非一様温度分布を種にした銀河団磁場生成メカニズム

岡部 信広、服部 誠 (東北大学 天文学教室)

1. はじめに

近年打ち上げられた X 線衛星 Chandra や XMM-Newton によって、銀河団プラズマの詳細な構造が分かってきた。銀河団プラズマの温度分布は、A1835 で見られるような銀河団中心部の温度が周辺部の温度の $1/3$ ~ $1/2$ 程度になっている大局的な温度勾配や、A754 で見られる複雑な形した局所的な温度ムラ、そして A3667 や A2142 で発見された異なる温度のプラズマがクーロン衝突による電子の平均自由行程程度の厚さで接しているコールドフロントといった様々な特徴を持つ。これらの非一様温度分布は古典的なスピッツアーの熱伝導度の場合、力学的タイムスケールより圧倒的に短い間に均一化してしまう。したがって、古典的熱伝導度が何らかの理由で抑制されていなければならず、この原因を解明することは銀河団プラズマ研究の重要な未解決問題の一つである。

銀河団スケールに広がった電波ハローの存在から高エネルギー粒子と磁場が銀河団に存在してることが分かっている。高エネルギー粒子と磁場のエネルギーがほぼ同じぐらいであるとした場合、磁場の強さは $0.1-1\mu$ G 程度になる。この値は観測された硬 X 線の放射がローレンツファクター $\gamma \sim 10^4$ 程度の高エネルギー電子による宇宙マイクロ波背景放射の逆コンプトン散乱とした場合と同程度になっている。一方ファラデー回転から見積もられた磁場の値は $\geq 1\mu$G 程度となっており、前の 2 つの方法よりも値が大きく、これらの違いの原因は未解決のままである。また、現在典型的な磁場の値は $0.1-1\mu$G と考えられているが、その起源は分かっていない。

このように、銀河団プラズマは長年の間未解決のままである問題や新世代の観測衛星によって新たに明らかになってきた問題が同居している現状にある。このような重要問題に対して、我々は温度勾配をもつプラズマ中での速度分布関数に着眼点をおいて研究を行った。その結果、温度勾配をもつプラズマはワイベル不安定性と同じメカニズムによって、自発的に磁場が生成されることを発見した。この研究結果を参考文献 (1)-(3) に基づいて、簡単に報告する。

2. 温度勾配があるプラズマ中での速度分布関数

温度勾配をもつプラズマ中では熱流が流れるため、速度分布関数 f はマックスウェル分布関数 f_m からずれた非平衡速度分布関数になる。このとき、このマックスウェル分布からのズレ Δf を物理的考察から導出する。まず、ズレ Δf は、その場所の密度と温度を変えないことから $\langle \Delta f \rangle = \langle v^2 \Delta f \rangle = 0$ より、奇関数になることが分かる。さらに、我々は正味な電流がゼロで熱流 q_e が負の方向に流れるという最も単純な状態 ($\langle vf \rangle = 0$, $q_e \propto \langle v_\parallel v^2 \Delta f \rangle < 0$) を考える。ここで $v_\parallel$ は温度勾配に平行方向の速度成分である。Δf として予想される分布関数の形を図 1 に書いた。これらは原点を通り $|v| \to \infty$ で $\Delta f \to 0$ となる形を持つべきである。この時、最も単純な形が $v_\parallel$ を Δf が一度も横切らない Type A である。しかし、Type A は $v > 0$ の範囲で必ず $\Delta f > 0$ となり、$v < 0$ の範囲で $\Delta f < 0$ になることから、すべての v の範囲で平均を取った $\langle v \Delta f \rangle$ は正になり、電流ゼロの条件を満たすことができない。次に簡単な形が Type B と C で、$v_\parallel$ を 1 回横切った形を持つ。 このとき各 $v > 0, v < 0$ の各領域で Δf が正負の値を持つので $\langle v \Delta f \rangle = 0$ を満たす関数が存在する。一方、Type B と C は負の方向に運動する速さの大きい粒子の数が多いか少ないかに違いがある。ここで熱流 $q_e \propto \langle v_\parallel v^2 \Delta f \rangle$ は v^2 の重みがかかっているので $|v|$ の大きい粒子数に強く依存していることが分かる。このことから、Type B は正の方向に運動する高速粒子が負の方向に運動する高速粒子よりも多いので、熱流 q_e は正となり、条件を満たさない。一方 Type C は $q_e < 0$ の条件を満たすことから、温度勾配を持つプラズマ中での速度分布関数のズレは Type C のような形が期待される。これは解析的にも導くことができる。速度分布関数 f はボルツマン方程式

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_\parallel \frac{\partial f}{\partial x_\parallel} = -\nu_e (f - f_m)$$

を満たす。ここで右辺は速度分布関数がマックスウェル分布 $f_m = n_0(x_\parallel) \frac{1}{(v_{th,e}(x_\parallel)^2 \pi)^{3/2}} \exp(-v^2 / v_{th,e}(x_\parallel)^2)$ からずれたときクーロン衝突時間 ν_e^{-1} で平衡状態に近付くことを表す衝突項である。また、$\nu_e = v_{th,e}/\lambda_e$ は衝突振動数で、クーロン衝突による平均自由行程 λ_e、と熱速度 $v_{th,e} = \sqrt{2k_B T/m_e}$ によって表される。ここで、展開パラメータ $\tilde{\epsilon}$ を使ってチャップマン・エスコック展開 $f = f_m + \tilde{\epsilon} f^{(1)} + \tilde{\epsilon}^2 f^{(2)} \cdots$ を行い、一次の展開まで行うと、温度勾配を持つときの非平衡速度分布関数

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

を得ることができる。ここで $\epsilon = \lambda_e/L$ で平均自由行程と温度勾配の空間スケール L の比で、$\delta_T = \delta T/T$ は温度変化の比である。なお、展開パラメータは $\tilde{\epsilon} = \epsilon\delta_T$ である。分布関数は温度勾配がないとき ($\delta_T = 0$)、マックスウェル分布に一致していることが分かる。逆に温度勾配が存在すれば、どのような温度変化であろうとも非平衡項を持つと言える。また、マックスウェル分布からのずれは奇関数で $v_\parallel$ 軸をよこぎることが (1) 式より分かる。すなわちこの分布関数は物理的考察から得られた形を同じである。なお、今は展開を 1 次で切っているが、高次にまで行っても、$|v_\parallel|$ の大きい値の所で $v_\parallel$ 軸を横切る数が増えるだけで、分布関数の変形の本質は変わらない。

Figure 1: 熱流を起因とする速度分布関数のずれの候補

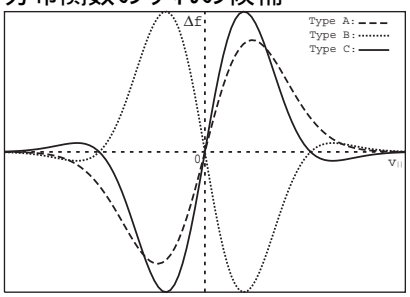


Figure 2: 速度分布関数

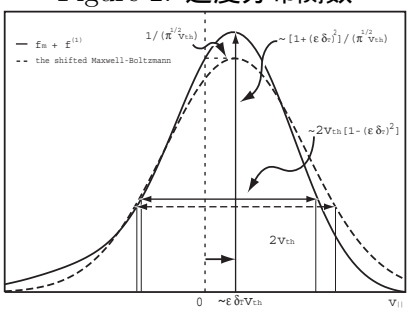


Figure 3: ワイベル不安定性

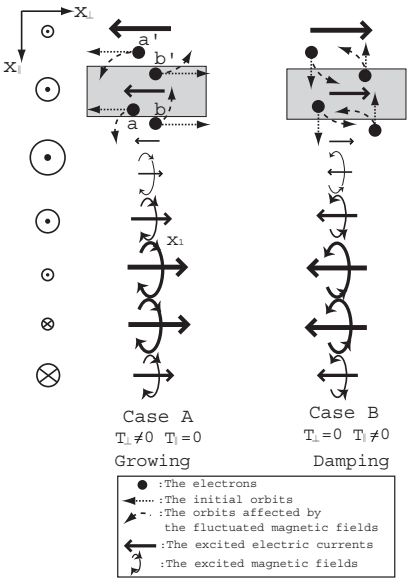
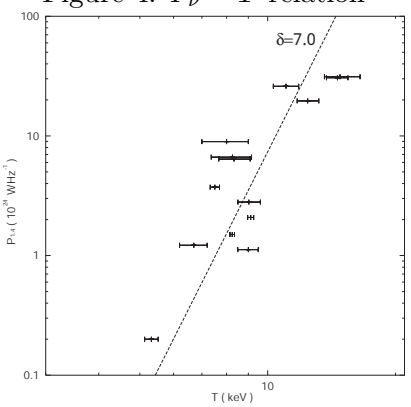


Figure 4: $P_\nu - T$ relation



3. 磁場生成メカニズムとサチュレーションメカニズム

プラズマ運動論に基づいて、励起されるプラズマモードの線形解析を行った。速度分布関数 (1) 式を持つとき、高温方向に伝播する低周波の磁気波が励起されることが分かった。磁場は温度勾配に垂直方向に最も早く励起し、平行方向には全く励起されない。この位相速度は電子から見ると、ほとんど無視できるほど小さい。このモードは Ramani & Laval(1978) によって発見されていたが、その励起メカニズムは分かっていなかった。我々はこのモードがワイベル (Weibel) 不安定性と同じメカニズムによって励起されることを示した。ワイベル不安定性とは温度非等方性によって磁気波が励起されるメカニズムである (図 3)。詳細は参考文献 (1) の Appendix に譲るが、波数ベクトルに平行な温度より垂直な温度の方が高いときに、磁気波が成長する。我々はこの温度勾配を起因とするモードを発見者の名前にちなんで RL 不安定性と呼ぶ。RL 不安定性とワイベル不安定性には幾つかの違いがあるが、特にワイベル不安定性による磁気波は完全に定在波であるが、RL 不安定性によるモードはわずかであるが位相速度を持つ。この違いも含めて、RL 不安定性がワイベル不安定性と同じメカニズムであることを、速度分布関数の形から示すことができる。なお、以下の議論では簡単のためファクターを無視することにする。図 2 の実線が温度勾配を持つときの速度分布関数 (1) 式である。分布関数のピークはマックスウェル分布から正の方向に $\epsilon\delta_T v_{th,e}$ 程度ずれている。比較のためにこのピークを一致させたマックスウェル分布を点線で書いた。つまり点線は温度勾配に垂直方向の速度分布関数と見なして良い。温度勾配によって変形された分布関数は温度勾配に垂直方向な分布関数よりもピークの値が大きくなっており、また分布関数の幅が小さくなっていることが分かる。これは密度が保存しているためである。したがって、温度勾配の方向の有効温度が温度勾配に垂直方向よりも $1-\epsilon^2\delta_T^2$ 倍だけ低くなっていると解釈できる ($T_\parallel \sim T_\perp(1-\epsilon^2\delta_T^2)$)。すなわち、ワイベル不安定性と同じメカニズムによって温度勾配に平行方向の波数ベクトルを持つ磁気波が成長する。また、温度勾配に垂直方向の波数ベクトルの磁気波は全く励起されないことが分かる。言い換えれば、磁場は主に温度勾配に垂直方向に成長する。なお、ワイベル不安定性の

成長率の式にさきほどの有効温度の関係式 ($T_\parallel \sim T_\perp(1-\epsilon^2\delta_T^2)$) を代入すると RL 不安定性の成長率を得ることができる。また、RL モードの位相速度は分布関数のピークの位置 $\epsilon\delta_T v_{th,e}$ 程度であり、ワイベル不安定性と同様に分布関数のピークの位置で波が励起されている。これが RL 不安定性による磁気波が低周波で温度の高い方に伝播する理由である。

温度勾配によって励起される磁気波は、磁場のラーマー半径 r_L と最大成長率をもつ波数の逆数 $k_{\max}^{-1}$ が同じぐらいになった時に成長が止まると考えられる。これは、磁場の強さが弱いときは電子は磁場による軌道の変化は若干受けるもののトラップされずほとんど自由に動き回っている。しかし、電子が感じる磁場の向きが反転するスケール $k_{\max}^{-1}$ よりもラーマー半径 r_L が小さくなると、電子は磁場をネットに感じ始める。さらに磁場が十分に強くなると、電子は磁場にトラップされる。このとき電子は磁場を中心としたジャイロ運動をするため、磁場の成長に伴う誘導電場を効率良く感じる。そのためベータトロン加速と同じように、電子は仕事をされそのエネルギーが増えていく。この段階で、もし磁場がまだ成長しているとすると系全体のエネルギー保存を破ってしまうので、磁場の成長が止まっていないといけない。すなわち、磁場が成長してトラップされ始める時 ($r_L \sim k_{\max}^{-1}$) が、磁場のサチュレーションレベルであると考えられる。したがって、生成される磁場のエネルギーは

$$\frac{B^2}{8\pi} = \alpha_{\rm mag}(3nk_BT) \qquad\qquad \alpha_{\rm mag} \sim (\epsilon\delta_T)^2/24 \tag{2}$$

となる。

サチュレーション後の磁場の進化はワイベル不安定性のシミュレーション結果 (e.g. Sentoku et al. 2000) から、より大きな構造に進化すると期待される。ワイベル不安定性によって電流ビームが励起されるが、同じ向きの電流は引き合い、逆向きは反発しあうことから、電流ビームがしだいに合体し始め太くなっていく。これにともなって、磁場もより大きな構造へと進化するのである。また RL 不安定性の非線型段階では、励起された磁場によって速度分布関数がマックスウェル分布へと近付くようになるが、その一方で温度勾配という外場によって分布関数は非平衡に保たれている状態になっているため、温度勾配が存在する限りサチュレーション後も磁場のエネルギーは減らず一定に保たれていると考えられる。さらに磁場は非一様温度のプラズマ一面に常に存在していると考えられる。

4. 温度勾配を起因とする磁場生成メカニズムの銀河団プラズマへの応用と予言

(1) コールドフロントに沿った方向に 10μG 程度の磁場が存在する。

コールドフロントとは高温低密度の高エントロピープラズマと低温高密度の低エントロピープラズマが接する弓状の不連続面であり、チャンドラ X 線衛星によって新しく発見された新しい銀河団の構造である。コールドフロントの幅はせいぜいクーロン衝突による電子の平均自由行程程度しかなく、熱伝導度が極めて抑制されていなければならない。我々は、A3667 のコールドフロントに対して励起される磁場の値を見積もったところ、温度勾配に垂直方向、つまりコールドフロントに沿った方向に 8μG 程度の磁場が生成されることが分かった。この値は流体力学的観点から見積もられた磁場の値と良く一致する。コールドフロントはマッハ数 1 程度で動いているため、熱いプラズマと冷たいプラズマの相対的な流れが生じてケルビン・ヘルムホルツ (KH) 不安定性が引き起こされることが期待される。その結果、コールドフロントの弓状の形がくずされてしまうことが予想されるが、実際にはきれいな弓状をしたままである。これは KH 不安定性が抑制されていることを意味しており、コールドフロントに沿った方向の 10μG 程度の磁場が存在すれば観測された現象を満たすことが指摘されている。このような磁場の構造があれば、熱伝導を抑制することも可能である。しかし、この磁場の存在はコールドフロントの端のみしか観測的に示しておらず、中心付近では何も示されていない。一方我々が提案した磁場生成メカニズムは温度勾配が存在するところには必ず磁場が存在することから、コールドフロント全体にわたって観測が要求する磁場の構造と値を説明することができる。このように、マクロな流体力学的観点から見積もられた磁場の特徴がミクロなプラズマの運動論によって説明できることは興味深い。

(2) 電波ハローから見積もられた $0.1-1\mu$G の磁場を説明できる。

X 線観測から得られた非一様温度分布から磁場の値を見積もることができる。特に我々は、電波ハローを持ち、詳細な温度分布が観測されている 3 つの銀河団 COMA、A2163、A754 に対して磁場を大雑把に見積もった。次の表の $B_{\rm RL}, B_{\rm radio}, B_{\rm hard-X}$ はそれぞれ、温度勾配によって励起される磁場の強さ、電波ハローから見積もられた磁場の強さ、硬 X 線を使った磁場の強さの見積もりである。どの銀河団も磁場の観測値を再現している。

μG	$B_{\rm RL}$	$B_{\rm radio}$	$B_{\rm hard-X}$
COMA	0.2-0.4	0.5	0.2-0.4
A2163	1	0.9	-
A754	0.4	0.3	0.1

(3) 電波ハローの形は銀河団プラズマの温度分布と相関がある。

磁場は温度勾配を起因として自発的に励起されるので、磁場の分布と銀河団プラズマの温度分布には相関がある。電波ハローの形は高エネルギー電子の空間分布にも依存するが、仮に高エネルギー電子の空間分布が温度分布に依存しなくとも、磁場分布が温度分布と相関がある限り、電波ハローの形も温度分布と相関がある。この電波ハローと温度分布の相関は A2163 などで見られる (Markevitch et al. 2001)。

(4) 電波ハローのパワーと X 線温度の関係を説明できる。

電波ハローと X 線温度にはきつい相関があることが分かっている (Liang et al. 1999)。これは高エネルギー電子と磁場が熱的プラズマと相関があるという直接的証拠である。図 4 は横軸が温度、縦軸が 1.4GHz での電波パワーである。分散は大きいものの第 0 近似として $P_{1.4} \propto T^{\delta}$、$\delta \sim 7.0 \pm 1.5$ のきつい相関が成り立っている (実線はベストフィット)。電波ハローのパワーは $P_\nu \propto N_1 B^{\alpha+1} \nu^{-\alpha}$ の関係式がなりたつ。ここで N_1 は高エネルギー電子の全粒子数、α はスペクトラルインデックスである。 高エネルギー電子が同じ程度の大きさをもつ銀河団の衝突によって供給され、その粒子数は衝突エネルギーに比例するという仮定をする ($N_1 \propto M^2/R \propto T^{5/2}$)。一方磁場の値は温度勾配を起因とする磁場生成メカニズムと従来考えられてきた見積もりの二つの場合を考える。従来は、根拠はないものの、磁場のエネルギーと熱エネルギーが定数比であると頻繁に見積もられてきた。つまり式 (2) の $\alpha_{\rm mag} = {\rm const}$ という場合では、$B \propto T^{1/2}$ より $P_\nu \propto T^{3+\alpha/2}$ となる。観測から $\alpha \sim 1-2$ の範囲を持つので、δ は $3.5-4.0$ の範囲となりエラーの範囲も含めても観測値のようなきつい相関は再現できない。一方、温度勾配を起因とする磁場生成メカニズムの場合、$\lambda_e \propto T^2$ より $\alpha_{\rm mag}$ に温度依存性を持つ。また、温度勾配のスケールはビリアル半径に比例 ($L \propto R$) し、δ_T を一定と仮定した場合。磁場と温度の関係は $B \propto T^2$ となり、$P_\nu \propto T^{9/2+2\alpha}$ の関係式が得られる。このとき $\delta \sim 6.5-8.5$ となる。すなわち、高エネルギー電子の粒子数に大きな仮定が入っているものの、プラズマベータが一定の従来のモデルに比べてよりきついパワーローの関係を得ることができる。

(5) 磁場と熱的プラズマのエネルギーギャップを説明できる。

銀河団プラズマでは熱的プラズマのエネルギーに比べ磁場のエネルギーは等エネルギー分配になっておらず、磁場のエネルギーが桁違いに小さい。一方、RL 不安定性によって生成される磁場のエネルギーは (2) 式によって決まっている。ここで $\alpha_{\rm mag}$ は 1 より十分小さいので、生成される磁場のエネルギーは常に熱エネルギーよりも小さくなる。したがって、温度勾配を種にした磁場生成メカニズムは、銀河団プラズマで見られるような磁場と熱的プラズマのエネルギーギャップを自然に説明することができる。

(6) 熱伝導が自己調節している可能性がある。

このメカニズムによって生成された磁場は、温度勾配の方向には生成されず、垂直方向に最も強い。また温度勾配のスケールが短いほど磁場の強さは大きくなる。すなわち、温度勾配がきついほど電子がトラップされやすいことから、熱伝導が温度勾配に応じて自己調節している可能性がある。これは銀河団プラズマで見られる熱伝導度がスピッツアーの値の $1/3$ や $1/10$ 以下など様々な値を持つ観測事実の解決につながるかも知れない。

5. まとめ

温度勾配を持つプラズマ中では自発的に磁場が生成される。 生成された磁場は、コールドフロントに沿った 10μG 程度の磁場、$0.1-1\mu$G の磁場、$P_\nu - T$ 関係など、従来の磁場生成理論にはないほど多くの銀河団磁場の特徴を説明することができ、非常に魅力的である。しかしながら、RL 不安定性のサチュレーションレベル、生成される磁場のコヒーレント長を含めた非線型段階の物理を詳細に理解するためには数値シミュレーションが必要である。研究はまだ始まった段階であり、今後さらなる研究が必要であると考える。

参考文献

(1) Okabe, N. & Hattori, M. 2003, astro-ph/0308503

(2) Okabe, N. & Hattori, M. 2003, proceeding in "The Riddle of Cooling Flows in Galaxies and Clusters of Galaxies" URL: http://www.astro.virginia.edu/coolflow/

(3) Okabe, N. & Hattori, M. 2004 in preparation

(4) Ramani, A. & Laval, G. 1978, Phys Fluids, 21, 980.

(5) Sentoku, Y. et al., 2000, Phys. Plasma, 7, 689.

(6) Markevitch & Vikhilinin 2001, ApJ, 563, 95.

(7) Liang et al. 2000,ApJ, 544, 686.

(8) 他 (1)-(3) 中の参考文献