

## 1

## 宇宙の物理——概観

## 1-1 膨張宇宙

現在まで観測されている宇宙は差し渡し約  $10^4$  Mpc (pc 単位については(1.60)式参照)に及ぶ広大な空間である。種々の波長域で観測された電磁波の情報によると、 $10^2$  Mpc の分解能で粗視化してみても、この空間には銀河がほぼ一様に分布している。銀河のような放射天体が物質の全てではないが、放射していないものも含めた物質全体の分布は銀河分布よりもさらに一様であることが示唆されている。したがって、最も単純な宇宙モデルは**一様密度系**であり、観測されている領域は一様密度系の一小部分であるとみなされる。

## 一様密度系のダイナミクス

物体間に働く重力は常に引力であるからこの系は静的ではありえず、動的な状態にあるはずである。実際、この一様密度系は、現在、膨張している。

一様性を保ちつつ膨張する系内の2つの物体に着目すれば、両者は距離  $r$  に比例する速度  $v$  で離れつつある。この  $v \propto r$  なる規則は、一様性の維持から運動学的に要請されるものであるが、銀河相互の動きは実際この規則に従ってい

る. 比例係数を  $H_0$  とし

$$v = H_0 r, \quad H_0 = (100 \text{ km/s} \cdot \text{Mpc}) h \quad (1.1)$$

という **Hubble** の法則が確認されている. ( $H_0$  の観測値はまだ正確に求められていないので, その不定性を  $h$  で表わしている.  $h$  は  $0.3 \sim 1$ .) (1.1) によると,  $r = c/H_0 = 3 \times 10^3 h^{-1} \text{ Mpc}$  で,  $v$  は光速となるが, この距離は観測されている宇宙の小部分の大きさとほぼ等しい. 後退速度  $v$  が光速以上なら, そこから発せられた放射の観測は不可能である. したがって, われわれは直接観測可能な小部分の大略を既に見ているといえる.

一様密度系のある球状部分をくり抜いてそのダイナミクスを考えよう. 球対称であるから重力はその半径より内側の質量  $M$  で決まり, その球の半径  $R_M$  は

$$\ddot{R}_M = -\frac{GM}{R_M^2} = -\frac{4\pi}{3} G \rho(t) R_M, \quad M \equiv \frac{4\pi}{3} \rho(t) R_M^3 \quad (1.2)$$

なる運動方程式に従うが,  $\rho \propto a^{-3}$  だから, 1 回積分してエネルギー保存の次の関係を得る.

$$E = \frac{1}{2} \dot{R}_M^2 - \frac{GM}{R_M} \quad (1.3)$$

運動する物体に固定した共動座標系 (comoving coordinates, Lagrange 座標系の一種) を導入し, その動径座標を  $\chi(M)$  と書けば, 一様密度系では  $R_M(t) = a(t)\chi(M)$  である. したがって

$$v = \dot{R}_M = \dot{a}(t)\chi(M) = \frac{\dot{a}}{a} R_M = H R_M, \quad H \equiv \frac{\dot{a}}{a} \quad (1.4)$$

のように **Hubble** の法則 (1.1) が得られる. またこれに (1.3) を用いれば, 次のように  $a$  に対する関係式が得られる.

$$\dot{a}^2 - \frac{8\pi}{3} G \rho(t) a^2 = a^2 H^2 (1 - \Omega) = \frac{2E_M}{\chi^2(M)} \quad (1.5)$$

ここで

$$\Omega \equiv \frac{\rho(t)}{\rho_{\text{cr}}(t)}, \quad \rho_{\text{cr}}(t) \equiv \frac{3H^2(t)}{8\pi G} \quad (1.6)$$

$\Omega$  は密度係数 (density parameter),  $\rho_{\text{cr}}$  は臨界密度 (critical density) と呼ばれる. (1.5) の左辺は  $M$  に依存しないから, 右辺も  $M$  に依存しない. したがって (1.5) は, くり抜いた領域の大小とは無関係に, 一様密度系全体のダイナミクスを特徴づけるスケール因子  $a(t)$  のふるまいを決める関係式とみなせる. (1.5) より  $\Omega > 1$  なら膨張は収縮に転ずること,  $\Omega \leq 1$  なら膨張は無限に続くことがわかる. 一様密度系については付録 [A] で詳しくふれる.

### われわれの膨張宇宙

(1.6) の  $H(t)$  にわれわれの膨張宇宙の現在の時刻での値 (1.1) を用いれば, 臨界密度が求められる. これをいろいろな単位で表わすと次のようになる.

$$\begin{aligned} \rho_{\text{cr}}(t_0) &= 1.88 \times 10^{-29} h^2 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3} = 10.5 h^2 \text{ keV} \cdot \text{cm}^{-3} \\ &= 2.76 \times 10^{11} h^2 M_\odot \text{ Mpc}^{-3} = 1.12 \times 10^{-5} h^2 m_N \text{ cm}^{-3} \end{aligned} \quad (1.7)$$

ここで  $m_N$  は核子質量,  $M_\odot$  は太陽質量 ( $1.99 \times 10^{33} \text{ g}$ ).

(1.5) で  $E_M = 0$  ( $\Omega = 1$ ) なら,  $\rho \propto a^{-3}$  だから,  $\dot{a}^2 \propto a^{-1}$  であり,  $a \propto t^{2/3}$  と解ける. したがって,  $H = \frac{2}{3} t^{-1}$  となり,  $a = 0$  以来経過した時間は  $t_0 = \frac{2}{3} H_0^{-1}$  となる. ここで

$$H_0^{-1} = 9.78 h^{-1} \times 10^9 \text{ y} = \frac{3000}{c} h^{-1} \text{ Mpc} = \frac{9.25 \times 10^{27}}{c} h^{-1} \text{ cm} \quad (1.8)$$

われわれの宇宙では, (1.5) の左辺の 2 つの項はほぼ等しく, その差は各項よりも小さいことが観測により示唆されているが, 正確な値はまだ測定されていない. いずれにせよ,  $\Omega = 1$  の場合の平均密度 (1.7) や年齢 (1.8) が大よその値を与えている.

(1.3) の右辺の運動エネルギーと重力エネルギーが各々相対論的になる場合, すなわち

$$\dot{R}^2 \sim c^2, \quad \frac{GM^2}{R_M} \sim Mc^2 \quad (1.9)$$

では一般相対論で扱わねばならない. これは  $R_M \gtrsim c/H$  の場合にあたる. ただし一様密度系に対しては一般相対論は偶然同じダイナミクスの式 (1.5) を与える (付録 [M] 参照).

## 赤方偏移と過去の観測

共動座標一定の運動をする物体から、共動座標一定の運動をする観測者に向かって振動数 $\nu$ の光を発射したとする。光は Doppler 効果で  $\Delta t$  後に  $\Delta\nu$  のずれを生じて受信されるが、これらの間には

$$\Delta\nu = -\frac{v}{c}\nu = -\frac{Hr}{c}\nu = -\frac{1}{c}\frac{\dot{a}}{a}c\Delta t = -\frac{\Delta a}{a} \quad (1.10)$$

の関係があり、 $\nu(t)a(t) = \text{一定}$ となる。いま発射時を  $t$ 、受信時を  $t_0$  とすれば  $\nu(t)a(t) = \nu(t_0)a(t_0)$  だから、

$$\frac{\nu(t)}{\nu(t_0)} = \frac{\lambda_0 + \delta\lambda}{\lambda_0} = 1 + \frac{\delta\lambda}{\lambda_0} = 1 + z = \frac{a(t_0)}{a(t)} \quad (1.11)$$

と書かれる。 $z$  は発射時の固有波長  $\lambda_0$  の伸び  $\delta\lambda$  の割合を表わす天文学の記号で、**赤方偏移**(red shift)の大きさという。

(1.11)によれば、ある天体のスペクトルの赤方偏移の大きさはそのまま光の発射時から現在までの空間の伸び率を表わしている。銀河の後退則が初めて観測された1929年当時は  $z$  の最大値は0.003であったが、1960年代初め QSO (クェイサー、準星)の発見で  $z$  は1のオーダーになり、現在では  $z \simeq 4.5$  にまで至っている。また、後述する CMB (1.6 節参照)は  $z \simeq 10^3$  の物体の観測とみなせる。すなわち、 $t \simeq (10^{-3})^{3/2} t_0 \simeq 10^{5.5} h^{-1} \text{y}$  の時代、あるいは平均密度が現在よりも  $(10^3)^3 = 10^9$  倍も高かった時代の情報をわれわれに直接もたらせているのである。

このように、高赤方偏移放射の観測はそのまま過去の宇宙の姿、物質・構造の変動の歴史を直接われわれに伝えている。この「過去の観測」(look-back)は、(イ)その時代に放射源が存在すること、(ロ)伝播途中の媒質がその放射に対して十分透明であること、の2条件が満たされる場合に可能となる。(ロ)の条件は少なくとも  $z \geq 10^3$  では満たされておらず、波長域によっては限界の  $z$  はさらに小さくなる。

(ロ)の透明さの条件は次のようになる。いま観測する振動数を  $\nu$  とすれば、 $t$  に発射されて現在  $t_0$  で受信するまでに通過する**光学厚さ**(optical depth)は、

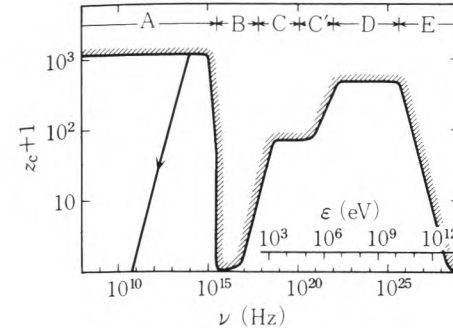


図 1-1 宇宙の透明度。振動数 $\nu$ の光子が透明になる膨張宇宙の段階の赤方偏移  $z_c$ 。  $T \simeq 4000 \text{ K}$  での水素の中性化の後には再イオン化なし、水素密度係数  $\Omega_B = 10^{-2}$ 、 $h = 0.5$  とした。吸収・散乱過程は、A : Rayleigh 散乱, B : 光電吸収, C : 電子散乱, C' : Klein-仁科散乱, D : 電子対生成, E : CMB 光子による電子対生成。

水素数密度  $n(t)$ 、相互作用断面積  $\sigma(\nu)$  を用いて、

$$\tau(\nu, t) = c \int_t^{t_0} n(t') \sigma(\nu a(t_0)/a(t')) dt' \quad (1.12)$$

である。水素の一樣密度系では、 $\tau(\nu, t) = 1$  となる際の  $\nu$  と  $z(t)$  の関係は図 1-1 のようになる。どの  $\nu$  でも  $z \sim 10^3$  より先の look-back は不可能であることがわかる。

従来、銀河分布の大規模構造や銀河特性の観測は全て  $z < 0.1$  の「現在の領域」に限られていた。 $z > 0.1$  の「過去の領域」に存在する天体の特性は全般的に「現在の領域」のものと異なっているものと考えられる。「過去の領域」では QSO のような例外的に明るいものだけが観測されていたに過ぎず、「過去の領域」にある暗い天体も含む包括的な情報はまだ十分には得られていない。観測宇宙論のこれからの課題である。例えば次に述べる大規模構造の観測もまだ  $z = 0.05$  にも及んでおらず、包括的サーベイはこれからである。

## 1-2 銀河

膨張宇宙の現段階は放射源である銀河が広大な空間に散在する状態として特徴づけられる。銀河のエネルギー放射の形態には種々のものがあるが、主要なものは星の光であり、その意味では、膨張宇宙の現段階は星での核燃焼が継続中の段階であると特定できる。膨張宇宙のダイナミクスにはそれを特徴づける特

定の時間のスケールは存在せず、(1.8)のような現在を表わす時間のスケールは放射源としての銀河の形成・持続の時間、すなわち星での核燃焼時間、と関係しているものと考えられる。

### 銀河分布の大規模構造

銀河の空間分布は大域的には一様だが、分解能を 1 Mpc の程度にまで上げてみると 10~30 Mpc くらいの大きさの複雑な構造が見られる。このパターンの特徴は銀河がほとんど存在しない泡状の領域が空間に卓越し、銀河は泡の周辺に密集していることである。そして、その中の特に集中度の高い部分を銀河団 (cluster of galaxies) と呼ぶ。こうした銀河分布に見られる大規模構造 (large scale structure) はまだ平衡状態に達していない過渡期にあるものと思われる。大域的な宇宙膨張を振り切って、局所的な自己重力で平衡にあるのは銀河よりも小さなスケールにおいてである。大規模構造は一様膨張と重力平衡構造の遷移スケールにあたる。

銀河の平均間隔は約 1 Mpc であるが、(1.7)より  $(1 \text{ Mpc})^3$  には

$$M(1 \text{ Mpc}) \simeq 10^{11.4} h^2 \Omega_0 M_\odot \quad (1.13)$$

の物質が平均含まれる。ここで  $\Omega_0 = \rho(t_0)/\rho_{\text{cr}}(t_0)$  は現在の密度係数(1.6)の値。この質量はわれわれの銀河系のような大型の銀河質量と同程度である。したが

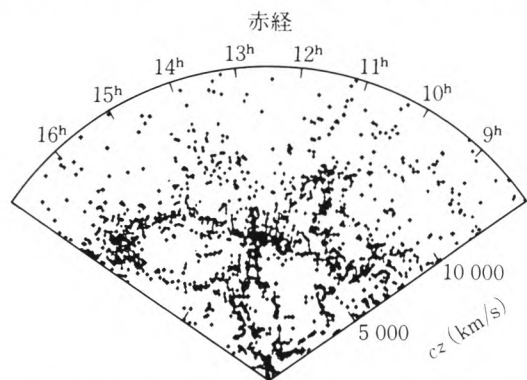


図 1-2 銀河分布の大規模構造の例。われわれの銀河系(扇型の要の点)から髪の毛座(Com)の方向の 2500 個の銀河分布。(M. Gellar and J. Huchra: Science 246 (1989) 897.)

って、物質の相当な部分は銀河などの天体に凝集していると思われる。もちろん、銀河間空間にも物質が残存している兆候はあるが、その部分の方が桁違いに多いということはないと考えられる。

### 銀河と暗黒物質

銀河はその質量、形状とも多彩であるが、多くのものは楕円銀河(elliptical galaxy)と渦状銀河(spiral galaxy)に分類される。大型の銀河は周辺にいくつもの衛星銀河を伴っている。渦状銀河の中心部には小楕円銀河とみなせるバルジ(bulge)があり、その外のガスに富む円盤では星形成がゆっくり進行している。円盤には渦状の光の帯が見られ、そのパターンはそこで明るい星の形成が活発に起こっている領域に沿ったものと考えられている。これに対し楕円銀河にはガスは少なく、星形成は銀河形成期の短時間に限られていたと思われる。

いずれのタイプでも、現在の銀河の構造を決めている重力源はほとんど無衝突粒子とみなせる星である。渦状銀河でもガスは質量で  $10^{-2}$  以下で、局所的な寄与を除けば重力への影響は無視できる。

近傍の渦状銀河では、円盤の回転速度が中心からの距離の関数として観測され、図 1-3 のような回転曲線(rotation curves)が得られている。いま物質分布がほぼ球状であれば、遠心力と重力の釣り合いから、半径  $r$  以内の質量は

$$M(\leq r) = \frac{v(r)^2 r}{G} \quad (1.14)$$

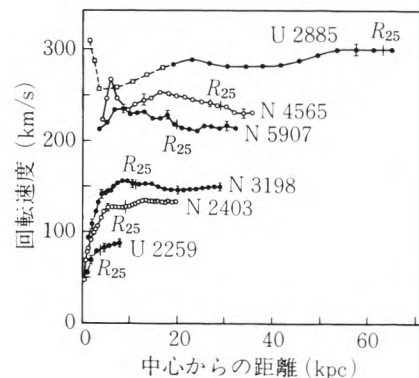


図 1-3 渦状銀河円盤の回転曲線。水素原子 21 cm 線スペクトルの Doppler 効果で測られた回転速度と中心からの距離の関係。R<sub>25</sub>の距離は光学的な円盤の大きさ(25等級/(1")<sup>2</sup>より明るい半径)。水素ガスは光学的円盤の外にまで広がっていることがわかる。(R. Sancisi and T. S. Albada: in *Dark Matter in the Universe*, eds. J. Kormendy and G. Knapp (Reidel, 1987).)

と推定できる．典型的には，銀河の大きさは  $r \approx 20 \text{ kpc}$ ， $v \approx 300 \text{ km/s}$  であり， $M \approx 10^{11} M_{\odot}$ ，1 周時間は  $10^8 \text{ y}$  となる．このようにして求められる密度分布は外に向かって緩やかに減少しており，明確に銀河の大きさを特定するのはむづかしい．

銀河内を解像した分光スペクトルがとれない場合にも系全体としての星速度の分散がスペクトルの幅として求まり，これから適当な重力ポテンシャルを仮定して，質量を推定できる．また，平衡にある系ではビリアル定理(付録[B])によって重力エネルギーと粒子の平均速度との間に関係がついている．したがって，平衡にある銀河団についても，集団内での銀河の速度分散と系の大きさが分かれば，(1.14)と類似の関係式によって，質量が推定される．

このような運動速度から推定される重力質量(gravitational mass)  $M_G$  とは別に，その銀河の光度からも質量が推定でき，これを光度質量(luminous mass)  $M_L$  という．光は星の光度の合算であり，光度質量は星質量の合算と考えてよい．観測によれば多くの場合， $M_G$  は  $M_L$  よりも大きい．この差が何に起因するのかを巡って多くの議論があり，失われた質量(missing mass)，隠れた質量(hidden mass)問題などと呼ばれている．この現象は種々のスケール，小は太陽系近傍から大は膨張宇宙全体にわたってまで存在している．この差を埋め合わせる質量は暗黒物質(dark matter)と呼ばれ，その正体は現象に応じて暗黒星から非バリオン素粒子まで様々のものが候補に上がっている．

#### われわれの銀河系，星団，星，種族

太陽系は渦状銀河に属し，中心から約  $9 \text{ kpc}$  の円盤上に位置している．太陽近傍では物質の大半( $\sim 95\%$ )は星になっており，残りが星間ガスである．星の多くは星団に属している．球状星団(globular cluster)は  $10^5 \sim 10^6$  個の星を半径  $25 \text{ pc}$  くらいの領域に含む星のコンパクトな集団である．この中で密度は太陽近傍の平均密度の約  $10^3$  倍大きく， $10^2$  個/ $\text{pc}^3$  にも達する．また，球状星団の銀河内での分布は，円盤面には集中しておらず，銀河中心に対してほぼ球対称である．このような球状領域は銀河のハロー(halo)と呼ばれる．球状星団ほど形状が明確でないもう 1 つの星の集団は，散開星団(open cluster)とか銀河

星団(galactic cluster)と呼ばれる．星の個数は  $10^3$  以下，密度も平均の数十倍にとどまる．星団に属さない星は星団の形成時にそこから放り出されたものと考えられる．

両星団の差はそこに含まれる星をみるとさらに際立っている．星の光度と色(温度)をプロットしたものは Hertzsprung-Russell 図(HR 図)と呼ばれる(図 1-4)．この図上で大部分(90%)の星は主系列上に並ぶ．この主系列の高温星は大質量星，低温星は小質量星である．その他の星は巨星(giant star)，白色矮星(white dwarf)などであり，これらはスペクトルから区別がつく．

星の放射はほぼ黒体放射で表わされるから，光度  $L$  は，表面温度  $T_{\text{eff}}$ ，半径  $R$  として，

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4 \quad (1.15)$$

$\sigma$  は Stefan-Boltzmann 定数(付録[C]の(C.7)式参照)．したがって， $T_{\text{eff}}$  が同じで  $L$  が違うのは  $R$  の差による．HR 図から，巨星には半径が主系列星の  $10^2$  倍のものがあること，逆に白色矮星の半径は  $10^{-2}$  倍で，平均密度が主系列星の  $10^6$  倍も大きいこと，などが分かる．

球状星団の星は暗い主系列星と赤色巨星(red giant, HR 図で太陽右上の領域)とから成る．またスペクトルの性質から重元素(炭素より重い元素の総称)

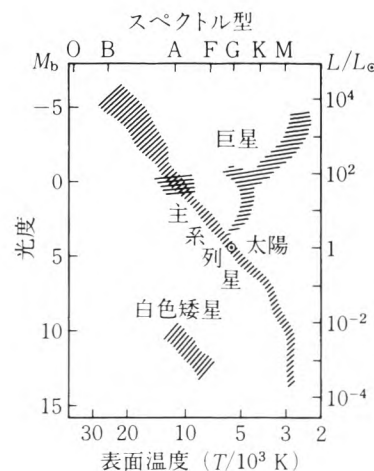


図 1-4 HR 図．星の光度と表面温度をプロットすると，大部分のものが主系列星の上に分布し，他は巨星領域と白色矮星領域に分布する． $L_{\odot}$  は太陽光度((1.62)式)．絶対等級  $M_b$  は  $10 \text{ pc}$  の距離での等級．(1.75)式で  $D=10 \text{ pc}$  としたもの．

が太陽に比べて少ないことが知られている。これらの星は**種族**(population) **II 星**と呼ばれる。散開星団の星は主系列の左上と**超巨星**(HR 図で巨星の右上端)にかけて分布する。重元素量は太陽と同程度で、これらは**種族 I 星**と呼ばれる。水素、ヘリウム、重元素の**重量存在比**を各々  $X, Y, Z$  と示せば表 1-1 のようになる。

表 1-1

|      | 球状星団                                          | 散開星団                                       |
|------|-----------------------------------------------|--------------------------------------------|
| 星    | 赤色巨星                                          | 主系列星                                       |
| 元 素  | 種族 II 星<br>$X=0.75$<br>$Y=0.25$<br>$Z<0.0002$ | 種族 I 星<br>$X=0.73$<br>$Y=0.25$<br>$Z=0.02$ |
| 銀河系内 | 銀河中心のまわりのハロー                                  | 円 盤                                        |

### 星間物質

円盤上の**星間物質**(interstellar matter)は約 100 pc の厚さに分布しているが、小質量星はこれよりも広く数百 pc まで分布している。星間物質は水素が中性状態の**HI 領域**( $\sim 1 \text{ cm}^{-3}$ ,  $10^2 \text{ K}$ )とイオン化した**HII 領域**( $\sim 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ ,  $10^4 \text{ K}$ )に分かれている。また、質量が  $10^{3-5} M_{\odot}$  の**分子雲**( $> 10^3 \text{ cm}^{-3}$ ,  $10 \text{ K}$ )が散在しており、この中では星形成が現在も進行中である。

重力による収縮の力がそれに対抗する熱や磁場の全圧力  $P_T$  の勾配による力を上まわる条件は

$$\frac{P_T}{R} < \frac{GM\rho}{R^2}, \quad R > \lambda_J \simeq \sqrt{\frac{P_T}{G\rho^2}} \quad (1.16)$$

である。すなわち  $P_T$  と  $\rho$  で決まる **Jeans 長さ**  $\lambda_J$  より小さい半径では重力収縮が押えられている。収縮可能な最小質量は、 $P_T \simeq \rho k T / m_N$  として、

$$M_J \sim \rho \left( \frac{\lambda_J}{2} \right)^3 \sim 10^5 \left( \frac{T}{10^2 \text{ K}} \right)^{3/2} \left( \frac{10^{-24} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}}{\rho} \right)^{1/2} M_{\odot} \quad (1.17)$$

したがって、星質量の小天体をつくるには、平均的 HI 領域よりも低温・高密度な分子雲の状態の実現がまず第 1 歩であることがわかる。

こうした低温・高密度状態の実現に不可欠な過程が**星間分子**や**星間塵**(dust) による**放射冷却**(radiative cooling)である。すなわち、 $10^2 \text{ K}$  ( $\simeq 10^{-2} \text{ eV}$ ) の気体をさらに低温にするには、ガス粒子の衝突によって分子や固体微粒子の内部状態が励起され、引き続く放射脱励起でエネルギーが放射のかたちで系外に運び出されればよい。この機構が作用するためには、励起エネルギーが  $10^{-3} \sim 10^{-4} \text{ eV}$  の分子の回転バンドなどが不可欠である。

星間空間が実験室と異なる状況は極端な真空度である。水素の数密度を  $n_H$  として、ある分子に対する水素の衝突時間は、

$$\tau \sim \frac{1}{n_H \sigma v_T} = 10^{2.3} \left( \frac{10^{-16} \text{ cm}^2}{\sigma} \right) \left( \frac{10^2 \text{ K}}{T} \right)^{1/2} \left( \frac{10 \text{ cm}^{-3}}{n_H} \right) \text{ y} \quad (1.18)$$

と長い。このため、実験室では脱励起が衝突でほとんど起こるのに対し、星間空間では放射自然崩壊でほとんど起こるのである。分子回転バンドの励起状態の自然崩壊時間は  $10^{-3} \sim 1 \text{ y}$  のオーダーである。

### 無衝突重力多体系

銀河や星団の現在の状態は重力のみで作用する粒子(星)の集団であり、**重力多体系**と呼ばれる。原子の集団と重力多体系の差は以下の点にある。速度  $v$ 、質量  $m$  の 2 体散乱で散乱角が  $\pi/4$  となる衝突径数は  $2Gm/v^2$  のオーダーであり、重力衝突断面積は大よそ

$$\sigma_G \simeq 4\pi \left( \frac{2Gm}{v^2} \right)^2 \quad (1.19)$$

である。一方、粒子の幾何断面積を  $\Sigma$  とすれば、 $\sigma_G$  との比は

$$\frac{\sqrt{\sigma_G}}{\Sigma} \sim \frac{Gm}{v^2 \sqrt{\Sigma}} \sim \begin{cases} 10^{-14} & \text{原子} (T \sim 10^2 \text{ K}) \\ 10^2 & \text{星} (v = 30 \text{ km/s}) \end{cases} \quad (1.20)$$

である。また、原子がイオン化しておれば電気作用が重力の  $e^2/Gm_p m_e \sim 10^{40}$  倍も大きい。このように、原子系では重力は無視できるが、星系では重力が主な作用となる。

もう1つの差は、エネルギー散逸機構の有無である。完全な質点の重力多体系であれば、エネルギー散逸は**重力波**(gravitational wave)の放出でしか起こらない。重力波放出率  $L_{\text{GW}}$  は系の4重極能率  $Q$  の時間変化で与えられ、 $L_{\text{GW}}$  によるエネルギー散逸で系が変化する時間スケール  $\tau_{\text{GW}}$  は大よそ

$$\tau_{\text{GW}} \simeq \frac{E}{L_{\text{GW}}} \sim \frac{GM^2/R}{(G/c^5)|\ddot{Q}|^2} \sim \left(\frac{R}{r_g}\right)^{5/2} \tau_{\text{dy}} \quad (1.21)$$

である。ここで**重力半径**(gravitational radius)  $r_g$  は質量  $M$  の系からの脱出速度が光速になる半径のことで、 $GM/r_g = c^2/2$  より

$$r_g = \frac{2GM}{c^2} = 3 \times 10^5 \left(\frac{M}{M_\odot}\right) \text{ cm} \quad (1.22)$$

である。 $\tau_{\text{dy}}$  は系の動力学時間であり、重力のもとに動く粒子が系を1周する時間と考えてよい。例えば太陽系では、地球軌道での  $\tau_{\text{dy}}$  は

$$\tau_{\text{dy}} = \frac{2\pi R}{v} = 2\pi \left(\frac{R^3}{GM}\right)^{1/2} \simeq 1 \times \left(\frac{R}{1 \text{ AU}}\right)^{3/2} \left(\frac{M_\odot}{M}\right)^{1/2} \text{ y} \quad (1.23)$$

である。1天文単位(astronomical unit), 1 AU, は太陽・地球間平均距離で  $1 \text{ AU} = 2 \times 10^{-5} \text{ pc}$  である。 $\tau_{\text{dy}}$  は  $10^{6.5} (R/10 \text{ pc})^{3/2} (10^6 M_\odot/M)^{1/2} \text{ y}$  (球状星団),  $10^{8.4} (R/10 \text{ kpc})^{3/2} (10^{11} M_\odot/M)^{1/2} \text{ y}$  (銀河)のオーダーである。(1.21)より、球状星団では

$$\tau_{\text{GW}} \sim 10^{24} \left(\frac{10^6 M_\odot}{M}\right)^3 \left(\frac{R}{10 \text{ pc}}\right)^4 \text{ y} \quad (1.24)$$

となる。星団や銀河では  $\tau_{\text{GW}}$  は宇宙年齢よりもはるかに長くなる。したがって、重力波放出による散逸は完全に無視できる。

ただし、上の議論は星を内部構造のない完全質点と見なした場合で、現実には星同士の近接遭遇で星の固有振動などの内部運動が励起され、これが熱放射として散逸される方が重力波放出よりはるかに有効に作用している。

一方、原子系では運動エネルギーの電磁放射への転換が容易におこるため散逸系となる。放射は、プラズマなら制動放射で、中性原子なら原子内部の励起で起こる。

重力多体系でも少数の粒子に他の粒子のエネルギーが集中して系外に蒸発し、系のエネルギーが変化する過程が考えられる。このようなエネルギーの集中は一般にはまれなことだが、そのための必要条件はエネルギーのやりとりの時間が十分短いことである。この時間スケールは(1.19)を用い、かつ  $v^2 \simeq GmN/R$  (系の粒子数  $N$ , 半径  $R$ ),  $n \simeq N/R^3$  とすれば、

$$t \simeq \frac{1}{\sigma_G v n} \sim \frac{v^3}{4\pi G^2 m^2 n} \sim N \left(\frac{R^3}{GNm}\right)^{1/2} \sim N \tau_{\text{dy}} \quad (1.25)$$

この時間は、球状星団では宇宙年齢と同程度の場合もあるが、銀河ではそれより長い。しかし、楕円銀河には多くの共通点があり、初期条件に依存しない一種の緩和した(relaxed)状態におちついていると考えられる。このことは、緩和過程が**緩和時間**(1.25)の計算で想定した2体遭遇過程の積上げとは別のものであることを示唆している。すなわち、粒子-粒子過程でなく、粒子系全体の作る変動する場と粒子の作用といった過程が重要になると考えられている。

### 1-3 星

星はエネルギー生成所であるとともに元素の製造所である。両者を結びつけているのが原子核の特性である。宇宙の諸階層のなかで星については最も多くの知識があり、かつその理論的説明が進んでいる。したがって、銀河や膨張宇宙の実証的研究などにおいても、結局は星の問題に還元される場合が多い。このように、星の研究は星自体への興味もさることながら、他の諸々の階層の研究の基礎をなすものである。このためますます精密さを増した知識が要求されているといえる。

#### ガス雲から星へ

いま十分低温なガス雲が、さらに細かな雲群に分裂することなく、重力収縮するとする。するとまず、落下運動エネルギーが増し、ガスは圧縮されて圧力を増す。低温でも原子や分子による放射冷却が働き、密度が十分希薄なら放射は吸収されずに外部に出る。

高密度になるにつれて自由落下時間(free-fall collapse time)

$$\tau_{\text{coll}} = \left( \frac{R^3}{GM} \right)^{1/2} \sim \frac{1}{(G\bar{\rho})^{1/2}} \sim 10^{3.5} \left( \frac{1 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}}{\bar{\rho}} \right)^{1/2} \text{ s} \sim 10^6 \left( \frac{10^{-20} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}}{\bar{\rho}} \right) \text{ y} \quad (1.26)$$

が短くなり、冷却時間より短くなるか、あるいは高密度のため放射に対し不透明となる。そして、これ以後は断熱圧縮で圧力が増加し、十分に圧力が大きくなった時点で落下が止められ、落下エネルギーの一部は熱エネルギーに転換され、残りは外向きに伝播する衝撃波(shock wave)のエネルギーとなる。衝撃波は落下を続けてくる外層の物質と衝突し、十分強力な衝撃波なら落下を膨張に反転させながら外部に伝播していく。この結果、中心部には高温・高密度のコア(星)が取り残される。この全過程で発生した重力エネルギーはコアの加熱、放射、外層の飛散に三分されたことになる。

#### 負の比熱

重力平衡にある天体では、ピリアル定理から、内部エネルギー  $U$  と重力エネルギー  $\Omega$  (負)は  $\Omega + 2U = 0$  の関係にある。したがって、全エネルギー  $E$  は

$$E = \Omega + U = -U = \frac{\Omega}{2} < 0 \quad (1.27)$$

である。ここで質量  $M$ 、半径  $R$ 、平均温度  $T$  とすれば

$$\Omega \simeq -\frac{GM^2}{R}, \quad U \simeq \frac{M}{m_N} kT \quad (1.28)$$

天体から熱放射でエネルギーが逃げれば、また他にエネルギー源がなければ、 $E$  は減少する。これは(1.28)より  $R$  の減少(収縮)と  $T$  の増大を意味する。このように、重力平衡系ではエネルギー流出は高温化をもたらす、すなわち比熱が負であると表現できる。通常の固体では熱放射で減少するのは熱エネルギーだけであり構造変化を伴わない。しかし、天体では自己の構造を変化させてエネルギーを捻出しているのである。これが自己重力系の重要な特徴である。

#### 放射収縮

このように、力学的平衡状態ができた後の構造変化は、放射によるエネルギー

放出の時間スケールでゆっくり進行する。星ではエネルギー放出は表面でのみ起こるが、そのエネルギーは内部から絶えず輸送されてくる。実際には、中心部から表面への熱輸送と釣り合う表面放射率(半径と表面温度で決まる)になっているわけである。熱輸送機構には伝導、放射、対流があるが、原子が中性の低温では対流が主になり、イオン化した状態では放射が主になる。低温での放射は原子・分子だけでなく宇宙塵が重要な役割を果たしているが、その存在量はその場の物理的環境だけでは決まらず、その物質がどのような歴史を経てきたかによっても支配されている。

光子の平均自由行程を  $l = (\sigma_A n X_A)^{-1}$  とすれば、放射の流れ  $F$  は((2.35)式参照)、放射エネルギー密度を  $u_R (= 3P_R)$  として、

$$F \simeq -lc \frac{du_R}{dr} \sim \frac{l}{R} c u_R \quad (1.29)$$

気体圧  $P_T$  が放射圧  $P_R$  より大きい場合、放射輸送冷却の時間は

$$\tau_{\text{KH}} \simeq \frac{GM/R}{4\pi R^2 F} \sim \frac{M \sigma_A X_A (P_T)}{R c m_N (P_R)} \sim 10^{7.3} \left( \frac{\sigma_A X_A}{\sigma_{\text{Th}}} \right) \left( \frac{M_{\odot}}{M} \right) \left( \frac{R_{\odot}}{R} \right) \text{ y} \quad (1.30)$$

ここで、放射輸送を決める成分  $A$  による吸収・散乱断面積を  $\sigma_A$  とし、 $X_A$  は  $A$  の成分(個数)比、 $\sigma_{\text{Th}}$  は電子散乱の Thomson 断面積。通常は  $\sigma_A X_A > \sigma_{\text{Th}}$  である。このような星の過程を **Kelvin-Helmholtz 収縮** という。

この時間は星の平均密度 ( $\gg 10^{-6} \text{ g/cm}^3$ ) の  $\tau_{\text{coll}}$  (1.26) よりはるかに長い。このように不透明でかつ熱輸送と放射が平衡に達した星は、表面からの冷却率に応じて、ゆっくりと収縮して主系列星になっていくのである。

#### 星物質の状態方程式と星の質量

星は自己重力を圧力勾配による力で支えている系で力学平衡にある。この力学平衡の条件は、次元解析によって、概略

$$\frac{P}{R} \simeq \frac{GM\rho}{R^2}, \quad M \simeq \rho R^3 \quad (1.31)$$

で与えられる。各物理量は星内での平均値と解しておく。(1.31)の2式より  $R$  を消却すれば次の関係式が得られる。

$$P \simeq GM^{2/3}\rho^{4/3} \quad \text{または} \quad M \simeq \left(\frac{G^{-3}P^3}{\rho^4}\right)^{1/2} \quad (1.32)$$

圧力  $P$  を  $\rho$  と  $T$  で与えるのが状態方程式 (equation of state) (付録 [C]) であり, 非縮退では  $P = P_T + P_R$ . 平均分子量を  $\mu$  として,  $P_T = \rho k T / m_N \mu$ .  $P_T > P_R$  となるのは  $M < (18/\mu^2) M_\odot$  の場合で, このとき

$$T \simeq \frac{GMm_N\mu}{kR} \simeq 10^{7.36}\mu \left(\frac{R_\odot}{R}\right) \left(\frac{M}{M_\odot}\right) \text{ K} \quad \text{または} \quad \rho \simeq \left(\frac{kT}{m_N\mu}\right)^3 \frac{1}{G^3M^2} \quad (1.33)$$

図 1-5 に見るように, ある温度での密度は軽い星ほど大きく, 密度が同じなら重い星ほど高温である, といったことがわかる.

低温・高密度では電子が Fermi 粒子であるために量子統計の効果が顕著になる. 重力で圧縮されて十分な高密度にある星の物質は, 原子が互いに重なり合ってその姿を留めておらず, 電子は原子核に束縛されずに自由運動している. いま  $T=0$  で, Coulomb 力が無視できる理想気体とすれば, 位相空間体積と量子状態数の関係から

$$2 \frac{(4\pi/3)p_F^3 V}{(2\pi\hbar)^3} = N_e \quad (1.34)$$

となり, 電子の Fermi 運動量  $p_F$  は,  $n_e = N_e/V = \rho/m_N\mu_e$  として,

$$p_F = \hbar \left(\frac{3}{8\pi}\right)^{1/3} \left(\frac{N_e}{V}\right)^{1/3} = \hbar \left(\frac{3}{8\pi}\right)^{1/3} \left(\frac{\rho}{m_N\mu_e}\right)^{1/3} \quad (1.35)$$

したがって Fermi エネルギーは

$$\varepsilon_F = \frac{1}{2m_e} p_F^2 = \frac{1}{\mu_e^{2/3}} \left(\frac{\rho}{1 \text{ g/cm}^3}\right)^{2/3} \text{ eV} \quad (1.36)$$

**Fermi 圧力 (縮退圧力)  $P_F$**  は, 内部エネルギー  $U_F = n_e \varepsilon_F$  だから,

$$P_F = \frac{d(U_F/\rho)}{d(1/\rho)} = \frac{\rho}{m_N\mu_e} \frac{2}{3} \varepsilon_F \propto \rho^{5/3} \quad (1.37)$$

図 1-5 の  $\rho$ - $T$  図上で  $P_F \gg P_T$  となる領域を電子の**縮退域** (degenerate region),  $P_F \ll P_T$  となる領域を**非縮退域** という.

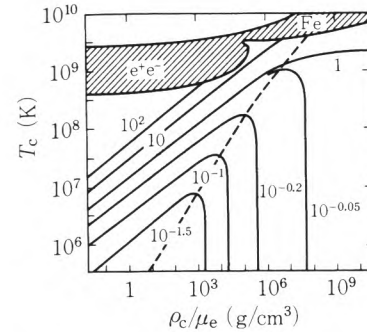


図 1-5 質量  $M$  の星の中心温度  $T_c$  と中心密度. 各曲線の数値は  $M/M_{\text{Ch}}$  ( $\mu_e=2$ ) で表わした星の質量値. 斜線部分は電子対生成 ( $e^+e^-$ ) および鉄核分解 ( $\text{Fe}$ ) で星が不安定になる領域. 破線は電子 Fermi 気体で  $\phi = [\text{化学ポテンシャル}]/kT = 3$  の線 (付録 [C] 参照). この線より右下が縮退域, 左上が非縮退域である.

$p_F > m_e c$  の相対論的な場合まで含めれば **Fermi エネルギー** は

$$\varepsilon_F = \sqrt{m_e^2 c^4 + p_F^2 c^2} - m_e c^2 \quad (1.38)$$

となり, 超相対論  $p_F \gg m_e c$  では

$$P_F = \frac{\rho}{m_N\mu_e} \frac{1}{3} \varepsilon_F \propto \rho^{4/3} \quad (1.39)$$

となる. なお  $p_F = m_e c$  となる臨界密度は, Compton 波長を  $\lambda_C$  と書けば,

$$\rho_{ec} = \mu_e m_N \frac{8\pi}{3} \left(\frac{m_e c}{h}\right)^3 = \mu_e m_N \frac{8\pi}{3} \frac{1}{\lambda_C^3} \simeq 10^6 \mu_e \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3} \quad (1.40)$$

$\rho < \rho_{ec}$  での Fermi 圧力 (1.37) を (1.32) の  $P$  に代入すると

$$M \simeq M_{\text{Ch}} \left(\frac{\rho}{\rho_{ec}}\right)^{1/2} \quad (1.41)$$

$$M_{\text{Ch}} = \frac{1}{\mu_e^2} \frac{m_{\text{Pl}}^3}{m_p^2} \sim \frac{10^{33}}{\mu_e^2} \text{ g} \sim 1 M_\odot \quad (1.42)$$

ここで  $m_{\text{Pl}}$  は **Planck 質量** と呼ばれ

$$m_{\text{Pl}} \equiv \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} \sim 10^{-5} \text{ g} \sim \frac{10^{19} \text{ GeV}}{c^2} \quad (1.43)$$

$M \leq M_{\text{Ch}}$  では,  $M$  を与えれば密度が (1.41) で決まる. これは図 1-5 で  $M$  一定で星の平衡のラインをみると縮退域に入った所で温度が最高となり, 縮退域では温度に無関係なある密度で釣り合うことを意味している.

また,  $\rho \gg \rho_{ec}$  での縮退圧力 (1.39) を (1.32) に代入すれば  $M$  は一定値となり,

その値は  $M_{\text{Ch}}$  に等しい。すなわち電子の縮退圧力で支えられる星の質量には上限値があるのである。この上限値は **Chandrasekhar 質量** と呼ばれ、正確には

$$M_{\text{Ch}} = \frac{3.1}{\mu_e^2} \frac{m_{\text{Pl}}^3}{m_p^2} = 1.47 \left( \frac{2}{\mu_e} \right)^2 M_{\odot} \quad (1.44)$$

以上のように、量子統計は星の状態方程式において重要な役目を果たしている。これは **Chandrasekhar 質量** がなぜか現実の星の質量と同程度であるためである。このため星の進化の大局的な理解は量子統計の成立を待ってはじめて可能となったのである。

### 星のエネルギーと元素起源

温度は  $T \propto R^{-1}$  (1.33) だから、重力収縮が進むにつれて  $R$  が減少し、星の中心部の  $T$  が十分高温になると原子核の**熱核融合反応**(thermo-nuclear fusion reaction)が始まる。エネルギーが定常的に発生して表面からの放射を補うことになる。このためその核融合反応の燃料が存在する期間は重力収縮はいったんそこで足踏みする。この場合には星の全エネルギー  $E$  には、(1.28)と異なって、質量エネルギーも含めて考えることになる。このため(1.28)の  $\Omega$  と  $U$  が一定のままで  $E$  が減少することができるのである。

図 1-6 は原子核の質量数  $A$  と核子当りの結合エネルギーの関係である。この特性は核力の性質と原子核全体の **Coulomb** エネルギーの関係で決まっているものである。この関係から導かれる 1 つの重要な性質は  $^{56}\text{Fe}$  核のあたりで

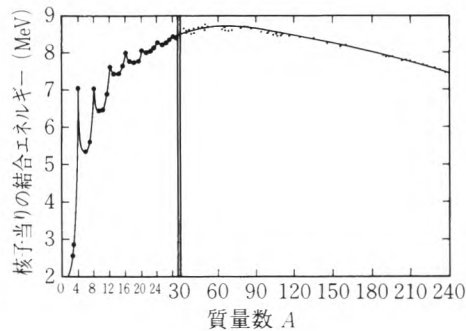


図 1-6 原子核の質量数  $A$  と核子当りの結合エネルギー。 $A=1 \sim 30$  の部分は横軸を拡大して示してある。鉄( $A=56$ )付近で結合エネルギーが最大となる。(巻末文献[32].)

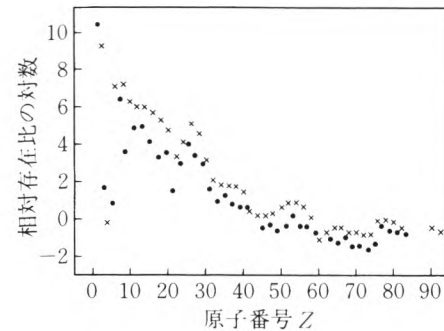


図 1-7 宇宙物質の元素組成。 $^{14}\text{Si}$  を  $10^6$  としたときの相対値(個数比)。質量数  $A$  が奇数核は●、偶数核は×。(A. G. W. Cameron (1969) のデータによる。)

この結合エネルギーが最大になることである。このため、この核より軽い核は融合すればエネルギーが発生し、この核より重い核では分裂によってエネルギーが発生する。

宇宙の物質の元素組成は図 1-7 のように、水素がもっとも多く、重い元素は少ない。したがって、星の内部での核反応は水素の融合反応から始まったことを示唆している。

原子核は電荷をもつ粒子であり、**Coulomb** エネルギーは原子核の表面  $r_A \approx 10^{-13} A^{1/3} \text{ cm}$  では

$$\frac{z_1 z_2 e^2}{r_{A_1}} \sim 1 \left( \frac{z_1 z_2}{A_1^{1/3}} \right) \text{ MeV} \sim 10^{10} k \left( \frac{z_1 z_2}{A_1^{1/3}} \right) \text{ K} \quad (1.45)$$

にも達する。一方、太陽中心部の温度は(1.33)より  $10^7 \text{ K}$  だから、核半径の  $10^3$  倍の距離で反発されてそれ以内には近づけない。しかし、核同士の接触は量子力学の**トンネル効果**で可能となるのである。

例として、太陽中心部で現在起こっている  $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$  の反応をとり、トンネル効果の透過率を  $P$  として反応断面積を  $\sigma = P\Omega$ ,  $\Omega \approx \pi r_A^2 \gamma$  と書けば、 $\gamma$  線放出捕獲反応では  $\gamma \sim 10^{-3}$ ,  $T = 10^7 \text{ K}$  での反応時間は

$$\tau_n = \frac{1}{P} \frac{1}{v n \Omega} \sim 10^{27} \times 10^{-10} \text{ s} \sim 10^{8.5} \text{ y} \quad (1.46)$$

となる。ここで透過率が  $P \sim 10^{-27}$  と小さいために、 $10^{-10} \text{ s}$  というマイクロの時間が  $10^{10} \text{ y}$  という宇宙年齢の時間にまで大きくなってしまっているのである。もし  $P$

《1 でなければ融合反応は一瞬の爆発現象となり、緩やかなエネルギー放出をする星、したがって現在の宇宙の姿は出現しなかったであろう。

星の中心部に着目すれば、反応生成核(燃えかす)は電荷が大きいから同じ温度では燃焼せず、その段階の燃料が無くなれば、そこでエネルギー生成は止む。すると、いったん停止していた重力収縮が再開して温度が高くなり、前段階での燃えかす同士の新しい融合反応が始まる。このようにして、温度分布に対応して、中心部では重い核まで融合が進むが、外層では進んでいないため、星の内部の元素組成はタマネギ状の層構造となる。

### 白色矮星

このように、星でのエネルギー生成は同時に元素生成をも意味するのである。図 1-5 の結果と合わせると、重い星の中心部では縮退するまでに高温に達することができるので重い元素(ただし Fe 以下)まで作られる。これに対し、小質量星では融合反応が重い元素に達することなく冷却段階にはいる。この段階では圧力は温度に依存しないから、放射によって温度が下がり、星は正比熱である。非縮退状態方程式を用いて導かれた(1.27)の結果とは異なって、通常の固体の冷却と似てくる。このような段階の星が白色矮星である。

白色矮星の組成は He または C, O であり、(1.44)の限界質量より軽い。輝いている期間は冷却時間で決まり、 $M_b \approx 14$  等級(図 1-4 参照)になるまでに約  $10^{10}$  y かかる。低光度のため近傍のものしか観測できず、どれだけの数の白色矮星がこれまで銀河系内に蓄積しているかの正確な情報は無い。

### 宇宙存在比

星中心部の物質は図 1-7 の組成とは異なっている。この組成は種属 I の星表面物質や星間物質の組成を表わすものと考え宇宙存在比(cosmic abundance)と呼ばれる。しかし実際は、太陽表面の分光観測、隕石の化学分析、それに太陽風、宇宙線、地球化学などの情報を合成したものである。水素を含む太陽表面物質の分光で決めた基準元素(C, Si, Fe など)の比を仲介にして、化学分析で得られる重元素、希少元素、同位体のデータを合成する。したがって正確には太陽存在比(solar abundance)なのであるが、種属 I 物質の基準として用いら

れることがある。

この組成の元素起源は星内部での元素合成だけでなく、星の爆発・流出など外部に物質が散布される過程と一体で決まる。このため、太陽存在比はこの場所での局所的な星の前史や元素攪拌・濃縮に強く影響される((3.40)式前後の説明参照)。したがって、精細に組成を論ずる際にはこの限界に留意しておく必要がある。

元素起源のシナリオが完結するには、燃えかすとして星の内部に閉じ込められている元素を星の爆発などによって星の外に散布する必要がある。またこうした燃えかすでは Fe より軽い元素しか生成できない。元素起源論の完結に必要なこうした星外への散布、重い核の生成などは、すべて太陽より重い星の終末と関連している。

### 中性子化とニュートリノ

原子核を構成する核子には陽子と中性子があるが、自由な中性子は約 10 分の寿命で崩壊する。しかし、中性子-陽子ペアの核力が他のペアにくらべて強いために、核子はほぼ半分ずつの組成になっている。このため核内の中性子が陽子に崩壊するにはこの組成バランスを崩すこととなり、転化にエネルギーを要する。したがって核内では中性子は安定にとどまっているのである。

高密度の星内部ではこれとは別の理由で中性子が安定にとどまる。電子の Fermi エネルギーが中性子と陽子の質量差(0.78 MeV)より大きくなれば、電子が陽子に吸収される反応  $p + e = n + \nu_e$  (ニュートリノ)が起こる。いったんできた n が崩壊するには e の放出が伴うが、縮退電子が敷きつめられているためエネルギー終状態が空いていない。このため自由な中性子も安定化されるのである。上の反応で  $\nu_e$  が系外に逃げるとしたが、もし  $\nu_e$  が捕獲されて縮退している場合には電子捕獲反応も抑えられることになる。

核子が原子核を構成している場合には、高密度になるにつれて、核内の陽子が中性子に転化した平衡組成となるため、中性子過剰核になる。これがさらに進むと核子間のペア力が弱まり、原子核は消滅して、核子が一様に存在する中性子星物質に変わる。中性子が崩壊しないのはわずかに( $10^{-3}$ )電子と陽子が残

存しているためである。

核融合反応で水素から重い元素を作るには必ず半数以上の陽子を中性子に転化させねばならず、この際に $\nu_e$ が発生する。こうした $\nu_e$ の核子による吸収断面積は $10^{-42} \text{ cm}^2$ のオーダーであり、 $\sigma \bar{\rho} R / m_p \simeq 10^{-5} (M/M_\odot) (10^{10} \text{ cm}/R)^2$ であるから、白色矮星のような高密度でも $\nu_e$ は直接逃げる。すなわち、核反応で発生する放射線( $\alpha, \beta, \gamma$ 線など)は直ちに周囲の物質に吸収されて熱となり、熱はゆっくりと表面に輸送されるが、ニュートリノだけは核反応で生じた高いエネルギーのまま星の外に出る。このため MeV オーダーの $\nu_e$ の検出によって星中心部での核反応を直接観察できる。

星の内部で進行する核過程の大筋はこうした中性子化(neutronization)である。一方、自由な陽子を中性子に転化するにはエネルギーが要る。その意味では、中性子物質への転化はエネルギーが物質に注入されることであって、核燃焼で物質がエネルギーを放出するのとは逆になっている。すなわちこの中性子化にはエネルギー源が他に必要となる。この源は重力エネルギーである。重力エネルギーがいったんできた原子核をふたたびバラバラにし、さらに核子の大半を中性子までもっていくのである。Fe 周辺より重い元素は中性子化の途上の産物として作られるもので、基本的には重力エネルギーの一部を吸収したものと見える。

質量  $M$  の自己重力の鉄塊を考え、この組成を中性子物質に変えるには核子当たり 8 MeV 以上のエネルギーを要する。半径  $R$  まで収縮した重力エネルギーを  $G M m_N / R > 8 \text{ MeV}$  とおくと

$$M > 0.08 \left( \frac{10^{14} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}}{\rho} \right)^{1/2} M_\odot \quad (1.47)$$

となる。 $p_F = m_{Nc}$  となる臨界密度は、(1.40)で  $m_e$  を  $m_N$  に置き替えて

$$\rho_{Nc} \simeq \rho_{ec} \left( \frac{m_N}{m_e} \right)^3 \sim 10^{15.8} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3} \quad (1.48)$$

となる。(1.41)で  $\rho_{ec}$  を  $\rho_{Nc}$  に置き替えた  $M$  を(1.47)に用いれば、 $\rho > 10^{13} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$  で中性子物質からなる中性子星が可能になる。

## 大質量星の終末：II 型超新星、中性子星、ブラックホール

縮退圧力で支えられた星には Chandrasekhar 質量  $M_{Ch}$  という上限質量がある。この上限質量は中性子星についても同様に存在する。ただし、中性子物質では核力の影響は無視できず、理想気体の状態方程式は正確でなくなる。しかし、その効果は上限質量の値を若干変えるだけである。

さて、星の中心部では核燃焼が Fe まで進んで燃えつき、熱の補給が止んで冷却が始まる。もしこの Fe コアが  $M_{Ch}$  以下なら、このコアは白色矮星として冷たい安定な星になっていく。しかし、もし  $M_{Ch}$  以上なら、電子縮退圧力では支え切れずに重力収縮が進行し、中性子化が進行する。そして密度が原子核内の核子密度  $10^{14.44} \text{ g/cm}^3$  以上になる。すると、核子のハードコアによる強い反発力によって収縮は停止し、運動エネルギーの大半は熱化し、残りの約  $10^{-2}$  は衝撃波となる。熱は電子対消滅の際のニュートリノ発生(図 2-7 参照)などにより外部に放出される。他方、衝撃波は外方に伝播しながら落下してくる外層物質と衝突して運動を反転させ膨張に変えていく。このために、星全体は  $M_{Ch}$  より重かったとしても、中心に静止して残ったコアの質量は  $M_{Ch}$  以下となる場合も生ずる。II 型超新星(supernova)はこうしたものと考えられ、爆発のエネルギー源はコアの重力エネルギー、残ったコアが中性子星(neutron star)である。

SN 1987A で発見されたニュートリノバースト(図 2-8 参照)からは熱エネルギーの総量は  $10^{53} \text{ erg}$  と推定され、これは  $M_\odot c^2 \simeq 10^{54} \text{ erg}$  に匹敵する。したがって、コアの半径は重力半径(1.22)の 10 倍程度と推定される。投げ出された外層物質の底部では Fe より重い元素を作る中性子照射反応が進む。

Fe より重い核の合成には、中性子捕獲の s 過程(slow capture process)と r 過程(rapid capture process)、それに高温での陽子捕獲の p 過程(proton capture process)がある。s 過程は He 燃焼の準静的進化の段階でおこるが、他の 2 つは超新星爆発時に瞬時( $10^1 \sim 2 \text{ s}$ )におこる。s 過程では  $^{209}\text{Bi}$  あたりまでできる。r 過程では中性子流束が  $10^{18} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  以上でおこり、中性子捕獲ごとに  $\beta$  崩壊するよりも前に次の捕獲をするので大きな中性子過剰核まで進

み、Th, Uなどの核分裂する超重核にまで達するのである。これらの物質放出が元素起源に重要な寄与をする。

もし、コアの質量が $M_{\text{Ch}}$ より十分大きければ核子の反発力で収縮にブレーキがかかっても完全に止めることができず、重力半径以下に収縮してしまう。こうした天体の重力は一般相対論で記述され、ブラックホール(black hole)と呼ばれる時空構造を形成することになる。

### 中質量星の終末：I型超新星

小質量星は白色矮星になり、核燃焼がFeまで進む大質量星は中性子星やブラックホールになるが、これらの間の中質量星は途中で質量放出などを起こし、一部は白色矮星になる。中質量星の特徴は核燃焼率の温度依存性が大きい炭素燃焼が電子縮退圧優勢の状態で行き起こることである。これに対し、大質量星では核燃焼はすべて非縮退のなかで進行する。非縮退での核燃焼は、過度の核燃焼での温度上昇は膨張を誘起して直ちに温度を元に戻す作用が働き、フェールセーフの状態にある。しかし、この安定化作用は縮退圧優勢のもとでは働かない。温度上昇が直ちに膨張による安定化に結びつかないからである。このため、中質量星の縮退炭素コアでは暴走的核燃焼が進行し核爆発となる。I型超新星はこれにあたり、核エネルギーの開放で星物質は全体が飛び散って跡には何も残らないことになる。この際の爆発的要素合成(explosive nucleosynthesis)で加工された星物質の散布が元素起源に寄与する。また、種々の不安定な短寿命原子核が生成され飛散するので、しばらくは核 $\gamma$ 線の強力な放射源となる。

### コンパクト星の活動性

白色矮星は形成時にはUV(紫外線)星であるが、冷却とともに可視域でも見えるようになる。低温になるとともに冷却率も小さくなり、 $10^{-4} L_{\odot}$ の白色矮星は $10^{10}$  yもの時間を経てきたと推定される。したがって、こうした低光度の白色矮星は銀河系の年齢推定に役立つ。

中性子星の外観はX線星であるはずであるが、形成に必ず爆発を伴うため飛び散る高温物質からの放射が優越していて、本体を見るのは困難である。爆発時の熱は約 $10^4$  yで放出され、その後卓越してくるエネルギー放出は中性

子星の回転エネルギーを源とする種々の非熱的放射である。そしてこのエネルギー転換を仲介するのは $10^{12}$  gaussにも達する強力な磁場である。この段階( $10^3 \sim 7$  y)の天体が電波パルサーとして観測されている。

重力収縮した天体の自転が速くなることは角運動量保存から直ちに理解できる。また回転エネルギーは、それが重力エネルギーより小さければ、収縮で開放される重力エネルギーの一部分を留めて得られるから、適当な初期回転をもっていれば他の源を必要としない。回転による遠心力が重力より小さい条件から、回転周期 $T$ と平均密度 $\bar{\rho}$ の関係は

$$T > \sqrt{\frac{3\pi}{G\bar{\rho}}} \simeq 1 \left( \frac{10^{14} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}}{\bar{\rho}} \right)^{1/2} \text{ ms} \quad (1.49)$$

である。観測値は $5 \text{ ms} \sim 1 \text{ s}$ である。角運動量が保存して $10^6 \text{ cm}$ の半径になったとすれば、太陽半径の時には $1 \text{ ms} \cdot (10^{11}/10^6)^2 = 10^7 \text{ s}$ となる。太陽自転は平均 $26 \text{ day} (\simeq 2.2 \times 10^6 \text{ s})$ 周期であり、角運動量放出なしでは中性子星に達しえないほどに「大きな」初期回転をもっているといえる。

磁場を重力で支えておける条件は $GM/R > B^2/\bar{\rho}$ であり、 $B < 10^{17} (M/M_{\odot}) \cdot (10^6 \text{ cm}/R)^2 \text{ gauss}$ となる。プラズマに磁場の凍結している状況(付録[H]参照)では、微分回転によって磁場が増幅されるから回転エネルギーと同程度までに強力な磁場の存在は自然なことである。中性子星表面での大局的な磁場構造に由来して一部に電波放射のホットスポットができており、これが自転によって見えかくれすることにより電波の規則正しいパルスが観測される。これがパルサーである。

### 連星系コンパクト星の活動性

星の大半は連星系を作っているが、その中でも軌道半径が主系列星や巨星の半径程度にまで小さい場合には、一方の星から他の星への質量の移行がおこる。こうした近接連星(close binary)系の一方がすでに白色矮星か中性子星になっている場合には、これらのコンパクト星に物質降着がおこり、新たな重力エネルギー源が提供されることになる。

白色矮星の表面に堆積した物質が水素燃焼をフレアー的に起こしているのが

新星(nova)という現象であると考えられる。また、中性子星の表面に堆積し、水素燃焼を経た縮退 H, He 層が暴走的に核燃焼するのが **X 線バースター**である。

降着物質は一般には相手の星に対して角運動量をもつので直接降着できず、いったん角速度で釣り合う円盤を形成する。円盤の物質は、その内部摩擦で角運動量を外部に移動させることにより、じょじょに中心部に落下していく。中性子星まわりの**降着円盤(accretion disc)**はこの際の摩擦で発生した熱により **X 線**で輝くほど高温となる。これが**近接連星 X 線星**の定常な放射成分となっている。中性子星にプラズマを導く強い磁場があればホットスポットができて、その見えかぐれで **X 線パルサー**となる。また、近接連星系の軌道要素からコンパクト星の質量が推定できるが、その質量が中性子星の上限質量を越えるものもあり、これはブラックホールとみなされている。

このほかに、コンパクト星同士の近接連星が**連星パルサー**として観測されており、一般相対論の実験的検証に役立っている。また、高エネルギー  $\gamma$  線源、 $\gamma$  線バーストなどの現象にもコンパクト星が関与していると考えられている。

## 1-4 地球と太陽

惑星系は太陽系でしか観測されていないが、これは観測技術の制約によるものであり、その形成は星形成に伴う一般的な過程と考えられている。星の内部物質は高温・高圧のゆえに準平衡状態にあり扱いは比較的単純であるが、惑星の内部は固体物理的に極めて複雑であり、また多くの履歴を引きずる歴史科学の様相をおびてくる。

宇宙の物理的描像は地上および地球周辺での観測に大きく制約されている。こうした歪みを是正するためには、地球がおかれている自然環境を理解したうえでの適切な観測技術の向上が必要である。物理学の進展は、宇宙現象そのものの物理的解明とならんで、この宇宙観測技術の向上にも重要な影響を及ぼしている。

## 惑星、小惑星

銀河系円盤内の原子物質の大半は星の形態にある。星とは核燃焼する天体と解すれば、その質量  $M$  には下限がある。水素燃焼温度を与えれば図 1-5 より、原理的な下限質量が決まる。これは**木星質量** ( $10^{-3}M_{\odot}$ ) よりすこし大である。しかし、こうした下限質量以上でも  $M$  の減少とともに急激に光度が小さくなるから、観測上の  $M$  の下限はこれより大きくなる。こうした低光度星は**褐色矮星(brown dwarf)**と呼ばれる、銀河内暗黒物質の 1 つの候補でもある。

原子物質はさらに小さい質量の天体も形作っている。そうした小質量の天体の構成物質は急に複雑な様相を呈してくる。星の内部物質の状態方程式が単純なのは原子がイオン化していて、原子結合(イオン結合、共有結合、van der Waals 力による結合など)の複雑さが一切ないからである。原子は核と電子間の Coulomb 力が支配して成り立つ構造であり、原子間の力も原子内のさまざまな規則性由来して、化学や固体物理で扱われている多彩な性質が生み出されてくる。高温・高密度の状態では原子が存在しないため単純であり、通常の固体密度の状態が複雑なのである。惑星より軽い天体は正にそうした複雑な状態にあり、また物質状態は平衡組成ではないので歴史を背負った組成となる。

水素原子がその大きさ **Bohr 半径**  $a_B = \hbar^2/m_e e^2$  でびっしりと並んだ状態の密度は  $m_N/(2a_B)^3 = 1.4 \text{ g/cm}^3$  である。一方、自由電子の **Fermi エネルギー** (1.36) を平均 **Coulomb エネルギー**  $e^2 n^{1/3}$  と等しいと置くと、上述の値とはほぼ等しい密度が得られる。この密度より十分大きければ、原子は潰れていて電子は理想気体とみなせるのである。

原子の**圧縮率**は  $\mu_A \simeq Ry/(2a_B)^3 = 1.8 \times 10^{13} \text{ dyn/cm}^2$  (ここで  $Ry = e^2/2a_B$  は **Rydberg 定数**) で、これを上まわる力を受けなければ原子はその大きさを保つ。他方、固体の圧縮率  $\mu_S$  は、格子振動で動くのが原子であることを考慮すると、 $\mu_A$  より約  $\sqrt{m_e/m_N}$  倍小さい\*。

いま、原子  $N$  個からなる固体の塊を考えよう。 $N$  が十分小さければ自己重

\*  $m_p a_B \omega^2 \sim \frac{e^2}{a_B^2}$ ,  $\hbar \omega \simeq \sqrt{\frac{m_e}{m_N}} Ry$ .

力が物質構造に与える影響は無視できる。通常の固体塊はそうしたものであり、地上のような外部重力がなければ、自由な形に整形できる。しかし、十分に  $N$  が大きければ、固体の圧縮率を自己重力が上まわるので、必ず球形に整形されるはずである。この限界の  $N$  は

$$\frac{G(Nm_N)^2}{N^{1/3}a_B} \simeq Na_B^3 \cdot \mu_S \quad (1.50)$$

から、固体塊の質量は

$$M_S = \frac{1}{64} \left( \frac{e^2}{Gm_N^2} \right)^{3/2} \left( \frac{m_e}{m_N} \right)^{3/4} \varepsilon^{3/2} m_N \sim 10^{26} \varepsilon^{3/2} \text{ g} \quad (1.51)^*$$

ここで  $\mu_S = \varepsilon(m_e/m_N)^{1/2} \mu_A$  とした。数係数  $\varepsilon=1$  なら、これは地球質量 ( $10^{27.8} \text{ g}$ ) より軽い。  $\varepsilon$  は物質の種類に依存しており、小惑星物質ではこの限界質量は月質量 ( $10^{25.87} \text{ g}$ ) 近くになる。球形でない小惑星はたしかにこれ以下の質量である。また、原子が潰れる  $N$  を求めると、(1.50) で  $\mu_S$  の代りに  $\mu_A$  を用いて

$$M_A = M_S \left( \frac{m_N}{m_e} \right)^{3/4} \sim 2 \times 10^{30} \text{ g} \quad (1.52)$$

$$R_A \sim \left( \frac{e^2}{Gm_N^2} \right)^{1/2} a_B \sim 10^{10} \text{ cm}$$

となり、この  $M_A$  は木星の質量 ( $10^{30.3} \text{ g}$ ) とほぼ等しい。

### 固体地球

地球は大略球形である。山や海の凹凸の程度  $h$  は、重力の不均等性に伴う力を物質(岩石)の剛性で支えられる限度としてほぼ理解できる。原子数  $A$  の原子物質をとると、長時間スケールで液状化のふるまいをする条件は、

$$Am_N g_E h \gtrsim \varepsilon_{\text{liq}} \sqrt{\frac{m_e}{m_N}} Ry \quad (1.53)$$

他方、重力加速度  $g_E$  は、原子間距離を  $\lambda a_B$  ( $\lambda$  は数係数) として、

\*  $\frac{e^2}{Gm_N^2} = N_{\text{Ed}} \frac{m_e}{m_N}$ ,  $N_{\text{Ed}} \equiv \frac{e^2}{\hbar c} \frac{m_{\text{Pl}}^2}{m_N m_e} \sim 10^{39}$  は Eddington 数と呼ばれる。原子における電気力と重力の比を表わしている。

$$g_E \simeq \frac{GM_E}{R^2} \sim G \left( \frac{M_E}{m_N} \right)^{1/3} A^{2/3} (\lambda a_B)^{-2} m_N \quad (1.54)$$

これを(1.53)に入れて  $h \gtrsim h_E$  とかけば

$$h_E \simeq \frac{\varepsilon_{\text{liq}} \lambda^2}{A^{5/3}} \left( \frac{e^2}{Gm_N^2} \right) \sqrt{\frac{m_e}{m_N}} \left( \frac{M_E}{m_N} \right)^{-1/3} a_B \sim (20 \varepsilon_{\text{liq}}) \times 10^4 \text{ m} \quad (1.55)$$

ここで  $\text{SiO}_2$  を想定して  $A=60$ ,  $\lambda=4$  とした。いま問題にしているのは原子結合を横にずらす液状化の剛性であり、これは圧縮率よりは小さく、 $\varepsilon_{\text{liq}} \sim 20^{-1}$  である。この(1.55)は地上には  $10^4 \text{ m}$  を越える山がないことを意味している。(1.55)の関係はまた、凹凸が半径程度  $h \sim R \sim (M/A m_p)^{1/3} \lambda a_B$  になるとすれば(1.50)に還元される。

類似の議論として地上で生物(密度  $\rho_b$ , 太さ  $r_b$ , 高さ  $h_b$ ) が地上でころんで受ける傷の深さ  $\Delta r$  を推定してみると

$$\rho_b r_b^2 h_b \cdot g_E h_b \simeq \varepsilon_b \sqrt{\frac{m_e}{m_N}} Ry \frac{\rho_b}{A_b m_N} \Delta r r_b h_b \quad (1.56)$$

から、次の関係を得る。

$$\frac{\Delta r}{r_b} = \frac{A_b \varepsilon_E h_b}{A_E \varepsilon_b h_E} \quad (1.57)$$

したがって、自然に修復可能な傷の深さを  $\mathcal{N} a_B$  とすれば、地上でころんでも致命的でない生物の大きさが  $\sqrt{h_b r_b} \sim \mathcal{N}^{1/2} \cdot 10^{-1} (A_E/A_b)^{1/2} (\varepsilon_b/\varepsilon_E)^{1/2} \text{ cm}$  と求まる。

### 地球軌道

地球は太陽を回る9つの惑星の1つであり、最外周の冥王星は地球軌道の約40倍外にある。地球の公転速度は恒星の光行差(aberration)からわかる。半年おいて見た同じ恒星の方向が  $41''$  だけずれている。したがって、速度は  $v_E/c = \sin(41''/2)$  から、 $v_E = 9.94 \times 10^{-5} c = 29.8 \text{ km/s}$ 。一方、1年の秒数

$$1 \text{ 年} = 365.25 \text{ 日} \times 24 \text{ 時間} \times 60 \text{ 分} \times 60 \text{ 秒} = 3.16 \times 10^7 \text{ s} \quad (1.58)$$

だから、公転半径は

$$R = (29.8 \text{ km/s}) \times (3.16 \times 10^7 \text{ s}) / 2\pi = 1.49 \times 10^{13} \text{ cm} \quad (1.59)$$

正確には離心率 0.0167 の楕円軌道であり、平均距離は 1 天文単位 (1 AU) で

$$1 \text{ AU} = 1.495978 \times 10^{13} \text{ cm}$$

現在、この距離は月、惑星のレーダーエコーにより光速と時間の積として求まる距離と天体力学の計算とから求められている。

地球は半年間に 2 AU 移動するので、この長さを基線とする三角測量で星の距離が測定できる。角度差の半分が  $1''$  になる距離は 1 パーセク (pc) といい

$$1 \text{ pc} = \frac{1 \text{ AU}}{1''} = \frac{1.496 \times 10^{13}}{\pi(180 \times 60 \times 60)^{-1}} = 3.09 \times 10^{18} \text{ cm} \quad (1.60)$$

これは光が 1 年間に走る距離である 1 光年 (ly) の単位では  $1 \text{ pc} = 3.26 \text{ ly}$  である。

### 太陽のエネルギー

昼間の地上は太陽からの光に照らされている。地球が受けとるエネルギーの流れは太陽定数 (solar constant) と呼ばれ

$$\text{太陽定数} = 1.96 \text{ cal}/(\text{cm}^2 \cdot \text{min}) = 1.36 \times 10^6 \text{ erg}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s}) \quad (1.61)$$

実際には大気で約 1/3 が反射され、残りが地上まで達する。もし太陽が等方的に放射しているとすれば、全太陽放射率は

$$L_{\odot} = 4\pi(1 \text{ AU})^2 \times (\text{太陽定数}) = 3.83 \times 10^{33} \text{ erg/s} \quad (1.62)$$

太陽は  $32'$  の視角をもつから、半径は

$$R_{\odot} = 1 \text{ AU} \cdot \left(\frac{32'}{2}\right) = 6.96 \times 10^{10} \text{ cm} \quad (1.63)$$

したがって、黒体放射とした場合の温度は  $L_{\odot} = 4\pi R_{\odot}^2 \sigma T_{\text{eff}\odot}^4$  より  $T_{\text{eff}\odot} = 5785 \text{ K}$  となり、強度ピークは可視光域となる。スペクトルはコロナからの放射によって紫外-X線域では  $L_{\odot}$  の  $10^{-7} \sim 10^{-6}$  程度の強度をもち、また電波域では  $L_{\odot}$  の  $10^{-10}$  の強度のバーストがフレアの際に現われる。可視光放射は密度  $10^{-8} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$  の厚さ  $10^{26} \text{ km}$  の光球 (photosphere) と呼ばれる表面物質層で放射された連続光であるが、光球の上層の彩層中を通過する際に原子の特性線の部分が吸収され連続スペクトル上に無数の **Fraunhofer 線** (暗線) が存在する。吸収されたエネルギーは同じ波長の輝線として放射されるが、全方向に等方化さ

れるため暗線となるのである。日食時に彩層を横から見るとこの輝線 ( $H_{\alpha}$ ) が卓越し、赤色の閃光スペクトルを示す。

### 太陽表面、コロナ、太陽風

波長を変えて表面をみた場合に、観測される層は波長によって異なる。吸収の大きい波長では上層、吸収の小さい波長では下層が見える。下層では対流の上昇・下降の気体柱の上端が粒状斑となって見られる。太陽中でのエネルギー輸送は中心から半径の約 7 割までは放射輸送であるが、その上では対流輸送となり、薄い最上層部ではふたたび放射輸送となっている。放射エネルギー流の約  $10^{-6}$  は対流の気体運動のかたちで光球層を通過し、彩層とさらにその上のコロナ (corona) の加熱源となる。コロナは低密度のため  $10^6 \text{ K}$  もの高温となり、惑星空間の太陽風 (solar wind) へと連なっている。太陽放射率 (1.62) の  $10^{-6}$  のエネルギーが太陽風としてプラズマ流のかたちで放出される。

太陽面での磁場の平均は約 1 gauss だが、黒点では  $10^3 \text{ gauss}$  にも達する。この磁場は太陽の自転 (赤道で約 26 day 周期、高緯度ほど長周期) と絡んで複雑なプラズマ現象を起こす。これらの活動性は大局的には自転エネルギーの散逸過程であり、紅炎、フレアなどの太陽面爆発現象として観測される。これら爆発によるエネルギー放出も平均して放射の約  $10^{-6}$  にすぎない。これら太陽で観測されている多彩な活動性は太陽にだけあるものではなく、単に遠方のために他の恒星では観測されていないだけであると考えられている。

### 地球でのエネルギー流れ

太陽放射が地球を照射するエネルギー流は、地球半径を  $R_E = 6378 \text{ km}$  として

$$I_E = L_{\odot} \frac{\pi}{4\pi} \left(\frac{R_E}{1 \text{ AU}}\right)^2 = 1.73 \times 10^{24} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} = 1.73 \times 10^{17} \text{ W} \quad (1.64)$$

である。エネルギー流の源はこのほかに地熱  $10^{13.5} \text{ W}$  と潮汐  $10^{12.5} \text{ W}$  がある。潮汐による散逸は地球の自転エネルギーが月の公転に移る割合

$$|\dot{E}_{\text{rot}}| = E_{\text{rot}} \frac{\dot{P}}{P} = 10^{38.4} \text{ erg} \frac{5 \times 10^{-3} \text{ s}/100 \text{ y}}{1 \text{ day}} = 10^{22.7} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} = 10^{15.7} \text{ W} \quad (1.65)$$

の一部である。いま地球の収縮による重力エネルギーで  $l_E$  の流れを得ようとするれば、 $GM_E^2|\dot{R}_E|/R_E^2 \sim l_E$  より、 $|\dot{R}_E| \sim R_E/(10^{39.3} \text{ erg}/l_E) \sim R_E/10^{7.5} \text{ y} \sim 20 \text{ cm/y}$  となり、非現実的に大きな収縮速度となる。他方、地熱は  $|\dot{R}_E| \sim 10^{-2.7} \text{ cm/y}$  で得られる。しかし、現実には、地熱は重力ではなく放射性元素によるエネルギーと考えられている。火山活動は地熱流の約 1/100 が局所的に貯えられ、爆発的に開放されるものである。

次に人間社会のエネルギー消費を推定してみる。人間は 1 日当り 2000 kcal のエネルギーを食事で摂取しなければならない。これは生存に必要な最低量である。すると、50 億人では  $4.7 \times 10^{11} \text{ W}$  となる。一方、太陽放射  $l_E$  の  $2.3 \times 10^{-4}$  ( $4 \times 10^{13} \text{ W}$ ) が光合成のかたちで植物に蓄積される。生存に最低必要な量は光合成で捉えられる太陽エネルギーの  $10^{-2}$  に過ぎないが、文明国では最低量の  $10^3$  倍も消費している人もある。最近の日本一国での消費量は  $4 \times 10^{11} \text{ W}$  であり、全世界の最低必要量にほぼ達している。

#### 太陽放射と地球大気

地上での大気圧は  $P = 10^6 \text{ dyn} \cdot \text{cm}^{-2}$  であり、大気厚さは  $P/g_E = 1.03 \times 10^3 \text{ g/cm}^2$  だから、大気の総量は

$$M_{\text{大気}} = 4\pi R_E^2 \frac{P}{g_E} \simeq 10^{21.72} \text{ g} \quad (1.66)$$

これは海水の質量  $10^{24.12} \text{ g}$  にくらべて小量であるので、大気中の水蒸気量が天候で大きく変動する。もし、大気が等温であれば密度分布は Boltzmann 則より  $n(z) \propto e^{-z/z_0}$  であり

$$z_0 = \frac{kT}{g_E} = 8.4 \left( \frac{T}{288 \text{ K}} \right) \text{ km} \quad (1.67)$$

となるが、上層大気の温度はもっと複雑に変化している。

太陽放射の紫外線は高度約 50 km までの上層大気で吸収される。短波長 ( $\lambda < 10^3 \text{ Å}$ ) は O, N の電離で熱圏(高度  $10^2 \text{ km}$  以上)で遮蔽され、次は  $\text{O}_2$  の解離、さらに下層ではオゾン  $\text{O}_3$  の解離(最大吸収は高度 25 km)で紫外線の遮蔽は完結する。熱圏の上には電離層が約 500 km まで広がり、温度は  $10^3 \text{ K}$  にも達す

る。 $\text{O}_2$  による吸収で中間圏(高度 80 km ~ 50 km)は最大 290 K のピークをもつ。中間圏より下の成層圏では温度は下に向かって減少し、対流圏上端 (~11 km)で最低となる。密度は下層に向かって増加し、放射は吸収で下層に向かって減少するから、ある高度で反応(加熱)率はピークをもつ。この反応率の高度分布は Chapman プロファイルと呼ばれる。また、大気光はこれらの電離・解離の再結合過程で発生し、このプロファイルがその発生源分布を与える。

大気での吸収を免れた可視光 ( $7000 \text{ Å} \geq \lambda > 3800 \text{ Å}$ ) は地表に達して吸収される。ただし対流圏には雲が漂い、放射の約 30% は反射で出ていく。大気での吸収もあるので直接に地表を加熱するのは全放射の約 47% である。反射部分 (albedo) 以外は全部吸収されたとした場合の黒体温度は、

$$T_E = \left( \frac{R_\odot}{1 \text{ AU}} \right)^{1/2} T_{\text{eff} \odot} \left( \frac{1 - \text{albedo}}{4} \right)^{1/4} = 253 \text{ K} \quad (1.68)$$

しかし、地表大気平均温度は約 288 K ( $15^\circ \text{C}$ ) であり、この差は温室効果で説明され、上空に向かって温度は減少する。 $T_E$  の放射は赤外域にピークをもち、大気はこの波長域に対して不透明なのである。不透明な場合の放射輸送は温度勾配によって行なわれる。光学厚さ  $\tau$  での温度差は大よそ  $T_0^4 = (1 + \tau) T_\tau^4$  となる。ところで  $(288 \text{ K}/253 \text{ K})^4 \simeq 1.7$  だから、この赤外線に対する大気は不透明といっても  $\tau$  はせいぜい 1 のオーダーであることがわかる。金星大気では  $\tau \sim 68$  もあり、温室効果によって鉛が溶けるほどの高温になっている。

地球大気での波長  $10^{-3} \text{ cm}$  周辺の赤外線の吸収は  $\text{CO}_2, \text{NO}_2, \text{H}_2\text{O}$  などによる。 $\text{CO}_2$  の重量比組成は  $X_{\text{CO}_2} \simeq 4.5 \times 10^{-4}$  であるから、連続吸収とすれば、光学厚さ  $\tau \sim 10^3 (\text{g/cm}^2) \cdot X_{\text{CO}_2} \bar{\kappa} \sim 1$  より、 $\bar{\kappa} \sim 2.2 \text{ cm}^2/\text{g}$  となる。しかし実際には、吸収係数  $\kappa$  は分子による幾本もの線吸収によるものであり、 $\kappa$  のピークは  $10^3 \text{ cm}^2/\text{g}$  にも達する。一方、線吸収断面積(付録 [J])(J. 11)は(J. 5)により自発遷移率  $A$  と関係しているから、 $\Delta \nu$  に Doppler 幅をとると、 $A \sim 10^{-4} \text{ s}^{-1} \sim 1/(3 \text{ hour})$ 。この数字は必ずしも現実の  $\text{CO}_2$  の値には対応しないが、放熱の大よその時間を与える。太陽放射のエネルギー収支は、放射のみで閉じているわけではなく、約 23% は水蒸気の気化熱と対流で回っており、天候の変動をひき

起こして、風、波、気流などの運動には約 0.2% 振り分けられている。

### 磁気圏、月

太陽は放射以外に太陽風を放出している。このプラズマ流は地球磁場によって前面約  $10R_E$  のところで押しとどめられ迂回する流れとなり、下流は  $40R_E$  くらいまでその痕跡が残る。このキャビティを**磁気圏**(magnetosphere)という。太陽風のエネルギー流は  $0.5 \text{ erg}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$  ( $\approx 1 \text{ keV} \times 5 \text{ cm}^{-3} \times 400 \text{ km/s}$ ) で、放射の  $10^{-6.4}$  に過ぎないが受けとめる断面積が大きい ( $\sim 20R_E$ ) ので、 $2 \times 10^{20} \text{ erg/s}$  となり、さらにこの 1/10 程度が磁気圏内の現象、放射線帯、磁気プラズマ波動、オーロラ粒子、等々に用いられる。ただし、オーロラの発光層はずっと下層 (100~500 km) である。

磁気圏は  $10^5 \text{ km}$  のサイズだが、その外側に月の軌道 ( $3.84 \times 10^5 \text{ km}$ , 離心率 0.055) がある。月の影響で潮汐が起こるが、その反作用で地球自転と月公転が同期している。これはエネルギーが地球自転から月公転に移っていることを意味しており、1年に3cmほど月は遠ざかりつつある。この分、昔は1日が短く、1年の日数が多かったことになる。

## 1-5 宇宙の観測

宇宙の物理的情報を得る手段には、われわれが直接手にできる地上の物質と遠方より飛来するものがある。太陽から飛来するエネルギー流は地球周辺での環境・現象自体に大きな影響をもっているが、それ以外の飛来物はエネルギー的には微弱で目立った自然現象とは結びついていない。ただし宇宙線だけは例外であり、自然の放射線環境として無視できない効果をもっている。

宇宙線、太陽風、隕石などを別にすれば、飛来物は、光速で伝播する放射、しかも今のところは、電磁放射である。将来は、これにニュートリノと重力波が加わる可能性がある。また暗黒物質の1つの候補である中性弱作用重粒子が存在すればこれを飛来物に加えることもできる。しかし、現状では情報の大半は可視・赤外放射に集中し、電波とX線がこれに続いている。

### 空の明るさ

太陽光は大気原子による **Rayleigh 散乱** により空全体に広がって青空をつくる。空全体の明るさは、大気による反射と立体角などの補正をすればほぼ太陽定数の  $10^{-1}$  であり、青空の表面輝度は  $10^4 \text{ erg}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr})$  である。夜空の明るさはこの  $10^{-7}$  である。太陽面自体の表面輝度は、 $\Omega_\odot \approx 10^{-4} \text{ sr}$  だから、 $10^9 \text{ erg}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr})$ 、月面の表面輝度は青空の 0.2 程度である。

昼間は太陽光に曝されているので、太陽以外の天体の光学域での観測は邪魔される。そして、夜間の空も**夜光**(night sky light)があるために、完全な闇ではない。新月の夜空で、星の多い銀河面(天ノ川)を避けた極方向の可視光の表面輝度  $B_{\text{ns}}$  は

$$B_{\text{ns}} \approx 10^{-3} \text{ erg}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}) \quad (1.69)$$

で、天ノ川方向の星野光(star field light)はこの約 10 倍明るい。

$B_{\text{ns}}$  には点源に分解できない無数の星の光を積算した**星野光**と、それ以外に**大気光**(airglow)と**黄道光**が寄与している。大気光は昼間に励起された大気分子( $\text{OH}$ ,  $\text{O}_2$  など)の脱励起放射で、赤外線域に特に強く、約 20% を占める。残りの半分は**黄道光**(zodiacal light)で、これは太陽系面中のダストによる太陽の散乱光である。

$B_{\text{ns}}$  のような背景放射は可視光だけでなくどの波長の放射にも存在していて、点源の天体観測を邪魔する。表面輝度  $f \text{ (erg}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}))$  の背景放射のもとで、**角分解能**  $\Delta\theta$  の観測をすれば、視野中に  $f\Delta\theta^2$  のノイズが紛れ込む。したがって、見かけの明るさ  $l \text{ (erg}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s}))$  の点源の観測は次の条件を満たすように  $\Delta\theta$  を十分小さくする必要がある。

$$l > f\Delta\theta^2 \quad (1.70)$$

### 地球周辺での背景放射

太陽に由来する放射を差し引いても、銀河系内の太陽近傍の空間にはさまざまな背景放射のエネルギー流が存在している。これらを図 1-8 に示す。エネルギー的に大きいのは星からの可視光の総和としての背景放射とマイクロ波~ミリ波域の**宇宙マイクロ波背景放射**(CMB, cosmic microwave background)であ

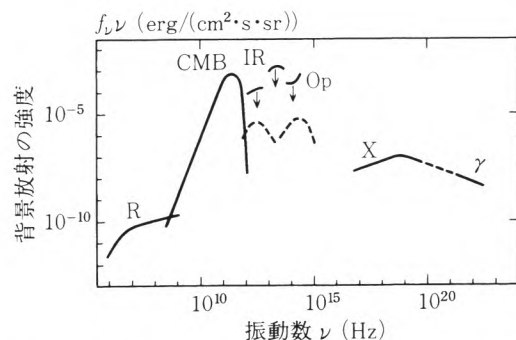


図 1-8 いろいろな振動数領域での背景放射の強度. CMB は宇宙起源, 電波(R)は星間空間起源だが, 赤外線(IR), 可視光(Op),  $\gamma$ 線( $\gamma$ )などは局所的源の積分値で説明される. IR, Op 域の破線で示した強度は銀河光の積分値の理論的推定値. X 線(X)も遠方の天体 X 放射の積分値が主と考えられている.

る. 赤外線域はまだ観測が不十分で, これらに匹敵するかどうかは不明である. 電波は星間空間で発生するシンクロトン放射であり, これと CMB は放射源自体がほぼ一様に広がったものである.

これに対し, 可視域の背景放射は星という点源の総和としても理解できる. 例えば, 銀河面に垂直方向の放射強度は

$$f = \frac{n_s L \cdot d}{4\pi} = 4 \times 10^{-3} \left( \frac{n_s}{\text{pc}^{-3}} \right) \left( \frac{L}{L_\odot} \right) \left( \frac{d}{200 \text{ pc}} \right) \text{ erg}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}) \quad (1.71)$$

となる. ここで  $\bar{n}$  はいろいろな明るさの星についての平均の意味であり, 星密度  $n_s$  と明るさ  $L$  を別々に与えることはできないが典型的には  $n_s = 5 \times 10^{-1} \text{ pc}^{-3}$ ,  $L = 5 \times 10^{-1} L_\odot$  であり,  $f = 10^{-3} \text{ erg}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr})$  となる. この流束はエネルギー密度

$$\epsilon = \frac{4\pi f}{c} = 3 \times 10^{-1} \left( \frac{f}{10^{-3} \text{ erg}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr})} \right) \text{ eV}/\text{cm}^3 \quad (1.72)$$

に対応する.

地球周辺でこれに匹敵するエネルギー流をもつ背景放射は宇宙線と CMB である. CMB は 2.74 K の黒体放射だから,

$$f_{\text{CMB}} = 1.01 \times 10^{-3} \left( \frac{T}{2.74 \text{ K}} \right)^4 \text{ erg}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}) \quad (1.73)$$

これは  $B_{\text{ns}}$  と同程度であるが,  $B_{\text{ns}}$  と異なってこの流束は銀河系外も含めてどこでも一様に存在すると考えられている. 宇宙線(cosmic rays)は粒子流は  $0.1/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr})$  と小さいが, 1 粒子当りの平均エネルギーが  $1 \text{ GeV} \simeq 1.6 \times 10^{-3} \text{ erg}$  と大きいので,  $B_{\text{ns}}$  の数分の 1 のエネルギー流をもつ. 宇宙線は荷電粒子であるために銀河磁場に捕えられて銀河系内で高い密度になっているもので, 銀河外の平均的空間ではずっと小さい強度しかないと考えられている.

### 天体の明るさ

距離  $D$  の天体からの放射率  $L(\nu)$  を振動数  $\nu_1$  から  $\nu_2$  の間で測定すれば, 見かけの明るさは

$$I_{\nu} = \frac{1}{4\pi D^2} \int_{\nu_1}^{\nu_2} L(\nu) d\nu \quad (1.74)$$

可視光-赤外線域では見かけの明るさを

$$m_{\nu} = -2.5 \log_{10}(I_{\nu}/2.48 \times 10^{-5} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}) \text{ mag} \\ = -2.5 \log_{10}(L_{\nu}/L_\odot) + 4.7 + 5 \log_{10}(D/10 \text{ pc}) \quad (1.75)$$

で定義される等級(magnitude)で表わす. 振動数域( $\nu_1 \sim \nu_2$ )を特定した等級は  $U, B, V, R$  (以上, 可視光域),  $I, J, H, K, L, M, N, Q$  (以上, 赤外線域)などの文字で表わされ, それらの差( $U-B, B-V$  など)は色指標(color index)として用いられる.

観測上は見かけの明るさに応じて分類されるが, それらの固有の光度は距離によって大きく異なる. 例えば, 太陽近傍の褐色矮星, 銀河系内の明るい天体(例えばかに星雲), 大型銀河, 明るい QSO が典型的な距離では次のように同じ見かけの明るさになる.

$$\left[ \frac{10^{-4} L_\odot}{(1 \text{ pc})^2} \right]_{\text{褐色矮星}} \simeq \left[ \frac{10^4 L_\odot}{(10 \text{ kpc})^2} \right]_{\text{かに星雲}} \simeq \left[ \frac{10^{10} L_\odot}{(10 \text{ Mpc})^2} \right]_{\text{大型銀河}} \simeq \left[ \frac{10^{14} L_\odot}{(1 \text{ Gpc})^2} \right]_{\text{QSO}} \quad (1.76)$$

このことは天体観測は諸種の階層の異なる天体にわたって総合的に計画される

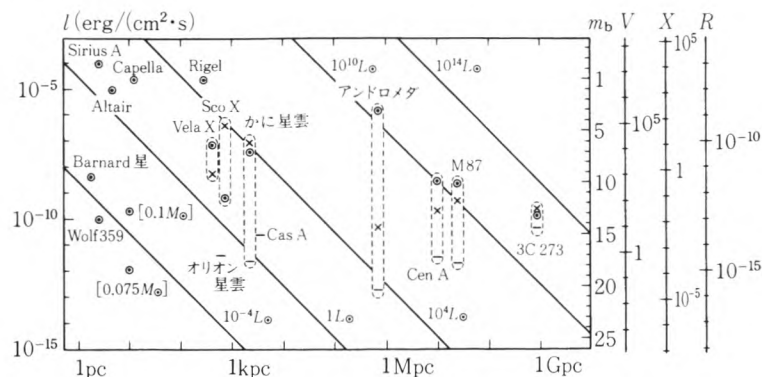


図 1-9 距離と見かけの光度の関係。可視光 $\odot$ 、X線 $\times$ 、電波 $-$ で表わし、同じ天体の場合には破線で囲んだ。  $L = 10^{-4} \sim 10^{14} L_{\odot}$  は絶対光度。左側の天体は近傍星で  $[0.1M_{\odot}]$ ,  $[0.075M_{\odot}]$  は各々この質量の褐色矮星を 10 pc に置いたときの光度。右側の尺度では、 $m_b$  は等級((1.75)式)、 $V$  は可視光子数流束((1.77)式)、 $X$  は X 線強度の Uhuru 単位、 $R$  は電波強度の  $W \cdot m^{-2}$  単位 ( $1 Jy \times 10^{10} Hz = 10^{-16} W \cdot m^{-2}$ )。

べきことを教えている。図 1-9 には種々の天体の例をあげた。

### 背景放射と角分解能

赤外線より波長の短い放射の観測は光子数の計数でなされる。可視域で等級  $m$  の光子流は

$$\frac{l}{h\nu} = 10^{6.8-0.4m} \left( \frac{\bar{\lambda}}{5500 \text{ \AA}} \right) \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \quad (1.77)$$

測定器が見込む角度  $\Delta\theta$  に入る  $B_{ns}$  (1.69) の光子流は

$$\frac{\Delta\theta^2 B_{ns}}{h\nu} \simeq 10^{-2.2} \left( \frac{\Delta\theta}{1''} \right)^2 \left( \frac{B_{ns}}{10^{-3}} \right) \left( \frac{\bar{\lambda}}{5500 \text{ \AA}} \right) \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \quad (1.78)$$

となり、 $\Delta\theta^2 B_{ns} = l$  とおけば、

$$m_{ns} = 22.5 - 5 \log(\Delta\theta/1'') \quad (1.79)$$

となる。 $\Delta\theta$  が大きいと夜空のノイズを上まわる限界光度  $m_{ns}$  は小さくなる。微光天体の観測には小さい  $\Delta\theta$  が要求される。他方、適当な時間ごとに十分な光子数をシグナルとして計測できるためには大面積での検出が必要となる。こ

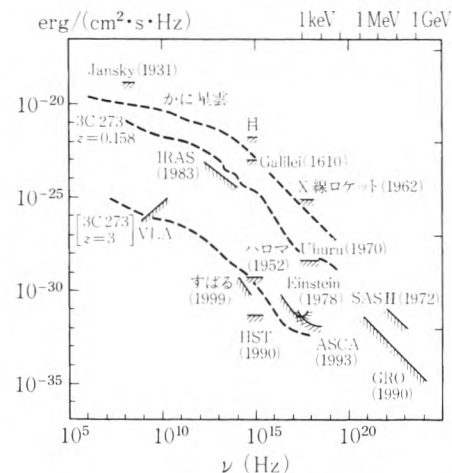


図 1-10 種々の振動数域での観測限界。検出装置の名前を付した  $////$  は点源の広い振動数域での実効的観測限界を示す。破線は かに星雲(超新星残骸)と 3C 273 (QSO) の光度スペクトル。[3C 273] は 3C 273 を  $z=3$  の距離においた場合のもの。

れには口径の大きな望遠鏡が必要となる。これらの進歩によって観測の限界は図 1-10 に示すように向上している。

赤外線、可視光は地上まで放射が達するが、大気屈折率\*の非一様性によって、光の進行方向に垂直な面内で位相にゆらぎが生ずる。位相差が 1 rad 程度になる横方向の長さは約 15 cm である。温度ゆらぎと関連した屈折率のゆらぎは対流圏と成層圏の境界にあるジェットストリーム層で大きく、ゆらぎサイズを見込む角度は  $\Delta\theta \sim 15 \text{ cm}/11 \text{ km} \sim 3''$  となり、時間変化のスケールは 2 ~ 5 ms である。こうして、大気の底では点源であるべき星像は振幅  $\Delta\theta$  で数 ms のオーダーでランダムに移動する。これを大気シンチレーションといい、その状態をシーイング(seeing)の条件という。適当な地点と望遠鏡の構造に工夫をすれば  $\Delta\theta \sim 0.1$  まで小さくできる。

ゆがんだ星像をコンピュータで加工して復元する補償光学、また大気の影響

\*  $n = 1.0 + 0.000296(x/1030 \text{ g/cm}^2)(273.2 \text{ K}/T)$ 。  $x$  はそこより上空にある物質厚さ。

をオンタイムで修正する能動(adaptive)光学, などが試みられている. 後者はレーザー光反射の情報で大気の影響を差し引きする試みである. また, HST (Hubble 宇宙望遠鏡)のように大気圏外に出た観測では大気シンチレーションはないが, 望遠鏡の回折による **psf** (point spread function)の補正は依然として必要である(付録 [D] 参照).

### CCD と光子カウント

可視光域での天体観測の記録は, 長年, 写真乾板が主であった. 近年, 赤外線より短波長については半導体素子検出器の **CCD** (charge-coupled device)が用いられるようになり, 光子がシグナルとして捉えられる量子効率(quantum efficiency)は写真の 0.1~0.2 から CCD の 0.8~0.9 に向上した. 検出の基本過程は, 一定時間  $\Delta t$  の光子吸収であるポテンシャル中に移動された電子数を一定時間おきに電流のかたちで計数することである. 電流計測のために CCD 面はピクセルに小さく区切られている. 例えば,  $5\text{ cm} \times 5\text{ cm}$  の CCD が 2048  $\times$  2048 個のピクセルに区切られていれば, 1 ピクセルのサイズは  $\Delta l_p = 24.4\text{ }\mu\text{m}$  である.

焦点  $F$ , 口径  $D$  の望遠鏡の焦点にこれを置けば, CCD 全面でみれる視野は  $5\text{ cm}/F = 2.9^\circ/F(\text{m})$  となり, 1 ピクセルの見込む角度は  $5''/F(\text{m})$  となる. したがって, そこに時間  $t$  内に入る  $B_{\text{ns}}$  の光子の個数は, (1.78)より

$$N_{\text{ns}} = \xi \frac{B_{\text{ns}}}{h\nu} \Delta\theta^2 \pi \left(\frac{D}{2}\right)^2 t$$

$$\sim 10^5 \xi \left(\frac{\Delta l_p}{24\text{ }\mu\text{m}}\right)^2 \left(\frac{D}{F}\right)^2 \left(\frac{t}{1\text{ min}}\right) \left(\frac{B_{\text{ns}}}{10^{-5}}\right) \left(\frac{\lambda}{5500\text{ }\text{\AA}}\right) \quad (1.80)$$

ここで  $\xi$  は減衰係数で, (大気吸収)  $\times$  (レンズ吸収)  $\times$  (量子効率)  $\times$  (分光率)  $\simeq 0.9 \times 0.8 \times 0.8 \times \xi_{\text{分光率}}$  であり, 多色分光では  $\xi_{\text{分光率}} \ll 1$  となる.

他方, 検出器内で熱的ゆらぎで生ずる暗電流  $J$ , 電流増幅器内のノイズ  $R$  などからの寄与に, シグナル  $f$  からの寄与も入れて, ゆらぎの標準偏差は

$$\mathcal{N} = \sqrt{\xi \pi \left(\frac{D}{2}\right)^2 f t + N_{\text{ns}} + J^2 t + R} \quad (1.81)$$

となる. したがって  $\pi(D/2)^2 f t > \mathcal{N}$  であれば,  $\Delta\theta$  の分解能で点源がとらえられる.  $\mathcal{N} \sim \sqrt{N_{\text{ns}}}$  とすれば, 観測限界は

$$l > \frac{1}{\pi} \left(\frac{2}{D}\right)^2 \sqrt{N_{\text{ns}}} \frac{1}{t}$$

$$\sim 10^{-3.2} \left(\frac{\Delta l_p}{24\text{ }\mu\text{m}}\right) \left(\frac{1\text{ m}^2}{FD}\right) \sqrt{\frac{1\text{ min}}{t}} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \quad (1.82)$$

となる. これは, ノイズの標準偏差より  $l$  が大きいとしたから, (1.70)とは異なる限界である.

大面積の CCD は広視野でいちどに多くの天体を同時観測すること, また時間変動の検出にも適している. 例えば, 銀河系内の中心部の星は約 10 kpc の距離にあるから  $L \simeq L_\odot$  なら  $m \simeq 20$  等級であり, これより明るい等級の星の数は  $10^6/1^\circ \times 1^\circ$  である. これは角間隔  $16''$  に対応する. こんどはこのような星が  $10^{11}$  個集まった銀河の光度は  $10^{3.5}\text{ Mpc}$  で同じく 20 等級である. 分光などでこれらから銀河を選び出せれば 20 等級より明るい銀河の数は  $10^6/\text{sr}$ , 限界を 22.5 等級まで上げるとその数は  $10^{7.5}/\text{sr}$  となり, 角間隔は  $1'$  である.

### 電波観測

電波強度は, Rayleigh-Jeans 波長域での黒体放射とみなしたときの輝度温度(brightness temperature)  $T_b$  で次のように表わされる.

$$I_\nu = \frac{2\nu^2}{c^2} k T_b(\nu)$$

$$= 3.08 \times 10^{-28} (\nu\text{ MHz})^2 (T_b(\nu)\text{ K}) \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \quad (1.83)$$

実際に黒体放射の場合は  $T_b(\nu)$  は  $\nu$  によらず一定となる. また  $1\text{ W} \cdot \text{m}^{-2} = 10^3\text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ .

いまアンテナの指向性を決めるビームパターンを  $P_\nu(\theta, \varphi)$  ( $P_\nu(0, 0) = 1$  に規格化)で表わせば, アンテナが受けとる利得(gain)は

$$W_\nu \Delta\nu = \frac{1}{2} A_{\text{eff}} \Delta\nu \iint I_\nu(\theta, \varphi) P_\nu(\theta, \varphi) d\Omega \quad (1.84)$$

で与えられる. ここで有効口径面積  $A_{\text{eff}} \equiv \lambda^2 \iint P_\nu(\theta, \varphi) d\Omega \equiv \lambda^2 / \Omega_A$  はアンテ

ナ直径を  $D$  とすれば  $A_{\text{eff}} = \eta\pi(D/2)^2$ ,  $\eta \approx 0.6 \sim 0.7$ , で与えられる. 単位  $\nu$  当りのパワー  $W_\nu$  をアンテナ温度  $T_a$  で表わせば, (1.84) より

$$T_a = \frac{\iint T_b(\theta, \varphi) P_\nu(\theta, \varphi) d\Omega}{\iint P(\theta, \varphi) d\Omega} \quad (1.85)$$

となり, 源の角度広がり  $\Omega_s$  が  $\Omega_A$  より大きい ( $\Omega_s > \Omega_A$ ) なら  $T_a = T_b$ ,  $\Omega_s < \Omega_A$  なら  $T_a = T_b(\Omega_s/\Omega_A)$  となる.

観測では  $T_a$  から  $T_b$  を算定し,  $F_\nu \equiv I_\nu \Omega_s = 2kT_b \Omega_s / \lambda^2$  によってエネルギー流束が出せる.  $10^{-26} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}$  の流束の大きさを  $1 \text{ Jy}$  (Jansky) または  $1 \text{ f.u.}$  (flux unit) と呼ぶこともある. (1.85) より

$$T_b = \frac{F_\nu (\text{Jy})}{3 \cdot (\nu \text{ MHz})^2 \Omega_s} \text{ K} \quad (1.86)$$

また, 電波源には  $(1')^2 = 3 \times 10^{-4} \text{ sr}$  に広がったものが多い.

他方, 受信器の読み出しには上記の信号以外に種々のノイズが混入する. ノイズには空の電波的明るさとアンテナ(地面の放射やシステム), 中継線, 受信器で発生するものがある. 空からのには宇宙起源(銀河電波と CMB)と大気起源放射とがある. 大気では  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{O}_2$  などによる吸収が大きく,  $T_b(\nu) = (\text{大気温度}) \times (1 - e^{-\tau_\nu})$  ( $\tau_\nu$  は光学厚さ) の灰色体放射がたち込めている. 長波長 ( $\lambda > 30 \text{ cm}$ ) では銀河電波, 短波長 ( $\lambda < 3 \text{ cm}$ ) では大気放射が優勢であるが, この間はノイズの少ない谷間になっていて, ノイズ温度は CMB の輝度温度  $2.7 \text{ K}$  となる. 吸収が大きい場合には  $T_b^{\text{obs}} e^{\tau_\nu \sec \theta} = T_b$  ( $\theta$  は天頂からの角度) によって補正しなければならない.

読み出しには種々の原因のノイズが混入するが, それらの強度を温度  $T_i$  で表わし, またバンド幅を  $\Delta\nu$ , 観測時間を  $t$  とすれば, ノイズの標準偏差は

$$\Delta T = \frac{\sum T_i}{\sqrt{\Delta\nu t}} \quad (1.87)$$

となる. 方向を変えた測定で  $\Delta T$  以上の利得があれば, その方向に電波源が検出されたことになる.

背景放射のエネルギー流を比べると,  $\nu \approx 10^{10} \text{ Hz}$  で  $10^{-6} \text{ erg}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr})$  であり, これは可視光での  $B_{\text{ns}}$  より  $10^{-3}$  小さい. しかし, CMB が最大となる振動数域では  $B_{\text{ns}}$  に匹敵する大きさになる. (また, 大気中ではさらにその  $10^{1.2}$  倍も大きい.) 可視光の  $B_{\text{ns}}$  は大気, 太陽系, 銀河系内に原因のあるもので, 銀河外の平均的場所での赤外-可視域における宇宙的背景放射ではない. 銀河系外でも同じ強度で CMB に匹敵する宇宙的背景放射はまだ確認がなく, 観測の上限は CMB と同程度である. しかし, 理論的推定値は CMB の  $10^{-2}$  以下と考えられている(図 1-8). このことは CMB のエネルギーが並外れて大きくて, その原因が他の振動数域での背景放射のように天体からの放射の和では説明できないことを如実に教えている. これが, 原始火の玉の残光という特殊なものであることは 1-6 節で説明する.

### X 線観測, $\gamma$ 線観測

大気(原子物質一般)は紫外-軟 X 線 ( $< 1 \text{ keV}$ ) にかけて大きな吸収係数,  $\sim 10^5 \text{ cm}^2/\text{g}$ , をもち,  $1 \text{ keV}$  から  $10^{1.5} \text{ keV}$  にかけて電子散乱の吸収係数,  $\sigma_{\text{Th}}/2m_p \approx 0.2 \text{ cm}^2/\text{g}$ , まで減少し,  $\gamma$  線ではさらに  $10^{-1}$  小さくなる.

宇宙 X 線観測衛星は  $500 \sim 1000 \text{ km}$  上空の軌道にある. この高度は静止衛星 ( $36000 \text{ km}$ ), 放射線帯 ( $3000 \sim 10000 \text{ km}$ ) よりは低く, スペースシャトル ( $200 \sim 1000 \text{ km}$ , HST は  $500 \text{ km}$ ) と同程度である.  $500 \text{ km}$  は電離層の上端にあたり, 温度は  $700 \sim 2000 \text{ K}$  で日変化する熱圏にあり, 密度は  $10^{-8} \text{ cm}^{-3}$ , 天頂方向の物質厚さは  $10^{-8} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$  であるから軟 X 線に対しても十分透明である.

この高度には宇宙線が吸収されることなく侵入しており, その流束は  $0.1/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr})$  以上ある. 比例計数器などの X 線検出器は, これら宇宙線(2 次粒子も含む)を検出してしまいうので大きなノイズ源となっている. 検出器がカウントするこれらのノイズを  $B_1 (\text{count} \cdot \text{s}^{-1})$ , X 線背景放射強度を  $B_2 (\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1})$ , 口径面積  $A$ , 立体角  $\Omega$ , 観測時間  $t$  とすれば, 標準偏差は

$$\sigma = \sqrt{\frac{B_1/A + B_2\Omega}{At}} \quad (1.88)$$

となる.  $2 \sim 10 \text{ keV}$  では  $B_2 = 1 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$  であり, これはエネルギー流

$10^{-8} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$  に対応する.

最初の X 線衛星 Uhuru では  $A = 10^3 \text{ cm}^2$ ,  $B_1 = 10 \text{ s}^{-1}$ ,  $\Omega = 5^\circ \times 5^\circ$  で  $B_1$  の効果の方が大きい.  $t = 5 \times 10^4 \text{ s}$  ( $\sim 14$  時間) とし,  $3\sigma$  を検出限界とすれば, その値は  $10^{-3} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  となる. この強度  $10^{-11} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  を 1 Uhuru という.  $10^{-11} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} / 5 \text{ keV} = 10^{-32} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}$  である (図 1-10). Einstein 衛星でも  $B_1$  の効果が大きく, 観測限界は図 1-10 のようになっている.

X 線観測の指向性は金属の遮蔽体によって導くコリメーター (パイプ, ワイヤ, すだれ, など) では  $1^\circ \sim 1'$  のオーダーの分解能である. これに対し, 金属表面での微小角散乱を利用した反射鏡を用いて  $5''$  の分解能も達成されているが, 集光が悪くなるので明るい源に限られている.

$\gamma$  線もやはり大気圏外に出て観測されるが, 高エネルギーでは風船 ( $< 3 \times 10^4 \text{ m}$ ), 飛行機 ( $\sim 10^4 \text{ m}$ ) の高度でも観測される.  $\gamma$  線は電子対を生成する以上のエネルギーをもつから, 生成された電子対のエネルギーを効率よく光子に転換する蛍光物質 (NaI, CsI) を用いたシンチレーション検出器が用いられる. X 線の場合と同様にこれら検出器は強力な宇宙線の放射線環境下にあるので, 大気外からの宇宙  $\gamma$  線であることのチェックが重要である. このためにアンチコインシデンス法などの回路が駆使される.  $10 \text{ MeV}$  では  $10^5$  に 1 つのイベントを拾うことになる.  $100 \text{ MeV}$  以上の高エネルギー  $\gamma$  線検出にはスパークチェンバーを搭載することになる.  $\gamma$  線衛星 GRO 搭載の BATSE は  $6 \times 10^{-8} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2}$  以上の  $\gamma$  線バーストに感度があり, EGRET は  $(20 \sim 3) \times 10^4 \text{ MeV}$  の高エネルギーで  $5 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  の検出が可能である.

### 超高エネルギー粒子

エネルギー流としては同程度でも高エネルギー粒子の場合には粒子流は非常に小さい. 例えば,  $10^{15} \text{ eV}$  の宇宙線の入射率は  $\text{km}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} = (3.4 \text{ m})^2 \cdot \text{day} \cdot \text{sr}$  当たり 1 粒子と, 非常に小さいので必然的に大面積の検出器が要求される. 一方, 高エネルギー粒子の測定は低エネルギーの電子・光子に増殖させて, その個数を数えることでなされる. 超高エネルギーの場合には, この粒子「増殖」の場所として大気, 海, 湖, 大地などの自然の空間が利用されている.

高エネルギー粒子は電子対生成と制動放射による電磁カスケードシャワーによって多数のシャワー粒子 (電子対, 光子) に増殖して最大数に発達した後で, イオン化損失でしだいに減少していく. 最大発達 は物質厚さ  $X_0 \ln(E/E_c)$  で起こり, 最大粒子数は  $E/E_c$  である. 大気では  $E_c \approx 81 \text{ MeV}$ ,  $X_0 \approx 37 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$  となる. したがって大気中でのエアシャワー (air shower) の最大発達が地上に達するのは  $E \gtrsim 10^{19} \text{ eV}$  の場合である. それより小さいエネルギーならエアシャワーは大気の上空で起こる現象で, シャワー粒子は地上に達しない. しかし, 上空でのシャワー粒子は Cherenkov 光とシンチレーション光を発するので, 地上に設置した光学検出器 ( $10^{-(2 \pm 1)} \text{ s}$  の閃光検出) によって観測可能となる. このような方法では, 有効検出面積を飛躍的に拡大することができる. また, Cherenkov 光は到来方向を指示するので超高エネルギー  $\gamma$  線源の方向を探索することができる.

### ニュートリノ, 弱作用重粒子, 重力波

電磁作用をしないニュートリノ ( $\nu$ ), 弱作用重粒子 (WIMP, weakly-interacting massive particle), 重力波などの宇宙からのシグナルを検出する試みも始まっている. WIMP は加速器実験では未確認だが, 超対称大統一理論から予言される弱相互作用をする安定な電荷ゼロの粒子 (SUSY 粒子) である.

$\nu$  の反応断面積  $\sigma_\nu$  は, 弱ボゾン質量 ( $\sim 90 \text{ GeV}$ ) 以下では,  $E_\nu^2$  に比例し, 低エネルギーでの  $\sigma_\nu$  は小さい. このため星の熱核現象で発生する  $10 \text{ MeV}$  オーダーでは  $\sigma_\nu \sim 10^{-41} \text{ cm}^2$  であり, 到来方向情報がわかる中性流反応 ( $\nu e^- \rightarrow \nu e^-$  など) ではさらにこの  $10^{-2}$  である. しかし, 中性流反応は原子核の多核子コヒーレント反応で  $\sigma_\nu \propto (\text{核子数})^2$  のように大きくなることもある.

光子の CMB に対応したビッグバン起源の黒体ニュートリノ放射が存在するはずであるが,  $E_\nu \sim 10^{-4} \text{ eV}$  と小さいので検出は不可能である. 星の核現象では, 光放射に匹敵する量の  $\nu$  が放出される. 太陽では光の約 2%, 超新星爆発では光よりも  $10^2$  倍も大きなエネルギーが  $\nu$  で放出される. 太陽  $\nu$  については 2-2 節でふれる. SN 1987 A の際にニュートリノバーストが検出されているが, このバーストの  $\nu$  流束は  $10^{10} \text{ cm}^{-2}$  で, これは地上での太陽  $\nu$  流束  $10^{10.8} \text{ cm}^{-2}$ .

$s^{-1}$  の約 1 秒分に当たる。これについては 2-10 節でふれる。

ビッグバン宇宙の WIMP の残存量はその質量  $m_X$  によって決まる (4-4 節)。これらが銀河系ハローに束縛されていてその密度をハロー密度  $\rho_H \sim 10^5 \rho_{cr}$  の  $\alpha$  倍とすれば、質量  $M_{det}$  の検出器内で起こるイベントの割合は

$$r_X = \langle \sigma_X v \rangle \frac{\alpha \rho_H M_{det}}{m_X m_N} \simeq \alpha \left( \frac{M_{det}}{1 \text{ kg}} \right) \text{ day}^{-1} \quad (1.89)$$

WIMP と核子の非弾性衝突による反跳で核子は keV オーダーのエネルギーを得る。これを検出することは  $M_{det}$  を大きくするとより困難になる。

宇宙現象での重力波は、連星合体などで発生するので振動数は  $\sim \text{kHz}$  となる。時空計量テンソルを  $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}$  と書けば、重力波部分  $h_{\mu\nu}$  による重力波エネルギー流束は

$$f_{GW} \sim \frac{c^3}{G} \langle \dot{h}^2 \rangle \sim 10^{44.6} \left( \frac{\nu}{1 \text{ kHz}} \right)^2 h^2 \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \quad (1.90)$$

距離  $D$  にある天体の崩壊で、 $\alpha M c^2$  のエネルギーが  $\beta r_g/c$  時間で重力波エネルギーに転化したとすれば

$$4\pi D^2 f_{GW} \sim \frac{\alpha M c^2}{\beta r_g/c} \sim \left( \frac{\alpha}{\beta} \right) \frac{c^5}{G} = 10^{59.5} \left( \frac{\alpha}{\beta} \right) \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \quad (1.91)$$

だから  $h \sim (\alpha/\beta)^{1/2} \lambda/D$ 。  $\lambda$  は重力波波長。いま  $f_{GW}$  = 太陽定数 (1.62) とおけば、 $h \sim 10^{-19} (1 \text{ kHz}/\nu)$  となる。現在、レーザー干渉計を用いた重力波検出で目指している  $h$  は  $10^{-20} \sim 10^{-23}$  である。

## 1-6 原始火の玉

地球近傍で観測される CMB は、2.74 K の黒体放射のスペクトルをもつ。そして、この放射は宇宙空間を一様に満たしていて、膨張宇宙初期の原始火の玉の証拠であると考えられる。推論の根拠は、星間物質はこの波長域に対して透明であること、および、この波長域でこの強度の放射源は存在しないこと、などである。銀河系内の主要なエネルギー流は星からの可視光であるが、上記の放

射エネルギーはこれに匹敵する。したがってその起源は局所源ではありえない。この CMB は宇宙黒体放射ともよばれる。

### 放射優勢宇宙

現在、宇宙黒体放射のエネルギー密度  $\rho_r$  と核子の質量エネルギー密度の平均値  $\rho_N$  の比は

$$\left( \frac{\rho_r}{\rho_N} \right)_0 = \frac{n_r k T_B}{n_N m_N c^2} \sim \frac{400 \text{ cm}^{-3}}{10^{-6} \text{ cm}^{-3}} \frac{2.5 \times 10^{-4} \text{ eV}}{1 \text{ GeV}} \sim 10^{-4} \quad (1.92)$$

しかしこの比率は膨張宇宙の過去にさかのぼると増大する。エネルギー密度の変化は各々  $\rho_N \propto a^{-3}$ ,  $\rho_r \propto a^{-4}$  だから、全エネルギー密度は

$$\rho(t) = \rho_N(t_0) \left( \frac{a(t_0)}{a(t)} \right)^3 + \rho_r(t_0) \left( \frac{a(t_0)}{a(t)} \right)^4 \quad (1.93)$$

両者が等しくなるイコール時刻  $t_{eq}$  は  $a(t_{eq})/a(t_0) = 10^{-4}$  だから、その時刻はほぼ  $t_{eq} = (10^{-4})^{3/2} t_0 \sim 10^4 \text{ y}$  となる。それ以前では放射優勢であったことになる。したがって、この放射の源は質量エネルギーの一部を解放するといった機構に頼ることはできない。現在、この源は素粒子の統一理論が想定する真空状態の転移によるもので、その際のエネルギー差によって励起された黒体放射の残光がこの放射の起源であると考えられている。

放射優勢時代での膨張則は、全粒子の黒体放射密度を  $g\rho_r$  とかいて

$$\frac{1}{a^2} \left( \frac{da}{dt} \right)^2 = \frac{8\pi}{3} G g \rho_r \quad (1.94)$$

ここで  $g$  は  $g$  因子と呼ばれる。この式は (1.5) において、 $a$  の小さい時代では左辺の 2 項が右辺に比べて大きくなるから、右辺を無視して得られる。(1.94) で  $\rho_r \propto a^{-4}$  だから  $a \propto t^{1/2}$  と解け、これを (1.94) の左辺に代入すれば

$$\frac{1}{t^2} = \frac{32\pi}{3} G g \rho_r = \frac{32\pi}{3} G g a_r T^4 \quad (1.95)$$

したがって

$$kT = \left( \frac{45}{16\pi^3} \right)^{1/4} \frac{T_{Pl}}{g^{1/4}} \left( \frac{t_{Pl}}{t} \right)^{1/2} \simeq \frac{2.6}{g^{1/4}} \frac{1}{(t \text{ s})^{1/2}} \text{ MeV} \quad (1.96)$$

ここで、 $a_\gamma = \pi^2 k^4 / 15 (\hbar c)^3$  は放射係数((C.7)式参照)、 $T_{Pl} = m_{Pl} c^2$ ,  $t_{Pl} = \hbar / m_{Pl} c = G m_{Pl} / c^3 \simeq 10^{-43.3} \text{ s}$  はエネルギーと時間の Planck 単位。

現在の時刻  $t_0$  と温度  $T_0 \simeq 2.7 \text{ K}$  は、われわれの宇宙を特徴づける量である(1.92)が介在して、Planck 単位と次のように関係している。

$$t_0 = \frac{1}{g^{1/2}} \left( \frac{45}{16\pi^2} \right)^{1/2} \left( \frac{T_{Pl}}{2.7 \text{ K}} \right)^2 \left( \frac{\rho_\gamma}{\rho_N} \right)_0^{1/2} t_{Pl} \sim 10^{10} \text{ y} \quad (1.97)$$

(1.96)は  $t \ll 1 \text{ s}$  といった時期の火の玉は高エネルギー反応のつぼだったことを教えている。図 1-11 に宇宙の時刻と加速器エネルギーの対応を示したが、原始火の玉は地上では達成不可能なエネルギーの天然の加速器であったという視点が大事になってくる。高エネルギー反応の痕跡を宇宙の姿に探るといふ研究方法を示唆している。

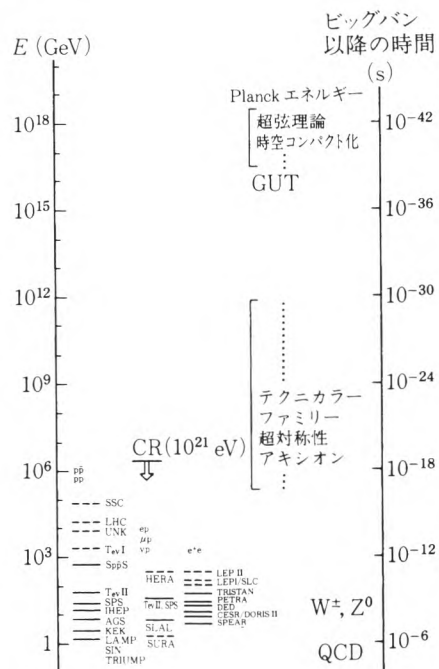


図 1-11 原始火の玉のエネルギー(温度)・時刻と加速器エネルギーの比較。

### 真空転移に伴う励起

素粒子相互作用の統一理論の試みは、ゲージ理論と真空転移(対称性の破れ)を 2 大支柱にしている。場の量子論では素粒子は真空の励起としてとらえられるが、この真空状態がユニークでなく、ゲージ対称性の破れをひきおこす転移を経験しているというのが、統一理論の試みの重要な要素である。

このアイデアに従えば、真空エネルギー密度が強い 1 次相転移の前後で異なっており、その差  $\Delta V$  が黒体放射励起に用いられれば

$$ga_\gamma T^4 \simeq \Delta V \quad (1.98)$$

の放射が発生する。この放射が膨張により  $T \propto a^{-1}$  のように冷えて現在の  $2.7 \text{ K}$  になったのだとすれば、それ以来

$$\frac{a(t_0)}{a(t_{GUT})} \sim \frac{T_{GUT}}{2.7 \text{ K}} \sim 10^{28} \left( \frac{T_{GUT}}{10^{16} \text{ GeV}} \right) \quad (1.99)$$

倍の膨張があったことになる。ここで真空転移が大統一理論(GUT)のエネルギースケールで起こったとして規格化してある。この膨張の大きさは、現在観測されている宇宙空間の領域  $c/H_0 = 10^{28} \text{ cm}$  が  $t_{GUT}$  の当時は  $1 \text{ cm}$  のミニサイズであった、と表現してもよい。

### 励起素粒子の組成と密度ゆらぎ

励起される原始火の玉の特性として重要なのは組成と密度分布である。組成としては諸々の素粒子が励起されるが、時間とともに多くは崩壊して姿を消すので、重要なのは後まで残存するものである。素粒子起源論とは、生成ではなく、消滅の機構を調べて残存粒子(relic particle)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、他の崩壊粒子からも供給される。有限質量粒子は温度が下がれば、正反粒子の対消滅で姿を消していく。しかし、対消滅の反応が弱い場合には消滅が十分におこらずに、全部あるいは一部分が残存することになる。このために、重力作用以外ほとんど作用しない弱作用粒子が大量に現在まで残存している可能性がある。現在の素粒子標準理論では少なくともニュートリノがそうした残存粒子である。また、統一理論の試みでは大きなゲージ群を仮定するために数多くの未知の粒子を導入す

ることになる。そして、種々の保存則があるためそれらのある部分は残存粒子となる。これらの弱作用残存粒子は宇宙の暗黒物質の候補となりえるし、また暗黒物質の質量よりも大きな残存粒子質量を結論するような素粒子理論は排除される。

クォークは強い作用をしており、もし正反同数なら、 $10^{-20}$ の程度まで対消滅が進むはずであるが、現実にはこの予想と大きくはずれている。原因は、対消滅時に正反粒子数に差が生じていたために、その差額以上に対消滅が進まなかったことにあとと考えられる。この差額は**宇宙バリオン数**と呼ばれ、消滅前では  $n_{\gamma} \sim n_B \sim n_{\bar{B}}$  であったことを考慮して、

$$\Delta B = \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_{\gamma}} \sim \frac{10^{-6} \text{ cm}^{-3}}{400 \text{ cm}^{-3}} \sim 2 \times 10^{-8} \quad (1.100)$$

と表現される。この数値は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  $CP$  対称性の破れの大きさと関係して理解されると考えられている。

原始火の玉励起時の密度分布には、転移前の真空状態でのエネルギー密度の量子的ゆらぎがそのまま刻印される。そして、今日の銀河をはじめとする多彩な天体構造はこの原始火の玉励起時の密度ゆらぎが重力的に成長してできたものと考えられる。現在の天体構造から直接に**原始ゆらぎ**を推定するのは、まだ緩和を経験していない大スケールの構造以外では、不可能である。一方、後述するように大スケールでは**CMB**の異方性として原始ゆらぎの大きさが観測されている。それによると、ゆらぎ振幅は  $10^{-5}$  と極めて小さい。

宇宙が真空状態から始まったとする種々の理論的試みは**インフレーション宇宙**と呼ばれている。この理論の具体的なかたちの確定には、この原始ゆらぎの大きさを定量的に導出することが最も重要な鍵となる。

### インフレーション宇宙

宇宙全体の大きさを  $R$  とし、 $R = \alpha(c/H_0)$  と書けば、 $\alpha \gg 1$  であることが分かっている。原始火の玉励起時の大きさは、 $T_{\text{GUT}} \sim \beta T_{\text{Pl}} (\beta < 1)$  と書いて

$$R(t_{\text{GUT}}) \sim \frac{\alpha}{\beta} 10^{30} l_{\text{Pl}} \quad (1.101)$$

いま時空の膨張を支配する一般相対論の作用積分  $S_G$  (M.3) の大きさを計算すると、スカラー曲率を  $\mathcal{R}$  と書いて、

$$\begin{aligned} S_G &= \frac{3c^4}{8\pi G} \int \mathcal{R} \sqrt{-g} d^4x \\ &\sim \frac{c^4}{G} \frac{1}{(c\tau)^2} R^3 c\tau \\ &\sim \hbar \left( \frac{c\tau}{l_{\text{Pl}}} \right)^2 \left( \frac{R}{c\tau} \right)^3 \end{aligned} \quad (1.102)$$

ここで、 $\tau = R/\dot{R}$  は変動の時間スケール、 $\mathcal{R} \sim (c\tau)^{-2}$ 。したがって (1.101) と (1.102) より

$$(S_G)_{\text{GUT}} \sim \hbar \frac{\alpha^3}{\beta} 10^{90} \gg \hbar \quad (1.103)$$

であり、真空転移時の時空ダイナミクスは十分に古典的(非量子的)であったことがわかる。他方、(1.3)より

$$\left( \frac{R}{c\tau} \right)^2 \simeq \dot{R}^2 = \frac{8\pi G \rho R^2}{3c^2} + 2E \quad (1.104)$$

ここで、 $d(G\rho R^2)/dR > 0$  なら、 $R/\tau$  も  $\tau$  も膨張により増大するから、(1.102) の  $S_G$  も増大する。したがって時間を逆にたどれば  $S_G$  は減少していき、 $R \sim l_{\text{Pl}}$  にまで減少すれば、 $S_G \sim \hbar l_{\text{Pl}}/c\tau \leq \hbar$  となる。このような場合のダイナミクスは量子力学的に扱わねばならない。

$d(G\rho R^2)/dR > 0$  という条件は通常の励起エネルギー(放射や質量エネルギー)の密度に対しては成立しない。これに対し、真空エネルギーは体積膨張とは連動して変化する必要がないから、一定に留まることもできる。 $\rho$  = 一定ならこの条件は満足され、 $R$  は指数関数的に膨張する。 $G\rho$  が一定でなくても、 $d(G\rho R^2)/dR > 0$  の条件を満たせば、速度  $\dot{R}$  が膨張とともに大きくなるという意味で、加速度膨張であると呼ぶことができ、このような膨張を**インフレーション**という。そして、真空転移の時点から**インフレーション膨張**を  $(\alpha/\beta)^{1/3}$

$\times 10^{30}$  倍も逆にたどれば  $S_G \sim \hbar$  の状態にいたるのである。このような状態を量子宇宙(quantum universe)という。

### 量子宇宙

時空ダイナミクスを量子力学的にあつかう量子重力論はまだ完成していない。一般相対論は4次元多様体の力学として重力を記述する非量子力学的な理論である。一方、重力を含む相互作用の統一理論を目的とする量子重力理論では、 $l_{Pl}$  サイズの時空の基本構成要素としての元時空(弦(ストリング), ベビー宇宙など)を導入する。一般相対論の時空多様体は  $l_{Pl}$  よりはるかに大きなスケールで粗視化した記述(低エネルギー記述)の有効の実体であるとみなされる。ちょうど物体の原子的記述と連続体記述の関係と類似の関係にある。したがって元時空要素の協同的ふるまいの一形態として膨張宇宙などの古典時空があるのだという描像が得られる。

原子集団の連続体(流体)記述でも、超流動のように、量子効果が重要になる場合がある。同じように、元時空の低エネルギー記述で得られる時空多様体記述が妥当である場合でも、量子効果が重要な場合がある。この段階の取扱いとして、一般相対論に現われる物理変数の量子論がある。一様等方空間を特徴づける物理変数は3次元空間のスケール因子  $a$  であり、この変数の量子力学を考えることになる。正準量子化の処方にしたがえば、時間変数の一般座標変換の対称性のゆえに、状態を記述する波動関数  $\Psi$  に対しては Hamilton の拘束条件が課せられる。この条件式(M. 30)を Wheeler-DeWitt 方程式(付録[M] 参照)という。真空エネルギー  $V_\phi(\phi_0)$  が一定のモデルでは、この Wheeler-DeWitt 方程式は

$$\left[ \frac{d^2}{da^2} - V_{\text{eff}}(a) \right] \Psi(a) = 0 \quad (1.105)$$

となり、 $V_{\text{eff}}(a)$  は図 1-12(a) のようにふるまう。 $a \gg H^{-1}$  の領域が古典領域であり、 $a$  の小さい領域で量子的ふるまいが顕著になる。しかし量子状態を指示する宇宙の波動関数  $\Psi$  を決めるには、(1.105)だけでは不十分で、境界条件を必要とするのでその設定をめぐる新たな問題が生ずる。

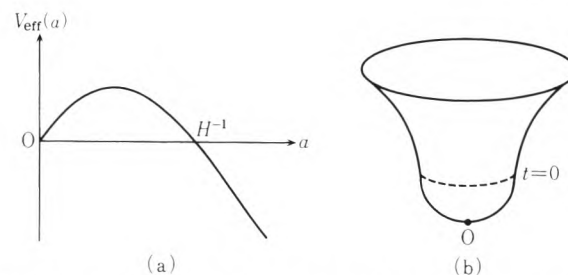


図 1-12 (a) 真空エネルギー一定での Wheeler-DeWitt 方程式の有効ポテンシャル, (b) 「無からの創生」。

この路線では宇宙の創生, すなわち膨張する古典時空の発生, を量子状態の古典化としてとらえることになる。例えば, 図 1-12(a) のポテンシャルの山の  $a=0$  の側(量子状態)から  $a > H^{-1}$  の側にトンネル効果で抜け出ることが古典化につながる。量子状態では古典時空がないのでこれを「無」と呼んで、これを「無からの創生(creation from nothing)」と表現している。この課題はまた、観測過程を含まない閉じた量子系の古典化を個別量子状態間の非干渉性(decoherence)として理解する量子力学の基礎とも関連している。古典化を波動関数の収縮とみなすコペンハーゲン解釈と異なって、波動関数が非干渉性の古典状態の混合になることを古典化とみなすこの解釈は多世界解釈(many-world interpretation)とも呼ばれる。

トンネル効果の  $0$  と  $H^{-1}$  の間では時間は虚数として経過すると考えることができる。そうすると、(M. 35)でみるように、図 1-12(b)のような時空のダイナミクスを考えることになる。そしてこのような時空構造も「無からの創生」と表現される。

本来の時空の創生は、元時空要素の協同化、物質と相互作用、多様体トポロジー変化、等の過程として論じられなければならない。これらは、元時空と時空多様体の量子論がたがいに絡み合い判然と分離できない未解決な問題なのである。

## 1-7 宇宙黒体放射と構造形成

原始火の玉では黒体放射と物質との熱平衡が成立していたが、膨張するにつれて熱平衡がしだいに切れていく。現在観測されている **CMB** は物質との結合を脱した宇宙黒体放射の残光である。この残光の異方性は物質との脱結合時の物質密度分布のゆらぎの情報を現在に伝えている。この観測される密度ゆらぎを種にして現在の天体構造を説明しようとするのが**構造形成**の課題である。現在の宇宙は冷えた原始火の玉に多彩な内部構造が発生しつつある段階とみなせる。

### 物質との脱結合

光子黒体放射が電離した原子物質(プラズマ)との熱平衡を維持している場合には、水素原子のイオン化度  $x$  は **Saha** の式(C.15)

$$\frac{x^2}{1-x} = \frac{2}{n} \frac{(2\pi m_e k T)^{3/2}}{h^3} e^{-\chi_I/kT} = \frac{10^{18.3-68.5/T_3}}{(\Omega_B h^2/10^{-1.6}) T_3} \quad (1.106)$$

により与えられる。水素のイオン化エネルギー  $\chi_I = 13.6 \text{ eV}$ ,  $T_3 \equiv T/10^3 \text{ K}$  である。温度が下がるにつれて  $x \simeq 1$  からずれてきて、(1.106)の左辺が1になるのは  $T \simeq 10^{3.57} \text{ K}$  であり、これ以下の温度では急激に  $x$  が減少し原子の中性化がすすむ。このために電子との **Thomson** 散乱で局所的にとじ込められていた黒体放射の光子は、電子密度の急激な減少によって散乱しなくなり、自由に四方に飛散することになる。このように水素原子の中性化によって、 $z_D \simeq 10^{3.57} \text{ K}/2.7 \text{ K} \sim 10^{3.1}$  の時期に物質との**脱結合**(decoupling)がおこる。

黒体放射の各光子は自由に走行を始めるが、もともと一様に分布していたので各光子は互いに場所を入れ換わるだけで、一様分布は引きつづき一様にとどまる。各光子は脱結合時  $t_D$  以来赤方偏移を受けるから

$$\nu(t) = \frac{a(t_D)}{a(t)} \nu(t_D) \quad (1.107)$$

これを、脱結合時の体積  $V_D$  内に存在していた黒体放射のスペクトル分布に代入すると

$$V_D \frac{\nu_D^2 d\nu_D}{e^{h\nu(t_D)/kT_D}-1} = \left[ V_D \left( \frac{a(t)}{a(t_D)} \right)^3 \right] \frac{\nu^2 d\nu}{e^{h\nu(t)/kT(t)}-1} \quad (1.108)$$

ここで  $T(t) \equiv T_D a(t_D)/a(t)$ 。  $V_D (a(t)/a(t_D))^3$  は  $t$  における  $V_D$  の共動体積であるから、(1.108)の右辺は時間  $t$  での「温度」  $T(t)$  の黒体放射が存在していると見なせる。しかし、これはあくまでもかつて存在していた黒体放射の残光であって、現在も物質と熱平衡にある黒体放射とは質的に異なっていることに注意を要する。

現在の宇宙では銀河間物質はイオン化しており、 $t_D$  から現在までの間に再イオン化されている。その原因は形成された天体によるエネルギー放出によると考えられる。再イオン化が  $z \simeq 10$  より現在に近い時期でおこれば、宇宙黒体放射と物質との結合は密度が低いために無視できる。

### 異方性と密度ゆらぎ

簡単のため再イオン化が十分に遅かったとすれば、**CMB** は  $z_D \simeq 10^{3.1}$  からの光子である。他方、観測されている最も過去の天体は  $z \simeq 5$  の **QSO** である。光は直進するから  $z$  の大きい源はより遠方に位置している。現在観測される光子の脱結合時の位置は**最終散乱面**(last scattering surface)と呼ばれる。この位置より遠方では過去を見る観測(**look-back**)は不可能である。

膨張する空間での光の走行は、動径共動座標を  $\chi$  として、

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a(t)^2 d\chi^2 = 0 \quad (1.109)$$

で与えられる。時刻  $t$  に場所  $\chi(t)$  から放射された光子が  $\chi=0$  における観測者に  $t_0$  に達したとすれば、その軌跡は

$$\chi(t_z) = \int_{t_z}^{t_0} \frac{cdt}{a(t)}, \quad z+1 = \frac{a(t_0)}{a(t_z)} \quad (1.110)$$

この放射体は現在は  $r_z(t_0) = a(t_0)\chi(t_z)$  の距離にある。 $a \propto t^{2/3}$  とすれば

$$r_z(t_0) = 3ct_0[1-(1+z)^{-1/2}] \quad (1.111)$$

$z \rightarrow \infty$  の地点、 $r_\infty(t_0)$ 、を**粒子地平線**(particle horizon)という。地平線と最終散乱面との距離は  $\Delta r \simeq 3ct_0/\sqrt{10^{3.1}}$  となる。また、 $t_D$  当時の地平線の大きさは  $r_\infty(t_D) \simeq 3ct_D$  であるから、その現在における大きさは

$$10^{3.1} r_{\infty}(t_D) = 10^{3.1} (10^{-3.1})^{3/2} r_{\infty}(t_0) = 10^{-1.55} r_{\infty}(t_0) \quad (1.112)$$

最終散乱面での質量  $M$  を含む球の直径を見込む角度は

$$\Delta\theta = \left[ \frac{M}{(4\pi/3)\rho(t_D)r_D(t_D)^3} \right]^{1/3} \simeq (10^{0.7})' \left( \frac{M}{10^{15}M_{\odot}} \right)^{1/3} \left( \frac{h}{\Omega_0} \right)^{1/3} \quad (1.113)$$

最終散乱面の輝度分布の濃淡  $\delta F$  は温度ゆらぎを表わしさらに温度ゆらぎが物質密度と断熱的に関係しておれば, CMB 異方性として検出される.

$$\left( \frac{\delta F}{F} \right)_{\Delta\theta} = \left( \frac{\delta T}{T} \right)_{M(\Delta\theta)} = \frac{1}{3} \left( \frac{\delta \rho}{\rho} \right)_{M(\Delta\theta)} \quad (1.114)$$

観測は  $\Delta\theta > 7'$  について行なわれており, ゆらぎは  $10^{-5}$  のように小さいことが確認されている. 人工衛星搭載の COBE は  $\Delta\theta \simeq 10^\circ$  の分解能でほぼ全天の分布を測定した. 脱結合時の地平線を見込む角度は (1.112) より  $(180^\circ/\pi) \times 10^{-1.55} = 1.6^\circ$  となり, これ以上のサイズは当時は超地平線サイズである.

最終散乱面輝度ゆらぎの観測は脱結合時の宇宙には天体構造がまだ存在しなかったことを教えている.  $z \simeq 10^3$  では無構造だが,  $z \simeq 5$  では既に QSO が見えており, その時代から現在までに種々の階層の構造ができてきている.

### 密度ゆらぎの成長

密度ゆらぎの大きさは, どのスケールで粗視化するかに依存している. 長さは膨張で変化するので, 粗視化のサイズを質量で表わす. ある決まった体積内の質量の平均  $\langle \tilde{M} \rangle$  を  $M$  とし, ゆらぎ  $\delta M = \tilde{M} - M$  の標準偏差を  $\sigma(M, t) = \sqrt{\langle (\delta M)^2 \rangle} / M$  と書けば, 最終散乱面輝度分布のゆらぎ観測から,  $M > 10^{18} M_{\odot}$  では  $\sigma(M, t_D) \simeq 10^{-5}$  である. 次に, 現在の密度ゆらぎを観測で決めることを考えてみる.

まず, 天文観測から輝いている銀河の空間分布  $n_g(\mathbf{x})$  が得られるが, これと全物質密度  $\rho(\mathbf{x})$  との関係は一義的でない. 非一様密度分布は非一様な重力場をつくるので, 銀河の速度から  $\rho(\mathbf{x})$  を決めることは原理的には可能であるが, 速度場観測は非常に難しい. 銀河分布のデータからは  $\sigma_g(10^{15} M_{\odot}, t_0) \simeq 1$  であるが, 全密度のゆらぎはこれより小さいと考えられている. いずれにせよ, 銀河団 ( $\sim 10^{15} M_{\odot}$ ) より小さいサイズでは非線形ゆらぎ, それ以上のサイズで

は線形ゆらぎであるとみなしてよい.

密度が平均より高い領域の周囲では, 重力による減速が平均よりも強いので, 膨張がゆっくりになる. このためこの領域の密度コントラストは時間的に成長する. 半径  $R$  の球領域をとって, 速度ゆらぎを  $v$ , 質量ゆらぎを  $\delta M$  とすれば,  $(v/HR)^2$  を無視する線形近似では

$$\frac{1}{2}(HR+v)^2 - \frac{G(M+\delta M)}{R} \simeq -\left(\frac{2}{HR} \frac{|v|}{\sigma} + 1\right) \frac{GM}{R} \sigma \equiv -K(M) \quad (1.115)$$

ここでは (1.5) の  $E_M = 0$  の宇宙モデルをとり, また速度ゆらぎは密度ゆらぎで生じたもののため  $v/\sigma < 0$  であるとして符号をとってある. さらに, この場合には, ゆらぎの運動エネルギーと重力エネルギーの比は, (1.117) でみるように, 一定である. すなわち  $(v/\sigma HR)^2 = \text{const.}$  であり, 全エネルギー  $K$  は一定だから  $\sigma \propto R \propto t^{2/3}$ ,  $v \propto t^{1/3}$  となる. 密度ゆらぎの場合  $\delta(\mathbf{x}, t)$  と速度ゆらぎの場合  $\mathbf{v}(\mathbf{x}, t)$  は連続方程式  $\dot{\delta} + \nabla \cdot \mathbf{v} = 0$  で結ばれているから, これを半径  $R$  の球について積分して, Gauss の定理を用いれば

$$-\int \nabla \cdot \mathbf{v} dV = -4\pi R^2 v = \int \dot{\delta} dV = \dot{\delta} \frac{4}{3} \pi R^3 = H\sigma \frac{4}{3} \pi R^3 \quad (1.116)$$

$$\therefore \frac{|v|}{HR\sigma} = \frac{1}{3} \quad \text{または} \quad K = \frac{5}{3} \frac{GM}{R} \sigma \quad (1.117)$$

(1.117) で全エネルギー  $K(\sigma)$  の評価は線形ゆらぎの段階で行なっているが,

$$\frac{1}{2} \dot{R}^2 - \frac{GM}{R} = -K(M) \quad (1.118)$$

の関係自体は非線形段階でも成り立つ.  $\sigma > 0$  なら,  $R$  は最大値  $R_{\max} = GM/K(M)$  に達した後には収縮に転ずる. 収縮段階では球内の小サイズのゆらぎがより成長しているから, 実際には小さいかたまりに分裂して互いに内部運動をもつ重力多体系に転化すると考えられる. エネルギー散逸が小さければ, 緩和した後の平衡状態ではビリアル定理 (B.6) より  $2K = GM/R_v$  だから, 平衡系の半径  $R_v$  は

$$-\frac{GM}{R_{\max}} = K - \frac{GM}{R_v} = -\frac{GM}{2R_v}$$

$$\therefore R_v = \frac{R_{\max}}{2} \quad (1.119)$$

となる。このような過程によって  $\sigma(M) > 0$  の領域は、自己の重力で宇宙膨張を脱出して、重力平衡系をつくることになる。また  $\sigma(M)$  は  $M$  の増加とともに減少する関数だから、構造形成は小さいサイズから始まって、順次、大きなサイズに及ぶことがわかる。

ここで  $\sigma(M)$  はあくまでもゆらぎの標準偏差であって、ある領域をとった場合の質量ゆらぎ  $\bar{\sigma} \equiv \delta M/M$  は統計変数であることに注意する必要がある。これが従う統計法則が Gauss 分布であるとすれば、出現確率は  $\exp[-\bar{\sigma}^2/2\sigma^2]$  に従い、 $\bar{\sigma}$  の大きなゆらぎの頻度は小さくなる。しかし、数は少ないが  $\bar{\sigma}(M) > \sigma(M)$  のゆらぎの確率も有限であって、例外的に早期に形成されるものが必ずある割合で存在することを忘れてはならない。QSO などはそうした例外的に早く収縮したゆらぎのピークと考えられている。エネルギー放出天体の形成はガスの熱状態に大きな影響を与え、ガスから天体への転化過程をも支配するようになる。このため、構造形成は重力 1 元論ではいかなくなり、放射と物質の作用を含む複雑な様相を呈することとなる。

## 2 星

### 2-1 球対称天体のダイナミクス

天体が球対称であれば、中心から同じ距離にある球殻上では物理量は同一であるので、位置の指定は半径  $r$  のみでできる。しかし、動的な問題では、ある球殻以内に含まれる質量  $M_r$  を Lagrange 座標として採用する方が便利である。そうすれば、

$$\frac{\partial r}{\partial M_r} = \frac{1}{4\pi r^2 \rho} \quad (2.1)$$

#### 運動方程式とエネルギーの式

$M_r$  を座標変数にとれば、半径  $r(M_r, t)$ 、圧力  $P(M_r, t)$ 、単位質量当りの体積  $\rho(M_r, t)^{-1}$ 、単位質量当りのエネルギー  $E(M_r, t)$  の変化は、運動方程式と熱力学第 1 法則より次のように与えられる。

$$\frac{\partial^2 r}{\partial t^2} = -4\pi r^2 \frac{\partial P}{\partial M_r} - \frac{GM_r}{r^2} \quad (2.2)$$