重力レンズの基礎と応用

大栗 真宗
(東京大 RESCEU/物理/Kavli IPMU)

slides available at:
http://www-utap.phys.s.u-tokyo.ac.jp/~oguri/lecture/2017yitp/

2017/3/22-24 集中講義@京大基研

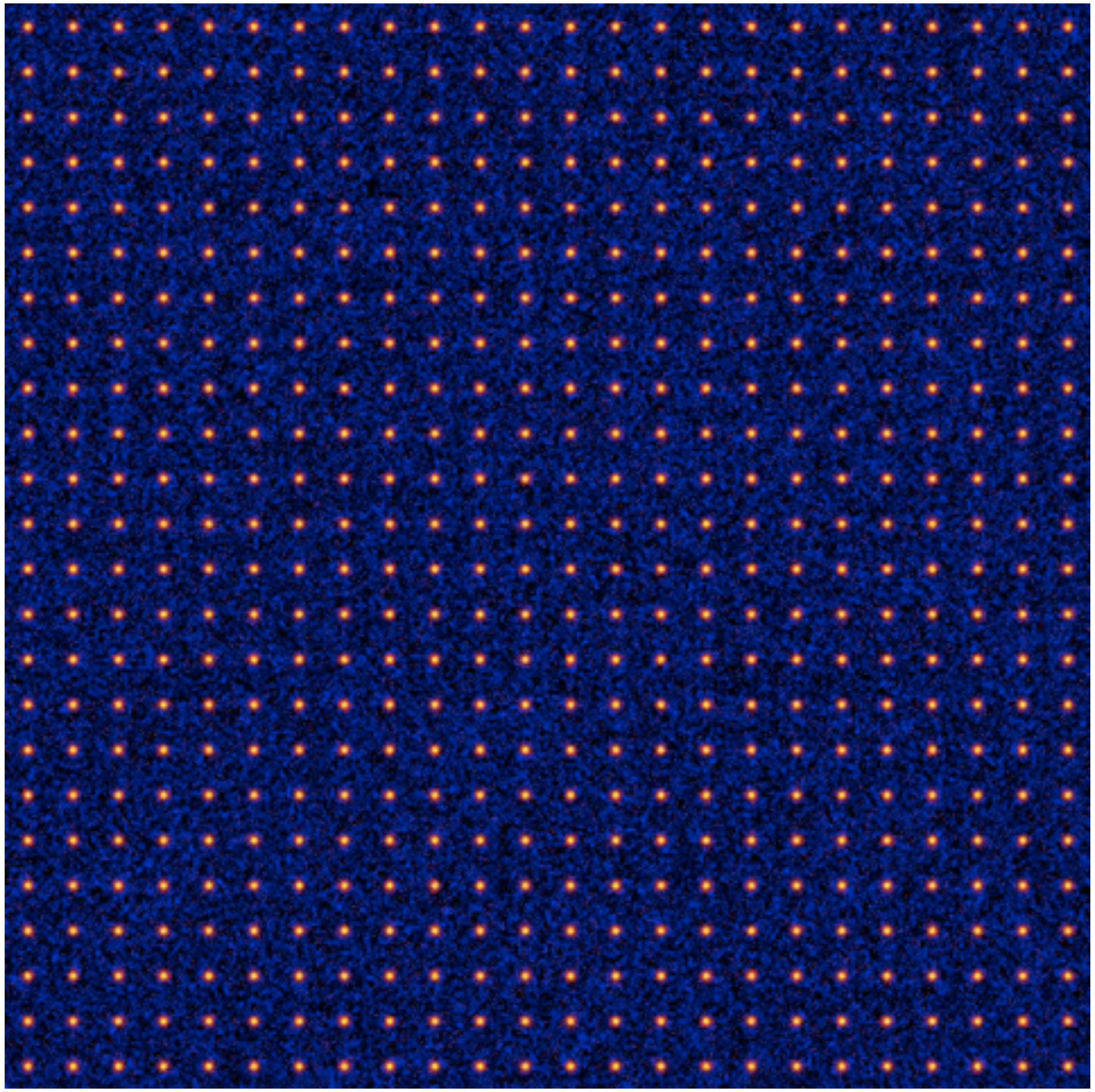
目次

「強い」vs「弱い」重力レンズ

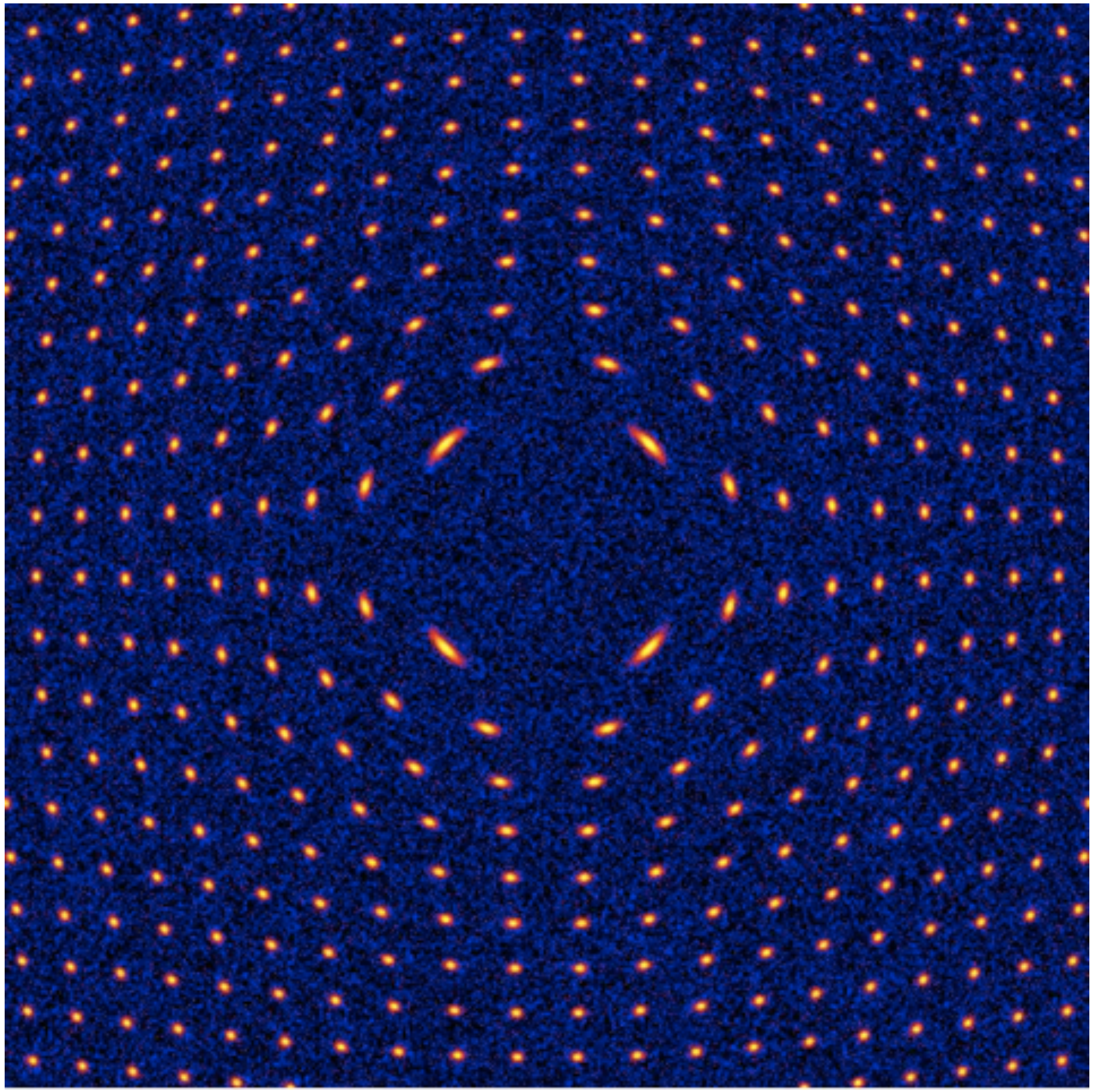
- 強い重力レンズ
  - 個々のソースで検出
  - $\kappa \gtrsim 1$ ($\Sigma \gtrsim \Sigma_{cr}$)、critical curve/caustic の近く
  - 複数像、大きな歪み、高い増光率
- 弱い重力レンズ
  - 多数のソースの統計処理で検出
  - $\kappa \ll 1$ ($\Sigma \ll \Sigma_{cr}$)、critical curve/caustic から遠い
  - 複数像なし、歪みや増光率は微小

simulated by *glafic*

背景銀河への重力レンズ効果



重力レンズなし



中心にレンズ天体


simulated by *glafic*

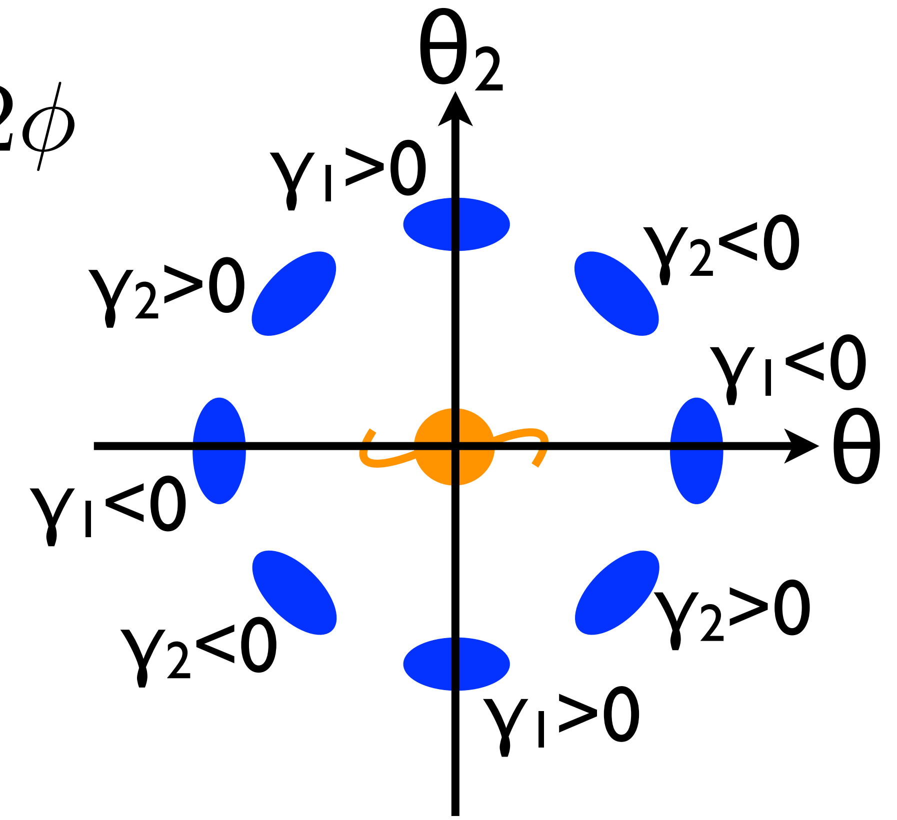
軸対称レンズのshear

- 期待されるshear [極座標 $(\theta_1, \theta_2)=(\theta\cos\phi, \theta\sin\phi)$]

以下の関係式を使うと: $\bar{\kappa}'(<\theta) = -\frac{2}{\theta}\left[\bar{\kappa}(<\theta) - \kappa(\theta)\right]$

$$\gamma_1 = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial\alpha_1}{\partial\theta_1} - \frac{\partial\alpha_2}{\partial\theta_2}\right) = -\left[\bar{\kappa}(<\theta) - \kappa(\theta)\right]\cos 2\phi$$

$$\gamma_2 = \frac{\partial\alpha_1}{\partial\theta_2} = -\left[\bar{\kappa}(<\theta) - \kappa(\theta)\right]\sin 2\phi$$



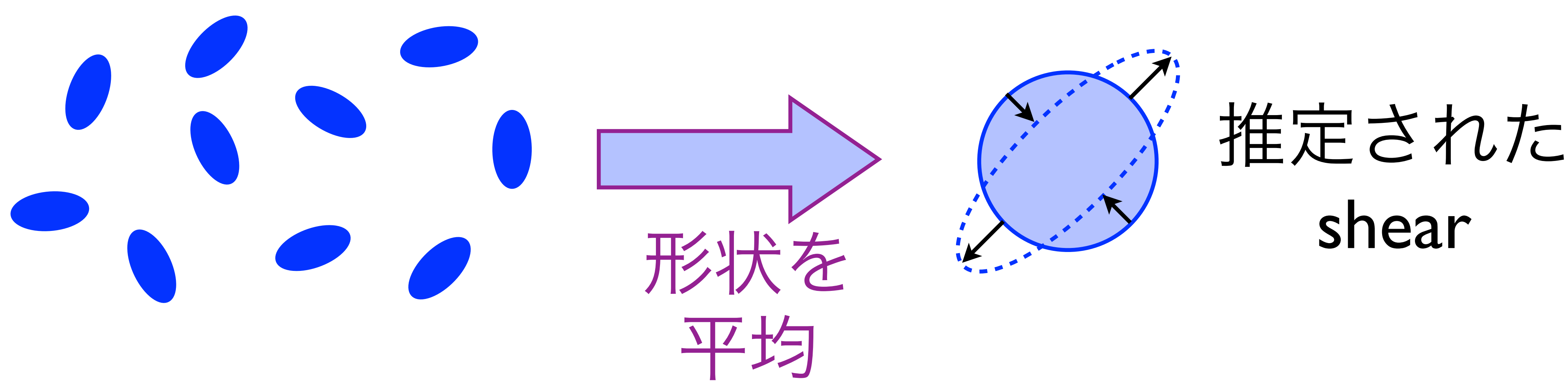
θ≈0 にあるレンズ天体

$\rightarrow \bar{\kappa}(<\theta) - \kappa(\theta) > 0$

tangential shear!

弱い重力レンズの観測

- 重力レンズで背景銀河は行列 A^{-1} で変形する
- しかし元の銀河の形状を知らないので個々の銀河に対して重力レンズ効果は測定できない
- 多数の銀河の形状を平均すれば、元の銀河の向きはランダムなので統計的にshearを測定可



弱重力レンズの測定 (I)

- 二次モーメントQ_{ab}で銀河形状を測定

$$Q_{ab} \equiv \frac{\int d\vec{\theta} I(\vec{\theta}) \theta_a \theta_b}{\int d\vec{\theta} I(\vec{\theta})}$$

$I(\vec{\theta})$: 銀河の輝度分布

- 楕円率を以下の通り定義

$$\epsilon_1 \equiv \frac{Q_{11} - Q_{22}}{Q_{11} + Q_{22}} \qquad \epsilon_2 \equiv \frac{2Q_{12}}{Q_{11} + Q_{22}}$$

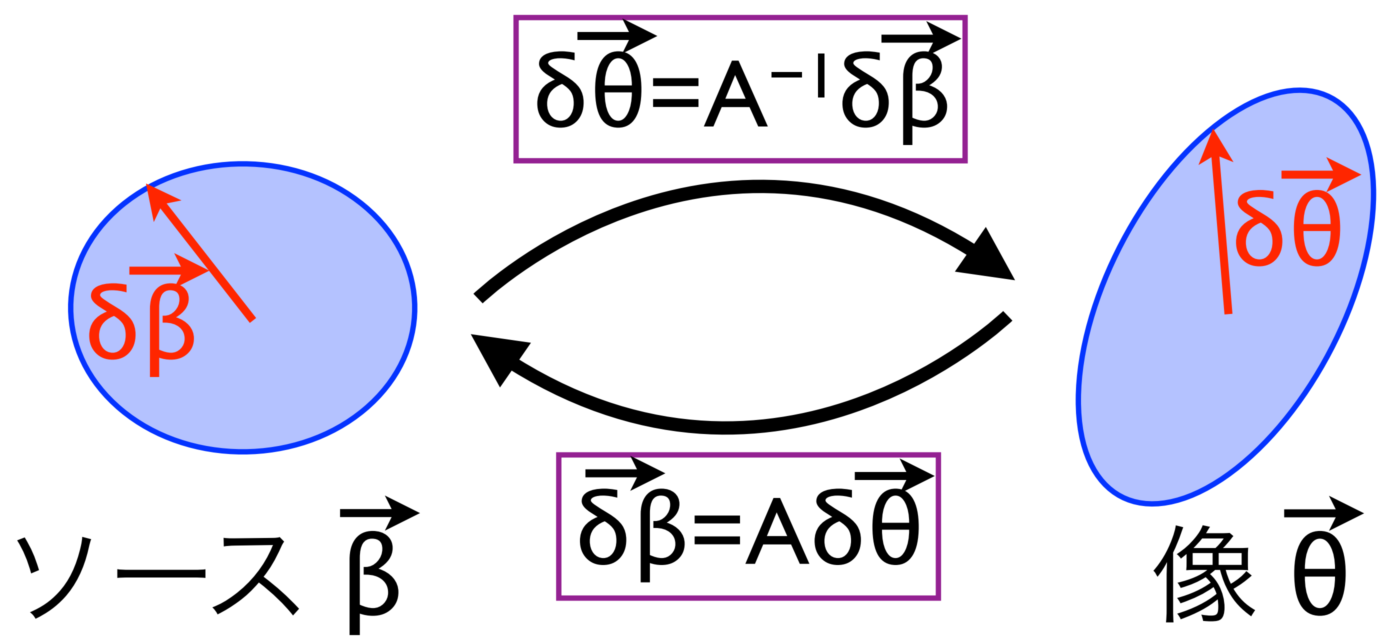
$\epsilon_1>0$ $\epsilon_1<0$ $\epsilon_2>0$ $\epsilon_2<0$

弱重力レンズの測定 (II)

- 重力レンズで形状変化: $Q^{(s)}_{ab} \rightarrow Q_{ab}$

$$Q^{(s)}_{ab} = \frac{\int d\vec{\beta} I^{(s)}(\vec{\beta})\beta_a\beta_b}{\int d\vec{\beta} I^{(s)}(\vec{\beta})} \approx A_{ac}A_{bd}Q_{cd}$$

$$A = \begin{pmatrix} 1-\kappa-\gamma_1 & -\gamma_2 \\ -\gamma_2 & 1-\kappa+\gamma_1 \end{pmatrix}$$



A : *de*-lensing
A^{-1}: lensing

弱重力レンズの測定 (III)

- したがって

$$\epsilon_1^{(s)} \equiv \frac{Q_{11}^{(s)} - Q_{22}^{(s)}}{Q_{11}^{(s)} + Q_{22}^{(s)}} = \frac{(1-\kappa)^2\epsilon_1 - 2(1-\kappa)\gamma_1 + (\gamma_1^2 - \gamma_2^2)\epsilon_1 + 2\gamma_1\gamma_2\epsilon_2}{(1-\kappa)^2 + |\gamma|^2 - 2(1-\kappa)(\gamma_1\epsilon_1 + \gamma_2\epsilon_2)}$$

$$\epsilon_2^{(s)} \equiv \frac{2Q_{12}^{(s)}}{Q_{11}^{(s)} + Q_{22}^{(s)}} = \frac{(1-\kappa)^2\epsilon_2 - 2(1-\kappa)\gamma_2 + (\gamma_2^2 - \gamma_1^2)\epsilon_2 + 2\gamma_1\gamma_2\epsilon_1}{(1-\kappa)^2 + |\gamma|^2 - 2(1-\kappa)(\gamma_1\epsilon_1 + \gamma_2\epsilon_2)}$$

弱重力レンズの測定 (IV)

- shear, 楕円率の複素表示を使うと便利

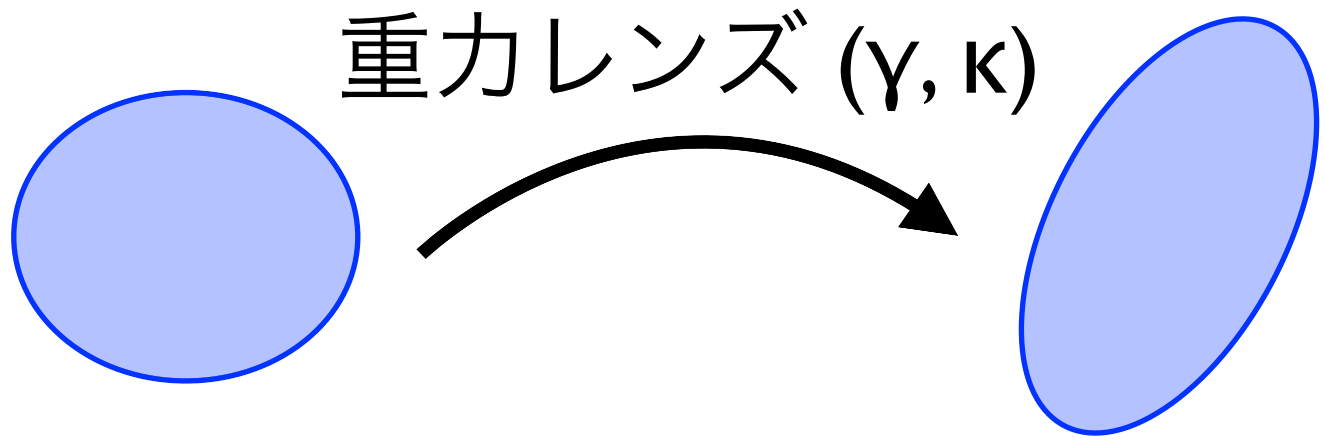
$$\gamma \equiv \gamma_1 + i\gamma_2 \qquad \epsilon \equiv \epsilon_1 + i\epsilon_2$$

(γ と ϵ は spin-2 field, つまり ϕ の回転で $\gamma \to \gamma e^{2i\phi}$)

$$\epsilon^{(s)} = \frac{(1-\kappa)^2\epsilon - 2(1-\kappa)\gamma + \gamma^2\epsilon^*}{(1-\kappa)^2 + |\gamma|^2 - 2(1-\kappa)\mathrm{Re}\left[\gamma\epsilon^*\right]}$$

重力レンズ (γ, κ)

ソース
楕円率 $\epsilon^{(s)}$



像の
楕円率 ϵ

弱重力レンズの測定 (V)

- reduced shear g を定義する

$$g \equiv \frac{\gamma}{1-\kappa}$$

- すると方程式はさらに簡略化される

$$\boxed{\epsilon^{(s)} = \frac{\epsilon - 2g + g^2\epsilon^*}{1 + |g|^2 - 2\mathrm{Re}\left[g\epsilon^*\right]}}$$

(弱重力レンズは厳密には γ でなく g を測定!)

弱重力レンズの測定 (VI)

- 元々の銀河の向きはランダム → $\langle \epsilon^{(s)} \rangle = 0$

  + shear が弱い ($g \ll 1$), $\epsilon \ll 1$

→ $\boxed{\langle \epsilon \rangle = 2g}$

- shear推定の誤差は

$$\sigma_g = \frac{\sigma_\epsilon}{2\sqrt{N_{\rm gal}}}$$

$\sigma_\epsilon \sim 0.4$: 銀河の固有楕円率

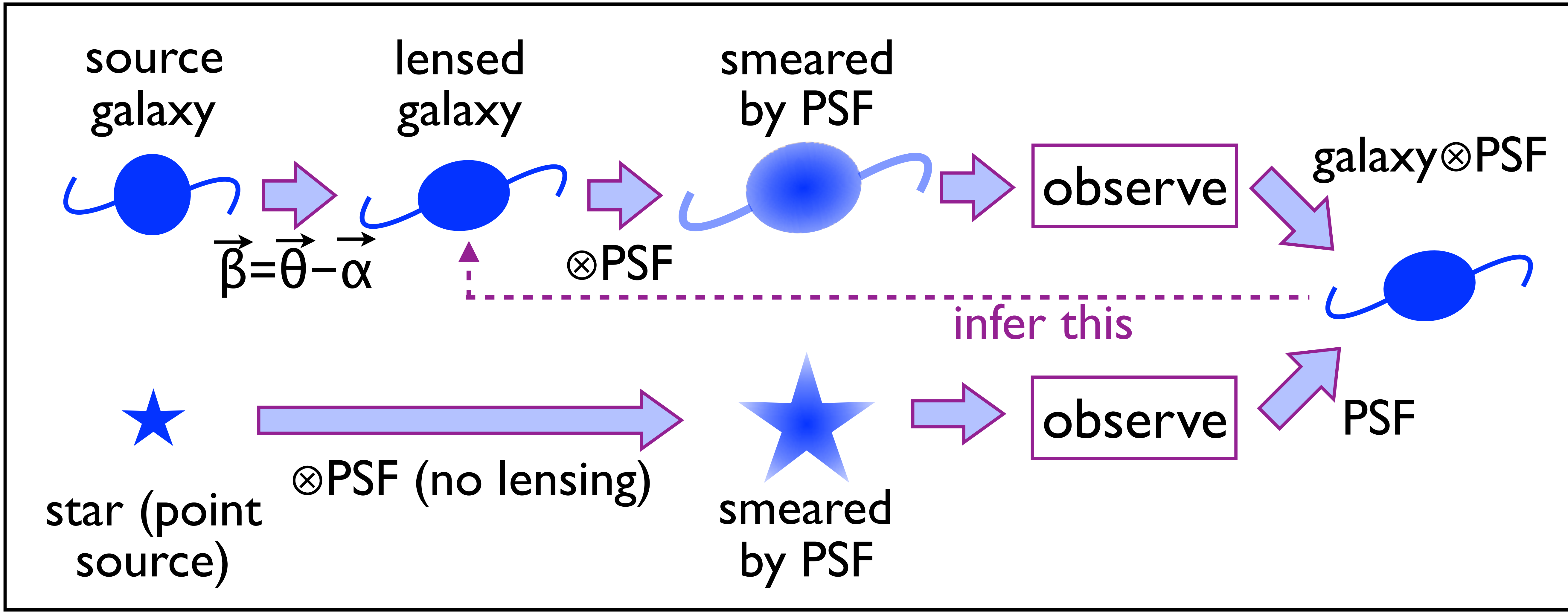
$N_{\rm gal}$: 平均した銀河の数

銀河団 $g \sim 0.03$ → 十分なS/Nを得るには $N_{\rm gal} \gtrsim 10^4$

実際の測定 (言うは易く、、、)

- 観測された銀河の形状は望遠鏡の光学系や大気のゆらぎに起因する Point Spread Function (PSF) でなまされている
- 星の形状を観測してPSFを見積もり補正する
- バイアスなしで銀河の形状を測定するのは大変だが究極的には画像シミュレーションでチェックすればなんとかなる

実際の銀河形状測定の概要



- 銀河の形状 (shear) の精確な測定は弱い重力レンズ解析の最大の困難の一つ
- 画像シミュレーションによる較正が可能

ここまでの簡単なまとめ

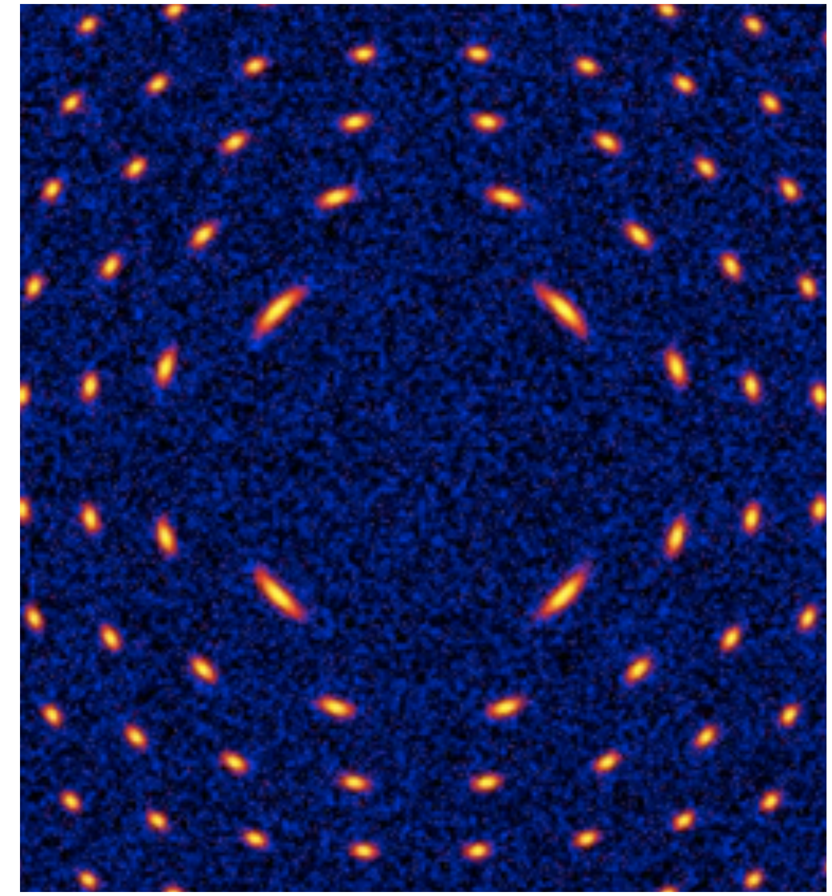
- 視線方向に積分した質量 (ダークマター) 分布
  → convergence κ
- 背景銀河の形状を平均して観測から推定
  → shear γ (reduced shear g)
- κ と γ はレンズポテンシャル ψ を介して関係 (ψの2階微分)

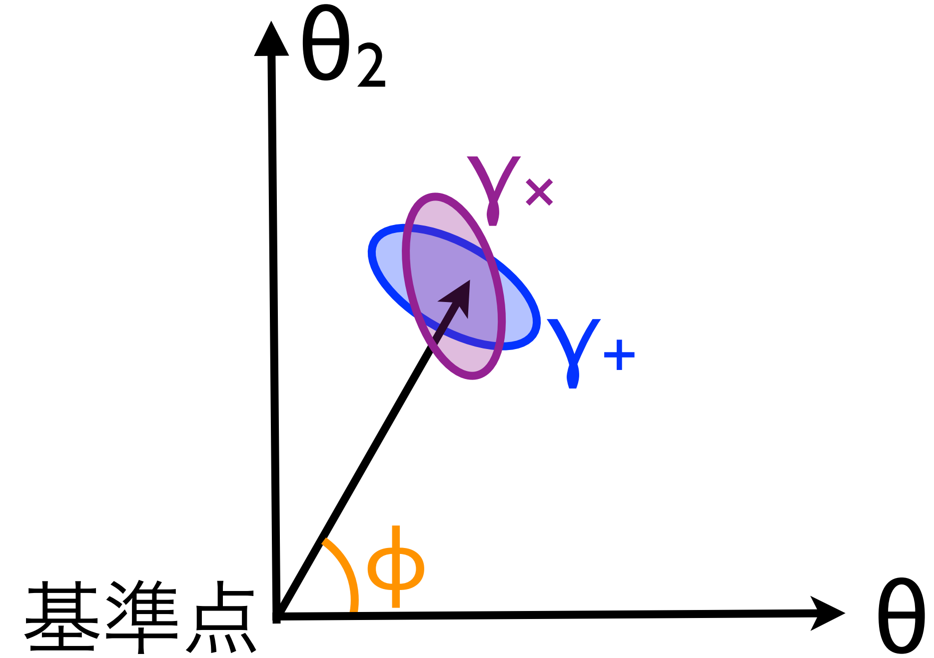
Tangential shear

- 球対称の密度分布は shear は常に tangential 方向のみ
- ある基準点 (銀河団中心) を定義し shear γ_1, γ_2 を変換

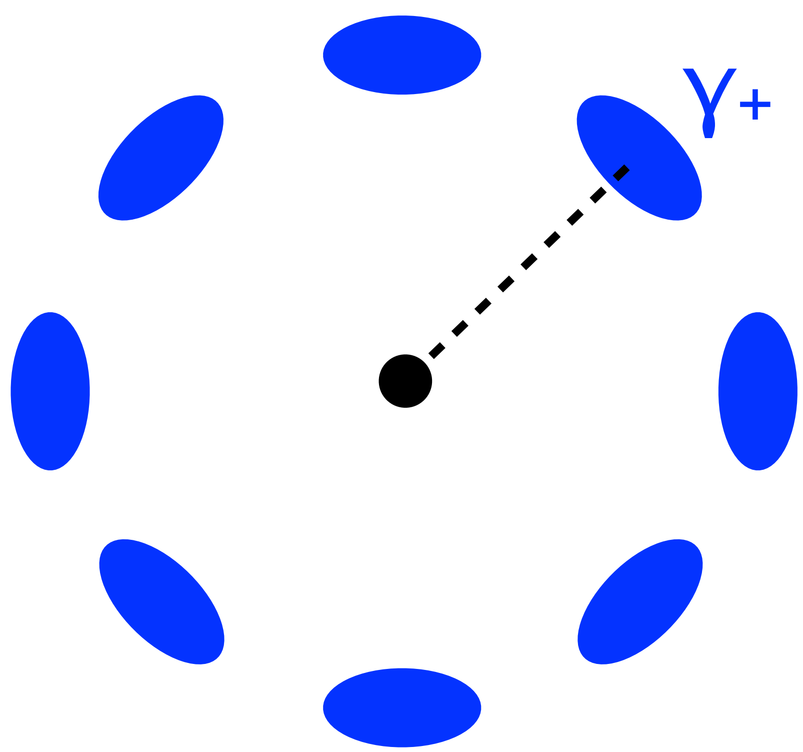
$$\gamma_+ \equiv -\gamma_1 \cos 2\phi - \gamma_2 \sin 2\phi$$
$$\gamma_\times \equiv \gamma_1 \sin 2\phi - \gamma_2 \cos 2\phi$$

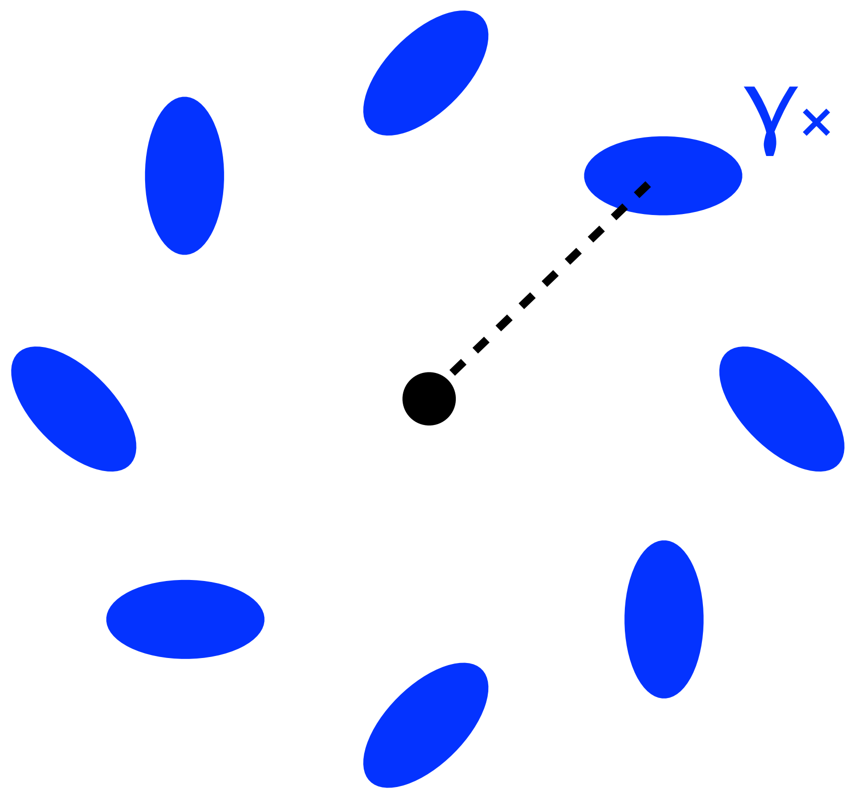
- γ_+を測定し、モデル計算と比較してダークマター分布を測定 ($\gamma_\times$はゼロ)





重力レンズ Eモード/Bモード





Eモード: 重力レンズで生成される

Bモード: 重力レンズで生成されない (小さい)
→ 系統誤差のチェック

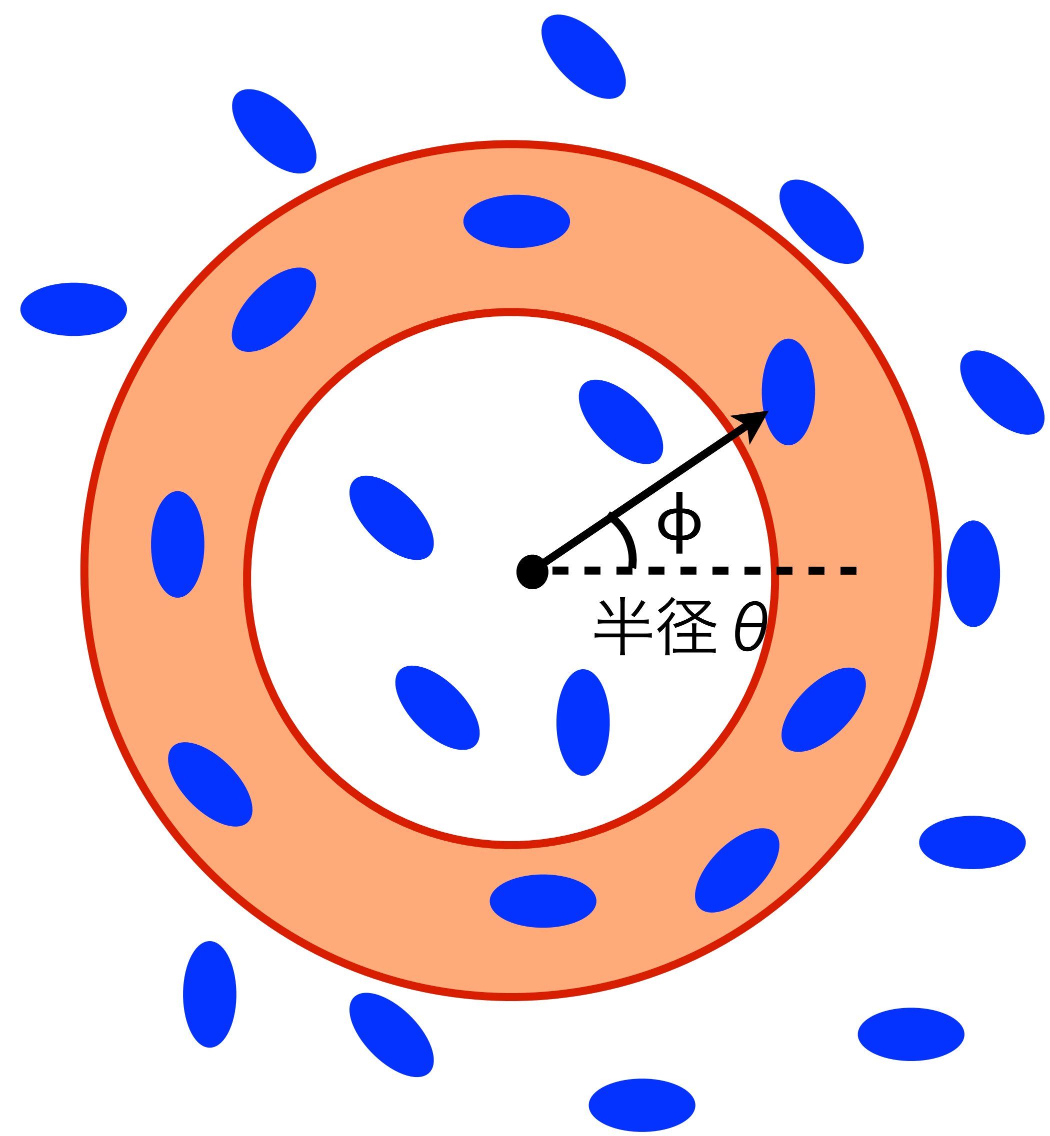
Tangential shear profile

- 半径 θ の円環を定義
- 円環内の tangential shear を円環内の銀河を平均して計算

$$\gamma_+(\theta) = \frac{\sum_i w_i \gamma_{+,i}}{\sum_i w_i}$$

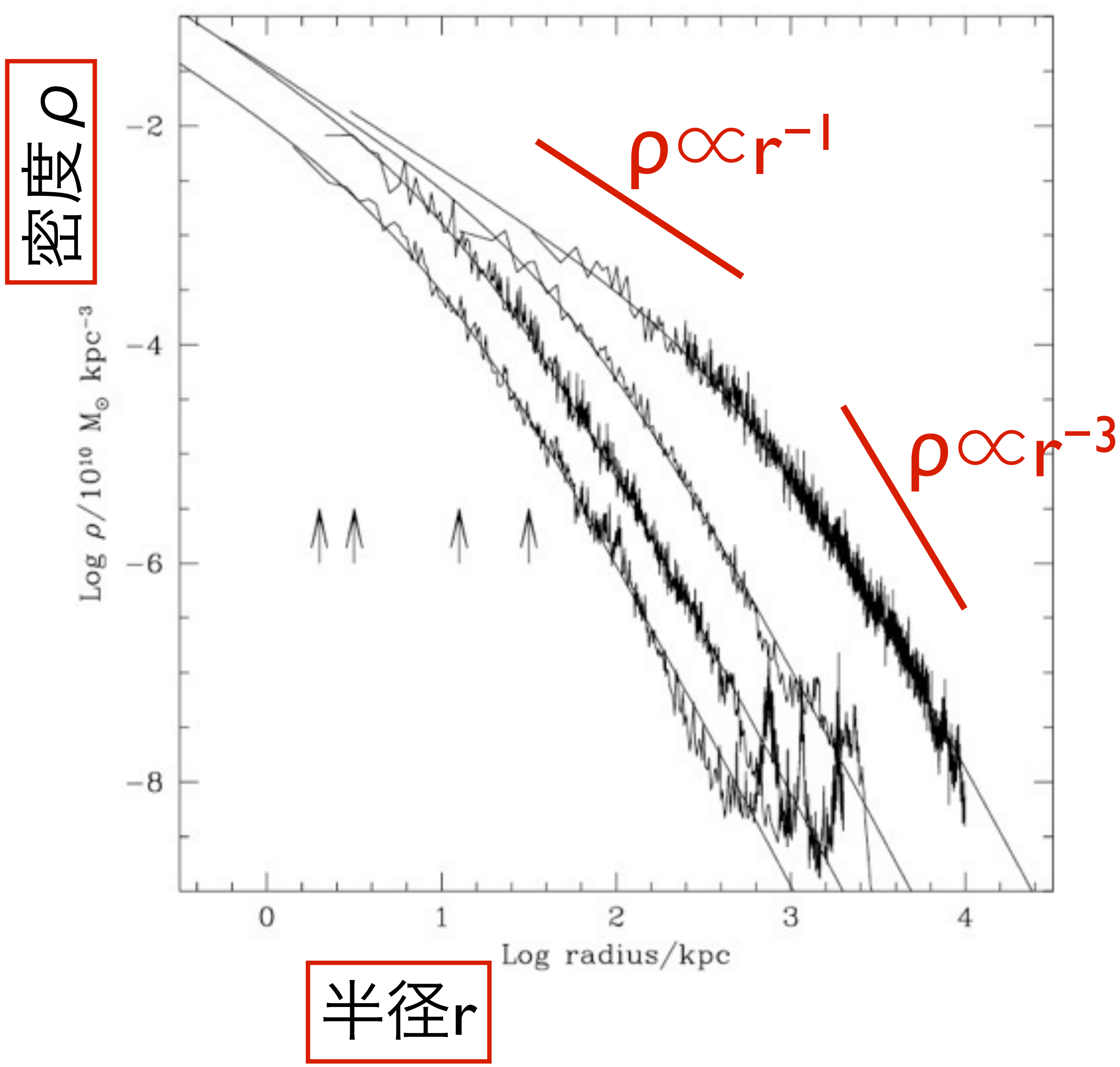
[w_i: ウェイト, 例 $w=1/(\sigma_{int}^2+\sigma_{sta}^2)$]

- 観測された $\gamma_+(\theta)$ を理論モデルと比較



Navarro, Frenk & White (1996, 1997)

NFW密度プロファイル



- N体計算で得られる冷たい無衝突ダークマターの自己重力系の動径密度分布は普遍的

$$\rho(r) = \frac{\rho_s}{(r/r_s)(1+r/r_s)^2}$$

- 銀河団重力レンズ解析でもよく使われる

NFW分布の重力レンズ (球対称)

- 密度分布を視線方向に投影 → convergence κ

$$\kappa(r) = \int_{-\infty}^{\infty} dz \frac{\rho(\sqrt{r^2+z^2})}{\Sigma_{\rm crit}} = \frac{2\rho_s r_s}{\Sigma_{\rm crit}} \frac{1}{x^2-1} \left(1 - \frac{\arctan\sqrt{x^2-1}}{\sqrt{x^2-1}}\right)$$

$$(x \equiv r/r_s)$$

- 球対称での convergence とtangential shear の関係

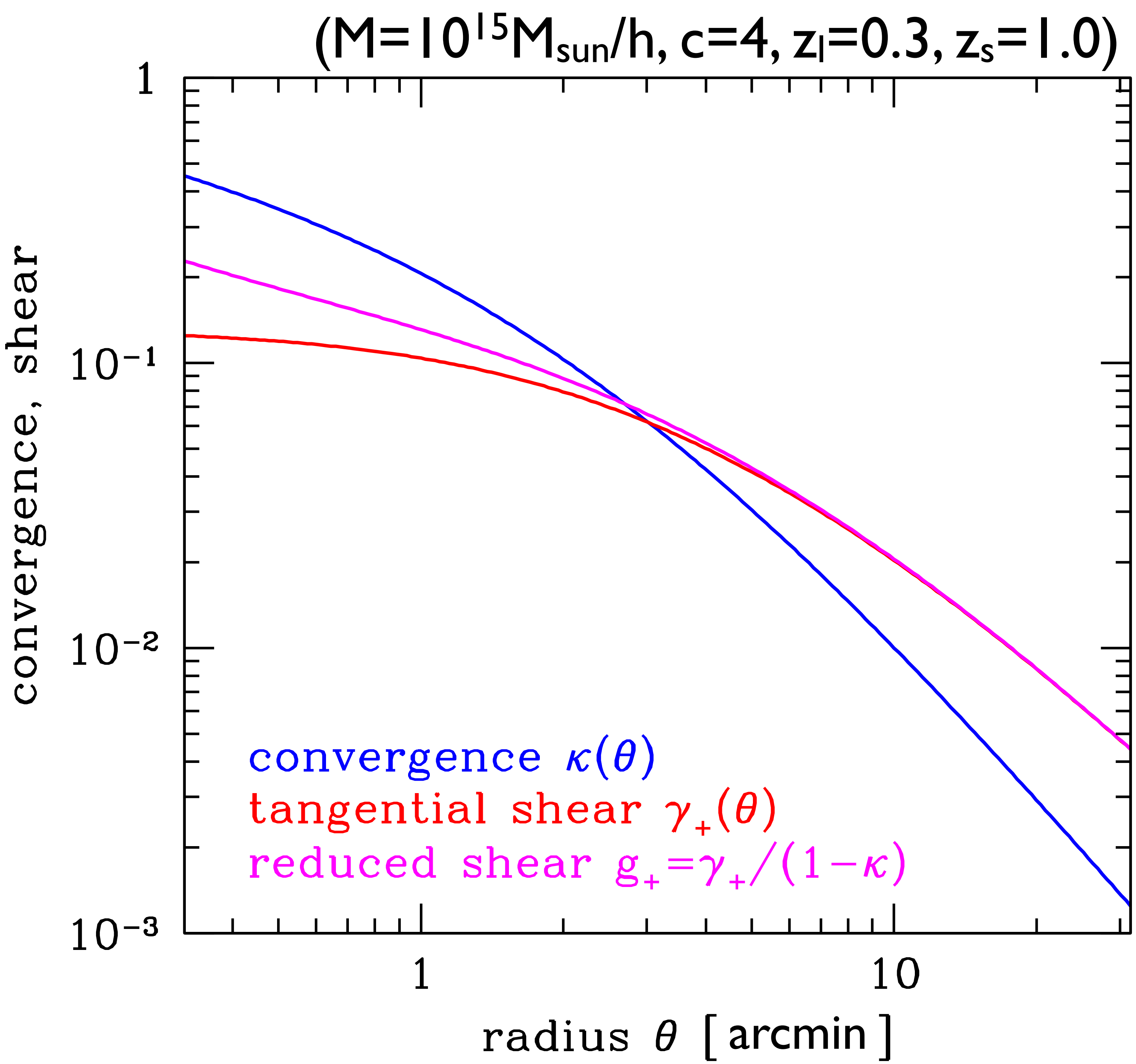
$$\gamma_+(r) = \frac{2}{r^2}\int_0^r dr'\, r' \kappa(r') - \kappa(r) = \bar{\kappa}(<r) - \kappa(r)$$

shearは密度分布のnon-localな情報を持つ！

- NFW分布の場合

$$\gamma_+(r) = \frac{4\rho_s r_s}{\Sigma_{\rm crit}} \frac{1}{x^2} \left(\frac{\arctan\sqrt{x^2-1}}{\sqrt{x^2-1}} + \ln\frac{x}{2}\right) - \kappa(r)$$

NFW分布の重力レンズ (球対称)



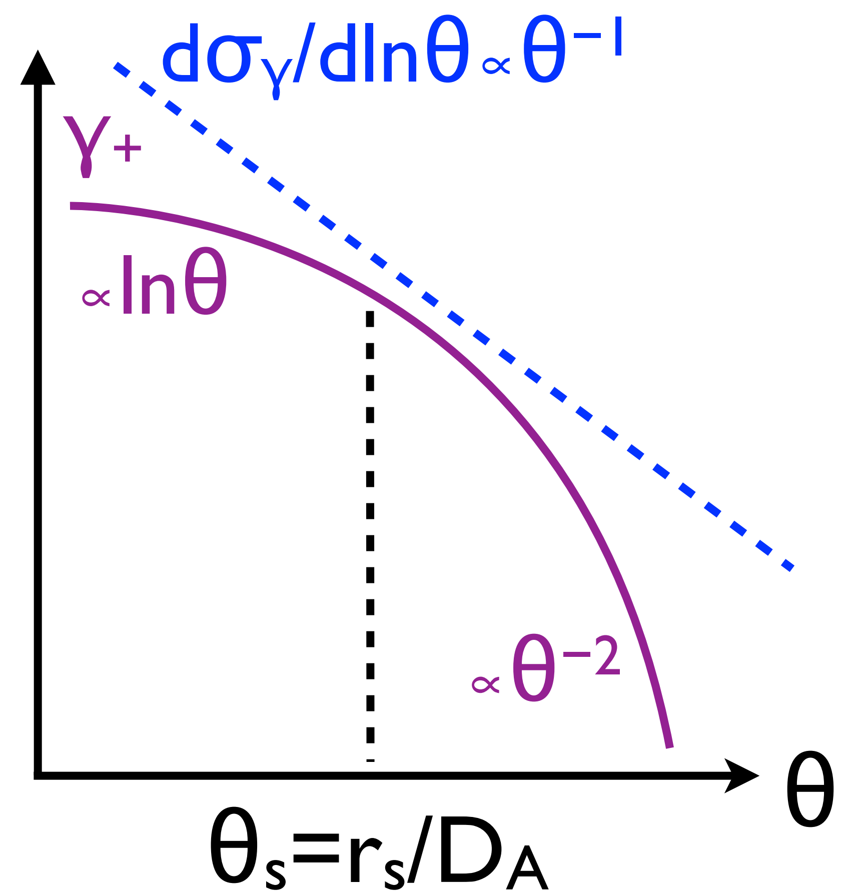
- γ_+は興味のある範囲で典型的に~0.01-0.1
- γ_+とg_+は外側で一致

Tangential shear profile の S/N

- 半径のbinを対数でとったとして固有楕円率由来の誤差は

$$\frac{d\sigma_\gamma}{d\ln\theta} \propto \frac{1}{\sqrt{A_{\rm bin}}} \propto \frac{1}{\theta}$$

- 一方NFW分布の γ+ (g+) は中心で緩やかになる
  → r=rs 付近の質量分布が主にS/Nを決める



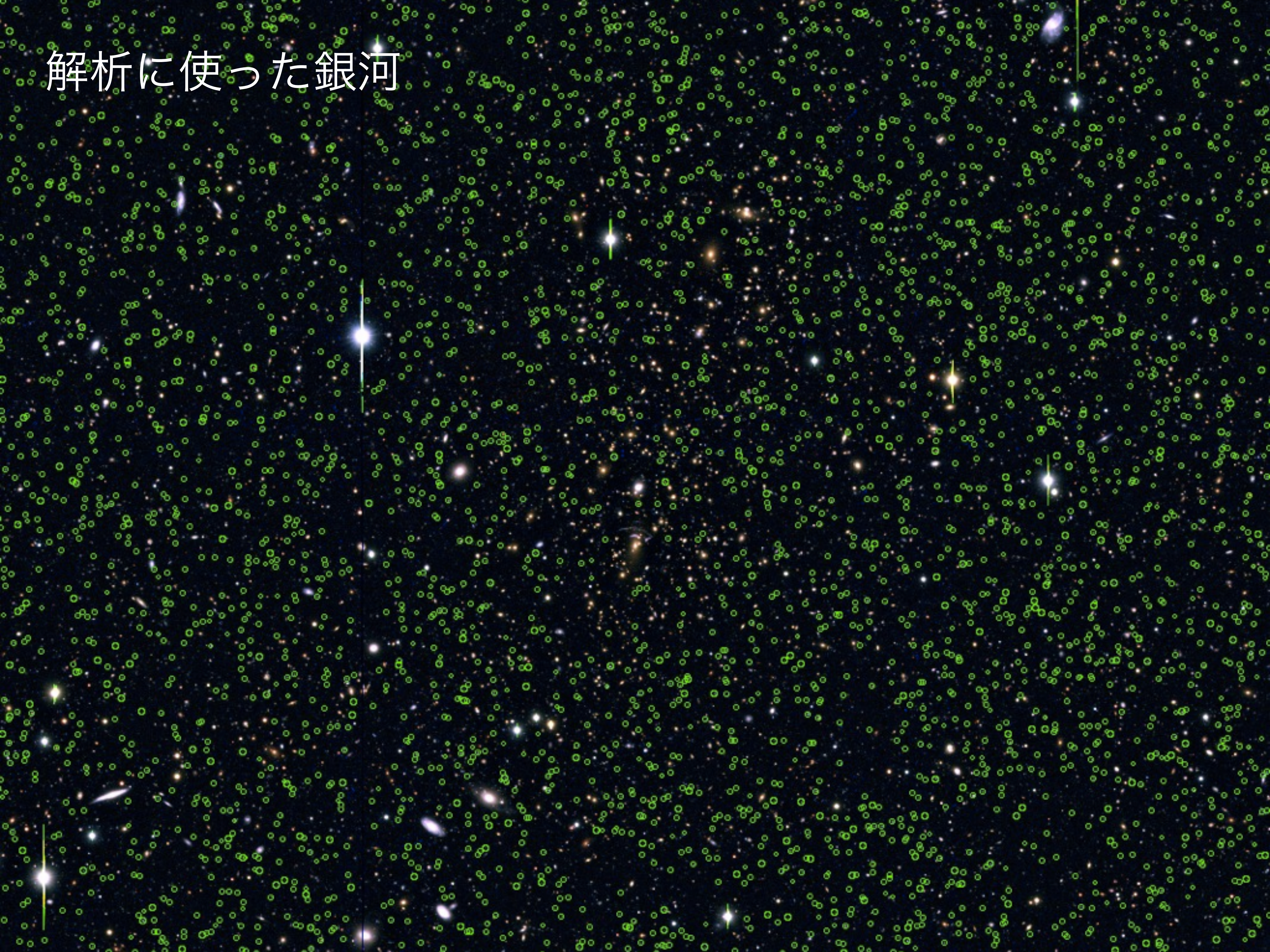
解析の例

- SDSSJ1138+2754
  Sloan Giant Arcs Survey (SGAS) で見つかった強い重力レンズを示す銀河団 (z=0.45)

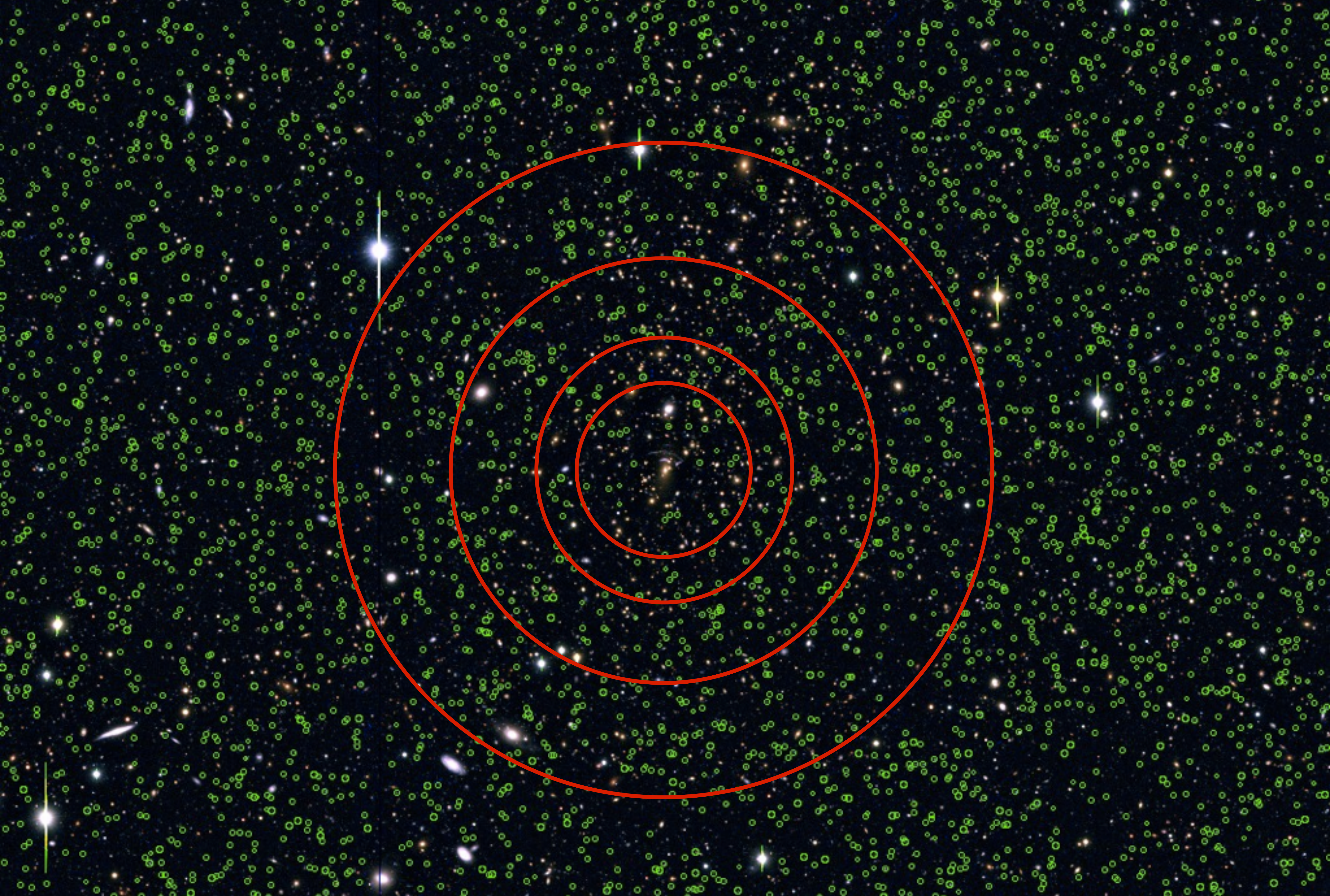
- すばるSuprime-cam画像を用いて弱重力レンズ解析

Subaru/Suprime-cam gri-band


すばる望遠鏡広視野画像


解析に使った銀河

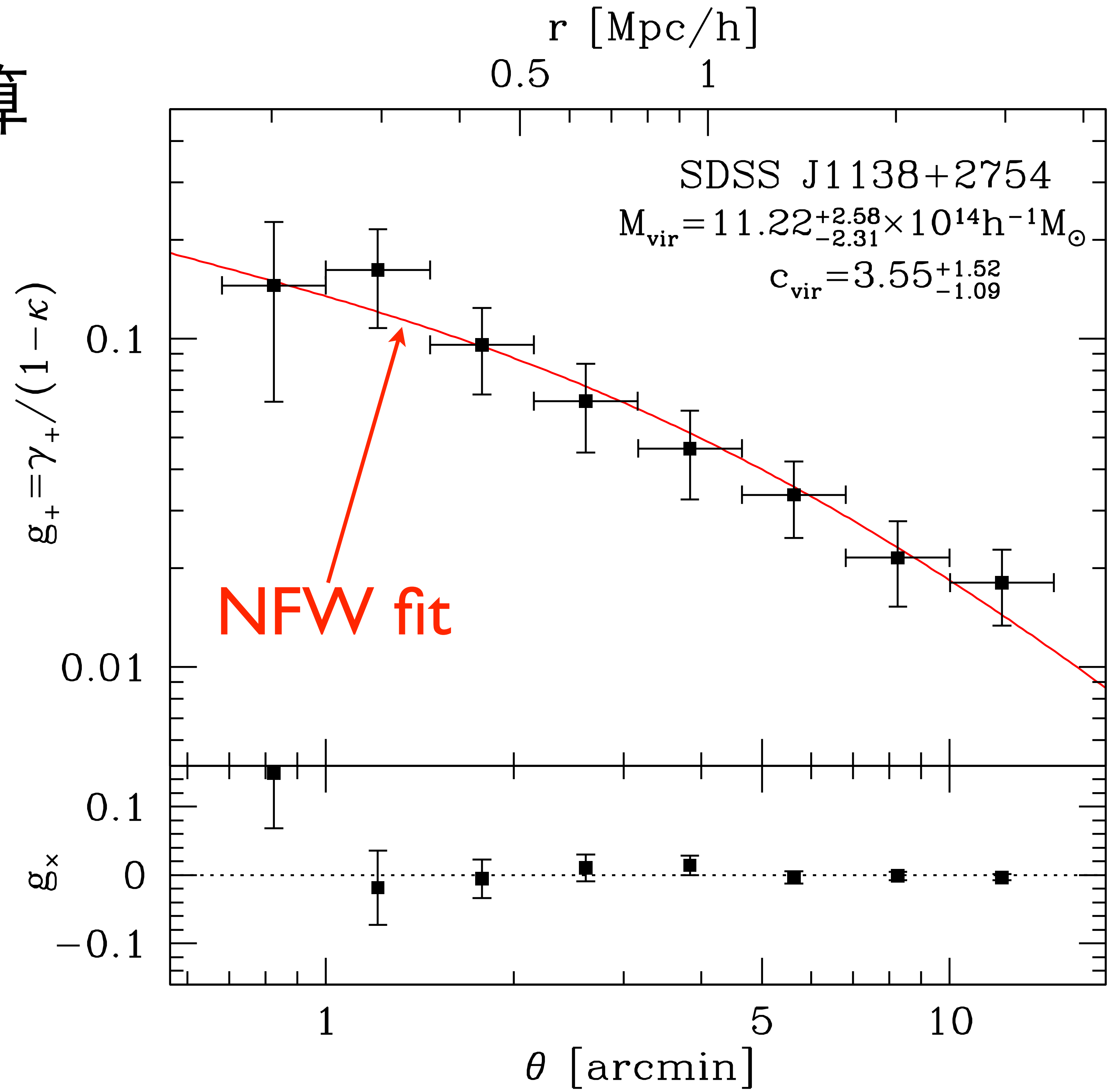
各円環でtangential shearを計算



Oguri et al. MNRAS **420**(2012)3213

観測された tangential shear 分布

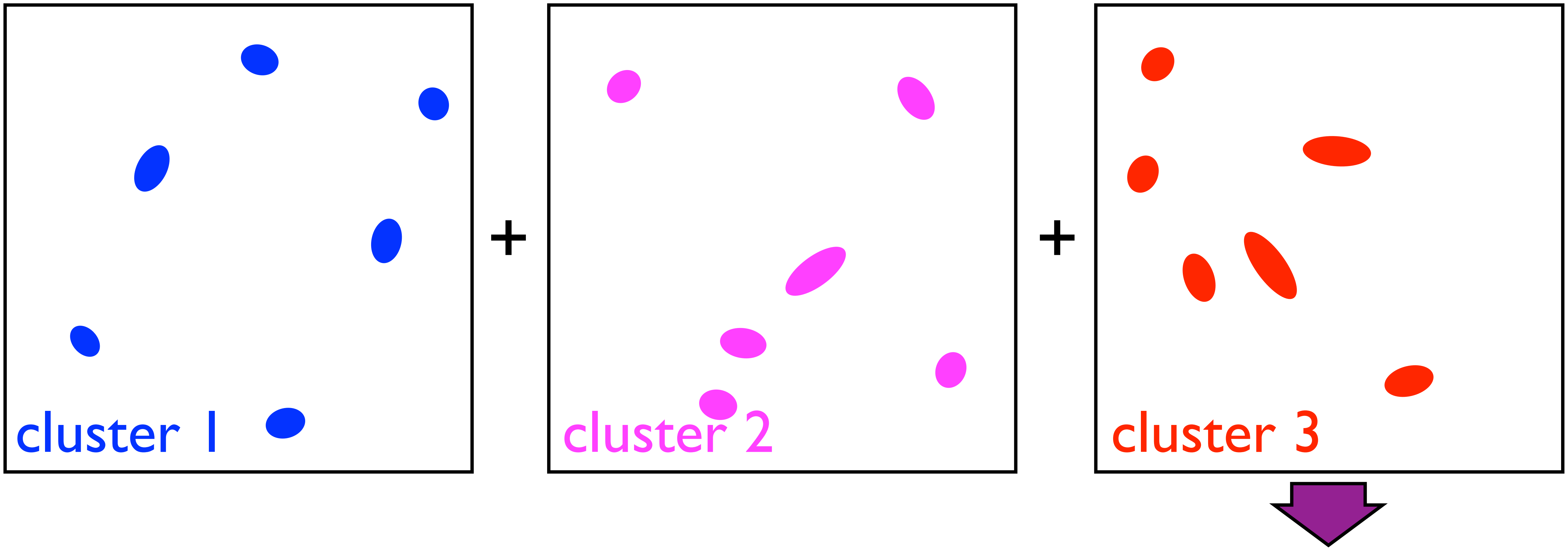
- NFW分布から計算された g_+ とよく一致
- $g_\times$は期待どおりほぼゼロ
- NFW fitの結果銀河団の質量は $M \sim 10^{15} M_{sun}/h$ とかなり重いことが判明



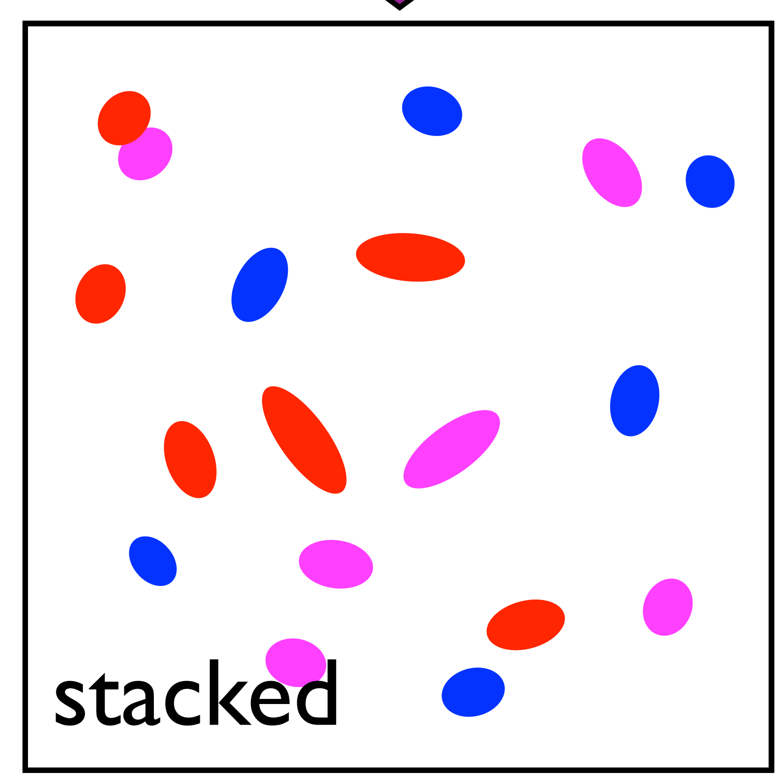
スタック解析 (stacked weak lensing)

- 弱い重力レンズ信号が個々に十分に検出できるのは適切な z にある (z~0.2-0.5) 非常に重い銀河団のみ
- 銀河団サンプルに対して重力レンズ信号を足し合わせることで (stacked weak lensing) より軽い銀河団や銀河、ないし high-z 銀河団を詳しく調べることができる
- 広視野撮像サーベイの時代に特に重要な手法

スタック解析の概要

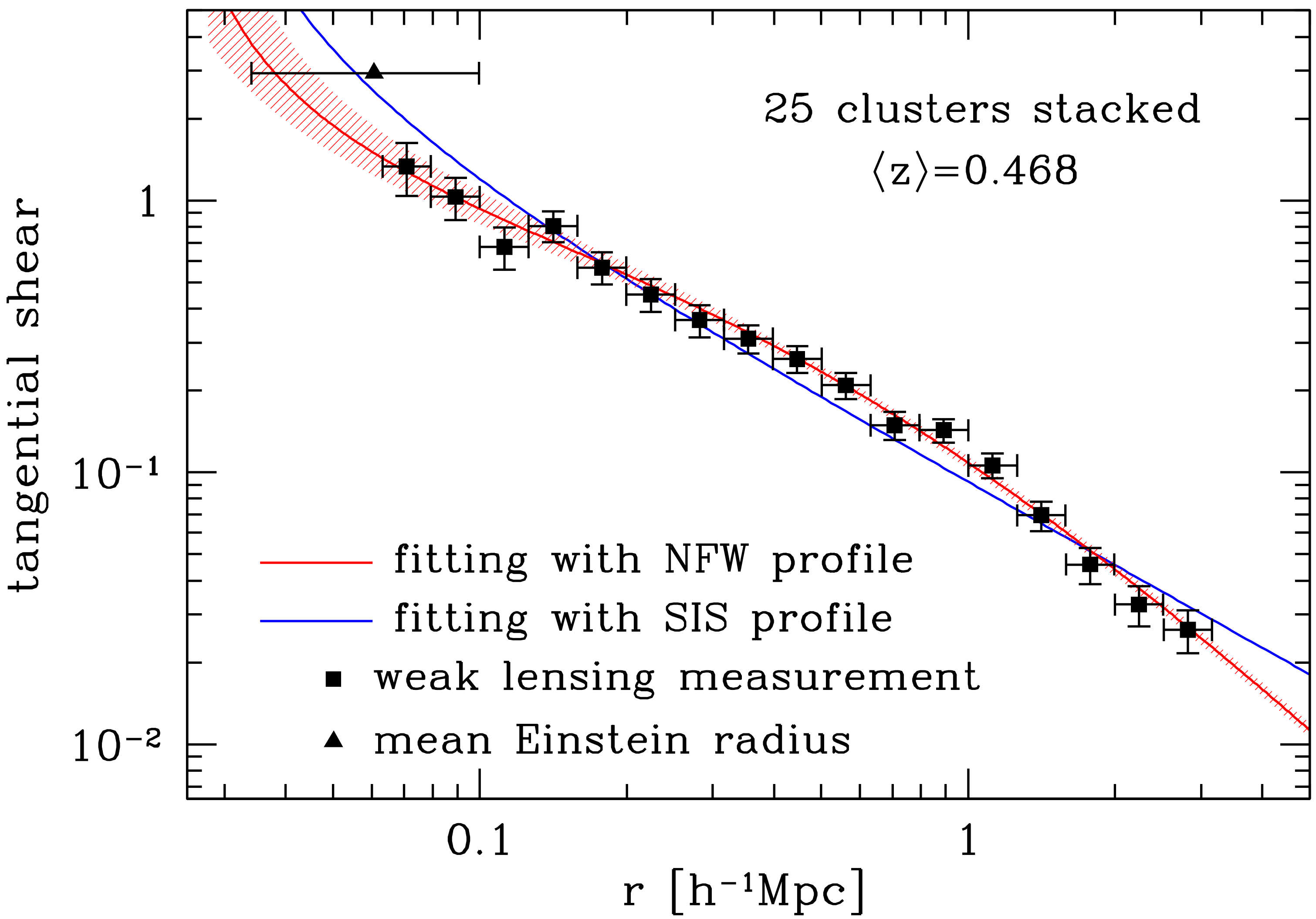


- 異なる銀河団のまわりの shear 測定を組み合わせることで、銀河団サンプルの平均的性質を詳しく調べることが可能に



Oguri et al. MNRAS, **420**, 3213 (2012)

スタック解析の威力 (I)

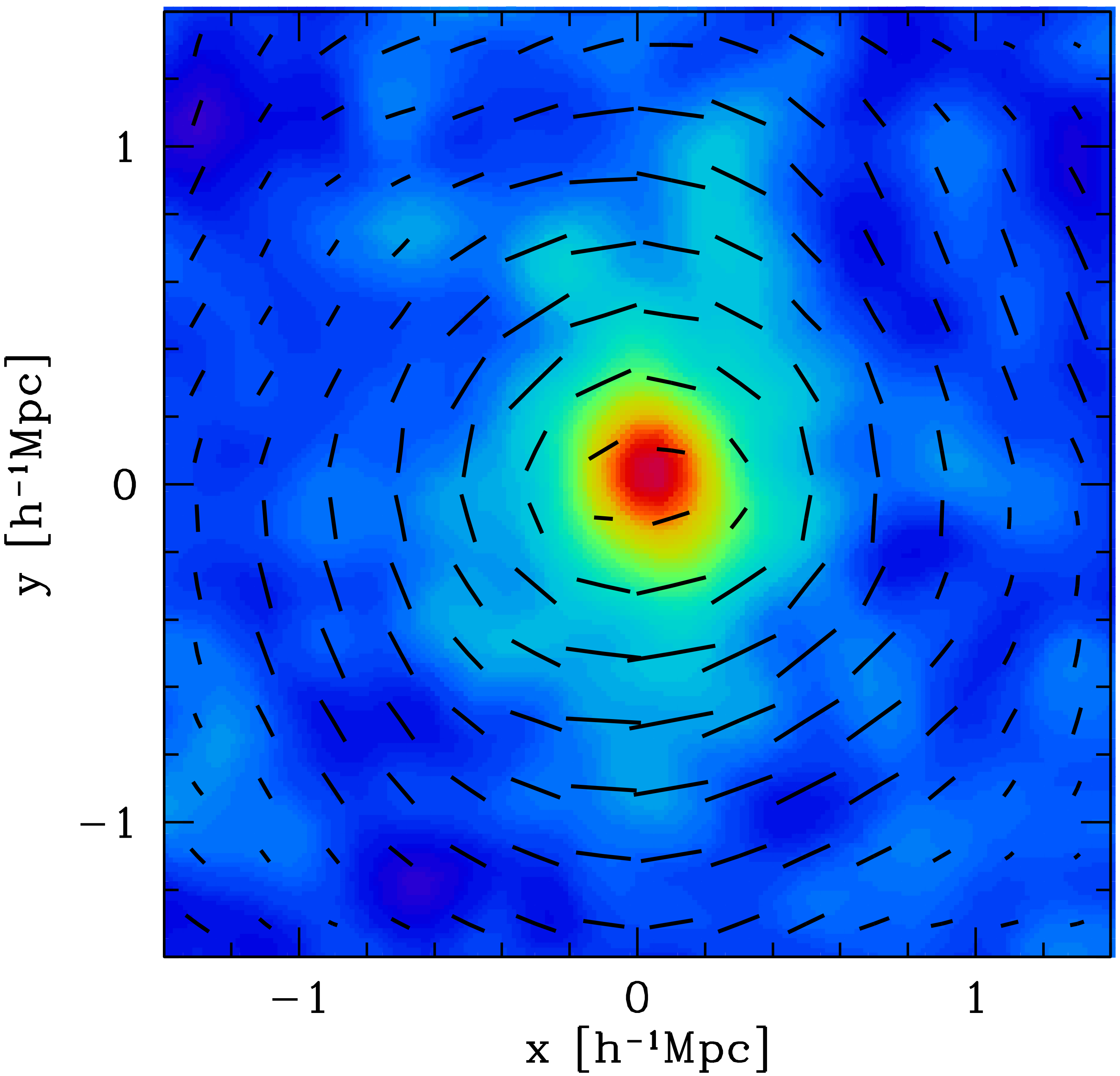


- 多数の銀河団でスタックし高S/N
- 標準ダークマター理論の予言分布 (NFW profile) と高精度で一致

(see also Okabe et al. 2010, 2013; Umetsu et al. 2014; Niikura et al. 2015)

Oguri et al. MNRAS, **420**, 3213 (2012)

スタック解析の威力 (II)

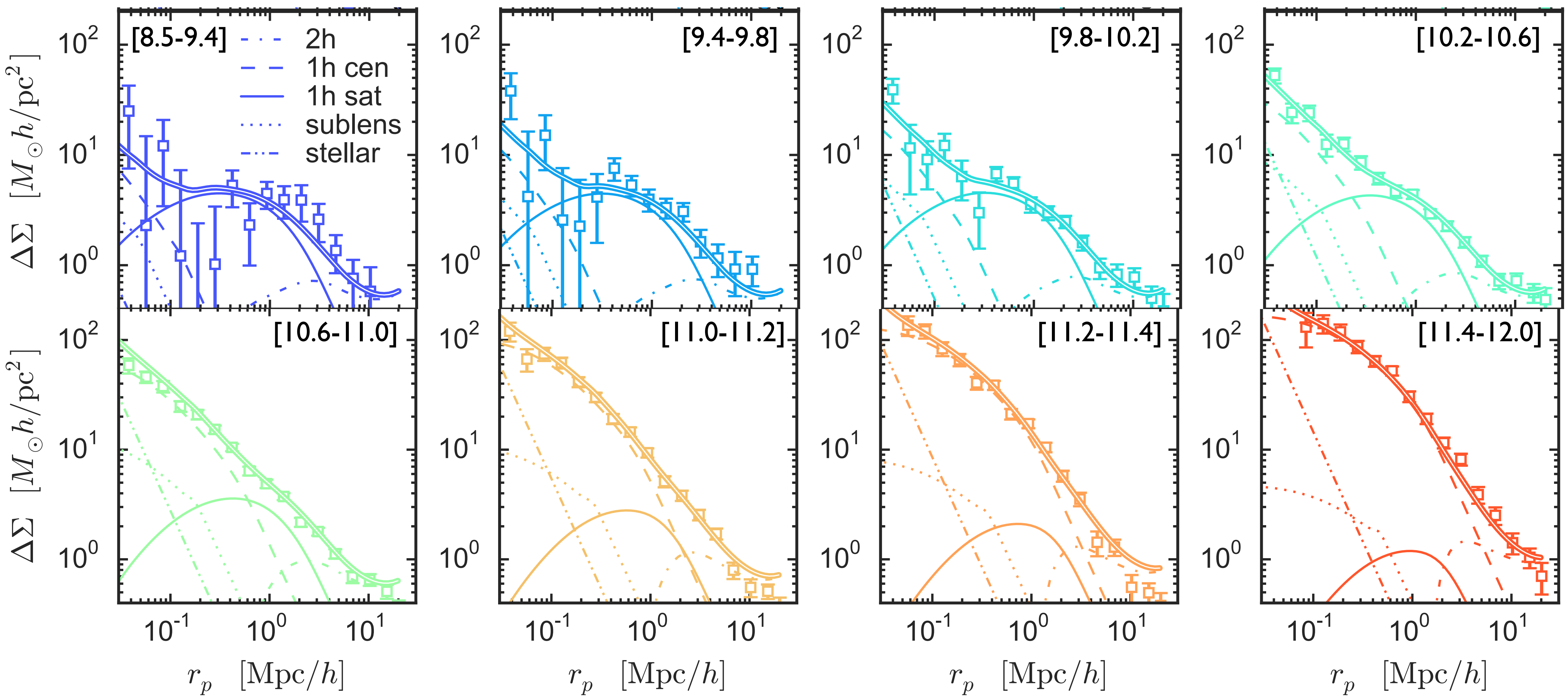


- 長軸をそろえて2D スタック解析
- 質量分布は球対称ではなく大きくゆがんだ (軸比~0.5) 分布, ΛCDMの予言と良く一致

(see also Evans & Bridle 2009; Oguri et al. 2012; Clampitt & Jain 2016; van Uitert et al. 2016)

スタック解析の威力 (III)

- 銀河団だけでなく銀河の周りのスタック解析で銀河とダークハローの関係を詳しく調べる研究もさかんに行われている



Zu & Mandelbaum (2016)

ダークマター分布: mass map

- tangential shear 解析では質量密度分布の中心や分布の関数形をあらかじめ仮定
- 仮定をおかず直接密度分布を再構築することも可能 (shear → convergence)

(Kaiser & Squires 1993)

質量密度分布の再構築 (I)

- 復習: 密度分布 κ とレンズポテンシャル ψ の関係

$$\psi(\vec{\theta}) = \frac{1}{\pi} \int d\vec{\theta}' \kappa(\vec{\theta}') \ln \left| \vec{\theta} - \vec{\theta}' \right|$$

- ψ の2階微分が shear γ なので

$$\gamma(\vec{\theta}) = \frac{1}{\pi} \int d\vec{\theta}' \kappa(\vec{\theta}') D(\vec{\theta} - \vec{\theta}')$$

$$D(\vec{\theta}) \equiv \frac{\theta_2^2 - \theta_1^2 - 2i\theta_1\theta_2}{|\vec{\theta}|^4}$$

shearは密度分布の non-local な情報を持つ！

質量密度分布の再構築 (II)

- 畳み込み → フーリエ空間では積

$$\hat{\gamma}(\vec{\ell}) = \frac{1}{\pi}\hat{\kappa}(\vec{\ell})\hat{D}(\vec{\ell})$$

$$\hat{D}(\vec{\ell}) = \pi\frac{\ell_1^2 - \ell_2^2 + 2i\ell_1\ell_2}{|\vec{\ell}|^2} = \frac{\pi^2}{\hat{D}^*(\vec{\ell})}$$

$$\rightarrow \boxed{\underbrace{\kappa(\vec{\theta}) - \kappa_0}_{} = \frac{1}{\pi}\int d\vec{\theta}'\gamma(\vec{\theta}')D^*(\vec{\theta} - \vec{\theta}')}$$

定数
→ γ に影響せず
(mass-sheet 縮退)

$$D^*(\vec{\theta}) \equiv \frac{\theta_2^2 - \theta_1^2 + 2i\theta_1\theta_2}{|\vec{\theta}|^4}$$

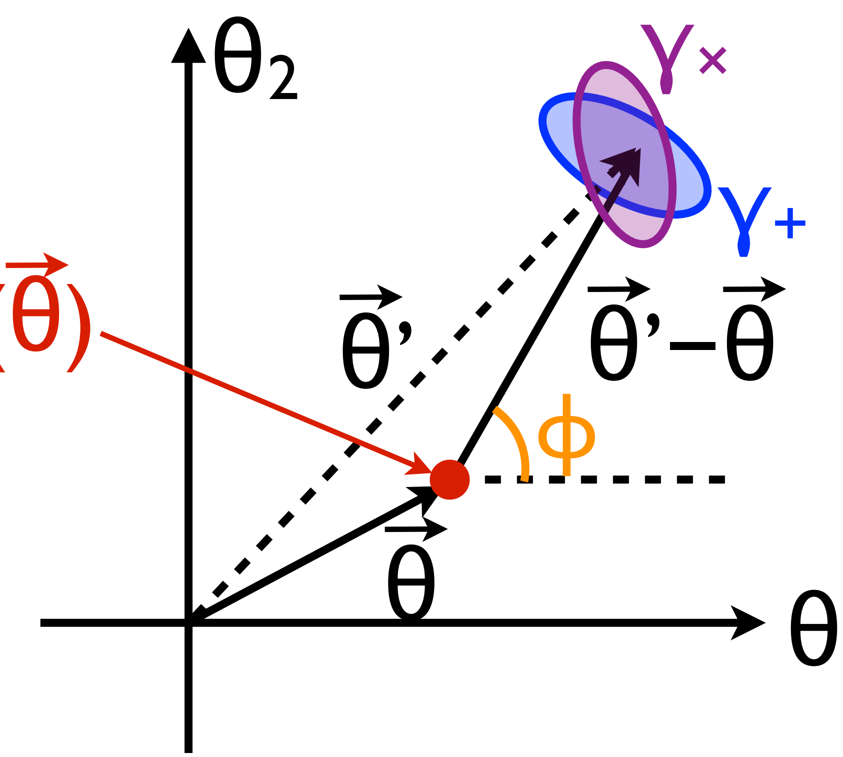
質量密度分布の再構築 (III)

- わかりやすくするためちょっと書き換える

$$\kappa(\vec{\theta}) - \kappa_0 = \underbrace{\frac{1}{\pi}\int d\vec{\theta}' \frac{\gamma_+(\vec{\theta}';\vec{\theta})}{|\vec{\theta}-\vec{\theta}'|^2}}_{\text{Eモード (real)}} + i\underbrace{\frac{1}{\pi}\int d\vec{\theta}' \frac{\gamma_\times(\vec{\theta}';\vec{\theta})}{|\vec{\theta}-\vec{\theta}'|^2}}_{\text{Bモード (ゼロになる)}}$$

$$\gamma_+(\vec{\theta}';\vec{\theta}) \equiv -\gamma_1 \cos 2\phi - \gamma_2 \sin 2\phi$$

$$\gamma_\times(\vec{\theta}';\vec{\theta}) \equiv \gamma_1 \sin 2\phi - \gamma_2 \cos 2\phi$$



ある点 $\vec{\theta}$ の convergence $\kappa(\vec{\theta})$
→ その周りの γ_+を足し上げる

質量密度分布の再構築 (IV)

- 現実には小スケールのノイズの寄与が発散

$$P_{\rm shot}(\boldsymbol{\ell}) = \frac{\sigma_e^2}{2\bar{n}}$$

$$\langle \{\hat{\kappa}_{\rm est}(\boldsymbol{\theta})\})^2\rangle_{\rm shot} = \int \frac{d^2\ell}{(2\pi)^2} P_{\rm shot}(\boldsymbol{\ell}) \to \infty$$

- 小スケールのノイズを抑えるためフィルター (smoothing) が必要

$$\tilde{\kappa}(\vec{\theta}) = \int d\vec{\theta}\, \kappa(\vec{\theta}) U(|\vec{\theta}' - \vec{\theta}|)$$

[U(θ): 例えばGaussian]

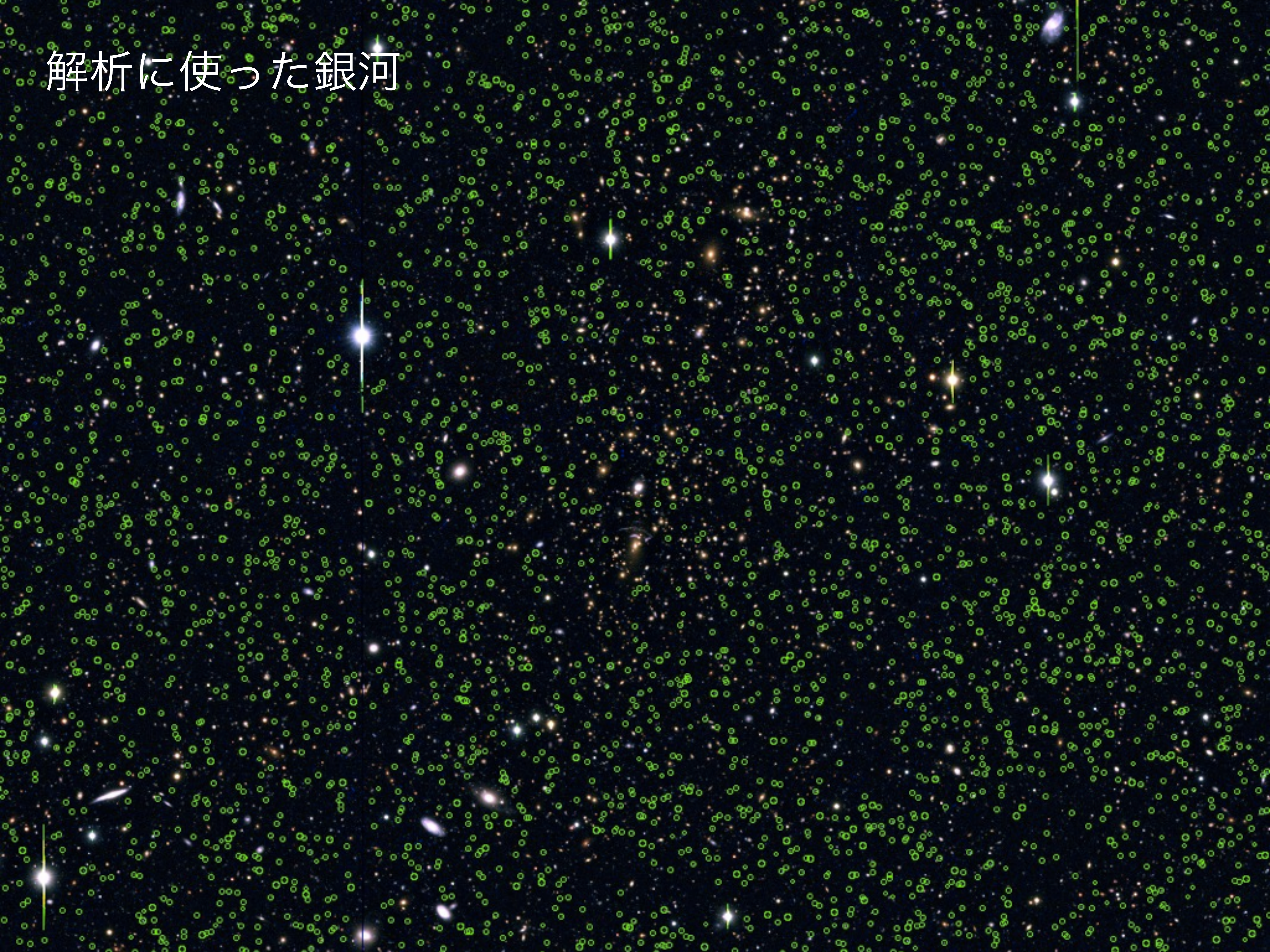
解析の例

- SDSSJ1138+2754
  Sloan Giant Arcs Survey (SGAS) で見つかった強い重力レンズを示す銀河団 (z=0.45)

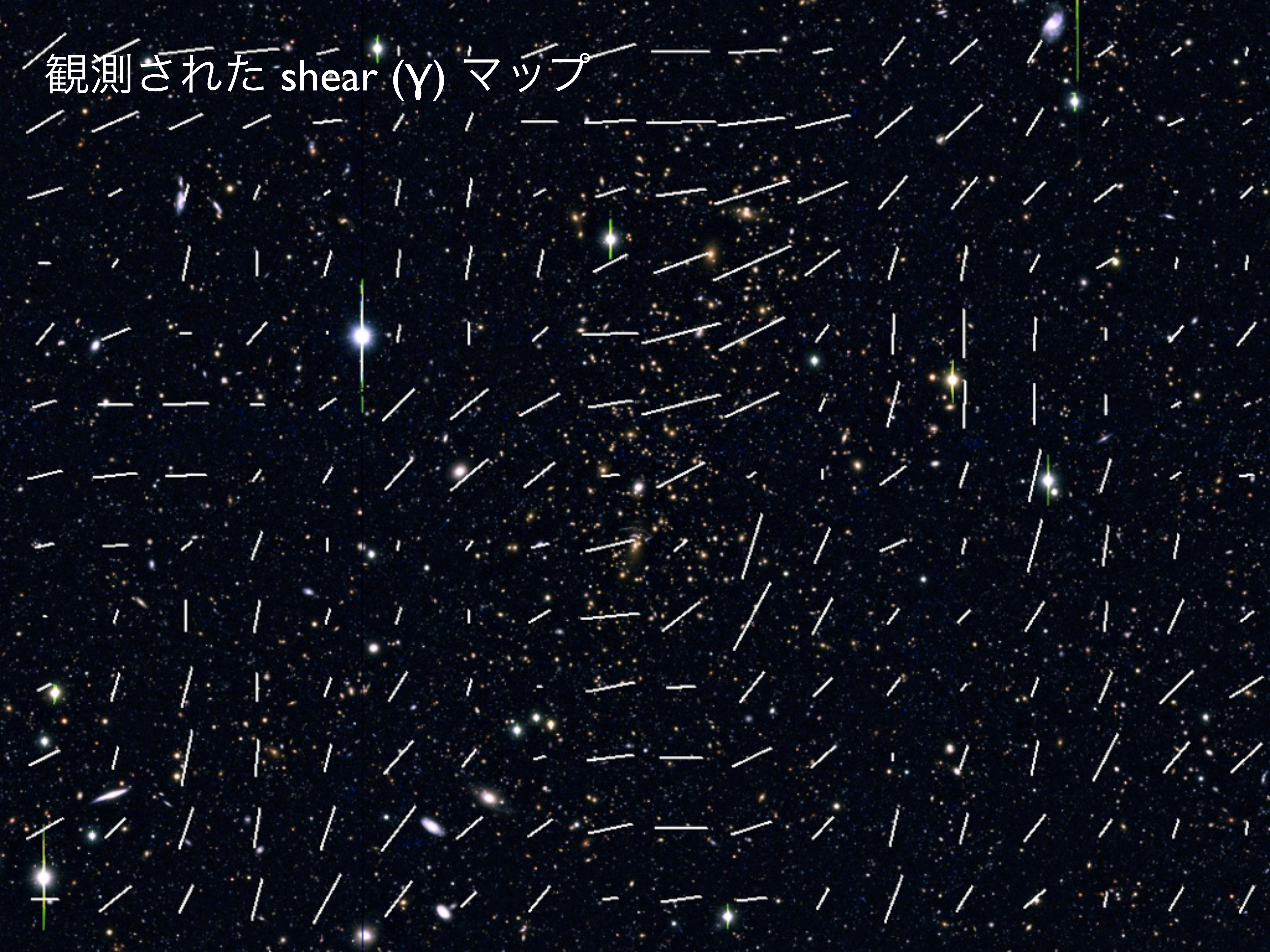
- すばるSuprime-cam画像を用いて弱重力レンズ解析

Subaru/Suprime-cam gri-band

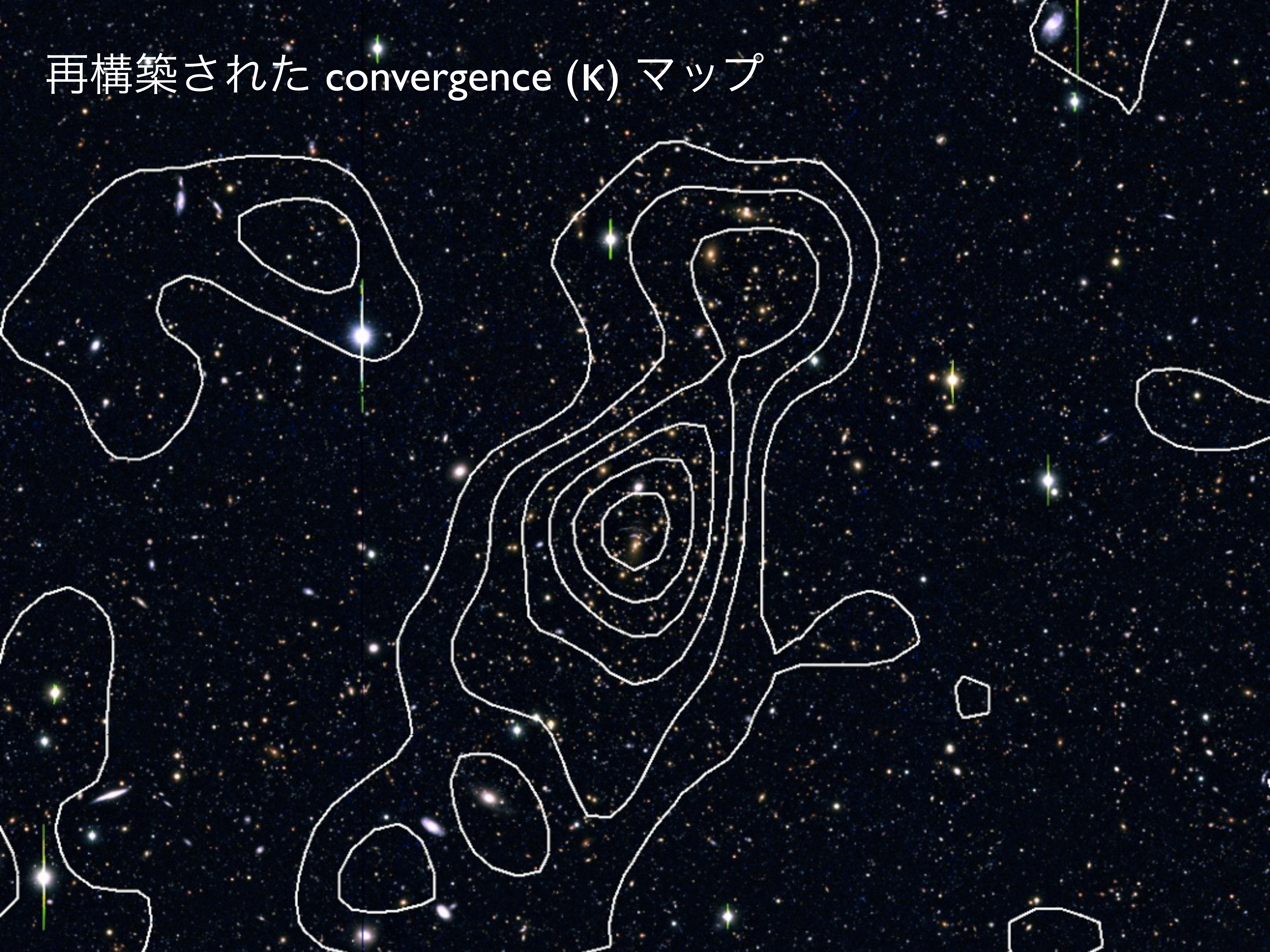

すばる望遠鏡広視野画像


解析に使った銀河

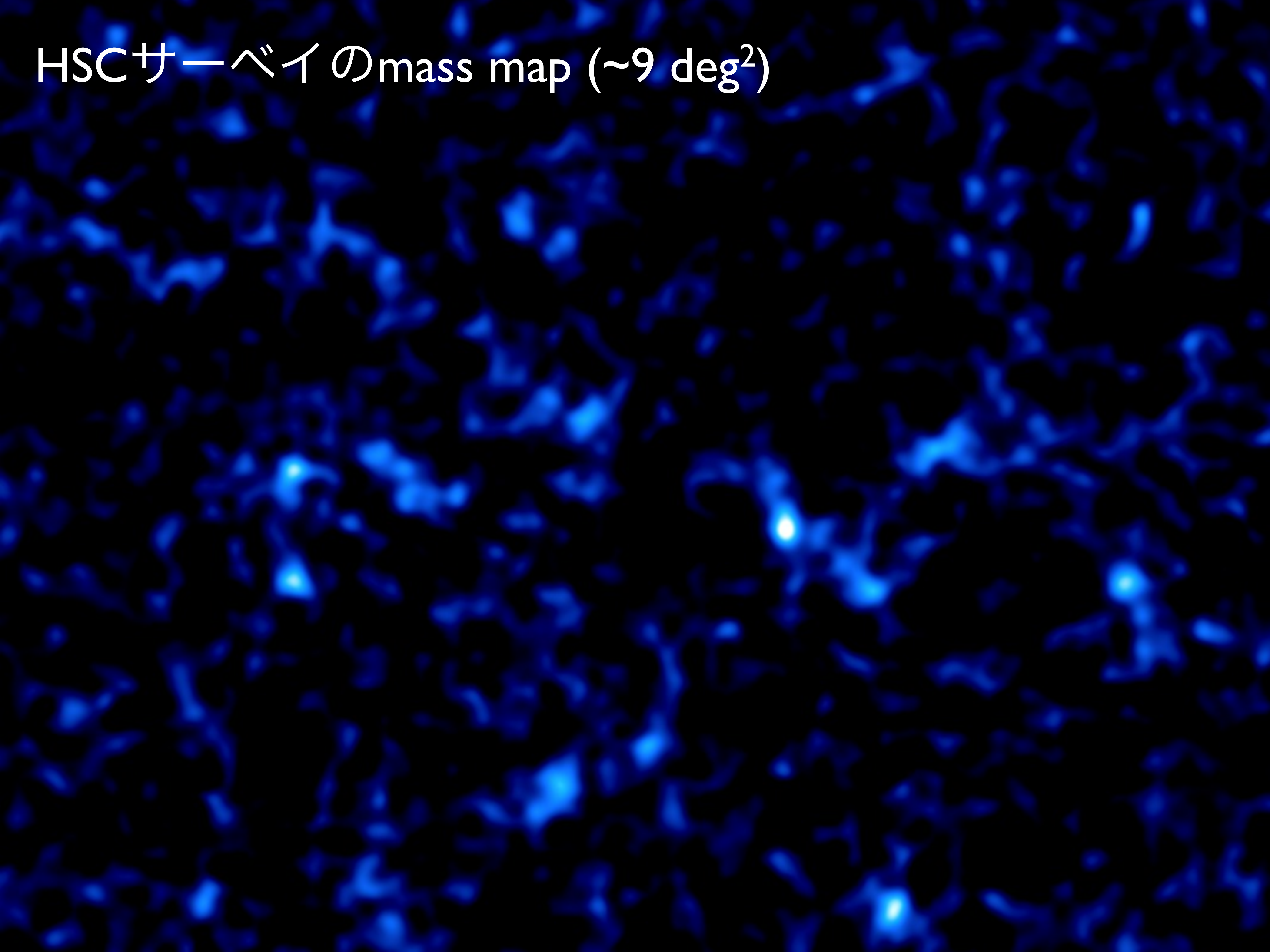
観測された shear (γ) マップ



再構築された convergence (K) マップ

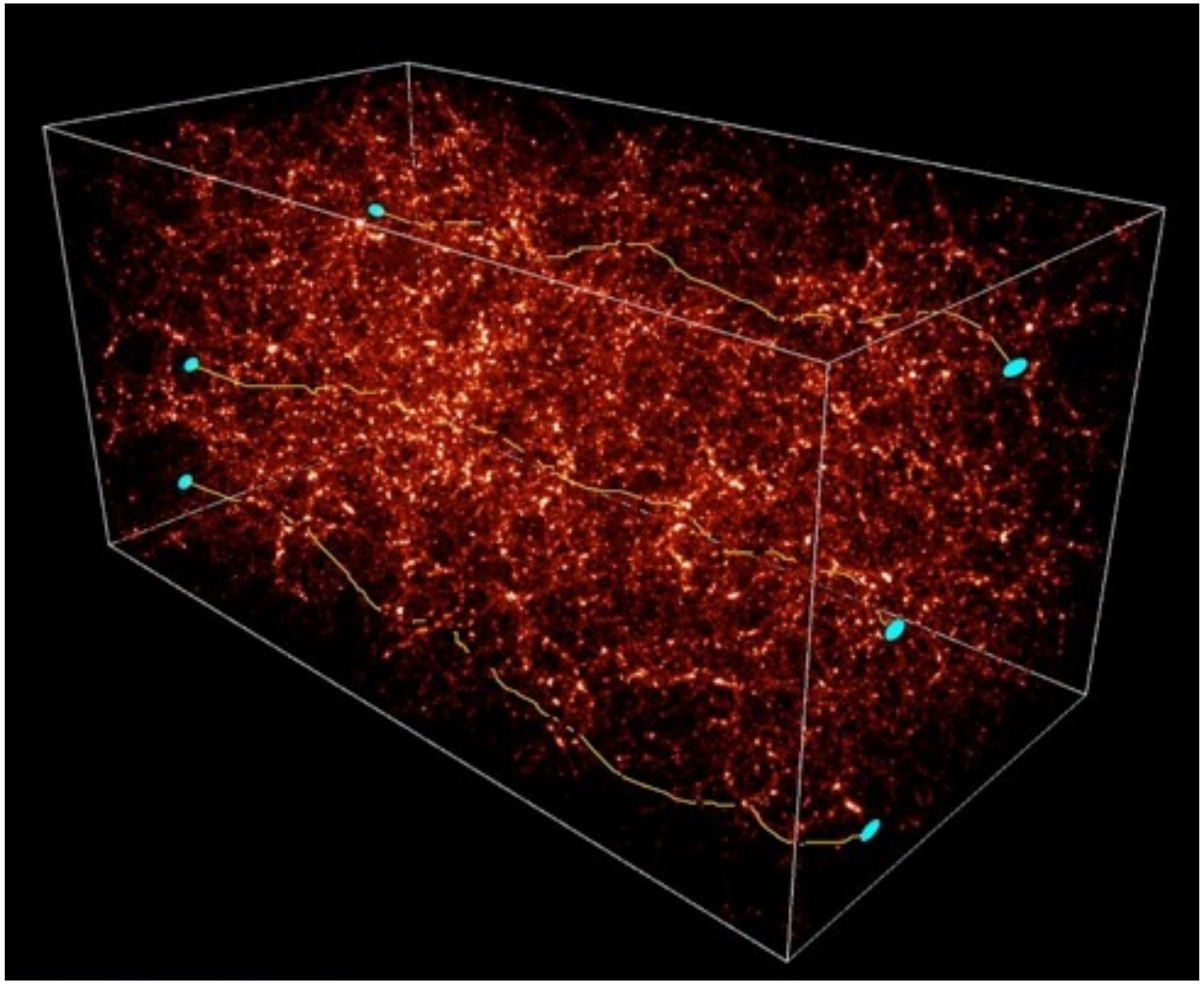


HSCサーベイのmass map (~9 deg^2)



弱い重力レンズと宇宙大規模構造

- 弱い重力レンズはダークマターも含めた全質量密度分布を測定する
- 弱い重力レンズの統計量 (パワースペクトル等) で密度ゆらぎとその進化を直接調べられる



宇宙論的弱い重力レンズ (I)

- 復習: convergence と密度ゆらぎ δ との関係

$$\kappa(\vec{\theta}) = \int d\chi W_{\rm GL}(\chi)\delta(\chi, \vec{\theta})$$

$$W_{\rm GL}(\chi) = \frac{3\Omega_M H_0^2}{2c^2}\frac{f_K(\chi_s - \chi)f_K(\chi)}{f_K(\chi_s)}a$$

- 角度相関関数は

$$\begin{aligned} w^{\kappa\kappa}(\theta) &\equiv \langle \kappa(\vec{\theta}')\kappa(\vec{\theta}' + \vec{\theta})\rangle \\ &= \int d\chi W_{\rm GL}(\chi)\int d\chi' W_{\rm GL}(\chi')\langle\delta(\vec{x})\delta(\vec{x}')\rangle \end{aligned}$$

宇宙論的弱い重力レンズ (II)

- フーリエ空間に変換

$$\delta(\vec{x}) = \int \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3} \hat{\delta}(\vec{k}) e^{i\vec{k}\cdot\vec{x}}$$

$$\langle \hat{\delta}(\vec{k}) \hat{\delta}(\vec{k}') \rangle = (2\pi)^3 \delta(\vec{k} + \vec{k}') P(k)$$

P(k): matter power spectrum

- レイリーの公式

$$e^{i\vec{k}\cdot\vec{x}} = 4\pi \sum_{\ell,m} i^{\ell} j_{\ell}(k f_K(\chi)) Y_{\ell m}(\vec{\theta}) Y^*_{\ell m}(\vec{n}_k)$$

j_{ℓ} (x): 球ベッセル関数
$Y_{\ell m}$(x): 球面調和関数

- 直交性

$$\int d\Omega_k Y_{\ell m}(\vec{n}_k) Y^*_{\ell' m'}(\vec{n}_k) = \delta_{\ell\ell'} \delta_{mm'}$$

宇宙論的弱い重力レンズ (III)

- 加法定理

P_ℓ (x): ルジャンドル多項式

$$P_\ell(\cos\theta) = \frac{4\pi}{2\ell+1}\sum_m Y_{\ell m}(\vec{\theta}')Y^*_{\ell m}(\vec{\theta}'+\vec{\theta})$$

- 以上より角度相関関数は

$$w^{\kappa\kappa}(\theta) = \sum_\ell \frac{2\ell+1}{4\pi}C^{\kappa\kappa}(\ell)P_\ell(\cos\theta) \to \int \frac{\ell d\ell}{2\pi}C^{\kappa\kappa}(\ell)J_0(\ell\theta)$$

(小角度近似)

J_0(x): ゼロ次ベッセル関数

$$C^{\kappa\kappa}(\ell) = \int d\chi W_{\rm GL}(\chi)\int d\chi' W_{\rm GL}(\chi')\frac{2}{\pi}\int k^2 dk P(k) j_\ell(kf_K(\chi))j_\ell(kf_K(\chi'))$$

$C^{\kappa\kappa}$: convergence power spectrum

リンバー近似 (Limber's approx.)

- 以下の関係式を使う

$$\frac{2}{\pi}\int k^2 dk j_\ell(kf_K(\chi))j_\ell(kf_K(\chi')) = \frac{1}{f_K^2(\chi)}\delta(f_K(\chi) - f_K(\chi'))$$

- P(k) は k に従って弱く変化するとして積分の外に出すと ($k \sim \ell/f_K(\chi)$)

$$\boxed{C^{\kappa\kappa}(\ell) = \int d\chi W_{\rm GL}^2(\chi)\frac{1}{f_K^2(\chi)}P(k=\ell/f_K(\chi))}$$

convergence
power spectrum

matter power spectrum

shear二点相関との関係

- フーリエ空間でのshearとconvergenceの関係

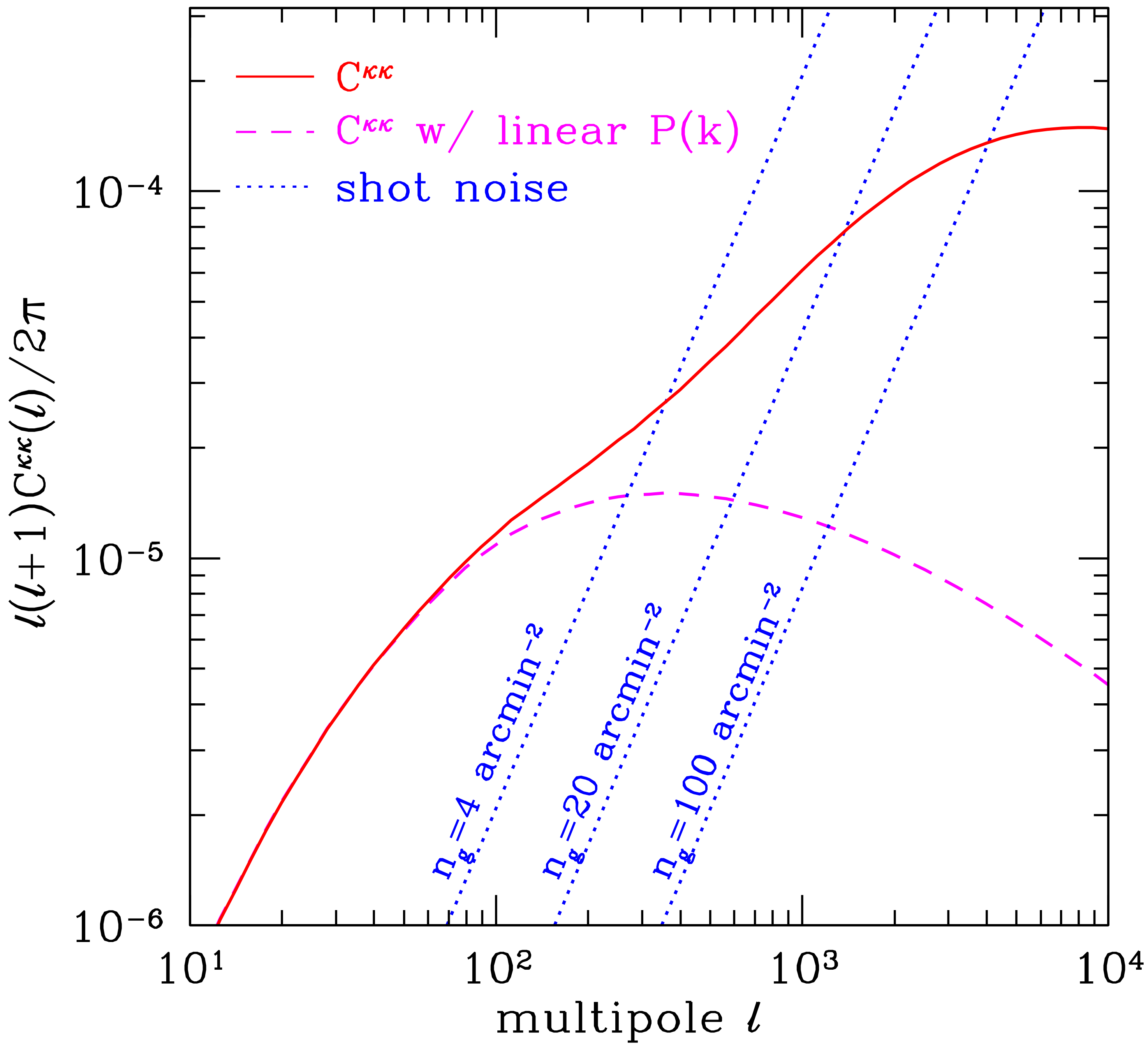
$$\hat{\gamma}_1(\vec{\ell}) = \cos(2\phi_\ell)\hat{\kappa}(\vec{\ell}) \qquad \hat{\gamma}_2(\vec{\ell}) = \sin(2\phi_\ell)\hat{\kappa}(\vec{\ell})$$

- 従ってshearの二点相関もconvergence power spectrum $C^{\kappa\kappa}(\ell)$ で書き表せる

$$\xi_+(\theta) \equiv w^{\gamma_+\gamma_+}(\theta) + w^{\gamma_\times\gamma_\times}(\theta) = \int \frac{\ell d\ell}{2\pi} C^{\kappa\kappa}(\ell) J_0(\ell\theta)$$

$$\xi_-(\theta) \equiv w^{\gamma_+\gamma_+}(\theta) - w^{\gamma_\times\gamma_\times}(\theta) = \int \frac{\ell d\ell}{2\pi} C^{\kappa\kappa}(\ell) J_4(\ell\theta)$$

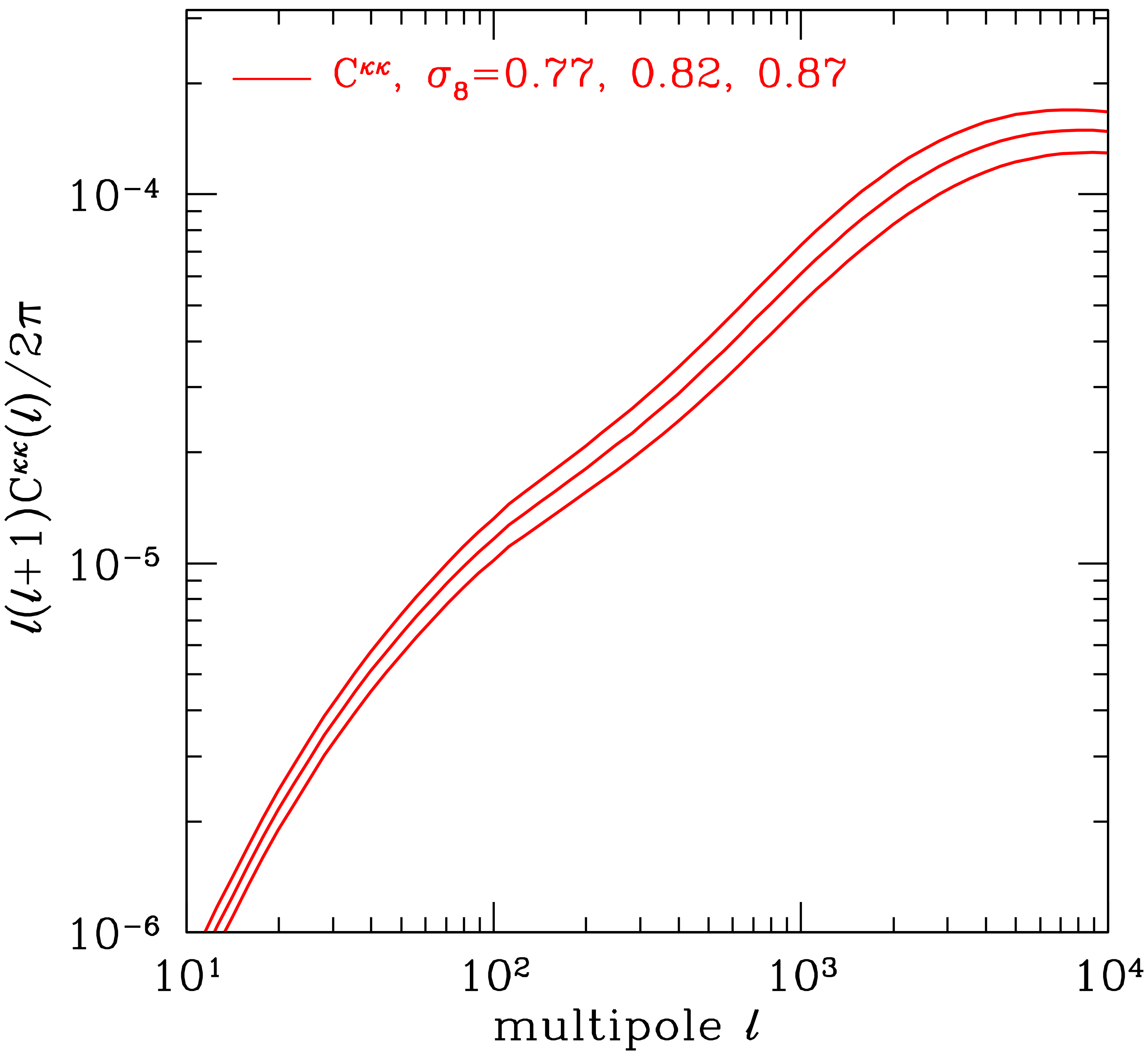
Convergence power spectrum



- 密度ゆらぎの非線形進化に大きく影響
- 全体的になめらかでfeatureがあまりない
- 小スケールでは shot noise が卓越する

$$P_{\rm shot}(\boldsymbol{\ell}) = \frac{\sigma_e^2}{2\bar{n}}$$

宇宙論的情報



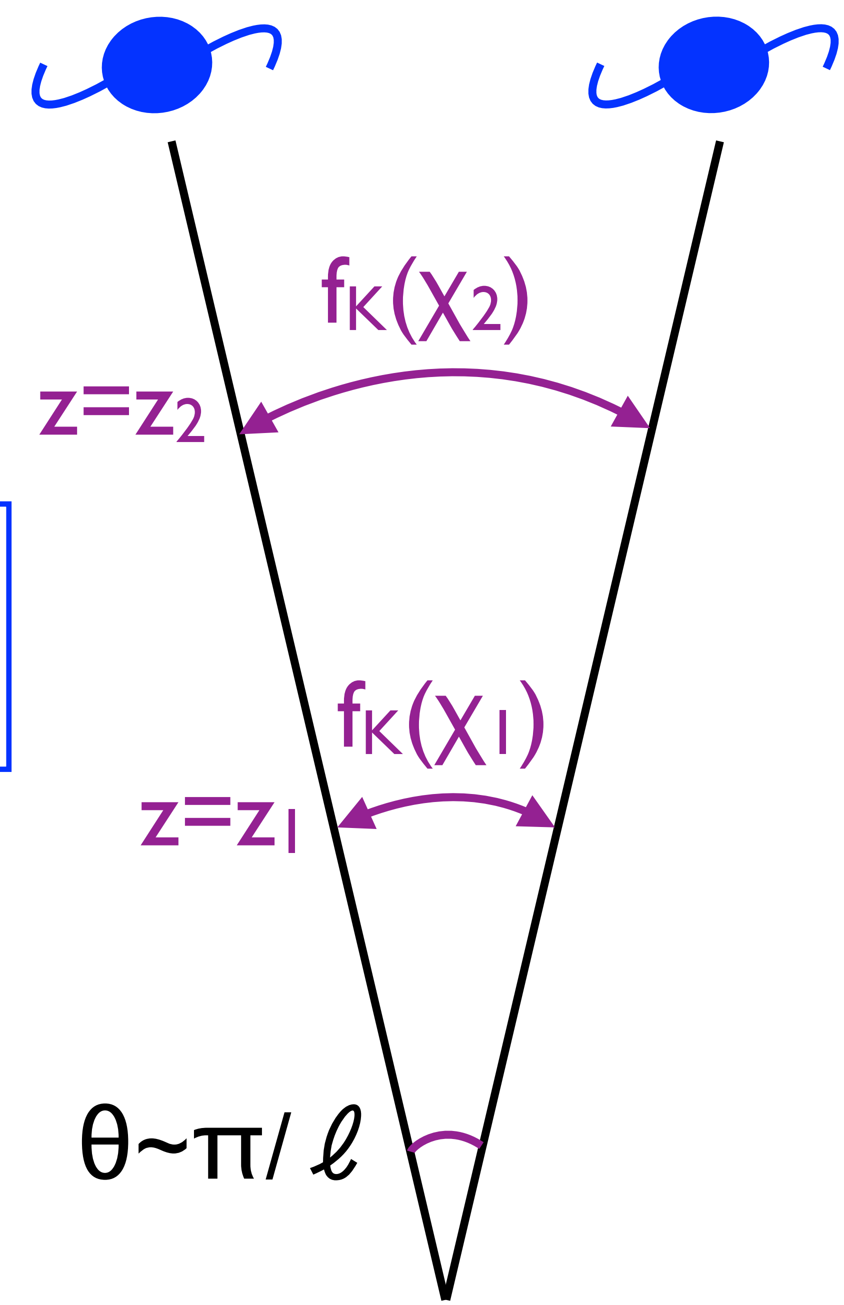
- 密度ゆらぎの大きさ (σ_8)、物質密度 (Ω_m) などに大きく依存
- 密度ゆらぎの進化や宇宙の幾何 (距離) にも依存
- 情報は主にamplitudeからくる

射影効果

- $C^{\kappa\kappa}$ は物質パワースペクトル P(k) を視線方向に (重み付け) 積分したもの

$$\boxed{C^{\kappa\kappa}(\ell) = \int d\chi W^2_{\rm GL}(\chi)\frac{1}{f^2_K(\chi)}P(k=\ell/f_K(\chi))}$$

- ある ℓ に対して対応する k は赤方偏移によって変わるため異なる k のモードを混ぜ合わせる (従ってBAOも消される)



揺らぎの進化

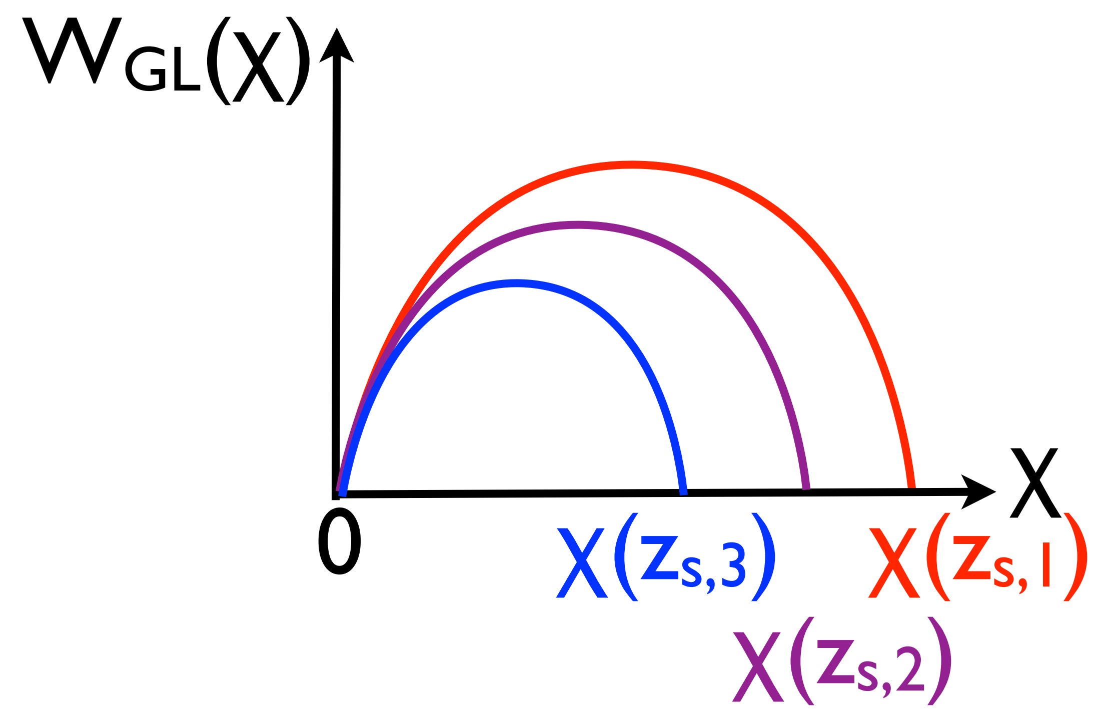
- 弱い重力レンズの二点相関により視線方向に積分した密度ゆらぎを直接測ることが出来る

$$\boxed{C^{\kappa\kappa}(\ell) = \int d\chi W_{\rm GL}^2(\chi)\frac{1}{f_K^2(\chi)}P(k=\ell/f_K(\chi))}$$

- 密度揺らぎの時間進化を測るにはさらなる工夫が必要

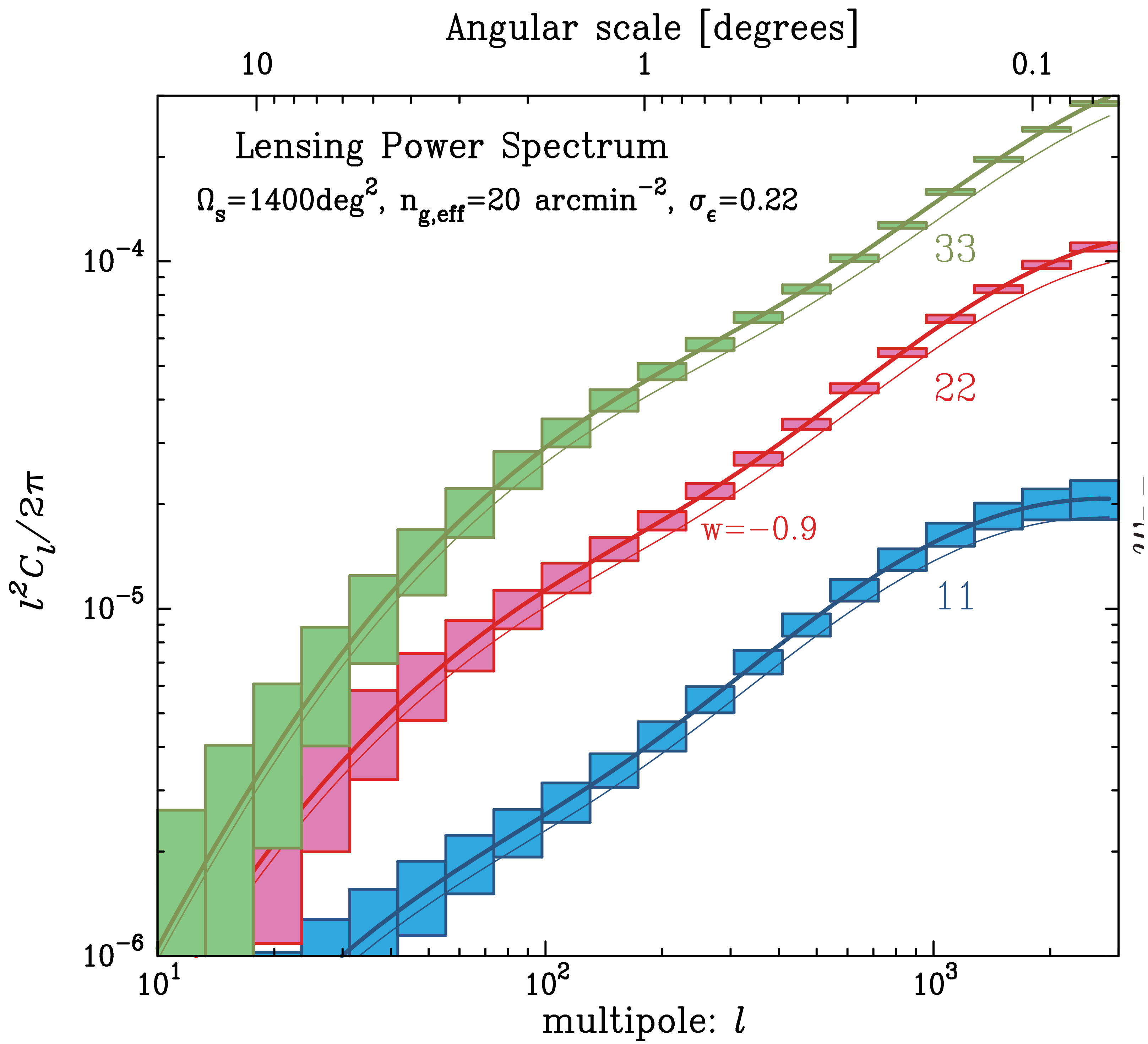
方法 (I): トモグラフィー

- 異なる z_s ビンのソース銀河を使い二点相関を測定する
- 異なる z_s はその手前の異なる z の範囲の質量分布を測る
  → 揺らぎのz進化を制限
  (e.g., Hu 1999)



- 異なる z_s ビン同士の相関も大きいことに注意

トモグラフィーのpower spectrum



(by Masahiro Takada)

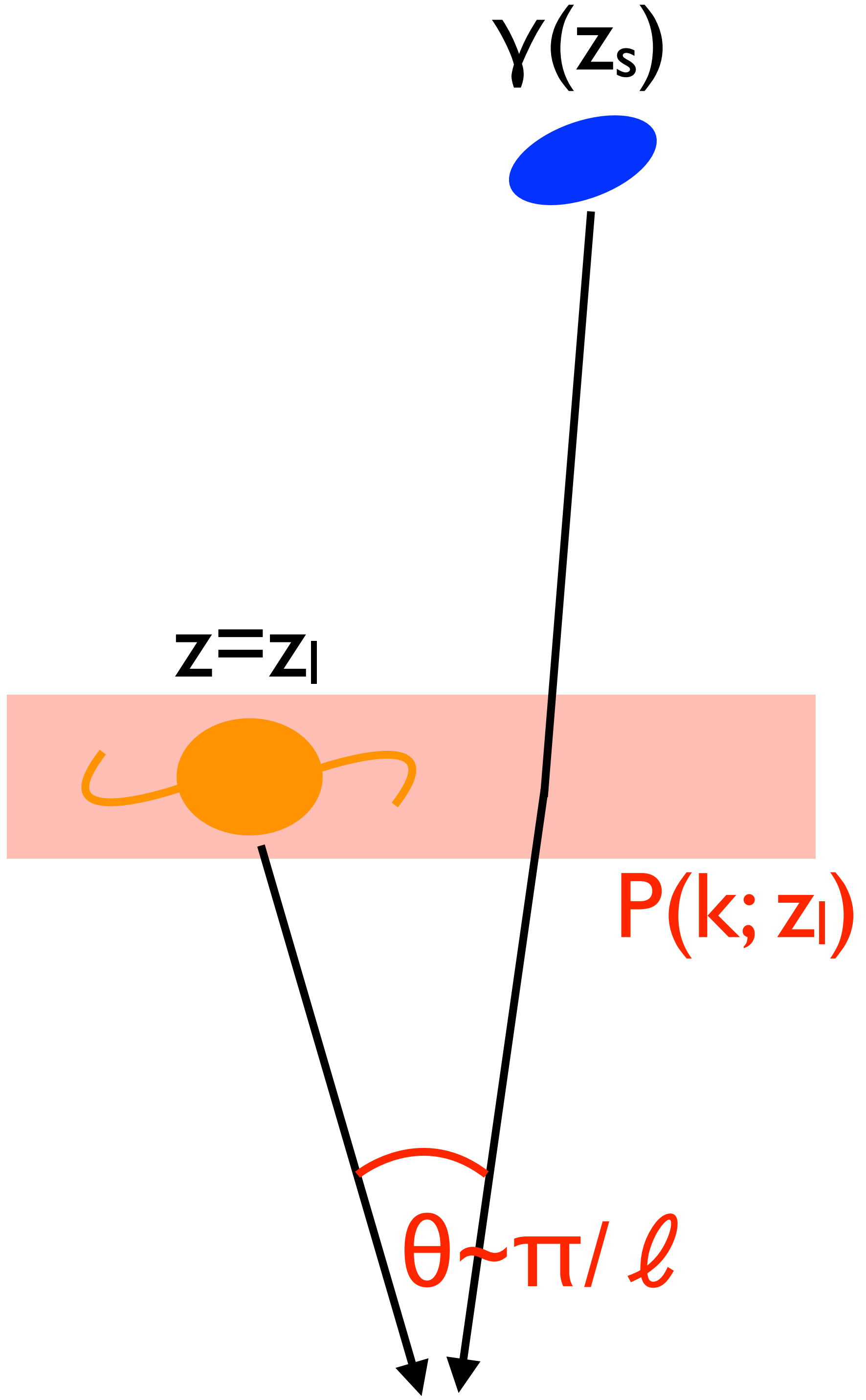
すばるHSCサーベイで予想されるシグナルとノイズ

bin 1: $0<z_s<0.6$
bin 2: $0.6<z_s<1$
bin 3: $1<z_s$

方法 (II): cross-correlation

- shear と赤方偏移 **$z=z_l$** がわかっている手前の天体との相互相関 (cross-correlation) を考える
- 大スケールでは相互相関のシグナルは $P(k;\, z_l)$ に比例し従って **$z=z_l$** の密度揺らぎを引き出すことが出来る

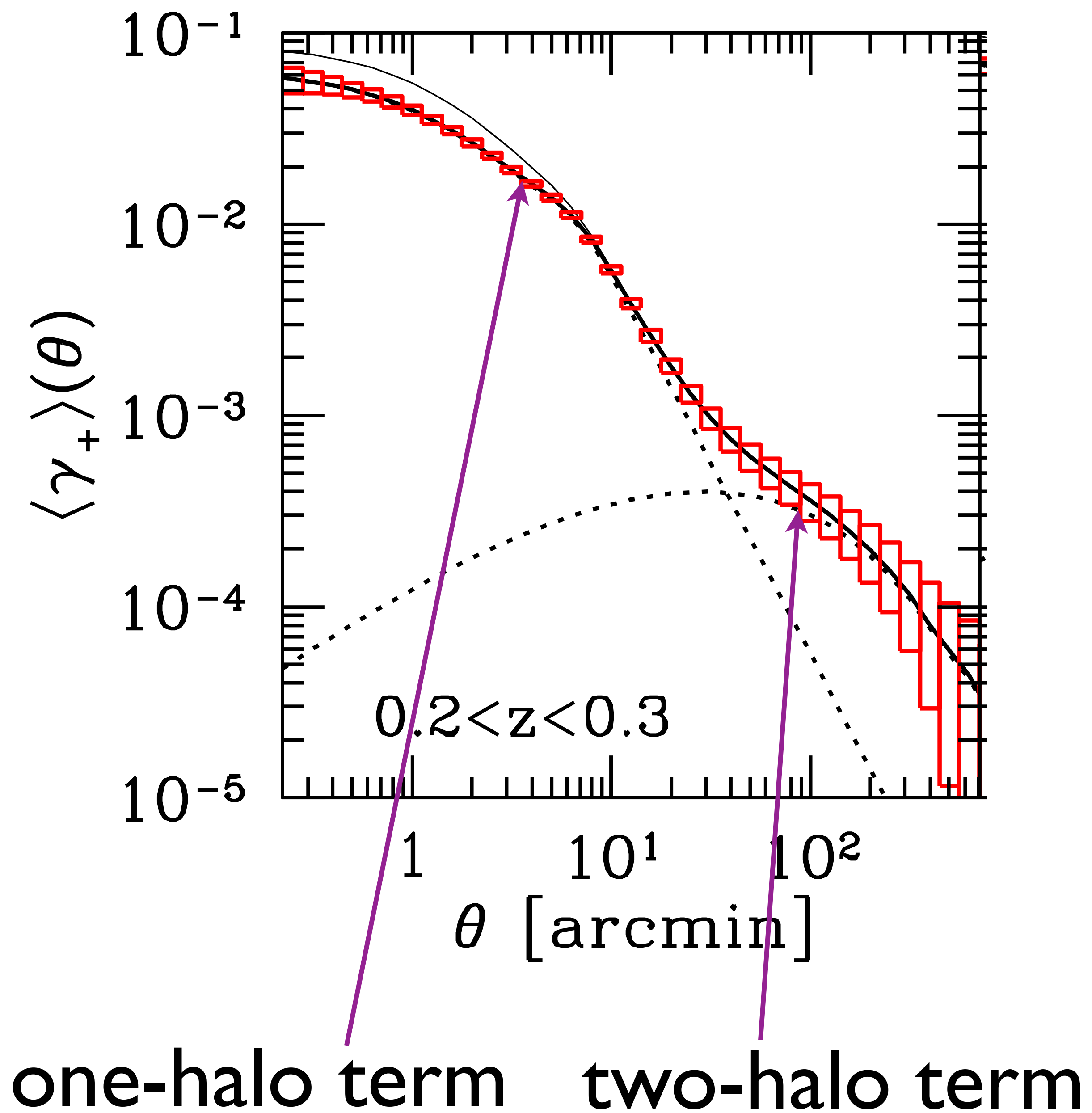
$$C^{\delta\gamma}(\ell) \propto P(k = \ell / f_K(\chi_l);\, z_l)$$



Oguri & Takada PRD **83**(2011)023008

Cross-correlationの例

- shearと手前の銀河団との相互相関シグナル、及びすばるHSCで期待されるノイズ
- “two-halo term” の測定から銀河団赤方偏移での密度揺らぎ (matter power spectrum) を制限できる



まとめ

- 銀河の形状を平均して shear γ を観測
- ある点のまわりの tangential shear γ_+ が重要な情報を持つ
- tangential shear profile と mass map を用いたダークマター分布の測定
- 二点相関は密度揺らぎパワースペクトルと関係している