

電磁波による高エネルギー電子の 共鳴拡散過程についての計算機シミュレーション

加藤 雄人¹、小野 高幸¹、飯島 雅英¹

[1] 東北大学・理学研究科・地球物理

1 序

地球放射線帯外帯 (3.5~7.0 Re) は磁気嵐に対して敏感な応答を示し、磁気嵐主相において外帯を構成する高エネルギー電子フラックスが消失した後、回復相において再形成される様相が複数の飛翔体による観測結果から明らかとなっている [Baker et al., 1994; Li et al., 1997; Obara et al., 2000; Meredith et al., 2002]。

この外帯再形成の要因として、プラズマシートを起源とする数十~数百 keV のエネルギーを持ったホット電子が放射線帯外帯領域まで輸送されるとする Radial Diffusion モデル [Schulz 1991; Brautigam and Albert 2000] が提唱されているが、近年の観測結果からは Radial Diffusion のみでは観測される高エネルギー電子のフラックスを賄い切れないことが示されており [Meredith et al., 2002; Horne et al., 2003a]、それを補う加速機構として放射線帯内部でのプラズマ波動との共鳴による加速が重要であるとされている。

放射線帯における高エネルギー電子の共鳴拡散過程については、準線形理論に基づいた研究が 60~70 年代より盛んに行われており、共鳴による高エネルギー電子のピッチ角拡散が Slot-Region の形成に重要な役割を果たす事が明らかにされている [e.g. Kennel and Engelmann, 1966; Lyons 1974]。これらの研究成果を基礎として、近年では Fokker-Planck 方程式を用いたシミュレーションにより、共鳴電子の加速効率、速度分布の時間変動量等が議論されてきている。特に、磁気嵐時に強い強度で観測される、Whistler-mode の波動との共鳴を取り上げた研究では、広い帯域のスペクトルを仮定して電子と波動との共鳴が継続することによって生じる統計的加速により keV 電子から MeV オーダーのエネルギーへの加速が実現可能とされ、高エネルギー電子の生成プロセスの中でも有力な候補に挙げられている [Summers and Ma, 2000; Miyoshi et al., 2003]。

準線形理論に基づいて得られる結果は観測と良く一致してはいるものの、速度分布の時間変化量を表す拡散係数の妥当性の評価が、課題として残されている。拡散係数は様々な仮定の下で導出が行われるが、その仮定が実際の内部磁気圏における環境に合致するものであるかについては議論の余地が残されており、非線形効果の影響とともに、計算機シミュレーションによる評価が必要とされる点である。

本研究では、この拡散係数の検証と、共鳴拡散過程での電子加速量の評価を目的として、独自に開発したシミュレーションコードを用いて計算機実験を行った。

2 シミュレーションの概要

ホット電子と電磁波とのサイクロトロン共鳴を扱う為には、波長が km オーダーの電磁波と、その伝搬の媒質となるコールド電子とを同時に取り扱う必要があることから、本研

究では、電子をその Larmor 半径に着目して区別し、コールド電子を流体、ホット電子を粒子として扱うモデルを用いてシミュレーションコードを構築した。このようなモデルを用いることにより、大きな空間スケールが必要とされることから従来用いられてきたシミュレーションスキームでは実現が困難であった、任意の帯域を持つ電磁波とのサイクロトロン共鳴による共鳴粒子の運動について取り扱うことが可能となった。

基礎方程式は以下の通りである。

$$\frac{\partial \mathbf{v}_f}{\partial t} = -(\mathbf{v}_f \cdot \nabla) \mathbf{v}_f - \frac{en}{\rho_f} (\mathbf{E} + \mathbf{v}_f \times \mathbf{B}) \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_f}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho_f \mathbf{v}_f) \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0 \epsilon_0} \nabla \times \mathbf{B} - \frac{1}{\epsilon_0} \mathbf{J} \quad (4)$$

$$\frac{d\mathbf{p}_p}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v}_p \times \mathbf{B}) \quad (5)$$

$$\frac{d\mathcal{E}_{kin}}{dt} = \mathbf{v}_p \cdot \frac{d\mathbf{p}_p}{dt} \quad (6)$$

$$\mathbf{p}_p = \frac{\mathbf{v}_p}{c^2} \mathcal{E}_{kin} \quad (7)$$

ここで、添字 f, p はそれぞれ電子の流体成分、粒子成分の物理量を示し、 \mathbf{p} 及び \mathcal{E}_{kin} はそれぞれ高エネルギー電子の運動量及び運動エネルギーを示す。

本研究のモデルと同様な、コールド電子を流体、ホット電子を粒子として扱うモデルが用いられた研究としては、これまでに数例の報告例があり、いずれも粒子コードに比較して長い時間・空間スケールの現象を扱える利点が活かされている。一つはプラズマ波動を解析的に与えた上で、その振幅及び位相の時間変化と共鳴粒子の運動について解く Long-Time-Scale Simulation [Rathmann et al., 1978; Omura and Matsumoto, 1982]、もう一つは理論物理の分野で、Darwin 近似により静電波のみを考慮し、初期条件としてホット電子に与えた空間構造の時間的な変化に着目したシミュレーション [Taguchi et al., 2001] である。これら従来のモデルに対して本研究で用いるモデルの特徴としては、基礎方程式として Maxwell 方程式を近似なく用いて、系内での波動の伝播を解き進めることで、より広い周波数領域に渡るプラズマ波動を取り扱うことが可能となる点と、粒子運動に対して相対論効果を考慮しつつ、波動と電子との間でのエネルギーの授受を取り扱う点が挙げられる。

シミュレーション空間はホット電子の分布する領域と、電場を強制的に振動させることにより波動を生成する領域とに分けている。波動の生成領域から、任意の周波数・モードのプラズマ波動をホット電子の分布する系内に注入し、その伝搬の過程で生じる共鳴によって電子の運動に及ぼされる変化について着目する。

3 シミュレーション結果

まず始めに、1次元のシミュレーションコードを用いて、背景磁場に対して平行に伝搬する Whistler 波動と、約 100keV のホット電子 (図 1) との共鳴について、単色波を注入

した場合と帯域を持たせた場合との結果の比較を行った。シミュレーション空間は grid 幅を約 100m として 4096 grid、Time Step 幅を $7.5 \times 10^{-3} \Omega_e^{-1}$ として $7500 \Omega_e^{-1}$ (約 270 msec に相当) 分の計算を行った。初期条件として系の中のプラズマパラメータを $f_p/f_c=1.0$ (Plasmapause 外縁部に相当; f_p 、 f_c はそれぞれ電子のプラズマ周波数とサイクロトロン周波数を示す)、ホット電子の数密度は背景のコールド電子の数密度に対して 10^{-6} と設定した。

Whistler 波動として周波数が $0.5 f_c$ の単色波を注入した場合と、 $0.3 \sim 0.6 f_c$ の帯域を持たせた場合でのシミュレーション結果から得られた共鳴粒子の分布について図 2 に示す。ここで注入波形については、どちらの条件でも振幅の実効値が 1mV/m となるように設定している。また、共鳴粒子の判別条件としては、初期速度の 0.1% 以上の速度変化か、ピッチ角が 0.1 度以上変化した電子について共鳴粒子として取り上げた。その結果、共鳴粒子の分布は共鳴曲線に従う分布を示し、シミュレーション中において共鳴の様相が正確に記述できていることが示された。

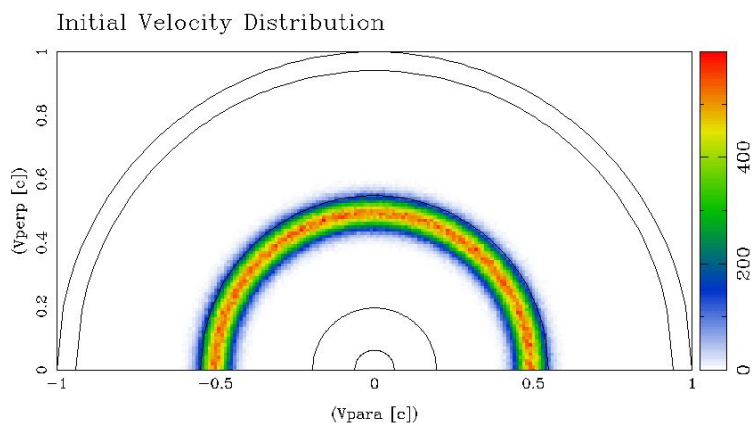


図 1: 位相空間上での Hot Electron の初期速度分布。横軸、縦軸は電子の持つ速度の磁場に対する平行成分と垂直成分を、それぞれ光速で規格化して示している。また、図中の実線は等エネルギー線であり、内側から 1、10、100keV、1MeV 及び光速を示している。

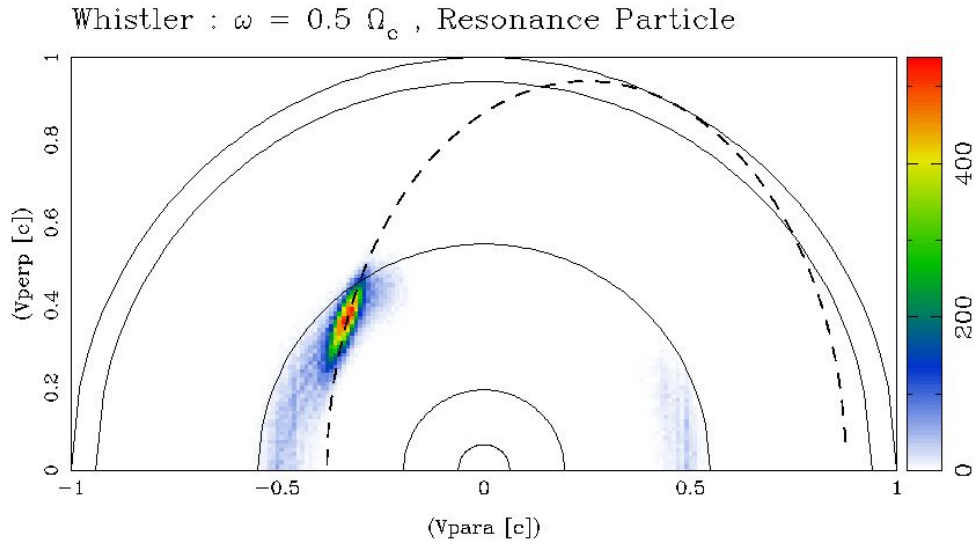
この結果を受けて、シミュレーション中で生じる共鳴拡散による高エネルギー電子の分布の変化量と、準線形理論に基づいて求められる拡散係数を用いて拡散方程式を解くことにより求められる分布の変化量との比較を行った。ここで拡散方程式は、

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \frac{1}{p \sin \alpha} \frac{\partial}{\partial \alpha} \sin \alpha \left(D_{\alpha\alpha} \frac{1}{p} \frac{\partial f_0}{\partial \alpha} + D_{\alpha p} \frac{\partial f_0}{\partial p} \right) + \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} p^2 \left(D_{p\alpha} \frac{1}{p} \frac{\partial f_0}{\partial \alpha} + D_{pp} \frac{\partial f_0}{\partial p} \right) \quad (8)$$

であり、拡散係数の導出においては一般的に用いられている Albert (1999) の手法を用いる。

比較を行う際には、Whistler-mode の波動の帯域と、高エネルギー電子の速度及びピッチ角の初期分布を同じ条件に設定する。また、高エネルギー電子の加速が有効に働くとされている赤道域のプラズマポーズ外縁部を想定し、初期パラメータとして $f_p/f_c=1.0$ の

(a)



(b)

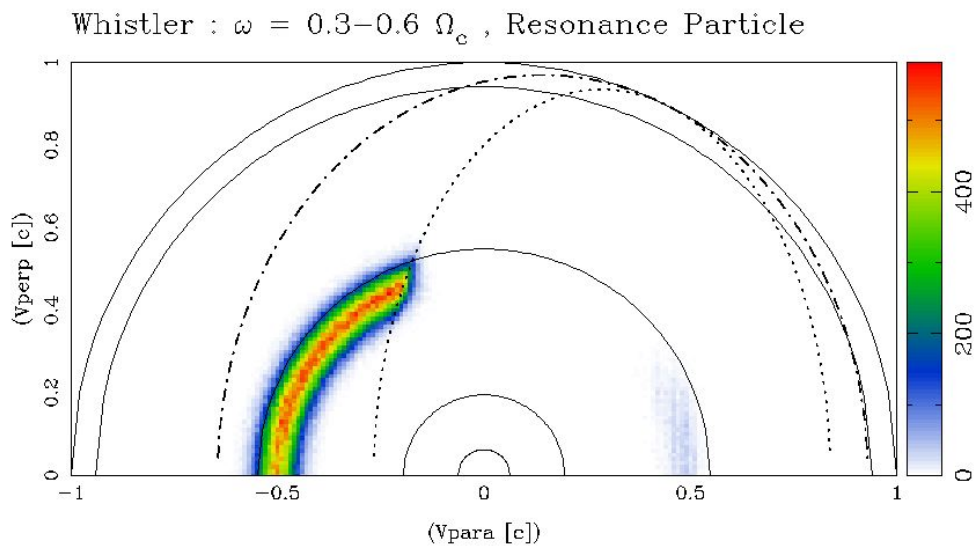


図 2: Whistler 波動として単色波を注入した場合 (a) と帯域を持たせた場合 (b) での共鳴粒子の位相空間上での分布。横軸、縦軸はそれぞれ、光速で規格化された電子の速度の背景磁場に対する平行成分と垂直成分を示し、図中の破線は相対論効果を考慮したサイクロトロン共鳴条件から得られる共鳴曲線を示す。

条件下で $7500 \Omega_e^{-1}$ の時間が経過した後での、初期分布からの変化を比較した。その結果 (図 3)、速度分布の変化については同様な傾向を持つものの、その大きさについては準線形理論に基づく解では大きく見積もられていることが示され、ピッチ角の拡散については大きく異なる結果が示された。

シミュレーション結果と準線形理論に基づく結果との間に現れる差異の要因として、次の 2 点が挙げられる。

第一に、拡散係数の導出において用いられる仮定が破綻している可能性が指摘される。拡散係数を導出するにあたって用いた Albert (1999) の手法では、背景のプラズマ密度が高い環境が想定されており、Whistler-mode の分散が近似された形で用いられている。それにより、今回の計算で用いたプラズマパラメータではその近似が成立せず、拡散係数の値が不正確なものとなっている可能性がある。この点は Horne et al. (2003b) においても指摘されており、低密度なプラズマ環境下では近似を用いずに分散を解く必要性が示されている。

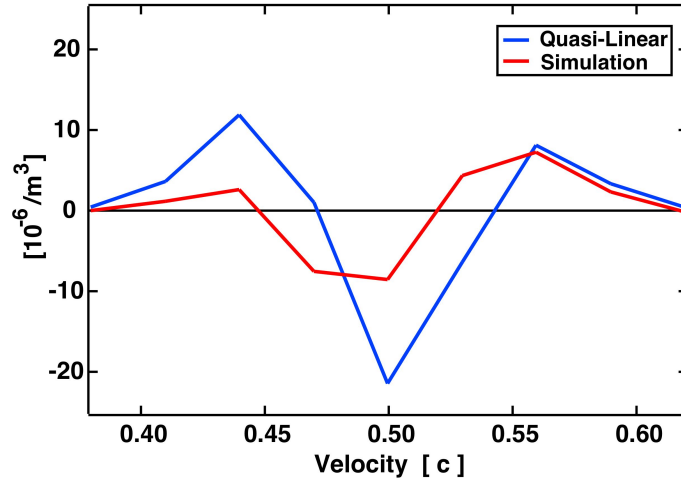
第二に、開放系と孤立系の違いが挙げられる。シミュレーションにおいては、プラズマ波動をホット電子の分布する系の外から注入する方法をとることにより、現実の磁気嵐時における内部磁気圏に近い開放系としての取り扱いを実現している。それに対して、準線形理論では仮定の一つとして孤立系が用いられており、波動と粒子との間での相互作用が準平衡状態に至った後の分布の変化について記述している。この系の違いが、互いの共鳴拡散の様相の違いとなって現れていると考えられる。

4 まとめ

本研究で独自に開発を行ったシミュレーションコードを用いて、磁気嵐回復相での放射線帯外帯領域の再形成において重要であるとされる共鳴拡散についての計算を行った。シミュレーションの結果から、Whistler-mode の波動と約 100keV の電子との共鳴の様相が正確に記述できていることが示され、また、準線形理論に基づいて得られる拡散の様相との比較から、本研究で用いたパラメータの下では準線形理論では正確な拡散の様相が再現できていないことが示された。

以上の結果は、放射線帯外帯領域での共鳴拡散の様相について、より現実に即したプラズマ環境を考慮することによる拡散係数の再評価と、開放系としての取り扱いに基づく加速過程の再検討の必要性を示している。

(a)



(b)

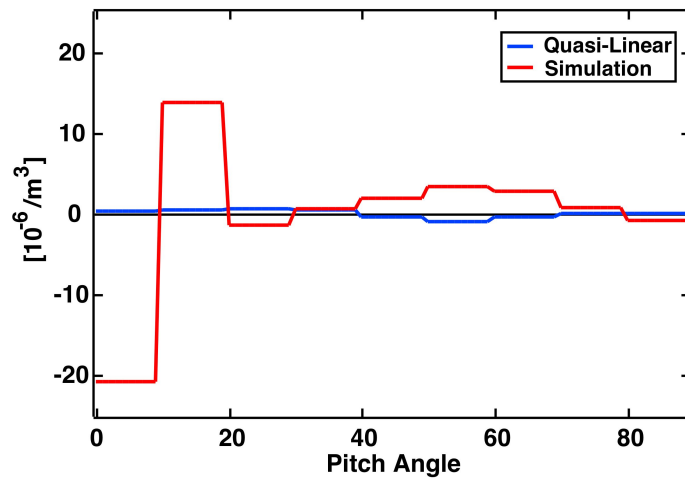


図 3: Whistler-mode の波動との共鳴の結果生じる拡散による分布の変化量の、シミュレーション結果と拡散方程式の解との比較。(a) は速度分布、(b) はピッチ角分布の初期分布からの変化量をそれぞれ示す。

参考文献

- [1] Albert, J. M. Analysis of quasi-linear diffusion coefficients. *J. Geophys. Res.*, **104**, 2429–2441, 1999.
- [2] Baker, D. N., J. B. Blake, L. B. Callis, J. R. Cummings, D. Hovestadt, S. Kanekal, B. Klecker, R. A. Mewaldt, and R. D. Zwickl. Relativistic electron acceleration and decay time scales in the inner and outer radiation belts: SAMPEX. *Geophys. Res. Lett.*, **21**, 409–412, 1994.
- [3] Horne, R. B., S. A. Glauert, and R. M. Thorne. Resonant diffusion of radiation belt electrons by whistler-mode chorus. *Geophys. Res. Lett.*, **30**, 1493–1496, 2003.
- [4] Horne, R. B., N. P. Meredith, R. M. Thorne, D. Heynderickx, R. H. A. Iles, and R. R. Anderson. Evolution of energetic electron pitch angle distributions during storm time electron acceleration to megaelectronvolt energies. *J. Geophys. Res.*, **108**, 1016, 2003.
- [5] Kennel, C. F. and F. Engelmann. Velocity space diffusion from weak plasma turbulence in a magnetic field. *Phys. Fluids*, **9**, 2377–2388, 1966.
- [6] Li, X., D. N. Baker, M. Temerin, T. E. Cayton, E. G. D. Reeves, R. A. Christensen, J. B. Blake, M. D. Looper, R. Nakamura, and S. G. Kanekal. Multisatellite observations of the outer zone electron variation during the November 3–4, 1993, magnetic storm. *J. Geophys. Res.*, **102**, 14123–14140, 1997.
- [7] Lyons, L. R. Pitch angle and energy diffusion coefficients from resonant interactions with ion-cyclotron and whistler waves. *J. Plasma Phys.*, **12**, 417–432, 1974.
- [8] Meredith, N. P., R. B. Horne, D. Summers, R. M. Thorne, R. H. A. Iles, D. Heyndreickx, and R. R. Anderson. Evidence for acceleration of outer zone electrons to relativistic energies by whistler mode chorus. *Ann. Geophys.*, **20**, 967–979, 2002.
- [9] Miyoshi, Y., A. Morioka, T. Obara, H. Misawa, T. Nagai, and Y. Kasahara. Rebuilding process of the outer radiation belt during the 3 November 1993 magnetic storm: NOAA and EXOS-D observations. *J. Geophys. Res.*, **108**, 2003.
- [10] Obara, T., T. Nagatsuma, M. Den, Y. Miyoshi, and A. Morioka. Main-phase creation of “seed” electrons in the outer radiation belt. *Earth Planets Space*, **52**, 41–47, 2000.
- [11] Omura, Y. and H. Matsumoto. Computer simulations of basic process of coherent whistler wave-particle interactions in the magnetosphere. *J. Geophys. Res.*, **87**, 4435–4444, 1982.
- [12] Rathmann, C. E., J. L. Vomvouridis, and J. Denavit. Long-time-scale simulation of resonant particle effects in Langmuir and whistler waves. *J. Computational Phys.*, **26**, 408–442, 1978.
- [13] Summers, D. and C. Y. Ma. A model for generating relativistic electrons in the Earth’s inner magnetosphere based on gyroresonant wave-particle interactions. *J. Geophys. Res.*, **105**, 2625–2639, 2000.
- [14] Taguchi, T., J. Thomas M. Antonsen, C. S. Liu, and K. Mima. Structure formation and tearing of an MeV cylindrical electron beam in a laser-produced plasma. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 5055–5058, 2001.