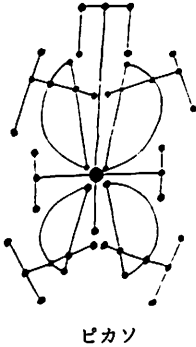


# 宇宙のエントロピーの起源



小玉 英雄

宇宙空間という言葉を知ると、我々は、限りなく広がる空虚で冷たい空間を想像する。まばらに存在する星々からの光が唯一、冷たい空間に暖かみを添えているように思われる。しかし、この一見空虚な空間には、実は膨大なエントロピーが隠されている。本稿では、この隠された宇宙のエントロピーの実体と起源について解説する。

## 1. 宇宙のエントロピー

1965年、ペンジアスとウィルソンは宇宙から等方的にやってくる雑音電波を発見した。そのスペクトルは、非常によい精度で約3Kの温度に相当する黒体放射と一致していた。現在、宇宙マイクロ波背景放射(CMB)と呼ばれるこの雑音電波が、実は冒頭に述べた隠れたエントロピーの担い手である<sup>1)</sup>。

一般に、温度  $T$  の黒体放射のエントロピー密度は

$$s/k_B = \frac{4\pi^2}{45} \left( \frac{k_B T}{\hbar c} \right)^3 \quad (1)$$

と表される ( $k_B$  はボルツマン定数、 $\hbar$  はプランク定数  $h/2\pi$ 、 $c$  は光速)。これより、CMBのエントロピー密度は  $T \approx 2.7\text{K}$  として

$$s_{\text{CMB}}/k_B \approx 1430\text{cm}^{-3} \quad (2)$$

となる。このままでは、これが大きいのか小さいのかは分からない。そこで、一見膨大なエントロピーを持っていると思われる星のエントロピーと比較してみよう。非相対論的で縮退していない単原子理想気体のエントロピー密度は、 $n$  を数密度、

$T$  を温度、 $m$  を粒子の質量として、

$$s/k_B = n \left[ \frac{5}{2} + \ln \left( \frac{2\pi m k_B T}{nh^3} \right)^{3/2} \right] \quad (3)$$

と表される。 $m$  として陽子の質量を用いると、主系列星の平均的な値、 $nm \sim 1\text{g/cm}^3$ 、 $T \sim 10^4\text{K}$  に対して、

$$s_{\text{star}}/k_B \sim 30n \sim 2 \times 10^{25}\text{cm}^{-3} \quad (4)$$

となる。確かに、エントロピー密度で見ると、星の方がCMBに比べて比較にならないほど大きい。しかし、核子一個当りのエントロピーとなると話が変わってくる。宇宙の平均的な核子数密度は  $n_N = 1.12 \times 10^{-5} h^2 \Omega_{b0} \text{cm}^{-3}$  程度である。ここで、 $h$  は宇宙の膨張速度を表すハッブルパラメータの現在の値  $H_0$  を  $100\text{km/s/Mpc}$  を単位として表したもので、観測より  $0.5 \sim 1$  の範囲にある。また、 $\Omega_{b0}$  は現在の宇宙における核子(バリオン)の平均質量密度  $\mu_{b0}$  と、 $H_0$  より決まる臨界質量密度  $\mu_{c0} = 3H_0^2/8\pi G = 1.87 \times 10^{-29} h^2 \text{g/cm}^3$  ( $G$  はニュートンの重力定数)の比、 $\Omega_{b0} = \mu_{b0}/\mu_{c0}$  で、直接の観測からは、 $0.001 < \Omega_{b0} < 1$  という制限が得られている。従って、CMBのエントロピーは

$$s_{\text{CMB}}/k_B \approx 1.3 \times 10^8 n_N (h^2 \Omega_{b0})^{-1} \quad (5)$$

と表される。特に、宇宙に存在する全ての星のエントロピーの総和  $S_{\text{star}}$  とCMBの全エントロピー  $S_{\text{CMB}}$  の比は、 $f_{\text{star}}$  を星に含まれるバリオンの割合として、

$$S_{\text{star}}/S_{\text{CMB}} \leq 10^{-7} f_{\text{star}} h^2 \Omega_{b0} \quad (6)$$

となり、宇宙全体で見ると星の持つエントロピーがCMBに比べて非常に小さいことが分かる。

詳しく調べてみると、星に限らず、宇宙の全ての天体、宇宙線、CMB 以外の電磁波のエントロピーは CMB のエントロピーに比べて無視できるほど小さいことが示される。従って、宇宙のエントロピーは、2.7 K という超低温の黒体輻射によって担われていることになる。

## 2. 冷たい宇宙モデル

それでは、CMB の持つ膨大なエントロピーはどこからやってきたのであろうか。まず考えられるのは星である。前説でみたように、現在の星々が持っているエントロピーは小さい。しかし、星々は宇宙の年齢約 100 億年間に渡って、エントロピーを生成放出し続けてきた。これを足し上げると、馬鹿にならない量のエントロピーが宇宙空間に溜っているはずである。

水素をヘリウムに変える核反応により単位質量当たりから放出されるエネルギーを  $\epsilon$ 、宇宙に存在するバリオン内、これまでに星の内部における核融合反応によりヘリウムに変わった水素の割合を  $f_m$  とすると、星から放出された全エネルギーを宇宙空間に一様に均したときのエネルギー密度  $\rho_{sl}$  と CMB のエネルギー密度の比は

$$\frac{\rho_{sl}}{\rho_{CMB}} \approx \frac{\epsilon/c^2}{7 \times 10^{-3}} \frac{f_m}{0.05} \frac{\Omega_{b0} h^2}{0.05} \quad (7)$$

とほぼ 1 程度になる。ただし、星からの光は数千度から数万度の温度を持つ熱輻射であるために、エネルギー密度が同じでも、光子の個数密度は CMB に比べて 1000 分の 1 以下となり、たとえ、光子が宇宙空間に広がる不可逆過程による増大を考慮しても、そのエントロピーは CMB の 10 分の 1 以下になってしまう。従って、宇宙のエントロピーの起源を星で起こる核反応により説明するためには、星からの光を全てマイクロ波に変換するメカニズムが必要となる。しかし、残念ながら、このような都合のよいメカニズムは存在しない。従って、現在の宇宙のエントロピーの起源は宇宙の初期に求めなければならないことになる。

我々の宇宙は膨張している。この事を 2.7 K の CMB の存在と合わせて考えると、宇宙は過去に遡るほど温度が高くなることが示される。実際、時刻  $t$  における宇宙のサイズと現在のサイズとの

比 (スケール因子) を  $a(t)$  とすると、宇宙のエントロピーが保存される条件はエントロピー密度  $s$  と  $a$  を用いて、 $sa^3 = \text{一定}$  と表される。宇宙を満たす黒体輻射に対して  $s \propto T^3$  となることを考慮すると、これより宇宙の温度は  $T \propto 1/a$  に従って変化することになる。

このような宇宙の温度の振舞いに着目して、宇宙のエントロピーが宇宙の初期ではあるが、どちらかというと比較的最近生成されたという宇宙モデルが提案されたことがある<sup>2)</sup>。その基本的考え方は次のようなものである。まず、宇宙が生まれて 100 万年たった頃 ( $a = a_{sf} \sim 0.002$ )、宇宙の物質のほとんどが太陽の 100 倍以上の質量を持つ重い星に変わったとする (種族 III の星)。これら重い星は数百万年程度で燃えつき、そのほとんどはブラックホールとなる。但し、物質の一部は超新星爆発により宇宙空間に放出され、現在の星の材料となる。また、この際数ミクロン程度の大きさを持つ宇宙塵 (炭素などからできた小さな粒子) が大量に生成されるとする。これらの星から放出されたエネルギーが輻射として宇宙空間に留まるとすると、現在におけるその密度は (7) 式の  $a_{sf}$  倍程度となる。従って、 $f_m \sim 1$ 、 $\Omega_{b0} \sim 1$  と取れば、エネルギー的には CMB を供給できる。さらに、温度の問題は、次のようにして解決される。重い星からの熱輻射は 10 万度程度の温度を持つが、これは宇宙塵により吸収され、そのサイズ程度の波長を持つ赤外線として放出される。それにより、星の光は 1000 度程度の温度を持つ黒体輻射となる。この黒体輻射は、宇宙膨張により、現在までに温度が  $a_{sf}$  倍程度に低下しちょうど数度の温度を持つようになる。

このモデルでは、宇宙が生まれて 100 万年以内の初期の時代には宇宙の温度が非常に低かったことになる。このため、このモデルは冷たい宇宙モデルと呼ばれている。

冷たい宇宙モデルは、現在の CMB の温度やそのエントロピーの起源を自然に説明すると共に、現在大きな問題となっている dark matter (光学的な観測にかからない物質)<sup>3)</sup> を種族 III の星から作られた重いブラックホールによって説明する可能性を秘めているなど、かなり魅力的なモデルで

ある。しかし、残念ながら、このモデルはいくつかの深刻な困難を抱えている<sup>4)</sup>。その一つは、種族 III の星の内部で生成された C, N, O, Fe などの重い元素が超新星爆発の際に大量に宇宙空間に放出される点である。詳しい計算によると、これらの量は、現在の観測値を大幅に上回ることが示される。もう一つの、そしてもっとも深刻な問題は、CMB のスペクトルである。観測によると、CMB のスペクトルは 1 mm 程度から 10 cm 以上までの広い波長範囲にわたって非常によい精度で約 2.7 K のプランク分布と一致している。上記の宇宙塵による変換では、このような長波長までプランク分布を再現することは不可能である。これらの困難のために、冷たい宇宙モデルは現在ではほぼ否定されている。

### 3. 熱い宇宙モデル

冷たい宇宙モデルに対して、宇宙のエントロピーが宇宙のかなり初期まで一定であったとするモデルは熱い宇宙モデルと呼ばれる。これは、既に述べたように、エントロピーが一定に保たれると宇宙の温度は過去に向かって  $1/a$  に比例してどんどん増大するためである。

熱い宇宙モデルにおいて宇宙のエントロピーの問題にする際注意すべき点の一つがある。それは、宇宙のエントロピーの大きさをどのように表現するかという点である。これまで CMB のエントロピーの大きさを表すのにエントロピー密度を用いた。しかし、この量は宇宙膨張のために時間と共に変化する量であり、たまたま宇宙が 100 億年の年齢の時の数値には余り大きな意味はない。そこで、通常、エントロピー密度の代わりに、一核子当りのエントロピー、より正確にはエントロピー密度とバリオン数の密度との比  $s/k_B n_b$  が用いられる。バリオン数は、 $p, n$  等の核子 (或は、その構成子である  $u, d$  等のクォーク) に対して  $+1(+1/3)$ 、それらの反粒子である  $\bar{p}, \bar{n}(\bar{u}, \bar{d})$  に対して  $-1(-1/3)$  を付与することにより定義される量子数で、これまでの実験では核子反核子が対生成されるような高エネルギーの反応でも保存されることが知られている。従って、 $n_b$  は  $s$  と同様に  $1/a^3$  に比例して変化し、 $s/k_B n_b$  は時間に依ら

ない定数となる。(5)より、我々の宇宙では  $s/k_B n_b$  は  $10^9$  以上という大きな値を取ることになる。

熱いモデルの興味深い点は、 $s/k_B n_b$  の値と現在の宇宙における軽元素の存在量の間に関連が生じる点である。熱いモデルでは、 $a \sim 10^{-9} (T \sim 10^9 \text{K})$  の頃に、陽子、中性子から原子核が作られる。但し、密度が星の内部に比べて低いと、重い元素は作られず、He, D, Li などの軽い元素のみが作られる。計算してみると、これらの元素が水素に比べてどの程度できるかは  $s/k_B n_b$  の値に左右されることが示される。現在、観測より、星の大気や星間空間に存在するガスはほぼ水素 (H) とヘリウム ( $^4\text{He}$ ) からなり、その重量比は大体 75% : 25% である事が知られている。これらの内、 $^4\text{He}$  の存在量は宇宙年齢 100 億年間で星による元素合成では到底説明できない。そこで、宇宙初期にできる  $^4\text{He}$  の割合が 25% 程度となる条件を求めると、 $s/k_B n_b$  が  $10^9$  程度と、ちょうど観測値と同程度の値が得られる<sup>1)</sup>。

以上の事実は、宇宙のエントロピーが  $T > 10^{10} \text{K}$  の時代までほぼ一定であったことを強く示唆すると同時に、宇宙のエントロピーの量が現在の宇宙の物質構成を決定する上で重要な役割を果たしたことを教えている。実際、詳しい計算によると、やはり宇宙初期の元素合成で作られたと考えられる微量軽元素  $^3\text{He}, \text{D}$  の現在の宇宙における存在量から  $s/k_B n_b$  に対して

$$10^9 \lesssim s/k_B n_b \lesssim 3 \times 10^9 \quad (8)$$

という厳しい制限が得られることが示される<sup>5)</sup>。

これは、バリオンの密度パラメーターに直すと

$$0.01 \lesssim \Omega_b h^2 \lesssim 0.035 \quad (9)$$

という条件を与え、dark matter がバリオン以外の物質からできていると考える根拠の一つとなっている。

### 4. GUT 宇宙モデル

元素合成の起きる時代までエントロピーが一定であったとすると、エントロピーの起源は宇宙の相当初期に求めなければならないことになる。このような超高温・高密度の時代における物質の相互作用は、我々のなれ親しんでいる低エネルギーの世界とはかなり違ってくる。実際、そのような

超高エネルギーの世界を記述する理論として最近急速に発展した素粒子の大統一理論(GUT)は、宇宙のエントロピーの起源に対して、非常に異質な解答を与える。

GUTは、低エネルギーの世界では全く異なった振舞いをする、電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用という3つの基本相互作用が $T_{\text{GUT}} \sim 10^{15} \text{GeV}$ 以上の高エネルギーの世界では、一つの相互作用に統一されるとする理論である<sup>6)</sup>。この理論のもっとも興味深い点は、相互作用の統一の結果として、 $T > T_{\text{GUT}}$ の時代には、バリオン数を保存しない反応が頻繁に起こることを予言することである。

前説で述べたように、バリオン数の保存する世界では、一バリオン当りのエントロピー $s/k_B n_b$ が宇宙のエントロピーの大きさを表すもっとも自然な指標である。このような世界では、エントロピーの起源の問題は、なぜ $s/k_B n_b$ が現在のように大きな値を取るようになったかを問うことになる。これに対して、もしバリオン数の保存が破れているとすると問題の性格は全く変わってしまう。

例えば、極端な場合として、宇宙が誕生した直後で宇宙のエントロピーはゼロで、物質はバリオンだけからなり完全に縮退していたとする。このような、高密度、従って高エネルギーの世界でバリオン数を破る反応が起きるとすると、バリオンからどんどん反バリオンが作られ、これらの反バリオンはバリオンと反応して高エネルギーの光子を生成する。このようにして、急激にエントロピーが生成され、遂には熱化学平衡に達する。熱化学平衡状態では、バリオンと反バリオンは等量存在し、全バリオン数はゼロとなる。即ち、高エントロピーを持ち、バリオン数が全体としてゼロの宇宙が実現されることになる。このような宇宙が膨張に依って冷えると、バリオンと反バリオンは対消滅により光子に変わってしまい、最終的にバリオンのほとんど存在しない、我々の宇宙とは似ても似つかぬ宇宙へと移行する。

このように、バリオン数の保存しない世界では、我々の宇宙のエントロピーが大きいことは問題ではなく、むしろ、バリオンと反バリオンの量、より一般には物質と反物質の量に差があることの

方が問題となる。言い替えれば、 $s/k_B n_b$ が無限大ではなく、大きいながらも有限の値をとるのはなぜかということの説明しなければならない。

この問題に対してGUTの与えた解答は次のようなものである。まず、宇宙が生まれた直後では、物質は熱化学平衡にあり、バリオン数はゼロであるとする。ところが、膨張により宇宙の温度が $T_{\text{GUT}}$ 以下になると、バリオン数を破る反応の反応率は急速に小さくなり、その過程でバリオン数に関する化学平衡が成立しなくなる。この非平衡のおかげで、僅かなバリオン数の非対称性が生じる。その大きさは、

$$n_b/(s/k_B) = \epsilon_{\text{CP}} f_{\text{NE}} \quad (10)$$

で与えられる<sup>7)</sup>。ここで、 $\epsilon_{\text{CP}}$ は、バリオン数を保存しない反応の反応率 $\Gamma$ が、反応に関与する粒子と反粒子を入れ替え、同時に粒子のスピンを反転(CP変換)することによりどの程度変化するか、即ち、CPの破れを表すパラメーターである。また、 $f_{\text{NE}}$ は、宇宙の温度が $T_{\text{GUT}}$ の頃におけるバリオン数を保存しない反応が宇宙膨張によりどの程度平衡からずれるかを表すパラメーターである。

これらのパラメーターの値は原理的には統一理論が与えられれば計算可能であり、その意味で、GUT宇宙論では宇宙の物質反物質非対称性の起源を基礎法則のみから定量的に説明することが可能となる。しかし、残念ながら上記のシナリオには隠れた問題が存在する。

## 5. インフレーション宇宙モデル

GUTでは宇宙の温度に応じて、相互作用の構造が変化する。この相互作用の構造の変化は、実はヒッグス場と呼ばれるスカラー場 $\phi$ の状態の変化に依って引き起こされる。宇宙の温度が $T_{\text{GUT}}$ に比べて高い時期では、 $\phi = 0$ となっており、相互作用は完全に統一されている。これに対して、宇宙の温度が $T_{\text{GUT}}$ 以下に下がると、 $\phi$ は最終的に $\phi_{\text{min}} \neq 0$ の状態に落ち着き、相互作用の分化が起きる。ここで重要な点は、このヒッグス場の状態変化は、単に相互作用の構造を変えるのみでなく、宇宙の初期における進化の仕方まで支配することである。

$\phi$ が宇宙の温度低下と共に急速にかつスー

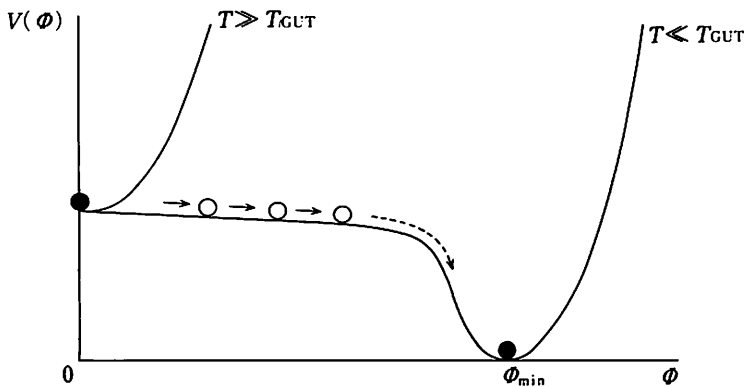


図1  
ヒッグス場の  
ポテンシャル

ズに0から $\phi_{\min}$ に移行する場合には、宇宙は常に高温に留まり、前説で述べたようなシナリオが成立する。ところが、この場合、困ったことに、現在の観測からの制限を大幅に上回る量のモノポールが生成されることが示される。

このモノポールの過剰生成を避けるために考え出されたのが、インフレーション宇宙モデルである<sup>8)</sup>。このモデルでは、 $\phi$ の振舞いを支配するポテンシャルが低温で図1に示したように $\phi=0$ 近傍で非常に平坦であるとする。但し、 $T \gg T_{\text{GUT}}$ の高温の時代には、温度の効果のためポテンシャルは $\phi=0$ で最小となるように変形される。このため、最初 $\phi$ は0から出発する。宇宙の温度が $T_{\text{GUT}}$ 以下に下がると、ポテンシャルは $T=0$ の平坦な形に急激に移行し、 $\phi$ は $\phi_{\min}$ に向かって増加し始める。ポテンシャルが平坦であるために、 $\phi$ は非常にゆっくりと変化し、ヒッグス場のエネルギー密度 $\rho_f$  ( $\approx$ ポテンシャルの値)はほぼ一定に留まる。ところが、この間、通常物質のエネルギー密度 $\rho_m$ は宇宙膨張と共に $a^{-4}$ に比例して減少するため、しばらくすると $\rho_f \gg \rho_m$ となり、ヒッグス場のエネルギーが宇宙膨張を支配するようになる。宇宙の膨張率はアインシュタイン方程式より

$$\left(\frac{1}{a} \frac{da}{dt}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3c^2} \rho \quad (11)$$

に従って変化するために、この時期では宇宙は $a \propto e^{Ht}$  ( $H = (8\pi G \rho_f / 3c^2)^{1/2}$ )のように指数関数的に膨張する(インフレーション)。簡単に言えば、この急激な膨張のために、一旦できたモノポールの密度が薄められてしまうおかげで、モノポールの過剰生成の困難は回避される。

の過剰生成の困難は回避される。

宇宙のエントロピーという観点からみて重要な点は、インフレーションの時期には、宇宙の温度、従って、通常物質のエネルギー密度は非常に短い時間で実質的にゼロになってしまうことである。例えば、標準的なGUTではインフレーションが僅か $10^{-33}$ 秒続くだけで、宇宙の大きさは $10^{43}$ 倍になり、温度は $10^{15}\text{GeV} \sim 10^{38}\text{K}$ から $10^{-5}\text{K}$ まで低下する。勿論、インフレーションは $\phi$ がポテンシャルの平坦な部分を抜け出し、 $\phi_{\min}$ の回りで振動を始めると終了する。この振動により、 $\phi$ のエネルギーは通常物質へと転化し、宇宙の温度は再び $T_{\text{GUT}}$ に近い値まで上昇する。この宇宙の再加熱過程で、前説で述べたGUT宇宙モデルの場合と同様に物質反物質非対称性が生成される。

従って、インフレーション宇宙モデルでは、物質の非対称性だけでなく、エントロピー自体も宇宙進化の過程で生み出されることになる。ところがここで一つ奇妙な問題が発生する。

通常の量子統計力学によると、巨視系は一般に密度演算子 $\rho$

$$\rho = \sum_i |i\rangle p_i \langle i|; p_i \geq 0, \sum_i p_i = 1 \quad (12)$$

で記述される混合状態にあり、そのエントロピーは

$$S/k_B = -\text{Tr} \rho \ln \rho \quad (13)$$

で与えられる。特に、量子力学的純粋状態に対してエントロピーはゼロとなる。従って、混合状態のみが有限なエントロピーを持ち得る。

この記述をインフレーション宇宙の再加熱の間

題に適用すると、再加熱後の宇宙がエントロピーを持つとすると、その状態は量子力学的混合状態で記述されるはずである。一方、再加熱前のインフレーション末期では宇宙には実質的にヒッグス場  $\Phi$  のみが存在する。ところが、ヒッグス場は純粋に量子力学的な場であるために、温度が実質的にゼロになったこの時期にはヒッグス場は量子力学的純粋状態にあると考えられる。従って、再加熱過程において、宇宙の状態は量子力学的純粋状態から混合状態に変化することになる。ところが、通常の量子力学では、このような状態変化は、観測操作のような外部からの干渉がない限り許されない。

通常我々が扱う系は常に宇宙の部分系であり、必ず外部からの影響を受ける。従って、系の状態は、時間と共に不規則な変化を起し、長時間で平均すると、実質的に混合状態で記述される。しかし、宇宙全体を一つの系として扱う場合は、このような外部からの干渉は不可能である。

この困難は、一見解釈上だけの問題で実質的には重要でないように見えるかも知れないが、実はそうではない。既に述べたようにヒッグス場は量子場であるために、インフレーションの開始時における状態は  $\Phi$  がゼロ近傍の様々な値を持った状態の重ね合わせになる。例えば簡単のために、この状態が  $\Phi$  が異った値を持つ二つの状態の重ね合わせであるとしよう：

$$|t=0\rangle = c_1|\Phi_1\rangle + c_2|\Phi_2\rangle \quad (14)$$

$\Phi_1 > \Phi_2$  とすると、 $|\Phi_1\rangle$  から出発した状態  $|t; \Phi_1\rangle$  の方が期待値  $\langle \Phi \rangle$  は速く  $\Phi_{\min}$  に達し、従って、速く再加熱を終了して混合状態  $\rho_1$  になる。一方、 $|\Phi_2\rangle$  から出発した状態  $|t; \Phi_2\rangle$  の方は依然としてインフレーションを続けている。再加熱によって、 $|t; \Phi_1\rangle$  と  $|t; \Phi_2\rangle$  の間の相関は失われるので、この時点での宇宙の状態は密度行列

$$\rho = \rho_1 + |c_2|^2 |t; \Phi_2\rangle \langle t; \Phi_2| \quad (15)$$

で記述される。更に時間が立つと、 $|t; \Phi_2\rangle$  状態もインフレーションを終了し、再加熱後混合状態  $\rho_2$  になる：

$$\rho = \rho_1 + \rho_2$$

ところが、 $\rho_1$  と  $\rho_2$  ではインフレーションの続

いた時間、従って、同じ時刻での宇宙のサイズが異なる。即ち、宇宙は大きさの異なる状態の混合状態へと変わることになる。一つの宇宙がこのような統計的アンサンブルで記述されると言うのは実に奇妙である。

以上紹介した、GUT と結び付いたインフレーションモデルは、様々な困難のため現在では放棄されている。しかし、それらの困難を取り除くために提案された primordial inflation model でも上で述べた困難は避けられない。宇宙が誕生時に純粋の量子状態から出発するとするこのモデルでは、この困難はむしろ尖鋭になる。

## 6. 終わりに

古典力学の世界では、エントロピー及びそれと密接に結び付いた不可逆性の問題は、巨大な自由度を持つ力学系の位相空間における振舞いと確率解釈との結合により、最終的に理解可能なように思われる。しかし、一旦量子力学の世界に踏み込むと、問題は一挙に難しくなる。明らかに、エントロピーや不可逆性は最も基本的なところで量子力学と対立するようになる。

以上で述べたように、宇宙のエントロピーの起源を探っていくと、結局この原理的な問題にでくわす。そこには、この問題の底知れぬ深みを感じさせるものがある。

## 参考文献

- 1) Weinberg, S., *Gravitation and Cosmology* (John Wiley & Sons, 1972).
- 2) Rees, M. J., *Nature* 275 (1978) 35.
- 3) 佐藤文隆, 科学 56 (1986) 700.
- 4) Carr, B. J., Bond, J. R. & Arnett, W. D., *Astrophys. J.* 277 (1984) 445.
- 5) Yang, J. et al, *Astrophys. J.* 281 (1984) 473.
- 6) 井上研三, 数理科学 228 (1982) 60.
- 7) Kolb, E. W. & Turner, M. S., *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 33 (1983) 645.
- 8) インフレーション宇宙モデルの詳細及びその問題点については別冊数理科学「宇宙」(1987).

(こだま・ひでお, 京都大学・教養部)