

# 宇宙の瞬間湯沸かし器：非平衡プラズマの分光診断で探る超新星残骸の無衝突電子加熱機構

山口 弘悦 (NASA Goddard Space Flight Center hiroya.yamaguchi@nasa.gov)

宇宙空間で発生する衝撃波は、地球上のものとは大きく性質が異なる。地球上では物質中の粒子同士が衝突することで流体の圧縮が進むが、密度の低い宇宙空間では粒子の直接衝突がほとんど起こらない。代わりに、粒子間に働く電磁場を介して圧縮が進むと考えられている。この現象は「無衝突衝撃波」と呼ばれ、太陽風から衝突銀河団、ガンマ線バーストなど、宇宙の至るところで普遍的に観測される。しかし無衝突衝撃波の具体的な発生メカニズムは未だ解明されておらず、関連する物理過程にも我々の理解が不十分なものが多い。中でも「無衝突電子加熱」と呼ばれる、衝撃波面で電子が急加熱される現象は、衝撃波物理学における最重要未解決問題の一つとされる。

本稿では、X線天文衛星「すざく」が発見した、“ティコの超新星残骸”の逆行衝撃波における無衝突電子加熱について、その詳細を解説する。集光力と分光能力に優れた「すざく」は、この天体から初めて鉄イオンの $K\beta$ 蛍光輝線を検出した。 $K\beta$ 蛍光は、内殻電離後の $3p \rightarrow 1s$ 脱励起遷移に伴う放射過程なので、M殻電子を多数残す低電離イオンのみが強い放射源となる。したがってそのスペクトルは、衝撃波加熱直後のプラズマ状態を診断する鍵となる。観測された $K\beta$ 輝線は予想外に強く、その起源である低電離鉄イオンが極めて高温の

(内殻電離を十分に起こせる)自由電子と共存することを示した。筆者らが開発した最新の原子物理モデルと流体シミュレーションを駆使して理論計算を行い、観測データと比較したところ、この超新星残骸の逆行衝撃波面において電子温度が一気に1,000倍近く上昇している事実が明らかになった。

超新星残骸の逆行衝撃波は、星間物質を伝搬する順行衝撃波と異なり、非常に磁場の弱い環境( $B \ll 10^{-8}$  G)にある。一方、無衝突衝撃波に関する標準的な理論によると、電子の急加熱には最低でも星間磁場( $\sim 1 \mu\text{G}$ )程度の磁場強度が必要とされており、逆行衝撃波での無衝突電子加熱は極めて起こりにくいと考えられていた。今回の観測結果は、残骸内のプラズマ自身が何らかの方法で局所的な電磁場を自己増幅し、電子が効率的にエネルギーを得る環境を作り出している可能性を示唆する。

なお、本研究は初めから無衝突電子加熱の探査や測定に照準を定めたわけではなく、「超新星爆発によって生成された元素の量を精密に測定する」という主目的を果たすために非平衡プラズマの原子物理を突き詰めた結果、半ば偶然にして得られたものである。そこで本稿では、原著論文では必ずしも触れなかった、発見に至る経緯や思索の部分为重点的に記述したい。

## —Keywords—

### 衝撃波：

音速より速く動く物質が別の物質と衝突するときに形成される物理状態の不連続面。衝撃波を通過する物質は加熱と圧縮を受けるため、衝撃波の下流(後方)では上流(前方)よりも高温・高密度になる。

### ティコの超新星残骸：

デンマークの天文学者ティコ・ブラーエが西暦1572年に爆発を観測した超新星の残骸。Ia型(核暴走型)の超新星残骸としては全天-X線で明るく、様々な物理過程の詳細研究に適する。

### 内殻電離と蛍光放射：

多数の束縛電子を持つ低電離イオンや中性原子が高エネルギー自由電子(あるいは光子)の衝突を受けると、イオン化エネルギーの高い最内殻(K殻)の電子が引き剥がされる。これによりK殻に空きができるため、外殻(L殻やM殻)電子の脱励起が生じる。その際、内殻と外殻のポテンシャル差に相当するエネルギーを持つ光子が蛍光X線として放射される。

## 1. はじめに

筆者の専門は、主にX線を利用した宇宙物理学の観測的研究である。本稿で紹介する観測対象は、数百年前に爆発した超新星の痕跡、「超新星残骸」だ。超新星残骸の熱的プラズマを分光観測すると、星の進化や爆発の過程で作られた重元素の種類と質量を測定できる。それらは超新星の起源や爆発メカニズムを知る重要な手がかりとなる。私は超新星の中でも特に「Ia型」と呼ばれる種族の起源解明を目指し、日々研究に取り組んでいる。

今回の本題からは外れるが、Ia型超新星について少し触れておきたい。この天体は白色矮星の暴走的核融合によって生じる爆発現象<sup>1)</sup>で、可視光帯域での絶対的な明るさが天体間でほぼ一様<sup>2)</sup>なことから、遠方までの距離を測る「ものさし」として利用される(宇宙の標準光源)。過去にはこの性質を利用して宇宙の膨張が加速している事実が突き止められ、2011年ノーベル物理学賞の対象研究にもなった。<sup>3,4)</sup>しかし「明るさが天体間でほぼ一様」であることは比較的近傍の宇宙で発生した超新星の観測から経験的に知られているに過ぎず、その物理的根拠は全くわかっていない。<sup>5)</sup>したがって、その経験則が遠方、すなわち昔の宇宙で起こった超新星にも適用できるかは実のところ自明ではないのだ。もし適用できないなら、宇宙の膨張史、ひいては宇宙年齢さえも変更されかねない。私がIa型超新星の爆発メカニズム解明を目指すのには、そういった事情がある。

しかし学生時代、この研究を始めて間もなく大きな壁にぶつかった。次いで述べるように、超新星残骸の熱的プラズマは、地上実験では再現できないほどの極端な非平衡状態にある。超新星の爆発メカニズムに制限をつけるためには重元素量の決定が大前提だが、非平衡プラズマの物理が複雑すぎてそれどころではないことに気づかされたのだ。このままでは超新星の起源解明など到底できない。そう思った筆者は、基礎に立ち返り、X線放射に関わる原子過程から正しく理解することに努めた。その甲斐あって、今ではどんなに複雑な非平衡状態でもかなりの精度で元素量を測定できるようになった。<sup>6)</sup>また、放射過程の基礎を押さえたことで、これまで見過ごされていた様々な新現象を、言わば副産物的に発見できるようにもなった。光栄なことに、それら「副産物」たる成果が評価され、2015年3月の物理学学会年次大会において若手奨励賞をいただいた。本稿執筆の機会をいただいたのもそれに関連する。奨励賞では超新星残骸の研究に関する3編の原著論文<sup>7-9)</sup>が授賞対象となったが、ここでは話題が総花的になることを避けるため、対象論文のうち最も「物理学」としての側面の強い(と筆者が判断した)研究<sup>7)</sup>1つに焦点を絞る。他の授賞対象論文や、筆者の「本業」でもあるIa型超新星に関する話題は、先日出版された『天文月報』(日本天文学会)<sup>10)</sup>にまとめたので、興味のある方はそちらを参照されたい。

表題の通り、本稿は「無衝突電子加熱」と呼ばれるプロセスの紹介を主目的とする。これは超新星残骸の衝撃波に

おいてプラズマ中の電子が急加熱される現象だ。しかし、筆者は初めからこの現象を狙って研究したわけではなく、非平衡プラズマの物理を突き詰める過程で偶然発見したに過ぎない。そこで本稿では、あえて通常の論文とは違った書き方をしてみたい。すなわち、衝撃波の物理や電子加熱機構の導入的な説明は後回しにして、発見に至った経緯や思索の部分を重点的に述べる。次章ではまず、非平衡プラズマの性質や、それに特徴的な原子過程について解説する。

## 2. 平衡プラズマと非平衡プラズマ

「平衡」という概念は様々なケースで用いられるが、本稿で扱う平衡の意味は、化学反応におけるそれに近い。すなわち、ある2状態を行き来する可逆反応 $A \rightleftharpoons B$ があるとき、右向きと左向きの反応率が等しく、 $A$ と $B$ の組成比が巨視的に変化しないことを指す。熱的プラズマでは、同一元素の異なる電離状態にあるイオン、例えば $\text{Fe}^{15+}$ と $\text{Fe}^{16+}$ などが $A$ と $B$ に相当し、電離過程( $\text{Fe}^{z+} \rightarrow \text{Fe}^{(z+1)+} + e^-$ )と再結合過程( $\text{Fe}^{(z+1)+} + e^- \rightarrow \text{Fe}^{z+}$ )の反応率が全イオン間で等しい場合を平衡、そうでない場合を非平衡と呼ぶ。以上が、いわゆる「教科書的な」説明である。

次はもっと原子過程寄りの視点で、平衡と非平衡の性質を考えよう。上記の電離・再結合過程の反応率は、プラズマの温度に強く依存する。そのためプラズマが平衡に達すると、イオン存在比は温度に対して一意に決まる(図1: 鉄イオンの例)。図をよく見ると、取りうる電離階数は電子温度(自由電子の内部エネルギー)と各殻のイオン化ポテンシャルのバランスで決まっていることがわかる。一方、非平衡プラズマではこの関係が崩れる。中でも顕著なのが若い超新星残骸で、プラズマの温度が10 keV近く(約1億度K)に達しながらも、ネオン状やアルゴン状<sup>\*1)</sup>などの低電離イオンが多量に存在するのだ。言い換えると、超新星残骸には(1) K殻のポテンシャルより高い運動エネルギーを持つ自由電子と、(2) L殻やM殻に多数の束縛電子を持つイオンが共存することになる。この共存状態によって実現するのが、衝突内殻電離と蛍光放射である(図2)。蛍光放射X線はイオンの電離度によって異なるエネルギー(波長)を示すため(次章図3参照)、プラズマの物理状態を知る鍵となる。

では、この非平衡状態はどれくらいの時間続くだろうか。重元素のイオンは自由電子の衝突を受けることで徐々に電離するので、電離の進み具合は電子密度に依存する。つまり、電離平衡のタイムスケールは電子密度( $n_e$ )と時間( $t$ )の積でよく記述され、ひとこえ $n_e t \approx 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ で平衡に達することが知られる。<sup>11)</sup>宇宙空間の典型的な密度は $1 \text{ cm}^{-3}$ かそれ以下なので、プラズマの形成後3万年以上は非平衡状態が継続することになる。これは、X線で観測される超

\*1) 例えば $\text{Fe}^{16+}$ は束縛電子を10個持ち、ネオン原子と同じ電子配位をとるため「ネオン状鉄イオン」と呼ばれる。他の電離状態に対しても、同様の表現が用いられる。

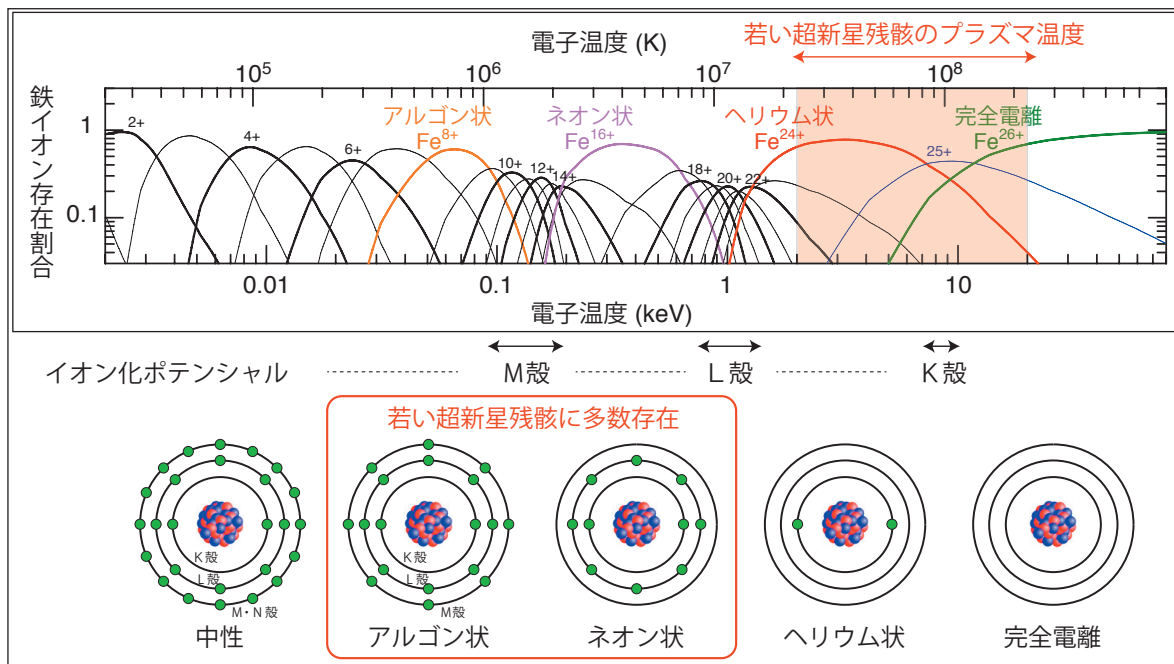


図1 平衡プラズマにおける鉄イオンの電離状態と電子温度の関係。各殻(主量子数)の典型的なイオン化ポテンシャルを中段に示す。

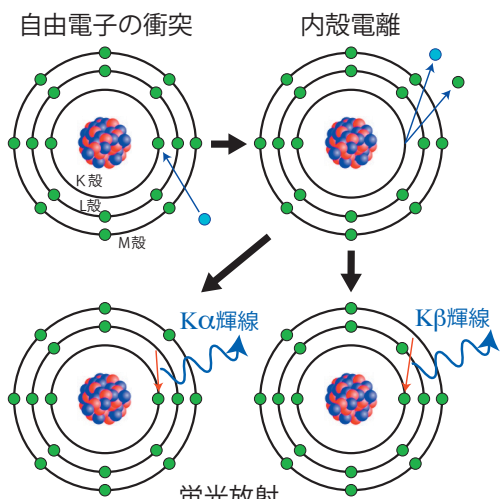


図2 非平衡プラズマに特有な「内殻過程」の概略。

新星残骸の年齢(数百~数千年)と比べて十分に長い。一方、地上の実験設備では、どんなに高性能の真空ポンプをもってしても達成できる密度に限りがあるため、過渡状態は数秒未満で終わってしまう。超新星残骸は、非平衡プラズマ研究の優れた「実験室」という側面も持つのだ。

### 3. 「すざく」が見たティコ(Tycho)の超新星残骸

本題に入ろう。今回紹介するのは、偉大な観測天文学者、ティコ・ブラーエが西暦1572年に爆発を記録した超新星の残骸である。この天体(以後Tychoと呼ぶ)は、標準的なIa型の超新星だったことが知られており<sup>12,13)</sup>この種族の残骸としては全天-X線で明るい。そのため、X線天文衛星なら必ず一度は観測する超新星残骸の代表格でもある。日本の衛星「すざく」も先例に漏れず、2005年の打ち上げ

後まもなくTychoを観測した<sup>14)</sup>「すざく」の特長は、検出器のエネルギー分解能と望遠鏡の集光力に裏付けられた、史上最高の輝線検出能力である<sup>15)</sup>Tychoの観測結果にはそれが如実に現れ、クロムやマンガン、ニッケルなど、従来の衛星では捉えることのできなかった微弱な輝線を初めて検出した(図3(a))。これに触発されたのか、Tychoの初期成果を見た多くの研究者が、こぞって他天体からもクロムやマンガンの輝線を探し始めた。しかし筆者には他にどうしてもひっかかることがあった。それは、同じく「すざく」が初検出した鉄Kβ輝線の存在である。クロムやマンガンの輝線がIa型超新星で作られることは古くから知られていたため、その輝線が検出されたことは(もちろん興味深い)物理的に不思議ではない。しかし鉄Kβ輝線の検出は、物理的観点から不可解だった。理由を述べる。

前章で触れた通り、輝線のエネルギーはイオンの電離度によって決まる。Tychoの鉄Kα輝線のエネルギーは6.43 keVであり、ネオン状の鉄イオン(Fe<sup>16+</sup>)に相当する。これは「すざく」の観測以前からよく知られていた事実だ<sup>16)</sup>一方Kβ輝線は、最内殻電子の電離後にM殻からの脱励起遷移によって生じる蛍光放射である(図2)。不思議に思われまいだろうか。ネオン状のイオンにはM殻電子が一つも残っていないので、普通に考えればKβ蛍光放射は起こらないはずなのだ。より定量的な議論のため、Kβ/Kα強度比の理論値を電離階数ごとに計算し、結果を図3(b)に示した。<sup>\*2</sup> 予想される強度比は、中性の鉄で約12%、そ

<sup>\*2</sup> 「天文学」を専門とする筆者がこういった計算を行えるようになったのは、ロシアラモス国立研究所、スミソニアン天体物理学センター、NASAゴダード宇宙飛行センターなど、米国の機関に在籍する理論原子物理学者との緊密な共同研究によるところが大きい。それを可能にしてくれた日本の海外学振制度には大変感謝している。

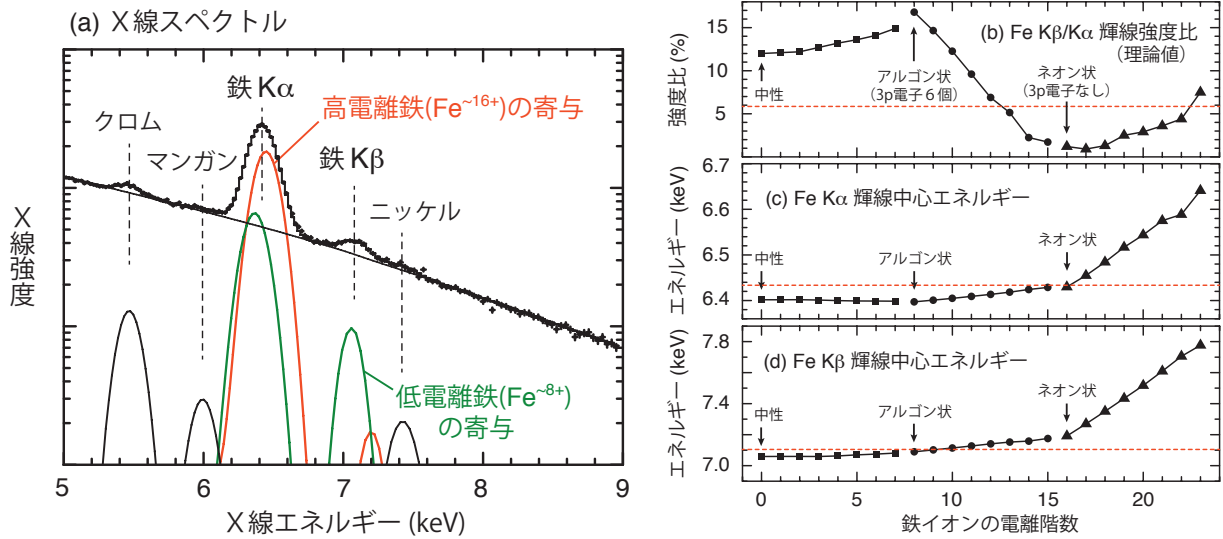


図3 (a) 「すざく」によるティコ (Tycho) の超新星残骸のX線スペクトル。赤線と緑線はそれぞれ、ネオン状程度の高電離鉄とアルゴン状程度の低電離鉄の寄与を示す。(b) 温度5 keVのプラズマにおける鉄輝線Kβ/Kα強度比(理論値)。赤破線はTychoのスペクトル(図3(a))から求められた観測値。同じく、(c) 鉄Kα輝線、および(d) 鉄Kβ輝線の中心エネルギー。それぞれ電離階数に依存する様子がわかる。

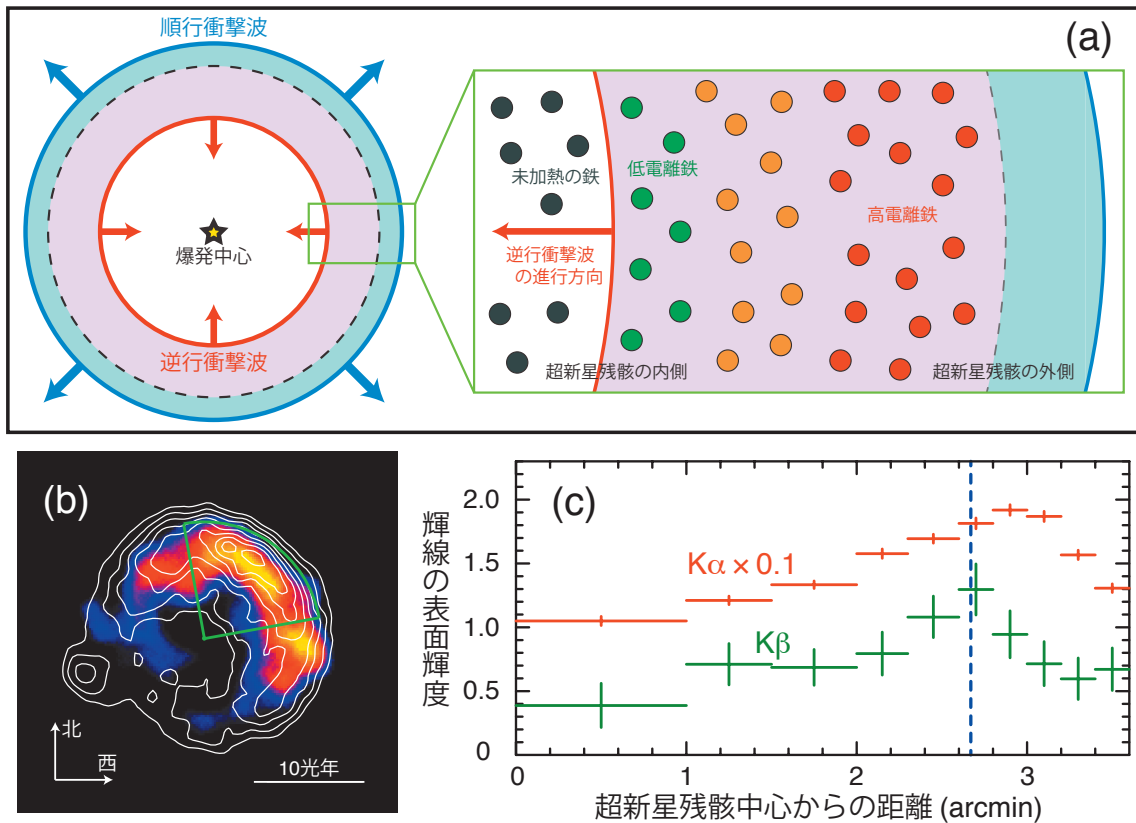


図4 (a) 若い超新星残骸の衝撃波構造。順行衝撃波は星間物質を、逆行衝撃波は爆発噴出物(元の星の構成物質)を、それぞれ加熱する。したがって2つの衝撃波面に挟まれた領域でのみ、物質は高温状態になる。(b) 「すざく」によるTychoの超新星残骸の輝線バンドイメージ。等高線およびカラーは、それぞれ鉄Kα輝線とKβ輝線の強度を示す。(c) 図4(b)の扇状領域(緑線)内で調べられた両輝線の表面輝度プロファイル。縦軸の単位は $[10^{-6} \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ arcmin}^{-2}]$ 。Kβ輝線のピークがKαより内側にある様子がはっきりとわかる。青破線は本研究により特定された逆行衝撃波面の現在位置。

こからゆるやかに上昇し、M殻の3p電子を失うアルゴン状より上で急激な減少に転じる。ネオン状に至ると1%程度まで落ちることが確認できた。Tychoのスペクトルから観測された強度比は約6%なので、アルゴン状とネオン状のほぼ中間に相当する。

次に、Kβ輝線のエネルギーを計算すると(図3(d))、非

常に興味深い結果が得られた。観測値の7.1 keVは、Kβ輝線が最も出やすいアルゴン状イオンに相当したのだ。6.43 keVのKα輝線が高電離鉄(Fe<sup>-16+</sup>)を起源とするのに対し、Kβ輝線は低電離鉄(Fe<sup>-8+</sup>)、すなわちKαとは異なる電離度のイオンから発せられていたのである(図3(a))。先述の通り、鉄Kβ輝線は「すざく」の初期観測によって

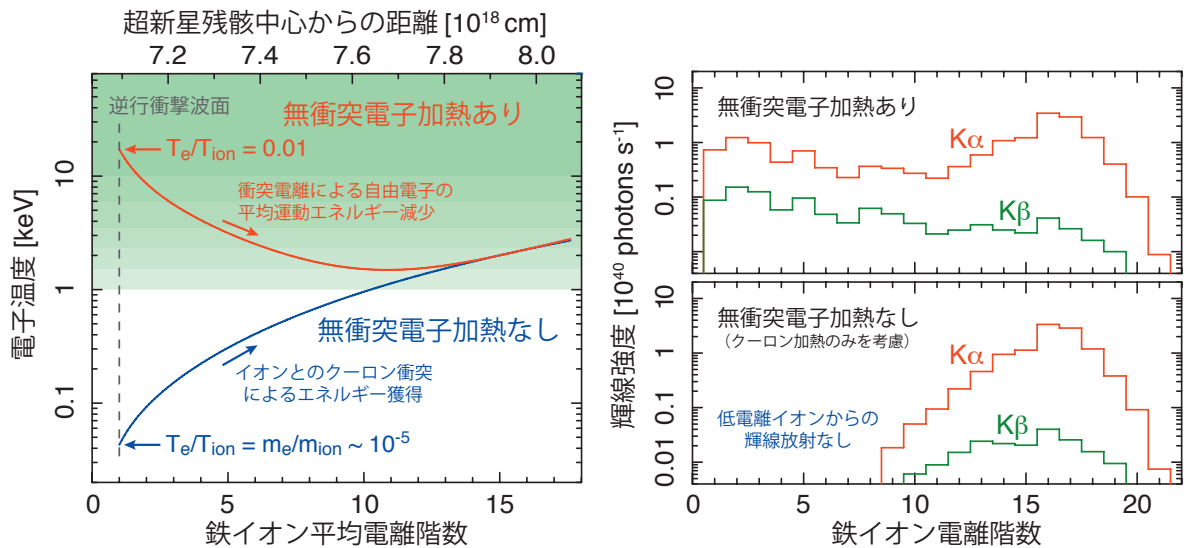


図5 (左) 数値計算により求められた、Tychoにおける電子温度と鉄イオン電離度の関係。対応する残骸の半径を上部に示す。鉄イオンの内殻電離は、緑色の温度域でのみ起こる(高温ほどより起こりやすい)。無衝突電子加熱を考慮しない場合(青線)、衝撃波直後の電子温度が低く、内殻電離を起こせない。一方、 $\beta = T_e/T_{ion} = 0.01$ 程度の無衝突電子加熱を考慮すると(赤線)、低電離イオンと高温電子の共存が成り立ち、観測と整合する。(右) 無衝突電子加熱がある場合(上)とない場合(下)それぞれで予想される輝線強度を電離階数ごとに表示。前者の総和が観測スペクトル(図3(a))と一致することが確認された。

検出されたので、<sup>14)</sup> 多くの人が早い段階からこのスペクトルを目にしていた。しかし、その物理的意味が追究されることはなかった。「同一元素の輝線は常に同一のイオンに起源を持つ」という先入観があったのかもしれない。

さて、スペクトル分析の結果は鉄K $\beta$ 輝線がK $\alpha$ 輝線に比べ、より若い(最近加熱された)プラズマに由来することを示している。この解釈に間違いがなければ両輝線の空間的な輝度分布に違いが現れるはずだ。図4(a)に示すように、Tychoのような若い超新星残骸には「順行衝撃波」と「逆行衝撃波」の2種類の衝撃波が存在し、爆発によって放出された鉄などの重元素は後者によって加熱される。<sup>17)</sup> 逆行衝撃波は残骸の外側から内側に向かって伝搬するので、内側のプラズマほど電離度が低くなる。よってK $\beta$ 輝線の輝度分布は、K $\alpha$ 輝線よりも内側にピークを持つと予想される。この推論の正しさは、詳細なイメージ解析によって証明された(図4(b), (c))。従来の衛星がK $\alpha$ 輝線までしか検出できなかった<sup>18)</sup>ことを考えると、「すざく」の優れた感度のおかげで、我々は初めて超新星残骸の最奥まで到達できたとも言える。

#### 4. 無衝突電子加熱プロセスの発見

強い鉄K $\beta$ 輝線の検出には、さらに重要な物理的意味が隠されていた。それが本稿の主題、逆行衝撃波における無衝突電子加熱である。まずは宇宙空間の衝撃波について簡単に特徴を述べたい。衝撃波は、物質が音速より速く動けば、地球上でも宇宙空間でも同様に発生する。しかしミクロな視点に立つと、宇宙の衝撃波は地球上のものとは大きく性質が異なる。地球上では流体中の粒子同士が衝突することでその圧縮が進むが、密度の低い宇宙空間では粒子の直接衝突がほとんど起こらない。代わりに、粒子間に働く電

磁場を介して気体が圧縮すると考えられている。<sup>19, 20)</sup>これが「無衝突衝撃波」である。無衝突衝撃波は、太陽風<sup>21)</sup>から衝突銀河団、<sup>22)</sup>ガンマ線バースト<sup>23)</sup>など、宇宙の幅広い階層で普遍的に観測されるものの、その発生メカニズムは未だ明らかになっていない。

衝撃波加熱とは、流体の並進運動エネルギーが熱(内部エネルギー)に変換される過程である。したがって加熱後の温度( $kT_i$ )は衝撃波速度( $V$ )に依存し、 $kT_i = (3/16)m_i V^2$ と表される。<sup>\*3)</sup>低密度の極限たる無衝突衝撃波では電子-イオンの間のクーロン衝突がほとんど起こらないので、原理的には上記の式が粒子種ごとに成り立つ。<sup>19)</sup>すなわち、質量( $m_i$ )の小さい電子はイオンと比べてはるかに低い温度を持つ。Tychoの場合、逆行衝撃波の速度は約 $5,000 \text{ km s}^{-1}$ と知られるので、<sup>24)</sup>上式に従うと衝撃波直後の電子温度は $\sim 0.03 \text{ keV}$ となる。ここで問題が発生する。観測されたような強い鉄K $\beta$ 輝線を得るには、低電離の鉄イオンがあるだけではダメで、共存する自由電子がイオンの内殻電子を叩き出す必要がある。しかし $0.03 \text{ keV}$ のプラズマには、K殻ポテンシャル( $\sim 7 \text{ keV}$ )より高いエネルギーを持つ電子は明らかに存在できない。衝撃波通過後の自由電子は、イオンとのクーロン衝突を通じて徐々に熱エネルギーを獲得するものの、それと同時にイオンの電離も進んでしまう。つまり超低電離イオンと高温電子の共存は、簡単には実現しないのである。事実、プラズマの温度変化と電離進行の関係をTychoのケースについて数値計算すると、図5(左)青線のように、鉄がケイ素状( $\text{Fe}^{12+}$ )まで電離する頃ようやく電子が内殻電離を起こせる温度( $kT_e > 1 \text{ keV}$ )に達することがわかった。これでは観測され

\*3) 但し、宇宙線加速の効率がが高く、非熱的粒子に多量のエネルギーが注入される場合、熱的プラズマの温度(左辺)はこれより低くなりうる。

た低電離（アルゴン状）輝線を説明できない。

ここで必要となるのが「無衝突電子加熱」と呼ばれるプロセスだ。流体が衝撃波面を通過する際、電子-イオン間のエネルギー交換がやはり電磁場を介して行われ、実際の電子温度は上式の予想より高くなること、理論的に示唆されている。<sup>20,25)</sup> 太陽風や超新星残骸の順行衝撃波の観測からはその存在が実際に確認されており、状況によっては電子とイオンの両温度が即座に釣り合うこともある。<sup>21,26,27)</sup> この効果を取り込んでみよう。衝撃波直後の電子と鉄イオンの温度比 ( $\beta = T_e/T_{\text{ion}}$ ) をパラメータとして残骸の熱的進化を解き、予想される蛍光輝線スペクトルを観測 (図3(a)) と比較した。その結果、 $\beta \approx 0.01$  のときに最もよく観測を再現することが判明した (図5)。無衝突電子加熱が行われない場合は  $\beta = m_e/m_{\text{Fe}} \sim 10^{-5}$  なので、Tycho の逆行衝撃波では電子温度が一気に3桁上昇したことになる。これが、「宇宙の瞬間湯沸かし器」と題した所以である。

本研究結果は、超新星残骸の順行衝撃波だけでなく、逆行衝撃波でも無衝突電子加熱が効率的に行われることの初の観測的証明となった。これは電子加熱機構、ひいては無衝突衝撃波の発生機構そのものに強い制限を与えると考えている。なぜなら超新星残骸の逆行衝撃波は、順行衝撃波とは性質的に大きく異なるからだ。例えばTychoの場合、逆行衝撃波は順行衝撃波と比べてマッハ数が1桁高く、磁場が2桁以上低い。<sup>7)</sup> 無衝突衝撃波に関する従来の標準的な理論によると、電子の急加熱には最低でも星間磁場程度 ( $\sim 1 \mu\text{G}$ ) の磁場強度が必要とされており、順行衝撃波のみこの条件が満たされると考えられていた。<sup>20,25,28)</sup> 今回の観測結果は、残骸内のプラズマ自身が何らかの方法で局所的な電磁場を自己増幅し、そこで電子にエネルギーを与えていることを示唆する。その機構についての詳細は、筆者の原著論文<sup>7)</sup> かそこで引用した理論論文<sup>29,30)</sup> 等をご参照いただければ幸いである。

## 5. おわりに

本研究を通して得た教訓がいくつかある。ひとつは、「観測データを注意深く見渡せば予想外の物理が引き出せる」ことだ。この記事が出版される頃には、「すざく」の後継機ASTRO-Hがいよいよ観測を開始する。この衛星を用いたサイエンスの検討はX線天文のコミュニティー全体でかなり入念になされているが、筆者自身は「あまり目標を絞り過ぎると重要な発見を見落とすのでは？」という懸念を持っている。何がその衛星のベストサイエンスかは、実データを見るまでわからない。あらかじめ定めた目標だけには縛られず、柔軟にデータと向き合いたいところだ。そしてもうひとつが、分野横断的な研究の重要性である。観測系の天文学は、特定の波長でコミュニティとして閉じる傾向が非常に強い。より深く、より効率的に物理を突き

詰めるためには、波長を越えた連携、あるいは天文学の枠組みを越えた連携研究をもっと推進する必要があるように思う。

## 参考文献

- 1) K. Nomoto, *et al.*: *Astrophys. J.* **286** (1984) 644.
- 2) M. M. Phillips: *Astrophys. J.* **413** (1993) 105.
- 3) S. Perlmutter, *et al.*: *Astrophys. J.* **517** (1999) 565.
- 4) A. G. Riess, *et al.*: *Astron. J.* **116** (1998) 1009.
- 5) D. Maoz, *et al.*: *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **52** (2014) 107.
- 6) H. Yamaguchi, *et al.*: *Astrophys. J. Lett.* **801** (2015) L31.
- 7) H. Yamaguchi, *et al.*: *Astrophys. J.* **780** (2014) 136.
- 8) H. Yamaguchi, *et al.*: *Astrophys. J. Lett.* **785** (2014) L27.
- 9) H. Yamaguchi, *et al.*: *Astrophys. J. Lett.* **705** (2009) L6.
- 10) 山口弘悦: *天文月報* **108** (2015) 795.
- 11) K. Masai: *Astrophys. Space Sci.* **98** (1984) 367.
- 12) C. Badenes, *et al.*: *Astrophys. J.* **645** (2006) 1373.
- 13) O. Krause, *et al.*: *Nature* **456** (2008) 617.
- 14) T. Tamagawa, *et al.*: *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **61** (2009) S167.
- 15) K. Koyama, *et al.*: *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **59** (2007) S23.
- 16) U. Hwang, *et al.*: *Astrophys. J.* **497** (1998) 833.
- 17) C. F. McKee: *Astrophys. J.* **188** (1974) 335.
- 18) J. S. Warren, *et al.*: *Astrophys. J.* **634** (2005) 376.
- 19) L. Spitzer: *Shock Waves in Collisionless Plasmas* (1971).
- 20) P. J. Cargill and K. Papadopoulos: *Astrophys. J. Lett.* **329** (1988) L29.
- 21) S. J. Schwartz, *et al.*: *J. Geophys. Res.* **93** (1988) 12923.
- 22) M. Markevitch and A. Vikhlinin: *Phys. Rev.* **443** (2007) 1.
- 23) P. Meszaros and M. J. Rees: *Astrophys. J.* **476** (1997) 232.
- 24) A. Hayato, *et al.*: *Astrophys. J.* **725** (2010) 894.
- 25) J. M. Laming: *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **127** (2000) 409.
- 26) J. C. Raymond, *et al.*: *Astrophys. J.* **275** (1983) 636.
- 27) C. E. Rakowski, *et al.*: *Astrophys. J.* **590** (2003) 846.
- 28) P. Ghavamian, *et al.*: *Astrophys. J. Lett.* **654** (2007) L69.
- 29) M. Balikhin, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 1259.
- 30) M. Gedalin, *et al.*: *Phys. Rev. E* **77** (2008) 026403.

(2015年8月2日原稿受付)

## Revealing Collisionless Heating of Electrons at the Supernova Remnant Shock Wave with X-Ray Spectroscopy of Non-Equilibrium Plasmas

Hiroya Yamaguchi

abstract: Although collisionless shocks are ubiquitous in astrophysics, their fundamental properties are still poorly understood. In particular, the process known as collisionless electron heating is one of the main open issues in astrophysical shock physics. Here we present Suzaku deep observations of Tycho's supernova remnant, revealing the first robust evidence for efficient collisionless heating of electrons at the reverse shock of a young supernova remnant. This discovery has been achieved by the detailed spectroscopic diagnostics of non-equilibrium plasmas using our state-of-the-art atomic physics models. We detect Fe  $K\beta$  ( $3p \rightarrow 1s$ ) fluorescence emission at  $\sim 7.1$  keV, which is expected only from low-ionization plasma where Fe ions still have multiple  $3p$  electrons. Comparison with our hydrodynamical simulations requires the electron temperature at the reverse shock front to be more than 10 keV, about 1,000 times higher than expected from Coulomb collisions alone.