

非線形磁気音波による粒子加速

樋田 美栄子* 佐藤 正俊* 大澤 幸治*

Particle Acceleration by Nonlinear Magnetosonic Waves

by

Mieko Toida*, Masatoshi Sato* and Yukiharu Ohsawa*

Abstract: Nonstochastic particle acceleration by nonlinear magnetosonic waves is studied with theory and particle simulations. In this short paper, acceleration mechanisms of hydrogen ions, heavy ions, electrons, nonthermal energetic ions, and positrons are briefly described. The first three mechanisms are compared with solar energetic particles. For the last two mechanisms, simulations show that the maximum Lorentz factors of accelerated particles far exceed 100.

Key words: acceleration of particles, shock waves, plasmas, magnetohydrodynamic waves, particle simulation

概 要

非線形磁気音波による非統計的な粒子加速を、理論と粒子シミュレーションを用いて研究している。水素イオン、重イオン、電子、非熱的高速イオン、陽電子は、それぞれ異なる機構で加速される。それらの加速機構の概要とシミュレーション結果を解説する。太陽フレアにおける粒子加速との関連や、ローレンツ因子が100を越すような超相対論的粒子の生成についても議論する。

1. はじめに

粒子加速は、宇宙プラズマと実験室プラズマに共通な重要課題の一つである。特に、宇宙では様々な場所 [太陽フレア (Chupp 1987) や超新星残骸 (Koyoma 1995) 等] で高エネルギー粒子の存在が観測されているが、それらの生成には衝撃波が深く関与しているものと信じられている。加速の機構については、多くの場合、Fermi加速 (Fermi 1949) あるいは乱流電磁場の下での衝撃波による統計的 Fermi加速 (Blandford 1978) が応用されている。しかし、このモデルでは、太陽フレアで観測されているような短時間の加速 (Kane 1986) を説明することができない。

一方、磁気音波衝撃波による様々な非統計的な粒子加速機構が、粒子運動とプラズマの集団運動を同時に自己無撞着に解く粒子シミュレーションを用いて発見されてきた (Ohsawa 2004)。これらは、磁気音波衝撃波中 (あるいはその付近) の電磁場による加速であり、短時間で超相対論的な粒子を生成することが可能である。これらの性質は、Fermi加速では説明できないものであり、宇宙高エネルギー粒子の加速に応用するうえでも魅力的なものであると思われる。本稿では、第2章で非線形磁気音波の構造を解説した後、第3～7章でイオン、重イオン、電子、高速イオン、陽電子の加速機構の概要と粒子シミュレーション結果を示す。

* Department of Physics, Nagoya University

2. 非線形磁気音波中の電磁場

粒子の加速機構を理解するには、大振幅波中に形成される電磁場の構造を知らなければならない。波の伝播方向を x 方向、外部磁場を z 方向とすると、磁場の粗密波である磁気音波の非線形波（ソリトンや衝撃波）中では、磁場 B_z が増加する。そして、磁場の変動に対応した横電場 E_y が現れる。さらに、イオンと電子の質量の違いにより電荷分離が起こり電位 ϕ （したがって縦電場 E_x ）が形成される。基本的には、 B_z 、 E_y 、 ϕ は同じプロファイルを示し、波の領域で正の値を取る（図1を参照）。衝撃波前面の立ち上がりの幅（遷移領域の幅）は、電子の慣性長のオーダーである。ただし、3章で示すようなイオン加速が起こる場合は、イオンの慣性長のオーダーとなる。

外部磁場に対し斜め方向に伝播する場合は、磁場に平行方向の電場 E_{\parallel} 生じる。また、波の静止系に移ると、 $-y$ 方向に時間・空間的に一定な電場 $E_{y0} = (-v_{sh} B_0/c)$ が現れる。ここで、 v_{sh} は衝撃波の伝播速度、 B_0 は外部磁場の強さを表す。これらの電磁場それぞれが重要な役割を果たし、様々な加速機構をもたらす。

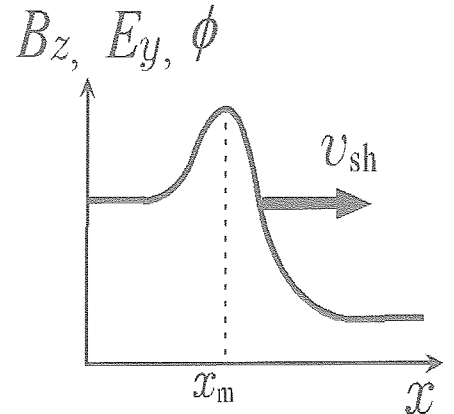


図1 非線形磁気音波中の電磁場のプロファイル。

3. イオン加速

イオンの加速機構は衝撃波上流での粒子の速度やイオンの種類に依存する。上流での粒子の速さを v_0 とする。 $v_0 < v_{sh}$ の熱的エネルギーレベルの粒子については、縦電場 E_x による反射が最も代表的な加速機構として挙げられる（Ohsawa 1986, Tokar 1987 など）。図2に、1種イオンプラズマ中のイオン加速についての粒子シミュレーション結果を示す。シミュレーションは、相対論的電磁粒子コードを使用している。磁気音波の衝撃波では、イオンだけでなく電子も本質的な役割を果たすため、イオンと電子のフルダイナミクスを計算している。（ただし計算時間を節約するため、イオンと電子の質量比は $m_i/m_e = 100$ とした。）図2は、イオン粒子の位相空間図 (x, p_x) 、 (x, p_y) と磁場 B_z のプロファイルを表す。一部の粒子（エネルギー分布の裾の部分の粒子）が、衝撃波面で縦電場 E_x によって反射され、 $v \sim 2v_{sh}$ の速さにまで加速されている。

このイオン反射は、無衝突衝撃波の最も主要なエネルギー散逸機構となる。このため、イオン反射に伴う大振幅波の非定常性や、反射粒子が引き起こす不安定性などについて、現在多くの理論・シミュレーション研究が進められている。

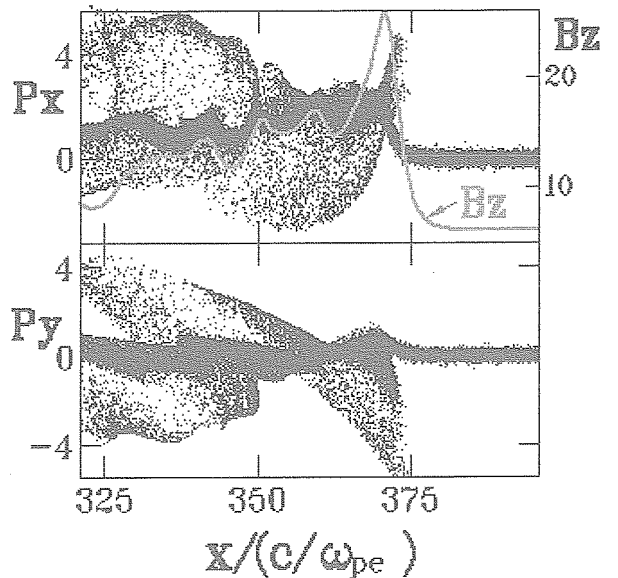


図2 イオンの位相空間図。実線は地場のプロファイルを表す。

4. 重イオン加速

宇宙プラズマのように、主成分を水素、副成分を重イオンとするプラズマでは、水素イオンの一部が縦電場により反射されるが、重イオンは反射されない。しかし、重イオンは全て横電場 E_y により加速されることが明らかにされている（Toida 1997）。図3に、H, He, C, Feを含むプラズマ中の大振幅パルスの電磁場プロファイルと、イオンの位相空間図 (x, v_y) を示す。He, C, Feの存在量は、Hの存在量に比べてずっと少ない値を設定している。副成分の重イオンの全て（全種類全粒子）が、パルス通過時に $+y$ 方向に加速されること、しかもその到達速度はほぼ共通であることが分かる。

この重イオン加速は、理論的には次のように説明できる。粒子の y 方向の運動方程式は

$$m_j \frac{dv_{jy}}{dt} = q_j \left(E_y - \frac{v_{jx}}{c} B_z \right)$$

と表せる。粒子は非線形波がやって来ると、強い電気力とローレンツ力を受ける。しかし、電子はドリフト近似が可能なため、 $E_y - v_{ex} B_z / c \approx 0$ が成り立ち、 y 方向の力は働かない。主成分の H は準中性条件 ($v_{Hx} \approx v_{ex}$) のため上式の右辺がほぼ 0 となる。しかし、副成分の重イオンは非線形波が来てもしばらく動かず、 $v_{jx} \approx 0$ のままである。このため、 y 方向の力の釣合いは成立せず、 E_y により v_{jy} が増加する。加速時間をローレンツ力により v_{jy} が v_{jx} に変換される時間とみなすと、 v_{jy} の最大値は

$$V_{jy} \approx [(B_m - B_0)/(B_m + B_0)] v_{sh}$$

と見積もられる (B_m は B_z の最大値)。これは、イオンの質量や電荷には依存しない。

図 2, 3 で示したイオンの加速機構は、太陽フレアにおける高エネルギー粒子の生成を説明するものである。例えば、太陽の磁力管 ($B=100$ G, $n=10^8$ cm $^{-3}$ とする) の中で、非線形磁気音波が励起されたとすると、この波は水素イオンと重イオンを共に 1 秒以下の短時間で、MeV 程度のエネルギーにまで加速することが可能である。(これは、太陽フレア粒子の観測値と同じオーダーである。) また、全ての重イオンが同じように加速されるという性質は、大規模フレアにおける高エネルギー重イオンの組成がコロナの組成とほぼ等しいという観測結果 (Meyer 1985) と一致する。なお、小規模フレアでは、 ^3He イオンの選択的加速現象 (^3He 過剰現象) が、報告されている (Reames 1990)。この現象については、非線形磁気音波による加速では説明できず、電流不安定性などによる理論モデルが提案されている (Toida 2004)。

また、多種イオンの存在は、粒子加速だけでなく、波の伝播や輸送においても重要な役割を果たす。特に近年、多種イオンプラズマでは、1 種イオンプラズマに比べてはるかに早く波が減衰しプラズマが加熱されることが明らかになってきた (Toida 2003)。このエネルギー散逸は、太陽コロナなどで有効に働くと考えられる。

5. 高速イオンの加速

本章では、既に非熱的なエネルギーを持っている高速イオンを仮定し、それらが大振幅波と遭遇した場合の更なる加速について考察する。 $v_0 \approx v_{sh}$ の粒子については、波乗り加速 ($V_p \times B$ 加速) の可能性が議論されている (Katsouleas 1983 など)。これは、縦電場 E_x とローレンツ力によって粒子を波の領域に捕捉し、波の系での定電場 E_{y0} によって加速するものである。(加速の向きは、図 2 で示した重イオン加速の向きとは逆であることに注意されたい。) しかし、この加速には上限が存在し、その上限値は次のように与えられる (Shapiro 2003)。

$$v_{ym} \approx (m_i / m_e)^{1/2} v_A (M - 1)^{3/2}$$

このため、波乗り加速による超相対論的加速は難しいとされている。

一方、 $v_0 \gg v_{sh}$ の高速イオンについては、斜め衝撃波によってローレンツ因子 γ が 100 を超えるような超相対論的加速が

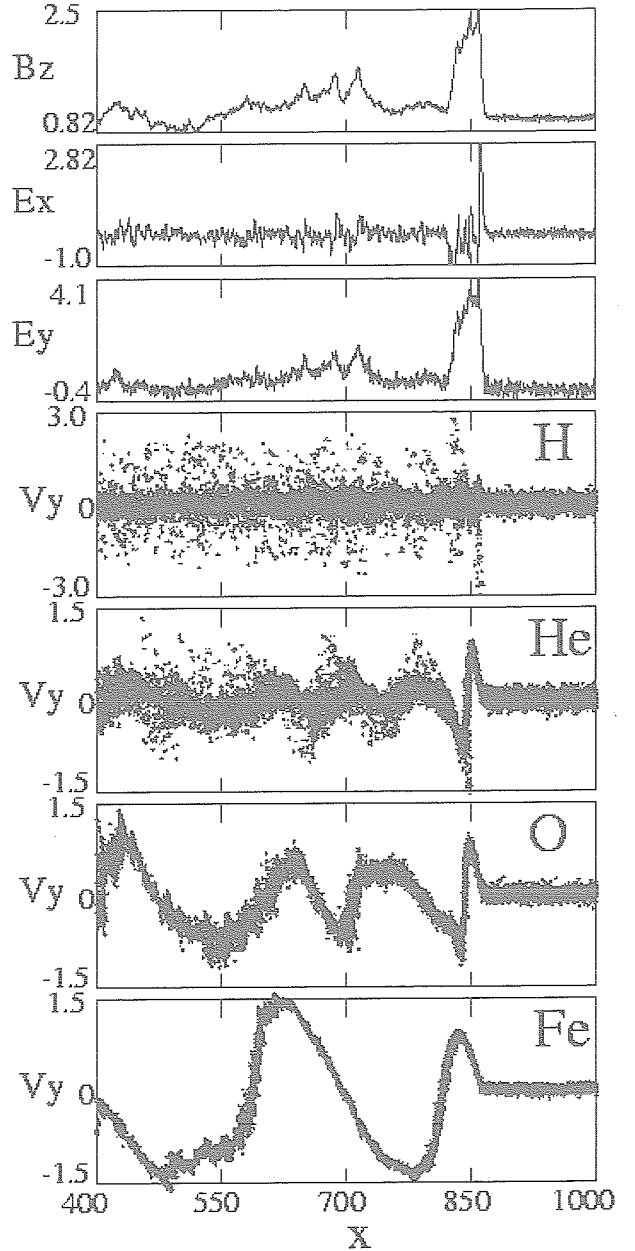


図 3 非線形磁気音波の電磁場のプロファイルと H, He, O, Fe イオンの位相空間図。

可能であることが、理論とシミュレーションによって示されている (Usami 2002). ただし、波の伝播速度が次の条件を満たしていることが必要である.

$$v_{sh} \approx c \cos \theta$$

ここで、 c は光速、 θ は波の伝播方向と外部磁場とのなす角である. 高速イオンは旋回運動により、衝撃波領域とその上流域を往復運動する. 粒子は衝撃波領域を通過時に、横電場により加速され磁場に垂直方向の運動量 p_{\perp} が増加する. そして、衝撃波を出る時に、磁場の変動により p_{\perp} の一部が p_{\parallel} に変換される. (従って v_{\parallel} が増加する.) $v_{\parallel} \cos \theta > v_{sh}$ になると粒子は衝撃波前面に抜け出てしまい、加速は終了する. しかし、 $v_{sh} \approx c \cos \theta$ を満たす場合は、 $v_{\parallel} \approx c$ となっても、粒子は衝撃波領域から抜出すことができない. このため、加速は長時間継続し、超相対論的粒子が生成されることとなる. 加速機構の詳細やシミュレーション結果については、文献 (Usami 2002) を参照されたい.

6. 電子の加速

電子は、イオンとは全く別の機構によって加速される. 現在のところ発見されている電子の加速機構としては、反射イオンが引き起こす不安定性によるもの (Hoshino 2002), 斜め衝撃波中の電磁場と後部の揺らぎによるもの (Bessho 1999), 衝撃波中の小振幅パルスによるもの (Sato 2005) などがあげられる.

図1に、斜め衝撃波による電子加速のシミュレーションを示す (Bessho 1999). これは、強磁場 ($|\Omega_e|/\omega_{pe} = 3$) で、非線形波の伝播角が $\theta = 45^\circ$ マッハ数が2.3の場合である. 大振幅波の主パルスの領域で、 $\gamma > 100$ の高エネルギー電子が生成されている. 斜め衝撃波は大振幅になると非定常となり、パルス後部に時間・空間的に変動する E_{\parallel} が生じる. この E_{\parallel} の揺らぎによって、一部の粒子が反射され主パルス領域に捕捉される. 捕捉された粒子は、大振幅波中の縦電場 E_x と波の系での定電場 E_{y0} によって加速される. この加速は、磁場が強く ($|\Omega_e|/\omega_{pe} > 1$), 波の伝播速度が $v_{sh} \approx c \cos \theta$ の関係を満たす場合に有効に働くものである.

一方、もっと広いパラメータ領域で強い電子加速をもたらすことが可能な別の機構が最近発見された (Sato 2005). 図5は、 $|\Omega_e|/\omega_{pe} = 0.4$, $\theta = 60^\circ$, マッハ数が18の場合のシミュレーション結果である.

$X = 780$ 付近に存在する小パルスの後方で、最も強い電子加速が起こっている. この小パルスは、非定常的に主パルスの後部で生成され、主パルスよりもやや遅い速度で伝播する. 加速される電子はこの小パルス後面をジャイロ運動により出入りしながら横電場からエネルギーを得て、超相対論的なエネルギーにまで達している. この電子加速は、磁場が弱い場合でも起こる (強い場合にも起こる) ため、衝撃波残骸における電子加速などにも適用できるのではないかと考えられる.

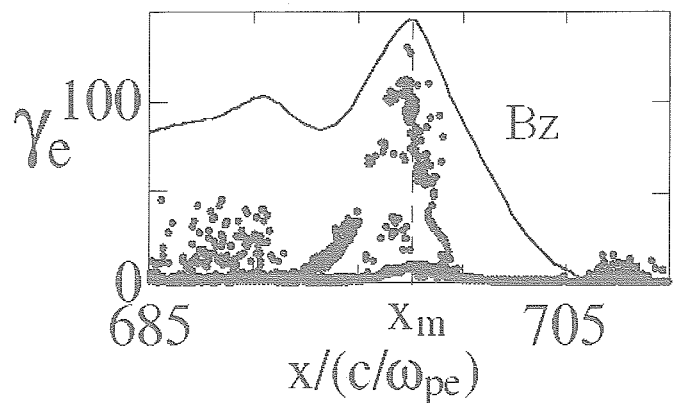


図4 斜め衝撃波の磁場のプロファイルと電子のエネルギー分布. 主パルス領域で超相対論的電子が生成されている.

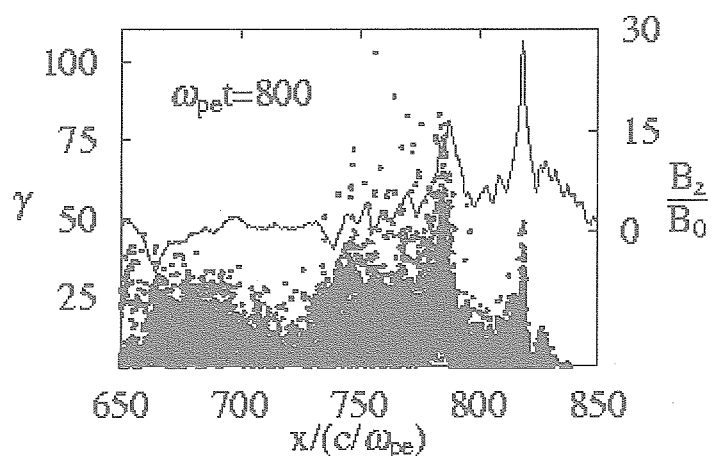


図5 衝撃波中の小パルスによる電子の加速.

7. 陽電子の加速

陽電子を含むプラズマは、パルサー磁気圏などに存在すると理論的に予測されている。このため、電子・陽電子プラズマ中の非線形波と粒子加速についても研究が進められてきた。しかし、現実には存在するプラズマには、電子・陽電子のほかに、イオンも含まれているものと考えられる。そして、このイオンの存在によって衝撃波中に縦電場が形成され（純粋な電子・陽電子プラズマでは形成されない）、この縦電場が強い陽電子加速を引き起こすことが明らかになってきた（Hasegawa 2003）。

図6は電子・陽電子・イオンプラズマ中の陽電子加速のシミュレーション結果である。陽電子の存在量は $n_p/n_e = 1/50$ と設定した。また、波の伝播角は $\theta = 42^\circ$ で、衝撃波の伝播速度は $v_{sh} \approx c \cos\theta$ を満たしている。図6には陽電子の位相空間図 (x, γ) がプロットされているが、ほぼ全ての陽電子が衝撃波面に補足され強い加速を受けていることが分かる。そして γ が500を超えるような陽電子も生成されている。なお、この加速のために衝撃波は一旦減衰するが、その後、波面が再構築され陽電子加速が回復することも、粒子シミュレーションによって示されている（Hasegawa 2005）。

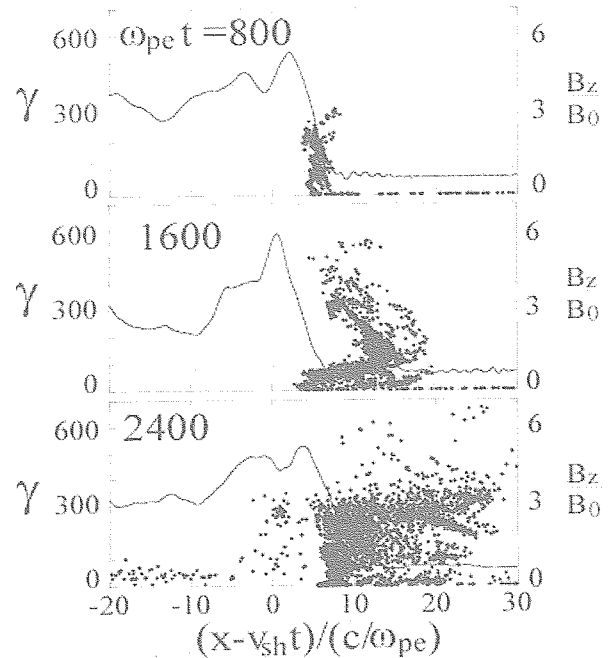


図6 電子・陽電子・イオンプラズマ中の陽電子加速のシミュレーション。

8. まとめ

非線形磁気音波は様々な機構で粒子を加速する。本稿では、水素イオン、重イオン、電子、高速イオン、陽電子の5種の粒子について、それぞれの加速の機構とシミュレーション結果を解説した。これらの従来の主な研究では、空間1次元性が仮定されているが、多次元の効果も重要である。今後は、波面に沿った方向の構造が、衝撃波の伝播や粒子加速にどのような影響を及ぼすのかを、多次元粒子シミュレーションを用いて明らかにしていきたいと考えている。

参考文献

- [1] Bessho, N., and Ohsawa, Y., Phys. Plasmas, 6, 3076, 1999; *ibid*, 9, 979, 2002.
- [2] Blandford, R. R., and Ostriker, J. P., Astrophys. J., 221, L29, 1978.
- [3] Chupp, E. L., *et al.*, Astrophys. J., 318, 913, 1987.
- [4] Fermi, E., Phys. Rev., 75, 1169, 1949.
- [5] Hasegawa, H., Usami, S., and Ohsawa, Y., Phys. Plasmas, 10, 3455, 2003.
- [6] Hasegawa, H., Kato, K., and Ohsawa, Y., Phys. Plasmas, 12, 082306, 2005.
- [7] Hoshino, M. and Shimada, N., Astrophys. J., 572, 880, 2002.
- [8] Kane, S. R., *et al.*, Astrophys. J., 300, L95, 1986.
- [9] Katsouleas, T. and Dawson, J., M., Phys. Rev. Lett., 51, 392, 1983.
- [10] Koyama, K., *et al.*, Nature, 378, 225, 1995.
- [11] Meyer, J. P., Astrophys. J. Suppl., 57, 151, 1985; *ibid*, 57, 153, 1985.
- [12] Ohsawa, Y., Physica Scripta, T107, 32, 2004.
- [13] Ohsawa, Y., Phys. Fluids, 28, 2130, 1985.
- [14] Reames, D. V., Astrophys. J., 73, 235, 1990.
- [15] Sagdeev, R. Z., Shapiro, V. D., J. Exp. Theor. Phys. Lett. 17, 279, 1973.
- [16] Sato, M., Miyahara, S., and Ohsawa, Y., Phys. Plasmas, 12, 052308, 2005.
- [17] Shapiro, V. D. and Ücer, D., Planet. Space Sci. 51, 665, 2003.

- [18] Toida, M. and Ohsawa, Y., *Solar Phys.* 171, 161, 1997.
- [19] Toida, M., Ohsawa, Y., and Jyounouchi, T., *Phys. Plasmas*, 2, 3329, 1995.
- [20] Toida, M. and Okumura, H., *J. Phys. Soc. Jpn.* 72, 1098, 2003.
- [21] Toida, M., Yoshiya, T., and Ohsawa, Y., *Phys. Plasmas*, 12, 102306, 2005.
- [22] Tokar, R. L., Gary, S. P., and Quest, K. B., *Phys. Fluids* 30, 2569, 1987.
- [23] Usami, S. and Ohsawa, Y., *Phys. Plasmas*, 9, 1069, 2002.