

原始銀河形成における水素分子の生成および輻射の役割

新潟県立新潟南高校 笹川民雄

1 本研究の背景および目的

1.1 ビッグバン宇宙の進化と構造形成

宇宙は約 150 億年前にビッグバンにより開闢し、極めて高温、高密度の状態から膨張により冷却し、その過程で銀河団、銀河およびそれらを構成する星団、星雲など種々の階層の構造を形成して現在に至っていると考えられている。ビッグバン宇宙論に基づいた宇宙進化の過程を簡単にふりかえる。

光のドップラー効果の観測よれば、銀河はお互いに遠ざかりつつあり、その速度は銀河間の距離に比例している（ハッブルの法則）。これは、銀河が空間にへばりついており、その空間自身が一様に膨張する描像で捉えられる。この空間の膨張の仕方を決定する法則がアインシュタインの一般相対性理論であり、空間に存在する物質や輻射などのエネルギー分布により空間の膨張（曲率）が決まるという理論である。また、一つの閉じた空間を考えると、膨張の結果、物質圧や輻射圧が外部の空間に対し仕事をすることになり、熱力学の第一法則に相当する一般相対論のエネルギー保存の法則により圧力、温度などが降下することになる。ここで、以上のことを簡単に定式化しておく。

我々の銀河を原点 O として、例えば仮に、等間隔に並んだ銀河があるとして距離に比例して $1, 2, 3$ などと番号を付ける。膨張とともに各銀河の間隔は変化するが、各銀河を表す座標「 $1, 2, 3$ 」は普遍である。この座標をギリシャ文字 χ で表し、これを共動座標という。一般に時刻 t での原点からある銀河までの距離 r は $r = a(t)\chi$ と表すことができる。ここで $a(t)$ は空間の膨張の仕方を表すもので膨張因子と呼ばれている。宇宙の一様、等方性を仮定すると t だけの関数になる。

これより銀河どうしの相対速度 V は次のようになる。

$$V = \frac{dr}{dt} = \frac{1}{a} \frac{da}{dt} a\chi = Hr \quad \text{ただし, } H \equiv \frac{1}{a} \frac{da}{dt} \quad (1.1)$$

これは遠方の銀河ほど速い速度で遠ざかるというハッブルの法則を表している。また、 H はハッブル定数とよばれているが、一般には時間の関数である。ハッブル定数の値は

$$H_0 = 100h[kms^{-1}Mpc^{-1}], \quad 0.5 \leq h \leq 1 \quad (1.2)$$

銀河の速度が光速に達する所が宇宙の地平線である。その向こうは見えない。地平線ま

での距離，いわゆる宇宙の半径は

$$c/H_0 = 3000/h[\text{Mpc}] \cong 10^{28}/h[\text{cm}]$$

の程度である。また，光速で膨張を続けてきたとすると，宇宙の年齢は

$$1/H_0 \cong 1 \times 10^{10}/h[\text{年}]$$

程度であり，これをハッブル時間という。

時刻 t_1 に遠方の銀河から発せられた光が時刻 t_0 に我々の銀河に到達する場合の共動座標系における銀河までの距離と $t_1 + \Delta t_1$ に発した光が $t_0 + \Delta t_0$ に到達する場合の共動座標系における距離は同じである。すなわち，

$$\int_{t_1}^{t_0} c dt / a(t) = \int_{t_1 + \Delta t_1}^{t_0 + \Delta t_0} c dt / a(t)$$

が成り立つ。 $a(t)$ の変化する時間に比べ， Δt が十分小さければ $\Delta t_0 / a(t_0) = \Delta t_1 / a(t_1)$ が成り立つ。一方， Δt_1 間に n 回振動していれば光源での振動数 ν_1 および，観測者が観測する振動数 ν_0 は $n = \nu_1 \Delta t_1 = \nu_0 \Delta t_0$ を満たす。よって各での波長を λ, λ_0 とすれば

$$\frac{a(t_0)}{a(t_1)} = \frac{\nu_1}{\nu_0} = \frac{\lambda_0}{\lambda_1} \equiv 1 + z \quad (1.3)$$

ここで z は赤方偏移度である。例えば，現在最古の天体として $z = 5$ のクェーサーが観測されているが， t_0 はビッグバンの時を 0 とした現在の時刻であるから，宇宙が現在と比べ $1/6$ に縮んでいた時刻 t_1 に発せられた光（クェーサー）を見ていることになる。このように z は時間の代わりに用いることができる。 z の大きい銀河ほど過去の銀河であるといえる。

膨張因子 $a(t)$ はアインシュタイン方程式（宇宙方程式）より決定される。

$$\frac{1}{2} \left(\frac{da}{dt} \right)^2 - \frac{4\pi}{3} G \frac{\rho a^3}{a} = -\frac{kc^2}{2} = \frac{1}{2} H_0^2 a_0^2 \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_c} \right) \quad (1.4)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\rho c^2 \frac{4\pi a^3}{3} \right) = -P \frac{d}{dt} \left(\frac{4\pi a^3}{3} \right) \quad (1.5)$$

ここで， ρ は物質のエネルギー密度，物質の熱エネルギー密度および輻射エネルギー密度の和， P は物質圧と輻射圧の和である。すなわち

$$\rho c^2 = \rho_m c^2 + \varepsilon_r + \rho_r c^2 = nmc^2 + (\gamma - 1)^{-1} nk_B T + \tilde{\alpha} T^4 \quad (1.6)$$

$$P = nk_B T + \frac{1}{3} \tilde{\alpha} T^4 = \rho_m k_B T / m + \frac{1}{3} \rho_r c^2 \quad (1.7)$$

ここで, n, m は粒子の数密度および質量である。また, \tilde{a} は輻射密度定数であり, σ をシュテファン・ボルツマン定数とすると

$$\tilde{a} = 4\sigma / c = 7.6 \times 10^{-15} [\text{erg cm}^{-3} \text{K}^{-4}]$$

で与えられる。

(1.4) の第一項は運動エネルギー, 第二項はポテンシャルエネルギーを表す。また, a_0, H_0, ρ_0 はそれぞれの値の現在値を表し, k は空間の曲率である。(1.4) の k の符号は密度パラメータ $\rho_0 / \rho_c \equiv \Omega_0$ によって決まる。ここに

$$\rho_c \equiv \frac{3H_0^2}{8\pi G} = 1.9 \times 10^{-29} h^2 [\text{cm}^3] \quad (1.8)$$

は宇宙の臨界密度とよばれる。 Ω_0 が 1 より大きい場合, 全エネルギーは負で, 宇宙は膨張の後再び収縮に転ずる。 Ω_0 が 1 以下の場合, a は無限に大きくなり, 膨張が続く宇宙となる。(1.5) は熱力学の第一法則に相当するエネルギーの保存法則を示している。すなわち, 左辺が半径 $a(t)$ の球内のエネルギー変化であり, 右辺は膨張や収縮に伴う外部にする仕事率である。 P と ρ の関係 (状態方程式) が与えられれば, a, P, ρ についての連立微分方程式(1.4),(1.5) は解くことができる。典型的な場合についてみる。

輻射優勢宇宙

ビッグバン直後の宇宙初期の場合, 極めて高温, 高密度で光の輻射圧も大きく, プラズマ状態になった素粒子 (クォーク, グルオン, レプトンなど) が光速に近い状態で熱運動している。このときは $P = \rho c^2 / 3$ という状態方程式が与えられる。これを(1.5) に代入し解くと $\rho a^4 = \text{一定}$ が得られる。これを(1.4) に代入し, $a \ll 1$ の場合, (1.4) の右辺の曲率項は左辺の第二項と比べ小さいので無視し, 微分方程式を解くと

$$a = \left(\frac{32\pi}{3} G (\rho a^4) \right)^{1/2} t^{1/2} \quad (1.9)$$

を得る。よって密度は次のようになる。

$$\rho = \frac{3}{32\pi} G \left(\frac{1}{t^2} \right) = 4.5 \times 10^5 \frac{1}{t^2} [\text{gcm}^3] \quad (1.10)$$

また, 温度は $\rho c^2 = \tilde{a} T^4$ より

$$T = \left(\frac{3c^2}{32\pi G \tilde{a}} \right)^{1/4} t^{-1/2} = \frac{1.5 \times 10^{10}}{t^{1/2}} [\text{K}] \quad (1.11)$$

物質優勢宇宙

膨張が進むと温度が下がり, 輻射圧が小さく, 物質圧も小さくなる。銀河が誕生してから現在までの宇宙はこの状態に属する。この場合圧力は効かなくなり, $P = 0$ としてよい。(1.5) から $\rho a^3 = \text{一定}$ を得る。これは質量保存の法則に他ならない。と同様な理由で(1.4)の右辺の曲率項を無視し, 解くと次のようになる。

$$a = a_0 \left(\frac{t}{t_0} \right)^{2/3} \quad (1.12)$$

ここで, t_0 は宇宙が誕生してから現在までの時間, 約 150 億年であり, a_0 は現在の膨張因子である。

温度をもつ物質が輻射と熱平衡状態にある場合

(1.6),(1.7) をエネルギー保存の式(1.5) に代入すると

$$\frac{d}{da} \left[(nmc^2 + (\gamma - 1)^{-1} nk_B T + \tilde{a} T^4) a^3 \right] = -3a^2 \left(nk_B T + \frac{1}{3} \tilde{a} T^4 \right) \quad (1.13)$$

粒子数の保存 $na^3 = n_0 a_0^3$ を用いると上の式は

$$\frac{a}{T} \frac{dT}{da} = - \frac{\sigma + 1}{\sigma + 1/3(\gamma - 1)^{-1}} \quad (1.14)$$

と表せる。ここで σ k_B は粒子数あたりの輻射エントロピーで

$$\sigma = \frac{4\tilde{a}T^3}{3nk_B} \quad (1.15)$$

である。また, 輻射エネルギーと熱エネルギーの比 U は

$$U = \frac{\tilde{a}T^4}{nk_B T / (\gamma - 1)} = \frac{3}{4} (\gamma - 1) \sigma \quad (1.16)$$

となる。

ここで $\sigma \ll 1$ の場合, すなわち, 熱エネルギーが輻射エネルギーに比べて大きい場合を考える。(1.14) より

$$T \propto a^{-3(\gamma-1)} \propto V^{-(\gamma-1)} \quad (1.17)$$

となり理想気体の断熱変化の $T - V$ 関係が得られる。特に, 粒子が単原子分子や電子などの場合, $\gamma = 5/3$ であるので, $T \propto a^{-2}$ となる。

また, $\sigma \gg 1$ の場合, すなわち, 輻射エネルギーが熱エネルギーに比べ大きい場合は, (1.14) より

$$T \propto a^{-1} \propto V^{-1/3} \quad (1.18)$$

これは輻射の $T - V$ 関係(1.11) に対応する。

そして物質と輻射の相互作用がなければおのこの温度は(1.17), (1.18) に従って変化する。

ここで輻射密度 ρ_r と物質密度 ρ_m の変化を考える。0 の添字を現在の宇宙の値として

$$\rho_r a^4 = \rho_{r0} a_0^4 \quad \rho_m a^3 = \rho_{m0} a_0^3 \quad (1.19)$$

が成り立つ。よって $\rho_r = \rho_m$ となる a を a_c とすると,

$$\frac{a_c}{a_0} = \frac{\rho_{r0}}{\rho_{m0}} \quad (1.20)$$

膨張因子がこの a_c より小さいときが輻射優勢，大きいときは物質優勢になる。現在の宇宙背景輻射は 2.7 K であるので $\rho_{r0} = \tilde{a}T^4 / c^2$ より求まる。また， ρ_{m0} に臨界密度(1.8) を用いると

$$\frac{a_c}{a_0} = 10^{-4.32} (\Omega_0 / 2)^{-1} = 1 / (1 + z_c) \quad (1.21)$$

例えば， $\Omega_0 = 1$ にとると

$$a_c = 10^{-4.02} a_0 \quad \text{赤方偏移 } z_c = 10^{4.02}$$

となる。すなわち，宇宙が現在より 1 万分の 1 の大きさであった時点である。その時刻はほぼ $t = (10^{-4.02})^{3/2} t_0 = 10^4$ 年である。この時刻以前では輻射優勢であったわけであるが，現在，この輻射源は素粒子の統一理論が想定する真空の相転移によるもので，そのエネルギー差によって励起された黒体輻射の残光がこの輻射の起源とされている。

真空の相転移直後のいわゆる「原始火の玉宇宙」では，大統一理論 (GUT) で扱われるような種々の素粒子の励起，崩壊が起こる。現在の素粒子の起源をみるには，生成，消却の機構を調べて残存粒子を特定することである。光子のような質量ゼロの粒子は残存するだけでなく，他の粒子の崩壊からも供給される。有限質量粒子は温度が下がれば粒子・反粒子の対消滅で消えていく。しかし，対消滅の反応が弱い場合には，一部の粒子が残存することになる。

特に，相互作用がほとんどない，弱い相互作用の粒子が大量に現在まで残存している可能性がある。現在その質量が注目されているニュートリノなどはそうした候補のひとつである。また，宇宙の見えない質量 (missing mass)，ダークマター (dark matter) の候補である。

また，クォークはグルオンを介在して強い相互作用をしているが，クォーク，反クォークが同数ならば，対消滅が効率的に起こり，現在の宇宙の核子数を説明することはできない。対消滅前のクォーク間およびクォークを生成する他粒子の崩壊反応における CP 対称性の破れという大統一理論の枠組みの中でこのことは説明されている。

原始火の玉宇宙の密度分布には，相転移前の真空でのエネルギー密度の量子的ゆらぎがそのまま反映される。銀河などの天体構造はこの密度のゆらぎが重力的に成長してできたものと考えられる。しかし，現在の天体構造から原始ゆらぎを見いだすのは，銀河団などの大きなスケールの構造以外では難しい。また，最近，観測衛星 COBE により，宇宙背景輻射 (CMB) の異方性として原始ゆらぎが観測されているが，ゆらぎの振幅は 10^{-5} と非常に小さいことがわかった。

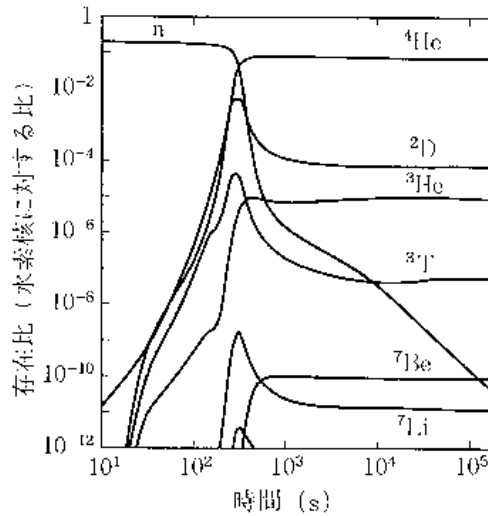
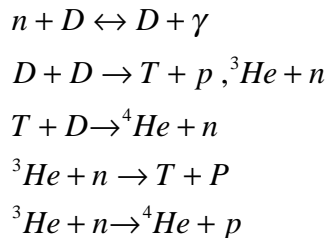


図1 元素合成の時間的发展

膨張に伴う温度低下により，クォークはハドロン化した後，多くのハドロンは自然崩壊して消滅し，中性子 n ，陽子 p が残る。また，温度がさらに低下すると n と p は核反応により重水素 D ，ヘリウム He などの軽元素の原子核をつくる。このような初期の核反応として



の過程が考えられる。炭素や金属などの重い原子核は宇宙の初期には合成することはできない。宇宙初期の元素合成の時間変化は図1のようである。

電子温度が 4000 K 近くになると，自由電子と陽子の結合（再結合）が起こり，水素原子が生じる。放射はトムソン散乱からレーリー散乱に変わり，輻射と物質の相互作用は弱まり，輻射は物質と切り離された状態になる。この時期を「宇宙の晴れ上がり」とよんでおり，宇宙の膨張が始まってから 10^5 年ごろにあたる。この時期の輻射が宇宙背景輻射であり，宇宙の膨張とともに輻射温度 T は(1.18) に従い， a^{-1} に比例して低下する。宇宙はもはや黒体ではないが，輻射は再結合時の黒体輻射のスペクトルを保持しており，現在は赤方偏移した 2.7 K のマイクロ波が観測されている。よって「宇宙の晴れ上がり」時の宇宙の大きさは $2.7\text{ K}/4000\text{ K} \times a_0 = 7 \times 10^{-4} a_0$ で $z = 1500$ の時期に相当している。一方，物質（水素原子など）の温度は(1.17) に従い， a^{-2} に比例して低下するので，輻射に比べ断熱膨張的に急激に冷えていく。

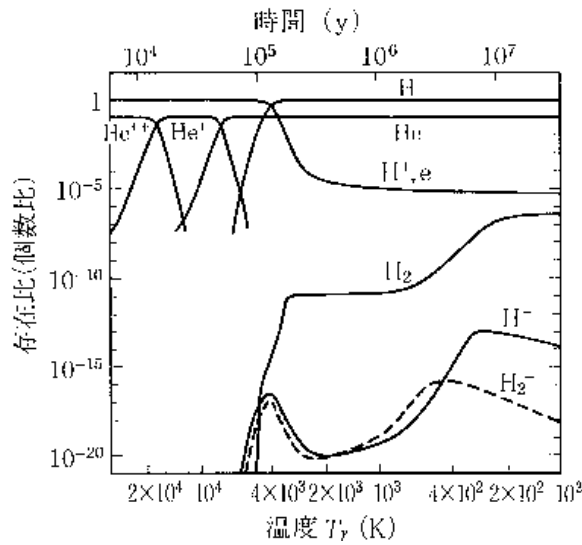
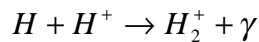
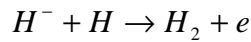
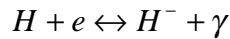


図2 原子・分子の時間的发展

さらに、温度が 3000K 近くになると、以下のような化学反応がおこる。



これにより、残留している電子が水素原子 H について H^- となり、これがさらに触媒の役割をして水素分子 H_2 が形成される。この H_2 の数は H の 10^{-6} 程度である。天体形成などによる加熱などがない場合は、原子・分子成分は図 2 のように変化する。分子は少量でも衝突などによる回転・振動励起によりガスを効率的に冷却する。

1. 2 原始銀河形成へのシナリオと現在の銀河を構成する星の種族

宇宙の物質密度はゆらぎをもつことが可能である。輻射優勢の時代にはゆらぎは高速の音速で緩和されやすい。しかし、物質優勢の時代には擾乱は宇宙の膨張速度よりはるかに遅い音速で伝わるので、ゆらぎは成長しやすくなる。それでも宇宙の膨張によって密度が減少するから、これに抗してゆらぎが成長するためにはゆらぎ波長には制限がある。また、ゆらぎの成長によって密度の増した空間領域は自己重力による収縮と圧力による膨張の競争下にある。収縮が進むと重力と圧力が釣りあい力学平衡に達する。ゆらぎの波長を λ とすると、重力エネルギー密度は $\rho_m^2 \lambda^2$ に、圧力（熱エネルギー密度）は $\rho_m T$ に比例する。力学平衡状態ではこれらはほぼ等しい（ビリアル定理）ので、温度が高いほど平衡状態にある質量が大きい。この平衡は外部への熱の散逸のない断熱変化（断熱指数 $\gamma = 5/3$ ）に対しては安定であるが、粒子の結合・解離や輻射によって外部への散逸がある場合

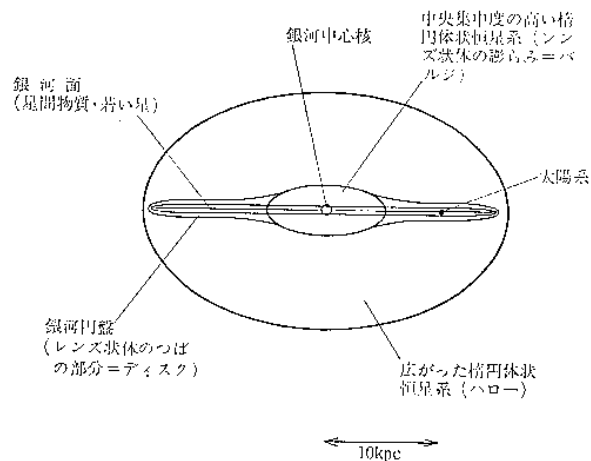


図3 銀河の構造

($\gamma \leq 4/3$) 不安定となり自己重力によって収縮できる。このようにして、宇宙の膨張と切り離され収縮が始まると考えられる。このことについては次のセクションであらためて詳しく触れたい。

銀河の構造は図3のように円盤部とハロー部に大別され、それぞれにある星の性質はかなり異なっている。まず、円盤部の星は種族 星とよばれ、太陽と同程度の重元素を含む。また、主系列星で比較的若い星が多く、散開星団をつくる。その運動は銀河円盤に沿った回転運動であり、多くのガス成分を多く含んでいる。それに対し、ハロー部の星は種族 星とよばれており、重元素の量は少なく太陽の 1/100 以下である。また、赤色巨星からなり古い星が多く、球状星団をつくる。回転以外にランダムな運動を行っている。

重元素は星の中の核融合反応で初めてつくられるので、種族 星が少ないながらも重元素をもっているということは、種族 星の世代の前に星が存在したことになる。この星を種族 星という。すなわち、種族 星は重元素なしに生まれて最初に重元素まき散らした星である。

種族 星はどのようにつくられたのか。これに対する答えとして、原始銀河形成の過程でつくられたという説が有力である。膨張宇宙の再結合時直後のジーンズ質量は太陽質量の 10^6 倍程度であり、これは球状星団の質量にほぼ等しい。この質量のガス雲が重力収縮するとき、ガスの冷却に効く金属元素が存在しないから高温の原始雲から収縮が起き、中心部ではいくつかの部分に分裂して質量の大きな星ができる。これが種族 星であると考えられる。この星の質量は大きいので寿命は短く、ほかの星が生まれる前に超新星爆発をして重元素をまき散らす。残ったガスのうちかなりの部分は爆発によって吹き飛ばされるが、衝撃波後面では冷却によって星の形成が可能になる。このようにしてできた星が種族 の星である。もし、これらの星が束縛された系をつくったときにはこれが球状星団に相当する。吹き飛ばされたガスが銀河の円盤部に落ちる途中や落ちた後星となる。これら

天体	R [cm]	M [M _S]	[g · cm ⁻³]	T _{FF} [y]
太陽	7 × 10 ¹⁰	1	1.4	10 ⁻⁴
銀河	5 × 10 ²²	10 ¹¹	4 × 10 ⁻²⁵	2 × 10 ⁸
銀河群	7 × 10 ²³	10 ¹³	10 ⁻²⁶	8 × 10 ⁸
銀河団	6 × 10 ²⁴	10 ¹⁴	2 × 10 ⁻²⁸	8 × 10 ⁹
超銀河団	9 × 10 ²⁵	10 ¹⁶	10 ⁻²⁹	10 ¹⁰
宇宙	9 × 10 ²⁷	3 × 10 ²²	10 ⁻²⁹	10 ¹⁰

表 1 天体の諸階層を特徴づける量

は重元素量の多い種族 星となる。現在の代表的な銀河の質量は太陽質量の 10¹¹ 倍であるが、原始銀河が多数合体してできたものと考えられる。

また、種族 星は、高温電離銀河間ガスの存在、宇宙再電離の原因とも考えられている。キューサーからの水素ライマンアルファ線吸収スペクトルの観測によれば、銀河間空間には中性水素がほとんどなく、ほとんど完全に電離していることがわかっている。これは種族 の星の超新星爆発や星風によって銀河間ガスが加熱されて電離されたという考えである。

1. 3 重力不安定性による天体形成

密度 ρ が一様な質量 M 、半径 R のガスを考える。このガスが自己重力だけで収縮する時間を求める。中心から R の距離にある単位質量のガスの運動は次の式で記述される。

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = -\frac{GM}{R^2} \quad (1.22)$$

簡単のために、左辺の微分を R/t^2 で置き換え、 t をあらためて T_{ff} とかくと

$$t = \sqrt{\frac{R^3}{GM}} \cong T_{ff} \cong \frac{1}{\sqrt{4\pi G\rho}} \cong 10^7 \sqrt{\frac{10^{-22} [g/cm^3]}{\rho}} [y] \quad (1.23)$$

この T_{ff} を自由落下時間といい、一様なガス球が収縮する力学的なタイムスケールを表す。上の式からわかるように、ガスの大きさや質量に関係なくガスの密度 ρ だけで決まる。表 1 に種々の天体について、その大きさ、質量、密度、自由落下時間をまとめた。宇宙全体に対する T_{ff} は一般相対論的宇宙モデルから計算した宇宙年齢と数係数をべつにして一致する。大きなスケールの構造 - 銀河団、銀河になればなるほどその時間スケールが宇宙の年齢に近づき、結果として宇宙の初期条件の影響を強く残していることになる。

次にガスの圧力の影響を考える。もしも、自己重力の影響がなれば圧力 P をもつ半径 R のガス球は、膨張して空間に広がる。そのタイムスケール T_p を調べる。半径 R のところでの圧力勾配がある。このため球の表面から膨張を始め、それが音速 c_s で球内部に伝

わるとして、球の中心にたどり着く時間でこのタイムスケールを見積もると

$$T_p \cong \frac{R}{C_s} \quad (1.24)$$

となる。ただし、

$$C_s = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}} = \sqrt{\frac{\gamma k_B T}{m}} \quad (1.25)$$

ここで、 γ は比熱比、 m はガスを構成する粒子の質量、 T はガスの温度である。

実際は重力による収縮と圧力による膨張の競争になる。おおざっぱに考えて、この競い合う時間尺度の比

$$\frac{T_{ff}}{T_p} \cong \frac{1}{R} \sqrt{\frac{\gamma k_B T}{m G \rho}} \quad (1.26)$$

が 1 に比べて十分小さければ重力収縮が勝ち、逆に十分大きければ圧力による膨張の勝ちとなる。また、1 に近ければ力学平衡に近い状態となることが予想される。

重力と圧力の両方の効果を含めた運動方程式は、

$$\begin{aligned} \rho \frac{d^2 R}{dt^2} &= -\frac{G \rho M}{R^2} - \frac{dP}{dR} \\ \frac{d^2 R}{dt^2} &= -\frac{4\pi}{3} G \bar{\rho} R - \frac{\gamma k_B T}{m \rho} \frac{d\rho}{dR} \\ &= -\frac{4\pi}{3} G \bar{\rho} R \left(1 + \frac{3\gamma k_B T}{4\pi G \bar{\rho} m R \rho} \frac{d\rho}{dR} \right) \end{aligned} \quad (1.27)$$

ここで $\bar{\rho} = M/V$ は平均密度である。また、温度は一様とした。一般に密度 ρ は外向きに減少するので、かっこ内の第二項は負となり、その絶対値が 1 より大きいかわ小さいかで膨張、収縮がきまる。

例えば、大きさ R 程度で密度が ρ 程度変化するガス雲に対しては収縮の条件は

$$\frac{1}{R^2} \frac{3\gamma k_B T}{4\pi G m \rho} < 1 \quad (1.28)$$

となる。また、膨張の条件は左辺が 1 より大きいことである。これは、数係数を除けば(1.26)による判別に一致する。さらに詳しい流体的な線形安定性の扱いによれば重力収縮が起きるためには、単原子ガスのゆらぎの半径 R は次の条件を満たさなければならない。

$$\begin{aligned} R > \lambda_j &\cong \sqrt{\frac{\pi \gamma k_B T}{m G \rho}} = \sqrt{\frac{5\pi k_B T}{3 G m^2 n}} \\ &\cong 6 \times 10^{21} \left(\frac{T}{10^4 [K]} \right)^{1/2} \left(\frac{1 [cm^{-3}]}{n} \right) [cm] \end{aligned} \quad (1.29)$$

ここで、 n は粒子数密度である。また、 λ_j はジーンズ波長という。この条件を質量に対し書き換えると

$$M > M_J \equiv \rho \frac{4\pi}{3} \left(\frac{\lambda_J}{2} \right)^3 \cong 10^8 \left(\frac{T}{10^4 [K]} \right)^{3/2} \left(\frac{[cm^{-3}]}{n} \right)^{1/2} M_\odot \quad (1.30)$$

ここで、 M_\odot は太陽質量である。また、 M_J をジーンズ質量という。温度、数密度が与えられた場合、このジーンズ質量以上のガス雲が収縮可能であることを意味する。

例えば、「宇宙の晴れ上がり」直後のジーンズ質量は $T=4000[K]$ 、 $n=6.4 \times 10^2 [cm^{-3}]$ を代入して、約 $10^6 M_\odot$ である。また、一般の星間空間にみられる $T=100 K$ 、 $\rho=10^{-24} g cm^{-3}$ の場合、ジーンズ質量は約 $10^4 M_\odot$ である。個々の星が生まれるには温度がもっと低く、密度がもっと高い必要がある。 $T=10 K$ 、 $\rho=10^{-20} g cm^{-3}$ 程度になると、太陽質量の数倍の星が生まれる可能性がある。一般の星生成過程として、まず、低密度の大きな星間雲が収縮し、その内部に生じるさらに高密度のゆらぎによって、より小さな雲塊へ分裂収縮が続くものと考えられる。

ここで、エネルギーの観点から収縮の条件をみってみる。輻射などのエネルギー散逸過程がなければ、重力収縮が起こるとガスが断熱圧縮され温度上昇する。次のような量を考える。

$$K = \frac{k_B T}{m} \quad (\sim \text{熱エネルギー}) \quad (1.31)$$

$$\Omega = -\frac{GM}{R} \cong -G\rho R^2 \quad (\sim \text{重力のエネルギー}) \quad (1.32)$$

すなわち、オーダー 1 の因子を別にして、 K は単位質量あたりの気体の熱エネルギーであり、同じくオーダー 1 の因子を別にして Ω は質量 M の球状ガスの表面にある単位質量あたりの重力の位置エネルギーである。収縮・膨張の条件(1.28) は

$$Q \equiv K / |\Omega| \quad (1.33)$$

と 1 との大小関係に等しいことがわかる。重力のエネルギーが勝れば収縮し、熱エネルギーが勝れば膨張するのである。ほぼ 1 に等ければ力学平衡に近い。

さて、 K 、 Ω の収縮にともなう体積変化率を考える。分子形成などを無視したとして

$$\frac{\partial K}{\partial V} = \frac{k_B}{m} \frac{\partial T}{\partial V} \quad (1.34)$$

$$\frac{d\Omega}{dV} = \frac{d\Omega}{dR} \frac{dR}{dV} \propto R^{-4} \propto V^{-4/3} \quad (1.35)$$

さらに、外部に熱が逃げない断熱圧縮の場合は（単原子分子で $\gamma=5/3$ の場合）

$$T \propto V^{-2/3}, \quad \frac{\partial T}{\partial V} \propto V^{-5/3} \quad (1.36)$$

この場合、一端、 $Q < 1$ で収縮が始まって V の減少に伴う Ω の増加より、 T の増加（ K の増加）が大きくなるので、いつか $Q=1$ の状態に達し、収縮が止まることになる。このと

きのガス雲の温度は次のようになる。

$$T \cong \frac{m}{k_B} \frac{GM}{R_1} \quad (1.37)$$

ここで、 R_1 は $Q=1$ となるときのガス雲の半径である。

(1.37)の温度はビリアル定理を用いて導くこともできる。初期条件として運動エネルギー（熱エネルギー）を持たない質量 M のガス雲が半径 R_0 から、収縮する場合を考える。この過程で、エネルギーが保存されるとすれば

$$-f \frac{GM^2}{R_0} = \frac{1}{2} M \sigma^2 - f \frac{GM}{R} \quad (1.38)$$

ここで、 σ はガスの分散速度であり、 f は一様密度のガス球の場合は $3/5$ である。系が平衡の場合はビリアル定理により

$$\langle M \sigma^2 \rangle = \langle fGM^2 / R \rangle \quad (1.39)$$

が成り立つので、全エネルギーが保存される限り、平衡系でのガスの半径は初期の半径の半分までしか収縮できないことがわかる。このときの温度は σ をガスの熱運動の速度と置いて

$$\langle M \sigma^2 \rangle = M \frac{k_B T}{m} = N k_B T \quad (1.40)$$

となる。ここで N は質量 m の粒子（原子）の総数である。これより、(1.40)は熱エネルギーを表すことがわかる。もし、系がガスではなく星からなる場合は

$$\frac{1}{2} \langle M \sigma^2 \rangle = \sum \frac{1}{2} m_s V_s^2 = N_s \frac{1}{2} m_s \bar{V}_s^2 \quad (1.41)$$

である。ここで m_s 、 V_s 、 N_s はそれぞれ星の質量、速度、星の数である。

(1.40)を(1.39)に代入して T を解き、 T_{vir} と置くと

$$T_{vir} \cong \frac{GMm}{k_B R} \cong 5 \times 10^6 \left(\frac{10[kpc]}{R} \right) \left(\frac{M}{10^{11} M_s} \right) [K] \quad (1.42)$$

これは、まさに(1.37)に等しい。 T_{vir} は系のビリアル温度とよばれる。

図4は種々の天体（銀河、銀河団、球状星団）のビリアル温度とバリオン数密度の関係をプロットしたものである。右上から左下に伸びる直線は質量を決めたときの力学平衡の関係にある温度と(バリオン)数密度の満たす関係である。すなわち、この直線上の各点は(1.30)の右辺のジーンズ質量 $M_J(n_b, T)$ =一定を満たしている。また、この図上の各点で、対応する $M_J(n_b, T)$ よりも大きい質量の天体が重力収縮できる。図を見ると不規則銀河、渦巻き銀河、楕円銀河、銀河団は系統的な分布を示す。また、表1で与えられたそれぞれの天体の質量は図のジーンズ質量 M_J にほぼ等しいことがわかる。このことから、いままでの議論の正当性が保証される。また、これらの天体はほぼ力学平衡にあるといえる。

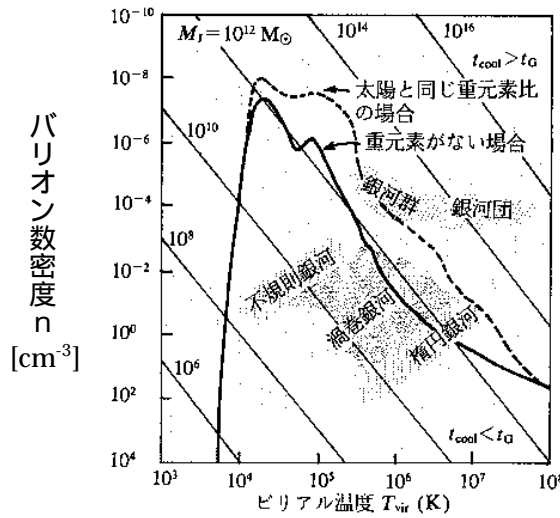


図4 n - T面上での銀河・銀河団の分布

このように天体の温度，密度，質量と力学平衡（力学安定性）の関係を通して，天体階層をある程度統一的に理解できる。

ガス雲の進化の話に戻る。実際の収縮の過程では外部への輻射などが起こり，熱が外部に放出される。そして，内部エネルギーの抜き取りが起こり，さらに収縮が進み，再び釣り合いに達すると(1.37)により，さらに温度が上昇する。このようなことを繰り返して銀河や星が生成されると考えられる。このように，天体構造の形成には輻射や分子形成などによる熱の抜き取り（熱エネルギーの散逸）が重要な役割を果たす。このことを少しくわしくみしてみる。

数密度 n ，温度 T のガス雲が単位時間，単位体積あたり散逸する輻射エネルギーを $n^2(T)$ とすれば，輻射エネルギーの散逸による冷却時間は次のようにかける。

$$T_{cool} = \frac{3nk_B T}{n^2 \Lambda} \cong 1.4 \times 10^6 \left(\frac{1[\text{cm}^{-3}]}{n} \right) \left(\frac{10^{-25}[\text{ergcm}^3\text{s}^{-1}]}{\Lambda} \right) \left(\frac{T}{10^4[\text{K}]} \right) [\text{y}] \quad (1.43)$$

例えば，熱制動輻射に対しては

$$\Lambda = \sqrt{\frac{2\pi k_B T}{3m_e}} \frac{16e^6}{3\hbar m_e c^3} \bar{g} \cong 1.4 \times 10^{-25} \sqrt{\frac{T}{10^4[\text{K}]}} [\text{erg} \cdot \text{cm}^3 / \text{s}] \quad (1.44)$$

で与えられる。ただし， \bar{g} は Gaunt 因子とよばれる定数である。

収縮の仕方は(1.23)の自由落下時間 T_{ff} と(1.43)の冷却時間 T_{cool} の大小で異なる。冷却が十分弱いとき，すなわち冷却時間が自由落下時間より十分長ければ，自由落下の時間より

ゆっくりと冷却時間のオーダーで収縮が進む。それは、収縮して断熱圧縮で温度が上がっても熱が外部に散逸されにくいので、ピリアル定理により半径が 1/2 位まで縮んで収縮が止まって力学平衡に達し、また、時間が経過し輻射によって熱が放出されると縮む。このようなことが繰り返されると考えられるからである。逆に冷却が十分強い場合、すなわち冷却時間が自由落下時間より十分短ければ、輻射による熱エネルギーの散逸が大きいので、断熱圧縮による温度上昇は妨げられ、収縮は自由落下時間で進むと考えられる。一般のガス雲の収縮においては、輻射によるエネルギー散逸と断熱圧縮における熱エネルギーの生成などの影響を詳細に分析しなければならない。

図4のグラフにおいて曲線は $T_{ff} = T_{cool}$ となる条件を示している。曲線の内側（下側）が冷却時間の短い領域である。この曲線の上側の領域に位置している銀河団に対しては、今後の進化において輻射の影響は無視できる。また、曲線の内側の領域に存在する銀河に対しては今後の進化において輻射の影響を受けることがわかる。

1.4 本研究の目的

種族 星の生成や現在の銀河の生成と深く関わり、また、「宇宙の晴れ上がり」（陽子と電子の再結合）直後にできたと考えられる原始銀河の形成過程では、ガス雲を構成する原子、分子の化学反応とその生成・解離エネルギーおよび、水素分子の回転・振動遷移による輻射が大きな役割を担うことが予想される。これらの因子を考えに入れ、原始銀河の収縮過程の数値解析を行った。以下で関係する一つ一つの物理について詳しく論じたい。

2 原始銀河形成の物理

2.1 重力収縮の力学

前に述べたように質量がジーンズ質量より十分大きなガス雲、あるいは輻射が強く圧力勾配の力が無視できるような冷却時間が短いガス雲は、自由落下時間で収縮が進行する。ここでは一般的な幾何学的配位である楕円体のガス雲の重力収縮をみていく。(Lin 1965)

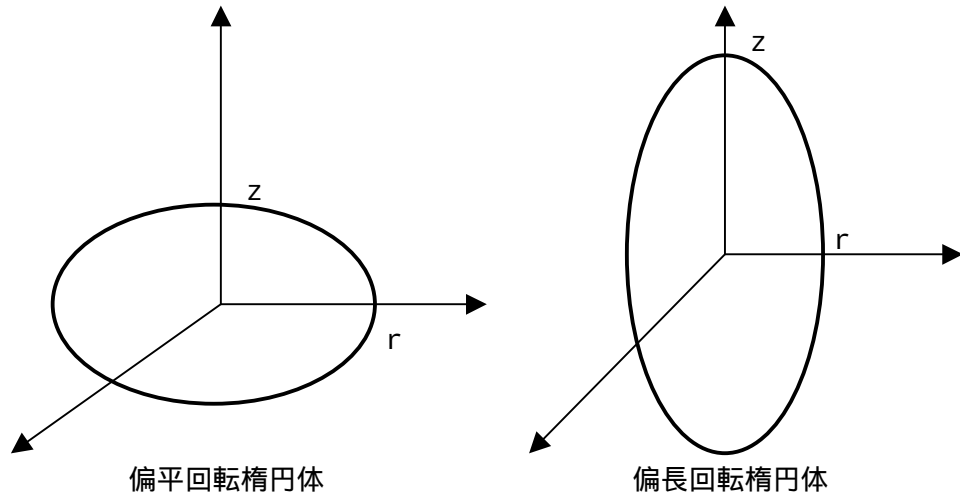
密度 ρ が一様で、静止状態にある楕円体のガス雲を考える。この楕円体粒子の $t=0$ での位置座標を x_0, y_0, z_0 とする。時刻 t での質点の直交座標を x, y, z とし、座標を初期値で規格化する。

$$x = x_0 X(t), \quad y = y_0 Y(t), \quad z = z_0 Z(t) \quad (2.1)$$

$t=0$ での密度を ρ_0 とすると、時刻 t での密度 ρ は質量保存より

$$\rho \frac{4\pi}{3} xyz = \rho_0 \frac{4\pi}{3} x_0 y_0 z_0, \quad \therefore \rho = \frac{\rho_0}{XYZ} \quad (2.2)$$

となる。一様密度の楕円体内部の重力ポテンシャルエネルギーは次のようである。



$$V = -\pi G\rho(\alpha x^2 + \beta y^2 + \gamma z^2 - \delta) \quad (2.3)$$

ここで

$$\alpha = abc \int_0^\infty \frac{d\lambda}{(a^2 + \lambda)\Delta} \quad \text{etc.}, \quad \delta = abc \int d\lambda / \Delta \quad (2.4)$$

$$\Delta^2 = (a^2 + \lambda)(b^2 + \lambda)(c^2 + \lambda) \quad (2.5)$$

よって質点の運動方程式は

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -2\pi G\rho\alpha x, \quad \frac{d^2y}{dt^2} = -2\pi G\rho\beta y, \quad \frac{d^2z}{dt^2} = -2\pi G\rho\gamma z \quad (2.6)$$

(2.1), (2.2)より, これらは次のようになる。

$$\frac{d^2X}{dt^2} = -\left(\frac{2\pi G\rho_0}{XYZ}\right)\alpha X, \quad \text{etc} \quad (2.7)$$

初期条件は $t=0$ で

$$X = Y = Z = 1, \quad \frac{dX}{dt} = \frac{dY}{dt} = \frac{dZ}{dt} = 0 \quad (2.8)$$

(2.7),(2.8)は (x_0, y_0, z_0) によらないので収縮は楕円体を保ちながら進む。

もしも, $a > b > c$ ならば(2.4)により $\alpha < \beta < \gamma$ がいえる。よって(2.7)から

$$-\frac{1}{X} \frac{d^2X}{dt^2} < -\frac{1}{Y} \frac{d^2Y}{dt^2} < -\frac{1}{Z} \frac{d^2Z}{dt^2} \quad (2.9)$$

短い軸方向ほど収縮が速いことがわかる。特に回転楕円体においては, 図5のように偏平回転楕円体(パンケーキ型)(oblate)の場合は薄い円盤状につぶれ, 偏長回転楕円体(ラグビーボール型)(prolate)の場合は円柱状につぶれる。

回転楕円体の場合の収縮を調べる。質点の座標に次のような円柱座標を使う。

$$r = r_0 R(t), \quad z = z_0 Z(t) \quad (2.10)$$

ここで r_0, z_0 は初期値である。このような円柱座標では運動方程式と質量保存の式は次のように表すことができる。(Hutchins 1976)

$$\frac{d^2 R}{d\tau^2} = -\alpha_0 \frac{F(\alpha)}{R^2} \quad (2.11)$$

$$\frac{d^2 Z}{d\tau^2} = -\frac{1}{\alpha_0} \frac{G(\alpha)}{RZ} \quad (2.12)$$

$$\rho = \frac{\rho_0}{R^2 Z} \quad (2.13)$$

ここで

$$\alpha_0 = \frac{z_0}{r_0} \quad (2.14)$$

$$\alpha = \frac{z}{r} = \alpha_0 \frac{Z}{R} \quad (2.15)$$

$$\tau = \frac{t}{T_{ff}} = \frac{t}{(4\pi G\rho_0)^{-1/2}} \quad (2.16)$$

である。 α は偏平回転楕円体の場合、短半径を長半径で割った値であり、また、偏長回転楕円体の場合、長半径を短半径で割った値であり、 α_0 はその初期値である。 τ は自由落下時間 T_{ff} で規格化された時間である。

二つの関数 $F(x), G(x)$ は次のように与えられるものである。

偏平回転楕円体 (oblate) の場合 ($x < 1$)

$$F(x) = \frac{\cos^{-1} x - x\sqrt{1-x^2}}{2(1-x^2)^{3/2}} \quad (2.17)$$

$$G(x) = \frac{-x^2 \cos^{-1} x + x\sqrt{1-x^2}}{(1-x^2)^{3/2}} \quad (2.18)$$

偏長回転楕円体 (prolate) の場合 ($x > 1$)

$$F(x) = -\frac{\cosh^{-1} x - x\sqrt{1-x^2}}{2(1-x^2)^{3/2}} \quad (2.19)$$

$$G(x) = -\frac{-x^2 \cosh^{-1} x + x\sqrt{1-x^2}}{(1-x^2)^{3/2}} \quad (2.20)$$

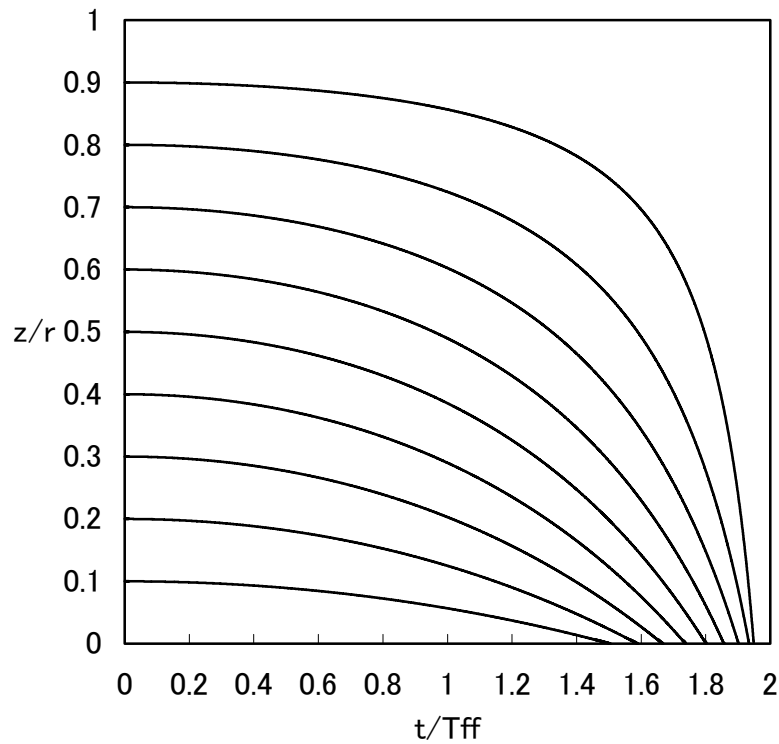


図6 偏平回転体の収縮

また，初期条件は

$$R(0) = Z(0) = 1 \quad (2.21)$$

$$\frac{dR}{dt} = \frac{dZ}{dt} = 0 \quad (2.22)$$

である。

なお，球の場合，運動方程式は次の式で与えられる。

$$\frac{d^2 R}{d\tau^2} = -\frac{1}{3R^2} \quad (2.23)$$

ルンゲ・クッター法で数値計算を行った。図6は の偏平回転楕円体の場合である。縦軸は短半径 z /長半径 r で横軸は初期の自由落下時間で規格化された時間である。このグラフから，まず，短軸方向 (z 方向) の収縮が長軸方向 (r 方向) の収縮より速くおこる。偏平の度合いは時間が経つにしたがい大きくなる。短軸方向につぶれて円盤状 (シート状) になることがわかる。また，球形に近い (z/r が 1 に近い) ほど，崩壊に時間がかかる。収縮時間は最大でも初期の自由落下時間 T_{ff} の 1.9 倍程度である。図7は の偏長回転楕円体の場合である。この場合も短軸方向 (r 方向) に収縮が強くおこり，時間が経過するにつれて，形状は円柱状 (線状) になる。この場合も球形に近いほど，変形に時間がかかることがわかる。

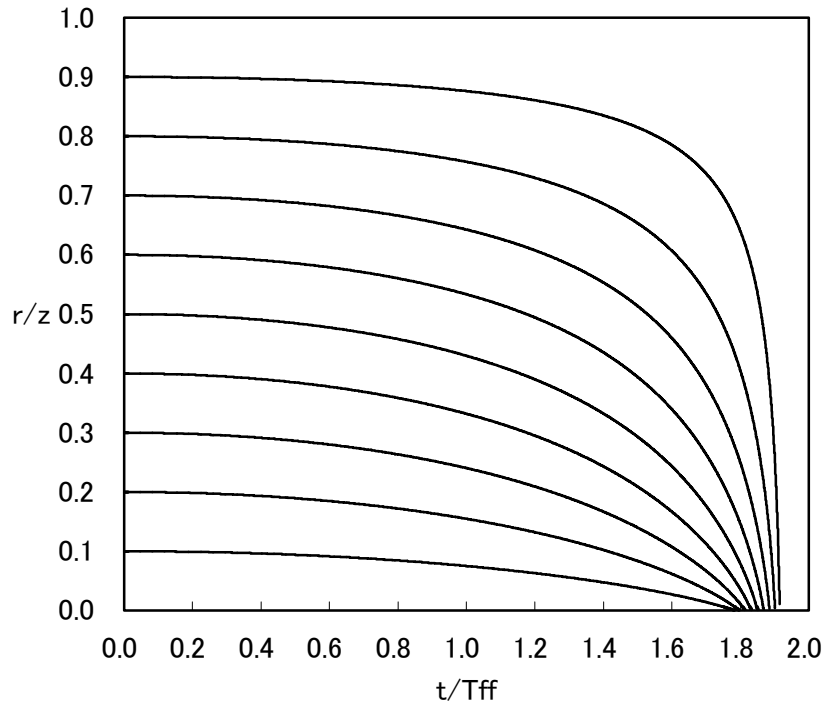


図7 偏長回転楕円体の収縮

2.2 水素分子からの輻射

$10^3 \sim 10^4$ Kの低温ガス雲に水素分子が含まれる場合、水素分子の回転、振動準位の遷移による輻射が重要になる。回転準位の遷移による輻射率を求める。

水素分子のように線形分子の回転エネルギー準位は、分子の慣性モーメントを I 、角運動量 \vec{J} としてハミルトニアン

$$H_{rot} = \frac{\vec{J}^2}{2I} = -\frac{\hbar^2}{2I} \left(\frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \right) \quad (2.24)$$

の固有値として

$$E = hBJ(J+1) \quad J = 0, 1, 2, \dots \quad (2.25)$$

で与えられる。

ここで

$$B = \frac{h}{8\pi^2 I} \quad (2.26)$$

輻射場との相互作用において、一酸化炭素分子のような異核分子では電気双極放射で $\Delta J = \pm 1$ の遷移のみが許され、水素分子のような等核分子では電気4重極遷移 $\Delta J = \pm 2$ が