

# SDSS データを用いた銀河の非等方相関関数の解析



奥村 哲平

〈上海天文台 〒200030 上海市南丹路 80 号〉

e-mail: teppei@shao.ac.cn

近年、宇宙背景放射や Ia 型超新星、宇宙の大規模構造などの観測から、宇宙論パラメーターの値が精度良く決定された。本稿では、Sloan Digital Sky Survey の銀河分布の解析による宇宙論的研究について紹介する。特に、赤方偏移空間における銀河分布の非等方性に注目して相関関数を計算することによって、ダークエネルギーを含む宇宙論パラメーターに制限を与える。

## 1. はじめに

ビッグバン理論に基づく膨張宇宙論は、近年の観測技術の飛躍的な進歩によって実証科学へと変貌を遂げた。Ia 型超新星を用いた遠方の宇宙膨張の観測<sup>1), 2)</sup>や、WMAP 衛星による宇宙背景放射 (CMB) の観測<sup>3)</sup>、銀河分布をトレーサーとする赤方偏移サーベイ<sup>4)</sup>などによって、宇宙の組成のうち 96% は正体不明のダークマター、ダークエネルギーに支配されていることが明らかとなった。すなわち、宇宙の組成は精密に決定されたがその正体は依然として深刻な問題として残っており、その正体を探る方法として、ダークエネルギーの状態方程式  $w(z) = p_{DE}/\rho_{DE}$  に制限を加えるという研究が精力的になされている ( $p_{DE}, \rho_{DE}$  はそれぞれダークエネルギーの圧力と密度)。ダークエネルギーの正体が宇宙定数であった場合、 $w$  の値は定数で  $-1$  となるため、 $w = -1$  なのか否かを調べるのが観測的第一ステップとなる (ダークエネルギーの理論的研究と観測的研究に関しては、それぞれ過去の天文月報<sup>5)</sup>と日本物理学会誌<sup>6)</sup>に詳しい解説記事が存在する)。宇宙の観測においては測定に付随する系統誤差を完全に引き去ることは不可能であるため、異なる系統誤差をもつ独

立な観測データのそれぞれに対して解析を行い、結果の信頼性を上げていくことが重要である。さらに、観測データは有限であるため、一つの観測データをあらゆる方法で解析して整合性をチェックすることも重要である。

本稿では赤方偏移サーベイにおける先行研究と独立な解析として、バリオン音響振動を含む大スケールにおける銀河分布の非等方性に注目し、Sloan Digital Sky Survey のデータを解析することによって宇宙論パラメーターに制限を与えた筆者らの研究成果について紹介する。

## 2. 銀河分布の解析の先行研究

### 2.1 バリオン音響振動

近年、Sloan Digital Sky Survey (SDSS)<sup>7)</sup> という大規模な銀河サーベイから得られた赤方偏移 0.5 以下の明るい銀河 (Luminous Red Galaxies; LRG)<sup>8)</sup> の解析によって、バリオン音響振動という構造が検出された<sup>9)</sup>。バリオン音響振動とは、宇宙初期のバリオン・光子混合流体における圧力と重力の平衡によって起こり、その振動のスケールは音速の地平線で特徴づけられる。赤方偏移  $z \approx 1,100$  の再結合期において音速は急激に小さくなるため、最終的な振動のスケールは再結合期に

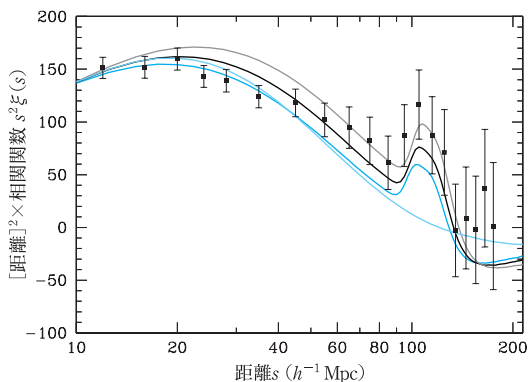


図1 SDSS LRG サンプルの相関関数に検出されたバリオン音響振動のピーク<sup>9)</sup>. 縦軸は、相関関数に距離の2乗がかかっている. 実線は理論曲線であり、異なる物質の密度（上から  $\Omega_m h^2 = 0.12, 0.13, 0.14$ ）の値が仮定されている. ピークのない実線はバリオンゼロのCDMモデルである.

おける音地平線で特徴づけられる. 振動は波数空間において周期的であるため、それをフーリエ変換した相関関数では一つのピークとして現れる<sup>10), 11)</sup>. 銀河の相関関数  $\xi(s)$  は、共動距離  $s$  における銀河分布のランダムな分布からのずれとして定義され、

$$\delta P = \bar{n}^2 \delta V_1 \delta V_2 [1 + \xi(s)] \quad (1)$$

と表される<sup>12)</sup>. ここで  $\bar{n}$  は銀河の平均個数密度、 $\delta P$  は距離  $s$  だけ離れた微小体積  $\delta V_1, \delta V_2$  の両方に銀河が存在する確率である\*1.

図1に、SDSS LRG から求められた相関関数を示す<sup>9)</sup>. 距離  $100 h^{-1}$  Mpc 付近におけるピークがバリオン振動のシグナルを表しており、ピークの現れるスケールが再結合期の音地平線に対応している. 再結合期  $z \approx 1, 100$  における音響振動スケールは、宇宙背景放射によって非常に精度良く決定される. そのため、このスケールを“標準ものさし”として、SDSS で観測されたバリオンピーク

の見かけのスケールを用いることによって、ダークエネルギーに制限を与えることができる. このバリオン音響振動はダークエネルギー探査において最も系統誤差の小さい観測と見なされており、多くの研究グループが2 dFサーベイやSDSSの銀河分布に観測されたバリオン振動を用いた解析を行っている<sup>13), 14)</sup>.

しかしバリオン音響振動はシグナルが弱く、また解析が複雑化することもあり、これらの先行研究は角度平均された1変数の相関関数  $\xi(s)$  あるいはパワースペクトル  $P(k)$  が用いられてきた. これは銀河分布の非等方性を幾分か無視することに対応し、その分の宇宙論的情報が抜け落ちることになる. さらにこの手法は、標準ものさし、すなわち用いる構造のスケールが他の観測によって独立にわかっている必要がある.

## 2.2 非等方相関関数

一方で、宇宙論的スケールにおいて、2次元的な形状のわかる構造を赤方偏移サーベイによって観測すれば、実際のサイズがわからなくてもダークエネルギーに制限を与えることができるという研究がなされた<sup>15)</sup>. これは、視線方向のスケールは宇宙膨張の影響からハッブルパラメーター  $H(z)$ 、角度方向のスケールは見かけのサイズによるため角経距離  $D_A(z)$ 、と異なる依存性をもつためである. 簡単のために宇宙は平坦であると仮定し ( $\Omega_m + \Omega_{DE} = 1$ ,  $\Omega_m$  と  $\Omega_{DE}$  はそれぞれ物質とダークエネルギーの密度パラメーター)、ダークエネルギーの状態方程式  $w$  は定数であるとする、 $H(z)$  と  $D_A(z)$  は具体的に

$$H(z) = H_0 \sqrt{(1+z)^3 \Omega_m + (1+z)^{3(1+w)} \Omega_{DE}} \quad (2)$$

$$D_A(z) = (1+z)^{-1} \int_0^z \frac{dz'}{H(z')} \quad (3)$$

と書くことができる. このような依存性のため、もしわれわれが観測した赤方偏移  $z$  からスケール

\*1 すなわち、相関関数はある距離にどれだけ銀河が存在するかを示す量であり、 $\xi > 0$  のときはランダムな分布より多く存在しており、逆に  $\xi < 0$  の場合はボイド領域のような負のクラスタリングを示している.

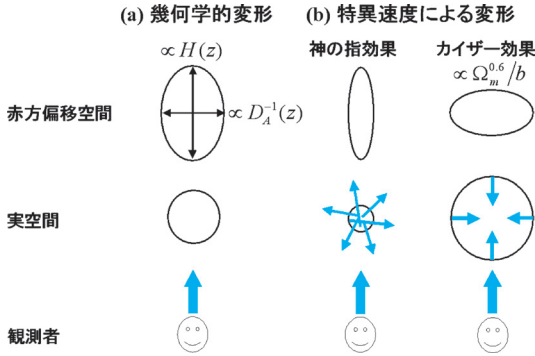


図2 赤方偏移サーベイにおける構造の変形概念図。(a) 幾何学的効果による変形 (図の原案は松原隆彦氏による), (b) 特異速度による変形. “実空間” が実際の構造の形状, “赤方偏移空間” が赤方偏移サーベイによって観測される形状を示す. 神の指効果は小スケールで起こり, カイザー効果は大スケールで起こる現象である.

を求める際に仮定した宇宙論パラメーターが, 宇宙を構成している真の値からずれていた場合, それぞれ  $H_{\text{true}}(z)/H(z)$  倍,  $D_A(z)/D_{A, \text{true}}(z)$  倍だけ形状がゆがむことになる.  $H_{\text{true}}, D_{A, \text{true}}$  は(われわれの知らない)正しい宇宙論パラメーターを代入した際の  $H$  と  $D_A$  の値である. この変形を観測することによって, たとえ実際のスケールがわからなくても,  $\Omega_m$  や  $w$  へ制限を与えることができるわけである (図 2(a)). ただしこの方法の難点は, 宇宙論的スケールにおいて厳密に形状のわかる構造を見つけることが困難だったことである.

その後, 銀河分布の相関関数やパワースペクトルを, 視線方向とそれに垂直な方向の 2 変数関数として計算することによって, その関数の形を“形状のわかる構造”として用いることが可能であると Matsubara ら<sup>16)</sup>などによって指摘された. しかし, 銀河の位置はその後退速度, すなわち赤方偏移から測られるため, 宇宙の膨張速度に銀河自身の固有速度が足された形で観測される<sup>17)</sup>. この影響は, 図 2(b) に示したように, 大スケールでは密度の高い領域に一様に落ち込むために視線方

向にゆがんで観測され, 逆に小スケールでは大きい速度分散のために視線方向に引き伸ばされて観測される. これらの効果自身, 豊富な宇宙論的情報を含んでいるが, 前述の幾何学的な現象と完全に縮退しているために, このままではダークエネルギーに強い制限を与えることができない.

ここでバリオン音響振動を考える. バリオン振動のピークのスケールは, 再結合期の音地平線に対応するため, 方向によらない量である. さらに, 少なくとも線形理論ではこのスケールは特異速度による変形を受けない. そのため, バリオン振動のスケールまで含めて 2 変数関数として計算する, 大スケール非等方パワースペクトル<sup>18)</sup>および大スケール非等方相関関数<sup>11)</sup>という統計量が考案され, 幾何学的変形効果と特異速度変形効果を分離し, 他の観測とは独立にダークエネルギーに制限を与える方法として確立されることとなった.

### 3. SDSS データの解析

#### 3.1 SDSS LRG の非等方相関関数

このような理論的背景を受けて, われわれは Matsubara<sup>11)</sup>によって考案された, 大スケールにおける非等方相関関数に着目する. 非等方相関関数は, 式 (1) の  $\xi(s)$  という 1 変数関数を  $\xi(s_{\perp}, s_{\parallel})$  という 2 変数関数として定義したものである.  $s_{\perp}, s_{\parallel}$  はそれぞれ, 図 3 に表したとおり視線に垂直の方向, 平行の方向の距離である. われわれは, すでにバリオン音響振動の検出が報告されている, SDSS LRG サンプル<sup>8)</sup>を用いて解析を行った. LRG は通常の銀河に比べて明るいため, 遠方まで分布している. また, 観測体積が広いだけでなく, その分布も非常に一様であるため, バリオン音響振動のような大スケールにおけるシグナルの小さい構造を見るには最適なサンプルである. 今回の解析では, 赤方偏移  $0.16 < z < 0.47$  の範囲に存在する 46,760 個の LRG サンプルを用いた.

観測から求めた LRG の非等方相関関数  $\xi(s_{\perp}, s_{\parallel})$

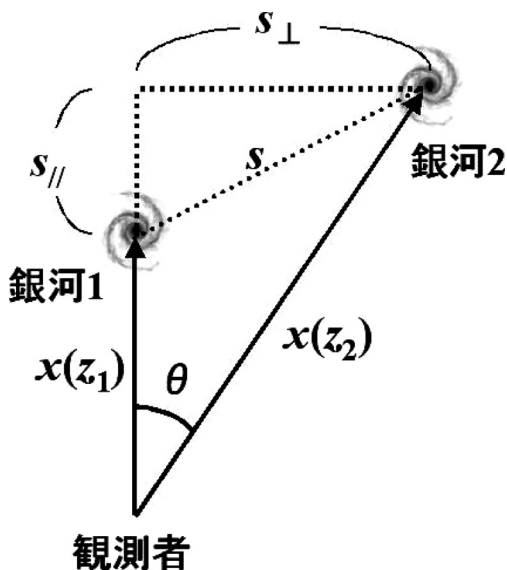


図3 銀河ペアの共動間隔 ( $s_{\perp}, s_{\parallel}$ ) と、観測量である赤方偏移と見込み角 ( $z_1, z_2, \theta$ ) の関係の概略図。視線方向は、銀河1の方向に定義される。 $x(z)$  は、観測した  $z$  を宇宙論パラメーターを仮定することによって変換した共動距離である。

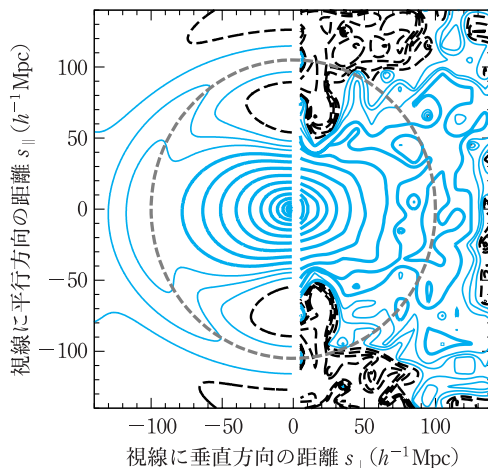


図4 (右) SDSS LRG サンプルから求めた非等方相関関数のコンタプロット、(左) 線形摂動論によって導出された非等方相関関数の解析的公式<sup>10)</sup>。破線は  $\xi < 0$ 、細い実線は  $0 \leq \xi < 0.01$ 、どちらもコンタの間隔は 0.0025 である。太い実線は  $0.01 \leq \xi$  で、間隔は対数スケールで 0.25 ずつ増加する。左側の理論曲線を描く際、 $\Omega_m = 0.218, \Omega_b = 0.473, h = 0.702, \sigma_8 = 0.660, b = 1.55, w = -1$ 、そして  $n_s = 1$  を仮定し、原点の赤方偏移は観測された LRG の中心値の 0.34 としてある。半径  $\approx 100h^{-1}$  Mpc の円は、すでに検出されているバリオンピークのスケールをプロットしている。

を図4の右半分に示す\*2。左側はそれに対応する、線形摂動論による解析的公式を示している<sup>11)</sup>。図3の銀河1が常に図4の中心に存在するようにプロットしてある。コンタの線は  $\xi(s_{\perp}, s_{\parallel})$  の値の等高線を表しており、実線のコンタが  $\xi \geq 0$ 、破線のコンタが  $\xi < 0$  に対応している。破線と隣り合った実線のコンタがちょうど  $\xi = 0$  を示しており、統計的にランダムな分布を示すスケールに相当する。得られた非等方相関関数の物理的性質は、次の3.2節で解説する。図4の非等方相関関数を角度方向に積分すると、通常の1変数相関関数(図1)が得られる。

### 3.2 宇宙論的解釈

まず特異速度によるクラスタリングの非等方性は、図からも顕著に見ることができる。視線方向

に存在する小スケールの銀河ペア ( $s_{\perp} \approx 0$ ) に対しては、銀河の非線形な速度分散によってクラスタリングは引き延ばされる(図2(b)の神の指効果)。解析的公式は線形理論によって導出されているため、この効果は現れない。一方で、大スケールのクラスタリングでは密度の高い領域に向かって銀河が落ち込むため、視線方向に押しつぶしたような構造が観測される(図2(b)のカイザー効果<sup>17)</sup>)。このカイザー効果による視線方向の変形は、近似的に  $\Omega_m^0(z)/b(z)$  という形で入ってくる<sup>12)</sup>、\*3。  $\Omega_m(z)$  と  $b(z)$  はそれぞれ、赤方偏移  $z$  における物質の密度パラメーターと銀河バイア

\*2 観測からの相関関数は、銀河の対の数を、同じ領域にランダムに分布させた擬似的な銀河の対の数と比較することによって測定される。

\*3 厳密には、ダークエネルギーの密度パラメーターにもわずかながら依存する。



スパラメーターである。この依存性は、速度(=変形の割合)は流体の方程式から質量と関係づいており、さらに観測される銀河は質量ゆらぎをトレースすることからきている。

もう一つの効果は、2.2節で紹介した幾何学的変形である<sup>15)</sup>(図2(a))。観測量である赤方偏移 $z$ から視線方向とそれに垂直な方向の共動距離に変換する際に、それぞれハッブルパラメーター $H(z)$ (式(2))、角径距離(式(3))を計算する必要がある。これらの量を計算する際に仮定した宇宙論パラメーターが真の値からずれていると、この非等方相関関数の全体の形状に変形を引き起こすことになり、その変形の割合が $\Omega_m (=1-\Omega_{DE})$ 、 $w$ というダークエネルギーのパラメーターを制限することになる。しかし、銀河の特異速度による非等方性と幾何学的効果による非等方性は、変形の形が縮退している。そこで、バリオン音響振動に着目する。図4で破線で示した、半径が約 $100h^{-1} \text{ Mpc}$ の円は、すでに1次元の解析で得られているバリオン振動のピークのスケール<sup>9)</sup>を表している。注意深く図を眺めると、このスケールでの非等方相関関数の値が確かに大きな値をもっていることがわかる。視線と垂直方向( $s_{\parallel} \approx 0$ )はそのコントラストが顕著であり、バリオン振動スケールでバンプをもっていることが見て取れる。また、視線方向から少し斜め方向を見ると、 $50h^{-1} \text{ Mpc}$ より大きいスケールでは負のクラスタリングを示すものの、約 $100h^{-1} \text{ Mpc}$ のバリオン振動スケールで再び正の値を取っている。図の左側の解析的公式は、非線形効果が入っていないため、よりクリアーにバリオン振動のシグナルが現れる。このバリオン音響振動スケールは最結合期の音の地平線に対応しており、特異速度による変形をほとんど受けないため、方向によらないスケール、すなわち正しい宇宙論パラメーターを仮定すれば真円を描く<sup>11), 18)</sup>。今回の解析で用いた

SDSS LRG サンプルではまだ精度が低く、ノイズにまみれてバリオン振動の2次元ピークを同定することができないが、以降では統計解析を行うことによって、その効果を取り入れる。

## 4. 宇宙モデルへの制限

### 4.1 方法

この節では、SDSS LRG サンプルの非等方相関関数によって宇宙論パラメーターを制限する方法と結果を記述する。宇宙論パラメーターの制限は、観測から得られた相関関数と理論的に導出された相関関数を比較し、 $\chi^2$ 統計量を計算することによって行う。本解析では平坦宇宙を仮定し、全部で七つの宇宙論パラメーターを考えるが、その中で本稿で取り上げるものは $\Omega_m (=1-\Omega_{DE})$ 、 $\Omega_b$ 、 $w$ 、 $\sigma_8$ 、 $b$ の五つである\*4。  $\Omega_b$ はバリオンの密度パラメーター、ダークエネルギーの状態方程式の係数 $w$ は、簡単のために定数であると仮定する。 $\sigma_8$ は半径 $8h^{-1} \text{ Mpc}$ で均した質量ゆらぎで、パワースペクトルの振幅を特徴づけるパラメーターである。銀河バイアス $b$ は一般には時間だけでなくスケールにも依存すると考えられるが、バイアスの性質を知るには複雑な銀河の形成と進化を解明する必要がある。本解析は大スケールの線形領域の構造に着目し、簡単のためにバイアスはスケール不変かつ線形バイアスを仮定する。すなわち $\sigma_8$ と $b$ はともに、通常の1変数の相関関数の場合は、単純に振幅を上下させる寄与を及ぼすことになる。

観測データと比較する理論式<sup>11)</sup>は、線形摂動論に基づいて導出しているため、非線形効果が現れる $40h^{-1} \text{ Mpc}$ 以下のスケールの相関関数は用いない。さらに、非等方相関関数の視線方向の成分は大スケールにおいても線形理論からずれることが知られているため、視線方向のデータ( $s_{\perp} < 10h^{-1} \text{ Mpc}$ )も解析には用いない。最終

\*4 残りの二つは、規格化されたハッブル定数 $h$ と、初期ゆらぎのスペクトル指数 $n_s$ である。

的に、パラメーターの制限は視線方向を除いた  $40 < s < 200 h^{-1} \text{ Mpc}$  の範囲で行う。一方で、システムティックな影響をチェックするために  $60 < s < 160 h^{-1} \text{ Mpc}$  の範囲においても解析を行う。

### 4.2 ゆらぎの振幅に関する情報

まず、主要な宇宙論パラメーターの制限を行う前に、クラスタリングの振幅に関連するパラメーター、 $\sigma_8$  と  $b$  の振舞いについて考える。図5は、 $\sigma_8$  と  $b$  の2次元確率分布関数を示している。ここで  $w = -1$  を仮定し、その他の四つのパラメーター  $\Omega_m, \Omega_b, h, n_s$  は固定せずに、パラメーター空間で積分してある。その結果、 $40 < s < 200 h^{-1} \text{ Mpc}$  のスケールでフィットによって、それぞれのパラメーターに対して  $\sigma_8 = 0.66^{+0.289}_{-0.216}$ ,  $b = 1.55^{+1.42}_{-0.75}$  (エラーは68%の信頼区間) という制限が得られた。

4.1節で述べたように、 $b$  と  $\sigma_8$  はどちらも振幅を上下させるパラメーターのため、強く縮退しており、銀河の相関関数の振幅は積  $b\sigma_8$  に比例する。しかし、特異速度変形による相関関数の非等方性

によって、この縮退はある程度は解くことができる。線形領域における特異速度による変形の度合が、 $\Omega_m^{0.6}/b$  に依存するためである。残念ながら、本解析では特異速度変形が強く効く  $40 h^{-1} \text{ Mpc}$  以下のスケールの情報を用いていないため、他の観測の情報を用いることなくこの手法のみから独立に制限を与えることは依然として難しい。しかし、今後の非線形理論の発展によってより小スケールのデータを取り入れることが可能になったときに、銀河バイアスの性質を探る独立な方法として期待がもてる。

### 4.3 物質とバリオンの密度パラメーター

次に、前説で議論した  $\sigma_8$  と  $b$ , そして  $h, n_s$  を積分し、 $w = -1$  を固定することによって、基本的な宇宙論パラメーターである  $\Omega_m, \Omega_b$  への制限を考える。図6は  $\Omega_m$  と  $\Omega_b$  の2次元確率分布関数を表している。 $40 < s < 200 h^{-1} \text{ Mpc}$  のスケールのデータから、 $\Omega_m = 0.218^{+0.047}_{-0.037}$ ,  $\Omega_b = 0.0473^{+0.0157}_{-0.0160}$ , という制限が得られた。ベストフィットの値は、 $40 < s <$

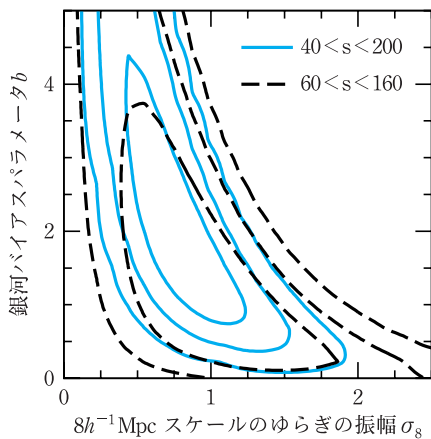


図5 クラスタリングの振幅に関する  $\sigma_8$  と  $b$  の2次元確率分布関数。  $\Omega_m, \Omega_b, h, n_s$  は積分してある。コンタは、内側から68%, 95%, 99%の信頼区間を表している。実線と破線はそれぞれ、 $40 < s < 200 h^{-1} \text{ Mpc}$ ,  $60 < s < 160 h^{-1} \text{ Mpc}$  のスケールでフィットを行ったものに対応している。縮退の方向は、大まかに  $b\sigma_8 \sim$  一定となっている。

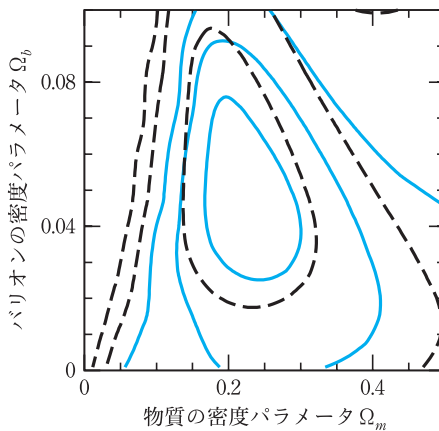


図6 基本的なパラメーター  $\Omega_m, \Omega_b$  の2次元確率分布関数。  $w = -1$  は固定され、他のパラメーターは積分されている。コンタの意味は図5と同じであり、実線は  $40 < s < 200 h^{-1} \text{ Mpc}$ , 破線は  $60 < s < 160 h^{-1} \text{ Mpc}$  のスケールでフィットを行ったものである。縮退の方向は、大まかに  $\Omega_m^{-0.25} \Omega_b^{-0.08} \sim$  一定となっている。

200h<sup>-1</sup> Mpc と 60 < s < 160h<sup>-1</sup> Mpc のフィットで、68% のエラー内でよく一致している。これは、線形理論で記述できない系統的な効果は、現在の解析の精度では小さいことを示唆している。

本来、質量パワースペクトルの形状において、Ω<sub>m</sub> と Ω<sub>b</sub> の間には強い縮退が存在する<sup>10), 11)</sup>。Ω<sub>m</sub> を大きくすると宇宙初期の輻射と物質の等密度期が早くなるため、パワースペクトルの折れ曲がり特徴づける等密度期のハッブル半径が小さくなり、同様に音地平線スケールも小さくなる。そのため、相関関数の大スケールの振幅が抑制される。一方で、Ω<sub>b</sub> を大きくするとバリオンの振動成分が大きくなるため、相関関数におけるバリオンピークが大きくなり、大スケールの振幅を大きくするのである。しかし、われわれの解析では線形スケールの速度変形の情報をくまなく用いているため、Ω<sub>b</sub> を固定することなく Ω<sub>m</sub> に強い制限が得られた。Ω<sub>m</sub> と Ω<sub>b</sub> の 2次元確率分布関数における縮退の方向は、再結合時の音地平線が一定、すなわち Ω<sub>m</sub><sup>-0.25</sup>Ω<sub>b</sub><sup>-0.08</sup> ~ 一定の方向に対応している<sup>19)</sup>。この依存性は、Ω<sub>m</sub> を大きくすると音地平線は小さくなり、Ω<sub>b</sub> を大きくしても混合流体の音速は小さくなることから音地平線が小さくなることからきている。

こうして得られた Ω<sub>m</sub> のベストフィットの値は、Percival ら<sup>20)</sup> による LRG のみを用いた独立な解析から得られた制限 Ω<sub>m</sub> = 0.22 ± 0.04 と極めてよく一致している。

4.4 ダークエネルギーへの示唆

ダークエネルギーの制限は、非等方相関関数を用いた解析の中でも最も興味深い応用の一つである。われわれは非等方相関関数の形状だけでなく、幾何学的な変形の情報も用いて、バリオン音響振動を含むスケールまで考慮に入れて解析を行った。この情報によって、視線方向のスケールからハッブルパラメーター、それに垂直な方向のスケールから角径距離を制限することができる。ここでは、w をフリーパラメーターとする代わり

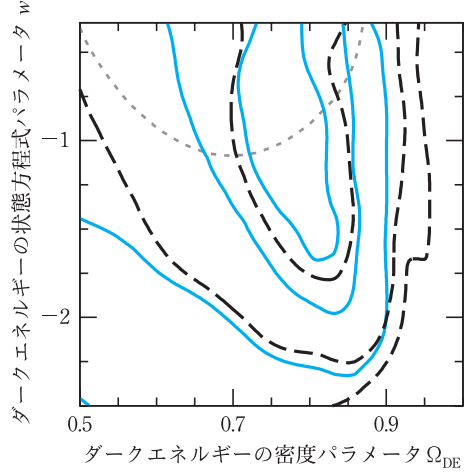


図7 ダークエネルギーの密度パラメーター Ω<sub>DE</sub> と状態方程式 w の 2次元確率分布関数. Ω<sub>b</sub>h<sup>2</sup> = 0.024 は固定され、他のパラメーターは積分されている。コンタの意図は図 5, 6 と同じであり、実線と破線は、40 < s < 200h<sup>-1</sup> Mpc と 60 < s < 160h<sup>-1</sup> Mpc のスケールのフィットを表している。点線のコンタは、no-wiggle 近似の遷移関数を用いて 40 < s < 200h<sup>-1</sup> Mpc のスケールでフィットを行った際の 68% の信頼区間を表している。

に、WMAP データ<sup>3)</sup> などから比較的精度良く決定されているバリオン密度を、Ω<sub>b</sub>h<sup>2</sup> = 0.024 と固定する。図 7 に、Ω<sub>DE</sub> と w の 2次元確率分布関数を示す。40 < s < 200h<sup>-1</sup> Mpc のスケールのフィットに対して、Ω<sub>DE</sub> = 0.770<sup>+0.051</sup>/<sub>-0.040</sub>, w = -0.93<sup>+0.45</sup>/<sub>-0.35</sub> という制限が得られた。Ω<sub>b</sub>h<sup>2</sup> 以外のパラメーターは積分してある。Ω<sub>m</sub> - Ω<sub>b</sub> の制限の際と同様に、脱結合時の音地平線スケールに対して、Ω<sub>DE</sub> と w の間にも縮退が存在する。しかし、2次元のバリオン音響振動の情報を用いることによって、この縮退をある程度解くことに成功した。今回の解析は小スケールのデータを用いなかったこともあり、得られた制限は強いものではない。しかし、Ω<sub>DE</sub> と w の間の縮退は、通常の 1次元の相関関数やパワースペクトルの解析では、CMB など他の独立な観測から音響振動スケールを決めない限り解くことができないことを強調しておきたい。

図7にプロットされた点線のコントラは、no-wiggle 近似<sup>10)</sup>というパワースペクトルにおけるバリオン振動成分をならしてしまふ近似を用いて非等方相関関数の理論式を計算した場合の制限である。この場合、バリオン音響振動の情報は失われ、相関関数の形状の情報のみしか寄与しないため、データと良くフィットしない。この結果からも、バリオン音響振動の2次元的構造の情報が寄与していることがわかる。

最後に、3年目のWMAPのデータ<sup>3)</sup>を組み合わせた場合のダークエネルギーの制限を挙げておく。3年目のWMAPのマルコフ連鎖モンテカルロのデータ<sup>14)</sup>とLRGの非等方相関関数のデータを組み合わせた結果、 $\Omega_{DE} = 0.772^{+0.024}_{-0.033}$ ,  $w = -0.97^{+0.12}_{-0.11}$ という強い制限が得られた。

## 5. まとめと今後の展望

本稿では、SDSS Luminous Red Galaxy サンプルの相関関数を、銀河の特異速度と幾何学的効果の両方によって引き起こされる分布の非等方性に着目して計算した結果を紹介した。最後に、今後改善すべき問題点をいくつか述べる。まず、重力進化、赤方偏移変形、銀河バイアスといった効果の非線形性の問題である。今回の解析では大スケールでの構造に着目し、線形理論を用いて解析を行った。しかし、バリオン音響振動は $\sim 100h^{-1}$  Mpc という大スケールの構造であるが、振動のピークのスケール自身は $\sim 10h^{-1}$  Mpc である。そのため、バリオンのシグナルは非線形効果による影響を受けることになり、この影響はN体シミュレーション<sup>21)</sup>や摂動論<sup>22)</sup>などによって精力的に研究されている。本解析では $40h^{-1}$  Mpc 以下のスケールの情報は用いなかったが、このスケールには豊富な宇宙論的情報が含まれているため、より精密な宇宙論を展開するためには非線形性を解析に取り込むことが必要である。数値的な理由から、相関関数に解析的に非線形性を取り込むことは困難であるが、摂動再和法という手法によって

これを取り込んだ研究が最近報告されている<sup>23)</sup>。さらに深刻な問題として、最近の理論的および数値的研究によると、銀河バイアスは大スケールにおいてもスケール依存すると示唆されている<sup>24)</sup>。これは、銀河サーベイから宇宙論パラメーターを決定する際に常につきまとう重要な問題である<sup>20)</sup>。

本研究で最も強調すべき点は、構造の非等方性をダイレクトに取り入れたことである。バリオン音響振動の2次元的構造を用いると、赤方偏移空間の変形を特異速度による寄与と幾何学的効果による寄与に分離することができる。後者は特に、ダークエネルギーの状態方程式の決定に有用である。SDSS LRGの赤方偏移( $z \sim 0.34$ )でのバリオン音響振動のシグナルは、非線形効果等の影響であまり強くない。近年、ダークエネルギーの状態方程式を強く制限するという目的で、広視野かつ深宇宙の銀河サーベイが世界中で計画されている。本解析で用いたLRGをより高赤方偏移までサーベイし、バリオン振動スケールをさらに制度良く決定しようというSDSSの次の計画、Baryon Oscillation Spectroscopic Survey (BOSS)が進んでいる。また、Fiber Multiobject Spectrograph (FMOS)やWide-Field Multiobject Spectrograph (WFMOS)は、日本が主体となって進めているすばる望遠鏡を用いた多天体分光観測計画で、ダークエネルギーが支配的になり始める $z \sim 1$ 付近の銀河をターゲットとする魅力的なプロジェクトである。これらの将来の銀河サーベイからバリオン音響振動が高精度で検出されたとき、本稿で紹介した非等方相関関数による解析は、ダークエネルギーの性質を独立に制限する有効な手法となることが期待される。

## 謝 辞

本稿で紹介した結果は、筆者が名古屋大学の大学院博士課程において行った研究<sup>25)</sup>を元にして書かれています。博士課程における指導教官の



名古屋大学の松原隆彦氏をはじめ、東京大学の加用一者氏、ノッティンガム大学の日影千秋氏、アリゾナ大学の Daniel Eisenstein 氏、ジョンズ・ホプキンス大学の Alexander Szalay 氏、ペンシルバニア州立大学の Donald Schneider 氏にはたび重なる議論にお付き合いいただきました。また、Eisenstein 氏には本稿の図 1 を提供していただきました。この場をお借りして、上記の共同研究者の方々に謝意を申し上げます。海外で研究を行うことを勧めてくださったテキサス大学オースティン校の小松英一郎氏、筆者の現在の受入教官である上海天文台の Yipeng Jing 氏にも感謝いたします。本研究は特定領域研究「大視野深宇宙探査によるダークエネルギーの研究」の援助を受けています。最後に、本稿の執筆を勧めてくださった名古屋大学の吉田直紀氏に感謝するとともに、入稿が大幅に遅れてしまったことをお詫び申し上げます。

Funding for the SDSS and SDSS-II has been provided by the Alfred P. Sloan Foundation, the Participating Institutions, the National Aeronautics and Space Administration, the Japanese Monbukagakusho, the Max Planck Society, and the Higher Education Funding Council for England. The SDSS Web Site is <http://www.sdss.org/>.

### 参考文献

- 1) Perlmutter S., et al., 1999, ApJ 517, 565
- 2) Riess A. G., et al., 1998, AJ 116, 1009
- 3) Spergel D. N., et al., 2007, ApJS 170, 377
- 4) Tegmark M., et al., 2004, Phys. Rev. D 69, 103501
- 5) 辻川信二, 2007, 天文月報 100, 462
- 6) 須藤 靖, 高田昌広, 相原博昭, 2007, 日本物理学会誌 673 号
- 7) York D. G., et al., 2000, AJ 120, 1579
- 8) Eisenstein D. J., et al., 2001, ApJ 122, 2267

- 9) Eisenstein D. J., et al., 2005, ApJ 633, 560
- 10) Eisenstein D. J., Hu W., 1998, ApJ 496, 605
- 11) Matsubara T., 2004, ApJ 615, 573
- 12) Peebles P. J. E., 1980, The Large-Scale Structure of the Universe (Princeton: Princeton Univ. Press)
- 13) Cole S., et al., 2005, MNRAS, 362, 505
- 14) Tegmark M., et al., 2006, Phys. Rev. D 74, 123507
- 15) Alcock C., Paczyński, B., 1979, Nature 281, 358
- 16) Matsubara T., Suto Y., 1996, ApJ 470, L1
- 17) Kaiser N., 1987, MNRAS 227, 1
- 18) Hu W., Haiman Z., 2003, Phys. Rev. D 68, 063004
- 19) Hu W., 2005, ASP Conf. Ser. 339: Observing Dark Energy, 339, 215
- 20) Percival W. J., et al., 2007, ApJ 657, 645
- 21) Seo H., Eisenstein D. J., 2005, ApJ 633, 575
- 22) Jeong D., Komatsu E., 2006, ApJ 651, 619
- 23) Matsubara T., 2008, Phys. Rev. D 77, 063530
- 24) Smith R. E., Scoccimarro R., Sheth R. K., 2007, Phys. Rev. D 75, 063512
- 25) Okumura T., Matsubara T., Eisenstein D. J., Kayo I., Hikage C., Szalay A. S., Schneider D. P., 2008, ApJ 676, 889

### An Analysis of SDSS Data Using the Galaxy Anisotropic Correlation Function Teppei OKUMURA

*Shanghai Astronomical Observatory, 80 Nandan Road, Shanghai 200030, China*

**Abstract:** Recent observation such as the cosmic microwave background, Type Ia supernovae, and large-scale structure of the universe, constrained cosmological parameters with high precision. A cosmological analysis through galaxy distributions from the Sloan Digital Sky Survey is reviewed. Constrains on cosmological parameters including the dark energy using the anisotropic correlation function in redshift space are also presented.