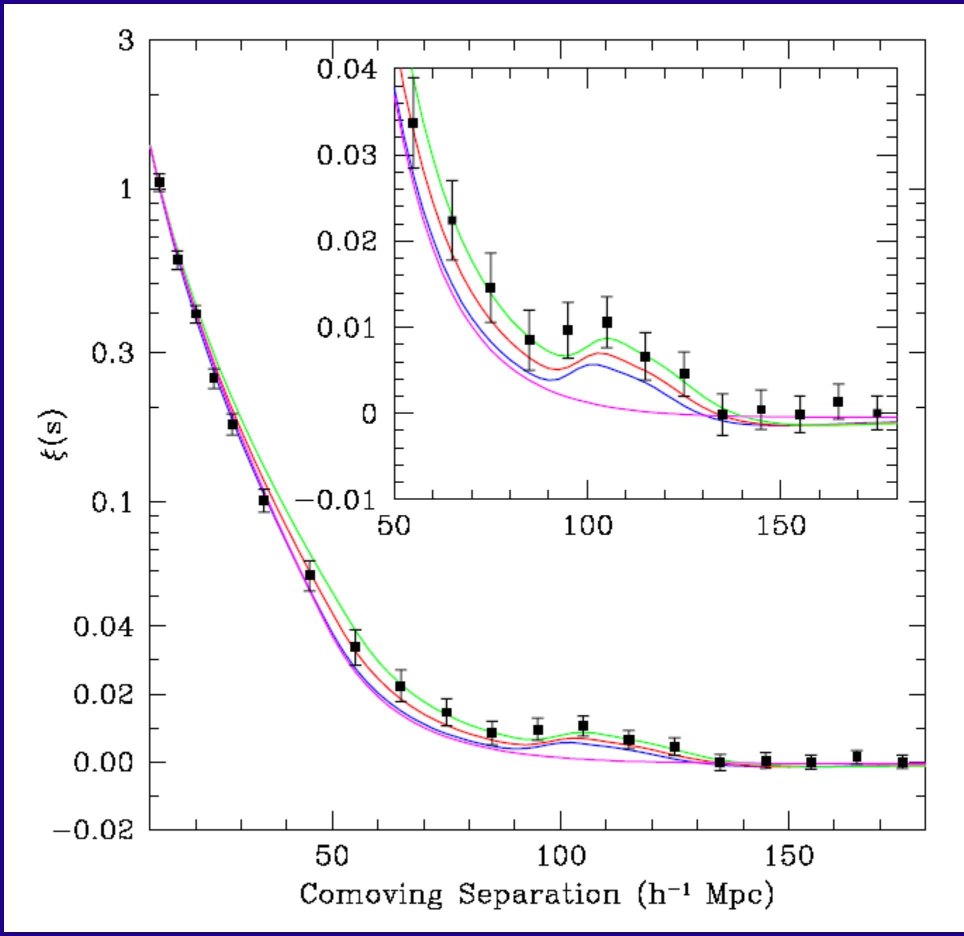


Hinshaw et al. (2006)

宇宙大規模構造とバリオン音響振動

- SDSS





Eisenstein et al. (2005)

バリオン音響振動の物理

- 相対論的摂動論＆相対論的ボルツマン方程式
  - バリオンゆらぎの発展方程式

$$\delta_{\mathrm{b}}' - k^2 v_{\mathrm{b}} + 3\Psi' = 0$$

～連続の式

$$v_{\mathrm{b}}' + \frac{a'}{a} v_{\mathrm{b}} + \Phi = -\frac{4\rho_\gamma}{3\rho_{\mathrm{b}}} a n_{\mathrm{e}} \sigma_{\mathrm{T}} \left(v_{\mathrm{b}} - v_\gamma \right)$$

～オイラー方程式

  - 光子ゆらぎの発展方程式

$$\delta_\gamma' - \frac{4}{3} k^2 v_\gamma + 4\Psi' = 0$$

～連続の式

$$v_\gamma' + \frac{1}{4}\delta_\gamma - \frac{k^2}{6}\Pi_\gamma + \Phi = a n_{\mathrm{e}} \sigma_{\mathrm{T}} \left(v_{\mathrm{b}} - v_\gamma \right)$$

～オイラー方程式

……

音響振動の物理

- 強結合近似　$an_{\mathrm{e}}\sigma_{\mathrm{T}} >> k$
  - ゆらぎの波長スケールに比べて平均衝突距離が十分短いという近似 （Hu & Sugiyama 1995)
  - バリオンゆらぎの（近似的な）発展方程式：

$$\boxed{\delta_{\mathrm{b}}'' + \frac{R'}{1+R}\delta_{\mathrm{b}}' + k^2 {c_{\mathrm{s}}}^2 \delta_{\mathrm{b}} = -k^2\Phi - \frac{3R'}{1+R}\Psi' - 3\Psi''}$$

$$\boxed{R \equiv \frac{3\rho_{\mathrm{b}}}{4\rho_{\gamma}}}$$

左辺：まさつ項をもつ調和振動子　　右辺：外力

  - 斉次方程式WKB解：

$$\boxed{\delta_{\mathrm{b}} = (1+R)^{-1/4}\exp(\pm iks)}$$

s：音速ホライズン

$$\boxed{s \equiv \int_0^{\tau} c_{\mathrm{s}} d\tau}$$

音響振動スケール

- ゆらぎの音響振動スケール
  - 再結合時の音速ホライズンがゆらぎの音響振動スケールを決定づける

$$s_{\mathrm{dec}} = \int_0^{\tau_{\mathrm{dec}}} c_{\mathrm{s}} d\tau = \frac{2}{k_{\mathrm{eq}}} \sqrt{\frac{2}{3R_{\mathrm{eq}}}} \ln\left(\frac{\sqrt{1+R_{\mathrm{dec}}} + \sqrt{R_{\mathrm{dec}} + R_{\mathrm{eq}}}}{1+\sqrt{R_{\mathrm{eq}}}} \right)$$

  - パラメータ依存性は、$\Omega_{\mathrm{M}}, \Omega_{\mathrm{b}}, h$ のみ
    ダークエネルギーには依存しない
    すでにWMAPによりかなりの精度で決定されている

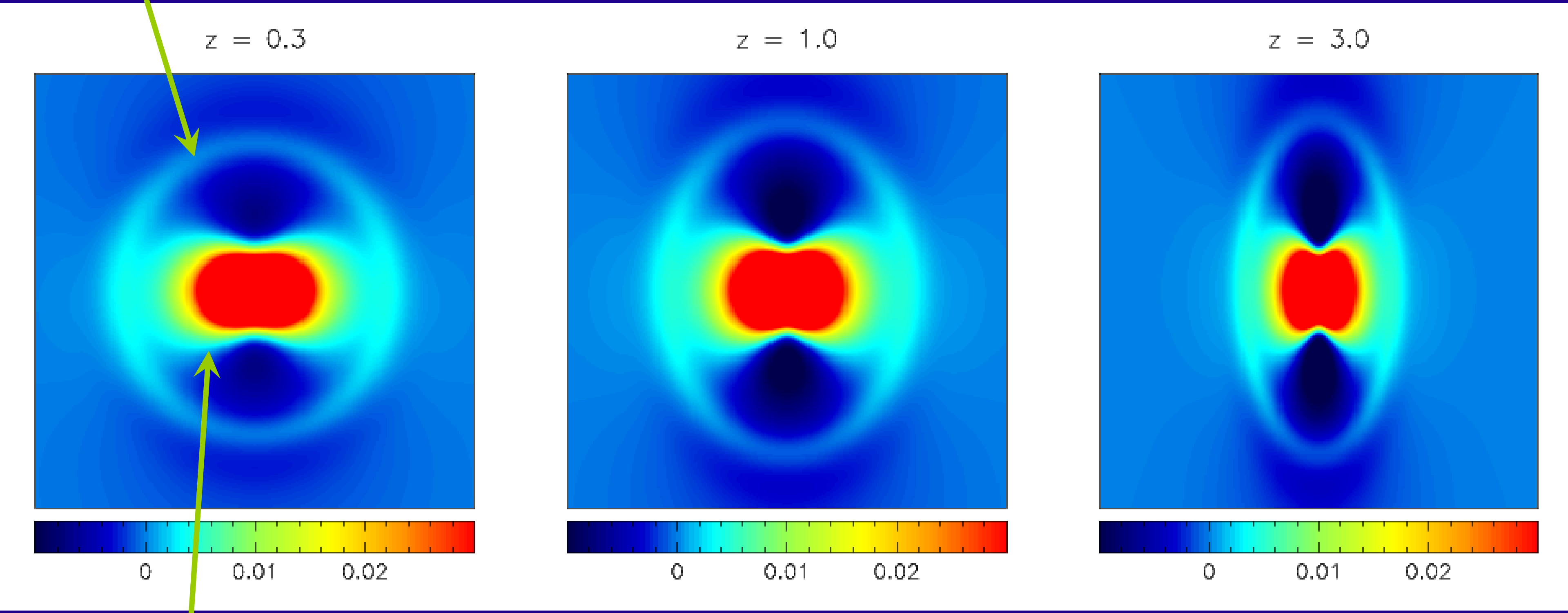
$$\Omega_{\mathrm{M}} h^2 = 0.135, \Omega_{\mathrm{b}} h^2 = 0.0224, h = 0.71$$

$$\Rightarrow \quad s_{\mathrm{dec}} = 108\, h^{-1} \mathrm{Mpc}$$

2次元相関関数（赤方偏移空間）

- 視線方向と垂直方向でクラスタリングパターンが異なる

バリオン・リング（見かけのスケールがダークエネルギーを制限）

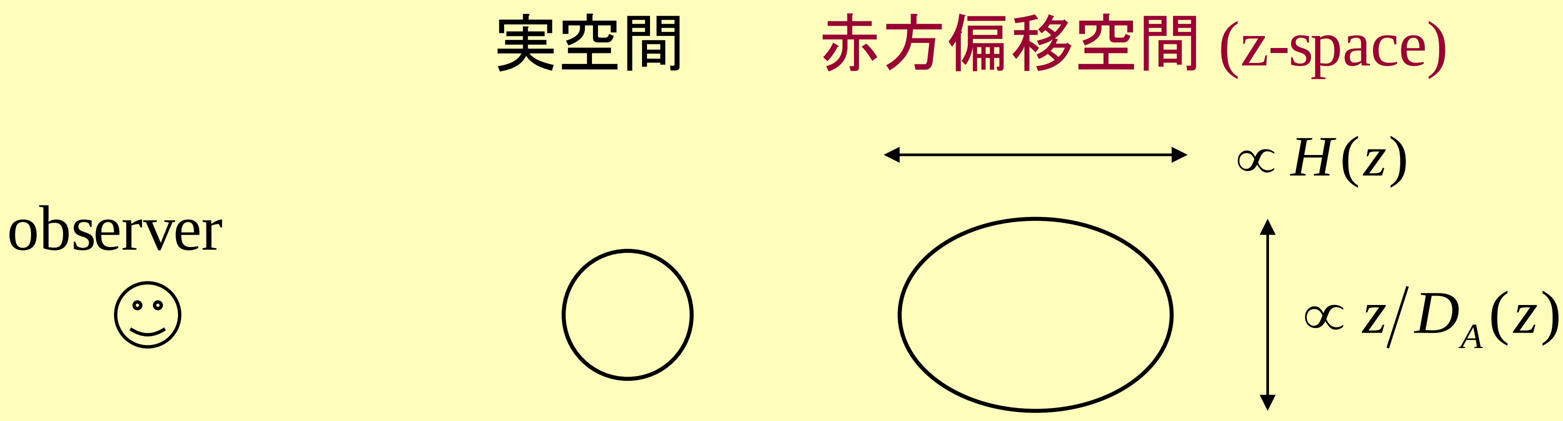


Kaiser効果（銀河のinfall速度による変形）

TM (2004)

銀河分布からダークエネルギーを制限

- 銀河分布の見かけの非等方性



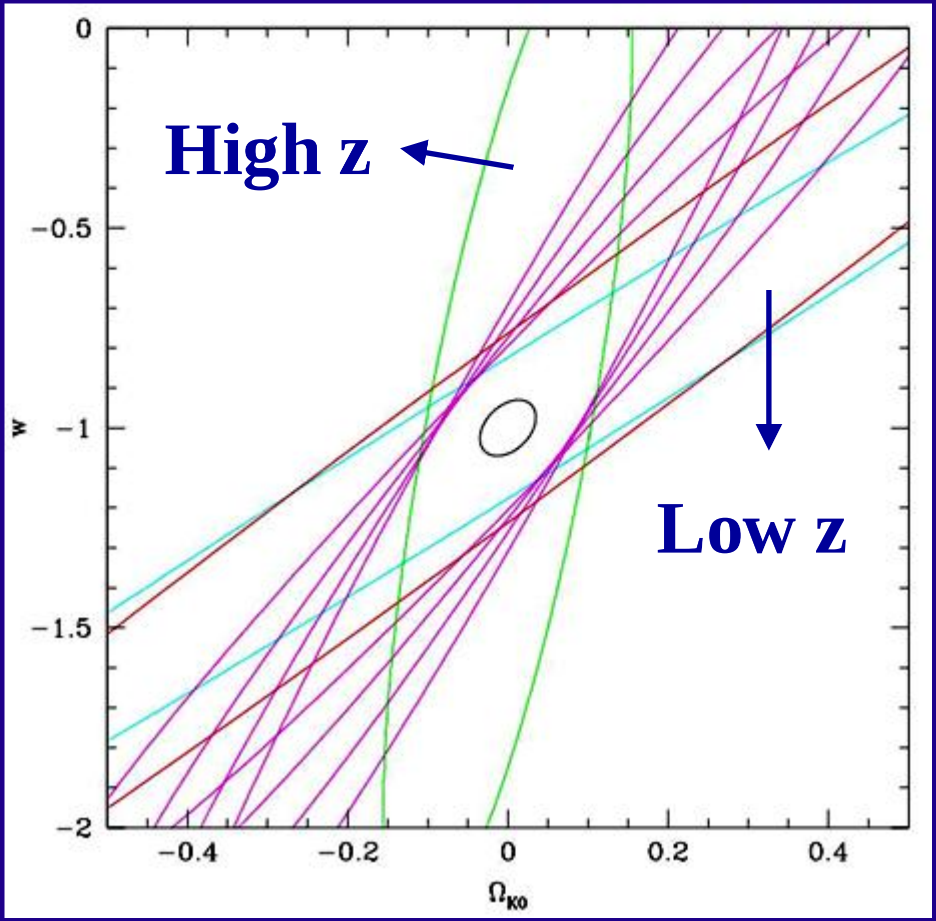
$$H(z) = H_0\sqrt{(1+z)^3\Omega_{\mathrm{M}} + (1+z)^2\Omega_{\mathrm{K}} + (1+z)^3 \exp\left(3\int_0^z \frac{w_{\mathrm{DE}}dz}{1+z}\right)\Omega_{\mathrm{DE}}}$$

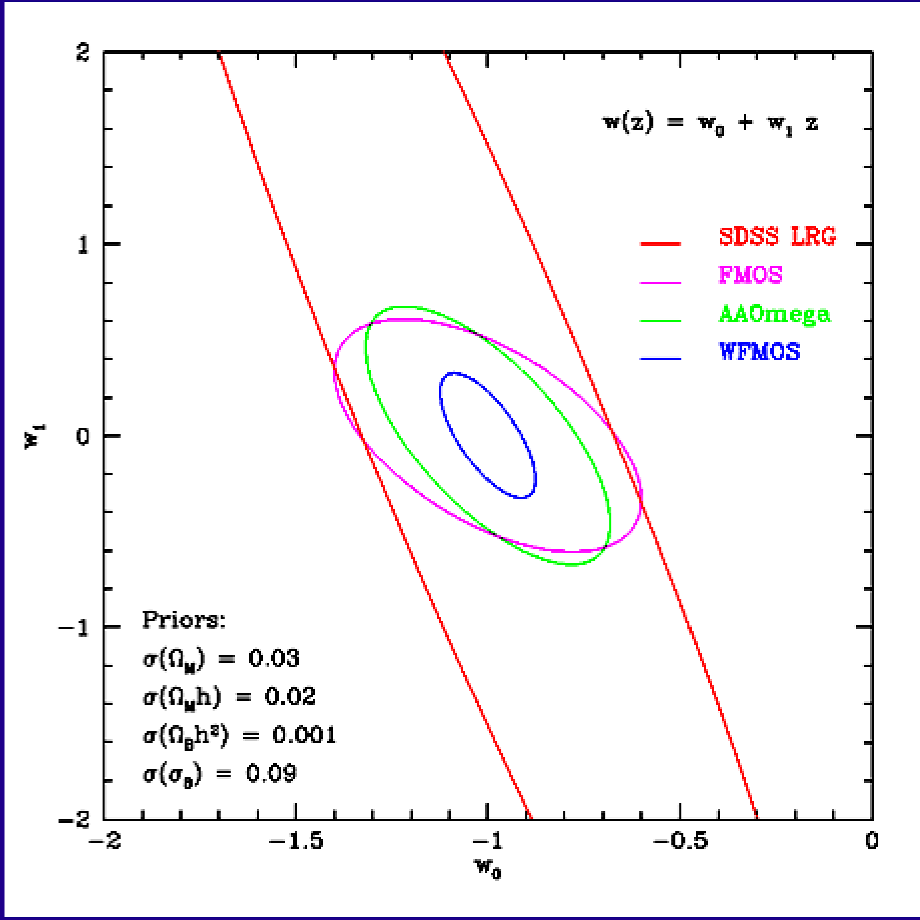
$$D_A(z) = \frac{1}{H_0\sqrt{\Omega_{\mathrm{K}}}}\sinh\left(H_0\sqrt{\Omega_{\mathrm{K}}}\int_0^z \frac{dz'}{H(z')}\right)$$

Alcock & Paczynski 1979; Ballinger et al. 1996; TM & Suto 1996

2次元相関関数のFisher行列解析

- Fisher行列解析
  - 与えられた観測におけるパラメータの決定精度を予想できる

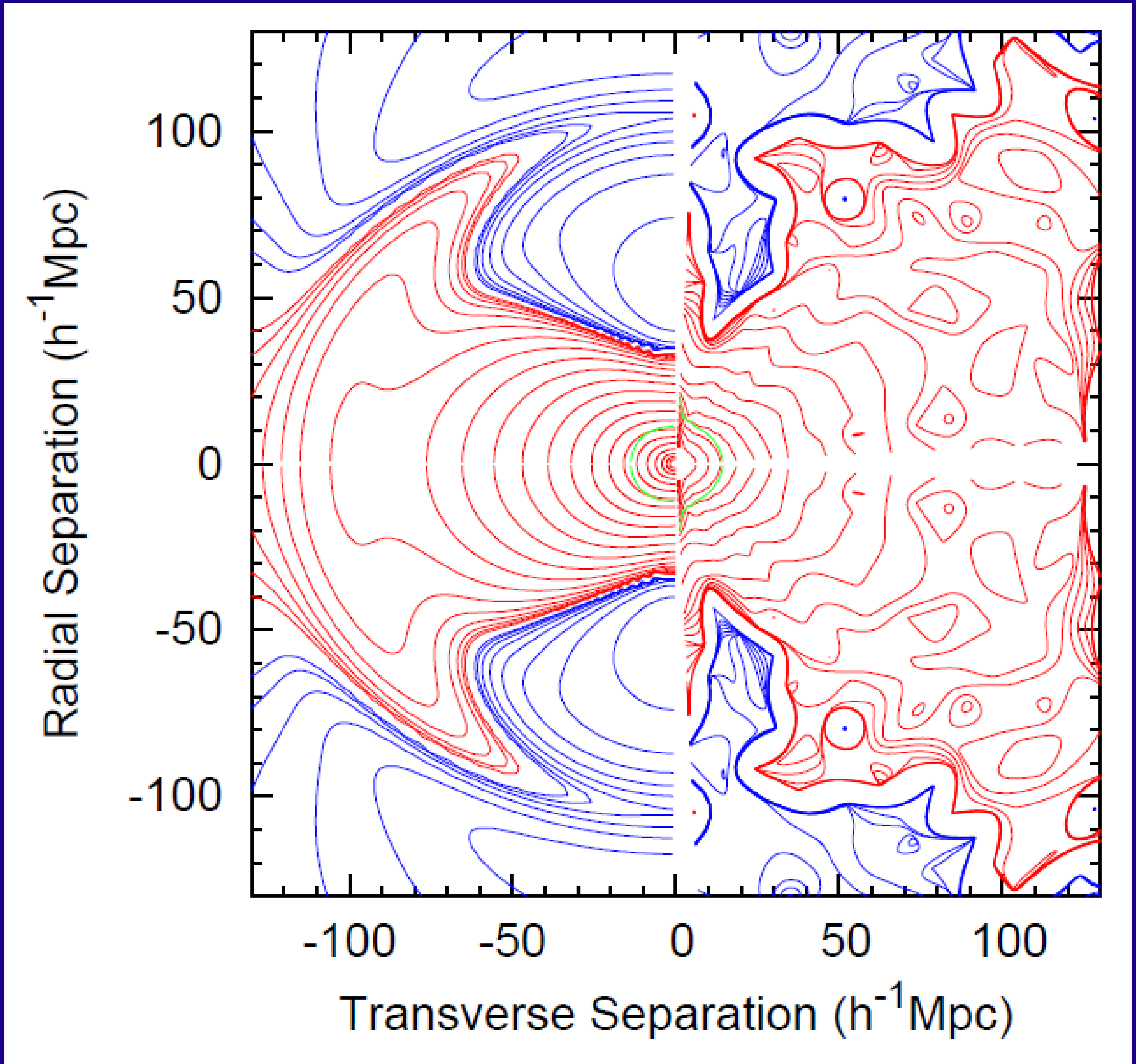




•TM (2004, 2006)

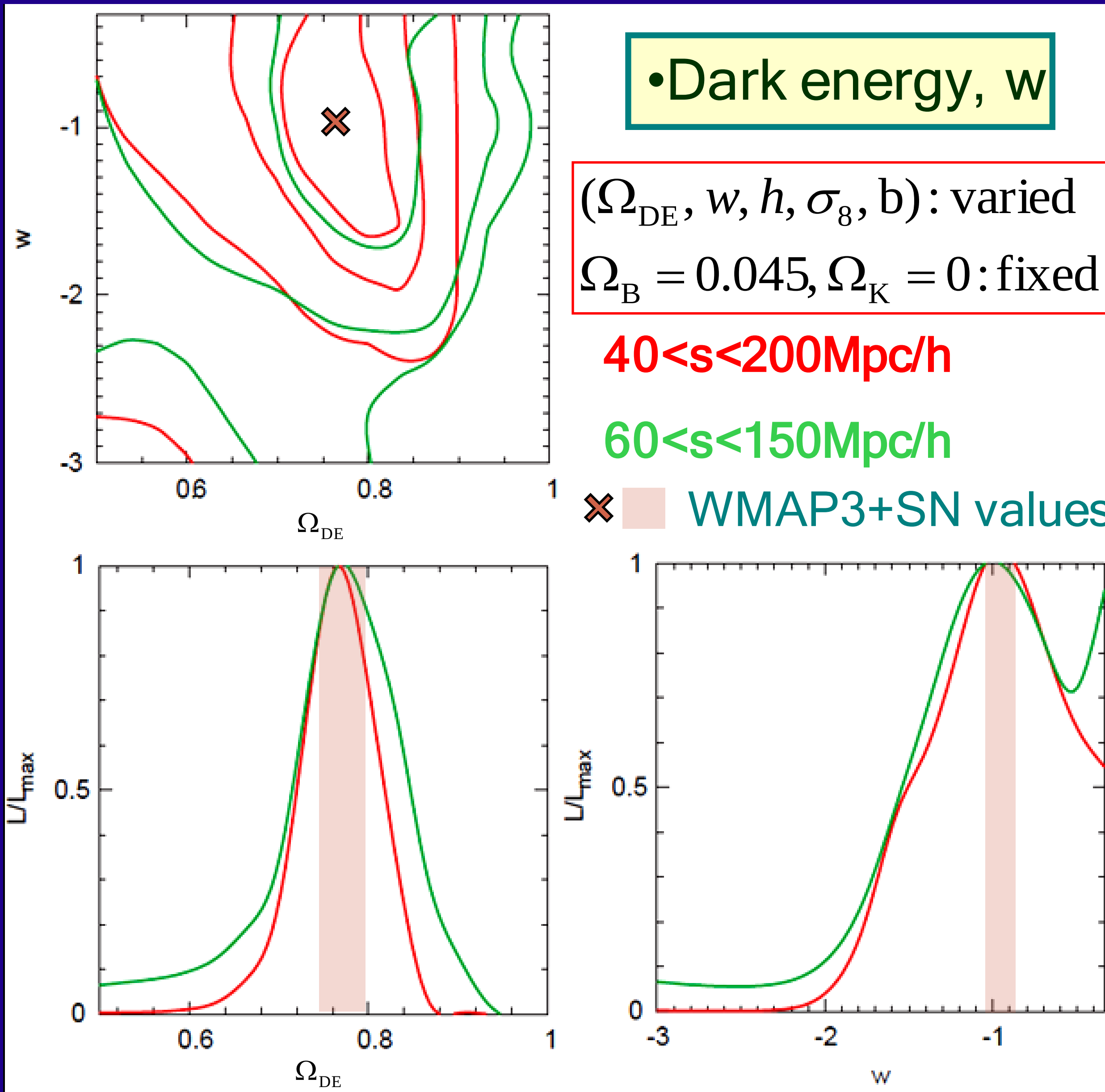
SDSS LRG サーベイの解析

- SDSS LRG : z ~ 0.3, V~ 1Gpc^3



Okumura, TM et al. (2008)

2次元相関関数によるダークエネルギーの制限



Okumura, TM et al. (2008)

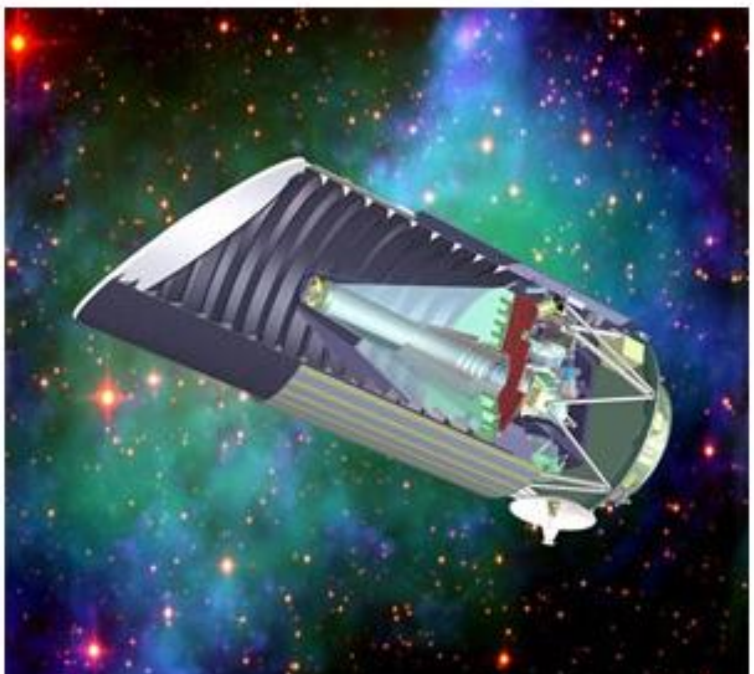
September 5, 2007

news releases | receive our news releases by email | science@berkeley lab

Joint Dark Energy Mission a Top Priority for NASA, Says NRC

Contact: Paul Preuss, (510) 486-6249, paul_preuss@lbl.gov

BERKELEY, CA — The National Research Council's Beyond Einstein Program Assessment Committee has recommended that the Joint Dark Energy Mission (JDEM), jointly supported by the National Aeronautics and Space Administration and the Department of Energy, be the first of NASA's Beyond Einstein cosmology missions to be developed and launched.



One of the three competing projects in the JDEM program is Lawrence Berkeley National Laboratory's SuperNova/Acceleration Probe, or SNAP, a versatile space-borne observatory with a powerful two-meter-class telescope and a half-billion pixel imager, designed to study dark energy by recording the distance and redshift of some 2,000 Type Ia supernovae a year and mapping the sky with unprecedented resolution. Dark energy is the name given to the mysterious entity which is causing the universe to expand ever more rapidly. It accounts for nearly three-quarters of all the energy in the universe.

The recommendations of NRC's Beyond Einstein Program Assessment Committee (BEPAC),

まとめ III

- 宇宙初期のバリオン音響振動スケールを「標準ものさし」としてダークエネルギーを制限する方法が有望

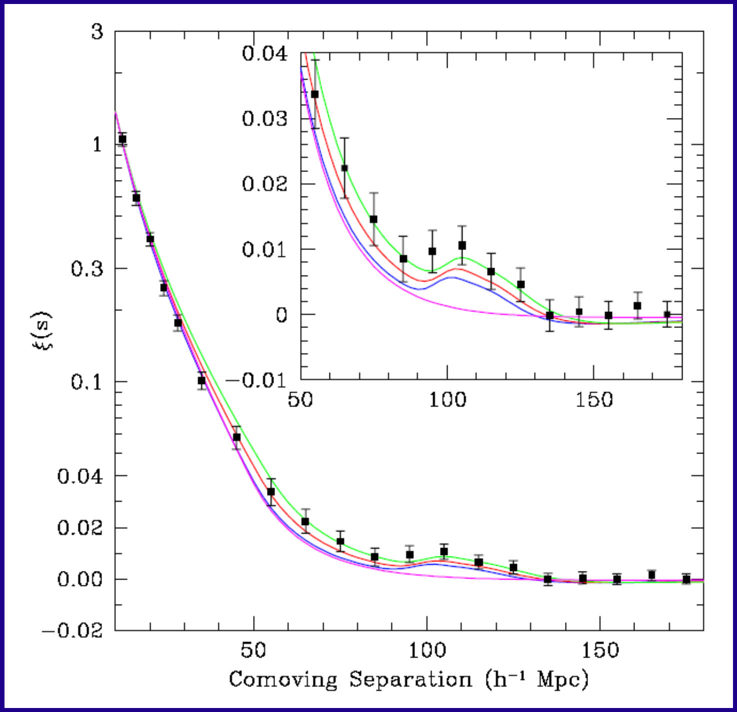
Part IV

バリオン音響振動スケールの非線形成長

BAO: 大規模構造における「標準ものさし」

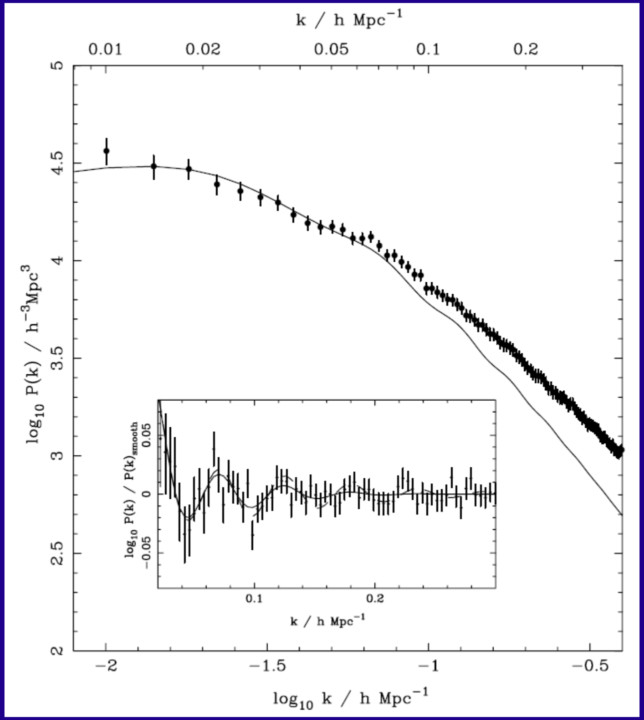
- バリオン音響振動 : BAO (Baryon Acoustic Oscillations)
  - 晴れ上がり以前のバリオン音響振動
    - ⇒ 大規模構造においては、ダークエネルギーなどの測定における標準ものさし

In correlation function *ξ(r)*



Eisenstein et al. (SDSS) 2005

In power spectrum *P(k)*



Percival et al. (SDSS) 2007

線形成長の式

- 実空間におけるパワースペクトルと相関関数

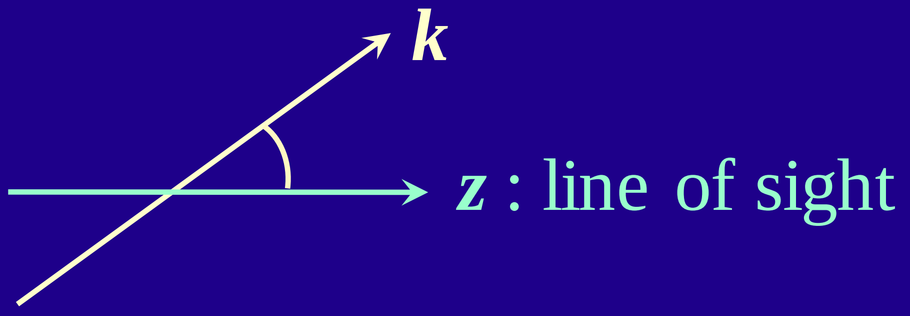
$$P(k,t) = D^2(t) P_L(k)$$

$$\xi(r,t) = D^2(t) \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} e^{i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}} P_L(k)$$

- Kaiser の公式
  - 赤方偏移空間におけるパワースペクトル

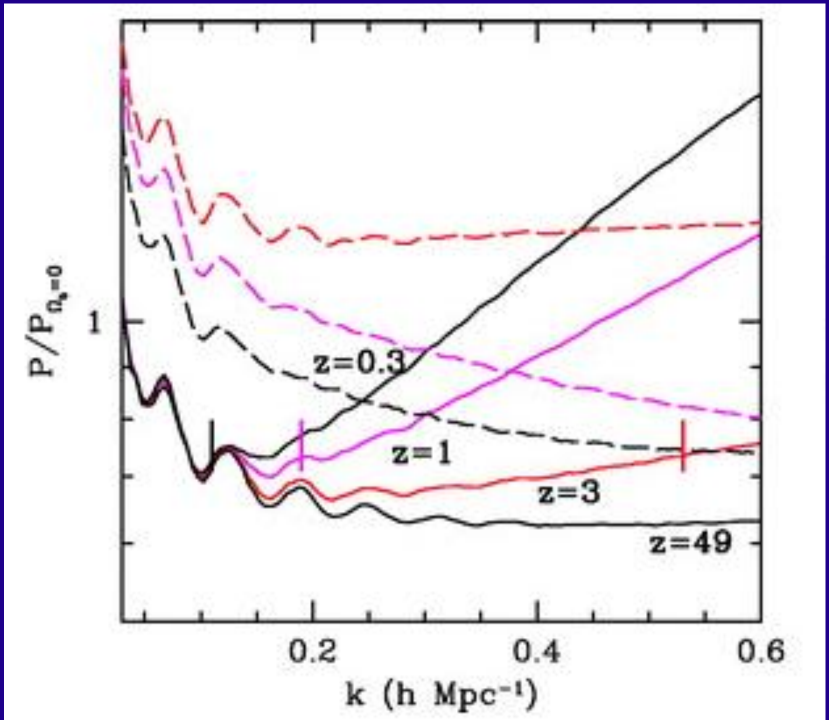
$$P(\boldsymbol{k},t) = D^2(t)\left(1 + f\mu^2\right)^2 P_L(k) \ ; \ \mu = \hat{\boldsymbol{z}}\cdot\hat{\boldsymbol{k}}$$

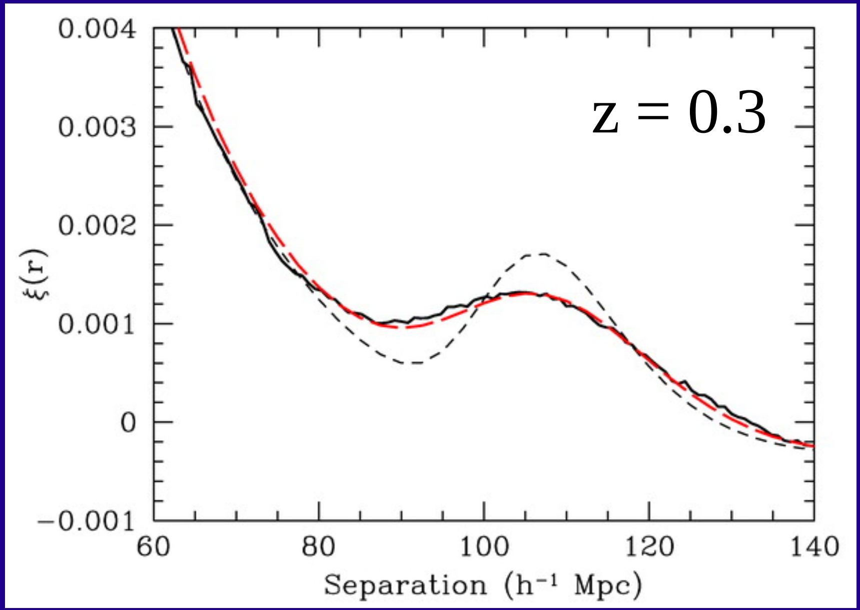
視線方向 $\Longrightarrow$



非線形効果と赤方偏移変形

- 大スケールの非線形効果と赤方偏移変形
  - BAO スケール (~ 100 h^{-1}Mpc) は大きいが、BAOの観測では $P(k)$ と $\xi(r)$ への非線形成長効果も無視できない
  - 非線形な赤方偏移変形も BAO スケールの観測に影響





Eisenstein & Seo 2005; Eisenstein, Seo & White 2007

非線形摂動論における再和法

- 標準摂動論は興味ある赤方偏移 (z ~ 0-3) でのBAOスケールにはうまく働かない

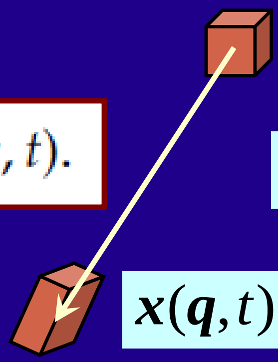
- 標準摂動論を改善する試み
  - 高次効果を部分的に含める再和法がいくつも提案されている
    - くりこみ摂動論 (Crocce & Scoccimarro 2006-2008)
    - Large N 展開 (Valageas 2007)
    - くりこみ群の方法 (Matarrese & Pietroni 2007)
    - 完結近似 (Taruya & Hiramatsu 2007),…
  - 無限個の高次項を再組織化し、部分的に再足し上げ
    - 再足し上げの方法は一意的ではない
    - これらの方法はすべて実空間（観測に対応しない）

ラグランジュ的見方からの再和法（1）

- もう一つの新しい再和法
  - ラグランジュ的見方から始める (Zel’dovich 1970)

$\boldsymbol{q}$:各質量素片の初期位置

$$x(q,t) = q + \Psi(q,t).$$



$\boldsymbol{\Psi}(\boldsymbol{q},t)$: 移動ベクトル

$\boldsymbol{x}(\boldsymbol{q},t)$: 終位置

  - 密度場とパワースペクトル
    - 移動ベクトルとの関係 (Bond & Couchman 1988)

$$\rho(\boldsymbol{x}) = \bar{\rho}\int d^3q\,\delta^3\left[\boldsymbol{x}-\boldsymbol{q}-\boldsymbol{\Psi}(\boldsymbol{q})\right]$$

$$\Rightarrow \quad P(\boldsymbol{k}) = \int d^3q\, e^{-i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{q}} \left(\left\langle e^{-i\boldsymbol{k}\cdot[\Psi(\boldsymbol{q}_1)-\Psi(\boldsymbol{q}_2)]}\right\rangle - 1\right),$$

ラグランジュ的見方からの再和法(2)

- 新しい再和法(続き)
  - 「キュムラント展開定理」を適用

$$\langle e^{-iX}\rangle = \exp\left[\sum_{N=1}^{\infty}\frac{(-i)^N}{N!}\langle X^N\rangle_c\right],$$

$$\Rightarrow \quad P(\boldsymbol{k}) = \exp\left[-2\sum_{n=1}^{\infty}\frac{k_{i_1}\cdots k_{i_{2n}}}{(2n)!}A^{(2n)}_{i_1\cdots i_{2n}}\right]\int d^3q\, e^{-i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{q}} \times\left\{\exp\left[\sum_{N=2}^{\infty}\frac{k_{i_1}\cdots k_{i_N}}{N!}B^{(N)}_{i_1\cdots i_N}(\boldsymbol{q})\right]-1\right\},$$

$$A^{(2n)}_{i_1\cdots i_{2n}} = (-1)^{n-1}\left\langle \Psi_{i_1}(\mathbf{0})\cdots\Psi_{i_{2n}}(\mathbf{0})\right\rangle_c,$$

$$B^{(N)}_{i_1\cdots i_N}(\boldsymbol{q}) = i^N\sum_{j=1}^{N-1}(-1)^j\binom{N}{j} \times\left\langle \Psi_{(i_1}(\boldsymbol{q}_1)\cdots\Psi_{i_j}(\boldsymbol{q}_1)\Psi_{i_{j+1}}(\boldsymbol{q}_2)\cdots\Psi_{i_N)}(\boldsymbol{q}_2)\right\rangle_c,$$

ラグランジュ的見方からの再和法(3)

- 新しい再和法(続き)
  - ラグランジュ摂動論 (Lagrangian perturbation theory ;LPT) (Buchert 1989)
    - 移動ベクトル場を摂動展開

$$\Psi = \Psi^{(1)} + \Psi^{(2)} + \Psi^{(3)} + \cdots$$

    - フーリエ変換の表現では:

$$\tilde{\Psi}^{(n)}(\boldsymbol{p}) = \frac{iD^n}{n!} \int \frac{d^3p_1}{(2\pi)^3} \cdots \frac{d^3p_n}{(2\pi)^3} \delta^3\left(\sum_{j=1}^{n} \boldsymbol{p}_j - \boldsymbol{p}\right) \times \boldsymbol{L}^{(n)}(\boldsymbol{p}_1, \ldots, \boldsymbol{p}_n)\delta_0(\boldsymbol{p}_1)\cdots\delta_0(\boldsymbol{p}_n),$$

線形密度ゆらぎ

LPT カーネル

ラグランジュ的見方からの再和法(4)

- 新しい再和法(続き)

前の指数因子:
同一点における相関⇒展開しない

$$P(\boldsymbol{k}) = \exp\left[-2\sum_{n=1}^{\infty}\frac{k_{i_1}\cdots k_{i_{2n}}}{(2n)!}A^{(2n)}_{i_1\cdots i_{2n}}\right]\int d^3q\, e^{-i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{q}}$$
$$\times\left\{\exp\left[\sum_{N=2}^{\infty}\frac{k_{i_1}\cdots k_{i_N}}{N!}B^{(N)}_{i_1\cdots i_N}(\boldsymbol{q})\right]-1\right\},$$

被積分関数の指数因子:
離れた点の相関⇒展開する

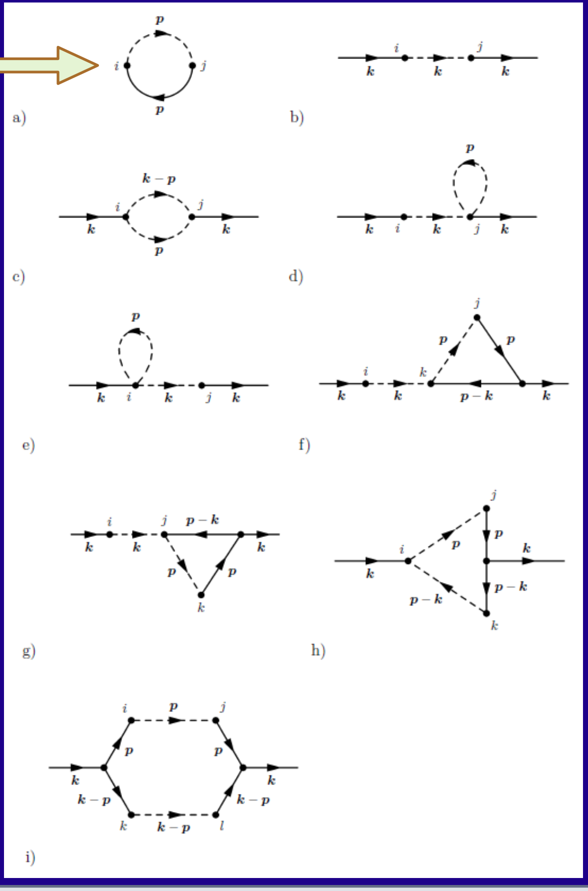
ラグランジュ的見方からの再和法(5)

- 新しい再和法(続き)

$$
\begin{aligned}
P(\boldsymbol{k}) = & \exp\left[-k_i k_j \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} C^{(11)}_{ij}(\boldsymbol{p})\right] \\
& \times \left\{ k_i k_j \left[C^{(11)}_{ij}(\boldsymbol{k}) + C^{(22)}_{ij}(\boldsymbol{k}) + C^{(13)}_{ij}(\boldsymbol{k}) + C^{(31)}_{ij}(\boldsymbol{k})\right] \right. \\
& \quad + k_i k_j k_k \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \left[C^{(112)}_{ijk}(\boldsymbol{k}, -\boldsymbol{p}, \boldsymbol{p}-\boldsymbol{k}) \right. \\
& \qquad \left. + C^{(121)}_{ijk}(\boldsymbol{k}, -\boldsymbol{p}, \boldsymbol{p}-\boldsymbol{k}) + C^{(211)}_{ijk}(\boldsymbol{k}, -\boldsymbol{p}, \boldsymbol{p}-\boldsymbol{k})\right] \\
& \quad \left. + \frac{1}{2} k_i k_j k_k k_l \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} C^{(11)}_{ij}(\boldsymbol{p}) C^{(11)}_{kl}(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}) \right\}.
\end{aligned}
$$

$$
\left\langle \tilde{\Psi}^{(n)}_i(\boldsymbol{p}) \tilde{\Psi}^{(m)}_j(\boldsymbol{p}') \right\rangle_{\rm c} = (2\pi)^3 \delta^3(\boldsymbol{p} + \boldsymbol{p}')\, C^{(nm)}_{ij}(\boldsymbol{p}),
$$

$$
\begin{aligned}
& \left\langle \tilde{\Psi}^{(n)}_i(\boldsymbol{p}_1) \tilde{\Psi}^{(m)}_j(\boldsymbol{p}_2) \tilde{\Psi}^{(l)}_k(\boldsymbol{p}_3) \right\rangle_{\rm c} \\
& \qquad = (2\pi)^3 \delta^3(\boldsymbol{p}_1 + \boldsymbol{p}_2 + \boldsymbol{p}_3)\, C^{(nml)}_{ijk}(\boldsymbol{p}_1, \boldsymbol{p}_2, \boldsymbol{p}_3),
\end{aligned}
$$



Disconnected bubble diagrams are resummed (via the Lagrangian picture)

結果：実空間

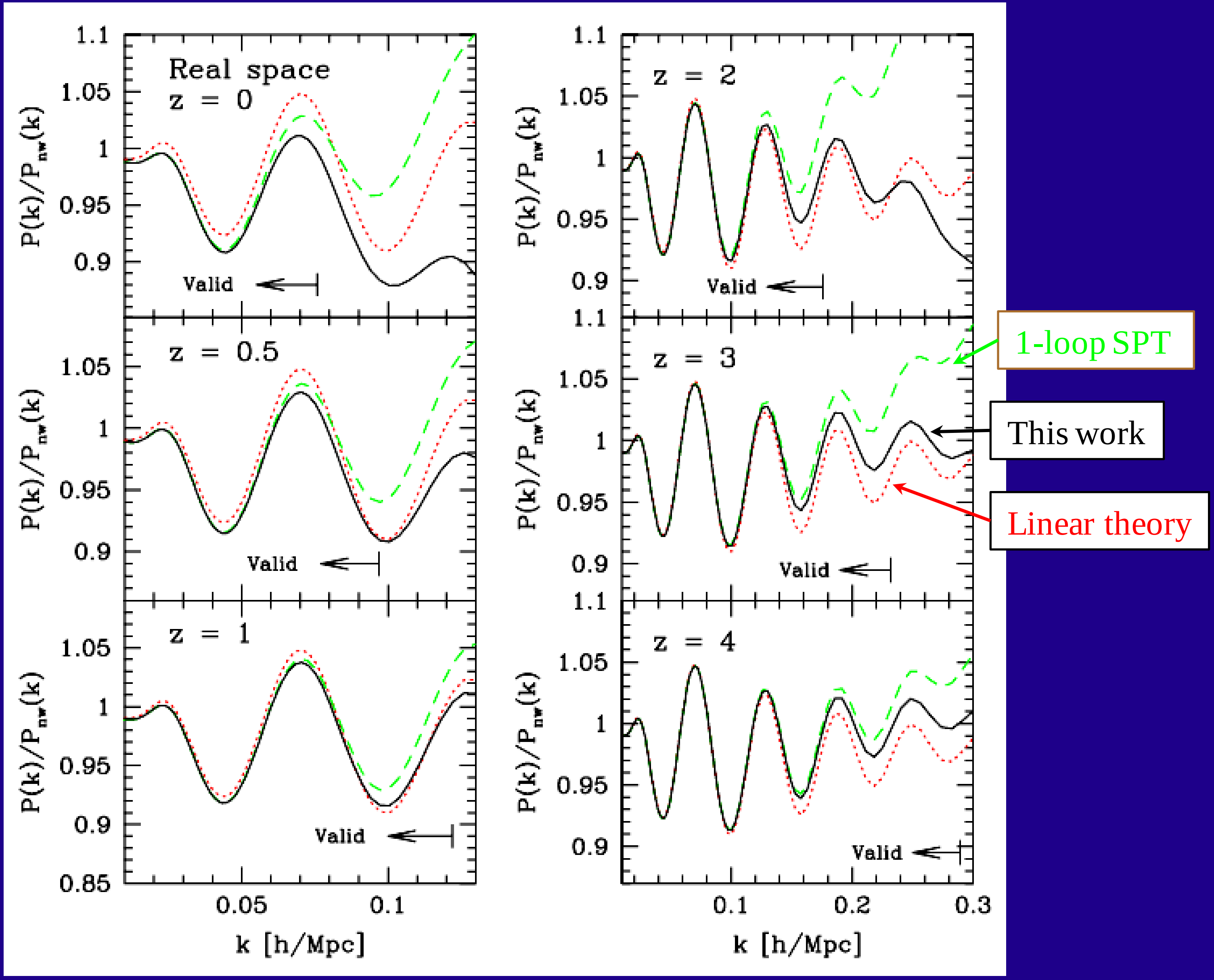
- 実空間における1-loop 近似の結果
  - オイラー的見方に基づく標準摂動論における無限個の高次項が、部分的に再足し上げされている
  - ラグランジュ摂動論におけるtruncation　⇔　標準摂動論における無限次の寄与を含む

$$P(k) = \exp\left[-\frac{k^2}{6\pi^2}\int dp\, P_{\rm L}(p)\right]$$
$$\times\left[P_{\rm L}(k) + P_{\rm SPT}^{\text{1-loop}}(k) + \frac{k^2}{6\pi^2}P_{\rm L}(k)\int dp\, P_{\rm L}(p)\right],$$

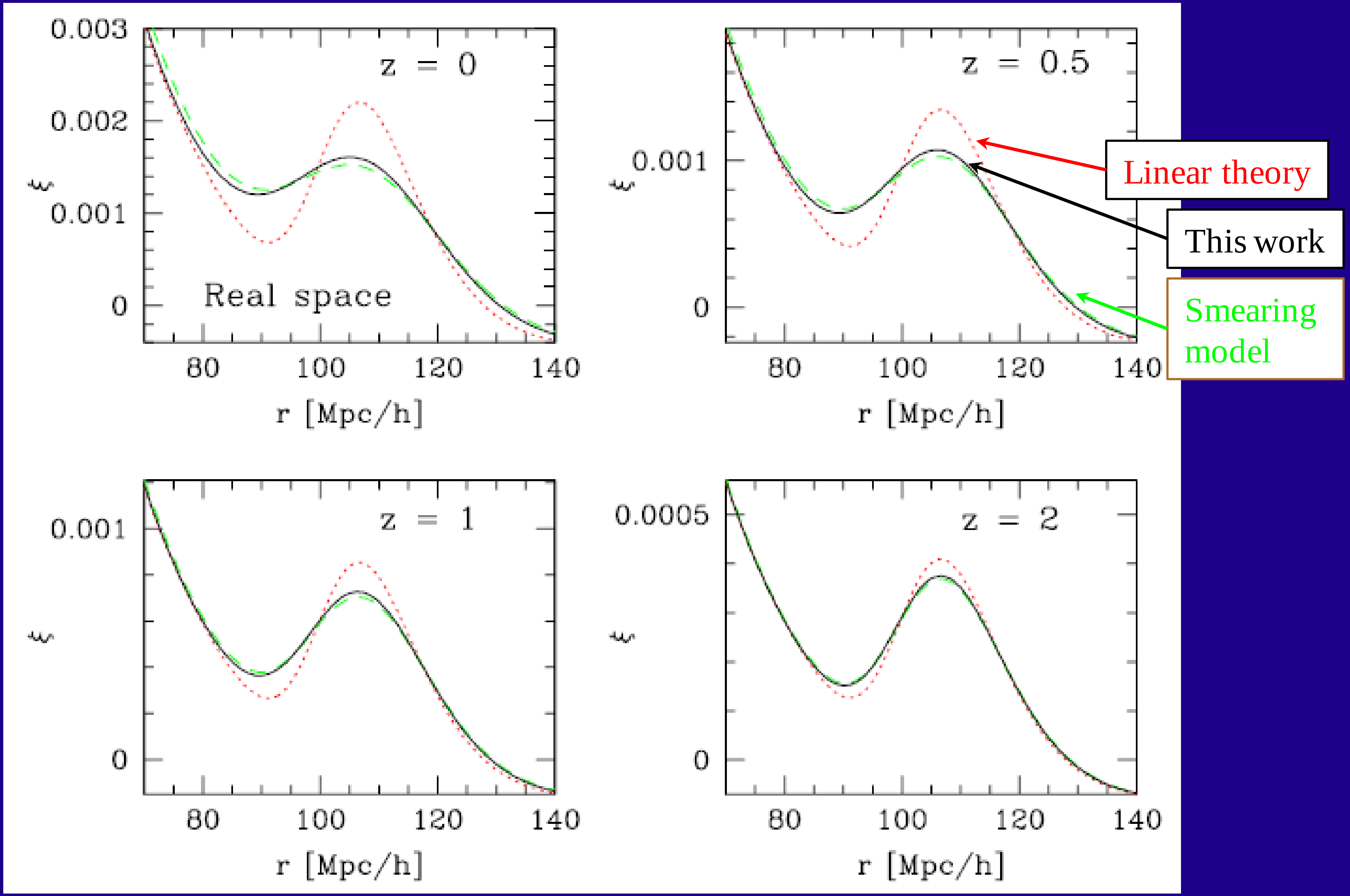
1-loop Standard PT

cf.) e.g., Makino, Sasaki & Suto (1991)

結果：実空間パワースペクトル



結果:実空間相関関数



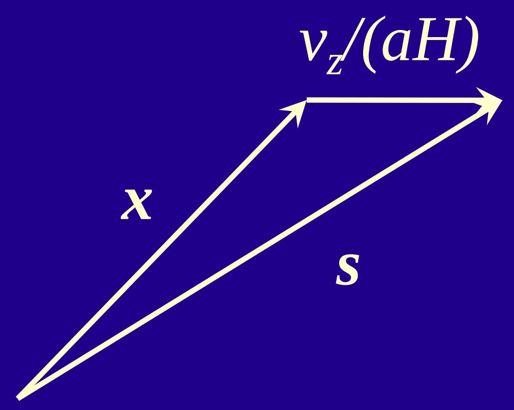
– 注:標準非線形摂動論は相関関数を予言できない

結果：赤方偏移空間（1）

- 実空間から赤方偏移空間へ

$$\boldsymbol{s} = \boldsymbol{x} + \frac{\hat{z}\cdot \boldsymbol{v}}{aH}\,\hat{z},$$

$$\boldsymbol{\Psi}^{\rm s} = \boldsymbol{\Psi} + \frac{\hat{z}\cdot\dot{\boldsymbol{\Psi}}}{H}\,\hat{z}.$$



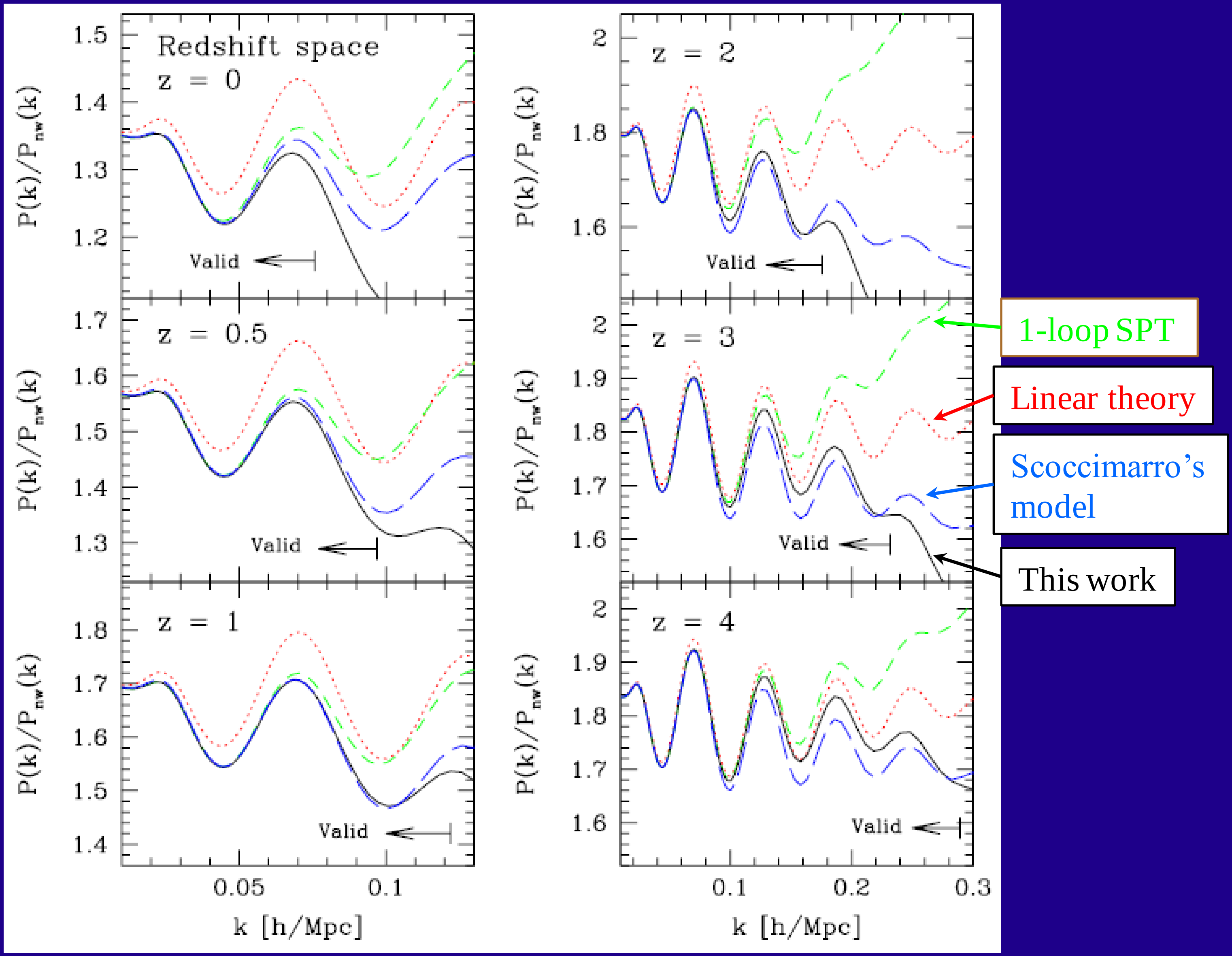
z : 視線方向

- 赤方偏移空間、1-loop の結果
  - 他の再和法では赤方偏移空間の計算には誰も成功していなかった

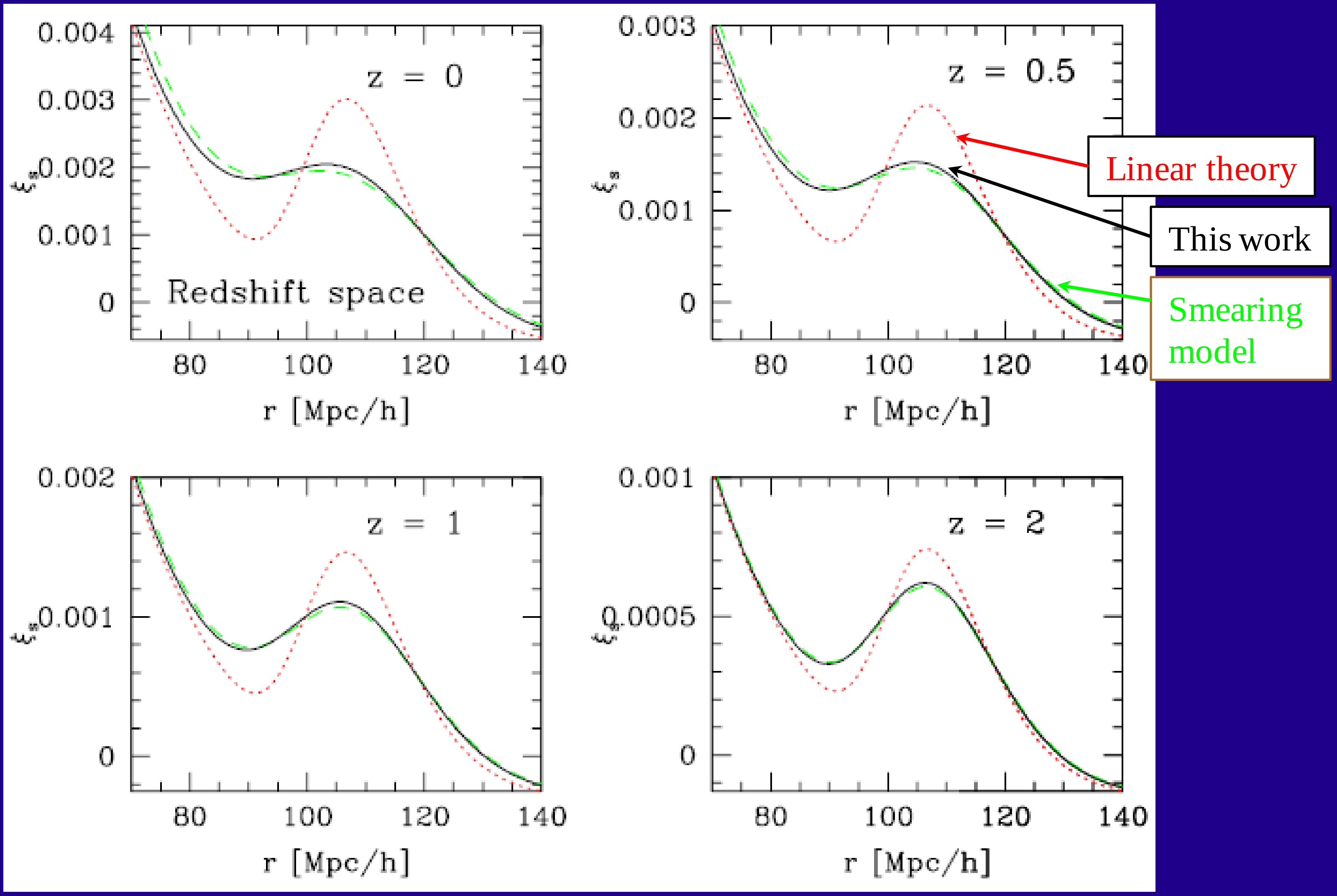
$$P_{\rm s}(\boldsymbol{k}) = \exp\left\{-k^2[1+f(f+2)\mu^2]A\right\} \times\left\{(1+f\mu^2)^2 P_{\rm L}(k) + P^{\text{1-loop}}_{\rm sSPT}(\boldsymbol{k}) + (1+f\mu^2)^2[1+f(f+2)\mu^2]k^2 P_{\rm L}(k) A\right\},$$

1-loop Standard PT in redshift space

結果：赤方偏移空間（2）


Redshift space
z = 0
z = 0.5
z = 1
z = 2
z = 3
z = 4
Valid
P(k)/P_nw(k)
k [h/Mpc]
1-loop SPT
Linear theory
Scoccimarro's model
This work

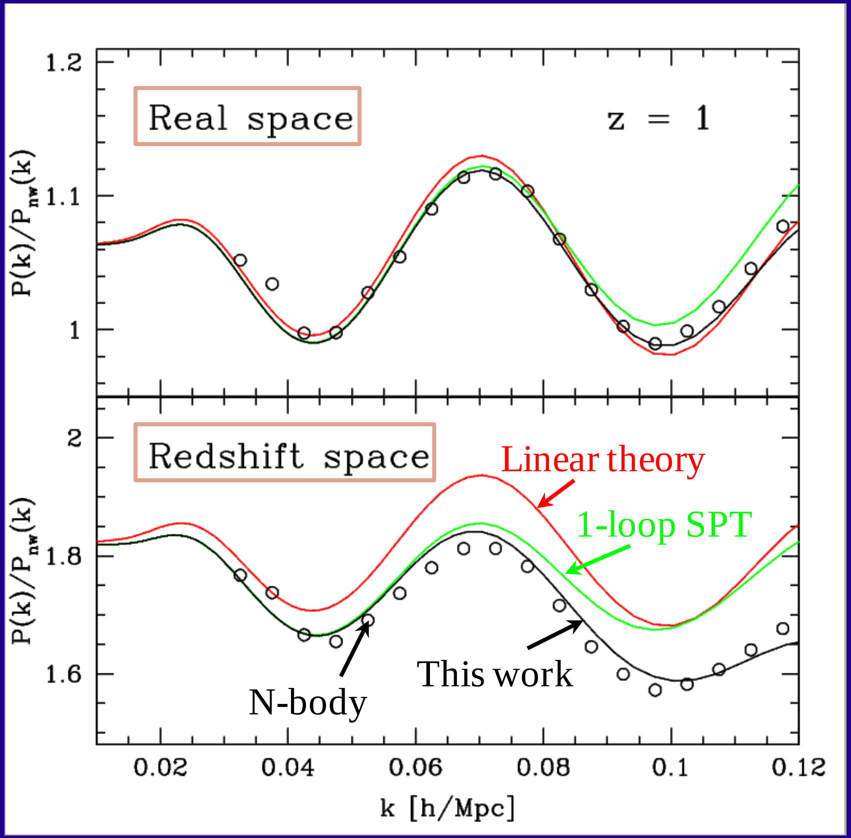
結果:赤方偏移空間相関関数

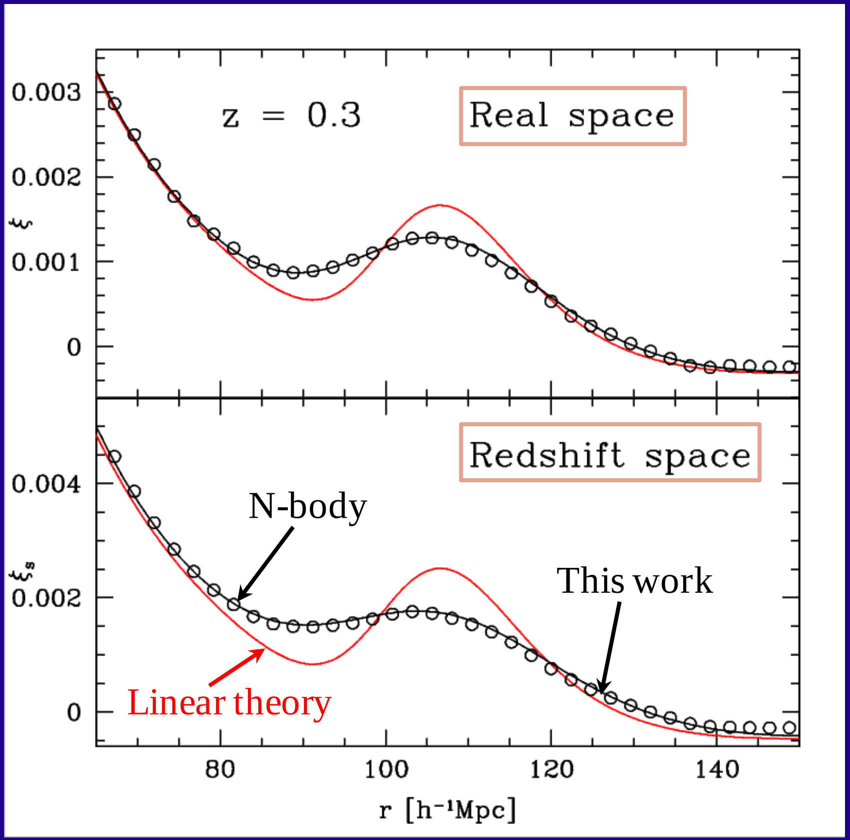


– 注:標準非線形摂動論は相関関数を予言できない

N体シミュレーションとの比較

- ラグランジュ的見方を通した再和法
  - N体シミュレーションとよい一致
  - 実空間、赤方偏移空間の$P(k)$ and $\xi(r)$





(Points from N-body simulation of ES 2005)

まとめ IV

- ダークエネルギー探査に関連して、大規模構造形成の非線形摂動論へ興味が再び集まっている

- 非線形摂動論における再和法の発展

まとめ

- 銀河の大規模な空間分布は初期ゆらぎの重要なプローブ
- 膨張率 $H(z)$ の精密測定により、ダークエネルギーの性質や正体を観測的に制限することが可能
- 宇宙初期のバリオン音響振動スケールを「標準ものさし」としてダークエネルギーを制限する方法が有望
- ダークエネルギー探査に関連して、大規模構造形成の非線形力学へ興味が再び集まっている