



## 解説

## 対向伝搬する磁気流体波動による相対論的共鳴粒子加速

## Relativistic Resonant Particle Acceleration by Counter Propagating Magnetohydrodynamics (MHD) Waves

諫山 翔伍, 高橋 健太, 松清 修一, 佐野 孝好<sup>1)</sup>ISAYAMA Shogo, TAKAHASHI Kenta, MATSUKIYO Shuichi and SANO Takayoshi<sup>1)</sup>九州大学 総合理工学研究院, <sup>1)</sup>大阪大学 レーザー科学研究所

(原稿受付: 2023年2月24日)

本記事では、対向伝搬する磁気流体波動による高効率な共鳴粒子加速について解説する。対向波の振幅がある閾値を超えると位相空間における粒子軌道の相転移が起こる。このような条件下では粒子の初期位置、初期エネルギーに関係なくどのような粒子でも相対論的エネルギーまで加速される。加速時間は被加速粒子のジャイロ周期よりも短く、時空間上で局所的に対向伝搬の波が発生する状況があれば、粒子は効率よく相対論的エネルギーまで加速される。したがって本加速機構は様々な高エネルギー天体現象へ応用でき、さらに将来的には高強度レーザー実験による原理検証や加速器としての応用も可能である。

## Keywords:

magnetohydrodynamics (MHD) wave, counter propagating wave, particle acceleration, cosmic rays, high-power laser

## 1. はじめに

1912年にHess[1]によって宇宙線が発見されて以来、宇宙線の加速機構は未解明である。宇宙線とは、高エネルギーの粒子と放射線の総称である。地上或いは地球周辺で観測される宇宙線にはとてつもない大きなエネルギーを持っているものもある。その中でも高エネルギーの宇宙線 ( $> 10^{15}$  eV) は、エネルギーが大きすぎて銀河系の磁場では閉じ込めることができないため、銀河系外からやってきていると考えられている。これらの高エネルギー宇宙線の加速機構には標準的なモデルはなく、加速源の候補も超新星爆発、活動銀河核、強磁場中性子星(マグネター)、銀河団、ガンマ線バーストなど様々である。ガンマ線バーストとは、高エネルギーガンマ線が数秒から数時間にわたって突発的に放出される現象であり、その起源は重い星の爆発(すなわち、超新星爆発の特殊なもの)や中性子星同士の合体、マグネターなどが有力候補である[2]。また似たような現象として、天の川銀河および大マゼラン雲内に不規則な間隔で繰り返しガンマ線バーストを引き起こす天体が見つかった[3-8]。これらの天体は軟ガンマ線リピーター(SGR)と呼ばれており、その放射スペクトルの低エネルギー側(硬X線、軟ガンマ線領域)が卓越しており、通常のガンマ線バーストを引き起こす候補天体とは区別される。またSGRの放射スペクトルの中には、時折起こすガンマ線フレアに加えて、正確な周期性をもつ定常X線放射が発見されており、その周期性は中性子星の自転によるものであると考えら

れている。さらに、観測されるX線の周期変化が磁気双極子輻射による回転エネルギーの減少によるものとして中性子星表面の磁場強度を求めると、その強度は約 $10^{15}$  Gにも達する。したがって、SGRの正体は磁場強度が非常に大きい中性子星(マグネター)であるとの解釈が広く受け入れられている[9]。

さて、SGRで時折起こるガンマ線フレアのエネルギー源がマグネターの持つ強大な磁気エネルギーであるとする、磁気双極子輻射以外の何らかの機構で高効率に磁気エネルギーを解放しなければならない。この点に関しては理論的にいくつか提案されており、磁気リコネクションに伴う磁気エネルギー解放と考えるモデル[10, 11]もあれば、マグネター表面で起こる星震(地球でいう地震)によって大振幅なアルフベン波が励起され、そのアルフベン波が高効率な磁気エネルギー解放を担っていると考ええるモデルもある[12-14]。これらの過程の中で加速された電子は、磁場の曲率放射によりガンマ線を放出する。そのガンマ線はすぐに磁場と相互作用し、マグネター近傍では電子・陽電子プラズマ生成がカスケード的に進行する[9]。ガンマ線のフレアは、このようなプラズマ過程の中で加速された高エネルギー電子や、マグネター由来のプラズマと星間媒質との相互作用によって放射される。すなわち、SGRにおけるガンマ線フレアの磁気エネルギー解放過程は、粒子加速を伴うものであると考えられる。磁気リコネクションにおける粒子加速は、主につなぎ変わった磁力線の磁気張力によるものであるが、大振幅の

Kyushu University, Kasuga, FUKUOKA 816-8580, Japan

corresponding author's e-mail: isayama@esst.kyushu-u.ac.jp

アルフベン波による粒子加速機構については様々考えられている。

本記事で紹介する粒子加速機構は、その中でも磁気流体波（アルフベン波又はホイスラー波）の対向伝搬構造に着目したものである。対向伝搬構造は、例えばマグネター表面から励起されるアルフベン波が磁力線を伝わって伝搬し、それが磁力線の根元付近で反射されれば自然に形成されることが考えられる。またそのような境界がなくとも、アルフベン波が非一様媒質中を伝搬する過程や、1つの親波が非線形な波動-波動相互作用によって崩壊する過程（パラメトリック崩壊不安定性）の中で形成されることが考えられる。特に単色アルフベン波の崩壊過程では、親波と同じ方向に伝搬する静電波と逆方向に伝搬するアルフベン波が励起される。

2009年に Matsukiyo and Hada [15] はペアプラズマ中の相対論的アルフベン波が崩壊する過程で、局所的にコヒーレントな対向伝搬する波の構造が形成され、その中で粒子が高効率に加速されることを示した。相対論領域では、背景磁場を周期  $\Omega_c/\gamma$  ( $\gamma = \sqrt{1+u^2}$ ) で巡回運動する粒子と、波数  $k$ 、周波数  $\nu$  をもつ波の回転電場との共鳴条件は  $\nu \pm k u_{\parallel} = \Omega_c/\gamma$  で表される。ここで  $+$  ( $-$ ) は磁力線と逆 (順) 方向に伝搬する波との共鳴条件を示しており、 $u_{\parallel}$  と  $u_{\perp}$  はそれぞれ磁力線に平行方向と垂直方向の規格化された粒子の運動量である。もし波が1つの場合、共鳴条件を満たす粒子は加速・減速を繰り返し正味の加速は得られない。一方で対向伝搬構造の中では、粒子は磁場（電場）の谷（山）に捕捉され、相対論効果 ( $\gamma \gg 1$ ) により  $u_{\parallel} \sim 0$  で2つの波と同時に共鳴する点が  $u_{\perp} \gg 1$  の領域で現れる。後で議論するが、この時の粒子加速は不可逆となり、正味の加速を得ることができる。この相対論的共鳴加速はあくまで  $u_{\perp} \gg 1$  の領域のみで有効に働くと考えられていた。したがってこの加速機構には初期にある程度高エネルギー ( $u_{\perp} \gg 1$ ) まで加速される粒子が必要であり、この点が本加速機構の適用範囲に制限を与えていた。

最近の我々の研究によって、対向波の振幅がある閾値を超えると粒子の初期位置、初期エネルギーに関係なくどのような粒子でも相対論的エネルギーまで加速されることが明らかとなった [16]。本記事では、対向伝搬する大振幅2つの磁気流体波動中の粒子軌道に焦点を当てて粒子加速を議論する。粒子運動の自由度を減らしたハミルトン系では、波の振幅が閾値を超えると位相空間の粒子軌道に相転移が起こり、どのような粒子でも相対論的エネルギーまで加速されるようになる。第2節では基礎方程式系からハミルトン系における運動の恒量の導出と位相空間における粒子軌道の解析を行う。第3節では波の振幅を大きくしたときに見られる位相空間の粒子軌道の相転移について議論する。第4節ではテスト粒子計算に加え、セルフコンシステントな全粒子 [Particle-In-Cell (PIC)] 計算により本加速機構を議論する。第5節では将来的な高強度レーザーによる本加速機構の実証実験を見据えた PIC 計算結果について紹介する。

## 2. 位相空間における粒子軌道

ここでは  $x$  軸に沿って対向伝搬する2つの円偏波を仮定し、これら2つの波の振幅、周波数、波数は等しいとする。

$$B_w \equiv \begin{pmatrix} B_w^y \\ B_w^z \end{pmatrix} = 2B_w \cos kx \begin{pmatrix} \cos \omega t \\ \sin \omega t \end{pmatrix} \quad (1)$$

$$E_w \equiv \begin{pmatrix} E_w^y \\ E_w^z \end{pmatrix} = -\frac{2\omega}{k} B_w \cos kx \begin{pmatrix} \cos \omega t \\ \sin \omega t \end{pmatrix} \quad (2)$$

$k$  と  $\omega$  はそれぞれ波の波数と周波数であり、右 (左) 回りの偏波に対して  $\omega > 0$ ,  $k > 0$  ( $\omega < 0$ ,  $k > 0$ ) とする。

図1は波動の電場、磁場の空間波形を示している。(1), (2) から明らかなように、波のエンベロープは時間的に一定である。このような場における粒子の運動を議論する。粒子の運動方程式は以下の通りである。

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = \frac{q_s}{m_s} \left[ \frac{\mathbf{E}_w}{c} + \frac{\mathbf{u}}{\gamma} \times (\hat{\mathbf{x}} B_0 + \mathbf{B}_w) \right] \quad (3)$$

$\mathbf{u}$  は規格化された運動量で  $\gamma = \sqrt{1+u^2}$  はローレンツ因子、 $q_s$  と  $m_s$  はそれぞれの粒子種  $s$  の電荷と静止質量を示している。 $B_0$  は背景磁場 ( $x$  方向) である。ここで  $\mathbf{u} = (u_{\parallel}(t), u_{\perp}(t) \cos \phi(t), u_{\perp}(t) \sin \phi(t))$  を定義すると、(3) は以下のように書ける。

$$\dot{u}_{\parallel} = -2\epsilon_s b_w \frac{u_{\perp}}{\gamma} \cos k\xi \sin \phi \quad (4)$$

$$\dot{u}_{\perp} = -2\epsilon_s b_w \left( v_{ph} \sin k\xi \cos \phi - \frac{u_{\parallel}}{\gamma} \cos k\xi \sin \phi \right) \quad (5)$$

$$\dot{\phi} = 2\epsilon_s \frac{b_w}{u_{\perp}} \left( v_{ph} \sin k\xi \sin \phi + \frac{u_{\parallel}}{\gamma} \cos k\xi \cos \phi \right) - \left( \nu + \epsilon_s \frac{1}{\gamma} \right) \quad (6)$$

ここでは以下の規格化を使用している。 $\xi = x\Omega_{cs}/c$ ,

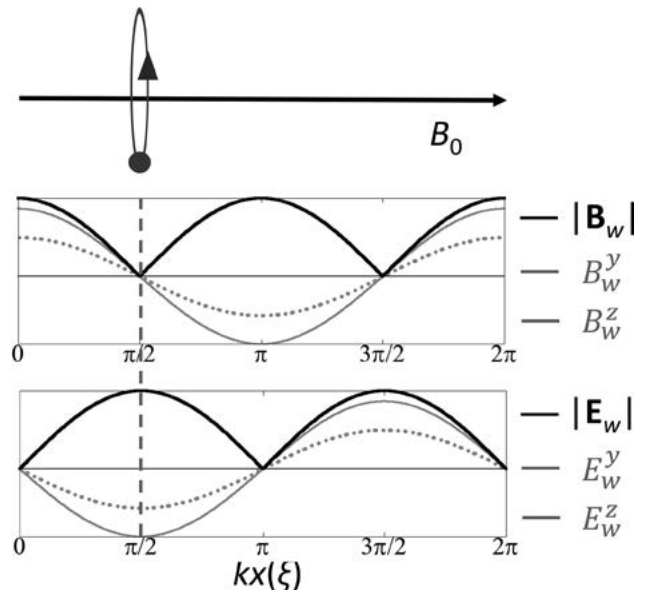


図1 2つの対向伝搬する波の電場・磁場の空間波形。グレーの破線は  $\omega t = \pi/6$  におけるキャリア、黒の実線はエンベロープを示している。

$\tau = \Omega_{cs} t$ ,  $\kappa = kc/\Omega_{cs}$ ,  $\nu = \omega/\Omega_{cs}$ ,  $b_w = B_w/B_0$ , ( $\Omega_{cs} = |q_s|B_0/m_s$  は非相対論的な粒子のジャイロ周波数),  $v_{ph} = \nu/\kappa$ .  $\phi = \phi - \nu\tau$  は波の電場位相とジャイロ位相の差,  $\epsilon_s (= \pm 1)$  は粒子の電荷の符号である. 磁場のエンベロープの谷に捕捉された粒子の運動に着目するため,  $u_{||} = 0$  ( $\dot{\xi} = u_{||}/\gamma$ ) とし, 粒子位置を  $\kappa\xi = \pi/2$  で固定した場合を考える. このとき (4)–(6) は以下のように簡単になる.

$$\dot{p} = -4\epsilon_s \sqrt{p} b_w v_{ph} \cos \phi \quad (7)$$

$$\dot{\phi} = 2\epsilon_s \frac{b_w}{\sqrt{p}} v_{ph} \sin \phi - \left( \nu + \epsilon_s \frac{1}{\sqrt{1+p}} \right) \quad (8)$$

ここで  $p = u_{\perp}^2$  と定義した. このシステムでは以下の運動の恒量が存在する.

$$H(p, \phi) = -4\epsilon_s \sqrt{p} b_w v_{ph} \sin \phi + \nu p + 2\epsilon_s \sqrt{1+p} \quad (9)$$

この  $H$  は  $\dot{p} = \partial H / \partial \phi$ ,  $\dot{\phi} = -\partial H / \partial p$  を満たしている. また以下の第3, 4節ではイオン ( $\epsilon_s = 1$ ) と左回り偏波 ( $\nu < 0$ ) の対向波を考える (電子に関しては  $\epsilon_s = -1$ ,  $\nu > 0$  とすれば同等の議論ができる).

### 3. 位相空間における粒子軌道の相転移

$H$  の値を変えていくつかのイオン軌道を位相空間  $\phi - u_{\perp}$  にプロットしたものを図2に示している. ここでは  $v_{ph} = -0.9$ ,  $\nu = -0.1$ ,  $b_w = 0.15$  を使用した. 位相空間には相対論的な領域と非相対論的な領域にそれぞれ黒い実線のセパトリクスで囲まれた2つの捕捉領域が存在する. 相対論的な領域 ( $u_{\perp} > 1$ ) における捕捉領域は相対論的な効果 ( $\gamma \neq 1$ ) を考慮した場合に現れる. 相対論領域における固定点 [(7), (8) の右边が0となる点] はそれぞれ relativistic stable point (RS), relativistic unstable point (RU) として示されている (ここでの stable, unstable は微小な  $u_{\perp}$  の揺動に対する安定性を意味している). 固定点 RS においてイオンは2つの波と同時に共鳴する. 一方非相対論的な領域 ( $u_{\perp} < 1$ ) における捕捉領域は有限振幅の波を考慮した場合に現れる. この領域における固定点は non-relativistic stable point (NS) として示されている. ここで, 相対論的な捕捉領域における  $u_{\perp}$  の最大値 ( $\times$ ) は  $\gamma \gg 1$  のもと, 以下のように近似できる.

$$u_{\perp, \max} \sim \left( \sqrt{\frac{2b_w}{\kappa}} + \sqrt{\frac{1}{\nu}} \right)^2 \quad (10)$$

波の振幅  $b_w$  を増加させたときの位相空間の粒子軌道の変化を図3 (b), (c) に示している.  $b_w = b_{w,1} \approx 0.33$  [図3 (b)] の時, 固定点 RU と非相対論的な捕捉領域における  $u_{\perp}$  の最大値がマージする. この点における  $u_{\perp}$  (RU) の値を使って  $p_I = u_{\perp,1}^2$  を定義すると,  $p_I$  と波の振幅の閾値は (8), (9) より  $\phi = 3\pi/2$ ,  $\dot{\phi} = 0$ ,  $p \gg 1$  のもと以下のように近似できる.

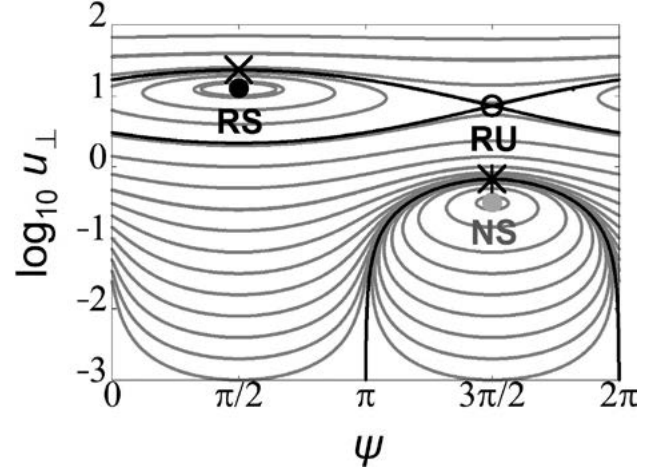


図2  $b_w = 0.15$  ( $v_{ph} = -0.9$ ,  $\nu = -0.1$ ) の時, イオンの空間位置を  $\kappa\xi = \pi/2$  ( $u_{||} = 0$ ) に固定したときの位相空間  $\phi - u_{\perp}$  内における軌道 (グレー). それぞれの固定点は○ (RU), ● (RS), ● (NS) で示している. 相対論的な捕捉領域と非相対論的な捕捉領域の境界は黒線のセパトリクスで隔たれている. 相対論 (非相対論) 的な捕捉領域における  $u_{\perp}$  の最大値は× (\*) で示されている.

$$\sqrt{p_I} \sim -\frac{2b_w v_{ph} + 1}{\nu} \quad (11)$$

$$b_{w,1} \sim \frac{-1 + \sqrt{-2\nu}}{2v_{ph}} \quad (12)$$

ここで  $b_w v_{ph} - 1/2$  である. この時, 初期に非相対論的なエネルギーをもち  $\pi < \phi < 2\pi$  にいるイオンは  $p \sim p_I$  まで加速され,  $0 < \phi < \pi$  にいるイオンは  $p \sim u_{\perp, \max}^2$  まで加速される. 振幅をさらに大きくし  $b_w = b_{w,2} \approx 0.39$  になると, RU と NS がマージして, NS の周りの捕捉領域が消失する [図3 (a), (c)]. この点における  $p_{II} (= u_{\perp, II}^2)$  と波の振幅は  $p^2 \gg 1$  のもと以下のように近似できる.

$$\sqrt{p_{II}} \sim \frac{2(2b_w v_{ph} + 1)}{3\nu} \quad (13)$$

$$b_{w,2} \sim \frac{3|\nu|^{2/3} - 2}{4v_{ph}} \quad (14)$$

この時, 初期に非相対論的なエネルギーを持つすべてのイオンは  $p \sim u_{\perp, \max}^2$  まで加速される. これら (12) と (14) から,  $v_{ph}$  が大きい時に振幅の閾値が小さくなることがわかる.

## 4. 数値計算

### 4.1 テスト粒子計算

ここでは  $\kappa\xi \neq \pi/2$ ,  $u_{||} \neq 0$  のもとイオンの空間位置を固定せずに, 相転移の影響を議論する. 初期に 10000 個のイオンに対して空間位置を  $0 < \kappa\xi < 2\pi$  の範囲でランダムに配置し, 速度分布は  $f(u_{x,y,z}) = \exp(-u^2/2u_{th}^2) / (2\pi)^{3/2} u_{th}^3$  ( $u_{th} = 10^{-2}$ ) で与えた [図4 (a)]. 図4 (a) は波の振幅が  $b_w = 0.15$  ( $< b_{w,1}$ , 相転移前) と  $b_w = 0.39$  ( $> b_{w,2}$ , 相転移後) の時の加速後のイオンのエネルギー分布を示している. 相転移前のイオンは波に揺さぶられる程度のエネルギー ( $\gamma \sim 1$ ) にとどまっているのに対し, 相転移後で

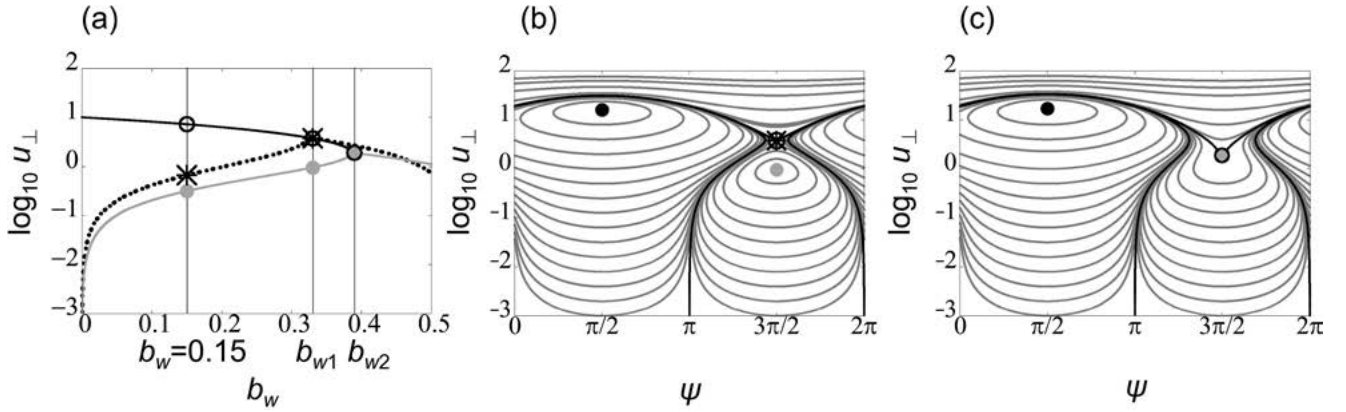


図3 (a) 振幅を変えた時の固定点 (NS, RU) と非相対論的な捕捉領域における最大の  $u_{\perp}$  (\*) の点の推移 ( $v_{ph} = -0.9$ ,  $\nu = -0.1$ ). (b)  $b_w = 0.33$  ( $\approx b_{w,1}$ ) の時の位相空間軌道と固定点. (c)  $b_w = 0.39$  ( $\approx b_{w,2}$ ) の時の位相空間軌道と固定点. 2つの閾値  $b_w = b_{w,1}$  と  $b_w = b_{w,2}$  において位相空間の相転移が起きている.

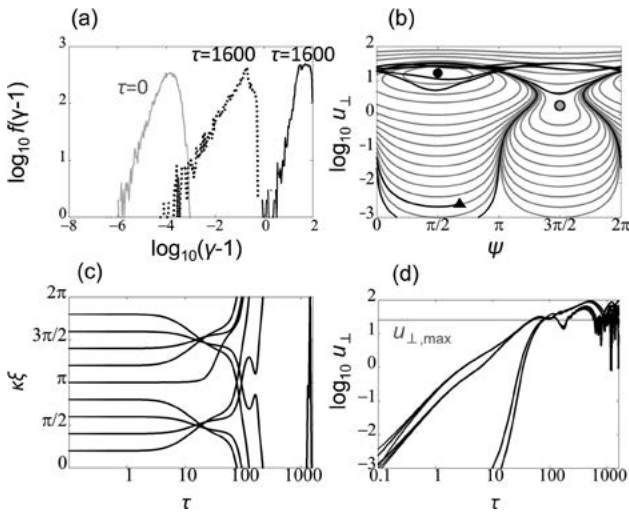


図4 テスト粒子計算結果. (a) イオンの初期エネルギー分布  $\tau = 0$  (グレーの実線) と  $b_w = 0.15$  (黒の点線),  $b_w = 0.39$  (黒の実線) のときの加速後 ( $\tau = 1600$ ) の分布. (b) 位相空間におけるイオン軌道の1例 ( $\blacktriangle$  は粒子の初期位相) ( $b_w = 0.39$ ). (c) イオンの空間位置の時間発展 (9個の例) ( $b_w = 0.39$ ). (d) イオンの  $u_{\perp}$  の時間発展 (9個の例) ( $b_w = 0.39$ ). グレーは(10)より見積もられる  $u_{\perp, \max}$ . ここで  $v_{ph} = -0.9$ ,  $\nu = -0.1$  は固定.

はすべてのイオンが共鳴加速により相対論的エネルギー ( $\gamma \gg 1$ ) まで加速されていることがわかる. 図4 (b), (c) より, イオンは初期にローレンツ力 ( $\mathbf{u}_{\perp} \times \mathbf{B}_w$ ) により磁場 (電場) の谷 (山) ( $k\xi = \pi/2$ ) に集まり, 加速されていることがわかる. また, この加速は不可逆である. この不可逆性は有限な  $u_{\parallel}(u_x)$  の揺動に対する位相空間の粒子軌道の安定性に関係している. 第2節で議論したシステム [(7)-(9)] は  $k\xi = \pi/2$  の時, 微小な  $\delta u_{\parallel}$  の揺動に対して  $0 < \psi < \pi$  の領域で不安定となる. したがってイオンは初期に位相空間の  $H$  一定の軌道に沿って加速され,  $0 < \psi < \pi$  の領域を通るときに  $u_{\parallel}$  が徐々に大きくなり, 空間位置が  $k\xi = \pi/2$  から遠ざかる. すなわち有限の  $u_{\parallel}$  をもつイオンはグレーの実線で示した粒子軌道 ( $k\xi = \pi/2$ ,  $u_{\parallel} = 0$ ) から逸れる.  $u_{\parallel}$  が小さいときは粒子軌道のグレーの軌道からの逸脱は無視できるほど小さいが, 相対論的な領域で  $u_{\parallel}$  が大きいときには軌道の逸脱が大きくなる. イ

オンは最終的に(10)で見積もられる  $u_{\perp, \max}$  まで加速され, その加速時間は  $\tau \sim 100$  程度で, 被加速イオンのジャイロ周期よりも短い [図4 (d)].

#### 4.2 PIC計算

波の減衰の効果がセルフコンシステントに含まれるPIC計算の結果を図5に示す. ここでは初期条件 ( $\tau = 0$ ) として左回りの対向伝搬する波のプロファイルを与えている [図5 (a)]. この時, 電子とイオンの速度分布は相対論的なアルフベン波の分散関係を満たすように与えられる [図5 (b)]. ここで使用しているパラメータは  $m_e/m_i = 5$ ,  $\omega'_{pe} = \omega_{pe}/\Omega_{ci} = 1.24$ ,  $b_w = 0.6$ ,  $\nu = 0.1$ ,  $\kappa = 0.12$  である. 図5 (d), (e) より, 対向伝搬するアルフベン波が衝突する位置 ( $\xi \sim 0$ ) でイオンが  $u_{\perp, \max}$  まで加速され, それに伴い波が減衰している様子がわかる. 加速時間はテスト粒子計算と同様, 相対論的なイオンのジャイロ周期程度である [図5 (c)]. 図4 (a) と図5 (f) を比べると, 波の減衰の効果によりPIC計算では相対論的エネルギーまで加速されるイオンの数と最大のイオンエネルギーが減少していることがわかる. これは波の減衰 (ローレンツ力の低下) により, PIC計算における  $u_{\parallel}$  の最大値がテスト粒子計算結果よりも低いためである. 最終的にイオンが獲得するエネルギーの割合は相転移前 ( $b_w \leq 0.4$ ) と相転移後 ( $b_w \geq 0.5$ ) で大きく変化する [図6]. 相転移前はイオンのエネルギーの割合は20-30%にとどまっているのに対し, 相転移後は波動のエネルギーが効率よくイオンのエネルギーへ変換されていること (割合は70-80%) がわかる.

#### 5. 高強度レーザー実験に向けた数値実験

対向伝播する円偏光電磁波の作る定在波は, 高強度レーザーを用いた実験室プラズマでも発生させられる [17]. 定在波中での効率的な電子加速によって, 相対論的高速電子の生成数や最大エネルギーを増大させることができれば, レーザー駆動のイオンビーム源への応用が可能かもしれない. 例えば, 高強度レーザーを薄膜状の固体ターゲットに照射する場合を考える. 通常, レーザー光は臨界密度を超える固体ターゲットには侵入できず, ターゲッ

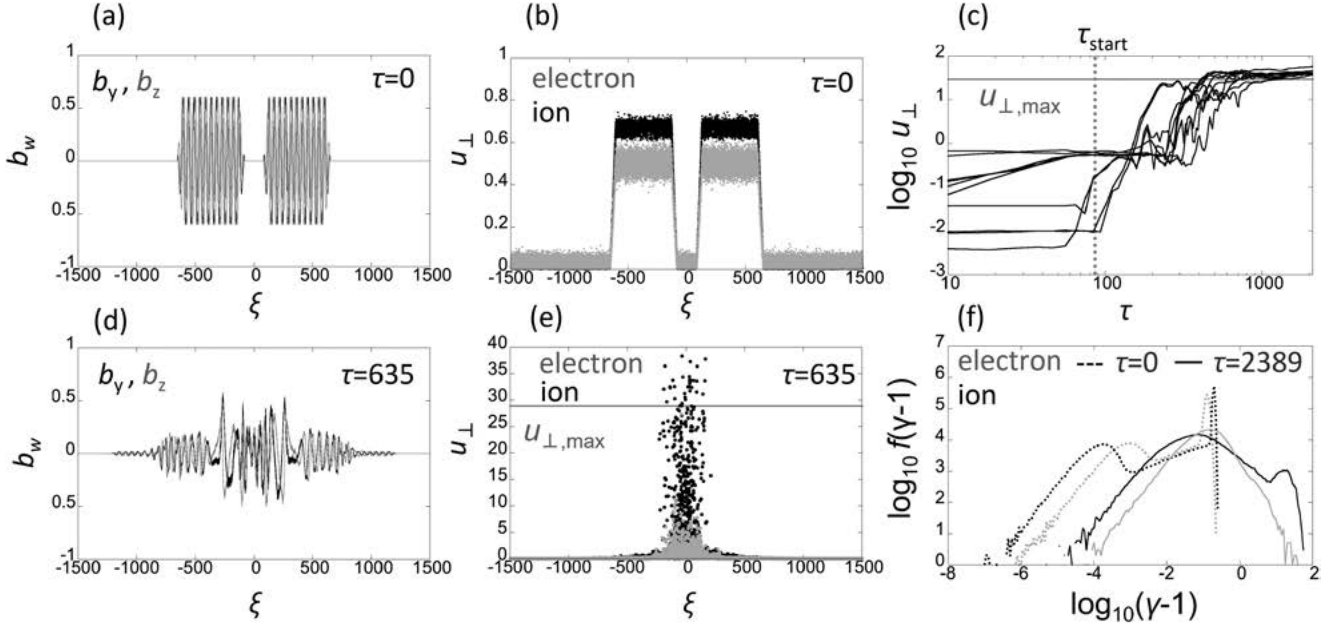


図5 PIC 計算結果. (a)波の磁場  $b_y$  (黒の実線),  $b_z$  (グレーの実線) の初期分布, (b)電子 (グレーの点), イオン (黒の点) の初速度 ( $u_{\perp}$ 成分) 分布. (c) 最大エネルギー上位10個のイオンについてのエネルギーの時間発展 [ $\tau_{start}$  は対向伝搬する波が衝突を始める時間,  $u_{\perp, max}$  は (10) より見積もられる値]. (d)  $\tau = 635$ における波の磁場分布. (e)  $\tau = 635$ における電子, イオンの速度 ( $u_{\perp}$ 成分) 分布. (f) 電子 (グレーの線) とイオン (黒の線) の初期速度分布 (点線) と加速後 ( $\tau = 2389$ , 実線) の分布.

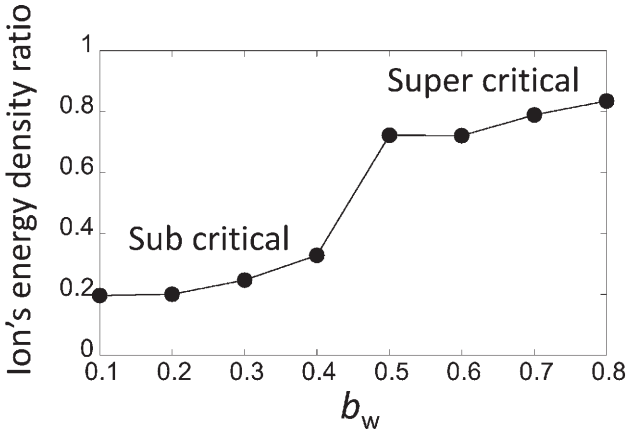


図6 波の振幅を変化させた時の  $\tau = 2389$ における全体に占めるイオンのエネルギーの割合の変化.

ト表面で電子を加速することになる. 照射面側で加速された高速電子は, 薄膜ターゲットを突き抜けて, 裏面にシース電場を発生させる. 裏面付近にいるイオンは, このシース電場に引き出される形で加速される. この一連のプラズマ過程は, target normal sheath acceleration (TNSA) と呼ばれ, 最もシンプルでかつ強力なレーザー駆動イオン加速機構となっている[18]. このイオン加速においては, イオンの最大エネルギーが, 高速電子の平均エネルギーや数密度と正の相関があることが知られている[19]. 以下では, 対向ホイスラー波による相対論的共鳴加速がTNSAにもたらす影響や, 将来のレーザー実験の可能性について考えてみる.

まず, 3章で示された相対論的共鳴加速が起こる条件が, レーザープラズマの場合にどのように与えられるかを調べてみる. 一つ目の条件として, 電子加速が起こるためには, 背景磁場による電子サイクロトロン振動数  $\Omega_{ce}$

がレーザー振動数  $\omega$  よりも大きくなる必要がある ( $\nu < 1$ ). 高強度レーザーで典型的な波長  $\lambda = 1 \mu\text{m}$  を仮定すると, 背景磁場強度  $B_0$  に対する必要条件は

$$B_0 > \frac{2\pi m_e c}{e\lambda} \sim 10^8 \left( \frac{\lambda}{1 \mu\text{m}} \right)^{-1} [\text{G}] \quad (15)$$

となる. 近年, レーザーで加速された高速電子流を空間的に制御することで, 局所的に強磁場を発生させる実験が盛んに行われている[20, 21]. 残念ながら, 実験室で発生できる磁場強度は最大でも  $10^7 \text{ G}$  程度であるため, 共鳴加速の検証は現状ではまだ期待できない. しかし, 理論的にはさらに3桁大きい  $10^{10} \text{ G}$  の実現性も示唆されており, 近い将来, (15) 式を満たすレーザー実験が可能になるかもしれない.

二つ目は, レーザー磁場の振幅  $B_w$  が背景磁場よりも大きいことが条件となる ( $b_w > 1$ ). 一つ目の磁場強度に関する条件を考慮すると, レーザー強度に対しても制約が与えられ, その条件は無次元化したレーザー振幅  $a_w$  を用いて

$$a_w = \frac{eE_w}{m_e c \omega} = \frac{eB_w}{m_e \omega} v_{ph} \gtrsim 1 \quad (16)$$

と書ける. ここで, 電子密度が臨界密度よりも十分に低いことを仮定して,  $v_{ph} \sim 1$  としている. つまりこれは, 相対論的強度のレーザーが必要ということを意味している. レーザー波長が  $1 \mu\text{m}$  の場合, この強度はおよそ  $I_w \gtrsim 10^{18} \text{ W/cm}^2$  に相当する. このような強度は, 大阪大学のLFEXレーザーなど, 世界中に多数現存する高強度レーザーで実現可能である.

さて, もし  $10^8 \text{ G}$  以上の強磁場が実現できたとして, 電子やイオンの加速にどのような影響が見られるか数値実

験を試みた一例を示す。波長 $\lambda = 1 \mu\text{m}$ の右回り円偏光レーザーを、厚さ $1 \mu\text{m}$ の薄膜ターゲットに照射する一次元の簡単な系を考えてみる。レーザー入射方向と平行に一樣背景磁場を印加し、その強度は $3 \times 10^9 \text{ G}$ とする。また、相対論的レーザー強度 $a_w = 30$  ( $I_w \sim 10^{21} \text{ W/cm}^2$ )を仮定し、パルス長は典型的なフェムト秒レーザーの $30 \text{ fs}$ としている。これらの物理パラメータ ( $\nu = 1/30$ ,  $b_w = 1$ ) は、式(15)(16)で与えられる条件を満たしている。ちなみに、この磁場強度ではイオンのサイクロトロン共鳴は期待できないため、電子サイクロトロン波(ホイスラー波)による電子加速を考えることになる。

図7は、PICシミュレーションによって得られた、強磁場中のレーザー・プラズマ相互作用における電磁場と電子の時間発展の様子である。 $x=0$ に設置されたターゲット(材質はダイヤモンドとしている)に向けて、レーザー光は図の左側から照射されている。ターゲット表面に到達したレーザー光は、磁力線に沿ったホイスラー波としてターゲット内部に侵入できるが、屈折率の違いから一部の光はターゲット表面の密度界面で反射される。この反射光と入射光が重なり合い、ターゲット外側の $x < 0$ の領域に定在波が形成される。背景磁場に対して垂直成分のレーザー電場・磁場の周期的構造が定在波の存在を示唆している。

この定在波の領域で、予想通り電子の相対論的加速が起こっている。レーザープラズマシミュレーションの場合、照射面側にプリプラズマと呼ばれる希薄なプラズマを初期に置いた状態から計算を開始することが多い。これは、メインパルスが到達する前のプリパルスと呼ばれる弱いレーザー光の影響を考慮したものである。したがって、定在波が形成された領域にはプリプラズマが存在し

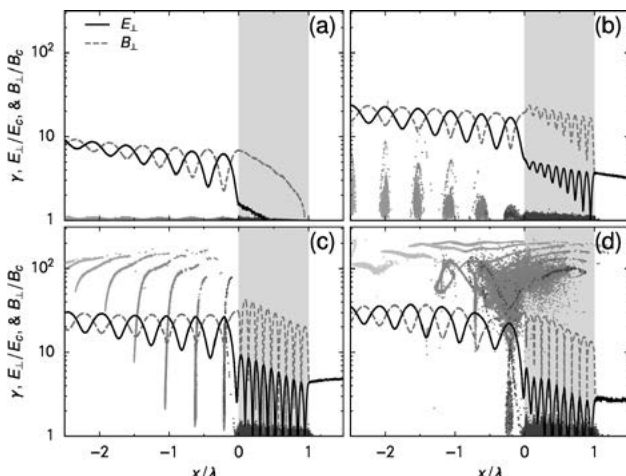


図7 強磁場中のレーザー・プラズマ相互作用の一次元 PIC シミュレーションの結果。相対論的共鳴電子加速が期待できる初期条件 ( $\nu = 1/30$ ,  $b_w = 1$ ) を用いている。(a)–(d) は時間発展を表しており、各時刻における電場  $E_\perp$  (背景磁場に垂直な成分)、磁場  $B_\perp$ 、電子のエネルギー  $\gamma$  の空間分布を図示している。スナップショットの時刻は、レーザーピーク強度がターゲットに到達する(a)210 fs 前から、(b)90 fs 前、(c)30 fs 前、最後は(d)30 fs 後である。ターゲット ( $0 < x/\lambda < 1$ ) のレーザー照射面側の定在波形成領域で、電子が加速されている様子が見てとれる。

ているが、そこにある電子がすべて根こそぎ相対論的エネルギーまで加速されることが、シミュレーション結果から見てとれる。レーザーが到達する前には非相対論的なエネルギー ( $\gamma - 1 \ll 1$ ) を持っていた電子 (図では点で示されている) が、図7(a)から図7(d)までの約200 fsの短時間で $\gamma \sim 100$ に到達するほどのエネルギーにまで一気に加速されている。面白いことに加速は空間的には同じ場所で起こっているため、磁力線に直行する速度成分が加速されていることがわかる。加速が起こっている場所を詳しく見てみると、すべて定在波の電場成分の山(磁場成分の谷)の場所になっている。これらの特徴から、この加速機構は前の章で説明したホイスラー定在波による相対論的共鳴加速であると言える。

PICシミュレーションで得られた電子とイオンのエネルギースペクトルを背景磁場の有無で比較したのが図8である。電子スペクトルでは、磁場ありの場合にのみ数10 MeVの辺りにピークが存在し、磁場の効果で相対論的電子が大量に発生しているのが明らかである。この大量の高速電子はイオン加速にも影響を及ぼし、1核子当たりのエネルギーが1 MeVを超えるイオンの数が磁場ありの時に増大している。このようなエネルギースペクトルの特徴を実験的に計測できれば、定在波による加速機構の検証になるであろう。

この加速機構に必要な磁場強度は、レーザー波長に依存している。もし波長の長いレーザーを用いれば、比較的弱い磁場でも加速が起こるため、より現実的な実験パラメータがあるのかもしれない。また、磁場強度をさらに強くできれば、今度は電子ではなくイオンを直接加速できる機構も提案されており[22, 23]、こちらはレーザー核融合への応用が期待できる。このように、磁場中のレーザー・プラズマ相互作用は理論的にも実験的にも、今後さらにホットな研究トピックになると期待している。

## 6. まとめ

対向伝搬する磁気流体波動(アルフベン波やホイスラー波)が存在し、それらの振幅が式(12)で示した閾値を超えると位相空間の粒子軌道に相転移が起こり、共鳴加速する粒子が一気に増えることが明らかとなった。今回は2つの波の波数、周波数、振幅が同じ場合についての結果を議論したが、これらのパラメータが異なる場合にも同

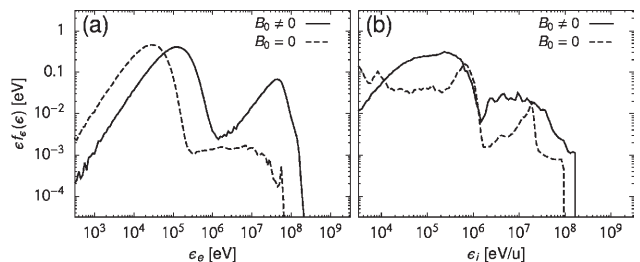


図8 強磁場中のレーザー・プラズマ相互作用の結果として得られた(a)電子と(b)イオンのエネルギースペクトル。図7と同じ背景磁場ありモデルと、磁場なしモデル( $B_0 = 0$ )を比較している。背景磁場の効果によって相対論的電子の数は増大し、イオン加速も効率的になっている。

じ加速機構が働くことを確認している。この不可逆な相対論的共鳴加速は、2つの対向伝搬する波によって磁場（電場）のエンベロープの谷（山）が形成されていることが本質的に重要である。このような状況は、必ずしも2つの波のソースから発生するわけではなく、1つの波が崩壊する過程で局所的に形成される場合もあれば、1つの波が非一様な背景を伝搬する過程で反射された場合でも発生しうる。したがって本加速機構は様々な天体現象に関与すると考えられる。さらに将来的に強磁場環境下や波長の長いレーザーによる高強度レーザー実験が可能となれば、相対論的電子の生成や高速イオンビーム源としてレーザー核融合や医療分野への応用も期待できる。まずはこれらの実験により本機構を実証することを考えると、レーザー強度を上げていき急激に相対論的電子・イオンが増大するポイントを見つければよい。

以上、本記事では高効率な相対論的共鳴加速について紹介した。この記事をきっかけに本加速機構が様々な分野へ波及することを期待している。

### 参考文献

- [1] V.F. Hess, *Phys. Z.* **13**, 1084 (1912).
- [2] B. Zhang, *The Physics of Gamma-Ray Bursts online*, ISBN: 9781139226530. (Cambridge University

Press, 2018).

- [3] E.P. Mazets *et al.*, *Astrophys. Space Sci.* **80**, 3 (1981).
- [4] J.G. Laros, *et al.*, *Nature* **322**, 152 (1986).
- [5] E.P. Mazets *et al.*, *Soviet Astron. Lett.* **5**, 343 (1979).
- [6] T. Cline *et al.*, *ApJ.* **237**, L1 (1980).
- [7] W.D. Evans *et al.*, *ApJ.* **237**, L7 (1980).
- [8] E.E. Fenimore *et al.*, *ApJ.* **460**, 964 (1996).
- [9] C. Thompson and R.C. Duncan, *MNRAS.* **275**, 255 (1995).
- [10] M. Lyutikov, *MNRAS.* **346**, 540 (2003).
- [11] Y. Masada *et al.*, *Publ. Astron. Soc. Japan* **62**, 1093 (2010).
- [12] O. Blaes *et al.*, *ApJ.* **343**, 839 (1989).
- [13] G.L. Israel, *et al.*, *ApJ.* **628**, L53 (2005).
- [14] P. Kumar and Ž. Bošnjac, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **492**, 2385 (2020).
- [15] S. Matsukiyo and T. Hada, *ApJ.* **692**, 1004 (2009).
- [16] S. Isayama *et al.*, *ApJ.* **946**, 68 (2023).
- [17] T. Sano *et al.*, *Phys. Rev. E* **96**, 043209 (2017).
- [18] S.C. Wilks *et al.*, *Phys. Plasmas* **8**, 542 (2001).
- [19] Y. Takagi *et al.*, *Phys. Rev. Res.* **3**, 043140 (2021).
- [20] S. Fujioka *et al.*, *Sci. Rep.* **3**, 1170 (2013).
- [21] K.F.F. Law *et al.*, *Phys. Rev. E* **102**, 033202 (2020).
- [22] T. Sano *et al.*, *Phys. Rev. E* **101**, 013206 (2020).
- [23] 佐野孝好：プラズマ・核融合学会誌 **97**, 427 (2021).



いさ やま しゅうご  
諫 山 翔 伍

九州大学大学院総合理工学研究院 助教、博士（理学）。九州大学で学位取得後、台湾国立大学研究員を経て2020年より現職。専門は高周波プラズマ、宇宙プラズマ、レーザープラズマ。趣味はアウトドア全般で、最近軽キャンピングカーを購入し活動の幅を広げている。いつかは宇宙に行ってみたい。



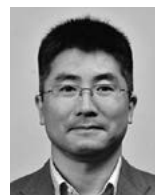
たか はし けん た  
高 橋 健 太

現在の所属：九州大学大学院総合理工学府地球環境理工学メジャー修了、主な研究分野：アルフベン波による相対論的粒子加速。この春で無事大学院を修了し、社会人となりました。自立した社会人となるために一層努力していきたいと思っています。



まつ きよ しゅういち  
松 清 修 一

九州大学大学院総合理工学研究院 教授、博士（理学）。九州大学で学位取得後、マックスプランク研究所研究員、九州大学助手、同助教、同准教授を経て2023年より現職。専門は宇宙プラズマ物理学、宇宙流体環境学。



さ の たか よし  
佐 野 孝 好

大阪大学レーザー科学研究所准教授。博士（理学）。1998年東京大学大学院理学系研究科天文学専攻博士課程修了。その後、国立天文台、メリーランド大学、ケンブリッジ大学でのポストドク研究員、大阪大学助教を経て、2023年より現職。レーザープラズマを用いた実験室天文学を展開中。最近の主な研究テーマは、強磁場中の波動相互作用やプラズマ不安定のレーザー実験及び数値実験。