

若い超新星残骸の磁場整列機構：効率的宇宙線加速の証拠か？

霜田 治朗 (青山学院大学大学院 理工学研究科)

Abstract

粒子加速の現場である若い超新星残骸下流では磁場が動径方向を向いていることが、電波シンクロトロン放射の偏光観測によって確認されている (e.g., Reynoso et al. 2013 for SN1006)。しかしながら、放射の偏光度は 20-30% 程度と低いために、乱流状態でありながら動径方向にバイアスされた磁場構造が必要であると考えられている。最近の理論的研究の進展から、非一様な媒質中を伝搬する衝撃波の下流は強い磁気乱流状態となることが知られている (Giacalone & Jokipii 2007; Inoue et al. 2009)。我々はそのような超新星残骸形成のシミュレーションデータが実際の偏光観測を再現することを、擬似的な電波シンクロトロン放射の偏光観測によって明らかにした。この乱流生成機構は、衝撃波が非一様な媒質中を伝搬する際に、上流の密度の揺らぎから伝搬速度に差が生まれ、下流に衝撃波進行方向に対して非等方な乱流が駆動することによる。これによって衝撃波進行方向に磁場が選択的に増幅され、磁場は動径方向を向くことができる。特に垂直衝撃波において、磁場が下流で動径方向に遷移するまでの遷移長は、“big-power-law-in-the-sky” と呼ばれる大域的乱流起源の密度ゆらぎ (Armstrong 1995) を仮定した場合、現在の観測と同程度か少し長いくらいである。将来、ALMA などの高分解能電波観測によってさらに短いスケールでの磁場の遷移を確認することが出来れば、上流の密度揺らぎの起源として ISM 乱流を排除できる。代わりに Drury Instability や非線形段階の Cosmic-Ray Streaming Instability といった、宇宙線が効率的に加速される際に発生する不安定性を起源とする密度ゆらぎが起源だと考えることができ、若い超新星残骸における効率的な宇宙線加速の新しい証拠になり得る (ApJ Letters 掲載決定済 (Inoue & Shimoda et al. 2013))。

1 Introduction

地球には宇宙線 (Cosmic Ray) と呼ばれる陽子、電子、原子核などの荷電粒子が絶えず降り注いでいる。特に 10^9 [eV] 程度以上の宇宙線のスペクトルは図 1 のようなべき型関数の形をしており、非熱的だという特徴を持っている。つまり宇宙線は何らかの加速過程を受けて地球に到来している。このうち Knee Energy と呼ばれる $10^{15.5}$ [eV] までのエネルギーを宇宙線は、銀河系内を伝搬する際のジャイロ半径とエネルギー収支の見積りと宇宙線の原子核組成から、超新星残骸で加速されていることが有力視されている。

電波シンクロトロン放射の偏光観測により、若い超新星残骸内部の磁場は図 2 のように動径方向に分布していることが知られている (Dickel et al. 1991; DeLaney et al. 2002; Dickel & Milne 1976; Reynoso et al. 2013)。超新星残骸において通常よく仮定される等方乱流ではあらゆる方向を向いた磁場分布を反映し、放射は無偏光状態になると予想されるが、観

測では明らかに動径方向にバイアスされた磁場分布が 20 ~ 30% という偏光度で実現されている。

超新星残骸を形成する衝撃波が ISM を伝搬する際に、“big-power-law-in-the-sky” と呼ばれる ISM の大域的乱流起源の密度の揺らぎ (Armstrong 1995) が衝撃波伝搬速度に差をつくり、衝撃波面に Richtmyer-Meshkov Instability (RMI) という Rayleigh-Taylor Instability (RTI) タイプの不安定性を生み出す。この不安定性によって衝撃波下流には衝撃波進行方向に対して非等方的な乱流が駆動される。最近、Magnetohydrodynamics (MHD) のシミュレーションによって、非一様な媒質中を伝搬する衝撃波下流において、磁場が増幅されることが示された (Giacalone & Jokipii 2007; Inoue et al. 2009)。RMI による磁場増幅は、ISM 中を伝搬する衝撃波においては必ず起こりうるが、シンクロトロン放射の偏光にどれだけの寄与をもたらすかは未だ調べられていない。我々は 3 次元の MHD シミュレーションデータを用いて、RMI に

よる乱流が駆動する超新星残骸からの擬似的なシンクロトロン放射の偏光観測を行った。

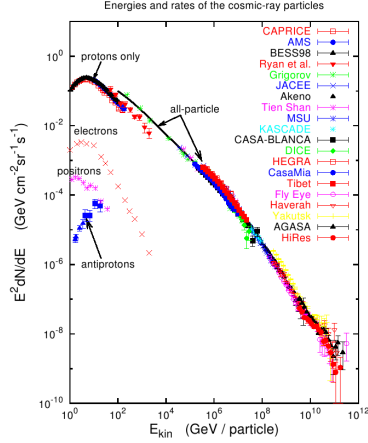


図 1: 宇宙線のスペクトル (T.K.Gaisser 2006)

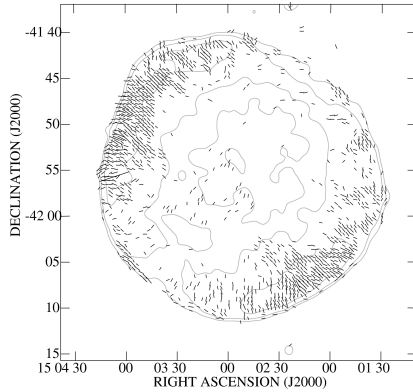


図 2: SN1006 の磁場の分布。等高線は全放射強度を、棒は磁場をそれぞれ表す (Reynoso et al. 2013)

2 Setup of Simulations

シミュレーションで解いたのは理想 MHD 方程式で、ガスの比熱比は $\gamma = \frac{5}{3}$ を用いた。シミュレーション領域は体積 $L_{\text{box}}^3 = (2\text{pc})^3$ の箱を用意し、 1024^3 個のセルに分割した。境界条件として流体の物理量 $f(x, y, z, t)$ に対して、周期境界 $f(x, 0, 0, t) = f(x, 2[\text{pc}], 2[\text{pc}], t)$ を取り、 $x = 2[\text{pc}]$ を自由境界とした。初期状態は観測が示唆するゆらぎ (Armstrong et al. 1995) を再現して、平均密度 $\langle \rho \rangle$ と密度の分散 $\Delta \rho \equiv (\langle \rho^2 \rangle - \langle \rho \rangle^2)$ をパラメータにして複数

のシミュレーションを行った (表 1)。初期の磁場は $\vec{B}_0 = (0, 3[\mu\text{G}], 0)$ と、 y 軸方向を向いた一様な磁場である。いずれのモデルも、シミュレーション領域全体での平均個数密度は $\langle n \rangle = 0.5[\text{個}/\text{cm}^3]$ であり、典型的な ISM はモデル 1 に相当する。

Model No.	0	1	2	3	4
$\Delta \rho / \langle \rho \rangle$	0.1	0.3	0.5	0.7	0.8
$\langle \Pi \rangle^a$	0.46	0.26	0.22	0.22	0.22
$\langle \chi \rangle_{\Pi < 0.3}$	72°	44°	37°	39°	38°
$l_{\text{tr}}[\text{pc}^c]$	N/A	0.33	0.26	0.23	0.23

表 1: ^a 平均偏光度。^b 偏光度が $\Pi < 0.3$ となるところで、 x 軸方向に対する偏光角 χ の平均。^c 偏光角 χ が x 軸に対して $\langle \chi \rangle \leq 5^\circ$ となる距離。^{a, b, c} の値は爆発から 700 年後 ($t = 700\text{yr}$) のものである。

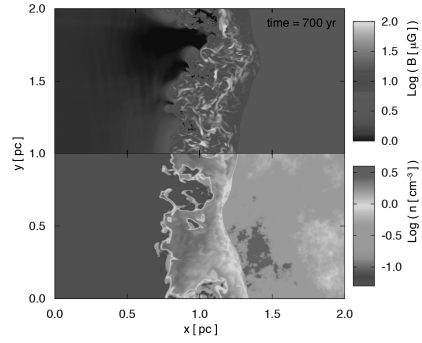


図 3: モデル 1 の 2 次元スライス ($z = 0[\text{pc}], t = 700\text{yr}$)。上半分は磁場強度を表し、下半分は流体の個数密度を表す。衝撃波進行方向は x 軸方向。

3 Results of Simulations and Synthetic Observations

図 3 はモデル 1 のシミュレーション結果の、 $z = 0[\text{pc}], t = 700\text{yr}$ における 2 次元スライスである。上半分は磁場強度 $[\mu\text{G}]$ を、下半分は流体の個数密度 $[\text{個}/\text{cm}^3]$ をそれぞれ示す。ISM の密度揺らぎと衝撃波との相互作用によって衝撃波面が変形しており (RMI)、下流に発生した乱流によって磁場が垂直衝撃波の場合に期待される磁場強度 $|B| = 12[\mu\text{G}]$ 以上に増幅されているのが分かる。このシミュレーションデータの z 軸方向からの電波シンクロトロン放射を擬似的に偏光観測する。Clarke et al. (1989) による計算式

$$i(z) = K(\nu)\nu^{-\alpha}\left\{\vec{B}(z)\left|\sin\psi(z)\right.\right\}^{1+\alpha}, \quad (1)$$

$$I = \int_{\text{l.o.s.}} i(z)dz, \quad (2)$$

$$Q = \int_{\text{l.o.s.}} f_0 i(z) \cos[2\phi(z)] dz, \quad (3)$$

$$U = \int_{\text{l.o.s.}} f_0 i(z) \sin[2\phi(z)] dz, \quad (4)$$

$$f_0 = \frac{\alpha + 1}{\alpha + \frac{1}{5}}, \quad (5)$$

を用いる。 $i(z)dz$ は、区間 dz におけるシンクロトロン放射の放射強度である。 $K(\nu)$ は放射を出す相対論的電子の個数に依る関数であり、スペクトル指数 $\alpha = \frac{p-1}{2}$ である。 p は相対論的電子のエネルギースペクトルのスペクトル指数であり、標準的な衝撃波粒子加速理論の場合は $p = 2$ となる。 $f_0 = \frac{\alpha+1}{\alpha+\frac{1}{5}}$ はローカルな磁場に対する一様ピッチ角分布を持った電子系からの直線偏光放射の偏光度である。 $\psi(z)$ はローカルな磁場と視線方向 (z 軸) とのなす角 (ピッチ角) であり、 $\phi(z)$ はローカルな磁場を天球面上 ($x-y$ 平面) に射影した際の x 軸に対する方位角である。今、シミュレーション領域において相対論的電子の空間、ピッチ角分布は一様だと仮定する。これにより $K = \text{const.}$ となる。

図 4 はモデル 1 での擬似観測結果であり、偏光度 $\Pi = \frac{\sqrt{Q^2+U^2}}{I}$ の構造 (color) と、偏光角 $\chi = \frac{1}{2} \tan^{-1}(U/Q)$ から求まる磁場の分布 (white bar) を表す。垂直衝撃波であるにも関わらず、衝撃波面から距離をおくに従って偏光角 $|\chi|$ は減少していき、磁場は動径方向 (x 軸方向) を向いている。初期に y 軸方向を一様に向いていた磁場を x 軸方向に向けるので、視線方向を z 軸方向に取った場合に初期の $|\chi|$ が最大となり、観測 (図 2) を再現するのに最も厳しい状況だということが予想されるが、そのような状況でも磁場は動径方向を向くということが示された。

なぜ偏光角が動径方向に遷移したのか。図 5 は衝撃波下流における、速度の分散と磁場の平均強度の異方性を示したものである。箱 (□) でマークしてあるものが x 方向の速度分散 Δv_x と、 y, z 方向の速度分散 $\Delta v_y, \Delta v_z$ の平均 [$r_v \equiv 2\Delta v_x / (\Delta v_y + \Delta v_z)$] を表し、丸 (○) は磁場の平均強度について同様にしたものを表す [$r_B \equiv 2\Delta(|B_x|) / (\Delta(|B_y|) + \Delta(|B_z|))$]。速度

の分散の比 r_v を見ると、衝撃波下流で x 軸方向にバイアスされた非等方な速度分散を持っている事が分かる。このことから下流の磁力線は、乱流の x 軸方向の速度差によって引き伸ばされ、 x 軸方向に選択的に増幅される (図 6)。実際に平均磁場強度についての比 r_B を見ると、 x 軸方向にバイアスされた磁場構造をもっているのが分かる。

表 1 によると、典型的 ISM の密度振幅 $\frac{\Delta\rho}{\langle\rho\rangle} = 0.3$ を反映したモデル 1 の平均偏光度は $\langle\Pi\rangle = 0.26$ であり、若い超新星残骸で観測される 20 ~ 30% と一致する (Dickel et al. 1991; DeLaney et al. 2002; Reynoso et al. 2013)。また、密度揺らぎ振幅 $\frac{\Delta\rho}{\langle\rho\rangle}$ が大きいほど強い乱流が駆動し、磁場の方位角は小さくなっている。 $\frac{\Delta\rho}{\langle\rho\rangle} \sim 0.6$ で乱流強度は飽和する。偏光角の遷移は、非等方乱流のダイナミクスにより磁力線が引き伸ばしを受けて増幅されることによって引き起こされる。よって偏光角の遷移長 l_{tr} は、RMI による揺らぎの成長時間 t_{RMI} と下流の速度 v_d を用いて、 $l_{\text{tr}} \sim v_d t_{\text{RMI}}$ と書ける。RMI の成長率は、RTI からの類推により重力を衝撃波による撃力 $V_{\text{sh}}\delta(t)$ に置き換えることで求められる。 V_{sh} は衝撃波の速度。そうすると、揺らぎのスケール $l_{\Delta\rho}$ は $l_{\Delta\rho} \sim AV_{\text{sh}}t_{\text{RMI}}$ と求まる。ここで $A \simeq (\frac{\Delta\rho}{\rho}) / (1 + \frac{\Delta\rho}{\rho})$ は Atwood number に対応する。よって遷移長 l_{tr} は、

$$l_{\text{tr}} \sim v_d t_{\text{RMI}} \simeq v_d l_{\Delta\rho} / (AV_{\text{sh}}) \simeq l_{\Delta\rho} / (r_c A) \quad (6)$$

と書ける。 r_c は衝撃波による圧縮比である。超新星残骸の衝撃波は十分高いマッハ数で単原子ガス中を伝搬するとみなせるので、 $r_c = 4$ に収束している。式 (6) より、偏光角の遷移長 l_{tr} は揺らぎのスケール $l_{\Delta\rho}$ に比例し、揺らぎの振幅が大きいほど小さくなる (Sano et al. 2012)。

4 Discussion

RMI により駆動する乱流モデルによって、若い超新星残骸で観測されている動径方向の磁場分布 (e.g. 図 2) を説明出来るかどうか? 最近の SN1006 の電波偏光観測 (Reynoso et al. 2013) と比較してみる。SN1006 では主に南西部 (SW) で偏光角が衝撃波法線

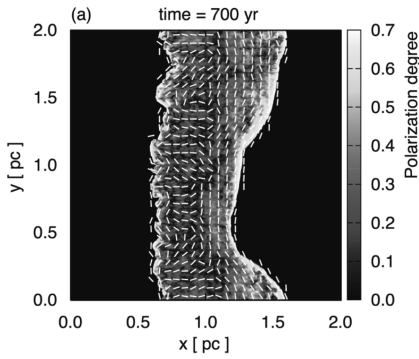


図 4: モデル 1 の偏光度 $\Pi = \frac{U}{\sqrt{Q^2+U^2}}$ の構造。白い棒は偏光角 $\chi = \frac{1}{2} \tan^{-1}(U/Q)$ から求まる磁場の分布である。視線方向が z 軸方向のとき、 $|\chi|$ は最も大きい値を取ると期待される。

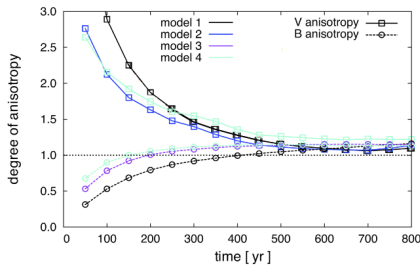


図 5: v_x の分散と、 v_y, v_z の分散の平均との比 [$r_v \equiv 2\Delta v_x / (\Delta v_y + \Delta v_z)$] (\square) と、 B_x の平均と、 B_y, B_z の平均との比 [$r_B \equiv 2(|B_x|)_{s1} / (|B_y|_{s1} + |B_z|_{s1})$] (\circ)

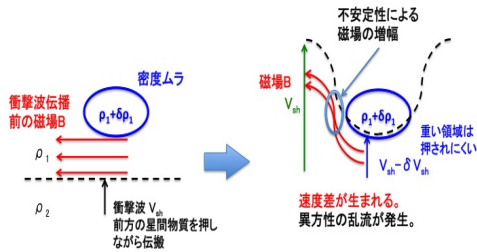


図 6: RMI による磁場の増幅機構

に対して垂直から平行へと遷移している。SW での偏光度は $\Pi \lesssim 20\%$ であり、非熱的な X 線で明るく光っており、遷移長は見かけ上 $l_{tr} \lesssim 10''$ となっている。SN1006 までの距離は $d = 2.18[\text{kpc}]$ なので、実際の遷移長は $l_{tr} \lesssim 0.1[\text{pc}]$ となる (see, 図 3 of Reynoso et al. 2013)。典型的な ISM 乱流を再現したモデル 1 の遷移長 $l_{tr} \simeq 0.3[\text{pc}]$ と、良くて観測と同程度か若干大きい値を取っている。加えて、観測では SW の衝撃波面と考えられる縁の部分の偏光度は $\Pi \sim 20\%$ だが、モデル 1 では $\Pi > 0.5$ と大きい(図 4)。式 6 を思

い出すと、遷移長を小さくする方法の一つとして揺らぎの振幅 $\frac{\Delta \rho}{\langle \rho \rangle}$ を大きくすることがあるが、 $\frac{\Delta \rho}{\langle \rho \rangle} \sim 0.6$ で偏光角と遷移長は飽和して、それ以上短くすることが出来ない。このとき $l_{tr} \simeq 0.23[\text{pc}]$ である。よって、ISM 乱流のような大域的な揺らぎが超新星残骸の動径方向の磁場分布の起源になるかどうかは、ALMA などの高分解能電波観測によってその是非が判別できる。もし高分解能観測の結果、遷移長が $l_{tr} < 0.1[\text{pc}]$ という結果になれば、ISM 乱流モデルを排除しもっと小さなスケールでの揺らぎを候補に挙げることができる。その候補として、宇宙線のしみ出しによって変形した衝撃波面において宇宙線の圧力勾配によって音波の振幅が増大する Drury Instability (Malkov et al. 2010) による揺らぎや、高エネルギー宇宙線による非線形段階の Cosmic Ray Streaming Instability (Bell 2000) などが挙げられる。これらはいずれも高エネルギー宇宙線が効率的に生成されている領域での不安定性なので、高分解能偏光観測でより短いスケールでの偏光角の遷移を観測されれば、宇宙線の効率的加速の証拠になりうる。

5 Reference

Reference

Inoue & Shimoda et al. 2013. ApJ Letters in press, arXiv:1305.4656
 Reynoso et al. 2013. for SN1006 AJ,145,105
 Giacalone & Jokipii 2007. ApJ,663,41
 Inoue et al. 2009. Apj,695,825
 T.K.Gaisser 2006. TheCosmic-raySpectrum:from the knee to ankle,Institute of Physics Publishing
 Dickel et al. 1991. for Tycho's SNR AJ101,2151
 DeLaney et al. 2002. for Kepler's SNR ApJ,580,914
 Dickel & Milne 1976. Australian Journal of Physics,29,435
 Armstrong et al. 1995. ApJ,443,209
 Clarke et al. 1989. ApJ,342,700
 Sano et al. 2012. Apj,758,126
 Malkov et al. 2010. PPCF,52,124006
 Bell 2000. Space Sci.Rev.99,243