

平成 21 年度名古屋大学太陽地球環境研究所「研究集会」

STE シミュレーション研究会
宇宙プラズマ波動研究会
合同研究集会

名古屋大学太陽地球環境研究所

日時：2009 年 10 月 28 日－30 日

場所：仙台市戦災復興記念館（宮城県仙台市）

はじめに

加藤 雄人（東北大学理学研究科）

羽田 徹（九州大学総合理工学研究院）

梅田 隆行（名古屋大学太陽地球環境研究所）

本研究集会は、2009 年 10 月 28 日から 30 日までの 3 日間、宮城県仙台市の戦災復興記念館において、東北大学 Global COE「変動地球惑星学の統合教育研究拠点」との共催の下、太陽地球環境研究所研究集会「STE シミュレーション研究会：粒子加速と波動粒子相互作用」および「宇宙プラズマ波動研究会」の合同開催という形で行われました。

「STE シミュレーション研究会」は、太陽地球系科学・プラズマ科学に関するシミュレーション全般、宇宙天気モデリング／シミュレーション、ハイパフォーマンスコンピューティングや 3 次元可視化技術などに関する最新の研究成果を議論するとともに、太陽地球環境研究所の計算機共同利用研究の成果発表を行う場として毎年度開催されており、2008 年 3 月に新しく発足した地球電磁気・地球惑星圏学会 (SGEPSS) 太陽地球惑星系科学シミュレーション分科会の幹事を中心に企画・運営が行われています。「宇宙プラズマ波動研究会」は、毎年度複数回開催されている SGEPSS 波動分科会の企画の 1 つとして開催されました。本研究集会は、2 つの分科会が主催する研究集会の合同開催として、波動分科会の流儀に則り 1 件当たりの講演時間を 30 分以上割り当て、十分に議論できる時間を確保しました。

今回は特に、粒子加速と波動粒子相互作用に焦点を当てた講演を募り、放射線対粒子加速に関連した講演が 1 件、衝撃波に関連した講演が 4 件、プラズマ波動に関する講演が 3 件ありました。また基調講演として、惑星間空間（高知高専・成行泰裕助教）、内部磁気圏（名古屋大学 STEL・三好由純助教）および、宇宙太陽発電所（京都大学 RISH・橋本弘藏教授）に関して波動研究とシミュレーション研究との連携を視野に入れた 3 件の講演がありました。特別企画としては、かぐや衛星の観測結果に関する招待講演（東北大学 PPARC・熊本篤志准教授）及び、今後の波動・シミュレーション研究の展開の方向の 1 つとして、大気波動に関連した 3 件の招待講演（神戸大学・高橋芳幸助教、情報通信研究機構・品川裕之博士、陣英克博士）がありました。波動・プラズマ・シミュレーション・大気などの異なるバックグラウンドを持つ研究者が介したこともあり、研究者間の交流が促進されたように思います。今後もこのような合同研究集会が継続的に開催され、研究者間の交流が情報の共有だけでなく共同研究へと発展することを期待します。

最後に、本研究集会開催にあたり、東北大学理学研究科の寺田直樹准教授と藤原均助教には、会場の準備及び会議の進行においてご尽力いただきましたので、この場を借りて感謝申し上げます。

平成 22 年 2 月

「STE シミュレーション研究会」・「宇宙プラズマ波動研究会」合同研究集会
講演集録

橋本 弘藏

波動研究、宇宙太陽発電所とシミュレーションへの期待・・・・・・・・・・ 1

三好 由純

ジオスペースダイナミクスの中でのプラズマ波動・・・・・・・・・・ 5

藤田 茂、田中 高史

周期的太陽風変動に対する磁気圏変動・・・・・・・・・・ 9

成行 泰裕

太陽風磁気流体波動と太陽風シミュレーションについて・・・・・・・・ 13

高橋 芳幸、林 祥介、石渡 正樹、中島 健介

大気大循環モデルを用いた惑星大気の数値計算・・・・・・・・・・ 15

陣 英克、三好 勉信、藤原 均、品川 裕之、寺田 香織

大気波動を介した大気圏 - 電離圏結合過程その 1 (大気潮汐) ・・・・ 19

品川 裕之、家森 俊彦、陣 英克

大気波動を介した大気圏 - 電離圏結合過程その 2 (音波、重力波) ・・・・ 23

小路 真史、大村 善治

ミラー不安定性の非線形発展の研究・・・・・・・・・・ 27

齊藤 慎司、S. Peter Gary

ホイッスラー乱流のプラズマ β 依存性について・・・・・・・・・・ 31

加藤 雄人、大村 善治、小嶋 浩嗣

ユーラス放射生成と相対論的電子加速：

理論・シミュレーション研究及び直接計測の可能性・・・・・・・・ 35

Mohammad Javad Kalaei, Yuto Katoh, Atsushi Kumamoto, Takayuki Ono, and Yukitoshi Nishimura Simulation of mode conversion process from upper-hybrid waves to L0-mode waves in the vicinity of the plasmopause	37
樋田 美栄子 斜め衝撃波中の捕捉電子による電磁場生成とその効果	41
杉山 徹 衝撃波での粒子加速の解析	45
松清 修一、平川 貴之、羽田 亨、梅田 隆行 衝撃波上流における反射電子の振る舞い	49
梅田 隆行、山尾 雅博、木谷 佳隆、齊籐 慎司、山崎 了、松清 修一、大平 豊、杉山 徹 衝撃波静止系コードによるスケール間結合の研究	53
中村 琢磨、長谷川 洋、篠原 育 粒子シミュレーションに見る速度勾配層の構造	57
深沢 圭一郎、梅田 隆行、荻野 瀧樹、田中 高史 スカラ型計算機における電磁流体シミュレーションの性能測定	61
寺田 直樹、松本 洋介、梅田 隆行、三好 隆博、深沢 圭一郎 高精度中心スキームを用いた磁気圏シミュレーション	65
羽田 亨、篠原 俊二郎、谷川 隆夫、船木 一幸、西田 浩之 外部電磁場によるプラズマ加速：次世代無電極推進機関のモデリング	67
熊本 篤志 「かぐや」月レーダサウンダ（LRS）による成果	71
資 料	
研究会プログラム	75
参加者リスト	77

波動研究、宇宙太陽発電所とシミュレーションへの期待

橋本 弘藏（京都大学生存圏研究所）

1. はじめに

宇宙太陽発電所（SPS）に関連したエネルギー・環境問題も様々なところで紹介されている。枚数に限りがあるので、波動研究に関する事項は省略し、宇宙太陽発電所とシミュレーションへの期待に関して、論文の紹介を含めて重点的に記述する。

2. 宇宙太陽発電所（SPS）と波動の強度

SPS の典型的なモデルは、静止軌道で太陽電池で発電し、2.45GHz あるいは 5.8GHz 程度のマイクロ波で 100 万 kW(1GW)程度の電力を地上に伝送しようとするものである。天候に左右されずに 24 時間、炭酸ガスを出さずに発電できるクリーンな電力源として注目されている。平成 21 年 6 月には、宇宙基本計画に「H 宇宙太陽光発電研究開発プログラム」が認められ、以下のように記述されている。この機会に、シミュレーションを含めた電離圏等に関する検討も進むことが期待される。

- 宇宙太陽光発電について、関係機関が連携し、総合的な観点からシステム検討を実施する。並行して、エネルギー伝送技術について地上技術実証を進める。
- その結果を踏まえ、十分な検討を行い、3 年程度を目途に、大気圏での影響やシステムの的な確認を行うため、「きぼう」や小型衛星を活用した軌道上実証に着手する。

典型的なパラメータを表 1 に示す。地上や電離圏での電力密度は、生体への影響を抑えるために、太陽と同じ電力密度である 1kW/m^2 (100mW/cm^2)が上限と考えてよい。といっても電界強度に直すと 614V/m になる。この強度で、電離圏や大気圏に影響を与えないかどうかの評価が問題となる。なお、常時浴びても大丈夫と考えられている値は、 1mW/cm^2 で、SPS からの電波の受電域の境界での値となる。これより内側では電力密度が高く、立ち入り禁止区域となる。

3. SPS の電離圏、大気圏への影響(白書)

国際電波科学連合（URSI）は、2007 年に SPS に関する白書[1]を発表した。URSI で最初の、今のところ唯一の白書で、筆者らが中心となってまとめた Report+Appendix[2]と、それに基づいて Board でまとめられた白書の本文からなる。そのうち SPS の電離圏、大気圏への影響の概要を主として紹介するが、これらに関する検討は、最近の貢献が少ない点が気になる。これからの貢献に期待するところが大きい。

生体への影響に関して、白書[1]では以下のように書かれている。

- JAXAモデルでは電力密度がレクテナ中心で 100 mW/cm^2 となっており、安全基準を超えている。厳格な管理が必要である。レクテナ領域外では安全基準以下に保たれている。

先ずは、白書本文から紹介する。電離層の影響に関する解析がESAとの契約で行われている[3]。ここでは、大きなCME時を例に挙げ、SPSの強度が 18%も減衰するとしているが、筆者の計算では過大に見積もっても 10%にしかならなかった。電離層での 3GHzでのオーム加熱が、(NASAの設計の約 2 倍の) 500 W/m^2 の電力密度では、E層で 200 Kから 1000 Kに上昇すると理論的に評価されている[4]。電離層でマイクロ波を放射するロケット実験が日本で行われた[5]。SPSが電離層に与える影響や、電離層の影響は、はっきりしていない。強力なマイクロ波が成層圏に与える影響が、文献[6]で理論的、実験的に評価されている。オゾン層は破壊ではなく、形成されるがSPSの場合よりもずっと強力な場合である。雨の区間の経路長を 4 kmとした場合、5.8 GHzにおける降雨減衰は 降雨量が 10 mm/h, 50 mm/h, and 100 mm/h の場合に、それぞれ 0.16 dB, 1.2 dB, and 2.8 dBとなる[7]。ただし 100 mm/hとなるのはまれである[2]。

4. 電離層・磁気圏への影響 (Report)

白書の Report+Appendix[2]の要約を示す。

(1) 電離層のオーム加熱と三波相互作用

文献 4 によると、前述のようなマイクロ波放射による温度上昇が予測されているが、再結合係数の温度依存性のために電子密度は減ることになる。しかし、高電力マイクロ波による電離層加熱の観測はない。ロケットからのマイクロ波放射実験[8,9]でも、オーム加熱は観測されなかった。この実験で期待される加熱は 100K 以下であり、ラングミュアプローブでは観測できない。マイクロ波の照射域も狭い。低周波ほど加熱の効率が良いので、短波帯(2-10MHz)で高電力(~1MW)で高利得(16-30dB)のアンテナを使った実験が行われた。D 層のオーム加熱の評価は電気伝導度や電流変調を通して観測できる[10]。極域中間圏のレーダによる加熱も観測されている[11,12]。IS レーダによる温度上昇の直接測定は、難しくて稀である[13]。

934MHz のレーダ実験[14]の他に強力なマイクロ波で電離層にプラズマ波を起こした実験は、日本の MINIX 実験[8,9,15]だけである。親子ロケットで 830W, 2.45 GHz のマイクロ波を送信し、三波相互作用によるサイクロトロン周波数の $3/2$ 倍の電子サイクロトロン波やラングミュア波が短波帯で観測された。これらの結果は、理論的予測[16]とは異なり、線スペクトルではなく広がったスペクトルであったことや、サイクロトロン波がラングミュア波よりも強かった。これらの実験結果は、より実際に近い計算機シミュレーションで説明された[17]。

(2) 電気推進の磁気圏への影響

SPSの輸送では、比推力（単位重量の推進剤で単位推力を発生させ続けられる秒数；Wikipedia）の大きい電気推進が必要である。大量の重イオンを出すので、磁気圏プラズマに与える影響を評価しておく必要がある。重イオンと磁場の相互作用は理論計算がある[18,19]。MHD波の励起と背景プラズマの加熱やショックの形成がハイブリッドコードによるシミュレーションで明らかにされた[20]。加熱過程やパラメトリックインスタビリティが起こる可能性もあり、ELFやULF波動が放射線帯のダイナミクスに影響を与えるかもしれない。

5. むすび

以上見てきたように、MINIX 実験という、理論的に予測してロケット実験を行い、その結果を計算機シミュレーションですするという成功例がある。これは 1983 年に実験され、シミュレーションは 1995 年の論文である。SPS も進歩し、シミュレーションもそれ以上に発達し、大規模なものも可能になった。SPS は安全に実現されるべきものであるが、「我々が予期しないことが起こらないとも言えないのが問題である」という考えがある。これに対抗するのは今までは難しかった。しかし今や、「強力な電磁波を電離層に入れた時に、ほぼ全ての相互作用を起こせるコード」を作るのも夢ではなくなっている。これができれば、何かが起こるほど電磁波を強くすれば閾値が分かり、SPS の影響を評価できる。その際の物理パラメータを得るのは容易である。従って、現象の理解も早い。新しい現象なので論文にすることも容易であろう。SPS は単なる例であり、応用例は非常に広い。このような「理想のシミュレーション」に挑戦する価値があるのではないか。

参考文献

1. URSI white paper on solar power satellite (SPS) systems, Radio Science Bulletin, No. 312, 13-27, June 2007.
2. H. Matsumoto and K. Hashimoto (eds.), *Report of the URSI Inter-Commission Working Group on SPS*, URSI, 2007, available at <http://www.ursi.org>.
3. T. R. Robinson, T. K. Yeoman, and R. S. Dhillon, "Environmental Impact of High Power Density Microwave Beams on Different Atmospheric Layers," Radio and Space Plasma Physics Group Tech. Rep. 63, ESA Contract number: 18156/04/NL/MV, Leicester University, UK, 2004.
4. F. W. Perkins and R. G. Roble, "Ionospheric Heating by Radio Waves: Predictions for Arecibo and the Satellite Power Station," *J. Geophys. Res.*, **83**, A4, 1977, pp. 1611-1624.
5. H. Matsumoto, N. Kaya, I. Kimura, S. Miyatake, M. Nagatomo, and T. Obayashi, "MINIX Project Toward the Solar Power Satellite – Rocket Experiment of Microwave Energy Transmission and Associated Nonlinear Plasma Physics in the Ionosphere," ISAS Space Energy Symposium, 1982, pp. 69-76.
6. G. M. Batanov, I. A. Kossyi, and V. P. Silakov, *Plasma Physics Reports*, **28**, 3, 2002, pp. 204-228 (translated from *Fizika Plazmy*, **28**, 3, 2002, pp. 229-256).
7. J. Lavergnat and M. Sylvain, *Radio Wave Propagation, Principles and Techniques*, New York, John Wiley and Sons, 2000.
8. H. Matsumoto et al., Rocket experiment on non-linear interaction of high power microwave energy beam with the ionosphere: Project MINIX toward the solar power satellite, ISAS Space Energy Symposium, 69-76, 1982.
9. M.T. Rietveld, Ground and in situ excitation of waves in the ionospheric plasma, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **47**, 12, 1283-1296, 1985 (review of poster paper presented at URSI General Assembly, Florence, 1984)
10. Stubbe, P., H. Kopka, M. T. Rietveld, and R. L. Dowden, ELF and VLF wave generation by modulated heating of the current carrying lower ionosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **44**, 12, 1123-1135, 1982.
11. Chilson, P. B., E. Belova, M. T. Rietveld, S. Kirkwood, U.-P. Hoppe, First artificially induced modulation of PMSE using the EISCAT heating facility, *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 23, 3801-3804, 2000.
12. Havnes, O., C. La Hoz, L. I. Naesheim, M. T. Rietveld, First observations of the PMSE overshoot effect and its use for investigating the conditions in the summer mesosphere, *Geophys. Res. Lett.* **30**, 23, 2229, doi:10.1029/2003GL018429, 2003.
13. Kero, A., T. Bösinger, P. Pollari, E. Turunen and M. Rietveld, First EISCAT measurement of electron-gas temperature in the artificially heated D-region ionosphere, *Ann. Geophysicae*, **18**, 9, 1210-1215, 2000.
14. Lavergnat, J., P. Bauer, J. Y. Delahaye, and R. Ney, Nonlinear sounding of the ionospheric plasma, *Geophys. Res. Lett.*, **4**, 417-420, 1977.
15. Matsumoto, H., Microwave power transmission from space and related nonlinear plasma effects, *Radio Science Bulletin*, no. 273, pp. 11-35, June, 1995.

16. Matsumoto, H., H. Hirata, Y. Hashino, N. Shinohara, Theoretical analysis of nonlinear interaction of intense electromagnetic wave and plasma waves in the ionosphere, Electronics and Communications in Japan, Part3, 78, 11, 104-114, 1995. (松本 紘, 平田 尚志, 橋野 嘉孝, 篠原 真毅, 電離層における大振幅電磁波と静電プラズマ波の相互作用の理論解析, 電子情報通信学会論文誌 B-II, Vol.78-B-II, No.3, 1995, pp.130-138)
17. Matsumoto, H., Y. Hashino, H. Yashiro, N. Shinohara, Computer Simulation on Nonlinear interaction of Intense Microwaves with Space plasmas, Electronics and Communications in Japan, Part3, 78, 11, 89-103, 1995. (松本 紘, 橋野 嘉孝, 矢代 裕之, 篠原 真毅, 大村 善治, 大振幅マイクロ波と宇宙プラズマとの非線形相互作用の計算機実験, 電子情報通信学会論文誌 B-II, Vol.78-B-II, No.3, 1995, pp.119-129)
18. Chiu, Y. T., Fate of Argon ion injection in the magnetosphere, AIAA Paper 80-0891, 1980.
19. Curtis, S. A., and Grebowsky, J. M., Energetic ion beam magnetosphere injection and solar powered satellite transport, J. Geophys. Res., Vol. 85, No. A4, 1729-1735, 1980.
20. Y. Omura T. Sakakima, H. Usui, and H. Matsumoto, Computer experiments on interaction of heavy ion beam from a large-scale ion engine with magnetospheric plasma, IUGG 2003, Sapporo, (2003).

表 1 SPS の典型的なパラメータ

周波数	5.8 GHz	2.45 GHz
送電電力	1.3 GW	6.72 GW
送電アンテナ直径	1.93km ϕ	1.0 km ϕ
振幅テーパー励振	10 dB ガウシアン	
送電最大電力密度	114 mW/cm ²	2.2 W/cm ²
送電最小電力密度	11.4 mW/cm ²	0.22 W/cm ²
アンテナ間隔	0.75 λ (3.9cm)	0.75 λ (9.2cm)
1 アンテナ当り	最大 6.1W	最大 185 W
素子数	5 億 4 千万素子	9700 万素子
受電アンテナ直径	2.45 km ϕ	10 km ϕ
受電最大電力密度	100 mW/cm ²	23 mW/cm ²
最大電界強度	614 V/m	294 V/m
収集効率	96.2 %	89 %

ERGがめざすサイエンス

名古屋大学太陽地球環境研究所 三好由純

E-mail: miyoshi@stelab.nagoya-u.ac.jp

1. はじめに

地球に近い内部磁気圏領域には、放射線帯と呼ばれるジオスペースでもっともエネルギーの高い粒子捕捉領域が存在している。ここでは数 MeV 以上のエネルギーを持つ電子、および数十 MeV 以上のエネルギーを持つプロトン・イオンが存在している。放射線帯の空間構造は、電子が内帯・外帯と呼ばれる二重の帯状構造を持つものに対して、イオン・プロトンは一重の帯状構造を持っている。この内部磁気圏には、同時にジオスペースで最も低いエネルギーのプラズマ領域であるプラズマ圏、高温の粒子群であるリングカレント領域が共存しており、波動粒子相互作用などを介して、相互にダイナミックな変動を示している。

磁気嵐時の放射線帯外帯の典型的な変化は、磁気嵐の主相で外帯電子が消失し、回復相で外帯電子が回復するが、磁気嵐によっては、さらに大きく増加することもある(図 1)。この放射線帯外帯電子の増加機構、すなわち相対論的電子の加速メカニズムについては、外部供給機構、内部加速機構の2つの異なるメカニズムが提案されている。しかし、観測的な証拠が不足していることもあり、現在までにどちらのメカニズムが、放射線帯電子の生成を主に担っているか決着がついていない。

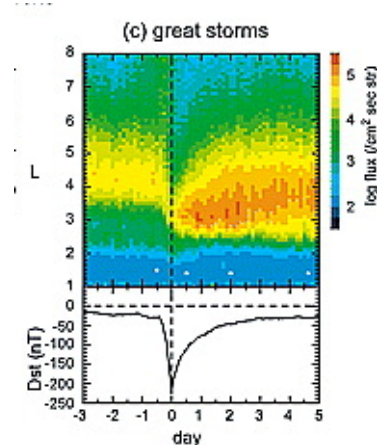


図 1: 磁気嵐のときの平均的な放射線帯電子の変化

[Miyoshi and Kataoka, GRL, 2005 より]

この放射線帯電子の加速と消滅のメカニズムを解明し、同時に磁気嵐時のジオスペースの変動を明らかにするために、次期太陽活動極大期に日本の ERG 衛星、米国の RBSP 衛星、カナダの ORBITALS 衛星等ジオスペース衛星計画が提案されている。本稿では放射線帯電子の加速メカニズムに焦点をあてて概説し、あわせて ERG 衛星計画の概要について紹介する。

なお紙面の関係で、参考文献については割愛させていただいたことをご了承されたい。

2. 放射線帯電子加速メカニズム

2-1: 外部供給機構

従来、放射線帯電子の加速メカニズムとして、以下の式であらわされる動径方向拡

散 (radial diffusion)とよばれる輸送・加速過程が考えられてきた。

$$\frac{\partial f}{\partial t} = L^2 \frac{\partial}{\partial L} \left(\frac{D_{LL}}{L^2} \frac{\partial f}{\partial L} \right) + \text{source} - \text{loss}$$

ここで、 f は位相空間密度、 L は L 値であり、 D_{LL} が拡散係数となっている。この過程は、電子の第一・第二断熱不変量を保存した状態で、プラズマシートから内部磁気圏に diffusive に輸送されてくる過程である。

動径方向の拡散を引き起こすためには、電子の第三断熱不変量を破る必要がある。磁気圏に存在する周期数分～数十分の MHD 波動（主として、Pc5 帯の ULF 波動が想定されている）は、地球の周りをドリフト運動する放射線帯の電子とドリフト共鳴を起こすことが可能である。この MHD 波動によるドリフト共鳴によって、電子の第三断熱不変量が破れ、動径方向に拡散されると考えられている。この周波数帯の MHD 波動は、磁気圏界面でのケルビン-ヘルムホルツ不安定性や磁気圏界面の圧縮に伴って励起される磁気音波波動が Fast mode 波動にモード変換されることに起源を持つと考えられており、高速の太陽風到来時や太陽風動圧の時間変化時に Pc5 帯の ULF 波動の強度が強まることも明らかになっている。また、様々な観測結果からは、ジオスペースの Pc5 帯の ULF 波動強度と放射線帯電子増加の相関関係が報告されており、動径方向拡散が放射線帯の増大の主要メカニズムであるという主張がなされてきている。

2-2: 内部加速機構

プラズマ圏のすぐ外側の領域、特に朝側

では、コーラスと呼ばれる強い強度のホイッスラーモード波動が励起している。このコーラスは、朝側にドリフトしてきたプラズマシートの高エネルギー電子の温度異方向性によって励起し、その後非線形発展によって成長すると考えられている。

このコーラス波動は、広いエネルギー帯の電子と共鳴することが可能である。近年、コーラス波動が数百 keV の電子を相対論的なエネルギーまで加速できることが理論・シミュレーションから指摘されており、放射線帯外帯の中で相対論的電子を作り出すメカニズムとして考えられるようになってきている。

この加速メカニズムでポイントとなるのは、広いエネルギー帯のプラズマ・粒子群が関与している点である。コーラス波動を励起する数十 keV 帯の電子、加速の種となる数百 keV 帯の準相対論的電子、また共鳴条件や加速の効率に影響を与える背景の熱的プラズマと 6 桁以上のプラズマ・粒子群が、波動粒子相互作用を介して、加速に寄与している。したがって、放射線帯電子の加速過程を理解するためには、これらの異なるエネルギー帯のダイナミクスとそのつながり、すなわち「エネルギー階層間結合」を理解する必要がある。

図 2 に、内部磁気圏の領域・エネルギーダイアグラムを示す。2-1 で述べた外部供給機構では、第一断熱不変量が保存しながら電子が内部磁気圏に拡散される。電子は拡散にともなって、波動粒子相互作用によるピッチ角散乱などの影響を受ける。この電子のピッチ角散乱は、ホイッスラーモードとの相互作用のほか、リングカレントイオンが励起する EMIC(電磁イオンサイクロ

トロソ波動)との相互作用によっても起

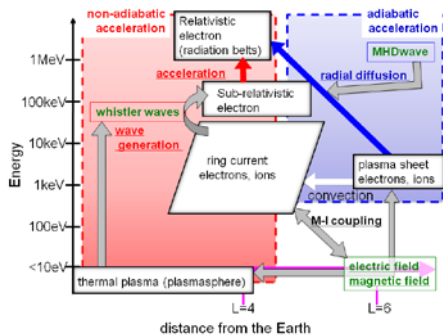


図 2: 内部磁気圏の領域・粒子エネルギーダイアグラム。プラズマシート側からの動径方向拡散に伴う加速過程と、外帯の中で起こる内部加速過程について示されている。

ることが指摘されている。このため、リングカレントイオンのダイナミクスも、波動粒子相互作用を介して、放射線帯電子のダイナミクスに影響を及ぼすことになる。

一方、2-2 で述べた内部加速機構においては、波動粒子相互作用によって、外帯領域で、電子の第一断熱不変量が破れ、より高いエネルギーに加速される。このとき、波動の励起や加速過程で、プラズマ圏やリングカレントなど他のエネルギー帯のプラズマ・粒子群が動的に結合する。

2-3: 近年の研究からの示唆

式(1)からわかるように、動径方向拡散では、電子は位相空間密度の空間勾配を緩和するように移動する。したがって、外帯で電子の増加が起こるためには、外帯($L=4\sim5$)の位相空間密度がプラズマシート側よりも低い必要がある。しかし、近年の研究から、磁気嵐回復相で外帯の電子が増加する際、位相空間密度が外帯の中でピークを示すことがあることが明らかになってきた。この

ようなピークは動径方向拡散過程のみでは説明することができず、内部加速過程も電子の増加を担っている証拠として注目されている。また、放射線帯外帯の電子が増加している領域では、低い背景プラズマ密度と、強いコーラス波動の発生が観測されており、相対論的電子の加速が起こりうる状況であることが示されている。

このように、近年の観測からは内部加速が起きていることを示唆する結果が得られているものの、まだ決定的な結論には至っていない。その理由の一つは、磁気赤道面付近で人工衛星によるプラズマ総合観測がほとんどおこなわれていないためである。位相空間密度の精密な測定のためには、赤道面付近で広いピッチ角の観測が必要である。また、プラズマ波動による相対論的電子加速は主に赤道面付近で起こっていることが予想されているため、この領域で広いエネルギーにわたるプラズマ・粒子と広い周波数帯の電場・磁場の総合観測が必要となる。

3. ERG 計画

このような背景のもと、大規模な磁気嵐が多数発生することが予想される第 24 太陽活動周期極大期付近の打ち上げを目指して、ERG 衛星計画が進んでいる。図 3 に、ERG 衛星の軌道を示す。

現在、ERG 衛星の主要な計画緒元は、以下のとおりである。

[軌道および姿勢]

- ・遠地点地心距離： $\sim 5 - 6 \text{ Re}$
- ・近地点高度： $\sim 250 \text{ km}$
- ・軌道傾斜角： 10 度以下を希望

- ・ 太陽方向指向スピン衛星 (7.5RPM)

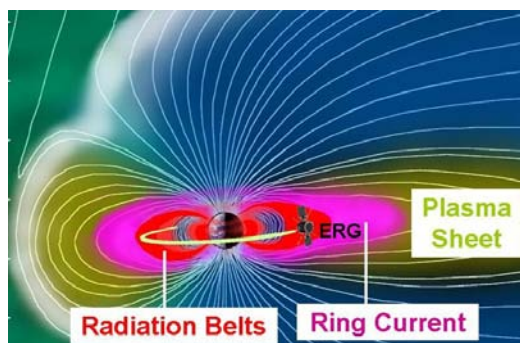


図 3: ERG 衛星の軌道。

[搭載理学機器]

- ・ PPE (プラズマ粒子観測器)
 - 電子 : 10 eV ~ 10 MeV
 - イオン : 10 eV ~ 200 keV(質量分解有)
- ・ PWE (プラズマ波動・電場観測器)
 - 電場 : DC ~ 10 MHz
 - AC 磁場 : ~1MHz
- ・ MGF (磁場観測器)
 - DC 磁場
- ・ S-WPIA

(ソフトウェア型波動粒子相互作用解析装置)

ERG 衛星搭載の理学機器の特徴の一つは、広いエネルギー範囲を連続して観測することである。特に、従来 放射線帯領域の中で観測が難しかった中エネルギー帯の粒子を、新たに開発・搭載する MEP(中間エネルギー粒子計測器)で観測する。また、ERG 衛星には S-WPIA と呼ばれる装置が新規に開発・搭載され、波動と粒子のエネルギーのやりとりを定量的に明らかにすることを目指している。

ERG 計画は、この ERG 衛星観測チームを軸に、図 4 に示すように連携地上観測チ

ーム、シミュレーション・総合解析チームの 3 つのチームで構成されている。すなわち、衛星・地上・シミュレーション研究という異なる手法を組み合わせながら、相対論的電子加速メカニズムと磁気嵐時のジオスペースのダイナミクスを詳細かつ包括的に研究していく。

すでに述べたように、第 24 太陽活動周期の極大期には、アメリカやカナダによってもジオスペース探査が計画されている。

ERG 衛星とこれらの国際衛星群、さらには地上ネットワーク観測とも組み合わせたジオスペース総合探査によって、ジオスペースの多点同時観測が可能となり、異なる地方時や L 値で同時に起きている粒子加速や輸送・散乱過程の解明が大きく進んでいくことが期待されている。

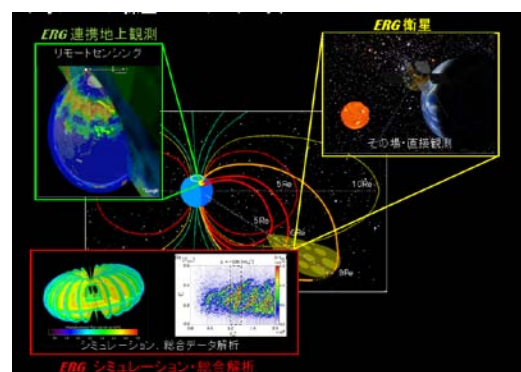


図 4: ERG プロジェクトの構成。

周期的太陽風変動に対する磁気圏応答

藤田茂（気象大学校・JST）、田中高史（九州大学・JST）

地球磁気圏・電離圏変動の大部分は太陽風の変動によって支配される。太陽風変動に対する地球磁気圏・電離圏の応答を調べることは、観測だけでは難しく、数値モデルを駆使しなければならない。本報告では、理想化された太陽風変動を与えた時の、磁気圏・電離圏複合系の応答を調べた。ただし、本報告はまだ **preliminary** なもので、詳細は別に論文としてまとめる予定である。

太陽風変動には、大きく分けて動圧変動と IMF 変動の 2 種類がある。極単純化して考えると、太陽風動圧変動に対して磁気圏内に発生する擾乱は波動であるので、太陽風動圧変動の場合は、磁気圏の波動応答特性を調べることになる。一方、太陽風 IMF B_z 変動では、磁気圏の対流（磁気圏電離圏は複合系をなしている所以对流はすなわち磁気圏構造の **proxy** でもある）が、IMF B_z の変動周期によってどのように応答するかを調べることになる。

太陽風動圧変動に対しては、近年磁気圏内で観測される Pc5 帯の脈動は、太陽風の動圧変動と高い相関をもつことが知られている[Takahashi et al., 2007; Vail et al., 2008]。Pc5 帯の脈動は放射線帯粒子の生成にも寄与することが言われているので、これを研究することは重要である。ただし、今回は現象を再現することではなく、太陽風動圧変動に伴って磁気圏内に生じる磁場やプラズマの変動を調べることを目的とする。なお、Pc5 帯の太陽風動圧変動は、Motoba et al. [2007]が数値モデルを用いて磁気圏内に流れる沿磁力線電流の生成を調べ、SC 時の沿磁力線電流生成機構[Fujita et al., 2003a,b]の結果と対比させて整理している。従って、今回は、磁気圏内に生じる電流の属性と、磁気圏内のプラズマ変動波形の特性を調べる。ここでは、太陽風密度を振幅 16.7~3.3/cc の sin 波で変化させて動圧変化を与えた。IMF B_z は北向きである。

図 1 に太陽風動圧が周期 2 分と 20 分で変動した時の磁気圏内の電流を示す。この図で、赤矢印は慣性電流、黒矢印は反磁性電流である。前者は動的な電流であり、後者は静的なものである。図から、周期が短い場合は慣性電流が卓越し、長い場合は反磁性電流が卓越することが分かる。ただし、たとえば 20 分周期の変動に対しては、太陽風動圧が減少する相において、慣性電流が現れている。このように周期が同じでも位相によって電流の属性が異なる。なお、反磁性電流は周期 5 分程度よりゆっくりした太陽風変動に対して磁気圏内で現れてくる。

図 2 は、周期 10 分の動圧変動に対して、正午の磁気圏赤道面における圧力変動を示す。L=9、9.5 の変化をみると、pressure が小さくなっている時（太陽風動圧が減少している相）

と大きくなっている時（太陽風動圧が増大している相）では波形が変わっていることが分かる。このことは、磁気圏は非線形バネとしてふるまうことを示している。なお、 $L=11.5R_E$ では波形が崩れているが、これは圧力を計測した場所が magnetopause の外側に出る場合があるからである。

次に太陽風 IMFBz の変動に対して、磁気圏電離圏系がどのようにふるまうかを調べる。IMFBy を 2.5nT に固定し、Bz を振幅 4.33nT の sin 波で変化させた。

図 3 に、30 分周期の IMFBz 変動に対する電離圏における FAC の変動を示す。30 分周期の場合は、Region1 電流系はほぼ太陽風 IMFBz の変化に同期して変動することが分かる。Region2 電流系は Region1 電流系に対して遅れてピークを持つ。これは IMFBz の北転に伴う過遮蔽現象[Kikuchi et al., 2000]と同じ現象である。図 3 に示す FAC の変動に伴い、電離圏に電場が誘起され、地上の磁場変動をもたらす。30 分周期の場合は、太陽風と電離圏 FAC が同期しているため、この場合は典型的な DP2 電流系[Nishida et al., 1966]が現れる。

図 4 には、周期を 10 分にした場合の電離圏における FAC の変化を示す。この図で特徴的なことは、Region1 電流の変化に太陽風変化と同調する 10 分周期の変化に加え、30 分周期の変動が見えることである。すなわち、磁気圏の対流変化（構造変化）は 30 分程度の時定数を持つようである。もう一つの特徴は、FAC の総量が時間とともに増加していることである。このことは、徐々に磁気圏の対流が高まっていることを示す。すなわち、IMFBz が正の時と負の時の磁気圏対流変化の時定数は異なり、IMFBz が一周期変化した場合に、10 分程度の周期では、南向き IMF によって変化した磁気圏が北向きの相で十分に回復せず、再び南向きの相がめぐってきて、磁気圏の対流がさらに大きくなっていることを示す。従って、10 分程度の IMFBz の南北変化に対して、磁気圏の活動は徐々に高まっていくことになる。

謝辞

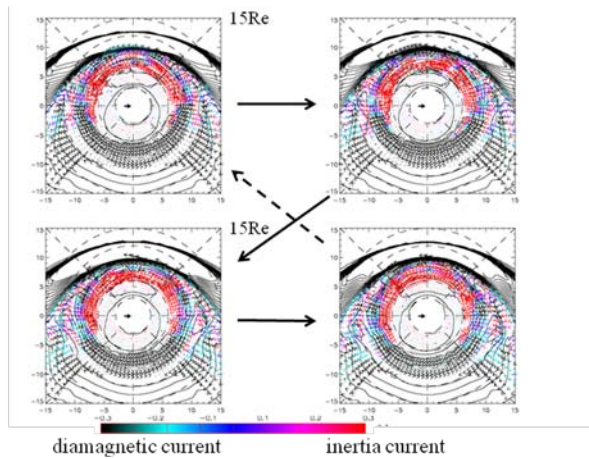
本研究では、情報通信研究機構計算機システムおよび OneSpaceNet の大規模ストレージを利用した、一部の計算は核融合科学研究所計算機システムも利用した。さらに、本研究は、名古屋大学太陽地球研究所計算機共同利用研究「磁気圏電離圏系のグローバルな振舞の研究」の一環としても行われたものである。

参考文献

- Fujita, S., T. Tanaka, T. Kikuchi, K. Fujimoto, K. Hosokawa, and M. Itonaga (2003a), J. Geophys. Res., 108(A12), 1416, doi:10.1029/2002JA009407, 2003.
- Fujita, S., T. Tanaka, T. Kikuchi, K. Fujimoto, and M. Itonaga (2003b), J. Geophys. Res., 108(A12), 1417, doi:10.1029/2002JA009763, 2003.
- Kikuchi, T., H. Luhr, K. Schlegel, H. Tachihara, M. Shinohara, and T.-I. Kitamura

(2000), J. Geophys. Res., 105, 23251.

- Motoba, T., S. Fujita, T. Kikuchi, and T. Tanaka (2007), J. Geophys. Res., 112, A11204, doi:10.1029/2006JA012193.
- Nishida, A., N. Iwasaki, and T. Nagata (1966), Ann. Geophys., 22, 478.
- Takahashi, K., and A. Y. Ukhorskiy (2007), J. Geophys. Res., 112, A11205, doi:10.1029/2007JA012483.
- Viall, N. M., L. Kepko, and H. E. Spence (2008), J. Geophys. Res., 113, A07101, doi:10.1029/2007JA012881.



(b)

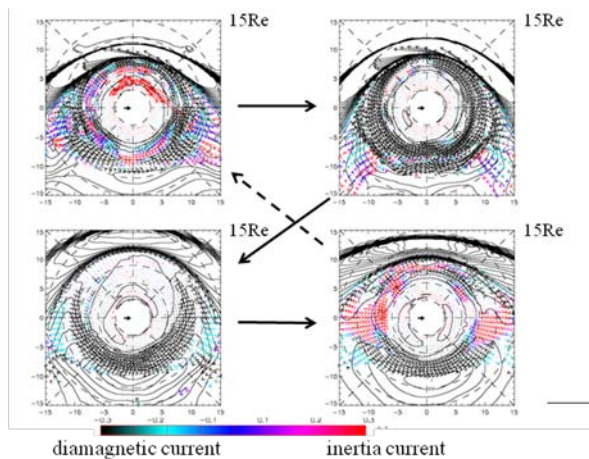


図1 (a)周期2分と(b)周期20分の太陽風動圧変動に対する磁気圏赤道面での電流。赤は慣性電流、黒は反磁性電流を示す。

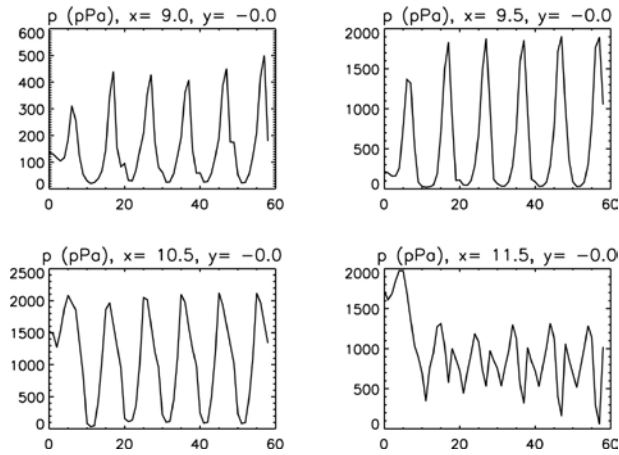


図 2 磁気圏赤道面正午における圧力変動

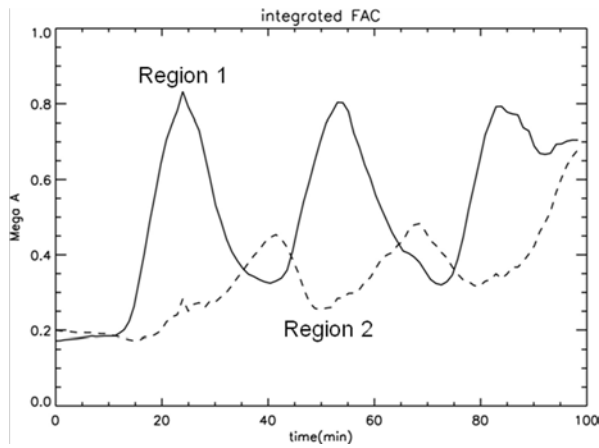


図 3 IMF B_z が 30 分周期で南北変化した場合の電離圏 FAC 変化。実線と破線は、それぞれ 12 時-24 時セクター、60 度以北で積分した Region1 電流系と Region2 電流系を示す。

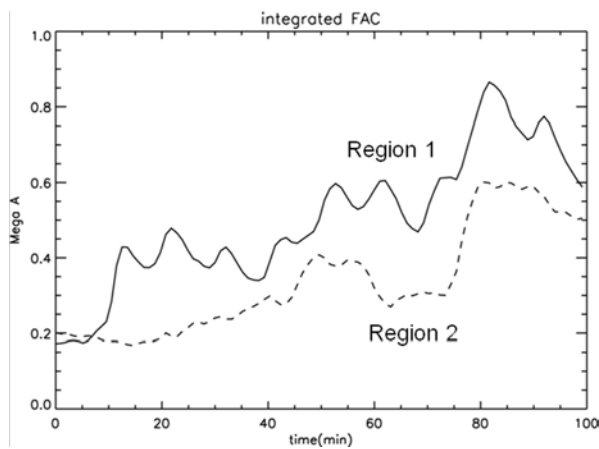


図 4 図 3 と同じ。ただし、太陽風 IMF B_z 変動の周期は 10 分である。

太陽風磁気流体波動と 太陽風シミュレーションについて

○成行 泰裕（高知高専）



2009.10.28 STEシミュレーション研究会・波動研究会

太陽風プラズマ未解決問題

★その1

太陽コロナ加熱・太陽風プラズマ加速

- フレア加熱説、波動加熱説があるが決着付かず。

★その2

太陽風乱流の生成・発展過程

- 太陽表面起源か、惑星間空間起源か（以下同）
+ 磁気圏結合での役割も不明

★その3

太陽風非平衡プラズマの生成・発展過程

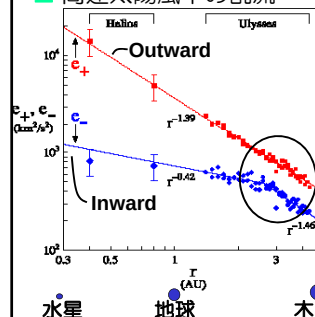
- 上記の過程との関連性が不透明。

実用的な太陽風モデル

- 運動論過程は定式化・パラメータ化するしかない。
- 太陽風MHD乱流はどうすればよい？
⇒ 太陽風乱流が太陽表面に依存していれば、
これまでの路線で高精度化を進めればよい
衝撃波面・不連続面を安定に解く
- 太陽風乱流の解釈は分かれている
 - 太陽表面起源 ⇒ ★観測事実：Alfvénicity
 - 惑星間空間（IP）起源

太陽風Alfvén波

■ 高速太陽風中の乱流 Bruno and Carbone, 2005



- Alfvénicな乱流が徐々に発達した乱流になる
- 2AUより先は構造が重要（1AUでの低速風と同じ）
Neugebauer, 2004
- 木星付近ではAlfvénicityは低い（低速風と同じ?）

Alfvén波+局所構造？

Alfvénicな局所構造？

* 発達した乱流=局所構造を多く含む乱流

太陽風乱流中の局所構造

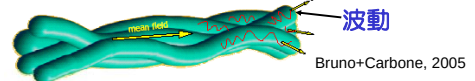
- 生成過程の研究は百花繚乱（玉石混合）
- 大別するとIP派と太陽表面派に分かれる
 - 「Alfvénicな乱流・局所構造」をどう考えるか？
- ★その1 ⇒ IP原理主義
回転不連続面、MDなどAlfvénicな構造
Tsurutani et al, 2005
- ★その2 ⇒ IP原理主義
乱流中の自発的な構造（+Alfvén乱流）
Greco et al, 2008; 2009
- ★その3 ⇒ 折衷案（勝ち組?）
磁束管（PBS、接線不連続面）+Alfvén乱流
Bruno and Carbone, 2005
- ★その4 ⇒ 太陽表面原理主義
磁束管（接線不連続面）のAlfvénic modeiton
Borovsky, 2008

太陽表面からの磁束管

■ 太陽表面起源の磁束管 or 圧力平衡構造

[Bruno et al, 2001; Knetter et al, 2004; Knetter, 2005; Borovsky, 2008; etc]

- Spaghetti-like flux tube (localにはplanar)



- Alfvénic-surface waveをもつ構造だけがK-H安定なので、地球近傍で観測される。
[Landau+Lifshitz, 1984; Neugebauer et al, 1986; Neugebauer, 2006]

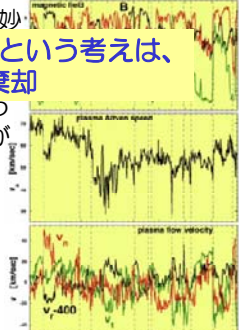
■ 矛盾点がある[Bruno+Carbone, 2005; Vasquez et al, 2007]

- Alfvénic-surface waveの振幅が小さすぎる。
- （上とも関連して）決して安定な構造ではない。
- 太陽表面から推測できる数と比べて多すぎる。

太陽表面磁束管のみで解釈？

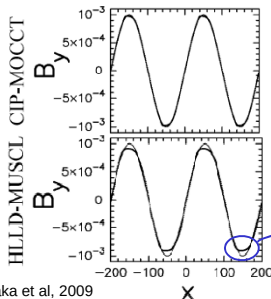
■ ACE衛星の観測結果から示されている？[Borovsky, 2008]

- 接線不連続面という解釈は微妙
= 「太陽表面起源で良い」という考えは、現時点では棄却
- 磁束管がAlfvenicに動くという解釈ではUlyssesの観測などが説明できない



太陽風MHD乱流の数値計算

■ 衝撃波捕獲系のスキームでは非線形波動の議論に対して不安が残る。



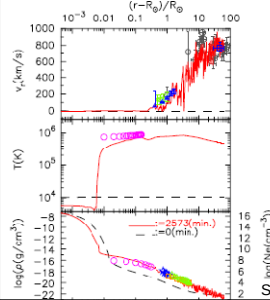
■ 周期境界の計算にはスペクトル法が主流。

単色波が上手く通らない

Tanaka et al, 2009

太陽風MHD乱流の数値計算

■ 1次元の計算では、光球面から水星軌道付近まで背景プラズマの構造を考慮した計算が可能。



- Alfven乱流起源説が自然に再現される。
- 非WKB的である。
- 空間多次元化、運動論効果の導入が課題。

⇒3次元計算との接点は？

Suzuki+Inutsuka, 2005; 2006; Suzuki, 2008

Vlasov-MHDモデル

■ イオン音波を運動論的に取り扱うLandau-Fluidモデル

$$F(x,t,\mathbf{v}) = f(x,t,v_x)g(x,t,v_y,v_z)$$

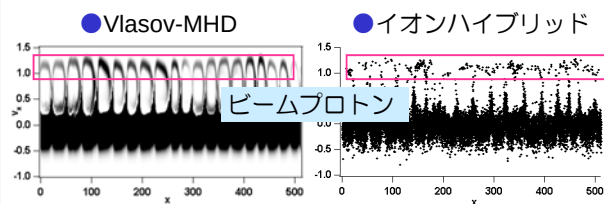
- Alfven波：MHD的 ⇒MHD系 ⇒U-PIC etc
$$\frac{\partial b_{\perp}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} (u_{\perp} - u_x b_{\perp}) \quad \frac{\partial u_{\perp}}{\partial t} = -u_x \frac{\partial u_{\perp}}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial b_{\perp}}{\partial x}$$
- イオン音波：運動論的 ⇒Vlasov系 ⇒U-PIC
$$\frac{\partial f}{\partial t} = -v_x \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left(p_e + \frac{|b_{\perp}|^2}{2} \right) \frac{\partial f}{\partial v_x}$$

Tanaka et al, 2009

Nariyuki et al, 2009

Vlasov-MHDモデル

- 現在は実空間1次元+速度空間1次元のモデル
- 内部太陽圏パラメータではハイブリッドと良く一致
⇒ハイブリッドよりも計算負荷が小さいため、1次元グローバルMHDと同じ計算が可能



Nariyuki et al, 2009

太陽風モデル：展望

- 基本的には各モジュールの建設段階。
- ★ グローバル計算に、プラズマ加熱・乱流などの効果を定量的に組み込むための、素過程研究。
- ★ 素過程の計算は電卓を叩くように行う。
©鈴木准教授@名大
- ★ 観測データは一部を再現できても説得力は無い。
⇒最先端データを複数満たすことが重要。

2009 年 10 月 29 日, STE シミュレーション研究会: 粒子加速と波動粒子相互作用
& 宇宙プラズマ波動研究会

大気大循環モデルを用いた 惑星大気の数値計算

高橋芳幸^{1,2}, 林祥介^{1,2}, 石渡正樹^{1,3}, 中島健介⁴

1. 惑星科学研究センター, 2. 神戸大学大学院理学研究科,
3. 北海道大学大学院理学研究院,
4. 九州大学大学院理学研究院



火星大気/表層環境



- 大気主成分
 - $\text{CO}_2 > 95\%$
- 大気総質量
 - 地球大気の $\sim 1/100$
 - $P_s \sim 6\text{--}8\text{ hPa}$
- 寒冷・乾燥した大気/地面
 - 平均地面温度 $\sim 220\text{ K } (-53\text{ }^\circ\text{C})$
 - 液体の水がない
 - 日変化が大きい
- 大気中のダストの存在/ダストストームの発生

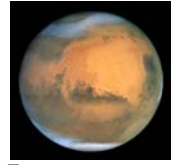


図. Hubble space telescope
が観測した火星



火星“気象”の特徴



- 火星の大気中にはダストが常に浮いている.
- 火星では頻繁にダストストームが発生.



図 Mars Pathfinder が
観測した火星表面

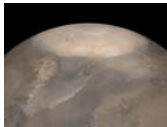


図 Mars Global Surveyor が観測した
火星のダストストーム



大気中のダスト・ダストストームに関する 未解明問題



- どのような時にダストが地面から巻き上げられるのか?
- どのような時にダストストームが発生するのか?
- どのような時に全球規模ダストストームに発達するのか?
 - 全球規模ダストストームは毎年発生するわけではない。



ダスト供給過程の謎と 本研究の目的



- 基本的な考え方
 - 「何らかの擾乱/循環」による強風がダストを巻き上げる
- どんな循環・擾乱が重要なのか? が問題
 - 特に我々は小さいスケール ($\sim 10\text{--}1000\text{ km}$ 以下; 中小規模) の擾乱に注目
 - 大規模循環だけでは十分でない (e.g., Wilson and Hamilton, 1995)
 - 火星大気中ではたくさんの中小規模ダストストームが発生 (e.g., Cantor et al., 2001)
 - 惑星規模ダストストームの発生に中小規模ダストストームが寄与している可能性 (Strausberg et al., 2005)
- 高解像度火星大気大循環シミュレーションを行うことで, 次のことを調べる.
 - どんな中小規模擾乱があるのか?
 - 中小規模擾乱はどの程度ダストを巻き上げるのに効く?



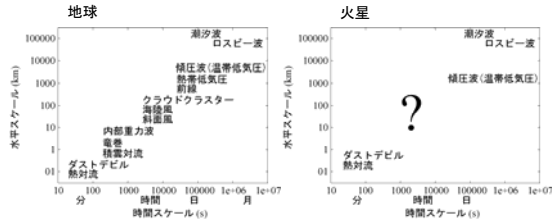
高解像度計算のもう一つの意義



- 高解像度計算は, 伝統的な大気大循環モデルの最大の問題/欠点に対して何かしら示唆を与えるための直接的/安直なアプローチ.
- 大気モデルの大きな問題/特徴の一つは, サブグリッドスケールの運動の効果の扱いにあるように思う.
 - 例えば,
 - 乱流,
 - 積雲対流,
 - 小規模波動,
 の効果.
 - 自分の知る限りでは, ダイナモの計算ではサブグリッドスケールの効果の考慮は凝っていないらしい.



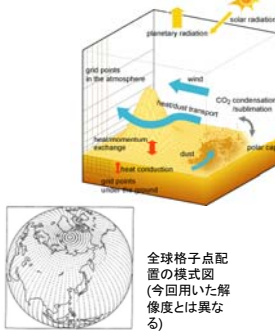
様々なスケールの大気運動



パラメタリゼーションの不確定性

- パラメタリゼーションには様々な不確定性が残る。
 - 実際には、使ってみた結果、それらしく動作しているパラメータが選ばれるだろう。
- 実際、現在の地球大気計算において最も大きな不確定性は、積雲対流のパラメタリゼーションであると考えられている。
- しかも、地球の常識に基づいて作られた方法が、他の惑星において“正しく”動作する保証もない。
- さらに、パラメタリゼーションは、中で何が起きているかわかるわけではない。
- 可能な範囲だけでも循環を陽に表現する計算を行いたい。

火星大気大循環モデル



- 全球大気の3次元の運動を計算
- 力学過程 (Ohfuchi et al. (2004) のモデルを適用)
 - プリミティブ方程式
- 物理過程 (Takahashi et al. (2003, 2006) のモデルに基づく)
 - 放射 (CO₂, ダスト)
 - 乱流混合
 - 地面過程
 - ダスト巻き上げ、重力沈降過程

全球格子点配置の模式図
(今回用いた解像度とは異なる)

プリミティブ方程式系

流体の運動方程式、連続の式、熱力学の式、において鉛直方向には静力学平衡を仮定。

$$\sigma = \frac{p}{p_s}$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} - f \mathbf{k} \times \mathbf{u} - \nabla \sigma \Phi + \frac{RT}{p_s} \nabla \sigma p_s + \mathbf{F}$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} = -\frac{RT}{\sigma}$$

$$\frac{\partial T}{\partial \sigma} = -(\mathbf{u} \cdot \nabla) T + \frac{\kappa T}{\sigma p_s} \frac{dp}{dt} + Q$$

$$\frac{\partial p_s}{\partial t} = -\nabla \sigma \cdot (p_s \mathbf{u}) + \frac{\partial}{\partial \sigma} (p_s \dot{\sigma})$$

$\mathbf{u}$ is the horizontal wind velocity, p is the pressure, p_s is the surface pressure, T is the temperature, Φ is the geopotential, $\kappa = R/C_p$, R is the gas constant, C_p is the specific heat at constant pressure.

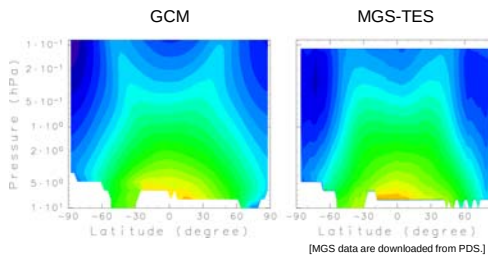
数値的な扱い

- 力学過程の積分には、標準的な方法を採用。
 - 時間積分には、
 - leap frog 法
 - Crank-Nicolson 法
 を組み合わせた semi-implicit 法を用いる。
 - 伝統的に下層大気において重要でないと思われる重力波による時間刻みの制限を緩和。
- 空間微分には、
 - 水平: ルジャンドル陪関数を用いて展開(スペクトル法)
 - ただし、非線形項の計算は実空間で行う。
 - 鉛直: 有限差分法 (いくつかの量の保存性を考慮) (Arakawa and Suarez, 1983) を用いる。

実験設定

- 解像度:
 - T79L96
 - 水平格子間隔 ~1.5°, ~89 km
 - 水平格子点数 240 × 120
 - 鉛直総数 96 層 (高度 0-90 km)
 - T39L48 (主にスピニングアップ計算と長期積分に使用)
 - 水平格子間隔 ~3°, ~180 km
 - 水平格子点数 120 × 60
 - 鉛直総数 48 層 (高度 0-90 km)
- T79L96 の計算に関しては、これまでに良く行われてきた火星の計算 (水平格子間隔 ~2.5°-5°, ~150-300 km) に比べると高い解像度。
- 計算には地球シミュレータを使わせていただいた。
 - ただし、地球シミュレータの能力からすれば、大した計算ではない。

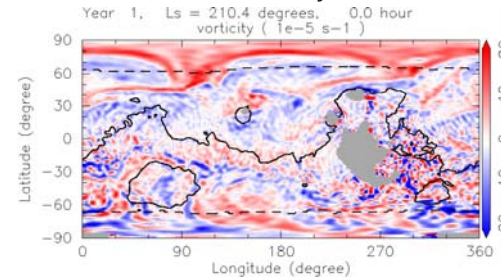
温度の子午面分布: T39L48



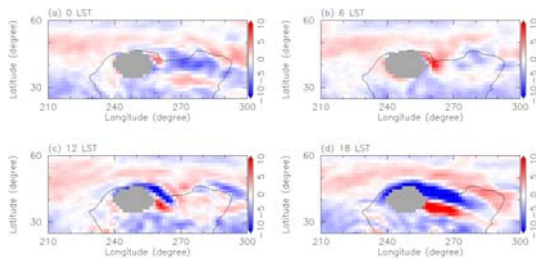
温度分布の大まかな特徴は表現。
ただし、この計算では、ダストの分布を仮定。

循環構造: T79L96

• 渦度: $\zeta = (\nabla \times \mathbf{u})_z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$



中規模渦の形成



- 夕方の時間帯に形成され、夜から朝に消滅。

山と平均流の相互作用

- 障害物の周囲の流れは Froude 数に依存 (e.g., Smolarkiewicz and Rotunno, 1989).

– Froude 数

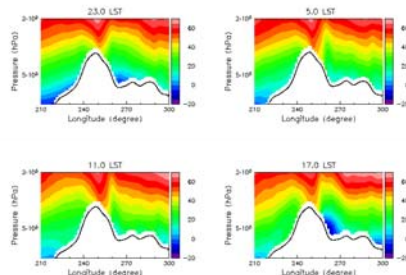
$$F_r = \frac{U}{NH}$$

U : wind velocity, N : stability, H : mountain height

– 現在の計算結果の状況は, $F_r \sim 0.4$.

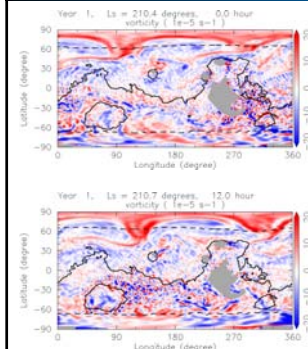
- 風下に渦ができるかできないかぎりぎりの状況。

Alba Patera 周辺の斜面風



Alba Patera 周辺の流れを詳しく見ると、日変化する斜面風が発達。
山と平均流の相互作用と、斜面風による日変化の両方が働いている可能性

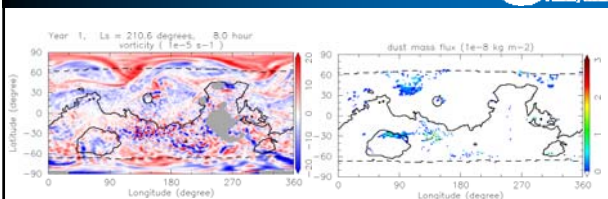
低緯度の小規模渦



- 低緯度の小規模渦は、午後の時間帯に形成。
- 空間スケールは、 ~ 100 km.
 - だいたいモデルで表現される最小スケール。

- 現在の解像度で表現される局所的な対流のような運動ではないかと想像される。

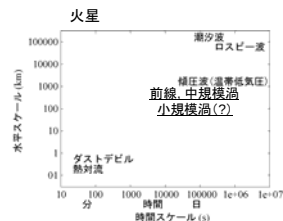
ダスト巻き上げ過程



- 最も目立つダスト巻き上げは、傾圧不安定・前線に伴うもの。
- その他、
 - 特徴的な地形 (e.g., ヘラス盆地) 周辺、
 - 低緯度の小規模渦の形成領域
 でも巻き上げが起こっているようだ。

計算で表現されたもの

- 今回の計算により、いくつかの擾乱が表現されるようになった。
 - 傾圧不安定波動に伴う前線のよりはっきりした構造
 - ~300 km 程度の山の風下における中規模渦
 - 低緯度における、より小規模な渦群

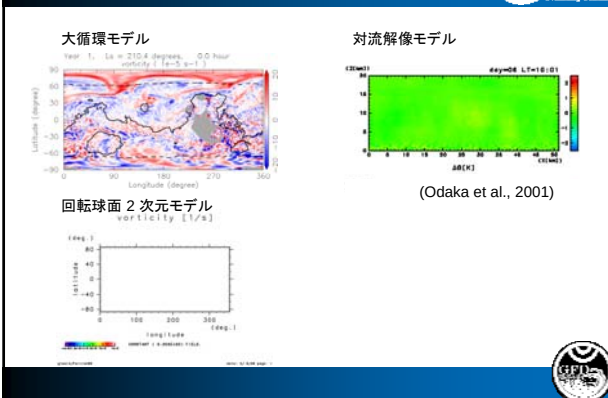


- しかし、まだまだすべてが表現されているわけではない。
 - 特に小規模渦はモデルで表現される最小スケールであり、高解像度計算ではサイズが変わる可能性は大きい。
 - 現状では、計算機能力に任せた「力技」だけですべてがわかるわけではない。

様々なモデルを使う必要性

- 地球流体電脳倶楽部有志では、階層的モデル群の整備を試みている。(dcmodel プロジェクト, <http://www.gfd-dennou.org/library/dcmodel/>)
 - 様々な「階層」が考えられるが、例えば、
 - 大気大循環モデル、
 - 対流解像モデル(領域モデル)、
 - エネルギーバランスモデル、
 - 鉛直一次元モデル、
 など。
 - 各モデルの結果を相互に参照しながら計算を進めることが、計算による再現のみならず、物理的理解においても重要であろう。

モデル群を使った研究:



まとめ

- 火星大気中の中小規模擾乱の実態と、それがダスト巻き上げに及ぼす影響を調べるために、従来の研究よりも高い解像度で火星大気大循環シミュレーションを行っている。
- 計算結果には、傾圧波動に伴う前線や、中規模渦、小規模渦などの大気擾乱が見られた。
- しかし、まだまだ擾乱は完全に表現されていない。さらなる高解像度計算も望まれるが、現実的には、現象の理解のためにも様々なモデルを組み合わせた研究が有効であろうと考えられる。
- 様々なモデルを用いた研究の実現に向けて、地球流体電脳倶楽部有志では階層的モデル群を整備すべく試みている (dcmodel プロジェクト, <http://www.gfd-dennou.org/library/dcmodel/>)

大気波動を介した大気圏 - 電離圏結合過程 その1 (大気潮汐)

陣 英克 (NICT)、三好勉信 (九州大)、藤原 均 (東北大)、
品川裕之 (NICT)、寺田香織 (東北大)、
大塚雄一 (名古屋大STEL)、齊藤昭則 (京都大)、石井守 (NICT)

内容

- 太陽非同期の大気潮汐の励起
- 超高層大気における太陽非同期潮汐の影響
- 大気圏-電離圏結合モデルについて
- 大気圏-電離圏結合モデルの初期結果

太陽非同期伝搬の大気潮汐

主な大気潮汐の励起源

- 太陽放射光の吸収 (H₂O、O₃)
- 対流活動に伴う潜熱
- 重力波と潮汐の非線形相互作用

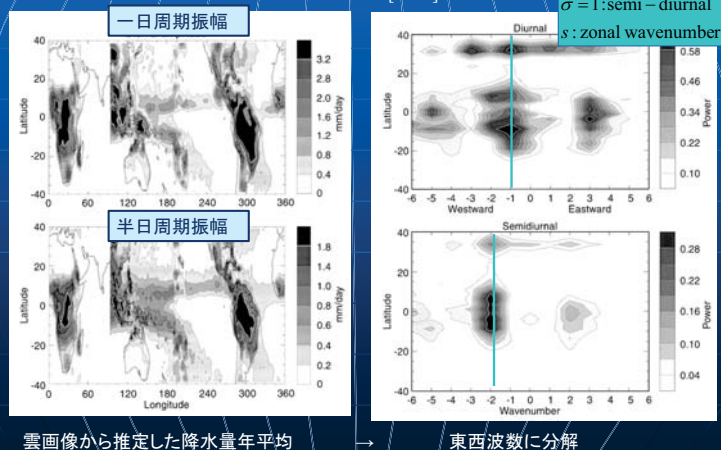
migrating tide --- 太陽と同期して伝搬

Nonmigrating tide --- 太陽と同期しないで伝搬

対流活動は地形の影響を受ける→太陽非同期の潮汐も励起

対流活動に伴う潮汐の励起

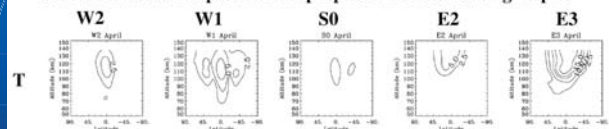
Forbes et al. [1997]



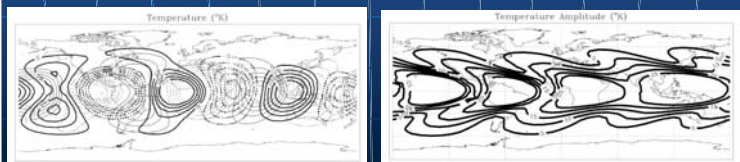
対流活動に伴う潮汐の励起2

GSWM(Global Scale Wave Model) による計算 [Hagan and Forbes, 2002]

GSWM Diurnal Response to Tropospheric Latent Heating - April



DE3 --- Diurnal, Eastward, zonal wavenumber 3



全ての波数成分足し合わせ (高度115km)
スナップショット (UT fixed)

→ LT fixed にした図

電離圏・熱圏の観測: 各物理量の経度依存性

電離圏の経度依存性の要因

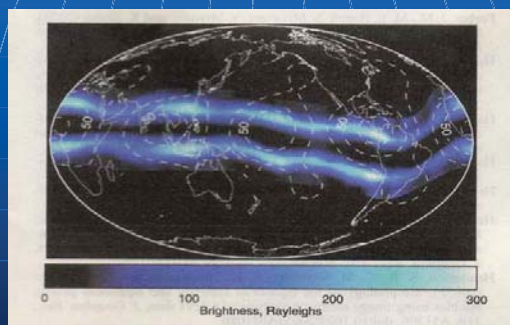
従来から指摘されていた要因

- 磁気赤道と地理赤道のずれ → 太陽天頂角の経度依存
- 地磁気declination angle → i-n drag forceの経度依存
- 地磁気構造 → 中性風ダイナモの経度依存

最近明らかになってきた要因

- Nonmigrating tide

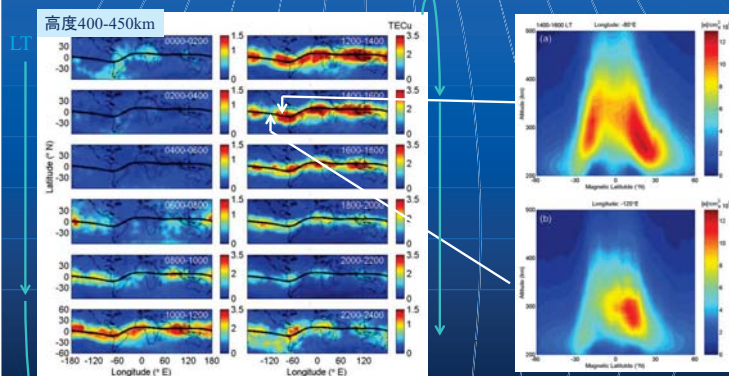
日没後の赤道異常(O+分布)



IMAGE/FUV撮像 [Sagawa et al., 2005; Immel et al., 2006]

30日平均 (2002/3-4月)、20LT
観測は北半球のみ(南は北を投影)
4ピーク構造が目立つ

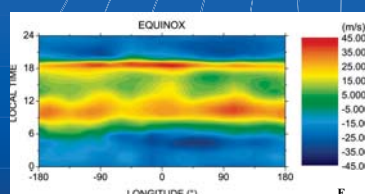
電子密度: LT変動、高度分布



FORMSAT3/COSMIC occultation [Lin et al., 2007]

2006/9-10月の平均
4ピーク構造は8-24LTに現れる。
ピーク部分は、電場によるfountain効果が強い。

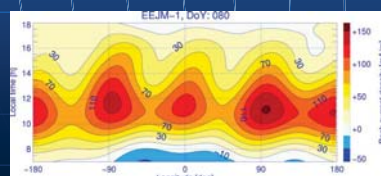
電場: EXBドリフト、EEJ



Fejer et al. [2008]
鉛直EXBドリフトの経験モデル
ROCSAT衛星データ使用
1999-2004年、高度600km
Kp<3, Sa=150

equinoxで、日中に4ピーク構造

$$V_E = \frac{E_{zonal} \times B}{B^2}$$

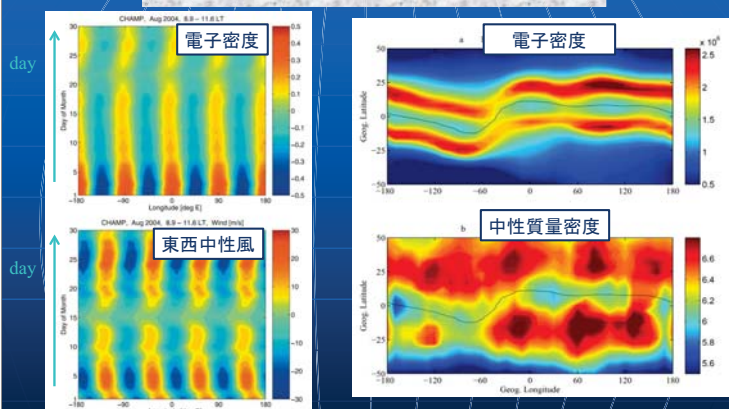


Luhr et al. [2008]
赤道電流JET(EEJ)の経験モデル
Orsted, CHAMP, SAC-C衛星データ
Sa=150

equinoxで、日中に4ピーク構造
DE3の寄与が支配的

$$J = \sum_C E_{zonal}$$

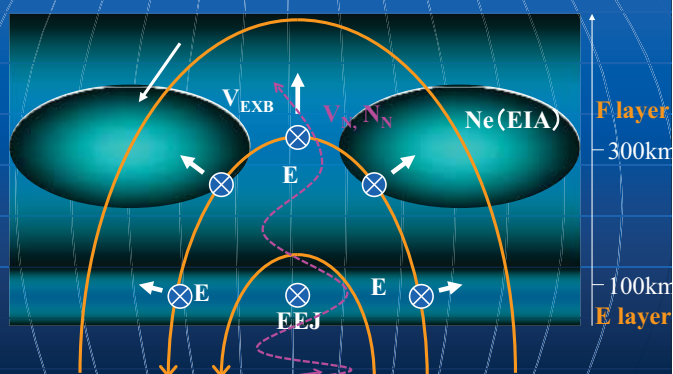
熱圏: 中性風、質量密度



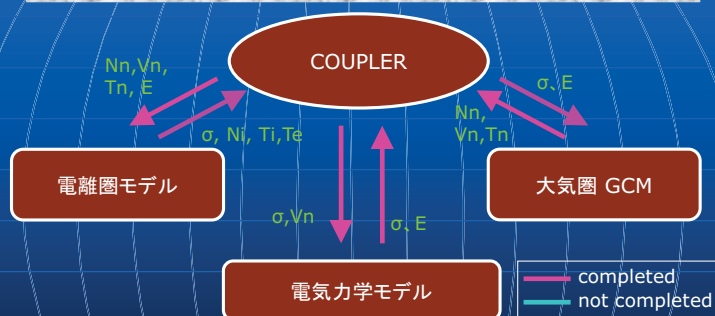
Luhr et al. [2007]
CHAMP衛星(400km)、2004/8月
日中、日没後に東西風に波数4成分

Liu et al. [2009]
CHAMP衛星
中性大気にも赤道異常← ion-dragの影響か?
4ピーク構造 ← 潮汐が直接伝搬か

経度依存性: 各物理量の結びつき

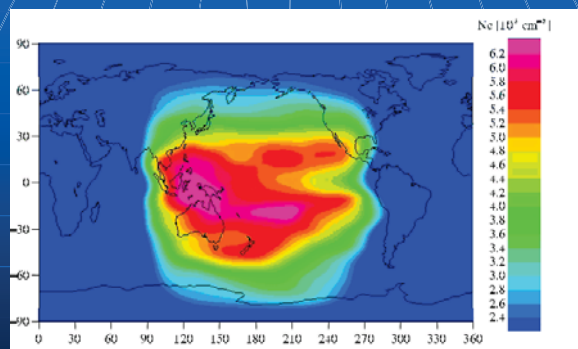


大気圏 - 電離圏結合モデル ver.1



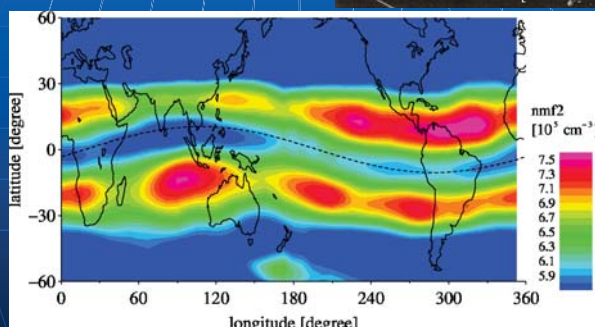
- 結合管理ルーチン (COUPLER)、モデル間の座標変換ルーチンは開発済み
- 磁場はtilted dipoleを使用。
- 電気力学モデルは、ダイナモモデル+極域経験モデル (Volland[1975])
- 共通パラメータ、重複ルーチンの一括化など結合スキームの整備、入出力変数の改良はver2以降。

大気圏 - 電離圏結合モデル ver.1 初期結果



電子密度分布
 ■ 高度300km
 ■ 9月 5日間分

電子密度分布



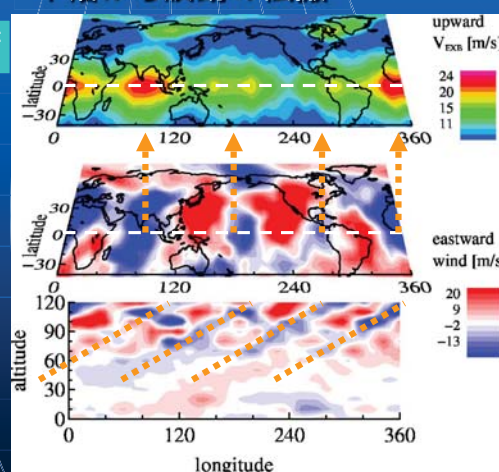
- NmF2 6日間の平均
- LT=12hに固定して表示
- 経度方向4ピーク
- 南北の非対称

下層から波動の伝搬

Vertical EXB drift
At 300 km

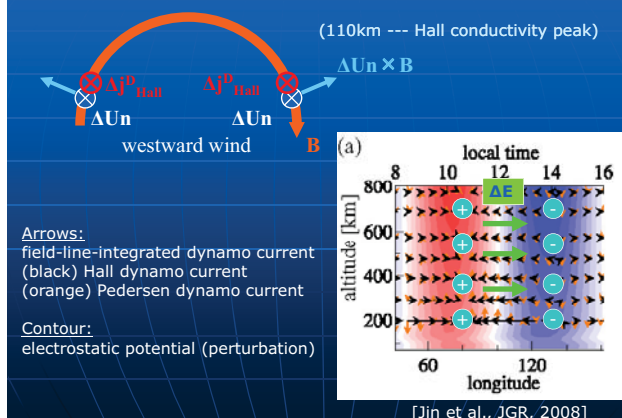
zonal wind
At 110 km

zonal wind
At equator
(0-120 km)



In the Local-time fixed frame (12 h)

大気潮汐 (DE3) による電場変動の生成



まとめ

大気波動を介した大気圏 - 電離圏の結合過程

- 太陽非同期の大気潮汐が対流活動によって励起、超高層まで伝搬し、様々な物理量の経度依存性を起こしている様子が、衛星観測や数値シミュレーションによって明らかになってきた。
- 大気圏-電離圏結合モデルで、大気波動の励起から、伝搬、ダイナモ作用、超高層への影響まで再現可能になりつつある。

STEシミュレーション研究会、2009年10月29日、仙台市戦災復興記念館

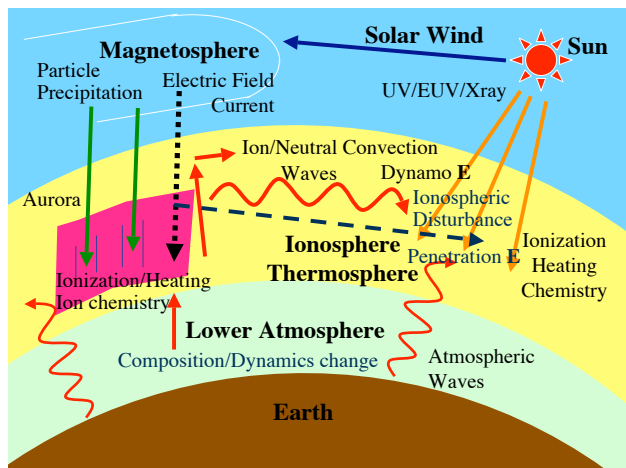
大気波動を介した大気圏 —電離圏結合過程 その2(音波、重力波)

品川 裕之(情報通信研究機構)
家森 俊彦(京都大学)
陣 英克(情報通信研究機構)

NICT

内容

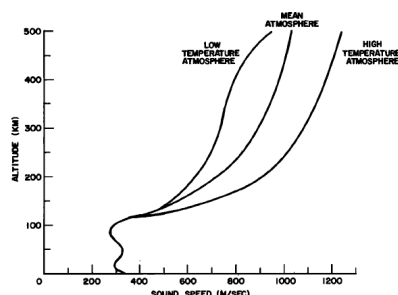
- 大気中の音波と重力波
- 音波に伴う電離圏現象
- 大気重力波に伴う電離圏現象
- シミュレーション例
 - 極域擾乱に伴う重力波 / TID
 - スマトラ地震に伴う電離圏変動
- まとめ



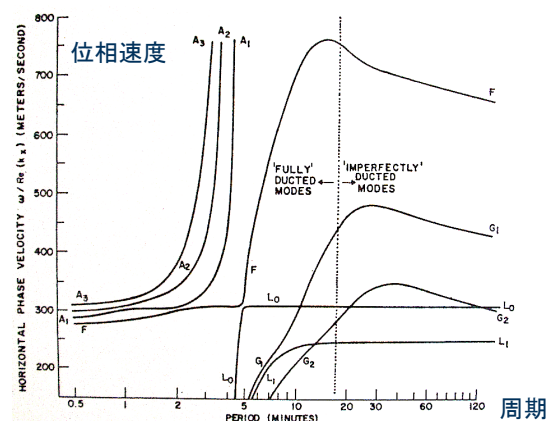
音波と重力波

- 音波は圧縮性を復元力とする大気波動
- 重力波は、重力を復元力とする中性大気波動
- オーロラ加熱、積雲対流、地震、火山爆発、核実験、隕石落下など突発的な現象で発生。
- 現実の大気中ではその振る舞いは非常に複雑になる。

現実の大気



地球の形状+複雑な温度構造+粘性+気象・大気現象
+極域擾乱+イオンとの相互作用などの効果が混在



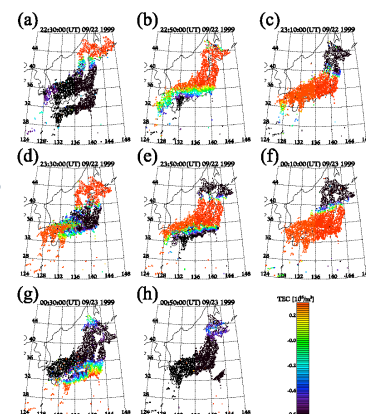
Dispersion curves for the modes ducted by the Earth's atmosphere [Francis, 1973].

Large-scale TID/TAD

- Where and how are they generated in the auroral zone?
- How and how far do they travel to low-latitude regions?
- How wide in longitude are their wavefronts?

Large-Scale TID

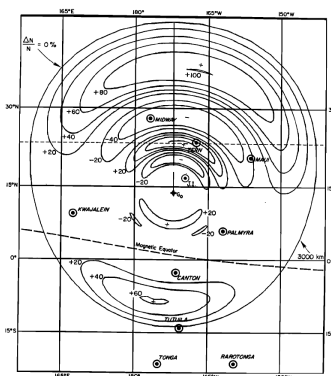
高緯度のジュール加熱や
イオンドラッグにより発生



Tsugawa et al. 2003

Figure 2. A time sequence of two-dimensional maps of TID perturbations between (a) 2330 UT on 22 September 1999 and (h) 0050 UT on the subsequent day with a 10-minute interval. The large-scale wave was subtracted with a 10-minute running average. One LSTID traveled southeastward between 2230 and 2330 UT with the wavefront stretching in the zonal direction and the wavelength longer than 1,600 km. Another LSTID appeared at 2330 UT in the northern part of figure. These LSTIDs were overlapped by MSTIDs, which were clearly seen around 36°N at 2250 UT, and 34°N at 0030 UT.

人工的な原因によるTID



大気核実験の影響と
思われるfoF2変動

爆発後44分

[Albee and
Kanellakos, 1968]

2004年12月のスマトラ沖地震

- 地震によって発生した音波が熱圏・電離圏領域にどのような影響を与えるかを、2次元（緯度・高度）大気圏・電離圏数値モデルを用いて調べる。
- 特に、スマトラ沖地震に伴う
 - (1) 3~4分周期磁場変動に対応する大気振動
 - (2) 電離圏のTEC変動（数十分周期）
 が再現できるかどうかを調べる。

[Shinagawa et al., 2007]

2次元大気圏・電離圏モデル

- 鉛直方向: $0 < z < 700 \text{ km}$, $\Delta z = 2 \text{ km}$
- 緯度方向: $0 < y < 20000 \text{ km}$, $\Delta y = 20 \text{ km}$
- 北極から南極までの領域（磁気緯度）
- 経度方向にはすべての物理量が一樣
- 磁力線はダイポール

中性大気基本方程式（2次元）

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v})$$

緯度方向

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -u \frac{\partial v}{\partial x} - v \frac{\partial v}{\partial y} - w \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + (\text{Coriolis}) + (\text{ion drag}) + (\text{viscosity})$$

鉛直方向

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -u \frac{\partial w}{\partial x} - v \frac{\partial w}{\partial y} - w \frac{\partial w}{\partial z} - g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + (\text{Coriolis}) + (\text{ion drag}) + (\text{viscosity})$$

経度方向

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -u \frac{\partial u}{\partial x} - v \frac{\partial u}{\partial y} - w \frac{\partial u}{\partial z} + (\text{Coriolis}) + (\text{ion drag}) + (\text{viscosity})$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -(\mathbf{v} \cdot \nabla) T - \frac{R}{C_v} T (\nabla \cdot \mathbf{v}) + \frac{1}{\rho C_v} \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \frac{Q}{C_v}$$

$$p = \rho R T$$

中性大気

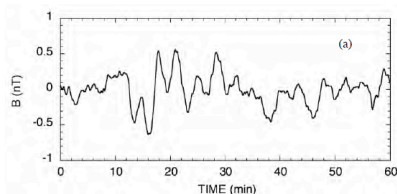
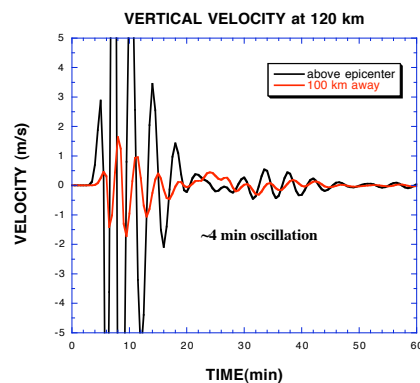
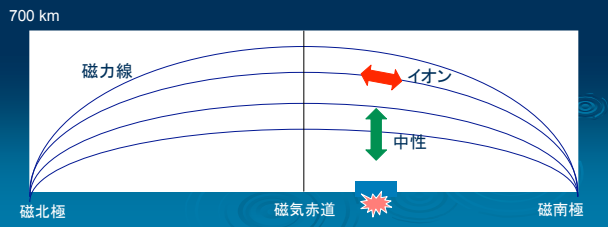
- 非静力学平衡圧縮流体方程式系
- 1 流体 ($[O] + [N_2] + [O_2]$)
- 基本場からの変動量を変数とする
- 基本場：密度・温度・組成は MSISE-90 を用いてスマトラの日時の条件で与える。ただし、緯度方向に一様で、時間的に一定。
- 背景風は0とする。
- 気象現象は含まない。

電離圏

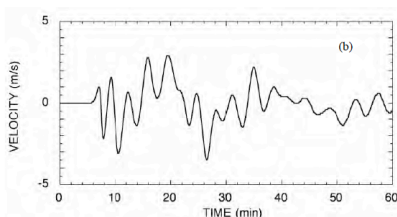
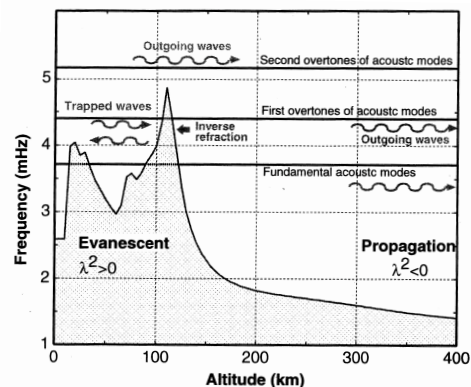
- イオンは O^+
- 連続の式 (イオン生成・消滅を含む)
- イオン生成率は太陽天頂角依存
- 1 流体運動量方程式 (磁力線方向の拡散過程、イオンドラッグ)
- イオン・電子温度は与える。
- 外部電場 (磁気圏電場、中性風ダイナモ電場) は含まない。

初期擾乱

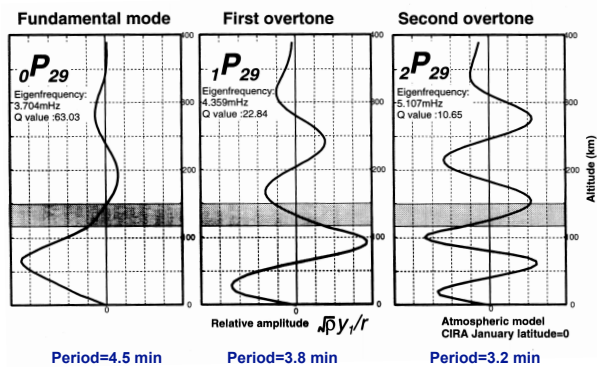
中性大気の下端(地表)で、磁気緯度 -6.25° 付近の、幅200 kmの領域に、周期10秒の正弦的な速度変動 (振幅1 m/s) を1周期与える。約3 mの海面上昇。



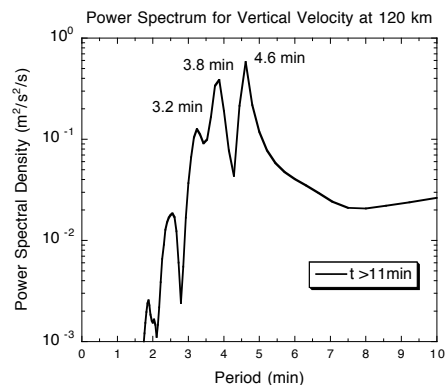
磁場観測

鉛直風速変動
(シミュレーション)

[K. Nishida, Ph.D. thesis, 2000]



[K. Nishida, Ph.D. thesis, 2000]



Earthquake (Mw=9.3)
occurred at 00:58 UT
on December 26, 2004

GPS Receivers

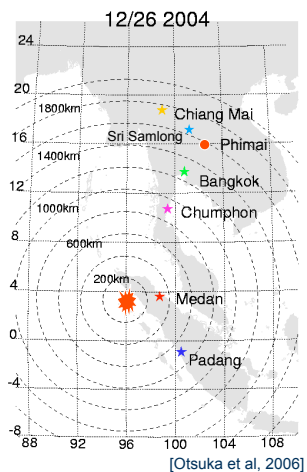
-Chiang Mai
- Bangkok
- Chumphon
- Padang
- Medan
- Sri Samlong

Ionosonde

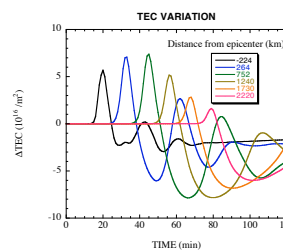
- Chiang Mai
- Chumphon

Magnetometer

- Phimai

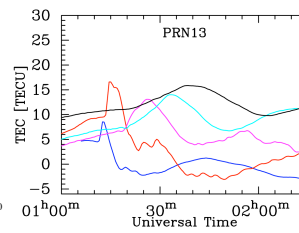


Calculated Height-Integrated
Electron Density



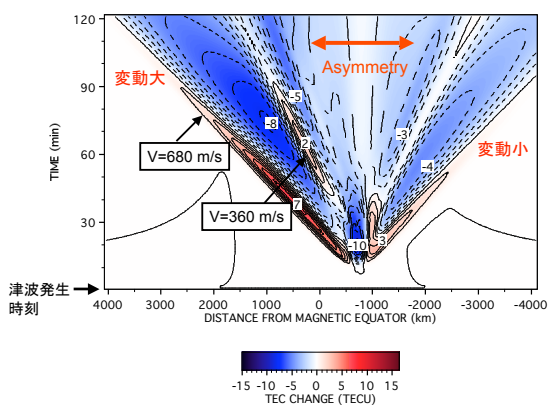
This study

GPS/TEC Observations



Otsuka et al., 2006

鉛直TEC変動



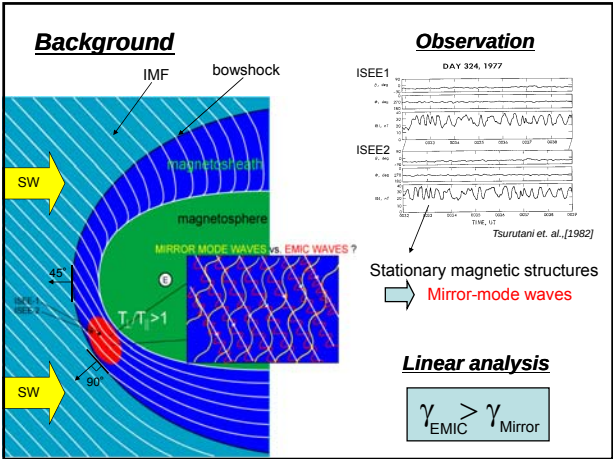
まとめ

- 大気中においては、さまざまな要因で、音波や重力波が生成されている。
- 大気音波、重力波は、電離圏に大きな影響を与える場合がある。
- 大気圏－電離圏相互作用の基本的な過程はある程度理解されているが、実際の環境での電離圏変動は十分に理解できていない。
- 今後、大気圏から電離圏を矛盾無く含めた高精度のシミュレーションモデルの開発が必要である。

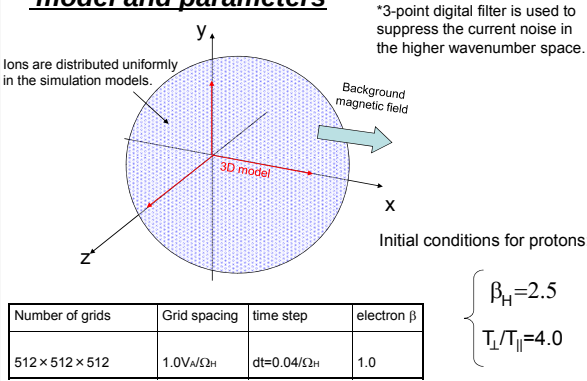
ミラー不安定性の非線形発展の研究

小路 真史, 大村善治

Research Institute for Sustainable Humanosphere,
Kyoto-University

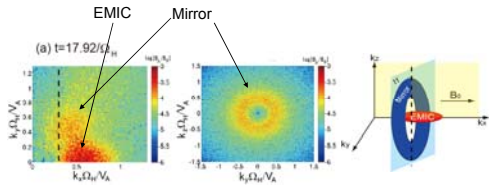


3D Hybrid simulation;
model and parameters



マグネトシースにおいて、ミラー不安定性が支配的に存在する理由 [Shoji et al., JGR, 2009]

→ Competition between EMIC and mirror instability at linear stage
→ 3D effect is important



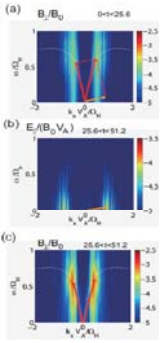
→ Condition of initial fluctuations for the dominance

$$\frac{B_{L0}}{B_{M0}} < 7.49 e^{-(\gamma_L - \gamma_M)\tau_g}$$

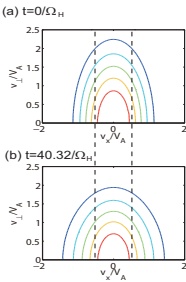
EMIC波の非線形発展(粒子加熱過程)

Three wave coupling

Generation of the nonlinear potentials



$$\Phi = \frac{m}{q} \left(\frac{\Omega_H B_{L\perp}}{k B_0} \right)^2 \frac{\omega}{\Omega_H - \omega} \cos(2kx + \theta_0)$$

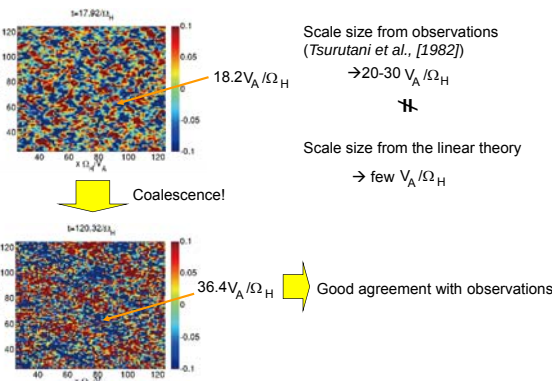


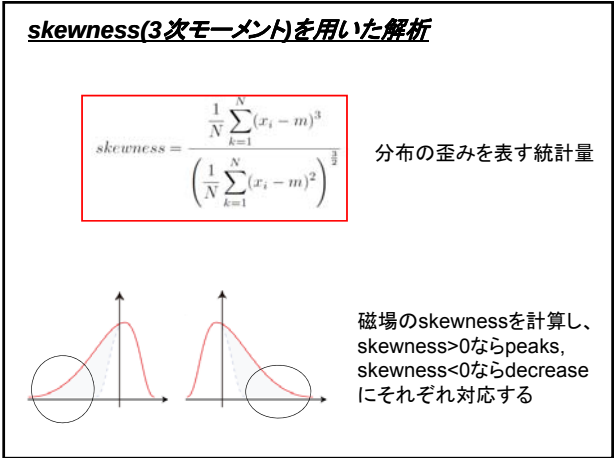
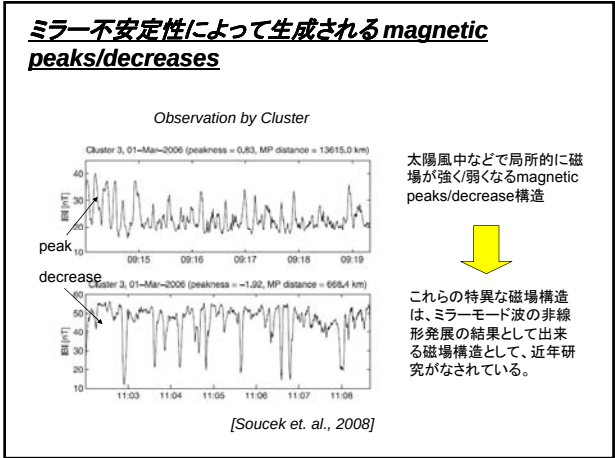
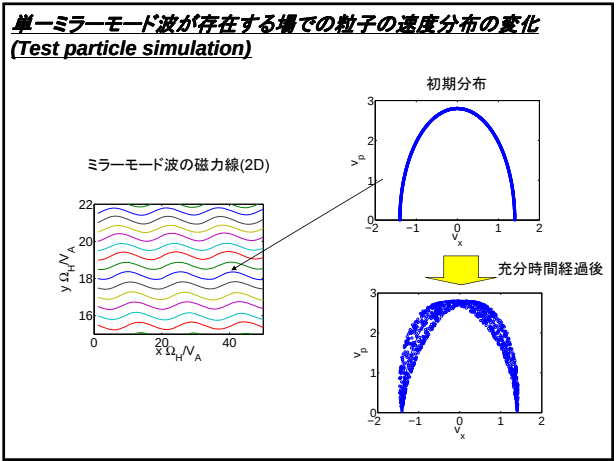
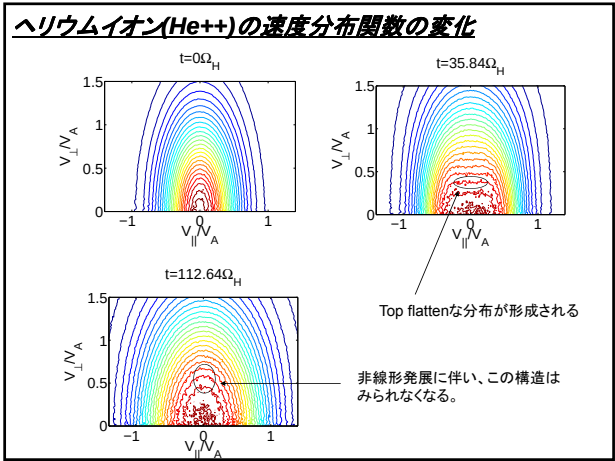
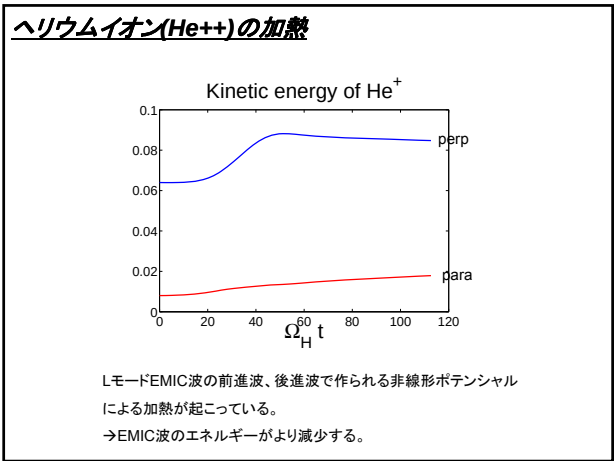
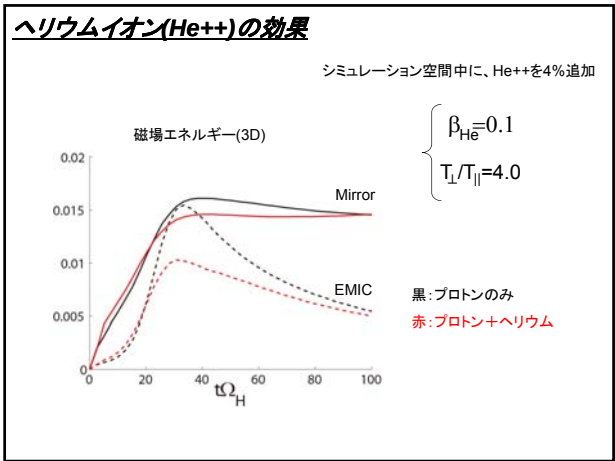
ミラーモード波の非線形発展

Scale size from observations (Tsurutani et al., [1982])

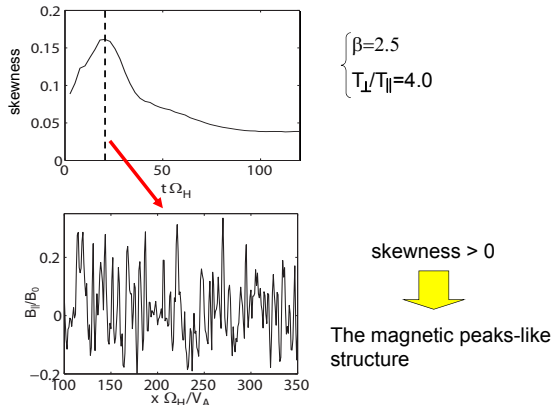
→ 20-30 V_A/Ω_H

Scale size from the linear theory
→ few V_A/Ω_H

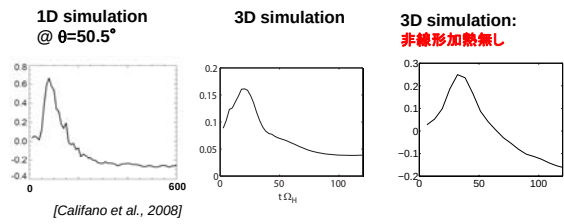




3次元空間内での magnetic peaks-like structure

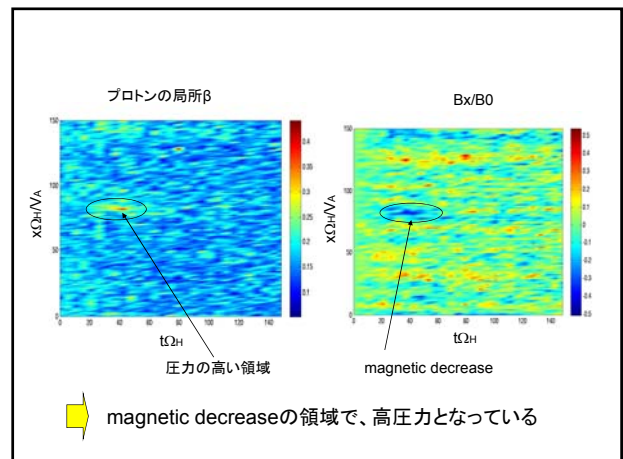
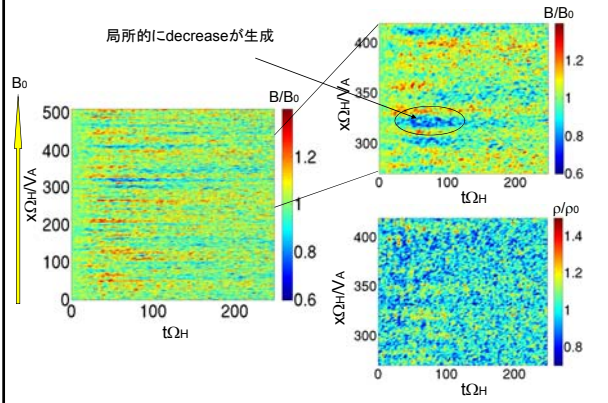


1次元シミュレーションとの比較

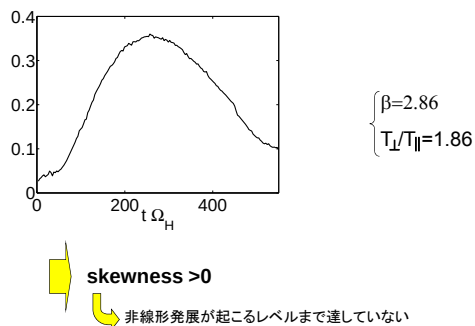


- 1次元、3次元シミュレーション間の違い
- EMIC波による非線形加熱の有無

Time evolution of magnetic dips-like structure



3D result near the threshold



Summary

- ミラー不安定性とEMIC不安定性の競合過程
 - 空間3次元性
 - 各波動の非線形発展の結果
 - 重イオンの影響
 - 観測されているような速度分布関数の再現
- ミラー不安定性によって作られるmagnetic decrease/peaks
 - 統計的な解析では、3Dにおいてmagnetic peaksが多い(線形段階)
 - 局所的に、磁場の極端に小さい領域が生成(非線形段階)
 - EMICの非線形加熱の影響により、decreaseが崩壊している

Future work

- ・magnetic decreaseの三次元的な発展
- ・OhHelp化されたハイブリッドコードによる、より大規模・高解像度な解析
 - 完成間近

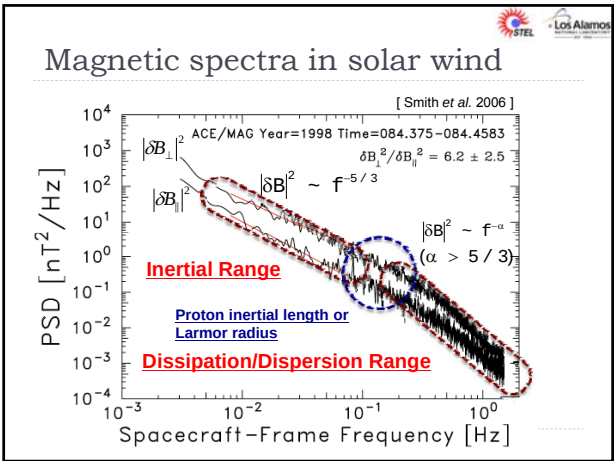
STEL

Los Alamos

太陽風中の小スケール乱流研究
-電子散乱のβ依存性について-

1) 齊藤慎司 2) S. Peter Gary

1) 名古屋大学太陽地球環境研究所
2) Los Alamos National Laboratory



STEL

Los Alamos

小スケール乱流の候補

▶ Kinetic Alfvén fluctuations

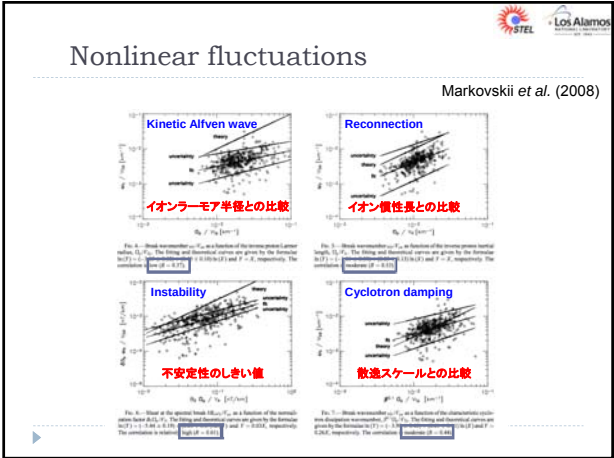
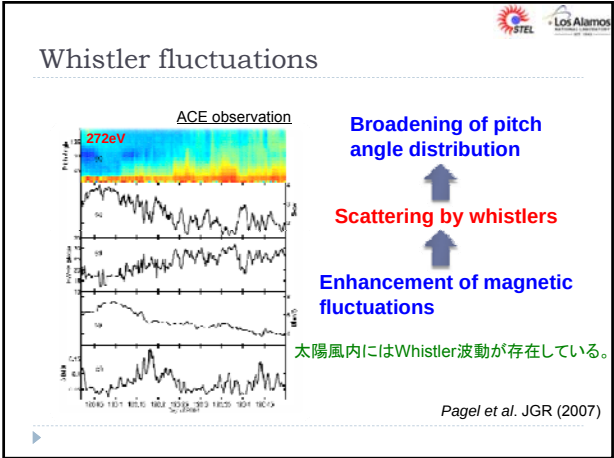
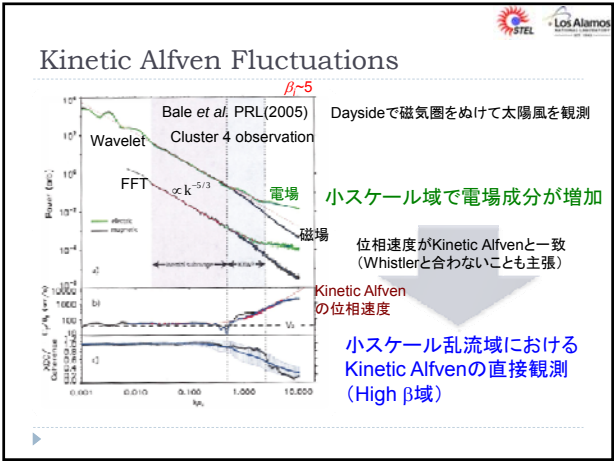
▶ 観測的にこの性質の傾向が見られる

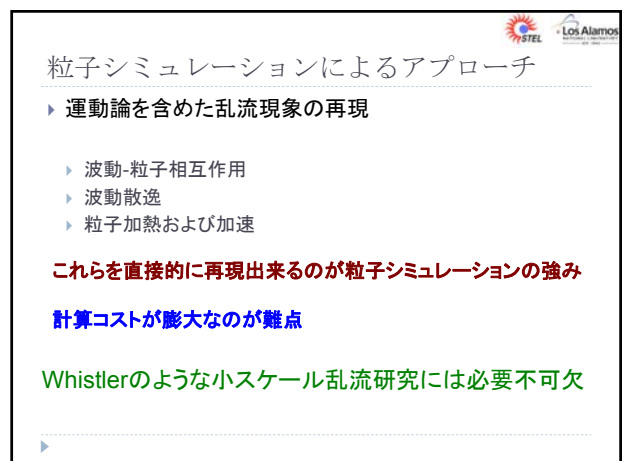
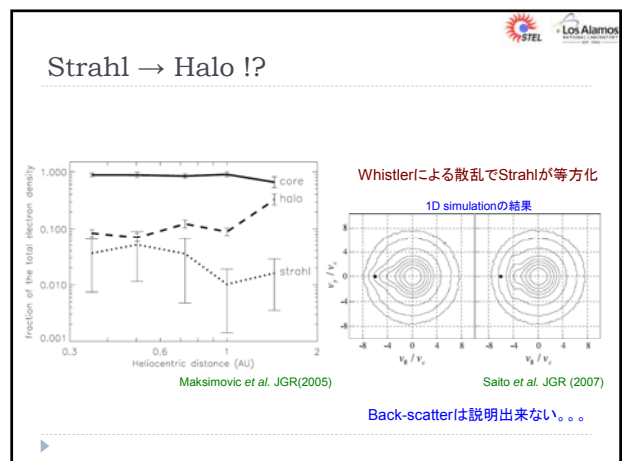
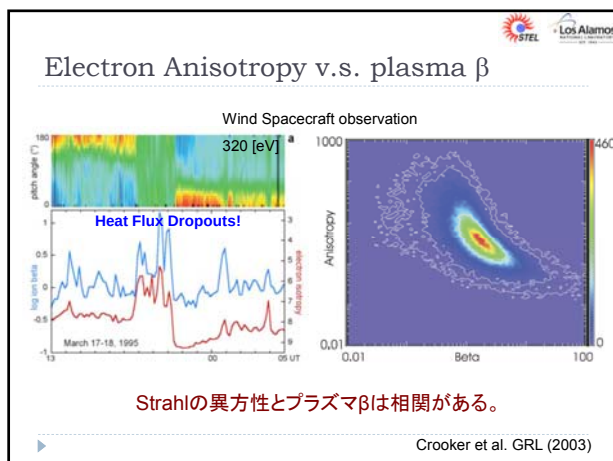
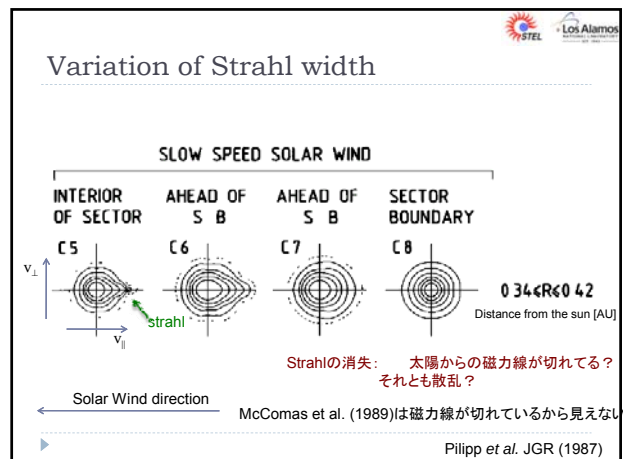
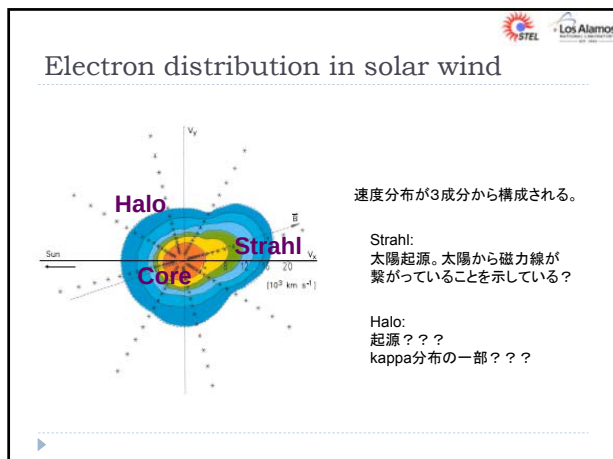
▶ Whistler fluctuations

▶ 電子散乱を最も起こしやすい

▶ Nonlinear fluctuations

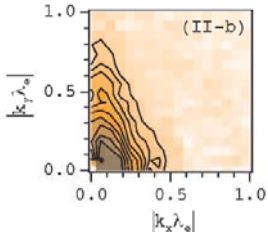
▶ 温度異方性からの示唆、また観測的観点からも





Whistler乱流の特徴 1

波数スペクトル上に異方性が生じる

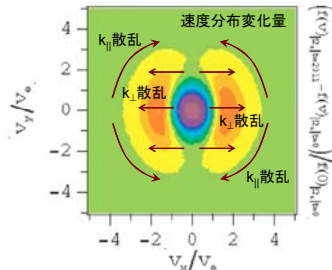


磁場に対して垂直方向に伝搬する波をよく励起する。

Saito et al. JGR (2008)

Whistler乱流の特徴 2

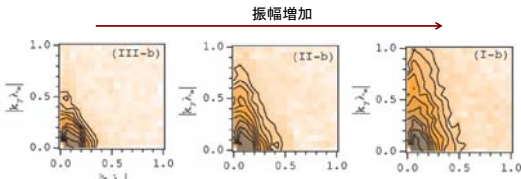
平行方向電子散乱



斜め伝搬成分による平行方向散乱が生じる

Whistler乱流発展の特徴 3

振幅で異方性が変化する

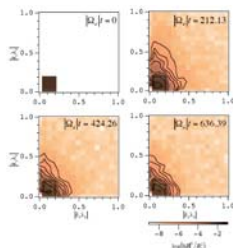


Saito et al. JGR (2008)

非線形性を介した乱流発展が重要となる。

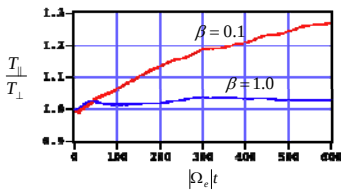
Whistler乱流の特徴 4

プラズマβが下がると等方的になる傾向？



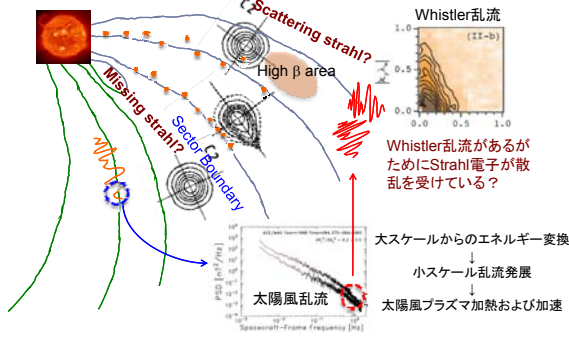
k_parallel方向にエネルギーをより与えているように見える。。。？

Anisotropy of electron distribution



β値が小さいとより異方性を持った分布が生じ易い
観測から得られているセンスと同じ

まとめ -小スケール乱流による太陽風内の粒子散乱-



コーラス放射生成と相対論的電子加速：
理論・シミュレーション研究及び直接計測の可能性

加藤雄人（東北大・理）
大村善治、小嶋浩嗣（京大・RISH）

Storm-time inner magnetosphere

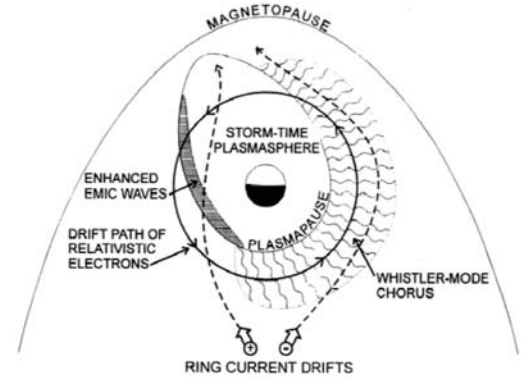


Fig: Plasma environment of the Earth's inner magnetosphere during a magnetic storm [Summers et al., 1998]

Whistler-mode chorus

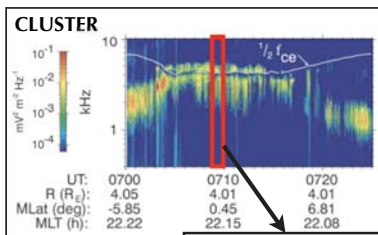
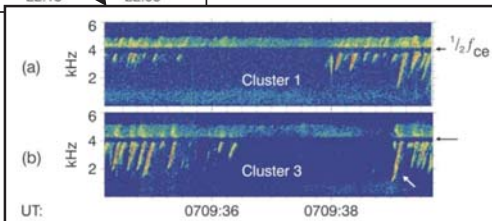


Fig: Chorus emissions observed by CLUSTER in the equatorial region of the inner magnetosphere [Santolik et al., 2004]



Chorus in planetary magnetospheres

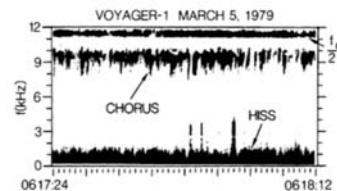
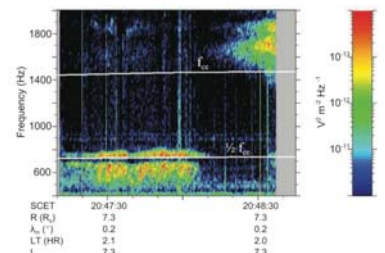


Fig: Typical example of chorus emissions observed by Cassini/RPWS during injection events in Saturn's magnetosphere [Hospodarsky et al., 2008]

Fig: Chorus emissions observed by Voyager-1 in the equatorial region of the Jovian inner magnetosphere (~7.8 R_J) [Coroniti et al., 1980]



Basic equations: Electron Hybrid code

Cold electrons are treated as a fluid
energetic electrons are treated as particles

$$\frac{\partial \mathbf{v}_f}{\partial t} = -(\mathbf{v}_f \cdot \nabla) \mathbf{v}_f + \frac{q_f}{m_f} (\mathbf{E} + \mathbf{v}_f \times \mathbf{B})$$

$$\frac{d(m_p \mathbf{v}_p)}{dt} = q_p (\mathbf{E} + \mathbf{v}_p \times \mathbf{B})$$

$$\mathbf{J} = q_f n_f \mathbf{v}_f + \sum_p q_p \mathbf{v}_p$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}$$

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

Model & initial settings

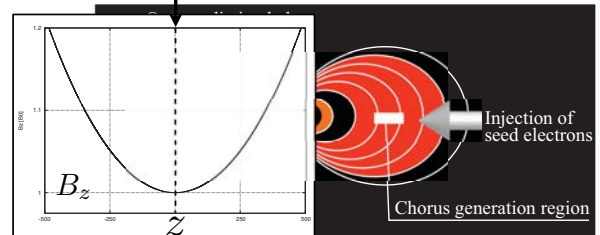
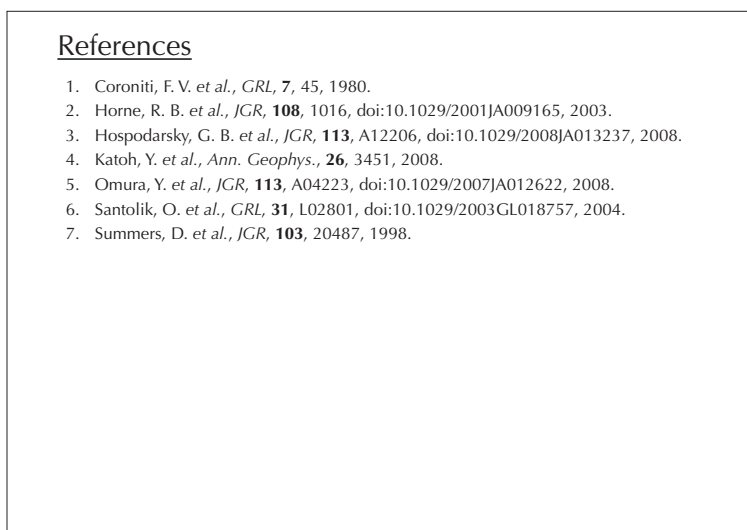
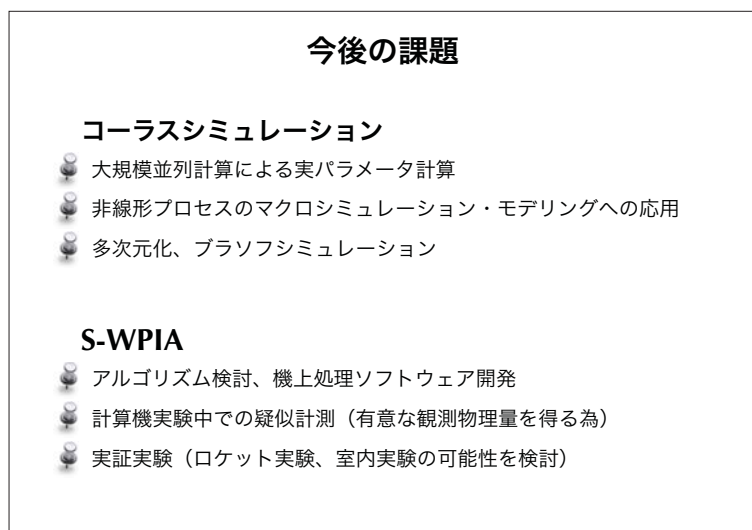
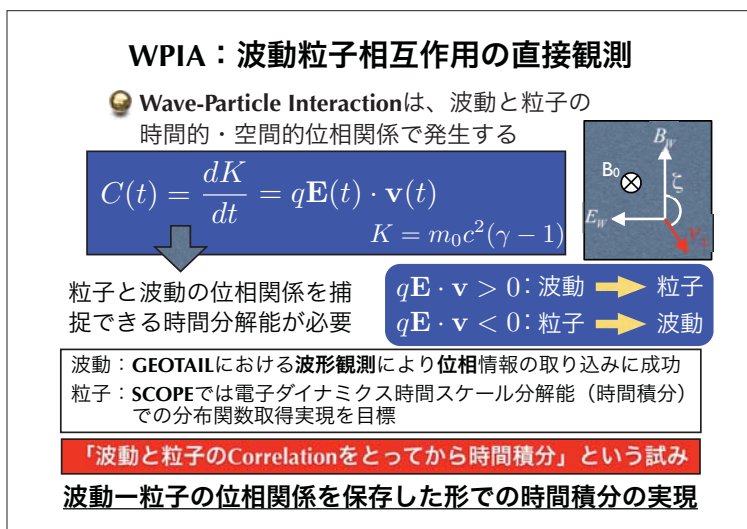
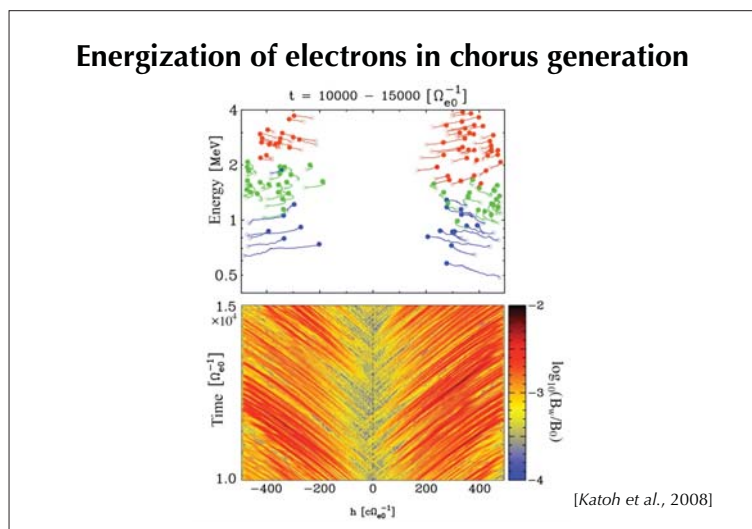
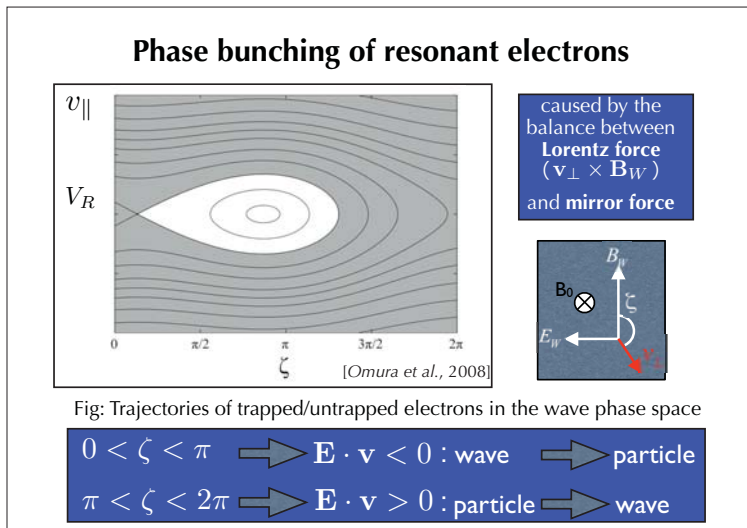
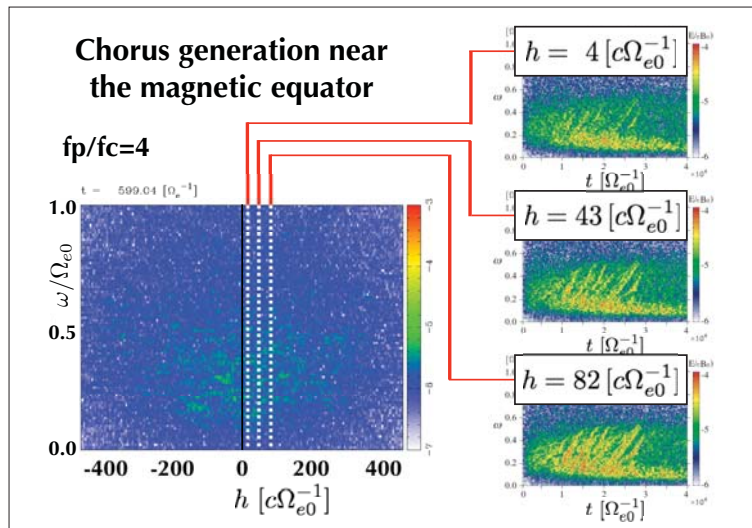


Fig: Schematic illustration of radiation belts

- Electron Hybrid code
- 1D, field aligned system
- Loss-cone velocity distribution with a temperature anisotropy
- $E_z = 0$

$$\begin{aligned} \Pi_e &= 4\Omega_e \epsilon_0 \\ N_p &= 5 \times 10^{-4} N_f \\ v_{th,\parallel} &= 0.225c \\ v_{th,\perp} &= 0.6c \end{aligned}$$



October 30, 2009

Simulation of mode conversion process from upper-hybrid waves to LO-mode waves in the vicinity of the plasmopause

Kalaei, M. J.

T. Ono, Y. Katoh, A. Kumamoto, Y. Nishimura
Department of Geophysics, Tohoku University

Introduction

If plasma parameters are function of position in plasma the local value of the refractive index will also be a function of position. So, under a condition, a wave of one type (mode) can be linearly coupled to a wave of another type (mode), this is the **mode conversion**. There are various phenomena probably related to the mode conversion process such as: **kilometric continuum radiation**, Auroral kilometric radiation and Jovian decametric emissions.

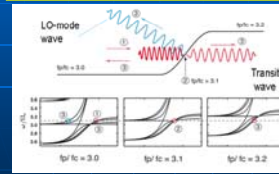


Fig. Schematic diagram of mode conversion process.

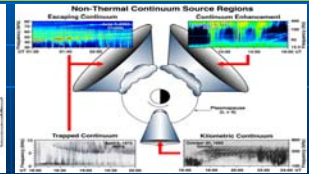


Fig. The observed source locations of the escaping, trapped, kilometric and continuum enhancement emissions. (Green, 2006)

Introduction: Previous works

Jones[1976,1980,1981,1982,1987] applied the LMCT (linear mode conversion theory) to explain NTC. He assumed the window is located at the equatorial plasmopause and the plasma density gradient is nearly perpendicular to ambient magnetic field. The **key prediction** of LMCT is that free space radiation emerging from the radio window will form two symmetrical beams about magnetic equator whose beaming angles are given by $\alpha = \tan^{-1} \sqrt{f_c/f_p}$

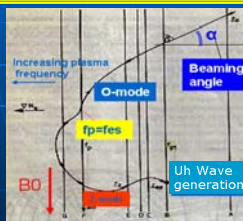


Fig. A schematic of ray path, α is the radio window (Jones,1988)

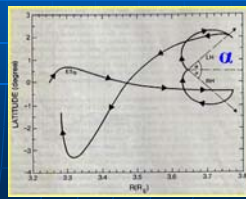


Fig. Sketch of ray path of ESUH, Z and O-mode 28.015 KHz. (Jones,1988)

In general cases:

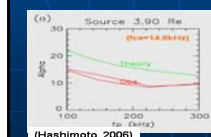
➤ In almost previous works WKB should be valid, such as Integral approximation method, Multilayered method by matrix multiplication and Ray tracing.

A self consistent simulation which is free from the WKB approximation has not been used in the previous study.

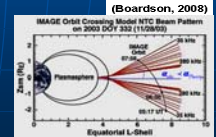
In plasmasphere:

➤ The LO radiation emanating from the radio window is beamed away from the magnetic equatorial plane by Jones (1981, 1982) at an angle $\alpha = \tan^{-1} \sqrt{f_c/f_p}$

Hashimoto (2006) showed that in order to explain the latitudinal Location of high-frequency of KC radiation a theory is required in which these frequencies are beamed at equatorial angles that are **smaller** than the predictions of LMCT.



$$\alpha_{obs} < \alpha_{theory}$$



Purpose of this study

In order to solve the problems on mode conversion theory pointed out by previous works; The followings have been investigated by simulation study:

Part 1:

- 1- Relation between **background plasma frequency** and mode conversion efficiency .
- 2- Relation between **wave normal angle** and mode conversion efficiency.
- 3- Relation between **incident wave frequency** and mode conversion efficiency.
- 4- **Effects of the spatial scale of density gradient.**

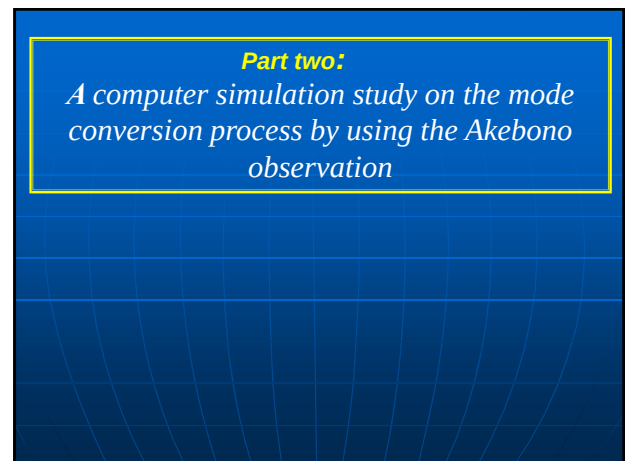
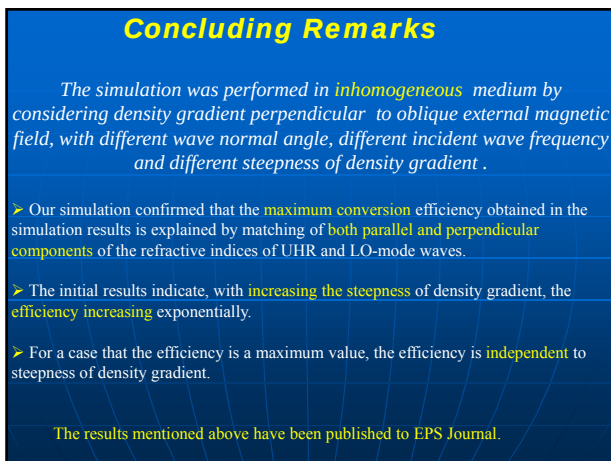
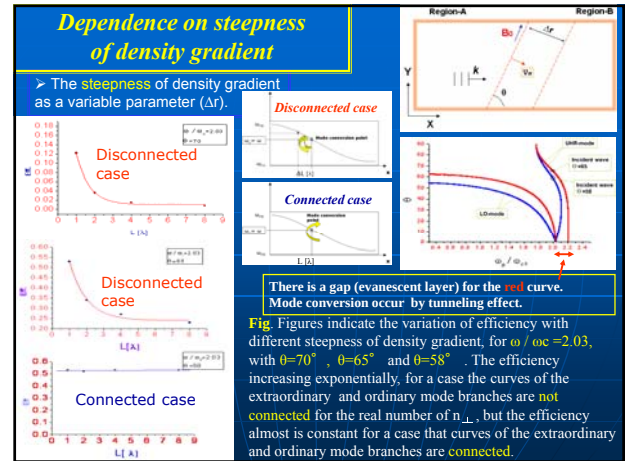
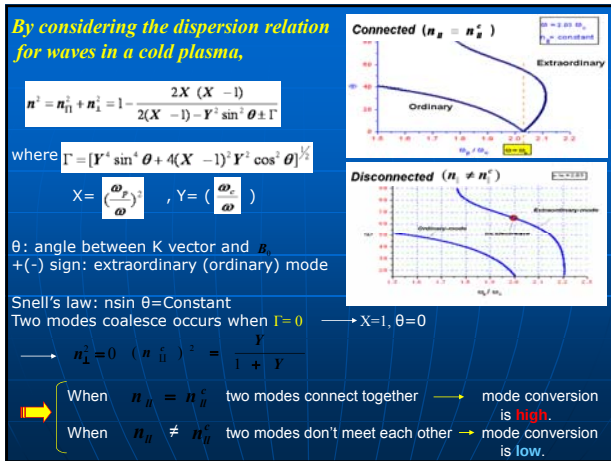
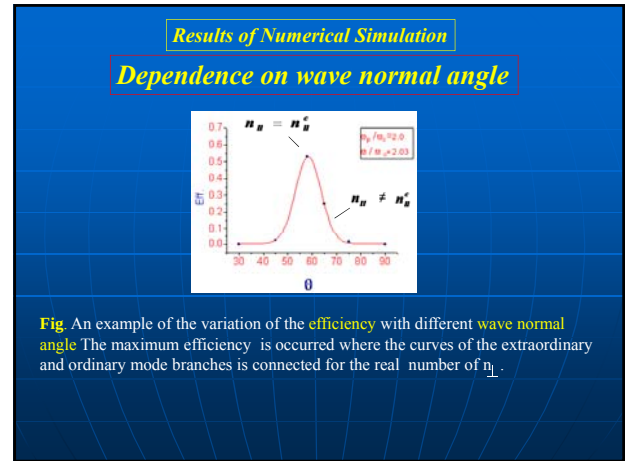
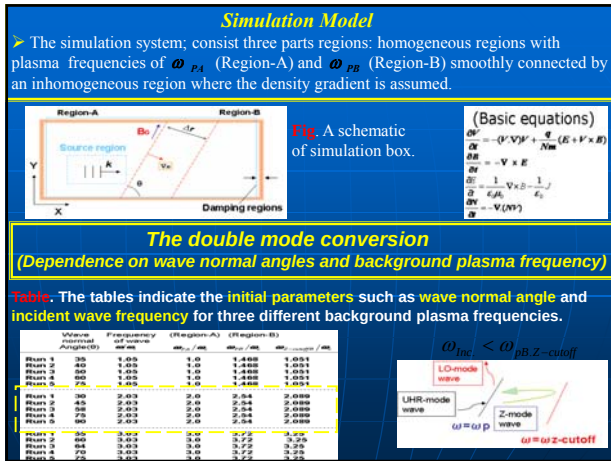
Part 2:

- 5- Considering **realistic** cases in plasmasphere in order to investigation mode conversion, where **WKB** can be invalid.
- 6- Comparing of the **beam angle** from simulation results with LMCW .

Part one :

Simulation of mode conversion from UHR-mode waves to LO-mode waves in general case

Simulation of mode conversion process from upper-hybrid waves to LO-mode waves in the vicinity of the plasmopause

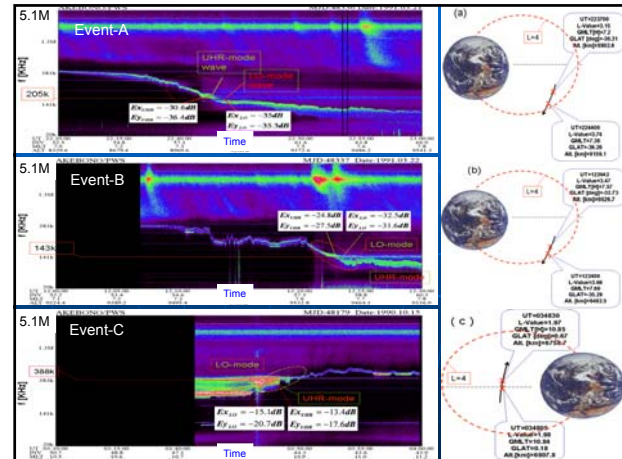


Purpose of this study

We considered several realistic cases in plasmasphere that lead to mode conversion, in which mode conversion processes were observed by the Akebono satellite.

The comparison has been performed as follows:

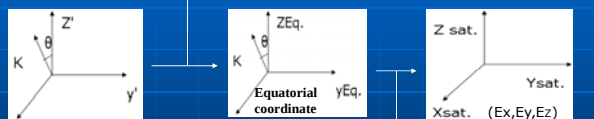
- We estimated the density gradient from observed UHR freq.
- The incident wave normal angle was estimated by comparing observed E_x / E_y with E_x / E_y derived from dispersion relation.
- Numerical simulation of mode conversion was performed based on estimated density gradient and incident wave normal angle.



Estimation of wave normal angle

1- E_x (obs.) and E_y (obs.) components are obtained from observation, in the satellite coordinate.

2.1- By using the direction B_0 in equatorial coordinate.



Dispersion relation (E_x, E_y, E_z)

2.2- By using the direction of E_x antenna and E_y antenna in equatorial Coordinate.

3. Comparison of ratio of E_x and E_y between E_x and E_y of dispersion relation.

4. By changing θ in the prime coordinate and repeating the process, we choose most possible θ whose the ratio of E_x and E_y is nearest to observation.

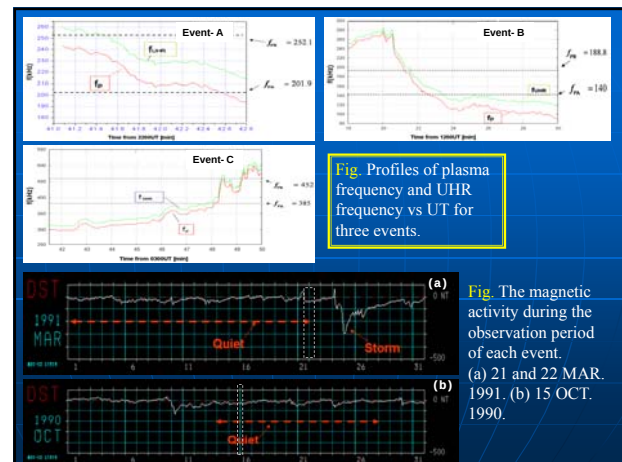


Fig. Profiles of plasma frequency and UHR frequency vs UT for three events.

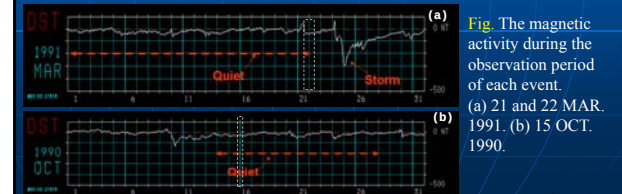


Fig. The magnetic activity during the observation period of each event. (a) 21 and 22 MAR. 1991, (b) 15 OCT. 1990.

Table 3.1 Summary of parameters used in this study, consists of wave normal angle, cyclotron frequency, incident wave frequency and plasma frequency, UHR- frequency and Z-cutoff in region A and B (All of frequencies are in kHz) .

	wave normal angle(θ°)	f_{ce}	f_{be}	wavelength $\lambda[\text{cm}\Omega^{-1}]$	$f_{\text{p-A}}$	$f_{\text{UHR-A}}$	$f_{\text{L-cutoff-A}}$	$f_{\text{p-B}}$	$f_{\text{UHR-B}}$	$f_{\text{L-cutoff-B}}$	Validity of WKB $\Delta\lambda/\lambda$
Run A	55	91.8	205	0.396	201.9	221.79	161.15	252.1	268.29	210.34	0.1
Run B	61.8	69	143	0.426	140	156.08	109.68	188.8	201	157.43	0.75
Run C	71	109	388	0.248	385	400	334.24	452	465	400.7	0.9

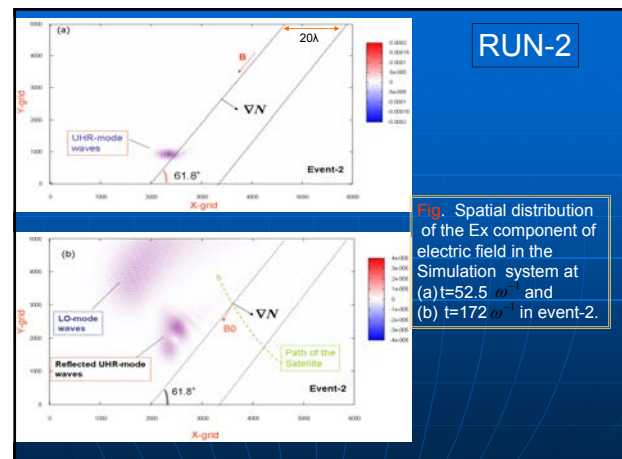
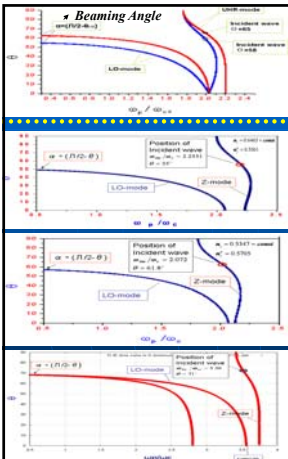


Fig. Spatial distribution of the E_x component of electric field in the Simulation system at (a) $t=52.5 \omega^{-1}$ and (b) $t=172 \omega^{-1}$ in event-2.

Simulation of mode conversion process from upper-hybrid waves to LO-mode waves in the vicinity of the plasmopause

Table 3. Summary of simulation results, consist of two parts, one part related to comparison with dispersion relation both observation and simulation for incident and LO-mode waves, part two related to amplitude comparison between simulation results and observation.

		(Comparison With Dispersion Relation)				(Amplitude Comparison)			
wave normal angle (θ°) in Region-A		$(E_x/E_y)_{obs}$	$(E_x/E_y)_{sim}$	$(E_x/E_y)_{obs}$	$(E_x/E_y)_{sim}$	$(E_x/E_y)_{obs}$	$(E_x/E_y)_{sim}$	$(E_x/E_y)_{obs}$	$(E_x/E_y)_{sim}$
Run_A	UHR	55.0	0.65	0.63	0.64	0.60	0.62	0.36	0.38
	LO	5.5	1.036	1.035	1.034				
Run_B	UHR	61.8	1.36	1.36	1.37	0.42	0.41	0.62	0.61
	LO	7.2	0.9	0.9	0.89				
Run_C	UHR	71	1.63	1.62	1.64	0.82	0.83	0.69	0.67
	LO	10	1.91	1.9	1.92				
		Dis.	Obs.	Simu.	Obs.	Simu.	Obs.	Simu.	



Kalaei et al., (2009) by numerical simulation showed that the mode conversion take place not only in a case that two branches connected, but also in a case that two branches disconnected, and the radio window angle of generated LO-mode waves becomes smaller than that of the LMCT prediction.

Fig. Variation of wave normal angle vs plasma frequency, under condition that n_z is constant, that slightly different with critical value, two branches of Z-mode and LO-mode waves are disconnected. Each panel corresponds to the settings used in Run A, B and C.

For example: In run-C, we obtain the wave normal angle $\theta \approx 71^\circ$ of LO-mode waves, corresponding to beaming angle $\alpha \approx 22^\circ$. On the other hand, we obtain $\alpha = \tan^{-1}(\frac{\omega_{UH}}{\omega_{pe}})^2 \approx 27.9^\circ$, which is about 6 degrees more than the simulation results.



Concluding Remarks

We considered several realistic cases in plasmasphere that lead to mode conversion. Using density gradient and incident wave normal angles estimated based on the observation by the Akebono satellite, numerical simulations were performed.

- The results (wave normal angle, E_x / E_y of UHR-mode and LO-mode waves) were **consistent** with the observation.
- The simulation results reproduced the **beaming angle** of LO-mode waves **smaller than** the prediction by previous theories, where smaller angle is **consistent with observations**.
- These results can be explained by the condition that the **refractive index** is slightly different from the critical value in the mode conversion process in actual plasmasphere.

The results mentioned above have been submitted to Annales Geophysicae Journal.

Simulation of mode conversion process from upper-hybrid waves to LO-mode waves in the vicinity of the plasmopause

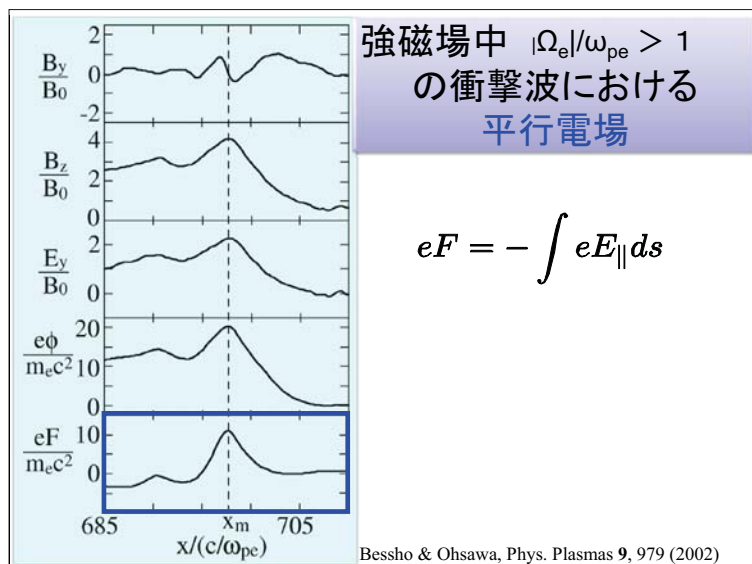
斜め衝撃波中の捕捉電子による 電磁場生成とその効果

名大理 樋田美栄子 式井建太
高橋聖一 河合洋将 大澤幸治

Contents

斜め衝撃波による超相対論的電子の生成

1. 強磁場中の非線形磁気音波における平行電場
2. 斜め衝撃波中の電子の捕捉と加速
3. 捕捉粒子による反作用（電磁場生成とその効果）
4. 多次元効果
5. まとめと今後の課題



平行電場についての理論

$$F \propto T \text{ in warm plasmas}$$

$$F \propto B_0^2 \text{ in cold plasmas}$$

In warm plasmas

Takahashi & Ohsawa, Phys. Plasmas 14, 112305 (2007)

$$eF_T = \Gamma_e T_e \frac{v_A^2 \sin \theta}{(v_{p0}^2 - c_s^2)} \left(\frac{B_{z1}}{B_0} \right)$$

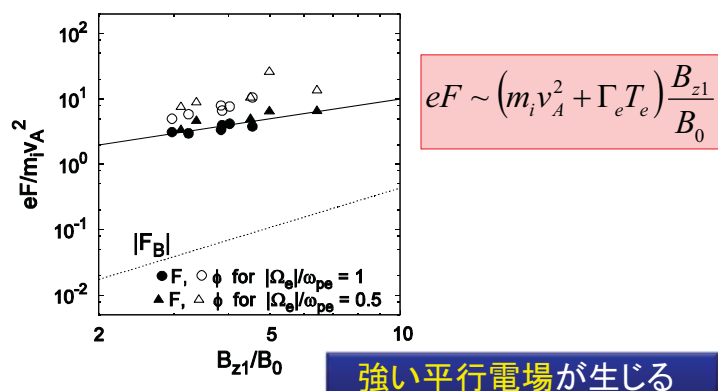
温度に比例

In cold plasmas ($T=0$)

$$eF_B = -m_i v_A^2 \left(\frac{c}{\omega_{pe}} \right)^2 \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} \left(\frac{B_{z1}}{B_0} \right)$$

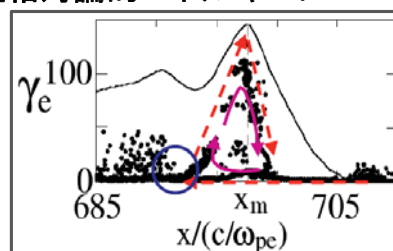
磁気圧に比例

大振幅衝撃波における F



斜め衝撃波による電子の加速

- 斜め衝撃波
 - パルス後部の $E_{\parallel}$ の揺動による反射
- 一部の電子が主パルス内部に捕捉
 - 主パルス領域の電場 E_x, E_{y0}
- 超相対論的エネルギーに



$|\Omega_e|/\omega_{pe} = 3$

$\theta = 45^\circ$

$M = 2.3$

$V_{sh} \sim c \cos \theta$

Bessho & Ohsawa, Phys. Plasmas 9, 979 (2002)

粒子加速に対する平行電場の効果

電磁粒子シミュレーション中で
二つのテスト粒子群の運動を計算。

1. 全電場 E を用いた相対論的運動方程式

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = e\mathbf{E} + e\frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c}$$

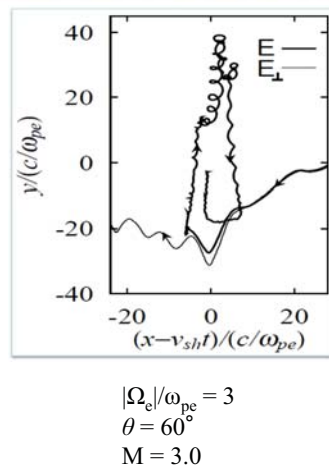
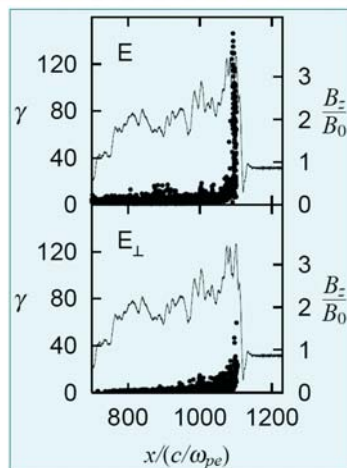
2. 直角電場 $E_{\perp}$ のみを用いた式

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = e\mathbf{E}_{\perp} + e\frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c}$$

これらの結果を比較

Takahashi, Kawai & Ohsawa, et al., to be published in Phys. Plasmas

$E_{\parallel}$ による電子の捕捉 $\Rightarrow$ 加速



空間1次元の粒子シミュレーションでは

時間の経過とともに

捕捉粒子数が増加
最高エネルギーが増大

非常に安定な捕捉

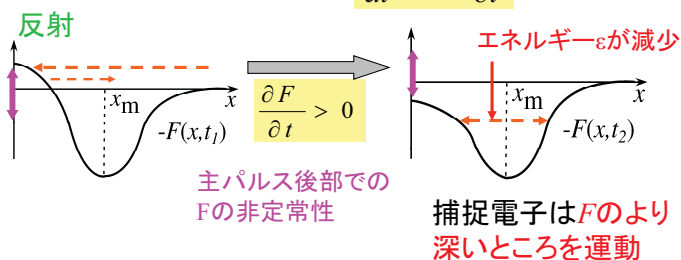
被捕捉粒子による反作用は？

Fの非定常性による捕捉

電磁場の非定常性を考慮

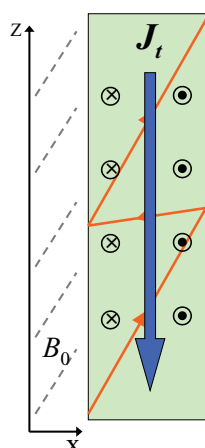
エネルギー変化式

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -e\frac{\partial F}{\partial t}$$



Zindo, Ohsawa, Bessho and Sydora, Phys. Plasmas **12** (2005) 052321.

捕捉粒子によるFの自己生成



波の静止系

$$F = -\int ds E_{\parallel} = \phi + \frac{E_{y0}}{B_{x0}} \int B_y dx$$

B_y が生成

捕捉粒子は自分自身で F を強める

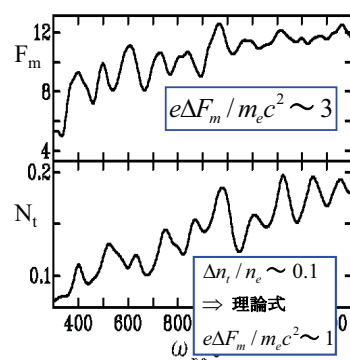
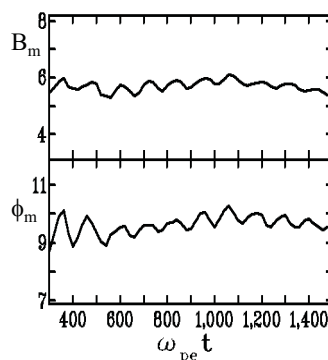
$$F \approx F_0 + m_e c^2 (n_t / n_0) (B_0 / B_m)$$

捕捉の安定化、加速の促進

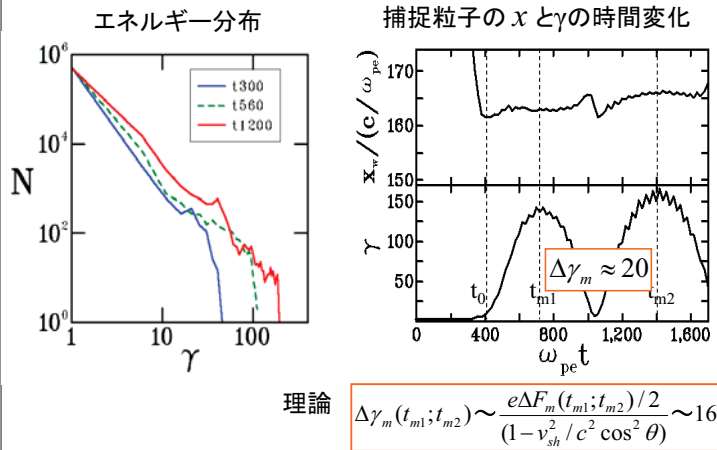
Toida and Shikii, to be published in Phys. Plasmas

電磁粒子シミュレーション

捕捉粒子数の増加 $\Leftrightarrow$ Fの増加



Fの増加 ⇒ 加速の促進



まとめ

斜め衝撃波中の磁場平行方向の電場は、電子の捕捉・加速を引き起こす。

捕捉電子が作る電磁場を導出し、捕捉電子が自分自身でFを強め、捕捉を安定化し、加速を促進することを示した。

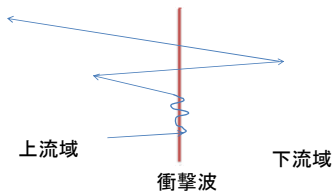
多次元効果(波面方向の揺動や不安定性)についての研究を現在進めている。

無衝突衝撃波による 粒子加速現象の解析

杉山 徹
JAMSTEC

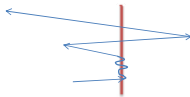
衝撃波近傍での粒子加速

- 衝撃波の上流と下流域での散乱が必要
(速度の異なる領域を往來することが必要)



衝撃波近傍での粒子加速

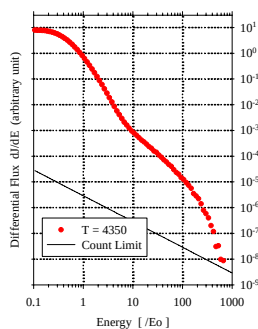
- 散乱は、磁場波動によるピッチ角(μ)散乱
 - $d\mu/dt$ が磁場波動強度(Bw)の関数
 - ある程度大きければ十分
 - 一般的には $d\mu/dt$ は粒子エネルギーの関数
 - エネルギーに依存しない場合、高エネルギー粒子は散乱されるまでに長い距離を移動する。
 - 高エネルギー粒子の生成には、幅広い領域が必要



1次元 Hybrid Simulation による検証

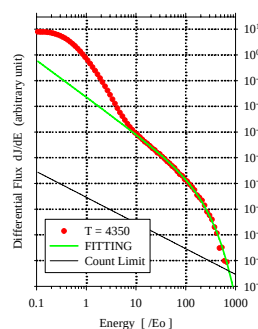
- 計算パラメータ
 - マッハ数 ~ 10
 - 衝撃波角度 40 degree
 - 上流プラズマ β イオン・電子共に 1.0
 - システムサイズ 200,000 イオン慣性長

スペクトル： 形状



$$\frac{dJ}{dE} = A \cdot E^{-\gamma} \cdot \exp(-E/E_c)$$

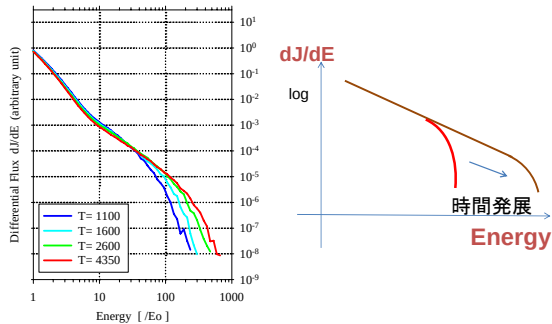
スペクトル： 形状



$$\frac{dJ}{dE} = A \cdot E^{-\gamma} \cdot \exp(-E/E_c)$$

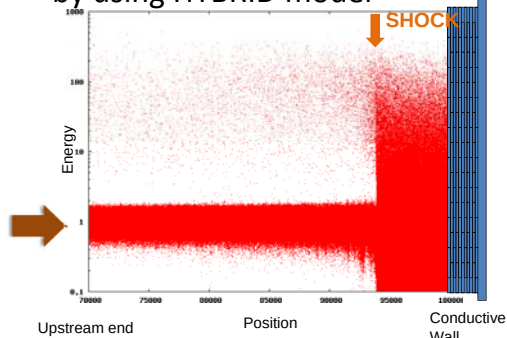
$\gamma = 1.43$
 $E_c = 121$

スペクトル：時間発展

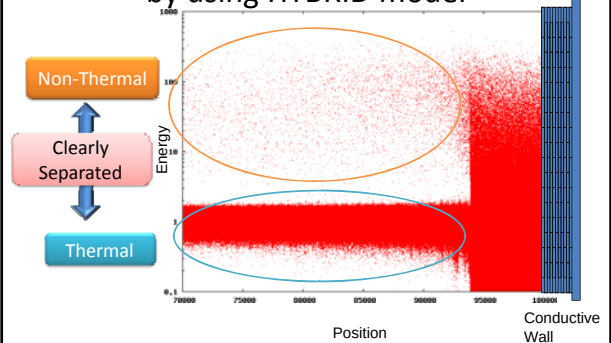


Our new multi-physics simulation model

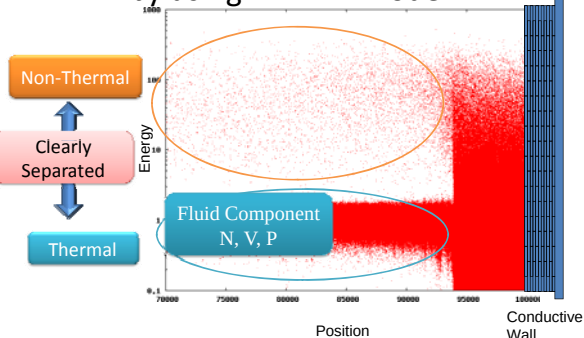
Shock Simulation by using HYBRID model



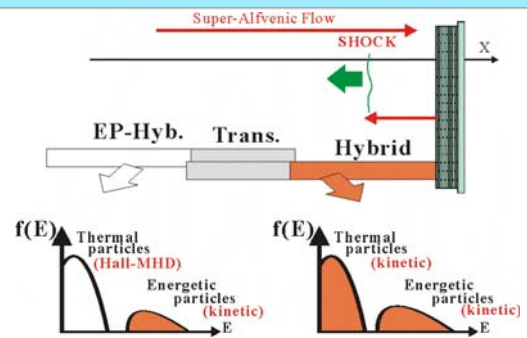
Shock Simulation by using HYBRID model



Shock Simulation by using HYBRID model



Shock Simulation : our new model



Basic Equations

Hall - MHD

$$\frac{\partial N_F}{\partial t} = -\nabla \cdot (N_F \mathbf{V}_F)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}_F}{\partial t} = -(\mathbf{V}_F \cdot \nabla) \mathbf{V}_F + \frac{1}{N_F} (-\nabla P_F + \mathbf{J}_F \times \mathbf{B})$$

$$\mathbf{J}_F = \mathbf{J} - \sum q N \mathbf{v}^\#$$

$$\frac{\partial P_F}{\partial t} = -(\mathbf{V}_F \cdot \nabla) P_F + \gamma P_F \nabla \cdot \mathbf{V}_F$$

F: Fluid (Thermal) Component

Hybrid

$$\frac{d\mathbf{r}^\#}{dt} = \mathbf{v}^\#$$

$$\frac{d\mathbf{v}^\#}{dt} = \frac{q}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{v}^\# \times \mathbf{B})$$

Common

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} \quad \mathbf{E} = -\nabla \phi - \frac{1}{2N} \nabla P_e$$

$$\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{B} \quad \mathbf{V}_e = \mathbf{V}_i - \mathbf{J} / N$$

Shock Simulation : our new model

Super-Alc...

Hall - MHD

$$\frac{\partial N_F}{\partial t} = -\nabla \cdot (N_F \mathbf{V}_F)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}_F}{\partial t} = -(\mathbf{V}_F \cdot \nabla) \mathbf{V}_F + \frac{1}{N_F} (-\nabla P_F + \mathbf{J}_F \times \mathbf{B})$$

$$\mathbf{J}_F = \mathbf{J} - \sum q N \mathbf{v}^\#$$

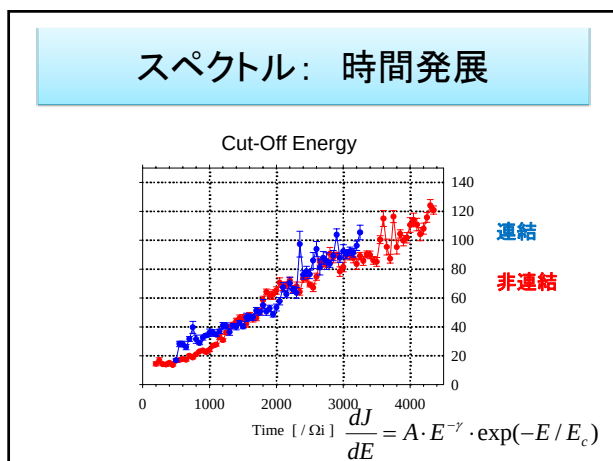
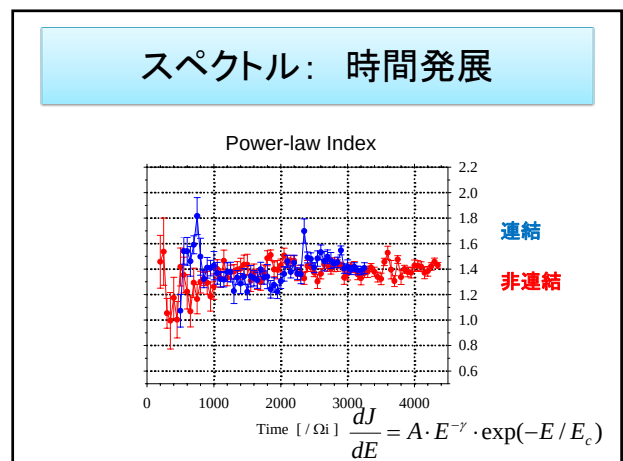
$$\frac{\partial P_F}{\partial t} = -(\mathbf{V}_F \cdot \nabla) P_F + \gamma P_F \nabla \cdot \mathbf{V}_F$$

F: Fluid (Thermal) Component

f(E)

1次元 Hybrid Simulation による検証

- 計算パラメータ
 - マッハ数 ~ 10
 - 衝撃波角度 40 degree
 - 上流プラズマβ イオン・電子共に 1.0
 - システムサイズ 200,000 イオン慣性長
 - 連結計算
 - 100,000 に両モデルの境界を設置



まとめ

- 空間分布
 - 上流域にFLAT域が存在する
 - 粒子を散乱する磁場波動の振幅は、十分大きい
 - Critical Power が存在する
- エネルギースペクトル $\frac{dJ}{dE} = A \cdot E^{-\gamma} \cdot \exp(-E / E_c)$
 - Power-law index γ は一定値
 - E_c が時間発展する
 - 典型的な加速理論よりは、ソフトである
- 連結階層シミュレーションを検証
 - 上記解析に対し、同等な結果を得た

Reflected Electrons Upstream of Collisionless Shocks

S. Matsukiyo¹, T. Hirakawa¹,
T. Hada¹, and T. Umeda²

¹ESST Kyushu Univ.

²STEL Nagoya Univ.

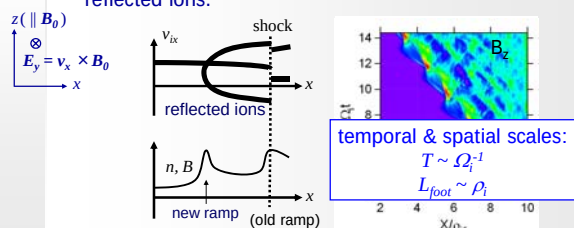
Outline

- Background & Motivation
- Test particle simulation
upstream electron distribution for a variety of shock profiles
- Summary & Future Issues
- 2D PIC simulation (preliminary result)

Background & Motivation

Shock reformation

- For high Mach number, a shock surface self-reforms.
- The process is cyclic and based on gyro motions of reflected ions.



Background & Motivation

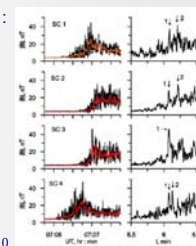
Shock reformation

- Observational proof has not been successful.

Typical scales of bow shock reformation :
 $L \sim 1000$ km
 $T \sim 10$ s

The timing method does not work well.

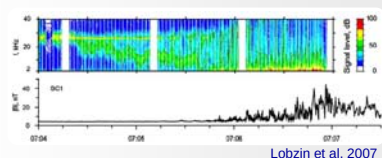
24 Jan. 2001
 $\beta_e = 1.7$, $\beta_i = 2.0$, $\Theta_{in} = 81^\circ$, $M_A = 10$
Distances between spacecrafts : 380-980 km Lobzin et al. 2007



Background & Motivation

Shock reformation

- Observational proof has not been successful.



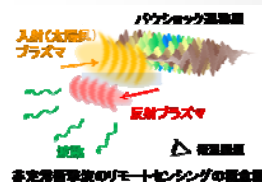
Focus on variation of upstream wave activity

but...

Correlation between wave characteristics and plasma distribution function is unclear.

Background & Motivation

Remote sensing of bow shock reformation :

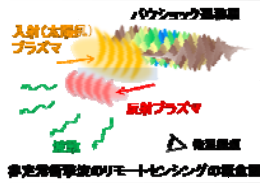


Scrutinizing methodology of the remote sensing of bow shock reformation, by using simulation data

Extract signatures of reformation by observing upstream waves and distribution functions of backstreaming (or reflected) plasma.

Background & Motivation

Remote sensing of bow shock reformation :

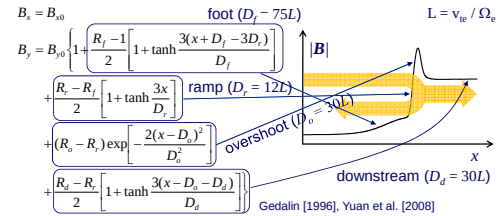


- A) Electron dist. func.
--- macro- & micro-scale structures
- B) Ion dist. func.
--- macro-scale structure
- C) Wave characteristics
- D) Correlation between A & B
--- cross-scale couplings.

Step 1
Distribution functions of reflected electrons

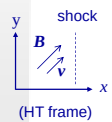
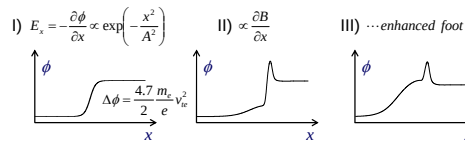
Test Particle Simulation

- Motion of 3×10^5 test electrons are traced by assuming 1D stationary magnetic and electric field profiles.

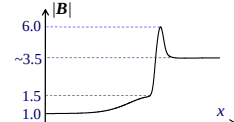


Test Particle Simulation

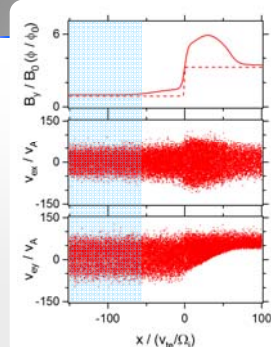
- Effects of different potential profiles are discussed.



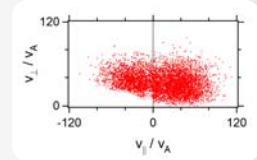
Parameters :
 $M_A = 7.7$
 $\Theta_{Bn} = 80^\circ$
 $\beta_e = 0.46$



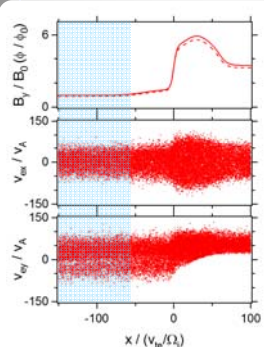
I) $E_x = -\frac{\partial \phi}{\partial x} \propto \exp \left(-\frac{x^2}{A^2} \right)$



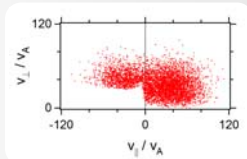
- Clear loss cone
- Reflected electrons → ring-beam



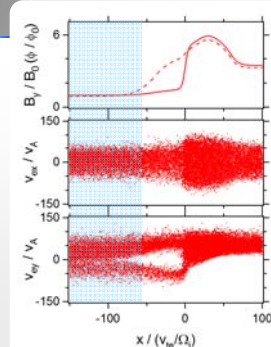
II) $E_x = -\frac{\partial \phi}{\partial x} \propto \frac{\partial B}{\partial x}$



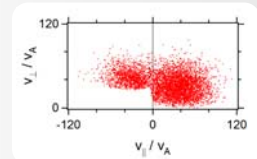
- Potential overshoot suppresses reflection
- Larger loss cone
- Reflected electrons → ring-beam



III) $E_x = -\frac{\partial \phi}{\partial x} \propto \dots \text{enhanced foot}$

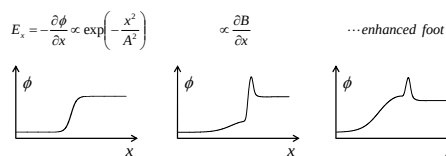


- Electron hole in v_y - x phase space due to the enhanced foot
- Upstream distribution function almost unchanged
- Reflected electrons → ring-beam



Reflection Ratio

Reflection ratio depends on maximum value of potential when magnetic field profile is unchanged.

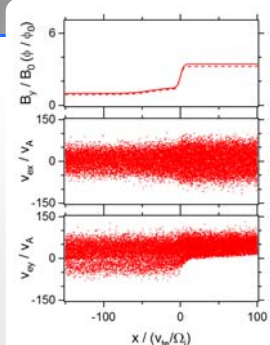


Reflection ratio
~ 55%

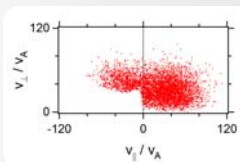
~ 35%

~ 37%

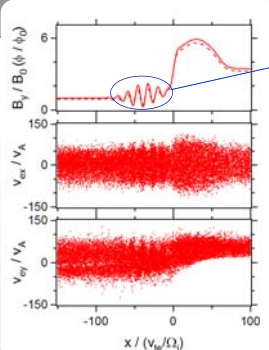
IV) No Overshoot both in ϕ and B



- No-magnetic overshoot suppresses reflection.
reflection ratio ~ 28%

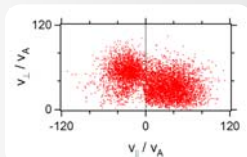


V) Microscale Wave in the Foot

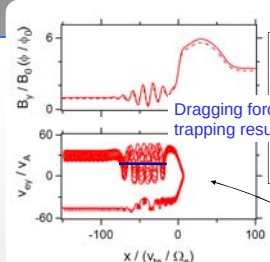


whistler wave with $kc/\omega_{pe} = 1$:
 $\delta B = A \cos(kx - \omega t) \exp(-(x + D_F - 3D_e)^2/D_e^2)$

- Loss cone becomes unclear
- Reflection ratio = 64%

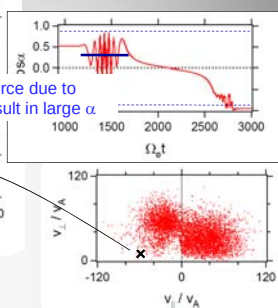


V) Microscale Wave in the Foot



Dragging force due to trapping result in large α

- Trapped when incident
- Kicked after reflected

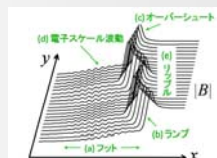


Summary

- Reflected electrons show loss-cone feature and form ring-beam distribution function upstream of the shock.
- Electron reflection ratio is controlled by maximum values of ϕ , B and microscale waves.
- Enhanced potential foot produces electron hole.
- Microscale wave in the foot destroys the loss-cone.

Future Issues

- Effects of microinstabilities in the foot
- Effects of higher dimensions
- ...
- Effects of nonstationarity (2D/3D PIC simulation)
- Correlation between upstream waves and local distribution function (ring-beam inst.?)

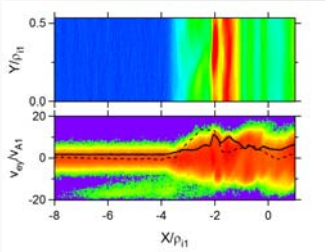


2D PIC simulation

Shock rest frame simulation (Umeda et al. [2008])

Parameters for injection plasma

- $M_{Ain} = 6$
- $\omega_{pe}/\Omega_e = 4$
- $m_i/m_e = 25$
- $\beta_e = 0.5$
- $B_i = 0.1$
- $\Theta_{Bn} = 60$

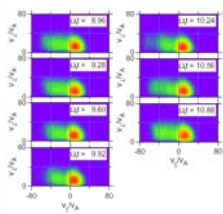


PIC vs hybrid

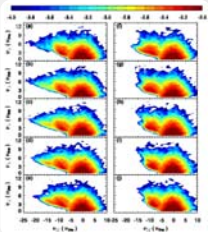
1D PIC simulation

Parameters for injection plasma

- $M_{Ain} = 4$
- $\omega_{pe}/\Omega_e = 4$
- $m_i/m_e = 625$
- $\beta_e = 0.3$
- $B_i = 0.1$
- $\Theta_{Bn} = 75$



1D hybrid simulation



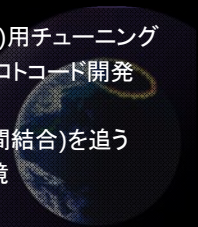
「衝撃波静止系コード」による スケール間結合の研究

- 新学術領域研究(課題提案型)
「第一原理粒子シミュレーションによる
無衝突衝撃波の粒子加速機構の解明」
- 研究体制:
 - 名古屋大学太陽地球環境研究所:
梅田隆行(代表)、山尾政博(M2)
木谷佳隆(B4)、齊藤慎司(PD:H22~)
 - 連携・協力研究者:
山崎了(広島大)、松清修一(九州大)
杉山徹(海洋研)、大平豊(大阪大)



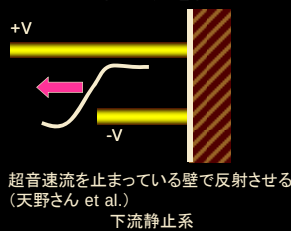
新学術領域研究(課題提案型) 「第一原理粒子シミュレーションによる 無衝突衝撃波の粒子加速機構の解明」

- 研究目標:
 - 次世代スパコン(ベタコン)用に、3次元・並列版
粒子コードを開発する
⇒H21年度:スカラーCPU(x86, SPARC)用チューニング
H22年度:2次元並列版・3次元プロトコード開発
H23年度:3次元並列版開発
 - サイエンス:2次元物理(スケール間結合)を追う
⇒~30GBの計算が2つ常時走る環境
Nehalem-EP (4コア×2CPU) 2台



粒子シミュレーションで 無衝突衝撃波を作る

- 衝撃波:
超音速流と亜音速流の境界に生じる不連続面
⇒超音速流を何かにぶつける



超音速流を止まっている壁で反射させる
(天野さん et al.)
下流静止系



止まっているプラズマを
(プラズマ圧 or 磁気圧で) 押す
(大澤先生 et al., Lembège et al.)
上流静止系

従来の方法の問題点

- 壁で反射させる
 - 止まっている下流に対して、衝撃波が上流に伝播
- プラズマを押す
 - 止まっている上流に対して、衝撃波が上流に伝播
 - 押せばいくらでも加速できる

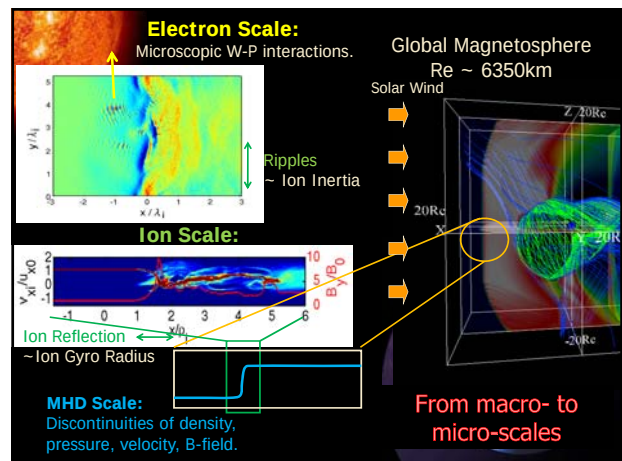
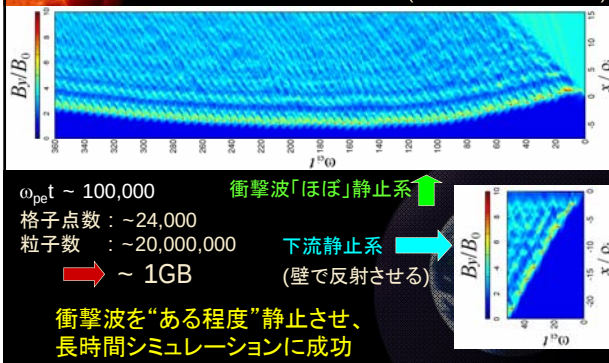
衝撃波のダイナミクスをある程度の時間追うには
“長い”空間が必要

有限の計算機メモリ上に
長いシミュレーション空間
を作らないといけない

衝撃波をある程度止められないか?

衝撃波静止系コード

(Umeda & Yamazaki 2006)



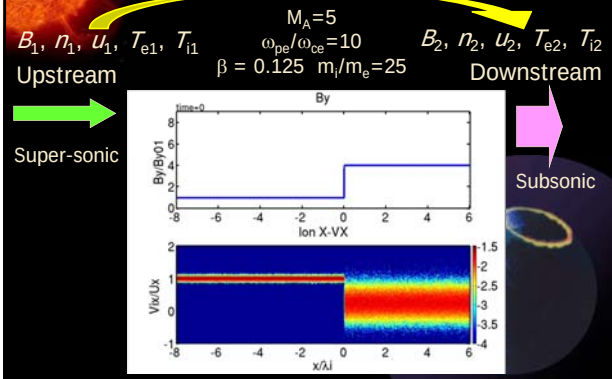
Objectives

- We study **cross-scale coupling** between **ion-scale processes** (cyclic self-reformation & **rippled shock front**) and **electron-scale microscopic processes**.
- A **large-scale 2D full-PIC** simulation is necessary to include **ion kinetics** in both **shock tangential** and normal directions.

⇒ A “shock-rest-frame model”

[Umeda & Yamazaki EPS 2006, Umeda et al, ApJL 2008]

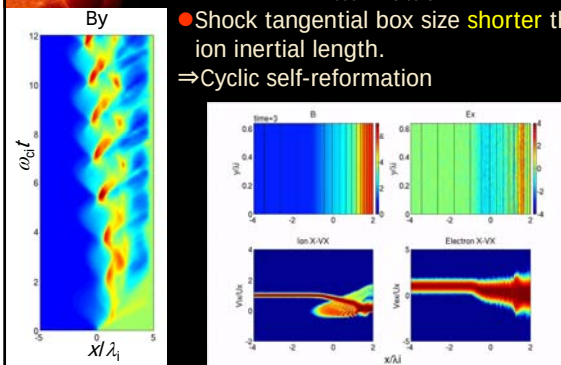
Rankine-Hugoniot (shock jump) Condition



2D PIC Simulation ①

Run ① : $20.48 \times 0.64 \lambda_i = (cl \omega_{pi1})$
4096 x 128 cells

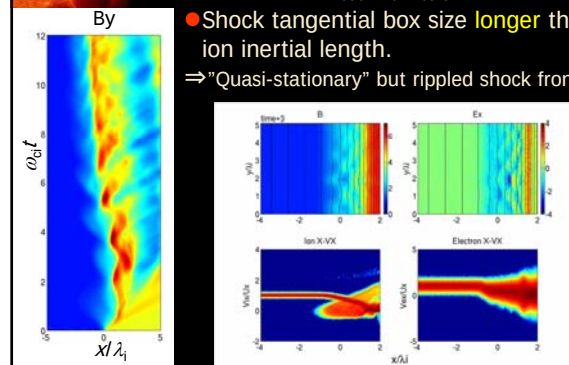
- Shock tangential box size **shorter** than ion inertial length.
⇒ Cyclic self-reformation



2D PIC Simulation ②

Run ② : $20.48 \times 5.12 \lambda_i = (cl \omega_{pi1})$
4096 x 1024 cells

- Shock tangential box size **longer** than ion inertial length.
⇒ “Quasi-stationary” but rippled shock front.

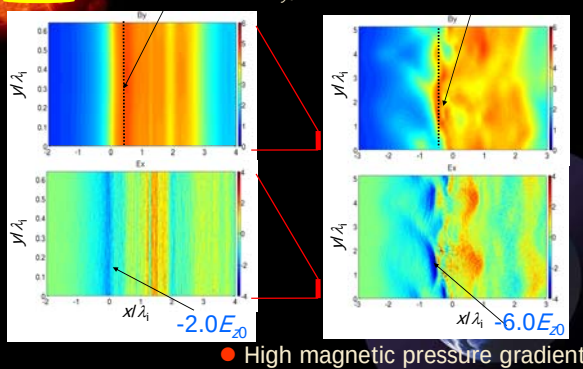


Run ①

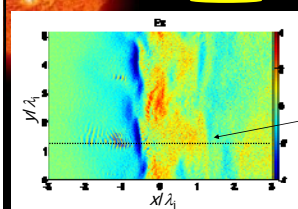
Overshoot ($\sim 4.5B_{01}$)

Run ②

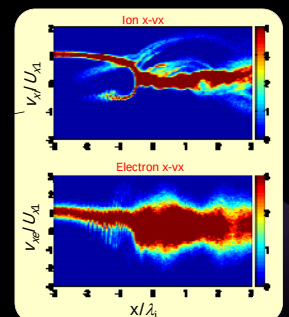
Overshoot + Ripples ($2 \sim 7B_{01}$)

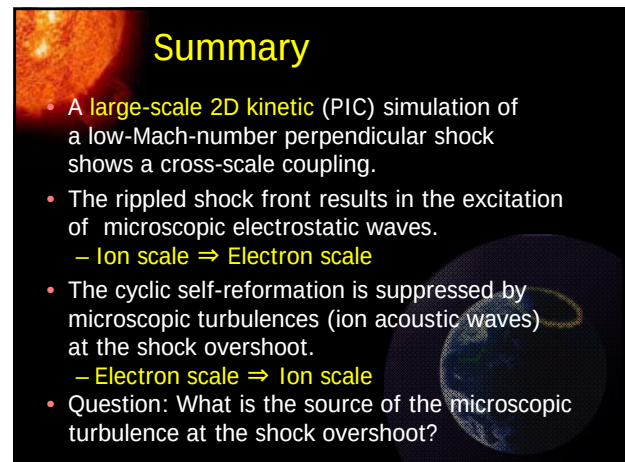
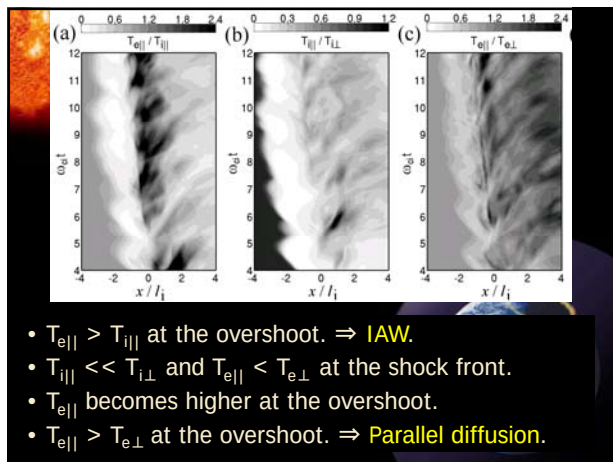
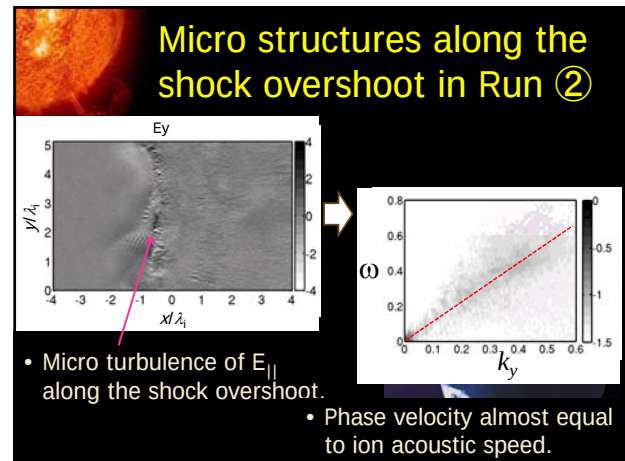
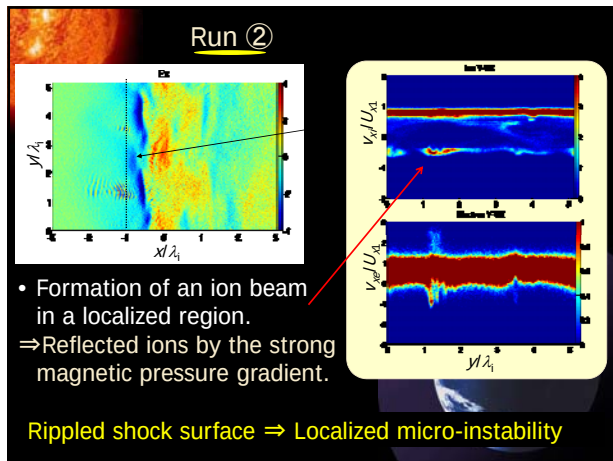


Run ②



- Excitation of microscopic electrostatic waves in a localized region.
- No strong ES waves in Run ①.



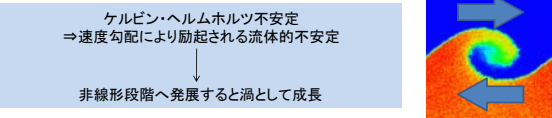


粒子シミュレーションに見る
速度勾配層の構造

中村琢磨 (T.K.M. Nakamura)
ISAS/JAXA

Collaborators: 長谷川洋、篠原育

ケルビン・ヘルムホルツ渦(MHD的な理解)



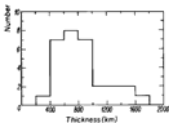
不安定成長条件

流体力学(HD): KH不安定は圧縮性により成長が阻害される。
⇒成長条件: $V_0 < C_s$

電磁流体力学(MHD): KH不安定は磁張力によっても成長が阻害される。
⇒成長条件: ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{B}$ の時) $V_0 < V_0 < C_s = \sqrt{\beta/2} \cdot V_{Ai} \sim \sqrt{1.2\beta} \cdot V_{Ai}$
($\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$ の時) $V_0 < V_0 < C_s = \sqrt{C_s^2 + V_{Ai}^2} = \sqrt{\beta/2 + 1} \cdot V_{Ai} \sim \sqrt{1.2\beta + 1} \cdot V_{Ai}$

◆無衝突プラズマ中では基本的にtransverse case ($\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$)の場合に成長しやすい。

地球におけるKH渦



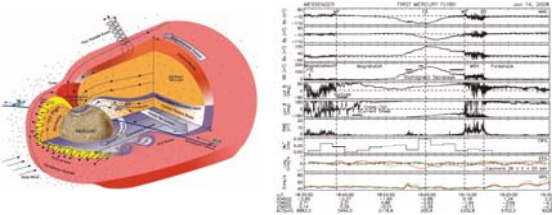
◆速度勾配層の厚さ: 1000kmオーダー (数イオンジャイロ半径)
[Berchem & Russell, 1982]
⇒最大成長波長: 10000km以下

TABLE 1. LARGE AMPLITUDE SURFACE WAVES IN ISEE DATA							
Event	Date	x_{SW}	y_{SW}	T(min)	Wavelength	Ampl	IMF B_z
1	2/15/78	-16 R_E	-17 R_E	5	~15 R_E	---	>0
2	1/23/78	-8	-17	3-8	3-8	0.5-1 R_E	>0
3	7/26/78	2	16	1.5	1	---	>0
4	1/6/79	-6	-17	4-5	---	---	>0
5	11/6/77	6	-8	3-5	3-8	---	>0 <0

◆IMFが北向きの時KH波は観測される傾向。⇒ $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$ に近い。
◆観測されるKH波の波長: 数RE~数千キロメートル (渦合体?)
[Kivelson & Chen, 1995]

速度勾配層、渦のサイズ共にMHDスケールの範囲内

水星におけるKH渦

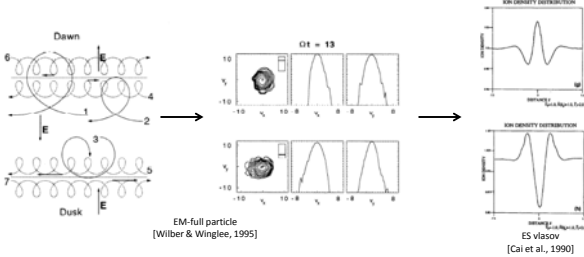


◆Messengerの水星flybyにより水星磁気圏脇腹にてKH渦と思われる(?)磁場振動が観測された。[Slavin et al., 2008, 2009]
◆やはり北向きIMF時に観測⇒ $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$
◆観測される波の波長: 500-5000km
⇒勾配層の(最大成長波長のモードだと仮定) 50-500km
⇒イオンジャイロ半径オーダー

惑星磁気圏を包括的に理解するにはion-kinetic scaleを含める必要性

-研究目標-

粒子スケールの速度勾配層で発生するケルビン・ヘルムホルツ不安定に粒子性は効くか?
⇒粒子計算によるtransverse case($\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$)のKH不安定についての基礎的研究は未だなし

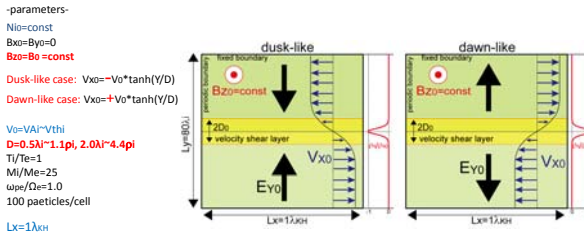


◆Transverse case($\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$)において速度勾配層のプラズマ平衡解は見つかっていない。
⇒対流電場が勾配層をまたぐ粒子のジャイロ運動を変化させるため。

研究内容: まずは粒子シミュレーションより速度勾配層の粒子の平衡状態を理解。

Simulation settings

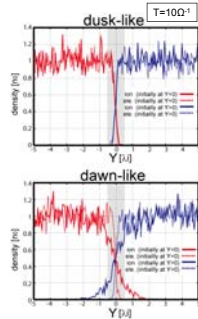
計算手法: 2-D full particle (EM-PIC) simulation



◆簡単のため、初期密度、磁場強度(磁場は垂直成分のみを扱う)、温度は一定。
◆渦度の方向の違う2つの場合(dusk-like, dawn-like)を扱う。
⇒渦度の方向が違えば、対流電場の向きも違う。

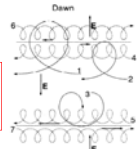
Kinetic equilibrium

$D=0.5\lambda_i \sim 1.1\pi$



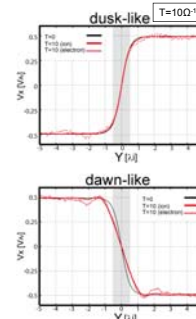
- ◆数イオンジャイロ周期で平衡状態に落ち着く。
- ◆ジャイロ運動の届く範囲で粒子が混合。
- ◆イオンの混合はdawn-like caseで大きい。(初期の勾配層の厚さを越える)

対流電場による、勾配層をまたぐイオンの軌道変化を反映



Kinetic equilibrium

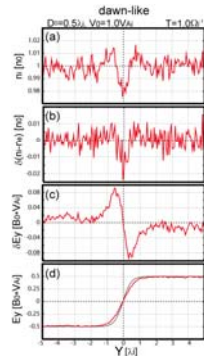
$D=0.5\lambda_i \sim 1.1\pi$



- ◆Dawn-like caseの勾配層が平滑化
⇒イオンジャイロ運動による混合領域と対応。
- ◆イオンだけでなく電子の速度場も同時に変化。

Kinetic equilibrium

$D=0.5\lambda_i \sim 1.1\pi$



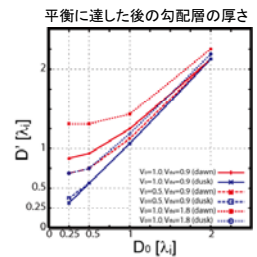
- ◆Dawn-like caseの勾配層が平滑化
⇒イオンジャイロ運動による混合領域と対応。
- ◆イオンだけでなく電子の速度場も同時に変化。

- 対流電場によるイオン吐き出しが起こりイオン混合領域の密度低下。
- 負の電荷が溜まる。
- 付加的な電場が発生。
- 初期の対流電場を平滑化。
⇒この電場に乗りイオン・電子共に対流する。

Kinetic equilibrium

勾配層の厚みについて

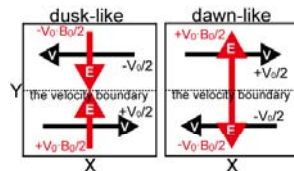
- ◆ D_0 の減少と共に平衡後の勾配層の厚み D' も現減少。
- ◆Dawn-like caseでは D_0 が小さくなると D' は D_0 より大きくなる (D'/D_0 が増加)。
- ◆シア強度を弱くした場合、
Dawn-like caseの D'/D_0 が増加は弱まり、
Dusk-like caseの D'/D_0 が増加が発生。
⇒対流が弱まるとdawn-duskの差はなくなる傾向。
- ◆イオン熱速度を強くした場合、
Dawn-like case, Dusk-like case共に
 D'/D_0 が増加が強まる。
⇒ジャイロ半径が大きくなると勾配層も厚くなる傾向。



Kinetic equilibrium

勾配層の厚みについて

- ◆ $D_0=0$ の極端な場合を考える。
- ◆Boundaryを垂直に横切る軌道を持つ熱的イオンに注目



対流電場により加速・減速されたイオンの熱速度

$$V_{th}' = V_{th} \pm \frac{E_{convection}}{B} = V_{th} \pm \frac{V_0}{2}$$

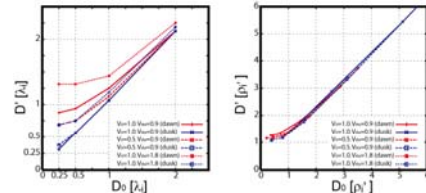
その粒子のY方向の軌道半径 (修正ジャイロ半径)

$$\rho_l' = \rho_l \left(1 \pm \frac{V_0}{2V_{th}} \right)$$

混合領域のhalf thicknessに对应

Kinetic equilibrium

勾配層の厚みについて



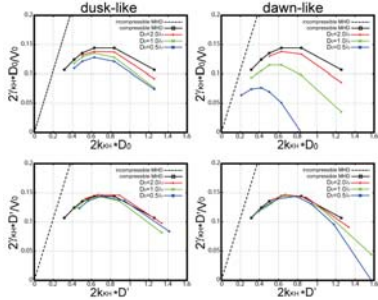
- ◆ D_0, D' を $D_0=0$ 時の修正ジャイロ半径 ρ_l' で規格化すると全ケースがほぼ同じラインに乗る。
- ◆ D' は D_0 がゼロに近づくとき ρ_l' に収束する。
⇒修正ジャイロ半径の範囲内の薄い速度勾配層はジャイロ半径の届く範囲(混合領域)の厚みまでしか薄くならない。

修正ジャイロ半径

$$\rho_l' = \rho_l \left(1 \pm \frac{V_0}{2V_{th}} \right)$$

Growth of KHI

◆粒子計算結果より線成長率を見積もる。



◆D'で規格化するとMHD計算より得られた成長率とほぼ同じとなる。
⇒KH不安定の成長そのものには粒子効果は効かない。
←KH不安定成長前に勾配層がkinetic equilibrium(non-kinetic scale layer)に達するから。

Summary

-研究目標-
粒子スケールの速度勾配層で発生するケルビン・ヘルムホルツ不安定に粒子性は効くか？

-研究結果-
◆ケルビン・ヘルムホルツ不安定の成長に粒子性は効かない。
←不安定のonset以前に粒子的平衡状態への遷移が起こるから。
◆粒子的平衡状態では、速度勾配層は対流電場によって修正されたイオンジャイロ半径より薄くなれない。
◆修正ジャイロ半径にはdawn-dusk非対称性がある。
⇒ion-kineticな勾配層はdawn-likeの方が分厚くなる傾向。

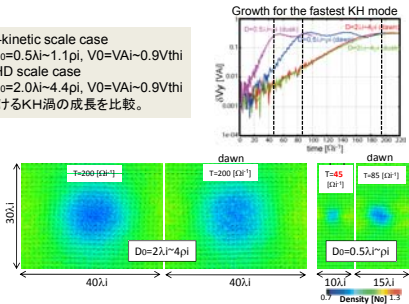
修正ジャイロ半径

$$\rho_i' = \rho_i \left(1 \pm \frac{V_0}{2V_{th}} \right)$$

-今後の展開(より現実的な状況へ)-
◆密度差をつけるとどうなるか？
⇒電荷の乱れが増すためより複雑化することが予想される。
◆水平成分の磁場の効果は？
⇒渦内の磁気リコネクションによるプラズマ混合・輸送 [Nakamura et al., 2008]

Application to planetary magnetopause

・ion-kinetic scale case
 $D_0 = 0.5 \lambda_i \sim 1.1 \pi$, $V_0 = V_{Ai} \sim 0.9 V_{thi}$
・MHD scale case
 $D_0 = 2.0 \lambda_i \sim 4.4 \pi$, $V_0 = V_{Ai} \sim 0.9 V_{thi}$
におけるKH渦の成長を比較。



◆MHD-scaleの速度勾配層は粒子性が効かず、dawn-duskで成長に差はない。
◆ion-kinetic scaleの速度勾配層はdawn-sideで平衡状態に達するのに粒子性が効きやすい。
その結果、dawn-duskで発生するKH不安定の波長が変化。
⇒地球のようなMHDスケールの磁気圏境界層ではdawn-dusk非対称性が弱い。[Hasegawa et al., 2006]
⇒水星のようなイオン粒子スケールの磁気圏境界層ではdawn-dusk非対称性が強くなるはず！

スカラー型計算機における電磁流体シミュレーションの性能測定

深沢 圭一郎、梅田 隆行、荻野 瀧樹、田中 高史

- 1. 九州大学大学院 理学研究院 地球惑星科学科
- 2. JSPS特別研究員PD
- 3. 名古屋大学太陽地球環境研究所

October 28, 2009

Introduction -1

1

◆スパコンにおけるベクトルからスカラーへの転換

- 日本では日立が先駆け
 - 1990年代までNEC、富士通、日立がベクトル機を作成
 - 1998年日立がPower3を採用したSR8000を作成。今と同様の疑似ベクトル機能のあるスカラー機
 - この後、SR11000、最新のSR16000と開発
 - 当時は、VPP800やSX-5など
 - 2002年富士通がベクトル機をやめ、SPARC64Vを採用したスカラー機HPC2500を作成。
 - この後継機がFX1
- PCクラスタはいくつかあるが、TSUBAMEやT2Kスパコンでスパコンとして注目を浴びる。

Introduction -2

2

◆目的

- 磁気流体コードの性能評価
 - 近年Top500のスパコンの内99%以上がスカラーCPUで、85%がx86系のCPUを採用している。
 - 磁気流体コードで、非汎用スカラーチップ、x86系汎用スカラーチップをて、どこまで性能が出るか(出せるか)を調べる。
 - 東京大学T2Kスパコン(HA8000)を使って、性能評価
 - 九州大学SR16000での性能評価
 - 名古屋大学FX1、HX600での性能評価

MHDコードにおける並列化手法

3

◆領域分割法

1次元 (1)

2次元 (2)

3次元 (3)

計算時間 (T_S)

$$T_{S1} = k_2 n^2 (p-1) \quad T_{S2} = k_2 n^2 (p-1) \quad T_{S3} = k_2 n^2 (p-1)$$

通信時間 (T_C)

$$T_{C1} = k_2 n^2 (p-1) \quad T_{C2} = 2k_2 n^2 (p^{\frac{1}{2}} - 1) \quad T_{C3} = 3k_2 n^2 (p^{\frac{1}{3}} - 1)$$

Estimated Time

4

そこで、今回は3つの領域分割を使って性能評価を行う

キャッシュとは

5

◆スカラーチップではキャッシュが重要

- キャッシュの基本的働き
 - CPU/core内部に設けられた高速な記憶装置。ここに使用頻度の高いデータを蓄積しておくことにより、低速なメインメモリへのアクセスを減らすことができ、処理を高速化することができる。
 - メインメモリにアクセスしたときに、その周辺データをキャッシュに格納する。なので、連続データアクセスが多いプログラムは効率的にキャッシュを利用可能。
- 性能評価
 - 3次元領域分割において、キャッシュヒット向上を見込んで、配列の並び替えを行った評価を加える。
 - Type A: f(i, j, k, m)
 - Type B: f(m, i, j, k)

スカラー型計算機における電磁流体シミュレーションの性能測定

61

MHDシミュレーションの性能評価条件6

◆セッティング

□解法はLeap-frog+Lax Wendroff法の混合手法

— 今までのベンチマークとの比較、また、simpleな手法を用いることで、スカラ計算機の性能が出やすいと考えられる。

□基本サイズ

— 1coreあたり256MBを設定。
※チューニング上数gridずれることが有り

□Flat MPI並列

— のりしろは前後一つ。
— 各プロセス毎にデータをBufferに貯めて、送受信 (MPI_sendrecv)

KYUSHU UNIVERSITY

HA8000とは(1)

◆東京大学T2Kオープンスパコン(HA8000)



x86系CPUを使用した日立製PC-Cluster型計算機

		HA8000
CPU	型式	Quad Core Opteron 8356
	周波数	2.3GHz (36.8GFlops)
	Cache	L1: 64KB/core L2: 512KB/core L3: 2MB/CPU
Memory	Band幅	10.7GB/s /CPU
B/F値		0.29
Node	Core数	16
	メモリ	32GB
System	Node数	952
	理論性能	約140TFlops
	Node間通信	Myrinet-10G (5 GB/s × 2)

KYUSHU UNIVERSITY

HA8000とは(2)

◆東京大学T2Kオープンスパコン(HA8000)

□利用計算機資源

— 共同研究プロジェクトで使えた256CPU(1024core)で9420.8GFlopsの理論性能。

□コンパイラオプション

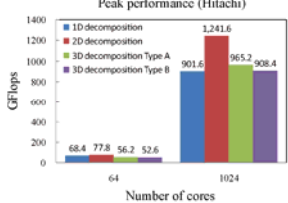
— HA8000ではHitachi製とIntel製Fortranコンパイラが使用可能(+PGIも利用可)
— 日立製: -Oss -noparallel -autoinline=2 -looptiling -pvfunc=0 -nolimit -noscope -divopt
— Intel製: -O3 -msse3 -xSSE3 -ipo

KYUSHU UNIVERSITY

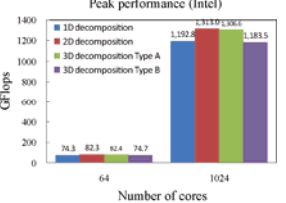
MHDシミュレーションの性能評価 (HA8000)9

◆1次元領域分割 vs 2次元領域分割 vs 3次元領域分割

Peak performance (Hitachi)



Peak performance (Intel)



HA8000には2次元領域分割が適している(日立、Intelともに)1024coreで最大実行効率Hitachiで2次元領域分割時に13%、Intelで2次元+3次元Type Aで14%

KYUSHU UNIVERSITY

MHDシミュレーションの性能評価 (HA8000)10

◆まとめ

□ 領域分割は3次元ではなく、2次元がもっとも良い性能。HPC2500は3次元TypeB、旧ESは2次元が最速だった。

□ 並列化すると4coreで1coreと比べ性能が7割に、それ以上の並列数で6割に落ちる→通信そのものの改善。

□ HitachiコンパイラよりIntelコンパイラの方が性能が出た。

□ 最高で日立製では2次元分割で13%の実効性能、Intel製では2次元+3次元TypeAで14%がでた。

□ x86系であるのでIntel製コンパイラのSSEサポートが強力

□ TypeBが効果無いのは、HA8000ではキャッシュにうまく入らない(サイズが効果のあったものと違う)ため？

KYUSHU UNIVERSITY

SR16000/L2とは(1)11

◆今年5月に稼働した九州大学の新スパコン



日立製スカラSMP計算機

疑似ベクトルという機能を持つ。SMT (simultaneous multithreading) という仮想core機能を持つ (64coreで128並列可能)

		SR16000/L2
CPU	型式	Dual core Power6
	周波数	4.7GHz (37.6GFlops)
	Cache	L1: 64KB/core L2: 4MB/core L3: 32MB/CPU
Memory	Band幅	75GB/s /CPU
B/F値		75/37.6 1.99
Node	Core数	32
	メモリ	128GB
System	Node数	42 (1,344core)
	理論性能	25.267TFlops
	Node間通信	InfiniBand (4GB/s × 2)

KYUSHU UNIVERSITY

スカラ型計算機における電磁流体シミュレーションの性能測定

62

SR16000/L2とは(2)12

◆今年5月に稼働した九州大学の新スパコン

- 利用計算機資源
 - 試用期間中無料で使えた128CPU(256core)で2406.4GFlopsの理論性能。
 - SMTで最大512並列可能(理論値は2406.4GFlops のまま)
- コンパイラオプション
 - SR16000ではHitachi製とIBM製のFortranコンパイラが使用可能
 - 日立製(mpf90): -Oss -noparallel -autoinline=2 -looptiling -pvfunc=3 -nolimit -noscope
 - IBM製(mpxlf_r): -qfree=f90 -O3 -qarch=prw6 -qtune=pwr6

MHDシミュレーションの性能評価(SR16000)13

◆1次元 vs 2次元 vs 3次元

並列数	z分割	yz分割	xyz分割TypeA	xyz分割TypeB
512	~650	~700	~680	~1000
256	~350	~380	~350	~550

並列数	z分割	yz分割	xyz分割TypeA	xyz分割TypeB
512	~600	~680	~520	~820
256	~320	~350	~280	~420

MHDシミュレーションの性能評価(SR16000)14

◆まとめ(とりあえず)

- 領域分割は3次元TypeBがもっとも良い性能。HPC2500は3次元TypeB、ESIは2次元が最速だった。
- SMTを使うと倍近く性能が上がっている →coreを使い切れていない?
- IBMコンパイラよりHitachiコンパイラの方が性能が出た。
- 最高は3次元分割Typeで21%の実効性能がでた。

FX1とは(1)15

◆9月にフル稼働した名古屋大学の新スパコンその1

富士通製スカルSMP計算機
SPARCアーキテクチャのため、プレバタコンと呼ばれる。SMT機能が有り。※今回は使わず

		FX1
CPU	型式	quad core SPARC64 VII
	周波数	2.5GHz (40GFlops)
Cache	L1	64KB/core
	L2	6MB/CPU
Memory	Band幅	40GB/s /node
B/F値		1
Node	Core数	4
	メモリ	32GB
System	Node数	768 (3072core)
	理論性能	30.72TFlops
	Node間通信	InfiniBand DDR (2GB/s) with IMPACT

FX1とは(2)16

◆9月にフル稼働した名古屋大学の新スパコンその1

- 利用計算機資源
 - STE研計算機共同利用研究で使える256CPU(1024core)で10TFlopsの理論性能。
- コンパイラオプション
 - -Am -Kfast, prefetch_model=FX1, prefetch_indirect, prefetch_cache_level=3, prefetch_sequential, prefetch_strong, V9, impact, frecipro, loop, nomfunc, noparallel, swp, tiling

MHDシミュレーションの性能評価(FX1)17

◆1次元領域分割 vs 2次元領域分割 vs 3次元領域分割

並列数(コア数)	z分割	yz分割	xyz分割TypeA	xyz分割TypeB
64	100.3	112.4	102.9	131.6
1024	1,595.9	1,772.5	1,622.6	2,081.9

3次元領域分割TypeBが最速。他は大差なし。
1024並列で最大実行効率21% ※SR16000tune無し

MHDシミュレーションの性能評価 (FX1)18

◆まとめ

- 3次元領域分割TypeBが最速。HPC2500、SR16000と同じ傾向。
- 実効性能約2TFlops、21%の実行効率を達成。
- SR16000と同程度の実行効率
- SMTを使えば更に上がるかも (JAXAの話では20%上昇もあるが、名古屋F社SEだと7%とか)
- SR16000で行ったチューニングはFX1ではほぼ効果無し。
- コンパイラが優秀なのかも？

KYUSHU UNIVERSITY

HX600とは(1)19

◆9月にフル稼働した名古屋大学の新スパコンその2



富士通製T2K型計算機

初期型と比べ、CPU性能の向上、メモリの容量増加

		HX600
CPU	型式	Quad Core Opteron 8380
	周波数	2.5GHz (40GFlops)
	Cache	L1: 64KB/1core L2: 512KB/1core L3: 6MB/CPU
Memory	Band幅	12.8GB/s /CPU
B/F値		0.32
Node	Core数	16
	メモリ	64GB
System	Node数	160
	理論性能	25.6TFlops
	Node間通信	Infiniband DDR (2GB/s) × 4

KYUSHU UNIVERSITY

HX600とは(2)20

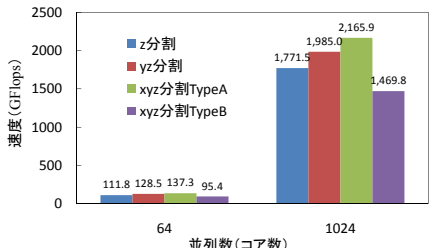
◆9月にフル稼働した名古屋大学の新スパコンその2

- 利用計算機資源
 - STE研計算機共同利用研究で使える256CPU (1024core) で10TFlopsの理論性能。
- コンパイラオプション
 - -Am -Kfast, fsimple, fuse, prefetch_indirect, prefetch_sequential, SSE4, loop, nomfunc, noparallel, tiling
 - ※fastにSSE2、SSE3が含まれる

KYUSHU UNIVERSITY

MHDシミュレーションの性能評価 (HX600)21

◆1次元領域分割 vs 2次元領域分割 vs 3次元領域分割



並列数 (コア数)	z分割	yz分割	xyz分割TypeA	xyz分割TypeB
64	111.8	128.5	137.3	95.4
1024	1,771.5	1,985.0	2,165.9	1,469.8

3次元領域分割TypeAが最速(21%)。2次元領域分割もまあまあ。FX1などに有効なTypeBはHX600には有効ではない。

KYUSHU UNIVERSITY

MHDシミュレーションの性能評価 (HX600)22

◆まとめ

- 3次元領域分割TypeAが最速。HA8000は2次元領域分割が最速だったが、3次元TypeAもまあまあだった。
- 実効性能約2TFlops、21%の実行効率を達成。
- FX1、SR16000と同程度の実行効率。
- 東大T2KスパコンHA8000より5%程度実行効率が高い。
- SR16000で行ったチューニングはHX600では効果があるが、TypeB自体が遅い。

KYUSHU UNIVERSITY

まとめ23

◆性能評価をまとめて

1. スカラ機でのMHDコードは実効性能がHA8000では15%に達しないが、SR16000、FX1、HX600では20%を超える効率が出る事が確認された。
2. 並列化手法とキャッシュをうまくチューニングすれば、磁気流体コードで20%程度は性能がでる気配。
3. 東大T2Kでは効率が14%しか出ていないが、名古屋T2K (HX600)では20%越えを確認。違いはOpteronがBarcelonaかShanghaiか。キャッシュとメモリのバンド幅で性能が違う。
4. ただし、東大T2Kではほとんどの人たちは5%程度、10%を越えている人はいない。
5. X86系ではSSEの効果かベクトル的なコードが早い。PowerやSPARC系ではいわゆるスカラチューニングが有効

KYUSHU UNIVERSITY

高精度中心スキームを用いた 磁気圏シミュレーション

寺田直樹(東北大)、松本洋介、梅田隆行(名大)、
三好隆博(広島大)、深沢圭一郎(九大)

STEシミュレーション研究会
2009年10月28日

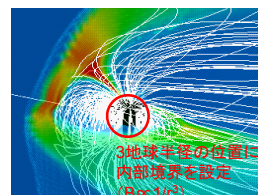
高精度中心スキームを用いた 磁気圏シミュレーション

- イントロ
 - なぜ高精度”中心”スキーム？
 - “ユニバーサル”な高精度解法
- 適用例
 1. 高精度中心スキーム単独で、HD/MHD
→ そこそこ良い結果
 2. 松本CIPや梅田PICと組み合わせて、HD/MHD
→ 相互補助
 3. 電磁多流体、相対論的MHD、電磁ハイブリッドの
流体部など(他のスキームでは高精度化は困難)
→ そこそこ良い結果を期待

なぜ高精度中心スキーム？

- 地球惑星磁気圏-電離圏結合
 - 特に低高度域における non-MHD項(Hall項など)の組み込みが課題
- TVDなどの高精度風上スキームは適用が困難
 - 風上スキームは高精度だが、リーマン問題を解く必要がある(システム方程式の固有値と固有ベクトルを求める必要がある)

現状の磁気圏-電離圏結合シミュレーション



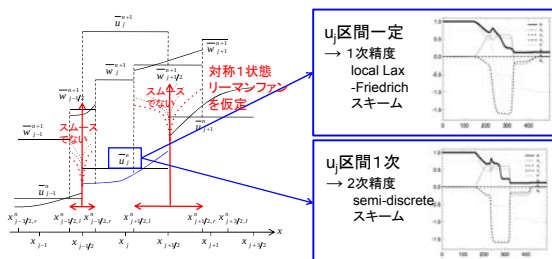
磁気圏-電離圏結合のエッセンスを抽出。
FACを介した
• Transverse momentum
• Poynting flux
の輸送で表現



次世代の磁気圏-電離圏(-大気圏)シミュレーションコードの課題
• 低高度でのnon-MHD効果
• ギャップにおける物質輸送等
⇒ より正確な多圏間結合の記述

高精度中心スキームの概要

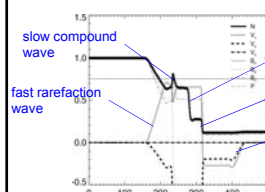
- Semidiscrete central scheme [Kurganov and Tadmor, 2000]



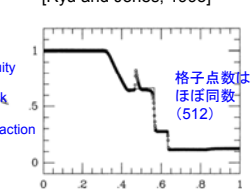
- 伝搬速度(リーマンファンのスペクトル半径)の評価方法を変更することで容易に精度向上
 - 3次精度CWENO (central weighted ENO) [Levy et al., 2000]との組み合わせなど

• MHD shock tube test

4次精度(実質3次)中心スキーム
CWENO + global smoothness indicator
+ PPM補正

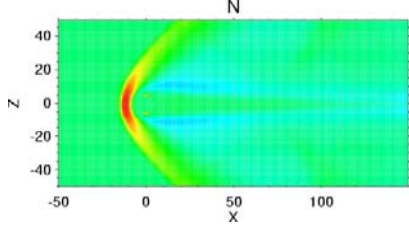


2次精度Roeタイプ
風上TVDスキーム
[Ryu and Jones, 1995]



3次元磁気圏MHDシミュレーション

3次精度中心スキーム (CWENO利用)



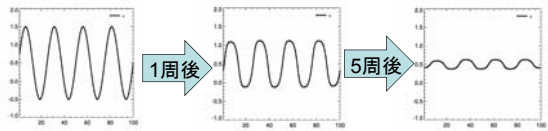
格子点数: 200x100x100

- 数値単極子 (div B) 除去法には「中心CT法」を導入
 - CT法では半整数格子点における電場の評価によって、flux-CT、風上CTなどに分かれる

精度はそこそこ良い。
では問題点は？

- 衝撃波捕獲スキームなので、小振幅の波を減衰
- 変形させてしまう (選択するリミッターにも依存。後述)

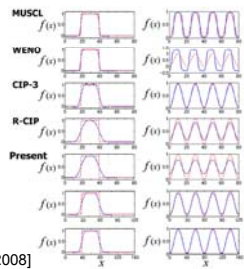
3次精度中心スキーム (CWENO利用)
線形スカラー波動



格子点数は100点

2. 他のスキームとの組み合わせで、
HD/MHDを解く

- 「移流が得意なスキーム」との組み合わせを試みる
 - 松本CIPや梅田PICやコンパクト差分など



[Umeda, 2008]

- 具体的には:

MHDシステム方程式

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho \mathbf{v} \\ \mathbf{B} \\ U \end{bmatrix} + \nabla \cdot \begin{bmatrix} \rho \mathbf{v} \\ \rho \mathbf{v} \mathbf{v} - \mathbf{B} \mathbf{B} + (P + \frac{B^2}{2}) \mathbf{I} \\ \mathbf{v} \mathbf{B} - \mathbf{B} \mathbf{v} \\ \mathbf{v} (U + P + \frac{B^2}{2}) - \mathbf{B} \mathbf{B} \cdot \mathbf{v} \end{bmatrix} = source$$

split

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho \mathbf{v} \\ \mathbf{B} \\ U \end{bmatrix} + \nabla \cdot \begin{bmatrix} \rho \mathbf{v} \\ \rho \mathbf{v} \mathbf{v} \\ \mathbf{v} \mathbf{B} \\ \mathbf{v} U \end{bmatrix} = 0$$

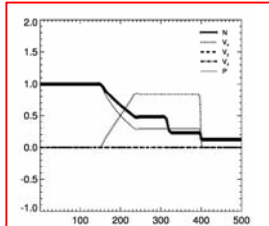
梅田PICで解く or
松本CIPで解く

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho \mathbf{v} \\ \mathbf{B} \\ U \end{bmatrix} + \nabla \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ -\mathbf{B} \mathbf{B} + (P + \frac{B^2}{2}) \mathbf{I} \\ -\mathbf{B} \mathbf{v} \\ \mathbf{v} (P + \frac{B^2}{2}) - \mathbf{B} \mathbf{B} \cdot \mathbf{v} \end{bmatrix} = source$$

高精度中心スキームで解く

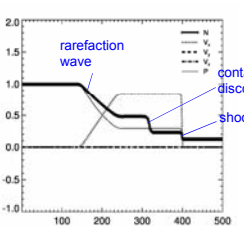
結合スキームの計算例

HD Sod問題



移流は梅田PIC
その他は3次精度中心スキーム

要改良, R-Hソルバーの組み込みを検討



3次精度中心スキームのみ

まとめ

- 高精度中心スキーム
 - (保存形の)あらゆるコードに適用可能なユニバーサルコード
 - HD/MHDシステム方程式への適用例を紹介
 - 弱い波を減衰させる、接線不連続がなまるなどの欠点がある
 - 移流が得意なスキームとの結合
 - わりと高速 (約10Gflops/PE @ SX-8R, NICT)
 - 次世代の多圏結合コードへの適用へ

外部電磁場によるヘリコンプラズマ加速： 完全無電極電気推進機関のモデリング

羽田 亨¹、篠原俊二郎¹、谷川隆夫²
船木一幸³、西田浩之⁴

¹九大総理工、²東海大、³宇宙研、⁴東京農工大

- ・ 科研費2005-2008 基盤A「ヘリコンプラズマ源を用いた先進的無電極プラズマロケットエンジンの研究開発」代表：都木恭一郎
- ・ 科研費2009-2013 基盤S「ヘリコン源を用いた先進的無電極プラズマロケットエンジンの研究開発」代表：篠原俊二郎

2009.10.28 シミュレーション分科会・波動分科会／仙台市

目次

- はじめに
 - 無電極推進機関の特徴
 - これまでの推進機関
- プロジェクト概要
 - プラズマの無電極生成
 - プラズマの無電極加速
 - プロジェクトの目標：推力と比推力／寿命と完成度
- 円柱プラズマのモデリング
 - 円柱プラズマの線形応答
 - 応答関数／電流増幅率／推進機関への応用
- 回転磁場を用いたプラズマ加速
 - 原理／回転磁場浸透
- MHDボンデロ加速
- 電磁場ボンデロ加速
 - 原理／推進への応用
- 現状と展望

2009.10.28 シミュレーション分科会・波動分科会／仙台市

無電極電気推進の特徴

- ・ 推進機関（ロケットエンジン）の基本的特性を表すのは
推力 F および
比推力 I_{sp} = 推力 / (推進剤流量 * g) 単位重量推進剤で加速 g を何秒持続可能か

	F [N]	I_{sp} [s]	Duration
固体ロケット	$10^4 \sim 10^7$	100~400	minutes
液体ロケット	$0.1 \sim 10^6$	100~500	minutes
イオンスラスタ	$0.001 \sim 10$	1500~8000	months*1
VASIMR*2	* (*3)	5000~12000	days/months
本研究の目標	*	5000	years

*1: Sengupta, IEPC-2005-26, 2; Glover et al., 2005, 3; target=40-1200N

- ・ 比推力の高い電気推進機関（イオンスラスタ、VASIMRなど）は長距離航行に有利であり、惑星探査計画等において活躍が期待される
- ・ 一方、有電極機関は電極摩耗がネックである：無電極電気推進機関の新しい提案・開発が盛んに行われている
- ・ プラズマを外部電磁場で加速する機構を考え、理論・シミュレーションによりその定性的・定量的評価を行う

プラズマ生成 — プラズマ加速 — プラズマ分離

2009.10.28 シミュレーション分科会・波動分科会／仙台市

これまでの電気推進機関（1）

プロペラントの加速原理は、基本的に3種類

A：電熱加速型：DCアークジェット、VASIMR(*)など
電磁気力によりプラズマを加熱し、ノズルなどを用いて熱エネルギーを運動エネルギーに変換して推力を得る。ノズルは固体材料を用いたもののほかに、磁場などを制御してノズルの役割を担わせるものもある。

B：静電加速型：電極型イオンスラスタ、ホールスラスタなど
系が加速する方向に静的な電場を作り、クーロン力によって推進剤を加速する。イオンの加速を空間電位に頼っているため、宇宙機が帯電しないよう中和器を装備する必要がある。

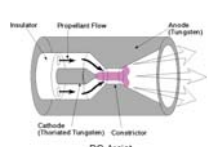
C：電磁加速型：MPDアークジェットなど
ローレンツ力を用いるもののほか、電場と系の加速の方向が互いに異なるタイプの推進系は電磁加速型と呼ばれる。プラズマの性質を利用して加速するため、中和器が必要ない。

電磁加速型、無電極、高効率の推進機関ができないか？

2009.10.28 シミュレーション分科会・波動分科会／仙台市

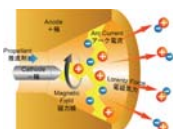
これまでの電気推進機関（2）

DCアークジェット



アノードからカソードへのDC電流（運転初期はパルス、後に定常電流）によりプロペラントをプラズマ化。その熱膨張により（エンタルピー）加速を得る。電極摩耗あり。

MPDアークジェット



DC電流により作られる磁場と電流とのローレンツ力による加速とエンタルピー加速の両方を利用。電極摩耗あり。

イオンエンジン

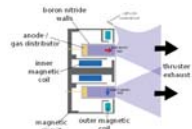


磁場中に蓄えたプラズマを静電場によりイオン加速。加速領域外に電子ビームを注入混合して中和する。Child-Langmuir則による電流限界あり。電極摩耗あり。

2009.10.28 シミュレーション分科会・波動分科会／仙台市

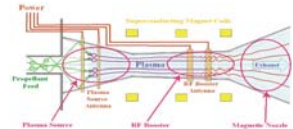
これまでの電気推進機関（3）

ホールスラスタ



定磁場により電子はラーマ運動をさせて閉じ込め、イオンのみを放出（加速）。大電力化が可能。電子ビームによる中和が必要。

VASIMR



定磁場にトラップされたプラズマをサイクロトロン加熱し、エンタルピーとミラー効果によって放出。無電極推進。加熱によるエンタルピー生成あり。

2009.10.28 シミュレーション分科会・波動分科会／仙台市

目次

はじめに

無電極推進機関の特徴
これまでの推進機関

プロジェクト概要

プラズマの無電極生成
プラズマの無電極加速
プロジェクトの目標：推力と比推力／寿命と完成度

円柱プラズマのモデリング

円柱プラズマの線形応答
応答関数／電流増幅率／推進機関への応用

回転磁場を用いたプラズマ加速

原理／回転磁場浸透

MHDボンデロ加速

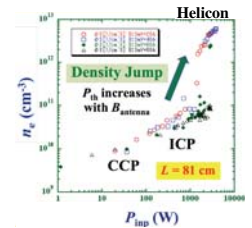
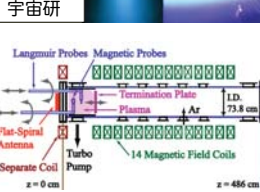
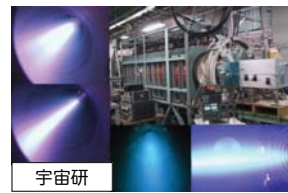
電磁場ボンデロ加速

原理／推進への応用

現状と展望

2009.10.28 シミュレーション分科会・波動分科会／仙台市

プラズマの無電極生成：ヘリコン



- 密度 $> 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ で安定に励起
- プラズマ長し、プラズマ半径 d とともに非常に広範囲で稼働
- ヘリコン波 (whistler) 分散関係を確認

Shinohara et al., 2009 など

2009.10.28 シミュレーション分科会・波動分科会／仙台市

プラズマの無電極加速

パルス繰返し型

非対称外部電場によりプラズマ電流を励起する

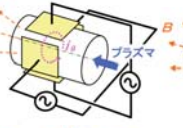


方法A：外部電磁場により周回方向プラズマ電流を作りこれと発散磁場とのローレンツ力を利用する

方法B：外部電磁場のボンデロモードビームにより直接的にプラズマ軸方向の加速を得る

回転電場型

回転する外部電場によりプラズマ運動を励起



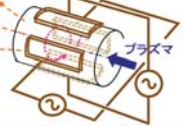
ボンデロ型 1

外部電流による磁場のボンデロ力によりプラズマをDC加速



回転磁場型

回転する外部磁場によりプラズマ運動を励起



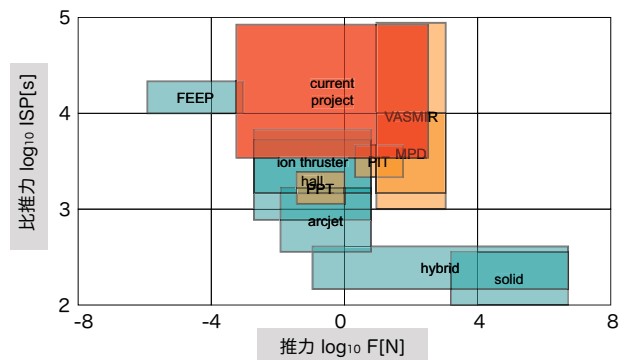
ボンデロ型 2

不均一磁場中のボンデロ力の指向性と粒子共鳴を利用



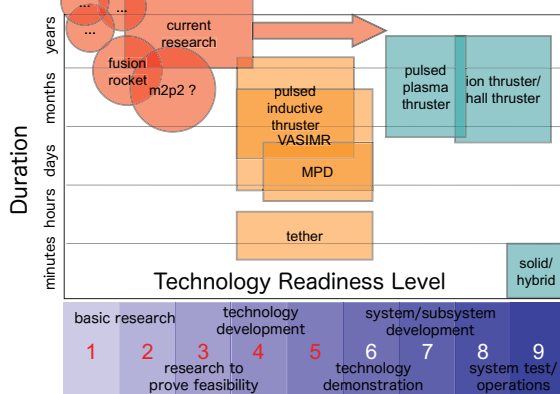
2009.10.28 シミュレーション分科会・波動分科会／仙台市

プロジェクトの目標：推力 と 比推力



2009.10.28 シミュレーション分科会・波動分科会／仙台市

プロジェクトの目標：寿命 と 完成度



2009.10.28 シミュレーション分科会・波動分科会／仙台市

目次

はじめに

無電極推進機関の特徴
これまでの推進機関

プロジェクト概要

プラズマの無電極生成
プラズマの無電極加速
プロジェクトの目標：推力と比推力／寿命と完成度

円柱プラズマのモデリング

円柱プラズマの線形応答

応答関数／電流増幅率／推進機関への応用

回転磁場を用いたプラズマ加速

原理／回転磁場浸透

MHDボンデロ加速

電磁場ボンデロ加速

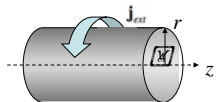
原理／推進への応用

現状と展望

2009.10.28 シミュレーション分科会・波動分科会／仙台市

円柱プラズマの線形応答

- プラズマは軸対称・沿軸一様
- 密度一様、背景磁場 z 方向
- 冷たいプラズマ
- 線形応答のみを考える



$$R = 1 - \frac{\sum_{\sigma} \frac{\Pi_{\sigma}^2}{\omega_{\sigma}(\omega_{\sigma} + \Omega_{\sigma})}}$$

$$L = 1 - \frac{\sum_{\sigma} \frac{\Pi_{\sigma}^2}{\omega_{\sigma}(\omega_{\sigma} - \Omega_{\sigma})}}$$

$$P = 1 - \frac{\sum_{\sigma} \frac{\Pi_{\sigma}^2}{\omega_{\sigma}^2}}$$

$$S = \frac{R+L}{2}, \quad D = \frac{R-L}{2}$$

$$\omega_{\sigma} = \omega + i\nu_{\sigma}$$

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_{ext} - \frac{i\omega}{4\pi} \begin{bmatrix} S-1 & -iD & 0 \\ iD & S-1 & 0 \\ 0 & 0 & P-1 \end{bmatrix} \cdot \mathbf{E}$$

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t}$$

任意の外部励起に対する
線形応答が決定できる

2009.10.28 シミュレーション分科会・波動分科会/仙台市

応答関数の例

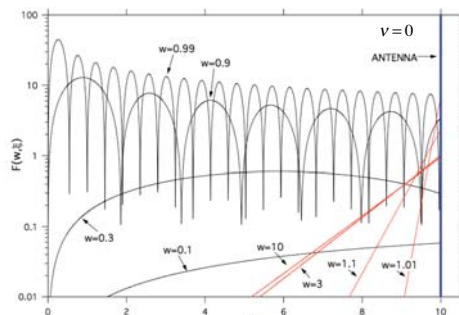


図 3: 応答関数 $F(w, z)$ の絶対値を規格化した周波数 w と位置 z の関数として示す。アンテナ位置は $z_0 = 10$ である。伝播性波動 ($|w| < 1$, 黒で示す) はプラズマ内部まで情報が伝わるが、エヴァネッセント ($|w| > 1$, 赤で示す) の場合には励起はアンテナ近傍に限られる。

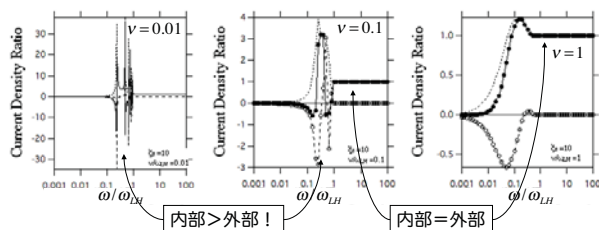
2009.10.28 シミュレーション分科会・波動分科会/仙台市

パルス繰返し型 回転電場型

プラズマ電流と外部電流の比

内部電流 j を空間積分することにより、外部電流 J の何%がプラズマ内に侵入したかを評価できる。

$$R(\omega) = \frac{\delta_{LH}}{J_{ext}(\omega)} \int_0^1 j_{\theta}(\omega, r) dr = 1 - \frac{1}{J_0(\lambda a / \delta_{LH})} \quad (\text{無次元量})$$



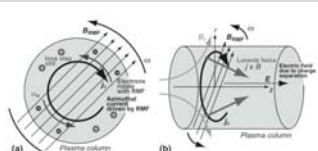
2009.10.28 シミュレーション分科会・波動分科会/仙台市

目次

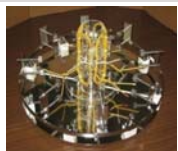
- はじめに
- 無電極推進機関の特徴
- これまでの推進機関
- プロジェクト概要
- プラズマの無電極生成
- プラズマの無電極加速
- プロジェクトの目標：推力と比推力/寿命と完成度
- 円柱プラズマのモデリング
- 円柱プラズマの線形応答
- 応答関数/電流増幅率/推進機関への応用
- 回転磁場を用いたプラズマ加速
- 原理/回転磁場浸透
- MHDボンデロ加速
- 電磁場ボンデロ加速
- 原理/推進への応用
- 現状と展望

2009.10.28 シミュレーション分科会・波動分科会/仙台市

回転磁場型 回転磁場を用いたプラズマ加速



Inomoto, 2008



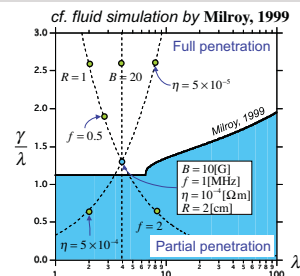
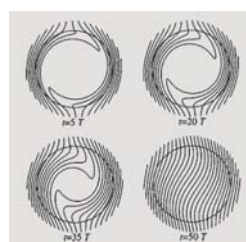
Shinohara et al, 準備中

Rotating Magnetic Field (AC) $\mathbf{B}_{\perp} \sim \exp(i\omega t)$	$\nabla \times \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t$ $i-e, i-n$ collision nonlinearity radial B field
Inductive Electric Field (AC) $\mathbf{E}_{\perp} \sim \exp(i\omega t)$	
Axial Ohmic current (AC) $\mathbf{J}_{\perp} \sim \exp(i\omega t)$	
Azimuthal current (DC) $\mathbf{J}_{\theta} \sim \langle \mathbf{J}_{\perp} \times \mathbf{B}_{\perp} \rangle$	
Axial Lorentz force (DC) $\mathbf{F} = \mathbf{J}_{\theta} \times \mathbf{B}_r$	

*Rotating Magnetic Field: Hugrass et al., 1980; Hoffman, 1998; Milroy, 1999 etc

2009.10.28 シミュレーション分科会・波動分科会/仙台市

回転磁場型 プラズマ中への回転磁場浸透



プラズマ内部への磁場浸透 (完全/不完全) は次のパラメータで決まる

$$\lambda = \frac{R}{\delta} = R \left(\frac{\mu_0 \omega}{2\eta} \right)^{1/2} \propto \frac{\text{プラズマ径}}{\text{スキニング長}}$$

$$\gamma = \frac{\omega_{ce}}{V_{ei}} = \frac{B_m}{ne\eta} \propto \frac{\text{回転磁場強度}}{\text{衝突周波数}}$$

磁場が (ほぼ) 完全浸透させた上で推力 $F \propto n\omega B_r R^3$ を大きくする

2009.10.28 シミュレーション分科会・波動分科会/仙台市

現状と展望（１）

- ヘリコンプラズマの正しいモデル化：粒子？流体？これらの中間？衝突項の扱い？など
- 外部電磁場によるプラズマ運動励起（１）：線形応答
 - 線形応答モデルの定式化、一般化（外部電場、外部磁場）
 - 非一様磁場、非一様密度の考慮
 - 室内実験結果との比較
 - ネットの加速は生まれるのか？
 - ネットの加速が生まれない場合の対策は？
- 外部電磁場によるプラズマ運動励起（２）：非線形応答
 - パルス加速のモデリングとシミュレーション
 - 回転磁場によるプラズマ加速のモデリングとシミュレーション
 - 共鳴ボンデロ加速のモデリングとシミュレーション
 - その他の「強い」外部電磁場による加速機構の検討
 - 室内実験結果との比較

2009.10.28 シミュレーション分科会・波動分科会／仙台市

現状と展望（２）

- 計算機シミュレーションコードの整備
 - 粒子（PIC）コードの円柱座標化（既存のコード利用可？）
 - ハイブリッド（粒子イオン＋流体電子）の円柱座標化
 - 上のコードへの衝突項導入
- 非線形加速の多くは、基本的にテスト粒子計算によるモデリングがなされている—これで良いのか？
 - テスト粒子計算とセルフコンシステントな計算（PIC、ハイブリッド）との比較
 - 衝突効果、プラズマパラメタ等により、ヘリコンプラズマが流体的なのか粒子集散的なのかを分類されるべき（理学的な問題）

他分野への波及効果？

ポスドク募集（2009/10年度）：外部電磁場による円柱プラズマ応答の計算機シミュレーション

2009.10.28 シミュレーション分科会・波動分科会／仙台市

2009.10.29

「かぐや」月レーダサウンダ(LRS)
による成果

東北大学 熊本篤志

アウトライン

1. なぜ月探査？

2. 月レーダーサウンダーの開発

3. 運用

4. 観測結果

5. まとめ

1. なぜ月探査？

半径: 1737 km (地球の1/4)
質量: 7.35×10^{22} kg (地球の1/80)

サイズの大きな衛星
地球と月の起源・進化には
強い相互関連があったはず

唯一人類が着陸
したことのある天体
地球に最も近い天体
構成物質・表層地質が
比較的わかっている(1970年代)
リモートセンシング探査
が進展(1990年代)



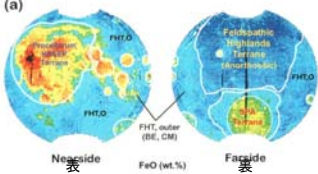
さらに本格的な
リモートセンシング探査を実施することで
月の起源・進化にさらに迫ることができるはず

→「かぐや」ミッション

アポロ探査による岩石採集・地質調査
→マグマオーシャン説(⇄巨大衝突起源説)

月にマグマの大洋があったとする仮説。
高地表層の斜長石(マグマから晶出・浮上)
衝突盆地周辺のKREEP質岩類(マグマの残液が濃集)を説明

クレメンタイン(1994)・ルナプロスペクター(1998-1999)
によるリモートセンシング
→月の地質3大区分(表と裏の二分性)



PKT: 海領域KREEP質地殻
SPA: 南極エイトケン盆地
FHT: 斜長岩高地地殻

クレメンタインの分光カメラで
観測された月表面のFeO分布
[Jolliff et al., 2000]

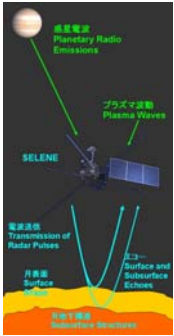
かぐやによるリモートセンシング
→ ???

リレー衛星
月レーダーサウンダー
立体視カメラ・レーザー高度計
分光カメラ・X線・ガンマ線分析器
磁力計
プラズマ分析器

重力場・月内部の質量分布
月表層の地下構造
月表面の地形
月表面の物質
月表層の磁気異常
太陽風と月の相互作用



月レーダサウンダー (LRS)



世界初の月全球地下探査
(クレメンタイン・ルナプロスペクターでは
地下探査は行われていなかった)

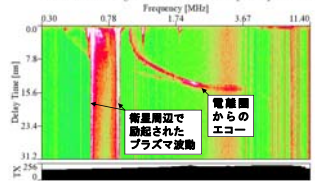
観測周波数: 5MHz
送信電力: 800W
分解能: 75m

Kaguya/LRS
(2007-2009)

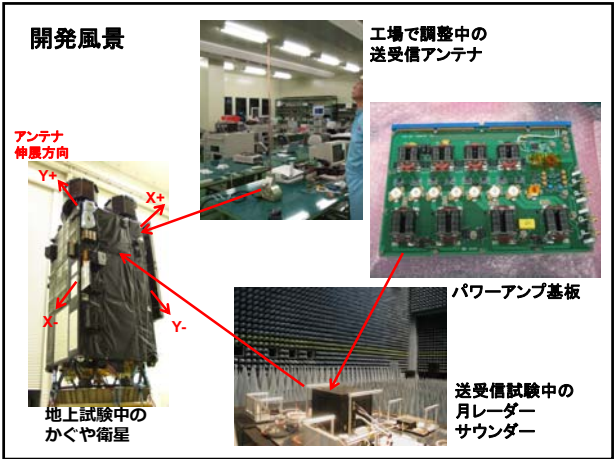
2. 月レーダサウンダーの開発



あけぼの衛星 (1989-)

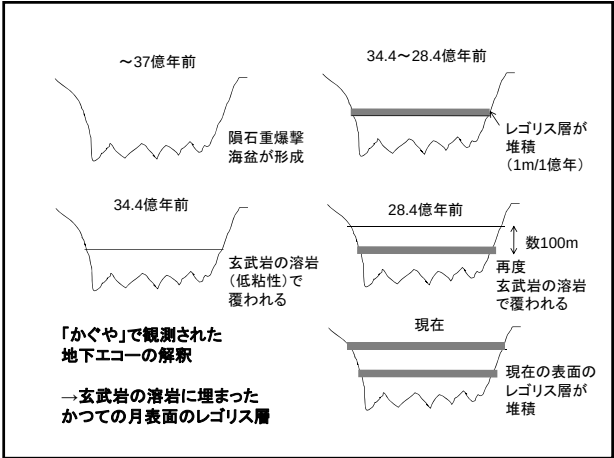
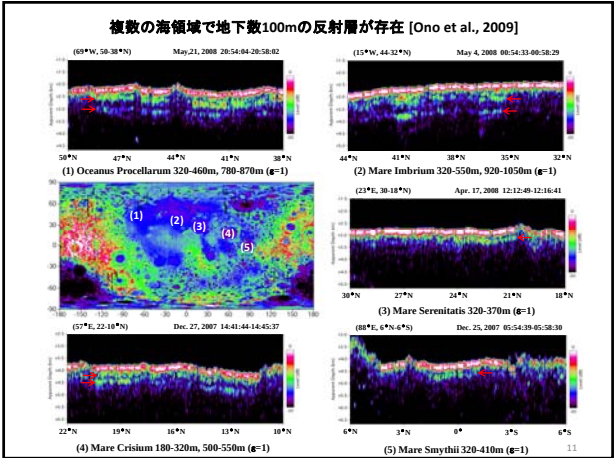
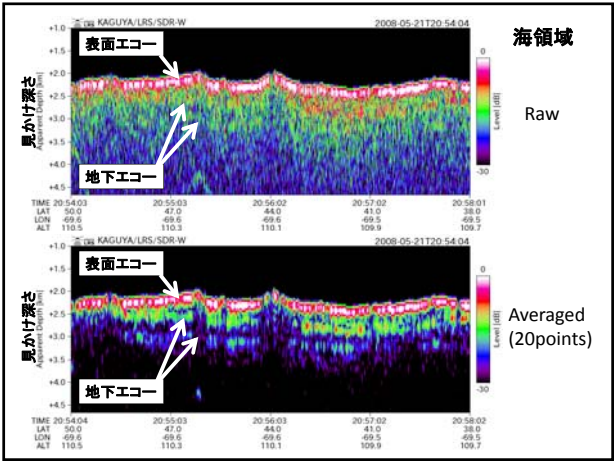
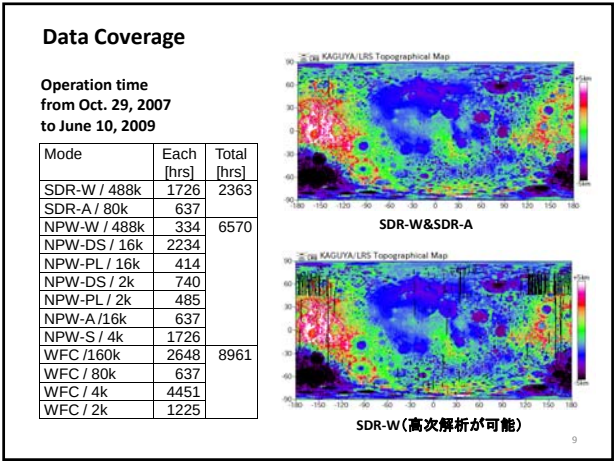


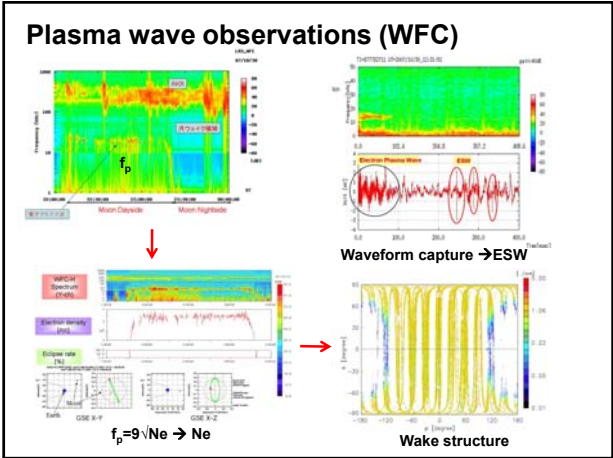
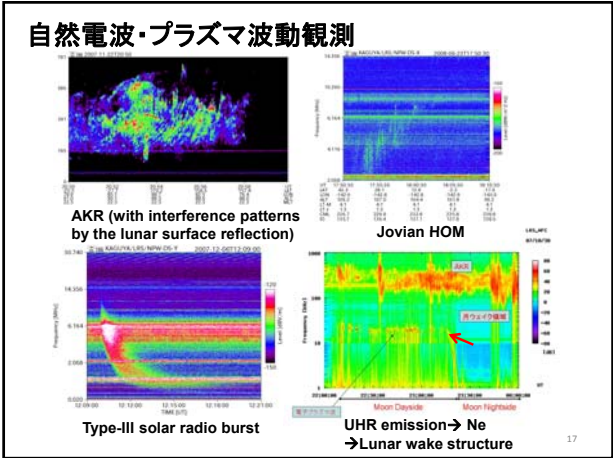
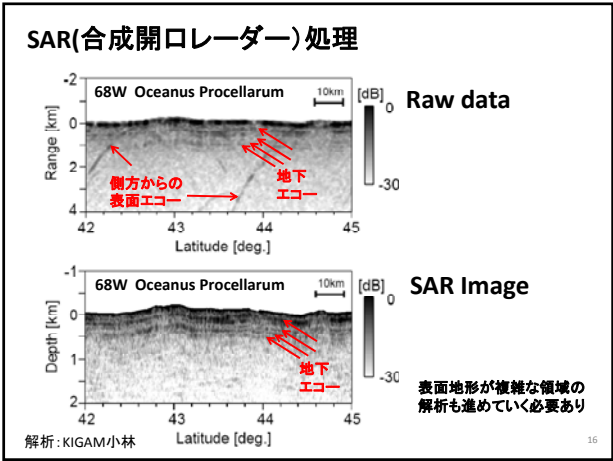
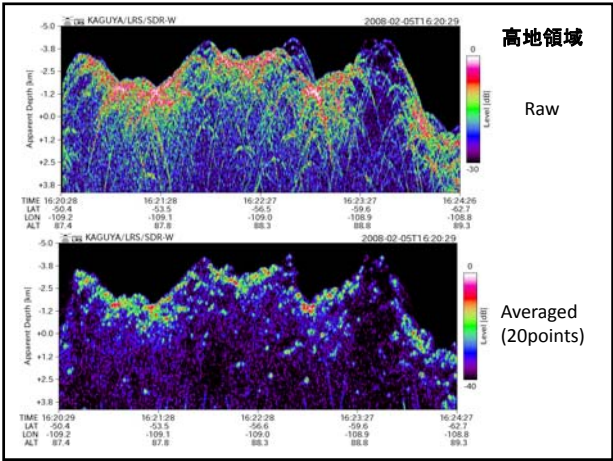
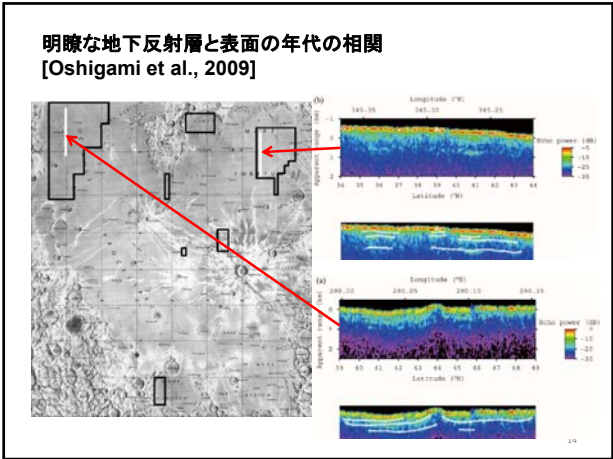
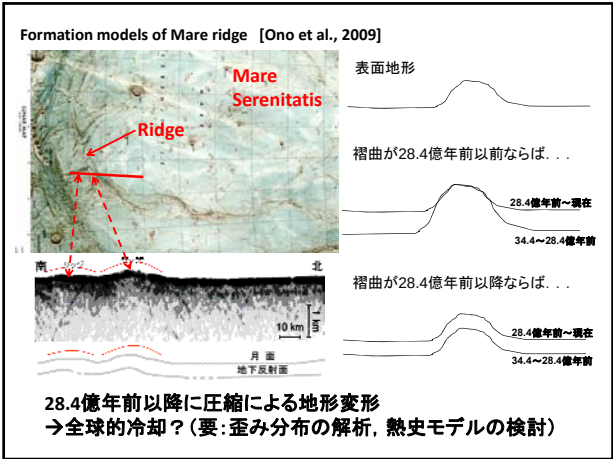
東北大グループは衛星搭載
用プラズマサウンダーの開発
をこれまで数多く担当
→これらの技術をもとに
月レーダサウンダーを開発

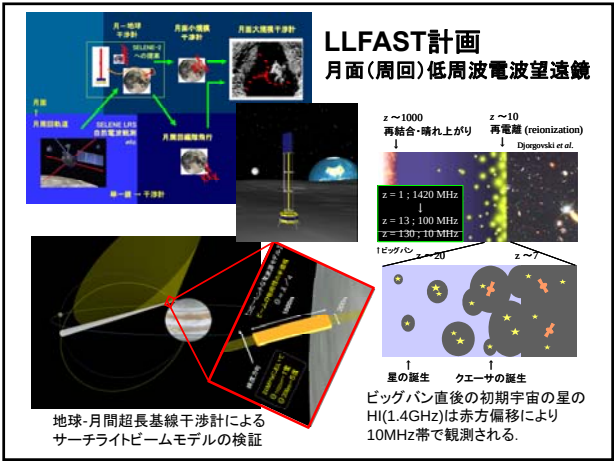
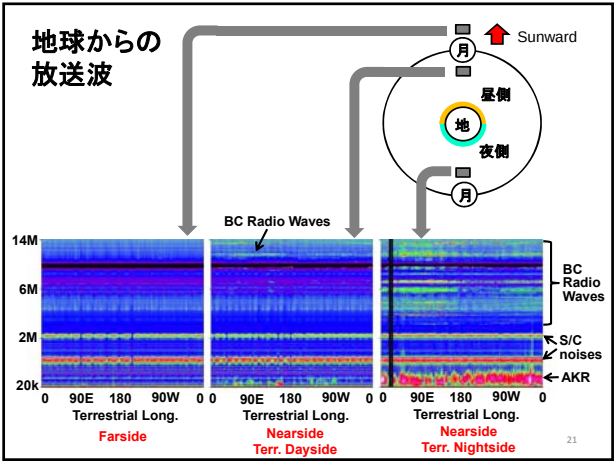
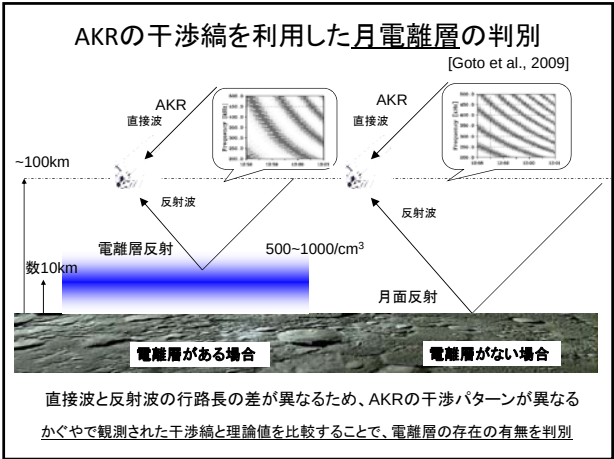
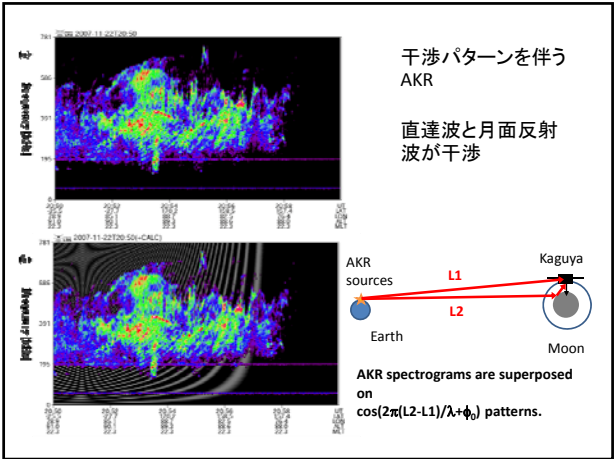


3. 運用

Y	M	サウンダー	自然波動	
2007	10	(待機)	高レート	10/29 アンテナ伸張→背景ノイズ確認運用
	11			11/20-21 サウンダー機能確認→正常
	12	高レート	低レート	12/15 定常運用開始
2008	1			1/19-20 HAARP同時観測
	2			サウンダー観測を優先して運用
	3			
	4			
	5			
	6	高レート	高レート	6/6 ダウンリンクリソース増
	7			自然波動観測も十分に実施できるようになる。
	8			
	9	(休止)	(休止)	9/10 機器の不具合が発生
	10			サウンダー観測の継続は断念
	11			何度も復活を試みる。
	12			
2009	1	(休止)	低レート	2/19 に起動に成功・WFC-4kbpsに設定。
	2			
	3			
	4			
	5			6/10 観測を継続しつつ制御落下
	6			







Level-2 data公開(2009年11月～)

分類	プロダクト名	形式	説明	担当
標準	低分解能サウンダ地下断面データ	PDS	レーダグラム(平均) 分解能: 75m(レンジ) 600 or 750 m(along-track)	名大
	高分解能サウンダ地下断面データ	PDS	レーダグラム(raw) 分解能: 75m(レンジ) 75m(along-track)	名大
	高周波自然電波(NPW)	PDS(CDF)	スペクトルデータ 周波数: 20kHz - 30MHz 時間分解能: 8秒	東北大
	低周波自然電波(WFC)	PDS(CDF)	スペクトルデータ 周波数: 100Hz - 1MHz 時間分解能: 8秒	金沢大
高次	地下地質構造判読図	PDS(画像)	地下地質構造判読図 提供時期はTBD	LRSチーム

5. まとめ

- 月探査の究極の目標は月の起源・進化の解明
地球の起源・進化の問題にも関連
- 「かぐや」の目的は月全球の本格的なリモートセンシング
LRSの目的は世界初の月全球地下探査
- 海領域で地中に埋まったかつての月表面のレゴリス層と推定される地下反射層(深さ数100m)を発見
- 月周回軌道においてプラズマ波動・自然電波・人工電波の観測を実施

「STE シミュレーション研究会」・「宇宙プラズマ波動研究会」合同研究集会

主催：[名古屋大学 太陽地球環境研究所](#)

[東北大学 Global COE「変動地球惑星学の統合教育研究拠点」](#)

共催：[SGEPSS 太陽地球惑星系科学シミュレーション分科会](#)

[SGEPSS](#) 波動分科会

科学研究費 新学術領域研究「次世代第一原理粒子シミュレーションによる
無衝突衝撃波の粒子加速機構の解明」

研究会世話人：

加藤雄人・寺田直樹（東北大学）羽田亨（九州大学）

荻野竜樹・三好由純・梅田隆行（名古屋大学 STEL）

プログラム

10 月 28 日

- 14:00 中村 琢磨、長谷川 洋、篠原 育（ISAS・JAXA）
粒子シミュレーションに見る速度勾配層の構造
- 14:30 #成行 泰裕（高知高専）
太陽風磁気流体波動と太陽風シミュレーションについて
- 15:30 深沢 圭一郎（九州大・理）梅田 隆行、荻野 龍樹（名古屋大 STEL）
田中 高史（九州大・理）
スカラー型計算機における電磁流体シミュレーションの性能測定
- 16:00 寺田 直樹（東北大・理）松本 洋介、梅田 隆行（名古屋大 STEL）
三好 隆博（広島大・理）深沢 圭一郎（九州大・理）
高精度中心スキームを用いた磁気圏シミュレーション
- 16:30 羽田 亨、篠原 俊二郎（九州大・総理工）谷川 隆夫（東海大）
船木 一幸（宇宙研）西田 浩之（東京農工大）
外部電磁場によるプラズマ加速：次世代無電極推進機関のモデリング
- 17:15 小路 真史、大村 善治（京都大 RISH）
ミラー不安定性の非線形発展の研究
- 17:45 齊藤 慎司（名古屋大 STEL）S. Peter Gary（LANL）
ホイッスラー乱流のプラズマ β 依存性について

10 月 29 日

- 9:45 *高橋 芳幸（神戸大・惑星研）林 祥介（神戸大・理）
石渡 正樹（北海道大学・理）中島 健介（九州大学・理）
大気大循環モデルを用いた惑星大気の数値計算

- 10:30 *陣 英克 (NICT) 三好 勉信 (九州大・理) 藤原 勉 (東北大・理)
品川 裕之 (NICT) 寺田 香織 (東北大・理)
大気波動を介した大気圏 - 電離圏結合過程その 1 (大気潮汐)
- 11:15 *品川 裕之 (NICT) 家森 俊彦 (京都大・理) 陣 英克 (NICT)
大気波動を介した大気圏 - 電離圏結合過程その 2 (音波、重力波)
- 14:00 樋田 美栄子 (名古屋大・理)
斜め衝撃波中の捕捉電子による電磁場生成とその効果
- 14:30 杉山 徹 (JAMSTEC)
衝撃波での粒子加速の解析
- 15:00 松清 修一、平川 貴之、羽田 亨 (九州大・総理工) 梅田 隆行 (名古屋大 STEL)
衝撃波上流における反射電子の振る舞い
- 15:30 梅田 隆行、山尾 雅博木谷 佳隆、齊籐 慎司 (名古屋大 STEL)
山崎 了 (広島大・理) 松清 修一 (九州大・総理工)
大平 豊 (大阪大・理) 杉山 徹 (JAMSTEC)
衝撃波静止系コードによるスケール間結合の研究
- 16:15 *熊本 篤志 (東北大 PPARC)
かぐや・L R S の成果
- 17:00 #橋本 弘藏 (京都大 RISH)
波動研究、宇宙太陽発電所とシミュレーションへの期待
- 19:00 懇親会
- 10 月 30 日
- 10:00 藤田 茂 (気象大) 田中 高史 (九州大・理)
周期的太陽風変動に対する磁気圏変動
- 10:30 #三好 由純 (名古屋大 STEL)
ジオスペースダイナミクスの中でのプラズマ波動
- 11:30 加藤 雄人 (東北大・理) 大村 善治、小嶋 浩嗣 (京都大 RISH)
コーラス放射生成と相対論的電子加速：
理論・シミュレーション研究及び直接計測の可能性
- 12:00 Mohammad Javad Kalaee, Yuto Katoh (東北大・理) Atsushi Kumamoto (東北大 PPARC)
Takayuki Ono (東北大・理) Yukitoshi Nishimura (名古屋大 STEL)
Simulation of mode conversion process from upper-hybrid waves to L0-mode waves in the vicinity of the plasmopause
- 14:00 総合討論：波動研究とシミュレーション研究のコラボレーションについて

*招待講演

#基調講演

「STE シミュレーション研究会」・「宇宙プラズマ波動研究会」合同研究集会参加者

加藤雄人	(東北大学・理)
Mohammad Javad Kalaei	(東北大学・理)
埜千尋	(東北大学・理)
寺田直樹	(東北大学・理)
藤原均	(東北大学・理)
松田和也	(東北大学・理)
熊本篤志	(東北大学・PPARC)
中川朋子	(東北工業大学)
藤田茂	(気象大学校)
品川裕之	(情報通信研究機構)
陣英克	(情報通信研究機構)
杉山徹	(海洋開発研究機構)
中村琢磨	(宇宙航空開発研究機構・ISAS)
樋田美栄子	(名古屋大学・理)
梅田隆行	(名古屋大学・STEL)
齊藤慎司	(名古屋大学・STEL)
三好由純	(名古屋大学・STEL)
中村匡	(福井県立大学)
橋本弘藏	(京都大学・RISH)
小路真史	(京都大学・RISH)
高橋芳幸	(神戸大学・惑星研)
成行泰裕	(高知高専)
深沢圭一郎	(九州大学・理)
羽田徹	(九州大学・総理工)
松清修一	(九州大学・総理工)