

ブレーザーからのガンマ線放射と電子加速

小林 瑛史 (青山学院大学大学院 理工学研究科)

Abstract

本講演は、Inoue & Takahara (1996) のレビューである。EGRET によって検出されたブレーザーからの高エネルギーガンマ線は、ジェットの中で衝撃波加速された電子によって逆コンプトン散乱として説明できることを紹介する。One-zone モデルの枠組みで、衝撃波加速と放射冷却によって決まる電子のエネルギー分布と、様々な逆コンプトン散乱の種光子を考慮して、ブレーザーの広帯域でのスペクトルを計算する。その結果、逆コンプトン散乱の種光子はそれぞれの天体で異なるか、または 1 つの天体の中で複数の種光子の種類が存在することがわかった。また、放射された最高ガンマ線エネルギーは電子の加速限界と光子同士の対吸収によって決定されること、観測された最高ガンマ線エネルギーを大きく越えるようなガンマ線は期待できないことを示した。さらに、ジェットプラズマ中での磁場と粒子のエネルギーバランスや粒子加速効率を決定する乱流磁場の強さについても議論する。

1 導入

コンプトンガンマ線衛星 (CGRO) に搭載されている EGRET によって、クエーサー 3C279 と他の多数の AGN からの高エネルギーガンマ線が観測された。ほとんどの天体で、放射パワーに関して他の波長よりもガンマ線が卓越し、共通して数日の短い時間スケールで光度が変化していることが特徴的である。

高エネルギーガンマ線で見られるほとんどすべての天体は、ブレーザーで以下の性質がある。

- 1, 広波長領域での非熱的スペクトル
- 2, 平らなスペクトル
- 3, コアからの放射が優勢な電波放射
- 4, 早く、振幅の大きい光度の変動
- 5, 高い偏光度
- 6, 超光速運動

これらの特性は観測者に対してほぼ真正面に向いている相対論的ジェット内部で生じる高エネルギー電子によるシンクロトロン放射として解釈されている。

簡単な考察から、ガンマ線放射領域について制限をつけられる。ガンマ線が届いているという観測事実から、ガンマ線と光子の衝突による電子陽電子対生成の光学的厚みが 1 以下であるべきという議論から、放射領域の大きさについて下限を得る事が可能である。一方で、1 日程度の時間変動が観測されている事から、光速で横切れる大きさを見積もる事で、放射領域の上限を得る事が可能である。3C279 の観測結果を用いると、相対論的ビーミングの必要性と放射領域が 0.01pc か

ら 0.1pc くらいである事がわかる。つまり、ガンマ線は、相対論的ジェットの内側の部分から放射されているのがもっともらしいことになる。

ガンマ線の放射機構としては、相対論的電子による逆コンプトン散乱が有力である。ガンマ線にまで叩き上げられる低エネルギー光子として、何を考えるかで以下の 2 通りの逆コンプトン散乱が考えられる。

- 1, シンクロトロン自己コンプトン散乱 (SSC)

ジェットの中の相対論的電子達が放射するシンクロトロン光子を、その相対論的電子達が逆コンプトン散乱する

- 2, 外部コンプトン散乱 (EC)

ジェット外部から内部に入ってきた光子を、相対論的電子が逆コンプトン散乱する

これまでの先行研究では、これらの逆コンプトン散乱を計算する際に、相対論的電子のエネルギー分布を適当に手で与えていた。そのため、相対論的電子がなぜ存在するのか？その仮定した電子のエネルギー分布は、放射の計算をする際に仮定した磁場と光子場と矛盾しないのか？といった事に関して無視していた。

本発表における重要な狙いは、特定の粒子加速機構である第一次フェルミ加速 (衝撃波統計加速) の枠組みで、放射の計算に用いる磁場と光子場を使い、矛盾なく電子のエネルギースペクトルを決定することにある。ガンマ線の放射領域の環境下で電子が到達しうる最高エネルギーの問題に着目していく。更に、ガンマ線の吸収を考慮してシンクロトロン放射と逆コンプトン散乱を計算し広周波数帯域でのスペクトルの計算

をする。計算結果は、フレアが確認されている 3C279 と TeV ガンマ線を放出する Mrk421 の多波長データと比較した。

2 モデル

2.1 仮定とパラメータ

ブレーザージェット内部の物理過程の本質を抜き出すために、なるべく単純なモデルを構築する。

1. 系のサイズ R で特徴づけられる一様で定常な平板放射領域内に、一様に電子が定常的に分布するとする。
2. 電子のエネルギー分布は折れ曲がりのあるベキ型とする。
3. 逆コンプトン散乱の種光子として、放射領域内部で作られたシンクロトロン光子と、外部からの光子の 2 つを考える。
4. 放射領域静止系で、電子と光子は等方的に分布するとする。

パラメータとして用いる物理量は以下である。電子の冪指数 s 、ビーミング因子 δ 、放射領域の大きさ R 、磁場の大きさ B 、電子と磁場のエネルギー密度の比 η 、ジェットに入ってくる銀河核からの放射の割合 τL_{nuc} 、外部光子の平均エネルギー E_{ext} 、ラーモア半径で規格化された電子の散乱平均自由行程 ξ 。

ビーミング因子は $\theta \leq 1/\Gamma$ の時、

$$\delta = [\Gamma(1 - \beta \cos \theta)]^{-1} \sim \Gamma$$

となる。ここで、 Γ と $\beta = v_s/c$ はそれぞれ放射領域のローレンツ因子と速度であり、ジェットの速度と同じとする。 θ はジェットと視線方向との間の角度であり、今回のモデルの角度依存性は δ を通してのみ現れる。

電子のエネルギー分布は $N(\gamma)$ と表し、2.3 章でその形を議論する。

2.2 放射

ブレーザーからの放射としては、シンクロトロン放射と逆コンプトン散乱を考える。逆コンプトン散乱の種光子としては、放射領域からのシンクロトロン光子（シンクロトロン自己コンプトン散乱）と、外部光子（外部コンプトン散乱）を考える。ガンマ線放射領域では、ガンマ線が光子と衝突することによって電子陽電子対生成が生じ、ガンマ線が吸収される過程も考慮する。

2.3 電子分布

高エネルギー放射をする電子の数密度は、下記の磁場とのエネルギー比であるパラメータ η で表す。

$$\eta = m_e c^2 \int_{\gamma_{\text{min}}}^{\gamma_{\text{max}}} \gamma N(\gamma) d\gamma / \frac{B^2}{8\pi}$$

電子のエネルギースペクトルの時間発展は以下の式で表される。

$$\frac{\partial N(\gamma)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[\frac{\gamma}{\tau_{\text{cool}}(\gamma)} N(\gamma) \right] + Q(\gamma) - \frac{N(\gamma)}{\tau_{\text{ad}}}$$

ここで $\tau_{\text{cool}}(\gamma)$ は電子の放射冷却時間、 τ_{ad} は放射領域を流れ去る移流時間、 $Q(\gamma) \propto \gamma^{-s}$ は加速された電子の注入項である。

放射冷却時間 $\tau_{\text{cool}}(\gamma)$ は逆コンプトン散乱とシンクロトロン放射過程における単位時間あたりの電子のエネルギー変化量から決まり、トムソン極限では

$$\tau_{\text{cool}}(\gamma) = \frac{3m_e c}{4(u_B + u_{\text{soft}})\sigma_T \gamma}$$

と表せる。ここで、 $u_B = B^2/8\pi$ は磁気エネルギー密度であり、 u_{soft} はシンクロトロンの光子エネルギー密度 u_{syn} と外部光子エネルギー密度 u_{ext} の和 $u_{\text{soft}} = u_{\text{syn}} + u_{\text{ext}}$ で与えられる。移流時間は単純に

$$\tau_{\text{ad}} = \frac{R}{v_s}$$

で見積もる。ジェットはほぼ光速で吹き出す相対論的プラズマの流れであるため速度は $v_s \sim c$ とする。

2.3.1 折れ曲がりのエネルギー

電子のエネルギー分布の定常解は、近似的に下記の折れ曲がりをもつベキ型関数で表される。

$$N(\gamma) = K \gamma^{-s} \left(1 + \frac{\gamma}{\gamma_b} \right)^{-1}$$

s は衝撃波加速で作られる電子のエネルギー分布のベキ指数である。 K は η と B によって表すことができる。 $\tau_{\text{cool}}(\gamma) = \tau_{\text{ad}}$ より、折れ曲がりのエネルギー γ_b は以下のものであり、このエネルギー分布より放射スペクトルを計算する。

$$\gamma_b = \frac{3m_e c^2}{4(u_B + u_{\text{soft}})\sigma_T R}$$

2.3.2 最高エネルギー

衝撃波によって加速された粒子はあるエネルギーで加速の限界に達する。衝撃波まわりのプラズマは電磁流体乱流を伴い、その中で運動する粒子は磁場の乱れと衝突を繰り返すことで衝撃波面を何度も往復し、粒子はエネルギーを得る。エネルギー $E = \gamma mc^2$ まで電子が加速されるまでの時間は

$$\tau_{\text{accel}}(\gamma) = \frac{20\lambda(\gamma)c}{3v_s^2}$$

で与えられ、 $\lambda(\gamma)$ は電子が乱流磁場によって散乱される平均自由行程であり、以下のように与えられる。

$$\lambda(\gamma) = \xi \frac{\gamma m_e c^2}{eB}$$

つまり、平均自由行程は粒子のジャイロ半径に比例し、比例係数を ξ とする。超新星残骸では、この ξ は 1 程度であると考えられている。磁気乱流の振幅が背景磁場と同程度のとき $\xi \sim 1$ となり、磁気乱流の振幅が小さいとき $\xi \ll 1$ となる。

電子の最高エネルギーは冷却時間と加速時間の釣り合いにより決定され、

$$\gamma_{\text{max}} = \frac{v_s}{c} \left[\frac{9eB}{80(u_B + u_{\text{soft}})\sigma\xi} \right]^{1/2}$$

となる。電子のエネルギースペクトルを特徴づける折れ曲がり最高エネルギーの値 γ_b と γ_{max} は、放射の計算に用いる磁場と光子場より、矛盾なく決定される。

$N(\gamma)$ を決める際に $\tau_{\text{cool}}(\gamma)$ でクライン-仁科の制約によるエネルギー損失の効果を見逃しているため、必要に応じて注意を払う必要がある。

3 結果

この章では、モデルの放射スペクトルと観測結果を比較して議論する。本論文ではビーミング因子を $\delta \sim 10$ と放射領域の大きさを $R \sim 0.03\text{pc}$ 、電子の冪指数を $s = 2$ と固定した。 $s = 2$ は衝撃波加速理論の最も単純な仮定から得られる解である。残りのパラメータは、放射スペクトルが観測データに一致するように与えた。

3.1 3C279 の観測データとの比較

下の図は 3C279 の観測データと、シンクロトロン放射、シンクロトロン自己コンプトン散乱 (SSC) と外部コンプトン散乱 (EC) を考慮した放射スペクトルを載せている。

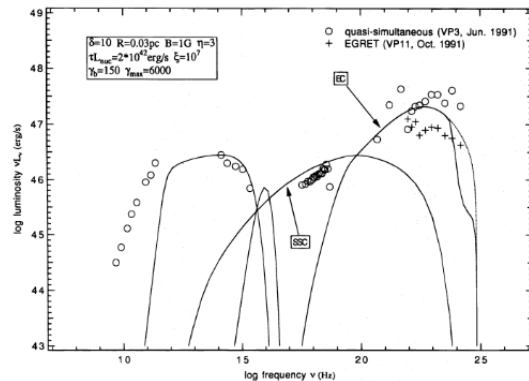


図 1: 3C279 の多波長データ

3C279 においては、X 線領域でシンクロトロン自己コンプトン (SSC) が卓越している。一方、ガンマ線領域では外部からの種光子による外部逆コンプトン散乱 (EC) が卓越している。種光子のエネルギー密度 u_{soft} が磁場のエネルギー密度 u_B よりも卓越している事を示唆している。最高ガンマ線エネルギーでは外部光子同士の対吸収の効果が表れ、結果として $\sim 5 \text{ GeV}$ あたりに、鋭いスペクトルカットオフが現れることになる。観測データとの比較の結果、 $E_{\text{ext}} = 10\text{eV}$, $B = 1\text{G}$, $\tau L_{\text{nuc}} = 2 \times 10^{42} \text{erg s}^{-1}$, $\eta = 3$, $\xi = 10^7$ を得た。このとき $\gamma_b = 150$, $\gamma_{\text{max}} = 6000$ となる。

3.2 Mrk421 の観測データとの比較

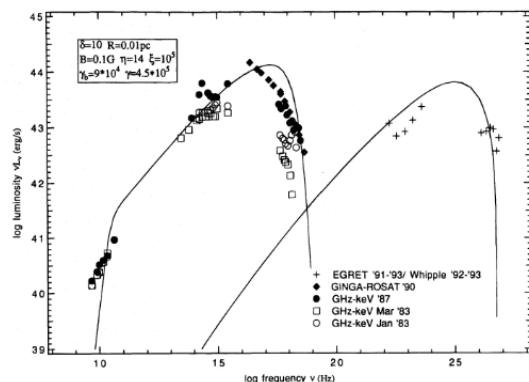


図 2: Mrk421 の多波長データ

Mrk421 では TeV ガンマ線放射が生成されている。外部コンプトン散乱起源で TeV ガンマ線をつくろうとすると、電子陽電子対生成によるガンマ線の吸収を避けるために、種光子のエネルギー E_{ext} は 0.1 eV よりも低い必要がある。そのようなエネルギーを持った種光子は母銀河からの星間光、もしくは

はダスト再放射による赤外線光子と考えられるが、しかし、十分な量の赤外線が存在するかどうかはまだ明確ではない。さらに BL Lac 天体においては、熱的な成分が非常に弱いという観測事実もあるので、Mrk421 ではガンマ線の起源として、シンクロトロン自己コンプトン散乱 (SSC) が最もらしいと考えられる。ただし、外部コンプトン散乱 (EC) が完全に否定されたことにはなっていない。

外部コンプトン散乱を無視する one-zone SSC モデルでは、 δ と R を与えているので、残るパラメータは B, η, ξ となる。観測データと比較した結果、以下のようにパラメータが決定された。 $\delta = 10, R = 0.01\text{pc}, B = 0.1\text{G}, \eta = 14, \xi = 10^5$ 。このとき、 $\gamma_b = 9 \times 10^4, \gamma_{\text{max}} = 4.5 \times 10^5$ となる。多少のズレはあるが、全体としては単純な SSC モデルでよく観測を説明できている。Mrk 421 の場合は、シンクロトロン放射が一番卓越しており、電子のエネルギー損失としてシンクロトロン冷却が効いていることがわかる。このとき、 $\gamma_b \propto (B^2 R)^{-1}, \gamma_{\text{max}} \propto (B\xi)^{-1/2}$ となり、シンクロトロン放射のカットオフ振動数が $\nu_{\text{syn,max}} \propto \delta B \gamma_{\text{max}}^2 \propto \delta \xi^{-1}$ で決まるので、観測と比較する事で磁場の値に寄らず ξ を決定する事ができる。TeV ガンマ線のデータ点は、理論モデルの急なカットオフに位置している。このカットオフスケールは、電子の最高エネルギーを反映しており、急に落ちる理論線はクライン仁科の効果によるものである。

軟 UV~X 線における急激な勾配はシンクロトロン冷却によりエネルギーが失われ、TeV ガンマ線領域では粒子加速限界により、急勾配でスペクトルカットオフが存在し、クライン仁科の効果により粒子のエネルギーは急激に落ち込んでいく。

4 議論

4.1 ガンマ線の最高エネルギー

3C279 のようなほとんどの AGN における最高ガンマ線エネルギーは、ソース内での対吸収による効果で $E_{\text{max}} \sim 5\text{GeV}$ である。Mrk421 のように TeV ガンマ線を放出する天体の特徴として低光度、低 $L_\gamma/L_{\text{UV-X}}$ 、低外部フォトンエネルギー密度であるとき、放射によるエネルギー損失をほとんど受けずに電子が高エネルギーまで加速できる事ができると考えられる。

4.2 エネルギーバランス

磁場と加速された電子のエネルギー密度の関係 η は、観測データ比較した結果、放射領域で $\eta \ll 1$ となり、電子のエネルギーの方が磁場のエネルギーより大きいことがわかった。これは、ジェットを細くしぼられた状態に長時間維持することが出来ないことを意味し、観測と矛盾する。

4.3 磁気乱流

観測との比較の結果、磁気乱流の振幅に関するパラメータ ξ が非常に大きいことがわかった。超新星残骸では $\xi \sim 1$ が期待されており、それとは全く異なる。 $\xi \ll 1$ は、磁気乱流の振幅が非常に小さい事を意味しており、何らかの理由で磁気乱流が抑えられている可能性がある。この問題は、ジェットのプラズマ組成が電子陽電子であるかもしれないことと関係しているかもしれない。一方で、観測を説明するためには、ジェットの運動エネルギーの大部分を加速電子に渡す必要があり、非常に多くの電子が粒子加速機構に注入されなければならない。この弱い磁気乱流と高い粒子加速機構への注入は、これからの面白い課題である。

5 結論

ブレーザーから検出された高エネルギーガンマ線を説明する為に、ワンゾーンモデルで、衝撃波加速と放射冷却を考慮して電子のエネルギースペクトルを求めた。その後、シンクロトロン放射と逆コンプトン散乱を用いて放射モデルを構築した。モデルは 2 つの違うタイプの天体 (3C279 と Mrk421) に適応し、観測データを説明できることを示した。2 つの天体の考察から、TeV ガンマ線が期待できる天体は、非常にまれで比較的暗い天体になる事が示唆される。観測データとの比較の結果、ジェット内部の磁場と粒子のエネルギーバランスは、粒子エネルギーが支配的となることがわかった。また、粒子加速効率と関係する加速粒子の平均自由行程が非常に長く、加速効率は悪い事がわかった。

6 参考文献

Inoue, S., Takahara, F. 1996, ApJ, 463, 555