

超新星残骸における乱流と磁場増幅： 星間雲と衝撃波の相互作用



井上 剛 志

〈国立天文台理論研究部 〒181-8588 東京都三鷹市大沢 2-21-1〉

e-mail: inouety@th.nao.ac.jp

近年の超新星残骸の X 線観測はいくつかの超新星残骸で $1,000 \mu\text{Gauss}$ の磁場を帯びた領域が存在することを示している。この値は星間媒質の典型的磁場強度である $5 \mu\text{Gauss}$ を大きく上回っており、超新星残骸内に強力な磁場増幅機構が存在することを示している。筆者らは現実に期待できる非一様な星間媒質と超新星衝撃波の相互作用により、観測を説明できる強い磁場増幅が超新星残骸内で発生することを明らかにした。多数の超新星残骸と周囲の星間媒質を観測することにより、この磁場増幅器機構を観測的に実証することが可能である。

1. 超新星残骸における磁場増幅

太陽の 8 倍以上の質量をもつ大質量星や、連星系を成す白色矮星の一部はその寿命の最後に超新星爆発を起こすことが知られている。超新星爆発によって吹き飛ばされた星の残骸（イジェクター）は強い衝撃波を伴いながら超音速で星間空間中に広がっていく。星間空間には星間媒質と呼ばれるさまざまな温度と密度をもったガスが充満しており、星間媒質は衝撃波に圧縮されながら掃き集められてイジェクターを取り巻く高温のシェルを形成する。このようにして形成された天体は超新星残骸 (SNR: Supernova Remnant) と呼ばれ、電波からガンマ線に至るまでの広い波長帯で輝く天文学的に非常に興味深い天体となる。

SNR に付随する強い衝撃波は地球に降り注ぐ高エネルギー宇宙線の加速現場であると現在考えられており、加速された粒子は SNR を輝かせる放射の源にもなっている。したがって、SNR の物理的環境の解明は宇宙線の起源や SNR の放射機構の解明に直結する重要な意義をもっている。SNR における粒子加速や放射を理解するうえで、

磁場は特に重要な役割を果たすことが知られている。アルフヴェン波と呼ばれる磁気波動は荷電粒子を散乱・加速する重要な役割を SNR で果たしており、磁場の強度とその揺らぎの度合いは粒子加速の物理（例えば被加速粒子が到達できる最高エネルギー）を決定的に左右する。また、磁場を帯びた媒質中で荷電粒子はそのエネルギーと磁場強度に応じたシンクロトロン放射を発する。しかしながら、磁場はその場にはいかなければ直接測定することができず、望遠鏡でシンクロトロン放射などを通じて間接的に磁場を推定しなければならない¹⁾。したがって、磁場は SNR を理解するうえで研究者に立ちはだかる最も大きな不定要素の一つになっている。

その SNR における磁場に関して近年非常に刺激的な観測的発見がなされた。内山らは SNR : RXJ1713.7-3946 の X 線観測を行い、1 年という短い時間スケールで変動するシンクロトロン X 線放射の強度変動領域を発見した¹⁾。シンクロトロン放射で X 線を発する電子がこの時間スケールで冷却する（放射強度が減少変動する）ためには $1,000 \mu\text{Gauss}$ の磁場が必要である。星間磁場の

平均的強度は数 μGauss 程度であるので、1,000 μGauss の磁場が周囲の星間磁場から増幅されたとすると数百倍の増幅率が必要になる。SNRの場合、衝撃波圧縮による磁場増幅が可能であるが、単原子ガス中の衝撃波が達成する増幅度は最高でも4倍であり、特別な磁場増幅機構の存在が必要になる。

2. 磁場増幅と密度揺らぎ

SNRにおける磁場増幅機構に関してはいくつかの理論が提唱されている。例えばLucek-Bell機構やWeibel不安定といった衝撃波面近傍で発生するプラズマの非熱的不安定性を利用したものや^{2), 3)}、乱流で磁場を巻き上げてダイナモ的に増幅する機構などがある^{4), 5)}。後者のモデルの場合、詳細は第5節で解説するが、衝撃波の前方に密度の揺らぎが存在すると、衝撃波面で渦(乱流)が生成されて磁場が増幅する可能性が指摘されていた⁵⁾。これらの研究はおおむね一様な星間媒質を考へ、衝撃波前面の密度揺らぎはほぼ一様な媒質上の垂音速乱流による多少の圧縮が起源と考えられていた。その場合、磁場増幅率はせいぜい10倍程度であり、数百倍の増幅には及ばない状況であった⁴⁾。

しかしながら、星間媒質は薄く広がった媒質の中に密度が周囲の10倍以上濃密な星間雲が埋め込まれた非一様な媒質である。埋め込まれた星間雲を密度揺らぎと考えると、乱流によるものとは桁違いの密度の非一様性が存在することになり、磁場増幅の様相ががらりと変わる可能性が出てくる。筆者らはこのことに注目し、星間雲が存在する非一様な星間媒質を超新星衝撃波が掃き集めて形成するSNRの性質を研究した⁶⁾。以下ではまず、星間媒質は本質的に非一様をもった媒質であり、星間雲が埋め込まれた非一様媒質が普遍的に期待でき

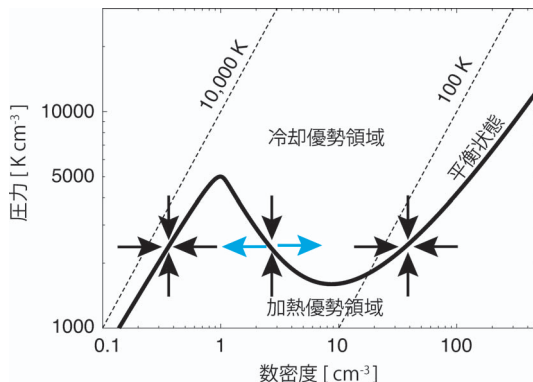


図1 星間媒質の輻射平衡状態(太線)。破線は10,000 Kと100 Kの等温度線を表し、矢印は平衡状態の安定性(進化の方向)を表す。青で書いた矢印は平衡状態が不安定であることを示す。

ることを解説し、その後非一様な星間媒質から形成されるSNRの諸性質について筆者らが行った磁気流体力学シミュレーションを基に解説する。

3. 星間媒質の熱的性質

星間媒質は輻射を介した加熱・冷却がガスの物理状態に大きく影響するエネルギー開放系である。銀河面内の星間媒質の大部分を占める温度10,000 K以下の中性水素ガスは加熱冷却の釣り合いの結果、図1のような平衡状態をもった媒質になっている⁷⁾。図中の破線は等温線を表しており、平衡状態は温度約8,000 Kと100 Kの大体等温な2相と、それをつなぐ領域から構成されている^{*1)}。温度約8,000 Kの等温相ではライマンアルファ輝線による放射冷却と背景紫外光による星間塵の光電加熱が釣り合っており、温度100 Kの相では炭素イオンの微細構造輝線冷却と光電加熱が釣り合っている。各等温領域は輝線を放射する上下準位間の遷移が効率良く起きる温度に対応している。このため、輝線放射による冷却率が温度に対して敏感に依存し、たとえ密度が大きく変化し

*1 この平衡曲線は気相と液相間等の相転位現象の解析に用いられるファンデルワールスの状態方程式に類似した形をしている。ただし、この平衡曲線は状態方程式ではなく、星間ガスは冷却・加熱よりも短い時間スケールでは平衡状態から大きく離れた状態になりうる(例えば次節で紹介する衝撃波に圧縮された場合)。

てもわずかな温度変化により平衡が保たれて等温的な振舞いをする。対して各等温相間をつなぐ中途半端な温度領域では、冷却率は温度よりも密度により依存するため、等温的な振舞いから大きく外れる。温度 8,000 K の等温相にある星間ガスは薄く広がった星雲間ガスとして観測され、温度 100 K の相にある濃密で冷たい星間ガスは中性水素雲や分子雲といった星間雲として観測されている。

次にこのような平衡状態をもつ系の熱的安定性を考える。図 1 の矢印が示すように、平衡状態に対して等密度な摂動を考えると、平衡状態よりも圧力-密度平面上で上側では加熱よりも冷却が優勢な領域であり、下側は加熱優勢領域であるため、平衡状態は等密度摂動に対しては安定である（例えば圧力を高める摂動を加えると冷却を受けて元の平衡状態に戻る）。しかしながら、等圧摂動に対して等温相をつなぐ平衡状態は不安定である（図 1 中の青矢印）。例えば密度を増大させる摂動を加えると、冷却優勢領域に入るため、ガスは冷えてますます凝縮する。したがって、星間媒質は熱的に双安定なシステムであり、低温側と高温側の安定相は等圧下で共存する特殊な媒質になっている。このような熱的性質はフィールドらによって 1969 年に指摘され、星間媒質の中低温成分が 2 相系として振舞うことの明瞭な物理的理解を与えている⁸⁾。

4. 星間雲の形成と星間媒質の非一様性

このような 2 相系は銀河の中でどのように進化するのだろうか？ 前説で説明したように、星雲間ガスと星間雲は熱的に安定な平衡状態にあり、小さな摂動に対して安定である。しかしながら、われわれの住む天の川銀河では 100 年に一度のペースで超新星爆発が発生し、その衝撃波が星間媒質に強い非線形揺動を加える。一つの超新星衝撃波は爆発後百万年かけて膨張し、周囲 100 pc ほど

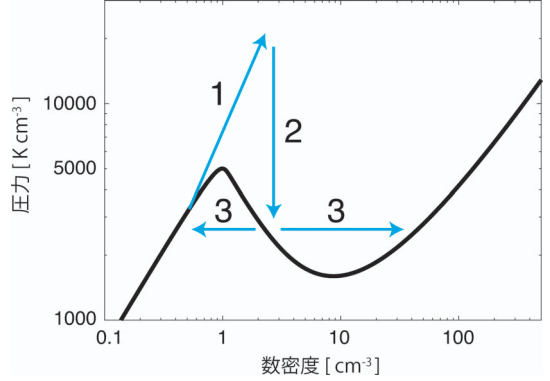


図 2 衝撃波に圧縮された薄い星雲間ガスの典型的進化路。

どの星間ガスを圧縮するが、百万年の間に銀河の中では 10,000 個程度の超新星爆発が発生し、それらが影響を与える領域は $10^4 \times (100 \text{ pc})^3$ ~ 銀河全体の体積となる。つまり、星間ガスは平均的に数百万年に一度の割合で超新星衝撃波から非線形揺動を受けるのである。ここで、SNR に付随するのは速度 1,000 km/s 以上（マッハ数 100 以上）の強い衝撃波であるのに対して、星間媒質全体に影響を与えるのはより年老いた速度数 10 km/s（マッハ数 1-10 程度）の比較的弱い衝撃波である。また、銀河の渦状ポテンシャルに星間ガスが落ち込む際に発生する銀河衝撃波や、恒星風により生じる衝撃波も星間媒質の進化に重要な影響を与える。

これら星間衝撃波の非線形揺動が星間媒質にどのような進化を促すのかは、計算機速度の向上に伴って近年盛んに研究が行われている。筆者らの詳細な微視的物理過程（加熱冷却、熱伝導と弱電離性）を考慮した磁気流体力学シミュレーションでは、衝撃波による圧縮を受けた薄い星雲間ガスは密度-圧力図上で図 2 に示すような進化をし、星雲間ガス中に星間雲を形成することが明らかになっている^{9), 10)}。もう少し詳しく説明すると、図中の矢印 1 は衝撃波による圧縮を表し、圧縮された星雲間ガスは加熱よりも冷却が優勢な物理状態になる。圧縮された冷却優勢ガスは矢印 2 に示す

ように等密度的に冷却され、熱的不安定な平衡状態に達する。その後熱的不安定性の成長により、矢印3のように、ある部分は冷却凝縮で星間雲を形成し、ある部分は加熱希釈で再び薄い星雲間ガスに戻っていく。

図3はこのような進化を経た星間媒質の密度構造を示したものである。この進化の時間尺度は星間ガスの冷却時間である100万年程度である。し

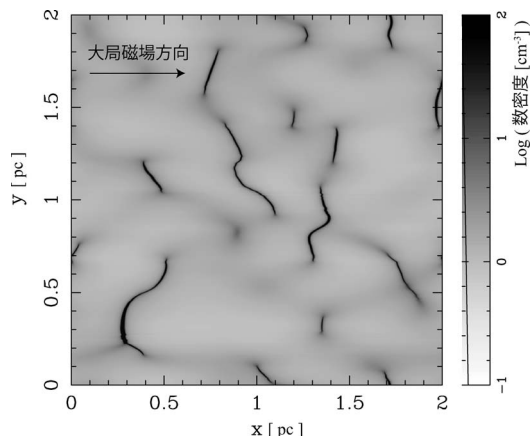


図3 熱的不安定性の非線形成長の結果生成された非一様星間媒質の密度構造。星間媒質の加熱・冷却・熱伝導を考慮した磁気流体力学シミュレーションを用いた。色の濃い部分は星間雲、薄い部分は星雲間ガスを表し、大局的磁場は6μGaussでx軸方向を向いている。

たがって、星間媒質は普遍的に星間雲を内包した非一様媒質として扱うことが本来最も自然なのである。図3に見られる熱的不安定性によって形成された星間雲は1立方センチ当たり水素原子30個ほどの密度をもっており、観測的には中性水素雲に相当する。実際に21cm吸収線を用いた中性水素雲の観測は、銀河のどの方向を見ても図3の星間雲と同程度の柱密度をもった大量の中性水素雲が普遍的に存在することを示している¹¹⁾。余談ではあるが、図3に見られる星間雲は磁力線と垂直方向に伸びた構造をもっている。この構造は磁力線に沿った熱不安定の成長が最も早いために作られるのだが、観測時にこの雲を偶然厚みの薄い方向から見ると、小さくて柱密度が大きな中性水素雲として観測されることになる。これはTSAS (Tiny Scale Atomic Structure) と呼ばれる同様の特徴をもった特異な星間雲の正体なのかもしれない。

5. 超新星残骸形成の2次元磁気流体力学シミュレーション

本稿の本題である非一様星間媒質から形成されるSNRを調べるために、筆者らは図3の状態を初期条件として用い、境界に熱いプラズマを置くことで強い衝撃波を発生させた。発生した衝撃波

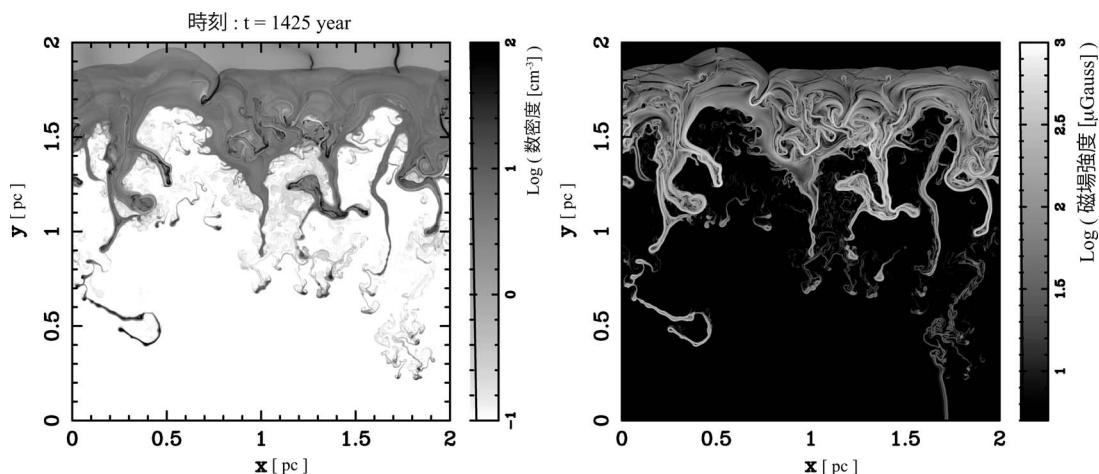


図4 非一様媒質が衝撃波に掃き集められて形成したSNR。右パネルは密度構造、左パネルは磁場強度を表す。衝撃波は図の下から上に向かって速度約1,300 km/sで伝播している。

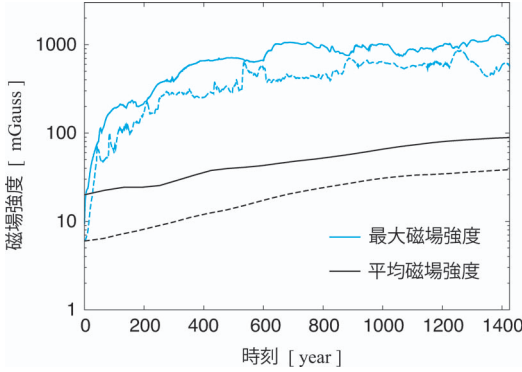


図5 シェル内部の最大磁場（青線）と平均磁場（黒線）の時間進化. 実線は図4に示した垂直衝撃波（衝撃波の法線と大局磁場が垂直）の場合、破線は平行衝撃波（衝撃波の法線と大局磁場が平行）の場合を表す.

が非一様星間媒質を掃き集めて形成した、SNRに相当する薄いシェルの様子を図4に示す. 左のパネルはガスの数密度、右のパネルは磁場強度の絶対値を表す. このシミュレーションでは速度1,300 km/sの衝撃波が下から上に向かって伝播している*2. 左図から圧縮されて集められた非一様媒質は強く乱されており、シェルの内部が乱流状態にあることがわかる. また、右図からはシェルの内部で単純な衝撃波圧縮をはるかに超えて磁場が増幅されていることがわかる（初期の非一様媒質の磁場強度は6 μGauss）. シェル内の磁場構造は乱流状態を反映した非常に複雑な状態であるが、増幅された磁場の最大値は1,000 μGaussにまで達している. 図5に衝撃波投入時点から図4の状態に至るまでのシェル内磁場の最大強度と平均強度の時間進化を示す. 衝撃波が左から右、つまり星間媒質の大域磁場と平行に伝播する場合のシミュレーションも行ったが、強い磁場増幅は同様に発生することが確認された. そのような平行衝撃波の場合の最大・平均磁場の進化を図5の破線

に示す.

6. 磁場増幅機構

衝撃波前方の星間媒質に非一様性があるとなぜ磁場が増幅されるのか？ 以下ではシミュレーションに見られる磁場増幅機構の物理的解説を行う^{5), 6)}. 流体の運動を記述するオイラー方程式に回転演算子を掛けると流体の渦度 ω に対する発展方程式

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{v} \times \omega) + \frac{1}{\rho^2} \nabla \rho + \nabla \times \mathbf{F}_{\text{Lorentz}}$$

が得られる. 右辺に含まれる密度勾配と圧力勾配の外積に比例する項はバロクリニック項と呼ばれ、渦の源泉項の一つである. 非一様な媒質は密度勾配をもっており、そこに大きな圧力勾配をもつ衝撃波がやってくると衝撃波後面にはバロクリニック項で生成された渦が発生することになる. この渦生成は衝撃波面をひずませる効果を持ち、リヒトマイヤー・メシュコフ不安定と呼ばれている. 渦と磁場増幅の関係は、ファラデーの電磁誘導の法則で理解できる. 理想磁気流体近似が成立する媒質中では電場は速度場と磁場の外積に比例するため、磁力線に沿って速度場にシアがあると磁場を誘導する回転電場が生じることになる*3. 渦は速度シアを伴うので、衝撃波面で発生した渦は回転電場を発生させて電磁誘導で磁場を増幅させることになる. 衝撃波後面の速度場の簡略図を図6に示す. 衝撃波の伝播方向にかかわらず、大局的磁力線方向に沿った速度シア（渦）が衝撃波後面に生成されることがわかる. つまり、ここで解説した磁場増幅機構を簡潔に言うなら「リヒトマイヤー・メシュコフ不安定性で発生する渦がダイナモ効果で磁場増幅と起こす」と言えるだろう. 増幅機構が理解できるとなぜ1,000 μGaussで

*2 本来のSNRは爆発で放出されたエジェクタの中心に向かって伝播する逆行衝撃波が星間媒質を掃く順行衝撃波に加えて形成されるが、本研究は簡単のために逆行衝撃波を無視している.

*3 シミュレーションの分解能 5×10^{-4} pc に比べ熱的陽子のラーマ半径は十分小さく、理想磁気流体近似は十分成立すると考えられる.

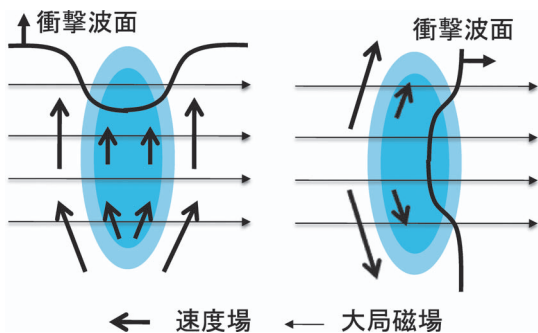


図6 星間雲が衝撃波に掃かれた直後の様子。青い領域は星間雲が存在して密度が高いことを示す。太い矢印は速度場、細い矢印は大局的磁場の方向を表す。垂直衝撃波（左図）、平行衝撃波（右図）どちらの場合も磁力線に沿った速度シア（渦）が衝撃波後方に生成されることがわかる。

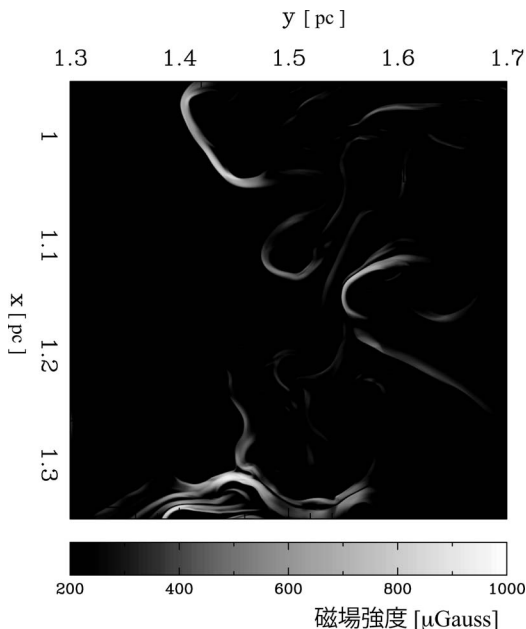


図7 図4の領域{x=0.95~1.35 pc, y=1.30~1.70 pc}の拡大図。色の薄い部分は磁場が1,000 μGauss 程度にまで増幅された領域。

増幅が止まるのかが気になってくる。この理由は簡単で磁場が1,000 μGauss 程度になると、磁場のエネルギー密度が増幅の源泉である渦のエネルギー密度に達するからである。このシミュレーションでは、強い渦が発生する場所では渦がもつエネルギー密度とガスの熱エネルギー密度は同程度であった。つまり増幅後に磁場が1,000 μGauss に達している場所では、磁場と熱のエネルギー密度はおおむね均衡している。

7. 観測の解釈と理論的予言

前説で説明した磁場増幅機構は薄い星雲間ガスと星間雲の間の遷移層、つまり密度勾配が最も大きな場所で強い磁場増幅が起きることを示している。星雲間ガスと星間雲の遷移層構造は加熱・冷却による構造化と熱伝導による均一化の釣り合いで決定されるが、典型的星間媒質での遷移層の厚みは0.05 pc程度と計算されている¹²⁾。図7は磁場強度の分布を表す図4右パネル中の一部分を拡大したものであるが、磁場強度が1,000 μGauss 程度に達している領域のスケールはおおむね0.05 pc程度になっていることがわかる。このスケールはSNR:RXJ1713.7-3946で発見されたX線強度

変動領域の大きさと非常によく一致している¹⁾。観測されたX線強度変動領域のスケールは単にシンクロトン放射する加速電子の空間分布を表している可能性もあるが、磁場強度だけでなく空間スケールまでも良い一致を示していることは、星間媒質の非一様性による磁場増幅とX線強度変動領域の関係性を強く示唆している。

星間媒質の非一様性を起源とする磁場増幅が現実のSNRで本当に起きていることを確かめられないか？筆者らのSNRモデルは、衝撃波前面の星間媒質に存在する星間雲の数が多いほど磁場増幅領域の数も増えることを示唆する。分子雲の周辺には大量の中性水素雲が取り巻いているので¹³⁾、SNRの近傍に分子雲が存在すれば、観測されるX線強度変動領域の数は周囲が薄い場合よりも増えることが予言できる。分子雲と衝撃波が直接相互作用しているような場合には、その下流に高確率でX線強度変動領域が形成されることも予言できる。逆に、星間雲の存在率が赤道面よ

りも低い高銀緯での SNR や、周囲のガスが非常に薄い場合には、X 線強度変動領域は見つからないか見つかったとしても非常に数が少ないだろう。

この予言の一部はすでに名古屋大学の研究グループによって実証されている可能性がある。NANTEN2 望遠鏡を用いた分子雲の観測は SNR : RXJ1713.7-3946 が分子雲と相互作用している様子をとらえており、しかも分子雲と X 線強度変動領域が多数観測される X 線で明るい領域が良い空間相関を示しているのである¹⁴⁾。本研究から得られる理論的予言の実証をより強固にするためには、今後より多くの SNR からの X 線放射の短時間変動と周囲の星間媒質を観測的に調べていく必要がある。

8. 終わりに

SNR の磁場にまつわる話題は本稿で紹介したもの以外にもたくさんある。例えば SNR の端に位置するシンクロトロン X 線フィラメントの観測から、衝撃波のごく近傍の磁場強度は数十 μGauss 程度と見積もられている¹⁵⁾。本稿で紹介した流体機構による磁場増幅は、図 5 からわかるように数百年程度の時間を要する。したがって、衝撃波のごく近傍での磁場増幅には、本稿 2 節の冒頭で紹介したような非熱的機構による磁場増幅が必要になると考えられる。しかしながら、非熱的機構でどの程度まで磁場増幅が可能なのかはいまだよくわかっていない。1,000 μGauss に達する強力な磁場増幅が本稿で解説した流体機構であると観測的に実証されれば、非熱的機構による磁場増幅は X 線フィラメントの観測値である 50-100 μGauss 程度であると間接的に知ることができ、衝撃波面で起きる粒子加速の理解をより深めることができる。

また、1,000 μGauss の磁場を帯びる X 線強度変動領域は SNR : Cas A でも発見されている¹⁶⁾。Cas A は逆行衝撃波が強い特異な SNR であり、周囲の星間媒質の状態も RXJ1713.7-3946 のよう

な観測は行われていない。逆行衝撃波が強いということは周囲の星間媒質が濃密であることを示唆し、流体機構による磁場増幅が起きやすい環境にあるのかもしれない。しかしながら、逆行衝撃波によって他の機構で磁場増幅している可能性もある。いずれにせよ、より多くの SNR で X 線の短時間変動の有無を調べ、磁場増幅構造やそこからわかる粒子加速を探ることは非常に重要であり、本稿がそのような観測計画の一つの動機になればありがたい。

筆者らのシミュレーションで形成された SNR の内部は強い磁場を伴う乱流状態にあり、荷電粒子を散乱する磁気波動が至るところに存在する。そのような媒質中では 2 次フェルミ過程による粒子加速が期待できる。さらに、強い乱流場に伴ってシェルの内部には無数の衝撃波が立っており、そこでの衝撃波粒子加速も期待できる。それらの加速過程で生成された高エネルギー粒子が、乱流による磁場の非一様性と相まってどのように SNR を輝かせるのかを詳細に予言することは残された課題である。

謝 辞

本稿で解説した研究は、名古屋大学の犬塚修一郎氏と広島大学の山崎了氏との共同研究によるものです。また、数値計算の実行は国立天文台天文シミュレーションプロジェクト (CfCA) の XT4/SX-9 システムを用いて行われました。常時快適な計算機環境を提供していただいている CfCA の皆様に、この場を借りて感謝いたします。最後に本稿の執筆を薦めてくださった鈴木建氏に感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) Uchiyama Y., et al., 2007, Nature 449, 576
- 2) Lucek S. G., Bell A. R., 2000, ApJ 314, 65
- 3) Weibel E. S., 1959, Phys. Rev. Lett. 2, 83
- 4) Balsara D., Benjamin R. A., Cox D. P., 2001, ApJ 563, 800

- 5) Giacalone J., Jokipii J. R., 2007, ApJ 663, L41
- 6) Inoue T., Yamazaki R., Inutsuka S., 2009, ApJ 695, 825
- 7) Wolfire M. G., et al., 1995, ApJ 443, 152
- 8) Field G. B., Goldsmith D. W., Habing H. J., 1969, ApJ 155, L149
- 9) Inoue T., Inutsuka S., 2008, ApJ 687, 303
- 10) Inoue T., Inutsuka S., 2009, ApJ 704, 161
- 11) Heiles C., Troland T. H., 2003, ApJ 586, 1067
- 12) Inoue T., Inutsuka S., Koyama H., 2006, ApJ 652,1331
- 13) Blitz L., et al., 2007, Protostars and Planets V 951, 81
- 14) Fukui Y., 2008, AIP Conference Proceedings 1085,104
- 15) Vink J., Larming J. M., 2003, ApJ 584, 758
- 16) Uchiyama Y., Aharonian, F., 2008, ApJ 677, L105

Turbulence and Magnetic Field Amplification in Supernova Remnants

Tsuyoshi INOUE

Division of Theoretical Astronomy, National Astronomical Observatory of Japan, Osawa, Mitaka, Tokyo 181-8588, Japan

Abstract: Recent X-ray observations of supernova remnants suggest that there exists a strong amplification mechanism of the magnetic field. We show using magneto-hydrodynamic simulations that interactions between a realistic, inhomogeneous interstellar medium and a shock wave cause a strong magnetic field amplification. The importance of the amplification can be verified by the observations of the supernova remnants and the surrounding interstellar medium.