

若い超新星残骸における粒子加速過程の進化

辻 直美^{1,2}

〈¹ 神奈川大学 理学部数理・物理学科 〒259-1293 神奈川県平塚市土屋 2946〉

〈² 理化学研究所 数理創造プログラム 〒351-0198 埼玉県和光市広沢 2-1〉

e-mail: ntsuji@kanagawa-u.ac.jp



天の川銀河を満たす宇宙線は、超新星残骸の衝撃波で作られ出されると考えられている。超新星残骸の衝撃波で加速された電子は、シンクロトロン放射により電波からX線の電磁波を通じて、その情報を私たちに届けてくれる。本研究では、銀河系内の若い超新星残骸についてX線観測を用いた系統調査を行った。粒子加速の特性は、個々の超新星残骸や残骸内の領域ごとに異なり、その物理条件は様々であることが明らかになった。さらに11個の超新星残骸の解析結果から導かれる全体的な傾向として、超新星残骸の進化に伴って加速効率がよくなることが初めて観測的に示された。この効果を取り入れると、超新星残骸で到達可能な最高エネルギーの値が今まで考えられていたよりも大きくなる。

1. はじめに

銀河空間は高エネルギーにまで加速された荷電粒子、いわゆる宇宙線で満たされている。1912年のVictor F. Hessによる宇宙線の発見以来 [1]、百年以上経った今でもなおその起源は解明されていない。現在までに、およそ 10^6 から 10^{20} 電子ボルトにもわたる広域のエネルギーを持つ宇宙線が測定されている。宇宙線のエネルギースペクトルには、 10^{15} 電子ボルトと 10^{18} 電子ボルト付近に特徴的な二つの「折れ曲がり」があり、それぞれニーとアンクルと呼ばれている^{*1}。ニーより低いエネルギーの宇宙線は我々の銀河系内に起源を持ち、アンクルより高いエネルギーの宇宙線は銀河系外からやってくると考えられてきた。特に、銀河宇宙線の起源として有力な天体は、超新星残骸^{*2}

である。この仮説は、1934年にBaade & Zwickyにより提唱されて以降 [2]、ずっと検証が続けられてきた [3-5]。しかし、最近では宇宙線観測とガンマ線観測の新しい結果を踏まえて見直されようとしている。

まずは宇宙線の観測精度が向上し、国際宇宙ステーションに搭載されたアルファ磁気スペクトロメータAMS-02などでより詳細な宇宙線のエネルギースペクトルが取得されるようになった [6]。 3×10^{11} 電子ボルトでの折れ曲がりや、ニーとアンクル間の二番目のニーといった新たな構造がみつかった。また、陽電子の超過成分といった宇宙線の構成要素ごとに異なるエネルギー分布も確認されている。これらの観測結果は、超新星残骸などの宇宙線加速器のその場でのスペクトルを反映しているのか、あるいは銀河空間における伝播や

^{*1} ベキ関数（対数-対数グラフで直線になる）の宇宙線スペクトルを足に例えて、二つの折れ曲がりをひざ（nkee; ニー）と足首（ankle; アンクル）に見立てている。

^{*2} 超新星残骸とは、大質量の恒星が進化の最終段階で起こす超新星爆発の後に残った構造のことである。

粒子再加速といった効果が影響しているのか、今も議論が続いている。次に、宇宙線業界に大きな影響を与えているのはガンマ線観測である。高エネルギーに加速された粒子は、逆コンプトン散乱（宇宙線電子起源）や周りの物質との衝突で生じるパイ中間子の崩壊（宇宙線陽子起源）という放射過程を通して、ガンマ線帯域で明るく輝くことができる。つまり高エネルギーガンマ線が観測されるということは、高エネルギー粒子（宇宙線）が存在するという証拠であると言える。最新のHAWC, Tibet ASy, LHAASOといったガンマ線望遠鏡により 10^{13} 電子ボルト以上のガンマ線観測が可能になった。特に今年になって、LHAASO コラボレーションは 10^{14} 電子ボルト以上のガンマ線が検出された12個の天体を公開しており、うち7個がパルサー星雲、3個が超新星残骸、1個が大質量星団^{*3}、1個が未同定天体である[7]。

本稿では、依然として銀河宇宙線の有力候補である超新星残骸のX線観測と粒子加速について解説する。前述の通り、最近では高エネルギーガンマ線が超新星残骸からも観測されており、銀河宇宙線加速源としての超新星残骸の研究も盛り上がりを見せている。ガンマ線を放射するような宇宙線電子は、磁場との作用によるシンクロトロン放射でX線帯域でも明るく光ることが知られている。本研究では、20年以上稼働しているX線衛星の蓄積されたデータを用いて、11個の超新星残骸の解析を行い、個々の超新星残骸の粒子加速の性質と、全体としての粒子加速の様相を調べた。

2. 超新星残骸における粒子加速 —X線観測から何がわかるか

超新星残骸は、どのようにして宇宙線を作り出すのだろうか。宇宙線生成の標準的な加速理論と

して、衝撃波統計加速（あるいはフェルミ加速）が長年受け入れられている[8, 9]。超新星爆発に伴う噴出物質は超音速で星間空間を広がるので、超新星残骸の表面には衝撃波が形成される。荷電粒子は磁場を介して散乱されるため、衝撃波面をまたいで行ったりきたりし、徐々にエネルギーを獲得することができる。一往復でのエネルギー獲得率はおよそ v_{sh}/c (v_{sh} は衝撃波速度, c は光速)である。衝撃波統計加速で予想される粒子のエネルギー分布は、 E^{-2} というべき関数である。しかし、粒子は永遠に加速されるわけではなく、どこかで加速限界を迎える。この加速可能な最大エネルギー E_{max} は、(1)放射損失、(2)年齢、(3)衝撃波からの逃走のいずれかで決定される。スペクトルはべき関数から、 E_{max} で特徴付けられる指数関数カットオフ $\exp(-E/E_{max})$ に従って落ちていくことになる。

加速が盛んに行われる若い^{*4}超新星残骸では、加速された電子は(1)の放射損失、特にシンクロトロン放射で制限される。「加速が放射損失で制限される」ということは、「加速にかかる時間と放射にかかる時間が同じくらい」ということである。加速時間 t_{acc} は、

$$t_{acc} \propto \frac{E\eta}{v_{sh}^2 B}$$

のように、粒子のエネルギー E 、加速効率 η ^{*5}に比例し、衝撃波速度 v_{sh} の2乗と磁場強度 B に反比例する。シンクロトロン放射の時間 t_{synch} は、

$$t_{synch} \propto \frac{1}{EB^2}$$

のように、粒子のエネルギーと磁場の2乗に反比例する。以上の2式から、粒子の最大エネルギー（カットオフエネルギー E_c ）を求めると、

^{*3} このはくちょう座にある星形成領域（Cygnus OB2）からは 10^{15} 電子ボルトにも上るガンマ線が検出された(1)。

^{*4} 本稿では、爆発から数千年以下の超新星残骸を「若い」とする。

^{*5} η （ポーム因子とも呼ばれる）は、粒子の平均自由行程を粒子のラーマー半径で割ったものと定義される。 $\eta=1$ がポーム極限と呼ばれる最も加速効率が良い時で、一方で η が大きいと加速効率が悪い。

$$E_c \propto v_{sh} B^{-\frac{1}{2}} \eta^{-\frac{1}{2}} \quad (1)$$

となる。この最大エネルギーを持つ粒子が放射するシンクロトロンX線のエネルギー ϵ_c は $E_c^2 B$ に比例するので、式(1)を代入して、

$$\epsilon_c \propto v_{sh}^2 \eta^{-1} \quad (2)$$

となる。X線のカットオフエネルギー ϵ_c は結局、衝撃波速度 v_{sh} と加速効率 η のみで表される。つまり、カットオフエネルギー ϵ_c と衝撃波速度 v_{sh} を測ることができれば、加速効率の指標となるパラメータ η を求めることができる。

2.1 詳細なモデル

式(2)の記述は簡略化されたものであり、詳細な計算はZirakashvili & Aharonianにより導出されている ([10]; 以下ZAモデルと呼ぶ)。このモデルでは、標準的な衝撃波統計加速で作られた粒子を衝撃波面に注入し、シンクロトロン放射によるエネルギー損失と、ボーム拡散による衝撃波近傍での粒子の振る舞いを仮定し、1次元の数値計算と解析解の導出を行っている*6。ZAモデルで得られた加速効率の式を以下に示す。

$$\eta = 1.6 \left(\frac{v_{sh}}{4000 \text{ km/s}} \right)^2 \left(\frac{\epsilon_0}{\text{keV}} \right)^{-1} \quad (3)$$

ここで、 ϵ_0 はカットオフを特徴づけるパラメータで、keV (10^3 電子ボルト)というエネルギーの単位で表される。

ZAモデルは、加速が放射損失で決まる場合を想定しているが、この仮定はどの程度妥当であるのだろうか。粒子加速は放射損失のほかに、年齢あるいは逃走で制限されるが、今回は若い超新星残骸を取り扱うので、逃走はまだ始まっ

ていないとする。加速が放射で決まるという仮定が成り立つためには、放射時間が年齢より小さい必要がある。この条件を解くと、磁場強度が $12(t_{age}/\text{千年})^{-2/3}(v_{sh}/4000 \text{ km/s})^{-2/3}\eta^{1/3}$ マイクロガウスより大きくなければならないという条件に焼き直すことができる。本研究で取り扱う超新星残骸に対しては、磁場が10-40マイクロガウス以上であればよい。典型的な星間磁場の強度は約4マイクロガウスであり、衝撃波での圧縮や磁場増幅 [3, 11] を考えると、この条件は十分に満たすことができると考えられる。

3. データセレクション

ここでは、2章で述べた加速効率を調べるために、どんな超新星残骸を選べばよいかを紹介したい。現在、超新星残骸のカタログ [24] には383個が登録されており、本研究の目的のために適切にサンプルを選定する必要がある。まず第一に、シンクロトロン放射が確認されている超新星残骸である必要がある。加えて、純粋なシンクロトロン放射スペクトルを調べるために、空間分解が可能な銀河系内の超新星残骸に限ることにする。ZAモデルは衝撃波近くの領域に適用することができるので、そのような領域を抽出できるほど十分に大きな視直径を持っている必要がある。また、空間分解することで、熱的な放射の混入を最小限に抑えることができる。第二に、式(3)にある通り、衝撃波速度とカットオフエネルギーが決まっている必要がある。衝撃波速度は長期モニタリングから測定することができる*7。カットオフエネルギーは本研究にてX線スペクトルのフィッティングから求める。第三に、加速の系統的な性質を調べるために、超新星残骸の年齢や距

*6 ZAモデルでは、電子のカットオフ形状は $\exp(-E^2)$ 、対応するシンクロトロン放射のカットオフ形状は $\exp(-\epsilon^{1/2})$ となり、単純な $\exp(-E)$ という形とはスロープが異なることに注意したい。ボーム拡散以外の時は、このカットオフの形状が変化する。

*7 輝線のドップラーシフトも速度の参考にはなるが、今回は非熱的放射の固有運動から衝撃波速度が求められている超新星残骸に限定する。

表1 本研究で用いた超新星残骸 (1パーセクは約3光年である).

名前	年齢 (年)	距離 (10^3 パーセク)	衝撃波速度 (km/s)	視直径 (分角)	文献
G1.9+0.3	190±50	~8.5	3600-13000	2	[12]
カシオペア A (SN 1680)	335±20	3.4	4400-5500	6	[13]
ケプラー (SN 1604)	415	4±1	3400-5700	4	[14]
ティコ (SN 1572)	440	2.3	3200-4000	8	[15]
G330.2+1.0	700±300	~5	3700-9100	12	[16]
SN 1006	1010	1.9±0.3	3000-7200	30	[17]
RX J1713.7-3946 (SN 393)	1600±10	1	800-4000	60	[18]
RCW 86 (SN 185)	1835	2.8	1800-3000	44	[19]
Vela Jr.	3000±1000	0.5-0.9	~2000	120	[20]
HESS J1731-347	2500-14000	3.6±0.4	~2500	30	[21]
SN 1987A	30	51.4	~6700	0.028	[22]

離といった量が決まっているものが好ましい。

以上の基準に基づき、銀河系内の若い超新星残骸11個を選定した(表1)*8。10 keV以下の軟X線観測には、空間分解能力に優れたチャンドラ衛星のデータを主に使用する。例外として、超新星残骸 Vela Jr. にはすぐく衛星のデータを用いた。10 keV以上の硬X線観測は、ニュースター衛星のデータがある場合は用いる。ニュースター衛星の空間分解能はチャンドラ衛星に比べると劣るが、80 keVまでのスペクトルを取得可能なので、カットオフを正確に求めることができる。

3.1 加速効率の推定 (例: 超新星残骸 SN 1006)

加速効率の測定について、超新星残骸 SN 1006 を例に挙げてみてみよう。図1(d)にチャンドラ衛星で撮られたX線イメージを示す。外縁部の線状(フィラメント状)の構造が衝撃波であると考えられており、粒子加速の研究に最適なシンクロトロン放射が卓越している。図中の左上にある領域3から抽出されたスペクトルを図2に示す。星間吸収を考慮したZAモデルでフィッティングを行い、データとモデルの残差を図2(下)に示している。この時のカットオフのベストフィット値は、 $\epsilon_0=0.5$ keVであった。衝撃波速度は、2003年と2012年に撮像されたイメージの比較から、約5500 km/sであることが先行研究にて明らかに

なっている [17]。これらを式(3)に当てはめると、加速効率が $\eta=6.2$ と求められる。これはボーム極限值($\eta=1$)より大きく、加速効率はさほどよくないということがわかる。ただし、4.2章でも述べるように、領域3はSN 1006の中では最も加速効率のよい領域である。

4. 若い超新星残骸が示す個々の粒子加速の性質

この章では、個々の超新星残骸で得られた結果についてみていく。衝撃波速度とカットオフエネルギーの測定という観点で、空間分解が可能な6個の超新星残骸のうち、代表的な4つ(カシオペアA、ケプラー、ティコ、SN 1006)について詳しく紹介したい。他の超新星残骸の結果については [23, 25] をご覧いただきたい。図1にX線イメージ、図3に各超新星残骸の各領域で得られた衝撃波速度とカットオフの散布図を示す。図3からは、超新星残骸ごとに、また、同じ超新星残骸でも領域ごとに異なる性質を示していることがみてとれる。以下では4つの超新星残骸について別々に性質を述べていく。

4.1 ケプラーとティコの超新星残骸

ケプラーの超新星残骸とティコの超新星残骸は歴史的な書物に記載されている通り、それぞれ西

*8 ニュートリノの検出で有名なSN 1987Aだけは、天の川銀河近傍の大マゼラン星雲にある超新星残骸である。

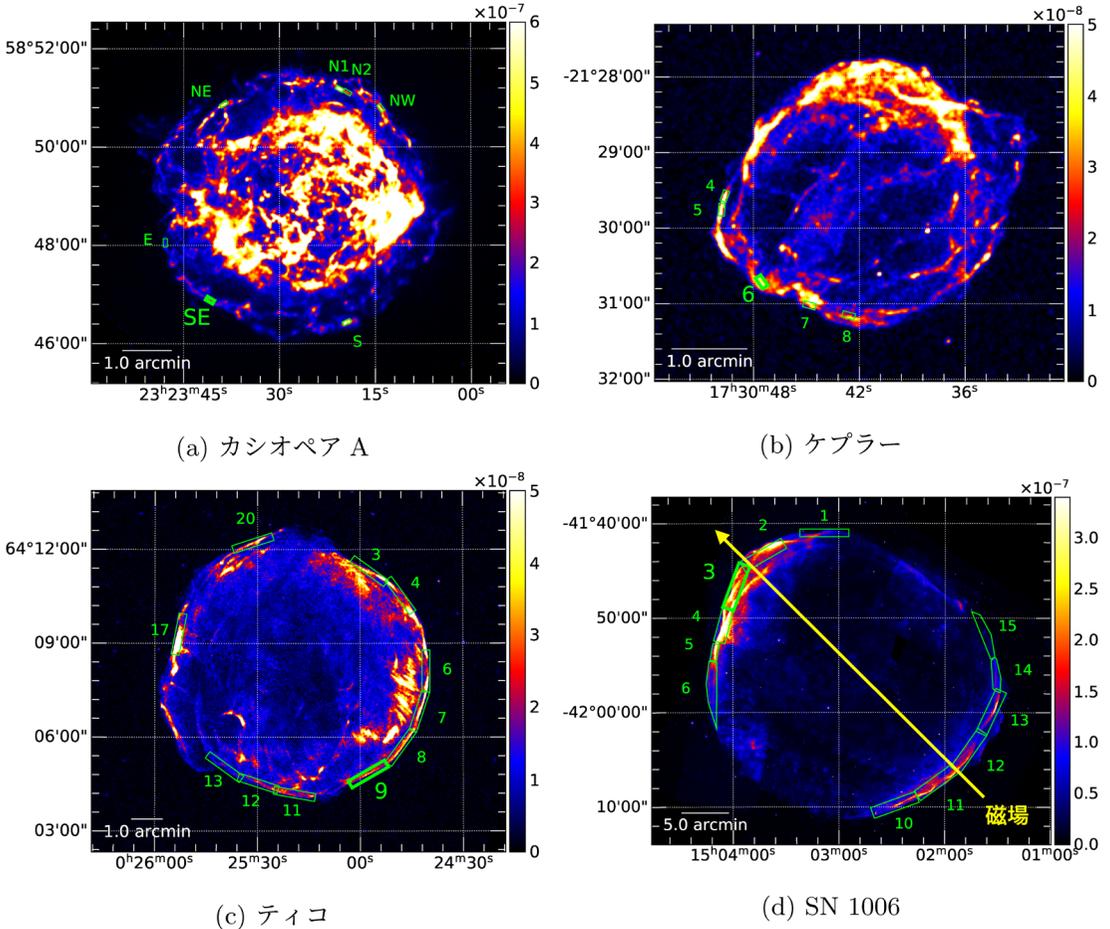


図1 超新星残骸のX線イメージ (SN 1006は0.5-7 keV, 他は4-6 keVの帯域でのフラックスイメージ). シンクロトロン放射が卓越している領域とその領域名を示している. 他の領域については [23] を参照されたい. 座標は赤経赤緯で表されており, 図中の上方方向が北, 左方向が東に対応する.

暦1604年にヨハネス・ケプラーに, 西暦1572年にティコ・ブラーエにより発見された. どちらもIa型の超新星爆発 (白色矮星の核暴走反応) であると考えられており, 年齢も近いことから大きさや衝撃波速度などのパラメータが似通っている (表1). 両者とも表面に細い線状の衝撃波構造が確認されているが, 熱的な放射も強いため, 本稿ではシンクロトロン放射の卓越する領域 (図1bとc) からの結果のみを示している.

ケプラーとティコの超新星残骸では, 残骸の中の場所ごとに衝撃波速度もカットオフエネルギー

も異なることがわかる (図3上). しかし, この二つのパラメータのばらつきは, 式(3)で加速効率 η が一定の場合の理論曲線に綺麗に沿うことがわかる. つまり, 超新星残骸内では場所によらず加速効率が一定 ($\eta \sim 3$) である.

4.2 超新星残骸SN 1006

超新星残骸SN 1006は名前の通り, 西暦1006年に起きた超新星爆発の残骸であり, この時の爆発の様子は藤原定家の『明月記』にも描写されている. SN 1006は銀河面から15度離れた混み入っていない場所で爆発したため, 地球からよく観測

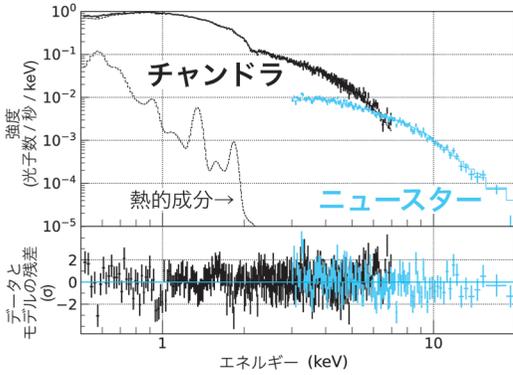


図2 チャンドラとニュースター衛星で取得したSN 1006（領域3）におけるX線スペクトルのフィッティング例。

することができ、粒子加速を研究するうえで理想的な実験系であるとも言える。北東と南西の領域でシンクロトン放射が強く、二つの極を持つような（バイラテラル）構造が特徴的である（図1d）。

図3下からはSN 1006の残骸内で、衝撃波速度はおおよそ一定であるのに対して、カットオフエネルギーはばらつきがあることがわかった。ケプラーやティコの超新星残骸とは異なり、衝撃波速度-カットオフ図（図3下）の散布は一定の加速効率では表すことができず、領域ごとに加速効率も異なる。

この加速効率のばらつきは、磁場の向きという新しい物理量を導入すると説明することが可能になる。星間磁場の向きと衝撃波の走る方向は、粒子加速に大きく影響を与え、近年では数値計算を用いた精細な研究がなされている [26]。特に、星間磁場の向きと衝撃波の走る方向が平行である時（平行衝撃波と呼ばれ、SN 1006では極付近）に、粒子がより効率的に加速されるという提唱もされている。SN 1006では今回解析した天体の中で唯一、図1dのように磁場の方向が電波観測から明らかになっている。本研究で得た加速効率も北東と南西の極付近でよくなっているという結果であり、先行研究 [27] を裏づけるものとなった。

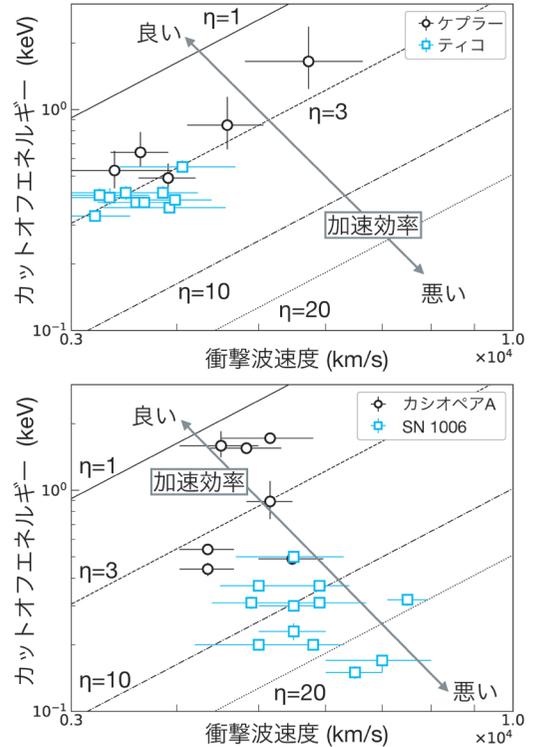


図3 衝撃波速度とカットオフエネルギーの関係。直線は $\eta=1, 3, 10, 20$ の場合の式(3)を示す。

4.3 超新星残骸カシオペアA

本章の最後に述べておきたいのがカシオペアAについてである。この超新星残骸は西暦1680年に爆発したと考えられており、カシオペア座の方角に位置する。衝撃波速度-カットオフ図（図3下）は、衝撃波速度はおおよそ一定でカットオフエネルギーが領域ごとに異なるという、SN 1006と似たような傾向を示している。SN 1006と同様に磁場の向きが影響している可能性もあるが、磁場方向の測定が困難であるため、この仮説を検証することはできない。そこで私は、加速効率とよい相関を示す他の物理量がないか調べたところ、物質の密度が候補として挙げられた。密度の低い場所で加速効率が良い傾向が見られており、これは低密度領域で衝撃波のエネルギーが加熱よりも加速に使われるという描像のヒントであるかもしれな

いと考えている。今後、より詳細な解析を行い、粒子加速と密度の関係についても検討していきたい。

5. 若い超新星残骸が示す全体的な粒子加速の傾向—粒子加速の進化

この章では、得られた結果の超新星残骸全体としての傾向をみていく。

5.1 加速効率の年齢依存性

図4に本研究で解析を行った11個の超新星残骸から得られた加速効率を、超新星残骸の年齢の関数として示している。4章でみたように残骸内の領域で加速効率が異なる場合もあるが、カットオフエネルギーが最も高い領域の値と、平均の値をプロットしている。図4が示すように、若い超新星残骸の加速効率を全体としてみると、年齢が経つにつれて加速効率がよくなる傾向があることがわかる。このような加速効率の時間進化はこれまでに考えられておらず、今回観測的に初めて明らかになった。図4を、経験則として時間のべき関数でフィッティングすると、以下のような関係式を得ることができる。

$$\eta = (1.5 \pm 0.2) \times \left(\frac{t_{\text{age}}}{\text{千年}} \right)^{-(0.41 \pm 0.08)} \quad (4)$$

図4では年齢との関係を示したが、超新星残骸の進化は周りの環境によるので、進化の指標として年齢が必ずしも正しいとは限らない。そこで、加速効率と超新星残骸の進化パラメータとの相関についても述べておく。進化パラメータとは、超新星残骸の年齢を t 、大きさを $R \propto t^m$ とした時の m のことである。 $m=1$ は超新星爆発時（自由膨張期と呼ばれる最初の時期）であり、 $m=0.4$ は衝撃波が爆発の噴出物質と同程度の星間物質を掃き集めた時期（いわゆるセドフ期と呼ばれる二番目の時期）を表している。本研究の11個の超新星残骸は、セドフ期より若い、ちょうどセドフ期に遷移している時期にある。ここでは図は割愛

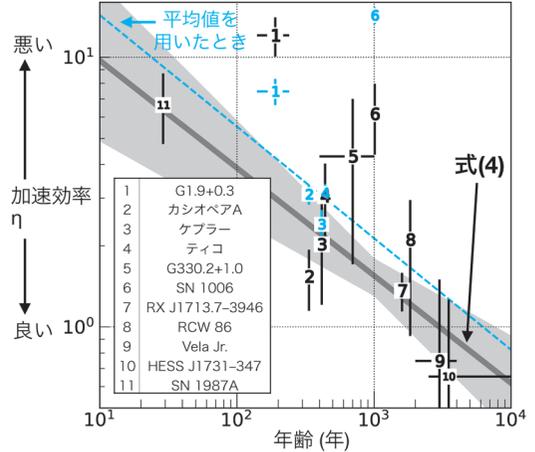


図4 加速効率ηの時間進化。黒点はカットオフエネルギーが最も高い領域の値、青点は領域平均の値を示している。実線と影は式(4)のベストフィットと誤差範囲内、青の点線は加速効率の平均値を用いてフィッティングした場合を表している。

するが、加速効率は $m=1$ から $m=0.4$ にかけてもよくなる傾向を捉えることができている [23].

次に、加速効率の時間進化の解釈について考えていく。2章で少し述べたように、粒子は磁場との散乱を繰り返すことで衝撃波を往復する。加速効率ηは磁場の乱れとも関係しており、加速効率がよくなるということは、粒子を散乱させる磁場乱流が大きくなることを意味している。磁場乱流が増幅される機構についてはよくわかっていないが、宇宙線自身が作り出す不安定性に起因するという説もある [28]。したがって今回の観測結果は、超新星残骸の進化が進み、より多くの粒子が加速され、この加速された粒子自身が磁場の乱流度を高めたことで、加速効率がさらによくなると解釈することができる。これはあくまで一つの定性的な解釈である。今後、定量的な説明を考える必要や、磁場の向きや宇宙線の非線形効果など別の可能性も考える必要がある。

さらに、超新星爆発型の違いについても紹介したい。超新星爆発型は白色矮星の核暴走型 (Ia

型)と重力崩壊型(II型など)に大きく分けられる。ここでも図は割愛するが、爆発型ごとの加速効率の時間進化を調べたところ、有意な違いは得られなかったが、II型の方が全体的に加速効率がよく、少し緩やかな時間依存を示した。これは、II型の超新星残骸の親星が大質量星であるために、爆発前の強い星風により密度の非一様性が作られ、これが磁場乱流の生成に関連しているのではないかと考えられる。今回ヒントを得た加速効率の爆発型の違いは、今後、長時間観測や将来のX線衛星で確かめることができるかもしれない。

5.2 最高エネルギーへの影響

超新星残骸は銀河宇宙線の起源の最有力候補である一方で、銀河宇宙線の最高エネルギーである 10^{15} 電子ボルトまで加速された粒子が、観測的に捉えられていないことが大きな問題となっている。これは「ペバトロン(ペタ(=10¹⁵)電子ボルト粒子の加速器)問題」と呼ばれている。今回、図4が示すように加速効率の時間依存を考慮すると、超新星残骸が到達し得る最大エネルギーが少し高くなることを、以下に述べる。

若い超新星残骸で生成される宇宙線の最高エネルギーは、加速が年齢で制限される場合を考える必要がある。これは陽子の場合に当てはまるが、宇宙線の9割が陽子であることや、電子と陽子で加速効率は同じであることを踏まえると妥当な仮定である。年齢で制限される最大エネルギーは、

$$E_{\text{max, age}} \propto t v_{\text{sh}}^2 B \eta^{-1} \quad (5)$$

という時間依存性を持つ。ここで、衝撃波速度は $v_{\text{sh}} \propto t^0$ (自由膨張期)及び $t^{-3/5}$ (セドフ期)、磁場は $B \propto t^{-\mu}$ というように時間に依存することが知られている。磁場の時間依存性は十分にわかっておらず、例えば $\mu=0.55-0.9$ (セドフ期)といった制限がある[11, 29]。5.1節の式(4)でみたように、本研究から新たに加速効率についても $\eta \propto t^{-\delta}$ ($\delta=0.41$)という時間依存が確認された。これらすべてを考慮すると、式(5)は以下のように書き

改めることができる。

$$E_{\text{max, age}} \propto \begin{cases} t^{1-\mu+\delta} & \text{(自由膨張期)} \\ t^{-\frac{1}{5}-\mu+\delta} & \text{(セドフ期)} \end{cases} \quad (6)$$

したがって、今回明らかになった加速効率の進化を考慮すると、今まで考えられていたよりも最大エネルギーが t^δ の分だけ高くなることがわかる。

以上の効果を実際の超新星残骸に当てはめてみよう。例えば現在約300歳で陽子の最大エネルギーが 2×10^{12} 電子ボルトのカシオペアAに適應すると、自由膨張期の仮定のもと、3000歳頃には $E_{\text{max, age}}$ が 4×10^{14} 電子ボルト程度になる。これは加速効率の時間進化を考えなかった値に比べて、2倍ほど大きい。それでも銀河宇宙線の最高エネルギーである 3×10^{15} 電子ボルトには至らないが、ペバトロン問題に新たな可能性を提示することができたと言える。

6. 終わりに

本研究ではX線観測を用いて、超新星残骸の様々な粒子加速の様相や、加速効率の時間進化についてみてきた。既存のX線衛星やアーカイブデータでできることはすべてやった(つもりである)。本研究をより進展させるためには、新しい衛星や望遠鏡の将来計画が不可欠である。日本が主導する硬X線衛星計画FORCEが打ち上がり、カットオフエネルギーを正確に求めることができれば、加速効率の爆発型による違いや、磁場乱流の詳細も明らかになるかもしれない。さらに現在も建設が進められているガンマ線望遠鏡CTAが完成すれば、X線と同様にガンマ線のスペクトルからも加速効率を求めることが可能になると期待する。

謝辞

本稿は博士論文[25]とThe Astrophysical Journalへの投稿論文[23]に基づいており、学部生時代の指導教員である内山泰伸先生、博士論文の

審査員である北本俊二先生，中山優先生，さらに共著者の Dmirty Khangulyan 氏，Felix Aharonian 教授には心より感謝を申し上げます。この原稿を作るにあたっては，2021 年度の天文月報編集委員の方々，小高裕和さんには大変お世話になりました。ここでお礼を申し上げます。

参考文献

- [1] Hess, V., 2018, arXiv:1808.02927
 [2] Baade, W., & Zwicky, F., 1934, Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A., 20, 259
 [3] 内山泰伸, 2010, 天文月報, 103, 374
 [4] 馬場彩, 2011, 天文月報, 104, 634
 [5] 田中孝明, 2015, 天文月報, 108, 675
 [6] The AMS Collaboration, 2015, Phys. Rev. Lett., 114, 171103
 [7] Cao, Z., et al., 2021, Nature, 594, 33
 [8] Blandford, R. D., & Ostriker, J. P., 1978, ApJ, 221, L29
 [9] 富田洋, 1999, 天文月報, 92, 608
 [10] Zirakashvili, V. N., & Aharonian, F., 2007, A&A, 465, 695
 [11] Bamba, A., et al., 2005, ApJ, 621, 793
 [12] Borkowski, K. J., et al., 2010, ApJ, 724, L161
 [13] Patnaude, D. J., & Fesen, R. A., 2009, ApJ, 697, 535
 [14] Katsuda, S., et al., 2008, ApJ, 689, 225
 [15] Williams, B. J., et al., 2013, ApJ, 770, 129
 [16] Borkowski, K. J., et al., 2018, ApJ, 868, L21
 [17] Winkler, P. F., et al., 2014, ApJ, 781, 65
 [18] Tsuji, N., & Uchiyama, Y., 2016, PASJ, 68, 108
 [19] Yamaguchi, H., et al., 2016, ApJ, 820, L3
 [20] Allen, G. E., et al., 2015, ApJ, 798, 82
 [21] The H. E. S. S. Collaboration, 2011, A&A, 531, A81
 [22] Frank, K. A., et al., 2016, ApJ, 829, 40
 [23] Tsuji, N., et al., 2021, ApJ, 907, 117
 [24] Ferrand, G., & Safi-Harb, S., 2012, Adv. Space Res., 49, 1313
 [25] 辻直美, 2020, 博士論文 (立教大学)
 [26] Caprioli, D., & Spitkovsky, A., 2014, ApJ, 783, 91
 [27] Miceli, M., et al., 2009, A&A, 501, 239
 [28] Bell, A. R., 2004, MNRAS, 353, 550
 [29] Völk, H. J., et al., 2005, A&A, 433, 229

Evolution of Particle Acceleration in Young Supernova Remnants

Naomi TSUJI

Department of Mathematics and Physics, Faculty of Science, Kanagawa University, 2946 Tsuchiya, Hiratsuka, Kanagawa 259-1293, Japan

Abstract: Cosmic rays in our Galaxy are believed to originate from shock waves at supernova remnants (SNRs). The accelerated electrons at SNR shocks bring us their information on the acceleration process by emitting synchrotron radiation in radio to X-ray energy bands. We performed systematic analysis of X-ray observational data of young SNRs in our Galaxy. We found that there is a variety of particle acceleration, depending on individual SNRs and different sites inside each remnant. Furthermore, it was revealed that the acceleration becomes more effective with the age of an SNR, suggesting a higher maximum achievable energy by the acceleration.