

高エネルギー電子の銀河内伝播

野村良志子*・藤井 正美・西村 純

(1985年5月31日受理)

Propagation of High Energy Cosmic Ray Electrons in the Galaxy

By

Y. NOMURA, M. FUJII and J. NISHIMURA

Abstract: We investigate the propagation of high energy cosmic ray electrons in the Galaxy on the bases of leaky box and nested leaky box model. Here, we use new approximate expansion to evaluate the formula to see the spectral changes of the electron spectrum according to the variations of the parameters in these models.

Numerical integrations are also performed to make more detail comparison with our observed electron spectrum upto 2 TeV. In the nested leaky box model, we also treat the case in which energy dependence of the electron life time is different in the source region and in the galactic space.

Relationships are discussed between the parameters of this energy dependence and ratio of energy loss of electrons in the source region to that in the galactic space, which give good agreements with the observed spectrum. Astrophysical significance of these parameters are also discussed in this paper.

1. はじめに

宇宙線高エネルギー電子は、銀河内を伝播する際に、主にシンクロトロン輻射と逆コンプトン効果によりエネルギーを失う。そのエネルギー損失の割合は、電子のエネルギー E の2乗に比例している。これは損失による寿命が E^{-1} に比例していることを表わしており、伝播モデルとして Leaky Box Model[1]を考えると、銀河からのもれの寿命との比較により、スペクトルに折れまがりが予想されることになる。

* 神奈川県立衛生短期大学

一方、電子の源とみられる超新星残骸 (SNR) からは非熱的電波が観測されているので、電子は源領域でもエネルギーを失っている。したがって、源領域にもう1つ Leaky Box を持つと考える Nested Leaky Box Model [2] [3] は、この源領域でのエネルギー損失を見積もるのに有効であると思われる。

この論文では、まず Leaky Box Model, Nested Leaky Box Model を扱った新しい計算方法について述べ、観測値との比較を行うことにする。

2. モデルの計算

2-1 Leaky Box Model

銀河を1つの Leaky Box と考えるモデルである。高エネルギー電子のスペクトルを $N(E)$ とおくと、 $N(E)$ は次の方程式を満たしている。

$$\frac{N(E)}{\tau(E)} - \frac{d}{dE} [bE^2 N(E)] = Q(E)$$

ここで $Q(E)$ は電子の源でのスペクトルで、 $E^{-\gamma}$ とおく。 $\tau(E)$ は電子の銀河からのものの寿命を表わし、一般に $\tau_0(E/E_0)^{-\delta}$ の形をとるとする。 b は電子の銀河内におけるエネルギー損失係数で、

$$\frac{dE}{dt} = -bE^2, \quad b = 10^{-16} \left(W_{ph} + \frac{\langle B^2 \rangle}{8\pi} \right) (\text{GeV} \cdot \text{sec})^{-1}$$

と表わされる。ここで $(W_{ph} + \langle B^2 \rangle / 8\pi)$ は、銀河内における光子及び磁場のエネルギー密度 (eV/cc) である。このエネルギー密度はほぼ 1 (eV/cc) と考えられているので、 b はおよそ $10^{-16} (\text{GeV} \cdot \text{sec})^{-1}$ の値をとる。

上の方程式の解は、スペクトル $N(E)$ が $E \rightarrow \infty$ でゼロとなるようにおくと、適当な変数変換をしたのちに、

$$N(E) = \int_0^{\frac{1}{bE}} \frac{Q\left(\frac{E}{1-bEt}\right)}{(1-bEt)^2} \exp\left[-\int_0^t \frac{dt'}{\tau\left(\frac{E}{1-bEt'}\right)}\right] dt \quad (1)$$

となる。ここで、 t はエネルギー損失に費やされた時間を表わす。

τ が E によらない場合、 \exp の項は $e^{-t/\tau}$ となり、 τ が E のべき関数の場合には、次に示す Silverberg の解 [4] が得られる。

$$N(E) = \int_0^{\frac{1}{bE}} \frac{Q\left(\frac{E}{1-bEt}\right)}{(1-bEt)^2} \exp\left[\frac{-1+(1-bEt)^{1-\delta}}{bE\tau(E)(1-\delta)}\right] dt \quad (2)$$

この積分は、合流型超幾何関数を使ってエネルギーが高い場合と低い場合における値が求められているが [5]、よりわかりやすいスペクトルの形を得るために次の計算を行う。

新たに $X = bEt$, $\lambda(E) = bE\tau(E)$ とおく.

エネルギー損失による寿命を T_e とおくと, $T_e = 1/bE$ であるから, X , $\lambda(E)$ は, それぞれ t , $\tau(E)$ の T_e に対する比, t/T_e , $\tau(E)/T_e$ を表わしている.

(2) 式は

$$N(E) = \int_0^1 \frac{Q\left(\frac{E}{1-X}\right)}{(1-X)^2} \exp\left[\frac{-1+(1-X)^{1-\delta}}{\lambda(E)(1-\delta)}\right] \frac{dX}{bE} \quad (3)$$

となる. ここで $1-\delta$ が小さいとして次の様な展開,

$$\exp\left[\frac{-1+(1-X)^{1-\delta}}{\lambda(1-\delta)}\right] = \exp\left[\frac{-1+1+(1-\delta)\log(1-X)+\frac{1}{2!}\{(1-\delta)\log(1-X)\}^2+\dots}{\lambda(1-\delta)}\right]$$

を行い, 展開の第1項, $(1-X)^{1/\lambda}$ で近似する. この近似は $\delta=1$ の場合には正確に成り立つ.

この近似を使うと, $N(E)$ は積分できて,

$$N(E) \simeq \frac{1}{bE^{\gamma+1}} \frac{1}{\gamma-1+\frac{1}{\lambda(E)}}$$

となる. ここで, $\gamma-1=1/\lambda(E)$ となる E の値を E_c とおけば,

$$E_c = \left\{ (\gamma-1)b\tau_0 \left(\frac{1}{E_0}\right)^{-\delta} \right\}^{-\frac{1}{1-\delta}} \quad (4)$$

であり,

$$E \ll E_c \text{ のとき, } N(E) \simeq \frac{\lambda(E)}{bE^{\gamma+1}} \propto \frac{1}{E^{\gamma+\delta}}$$

$$E \gg E_c \text{ のとき, } N(E) = \frac{1}{bE^{\gamma+1}(\gamma-1)} \propto \frac{1}{E^{\gamma+1}}$$

が導かれる.

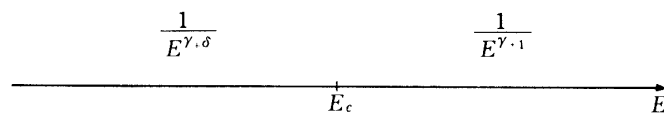


図1 Leaky Box Model で期待される電子スペクトルの変化

以上のことから、銀河を単純な Leaky Box と考えると、電子のスペクトルはパラメータ b , τ できまる E_c 付近で折れまがることが予想される。スペクトルのベキは、図 1 に示す様に高エネルギー側で $E^{-(\gamma+1)}$ 、低エネルギー側で $E^{-(\gamma+\delta)}$ となる。

2-2 Nested Leaky Box Model

前節では銀河を 1 つの Leaky Box と考えたが、ここではそれに加えて、源領域がもう 1 つの Leaky Box になっているモデルを考える。いわゆる Nested Leaky Box Model と呼ばれているモデルである。高エネルギー電子は源領域で加速され、それと同時に源領域の磁場により、シンクロトロン輻射でエネルギーを失っている。この源におけるエネルギー損失係数を b_1 、平均寿命を $\tau_1(E) = \tau_{01}(E/E_{01})^{-\delta_1}$ 、発生スペクトルを $Q_1(E) = E^{-\gamma}$ とおくと、電子の源領域でのスペクトル $N_1(E)$ は (3) より

$$N_1(E) = \int_0^1 \frac{Q_1\left(\frac{E}{1-X}\right)}{(1-X)^2} \exp\left[\frac{-1+(1-X)^{1-\delta_1}}{\lambda_1(1-\delta_1)}\right] \frac{dX}{b_1 E} \quad (5)$$

ここで $\lambda_1 = b_1 E \tau_1(E)$ とおいた。

さらに電子は、源領域から単位時間あたり $1/\tau_1(E)$ の確率で銀河にもれ出すから、銀河空間のソーススペクトルを $Q_2(E)$ とおくと、

$$Q_2(E) = \frac{N_1(E)}{\tau_1(E)} \quad (6)$$

となる。そして、銀河内における電子スペクトル $N_2(E)$ を (3) と同じ Leaky Box Model の解、

$$N_2(E) = \int_0^1 \frac{Q_2\left(\frac{E}{1-X}\right)}{(1-X)^2} \exp\left[\frac{-1+(1-X)^{1-\delta_2}}{\lambda_2(1-\delta_2)}\right] \frac{dX}{b_2 E}$$

と表わす。ここで $\lambda_2(E) = b_2 E \tau_2(E)$ とおいた。

(6) 式の $Q_2(E)$ を代入し、

$$N_2(E) = \int_0^1 \frac{1}{(1-X)^2} \frac{N_1\left(\frac{E}{1-X}\right)}{\tau_1\left(\frac{E}{1-X}\right)} \exp\left[\frac{-1+(1-X)^{1-\delta_2}}{\lambda_2(1-\delta_2)}\right] \frac{dX}{b_2 E} \quad (7)$$

ここで (7) 式の N_1 に (5) 式を代入すると、結果は次の様な 2 重積分となる。

$$N_2(E) = \frac{1}{\lambda_1 b_2 E^{\gamma+1}} \int_0^1 dX \int_0^1 dX' (1-X)^{\gamma-1-\delta_1} (1-X')^{\gamma-2} \exp\left[\frac{-(1-X)^{1-\delta_1} + \{(1-X)(1-X')\}^{1-\delta_1}}{\lambda_1(1-\delta_1)}\right] \exp\left[\frac{-1+(1-X)^{1-\delta_2}}{\lambda_2(1-\delta_2)}\right] \quad (8)$$

2-1節の場合と同様な展開を用いて,

$$\exp\left[\frac{-(1-X)^{1-\delta_1} + \{(1-X)(1-X')\}^{1-\delta_1}}{\lambda_1(1-\delta_1)}\right] \exp\left[\frac{-1+(1-X)^{1-\delta_2}}{\lambda_2(1-\delta_2)}\right]$$

$$\simeq (1-X')^{\frac{1}{\lambda_1}} (1-X)^{\frac{1}{\lambda_2}}$$

と近似すると, $N_2(E)$ は積分できて,

$$N_2(E) \simeq \frac{1}{\lambda_1 b_2 E^{\gamma+1}} \frac{1}{\gamma-1 + \frac{1}{\lambda_1}} \frac{1}{\gamma-\delta_1 + \frac{1}{\lambda_2}}$$

が得られる. ここで $\gamma-1=1/\lambda_1(E)$ となる E の値を E_{c1} , $\gamma-\delta_1=1/\lambda_2(E)$ となる E の値を E_{c2} とおくと,

$$E_{c1} = \{(\gamma-1)b_1\tau_{01}E_{01}^{\delta_1}\}^{-\frac{1}{1-\delta_1}}$$

$$E_{c2} = \{(\gamma-\delta_1)b_2\tau_{02}E_{02}^{\delta_2}\}^{-\frac{1}{1-\delta_2}}$$

今仮に $E_{c1} > E_{c2}$ とすると, N_2 は,

$$E \ll E_{c2} \text{ のとき, } N_2 \simeq \frac{\tau_2(E)}{E^\gamma} \propto \frac{1}{E^{\gamma+\delta_2}}$$

$$E_{c2} \ll E \ll E_{c1} \text{ のとき, } N_2 \simeq \frac{1}{b_2(\gamma-\delta_1)E^{\gamma+1}} \propto \frac{1}{E^{\gamma+1}}$$

$$E_{c1} \ll E \text{ のとき, } N_2 \simeq \frac{1}{b_1 b_2 (\gamma-1)(\gamma-\delta_1)} \frac{1}{E^{\gamma+2} \tau_1(E)} \propto \frac{1}{E^{\gamma+2-\delta_1}}$$

これは, スペクトルが E_{c1} と E_{c2} の2か所で折れまがることを示している.

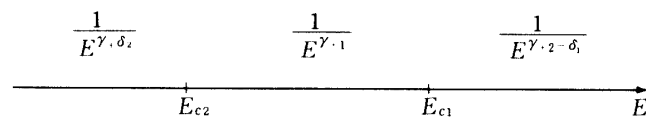


図2 Nested Leaky Box Model で期待される電子スペクトルの変化

以上のことから, Nested Leaky Box Model を使って銀河のスペクトルを求めると, 一般に次のことが導かれる.

電子のスペクトルは, 源のパラメーター (b_1 , τ_1) できまる点 E_{c1} と, 銀河のパラメーター (b_2 , τ_2) できまる点 E_{c2} の2か所で折れまがる. 低エネルギー側のスペクトルの巾は, $-(\gamma+\delta_2)$ となり, これは2-1節の Leaky Box Model の場合と同じである. 重要な点は,

高エネルギー側の巾が $-(\gamma+2-\delta_1)$ となることで、源の $\tau_1(E)$ のエネルギー依存性 δ_1 によっている。これは物理的には、源領域のエネルギー損失により、銀河の電子スペクトルが高エネルギー側でさらに $1-\delta_1$ 折れまがることを表わしている。また $\delta_1=1$ の場合には E_{c1} は無限大となり、Leaky Box Model に一致する。

このスペクトルの巾の変化については、また次の様に解釈できる。電子の発生スペクトルを $E^{-\gamma}$ とおくと、低エネルギー側のスペクトルは、源領域では主にもれの寿命 τ_1 が効くので $E^{-\gamma-\delta_1}$ となる。銀河にもれ出す際その確率 $1/\tau_1$ がかかり、結局銀河のソーススペクトルとしては $E^{-\gamma}$ となり、発生スペクトルと変わらない。銀河内においても低エネルギー領域ではもれの寿命 τ_2 が効き、スペクトルは $E^{-\gamma-\delta_2}$ となる。高エネルギー側のスペクトルは、源領域ではエネルギー損失が効くから $E^{-\gamma-1}$ となり、これにもれの確率 $1/\tau_1$ がかかり、銀河のソーススペクトルは $E^{-\gamma-1+\delta_1}$ となる。そして銀河内ではさらにエネルギー損失が効き、観測されるスペクトルは $E^{-\gamma-2+\delta_1}$ となる。

以上の様子は図3に示した。

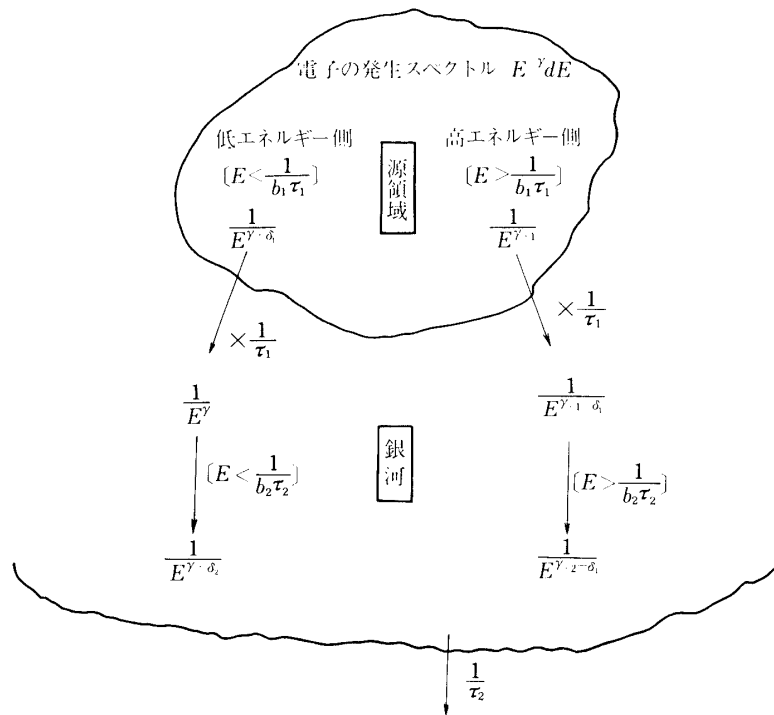


図3 Nested Leaky Box Model での電子伝播の様子

次に宇宙線の核種成分の path length 分布に相当する部分を、電子の場合について求める。エネルギー損失に費やした時間 t の分布 $P(t/T_e)$ を次の様に定義する。

$$N(E) = \int_0^1 \frac{dX}{bE} \frac{Q\left(\frac{E}{1-X}\right)}{(1-X)^2} P(X) \quad X = \frac{t}{T_c} \quad (9)$$

Leaky Box Model の場合, τ が E によらない時は $P(X) = e^{-t/\tau}$, E の中に依存している時,

$$P(X) = \exp\left[\frac{-1 + (1-X)^{1-\delta}}{\lambda(1-\delta)}\right]$$

となる.

Nested Leaky Box Model の場合には, (7) 式を (9) 式の形に直すと,

$$N_2(E) = \int_0^1 \frac{dX}{b_2 E} \frac{Q\left(\frac{E}{1-X}\right)}{(1-X)^2} \int_0^X \frac{dX'}{\lambda_1} (1-X+X')^{1-\delta_1} \exp\left[\frac{-(1-X+X')^{1-\delta_1} + (1-X)^{1-\delta_1}}{\lambda_1(1-\delta_1)}\right] \exp\left[\frac{-1 + (1-X+X')^{1-\delta_2}}{\lambda_2(1-\delta_2)}\right] \quad (10)$$

となり, 分布 $P(X)$ は

$$P(X) = \int_0^X \frac{dX'}{\lambda_1} (1-X+X')^{1-\delta_1} \exp\left[\frac{-(1-X+X')^{1-\delta_1} + (1-X)^{1-\delta_1}}{\lambda_1(1-\delta_1)}\right] \exp\left[\frac{-1 + (1-X+X')^{1-\delta_2}}{\lambda_2(1-\delta_2)}\right] \quad (11)$$

(11) 式の $P(X)$ は, $P(0) = 0$ である. すなわち Nested Leaky Box Model では, t の分布は $t=0$ の付近でゼロとなり, Leaky Box Model の t の分布をトランケーションした形となっている.

今, $\lambda_1 = b_1 E \tau_1(E) \rightarrow 0$ の場合を考える. これは, 源領域で電子のエネルギー損失がないか ($b_1 = 0$), ほとんど滞在しない ($\tau_1 = 0$) 場合であるから, 源領域の Leaky Box は役目をなさず, 単純な銀河の Leaky Box Model となるはずである. 実際, (11) 式を部分積分し, $\lambda_1 \rightarrow 0$ とおくと (11) 式は

$$P(X) = \exp\left[\frac{-1 + (1-X)^{1-\delta_2}}{\lambda_2(1-\delta_2)}\right]$$

となり, (10) 式は (3) 式の Leaky Box Model の解に一致する.

また, (11) 式は $\delta_1 = \delta_2 \equiv \delta$ の場合に,

$$P(X) = \frac{1}{\left(1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)} \left\{ \exp\left[\frac{-1 + (1-X)^{1-\delta}}{\lambda_2(1-\delta)}\right] - \exp\left[\frac{-1 + (1-X)^{1-\delta}}{\lambda_2(1-\delta)}\right] \right\} \quad (12)$$

となる. したがって δ の等しい場合, Nested Leaky Box Model の解は Leaky Box Model の解 (1) の差に比例していることがわかる. (12) 式は, Mauger らが用いた分布 [6] と同じである. 彼らは源でのスペクトルを 2.0 の付近にとり, 観測されたスペクトルの折れまがりが 20~50 GeV 付近にみられるので, E_{c1} も E_{c2} と同じく 50 GeV 付近にとり議論を

行った。実際には E_{c1} は今の観測域にははいていないかもしれないし、どこにあるのかわかっていない。

次の章では、いろいろなパラメーターを与えて (3) 式および (8) 式の数値積分を行い、実際の観測との比較を行うことにする。

3. 観測値との比較

3-1 Leaky Box Model と観測値の比較

現在のところ、我々の 2 TeV 領域までの観測値[7]から、高エネルギー側の中は 3.3 ± 0.2 である。これを $\gamma+1$ に等しいとおき、 $\gamma=2.1 \sim 2.5$ の範囲で (1) 式の N_1 の数値積分の結果と観測値を比較した。比較する際に、さらに必要となるパラメーターは $b\tau = b\tau_0(E/E_0)^{-\delta}$ である。 $E_0=5 \text{ GeV}$ における $b\tau$ の値 ($=b\tau_0$) をパラメーターとして用い、 δ については $\gamma+\delta=2.7$ として γ の値に応じてその値をきめ、5 GeV 以下では 0 とした。

結果は、 $\gamma=2.1 \sim 2.2$ の範囲では観測値とあまり合わない。理由は、5~100 GeV の観測値[8]が過去の色々な観測値より高い値をとっていることによる。同じ理由で $\gamma=2.3$ ($\delta=0.4$)、 $b=10^{-16} (\text{GeV}\cdot\text{sec})^{-1}$ の場合には τ が $10^7 y$ 以下では合わない。それを図 4 に示した。 $\tau=3 \times 10^7 y$ 付近で良い一致がみられる。 $\gamma=2.4, 2.5$ の場合には、それぞれ $\tau=2 \times 10^7 y, 10^7 y$ 付近で良い一致がみられる。したがって、観測値と最も一致する τ は、 $\gamma=2.3 \sim 2.5$ で $(1 \sim 3) \times 10^7 y$ である。

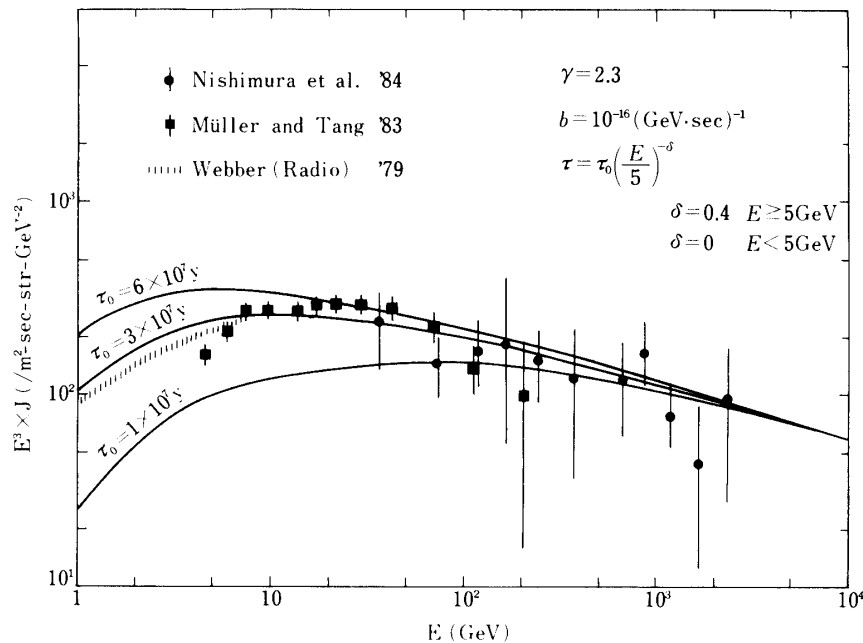


図 4 Leaky Box Model と観測値の比較

3-2 Nested Leaky Box Model と観測値の比較

(8)式の $N_2(E)$ と観測値を比較する。ここで、 $N_2(E)$ を計算する際のパラメーターは、電子の発生スペクトルの中 γ と、銀河のパラメーター $b_2\tau_2$ 、源領域のパラメーター $b_1\tau_1$ である。現在の観測状況で Nested Leaky Box Model の必要性を問題にできるのは、 γ が 2.0~2.2 の付近と考えられる [9]。実際、3-1 節より Leaky Box Model では $\gamma=2.2$ 以下は観測値とあまり良く一致しない。

銀河のパラメーター $b_2\tau_2 = b_2\tau_{02}(E/E_{02})^{-\delta_2}$ はおよそわかっている。 $E_{02}=5 \text{ GeV}$ での $\tau_2 = 2 \times 10^7 \text{ y}$, $b_2 = 10^{-16} (\text{GeV}^{-2} \cdot \text{s}^{-1})$ とし、 $b_2\tau_{02} = 6 \times 10^{-2} \text{ GeV}^{-1}$ とおいた。 δ_2 の値は 0.6 とおき [10]、 $E=5 \text{ GeV}$ 以下では $\delta_2=0$ とした。

これに対して、源領域のパラメーター $b_1\tau_1$ は未知であるから、 $b_1\tau_{01}$ については銀河パラメーター $b_2\tau_{02}$ に対する比で表わすことにし、 δ_1 のいろいろな値について計算を試みた。

源領域の $b_1\tau_{01}$ の銀河の $b_2\tau_{02}$ に対する比をおよそ見積もることにする。まず、宇宙線核種成分比、 $S_c - M_n/F_e$ の低エネルギーでの増加を説明するためにとられたトランケイテッド path length 分布では、 $5 \text{ GeV}/n$ 付近で、約 1/20 である [10]。また、 b は損失係数であるから、 b が大きい程電子のエネルギー損失は大きくなり、 τ は滞在時間であるから、 τ が大きくなればエネルギー損失も大きくなると思われる。そこで、 $b_1\tau_{01}$ と $b_2\tau_{02}$ のおよその比を、源領域とみられる SNR から出ている非熱的電波のエネルギー量と、銀河のバックグラウンド電波のエネルギー量を比較することによって見積もることにする。

まず、 $\nu_{\text{eff}}(\text{MHz}) = 16B(\mu\text{Gauss})E^2(\text{GeV})$ より、 $E=5 \text{ GeV}$ に相当する電波の周波数は、 $B \sim 3 \mu\text{Gauss}$ で $\nu_{\text{eff}} \sim 1 \text{ GHz}$ となる。今、観測にかかる宇宙線は、地球からおよそ 1 kpc の中にあるとし、極方向の電波強度 [11] から、1 GHz における銀河のバックグラウンド電波のエネルギー量を求めると、 $1.5 \times 10^{25} \text{ erg/sec} \cdot \text{Hz}$ となる。一方、地球から半径 1 kpc の中に存在する 2 つの SNR の電波エネルギーは、 $\nu=1 \text{ GHz}$ で、Cygnus Loop が $1.5 \times 10^{23} \text{ erg/sec} \cdot \text{Hz}$ 、Vela が $3.7 \times 10^{23} \text{ erg/sec} \cdot \text{Hz}$ [12] となっている。これより 1 GHz 付近における SNR と銀河の電波エネルギーの比は約 1/30 となる。しかしこの比較は電子の同じエネルギーで比較したのではなく、1 GHz で比較したことに問題がある。また、時間のスケールでみると、1 kpc 内にたまたま存在した SNR の電波エネルギーを用いているので、かなりあいまいな点を含んでいる。

以上のことから、 $b_1\tau_{01}$ の $b_2\tau_{02}$ に対する比、 $b_1\tau_{01}/b_2\tau_{02} = \alpha$ とおき、 α を 0.01~1 の範囲にとることにした。実際の計算は、0.01, 0.1, 1 の場合についておこなった。

(8) 式の $N_2(E)$ を以上のパラメーターを使って数値積分した結果と、観測値との比較を図 5~図 7 に示す。まず $\delta_1=1$ の場合には、前に述べた様に単純な Leaky Box Model を表わしている。したがって 3-1 節にも述べたように、 $\gamma=2.2$ の場合には観測値と合わないことがわかる。

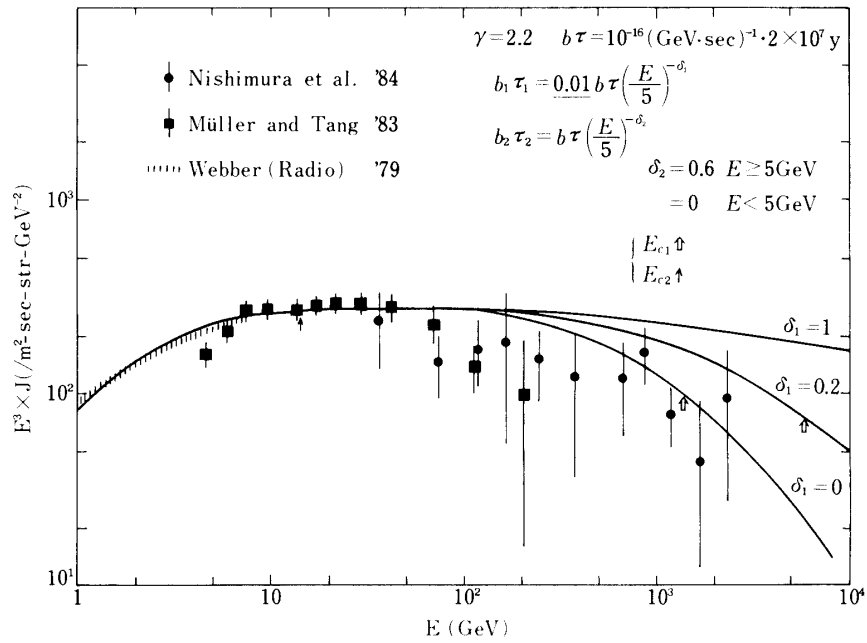


図5 Nested Leaky Box Model N_2 と観測値の比較 $\alpha=0.01$ の場合

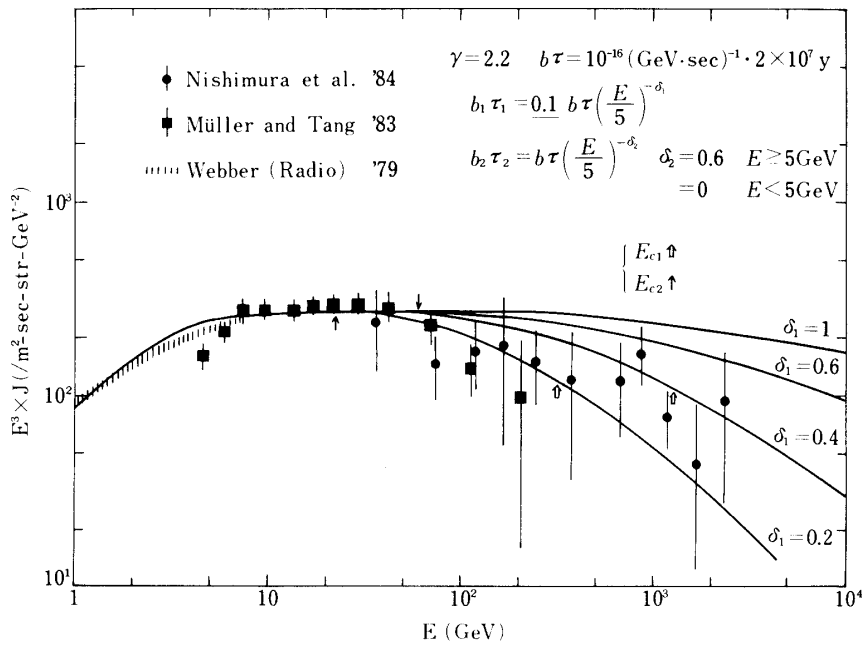


図6 Nested Leaky Box Model N_2 と観測値の比較 $\alpha=0.1$ の場合

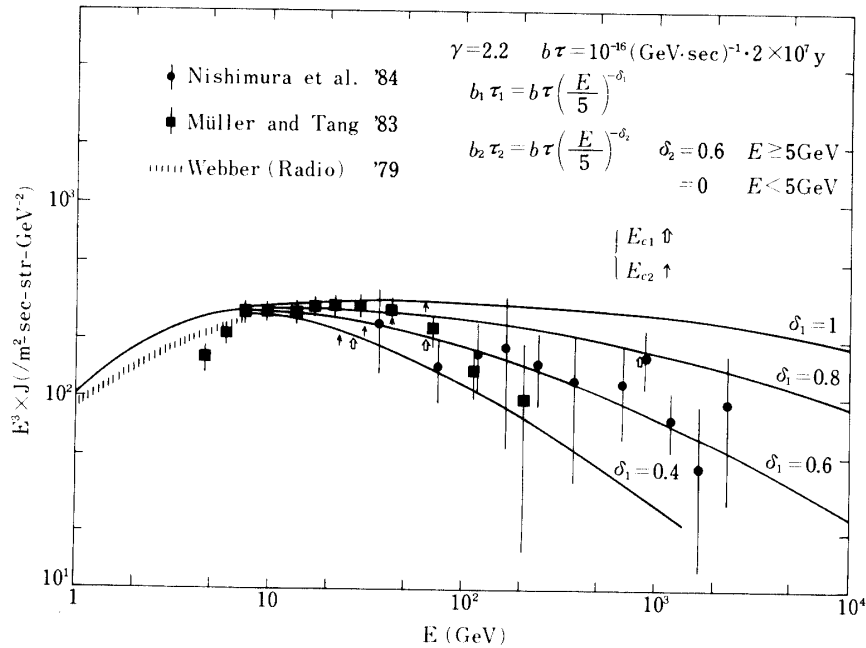


図7 Nested Leaky Box Model N_2 と観測値の比較 $\alpha=1$ の場合

次に、それぞれの α における δ_1 の値を図より求めて表1に示した。

この δ_1 の値は観測値の精度が未だ良くないのでおおよその値であるが、いずれの場合も1よりはかなり小さな値となっている。そして α が小さい程 δ_1 は小さい。これは、物理的には、源領域での電子のエネルギー損失が少ない程、 δ_1 を小さくして高エネルギー領域まで閉じ込めを強くしなければ、高エネルギー側のスペクトルの折れまがりを説明することはできないことを表わしている。

いずれにせよ図をみると、 $N_2(E)$ の値は100 GeV付近から α および δ_1 に対して大きく変化することがわかる。したがって、現在進めている一次電子観測の100 GeV領域の観測によりデータの精度が向上すれば、源領域の物理的状態を示すいろいろなパラメーターについて、かなり明確な値を求めることができると思われる。

表1

α	γ	2.0	2.2
0.01			0
0.1		0.1	0.3
1		0.4	0.6

γ, α を変化させた場合の δ_1 の値

γ : 電子の発生スペクトルの中

α : 5 GeV における銀河の $b\tau$ に対する源領域の $b\tau$ の比

δ_1 : 源領域のもれの寿命のエネルギー依存性

4. ま と め

ここで述べた計算法は、基本的にはいわゆる path length 分布を仮定してスペクトルを求める方法ではなく、Leaky Box を組み合わせてスペクトルを求める方法である。したがって、宇宙線の伝播領域をいくつかの Leaky Box に分けることを仮定しているだけである。

Leaky Box Model を使って電子の伝播を考えると、発生スペクトルが 2.2 以下では観測されたスペクトルを説明することはできない。観測値と最も一致する平均寿命の値は、エネルギー損失係数を $10^{-16} (\text{GeV}\cdot\text{sec})^{-1}$ として、 $\gamma=2.3\sim 2.5$ で $(1\sim 3)\times 10^7 y$ である。

Nested Leaky Box Model は、伝播領域を源領域と銀河の 2 つの Leaky Box に分けて作ったモデルである。このモデルは、現在の観測値の範囲では発生スペクトルが 2.2 以下で有効である。実際計算値は、100 GeV 付近から源領域のパラメーターによってかなり変化する。すなわち、この計算から源領域の情報が得られ、より明確にするためには、新しい観測結果が待たれるが、今の段階でも $\gamma=2.0\sim 2.2$ の場合、源の平均寿命のエネルギー依存性 δ_1 は 1 と比べてかなり小さいことがいえる。

今後の課題としては、源と考えられている SNR での電子のエネルギー損失量をもっとくわしく調べることが重要と思われる。また、現在進めている 100 GeV 領域の一次電子観測は、源領域に関する有力な情報を与えてくれるであろう。

Appendix 3つの Leaky Box からなる Nested Leaky Box Model

2-2 節で行った方法を続けていくと、さらに Leaky Box が何重かになっている場合についての計算ができる。ここでは、次の 3 重の Leaky Box で表わされる Nested Leaky Box Model の例をあげる。このモデルは、2 重の Nested Leaky Box Model を導いた時と同じ様に、3 つめの 1 番外側の Leaky Box のソーススペクトルを

$$Q_3(E) = \frac{N_2(E)}{\tau_2(E)}$$

とおくことによって導かれる。電子のスペクトル $N_3(E)$ は、

$$N_3(E) = \int_0^1 \frac{1}{(1-X)^2} \frac{N_2\left(\frac{E}{1-X}\right)}{\tau_2\left(\frac{E}{1-X}\right)} \exp\left[\frac{-1+(1-X)^{1-\delta_3}}{\lambda_3(1-\delta_3)}\right] \frac{dX}{b_3 E}$$

上式の N_2 に (7) 式を代入すると、

$$N_3(E) = \frac{1}{\lambda_1 \lambda_2 b_3 E^{\gamma+1}} \int_0^1 dX \int_0^1 dX' \int_0^1 dX'' (1-X)^{\gamma-\delta_1-\delta_2} (1-X')^{\gamma-1-\delta_1} (1-X'')^{\gamma-2} \cdot \exp\left[\frac{\{(1-X)(1-X')\}^{1-\delta_1} \{-1+(1-X'')^{1-\delta_1}\}}{\lambda_1(1-\delta_1)}\right]$$

$$\exp\left[\frac{(1-X)^{1-\delta_2}\{-1+(1-X)^{1-\delta_2}\}}{\lambda_2(1-\delta_2)}\right]\exp\left[\frac{-1+(1-X)^{1-\delta_3}}{\lambda_3(1-\delta_3)}\right]$$

$$\simeq \frac{1}{\lambda_1\lambda_2b_3E^{\gamma+1}} \frac{1}{\gamma-\delta_1-\delta_2+1+\frac{1}{\lambda_3}} \frac{1}{\gamma-\delta_1+\frac{1}{\lambda_2}} \frac{1}{\gamma-1+\frac{1}{\lambda_1}}$$

前と同様に、 $\gamma-\delta_1-\delta_2+1=1/\lambda_3$ となる点を E_{c3} 、 $\gamma-\delta_1=1/\lambda_2$ を E_{c2} 、 $\gamma-1=1/\lambda_1$ を E_{c1} とおく。

$E_{c1} < E_{c2} < E_{c3}$ の場合における、電子スペクトルの巾の変化を図8に示す。

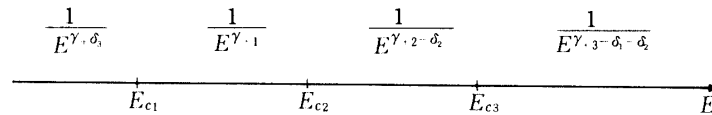


図8 3つの Leaky Box からなる Nested Leaky Box Model において期待される電子スペクトルの変化

すなわち、このモデルではスペクトルは3回折れまがり、2-2節の Nested Leaky Box Model の場合よりも、高エネルギー側で巾はさらに $-(1-\delta_1)$ ふえる。

δ の等しい場合 ($\delta_1 = \delta_2 = \delta_3 \equiv \delta$)、 N_3 の3重積分は次の様な、簡単な1重積分で表わされる。

$$N_3(E) = \int_0^1 \frac{dX}{b_3 E} \frac{Q\left(\frac{E}{1-X}\right)}{(1-X)^2} \left\{ \frac{\exp\left[\frac{-1+(1-X)^{1-\delta}}{\lambda_3(1-\delta)}\right]}{\left(1-\frac{\lambda_2}{\lambda_3}\right)\left(1-\frac{\lambda_1}{\lambda_3}\right)} \right.$$

$$\left. - \frac{\exp\left[\frac{-1+(1-X)^{1-\delta}}{\lambda_2(1-\delta)}\right]}{\left(1-\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)\left(1-\frac{\lambda_2}{\lambda_3}\right)} - \frac{\exp\left[\frac{-1+(1-X)^{1-\delta}}{\lambda_1(1-\delta)}\right]}{\left(1-\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)\left(1-\frac{\lambda_1}{\lambda_3}\right)} \right\}$$

ここで $\lambda_1 \rightarrow 0$ とし、1番内側の Leaky Box 1 の存在しない場合を計算すると、(12) 式から導かれる N_2 に一致する。 $\lambda_2 \rightarrow 0$ としても、同様に $N_3 \rightarrow N_2$ となる。

参 考 文 献

- [1] J. Ormes and P. Freier ; 1978, Ap. J., **222**, 471
- [2] R. Cowsik and L. W. Wilson ; 1975, Proc. 14 th ICRC, **2**, 659
- [3] 西村純他 ; 1981, 宇宙科学研究所報告, 大気球特集第1号, 69
- [4] R. F. Silverberg and R. Ramaty ; 1973, Nature, **243**, 134
- [5] J. Nishimura, et al. ; 1980, Ap. J., **238**, 394
- [6] B. G. Mauger and J. F. Ormes ; 1983, Proc. 18 th ICRC, **2**, 65
- [7] to be reported in 19 th ICRC
- [8] D. Müller and J. Tang ; 1983, Proc. 18 th ICRC, **2**, 60
- [9] R. Schlickoiser ; 1983, Rapporteur Paper Proc. 18 th ICRC, **12**, 203
- [10] E. Juliusson ; 1983, Rapporteur Paper Proc. 18 th ICRC, **12**, 119
- [11] W. R. Webber, et al. ; 1980, Ap. J., **236**, 448
- [12] 小田, 西村, 桜井編 ; 宇宙線物理学, 朝倉書店, 284