

高エネルギー天体からのガンマ線観測による 銀河間磁場の測定

高橋 慶太郎

〈熊本大学大学院自然科学研究科 〒860-8555 熊本県熊本市黒髪2-39-1〉

e-mail: keitaro@sci.kumamoto-u.ac.jp

市来 淨 與

〈名古屋大学素粒子宇宙起源研究機構 〒464-8602 愛知県名古屋市千種区不老町〉

e-mail: ichiki@a.phys.nagoya-u.ac.jp

井上 進

〈東京大学宇宙線研究所 〒277-8582 千葉県柏市柏の葉5-1-5〉

e-mail: sinoue@icrr.u-tokyo.ac.jp

森 正 樹

〈立命館大学理工学部 〒525-8577 滋賀県草津市野路東1-1-1〉

e-mail: morim@fc.ritsumei.ac.jp

宇宙のほとんどの天体は固有の磁場をもっていますが、銀河団を超えたスケールの銀河間磁場はいまだに直接観測がありません。銀河間ボイド領域では天体の活動が抑制されていると考えられるため、初期宇宙で生成された原始磁場がそのまま保存されている可能性があります。したがって銀河間磁場を観測することにより初期宇宙をのぞき見ることができるとも考えられるのです。本稿ではTeVブレーザーやガンマ線バーストなどの遅延2次ガンマ線の探査を通じて微弱な銀河間磁場を探る方法について紹介し、ブレーザー天体Mrk501の観測データからボイド空間の磁場に対して 10^{-20} Gaussという下限が得られたことを報告します。

1. 銀河間磁場と原始磁場

われわれの宇宙には惑星・星から銀河・銀河団まで固有の磁場をもつ天体がたくさんあり磁場はそれらの活動性に大きく関係していることが知られています。一方、銀河団を超えるスケール、すなわち大規模構造に付随した磁場や宇宙全体を満たす磁場の存在はまだ観測的には確立されていま

せん。このような磁場をここでは銀河間磁場と呼ぶことにします。銀河間磁場はもし存在すれば宇宙背景放射の非等方性や超高エネルギー宇宙線の伝播などに影響を及ぼすことが考えられています。しかし銀河間磁場の重要性はそれだけではありません。銀河間磁場には「初期宇宙の化石」が埋もれている可能性があるのです¹⁾。それは銀河間磁場がどのようにして生まれるのかに関連して

います。

では銀河間磁場の起源を考えてみましょう^{*1}。有力なメカニズムの一つに「原始磁場説」があります。「原始磁場説」は初期宇宙のある段階で宇宙全体に磁場が生成されるというもので、これまでインフレーション期での量子論的生成、相転移や再イオン化での非熱的プロセスによる生成、密度揺らぎによる生成などが議論されてきました。どの程度の強さ・スケールの磁場ができるかはモデルによって大きく異なりますが、天体形成以前（もしくは初期天体形成時）に宇宙全体を満たす磁場が生成されるという特徴があります。こうした原始磁場はやがて宇宙の構造形成とともに進化していき、ダイナモ機構によって増幅されるでしょう。もし十分な大きさ（ $\sim 10^{-20}$ Gauss）やスケール（ ~ 1 kpc）をもっていれば現在観測されている銀河磁場・銀河団磁場の種磁場になることができますし、大規模構造に付随する磁場にも進化していくでしょう²⁾。また物質が非常に薄い領域、いわゆるボイド領域では原始磁場はほとんど増幅されず、生成されたままの状態と保存されている可能性があります。今回のターゲットはこれつまり「原始磁場としての銀河間磁場」です。

ただ、モデルによっては磁場生成の場となる現象そのものがまだあまり理解できていないこともあり、そこから生まれる磁場のスペクトルに対する予言にも不定性があることに注意する必要があります。この点について個別のメカニズムごとに短くまとめておきます^{3), *2}。

- ・インフレーション：インフレーションは現象論的にはよく理解されていますがそもそもインフレーションを起こしているものが何なのかはわかっていません。そして磁場を生成するには電磁場と相互作用する未知の場を仮定

する必要があり磁場の生成量はこの仮定に大きく依存します。

- ・相転移：インフレーションの終了後、火の玉宇宙が膨張とともに冷えていくにつれて電弱相転移やクォーク・ハドロン相転移などさまざまな相転移が起きます。このような相転移では、場合によっては転移相のバブルが形成されバブルの衝突などの非熱的なプロセスを経て磁場が生成されることが指摘されています。しかしこれらのプロセスは極めて非線形であり相転移が実際にどのように進行するかはまだ研究途上の段階です。したがって磁場に対する定量的な予言は今のところ困難です。
- ・密度揺らぎ：晴れあがり以前の宇宙では電子が光子の風によって陽子から微小に引きはがされ、電場や電流が生まれることによって磁場も生成されます⁴⁾。このメカニズムの物理的な理解は進んでおり、小さなスケールほど強い磁場が生成されることがわかっています。そして生成される磁場の強さは密度揺らぎの大きさに依存します。ところが宇宙論的なスケール（ > 100 Mpc）の密度揺らぎは宇宙背景放射や銀河分布の観測によって精度よく測定されているものの、銀河スケール以下の小さいスケールの揺らぎの大きさはほとんど測定されていません。したがって小さなスケールでの磁場生成量には大きな不定性があります。
- ・再イオン化：再イオン化では初期天体から放出される電離光子の放射圧による電流・電場生成やピアマン効果により磁場が生成されると考えられています。しかし再イオン化自体天文学の最先端の研究テーマでありその解明に向けて理論的・観測的研究が今まに行わ

*1 存在が確定していないものに対してその起源を考えるというもおかしなことですが…

*2 構造形成に伴う衝撃波でピアマン効果により磁場が生成されるとする説もありますが、このメカニズムにより生成される磁場は大規模構造に付随しており、宇宙全体、特にボイドを満たすものではないためここではターゲットには含めません。

れているわけで、その付随物としての磁場生成の定量的研究はまだ始まったばかりです⁶⁾。生成される磁場の強さや分布は再イオン化を引き起こす天体の性質によって決まるでしょう。

このようにモデルによって不定性の度合いはさまざまですが、予言される原始磁場の大きさはおおざっぱに 10^{-25} - 10^{-15} Gauss 程度となっています。以上見てきたように原始磁場は初期宇宙のさまざまな現象が現在の宇宙に残す痕跡、「化石」なのです。したがってもし銀河間空間の磁場を測ることができれば、それは初期宇宙の現象の化石を発掘したことになります。磁場を通して初期宇宙ののぞき見るということです。ここに銀河間磁場の観測のモチベーションがあるのです。より具体的に言えば、もし各モデルの理論的な予言がより信頼できるものになり、例えば密度揺らぎ起源の磁場が最も大きいだろうとなったとき、銀河間磁場を測ることにより、ほかの方法では測定できない小さなスケールの揺らぎの大きさを測ることができるようになります。密度揺らぎは元はと言えばインフレーション期に生成されるものなので、小スケールの揺らぎの情報はインフレーションモデルを構築するうえでとても貴重です。

ただしここで銀河間磁場の起源のもう一つの説、「浸み出し説」についても触れておかななくてはなりません。これは銀河風やクェーサージェットによって天体中の磁場が銀河間空間に運ばれるというメカニズムです。現在の銀河磁場は 10^{-6} Gauss 程度なので、密度 1 cm^{-3} のこのような銀河ガスが銀河間空間に放出されて 10^{-6} cm^{-3} という密度に薄まったとしても 10^{-10} Gauss 程度になり、原始磁場と比べるととても強い磁場ということになります。一方、このようなメカニズムでは磁場は宇宙全体というよりは銀河の周辺の銀河間空間に分布することが期待されます。銀河風やクェーサージェットの活動史や放出されたガスの大規模構造の中での長期的な進化がよくわかっ

ていないためやはり銀河間磁場の定量的な予言は難しいですが、宇宙の体積の20%程度がこうした磁場に「汚染される」という見積りがあります⁷⁾。もちろんこの「汚染」という言葉は「銀河間磁場で初期宇宙をのぞく」という立場からのもので、銀河風やクェーサージェットの長期進化自体興味深いものですからやはり銀河間磁場の測定はほかの観測方法に替えがたい価値をもちます。

銀河間磁場の測定の意義についてはこのくらいにして、次の節で測定方法の説明をします。

2. ガンマ線ペアエコー

前の節で見たように、もし原始磁場が銀河間空間にきれいに残っているととしてもその強さは 10^{-25} - 10^{-15} Gauss と非常に弱いものです。これまで宇宙全体を満たすような磁場は、宇宙背景放射の非等方性或遠方の偏光電波天体のファラデー回転によって制限されてきており、だいたい 10^{-9} Gauss というオーダーの上限が得られています³⁾。したがって原始磁場に到達するにはまだまだ少なくとも6桁ほどのギャップがあります。これらの観測は Planck 衛星や次世代電波望遠鏡 SKA によって飛躍的に改善することが期待されますが、さすがに6桁の改善は難しいでしょう。

そこで注目したのがガンマ線ペアエコーとわれわれが呼んでいる高エネルギー天体からの2次ガンマ線です。この方法について以下で詳しく説明します^{8),9)}。

まず TeV ガンマ線を放射している天体を考えます。例えば Mrk421 や Mrk501 などの TeV ブレーザーがありますが、ガンマ線バーストも TeV 放射をする可能性が指摘されています^{10),11)}。TeV ガンマ線は天体から放射された後、地球に届くまでに宇宙赤外線背景放射 (CIB) の光子と対生成相互作用を起こすことがあります。例えば 1 TeV のガンマ線に対して天体の赤方偏移が 0.1 であれば光学的厚みは 1 程度、赤方偏移が 1 であれば光学的厚みは 10 程度になると予想されています (図1)。

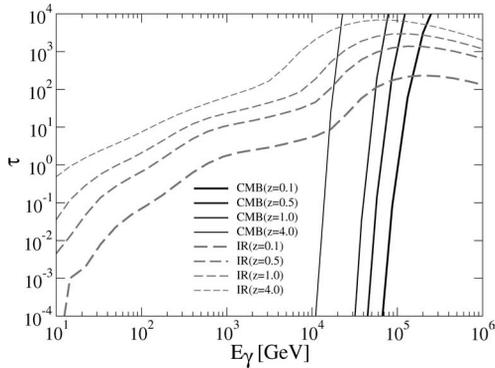


図1 宇宙赤外線背景放射と宇宙マイクロ波背景放射によるガンマ線吸収の光学的厚み. 赤外線についてはKneiskeら¹²⁾による.

この相互作用の結果、電子・陽電子のペアが生成されます。もともとのガンマ線（1次ガンマ線と呼ぶ）が高いエネルギーをもっているのでこの電子・陽電子ペアも高いエネルギー

$$E_c = 500 \text{ GeV} \left(\frac{E_{\text{pri}}}{1 \text{ TeV}} \right) \quad (1)$$

をもち、運動方向ももとのガンマ線とほぼ同じ方向です。ここで E_{pri} は1次ガンマ線のエネルギーです。そしてこの高エネルギー電子・陽電子は宇宙空間を漂う光子を逆コンプトン散乱します。散乱される光子としてはCIB光子も寄与しますが¹³⁾ マイクロ波背景放射光子がほとんどです。散乱された光子は1次ガンマ線に比べ2-3桁低いエネルギー

$$E_{\text{echo}} = 0.6 \text{ GeV} \left(\frac{E_{\text{pri}}}{1 \text{ TeV}} \right)^2 \quad (2)$$

をもちます。この2次ガンマ線は背景光子と対消滅するほど高いエネルギーをもたないので吸収されることなくそのまま地球に到達します。したがって吸収されたTeVガンマ線は電子・陽電子を経て最終的にはGeVガンマ線として地球に到達することになります。これは結果だけ見ると

TeVのエネルギーをもつ1次ガンマ線がGeVのエネルギーをもつ複数の2次ガンマ線に変換されるということです。変換の過程で対生成・対消滅を伴うのでわれわれはこれをペアエコーと呼んでいます。ここで重要なことはペアエコーが地球に到達するのは全く吸収や散乱を受けない低エネルギーのガンマ線 (<100 GeV) に比べて遅れるということです。これはペアエコーの生成過程で吸収・散乱のためその進行方向が微小に曲げられ（典型的な角度は電子陽電子のローレンツ因子の逆数 $\sim 10^{-6}$ ）、天体から地球に到達する経路が直線ではないからです*3（図2）。その遅延時間は

$$\Delta t_{\text{ang}} = 300 \text{ s} \left(\frac{E_{\text{echo}}}{1 \text{ GeV}} \right)^{-1} \quad (3)$$

と見積もられます。これは吸収・散乱によって引き起こされるので角度分散時間（angular spreading time）と呼ばれます。したがってペアエコーはTeVガンマ線の吸収によって引き起こされる遅延2次ガンマ線であると言えます。

さて、今のところまだ磁場は登場していません。宇宙空間に磁場が存在する場合上記の過程はどのような影響を受けるでしょうか。光子は磁場を感じないので影響を受けるのは電子・陽電子です。磁化した空間では荷電粒子はローレンツ力によって軌道が曲げられます。すると天体から地球に到達するTeVガンマ線→電子・陽電子→GeVガンマ線の経路はさらに直線からずれることになり、したがって遅延時間も伸びることになります。磁場による遅延時間は

$$\Delta t_{\text{mag}} = 200 \text{ s} \left(\frac{E_{\text{echo}}}{1 \text{ GeV}} \right)^{-3/2} \times \left(\frac{B}{10^{-19} \text{ Gauss}} \right)^2 \left(\frac{r_{\text{coh}}}{100 \text{ pc}} \right) \quad (4)$$

で、ここで B は電子・陽電子が伝播する領域の磁場の強さです。またここでは一様な磁場ではなく

*3 もしTeVガンマ線が天体から地球の方向に向かって放出されても散乱の角度によってはそのガンマ線が引き起こすペアエコーは地球に到達するとは限りません。しかし逆に言うとTeVガンマ線の方向が地球からずれていても散乱の結果ペアエコーが地球に到達する可能性があります。

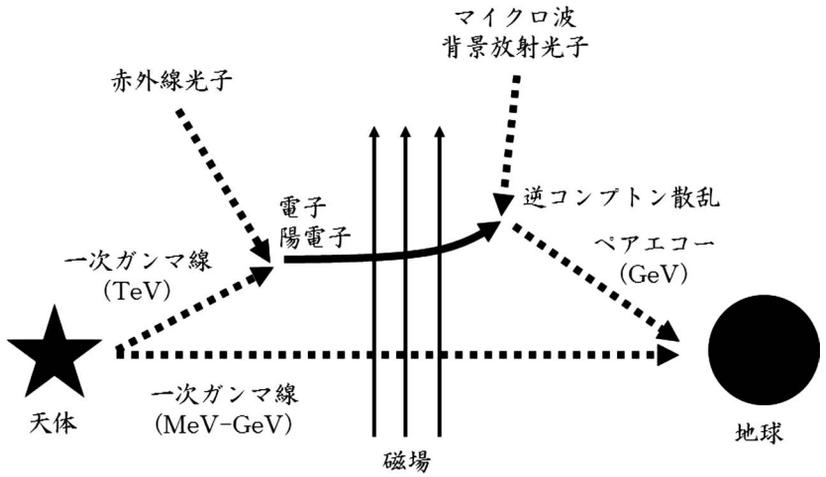


図2 ペアエコー概念図. TeV程度のエネルギーをもつガンマ線は宇宙赤外線背景放射光子によって吸収され、電子・陽電子のペアが生成される. 電子・陽電子は主にマイクロ波背景放射光子を散乱し、光子はGeV程度のエネルギーを得る. この二次的なガンマ線がペアエコーである. ペアエコーは吸収・散乱・磁場による荷電粒子の軌道の曲がりなどにより直接観測者に到達するガンマ線よりも遅れて到着する.

ランダムに分布した磁場を想定しており、 r_{coh} は磁場の相関長です. したがって原理的にはこの遅延時間を測ることにより磁場を測ることができます. これが高エネルギー天体からのペアエコーを使った磁場測定方法です.

ではもう少し詳しくこの磁場測定方法を見てみましょう. まず磁場による遅延時間は磁場の大きさの2乗に比例して大きくなります. 例えば現実的に測ることができる遅延時間を $100-10^6$ sとすればそれに対応する磁場は $10^{-19}-10^{-17}$ Gaussとなります. また遅延時間はペアエコーのエネルギーにもよります. これを考えるとこの方法は $10^{-20}-10^{-16}$ Gauss程度の磁場に感度があることになります. これは驚くほど弱い磁場です. ほかの方法より何桁も弱い磁場に感度があるのです. ただしここで注意すべき点があります. 一つは磁場がこれ以上強くなると遅延時間が長くなりすぎてペアエコーは観測できずこの方法は使えないだろうということです. また磁場が弱すぎる場合、極端に言えば磁場がゼロの場合でも吸収・散乱による角度拡散の遅延時間があります. したがって磁場が弱すぎるとペアエコーは観測できて

もそれは磁場の情報をもっていないのです. 以上のようにこの方法は磁場が強すぎても弱すぎても感度がなく、 $10^{-20}-10^{-16}$ Gaussの磁場に感度があるということです. まさに原始磁場のための方法と言えます.

先ほども述べたようにこの方法では電子・陽電子の伝播領域の磁場に感度があります. これが実際どのような場所なのかを考えるために今度はガンマ線や電子・陽電子の平均自由行程に着目してみましょう (図3). まずTeVガンマ線の平均自由行程は

$$\lambda_{\gamma} = 20 \text{ Mpc} \left(\frac{n_{IR}}{0.1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \quad (5)$$

ここで n_{IR} はそのガンマ線と電子・陽電子を対生成できるCIB光子の数密度です. 次に高エネルギーの電子・陽電子は伝播しながらいくつもの光子を逆コンプトン散乱してだんだんエネルギーを失っていきます. 1回の散乱の平均自由行程は

$$\lambda_{IC, scat} = 1 \text{ kpc} \quad (6)$$

であり、エネルギーを失う冷却長は

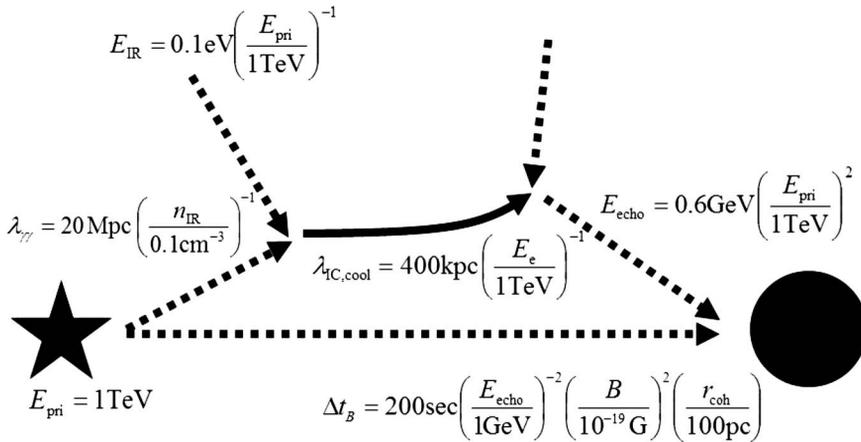


図3 ペアエコーにかかわるさまざまな数字.

$$\lambda_{IC,cool} = 400 \text{ kpc} \left(\frac{E_e}{1 \text{ TeV}} \right)^{-1} \quad (7)$$

となります。以上の典型的な数字から次のような状況が想像されます。まずTeVブレイザーなりガンマ線バーストなりからTeVガンマ線が放出されます。これが対消滅する平均自由行程は20 Mpcなのでほとんどのガンマ線はその天体が属する銀河や銀河団を抜け出してから対消滅します。そして逆コンプトン散乱の冷却長は400 kpcと非常に短いため、電子・陽電子からGeVガンマ線が生成される領域はとても小さいです。したがってこの方法で磁場を探ることができる領域は天体が属する銀河・銀河団の外に位置するのある局所的な領域であり、それは典型的にはボイド領域と期待されます。もちろん天体の場所によってはそれがたまたまほかの銀河や銀河団である可能性もあります。磁場を測っている領域がどこなのかは個々の適用例によってその都度確かめるべきですが、とにかくこの方法ではボイド領域の磁場を測ることが可能なのです。

ペアエコーの物理的説明については以上です。この方法がPlagaによって提唱されたのは1995年のことですが⁹⁾、次の節で見るようにペアエ

コーは一般的に暗く、また当時はGeV領域で感度の良い望遠鏡がなかったためあまり注目されることがありませんでした。しかしFermi衛星^{*4}や新世代のチェレンコフ望遠鏡の登場でにわかに観測可能性が高まり多くの研究がなされるようになりました。

次の節ではペアエコーのスペクトルや光度曲線などの具体的な計算例を見ていきます。

3. 計算例

ペアエコーのスペクトルやその時間発展は以下のようにして計算できます。必要なインプットは天体の情報（距離，1次ガンマ線のスペクトルと光度曲線），背景光子（赤外線・マイクロ波）の量，磁場の強さと相関長です。計算のポイントはペアエコーの遅延時間を正しく計算することです。典型的な遅延時間は1次ガンマ線の平均自由行程，電子陽電子の冷却長や吸収・散乱のときの典型的な散乱角度によって見積もることができですが，実際には吸収・散乱は確率的な要素を含むので1次ガンマ線→電子陽電子→2次ガンマ線の経路にはさまざまなパターンがあり遅延時間も個々のガンマ線によってさまざまです。したがっ

*4 <http://fermi.gsfc.nasa.gov/>

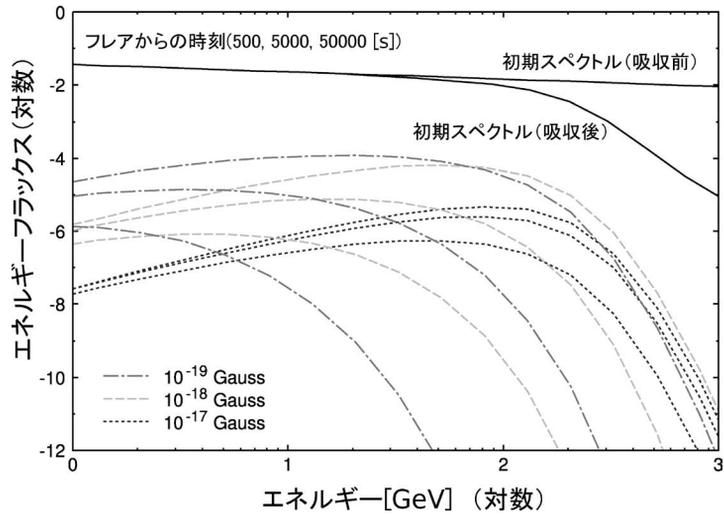


図4 ペアエコーのスペクトルとその時間変化. 実線は吸収前と吸収後の1次ガンマ線スペクトル. ペアエコースペクトルの時間発展が一点鎖線 ($B=10^{-19}$ Gauss), 破線 ($B=10^{-18}$ Gauss), 点線 ($B=10^{-17}$ Gauss) で示されている. 吸収されたエネルギーがペアエコーに変換されるが, そのスペクトルと時間変化は磁場の強さに依存する⁸⁾.

てあらゆる経路を確率的な重みづけをしたうえで計算に取り入れる必要があります⁸⁾.

図4はペアエコーのスペクトルとその時間発展の例です. ここでは高エネルギー天体として $z=0.3$ で起こったガンマ線バーストを想定し, 持続時間を50秒, 0.1-10 TeVで放射される等方換算の総エネルギーを 3×10^{53} ergと仮定しています. 図4の実線は1次ガンマ線の吸収前と吸収後のスペクトルでこれらの差が背景赤外線との対消滅によって吸収され, ペアエコーに転換されることとなります. ペアエコーのスペクトルはガンマ線バーストから500, 5,000, 50,000秒後のものが描かれており, 磁場の値として 10^{-19} , 10^{-18} , 10^{-17} Gaussの3通りの場合を示しています. まずある磁場の値に注目してスペクトルの時間変化を見てみると, 時間とともに暗くなっていることがわかります. しかもエネルギーが高いほど速く暗くなっていきます. これは(4)式を見てわかるとおりエネルギーが高いほど遅延時間が短いからです. 同様にして磁場が弱いほど遅延時間が短いことも図で確認することができます.

ここで注意すべきことは, ペアエコーの総エネルギーは1次ガンマ線の吸収量で決まるため, 磁場の強さにはよらないことです. したがって磁場が強いときには暗いペアエコーが長時間続き, 磁場が弱いときにはペアエコーは明るくなりますが短い時間で終わってしまいます. つまり磁場は総エネルギーが決まっているペアエコーをどういう時間スケールで配分するかを決めているということです. 先ほど磁場が強すぎてもこの方法では磁場は測れないと述べましたが, 図4からもわかるとおり磁場がある程度以上に強いとペアエコーが暗くなるので観測できなくなってしまうのです.

また1次ガンマ線の吸収量は背景赤外線の量で決まります. ところが背景赤外線はまだ十分な精度で測定されておらずその量には不定性があります. 特に直接観測によって求めるには太陽系や銀河系の寄与を差し引かねばならず, なかなか難しい問題です. しかし背景赤外線には銀河からの放射が少なからず寄与しており, 銀河の数を数えることによって背景赤外線の量の下限値を求めることができます. 背景赤外線を少なく見積もってお

くとペアエコーも暗く見積もられることになるので、次章で示すようにペアエコーが観測されないことから磁場に制限をつける、という場合には背景赤外線の下限值を用いて天体からの最低限のペアエコーを計算するのが安全です。

以上の計算において天体の情報はとりあえずありえそうなパラメーターを仮定して計算しましたが、次節で見るように実際の天体に適用するときにはTeVガンマ線の観測データをインプットとして使ってGeVのペアエコーを計算し、GeV領域の観測データと比較します。つまりGeV-TeVの同時観測が必要となるのです。ただ、ここで注意しなければならないのはTeVガンマ線を放射する天体は一般にGeVガンマ線も放射しているということです。したがってGeVガンマ線を観測したときにそれがペアエコーなのか、GeV領域の1次ガンマ線なのかを判別しなければなりません。そのようなことは可能でしょうか？

これを考えるために現実のTeVガンマ線の源の性質を見ておきましょう。先ほど述べたようにTeVガンマ線の源としては今のところTeVブレーザーが知られており、ガンマ線バーストも理論的にはTeV放射をしている可能性があります。ただ、この2種類の天体は大きく性質が異なります。最も大きな違いは時間的な性質です。ガンマ線バーストには本体の放射とその後の残光と呼ばれる放射があり、前者の継続時間は典型的には数十秒、長くても数百秒で、残光は時間のべき乗で単調に暗くなっていきます。一方、TeVブレーザーはフレアなどの大きな時間変動はあるものの基本的には長期間定常的に放射しています。両者ともそれぞれ特徴的なスペクトルや光度曲線があり、放射機構はある程度理解されています。したがってもしスペクトルや光度曲線が十分な精度と確からしきで予言できていればそれらの形から、観測されたGeVガンマ線が1次ガンマ線なのかペアエコーなのか判別することができます。ガンマ線バーストの残光に関しては比較的理解が進ん

でおりこのようなことができる可能性があります¹⁴⁾、やはり一般には難しいですし残光も完全に理解されているわけではないので現実的にペアエコーを同定することは困難であると言わざるをえません。

そこで現状ではペアエコーを同定して磁場を測定するのではなくペアエコーが観測されないことから磁場に制限を加えるということをするのがより確かな方法だと考えられます。観測されたGeVガンマ線がペアエコーであることを証明するのは難しいですが、ペアエコーの量に上限を置くことは比較的容易なのです。例えばGeV領域のフラックスで何らかの観測値が得られたとします。その中身はペアエコーかもしれませんし1次ガンマ線かもしれません。しかしペアエコーの存在量は多くてもその観測値であってそれを超えることはありません。また観測的に得られているのがフラックスへの上限である場合もそれがそのままペアエコーへの上限になります。そして、先ほど述べたようにペアエコーのフラックスは磁場が強いほど小さく、磁場が弱い極限で最も大きくなります。したがって観測されたGeVガンマ線のフラックスもしくはフラックスへの上限が磁場が弱い場合のペアエコーの予言値を下回っていれば、磁場はある程度強くなければいけないということになります。つまりこの解析で得られるのは磁場の下限値です。これまでほかの方法で得られているのは上限値であることに注意してください。

では次章で実際にこの手法をMrk501の観測データに適用した例を見ていきます。

4. Mrk501への適用

ではMrk501への実際の適用例を見ていきましょう¹⁵⁾。Mrk501はMrk421とともにTeVブレーザーの代表的な天体で、赤方偏移が $z=0.03$ と比較的近傍に位置し、少なくとも5 TeVまではスペクトルが伸びています。TeVブレーザーは一

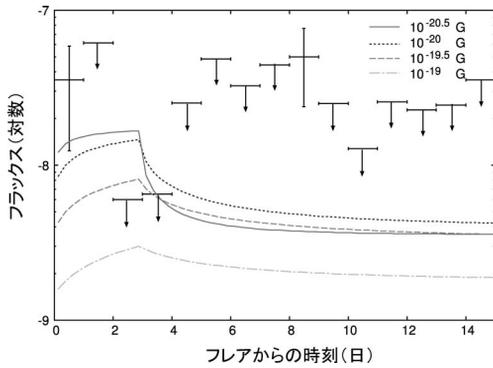


図5 Fermi LATによるMrk501の1-10 GeV領域のデータと予測されるペアエコーの光度曲線。Fermiの観測データ点の誤差棒は68%のもので矢印が付いたものは68%の上限值。曲線はさまざまな磁場の値でのペアエコーの予言値¹⁵⁾。

般に激しい時間変動を示しますが特にTeV領域ではフラックスが数倍から10倍ほども変化するフレアが見られることがあります。Mrk501についてもこれまで多くのフレアが観測されてきましたが、2008年8月から2009年11月までの480日間電波からTeVガンマ線まで大規模な多波長観測が行われ、その間に大きなTeVフレアが観測されました¹⁶⁾。私たちはこのTeVフレアに着目してペアエコーへの制限から磁場への下限を与えることに成功しました。

この多波長観測ではGeV領域はFermi衛星で、TeV領域はチェレンコフ望遠鏡MAGIC^{*5}とVERITAS^{*6}で観測されました。ペアエコーの観測的研究ではGeVとTeVの同時観測が必要だと先に述べましたが、まさにこの多波長観測でそれが480日間という長期間にわたって実現されたのです。

図5に結果が示されています。この図は横軸がTeVフレア開始からの時間(単位は日)、縦軸がフラックスで、TeVフレアはこの図の最初の3日間続きました。まず誤差棒や矢印付きのデータ点がFermi衛星のLAT検出器による1-10 GeV領域

の観測データで、誤差は68%、矢印が付いているものはフラックスの68%の上限となります。1日という積分時間では有意なフラックスはあまり検出できず、多くが上限となっていることがわかります。一方、曲線はMAGICやVERITASで観測されたTeV放射から予想される1-10 GeV領域のペアエコーの光度曲線で、曲線ごとに仮定されている磁場の強さが異なります。また磁場の相関長として100 pcが仮定されています。基本的に磁場が弱いほどTeV放射の変化に素早く反応するのでフレアが始まるとフラックスは急激に上昇し、フレアが終了すると急激に下降します。そして前節でも述べたように、磁場が弱いほどペアエコーのピーク時のフラックスは大きくなります。

この図を見ると、磁場が弱いときにはペアエコーの予想フラックスが観測の上限を超えることがあることがわかります。したがってとても弱い磁場は否定されることとなります。より厳密に統計解析を行うと、磁場は少なくとも 10^{-20} Gaussより強くなければいけないということが90%の信頼度で言えます。つまり前節で予告していたとおり磁場の下限値が得られるわけです。 10^{-20} Gaussという磁場はとても弱いですが、ほかの磁場観測手段と違って上限値が得られるのではなく下限値が得られることにこの方法の特徴と強みがあります。銀河間空間に磁場が全くないという可能性は否定されたわけです。

ここで一つ補足をしておきます。図5には1-10 GeVのガンマ線の有意なフラックスが観測されている日もあります。そのガンマ線は一体何なのでしょう？ 端的に言えばそれはわかりません。一次ガンマ線つまりもともとMrk501から出ているガンマ線かもしれませんし、ペアエコーかもしれませんし、全く別のものである可能性もあります。しかしこの解析においては観測されたGeVガンマ線が何に由来しているのかは関係あ

*5 <http://magic.mppmu.mpg.de/index.en.html>

*6 <http://veritas.sao.arizona.edu/>

りません。とにかくペアエコーのフラックスが観測データもしくは上限を超えないという事実を使っているだけです。フラックスへの上限も本来は1次ガンマ線とペアエコーを合わせたものへの上限なのでペアエコー単独への制限は本当はもっと厳しいはずですが、しかし1次ガンマ線がどの程度あるのかわからないので、われわれはこれをゼロと考えるという、ペアエコーを制限するうえでは最も不利な仮定をしているのです。したがってこの意味ではわれわれはとても「安全な」解析をしているということになります。

5. 議論とまとめ

では今回測ったのは実際にはどういう場所の磁場だったのでしょうか？ 第2節で述べたように、1次ガンマ線は典型的には20 Mpcほど進んでから赤外線光子と対消滅し、対生成される電子陽電子は400 kpc程度伝播する間にGeVガンマ線を多数生成してエネルギーを失います。したがって今回の例ではMrk501からわれわれの方向に向かって20 Mpcくらいの距離にある領域の局所的な磁場を測ったこととなります。もしこの領域にちょうど銀河や銀河団があれば 10^{-20} Gaussという下限はほとんど意味がありません。しかしSDSSによる宇宙地図を見てもこの領域はちょうどボイドの中にあることがわかります。したがってわれわれは本当に銀河間空間の磁場を測ることができたのです。

次に、今回得られた結果から原始磁場についてどのようなことが言えるでしょうか？ 第1節で述べたように原始磁場を生成するシナリオはたくさんあり、その予言はだいたい $B=10^{-25}-10^{-15}$ Gaussです。また原始磁場以外にも銀河風やクエーサージェットなどでも銀河間空間を磁場で満たすことができます。したがって可能性としては

1. 原始磁場は少なくとも 10^{-20} Gauss程度生成された
2. 銀河風などによりボイドは天体起源の磁場

で相当程度汚染されている

の二つがあります。もちろん今回はMrk501というただ一つの天体によってある一つの局所的な領域の磁場を測ったにすぎないので一般的な結論にもっていくことはできません。したがって今後さらにほかの天体に今回の方法を応用していく必要があります。また銀河からの汚染が少ないと思われる高赤方偏移の高エネルギー天体を利用することも有効でしょう¹⁷⁾。現在われわれはMrk501と並んで最も有名なTeVブレーザーの一つであるMrk421の解析を行っていますので近いうちにまた結果をご報告できると思います。いずれにせよ銀河間空間の磁場の測定によって初期宇宙の諸現象や銀河・クエーサーの活動性などについて新たな知見が得られると期待しています。

最後に、今回の方法と類似の方法で銀河間空間の磁場を制限している研究を簡単に紹介しておきます。今回われわれはペアエコーの時間的な遅れを利用してGeV領域の光度曲線から制限をつけました。しかしペアエコーでは時間的な遅れだけでなく、TeVからGeVへのエネルギーの転換によるスペクトルの変形¹⁸⁾ やイメージの広がり¹⁹⁾ も起こるのでこれらを利用してペアエコーそして磁場への制限をつけることができます。これらの方法では 10^{-16} Gauss程度のわれわれより強い下限が得られていますが、観測が行われていない時期のTeV放射について大きな仮定をしていたり、GeV領域でイメージの広がりを検出することに不定性があったりなど、いくつかの課題があります。いずれにせよペアエコーに関する研究はこれからも活発になされることが期待されます。

謝辞

ペアエコーの基礎段階での共同研究者である村瀬孔大氏（プリンストン高等研究所）、長滝重博氏（京都大学）、中村卓史氏（京都大学）、そしてMrk501の周りの環境について教えてくれた高見一氏（KEK）に感謝します。

参考文献

- 1) 市來淨與, 高橋慶太郎, 2006, 天文月報99, 568
- 2) Ryu D., Kang H., Cho J., Das S., 2008, Science 320, 909
- 3) Widrow L. M., et al., 2012, Space Science Reviews 166, 37
- 4) Ichiki K., Takahashi K., Ohno H., Hanayama H., Sugiyama N., 2006, Science 311, 827
- 5) Kulsrud R. M., Cen R., Ostriker J. P., Ryu D., 1997, Astrophys. J. 480, 481
- 6) Ando M., Doi K., Susa H., 2010, Astrophys. J. 716, 1566
- 7) Furlanetto S. R., Loeb A., 2001, Astrophys. J. 556, 619
- 8) Ichiki K., Inoue S., Takahashi K., 2008, Astrophys. J. 682, 127
- 9) Plaga R., 1995, Nature 374, 430
- 10) Totani T., 1998, Astrophys. J. 509, L81
- 11) Asano K., Inoue S., Meszaros P., 2009, Astrophys. J. 699, 953
- 12) Kneiske T. M., Bretz T., Mannheim K., Hartmann D. H., 2004, A & A, 413, 807
- 13) Murase K., Asano K., Nagataki S., 2007, Astrophys. J. 671, 1886
- 14) Murase K., Zhang B., Takahashi K., Nagataki S., 2009, MNRAS 396, 1825
- 15) Takahashi K., Mori M., Ichiki K., Inoue S., 2012, Astrophys. J. 744, L7
- 16) Abdo A. A., et al., 2011, Astrophys. J. 727, 129
- 17) Takahashi K., Inoue S., Ichiki K., Nakamura T., 2011, MNRAS 410, 2741
- 18) Neronov A., Vovk I., 2010, Science 328, 73
- 19) Ando S., Kusenko A., 2010, Astrophys. J. 722, L39

Observation of Intergalactic Magnetic Fields with Gamma-Rays from High-Energy Astronomical Objects

Keitaro TAKAHASHI

Graduate School of Science and Technology, Kumamoto University, 2-39-1 Kurokami, Kumamoto 860-8555, Japan

Kiyotomo ICHIKI

Department of Physics and Astrophysics, Nagoya University, Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya 464-8602, Japan

Susumu INOUE

Institute for Cosmic Ray Research, University of Tokyo, 5-1-5 Kashiwa-no-Ha, Kashiwa, Chiba 277-8582, Japan

Masaki MORI

Department of Physical Sciences, Ritsumeikan University, 1-1-1 Noji Higashi, Kusatsu, Shiga 525-8577, Japan

Abstract: Although most celestial objects are known to possess their own magnetic fields, observational evidence has been lacking for magnetic fields in intergalactic space on scales larger than those of clusters of galaxies. Since the activity of astrophysical objects is likely to be subdued inside intergalactic voids, such regions may possibly have retained primordial magnetic fields generated at very early epochs, whose observation could give us insight into the early Universe. Here we discuss methods to probe weak intergalactic magnetic fields by searching for delayed secondary gamma rays from high-energy sources such as TeV blazars or gamma-ray bursts, and show that a lower limit on intergalactic magnetic fields of 10^{-20} Gauss can be derived from current data for the blazar Mrk501.