

超新星残骸衝撃波における中性粒子の影響

大 平 豊

〈高エネルギー加速器研究機構 素粒子原子核研究所 〒305-0801 茨城県つくば市大穂 1-1〉

e-mail: ohira@post.kek.jp



われわれの銀河の構成要素の一つである超高エネルギー粒子の宇宙線は、その発見以来 100 年が経とうとしているがいまだその起源と加速機構は謎のままである。超新星残骸の衝撃波が宇宙線の加速源として最有力であるが、まだ観測事実と加速理論との間には矛盾がある。本稿では、この矛盾を解消する一つの可能性として有力な、中性粒子が与える粒子加速機構への影響についての筆者の取り組みを紹介する。超新星残骸からは $H\alpha$ 輝線が観測されており、超新星残骸の周りには中性の水素原子が存在していることがわかっている。中性粒子の影響によって、いくつかの理論的問題が解決できると期待される。

1. 超新星残骸とは

星の質量が太陽質量 (2×10^{33} g) の約 8 倍以上である星は、一生の最後に大爆発を起こす。また白色矮星の連星系の場合は、その白色矮星に質量降着が生じ、限界質量を超えると爆発する。星の一生の最後に迎えるこれらの大爆発を超新星爆発と呼び、その残骸を超新星残骸と呼ぶ。爆発の際、星の外層は秒速 1 万 km 程度の超音速で星間空間に吹き飛び、銀河空間に存する星間ガスを掃き集めながら膨張する。掃き集められたガスは、衝撃波で加熱され X 線を放射するほど高温になる。また衝撃波付近からは、電波から X 線にわたるシンクロトロン放射とガンマ線が観測され、少なくとも電子は 10^{14} eV (eV = 電子ボルト, $1 \text{ eV} = 1.6 \times 10^{-19}$ ジュール = 3.8×10^{-20} カロリー) 程度にまで加速されていることがわかっている^{1), 2)}。

2. 超新星残骸での宇宙線加速

宇宙には非常に高エネルギーの宇宙線と呼ばれる粒子が存在する。最高エネルギーは 10^{20} eV にもなる。もしこの最高エネルギー宇宙線を 1 g 集めると、その全エネルギーは約 10^{24} (=1 兆の 1

兆倍) カロリーで、世界の消費エネルギー 1,000 年分にもなる。そのうち 10^{15} eV までのエネルギーをもつ陽子の起源として、天の川銀河にある超新星残骸は最有力候補である。電子が超新星残骸で加速されていることは、電波から X 線にわたるシンクロトロン放射の観測よりわかっているが^{1), 2)}、陽子が 10^{15} eV まで加速しているかはいまだ証拠はない。

10^{15} eV もの高エネルギーにまで加速する機構としては、粒子が衝撃波面を何度も往復することで、衝撃波圧縮を何度も経験して加速する Diffusive Shock Acceleration (DSA) 理論^{3), 4)} が最有力候補である。DSA 理論は、衝撃波で加速された宇宙線のエネルギー分布として、べき型分布

$$N(E) \propto E^{-s}; \quad s = \frac{r+2}{r-1} \quad (1)$$

を予言し、べき指数 s は衝撃波の圧縮率 r のみに依存する^{3), 4)}。高いマッハ数の衝撃波では圧縮率は $r=4$ なので、宇宙線のエネルギー分布はべき指数 $s=2$ のべき型分布 $N(E) \propto E^{-2}$ になる。もし圧縮率が $r < 4$ ならば、 $s > 2$ となる。

磁場の値として典型的な銀河内の値 $3 \mu\text{G}$ を使った場合、DSA 理論は超新星残骸衝撃波で加

速されている宇宙線の最高エネルギーが 10^{14} eV となることを予言し、 10^{15} eV に 1 桁足りない⁵⁾。年齢が 1,000 年程度の若い超新星残骸の衝撃波は、マッハ数が 100 程度と十分大きいため衝撃波の圧縮率は $r=4$ となり、宇宙線のべき指数は $s=2.0$ が期待される。しかし超新星残骸のシンクロトロン電波のスペクトルからは $s=2.2$ を⁶⁾、ガンマ線スペクトルからは $s=2.1-2.3$ が要求される⁷⁾。DSA 理論よると、若い超新星残骸の衝撃波でも圧縮率 r が 4 より小さいことになり、一見すると不自然である。

最高エネルギーの問題は、何らかの方法で磁場を増幅することで解決できる。磁場増幅機構の一つとして、宇宙線がたくさん加速されたことによってプラズマ不安定性が生じ、磁場の揺らぎが成長する機構が提案されている⁸⁾。実際、最近のさまざまな X 線観測により、超新星残骸衝撃波近傍では磁場が $3 \mu\text{G}$ から $100 \mu\text{G}$ 程度にまで増幅されていることが示唆されており、宇宙線による磁場増幅の証拠とも言われている⁹⁾⁻¹¹⁾。また電波のべき指数の矛盾は、加速された宇宙線が与える衝撃波構造への影響を考慮すると解決でき、非線形 DSA 理論と呼ばれる^{12), 13)}。しかし、この理論は最近のガンマ線観測と矛盾する。これについては 4 章で詳しく解説する。

本稿では、宇宙線の影響ではなく中性粒子の影響を考えることで、磁場の増幅と、電波やガンマ線のスペクトルが説明できることを紹介する。

3. 衝撃波に与える星間ガス中の中性粒子の影響

超新星残骸の衝撃波付近からは中性の水素原子起源の $\text{H}\alpha$ 輝線（エネルギー準位 $n=3$ から $n=2$ の遷移に伴う輝線）が観測されている¹⁴⁾。水素以外からのさまざまな輝線の強度比から、超新星残骸の周りの星間ガスの約 1 割から半分が、中性の水素原子であることがわかっている¹⁵⁾。図 1 は、 $\text{H}\alpha$ 輝線の構造である。輝線構造は幅の異なる 2

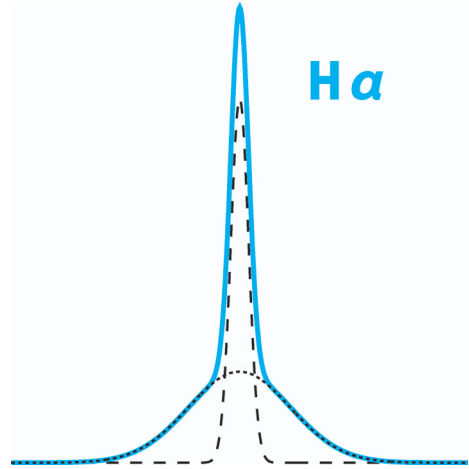


図 1 超新星残骸からの $\text{H}\alpha$ の輝線構造 (青). 黒の点線が、高温の中性の水素原子からの幅の広い成分. 黒の破線が、低温の中性の水素原子からの幅の狭い成分. 広いほうの速度幅は約 1,000 km/s, 狭い方の速度幅は 10-30 km/s.

成分からなっており、幅の広いほうは速度幅が 1,000 km/s にもなる¹⁶⁾。つまり、約 10 keV の高温の中性の水素原子ガスが存在することになる。単純に考えると、ここまで加熱する前に中性の水素原子は電離してしまうはずである。これは、衝撃波下流の電荷交換反応を考えることで理解できる。上流の荷電粒子は無衝突衝撃波の電磁場の乱れで減速、加熱される。無衝突衝撃波の厚みは陽子のジャイロ半径程度であると考えられ、 10^9 cm 程度である。水素原子同士の平均自由行程は 10^{15} cm 程度と衝撃波の厚みに比べて十分長い。したがって、中性の水素原子は電磁相互作用しないので、衝撃波面を減速、散逸することなしに通過する。衝撃波面を通過した中性の水素原子は、衝撃波下流でイオン化する。超新星残骸の衝撃波下流で、イオン化の機構として最も支配的な機構は電荷交換反応である。電荷交換反応とは、中性の水素原子の電子が別の陽子に移る反応である（図 2）。電荷交換反応により衝撃波下流の高温の陽子の一部が高温の中性の水素原子となる。この高温の中性の水素原子から幅広い $\text{H}\alpha$ 輝線が放射され

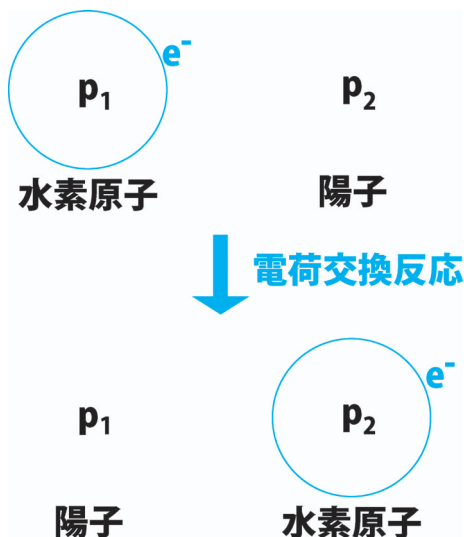


図2 電荷交換反応. 陽子1に束縛されていた電子が、陽子2に束縛され、もともと中性の水素原子だったものは陽子に、もともと陽子だったものは中性の水素原子になる.

る¹⁴⁾.

これまでの粒子加速の研究は、星間ガスは完全電離プラズマとしていた. しかし、上記で述べたように星間ガスの半分程度は中性の水素原子である. この中性の水素原子は衝撃波で散逸、減速を経験することなく衝撃波下流へ侵入する(図3).

つまり、衝撃波面に流入するエネルギーのうち約半分が熱化されず、下流へ侵入することになる. 筆者はその中性の水素原子の衝撃波下流での影響を調べた. 電荷交換反応によってイオン化した陽子は、電磁相互作用を行う. クーロン散乱の平均自由行程は非常に長いために無視でき、無衝突プラズマ現象によって散逸することになる. 図4は衝撃波下流のプラズマの分布関数である. 上流で中性の水素原子であった陽子は、衝撃波散逸、減速を経験していないため、衝撃波下流プラズマに対して、平均して衝撃波法線方向に速度差をもち、温度も冷たい. このようなプラズマ状態は不安定であることが知られている. 筆者は、まずこのような系での無衝突プラズマ不安定性についての線形解析を行い、どのような不安定現象が生じ

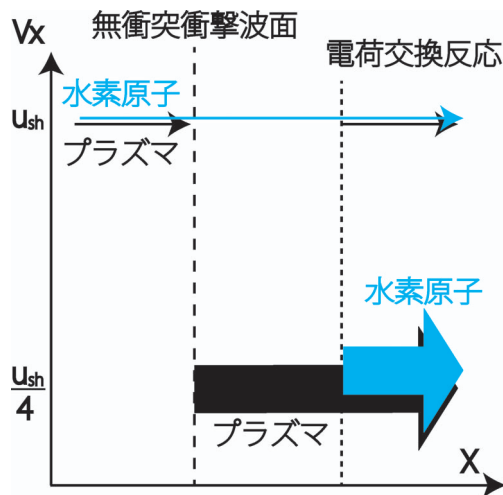


図3 衝撃波静止系での衝撃波付近の位相空間. 破線は無衝突衝撃波面で、それより左が上流、右が下流. 点線は電荷交換反応が起きる空間スケール. 青は中性の水素原子、黒はプラズマ. 矢印の幅は、狭いと低温、広いと高温を意味する. 上流のプラズマは、無衝突衝撃波面で減速、加熱するが、中性の水素原子は減速、加熱せず通過する. 下流での電荷交換反応により、上流からの冷たい中性の水素原子がプラズマになり、衝撃波で加熱された高温のプラズマの一部が高温の中性の水素原子になる. 最終的には、散乱によるイオン化ですべてイオン化する.

るかを調べた¹⁷⁾. その結果、磁場の乱れを増幅する不安定性が存在することを明らかにした. どの程度まで、磁場を増幅するのかわからないが、最近のプラズマ粒子シミュレーションから推測される値を用いると、磁場は 100 μG 程度に増幅することになる¹⁷⁾. これは、前に述べた観測から期待される磁場の値である. 中性の水素原子は、最終的には衝撃波下流で、衝突電離ですべてイオン化する. 衝撃波上流で中性であった水素原子は、衝撃波で減速していない. それらは衝撃波下流でのイオン化後、プラズマ不安定性によって励起されたプラズマ波動と相互作用することで散逸、減速する. このとき無衝突プラズマ系なので、圧縮は比熱比 $\gamma=5/3$ に対する圧縮率の値 $r=4$ と同じになるとは限らないことに注意

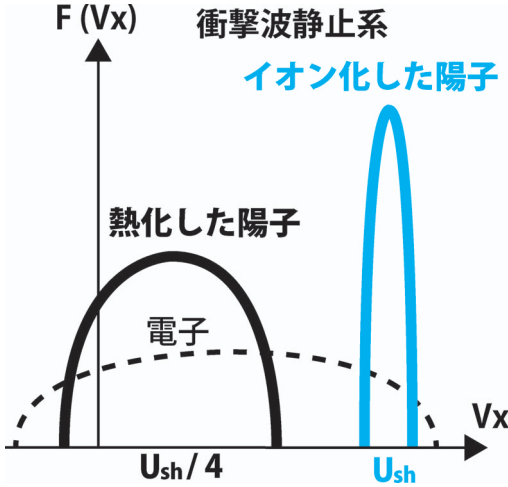


図4 衝撃波静止系での衝撃波下流のプラズマの分布関数。青い実線は、電荷交換反応によりイオン化した冷たい陽子。黒い実線は、衝撃波で加熱された高温の陽子。黒い破線は、衝撃波で加熱された高温の電子。青の冷たい陽子の平均速度は、衝撃波での減速を経験していないので U_{sh} であるが、黒の高温の陽子は、衝撃波での減速を経験しているため平均速度は $U_{sh}/4$ となる。電子は全体で電流が 0 となるように平均速度が決まる。

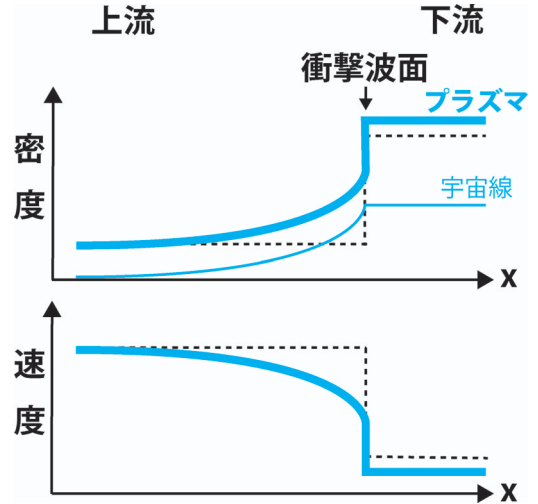


図5 衝撃波静止系での非線形 DSA 理論による衝撃波の構造。上の図は密度構造、下の図は速度構造である。点線は宇宙線が存在しないときの衝撃波構造。上の図の青い細い線は、宇宙線の空間分布である。宇宙線は平均して、衝撃波に束縛されている。上流にしみ出した宇宙線の圧力により、上流のプラズマが押されて減速、圧縮されている。宇宙線先行領域では、中性の水素原子は点線のように振舞うため、中性の水素原子とプラズマとの間に速度差が生じる。

したい。エネルギー等分配が不完全だと、圧縮率は $r < 4$ と小さくなり、式 (1) より加速される宇宙線のべき指数が 2 よりも大きくなるのがわかる。したがって、観測されている電波領域のシンクロトロンスペクトルと、最近の Fermi によるガンマ線スペクトルを説明できる。

4. 非線形 DSA 理論と中性粒子

衝撃波面に流入する運動エネルギーの 10% 以上が宇宙線に転換されると、宇宙線が衝撃波に与える影響を考える必要がある^{12), 13)}。それを考慮したのが非線形 DSA 理論である。図 5 は非線形 DSA 理論の場合の衝撃波の構造である。宇宙線は衝撃波面から上流方向に、流れに逆らって拡散する。そのため上流での定常的な宇宙線の空間分布は、上流にいくほど密度が少なくなる指数関数的な振舞いになり⁴⁾、宇宙線の圧力勾配が生じる。

宇宙線は上流プラズマが作るプラズマ波動との相互作用を通して、上流プラズマを減速させることになる。衝撃波上流の緩やかな減速領域を宇宙線先行領域と呼ぶ。非線形 DSA 理論では、衝撃波での圧縮率は $r < 4$ と小さくなるが、宇宙線先行領域より上流と衝撃波下流の間の圧縮率は $r > 4$ と大きくなる傾向にある¹³⁾。非線形 DSA 理論は、 10^9 eV までの宇宙線は衝撃波近傍を往復するため、 $r < 4$ と式 (1) よりべき指数は 2 より大きくなることを予言し、超新星残骸でのシンクロトロン電波のスペクトルを説明できる。また非線形 DSA 理論は、 10^9 eV 以上の宇宙線は宇宙線先行領域と下流を往復するため、 $r > 4$ と式 (1) よりべき指数は 2 より小さくなることを予言する。しかしこれは最近の Fermi のガンマ線観測と矛盾する。ガンマ線衛星 Fermi による若い超新星残骸カ

シオペア A の観測により、 10^9 eV 以上の宇宙線のべき指数が 2.1~2.3 であることが明らかになったからである⁷⁾。

3章では、中性粒子が与える衝撃波下流への影響について述べた。これらは、すべて中性粒子と荷電粒子との間に相対速度が生じたために起きる。次に非線形 DSA 理論の宇宙線先行領域で中性粒子がどう寄与するか紹介する¹⁸⁾。ここで3章と同様に中性粒子の振舞いを考えると、プラズマとは異なり宇宙線による減速を受けない。したがって、宇宙線先行領域でも中性粒子とプラズマとの間に速度差が生じる。この宇宙線先行領域でイオン化した陽子は、3章と同じように無衝突プラズマ不安定性によって磁場を増幅することができる。つまり中性粒子は、下流だけでなく上流の磁場も増幅できることになる。宇宙線先行領域でイオン化した粒子は、まず始めにプラズマ波動粒子相互作用により、プラズマ流体静止系で等方化することが期待され、ピックアップイオンと呼ばれる粒子になる。ピックアップイオンの速度分散は、中性粒子と上流プラズマとの相対速度になる。この相対速度は宇宙線の量に依存するが、銀河宇宙線を作るのに必要とされている量を仮定すると、衝撃波速度の 10% (~300 km/s) となる。これは上流プラズマの速度分散 10 km/s に比べてはるかに大きい。

このピックアップイオンが与える衝撃波構造と粒子加速への影響もたいへん興味深い。ボイジャー衛星 1号、2号による太陽風の終端衝撃波の直接観測により、ピックアップイオンが衝撃波構造を変えることが確かめられている¹⁹⁾。ピックアップイオンは高温なため、衝撃波マッハ数を下げる。またピックアップイオンは、無衝突衝撃波面で比熱比 5/3 のガスのように振舞わない²⁰⁾。これらの効果のため、衝撃波圧縮率 r が、ピックアップイオンがない場合に比べ小さくなる²¹⁾。さらに、ピックアップイオンは始めから陽子であった粒子に比べ、エネルギーが高いため粒子加速に

効率よく注入されることが期待される。筆者はこのようなことが、超新星残骸の無衝突衝撃波でも起きることを指摘した。3章と同様に衝撃波の圧縮率 r が下がると、加速された宇宙線のエネルギー分布のべき指数が全エネルギー領域で 2 よりも大きくなり、観測されている電波領域のシンクロトロンスペクトルと、最近の Fermi によるガンマ線スペクトルを説明できる。

5. まとめと今後の展望

本稿では、超新星残骸の周りにおける中性の水素原子が衝撃波へ与える影響を調べた。中性の水素原子がイオン化することで、位相空間において、始めから存在したプラズマ成分とは異なる場所に新たなプラズマ成分が現れ、磁場を増幅したり、衝撃波構造を変えたりすることを示した。さらに、始め中性の水素原子であったものは、加速粒子への注入に有利であることを述べた。中性の水素原子の効果は、超新星残骸での観測結果である磁場増幅と電波のスペクトル指数を説明し、かつ最近の Fermi によるガンマ線スペクトルまで説明できる。これらは、より詳細な H α 輝線の観測とイオン化を取り入れたプラズマ粒子シミュレーションを行うことで確認する必要がある。近年 H α 輝線の観測から宇宙線の加速効率を調べる研究^{22), 23)}や、H α 輝線構造のガウス分布からのずれ²⁴⁾も報告され始めており、中性の水素原子と H α 輝線を使った宇宙線の研究は注目が集まっている。

最近のガンマ線衛星 Fermi や AGILE は、分子雲と相互作用する超新星残骸からのガンマ線を検出した⁷⁾。この起源として、加速された宇宙線陽子が最有力である²⁵⁾。分子雲内を宇宙線がどのように伝播するのか、分子雲内を伝播する衝撃波で粒子加速が可能なのか？このような疑問に答えるためには、中性粒子が支配的な弱電離プラズマ系での研究が必要である。

次期 X 線衛星 ASTRO-H や次期チェレンコフ

望遠鏡 CTA による超新星残骸の観測, AMS-02 や CALET による銀河宇宙線の直接観測と, 新しい観測はこれからも続く. AMS-02 や CALET によるホウ素・炭素比の観測から, 銀河内の平均的な拡散係数の不定性が取り除かれることで, 超新星残骸の観測と, 銀河宇宙線の観測との関係についても議論できるようになるだろう^{26), 27)}. 粒子加速や磁場増幅機構の理論的理解には, 無衝突衝撃波の理解が不可欠であるが, これらもスーパーコンピュータの性能の向上や, 地上での大強度レーザープラズマ実験による進展が期待される. 今後も大規模プラズマ粒子シミュレーションや, 新しい観測, 実験結果を基に, 宇宙線の起源・加速機構の 100 年問題に挑戦し続けたい.

謝 辞

本稿の内容は大阪大学の高原文郎教授と東京大学宇宙線研究所の寺澤敏夫教授との共同研究であり, 筆者の大阪大学理学研究科における博士論文の内容の一部をもとにしています. 超新星残骸での粒子加速を研究するきっかけを与えてくださった青山学院大学の山崎 了准教授, プラズマ粒子シミュレーションの技術を教えてくださった名古屋大学の梅田隆行助教, 大阪大学の加藤恒彦氏に感謝いたします. 本研究は日本学術振興会の援助を受けていました.

参 考 文 献

- 1) 馬場 彩, 山崎 了, 2004, 天文月報 97, 679
- 2) 天野孝伸, 2009, 天文月報 102, 9
- 3) Bell A. R., 1978, MNRAS 182, 147
- 4) Blandford R. D., Ostriker J. P., 1978, ApJ 221, L29
- 5) Lagage P. O., Cesarsky C. J., 1983, A&A 125, 249
- 6) Reynolds S. P., Ellison D. C., 1992, ApJ 399 L75
- 7) 片桐秀明 et al., 2010, 天文月報 103, 438
- 8) Lucek S. G., Bell A. R., 2000, MNRAS 314, 65
- 9) Bamba A., Yamazaki R., Ueno M., Koyama K., 2003, ApJ 589, 827
- 10) Uchiyama Y., Aharonian F. A., Tanaka T., Takahashi T., Maeda Y., 2007, Nature 449, 576

- 11) Berezhko E. G., Ksenofontov L. T., Völk H. J., 2003, A&A, 412, L11
- 12) Drury L. O'C., Völk H. J., 1981, ApJ 248, 344
- 13) Malkov M. A., Drury L. O'C., 2001, Rep. Prog. Phys. 64, 429
- 14) Chevalier R. A., Raymond J. C., 1978, ApJ 225, L27
- 15) Ghavamian P., Raymond J., Hartigan P., Blair W. P., 2000, ApJ 535, 266
- 16) Chevalier R. A., Kirshner R. P., Raymond J. C., 1980, ApJ 235, 186
- 17) Ohira Y., Terasawa T., Takahara F., 2009, ApJ 703, L59
- 18) Ohira Y., Takahara F., 2010, ApJ, 721, L43
- 19) Richardson J. D., Kasper J. C., Wang C., Belcher J. W., Lazarus A. J., 2008, Nature 454, 63
- 20) Wu P., Winske D., Gary S. P., Schwadron N. A., Lee M. A., 2009, JGR 114, A08103
- 21) Fahr H. J., Chalov S. V., 2008, A&A 409, L35
- 22) Helder E. A. et al., 2009, Science 325, 719
- 23) Lee J. et al., 2010, ApJ 715, L146
- 24) Raymond J. C., Winkler P. F., Blair W. P., Lee J., Park S., 2010, ApJ 712, 901
- 25) Ohira Y., Murase K., Yamazaki R., 2010, MNRAS, in press (arXiv: 1007.4869)
- 26) Ohira Y., Murase K., Yamazaki R., 2010, A&A 513, A 17
- 27) Ohira, Y., Ioka K., 2010, submitted (arXiv: 1011.4405)

Effects of Neutral Particles on Supernova Remnant Shocks

Yutaka OHIRA

Theory Center, Institute of Particle and Nuclear Studies, KEK (High Energy Accelerator Research Organization), 1-1 Oho, Tsukuba 305-0801, Japan

Abstract: The $H\alpha$ emission from supernova remnants implies the existence of neutral hydrogen in the circumstellar medium. In this paper, we review effects of neutral particles on supernova remnant shocks. Especially, we discuss the magnetic field amplification, the modification of shock structure and particle accelerations.