JAERI-M
7314

無衝突drift-tearing mode乱流による熱輸送

1977年10月

山中　馨*

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

無衝突 drift−tearing mode乱流による熱輸送

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部
山中　馨 *

（１９７７年９月６日受理）

無衝突drift−tearing mode乱流による熱の生成及び輸送について解析した。スラブ・モデルを用い，singular layer の内側に乱流状態を仮定した。準線形理論により速度空間内の拡散方程式を解き，電子の平衡分布関数の時間変化を調べた。分布関数はMaxwell 型からflat top型に移行する。この変化による熱の生成率は，波のエネルギー生成率に比べて大きく，大体$\Sigma k_0^2/k^2$程である。但しk_0 は電子のスキン長の逆数である。また，熱生成率は温度勾配・数密度勾配により空間変化をうけ，温度勾配による効果はその勾配を緩和するように働く。一方，熱輸送では摂動をうけた磁力線が不均一性の方向へ曲がることにより，磁力線沿いの熱伝導を不均一性の方向へガイドする機構を調べた。対流・拡散の二つの機構とも同程度に重要であり，どちらも温度勾配と密度勾配の両方により引き起される。熱拡散係数はＭＨＤ領域のものより大きく，一例としてＰＬＴの数値を用いると２０倍程度である。

*）特別研究生：名古屋大学プラズマ研究所

Heat Transport due to Collisionless Drift-Tearing Mode Turbulence

Kaoru YAMANAKA*

Division of Thermonuclear Fusion Research,
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received September 6, 1977)

Heat generation and its transport due to collisionless drift-tearing mode turbulence are analyzed in the case of slab geometry. Turbulent state is assumed within a singular layer. A diffusion equation of the distribution function in the velocity space is deduced from the quasi-linear Vlasov equation and a time-dependent equilibrium distribution function of electrons is obtained. The distribution function becomes a kind of flat-top type instead of the Maxwellian one. A rate of the heat generation is greater than that of the wave-energy generation by about $\Sigma k_0^2/k^2$, where k_0 is inverse of the electron skin depth. Gradients of the temperature and of the number density modify the rate spatially. The temperature gradient is found to relax itself. Since perturbed magnetic field lines are bent in the direction of inhomogeneity, the generated heat is guided along the field lines in the direction of inhomogeneity. Convection and diffusion are considered and both are shown to be equally important. These two mechanisms are caused by the gradient of number density as well as the temperature gradient. The obtained heat transport coefficient is larger than the one in MHD regime. For example PLT parameters are considered, the coefficient becomes about 20 times larger than that in MHD regime.

Keywords: Heat transport,Collisionless drift-tearing mode turbulence,Slab geometry,Quasi-linear Vlasov equation, Time-dependent equilibrium distribution function, Heat generation,Convection,Diffusion

---

*) Institute of Plasma Physics, Nagoya University, Nagoya

目　　次

1. 序　論 …… 1
2. 平衡および線形摂動 …… 1
3. 平衡分布関数の時間変化 …… 4
4. 熱生成および熱輸送 …… 8
4.1 熱生成 …… 8
4.2 熱輸送 …… 9
5. 飽和レベル …… 12
6. 結　論 …… 13
謝　辞 …… 14
参考文献 …… 15

1. 序　　論

最近drift−tearing mode[1〜4]に関する解析が，急激に進められている。このモードの存在は，実際のトカマク・プラズマを考えた場合，純粋の tearing mode[5]よりも，より現実的である。これによる熱輸送の解析は，MHD領域において，Hazeltine と Strauss[6]によりなされた。彼らの考えの中で注目すべきことは，次の点である。すなわちdrift−tearing mode の電磁的性質のため，摂動をうけた磁力線が半径方向に曲がることに着目し，磁力線方向の熱伝導が同時に，半径方向への熱の輸送に寄与することを示したのである。これによれば従来の neoclassical や pseudoclassical により求められる拡散係数よりはるかに大きな値を得る。最近Callen[7]によって解析された，ドリフト波乱流による熱輸送の問題でもこの考えが取られている。これらの計算は，現在トカマクにおいて存在する電子の熱伝導に関する実験と理論の大きな差違を説明する一助となる。

文献(6)で与えられる拡散係数は，衝突が少なくなれば増大し，MHDの範囲外，すなわち無衝突の時に無限大になるものであるが，ではこれを運動論（kinetic theory）で取扱ったらどれ程の拡散係数の値に落ちつくであろうか。この論文では，無衝突drift−tearing mode の熱輸送を考える。準線形理論を用い，簡単のために，スラブ・モデルを用いる。スラブに平行な方向に波の乱流状態を仮定する。いま$\triangle v$として速度空間内において，ある特徴的なモードkによる影響をうけて拡散する速度幅を考えると，準線形理論の妥当性を保障する条件として$k\triangle v \gg \gamma$が必要である。ここにγは線形理論によって得られる波の増加率である。従ってここではこの条件が成立するような乱流状態をまず仮定している。この乱流のエネルギー源は波と粒子の相互作用のエネルギーであり，これが乱流エネルギーを与え，さらに熱エネルギーを生成しているのである。

ここでは，運動論による解析のため平衡分布関数の時間的な振舞いを示すことができる。また熱拡散を示すのみでなく，熱対流および熱の生成率も求められる。熱拡散・熱対流・熱生成とも単に温度勾配に起因するだけでなく数密度勾配にも依存することを示す。得られた熱拡散係数と，MHD領域での拡散係数との比較を行う。一例としてPLTの数値を用いるとMHD領域におけるよりも大体20倍程度大きくなる。

全体の構成としては，まず§2で平衡と線形摂動の概説をし，§3で準線形理論を用いて平衡分布関数の時間変化をみる。§4では，熱輸送の式をつくりそれにより熱生成・熱対流・熱拡散を調べる。§5で飽和の問題に言及する。

2. 平衡および線形摂動

平衡状態として，スラブ・モデルを扱う。外部電場がないと仮定する。するとこれら二つの事によって，α種の粒子は，運動の恒量として，粒子のエネルギーに比例する量

1．序　論

最近drift－tearing mode[1~4]に関する解析が，急激に進められている。このモードの存在は，実際のトカマク・プラズマを考えた場合，純粋のtearing mode[5]よりも，より現実的である。これによる熱輸送の解析は，MHD領域において，Hazeltine と Strauss[6]によりなされた。彼らの考えの中で注目すべきことは，次の点である。すなわちdrift－tearing mode の電磁的性質のため，摂動をうけた磁力線が半径方向に曲がることに着目し，磁力線方向の熱伝導が同時に，半径方向への熱の輸送に寄与することを示したのである。これによれば従来のneoclassical や pseudoclassical により求められる拡散係数よりはるかに大きな値を得る。最近Callen[7]によって解析された，ドリフト波乱流による熱輸送の問題でもこの考えが取られている。これらの計算は，現在トカマクにおいて存在する電子の熱伝導に関する実験と理論の大きな差違を説明する一助となる。

文献(6)で与えられる拡散係数は，衝突が少なくなれば増大し，MHDの範囲外，すなわち無衝突の時に無限大になるものであるが，ではこれを運動論（kinetic theory）で取扱ったらどれ程の拡散係数の値に落ちつくであろうか。この論文では，無衝突drift－tearing mode の熱輸送を考える。準線形理論を用い，簡単のために，スラブ・モデルを用いる。スラブに平行な方向に波の乱流状態を仮定する。いま$\triangle v$として速度空間内において，ある特徴的なモードkによる影響をうけて拡散する速度幅を考えると，準線形理論の妥当性を保障する条件として$k\triangle v \gg \gamma$が必要である。ここにγは線形理論によって得られる波の増加率である。従ってここではこの条件が成立するような乱流状態をまず仮定している。この乱流のエネルギー源は波と粒子の相互作用のエネルギーであり，これが乱流エネルギーを与え，さらに熱エネルギーを生成しているのである。

ここでは，運動論による解析のため平衡分布関数の時間的な振舞いを示すことができる。また熱拡散を示すのみでなく，熱対流および熱の生成率も求められる。熱拡散・熱対流・熱生成とも単に温度勾配に起因するだけでなく数密度勾配にも依存することを示す。得られた熱拡散係数と，MHD領域での拡散係数との比較を行う。一例としてPLTの数値を用いるとMHD領域におけるよりも大体20倍程度大きくなる。

全体の構成としては，まず§2で平衡と線形摂動の概説をし，§3で準線形理論を用いて平衡分布関数の時間変化をみる。§4では，熱輸送の式をつくりそれにより熱生成・熱対流・熱拡散を調べる。§5で飽和の問題に言及する。

2．平衡および線形摂動

平衡状態として，スラブ・モデルを扱う。外部電場がないと仮定する。するとこれら二つの事によって，α種の粒子は，運動の恒量として，粒子のエネルギーに比例する量

$$H = \frac{1}{2} v^2 \tag{1}$$

但し，$v = |\vec{v}|$，と正準運動量に比例する量$\vec{P}$の y および z 成分の三つの量がある。ここに，

$$\vec{P} = \vec{v} + \frac{q_\alpha}{c m_\alpha} \vec{A}_0 \tag{2}$$

であり，q_α, m_α はそれぞれα種粒子の電荷及び質量，c は光速，$\vec{A}_0$ は平衡状態におけるベクトル・ポテンシャルである。以上三つの運動の恒量より平衡分布関数は記述できる。今 x ＝0の面で z 方向へ向きこれより離れるに従い y 方向にも成分をもつ shearのある磁場を考える。数密度・温度も一定の勾配をもっとすると平衡分布関数は

$$F_\alpha(H, P_y, P_z) = \left(\frac{1}{2\pi v_\alpha^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{H}{v_\alpha^2}\right)\left\{1 + \frac{P_z U_z}{v_\alpha^2} + \frac{P_y U_y^n}{v_\alpha^2} + \frac{P_y U_y^T (H - 3v_\alpha^2/2)}{v_\alpha^4}\right\} \tag{3}$$

と与えられる。但し，v_α は熱速度，U_z は磁場の shear をつくるプラズマの流速，U_y^n，U_y^T はそれぞれ，数密度勾配・温度勾配によっておこる反磁性のドリフト速度である。これは文献(2)で考えられた平衡と同一のものである。これらドリフト速度が，磁場勾配，密度勾配，温度勾配と consistent であるために，次が成立する。

$$U_{ze} = -\frac{cB_0}{4\pi n_0 |q_e| \ell_s} \tag{4a}$$

$$U_{zi} = 0 \tag{4b}$$

$$U_{y\alpha}^n = \frac{cT_{\alpha 0}}{q_\alpha B_0}\kappa \tag{4c}$$

$$U_{y\alpha}^T = \frac{cT_{\alpha 0}}{q_\alpha B_0}\eta\kappa \tag{4d}$$

$$\kappa = \frac{1}{n_0}\frac{dn_0}{dx} \tag{4e}$$

$$\eta = \frac{d\ell n\, T_{\alpha 0}}{d\ell n\, n_0} \tag{4f}$$

また，(2)式におけるベクトル・ポテンシャルの各成分は，

$$A_{0x}=0,\ A_{0y}=B_0 x,\ A_{0z}=-\frac{1}{2} B_0 \frac{x^2}{\ell_s} \tag{5}$$

但し，ℓ_s は shear の固有長。

次に drift-tearing mode による分布関数(3)の摂動を考える。従って波数ベクトル $\vec{k}$ は，y 方向に向いているとする。また文献(2)に従い，つぎの三点を仮定する。

a) 摂動のベクトル・ポテンシャル $\vec{\widetilde{A}}$ の各成分の大きさは，$\widetilde{A}_x$，$\widetilde{A}_y \ll \widetilde{A}_z$。

b) singular layer の外 $\Delta < |x|$ では，摂動の静電ポテンシャル $\widetilde{\varphi}=0$。但し，Δ は singular layer の幅を表わす。

c) singular layer の内 $|x| \leq \Delta$ では，無衝突の場合ならば，次の関係がある，

$$k_{11}\widetilde{\varphi}/(\frac{\omega}{c}\widetilde{A}_z) \ll 1。$$

但し k_{11} は $\vec{k}$ の磁力線方向成分である。

従って，無衝突 drift-tearing mode に関する限りは，摂動の静電ポテンシャルは考慮する必要はない。すると無衝突 Vlasov 方程式の線形摂動成分は，一方向に不均一性を有する場合次式で与えられる。[8)]

$$f_k(x)=\frac{q_e}{cm_e}\frac{\partial F_e}{\partial P_z}\left[\widetilde{A}_z(x)+\exp\{i\sigma\Phi(x,x_1)\}\widetilde{A}_z(x_1)\right]$$
$$-i\sigma\frac{q_e}{cm_e}\int_{x_1}^{x}\frac{d\xi}{W(\xi)}g_{k\omega}(H,P_y,P_z,\xi)\widetilde{A}_z(\xi)$$
$$\times\exp\{i\sigma\Phi_k(x_2,\xi)\}$$
$$+\frac{q_e}{cm_e}\left[\sin\Phi_k(x_2,x_1)\right]^{-1}\int_{x_1}^{x_2}\frac{d\xi}{W(\xi)}g_{k\omega}(H,P_y,P_z,\xi)$$
$$\times\widetilde{A}_z(\xi)\cos\Phi(x_2,\xi)\exp\{i\sigma\Phi_k(x,x_1)\} \tag{6}$$

ここで，

$$g_{k\omega}(H,P_y,P_z,\xi)=\{P_z-A_z(\xi)\}\times(\omega\frac{\partial F_e}{\partial H}+k\frac{\partial F_e}{\partial P_y}) \tag{7a}$$

$$\Phi_k(x,x_1)=\int_{x_1}^{x}\frac{d\zeta}{W(\zeta)}\left[\omega-\vec{k}\cdot\{\vec{P}-\frac{q_e}{c}\vec{A}_0(\zeta)\}\right] \tag{7b}$$

$$W(\xi)=\left[2H-\left\{\left[P_y-A_y(\xi)\right]^2+\left[P_z-A_z(\xi)\right]^2\right\}\right]^{1/2} \tag{7c}$$

$$\sigma=\mathrm{sgn}\ (v_x) \tag{7d}$$

であり，x_1 ，x_2 は粒子軌道の回帰点（turning point） を表わす。また，簡単のため，次の表示を使用している。

$$A_{y,z}(\xi)\equiv \frac{q e}{c} A_{0\,y,z} \tag{7e}$$

(6)式の第一項は，singular layer の外側における，摂動を記述する項で，内側では無視しうる。第二，三項が内側の摂動による項であり重要な項となる。特に第三項は，特異点をもつことに注意が必要である。(6)式とMaxwell 方程式より線形分散関係が得られる。[2)]

$$\omega_k^r = \omega_*^n + \frac{1}{2}\,\omega_*^T \tag{8a}$$

$$\gamma_k=|k|\,v_e\Delta'/(2k_0^2\ \ell_s\pi^{1/2}) \tag{8b}$$

但し $\omega_*^n = k\,U_{ye}^n$, $\omega_*^T = k\,U_{ye}^T$, $k_0=\omega_{pe}/c$,
であり，ω_{pe} は電子プラズマ振動数，また

$$\Delta'=\left[\partial\tilde{A}_z/\partial x\right]_{-\Delta}^{\Delta}/\tilde{A}_z(0)$$

で定義される。これは外側の条件できまってしまうものである。$\Delta'>0$のとき不安定となる。

3．平衡分布関数の時間変化

singular layer の内側で，乱流状態にあることにより，平衡状態は変化をうける。現在考えている，drift-tearing mode は電磁的な波であり，それは外部磁場に摂動を与えて，磁力線の方向を曲げるところに特徴がある。序論で述べた様に，Hazeltine と Strauss[6)] やCallen[7)] はこの点に着目した。磁力線に沿って流れる熱エネルギーが，摂動をうけ x 方向へ曲げられた磁力線にガイドされて，結局 x 方向へ拡散する成分が出てくる訳である。この拡散は，元来磁力線方向の拡散のために，たとえ摂動が小さくても，磁力線を横切る拡散に比べると非常に大きくなる。この見地に立った場合，まず準線形理論による平衡分布関数の従う Vlasov 方程式は次の様に書かれる。

$$\frac{\partial F_e(t)}{\partial t} + \left\langle v_{\parallel}\,\frac{\tilde{B}}{B_0}\ \frac{\partial}{\partial x}\ f\right\rangle$$

$$W(\xi)=\left[2H-\left\{\left[P_y-A_y(\xi)\right]^2+\left[P_z-A_z(\xi)\right]^2\right\}\right]^{1/2} \qquad (7c)$$

$$\sigma=\mathrm{sgn}\ (v_x) \qquad (7d)$$

であり，x_1 ，x_2 は粒子軌道の回帰点（turning point） を表わす。また，簡単のため，次の表示を使用している。

$$A_{y,z}(\xi)\equiv \frac{q_e}{c}A_{0\,y,z} \qquad (7e)$$

(6)式の第一項は，singular layer の外側における，摂動を記述する項で，内側では無視しうる。第二，三項が内側の摂動による項であり重要な項となる。特に第三項は，特異点をもつことに注意が必要である。(6)式とMaxwell 方程式より線形分散関係が得られる。[2)]

$$\omega_k^r=\omega_*^n+\frac{1}{2}\omega_*^T \qquad (8a)$$

$$\gamma_k=|k|v_e\Delta'/(2k_0^2\ \ell_s\pi^{1/2}) \qquad (8b)$$

但し $\omega_*^n=k\,U_{ye}^n$， $\omega_*^T=k\,U_{ye}^T$， $k_0=\omega_{pe}/c$，
であり，ω_{pe} は電子プラズマ振動数，また

$$\Delta'=\left[\partial\widetilde{A}_z/\partial x\right]_{-\Delta}^{\Delta}/\widetilde{A}_z(0)$$

で定義される。これは外側の条件できまってしまうものである。$\Delta'>0$のとき不安定となる。

3．平衡分布関数の時間変化

singular layer の内側で，乱流状態にあることにより，平衡状態は変化をうける。現在考えている，drift-tearing mode は電磁的な波であり，それは外部磁場に摂動を与えて，磁力線の方向を曲げるところに特徴がある。序論で述べた様に，Hazeltine と Strauss[6)] や Callen[7)] はこの点に着目した。磁力線に沿って流れる熱エネルギーが，摂動をうけ x 方向へ曲げられた磁力線にガイドされて，結局 x 方向へ拡散する成分が出てくる訳である。この拡散は，元来磁力線方向の拡散のために，たとえ摂動が小さくても，磁力線を横切る拡散に比べると非常に大きくなる。この見地に立った場合，まず準線形理論による平衡分布関数の従う Vlasov 方程式は次の様に書かれる。

$$\frac{\partial F_e(t)}{\partial t}+\left\langle v_{\parallel}\frac{\widetilde{B}}{B_0}\frac{\partial}{\partial x}f\right\rangle$$

$$= -\frac{q_e}{m_e} \left\langle \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B} \right) \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{v}\,[H,\, P_y,\, P_z]} f \right\rangle \tag{9}$$

ここで＜　＞はアンサンブル平均を示す。第二項が上述した磁力線の曲りの効果を表わす。ここで，

$$\vec{v} \cdot \vec{\nabla} = \left(v_{11} \frac{\vec{B}}{B_0} + \vec{v}_\perp \right) \vec{\nabla}$$

$$\simeq v_{11} \frac{\vec{B}}{B_0} \cdot \vec{\nabla} = v_{11} \frac{\widetilde{B}}{B_0} \frac{\partial}{\partial x}$$

の近似を行なっている。注意すべきことは，この式は一見外部磁場のない場合の方程式のようであるが，これは変数を H，P_y，P_z にしたためで。外部磁場の効果は　P_y，P_z を通して入っている。

この章では，(9)式に基づいて平衡分布関数の速度空間における時間変化を調べる。第二項は摂動成分の空間変化による項であるが，この空間的変化は第三項の速度空間内の変化に比べれば，緩やかであるとして，この章では考えない。すると(6)(9)式より，速度空間内の拡散方程式を得る。

$$\frac{\partial F_e(t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \vec{X}} \overleftrightarrow{D} \frac{\partial F_e(t)}{\partial \vec{X}} \tag{10}$$

但し，$\partial/\partial\vec{X} = (\partial/\partial H,\, \partial/\partial P_y,\, \partial/\partial P_z)$ である。拡散係数の各成分のうち大きなものは D_{22}，$D_{12} = -D_{21}$，D_{11} で，

$D_{22}\ v_e^2 / D_{11} \sim k^2\, v_e^2 / \omega_k^2$，$D_{12}\ v_e / D_{11} \sim k\, v_e / \omega_k$。

その他，D_{31}，D_{13}，D_{32}，D_{33} は，Singular layer の中では，熱エネルギーの変化に寄与しない。layer の端ではある程度値をもつが，そこでは，すでに波の振幅が小さい。この性質は，磁場が shear を持つために起るものである。従って最大の成分は，D_{22} であるが，初期分布として(3)式を用いた場合，(10)式の右辺は零であり，分布関数には何らの寄与もしない。従って，最も重要なものは，D_{11} である。テンソルの各成分は，それぞれ複雑であるのでここでは D_{11} のみを書く。

$$D_{11} = 8\pi \left(\frac{q_e}{m_e c} \right)^2 \Big[\sum_k \sigma |\omega_k|^2 \{ P_z - A_z(x) \} \int_{x_1}^{x} \frac{d\xi}{W(\xi)} \{ P_z - A_z(\xi) \}$$

$$\times\ \widetilde{\varepsilon}_k(x,\, \xi)$$

$$+ i \sum_k \frac{|\omega_k|^2}{\Phi_{-k}(x_2,\, x_1)} \{ P_z - A_z(x) \} \int_{x_1}^{x_2} \frac{d\xi}{W(\xi)}$$

$$\times\{P_z-A_z(\xi)\}\ \widetilde{\varepsilon}_k(x,\xi)\,] \qquad (11)$$

但し

$$\widetilde{\varepsilon}_k(x,\xi)\,\delta(k+k')\equiv(8\pi)^{-1}\langle\widetilde{A}_{zk}(x)\widetilde{A}_{zk'}(\xi)\rangle。$$

この拡散係数の第一項（ここでは便宜上，D_{11}^{ns} とする）は，(6)式の第二項よりの寄与で，v_x に関して非対称である。すなわち，この項は，x方向へ磁場を横切ってする拡散を導く。第二項（D_{11}^{s} とする）は(6)式の第三項よりの寄与で，v_x に対して対称である。この項は第一項より，充分大きい。

$$D_{11}^{s}/D_{11}^{ns}\sim\gamma_k\omega_{ce}/\omega_k^2\gg1。$$

D_{11}^{s} 中の分母 $\Phi_{-k}(x_2,x_1)$ には，数密度勾配，温度勾配と有限ラーモア半径による周波数シフト，および磁場shear によるシフト，プラズマ流速 U_z によるドップラー・シフトがある。しかし，以上の周波数シフトは，現在のモードを考える場合，ほとんど本質に影響を与えない。以上の効果と D_{11}^{ns} を無視し，同時に積分部分にも同様の近似を行うと，D_{11}^{s} の共鳴・非共鳴部分は，それぞれ

$$D_{11}^{r}\cong\sum_k\frac{8\pi^2 q e^2}{m_e^2c^2}\,|\omega_k|^2\,[P_z-A_z(x)]^2\,\delta(k_{11}P_z-\omega_k^r)\,\varepsilon_k \qquad (12a)$$

$$D_{11}^{nr}\cong\sum_k\frac{8\pi q e^2}{m_e^2c^2}\,\frac{|\omega_k|^2\gamma_k}{(\omega_k^r-k_{11}P_z)^2}\,[P_z-A_z(x)]^2\,\varepsilon_k \qquad (12b)$$

となる。ただし

$$\varepsilon_k\,\delta(k+k')=\langle\widetilde{A}_{zk}(x)\widetilde{A}_{zk'}(x)\rangle$$

および，$\omega_k^r=\mathrm{Re}(\omega_k)$，$k_{11}=kx/\ell_s$ である。また，$\omega_k^r=-\omega_{-k}^r$，$\gamma_k=\gamma_{-k}$ の関係を使用している。ところで，波と粒子との共鳴速度は，$v_{zr}=(U_y^n+U_y^T)\ell_s/x$ となり，singular layer の中 $|x|\leq\Delta$ では共鳴粒子の寄与は，非常に少ない。従って D_{11}^{r} の効果はほとんどないと考えてよい。以上のことを考慮すると，拡散方程式(10)は簡単に次式で与えられる。

$$\frac{\partial F_e(\tau)}{\partial\tau}=D\,\frac{\partial^2F_e(\tau)}{\partial H^2} \qquad (13)$$

但し　$$D=\frac{8\pi q e^2}{m_e^2c^2} \qquad (14)$$

および時間変換

$$\frac{d\tau}{dt} = \frac{1}{2}\sum_k \frac{|\omega_k|^2}{(\omega_k^r - k_{11} P_z)^2} \left[P_z - A_z(x)\right]^2 \frac{d\varepsilon_k}{dt} \tag{15}$$

を行なっている。H≧0に注意すると⑫式のグリーン関数としては

$$G[H, H';\tau] = \{4\pi D(\tau-\tau_0)\}^{-1/2} \left[\exp\left\{-\frac{(H-H')^2}{4D(\tau-\tau_0)}\right\}\right.$$

$$\left. - \exp\left\{-\frac{(H+H')^2}{4D(\tau-\tau_0)}\right\}\right] \tag{16}$$

で与えられる。$t=0$で，$\tau=\tau_0$としている。これを用いると，平衡分布関数は

$$F_e(\tau) = \frac{1}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{1}{2\pi v_e^2}\right)^{3/2} \exp\left\{\frac{D(\tau-\tau_0)}{v_e^4}\right\}$$

$$\times\left[\exp\left(-\frac{H}{v_e^2}\right)\overline{\underline{Erf_c}}\left(\frac{\{D(\tau-\tau_0)\}^{1/2}}{v_e^2} - \frac{H}{2\{D(\tau-\tau_0)\}^{1/2}}\right)\right.$$

$$\times\left(f_d + U_y^T H P_y / v_e^4\right) + f_T$$

$$+ \exp\left(\frac{H}{v_e^2}\right) Erfc\left(\frac{\{D(\tau-\tau_0)\}^{1/2}}{v_e^2} + \frac{H}{2\{D(\tau-\tau_0)\}^{1/2}}\right)$$

$$\left.\times\left(f_d - U_y^T H P_y / v_e^4\right) + f_T\right] \tag{17}$$

となる。但し，

$$f_d = 1 + \frac{U_z P_z}{v_e^2} + \frac{U_y^n P_y}{v_e^2} - \left(\frac{3}{2} + \frac{2D(\tau-\tau_0)}{v_e^4}\right)\frac{U_y^T P_y}{v_e^2}$$

$$f_T = \frac{1}{v_e^4}\{D(\tau-\tau_0)\}^{1/2} U_y^T P_y \exp\left[-\left\{\frac{H^2}{4D(\tau-\tau_0)} + \frac{D(\tau-\tau_0)}{v_e^4}\right\}\right]$$

および，誤差関数

$$Erfc(\eta) \equiv \int_\eta^\infty e^{-\zeta^2}\, d\zeta$$

と定義する。v_e，U_y^n，U_y^T，U_zは全て初期値である。初期では第一項が大きい。拡散係数D_{11} 中に$P_z{}^2$ があることでも分かるように，v_z方向への拡散は非常に強い。注意すべきことは，Maxwell 分布であったものがexp($-v^4$)型に移行する事である。これは，$v \le 1$では，Maxwell 分布より平らでflat－topの形になり，$1 < v$のスソを長く引いている。この傾向は，従来のtearing-mode に関してBiskamp ら[9]が得た結果と同様のものである。彼らの結果では，y方向に温度分布が非等方になるが，ここではB_zの磁場の存在のためにx－y平面では等方である。

4．熱生成および熱輸送

D_{11} による平衡分布関数の速度空間における変形は，熱エネルギーの変化をもたらす。(9)式の右辺を実効的な衝突項と考えると，Braginskii[10]と同様に，heat-balance の式を書き下せる。

$$\frac{3}{2}\frac{\partial}{\partial t}(n_0 T)+\frac{1}{2}n_0 m_e\left\langle\int(\vec{v}-\vec{U})^2 v_{11}\frac{\widetilde{B}}{B_0}\frac{\partial}{\partial x}f\,d\vec{v}\right\rangle = Q \tag{18}$$

Tは実効的温度である。Qは(9)式右辺$(\partial F_e/\partial t)^{AN}$ による異常熱生成率。右辺第二項は，通常は異常熱流速密度を与えるものである。

4.1 熱生成

熱生成率は次で定義できる。

$$Q=\frac{n_0}{2}m_e\int d\vec{v}(\vec{v}-\vec{U})^2\left(\frac{\partial F_e}{\partial t}\right)^{AN} \tag{19}$$

いま$\{D(\tau-\tau_0)/[P_z-A_z(x)]^2\}^{1/2}/2v_e{}^2<1$の時間を考える。これは波の飽和する時間との関係で，これ以上の時間は必要ないためである。この時(17)式第一項のErfc の中は常に負である。$\eta<0$の時，次の恒等式が存在する。

$$\mathrm{Erfc}(\eta)=\sqrt{\pi}-\exp(-\eta^2)\int_0^\infty\frac{\zeta\exp(-\zeta^2)}{\{\zeta^2+\eta^2\}^{1/2}}d\zeta$$

$\eta>0$の時は，第二項のみ。ただし符号は(＋)となる。これを使用すると(16)式は何の近似もせずに

$$F_e(\tau)=\left(\frac{1}{2\pi v_e{}^2}\right)^{3/2}\exp\{\frac{D(\tau-\tau_0)}{v_e{}^4}\}\{(f_d+\frac{U_y{}^T P_y H}{v_e{}^4})\exp(-\frac{H}{v_e{}^4})\}+$$

と定義する。v_e, U_y^n, U_y^T, U_zは全て初期値である。初期では第一項が大きい。拡散係数D_{11}中にP_z^2があることでも分かるように，v_z方向への拡散は非常に強い。注意すべきことは，Maxwell 分布であったものが$\exp(-v^4)$型に移行する事である。これは，$v\leq 1$では，Maxwell 分布より平らでflat-topの形になり，$1<v$のスソを長く引いている。この傾向は，従来のtearing-mode に関してBiskamp ら[9]が得た結果と同様のものである。彼らの結果では，y方向に温度分布が非等方になるが，ここではB_zの磁場の存在のためにx−y平面では等方である。

4. 熱生成および熱輸送

D_{11}による平衡分布関数の速度空間における変形は，熱エネルギーの変化をもたらす。(9)式の右辺を実効的な衝突項と考えると，Braginskii[10]と同様に，heat-balance の式を書き下せる。

$$\frac{3}{2}\frac{\partial}{\partial t}(n_0 T)+\frac{1}{2}n_0 m_e\left\langle\int(\vec{v}-\vec{U})^2 v_{11}\frac{\widetilde{B}}{B_0}\frac{\partial}{\partial x}f\,d\vec{v}\right\rangle=Q \tag{18}$$

Tは実効的温度である。Qは(9)式右辺$(\partial F_e/\partial t)^{AN}$による異常熱生成率。右辺第二項は，通常は異常熱流速密度を与えるものである。

4.1 熱生成

熱生成率は次で定義できる。

$$Q=\frac{n_0}{2}m_e\int d\vec{v}(\vec{v}-\vec{U})^2\left(\frac{\partial F_e}{\partial t}\right)^{AN} \tag{19}$$

いま$\{D(\tau-\tau_0)/[P_z-A_z(x)]^2\}^{1/2}/2v_e^2<1$の時間を考える。これは波の飽和する時間との関係で，これ以上の時間は必要ないためである。この時(17)式第一項のErfc の中は常に負である。$\eta<0$の時，次の恒等式が存在する。

$$\mathrm{Erfc}(\eta)=\sqrt{\pi}-\exp(-\eta^2)\int_0^\infty\frac{\zeta\exp(-\zeta^2)}{\{\zeta^2+\eta^2\}^{1/2}}d\zeta$$

$\eta>0$の時は，第二項のみ。ただし符号は(+)となる。これを使用すると(16)式は何の近似もせずに

$$F_e(\tau)=\left(\frac{1}{2\pi v_e^2}\right)^{3/2}\exp\{\frac{D(\tau-\tau_0)}{v_e^4}\}\{(f_d+\frac{U_y^T P_y H}{v_e^4}\}\exp(-\frac{H}{v_e^4})\}+$$

$$\frac{1}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{1}{2\pi v_e^2}\right)^{3/2}\exp\left\{-\frac{H^2}{4D(\tau-\tau_0)}\right\}\left\{f_d\, I-\frac{U_y{}^T P_y H}{v_e{}^4}I_+ + 2\frac{U_y{}^T P_y\{D(\tau-\tau_0)\}}{v_e{}^4}\right\}$$

と書き換えられる。ここで

$$I_{\pm}=\int_0^{\infty}\zeta e^{-\zeta^2}\{(\zeta^2+E_+{}^2)^{-1/2}\ \pm\ (\zeta^2+E_-{}^2)^{-1/2}\}\,d\zeta,$$

$$E_{\pm}=\frac{\{D(\tau-\tau_0)\}^{1/2}}{v_e{}^2}\ \pm\ \frac{H}{2\{D(\tau-\tau_0)\}^{1/2}}$$

である（複号同順）。(19)式の第二項は，第一項に比べると，$[\{D(\tau-\tau_0)/[P_z-A_z(x)]^2\}^{1/2}/2v_e{}^2]^3$ の寄与しか与えない。従って第一項のみを取り，(18)式へ代入すると，熱生成率は，最終的に

$$Q\simeq 20\pi\sum_k n_0\, m_e\omega_{ce}{}^2\ \frac{\gamma_k}{k^2}\ b_k{}^2\ \{1+x\kappa\ \ (1-\frac{8}{5}\ \eta)\} \tag{21}$$

但し，

$$b_k{}^2\ \delta(k+k')=(8\pi)^{-1}<\widetilde{B}_k\ \ \widetilde{B}_{k'}>/B_0^2\ ,$$

となる。密度勾配，温度勾配によって，熱生成率は，空間的に変化を受ける。κ，η の符号によらず，∇T による項は，温度の低い場所でより大きい生成率を有し，結果として温度勾配を緩和する傾向にあることがわかる。

4.2 熱輸送

次に(18)式第二項を求める。この項はBraginskii[10]と同様に，熱流速密度 $\vec{q}$ と $\vec{\nabla}(3n_0 T\vec{U}/2)$ の項に分離して考えることも可能であるが，この節の目的としては，むしろ分離せずに一つにまとめて考える方が簡単である。従って第二項全体を

$$q^{AN}=\frac{n_0}{2}\ m_e<\int(\vec{v}-\vec{U})^2\ v_{11}\ \frac{\widetilde{B}}{B_0}\ \frac{\partial}{\partial x}\ \ f\ \ d\vec{v}> \tag{22}$$

と書くことにする。v_{11} としてはsingular layer の中では，v_z 成分が v_y 成分に比べはるかに大きいので，v_z 成分のみをとればよい。注意すべきことは，この次元は，熱流束密度でなくすでに空間の微分を含んでいることである。磁場の摂動 $\widetilde{B}$ の空間変化を無視し，(6)式を現在使用している近似の範囲内で適用すると

$$<\frac{\widetilde{B}}{B_0}\ \ \frac{\partial}{\partial x}\ \ f>\cong\ \frac{\partial}{\partial x}\ <\frac{\widetilde{B}}{B_0}\ f>$$

$$= \frac{\partial}{\partial x} \frac{i}{B_0} \frac{q_e}{m_e c} \sum_k k\, \varepsilon_k \left[\frac{\partial F_e}{\partial P_z} + \frac{P_z - A_z(x)}{\omega_{-k} + k_{11} P_z} \right.$$

$$\left. \times \left(\omega_{-k} \frac{\partial F_e}{\partial H} - k \frac{\partial F_e}{\partial P_y} \right) \right] \tag{23}$$

となる。再び$\omega_k{}^r = -\omega_{-k}^r$, $\gamma_k = \gamma_{-k}$ の関係を用い，F_e として(20)式の第一項を用いると，q^{AN} として以下のように，二つの異なる性格をもつ項を得る。

$$q^{AN} \cong (8\pi n_0 m_e) \frac{\omega_{ce}}{B_0^2} \sum_k \frac{k\gamma_k}{\omega_k{}^r} \varepsilon_k v_e^2 \frac{\partial}{\partial x} \left[\left\{ 2 + 3 \frac{D(\widetilde{\tau} - \widetilde{\tau}_0)}{v_e^2} \right\} \right.$$

$$\left. \times (1 + x\kappa) + \left\{ 4 + 3 \frac{D(\widetilde{\tau} - \widetilde{\tau}_0)}{v_e^2} \right\} x\eta\kappa \right]$$

$$-(4\pi n_0 m_e) \frac{\omega_{ce}}{B_0^2} \sum_k \frac{k^2 \gamma_k}{(\omega_k{}^r)^2} \varepsilon_k v_e^2 \frac{\partial}{\partial x} \left[\left\{ 5 + 7 \frac{D(\widetilde{\tau} - \widetilde{\tau}_0)}{v_e^2} \right\} \right.$$

$$\left. \times U_y^n + \left\{ 10 + 12 \frac{D(\widetilde{\tau} - \widetilde{\tau}_0)}{v_e^2} \right\} U_y{}^T \right] \tag{24}$$

但し，$\widetilde{\tau} = \sum_k \frac{1}{2} \varepsilon_k(t)$ である。

ここでは，前節で述べたように$D(\widetilde{\tau} - \widetilde{\tau}_0) / 2 v_e^2 < 1$を用いて，時間に関する項は展開してある。第一項は書き換えると

$$8\pi \left\{ 5 + 15 \frac{D(\widetilde{\tau} - \widetilde{\tau}_0)}{v_e^2} \right\} T \sum_k \frac{\omega_{ce} \gamma_k}{k \omega_k{}^r} b_k^2 \frac{d n_0}{d x}$$

$$+ 8\pi \left\{ 5 + 6 \frac{D(\widetilde{\tau} - \widetilde{\tau}_0)}{v_e^2} \right\} n_0 \sum_k \frac{\omega_{ce} \gamma_k}{k\, \omega_k{}^r} b_k^2 \frac{dT}{dx}$$

となる。すなわちこの項は熱対流を表わす項である。単に温度勾配のみに依存するのでなく数密度勾配にも依存することは注意を要する。

一方(24)式の第二項は（4c，d）式の関係を使って書き換えると，熱拡散を表わす項であることがわかる。

$$-4\pi \sum_k \frac{\gamma_k}{(\omega_k{}^r)^2} b_k^2 v_e^2 \frac{d}{dx} \left\{ 5 + 7 \frac{D(\widetilde{\tau} - \widetilde{\tau}_0)}{v_e^2} \right\} T \frac{d n_0}{d x}$$

$$-4\pi\sum_k \frac{\gamma_k}{(\omega_k^r)^2} b_k^2 v_e^2 \frac{d}{dx}\left\{10+12\frac{D(\tilde{\tau}-\tilde{\tau}_0)}{v_e^2}\right\} n_0 \frac{dT}{dx}$$

熱対流と同様に熱拡散においても，数密度勾配に依存する項がある。いま簡単化して▽nは▽Tに比べて小さいと仮定すると，熱の輸送方程式は

$$\frac{dT}{dt}+V\frac{dT}{dx}=\frac{d}{dx}X\frac{dT}{dx}+\frac{2}{3n_0}Q \tag{25}$$

となる。但し，熱対流の流速は

$$V=\frac{5\cdot 2^4}{3}\pi\left\{1+\frac{6}{5}\frac{D(\tilde{\tau}-\tilde{\tau}_0)}{v_e^2}\right\}\sum_k\frac{\omega_{ce}\gamma_k}{k\omega_k^r}b_k^2 \tag{26}$$

また，熱拡散係数は

$$X=\frac{5\cdot 2^4}{3}\pi\left\{1+\frac{6}{5}\frac{D(\tilde{\tau}-\tilde{\tau}_0)}{v_e^2}\right\}\sum_k\frac{\gamma_k}{(\omega_k^r)^2}v_e^2 b_k^2 \tag{27}$$

と与えられる。熱対流・熱拡散両項とも，同程度の大きさを持ち重要である。(26)(27) 式のγ_kに（8b）を代入すると，V，Xとも密度n_0に逆比例していることがわかる。すなわち，プラズマ密度が増せば，熱の閉じ込めはよくなる傾向にあることは注意すべきである。

ここで得られた熱拡散係数XとMHD領域で得られた異常熱拡散係数X_{HS}[6)]を比較してみよう。ここで

$$X_{HS}=\frac{T}{m_e}\tau_c\sum_k b_k^2$$

で与えられる。但しτ_cは電子衝突時間。一例としてPLTにおける数値を使用する。[2)]

$B_0\sim 45\,kG$，$n_0\sim 7\times 10^{13}\,cm^{-3}$

$T\sim 2\,keV$，　$\nu_c\sim 280\,kHz$

$\omega_k^r\sim 8.7\,kHz$，　$\gamma_k\sim 0.06\,kHz$

すると

$$X/X_{HS}\sim\frac{2}{3}\frac{40\pi}{\omega_k^r\tau_c}\frac{\gamma_k}{\omega_k^r}\sim 20$$

となり，MHD領域における熱拡散係数よりも，20倍程度大きな拡散係数を得る。なお，この比較は波の増加が線形段階の時点での比較であって，飽和の時点附近では$\gamma_k\to 0$となりX_{HS}の衝突効果が大きくきく。

5．飽和レベル

無衝突drift-tearing mode は，線形増加率が（8b）でわかるように，密度勾配・温度勾配に依存していない。従ってこの限りにおいては，従来の tearing mode と変るところはない。乱流が存在する時の線形増加率を(20)式で与えられた平衡分布関数を使って計算すると，

$$\gamma_k(t) \sim \gamma_k(0)\exp\left\{-\frac{D(\tilde{\tau}-\tilde{\tau}_0)}{2v_e^2}\right\} \tag{28}$$

となる。$\gamma_k(0)$は（8b）で与えられたものである。これによると，増加率は乱流レベルが高くなれば減少する。しかし符号が変ることはない。すなわち，準線形効果では，このモードは常に不安定である。これは，このモードの安定性を支配しているΔ'がsingular layer の外で与えられることによっている。従って飽和レベルを決めるためには，他の機構が必要となる。

従来の無衝突 tearing mode の飽和レベルに関しては，いまだ定説がない。文献(9)では準線形理論により飽和レベルを導いている。それによると

$$\frac{\tilde{B}}{B_0} \sim \left(\frac{\rho_e}{\ell_s}\right)^3$$

となる。但しρ_eは電子のラーモア半径である。これに対する反論はGaleev と Zelenyi[11]によりなされた。彼らによれば我々の結果と同じく準線形効果では飽和は起らない。$\tilde{B}$が大きくなり電子の軌道を変化させることにより生ずる非線形効果を考えると飽和が起り，そのレベルは

$$\frac{\tilde{B}}{B_0} \sim \frac{\rho_e}{\ell_s} \tag{29}$$

と結論している。なお最近Coroniti[12]は orbit diffusion の理論を用いて，増加率が乱流レベルとともに増加すると主張している。すなわちexplosive 不安定性であるが，この場合の磁場配位としては，B_z磁場のないものを使用しているので，現在考えている配位にそのまま適用できるかどうかは疑問である。

非線形効果による飽和レベルの導出はこの論文の範囲外であるので行わないが，文献(12)においても(29)で与えられるレベルではイオンの関与する別の機構による不安定性に移行するわけで，(29)のレベルを一応の飽和レベルを考えてよい。するとここに到るまでの時間は，(14)(15)式より

$$\tilde{\tau}_S-\tilde{\tau}_0 \sim \left\{ \frac{1}{\rho_e^2} \sum_k \frac{1}{k^2} b_k^2 \right\} \frac{v_e^2}{D} \sim \frac{v_e^2}{D}$$

となる。またこの時間に到るまでの間，生成された熱エネルギーの総和は(21)式を用いると，大体

$$\int_0^{t_s} Q(t)dt \sim \sum_k \frac{k_0^2}{k^2} \left[b_k^2(t_s) - b_k^2(0) \right] B_0^2$$

となる。波のスペクトルの形にもよるが，不安定性によって，乱流に与えられるエネルギーよりも大きなエネルギーが熱エネルギーとして生成されていることがわかる。

6. 結　論

無衝突drift-tearing mode 乱流による熱生成・熱輸送をスラブ・モデルを用いて解析した。singular layer の中で乱流状態にあると仮定し，準線形理論を用いると，平衡分布関数がMaxwell 分布関数より，時間の経過にともなって，$\exp(-v^4)$型のflat top な分布関数に変化する。この変化によって，熱エネルギーは増加するが，それにより生成されたエネルギーは，波のエネルギーよりも$\sum_k k_0^2/k^2$ の程度大きい。またその生成率は数密度勾配・温度勾配により空間的な変化を受ける。温度勾配による効果は，その勾配を緩和するように熱が生成されていることがわかる。

熱の輸送に関しては，考えている波が電磁波であることにより生ずる輸送機構を扱った。これは摂動を受けた磁力線が，不均一性の方向に折れ曲ることにより起り，磁力線方向の熱伝導が結果として，不均一性の方向成分を持つのである。これによれば，磁力線の摂動が小さくとも，熱伝導は従来の磁場を横切る拡散よりもはるかに大きくなる。この考えに立った解析を行うと熱伝導機構として，熱伝導・熱拡散の二つの大きな効果がわかる。これら二つは同程度の大きさをもち，どちらも重要である，熱対流は温度勾配に依存する以外に，数密度勾配にも依存している。その依存度は数係数を除けば同じである。時間変化にはオーダーの違いはないが，大きさの違いはある。また熱拡散においても，上記と同様に温度勾配のみに依存するのではなく，密度勾配にも依存している。これら拡散係数は，同じく数係数と時間依存性を除けば，同程度である。この熱拡散係数を，MHD領域で算出されたもの[6]と比較するために，一例としてPLTの数値を用いると，無衝突での方が大体20倍程大きくなる。

この乱流の飽和は，準線形効果のみでは起らない。これは不安定性を支配しているものが，singular layer の外にあるからに他ならない。Δ' の正負は外できまってしまう。乱流レベルが高くなれば，線形増加率が減少し又，singular layer の幅も大きくなるので，衝突の効果・イオンが磁場を感ずる効果など，本論文で考えなかった効果が重要になる可能性がある。

ここではスラブ・モデルでスラブに平行方向に乱流状態を仮定したが，これを円柱プラズマ

$$\tilde{\tau}_s-\tilde{\tau}_0 \sim \left\{ \frac{1}{\rho_e^2} \sum_k \frac{1}{k^2} b_k^2 \right\} \frac{v_e^2}{D} \sim \frac{v_e^2}{D}$$

となる。またこの時間に到るまでの間，生成された熱エネルギーの総和は(21)式を用いると，大体

$$\int_0^{t_s} Q(t)dt \sim \sum_k \frac{k_0^2}{k^2} \left[b_k^2(t_s) - b_k^2(0) \right] B_0^2$$

となる。波のスペクトルの形にもよるが，不安定性によって，乱流に与えられるエネルギーよりも大きなエネルギーが熱エネルギーとして生成されていることがわかる。

6. 結　論

無衝突drift-tearing mode 乱流による熱生成・熱輸送をスラブ・モデルを用いて解析した。singular layer の中で乱流状態にあると仮定し，準線形理論を用いると，平衡分布関数がMaxwell 分布関数より，時間の経過にともなって，$\exp(-v^4)$型のflat top な分布関数に変化する。この変化によって，熱エネルギーは増加するが，それにより生成されたエネルギーは，波のエネルギーよりも$\sum_k k_0^2/k^2$ の程度大きい。またその生成率は数密度勾配・温度勾配により空間的な変化を受ける。温度勾配による効果は，その勾配を緩和するように熱が生成されていることがわかる。

熱の輸送に関しては，考えている波が電磁波であることにより生ずる輸送機構を扱った。これは摂動を受けた磁力線が，不均一性の方向に折れ曲ることにより起り，磁力線方向の熱伝導が結果として，不均一性の方向成分を持つのである。これによれば，磁力線の摂動が小さくとも，熱伝導は従来の磁場を横切る拡散よりもはるかに大きくなる。この考えに立った解析を行うと熱伝導機構として，熱伝導・熱拡散の二つの大きな効果がわかる。これら二つは同程度の大きさをもち，どちらも重要である，熱対流は温度勾配に依存する以外に，数密度勾配にも依存している。その依存度は数係数を除けば同じである。時間変化にはオーダーの違いはないが，大きさの違いはある。また熱拡散においても，上記と同様に温度勾配のみに依存するのではなく，密度勾配にも依存している。これら拡散係数は，同じく数係数と時間依存性を除けば，同程度である。この熱拡散係数を，MHD領域で算出されたもの[6]と比較するために，一例としてPLTの数値を用いると，無衝突での方が大体20倍程大きくなる。

この乱流の飽和は，準線形効果のみでは起らない。これは不安定性を支配しているものが，singular layer の外にあるからに他ならない。Δ' の正負は外できまってしまう。乱流レベルが高くなれば，線形増加率が減少し又，singular layer の幅も大きくなるので，衝突の効果・イオンが磁場を感ずる効果など，本論文で考えなかった効果が重要になる可能性がある。

ここではスラブ・モデルでスラブに平行方向に乱流状態を仮定したが，これを円柱プラズマ

に対応させると，方位角方向の乱流を考えることになる。すると乱流状態を想定する場合，m の高いモードも不安定になると，熱生成・熱対流・熱拡散に重要な効果をあらわすことになる。これら高 m モードの不安定性は文献(4)によって捕捉粒子の存在により引き起されることが指摘されている。drift-tearing modeのこれら高 m モードによる熱拡散への効果が大きいであろうことは文献(7)においても言及されている。

最後にこの論文の今後の課題として考えられるところを書く。まずスラブ・モデルを使用した点がある。これをトーラス・プラズマに移行した場合，大きな難問が一つ存在する。それは island の overlapping の問題である。また singular layer の幅の時間変化及び衝突効果なども，未解決であるので今後考慮する必要があろう。

謝　　辞

この問題に関して議論していただいた　田中正俊室長・津田孝両氏に感謝致します。また，有益な助言を頂いたプラズマ研究所の寺島由之介教授・大林治夫助教授および佐貫平二の各氏に感謝致します。

に対応させると，方位角方向の乱流を考えることになる。すると乱流状態を想定する場合，mの高いモードも不安定になると，熱生成・熱対流・熱拡散に重要な効果をあらわすことになる。これら高mモードの不安定性は文献(4)によって捕捉粒子の存在により引き起されることが指摘されている。drift-tearing modeのこれら高mモードによる熱拡散への効果が大きいであろうことは文献(7)においても言及されている。

最後にこの論文の今後の課題として考えられるところを書く。まずスラブ・モデルを使用した点がある。これをトーラス・プラズマに移行した場合，大きな難問が一つ存在する。それはisland の overlapping の問題である。またsingular layer の幅の時間変化及び衝突効果なども，未解決であるので今後考慮する必要があろう。

謝　　辞

この問題に関して議論していただいた 田中正俊室長・津田孝両氏に感謝致します。また，有益な助言を頂いたプラズマ研究所の寺島由之介教授・大林治夫助教授および佐貫平二の各氏に感謝致します。

References

1. Coppi B.: Phys. Fluids, 7, 1501 (1964)
2. Drake J.F. and Lee Y.C.: PPG-282 (1976)
3. Drake J.F. and Lee Y.C.: PPG-289 (1977)
4. Chen L.C., Rutherford P.H. and Tang W.M.: PPPL-1338 (1977)
5. Furth H.P.,Killeen J. and Rosenbluth M.N.: Phys. Fluids, 6, 459 (1963)
6. Hazeltine R.D. and Strauss H.R.: Phys. Rev. Lett., 37, 102 (1976)
7. Callen J.D.: ORNL/TM-5974 (1977)
8. Yamanaka K.: IPPJ-301 (1977), submitted to Phys. Scripta
9. Biskamp D., Sagdeev R.Z. and Schindler K.: Cosmic Electrody., 1, 297 (1970)
10. Braginskii S.I.:"Reviews of Plasma Physics", Ed. M.A. Leontovich, Consultant Bureau,N.Y., Vol.I, 205 (1965)
11. Galeev A.A. and Zelenyi L.M.: Sov. Phys. JETP, 42, 450 (1976)
12. Coroniti F.V.: Phys. Rev. Lett., 38, 1355 (1977)