

暗黒物質対消滅における Electroweak bremsstrahlung の効果

- ニュートリノスペクトルへの影響について -

Effect of electroweak bremsstrahlung in Dark Matter annihilation

○ 首藤 健太*¹, 二瓶 武史*²

Kenta Shudo, Takeshi Nihei

Abstract : We investigate the effects of electroweak bremsstrahlung on neutralino dark matter pair annihilations in the minimal supersymmetric standard model. We calculate the nonrelativistic pair annihilation cross sections via W-strahlung from leptonic final states, $\chi\chi \rightarrow Wl\nu$, and compare them with the contributions of the relevant two-body final states. It is found that the electroweak bremsstrahlung can give a dominant contribution to the cross section for some parameter regions which include slepton coannihilation regions with the observed relic abundance. We also evaluate the neutrino spectra. It is shown that energetic neutrinos via weak bremsstrahlung processes can be dominant over contributions of the two-body final states.

1. 導入

近年, 宇宙背景輻射の観測 [1] などの実験により, 暗黒物質の存在とその性質が判明している. 判明した暗黒物質の性質は, 少なくとも電磁相互作用をせず, 強い相互作用もしないが, 重力相互作用する安定な物質であるというものだ.

その性質を持つ粒子の候補として最も軽い超対称性粒子である LSP (Lightest Supersymmetric Particle), 具体的にはニュートラリーノが挙げられる. 本研究ではこのニュートラリーノが暗黒物質であると考え, ニュートラリーノ対消滅散乱断面積の評価を行っていく.

ニュートラリーノの散乱断面積を評価する場合, 三体終状態の散乱断面積は二体終状態の寄与に比べ小さいとみなされ, 無視される場合が多く, 検出実験の理論値などでは考慮されていなかった. しかし electroweak bremsstrahlung の効果を考慮することで, 三体終状態の寄与が二体終状態に比べ, 支配的になる場合があることが示唆されている [2, 3, 4]. 本研究は, 三体終状態が $e^+\nu W^-$ (e^+ : 陽電子, W : W ボソン ν : ニューレプトン) となる場合を考え, その三対終状態 $e^+\nu W^-$ の寄与と二体終状態 $f\bar{f}$ の寄与との比較を行った. その結果, 三体終状態の寄与が主要もしくは二体と同等である領域が存在することを示し, その領域におけるニュートリノスペクトルの評価を行った. 本研究は PhysRevD.88.055019 に基づく研究である.

2. 最小超対称標準模型 (MSSM)

標準模型 (Standard Model) の枠組みでは暗黒物質の性質を表現することができないため, 超対称性理論 (Supersymmetry) [5, 6] を導入する.

超対称性とはボソンと, フェルミオンを入れ替える対称性である. そのため, 標準模型の粒子に対して対となるボソンまたはフェルミオンが必要となる. その粒子を超対称パートナーと呼ぶ. 標準模型の粒子とこの超対称パートナーを成分とする超場を用い, ラグランジアンを考えていく.

最小超対称標準模型のラグランジアンは,

$$\mathcal{L}_{\text{MSSM}} = \mathcal{L}_c + \mathcal{L}_v + \mathcal{L}_{\text{soft}} \quad (1)$$

と表される. ここで \mathcal{L}_c はフェルミオンのゲージ不変な運動項を表し, \mathcal{L}_v はゲージ場の運動項, $\mathcal{L}_{\text{soft}}$ は超対称性のソフトな破れを表す項である.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_c &= \int d^4\theta \Phi_i^\dagger e^{t_i V} \Phi_i + \left[\int d^2\theta \mathcal{W}(\Phi) + h.c. \right] \\ \text{ただし } \mathcal{W}(\Phi) &= \frac{1}{2} M_{ij} \Phi_i \Phi_j + \frac{1}{3} g_{jik} \Phi_i \Phi_j \Phi_k \\ \mathcal{L}_v &= \frac{1}{4} \left(\int d^2\theta W^\alpha W_\alpha + h.c. \right) \\ \text{ただし } W_\alpha &= -\frac{1}{4} \bar{D} \bar{D} D_\alpha V \\ \mathcal{L}_{\text{soft}} &= \left(-M_a \lambda^{(a)} \lambda^{(a)} + h.c. \right) - m_{ij}^2 \Phi_i^* \Phi_j \\ &\quad - \left(\frac{1}{2} b^{ij} \Phi_i \Phi_j + \frac{1}{6} a^{jik} \Phi_i \Phi_j \Phi_k + h.c. \right) \end{aligned} \quad (2)$$

カイラル超場 Φ_i は, クォーク超場 $\hat{Q}_{Li}, \hat{u}_{Ri}, \hat{d}_{Ri}$, レプトン超場 $\hat{L}_{Li}, \hat{e}_{Ri}$, ヒッグス超場 \hat{H}_1, \hat{H}_2 などで表現される. ($i = 1 \sim 4$) またベクトル超場 V は $\hat{B}, \hat{W}^a, \hat{G}^a$ ($a = 1 \sim 3, \alpha = 1 \sim 8$) で表現される. $\mathcal{L}_{\text{soft}}$ 中の $\lambda^{(a)}$ は超場ではなく, 成分であり, ヒッグシーノを表す. これらを用いて, ゲージ不変なラグランジアンを構成する.

*¹ 日大理工・院・物理*² 日大理工・教員・物理

ここで (1), (2) 式のラグランジアンから, 電荷 0 の超対称パートナー ($\tilde{B}, \tilde{W}^3, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$) について質量固有状態を考える. その際の質量行列は次のように表される.

$$M_{\text{neut}} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -m_Z C_\beta S_W & m_Z S_\beta S_W \\ 0 & M_2 & m_Z C_\beta C_W & -m_Z S_\beta C_W \\ -m_Z C_\beta S_W & m_Z C_\beta C_W & 0 & -\mu \\ m_Z S_\beta S_W & -m_Z S_\beta C_W & -\mu & 0 \end{pmatrix}$$

ただし $C_\beta = \cos \beta$, $S_\beta = \sin \beta$
 $S_W = \sin \theta_W$, $C_W = \cos \theta_W$
 θ_W : Weinberg 角 ($\sin^2 \theta_W \approx 0.23$)

(3)

ここで M_1, M_2, μ は $\tilde{B}, \tilde{W}^3, \tilde{H}^0$ の質量パラメータ, $\tan \beta = \frac{v_2}{v_1}$ (v_1, v_2 は H_1, H_2 の真空期待値) となっている.

この M_{neut} を対角化すると

$$N^\dagger M_{\text{neut}} N = \text{diag}(m_{\chi_1^0}, m_{\chi_2^0}, m_{\chi_3^0}, m_{\chi_4^0})$$

ただし $m_{\chi_1^0} < m_{\chi_2^0} < m_{\chi_3^0} < m_{\chi_4^0}$

(4)

その際の質量固有状態は

$$\chi_i^0 = N_{i1} \tilde{B} + N_{i2} \tilde{W}^3 + N_{i3} \tilde{H}_1^0 + N_{i4} \tilde{H}_2^0 \quad (i = 1 \sim 4) \quad (5)$$

となり, この χ_i^0 をニュートラリーノと呼ぶ. このニュートラリーノの質量が最も軽いもの χ_1^0 (以下 χ) が暗黒物質であると考え, 計算を行う.

3. 散乱断面積

三体終状態 $e^+ \nu W^-$ のファインマン図を下図に示す.

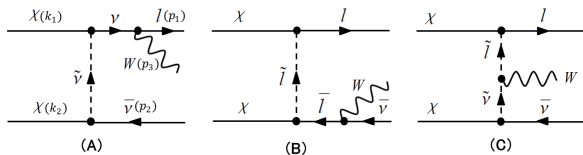


Figure.1. feynman diagrams for annihilations to the $e^+ \nu W^-$ final state

Figure.1 の三体終状態 $e^+ \nu W^-$ の全散乱断面積は, 次のように与えられる.

$$\sigma_{\text{rel}} = \frac{1}{64\pi^3} \int_{x_{6\min}}^{x_{6\max}} dx_6 \int_{x_{4\min}}^{x_{4\max}} dx_4 |\mathcal{M}|^2 \quad (6)$$

また計算する際に用いたフリーパラメータについては以下のように設定した.

$M_2 = 260 \sim 460 \text{ GeV}$	$\mu = 500 \sim 3000 \text{ GeV}$
$m_A = 2 \text{ TeV}$	$\tan \beta = 2$
$m_{\tilde{q}} = 14 \text{ TeV}$	$m_{\tilde{l}} = 240 \text{ GeV}$
$A_q = A_l = 0 (q \neq t) \text{ GeV}$	

Table.1. Model parameters

また大統一理論 (GUT) 質量関係より, $M_1 = \frac{5}{3} \tan^2 \theta_W M_2 \approx 0.5 M_2$ とした. (4) 式に基づき, 散乱断面積を求め, 三体終状態と二体終状態との比較を行った.

4. ニュートリノスペクトル

真空中におけるニュートリノスペクトルを評価した図を以下に示す.

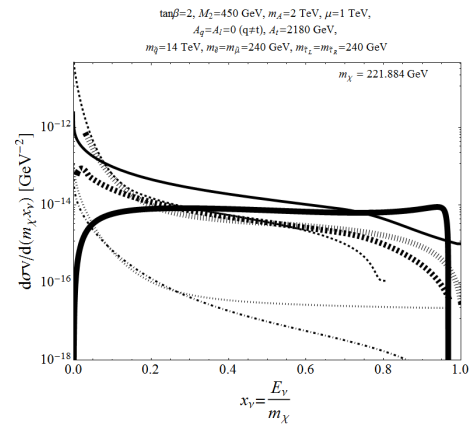


Figure.2. neutrino spectra for three-body final state and two-body final state

ただし $Wl\nu$ (primary, 太線, 実線), $Wl\nu$ (secondary from τ , 太線, 破線), $Wl\nu$ (secondary from W , 太線, 破線), $\tau^+ \tau^-$ (細線, 実線), $t\bar{t}$ (細線, 破線), $b\bar{b}$ (細線, 破・点線), $W^+ W^-$ (細線, 点線) となっている. この図より, 高エネルギー領域では三体終状態の寄与が主要であることがわかる.

5. まとめと今後の課題

三体終状態 $e^+ \nu W^-$ の全散乱断面積を評価した. その結果を二体終状態 $f\bar{f}$ と比較した結果, 三体終状態の寄与を無視できない領域があることがわかった. また Electroweak bremsstrahlung による三体の効果 considering, ニュートリノスペクトルを評価したところ, 高エネルギー領域では三体の影響が非常に大きいことがわかった.

今後の課題としては暗黒物質の間接検出に対する理論値を計算する必要があるため, その評価を行う.

参考文献

- [1] WMAP
- [2] L Bergstrom Phys.Lett. B225 (1989) 372
- [3] Xuelei Chen and Marc Kamionkowski hep-ph/985383v3
- [4] Carlos E. Yaguna arXiv:1003.2730v1
- [5] Stephen P. Martin hep-ph/9709356
- [6] Gerard Jungman and Marc Kamionkowski and Kim Griest Phys.Rep. 267 (1996) 195~373