

2. 無衝突衝撃波における宇宙線加速と磁場増幅の 観測・理論・シミュレーション

2. Observation/Theory/Simulation of Cosmic–Ray Acceleration and Magnetic Field Amplification at Collisionless Shock

2.2 衝撃波によって励起された Richtmyer-Meshkov 不安定による磁場増幅

2.2 Magnetic Field Amplification by the Richtmyer-Meshkov Instability Driven by Shock Waves

佐野孝好

SANO Takayoshi 大阪大学 レーザーエネルギー学研究センター (原稿受付:2015年11月16日)

「磁場」と「乱流混合」が様々なプラズマ現象でホットなキーワードとなっている.ここでは、衝撃波によっ て励起される界面不安定であるRichtmyer-Meshkov不安定と磁気乱流の関係に着目する.磁化プラズマ中で界面 不安定が成長することで、磁力線が引き延され磁場が効率的に増幅される.この特徴について、主に磁気流体シ ミュレーションを用いた解析結果を簡単に紹介する.

Keywords:

shock wave, interfacial instability, magnetic field, MHDsimulation, laser experiment

2.2.1 はじめに

Richtmyer-Meshkov 不安定 (RMI) [1,2]は,非一様な密 度分布をしている媒質中を,衝撃波が伝播する際に発生す る流体力学的不安定性である.衝撃波通過後に,界面の揺 らぎが増幅し,マッシュルーム型に成長する.この不安定 成長は,接触不連続面に瞬間的に発生する渦度に起因して いることが特徴となっている[3,4].

様々な分野において RMI などの界面不安定性と磁場との相互作用が,近年急速に注目を集めている.

その一つが,宇宙プラズマである.磁場は様々な天体現 象の進化や構造に大きな影響を与えている.星の進化の最 終段階で起こる超新星爆発では,星間空間に高速プラズマ を放出し,無衝突衝撃波が生成される.この超新星残骸衝 撃波の近傍で,局所的に非常に強い磁場が存在すること が,X線衛星の観測によって明らかにされた[5].その強 度は,平均的な星間磁場と比べて数100倍にも及んでいる.

超新星残骸衝撃波は,高エネルギー宇宙線の加速現場で あると考えられている.したがって,強磁場領域の構造や その発生機構の解明は,天体物理学的に極めて意義のある 問題である.その磁場増幅の原因として有力な機構一つ が,超新星残骸衝撃波に付随する RMI である[6,7].

また,RMIによる乱流混合は,核融合プラズマにおいて

も注目されている[8]. 慣性核融合では、レーザーを用い て球殻状の多層ターゲットを爆縮させ、高温高密度状態を 作り出す.ターゲットの層界面を衝撃波が通過する際に、 もしRMI駆動の乱流が発生してしまうと、圧縮率が下がる という大問題が生じる.実際、米国国立点火施設(NIF)で は、この乱流混合の制御を最重要課題とした、キャンペー ン実験が組まれている程である[9].

更に,大阪大学を中心に展開している高速点火方式で は,追加熱用の高速電子の発散角度を抑えることなどを目 的に,爆縮ターゲットに外部磁場の導入が積極的に検討さ れている[10,11].そのため,磁気流体的な乱流混合のモ デル作りが急務となっている.

1960年代の発見以降, RMI は理論的にも実験的にも研究 され続けている.しかしながら,磁化プラズマ中の RMI に関しては,まだあまり調べられていない[12,13].そのた め,極めて基本的な系においてさえも,未着手の課題が多 数残されている.これらの情勢を考慮し,我々は界面不安 定による「乱流混合」と「磁場」の相互作用について,理 論・実験の両面から迫る研究を進めている.

2.2.2 RMIのメカニズム

まず、不安定性のメカニズムについて簡単に説明してお

Institute of Laser Engineering, Osaka University, Suita, OSAKA 565-0871, Japan

author's e-mail: sano@ile.osaka-u.ac.jp

Journal of Plasma and Fusion Research Vol.92, No.2 February 2016



図1 (a) RMI のシングルモード解析の初期条件. 波長 λ , 振幅 ϕ_0 で空間的に揺らいだ接触不連続面(CD)に向かって入射 衝撃波(IS)が伝播している. ここで、 ρ_1 , ρ_2 は初期の密度, U_i は衝撃波速度である.入射衝撃波通過前の圧力は一様 ρ_0 を仮定している. (b)密度の低い媒質から高い媒質へと衝 撃波が侵入した直後の界面近傍の様子. 反射衝撃波(RS)と 透過衝撃波(TS)の波面で,接線方向の速度(∂v_1^* , ∂v_2^*)が 発生することで, RMIの駆動源である界面を挟んだ速度シ アーが生成されている.ちなみに、 $\rho_1^* \ge \rho_2^*$ は衝撃波通過後 の界面の密度である. (c)密度の飛びが逆で反射希薄波 (RR)が発生する場合の様子. 同じく速度シアーが発生し ているが、その向きが逆になるため、不安定成長の位相が 逆転することになる.

く. RMI が起こるために最低限必要な要素は,「空間的な 擾乱を持った接触不連続面」と「そこに入射する衝撃波」 の二つになる. そのため,図1(a)で示すような初期条件を 仮定した,シングルモード解析が通常よく用いられる.よ く似た界面不安定である Rayleigh-Taylor 不安定とは異な り,RMI には重力の効果は不要であるため,ここでも重力 は無視して考える.

媒質1を伝播していた衝撃波が界面に達すると,今度は 媒質2の中を透過衝撃波が伝播していく.もし媒質2の密 度が大きい場合には,媒質1側に戻っていく反射衝撃波も 同時に発生する(図1(b)).この時,元々の境界面が曲っ ていた場合には,透過・反射衝撃波共に波面が曲ったリッ プル衝撃波として伝播することになる.この点が,RMI 発生の最も重要なポイントとなる.

斜め衝撃波として進行している波面に乗った系で見る と,波面の前後で流れが屈折を起こし,波面に沿った方向 の速度が発生することがわかる.この波面に沿った速度の 向きは,透過側と反射側で符号が異なるため、ちょうど界 面を挟んで速度シアーが瞬間的に生成されたことになる. このシアーに伴う渦度(循環)が,RMIの駆動源になる.

RMIの面白い性質として,密度の飛びが逆の場合(つまり,媒質1の密度が媒質2よりも低い場合)でも,界面擾乱は成長できる.この時,反射側には希薄波が伝播することになるが,反射衝撃波の場合と同様に,界面を挟んで速度シアーが発生することになる(図1(c)).ただし,反射希薄波の場合は,擾乱の位相が逆転するという性質がある.

また, RMIの不安定成長は指数関数的ではなく,時間に 対して線形の成長を示すことも,この不安定性の特徴と言 える. RMIの線形成長速度 v_{lin} は,界面に発生したシアー 速度 δv_1^* , δv_2^* を用いて,以下のような式で与えられる [14,15].

$$v_{\rm lin} = \frac{\rho_1^* \delta v_1^* - \rho_2 \delta v_2^*}{\rho_1^* + \rho_2^*} \tag{(1)}$$

この成長速度は,界面付近の物理量だけで与えられており,マッハ数がおよそ2以下の弱い衝撃波の場合に非常に よい近似であることが知られている.

2.2.3 RMIの成長と磁場増幅

RMI における磁場の効果を調べるために、二次元磁気流 体シミュレーションを行った.計算領域としては、接触不 連続面の近傍のみを考える.この接触不連続面が、初期に 波長 $\lambda = 2\pi/k$,振幅 ϕ_0 で揺らいでいるとする(図1(a)参 照).そこに媒質1の中を進行しているマッハ数 $M = U_i/c_{s1}$ の衝撃波が、時刻t = 0で界面に衝突するという 状況を考える.ここで、 U_i は衝撃波速度、 c_{s1} は媒質1の音 速である.磁場としては、衝撃波面と直交する方向に一様 磁場が予め存在しているとする.

シングルモード解析の初期条件は、たった4つの無次元 パラメータで、あらゆる場合を完全に記述することができ る.そのパラメータとは、密度揺らぎの波長と振幅の比 $\phi_{0l}\lambda$ 、密度比 $\rho_{2l}\rho_1$ 、衝撃波のマッハ数M、磁気圧とガス圧 の比であるプラズマ β_0 (初期磁場の強度を決めるパラメー タ)の4つである.我々は様々な組み合わせについてモデ ル計算を行い、RMIに伴う磁場の構造や強度の進化を詳し く解析している[7,16].

図2(a)は RMI の非線形段階での密度分布,及び磁力線 分布である.この図に示しているのは,密度比 $\rho_2/\rho_1 = 0.1$, マッハ数M = 100の場合である.RMIの成長を長時間追う ことができるように,シミュレーションでは接触不連続面 と同じ速度で動いている系に乗って計算をしている.した がって,もし不安定成長がなければ,接触不連続面は単に



図2 RMIの非線形成長段階における密度(グレーカラー)と磁 力線分布(実線). それぞれ初期擾乱が(a)シングルモード の場合と(b)マルチモードの場合の結果. モデルパラメー タは、どちらも揺らぎの初期振幅が $\phi_0/\lambda = 0.1$,密度比 $\rho_2/\rho_1 = 0.1$,マッハ数 M = 100,磁場強度 $\beta_0 = 10^8$ である. どちらも規格化した時刻 $kv_{in}t = 10$ でのスナップショット.

y=0に止まっていることになる. 衝撃波はyの負の方向に 伝播して,密度の低い領域 (y < 0) に衝突し,その後,透 過衝撃波と反射希薄波となってそれぞれ逆向きに伝播す る.図2は RMI の成長時間で規格化した時刻 $kv_{lin}t = 10$ でのスナップショットである.

この図から明らかなように,接触不連続面の初期揺らぎ がRMIによって成長して,マッシュルーム型のスパイクが 形成されている.衝撃波通過後の低密度領域に振幅は小さ いが,複数のスパイクやバブルの成長が見られる.これは, 通過衝撃波のリップルによって生じた渦度で駆動された, 乱流運動の結果と考えられる.

初期の磁場は非常に弱いもの(β₀ = 10⁸)を仮定してい るため、この場合の磁場の進化は、流体運動によって受動 的に決まっていると考えてよい.元々一様だった磁場が RMIの成長に伴い、複雑な磁力線構造になっている.磁力 線の密集している場所が磁場強度の強い場所になるが、図 からわかるように、マッシュルームの軸の部分や低密度領 域に筋状に強い磁場が集中している.ここでの磁場強度は 初期のおよそ100倍になっている.

図2(b)は同じモデルパラメータであるが、初期擾乱と してマルチモードを考慮した場合である.ここでは波数 k=1から10までのモードを混在させている.透過衝撃波 側は密度分布はほぼ一様であるが、RMIやバルク渦度に よって複雑な磁場構造が形成されているのが見てとれる.

図3は増幅された磁場の最大値の時間発展を示してい る.まず、初期磁場が非常に弱い $\beta_0 = 10^4$ の場合を見てみ ると、規格化された時刻 $kv_{lin}t \approx 1$ で急速に磁場が増幅さ れ、 $kv_{lin}t \approx 10$ 辺りで磁場の増幅が飽和している.様々なパ ラメータで計算した結果、このような振る舞いは、衝撃波 のマッハ数*M*、密度比 ρ_2/ρ_1 、初期揺らぎの振幅 ϕ_0/λ には ほとんど依存していないことが明らかになった.

0 $\log[|\boldsymbol{B}|_{\max}/(\sqrt{\mu_0 \rho_1^* v_{\mathrm{lin}}})]$ -1 -2 $\log \beta_0 = 4$ · 2---0 -3 -2 ----0 51015 $kv_{\rm lin}t$

図3には、比較のため、初期の磁場強度を変えた場合の

結果も示してある.初期の磁場が強くなると,磁場の増幅 率に上限が出てくることがわかる.これは,磁場の効果に よってRMIの成長が抑制され,磁場の増幅が止まってしま うことが理由である.このことから,磁場が増幅される上 限値は衝撃波通過後の乱流の動圧とエネルギー等分配とな る磁場強度と予想される.実際,我々のシミュレーション 結果もまさにそのようになっている.ちなみに,図3には 高解像度シミュレーション結果が点線で表されている.こ の図からは,増幅される磁場の上限値は解像度にも依存し ていないことがわかる.

さらに面白い結果として、図4に示したRMI成長後の磁 場の確率密度分布の特徴がある.一般的な乱流磁場の分布 とは異なり、RMIによって増幅された磁場の分布はべき乗 則になっている.この結果は、図2で示したシングルモー ドの場合でも、マルチモードの場合でも、ほぼ似たような 分布になっている.ここで注意してほしいのは、我々の計 算では RMI のたった一つのモードの進化の結果としても、 図4のような分布が得られている点である.実は、この分 布は、星間空間をより詳細に模擬した大規模数値シミュ レーションの結果と、極めてよい一致をしている[6].こ のことは、RMI による磁場増幅が、実際に星間磁場の強度 分布を決める素過程となっている可能性を強く示唆してい る.

さて、初期磁場が非常に強い場合には、今度は界面不安 定性の成長を磁場が抑制することができる.実際、数値シ ミュレーションでも、磁場がある程度よりも大きくなる と、界面に発生した渦度がAlfvén波によって両側に伝播し てしまい、結果として RMI の成長が起こらなくなる [16,17].磁場の臨界強度は、RMI 成長速度 $v_{\rm in}$ と Alfvén 速度 $v_{\rm A}^* = B/(\mu_0 \rho^*)^{1/2}$ との比である Alfvén マッハ数で表さ れ、安定化の条件は経験的に

$$M_{\rm A} = \frac{v_{\rm lin}}{v_{\rm A}^*} \lesssim 10 \tag{2}$$



図4 磁場の確率密度分布.図2で示したシングルモードの場合 (実線)とマルチモードの場合(破線)をそれぞれ示している.磁場がべき乗則分布をしていることが、RMIによって 増幅された磁場の特徴と言える.この特徴は、星間磁場のより詳細な大規模シミュレーション結果とよい一致を示していることは興味深い.

図3 RMIによって増幅された最大磁場強度の時間発展.初期の 磁場強度が弱い場合 ($\beta_0 = 10^4$)から強い場合($\beta_0 = 0.01$)ま でを示している.太線と細線は解像度の違いで,細線の方が グリッドサイズが半分の高解像度シミュレーションの結果 である.初期磁場が弱いと($\beta_0 \gtrsim 100$),磁場は約100倍まで 増幅され、その値でほぼ飽和している.一方、初期磁場が 強い場合は($\beta_0 \lesssim 1$),増幅される磁場に上限があり、常に 同じ値で飽和している.その飽和磁場強度は、衝撃波通過 後の乱流の動圧とおよそエネルギー等分配になる値である.

と書ける. ここで, μ_0 は透磁率である. この条件は,初期 擾乱振幅や密度比,磁場の向きにも依存せずに普遍的に正 しくなっており,非常にロバストな結果であると考えてい る. RMI 成長速度は大雑把に言って,侵入した衝撃波速度 U_i の10%程度に相当することを考慮すると[18],上の条 件式は $U_i \leq 100v_A$ と見做すこともできる.

2.2.4 まとめと今後の展開

我々は RMI が星間磁場の増幅過程として有効であるこ とを,二次元磁気流体シミュレーションを用いて明らかに した[7].また,磁場によって RMI が抑制される条件も導 出できた[16].今後は,理論面からだけでなく,RMI によ る磁場増幅過程を実験的に検証する試みにも挑戦していき たいと考えている.実験には例えば大阪大学レーザーエネ ルギー学研究センターにある激光レーザーなどの大型レー ザーを用いる.物質に高強度レーザーを照射することで発 生する衝撃波を利用し,不均一な密度分布との相互作用に よる RMIの成長過程やそこでの磁場強度を計測し,磁場増 幅過程を実験的にも確かめていきたい.

また,RMI は天体現象としてだけでなく,例えば慣性核 融合の分野への応用も視野に入れて進めていきたい.期待 される RMIの抑制という意味では,バルク渦度による効果 を定量的に見直していくことも重要であろう[18,19].ま た,レーザープラズマの場合には,天体プラズマのような 一流体的な扱いではなく,電子とイオンを区別した二流体 的な解析が本質的になることが予想される.そこで今後 は、Hall 効果などを含めた数値解析に拡張してきたいと考 えている.また、平板状の衝撃波の伝播だけでなく、求心 衝撃波における RMI の振る舞いも爆縮過程では重要とな るため[20]、幾何学的効果を組み込んだ解析も、今後取り 組むべき面白い問題であると考えている.

参 考 文 献

- [1] R.D. Richtmyer, Commun. Pure Appl. Math. 13, 297 (1960).
- [2] E.E. Meshkov, Fluid Dyn. 4, 101 (1969).
- [3] M. Brouillette, Annu. Rev. Fluid Mech. 34, 445 (2002).
- [4] K. Nishihara et al., Phil. Trans. R. Soc. A 368, 1769 (2010).
- [5] Y. Uchiyama et al., Nature 449, 576 (2007).
- [6] T. Inoue *et al.*, ApJ **695**, 825 (2009).
- [7] T. Sano et al., ApJ 758, 126 (2012).
- [8] O.A. Hurricane et al., Nature 506, 343 (2014).
- [9] B.A. Remington, J. Plasma Fusion Res. 90, 228 (2014).
- [10] S. Fujioka et al., Phys. Rev. E 91, 063102 (2015).
- [11] H. Nagatomo et al., Nucl. Fusion 55, 093028 (2015).
- [12] R. Samtaney, Phys. Fluids 15, L53 (2003).
- [13] V. Wheatley et al., Phys. Rev. Lett. 95, 125002 (2005).
- [14] J.G. Wouchuk and K. Nishihara, Phys. Plasmas 3, 3761 (1996).
- [15] J.G. Wouchuk and K. Nishihara, Phys. Plasmas 4, 1028 (1997).
- [16] T. Sano et al., Phys. Rev. Lett. 111, 205001 (2013).
- [17] V. Wheatley *et al.*, Phys. Fluids **21**, 082102 (2009).
- [18] J.G. Wouchuk and T. Sano, Phys. Rev. E 91, 023005 (2015).
- [19] J.G. Wouchuk, Phys. Rev. E 63, 056303 (2001).
- [20] W. Mostert et al., Phys. Fluids 27, 104102 (2015).