

相対論的プラズマと活動銀河中心核

楠瀬正昭*・高原文郎**

1. はじめに

最近クェーサーなどの活動銀河中心核 (AGN) や Cyg X-1 などの X 線星, γ 線バースト源などの関連で相対論的プラズマの研究がすすめられている。これらの天体は強い X 線や γ 線を放出しており, 相対論的または準相対論的なプラズマが存在していることを示している。また我々の銀河中心核からは電子-陽電子対消滅による 511 keV の γ 線が出ていることが知られているし, いくつかの γ 線バーストについても 511 keV γ 線の検出が報告されている。これらのことは, 相対論的プラズマの存在や電子-陽電子対の生成が起こっていることを示している。

AGN は $10^{44} \sim 10^{47}$ erg/sec ものエネルギーを放出しており, このエネルギーの源を説明するためにいくつかのモデルが考えだされた。その中で現在広く受け入れられているのは, きわめて大きい質量をもつブラックホール (BH) の周囲に形成された降着円盤で物質が重力エネルギーを解放するというモデルである。BH に単位時間当りに落ちる物質の質量を \dot{M} , 静止質量エネルギーから光度 L への変換率を η とおけば $L \sim \eta \dot{M} c^2$ とかける。そこで重力エネルギーの解放では $\eta \sim 0.1$ が可能なので, $\dot{M} = 1 M_{\odot}/\text{year}$ とすれば $L \sim 10^{46}$ erg/sec となってクェーサーの光度を説明できることになる。また $L \sim 10^{46}$ erg/sec のときに, これがエディントン光度を越えないという制限から, BH の質量は $\sim 10^8 M_{\odot}$ が適当であると考えられる。したがってこのモデルでは $10^8 M_{\odot}$ 程度の BH に 1 年当り $1 M_{\odot}$ の物質が落ちこめば, AGN の放出するエネルギーを説明できることになる。

ところでこの BH の近傍では, 降着円盤の温度はどのくらいになっているのだろうか。ただしここで問題にしているプラズマについては, 光学的に薄いモデルが有力なので, そのような場合のみを考えることにする。陽子 (p) が BH から $5r_g$ (r_g : シュヴァルツシルド半径) のところまで落下したとき, 陽子は約 10^2 MeV の重力エネルギーを解放したことになる。このエネルギーがそのまま全て熱エネルギーになるとすれば, 陽子の温度は約 10^{12} K になっているはずである。一方, 電子 (e^-) は陽子との衝突によって陽子からエネルギーを受けとるが, そのやりとりには時間がかかるうえに, 電子は放射

によるエネルギー損失が大きいので, 陽子よりは低い温度になっているはずである。しかし低いといっても 10^9 K はあると考えられており, (準) 相対論的になっていると考えてよい。また陽子が放射過程に及ぼす影響は小さいので, 陽子は静止していると近似しておく。そこで以下では AGN の BH 近傍のプラズマとして, (準) 相対論的な電子 (電子温度 $T_e \geq 10^9$ K) をもつプラズマを想定して話をすすめることにする。

2. 電子-陽電子対 (e^+e^-)

電子がこのように相対論的な温度をとると, 電子が他の粒子 (陽子や電子) と衝突するときに電子-陽電子対 (e^+e^-) が生成される。また電子が放射した光子 (γ) も十分に高いエネルギーをもてば, これが粒子や他の光子と衝突して e^+e^- を生成することもある。こうして生成された e^+e^- は一方で $e^+e^- \rightarrow 2\gamma$ という反応によって対消滅し γ 線を放出するが, 生成率の方が消滅率を上まわっていけば e^+e^- がプラズマの中に増えてくる。したがってこの e^+e^- が生成されるタイムスケールが, プラズマが BH に落ちるまでのタイムスケールよりも短ければ, 降着円盤中の e^+e^- の存在量がかなり多くなると期待される。 e^+e^- がプラズマの中に多量に存在すると, プラズマの温度や放射スペクトルに影響を与えるはずである。ところでプラズマ中で生じた対消滅線は, もしプラズマから放出されたとしても一般には幅が広いので観測にかかるのは難しい。しかし陽電子がプラズマから逃げ出して外部で対消滅すれば観測にかかりうる。銀河中心に観測される γ 線は, そのようなものかもしれない。

相対論的プラズマの中で生成される e^+e^- の量や, e^+e^- を含むプラズマの性質を調べる目的で, 対平衡という仮定のもとにいくつかの研究がなされている。ここで対平衡というのは, e^+e^- の生成率と消滅率とが等しく, e^+e^- の密度が時間的に変化しない状態をさしている。この仮定のもとで初めて相対論的プラズマを調べたのは, ビスノヴァッチコーガン達 (1971) である。彼らは p, e^-, e^+ からなる光学的にはきわめて薄いプラズマを調べた。このとき e^-, e^+ は同じ温度 T_e の相対論的マックスウェル分布にしたがうとした。さらに e^-, e^+ はエネルギーが十分高く kT_e が静止エネルギー $m_e c^2$ (m_e : 電子質量) をはるかに上回ると仮定した。すなわち $T_e \equiv kT_e / m_e c^2 \gg 1$ とした。今は光学的に極め

* 東大理 Masaaki Kusunose ** 東京天文台 Fumio Takahara: Relativistic Plasmas and Active Galactic Nuclei

て薄い場合を考えているので、対生成としては粒子同士の衝突によるものだけが効く。つまり $pe^{\pm} \rightarrow pe^{\pm}e^+e^-$ と $e^{\pm}e^{\pm} \rightarrow e^{\pm}e^{\pm}e^+e^-$ とによって対生成がおこなわれる（ここで e^{\pm} は e^+ あるいは e^- をさしている）。ここで対平衡という条件を課すと、 pe^{\pm} および $e^{\pm}e^{\pm}$ による対生成率 \dot{n}_0 と $e^+e^- \rightarrow 2\gamma$ による対消滅率 \dot{n}_a とが等しいという式 $\dot{n}_0 = \dot{n}_a$ ができる。 \dot{n}_0 と \dot{n}_a はともに e^- , e^+ , p の密度 n_-, n_+, N と温度 T_* の関数である。ここで $y \equiv n_-/N$ とおいて y によって e^+e^- の量を表わすことにする（たとえば e^+e^- が存在しないときには $y=1$ である）。そうすると対平衡の式からは y と T_* との関係が決まることになる。そこでいま T_* をパラメーターとすれば、対平衡の式をみたとす y の値が決まり、プラズマ中の e^+e^- の量がわかることになる。ところが \dot{n}_0 は T_* の増加関数であるのに対して \dot{n}_a は T_*^{-2} に反比例しているため、 T_* を大きくして行くと、やがて \dot{n}_0 が \dot{n}_a を上回ってしまい対平衡の解がなくなる。つまり対平衡の条件を満たす温度には最大値が存在する。この最大値 T_*^{\max} は約 24 である。もし T_* がこの値よりも大きくと、プラズマ中の e^+e^- の密度は増加し続けることになり、光学的に薄いという条件の下での対平衡は成立しない。

3. 有限な厚さをもつプラズマ

前節では光学的に極めて薄いプラズマについて述べたが、次に光子の対生成への寄与を考えるためプラズマがある程度光学的な厚さをもっている場合を考えよう。対生成できるほど高いエネルギーの光子は、 $p\gamma \rightarrow pe^+e^-$, $e^{\pm}\gamma \rightarrow e^{\pm}e^+e^-$, $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ という反応を通して e^+e^- の生成に寄与する。このようなプラズマの対平衡状態を調べることによって、プラズマの電子温度やトムソン散乱に対する厚さ、あるいは磁場の強さなどいろいろな物理量に対する制限を知ることができる。そして AGN の物理状態を知る手がかりが得られると考えられる。

有限な厚さをもつプラズマの対平衡状態を初めて詳しく調べたのはライトマン (1982) だが、その後スヴェンソンや筆者らによっても調べられ、その性質についてはかなり詳しいことがわかっている。

まずプラズマは半径 R の球に閉じ込められているとしておく。そしてプラズマのトムソン散乱に対する厚さを特徴づけるパラメーターとして、 e^+e^- が存在しない時のトムソン散乱に対する光学的厚さ $\tau_N \equiv \sigma_T NR$ を定義する (σ_T : トムソン断面積)。ここでは $\tau_N \leq 1$ の範囲についてのみ議論するが、 e^+e^- が存在する時本当の厚さは $\tau_{th} = \sigma_T(n_- + n_+)R = (2y-1)\tau_N$ で与えられる。したがってプラズマのトムソン散乱に対する厚さは、対平衡の式を解かなければ決まらない。ところで今の場

合、光子が重要な働きをするので光子のスペクトルも同時に計算しておかなければならない。ここでの光子はプラズマの中でつくられるものだけを考える。その生成過程として第一にあげられるのは制動放射である。これは普通 $p-e^-$ の衝突によるものだけを考えるが、いまは相対論的なプラズマを問題にしているので、 $p-e^+$, $e^{\pm}-e^{\pm}$ や e^+e^- といった衝突によるものも重要である。つくられた光子は τ_{th} がある程度大きいと、プラズマから逃げ出す前に e^- や e^+ によってコンプトン散乱を受ける。そのためエネルギーの低かった光子も高いエネルギーをもつようになり、対生成に寄与できるようになる。

はじめに放射過程として制動放射とコンプトン散乱をとり入れた場合を考えよう。このとき対平衡の条件をみたとす y の値は、 T_* と τ_N という 2 つのパラメーターで決まる。 τ_N の値を固定したときに、対平衡となる y の値が T_* と共に変化するように図 1 に示した。この図からわかるように、 y は 2 値になり T_* に最大値が存在する。この T_*^{\max} の値は、前に述べた光学的に薄い極限 ($\tau_N=0$ に相当する) の場合よりも小さく、例えば $\tau_N=1$ のとき $T_*^{\max}=1.6$ になる。また 2 値になった y のうち、 y の小さい分枝はほとんど $y \sim 1$ であり e^+e^- の量は陽子に比べて少ない。このとき対生成に寄与しているのは主に pe^{\pm} と $e^{\pm}e^{\pm}$ である。一方 y の値が大きい分枝では、対生成として $e^{\pm}\gamma$ と $\gamma\gamma$ とが効いている。これは τ_{th} が大きく、プラズマ中に高エネルギー光子が多くなるためである。

図 1 では τ_N を固定した場合について示したが、 T_* の方を固定すると τ_N にも最大値が存在することがわかる。その最大値は、例えば $T_*=1/8$ のとき 7 となる。さらに τ_{th} も勝手な値をとることができず、 $T_*=1/8$ のときには $\tau_{th} < 10$ となっている。

この計算ではプラズマが半径 R の球の中に閉じ込められていると仮定している。そこでこのプラズマから外

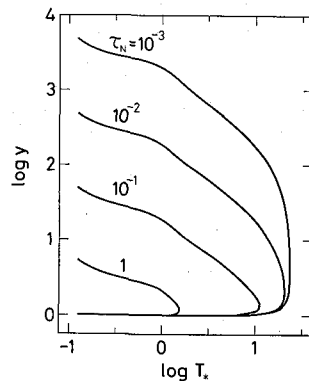


図 1 磁場がないときに τ_N をいろいろ変えたときの対平衡解のようす。解は 2 値になり T_* に最大値がある。

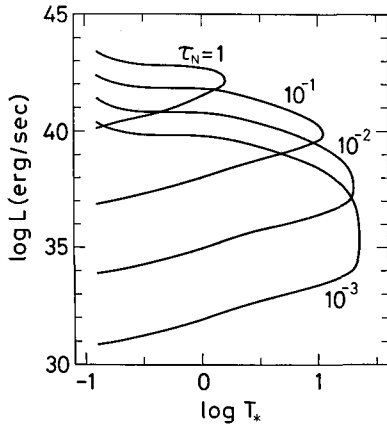


図2 図1の解に対応する $N=10^{11} \text{ cm}^{-3}$ の場合の光度の変化。

に出てくる光子のエネルギーから、プラズマの光度 L を求めることができる。図2では、図1の解曲線に対応する光度を示している。この図では陽子の数密度 N として AGN に典型的な値と考えられる 10^{11} cm^{-3} を選んだ。ここでは N を固定しているので、 τ_N が大きいほど R も大きくなることに注意しておこう。たとえば $\tau_N=1$ のとき $R=1.5 \times 10^{13} \text{ cm}$ になる。AGN が $10^{44} \sim 10^{47} \text{ erg/sec}$ という大きな光度をもつことは前に述べたが、この図からわかるように $N=10^{11} \text{ cm}^{-3}$ のときに $T_* \geq 1/8$ では $L \geq 10^{45} \text{ erg/sec}$ の光度を出すことができない。また放射スペクトルは、 τ_{th} が小さいときには制動放射のスペクトルのままだが、 τ_{th} が大きいとそれにウィーンピークが重なる。

ところで図1では解が2値になることがわかったが、こういう場合には必ず解の安定性が問題になる。そこで T_* を一定にして安定性を調べると、 y の値が小さい分枝は安定であるが、値の大きい分枝は不安定であることがわかる。つまり T_* を一定にしておいて値の大きい分枝の y を対平衡から少しずらすと、そのずれが増幅される。しかし実際には y の値が変わることによって冷却率も変わるため、 T_* の変化をひきおこすであろう。そのため T_* が一定であるという条件が、現実の AGN の場合に適切かどうかということには問題がある。むしろここではプラズマのエネルギーバランス条件をとるべきかもしれない。その場合には L を一定にしたときの安定性を議論しなければならない。この場合について調べてみると、2つの解はそれぞれ異った値の L をもち (L は y に対して1値である; 図2を参照), 安定であることがわかる。

4. 有限な厚さをもつ、磁場のあるプラズマ

これまでではプラズマが磁場をもたない場合について述

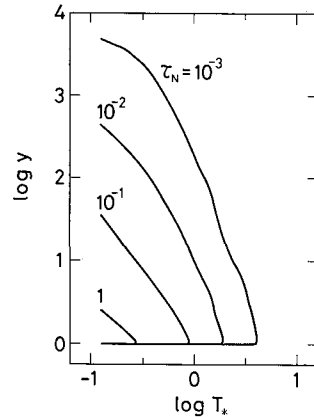


図3 $B=10^4 \text{ G}$, $N=10^{11} \text{ cm}^{-3}$ のときの対平衡解のふるまい。

べてきたが、プラズマに磁場 B があるとその性質はどうなるだろうか。磁場があると高エネルギーの e^- や e^+ が、シンクロトロン放射によって大量の軟光子をつくる。この軟光子は e^- や e^+ によってコンプトン散乱されて高いエネルギーをもつようになり、対生成に寄与することになる。またシンクロトロン放射とコンプトン散乱が効く場合、 τ_{th} が適当な値をもてばキューサーで観測されるような $\nu^{-\alpha}$ (ν : 振動数) に比例する放射スペクトルが実現されることが知られている。

光子の生成過程として制動放射とシンクロトロン放射を考え、対平衡の式を解いた結果を図3に示す。磁場を加えると、 y の値は4つのパラメーター T_* , τ_N , B , N (あるいは R) で決まる。この図は $N=10^{11} \text{ cm}^{-3}$, $B=10^4 \text{ G}$ で計算したものである。この磁場の強さは、磁気圧とイオンの圧力がほぼ同程度になるような値である。結果は図1と定性的な違いはないが、磁場を加えると対平衡であるために許される温度の最大値が下がった。たとえば $\tau_N=1$ のとき $T_* = 0.3$ になる。さらに2値になった y のうち、下の分枝は値が大きくなり、上の分枝は値が小さくなっている。これはシンクロトロン放射でできた大量の軟光子がコンプトン散乱で高いエネルギーをもつようになり、 $p\gamma$, $e^+ \gamma$, $\gamma \gamma$ による対生成率を大きくしたためである。また磁場のないときと同様に、 T_* を固定すると τ_N が最大値をもつが、この値も磁場のために小さくなる。

次に図3に対応する光度のふるまいを、図4に示す。図2と比べると、同じ τ_N の曲線で2値になった L のうち、値の小さい分枝は磁場を加えることで L が増加した。しかし値の大きい分枝は一般に L が減少してしまう。これは L の小さい分枝では τ_{th} も小さいためコンプトン散乱があまり効かず、シンクロトロン放射でできた軟光子が L の増加に寄与しているからである。一方 L の大きい分枝では τ_{th} も大きくコンプトン散乱が効く

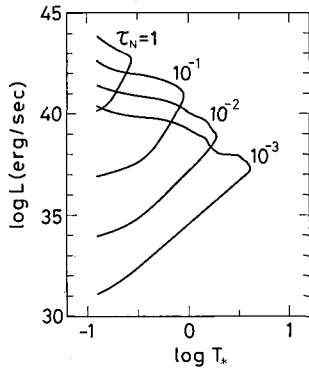


図 4 図 3 の解に対する光度のふるまい。

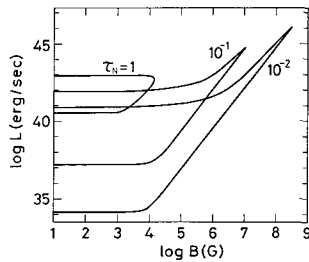


図 5 $T_e=1/4$, $N=10^{11} \text{ cm}^{-3}$ での対平衡解の光度と磁場の強さとの関係。

ので、前に述べたように y の値を大幅に減少させ、 L が減ったというわけである。この結果、 $T_e \geq 1/8$ では $L \leq 10^{44} \text{ erg/sec}$ となり、AGN の大きな光度を説明できない。また放射スペクトルについては、 $\tau_{\text{th}} \leq 1$ ではべきスペクトルになるが L が小さい。そして大きい L ($\sim 10^{44} \text{ erg/sec}$) を実現するときには τ_{th} も大きくなるので、スペクトルにウィーン分布があらわれる。

これまでは磁場の強さを一定にして話をすすめてきた

が、これを変化させたときに L がどのように変わるかを図 5 に示す。これは $T_e=1/4$, $N=10^{11} \text{ cm}^{-3}$ のときの対平衡解に対応している。 B が小さいうちはシンクロトロン放射よりも制動放射の方が卓越しているため、 B を変えても L に変化はない。しかしある程度 B が大きくなるとシンクロトロン放射の効果があらわれ、 B にも最大値が存在することがわかる。ただし $\tau_N=10^{-1}$, 10^{-2} の場合には、磁場の効果が現われてシンクロトロン放射が強くなってもコンプトン散乱があまり効いていないので e^+e^- をつくりうる高エネルギー光子の増加が比較的小さく、 B を大きくすると L も大きくなっている。

5. おわりに

ここでは対平衡にある相対論的プラズマの性質を、AGN を念頭に置いて述べてきた。そして $T_e \geq 1/8$, $N=10^{11} \text{ cm}^{-3}$ のプラズマでは AGN に特徴的な $\sim 10^{45} \text{ erg/sec}$ という光度をだすのが難しいことを示した。この困難を避けるためには、 $T_e \leq 1/8$ か $N \leq 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ のプラズマを考えるのが一つの方法である。 $T_e \leq 1/8$ では e^+e^- があまり存在せずに大きな光度を得ることができる。一方 $N \leq 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ とすることは、より大きな領域をもつプラズマを考えることに相当する。

BH に物質がおちるタイムスケールは、ここで考えた e^+e^- の生成、消滅のタイムスケールに比べて無視できる程短くはない。さらに熱的な緩和のタイムスケールも問題になってくる。したがって対平衡にないプラズマの非定常なふるまいを調べることも重要である。

またここでは電子や陽電子がマックスウェル分布にしたがっていると仮定してきたが、これらが非熱的な分布にしたがう場合を考える必要があるかもしれない。

書 評

太 陽

日江井榮二郎 監修

(昭和 59 年 6 月 30 日発行, A 4 判・252 頁, 3000 円)

総合科学雑誌“Newton”の発行元・教育社から、科学単行本シリーズとして表記の書物が発行された。Newton 編集部は編集なので、雑誌“Newton”の編集方針に依ることは当然であろう。内容はカラー写真 179 点、カラーイラスト 27 点と、それらの解説である。いずれも全世界の有名な天文台・観測所の最新設備による最新の成果であったり、最新の理論に基づく考証に裏づけされたものである。「母なる恒星」、「生きている太陽」、「燃えるガス球」、「黒い太陽とコロナ」、「太陽の磁場」、

「太陽から吹く風」、「光と熱のみなもと」、「太陽エネルギー」、「太陽の一生」、「太陽の運動と暦」の 10 章に分けられている。つまり、生命の源・太陽に始まり、天体としての太陽を光・X線などで解明して行き、続いて磁場のカラミ合いを計算機処理により視覚化している。さらに、恒星としての太陽の一生を進化の過程を通じて解説し、人類の日常生活に最も関連の深い暦と太陽の関係を語って、しめくくってある。

視覚に重点を置いたレイアウト、つまり図鑑という感じがしないでもないが、第一線で研究中の専門家による解説は、太陽の総べてが披露されている、と見てよさそうである。特に高分解能の観測機器や、太陽系空間などによって得られたデータは、太陽の素顔をまざまざと見せつけてくれる。これらの中には、専門の研究者にも強い関心を示されたものもある、と聞いている。また日食