

図2 フェルミ加速の模式図. 左は「互いに近づく壁」で、右は強い衝撃波の波面の様子を示す.

$10^{20}$ eV というとてつもない高エネルギーまで伸びています. 特徴的な構造として  $10^{15.5}$ eV に折れ曲がりが見えます. これは「knee (ひざ)」と呼ばれている宇宙線スペクトルで重要な構造です. knee よりエネルギーの低い宇宙線は銀河系起源ではないかと考えられています. 今回はこの「低い」領域の話になります. 現在世界最強の加速器でも最大加速エネルギーは 1 TeV( $10^{12}$ eV)程度ですので「低い」とはいつでも我々の常識からすればとてつもなく高いエネルギーです. 宇宙にはこのような加速器が天然に存在するのです.

では宇宙線はどうやって加速されるのでしょうか. 実はこれは未解決で、宇宙線に関してもっとも重要な研究テーマの一つです. しかし未解決といっても、一昔前の  $\gamma$  線バーストのように全く何もわかってないというわけではありません. 多くの人に受け入れられている「フェルミ加速モデル」があります. 簡単に説明しましょう. フェルミ加速はよく「互いに近づいてくる二つの壁の間での弾性衝突の繰り返し」と表現されます. 図2左を御覧下さい. まず運動量  $p_0$  の粒子からスタートしましょう. 粒子(宇宙線)は十分相対論的な速度、壁は非相対論的な速度とします. 粒子が壁Aに正面衝突(弾性衝突)すると運動量は

$$p_1 = p_0 (1 + \beta_A)^2 \tag{1}$$

になります.  $\beta_A$  は壁Aの速度(光速の単位)の絶対値です. 次に壁B(速度  $\beta_B$ )で同じように衝突すると

$$p_2 = p_1 (1 + \beta_B)^2 \approx p_0 (1 + 2\beta_A)(1 + 2\beta_B) \tag{2}$$

となり、スタート地点にもどります. これを何回も繰り返せばどんどんエネルギーが増していくこととなります. 単純ですが、これが「フェルミ加速」です.

ではこの「互いに近づいてくる壁」はどこにあるのでしょうか. それは宇宙物理でよく現れる衝撃波やジェットにあると考えられています. 強い衝撃波(速度が音速より十分大きい)を例にとって考えてみましょう. 衝撃波面が静止している系で見ると物質の流れは図2右の様になります. この場合互いに近づいてくる壁ではないですが、慣性系を変えれば図2左と等価になり、衝撃波と星間物質が互いに近づいているようになります. また硬い壁の代わりにガスに凍結した磁場によって粒子は散乱されます. 下流→上流→下流と移る度に粒子はエネルギーを得ることになります. 磁場で散乱す

るのでフェルミ加速は荷電粒子にのみ起こることになります。この加速メカニズムは、地上の加速器と比べて大きな加速領域で、長い時間をかけてゆっくり加速しているのが特徴です。式(1)(2)から分かる通り、エネルギーは足し算でなく、掛け算で増していくのも特徴です。高エネルギー粒子ほど効率良くエネルギーを得ることができます。もう一つフェルミ加速の特徴として宇宙線のエネルギースペクトルがベキ型になることをあげておきます<sup>2)</sup>。強い衝撃波で加速されるとベキは $\sim 2.0$  (=式(3)の $\alpha$ )になります。

衝撃波やジェットは宇宙の至るところにあります。その中で超新星残骸が宇宙線の加速器とされるのには理由があります。それはエネルギーの供給です。宇宙線には有限の寿命があります。寿命は銀河系から逃げ出すタイムスケールと考えれば良く、観測から $10^6 \sim 10^7$ 年とされています。一方宇宙線のエネルギー密度は銀河系内で $\sim 1 \text{ eV/cc}$ です。これに銀河系の体積をかけるとおおよそ $5 \times 10^{40}$ エルグ/秒の割合で宇宙線のエネルギーが銀河系から抜けていくことになります。宇宙線の密度は時間的に一定と考えるのが自然なので、これを補うエネルギー源が必要ですが、これだけのパワーを与えられる天体はなかなかありません。その数少ない候補が超新星残骸なのです。一つの超新星爆発で解放される運動エネルギーは、おおよそ $10^{51}$ エルグです。銀河系では30年( $10^9$ 秒)に一度くらいの頻度で超新星爆発が起こるなら、 $10^{51}$ エルグ/ $10^9$ 秒 $=10^{42}$ エルグ/秒のパワーが得られます。以上の計算は大雑把ですが、超新星残骸の運動エネルギーのおよそ1~10%が宇宙線に移ればよいことになります。これが多いと考えるか少ないと考えるかは人によりますが、100%を越えてないのは重要です。

### 3. 観測的な証拠

以上から理論的には超新星残骸が宇宙線加速器の候補として有力だとわかりました。それを確か

めるのは観測の仕事です。しかしながら宇宙線は荷電粒子ですので星間空間の磁場で散乱されます。よってどちらの方向から来たかは、どこで生まれたかということとは全然関係なくなっています。このため宇宙線の起源についてはなかなか研究が進みませんでした。これは宇宙線が天文学にならない大きな理由の一つともいえるでしょう。

ではどうすればいいのでしょうか？たとえば宇宙線の組成を調べてみる方法があります。超新星残骸なら重元素を多く含むはずですが、間接的ですが宇宙線が出す電磁波を使う方法もあります。電磁波は磁場があってもまっすぐ進みます。電磁波となれば天文学です。この話を進めていきましょう。

超新星残骸の観測が進んでいる波長に電波があります。フェルミ加速なら衝撃波面で加速されるのでshell-likeな構造が観測されるはずですが、実際多くの超新星残骸でshell-likeな構造が確認できます<sup>3)</sup>。電波は偏光が確認されていることなどから、高エネルギー電子と磁場の相互作用によるシンクロトロン放射と考えられています。シンクロトロン放射のスペクトルは、電子のエネルギースペクトルを $E_e^{-\alpha}$ とした場合( $E_e$ は電子のエネルギー)、

$$F(E_s) dE_s \propto E_s^{\frac{1-\alpha}{2}} dE_s \quad (3)$$

となります( $E_s$ はシンクロトロン放射の光子のエネルギー)。観測データはベキ型モデルと一致しますし、ベキも0.5程度で(多少ばらつきはありますが)、フェルミ加速のモデル( $\alpha=2$ )と一致します。では電波でシンクロトロン放射を出している電子のエネルギー $E_e$ はどれくらいでしょうか。磁場の強さを $B$ 、光子のエネルギーを $E_s$ とすると

$$\begin{aligned} E_s &\approx 5 \times 10^9 \left( \frac{B}{10 \mu\text{G}} \right) \left( \frac{E_e}{10 \text{ GeV}} \right)^2 \sin(\theta) \text{ Hz} \\ &\approx 2000 \left( \frac{B}{10 \mu\text{G}} \right) \left( \frac{E_e}{100 \text{ TeV}} \right)^2 \sin(\theta) \text{ eV} \end{aligned} \quad (4)$$

となります。 $\theta$ は電子の運動量ベクトルと磁場の

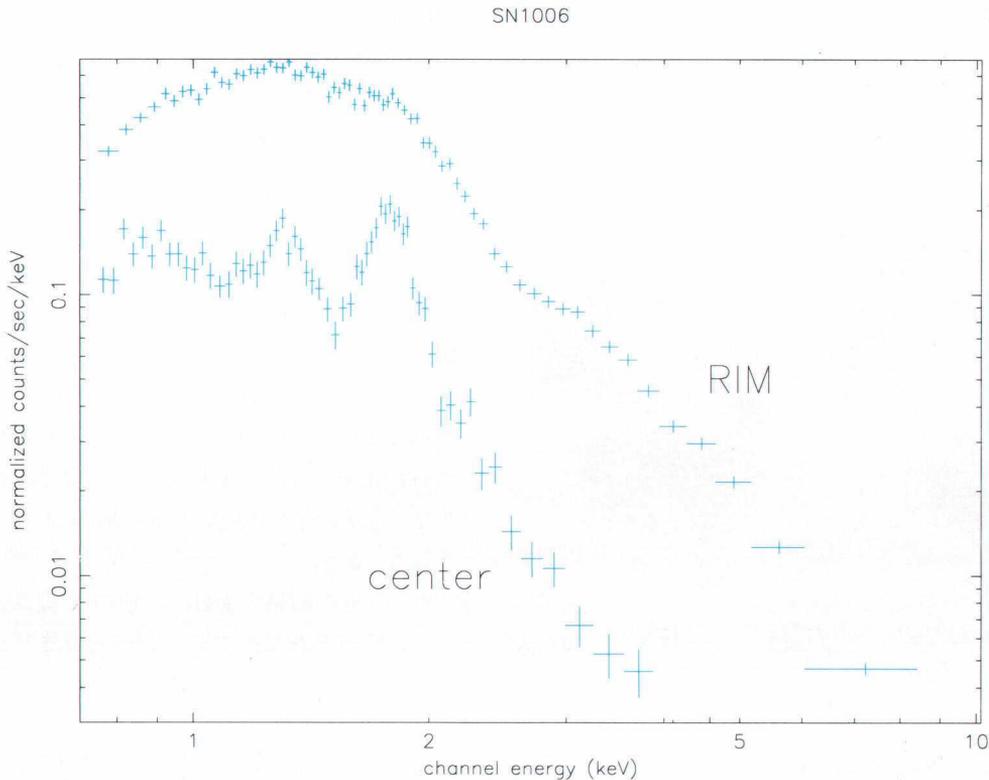


図4 超新星残骸 SN 1006 の X 線スペクトル. shell 部分 (RIM) と中央部分 (center) (図 3 = 表紙参照) 横軸は X 線エネルギーで縦軸は単位エネルギーあたりのフラックス.

なす角度です. 超新星残骸の磁場を  $10 \mu\text{G}$  程度とすると電波 (例えば  $1 \text{GHz}$ ) を出している電子は  $\text{GeV}$  程度となります. 電波の観測結果は確かに高エネルギー電子の存在を示しているのですが, 宇宙線としてはかなり低いエネルギーです (図 1 参照).  $\text{GeV}$  くらいなら加速器でも太陽フレアでも出てきます.  $10^{20} \text{eV}$  は無理でも, knee ( $10^{15.5} \text{eV}$ ) に近い領域を探りたいものです. その場合, シンクロトロン放射は式 (4) により, おおよそ X 線の領域に現れることになります. つまり X 線で超新星残骸を観測したらよいということになります.

ということで話がやっと X 線になりました. とはいっても超新星残骸を X 線 ( $0.1 \sim \text{数 keV}$ ) でみると熱的な放射 (温度数百万度のプラズマからの熱制動放射と特性 X 線) が支配的です. しかもイ

メージは shell-like です. シンクロトロン放射を見るには, この放射は邪魔者です. ROSAT, Einstein 衛星などでの超新星残骸の研究は, このプラズマ (あるいはパルサー) に関するものばかりでした. この状況を打開したのが ASCA 衛星です. その高いエネルギー分解能は特性 X 線を明らかに検出するので, 熱的放射とシンクロトロン放射を見分けることが可能です. またシンクロトロン放射は熱的成分に比べ硬 X 線領域 (ここでは数  $\text{keV}$  以上を指す) までスペクトルが伸びているので, ここに感度を持つ ASCA はこの研究にはうってつけです. 図 3 (=表紙) は超新星残骸 SN 1006 の ASCA のイメージです. みごとに shell-like です. そのスペクトルが図 4 です. shell の内側は熱的成分がほとんどですが, shell の部分はノッペリしていて特性 X 線

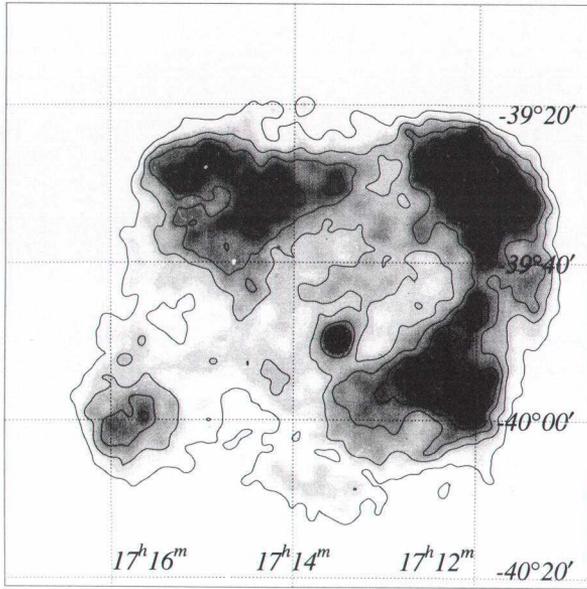


図5 超新星残骸 RX J1713.7-3946 の ASCA でとられた X 線イメージ。

はほとんど見えません。X 線で明るい部分は電波のそれときれいに一致することから、これはシンクロトン放射と考えるのが自然です<sup>4)</sup>。式 (4) より knee に近い約 100 TeV の電子の存在が強く示唆されます。

ASCA の観測結果は CANGAROO group<sup>5)</sup> による観測により補強されました。SN 1006 の shell の部分から見事に TeV- $\gamma$  線を検出したのです<sup>6)</sup>。SN 1006 周辺の星間物質の密度の低さから  $\pi^0$  起源の  $\gamma$  線成分は弱いとわかっているの、 $\gamma$  線は 2.7 K 光子を  $\sim 100$  TeV の電子が逆コンプトン散乱で TeV 領域にまでたたきあげたものだと考えられます。これにより超新星残骸での高エネルギー電子の存在は疑いのないものになったといえるでしょう。

SN 1006 の結果を受けて、他の X 線シンクロトン放射超新星残骸探しが始まりました。それにより見つかった超新星残骸をいくつか紹介

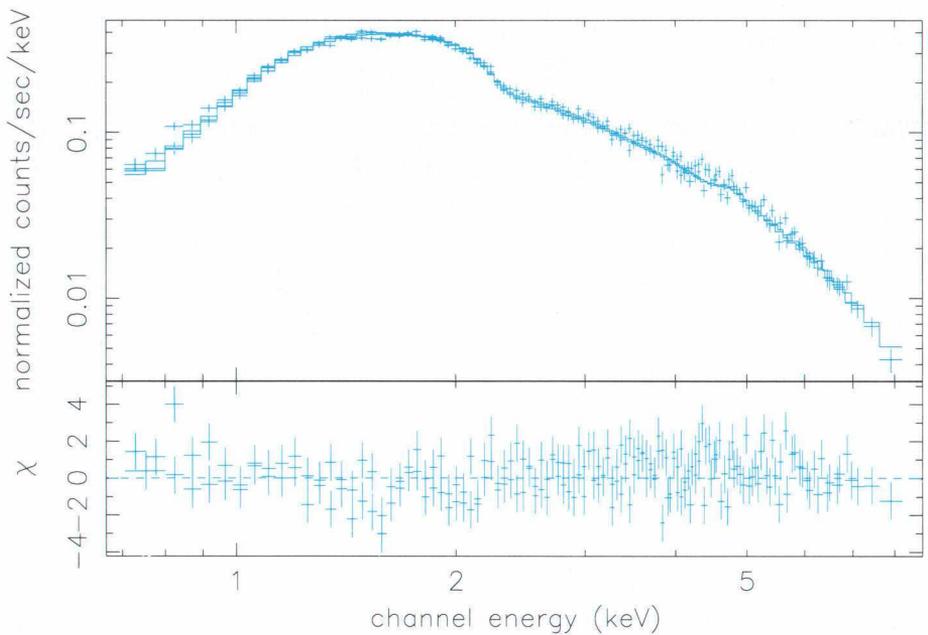


図6 超新星残骸 RX J1713.7-3946 の X 線スペクトル。+印が観測データで、実線はベキ型関数によるベストフィットモデル。下段はモデルとデータの差を示す。

しましょう。

RX J1713.7-3946 (G347.5-0.5) は ROSAT 衛星で発見された超新星残骸です。見つかった当初は温度が高くて若い超新星残骸と思われたのが、ASCA の観測により SN 1006-like だとわかりました<sup>7)</sup>。ASCA のイメージとスペクトルを図 5, 6 に示します。イメージは shell-like です。スペクトルからは、特性 X 線がほとんど見えない、つまり熱的 X 線成分が非常に弱いのがわかるでしょう。SN 1006 でも shell の内側は熱的成分がほとんどなのとは対照的です。熱的 X 線成分に加え電波の強度も弱いです。電波のカタログに入っていないくらいです。熱的 X 線でも電波でも発見されていない超新星残骸が意外にたくさんあることを示す例としても興味深い天体です。

電波の観測を中心に 200 個くらいの銀河系超新星残骸がカタログされていますが、超新星残骸の寿命が数万年で数十年 / 銀河系の割合で超新星爆発が起こると考えればまだまだ見つからないものがたくさんあると考えられます。

RX J1713 は CANAGROO 望遠鏡でも観測され、X 線で明るい北東の部分から TeV- $\gamma$  線を検出しています<sup>8)</sup>。熱的成分が弱いことからガスの密度は小さいと考えられるので、これも逆コンプトン成分でしょう。また TeV- $\gamma$  線源は有意に広がっているという、これまでにない結果も得られています。

G156.2+5.7 という超新星残骸でも硬 X 線成分が確認されています<sup>9)</sup>。この超新星残骸は直径が 2 度近くもあるので、ASCA ではまだ一部分しか観測されておらずシンクロトロン放射とは断定できませんが、他の X 線シンクロトロン超新星残骸に比

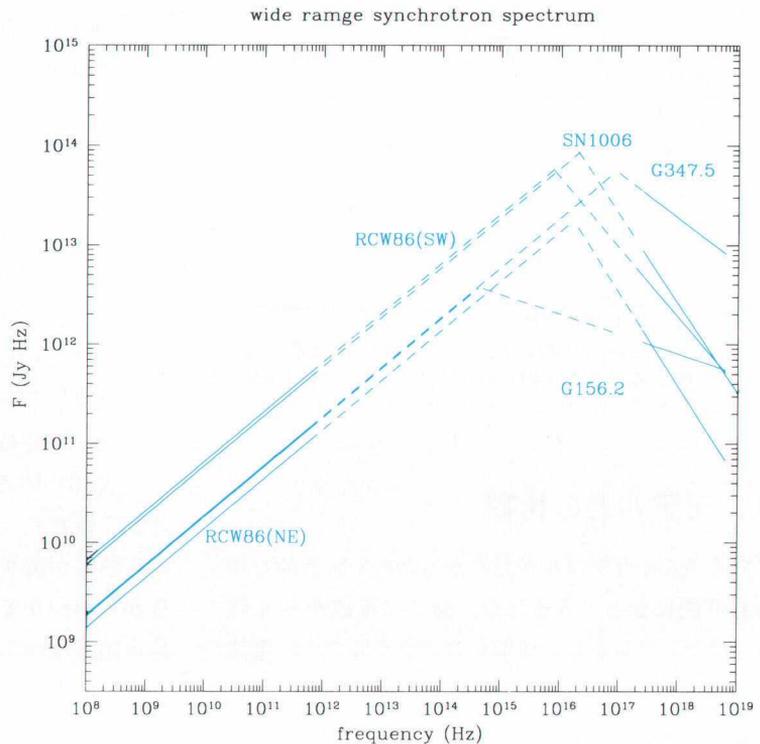


図7 電波からX線までのシンクロトロンスペクトル。横軸は周波数(エネルギーに比例)で縦軸はフラックス密度に周波数を掛けたもの(いわゆる  $\nu \cdot F_\nu$  になっている)。

べて大きい年齢(～15000年)が特徴です。フェルミ加速がかなり長く続きうることを示します。電波で暗いのも特徴です。

以上の三例は比較的電波の弱い超新星残骸でした。一方、全天でもっとも明るい電波源の一つであるカシオペアAでもシンクロトロン放射 X 線が報告されています<sup>10)</sup>。その年齢(約300年)は比較的短期間でも高いエネルギーまで電子を加速できることを示します。RCW 86でも硬 X 線成分と電波の明るい部分できれいな一致が確認されています<sup>11)</sup>。この超新星残骸は熱的成分の解析から II 型起源と考えられます。SN 1006 が I 型起源とされているのとは対照的で、加速は I 型 / II 型を問わないようです。IC 443 でもシンクロトロン放射らしき硬 X 線が確認されています<sup>12)</sup>。IC 443 は EGRET により GeV- $\gamma$  線も見つまっているのが特徴です<sup>13)</sup>。



表 1

超新星残骸	A	B	C
RX J1713	400	37	-
RCW 86	50	8	6
G156.2 + 5.7	5	6	12
SN 1006	25 ~ 250	20 ~ 65	50

A は超新星残骸のシンクロトロンスペクトルの折れ曲がりのエネルギー(eV), B は高エネルギー電子のスペクトルの折れ曲がりのエネルギー(TeV), C は理論的に求めた電子スペクトルの折れ曲がり(TeV). SN 1006 のシンクロトロン折れ曲がりは文献 15, 16 から.

### 4. モデルとの比較

たくさんのサンプルが見つかったので統計的な議論も可能になってきました。図 7 は電波から X 線までのシンクロトロン放射のスペクトルです。電波強度が X 線と比較できるものだけを示しています。電波と X 線以外ではシンクロトロン放射は観測されていないので点線になっています。これを見ると電波のスペクトルがそのまま X 線まで伸びているのではなく、カットオフ（折れ曲がり）が見えています（ただ実際には図のような鋭角ではなく、緩やかなカーブと考えられます）。この折れ曲がりにはシンクロトロン放射をする電子のスペクトル（ベキ~2.0）にカットオフがあることを示します。これは超新星残骸が若くてまだ加速の途中であるか、高いエネルギーの電子はシンクロトロン放射や逆コンプトン散乱などによりエネルギーを失ったためと考えられます。前者の状態は年齢限界（age limit）、後者は損失限界（loss limit）と呼ばれたりしています。電子スペクトルのカットオフがどれくらいのエネルギーかを表 1 にまとめています。~ 100 TeV 電子が見つかったと書きましたが、カットオフよりエネルギーの高い、スペクトルのほんの裾の部分を見ていたことがわかります。

この電子スペクトルのカットオフは加速の理論から計算することができます。フェルミ加速は拡散の

概念を用いて表現されています。運動量  $p_i$  から  $p_e$  まで加速されるのに必要なタイムスケールは次のようになっています<sup>14)</sup>。

$$\tau_{acc} = \frac{3}{v_u - v_d} \int_{p_i}^{p_e} \left\{ \frac{k_u(p')}{v_u} - \frac{k_d(p')}{v_d} \right\} \frac{dp'}{p'} \quad (5)$$

添字の u と d は衝撃波の上流（upstream）と下流（downstream）を表し、 $v$  はその速度、 $k$  は拡散係数です。この式より衝撃波の速度が大きいほど加速の効率が良いことが分かります。超新星残骸のダイナミクスはセドフ解という比較的単純なモデルで記述され、熱的 X 線の明るさなどから衝撃波の速度を知ることが可能です。式 (5) を使うには拡散係数も知っている必要があります。拡散係数はその平均自由行程からわかります。図 7 は SN 1006 において、平均自由行程 = ラーモア半径 とした場合、電子スペクトルのカットオフが超新星残骸の年齢により変化する様子を示しています。若いうちはどんどん加速が進みます。一方年齢 1000 年以降ではショックの速度が落ちてきて加速の効率が悪くなり、またシンクロトロン損失のためエネルギーは下がってきます。図 7 より SN 1006 の年齢（約 1000 年）ではカットオフは数 10 TeV で、これは観測結果（表 1）と良く合います。拡散の平均自由行程 = ラーモア半径という条件と式 (5)（とシンクロトロン損失）から得られる計算結果も表 1 に示しています。計算結果 (C) と観測結果 (B) はどの超新星残骸でも 2 倍くらいの誤差で一致しています。サンプルは少ないですが、この一致はこれまで使われてきた加速の理論の正しさを観測で示したことになります。また逆に超新星残骸の磁場を求めたり、年齢を求める新しい方法になるかもしれません。

以上のモデルは電子の加速をうまく説明できました。一方宇宙線のメインは陽子です。陽子はシンクロトロン放射がほとんど無視できるので計算はさらに簡単になり年齢限界のみになります。典型的な超新星残骸（10  $\mu$ G の磁場と 1 原子/cc の密

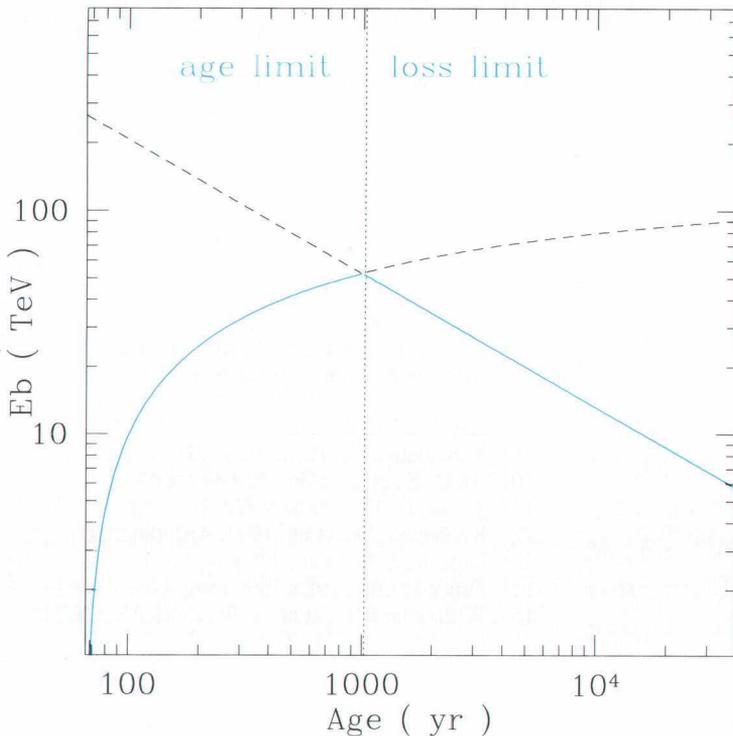


図8 電子スペクトルの折れ曲がりの時間的変化の例(実線部). SN 1006 について, 磁場  $6 \mu\text{G}$ , 星間物質の密度  $n = 0.5$  原子/cc として計算. 横軸は超新星残骸の年齢, 縦軸はカットオフのエネルギー.

度)の場合, 陽子スペクトルの折れ曲がりも  $10^{14.5}\text{eV}$  程度になります. knee ( $10^{15.5}\text{eV}$ ) まであと少しです. しかしこの「少し」がなかなか説明できず現在の宇宙線加速の問題になっています.

## 5. シンクロトロン X 線が見えるもの／見えないもの

シンクロトロン放射が X 線で見えたといっても, すべての超新星残骸で確認されたわけではありません. 実際にはほとんどの超新星残骸は熱的成分が支配的でシンクロトロン放射 X 線は確認できてない方が圧倒的に多いです. では, シンクロトロン放射が見えるものと見えないものでは何が異なってい

るのでしょうか. 超新星残骸の個性を表すパラメーターとしては磁場, 年齢, 超新星爆発のタイプ (I 型か II 型か), 爆発前の星間物質の密度などがあげられます. この中でもっとも重要なのは磁場でしょう. シンクロトロン放射は磁場との相互作用ですし, フェルミ加速でも磁場は重要な働きをします. SN 1006 ではシンクロトロン放射 (ASCA) と逆コンプトン散乱 (CANGAROO) のパワーの比だけから磁場の強度が計算できます<sup>6)</sup>. シンクロトロン放射と逆コンプトン散乱が確かなら, 曖昧な仮定がほとんどなく距離も知っておく必要がないのでかなり強力な方法です. その結果  $6 \mu\text{G}$  という値が得られています<sup>6)</sup>. 星間

磁場とそれほど変わらない値です. フェルミ加速では磁場が重要な役割を果たしますが, 磁場が強すぎると, シンクロトロン放射ですぐにエネルギーを失うため, 高いエネルギーまで加速されないのかもしれませんが. とはいってもカシオペア A は電波で明るいので磁場はかなり強いと考えられます. 年齢も ASCA の結果から若い超新星残骸 (カシオペア A,  $\sim 300$  年) から歳老いたもの (G156.2,  $\sim 15000$  年) まで幅広く見えており, そう単純ではないようです.

星間物質というのも重要です. 理由は二つあります. 一つは密度が高いと衝撃波のスピードが小さくなり, 加速の効率が悪くなることです. もう一つは赤外線です. 爆発のエネルギーでダストが温められると黒体放射が赤外線領域に現れます. シード光子が黒体放射で表現できる場合, 逆コンプトン散乱のパワーは温度の 4 乗に比例します.



ダストが温められて温度が2.7 K から10 倍になるだけで、電子は10000 倍の割合でエネルギーを損失します。シンクロトロン放射のパワーは磁場の2 乗に比例しますので磁場より重要です。この場合、TeV より低いエネルギー領域でインバースコンプトン成分が見えることになるでしょう。多波長での観測が今後重要になってくるでしょう。

## 6. 最後に

今回X線の観測結果を中心に話を進めてきましたが、まだ観測的研究は始まったばかりの段階です。今後X線はChandra衛星（アメリカ、既に観測開始）や、XMM（ヨーロッパ）、ASTRO-E（日本）などの大型衛星により優れたデータを得ることができ、サンプルはもっと増えていくでしょう。他波長でも世界各地で進んでいるチェレンコフ望遠鏡やGLAST衛星が、新しい高エネルギー宇宙の姿を見せてくれるでしょう。宇宙線オリジナルの観測でも新しいデータが期待できます。またこれらの観測結果から理論的分野でも大きな展開があると考えられます。21世紀には宇宙線により新しい宇宙の姿が見えてくると期待しています。

## 参考文献

- 1) Sokolsky P., 1989, Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics, Addison-Wesley Publishing Company Inc.
- 2) 詳しくは Bell, A. R., 1978, MNRAS 182, 147 などを参照
- 3) 例えば  
<http://www.physics.usyd.edu.au/astrop/wg96cat/>  
できれいな絵が見れます。
- 4) Koyama K., et al., 1995, Nature 378, 255
- 5) 天文月報 1998 年 10 月号, 1995 年 10 月号など
- 6) Tanimori T., et al., 1998, ApJ 497, L25
- 7) Koyama K., et al., 1997, PASJ 49, L7
- 8) Muraishi H., et al., 1999, Proc. 26th Int. Cosmic-Ray Conf. (Salt Lake City), 3, 500
- 9) Yamauchi S., et al., 1998, PASJ 51, 1
- 10) An G. E., et al., 1997, ApJ 487, L97
- 11) Tomida H., 1999, Ph-D 京都大学
- 12) Keohane J. W., et al., 1997, ApJ 484, 350
- 13) Esposito J. A., et al., 1996, ApJ 461, 820
- 14) Drury L. O' C., 1983, Rep. Prog. Phys 46, 973
- 15) Willingale P. F., et al., 1996, MNRAS 278, 749
- 16) Ozaki M., 1997, Ph-D 京都大学

### Cosmic-Ray Acceleration in Supernova Remnants

Hiroshi TOMIDA

National Space Development Agency of Japan, Sen-  
gen 2-1-1, Tsukuba, Ibaraki, 305-8505, Japan

Abstract: Recently, much evidence of cosmic-ray acceleration has been found. The most significant one is a discovery of synchrotron emission from the shell region of SN 1006. The existence of high-energy electrons was confirmed by TeV-gamma ray observation. I introduce the recent study of the cosmic-ray acceleration by X-rays and other wave length observations.