

修士論文

国際リニアコライダー実験における
ヒッグス・ポータル模型での
ヒッグス-暗黒物質結合係数の測定精度評価

Measurement accuracy estimation
of the Higgs-darkmatter coupling in the Higgs portal model
at ILC

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

本田 喬大

平成 22 年

概要

本研究は、ヒッグス・ポータル模型のヒッグス-暗黒物質結合定数について、国際リニアコライダー (ILC) 実験による測定の可能性を検証するものである。素粒子標準模型は素粒子とその間に働く相互作用を記述する物理模型であり、100GeV よりも小さなスケール (10^{-16} cm より大きなスケール) における物理原理の説明に対し非常に成功した模型である。しかしながらこの模型では説明できない問題 (ヒエラルキー問題や暗黒物質問題等) が知られており、これらの問題はより小さなスケールまでも記述可能な新しい物理模型により解決されると期待されている。この新しい物理模型の兆候は、1TeV から 10TeV (10^{-17} から 10^{-18} cm) 程度のマイクロなスケールで現れると考えられている。このスケールが 1TeV (10^{-17} cm) の場合は近い将来の加速器実験で新しい物理を検出できると期待されるが、10TeV (10^{-18} cm) で兆候が現れる場合、加速器実験での検出が非常に困難となり、“ ナイトメアシナリオ ” と呼ばれている。一方暗黒物質の存在は観測により確立しており、その正体が弱い相互作用程度の相互作用を持つ質量を持った素粒子であるとする、WMAP 実験等の最近の宇宙論観測により、その質量は 10~1000 GeV であると見積ることができる。このため暗黒物質自身は近い将来の実験で検証できる可能性がある。本修士論文では、たとえナイトメアシナリオが実現していても、暗黒物質検出を通じ、素粒子標準模型を超える新しい物理の探索が可能であるかについて考える。具体的には、新物理模型の詳細によらない解析を用いて ILC における暗黒物質探索を考え、上記可能性について定量的に評価をする。ILC における暗黒物質の反応過程 $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow ZDD$ について、典型的な模型のパラメータで模擬実験をおこなった。その結果、ヒッグス-暗黒物質結合定数が、ILC 実験によってどの程度測定可能かをしめす。

15	はじめに	15
16	1. はじめに	16
17	2. ヒッグス・ポータル模型	17
18	3. ILC における暗黒物質探索	18
19	4. 結論	19
20	参考文献	20
21	謝辞	21
22	索引	22
23	おわりに	23
24	おわりに	24
25	おわりに	25
26	おわりに	26
27	おわりに	27
28	おわりに	28
29	おわりに	29
30	おわりに	30
31	おわりに	31
32	おわりに	32
33	おわりに	33
34	おわりに	34
35	おわりに	35
36	おわりに	36
37	おわりに	37
38	おわりに	38
39	おわりに	39
40	おわりに	40
41	おわりに	41
42	おわりに	42
43	おわりに	43
44	おわりに	44
45	おわりに	45
46	おわりに	46
47	おわりに	47
48	おわりに	48
49	おわりに	49
50	おわりに	50
51	おわりに	51
52	おわりに	52
53	おわりに	53
54	おわりに	54
55	おわりに	55
56	おわりに	56
57	おわりに	57
58	おわりに	58
59	おわりに	59
60	おわりに	60
61	おわりに	61
62	おわりに	62
63	おわりに	63
64	おわりに	64
65	おわりに	65
66	おわりに	66
67	おわりに	67
68	おわりに	68
69	おわりに	69
70	おわりに	70
71	おわりに	71
72	おわりに	72
73	おわりに	73
74	おわりに	74
75	おわりに	75
76	おわりに	76
77	おわりに	77
78	おわりに	78
79	おわりに	79
80	おわりに	80
81	おわりに	81
82	おわりに	82
83	おわりに	83
84	おわりに	84
85	おわりに	85
86	おわりに	86
87	おわりに	87
88	おわりに	88
89	おわりに	89
90	おわりに	90
91	おわりに	91
92	おわりに	92
93	おわりに	93
94	おわりに	94
95	おわりに	95
96	おわりに	96
97	おわりに	97
98	おわりに	98
99	おわりに	99
100	おわりに	100

目次

第1章	はじめに	1
第2章	ヒッグス・ポータル模型	3
2.1	ヒエラルキー問題	3
2.2	ナイトメアシナリオ	4
2.3	暗黒物質問題	4
2.3.1	暗黒物質の存在証拠	5
2.3.2	渦巻銀河の回転速度	5
2.3.3	銀河団に対するX線観測	5
2.3.4	宇宙背景放射の揺らぎの観測	6
2.3.5	WIMP 暗黒物質	7
2.3.6	WIMP 暗黒物質シナリオ	7
2.3.7	WINP 暗黒物質の質量	8
2.3.8	ナイトメアシナリオにおける WINP 暗黒物質	9
2.3.9	WIMP 暗黒物質の性質	9
2.3.10	ラグランジアン構成	10
2.3.11	WMAP 実験からの制限	11
第3章	ILC 実験	14
3.1	概要	14
3.2	加速器	14
3.3	測定器	19
3.3.1	飛跡検出器	21
3.3.2	カロリメータ	24
3.3.3	ソレノイドとリターンヨーク	26
3.3.4	ミューオン検出器	27
3.3.5	前方検出器 (Forward Detector)	27
第4章	シミュレーション	30
4.1	シグナル	30
4.2	座標系	30
4.3	概要	30
4.4	物理事象の生成	31
4.4.1	基本粒子の生成	31

4.4.2	基本粒子の時間発展	37
4.5	シグナル生成コードの設計	38
4.5.1	HELIB によるヘリシティ振幅の計算	38
4.5.2	外線における 4 元運動量の選択	39
4.6	測定器シミュレーション	40
4.6.1	飛跡検出器	41
4.6.2	カロリメータ	46
第 5 章	解析と結果	52
5.1	概要	52
5.1.1	解析の流れ	52
5.2	M_{DM} がヒッグス質量の 1/2 より小さい場合での解析	56
5.2.1	シグナル事象の決定	57
5.2.2	バックグラウンド事象の選定	58
5.2.3	物理事象の選択	58
5.2.4	シグナル生成断面積のアップーリミット	63
5.3	M_{DM} がヒッグス質量の 1/2 より大きい場合での解析	67
5.3.1	シグナル生成断面積のアップーリミット	67
第 6 章	考察	70
第 7 章	まとめ	72
付録 A	ヒッグス粒子の崩壊幅	73
謝辞		75

目次

2.1	渦巻銀河 M33 における回転曲線	6
2.2	宇宙の時間発展における暗黒物質の粒子数	8
2.3	各暗黒物質の電荷	10
2.4	暗黒物質の対消滅過程	12
2.5	WMAP 実験から予想される結合係数	12
3.1	ILC の加速器	15
3.2	ILC のビーム	16
3.3	ILC の電子源	17
3.4	ILC の陽電子源	17
3.5	ILC の主線形加速器における RF-ユニット	18
3.6	ILC の主線形加速器における 9 個のセルを持つ加速空洞	19
3.7	測定器における粒子の反応の違い	20
3.8	ILD 測定器の概観	20
3.9	ILD 測定器の VTX	22
3.10	シリコン飛跡検出システム外観	23
3.11	各飛跡検出器のパラメータ	24
3.12	ILD 測定器の TPC	25
3.13	電磁カロリメータ外観	26
3.14	ハドロンカロリメータ外観	27
3.15	前方検出器外観	28
3.16	LumiCal 外観	28
3.17	BeamCal 外観	29
4.1	シグナルのファインマン・ダイアグラム	30
4.2	シミュレーションにおける座標	31
4.3	荷重サンプリングの概念図	33
4.4	SPRING の概念図	34
4.5	ビーム衝突時におけるエネルギー	36
4.6	シグナルの反跳質量分布	37
4.7	HELIB のサブルーチンとファインマンダイアグラム	38
4.8	JSFQuickSim の測定器の概観 1	41
4.9	JSFQuickSim の測定器の概観 2	41

4.10	らせんの飛跡パラメータ・ベクトルについての説明	42
4.11	各検出器における運動量分解能の比較	45
4.12	ECAL における粒子のエネルギーデポジットの分布	47
4.13	HCAL における粒子のエネルギーデポジットの分布	47
4.14	ECAL でのクラスタリング	49
4.15	HCAL でのクラスタリングとマッチング	50
5.1	y_{cut} の分布	54
5.2	ジェネレータ情報と再構成した結果の比較	55
5.3	暗黒物質の質量に違いによる反跳質量分布	56
5.4	アッパーリミットの概念図	57
5.5	シグナルのファインマン・ダイアグラム	59
5.6	バックグラウンド事象のファインマン・ダイアグラム	59
5.7	測定器シミュレータにおけるシグナル及びバックグラウンドのの典型的な事象	60
5.8	事象選択する前の反跳質量分布	60
5.9	孤立したレプトンの数	61
5.10	前方検出器カバー領域における $\cos\theta_e$ の分布	62
5.11	再構成した Z ボソンの質量分布	62
5.12	L_{sig} 分布	63
5.13	Z ボソンの散乱方向分布	64
5.14	Z ボソンの静止系での崩壊角分布	64
5.15	事象選択後の反跳質量分布	65
5.16	事象選択後の反跳質量分布	65
5.17	試行実験を 1000 回行った時のシグナル断面積の分布	66
5.18	バックグラウンド分布において見積もられるシグナル断面積	66
5.19	事象選択後の反跳質量分布	67
5.20	事象選択後の反跳質量分布	68
5.21	試行実験を 1000 回行った時のシグナル断面積の分布	69
5.22	バックグラウンド分布において見積もられるシグナル断面積	69
6.1	各暗黒物質におけるヒッグスとの結合係数	71

表目次

3.1	崩壊点検出器の各レイヤーの半径と長さ	22
3.2	ILD におけるカロリメータのパラメータ	25
4.1	ECAL のクラスタリングのパラメータ	49
5.1	設定したシグナル領域	56
5.2	事象選択によるシグナルとバックグラウンドの推移	57
5.3	事象選択によるシグナルとバックグラウンドの推移 2	67
6.1	各暗黒物質に対する ILC の測定限界の見積もり	70
6.2	ヒッグス-暗黒物質結合係数における ILC の測定限界の見積もり	71
7.1	ヒッグス-暗黒物質結合係数における ILC の測定限界の見積もり	72

第1章 はじめに

素粒子標準模型は $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ ゲージ対称性に基づくゲージ場の量子論である。構成場としては、物質場であるクォーク場とレプトン場、ゲージ相互作用を担うゲージ場、さらにこれらの素粒子達に質量を与えるヒッグス場が存在する。この素粒子標準模型は現在までの実験結果を誤差の範囲内で殆ど全て説明することができ、現在において最も成功を収めている素粒子模型である。しかしながら、ヒエラルキー問題、ニュートリノの質量問題、暗黒物質問題、宇宙のバリオン数問題等は未解決のまま残っている。これらの様々な問題を解決する素粒子標準模型を超えるより基本的な素粒子模型が存在すると考えられており、今日までに数多くの新物理学模型が提唱されている。素粒子標準模型を超える新物理とはどのような素粒子模型であるのか。この問題について言及するため、まず初めに上記問題の一つであるヒエラルキー問題について考える。欧州原子核研究所 (CERN: European Organization for Nuclear Research) における LEP (Large Electron-Positron Collider) 実験等から、ヒッグス粒子の質量は 100 GeV 程度にあることが示唆されている。しかしながらヒッグス質量の 2 乗に対する二次発散を伴う輻射補正を考慮した際、自然に 100 GeV 程度のヒッグス質量を説明するためには、標準模型の適応限界 Λ は $\Lambda \leq O(1)\text{TeV}$ と要求される。一方、この適応限界は新物理が現れるスケールでもあるため、もし $O(1)\text{TeV}$ にそのような物理が存在すると、必然的に電弱スケールの物理量へ影響を及ぼす。例えば LEP 実験では W ボソンと Z ボソンの質量比であるパラメータ ρ が精密に測定されており、新物理からの ρ への寄与を測定することが可能であるが、実験結果はそのような寄与が見つからなかった。その結果、許される標準模型の適応限界に下限が付き、 $\Lambda \geq O(10)\text{TeV}$ という制限が得られている。つまりヒッグス質量の二次発散問題と LEP 実験等に於ける電弱精密測定から予測される適応限界の値に矛盾があり、双方を同時に満たす標準模型の適応限界が存在しないこととなる。

この問題を解決するには二通りの方法が考えられている。一つは標準模型を超える新物理が $O(1)\text{TeV}$ スケールまでに実現しており、電弱スケールへの物理量への寄与を抑制する機構が内包されている場合である。もう一つは $O(10)\text{TeV}$ スケールに新物理学が存在しており、ヒッグス質量への輻射補正に多少の不自然さを許す場合である。後者のシナリオが実現している場合、LHC (Large Hadron Collider) 及び ILC (International Linear Collider) 等の高エネルギー加速器実験において新物理模型の検証を行うことが非常に難しくなり、ナイトメアシナリオと呼ばれている。

次に暗黒物質問題について考える。暗黒物質は光と相互作用しない未知の物質である。例えば、その存在の証明として挙げられるのは、星間ガスの回転速度を観測実験で、これによると光学的に観測される物質だけでは、その回転速度を説明するた

めには質量が足りず、光を放出しない物質が大量に必要なことが明らかとなった。暗黒物質の正体は今だ不明ではあるが、その正体が相互作用の弱い重い素粒子 (WIMP: Weakly Interacting Massive Particle) であると仮定すると、良く宇宙観測の結果を説明することが可能である。さらに暗黒物質が WIMP であるとして、現在の宇宙における平均密度が熱的残存量により決まっているとすると、WMAP(Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) 実験 との比較から WIMP 暗黒物質の質量は $O(10-1000)\text{GeV}$ と見積られる。そのため、たとえナイトメアシナリオが実現している場合に於いても、ILC のような素粒子加速器実験において暗黒物質シグナルのみは検証される可能性がある。また CDMSII 実験では 70% の確からしさで暗黒物質だと期待されるシグナルが検出されており、素粒子物理学にとっても非常に重要な分野となっている。本修研究では、ナイトメアシナリオにおける WIMP 暗黒物質の検出について検証する。特に暗黒物質として最も観測することの難しい場合、つまり暗黒物質が素粒子標準模型のゲージ相互作用にたいしシングレットの場合を考え、WMAP 実験からの制限及び ILC 実験での検証可能性について調査する。本研究の結果として ILC 実験に於いて、暗黒物質の質量領域が $M_{DM} \leq M_h/2$ の場合は非常に感度良く検出できることを示した。また暗黒物質の検出が難しいと予想される質量領域 $M_{DM} \geq M_h/2$ の場合に於いても、その質量が 100GeV 程度以下であれば検出可能性があることを示した。

尚、ILC 実験は、電子・陽電子衝突の線形加速器を用いた、次世代の高エネルギー実験である。全長約 30km の線形加速器で、電子と陽電子を正面衝突させ、重心エネルギーは $\sqrt{s}=500\text{GeV}\sim 1\text{TeV}$ を目指している。重いゲージボソンは、ILC のクリーンな環境¹ で生成され、その性質の精密測定をおこなえることが期待されている。

本論文は、以下のような構成となる。次章では、ヒッグス・ポータル模型について簡単に説明する。第 3 章では、ILC 実験について、加速器と測定器の紹介をする。第 4 章では、シミュレーションについて、物理事象の生成・測定器シミュレーション・物理事象の再構成を説明する。第 5 章で、解析とその結果をしめし、第 6 章で考察をおこない、最後の章に本研究のまとめを掲載する。

¹電子・陽電子の衝突であるため、陽子衝突などに比べて、反応過程がシンプルである。

第2章 ヒッグス・ポータル模型

基礎的な物理原理を記述する模型として素粒子標準模型がある。標準模型は 100 GeV スケール程度までの物理を誤差の範囲で説明することが可能な非常に成功した模型である。しかしながら、ヒエラルキー問題 [1], ニュートリノの質量問題 [2], 暗黒物質問題 [3] などの未だ解決されていない問題がある。特にヒエラルキー問題と暗黒物質問題は標準模型を超える TeV スケールの物理と深い関係があると考えられており, LHC や ILC などの素粒子加速器において, 新物理のプロセスが検出されると期待されている。しかしながら新物理が $\mathcal{O}(10)$ TeV スケールにある場合, 加速器実験においてその検証を行うことは非常に困難となる。そのような場合はナイトメアシナリオと呼ばれている。この章では, まず素粒子標準模型について簡単に述べる。そしてヒッグス質量の二次発散の問題に触れ, ヒエラルキー問題を説明し, ナイトメアシナリオについて記述する。

2.1 ヒエラルキー問題

この節では標準模型の問題点の一つであるヒエラルキー問題, 特にヒッグス質量の 2 乗にたいする二次発散を伴う輻射補正の問題について説明する。標準模型における唯一のスカラー粒子であるヒッグス粒子は, その輻射補正に二次発散を持つことが知られており, 標準模型の適応限界のスケールである Λ を用いて以下のように見積もることができる [4].

$$m_h^2 = m_0^2 + \frac{3\Lambda^2}{32\pi^2 v^2} (m_h^2 + 2m_W^2 + m_Z^2 - 4m_t^2) \quad (2.1)$$

ここで m_0^2 はヒッグス粒子のはだかの質量である。またヒッグスの質量は, 欧州原子核研究機構 (CERN) [5] の LEP 実験 [6] より 95% の信頼度で $114\text{GeV} \leq m_h \leq 193\text{GeV}$ と見積もられている [7]. このため, 100 GeV 程度のヒッグスの質量を自然に説明するためには, Λ が $\mathcal{O}(1)$ TeV にあると考えられる¹.

一方素粒子標準模型を超える新物理模型は, 電弱スケールの物理量に影響を与えると期待される。新物理で予言される新粒子を積分すると, その影響を有効作用 (高次元演算子) で表現することが可能となり以下のように書き表される。

$$\mathcal{L}_{eff} = \mathcal{L}_{SM} + \sum_{i,p} \frac{c_i}{\Lambda^p} \mathcal{O}_i^{4+p} \quad (2.2)$$

¹ヒッグス質量と Λ に 10% の微調整を要求している

ここで O_n^i は次元 n を持つ高次元演算子である。また i は演算子の種類を表す。高次元演算子として様々なものが考えられ、それらの高次元演算子を考えた際の制限が一般的に計算されており、その結果は $\Lambda \geq O(10)$ TeV となる。

したがって、これは上述のヒッグス質量の二次発散問題を自然に説明するための標準模型の適応限界 $O(1)$ TeV と矛盾してしまい、ヒッグス質量の二次発散の問題を引き起こさない標準模型の適応限界、つまり新物理学の現るエネルギースケールは存在しないこととなる。このことはリトルヒエラルキー問題と呼ばれ、標準模型を超える新物理学模型を考える際の重要な手がかりの 1 つとなっている。

2.2 ナイトメアシナリオ

上述のリトルヒエラルキー問題を解決するために数多くの標準模型を超える新物理の素粒子模型が考えられている。これらの模型は大別すると以下の二通りに区別することが可能である。

- $O(1)$ TeV に新物理が存在し、電弱スケールの物理への寄与を抑制されている場合
- $O(10)$ TeV に新物理が存在する場合

前者はヒッグス質量の二次発散問題を自然に解決する一方で、新物理からの電弱スケールへの物理量への寄与を対称性などで軽減するシナリオである。この場合は新物理の予言する新粒子は $O(1)$ TeV で現れ、近い将来に LHC や ILC 等の加速器実験において新物理のシグナルが豊富に得られると期待される。このシナリオに属する具体的な素粒子模型としては、超対称模型、リトルヒッグス模型、ゲージヒッグス統合模型など数多く提唱されている。後者は、新物理からの電弱スケールの物理量への寄与が自然に電弱精密測定の結果を満たすものである。このシナリオでは $O(10)$ TeV の質量を持った新粒子が予言されているため、LHC や ILC 等の高エネルギー加速器実験で新物理のシグナルを検出することが難しくなる。その為に、このシナリオはしばしばナイトメアシナリオと呼ばれ、新物理シグナルの検出の難しさから詳細な研究がほとんど行われてこなかった。本研究では、このナイトメアシナリオについて、次章で議論する暗黒物質問題も絡め、近い将来に於ける新物理シグナルの検証可能性についてシミュレーションにより検証を行う。

2.3 暗黒物質問題

本章では標準模型を超える新物理を考える際に、重要な手がかりの 1 つである宇宙の暗黒物質問題について議論する。現在、宇宙には標準模型を構成している素粒子や、それらの素粒子から構成された物質のほかに、光とは相互作用をしない暗黒物質と呼ばれる物質が存在していることが明らかになっている。この暗黒物質の正体として様々候補が考えられているが、その中でも有力な候補の 1 つとして WIMP (Weakly Interacting Massive Particle) 暗黒物質がある。本章ではまず初めに暗黒物質の存在証拠となる宇

宙観測について述べる。その後、暗黒物質が WIMP である際に予言される宇宙の熱的残存量と、それを解析することにより見積もられる暗黒物質の質量について説明する。

2.3.1 暗黒物質の存在証拠

暗黒物質は素粒子物理学のみならず、天文学や宇宙線物理学等の宇宙物理学にとっても非常に重要な存在であり、その存在は様々な観測により明らかにされている。本節では渦巻銀河の回転速度の観測 [8]、銀河団に対する X 線観測 [9]、WMAP 実験 [10] での宇宙背景放射の揺らぎ観測等の暗黒物質の存在を強く示唆する宇宙観測について簡単に紹介する。

2.3.2 渦巻銀河の回転速度

銀河円盤の回転速度は、その内部の質量により決定される。具体的には重力と遠心力との釣り合いから決まり、重力定数 G_N を用いて

$$v(r) = \sqrt{G_N M(r)/r} \quad (2.3)$$

と表現される。ここで $M(r)$ は半径 r 内に存在する質量で、密度が一定だとすると円盤型では r^2 に比例し、球状では r^3 に比例する。一方水素ガスのドップラー効果を観測することにより、渦巻銀河の回転速度を実験的に測定することができる。たとえば渦巻銀河 M33 の観測結果は図 2.1 に表される通りとなる。この図は横軸を銀河中心からの距離、縦軸は回転速度を表したもので、黒い点は回転速度の観測結果を表す。点線は回転に寄与する質量が星のみとした場合、破線は回転に寄与する質量がガスのみとした場合に予測される回転速度である。仮に銀河がバリオン（ガス及び星）のみで構成されているとすると銀河の回転速度は遠方で減衰すると期待されるが、観測結果はむしろ増加している。この事実は銀河の外側に重力源が存在することを示唆している。仮に銀河周辺に暗黒物質が球状に分布しているとする、銀河の回転曲線には図 2.1 の点破線のように寄与することになり、その場合銀河の回転速度の観測結果を説明することが可能になる。このように渦巻き銀河に於ける回転速度の観測結果は暗黒物質の存在を示唆している。

2.3.3 銀河団に対する X 線観測

暗黒物質の存在は銀河を越えるスケールの構造である銀河団に於いても示唆される。銀河団内部において銀河間を可視光で観測すると何も見つけることができないが、X 線で観測すると高温のガスで満たされていることが分かる。このため高温のガスを銀河内にとどめておく重力源が必要となるが、銀河団内に存在するバリオンだけではガスを束縛するために十分な質量が得られないことが知られている。例として、かみのけ座銀河団については規格化されたハッブルパラメータ $h = 0.73$ を用いて表すと、半径

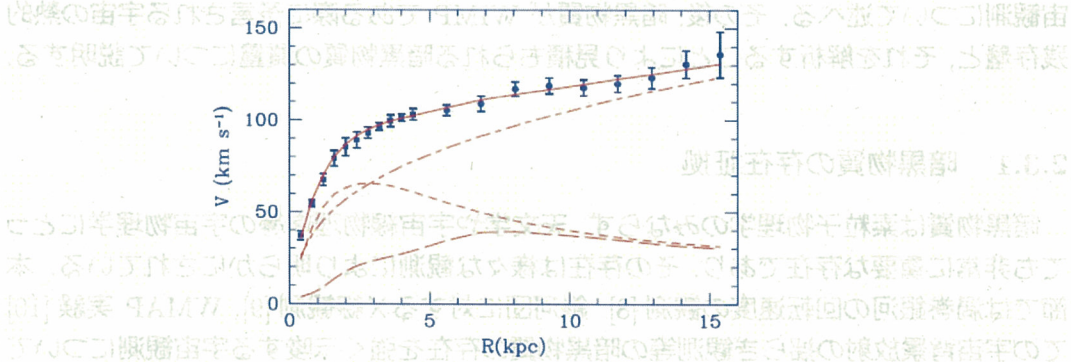


図 2.1: 渦巻銀河 M33 における回転曲線

$1.5h^{-1}M_{pc}$ の内部における星の総質量 M_s や高温ガスの総質量 M_g と、それらの物質の運動から見積もられた総質量 M_{tot} は

$$\begin{aligned} M_s &= 1.0 \pm 0.2 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} \\ M_g &= 5.4 \pm 1.0 \times 10^{13} h^{-5/2} M_{\odot} \\ M_{tot} &= (5.7 \sim 11) \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot} \end{aligned} \quad (2.4)$$

となる²。ここで M_s と M_g の和はバリオンの総質量と考えられるため、領域全体の総質量 M_{tot} はバリオンの質量の 5 倍以上となる。このことから、かみのけ座銀河団内部にはこの質量差を説明する相当数の暗黒物質の存在が示唆される。

2.3.4 宇宙背景放射の揺らぎの観測

宇宙のエネルギー組成は WMAP 実験 に於いて宇宙背景放射の揺らぎを測定することにより精度良く見積もられており、暗黒物質は宇宙のエネルギー密度の約 22% を占めていることが分かっている。宇宙背景放射とは宇宙に等方的に広がっている電磁波で、宇宙の温度が低下し原子が生成されて宇宙が中性になった時に解放された光子である。この宇宙背景放射の揺らぎは、宇宙がはれ上がる直前におけるプラズマの物質組成に影響されるため、宇宙背景放射の揺らぎを観測することにより、宇宙にどのくらいバリオンや暗黒物質が存在しているかを測定することが可能となる。臨界密度 $\rho_c = 1.054h^2 \times 10^{-5} \text{GeV} \cdot \text{cm}^{-3}$ とそれぞれの粒子の密度 ρ_i を用いて、粒子のエネルギー密度パラメータを $\Omega_i = \rho_i / \rho_c$ と定義すると、WMAP 実験よりバリオンのエネルギー密度パラメータ Ω_b と暗黒物質のエネルギー密度パラメータ Ω_{DM} はそれぞれ

$$\begin{aligned} \Omega_b &= 1.00.0441 \pm 0.0030 \\ \Omega_{DM} &= 1.00.214 \pm 0.027 \end{aligned} \quad (2.5)$$

となる。このことは宇宙に存在する物質の約 80% は暗黒物質であるということの意味している。

² M_{\odot} は太陽の質量を示す。

2.3.5 WIMP 暗黒物質

暗黒物質の詳細な性質は未だに不明であるが、相互作用の弱い質量を持つ未知の素粒子であると考えられている。もしもこのような粒子が宇宙に存在した場合、宇宙の構造形成に於いて多大な影響を与えることになる。例えば、この粒子が相対論的な速度で運動する熱い暗黒物質である場合、近年における宇宙の大規模構造シミュレーションと赤方偏移を用いた遠方銀河観測との比較により、現在のような宇宙の構造を説明することができない。そのため相対論的な速度で運動している熱い暗黒物質候補は否定されている。一方暗黒物質が非相対論的な速度で運動している冷たい暗黒物質である場合は現在の宇宙の構造を説明することが可能であることが知られている。この節では冷たい暗黒物質シナリオの一つである WIMP 暗黒物質について述べ、その粒子数の宇宙の時間発展における推移について議論する。さらに現在における熱的残存量から見積もられる WIMP 暗黒物質の質量についても議論する。

2.3.6 WIMP 暗黒物質シナリオ

WIMP 暗黒物質シナリオでは、暗黒物質は標準模型の素粒子と弱い相互作用程度の相互作用を持ち、100 GeV 程度の質量を持った中性な素粒子であるとするシナリオである。このような暗黒物質は、初期宇宙における振る舞いを考えると冷たい暗黒物質として振る舞い、熱的残存量の評価と WMAP 観測の結果との比較から質量は $\mathcal{O}(10)$ - $\mathcal{O}(1000)$ GeV となり、宇宙物理学から要請される暗黒物質像を自然に説明することが可能である。まず初めに WIMP 暗黒物質の粒子数が宇宙の時間発展³ に対してどのように振舞うかについて考える。WIMP 暗黒物質は、宇宙の温度が非常に高い初期宇宙 ($T \sim M_{DM}$) では周りの標準模型の素粒子たちとの相互作用を通じ熱化学平衡にある。ここで M_{DM} は暗黒物質の質量である。宇宙の温度が下がるにつれ平衡状態を通じ暗黒物質の粒子数は減少していくが、宇宙の温度が凍結温度と呼ばれる $T \sim M_{DM}/20$ 程度で、標準模型の素粒子との相互作用を通じた暗黒物質の粒子数を変化させる過程の反応率が宇宙の膨張率を下回り、反応の凍結がおこる。したがって、その後の宇宙における暗黒物質の粒子数は一定となる。この粒子数の変化はボルツマン方程式を用いて以下のように記述される [11].

$$\begin{aligned} \frac{dn_{DM}}{dt} + 3Hn_{DM} &= -\langle \sigma v \rangle (n_{DM}^2 - n_{DM}^{th}) \\ \langle \sigma v \rangle &= \frac{x}{16K_2^2(x)} \int_4^\infty dy y \sqrt{y-4} (\sigma v) K_1(x\sqrt{y}) \\ n_{DM}^{th} &= g_{DM} \left(\frac{M_{DM} T}{2\pi} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{M_{DM}}{T}\right) \end{aligned} \quad (2.6)$$

ここで n_{DM} は暗黒物質の数密度であり、 $\langle \sigma v \rangle$ は暗黒物質の対消滅断面積 σ とその相対速度 v の積の熱平均である。また K_n は第 n 種変形ベッセル関数であり、変数 x, y は s を重心系のエネルギーの 2 乗とし $x \equiv M_{DM}/T$, $y \equiv s/M_{DM}^2$ と定義され

³この場合時間発展は温度発展に等しい。

る. 熱化学平衡状態での暗黒物質の数密度は n_{DM}^{th} であり, 暗黒物質の自由度は g_{DM} である. さらにハッブル定数は

$$H = \sqrt{8\pi\rho/(3m_{pl})} \quad (2.7)$$

と与えられ, プランク質量は $m_{pl} = 1.22 \times 10^{19}$ GeV, 相対論的粒子が支配している初期宇宙における全エネルギー密度 ρ は $\rho = g_* \pi^2 T^4/30$ である. この g_* は相対論的粒子の自由度の総和である. 上記のボルツマン方程式を数値的に解くと, 図のような振る舞いが得られる. この図では, 横軸は時間の代わりに宇宙の温度 T を用いた $x = M_{DM}/T$ を変数にとり, 縦軸は暗黒物質の数密度を宇宙のエントロピー密度でわつた量 Y を用いている. 図からも明らかのように, 宇宙の温度が十分に高い時, 暗黒物質は熱浴と相互作用を通じ熱化学平衡状態にあるが, 宇宙の温度が凍結温度よりも低くなると粒子数が一定になることが見て取れる. 凍結温度付近では, 暗黒物質と周りの標準模型の素粒子達との反応率が宇宙の膨張率とほぼ等しくなるため,

$$3Hn_{DM} \simeq -2 \langle \sigma v \rangle n_{DM}^{th} \quad (2.8)$$

を満たす凍結温度 x_f を評価することにより, $x_f \simeq M_{DM}/20$ と見積もられる. このことより暗黒物質と熱浴の熱化学平衡がきれる時には, 暗黒物質が十分非相対論的な運動をする冷たい暗黒物質として振舞うことが分かる.

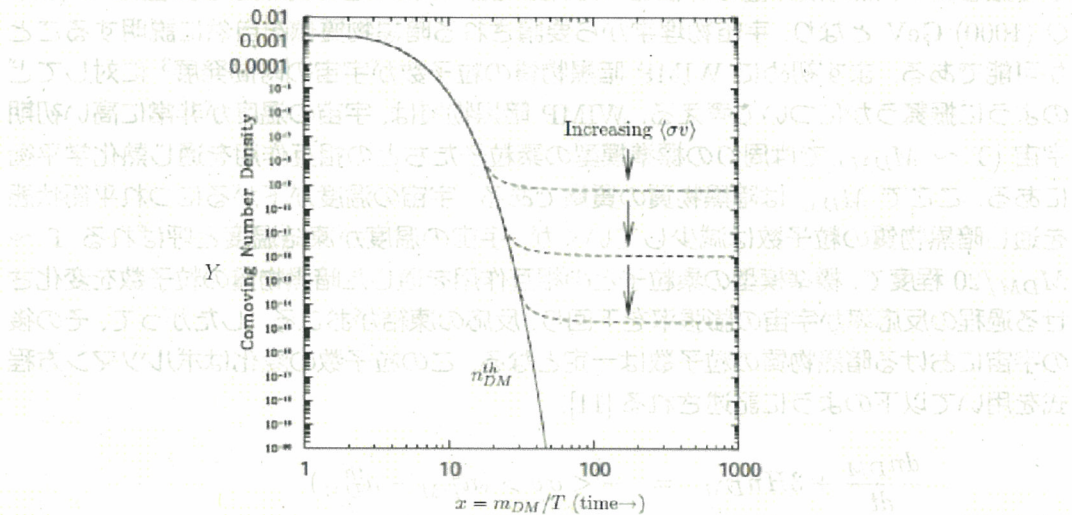


図 2.2: 宇宙の時間発展における暗黒物質の粒子数

2.3.7 WINP 暗黒物質の質量

次に暗黒物質の残存量, つまり現在の宇宙に於ける暗黒物質の平均質量密度について考える. 暗黒物質の残存量は上記ボルツマン方程式を解くことにより, $\rho_{DM} =$

$M_{DM}n(T_0)$ と求まる. ここで $T_0 \simeq 2.725K$ は現在の宇宙の温度である. この残存量はボルツマン方程式の数値解を利用した近似解が知られており, これを用いて暗黒物質の密度パラメータ $\Omega_{DM}h^2 \equiv \rho_{DM}/(\rho_c/h^2)$ は以下のように求まる.

$$\Omega_{DM} \simeq \frac{0.1 \text{pb} \cdot c}{\langle \sigma v \rangle} \quad (2.9)$$

上式からも明らかのように暗黒物質の残存量は対消滅断面積のみで決まり, WMAP 実験より $\Omega_{DM}h^2 \simeq 0.11$ であるため, 暗黒物質の対消滅断面積は 1pb 程度であることが分かる. 簡単な次元解析から暗黒物質の対消滅断面積は, 暗黒物質と熱浴を構成している標準模型の素粒子との結合定数 g を用いて, $\langle \sigma v \rangle \sim [g^2/(4\pi)]^2/M_{DM}^2$ と見積もられる. この式より, 対消滅断面積が 1pb となる暗黒物質の質量を計算すると

$$M_{DM} \sim g^2 \times (1\text{TeV}) \quad (2.10)$$

となる. 結合定数の大きさを自然な値である $g = \mathcal{O}(0.1 - 1)$ にとると, 暗黒物質の質量は $\mathcal{O}(10 - 1000)\text{GeV}$ と見積もられる. このことより例えばナイトメアシナリオが実現していたとしても, WIMP 暗黒物質だけは 1TeV 以下のスケールに存在していると期待され, 少なくとも暗黒物質のシグナルのみは ILC 実験に於いて測定される可能性がある.

2.3.8 ナイトメアシナリオにおける WIMP 暗黒物質

現在までに標準模型を超える模型として超対称模型 や余剰次元模型 など様々な新物理学における素粒子模型が提唱されてきたが, ナイトメアシナリオが実現している場合, それらの模型は近い将来に於ける実験での検証が難しくなる. そのためこれまでに行われてきた研究では, 新しい物理の素粒子模型における検証可能性について比較的シグナルが豊富なケースについて調べられることがほとんどであり, ナイトメアシナリオが実現している場合について定量的に議論されることは稀であった. しかしながらナイトメアシナリオが実現している場合でも, 現在の宇宙に於ける暗黒物質の残存量を説明するため暗黒物質の質量は $\mathcal{O}(1)$ TeV よりも軽いと見積もられ, 暗黒物質だけは近い将来の実験に於いて検出できる可能性がある. このためナイトメアシナリオが実現している状況で暗黒物質シグナルを評価することは ILC 等の新しい実験における検証領域を定める上でも重用となる.

2.3.9 WIMP 暗黒物質の性質

WIMP 暗黒物質の性質はスピンと標準模型のゲージ相互作用に対する電荷を与えることで決まる. 本修士論文では加速器等の近い将来の実験に於いて最も観測することの難しい暗黒物質に考える. まず初めに WIMP 暗黒物質として $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ の標準模型のゲージ対称性に対してシングレットな粒子を考える. 強い相互作用のゲージ電荷を持たないことは暗黒物質の一般的な性質から明らかではあるが, こ

では $SU(2)$ のゲージ電荷も持たない暗黒物質を考える。なぜならば、もし暗黒物質が $SU(2)$ 電荷を持つと、暗黒物質の質量と同程度の質量を持つ荷電粒子が $SU(2)$ パートナーとして現れ、このような粒子は近い将来の加速器実験で比較的容易に見つけることが可能なためである。暗黒物質の $SU(2)$ 電荷を決めると、暗黒物質が電氣的に中性であることから $U(1)$ 電荷が一意に決まる。 $SU(2)$ の対称性に対しシングレットな暗黒物質の $U(1)$ 電荷は 0 となる。次に暗黒物質の安定性について考える。前章でも述べた通り暗黒物質は現在の宇宙に於いて十分な残存量が存在している。もし暗黒物質が安定でないとする、宇宙の時間発展に於いて現在までに様々な宇宙論的観測を満たす残存量を残すことができなくなる。ここでは暗黒物質が安定性を保障するために、暗黒物質が奇、標準模型の素粒子が偶となる Z_2 対称性を課す。またナイトメアシナリオが実現しているため、暗黒物質のほかに $O(1)$ TeV スケールに標準模型を超える新粒子が存在しないとする。このため、新しい物理の新粒子は輻射補正を通じてのみ $O(1)$ TeV スケールの物理に寄与し、これらの寄与は高次元演算子として取り入れられる。最後に暗黒物質のスピンとしてスカラー、フェルミオン、ベクトルの 3 つのケースについて考える。簡単化のため暗黒物質は同一粒子とする。そのため 3 つのケースはそれぞれ実スカラー場、マヨラナ場、実プロカ場で記述される。以上で定義した暗黒物質のスピン及び標準模型のゲージ対称性に対する電荷は表 2 の通りとなる。

	スピン	$SU(3)$	$SU(2)$	$U(1)$	Z_2	場の定義
スカラー	0	1	1	0	-1	$\phi(x)$
フェルミオン	1/2	1	1	0	-1	$\chi(x)$
ベクトル	1	1	1	0	-1	$V(x)$

図 2.3: 各暗黒物質の電荷

2.3.10 ラグランジアン構成

$O(1)$ TeV スケールのラグランジアンを構成するにあたり、ローレンツ対称性、標準模型のゲージ対称性、及び暗黒物質の安定性を保障する Z_2 対称性で許される相互作用を一般的に考え解析を行う。このため構成されたラグランジアンは、 $O(10)$ TeV で実現している任意の標準模型を超える物理の有効ラグランジアンとして見なすことができる。通常このような方法は、 $O(10)$ TeV で実現している新しい物理に依存せずに議論が行えるために大変有用であるが、解析が非常に困難になるため完全に一般的な形で議論を進めることは難しい。しかしながらナイトメアシナリオでは $O(1)$ TeV スケールのラグランジアンの構造が単純となり、一般的な形で議論を進めることが可能である。 $O(1)$ TeV ラグランジアンにおける相互作用を考える際に、暗黒物質と標準模型の素粒子との相互作用項が現れる最低次の次数まで考えると以下ようになる。

$$\mathcal{L}_S = \mathcal{L}_{SM} + \frac{1}{2}(\partial\phi)^2 - \frac{1}{2}M_s^2\phi^2 - \frac{c_S}{2}|H|^2\phi^2 - \frac{d_S}{4!}\phi^4$$

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_F &= \mathcal{L}_{SM} + \frac{1}{2}\bar{\chi}(i\partial - M_F)\chi - \frac{c_F}{2\Lambda}|H|^2\bar{\chi}\chi - \frac{d_F}{2\Lambda}\bar{\chi}\sigma^{\mu\nu}\chi B_{\mu\nu} \\ \mathcal{L}_V &= \mathcal{L}_{SM} + \frac{1}{4}V^{\mu\nu}V_{\mu\nu} + \frac{1}{2}M_V^2 V_\mu V^\mu - \frac{c_V}{2}|H|^2 V_\mu V^\mu - \frac{d_V}{4!}(V_\mu V^\mu)^2\end{aligned}\quad (2.11)$$

ここで M_i ($i = S, F, V$) は暗黒物質の裸の質量, c_i, d_i は結合定数, Λ は次元 1 を持つ有効作用の適応限界のスケールである. 電弱対称性が破れ, ヒッグスボソンが $\langle H \rangle = (0, v)^T/\sqrt{2}$ と真空期待値を得ることにより各暗黒物質の質量は以下の通りとなる.

$$\begin{aligned}m_S^2 &= M_S^2 + \frac{c_S v^2}{2} \\ m_F^2 &= M_F^2 + \frac{c_F v^2}{2\Lambda} \\ m_V^2 &= M_V^2 + \frac{c_V v^2}{2}\end{aligned}\quad (2.12)$$

また暗黒物質と標準模型の素粒子との相互作用項は以下のように書き換えられる.

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{Sint} &= -\frac{c_S}{2}h\phi^2 - \frac{c_S}{4}h^2\phi^2 - \frac{d_S}{4!}\phi^4 \\ \mathcal{L}_{Fint} &= -\frac{c_F}{2\Lambda}h\bar{\chi}\chi - \frac{c_F}{4\Lambda}h^2\bar{\chi}\chi - \frac{d_F}{2\Lambda}\bar{\chi}\sigma^{\mu\nu}\chi B_{\mu\nu} \\ \mathcal{L}_V &= \frac{c_V}{2}hV_\mu V^\mu + \frac{c_V}{4}h^2V_\mu V^\mu - \frac{d_V}{4!}(V_\mu V^\mu)^2\end{aligned}\quad (2.13)$$

フェルミオン暗黒物質における相互作用演算子の次元が 5 であり, またベクトル暗黒物質がプロカ場になっているため, これらのラグランジアンは繰り込み可能なラグランジアンとなっていない. このため上記の通りラグランジアンは $\mathcal{O}(10)$ TeV で実現している繰り込み可能な新しい物理模型の $\mathcal{O}(1)$ TeV における有効ラグランジアンとして扱われる. スカラー及びベクトル暗黒物質における d_S, d_V に比例している相互作用項は暗黒物質の自己相互作用を記述し, 本研究における暗黒物質の検証可能性においては重用な役割を果たさないため無視する. またフェルミオン暗

黒物質における相互作用 $\bar{\chi}\sigma^{\mu\nu}\chi B_{\mu\nu}$ についても以下の議論では無視する. なぜなら $|H|^2\bar{\chi}\chi$ 項が $\mathcal{O}(10)$ TeV で実現している新しい物理の素粒子模型におけるツリーレベルダイアグラムから得ることのできる相互作用項であるのに対し, $\bar{\chi}\sigma^{\mu\nu}\chi B_{\mu\nu}$ 項は暗黒物質がゲージシングレットのため直接ゲージボソンと相互作用せず 1 ループダイアグラムから得られる相互作用項だからである. 以上より, 暗黒物質はヒッグスボソンを通してのみ標準模型の素粒子と相互作用をすることが可能となる. つまり近い将来の実験で観測することが最も難しい WIMP 暗黒物質を考えた場合, そのシナリオは自動的にヒッグスポータルシナリオとなる.

2.3.11 WMAP 実験からの制限

ヒッグス・ポータル模型における暗黒物質は WIMP 暗黒物質であり, 宇宙観測で予言される暗黒物質像を見事に説明することが可能である. さらに近年では WMAP

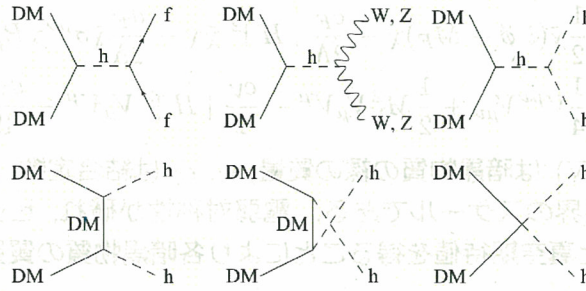


図 2.4: 暗黒物質の対消滅過程

実験における宇宙背景放射の揺らぎ観測により、暗黒物質の残存量が非常に精度良く測定されているため、本模型のパラメータも強い制限を受ける事になる。暗黒物質の残存量はその対消滅断面積により決定される。本模型の暗黒物質はヒッグスを通してのみ標準模型の素粒子と相互作用することが可能なため、ツリーレベルダイアグラムでは図 2.4 の過程をとり標準模型の素粒子に対消滅する。各スピンを持つ暗黒物質の対消滅断面積に対する詳細は付録 B を参照されたい。この対消滅断面積を (2.6) 式を用いてその熱平均をとり、変数 $x \equiv m_i/T$ 、及び宇宙のエントロピー密度 s を用いた $Y \equiv n_D M/s$ を使用しボルツマン方程式を書き直すと以下の通りとなる。

$$\frac{dY}{dx} = -\frac{m_i}{x^2} \sqrt{\frac{\pi}{45g_*^{1/2}}} G_N \left(g_* s + \frac{m_i}{3x} \frac{dg_* s}{dT} \right) \langle \sigma v \rangle \left[Y^2 - \left\{ \frac{45x^2 g_{DM}}{4\pi^4 g_* s} K_2(x) \right\}^2 \right] \quad (2.14)$$

先に述べた通り、宇宙の温度が凍結温度を向かえた後は暗黒物質の粒子数が一定となる。変数 Y は定義により暗黒物質の粒子数に比例するため、この変数も漸近的に一定値に近づく。このため上記のボルツマン方程式を数値的に評価し、 Y の漸近値である $Y(\infty)$ を求めることで暗黒物質の残存量を正確に評価することが可能である。

現在に於ける暗黒物質の密度パラメータ $\Omega_D M$ は漸近値 $Y(\infty)$ を用いて以下で

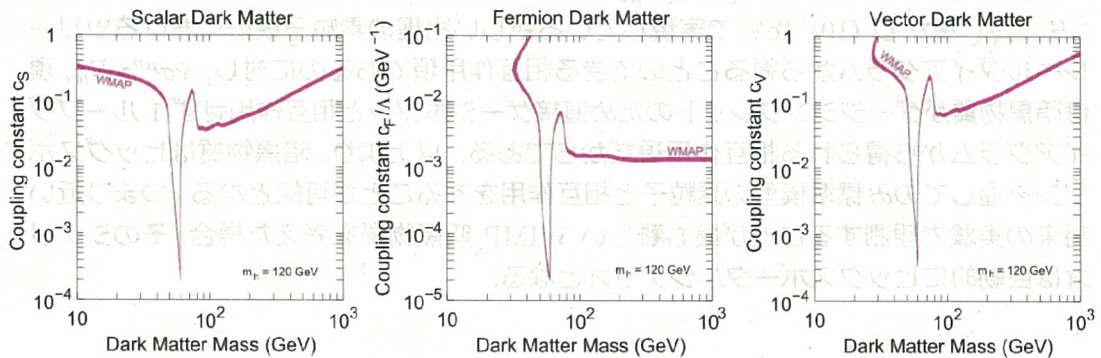


図 2.5: WMAP 実験から予想される結合係数

与えられる.

$$\Omega_{DM0}h^2 = \frac{m_i Y(\infty) s_0}{\rho_c / h^2} \quad (2.15)$$

ここで s_0 は現在に於けるエントロピー密度 $s_0 \equiv 2889 \text{cm}^{-3}$ であり, $\rho_c \equiv 1.054 \times 10^{-5} h^2$ ($\text{GeV}/\text{cm}^{-3}$) は宇宙の臨界密度である. 求めた暗黒物質の密度パラメータを (2.5) 式に於ける WMAP 実験で得られた暗黒物質の密度パラメータと比較し, 2σ の範囲内にある領域を図 2.5 に示す. 図は横軸に暗黒物質の質量, 縦軸を暗黒物質とヒッグスの相互作用における結合定数にとったもので, ヒッグスの質量を 120 GeV に仮定している.

暗黒物質の質量が $m_i < m_W$ の場合, 運動学的な理由により主にボトムクォークへ対消滅する. 湯川結合は小さいため, WMAP 実験を満たすため比較的大きな結合定数 c_i が必要になることが図から見て取れる. 一方暗黒物質の質量が $m_W < m_i$ の場合, 暗黒物質は W ボソン及び Z ボソンに対消滅することが可能になる. ヒッグス機構から, 暗黒物質の質量が大きくなると中間状態であるヒッグス粒子に流れる運動量が増大し, 結果として W ボソンの縦波へ強く対消滅する. それゆえ WMAP 実験を満たすため比較的小さな結合定数 c_i が要求される. また $m_i \simeq m_h/2$ の場合, ヒッグス粒子を s-チャンネルで交換するダイアグラムにおいて共鳴が起こり, この領域において要求される c_i は非常に小さなものとなる.

第 6 章の考察では, ILC 実験を想定したシミュレーションによる, 結合係数 c_i のアップーリミットの見積もり結果と, この WMAP 実験との比較を行う.

第3章 ILC実験

3.1 概要

国際リニアコライダー (International Linear Collider, 以下 ILC) 実験は, 電子・陽電子衝突型の線形加速器を用いて行われる次世代の高エネルギー実験計画である. その目的には, 素粒子物理学の標準模型において要となるヒッグス粒子の性質の精密測定, トップクォークの精密測定, 標準模型を超える新しい物理の検証等がある. また, そうした検証の中で天文学や宇宙論に対しても寄与することができる.

加速器の全長は約 30km で, その中で電子と陽電子を超電導加速空洞により加速し正面衝突させ, 重心系エネルギー $\sqrt{s}=500\text{GeV}\sim 1\text{TeV}$ を実現する. 4年間での積分ルミノシティ $\int \mathcal{L} dt = 500\text{fb}^{-1}$ を目指している. ILC 実験では衝突させる粒子は内部構造をないため, LHC のような電子・陽電子衝突型の加速器実験とは異なり, バックグラウンドの少ないクリーンな環境で高精度の実験を行える.

また, 初期状態の電子・陽電子のエネルギーや偏極を指定することができるので更にバックグラウンド事象を減らす事ができ, 新しい物理のシグナル事象が微小であっても精密測定がおこなえる.

測定器は, 現時点で ILD と SiD の 2 種類の測定器案が存在する. 本研究では, ILD を想定した測定器シミュレーションをおこなっているため, 本章では ILD 測定器についての説明をおこなう.

3.2 加速器

加速器は, 主として, 電子・陽電子源 (Electron・Positron Source), 減衰リング (Damping Ring), 主線形加速器 (Main Linac) のビーム分配系 (Beam Delivery System) 等から構成される (図 3.1).

まず, 電子・陽電子源において電子・陽電子を発生させてビームとして利用し, 次に, 減衰リングにおいてビームの広がりを抑える. そして, 最後に, 主線形加速器においてビームを一気に加速する.

ILC のビーム

ILC のビーム構造を図 3.2 に示す. ILC のビームはトレインと呼ばれる塊が 200 ミリ秒間隔で並んでいる. 更にトレインは 2625 個のバンチと呼ばれる塊からできていて, バンチには約 2×10^{10} 個の電子 (陽電子) が詰まっている. それぞれのバンチは 369nm 間隔で並んでおり, バンチのサイズは $639\text{nm} \times 5.7\text{nm} \times 300\mu\text{m}$ と非常に小さい. 以

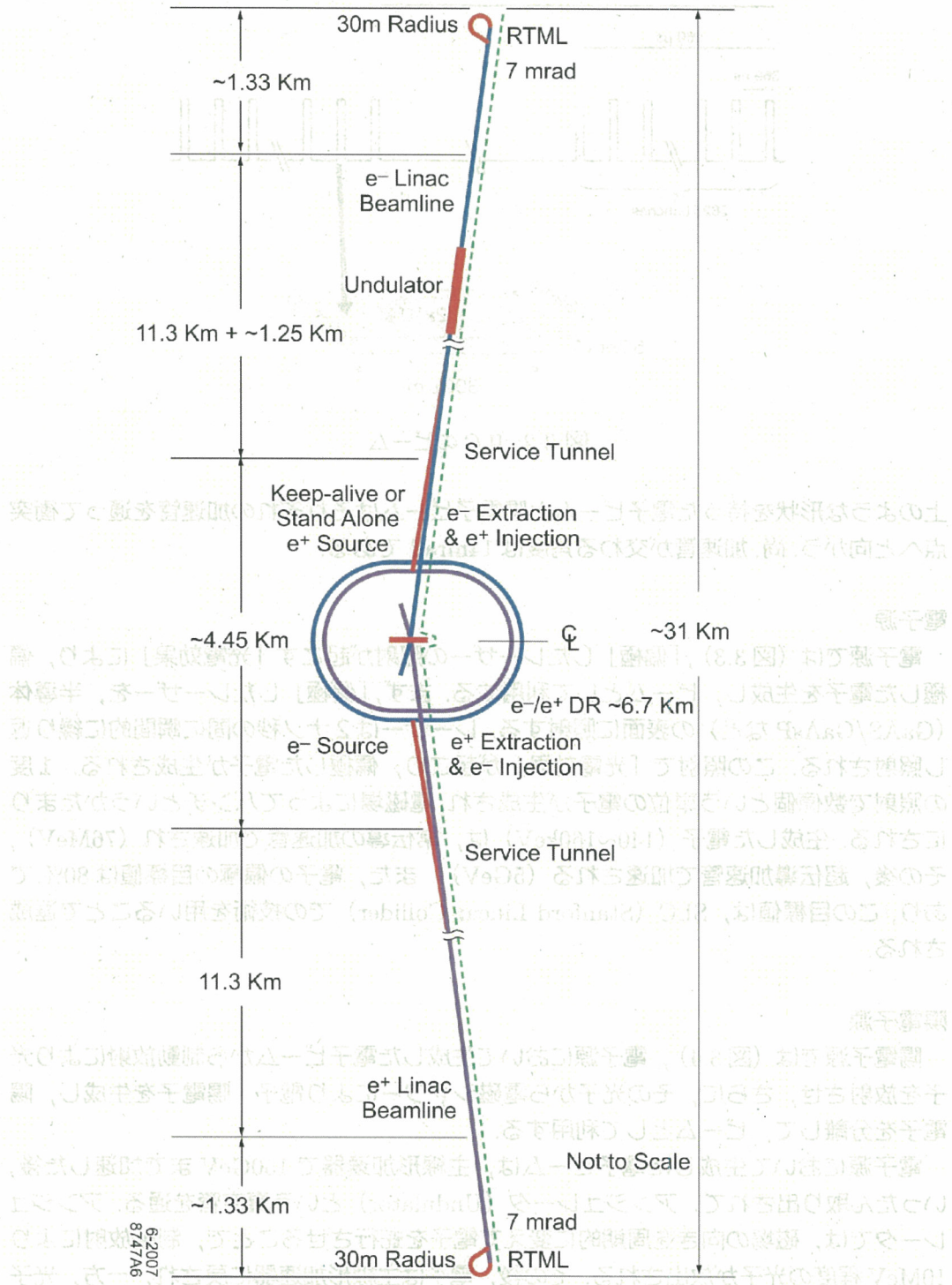


図 3.1: ILC の加速器

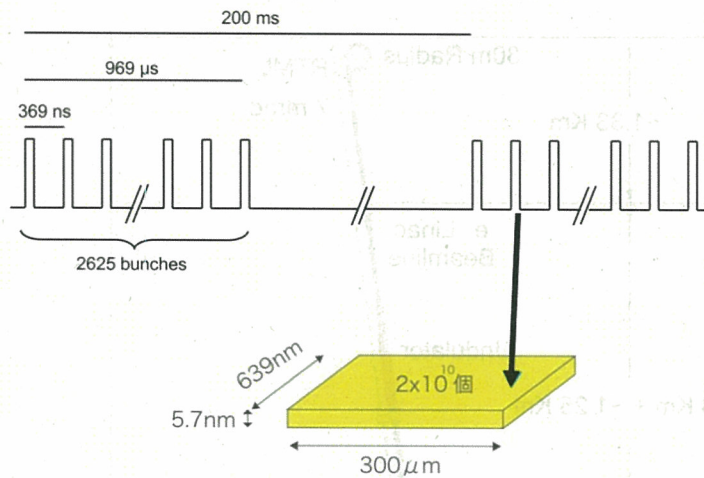


図 3.2: ILC のビーム

上のような形状を持った電子ビームと陽電子ビームはそれぞれの加速管を通過して衝突点へと向かう。尚、加速管が交わる角度は 14mrad である。

電子源

電子源では (図 3.3), 「偏極」したレーザーの照射が起こす「光電効果」により, 偏極した電子を生成し, ビームとして利用する。まず, 「偏極」したレーザーを, 半導体 (GaAs/GaAsP など) の表面に照射する。レーザーは 2 ナノ秒の間に瞬間的に繰り返して照射される。この照射で「光電効果」が起こり, 偏極した電子が生成される。1 度の照射で数億個という単位の電子が生成され, 電磁場によってバンチというかたまりにされる。生成した電子 ($140\sim 160\text{keV}$) は, 常伝導の加速管で加速され (76MeV), その後, 超伝導加速管で加速される (5GeV)。また, 電子の偏極の目標値は 80% であり, この目標値は, SLC (Stanford Linear Collider) での技術を用いることで達成される。

陽電子源

陽電子源では (図 3.4), 電子源において生成した電子ビームから制動放射により光子を放射させ, さらに, その光子から電磁シャワーにより電子・陽電子を生成し, 陽電子を分離して, ビームとして利用する。

電子源において生成した電子ビームは, 主線形加速器で 150GeV まで加速した後, いったん取り出されて, アンジュレータ (Undulator) という真空管を通る。アンジュレータでは, 磁場の向きを周期的に変えて電子を蛇行させることで, 制動放射により 10MeV 程度の光子が放出される。その後, 電子は主線形加速器に戻され, 一方, 光子は標的 (厚さ 1.4cm の Ti の円盤) に向かう。この標的との衝突により電磁シャワーが起こり, 大量の電子・陽電子が対生成されるので, その中から陽電子を分離する。分離した陽電子は, 常伝導の加速管で 400MeV まで加速され, その後, 超伝導の加速管で加速されて 5GeV に達する。

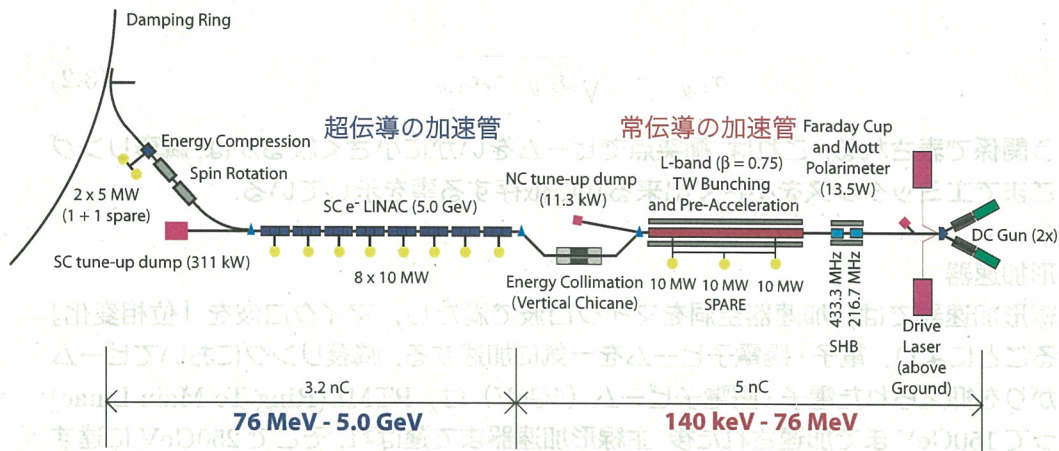


図 3.3: ILC の電子源

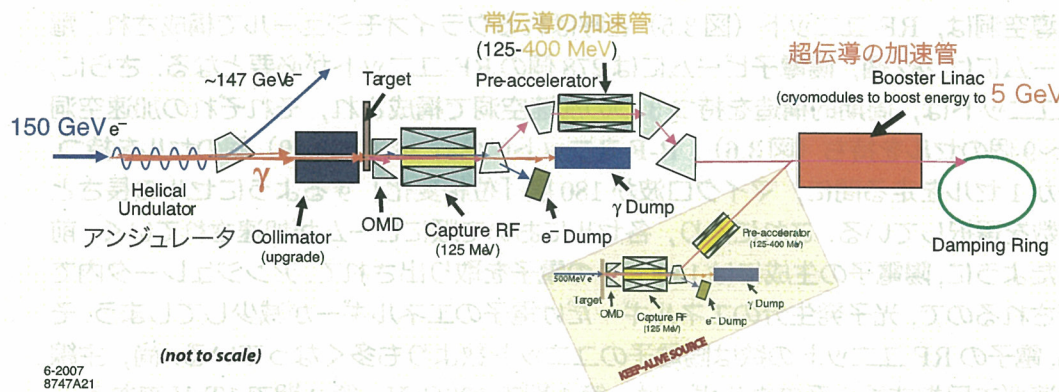


図 3.4: ILC の陽電子源

減衰リング

減衰リングでは、電子・陽電子ビームから制動放射により光子を放出させ、ビームの広がりを抑える。電子・陽電子源において生成した 5GeV のビームは、円周 6.7km の減衰リングの中を 200ms で周る。減衰リングでは、リングの円弧部分においてビームを曲げることで、「制動放射」により光子を放出させ、ビームの広がりを小さくしている。

ビームの広がりはエミッタンス ϵ と呼ばれる量で評価でき、これは位置と運動量の位相空間におけるビームの位置の広がり (Δx_{phase}) と運動量の広がり (Δp_{phase}) で表され、互いに相関がない場合以下の式になる。

$$\epsilon = \Delta x_{\text{phase}} \cdot \Delta p_{\text{phase}} \tag{3.1}$$

エミッタンスは保存量なので、制動放射により放出される光子が持っていくエミッタンスの分だけ、ビームのエミッタンスが小さくなり、ビームの広がりも抑えられる。エミッタンスとビームのサイズ $\sigma_{x,y}$ は加速器のパラメータであるベータ関数 $\beta_{x,y}$ を用

いて

$$\sigma_{x,y} = \sqrt{\beta_{x,y} \cdot \gamma_e \epsilon_{x,y}} \quad (3.2)$$

という関係で表される。これは、衝突点でビームをいかに小さく絞るかは、減衰リングでどこまでエミッタンスを小さく出来るかに依存する事を示している。

主線形加速器

主線形加速器では、加速器空洞をマイクロ波で満たし、マイクロ波を「位相変化」させることにより、電子・陽電子ビームを一気に加速する。減衰リングにおいてビームの広がりを抑えられた電子・陽電子ビーム (5GeV) は、RTML(Ring To Main Linac) によって 150GeV まで加速された後、主線形加速器まで運ばれ、そこで 250GeV に達する。この加速を実現するためには主線形加速器において、電子・陽電子ビームを、それぞれ超伝導空洞で 11km の間を平均加速勾配 31.5MeV/m で加速する必要がある。¹ 超伝導空洞は、RF-ユニット (図 3.5) と呼ばれるクライオモジュールで構成され、電子ビームには 282 個、陽電子ビームには 278 個の RF-ユニットが必要となる。さらに、RF-ユニットは、周期的構造を持つ 3 つの加速空洞で構成され、それぞれの加速空洞は 8~9 個のセルを持ち (図 3.6), R-F ユニットの合計 26 (9+8+9) 個のセルを持つ。粒子が 1 セルを走る間に、マイクロ波が 180 度「位相変化」するようにセルの長さや周波数を選択している。これにより、各セルにおいて順にビームが加速されていく。前述したように、陽電子の生成には 150GeV の電子を取り出されて、アンジュレータ内で使用されるので、光子発生分のエネルギーだけ電子のエネルギーが減少してしまう。その為、電子の RF ユニットの数は陽電子のユニット数よりも多くなっている。尚、主線形加速器で目指す重心系エネルギーは、第 1 期で 500GeV、第 2 期で 1TeV である。

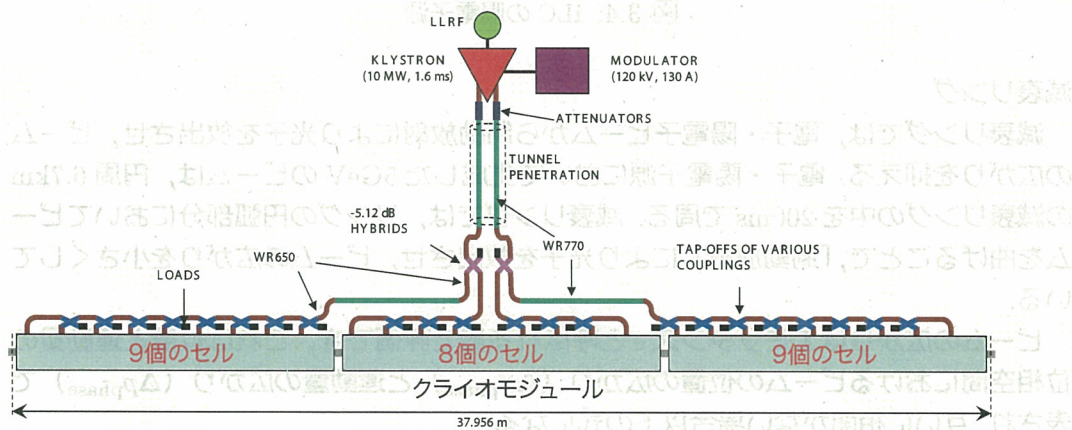


図 3.5: ILC の主線形加速器における RF-ユニット

¹これらの値は、重心系エネルギー 500GeV の場合であり、重心系エネルギー 1TeV の場合は、より長い距離と高い加速器勾配が必要となる。

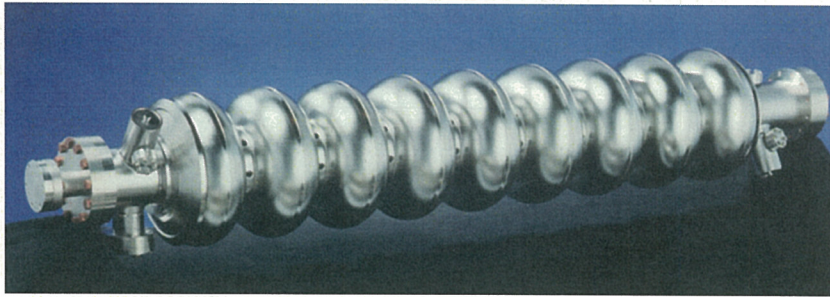


図 3.6: ILC の主線形加速器における 9 個のセルを持つ加速空洞

ビーム分配系 (Beam Delivery System)

主線形加速器において 250GeV まで加速された電子・陽電子ビームは、ビーム分配系において、衝突点でのビームサイズ ($5.7\text{nm} \times 639\text{nm}$) までに収束させる。ILC での衝突角度は 14mrad 。なので、ビームの入射パイプと引き出しパイプを分離することが可能であるが、ルミノシティを上げるためにクラブ空洞が必要となる。クラブ空洞とは、ビームを磁場でキックすることによって回転させ、衝突点において正面衝突させる空洞のことである。また、BDS の役割には衝突後のビームを捨てることやビーム形状が大きく異なったビームから検出器を守ることで、検出器でバックグラウンドとなるビーム・ハローを除去することなどがある。

3.3 測定器

ILC の高エネルギー衝突で起こる様々な事象を再構成するために、測定器は衝突点で起こる反応を高精度で捉えることが要求される。具体的な測定量は、粒子の反応点、運動量、エネルギーの精密測定である。ILC 加速器の衝突点の周りには 2 つの測定器が設置される予定になっているが、ILC 加速器の衝突点は 1 つしかないので、2 つの測定器を同時に動作させることはできない。そのため、2 つの測定器を交互に衝突点周りにセットアップして、交互にデータを取得するプッシュ・プル機構を採用している。ILC 実験の測定器開発を進めているグループには ILD 測定器グループと SiD 測定器グループがある。ILD 測定器グループはアジアの測定器グループ (GLD) とヨーロッパの測定器グループ (LDC) が 2007 年に統合されたものである。ILD 検出器は内側から飛跡検出器、カロリメーター、ソレノイドコイル、ミュオン検出器が設置されている。また、ビーム軸周辺の前方向検出器として、ルミノシティカロリメーター、ビームカロリメーター、ペアモニターなどが設置されている。以下に、各検出器の詳細について述べる。

それぞれの検出器の目的は、飛跡検出器が荷電粒子の運動量を測定し、カロリメーターが中性粒子のエネルギーを測定することである。さらに、それぞれの検出器における粒子の反応の違いにより、粒子の識別をおこなう (図 3.7)。

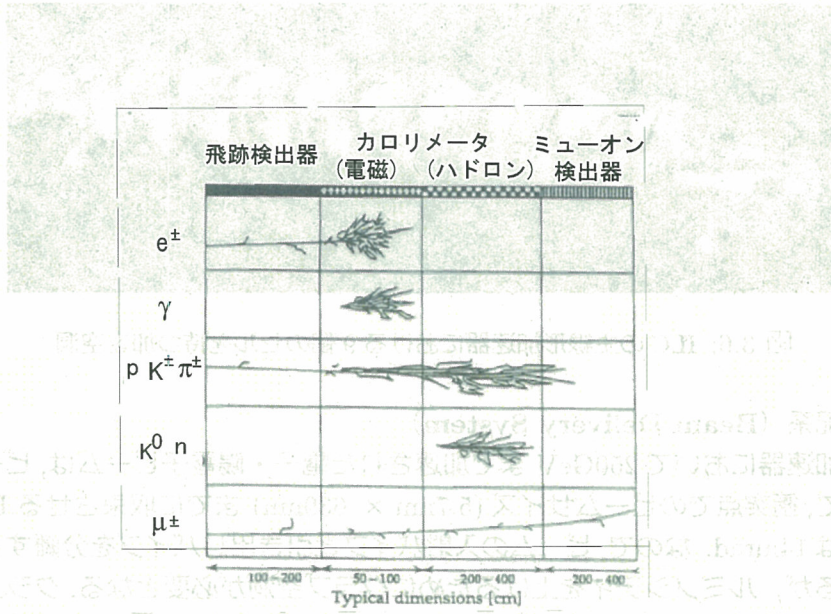


図 3.7: 測定器における粒子の反応の違い

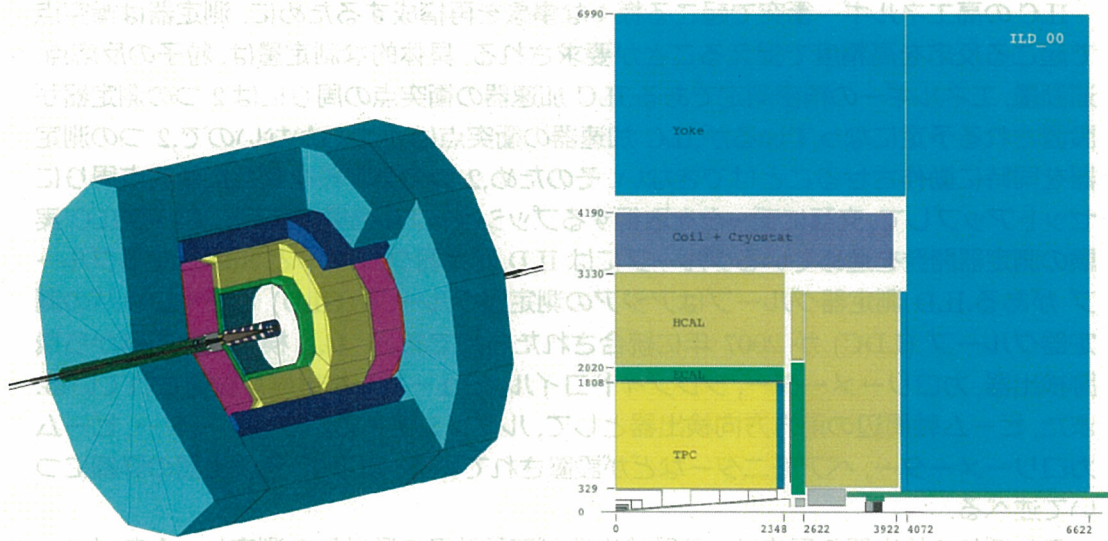


図 3.8: ILD 測定器の概観 (左: 外観図と右: $r-z$ 平面断面図)

3.3.1 飛跡検出器

ILD の飛跡検出器は、崩壊点検出器 (VTX; Vertex detector), シリコン飛跡検出器 (Silicon Inner Tracker), 主飛跡検出器 (TPC; Time Projection Chamber) の 3 つから構成される。飛跡検出器全体の運動量分解能として、

$$\frac{\Delta p_t}{p_t^2} \leq 2 \times 10^{-5} (\text{GeV}/c)^{-1}$$

を目指している。

崩壊点検出器 (VTX : Vertex Detector)

崩壊点検出器 VTX (図 3.9) は最も衝突点に近い位置に設置しており、荷電粒子の飛跡と崩壊点を正確に再構成する事を目的としている。ILC 実験では高精度でフレーバータグ (b-クォークと c-クォークを同定する事) が要求されている。そこで要求される衝突点分解能は、

$$\sigma \leq 5 \oplus \frac{10}{p\beta \sin^{3/2}\theta} (\mu\text{m})$$

という非常に高い精度を目指している。ここで、 p は粒子の運動量、 β は粒子の速度、 θ はビーム軸方向からの角度である。この式は、検出器の分解能による影響と粒子の多重散乱による影響を表している。

粒子の飛跡を正確に求めるために崩壊点検出器は出来るだけ衝突点の近傍に設置されることが望ましい。しかし、衝突点近傍に設置するほど、ビームからの電子・陽電子ペアバックグラウンドが崩壊点検出器に多数衝突してしまう。ILC ではビーム (トレイン) を 200 ms おきに衝突させるが (図 1.5), 1 トレインにわたってヒット情報を蓄積すると、ピクセル占有率 (全体のピクセル数に対するヒットのあるピクセル数の割合) が 10% を超えてしまう。ピクセル占有率が大きくなると飛跡の再構成が正確におこなえなくなるため、数% 以下に抑える必要がある。ピクセル占有率を低く保つ解決策として、2 つの方法が考えられている。1 つ目はピクセルを細かくすることで、トレイン中の全ヒットを蓄えてもピクセル占有率を低く保つ方法である。2 つ目はトレイン中に読み出しを行い、ピクセル占有率を低く保つ方法である。また、多重散乱の影響がフレーバータグの性能に寄与するため、VTX は低物質質量であることが望ましい。後者は日本グループの案であり、独自のアイデアであるセンサーを高精細にすることでピクセル占有率を抑える方法をとっており、センサーに高精細 CCD を用いた崩壊点検出器の開発をおこなっている。バーテックス検出器の構造にはシングルレイヤーとダブルレイヤーのオプションがある。

高精細 CCD バーテックス検出器 (FPCCD Vertex Detector)

崩壊点検出器のセンサー開発にあたって最も厳しい条件は、前章でも触れたビームに付随するバックグラウンドによりピクセル占有率が高くなってしまうことである。FPCCD バーテックス検出器はピクセルサイズが $5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$ と非常に小さい。これにより 1 トレインの間ヒット信号をためてもピクセル占有率は上がり、トレイン

レイヤー	半径 (mm)		ラダーの長さ (mm)	
	シングル	ダブル	シングル	ダブル
レイヤー 1	15.0	16.0/18.0	125.0	125.0
レイヤー 2	26.0	37.0/39.0	250.0	250.0
レイヤー 3	37.0	58.0/60.0	250.0	250.0
レイヤー 4	48.0		250.0	
レイヤー 5	60.0		250.0	

表 3.1: 崩壊点検出器の各レイヤーの半径と長さ

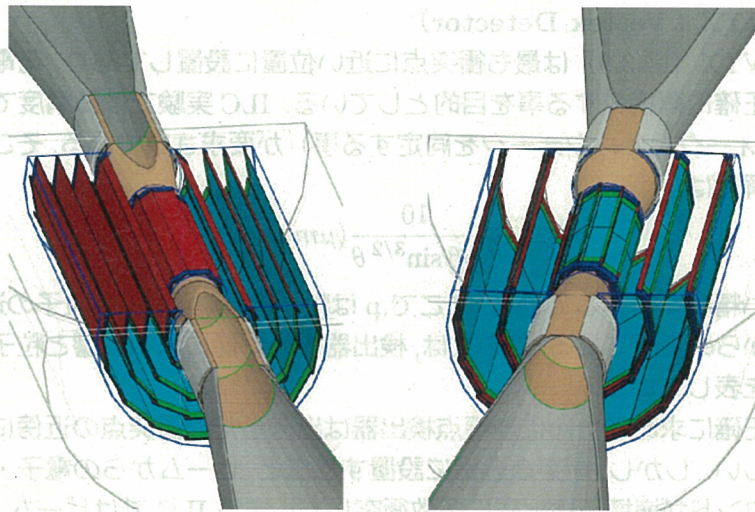


図 3.9: ILD 測定器の VTX(左: シングルレイヤー, 右: ダブルレイヤー)

間の 200ms で信号を読みだすことが可能になる. FPCCD では有感層が全空乏化されており, 信号電荷がすぐにポテンシャル井戸に移動するため, 熱拡散が抑えられ, 近接する二粒子を高分解能で検知できる. 更に, ヒットのあるピクセルの並び方により, 信号の入射方向がわかるようになっており, バックグラウンドは磁場によりビームパイプに垂直な方向へ曲げられているため, 粒子の入射方向の情報によりバックグラウンドの除去が可能になる.

また, 最近の研究では, CCD の開発やその読み出し回路の開発だけでなく, より現実的なシミュレーションも行われている. FPCCD バージェック検出器をシミュレーションに実装するために, FPCCD 専用のソフトウェアの開発段階にあり, そのピクセル占有率やその性能の評価が成されている.

シリコン飛跡検出器

シリコン飛跡検出器は崩壊点検出器 (VTX) と中央飛跡検出器 (TPC) の間を補完して飛跡検出器全体としての運動量分解能を向上させること及び, 粒子の電磁力ロリーメータ (ECAL) への入射位置と時間を測定することを目的とした検出器である. VTX

と TPC の間を補完するための SIT (Silicon Internal Tracker) がバレル部分に, FTD (Forward Tracking Detector) がエンドキャップ部にある. ECAL への粒子の入射位置と時間を測定するために, バレル部に SET (Silicon External Tracker), エンドキャップ部に ETD (End cap Tracking Detector) が設置される. これにより, 運動量分解能の目標値を達成することができる.

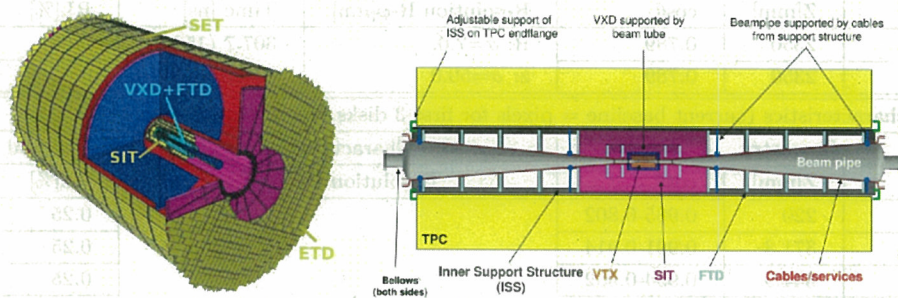


図 3.10: シリコン飛跡検出システム外観

TPC

主飛跡検出器 (TPC) は荷電粒子の飛跡を 3 次元的に再構成するためのガス検出器である. ガスを検出媒体とした TPC (Time Projection Chamber) であり, 検出器端部にマイクロパターンガス検出器 (MPGD) が敷き詰められ, 内部空間はガスが充満した構造となっている. 粒子の検出は以下の手順で行われる. まず, 荷電粒子 TPC 内のガスを通過するとガスが陽イオンと電子に電離される. 電離した電子はビーム軸に平行な強電場によってエンドプレートの方向にドリフトされる. エンドプレートにあるガス検出器に達した電子はそこで電子雪崩を起こし, 数千倍に増幅されて検出される. このドリフトに要した時間の情報と, MPGD による二次元の空間情報を用いることで, 荷電粒子の飛跡を 3 次元的に再構成する.

TPC (図 3.12) では, 荷電粒子がガスを「電離」して電子を生成し, 高電場により電子を「ドリフト」させ, さらに強い電場による「電子なだれ」を信号として検出する. そして, ドリフトによる時間と位置から, 荷電粒子の飛跡を再構成する.

荷電粒子は, ガスが充満した空間を通過するとき, ガス分子を「電離」して電子と陽イオンを生成する. 生成した電子は, ビーム軸方向にかけられている電場により, TPC の端のエンドプレート方向に「ドリフト」していく. このとき, 磁場もビーム軸方向にかけられているので, 電子のビーム軸に垂直方向の分散が抑えられる. ドリフトした電子は, TPC の端に 2 次元的に敷き詰められた厚さ $50\mu\text{m}$ の MPGD (micro-pattern gas detector) において, 強い電場により「電子なだれ」を起こし, 約 10^3 倍の信号に増幅され検出される. そして, 電子のドリフトにかかる時間情報と, MPGD による 2 次元の空間情報から, 荷電粒子の飛跡が再構成される. TPC はガスを用いているため物質量が少なく, それ故 TPC の外側にあるカロリメータの測定精度への影響が少な

SIT characteristics (current baseline = false double-sided Si microstrips)					
Geometry			Characteristics		Material
R[mm]	Z[mm]	cos θ	Resolution R- ϕ [μ m]	Time [ns]	RL[%]
165	371	0.910	R: $\sigma=7.0$,	307.7 (153.8)	0.65
309	645	0.902	z: $\sigma=50.0$	$\sigma=80.0$	0.65
SET characteristics (current baseline = false double-sided Si microstrips)					
Geometry			Characteristics		Material
R[mm]	Z[mm]	cos θ	Resolution R- ϕ [μ m]	Time [ns]	RL[%]
1833	2350	0.789	R: $\sigma=7.0$,	307.7 (153.8)	0.65
1835	2350	0.789	z: $\sigma=50.0$	$\sigma=80.0$	0.65
FTD characteristics (current baseline = pixels for first 3 disks, microstrips for the other 4))					
Geometry			Characteristics		Material
R[mm]	Z[mm]	cos θ	Resolution R- ϕ [μ m]		RL[%]
39-164	220	0.985-0.802	$\sigma=7.0$		0.25
49.6-164	371.3	0.991-0.914			0.25
70.1-308	644.9	0.994-0.902			0.25
100.3-309	1046.1	0.994-0.959			0.65
130.4-309	1447.3	0.995-0.998			0.65
160.5-309	1848.5	0.996-0.986			0.65
190.5-309	2250	0.996-0.990			0.65
ETD characteristics (current baseline = single-sided Si micro-strips, same as SET ones)					
Geometry			Characteristics		Material
R[mm]	Z[mm]	cos θ	Resolution R- ϕ [μ m]		RL[%]
419.3-1822.7	2426	0.985-0.799	x: $\sigma=7.0$		0.65
419.3-1822.7	2428	0.985-0.799	y: $\sigma=7.0$		0.65
419.3-1822.7	2430	0.985-0.799	z: $\sigma=7.0$		0.65

図 3.11: 各飛跡検出器のパラメータ

い。また,TPC 中でのトラックのエネルギー損失 dE/dx から粒子識別が可能であるため,物理解析に重要な情報を得ることができる。尚,TPC には

$$\sigma(1/p) \leq 9 \times 10^{-5} (\text{GeV}/c)^{-1}$$

の運動量分解能,5 % 以下の dE/dx 分解能が要求されている。

3.3.2 カロリメータ

カロリメータでは,エネルギーを持った粒子が物質に入射したときのカスケードシャワー(二次粒子生成)を利用して粒子のエネルギー及び位置を測定する。飛跡を残さない光子,中性ハドロンの測定に利用される。ILD 測定器では,電磁カロリメータ(ECAL)とハドロンカロリメータ(HCAL)の2つを備えている。ECALの外側を覆うようにHCALが配置されており,カロリメータは後述するParticle Flow Algorithm(PFA)のために最適化されている。カロリメータ開発において高いエネルギー分解能に加え,

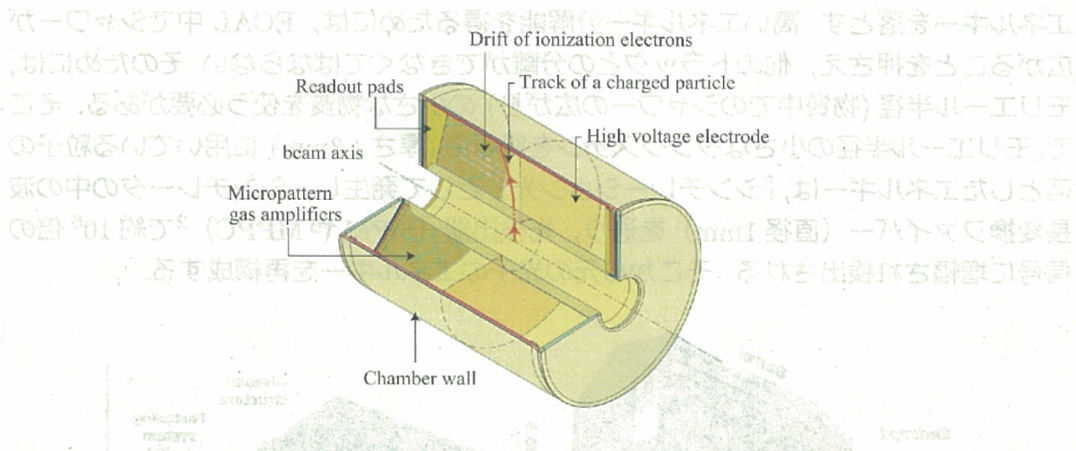


図 3.12: ILD 測定器の TPC

高性能なパターン認識が要求されており、その結果 PFA では粒子を個別に再構成する事が可能になる。また、PFA の性能を十分発揮するためにはカロリメータより内側の物質量を極力少なくする必要がある。そのため、ソレノイドコイルはカロリメータの外側に設置されている。ILC 実験で期待されている物理現象では多数のジェットを含むようなイベントを頻りに扱う。ヒッグス粒子の発見には Z 粒子、W 粒子から生じたジェットを精度よく再構成することが不可欠である。そのため、ILC では W ボソンと Z ボソンの崩壊の際に生成するジェットを測定した時に、それぞれの質量幅を分離できる程のエネルギー分解能があることが要求される。カロリメータを含めたそれぞれ検出器の結果を組み合わせることにより、ジェットのエネルギー分解能

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{30\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$$

を目指している。

電磁カロリメータ (ECAL)

電磁カロリメータ (図 3.13) では、光子が物質中で「電磁シャワー」を起こしてエネルギーを落とし (エネルギーデポジット)、エネルギーデポジット分の「シンチレーション光」が発生するので、そのエネルギーを検出して、元の光子のエネルギーとして再構成する。光子は、ストリップ構造のシンチレータ (厚さ 2mm、平面サイズ 1cm×4cm) と吸収剤のタングステン (厚さ 3cm) の中で「電磁シャワー」を起こし

カロリメータ		R(mm)	Z(mm)	放射長 (X ₀)
ECAL	Barrel	1847.4-2019.6	2350	23.6
	Endcap	400-2088.8	2450.0-2622.2	23.6
HCAL	Barrel	2058-3330	2350	55.3
	Endcap	350-3090.4	2650-3922	55.3

表 3.2: ILD におけるカロリメータのパラメータ

エネルギーを落とす。高いエネルギー分解能を得るためには、ECAL 中でシャワーが広がることを押さえ、他のトラックとの分離ができなくてはならない。そのためには、モリエール半径 (物質中でのシャワーの広がり) の小さな物質を使う必要がある。そこで、モリエール半径の小さなタングステンを吸収剤 (厚さ: 3mm) に用いている粒子の落としたエネルギーは、「シンチレーション光」として発生し、シンチレータの中の波長変換ファイバー (直径 1mm) を通り、光検出器 (SiPM や MPPC)² で約 10^6 倍の信号に増幅され検出される。そこから元の光子のエネルギーを再構成する。

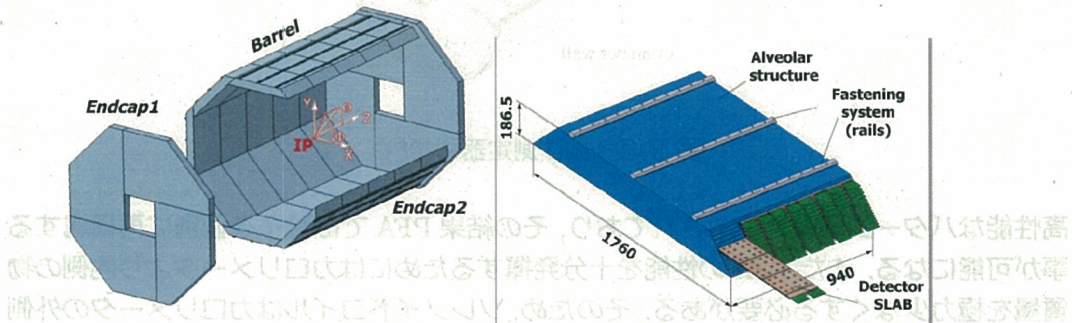


図 3.13: 電磁カロリメータ外観

ハドロンカロリメータ (HCAL)

ハドロンカロリメータでは、中性ハドロンが物質中でハドロンシャワーを起こしてエネルギーを落とし (エネルギーデポジット), エネルギーデポジット分の「シンチレーション光」が発生するので、そのエネルギーを検出して、元の中性ハドロンのエネルギーとして再構成する。中性ハドロンのエネルギー損失は大きく揺らぐため、これを正確に測ることは PFA を行う上で重要である。HCAL は ECAL と同様にサンプリングカロリメータで、吸収層にはステンレス銅 (Fe) が、検出層にはシンチレータタイルもしくはガス検出器 が用いられる。HCAL デザイン案は 2 種類あり (図 3.14), そのどちらもがシンチレータ、ガスを選んで装備することができる。デザイン 1 はバレル部分がビームパイプの方向に 2 つに分かれていて、エレクトロニクスはその側面に配置されている。一方デザイン 2 はバレル部分が 5 つに分かれていて、エレクトロニクスはバレルの周辺に位置する。どちらもエンドキャップのデザインは共通であり、四分円で構成される。

3.3.3 ソレノイドとリターンヨーク

ソレノイドで磁場を作り出し、リターンヨークで磁場が外に漏れることを防ぐ。ソレノイドは超伝導ソレノイドを使用して、3.5T (最大 4T) の磁場を発生させる。コイルは 5 つのモジュールからなり (内径: 3.6m, 外径: 4.1m), クライオスタット内に設置さ

²SiPM (Silicon Photomultiplier), MPPC (Multi-Pixel Photon Counter)

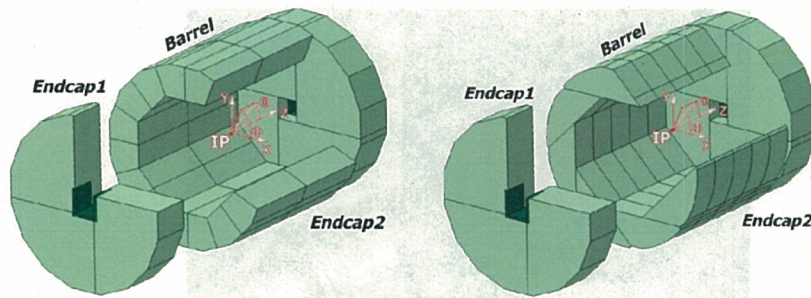


図 3.14: ハドロンカロリメータ外観 (左: デザイン 1, 右: デザイン 2)

れる。コイルの長さは 7.4m である。リターンヨークは十二角形で、バレル部分及びエンドキャップ部分に 10cm の厚さの鉄の板が 10 枚入っている。

3.3.4 ミューオン検出器

最も外側に位置する検出器であり、ミューオンを識別することを目的としている。ビームの衝突で生成される粒子のうち、カロリメータを通過してくる粒子のほとんどはミューオンである。ILD では約 3 GeV 以上の運動量を持つミューオンがミューオン検出器に到達する。ミューオン検出器は非常に広い範囲をカバーしなくてはならないので、安価で容易に製造できることが求められる。検出器案としては、ガスとシンチレータの 2 種類が考えられている。尚、ミューオン検出器で検出された信号と飛跡検出器で再構成した飛跡は容易に結びつけられる。これは、レプトンコライダーである ILC で観測される事象がクリーンであるためである。

3.3.5 前方検出器 (Forward Detector)

ビーム軸に近くに置かれる検出器はまとめて、前方検出器 (Forward Detector) と呼ばれている。これらは測定器全体の検出範囲の向上、ルミノシティやビームサイズの測定に役割がある。図 2.9 のように前方検出器には主に、LumiCal, BeamCal, ペアモニタがあり、以下でそれぞれの検出器に分けて説明する。

ルミノシティカロリメータ (LumiCal)

LumiCal はルミノシティを精密に測定するための電磁カロリメータである (図 2.17)。ルミノシティ L は反応断面積 σ の大きいバーバー散乱 ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) のイベント数を測定して、以下の式から見積もられる。

$$\mathcal{L} = \frac{N_{bhabha}}{\sigma}$$

このバーバー散乱事象の選択の際には、衝突点を挟んで置かれる 2 つの LumiCal に、電子・陽電子が同時にヒットする条件を用いるため、この 2 つの測定器の位置を正確に

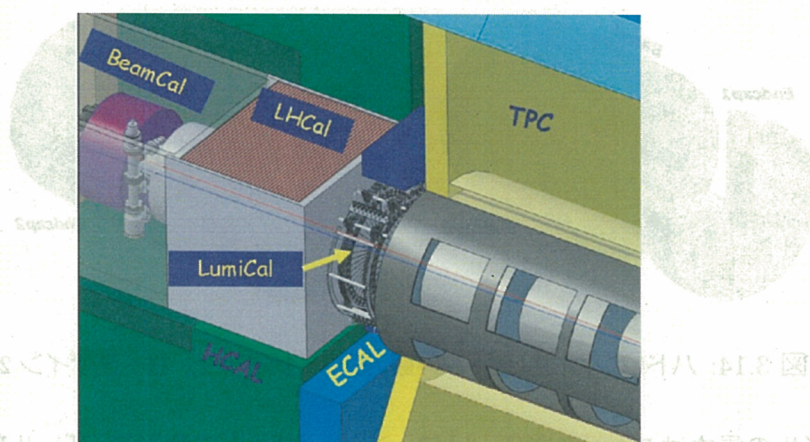


図 3.15: 前方検出器外観

把握する必要がある。LumiCal は、シリコンとタングステンのサンプリングカロリメータであり、極角 $32 \sim 74$ mrad の範囲をカバーしている。

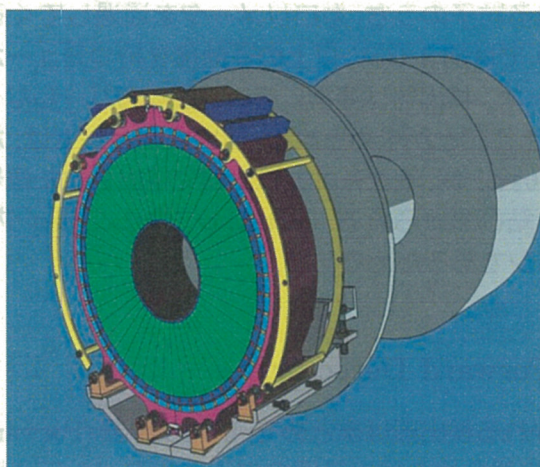


図 3.16: LumiCal 外観

ビームカロリメータ (BeamCal)

BeamCal は測定器全体の検出範囲の向上のために置かれるカロリメータである。BeamCal ではペア・バックグラウンドを用いた衝突点でのビームの形状の測定にも用いられる。ペア・バックグラウンドとは、ビーム衝突時に光子から大量に生成される、電子・陽電子のことである。BeamCal の表面は吸収剤であるタングステンの層があるが、この層に粒子が衝突すると電子・陽電子・中性子などが発生し、一部は衝突点や TPC の方へ戻ってしまう。BeamCal は、センサーとタングステンのサンプリングカロリメータであり、極角 $5 \sim 40$ mrad の範囲をカバーする。

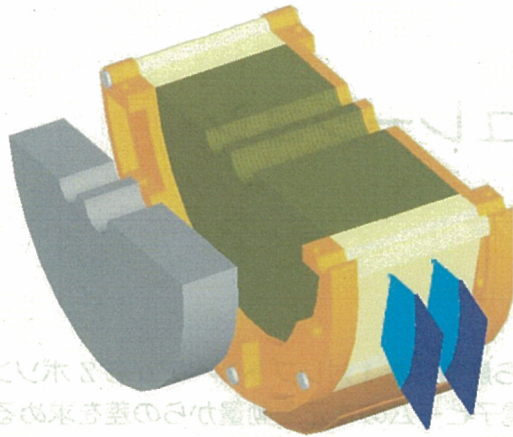


図 3.17: BeamCal 外観

ペアモニター

ILC の電子・陽電子ビームはエネルギーと粒子密度が高いため、衝突する時に一方のビーム中の粒子は他方のビームの強い電磁場により、制動放射を起こし光子を大量に発生させる。これら光子同士、または、仮想光子が反応することにより電子・陽電子ペアが生成される。この電子・陽電子ペアは検出器内でバックグラウンドとなることから、「ペア・バックグラウンド」と呼ばれる。生成されたペア・バックグラウンドは、対向するビームの電磁場により、ビームと同電荷の粒子は散乱される。この時の散乱角度はビームの電磁場に依存している。ビームの作る電磁場はそのビームの形状に依存しており、ペア・バックグラウンドの散乱の様子を測定することにより、ビーム衝突時のビーム形状を推定することができる。ペアモニターでは、散乱されたペアバックグラウンドが検出器内の磁場中を螺旋運動した後の粒子を検出し、それらのヒット分布から衝突時のビームの形状を測定するためのシリコンモニターである。このペアモニターと同様の原理で BeamCal でもビーム形状を測定することができる。さらに、これら 2 つの検出器での検出情報をあわせることにより高精度でビーム形状の測定が可能であると期待されている。

第4章 シミュレーション

4.1 シグナル

本解析では, Z ボソンから崩壊した 1 対レプトンペアから Z ボソンの 4 元運動量 (p_Z) を再構成し, 電子・陽電子ビームの 4 元運動量からの差を求めることにより, ヒッグス粒子の 4 元運動量 (P_H) を求めている.

$$P_H = (\sqrt{s}, 0, 0, 0) - P_Z \quad (4.1)$$

このようにして求めたヒッグス粒子の質量は反跳質量と呼ばれる. この解析では, ヒッグスが暗黒物質のように測定器が捉えることができない粒子に崩壊したとしても, その質量を求めることができる. 尚, 本解析では Z ボソンが 2 対のクォークに崩壊しているものをシグナルとする. その為, 事象再構成の際には検出されたトラックは 2 クォークジェットとして組まれる.

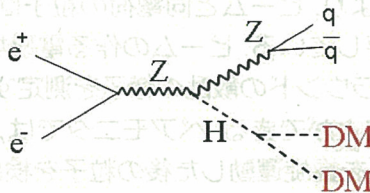


図 4.1: シグナルのファインマン・ダイアグラム

4.2 座標系

この解析では, 以下の図 4.2 のように, ビーム軸は X-Z 平面上にあり, Z 軸との間の角度は 7 ミリラジアンとなるような座標系を取っている. Z 軸の方向は電子ビームの進行する方向である. また, 座標の原点は衝突点である. また, 粒子トラックの θ は Z 軸との間の角度を指す.

4.3 概要

シミュレーションの流れは, Physsim で基本粒子 (レプトン・クォーク・ゲージボソンなど) の生成, JSFHadronizer で基本粒子の時間発展 (パートンシャワー, ハド

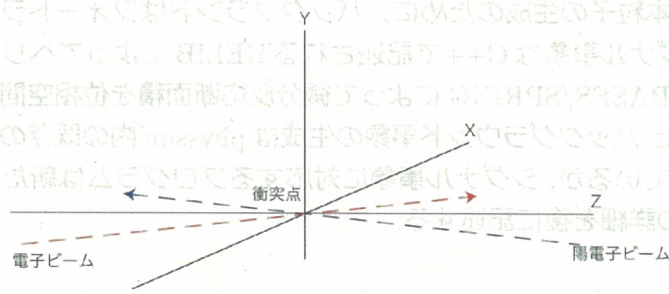


図 4.2: シミュレーションにおける座標

ロン化, 崩壊過程) をおこなう. また, JSFQuickSim で測定器の簡易シミュレーションをおこなう.

基本粒子の生成を担う Physsim[24] は, ヘリシティ振幅の計算をおこなう HELAS[25], 多変数関数 (ここでは微分反応断面積) のモンテカルロ積分をおこなう BASES, および, BASES の積分結果から基本粒子を生成する SPRING をもとに作られている [26]. また, 基本粒子の時間発展を担う JSFHadronizer は, クォーク・グルーオンのパートンシャワーとハドロン化の計算をおこなう PYTHIA6.4[27] と, τ 粒子のヘリシティを考慮した崩壊の計算が可能な TAUOLA[28] をもとに作られている.

4.4 物理事象の生成

4.4.1 基本粒子の生成

基本粒子の生成は, 先ずヘリシティ振幅の計算を行い, 次に微分反応断面積の積分を行う手法をとっている.

初めに, $e^+e^- \rightarrow X_1 + \dots + X_j + \dots + X_n$ の様な, 始状態が e^+e^- で, 終状態が n 体あるリニアコライダーにおける一般的な物理事象を考える.

ここで, e^+ , e^- , X_j の運動量 p とスピン s を, それぞれ (p_+, s_+) , (p_-, s_-) , (p_j, s_j) とすると, X_j に関する微分反応断面積 $d\sigma$ は,

$$d\sigma = \frac{1}{2s\beta_e} \sum_{s^+, s^-, s_j} w_{s^+}^+ w_{s^-}^- |M_{ji}|^2 d\Phi_n \quad (4.2)$$

$$M_{ji} = \langle p_j, s_j | \hat{M} | p_+, s_+; p_-, s_- \rangle \quad (4.3)$$

と表される. ここで, s は重心系エネルギーの 2 乗, β_e は光速を 1 単位とした e の速度, w_{s_\pm} は e^\pm の偏極の重み¹である. また, M_{fi} はヘリシティ振幅であり, $d\Phi_n$ は位相空間である.

¹偏極の重みは, $w_{s_\pm} = \frac{1 \pm P_s}{2}$, $-1 \leq P_s \leq 1$, $P_s = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}$ と表される. N_\pm は偏極が \pm である電子・陽電子の数.

本研究では、基本粒子の生成のために、バックグラウンドはフォートランで記述される HELAS で、シグナル事象は C++ で記述される HELIB によってヘリシティ振幅を計算し、両者とも BASES/SPRING によって微分反応断面積を位相空間における積分をおこなった。また、バックグラウンド事象の生成は `physsim` 内の既存のプログラムを用いて計算をさせているが、シグナル事象に対応するプログラムは新たに設ける必要があったので、その詳細を後に記述する。

4.4.1.1 ヘリシティ振幅の計算

HELAS はヘリシティ振幅の計算を行うためのサブルーチンの集合体であるが、その計算は `tree-level` のファインマン・ダイアグラムに限られる。

実際にヘリシティ振幅の計算過程は、

先ず、終状態の粒子を決め、それが実現可能なファインマン・ダイアグラムを指定することから始まる。

次に、指定したファインマンダイアグラムの外線（始状態・終状態）に当たる粒子の量子状態を指定する。この作業は乱数によって行われる。

最後に HELAS のサブルーチンを利用して、指定した量子状態におけるヘリシティ振幅を計算させる。

以上の3段階を経て計算される。

ヘリシティ振幅は、式 (4.3) と同様、始状態 $|\phi_i\rangle$ 、終状態 $\langle\phi_f|$ 、散乱演算子 \hat{M} とすると、

$$M_{ji} = \langle\phi_f|\hat{M}|\phi_i\rangle \quad (4.4)$$

で表される。ここで、始状態 $|\phi_i\rangle$ と終状態 $\langle\phi_f|$ は、運動量とスピンによって指定される量子状態である。HELAS は、外線である始状態・終状態の間を、内線と頂点で繋ぐ組み合わせを用意している。それらの実現可能な組み合わせが、それぞれのファインマン・ダイアグラムに対応する。そして、それぞれのファインマン・ダイアグラムに対して、ヘリシティ振幅の計算をおこなう。

4.4.1.2 微分反応断面積の積分

BASES/SPRING は、任意関数の多次元数値積分をおこなう、汎用モンテカルロ積分プログラムである。これを用いて計算を行うには、被積分関数及び、それに伴う積分変数の指定が必要になるのだが、微分反応断面積の積分において被積分関数は微分反応断面積、積分変数は上述した位相空間に対応する。これにより、式 (4.2) の積分をおこなうことができる。

BASES

BASES では荷重サンプリング法を用いて精度の高い積分を実現する。この手法は、

1. 積分変数の空間を格子で分割

2. 被積分関数の値に応じて格子の大きさを調整
3. 積分に対する寄与の大きい格子をより多くサンプリング

という手順を踏んでいる。これにより、位相空間における曲面の極値がサンプリングさ

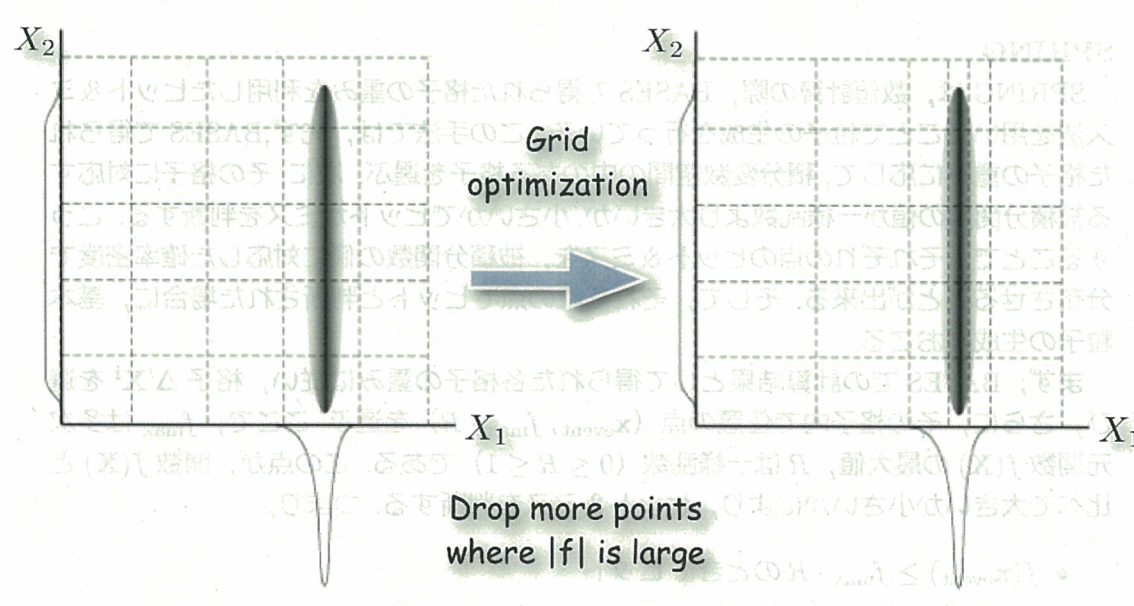


図 4.3: 荷重サンプリングの概念図

れる機会が多くなっている。その結果、精度の高い数値計算を行えるようになっている。

多次元関数 $f(\mathbf{X})$ の積分は、 m 個の格子 $\Delta\mathbf{X}^i$ で分割すると、

$$\int f(\mathbf{X})d\mathbf{X} \approx \sum_{i=0}^m f(\mathbf{X}^i)\Delta\mathbf{X}^i \quad (4.5)$$

と表される。ここで、変数 \mathbf{X} が p 次元の場合、 $\mathbf{X} = \{X_1, X_2, \dots, X_p\}$, $\mathbf{i} = \{i_1, i_2, \dots, i_p\}$, $\mathbf{m} = \{m_1, m_2, \dots, m_p\}$ である。つぎに、関数 $f(\mathbf{X})$ の値に応じて、

- 大きな値のところ：格子の幅 $\Delta\mathbf{X}^i$ を狭く
- 小さな値のところ：格子の幅 $\Delta\mathbf{X}^i$ を広く

というように、格子の大きさを調節する ($\Delta\mathbf{X}^i \rightarrow \Delta'\mathbf{X}^i$)。このように、各格子に対して、 n 回サンプリングを繰り返すと

$$f(\mathbf{X}^i)\Delta'\mathbf{X}^i \rightarrow \frac{1}{n} \sum_{j=0}^n f(j\mathbf{X}^i)\Delta'\mathbf{X}^i \quad (4.6)$$

となる。これにより、積分に対する寄与が小さい格子は幅が広くとられた分を、積分に対する寄与の大きい格子は幅が狭くすることで、相対精度が優先的に上がり、全積分

の精度を上げることができる。また、積分の結果、それぞれの格子の積分に対する確率密度（重み）

$$f(\mathbf{X}^i)\Delta\mathbf{X} \div \int f(\mathbf{X})d\mathbf{X} \quad (4.7)$$

が得られる。

SPRING

SPRING は、数値計算の際、BASES で得られた格子の重みを利用したヒット&ミス法を用いることで粒子の生成を行っている。この手法では、先ず、BASES で得られた格子の重みに応じて、積分変数空間の中のある格子を選ぶ。次に、その格子に対応する被積分関数の値が一様乱数より大きいか、小さいかでヒットかミスを判断する。こうすることで、それぞれの点のヒット&ミスを、被積分関数の値に対応した確率密度で分布させることが出来る。そして、それぞれの点でヒットと判断された場合に、基本粒子の生成がおこる。

まず、BASES での計算結果として得られた各格子の重みに従い、格子 $\Delta\mathbf{X}^i$ を選び、さらに、その格子内で任意の点 $(\mathbf{x}_{\text{event}}, f_{\text{max}} \cdot R)$ を選ぶ。ここで、 f_{max} は多次元関数 $f(\mathbf{X})$ の最大値、 R は一様乱数 $(0 \leq R \leq 1)$ である。この点が、関数 $f(\mathbf{X})$ と比べて大きいか小さいかにより、ヒット&ミスを判断する。つまり、

- $f(\mathbf{x}_{\text{event}}) \geq f_{\text{max}} \cdot R$ のとき：ヒット
- $f(\mathbf{x}_{\text{event}}) \leq f_{\text{max}} \cdot R$ のとき：ミス

とする。そして、また次のある格子を選び、同じ作業を繰り返していく。以上の手順により、

関数 $f(\mathbf{X})$ が大きな値ところで粒子（変数 \mathbf{X} の情報を持ったもの）の生成回数が多く、

関数 $f(\mathbf{X})$ が小さな値ところで粒子の生成回数が少なくなるという様に、確率密度に応じた基本粒子の生成が可能となる。

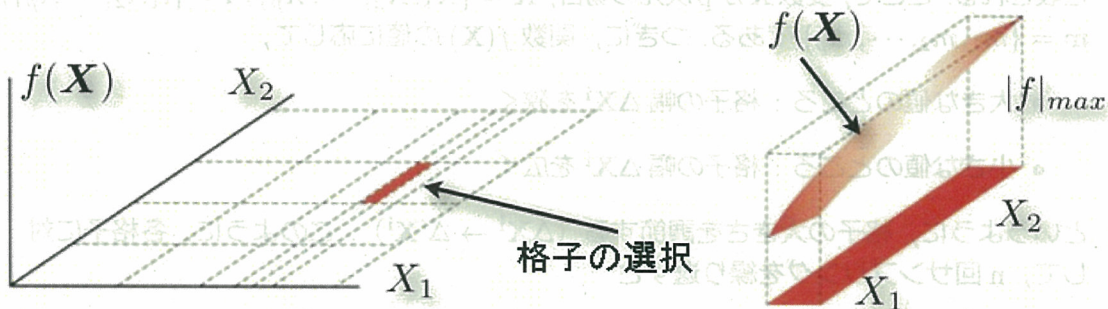


図 4.4: SPRING の概念図

4.4.1.3 ビーム衝突時における補正

e^+e^- ビームが衝突するとき、衝突前に光子 γ を放出して、放出した光子の分のエネルギーを失った e^+e^- ビームが反応する現象がおこる。この現象は、2つの異なる物理過程を原因とし、それぞれ、

- Initial State Radiation (ISR)
- Beamstrahlung (BM)

と呼ばれる。

ISR(Initial State Radiation)

ISR(Initial State Radiation) とは、ビームの周辺に存在する仮想光子が、ビーム衝突の直前にエネルギーの一部を持ち去って光子が放射される現象のことを言う。これにより、衝突時のビームのエネルギーは低くなる。ISR は微視的な過程であり、ビーム粒子同士の素過程に関する現象である。

ビームストラールング

ペアモニタの段落でも述べたが、ILC の電子・陽電子ビームはエネルギーと粒子密度が高いため、衝突する際、一方のビーム中の粒子は他方のビームの強い電磁場により、制動放射で光子を大量に発生させる。この制動放射を、特に、ビームストラールングという。ちなみに、ビームストラールング (Beamstrahlung) とは、ビーム (Beam) と制動放射 (Bremsstrahlung) との造語である。ビームストラールングはビーム粒子とバンチ (ビームのかたまり) に起因する巨視的な過程として理解される。

ISR, ビームストラールングの影響

ISR 及びビームストラールングの計算は、BASES/SPRING の微分反応断面積に ISR 確率分布とビームストラールング確率分布を乗じる形で実装される。

ISR と BM は、 e^\pm が常に γ を帯びた状態であるために起こる現象だと理解される。これを、「電子が光子を放出した際の 4 元運動量の保存」、「プロパゲータとしての e 」の 2 つ視点で考える。

まず、光子を放出する前の電子を e 、放出後の電子を e' 、光子を γ とする。4 元運動量の保存 $P_e = P_{e'} + P_\gamma$ より、

$$\underbrace{P_e^2}_{m_e^2} = (P_{e'} + P_\gamma)^2$$

$$= P_{e'}^2 + 2E_{e'}E_\gamma(1 - \underbrace{\beta_{e'}^2}_{\sim 1} \cos \theta) \quad (4.8)$$

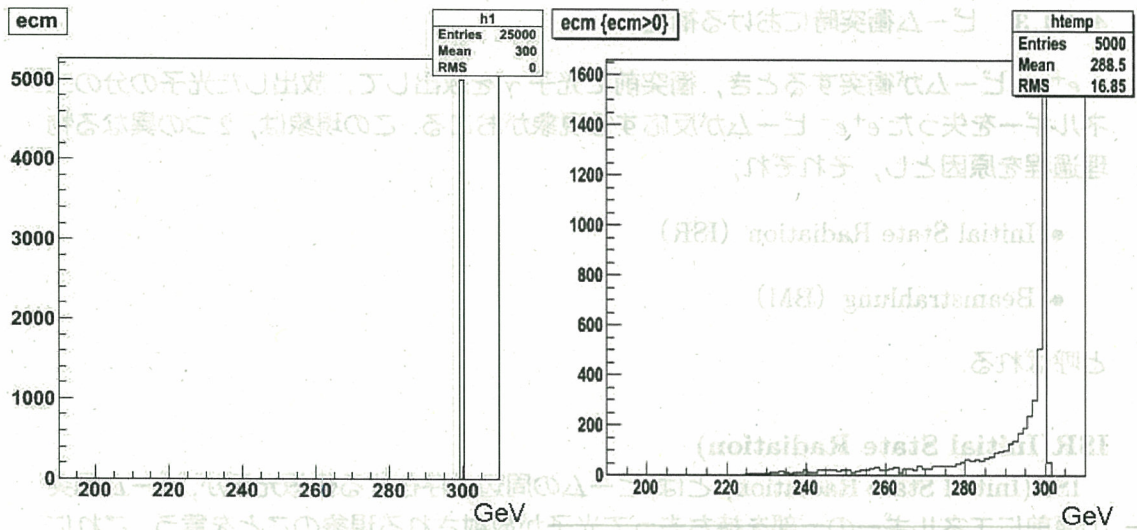


図 4.5: ビーム衝突時におけるエネルギー (左: 補正なし, 右: 補正あり)

となる。尚, 式変形の際に ILC では電子ビームがほぼ光速の高エネルギー状態であることを考慮している。ここでは e' が質量殻の上ののっている状態 (On Shell²) を考えているので γ を放出後の e が実粒子になる条件を課さなければならない。

これは, $P_e'^2 = m_e^2$ と表され, そのための条件は式 (4.8) より

$$\cos \theta = 1 \quad (4.9)$$

を満たすことである。 $\cos \theta = 1$ は, e の方向に平行の γ を放出することであり, e が γ を帯びた状態であることを意味している。

つぎに, e^\pm をプロパゲータとして考える。プロパゲータである e の伝播関数 $S_F(p)$ は, 4元運動量 p と質量 m を用いて,

$$S_F(p) \propto \frac{1}{p^2 - m^2} \quad (4.10)$$

で表される³。散乱振幅は $S_F(p)^2$ に比例するので, 伝播関数の p が小さいほど散乱振幅が大きくなる。これは e の運動量 p が, 光子放出によって小さくなり易い事を意味している。

以上により, ビーム粒子 e^\pm の周りには常に光子が張り付いている状態にあるといえる。したがって, ISR・BM が起こる理由は, ビーム粒子 e^\pm 自身が纏っている γ を再吸収する前に, 相手のビーム粒子 e^\mp と反応を起こす為であると理解できる。この現象

²実粒子は $P^2 = m^2$ (on mass shell) であり, 仮想粒子は $P^2 \neq m^2$ (off mass shell) である。

³実際の伝播関数は, スピン 1/2 である電子の場合,

$$S_F(p) = \frac{\gamma^\mu p_\mu + m}{p^2 - m^2 + i\epsilon} \quad (4.11)$$

と表される。

により, ビーム衝突時におけるエネルギーは, 設定値よりも小さくなる (図 4.5). 冒頭にも述べたが, ヒッグスの 4 元運動量は

$$P_H = (\sqrt{s}, 0, 0, 0) - P_Z \quad (4.12)$$

と計算しており, 式中の \sqrt{s} は, 本研究において 300 GeV と固定してある. その為, 反跳質量は ISR・BM の影響を受けて, 図 4.6 のようにピークの右側にテールを残す様な分布になる.

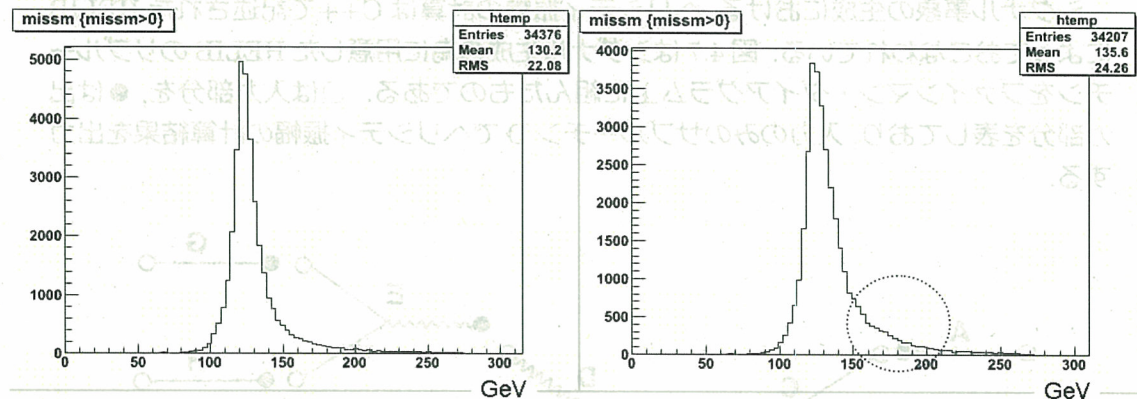


図 4.6: シグナルの反跳質量分布 (左: ISR なし, 右: ISR あり)

4.4.2 基本粒子の時間発展

基本粒子の時間発展には,

- パartonシャワー
- ハドロン化
- 崩壊

がある. パartonシャワーについては, エネルギースケールの大きなところで, 基本粒子 (パarton) の時間発展を, 「摂動 QCD」「摂動 QED」で取り扱う. 一方, ハドロン化については, 摂動論で扱えないエネルギースケールの小さなところで, 基本粒子 (クォークやグルーオン)⁴ の時間発展を, 「非摂動 QCD」で取り扱う.

本研究では, 基本粒子の時間発展の計算のために, PYTHIA6.4を利用した. PYTHIAでは, τ 粒子のヘリシティを考慮した時間発展の計算ができないので, その計算については TAUOLA を利用した.

⁴ハドロン化では, レプトンを対象としない.

4.5 シグナル生成コードの設計

本研究で用いるシグナルのファインマン・ダイアグラムに対応する粒子生成が従来の `physim` に実装されていなかった為, 新たに $e^+e^- \rightarrow Z^*H \rightarrow ffDD$ 過程を計算するためのコードを開発した. ここで f はフェルミオン, D は暗黒物質を表している.

4.5.1 HELIB によるヘリシティ振幅の計算

シグナル事象の生成における, ヘリシティ振幅の計算は C++ で記述された HELIB によっておこなわれている. 図 4.7 はシグナル生成の為に用意した HELIB のサブルーチンをファインマン・ダイアグラム上に組んだものである. ○は入力部分を, ●は出力部分を表しており, 入力のみサブルーチン D でヘリシティ振幅の計算結果を出力する.

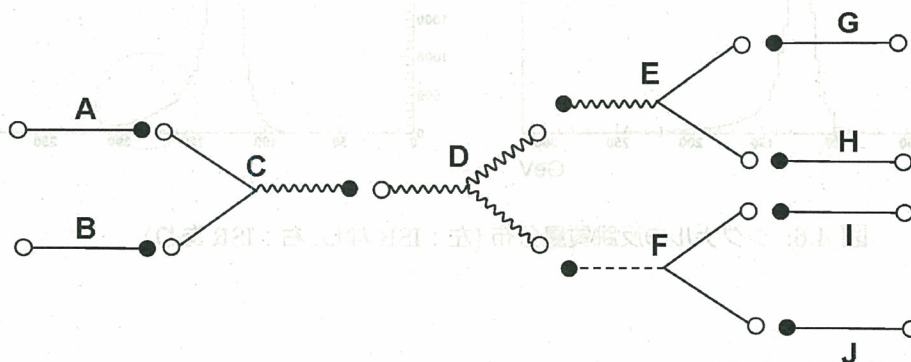


図 4.7: HELIB のサブルーチンとファインマンダイアグラム

- A 始状態である電子の外線の計算を行う. 入力情報には, 電子の 4 元運動量, 質量, ヘリシティがある.
- B 始状態である陽電子の外線の計算を行う. 入力情報には, 陽電子の 4 元運動量, 質量, ヘリシティがある.
- C 中間状態の Z ボソンを生成し, プロパゲータとしての Z ボソンの計算を行う. 入力情報は, A, B で計算した電子, 陽電子の情報, Z ボソンの質量, Z ボソンの全崩壊幅, Z ボソンと右巻きフェルミオンの結合定数, Z ボソンと左巻きフェルミオンの結合定数である.
- D 全ての入力情報を統合し, ヘリシティ振幅の計算を行う. 入力情報は, C, E, F で計算された, 中間状態である Z ボソン, ヒッグス粒子, ヒッグスに散乱された Z ボソンの 3 つの粒子の情報と Z ボソンとヒッグスの結合定数である.

- E ヒッグスに散乱された Z ボソンとしてベクトル粒子の内線の計算を行う。入力情報は, G, H で計算されたフェルミオン対の情報, Z ボソンの質量, Z ボソンの全崩壊幅, Z ボソンと右巻きフェルミオンの結合定数, Z ボソンと左巻きフェルミオンの結合定数である。
- F 生成されたヒッグス粒子としてスカラー粒子の内線の計算を行う。入力情報は, I, J で計算された暗黒物質対の情報, ヒッグス粒子の質量, ヒッグス粒子の全崩壊幅, ヒッグスと暗黒物質の結合定数である。なお, ヒッグス粒子の全崩壊幅は, 標準模型の場合の崩壊幅に暗黒物質へ崩壊するときの崩壊幅を加えた値になっている。
- G 終状態であるフェルミオンとして外線の計算を行う。入力情報には, 終状態の粒子の 4 元運動量, 質量, ヘリシティがある。
- H 終状態である G の反粒子として外線の計算を行う。入力情報には, 終状態の粒子の 4 元運動量, 質量, ヘリシティがある。
- I 終状態である暗黒物質として外線の計算を行う。入力情報には, 暗黒物質の 4 元運動量, 質量, ヘリシティがある。
- J もう片方の暗黒物質の計算を行う。入力情報は I と同じく, 4 元運動量, 質量, ヘリシティがある。

この計算において, 外線に入力する情報のうち, それぞれの粒子の 4 元運動量及びヘリシティは乱数としてふっている。このうち, ヘリシティの選択は一様乱数を以て行っている。一方, 4 元運動量の選択は, 微分反応断面積の積分計算の収束効率を上げるために乱数のとりかたを変えている。以下その詳細を述べる。

4.5.2 外線における 4 元運動量の選択

粒子の 4 元運動量 P を決定する際に用いるパラメータは, 方位角 θ 及び ϕ , そして 4 元運動量の 2 乗 Q^2 の値, つまりローレンツ不変量である。粒子の 4 元運動量を求めるには

- θ, ϕ, Q^2 の決定。
- 各々の 2 体崩壊の重心系へブースト (散乱前の Z^* ボソンの静止系, 散乱後の Z ボソンの静止系, ヒッグスボソン H の静止系)
- 粒子のエネルギー, 運動量を計算
- 実験室系へブースト

の手順を踏んで行われる。第一段階目の各パラメータの決定は θ と ϕ については一様乱数によって行い, Q^2 については

Z* Q^2 はビームの衝突エネルギーの2乗に等しく, 300GeV から ISR で失ったエネルギーを差し引いたものとする

Z Z は質量殻に乗っているので, Z ボソン質量にピークを持つブライト・ウィグナー型の乱数を振る.

H 暗黒物質の質量がヒッグス質量の半分より小さいか否かで, ヒッグスが質量殻にのっているかどうかが変わる. 質量殻にのっている場合は H ボソンの質量にピークを持つブライト・ウィグナー型の乱数を振り, 質量殻にない場合は, ヒッグス粒子の生成が許されるエネルギー領域での一様乱数で行う.

というように各場合で決定の仕方が異なる. そして, Q^2 の値が決まった後は連立方程式を解くことにより以下のようにエネルギー, 運動量を求める. どの粒子の場合も親粒子からの2体崩壊として考えることができるので, 2つの粒子のエネルギー及び運動量を E_1, E_2, P_1, P_2 とおくと

$$\begin{aligned} E_1 + E_2 &= \sqrt{Q^2} \\ P_1 + P_2 &= 0 \end{aligned} \quad (4.13)$$

これは, 2体の重心系で考えているため上の様な式になる. したがって, それぞれのエネルギー, 運動量は

$$\begin{aligned} E_1 &= \frac{Q^2 + m_1^2 - m_2^2}{2\sqrt{Q^2}} \\ E_2 &= \frac{Q^2 + m_2^2 - m_1^2}{2\sqrt{Q^2}} \\ P_1 = P_2 &= \frac{\sqrt{Q^2}}{2} \beta(m_1, m_2, Q^2) \end{aligned} \quad (4.14)$$

$$\beta(m_1, m_2, Q^2) = \sqrt{1 - 2\frac{m_1^2 + m_2^2}{Q^2} + \left(\frac{m_1^2 - m_2^2}{Q^2}\right)^2} \quad (4.15)$$

となる. 尚, 式中の $\beta(m_1, m_2, Q^2)$ はそのまま位相空間因子として微分反応断面積に乘じられる.

4.6 測定器シミュレーション

測定器シミュレーションは JSFQuickSim で行われており, 実装されている検出器は, ILD 測定器と同様, 飛跡検出器とカロリメータとして,

- 飛跡検出器 : VTX⁵, IT, TPC
- カロリメータ : ECAL, HCAL

である (図 4.8, 4.9)。

その他, ミューオン検出器, 前方検出器については実装していない. したがって, これら検出器の情報は, 物理事象の生成における情報をそのまま利用して, 便宜的に測定器シミュレーションをおこなったこととしている. 尚, ソレノイドについては, 磁場を 3T と設定している.

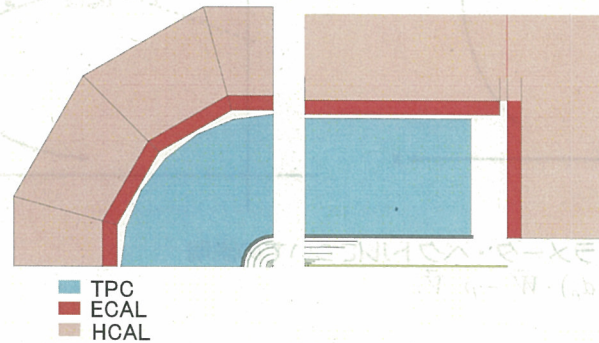


図 4.8: JSFQuickSim の測定器の概観 1 ($r - \phi$ 平面と $r - z$ 平面)

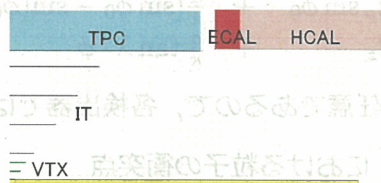


図 4.9: JSFQuickSim の測定器の概観 2 ($r - z$ 平面)

4.6.1 飛跡検出器

JSFQuickSim では, 飛跡検出器として, VTX, IT, TPC の 3 つが実装されている. VTX は 3 層, IT は 4 層として設定しており, TPC は粒子の飛跡を最大 200 点サンプリングする. また, 粒子の飛跡に影響を与えるものとして, ビームパイプも実装されている.

それぞれの検出器内で, 粒子の飛跡を決める為には, 磁場によるらせん運動と Layer やガス中を通過することによる散乱現象の 2 つを計算する必要がある.

らせん運動

荷電粒子が一樣な磁場中を通ると, らせん運動をする. ここでは, らせん運動の形を決める「飛跡パラメータ・ベクトル」 \mathbf{a} を導出する. 磁場の方向を z とし, ある任意

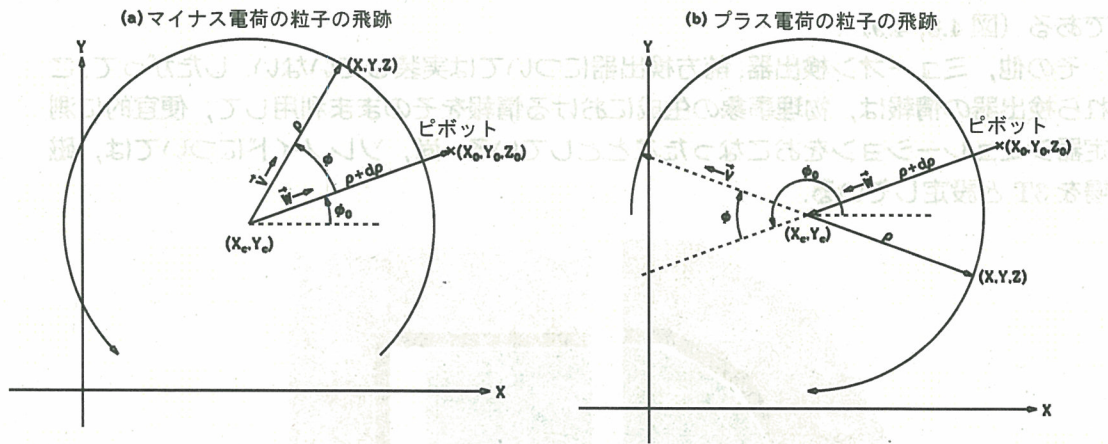


図 4.10: らせんの飛跡パラメータ・ベクトルについての説明
 ここでは $\vec{X} = \vec{X}_0 + (\rho + d_\rho) \cdot \vec{W} - \rho \cdot \vec{V}$.

の点 $\mathbf{x}_0 = (x_0, y_0, z_0)^T$ をピボット (軸) とすると, らせんの座標 (x, y, z) は,

$$\begin{cases} x = x_0 + d_\rho \cos \phi_0 + \frac{\alpha}{\kappa} (\cos \phi_0 - \cos(\phi_0 + \phi)) \\ y = y_0 + d_\rho \sin \phi_0 + \frac{\alpha}{\kappa} (\sin \phi_0 - \sin(\phi_0 + \phi)) \\ z = z_0 + d_z + \frac{\alpha}{\kappa} \tan \lambda \cdot \phi \end{cases} \quad (4.16)$$

と表される. ピボットの位置は任意であるので, 各検出器では,

- VTX の 1 層目 (Layer1) における粒子の衝突点
- IT の 1 層目 (Layer1) における粒子の衝突点
- TPC におけるサンプリングの 1 点目

をピボットとする. ピボットが上記のように固定されると, 「飛跡パラメータ・ベクトル」により, 検出器ごとにらせんの形は決まる. 飛跡パラメータ・ベクトル \mathbf{a} は成分は 5 つあり,

$$\mathbf{a} = (d_\rho, \phi_0, \kappa, d_z, \tan \lambda)^T \quad (4.17)$$

と表される. 図 4.10 はそれぞれのパラメータを表している. d_ρ は xy 平面でのピボットとらせんの距離, ϕ_0 はらせんの中心を含む xy 平面に対するピボットの方角角, κ は $\kappa \equiv Q/P_T$ (Q : 電荷, P_T : 横運動量), d_z は z 方向でのピボットとらせんの距離, $\tan \lambda$ は傾斜角である. また, 式 (4.16) におけるその他のらせんのパラメータとして, α は $\alpha \equiv 1/cB$ (c : 光速, B : 磁場), $\rho = \alpha/\kappa$ はらせんの半径であり, らせん上の点とピボットから ϕ が求まる.

以上より, らせん運動をする粒子の運動量は,

$$\mathbf{p} = m \frac{d\mathbf{x}}{dt} = \underbrace{m \frac{d\phi}{dt}}_{\frac{1}{\rho} m \rho \dot{\phi} = \frac{P_T}{\rho}} \frac{d\mathbf{x}}{d\phi} = \frac{1}{|\kappa|} \begin{pmatrix} -\sin(\phi_0 + \phi) \\ \cos(\phi_0 + \phi) \\ \tan \lambda \end{pmatrix} \quad (4.18)$$

と求まる。

散乱現象

シミュレーションにより、実際の荷電粒子による測定器での飛跡を実現するため、測定器による「多重散乱」と「連続散乱」を考慮して、理想的ならせん運動を補正しなければならない。それぞれの要因は、シミュレーションにおける測定器のパラメータ

- 多重散乱：放射距離に換算した物質の厚み (x/X_0)
- 連続散乱：位置分解能 ($\sigma_{r\phi}, \sigma_z$)

によって決まる。

荷電粒子が物質（検出器やガス）を通過するとき、小さな角度の散乱が多数おこる（多重散乱）。散乱の主な原因は、物質の原子核によるクーロン散乱である。その散乱の内98%が含まれる角度 θ_0 は、放射距離に換算した物質の厚み x/X_0 によって、

$$\theta_0 = \frac{13.6\text{MeV}}{\beta c p} z \sqrt{x/X_0 [1 + 0.038 \ln(x/X_0)]} \quad (4.19)$$

と表される。 p は運動量、 βc は速度、 z は入射粒子の電荷である。さらに、それらの多重散乱は、VTXにおいて3つのLayerで連続し、ITにおいて4つのLayerで連続し、TPCにおいて多数のガス分子で連続する（連続散乱）。よって、それぞれの検出器における位置分解能を考慮した上で、らせん運動を補正しなければならない。

以上、2つの要因を考慮して、らせん運動を補正するために、「誤差行列」を利用する。誤差行列を対角化することにより、飛跡パラメータ・ベクトルの各成分の関係を保ちつつ、飛跡パラメータ・ベクトルの各成分を独立に取り扱うことができる。飛跡パラメータ・ベクトル \mathbf{a} (式(4.17)) について、 χ^2 を

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^5 \left(\frac{\Delta a_i}{\sigma_i} \right)^2 \quad ; \Delta a_i = a_i - a_i^{\text{true}} \quad (4.20)$$

とする。 \mathbf{a}^{true} が元の正しい値、 \mathbf{a} が分散後の値である。飛跡パラメータ・ベクトルが最適な値となるのは、 χ^2 が最小のとき、つまり、 χ^2 の1次微分

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \mathbf{a}} = 2 \sum_{i=1}^5 \left(\frac{1}{\sigma_i^2} \Delta a_i \frac{\partial(\Delta a_i)}{\partial a_1}, \frac{1}{\sigma_i^2} \Delta a_i \frac{\partial(\Delta a_i)}{\partial a_2}, \dots, \frac{1}{\sigma_i^2} \Delta a_i \frac{\partial(\Delta a_i)}{\partial a_5} \right)^T \quad (4.21)$$

が0のときだ。このとき χ^2 は、

$$\begin{aligned} \chi^2 &= \underbrace{\frac{\partial \chi^2}{\partial \mathbf{a}}}_{\mathbf{0}} \mathbf{da}^T + \frac{1}{2} \mathbf{da}^T \cdot \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial \mathbf{a}^T \partial \mathbf{a}} \cdot \mathbf{da} \\ &= \Delta \mathbf{a}^T \cdot \mathbf{E}_a^{-1} \cdot \Delta \mathbf{a} \end{aligned} \quad (4.22)$$

となる。 E_a は「誤差行列」と呼ばれ、

$$E_a = \left(\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial \mathbf{a}^T \partial \mathbf{a}} \right) \quad (4.23)$$

である。この誤差行列 E_a は、

- 放射距離に換算した物質の厚み (x/X_0)
- 位置分解能 ($\sigma_{r\phi}, \sigma_z$)

の情報を含んでいるので、多重散乱と連続散乱を考慮できることになる。つぎに、誤差行列の対角化をおこなう。対角化行列を O 、対角化された誤差行列を E_b 、それに伴う飛跡パラメータ・ベクトルを \mathbf{b} とすると、

$$E_b^{-1} = O^T \cdot E_a^{-1} \cdot O \quad (4.24)$$

$$\Delta \mathbf{b} = O^T \cdot \Delta \mathbf{a} \quad (4.25)$$

と表される。また、 χ^2 は

$$\chi^2 = \Delta \mathbf{b}^T \cdot E_b^{-1} \cdot \Delta \mathbf{b} \quad (4.26)$$

と書き直される。対角化により、 \mathbf{b} の各成分はそれぞれ独立となるので、 χ^2 の1次微分は、式(4.21)より

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \mathbf{b}} = 2 \left(\frac{\Delta b_1}{\sigma_1}, \frac{\Delta b_2}{\sigma_2}, \dots, \frac{\Delta b_5}{\sigma_5} \right)^T \quad (4.27)$$

となり、誤差行列は

$$E_b^{-1} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial \mathbf{b}^T \partial \mathbf{b}} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sigma_1} & & 0 \\ & \frac{1}{\sigma_2} & \\ 0 & & \ddots \\ & & & \frac{1}{\sigma_5} \end{pmatrix} \quad (4.28)$$

となる。よって、 $\Delta \mathbf{b}$ の各成分は、それぞれ独立に

$$\Delta b_i = \sigma_i \times (\text{ガウス乱数}) \quad (4.29)$$

と分散させることができる。JSFQuickSim は、このガウス乱数を計算することになる。そして、分散後の飛跡パラメータ・ベクトル \mathbf{a} は、式(4.20)(4.25)より

$$\mathbf{a} = \mathbf{a}_{\text{true}} + O \cdot \Delta \mathbf{b} \quad (4.30)$$

として、得ることができる。

飛跡検出器におけるパラメータ・ベクトルの平均化

VTX, IT, TPCの3つの検出器の結果を組み合わせて、荷電粒子の運動量を求めることで、運動量分解能 $\Delta P_t/P_t^2$ とビーム衝突係数 δ_b の精度を向上させる。らせん運動の飛跡パラメータ・ベクトル（第4.6節を参照）の合成は、

- ピボットの移動
- 各検出器の飛跡パラメータ・ベクトルの平均化

ので行えるが、本研究ではVTX, IT, TPCの3つの検出器があるので

1. TPCのピボットをITのピボットに移動
2. 上記のピボットをVTXのピボットに移動
3. 誤差行列から得られた重みで、3つの飛跡パラメータ・ベクトルを平均化、

を実行する事で組み合わせている。

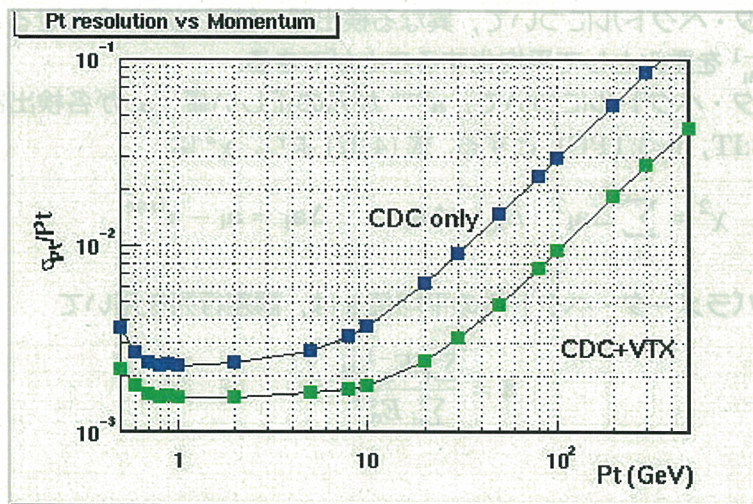


図 4.11: 各検出器における運動量分解能の比較

ピボットの移動

ピボットの移動が

$$\mathbf{x}_0 = (x_0, y_0, z_0)^T \rightarrow \mathbf{x}'_0 = (x'_0, y'_0, z'_0)^T \quad (4.31)$$

のとき

この移動に伴い、飛跡パラメータ・ベクトルも

$$\mathbf{a} = (d_\rho, \phi_0, \kappa, d_z, \tan \lambda)^T \rightarrow \mathbf{a}' = (d'_\rho, \phi'_0, \kappa', d'_z, \tan \lambda')^T \quad (4.32)$$

と変化する。したがって、新しい飛跡パラメータは、元の飛跡パラメータを用いて、

$$\begin{aligned}
 d'_\rho &= \left(x_0 - x'_0 + \left(d_\rho + \frac{\alpha}{\kappa} \right) \cos \phi_0 \right) \cos \phi'_0 \\
 &\quad + \left(y_0 - y'_0 + \left(d_\rho + \frac{\alpha}{\kappa} \right) \sin \phi_0 \right) \sin \phi'_0 - \frac{\alpha}{\kappa} \\
 \phi'_0 &= \arctan \left(\frac{y_0 - y'_0 + \left(d_\rho + \frac{\alpha}{\kappa} \right) \sin \phi_0}{x_0 - x'_0 + \left(d_\rho + \frac{\alpha}{\kappa} \right) \cos \phi_0} \right) + \frac{\pi}{2} \left(1 + \frac{Q}{|Q|} \right) \\
 \kappa' &= \kappa \\
 d'_z &= z_0 - z'_0 + d_z - \left(\frac{\alpha}{\kappa} \right) \cdot (\phi'_0 - \phi_0) \cdot \tan \lambda \\
 \tan \lambda' &= \tan \lambda
 \end{aligned} \tag{4.33}$$

と表される。尚上記の導出において、二つのらせんが同一のものであるという条件を課している。

飛跡パラメータ・ベクトルの平均化

飛跡パラメータ・ベクトルについて、異なる検出器の結果を組み合わせるとき、誤差行列の逆数 $E_{\mathbf{a}_i}^{-1}$ を重みとして平均化することができる。

飛跡パラメータ・ベクトルについて、 \mathbf{a}^{true} が元の正しい値、 \mathbf{a}_i が各検出器での値 ($i=1:\text{VTX}$, $i=2:\text{IT}$, $i=3:\text{TPC}$) とする。式 (4.22) より、 χ^2 は

$$\chi^2 = \sum_i \Delta \mathbf{a}_i^T \cdot E_{\mathbf{a}_i}^{-1} \cdot \Delta \mathbf{a}_i \quad ; \quad \Delta \mathbf{a}_i = \mathbf{a}_i - \mathbf{a}^{\text{true}} \tag{4.34}$$

と表され、飛跡パラメータ・ベクトルの平均値 $\bar{\mathbf{a}}$ は、誤差行列を用いて

$$\bar{\mathbf{a}} = \frac{\sum_i E_{\mathbf{a}_i}^{-1} \mathbf{a}_i}{\sum_i E_{\mathbf{a}_i}^{-1}} \tag{4.35}$$

となる。

4.6.2 カロリメータ

JSFQuickSim のカロリメータとして、ECAL と HCAL の2つが実装されている。第3.3節で述べたように、HCLA と ECAL では、通過する粒子の種類により反応が異なり、ECAL では e^\pm, γ の電磁シャワー、HCAL では $\pi^\pm, K^\pm, K^0, p, n$ のハドロンシャワーによるエネルギーデポジットを測定する⁶。

実際の粒子による測定器でのエネルギーデポジットをシミュレーションによって実現するためには、粒子の持つエネルギーを補正しなければならず、それは、シミュレーションにおける測定器のパラメータであるエネルギー分解能 ($\Delta E/E = n\%/\sqrt{E}$) によって決まる。

⁶ECAL においても、ハドロンが電磁シャワーを起こすが、その情報は使わない。

一般に、カロリメータにおける粒子のエネルギーデポジットの分布は、ECAL では

$$F(x) = a_1 \exp\left(-\frac{|x|}{\lambda_1}\right) + a_2 \exp\left(-\frac{|x|}{\lambda_2}\right) \quad (4.36)$$

と表され (図 4.12), HCAL では

$$G(x) = p_1 \exp\left(-\frac{|x|}{p_2}\right) + p_3 \exp\left(-\frac{|x|}{p_4}\right)^2 \quad (4.37)$$

で表される (図 4.13) .

よって、各セルにおける粒子のエネルギーデポジット E_i は、

$$E_i = \iint_{Cell} F(x)F(y)dx dy \quad (4.38)$$

と計算される.

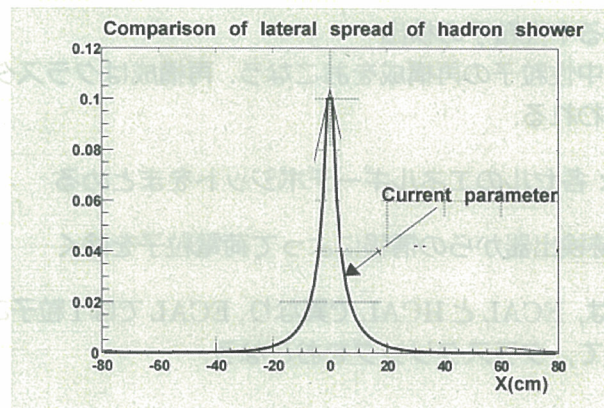


図 4.12: ECAL における粒子のエネルギーデポジットの分布

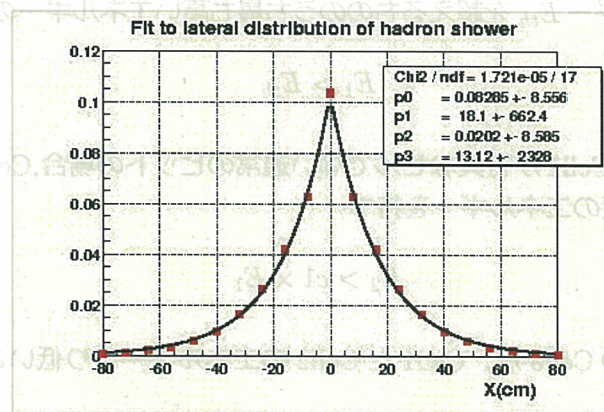


図 4.13: HCAL における粒子のエネルギーデポジットの分布

次に JSFQuickSim における分解能と補正の関係を述べる。JSFQuickSim では、各セルの E_i を ΔE_i で分散させて補正を行っている。 ΔE_i と、カロリメータの分解能は

$$\Delta E_i = n\sqrt{E_i}$$

$$E = \sum_i E_i, \quad \Delta E = \sum_i \Delta E_i \quad (4.39)$$

で関係づけられており、ここで登場する n がカロリメータのエネルギー分解能である。これは、

$$\Delta E^2 = \sum_i \Delta E_i^2 = n^2 \sum_i E_i = n^2 E$$

$$\Rightarrow \Delta E/E = n/\sqrt{E} \quad (4.40)$$

であることから理解できる。

カロリメータにおける中性粒子の検出

カロリメータでは、中性粒子の再構成をおこなう。再構成はクラスタリングとマッチングによっておこなわれる。

- クラスタリング：各セルのエネルギーデポジットをまとめる
- マッチング：飛跡検出器からの情報によって荷電粒子を除く

クラスタリングの方法は、ECAL と HCAL で異なり、ECAL では1粒子ごとに、HCAL では複数粒子をまとめて、クラスタリングをおこなう。

ECAL でのクラスタリング

クラスタリングの流れは、

1. しきい値エネルギー E_{th} を超えるもののうち最も高いエネルギーの Cell1 を選択、

$$E_1 > E_{th}$$

2. 上で抜き出した Cell1 が特異なセルでない通常のヒットの場合、Cell1 のとなりの Cell2 がある程度のエネルギーを持つ

$$E_2 > c1 \times E_1$$

3. Cell2 のとなりの Cell3 が、Cell1 と Cell2 のエネルギーより低いことを確認、

$$E_3 < c2 \times E_1 \quad \& \quad E_3 < c3 \times E_2$$

となる。そして、 $(E_i)^\alpha$ を重みとして、中性粒子のエネルギーデポジット \bar{E} は

$$\bar{E} = \frac{\sum_i (E_i)^\alpha E_i}{\sum_i (E_i)^\alpha} \quad (4.41)$$

と計算される。また、これらのセルの重心位置 \bar{x} は、

$$\bar{x} = \frac{\sum_i (E_i)^\alpha x_i}{\sum_i (E_i)^\alpha} \quad (4.42)$$

となる。この重心が、粒子の通った点となる。以上のパラメータ - $E_{th}, c1, c2, c3, \alpha$ - を、表 4.1 にまとめる。

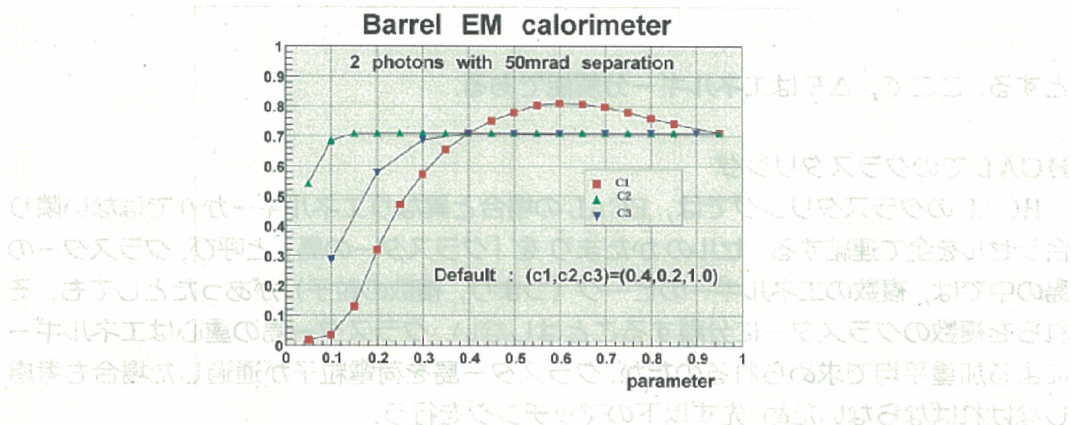


図 4.14: ECAL でのクラスタリング

E_{th}	c1	c2	c3	α
10(MeV)	0.4	0.2	1.0	0.3

表 4.1: ECAL のクラスタリングのパラメータ

ECAL でのマッチング

次に、荷電粒子 (e^\pm) と中性粒子 (γ) の識別をおこない、中性粒子を再構成する。そのために、荷電粒子の飛跡を ECAL まで伸ばしたときの「位置」と「エネルギー」の情報を利用して、クラスタの情報进行識別する。クラスタ (cluster) の位置を x_{cl} 、エネルギーを E_{cl} とし、飛跡 (track) から求められる荷電粒子の位置を x_{tr} 、エネルギーを E_{tr} とする。電荷の識別のアルゴリズムでは、

1. クラスタの位置が、荷電粒子の位置と異なる場合、クラスタのエネルギーが、中性粒子のエネルギーであるとする。

$$x_{cl} \neq x_{tr} \implies E_{\text{中性}} = E_{cl}$$

2. クラスタの位置が、荷電粒子の位置と同じで、さらに、

- (a) クラスターのエネルギーが、荷電粒子のエネルギーと近い場合、クラスターは荷電粒子によるもので、中性粒子は存在しないとする。

$$x_{cl} = x_{tr} \quad \& \quad E_{cl} - E_{tr} < 2\Delta E \quad \implies \quad E_{中性} = 0$$

- (b) クラスターのエネルギーが、荷電粒子のエネルギーと離れている場合、クラスターは荷電粒子と中性粒子によるもので、クラスターと荷電粒子のエネルギーの差が、中性粒子のエネルギーである

$$x_{cl} = x_{tr} \quad \& \quad E_{cl} - E_{tr} > 2\Delta E \quad \implies \quad E_{中性} = E_{cl} - E_{tr}$$

とする。ここで、 ΔE はエネルギー分解能である。

HCALでのクラスタリング

HCALのクラスタリングでは、ECALの場合と異なりエネルギーが0ではない隣り合うセルを全て連結する。セルのかたまりを「クラスターの島」と呼び、クラスターの島の中では、複数のエネルギーのピーク（つまり、複数の粒子）があったとしても、それらを複数のクラスターに分離することはしない。クラスター島の重心はエネルギーによる加重平均で求められるのだが、クラスター島を荷電粒子が通過した場合も考慮しなければならないため、先ず以下のマッチングを行う。

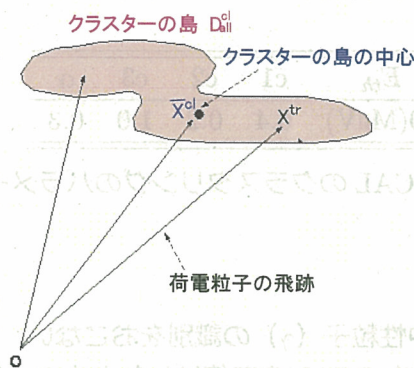


図 4.15: HCALでのクラスタリングとマッチング

HCALでのマッチング

HCALでもECALと同様に、ジェネレータにおける荷電粒子の飛跡をHCALまで伸ばしたときの「位置」と「エネルギー」の情報を利用して、クラスターの情報を識別する(図4.15)。クラスターの島の領域を D_{all}^{cl} 、エネルギーを $E_{all}^{cl} = \sum_i E_i^{cl}$ とし、飛跡(track)から求められる荷電粒子の位置を x_i^{tr} 、エネルギーを E_i^{tr} とする。電荷の識別のアルゴリズムでは、

1. クラスターの島の位置が、荷電粒子の位置を含まない場合、クラスターの島のエネルギーが、複数の中性粒子のエネルギーであるとする

$$\mathbf{x}^{tr} \notin D_{all}^{cl} \implies E_{中性} = E_{cl}$$

2. クラスターの島の位置が、荷電粒子の位置を含む場合、

- (a) クラスターの島のエネルギーが、荷電粒子のエネルギーの和と近ければ、クラスターの島は荷電粒子によるもので、中性粒子は存在しないとする。

$$\mathbf{x}^{tr} \in D_{all}^{cl} \quad \& \quad E_{all}^{cl} - \sum_i E_i^{tr} < 2\Delta E \implies E_{中性} = 0$$

- (b) クラスターの島のエネルギーが、荷電粒子のエネルギーの和と離れていれば、クラスターの島は荷電粒子と中性粒子によるもので、クラスターと荷電粒子のエネルギーの差が、複数の中性粒子のエネルギーである。

$$\mathbf{x}^{tr} \in D_{all}^{cl} \quad \& \quad E_{all}^{cl} - \sum_i E_i^{tr} > 2\Delta E \implies E_{中性} = E_{cl} - E_{tr}$$

とする。ここで、 ΔE はエネルギー分解能であり、ECAL では $\Delta E = 45\%E$ である。したがって、クラスターの島の重心位置 $\bar{\mathbf{x}}$ は E_i^{tr} を重みとして

$$\bar{\mathbf{x}} = \frac{E_{all}^{cl} \mathbf{x}_{all}^{cl} - \sum_i E_i^{tr} \mathbf{x}_i^{tr}}{|E_{all}^{cl} \mathbf{x}_{all}^{cl} - \sum_i E_i^{tr} \mathbf{x}_i^{tr}|} \quad (4.43)$$

となる。この点が、複数の中性粒子の通った重心となる。

第5章 解析と結果

重心エネルギー $\sqrt{s}=300\text{GeV}$ で $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow ZDD$ (D は暗黒物質の意) について, ILC 実験における, 積分ルミノシティ $\int \mathcal{L} dt = 2\text{ab}^{-1}$ を想定して, それに対応する物理事象の数を生成し¹, 解析をおこなう.

5.1 概要

解析の対象とする「シグナル事象」と, そのシグナル事象に対してノイズとなる「バックグラウンド事象」についての解析の流れをしめし, ヒッグス・暗黒物質結合係数の見積もりについて説明する.

5.1.1 解析の流れ

解析の流れとしては,

- (a) シグナル事象の生成
- (b) バックグラウンド事象の選定及び生成
- (c) 物理事象の再構成
- (d) 物理事象の選択
- (e) シグナル生成断面積のアップーリミットの見積もり

の5段階でおこなう.

(a) シグナル事象の生成

解析の対象とするシグナル事象を生成する. エネルギースケールは $\sqrt{s}=300\text{GeV}$ に設定し, $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow ZDD$ 過程を前述した Physsim で生成し (第 4.4.1 節を参照), QuickSim で測定器シミュレーションをおこなう (第 4.6 節を参照). 先ず, シグナル事象の生成断面積を $e^+e^- \rightarrow ZH$ の生成断面積の約 10 パーセントに当たる 15fb として解析を行う. 解析の結果得られたシグナルの反跳質量分布についてフィット関数を作り, これを用いてシグナル生成断面積のアップーリミットを求める.

¹物理事象の数は 反応断面積 $\sigma(\text{fb}) \times$ 積分ルミノシティ $\int \mathcal{L} dt(\text{fb}^{-1})$, と表される.

(b) バックグラウンド事象の選定と生成

シグナル事象に対してノイズとなるバックグラウンド事象を選定する。バックグラウンド事象として考慮すべき過程は、その終状態がシグナル事象の終状態に類似していることである。シミュレーションでは、シグナル事象と同様に、選定したバックグラウンド事象を Physsim で生成し（第 4.4.1 節を参照）、QuickSim で測定器シミュレーションをおこなう。（第 4.4.1 節を参照）。

(c) 物理事象の再構成

シグナル事象とバックグラウンド事象における粒子を再構成する。終状態として 2 つクォークが存在する場合を考えており、それらはハドロン化しジェットとして放出される。そのため、ハドロンジェットを先ず再構成する必要があり、その後粒子を再構成する。

ハドロンジェットを Durham Algorithm にて再構成をおこなう。このアルゴリズムでは y_{cut} という指標が用いられており、ジェットの識別変数 y_{ij} が y_{cut} より大きいか小さいかで、ハドロンクラスターをジェットに組んでいく。本研究では 2 つのクォークから発生した 2 個のジェットとして再構成するため、全ての事象を強制的に 2 ジェットとして組む。この場合 Durham Algorithm は幾通りもの試行を行い、2 ジェットに組むための y_{cut} の値を走査する。その為に、先ず初めに適当な y_{cut} を定める。次に、2 つの適当なハドロンクラスター i, j からジェットの識別変数 y_{ij} を計算する。 y_{ij} は θ_{ij} をクラスター i, j 間の形成角として

$$y_{ij} = 2(1 - \cos \theta_{ij}) \min(E_i^2, E_j^2) \quad (5.1)$$

で与えられている。 $y_{ij} > y_{cut}$ ならば、ハドロンクラスター i, j を 1 つのジェットとみなす。 $y_{ij} < y_{cut}$ ならば、ハドロンクラスター i, j と他のハドロンクラスター k から、新たな識別変数 y_{ijk} を得る。ハドロン k としては、1 番小さな y_{ijk} となるようなものを選び、 $P_{ijk} = P_i + P_k$ と y_{ijk} をつくる。この作業を $y_{ij\dots x} > y_{cut}$ となるまで繰り返し、ハドロンクラスター $ij\dots x$ を 1 つのジェットとみなす。ジェットとみなされたものは除外し、また同じ操作を n 個のジェットが見つかるまで続ける。このようにして得られたジェットの数 n が 2 (強制的に組んでいる数) であれば、最初に定めた y_{cut} が結果として出力される。しかし、ジェットの数が 2 以外の数である場合は、 y_{cut} の値を変えてまた同じ作業を行い、ジェットの数が 2 に一致するまで繰り返す。したがって y_{cut} の値は各事象によって異なり、たとえば、4 ジェットの終状態を持つ WW バックグラウンドと、シグナルでは図 5.1 のような違いが表れる。

物理量の再構成

上で得られた 2 ジェットから Z ボソンのエネルギー、運動量、 Z から崩壊した 2 クォークの崩壊角等を再構成する。次に、シグナルは中間状態が ZH の二体生成過程である事を利用して、ヒッグスポソンのエネルギー、運動量、質量を計算する。図 5.2 は Z ボソンの質量と反跳質量の再構成の様子を示しており、左側は検出器シミュレーションを行う前の段階でそれぞれの物理量を計算した結果、右側は検出器シミュレーションを通

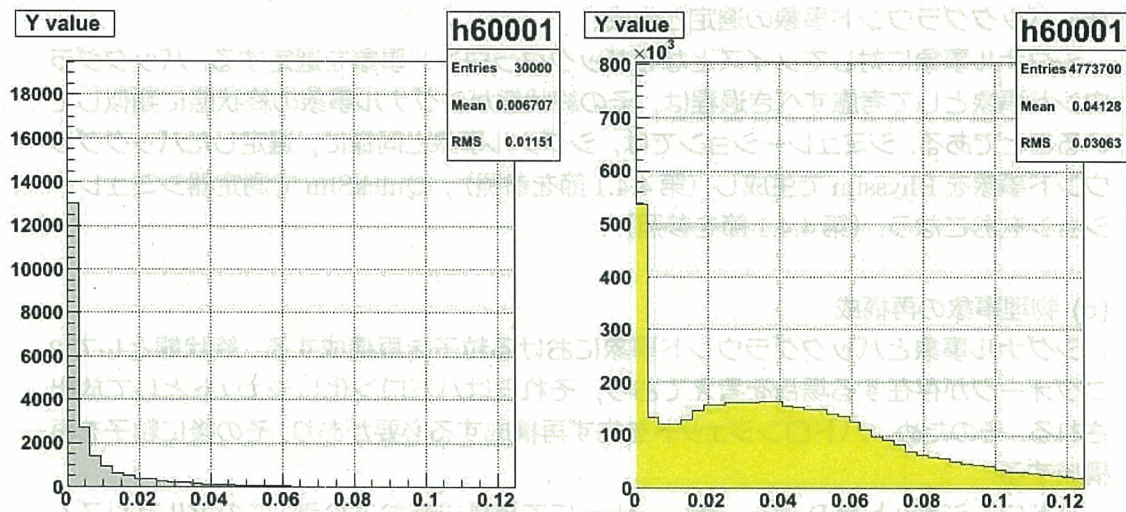


図 5.1: y_{cut} の分布 : (左) シグナル (右) WWバックグラウンド

して Durham Algorithm にて 2 ジェット事象を再構成した結果を表している. 尚, 再構成された物理量の分解能は, 各検出器の分解能及び Durham Algorithm のパフォーマンスに依存している.

暗黒物質質量に対する反跳質量分布の違い

再構成された反跳質量分布の振る舞いは, 暗黒物質がヒッグス質量の半分より大きい小さいかで大きく変わる. 暗黒物質がヒッグスの質量の半分より小さい場合, ヒッグスは質量殻にのった状態にあり, イベントを再構成した時の質量はヒッグスの質量にピークを持った分布になる. 一方, 暗黒物質の質量がヒッグス質量の半分より大きい場合, ヒッグスは質量殻から外れた状態にあり, 再構成した時の質量分布は暗黒物質の質量の 2 倍の値を閾値として図 5.3 のような形になる.

(d) 物理事象の選択

再構成した物理事象の内, シグナル事象の統計の有意性 (significance) が高くなるような物理事象を選択する. シグナル事象の統計の有意性は,

$$\frac{\text{シグナル事象の数}}{\sqrt{\text{バックグラウンド事象の数}}} \quad (5.2)$$

と表される. 物理事象の選択では, シグナルとしての条件を満たす物理事象を解析の対象とし, 条件に当てはまらない物理事象を解析の対象から外す. 選択条件として, 多くのシグナル事象が当てはまり, 多くのバックグラウンド事象が当てはまらないものを選べば, シグナル事象の統計の有意性を高めることができる. つまりシグナルの選択効率を大きく, バックグラウンドの選択効率を小さくする. この事象選択において, シグナル領域を以下のように設定した.

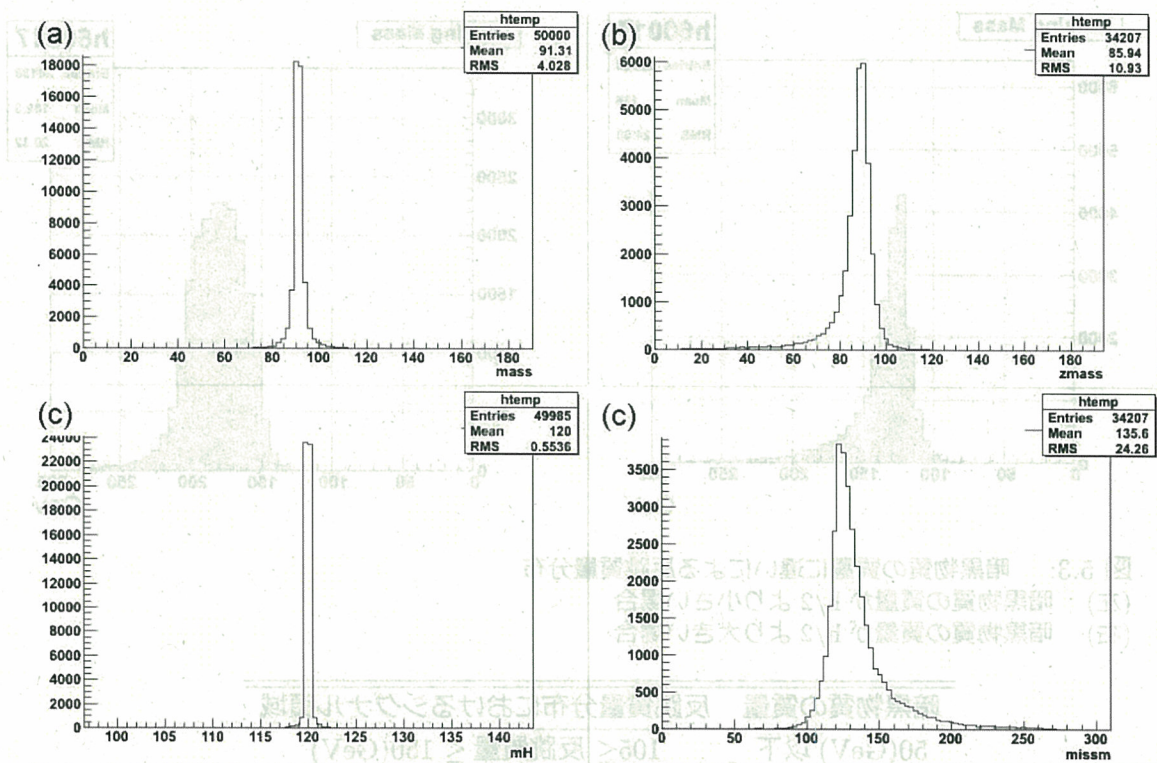


図 5.2: ジェネレータ情報と再構成した結果の比較

- (a) ジェネレータ情報における Z の質量
- (b) 再構成した Z の質量
- (c) ジェネレータ情報における H の質量
- (d) 再構成した反跳質量

(e) シグナル生成断面積のアップーリミット 先ず, シグナル生成断面積が 15fb として解析を行い, シグナル事象の統計の優位性を確保した状態で反跳質量におけるシグナルのフィット関数 $f_{sig}(x)$ をつくる. 次にバックグラウンドでの反跳質量分布を, シグナルフィット関数 $f_{sig}(x)$ とバックグラウンドフィット関数 $f_{bg}(x)$ の合成関数でフィット $f(x)$ する.

$$f(x) = N_{sig}f_{sig}(x) + N_{bg}f_{bg}(x) \quad (5.3)$$

$f(x)$ でフィットを行う際のフィットパラメータは N_{sig} と N_{bg} の 2 変数であり, この時の N_{sig} がシグナルの断面積に相当する. このフィットを 1000 回の試行実験を以て行う事により, 図 5.4 のような中心値を 0 付近に持つシグナル断面積の分布を得る. 次にこの分布の 0 以上 (物理的に意味のある量) の領域における全面積を計算する. シグナル断面積のアップーリミットは, 上で計算した面積の 90% に当たる領域を求め, その領域の右端を以て見積もられる.

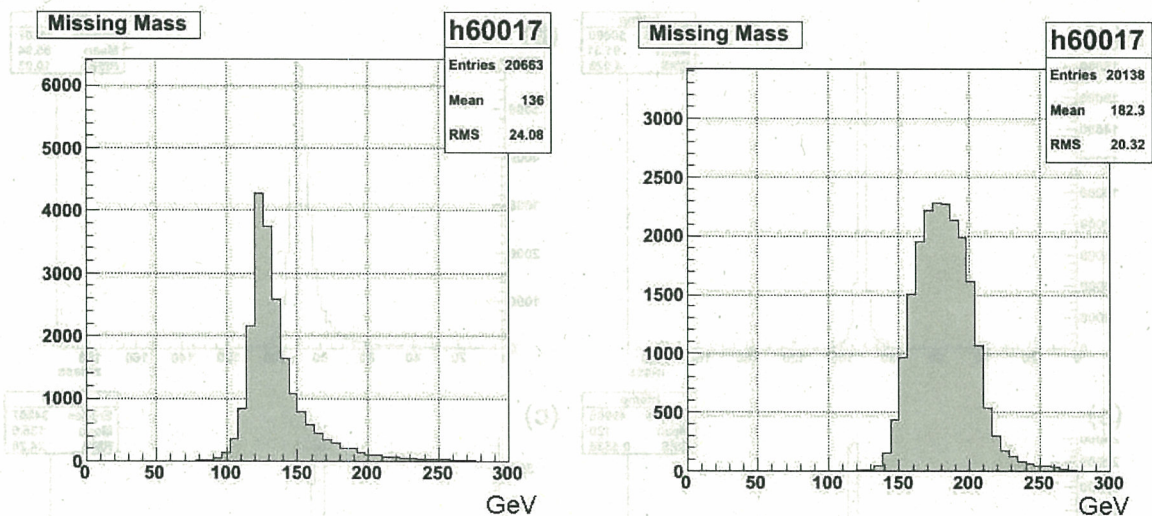


図 5.3: 暗黒物質の質量の違いによる反跳質量分布
 (左) 暗黒物質の質量が $h/2$ より小さい場合
 (右) 暗黒物質の質量が $h/2$ より大きい場合

暗黒物質の質量	反跳質量分布におけるシグナル領域
50(GeV) 以下	$105 \leq \text{反跳質量} \leq 150(\text{GeV})$
70(GeV)	$150 \leq \text{反跳質量} \leq 210(\text{GeV})$
80(GeV)	$160 \leq \text{反跳質量} \leq 210(\text{GeV})$
90(GeV)	$180 \leq \text{反跳質量} \leq 210(\text{GeV})$
100(GeV)	$200 \leq \text{反跳質量} \leq 210(\text{GeV})$

表 5.1: 設定したシグナル領域

5.2 M_{DM} がヒッグス質量の $1/2$ より小さい場合での解析

本項では暗黒物質がフェルミオン暗黒物質で、その質量が 50 GeV であると仮定した場合の解析結果を説明する。尚、他のタイプの暗黒物質についても同様の解析を行ったが、その解析過程は本項と同一であるため、ここで述べる解析手法を典型的な解析とし、他のタイプについては説明を省く。結果については次の章にまとめて示す。

目的はシグナル生成断面積のアップーリミットの見積もりであり、どの程度小さな生成断面積までシグナル事象が拾えるかに焦点を当てている。

ここでは、先ず、シグナルの生成断面積が $e^+e^- \rightarrow ZH$ 過程の反応断面積の約 10% に当たる 15 fb のときの解析をベンチマークとして行う。そして、シグナルの統計的有意性が十分に確保できたところで、反跳質量分布におけるシグナルとバックグラウンドのフィット関数を作成する。

シグナル事象とバックグラウンド事象について、反応断面積、積分ルミノシティ

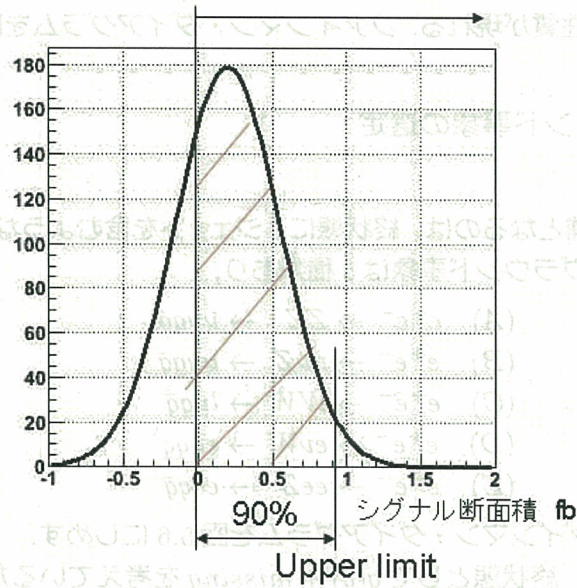


図 5.4: アッパーリミットの概念

$\int \mathcal{L} dt = 2ab^{-1}$ に対応する物理事象の数, および, 物理事象の選択を順におこなった後の数について, 表 5.2 にまとめる. それぞれについての説明を以下でおこなう.

事象選択	シグナル	eeZ	$e\nu W$	WW	ZZ	$Z\nu\nu$
反応断面積	15fb	4803fb	1088fb	2386fb	830fb	10fb
カットなし	16,583	901,586	206,619	258,735	198,561	2,807
孤立レプトン	16,398	690,708	193,035	113,948	190,119	2,762
前方粒子	16,346	609,528	118,385	105,069	188,640	2,747
Z ボソンの質量	14,408	261,315	12,931	16,803	131,122	2,195
尤度関数	12532	0	5203	7957	77440	1242

表 5.2: 事象選択によるシグナルとバックグラウンドの推移

5.2.1 シグナル事象の決定

シグナル事象は

$$e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow ZDD$$

のように反応が進む. 本解析では Z ボソンが 2 対のクォークに崩壊する過程を用いて解析をおこなう. したがって $e^+e^- \rightarrow ZDD$ の反応で生成される粒子に対し, $Br(Z \rightarrow hadrons) = 69.91\%$ を乗じたものが解析対象となる. また, シグナル事象は検出器に痕跡を残さな

い暗黒物質を生成する反応であるので、再構成した際に「2 ジェット & 2 つの検出できない粒子」としての性質が現れる。ファインマン・ダイアグラムを図 5.5 にしめす。

5.2.2 バックグラウンド事象の選定

バックグラウンドの候補となるのは、終状態に 2 ジェットを含むような過程である。本研究で仮定したバックグラウンド事象は 5 種類あり、

$$(A) \quad e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow \nu\nu q\bar{q}$$

$$(B) \quad e^+e^- \rightarrow \nu\nu Z \rightarrow \nu\nu q\bar{q}$$

$$(C) \quad e^+e^- \rightarrow WW \rightarrow l\nu q\bar{q}$$

$$(D) \quad e^+e^- \rightarrow e\nu W \rightarrow e\nu q\bar{q}$$

$$(E) \quad e^+e^- \rightarrow eeZ \rightarrow ee q\bar{q}$$

である。それぞれのファインマン・ダイアグラムを図 5.6 にしめす。

シグナルの解析には、終状態として $q(\bar{q}) + missing$ を考えているため、(A) や (B) のような終状態が $q(\bar{q}) + \nu\nu$ の場合、図のように検出器から見える情報はシグナルに類似している。また (D) や (E), (F) のような $q(\bar{q}) + dileptons$ の場合は、ジェットを再構成する際に、クォークからのジェットと同方向にレプトンが飛んでいると y_{cut} の値がシグナルと変わらないくらいで混入してしまう場合があり、この場合もシグナルの見え方と類似してしまう。特に、レプトンがビームパイプに抜けてしまったりして検出器に反応しなかった場合は、(A) や (B) のバックグラウンドと同じで検出器に痕跡を残すのは 2 クォークだけとなりシグナルと判別しにくいバックグラウンドになる。

5.2.3 物理事象の選択

物理事象を再構成しただけでは、シグナル領域にバックグラウンドが非常に大きなノイズを作ってしまう、シグナルを確認する事ができない。そこで、物理事象の選択を行いバックグラウンドを出来るかぎり除去し、シグナルの統計的有意性を大きくする事が必要となる。

まず、シグナル領域を

$$105\text{GeV} < \text{反跳質量} < 150\text{GeV} \quad (5.4)$$

に設定し、再構成した事象の内、

1. 孤立したレプトンがない事象
2. ビームパイプに抜けた粒子がない事象
3. Z ボソンの質量が正しく再構成できた事象

の 3 つの条件を順に課して条件に当てはまるものを選択した。次に尤度関数 $F(x)$ を用いてシグナルとバックグラウンド事象の分離を行った。

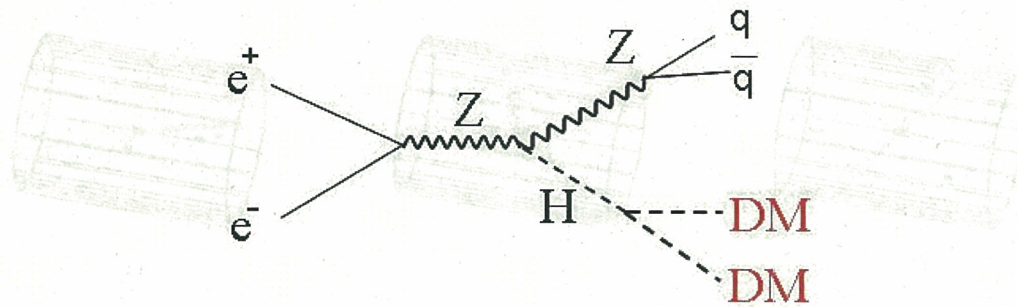


図 5.5: シグナルのファインマン・ダイアグラム

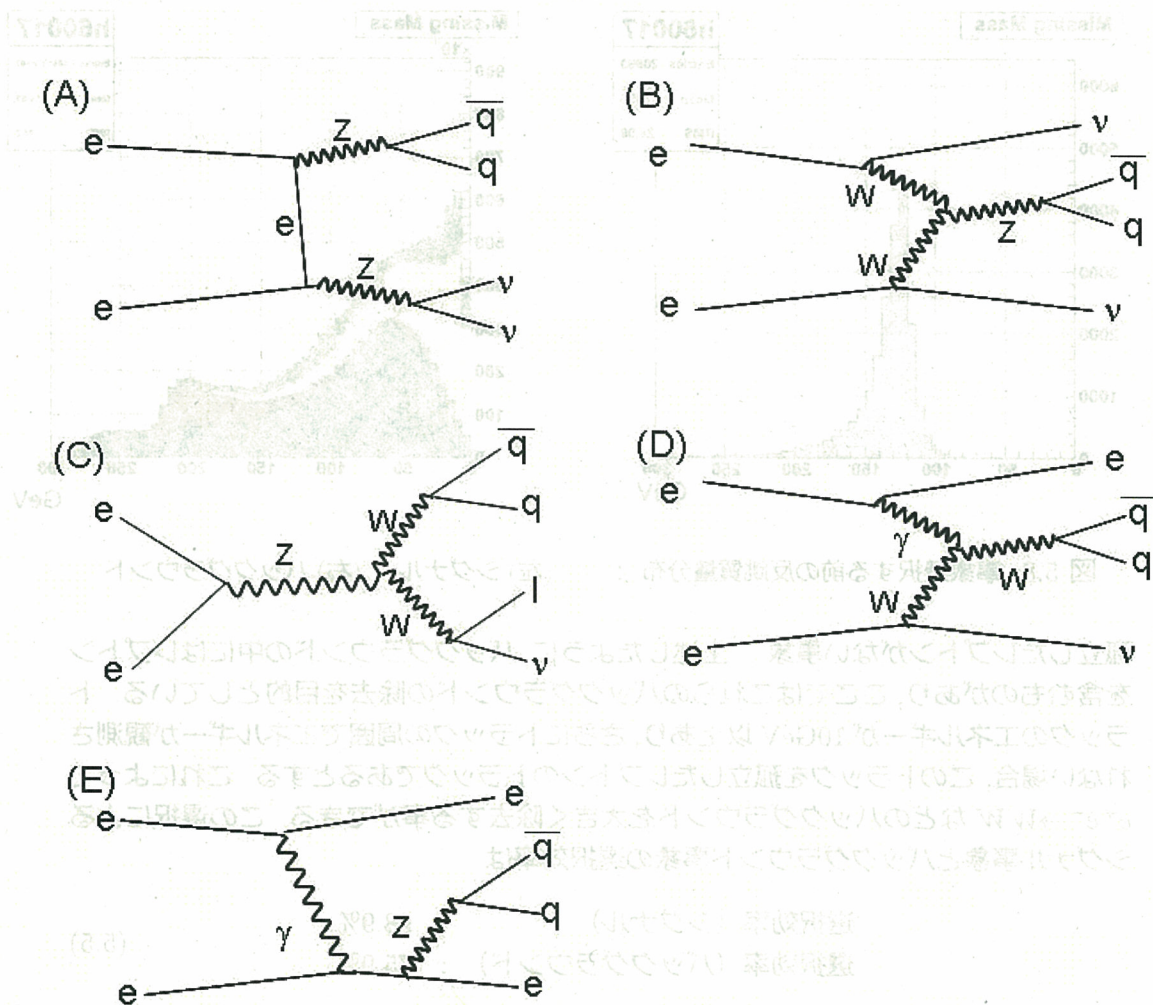


図 5.6: バックグラウンド事象のファインマン・ダイアグラム
 (a) $e^+e^- \rightarrow \gamma Z$, (b) $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$, (c) $e^+e^- \rightarrow \nu\nu Z$, (d) $e^+e^- \rightarrow \nu\nu h$, (e) $e^+e^- \rightarrow ZZ$, (f) $e^+e^- \rightarrow Zh$

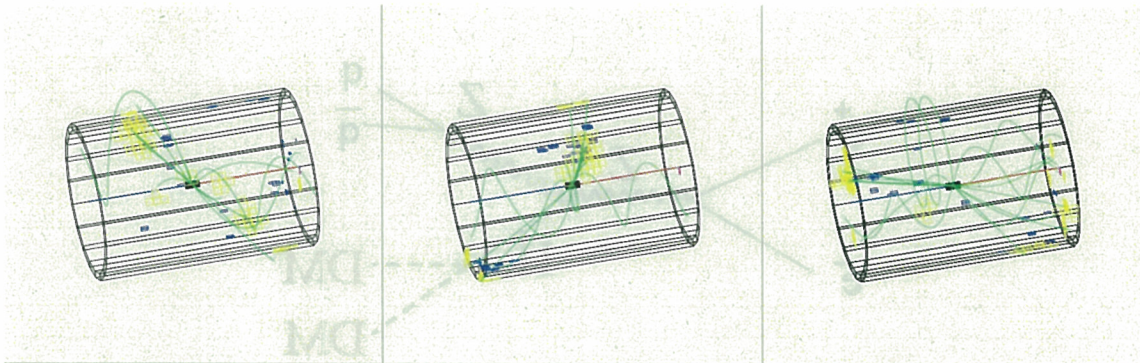


図 5.7: 測定器シミュレータにおけるシグナル及びバックグラウンドの典型的な事象
左がシグナル, 中央が ZZ バックグラウンド, 右が $e\nu W$ バックグラウンドの様子

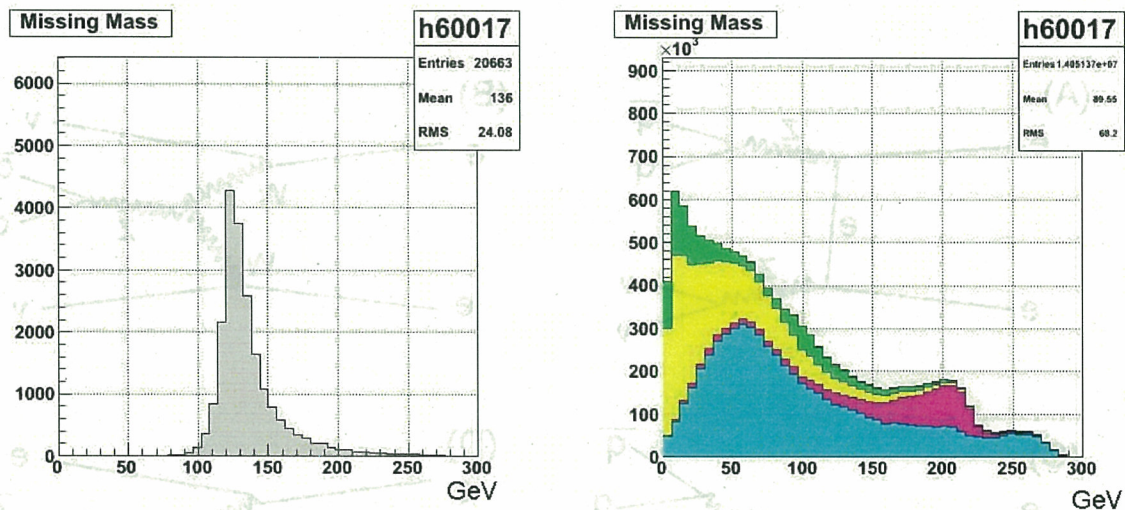


図 5.8: 事象選択する前の反跳質量分布 : (左) シグナル (右) バックグラウンド

孤立したレプトンがない事象 上述したように, バックグラウンドの中にはレプトンを含むものがあり, ここではこれらのバックグラウンドの除去を目的としている. トラックのエネルギーが 10GeV 以上あり, さらにトラックの周囲でエネルギーが観測されない場合, このトラックを孤立したレプトンのトラックであるとする. これによって $e^+e^- \rightarrow WW$ などのバックグラウンドを大きく除去する事ができる. この選択によるシグナル事象とバックグラウンド事象の選択効率率は

$$\begin{aligned} \text{選択効率 (シグナル)} & : 98.9\% \\ \text{選択効率 (バックグラウンド)} & : 75.9\% \end{aligned} \quad (5.5)$$

ビームパイプに抜けた粒子がない事象

$e^+e^- \rightarrow e\nu W$ や $e^+e^- \rightarrow eeZ$ のようなバックグラウンドは, 弾性散乱した電子がビームパイプに抜けていってしまう場合がある. この時, ILD で実装されている前方検

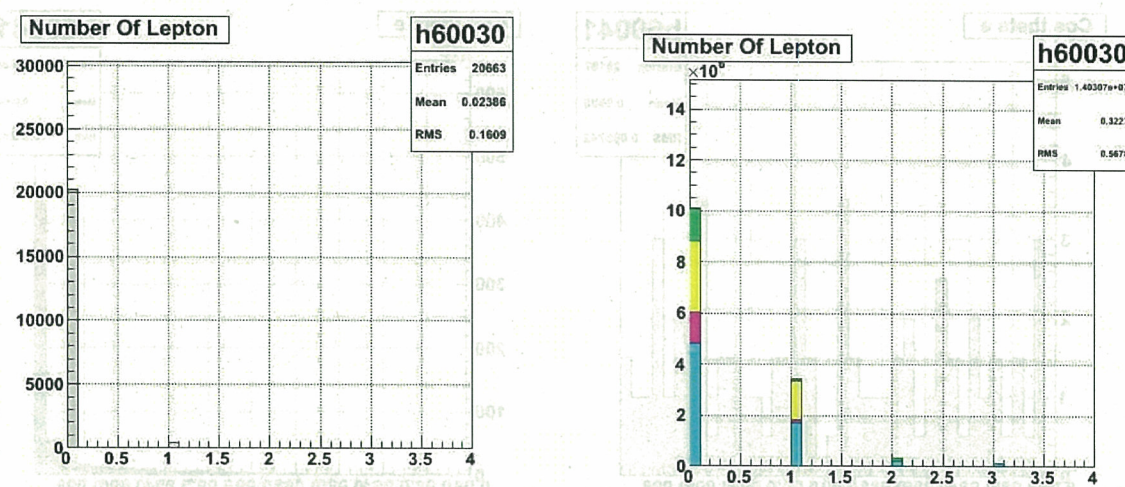


図 5.9: 孤立したレプトンの数 : (左) シグナル (右) バックグラウンド

出器の情報を用いる事で, たとえ飛跡検出器のカバー領域を超えてビームパイプに抜けてしまう事があっても, 前方検出器にヒットしていれば弾性散乱した電子の情報を失わずにカットに用いる事ができる. ここで, JSFQuickSim では前方検出器が実装されていないので, 検出器シミュレータを通る前の情報から弾性散乱した電子の角度情報を得て, そのうち前方検出器のカバー領域に収まる部分のみを, 本解析のシミュレーションにおける前方検出器の情報とした. 具体的には弾性散乱した電子の方向とビーム軸の形成角を θ_e として

$$0.98 < \cos\theta_e < 0.9999875 \quad (5.6)$$

を前方検出器の情報として使用する. つまり, この範囲に電子があった場合, これを $e^+e^- \rightarrow \nu W$ 及び $e^+e^- \rightarrow eeZ$ からのバックグラウンドだと見なす. この選択によるシグナル事象とバックグラウンド事象の選択効率は

$$\begin{aligned} \text{選択効率 (シグナル)} & : 99.7\% \\ \text{選択効率 (バックグラウンド)} & : 86.0\% \end{aligned} \quad (5.7)$$

Z ボソンの質量が正しく再構成できた事象

シグナルであれば, 2 クォークジェットの不变質量は Z ボソンの質量に等しくなるはずである. これより, 再構成した Z ボソンの質量 Z_{mass} が

$$83\text{GeV} < Z_{mass} < 100\text{GeV} \quad (5.8)$$

の範囲を解析対象として選択した. これによる選択効率は

$$\begin{aligned} \text{選択効率 (シグナル)} & : 88.1\% \\ \text{選択効率 (バックグラウンド)} & : 41.4\% \end{aligned} \quad (5.9)$$

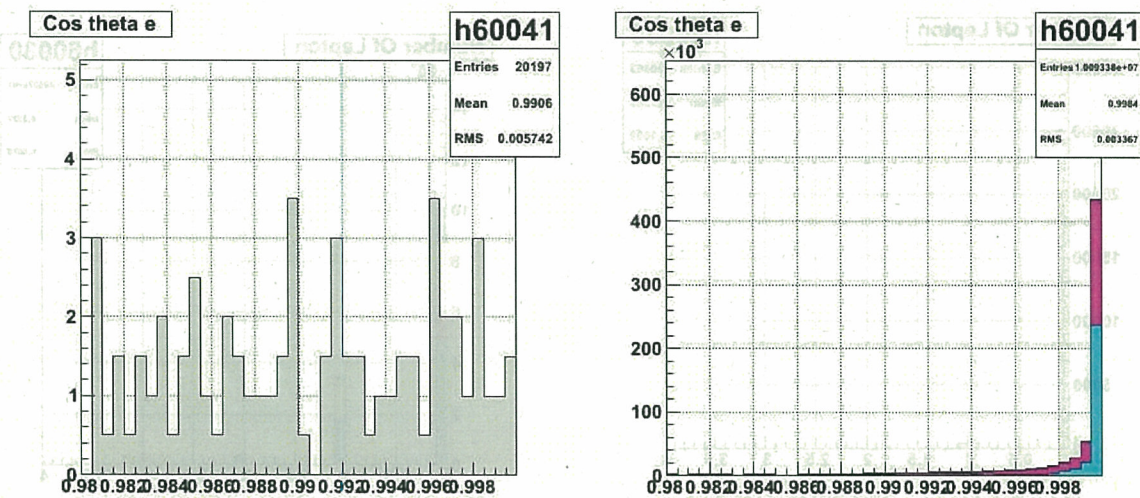


図 5.10: 前方検出器カバレッジ領域における $\cos\theta_e$ の分布

(左) シグナル

(右) バックグラウンド

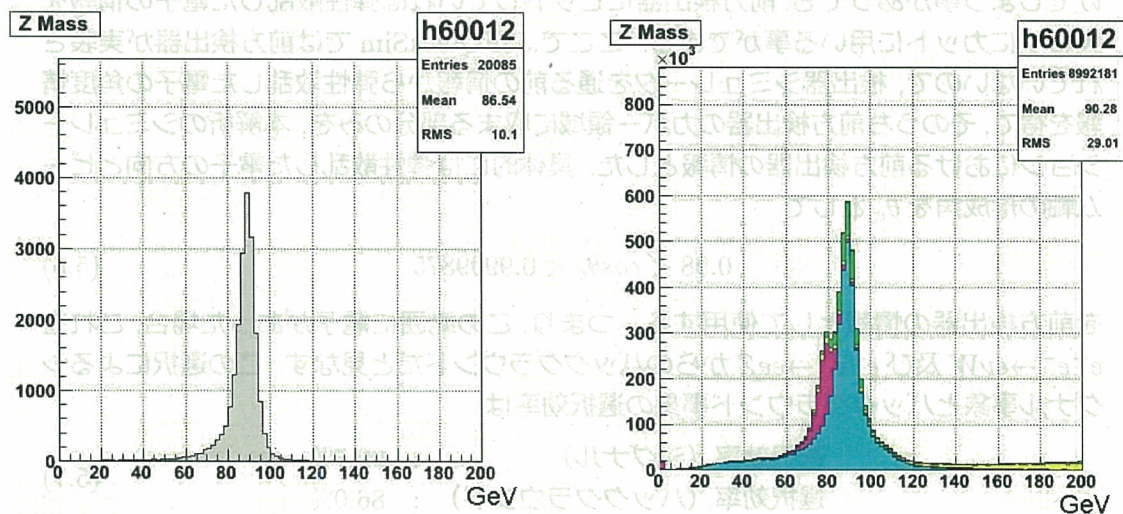


図 5.11: 再構成した Z ボソンの質量分布 : (左) シグナル (右) バックグラウンド

尤度関数を用いたシグナルとバックグラウンド事象の分離

尤度関数とは「それらしさ」を量的に表す関数であり、ここではシグナルらしさを示すシグナル尤度関数 F_{sig} , バックグラウンドらしさを示すバックグラウンド尤度関数 F_{bg} を用いる. 本解析では尤度関数のパラメータとして, Z ボソンの飛んで行った方向を示す $\cos\theta_Z$, Z ボソンの質量, Z ボソンから 2 クォーク対へ崩壊するときの崩壊角 $\cos\theta_{qq}$ の 3 つをパラメータとして入力している.

ここで, 入力する為のサンプルを解析用のデータとは別に用意しておき, これを使って $F_{sig}(\cos\theta_Z, \cos\theta_{qq}, zmass), F_{bg}(\cos\theta_Z, \cos\theta_{qq}, zmass)$ を作成する. 次に, 解析用データ

を用いて

$$L_{sig} = \frac{F_{sig}}{F_{sig} + F_{bg}} \quad (5.10)$$

という指標 L_{sig} を計算する. L_{sig} はシグナルとバックグラウンドの事象を分離する為の量であり, シグナル事象が入力されれば F_{sig} の値が大きく, F_{bg} の値が小さくなるので一般に L_{sig} の値は1に近い. 一方で, バックグラウンドが入力されれば F_{bg} の値が大きく, F_{sig} の値が小さくなるので L_{sig} は0に近い値になる. これを図に示した. 実際にシグナルと, バックグラウンドが分離出来ているのが分かる. L_{sig} の選択範囲を

$$0.8 < L_{sig} \quad (5.11)$$

とした. この選択によるシグナル事象とバックグラウンド事象の選択効率

$$\begin{aligned} \text{選択効率 (シグナル)} & : 86.9\% \\ \text{選択効率 (バックグラウンド)} & : 21.6\% \end{aligned} \quad (5.12)$$

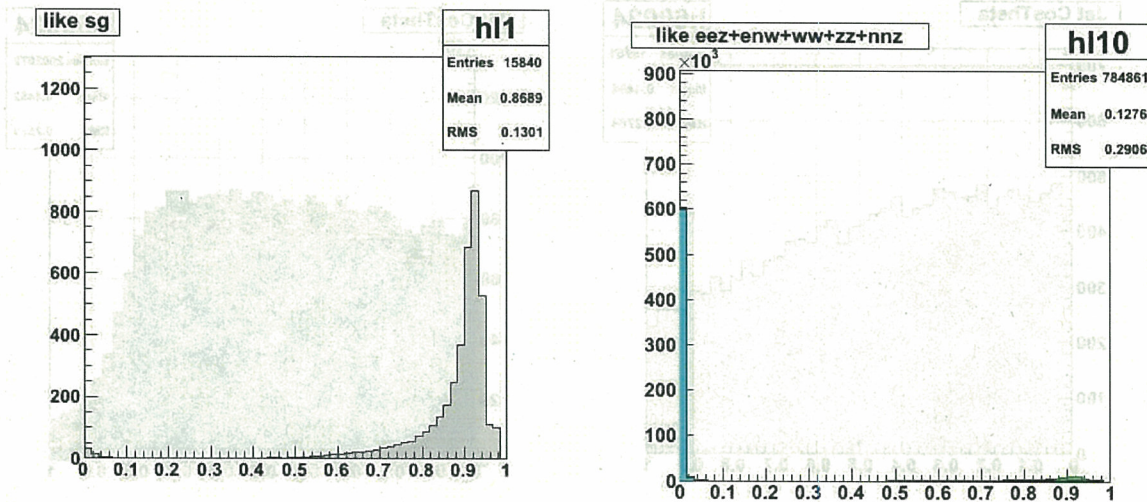


図 5.12: L_{sig} 分布 : (左) シグナル (右) バックグラウンド

5.2.4 シグナル生成断面積のアップーリミット

以上の解析を行ったことにより事象選択をする前は図 5.8 のようにシグナル事象がバックグラウンド事象に隠れてしまっていたが, 図 5.15 のようにシグナルが確認できるようになった. 統計的有意性は

$$\frac{12532}{\sqrt{12532 + 91842}} = 38.8\sigma \quad (5.13)$$

となり, シグナル事象を大きく確保出来た.

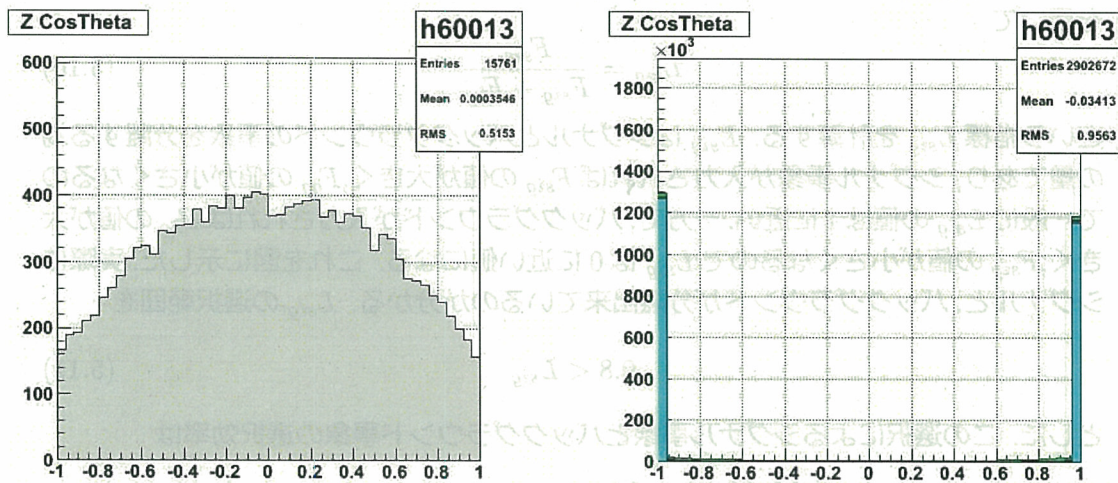


図 5.13: Z ボソンの散乱方向分布: (左) シグナル (右) バックグラウンド

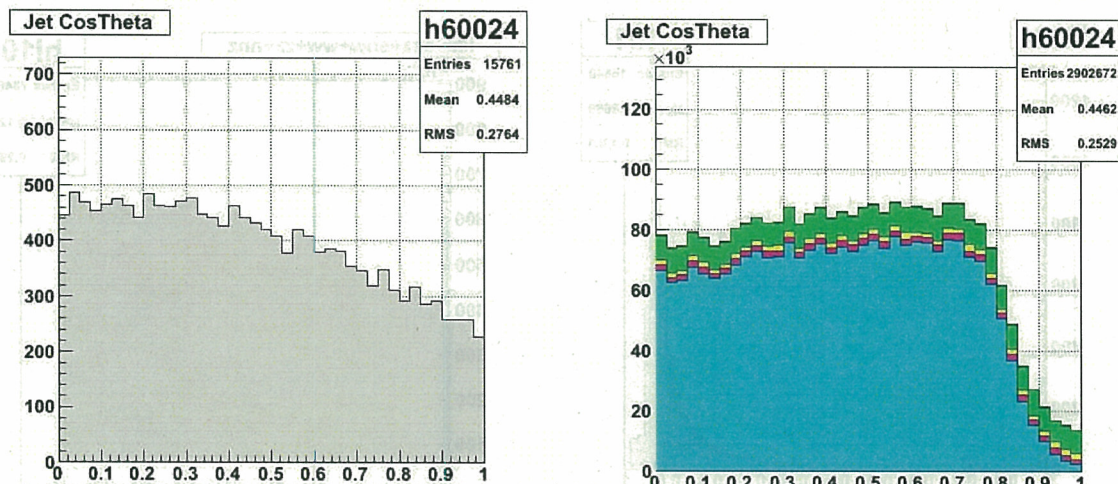


図 5.14: Z ボソンの静止系での崩壊角分布: (左) シグナル (右) バックグラウンド

このときの、シグナルとバックグラウンドのデータをテンプレートサンプルとし、図 5.16 の赤色曲線のようなフィット関数を用意した。

次にテンプレートフィットのパフォーマンスを確認するために、全体のテンプレートサンプルをポアソン分布でふったものをデータとして、テンプレートフィットし、シグナル生成断面積を計算するという試行を 1,000 回行った。この試行実験から得られたシグナル断面積分布を図 5.21 に示す。この分布をガウス分布でフィットすることにより、

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow ZDD) = 15.04 \pm 0.42 fb (\text{真値: } 15 fb) \quad (5.14)$$

となった。これは設定値である 15fb に良く一致している。したがってテンプレート

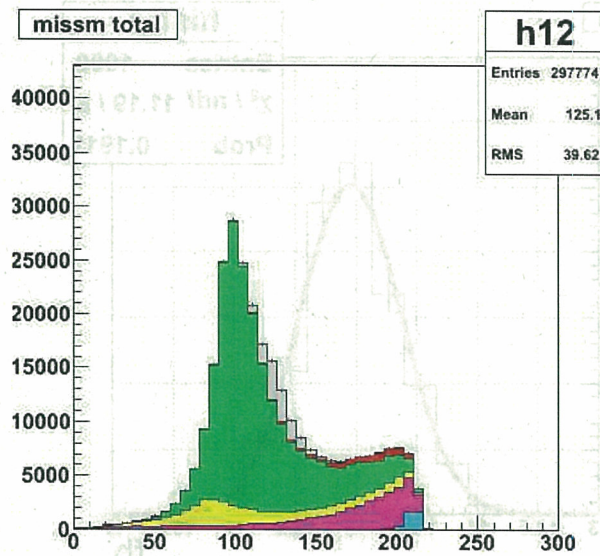


図 5.15: 事象選択後の反跳質量分布

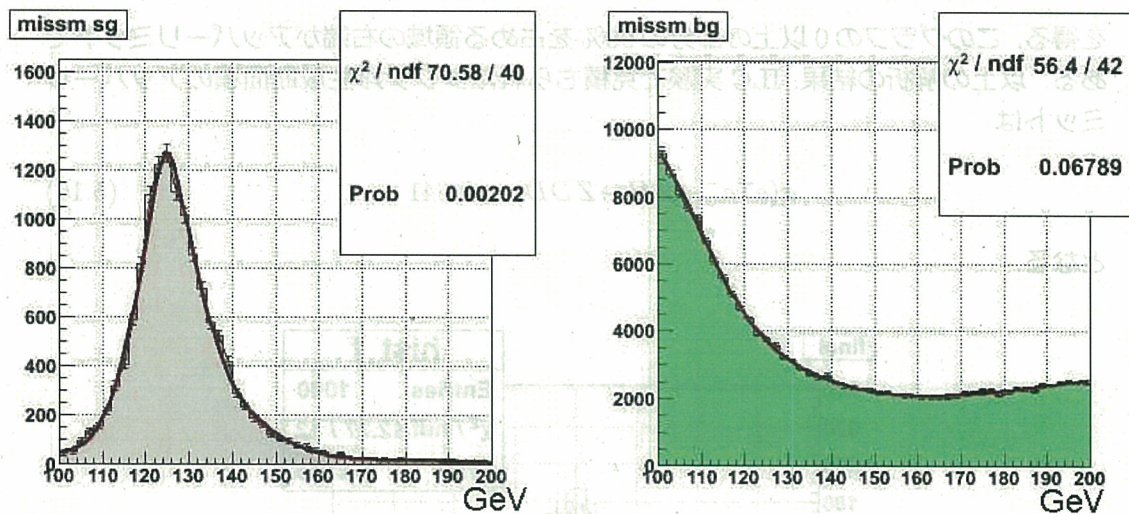


図 5.16: 事象選択後の反跳質量分布

フィットは正しく行われたと言える。

これで正しいフィット関数が得られたので、次に、これを利用してシグナル断面積のアップーリミットを見積もる。

アップーリミットの計算では、シグナルを含まないバックグラウンドのみのテンプレートサンプルをポアソン分布でふったものをデータとする。これをテンプレートフィットしてシグナル生成断面積を計算する試行実験を 1,000 回行った。先ほどと同じように、試行実験から得られたシグナル断面積分布をガウス分布でフィットすると

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow ZDD) = -0.012 \pm 0.364 fb (\text{真値: } 0fb) \quad (5.15)$$

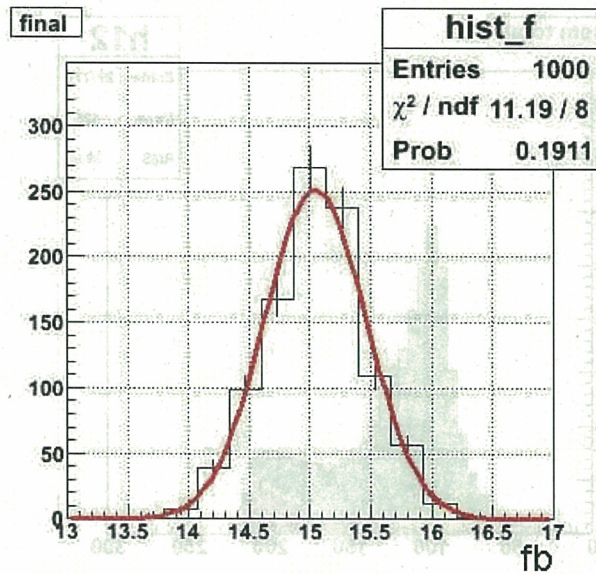


図 5.17: 試行実験を 1000 回行った時のシグナル断面積の分布

を得る. このグラフの 0 以上の部分の 90% を占める領域の右端がアッパーリミットである. 以上の解析の結果, ILC 実験で見積もられたシグナル生成断面積のアッパーリミットは

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow ZDD) < 0.641 \quad (5.16)$$

となる.

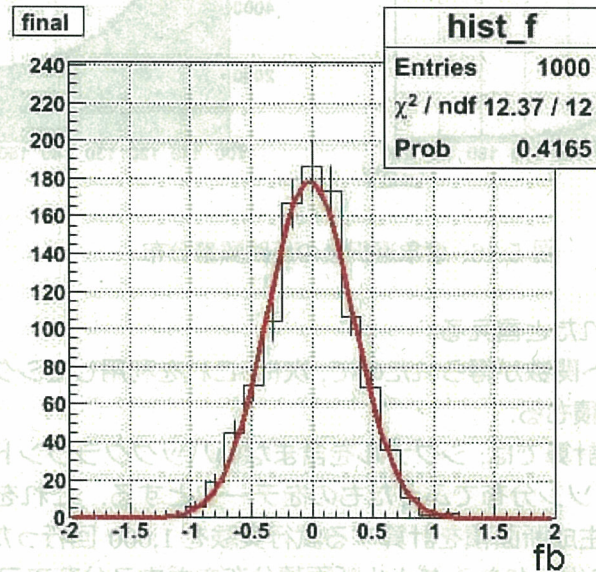


図 5.18: バックグラウンド分布において見積もられるシグナル断面積

5.3 M_{DM} がヒッグス質量の1/2より大きい場合での解析

本項では暗黒物質がフェルミオン暗黒物質で、その質量が70GeVであると仮定した場合の解析結果を説明する。尚、バックグラウンド事象は上と同じものを選び、事象選択の方法においても同様の解析を行った。表 5.3 にその結果をまとめた。

事象選択	シグナル	eeZ	$e\nu$ W	WW	ZZ	$Z\nu\nu$
反応断面積	15fb	4803fb	1088fb	2386fb	830fb	10fb
カットなし	17,871	750,993	702,148	130,561	84,157	8,902
孤立レプトン	17,641	566,439	687,584	57,188	78,623	8,758
前方粒子	17,544	495,298	443,890	53,895	77,293	8,709
Zボソンの質量	13,719	154,772	43,757	16,660	41,297	6,763
尤度関数	11566	2,537	8,918	29619	30,620	5,024

表 5.3: 事象選択によるシグナルとバックグラウンドの推移

5.3.1 シグナル生成断面積のアップーリミット

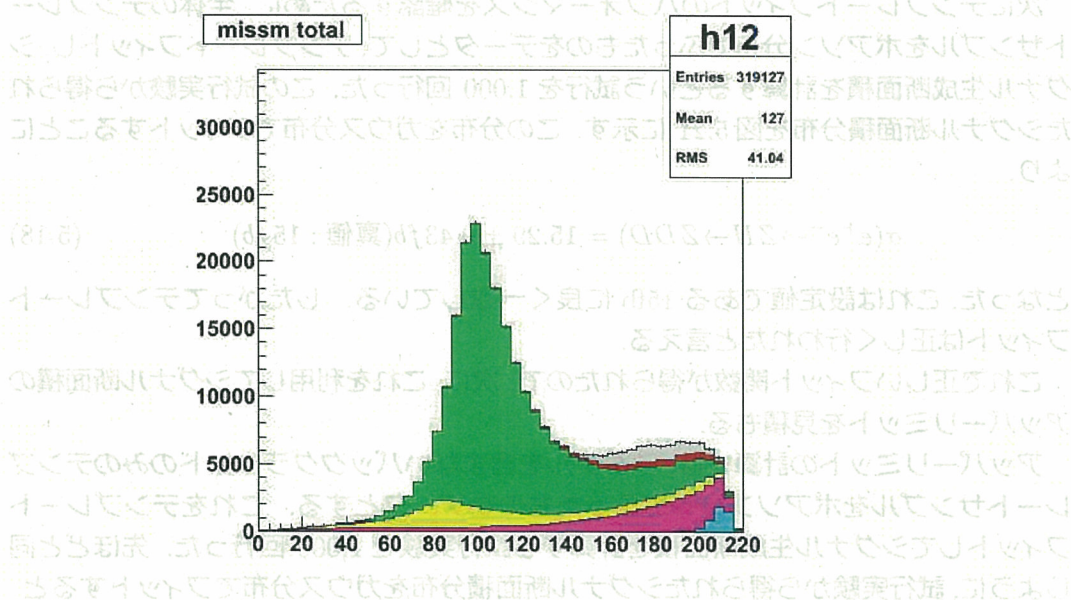


図 5.19: 事象選択後の反跳質量分布

以上の解析を行ったことにより統計的有意性は

$$\frac{11566}{\sqrt{11566 + 76718}} = 39.8\sigma \quad (5.17)$$

となり、シグナル事象を大きく確保出来た。図 5.19 から、シグナル領域において、シグナル事象の統計的有意性が十分確保出来ているのが分かる。

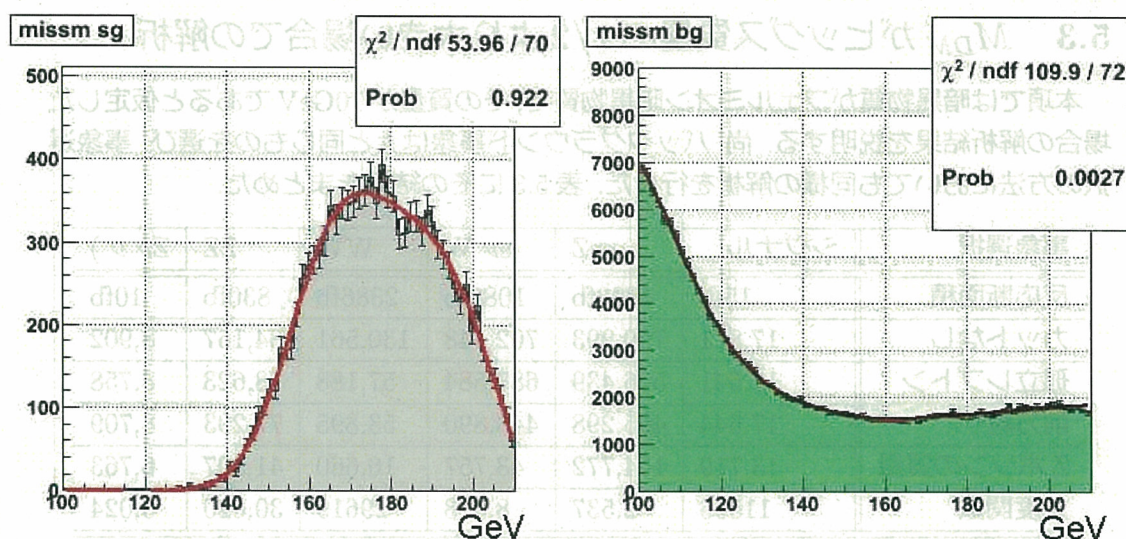


図 5.20: 事象選択後の反跳質量分布

このときの、シグナルとバックグラウンドのデータをテンプレートサンプルとし、図 5.20 の赤色曲線のようなフィット関数を用意した。

次にテンプレートフィットのパフォーマンスを確認するために、全体のテンプレートサンプルをポアソン分布でふったものをデータとして、テンプレートフィットし、シグナル生成断面積を計算するという試行を 1,000 回行った。この試行実験から得られたシグナル断面積分布を図 5.21 に示す。この分布をガウス分布でフィットすることにより、

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow ZDD) = 15.29 \pm 0.43 \text{ fb (真値: } 15 \text{ fb)} \quad (5.18)$$

となった。これは設定値である 15fb に良く一致している。したがってテンプレートフィットは正しく行われたと言える。

これで正しいフィット関数が得られたので、次に、これを利用してシグナル断面積のアップパーリミットを見積もる。

アップパーリミットの計算では、シグナルを含まないバックグラウンドのみのテンプレートサンプルをポアソン分布でふったものをデータとする。これをテンプレートフィットしてシグナル生成断面積を計算する試行実験を 1,000 回行った。先ほどと同じように、試行実験から得られたシグナル断面積分布をガウス分布でフィットすると

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow ZDD) = 0.225 \pm 0.389 \text{ fb (真値: } 0 \text{ fb)} \quad (5.19)$$

を得る。このグラフの 0 以上の部分の 90% を占める領域の右端がアップパーリミットである。以上の解析の結果、見積もられたシグナル生成断面積のアップパーリミットは

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow ZDD) < 0.7943 \quad (5.20)$$

である。

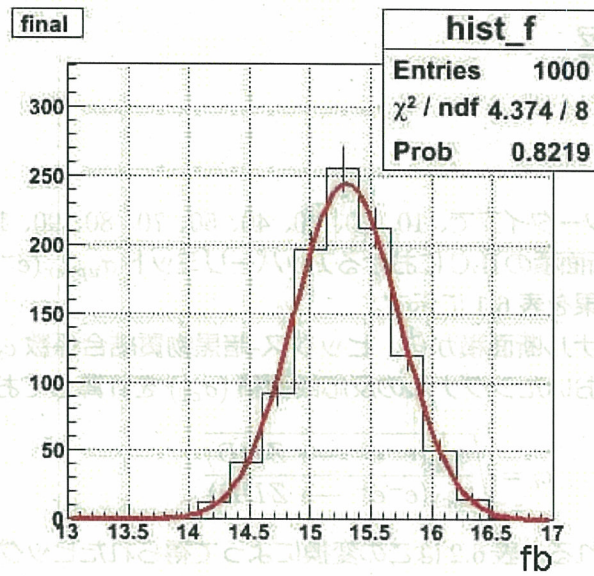


図 5.21: 試行実験を 1000 回行った時のシグナル断面積の分布

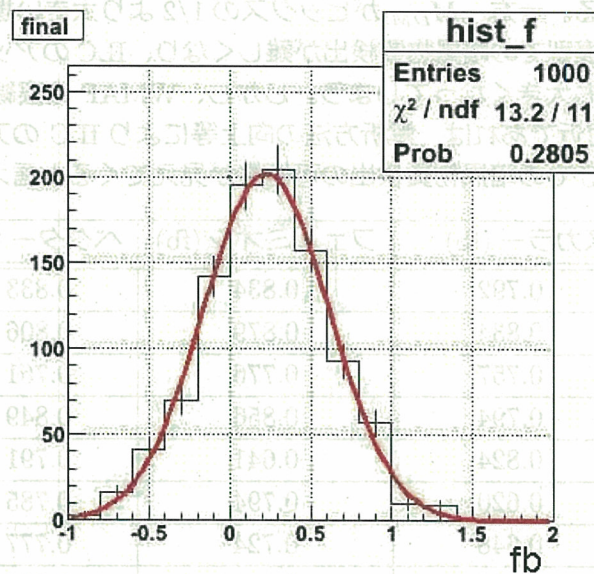


図 5.22: バックグラウンド分布において見積もられるシグナル断面積

第6章 考察

それぞれのダークマタータイプで、10、20、30、40、50、70、80、90、100GeVの時の解析を行い、シグナル断面積のILCにおけるアッパーリミット $\sigma_{upper}(e^-e^+ \rightarrow ZDD)$ を見積もった。その結果を表 6.1 に示す。

次に、得られたシグナル断面積から、ヒッグス-暗黒物質結合係数 c_i を求めた。これは、結合係数を1とおいたシグナルの反応断面積 (σ_{cl}) を計算しておき、

$$c_i = \sqrt{\frac{\sigma_{up}(e^-e^+ \rightarrow ZDD)}{\sigma_{cl}(e^-e^+ \rightarrow ZDD)}} \quad (6.1)$$

を計算することで得られる。表 6.2 はこの変換によって得られたヒッグス-暗黒物質結合係数のアッパーリミットである。また、図 6.1 にダークマターの質量に対するヒッグス-暗黒物質結合係数を載せた。ここで、紫色の実線は第2章で述べた WMAP からの制限を示し、緑色の実線は ILC において予想されるアッパーリミットを示している。スカラー、フェルミオン、ベクターのどのタイプの暗黒物質においても、 M_{DM} がヒッグス粒子の質量の 1/2 より小さい場合は、ILC で検出可能なヒッグス-暗黒物質結合係数は WMAP の実線を大きく下回り、ヒッグス・ポータル模型の暗黒物質が検出できることが分かる。一方、 M_{DM} がヒッグスの 1/2 より大きい場合には、やはりヒッグス・ポータル模型での暗黒物質検出が難しくなり、ILC のアッパーリミットは WMAP のそれよりも大きくなってしまふ。しかし、WMAP の実線において暗黒物質の質量が 70GeV 付近であれば、解析方法の向上等により ILC のアッパーリミットがそれを下回り、ILC での暗黒物質検出の可能性が見えてくると言える。

質量	スカラー (fb)	フェルミオン (fb)	ベクター (fb)
10GeV	0.792	0.834	0.833
20GeV	0.834	0.879	0.806
30GeV	0.757	0.776	0.761
40GeV	0.794	0.856	0.849
50GeV	0.824	0.641	0.791
70GeV	0.620	0.794	0.785
80GeV	0.648	0.724	0.777
90GeV	0.588	0.504	0.614
100GeV	0.374	0.549	0.475

表 6.1: 各暗黒物質に対する ILC の測定限界の見積もり

質量	c_s	$c_f/\Lambda(\text{GeV})^{-1}$	c_v
10GeV	0.00918	0.0000563	0.000133
20GeV	0.00963	0.0000618	0.000555
30GeV	0.00958	0.0000659	0.00134
40GeV	0.0106	0.0000868	0.00290
50GeV	0.0125	0.000118	0.00520
70GeV	0.724	0.00770	0.375
80GeV	1.61	0.0158	0.855
90GeV	3.57	0.0350	1.91
100GeV	11.9	0.203	7.41

表 6.2: ヒッグス-暗黒物質結合係数における ILC の測定限界の見積もり

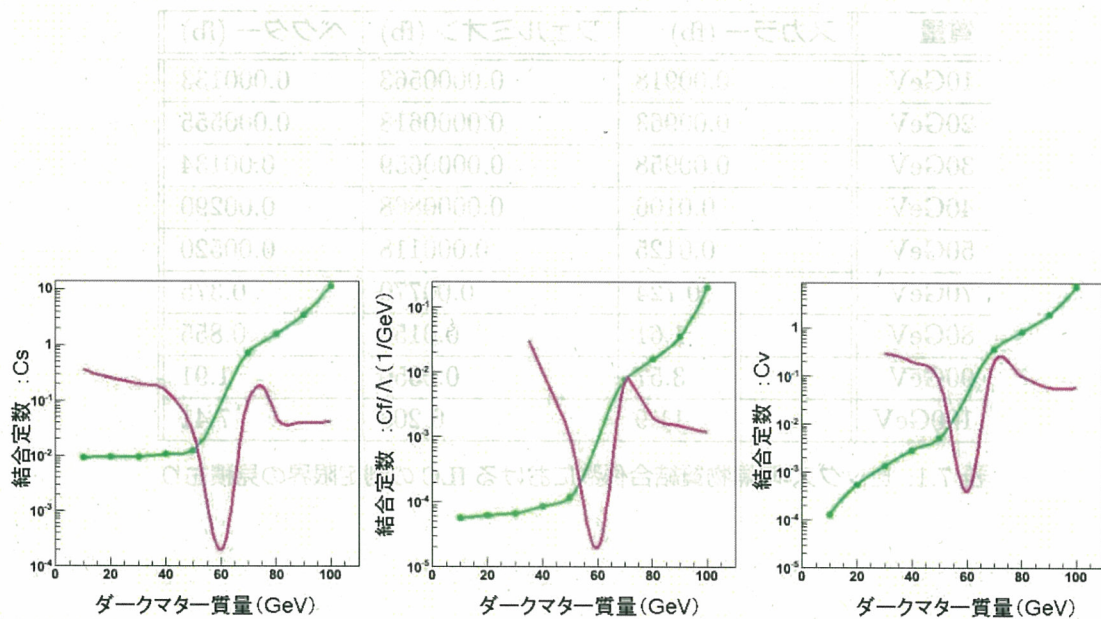


図 6.1: 各暗黒物質におけるヒッグスとの結合係数

左: スカラー暗黒物質
 中央: フェルミオン暗黒物質
 右: ベクター暗黒物質

第7章 まとめ

本研究ではILD 測定器におけるヒッグス・ポータル模型でのヒッグス-暗黒物質結合係数の測定シミュレーションを行った。シミュレーションでは、ヒッグス粒子の質量を LEP や Tevatron から予測される 120GeV とし、重心系エネルギーは 300GeV とした。暗黒物質の種類はスカラータイプ、フェルミオンタイプ、ベクタータイプの3種類を仮定してシミュレーションを行った。また、暗黒物質の質量は模型で想定されている $10-100\text{TeV}$ の間で設定し、それぞれの暗黒物質タイプで、 $10, 20, 30, 40, 50, 70, 80, 90, 100\text{GeV}$ の時の解析を行い、シグナル断面積の ILC におけるアップーリミットを見積もった。最終結果である各タイプ、各質量におけるヒッグス-暗黒物質結合係数のアップーリミットは次の結果になった。

質量	スカラー (fb)	フェルミオン (fb)	ベクター (fb)
10GeV	0.00918	0.0000563	0.000133
20GeV	0.00963	0.0000618	0.000555
30GeV	0.00958	0.0000659	0.00134
40GeV	0.0106	0.0000868	0.00290
50GeV	0.0125	0.000118	0.00520
70GeV	0.724	0.00770	0.375
80GeV	1.61	0.0158	0.855
90GeV	3.57	0.0350	1.91
100GeV	11.9	0.203	7.41

表 7.1: ヒッグス-暗黒物質結合係数における ILC の測定限界の見積もり

付録A ヒッグス粒子の崩壊幅

ヒッグス・ポータル模型では、ヒッグス粒子は標準模型の素粒子に加え、暗黒物質対に崩壊することができる¹。このためヒッグス粒子の崩壊幅は標準模型の素粒子への崩壊幅 Γ_{SM} と、暗黒物質への崩壊幅 Γ_{DM} を用いて以下のように与えられる。

$$\Gamma_h = \Gamma_{SM} + \Gamma_{DM} \quad (\text{A.1})$$

標準模型の素粒子への崩壊幅は以下の崩壊プロセスの和で与えられる。

$$\Gamma_{SM} = \Gamma_u + \Gamma_{bb} + \Gamma_{WW} + \Gamma_{ZZ} + \Gamma_{WW^*} + \Gamma_{ZZ^*} \quad (\text{A.2})$$

各プロセスからの崩壊幅の寄与の具体的な式は以下とおりである。

$$\begin{aligned} \Gamma_u &= \frac{g_2^2 m_l^2 m_h}{32\pi m_W^2} \left(1 - \frac{4m_l^2}{m_h^2}\right)^{3/2} \\ \Gamma_{bb} &= \frac{3g_2^2 m_b^2 m_h}{32\pi m_W^2} \left(1 - \frac{4m_b^2}{m_h^2}\right)^{3/2} \\ \Gamma_{WW} &= \frac{g_2^2 m_h^3}{64\pi m_W^2} \sqrt{1 - \frac{4m_W^2}{m_h^2}} \left(1 - \frac{4m_W^2}{m_h^2} + \frac{12m_W^4}{m_h^4}\right) \\ \Gamma_{ZZ} &= \frac{g_2^2 m_h^3}{128\pi m_W^2} \sqrt{1 - \frac{4m_Z^2}{m_h^2}} \left(1 - \frac{4m_Z^2}{m_h^2} + \frac{12m_Z^4}{m_h^4}\right) \\ \Gamma_{WW^*} &= \frac{3g_2^4 m_h}{512\pi^3} F\left(\frac{m_W}{m_h}\right) \\ \Gamma_{ZZ^*} &= \frac{g_2^4 m_h}{2048\pi^3} \frac{7 - 40s_W^2/3 + 160s_W^4/9}{c_W^4} F\left(\frac{m_Z}{m_h}\right) \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

ここで $s_W(c_W) = \sin\theta_W(\cos\theta_W)$ であり、 θ_W はワインバーグ角である。また関数 $F(x)$ は $0.5 < x < 1.0$ の範囲で定義される関数であり、以下の式で与えられる。

$$F(x) \equiv -(1-x^2) \left(\frac{47}{2}x^3 - \frac{13}{2} + \frac{1}{x^2} \right) - (3 - 18x^2 + 12x^4) \ln x \quad (\text{A.4})$$

$$+ \frac{3 - 24x^2 + 60x^4}{\sqrt{4x^2 - 1}} \cos^{-1} \left(\frac{3x^2 - 1}{2x^3} \right) \quad (\text{A.5})$$

¹暗黒物質の質量はヒッグスの質量の $1/2$ よりも小さい場合を考える

一方、暗黒物質への崩壊幅 Γ_{DM} は (DM=SS,FF,VV) は、暗黒物質がスカラー、フェルミオン、ベクトルの場合のそれぞれについて以下で与えられる。

$$\begin{aligned} \Gamma_{SS} &= \frac{c_S^2 v^2}{32\pi m_h} \sqrt{1 - \frac{4m_{DM}^2}{m_h^2}} \\ \Gamma_{FF} &= \frac{c_F^2 v^2 m_h}{16\pi \Lambda^2} \left(1 - \frac{4m_{DM}^2}{m_h^2}\right)^{3/2} \\ \Gamma_{VV} &= \frac{c_V^2 v^2 m_h^3}{128\pi m_{DM}^4} \sqrt{1 - \frac{4m_{DM}^2}{m_h^2}} \left(1 - \frac{4m_{DM}^2}{m_h^2} + \frac{12m_{DM}^4}{m_h^4}\right) \end{aligned} \quad (A.6)$$

謝辞

論文参考

本研究を進めるにあたり、多くの方々にお世話になりました。

はじめに、研究テーマを与えて頂いた山本先生に感謝致します。グループミーティングでは多くの助言を頂き、また本論文の執筆において大変お世話になりました。先生の執筆された素粒子の教科書はとても分かりやすく、当時全くの初心者だった私は素粒子物理の面白さ、力強さをここで学びました。田窪先生には、研究を進める上での質問に何度も答えて頂きました。本研究をこうして形に出来たのも田窪先生のおかげです。研究で見当違いな事をたくさんしてしまいました。ご迷惑も沢山おかけしました。そんな私の面倒を見て頂いた事を本当に感謝しています。佐貫先生には、ミーティングや発表練習の際に貴重な助言を頂きました。小貫先生には、私の研究の上で生じた様々な疑問に数多く答えて頂きました。長嶺先生には、コンピュータに関する質問に答えて頂きました。パソコンにトラブルが起きた時には、恐縮ながら何度も助けて頂きました。KEKの藤井先生にはシミュレーションについて一からとても丁寧に教えて頂きました。また、研究で行き詰った時にも沢山の助言を頂きました。東大の松本先生には、模型の理解をするために、何度も質問に答えて頂きました。素粒子物理学を一から学んでいた私でも理解できるように、丁寧に教えて頂いた事にとっても感謝しています。

先生方、本当にありがとうございました。

堀井さんを始め先輩方には、研究について、物理の授業に関する事、パソコンの使い方等いろいろな事を教わりました。堀井さんには研究内容が違うにも関わらず、本論文をまとめる際に沢山の助言を頂きました。

また、研究の中での議論(質問?)に時間を割いて付き合ってくれた斎藤君、加藤さんにお礼申し上げます。

最後に改めて、私を支えてくださった先生、先輩、同期、後輩、事務の皆様、ありがとうございました。

参考文献

- [1] Riccardo Barbieri and Alessandro Strumia, arXiv:0007265[hep-ph]
- [2] KamLAND Collaboration Phys.Rev.Lett.94:081801,2005.
- [3] J. Einasto, arXiv:0901.0632 [astro-ph.CO].
- [4] Christopher Kolda and Hitoshi Murayama arXiv:0003170[hep-ph]
- [5] CERN <http://www.slac.stanford.edu/spires/?nd/hep/www?irn=8352321>
- [6] G.Rolandi, AIP Conf. Proc. 397 , 81 (1997).
- [7] The LEP Collaborations: ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, the LEP Electroweak Working Group, the SLD Electroweak, Heavy Flavour Groups arXiv:0412015 [hep-ex]
- [8] Edvige Corbelli and Paolo Salucci arXiv:9909252 [astro-ph]
- [9] S.D.M White et al. Nature 366,429(1993)
- [10] E.Komatsu et al. [WMAP Collaboration], Astrophys. J. Suppl. 180 (2009) 330.
- [11] B. W. Lee and S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 39 , 165 (1977).
- [12] R. Barbieri and A. Strumia, Phys. Lett. B **433** (1998) 63; R. Barbieri and A. Strumia, arXiv:hep-ph/0007265.
- [13] N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen and H. Georgi, Phys. Lett. B **513** (2001) 232; N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen, E. Katz, A. E. Nelson, T. Gregoire and J. G. Wacker, JHEP **0208** (2002) 021.
- [14] H. C. Cheng and I. Low, JHEP **0309** (2003) 051.
- [15] C. T. Hill and R. J. Hill, Phys. Rev. D **76** (2007) 115014.
- [16] E. Komatsu *et al.* [WMAP Collaboration], arXiv:0803.0547 [astro-ph].
- [17] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collaborations, LEP Electroweak Working Group, SLD Electroweak Group, and SLD Heavy Flavor Group, Phys. Rept. **427** (2006) 257.

-
- [18] R. R. de Austri, R. Trotta and L. Roszkowski, *JHEP* **0605** (2006) 002.
- [19] J. F. Arguin *et al.* [CDF Collaboration], arXiv:hep-ex/0507091.
- [20] W. M. Yao *et al.* [Particle Data Group], *J. Phys. G* **33** (2006) 1.
- [21] For reviews,
G. Jungman, M. Kamionkowski and K. Griest, *Phys. Rept.* **267** (1996) 195;
L. Bergstrom, *Rept. Prog. Phys.* **63**, (2000) 793; G. Bertone, D. Hooper and
J. Silk, *Phys. Rept.* **405** (2005) 279; C. Munoz, *Int. J. Mod. Phys. A* **19** (2004)
3093.
- [22] GLD Detector Outline Document, arXiv:physics/0607154.
- [23] <http://madgraph.hep.uiuc.edu/>.
- [24] <http://acfahep.kek.jp/subg/sim/softs.html>.
- [25] H. Murayama, I. Watanabe, K. Hagiwara, KEK-91-11, (1992) 184.
- [26] T. Ishikawa, T. Kaneko, K. Kato, S. Kawabata, *Comp, Phys. Comm.* **41** (1986)
127.
- [27] T. Sjöstrand, *Comp, Phys. Comm.* **82** (1994) 74.
- [28] <http://wasm.home.cern.ch/wasm/goodies.html>.
- [29] E. W. Kolb and M. S. Turner, *The Early Universe*, (Addison-Wesley, Reading,
MA, 1990).
- [30] P. Garcia-Abia and W. Lohmann, *Eur. Phys. J. direct C* **2** (2000) 2; N. T. Meyer
and K. Desch, *Eur. Phys. J. C* **35** (2004) 171; P. Garcia-Abia, W. Lohmann and
A. Raspereza, arXiv:hep-ex/0505096; F. Richard and P. Bambade, arXiv:hep-
ph/0703173.
- [31] [Planck Collaboration], arXiv:astro-ph/0604069.
- [32] <http://www-jlc.kek.jp/subg/physics/ilcphys/>.
- [33] <http://arxiv.org/abs/0901.1081/>.

7.11.11 - 11.11.11 → 増修 (5頁)

W, Z 衰壊 → 2.1.1.1 (with dP/d^2)

- [18] R. R. de Austri, R. Trotta and L. Rucskowski, *JHEP* 0405 (2004) 002.
- [19] A. F. Argüin et al. [CDF Collaboration], arXiv:hep-ex/0507091.
- [20] W. M. Yao et al. [Particle Data Group], *J. Phys. G* 33 (2006) 1.
- [21] For reviews:
G. Jungman, M. Kamionkowski and K. Griest, *Phys. Rept.* 267 (1996) 109;
J. Bergström, *Rept. Prog. Phys.* 63 (2000) 793; G. Bertone, D. Hooper and
J. Silk, *Phys. Rept.* 405 (2005) 279; C. Minniti, *Int. J. Mod. Phys. A* 19 (2004)
3093.
- [22] GLD Detector Outline Document, arXiv:physics/0607151.
- [23] <http://mandstg.bep.nrc.ca/>.
- [24] <http://cdahp.kk.jp/obj/asm/soft.html>.
- [25] H. Minayama, I. Watanabe, K. Hagiwara, *KEK 91-11* (1992) 184.
- [26] T. Ishikawa, T. Kaneko, K. Kato, S. Kawabata, *Comp. Phys. Comm.* 41 (1985)
137.
- [27] T. Stjorland, *Comp. Phys. Comm.* 82 (1994) 74.
- [28] <http://www.home.cern.ch/wasni/gowling.html>.
- [29] E. W. Kolb and M. S. Turner, *The Early Universe*, Addison-Wesley, Reading,
MA, 1990.
- [30] P. Garcia-Abril and W. Lohmann, *Eur. Phys. J. Direct C* 2 (1990) 2; N. T. Meyer
and K. Desch, *Eur. Phys. J. C* 35 (2004) 171; P. Garcia-Abril, W. Lohmann and
A. Rasperena, arXiv:hep-ex/0508006; F. Richard and P. Bernabè, arXiv:hep-
ph/0703173.
- [31] [Planck Collaboration], arXiv:astro-ph/0604069.
- [32] <http://www.jtk.kek.jp/np/physics/tpphys/>.
- [33] <http://arxiv.org/abs/0901.1681>.