

博士論文

ベクトル型媒介粒子模型による暗黒物質探索の研究

お茶の水女子大学大学院  
人間文化創成科学研究科 理学専攻 物理科学領域  
1870605

米村 美紀

2021 年 8 月

# Contents

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>素粒子標準模型と暗黒物質問題</b>	<b>4</b>
2.1	素粒子標準模型 . . . . .	4
2.2	暗黒物質 . . . . .	14
<b>3</b>	<b>暗黒物質探索実験</b>	<b>20</b>
3.1	直接探索実験 . . . . .	21
3.2	間接探索実験 . . . . .	21
3.3	加速器実験 . . . . .	22
<b>4</b>	<b>Simplified 暗黒物質模型</b>	<b>29</b>
4.1	Simplified 暗黒物質模型の概要 . . . . .	30
4.2	ベンチマーク・シナリオ . . . . .	36
<b>5</b>	<b>ベクトル型媒介粒子模型での暗黒物質探索</b>	<b>37</b>
5.1	ベクトル型粒子が媒介する散乱過程 . . . . .	37
5.2	粒子衝突実験シミュレーションの設定 . . . . .	39
5.3	信号事象と背景事象のイベント分布の比較 . . . . .	41
5.4	ベクトル型媒介粒子模型への前方検出器からの制限 . . . . .	46
<b>6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>49</b>
<b>A</b>	<b>準実光子放出過程の計算</b>	<b>52</b>
<b>B</b>	<b>Narrow Width Approximation</b>	<b>55</b>

C 横運動量	57
D 擬ラピディティ	58
E 統計的有意性	59

# Chapter 1

## Introduction

本学位論文は、研究 [1] に基づく。

素粒子標準模型は、電弱スケール  $\mathcal{O}(100 \text{ GeV})$  以下の現象を非常に良く説明する優れた理論として知られる [2]。2012 年の大型ハドロン衝突型加速器 (Large Hadron Collider, LHC) 実験でのヒッグス粒子の発見 [3] により一応の完成をみた標準模型であったが、ニュートリノ質量の起源や暗黒物質の候補粒子の不在など、理論的不備及び観測結果との不一致をいくつか内包している。

現在、世界中で暗黒物質候補粒子の検出を目指す研究が行われている。暗黒物質とは、他の物質との相互作用が極めて弱い、質量を持つ長寿命な物質の総称である。現時点でその正体に関する詳細は不明であるが、暗黒物質の存在を示す観測事実は銀河の回転速度曲線や弾丸銀河団の衝突などから、複数報告されている。宇宙の全エネルギーの内、約  $1/4$  程度を占めるとされている暗黒物質についてのより深い知見を得ることは、宇宙物理学のみならず、素粒子物理学にも大きな影響をもたらす。スイス・フランスに跨って建設された LHC 実験は、世界最高エネルギーの陽子-陽子衝突型円形加速器である。LHC 実験の主な目的は、ヒッグスセクターの精密測定や新粒子の観測であり、2012 年には標準模型で唯一未発見であったヒッグス粒子を発見した。LHC 実験では、ルミノシティを上げる HL-LHC(High-Luminosity LHC) や衝突エネルギーを上げる HE-LHC(High-Energy LHC) などの様々なアップデートが計画されている [4–7]。

本学位論文では、模型および暗黒物質の探索を現象論的に研究解析するにあたって、前方陽子検出器を用いた LHC 実験での陽子・光子衝突過程に注目し、暗黒物質探索の可能性を評価した [1]。前方検出器とは、従来の陽子・陽子衝突の観測を行う相互作用点から前方へ約数百メートル離れた地点に設置される検出器のことであり、これはエネルギーを失って磁場によって軌道を曲げられた陽子を検出するためのものである。ここで捉えられ

る陽子は、相互作用点において壊れないままに準実光子を放出してエネルギーを失ったものが前方まで飛んできて検出されることになる。この前方陽子検出器を用いる利点は、従来の LHC 実験で観測されてきた陽子・陽子衝突実験におけるクォークやグルーオンの反応過程ではなく、光子を始状態とする過程について調べることを可能とすることにある。本学位論文では、従来の反応過程で解析されてきた Simplified 暗黒物質模型に対して、新たな反応過程で解析を行うことにより、前方検出器を用いることによって現れる観測可能な物理量への影響や終状態粒子の振る舞いの特性を研究することも本研究の動機の一つである。

本学位論文では、Simplified 暗黒物質模型の中でも、スピン 1 を持つベクトル型の媒介粒子模型に着目して行った研究について報告する。Simplified 暗黒物質模型は、新たに導入した暗黒物質や媒介粒子のスピンによっていくつかの種類が考えられており、広く解析に用いられる。Simplified 暗黒物質模型における spin-1 のベクトル型の媒介粒子  $Z'$  とフェルミオン  $\psi$  との相互作用ラグランジアンは、

$$\mathcal{L}_{\text{int}}^{Z'} = \bar{\psi}\gamma^\mu(g_\psi^V + g_\psi^A\gamma_5)\psi Z'_\mu,$$

で与えられる。 $g_\psi^V$  と  $g_\psi^A$  は、それぞれ  $\psi$  と  $Z'$  のベクトル型及び軸性ベクトル型相互作用の結合定数であり、 $\psi$  はフェルミオン暗黒物質  $\chi$  とクォーク  $q$  ( $= u, d, c, s, b, t$ ) を表す。本模型の独立なパラメータは、暗黒物質質量  $m_\chi$ 、媒介粒子質量  $m_{Z'}$ 、結合定数  $g_\psi^V$  と  $g_\psi^A$  の 4 つに絞られる。したがって、観測可能な物理量から模型の評価を行うことを容易にするフレームワークであり、新物理のシグナルを実験で発見し模型の理論と照らし合わせる際の重要な橋渡しとなる。

本研究では、フェルミオン暗黒物質  $\chi$  の生成過程  $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pj\chi\bar{\chi}X$  (ここで、 $j$  はジェット、 $X$  は識別しない粒子群を表す) を spin-1 を持つ媒介粒子  $Z'$  がクォーク  $q$  もしくは暗黒物質  $\chi$  と相互作用する 3 つのベンチマークシナリオに対してそれぞれ解析した。これらのシナリオは (i) ベクトル型相互作用のみを仮定し結合定数を設定したベクトル・シナリオ、(ii) 軸性ベクトル型相互作用のみを仮定し結合定数を設定した軸性ベクトル・シナリオ、(iii) ベクトル型と軸性ベクトル型の相互作用の両方を仮定して結合定数を設定した混合シナリオ、の 3 つである。LHC の重心エネルギーは  $\sqrt{s} = 14$  TeV、積分ルミノシティは  $3000 \text{ fb}^{-1}$  として解析を行った。本信号事象に対して、標準模型の背景事象は  $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pj\nu\bar{\nu}X$  であり、ニュートリノ対が消失エネルギーとして発現するものである。

解析には MADGRAPH5\_AMC@NLO [8] を用いてパートンレベルのイベントを生成しシミュレーションを実行することによって、上記 3 つのシナリオに対し、暗黒物質質量  $m_\chi$  および媒介粒子質量  $m_{Z'}$  への制限を求めた。

本学位論文は以下の構成に基づく。第 2 章では、素粒子標準模型に登場する粒子とそれらが従うラグランジアンおよび、ボソンとフェルミオンの質量について概観する。その後、標準模型の内包する問題点についていくつかまとめる。標準模型では説明不可能な問題の中でも、特に暗黒物質の候補粒子が不在であることが本研究を行う最大の動機である。そこで、暗黒物質に関する説明と、その中でも特に注目される WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles) の特徴を述べ、これらが注目される理由として WIMPs ミラクルについて詳しく言及する。第 3 章では、素粒子物理学と宇宙物理学の進展を支える実験として、暗黒物質の直接探索実験、間接探索実験、加速器実験を紹介する。これらの実験は、暗黒物質の候補粒子を探索するのに大変重要な役目を担っており、それぞれが全く別の手法で暗黒物質の痕跡を探している。現在までのところ、いずれの実験においても暗黒物質の確たる証拠は発見されていない。本学位論文でシミュレーション解析を行なった円形加速器である LHC 実験と前方陽子検出器の特性・設置プロジェクトについて詳しく説明する。第 4 章では、本研究で注目した拡張模型である Simplified 暗黒物質模型を媒介粒子の崩壊チャンネルとスピンに分けて紹介する。この章の終わりには、本研究で用いた 3 つのベンチマーク・シナリオを提示する。第 5 章では、採用したモンテカルロ・シミュレーションの設定と数値解析の結果を示す。これらの解析から得られた、ベクトル型媒介粒子模型の陽子・光子衝突実験で期待される探索可能なパラメータ領域に課される制限を調べ、解析結果を示す。最後に第 6 章で、本論文での結論と考察をまとめる。

## Chapter 2

# 素粒子標準模型と暗黒物質問題

素粒子標準模型は素粒子の運動を強い相互作用，弱い相互作用，電磁相互作用の3つに関して  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  対称性のゲージ理論を基に記述する模型である．欧州原子核研究機構 (CERN) に設置された LHC 実験でのヒッグス粒子の発見により，電弱ゲージ対称性の自発的破れとヒッグス機構が実験的に確認された．これにより，標準模型は一応の完成をみたが，いくつかの疑問を残す．

本章では，標準模型の概要と内包するいくつかの問題点をまとめる．次に，それらの問題の中でも，特に暗黒物質候補粒子の不在に着目して WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles) の性質とその特徴に言及する．

### 2.1 素粒子標準模型

現在の素粒子物理学の基本的な枠組みは，素粒子の標準模型 (Standard Model, SM) [9–11] であり，クォークやレプトンが物質を構成し，重力を除く自然界の3つの力（強い力，弱い力，電磁気力）をゲージ理論によって説明する．標準模型は現在，素粒子の振る舞いを最も正確に記述しているとされる [2]．標準模型を構成する粒子は，3世代からなるそれぞれ6種類のクォークとレプトンと，相互作用を伝えるゲージボソン，これらの質量の起源となるヒッグス粒子である．これらを表 2.1，表 2.2 にまとめた．表 2.1 のクォークとレプトンはスピン  $1/2$  をもつフェルミオンで，それぞれ3世代の粒子が発見されており，全てのフェルミオンに反粒子が存在する．相互作用を伝えるゲージボソンは表 2.2 のスピン  $1$  を持つ媒介粒子で，クォークやレプトンの間でやりとりされることで相互作用が伝わる．スカラーボソンであるヒッグス粒子はスピン  $0$  で電荷を持たない粒子である．表 2.3 には，これらの標準模型を構成するクォーク，レプトン，ヒッグス場の量子数をまとめた．

一方，暗黒物質の起源やニュートリノ振動，物質と反物質の非対称など，標準模型で

表 2.1: 標準模型のフェルミオン

粒子	第 1 世代	第 2 世代	第 3 世代
クォーク	$u$ (アップ) $d$ (ダウン)	$c$ (チャーム) $s$ (ストレンジ)	$t$ (トップ) $b$ (ボトム)
レプトン	$e^-$ (電子) $\nu_e$ (電子ニュートリノ)	$\mu^-$ (ミューオン) $\nu_\mu$ (ミューニュートリノ)	$\tau^-$ (タウオン) $\nu_\tau$ (タウニュートリノ)

表 2.2: 標準模型のボソン

スピン	粒子	電荷	役割
1	$\gamma$ (光子)	0	電磁力を伝える
	$g$ (グルーオン)	0	強い力を伝える
	$W^\pm$ (W ボソン)	$\pm 1$	弱い力を伝える
	$Z$ (Z ボソン)	0	弱い力を伝える
0	$H$ (ヒッグス粒子)	0	素粒子に質量を与える

は説明できない現象が存在する．そのため、超対称性模型 (SUSY) [12–14] や大統一模型 (GUT) [15–17] を始めとする標準模型を超える物理 (Beyond the Standard Model, BSM) の探索が進められている．

## ラグランジアン

標準模型のラグランジアン密度  $\mathcal{L}_{\text{SM}}$  は、ゲージ場、フェルミオン、ヒッグス場の運動項  $\mathcal{L}_{\text{kin}}$ 、湯川相互作用項  $\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}$ 、ヒッグス場の自己相互作用によるスカラーポテンシャル  $V_{\text{Higgs}}$  で構成され

$$\mathcal{L}_{\text{SM}} = \mathcal{L}_{\text{kin}} + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} + V_{\text{Higgs}}, \quad (2.1)$$

と書ける．ゲージ場、フェルミオン場、ヒッグス場の運動項はそれぞれ

$$\mathcal{L}_{\text{kin}}^{\text{gauge}} = -\frac{1}{4} \sum_a G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} \sum_a W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}, \quad (2.2)$$

$$\mathcal{L}_{\text{kin}}^{\text{fermion}} = i\bar{\psi}_L \gamma^\mu D_\mu \psi_L + i\bar{\psi}_R \gamma^\mu D_\mu \psi_R, \quad (2.3)$$

$$\mathcal{L}_{\text{kin}}^{\text{Higgs}} = D_\mu \phi^\dagger D_\mu \phi, \quad (2.4)$$



場	カラー $C$	弱アイソスピン $I$	$I_3$	$Y$	電荷 $Q$
$q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	3	2	$\begin{pmatrix} \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{pmatrix}$	$\frac{1}{6}$	$\begin{pmatrix} \frac{2}{3} \\ -\frac{1}{3} \end{pmatrix}$
$u_R$	3	1	0	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$
$d_R$	3	1	0	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$
$\ell_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e_L \end{pmatrix}$	1	2	$\begin{pmatrix} \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{pmatrix}$	$-\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$
$e_R$	1	1	0	-1	-1
$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$	1	2	$\begin{pmatrix} \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} +1 \\ 0 \end{pmatrix}$

表 2.3: 標準模型を構成するクォーク, レプトン, ヒッグス場の量子数

で与えられる. ここで, 式 (2.2) のゲージ場の相互作用項に示す 3 項はそれぞれグルーオン,  $SU(2)_L$  ゲージ場,  $U(1)_Y$  ゲージ場の運動項を表す. 各ゲージ場の強さテンソルは

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_3 f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c, \quad (2.5)$$

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - g_2 \epsilon^{abc} W_\mu^b W_\nu^c, \quad (2.6)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (2.7)$$

であり,  $f^{abc}$ ,  $\epsilon^{abc}$  は  $SU(3)_C$ ,  $SU(2)_L$  群の構造定数で, 添字  $a, b, c$  の入れ替えに関して完全反対称である.  $g_3$  および  $g_2$  は  $SU(3)_C$ ,  $SU(2)_L$  のゲージ結合定数を表す. 式 (2.3) は左巻きフェルミオン  $\psi_L$  と右巻きフェルミオン  $\psi_R$  の運動項である.  $\psi_R$  は  $SU(2)_L$  一重項のクォークとレプトン ( $u_R, d_R, e_R$ ) を表し,  $\psi_L$  は  $SU(2)_L$  二重項のクォークとレプトンを表す:

$$q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \quad \ell_L = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}. \quad (2.8)$$

共変微分  $D_\mu$  は

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_3 T_3^a G_\mu^a + ig_2 T_2^a W_\mu^a + ig_Y Y B_\mu, \quad (2.9)$$

であり, ここで,  $g_Y$  は  $U(1)_Y$  のゲージ結合定数,  $T_3^a, T_2^a, Y$  は  $SU(3)_C$ ,  $SU(2)_L$ ,  $U(1)_Y$  ゲージ群の生成子である.

湯川相互作用項  $\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}$  は,

$$-\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = f_u \bar{q}_L u_R \phi^c + f_d \bar{q}_L d_R \phi + f_e \bar{\ell}_L e_R \phi + \text{h.c.}, \quad (2.10)$$

ここで,  $f_u, f_d, f_e$  はそれぞれアップ型クォーク, ダウン型クォーク, 電子 ( $e$ ) の湯川結合定数であり,  $\phi^c$  は  $\phi^c \equiv i\sigma_2 \phi^*$  で定義される.  $\phi^*$  はヒッグス場  $\phi$  の複素共役,  $\sigma_a$  はパウリ行列である. ヒッグスポテンシャルは

$$V_{\text{Higgs}} = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \quad (2.11)$$

で与えられ, ポテンシャル  $V_{\text{Higgs}}$  が有限な最小値を持つために  $\lambda > 0$ , ヒッグス場がゼロでない真空期待値 (vacuum expectation value : vev) を持つために  $\mu^2 < 0$  である. このときポテンシャル  $V_{\text{Higgs}}$  が極小値をとる  $\phi$  の値は,

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial \phi} &= 2\mu^2 \phi^\dagger + 4\lambda \phi^\dagger (\phi^\dagger \phi) \\ &= 2\phi^\dagger [\mu^2 + 2\lambda (\phi^\dagger \phi)] = 0, \end{aligned} \quad (2.12)$$

であり,

$$\langle \phi \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}, \quad (2.13)$$

で与えられる. この  $v$  を  $\phi$  の真空期待値と呼ぶ. またこのように初めの対称性が見えなくなる現象を自発的対称性の破れ (spontaneous symmetry breaking: SSB) といい, いま  $\text{SU}(2)_L \times \text{U}(1)_Y$  対称性は  $\text{U}(1)_{\text{EM}}$  に自発的に破れた.

## ゲージボソンの質量

以降, 文献 [18] を参考に質量の獲得についてまとめる.

ゲージ対称性が破れる前は  $W^a$  ( $a = 1, 2, 3$ ) および  $B$  の4つのゲージボソンが存在したが, 破れた後は  $W^\pm$  および  $Z$  の3つが質量を獲得し, 光子  $A$  が質量ゼロのゲージボソンとして残る. 共変微分 (2.9) をゲージボソンの質量固有状態  $W^\pm, Z, A$  を用いて表すことを考える (以下, グルーオン部分は省略). まず,  $T^\pm$  を次のように再定義する:

$$T^\pm \equiv T_2^1 \pm iT_2^2. \quad (2.14)$$

$T_2^a$  はパウリ行列を用いて,  $\frac{\sigma^a}{2}$  であるから

$$T^+ = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad T^- = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.15)$$

と書ける．次に荷電ゲージボソン  $W^\mp$  を

$$W^\mp \equiv \frac{W^1 \pm iW^2}{\sqrt{2}}, \quad (2.16)$$

と定義すると，共変微分 (2.9) は

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_2 \left[ \frac{1}{\sqrt{2}}(T^+ W_\mu^+ + T^- W_\mu^-) \right] + ig_2 \frac{\sigma^3}{2} W_\mu^3 + ig_Y Y B_\mu, \quad (2.17)$$

と書き直せる．電氣的に中性なゲージボソン  $W^3, B$  から光子  $A$  とベクトルボソン  $Z$  を定義する：

$$\begin{pmatrix} B \\ W^3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ Z \end{pmatrix}. \quad (2.18)$$

ここで，混合角  $\theta_W$  はワインバーグ角である．光子は QED のゲージボソンなので

$$e = g_2 \sin \theta_W = g_Y \cos \theta_W, \quad (2.19)$$

で光子の結合定数を QED の結合定数  $e$  と関係付ける．また， $Z_\mu$  の結合定数を  $g_Z \equiv \frac{g_2}{\cos \theta_W}$  を用いて表すと，共変微分は，

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_2 \left[ \frac{1}{\sqrt{2}}(T^+ W_\mu^+ + T^- W_\mu^-) \right] + ieQ A_\mu + ig_Z (I_3 - Q \sin^2 \theta_W) Z_\mu, \quad (2.20)$$

となる．ここで，ゲルマン–西島の公式 ( $Q = I_3 + Y$ ) を用いた．これより， $W^\pm$  ボソンの質量項ラグランジアンは，

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{mass}}^W &= \left| i \frac{g_2}{\sqrt{2}} (T^+ W_\mu^+ + T^- W_\mu^-) \begin{pmatrix} 0 \\ v \\ \sqrt{2} \end{pmatrix} \right|^2, \\ &= \frac{g_2^2}{2} \left( \frac{v}{\sqrt{2}} \right)^2 W_\mu^+ W^{\mu-} = m_W^2 W_\mu^+ W^{\mu-}, \end{aligned} \quad (2.21)$$

となり， $W^\pm$  ボソンの質量  $m_W$  は，

$$m_W = \frac{g_2 v}{2}, \quad (2.22)$$

となる．次に，中性ゲージボソンについて考えると， $\phi$  の真空期待値  $v$  を含む電荷ゼロの成分  $\phi^0$  は光子  $A_\mu$  とは相互作用せず，したがって光子に質量を与えない． $Z$  の質量項ラグランジアンは

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{mass}}^Z &= \left| ig_Z (I_3 - Q \sin^2 \theta_W) Z_\mu \frac{v}{\sqrt{2}} \right|^2, \\ &= \left( \frac{g_Z v}{2\sqrt{2}} \right)^2 Z_\mu Z^\mu = \frac{1}{2} m_Z^2 Z_\mu Z^\mu, \end{aligned} \quad (2.23)$$

となり、 $Z$  ボソンの質量  $m_Z$  は、

$$m_Z = \frac{g_Z v}{2}, \quad (2.24)$$

である<sup>1</sup>。

## フェルミオンの質量

フェルミオンの質量は式 (2.10) においてヒッグス場  $\phi$  が真空期待値を取ることで得られる。まず電子の質量から見ていくと、

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^e &= f_e \bar{\ell}_L e_R \phi + \text{h.c.}, \\ &= f_e (\bar{\nu}_{eL} \quad \bar{e}_L) e_R \begin{pmatrix} 0 \\ v \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} + \text{h.c.}, \\ &= f_e \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{e}_L e_R + \text{h.c.}, \end{aligned} \quad (2.25)$$

となるので、電子の質量  $m_e$  は

$$m_e = f_e \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad (2.26)$$

で与えられる。同様に、ダウン型クォークは

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^d &= f_d \bar{q}_L d_R \phi + \text{h.c.}, \\ &= f_d (\bar{u}_L \quad \bar{d}_L) d_R \begin{pmatrix} 0 \\ v \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} + \text{h.c.}, \\ &= f_d \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{d}_L d_R + \text{h.c.}, \end{aligned} \quad (2.27)$$

より、質量は

$$m_d = f_d \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad (2.28)$$

で与えられる。アップ型については、 $\phi^c \equiv i\sigma_2 \phi^*$  で真空期待値  $v$  は実数より、

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^u &= f_u \bar{q}_L u_R \phi^c + \text{h.c.}, \\ &= f_u (\bar{u}_L \quad \bar{d}_L) u_R \begin{pmatrix} \phi^{0*} \\ -\phi^- \end{pmatrix} + \text{h.c.}, \\ &= f_u \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{u}_L u_R + \text{h.c.}, \end{aligned} \quad (2.29)$$

---

<sup>1</sup> $W^\pm, Z$  ボソンの質量から tree level で  $\rho \equiv \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_W} = 1$  を満たす  $\rho$  パラメータが定義される。これは実験データと、非常に高い精度で一致することが知られている。

となり、質量は

$$m_u = f_u \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad (2.30)$$

で与えられる。フェルミオンは世代  $(i, j = 1, 2, 3)$  を持つので、 $M_a^{ij} = f_a^{ij} \frac{v}{\sqrt{2}}$  ( $a = u, d$ ) とすると、これを質量行列と呼ぶ。クォークの湯川相互作用項ラグランジアンを、適当なユニタリ行列で対角化された質量行列 (つまり質量固有値) で書き直すと、

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} &= \bar{u}_L^i M_u^{ij} u_R^j + \bar{d}_L^i M_d^{ij} d_R^j + \text{h.c.}, \\ &= \bar{u}_L^{(m)} \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix} u_R^{(m)} + \bar{d}_L^{(m)} \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix} d_R^{(m)} + \text{h.c.}, \end{aligned} \quad (2.31)$$

となる。ここで、カレント固有状態 (例:  $u_L$ ) と対角化された後の質量固有状態 (例:  $u_L^{(m)}$ ) の関係は、

$$u_L = U_L^u u_L^{(m)}, \quad u_R = U_R^u u_R^{(m)}, \quad d_L = U_L^d d_L^{(m)}, \quad d_R = U_R^d d_R^{(m)}, \quad (2.32)$$

で与えられる。  $W^\pm$  ボソンとクォークの相互作用ラグランジアンを質量固有状態で表すと

$$\mathcal{L} = -\frac{g_2}{\sqrt{2}} u_L^{(m)} \gamma^\mu \left( U_L^{u\dagger} U_L^d \right) d_L^{(m)} W_\mu^- + \text{h.c.}, \quad (2.33)$$

となり、一般に  $U_L^{u\dagger} U_L^d \neq 1$  であり、

$$V_{CKM} \equiv U_L^{u\dagger} U_L^d, \quad (2.34)$$

と定義する。これをカビボ–小林–益川 (CKM) 行列と呼ぶ [19].

## 標準模型の問題点

標準模型は電弱スケール  $\mathcal{O}(100 \text{ GeV})$  以下の現象について非常に良い精度 [20, 21] で記述しているが、理論的・実験的にいくつかの問題を内包している。図 2.1 および図 2.2 では、それぞれ実験と標準模型の予言がおおよそ一致していることを示す例を載せた。

以下では、標準模型では説明できない問題のうち、いくつかを紹介する。

### ● ニュートリノ質量

加速器などから発せられるニュートリノを観測する Super-Kamiokande 実験等の測定結果 [24–26] から、ニュートリノ振動が証明された。これにより、ニュートリノが

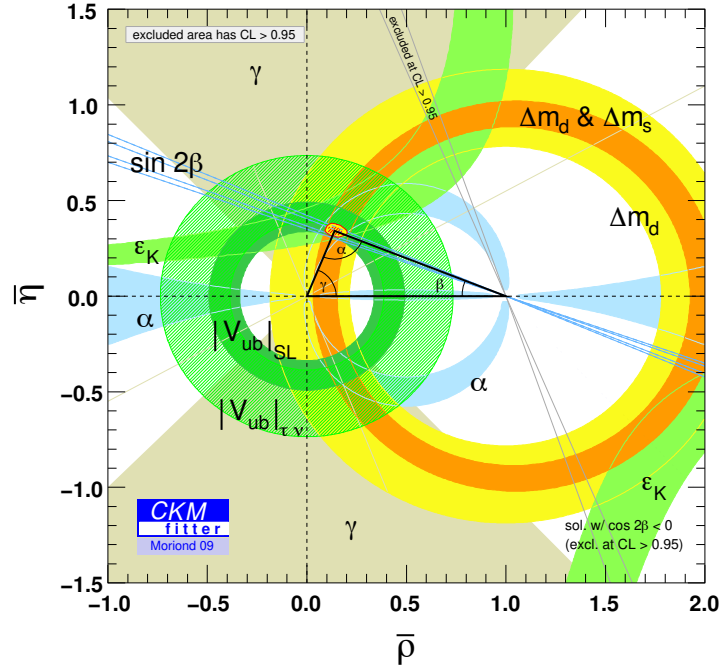


図 2.1: クォーク間の相互作用を記述する CKM 行列がユニタリー条件を満たすため, CKM 行列の特定要素を用いて複素平面上に三角形を構成する. このユニタリー三角形は標準模型においては崩れることはなく, 標準模型を超えた物理からの寄与があるとするとき三角形のなす角が変わるはずである. 黒線の三角形は理論値を示す.  $|V_{ub}|$  および  $|V_{cb}|$  の排除領域はセミレプトニック B メソン崩壊の実験から得られ, 赤線で囲まれた領域は 68 %C.L. に相当する. 文献 [22, 3 章] から引用.

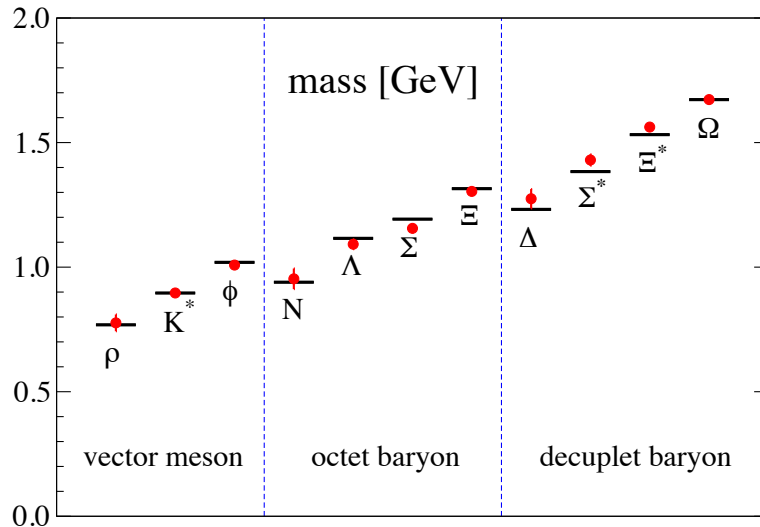


図 2.2: 質量  $m_\pi, m_K, m_\Omega$  をインプットとした軽いハドロンスペクトラム. 黒の横棒は実験値, 赤のプロットは実験値を表す. 格子 QCD の予言するハドロン質量と実験値のずれは最大で 3 % であり, 高い精度で一致していることがわかる. 文献 [21, 23] から引用.

ある有限の質量を持っており、クォークセクター同様、世代間混合が起こることが分かった。これに対し標準模型では、右巻きニュートリノは導入されずレプトン数も保存し、ニュートリノの質量はゼロであることを要請しており、実験結果と矛盾する。ただし、標準模型に右巻きニュートリノを持たせる拡張模型を考えることは可能であり、ニュートリノの非常に小さい質量を説明するための理論モデルとしてシーソー機構 [27, 28] が考案されている。

- バリオン非対称

反物質よりも物質の方が優勢である現在の宇宙の状況を、宇宙のバリオン非対称性 (Baryon Asymmetry of the Universe:BAU) [29] という。素粒子論では、粒子と反粒子は互いに対となって生成・消滅を行うので、粒子と反粒子は対称的に存在すると考えるのが自然である。しかし我々の物質優勢宇宙を説明するためには、この対称性を破る必要がある。バリオンと反バリオンの非対称性は、バリオン数密度と光子数密度の比から定量的に表され、

$$\frac{n_b - n_{\bar{b}}}{n_\gamma} = 6.1 \times 10^{-10}, \quad (2.35)$$

が得られている [30]。ここで、 $n_b$  はバリオン数密度、 $n_{\bar{b}}$  は反バリオン数密度、 $n_\gamma$  は光子数密度である。バリオンと反バリオンが対称的な宇宙から、バリオン非対称性を作ることをバリオン数生成 (baryogenesis) と呼ぶ。バリオン数生成のためには、膨張宇宙においてサハロフの 3 条件：

1. バリオン数の破れ.
2. C と CP 対称性の破れ.
3. 熱平衡状態からの逸脱.

を満たす必要があるが、電弱バリオジェネシスを標準模型の枠組みに適用すると、ヒッグスの質量に制限がかかり LHC 実験で発見された 125 GeV ヒッグスの質量と矛盾する [31]。従って標準模型を超える物理を考える必要がある。

- 重力相互作用

標準模型は、素粒子の 4 つの相互作用のうち 3 つの相互作用をゲージ理論によって記述するが、重力相互作用のみが取り入れられていない。重力を量子化しようとするとき、ニュートン定数が負の質量次元を持つために発散が無限個現れ、摂動的な

繰り込みが不可能になることが主な要因である．全ての相互作用を統一した理論体系の元で記述しようという試みとして，超弦理論あるいは M 理論と呼ばれる統一理論が提唱されている [32]．

- 階層性問題

標準模型の典型的なスケールは電弱スケール  $\mathcal{O}(100 \text{ GeV})$  であるが，すでに述べたようにいくつかの問題を含むものであるから，より高エネルギーのスケール<sup>2</sup>ではより基本的な模型にとって代わられることが期待される．そう考えると標準模型は低エネルギーにおける近似的な有効理論であるとみなされ，適応限界であるカットオフがあると思われる．カットオフのスケールがプランクスケール程度とすると，電弱スケールとの間にはおよそ 17 桁ほど離れていることになる [33]．このように不自然に大きく解離するエネルギースケールの隔たりが存在し，上のスケールに新しい物理構造がないとすると，例えばヒッグス粒子の質量は量子効果によって不安定となり，その質量は用意にプランクスケールまで跳ね上がる．このようにエネルギースケールの大きな解離によって生じる問題を，階層性問題という．

- 暗黒物質

宇宙物理学における重要な発見として暗黒物質が挙げられる．この暗黒物質の正体に関して詳細は不明であるが，素粒子物理学の枠組みで説明されるものであるという説が有力である．しかし標準模型に登場する粒子は暗黒物質の候補となる性質を満たすものが存在しない．ニュートリノ振動の観測 [34, 35] によって質量を持つことが明らかとなっているニュートリノは，中性粒子であるため，その質量によっては暗黒物質の候補粒子となりうる．しかし，ニュートリノの質量は観測からの上限が与えられており [36]，そこから導かれるニュートリノの残存量では，暗黒物質を説明するには少なすぎるということが分かっている．同時に，宇宙の構造形成の密度揺らぎを考慮すると，ニュートリノのように軽い相対論的粒子は暗黒物質全体の中で非常に制限された割合しか許されることが分かっている．したがって，ニュートリノは暗黒物質の主な成分ではないと結論づけられ，構造形成時に非相対論的な粒子として振る舞う，いわゆる冷たい暗黒物質と呼ばれる候補粒子を考えたい．後ほど紹介する WIMPs は冷たい暗黒物質の一つである．暗黒物質の問題は，本学位論文の主題となることから，次節で詳しく紹介する．

---

<sup>2</sup>例えばプランクスケール  $\mathcal{O}(10^{18} \text{ GeV})$ ，GUT スケール  $\mathcal{O}(10^{16} \text{ GeV})$



- 暗黒エネルギー

宇宙の構成要素として暗黒物質を考慮しても、以前として正体不明の約 3/4 を占めるエネルギーのことを暗黒エネルギーという [37]。これは初期宇宙のインフレーションを引き起こす原因や、宇宙の大半の質量が正体不明であるという観測事実を説明するために導入された仮想的なエネルギーであり、アインシュタインの提案した宇宙定数に相当するものと考えられている。現在の宇宙が加速膨張を続けている要因も、負の圧力を持つ暗黒エネルギーが満ちていることが原因と考えられている。しかしながら、解明されていないことが多く素粒子理論の枠組みで説明されるのか、重力理論により説明が可能かといった点についてもはっきりしたことは分かっていない。

本研究では、これらの問題の中でも、暗黒物質候補粒子の不在に着目した。ここでは、特に WIMPs に注目して暗黒物質の詳細について述べる。

## 2.2 暗黒物質

ビッグバン元素合成 (Big Bang Nucleosynthesis : BBN) [38] を起源とするほとんど等方的な黒体放射である宇宙背景放射は、宇宙の膨張に関連して温度が下がり光子が脱結合することで残った光子を宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background : CMB) [37] として検出される。これらの宇宙論的データにより、現在の宇宙の構成要素はエネルギー密度にして 23% ほどを暗黒物質が占めることが判明している [39]。同時に標準模型で記述されるような物質は 4% 程度であることもわかっている。残りの約 3/4 を占めるのは暗黒エネルギーと呼ばれる真空エネルギーに似た性質のエネルギー密度の類である。

暗黒物質は、質量を持ちながら光学的観測が不可能な物質の総称であり、銀河の回転速度曲線 [40, 41] や CMB の観測結果 [37]、重力レンズ効果 [42–44] など、様々な宇宙論的な観測結果を説明する上で必要不可欠な物質である。暗黒物質の性質から、その候補粒子は少なくとも次の条件を満たす必要がある：

- 質量を持つ

重力相互作用をし、観測されている暗黒物質残存量を説明できなければならない。

- 電氣的に中性である

電磁相互作用をしないことから、暗黒物質の電荷はゼロである必要がある。

- 安定である

十分に長寿命である。

標準模型にはその性質を満たす粒子が存在しないため、暗黒物質となる未発見の粒子を含む、新しい模型が必要となる。未知の素粒子を探索する加速器実験では、現在までのところ暗黒物質の候補となる新粒子の発見には至っておらず、より精密な探索やより高エネルギーでの探索が計画されている。

## WIMPs

暗黒物質の候補を探索する上で、重力のみならず弱い相互作用をする粒子が注目されている。このような、質量が大きく他の物質との相互作用が弱い、非相対論的な運動をする安定な冷たい粒子を WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles) と総称している。この粒子の存在を可能にするための拡張模型がいくつも考案されてきた。

暗黒物質は様々な観測事実によって、標準模型で現れるような物質と強い相互作用や電磁相互作用はないことが示されている。つまり、暗黒物質同士が相互作用を行うと考えれば、弱い相互作用をすると考えるのが自然である。暗黒物質が弱い相互作用をするならば、観測可能な形で標準模型になにかしらの痕跡を見せるはずである。現在、世界中で WIMPs の探索が試みられている。

WIMPs が大きな質量を持つと予想されるとき、重力で捕らえられ対消滅を起こすことも考えられる。このとき暗黒物質とその反粒子は、陽子・反陽子あるいはニュートリノ対に壊れるなどしてその反応の痕跡を残す。これは間接探索実験によって信号を捉える可能性がある。そのほか、探索の主な戦略は、原子核と暗黒物質の散乱を観測する直接探索実験や、標準模型粒子の衝突から直接暗黒物質を生成する加速器実験がある。直接探索実験は、宇宙からくる WIMP ダークマターが地下実験室の原子核と衝突し反跳する際に発せられる信号を検知するものである。これらの暗黒物質を探索する実験の詳細に関しては 3 章で述べる。

## Cold 暗黒物質の熱的残存量

暗黒物質候補粒子を WIMPs と考える強い動機は、粒子がそれ自身の反粒子と衝突して消滅する頻度が弱い相互作用のスケールで決まっているとすれば、現在の宇宙で観測する暗黒物質の熱的残存量  $\Omega_\chi$  が自然に得られることが示されるためである。ここでは、暗黒物質に関連した観測可能な物理量である残存量  $\Omega_\chi$  と暗黒物質と核子の散乱断面積  $\sigma_{SI}$  の導出を行う。導出過程においては、特定の模型を仮定しない。暗黒物質の消滅・生成は、相

相互作用をする標準模型粒子をフェルミオン  $f$ ，その反粒子を  $\bar{f}$  と仮定して，

$$\chi + \bar{\chi} \leftrightarrow f + \bar{f}, \quad (2.36)$$

という反応で行われると推測できる．これは典型的な 2 体散乱であり，このファインマン図は図 2.3 に示される反応である．

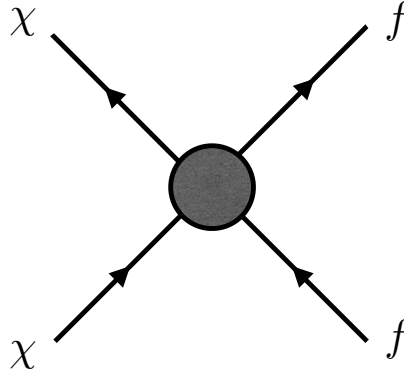


図 2.3: 暗黒物質  $\chi$  とフェルミオン  $f$  の反応過程

以下，文献 [45] に則って WIMPs ミラクルについて説明する．

暗黒物質  $\chi$  と標準模型粒子  $f$  との間に相互作用があり，十分に高い温度  $T$  で暗黒物質が原始の熱浴と熱的に平衡するほどの大きさであると仮定すると，暗黒物質粒子の宇宙論的進化は次のボルツマン方程式

$$\frac{dn_\chi}{dt} + 3H(T)n_\chi = -\langle\sigma v\rangle (n_\chi^2 - (n_\chi^{\text{eq}})^2), \quad (2.37)$$

で粒子数密度の時間変化をたどることができ，ここで暗黒物質の数密度  $n_\chi$  は

$$n_\chi(T) = g_\chi \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} f_\chi(p, T), \quad (2.38)$$

と定義される． $f_\chi$  は暗黒物質分布関数、 $g_\chi$  は暗黒物質の内部自由度の数であり， $(n_\chi^{\text{eq}})$  は熱平衡のときの数密度であり<sup>3</sup>

$$(n_\chi^{\text{eq}}) = g_\chi \frac{m_\chi^2 T}{2\pi} K_2\left(\frac{m_\chi}{T}\right), \quad (2.39)$$

のように書ける．ここで， $m_\chi$  は暗黒物質質量， $K_i$  は  $i$  次の modified Bessel 関数である．

<sup>3</sup>ここでは Maxwell-Boltzmann 分布を採用している

温度  $T$  に依存する量  $\langle\sigma v\rangle$  は、暗黒物質対が標準模型粒子対に崩壊する過程の消滅断面積であり、 $H(T)$  は温度  $T$  でのハッブル膨張パラメータである。暗黒物質生成の全過程は宇宙が放射エネルギー密度に支配されている間に起こるとすると、ハッブル膨張パラメータは

$$H(T) = \sqrt{\frac{8\pi}{3}} \frac{1}{M_{\text{Pl}}} \sqrt{\rho_r(T)}, \quad (2.40)$$

のように与えられる。ここで

$$\rho_r(T) = \frac{\pi^2}{30} g_{\text{eff}}(T) T^4, \quad (2.41)$$

である。 $g_{\text{eff}}(T)$ <sup>4</sup> は温度  $T$  における相対論的粒子の有効自由度であり、 $M_{\text{Pl}} = 1.22 \times 10^{19} \text{ GeV}$  はプランク質量である。いま、宇宙膨張による変化には注目しないので、エントロピー密度  $s$  で規格化した、単位エントロピーあたりの数密度

$$Y_\chi = \frac{n_\chi}{s} \quad (2.42)$$

$$s = \frac{2\pi^2}{45} h_{\text{eff}}(T) T^3,$$

を採用することで、式 (2.37) を書き換えると、左辺のハッブル膨張率に依存する項を取り除くことができ

$$\frac{dY_\chi}{dt} = \frac{ds}{dt} \frac{\langle\sigma v\rangle}{3H} Y_\chi^2 \left( 1 - \frac{(Y_\chi^{\text{eq}})^2}{Y_\chi^2} \right), \quad (2.43)$$

となる。初期宇宙において、暗黒物質の対消滅率 (annihilation rate) は

$$\Gamma_{\text{ann}} = \langle\sigma v\rangle Y_\chi s, \quad (2.44)$$

でハッブル膨張率を上回り、式 (2.43) は  $Y_\chi = Y_\chi^{\text{eq}}$  で解かれ、暗黒物質は原始の熱浴と熱的に平衡している。その後、温度が暗黒物質の質量を下回るようになると、 $Y_\chi^{\text{eq}} \propto \exp(-m_\chi/T)$  となり、消滅速度は宇宙膨張率を下回り暗黒物質消滅過程は凍結 (freeze out) される。今宇宙に残っている  $\chi$  はその消え残りだと考えられる。これを暗黒物質の残存量として観測する。熱平衡から離脱することを脱結合 (decoupling) という。式 (2.43) は熱浴の温度  $T$  を採用して解くことができ、近似解として

$$Y(T_0) \equiv Y_0 \simeq \sqrt{\frac{\pi}{45}} M_{\text{Pl}} \left[ \int_{T_0}^{T_f} g_*^{1/2} \langle\sigma v\rangle dT \right]^{-1}, \quad (2.45)$$

---

<sup>4</sup> フェルミオンの結合定数の内部自由度  $g_{\text{fermion}} = g_{\text{quark}} + g_{\text{lepton}} + g_{\text{neutrino}} = 6 \times 3 \times 2 \times 2 + 3 \times 2 \times 2 + 3 \times 2 = 90$  および、ボソンの結合定数の内部自由度  $g_{\text{boson}} = g_{\text{gluon}} + g_{\text{weak-boson}} + g_{\text{photon}} + g_{\text{Higgs}} = 8 + 3 \times 3 + 2 + 1 = 28$  を用いて、例えば温度  $T$  が  $175 \text{ GeV}$  よりも大きいとき  $g_{\text{eff}}(T > 175 \text{ GeV}) = 28 + \frac{7}{8} 90 = 106.75$  が得られる。

が得られる．ここで

$$g_*^{1/2} = \frac{h_{\text{eff}}}{g_{\text{eff}}^{1/2}} \left( 1 + \frac{1}{3} \frac{T}{h_{\text{eff}}} \frac{dh_{\text{eff}}}{dT} \right), \quad (2.46)$$

であり， $T_0$  は現在の温度， $T_f$  は凍結温度を表し，次式を解くことで決定される：

$$\sqrt{\frac{\pi}{45}} M_{\text{Pl}} \frac{g_*^{1/2} m_\chi}{x^2} \langle \sigma v \rangle Y_{\chi,eq} \delta(\delta + 2) = -\frac{d \log Y_\chi^{\text{eq}}}{dx}, \quad (2.47)$$

このとき， $\delta = (Y_\chi - Y_\chi^{\text{eq}})/Y_\chi^{\text{eq}}$  は従来 1.5 に設定され，同時に  $\chi = m_\chi/T$  である．

暗黒物質の熱的残存量は，通常  $\Omega_{\text{DM}} h^2$  で書かれる． $h \simeq 0.7$  は現在のハッブル膨張率を 100 (km/s)/Mpc の単位で表している． $\Omega_{\text{DM}}$  は暗黒物質エネルギー密度  $\rho_{\text{DM}}$  と臨界エネルギー密度  $\rho_{\text{cr}}$  との比を表しており，

$$\begin{aligned} \Omega_{\text{DM}} &= \rho_{\text{DM}} / \rho_{\text{cr}}(T_0), \quad \rho_{\text{DM}} = m_\chi s_0 Y_0, \\ \rho_{\text{cr}}(T) &= 3H(T)^2 M_{\text{Pl}}^2 / 8\pi, \quad \rho_{\text{cr}}(T_0) \simeq 10^{-5} \text{GeVcm}^{-3}, \end{aligned} \quad (2.48)$$

である．ここで， $s_0 = s(T_0)$  は，現在のエントロピー密度である．

以上より，暗黒物質の残存密度を数値的に見積もることができる

$$\Omega_{\text{DM}} h^2 \approx 8.76 \times 10^{-11} \text{GeV}^{-2} \left[ \int_{T_0}^{T_f} g_*^{1/2} \langle \sigma v \rangle \frac{dT}{m_\chi} \right]^{-1}. \quad (2.49)$$

ボルツマン方程式の解の挙動を図 2.4 に示す．

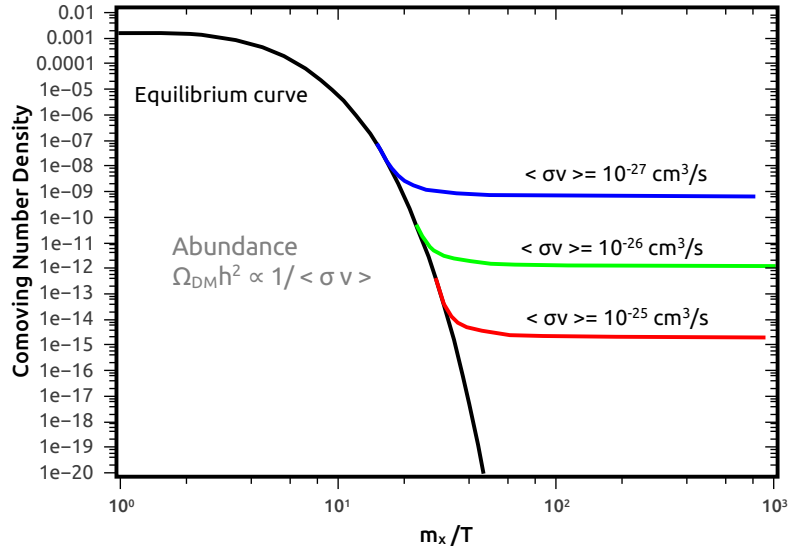


図 2.4: 熱的フリーズアウトに伴う比  $m_\chi/T$  の関数としての数密度の変化． $\Omega_{\text{DM}} h^2 \propto 1/\langle \sigma v \rangle$  であることから，消滅断面積の大きさが暗黒物質残存量を決定することがわかる．文献 [45] より引用．

暗黒物質の残存密度は基本的に熱平均断面積（凍結温度で計算）の逆数で決まり， $m_\chi$  に対数依存している．CMB の観測により決定された，現在の宇宙（時刻  $t = t_0$ ，温度

$T = T_0 = 2.4 \times 10^{-4} \text{ eV}$ ) に存在する暗黒物質の密度パラメータ  $\Omega_\chi$  は [46]

$$\Omega_\chi(t_0) h^2 = 0.120 \pm 0.001, \quad (2.50)$$

であり、実験から決定されたこの値は  $\langle\sigma v\rangle \simeq 10^{-26} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$  に対応する暗黒物質対消滅断面積の値と一致する。

例えば暗黒物質が標準模型シングレットであり、媒介粒子を通して標準模型フェルミオンと相互作用するというシナリオを検討する場合、暗黒物質が媒介粒子より軽い場合の断面積は  $\langle\sigma v\rangle \simeq \lambda_\chi^2 \lambda_f^2 \cdot m_\chi^2 / m_{\text{med}}^4$  となり、 $m_{\text{med}}$  は媒介粒子の質量、 $\lambda_\chi$  と  $\lambda_f$  はそれぞれ暗黒物質と媒介粒子の標準模型との結合定数である。したがって、

$$\langle\sigma v\rangle \sim 10^{-25} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \left( \frac{m_\chi}{100\text{GeV}} \right)^2 \left( \frac{1\text{TeV}}{m_{\text{med}}} \right)^4 \lambda_\chi^2 \lambda_f^2, \quad (2.51)$$

が得られる。これは、結合定数  $\lambda_\chi$  と  $\lambda_f$  を適切に割り当てれば、暗黒物質と媒介粒子の電弱スケールの質量に対して、宇宙論的に矛盾ない残存密度が得られることを示す。このように、WIMPsが電弱スケールやその周辺での新しい物理を期待させるこの帰結を WIMP ミラクルと呼び、これにより WIMPs は注目に値すると考えられている。

## Chapter 3

### 暗黒物質探索実験

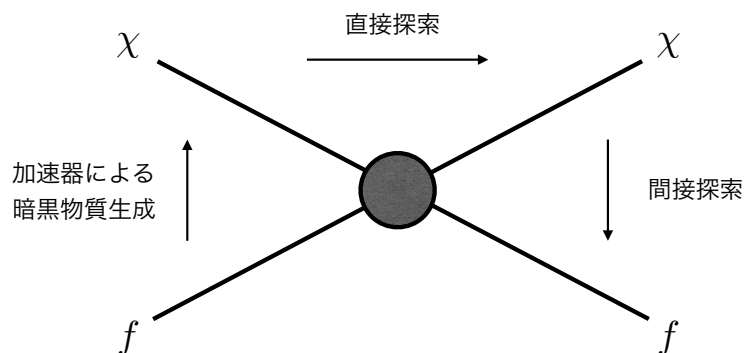


図 3.1: WIMP シナリオにおける重要な反応過程. (i) 暗黒物質の対生成 (ii) 暗黒物質と粒子の散乱 (iii) 暗黒物質の対消滅の過程を示す.

暗黒物質候補粒子の探索は大きく分けて、直接探索実験 (Direct Detection Experiments)<sup>1</sup>, 間接探索実験 (Indirect Detection Experiments)<sup>2</sup>, そして高エネルギー加速器実験 (Collider Experiments)<sup>3</sup>の3つである. これらの実験はそれぞれ, 様々な国や研究機関によって行われており, 暗黒物質の反応過程に適した探索方法を用いている. WIMPs のフェルミオン暗黒物質と標準模型フェルミオンを例にとり, 3つの反応過程を図 3.1 に示す. 各々の特徴は, 次のようになる.

- 下から上の過程:  $f\bar{f} \rightarrow \chi\bar{\chi}$

暗黒物質の対生成. 加速器実験で再現を目指している.

- 左から右の過程:  $\chi f \rightarrow \chi f$

<sup>1</sup>CDMS [47, 48]/XENON100 [49, 50]/CoGeNT [51] など

<sup>2</sup>FermiLAT [52, 53]/PAMELA [54]/AMS-02 [55] など

<sup>3</sup>LHC [56]/ILC [57] など



暗黒物質と標準模型粒子の弾性散乱．直接検出で測定可能な核反跳を引き起こすことができる反応過程．

- 上から下の過程： $\chi\bar{\chi} \rightarrow f\bar{f}$

暗黒物質の対消滅．宇宙初期の熱的遺物の存在量を決定するだけでなく、現在の宇宙線のフラックスを提供する．間接探索実験で反応の痕跡を探っている．

これらの探索実験の詳しい概要を見ていく．

### 3.1 直接探索実験

直接探索実験とは、暗黒物質と標準模型粒子とが直接相互作用を行う反応過程の観測を目指している実験である．WIMPs は、クォークやベクトルボゾンと直接、あるいは量子効果を介して相互作用することができるため、暗黒物質は核子と散乱を起こす．散乱を介して暗黒物質粒子を直接検出するというアイデアは古く、80年代から考えられていた．現在では、直接検出はWIMPsの暗黒物質探索の主要な戦略であり、そのほとんどはバックグラウンド事象を減らすために地下で行われている．

イタリアのXENON1T実験 [58] や日本のX-MASS実験 [59, 60] は、宇宙からくるWIMPsが、地下実験室に溜められている液体キセノンの原子核と衝突し反跳する際に発せられる信号を検知する．XENON1Tの実験グループが2018年5月に公表したデータ [61] を図 3.2 に示す．これは、WIMPsの質量に対するWIMPsと核子の散乱断面積の制限を表しており、黒の実線より上の領域が排除されている．最も制限のきつい領域  $m_\chi \sim 30$  GeV では、スピンに依存しない断面積の上限が  $\sigma_{SI} \gtrsim 10^{-47}$  cm<sup>2</sup> となっている．より検出感度の高い新たな直接探索実験が提案実行されてきたが、現在まで暗黒物質の存在を示す結果は得られておらず、拡張模型に対して非常に強い制限を与えている．暗黒物質を含む模型は、これらの直接探索実験から与えられる制限から逃れたものだけが生き残っている．

### 3.2 間接探索実験

間接探索実験は、宇宙に存在する暗黒物質同士が対消滅した際に放出する光子や電子、ニュートリノといった痕跡の観測を目指す実験である．間接探索実験は、地上での観測実験と宇宙ステーションなどの大気圏外で行われる観測実験が行われており、それぞれ、間



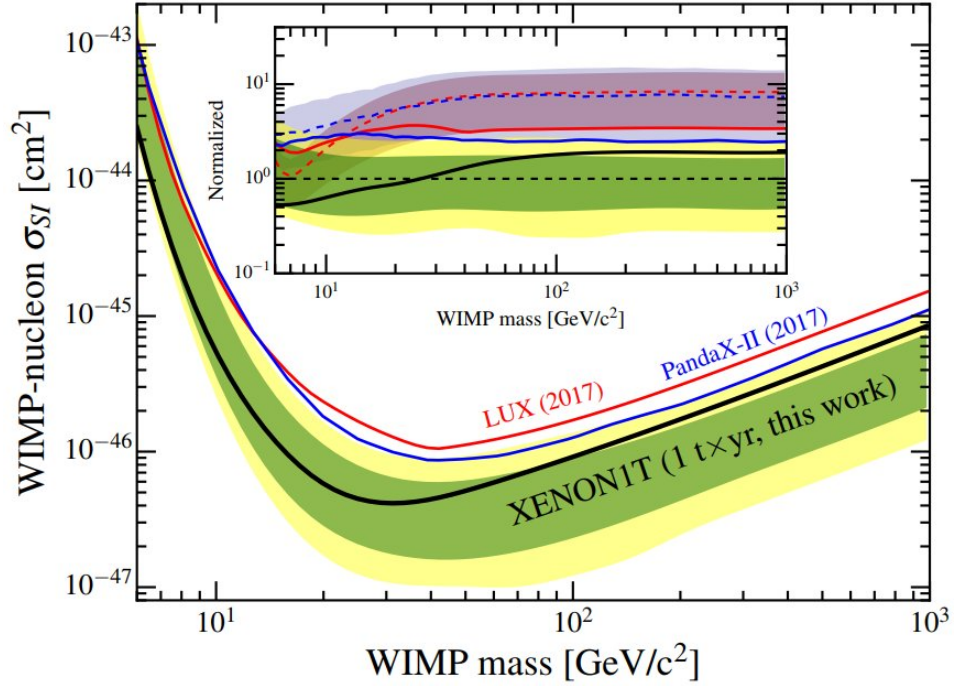


図 3.2: XENON1T 実験における WIMPs と核子の散乱断面積の測定結果 [61]

接測定<sup>4</sup>, 直接測定<sup>5</sup>と呼ばれる。間接測定は, 地上で測定を行うもので, 観測される粒子は宇宙線が大気と相互作用した跡を見ることになる。間接測定の利点は, 広い土地を使った観測が可能である。対して, 直接測定は大気圏外で行われるため, 強力な粒子識別を可能にするが, 宇宙ステーションなどの限られた面積での観測のみがおこなわれる。

暗黒物質の間接探索実験は, 直接測定と間接測定から相補的に結果を出してはいるが, 現在までのところ決定的な暗黒物質の証拠は見つかっていない。

### 3.3 加速器実験

現在, 世界各地で線形加速器や円形加速器が稼働している。設定や目的によって得意な探索領域や測定の精密さが異なる。本研究では, 特に欧州で稼働している CERN の世界最高エネルギーの円形加速器である LHC 実験に注目して研究を行なった。LHC 実験は反応の重心系エネルギー  $\sqrt{s}$  が世界最高の 13 TeV で稼働している。粒子のビームエネルギーは生成粒子の質量に直接関係するため, 重い新粒子の探索には大きな重心系エネルギーが

<sup>4</sup>現在, 主に欧州の H.E.S.S. [62], MAGIC [63, 64], アメリカの VERITAS [65] が稼働している。より大規模な Cherenkov Telescope Array(CTA) [66] も計画されている。

<sup>5</sup>高エネルギー電子・ガンマ線観測装置 (CALET) [67] アルファ磁気分光器 (AMS-02 実験 [55]) などがある。

欠かせない．例えば，運動量  $p_A$  を持つビーム粒子  $A$  が静止する質量  $m_B$  の粒子に衝突するとき，この反応の重心エネルギー  $\sqrt{s}$  は

$$\begin{aligned}\sqrt{s} &= \sqrt{(p_A + p_B)^2}, \\ &= \sqrt{(E_A + m_B)^2 - p_A^2} = \sqrt{2m_B(E_A + m_B)}.\end{aligned}\tag{3.1}$$

これに対して，2つの同種粒子  $A'$  および  $B'$  を運動量  $\vec{p}$  および  $-\vec{p}$  で正面衝突させる実験の重心系エネルギー  $\sqrt{s}$  を考えると，粒子の持つエネルギー  $E$  より

$$\begin{aligned}\sqrt{s} &= \sqrt{(p_A + p_B)^2}, \\ &= 2E.\end{aligned}\tag{3.2}$$

これより，静止標的型の加速器実験においては重心系エネルギーはビーム粒子のエネルギーの平方根に比例して大きくなるだけであるのに対し，二粒子衝突型の加速器の場合はエネルギーの2倍に比例して増加するため，より大きな質量を持つ新粒子を探索できることがわかる．

ここでは，線形加速器と円形加速器の実験の特徴をまとめ，今回，円形加速器に注目している理由について述べる．

## 線形加速器実験

線形加速器は直線上に並べられた加速管の間で粒子を加速させ衝突実験を行う．線形加速器を用いる実験は，精密な測定に向いており，加速管が長いほど衝突の際の重心系エネルギーは大きくなる．国際リニアコライダー (International Linear Collider, ILC) は，日本での建設が計画されている電子-陽電子衝突型の次世代大型線形加速器である [68]．ILC には，ヒッグスセクターのより精密な測定が期待される．

## 円形加速器

円形加速器はシンクロトロンとも呼ばれ，環状の加速器である．加速される粒子は磁場によって運動方向を曲げられ円軌道上を周回し，同じ加速管を何周も回ることにより高エネルギーまで加速させることが可能である．前述の通り，は二粒子型の衝突エネルギーは静止標的型の加速器実験よりも大きな重心系エネルギーで実験可能である．同時に，シンクロトロン中で加速される粒子は磁場によって円軌道を描いて運動し，シンクロトロン放射によってエネルギーの一部を失う．これは運動方向を円軌道に曲げられることで荷電粒子

が光子を放出するためである．周回あたりにシンクロトロン放射によって失われるエネルギー損失は

$$-\Delta E = \frac{4\pi\alpha\hbar c}{3R}\beta^3\gamma^4, \quad (3.3)$$

である．ここで， $R$ はシンクロトロンの曲率半径であり， $\beta = \frac{v}{c} \sim 1$  かつ  $\gamma = \frac{E}{mc^2}$  である．式 (3.3) よりエネルギー損失は粒子のエネルギー ( $E^4$ ) に比例し，質量依存性があることが分かる．同じエネルギーで加速する場合，質量の小さい電子は陽子に比べておよそ  $10^{13}$  倍ものエネルギー損失となり電子ビームのエネルギーは 100 GeV 程度が上限となるのに対して，陽子ビームにとってシンクロトロン放射は大きな問題とはならない．この理由によって，線形加速器では電子・陽電子を使った実験を行うのに対し，円形加速器では質量の大きなハドロンを用いた実験を行なっている．陽子の最高エネルギーは運動を円軌道上に保つのに必要な磁場の強さによって決まり，LHC 実験では超伝導磁石を用いて世界最高エネルギーでの検証を実現している．本研究では，大きな質量を持つような暗黒物質の探索可能性について議論するため，世界最高エネルギーを実現している円形加速器実験である LHC 実験に注目した．

もう一つ，重要な加速器のパラメータとしてルミノシティが挙げられる．これは，単位時間あたりに入射するビーム粒子の数，散乱物質中の標的粒子の密度および標的の厚さに依存する物理量である．高いルミノシティを実現するためには，反応点でのビームを可能な限り小さな数密度でぶつける必要がある．二粒子の衝突において反応の起こる確率を表す断面積を  $\sigma$  としたとき，反応率  $\dot{N}$  はルミノシティ  $\mathcal{L}$  を用いて次のように書ける：

$$\dot{N} = \mathcal{L} \cdot \sigma. \quad (3.4)$$

実験の稼働時間で足し上げた積分ルミノシティ ( $\int \mathcal{L} \cdot dt$ ) と粒子の反応断面積によって，実際の実験における観測しうる反応の数 (イベント数) を求めることができる．

## Large Hadron Collider (LHC)

本研究では LHC 実験への設置が検討されている陽子前方検出器を用いた暗黒物質の探索可能性を調べる．LHC は 2008 年 9 月から稼働している世界最大かつ最高エネルギーの円形加速器である．円周は 27 km に及び，スイスとフランスの国境を跨いだ研究機関である欧州原子核研究機構 (CERN) の地下に設置されている．2015 年には重心系エネルギー  $\sqrt{s} = 13$  TeV の陽子陽子衝突実験を開始した．さらに，10 倍の輝度化を目指した High-Luminosity LHC (HL-LHC) が計画されており， $3000 \text{ fb}^{-1}$  の積分ルミノシティを目指して

いる．重心系エネルギーを上げる High-Energy LHC (HE-LHC) 計画もあり，重心系エネルギー  $\sqrt{s} = 27 \text{ TeV}$  を目指している [4–7]．

LHC には7つ実験グループがあり，それぞれが生成粒子検出のために検出器を持ち，独立に研究解析している．実験グループとその特徴について表 3.1 にまとめる．

LHC の実験グループ	特徴
ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus)	日本が主に参加している実験グループ． ヒッグス粒子や余剰次元模型，暗黒物質等の 様々な物理を探ることの出来る検出器を所有 [69]．
CMS (Compact Muon Splenoid)	ATLAS に並ぶ規模の検出器を所有． 衝突の結果得られた粒子の崩壊先を観測することが目的． 崩壊先の1つであるミューオンを測定する部分が コンパクトにできている [70]．
ALICE (A Large Ion Collider Experiment)	高いエネルギー密度で強い相互作用をする，クォーク・ グルーオン・プラズマ相を明らかにすることが目的 [71, 72]．
LHCb (LHC beauty)	物質と反物質の違いを b クォークを用いて探ることが目的 [73]．
TOTEM (Total, elastic and diffractive cross-section measurement)	衝突を逃れて小さい角度で前方に散乱された陽子の 精密測定による，豊富な現象の探索が目的 [74]．
LHCf (LHC forward)	衝突によって陽子進行方向に出た粒子を観測することで， 高エネルギー宇宙線の空気シャワーに関連する測定を行う [75]．
MOEDAL (Monopole and Exotics Detector at the LHC)	磁気モノポールという、磁荷を持った粒子の探索が目的 [76]．

表 3.1: LHC の実験グループとその特徴

特に ATLAS 実験 [69] と CMS 実験 [70] のグループは規模が大きく，汎用的な検出器を用いてヒッグス粒子の探索から，暗黒物質の候補粒子探索，余剰次元などの新物理に付随する物理現象の兆候を探っている．この2大グループが各々独立に設計された検出器を用いて研究することにより，新たな発見があった際に結果を照らし合わせて確認を取るという重要な役割を果たしている [77]．ALICE 実験 [71, 72] と LHCb 実験 [73] は，それぞれ特定

の現象に対して特化した解析を行なっている。LHCf実験 [75] と TOTEM [74] 実験は比較的小さな実験で、加速された初期粒子が衝突崩壊せずに相互作用を行なう場合の反応に注目した研究を行なっている。TOTEM実験はCMS実験での相互作用点 (interaction point, IP) の両側に位置した検出器を用いており、LHCfはLHCのビームライン上でATLAS実験のIPから140 mの地点に設置された検出器を用いている。この前方検出器は、本研究で考慮する前方陽子検出器とは異なり、陽子の検出を目指さないほか、超前方と呼ばれるほどビーム軸に沿って放出される終状態粒子の観測を行なっている。MoEDAL実験 [76] はLHCb実験の検出器に近い場所で磁気モノポールを探索している。

### 前方陽子検出器

前方検出器はLHCにおいて陽子から放出された光子を始状態とした反応過程を効率的に検出することを可能にする。

通常、LHC実験は陽子同士の衝突を観測するため、始状態粒子の多くがグルーオンやクォークとなる。これに対して、始状態が光子である過程を考えることもでき、このとき陽子から放出される光子は親粒子である陽子を壊すことなく飛び出す場合に限定する。光子を放出した陽子は、ビーム方向前方に設置された陽子検出器で検出され、始状態が光子の場合のみの反応過程に集中して解析を行うことが可能となる。ここでは、前方検出器の仕組みと計画についてまとめる。

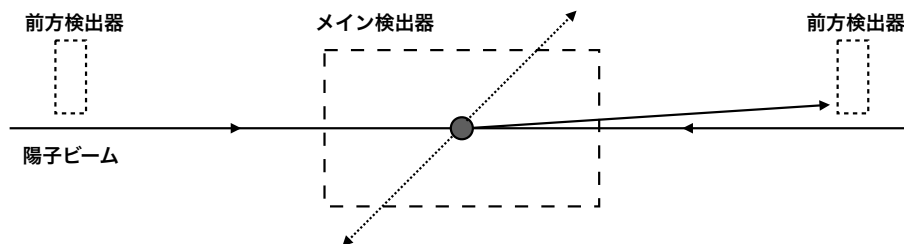


図 3.3: 前方陽子検出器の設置例

前方検出器とは、図 3.3 で示した通り、衝突粒子の相互作用ポイントからビームの前方方向に配置された検出器のことを指す。LHCのビームは陽子であり、前方検出機では、光子を放出して運動量を失った陽子を検出する。これらの陽子は、設置された磁場の影響を受け運動方向が曲げられる。これによって陽子は前方検出器に検出される。



陽子は荷電粒子であるから、磁場をかけるとローレンツ力を受け運動方向が変わる。サイクロトロンを速度  $v$  で運動する電荷  $q$  の陽子に偏向磁石によって磁場  $B$  がかけると、陽子がかかるローレンツ力  $F$  は

$$F = qvB \sin \theta, \quad (3.5)$$

このとき磁場  $B$  と速度  $v$  のなす角を  $\theta$  とする。陽子の軌道半径を  $r$  とすると、円運動の運動方程式は以下で与えられる。

$$m \frac{v^2}{r} = qvB \sin \theta. \quad (3.6)$$

相対論的運動量を考慮すると  $mv \rightarrow \frac{mv}{\sqrt{1-v^2}} = p$  であるから、円軌道の半径は式 3.6 を変形して

$$r = \frac{p}{qB \sin \theta}, \quad (3.7)$$

で表せる。したがって、陽子の円運動の半径は運動量に依存した形であり、陽子が光子を放出して運動量  $p$  を失うと考えると軌道半径  $r$  もそれに伴い小さくなり、陽子の運動がより強く湾曲することが分かる。

#### ATLAS Foward Physics プロジェクト

前方陽子検出器の設置計画のひとつに ATLAS Foward Physics (AFP) プロジェクトがある。ATLAS 前方陽子スペクトロメータは 2017 年にインストールされた新しい検出器であり、相互作用点から 200m 強離れたビームパイプの両側に計 4 つが設置されている [78–80]。ATLAS Forward Proton (AFP) は相互作用点から 210 m の位置に、Absolute Luminosity For ATLAS (ALFA) は 240 m の位置にそれぞれ配置され、2022 年 5 月から行われる LHC 実験 Run3 から測定が開始される予定である [81]。前方検出器が検出する陽子の運動量の大きさの受容範囲は、陽子が失った運動量の割合  $\xi$  を使って表される。始状態陽子の運動量を  $\vec{p}$ 、終状態陽子の運動量を  $\vec{p}'$  とすると  $\xi$  は

$$\xi = \frac{|\vec{p}| - |\vec{p}'|}{|\vec{p}|}, \quad (3.8)$$

$$\sim \frac{E_\gamma}{E_p}, \quad (3.9)$$

である。ここで、 $E_\gamma$  を陽子から飛び出した光子の持つエネルギー、 $E_p$  を陽子のエネルギーとしている。AFP プロジェクトでの  $\xi$  の取りうる値の範囲は、

$$0.0015 < \xi < 0.15, \quad (3.10)$$

である。光子の持ち去るエネルギーが小さいほど $\xi$ は小さく、光子が大きなエネルギーを持ち去るほど $\xi$ は大きくなる。式 (3.7) より、光子の持ち去るエネルギーが小さいほど陽子の運動量は大きく保たれビームパイプからの逸脱は弱くなり、その場合、遠方に設置された検出器によって捕らえられる。対して、光子が大きなエネルギーを持ち去った場合、陽子の運動は大きく曲げられ、より近距離に設置された検出器によって検出される。

#### CMS-TOTEM 前方検出器シナリオ

AFP プロジェクトとは独立して、同様な前方陽子検出の計画として The CMS+TOTEM Precision Proton Spectrometer(CT-PPS) を用いた CMS-TOTEM 前方検出器シナリオがある [82,83]。これは CMS の相互作用点から 147 m、220 m、420 m の地点に前方検出器を配置するものであり、2016 年からインストールが始まっている。これらの検出器は、Long Shutdown 2 (LS2) 以降から運用が開始される予定である [82]。

CMS-TOTEM 前方検出器シナリオでの $\xi$ の値の受容範囲は、

$$0.0015 < \xi < 0.5, \quad (3.11)$$

である。

## Chapter 4

# Simplified 暗黒物質模型

素粒子物理学における重要な課題は、実験データと比較するための理論的枠組みを構築し、様々な実験結果を比較することである。WIMPs の候補となる模型が数多く存在することを考えると、探索に特化した単純な模型での結果を、他のどのような模型でも再構成できるような形で発表することが非常に重要である。上記の理由から提案された Simplified 模型 [84–87] は、LHC では適用範囲が限られている有効演算子アプローチと、十分に動機付けされた標準模型を超える理論の領域の間に位置する。ボトムアップの視点では、Simplified 模型のアイデアは、記述に媒介粒子を含む有効演算子を拡張することで、有効場の理論のエネルギー制限を回避し、新しい探索チャンネルなどを追加することである。一方、トップダウンの枠組みでは、Simplified 模型は、複雑な新物理模型の現象論を暗黒物質に関連する現象にのみ限定して簡略化する方法と見ることができる。

標準模型を超える新物理の模型は、内包する粒子と相互作用を記述する有効ラグランジアンによって定義される。Simplified 模型は、少数の新しい粒子と相互作用のみを含むように設計されている。このような拡張模型は、粒子の質量およびその崩壊幅、生成断面積など、加速器実験で観測可能な物理量である少数のパラメータで記述することができる。いくつかのパラメータを持つ Simplified 模型に対する新物理探索の感度は、これらのパラメータの関数として提示することができ、より一般的な模型にも適用できる。この模型の結果は、主に次のような用途に使用される [86]。

- 探索感度の限界の見極め：

LHC の探索を評価するには、感度の境界を明確に示す必要がある。例えば、崩壊粒子の再構築の成効率や選択効率が、親粒子とその生成された粒子の質量差に依存することなどが挙げられる。このような情報があって初めて、既存の探索戦略では効率が悪い運動学的な範囲を特定し、これらの戦略に適切な一般化を考案することが



できる．同様の理由で，本模型による探索感度の限界は，理論家が代替の新物理模型に対する探索の感度を推定したい場合にも，貴重な参考資料となる．

- 新物理のシグナルの特性評価：

新たな物理現象が観測された場合，それが関与する可能性のある粒子の量子数，質量，散乱角や飛距離の範囲を把握することが重要となる．本模型は，新物理のシグナルの整合性を定量的に評価するための出発点となる．

- 一般的な模型の限界を導く：

これまで多種多様な拡張模型が提案されているが，それらに対する制限は，Simplified 模型の制限から導き出すことができる．それぞれの終状態において，Simplified 模型の限界は，シグナル領域におけるイベント数の上限と，シグナル領域を構成する各 simplified 模型のトポロジーのパラメータ化された効率として定式化することができる．終状態に同じ崩壊位相 (粒子の散乱角や飛距離の範囲) を持つ模型への制限は，有効断面積と呼ばれる，断面積と分岐比の積を実験効率で重み付けして合計し，その結果を上限值と比較することで推測できる．

## 4.1 Simplified 暗黒物質模型の概要

ここでは，ボトムアップ・アプローチによる Simplified 暗黒物質模型の概要について説明する．この模型は，加速器実験で到達可能なスケールの物理を記述する．自由パラメータの数を最小限に抑えたベンチマークモデルを要求し，解析に用いる．

標準模型のラグランジアンを出発点とし，暗黒物質の候補粒子と，繰り込み可能な演算子を介してクォークとグルーオンに結合する媒介粒子を補完した最小限度の模型の拡張を考える．これは，ハドロン衝突型加速器でダークセクター<sup>1</sup>にアプローチするために必要である．媒介粒子はこれらの結合を介して，観測可能な物質世界に暗黒物質を含むダークセクターの干渉を伝える．一般的には，単純化のためにいくつかの仮定を置くことができ，例えば，導入するすべての結合定数が等しい，あるいは，第三世代のクォークへの結合が支配的である，などの仮定が可能である．

---

<sup>1</sup>暗黒物質を含む，標準模型粒子と直接相互作用しない粒子群が構築する世界．ダークセクター粒子は，媒介粒子がポータルとなって標準模型粒子と相互作用する．

## s-channel spin-1 mediator

Simplified 暗黒物質模型での, s チャネルで交換される媒介物質を含む模型を考える [88,89]. スピン 1 のベクトル型の媒介粒子  $Z'$  とフェルミオン暗黒物質  $\chi$  およびクォーク  $q$  との相互作用ラグランジアンは,

$$\mathcal{L}_{\text{vector}} = g_\chi^V \bar{\chi} \gamma^\mu \chi Z'_\mu + g_q^V \sum_q \bar{q} \gamma^\mu q Z'_\mu \quad (4.1)$$

$$\mathcal{L}_{\text{axial-vector}} = g_\chi^A \bar{\chi} \gamma^\mu \gamma_5 \chi Z'_\mu + g_q^A \sum_q \bar{q} \gamma^\mu \gamma_5 q Z'_\mu \quad (4.2)$$

で与えられ,  $g_\chi^V, g_q^V$  と  $g_\chi^A, g_q^A$  はそれぞれベクトル型相互作用と軸性ベクトル型相互作用の結合定数である. ここで, クォーク  $q$  は  $q (= u, d, c, s, b, t)$  からなる. 本論文では, 媒介粒子  $Z'$  はレプトンと相互作用しない, leptophobic なものとする. 結合定数  $g_q$  の普遍性は, 模型が最小フレーバー違反 (Minimal Flavor Violation: MFV) であることを保証しており [90], これはフレーバー物理から生じる既存の制約を避けるために重要である.

ここでは, 媒介粒子へのクォーク結合が対角であることを仮定し,  $g_q^{ij} = g_q^i \delta^{ij}$  ( $i = 1, 2, 3$ ) であり, すべてのフレーバー非対角結合をゼロに設定する. このように標準模型と媒介粒子の相互作用を単純化することで, この模型には独立したパラメータが 4 つだけ, すなわち 2 つの結合定数と ( $g_\chi^{V,A}, g_q^{V,A}$ ) と 2 つの質量 ( $m_\chi, m_{Z'}$ ) のみとなる.

散乱振幅の計算には, 新しく加えた媒介粒子の崩壊幅  $\Gamma$  を含める必要がある. これは, ダークセクターに属する他の粒子に対する未知の崩壊率を与えるパラメータと捉えられる. 媒介粒子の最小崩壊幅は, 暗黒物質  $\chi$  とクォーク  $q$  への崩壊のうち, 運動学的にアクセス可能なものすべての部分崩壊幅の合計で与えられる. ベクトル型媒介粒子の場合,

$$\Gamma_{\text{vector}}^{\chi\bar{\chi}} = \frac{g_\chi^2 m_{\text{med}}}{12\pi} (1 - 4z_\chi)^{1/2} (1 + 2z_\chi), \quad (4.3)$$

$$\Gamma_{\text{vector}}^{q\bar{q}} = \frac{g_q^2 m_{\text{med}}}{12\pi} (1 - 4z_q)^{1/2} (1 + 2z_q). \quad (4.4)$$

ここで,  $z_{\chi,q} = \frac{m_{\chi,q}^2}{m_{\text{med}}^2}$  としている.  $m_{\text{med}} < 2m_{\chi,q}$  で崩壊幅への寄与は消える. 同様に, 軸性ベクトル型の媒介粒子の崩壊幅は,

$$\Gamma_{\text{axial}}^{\chi\bar{\chi}} = \frac{g_\chi^2 m_{\text{med}}}{12\pi} (1 - 4z_\chi)^{3/2}, \quad (4.5)$$

$$\Gamma_{\text{axial}}^{q\bar{q}} = \frac{g_q^2 m_{\text{med}}}{12\pi} (1 - 4z_q)^{3/2}. \quad (4.6)$$

で与えられる.

### s-channel spin-0 mediator

同様に、スピン0のスカラー型の媒介粒子  $Y$  がディラックフェルミオン暗黒物質  $\chi$  と相互作用する場合、相互作用ラグランジアンは

$$\mathcal{L}_{\text{scalar}} = g_\chi^S \bar{\chi} \chi Y + g_q^S \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_q y_q \bar{q} q Y \quad (4.7)$$

$$\mathcal{L}_{\text{pseudo-scalar}} = i g_\chi^P \bar{\chi} \gamma_5 \chi Y + i g_q^P \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_q y_q \bar{q} \gamma_5 q Y \quad (4.8)$$

ここで、 $g_\chi^S, g_q^S$  と  $g_\chi^P, g_q^P$  はそれぞれスカラーと擬スカラーの結合定数である。  $y_q = \sqrt{2} m_q / v$  は標準模型クォークの湯川結合定数で、ヒッグスの真空期待値 (vev) は  $v \simeq 246$  GeV である。このとき独立なパラメータは  $(g_\chi^{S,P}, g_q^{S,P}, m_\chi, m_{Y'})$  の4つである。湯川型結合を持つスピン0媒介粒子模型において、LHCにおける最も関連性の高い反応過程はトップクォークペアに関連する暗黒物質対生成である。このように、スカラー型模型は第3世代のクォークとの結合が強化されており、その現象はベクトル型模型とは全く異なる。

スカラー媒介粒子の場合、崩壊幅は、ループからのグルーオンへの崩壊の寄与が生じ、それぞれの寄与は、

$$\Gamma_{\text{scalar}}^{\chi\bar{\chi}} = \frac{g_\chi^2 m_{\text{med}}}{8\pi} (1 - 4z_\chi^2)^{3/2}, \quad (4.9)$$

$$\Gamma_{\text{scalar}}^{q\bar{q}} = \frac{3g_q^2 y_q^2 m_{\text{med}}}{16\pi} (1 - 4z_q^2)^{3/2}, \quad (4.10)$$

$$\Gamma_{\text{scalar}}^{gg} = \frac{\alpha_s^2 g_q^2 m_{\text{med}}^3}{32\pi^3 v^2} |f_{\text{scalar}}(4z_t)|^2, \quad (4.11)$$

一方、擬スカラーの場合は、

$$\Gamma_{\text{pseudo}}^{\chi\bar{\chi}} = \frac{g_\chi^2 m_{\text{med}}}{8\pi} (1 - 4z_\chi^2)^{1/2}, \quad (4.12)$$

$$\Gamma_{\text{pseudo}}^{q\bar{q}} = \frac{3g_q^2 y_q^2 m_{\text{med}}}{16\pi} (1 - 4z_q^2)^{1/2}, \quad (4.13)$$

$$\Gamma_{\text{pseudo}}^{gg} = \frac{\alpha_s^2 g_q^2 m_{\text{med}}^3}{32\pi^3 v^2} |f_{\text{pseudo}}(4z_t)|^2. \quad (4.14)$$

ここで、関数  $f$  は次のように取る：

$$f_{\text{scalar}}(\tau) = \tau \left[ 1 + (1 - \tau) \arctan^2 \left( \frac{1}{\sqrt{\tau - 1}} \right) \right], \quad (4.15)$$

$$f_{\text{pseudo}}(\tau) = \tau \arctan^2 \left( \frac{1}{\sqrt{\tau - 1}} \right). \quad (4.16)$$

$f_{\text{scalar}}(\tau)$  と  $f_{\text{pseudo}}(\tau)$  は  $\tau < 1$  の場合で定義されるが、ここでの関数は複素数とする。また、 $m_{\text{med}} < 2m_{\chi,q}$  である場合には、媒介粒子の全崩壊幅にツリーレベルの補正は寄与し

ない。これは対応する終状態がオンシェルで生成されないことを意味する。グルーオンペアへの崩壊は、媒介粒子の質量  $m_{\text{med}}$  が 200 GeV から 400 GeV のあいだで、観測できない崩壊 (invisible decay) が運動学的に禁止されている場合のみ関係する。

### s-channel spin-2 mediator

重力を介して相互作用する暗黒物質模型はスピン 2 の媒介粒子を新たに導入することで記述される [91, 92]。このときのスピン 2 媒介粒子  $Y_2$  と暗黒物質  $\chi$  との相互作用ラグランジアンは、

$$\mathcal{L}_\chi^{\text{spin-2}} = -\frac{1}{\Lambda} g_\chi^T T_{\mu\nu}^\chi Y_2^{\mu\nu}, \quad (4.17)$$

ここで、 $\Lambda$  は理論のスケールパラメータ、 $g_\chi^T$  は結合定数、 $T_{\mu\nu}^\chi$  は暗黒物質場のエネルギー運動量テンソルである。同様に、標準模型粒子との相互作用ラグランジアンは、

$$\mathcal{L}_{\text{SM}}^{\text{spin-2}} = -\frac{1}{\Lambda} \sum_i g_i^T T_{\mu\nu}^i Y_2^{\mu\nu}, \quad (4.18)$$

このとき、 $i$  は標準模型の場合、つまりヒッグス二重項  $H$ 、クォーク  $q$ 、レプトン  $\ell$ 、 $SU(3)_C$ 、 $SU(2)_L$ 、 $U(1)_Y$  のゲージボソン  $g, W, B$  を表す。エネルギー運動量テンソル  $T_{\mu\nu}^\chi$  は、実スカラー  $\chi_R$ 、ディラックフェルミオン  $\chi_D$ 、ベクトル  $\chi_V$  の 3 種類の暗黒物質が独立であるとして、

$$T_{\mu\nu}^{\chi_R} = -\frac{1}{2} g_{\mu\nu} (\partial_\rho \chi_R \partial^\rho \chi_R - m_\chi^2 \chi_R^2) + \partial_\mu \chi_R \partial_\nu \chi_R, \quad (4.19)$$

$$\begin{aligned} T_{\mu\nu}^{\chi_D} = & -g_{\mu\nu} (\bar{\chi}_D i \gamma_\rho \partial^\rho \chi_D - m_\chi \bar{\chi}_D \chi_D) + \frac{1}{2} g_{\mu\nu} \partial_\rho (\bar{\chi}_D i \gamma^\rho \chi_D) \\ & + \frac{1}{2} \bar{\chi}_D i (\gamma_\mu \partial_\nu + \gamma_\nu \partial_\mu) \chi_D - \frac{1}{4} \partial_\mu (\bar{\chi}_D i \gamma_\nu \chi_D) - \frac{1}{4} \partial_\nu (\bar{\chi}_D i \gamma_\mu \chi_D), \end{aligned} \quad (4.20)$$

$$T_{\mu\nu}^{\chi_V} = -g_{\mu\nu} \left( -\frac{1}{4} F_{\rho\sigma} F^{\rho\sigma} + \frac{m_\chi^2}{2} \chi_{V\rho} \chi_V^\rho \right) + F_{\mu\rho} F_\nu^\rho + m_\chi^2 \chi_{V\mu} \chi_{V\nu}, \quad (4.21)$$

ここで、 $F_{\mu\nu}$  は場の強さテンソルである。

### t-channel mediator

t チャンネルの模型では、カラーを持つスカラー媒介粒子がクォーク-WIMPs に崩壊することができる。これは超対称模型のスクォークと同様に

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \sum_i \left( q_L^i \bar{Q}_L^i \tilde{Q}_L^i + g_u^i \bar{u}_R^i \tilde{u}_R^i + g_d^i \bar{d}_R^i \tilde{d}_R^i \right) \chi + \text{mass term} + \text{c.c.}, \quad (4.22)$$

ここで  $Q_L^i, u_R^i, d_R^i$  は標準模型クォーク、 $\tilde{Q}_L^i, \tilde{u}_R^i, \tilde{d}_R^i$  はそれぞれのスカラー媒介粒子 (スクォーク) に対応し、 $i = 1, 2, 3$  は世代を表す。超対称性におけるケースとは異なり、ここでは

WIMP 暗黒物質  $\chi$  はディラック, また SUSY ではマヨラナフェルミオンである [93–95]. この模型では, 媒介粒子によってフレーバーが運ばれるが, 「フレーバー暗黒物質」シナリオと言われるような暗黒物質自体にフレーバーを持たせる場合もある.

### s-channel Simplified 模型の評価

本学位論文では, s-channel Simplified 模型のベクトル型媒介粒子模型に注目して研究を行った. ここではベクトル型だけでなく, スカラー型媒介粒子模型および spin-2 模型にも当てはまる一般的な実験結果の特性をまとめる.

ほとんどの場合, 実験の解析結果は質量平面 ( $m_\chi, m_{\text{med}}$ ) のプロットとして示される. 本来は, 全ての変数の全てのとりうる値の範囲で調べるべきところであるが, これまで様々な理論模型に対する制限を質量平面で解析してきた背景に倣ったのであり, ひとまず結合定数を固定して質量依存性に関して研究するものである. LHC Dark Matter Working Group の推奨する, 有用なベンチマークは 4.2 章にまとめる. 本研究では, このベンチマークで推奨される結合定数の値に固定して, 解析を行う.

LHC が描く排除線は, 一般的に単純な構造をしている. 暗黒物質ペアが媒介物質から生成され, イベントのタグ付けに必要な標準模型粒子 (光子やハドロンジェットなど) と反跳する Missing Transverse Energy (MET)+X 探索では,  $m_{\text{med}} > 2m_\chi$  の場合, 媒介粒子が共鳴して生成され, 結果的に断面積が増大するため, 最高の感度が得られる. 一方,  $m_{\text{med}} < 2m_\chi$  の場合は offshell 過程になるため断面積は抑制され, 大きな  $m_{\text{med}}$  では有効場の理論 (Effective Field Theory:EFT) の適用限界が回復する. これにより, 図 4.1 の左図に示した排除プロットは典型的な三角形となる. MET は横方向の消失エネルギーのこと

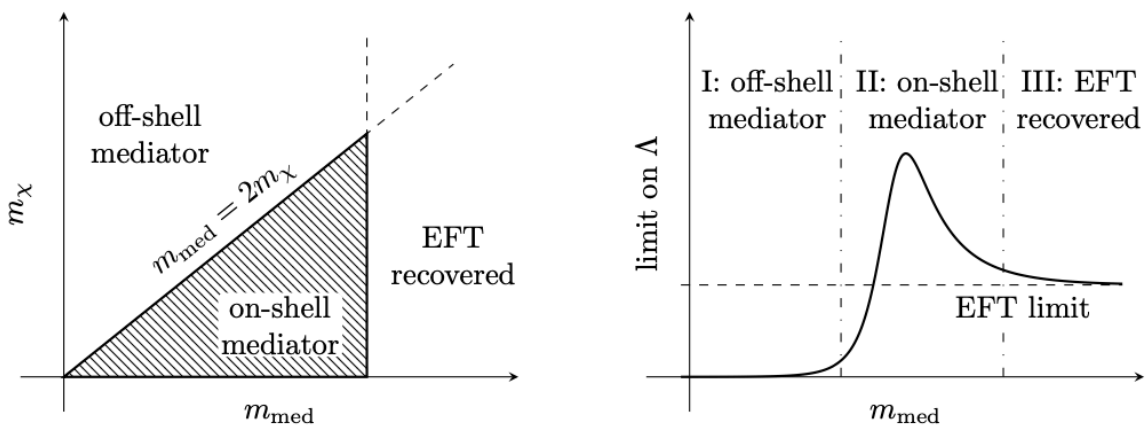


図 4.1:  $m_{\text{med}}-m_\chi$  平面に対する制限 [84]

をいい、標準模型では主に電氣的に終状態の中性なニュートリノ、Simplified 模型では暗黒物質を指す。

ここで、 $\Lambda = \frac{m_{\text{med}}}{\sqrt{g_q g_\chi}}$  を定義する。  $m_\chi$  を固定して、  $m_{\text{med}}-\Lambda$  平面で s チャンネルの Simplified 模型を評価すると、境界は図 4.1 の右図に示すような形になる。媒介粒子が軽い場合（領域 I）では、暗黒物質生成過程はオフシェルで、その断面積は  $m_{\text{med}}^4/s^2$  となる。  $\sqrt{s}$  は  $\min(\text{MET}^2, m_\chi^2)$  と見積もることができる。領域 II では、媒介粒子がオンシェルで生成され、断面積が大きくなる。この領域では、断面積が  $\frac{g_\chi^2 g_q^2}{m_{\text{med}}^2 \Gamma^2}$  となるため、限界は  $\Lambda$  の選択に依存する。最後に、III 領域では EFT の適応限界が回復する。

s チャンネルの Simplified 模型に対する制限は、多くのグループによって得られている。[96–100] では、モノジェット探索とダイジェット探索、直接探索からの制限、初期宇宙での暗黒物質の過剰生産、摂動限界との比較が行われている。直接探索からの制約を逃れるような軽い暗黒物質の探索は [101–103] で研究されている。

暗黒物質がスカラー型媒介粒子の s チャンネル交換によって標準模型に結合する模型では、ダークセクターはこのスカラー型媒介粒子とヒッグスの混合を介して標準模型に結合する。これにより、標準模型のフェルミオンの質量に比例した湯川結合 (媒介粒子–標準模型粒子間の相互作用) が生じる。LHC におけるアップクォークおよびダウンクォークによる生成断面積は、グルーオンの初期状態によるトップクォークのループ誘起生成に比べて抑制される。この抑制は崩壊率にも適用されるから、特にトップクォークへの崩壊が運動学的に禁止される場合には、正しいレリック密度を得るために暗黒物質の質量と結合定数が非常に大きな値をとり、媒介粒子の質量は小さな値をとる必要がある。そのため、本研究ではスカラー型媒介粒子の模型は考慮しない。

ここまで、いくつかの Simplified 模型を紹介した。これらの模型に対して実験からの制限が得られた場合、それらの制限はトップダウンで提唱される理論模型への制限として再検可能であることがとても有用である。例えば、Two-Higgs-doublet model (2HDM) は pseudo-scalar 媒介粒子とフェルミオン暗黒物質で補完した模型である。ベクトル型媒介粒子とダークヒッグスを含む模型は、新たに  $U(1)'$  対称性を追加した標準模型を超える物理が由来として考えられる可能性がある。2つのヒッグス二重項と (擬) スカラー一重項を含む模型は、Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model (NMSSM) のヒッグスセクターに類似している [84]。

以降、本研究では s-channel ベクトル型媒介粒子の模型に注目する。



## 4.2 ベンチマーク・シナリオ

暗黒物質と媒介粒子の質量  $m_\chi$ - $m_{Z'}$  による模型の定量的な評価のため、クォークと媒介粒子のベクトル・軸性ベクトル相互作用の結合定数である  $g_q^V$  と  $g_q^A$  を固定する。以下のシナリオは参考値であるが、ここでは結合の割合を変えてそれらの影響を考察することに重点を置く。この値は、LHC Dark Matter Working Group が提唱するベンチマークのシナリオ [88] に則って決定した。

(i) ベクトル結合のみを持つ場合（ベクトル・シナリオ）

$$g_\chi^V = 1.0, g_\chi^A = 0.0, g_q^V = 0.25, g_q^A = 0.0; \quad (4.23)$$

(ii) 軸性ベクトル結合のみを持つ場合（軸性ベクトル・シナリオ）

$$g_\chi^V = 0.0, g_\chi^A = 1.0, g_q^V = 0.0, g_q^A = 0.25; \quad (4.24)$$

(iii) ベクトル結合と軸性ベクトル結合が混合する場合（混合シナリオ）

$$g_\chi^V = \frac{1}{\sqrt{2}}, g_\chi^A = \frac{1}{\sqrt{2}}, g_q^V = \frac{1}{4\sqrt{2}}, g_q^A = \frac{1}{4\sqrt{2}}. \quad (4.25)$$

本研究では、結合定数  $g_q^V$  と  $g_q^A$  は簡単のため世代に依存しないとする。

ワーキンググループの提示しているシナリオは、(i) ベクトル・シナリオ、(ii) 軸性ベクトル・シナリオのみである。このため、(iii) 混合シナリオにおける結合定数は、ベクトル相互作用と軸性ベクトル相互作用が同等の確率で起こるものと仮定して設定した。ここでクォークの結合  $g_q$  はユニバーサルであるべきであり、同時に媒介粒子は暗黒物質とクォークとの結合  $g_\chi, g_q$  以外持たないものとする。これらの選択は、複数の加速器実験の結果を一貫して比較するために設定されるものである。 $g_q = 0.25$  としたのは、[98] の図 12 から、LHC などのハドロン衝突型加速器実験のダイジェット探索からの制限を避けるためである。本研究で考慮するベクトル媒介粒子は標準模型のレプトンへの結合を持たないものと要請した。このような粒子をレプトフォビックであるという。

## Chapter 5

# ベクトル型媒介粒子模型での暗黒物質探索

本研究では、シミュレーション解析によって大型ハドロン衝突型加速器 (Large Hadron Collider : LHC) の前方検出器を用いたベクトル型媒介粒子を含む Simplified 暗黒物質模型におけるダークセクターの探索可能性を調べた。前方検出器は、陽子・陽子衝突型加速器である LHC 実験において、始状態に光子を含む散乱過程を効率的に検出することができる。

### 5.1 ベクトル型粒子が媒介する散乱過程

準実光子を放出した陽子はパートンに分解せず生き残る。光子を放出したことにより運動量を失った陽子は、磁場に曲げられて前方検出器に検出される。これにより、陽子同士が衝突しパートンに分解される過程と区別することが可能となる。

始状態を陽子・光子として、図 5.1 で示すように、暗黒物質模型のシグナル事象は (a) のようなベクトル型媒介粒子  $Z'$  を伴うもの、標準模型バックグラウンド事象の反応過程は (b) のような  $Z$  ボソンを伴うものなどが挙げられる。本研究では、

$$pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pj\chi\bar{\chi}X \quad (5.1)$$

の反応過程をシグナル過程として注目する。始状態は加速されたビーム内の陽子  $p$  であり、片方の  $p$  は壊れず光子  $\gamma$  を放出する。ここで、ジェット  $j$  はアップクォーク ( $u$ )、ダウンクォーク ( $d$ )、チャームクォーク ( $c$ )、ストレンジクォーク ( $s$ )、ボトムクォーク ( $b$ ) とそれらの反粒子 ( $\bar{u}, \bar{d}, \bar{c}, \bar{s}, \bar{b}$ ) で構成されるとし<sup>1</sup>、 $X$  は観測しない粒子群 (主にハドロン) である。図 5.1 の左図のように、ベクトル型媒介粒子  $Z'$  から暗黒物質のペア  $\chi\bar{\chi}$  が生成さ

---

<sup>1</sup>大量に発生するクォークやグルーオンはパートンシャワーを作りハドロナイズして、ジェットとして観測される。



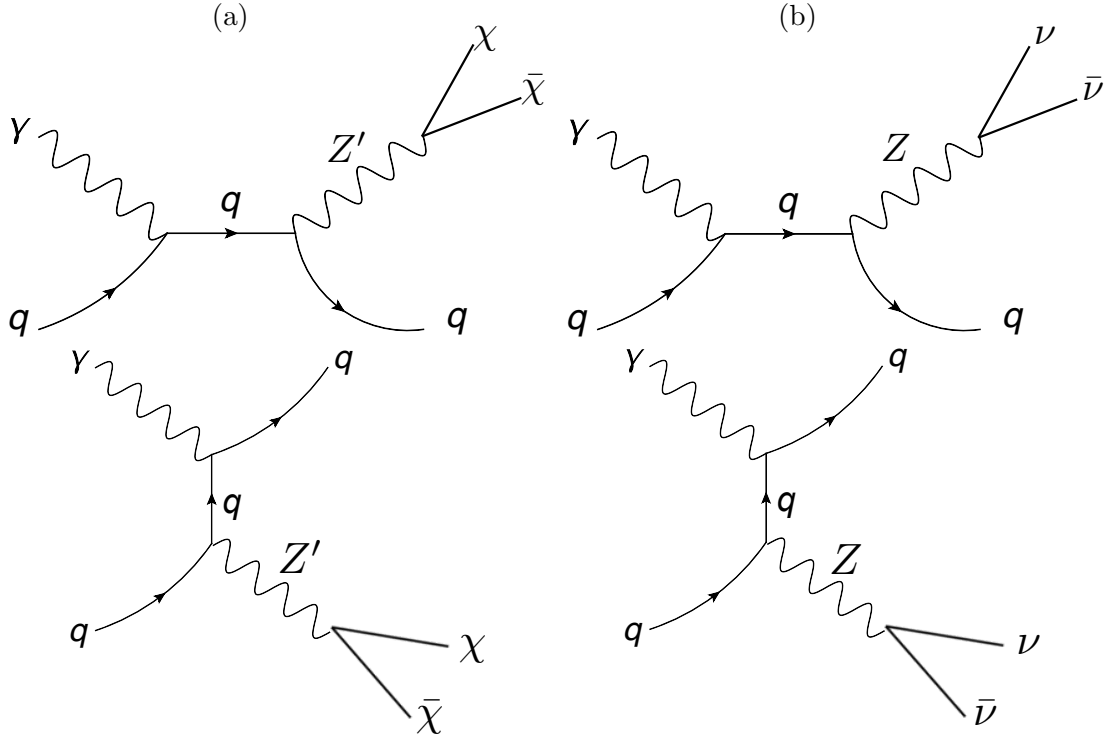


図 5.1: パartonレベルのファインマン図 (a) シグナル過程の例 (b) 標準模型バックグラウンドの反応過程の例. ここでクォークは  $q = u, d, c, s, b, \bar{u}, \bar{d}, \bar{c}, \bar{s}, \bar{b}$  とし、ニュートリノは  $\nu = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$  とする.

れる. 標準模型のバックグラウンド過程は主に

$$pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pj\nu\bar{\nu}X \quad (5.2)$$

である. この過程のファインマン図は図 5.1(b) である. ここで,  $\nu, \bar{\nu}$  は電子ニュートリノ ( $\nu_e$ ), ミューオンニュートリノ ( $\nu_\mu$ ), タウニュートリノ ( $\nu_\tau$ ) の3世代のニュートリノとそれらの反粒子 ( $\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$ ) である.

これらのプロセスの特徴は, ジェットに加えて, 前方陽子検出器で検出された無傷の陽子との間に生じるエネルギーの欠損である. 暗黒物質  $\chi$  と  $\bar{\chi}$  は安定で, LHC の主な検出器内での崩壊はないものと考えられ, 中性な粒子であるから, 電氣的な信号を残さない. この暗黒物質の特性のため, 終状態にはエネルギーの消失が起こる. この横方向の消失エネルギーを Missing Transverse Energy (MET:  $\cancel{E}_T$ ) という. バックグラウンド過程 5.2 の MET は,  $\nu\bar{\nu}$  である. これは, シグナルと同様に  $\nu$  が中性粒子であり, 検出器に検出されないからである.

注目している本過程の終状態には, 光子を放出した無傷の陽子 ( $p$ ), 1つのジェット ( $j$ ), MET ( $\cancel{E}_T$ ), 崩壊した陽子の残骸である  $X$  が含まれる. 準実光子を放出した陽子はパート

ンに分解されず、運動量を失う。この陽子は、設置された LHC の磁場の影響を受けて、ビームとは異なる角度で運動し前方検出器で検出されることになる。ジェットと  $\text{MET} \not{E}_T$  は、LHC の中央検出器で測定される。

同時に、反応過程  $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pj\nu\bar{\nu}\nu\bar{\nu}X$  も標準模型バックグラウンド事象として考えられる。しかし、この断面積は、主要なバックグラウンド過程  $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pj\nu\bar{\nu}X$  に対して 2000 倍も小さなものであるから、定量的に無視できる程度のものであるとして扱える。

これらの過程に対する LHC 実験での観測を考慮したイベント生成を伴うシミュレーションを行い、終状態ジェットの運動量分布をはじめとする様々な運動学的変数に対するイベント分布を調べた。それによって標準模型のバックグラウンドイベントとシグナルイベントとの違いを探った。

## 5.2 粒子衝突実験シミュレーションの設定

本研究で現象論的研究を行ううえでの散乱過程のモンテカルロ・シミュレーションにおけるイベント生成について説明する。

本研究では、NNPDF2.3 [104] を用いて信号事象と背景事象の両方についてパートンレベルのイベントを生成するために、MADGRAPH5\_AMC@NLO [8] を用いて解析を行った。NNPDF2.3 は、LHC のデータを含むグローバルなデータセットに基づいて、NLO(next-to-leading-order) および NNLO(next-to-next-to-leading order) における核子のパートン分布を決定するパートン分布関数 (Parton Distribution Function, PDF) のセットである。スピン 1 媒介粒子とフェルミオン (フェルミオン暗黒物質と標準模型クォーク) との相互作用は、UFO ファイル: spin-1 DMsimp model file [105] を用いて実装した。

陽子から放出される光子の分布は、等価光子近似 (equivalent photon approximation, EPA) に基づいた光子分布関数を使用して求める。仮想性は小さく、準実光子 (quasi-real photon) とみなす。MADGRAPH5\_AMC@NLO には、陽子から放出される光子のフラックスを、等価光子近似 [106] を用いて計算する機能が実装されている。以降、重心エネルギーを  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  とし、積分ルミノシティを  $L_{\text{int}} = 3000 \text{ fb}^{-1}$  として解析を行った。ルミノシティの計算では、光子放出後の陽子の生存確率 ( $S^2$ ) を含めることが重要である。本研究では、一方の陽子が準実光子を放出する散乱過程に注目しているため、生存確率は、 $S^2 = 0.7$  [107] と取れる。この生存確率の大きさは、いくつかの過程に依存する [107–109]。

ここで、前方検出器でイベントを測定することで課される実験測定からの条件を提示

する．陽子のエネルギーと放出された光子のエネルギーの比で定義される

$$\xi = \frac{E_\gamma}{E_p}, \quad (5.3)$$

は，AFP プロジェクトでは式 (3.11) で示すように，

$$0.0015 < \xi < 0.15,$$

の範囲が設定されていた．同様に，CT-PPS プロジェクトでの受容範囲は式 (3.10) のように，

$$0.0015 < \xi < 0.5,$$

とされていた．LHC 実験の重心エネルギーを  $\sqrt{s} = 14$  TeV とすると，片方の陽子が持つエネルギー  $E_p$  は 7 TeV = 7000 GeV であるから，放出される準実光子の持ち去るエネルギーに条件が付けられる：

$$10.5 \text{ GeV} < E_\gamma < 1050 \text{ GeV} \quad (\text{for AFP}), \quad (5.4)$$

$$10.5 \text{ GeV} < E_\gamma < 3500 \text{ GeV} \quad (\text{for CT - PPS}), \quad (5.5)$$

これは MADGRAPH5\_AMC@NLO でのイベント生成時に先んじて条件として課す．生成したイベントの始状態光子のエネルギー分布は，図 5.2 のように得られる．図から分かる通り，分布は光子のエネルギーが小さい領域に偏っている．したがって，ここでは下限  $10.5 \text{ GeV} < E_\gamma$  のみを条件とした．イベント生成の結果として得られるイベント数  $N_{\text{events}}$  は，散乱断面積  $\sigma$ ，積分ルミノシティ  $L_{\text{int}} = 3000 \text{ fb}^{-1}$ ，陽子の生存確率  $S^2 = 0.7$  から

$$N_{\text{events}} = \sigma \times L_{\text{int}} \times S^2, \quad (5.6)$$

で与えられる．

生成したイベントへカットを課していく．ここでいうカットとは，関心のある観測可能な物理量に対して観測範囲を限定することを指す．これによって，設定範囲外で起こる事象のイベント数をカウントしないことが可能になる．一般的に，標準模型バックグラウンドの事象はシグナルイベントの断面積よりも大きく，ついてはイベント数が多い．シグナルはバックグラウンドの事象に紛れて隠されてしまう．そこで，バックグラウンドのイベントを効率よくカットすることで，探索したいシグナルのイベントの観測確率をあげようとするものである．

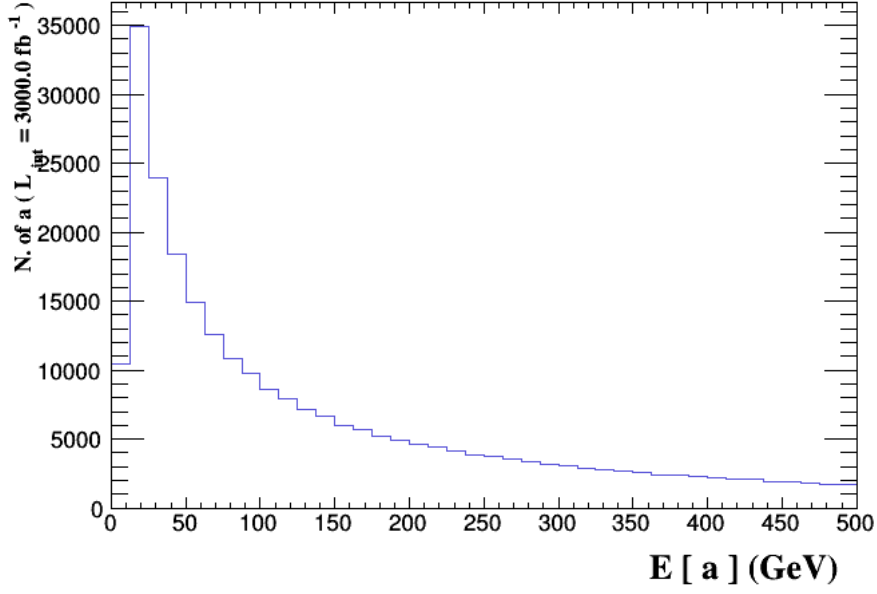


図 5.2:  $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pj\nu\bar{\nu}X$  過程での準実光子のエネルギー分布

本研究においては，DM に対する天体物理学的な制限<sup>2</sup>は考慮していない．これらの制限についての議論は，[110–112]で行われている．Simplified 暗黒物質模型で暗黒物質の質量が  $m_\chi \gtrsim 50$  GeV であるとき，間接探索実験はとくに重要ではない [111, 113]．

### 5.3 信号事象と背景事象のイベント分布の比較

今回，もう一方の陽子はパートンに分裂し，終状態はモノジェットの信号が中央の検出器で検出される．最小限のイベントの選択として，ジェットの横運動量  $p_T^j$  と擬ラピディティ  $\eta^j$  に対して次のようなカットをかけた<sup>3</sup>：

$$p_T^j > 200 \text{ GeV}, \quad |\eta^j| < 3.0. \quad (5.7)$$

MET は，

$$\cancel{E}_T = \left\| \sum_{\text{visible particles}} \vec{p}_T \right\|, \quad (5.8)$$

を定義として採用している [114]．パートンレベルの解析で，イベントに対して1つのジェットが放出される場合を考えているため， $\cancel{E}_T = p_T^j$  であると考えられる．よって，

<sup>2</sup>暗黒物質の残存量や直接探索実験からの制限のこと．

<sup>3</sup>横運動量と横方向の消失エネルギー MET，擬ラピディティ  $\eta^j$  については，Appendix を参照．

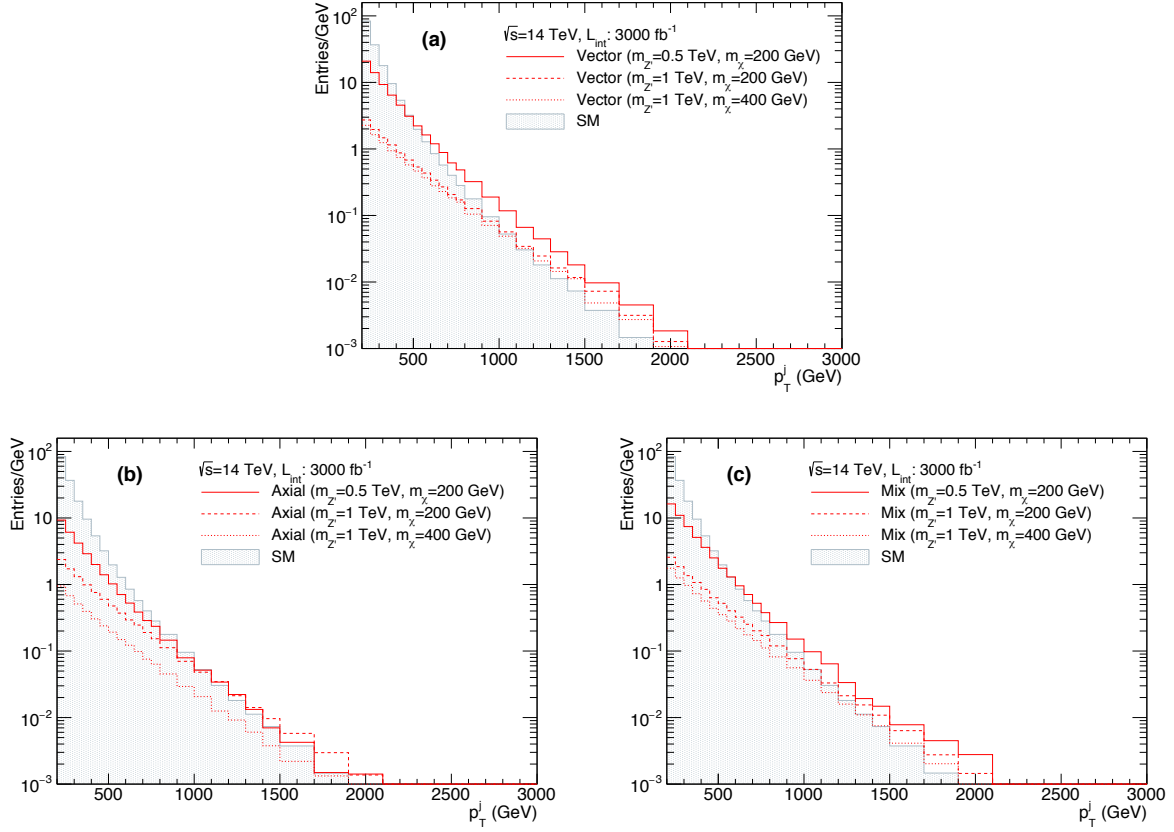


図 5.3:  $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pj\chi\bar{\chi}X$  の  $p_T^j$  分布. 重心エネルギーを  $\sqrt{s} = 14$  TeV, 積分ルミノシティを  $L_{\text{int}} = 3000 \text{ fb}^{-1}$  として, (a) ベクトル・シナリオ (b) 軸性ベクトル・シナリオ (c) 混合シナリオに対応する. 図 (a)–(c) の  $Z'$  のベクトルと軸性ベクトル結合は, 式 (4.23)–(4.25) で与えられる. 3つの線はそれぞれの図において  $(m_{Z'}, m_\chi) = (500 \text{ GeV}, 200 \text{ GeV})$  は実線,  $(1 \text{ TeV}, 200 \text{ GeV})$  は破線,  $(1 \text{ TeV}, 400 \text{ GeV})$  は点線に対応している. 斜線部分は標準模型バックグラウンドイベントの分布を示す.

式 (5.7) の  $p_T^j > 200 \text{ GeV}$  のカットは, MET に対するセレクションカット  $\cancel{E}_T > 200 \text{ GeV}$  と同等と言える.

図 5.3 (a)–(c) で, Simplified 暗黒物質模型にベクトル型媒介粒子の3つのシナリオ (4.23), (4.24), (4.25) でのシグナルイベントの過程 (5.1) の  $p_T^j$  分布を示す. それぞれの図における実線, 破線, 点線は  $(m_{Z'}, m_\chi) = (500 \text{ GeV}, 200 \text{ GeV})$ ,  $(1 \text{ TeV}, 200 \text{ GeV})$  そして  $(1 \text{ TeV}, 400 \text{ GeV})$  のイベントの結果を示している. それぞれのシナリオに対して, 式 (4.23), (4.24), (4.25) のクォークと暗黒物質のベクトル相互作用と軸性ベクトル相互作用の結合定数を利用した. 式 (5.2) の標準模型バックグラウンド過程の  $p_T^j$  分布は, 比較のため斜線で示す. シグナルイベントとバックグラウンドイベントの  $p_T^j$  分布には,  $p_T^j > 200 \text{ GeV}$  のカットを適用したところ有意な差は見られなかった.

図 5.4 では, シグナルイベントとバックグラウンドイベントに関する  $\xi$  分布を示す. 各

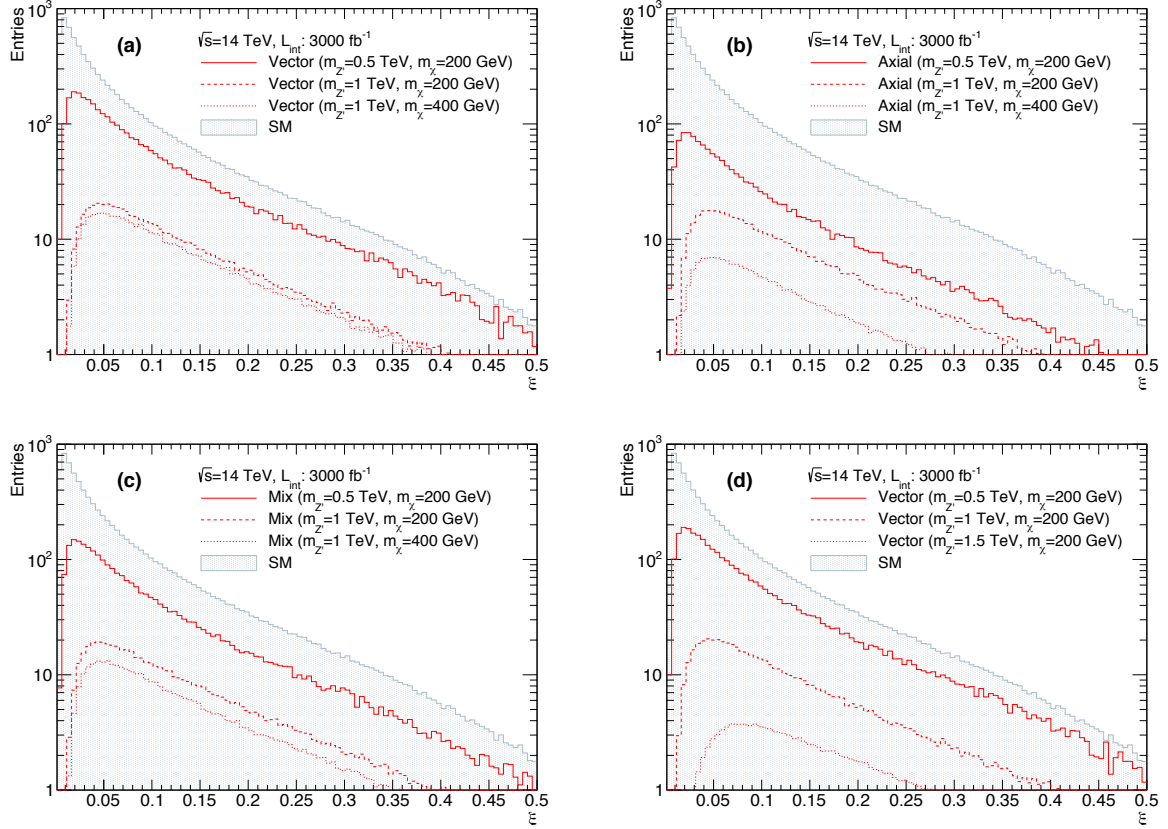


図 5.4: シグナル過程  $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pj\chi\bar{\chi}X$  の  $\xi$  分布. 重心系エネルギーを  $\sqrt{s} = 14$  TeV, 積分ルミノシティを  $L_{\text{int}} = 3000 \text{ fb}^{-1}$  とした. 図 (a),(b),(c) でのパラメータの設定は図 5.3 の (a),(b),(c) と同じであり, (d) は (a) の設定と同じである. (a),(b),(c) における実線, 破線, 点線はそれぞれ  $(m_{Z'}, m_{\chi}) = (0.5 \text{ TeV}, 200 \text{ GeV}), (1 \text{ TeV}, 200 \text{ GeV}), (1 \text{ TeV}, 400 \text{ GeV})$  に対応している. (d) は  $m_{\chi} = 200 \text{ GeV}$  に固定した場合であり, 実線, 破線, 点線はそれぞれ  $m_{Z'} = 500 \text{ GeV}, 1 \text{ TeV}, 1.5 \text{ TeV}$  に対応している.

図 5.4(a)–(d) の斜線部分は, 標準模型のバックグラウンドの事象を示している. 図中の 3 本の線は, 図 5.3 と同じ媒介粒子の質量  $m_{Z'}$  と暗黒物質の質量  $m_{\chi}$  の入力値で得られたものある. 図 5.4(d) では,  $m_{\chi} = 200 \text{ GeV}$  のときの 3 種類の  $Z'$  質量の値  $m_{Z'} = (0.5, 1, 1.5) \text{ TeV}$  に対する  $\xi$  分布を比較している.

図で見られるように,  $m_{Z'}$  を増加させると, 分布の最大値は  $\xi$  の比較的高い値となることがわかる. 一方, バックグラウンドのイベント分布は,  $\xi$  がゼロに近いところでピークを持つ. そこで, 小さい  $\xi$  での背景事象のイベントを減らすために,  $\xi$  の低域にカットを課す. 以下の解析では,  $\xi$  を以下のように選択する.

$$0.05 < \xi < 0.15, \quad (5.9)$$

ここで,  $\xi$  の高域のカットは, 式 (3.10) と式 (3.11) の前方陽子検出器の受容範囲によっ

Selection	$N_B$	$N_S : m_{Z'} = 1 \text{ TeV}, m_\chi = 200 \text{ GeV}$		
		Vector	Axial	Mix
minimal selections:	8137	579	507	546
$p_T^j > 200 \text{ GeV},  \eta^j  < 3.0$	(3.9 fb)	(0.28 fb)	(0.24 fb)	(0.26 fb)
(a)(minimal selections)+(0.015 < $\xi$ < 0.15)	5027	389	340	365
(b)(minimal selections)+(0.05 < $\xi$ < 0.15)	2305	276	243	258

表 5.1: イベントの選択範囲に対するバックグラウンドのイベント数とシグナルイベント数の変化. シグナルイベントは媒介粒子の質量を  $m_{Z'} = 1 \text{ TeV}$ , 暗黒物質の質量を  $m_\chi = 200 \text{ GeV}$  に固定したときのイベント数であり, 3つのシナリオの結果をそれぞれ示す.

て決定した.

カットフローを表 5.1 にまとめた.  $N_B$  と  $N_S$  はそれぞれバックグラウンドとシグナルのイベント数である. 表 5.1 より, カット条件 (a) では, ベクトル・シナリオの場合, イベント数 (平方根) が  $N_B$  は 62 % ( $\sqrt{N_B}$  の 79 %),  $N_S$  は 67 % に減少することがわかる. カット条件 (b) では, ベクトル・シナリオの場合, イベント数は  $N_B$  は 28 % ( $\sqrt{N_B}$  の 53 %) と  $N_S$  は 48 % に減少する.

LHC のメインの反応過程である  $pp \rightarrow j\cancel{E}_T X$  は, 本研究で注目する過程  $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pj\cancel{E}_T X$  の反応断面積に対しておよそ 2000 倍も大きい. 式 (5.7) で示した最小限のカットを施したベクトル・シナリオの場合,  $(m_{Z'}, m_\chi) = (1.2 \text{ TeV}, 550 \text{ GeV})$  において,  $Z'$  が媒介する過程の断面積は

$$\sigma(pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pj\cancel{E}_T X) \simeq 0.1 \text{ fb}, \quad (5.10)$$

$$\sigma(pp \rightarrow j\cancel{E}_T X) \simeq 200 \text{ fb}, \quad (5.11)$$

になる. バックグラウンドの事象では, 最小のカットで

$$\sigma(pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pj\cancel{E}_T X) \simeq 4 \text{ fb}, \quad (5.12)$$

$$\sigma(pp \rightarrow j\cancel{E}_T X) \simeq 12 \times 10^3 \text{ fb}, \quad (5.13)$$

である. したがって, これらの反応過程は  $pp \rightarrow j\cancel{E}_T X$  のみの結果で評価でき, エネルギージェット解析の過程と同じになる [110, 115]. そのため, 最終的に前方に 1つの陽子 (パイルアップ現象によるもの) を持つプロセス  $pp \rightarrow j\cancel{E}_T X$  と, 我々のプロセスすなわち  $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pj\cancel{E}_T X$  を区別することは極めて難しい.

ここで, 図 5.3, 5.4 で見られる軸性ベクトル・シナリオ, ベクトル・シナリオの  $m_\chi$



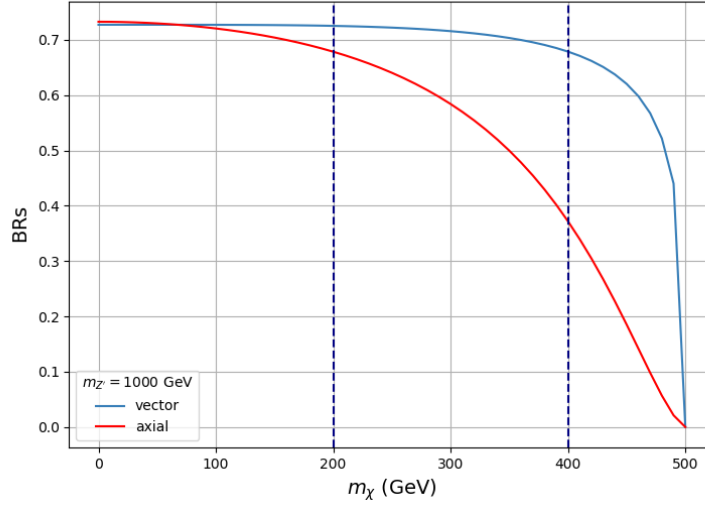


図 5.5: 媒介粒子  $Z'$  の暗黒物質対 ( $\chi\bar{\chi}$ ) への崩壊分岐比  $\text{BR}(Z' \rightarrow \chi\bar{\chi})$  の  $m_\chi$  依存性. 媒介粒子質量  $m_{Z'}$  は 1000 GeV に固定した場合を考慮. 青色の実線はベクトル・シナリオ, 赤色の実線は軸性ベクトル・シナリオを示す. 紺色の点線はそれぞれ, 暗黒物質の質量  $m_\chi = 200$  GeV および 400 GeV を印する.

依存性の違いについて注目する. 前者のシナリオの予言は  $m_\chi$  に依存しているのに対し, 後者のシナリオは  $m_\chi$  の変化にほぼ依存していないように見える.

図 5.5 に, 媒介粒子 ( $Z'$ ) が暗黒物質対 ( $\chi\bar{\chi}$ ) に壊れる崩壊分岐比 (Branching Ratio: BR) の暗黒物質質量依存性を示す. このとき, 媒介粒子の質量は  $m_{Z'} = 1$  TeV とし, 図 5.3, 5.4 の点線と破線の固定値に合わせた.  $\text{BRs}(Z' \rightarrow \chi\bar{\chi})$  は, 青色の実線で描かれたベクトル・シナリオについては  $m_\chi = 200$  GeV および 400 GeV の場合で大きな差がないのに対し, 赤色の実線で描かれた軸性ベクトル・シナリオでは  $m_\chi = 400$  GeV のとき, 200 GeV の場合に比べて暗黒物質対への崩壊が起これにくいことが見て取れる. この違いによって, 図 5.3, 5.4 で確認されるベクトル・シナリオと軸性ベクトル・シナリオの分布の差が現れている.

次に, 陽子陽子衝突における Energetic-jet の解析結果から限界曲線を描く. 本論文では, パイルアップ事象が十分に抑制されていることを前提としており, その抑制メカニズムの検討は今後の課題とする. 信号事象とパイルアップ現象を分離するためのアイデアとしては参考論文 [116–119] などが挙げられる. [118] では, パイルアップ事象によるバックグラウンド事象の場合, 前方の陽子と主検出器内の粒子が異なる陽子-陽子相互作用によって生成されるという事実が利用されている. [119] のでは, 相互作用点とタイミング

検出器の間で偏向した陽子の飛行時間を測定することで、パイルアップ背景事象を低減する可能性が議論されている。彼らは、パイルアップバックグラウンドイベントを減らすために、相互作用点とタイミング検出器の間で偏向した陽子の飛行時間を測定することに言及している。また、陽子  $p_T$  のカットは、陽子が  $p \rightarrow N^* + \gamma$  や  $p \rightarrow \Delta + \gamma$  などに解離して陽子に戻るときに発生する余分な背景事象を減らすのにも有効である。

## 5.4 ベクトル型媒介粒子模型への前方検出器からの制限

この章では、前方陽子検出器での陽子タギングを用いて、レプトフォビックなベクトル型媒介粒子を持つ Simplified 暗黒物質模型のパラメータ空間  $(m_{Z'}, m_\chi)$  に対する制限を調べる。模型のパラメータ  $(m_{Z'}, m_\chi)$  に対する制限は、帰無仮説によって課される。媒介粒子質量  $m_{Z'}$  と暗黒物質質量  $m_\chi$  をスキャンしたシグナルイベントとバックグラウンドとの比較によって、統計的有意性  $\frac{N_S}{\sqrt{N_B}}$  を求める。  $m_{Z'}, m_\chi$  の 95% confidence level (C.L.) の下限は、  $\frac{N_S}{\sqrt{N_B}} > 1.96$  とした。表 5.1 より、前章で示した運動学的変数のセレクションカットを行った結果、  $\sqrt{s} = 14$  TeV かつ積分ルミノシティ  $L_{\text{int}} = 3000 \text{ fb}^{-1}$  として、バックグラウンドのイベント数  $N_B = 2305$  を得た。このイベント数から、統計的優位性を合理的に見積もることができる。

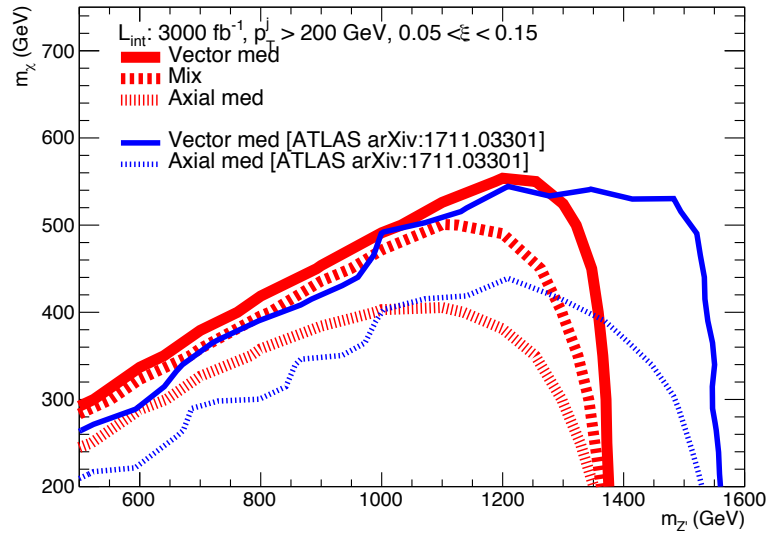


図 5.6:  $m_{Z'} - m_\chi$  平面に対する 95% C.L. での制限。赤色の線はそれぞれ、実線：ベクトル・シナリオ、点線：軸性ベクトル・シナリオ、破線：混合シナリオである。青線 ATLAS 実験から模型に与えられている制限であり、実線がベクトル・シナリオ、点線が軸性ベクトル・シナリオに対して得られている制限である。

$Z'$  の相互作用の 3 つのシナリオについて、パラメータ  $(m_{Z'}, m_\chi)$  の排除限界を図 5.6 に示す。実線、点線、破線の赤い曲線は、それぞれベクトルシナリオ (4.23), 軸性ベクトルシナリオ (4.24), 混合シナリオ (4.25) に対する制限を示している。また、ベクトル・シナリオと軸ベクトル・シナリオについては、 $p$ - $p$  衝突による高いエネルギーを持つジェットが終状態にある過程に関する解析（観測限界） [115] による限界をそれぞれ青の実線と点線の曲線で示した。なお、この解析では、混合シナリオは検討されていない。

図 5.6 から、軸性ベクトル、混合、ベクトル・シナリオの順に、 $(m_{Z'}, m_\chi)$  のリミットが弱いものから強いものへと変化していることがわかる。この結果は、シグナルのイベント数の分布と一致している。また、この図はすべてのシナリオにおいて、暗黒物質の質量  $m_\chi$  が比較的小さい場合、 $m_{Z'} \lesssim 1.4$  TeV の媒介質量が 95% C.L. で除外されることを示している。

一方、暗黒物質  $\chi$  の質量下限は、次のように与えられた：

- ベクトル・シナリオ

$$m_\chi \gtrsim 550 \text{ GeV} \quad (m_{Z'} = 1.2 \text{ TeV}) \quad (5.14)$$

- 軸性ベクトル・シナリオ

$$m_\chi \gtrsim 400 \text{ GeV} \quad (m_{Z'} = 1.1 \text{ TeV}) \quad (5.15)$$

- 混合シナリオ

$$m_\chi \gtrsim 500 \text{ GeV} \quad (m_{Z'} = 1.1 \text{ TeV}) \quad (5.16)$$

図 5.6 のベクトルシナリオと軸ベクトルシナリオの暗黒物質質量  $m_\chi$  の制限値 (5.14) (5.15) は、媒介粒子の質量  $m_{Z'}$  がおよそ 1000 GeV 以下の領域において、ATLAS 研究 [115] の高エネルギーのジェットが終状態に現れるイベントによる解析よりも、わずかに強い制限を与える。対して、 $m_{Z'}$  が大きな質量を持つ場合を考えると、それぞれのシナリオでの暗黒物質質量の制限は、ATLAS の研究から得られた他のパラメータ空間での制限よりも、主に弱くなっている。一方、混合シナリオ (5.16) における暗黒物質質量の限界は、LHC では研究されていない。ATLAS と CMS でのダイジェット不変質量探索の結果を合わせると、 $Z'$  の下限質量は観測された限界値とあわせて  $m_{Z'} \gtrsim 5$  TeV となり、これは我々の結果よりもはるかに強いものである。

本研究では, Simplified 暗黒物質模型に対する天文学物理学的な制限については触れていない. この種の観測や実験によるモデルのパラメータ空間への制限については, [110–113] で研究されている. プランク衛星実験からの残存密度の制約は, 軸性ベクトルシナリオのパラメータ空間に強い制限を与え, 一方, 直接検出の制約はベクトルシナリオのパラメータ空間に厳しい制限を与える. 暗黒物質の質量  $m_\chi$  が 50 GeV の場合, Simplified 暗黒物質模型に対する間接検出制約は重要ではないと考えられている [111, 113].

## Chapter 6

# Conclusion

本学位論文では、レプトフォビックなベクトル型媒介粒子を用いた Simplified 暗黒物質模型を LHC の前方陽子検出器を使って探索する可能性を検討した。本研究では、フェルミオン暗黒物質  $\chi$  の生成過程  $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pj\chi\bar{\chi}X$  を媒介粒子  $Z'$  がクォーク  $q$  もしくは暗黒物質  $\chi$  と相互作用する 3 つのシナリオに基づいて解析した。

まず 1 つ目のシナリオは、媒介粒子  $Z'$  がベクトル結合  $g_q^V$  と  $g_\chi^V$  を通してクォーク  $q$  と  $\chi$  に結合する「ベクトル・シナリオ」である。第 2 の「軸性ベクトルシナリオ」では、これらのベクトル型の相互作用を、 $g_q^A$  と  $g_\chi^A$  の結合を持つ軸性ベクトル型の相互作用に置き換えた。3 番目の「混合シナリオ」では、ベクトル型と軸性ベクトル型相互作用の両方が混合して結合する場合を考慮した。

解析から、前方陽子検出器で検出された無傷の陽子の運動量割合の損失として定義される  $\xi$  の選択カットが、バックグラウンドイベントの削減に有効であることを発見した。本解析で注目したシグナルイベントに対する主なバックグラウンドとなる標準模型の反応過程は  $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pj\nu\bar{\nu}X$  である。模型のパラメータ空間に制約があるため、シグナル、バックグラウンドともにパイルアップ現象の影響は考慮していない。

シナリオ (i) から (iii) のそれぞれに対して、重心系エネルギー  $\sqrt{s} = 14$  TeV、積分ルミノシティ  $L_{\text{int}} = 3000 \text{ fb}^{-1}$  として解析を行い、スピン 1 媒介粒子  $Z'$  と暗黒物質  $\chi$  の質量について探索可能な下限値を調べた。解析の結果、得られた媒介粒子質量  $m_{Z'}$  に対する 95% C.L. の下限は約 1.4 TeV であり、(i), (ii), (iii) の間で下限の違いは高々 50 GeV 程度であった。ATLAS と CMS でのダイジェット不変質量探索からは、 $Z'$  の質量は  $m_{Z'} \gtrsim 5$  TeV という下限が与えられており、これは我々の結果よりも強い制限となっている。このように  $Z'$  の探索に対しては準光子-陽子衝突過程の利点は見られなかった。一方、暗黒物質探索においては次に示すように同衝突過程を前方検出器を用いて測定することによる利点

が見られた。ベクトルシナリオ (i) と軸性ベクトルシナリオ (ii) における暗黒物質の質量  $m_\chi$  の下限は、それぞれ 95% C.L で

ベクトル・シナリオ： $m_{Z'} = 1.2 \text{ TeV}$  で  $m_\chi \gtrsim 550 \text{ GeV}$

軸ベクトル・シナリオ： $m_{Z'} = 1.1 \text{ TeV}$  で  $m_\chi \gtrsim 400 \text{ GeV}$

が得られた。この解析により、ATLAS 実験の強いエネルギーを持つジェットを終状態とするイベントから与えられた既存の制限よりも、わずかに強い制限を  $m_\chi$  に与えることを明らかにした。一方、混合シナリオにおける  $m_\chi$  の制限については、これまで LHC では研究されておらず、新しい結果として媒介粒子の質量が  $m_{Z'} = 1.1 \text{ TeV}$  のとき  $m_\chi \gtrsim 500 \text{ GeV}$  という制限が得られた。以上のように、本研究によって、準光子-陽子衝突過程を用いたベクトル型媒介粒子による暗黒物質探索の特徴と利点が示された。

# Acknowledgments

本学位論文は、曹基哲教授と山下公子博士との共同研究に基づいて作成しています。研究の遂行、本論文の執筆において、終始あたたかいご指導と激励を賜りました曹基哲教授に深く感謝いたします。また山下公子博士は、共同研究の機会をくださり研究を導いていただきました。

河野能知准教授、岩手大学の馬渡健太郎准教授にはシミュレーションツールの利用や解析について、丁寧なアドバイスをいただきました。外部委託の際に議論してくださった、名古屋大学E研の皆さま、パリ SUD 大学の LAL 理論研究室および LPT の皆様には大変お世話になりました。同研究室博士課程の久保田美緒さん、速水香奈さん、出川智香子さんは一番に議論できる存在として頼りにさせていただきました。同期の山本 (越野) 茉依羅さん、簡 (福田) 裕香さんには、修士の頃から刺激をもらい、大きな励みになったことをここに記すとともに、心から感謝申し上げます。また、菅本晶夫名誉教授ならびに研究室の先輩、後輩の方々には常に暖かな空気で迎えてもらい、研究生生活の支えになりました。最後に、遠方からサポートしてくれた家族、友人、またお世話になった全ての方々に心より感謝し、謝辞とさせていただきます。



## Appendix A

### 準実光子放出過程の計算

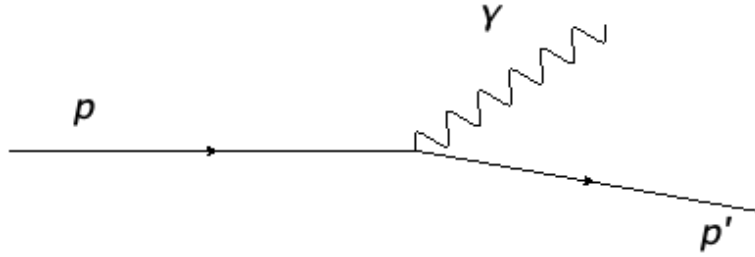


図 A.1: 陽子の準実光子放出過程

始状態陽子が準実光子を放出する確率に関する計算を考える。初期状態の陽子が光子を放出する過程の物理、つまり、陽子中のクォークから光子が放出される確率を議論する。いま光子を放出する前後の陽子(クォーク)が共線で運動しているとすれば、このような相対論的粒子(ここで言うところの光子)を伴う反応は簡単に起こる。このとき、共線的な粒子の終状態は親粒子の運動量に近く、必要なのは光子への微小な運動量の移動のみである。

まず始状態クォークの運動量を次のように取る、

$$p \sim (E, 0, 0, E). \quad (\text{A.1})$$

このとき、光子が微少量  $z$  で  $p$  の運動量を持ち去ると考えると、放出された光子の運動量  $q$  および放出後のクォークの運動量  $k$  は

$$q = \left( zE, q_{\perp}, 0, zE - \frac{q_{\perp}^2}{2zE} \right), \quad (\text{A.2})$$

$$k = \left( (1-z)E, -q_{\perp}, 0, (1-z)E - \frac{q_{\perp}^2}{2(1-z)E} \right), \quad (\text{A.3})$$

で与えられる。エネルギー保存から、式 (A.2) と (A.3) の第 4 成分の差が

$$E - \frac{q_\perp^2}{2zE} - \frac{q_\perp^2}{2(1-z)E}, \quad (\text{A.4})$$

なので、素朴に計算すれば親クォークの運動量 (A.1) はもっと正確に記述することができ、

$$p = \left( E, 0, 0, E - \frac{q_\perp^2}{2z(1-z)E} \right), \quad (\text{A.5})$$

が得られる。

元のクォークを右巻きとして光子放出について詳しく計算する<sup>1</sup>。このとき、散乱振幅は

$$\mathcal{M}(q_R \rightarrow \gamma q_R) = Q_f e u_R^\dagger(k) \sigma^\mu u_R(p) \epsilon_\mu^*(q), \quad (\text{A.6})$$

と書ける。このとき  $Q_f$  はクォークのチャージ、 $\sigma^\mu$  はパウリ行列、 $\epsilon_\mu^*(q)$  は光子の偏極ベクトルである。スピノルはそれぞれ

$$u_R(p) = \sqrt{2E} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (\text{A.7})$$

$$u_R(k) = \sqrt{2(1-z)E} \begin{pmatrix} 1 \\ -q_\perp/2(1-z)E \end{pmatrix}, \quad (\text{A.8})$$

である。ここで、 $u_R(k)$  を回転させて、式 (A.3) の運動量  $k$  方向のスピン上向きスピノルになっていることに注意。取りうる可能な光子の偏極は

$$\begin{cases} \epsilon_R &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left( 0, 1, i, -\frac{q_\perp}{zE} \right), \\ \epsilon_L &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left( 0, 1, -i, -\frac{q_\perp}{zE} \right). \end{cases} \quad (\text{A.9})$$

左巻き光子の放出について、

$$u_R^\dagger \sigma \cdot \epsilon_L^* u_R = 2E\sqrt{1-z} \left( 1 - \frac{q_\perp}{2(1-z)E} \right) \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \sigma^1 + i\sigma^2 - \frac{q_\perp}{zE} \sigma^3 \right] \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix},$$

パウリ行列を代入してまとめると、

$$u_R^\dagger \sigma \cdot \epsilon_L^* u_R = -\sqrt{2} q_\perp \frac{\sqrt{1-z}}{z}. \quad (\text{A.10})$$

---

<sup>1</sup>最終的な確率は左巻きの場合と同様である

同様に、右巻き光子の放出に関して計算すると、

$$\begin{aligned}
u_R^\dagger \sigma \cdot \epsilon_R^* u_R &= 2E\sqrt{1-z} \left( 1 - \frac{q_\perp}{2(1-z)E} \right) \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \sigma^1 - i\sigma^2 - \frac{q_\perp}{zE} \sigma^3 \right] \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \\
&= -\sqrt{2}q_\perp \frac{\sqrt{1-z}}{z(1-z)},
\end{aligned} \tag{A.11}$$

が得られる。振幅の2乗を足し上げると、

$$\sum_\epsilon |\mathcal{M}(q \rightarrow \gamma q)|^2 = 2Q_f^2 e^2 q_\perp^2 (1-z) \frac{1}{z^2(1-z)^2} [1 + (1-z)^2], \tag{A.12}$$

として、光子がスプリットしてくる過程の振幅結果が得られた。

ここではクォークの光子放出過程にのみ注目して計算を行ったが、より具体的な反応過程の断面積を計算するには、過程に含まれる全ての生成崩壊に関する振幅を組み合わせて位相空間で積分する必要がある。

## Appendix B

# Narrow Width Approximation

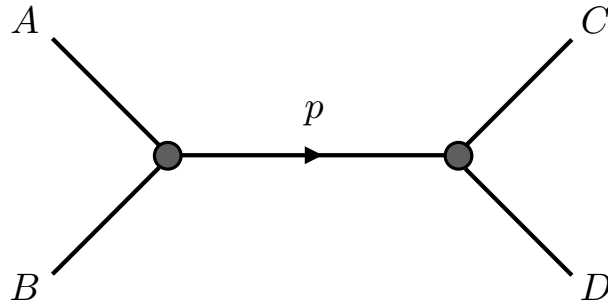


図 B.1:  $AB \rightarrow X \rightarrow CD$  反応過程のファインマン図

ここでは, Narrow Width Approximation について説明する. 粒子 A, B の衝突により生成された中間粒子  $X$  が粒子 C, D に崩壊する過程を考える. 中間粒子がオンシェルで, その崩壊幅が質量に対して小さい場合に Narrow Width Approximation を用いることができる:

$$\frac{1}{(p^2 - M^2)^2 + M^2\Gamma^2} \xrightarrow{\frac{\Gamma}{M} \rightarrow 0} \frac{\pi}{M\Gamma} \delta(p^2 - M^2). \quad (\text{B.1})$$

ここで,  $p$  は中間粒子  $X$  の運動量,  $M$  は中間粒子の質量,  $\Gamma$  は中間粒子の全崩壊幅である. この時, 反応断面積は

$$\begin{aligned} d\sigma &= \frac{1}{2s} |\mathcal{M}_{\text{prod}}|^2 \frac{1}{(p^2 - M^2)^2 + M^2\Gamma^2} |\mathcal{M}_{\text{dec}}|^2 d\Phi_{CD}, \\ &\rightarrow \frac{1}{2s} |\mathcal{M}_{\text{prod}}|^2 2\pi \delta(p^2 - M^2) \frac{1}{\Gamma} \frac{1}{2M} |\mathcal{M}_{\text{dec}}|^2 d\Phi_{CD}, \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

となる. ここで,  $\mathcal{M}_{\text{prod}}$  は中間粒子の生成過程の振幅,  $\mathcal{M}_{\text{dec}}$  は中間粒子の崩壊過程の振幅,  $\Phi_{CD}$  は終状態に粒子 C, D が現れる場合の位相空間を表す. Narrow Width Approximation

を用いた場合，このような過程の断面積は

$$\sigma(A B \rightarrow C D) = \sigma(A B \rightarrow X) BR(X \rightarrow C D), \quad (\text{B.3})$$

となる．ここで， $BR(X \rightarrow C D)$  は中間粒子  $X$  が粒子  $C$ ， $D$  に崩壊する分岐比を表す．

## Appendix C

### 横運動量

本研究では、シミュレーションによって生成したイベントの解析の際、観測可能な物理量としてジェットの横運動量  $p_T^j$  を観察した。横運動量  $p_T$  とは、C.1 で示すような陽子と光子の散乱の際に

$$p_T = |\vec{p}| \sin \theta, \quad (\text{C.1})$$

として定義される、ビームラインに対して垂直方向の成分のみを抜き出した運動量である。ここで、 $\vec{p}$  はジェット  $j$  の運動量、 $\theta$  はジェットの散乱角である。

本研究で注目したシグナル過程では、ジェット  $j$  と暗黒物質対に崩壊する媒介粒子  $Z'$  が完全に背中合わせに生成される。したがって、ジェットの横運動量の大きさを測定することは、媒介粒子  $Z'$  の横運動量の大きさの情報を得ることと同義である。媒介粒子とその崩壊後の暗黒物質については直接観測することは不可能である。よって、ジェットから情報を得ることはモデルを探索する上で、重要な要素となる。

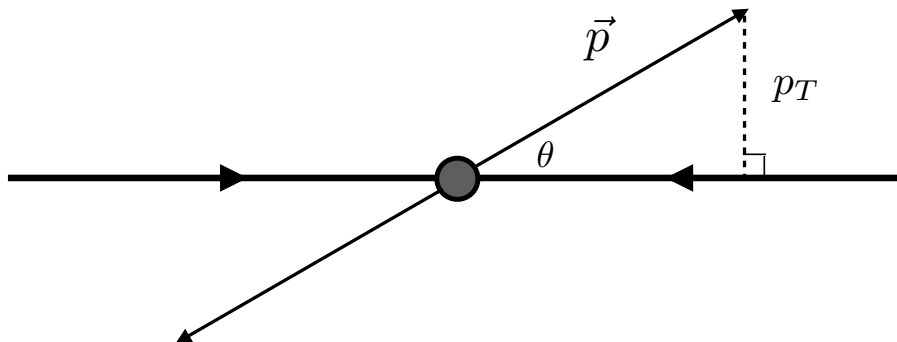


図 C.1: 粒子の散乱に関する運動量  $\vec{p}$  と横運動量  $p_T$

## Appendix D

### 擬ラピディティ

擬ラピディティ  $\eta$  とは、粒子がビーム軸となす角度を記述するために広く用いられる物理量であり、次のように定義される：

$$\eta \equiv -\ln \left( \tan \frac{\theta}{2} \right), \quad (\text{D.1})$$

ここで  $\theta$  は、ビーム軸と終状態粒子の運動量  $p$  のなす角である．運動量  $p$  を用いて、

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} \right), \quad (\text{D.2})$$

と書くこともできる． $p_z$  はビーム軸方向の運動量で  $p_z = |\vec{p}| \cos \theta$  である．擬ラピディティ  $\eta$  は、角度  $\theta = \frac{\pi}{2}$  で  $\eta = 0$  となり、 $\theta \rightarrow 0, \pi$  のとき  $|\eta| \rightarrow \infty$  に近づく．

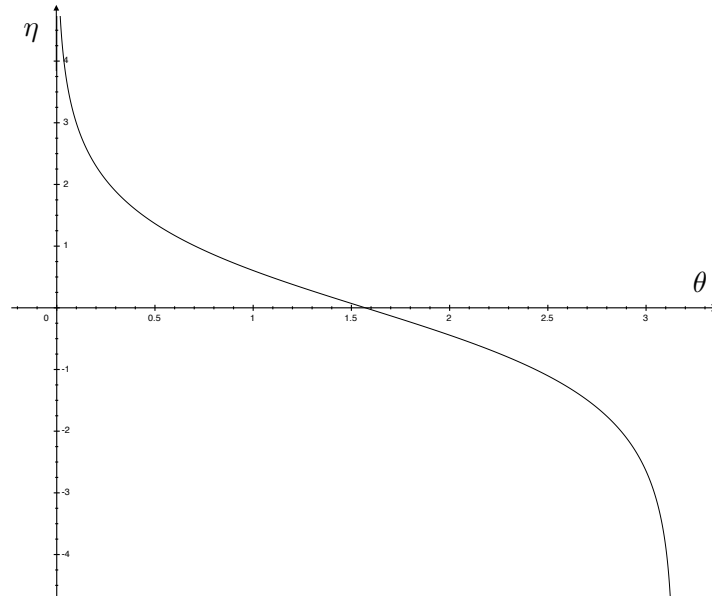


図 D.1: 擬ラピディティの散乱角依存性



## Appendix E

### 統計的有意性

統計的有意性はバックグラウンドのイベント数を  $S$ , シグナルのイベント数を  $S$  として,  $S/\sqrt{B}$  で定義され, 次式で与えられる:

$$\frac{S}{\sqrt{B}} = \frac{\int dt \mathcal{L} \cdot \sigma_{\text{signal}}}{\sqrt{\int dt \mathcal{L} \cdot \sigma_{\text{BG}}}}. \quad (\text{E.1})$$

ここで  $\sigma_{\text{signal}}$  はシグナルイベントの断面積,  $\sigma_{\text{BG}}$  はバックグラウンドイベントの断面積である. また,  $\int dt \mathcal{L}$  は積分ルミノシティである.

統計的有意性とはシグナルのバックグラウンドからのずれが, バックグラウンドの統計的な誤差によって説明できる範囲かを示す指標であり, そのイベントがどの程度の逸脱かを解釈するのに役立つ. 具体的に,  $S/\sqrt{B} = 1$  のとき 68.2 %,  $S/\sqrt{B} = 2$  のとき 95.44 %,  $S/\sqrt{B} = 3$  のとき 99.73 % の信頼度で統計的ゆらぎの範囲で起こらないということを示す. 素粒子物理学では  $3\sigma$  程度で「兆候」,  $5\sigma$  以上で「発見」と呼ぶのが一般的である.

# Bibliography

- [1] G.-C. Cho, K. Yamashita and M. Yonemura, *Search for Vector-mediated Dark Matter at the LHC with Forward Proton Tagging*, *Phys. Rev. D* **101** (2020) 035018, [[1908.06357](#)].
- [2] M. Baak, M. Goebel, J. Haller, A. Hoecker, D. Kennedy, R. Kogler et al., *The Electroweak Fit of the Standard Model after the Discovery of a New Boson at the LHC*, *Eur. Phys. J. C* **72** (2012) 2205, [[1209.2716](#)].
- [3] ATLAS collaboration, G. Aad et al., *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, *Phys. Lett. B* **716** (2012) 1–29, [[1207.7214](#)].
- [4] FCC collaboration, A. Abada et al., *HE-LHC: The High-Energy Large Hadron Collider: Future Circular Collider Conceptual Design Report Volume 4*, *Eur. Phys. J. ST* **228** (2019) 1109–1382.
- [5] P. Azzi et al., *Report from Working Group 1: Standard Model Physics at the HL-LHC and HE-LHC*, *CERN Yellow Rep. Monogr.* **7** (2019) 1–220, [[1902.04070](#)].
- [6] M. Cepeda et al., *Report from Working Group 2: Higgs Physics at the HL-LHC and HE-LHC*, *CERN Yellow Rep. Monogr.* **7** (2019) 221–584, [[1902.00134](#)].
- [7] X. Cid Vidal et al., *Report from Working Group 3: Beyond the Standard Model physics at the HL-LHC and HE-LHC*, *CERN Yellow Rep. Monogr.* **7** (2019) 585–865, [[1812.07831](#)].
- [8] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer et al., *The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross*

- sections, and their matching to parton shower simulations, *JHEP* **07** (2014) 079, [[1405.0301](#)].
- [9] S. L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, *Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry*, *Phys. Rev. D* **2** (1970) 1285–1292.
- [10] S. L. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579–588.
- [11] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264–1266.
- [12] G. R. Farrar and P. Fayet, *Phenomenology of the Production, Decay, and Detection of New Hadronic States Associated with Supersymmetry*, *Phys. Lett. B* **76** (1978) 575–579.
- [13] P. Fayet, *Supersymmetry and Weak, Electromagnetic and Strong Interactions*, *Phys. Lett. B* **64** (1976) 159.
- [14] P. Fayet and S. Ferrara, *Supersymmetry*, *Phys. Rept.* **32** (1977) 249–334.
- [15] S. Dimopoulos, S. Raby and F. Wilczek, *Supersymmetry and the Scale of Unification*, *Phys. Rev. D* **24** (1981) 1681–1683.
- [16] N. Sakai, *Naturalness in Supersymmetric Guts*, *Z. Phys. C* **11** (1981) 153.
- [17] L. E. Ibanez, *Locally Supersymmetric  $SU(5)$  Grand Unification*, *Phys. Lett. B* **118** (1982) 73–78.
- [18] A. Sugamoto and G.-C. Cho, 対称性の自発的破れ : 基礎からランダウ理論, 南部理論, 標準模型, ヒッグス粒子まで. SGC ライブラリ ; 121 臨時別冊・数理科学. サイエンス社, 2016.
- [19] M. Kobayashi and T. Maskawa, *CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*, *Prog. Theor. Phys.* **49** (1973) 652–657.
- [20] Y. Nir, *Flavour Physics and CP Violation*, in *7th CERN–Latin-American School of High-Energy Physics*, 5, 2015, [1605.00433](#), DOI.

- [21] Z. Fodor and C. Hoelbling, *Light Hadron Masses from Lattice QCD*, *Rev. Mod. Phys.* **84** (2012) 449, [[1203.4789](#)].
- [22] CKMFITTER GROUP collaboration, J. Charles, A. Hocker, H. Lacker, S. Laplace, F. R. Le Diberder, J. Malcles et al., *CP violation and the CKM matrix: Assessing the impact of the asymmetric B factories*, *Eur. Phys. J. C* **41** (2005) 1–131, [[hep-ph/0406184](#)].
- [23] PACS-CS collaboration, S. Aoki et al., *2+1 Flavor Lattice QCD toward the Physical Point*, *Phys. Rev. D* **79** (2009) 034503, [[0807.1661](#)].
- [24] SUPER-KAMIOKANDE collaboration, Y. Fukuda et al., *Measurements of the solar neutrino flux from Super-Kamiokande’s first 300 days*, *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 1158–1162, [[hep-ex/9805021](#)].
- [25] KAMLAND collaboration, T. Araki et al., *Measurement of neutrino oscillation with KamLAND: Evidence of spectral distortion*, *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005) 081801, [[hep-ex/0406035](#)].
- [26] K2K collaboration, M. H. Ahn et al., *Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment*, *Phys. Rev. D* **74** (2006) 072003, [[hep-ex/0606032](#)].
- [27] M. Gell-Mann, P. Ramond and R. Slansky, *Complex Spinors and Unified Theories*, *Conf. Proc. C* **790927** (1979) 315–321, [[1306.4669](#)].
- [28] T. Yanagida, *Horizontal gauge symmetry and masses of neutrinos*, *Conf. Proc. C* **7902131** (1979) 95–99.
- [29] M. Fukugita and T. Yanagida, *Baryogenesis Without Grand Unification*, *Phys. Lett. B* **174** (1986) 45–47.
- [30] T. Hugle, M. Platscher and K. Schmitz, *Low-Scale Leptogenesis in the Scotogenic Neutrino Mass Model*, *Phys. Rev. D* **98** (2018) 023020, [[1804.09660](#)].
- [31] M. Trodden, *Electroweak baryogenesis*, *Rev. Mod. Phys.* **71** (1999) 1463–1500, [[hep-ph/9803479](#)].

- [32] J. M. Maldacena, *The Large  $N$  limit of superconformal field theories and supergravity*, *Adv. Theor. Math. Phys.* **2** (1998) 231–252, [[hep-th/9711200](#)].
- [33] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. R. Dvali, *The Hierarchy problem and new dimensions at a millimeter*, *Phys. Lett. B* **429** (1998) 263–272, [[hep-ph/9803315](#)].
- [34] LSND collaboration, A. Aguilar-Arevalo et al., *Evidence for neutrino oscillations from the observation of  $\bar{\nu}_e$  appearance in a  $\bar{\nu}_\mu$  beam*, *Phys. Rev. D* **64** (2001) 112007, [[hep-ex/0104049](#)].
- [35] SUPER-KAMIOKANDE collaboration, K. Abe et al., *Atmospheric neutrino oscillation analysis with external constraints in Super-Kamiokande I-IV*, *Phys. Rev. D* **97** (2018) 072001, [[1710.09126](#)].
- [36] PLANCK collaboration, N. Aghanim et al., *Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters*, *Astron. Astrophys.* **641** (2020) A6, [[1807.06209](#)].
- [37] PLANCK collaboration, P. A. R. Ade et al., *Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters*, *Astron. Astrophys.* **571** (2014) A16, [[1303.5076](#)].
- [38] D. Tytler, J. M. O’Meara, N. Suzuki and D. Lubin, *Review of Big Bang nucleosynthesis and primordial abundances*, *Phys. Scripta T* **85** (2000) 12, [[astro-ph/0001318](#)].
- [39] WMAP collaboration, G. Hinshaw et al., *Nine-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Parameter Results*, *Astrophys. J. Suppl.* **208** (2013) 19, [[1212.5226](#)].
- [40] V. C. Rubin, N. Thonnard and W. K. Ford, Jr., *Rotational properties of 21 SC galaxies with a large range of luminosities and radii, from NGC 4605 / $R = 4\text{kpc}$ / to UGC 2885 / $R = 122\text{kpc}$ /*, *Astrophys. J.* **238** (1980) 471.
- [41] P. Salucci, A. Lapi, C. Tonini, G. Gentile, I. Yegorova and U. Klein, *The Universal Rotation Curve of Spiral Galaxies. 2. The Dark Matter Distribution out to the Virial Radius*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **378** (2007) 41–47, [[astro-ph/0703115](#)].

- [42] D. Clowe, A. Gonzalez and M. Markevitch, *Weak lensing mass reconstruction of the interacting cluster 1E0657-558: Direct evidence for the existence of dark matter*, *Astrophys. J.* **604** (2004) 596–603, [[astro-ph/0312273](#)].
- [43] M. Markevitch, A. H. Gonzalez, D. Clowe, A. Vikhlinin, L. David, W. Forman et al., *Direct constraints on the dark matter self-interaction cross-section from the merging galaxy cluster 1E0657-56*, *Astrophys. J.* **606** (2004) 819–824, [[astro-ph/0309303](#)].
- [44] D. Clowe, M. Bradac, A. H. Gonzalez, M. Markevitch, S. W. Randall, C. Jones et al., *A direct empirical proof of the existence of dark matter*, *Astrophys. J. Lett.* **648** (2006) L109–L113, [[astro-ph/0608407](#)].
- [45] G. Arcadi, M. Dutra, P. Ghosh, M. Lindner, Y. Mambrini, M. Pierre et al., *The waning of the WIMP? A review of models, searches, and constraints*, *Eur. Phys. J. C* **78** (2018) 203, [[1703.07364](#)].
- [46] PLANCK collaboration, N. Aghanim et al., *Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters*, *Astron. Astrophys.* **641** (2020) A6, [[1807.06209](#)].
- [47] CDMS-II collaboration, Z. Ahmed et al., *Dark Matter Search Results from the CDMS II Experiment*, *Science* **327** (2010) 1619–1621, [[0912.3592](#)].
- [48] CDMS collaboration, R. Agnese et al., *Silicon Detector Dark Matter Results from the Final Exposure of CDMS II*, *Phys. Rev. Lett.* **111** (2013) 251301, [[1304.4279](#)].
- [49] XENON100 collaboration, E. Aprile et al., *Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data*, *Phys. Rev. Lett.* **109** (2012) 181301, [[1207.5988](#)].
- [50] XENON100 collaboration, E. Aprile et al., *The XENON100 Dark Matter Experiment*, *Astropart. Phys.* **35** (2012) 573–590, [[1107.2155](#)].
- [51] CoGeNT collaboration, C. E. Aalseth et al., *Search for An Annual Modulation in Three Years of CoGeNT Dark Matter Detector Data*, [1401.3295](#).

- [52] FERMI-LAT collaboration, W. B. Atwood et al., *The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-ray Space Telescope Mission*, *Astrophys. J.* **697** (2009) 1071–1102, [[0902.1089](#)].
- [53] FERMI-LAT collaboration, F. Acero et al., *Fermi Large Area Telescope Third Source Catalog*, *Astrophys. J. Suppl.* **218** (2015) 23, [[1501.02003](#)].
- [54] PAMELA collaboration, O. Adriani et al., *PAMELA Measurements of Cosmic-ray Proton and Helium Spectra*, *Science* **332** (2011) 69–72, [[1103.4055](#)].
- [55] AMS 02 collaboration, R. Battiston, *The antimatter spectrometer (AMS-02): A particle physics detector in space*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **588** (2008) 227–234.
- [56] LHC STUDY GROUP collaboration, *The Large Hadron Collider: Conceptual design*, .
- [57] ILC collaboration, G. Aarons et al., *International Linear Collider Reference Design Report Volume 2: Physics at the ILC*, [0709.1893](#).
- [58] XENON1T collaboration, E. Aprile, *The XENON1T Dark Matter Search Experiment*, *Springer Proc. Phys.* **148** (2013) 93–96, [[1206.6288](#)].
- [59] XMASS collaboration, K. Abe et al., *Direct dark matter search by annual modulation in XMASS-I*, *Phys. Lett. B* **759** (2016) 272–276, [[1511.04807](#)].
- [60] XMASS collaboration, K. Abe et al., *A direct dark matter search in XMASS-I*, *Phys. Lett. B* **789** (2019) 45–53, [[1804.02180](#)].
- [61] XENON collaboration, E. Aprile et al., *Dark Matter Search Results from a One Ton-Year Exposure of XENON1T*, *Phys. Rev. Lett.* **121** (2018) 111302, [[1805.12562](#)].
- [62] H.E.S.S. collaboration, F. Aharonian et al., *Observations of the Crab Nebula with H.E.S.S.*, *Astron. Astrophys.* **457** (2006) 899–915, [[astro-ph/0607333](#)].
- [63] MAGIC collaboration, J. Aleksić et al., *The major upgrade of the MAGIC telescopes, Part II: A performance study using observations of the Crab Nebula*, *Astropart. Phys.* **72** (2016) 76–94, [[1409.5594](#)].



- [64] MAGIC, FERMI-LAT collaboration, M. L. Ahnen et al., *Limits to Dark Matter Annihilation Cross-Section from a Combined Analysis of MAGIC and Fermi-LAT Observations of Dwarf Satellite Galaxies*, *JCAP* **02** (2016) 039, [[1601.06590](#)].
- [65] VERITAS collaboration, J. Holder et al., *The first VERITAS telescope*, *Astropart. Phys.* **25** (2006) 391–401, [[astro-ph/0604119](#)].
- [66] CTA CONSORTIUM collaboration, B. S. Acharya et al., *Introducing the CTA concept*, *Astropart. Phys.* **43** (2013) 3–18.
- [67] CALET collaboration, S. Torii, *The CALorimetric Electron Telescope (CALET): a High-Energy Astroparticle Physics Observatory on the International Space Station*, *PoS ICRC2015* (2016) 581.
- [68] ILC collaboration, H. Aihara et al., *The International Linear Collider. A Global Project*, [1901.09829](#).
- [69] ATLAS collaboration, G. Aad et al., *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, *JINST* **3** (2008) S08003.
- [70] CMS collaboration, S. Chatrchyan et al., *The CMS Experiment at the CERN LHC*, *JINST* **3** (2008) S08004.
- [71] ALICE collaboration, K. Aamodt et al., *The ALICE experiment at the CERN LHC*, *JINST* **3** (2008) S08002.
- [72] ALICE collaboration, B. Abelev et al., *Upgrade of the ALICE Experiment: Letter Of Intent*, *J. Phys. G* **41** (2014) 087001.
- [73] LHCb collaboration, A. A. Alves, Jr. et al., *The LHCb Detector at the LHC*, *JINST* **3** (2008) S08005.
- [74] TOTEM collaboration, V. Berardi et al., *TOTEM: Technical design report. Total cross section, elastic scattering and diffraction dissociation at the Large Hadron Collider at CERN*, .

- [75] LHCf collaboration, O. Adriani et al., *Technical design report of the LHCf experiment: Measurement of photons and neutral pions in the very forward region of LHC*, .
- [76] MoEDAL collaboration, B. Acharya et al., *The Physics Programme Of The MoEDAL Experiment At The LHC*, *Int. J. Mod. Phys. A* **29** (2014) 1430050, [[1405.7662](#)].
- [77] ATLAS, CMS collaboration, G. Aad et al., *Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments*, *Phys. Rev. Lett.* **114** (2015) 191803, [[1503.07589](#)].
- [78] L. Adamczyk et al., *Technical Design Report for the ATLAS Forward Proton Detector*, .
- [79] ATLAS collaboration, G. Aad et al., *Observation and Measurement of Forward Proton Scattering in Association with Lepton Pairs Produced via the Photon Fusion Mechanism at ATLAS*, *Phys. Rev. Lett.* **125** (2020) 261801, [[2009.14537](#)].
- [80] ATLAS collaboration, G. Gach, *Prospects and Results from the AFP Detector in ATLAS*, in *8th International Workshop on Multiple Partonic Interactions at the LHC*, 3, 2017, [1703.06961](#).
- [81] ATLAS COLLABORATION collaboration, J. Pinfold, *The ATLAS Forward Detectors - a Status Report*, .
- [82] CMS, TOTEM collaboration, M. G. Albrow, *The CMS-TOTEM Precision Proton Spectrometer: CT-PPS*, *PoS DIS2015* (2015) 064.
- [83] C. Royon and N. Cartiglia, *The AFP and CT-PPS projects*, *Int. J. Mod. Phys. A* **29** (2014) 1446017, [[1503.04632](#)].
- [84] E. Morgante, *Simplified Dark Matter Models*, *Adv. High Energy Phys.* **2018** (2018) 5012043, [[1804.01245](#)].
- [85] A. Berlin, D. Hooper and S. D. McDermott, *Simplified Dark Matter Models for the Galactic Center Gamma-Ray Excess*, *Phys. Rev. D* **89** (2014) 115022, [[1404.0022](#)].

- [86] LHC NEW PHYSICS WORKING GROUP collaboration, D. Alves, *Simplified Models for LHC New Physics Searches*, *J. Phys. G* **39** (2012) 105005, [[1105.2838](#)].
- [87] J. Abdallah et al., *Simplified Models for Dark Matter Searches at the LHC*, *Phys. Dark Univ.* **9-10** (2015) 8–23, [[1506.03116](#)].
- [88] G. Busoni et al., *Recommendations on presenting LHC searches for missing transverse energy signals using simplified s-channel models of dark matter*, *Phys. Dark Univ.* **27** (2020) 100365, [[1603.04156](#)].
- [89] M. Backović, M. Krämer, F. Maltoni, A. Martini, K. Mawatari and M. Pellen, *Higher-order QCD predictions for dark matter production at the LHC in simplified models with s-channel mediators*, *Eur. Phys. J. C* **75** (2015) 482, [[1508.05327](#)].
- [90] G. D’Ambrosio, G. F. Giudice, G. Isidori and A. Strumia, *Minimal flavor violation: An Effective field theory approach*, *Nucl. Phys. B* **645** (2002) 155–187, [[hep-ph/0207036](#)].
- [91] H. M. Lee, M. Park and V. Sanz, *Gravity-mediated (or Composite) Dark Matter*, *Eur. Phys. J. C* **74** (2014) 2715, [[1306.4107](#)].
- [92] S. Kraml, U. Laa, K. Mawatari and K. Yamashita, *Simplified dark matter models with a spin-2 mediator at the LHC*, *Eur. Phys. J. C* **77** (2017) 326, [[1701.07008](#)].
- [93] S. Chang, R. Edezhath, J. Hutchinson and M. Luty, *Effective WIMPs*, *Phys. Rev. D* **89** (2014) 015011, [[1307.8120](#)].
- [94] H. An, L.-T. Wang and H. Zhang, *Dark matter with t-channel mediator: a simple step beyond contact interaction*, *Phys. Rev. D* **89** (2014) 115014, [[1308.0592](#)].
- [95] M. Garny, A. Ibarra and S. Vogl, *Signatures of Majorana dark matter with t-channel mediators*, *Int. J. Mod. Phys. D* **24** (2015) 1530019, [[1503.01500](#)].
- [96] A. Choudhury, K. Kowalska, L. Roszkowski, E. M. Sessolo and A. J. Williams, *Less-simplified models of dark matter for direct detection and the LHC*, *JHEP* **04** (2016) 182, [[1509.05771](#)].

- [97] M. Fairbairn and J. Heal, *Complementarity of dark matter searches at resonance*, *Phys. Rev. D* **90** (2014) 115019, [[1406.3288](#)].
- [98] M. Chala, F. Kahlhoefer, M. McCullough, G. Nardini and K. Schmidt-Hoberg, *Constraining Dark Sectors with Monojets and Dijets*, *JHEP* **07** (2015) 089, [[1503.05916](#)].
- [99] M. Duerr, F. Kahlhoefer, K. Schmidt-Hoberg, T. Schwetz and S. Vogl, *How to save the WIMP: global analysis of a dark matter model with two s-channel mediators*, *JHEP* **09** (2016) 042, [[1606.07609](#)].
- [100] M. Fairbairn, J. Heal, F. Kahlhoefer and P. Tunney, *Constraints on  $Z'$  models from LHC dijet searches and implications for dark matter*, *JHEP* **09** (2016) 018, [[1605.07940](#)].
- [101] H. An, X. Ji and L.-T. Wang, *Light Dark Matter and  $Z'$  Dark Force at Colliders*, *JHEP* **07** (2012) 182, [[1202.2894](#)].
- [102] P. Gondolo, P. Ko and Y. Omura, *Light dark matter in leptophobic  $Z'$  models*, *Phys. Rev. D* **85** (2012) 035022, [[1106.0885](#)].
- [103] H. An, R. Huo and L.-T. Wang, *Searching for Low Mass Dark Portal at the LHC*, *Phys. Dark Univ.* **2** (2013) 50–57, [[1212.2221](#)].
- [104] R. D. Ball et al., *Parton distributions with LHC data*, *Nucl. Phys. B* **867** (2013) 244–289, [[1207.1303](#)].
- [105] *Non-standard form, no INSPIRE lookup performed*, .
- [106] V. M. Budnev, I. F. Ginzburg, G. V. Meledin and V. G. Serbo, *The Two photon particle production mechanism. Physical problems. Applications. Equivalent photon approximation*, *Phys. Rept.* **15** (1975) 181–281.
- [107] H. Sun, *Dark matter searches in jet plus missing energy events in  $\gamma p$  collisions at the CERN LHC*, *Phys. Rev. D* **90** (2014) 035018, [[1407.5356](#)].

- [108] V. A. Khoze, A. D. Martin and M. G. Ryskin, *Prospects for new physics observations in diffractive processes at the LHC and Tevatron*, *Eur. Phys. J. C* **23** (2002) 311–327, [[hep-ph/0111078](#)].
- [109] S. P. Jones, A. D. Martin, M. G. Ryskin and T. Teubner, *Probes of the small  $x$  gluon via exclusive  $J/\psi$  and  $\Upsilon$  production at HERA and the LHC*, *JHEP* **11** (2013) 085, [[1307.7099](#)].
- [110] CMS collaboration, *Search for new physics in final states with an energetic jet or a hadronically decaying  $W$  or  $Z$  boson using  $35.9 \text{ fb}^{-1}$  of data at  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$* , .
- [111] E. Bagnaschi et al., *Global Analysis of Dark Matter Simplified Models with Leptophobic Spin-One Mediators using MasterCode*, *Eur. Phys. J. C* **79** (2019) 895, [[1905.00892](#)].
- [112] F. D’Eramo, B. J. Kavanagh and P. Panci, *You can hide but you have to run: direct detection with vector mediators*, *JHEP* **08** (2016) 111, [[1605.04917](#)].
- [113] J. Ellis, M. Fairbairn and P. Tunney, *Phenomenological Constraints on Anomaly-Free Dark Matter Models*, [1807.02503](#).
- [114] E. Conte, B. Fuks and G. Serret, *MadAnalysis 5, A User-Friendly Framework for Collider Phenomenology*, *Comput. Phys. Commun.* **184** (2013) 222–256, [[1206.1599](#)].
- [115] ATLAS collaboration, M. Aaboud et al., *Search for dark matter and other new phenomena in events with an energetic jet and large missing transverse momentum using the ATLAS detector*, *JHEP* **01** (2018) 126, [[1711.03301](#)].
- [116] L. A. Harland-Lang, V. A. Khoze, M. G. Ryskin and M. Tasevsky, *LHC Searches for Dark Matter in Compressed Mass Scenarios: Challenges in the Forward Proton Mode*, *JHEP* **04** (2019) 010, [[1812.04886](#)].
- [117] C. Baldenegro, S. Fichet, G. von Gersdorff and C. Royon, *Searching for axion-like particles with proton tagging at the LHC*, *JHEP* **06** (2018) 131, [[1803.10835](#)].

- [118] G.-C. Cho, T. Kono, K. Mawatari and K. Yamashita, *Search for Kaluza-Klein gravitons in extra dimension models via forward detectors at the LHC*, *Phys. Rev. D* **91** (2015) 115015, [[1503.05678](#)].
- [119] M. Tasevsky, *Review of Central Exclusive Production of the Higgs Boson Beyond the Standard Model*, *Int. J. Mod. Phys. A* **29** (2014) 1446012, [[1407.8332](#)].