

# レーザーの多波長同時観測と粒子加速への示唆

片岡 淳

〈東京工業大学大学院理工学研究科 〒152-8551 東京都目黒区大岡山 2-12-1〉  
e-mail: kataoka@hp.phys.titech.ac.jp

高橋 忠幸, 谷畑 千春

〈宇宙科学研究所 〒229-8510 神奈川県相模原市由野台 3-1-1〉

窪 秀利

〈京都大学大学院理学研究科物理学教室 〒606-8502 京都市左京区北白川追分町〉

レーザーは活動銀河の中でも特に激しい時間変動と、強い「非熱的」放射を特徴とする。近年の ASCA 衛星を中心とした多波長観測により、電波からガンマ線にわたる 20 桁に及ぶ放射と、時間変動を統一的に理解する描像が得られた。最近、チャンドラ衛星が捉えた「巨大 X 線ジェット」とあわせて、sub-pc から 10 kpc にいたるジェット内部での粒子加速、放射機構について詳しく解説する。

## 1. はじめに

自然界における様々な現象は、古典的な熱力学に支配されると考えられている。宇宙全体は 2.7 度のマイクロ波背景放射で満ちており、また星生成の源となる超低温の分子雲、銀河間を埋め尽くす 1 億度を超える高温プラズマなど、多様な物質層が存在することが、電波、赤外、X 線などの新しい観測手段によって明らかになった。一方で、熱統計力学では到底理解できない現象も古くから知られている。これらは冪型の分布で記述され、プランク放射の温度概念は適用できない（ゆえに「非熱的」分布とよばれる）。自然界における最も良い例が宇宙線であろう。宇宙線は宇宙から一様に降り注ぐ高エネルギーの荷電粒子であり、フラックスが  $10^9 \text{eV}$  から  $10^{20} \text{eV}$  にいたる 10 桁以上の領域で冪型のスペクトルを示す。宇宙線の存在は、宇宙のどこかで高エネルギー粒子が次々に生み出されていることを示唆するが、加速現場の特定にはまだまだ時間がかかりそうである。超新星残骸

は有力な粒子加速の現場と考えられているが<sup>1), 2)</sup>、特に  $10^{15} \text{eV}$  を超えるエネルギーの粒子まで加速するのは難しい。さらに効率の良い、巨大な加速器が宇宙には隠れているに違いない<sup>3)</sup>。

加速された荷電粒子を直接検出し、到来方向から天体を同定することは不可能といえる。銀河内には  $3 \mu\text{G}$  程度の磁場が存在し、荷電粒子は容易に運動方向を曲げられてしまう。次善の策として、高エネルギーを持つ粒子が電磁場の中で放射する光を捉える方法が考えられる。放射される光のエネルギーは、もとの粒子のエネルギーを超えることはできない。したがって、よりエネルギーの高いガンマ線を観測することが、加速された粒子の存在を証明する近道のように思われるが、必ずしもそうではない。たとえば超新星残骸や電波パルサー、また活動銀河など多くの天体ではシンクロトロン過程による非熱的放射が観測される。エネルギー  $E_e$  の電子が磁場  $B$  で放射するシンクロトロン光子のエネルギーは  $E_p \approx 4\text{keV} \times (B/1\text{mG}) \times (E_e/10\text{TeV})^2$  で与えられ、TeV を超えるようなエネルギーを持つ荷



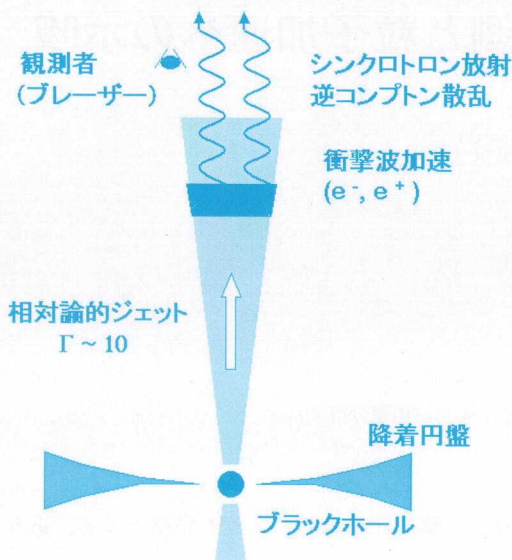


図1：活動銀河核ジェットからの放射概念図。プレーザーでは、観測者がジェットのはほぼ真正面に位置する。

電粒子を「光で見る」には、X線の波長が最も適していることが分かる。近年のX線、ガンマ線天文学の目標の一つは、このような様々なアプローチで宇宙における「巨大加速器」を解明することにあるといえる。

活動銀河核は、太陽の一兆倍を超える放射輝度 ( $L \geq 10^{45}$  erg/s) と激しい時間変動 ( $t_{\text{var}} \geq 10^4$  sec) を特徴とする<sup>4)</sup>。時間変動のタイムスケールは、放射領域の大きさが我々の太陽系程度 ( $R \sim 10^{14}$  cm) に小さいことを示唆する。一方で、強い放射圧のもとで天体が吹き飛ばされず安定に放射を続けるためには、それを引き留めるだけの大量が必要となる。活動銀河核は  $10^{6-9} M_{\odot}$  の質量を持つ巨大なブラックホールであり、物質が落ち込む時に解放される重力エネルギーが放射の源であると考えられている。

活動銀河核の約1割が電波で激しい活動性を示し、その殆どにジェットと呼ばれる「粒子の噴き出し」を伴っている(図1)。視線方向による多様性はあるが、一般にジェットは中心核から対称に噴

き出し、大きなものでは  $10^{24}$  cm ( $\geq 1$  Mpc) といった遠方まで伸びている。電波による観測では、ジェット内部の明るいスポットが見かけ上、光速を超えて移動する“超光速運動”が観測され、プラズマ全体がローレンツ因子にして  $\Gamma \approx 10$  の相対論的運動をしている結果と考えられる<sup>5)</sup>。電波や光学波長では、ジェットからの放射が冪型スペクトルと強い偏光を示すことは古くから知られており、これらは加速された粒子からのシンクロトロン放射によるものと考えられる。活動銀河核ジェットは粒子加速の現場であり、日本のX線グループをはじめとして世界中で活発な研究が行なわれてきた。

## 2. 「博物学」から「物理学」へ

活動銀河核のジェットを研究する上で、理想的な一群がある。これらは“プレーザー”と呼ばれ、活動銀河の中でも特に激しい時間変動と強い「非熱的」放射(冪型スペクトル)を特徴とする。プレーザーでは、ジェットが観測者のほぼ正面を向いていると考えられ(図1)、このようなジオメトリでは、様々な相対論的効果が期待される。まず、ローレンツ因子  $\Gamma$  で動くジェットの固有系で測った時間間隔、光子周波数と、観測の間には  $t_{\text{obs}} = t_{\text{jet}} / \delta$ ,  $\nu_{\text{obs}} = \nu_{\text{jet}} \delta$  の関係がある。ここで  $\delta = \Gamma^{-1} (1 - \beta \cos \theta)^{-1}$  はビーミング因子と呼ばれる量であり、 $\theta$  はジェットと視線方向のなす角度、 $\beta$  はジェットの速度 ( $v/c$ ) である。プレーザーの場合は  $\theta \sim 1/\Gamma$  と考えられるので  $\delta \sim \Gamma$  が得られる。電波の観測結果を用いれば、 $\delta \sim 10$  となる。さらに、ジェット内部で等方的に放射された光子は、観測系では立体角  $\Omega \propto \delta^{-2}$  の領域に集中する。つまり、プレーザー天体ではジェットからの放射 ( $L \propto \nu \Omega^{-1}$ ) が  $\delta^4 \sim 10^4$  倍に強められて観測される。

プレーザー天体の理解は、1991年に打ち上げられた米国のガンマ線天文衛星CGROにより飛躍的に進歩した。同衛星にはEGRET検出器が搭載され、30 MeVから30 GeVの広い領域で全天探査を



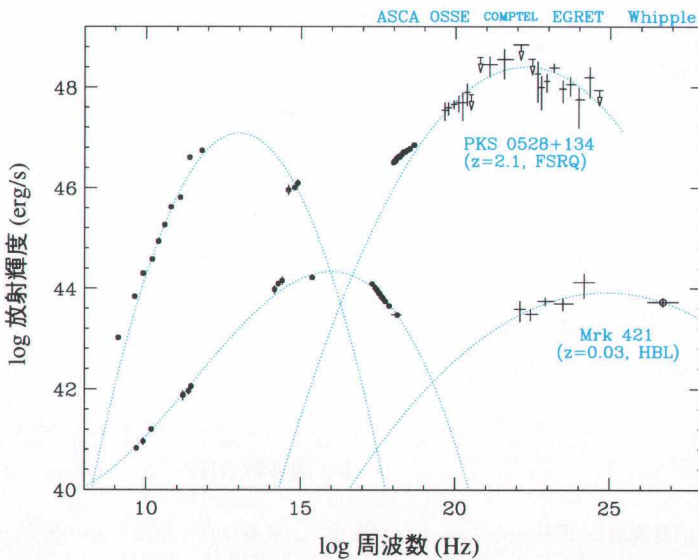


図2：ブレイザー天体 Mrk 421 と PKS0528+134 の多波長スペクトル。両天体ともに二山のピーク構造を持つが、放射輝度の低い Mrk 421 の方が高い周波数にピークを持つ<sup>8)</sup>。

行なった。271 個の天体が検出されたが、このうち 66 天体が活動銀河核であり、しかもブレイザー天体であった<sup>6)</sup>。ほぼ同じ時期に、地上の大気チェレンコフ望遠鏡で観測が行なわれ、5 つ以上のブレイザー天体からさらにエネルギーの高い TeV ガンマ線 ( $10^{12}$  eV) 放射が検出された<sup>7)</sup>。電波からガンマ線をつなぐ、実に 20 桁にわたる多波長スペクトルを描いてみると、興味深いことが分かる (図 2)。GeV ガンマ線にせよ TeV ガンマ線にせよ、電波と光学、X 線を結ぶ冪関数から期待されるより遙かに明るく、何か別のプロセスで放射が生じていることが示唆される。つまり、ブレイザーの放射成分は単一でなく、電波から光学にピークを持つ低エネルギー成分 (LE) と、X 線からガンマ線にピークを持つ高エネルギー成分 (HE) に大きく分けられる。さらに、天体ごとにバリエーションがあり、HE 成分が異常なほど卓越した天体 (たとえば PKS0528 + 134)、LE と HE の放射輝度が同程度の

天体 (たとえば Mrk 421) など様々である。このような混沌とした状況に終止符を打ったのは、日本の X 線天文衛星 ASCA やイタリアの *BeppoSAX* 衛星を中心とした多波長観測である。

LE 成分を放射するメカニズムについては、偏光などの観測からシンクロトロン放射が有力である。HE 成分については、同じ電子による逆コンプトン散乱が考えられる。逆コンプトン散乱はエネルギーの高い電子 ( $\gamma m_e c^2$ ) が、種となる光子 ( $E_{ph}$ ) をより高いエネルギー ( $\gamma^2 E_{ph}$ ) にまで叩きあげる現象である。例えば 10 GeV の電子 ( $\gamma \sim 10^4$ ) が可視光 ( $\sim 1$  eV) を叩きあげることで、100 MeV のガンマ線が生まれる。ここで問題となるのは「種光子」の供給もとであるが、有効な源は二つある。一つは、LE 成分のシンクロトロン光子 (SSC: Synchrotron self-Compton<sup>9), 10)</sup> であり、もう一つは広輝線領域などで散乱された中心核の光子 (ERC: external radiation Compton<sup>11)</sup>) である。ASCA で観測されたブレイザー天体 18 個の多波長スペクトルを系統的に解析すると、放射輝度の高いブレイザーほど、LE、HE 成分とも低いエネルギーにピークを持つことが分かった<sup>12), 13)</sup>。これは図 2 においても顕著である。さらに、PKS0528 + 134 のように「明るい」ブレイザーでは X 線とガンマ線が滑らかにつながらず、異なる種光子を叩き上げていることが示唆される。この相違は何を意味するのであろうか?

ジェットの中で加速された粒子は、放射冷却によりエネルギーを失う。シンクロトロン/逆コンプトン散乱のどちらの過程も、単位時間に失うエネルギーは電子のエネルギーの 2 乗に比例し、エネルギーの高い電子ほど速く冷却する。一方でフェルミ加速を仮定すると、電子の加速に要する時間はエネルギーに比例して長くなる。従って、電子が加



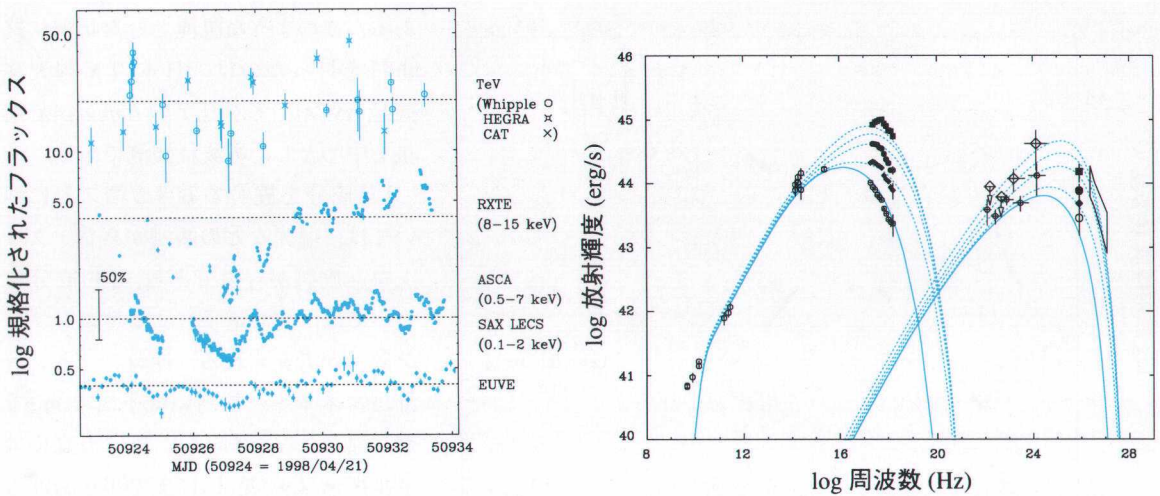


図3：(左) Mrk 421 の光度曲線 (1998 年:多波長同時観測)。紫外から TeV ガンマ線まで、変動は良く相関している<sup>17)</sup>。(右) Mrk 421 の多波長スペクトル。異なるシンボルは、異なる時期における完全な同時観測。点線は、フレア中に電子の最大加速エネルギーと個数密度が変化した場合に予想される時間発展<sup>18)</sup>。

速される最大のエネルギー ( $\gamma_{\max}$ ) は、冷却と加速の効率の釣合いで決まる<sup>9), 14)</sup>。磁場のエネルギー密度、シンクロトロン光子のエネルギー密度、外部からジェットに入射する種光子のエネルギー密度をそれぞれ  $U_B$ ,  $U_{\text{sync}}$ ,  $U_{\text{ext}}$  と書くと、 $\gamma_{\max} \propto (U_B + U_{\text{sync}} + U_{\text{ext}})^{-1/2}$  と書くことができる。放射領域のサイズが天体によらず同程度と仮定すると、PKS 0528 + 134 のような「明るい」ブレイザーでは  $U_{\text{sync}}$  が Mrk421 よりも 3 桁以上大きい。さらに、これらの天体では広輝線が卓越して観測されるため  $U_{\text{ext}}$  も無視できない ( $U_{\text{sync}} \leq U_{\text{ext}}$ )。LE のピークが低い周波数にあるのは、これら種光子の密度が高く、電子の最大加速エネルギーが伸びない ( $\gamma_{\max} \approx 10^{3-4}$ ) ためと考えられる。HE 成分に見られる不連続は、シンクロトロン光子と、外部光子の逆コンプトン成分 (SSC/ERC) が重なって見えていることが原因と考えられる。一方で、Mrk 421 のような「暗い」ブレイザーでは  $U_{\text{sync}}$  が小さいほか、光学領域で輝線の兆候も見られない ( $U_{\text{sync}} \gg U_{\text{ext}}$ )。これらの天体では放射冷却が効きにくく、結果として高いエネルギー ( $\gamma_{\max} \approx 10^{5-6}$ ) まで粒子を加

速することができる<sup>12), 15)</sup>。

### 3. 多波長スペクトルの時間発展 —フレア現象の理解—

ここまでの議論から、暗い天体のジェットほど「澄んだ」環境を提供し、高いエネルギーまで粒子が加速されることが分かった。実際、TeV ガンマ線を放射するブレイザーは全て放射輝度の低いものばかりであり、観測事実を良く説明する。唯一問題となるのは、前節の議論がすべて「定常的な放射」を仮定していた点にある。ブレイザー天体は活動銀河の中でも特に激しい時間変動を特徴とし、同時に取ったデータでなくては本当の意味での「スナップショット」とは言えないのではなかろうか？ このような観点に立ち、1994 年からほぼ毎年、宇宙科学研究所 (ASCA チーム) を中心とした世界的な「多波長同時観測キャンペーン」が遂行された<sup>16)</sup>。中でも Mrk 421 の 1998 年の観測は連続して 1 週間に及び、4 年を経た現在でも最も質の高い多波長データを提供している<sup>17)</sup>。図 3 (左) に様々な波長での光度曲線を、図 3 (右) に完全同時





の多波長スペクトルを示す。フレアが毎日のように起こり、X線とTeVガンマ線の変動は非常に良く相関していることが分かる。これらの波長帯は、それぞれLE成分とHE成分の高エネルギー端に相当する。ともに最高エネルギー( $\gamma_{\max}$ )まで加速された同じ電子が放射に寄与していると考えられ、変動の振幅もSSC過程で予言される結果と極めてよく一致する。

SSC過程では、電子のスペクトル(個数密度,  $\gamma_{\max}$ ), 磁場( $B$ ), 放射領域のサイズ( $R$ ), ビーミング因子( $\delta$ )の5つのパラメータで放射が記述される<sup>10)</sup>。従来の観測はガンマ線のデータが不足していたため、磁場と電子のエネルギー等分配などを仮定しないと、これらを一意的に決めることができなかった。我々は、様々な観測量(たとえばLE, HEのピーク周波数, ピーク輝度)が5つのパラメータで解析的に記述されることを示し、ほぼ一意的にジェットの物理量を決めることに成功した<sup>19), 20)</sup>。たとえば, Mrk 421の最も暗い時期の観測(図3(右)の白丸)については $\gamma_{\max} \approx 10^{5.0-5.3}$ ,  $B \approx 0.1-0.3$  G,  $R \approx (1.6-7.4) \times 10^{-3}$  pc,  $\delta \approx 12-18$ などが求まった<sup>18)</sup>。

次に、より明るい時期の観測(フレア状態)については、どのように扱えば良いであろうか? 図3(右)で分かるように、X線やTeVガンマ線のフラックスは、暗い時期の10倍以上にまで明るくなっている。これらのフレア中に、どの物理量が変化したのかは全く自明ではない。観測結果を議論するための理論モデルが必要であるが、従来のSSCモデルは「定常放射」を仮定しており、観測結果にそのまま適用することができない。ブレイザーの変動の本質は定常状態からのずれであり、フレアの最中には平衡が崩れていると考えられるからである。我々は(1)ジェット内部の衝撃波で電子が加速され、その一部が放射領域に注入される(2)注入された電子は放射冷却のあと、一定の確率で領域から逃げる、という二つの仮定にもとづき、スペクトルの時間発展を逐次的に求めた。結果の

一例を図3(右)に示す。様々な可能性を検討した結果、フレア中に電子の最大加速エネルギー $\gamma_{\max}$ および個数密度が変化すると、観測結果を最も良く再現する(他の物理量は殆ど変化しない)。これは、ジェット内部で加速の効率が急激に上る、もしくは衝撃波を通過する電子の個数が増加した結果がフレア現象であることを示唆している<sup>14), 20)</sup>。

#### 4. 加速機構と中心ブラックホールへの示唆

多波長スペクトルと合わせて、光度曲線についても詳細な解析が行なわれた。Gingaの時代からX線の波長ごとの変動に時間差(ソフトラグ)があることが指摘されていたが<sup>21)</sup>, ASCAにより、さらに明確な例が複数見つかった<sup>20), 22)</sup>。軟X線( $E \leq 2$  keV)の変動が硬X線( $E \geq 2$  keV)の変動に4000 sec程度遅延している現象が観測され、これをシンクロトロン冷却時間の差と考えると、放射領域の磁場の強さが0.1-0.2 Gと求まる。これは、多波長スペクトルから得られる結果と驚くほど良く一致している。一方で、硬X線の変動が遅れる現象(ハードラグ)も見つかり、ソフトラグとの統一理解が問題として残されている<sup>17)</sup>。X線やTeVガンマ線を放射する電子は $\gamma_{\max}$ に近く、常に放射冷却と加速の効率が拮抗していると思われる。加速と冷却のバランスによって、ソフトラグが観測されるかハードラグが観測されるかが決まるのであろう。

X線の光度曲線から、さらに重要なことが分かった。図3(左)でも見られるように、ブレイザー天体では毎日のようにフレアが起こり、これらは立上りと立ち下がりの等しい、特徴的な形状を持つ。ブレイザー天体のパワースペクトルはフレアの時間スケール( $t_{\text{var}} \approx 1$  day)で折れ曲がりを持ち、それより短い時間スケールでは非常に急な傾き( $f^{-2} \sim -3$ )を持つ。これは、一日以下では変動が殆ど存在しないことを意味し、変動の時間スケールが放射領域の大きさを反映していると考えるのが自然である<sup>23), 24), 25)</sup>。この場合、X線やTeVガンマ線を放射





する領域の大きさは  $R \approx ct_{\text{var}} \delta \approx 0.01 \text{ pc}$  となり、多波長スペクトルから得られる値と一致する。ジェットが開き角  $\sim 1/\Gamma$  の円錐と考えると、半径が  $0.01 \text{ pc}$  まで広がるのは中心核から  $D \approx 0.1\text{--}1 \text{ pc}$  離れた地点である。中心核のブラックホール質量を  $10^9 M_{\odot}$  と仮定すると、これは  $10^{3\text{--}4} R_g$  ( $R_g$ : シュワルツシルド半径) だけ中心から離れた領域に相当する。

$D \approx 10^{3\text{--}4} R_g$  で初めて粒子加速が行なわれる解釈として、内部衝撃波モデルが考えられる<sup>26)</sup>。このモデルはガンマ線バーストを理解するうえで今や標準的となったが、最初は活動銀河核 M87 の光学ジェットを説明するために考案されたモデルである<sup>27)</sup>。ここでは、ジェットは連続的に放出されるのではなく、異なる速度を持つシェルとして断続的に放出される状況を想定する (図4)。簡単のため、速度  $\Gamma_2 (\geq \Gamma_1)$  を持つシェルが、速度  $\Gamma_1$  を持つシェルから  $D_0$  離れて放出されると仮定する。簡単な計算から、これらが衝突する距離は  $D \sim 2 \Gamma_1^2 \Gamma_2^2 D_0 / (\Gamma_2^2 - \Gamma_1^2) \sim 10^{3\text{--}4} D_0$  と求まる。衝突による衝撃波で電子が相対論的速度まで加速され、はじめて X 線やガンマ線の放射が起こると期待される。シェルがジェットの根本で作られるなら  $D_0 \sim R_g$  のはずであり、放射領域は中心から  $10^{3\text{--}4} R_g$  となる。より詳細には、個々の衝突によるエネルギー保存と運動量保存を考え、衝撃波の構造やシェルの通過時間まで考慮する必要がある。最近の研究から、観測結果を説明するためには (1) 約 10 分に一度の割合でシェルが放出され、その厚さは  $10^{13} \text{ cm}$  程度である (2) 平均値からのシェルの速度分散は 1% 程度と極めて小さく、従って sub-pc スケールで放射により散逸されるエネルギーは極めて小さいことなどが、新たに分かってきた<sup>28)</sup>。

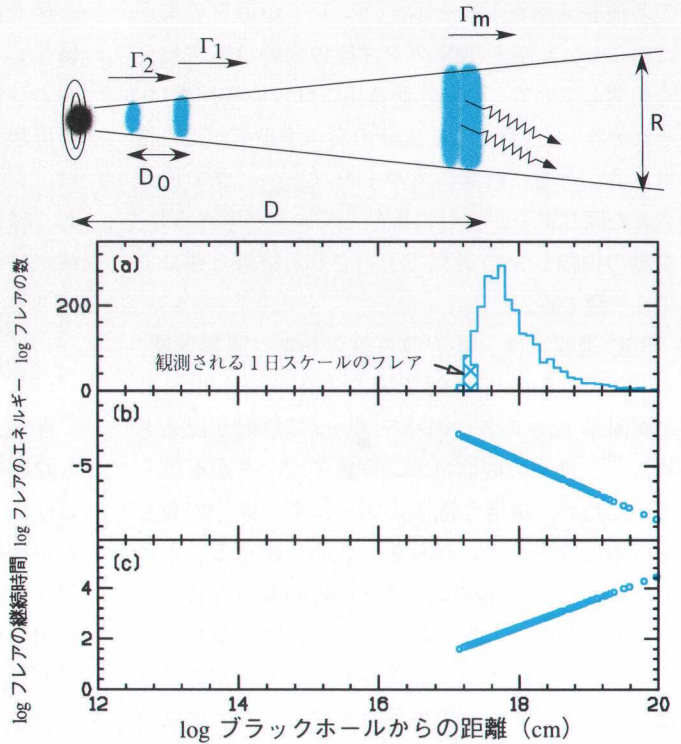


図4：内部衝撃波モデルによる加速の描像。X線、ガンマ線放射は、中心核から  $0.1\text{--}1 \text{ pc}$  離れた領域で初めて生ずる<sup>28)</sup>。(a) シェルの衝突頻度分布 (b) 衝突で生じた内部エネルギー  $E_m$  (c) 各衝突で起こるフレアの時間スケール  $t_{\text{shot}}$  (ksec)。

## 5. 今後の課題 — 相対論的ジェットのエネルギー輸送 —

ASCA を中心とした多波長同時観測により、活動銀河ジェットの理解は飛躍的に進歩した。しかしながら、我々が理解したのはジェットの内側のごく一部 (“sub-pc ジェット”) に過ぎない。実際、電波で観測される殆どのジェットは kpc から Mpc といった遙か遠方にまで伸びていることが知られている。近年まで、これらの kpc スケールジェットを X 線で観測することは不可能であったが、優れた角分解能 (0.5 秒角) を持つチャンドラの観測は X 線でも輝く kpc ジェットを続々と発見している<sup>(29), 30), 31)</sup>; 図5 参照)。これら大規模スケールのジェットの放射機構は未だ不明な点が多いが、いくつか



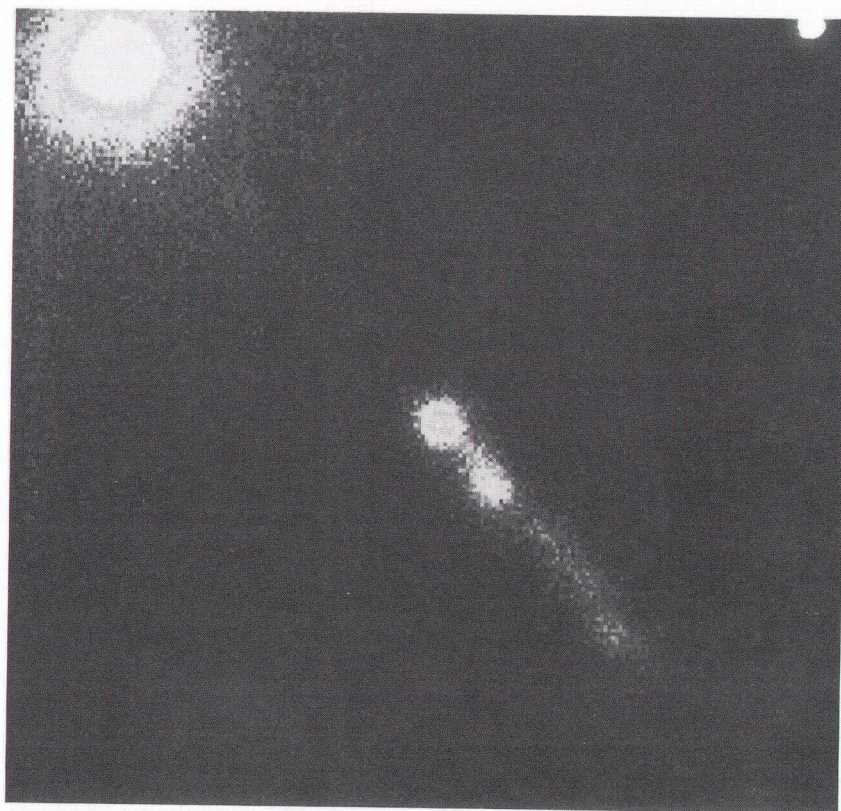


図5：チャンドラ衛星による3C273の10kpcジェット。sub-pcジェットは、明るいコアの部分に含まれる。

の点で sub-pc スケールジェットと異なっている。まず、光子密度は領域サイズの2乗に反比例して減少する。kpc スケールでは、シンクロトロン光子の逆コンプトン散乱は殆ど効かず、これに代わるものとしてマイクロ波背景放射を叩き上げていると考えられる<sup>32)</sup>。さらに、磁場の強さは銀河間磁場程度 ( $\sim \mu\text{G}$ ) と弱くなり、放射冷却が効きにくい。この場合、電子の最大加速エネルギーは放射冷却で決まるのではなく、加速領域のサイズで決まるようになる。これらは、超新星残骸における加速・放射機構と近似している。粒子は一度加速されると、冷却することなく Mpc といった遠方にまでたどりつくことが可能となる。kpc ジェットを持つ天体の殆どは、X線を逆コンプトン散乱で出していると考えられるが、中には電波からX線

までシンクロトロン放射が伸びる天体もある<sup>33)</sup>。このような天体では100 TeV以上まで粒子が加速されることが期待され、超新星残骸を超える宇宙線加速の現場として様々な可能性を秘めている。

sub-pc スケールジェットの放射は内部衝撃波で良く説明されるが、同じ機構でkpcジェットの放射を説明することは難しい。シュルの速度は衝突によって平均化され、kpcに到達する頃には殆ど一様なプラズマ流が形成されると考えられるからである。kpcスケールでは全く別な機構で衝撃波が形成され、粒子を加速しているに違いない。一つのアイデアとして、ジェットが銀河間ガスの局所的に濃い領域と衝突し、衝撃波が形成される可能性がある。この機構は外部衝撃波と呼ばれ、内部衝撃波よりも遥かに高い効率で粒子を加速することが





できる。実際 3C273 などの天体では、ジェットの持つ運動エネルギーは 10 kpc ジェットの方が sub-pc ジェットよりも 100 倍以上大きいことが示唆される<sup>34)</sup>。この相違をジェットのエネルギー輸送が時間変化した結果と捉えることもできるが、別の可能性も考えられる。つまり、sub-pc スケールでは内部衝撃波の効率の悪さから加速されなかった粒子が、10 kpc スケールで外部衝撃波により初めて加速され、放射に寄与するのかもしれない。非相対論的電子や陽子からの放射は極めて弱く、観測からジェット内部の存在量を知ることはできない。sub-pc スケールでは「隠れて」いた粒子が、10 kpc スケールではじめて姿を現しても何ら不思議ではないといえる。

### 参考文献

- 1) Koyama K., et al., 1995, Nature 378, 255
- 2) Tanimori T., et al., 1998, ApJ 497, L25
- 3) Gaisser T. G., 2001, AIP conf ser 558, 27
- 4) Ulrich M.-H., Maraschi L., Urry C. M., 1997, ARAA 35, 445
- 5) Vermeulen R. C., Cohen M. H., 1994, ApJ 430, 467
- 6) Hartman R. C., et al., 1999, ApJS 123, 79
- 7) Catanese M., Weekes T. C., 2000, PASP 111, 193C
- 8) Kubo H., 1997, PhD thesis, University of Tokyo
- 9) Inoue S., Takahara F., 1996, ApJ 463, 555
- 10) Kino M., Takahara F., Kusunose M., 2002, ApJ 564, 97
- 11) Sikora M., Begelman M. C., Rees M. J., 1994, ApJ 421, 153
- 12) Kubo H., et al., 1998, ApJ 504, 693
- 13) Fossati G., et al., 1998, MNRAS 299, 433
- 14) Kirk J. G., Rieger F. M., Mastichiadis A., 1998, A&A 333, 452
- 15) Ghisellini G., et al., 1998, MNRAS 301, 451
- 16) Takahashi T., Madejski G., Kubo H., 1999, APh 11, 177
- 17) Takahashi T., et al., 2000, ApJ 542, L105
- 18) Kataoka J., 2000, PhD thesis, University of Tokyo
- 19) Kataoka J., et al., 1999, ApJ 514, 138
- 20) Kataoka J., et al., 2000, ApJ 528, 243
- 21) Tashiro M., 1993, PhD thesis, University of Tokyo
- 22) Takahashi T., et al., 1996, ApJ 470, L89
- 23) Kataoka J., et al., 2001, ApJ 560, 659
- 24) Tanihata C., et al., 2000, ApJ 543, 124
- 25) Tanihata C., et al., 2001, ApJ 563, 569
- 26) Spada M., Ghisellini, G Lazzati. D., Celotti A., 2001, MNRAS 325, 1559
- 27) Rees M. J., 1978, MNRAS 184, 61
- 28) Tanihata C., 2002, PhD thesis, University of Tokyo
- 29) Chartas G., et al., 2000, ApJ 542, 655
- 30) Sambruna M., et al., 2001, ApJ 549, L161
- 31) Marshall H. L., et al., 2002, ApJ 564, 683
- 32) Tavecchio F., et al., 2000, ApJ 544, L23
- 33) Harris E. E., et al., 1998, ApJ 499, L149
- 34) Kataoka J., et al., 2002, MNRAS, in press

### Multi-wavelength Observations of Blazars and the Implications on Particle Acceleration in Jets

Jun KATAOKA

*Department of Physics, Faculty of Science, Tokyo Institute of Technology, JAPAN*

Tadayuki TAKAHASHI, Chiharu TANIHATA

*Institute of Space and Astronautical Science, JAPAN*

Hidetoshi KUBO

*Department of Physics, Faculty of Science, Kyoto University, JAPAN*

Abstract: It is widely recognized that the strong and variable non-thermal emission observed in blazars is due to a relativistic jet oriented at a small angle to the line of sight. In this paper, we briefly review the results from recent multi-frequency observations of blazars mainly organized with ASCA, and the advances in our understanding of the particle acceleration in jets. We also discuss the "power balance" between the sub-pc scale jet, and 10 kpc scale jet recently discovered with Chandra.