

# 21 cm線で探る宇宙の夜明けと宇宙再電離

島袋隼士

〈パリ天文台, 61 Avenue de l'Observatoire, Paris 75014, France〉

e-mail: hayato.shimabukuro@obspm.fr



宇宙の晴れ上がり以降、輝く天体の存在しない宇宙暗黒時代と呼ばれる時代が続いた。暗黒時代は初期星や初期銀河の誕生によって終わりを告げ、宇宙の夜明けを迎える。さらに、初期天体から放射される紫外線光子は宇宙にあまねく存在する中性水素を電離し、宇宙再電離期を引き起こす。しかし、宇宙暗黒時代から宇宙再電離の時期は未だに観測が届いておらず、これらの時期の銀河間ガスの物理的状態やイオン化バブルのトポロジーの進化の仕方については詳しくわかっていない。この未開拓の時期は、今後の電波観測技術の発展により観測が可能になると考えられている。特に、中性水素の超微細構造による21 cm線シグナルは宇宙暗黒時代から宇宙再電離期に至る銀河間ガスの良いプローブになると期待されている。本稿では21 cm線シグナルの統計的性質について紹介する。

## 1. はじめに

WMAPやPlanckによる宇宙マイクロ波背景放射(CMB)の観測により、標準宇宙論モデル(CDMモデル)が確立された。階層的な宇宙論的構造形成モデルによると、小さい構造が最初に形成され、大きい構造へと進化することがわかっている。すなわち、ダークマター粒子は重力収縮しビリアル平衡へと至りダークマターハローを形成する。このダークマターハローをゆりかごとして、赤方偏移が $z \sim 30$ の時期に、主に水素を材料として宇宙最初の星形成が起こることが近年のシミュレーション結果から示唆されている<sup>1), 2)</sup>。初期星形成により、宇宙に光り輝く天体が存在していなかった暗黒時代は終焉を迎える。さらに時間が経つと初期銀河が形成され、銀河から放射されるイオン化光子がそれまで中性状態として存在していた水素を電離して宇宙再電離期が始まる。宇宙再電離期が終わる時期については、近年、強いライマンアルファ輝線を放射する銀河(ライマン

アルファエミッター; LAE) やキューサーの吸収線の観測によって制限が得られているもの<sup>3)</sup>、再電離が始まる時期や再電離以前に関してはいまだに観測的な制限は課せられていない。

LAEやキューサーによる観測は、ライマンアルファ光子が中性水素によって強い吸収を受けるため、中性水素が大量に存在する再電離開始時期や中盤の観測には適していない。そこで、LAEやキューサー観測に代わる再電離観測の強力な手段と考えられているのが、銀河間物質(Intergalactic Medium; IGM) 中の中性水素から発せられた21 cm線電波である<sup>4)</sup>。中性水素の超微細構造によって生じるこの電波は、ライマンアルファ光子と比べて光学的厚さが薄いため吸収を受けにくい。中性水素が豊富に存在する暗黒時代から再電離期が始まる時期にかけての探査に適している。また、電離領域からはシグナルがやっとなので、これを利用することによりイオン化バブルの幾何学的な性質を知ることができる<sup>5)</sup>。

本稿では、暗黒時代から再電離期を探るうえで

強力なツールとなる 21 cm 線シグナルの統計的性質について紹介する。

## 2. 21 cm 線の物理

ここで、21 cm 線に関する物理学について紹介する。中性水素を構成する陽子と電子はそれぞれ 1/2 のスピンをもち、スピン状態が平行のとき (triplet) のほうが、反平行のとき (singlet) よりもエネルギー準位が高い。このエネルギー準位差に対応した電磁波を放射あるいは吸収する。このエネルギー準位差が波長に換算すると 21 cm (周波数換算だと 1.4 GHz) となるため 21 cm 線と呼ばれている (図 1)。

### 2.1 スピン温度

21 cm 線の特徴づける物理量としてスピン温度  $T_S$  がある。これは、triplet, singlet それぞれの状態にある水素の数密度を  $n_1, n_0$  としたとき、以下の形で定義される。

$$\frac{n_1}{n_0} = 3 \exp\left(-\frac{h\nu_{21}}{k_B T_S}\right) \quad (1)$$

$h$  はプランク定数、 $k_B$  はボルツマン定数を表し、 $\nu_{21} = 1.4$  GHz である。係数の 3 は統計的自由度からきている。ここで、singlet から triplet への励起と、triplet から singlet への脱励起が平衡状態を保っているとするとき<sup>\*1</sup>、スピン温度は

$$T_S^{-1} = \frac{T_\gamma^{-1} + x_c T_K^{-1} + x_\alpha T_C^{-1}}{1 + x_c + x_\alpha} \quad (2)$$

という形で書き表すことができる。ここで、 $T_\gamma$ ,  $T_K$ ,  $T_C$  はそれぞれ、CMB 光子の温度、ガスの力学的温度、紫外線輻射場の色温度を表しており、 $x_\alpha, x_c$  はそれぞれ、衝突による結合係数、紫外線輻射による散乱の結合係数を表している。

$T_\gamma$  は赤方偏移  $z$  を用いて  $T_\gamma = 2.73 (1+z)$  と表される。また、 $T_C \sim T_K$  の仮定がよく用いられるため<sup>\*2</sup>、力学的温度  $T_K$  の進化を解く必要がある

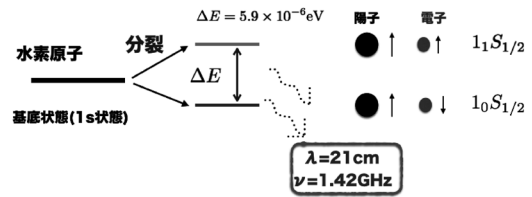


図 1 スピン温度の模式図。基底状態の中性水素のエネルギー準位が分裂し、超微細構造を作る。このときの 2 準位間のエネルギー差  $\Delta E = 5.9 \times 10^{-6}$  eV が波長に換算すると 21 cm となる。

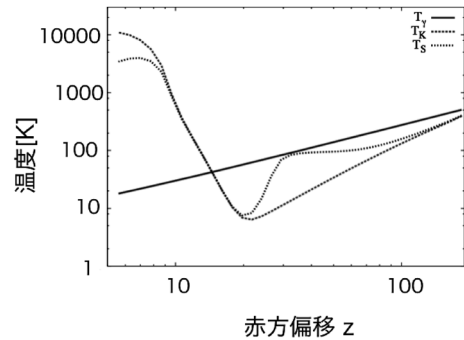


図 2 各温度の時間発展のグラフ。横軸には赤方偏移を取っている。実線が  $T_\gamma$ 、破線が  $T_K$ 、点線が  $T_S$  を表している。

(ただし、 $T_K$  の計算には加熱に寄与する X 線源を考慮する必要がある。しかし、高赤方偏移宇宙では、加熱に寄与する支配的な X 線源の種類やエネルギー分布関数などの形など不定性が多い)。温度進化のみだけではなく、スピン温度の計算には結合係数  $x_\alpha, x_c$  も必要であり、特に  $x_\alpha$  を求めるためには、ライマンアルファ光子の輻射輸送方程式を解く必要がある。われわれは、X 線源の加熱率や結合係数の計算にモデルを用いた準数値的計算コードである 21 cm FAST<sup>7)</sup> を用いた。21 cm FAST によって計算されたスピン温度、ガスの力学的温度、CMB 温度の時間進化を図 2 に示す。実線が CMB 温度、破線がガスの力学的温度、点線がスピン温度を表している。CMB 温度は先述

\*1 励起、脱励起のタイムスケールは宇宙膨張率に比べると十分に小さいため、この仮定は正当化される。

\*2 頻繁に起きるライマンアルファ散乱の結果、ライマンアルファ光子のプロファイルは、ラインのセンター付近で  $T_K$  の黒体とみなせるようになるため<sup>6)</sup>。

のとおり、 $T_\gamma = 2.73(1+z)$  で発展する。一方、ガスの力学的温度は高赤方偏移では  $(1+z)^2$  に比例して減少するが、ある時期から急激に上昇する。これはX線光子がガスを加熱するためである。スピン温度は $z$ が100を超える時期ではガスの力学的温度とカップリングしているが、宇宙膨張に伴う水素原子同士の反応率の低下により、カップリングが切れてCMB温度に近づく。その後、初期星から発せられる紫外線光によって、 $z \sim 30$ あたりから再びスピン温度はガスの力学的温度とカップリングする(Wouthuysen-Field (WF) 効果)<sup>8)</sup>。スピン温度はガスの力学的温度とカップリングした後、共に時間発展するためスピン温度もガスの力学的温度同様にX線加熱によって急激に上昇する。

2.2 輝度温度

ここまで、スピン温度について述べてきた。しかし、われわれが実際に観測するのは輝度温度である。輝度温度はスピン温度とCMB温度の差(と、光学的厚さ $\tau_\nu$ )によって表され、輝度温度が正の値の場合はCMBに対して輝線として観測され、負の値を取る場合はCMBに対して吸収線として観測される。輝度温度は具体的には以下のように書き表すことができる。

$$\delta T_b = \frac{T_s - T_\gamma}{1+z} [1 - e^{-\tau_\nu}] \sim 27 x_{\text{HI}} (1 + \delta_m) \left( 1 - \frac{T_\gamma(z)}{T_s} \right) \left[ \frac{H(z)/(1+z)}{dv_{\parallel}/dr_{\parallel}} \right] \times \left( \frac{1+z}{10} \frac{0.15}{\Omega_m h^2} \right)^{1/2} \left( \frac{\Omega_b h^2}{0.023} \right) [\text{mK}] \tag{3}$$

ここで、 $x_{\text{HI}}$ は中性水素率、 $\delta_m$ は密度揺らぎ、 $H(z)$ はハッブルパラメータ、 $dv_{\parallel}/dr_{\parallel}$ はIGMの速度勾配を表している。上記のように、輝度温度にはスピン温度や中性水素率、密度揺らぎの情報が含まれている。スピン温度にはライマンアルファ光子場を通して初期星の情報や、X線源の情報な

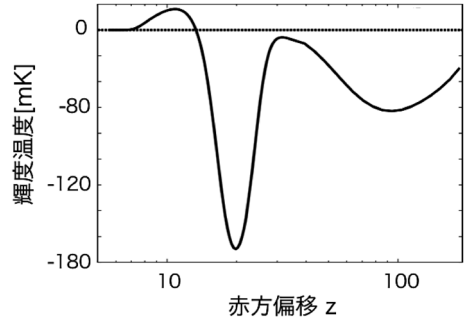


図3 輝度温度の時間発展。横軸は赤方偏移。X線加熱が十分に効いてスピン温度がCMB温度よりも高くなるまでは、輝度温度は負の値を取る。その後、X線加熱が効いてスピン温度がCMB温度に比べて大きくなると、輝度温度は正の値を取るようになる。しかしより十分に加熱が進むと  $(1 - T_\gamma/T_s) \sim 1$  となり、輝度温度はスピン温度に依存しなくなる。その結果、輝度温度は $x_{\text{HI}}$ と $\delta_m$ のみに依存するようになるが、再電離の進行によって中性水素率は下がっていくので、再電離が完了すると輝度温度は0となり、21 cm線シグナルは見えなくなる。

ど天体物理学的な情報が含まれており、また、中性水素率からは再電離の進化についての情報が得られる。さらに、高赤方偏移での密度揺らぎの情報も探ることができるため、宇宙論の情報も得ることができる。すなわち、21 cm線は天体物理学と宇宙論両方の情報を含んでいる。輝度温度の時間発展の様子を図3に示す。こちら各温度の時間発展のグラフと同様に横軸を赤方偏移で取っている。輝度温度はスピン温度とCMB温度の差(と、光学的厚さ)によって表されるので、基本的振る舞いはスピン温度のそれと似ており、 $z \sim 20$ で谷ができる。しかし、スピン温度がCMB温度に比べて十分に大きくなると、式(3)より  $(1 - T_\gamma/T_s) \sim 1$  となり、輝度温度はスピン温度に依存することがなくなり、 $x_{\text{HI}}$ と $\delta_m$ のみに依存する。再電離が十分に進むと $x_{\text{HI}} \rightarrow 0$ となるため、輝度温度は0となり21 cm線シグナルは消える。

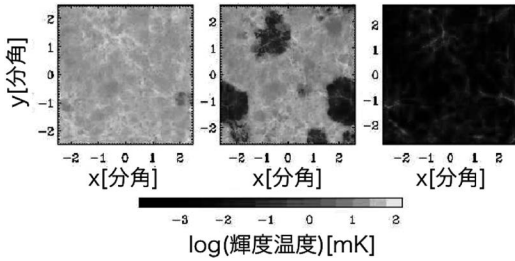


図4 シミュレーションによって得られた輝度温度の空間分布図<sup>5)</sup>. 左から順に $z=12.1, 9.2, 7.6$ となっている. 再電離が左から右へと進むにつれて21 cm線シグナルが弱い電離領域(色の濃い部分)が目立つようになる.

### 3. 21 cm線パワースペクトル

われわれは21 cm線シグナルとして輝度温度を観測するというを前章で述べた. ここでは, 実際に21 cm線のシグナルをどのように測定するかについて述べていく. 図4のような輝度温度の空間分布を得ることができれば, 電離領域の広がり方や時間進化についての情報を視覚的に知ることができる. このような輝度温度の空間分布を得るためには1分角スケール以下での角度分解能が求められる. 現在, 21 cm線シグナルの検出を目指して観測を開始しているMurchison Widefield Array (MWA)<sup>9)</sup> やLOW Frequency Array (LOFAR)<sup>10)</sup> などでは角度分解能が数分角程度なので, 輝度温度の空間分布を検出するのに十分な角度分解能ではない. しかし, 2020年代に観測が始まるSquare Kilometer Array (SKA)<sup>11)</sup> では輝度温度の空間分布を得るのに十分な空間分解能が実現されると期待されている.

では, 現在観測を始めているMWAやLOFARでは21 cm線シグナルの検出は無理なのか?. 21 cm線シグナルの撮像データを得ることは難しいが, 統計的検出ならば可能であると先行研究は示唆している<sup>12)</sup>. 21 cm線シグナルの統計的性質を調べる量としては, 輝度温度揺らぎのパワースペクトルが広く用いられている. 輝度温度の揺ら

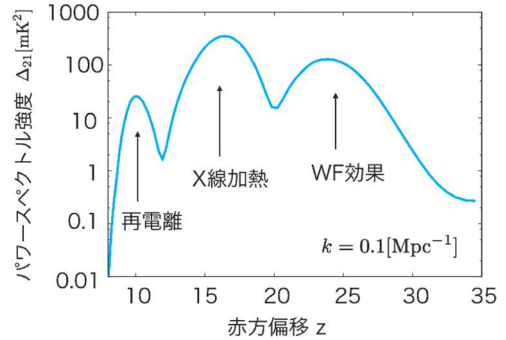


図5 赤方偏移の関数として表したときの21 cm線パワースペクトル. ここでは, 波数 $k=0.1 \text{ Mpc}^{-1}$ としている. ただし,  $\Delta_{21} = (\overline{\delta T_b})^2 k^3 P_{21}(k) / 2\pi^2$ として, 波数で規格化しさらに平均輝度温度の2乗をかけている.

ぎ $\delta_{21}$ を $\delta_{21} = (\delta T_b - \overline{\delta T_b}) / \overline{\delta T_b}$ としたとき( $\overline{\delta T_b}$ は $\delta T_b$ の空間平均量), 21 cm線パワースペクトルは, 波数空間での揺らぎを用いて

$$\langle \delta_{21}(\mathbf{k}) \delta_{21}(\mathbf{k}') \rangle = (2\pi)^3 \delta(\mathbf{k} + \mathbf{k}') P_{21}(\mathbf{k}) \quad (4)$$

と書き表される. 波数を固定して( $k=0.1 \text{ Mpc}^{-1}$ )横軸を赤方偏移に取ったとき, 21 cm線パワースペクトルは図5のようになる. ただし, 式(4)で表される形ではなく, 一般によく使われる平均輝度温度の2乗をかけた $\Delta_{21} = (\overline{\delta T_b})^2 k^3 P_{21}(k) / 2\pi^2$ の表式でプロットしている.

赤方偏移の関数として21 cm線パワースペクトルを見たとき, 特徴的な三つのピークが現れることがわかる. これらのピークの起源としては, 高赤方偏移側から順に(1)WF効果(2)X線加熱(3)再電離によるものと考えられている. 特に(1)と(2)に関して, われわれは1点統計を用いてより詳細な解析を行ったので後に述べる.

パワースペクトルのピークの位置はX線加熱効率やイオン化効率などの値によって変化するので, これを観測することによってX線加熱や再電離のモデルに対して制限を与えることができる. ここでは赤方偏移の関数としての21 cm線パワースペクトルを紹介したが, 赤方偏移を固定して,



波数の関数として見たパワースペクトルからは電離領域の典型的なサイズに対しての情報を得ることができる<sup>13)</sup>。また、天体物理学的な情報だけでなく、例えばダークマター対消滅やウォームダークマターモデルなど宇宙論的な効果もパワースペクトルに影響を与えるため、宇宙論的な情報もパワースペクトルを通して知ることができ<sup>14), 15)</sup>。以上のように21 cm線パワースペクトルは、天体物理学的な情報と宇宙論的な情報の両方を知ることができる点で有用である。

#### 4. 21 cm線バイスペクトル

先述のとおり、赤方偏移の関数としての21 cm線パワースペクトルは天体物理学的効果に応じて特徴的なピークをもち、そのピークの位置を調べることによってX線加熱効率やイオン化効率などに制限を与えられることがわかった。また、パワースペクトルのスケール依存性を見ると、電離領域の典型的なサイズについても知ることができ<sup>16)</sup>。このように21 cm線パワースペクトルからは多くの情報を得ることができるので、輝度温度揺らぎの統計的解析手法としてよく用いられている。もし、輝度温度揺らぎの分布がガウス統計に従うならば、パワースペクトルのみで揺らぎの統計的情報を完全に記述することができる。実際、宇宙論の方では密度揺らぎやCMBの温度揺らぎはほぼガウス分布に従っていることが観測から示唆されている<sup>3)</sup>。しかし、X線加熱や再電離などの天体物理学的効果、さらには密度揺らぎの重力非線形成長によって、輝度温度揺らぎは非ガウス性の揺らぎの分布をもつことが予想される。そこでわれわれは、輝度温度揺らぎのもつ非ガウス性に注目してそれを評価するために21 cm線バイスペクトルを導入し、その性質を調べた<sup>16)</sup>。なお、輝度温度の空間マップ生成には先述の21 cm FASTを用いた。

バイスペクトルは以下のようにフーリエ空間での揺らぎの3点関数で定義され、揺らぎがガウス統計に従うのならバイスペクトルは0になる。

$$\langle \delta_{21}(\mathbf{k}_1)\delta_{21}(\mathbf{k}_2)\delta_{21}(\mathbf{k}_3) \rangle = (2\pi)^3 \delta(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3) B_{21}(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3) \quad (5)$$

バイスペクトルを計算するためには、輝度温度マップ上で3点選んでくる必要がある。そこでわれわれは波数の大きさの関係に $k_1 = k_2 = k = \alpha k_3$ という関係を課し、以下の三つのパターンを考えた。(i)  $\alpha = 1$  (equilateral type), (ii)  $\alpha = 10$  (squeezed type), (iii)  $\alpha = 0.5$  (folded type)。ここで、 $k_1, k_2, k_3$ はそれぞれ $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3$ の絶対値である。

$k_3 = 1 \text{ Mpc}^{-1}$ と固定したときの21 cm線バイスペクトルを赤方偏移の関数として表した結果を図6に示す。図6にはequilateral type, squeezed type, folded typeの3パターンのバイスペクトルを示した。図6より、equilateral typeとfolded typeは二つのピークしか現れないがsqueezed typeだけピークが三つ現れる。これは、小スケールと大スケール間で相関があるためである。

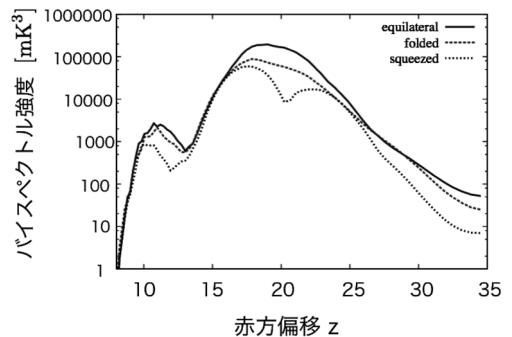


図6 赤方偏移の関数として表したときの21 cm線バイスペクトル。それぞれequilateral type (実線), folded type (破線), squeezed type (点線)である。ここでは、波数 $k_3 = 1 \text{ Mpc}^{-1}$ としている。また、バイスペクトルの強度は $(\overline{\delta T_b})^3 k_1^2 k_2^2 k_3^2 B_{21}(k) / 2\pi^2$ として $[\text{mK}^3]$ の次元をもつようにしている。

<sup>3)</sup> インフレーション時に作られる初期密度揺らぎの非ガウス性も活発に議論されている。

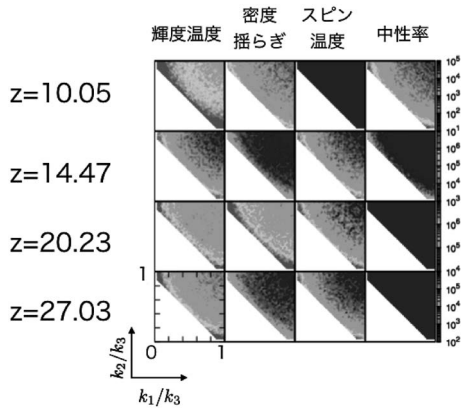


図7  $k_3=1.0 \text{ Mpc}^{-1}$ と固定して、 $k_1, k_2$ を変数としたときのバイスペクトル. 左から順に輝度温度揺らぎ, 密度揺らぎ, スピン温度揺らぎ, 中性水素率揺らぎのバイスペクトルを表し, 上から順に $z=10.05, 14.47, 20.23, 27.03$ の時期を見ている. また, ここでは波数による規格化を行っていないため, カラーバーの次元は  $[\text{Mpc}^6 \text{ mK}^3]$ .

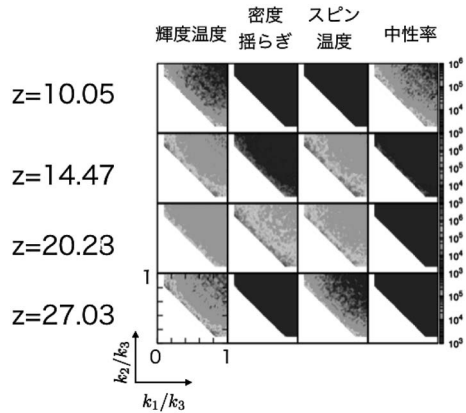


図8 図7と同じ. ただし,  $k_3=0.4 \text{ Mpc}^{-1}$ で固定している.  $k_3=1.0 \text{ Mpc}^{-1}$ と比べると密度揺らぎの寄与が小さい.

図5で見たとおり,  $k=0.1 \text{ Mpc}^{-1}$ のパワースペクトルでは三つのピークを見ることができた. squeezed type のバイスペクトルの場合, 二つの波数の大きさを  $k=1.0 \text{ Mpc}^{-1}$ で固定しているが, 残りの一つが  $k=0.1 \text{ Mpc}^{-1}$ であるため, 大スケール側 (この場合  $k=0.1 \text{ Mpc}^{-1}$ ) の情報を含んでいるのである. このようにバイスペクトルではパワースペクトルのときでは見ることができなかったスケール間の相関を見ることができる.

次に, 赤方偏移を固定してバイスペクトルのスケール依存性を見る. 波数の一つを固定して残り二つの波数を変数としたときのバイスペクトルを描いたのが図7, 8である. 二つの図での違いは固定している波数がそれぞれ,  $k_3=1.0, 0.4 \text{ Mpc}^{-1}$ となっている点である. また, ここでは輝度温度揺らぎによる 21 cm 線バイスペクトルだけではなく, 輝度温度を構成する成分である密度揺らぎ, スピン温度, 中性水素率それぞれの揺らぎのバイスペクトルも図示している. これにより, 各成分の 21 cm 線バイスペクトルへの依存性を知ることができる. 例えば  $z=10.05$ では 21 cm 線バイスペク

トルは斜辺部分, すなわち folded type, squeezed type のシグナルが強くなっていることがわかる. また, 強く寄与している成分は密度揺らぎと中性水素率揺らぎであり, スピン温度揺らぎからの寄与は小さいことがわかる. 一方で, 固定した波数を変えた図8を見ると, 同じ赤方偏移でも強く寄与する成分が異なることがわかる. すなわち, 大スケールの波数で固定したバイスペクトルでは密度揺らぎからの寄与が小さくなり, 21 cm 線バイスペクトルは中性水素率揺らぎからの寄与が最も大きくなる. このことより, 注目するスケールとバイスペクトルの形の選び方によって, 21 cm 線バイスペクトルから個々の揺らぎの情報を抜き出せる可能性を示唆している. これはパワースペクトルからは得られない情報であり, バイスペクトルの特徴の一つである.

## 5. 1点統計関数

ここまで, 21 cm 線のパワースペクトル, バイスペクトルの二つを見てきた. これらは輝度温度マップをフーリエ変換した量から計算されるものである. 実際, われわれは電波干渉計を用いて 21 cm 線シグナルの観測を目指すことになるが, その際の観測量はビジビリティと呼ばれる輝度温

度をフーリエ変換した量である<sup>17)</sup>。したがって、パワースペクトルやバイスペクトルは観測量から直接計算できるという利点がある。一方で、ビジビリティを逆フーリエ変換した際に得られるのが、図4で示したような輝度温度の空間分布である。電離領域の性質など幾何学的な特徴を視覚的に見るためには輝度温度の空間分布を見るのが良い<sup>\*4</sup>。ここでは、輝度温度の空間分布を定量的に評価するためにわれわれが行った1点統計関数を用いた解析を紹介する<sup>18)</sup>。

今回、特に天体物理学的効果の影響を受ける、スピン温度をトレースした量である  $(1 - T_y/T_S)$  に注目し、その空間分布マップ ( $z=19, 22, 25, 28$ ) の結果を図9に示す<sup>\*5</sup>。白い円で囲まれている領域は周りに比べて密度揺らぎの大きい場所を表している。密度揺らぎが大きいということはその場所での天体形成が起きやすいため、密度揺らぎの小さい場所に比べて天体物理学的効果が早く起きる。たとえば、 $z=28, 25$ はWF効果が効いている時期でありスピン温度は小さくなる(図2参照)。円内を見ると、確かに天体形成が起きやす

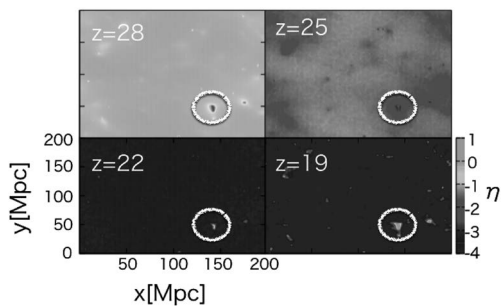


図9  $z=19, 22, 25, 28$ での  $(1 - T_y/T_S)$  の空間分布マップ。白い円の中は、他の場所に比べて密度揺らぎが大きいので、天体形成が起りやすい。そのため、WF効果やX線加熱効果がほかの場所に比べて早く起きる。

い領域では周囲に比べるとWF効果によっていち早くスピン温度が減少しているのが見て取れる。一方で、X線加熱が効いてくる  $z=22, 19$ では、WF効果の場合とは逆に、円内では他の場所に比べてスピン温度が高くなっている。これも同様に、天体形成が進んでいる場所ではX線加熱が早く効き出すことを反映している。

上記の解釈をより詳しく見るために、図10に  $(1 - T_y/T_S)$  の分布図を示す。ここでは、 $z=19-27$ での分布を示している。この図を見ると分布図はtailをもっていることがわかる。このtailは天体形成が起きた領域でのスピン温度に対応している。すなわち、天体形成が起きる場所は密度揺らぎが大きくレア度が高いため分布数が小さくなり、tailとなるのである。高赤方偏移側では低いスピン温度側にtailをもっており、低赤方偏移側<sup>\*6</sup>では高いスピン温度側にtailをもっていることが見て取れる。これは以下のように解釈することができる。高赤方偏移の天体形成が起きる領域では周囲に比べてWF効果が起きやすいため、スピン温度が周囲に比べて小さくなっている。逆

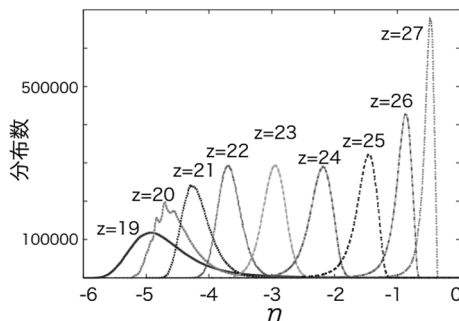


図10  $z=19-27$ での  $\eta=1 - T_y/T_S$  の分布図。高赤方偏移ほど左側(低スピン温度側)にtailをもち、低赤方偏移では右側(高スピン温度側)にtailをもつ。

\*4 とはいえ、ビジビリティから輝度温度の空間分布を得て、そこから情報を求めようと思ったら空間的に高分解能な観測が求められるので、まずはビジビリティからパワースペクトルなどを求めることが観測の目標となっている。

\*5  $T_S$ の増減と  $(1 - T_y/T_S)$ の増減は対応している。

\*6 この場合の「低赤方偏移側」とは「今回の赤方偏移の範囲で低赤方偏移」という意味である。 $z=19$ は一般的には高赤方偏移である。

に、低赤方偏移側では天体形成が起きる領域でX線加熱が効いているため、周囲よりスピン温度が高くなっていることを意味している。また、WF効果のみが効いている時期からX線加熱も効き始める時期へと進むにつれて、tailの引き方が低いスピン温度側から高いスピン温度側へと変遷していく。以上のような分布図の振る舞いは図9の説明を裏づけている。

分布図を定量的に評価するために、われわれは1点統計関数である分散 $\sigma^2$ と歪度 $\gamma$ を用いた。 $\eta = (1 - T_{\nu}/T_S)$ としたとき、その分散と歪度は以下のように与えられる。

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [\eta - \bar{\eta}]^2 \quad (6)$$

$$\gamma = \frac{1}{N\sigma^3} \sum_{i=1}^N [\eta - \bar{\eta}]^3 \quad (7)$$

$\bar{\eta}$ は $\eta$ の空間平均を表している。 $N$ は全ピクセル数を表す。分散は定義上、正の値しか取らないが、歪度は正負両方の値を取ることができ、tailが低スピン温度側にある場合は負の値を取り、高スピン温度側にある場合は正の値を取る。 $\eta$ の分散と歪度を赤方偏移の関数として表した結果を図11に示す。

歪度の実線部は正の値を、点線部分は負の値を表しており、 $z \sim 24$ で歪度の符号が負から正に変

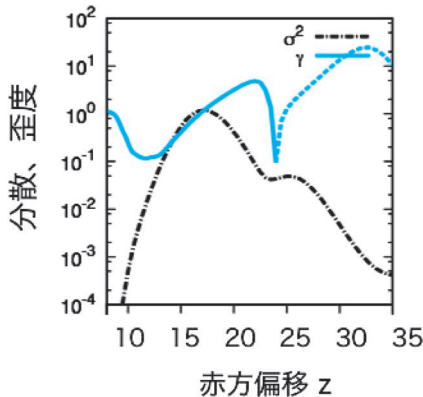


図11  $\eta = (1 - T_{\nu}/T_S)$  分散 $\sigma^2$ と歪度 $\gamma$ を赤方偏移の関数として示している。歪度の点線部分は負の値を表している。

化するのわかる。また、歪度の符号の変化する位置は、X線加熱が効き始めることにより高スピン温度領域が増えて、tailが低スピン温度側から高スピン温度側へと変遷する時期に対応している。このことは分散が極小値を取ることからもわかる。分散が極小値を取るの図10での分布図の幅が極小値を取ることに対応しており、これは低スピン温度側のtailが高スピン温度側へと変遷する時期である。以上より、歪度の符号の変化の位置と分散の極小となる時期はX線加熱の効き始める時期に対応しており、一点統計関数はX線加熱が効く時期を探る指標となることをわれわれの仕事で示すことができた。

## 6. 将来の展望

現在のところ21 cm線は検出されていないため、宇宙の夜明けや再電離の状況を知るためにはN体計算、流体計算、輻射輸送のシミュレーションや準数値的手法に基づいた理論研究に頼るところが大きい。シミュレーションでは第一原理的に計算が行えるという利点がある一方で計算コストがかかるという弱点がある。一方で、シミュレーション結果をモデル化して取り入れた準数値的計算は、シミュレーションほど計算コストがかからないという利点がある一方でモデル依存するという弱点がある。これらを補うためには、実際に21 cm線シグナルの検出が求められる。観測された21 cm線シグナルと理論結果を比較することにより適切なモデルを構築することができ、われわれの宇宙の夜明けや再電離に対する知識は拡大するはずである。SKAなどが運用を開始する2020年代には21 cm線シグナルが検出されると期待されており、この時代が到来したとき、21 cm線シグナルから天体物理的、宇宙論的情報を引き出すための解析的手法を確立することは重要である。われわれはシグナルの解析手法として、一点統計関数と高次統計量であるパワースペクトルを導入したが、このほかにもシグナルの幾何学的性質に注



目した方法やベイズ統計を用いる方法も最近では提案されている<sup>19), 20)</sup>.

また、21 cm線シグナルを検出するために最大の難関として立ちふさがるのが、銀河系内からのシンクロトロン放射や、クエーサーなどの強い電波源による前景放射である<sup>21)</sup>。赤方偏移した21 cm線の周波数は、例えば $z=9$ で142 MHzであり低周波数である。このような低周波数での前景放射は21 cm線シグナルに比べて6桁程度大きいので、うまく差し引いてやる必要がある。現在、前景放射除去のためのさまざまなアルゴリズムが考案されており、どのアルゴリズムがうまく前景放射を取り除けるか議論されている<sup>22)</sup>。

このように、宇宙の夜明けから再電離へと至る時期の研究はシミュレーションや、解析手法、前景放射除去などの幅広いテーマで研究がなされており、現在の天文学研究で魅力的な分野の一つと言える。最近、重力波の観測によって世界中の天文学者が湧いたが、次は21 cm線の観測によって世界が湧いて欲しいと、この分野を研究する一人として強く願っている。

## 謝 辞

本稿の内容は筆者の博士論文およびわれわれが発表した投稿論文に基づいています。議論に付き合ってください共同研究者の高橋慶太郎氏、市來淨與氏、横山修一郎氏、吉浦伸太郎氏に深く感謝申し上げます。最後に、本稿を執筆する機会を与えていただいた大栗真宗氏に感謝いたします。

## 参考文献

- 1) Barkana R., Loeb A., 2001, Phys. Rep. 349, 125
- 2) Yoshida N., Omukai K., Hernquist L., Abel T., 2006, ApJ 652, 6
- 3) Fan X. H., Carilli C. L., Keating B. G.
- 4) Furlanetto S., Oh P. S., Briggs F., 2006, Phys. Rep. 433, 181
- 5) Furlanetto S. R., Briggs F. H., 2004, New Astronomy Reviews 48, 1039
- 6) Pritchard J. R., Furlanetto S. R., 2006, MNRAS 367,

1057

- 7) Mesinger A., Furlanetto S., Cen R., 2011, MNRAS 411, 955
- 8) Wouthuysen S. A., Astronomical Journal 57, 31
- 9) <http://www.mwatelescope.org>
- 10) <http://www.lofar.org/>
- 11) <https://www.skatelescope.org>
- 12) Mesinger A., Ewall-Wice A., Hewitt J., 2014, MNRAS 439, 3262
- 13) Furlanetto S. R., Zaldarriaga M., Hernquist L., 2004, ApJ 613, 1
- 14) Loeb A., Zaldarriaga M., 2004, Phys. Rev. Lett. 92, 211301
- 15) Evoli C., Mesinger A., Ferrara A., 2014, JCAP 11, 024
- 16) Shimabukuro H., Yoshiura S., Takahashi K., Yokoyama S., Ichiki K., 2016, MNRAS 458, 3003
- 17) Thompson A., Richard J. M., Moran, George W. Swenson Jr., Interferometry and synthesis in radio astronomy. John Wiley & Sons, 2008
- 18) Shimabukuro H., Yoshiura S., Takahashi K., Yokoyama S., Ichiki K., 2015, MNRAS 451, 4986
- 19) Yoshiura S., Shimabukuro H., Takahashi K., et al., 2015, MNRAS 451, 4785
- 20) Greig B., Mesinger A., 2015, MNRAS 449, 4246
- 21) Jelić V., Zaroubi S., Labropoulos P., et al., 2008, MNRAS 389, 1319
- 22) Chapman E., Bonaldi A., Harker G., et al., 2015, Advancing Astrophysics with the Square Kilometer Array (AASKA14), 5

## Probing Cosmic Dawn and Epoch of Reionization with 21 cm Signal

Hayato SHIMABUKURO

Obseatoire de Paris, 61 Avenue de l'Observatoire, Paris 75014, France

Abstract: After cosmological recombination, there had been no luminous objects. This epoch is called "dark ages." The dark ages ended by the formation of first stars and galaxies. This epoch is called "cosmic dawn." As the structure formation proceeds more, ionizing photons emitted by first luminous objects result in ionization of neutral hydrogen atoms in the Inter Galactic-Medium (IGM). This epoch is called "Epoch of Reionization (EoR)." Our observations have yet to reach these epochs. Thus, our knowledge of the state of the IGM in these epochs is insufficient. However, we expect that future radio telescopes such as SKA enable us to observe the IGM in the EoR. In particular, cosmological 21 cm signal emitted by neutral hydrogen atom due to the hyperfine structure is expected to be good probe to investigate state of the IGM at high redshift. I introduce statistical properties of cosmological 21 cm signal.