

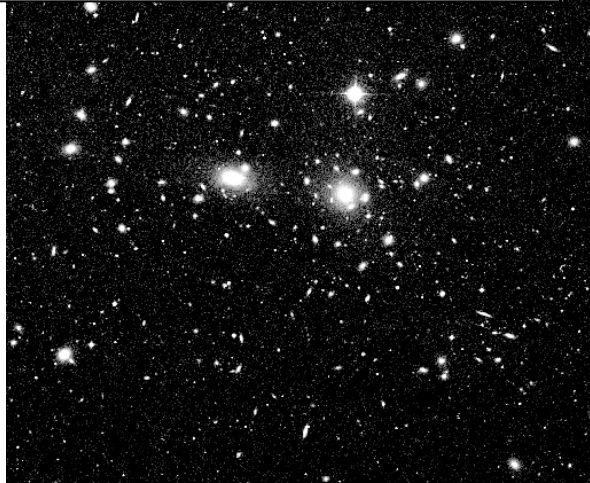
銀河団電波ハロー 偏光マップのモデル計算

研究室談話会(2024.11.29)

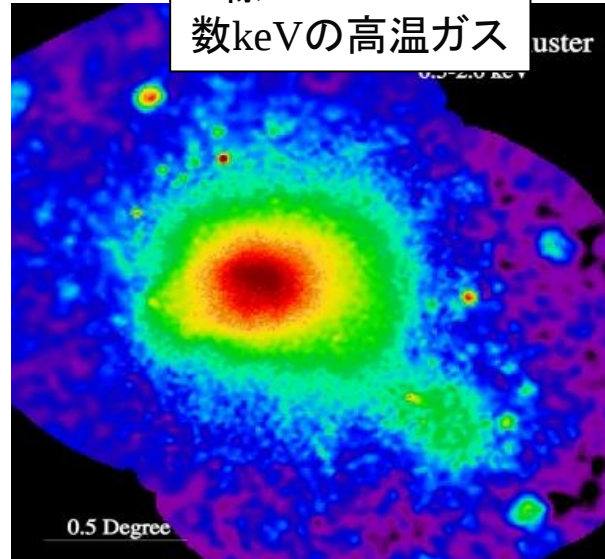
滝沢元和

Introduction: 銀河団

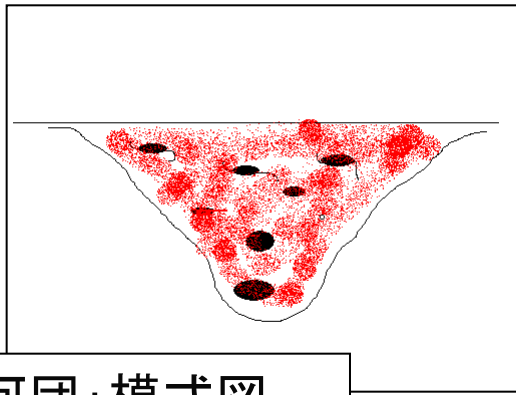
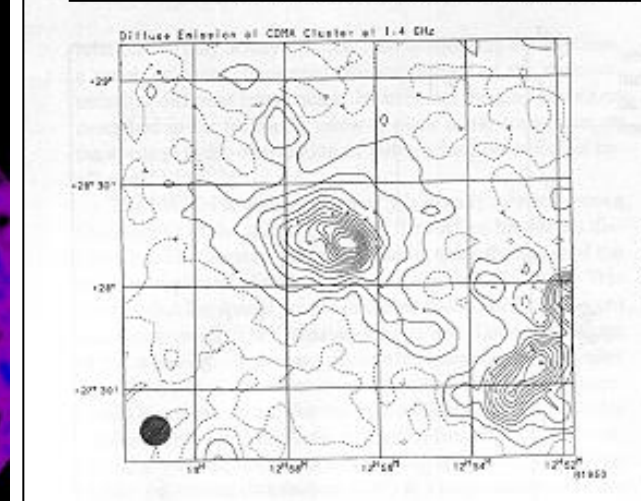
可視光
(数100個の銀河の集まり)



X線
数keVの高温ガス



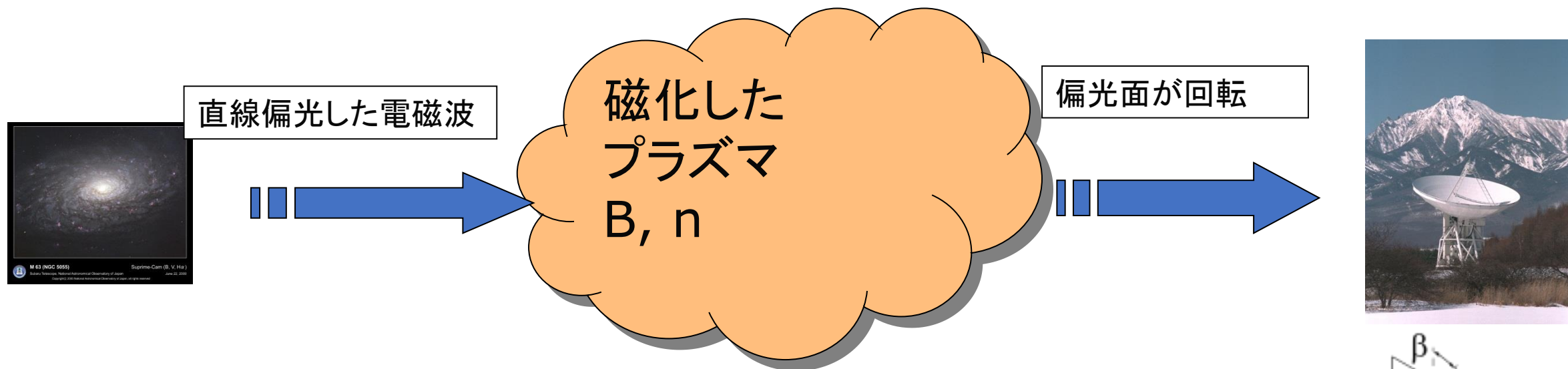
電波
数GeVの高エネルギー電子+磁場



銀河団: 模式図

- 暗黒物質の重力ポテンシャル中に束縛された高温ガス ($T \sim 10^7 - 10^8$ K) と銀河のかたまり。
- 宇宙で最大のビリアライズした天体
($R \sim \text{Mpc}$, $M \sim 10^{14-15}$ 太陽質量)
- 宇宙の構造形成の (観測可能な) 現場
- プラズマ物理の実験場 (理想的な無衝突プラズマ)
- 暗黒物質の実験場 (重力レンズ、self-interacting dark matter など)

Faraday RotationとRotation Measure

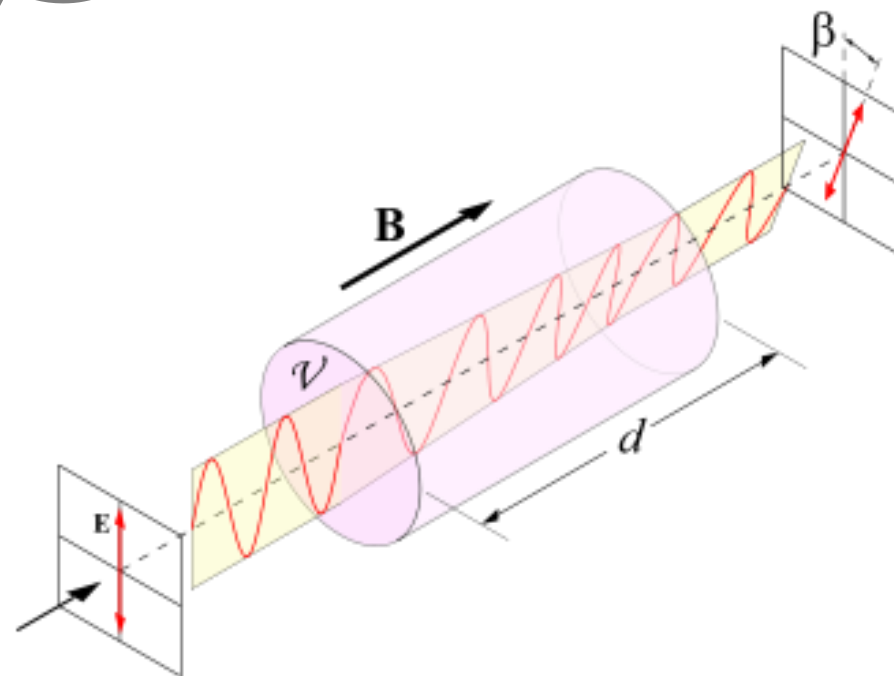


偏光面は磁化されたプラズマ中で回転する

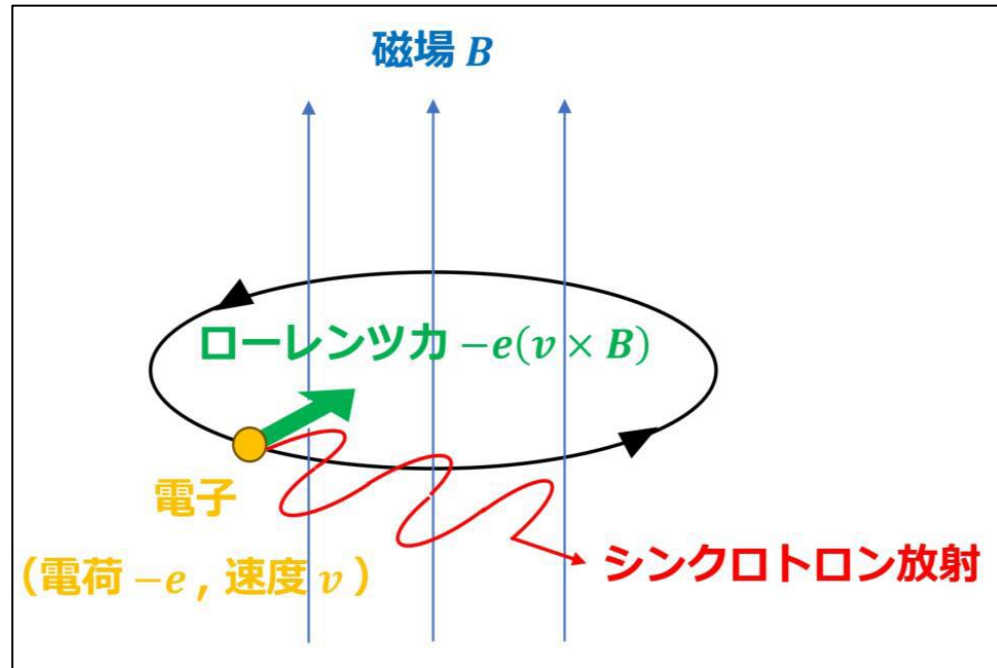
$$\chi = RM \lambda^2 + \chi_0$$

$$RM = 0.81 \int_0^d n_e \mathbf{B} \cdot d\mathbf{r} \text{ [rad m}^{-2}\text{]}$$

χ : 偏波角 χ_0 : 偏波角の初期値 RM : Rotation Measure
 n_e : 熱電子密度 λ : 波長 $\mathbf{B}$: 磁場
($n_e[\text{cm}^{-3}]$, $B[\mu\text{G}]$, $r[\text{pc}]$)



シンクロトロン放射の偏光



電子によるシンクロトロン放射の模式図。
(新保卒論より)

- 偏光方向は（電場ベクトルで）天球面上の磁場成分と垂直。視線を z 方向にとると、

$$\Psi = \tan^{-1} \left(\frac{B_y}{B_x} \right) + \frac{\pi}{2}$$

- 偏光度は電子のエネルギー分布に依存するが、べき型 $N(E) \propto E^{-p}$ のとき、

$$\Pi = \frac{p+1}{p+\frac{7}{3}}$$

- $\Pi = \frac{3}{4}$ ($p = 3$ の場合) で近似することが多い。

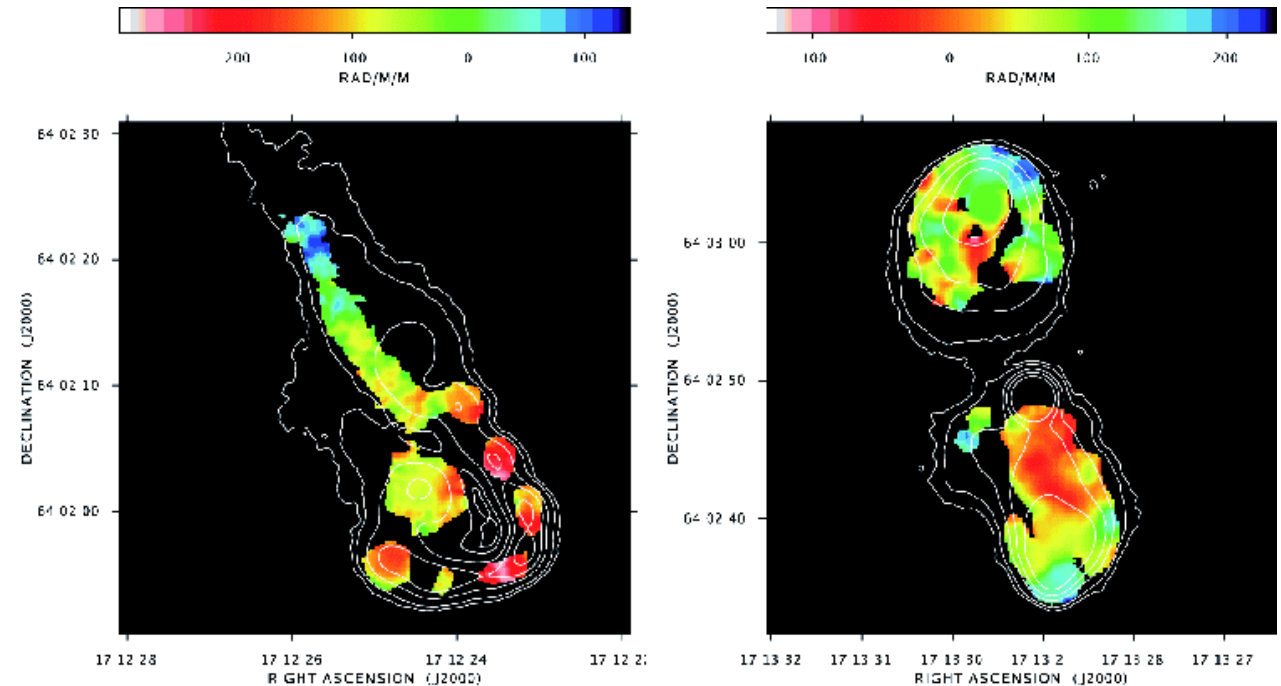
Observational Evidence of Intracluster Magnetic Field : Faraday Rotation

- Polarized plains of linear polarized radio wave rotate when propagating through the magnetized plasma.

- $\Delta\theta = \text{RM} \lambda^2$
$$\text{RM} = 0.81 \int_0^d n_e \mathbf{B} \cdot d\mathbf{r} \text{ [rad m}^{-2}\text{]}$$

($n_e[\text{cm}^{-3}]$, $B[\mu\text{G}]$, $r[\text{pc}]$)

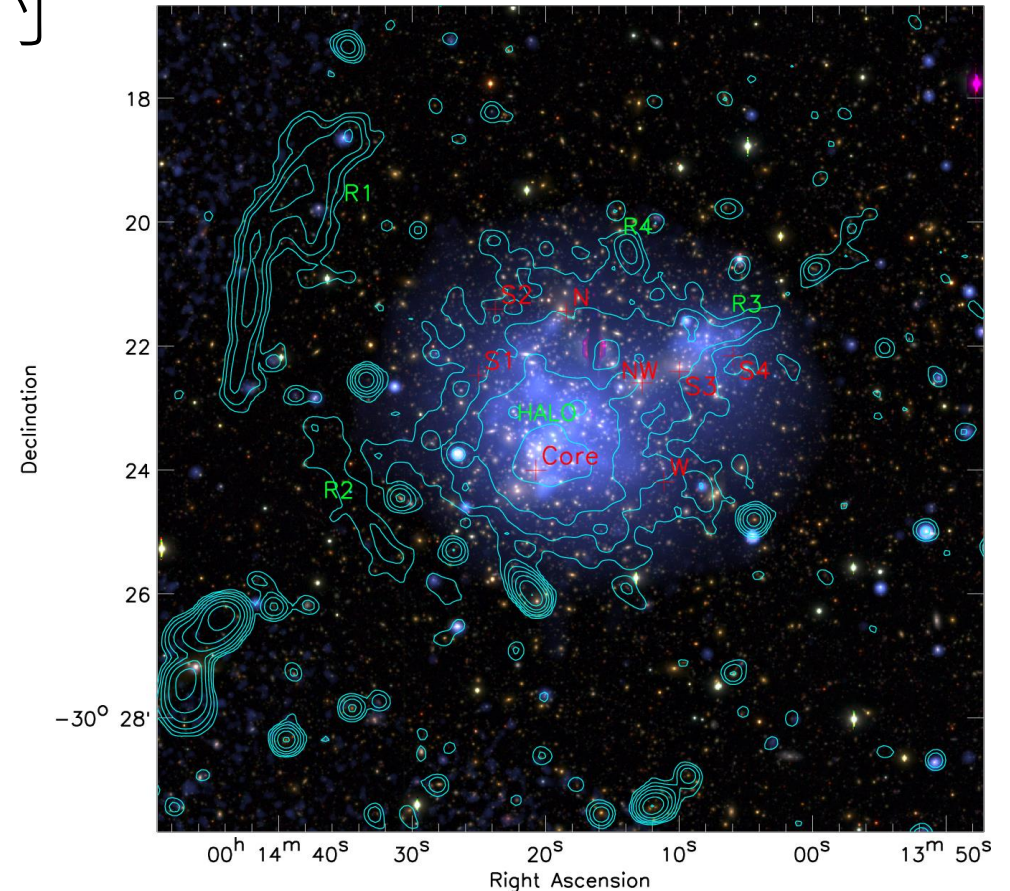
- Polarized radio sources observations in and behind clusters suggest random magnetic field structures.



Faraday rotation measure map of
the radio sources in Abell 2255
Color: RM
Contour: radio
Govoni et al. 2006

銀河団の非熱的電波放射

- 銀河団の中には広がった非熱的電波放射を持つものがある（電波ハロー or レリック）
- 磁場や宇宙線電子の直接的証拠
- Rotation Measure (RM) を用いて磁場の推定が行われてきた
- 偏波源かつFaraday回転源
- RMでは奥行方向に構造をもった偏波源には対応が難しい

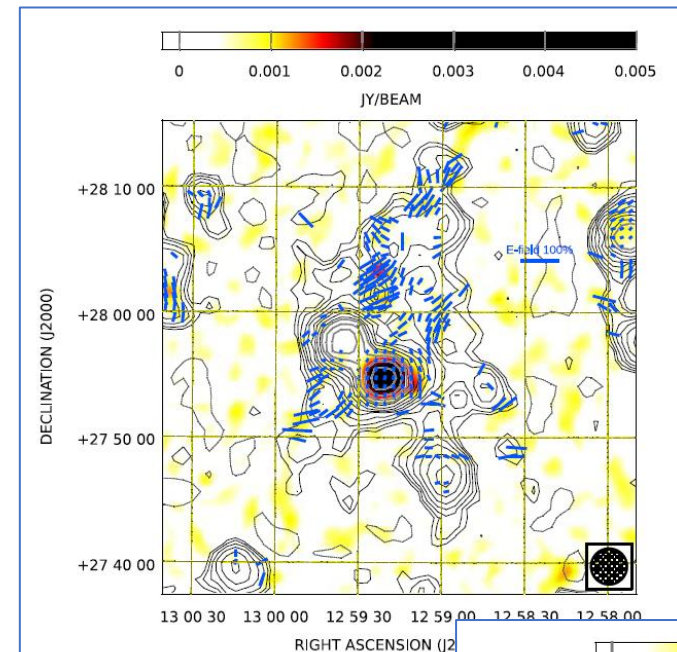
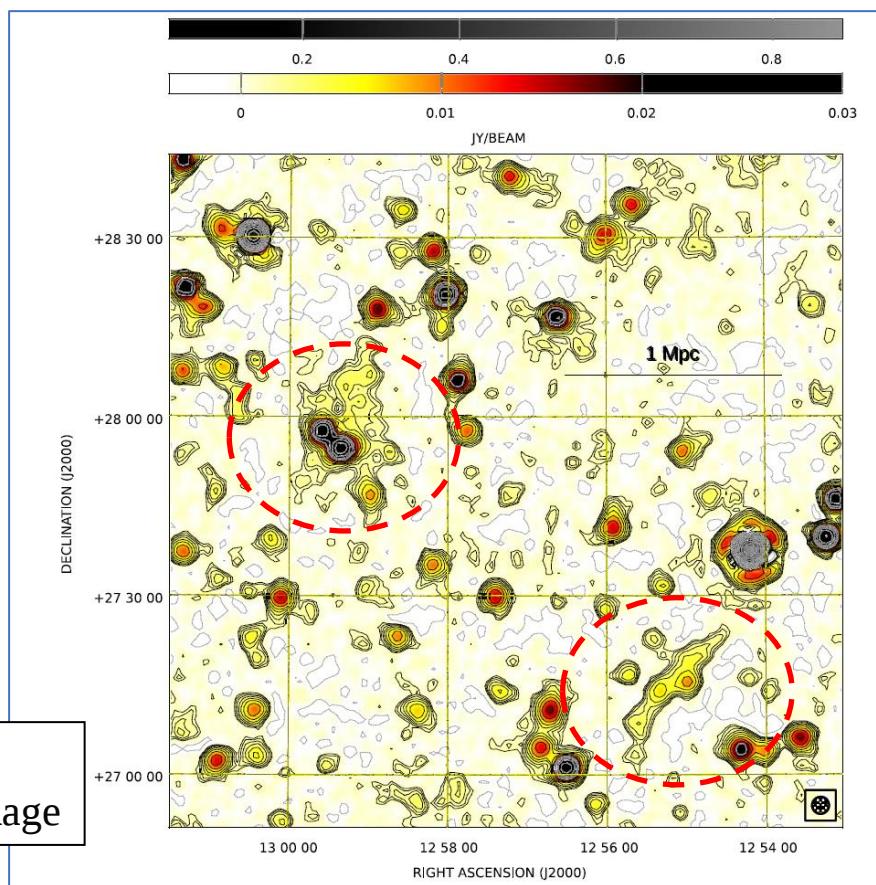


Optical(color), X-ray(blue) &
radio(contours) overlay of Abell 2744
(Pearce et al., 2017)

Coma cluster 電波ハロー & レリックの偏光観測

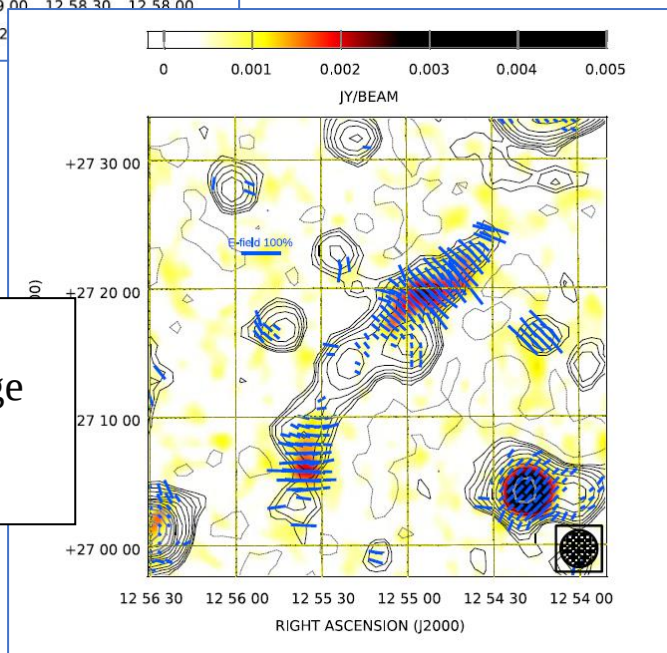
(Murugia et al. 2024)

6.6GHzでの
Total intensity image



ハロー中心部の
polarized intensity image
局所的には偏光度は
45%に達するところも

レリックの
polarized intensity image
偏光度は55%程度



銀河団電波ハローの偏光観測の意義

- 銀河団全般にわたる磁場の情報を得ることができる。
c.f.
ローテーションメジャー（たまたま電波源のあるところ）
電波レリックス（衝撃波周辺）
- シンクロトロンを放射しつつファラデー回転を受けていることで奥行き方向の情報を得られる可能性がある（偏光マップ、ファラデートモグラフィ）。
- 磁気乱流や乱流加速についての情報が得られる貴重な例。

銀河団電波ハローモデル：電子分布

- 熱的電子密度分布：ベータモデル

$$n_e(r) = n_{e,0} \left\{ 1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right\}^{-\frac{3}{2}\beta}$$

とりあえず典型的な以下の値で
以降の計算は行っている。

中心密度： $n_{e,0} = 0.001 \text{ cm}^{-3}$

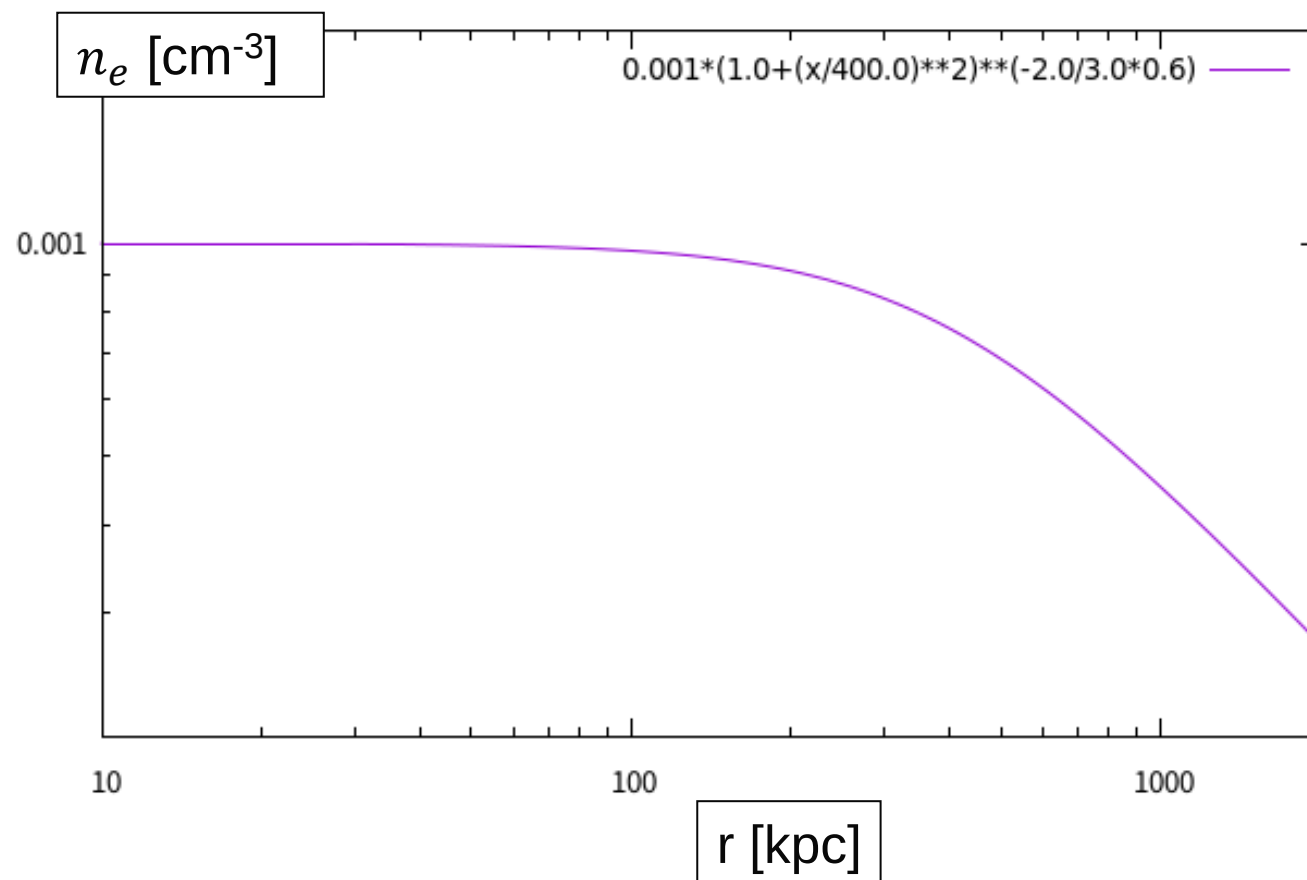
コア半径： $r_c = 400 \text{ kpc}$

ベータ： $\beta = 0.6$

- 宇宙線電子密度分布

$$n_{CR,e}(r) \propto n_e(r)$$

とりあえずnormalizationは考えない



銀河団電波ハローモデル：磁場

- べき型パワースペクトルを持ったランダムガウシアン磁場

$\tilde{A}_x(\mathbf{k}) = Ae^{-i\phi}$ として (A, ϕ) を以下の確率分布に従う乱数で実現 (y, z 成分でも同様)

$$P(A, \phi)dAd\phi = \frac{A}{2\pi|A_k|^2} \exp\left(-\frac{A^2}{2|A_k|^2}\right) dAd\phi, \quad \text{ただし、} |A_k|^2 \propto k^{-\xi} \quad (2/\Lambda_{max} \leq k \leq 2/\Lambda_{min})$$

(A はレイリー分布、 ϕ は $0 \sim 2\pi$ の一様分布)

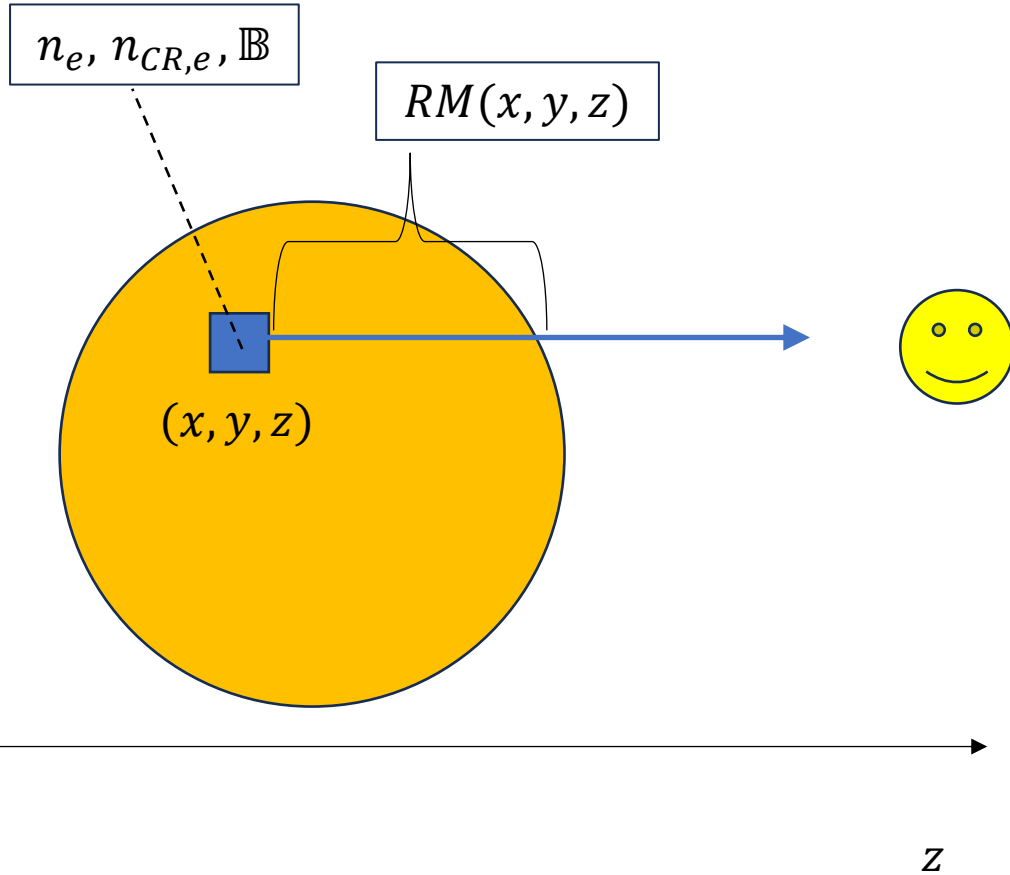
ちなみに、これは $\text{Re}(\tilde{A}_x)$ および $\text{Im}(\tilde{A}_x)$ をそれぞれ独立なガウス分布 (平均 0、分散 $|A_k|^2$) で実現したものと同等 (実装はこちら)。

- $\tilde{\mathbb{B}}(\mathbf{k}) = -i\mathbf{k} \times \tilde{\mathbb{A}}(\mathbf{k})$ として FFT すると $\mathbb{B}(\mathbf{r})$ を得る。このとき、 $|B_k|^2 \propto k^{-n}$, $n = \xi - 2$

- ガス密度との対応付け $\langle B_{x,y,z}(r) \rangle \propto \{n_e(r)\}^\gamma \quad (\gamma = 0.5)$

- $r \leq r_c$ で $\sqrt{\langle B^2 \rangle} = 1.0 \mu\text{G}$ となるように規格化

偏光マップの計算方法(1)



- 全電波強度

$$i_{tot}(x, y, z) \propto n_{CR,e} \mathbb{B}^2$$

$$I_{tot}(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} i_{tot}(x, y, z) dz$$

- intrinsicな偏光成分

$$i_{pol}(x, y, z) = \frac{3}{4} i_{tot}(x, y, z)$$

$$\psi_{int}(x, y, z) = \tan^{-1} \left(\frac{B_y}{B_x} \right) + \frac{\pi}{2}$$

$$RM(x, y, z) = 812 \int_z^{+\infty} n_e(x, y, z') B_z(x, y, z') dz'$$

偏光マップの計算方法(2)

- 観測される偏光成分

$$\psi_{obs}(x, y, z) = \psi_{int}(x, y, z) + \left(\frac{c}{v}\right)^2 RM(x, y, z)$$

いったんストークスパラメーターの q, u に変換

$$q_{obs}(x, y, z) = i_{pol}(x, y, z) \cos\{2\psi_{obs}(x, y, z)\}$$

$$u_{obs}(x, y, z) = i_{pol}(x, y, z) \sin\{2\psi_{obs}(x, y, z)\}$$

ストークス q, u は単純に足し算できるので

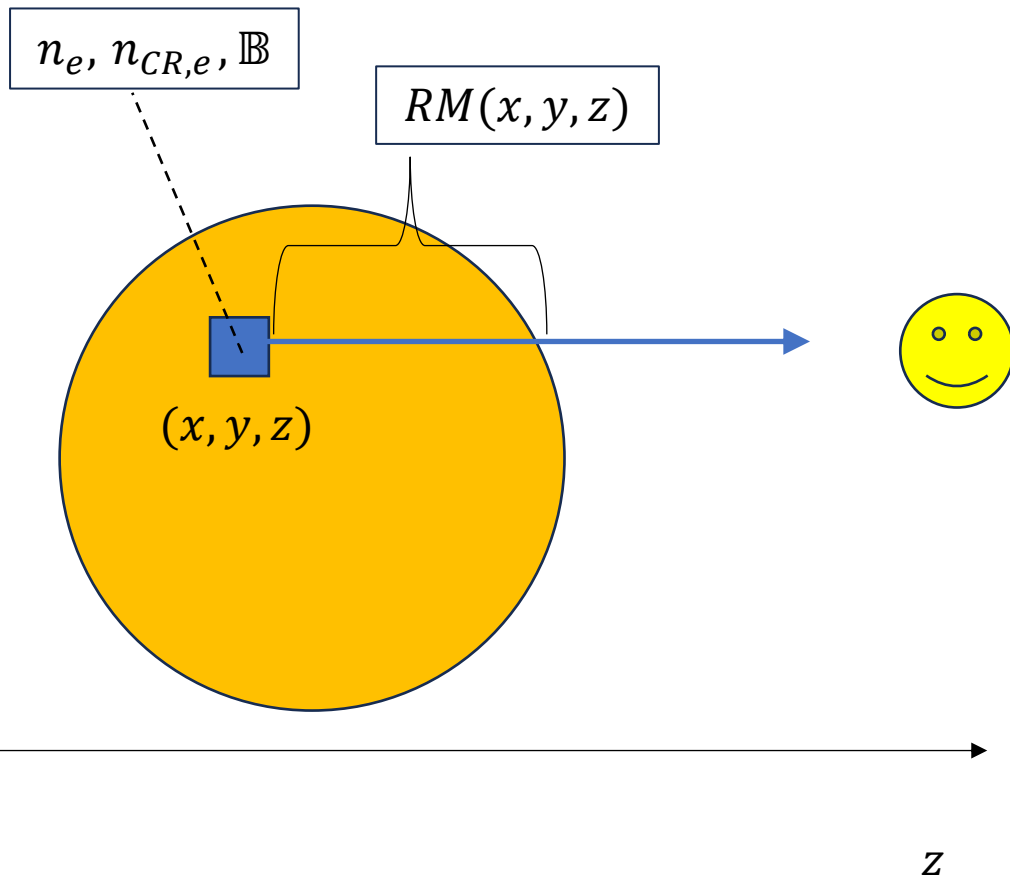
$$Q_{obs}(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} q_{obs}(x, y, z) dz$$

$$U_{obs}(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} u_{obs}(x, y, z) dz$$

最終的に観測される偏光度、偏向角は

$$I_{pol}(x, y) = \sqrt{Q_{obs}(x, y)^2 + U_{obs}(x, y)^2}$$

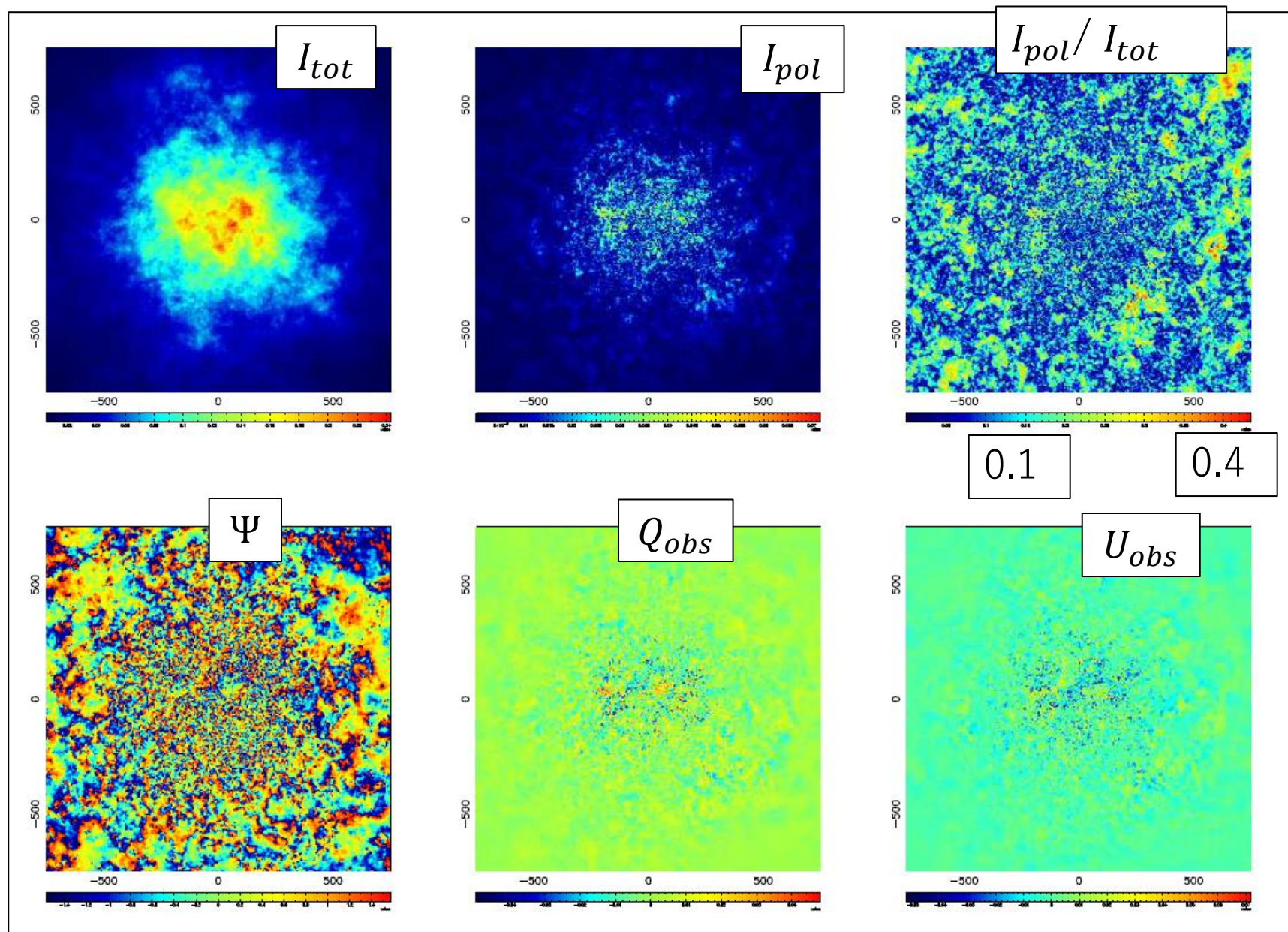
$$\Psi(x, y) = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left\{ \frac{U_{obs}(x, y)}{Q_{obs}(x, y)} \right\}$$



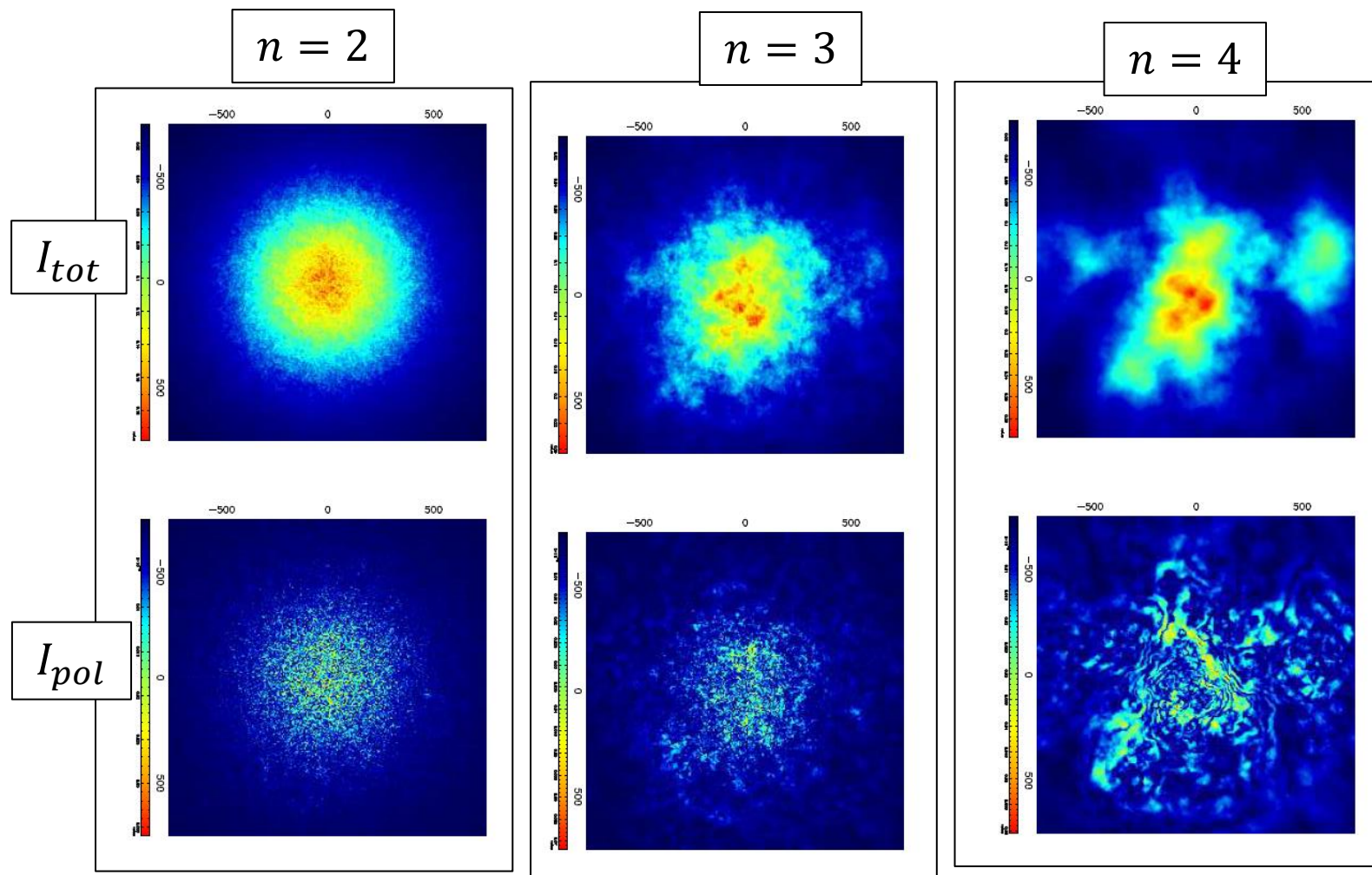
計算例

電波ハロー放射の各種マップ

- 計算領域
 $(750 \times 2 \text{ kpc})^3$
- 格子数
 $(256)^3$
- $\Delta x = 5.9 \text{ kpc}$
(以上は以降共通)
- 右は $|B_k|^2 \propto k^{-3}$
 $\Lambda_{min} = 6.0 \text{ kpc}$
 $\Lambda_{max} = 768.0 \text{ kpc}$
 $\nu = 1.4 \text{ GHz}$
の場合

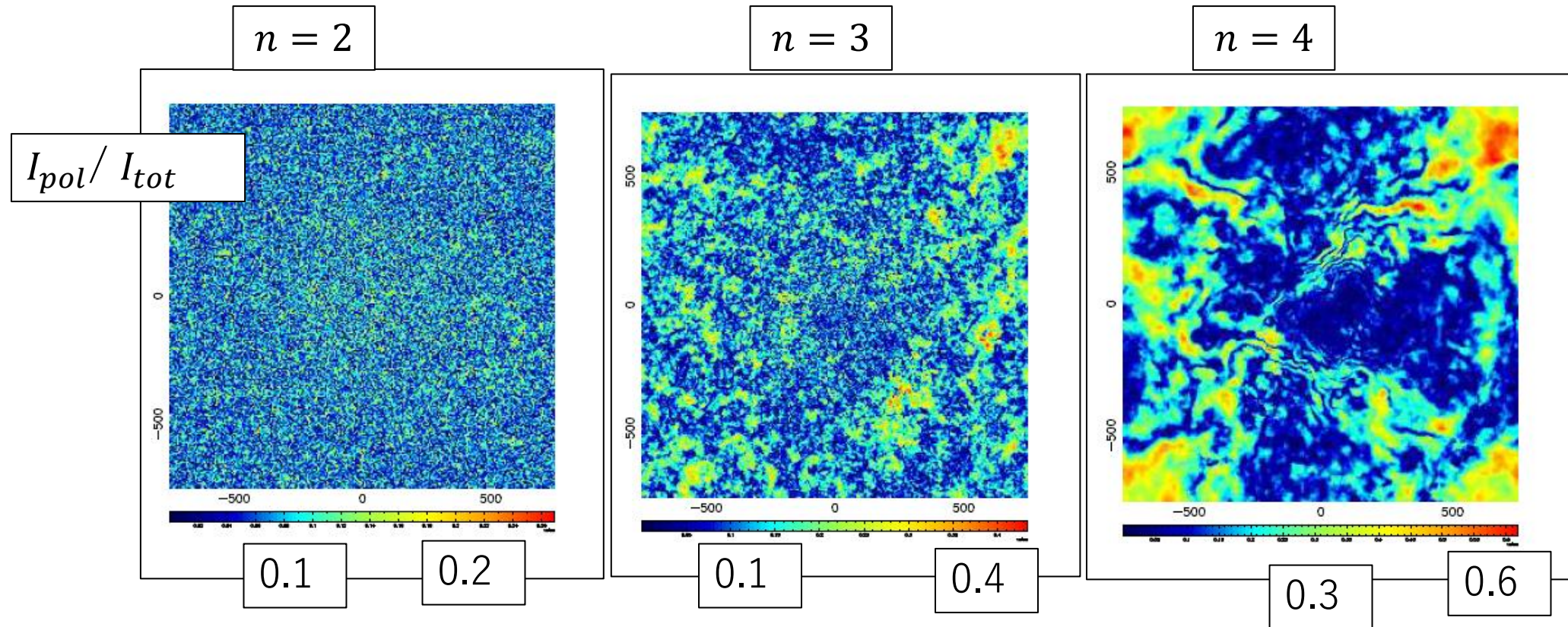


計算例：巾指数の違い ($|B_k|^2 \propto k^{-n}$)



- 冪指数をきつくと
 - 相対的に低波数（長波長）側の寄与が増加。
 - 偏光成分は増加（後述）

計算例：巾指数の違い($|B_k|^2 \propto k^{-n}$)(つづき)

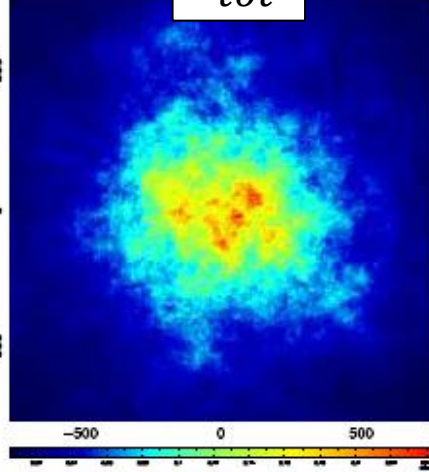


- 冪指数をきつくる ---> 長波長成分の寄与大
---> 特に外側ではFaraday回転によって十分にまぜられない

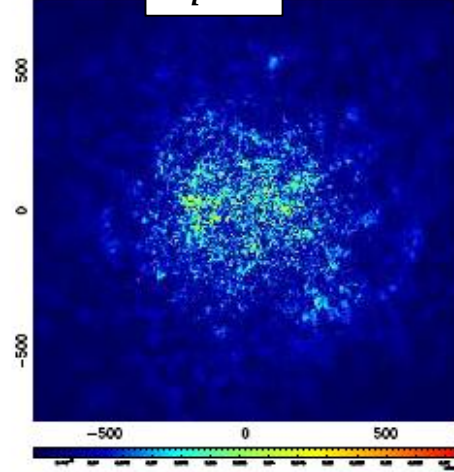
計算例：観測波長による違い

1.4GHz

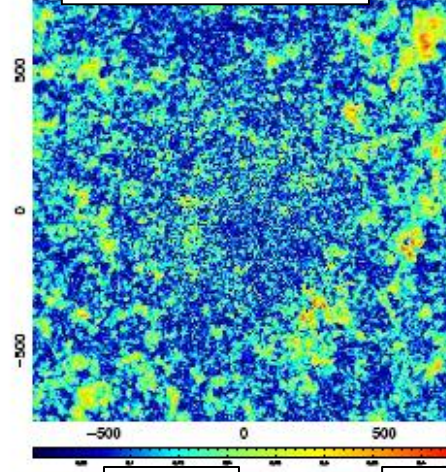
I_{tot}



I_{pol}



I_{pol} / I_{tot}

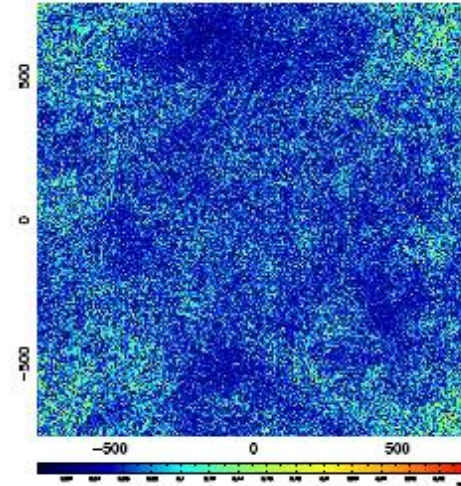
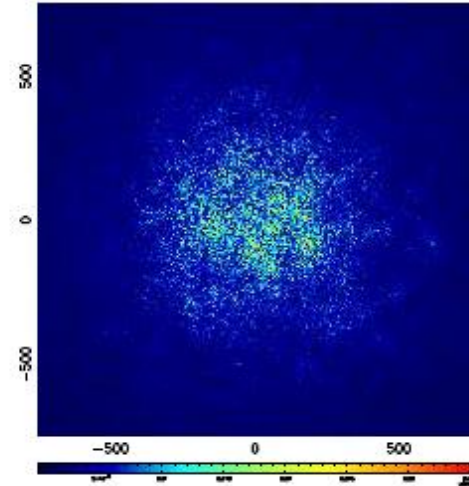
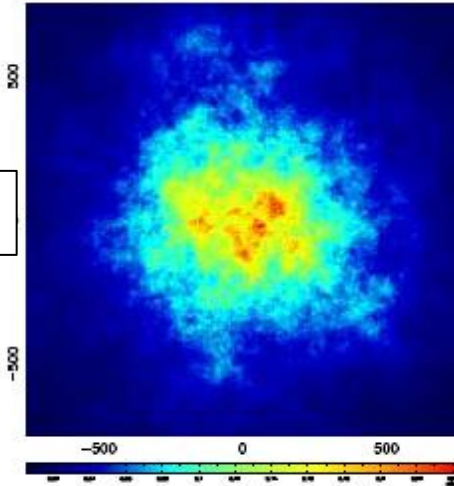


0.1

0.4

- 低周波のほうがファラデー回転の影響をより強く受ける。
 - 乱流磁場による depolarization がよりきく。
 - 偏光成分のみ（空間）長波長成分が減衰。

327MHz

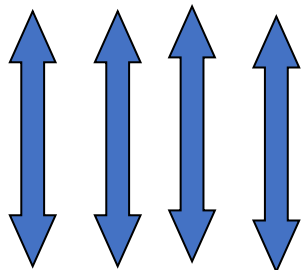


0.1

0.3

乱流磁場によるdepralization

偏光源



天体での偏光
(奥行き方向すべてそろって
偏光している場合)

乱流磁場＋プラズマ

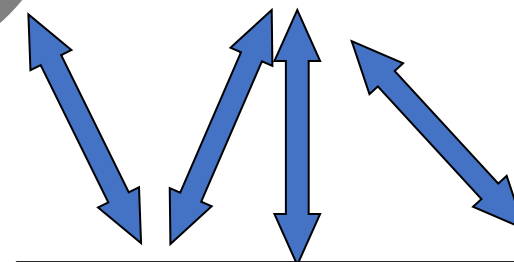
B, n_e

$B_{\parallel}$ は+になったりーに
なったり、、

——>

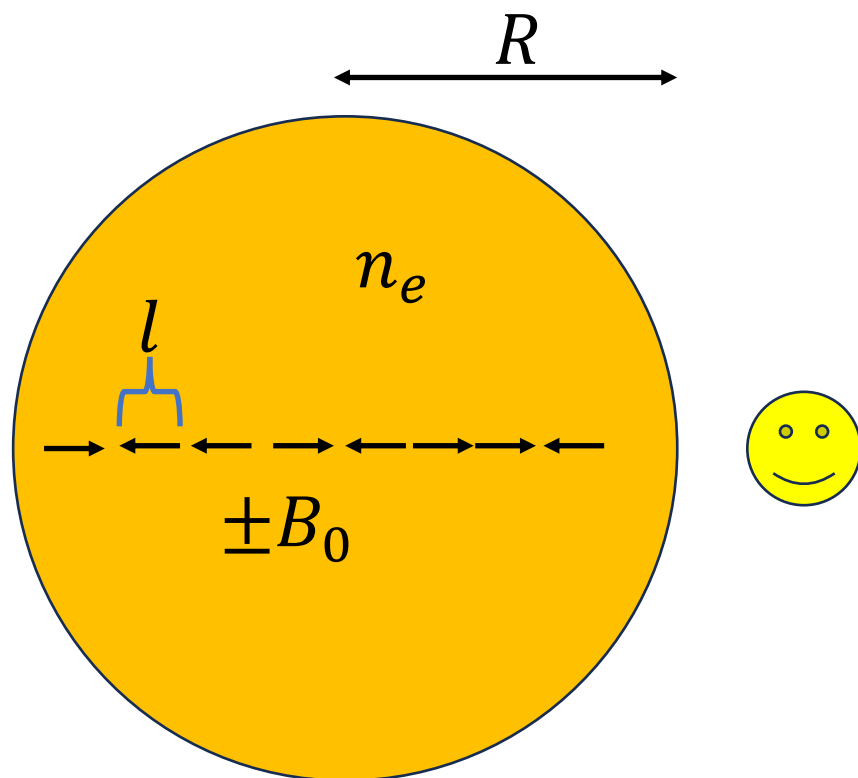
$\Delta\theta$ も+になったりーに
なったり、、

$$\Delta\theta = \frac{2\pi e^3}{m^2 c^2 \omega^2} \int_0^d n B_{\parallel} ds.$$



観測される偏光
(これらが奥行き方向にあっ
て足し合わされるため偏光
度は下がる。また天体での
構造の情報も失われる)

乱流磁場によるdepolarization： single scale 磁場モデルによる評価



半径 R 、密度 n_e のガス球
磁場の反転長 l 、磁場強度は確率1/2で $\pm B_0$

- $$RM = 812 \int n_e B_z dz = 812 n_e l \sum B_i \text{ [rad m}^{-2}\text{]}$$

$$(n_e [\text{cm}^{-3}], B [\mu\text{G}], l [\text{kpc}])$$

$$\langle B_i \rangle = 0, \langle B_i B_j \rangle = \delta_{ij} B_0^2 \text{ を使うと}$$

$$\sigma_{RM} = 812 n_e \sqrt{2 R l} B_0$$

よって、偏光角だと

$$\sigma_{\Psi} = \left(\frac{c}{\nu}\right)^2 \sigma_{RM}$$

$$= 103 \times \left(\frac{\nu}{\text{GHz}}\right)^{-2} \left(\frac{n_e}{\text{cm}^{-3}}\right) \left(\frac{R}{\text{kpc}}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{l}{\text{kpc}}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{B_0}{\mu\text{G}}\right)$$

$n_e = 0.001 \text{ cm}^{-3}, R = \frac{r_c}{2} = 200 \text{ kpc}, l = 10 \text{ kpc}, B_0 = 1 \mu\text{G}$
とすると、

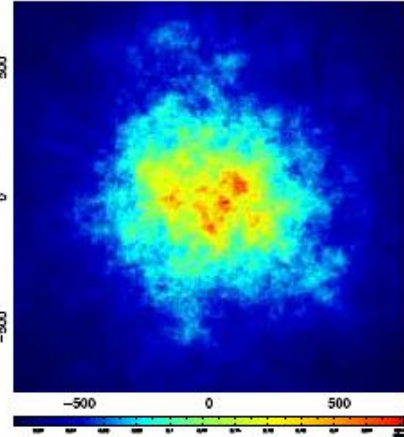
$\nu = 1.4 \text{ GHz}$ だと $\sigma_{\Psi} = 2.36$ (約1/3回転)

$\nu = 327 \text{ MHz}$ だと $\sigma_{\Psi} = 43.2$ (約7回転)

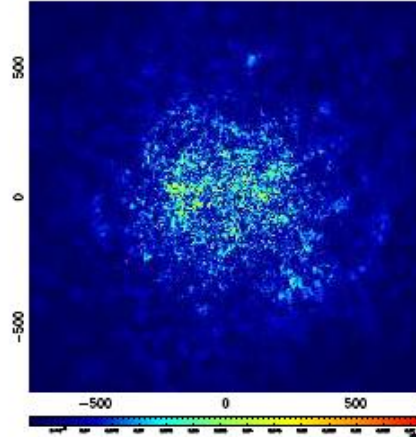
計算例：beam depolarization

スムー
ジング前

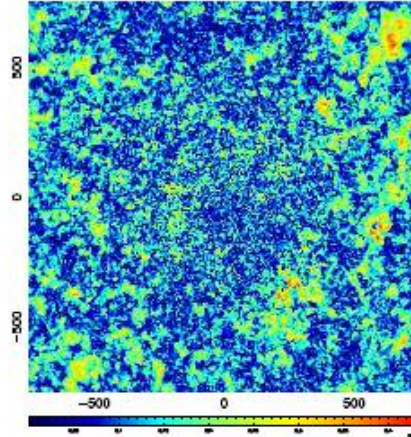
I_{tot}



I_{pol}

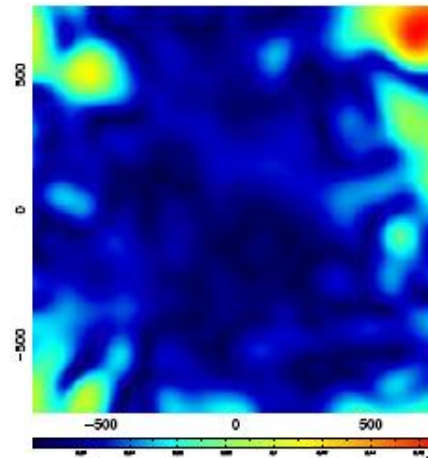
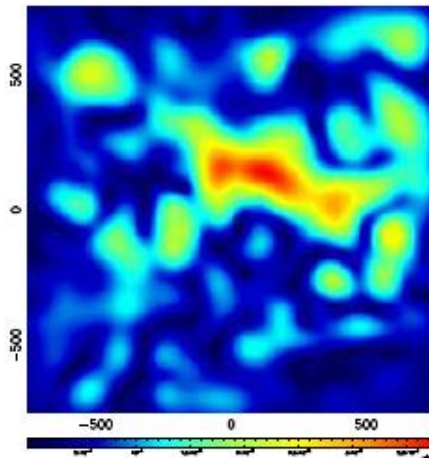
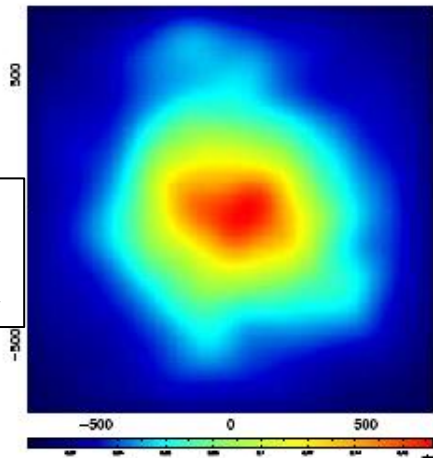


I_{pol} / I_{tot}

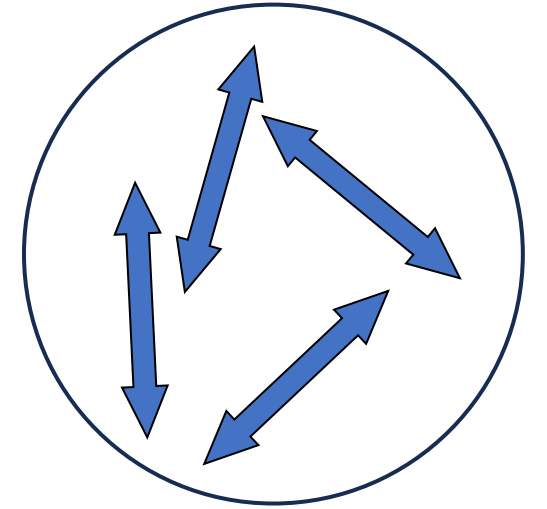


0.4

スムー
ジング後



0.16



- 有限な空間分解能により偏光度が下がる (beam depolarization)
- 60kp ($z=0.05$ で45''に相当) の二次元ガウシアンでスムージングをかけてみた。

まとめ

- ファラデー回転の観測や、広がった非熱的電波放射（電波ハロー、電波レリックス）から銀河団ガスには μG 程度の磁場が存在していることが知られている
- 銀河団磁場は基本的には乱流構造をしているが、衝撃波近傍などで整った構造も見つかっている。
- 電波ハローはシンクロトロン放射源かつファラデー回転源でもあり、偏光成分には磁場構造の情報が反映されている。
- 乱流磁場を持った銀河団の数値モデルを構築し、電波ハローの偏光マップを計算した。
- 乱流磁場のスペクトル、観測波長、観測空間分解能による影響を評価した。