SPONTANEOUS GENERATION OF THE MAGNETIC FIELD AND SUPPRESSION OF THE HEAT CONDUCTION IN COLD FRONTS

Nobuhiro Okabe and
Makoto Hattori

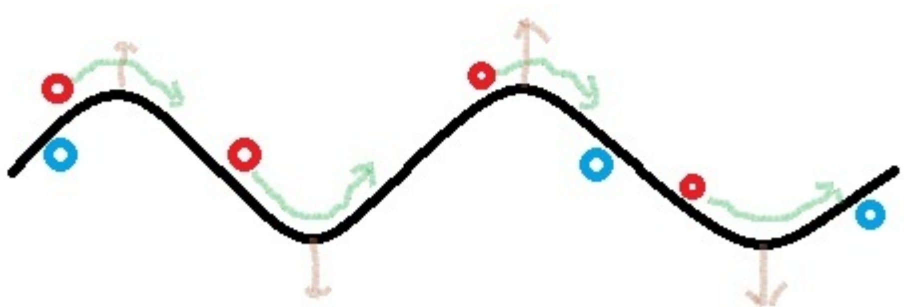
雑誌会 7/04/2012

服部研究室 M2
藤木 和城

論文を読むのに必要な予備知識

- KH(Kelvin-Helmholtz)不安定性

 2つの流体間に速度差があるとき、その
境界面が波打つプラズマ不安定性の一種



青丸の静止系で、赤丸が境界の揺らぎを大きくする方向に遠心力を持つ

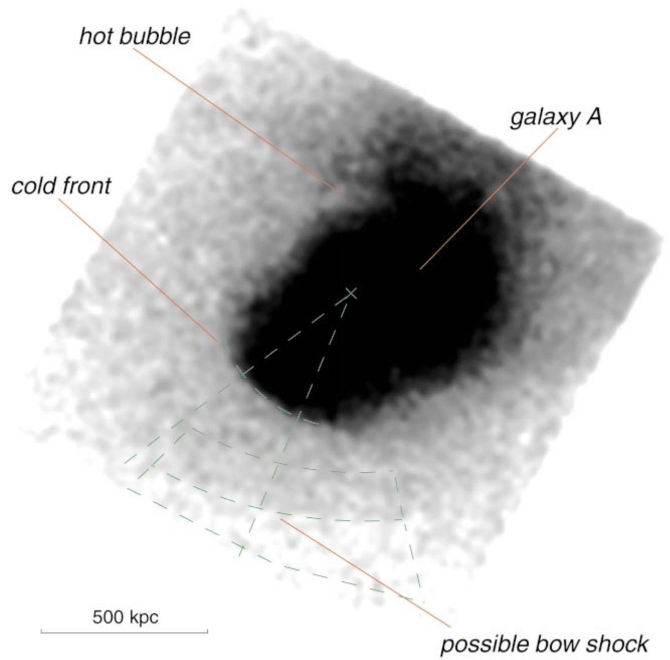
論文を読むのに必要な予備知識2

- Cold Front

銀河団に銀河団が取り込まれることによって見られる構造の一部

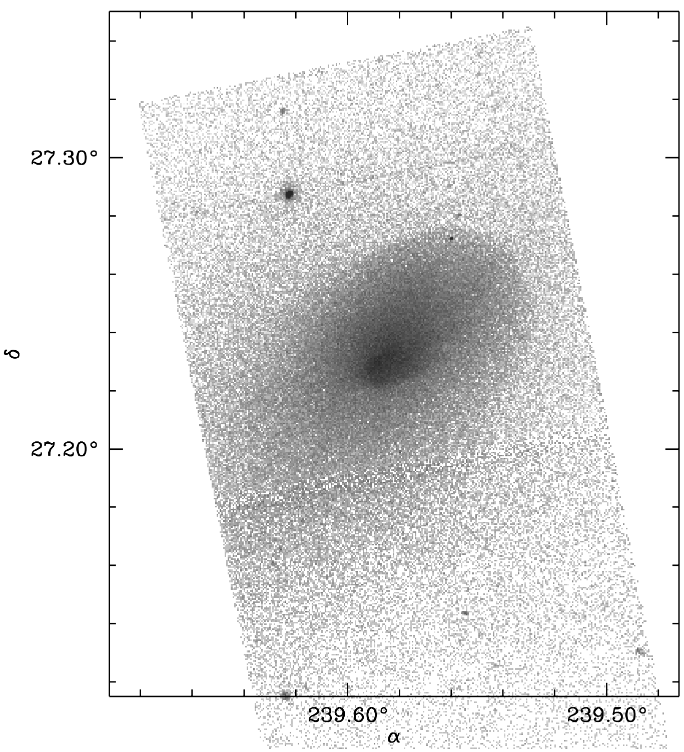
中村さんが紹介した観測例はA3667

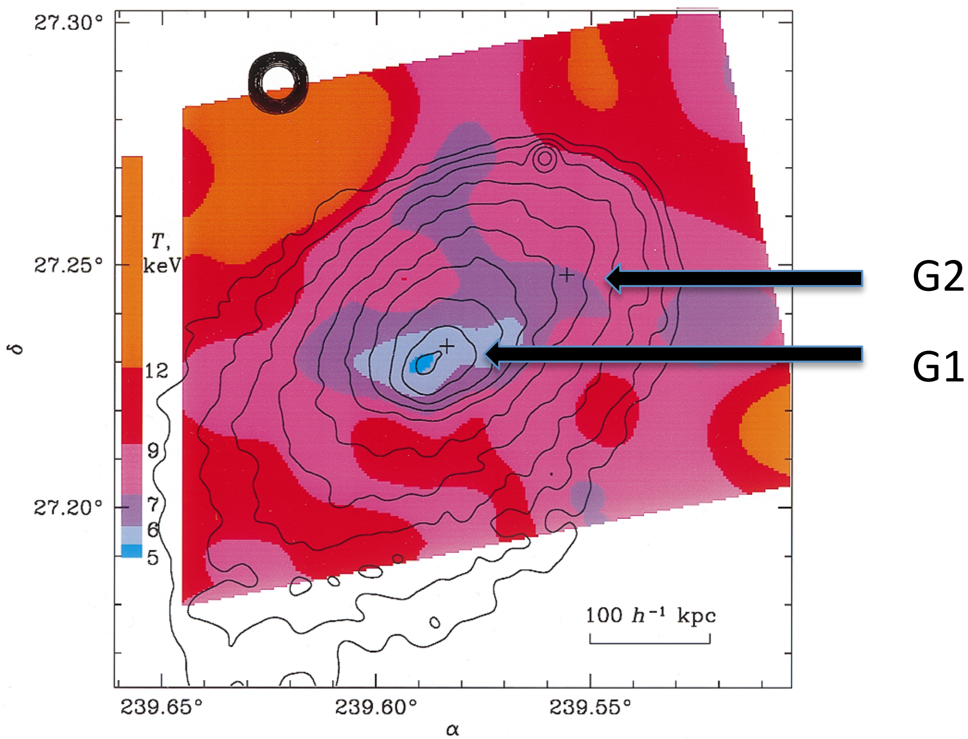
ChandraのX線温度観測によって構造を発見されている



Cold FrontのあるA2142の構造

- ChandraのX観測より





銀河団の中心となるbrightness　galaxyが2つ

→ 銀河団に銀河団が取り込まれている

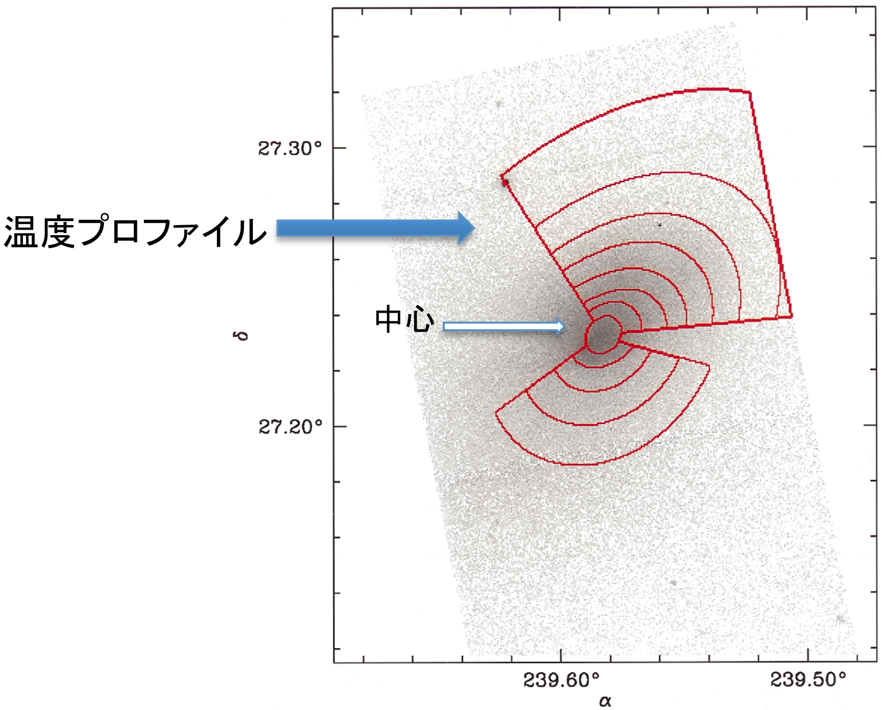


FIG. 4a

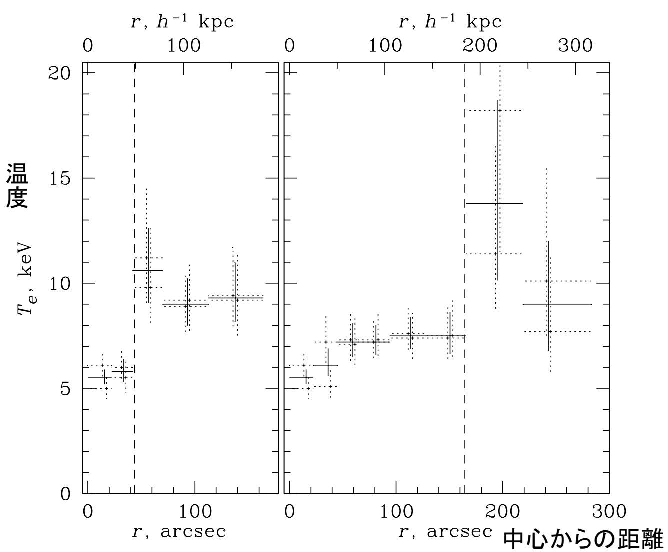


FIG. 4b

下の扇形 右上の扇形

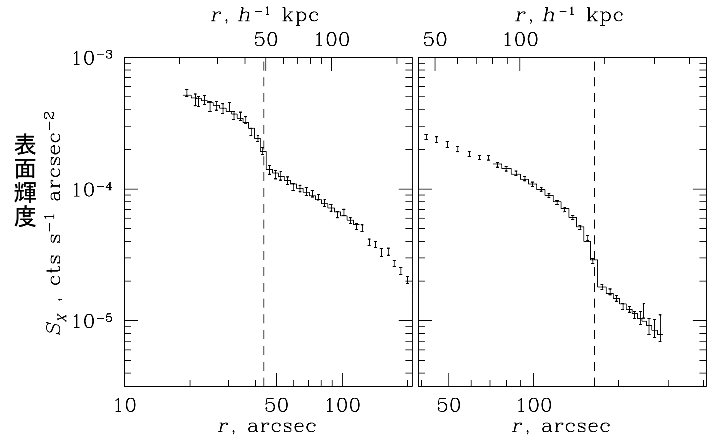


FIG. 4c

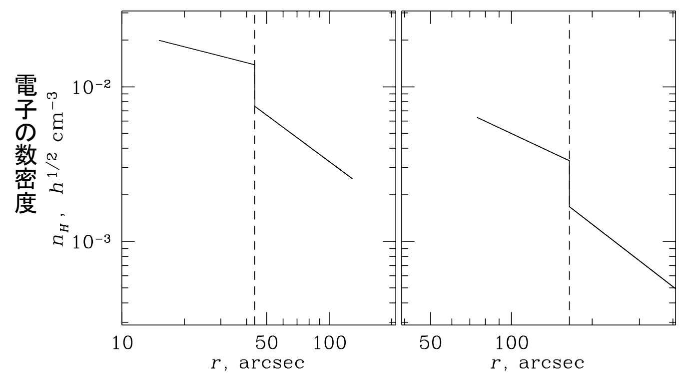


FIG. 4d

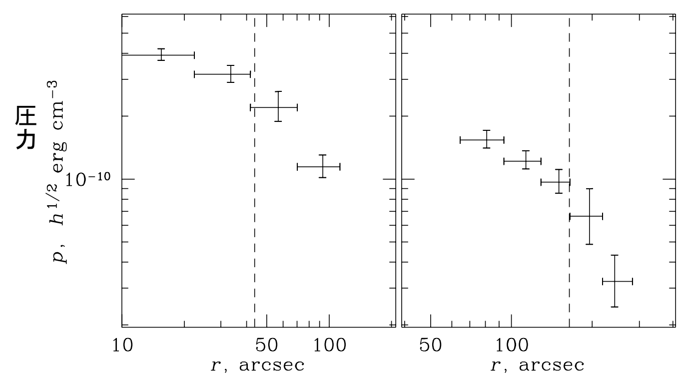


FIG. 4e

右のグラフ(右上の扇領域)の破線で読み取るCold Frontの性質

- r↗連続 ⟶ T↑不連続

  Cold Frontの性質：温度の不連続性を持つ(これだけではShockと判別不可)

- T↑不連続 ⟶ n↓不連続

一般にn↓にはならない。A2142の場合は n↓。shockなら、n↑なので、この時点で、図はCold Frontのものになる。

- r↗連続 ⟶ P↗連続

Pに不連続性はない。Shockではない。

Cold Frontの理論的な理解

X線観測で見つかった銀河団中のCold Front

Cold Frontの熱伝導による寿命は $\sim 10^6 yr$

Ettori & Fabian 2000; Markevitch et al. 2000

加えて、Cold FrontはKH不安定性によりイレギュラーな構造になるはず。

しかし、予想されるCold Frontの寿命は $10^8 yr$

Cold Frontはイレギュラーな構造になっていない。

→ Cold Frontに沿った磁場が存在する。

10μG以上の磁場なら、電子は磁場に束縛され、熱伝導とKH不安定性を抑制できる。Vikhlinin, Markevitch, & Murray (2001a, 2002)

では、どのようにしてそのような磁場は生成されるのか？

というわけで、今日の話

温度勾配がある銀河団プラズマから磁場が成長するメカニズム

用いる手法と理論

- プラズマ運動論

Boltzmann方程式を具体的に解いていく

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \boldsymbol{v} \cdot \nabla f_e - \frac{e\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}_0}{m_e} \cdot \frac{\partial f_e}{\partial \boldsymbol{v}} = \left(\frac{\partial f_e}{\partial t}\right)_c$$

衝突項

$$\left(\frac{\partial f_e}{\partial t}\right)_c = -\nu_e(f_e - f_{m,e})$$

ν_e は電子が 1 秒間に衝突する回数 $\nu_e = \frac{v_{th}}{\lambda e}$

$f_{m,e}$ はマクスウェル・ボルツマン分布

温度勾配がある場合、分布関数はMaxwell-Boltzmann分布からずれる。分布関数を ϵ, δ_T で摂動展開する。

$$f_e = f_{m,e} + f_e^{(1)} + f_e^{(2)} + \ldots + \delta f_e$$

$\epsilon = \frac{\lambda_e}{L}$ $\delta_T = \frac{|\nabla T|}{T}$ δf_e は摂動電磁場による分布関数の摂動

λ_e は電子の平均自由行程　Lは温度のスケールハイト

分布関数のずれΔf_eの概形を物理的導出

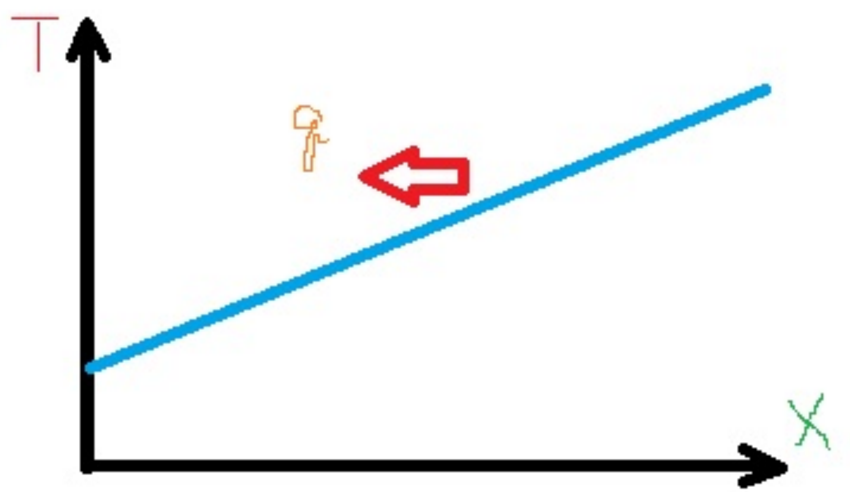
- 分布関数の満たす物理的な条件

熱流 $q = \left\langle v_{\|} v^2 f_e \right\rangle < 0$ （状況設定）$v_{\|}$は電子の温度勾配方向の速度

電子数保存 $\langle \Delta f_e \rangle = 0$

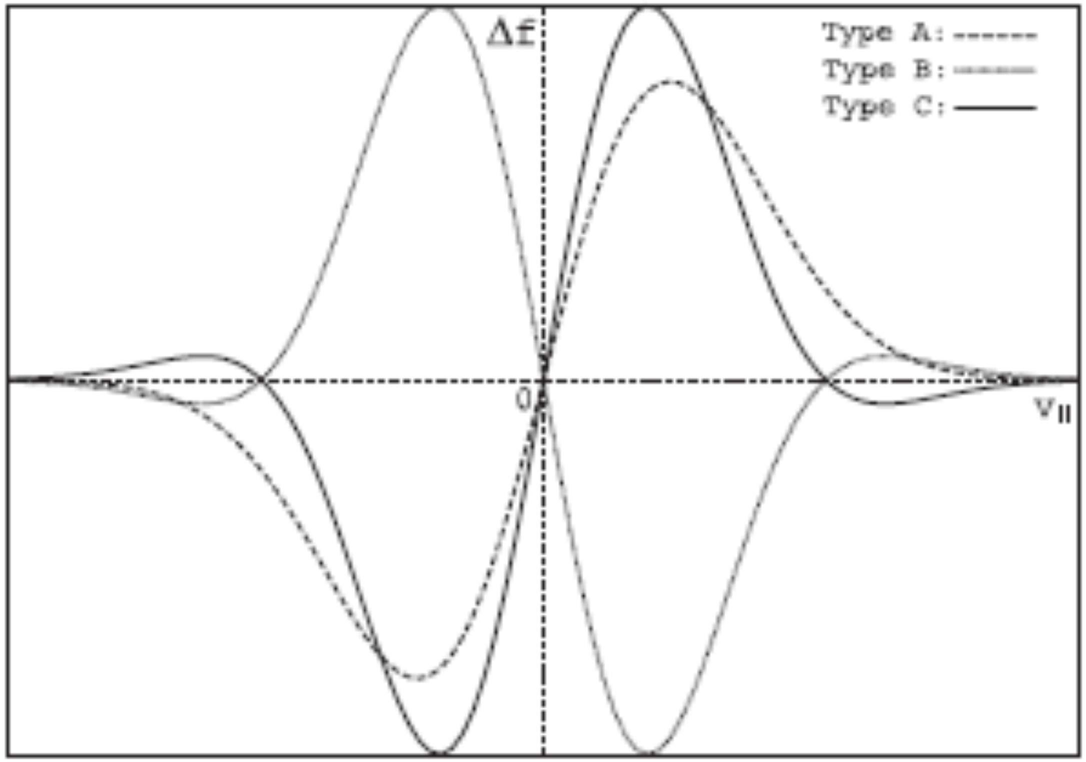
系のエネルギー保存 $\langle v^2 \Delta f_e \rangle = 0$

Charge Neutral Condition $\langle v_{\|} \Delta f_e \rangle = 0$（電流は流れない）



$$\Delta f_e \equiv f_e - f_{m,e}$$

- 系のエネルギー保存と粒子数保存からΔf_eは奇関数
- 以下のA,B,C の３パターンのグラフを考える。



$\langle v_{\parallel} \Delta f_e \rangle = 0$ からAは棄却

熱流 $q = \langle v_{\parallel} v^2 f_e \rangle < 0$ と $\langle v_{\parallel} \Delta f_e \rangle = 0$ からBは棄却

CがΔf_eのグラフとなる

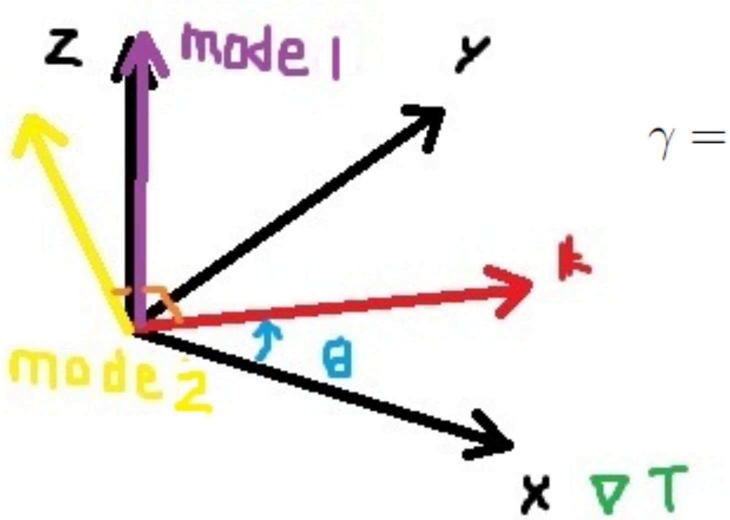
以下、分布関数をϵ, δ_Tの1次までで解析

$$f = f_m \left[1 + \epsilon \delta_T \frac{v_\parallel}{v_{\rm th}} \left(\frac{5}{2} - \frac{v^2}{v_{\rm th}^2} \right) \right]$$

$$v_{th} = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$$ 電荷の熱速度

摂動磁場の成長率

摂動磁場は2つのmodeをもつ



mode1の成長率

$$\gamma = \frac{\epsilon^2 \delta_T^2}{8\sqrt{\pi}} k v_{\rm th} \left(3\cos^2\theta - 2\sin^2\theta\right) - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{c}{\omega_p}\right)^2 k^3 v_{\rm th}$$

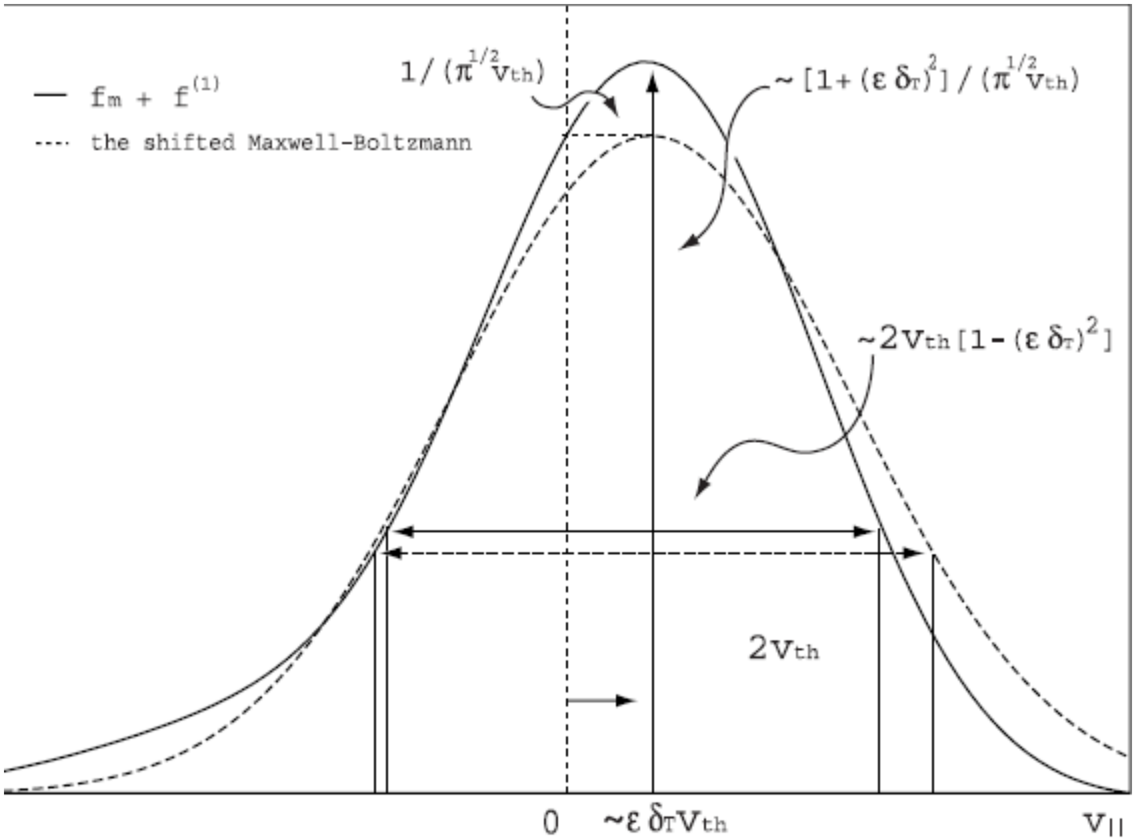
mode2の成長率

$$\gamma = \frac{3\epsilon^2 \delta_T^2}{8\sqrt{\pi}} k v_{\rm th} \cos^2\theta - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{c}{\omega_p}\right)^2 k^3 v_{\rm th}$$

プラズマ波動の振動(1,2共通)

$$\omega_r = \frac{\epsilon \delta_T}{4} k v_{\rm th} \cos\theta$$

分布関数から読み取る物理的な描像



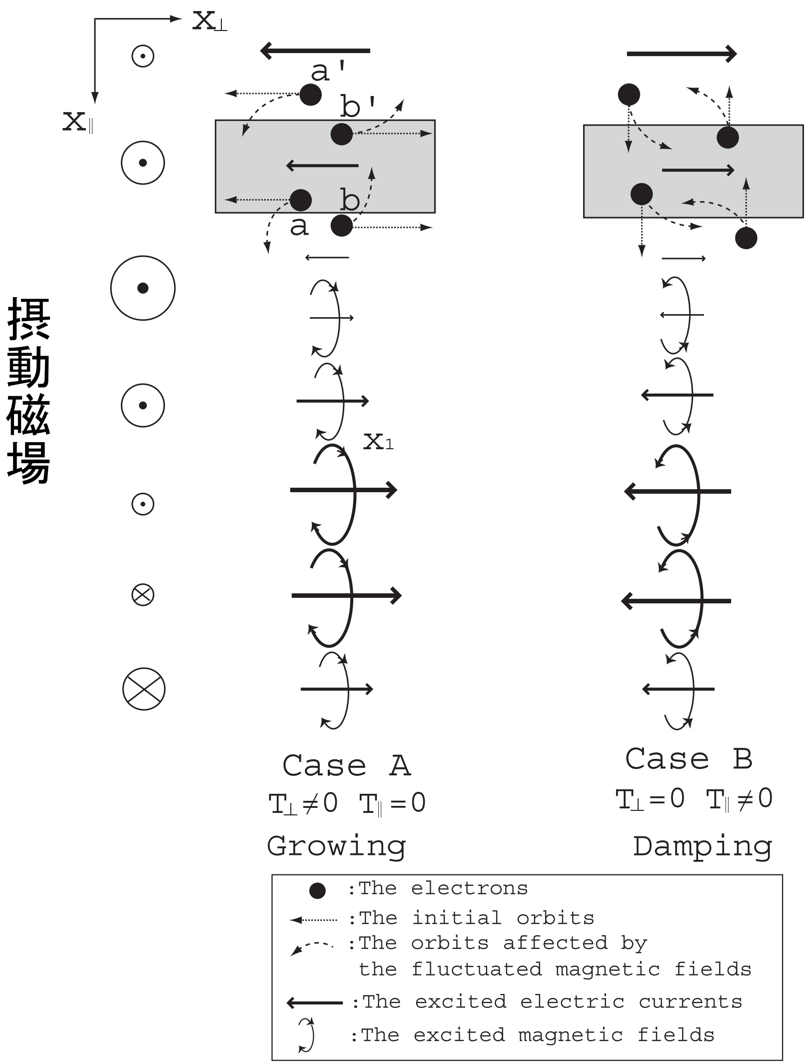
ピークの位置がマクスウェル分布に比べ上がったため、横幅も相対的に小さくなった

温度勾配方向の温度が温度勾配に直交する方向と比較して温度が低い

破線:マクスウェル分布(温度勾配に垂直な方向と同じ)

実線:温度勾配に平行な方向の速度分布

一方で、Weibel不安定性



速度が非等方であるときに
発生するプラズマ不安定性の一種

左図はWeibel不安定性を物理的メカニズム表した図

初期条件として左右に進む電子の数は同じ

Weibel 不安定性との照らし合わせ (Krall&Trivelpiece 1973)

Weibel不安定性の成長率

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_0 e^2}{m_e}}$$ プラズマ振動数

$$\gamma \sim v_{th} \left[\left(\frac{T_{\perp,k}}{T_{\parallel,k}} - 1 \right) k - \left(\frac{ck}{\omega_p} \right)^2 k \right]$$

$T_{\parallel,k}$　波数に平行

$T_{\perp,k}$　波数に垂直

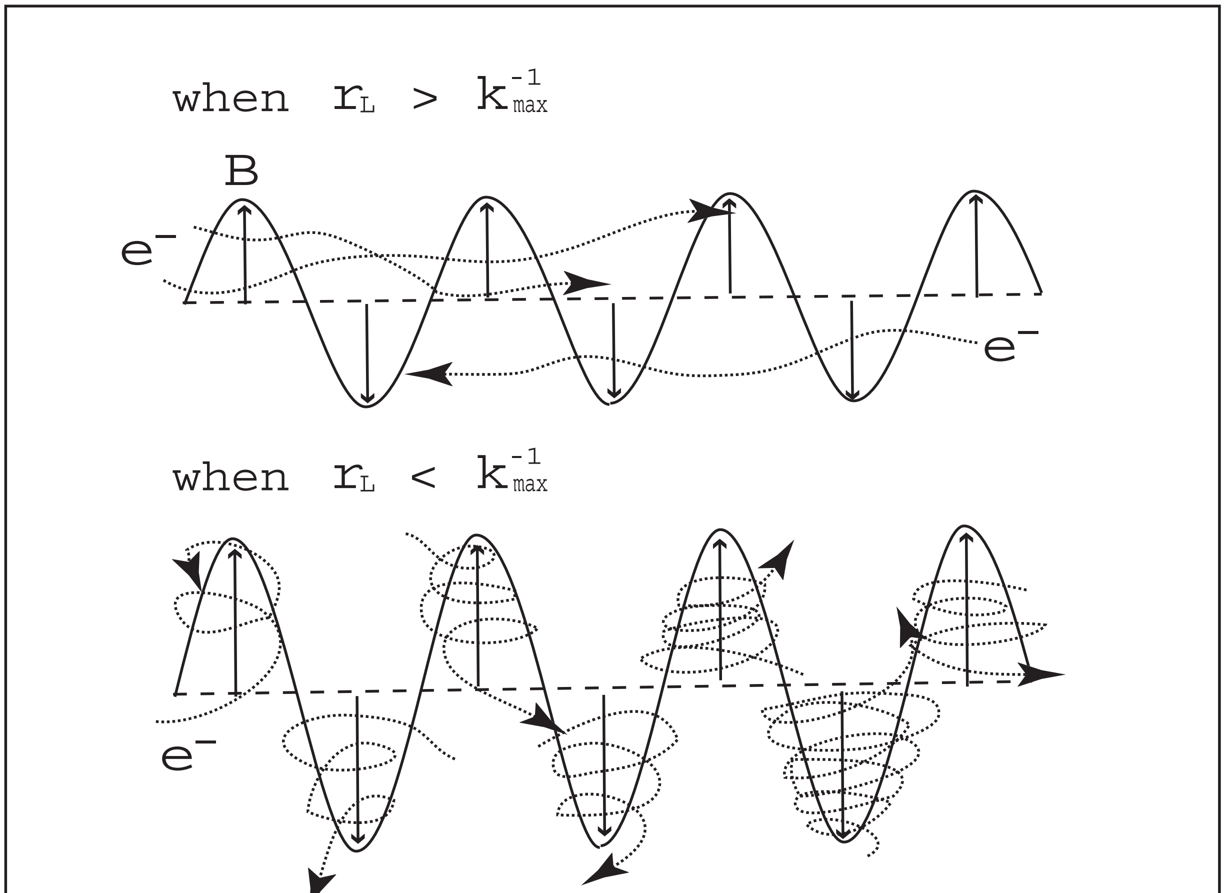
分布関数から分かった温度勾配に平行、垂直方向の温度の適用 $T_{\parallel}$:温度勾配に平行な温度 $T_{\perp}$:温度勾配に垂直な温度

$\nabla T \parallel k$ の時　$T_{\parallel,k} = T_{\parallel}$　$T_{\perp,k} = T_{\perp}$

$$\gamma \sim v_{\mathrm{th}} \left[(\epsilon \delta_T)^2 k - \left(\frac{ck}{\omega_p} \right)^2 k \right]$$

出てきた成長率は先の成長率と一致する

成長限界



熱速度でのLarmor半径

$$r_{\mathrm{L}} \sim v_{\mathrm{th}}\omega_c^{-1}$$

プラズマ波動の波長がLarmor半径よりも大きくなると速度は等方化し、不安定成長は終了する

A3667のCold Frontの磁場を推定

$$k_{\mathrm{B}} T_c = 4.1 \pm 0.2 \ \ \mathrm{keV} \qquad n_{e,c} = 3.2 \pm 0.5 \times 10^{-3} \ \ \mathrm{cm}^{-3}$$

$$k_{\mathrm{B}} T_h = 7.7 \pm 0.8 \ \ \mathrm{keV} \qquad n_{e,h} = 0.82 \pm 0.12 \times 10^{-3} \quad \mathrm{cm}^{-3}$$

クーロン散乱での電子の平均自由行程

$$T_{\mathrm{ave}} = (T_h + T_c)/2$$

$$\lambda_e = 5.4(T/T_{ave}) \times (n_e/n_{ave})^{-1} \qquad n_{ave} = (n_{e,c} + n_{e,h})/2$$

Cold Frontの大きさ

$$L \sim 5kpc$$

$$\epsilon = \lambda_e/L \qquad \delta_T = (T_h - T_c)/T_{ave}$$ より $$\epsilon\delta_T \sim 1$$

磁場の成長時間 $\gamma_{\max}^{-1} \sim 0.1 \ \ \mathrm{s.}$

Cold Frontでの磁場の強度 $B_{\mathrm{sp},\perp} \sim \sqrt{\pi}\sqrt{n_e k_{\mathrm{B}} T}\epsilon\delta_T \simeq 8\left(\frac{T}{T_{\mathrm{ave}}}\right)^{3/2}\left(\frac{n}{n_{\mathrm{ave}}}\right)^{-1/2} \mu\mathrm{G}$