モノポールの宇宙論〔II〕

——$t\sim10^{-37}$秒，$T\sim10^{28}$度の世界をかいまみる——

伊　沢　瑞　夫*

宇宙の極く初期を探るには，当時の物質の物性論——具体的には素粒子論——の知識が必要である．前回紹介した大統一理論 (GUT) は，素粒子論の中でも盛んに研究されている理論の一つである．GUT は，バリオン数非保存反応と，安定でかつ極めて重たい ($m\sim10^{16}$ GeV $\simeq10^{-8}$ g) モノポールの存在を予言する．しかも，このモノポールは，宇宙初期の相転移の際にのみ生成されうるのである．今回は，モノポール生成を考慮して宇宙の進化を検討する．そして，モノポール生成に伴う問題とその解決法について述べる．

5. モノポールの存在量に対する制限

現在の宇宙におけるモノポールの存在量が，実験・観測によってどのように制限されているのか紹介しよう．次節で論ずる理論値との比較のためである．

現在，世界各地でモノポール検出実験が行なわれているが，1 事象（後述）を除けば，モノポールは未だ発見されていない．これらの実験は，主に，エネルギー損失法か電磁誘導法に基く．前者の原理は，モノポールは大きな磁荷 ($g^2\sim34$, なお電荷の場合は $e^2\sim1/137$) をもつ故，物質中でのエネルギー損失が大きい[1]ことである．この方法により，モノポールのフラックスが 10^{-14} cm^{-2} s^{-1}sr^{-1} 以下である（但し，モノポールの速度に依存する），という制限が得られている．しかし，この方法には次のような難点がある．実験ではある特定量よりもエネルギー損失の大きい ($dE/dx>(dE/dx)_c$) 粒子をモノポールの候補とみなすので，検出しうるモノポールの速度の範囲はエネルギー損失の大きさに強く依存する．しかし，実は，速度の関数としてのエネルギー損失 $(dE/dx)(v)$ の理論値のばらつきが大きいのである．(勿論，実験値は存在しない．)

次に，電磁誘導法は，電導リングをモノポールが通過する際に，電磁誘導によりリングを流れる電流が変化することを利用する．この方法は，モノポールの属性として磁荷をもつことだけを利用している点，最も直接的な検出法である．実は，この方法により，1982 年のバレンタインデー（2 月 14 日）にモノポールの候補が 1 例検出されたのである．わずか 1 例であるため，本当にモノポールが発見されたのか疑問だが，ともかくフラックスに換算すれば 10^{-11} cm^{-2}s^{-1}sr^{-1} となる．

このような地上実験以外にも，天文学的観測からモノポールの存在量を制限する議論もある．例えば，パーカー (Parker) 限界 ($\sim10^{-15}$cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}) なるものは次のようにして得られる．モノポールが銀河の中に存在すると，銀河磁場によって加速され銀河磁場を減衰させるだろう．この減衰時間は，勿論モノポールの数が多いほど短いが，銀河磁場の再生時間 (10^8 年とみなす) よりも長くなければならない．このことから，銀河の中のモノポールのフラックスに制限がつくのである．

このように，モノポールのフラックス f に対していくつかの上限が得られている．しかし，宇宙論では，現在の宇宙（全体）におけるモノポール数密度の平均値 n_M が必要なのだが，f から n_M を決めるのが難しいのである．フラックスと数密度には $f\sim n_Mv$ なる関係がある．だが，この関係で得られる数密度は，観測したところの局所的な（例えば，地球周辺，銀河内）モノポール数密度にすぎない．宇宙全体での平均値を得るには，現在の宇宙にモノポールが存在していればどのように振舞うかを知らねばならず，ここに大きな不確定因子がある．従って，以下では，「モノポールの質量密度 $\rho_M=mn_M$ は，宇宙膨張の観測から求められている宇宙のエネルギー密度の上限値 ($\sim10^{-29}$ g/cm^3) 以下である」という制限を採用する．この制限は，膨張宇宙論の立場に基く限り最も確実な制限である．なお，モノポールの存在量を論ずるには，宇宙膨張によって変化しない断熱不変量

$\varepsilon\equiv n_M/n_r$ (n_r は相対論的粒子（"輻射"）の数密度)

を用いるのが適当である．今の場合，3K 背景輻射の数密度 $n_r\sim400$ cm^{-3} を用いて，

$$\varepsilon<10^{-24}(m/10^{16}\,\mathrm{GeV})^{-1} \qquad (1)$$

という制限が得られる．

* 京大基研　Mizuo Izawa: Cosmology of Magnetic Monopoles

おわび: 前回〔I〕の記事にあやまりがありました．表 1 (p. 39) において，電子と陽電子の電荷が逆になっていました（電子が -1, 陽電子が $+1$ です）．

1) それでも，速度 $v\gtrsim10^{-4}c$（地球からの脱出速度の程度）のモノポールは地球を容易につきぬけてしまう．エネルギー損失の大きさは，太陽でようやく速度 $v\sim10^{-3}c$ のモノポールを捕えることができる程度である．

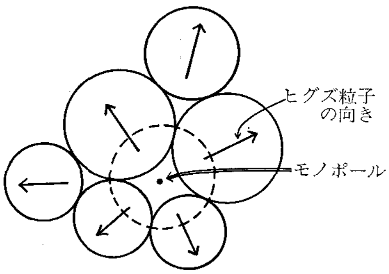

図6　相転移後のヒグズ粒子の向きのドメイン構造とモノポールの生成（再掲）．

6. モノポール生成以後の宇宙の進化

6.1 生成時のモノポールの存在量

〔I〕で宇宙初期の GUT 相転移のときにモノポールが生成されることを紹介したが，その際，観測による制限 (1) を満たしているのだろうか？ 相転移の際に生成されるモノポールの数密度を求めるのは難しい．しかし，次のような議論により，容易にその下限を得ることができる．モノポールはヒグズ粒子の向きのそろったドメインのすきまに生成される（図6）のだから，このドメインが大きいほど生成されるモノポールの数は少ないことになる．しかし，ドメインの大きさ d は，因果律によって，当時の地平線の大きさ d_H よりも小さい．地平線とは，ビッグバンのはじまり ($t=0$) に発せられた光が達しうる距離であり，$d_H(t)=R(t)\int_0^t R(t')^{-1}dt'$ で与えられる．通常の宇宙膨張のモデルでは，$d_H(t)\sim t(\equiv ct)$ 程度である．因果関係をもちえない領域でヒグズ粒子の向きがそろっているのは不自然だから，$d<d_H$ と考えるのである．ドメインに囲まれた点のうち 10% 程度がモノポールになるので，生成時のモノポール密度は $n_M \gtrsim 0.1\{d_H(t_C)\}^{-3}$ でなければならない．t_C は GUT 相転移の時刻である．当時の輻射数密度 $n_r(\sim NT^3$; Nは輻射の自由度）は時間-温度関係式 (**2.** 参照) から得られる．結局，相転移でモノポールが生成されたときには

$$\varepsilon>10^{-10}(T_C/10^{15}\,\mathrm{GeV})^3 \qquad (2)$$

でなければならない．(T_C は GUT 相転移の温度で，通常 $T_C/m=10^{-1}\sim10^{-2}$ である．) この値は，現在の観測による上限 (1) と比べて 14 桁も大きいのである．

それでは，現在までにモノポール・反モノポール（N極とS極）が対消滅をおこして，(1) が満たされるようになったのだろうか？ そのように対消滅しうるのか，モノポール生成以後の宇宙の進化を追ってみよう．

6.2 宇宙の進化 I： 初期，$T>10^{-4}m$

モノポール (M) と反モノポール ($\bar{M}$) の間には磁気的クーロン力が働き，M と $\bar{M}$ を近づけようとする．しかし，熱運動がこれを妨げる．M と $\bar{M}$ が対消滅するためには，$M\bar{M}$ 2体系において，磁気的クーロンエネルギー E_M の絶対値が熱運動による運動エネルギー E_K よりも大きく，系が束縛系になっていること（すなわち，全エネルギー $E_t=E_M+E_K$ が負）が必要である．しかし，モノポールは，生成直後の数密度の高い時期を除けば，平均的には束縛系になっていない ($E_t>0$)．従って，対消滅がおこるためには，何らかのメカニズムでエネルギー損失がおこり，$M\bar{M}$ 束縛が形成されねばならない．

ここで，宇宙初期の状況を考えてみよう．もし宇宙にモノポールしかなければ，$M\bar{M}$ 対消滅は著しく抑制されるだろう．しかし，宇宙初期には，様々な素粒子が対生成によって生じ，相対論的粒子（宇宙論では“輻射”と称されることが多い）として多量に存在している．モノポールは“輻射の海”の中を運動しているわけである．そして，“輻射”の中には荷電粒子（例えば，クォーク，レプトン）も含まれており，モノポールとはローレンツ力によって力を及ぼし合っている．実は，この荷電粒子との相互作用が，モノポールのエネルギーを損失させ，$M\bar{M}$ 対消滅の原因となるのである．

対消滅の様子を紹介する前に，この過程の考察に有用な長さ，散乱半径 a_C，を導入しよう．これは，$a_C=g^2/T\simeq30T^{-1}$ で与えられ，$M\bar{M}$ 間のクーロンエネルギーの絶対値 g^2/r が熱運動による運動エネルギー T と同じ程度になる距離間隔を意味する．さて，図7に $M\bar{M}$ 対消滅の過程を示した．但し，この図では，$M\bar{M}$ 2体系の振舞を $\bar{M}$ を固定して描いてある．M と $\bar{M}$ が十分に離れていると，モノポールの速度は熱的速度 $v_T\sim\sqrt{T/m}$ の程度である．運動エネルギー E_K は T の程度であり，それに比べてクーロンエネルギー E_M は十分小さく無視できる．$M\bar{M}$ 平均間隔 $L=n_M^{-1/3}$ が a_C よりも大きく[2)]，$M\bar{M}$ 2体系は平均的には束縛系になっていないので，このような描像でよいわけである (i)．さて，モノポールの速度ベクトルが十分に $\bar{M}$ の方に向いていれば（衝突パラメーターが a_C 以下ならば），M と $\bar{M}$ は散乱半径 a_C にまで接近しうる．この間にエネルギー損失がなければ，運動エネルギーとクーロンエネルギーの絶対値は同程度になっている (ii)．十分なエネルギー損失がなければ，M はもとのエネルギーのまま ($E_t\sim T$) 遠方へ去っていく (iiia)．しかし，十分にエネルギーを失えば，$E_K<|E_M|$ すなわち $E_t<0$ となり，M と $\bar{M}$ は束縛系をつくる．この系は，荷電粒子との散乱によりエネルギーと共に角運動量をも失っていき，M と $\bar{M}$ の

2) なお，条件 $L>a_C$ は $\varepsilon<10^{-6}$ と同値である．しかし，モノポール生成時に $\varepsilon>10^{-6}$ であっても，対消滅がおこって直ちに $\varepsilon\lesssim10^{-6}$ となる．$\varepsilon>10^{-6}$ である状態は，数密度が高いためモノポールは $M\bar{M}$ 束縛系になっており，不安定だからである．

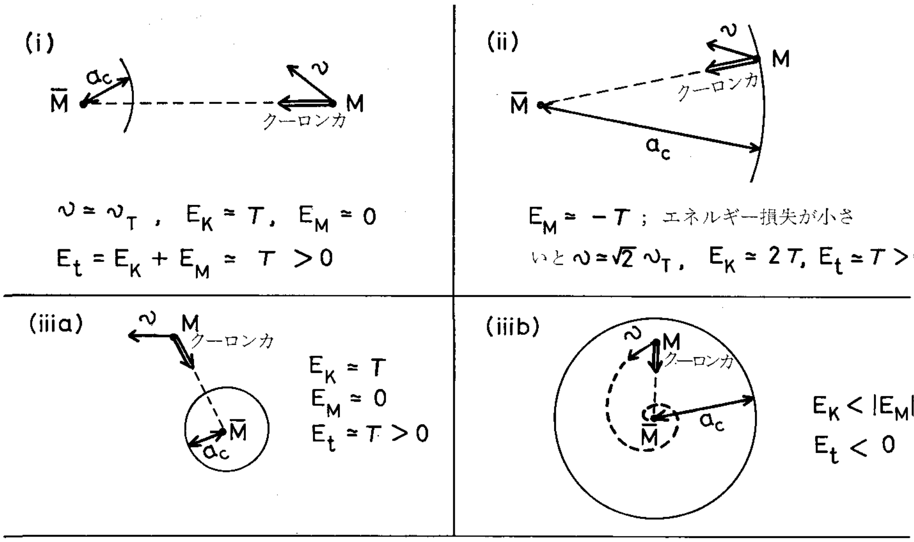

図 7　モノポール (M) と反モノポール ($\bar{M}$) の対消滅過程
$M\bar{M}$ 2 体系の振舞を，$\bar{M}$ を固定して描いた．なお，周囲を充満している“輻射”は省いた．
E_K: 運動エネルギー，E_M: クーロンエネルギー，E_t: 全エネルギー，$v_T(\sim\sqrt{T/m})$: 熱的速度，a_c: 散乱半径．
(i) M と $\bar{M}$ が十分離れているとき；(ii) M と $\bar{M}$ が散乱半径 a_c まで接近した；(iiia) エネルギー損失が不十分だと，M は遠方に去ってしまう；(iiib) 十分なエネルギー損失がおこれば $M\bar{M}$ は束縛系をつくりやがて対消滅する．

間隔は次第に小さくなる．そして，最後には対消滅すると考えられる (iiib)．

次に，この過程を定量的に考察しよう．十分なエネルギー消失がおこるための条件は，モノポーのル平均自由行程(エネルギーの大半を失うまでに進む距離) λ を用いて，$\lambda<a_c$ と表わすことができる．λ は，荷電粒子によるモノポールの運動に対する摩擦率（モノポールの運動エネルギー E_K の減衰率）$\Gamma=d\ln E_K/dt$ を用いて，$\lambda\sim v/\Gamma$ で与えられる．今の場合，計算すると，$\lambda\sim0.3(m/T)^{1/2}\cdot T^{-1}$ となる．従って，対消滅のおこる条件 $\lambda<a_c$ は，$T\gtrsim10^{-4}m$ のときには満たされている．このときの対消滅率（モノポール 1 個あたり）$\Gamma_{\rm ann}=(d\ln n_M/dt)_{\rm ann}$ を計算しよう．$\Gamma_{\rm ann}$ は，モノポール数密度 n_M，消滅の断面積 σ，実効速度 $v_{\rm eff}$ により，$\Gamma_{\rm ann}\simeq n_M\sigma v_{\rm eff}$ で与えられる．十分なエネルギー損失があるときは，M と $\bar{M}$ は散乱半径 a_c 以内に接近すれば対消滅するとみなせるから，断面積は $\sigma\sim a_c^2$ となる．しかし，実効速度 $v_{\rm eff}$ は熱的速度 $v_T\sim\sqrt{T/m}$ ではない．$a_c>\lambda$ の場合，$v_{\rm eff}$ は $a_c\,(>\lambda)$ だけ進む場合の実効速度であって，$v_{\rm eff}\simeq(\lambda/a_c)v_T$ となる．なぜならば，モノポールは荷電粒子との散乱をくりかえしながら反モノポールの方にひきよせられていくので，a_c だけ進むには a_c/λ 倍余分に時間を要するからである．この現象は，星の中心部で核反応によって生じた光が星の表面に到する現象（拡散）と同じである．すなわち，星の中心部で生じた光が表面に到するのに要する時間は $\tau\sim R/c$（太陽では 2 秒；R は星の半径）ではない．光は星の内部で何度も散乱をくりかえした後に表面に到するので，$\tau\sim(R/\lambda)R/c$（太陽では 10^3 年程度；λ は星の内部での光の平均自由行程）となるのである．

さて，このようにして得られた対消滅率 $\Gamma_{\rm ann}\sim n_M a_c\cdot\lambda(T/m)^{1/2}\sim10^2\,n_M/T^2$ を用いてモノポール対消滅の様子を計算した結果を図 8 に示した．($10^{12}\,{\rm GeV}<T<10^{16}\,{\rm GeV}$ の部分；なお，この図では $m=10^{16}\,{\rm GeV}$ としてある．) 一般に，膨張宇宙では，宇宙膨張より遅い過程は有効ではなく，ものごとの有効さは宇宙膨張率 $\Gamma_{\rm exp}$ ($\equiv R^{-1}dR/dt$) との比較で判断される．モノポールの対消滅も，$\Gamma_{\rm ann}$ と $\Gamma_{\rm exp}$ がつりあうように進行する（図 8 の $\varepsilon\propto T$ と記した線；この線上では $\Gamma_{\rm ann}=\Gamma_{\rm exp}$）．結局，荷電粒子との相互作用によるエネルギー損失の効果で対消滅して，宇宙の温度 $T\sim10^{-4}m$ までに，ε は $3\times10^{-10}\cdot(m/10^{16}\,{\rm GeV})$ に減少するのである．

6.3　宇宙の進化 II：　後期，$T<10^{-4}m$

さて，宇宙の温度が下がって $T<10^{-4}m$ となると，$\lambda>a_c$ であるから荷電粒子によるエネルギー損失は不十分で，$M\bar{M}$ 2 体系は a_c まで接近しても束縛系になることができない（図 7 (iiia)）．従って，$T<10^{-4}m$ となると対消滅は著しく抑制される．この時期における対消滅メカニズムとしては，制動輻射 $M+\bar{M}\to(M\bar{M})+\gamma$ や，

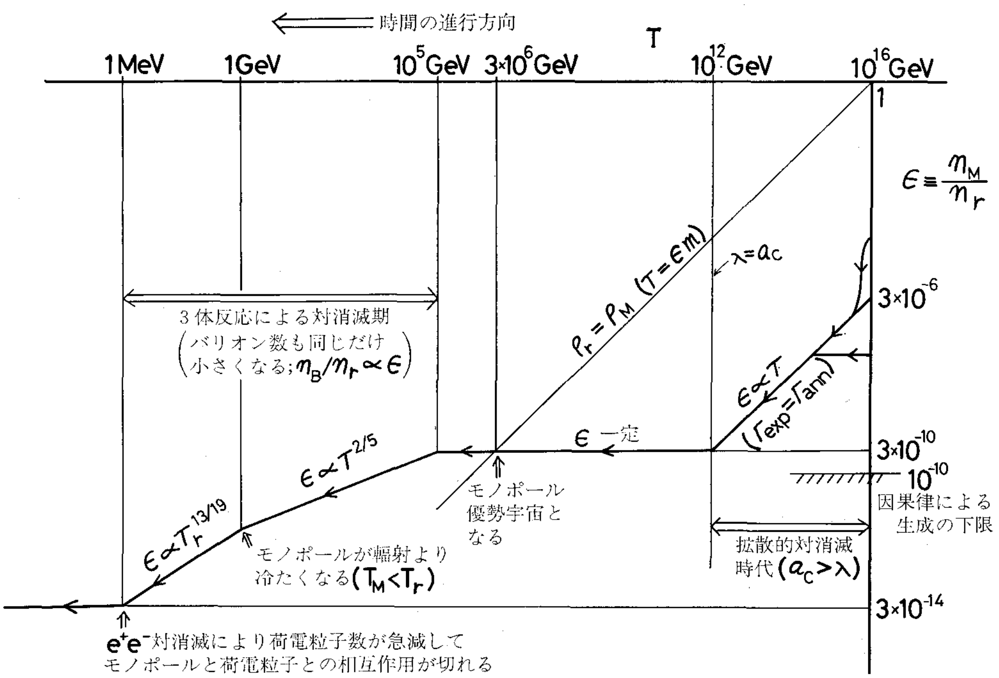

図 8 モノポール対消滅の様子

宇宙の温度（輻射温度）T とモノポール・輻射数密度比 ε で表わしてある．なお，モノポールの質量を標準値 $m\sim 10^{16}$ GeV とした．また，便宜上，$T=m$ でモノポールが生成されるとした．（実際は $T_c\simeq(10^{-1}\sim10^{-2})m$ のときに生成される．）

3体反応 $M+\bar{M}+M\to(M\bar{M})+M$ が考えられる（M と $\bar{M}$ の束縛系を $(M\bar{M})$ で表わした）．すなわち，光子を出すことや第3体にエネルギーを与えることによって，全エネルギーを減少させ束縛系になるのである．しかし，どちらも，宇宙膨張と比べて遅いので，宇宙が十分冷たくなりモノポール優勢（後述）にならなければ有効でない．

故に，$T\sim10^{-4}m$ となると，以後しばらく対消滅はおこらず ε 一定のまま宇宙は冷えていく．輻射は，宇宙膨張によって数密度が減少していくだけでなく，赤方偏移によって粒子1個のエネルギーも減少していくから，宇宙のエネルギー密度においてモノポールの占める割合はどんどん大きくなる（$\rho_M/\rho_r\simeq\varepsilon m/T\propto T^{-1}$）．宇宙の温度が $T=\varepsilon m$ となると，輻射のエネルギー密度はモノポールの質量密度より小さくなり，以後宇宙のエネルギー密度はモノポールの質量によって担われる．

モノポール優勢宇宙での対消滅の様子は複雑であり，必ずしも統一見解が得られているわけではない．例えば，$M\bar{M}$ 束縛系が準安定になり，形成されると同時には消滅しなくなる．そこで，図8に簡単な説明をつけて筆者の見解を示した．但し，モノポールの質量を標準値 10^{16} GeV にとった．ここで注意すべきことは，モノポール優勢期での対消滅の危険性である．対消滅がおこる減とモノポールの質量エネルギーは輻射のエネルギーに転化するが，モノポール優勢期では，ごく少量の対消滅でも輻射のエネルギーの増加に対する寄与は大きい．これは，勿論，モノポールがエネルギー密度の主成分だからである．従って，モノポール優勢期での対消滅は，実際は $\varepsilon\equiv n_M/n_r$ の"分母の増大"により ε を減少させているのである．このことは，バリオンと輻射の数密度比 n_B/n_r も同じだけ小さくしてしまう（すなわち，$n_B/n_r\propto\varepsilon$）危険な過程であることを意味する[3]．なお，初期の対消滅（$T>10^{-4}m$）では，常に輻射優勢であり対消滅の輻射のエネルギーへの寄与は無視できて（ε の減少は"分子の減少"），このような危険はない．

結局，図8に示したように，$m=10^{16}$ GeV の場合は，ε は 3×10^{-14} までしか減少せず，観測の上限 (1) とは10桁も差がある．過剰生成問題と称されるゆえんである．なお，GUT のモデルには不確定な点も多いので，モノポールの質量 m を標準値から変えてみるのも意味がある．その結果は，$m>10^{12}$ GeV ならば，因果律による生成の下限 (2) に従う限り過剰生成になることを示している．

7. 過剰生成問題の解決策

前節で説明したモノポール過剰生成問題に対し，いろ

[3] バリオン数の非対称性をつくりうるのは，一般に，GUT 相転移直後だけである．バリオン数非保存反応を媒介する重い粒子が多量に存在しなければならないからである．

いろな解決策が提案されている．その中には，素粒子論の立場から，モノポールのとじこめを考えたり，あるいは，対称性の破れ方を工夫して最終的にモノポールが現れないようにするといったアイデアもある．（但し，満足しうるモデルはつくられていない.）本稿では，素粒子論の方はいじらずに，宇宙論的に興味のある方法をいくつか紹介する．

（i）　モノポール間に働く重力の利用

前節で紹介した宇宙の進化では，モノポールの分布が一様であることを前提としていた．しかし，モノポールには 10^{-8}g という大きな質量があるのだから，「モノポールが自己重力で凝集してモノポール天体をつくり，対消滅が促進される」という可能性はないであろうか？

ところで，膨張宇宙において自己重力で天体が形成されるためには，次の２条件が必要である．

（a）　系の重力エネルギーの絶対値が運動エネルギーよりも大きい；これは，よく知られたジーンズ条件であり，系の質量がジーンズ質量 $M_J \sim G^{-3/2}\rho^{-2}T^6$ よりも大きいことを要請する．

（b）　系の質量が宇宙の地平線内に含まれている；これは，因果律に基くもので，系の質量が地平線内に含まれている質量 $M_H \sim \rho\{d_H(t)\}^3 \sim G^{-3/2}\rho^{-1/2}$ よりも小さいことを要請する．

従って，輻射優勢期では，$M_J \sim M_H$ ($\sim G^{-3/2}T^{-2}$) だから密度ゆらぎは成長できないことになる．なお，この結果は，圧力の担い手が輻射である場合は $\rho \sim T^4$ であることより容易に求められる．いる．モノポールは，宇宙温度 $T \sim 1$ MeV までは輻射と強く相互作用しているからである．すなわち，輻射優勢期では，モノポールの密度ゆらぎは，輻射によってならされて成長できないのである．従って，モノポール天体が形成されるのは，モノポール優勢になった後である．（上の条件 (a), (b) から，ゆらぎが成長するためには，$T \lesssim 5 \times 10^{-2}\varepsilon m$ が必要である．）しかし，**6.3** で述べたように，モノポール優勢期での対消滅は，バリオン・輻射数密度比 n_B/n_r をモノポール・輻射数密度比 $\varepsilon \equiv n_M/n_r$ と同程度の割合で小さくしてしまう．実際にモノポール天体における対消滅を計算した結果も，n_B/n_r, ε 両方とも観測と矛盾しないようにできるほどには対消滅は促進されえないことを示している．

重力凝集という考え方の発展として，原始ブラックホールの導入というアイデアがある．原始ブラックホールとは，プランク時間（**4.** 及び図５参照）の頃の時空の量子的ゆらぎ等が原因で形成されたと考えられる，質量の小さなブラックホールである．その形成には地平線よりも大きな領域の重力崩壊が想定されており，先の条件 (b) は満たされていない．つまり，原始ブラックホールを，地平線よりも大きなサイズのゆらぎの具体例と考えるのである．

さて，熱力学的考察から，ブラックホールには質量 M に反比例した温度 $T_{BH} = m_{pl}^2/8\pi M$ が付随することがわかっている．もしブラックホールの温度が周囲の温度よりも高ければ，ブラックホールは温度 T_{BH} の熱輻射を放出して質量を失っていき，やがて消滅する（蒸発）．軽いブラックホールは，蒸発温度が高いので，蒸発の際にはバリオン数非保存反応を媒介する X，Y といった重い粒子をも放出できる．すると，宇宙初期の GUT 時代と同様に（**4.** 参照），バリオン数の非対称性 ($n_B \neq 0$) をつくりうるのである．すなわち，原始ブラックホール導入の利点は，ブラックホールの蒸発の際に放出される輻射によって $\varepsilon \equiv n_M/n_r$ を減らすだけではなく，同時に n_B/n_r を改めてつくり直す点にある．しかしながら，詳細な検討により，原始ブラックホールを導入しても観測と矛盾しないシナリオをつくりえないことがわかっている．蒸発によって観測と矛盾しないだけのバリオン数 $n_B/n_r \gtrsim 10^{-10}$ をつくるためには，ブラックホールの質量が 1kg より小さくなければならない．だが，そんなに軽いブラックホールでは，蒸発してもモノポール・輻射数密度比 n_M/n_r を十分に減少させえないのである．

原始ブラックホールの導入は，「毒（原始ブラックホール）を以って毒（モノポール）を制す」ともいうべき荒療法であったが，失敗に帰した．次に，更に劇的な療法を紹介する．

(ii)　インフレーションモデル

インフレーションの概念は GUT が宇宙論にもたらした最大の産物だと筆者は思っている．インフレーションの全容については，どなたかによって本月報に解説され

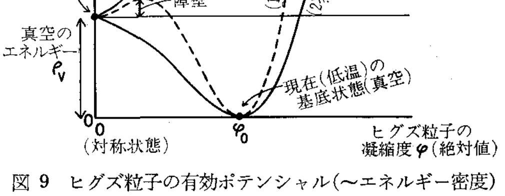

図 9　ヒグズ粒子の有効ポテンシャル(～エネルギー密度) 相転移の前と後の形が描いてある．T_c は相転移の臨界温度（ポテンシャルの形が変わり，基底状態が $\varphi \neq 0$ になる温度）である．高温期の基底状態（真空）は大きなエネルギーをもっている．これを真空のエネルギーという．なお，点線は１次相転移の場合の低温でのポテンシャルで，$\varphi = 0$ と $\varphi = \varphi_0$ の間に障壁がある．

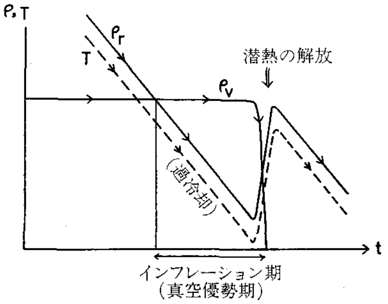

図 10 インフレーションを伴う相転移: エネルギー密度 (輻射 ρ_r, 真空 ρ_v) と温度 T の変化 (なお, インフレーション期の ρ_r と T の変化は, 実は, 指数関数的である.)

ることを望み, 本稿では, 以下の議論に必要なことのみを述べるにとどめる.

さて, アインシュタイン方程式 $R^{-1}dR/dt=\sqrt{8\pi G\rho/3}$ によると, もし宇宙のエネルギー密度 ρ が宇宙膨張によって変化しなければ, 膨張則は $R(t)\propto\exp(\sqrt{8\pi G\rho/3}\cdot t)$ と指数関数型になる. このように, 宇宙の特徴的長さ R が指数関数的に膨張することをインフレーションという.

GUT 宇宙論でインフレーションの原因になるのは, 相転移をおこさせるために導入されたヒグズ粒子のエネルギー密度である. 図9に示したように, 低温 (現在) での基底状態は対称性の破れたところ ($\varphi=\varphi_0\neq0$) にある. そして, 対称性の破れていない高温期の基底状態 ($\varphi=0$) はエネルギーのより高いところにある. 宇宙膨張には, 基底状態のエネルギー密度の (相対値ではなく) 絶対値が寄与する. 宇宙膨張の観測から, 現在の基底状態 (=真空) のエネルギー密度 $V(\varphi_0)$ は十分小さいことがわかっている. 従って, 相転移前の値 $V(0)$ は大きいことになる. しかも, このエネルギー密度 $\rho_V\equiv V(0)$ は宇宙膨張によって変化しない——それゆえ真空のエネルギー密度と称される——ので, これが輻射など他のエネルギー密度を上回わる時期があっても不思議ではない. 先に述べたように, このような“真空優勢期”にはインフレーションがおこるのである. なお, インフレーションは, 真空が $\varphi=0$ から $\varphi=\varphi_0$ へと相転移をおこし真空のエネルギーが消滅すると終了する. この際, もとの真空のエネルギー ρ_V は, 潜熱として解放され輻射となる. この熱化によって宇宙の温度は上昇し, 以後宇宙は標準的な熱いビッグバンモデルに戻る (図 10).

さて, 十分なインフレーションがおこれば, モノポールの問題自体は容易に解決される. 地平線の大きさが飛躍的に増大して, 因果律によるモノポール生成量の上限 (2) が大幅に緩和されるからである.

しかし, このモデルにも難点がある. 実は, インフレーションがおこるのは, 一般に, 相転移が1次と称される型の場合である. 1次相転移の場合, 図9に点線で示したように, 低温でのヒグズ粒子のポテンシャル $V(\varphi)$ は, 基底状態 $\varphi=\varphi_0$ と対称状態 $\varphi=0$ の間に障壁をもつ. この障壁のため, 高温での真空 $\varphi=0$ から低温での真空 $\varphi=\varphi_0$ への転移に手間どる. すなわち, 臨界温度になってもしばらくは $\varphi=0$ にとどまり (過冷却), その間“真空優勢”となってインフレーションがおこるのである. なお, **6.** 及び **7.** (i) の議論では. 2次相転移を前提としていた. この場合は, 臨界温度になると直ちに相転移がおこり, インフレーションはおこらない. さて, 1次の場合, 相転移は, 2次の場合のように宇宙の至るところで同時におこるのではなく, $\varphi=0$ 状態の中に発生した $\varphi=\varphi_0$ 状態の“泡”が拡大・合体して“宇宙全体”をおおっていく, という形で進行する[4] (図 11).

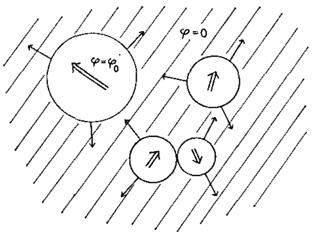

図 11 1次相転移の進行状況 (⇐ はヒグズ粒子の向き)

泡がインフレーションによって大きくなることによりモノポールの数は少なくなったのだが, 泡の合体によって相転移を終えた宇宙はでこぼこだらけになっている. このように非一様な宇宙を現在の一様な宇宙と整合させるのが難しいのである.

ところが, 1次相転移モデルのこの欠点を逆手にとったモデルが出現した. 新インフレーションモデルという. このモデルでは, ヒグズ粒子のポテンシャル $V(\varphi)$ をある特別な型にとることにより, 十分なインフレーションをおこさせ, 我々の宇宙 (の地平線) を1つの“泡”に入れてしまうのである. 従って, 泡の合体の問題は生じない. 更に, 我々の宇宙はヒグズ粒子の向きのそろった1つのドメインに含まれてしまうので, もともと我々の宇宙内部にモノポールは存在しないのである. このように, 新インフレーションモデルは, モノポールの問題にとって劇的な解決法である. しかし, このモデルにもいくつかの困難が指摘されており, 未だ満足しうるモデルはつくられていないのである. 例えば, 真空のエネルギーが解放されて通常の熱い宇宙に戻りうるのかさえ未解決なのである.

[4] 1次相転移の場合, 時空構造の考察により, “宇宙の多重発生”がおこる可能性さえ示唆されている.

結局，モノポール過剰生成の問題は未解決のままであり，GUT 宇宙論の最大の困難の１つであるといえよう．

8. トピックス： ルバコフ (Rubakov) 効果

最後に，現在素粒子論研究者の間で注目を集めているルバコフ効果について触れておく．ルバコフ効果とは，モノポールが核子崩壊（**3.4** 参照）の触媒となることをいう（例えば $M+p\rightarrow M+e^{+}+\pi^{0}$）．しかも，その反応の強さが強い相互作用の程度（反応断面積で $\sigma\sim10^{-26}\,\mathrm{cm}^{2}$）というのである．ルバコフ効果には未解決の問題が数多く残されているが，その強さは別にして，モノポールの触媒効果の存在自体は認められているようだ．ともかく，ルバコフ効果が本当に $\sigma\sim10^{-26}\,\mathrm{cm}^{2}$ の程度でおこるならば，わずかの量のモノポールでも著しい現象をひきおこす．例えば，モノポールによる頻繁な核子崩壊が，中性子星や惑星の熱源となりうる．逆に，核子崩壊の実験や，今挙げた中性子星などの観測から，モノポールの存在量は極めて厳しく制限されてしまう．天体物理の側でも注目に値する現象だと思う．

〔I〕・〔II〕を合わせて本稿では，素粒子物理学の初歩からはじめて，GUT 宇宙論，特にモノポールの問題を詳しく紹介した．結局，ビッグバン宇宙論と GUT との結合は，バリオン数の非対称性の起源を説明しうるなど多くの利点をもつにもかかわらず，モノポール過剰生成問題という難題を残している．ただ，この問題の解決にあずかって，インフレーションという重要な概念の発見があったことは注目に値する．ともかく，現時点ではモノポール問題に対する満足しうる解答はないのであって，この点モノポールが，宇宙論あるいは素粒子論の標準モデルの打破という自然認識の大変革をもたらすきっかけになるかもしれない．

かつて，天文学（広く宇宙の科学という意味）はニュートン力学という物理学の基礎の確立に多大な貢献をしたが，今世紀には，星のエネルギー源や元素の起源など“微視的な”物理学の天文学に対する寄与の方が大きかったと思う．しかし，今日，素粒子論の対象が地上実験可能な領域を越える傾向にあることを鑑みれば，再び天文学が基礎物理学（“微視的”物理学はその典型である）に貢献しうる時代なのではなかろうか．

最後に，素稿を読んで有益な意見を述べていただいた（より）若い方々，及び，本稿のために月報の少なからぬ紙面を割いていただいた編集部の方々に感謝いたします．

D. Reidel Publishing Company 新刊

THE MILKY WAY GALAXY
Proceedings of the 106th Symposium of the International Astronomical Union held in Groningen, The Netherlands, 30 May–3 June, 1983
edited by
HUGO VAN WOERDEN
RONALD J. ALLEN
Kapteyn Institue, Groningen, The Netherlands
W. BUTLER BURTON
Sterrewacht Leiden, The Netherlands IAUS 106
PUBLICATIONS OF THE INTERNATIONAL ASTR. UNION – PROCEEDINGS OF SYMPOSIA 106
676 pp. 1985, D. Reidel Publishing Company
Cloth ¥19,500 ISBN 90-277-1919-5
Paper ¥9,000 ISBN 90-277-1920-9

THE STABILITY OF PLANETARY SYSTEMS
Proceedings of the Alexander von Humboldt Colloquium on Celestial Mechanics, held at Ramsau, Styria, March 25–31, 1984
edited by R. L. DUNCOMBE
476 pp.
Cloth ¥24,000 ISBN 90-277-1961-6
1985, D. Reidel Publishing Company

COOL STARS WITH EXCESSES OF HEAVY ELEMENTS
Proceedings of the Strasbourg Observatory Colloquium held at Strasbourg, France, June 3–6, 1984
MERCEDES JASCHEK ASSL 114
424 pp. 1985, D. Reidel Publishing Company
Cloth ¥15,000 ISBN 90-277-1957-8

DYNAMICS OF STAR CLUSTERS
Proceedings of the 113th Symposium held in Princeton, New Jersey, U.S.A., 29 May–1 June 1984
edited by JEREMY GOODMAN IAUS 113
1985, D. Reidel Publishing Company
644 pp.
Cloth ¥19,000 ISBN 90-277-1963-2
Paper ¥8,500 ISBN 90-277-1965-9

CATACLYSMIC VARIABLES AND LOW-MASS X-RAY BINARIES
Proceedings of the 7th North American Workshop held in Cambridge, Massachusetts, U.S.A., January 12–15, 1983
edited by DONALD Q. LAMB ASSL 113
472 pp. 1985. D. Reidel Publishing Company
Cloth ¥16,500 ISBN 90-277-1947-0

INTERACTING BINARIES
Proceedings of the NATO Advanced Study Institute on Interacting Binaries, Cambridge, U.K., 31 July–13 August, 1983
edited by P. P. EGGLETON ASIC 150
440 pp. 1985, D. Reidel Publishing Company
Cloth ¥16,500 ISBN 90-277-1966-7

COLD PLASMA WAVES DETA 2
HENRY G. BOOKER
DEVELOPMENT IN ELECTROMAGNETIC THEORY AND APPLICATIONS 2
360 pp. 1984, Martinus Nijhoff Publishers
Cloth ¥16,500 ISBN 90-247-2977-7

THEORETICAL FLUID DYNAMICS
Professor BHIMSEN K. SHIVAMOGGI
448 pp.
Cloth ¥22,500 ISBN 90-247-2999-8
1985, Martinus Niihoff Publishers MFT 4

D. Reidel Pub. 日本総代理店 株式会社 ニュートリノ
港区赤坂 8-4-7 カームビル 〒107 TEL (03) 405-6137(代)