

講座 衝撃波による粒子加速

4. 反射によるイオン加速と高速イオンの多段加速

大澤 幸治

名古屋大学大学院理学研究科

(原稿受付: 2008年6月26日)

衝撃波によるイオン粒子の加速について述べる。衝撃波面では磁場と電位が急激に立ち上がるので、粒子反射が起こる。まず、波面で1回だけ反射される加速と、波面に沿って動く surfatron 加速について記述する。熱速度が衝撃波速度 v_{sh} より小さいプラズマでは前者だけが起こる。後者は粒子が衝撃波と出会うときの相対速度が小さいときに起こる可能性がある。この2つに加えて、非熱的な高速イオンがジャイロ運動に伴って、上流と衝撃波内を何度も往復するときにエネルギーが階段状に上昇する多段加速について説明する。磁場が強いと、1回の反射でも相対論的エネルギーとなり得る。多段加速ではローレンツ因子 γ が4から160に増大する例を示す。

Keywords:

ion reflection, surfatron, incessant acceleration, fast ion, shock wave

4.1 序

衝撃波面では磁場と電場が急激に立ち上がる。そのため、一部のイオンは波面で反射される。磁場があるので、反射されても再び戻ってきて、多くの場合は、そのまま波面を通過し後方に去る[1-9]。反射には磁場と電場の両方が寄与する[10, 11]。イオン反射によって無衝突衝撃波の構造が現れることを Morawetz は1961年に論じている[1, 2]。粒子シミュレーションでもイオン反射が観察され、プラズマ加熱が議論された[3-8]。磁場が強ければ相対論的なイオン加速が起こることも指摘され、太陽フレアによる粒子加速に応用された[12, 13] (太陽高エネルギーイオンの最高エネルギーは $\gamma \leq 10$ である[14])。

1973年に Sagdeev and Shapiro は、磁場に対して直角に伝播する衝撃波において、磁場を横切り、波面に沿って動くイオン軌道を解析し、そのイオンは大きなエネルギーを得ることを示した[15-18]。粒子は波面で何度か小さく反射されて、最終的には後方に抜け去る。さらに1983年に Katsouleas and Dawson は磁場を横切る直角静電波における粒子軌道を解析し、電場が外部磁場よりも強い ($E/B_0 > 1$) とときには無制限の加速 (unlimited acceleration: 波面での小さな反射が繰り返し起こり、粒子は後方に抜けずに波面で加速を受け続ける) が起こる可能性があるとして指摘し、これに基づくプラズマ加速器を提唱した[19]。これらの加速機構は現在 surfatron 加速とよばれている。(ただし、定常的な非線形磁気音波では $E/B_0 > 1$ とはならない[20].)

粒子の速さ v が衝撃波の伝播速度 v_{sh} よりも小さいときには、最初に述べた (1回だけの) 反射が起こる。2番目に述べた surfatron 加速は $v \sim v_{sh}$ のときに起こる[8]。 $v > v_{sh}$ であるような非熱的な高速粒子が衝撃波と出会うとまた異なる相互作用が発生する[21-27]。高速イオンの

ジャイロ半径は衝撃波の遷移領域の幅よりも大きく、しかも $v > v_{sh}$ なので、(反射されなくても) ジャイロ運動に伴って上流と衝撃波領域の間を何度も行き来することが可能である。上流では運動エネルギーに変化はないが、衝撃波内部では電場と速度が平行成分を持つので、粒子の運動エネルギーはジャイロ運動に伴って階段状に上昇する (多段加速)[23-27]。一方、波面で磁場が急激に立ち上がるという磁場構造のために、波面を跨ぐジャイロ運動をする度に B に平行方向の運動量 p_{\parallel} が増大し、粒子は前方に逃げる。すなわち、 B に平行方向の速度を v_{\parallel} とおくと、 $v_{\parallel} \cos \theta$ は粒子の x 方向の平均速度であるが、これが v_{sh} より大きくなる。しかし、 p_{\parallel} は無限に大きくなれるが v_{\parallel} は光速 c を超えられないので、 $v_{sh} \sim c \cos \theta$ ならば、相対論的な高速粒子は波面近傍に長く留まり、この加速過程を何度も受ける。粒子シミュレーションとテスト粒子シミュレーションを組み合わせた数値計算では $\gamma \approx 4$ から $\gamma \approx 160$ の加速が報告されている[26]。これは太陽高エネルギー・イオンをはるかに超えるエネルギーである。

本章では上の3つの加速機構について述べる。

4.2 1回だけの反射

4.2.1 電位の形成とイオン反射

衝撃波では正の電位

$$e\phi \sim 2m_i v_A^2 (M-1), \quad (1)$$

ができる (斜め伝播も含めた大振幅波の電位については文献[28] 参照)。 M はアルヴェン・マッハ数である。電位とイオン反射について、波の静止系で考える。簡単のため、アルヴェン速度はイオン熱速度よりずっと大きく ($v_A \gg v_{Ti}$)、磁気音波は直角伝播とする。すなわち、図1に

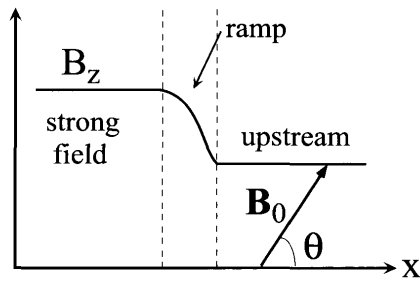


図1 衝撃波における磁場形状の模式図。

において、 $\theta = 90^\circ$ である。磁場は z 方向で、一定の電場 E_{y0} (< 0) が y 方向に存在する。電子の旋回中心は

$$v_x = \frac{cE_{y0}}{B_z}, \quad (2)$$

で負の x 方向に流れる。上流での速さは、 $v_{sh} = Mv_A = -cE_{y0}/B_{z0}$ である。あるところで B_z が大きくなっていると、 E_{y0} は一定なので、 $|v_x|$ は小さくなる。つまり、電子は減速される。イオンもほぼ式(2)の速さで流れてくるが、 B_z の変化が急激であると、大きな慣性のために直ぐには減速されずに B_z の大きな領域に突入する。そのために電荷分離が生じる。電荷分離によってイオンの運動エネルギー程度のポテンシャル

$$e\phi \sim m_i(Mv_A)^2/2, \quad (3)$$

ができれば、イオンも減速されるであろう。波の理論で得られる電位の大きさ(1)は式(3)と同じオーダーである。同時に、その比

$$\frac{2m_i v_A^2 (M-1)}{m_i (Mv_A)^2/2} = \frac{4(M-1)}{M^2}, \quad (4)$$

は常に1以下である。したがって、流体的速度 Mv_A で流入してきたイオンはこのポテンシャルによって反射されずに通り抜ける[5]。

衝撃波に流入してくる粒子は流体的な速さ Mv_A に加えてランダムな熱的速度を持っている。その x 成分を v'_x とおくと x 方向の運動エネルギーは $m_i(Mv_A + v'_x)^2/2$ であり、ある粒子においては、衝撃波に流入する時にそれはポテンシャル・エネルギーより小さくなる。このような粒子は反射される。

電位だけでなく、磁場の急激な立ち上がりもイオン反射に寄与する[10, 11]。磁場は衝撃波面で急に強くなるので、上流から流入した粒子のジャイロ運動の曲率半径が小さくなり、イオン軌道は急激に向きを変える。

衝撃波面で反射されたイオン軌道の一例を図2で示す[8]。これは粒子シミュレーションではなく、理論的に得られる磁気音波の孤立波 ($|\Omega_e|/\omega_{pe} = 0.1$ における振幅2.8) に対して粒子軌道の数値計算をしたものであり、波の静止系で描いている。上流から流入してきたイオンはパルス領域に入るとほぼ反対方向に(正の x 方向に)反射される。反射された粒子はジャイロ運動によって再びパルスに突入し、後方に抜ける。

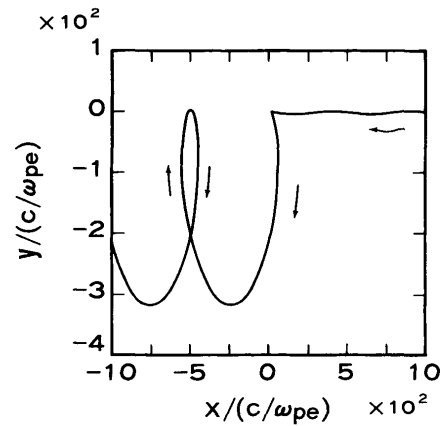


図2 磁気音波パルスによって1回反射されるイオン軌道の例。 $|\Omega_e|/\omega_{pe} = 0.1$ における $B_m/B_0 = 2.8$ (B_m は磁場の最大値) の直角伝播の孤立波に対して計算した。右から流入してきたイオンが波面 ($x \approx 0$) で1回反射され、高エネルギーとなっている。

実験室系(そこでは波は速度 v_{sh} で動いている)で見ると、反射によって粒子は

$$v \sim 2v_{sh}, \quad (5)$$

の速さとなる(より詳しい計算は文献[8] 参照)。 v_{sh} が熱速度 v_{Ti} よりもずっと大きければ、これは強い加速である。実際

$$\frac{2v_{sh}}{c} = 2 \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} \frac{|\Omega_e|}{\omega_{pe}} M, \quad (6)$$

であるから、 $m_i/m_e = 1836$, $M = 10$, $|\Omega_e|/\omega_{pe} = 3$ であると、1回の反射だけで相対論的速度となる。

図3は反射によるイオン加速を示す粒子シミュレーション結果である[13]。これは直角伝播のシミュレーションで、 $|\Omega_e|/\omega_{pe} = 3$, $M = 2.7$ である。衝撃波面で相対論的エネルギーのイオンが一気に、大量につくられている(縦軸は運動量を $m_i c$ で割った量 ($= \gamma v_x/c$) なので、およそ1以上が相対論的エネルギーといえるであろう)。なお、この文献[13]の図3ではスペクトルは $\gamma \approx 3$ 程度までほぼ $(\gamma-1)^{-1.2}$ のべき乗で減っていき、そこから急激に減少している。衝撃波(パルス)のシミュレーションでは分布関数は時間に依存するので、何次のべき乗であるかというこ

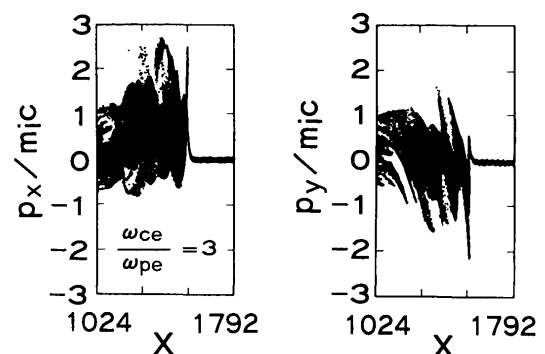


図3 衝撃波によって加速されたイオンの位相空間図 (x, p_x), (x, p_y)。波面近傍で急激に相対論的なエネルギーに加速されている。

とはあまり意味がないであろうが、エネルギーの上限があるということは大きな特徴である。太陽高エネルギー粒子におけるこのような急激な減少は文献[14]でも少し議論されている。観測の精度が上がれば、エネルギーの上限について定量的な議論が可能となるであろう。

4.2.2 連続した複数回の小反射：surfatron 加速

式(5)は $v_{sh} \gg v_{Ti}$ のときの見積もりである。すなわち、ほぼ静止している粒子に速度 v_{sh} の剛体の壁がぶつかったときの状況に似ている。

衝撃波と粒子がぶつかるときの相対速度が小さいと ($v_{sh} \sim v_x$ であると)、反射後の相対速度も小さい。再び波面に戻ってきたときの相対速度も小さい。このようなとき、粒子は波面で複数回の小反射を繰り返し、波面に沿って動くことが可能である。磁気音波パルスにおける軌道の例を図4に示す。これも図2と同じく、孤立波があるときの数値計算である。この機構は Sagdeev が1960年代に示唆し[15]、Sagdeev and Shapiro が1973年の論文で詳しく解析したものであるが、ここでは Katsouleas and Dawson にならった簡単な説明を行う（彼らの論文では電子を想定していたが、ここでは正電荷のイオンを想定して式を書く）[19]。

外部磁場 $\mathbf{B} = (0, 0, B_{z0})$ の中で x 方向に伝わる静電的な波 $E_x = E_0 \cos k(x - v_{sh}t)$ における粒子の運動方程式は

$$m_i \frac{d(\gamma v_x)}{dt} = q_i E_x + \frac{q_i v_y B_{z0}}{c}, \quad (7)$$

$$m_i \frac{d(\gamma v_y)}{dt} = -\frac{q_i v_x B_{z0}}{c}, \quad (8)$$

である。もしも E_x のせいで粒子が波とともに動く、すなわち

$$v_x = v_{sh}, \quad (9)$$

とすると、式(8)より

$$v_y = -\frac{\Omega_i v_{sh} t}{\gamma_{sh} (1 + \Omega_i^2 t^2 v_{sh}^2 / c^2)^{1/2}}, \quad (10)$$

を得る。ここで、 Ω_i は非相対論的ジャイロ周波数で、

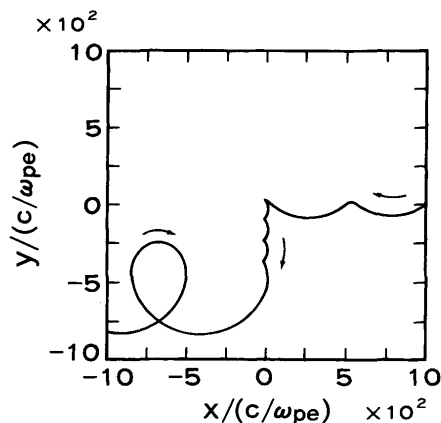


図4 磁気音波パルスによって複数回反射されるイオン軌道の例。右から流入したイオンが波面で4回反射され、波面に沿って移動し、最終的には後方に抜けている。

$\gamma_{sh} = (1 - v_{sh}^2/c^2)^{-1/2}$ である。 v_y は時間とともに増加し、粒子の速さは光速に近づく。

しかし、磁場があるので、式(9)を長時間成立させるのは難しい。式(7)の右辺で磁場の力が電場の力よりも勝ったら捕捉が終わると考えると $v \sim cE_x/B_{z0}$ が速さの上限となる（定量的な議論は文献[16]）。Katsouleas and Dawson は、 $E_0 > \gamma_{sh} B_{z0}$ ならば（この条件は式(7)を波の静止系で見ると考えやすい）、式(9)の仮定は常に成立することが可能であり、無制限加速が起こるとし、この機構に基づくプラズマ加速器を提案した。

磁気音波衝撃波の相対論的理論では定常伝播の解から $E_x < B_z$ であることがわかる[20]。つまり、衝撃波において surfatron 加速による無制限加速は起こらないといえる。surfatron 加速が起こったとしても cE_x/B 程度の速さになれば電場の力よりも磁場の力が勝って、粒子は後方に抜け出し、加速は終わる。この速さは、電位の大きさが式(1)で与えられること、および斜め衝撃波の遷移領域の幅がおおよそ c/ω_{pi} であることに注意すると、1回反射の式(5)と同じオーダーであることがわかる。

4.3 高速粒子と衝撃波

3番目に、高速イオンが受ける加速機構について述べる。この高速イオンは衝撃波よりも速く、

$$v > v_{sh}, \quad (11)$$

したがってそのジャイロ半径 ρ は衝撃波の遷移領域の幅よりずっと大きい

$$\rho > c/\omega_{pi}, \quad (12)$$

とする。図1で言うと、 ρ は遷移領域の幅よりもずっと大きい。太陽フレアのように強いMHD的擾乱があるようなプラズマでは大振幅の磁気音波の衝撃波（あるいはパルス）は多数生成されると考えられる。1回の反射で高速となったイオンは別の衝撃波（パルス）と出会ったときにどのような加速を受けるであろうか。（ただし、以下の議論で、初期に存在する高速イオンは必ずしも衝撃波でできたものでなくても良く、一般的に高速イオンが衝撃波に出会ったときの問題であると考えてよい。）

4.3.1 直角伝播の場合

図5は x 方向に速度 v_{sh} で進む直角衝撃波と高速イオンのジャイロ運動とを示している。運動エネルギーが大きいので、軌道は電場によって大きく曲げられることはない。この図では、高速イオンが短時間だけ衝撃波領域（斜線の部分）に進入し、その後、粒子速度が v_{sh} より大きいので、ジャイロ運動に伴って前方に抜け出している。斜線の衝撃波領域にあるとき、高速イオンはほぼ横電場 E_y の方向に動いている。したがって、 E_y から大きなエネルギーを得ることができる（エネルギー利得は、おおよそ、斜線内の弧の長さに eE_y を掛けたもので見積もることができるが、粒子エネルギーが大きいほど、ジャイロ半径も大きいことに注意）。旋回軌道に沿って粒子がされる仕事を計算することにより、ローレンツ因子 γ の増大は

$$\delta\gamma = \frac{2q_1 p_{1\perp} E_y}{m_i^2 c^2 \Omega_{i1}} \sin\left(\frac{\Omega_{i1}(t_{\text{out}} - t_{\text{in}})}{2\gamma}\right), \quad (13)$$

であることがわかる[23, 25]. ここで, $p_{1\perp}$ は衝撃波領域における磁場に直角方向の運動量の大きさ (添え字 1 は図 1 における強磁場領域を表す), t_{in} と t_{out} は衝撃波に入る時刻と出る時刻である (ρ が大きいので, 粒子運動の解析では遷移領域の厚みを無視する). この過程によりエネルギーが数倍になる例が粒子シミュレーションで観測された[23]. 高速粒子は最終的には衝撃波の後方に移動する.

4.3.2 斜め伝播の場合

次に斜め伝播の場合を考えよう. 粒子の, ジャイロ周期で時間平均された x 方向の速度は

$$\langle v_x \rangle \simeq v_{\parallel} \cos \theta, \quad (14)$$

で与えられる (v_{\parallel} は磁場方向の速度). したがって, もしも

$$v_{\text{sh}} \simeq v_{\parallel} \cos \theta, \quad (15)$$

ならば, 粒子は衝撃波とともに長時間移動することが可能である.

図 6 は粒子シミュレーションの結果で, 斜め伝播の衝撃波によって, 高速粒子が図 5 のような加速を 2 回受けている. 上のパネルは粒子の x 座標 (実線) と衝撃波面の x 座標 (点線) の時間変化である. 点線より上が上流である. この図では, 最初粒子は上流に位置していたが衝撃波に追いつかれ, 衝撃波領域への出入りを 2 回繰り返している. しかし, 最後は上流に逃げ去っている. 下の図がローレンツ因子 γ の時間変化で, 粒子が衝撃波に浅く入ったときに階段状に増大していることがわかる. E_y のために v_{\perp} が (したがって p_{\perp} も) 増大するのである. なお, このシミュレーションでは水素に加えて, その 1/10 の数密度のヘリウムを含んでいる. そのため, 水素と電子の質量比は 50 と, 他のシミュレーションと比べて小さい. $v_A = 0.2c$ で, $v_{\text{sh}} = 1.9v_A$, $\theta = 60^\circ$ である.

図 6 では, 直角伝播のときと違って粒子は前方に逃げている. これは磁場構造のために, p_{\parallel} が増えるからである. すなわち, 衝撃波領域で B_z が増大するので, 高速イオンが衝撃波領域に入る時と出る時に, p_{\perp} の一部が p_{\parallel} に変換される. つまり, 波面近傍で全運動量 p は連続的に変化しても, p_{\perp} と p_{\parallel} は不連続的に変化する (ここでは, 遷移領域の幅はジャイロ半径より十分小さいことが重要である). そのため衝撃波領域に入って, その後再び上流に出ると, その粒子の p_{\parallel} は

$$\delta p_{\parallel} = [p_{1\perp}(t_{\text{out}}) - p_{1\perp}(t_{\text{in}})] \cdot B_0/B_0, \quad (16)$$

だけ増大する[24]. ここで, $p_{1\perp}(t_{\text{in}})$ は粒子が強磁場領域に入った直後の p_{\perp} , $p_{1\perp}(t_{\text{out}})$ は強磁場領域から上流に出る直前の p_{\perp} である. この 2 つの p_{\perp} の向きを考えると, 式 (16) は必ず正であることがわかる. この変化に電場は寄与しないので, この過程では粒子エネルギーは変化せず, p_{\perp} は減少する. p_{\parallel} が増えるので, v_{\parallel} も増大し, 何回かのジャイロ運動の後に, 式 (15) は満たされなくなり, 高速粒子は

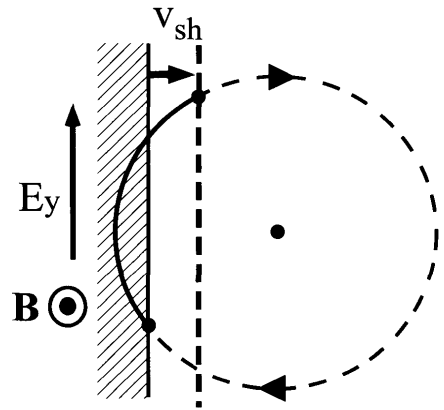


図 5 直角伝播の衝撃波面と高速イオンの軌道. 高速イオンのジャイロ軌道が衝撃波領域内 (斜線) にあるとき, 横電場からエネルギーを得る.

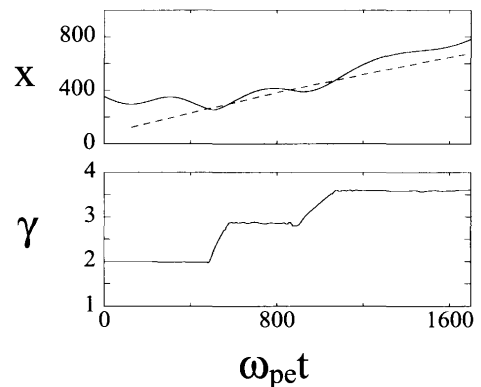


図 6 斜め伝播の衝撃波と高速イオンとの相互作用. 上段において, 実線は粒子の x 座標の時間変化, 点線は波面位置の時間変化を示す. この粒子は上流から 2 回衝撃波領域 (点線の下側) に入り, そのとき γ が上昇している.

波の前方に逃げ去り, 加速も終わる. 第 4.2 節で述べた反射とは大分異なる過程であるが, 複数回のジャイロ運動の後, p_{\parallel} が大きくなって衝撃波の前方に押し出されるので, これも一種の反射と言えよう.

4.3.3 長時間多段加速

v_{\parallel} は光速 c で抑えられるが, p_{\parallel} は無限に増大することができる. そこで,

$$v_{\text{sh}} \simeq c \cos \theta, \quad (17)$$

が成り立っていたらどのようなことが起こるか考えてみよう. この式と式 (15) とを比較すると, 次のことが予想される. 衝撃波によって運動量 p_{\parallel} がどんなに増えても, 速さ v_{\parallel} は光速 c で抑えられているので, 粒子の x 方向の平均的速度 ($v_{\parallel} \cos \theta$) は $c \cos \theta$ を超えることができず, したがって衝撃波速度 v_{sh} をも超えることができない. つまり, 粒子は波の前方に逃げ去ることができない. γ は階段状に増え続ける. ジャンプ 1 回あたりのエネルギー増大量 (13) を相対論的なジャイロ周期 $2\pi\gamma/\Omega_{i0}$ で割ることにより, γ の平均的な増大率を以下のように見積もることができる[26].

$$\frac{d\gamma}{dt} \sim \frac{g}{\pi} \frac{v_{\text{sh}}}{c} \Omega_{i0}. \quad (18)$$

ここで、添え字 0 は上流での値を示す。 g は 1 よりも小さな量であり、以下の式で与えられる。

$$g = \frac{v_{1\perp}}{c} \left(1 - \frac{B_{z0}}{B_{z1}}\right) \left(1 - \frac{B_{x0}^2}{2B_{z1}^2}\right) \sin\left(\frac{\Omega_{i1}(t_{\text{out}} - t_{\text{in}})}{2\gamma}\right). \quad (19)$$

実際に $v_{\text{sh}} \sim c \cos \theta$ が満たされる条件で粒子シミュレーションを行うと、計算終了時まで衝撃波と相互作用を続け、 γ がジャンプし続ける粒子が存在する[25]。粒子シミュレーションでは極端に長い時間のシミュレーションは難しいので、加速が終了するまでの長時間の振る舞いを観察するために、テスト粒子シミュレーションを行った。すなわち、粒子シミュレーションで衝撃波を伝播させてその電磁場のデータを記録する。そしてその波が定常に伝播すると仮定して、それとまったく同じ構造の電磁場の中での高速粒子の運動を数値的に計算した。非熱的な高速粒子は熱的な粒子に比べて非常に少ないのでそれらの波への影響は小さいと仮定して、テスト粒子として計算を行う。図 7 が計算に使用した電磁場のプロファイルである[26]。このシミュレーションにおけるプラズマの成分、質量比、 v_A は前節と同じである。角度が $\theta = 61^\circ$ であり、衝撃波の伝播速度は $v_{\text{sh}} = 2.4v_A$ であるので、 $v_{\text{sh}} = c \cos 61^\circ$ に非常に近い。

図 8 はこのような電磁場の中で加速された高速イオンの γ の時間変化を示す（小さな枠は初期の時間帯での変化の拡大図である）。 γ は階段状に 42 回増えており、その値はおよそ 4 から出発して 160 に達した。最後は前方に逃げ去って加速が終わっている。 γ の階段は γ の増大とともに大きくなっていく。すなわち、周期は長くなり、ジャンプも高くなる。長時間の平均化された γ の増大率は式(18)とよく一致した（この場合、式(19)から計算される g も、 γ の増大率の観測値を式(18)に代入して得られる g も、 $g \approx 0.1$ であった）。

他の物理量の変化を図 9 に示す。一番上のパネルは $X = x - v_{\text{sh}}t$ を表している。 $X = 0$ が衝撃波面の位置であり、

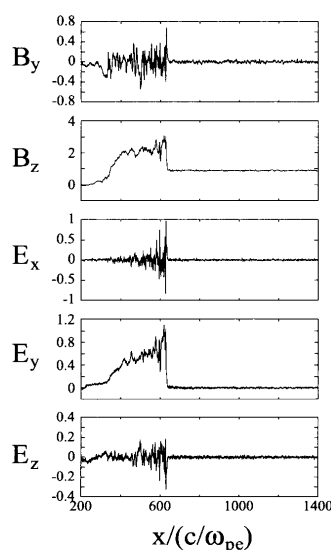


図 7 テスト粒子シミュレーションに使用された電磁場のプロファイル。相対論的電磁粒子シミュレーションで励起された衝撃波の電磁場を再現している。

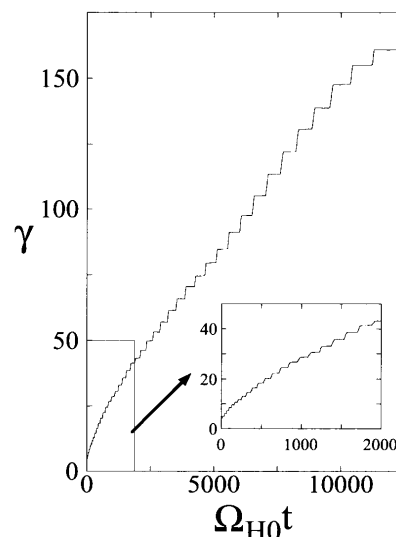


図 8 斜め衝撃波によって加速された高速イオンの γ 。図 7 で示された電磁場を用いてテスト粒子の運動を解析した。エネルギーは $\gamma \approx 4$ から $\gamma \approx 160$ まで階段状に上昇し、最後は衝撃波の前方に逃げ出している。

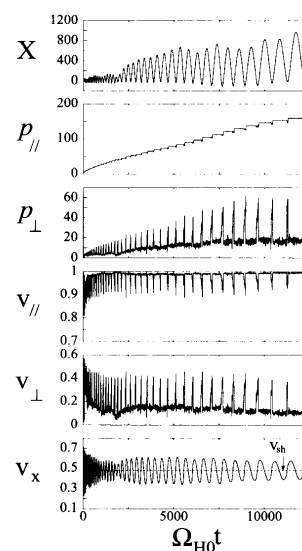


図 9 斜め衝撃波によって加速された高速イオンの物理量の時間変化。 $X = x - v_{\text{sh}}t$ であり、 $X = 0$ は波面の位置である。粒子は大部分の時間、上流 ($X > 0$) に存在する。 p_{\parallel} は階段状に増大する。 p_{\perp} は横電場によって増大するが、 p_{\parallel} の増大時に減少するので、魚の骨のようなパターンを示す。 v_{\parallel} は光速 c に近づき、 v_x は v_{sh} の周りを振動している。

$X > 0$ が上流である。大部分の時間で $X > 0$ であるが、これはこの粒子は衝撃波には浅く入り、大部分は上流に存在することを意味する。 p_{\parallel} は確実に増え続け、同時に、 v_{\parallel} は光速 c で抑えられている。 p_{\perp} は E_y で増大するが、 p_{\parallel} が増大するときに小さくなるので、その時間変化は魚の骨のようなパターンとなる。 v_x は v_{sh} の近傍で振動している。

4.4 まとめ

本稿では反射によるイオン加速についてまとめた。それらは

- (1) 1 回だけの反射、
- (2) 小さな反射を繰り返しながら波面に沿って動く sur-

fatron 加速,

(3) もともと衝撃波よりも高速であるイオンが波面付近でジャイロ運動を繰り返しながら横電場からエネルギーを得る加速 (エネルギーは階段状に増える), である.

太陽フレアのように強い MHD 的擾乱が発生し, 多くの磁気音波衝撃波やパルスが生成されている場所では (コロナの磁力管内のように磁場が強ければ), 上の(1)で一気に相対論的あるいはそれに近いエネルギーのイオンがつくられ, さらに(3)によって数倍あるいはそれ以上エネルギーが高くなるのが可能である. もちろん, (2)の起こる可能性もあるが, 加速の条件 ($v_x \simeq v_{sh}$) を満たす粒子の数は多くはないであろう.

最後に, 第3章で紹介した「小パルスによる加速」と本章で述べた高速粒子の加速はともにエネルギーの増分 δE が元々粒子が持っていたエネルギー E に比例することを記しておく [超相対論的エネルギーでは γ はほぼ運動量の大きさ p に比例することと式(13)に注意]. δE が E に比例し, なおかつ, 銀河内の滞在時間が t 以上である宇宙線の存在確率が $\exp(-t/T)$ (T は宇宙線が銀河内に存在する平均時間) に比例すると仮定すれば, エネルギー・スペクトルはべき乗になると Fermi は指摘した[29, 30].

謝 辞

本稿で述べた「高速イオンの多段加速」に関する事柄は主に丸山健太郎氏, 正木知宏氏, および宇佐見俊介氏との共同研究の成果である. 「1 回だけの反射」の記述には中澤信司氏, 川島崇裕氏, および寺嶋由之介氏等との共同研究の成果が反映されている.

参 考 文 献

[1] C.S. Morawetz, Phys. Fluids 4, 988 (1961).
 [2] C.S. Morawetz, Phys. Fluids 5, 1447 (1962).
 [3] D. Biskamp and H. Welter, Nucl. Fusion 12, 663 (1972).
 [4] D.W. Forslund, K.B. Quest, J.U. Brackbill and K. Lee, J. Geophys. Res., [Oceans] 89, 2142 (1984).
 [5] Y. Ohsawa, Phys. Fluids 28, 2130 (1985).
 [6] B. Lembege and J.M. Dawson, Phys. Fluids B1, 1001 (1989).

[7] R.L. Tokar, S.P. Gary and K.B. Quest, Phys. Fluids 30, 2569 (1987).
 [8] Y. Ohsawa, J. Phys. Soc. Jpn. 59, 2782 (1990).
 [9] S. Nakazawa and Y. Ohsawa, J. Phys. Soc. Jpn. 67, 176 (1998).
 [10] C.F. Kennel and R. Pellat, J. Plasma Phys. 15, 335 (1976).
 [11] T. Kawashima, S. Miyahara and Y. Ohsawa, J. Phys. Soc. Jpn. 72, 1664 (2003).
 [12] Y. Ohsawa and J.-I. Sakai, Astrophys. J. 332, 439 (1988).
 [13] Y. Ohsawa and Y. Terashima, Publ. Astron. Soc. Jpn. 42, 551 (1990).
 [14] E.L. Chupp, H. Debrunner, E. Flückiger *et al.*, Astrophys. J. 318, 913 (1987).
 [15] R.Z. Sagdeev, *Reviews of Plasma Physics*, edited by M.A. Leontovich (Consultants Bureau, New York, 1966), Vol. 4, pp.23-91.
 [16] R.Z. Sagdeev and V.D. Shapiro, Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pis'ma Red. 17, 387 (1973) [JETP Lett. 17, 279 (1973)].
 [17] M.A. Lee, V.D. Shapiro and R.Z. Sagdeev, J. Geophys. Res., [Oceans] 101, 4777 (1996).
 [18] R. Sugihara and Y. Midzuno, J. Phys. Soc. Jpn. 47, 1290 (1979).
 [19] T. Katsouleas and J.M. Dawson, Phys. Rev. Lett. 51, 392 (1983).
 [20] Y. Ohsawa, Phys. Fluids 29, 2474 (1986).
 [21] T.P. Armstrong, G. Chen, E.T. Sarris and S.M. Krimigis, *Study of Traveling Interplanetary Phenomena*, edited by M. A. Shea and D.F. Smart (Reidel, Dordrecht, 1977), p. 367.
 [22] R.B. Decker, Space Science Reviews 48, 195 (1988).
 [23] K. Maruyama, N. Bessho and Y. Ohsawa, Phys. Plasmas 5, 3257 (1998).
 [24] T. Masaki, H. Hasegawa and Y. Ohsawa, Phys. Plasmas 7, 529 (2000).
 [25] S. Usami, H. Hasegawa and Y. Ohsawa, Phys. Plasmas 8, 2666 (2001).
 [26] S. Usami and Y. Ohsawa, Phys. Plasmas 9, 1069 (2002).
 [27] S. Usami and Y. Ohsawa, Phys. Plasmas 11, 918 (2004).
 [28] S. Miyahara, T. Kawashima and Y. Ohsawa, Phys. Plasmas 10, 98 (2003).
 [29] E. Fermi, Phys. Rev. 75, 1169 (1949).
 [30] 西村 純, 現代の宇宙論 (早川幸男, 佐藤文隆, 松本敏雄編) 第9章 (名古屋大学出版会, 1988).