Proc. Sch. Sci. TOKAI UNIV.
48 (2013) 83–89

素粒子ダークマタープロファイルに関する比較研究法

古澤智，北林照幸

〒 259-1292 神奈川県平塚市北金目 4-1-1
東海大学 理学部 物理学科
（2012 年 9 月 20 日受付；2012 年 11 月 28 日受理）

Comparative methods of studying dark matter density profiles

by

Satoshi Furusawa and Teruyuki Kitabayashi[*1]

Department of Physics, Tokai University,
4-1-1 KitaKamane, Hiratsuka, Kanagawa, 259-1292, Japan
[*1]E-mail: teruyuki@keyaki.cc.u-tokai.ac.jp
(Received on Sept. 20, 2012; accepted on Nov. 28, 2012)

概要

We propose a simple comparative method to study the density profiles of the particle dark matter halo. We show that total fluxes of the standard model particles from particle dark matter annihilations (and decays) as well as standard deviations of those will be useful indexes to investigate the differences in the profiles.

1 はじめに

我々の宇宙には光では観測できないダークマターが大量に存在している [1].「ダークマター」という名称は付けられているものの，その正体は不明である．ダークマターの正体については様々な説が提案されているが，観測から推定されているダークマターの量を無理なく説明できることなどから，ダークマターの正体は WIMP (Weakly Interacting Massive Pareticle：弱い相互作用をする重たい粒子) に分類される素粒子であると考える説が有力視されている [1]．ダークマターの正体が WIMP であるならば，ダークマター同士が出会うと対消滅し様々な素粒子が発生する可能性がある．そして，それらの素粒子が宇宙空間を伝搬して地球に到達する間に，様々な過程を経て，最終的には電子/陽電子/陽子/反

陽子/光子などといった，我々になじみの深い粒子に落ちつく可能性が高い．そこで，我々の住む天の川銀河内でダークマター同士が出会えば，それを起源とした電子などが地球に降り注いでくるはずである(以後，これらの粒子を「ダークマター起源の粒子」とよぶ).

ダークマター起源の粒子を観測することは，ダークマターの間接的観測にもなる [2, 3]．そこで，ダークマター起源の粒子がどれだけ地球に降り注いでくるかを理論的に予測することが重要である．この計算結果を左右する要因には様々なものがあるが，中でも重要な要因の 1 つが，「ダークマタープロファイル」とよばれているダークマターの銀河内分布である．ダークマターの密度が高い領域では，発生するダークマター起源の粒子の数も多くなることは明らかである．しかしながら，ダークマタープロファイルの詳細はまだ明らかになっていない．様々なプロファイルが提案されており，一長一短である [4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13].

これらのダークマタープロファイルの優劣を理論的に調査する 1 つの方法は，プロファイルごとに地球に降り注ぐダークマター起源の粒子のフラックスを理論的に計算することである．このためには WIMP のモデルを決めて，WIMP の寿命や崩壊幅などを予測する必要がある．有力視されている WIMP モデルとして超対称性粒子があげられるが，その他にも WIMP のモデルは多数あり，モデルに依存しない解析もまた必要であろう．しかし，モデルに依存しない解析を行なう場合には，質量や寿命などのモデルパラメータは原理的にはどのような値も取れるとして，多数の未知パラメータを広範囲に渡って変化させてフラックスを算出し，それらの膨大な結果を観測値と比較し検討する必要がある．

我々の研究の最終目的は，ダークマター起源の粒子のエネルギースペクトルの考察から，ダークマタープロファイルに対する，特定の WIMP モデルに依存しない現象論的制限を見いだすことである．我々はそのための準備として，類似した複数のグラフを比較する方法を模索している．これは，複数提案されているダークマタープロファイル毎に算出したダークマター起源の粒子のエネルギースペクトルの形状が似ているからである．

本論の主な目的は，ダークマター起源の粒子のエネルギースペクトルの関数形が類似している場合に，その差異を比較する単純な方法を報告することである．我々が提案する方法は大雑把な取り扱いしかできないため，正確な議論はできない．しかしながら，大量の類似したエネルギースペクトルのグラフを目の前にしたとき，「このグラフとこのグラフは似ているが，これとこれは比較的違いが大きいと思われる」といった程度の粗い比較をする場合に有効な方法である．研究の第 1 段階として，エネルギースペクトルのグラフを数値的に粗く選定するスクリーニング時には，取り扱いが簡単であることが正確さに勝る長所となる．

本論の構成は以下の通りである．まず最初に，我々が最終的に比較検討したいダークマター起源の粒子のエネルギースペクトルを紹介する．次にエネルギースペクトルの総フラックスを用いたスクリーニング方法を提案する．そして最後にまとめと今後の研究計画について述べる．

2 ダークマター起源の粒子のエネルギースペクトル例

モデルに依存しないダークマター起源の粒子のエネルギースペクトルを算出するために，我々はパブリックコードである PPPC4DMID(a Poor Particle Physicist Cookbook For Dark Matter Indirect Detection)[14] を用いた．PPPC4DMID を用いる場合，WIMP ダークマターのパラメータとして：(1) プロファイル（2）対消滅/崩壊チャンネル（3）伝搬パラメータ（4）質量（5）散乱断面積（6）寿命を変化させる．例えば，図 1 は

- プロファイル (変化)：NFW，Moore，Einasto，EinastoB，Burkert，Isothermal

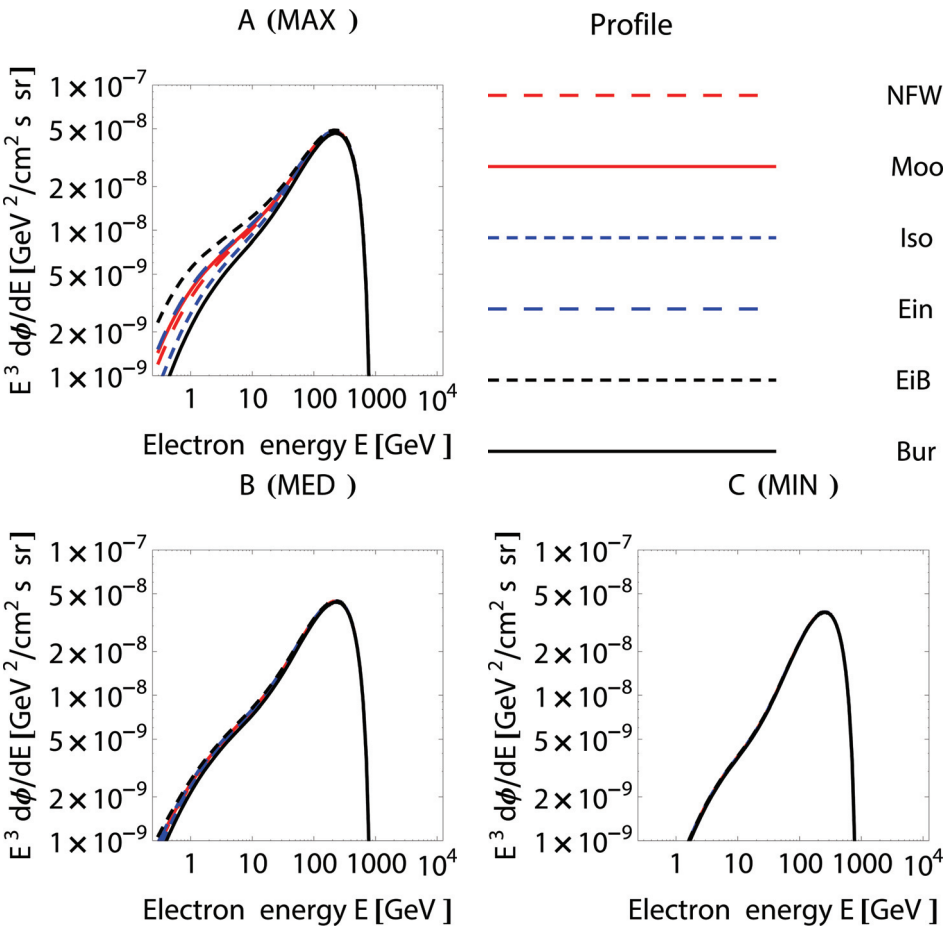


図 1: $\chi\chi \to \nu_\mu \bar{\nu_\mu}$ チャンネル対消滅でのフラックスのエネルギースペクトル.

- 対消滅チャンネル (固定)：$\chi\chi \to \nu_\mu \bar{\nu_\mu}$
- 伝搬パラメータ (変化): MAX，MED，MIN
- 質量 (固定): 1000 GeV
- 散乱断面積 (固定): $< \sigma v >= 1.0 \times 10^{-26}$ cm^3/s

のように，6 つのプロファイルと 3 つの伝搬パラメータを変化させた場合のエネルギースペクトルを示している．ダークマタープロファイル [4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13] の違いは線種と色で示されている．また，伝搬パラメータとは拡散係数関数を決定する値であり，図 1A が伝搬パラメータ MAX，図 1B が MED，図 1C が MIN の場合を示している．図 1 は，ダークマター起源の粒子のエネルギースペクトルを示すグラフとして，典型的なものの一つである．

図 1 を目視すると，次の 3 点はすぐに明らかである．

1. 図 1A，B，C の形は類似している．
2. エネルギー（横軸）の広がりを比較すると：A は広い．B は中間．C は狭い．
3. プロファイル毎の差は：A はあり．B は僅かにあり．C はほぼ無し．

このうちの 3 で得られる目視情報を，目視ではなく数値で区別する簡単な方法を提案することが本論

の目的である．その一案として総フラックスとその標準偏差を評価する方法を示す．我々の提案する方法は粗い評価しかできないが，何より単純である．

3 総フラックスを用いる方法

フラックスに関する多数のグラフの形状の差異を評価する場合，グラフを関数近似してそのパラメータを比較したり，その他の方法としてピーク位置，半値幅，ピーク前後のフラックス比を算出するなどの方法がある．しかし，ただ多数のグラフを比較するのではなく「形が類似している」多数のグラフを比較する場合，ピーク前後のフラックス比はどのグラフでもほぼ等しいと，第 0 近似では見なせるであろう．すなわち，複数のグラフの違いは，同じ形の曲線が上下左右に平行移動しているだけであると，第 0 近似では見なすことができる．この場合，ピーク位置がグラフを特徴付けることになる．

ここで，図 1A，B，C をもう一度見ると，ピークの位置もほぼ等しい．そこで，図 1 の場合には半値幅が「第 0 近似よりやや正確な」グラフの差異を表す指標として考えられる．しかし半値幅を指標とする場合，フラックスがピークの半分となる位置でプロファイル毎の差が顕著でなければならない．図 1 の各図を見ると，プロファイル毎の差はフラックスが小さくなった低エネルギー側でしか顕著にならず (図 1 は対数スケールでプロットされていることに注意)，図 1A，B，C のグラフの違いを検出することは難しい．

これに対して，プロファイルごとの違いを評価する方法として，単純ではあるが総フラックス (面積)S とその標準偏差（定義は後述）を評価する方法が有効である．以下にこの方法を用いた場合の評価例を示す．但しここでは簡単のために実際のエネルギースペクトルではなく，図 2，3 のエネルギースペクトルモデルを使用する．図 2，3 の曲線は以下の関数を用いて作成した．ただしこの関数は典型的なエネルギースペクトル形を再現するために作られた関数で，物理的な意味は無い．

$$
\begin{aligned}
y &= \frac{2\times 10^{-5}\times a\times 10^{\left\{(l+b\times c)K^3+mK^2+nK\right\}}}{1+\exp\left(\left(\frac{x}{1000}\right)^3\right)} \\
K &= \log\left(\frac{x}{1000}\right)
\end{aligned}
\tag{1}
$$

ここで，a，b，c，l，m，n はフリーパラメータである．図 2，3 の中で我々が最も探し出したいグラフは，図 A1 のように総フラックスが大きくて観測が容易で，さらにプロファイルごとの差が大きいものである．また図 A2，図 A3 はフラックスが小さいが，観測精度が向上して観測が容易になればプロファイルを区別しやすいグラフと考えられる．逆に B のグループはプロファイル毎の差が小さいのでスクリーニング時に除外したい．

エネルギースペクトルが A と B どちらのグループに分類されるか判断するために，以下のように総フラックス S(面積) とその標準偏差 σ_S を求めて評価する．

$$
S = \int_0^\infty E^3\frac{d\phi}{dE}dE \tag{2}
$$

$$
\sigma_S = \sqrt{\frac{1}{n-1}\sum_i\left(S_i-S_{ave}\right)^2} \tag{3}
$$

ここで n はプロファイル数を表す．図 2，3 のモデルについて総フラックス S(面積) とその標準偏差 σ_S を計算した結果が表 1，2 である．表 1，2 から総フラックスとその標準偏差が大きいものとして図 A1 を他から区別することができる．さらに総フラックスに対して，標準偏差が相対的に大きいものを選択すれば図 A2 や図 A3 のようなグラフを選び出すことができる．

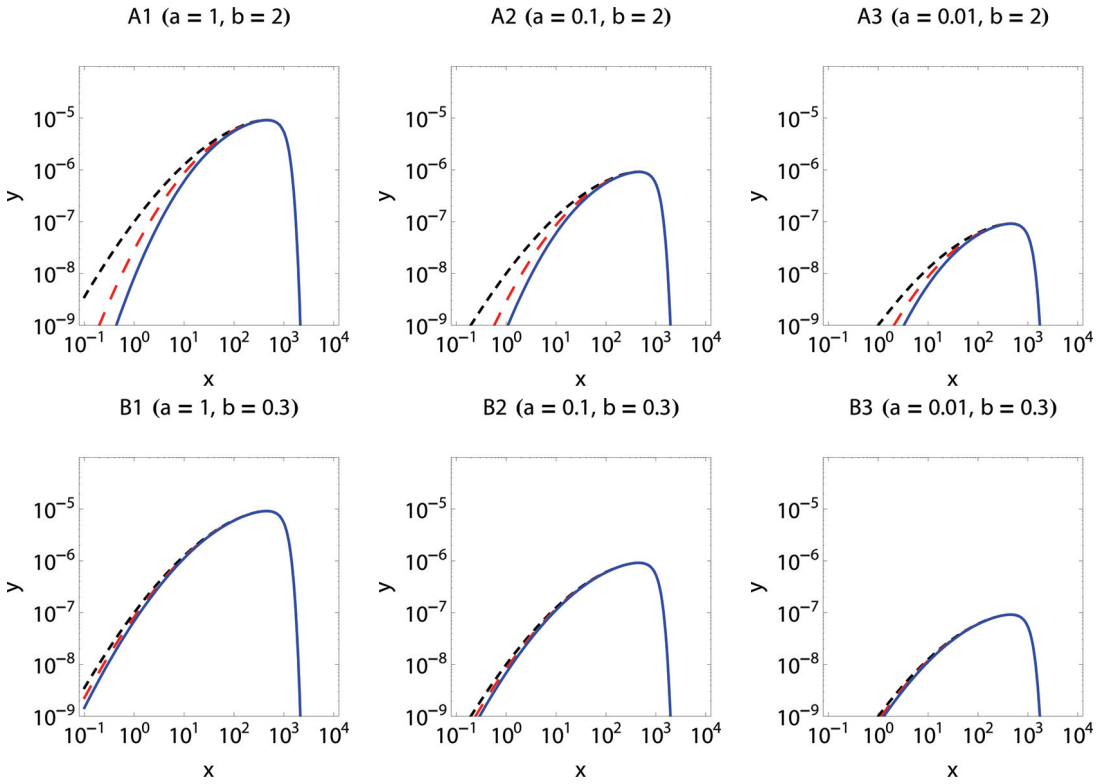


図 2: 総フラックスのモデル 1．$l = -0.00959942$，$m = -0.263802$，$n = -0.0383454$，点線 $(c = 0)$，破線 $(c = 0.01)$，実線 $(c = 0.02)$

表 1: モデル 1 での総フラックスとその標準偏差

	総フラックス			標準偏差
	Red	Blue	Green	
A1	9.00823×10^{-3}	8.93709×10^{-3}	8.87166×10^{-3}	6.83066×10^{-5}
A2	9.00823×10^{-4}	8.93709×10^{-4}	8.87166×10^{-4}	6.83066×10^{-6}
A3	9.00823×10^{-5}	8.93709×10^{-5}	8.87166×10^{-5}	6.83066×10^{-7}
B1	9.00823×10^{-3}	8.99714×10^{-3}	8.98621×10^{-3}	1.10119×10^{-5}
B2	9.00823×10^{-4}	8.99714×10^{-4}	8.98621×10^{-4}	1.10119×10^{-6}
B3	9.00823×10^{-5}	8.99714×10^{-5}	8.98621×10^{-5}	1.10119×10^{-7}

4 まとめ

素粒子ダークマターの銀河内対消滅 / 崩壊に由来して地球に飛来する粒子のフラックスはモデルパラメータに依存する．このモデルパラメータが多数かつ不確定なため，数値計算結果をグラフに表示する場合，そのグラフ数は大量になる．本論では，類似する複数のグラフを評価する 1 つの方法を提案した．

一般的にピーク値や半値幅はグラフの代表値として使用されるが，ダークマター由来の地球に飛来する電子 / 陽電子のフラックスのエネルギースペクトルの場合にはこれらの代表値ではプロファイルごとの

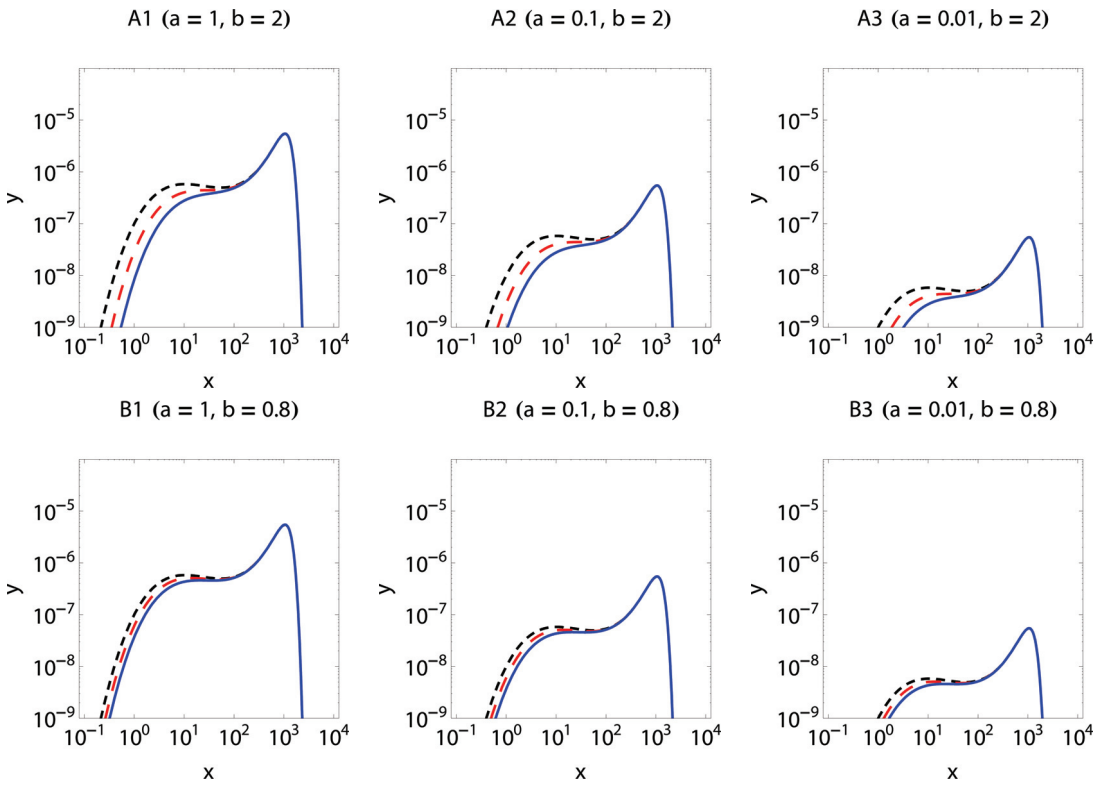


図 3: 総フラックスのモデル 2. $l = 0.351248$, $m = 1.708$, $n = 2.62942$, 点線 $(c = 0)$, 破線 $(c = 0.01)$, 実線 $(c = 0.02)$

表 2: モデル 2 での総フラックス と その標準偏差

	総フラックス			標準偏差
	Red	Blue	Green	
A1	4.99703×10^{-3}	4.98649×10^{-3}	4.97757×10^{-3}	9.74123×10^{-6}
A2	4.99703×10^{-4}	4.98649×10^{-4}	4.97757×10^{-4}	9.74123×10^{-7}
A3	4.99703×10^{-5}	4.98649×10^{-5}	4.97757×10^{-5}	9.74123×10^{-8}
B1	4.99703×10^{-3}	4.99258×10^{-3}	4.98845×10^{-3}	4.29099×10^{-6}
B2	4.99703×10^{-4}	4.99258×10^{-4}	4.98845×10^{-4}	4.29099×10^{-7}
B3	4.99703×10^{-5}	4.99258×10^{-5}	4.98845×10^{-5}	4.29099×10^{-8}

差がほとんど現れずスクリーニングを行うのは困難である．そこで本論では代表値として総フラックス S(面積) とその標準偏差を用いることでプロファイル毎の差が大きいグラフを選び出せることを示した．

今後は実際にこの総フラックスを用いるスクリーニング方法を用いて，実際の観測データと比較した時にプロファイルを区別可能なグラフの選定を行う予定である．

参考文献

[1] G. Bertone, D. Hooper and J. Silk, Phys. Rep. **405**, 279 (2005).
[2] C. Baláz̀s, N. Sahu and A. Mazumdar, JCAP **07**, 039 (2009).

[3] A. Ibarra, Fortschr. Phys. **59**, 1088 (2011).
[4] J.F. Navarro, C.S. Frenk and S.D.M. White, Astrophys. J. **462**, 563 (1996).
[5] A.W. Graham, D. Merritt, B. Moore, J. Diemand and B. Terzic, Astron.J **132**, 2685 (2006).
[6] J.F. Navarro et al., arXiv:0810.1522.
[7] K.G. Begeman, A.H. Broeils and R.H. Sanders, Mon.Not.Roy.Astron.Soc. **249**, 523 (1991).
[8] J.N. Bahcall and R.M. Soneira, Astrophys. J. Suppl **44**, 73 (1980).
[9] A.Burkert, Astrophys. J. **447**, L25 (1995).
[10] P.Salucci and A.Burkert, Astrophys. J. **537**, L9 (2000).
[11] G. Gentile, P.Salucci, U.Klein, D. Vergani and P. Kalberla, Mon.Not.Roy.Astron.Soc. **351**, 903 (2004).
[12] P.Salucci et al., Mon.Not.Roy.Astron.Soc. **378**, 41 (2007).
[13] J.Diemand, B. Moore and J. Stadel, Mon.Not.Roy.Astron.Soc. **353**, 624 (2004).
[14] M. Cirelli, G. Corcella, A. Hektor, G. Hütsi, M. Kadastik, P. Panci, M. Raidal, F. Sala and A. Strumia , JCAP **03**, 051 (2011).