X 型磁気中性線近傍における電子の加熱過程

京都大学大学院理学研究科地球惑星科学専攻
藤本桂三、町田忍

1　はじめに

磁気再結合は磁気エネルギーを急速に開放しプラズマの運動エネルギーに変換するメカニズムとして非常に重要であると考えられている。しかしながら、それにともなうプラズマの加速・加熱メカニズムは充分には理解されていない。

いま、非衝突磁気再結合過程における X 型磁気中性線近傍で、電子のみが磁化されていてイオンは磁化されていない領域を考える。この領域では、電子は基本的には $\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B}$ ドリフト運動をおこない、セパラトリクスの下流側では通常のアルベン速度（$V_A \simeq B/\sqrt{\mu_0 n m_i}$）を超えて電子のアルベン速度（$V_A = B/\sqrt{\mu_0 n m_e}$）程度にまで加速されることが知られている [e.g., Shay *et al.*, 2001]。ここで、B と n はそれぞれ流入域における磁場の強さとプラズマ粒子数密度で $n = n_e \simeq n_i$ を仮定した。また、m_i と m_e はそれぞれイオンと電子の質量、μ_0 は真空の透磁率である。一方、イオンは磁場に束縛されていないので加速が効率良くおこなわれない。そのため、電子とイオンの間に相対的な運動が生じ大きな電流（ホール電流）が磁力線を横切って流れることが考えられる（図 1）。Hoshino *et al.* [2001] において、大きなホール電流によってブーネマン（Buneman）タイプの不安定性が生じ、電子が加熱されることが示唆されている。しかしながら、詳細な定量的解析は実施されていない。

本稿では、磁力線を横切る超アルベン的な電子ーイオンの相対運動（ホール電流）によって励起される不安定性について述べるとともに、それによる電子の加熱に関する研究結果について報告する。

2　線形解析

まず、磁力線を横切る電子ーイオンの相対運動によって励起され得る不安定性を特定するために線形解析をおこなった。波動の周波数帯としては $\omega_{uh} \geq |\omega| \geq \omega_{lh} >> \omega_{ci}$ を想定した。そのため、電子は磁化されているがイオンは磁化されていないと仮定することができる。ここで、$\omega_{uh} = (\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2)^{1/2}$ は高域混成周波数、$\omega_{lh} = (\omega_{ce}\omega_{ci})^{1/2}$ は低域混成周波数、$\omega = \omega_r + i\gamma$ は波動の複素周波数である。このとき、電子の運動は 0 次では $\boldsymbol{V}_d = -E_0/B_0\,\hat{\boldsymbol{e}}_x$（$\boldsymbol{E}_0 = E_0\,\hat{\boldsymbol{e}}_y$, $\boldsymbol{B}_0 = -B_0\,\hat{\boldsymbol{e}}_z$）で $\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B}$ ドリフトをし、イオンはドリフト運動をしていないものとする。（厳密に言うと、イオンは磁気拡散領域で meandering motion をして y 方向にドリフトするが、その速度は高々$v_y \approx 0.2V_A << V_{Ae} \approx V_d$ [Shay *et al.*, 1998] であるので、ここではイオンのドリフトを無視する。）また、波動の波数ベクトル $\boldsymbol{k}$ は $x-z$ 平面内にあるとする（すなわち $\boldsymbol{k} = k_x\hat{\boldsymbol{e}}_x + k_z\hat{\boldsymbol{e}}_z$）。さらに、$k_x^2 > k_z^2 >> (\partial \ln B_0/\partial x)^2, (\partial \ln n/\partial x)^2$ を仮定することによって、磁場 $\boldsymbol{B}_0$ と数密度 n が空間的に一様であるとみなす。

いま、一様電場 $\boldsymbol{E}_0$ を消すために電子ドリフトに乗った系で考える。この系では、イオンは $V_d\hat{\boldsymbol{e}}_x$ でドリフト運動している。そこで、平衡状態にある電子とイオンの分布関数を以下のようにあらわす。

$$f_{e0} = n\left(\frac{1}{\pi v_e^2}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left[-\frac{v_x^2+v_y^2+v_z^2}{v_e^2}\right] \quad (1)$$

$$f_{i0} = n\left(\frac{1}{\pi v_i^2}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left[-\frac{(v_x-V_d)^2+v_y^2+v_z^2}{v_i^2}\right] \quad (2)$$

ここで、$v_j = \sqrt{2T_j/m_j}$ は粒子種 j の熱速度で、T_j と m_j はそれぞれ粒子種 j の温度と質量である。誘電率テンソルを $\boldsymbol{\varepsilon}(\boldsymbol{k},\omega)$、電場の変位を $\delta\boldsymbol{E} =$

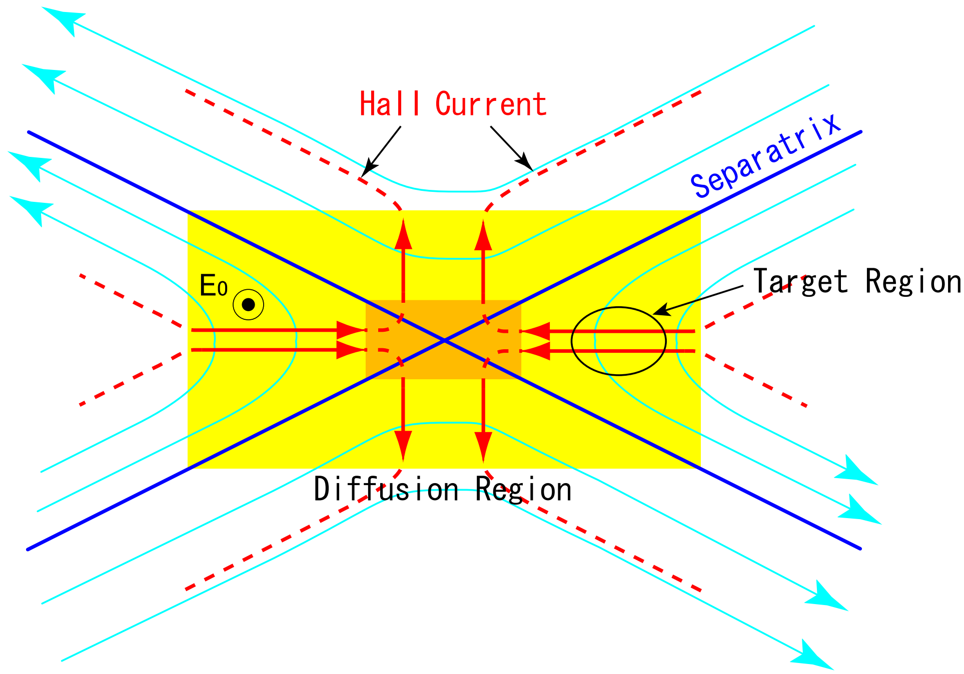

図 1: 磁気拡散領域を流れるホール電流系。

$\delta\hat{\boldsymbol{E}}\exp[i(k_x x + k_z z - \omega t)]$ とすると、

$$\boldsymbol{D}(\boldsymbol{k},\omega)\cdot\delta\hat{\boldsymbol{E}} = 0 \tag{3}$$
$$\boldsymbol{D}(\boldsymbol{k},\omega) \equiv \boldsymbol{\varepsilon}(\boldsymbol{k},\omega) - \left(\frac{ck}{\omega}\right)^2\left(\boldsymbol{I} - \frac{\boldsymbol{kk}}{k^2}\right)$$

の関係が成り立つ。$\boldsymbol{D}(\boldsymbol{k},\omega)$ の要素は、線形化されたブラソフ方程式とマクスウェル方程式を組み合わせることによって得られる。電磁波動の固有モードを与える分散関係式は、$\det[\boldsymbol{D}]=0$ によってあらわされ、

$$D_{11} + \frac{\frac{2k_\perp^2}{k^2}D_{12}D_{13}D_{23} + D_{12}^2 D_{22} - \frac{k_\perp^2}{k^2}D_{23}^2 D_{22}}{D_{22}D_{33} + \frac{k_\perp^2}{k^2}D_{23}^2} = 0 \tag{4}$$

となる。要素 D_{ij} は以下のように与えられる。

$$D_{11} = 1 + \frac{2\omega_{pi}^2}{k^2 v_i^2}[1+\xi_i Z(\xi_i)] + \frac{2\omega_{pe}^2}{k^2 v_e^2} \times \left[1 + \xi_0 e^{-\mu}\sum_{n=-\infty}^{\infty} I_n Z(\xi_n)\right]$$

$$D_{22} = 1 - \frac{c^2k^2}{\omega^2} + \frac{2\omega_{pe}^2}{\omega^2}\mu e^{-\mu} \times \sum_{n=-\infty}^{\infty}\left\{\frac{n^2}{2\mu^2}I_n + (I_n - I_n')\right\}\xi_0 Z(\xi_n)$$

$$D_{33} = 1 - \frac{c^2k^2}{\omega^2} + \frac{2\omega_{pe}^2}{k^2 v_e^2}\frac{k_\perp^2}{k_\parallel^2} \times \left[1 + \xi_0 e^{-\mu}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\left(1 - n\frac{\omega_{ce}}{\omega}\frac{k^2}{k_\perp^2}\right)^2 I_n Z(\xi_n)\right]$$

$$D_{12} = -D_{21} = i\frac{\omega_{pe}^2}{kv_e\omega_{ce}}\frac{k_\perp}{k_\parallel}e^{-\mu}\sum_{n=-\infty}^{\infty}(I_n - I_n')Z(\xi_n)$$

$$D_{13} = \frac{k^2}{k_\perp^2}D_{31} = -\frac{2\omega_{pe}^2}{k^2 v_e^2}\frac{k^2}{k_\parallel} \times \left[1 + \xi_0 e^{-\mu}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\left(1 - n\frac{\omega_{ce}}{\omega}\frac{k^2}{k_\perp^2}\right) I_n Z(\xi_n)\right]$$

$$D_{23} = -\frac{k^2}{k_\perp^2}D_{32} = i\frac{\omega_{pe}^2}{kv_e\omega_{ce}}\frac{k_\perp}{k_\parallel}e^{-\mu} \times \sum_{n=-\infty}^{\infty}\left(1 - n\frac{\omega_{ce}}{\omega}\frac{k^2}{k_\perp^2}\right)(I_n - I_n')Z(\xi_n)$$

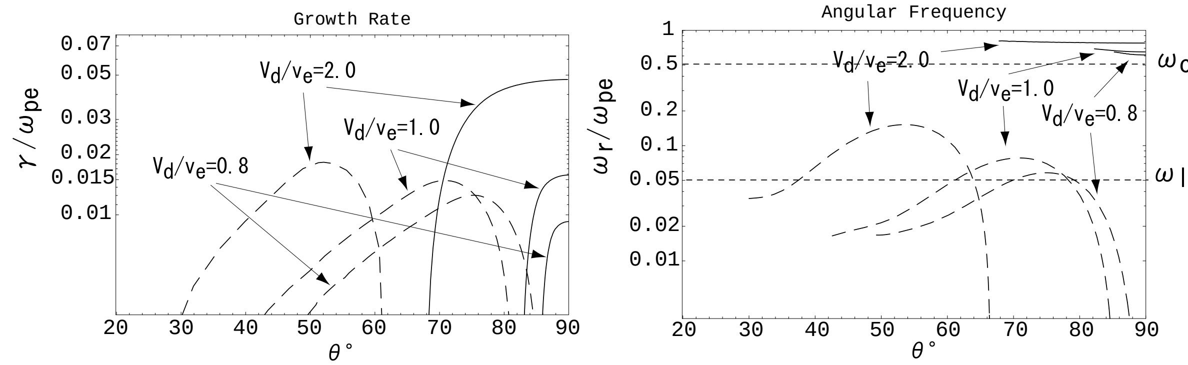

図 2: 波動の伝播角 θ に対する成長率の最大値（左図）。実線は電子サイクロトロンドリフト不安定性（ECDI）、破線は変形 2 流体不安定性（MTSI）。右図は左図に対応する周波数の実部。プラズマのパラメータは、$\omega_{ce}/\omega_{pe} = 0.5$、$T_i/T_e = 8.0$、$m_i/m_e = 100$、$\beta_i = 1.0$。

ここで、$\xi_n = (\omega - n\omega_{ce})/k_\parallel v_e$、$\xi_i = (\omega - k_\perp V_d)/kv_i$、$\mu = k_\perp^2 v_e^2/2\omega_{ce}^2$、$I_n = I_n(\mu)$ は n 次の変形ベッセル関数、$I'_n = dI_n/d\mu$、$\theta = \tan^{-1}(k_\perp/k_\parallel)$ である。また、$Z(\xi) = (\sqrt{\pi})^{-1}\int_{-\infty}^{\infty} dx \exp[-x^2]/(x-\xi)$ はプラズマ分散関数である。なお、(4) 式の第 1 項は静電的効果をあらわし、第 2 項は電磁的効果をあらわす。

図 2 に、プラズマのパラメータが $\omega_{ce}/\omega_{pe} = 0.5$、$T_i/T_e = 8.0$、$m_i/m_e = 100$、$\beta_i = 1.0$ の場合に (4) 式を数値的に解いた結果を示す。このとき 2 つの異なる不安定性が生じることがわかる。1 つは電子サイクロトロンドリフト不安定性（ECDI、図の実線）で、固有モードの周波数は電子サイクロトロン周波数の整数倍付近に存在する（図 2 には基底モードのみがプロットされている）。もう 1 つは、変形 2 流体不安定性（MTSI、図の破線）で、低域混成周波数帯に固有周波数をもつ。図 2 から、電子ーイオンの相対速度 V_d によって励起されるモードが異なることがわかる。すなわち、$V_d/v_e < 1$ のときは MTSI が卓越し低周波の波動が励起されるのに対し、$V_d/v_e > 1$ のときは ECDI が卓越し静電的な（このことは (4) 式の第 1 項が第 2 項に比べて充分大きくなることからわかる）高周波の波動が励起される。ECDI は $V_d/v_e >> 1$ ではブーネマンタイプの不安定性になる [Forslund *et al.*, 1972]。

3　電子の異常加熱

線形解析によって求められた不安定性によって、電子がどのように加熱されるかを調べるために数値シミュレーションを行った。電子の運動論的効果が重要になると考えられるので、2-1/2 次元電磁粒子コードをもちいた。本研究では、シミュレーション領域の境界条件は周期境界とし、格子点数は $N_x \times N_z = 256 \times 512$、格子点間隔は $\Delta x \times \Delta z = 0.1\lambda_e \times 0.1\lambda_e$ とした。ここで $\lambda_e = c/\omega_{pe}$ は電子の慣性長である。また、粒子数は 1 格子あたり 36 個とした。プラズマの初期パラメータの値は、線形解析のときと同じく $\omega_{ce}/\omega_{pe} = 0.5$、$T_i/T_e = 8.0$、$m_i/m_e = 100$、$\beta_i = 1.0$ とした。図 3 に不安定波動の振幅が線形的に成長しているときの典型的な波動のスペクトルを示す。(a) と (b) はそれぞれ V_d/v_e が 0.8 (< 1) と 2.0 (> 1) のときの結果で、いずれの場合も上段が $k_x - k_z$ 空間、下段が $\omega - k_x$ 空間である。これらのシミュレーションでは、電場の x 成分 δE_x が顕著であったのでスペクトルを求める際には δE_x のみを用いた。

$V_d/v_e = 0.8$ のときは、磁力線に対して斜め方向に伝播する不安定波動が生じ、その波動の周波数は低域混成周波数帯にあることがわかる。このことから MTSI が励起されたと考えられる。一方、$V_d/v_e = 2.0$ のときに励起される不安定波動は、磁力線にほぼ垂直に伝播し、高周波の周波数をもっているので ECDI によるものであることがわかる。

MTSI と ECDI それぞれによって加熱を受けた

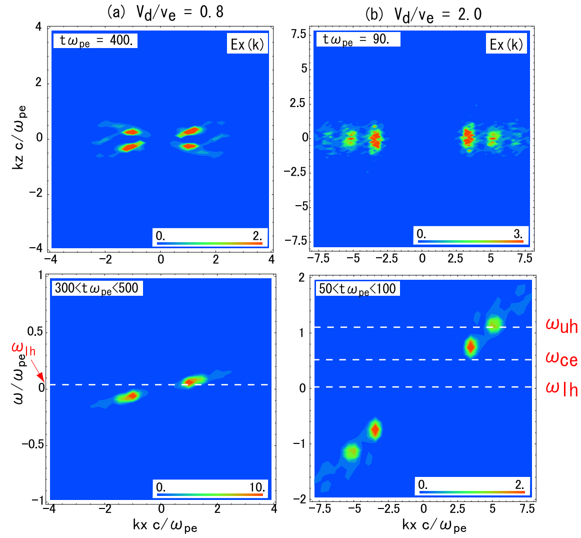

図 3: 不安定波動の振幅が線形的に成長している段階の δE_x の波のスペクトル。上段が $k_x - k_z$ 空間、下段が $\omega - k_x$ 空間。(a) は $V_d/v_e = 0.8 < 1$ のとき、(b) は $V_d/v_e = 2.0 > 1$ のとき。初期パラメータの値は図 2 のものと同じである。

電子の分布関数を図 4 に示す。これらの分布関数は、電場のエネルギー $\varepsilon_0|\delta E|^2/2$ が飽和した時間に得られたものである。電子は、MTSI が励起されるときは磁力線方向に加熱され、ECDI が励起されるときは磁力線に垂直に加熱されることがわかった。MTSI によって電子が磁力線方向に加熱されるのは、不安定波動が磁力線に対して斜め方向に伝播し、磁力線に沿ってポテンシャル構造を作るためである [McBride *et al.*, 1972]。それに対して、ECDI によって磁力線に垂直方向に加熱されるのは、磁力線に垂直に大振幅の静電波が伝播し、電子がそれに捕獲されるためである。そこで、MTSI と ECDI によってそれぞれ加熱された電子の特性温度を $T_{e\parallel} = m_e\overline{v_{e\parallel}^2}/2$ および $T_{e\perp} = m_e\overline{v_{e\perp}^2}/2$ と定義することにする。図 5 はいろいろなドリフト速度 V_d に対してシミュレーションをおこない、電場エネルギーが飽和した時間における電子の特性温度をプロットしたものである。また、同時に、飽和するまでの時間（成長時間）を各点のとなりに記した。ドリフト速度が電子の熱速度を超えると、ECDI が励起され電子が急速に高温にまで加熱されることがわかる。ECDI が励起された場合についてさらに数値計算を続けると、今度はほぼ等方的な分布関数が形成されることがわかった（not shown）。これは、線形成長した波動が非線形的な波動ー波動相互作用によって、波数空間においてより等方的なスペクトルを示すように変化し、それによって電子が磁力線方向に拡散されるためであると考えられる。

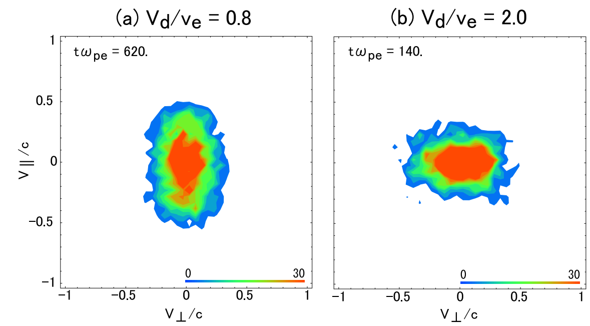

図 4: 電場の振幅が飽和した時間における電子の分布関数。(a) は $V_d/v_e = 0.8$ のとき、(b) は $V_d/v_e = 2.0$ のときである。プラズマの初期パラメータは図 2 のものと同じ。

4　考察とまとめ

我々は、磁気拡散領域における強いホール電流によって電子がどのような加熱を受けるかを調べた。線形解析と 2-1/2 次元電磁粒子コードを用いた数値シミュレーションから、予期されるプラズマ不安定性がイオンー電子の相対速度 V_d によって異なり、その結果、電子の加熱のされ方に大きな違いが生じることがわかった。すなわち、$V_d/v_e < 1$ のときは MTSI によって電子は磁力線方向に加熱を受ける。それに対して、$V_d/v_e > 1$ のときは ECDI によって電子は磁力線に垂直方向に加熱される。ECDI による加熱は MTSI の場合に比べると成長時間が非常に短く、電子は急速に高温にまで加熱され得ることがわかった。

ここではさらに議論を進めて、実際の磁気圏尾部に形成される磁気拡散領域においてどちらの不安定性が卓越するかを考察する。線形解析の結果から、MTSI が励起されるか ECDI が励起されるかは、ドリフト速度 V_d が電子の熱速度 v_e を超えるかどうかに依ることがわかっている。いま、V_d の

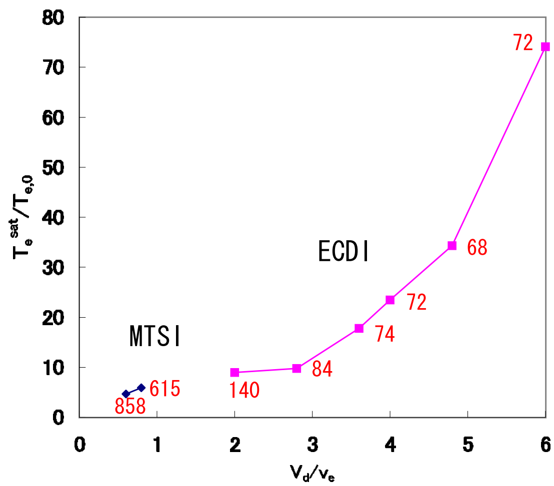

図 5: 電場の振幅が飽和した時間における電子の特性温度を初期温度 $T_{e,0}$ で規格化したもの。MTSI に対する特性温度は $T_{e\|}$、ECDI に対する特性温度は $T_{e\perp}$ によって定義される。各プロットに記された数字は飽和するまでの時間（成長時間）をあらわす。プラズマの初期パラメータは 2 のものと同じである。

値としては磁気拡散領域への流入域における電子のアルベン速度 V_{Ae} を仮定しているので、V_{Ae} と v_e を比較することによって不安定性の種類を推定できる。

磁気再結合が起こる直前にはプラズマシートの厚さが非常に薄くなり、磁気拡散領域の厚さと同じくらいになると想定する。そこで、V_{Ae} を求める際に必要な磁場とプラズマ数密度は中央プラズマシート（CPS）のすぐ外側の値を使うことにする。CPS のすぐ外側の磁場の強さは Baumjohann *et al.* [1989] に従って $B = (B_x^2 + B_y^2)^{1/2} = 15$ nT とする。数密度は Baumjohann *et al.* [1988] によると PSBL で $n \approx 0.08\,\mathrm{cm}^{-3}$ 程度である。これらの値を使うと、$V_{Ae}/c \approx 0.165$ が得られる。一方、磁気拡散領域における電子の熱速度は、例えば、Shinohara *et al.* [1998] の Table 1. の値を使うと、$v_e/c = 0.051$（$T_i/T_e = 4.6$、$\beta_i = 21.0$、$n = 0.38\,\mathrm{cm}^{-3}$、$B = 6.7\,\mathrm{nT}$）から $v_e/c = 0.117$（$T_i/T_e = 2.8$、$\beta_i = 6.1$、$n = 0.077\,\mathrm{cm}^{-3}$、$B = 9.9\,\mathrm{nT}$）までさまざまな値をとるが、おおむね $v_e < V_{Ae}$ となっているようである。このことから、磁気拡散領域において ECDI が励起され、磁力線に垂直方向に選択的に加熱された、もしくはほぼ等方的な分布関数をもった高温電子が今後観測される可能性は充分あると考えられる。なお、ECDI にともなって高周波の波動が励起されるが、このような波動（電子系から見ると電子バーンスタイン波）は電子のドリフト方向とは逆の方向に位相速度 $\omega/k \approx V_d$ で伝播するはずなので、（衛星は電子のドリフト速度に比べると充分遅いと考えて）静止系で観測すると波動の周波数は $\omega' = \omega - kV_d \approx 0$ となり低周波の波動として観測されるはずである。

References

[1] Baumjohann, W., G. Paschmann, N. Sckopke, C. A. Cattell, and C. W. Carlson, Average ion moments in the plasma sheet boundary layer, *J. Geophys. Res.*, **93**, 11,507-11,520, 1988.

[2] Baumjohann, W., G. Paschmann, and C. A. Cattell, Average plasma properties in the central plasma sheet, *J. Geophys. Res.*, **94**, 6597-6606, 1989.

[3] Forslund, D., R. Morse, and C. Nielson, and J. Wu, Electron cyclotron drift instability and turbulence, *Phys. Fluids*, **15**, 1303-1318, 1972.

[4] Hoshino, M., T. Mukai, T. Terasawa, and I. Shinohara, Suprathermal electron acceleration in magnetic reconnection, *J. Geophys. Res.*, **106**, 25,979-25,997, 2001

[5] McBride, J. B., E. Ott, J. P. Boris, and J. H. Orens, Theory and simulation of turbulent heating by the modified two-stream instability, *Phys. Fluids*, **15**, 2367-2383, 1972.

[6] Shay, M. A., J. F. Drake, R. E. Denton, and D. Biskamp, Structure of the dissipation region during collisionless magnetic reconnection, *J. Geophys. Res.*, **103**, 9165-9176, 1998.

[7] Shay, M. A., J. F. Drake, and B. N. Rogers, Alfvénic collisionless magnetic reconnection and the Hall term, *J. Geophys. Res.*, **106**, 3759-3772, 2001.

[8] Shinohara, I., T. Nagai, M. Fujimoto, T. Terasawa, T. Mukai, K. Tsuruda, and T. Yamamoto, Low-frequency electromagnetic turburence observed near the substorm onset site, *J. Geophy. Res.*, **103**, 20,365-20,388, 1998.