

宇宙ガンマ線観測による素粒子物理学研究

名古屋大学 太陽地球環境研究所

田島 宏康

tajima(at)stelab.nagoya-u.ac.jp

2012年(平成24年)8月15日

1 宇宙ガンマ線観測

ガンマ線は高エネルギー粒子の相互作用や重い質量を持った素粒子の崩壊・対消滅などで生成されるため、宇宙ガンマ線の観測は、宇宙で起きているこうした高エネルギー現象の探査に有用です。高エネルギーニュートリノや荷電宇宙線の観測でも原理的には同様の研究が可能です。宇宙ニュートリノ観測は巨大な検出器を必要とし、荷電宇宙線は銀河系内の磁場中では直線に進みませんので、現状では宇宙ガンマ線がもっとも有効な探査方法だと考えられています。ただし、ガンマ線は地球の大気で吸収されてしまいますので、人工衛星を利用した観測が伝統的に行われてきました。1967年にNASAによって打ち上げられたOSO-3 (Third Orbiting Solar Observatory)[1]を始めとして1991年に打ち上げられたコンプトンガンマ線衛星に搭載されたEGRET (Energetic Gamma Ray Experiment Telescope)[2]にいたるまで次第に改良を重ね、初期には数百しかなかったガンマ線の検出数が百万を超えるまで検出器の性能は向上しました。その結果、2000年までに271個のガンマ線源を検出するまで発展しました[3]。そういった状況で日本・アメリカ・フランス・イタリア・スウェーデンによって国際共同開発されたのがフェルミ・ガンマ線宇宙望遠鏡に搭載されたLAT (Large Area Telescope)[4, 5]です。(今後はFermi-LATと略します。) 打ち上げ以前はGLAST (Gamma-ray Large-Area Space Telescope) missionと呼ばれていましたが、2008年の打ち上げ後にフェルミと命名されました。EGRETではガンマ線から対生成された電子、陽電子の飛跡検出器としてスパークチェンバーを採用していましたが、Fermi-LATではシリコンストリップ検出器を採用することで角度分解能を向上させると同時に広視野(~ 2.4 sr)も確保しています。我々日本グループは、シリコンストリップ検出器の開発、較正、運用で主要な役割を果たしています。カロリメータには、ホドスコープ化したCsI(Tl)シンチレータを採用し、シャワー発展を捉えることで、全吸収でき

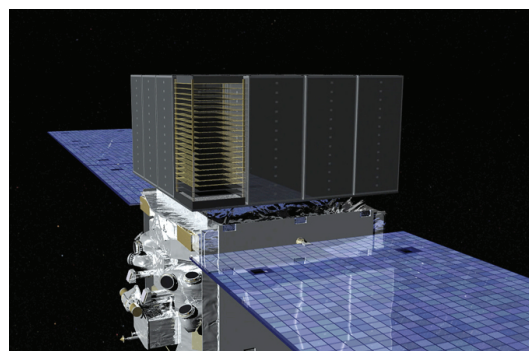


図1: Fermi-LATの概念図。大きさは1.8 m × 1.8 m × 0.72 mで、重量は2789 kg、消費電力は約650 Wになります。

ないエネルギー領域でも精度よいエネルギー測定を可能としています。また、ファイバー読み出しのプラスチック・シンチレータで囲うことで、ガンマ線の10万倍近いレートの荷電粒子バックグラウンドを排除します。図1にFermi-LATの概要を示します。

前述の通り、人工衛星による宇宙ガンマ線観測が主流を占めてきましたが、打ち上げ能力の限界により、そのエネルギー帯域は \sim TeVが上限となります。地上チェレンコフ望遠鏡はガンマ線によって引き起こされる電磁カスケードからのチェレンコフ光を12–17 mの鏡で集光し、500–1000個の光電子増倍管からなるカメラで検出することで、TeVガンマ線を観測することを可能にします。電磁カスケードの形はハドロン・バックグラウンドの排除やガンマ線到来方向の測定に、チェレンコフ光の光量は全エネルギーの測定に利用されます。ただし、望遠鏡の光学系の限界から視野は8–10度程度(0.02 sr)に限定されるため、一度に多くのガンマ線源を観測することができません。複数の望遠鏡で同じ電磁カスケードを観測することで、角度分解能やハドロン・バックグラウンドの排除能力をさらに改善し、感度を飛躍的に向上させることが可能です。近年、H.E.S.S.[6]、MAGIC[7]やVERITAS[8, 9]などの地上チェレンコフ望遠鏡が複

数の望遠鏡による観測を開始し、TeV ガンマ線観測にめざましい発展をもたらしています。

このように現代的な素粒子実験の技術を利用した宇宙ガンマ線観測機器の開発は、宇宙で起きている高エネルギー現象の解明に革新をもたらし、宇宙物理だけでなく素粒子物理学研究の進展にも大きく貢献しています。この研究紹介では、近年の宇宙ガンマ線観測によって可能となった素粒子物理学研究の代表的な二例を解説します。

2 ローレンツ不変性の検証

ガンマ線で観測できる銀河系外の天体は、超巨大ブラックホールを中心を持つ活動銀河核やガンマ線バーストがおもになります。これらの天体は、その多くが赤方偏移で1以上(77億光年、宇宙年齢の半分以上に相当)の遠方に存在し、活動銀河核で赤方偏移 ≈ 3.1 (115億光年に相当)まで、ガンマ線バーストで赤方偏移 ≈ 4.3 (122億光年に相当)まで分布します。そうした遠方から到来するガンマ線を観測することで、初期宇宙の環境や宇宙空間(真空)の性質を探ることが可能となります。その典型的な例がガンマ線バーストを利用したローレンツ不変性(光速度不変の原理)の検証です。量子化した重力理論の一部の枠組み[10, 11, 12]では、時空がPlanckスケールで構造を持つことにより、光速度がエネルギーに依存し、光速度不変の原理を破ることを予言します。 M_{QG} を量子重力理論の質量スケールとすると、光速度のエネルギー依存性は一般的に

$$\left| \frac{v_\gamma}{c} - 1 \right| \approx \left(\frac{E_\gamma}{M_{\text{QG}} c^2} \right)^n,$$

と表現でき、 n は枠組みによって1または2となります。 M_{QG} は、Planckスケールから大きく離れることはありませんので、量子重力理論で予測される光速度のずれは、地上の加速器で生成できるガンマ線のエネルギー帯域($\lesssim \text{TeV}$)において $n=1$ の場合でもせいぜい 10^{-7} 程度であり、1000 kmの飛距離でも時間差は0.1 ns程度にしかありません。このように微少な光速度のずれを測定するには、まさに「天文学的な」距離を必要とするため、ガンマ線バーストと呼ばれる天体現象が光速度不変の原理の検証に有効であると注目を集めていました[13]。ガンマ線バーストは、宇宙のどこかでガンマ線が一秒以下から数十秒という短い時間に大量に放出される現象です。ガンマ線バーストの正体はまだはっきりとは解明されていませんが、その多くは数十億光年以上という極めて遠方で発生した極超新星爆発または中性子星やブラックホール連星の融合に伴う現象であることが分かってきました。ガンマ線バーストは、超遠方で短時間に高いエネルギーの光子を放射するため、光速度のエネルギー依存性の検証には最適な光源ということになります。

2009年5月10日に観測したガンマ線バーストは、73億光年(赤方偏移 0.903 ± 0.003)の遠方で発生し、図2に示すように31 GeVのガンマ線がバーストの開始から0.83秒後に到来しており、光速度のエネルギー依存性の検証には最適な条件が整っていました[14]。保守的に見積もってこの31 GeVのガンマ線がバーストの開始と同時に放射されたと仮定した場合でも、遅れの最大値は0.83秒となり、 $n=1$ の M_{QG} の下限値はPlanck質量の1.19倍となります。実際には、31 GeVのガンマ線は低エネルギー領域での活動のピークとほぼ同時に観測されており、同時に放射されたと考えるのがもっとも自然です。その場合は、遅れは10ミリ秒以下となるので、 M_{QG} の下限値はPlanck質量の100倍以上ということになります。この結果は、量子重力理論のいくつかの枠組み[10, 11, 12]と矛盾するため、そのような枠組みをすべて棄却することになり、実証が極めて困難だと考えられていた量子重力理論に対して、初めて観測結果から厳しい制限を課すことに成功しました。

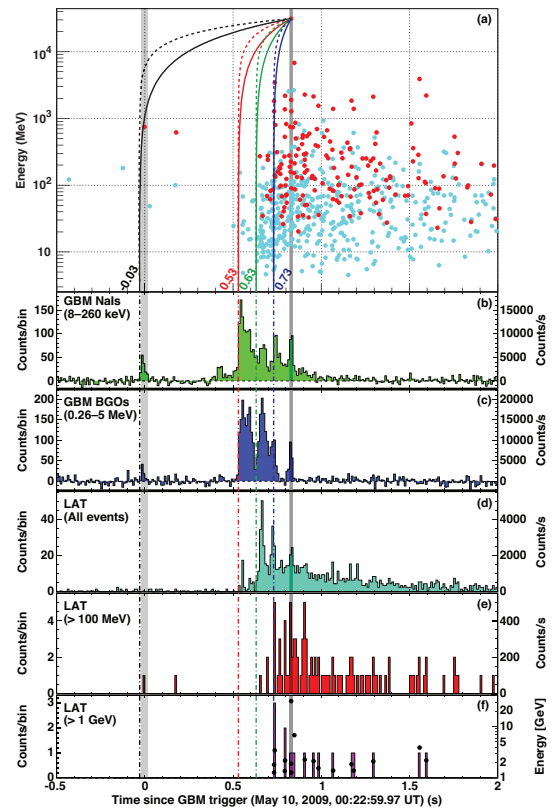


図2: (a) ガンマ線エネルギーと到来時刻の関係。到来時刻はトリガー時刻を基準としています。実線とダッシュ線は、 $t = -30$ ms (黒), 530 ms (赤), 630 ms (緑), 730 ms (青)に放射されたと仮定した場合の、一次($n=1$)と二次($n=2$)のエネルギー依存性に対応する到来時刻を示しています。(b)–(f) 異なるエネルギー帯域におけるガンマ線の計数率の時間依存性。(f)では、個々のガンマ線のエネルギーと到来時刻の関係も示しています。

3 暗黒物質探索

現在の宇宙論の標準模型である Λ -CDM (Cold Dark Matter) 模型 [15] では、宇宙は宇宙定数 (Λ) と暗黒物質が支配的であり、我々が素粒子物理学でおもに研究してきた素粒子は、たかだか全宇宙の 4% 程度しか占めていないこととなります [16]。しかし、このように宇宙の大部分を占める暗黒エネルギー (Λ) や暗黒物質の実体は、いまだ宇宙最大の謎の一つであり糸口もつかめていない状態です。

暗黒物質の場合、非相対論的速度 (cold)、相互作用が弱い、ほぼ非バリオンなどの性質を満たす候補として、MACHO (Massive Compact Halo Objects)、アクシオンや WIMP (Weakly Interacting Massive Particles) などが挙げられます。(ニュートリノは相対論的速度を持つため CDM とは整合しません。) MACHO は、ブラックホール、中性子星、褐色矮星や浮遊惑星などが考えられます。ただし、バリオンである MACHO が暗黒物質としての役割を果たすためには、バリオンが光子と切り離される宇宙の晴れ上がり以前に MACHO となって質量ゆらぎを発達させる必要がありますが、それはほぼ不可能と考えられます。さらに、重力レンズ効果を利用した MACHO、EORS、MOA や OGLE 実験などによって、MACHO が暗黒物質の主要成分にはなり得ないことが観測的に確認されました [17, 18]。アクシオンは強い相互作用における CP 対称性の破れを回避するために導入された素粒子ですが、極低温でボーズ・アインシュタイン縮退状態にあるため質量が軽くても非相対論的速度を持ちます。ただし、過去の実験や観測によって質量範囲が $10^{-6} - 10^{-3}$ eV 程度に制限されています。アクシオン探索でも、遠方の活動銀河から飛来するガンマ線が銀河間磁場でアクシオンを生成したり、生成されたアクシオンが遠距離を飛来する間に銀河間磁場でガンマ線を生成する効果を探索することで、宇宙ガンマ線観測が有効な制限を与えつつあります。

WIMP は宇宙初期の高温のプラズマ中での生成・消滅の熱的平衡状態からの残存粒子であると考えられています。その場合、初期宇宙の温度が WIMP の質量を下回った後、WIMP の対消滅断面積と比較してその密度が十分に小さくなった時点で密度が固定 (WIMP の寿命は宇宙年齢より十分に長いと仮定) されますので、現在の観測される暗黒物質の密度から、暗黒物質の対消滅断面積は $\langle\sigma_A v\rangle \approx 2.8 \times 10^{-26}$ cm³/s と計算できます。このように WIMP が熱的残存粒子と仮定した場合、期待される質量範囲 (GeV–TeV) と対消滅断面積は、電弱相互作用の対称性の破れに関わる素粒子 (もともと軽い中性超対称性粒子や余剰次元模型による第一励起粒子などが具体的な候補) に期待される質量 (数百 GeV) と対消滅断面積と良く一致します。これらのパラメータの取り

得る範囲が 70 桁に及ぶことを考えると、このような一致は奇跡的 (WIMP Miracle) であり偶然の一致とは考えにくいいため、WIMP を暗黒物質の最有力候補と考える人が多くいます。

WIMP に期待されるパラメータ (質量、対消滅断面積、散乱断面積、対生成断面積など) の範囲は広いいため、その探索には加速器実験、直接探査実験、間接探査実験など様々な手法が用いられています。LHC などの加速器実験では、かなり小さな対生成断面積まで WIMP を探索でき、発見できればその質量や断面積を精密に決定できますが、その質量範囲は LHC のエネルギーで制限され当面はその範囲を広げることは困難です。一方直接探査実験では、大深度地下の低バックグラウンドの環境で、WIMP による核子散乱を検出します。この方法では、WIMP 質量が重いほど大きな散乱エネルギーが期待できるため、検出できる質量に実質的な上限がなく加速器実験と相補的です。ただし、低エネルギー領域では検出効率が低下しバックグラウンドも増加するため、いくつか矛盾する検出結果と上限値が存在しており、混沌とした状況にあります。間接探査実験では、WIMP の対消滅によって生成されるガンマ線、陽電子、反陽子、反重水素、ニュートリノなどを検出します。間接探査実験は対消滅断面積に感度を持つため、熱的残存 WIMP 仮説で期待される対消滅断面積と直接比較が可能であり、実験から得られた上限値が期待値を下回る質量領域を排除できる利点があります。中でもガンマ線は銀河磁場中でも直進するため、発生源を特定することが可能で、有力な探査方法です。

ガンマ線による WIMP 間接探査実験では、WIMP の密度分布の不定性が大きく、銀河系近傍でのバックグラウンドが場所に大きく依存するため、WIMP が集積していると考えられる様々な場所を観測します。WIMP 対消滅によるガンマ線の強度は銀河中心がもっとも高い訳ですが、同時にガンマ線を放射する天体や拡散ガンマ線も多いため、バックグラウンドの系統誤差が支配的となります。銀河中心から少し離れた場所では、バックグラウンドを低減できますが、信号の強度も低くなります。バックグラウンドをさらに低減できる銀河中心からかなり離れた場所や銀河系近傍には、WIMP の塊が形成されていると考えられていますが、WIMP 密度がそれほど高くないことや系外の場合は距離が離れることもあり、ガンマ線の強度はさらに下がります。銀河系外では、銀河団や拡散背景ガンマ線 (大部分は未検出の系外ガンマ線点源) などで信号を探索できますが、信号強度が低い上、活動銀河核などによるバックグラウンドも無視できません。上記の信号対バックグラウンド比はエネルギーに依存しますので、ガンマ線による WIMP 探索の最適な方法はエネルギー帯に依存します。また、バックグラウン

ド除去の方法の改善が進むにつれて、バックグラウンドが支配的な場所での探索も今後有力になっていきます。

Fermi-LAT による GeV ガンマ線領域における WIMP 間接探索では、銀河系内のバックグラウンドが大きいため、銀河系近傍の伴銀河である矮小楕円銀河での WIMP 探索の感度をもっとも高くなっています。矮小楕円銀河では、暗黒物質の割合が非常に高くバリオンに起因するガンマ線バックグラウンドがほとんどないことが特徴です。この観測では、10 個の矮小楕円銀河の方角からの 2 年間のガンマ線データを解析しましたが、WIMP の信号は検出できませんでした。この結果から得られるガンマ線の流束 (単位時間・面積あたりのガンマ線量) の上限値を WIMP の対消滅断面積に変換する係数は、WIMP の密度・速度分布と相互作用の終状態に依存します。不定性の大きい WIMP の密度分布には NFW (Navarro-Frenk-White) 分布 [19] を仮定していますが、それぞれの矮小楕円銀河に存在する WIMP の質量は星の速度分散から観測的に強く制限されるため、最終的な変換係数の密度分布に対する依存性は弱くなります。図 3 は、 $b\bar{b}$, $\tau^+\tau^-$, $\mu^+\mu^-$, W^+W^- 終状態を仮定した場合の 95% の信頼性における対消滅断面積の上限値の WIMP 質量に対する依存性を示しています。この上限値は WIMP の密度分布の不定性に起因する誤差 (約 30%) を含んでいます。また、参考として示している熱的残存 WIMP の仮説から予測される対消滅断面積と比較すると、 $b\bar{b}$ 終状態で $\sim 27 \text{ GeV}/c^2$ まで、 $\tau^+\tau^-$ 終状態で $\sim 37 \text{ GeV}/c^2$ までの質量領域が排除できることになります。

一方の地上チェレンコフ望遠鏡による TeV ガンマ線領域における WIMP 間接探索も、矮小楕円銀河の観測が実施されていますが、Fermi-LAT ほどよい感度を得られていません。Fermi-LAT はその広視野を生かして全天走査をしているため、多くの観測対象を同時に観測でき、矮小楕円銀河における WIMP 探索の感度向上に寄与していますが、地上チェレンコフ望遠鏡の視野は非常に狭く、一度に一つのガンマ線源しか観測できないため、多くの矮小楕円銀河を観測する時間を十分にとることができません。一方 TeV ガンマ線領域では、銀河系系内のバックグラウンドが高エネルギーで急激に減少し等方的な宇宙線電子に起因するバックグラウンドが支配的となることから、銀河中心近傍での WIMP 探索の感度をもっとも高くなっています。H.E.S.S. 実験による観測では、銀河中心近傍で WIMP 密度の高い領域 (中心から約 1-2 kpc) と隣接した WIMP 密度が若干低い領域 (約 2-4 kpc) を同時に観測し、WIMP の密度分布の不定性に対する依存性が小さい領域を選択することで系統誤差を抑えています。前述の通り、このエネルギー領域では等方的な宇宙線電子に起因するバックグラウンドが支配的であるため、この二つの領域でのガンマ

線強度差を測定することで WIMP の信号を探索しましたが、特に WIMP に起因すると思われる信号は検出できませんでした。図 4 は、この解析から得られた対消滅断面積の上限値 (95% の信頼性) の WIMP 質量に対する依存性を示しています。黒の点線と実線は、二つの異なる WIMP 密度分布を仮定した場合の違いを示しています。Sagittarius[20] (青), Willman 1 (シアン), Ursa Minor[21] (マゼンタ), Draco[22] (緑) などの矮小楕円銀河観測で得られた上限値も比較のためダッシュ線で示しています。緑の点は DarkSUSY 模型 [23] から予測されるパラメータ空間を示しています。もっとも感度が高い $1 \text{ TeV}/c^2$ 付近でもその上限値は、熱的残存 WIMP の仮説から予測される対消滅断面積の約一桁高いため、さらなる感度の向上が望まれます。

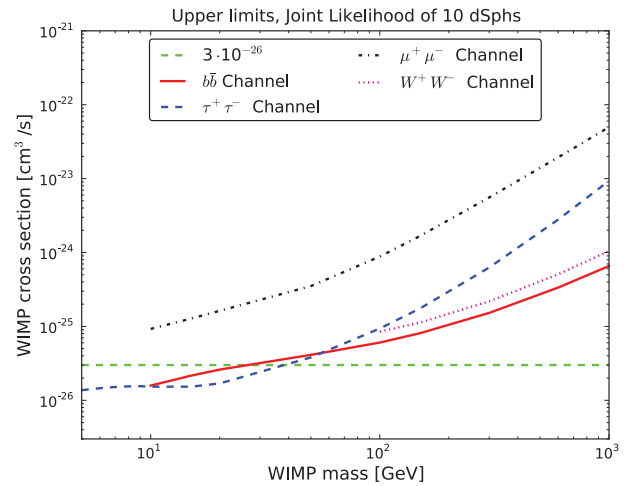


図 3: Fermi-LAT による 10 個の矮小楕円銀河観測で得られた 95% の信頼性での対消滅断面積の上限値の WIMP 質量に対する依存性。

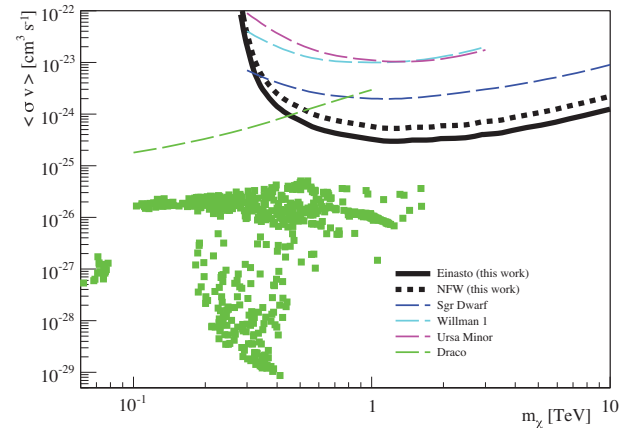


図 4: 地上チェレンコフ望遠鏡による観測で得られた 95% の信頼性での対消滅断面積の上限値の WIMP 質量に対する依存性。

4 今後の展望

今回の Fermi-LAT による WIMP 探索の上限値は2年間の観測に基づいていますが, Fermi-LAT は最低7年間の運用が保証されており, 約10年間の運用が期待できます。また, 今後さらに発見される矮小楕円銀河(すでに20個発見済み)を解析対象に追加(全天走査のためデータは既に蓄積済み)することでさらに感度の向上が見込めます。特に $100 \text{ GeV}/c^2$ 以上の領域はバックグラウンドが存在しないため, 統計の平方根ではなく線型に比例して上限値を改善することが期待されます。その結果, 30個の矮小楕円銀河を10年間観測することで, $0.8\text{--}0.9 \text{ TeV}/c^2$ まで熱的残存 WIMP 仮説から予測される対消滅断面積よりよい感度を実現できます。また, TeV ガンマ線領域では, 次世代の地上チェレンコフ望遠鏡である CTA (Čerenkov Telescope Array) 計画の開発が現在進んでおり, Fermi-LAT が運用を停止する以前に観測を開始する予定です。CTA が実現すると, 感度が10倍以上向上し観測エネルギー帯域も広がるため, 数 $100 \text{ GeV}/c^2$ から $2 \text{ TeV}/c^2$ 付近まで熱的残存 WIMP 仮説から予測される対消滅断面積よりよい感度を実現できると予測しています。図5に現在の上限值と10年後に予測される上限値をまとめます。もし WIMP の質量が $2 \text{ TeV}/c^2$ 以下であれば, 今後10年間に WIMP 対消滅によるガンマ線の信号を検出し, 暗黒物質の謎に迫ることが期待できます。

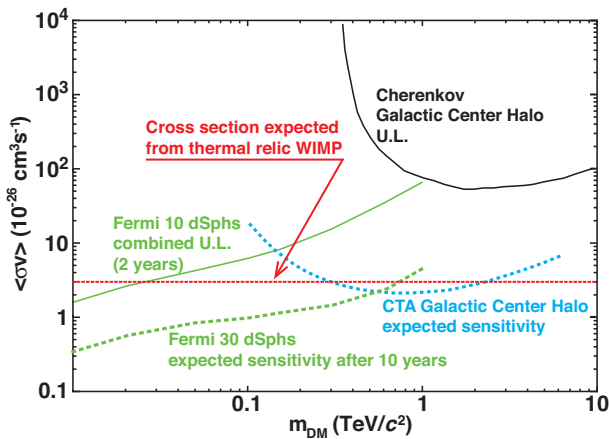


図5: 今後10年間で期待できる対消滅断面積の上限値(95%信頼性)のWIMP質量に対する依存性と現在の観測結果。

参考文献

[1] W. L. Kraushaar *et al.*, *ApJ* **177**, p. 341 (November 1972).
 [2] G. Kanbach *et al.*, *Space Sci. Rev.* **49**, 69 (1988).

[3] R. C. Hartman *et al.*, *ApJS* **123**, 79 (July 1999).
 [4] 大杉節, 深澤泰司, 水野恒史, 釜江常好 and 田島宏康, *高エネルギーニュース* **27**, 59 (2008).
 [5] W. B. Atwood *et al.*, *ApJ* **697**, 1071 (June 2009).
 [6] H. E. S. S. collaboration, *ArXiv Astrophysics e-prints astro-ph/0307452* (July 2003).
 [7] J. Albert *et al.*, *ArXiv e-prints 0709.3763* (September 2007).
 [8] J. Holder *et al.*, *Astroparticle Physics* **25**, 391 (July 2006).
 [9] J. Holder *et al.*, Status of the VERITAS Observatory, in *American Institute of Physics Conference Series*, 2008.
 [10] D. Mattingly, *Living Reviews in Relativity* **8**, p. 5 (September 2005).
 [11] T. Jacobson, S. Liberati and D. Mattingly, *Annals of Physics* **321**, 150 (January 2006).
 [12] G. Amelino-Camelia, *ArXiv e-prints 0806.0339* (June 2008).
 [13] G. Amelino-Camelia, J. Ellis, N. E. Mavromatos, D. V. Nanopoulos and S. Sarkar, *Nature* **393**, 763(June 1998).
 [14] A. A. Abdo *et al.*, *Nature* **462**, 331 (November 2009).
 [15] J. P. Ostriker and P. J. Steinhardt, *ArXiv Astrophysics e-prints astro-ph/9505066* (May 1995).
 [16] E. Komatsu *et al.*, *ApJS* **192**, p. 18 (February 2011).
 [17] C. Alcock *et al.*, *ApJ* **542**, 281 (October 2000).
 [18] C. Afonso *et al.*, *A&A* **400**, 951 (March 2003).
 [19] J. F. Navarro, C. S. Frenk and S. D. M. White, *ApJ* **462**, p. 563(May 1996).
 [20] F. Aharonian *et al.*, *Astroparticle Physics* **29**, 55 (February 2008).
 [21] V. A. Acciari *et al.*, *ApJ* **720**, 1174 (September 2010).
 [22] A. A. Abdo *et al.*, *ApJ* **712**, 147 (March 2010).
 [23] P. Gondolo, J. Edsjö, P. Ullio, L. Bergström, M. Schelke and E. A. Baltz, *J. Cosmology Astropart. Phys.* **7**, p. 8 (July 2004).