

X線・ガンマ線観測で明らかにする 超新星残骸における宇宙線加速



田中孝明

〈京都大学大学院理学研究科物理学第二教室 〒606-8502 京都市左京区北白川追分町〉

e-mail: ttanaka@cr.scphys.kyoto-u.ac.jp

宇宙線のうち $\sim 10^{15}$ 電子ボルト以下のものは銀河系内で生成されていると考えられている。なかでも、超新星残骸の衝撃波は、フェルミ加速機構によって荷電粒子を加速していると考えられ、宇宙線加速源として最も有力な候補である。近年のX線・ガンマ線観測によって、加速された粒子からの非熱的放射が検出され、超新星残骸が宇宙線加速源であるという描像が確立しつつある。最近、フェルミ・ガンマ線宇宙望遠鏡によって陽子起因の放射が捕らえられ、宇宙線の主成分である陽子も超新星残骸で加速されていることも観測的に明らかになった。本稿では筆者がかかわったものを中心に、超新星残骸のX線・ガンマ線観測による宇宙線加速の研究を紹介する。

1. 銀河宇宙線と超新星残骸

地球には絶えず宇宙線と呼ばれる高エネルギー粒子が降り注いでいる。宇宙線の成分は、90%程が陽子であり、そのほか、ヘリウム以上の原子核と僅かに電子を含む。横軸に宇宙線のエネルギー、縦軸に宇宙線フラックスとした宇宙線スペクトルは、およそ 10^9 eV (電子ボルト) から 10^{20} eVに至るまでほとんど構造のないべき型関数でよく表すことができる。つまり、

$$\frac{dN(E)}{dE} \propto E^{-s} \quad (1)$$

と書ける。詳細に見るとべき s は途中のエネルギーで変化しており、knee (ひざ) と呼ばれる $10^{15.5}$ eV以下のエネルギーでは $s \simeq 2.7$ であり、それより上のエネルギーでは $s \simeq 3.1$ となってスペクトルが急になる。さらに上のエネルギーを見ると、 $10^{18.5}$ eVにおいて再びべきが小さくなることが知られており、この構造はankle (かかと) と呼ばれている。

宇宙線のうちkneeより低いエネルギーをもつ

ものについてはわれわれの住む銀河系内に起源をもつと考えられている。これを銀河宇宙線と呼び、この稿で扱う対象である。星間空間における銀河宇宙線のエネルギー密度は 1 eV cm^{-3} 程度である。これは、銀河系内の恒星からの放射や星間磁場のエネルギー密度より大きく、宇宙線は銀河の主要な構成要素であると言えるだろう。また、宇宙線による星間ガスの電離は、各種分子生成に重要な役割を果たしていると考えられており、銀河系の化学進化を考えるうえで不可欠である¹⁾。

1912年にオーストリア出身の物理学者Victor F. Hessによって宇宙線が発見されて以来、約100年が経つが、その起源はいまだに確定したとは言えない。銀河宇宙線の起源の有力な候補として1930年代から超新星残骸が考えられてきた²⁾。超新星残骸とはその名のとおり超新星爆発の痕跡である。超新星爆発には太陽質量の約8倍以上の重い星が一生を終える際に起こす重力崩壊型と、白色矮星での核反応暴走によるIa型がある。いずれの場合も、爆発時に約 10^{51} ergの運動エネルギーが解放され、星を構成していた物質が

10,000 km s⁻¹程度の初速度で飛び出す。これは星間ガス中における音速を優に超えるので衝撃波が形成されることになる。この衝撃波によって加熱されたプラズマや、以下で述べるように加速された粒子からの放射が超新星残骸として観測されているものである。

超新星残骸の衝撃波では「フェルミ加速」と呼ばれる機構によって、荷電粒子が超高エネルギーにまで加速されると考えられている。この加速機構では、荷電粒子が磁場乱流によって反射され、衝撃波面を往復するごとに僅かずつエネルギーを得る。一往復あたりのエネルギー増加量は衝撃波速度に依存する。若い超新星残骸に典型的な数千 km s⁻¹を考えると、荷電粒子は、一往復あたりに数%エネルギーを増すことができる。フェルミ加速機構の理論に基づくと被加速粒子のスペクトルはべき関数型になるので、観測されている宇宙線スペクトルと一致する。また、超新星爆発で解放される運動エネルギー 10⁵¹ erg のうち 1-10% が被加速粒子に渡れば、星間空間における宇宙線エネルギー密度も説明できる。

X線やガンマ線の観測は、超新星残骸において宇宙線が加速されているという仮説を検証するうえで主導的な役割を果たしてきた。以下では筆者がかかわった研究を中心に最近の成果について紹介する。

2. シンクロトロンX線放射

超新星残骸で実際に宇宙線が加速を観測的に調べる手段としては、被加速粒子からの電磁放射の観測が最も有効である。被加速粒子はべき関数、すなわち、非熱的分布をもつ。このようなエネルギー分布をもつ粒子からの放射を非熱的放射と言う。超新星残骸からの非熱的放射としては電波帯域のシンクロトロン放射が古くから検出されている。これはGeV程度まで加速された電子からの放射である。

超新星残骸からの非熱的放射の観測は、X線観

測によって新たな展開を迎えた。日本のX線天文衛星「あすか」により超新星残骸SN 1006から初めてシンクロトロンX線が検出されたのである³⁾。シンクロトロンX線のエネルギーを ϵ_{sync} 、放射を出している電子のエネルギーを E_e 、磁場の大きさを B とすると、

$$\epsilon_{\text{sync}} = 1.6 \left(\frac{B}{10 \mu\text{G}} \right) \left(\frac{E_e}{100 \text{TeV}} \right) \text{keV} \quad (2)$$

と書ける。この式からわかるように、keV程度のシンクロトロンX線の検出は、TeVを超えるエネルギーにまで電子が加速されている証拠となるのである。

SN 1006からの発見を皮切りに、RX J1713.7-3946, RX J0852.0-4622 (Vela Jr.), Cassiopeia A などほかの超新星残骸から次々とシンクロトロンX線が検出された⁴⁾⁻⁶⁾。これらはいずれも年齢が数千年以内の若い超新星残骸である。

これらの若い超新星残骸においてどのエネルギーにまで粒子が加速されているのであろうか？超新星残骸において到達しうる最高加速エネルギー E_{max} は、粒子加速に要する時間と超新星残骸の年齢 $\approx V_s/R$ (V_s と R はそれぞれ衝撃波速度と超新星残骸の半径) を等しいとして、

$$E_{\text{max}} = 500 \frac{Z}{\eta} \left(\frac{V_s}{10^4 \text{ km s}^{-1}} \right) \times \left(\frac{B}{10 \mu\text{G}} \right) \left(\frac{R}{10 \text{ pc}} \right) \text{TeV} \quad (3)$$

と大まかに見積もることができる。ここで、 Z は電気素量を単位とした被加速粒子の電荷、 B は磁場の大きさである。 η については後で述べるが、ジャイロ因子と呼ばれ $\eta \geq 1$ である。

式(3) からわかるように、粒子をより高いエネルギーに加速させるには磁場が大きくならなければならない。星間磁場程度 ($\sim \mu\text{G}$) ではkneeのエネルギーにまで加速するのは到底不可能である。しかし、最近のX線観測から超新星残骸の衝撃波において磁場が100 μG から 1 mG にまで増幅されていることが示唆されている^{7),8)}。このよ

うな磁場増幅は理論的にも予測されているものである。詳しくは天文月報に掲載されている馬場彩氏による記事⁹⁾ や内山泰伸氏¹⁰⁾ による記事を参照していただきたい。

最高加速エネルギーを考えるうえでもう一つ重要なパラメータはジャイロ因子 η である。このパラメータは $\eta=(B/\delta B)^2$ と書ける。つまり、 $\eta=1$ は磁場乱流が最も大きい極限に対応し、これをボーム極限と言う。ジャイロ因子の値は以下のようにX線観測から制限することができる。シンクロトロンX線を出す電子は放射冷却によってエネルギーを失うため、高エネルギー側にカットオフをもつはずである。したがってシンクロトロン放射のスペクトルもカットオフをもつことになる。このカットオフのエネルギー ε_0 は加速時間とシンクロトロン冷却時間を等しいして解くと、

$$\varepsilon_0 \propto V_s^2 \eta^{-1} \quad (4)$$

となる。筆者らは広帯域を誇る「すざく」衛星を用いてRX J1713.7-3946を観測して図1にあるようなカットオフ構造を検出することに成功した¹¹⁾。一方、角度分解能に優れるチャンドラ衛星の観測から $V_s < 4,500 \text{ km s}^{-1}$ という上限値が得られている⁸⁾。これらの値を用いて $\eta \leq 1.8$ を得ることができる。この超新星残骸においてはボーム極限に近い極めて効率の良い粒子加速が起きている

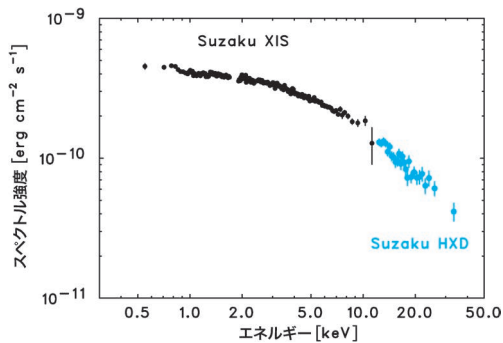


図1 「すざく」衛星によって得られた超新星残骸RX J1713.7-3946からのシンクロトロン放射スペクトル。カットオフ構造が見られる。

るようである。以上の結果から超新星残骸の衝撃波が非常に優れた粒子加速器であることがわかった。しかし、残念ながらkneeのエネルギーにまで到達するような粒子加速の証拠は得られていない。超新星残骸の衝撃波がkneeのエネルギーにまで粒子を加速することができるかどうかを検証することは今後の大きな課題であると言えるだろう。

3. ガンマ線放射

近年の大气チェレンコフ望遠鏡の感度向上により、TeV (=10¹² eV)ガンマ線帯域において超新星残骸が次々と検出されている。これは、超新星残骸においてTeVを超えるエネルギーまでの粒子加速が起きていることの、より直接的な証拠となっている。さらに、H.E.S.S. 望遠鏡などによって、RX J1713.7-3946やRX J0852.0-4622など複数の超新星残骸の画像や高精度のスペクトルが得られるようになり^{12),13)}、シンクロトロンX線のデータと比較することでさまざまな議論を行うことが可能となった^{11),14),15)}。

宇宙線の主成分である陽子が加速されているか調べるうえで、ガンマ線の放射機構を特定することは欠かせない。ガンマ線帯域において陽子起因の放射が見える可能性があるからである。図2に超新星残骸からの非熱的放射の電波帯域からガンマ線帯域までの典型的なスペクトルを示す。図中にある π^0 崩壊放射が陽子からの放射である。加速された陽子は周囲のガスと相互作用して中性パイ粒子 π^0 を生成する。 π^0 は電磁相互作用によって崩壊するため、静止系で $8 \times 10^{-17} \text{ s}$ の非常に短い寿命で、 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ と二つの光子になる。この光子による放射が図2に示したスペクトルのように見えるのである。陽子は電子に比べて1,840倍の質量をもつために放射をしにくい。この π^0 崩壊は加速された陽子をプローブするほとんど唯一のチャンネルであると言える。

超新星残骸から検出されているガンマ線放射を

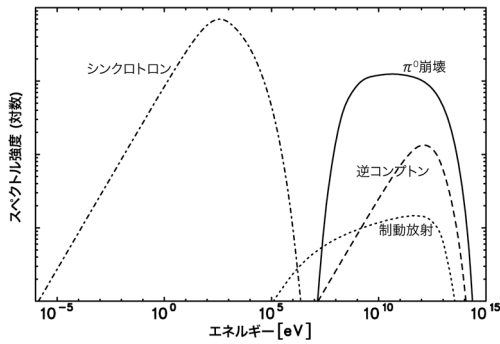


図2 超新星残骸からの非熱的放射のスペクトルの例。

π^0 崩壊放射と同定することができれば、超新星残骸における陽子加速を証明することができる。しかし、電子からの放射が競合するのである。加速された電子は、電波からX線に至るシンクロトロン放射だけではなく、宇宙背景マイクロ波放射を逆コンプトン散乱で叩き上げることによってガンマ線放射を出すことができる。あるいは密度の高いガスがあれば非熱的制動放射も無視できない。

π^0 崩壊放射を電子からの放射と区別するには大気チェレンコフ望遠鏡のカバーするエネルギーよりも低いGeV程度の帯域の観測が鍵となる。なぜなら、 π^0 崩壊放射のスペクトルは、図2からわかるように、 $\lesssim 100$ MeVでスペクトル強度が急峻に落ちる特徴的なスペクトル構造をもつからである。この帯域をカバーする観測機器としてはコンプトン衛星に搭載されたEGRETがある。EGRETによって複数の超新星残骸の付近からガンマ線源が検出された。しかしながら、位置決定精度が不足していたため、それらが超新星残骸からの放射であるとはっきりと同定するには至らなかった¹⁶⁾。そのような状況のなか、次章で紹介するフェルミ・ガンマ線宇宙望遠鏡が打ち上げられたのである。

4. フェルミ・ガンマ線宇宙望遠鏡

フェルミ・ガンマ線宇宙望遠鏡は2008年6月に打ち上げられたガンマ線観測衛星である。その

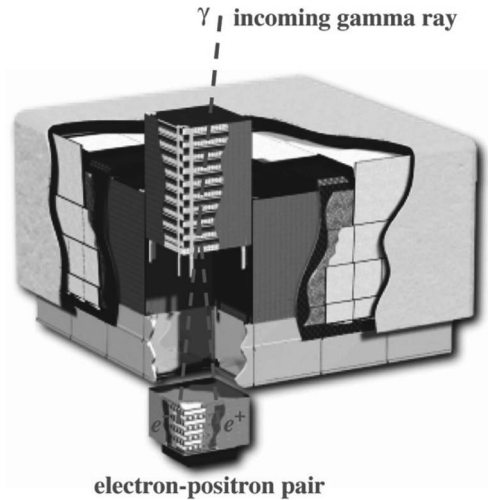


図3 フェルミ・ガンマ線宇宙望遠鏡の主検出器Large Area Telescope (LAT) の概略図。1.8 m×1.8 m×0.27 mの大きさをもつ。文献17より転載。

主検出器であるLarge Area Telescope (LAT) は20 MeVから300 GeV程度のガンマ線を検出することができる¹⁷⁾。LATは筆者が所属していた米国のスタンフォード大学を中心として国際協力によって開発された。日本チームはLATの肝とも言うべきシリコンストリップ検出器の開発に主導的な役割を果たした¹⁸⁾。

図3にLATの概略図を示す。入射したガンマ線はタングステンのコンバータで電子・陽電子対生成を起こす。生成した電子・陽電子対の飛跡をシリコンストリップ検出器によるトラッカーで捕らえる。電子・陽電子対は、その下に配置されたCsIシンチレータを用いたカロリメーターによって止められ、そのエネルギーが測定される。このようにして、ガンマ線の到来方向とエネルギーを求めることができる。EGRETではトラッカーとしてスパークチェンバーを用いていたが、これをシリコンストリップ検出器に替えることで、飛跡をより高精度に測定することが可能となり、角度分解能を向上させることができた。

LATは2.4ステラジアンという非常に広い視野をもつ。これもシリコンストリップ検出器を用い

ることで可能になった。EGRETで用いられたスパークチェンバーの場合、各層の間隔を広く保つ必要がある。そのため、検出器の高さが大きくなってしまい、斜め方向から大角度で入射するガンマ線を検出することができなかった。一方、シリコンストリップ検出器は狭いピッチで積層することが可能であるため、広い視野を実現することができた。この広い視野のおかげで3時間で全天をカバーすることができ、LATはほとんどの時間を全天サーベイモードで観測している。

LATの4年間の観測データに基づくガンマ線源カタログ(3FGL)には、活動銀河核、パルサー、パルサー星雲、X線連星、そして本稿で扱う超新星残骸など、計3,033個のガンマ線源が掲載されている¹⁹⁾。EGRETの最終的なカタログ3EG²⁰⁾に掲載されているガンマ線源が271であることを考えると、LATによってもたらされた感度の飛躍がどれほどのものか理解していただけるだろう。

5. フェルミ衛星による超新星残骸観測

5.1 分子雲と相互作用している超新星残骸からの明るいGeVガンマ線放射

筆者らは、フェルミ衛星による全天観測開始直後から銀河系内の超新星残骸に注目してデータ解析を行った。その中で最も目を引いたのはW44、IC 443、W51C、W49Bなど、分子雲と衝撃波が相互作用している超新星残骸の方向からの明るいガンマ線放射である^{21)–24)}。これらの放射の光度は 10^{35} から 10^{36} erg s⁻¹にも達する。

EGRETではガンマ線源を超新星残骸と同定することはできなかったが、LATの優れた角度分解能と圧倒的な光子統計によって、ガンマ線源の位置が超新星残骸と一致することがわかった。さらに図4に示したW44の例のように30分角程度以上の大きさをもつ超新星残骸の場合、ガンマ線放射の空間的広がりや形状が、ほかの波長で見えている形状と矛盾しないことがわかり、ガンマ線が超

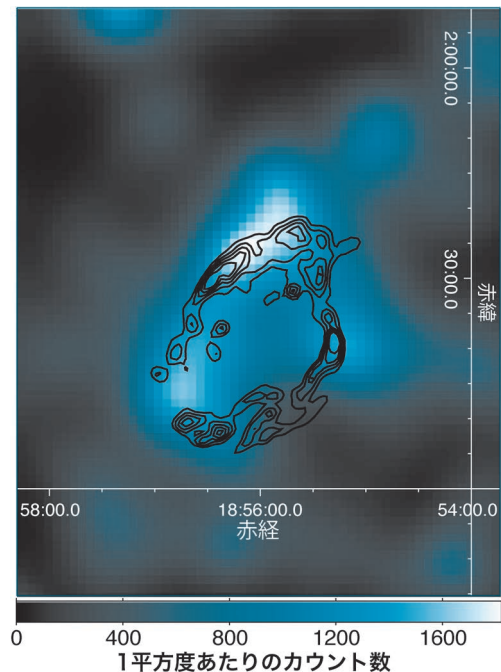


図4 LATによって得られた超新星残骸W44の画像。等高線はスピッツァー衛星による波長4.5 μ mの赤外線画像。文献21)のデータをもとに再作成したもの。

新星残骸からの放射であることが確実となった。

分子雲と相互作用している超新星残骸では高い光度の π^0 崩壊放射が期待できる。なぜなら、分子雲が加速された陽子の標的となって多くの π^0 が生成されると考えられるからである。打ち上げ後2,3年間の観測データにモデルを当てはめみたところスペクトルが π^0 崩壊放射でうまく説明できることがわかった。しかしながら、電子からの制動放射など、ほかのモデルを完全に棄却することはできていなかった。

5.2 π^0 崩壊放射の同定

π^0 崩壊放射をほかの放射と確実に区別するには、すでに述べたように、その特徴的なスペクトル構造を検出できれば良い。これをより詳細に見てみよう。図5は加速された陽子がべき関数型のスペクトルをもつ場合の π^0 崩壊放射スペクトルである。各々の曲線は1.5–3.0の異なるべきを仮

定した場合の計算結果である。この図からわかるように ≥ 1 GeVのエネルギーにおいて、放射スペクトルは元の陽子スペクトルのべきを反映する。一方、 ≤ 100 MeVにおいては陽子スペクトルのべきに依存せず、常に同じスペクトルとなる。これが観測できれば、ガンマ線放射が π^0 崩壊によるものであることを確実に示すことができる。

打ち上げ後、数年間の間に筆者らが発表した論文では、解析対象のエネルギー帯域を200 MeV以上に制限していた。これは、検出器較正の精度やバックグラウンドとなる銀河面放射の見積もりが不十分であったからである。LATは低エネルギー側にいくほど角度分解能が悪くなるうえに、

100 MeV以下の帯域では急激に検出効率が低くなる。このことが、検出器較正やバックグラウンドの評価を難しくしていたのである。

LATチームでは、イベント再構成の方法を最適化することで、低エネルギー側の検出効率や角度分解能を改善してきた。そこで、筆者らは、LATが検出した超新星残骸のうち最もガンマ線強度の大きいIC 443とW44について、ガンマ線放射の特定にとって鍵となる < 200 MeVの帯域を含めたデータ解析を行った²⁶⁾。

図6に得られたIC 443とW44のスペクトルを示す。実線が π^0 崩壊放射のモデル曲線である。 π^0 崩壊放射に特徴的な ≤ 100 MeVの構造を含めて、データとモデルが見事に一致していることが見て取れる。系統誤差については灰色の塗りつぶしの領域として示してある。これは、検出器較正の不定性やバックグラウンドとなる銀河面放射のモデルの不定性などを考慮して見積もったものである。

この結果により、超新星残骸において陽子が加速されている確固たる証拠を提示することができた。宇宙線加速の研究において新たな局面を切り開くことができたとと言えるだろう。

5.3 若い超新星残骸からのGeVガンマ線放射とその放射機構

前節で π^0 崩壊放射の同定に成功したIC 443や

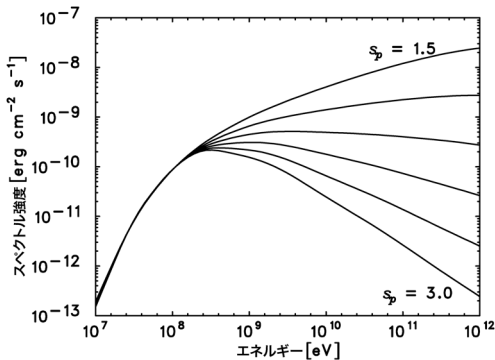


図5 陽子のべき s_p が1.5, 1.8, 2.1, 2.4, 2.7, 3.0のときの π^0 崩壊放射のスペクトル。文献25に従って計算を行った。

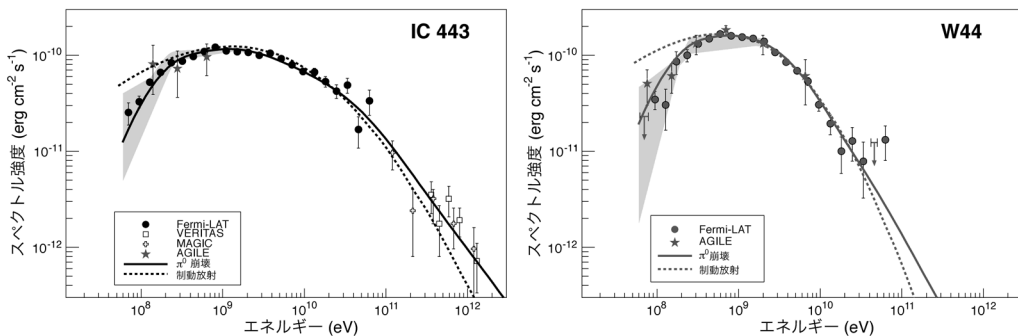


図6 LATによって得られたIC 443 (左) とW44 (右) のスペクトル。 π^0 崩壊 (実線) と電子からの制動放射 (点線) のモデル曲線をそれぞれ重ねてある。灰色の塗りつぶした領域はLATのデータの系統誤差。ほかの観測機器で得られているデータ点もプロットしてある。文献26をもとに作成。

W44は爆発後数万年経ったいわば「中年」の超新星残骸である。衝撃波速度も遅くなっているはずであり、そのため、kneeのエネルギーまでの加速を期待することはできない。実際に、図6のスペクトルを見ると、いずれのスペクトルも～1-10 GeVより上のエネルギーで急峻に放射強度が低くなる「折れ曲がり」が見えている。陽子はkneeのエネルギーどころかTeVにも加速されていないようである。

RX J1713.7-3946やRX J0852.0-4622など、年齢が1,000年程度と若く、そしてTeVガンマ線で明るい超新星残骸の場合はどうであろうか。図7は、RX J1713.7-3946とRX J0852.0-4622のガンマ線スペクトルである。LATのエネルギー帯域の光子指数 Γ とするとRX J1713.7-3946については $\Gamma=1.5$ 、RX J0852.0-4622については $\Gamma=1.85$ と、いずれも硬いスペクトルをもつ^{27),28)}。

これらの超新星残骸からのガンマ線放射も π^0 崩壊で説明できるのであろうか。 π^0 崩壊を考えると Γ と陽子スペクトルのべき s_p の関係は $\Gamma \sim s_p$ となる。 π^0 崩壊放射と競合する放射機構としては電子による逆コンプトン散乱が考えられる。この場合、電子のべきは s_e とすると $\Gamma=(s_e+1)/2$ と

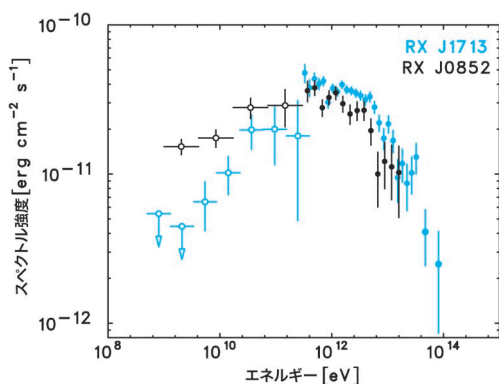


図7 超新星残骸RX J1713.7-3946(青)とRX J0852.0-4622(黒)のガンマ線スペクトル。いずれも白抜きがLATのデータ点、塗りつぶしがH.E.S.S.望遠鏡のデータ点。文献27および28に掲載したデータをもとに作成。

なる。フェルミ加速では、強い衝撃波の近似において $s=2$ となる。よって、特に $\Gamma=1.5$ と非常に硬いスペクトルをもつRX J1713.7-3946に関しては、単純に考えると逆コンプトン散乱のほうがうまくデータを説明できそうである。一方、RX J0852.0-4622の場合はそこまで硬いスペクトルではないため、どちらで説明が可能という状況である。

最近、ガンマ線スペクトルのべきだけでは放射機構の決定は不可能であるという説も唱えられている。RX J1713.7-3946については、NANTENの観測などから、衝撃波が分子雲に衝突していることが示唆されている。一般に、分子雲内部の密度は一様ではなく、密度の高いクランプと呼ばれる領域が存在する。そのような密度の高い部分には低エネルギーの陽子は入り込むことができず、高エネルギーのものだけが侵入することができる。すると、エネルギーが高いほど π^0 生成に必要なターゲットに出会う確率が高くなり、結果として硬い放射スペクトルをもつことができる²⁹⁾。このようなシナリオでRX J1713.7-3946の観測データを π^0 崩壊放射で説明できるという報告もある³⁰⁾。

RX J1713.7-3946やRX J0852.0-4622はLATの帯域ではそれほどフラックスが高くないために、IC 443やW44のように π^0 崩壊放射のスペクトル構造を検出するのは難しいであろう。また、上で述べたようにガンマ線スペクトルのべきだけで放射機構を特定することも難しい。これらの超新星残骸に関しては、例えば、星間ガスとX線・ガンマ線放射の分布の比較からシナリオを特定するなど、別のアプローチが重要になっている^{31),32)}。

6. 今後の展望

「あすか」衛星に始まるシンクロトロンX線の観測、そして、大気チェレンコフ望遠鏡によるTeVガンマ線観測、さらにはフェルミ衛星によるGeVガンマ線の観測によって、ここ20年の間に超新星残骸における宇宙線加速の研究は大きく進

展したと言える。2015年度内に打ち上げが予定されており、筆者もその開発に参加している日本の次期X線天文衛星ASTRO-H³³⁾(図8)は、次の大きな飛躍をもたらすだろう。

ASTRO-H衛星では多層膜スーパーミラーを用いた硬X線望遠鏡(HXT)とシリコンおよびテルル化カドミウムの両面ストリップ検出器を用いた硬X線撮像素子(HXI)により10 keV以上の帯域での撮像分光が実現する。軟X線領域のマイクロカロリメータ(SXS)やCCDカメラ(SXI)と組み合わせて2桁以上のエネルギー帯域で撮像分光が可能となる。これにより、「すざく」衛星で筆者らがRX J1713.7-3946から検出したようなシンクロトロンX線放射のカットオフ構造から最高加速エネルギー近くの電子をプローブすることができる。さらに荷電パイ粒子(π^+ および π^-)が崩壊する結果生成される「二次電子」からのシンクロトロン放射が捕まえられれば、最高加速エネルギー付近の陽子をもプローブすることが可能となる。超新星残骸の衝撃波で加速された陽子が周囲のガスと相互作用する際に π^0 だけではなく

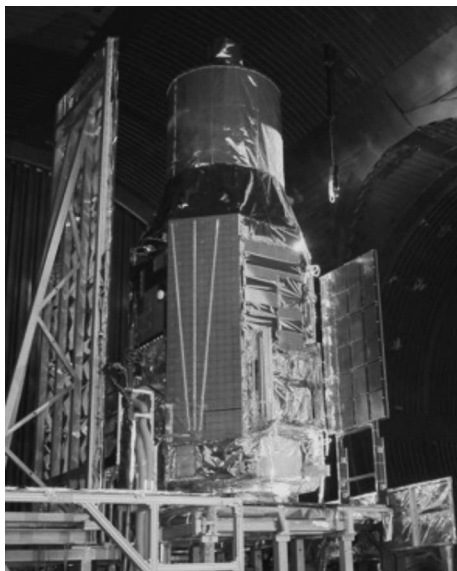


図8 JAXA 筑波宇宙センターで試験中のASTRO-H衛星。JAXA提供。

π^\pm も生成する。これらは弱い相互作用によって崩壊し、 μ^\pm を経て e^\pm となる。それらからのシンクロトロン放射の強度やスペクトル形状から、kneeのエネルギー付近の陽子の量やスペクトルの情報を得ることができる。

もちろん、SXSによってもたらされる超精密分光も宇宙線加速を研究するうえで欠かすことのできない武器となる。SXSは従来の検出器と比べ1桁以上優れたエネルギー分解能をもつ。これにより、超新星残骸のX線スペクトルに見られる各元素の輝線幅からイオン温度を測定することが可能になる。衝撃波では、マクロな運動エネルギーがプラズマの加熱と粒子加速に転化される。もし、粒子加速に注入されるエネルギーが多くなると逆にプラズマの加熱が抑えられる。これをイオン温度の測定から検証しようというのである。間接的に粒子加速に用いられるエネルギーの総量を測定することができる。

加速された粒子の総エネルギーの測定に関連して、陽子が中性ガスを電離することにより生ずる鉄輝線とそれに伴う逆制動放射の検出も狙うことができる。精密分光能力と幅広いエネルギー帯域の両方を併せ持つASTRO-Hならではのテーマである。これにより、数十MeVの陽子の総量とスペクトルの情報を引き出すことができる。このような低エネルギーの陽子は、加速された陽子の総量の多くの部分を担っている可能性がある。最近、筆者を含むグループが「すざく」衛星により銀河リッジから、陽子起因の中性鉄輝線と逆制動放射と思われる放射を検出したと報告した³⁴⁾。ASTRO-Hでは超新星残骸からの検出も大いに期待できる。

ASTRO-Hに加えてTeVガンマ線を観測するCherenkov Telescope Array (CTA)計画も着々と進んでいる。CTAはこれまでの大気チェレンコフ望遠鏡の感度を1桁以上向上させようとする日欧米を中心とする国際プロジェクトである。ASTRO-HとCTAを駆使することによって、超

新星残骸における宇宙線加速の研究はさらなる進展を迎えるだろう。

謝 辞

本稿の内容は筆者が東京大学理学系研究科物理学専攻で大学院生として研究を始めてから、スタンフォード大学KIPAC,そして、現在所属している京都大学理学研究科で行った研究の成果をまとめたものです。その中で多くの皆様にご指導いただきながら共同研究させていただきました。特に釜江常好, 高橋忠幸, 田島宏康, 鶴剛, 内山泰伸, Felix Aharonian, Roger Blandford, Stefan Funk, Greg Madejskiの各氏に感謝いたします。

参考文献

- 1) Indriolo N., McCall B. J., 2012, ApJ 745, 91
- 2) Baade W., Zwicky F., 1934, Proceedings of the National Academy of Science 20, 259
- 3) Koyama K., Petre R., Gotthelf E. V., et al., 1995, Nature 378, 255
- 4) Koyama K., Kinugasa K., Matsuzaki K., et al., 1997, PASJ 49, L7
- 5) Slane P., Hughes J. P., Edgar R. J., et al., 2001, ApJ 548, 814
- 6) Allen G. E., Keohane J. W., Gotthelf E. V., et al., 1997, ApJ 487, L97
- 7) Bamba A., Yamazaki R., Ueno M., Koyama K., 2003, ApJ 589, 827
- 8) Uchiyama Y., Aharonian F. A., Tanaka T., Takahashi T., Maeda Y., 2007, Nature 449, 576
- 9) 馬場彩, 2011, 天文月報 104, 634
- 10) 内山泰伸, 2010, 天文月報 103, 735
- 11) Tanaka T., Uchiyama Y., Aharonian F. A., et al., 2008, ApJ 685, 988
- 12) Aharonian F. A., Akhperjanian A. G., Aye K.-M., et al., 2004, Nature 432, 75
- 13) Aharonian F., Akhperjanian A. G., Bazer-Bachi A. R., et al., 2005, A&A, 437, L7
- 14) Aharonian F., Akhperjanian A. G., Bazer-Bachi A. R., et al., 2006, A&A, 449, 223
- 15) Aharonian F., Akhperjanian A. G., Bazer-Bachi A. R., et al., 2007, ApJ 661, 236
- 16) Esposito J. A., Hunter S. D., Kanbach G., Sreekumar P., 1996, ApJ 461, 820
- 17) Atwood W. B., Abdo A. A., Ackermann M., et al., 2009, ApJ 697, 1071
- 18) Ohsugi T., Yoshida S., Fukazawa Y., et al., 2005, Nuclear Instruments and Methods A, 541, 29
- 19) Acero F., Ackermann M., Ajello M., et al., 2015, ApJS 218, 23
- 20) Hartman R. C., Bertsch D. L., Bloom S. D., et al., 1999, ApJS 123, 79
- 21) Abdo A. A., Ackermann M., Ajello M., et al., 2010, Science 327, 1103
- 22) Abdo A. A., Ackermann M., Ajello M., et al., 2010, ApJ 712, 459
- 23) Abdo A. A., Ackermann M., Ajello M., et al., 2009, ApJL 706, L1
- 24) Abdo A. A., Ackermann M., Ajello M., et al., 2010, ApJ 722, 1303
- 25) Kamae T., Karlsson N., Mizuno T., Abe T., Koi T., 2006, ApJ 647, 692
- 26) Ackermann M., Ajello M., Allafort A., et al., 2013, Science 339, 807
- 27) Abdo A. A., Ackermann M., Ajello M., et al., 2011, ApJ 734, 28
- 28) Tanaka T., Allafort A., Ballet J., et al., 2011, ApJ 740, L51
- 29) Inoue T., Yamazaki R., Inutsuka S.-i., Fukui Y., 2012, ApJ, 744, 71
- 30) Gabici S., Aharonian F. A., 2014, MNRAS 445, L70
- 31) Fukui Y., Sano H., Sato J., et al., 2012, ApJ 746, 82
- 32) Sano H., Fukuda T., Yoshiike S., et al., 2015, ApJ 799, 175
- 33) Takahashi T., Mitsuda K., Kelley R., et al., 2010, Proc. SPIE, 7732, 77320Z
- 34) Nobukawa K. K., Nobukawa M., Uchiyama H., et al., 2015, ApJ, 807, L10

Studies of Cosmic-Ray Acceleration in Supernova Remnants with X-Ray and Gamma-Ray Observations

Takaaki TANAKA

Department of Physics, Kyoto University, Kitashirakawa Oiwake-cho, Sakyo-ku, Kyoto 606-8502, Japan

Abstract: Supernova remnants (SNRs) have been believed to be acceleration sites of Galactic cosmic rays (GCRs). Non-thermal X-ray/gamma-ray emission has been detected from SNRs, which demonstrates that particles are accelerated up to \sim TeV energies. Most recently, the Fermi Gamma-ray Space Telescope detected π^0 -decay emission, providing observational evidence that protons, the major component of GCRs, are in fact accelerated in SNRs. Here I summarize recent X-ray and gamma-ray observations of SNRs and studies of particle acceleration based on them.