ATLAS 実験のミューオン検出器アップグレードにおける Micromegas 検出器量産に向けた高抵抗陽極の研究

修士学位論文

東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻 川本辰男 研究室 35146108

山谷 昌大

2016年1月5日

概要

スイスのジュネーブ郊外に位置する CERN(欧州原子核研究機構) では、世界最大の衝突エネルギーを持つ LHC(Large Hadron Collider) 加速器を用いた ATLAS 実験が行われている。2012 年には、ATLAS 実験と その競合相手である CMS 実験によりヒッグス粒子が発見され、これにより標準模型で予言される粒子は全て 発見された。標準模型の矛盾を補う超対称粒子や余剰次元等の新物理発見のためには、これまでよりも大きな 衝突エネルギーおよび統計量が必要とされる。このような要求の実現に向け、LHC は今後アップグレードを 段階的に行っていく計画である。一方 ATLAS 実験も LHC アップグレードに準じて検出器アップグレードを 行う必要があり、これはロングシャットダウン毎に行っていく計画になっている。

2019 年からのロングシャットダウンでは ATLAS 検出器のミューオンスペクトロメータをアップグレード することになっており、エンドキャップ部の Small Wheel を New Small Wheel(NSW) に取り替える計画で ある。New Small Whell に使用される検出器は sTGC と Micromegas であり、東京大学と神戸大学のマイク ロメガスグループは NSW に向けたマイクロメガス検出器の開発を行っている。我々のグループはマイクロメ ガスの放電耐性を支える高抵抗陽極の開発を主に行っており、本量産時には高抵抗陽極フォイルを 2000 枚生 産する。

本論文では、マイクロメガス大量生産に向けた高抵抗陽極フォイルの品質検査手法の開発および、NSW 試験量産における高抵抗陽極フォイルの品質調査結果について報告する。

目次

1 1.1 1.2	LHC-ATLAS 実験 LHC 加速器ATLAS 実験	9 9 9
2 2.1 2.2 2.3	New Small Wheel(NSW) 計画 LHC 加速器アップグレード	21 21 21 24
3 3.1 3.2	Micromegas 検出器 Micromegas 検出器	28 28 29
4 4.1 4.2 4.3	Micromegas 高抵抗陽極の開発 高抵抗陽極に求められる条件	32323336
5 5.1 5.2 5.3	 高抵抗陽極が Micromegas 検出器へ与える影響 気体放電論	40 40 44 46
6 6.1 6.2 6.3	 高抵抗陽極大量生産における品質管理手法の開発 NSW で生産する高抵抗陽極フォイル	50 50 51 57
7 7.1 7.2 7.3	 高抵抗陽極の品質検査 NSW 試験量産による高抵抗陽極の品質検査 品質検査手法へのフィードバック 製造手法へのフィードバック 	63 63 69 73
8	結論	75
付録 A A.1 A.2 付録 B	標準模型 電弱相互作用とヒッグス機構 レプトンの相互作用 標準模型が抱える問題点	77 77 78 81

付録 C	超対称性理論	83
C.1	超空間と超場	83
C.2	超ポテンシャル	84
C.3	運動項	85
C.4	超対称ゲージ変換....................................	85
C.5	最小超対称標準模型 (minimal supersymmetric standart model, MSSM)	87
付録 D	余剰次元理論	89
D.1	カルツァ-クライン理論	89
D.2	ランドール-サンドラム理論	89

図目次

1	LHC の概観	9
2	CERN の加速器	9
3	ヒッグス粒子の生成断面積....................................	10
4	ヒッグス粒子の崩壊分岐比....................................	11
5	ATLAS 検出器	12
6	ATLAS 検出器のマグネットシステム	13
7	内部飛跡検出器	14
8	カロリメータ [3]	15
9	電磁カロリメータの三層構造	16
10	ミューオンスペクトロメータの全体図.................................	17
11	ミューオンスペクトロメータの構成 [5]	17
12	MDT の構造 [5]	18
13	CSC の構造 [5]	18
14	RUN2 トリガーシステムの流れ [14]	19
15	L1Topo で計算可能なトポロジカルな物理量の例 [14]	20
16	LHC アップグレード計画 [6]	21
17	LHC-ATLAS アップグレード計画	22
18	VH 過程における W 由来のレプトンの <i>p</i> T 分布 [7]	23
19	VBF 過程で生成されたヒッグス粒子の崩壊過程における r ペアの終状態に含まれるレプトン	
19	VBF 過程で生成されたヒッグス粒子の崩壊過程における <i>τ</i> ペアの終状態に含まれるレプトン の <i>p</i> _T 分布 [7]	23
19 20	VBF 過程で生成されたヒッグス粒子の崩壊過程における τ ペアの終状態に含まれるレプトン の $p_{\rm T}$ 分布 [7] $H \to WW^* \to l\nu l\nu$ チャンネルにおける各イベントのレプトンの $p_{\rm T}$ に対するイベント数。[7]	23 23
19 20 21	VBF 過程で生成されたヒッグス粒子の崩壊過程における τ ペアの終状態に含まれるレプトン の $p_{\rm T}$ 分布 [7]	23 23 24
19 20 21 22	VBF 過程で生成されたヒッグス粒子の崩壊過程における τ ペアの終状態に含まれるレプトン の $p_{\rm T}$ 分布 [7]	23 23 24 24
19 20 21 22 23	VBF 過程で生成されたヒッグス粒子の崩壊過程における τ ペアの終状態に含まれるレプトン の $p_{\rm T}$ 分布 [7]	23 23 24 24 25
 19 20 21 22 23 24 	VBF 過程で生成されたヒッグス粒子の崩壊過程における τ ペアの終状態に含まれるレプトン の p_{T} 分布 [7]	23 23 24 24 25 26
 19 20 21 22 23 24 25 	VBF 過程で生成されたヒッグス粒子の崩壊過程における τ ペアの終状態に含まれるレプトン の p_{T} 分布 [7]	23 23 24 24 25 26 26
 19 20 21 22 23 24 25 26 	VBF 過程で生成されたヒッグス粒子の崩壊過程における τ ペアの終状態に含まれるレプトン の p_{T} 分布 [7]	 23 23 24 24 25 26 26 27
 19 20 21 22 23 24 25 26 27 	VBF 過程で生成されたヒッグス粒子の崩壊過程における τ ペアの終状態に含まれるレプトン の p_{T} 分布 [7]	23 23 24 24 25 26 26 26 27 28
 19 20 21 22 23 24 25 26 27 28 	VBF 過程で生成されたヒッグス粒子の崩壊過程における τ ペアの終状態に含まれるレプトン の p_{T} 分布 [7]	23 23 24 24 25 26 26 26 27 28 29
 19 20 21 22 23 24 25 26 27 28 29 	VBF 過程で生成されたヒッグス粒子の崩壊過程における τ ペアの終状態に含まれるレプトン の p_{T} 分布 [7]	23 23 24 24 25 26 26 26 27 28 29 30
 19 20 21 22 23 24 25 26 27 28 29 30 	VBF 過程で生成されたヒッグス粒子の崩壊過程における τ ペアの終状態に含まれるレプトン の p_{T} 分布 [7]	23 23 24 24 25 26 26 26 27 28 29 30 30
 19 20 21 22 23 24 25 26 27 28 29 30 31 	VBF 過程で生成されたヒッグス粒子の崩壊過程における τ ペアの終状態に含まれるレプトン の p_{T} 分布 [7]	23 23 24 24 25 26 26 26 26 27 28 29 30 30 30
 19 20 21 22 23 24 25 26 27 28 29 30 31 32 	VBF 過程で生成されたヒッグス粒子の崩壊過程における τ ペアの終状態に含まれるレプトン の p_{T} 分布 [7]	23 23 24 24 25 26 26 26 27 28 29 30 30 30 30 32
 19 20 21 22 23 24 25 26 27 28 29 30 31 32 33 	VBF 過程で生成されたヒッグス粒子の崩壊過程における τ ペアの終状態に含まれるレプトン の p_T 分布 [7]	23 23 24 25 26 26 27 28 29 30 30 30 30 32 32
 19 20 21 22 23 24 25 26 27 28 29 30 31 32 33 34 	VBF 過程で生成されたヒッグス粒子の崩壊過程における τ ペアの終状態に含まれるレプトン の p_{T} 分布 [7]	23 23 24 24 25 26 26 27 28 29 30 30 30 30 30 32 32 33
 19 20 21 22 23 24 25 26 27 28 29 30 31 32 33 34 35 	VBF 過程で生成されたヒッグス粒子の崩壊過程における τ ペアの終状態に含まれるレプトン の p_{T} 分布 [7]	23 23 24 25 26 26 27 28 29 30 30 30 30 30 32 33 33 34

37	スパッタリングによる高抵抗陽極	35
38	タンデム加速器の全体図....................................	36
39	スクリーンプリント法	37
40	十条インクによる抵抗陽極 [12]	37
41	ESL インクによる抵抗陽極 [12]	38
42	ESL インク抵抗陽極の抵抗値とストリップ幅の関係 [12]	38
43	圧着による抵抗値上昇	39
44	電子なだれ	40
45	二次電子なだれ....................................	41
46	ストリーマ放電の形成過程....................................	43
47	ベタ構造の場合の電圧降下....................................	44
48	ストリップ構造の場合の電圧降下	45
49	ベタ構造の電圧降下	45
50	ストリップ構造の電圧降下....................................	45
51	電圧降下最大値の抵抗値変化・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	46
52	ゲインと印加電圧との関係 [9]	46
53	ATLAS 環境下での MM 陽極上の定常電流 [18]	47
54	L=30cm の場合の電圧分布	48
55	最低電圧の抵抗値変化	48
56	電圧と検出効率の関係	48
57	抵抗値変化による電圧降下....................................	49
58	Large sector $\&$ Small sector \ldots	50
59	日本グループが製造した高抵抗陽極フォイル	51
60	端子間距離と端子幅の定義....................................	52
61	ラダー構造に起因する回り込み電流	52
62	端子間距離による測定値変化	53
63	端子幅による測定値変化	53
64	金属メッシュ + シリコーンゴム	53
65	高抵抗陽極の上に形成されたピラー....................................	54
66	金属端子とピラー	54
67	シリコーンゴムとピラー	54
68	分圧測定による抵抗値測定....................................	54
69	分圧測定におけるデータロガーが読み取る電圧とそれに対応した抵抗値の関係	55
70	簡易測定器によって得た高抵抗陽極フォイルの抵抗値マップ例...........	56
71	簡易測定器	56
72	データロガー	57
73	電圧電源	57
74	color trac 社製の A1 大判スキャナー	58
75	スクリーンプリントの失敗例	59
76	スキャンデータ	59

77	ストリップ幅とピッチを測定するアルゴリズム	59
78	ストリップ幅とピッチの分布解析例	60
79	高抵抗陽極のエラー例	60
80	高抵抗陽極のスキャン画像のストリップ垂直方向の濃淡分布................	60
81	理想画像の生成例	61
82	元画像と理想画像との差分....................................	61
83	高抵抗陽極フォイル (左:スクリーンプリント、右:スパッタリング)	63
84	SM1(スクリーンプリント) の抵抗値測定結果 (PCB 接着前)	64
85	LM2(スクリーンプリント) の抵抗値測定結果 (PCB 接着前)	64
86	SM1 フォイル上に形成されたピラー	65
87	レーザー顕微鏡....................................	66
88	SM1(PCB 接着およびピラー形成後)	66
89	LM2(PCB 接着およびピラー形成後)	67
90	SM2(スパッタリング) の抵抗値測定結果 (PCB 接着前)	67
91	SM2(スパッタリング) の抵抗値測定結果 (PCB 接着後)	67
92	高抵抗陽極フォイルの抵抗値とストリップ幅との関係	68
93	高抵抗陽極フォイルのストリップ幅の二次元分布.............................	69
94	新型抵抗測定器の概要	70
95	新型抵抗測定器の GUI	71
96	金属フェルト....................................	71
97	端子圧力と抵抗値の関係	72
98	ストリップ幅とサンプリング数の2次元分布	72
99	ストリップ幅測定アルゴリズムを用いたエラー検出................	73
100	ヒッグス場の質量補正を与えるフェルミオンループダイアグラム	81

表目次

1	ATLAS 実験で用いられる観測量	12
2	$p_{\rm T}$ 閾値とミューオントリガーレート	22
3	スキャナの基本性能	58

1 LHC-ATLAS 実験

スイスのジュネーブ郊外にある CERN(欧州合同原子核研究所) は LHC(Large Hadron Collider) と呼ばれ る加速器を所有している。LHC を利用した主な実験には ATLAS 実験、CMS 実験、ALICE 実験、LHCb 実 験の4つがある。この章では、LHC および LHC を利用して行われている ATLAS 実験について述べる。

1.1 LHC 加速器

LHC は、世界最大の衝突エネルギー (重心系エネルギー 14TeV) を持つ陽子-陽子衝突型のシンクロトロンである。スイスとフランスの国境付近の地下 100m に位置し、周長は約 27km にも及ぶ。 陽子ビームは



図1 LHC の概観



LHC で加速される前に複数の加速器を用いて段階的に加速される。陽子イオン源からでた陽子はまず Linac 線形加速器で 50MeV、その後 PSB(Proton Synchoroton Booster) で 1.4GeV、PS(Proton Synchororon) で 25GeV、最後に SPS(Super Proton Synchororon) で 450GeV まで加速した後に LHC に投入され、最終的に 7TeV のエネルギーまで加速される。陽子はひとつあたり 1.7×10^{11} 個の塊にバンチ化され、バンチ間隔は約 25ns(バンチ衝突頻度 40MHz) である。このような環境により、LHC では ~ 10^{34} cm⁻²s⁻¹ もの瞬間ルミノシ ティを実現している。7Tev にまで及ぶ加速を支えるのが、LHC のリングに沿って配置されている電磁石であ る。LHC にはビーム偏向用双極電磁石 1232 台、ビーム収束用四極電磁石 392 台が設置されており、これら は全て超電導磁石で作られている。これにより高電流を流すことが可能になり、最大で 8.4T もの磁場を発生 することができる。

1.2 ATLAS 実験

LHC の 4 つの衝突点の内の 1 つを利用して行われているのが ATLAS(A Toroidal LHC ApparaturS) 実験である。以下では、ATLAS 実験の目指す物理や ATLAS 検出器について述べる。

1.2.1 ATLAS 実験の目指す物理

ATLAS 実験は標準模型最後の未発見粒子であったヒッグス粒子や、超対称性粒子等の新物理の発見を目的 としている。ヒッグス粒子に関しては 2012 年に ATLAS 実験と CMS 実験が発見し、現在はそのスピンやパ リティ、湯川結合定数等の精密測定に重心が置かれている。超対称性粒子等の新物理を示唆する粒子は目下探 索中である。新物理を世界最大の衝突エネルギーを用いて行う ATLAS 実験は、今最も熱い素粒子実験のひと つであるといっても過言ではない。

ヒッグス粒子

ヒッグス粒子は、標準模型においてフェルミオンやゲージボソンに質量を与える役割を担う非常に重要な粒 子である。図3に陽子陽子衝突によるヒッグス粒子の生成断面積をヒッグス粒子の質量の関数として示す。



図3 ヒッグス粒子の生成断面積

断面積の大きい過程から順に、青線がグルーオンフュージョン過程 (ggF)、黄線がベクターボソンフュージョン過程 (VBF)、緑線と灰線がベクターボソンアソシエイト過程 (VH)、紫線が tt アソシエイト過程 (tt) となっている。陽子同士の衝突なので最初の反応にはクォークとグルーオンが関わり、ゲージ相互作用を通し てヒッグス粒子が生成される。生成されたヒッグス粒子は不安定な為、すぐに別の粒子へと崩壊する。図 4 に ヒッグス粒子の崩壊分岐比を載せる。ヒッグス粒子の主な崩壊過程としては、H → bb、H → $\gamma\gamma$ 、H → ZZ*、H → ZZ* 等多岐に渡る。そのため各崩壊過程の特徴的なイベントトポロジーごとに異なる物理解析を行う必要がある。

超対称性粒子 (SUSY)

超対称性粒子は、階層性問題やゲージ結合定数の統一など、標準模型では説明できない問題に解決の緒 を与える重要な粒子であり、今後の ATLAS 実験で発見が期待されている。超対称性は我々の感知できな い"Hidden Sector"の影響によって破れていると考えられており、そのようなメカニズムには mSUGRA、 NUHM、GMSB、AMSB 等の様々なモデルが提案されている。LHC において、超対称性粒子はクォークの 超対称性パートナーであるスクォーク *q* やグルーオンの超対称性パートナーであるグルイーノ *q* の対生成



図4 ヒッグス粒子の崩壊分岐比:低質量領域では b クォークへの崩壊が支配的になり、高質量領域では W や Z への崩壊が支配的になる。

が主な生成過程になる。生成された \tilde{q} や \tilde{g} は高い横運動量を持ったジェットやレプトンを放出しながら崩壊 していく。R パリティ保存により、超対称性粒子の中には崩壊しない安定な粒子 (Lightest Supersymmetric Particle, LSP) が存在するが、LSP は一般には検出器と相互作用が弱い為、大きな消失横運動量を LSP の手 がかりとして物理解析を行う。まとめると、超対称性粒子を探索する上で重要となるトポロジーは、大きな横 運動量を持つジェットやレプトン、大きな消失横運動量である。

KK グルーオン

KK グルーオンは余剰次元模型から予言される粒子の内のひとつである、主な生成過程は $\bar{q}q \rightarrow g_{KK}$ であり、主な崩壊過程は $g_{KK} \rightarrow t\bar{t}$ である。ATLAS 実験ではこれまでに述べたヒッグス粒子や超対称性粒子の他に、余剰次元模型から予言される粒子の探索も行っている。これまでの探索結果で g_{KK} は 2.2TeV 以下で棄却されており [4]、2015 年から始まった RUN2 での発見が期待されている。

1.2.2 ATLAS 検出器

陽子陽子衝突で生じた粒子を検出する ATLAS 検出器について述べる。図5は ATLAS 検出器の概観であ る。ATLAS 検出器はビーム軸を囲むように配置された円筒型の汎用検出器で、直径 25m、長さ 44m、総重 量は 7000t にも及ぶ。種々の検出器を組み合わせており、ビーム軸に近い方から内部飛跡検出器、電磁カロリ メータ、ハドロンカロリメータ、ミューオンスペクトロメータの順に構成されている。内部飛跡検出器とカロ リメータの間にはソレノイドマグネット、カロリメータとミューオンスペクトロメータの間にはトロイダルマ グネットが設置されており、ミューオン等の横運動量を測定するために利用される。これらの検出器やマグ ネットの配置は、物理解析における以下のような要請を満たすよう考慮されている。

- 内部飛跡検出器による荷電粒子の高精度な運動量の測定とバーテックス測定
- 電磁カロリメータによる高精度な電子や光子のエネルギー測定
- ハドロンカロリメータによるジェットと横消失運動量の高精度測定
- 広範囲に及ぶ擬ラピディティ領域と完全な方位角のカバー



図 5 ATLAS 検出器

- ミューオンスペクトロメータによる高精度な運動量測定
- 興味のある物理事象を効率的に検出するためのトリガーシステム

ATLAS 検出器を構成する検出器の説明に移る前に、ATLAS 実験で使用される座標系について説明する。 ATLAS 実験では原点をビーム衝突点に取った円筒座標系を使用しており、ビーム軸を z 軸、方位角 ϕ を z 軸 周りの角度、z 軸からの天頂角を θ としている。天頂角に対しては、粒子のローレンツブーストを考慮した擬 ラピディティ

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \tag{1.1}$$

が天頂角 θ の代わりによく用いられる。擬ラピディティ-方位角空間上での距離は $\Delta R = \sqrt{\Delta \eta^2 + \Delta \phi^2}$ と定義される。ビーム軸を z 軸としたときの x-y 平面もしばしば用いられる。ATLAS 実験でよく用いられる観測量を表にまとめておく。

P_{T}	xy 平面における運動量、横運動量
E_{T}^{miss}	xy 平面における消失エネルギー、消失横エネルギー
d_0	粒子の飛跡とビーム軸との xy 平面における距離、インパクトパラメータ
z_0	粒子の飛跡とビーム軸との z 軸上の距離

表1 ATLAS 実験で用いられる観測量

マグネットシステム

ATLAS 検出器には内部飛跡検出器を覆う形でソレノイドマグネット、ハドロンカロリメータとミューオン スペクトロメータの間にトロイダルマグネットが設置されている。これらは全て超電導マグネットで作られて おり、荷電粒子の飛跡を曲げることで運動量を得るのに使用される。図にマグネットの全体図を示す。ソレノ



図 6 ATLAS 検出器のマグネットシステム

イドマグネット (Central Soloenoid, CS) は内部飛跡検出器内に磁場を供給する目的で設置されており、発生 する磁場の強度は 2T である。トロイダルマグネットは図のように空芯コイルが 8 回対称になるよう設置さ れており、バレル部 (Barrel Toroid, BT) とエンドキャプ部 (End Cap Toroid, ETC) に分かれている。磁場 強度は BT で 2 6T、ETC で 4-8T となっている。ATLAS 検出器におけるマグネットは入射粒子への影響を 少なくするように設計する必要がある。そのため安全設計上無理の無い範囲内で、物質量ができるだけ少な くなるように設計されている。超電導を維持するための冷却には 4.5K まで冷やされた液体へリウムを用いて いる。

内部飛跡検出器

内部飛跡検出器はビーム軸のすぐ外側に設置されており、長さ 7m、半径 1.15m の円筒状に収まるように設 置されている。その外側にはソレノイドコイルがあるため、内部飛跡検出器内では 2T の磁場がかかる。内側 からピクセル半導体検出器 (Pixel)、シリコンストリップ検出器 (Semi Conductor Tracker, SCT)、遷移輻射 飛跡検出器 (Transition Radiation Tracker, TRT) の順に構成されており、荷電粒子の運動量測定とバーテッ クスの再構成、電子の再構成をこれらの検出器を組み合わせることによって行っている。図に内部飛跡検出器 の全体図を示す。

• Pixel 検出器

Pixel 検出器はビーム軸に最も近い場所に置かれている検出器である。バレル部では r=50.5mm、



図7 内部飛跡検出器

80.5mm、125.5mm の位置に三層設置されており、前後方部にも三層設置されている。ピクセルの大き さは最内層で 50 μ m × 300 μ m、それ以外では 50 μ m × 400 μ m となっている。二次元読み出しになって おり、位置分解能は r ϕ 方向で 10 μ m、z 方向で 115 μ m である。Pixel 検出器はインパクトパラメータ の精密測定や、B ハドロンと τ レプトンといった寿命の短い粒子検出に貢献している。

• シリコンストリップ検出器 (Semi Conductor Tracker, SCT)

SCT は二番目にビーム軸に近い検出器であり、運動量やインパクトパラメータの測定、バーテックスの再構成に貢献している。SCT もバレル部と前後方部に分けて配置されている。バレル部では r=299mm,371mm,443mm,514mm の四層、前後方部には円盤状に九層ずつ両サイドに設置されている。80 μ m ピッチの半導体ストリップを持つウェハーをひとつのモジュールに 20mrag ずつずらして設置することで二次元読み出しを可能にしており、位置分解能は r ϕ 方向で 17 μ m、z 方向で 680 μ m である。

 遷移輻射飛跡検出器 (Transition Radiation Tracker, TRT) TRT は SCT の外側に設置されているストローチューブ検出器を重ねた構造になっている。ストロー チューブは直径 4mm、長さ 40 150cm のチューブの中心に 30µm 径の金メッキタングステンワイヤー を張った状態になっている。バレル部にはストローチューブがビーム軸と平行に並べられており、前後 方部には動径方向と平行に並べられている。位置分解能は 130µm と Pixel や SCT と比べると悪いが、 これはストローチューブの設置数で補っている。また、active material にキセノンを使用しており、遷 移放射で発生した光子を利用する電子識別ができることが特徴である。

カロリメータ

カロリメータは電子、光子、ジェット等のエネルギーや角度を測定するための検出器である。図にカロリ メータの全体図を示す。ATLAS 検出器のカロリメータは複数のカロリメータで構成されており、電磁カロリ メータが擬ラピディティ $|\eta| < 3.2$ 、バレルハドロンカロリメータ (Tile) が $|\eta| < 1.7$ 、エンドキャップハドロ ンカロリメータ (HEC) が 1.5 < $|\eta| < 3.2$ 、そしてフォワードカロリメータ (FCAL) が 3.1 < $|\eta| < 4.9$ の領 域をカバーしている。これらのカロリメータは大きく分けると電磁カロリメータとハドロンカロリメータに分 別できる。



図8 カロリメータ [3]

電磁カロリメータ

電磁カロリメータは鉛板を吸収体、液体アルゴンを active material とした検出器であり、外径 4.5m、内径 2.8m、ビーム軸方向の長さは 13.3m の円筒状内に収まっている。大きく分けてバレル部 ($|\eta| < 1.475$) とエンドキャップ部 (1.375 < $|\eta| < 3.2$) で構成されており、吸収体と電極がアコーディ オン構造をしているのが特徴である。アコーディオン構造は ϕ 方向の隙間を埋める目的で導入された。 また電磁カロリメータの厚さはバレル部で > 24X₀(放射長)、エンドキャップ部で > 26X₀ となってい る。 $|\eta| < 2.5$ の領域では電磁カロリメータは更に 3 つの構造に分かれており、 γ/π^0 , e/π 等の識別能力 や入射粒子の位置測定精度向上に貢献している。

電磁カロリメータのエネルギー分解能は、エネルギーの単位を [GeV] として、

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.1}{\sqrt{E}} \oplus \frac{0.2}{E} \oplus 0.007 . \qquad (1.2)$$

と表せる。1項目から順に、サンプリング項、装置のノイズ項、読み出しの不具合や較正の非均一性な どによる項である。



図9 電磁カロリメータの三層構造

• ハドロンカロリメータ

ハドロンカロリメータは $|\eta| < 4.9 をカバーするサンプリング型検出器であり、領域に応じて異なる技術が用いられている。 <math>|\eta| < 1.7$ にあるバレル部ハドロンカロリメータには厚さ 3mm の鉄の吸収体と厚さ 5mm のタイル状プラスチックシンチレータが用いられており、 ϕ 方向に 64 分割したものを 1 モジュールとしている。 1.5 < $|\eta| < 3.2$ のエンドキャップ部は HEC と呼ばれるハドロンカロリメータが 使用されており、ここでは吸収体として厚さ 25mm の銅、active material として液体アルゴンが用いられている。フォワードカロリメータ (FCAL) は 3.1 < $|\eta| < 4.9$ のフォワード領域を担当するカロリメータであり、三層に分かれている。一層目は銅を吸収体、二 三層目はタングステンを吸収体として いる。FCAL ではアコーディオン構造ではなくストロー構造を採用しており、ストロー部分と中心部の 吸収体を液体アルゴンが埋める形になっている。

ミューオンスペクトロメータ

ミューオンスペクトロメータは ATLAS 検出器の最も外側に、ミューオンなどの高精度検出やトリガー発行 を目的として配置されている。ミューオンスペクトロメータではマグネットによって曲げられたミューオン の飛跡を再構成することで運動量の測定が可能である。 $|\eta| \leq 1.0$ では BT(Barrel Toroid)、 $1.4 \leq |\eta| \leq 2.7$ では ECT(End Cap Toroid)、 $1.0 \leq |\eta| \leq 1.4$ では BT と ECT 両方から発生する磁場によって荷電粒子の 飛跡が曲げられる。ミューオンスペクトロメータは飛跡検出器としてモニタードリフトチューブ (Monitored Drift Tube, MDT) とカソードストリップチェンバー (Cathod Strip Champer, CSC)、トリガー発行用と してレジスティブプレートチェンバー (Resistive Plate Chamber, RPC) とシンギャップチェンバー (Thin Gap Chamber, TGC) の合計 4 種類の検出器で構成されている。これらの検出器はバレル部ではビーム軸と 平行に三層ずつ、エンドキャップ部ではビーム軸と垂直に三層ずつ、カバー領域と運動量分解能が最適になる ように設置されている。 ミューオンスペクトロメータのトリガーシステムは |η| ≤ 2.4 の領域をカバーしてお





図 11 ミューオンスペクトロメータの構成 [5]

図 10 ミューオンスペクトロメータの全体図

り、RPC がバレル領域、TGC がエンドキャップ領域で使用される。図 11 にミューオンスペクトロメータの 全体図を示す。バレル部では半径 5,7.5,10m の円筒状に各々設置されていおり、そのカバー領域は |η| < 1 で ある。一層目は 2 × 4、外側の二層は 2 × 3 にモジュール化されている。エンドキャップ部では衝突点から 7、 10、14、21-23m の場所に円形状で各々設置されており、カバー領域は 1 < |η| < 2.7 である。これらはさら に φ 方向に 16 分割されている。

 $\bullet~\mathrm{MDT}$

MDT は 30mm 径のカソードチューブと 50 μ m 径のアノードワイヤーで構成されるドリフトチューブ を多数並べた構造を取っている。Ar と CO₂ を 93:7 の混合比で混ぜたガスを 3 気圧で使用しており、 最大ドリフト速度は 700ns である。アノードワイヤーには約 3kV の HV がかけられ、ガス増幅率は 2×10⁴ である。チャンバー数は 1194 個で、総読み出しチャンネルは 370000 個ある。チューブ毎の位 置分解能は約 80 μ m であり、レート上限は ~150[kHz/cm²](per tube) となっている。

 $\bullet~\mathrm{CSC}$

CSC は MWPC(MultiWire proportional Chamber) を 16 枚ホイール状に並べた構造をしており、 $|\eta| > 2.0$ の領域をカバーしている。この領域に MDT を使用しない理由は、この領域では MDT のカ ウントレート上限値を超えてしまうからである。2.54mm 間隔で配置されているアノードワイヤーと 5.08mm 間隔で配置されているカソードストリップからなる。Ar:CO₂:CF₄ が 3:5:2 で混合されたガス を使用しており、位置分解能は 60 μ m で、時間分解能は 7ns である。

 $\bullet~\mathrm{RPC}$

RPC は平行に二枚並んだ (2mmGap) 高抵抗ベークライト板に 4.5kV/mm の HV をかけたガス検出器 であり、ガスには C₂H₂F₄ と微少な SF₆ を使用している。カバー領域は $|\eta| < 1.05$ であり、この部分 のイベントトリガー発行を担っている。



図 12 MDT の構造 [5]



図 13 CSC の構造 [5]

• TGC

TGC はアノードワイヤー間隔がカソードストリップ間隔よりも大きい MWPC であり、 $1 < |\eta| < 2.4$ の前後方部イベントトリガーを主な目的としている。 50μ m 径のアノードワイヤーが 1.8mm 間隔で並 び、3.1kV の HV がかけられている。位置情報は R- ϕ 方向の二次元で読み出され、R はアノード、 ϕ は カソードで読み出される。2.8mm の非常に狭いガスギャップにより高時間分解能を達成しており、こ れによりトリガー発行用検出器としての役割を果たすことが可能になっている。

トリガーシステム

LHC では陽子バンチが 25ns 間隔 (40MHz の頻度) で交差し、一回の交差で約 20 個の陽子が衝突すること になる。そのため衝突事象は約 1GHz にまで達し、データ処理系統に大きな負担がかかることになる。これ らの衝突で生じた反応の多くは物理的にあまり興味のない事象であることと、先ほど述べたようにデータ処理 能力の関係から、ATLAS 実験では興味のあるイベントのみ選別することでデータ量を減らしている。このよ うなシステムをトリガーシステムと呼ぶ。図 14 は RUN2 におけるトリガーシステムの全体の流れを示してい る。RUN1 ではレベル 1 トリガー、レベル 2 トリガー、イベントフィルターの三段階で構成されるトリガー システムが用いられていた。それに対し RUN2 では、レベル 1 トリガー (L1)、レベル 2 トリガーとイベント フィルターをまとめたハイレベルトリガー (HLT) の 2 つで構成される二段階トリガーシステムを用いており、 これにより 40MHz→100kHz→1kHz と徐々にレートを落としていくようになっている。



図 14 RUN2 トリガーシステムの流れ [14]

• Hardware-based L1

ー段階目のトリガーである L1 はハードウェアベースで行う。L1 は、カロリメータの情報を用いる L1 カロリメータトリガーシステム (L1Calo)、ミューオンの情報を用いる L1 ミューオントリガーシステム (L1Muon)、RUN2 で新しく導入された L1 トポロジカルトリガーシステム (L1Topo) および Central Trigger Processor(CTP) で構成される。L1Calo は EM カロリメータとハドロンカロリメータからの 信号を処理して CTP にトリガー信号を送信する。Run1 の L1Calo では、 $E_{\rm T}^{\rm miss}$ の高 L1 レートが問 題となっていたが、Run2 で FPGA ベースの new Multi-Chip Modules(nMCM) を導入することでこ の問題に対処している。L1Muon はミューオンからの信号を処理して MUCTPI を通して CTP にト リガー信号を送信する。Run2 の L1Muon では、タイルカロリメータと TGC(BW) とのコインシデン スを取ることでフェイクミューオンを減らしている。また、ミューオン検出器をバレル領域に追加す ることで L1Muon のカバー領域を Run1 から 4% 増加させている。L1Topo は Run2 で新しく導入さ れるトリガーシステムであり、L1Muon と L1Calo からの情報を用いて図 15 のようなトポロジカルな 物理量を計算することで CTP にトリガー信号を送信する。CTP は集められた信号をもとに Level 1 Accept 情報を Detector Readout に送信し、トリガーレートを 40MHz から 100kHz まで減らす。ま た、後段のトリガーシステムである HLT には興味のあるイベントに関する情報 (Regions of Interest, ROI) を送信する。



図 15 L1Topo で計算可能なトポロジカルな物理量の例 [14]

• High level Trigger (HLT)

HLT は Run1 でのレベル 2 トリガー、イベントビルターおよびイベントフィルターを統合したトリ ガーシステムである。オフラインに近いトラッキングアルゴリズムによるデータ処理速度の向上や、L1 からの全カロリメータ情報を用いたクラスタリングによるトリガー効率の向上など、重要なアップグ レードが行なわれている。L1 から送られた ROI 等の情報をもとに ROI request 情報を作成し、イベ ントレートを 100kHz から 1kHz に減らす。

• Fast TracKer (FTK)

FTK は 2016 年の後半頃に導入が予定されているハードウェアであり、HLT にプライマリーバーテックス等の情報を提供することで b-jets や tarack MET に利用する計画である。

2 New Small Wheel(NSW) 計画

本章では LHC-ATLAS アップグレード計画と、アップグレード計画のひとつである New Small Wheel 計 画について述べる。

2.1 LHC 加速器アップグレード

LHC-ATLAS 実験では今後、高エネルギー領域における BSM 理論の検証や 2012 年に発見されたヒッグ ス粒子の精密測定などを行っていく予定である。そのためにはこれまで以上の衝突エネルギーと統計量が必 要になり、LHC は段階的に重心系エネルギーと瞬間ルミノシティを向上していく計画である。図 16 は LHC のアップグレード計画の概要である。2010 年から始動した RUN1(重心系エネルギー 7+8TeV、ルミノシ



図 16 LHC アップグレード計画 [6]

ティ 67.7 × 10^{33} cm⁻²s⁻¹) は 2012 年まで行われた。その後最初のシャットダウン (Long shutdown 1, LS1) が 2013 年から 2014 年に行われ、2015 年 6 月から RUN2 が重心系エネルギー 13TeV、瞬間ルミノシティ 5.0× 10^{33} cm⁻²s⁻¹ で再始動した。2019 年から 2020 年で予定されている LS2 では重心系エネルギー 14TeV、瞬間ルミノシティ 2× 10^{34} にアップグレードされ、2021 年から RUN3 が行われる予定である。LHC はこの ように継続的にアップグレードしていく計画であるが、このアップグレードによって達成されるルミノシティ で良いパフォーマンスを発揮するためには ATLAS 検出器も同様にアップグレードする必要がある。

2.2 ATLAS 検出器アップグレード

図 17 は LHC アップグレードに伴う ATLAS アップグレードの概要である。LS1 ではピクセル検出器より も更に内側に IBL(Insertable B-Layer) が導入された。IBL はインパクトパラメータ測定や b-tag の精度向上 を目的としている。Phase-1 アップグレードでは高ルミノシティ環境下でのレベル 1 トリガーレート現状維持 を目的として、ミューオンスペクトロメータとカロリメータのトリガーシステムを改良する計画である。



図 17 LHC-ATLAS アップグレード計画

2.2.1 LHC アップグレードがミューオンスペクトロメータに与える影響

ミューオントリガーはヒッグス粒子の種々の生成崩壊過程の解析において非常に重要である。LHCの瞬間 ルミノシティ向上と共にミューオンのトリガーレートも上がっていくが、LS2 で達成される瞬間ルミノシティ 2×10³⁴cm⁻²s⁻¹ 以降の運転では現行のミューオンスペクトロメータで要求されるパフォーマンスに以下の ような問題が生じてしまう。

• フェイクトリガー増大によるトリガーレート圧迫

レベル1トリガーレートはデータ処理能力からの制限で 100kHz に設定されており、そのうちミュー オントリガーに割り当てられているのは 20kHz である。ATLAS 検出器で検出される粒子のなかには、 検出器や周囲の構造体から生成された非衝突事象由来の粒子があり、このような粒子によって誤って発 行されるトリガーをフェイクトリガーと呼ぶ。ルミノシティ向上によってこのフェイクトリガーが増 え、トリガーレートも当然上がることが懸念される。表 2 は瞬間ルミノシティ 3 × 10³⁴ cm⁻² s⁻¹、重心 系エネルギー $\sqrt{14}$ における $p_{\rm T}$ 閾値とミューオントリガーレートの関係を表している。 これより、現

pr pr pr concern	
L1MUthreshold(GEV)	$\mathrm{Level}-\mathrm{1rate}(\mathrm{kHz})$
$p_{\rm T} > 20$	60 ± 11
$p_{\rm T} > 40$	29 ± 5
$p_{ m T}>20$ バレル部のみ	7 ± 1

表 2	p_{T}	閾値	と	Ξ	ユ・	ーオ	$\boldsymbol{\mathcal{V}}$	ŀ	IJ	ガー	-レー	ŀ
-----	------------------	----	---	---	----	----	----------------------------	---	----	----	-----	---

行の検出器でトリガーレート 20kHz を維持するためには pT 閾値を 40GeV 程度以上にあげる必要が





図 19 VBF 過程で生成されたヒッグス粒子の崩壊 過程における τ ペアの終状態に含まれるレプトンの pT 分布 [7]

図 18 VH 過程における W 由来のレプトンの p_T 分布 [7]



図 20 $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$ チャンネルにおける各イベントのレプトンの $p_{\rm T}$ に対するイベント数。[7]

あることがわかるが、 p_T 閾値をここまで上げてしまうと物理解析に大きな影響がでてしまうことがわ かっている。図 18、19、20 は様々な物理過程で発生するレプトンの p_T 分布を示している。物理解析 で重要なのは 20GeV 付近の low p_T を持つレプトンであり、 p_T 閾値の引き上げによるトリガーレート 改善は良い解決策ではないことがわかる。

 トラッキングパフォーマンスの低下
 トリガーレート増大に加え、現行のミューオン検出器自体が高ルミノシティに対応していないことも問題になる。MDT や CSC では高ヒットレート下での粒子のマルチヒットが検出効率低下の原因になる。
 図 21 は MDT の検出効率がヒットレート増加に伴い減少することを示している。図 22 は Z' → µµ の 質量再構成のシミュレーションである。これからもわかるように、Z' → µµ 等を始めとするミューオンが重要になる物理解析ではこのような検出効率低下は致命的であり、何らかの対策を講じる必要がある。





図 21 ルミノシティ増加による MDT の検出効率低下 [7]

図 22 $Z' \rightarrow \mu\mu$ で再構成された $\mu\mu$ 質量分 布。黒 $(L = 0.3 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1})$ 、青 $(L = 3 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1})$ 、赤 $(L = 5 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1})$ とルミ ノシティが大きくなるにつれて再構成の精度が低下 することがわかる。[7]

2.3 NSW 計画

前節で挙げた問題を解決するために、2019~2020 年に行われる LS2 で、現行の Small Wheel に替えて New Small Wheel(NSW) を導入する計画である。

2.3.1 NSW の要求性能

NSW は前節で述べた問題を解決することを目的としている。トリガーで要求される事柄としては、 p_T 閾値を 20GeV に保ったままレベル l ミューオントリガーレート (L1 MU)を 20kHz に維持することである。トリガーからの要求を満たすために、従来の Big Wheel に加えて NSW からの情報もトリガーに利用する。図 23 は NSW を用いたトリガーの概要である。従来の BW のみによるトリガーでは B や C などの非衝突点由来の粒子を除去することができなかったが、NSW の情報を用いることで、衝突点由来の A のみをトリガーすることが可能になる。また、トラッキングの観点からは RUN3 以降の高ルミノシティ環境下での位置分解能を 1Tev のミューオンに対して 10% の精度で測定できることも要求される。トラッキングからの要求を満たすためには検出器自体を取り替える必要がある。まとめると、高ルミノシティ下でのトリガー要求とトラッキング要求を満たすために NSW が満たすべき事柄を以下のようになる。

トリガーからの要求

- L1Muon に陽子衝突から 1.088ms 以内にトラック情報送信される事。
- トリガーに使われるトラッキング情報の角度分解能が 1mrad 以下である事。
- 飛跡の最小単位が η φ 方向で 0.04 × 0.04 以下である事。
- 飛跡が 1.3 < |η| < 2.5 の全領域で再構成可能である事。



図 23 NSW と BW によるミューオントリガー:NSW と BW とのコインシデンスを取ることで C や B 等の非衝突点由来のトラックを排除することが可能になっている。

精密飛跡再構成からの要求

- 再構成された飛跡の η 方向位置分解能が 50 μ m 以下である事。検出器が n 層ある場合。1 層に必要な 位置分解能は 50 × \sqrt{n} μ m である。
- 飛跡の再構成効率が p_T >10GeV で 97% 以上である事。
- 検出効率と位置分解能が δrays やシャワーなどによって落ちない事。

NSW は導入後 10 年は使用される予定である。そのため高ヒットレート下での放射線耐性や、故障対策としての多層構造も必要になる。これらの要求を考慮した上で、NSW の構造について次に述べる。

2.3.2 NSW の構造

図 24 は現行の Small Wheel(SW) である。ビーム軸に近い $|\eta| > 2.0$ 領域では CSC が使用され、それ以外 では MDT と TGC が使用されている。 NSW は SW と取って代わる形で導入され、1.3 < $|\eta| < 2.7$ の領域 をカバーするように z~7.5m の位置に設置される。NSW ではトリガー用として sTGC(small-strip TGC)、 トラッキング用として Micromegas 検出器 (MM) の計 2 種類の検出器を用いる。図 25 は NSW の構造であ る。IP 側にスモールセクター (青)8 枚、逆側にラージセクター (水色)8 枚が少しずつ重なるように配置して おり、お互いのデッドエリアを補えるようになっている。セクター 1 つは図 26 のように sTGC×4、MM×4、MM×4、sTGC×4 の順の構成になっており、多層構造をとることで故障への対応や精確な飛跡再構成を可能 にしている。この MM の 4 層セットは最初の 2 枚が r 方向読み出しのために置かれていて、3、4 枚目は ϕ 方向の読み出しのために各々 ±1.5° 傾けて配置されている。これらはまた表裏表裏の順番で配置されており、このような配置によって磁場による位置分解能への影響を相殺するようになっている。



図 24 現行の SW 検出器の構造 [7]



図 25 NSW の構造:IP 側にスモールセクター (青)8 枚、逆側にラージセクター (水色)8 枚、お互いのデッドスペースを補うために少しずつ重なって配置される。[7]



図 26 NSW の1セクターの構造:sTGC(ピンク) が MM(緑) を挟むように配置してある。[7]

3 Micromegas 検出器

Micromegas (Micro-MEsh GAseous Structure) 検出器は、1990 年代に開発されたワイヤを使用しないガ ス型検出器である [8]。この章では、Micromegas 検出器の基本構造および NSW 計画における Micromegas 検出器開発について述べる。

3.1 Micromegas 検出器

3.1.1 基本構造

まず Micromegas 検出器の基本構造を述べる。図 27 は MM の基本構造 (左) および動作原理 (右) を示して いる。MM は上から順にドリフト用カソード電極板、5mm 程度のガスギャップ、金属メッシュ、100 μ m 程度 の増幅領域とメッシュを支えるピラー、読み出し電極、PCB で構成されている。初期の構想では、HV は読み 出し電極を GND にしてカソード電極とメッシュにマイナスの HV が印可されていた (NSW では異なってい る。4.2 節を参照)。HV の大きさはドリフト領域で数 100V/cm、増幅領域で ~ 50kV/cm であり、ガスには Ar: CO₂ = 93:7 の混合ガスを用いている。ドリフト領域と増幅領域が分かれているのが MM の大きな特徴



図 27 Micromegas 検出器の構造:ドリフト領域で入射粒子によって電離された種電子が電場に沿って移動し、増幅領域で電子雪崩を起こす。増幅された電子群をピッチ化された読み出し電極で受け取ることで、 入射粒子の位置を得ることができるゲインはおよそ 10⁴ である。電子雪崩による電子増幅率 (ゲイン) はお よそ 10⁴ である。[7]

であり、100µm 程度の非常に狭い増幅領域による陽イオン高速回収 (~100ns) が高ヒットレートへの対応を実 現している。また、数 100µm ピッチの読み出し電極による高精度位置分解能も MM の魅力のひとつである。

3.1.2 ATLAS 環境下での問題

MM は高ヒットレート下で高い位置分解能を必要とする高エネルギー素粒子実験で使用され、成功を収めてきた [10][11]。しかし、LHC で実現される $L \sim 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 規模の高ルミノシティ環境下では従来の MM では十分な性能を発揮できないことが判明している。

ATLAS 検出器のミューオンスペクトロメータではヒットレートが最大で 20kHz/cm² にまで及ぶ。そのう ちミューオンは 10% にも満たず、約 20% が陽子とパイオン、残りが 2:1 の割合で光子と中性子によるもので ある。特に中性子は、検出器と反跳したり原子核崩壊を起こすことで陽子や α 粒子等の二次生成粒子を生じ、 それらが検出器内にエネルギーを大きく落とすことで放電の危険性を大きくしてしまう。放電は増幅電子数が Raether limit である 10⁷ に達すると発生する [16]。MM の増幅率は約 10⁴ なので、種電子が 1000 個以上に なると放電の危険性を無視できなくなる。この条件は前述の二次生成粒子により容易に達成されてしまい、放 電によって検出器自体が傷ついたり、HV が落ちることによって不感時間を作ってしまう。

以上で述べたように、MM を NSW の一部として使用するには中性子等のバックグラウンド環境下での安 定動作を保証する必要がある。そのため、従来の MM は NSW として動作させるには困難があった。

3.2 Spark-protected Micromegas 検出器

このような状況に打開策を与えたのが、MM に放電耐性を備えさせた Spark-protected Micromegas 検出 器である。従来の MM と異なるのは、読み出し電極上に平行に高抵抗ストリップを並べ、これを陽極として 使用 (以下高抵抗陽極) することで放電耐性を強化している部分である。図 28 は NSW 用に開発されている Spark-protected Micromegas 検出器の基本構造を示している。読み出し電極の上に 50µm の絶縁層を接着



図 28 Spark-protected Micromegas 検出器の構造:読み出し電極 (青)の上に抵抗陽極 (緑)を配置する ことで放電対策をしている。信号は AC カップリングで読み出す。

し、その上に 20[M/cm] 程度のストリップ状高抵抗陽極を形成している。信号の読み出しは高抵抗陽極からの 誘起電荷によってなされる。放電流が流れるのは高抵抗陽極であり、これによる局所的な電圧降下で放電継続 を防いでいる。また、読み出し電極が放電に直接晒されることを防いでくれるのも大きな利点である。図 29 は中性子環境下での従来の MM と Spark-protected Micromegas 検出器の放電耐性の比較であり、放電耐性 が劇的に改善されていることが確認できる。

高抵抗陽極が読み出し電極と同じストリップ上になっている理由は、信号電荷の陽極上での広がりによる位置分解能悪化を防ぐためである。また、ストリップが途中で切れても信号電荷が HV 側に流れるように、隣どうしのストリップは 10mm 間隔で繋がるラダー構造になっている (図 30)。

図 31 は Spark-protected Micromegas 検出器の等価回路である。従来の MM と異なり、+HV が高抵抗陽 極に印加され、メッシュが GND になっている。HV がこのように変更された理由は、この方が安定した動作 が可能だからである。メッシュが GND の場合、放電流がメッシュを通して素早く GND に逃げることがで



図 29 高抵抗陽極による放電抑制 [9]: 左図が従来の MM、右図が Sparke-protected MM である。 Spark-protected MM の方では放電が十分抑制されていることがわかる。



図 30 高抵抗陽極の構造:ストリップ構造が確認できる。中央部に見えるのはラダー構造であり、隣合う ストリップ同士を接続することでストリップの断線対策をしている。



図 31 Spark-protected Micromegas 検出器の等価回路;抵抗陽極と読み出し電極は AC 接続されており。読み出し電極上に生じる誘起電荷による信号を増幅することで信号読み出しを行っている。

き、メッシュの電位も変化することがない。また増幅領域の電場の安定性や、検出器構造がシンプルになると いう利点もある。この HV 印加方法の変更は、神戸大学の越智氏によって提案された。高抵抗陽極の厚さは 数十 µm 程度であり、これまでにスクリーンプリントとスパッタリングの2つの形成手法が提案されている。 MM に使用される高抵抗陽極の研究開発・製造は東京大学と神戸大学の Micromegas グループが行っている (高抵抗陽極の研究開発および製造については次章に譲る)。これ以降では、Micromegas 検出器 (MM) という 単語は Spark-protected Micromegas 検出器を指すことにする。

4 Micromegas 高抵抗陽極の開発

前章までに NSW 計画と NSW に導入する MM(Micromegas 検出器) について述べた。この章では、NSW 計画に向けて東京大学と神戸大学が協力して行っている MM 用高抵抗陽極の研究開発について述べる。



図 32 ポリイミドフォイル上に形成された高抵抗陽極

4.1 高抵抗陽極に求められる条件



図 33 高抵抗陽極の PCB 接着過程:日本で製造された抵抗陽極付き絶縁フォイルを CERN に送り、イ タリアの企業で PCB に加熱圧着する。

図 33 で示されるように高抵抗陽極は絶縁フォイル上に形成された後に PCB と接着される。日本グループ は図 33 の緑 + ピンク部分にあたる高抵抗陽極付き絶縁フォイルの研究開発と大量製造を行っている。MM に用いられる高抵抗陽極は以下のような条件を満たす必要がある。

 20[M/cm] 程度の抵抗値をもつこと 放電流が陽極を流れる際に、局所的な電圧降下でガス増幅率を下げることで放電を防ぐためには、高抵 抗陽極がある程度の高抵抗である必要がある。かといって抵抗値を上げ過ぎると、信号電荷が陽極に素 早く逃げていくことが出来なくなり信号への影響が問題となる。MAMMA グループは抵抗値を変えた MM の性能比較実験により、高抵抗陽極の抵抗値を 20[M/cm] に設定した。

- 数 µm オーダーでの微細加工が可能
 高抵抗陽極は ~ 200µm 幅のストリップが ~ 400µm 間隔で並んだパターンを持っている。このような
 パターン形成を可能にするためには高抵抗陽極の微細加工技術が必要とされる。
- 物理的、化学的安定性を持つ
 高抵抗陽極は絶縁フィルムの上に形成されるが、PCB 接着やピラー形成といった過程で種々の化学溶液が用いられる。また、フォイルの圧着や表面研磨等の物理的な刺激も加えられるので、これらに対して安定性を持つ必要がある。
- 放射線耐性を持つ
 MM は NSW に投入後 10 年間運用される計画である。高抵抗陽極が中性子や α 線等の環境下でもその
 性質を安定して維持できることも高抵抗陽極の重要要素である。

次に、これらの要求条件を考慮した上で、絶縁フォイル上に高抵抗陽極を形成する手法について述べていく。

4.2 スパッタリング法による高抵抗陽極形成

スパッタリングとは、真空中に負の電圧が印加されたターゲットを置き、グロー放電によって不活性ガス (Ar ガス)をターゲットに高速でぶつけてターゲット構成粒子を叩き出し、基板に付着させることで薄膜を形 成する技術である。不活性ガスに酸素や窒素などの反応性ガスを混ぜることで酸化物や窒化物の形成も可能と なっている。炭素で薄膜を形成すると、薄膜が sp³ 構造 (ダイヤモンド)と sp² 構造 (グラファイト)を併せ持



図 34 スパッタリング手法:アルゴン等の不活性ガス (緑点) を金属ターゲット (黄色) に衝突させること でターゲット構成粒子を叩き出し、基盤 (灰色) に付着させる。

つダイヤモンドライクカーボン (DLC) になるため抵抗値が分子レベルでほぼ一様になる。そのため高抵抗陽 極を形成するのに用いられるのはターゲットに炭素を使用する炭素スパッタリングとなった。スパッタリング はビースパッタ社、リフトオフ過程はレイテック社に依頼している。以下では、スパッタリング法で作成した 高抵抗陽極を要求条件と照らし合わせながら述べていく。

4.2.1 抵抗値コントロール

形成された薄膜の抵抗値は、ターゲット粒子の抵抗率と薄膜の厚さによって調整可能である。抵抗値の一様 性からターゲットは炭素と決まったので、実際には膜厚で抵抗値コントロールを行う。図 35 はスパッタリン グで作成した炭素薄膜の膜厚と抵抗値との関係を示している。抵抗値 20[M Ω/cm] から換算すると面抵抗は



図 35 スパッタリングで作成した炭素薄膜の膜厚と抵抗値との関係 [12]: 膜厚を熱くするほど抵抗値は当 然下がっていく。

1[M Ω/sq] 程度であるので、膜厚は 3000Å 必要となる。しかしながら、現在のスパッタリング効率ではこの 膜厚を形成するのに 6 時間ほどかかってしまい、とても量産には向かない。

そこで、不活性ガスに窒素を混ぜることで、炭素に窒素を付加させた薄膜で高抵抗陽極を作成することにした。n型半導体を参考にして炭素よりも価数の一つ多いを窒素を加えることにより、抵抗値の低い薄膜を形成 するのが狙いである。この試みは見事に成功して、目標の抵抗値を 600Å 程度で実現できるようになり製造時 間の大幅な短縮が可能になった。

4.2.2 ストリップパターンの形成



図 36 リフトオフ手法の手順:ターゲット粒子を付着させた基盤を化学薬品に浸してフォトレジストを除 去することでパターン形成を行う。 ストリップパターンの形成は図 36 のリフトオフ法によって行う。リフトオフ法は作成したいパターンから なるフォトレジストパターンを形成しておき、その上にスパッタリング法などで薄膜を形成した後、フォトレ ジストを除去することでパターンを形成する手法である。図 37 はスパッタリング法によって形成された高抵 抗陽極の表面状態である。黒色部が高抵抗陽極のストリップパターンで、オレンジ色の部分がカプトン層であ



図 37 スパッタリングによる高抵抗陽極:ストリップパターンが高精度で形成できていることがわかる。

る。ストリップ幅は 250µm であり、高精度のパターン形成が可能であることがわかる。

4.2.3 物理的、化学的安定性

スパッタリング法で形成された高抵抗陽極の付着度の確認は、神戸大学によるクロスカット試験 (JIS K5600-5-6) によって行われた。大型薄膜に若干の剥離が見られたものの、この試験によって基本的な付着度 は保証された [12]。大型薄膜で剥離が見られた原因は、スパッタリング前のカプトンフォイル表面が綺麗でな かったことが考えられる。

CERN で行われた PCB 接着試験により、スパッタリング高抵抗陽極の抵抗値が 30~40% ほど下がること が確認されている。この原因はフォイルを PCB に糊付けする際の熱処理にあると考えられる。PCB 接着で は、先に示した通り PCB と陽極フォイルの間に糊のシートを置き、それを熱で溶かすことで圧着している。 この過程が言わばアニール処理と同じような影響を与えることで、炭素薄膜の結晶構造を変えるのである。一 般に、DLC 構造を持つ炭素薄膜にアニール処理を行うと sp² 構造 (グラファイト) の割合が増して抵抗値が下 がることが知られている。スパッタリング法で作成した抵抗陽極フォイルもこれと同じ原理で抵抗値が下がる と考えられている。

物理的安定性に加え、薬品による耐性試験も必要である。検出器製造過程には、ピラー作成過程における フォトレジスト除去 (炭酸ナトリウム)、リフトオフ法によるレジスト除去 (水酸化ナトリウム)、表面洗浄 (ア セトン) 等の様々な種類の化学薬品が用いられる。そのため、これらの化学薬品に対するスパッタリング形成 抵抗陽極の薬品耐性テストが神戸大学で行われた。その結果、水酸化ナトリウムに 90 分程度浸すと薄膜の剥 離が確認できたが、MM 製造過程では問題ないということがわかった。

4.2.4 放射線耐性

放射線耐性を調べるために、神戸大学海事科学部のタンデム加速器を用いた中性子ビームテストが利用さ れた。タンデム加速器は Van de Graaf 型の静電加速器である。加速器に入射された重水素の負イオンは、 1.5MeV の高電圧による電場勾配に沿って中央ターミナルまで加速運動する。中央ターミナルに達したイオン



図 38 タンデム加速器の全体図

は窒素分子との電荷ストリッピング反応により正イオンに変換され、逆端に向かって 3MeV まで加速される。 加速された正イオンはベリリウムターゲットに照射することで中性子が発生するようになっている。図 38 は タンデム加速器の全体図である。高抵抗陽極は中性子発生源から 2cm ほど離した所に設置してテストが行わ れた。その結果、中性子照射中に抵抗値が 0.77% 減少することが確認された。中性子照射によって抵抗値が 下がる理由は、中性子線によって価電子帯に充満している電子が伝導帯に励起されて電気伝導に寄与するから である。このような放射線による抵抗値低下を放射線誘起電気伝導 (Radiation-Induced Conductivity, RIC) と呼ぶ。しかしながら、RIC による抵抗値低下はそれほど大きくなく、これが MM の検出器の動作に影響を 及ぼすことは無いと考えられる [12]。

4.3 スクリーンプリント法による高抵抗陽極形成

スクリーンプリント法は、レジストでパターン形成したスクリーンにインクを押し出すことで印刷対象にパ ターンを形成する手法である。形成手法からわかるように、様々な形状やサイズの印刷に対応可能なのが強み で、使用できるインクの種類も多様である。また基礎技術が確立されているため作成時間が短く、スパッタリ ング法と比べて低コストである。抵抗陽極の形成に用いるインクはスパッタリング法と同じ炭素である。当 初、日本グループが使用したインクは十条ケミカル社の JELCON CH-8 であった。しかしながら、このイン クには化学薬品耐性に致命的な弱点があったので、現在は ESL 社の Polymer Resisterseries RS121115 を用 いている。また、スクリーンプリントはマツダスクリーン社に依頼した。

4.3.1 抵抗値コントロールとストリップパターン形成

スクリーンプリント法はインクを用いるのでスパッタリング法のような膜厚調整による抵抗値コントロール が難しい。そのため、ストリップ幅やインク材料によってコントロールを行う。この節では、抵抗値コント ロールをストリップパターンと絡めて議論する。


図 39 スクリーンプリント法:レジストでパターン形成したスクリーンにインクを塗りつけ、乾燥させる。

十条インク

最初に十条インクを用いて形成した薄膜について述べる。図 40 は十条インクで作成した抵抗陽極である。 スパッタリング法と比べてやや精度が悪いがストリップパターンはしっかりと形成できていることが確認でき



図 40 十条インクによる抵抗陽極 [12]

る。十条インクの抵抗値コントロールはインクに希釈材としてメジウムを混ぜることで行っている。神戸大学 の研究により、高抵抗陽極用として炭素とメジウムの混合比は1:2.3 に設定された [12]。

ESL **インク**

ESL インクの場合はストリップ幅によって抵抗値コントロールを行っている。図 41 はストリップ幅の違い によるストリップパターンを示している。左からストリップ幅が 180、200、220μm である。十条インクと同 じく若干の不定性が見られるが、パターンは上手く形成できていることがわかる。図 42 は ESL インク抵抗陽 極の抵抗値とストリップ幅の関係を示している。目標とする面抵抗 1[M Ω/sq] を実現するには 180μm が最 適であることがわかる。



[a]180µm

 $[b]200\mu m$

[c]220µm

図 41 青線が実際のストリップ幅である。スクリーンプリントの場合、インクが乾く間に幅が広がってしまうことがわかる。



図 42 ESL インク抵抗陽極の抵抗値とストリップ幅の関係 [12]:ストリップ幅を大きくするほど抵抗値は低くなる。

4.3.2 物理的、化学的安定性

まずクロスカット試験による付着度テストについて述べる。この実験もスパッタリング法同様神戸大学が中 心となって行った。十条インクについてはカットした切り込みに沿った剥離が目立ち、MM への使用が見送 りになるほどではないものの、付着度は十分ではないことがわかった。ESL インクについては剥離は見られ ず、十分な付着度を持っていることがわかった。

スクリーンプリントで作った高抵抗陽極は、スパッタリングの場合とは逆に PCB 接着過程で抵抗値が 2 倍 程度大きくなることが確認されている。PCB とフォイルを糊付けする際に、フォイル全体に圧力をかけるこ とが原因である。図 43 は圧着による抵抗値上昇の仕組みを示している。圧力をかけることで抵抗陽極表面に 細かいヒビが生じ、これによって電子の移動が阻害されるのが原因である。



図 43 圧着による抵抗値上昇:圧力をかけることで抵抗陽極表面に細かいヒビが生じ、これによって電子 の移動が阻害されることで抵抗値が大きくなる。

化学薬品耐性テストとして、アルコールによる洗浄テストが行われた。ESL インクについては問題はなかっ たが、十条インクは洗浄した部分が完全に剥離してしまうことがわかった。この結果は使用している十条イン ク (本来はカプトンに用いるインクではない)の材料から考えても妥当な結果であり、十条インク社からもそ のことについては言及があった。検出器製造過程ではアルコールによる洗浄があるので、十条インクは抵抗陽 極の候補からは外れることになった。

4.3.3 **放射線耐性**

中性子照射試験にはスパッタリング法と同様に神戸大学海事科学部のタンデム加速器を用いた中性子ビーム テストが利用された。中性子照射中に 0.5% 程度の抵抗値変化は見られたが、検出器動作に影響するような抵 抗値変化は起こらないことが確認できた [12]。

5 高抵抗陽極が Micromegas 検出器へ与える影響

ここまでで、NSW に挿入する MM と MM 用抵抗陽極の開発状況について述べた。東京大学と神戸大学の マイクロメガスグループは抵抗陽極を量産することになっており、抵抗陽極の抵抗値許容範囲は CERN の De Oliveira 氏によって目標値の 1/3~3 倍 (0.25~2.5[MΩ/sq]) と定められている。しかしながら、この許容範囲 は実験で得られた言わば経験則のようなものであり、定量的な評価は未だ行われていない。そこでこの章で は、ANSYS maxwell を用いたシミュレーションで抵抗値の影響を調べることで、De Oliveira 氏が提案する 抵抗値許容範囲の妥当性について検証する。

5.1 気体放電論

抵抗陽極の抵抗値を議論する前に、MM で生じる気体放電について述べる。最初に増幅領域で生じる電子 なだれについて概説し、その後電子なだれに起因するタンゼント放電と MM での主要な放電であるストリー マ放電を説明する。

5.1.1 電子なだれ

MM に入射した粒子はドリフト領域でガス分子を衝突電離して電子と正イオンを生成し、生成された電子 は電場に沿って増幅領域まで侵入する。増幅領域に入った電子はここでも電場に沿って陽極へ移動していく が、増幅領域の電場はドリフト領域よりも遥かに強く (~45[kV/cm])、電離された電子が他のガスを電離して 二次電子を生成するようになる。これにより電子数は指数関数的に増大し、MM の場合増幅領域に入射した 電子の約1万倍の数が陽極に到達することになる。このように電離された電子が二次電子を生成し電子数を増 大させる現象を電子なだれと呼び、ガス検出器における信号強度増大に一役買っている。図44 に MM におけ る電子なだれの模式図を載せる。電子なだれが z の位置まで進んで総電子数が N(z,t) になったとすると、z



図 44 電子なだれ:ドリフト領域から入射してくる電子が、増幅領域の強電場によって電子なだれを起こす。

から z+h まで進んだときの電子の増加数は、

$$dN = \alpha N dz \tag{5.1}$$

と表せるので、最初の電子数が1の場合、電子なだれがzまで進んだときの総電子数は

$$N = \exp(\alpha z) \tag{5.2}$$

となる。ここで α[cm⁻¹] はタウンゼントの第一係数であり、電子が単位長さを進む間に起こる衝突電離回数 を表している。

5.1.2 **タウンゼント放電**

電子なだれの中には、電子なだれの先端が陽極に接触して放出される光子や正イオンが、陰極に到達することで生じる二次電子なだれが存在する。二次電子なだれの生成過程を図 45 に示す。一次電子なだれによって



図 45 二次電子なだれ:一次電子なだれが陽極に接触した際に生じる光子や正イオンが、陰極に到達することで生じる。

作られる二次電子なだれの数は、光子由来の場合と正イオン由来の場合とでそれぞれ

$$\mu = \gamma_{ph} \left[\exp(\alpha d) - 1 \right] \tag{5.3}$$

$$\mu = \gamma_i \left[\exp(\alpha d) - 1 \right] \tag{5.4}$$

で表される。γ_{ph}, γ_i は一次電子なだれによって生じた光子および正イオン一つから生成される二次電子数で ある。ガスが希ガスの場合は正イオン由来の二次電子なだれが支配的になり、それ以外の場合は光子由来のも のが支配的になる。

この二次電子なだれの効果を詳しく見てみる。ここでは希ガス中で支配的になる正イオンによる二次電子な だれを考える。一次電子なだれによって生じた正イオンの陰極に流入する数は

$$N_{+} = N_{0} \{ \exp(\alpha d) - 1 \}$$
(5.5)

と表せる。この正イオンが陰極に接触するときに生じる二次電子数は式(5.4)より

$$\gamma_i N_+ = \gamma_i N_0 \{ \exp(\alpha d) - 1 \}$$
(5.6)

となるが、このように生じる二次電子によって二次電子なだれが発生し、以下同様の過程で三次、四次電子な だれが生じることになる。このような機構による放電をタウンゼント放電と呼び、全電子なだれによる電子 数は

$$N_{all} = N_0 \frac{\exp(\alpha d)}{1 - \gamma_i \{\exp(\alpha d) - 1\}}$$
(5.7)

と計算できる。式 (5.7) を見ると、 $\gamma_i \{ \exp(\alpha d) - 1 \} = 1$ の場合に総電子数が無限大になる。この場合、初期 入射電子がなくなっても放電が持続するようになり、これを自続放電と呼ぶ。

5.1.3 **ストリーマ放電**

電子なだれは、先ほど挙げた図 44 のように電子の熱拡散によって紡錘状に広がりながら成長する。式 (5.2) から、電子なだれにおける電子の大多数はなだれの先頭部分に集中していることがわかり、これは正イオンに ついても同様である。これより、なだれ先頭部分には電子群と正イオン群に由来する空間電荷電界が存在する ことがわかる。先ほど述べたタウンゼント放電はこの空間電荷電界が無視できるほど小さい場合に起きる放電 であり、MM では空間電荷電界が無視できないほど電子が増幅されるので、タウンゼント放電は主要な放電に はなりえない。

1939 年、Raether は霧箱を用いて電子なだれを観測し、電子なだれが導電性のプラズマチャネルに変化す ることを確かめた。この高速に成長するプラズマチャネルをストリーマ放電と呼び、MM における主要放電 となっている。図 46 にストリーマ放電の形成過程を示した。ストリーマ放電の発生過程を順に説明していく。 まず増幅領域に入射した初期電子は電子なだれとなり、その密度を増幅させながら陽極まで到達する。電子な だれの先端部分に存在する電子群はそのまま陽極に吸収されるが、残った正イオン群は陰極に向けて移動を始 める。この陰極に向けて移動する正イオン群の先端部分をストリーマヘッドと呼ぶ。ここで重要なことは、電 子なだれにおける光電離作用によって生じた電子が増幅領域中に存在していることである。ストリーマヘッド の正イオン密度がある値より大きくなると、増幅領域中の電子が正イオン群の空間電荷電界により加速され小 さな二次電子なだれを起こし、そのままストリーマヘッドに巻き込まれる。二次電子なだれを巻き込んだ部分 はストリーマチャネルと呼ばれる準中性のプラズマ領域になり、ストリーマヘッドはその分だけ陰極に近づ く。小さな二次電子なだれが生成される際にも光電離作用が起こり、陰極に進んだストリーマヘッドの先端に も電子が存在することになり再び二次電子なだれを生成する。このような過程を繰り返すことでストリーマ ヘッドは陰極に徐々に近づいていく。正イオン群が陰極に到達すると陰極と陽極がストリーマチャネルにより 短絡され、ストリーマヘッドは消滅する。これを1次ストリーマと呼ぶ。1次ストリーマ消滅後、増幅領域に はストリーマチャネルが残るが、ストリーマチャネルに起因する電場 (~5kV/cm、MM の増幅領域で+60V 程度) と印加電場による電離作用で2次ストリーマが陽極から発生する。この2次ストリーマがプラズマチャ ネルを通して陰極に到達することで、増幅領域中に連続的に電流が流れることになり最終的に火花放電が生じ てしまう。このような過程をストリーマ放電と呼ぶ [19][20][21][22][23]。

Meek、Loeb らは、霧箱によるなだれ電子の観測からストリーマヘッドが陰極に向けて成長する条件を以下 のように表現した (Meek の条件 [17])。

$$E_{\rho+} = E_g \tag{5.8}$$



図 46 ストリーマ放電の形成過程:一次電子なだれの先頭部分から生じる光子が小さい二次なだれを発生 させる。一次電子なだれによる空間電荷電界がある条件を満たすと、二次電子なだれが一次電子なだれに 巻き込まれてストリーマヘッドを形成する。このような光電離による小電子なだれの生成、巻き込みを繰 り返すことでストリーマヘッドが陰極に到達する。

 $E_{\rho+}$ は電子なだれの正イオン群 (ストリーマヘッド)による空間電荷電界、 E_g は増幅領域の印加電場であり、 空間電荷電界自体が電子なだれを起こせる程度まで大きくなるとストリーマ放電が起こることを表している。 $E_{\rho+}$ は電子なだれで増幅された電子数つまり正イオン数に比例して大きくなる。このことを考慮して式 (5.8) を電子なだれ中の正イオン数で表してみる。 $E_{\rho+}$ を具体的に計算することで、式 (5.8)の条件式は

$$N_0 \exp(\alpha d) \sim 2.8 \times 10^9 \times d \tag{5.9}$$

のように電子なだれ中の正イオン数を用いて表すことができる。ここで N_0 は増幅領域に入射した初期電子数 である。これよりストリーマ放電が生じる条件は、電子なだれが距離 d[cm] だけ成長したときの正イオン数が $2.8 \times 10^9 \times d$ 個以上になることがわかる。MM の場合 $d = 128[\mu m]$ なので、式 (5.9) は

$$N_0 \exp(\alpha d) \sim 2.8 \times 10^9 \times 128 \times 10^{-4} = 3.6 \times 10^7$$
 (5.10)

となり、増幅された正イオン数が~10⁷に達するとストリーマ放電が起こることになる

最後に抵抗陽極が MM の放電を抑制する機構について述べる。先ほど述べたようにストリーマヘッドが陰 極に到達した後は陰極と陽極の間にストリーマチャネルが残るが、これは増福領域間が導電性のストリーマ チャネルによってショートしている状態とみなせる。このストリーマチャネルによるショート抵抗を求めてみ る。ショート抵抗を求めるためにはストリーマヘッドの進展速度を知る必要があるが、ストリーマヘッドの進 展は電子なだれの吸収によって生じるため進展速度が電子のドリフト速度と同程度になる。ストリーマヘッド 先端の正イオン数を N = 10⁷、その進展速度を電子のドリフト速度と同じ v = 5[cm/μs]、増幅領域の間隔を d=128[µm]とすると、印加電圧 550V の時のショート抵抗 R は、

$$I = \frac{eN}{d/v} \tag{5.11}$$

より、

$$R = \frac{550}{I} \sim 0.25 [\text{M}\Omega] \tag{5.12}$$

となる。ストリーマチャネルによるショートが生じた時に増幅領域にかかる電圧はショート抵抗と抵抗陽極の 抵抗比によって決まり、必ず初期印加電圧よりも下がることになる。これにより増幅領域の電圧が電離作用が 起きない強度まで下がると2次ストリーマが進展できなくなる。MM は抵抗陽極の抵抗値を大きくすること でショート時の増幅領域電圧を下げ、2次ストリーマ成長による火花放電を防ぐことができるのである。次の 節では、MM の放電抑制能力を抵抗陽極の抵抗値の観点から議論していく。

5.2 **放電抑制能力**

抵抗陽極が高抵抗を持つ理由は、局所的な電圧降下を起こすことで放電抑制をする必要があるからであった。この節では導電性チャネルによるショート発生時の抵抗陽極上の電圧降下を計算することで、ストリップ 構造の重要性および理想的な抵抗値について述べる。

図 47、図 48 に、抵抗陽極上におけるショート時の電圧降下シミュレーション結果を載せる。 10cm×10cm



図 47 ベタ構造の場合の電圧降下:ショート箇所を中心に、電圧降下が全体に広がっている。

の抵抗陽極を作り、右端の線上に +550V を印加してある。作成した抵抗陽極のうちの片方はストリップ構造 を持たないベタ構造になっている。抵抗陽極の真中にはショート抵抗である 2MΩ の円筒状抵抗を置き、この 抵抗を通して GND に接地させている。Meek の理論から求めた放電抵抗は 0.25[MΩ] であったが、ここでは 一桁大きい抵抗値にすることで抵抗陽極上の電圧降下を実際より小さく見積もっている。抵抗陽極の抵抗値は 0.85[MΩ/sq] である。図 47、図 48 を見て明らかなように、ベタ構造の場合ショートによる電圧降下が陽極全 体に広がってしまっていることがわかる。この様子を詳しく見てみる。図 49、図 50 は、各々の構造における ショート時の電圧降下をショート箇所周辺でストリップ垂直方向 (図 47、図 48 の縦方向) にスライスしたプ ロットである。図 49 よりベタ構造は電圧降下が全体に広がってしまっていることが確認出来る。これに対し 図 50 のストリップ構造は、ショート箇所周辺でのみ大きな電圧降下が起きており、それ以外の領域での電圧



図 48 ストリップ構造の場合の電圧降下:ラダー構造によって電圧降下の広がりが抑えられている。



図 49 ベタ構造の電圧降下:電圧降下が全体に広がっ ており、ショート箇所での電圧降下も小さい。



図 50 ストリップ構造の電圧降下:電圧降下の広が りが小さく、ショート箇所で急激な電圧降下が起きて いる。

降下が非常に小さくなっていることがわかる。ストリップ構造はこのようにショート箇所付近のみ電圧を大き く下げることで、他の領域のゲインを落とさずに効率的な放電抑制を行うことができるのである。

次に、抵抗陽極の抵抗値を変えた時の電圧降下最大値の変化を図 51 に載せる。ここで示している電圧降下 最大値は、ショート箇所周辺の電圧降下に相当するのでどの程度放電抑制を行えるかを表していることにな る。放電を抑制するには 2 次ストリーマの成長が起こらないようにする必要があるが、そのためにはゲイン を電離作用が起きない 1 まで落とす必要がある。図 52 は MM における電圧とゲインとの典型的な関係であ るが、この図を外挿することにより、ゲインが 1 まで下がるのは +290V 付近であることがわかる。二次スト リーマが発生する際の増幅領域には初期印加電圧 550V とストリーマチャネルに起因する電圧 60V を合わせ た 610V がかかっているので、ショートによる電圧降下が 610 – 290 = 320V 以上あれば電離作用が起こらな くなる。このことと図 51 より抵抗陽極の抵抗値は 0.25[MΩ/sq] 以上あれば良いことがわかる。



図 51 電圧降下最大値の抵抗値変化:抵抗値が大きくなるにつれてショート箇所周辺の電圧降下も大きくなる。



図 52 ゲインと印加電圧との関係 [9]

5.3 **定常時の電圧降下**

NSW がカバーする 1.3 < |η| <2.7 の領域では、中性子や γ といったミューオン以外のバックグラウンド が常に存在する。バックグラウンドのエネルギーデポジットによって生じる定常電流により、抵抗陽極では常 に一定の電圧降下が起きていることになる。そのため抵抗陽極の抵抗値は、5.2 で与えた条件に加えてこの電 圧降下による影響も加味して設定する必要がある。この節では、定常電流による電圧降下を考慮した抵抗陽極 の抵抗値評価について述べる。 まず、定常電流による電圧降下の計算方法について述べる。図 48 を見ると、ストリップ構造の場合電圧降 下がストリップ垂直方向 2cm 程度の幅でしか起こらないことがわかる。そこで、ストリップ垂直方向 2cm、 平行方向 Lcm(PCB の大きさによって異なるため変数にしてある。6.1 参照)、抵抗値 R[MΩ/sq] の抵抗陽極 に、バックグラウンドのエネルギーデポジットによる定常電流 i が流れているモデルを考えることにする。図 53 は ATLAS 環境下に実際に MM を置いた時の瞬間ルミノシティと定常電流との関係である [18]。有感領域



図 53 ATLAS 環境下での MM 陽極上の定常電流 [7]: MM 陽極に流れる電流と瞬間ルミノシティとの関係。青色の線はプロットを直線フィットしたものである。

 $9 \times 4.5 \text{cm}^2$ 、小型 MM をエンドキャップ電磁カロリメータの前 (z=3.5m, r=1.0m) に置くことで定常電流を 測定している。図 53 より、瞬間ルミノシティが大きくなるほど MM の定常電流も大きくなり、それに伴う電 圧効降下も大きくなってしまう。そこで、実際に NSW で想定される定常電流から MM の電圧降下を見積も ることで抵抗陽極の抵抗値を評価することにする。まず定常電流だが、NSW で最もヒットレートが高いのは ビーム軸に最も近い r=1.0m の部分であり、ここで想定される積算電荷量は 0.005C/cm²/year である。LHC では $\mathcal{L} = 5 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ で 300fb⁻¹/year を目標にしており、これから LHC 年間稼働時間は 6 × 10⁶ 秒と なる。これより LHC 稼働中に MM に流れる定常電流を計算すると i=0.83nA/cm² になることがわかるが、 ここではこの定常電流を 5 倍大きくしたものを用いることで定常電流による電圧高降下を実際よりも厳しい条 件で評価することにする。電圧印加部から xcm 離れた位置に流れる電流 I は

$$\mathbf{I} = \mathbf{i} \times (\mathbf{L} - \mathbf{x}) \times 2 \tag{5.13}$$

と表せるので、電圧印加部から xcm 離れた位置での電圧降下は

$$V_{\rm dropped} = I \times \frac{R}{2} \tag{5.14}$$

となる。図 54 は、MM の r=1.0m 部分の抵抗陽極長さである L=30cm の場合の電圧分布をプロットしたものである。赤線が基準である 550V、青線が位置 x cm での電圧を示している。図 54 より、端の 30cm で電圧





図 54 L=30cm の場合の電圧分布:端で電圧が最小 になっていることから、端での電圧降下が一番大きい ことがわかる。

図 55 最低電圧の抵抗値変化:抵抗陽極の抵抗値が大 きくなるほど、最低電圧が小さくなることがわかる。

が最小となっていることがわかる。最小電圧の抵抗陽極の抵抗値による変化を図 55 に示す。抵抗陽極の抵抗 値が大きくなるほど最低電圧が小さくなることが確認出来る。

このような定常電流による電圧降下はどこまで許容できるのであろうか。NSW において MM は検出効率 > 99% を要求されている。図 56 に MM の電圧と検出効率の関係を載せる。J12、J13、J14、J15 は日本





グループが作成した小型 MM である。図 56 を見ると、+580V 辺りまでは検出効率 > 99% を維持してお

り、+560V あたりで徐々に落ちてくることがわかる。そこで今回は、電圧降下の許容範囲を 580-565=15V に設定することで抵抗値の評価を行うことにする。図 55 で電圧が 565 以下になるのは抵抗値が 8.0[M Ω /sq] 以上の領域になることから、抵抗陽極の抵抗値の上限は 8.0[M Ω /sq] であることが推定される。最後に、図 55、図 51 から出した条件を合わせたものを図 57 に示す。横軸は抵抗陽極の抵抗値で、緑線が定常電流に



図 57 抵抗値変化による電圧降下:横軸は抵抗陽極の抵抗値である。緑線が定常電流によって下がる最低 電圧、緑破線がその最低許容電圧 565V でありそれらの交点から最大許容抵抗値は 8.0[MΩ/sq] となる。 青点は放電時の最大電圧降下、青破線が放電抑制に必要な最低電圧降下値 320V でありそれらの交点から 最低許容抵抗値は 0.25[MΩ/sq] となる。

よって下がる最低電圧、緑破線がその最低許容電圧 565V、青点が放電時の最大電圧降下、青破線が放電抑 制に必要な最低電圧降下値 320V となっている。これより、MM の安定動作を保証する抵抗陽極の抵抗値 は 0.25[MΩ/sq] < R <8.0[MΩ/sq] となり、De Oliveira 氏の提案する 0.25[MΩ/sq] < R <2.5[MΩ/sq] はこ の範囲に収まっていることがわかる。De Oliveira 氏の上限である 2.5[MΩ/sq] では定常電流による電圧降下 最大値は 575V となり、今回の我々が用いた制限よりも 10V 厳しい条件になっている。この章における許容 抵抗値の導出は、定常電流による電圧降下に関しては定常電流を想定量の 5 倍、放電時の電圧降下に関して は放電抵抗を 10 倍大きくすることで各々実際よりも厳しい環境下で行っている。De Oliveira 氏の提案する 0.25[MΩ/sq] < R <2.5[MΩ/sq] はそのことを考慮するとこの許容範囲内に十分収まっており、放電耐性を満 足に発揮できることがわかった。

6 高抵抗陽極大量生産における品質管理手法の開発

前章で抵抗陽極の抵抗値が De Oliveira 氏の提案する範囲で妥当であることを確認した。抵抗陽極フォイル の生産は日本マイクロメガスグループが全て行うことになっており、その総生産枚数は約 2000 枚にも及ぶた めフォイル一枚一枚の品質を保つことが重要になる。この章では、量産した抵抗陽極フォイルを検査するため に開発した品質検査手法について述べていく。

6.1 NSW で生産する高抵抗陽極フォイル

品質管理手法に移る前に、品質管理対象について確認しておく。日本グループは高抵抗陽極をカプトンフォ イルに印刷した高抵抗陽極フォイルを大量生産する。図 58 は Large sector と Smal sector に用いる PCB レ イアウトである。各セクターは 8 つの領域に分けられ、各々の領域に合わせた PCB が設置される。PCB1 か



図 58 Large sector と Small sector: 左が Small Sector、右が Large Sector である。各々 8 つの領域に 分かれており、各領域に合わせた PCB(1 8) が製造される。

ら PCB5 が下半分の領域 (SM1、LM1)、PCB6 から PCB8 が上半分の領域 (SM2、LM2) となっている。高 抵抗陽極フォイルも当然この PCB に合わせた形状にする必要がある。図 59 は日本グループが試験量産した 高抵抗陽極フォイルである。典型的なフォイルの大きさは 50cm×200cm であり、PCB1~PCB5 に関しては 一枚のフォイルに (PCB1,PCB5)、(PCB2,PCB4)、(PCB3,PCB3) がセットになるように印刷する計画であ る。2.3.2 で述べたように、r 方向とφ方向の読み出しのためにストリップの傾きが異なる MM を並べること



~200cm

図 59 日本グループが製造した高抵抗陽極フォイル

になっている (eta、stereo) ので、高抵抗陽極フォイルも eta と stereo の二種類のフォイルを生産する。この ように多種多様にわたるフォイルを、予備も含めて約 2000 枚生産し CERN に送る必要がある。MM の安定 動作を保証するにはこれら全ての高抵抗陽極フォイルが基準を満たしているかチェックすることが必要不可欠 であり、我々はそのための手法を開発している。

6.2 **抵抗值測定手法**

高抵抗陽極フォイルでチェックしなければならない項目の一つが抵抗値である。抵抗値は MM の放電耐性 を担う重要な要素であり、その目標値は $0.8[M\Omega/sq]$ 、許容範囲は $0.25[M\Omega/sq] < R < 2.5[M\Omega/sq]$ であった。 以下では、フォイルの抵抗値をチェックするために製作した簡易抵抗測定器について述べる。

6.2.1 測定値の定義

まず測定値の定義を述べる。 $[M\Omega/cm]$ は 1cm のストリップ一本分の抵抗値として定められている。目標値 である 20 $[M\Omega/cm]$ は実際にストリップ 1本の抵抗値を測定することで求めた。 $[M\Omega/sq]$ は高抵抗陽極フォイ ル 1cm² あたりの抵抗値である。20 $[M\Omega/cm]$ から 0.8 $[M\Omega/sq]$ への換算は、長さ 1cm のストリップが幅 1cm 分の本数だけ並べられた並列回路の抵抗値として計算される。ストリップのピッチを 400 μ m とすると、具体 的な換算式は

$$\frac{1}{R_{\rm M\Omega/sq}} = \frac{1}{20 \times 10^6} \times \frac{1 \times 10^{-2}}{400 \times 10^{-6}}$$
(6.1)

$$\rightarrow R_{M\Omega/sg} = 0.8$$

となる。実際の測定で [MΩ/cm] を用いるのは不便であるので、我々は測定値として [MΩ/sq] を用いている。 次に、任意の端子を用いた際の [MΩ/sq] への換算方法について述べる。図 60 は端子間距離と端子幅の定義 を示しており、端子間距離は二つの端子間の長さ、端子幅は端子間距離と垂直な方向の端子の幅となること がわかる。この定義を用いると、[MΩ/sq] は端子間距離 1cm、幅 1cm の端子を用いたときの抵抗値に等しい ことになる。ストリップー本分の抵抗値は端子間距離 (測定するストリップの長さ) に比例し、測定するスト リップの数は端子幅に比例する。仮に端子間距離 2cm、端子幅 8cm で測定した結果が 0.5MΩ だったとする。 この場合、換算値は 0.5 × 8/2 = 2[MΩ/sq] となり、目標値である 0.8[MΩ/sq] と比べてかなり高い値を得た ことがわかる。



図 60 端子間距離と端子幅の定義

回り込み電流

端子間を流れる電流には、図 61 に見られるような端子間以外を経由して流れる回り込み電流が存在する。 これはストリップのラダー構造に起因するものであり、先ほど述べた内容はこの回り込み電流を無視できる 程小さいと想定したものであった。次に、回り込み電流が実際に小さいことを確かめるために行った ANSYS Maxwell[15] を用いた計算結果について述べる。図 62、63 は端子間距離と端子幅を変えていった時の測定値 が、上で述べた換算値とどの程度ずれるのかを示している。



図 61 ラダー構造に起因する回り込み電流:ラダー構造により端子間以外を流れる回り込み電流が存在する。

これらの図からわかるように、端子間距離が長く端子幅が短くなるほど回り込み電流が無視できなくなり、 換算値とずれていくことがわかる。上の換算が妥当と呼べるのは端子間距離が <~5cm、端子幅 > 1cm の領 域に限られる。我々が現在用いている端子の幅は 1.2cm、端子間距離は 2cm なので回り込み電流によるずれ は約 5% となる。



図 62 端子間距離による測定値変化:端子間距離が 5cm を超えたあたりから換算値とずれていく。



図 63 端子幅による測定値変化:端子幅が 0.5cm を 下回るあたりから換算値とずれていく。

6.2.2 測定に用いた端子素材

抵抗測定の際に実際に抵抗陽極に触れる端子素材について述べる。端子素材には図 64 のようにシリコーン ゴムを金属メッシュで包んだものを用いた。このような素材を用いた理由は、高抵抗陽極の上に形成されるピ



図 64 金属メッシュ + シリコーンゴム:シリコーンゴム (黒色部) を金属メッシュ (銀色部) で包むこと で柔軟性と導電性を両立させている。

ラーを考慮したからである。図 65 は高抵抗陽極の上に形成されたピラーである。PCB 接着およびピラー形 成が終わった最終的な高抵抗陽極の抵抗値を測定するためには、このピラーがある状態で測定ができる必要が ある。そのため端子の素材として弾力性に富むシリコーンゴムを選んだ。図 66、67 は金属とシリコーンゴム をピラーに押し付けた時の状態を示している。シリコーンゴムの場合ピラーにダメージを与えずに高抵抗陽極 に触れることが可能なことがわかる。このような理由から、シリコーンゴムに金属メッシュを付けたものを端 子として採用した。





図 65 高抵抗陽極の上に形成されたピラー



図 66 金属端子とピラー



図 67 シリコーンゴムとピラー

6.2.3 分圧による抵抗値測定

最後に、我々が用いた抵抗測定システムについて述べる。長さ 200cm にも及ぶフォイルの抵抗値を一つず つ測定するのは困難なので、測定端子を 5cm 間隔で 8 つ並べた状態で各端子に電圧をかけ、既知の抵抗値と の分圧比によって抵抗値を求めている。このような測定を繰り返すことによって、フォイル全体の抵抗値を得 る訳である。図 68 は分圧測定による抵抗値測定の概要である。各端子にかかる電圧 V_{foil} をデータロガーで



図 68 分圧測定による抵抗値測定:既知の抵抗値との分圧を測定することで各端子の抵抗値を測定している。

読み取り、既知の抵抗値 r= 1MΩ から逆算して抵抗値を求めるようになっている。データロガーは測定端子

の電圧を測定するように接続されるが、データロガー自体の抵抗値の影響を考慮しないと正しく抵抗値を測定 することができない。データロガー自体の抵抗値を R_{logger}、データロガーが読み取る電圧を V_{foil} とすると、 測定対象の抵抗値 R とデータロガーの抵抗値 R_{logger} はそれぞれ

$$R = \frac{rR_{logger}V_{foil}}{R_{logger}(V_0 - V_{foil}) - V_{foil}r}$$
(6.2)

(6.3)

$$R_{\text{logger}} = \frac{\text{rRV}_{\text{foil}}}{R(V_0 - V_{\text{foil}}) - V_{\text{foil}}r}$$
(6.4)

と求められる。データロガーの抵抗値は 1M Ω の抵抗を測定することで R_{logger} = 1.06M Ω と求めた。印加電 圧は 24.6V(最初に用いた電源の最大値が 24.6V であったため) に設定している。データ取得トリガーは測定 電圧情報をもとに行なっており、測定器がフォイルに触れていない場合 (V_{foil} = V₀) や測定値が不安定な場合 (σ _{Vfoil} < threshold) はデータを取得しないようになっている。図 69 に分圧測定における測定電圧と測定抵抗 値の関係を載せておく。この測定では既知抵抗値との分圧を測定するため、既知抵抗値周辺の抵抗値の分解能



図 69 分圧測定におけるデータロガーが読み取る電圧とそれに対応した抵抗値の関係: 左図は 1MΩ の 抵抗を各端子で測定した時の値で、端子の個体差に関係なく正しく測定できていることがわかる。右図は 種々の抵抗値を測定した時の値で、抵抗陽極の目標抵抗値 0.85MΩ/sq 周辺の測定は問題なく行えること が確認できる。

が高くなる。測定対象である抵抗陽極の抵抗値は $\sim 0.85 {
m M} \Omega$ 程度であるため、既知抵抗は 1M Ω を使用して いる

図 70 は簡易測定器によって得たスクリーンプリント法で製造した抵抗陽極フォイルの抵抗値マップである。 ビンサイズは縦横 5cm であり、Z 軸の単位は [MΩ/sq] である。この2次元マップを見ると、フォイルの抵抗 値は位置依存性を持っていることがわかる。左下部と右上部の抵抗値が 100kΩ ほど高いのである。スクリー ンプリント法ではインクを乾かす作業があるが、インクの乾く速さは温度や湿度、送風環境等によって変わっ てしまう。これによるインクにじみの局所的な差異によっても抵抗値は変わってしまうのである。また、右の



図 70 簡易測定器によって得た高抵抗陽極フォイルの抵抗値マップ例:ビンサイズは 5cm×5cm である。 フォイル上の抵抗値分布を知ることができる。

方に周りよりも抵抗値が高い筋のようなものも確認できる。製造過程中にフォイルに折り目や傷がついてしま うと、このような抵抗値の増加が起きてしまう。このように、抵抗値の二次元マップを作ることで局所的な抵 抗値に関しても議論することができ、平均や分散と合わせて詳しい議論が可能になるわけである。



図 71 簡易測定器:端子を並列に8つ並べ、各端子の分圧を出力する。



図 72 データロガー



図 73 電圧電源

6.3 ストリップパターンの光学検査

抵抗値以外でチェックする項目としてストリップパターンがある。この節では、大型スキャナを用いたスト リップパターンの光学検査について述べる。

6.3.1 光学検査に用いるスキャナ

高抵抗陽極フォイルの画像データを取得するために、図 74 の Color trac 社製 SmartLF SC25 Xpress を用 いた。表 3 にスキャナの基本性能を載せておく。 高抵抗陽極フォイルの画像データをこのスキャナで取得し、



図 74 color trac 社製の A1 大判スキャナー

表3 スキャナの基本性能

光学解像度	1200 dpi
最大読み取り幅	$63.5~\mathrm{cm}$
最大原稿幅	$68.6~\mathrm{cm}$
最大原稿厚	$2\mathrm{mm}$
精度	$\pm 0.1\% \pm 1$ pixel
データキャプチャ	48 ビット/16 ビット

画像解析を行うことでフォイルの諸情報を取得する。データはグレースケール、光学解像度 1200dpi で取得した。フォイル 1 枚あたりのデータ容量は約 1.6GB である。以下に画像解析法について述べる。

6.3.2 ストリップ幅とピッチの測定

この節では画像データを用いたストリップ幅やピッチの測定方法について述べる。高抵抗陽極はその名の通 り、MMの陽極を担う重要な部分である。図 75 はスクリーンプリントの失敗例である。このようなストリッ プ幅やピッチの不定性は、位置分解能等の検出器性能に影響する恐れがあるため、全てのフォイルについての 検査が必要である。また、高抵抗陽極の抵抗値はストリップ幅に大きく依存するため、先に述べた抵抗値測定 に加えて、抵抗値を議論するための重要な情報も与えてくれる。

まず、ストリップ幅とピッチを測定するアルゴリズムについて説明する。図 76 はフォイルのスキャンデー タ例である。判別識別法でストリップとカプトン部分を分けるための最適閾値を求め、図 76 の赤矢印方向に 沿って走査していく。図 77 に画像の濃淡情報をストリップ垂直方向にスライスした時の分布を載せる。スト リップ幅は閾値を二回またぐまでのピクセル数、ピッチは三回またぐまでのピクセル数を数えていくことでサ



図 75 スクリーンプリントの失敗例:(左) ストリップがガタガタ。(右) ストリップが潰れている



図 76 スキャンデータ:グレースケールでスキャンしている。左図はフォイル全体図、右図は拡大図である。

ンプリングしていく。図 78 はこの解析によって得たフォイルのストリップ幅とピッチ分布の例である。ヒス



図 77 ストリップ幅とピッチを測定するアルゴリズム:閾値をまたぐまでのピクセル数を求めることでス トリップ幅とピッチを求めている。このような捜査をストリップ平行方向に1ピクセルずつずらしながら 行っていく。濃淡の濃い方が値は小さくなるので、谷の部分がストリップに相当する。

トグラム内でピーク探索を行いその周辺でガウシアンフィットすることで、フォイルの縁などの非ストリップ 由来のサンプルを除去している。

6.3.3 エラー検出法

ストリップの不定性に加えて、ストリップパターン以外のエラーについても検出する必要がある。図 79 は 高抵抗陽極のエラー例を示している。左図はストリップの欠け、右図は炭素薄膜の誤付着である。このような エラーも、検出器性能への影響を考えると除去したい。以下では、高抵抗陽極フォイル上のエラーを検出する



図 78 ストリップ幅とピッチの分布解析例



図 79 高抵抗陽極のエラー例

方法について述べる。

最初にエラー検出方法の手順を概説する。まず生の画像データから不定性やゴミ等の無い理想的な画像を生成する。生成した理想画像と生成元画像との差分を取ることでエラーを見つけ出そうというのがエラー検出方法の流れである。

まず、スキャン画像を元にした理想画像の生成について説明する。図 80 は、元画像の濃淡情報をストリップと垂直な方向にプロットしたものである。 高抵抗陽極はストリップパターンに起因する周期的な濃淡分布



図 80 高抵抗陽極のスキャン画像のストリップ垂直方向の濃淡分布





図 81 理想画像の生成例:左が元画像で、右は元画像から生成した理想。元画像の中央部に確認できるエ ラーに影響されることなく理想画像を生成できている。

を持つことがわかる。理想画像生成手法はこれに着目する。まず図 80 の濃淡分布を複数のブロックに分割す る。分割したブロックの内のひとつに着目し、他のブロックの中から分布が似ているものを選び重み付け平均 をとることで着目しているブロックの理想分布を生成する。ブロックの重み付け平均にはガウシアンカーネル を用いている。ガウシアンカーネルでは実質、着目ブロック以外の全てのブロックの重み付け平均を取ってい るが、パターンが似ていないブロックからの寄与は指数関数的に小さく、似ているブロックからの寄与が支配 的になる。そのため着目ブロック内にエラーがある場合でも理想的な画像の生成が可能となっている。このよ うな理想分布生成をストリップ平行方向に行っていくことで理想画像を生成するのが理想画像生成手法の概要 である。図 81 はこのアルゴリズムで生成した理想画像の例である。元画像で確認出来るエラーに影響される ことなく理想画像を生成できていることがわかる。



しかしながら、この検出方法には問題があることがわかっている。図 82 は図 81 の元画像と理想画像との

図 82 元画像と理想画像との差分:エラー部分の他にストリップの縁の不定性も発言している。

差分をプロットしたものである。エラー部分の差分は大きくなっているものの、ストリップの縁の不定性も同 じように発現してしまっている。スパッタリングのような精度の良い場合なら問題ないが、スクリーンプリン トの場合、ストリップ特有の不定性もエラーとして出てきてしまう。

そこで、この手法での検出の他に、前述のストリップ幅を求める手法を利用したエラー検出方法を開発し

た。この手法については 7.2 品質検査手法へのフィードバックで述べる。

7 高抵抗陽極の品質検査

7.1 NSW 試験量産による高抵抗陽極の品質検査

ATLAS-Micromegas グループは NSW の本格的な製造に入る前に、試験量産として Large sector と Small sector を 1 枚ずつ製造する。この試験量産のために日本グループも高抵抗陽極フォイルの試験量産を行った。本章では、この試験量産に前章で紹介した手法を用いた品質検査を行うことで得た、品質検査手法及びフォイル製造過程のテスト結果について述べる。

7.1.1 高抵抗陽極フォイルの試験量産

まず、MM 生産ラインにおける高抵抗陽極フォイルの品質検査手順を説明する。これまで述べてきたよう に、高抵抗陽極フォイルの全生産は日本グループが行う。日本で製造したフォイルについて1回目の品質検査 が行われ、許容範囲内にあるもののみ CERN に送る。CERN に送られたフォイルはイタリアの企業により PCB 接着された後ピラー形成が行われる。PCB 過程及びピラー形成を終えたフォイルは再び CERN に送り 返され、2回目の品質検査が行われる。今回の試験量産ではこれと同じ製造過程を踏襲している。

測定した高抵抗陽極フォイルについて説明する。この試験量産は高抵抗陽極フォイルの形成手法をスクリー ンプリント法かスパッタリング法のどちらで行うのかの最終評価も兼ねている。日本が製造したのは Small sector 全て (SM1 と SM2) と Large sector の LM2 である。図 83 に試験量産したフォイルを載せる。SM1 と LM2 はスクリーンプリント、SM2 はスパッタリングで製造した。また、検出器製造過程での抵抗値変化な どを追跡するために各フォイルに ID を付けている。例えば Small sector、Eta、PCB7 のフォイルの場合 ID は SE7-00X のようになる。抵抗値の測定は PCB 接着前に行い、同様の測定を PCB・ピラー過程後でも行う





図 83 高抵抗陽極フォイル (左:スクリーンプリント、右:スパッタリング)

ことで抵抗値の推移を調べた。光学検査は SM2 を用いてテストした。以降で測定結果について述べていく。

7.1.2 抵抗值

抵抗値は前章で説明した方法で測定した。10kg の重りを測定器に付けることで抵抗値が安定するようにし、 縦横 5cm の間隔で測定していった。4 章で述べたように、高抵抗陽極フォイルの抵抗値は PCB 過程で変化す る。それを考慮して、スクリーンプリントフォイルは 0.4[MΩ/sq]、スパッタリングフォイルは 1.6[MΩ/sq] を日本で製造する際の初期抵抗値としている。ここからは PCB 過程による変化を議論するために、スクリー ンプリントとスパッタリングに分けて述べていくことにする。

スクリーンプリント

まず PCB 接着前の抵抗値測定結果を図 84 に載せる。若干の不定性はあるものの、目標値 0.4[MΩ/sq] 周辺



図 84 SM1(スクリーンプリント)の抵抗値測定結果 (PCB 接着前):赤線は目標値である 0.4[MΩ/sq]。 バーはエラーではなく標準偏差である。

でコントロール出来ていることがわかる。スクリーンプリントの抵抗値は図 42 で確認したようにストリップ 幅で調整しているが、ストリップ幅が 10μm 変わるだけで抵抗値が 0.5~ 2 倍ほど変わってしまうことを考え ると、目標値周辺でコントロールできていると判断するのが妥当である。図 85 は LM2 の結果である。これ



図 85 LM2(スクリーンプリント)の抵抗値測定結果 (PCB 接着前)

も若干の不定性があるものの、目標値 0.4[MΩ/sq] 周辺でコントロール出来ていることがわかる。抵抗値が安 定していくように見えるのは、企業が製造種法を適切なプリントができるまで微調整したことによると思われ る。製造順番も実際にほぼ図の順番になっていることからも、そのことが確認できる。

日本で製造したこれらのフォイルは CERN に送られた後、SM2 は ELVIA 社、SM1 と LM2 は ELTOS 社

によって PCB 接着およびピラー形成が行われた。それらの作業を終えたフォイルから順に CERN に送り返 されてきたのだが、ここで問題が起こった。スクリーンプリントの場合、PCB 圧着過程による微小クラック の発生で抵抗値が上がるはずであった。しかしながら、CERN に届いた最初の数枚では期待されていた抵抗 値上昇が全く起きていなかったのである。このことはすぐに ELTOS 社へ報告し、圧力の掛け方に問題がない か確かめられた。

抵抗値が変化していないことの他に抵抗陽極へのピラー接着が不十分であるという問題も発見された。図 86 は SM1 フォイル上に形成されたピラーの例である。抵抗陽極上に乗っている白いゴミのようなものがピ



図 86 SM1 フォイル上に形成されたピラー:付着が十分な場合ピラーは透明に見えるはずだが白くなっていることが確認できる。ガスを吹きつけると簡単に飛ばされてしまった。

ラーである。本来ならばピラーが等間隔で並んでいるはずだが、ガスを吹きかけるだけでそのほとんどが飛ば されてしまった。

ピラー形成が不十分になってしまった原因として、高抵抗陽極フォイルの表面状態が考えられる。図 87 は レーザー顕微鏡でスクリーンプリントの高抵抗陽極フォイルの表面を観察したものである。スクリーンプリ ント法で製造した抵抗陽極の表面は滑らかではないことが確認できるが、このような表面状態を持つフォイ ル上にピラーを形成するためには、フォトレジストを行う前に表面を研磨する必要がある。ELTOS 社ではこ の研磨作業が行われていなかったため、ピラー形成が不十分になってしまった。研磨作業についてはすぐに ELTOS 社に報告され、最初に届いたフォイルは研磨作業を含めて再びピラー形成をしてもらい、これ以降の フォイルについても研磨作業が行われることになった。研磨作業を加えた PCB 接着およびピラー形成後の SM1(図 88) と LM2(図 89)の抵抗値測定結果を載せる。 研磨作業を行うことでピラー形成は改善され抵抗値 上昇も確認されたが、今度は抵抗値コントロールがうまくいっていないことが確認できる。数枚は目標値の 0.85[MΩ/sq] を達成できているが、その他のフォイルは抵抗値が許容範囲を逸脱してしまっいたり、抵抗値上 昇が不十分になってしまっている。このような結果になってしまった原因として、ELTOS 社は現在自動で研





図 87 レーザー顕微鏡



図 88 SM1(PCB 接着およびピラー形成後):赤の領域が PCB 過程前の抵抗値領域で、緑点が研磨作業も 加えた PCB 過程後の抵抗値である。目標値周辺にあるフォイルもあるが、半分近くが抵抗値の上限を大 きく超えてしまっている。

磨を行う機械の導入を試みているのだが、この機械の調整がまだ十分ではないことが考えられる。実際にフォ イルの表面状態を確認してみると研磨量がフォイルによって目に見えて異なっていることから、研磨量と抵抗 値は大きく関係しており、この結果を基に ELTOS 社は研磨量を調整することになっている。

スパッタリング

次にスパッタリング法で製造したフォイルの測定結果を図 90 に載せる。赤線は目標抵抗値である 1.6[MΩ/sq] を示す。スクリーンプリント法の場合とは異なり、目標値を満たしている数枚以外の抵抗値 がかなり大きくなってしまっていることが確認できる。この原因については後述のストリップパターンの項で 述べることにして、先に PCB 過程における抵抗値変化について述べる。PCB 接着とピラー形成を終えた後 の SM2 の抵抗値を図 91 に載せる。黒点は PCB 過程前、赤点は PCB 過程後の抵抗値を示している。PCB 接着前後の抵抗値の比率を求めるとどのフォイルも抵抗値が 0.7 倍程度下がっており、半分までとはいかない



図 89 LM2(PCB 接着およびピラー形成後):SM1 同様、フォイルの過半数が抵抗値の上限を大きく超え てしまっている。



図 90 SM2(スパッタリング)の抵抗値測定結果 (PCB 接着前)



図 91 SM2(スパッタリング)の抵抗値測定結果 (PCB 接着後)

が抵抗値が一様に下がることが確認できた。スパッタリング法によるフォイルが PCB 過程で抵抗値が下がる 原因は加熱処理によるグラファイト構造の割合の増加であり、スクリーンプリントにおける研磨や圧着に比べ て安定した抵抗値が変化が期待出来ることからもこの結果は妥当であると考えられる。

7.1.3 ストリップパターン

ここでは試験量産した高抵抗陽極フォイルの光学検査結果について述べる。光学検査はスパッタリング法 で製造した SM2 のみスキャンデータを取得してある。図 92 に抵抗値とストリップ幅との関係を載せる。横



図 92 高抵抗陽極フォイルの抵抗値とストリップ幅との関係:ストリップ幅と抵抗値との間に負の相関が 確認できる。しかし同じストリップ幅の中でも抵抗値のばらつきがあり、ストリップ幅以外の原因も考え られる。

軸は各フォイルの平均ストリップ幅、縦軸は平均抵抗値である。抵抗値測定の節で述べたように、SM2の抵 抗値には大きなばらつきがあった。図 92 から明らかなように抵抗値とストリップ幅には相関があり、抵抗値 の大きいフォイルはストリップ幅が短いことがわかる。図 92 の右側のような生画像データでも確認してみた が、ストリップ幅には明らかな違いが見てとれた。このことから、抵抗値のばらつきの主な原因はストリッ プ幅であることが判明した。図 93 は高抵抗陽極フォイルのストリップ幅の二次元分布である。フォイルを 1cm×1cm 程度のブロックに分け、ブロックごとにストリップ幅の平均値を求めている。左側が抵抗値が大き いフォイルで、右図が目標値周辺でコントロールできているフォイルである。ストリップ幅の二次元分布から は、ストリップ幅の平均的な違い以外に分布のばらつきも確認することができた。通常このような違いがス パッタリング法で起こるとは考え難く、スパッタ時のマスクやリフトオフ作業に焦点を当てて問題の確認を 行っている。

光学検査をすることで、ストリップ形成の一様性や人の目では確認することが難しいストリップ幅やピッチ



図 93 高抵抗陽極フォイルのストリップ幅の二次元分布

の分布を得られることが確認できた。これによって、目標とするストリップ幅やピッチから逸脱したフォイル を CERN への輸送前に弾くことが可能になる。また今回の試験では、スパッタリング法では通常考え難いス トリップ幅のばらつきが生じることを確認することができ、今後の高抵抗陽極フォイル製造法を考える上で非 常に有用な情報を得ることができた。

7.2 品質検査手法へのフィードバック

品質検査手法を試験量産でテストすることによって、幾つかの改善点を発見することができた。ここでは試 験量産を元にした品質検査手法の改良について述べる

7.2.1 抵抗測定器

試験量産では8つの端子が付いた測定器をストリップ平行方向にずらしていくことで抵抗値の2次元分布 を得ていた。しかしながらこの方法では本量産の2000枚を測定するのに時間がかかりすぎてしまう。そこで 我々は、測定端子を2次元配置したアクリル板による測定方法を開発した。図94は新しく作成した抵抗測定



図 94 新型抵抗測定器の概要

器である。アクリル板に縦横 5cm 間隔で端子が配置されており、各端子がケーブルコネクタを通してボック ス内のリレーに接続されている。リレーを PC で操作することでテスターにどの端子を接続するか決めるこ とができ、任意の端子間の抵抗測定が可能となっている。この測定器による測定を数回繰り返すことにより フォイル全体の抵抗値を得る。図 95 はリレーとテスターを操作する GUI である。上が測定で得られた抵抗 値マップ、下がテスターの測定値を示すようになっている。アクリル板の大きさは縦 45cm、横 60cm であり、 端子が 9×11 個等間隔に並ぶ。アクリル板とは独立に、HV からの抵抗値測定用の端子が 1 つ備えてあるので 端子は合計 100 個になる。誤差を 50kΩ まで許した場合の測定時間は約 0.5[sec/probe] であり、2m のフォイ ルを 3 分半程度で測定可能である。

抵抗陽極に触れる端子素材もシリコンゴムから図 96 のような金属フェルトに変更した。シリコンゴムと金 属メッシュを組み合わせた端子には、安定した抵抗値を得るのにかなりの圧力が必要となる問題があった。図 97 に端子圧力と抵抗値の関係を載せる。 左側がシリコンゴムと金属メッシュで作成した素材、右側が金属 フェルトの結果である。シリコンゴムの方は素材が抵抗陽極に十分接触して安定した抵抗値が得られるまでに 400[g/cm²] 程必要であるのに対し、金属フェルトは最初から接触が十分なされており 10 分の 1 程度の圧力で 事足りることがわかる。また、金属繊維は十分柔らかいので抵抗陽極を傷つける心配はない。このような抵抗 測定器を CERN と日本用の 2 台作成する予定である。



図 95 新型抵抗測定器の GUI:上図で測定したフォイルの抵抗値マップを表示し、下図でテスターの測定 値をリアルタイムで表示するようになっている。



図 96 金属フェルト:非常に細かいステンレス繊維が複雑に絡み合う事で接触が容易になっている。



図 97 端子圧力と抵抗値の関係:

7.2.2 光学検査

5.3.3 では、元画像からエラーの無い理想画像を生成することでエラー検出する方法を紹介し、その方法に 問題があることを述べた。ここではストリップ幅を用いたエラー検出手法について述べる。

図 93 ではフォイルのストリップ幅の二次元分布を示したが、この手法を大きなエラーを含むフォイルに 適用してみた結果が図 98 である。ストリップ幅のサンプリングには 6.3.2 で述べたものを用いている。この



図 98 ストリップ幅とサンプリング数の2次元分布

フォイルは右下部分にスジを持っているが、このスジに相当するものがストリップ幅分布に現れていることが 確認できる。ブロック内にストリップパターン以外のエラーが存在する場合、そのエラーからの寄与がスト リップ幅に大きく影響するため、周囲のストリップ幅と大きく逸脱した値が帰ってくるわけである。同じ影響 がブロック内のストリップ幅サンプリング数分布にも現れている。このことを利用したのが、ここで述べるエ ラー検出手法である。
図 99 は右上に白い付着物が数点あるフォイルのスキャン画像とそのサンプリング数分布である。左下に見 えるのは PCB 接着のアライメントを合わせるのに用いる印である。左下図のサンプリング数分布を見てわか



図 99 ストリップ幅測定アルゴリズムを用いたエラー検出

るように、ストリップパターン以外のパターンを検出できていることがわかる。右下図はサンプリング数分布 の輪郭検出を行った結果であり、これよりストリップパターンの中から白い付着物の輪郭を捉えられているこ とが確認できる。検出した輪郭の位置や大きさを収集することで、フォイル全体のエラー情報を得ることが可 能にするのが新しく開発しているエラー検出手法である。この手法のテストは 2016 年に予定されている高抵 抗陽極フォイルのプレ量産を用いて行う予定である。

7.3 製造手法へのフィードバック

この節では試験量産から得た製造手法の改善案について述べる。

7.3.1 **スクリーンプリント法**

スクリーンプリント法によって形成したフォイルの初期抵抗値は、目標値周辺でコントロールできているこ とが確認できた。PCB 過程では抵抗陽極上へのピラー形成を十分な強度で行うために、フォイルの研磨作業 が追加された。研磨は ELTOS 社が導入する自動研磨機で行われる予定であり、現在研磨機を調整中である。

7.3.2 **スパッタリング法**

日本での製造時点で、抵抗値に大きなばらつきが生じていることが確認された。この原因の一つは光学検 査によってストリップ幅によるものだと判明したが、それ以外の要因も考えられ、現在企業で調査中である。 PCB 過程によって抵抗値が一様に下がることは確認できた。しかしながら、製造費用が高いことと、安定性 が売りのはずが先ほど述べたような大きな不定性が出てしまうことが判明したため、高抵抗陽極の形成にはス クリーンプリント法が採用されることになった。

8 結論

東京大学と神戸大学の ATLAS マイクロメガスグループは NSW に導入するマイクロメガス用高抵抗陽 極フォイルの研究開発を行っている。我々は高抵抗陽極フォイルの製造手法としてスクリーンプリント法と スパッタリング法を確立し、マイクロメガスで要求される抵抗値やストリップパターン形成を可能にした。 ATLAS マイクロメガスグループは NSW の本格的な製造に入る前に試験量産として Large sector と Small sector を1枚ずつ製造する。この試験量産のために日本グループも高抵抗陽極フォイルの試験量産を行い、大 量生産用に開発したフォイル品質検査手法およびフォイル製造手法のテストを行った。

スパッタリング法で製造したフォイルには抵抗値に大きなばらつきが確認された。この原因は、ストリップ 幅の違いによるものだということを開発した光学検査手法によって発見した。PCB 接着過程で期待されてい た抵抗値の一様な低下は確認でき、ピラー形成も問題なく行えることを確認できた。しかしながら、スパッ タリング法はコスト面での負担が大きいため、NSW 本量産ではスクリーンプリント法が採用されることに なった。

スクリーンプリント法で製造したフォイルは抵抗値を目標値周辺でコントロール可能なことが確認できた。 しかしながら、PCB 接着過程では期待されていた抵抗値上昇が起こらずピラー形成も十分ではないという問 題が生じた。これはピラー形成前の研磨作業が行われなかったことが原因であり、そのことを企業に報告する ことで解決することができた。また、研磨作業によりフォイルの抵抗値が上昇することも確認されたので、目 標値周辺でコントロール可能できるように企業が研磨作業を調整している。

現在、試験量産結果を基にした品質検査手法および製造手法の改良を行っており、2016 年初頭に行われる プレ量産で大量生産に向けた最終調整をする計画である。NSW 用 MM の大量生産は 2016 年 3 月ごろに開始 される。我々はそこでの大量生産でフォイルを約 2000 枚生産し、すべての品質検査を行った後 CERN に輸 送する。品質検査で得た抵抗値やストリップ幅等の情報はデータベース化され、CERN に提供される予定で ある。フォイルは CERN で PCB 接着を終えた後再び測定し、抵抗値及びパターンの最終チェックを行う。

謝辞

本論文の執筆にあたり、多くの方々の力をお借りしました。この場を借りて感謝の意を述べさせて頂きます。 まず、指導教官である川本辰男准教授に深く感謝致します。放任主義と学生への気遣いがファインチューニン グされた先生の指導なくしては、充実した学生生活は送れなかったことでしょう。

またマイクロメガスグループの片岡洋介特任助教には画像解析やデータ取得のための GUI 開発等、技術的 な面で色々お世話になりました。理解の遅い私に対して丁寧に御指導していただいたことに深く感謝します。 増渕達也特任助教は抵抗陽極フォイル 100 枚の抵抗値測定という大変な力仕事を手伝ってくださいました。増 渕さんの抵抗測定データへの考察から学んだ研究者としての基本的な姿勢と抵抗測定で得た筋力は一生の宝で す。齋藤智之氏にも深く感謝致します。研究で関わることは少なかったですが、マイクロメガスグループの雰 囲気が良かったのは斎藤さんの笑顔とダブルミールにあると私は信じています。マイクロメガスグループの先 輩である寺尾慎吾氏は右も左もわからない私に丁寧にご指導してくださいました。心より感謝致します。同じ マイクロメガスグループである神戸大学の越智敦彦氏、山崎祐司氏、竹本強志氏、山根史弥氏、山内悟氏、長 谷川大晃氏、長坂憲子氏にも感謝致します。神戸大学海事科学部での中性子照射実験、CERN でのビームテ ストは皆様のおかげで非常に実りある実験にありました。

研究室の先輩である小林愛音氏、加藤千曲氏には研究生活や車の運転など、大変お世話になりました。心より感謝致します。

マイクロメガスグループ以外の ICEPP の先生方、先輩方、後輩たちにも深く感謝致します。

事務員の皆様に感謝致します。学生生活を問題なく送ることができたのは塩田雅子氏、手塚淑恵氏、竹本葉 子氏、宮園あき子氏、山浦華世氏のおかげです。

最後に、私を支え続けてくれた妻の知美、両親、妹と猫2匹に感謝の意を述べ謝辞と致します。

付録 A 標準模型

素粒子の標準模型は、レプトンとクォーク及び重力相互作用を除く三つの相互作用(電磁相互作用、弱い相 互作用、強い相互作用)を統一的に記述する理論である。ゲージ対称性から生じる他の三つの相互作用と異な り、重力相互作用は時空の局所対称性から生じると考えられている。この違いにより、重力相互作用の量子補 正に処理できない無限大が生じ、未だこれら四つの相互作用を統一的に記述することはできていない。しかし ながら、我々が扱えるエネルギースケールでは重力は他の三つの力と比べて無視できるほど小さいので、素粒 子実験では重力を除外して考える。次節以降では、標準模型を構成する重要な要素を順に述べていく。

A.1 電弱相互作用とヒッグス機構

標準模型におけるの三つの相互作用 (電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用) はゲージ対称性から生じ ると先ほど述べた。ゲージ場の局所対称性に由来する共変微分項によりその相互作用を表すことができるが、 ゲージ対称性からの制限によりゲージ場は質量項を持つことができず、W ボソンや Z ボソンが質量を持つと いう実験事実と矛盾してしまう。この節では SU(2) × U(1) で表現される電弱相互作用 (電磁相互作用と弱い 相互作用) において、弱い相互作用を担う W ボソンや Z ボソンがゲージ対称性の破れによって質量を獲得す るヒッグス機構について説明する。

まずヒッグス場から考える。ヒッグス場 φの共変微分項は

$$(D_{\mu}\varphi)_{i} = \partial_{\mu}\varphi_{i} - i[g_{2}A^{a}_{\mu}T^{a} + g_{1}B_{\mu}Y]^{j}_{i}\varphi_{j}$$
(A.1)

と表せる。 T^a は SU(2) の生成子で $T^a = \frac{1}{2}\sigma^a$ 、Y は U(1) の生成子で $Y = -\frac{1}{2}I$ である。後々を考慮して式 (A.1) の右辺の括弧内を行列の形で書き下しておく。

$$g_2 A^a_\mu T^a + g_1 B_\mu Y = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} g_2 A^3_\mu - g_1 B^\mu & g_2 (A^1_\mu - i A^2_\mu) \\ g_2 (A^1_\mu + i A^2_\mu) & -g_2 A^3_\mu - g_1 B_\mu \end{pmatrix}$$
(A.2)

ここで、ヒッグス場が以下のようなポテンシャル項を持つと仮定する。

$$V(\varphi) = \frac{1}{4}\lambda(\varphi^{\dagger}\varphi - \frac{1}{2}v^2)^2.$$
(A.3)

このポテンシャル下ではヒッグス場の真空期待値はゼロにはならない。非ゼロの真空期待値をヒッグス二重項 の1成分目で表せるようにゲージ変換するとヒッグス場は

$$\varphi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + H(x) \\ 0 \end{pmatrix} \tag{A.4}$$

となり、ヒッグス場の運動項 $-(D^{\mu}\varphi)^{\dagger}(D_{\mu}\varphi)$ から vを含む項を取り出すことでゲージ場の質量項を得ることができる。

$$\mathcal{L}_{mass} = \frac{1}{\sqrt{8}} v^2 \begin{pmatrix} 1, & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g_2 A^3_\mu - g_1 B^\mu & g_2 (A^1_\mu - iA^2_\mu) \\ g_2 (A^1_\mu + iA^2_\mu) & -g_2 A^3_\mu - g_1 B_\mu \end{pmatrix}^2 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}.$$
(A.5)

得られた質量項をよく見てみると、SU(2) と U(1) が混ざった質量項が生じていることがわかる。この混ざり 具合を弱混合角

$$\theta_W \equiv \tan^{-1}(g1/g2) \tag{A.6}$$

で表し、SU(2) と U(1) のゲージ場を

$$W^{\pm}_{\mu} \equiv \frac{1}{2} (A^{1}_{\mu} \mp i A^{2}_{\mu}), \tag{A.7}$$

$$Z_{\mu} \equiv c_W A_{\mu}^3 - s_W B_{\mu}, \tag{A.8}$$

$$A_{\mu} \equiv c_W A_{\mu}^3 + c_W B_{\mu} \tag{A.9}$$

と定義する。ここで、 $s_W \equiv \sin(\theta_W)$ 、 $c_W \equiv \cos(\theta_W)$ である。これらの定義を元に (A.5) 式を書き直すと、

$$\mathcal{L}_{mass} = \frac{1}{\sqrt{8}} g_2^2 v^2 \left(1, 0\right) \begin{pmatrix} \frac{1}{c_W} Z_\mu & \sqrt{2} W_\mu^+ \\ \sqrt{2} W_\mu^- & \frac{1}{c_W} A_\mu \end{pmatrix}^2 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$= -(g_2 v/2)^2 W^{+\mu} W_\mu^- - \frac{1}{2} (g_2 v/2 c_W)^2 Z^\mu Z_\mu$$

$$= -M_W^2 W^{+\mu} W_\mu^- - \frac{1}{2} M_Z^2 Z^\mu Z_\mu$$
(A.10)

となる。 M_W と M_Z はそれぞれ

$$M_W = g_2 v/2,$$
 (A.11)

$$M_Z = M_W / \cos(\theta_W) \tag{A.12}$$

であり、これらはまさしく弱い相互作用を伝える W ボソンと Z ボソンの質量を表している。実験で得られた 値は $M_W = 80.4$ GeV、 $M_Z = 91.2$ GeV であり、弱混合角は $\sin^2 \theta_W = 0.223$ となっている。また、質量項を 持っていない A_{μ} は電磁相互作用を担う光子に相当し、光子が質量を持たないことと無矛盾である。

このように、ヒッグス場に非ゼロの真空期待値を持つようなポテンシャルを仮定することで、質量項を持つ ゲージ場と持たないゲージ場を両立させる仕組みをヒッグス機構と呼ぶ。

A.2 **レプトンの相互作用**

レプトンはスピン $\frac{1}{2}$ のフェルミオンで、それらの相互作用は SU(2) × U(1) で記述される。つまりレプトンは、電弱相互作用はするが強い相互作用はしない素粒子なのである。レプトンは 6 つのフレーバーを持ち、それらはさらに 3 世代 (第 1 世代から順に $e \ge \nu_e$ 、 $\mu \ge \nu_\mu$ 、 $\tau \ge \nu_\tau$) に分けられている。この節ではレプトン における電弱相互作用やレプトンの質量項がどのようにして表現されるか述べる。またクォークに関しては基本的には以下で述べることを SU(3) × SU(2) × U(1) に拡張するだけなので、ここでは割愛する。

レプトンやクォークにおける弱い相互作用を述べる上で気をつけなければいけないことは、パリティ対称性 が破れていることである。簡単に述べると、弱相互作用の内の W[±] による相互作用はカイラリティが負 (左巻 き) の粒子にしか働かないのである。このことを考慮して、左巻きのレプトンを二重項

$$l = \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix} , \tag{A.13}$$

右巻きのレプトンを一重項 ē と定義するところから始める。ν はニュートリノ、e は電子を表している。また 簡単のために、ここでは第一世代のレプトンのみ扱うことにする。レプトンの共変微分項はそれぞれ

$$(D_{\mu}l)_{i} = \partial_{\mu}l_{i} - ig_{2}A^{a}_{\mu}(T^{a})^{j}_{i}l_{j} - ig_{1}(-\frac{1}{2})B_{\mu}l_{i}, \qquad (A.14)$$

$$(D_{\mu}\bar{e})_i = \partial_{\mu}\bar{e} - ig_1(+1)B_{\mu}\bar{e} \tag{A.15}$$

で表せ、運動項はレプトンがフェルミオンであることを考慮して

$$\mathcal{L}_{kin} = i l^{\dagger i} \bar{\sigma}^{\mu} (D_{\mu} l)_i + i \bar{e}^{\dagger} \bar{\sigma}^{\mu} D_{\mu} \bar{e}$$
(A.16)

となる。レプトンとゲージ場との相互作用は運動項の共変微分項から生じる。(A.14) と (A.15) における共変 微分項を前節で定義した W^{\pm}_{μ} 、 Z_{μ} 及び A_{μ} で書き直し、(A.16) からレプトンとゲージ場の相互作用項を取り 出して整理すると、相互作用を表すラグランジアンは

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{1}{\sqrt{2}} g_2 W^+_{\mu} J^{-\mu} + \frac{1}{\sqrt{2}} g_2 W^-_{\mu} J^{+\mu} + \frac{e}{s_W c_W} Z_{\mu} J^{\mu}_Z + e A_{\mu} J^{\mu}_{\rm EM}$$
(A.17)

となる。ここで

$$J^{+\mu} \equiv \bar{\mathcal{E}}_{\rm L} \gamma^{\mu} \mathcal{N}_{\rm L} , \qquad (A.18)$$

$$J^{-\mu} \equiv \bar{\mathcal{N}}_{\rm L} \gamma^{\mu} \mathcal{E}_{\rm L} , \qquad (A.19)$$

$$J_{\rm Z}^{\mu} \equiv J_{3}^{\mu} - s_{W}^{2} J_{\rm EM}^{\mu} \,, \tag{A.20}$$

$$J_3^{\mu} \equiv \frac{1}{2} \bar{\mathcal{N}}_{\rm L} \gamma^{\mu} \mathcal{N}_{\rm L} - \frac{1}{2} \bar{\mathcal{E}}_{\rm L} \gamma^{\mu} \mathcal{E}_{\rm L} , \qquad (A.21)$$

$$J^{\mu}_{\rm EM} \equiv -\bar{\mathcal{E}}\gamma^{\mu}\mathcal{E} \,, \tag{A.22}$$

$$\mathcal{E} \equiv \begin{pmatrix} e \\ \bar{e}^{\dagger} \end{pmatrix} , \qquad (A.24)$$

$$\mathcal{N}_{\rm L} \equiv \begin{pmatrix} \nu \\ 0 \end{pmatrix} \tag{A.26}$$

(A.17) の 1,2,3 番目の項をみると、我々の馴染み深い $W \to l\nu \Leftrightarrow Z \to ll, \nu\nu$ などの反応があることが確認で きる。また最後の項からは、光子が電子のみと相互作用項を持ち、電荷がゼロであるニュートリノとは相互作 用しないこともわかる。 この節の最後に、レプトンの質量項について述べる。ゲージ対称性の制限により、レプトンの質量項を直接 いれることはできない。レプトンに整合性を持った質量項を持たせるために、ヒッグス場を利用した湯川結合 を導入する。湯川結合項を

$$\mathcal{L}_{\rm Yuk} = -y\varepsilon^{ij}\varphi_i l_j \bar{e} + \text{h.c} \tag{A.27}$$

とする。ここで φ は前節で定義したヒッグス場 (A.4)、y は湯川結合定数である。(A.27) 式を具体的に書き下 すと、

$$\mathcal{L}_{\text{Yuk}} = -y\varepsilon^{ij}\varphi_i l_j \bar{e} + \text{h.c}$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}}y(v+H)(l_2 \bar{e} + \text{h.c.})$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}}y(v+H)(e\bar{e} + \bar{e}^{\dagger}e^{\dagger})$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}}y(v+H)\bar{\mathcal{E}}\mathcal{E} .$$
(A.28)

ヒッグス場の真空期待値を含む項を取り出すと、電子の質量として、

$$m_{\rm e} = \frac{yv}{\sqrt{2}} \tag{A.29}$$

を得ることができる。ここではニュートリノの質量はゼロということになっている。また、(A.27) をみると、 ヒッグス粒子の崩壊過程である H \rightarrow tr や H \rightarrow bb は湯川結合項に由来することがわかる。

素粒子の標準模型は、対称性の破れたポテンシャルを持つヒッグス場を導入することで、レプトンとゲージ 場の相互作用およびそれらが質量を持つ機構を包括的に説明することができる。しかしながら、標準模型は実 験事実を全て説明できるわけではない不完全な理論と考えられており、電弱スケール (約 100GeV) でさえも 実験結果と矛盾が生じている。次節では標準模型が抱える問題点について具体的に述べていく。

付録 B 標準模型が抱える問題点

標準模型は、これまでの多くの実験結果を予言できた素晴らしい理論である。しかし、先に述べたように全 ての実験結果と無矛盾というわけではなく、未だに説明することのできない多くの問題を抱えている。標準模 型が抱える問題をいくつか述べる。

• ニュートリノ質量

神岡で行われている Super-Kamiokane 実験等で行われたニュートリノ観測実験により、ニュートリノ 振動と呼ばれる現象が存在することが確認されている。この現象はニュートリノが有限の質量を持ち、 レプトンにおいても世代間混合が存在することを示している。このような実験事実は、ニュートリノ質 量をゼロとし、レプトン数が保存するとしている標準模型と矛盾している。

• 階層性問題

素粒子の相互作用を調べる場合、相互作用を記述するラグランジアンのモデルを作り、そのパラメー ターを実験結果と照らし合わせて決めていくことになる。ツリーレベルで考える場合は粒子のエネル ギーが実験のエネルギースケールに制限されるので、実験からパラメーターを決定することに何の問題 も生じない。しかしながら、粒子のエネルギーを実験のエネルギースケールをはるかに超えた範囲まで 入れて計算するループダイアグラムを加味すると事情が変わってくる。

問題なのはヒッグス粒子の質量である。2012 年、CERN の ATLAS 実験グループと CMS 実験グルー プは、ヒッグス粒子を発見しその質量が約 126GeV であると報告した。ヒッグス粒子の質量をループ ダイアグラムまで考慮することでどのような問題が生じるのか見てみる。フェルミオンのループから生 じるヒッグス粒子の質量補正は

$$\delta m_h^2 \simeq \alpha^2 \int d^4k \frac{k^2 + m}{(k^2 - m^2)^2} \approx \alpha \Lambda_{NP}^2 \tag{B.1}$$



図 100 ヒッグス場の質量補正を与えるフェルミオンループダイアグラム

となり、この補正を用いてヒッグス粒子の質量を表すと

$$m_h = m_{bare} + \delta m_h^2 \tag{B.2}$$

となる。(B.2)の補正はLHCの能力を大きく超えたエネルギースケールも含んでいる。仮に新物理の エネルギースケールが大統一理論と同じ ~ 10^{15} GeV だとすると、実験で観測された $m_h = 126$ GeV を 得るためにはヒッグス粒子の裸の質量 m_{bare} が質量補正と約 24 桁に渡って一致して打ち消しあう必要 がある。新物理と我々の日常にこのようにエネルギースケールの大きな隔たりがある問題を階層性問題 と呼ぶ。

力の統一

まず問題として取り上げられるのが、標準模型では重力相互作用を説明することができないということ である。我々の扱うことの可能なエネルギースケールでは、重力相互作用は他の相互作用と比較して極 端に弱かったので問題にならなかった。しかしながら、エネルギースケールを大きくしていく (プラン ク質量程度)と重力は無視できないほど強くなってしまい、これを記述する理論が必要になる。他の相 互作用についても、本当の意味での統一を考えると問題が生じる。これらは異なるゲージ群によって記 述されているので、それらの結合定数は互いに独立していることになり真に統一されているとは言い 難い。

● 暗黒物質、暗黒エネルギー

天の川銀河の回転速度から銀河の質量を計算すると、我々が観測しうる物質だけでは到底足りないとい う問題がある。標準模型に登場する素粒子は、我々の宇宙全体のエネルギーの約4%にすぎないのであ る。残96%の内23%が暗黒エネルギーであり、それ以外が標準模型に現れない暗黒物質である。 暗 黒物質は観測ができなかったことから、物質と相互作用をほとんどしない粒子だと考えられている。

付録 C 超対称性理論

超対称性理論を簡潔に言うと、電子に対応したボソン版電子があるといったように、フェルミオンとボソン との間に対称性を仮定する理論である。このことからわかるように、超対称性理論では素粒子の数は標準模型 の2倍になる。例えばフェルミオンであるトップの超対称性パートナーはストップ('ス'は Supersymmetry のS)と呼ばれるボソンになる。トップをストップに変換するような「超対称性変換」で変化するのはスピン のみで、その質量などは変化しない。しかしながら、そのような超対称性粒子は未だ観測されてはいない。こ れは、自然界の何らかの機構によって 超対称性粒子の質量が重くなってしまったためと考えられる。

自然界に超対称性を導入することで得られる最大の恩恵は、付録 B で述べた階層性問題の解消にあると言っ て良いだろう。(B.1)のような量子補正は、ループするのがフェルミオンとボソンで逆の符号を持つという特 徴がある。そのため、超対称性粒子があると仮定すると (B.1)のボソンループも計算に加えることができて、 質量補正項を相殺してくれるのである。また、安定な超対称性粒子が暗黒物質の有力候補となり得たり、ゲー ジ結合定数の統一など、他の問題の解決策も提示してくれる。超対称性理論は以上のような理由から新物理の 有力候補とされており、超対称性粒子の発見を目的とした実験が世界中で行われている。以下では超対称性理 論について概説する [1]。

C.1 超空間と超場

まず 4 次元時空の座標 x_{μ} にグラスマン座標 $\theta^{\alpha}, \bar{\theta}^{\dot{\alpha}}(\alpha, \dot{\alpha} = 1, 2)$ を加えた超空間 (Super space) $(x_{\mu}, \theta^{\alpha}, \bar{\theta}^{\dot{\alpha}})$ を定義する。 $x_{\mu}, \theta^{\alpha}, \bar{\theta}^{\dot{\alpha}}$ は、超対称性変換で変化するパラメータである。また、このように定義された超空間 で素粒子の場を表現するために超場 (Super field) $\phi(x_{\mu}, \theta^{\alpha}, \bar{\theta}^{\dot{\alpha}})$ を導入する。このとき、超対称性変換は

$$U(x_{\mu}, \theta^{\alpha}, \bar{\theta}^{\dot{\alpha}}) = \exp(ix^{\mu}P_{\mu} + i\theta \cdot Q + i\bar{\theta} \cdot \bar{Q})$$
(C.1)

で表せられる。超対称変換による超空間の変換性を調べるため、 $a, \zeta, \bar{\zeta}$ を超空間上の微小変化量として

$$U(a,\zeta,\bar{\zeta})U(x,\theta,\bar{\theta}) = U(x',\theta',\bar{\theta}') \tag{C.2}$$

をベーカーハウスドルフの公式等を用いて計算して両辺を比較すると、超空間は超対称変換により

$$x' = x + a + \frac{i}{2}\zeta\sigma^{\mu}\bar{\theta} - \frac{i}{2}\theta\sigma^{\mu}\bar{\zeta}.$$
 (C.3)

$$\theta' = \theta + \zeta. \tag{C.4}$$

$$\bar{\theta}' = \bar{\theta} + \bar{\zeta} \tag{C.5}$$

と変換することがわかる。これより、超対称性変換はグラスマン座標だけでなく時空座標に関しても変化を起こすことが確認できる。また、超場 $\phi(x_{\mu}, \theta^{\alpha}, \bar{\theta}^{\dot{\alpha}})$ の微小変化をテイラー展開で表したものと (C.3)-(C.5) の 変換で表したもので比較することで、超対称変換の生成子として

$$Q_{\alpha} = i\partial_{\alpha} + \frac{1}{2}(\sigma^{\mu})_{\alpha\dot{\beta}}\bar{\theta}^{\dot{\beta}}\partial_{\mu} .$$
 (C.6)

$$\bar{\mathcal{Q}}^{\dot{\alpha}} = i\partial^{\dot{\alpha}} - \frac{1}{2}(\bar{\sigma}^{\mu})^{\dot{\alpha}\beta}\theta_{\beta}\partial_{\mu} .$$
(C.7)

が導ける。これらの生成子は

$$\{\mathcal{Q}_{\alpha}, \bar{\mathcal{Q}}_{\dot{\alpha}}\} = 2i\sigma^{\mu}_{\alpha\dot{\alpha}}\partial_{\mu}, \quad \{\mathcal{Q}_{\alpha}, \mathcal{Q}_{\beta}\} = \{\bar{\mathcal{Q}}_{\dot{\alpha}}, \bar{\mathcal{Q}}_{\dot{\beta}}\} = 0.$$
(C.8)

を満たす。超対称変換によって超空間がどのように変換するのかはわかった。では超対称変換の下で超場が満 たすべき式はどのような形になるだろうか。超対称性の下で不変な式を導くために、以下のような超対称共変 微分を導入する。

$$\mathcal{D}_a = \partial_a - \frac{i}{2} (\sigma^\mu)_{ab} \bar{\theta}^b \partial_\mu . \qquad (C.9)$$

$$\bar{\mathcal{D}}_{\dot{a}} = \bar{\partial}_a - \frac{i}{2} \theta^c (\sigma^\mu)_{ac} \partial_\mu . \qquad (C.10)$$

(C.9)、(C.10) は超対称変換 (C.6)、(C.7) と反交換することが直接計算することで確認でき、このことから

$$\bar{\mathcal{D}}_{\dot{a}}\phi(x,\theta,\bar{\theta}) = 0.$$
(C.11)

$$\mathcal{D}_a \phi^{\dagger}(x, \theta, \bar{\theta}) = 0 . \qquad (C.12)$$

は超対称変換で不変であることが導ける。(C.11) が左巻きカイラル超場の定義式、(C.12) が右巻きカイラル 超場の定義式となる。カイラル超場を扱いやすくするために、 $y^{\mu} \equiv x^{\mu} - \frac{i}{2} \theta^{c} \sigma^{\mu}_{cc} \overline{\theta}^{c}$ で x_{μ} を置き換え、グラス マン座標に関するテイラー展開は3次以上は消えてしまうことを使うと、左巻きカイラル超場は

$$\begin{split} \phi(y,\theta) &= A(y) + \sqrt{2\theta}\psi(y) + \theta\theta F(y) \\ &= A(x) + \sqrt{2\theta}\psi(x) + \theta\theta F(x) - i(\theta\sigma^{\mu}\bar{\theta})\partial_{\mu}A(x) \\ &- \frac{1}{\sqrt{2}}i\theta\theta\bar{\theta}\bar{\sigma}^{\mu}\partial_{\mu}\psi(x) + \frac{1}{4}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}\partial^{2}A(x) \ . \end{split}$$
(C.13)

と表現できる。グラスマン座標の性質により、2 つのカイラル超場の積もまたカイラル超場である。微小超対 称変換 (C.6)、(C.7) を y^μ、θ^a を用いて書き直して (C.13) に作用させるとカイラル超場の変換は次のように 求められる。

$$\delta A = \sqrt{2\epsilon\psi} , \qquad (C.14)$$

$$\delta\phi = -\sqrt{2}i\sigma^{\mu}\bar{\epsilon}\partial_{\mu}A + \sqrt{2}\epsilon F , \qquad (C.15)$$

$$\delta F = \sqrt{2}i\bar{\epsilon}\bar{\sigma}^{\mu}\partial_{\mu}\psi \ . \tag{C.16}$$

C.2 超ポテンシャル

(C.16) 式に注目すると、これは全微分の形で書かれている。このことと、超空間上での作用が

$$\int d^4x d^2\theta \phi(x,\theta,\bar{\theta}) \tag{C.17}$$

$$W(\phi)|_F = \frac{\partial W(A)}{\partial A_i} F_i - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 W(A)}{\partial A_i \partial A_j} \phi_i \phi_j , \qquad (C.18)$$

のような形で書ける。これを超ポテンシャルと呼ぶ。超ポテンシャルがこのような形で表せられる理由は、カ イラル超場の積で F 項となるのは任意の ϕ_i から F 項を選びそれ以外の ϕ_j から A 項を選ぶ場合 ((C.18) の 1 項目) と、任意の 2 つの ϕ_i, ϕ_j から ϕ の 1 次式を選びそれ以外の ϕ_k から A 項を選ぶ場合 ((C.18) の 2 項目) の 2 つしかないからである。このポテンシャルによってヒッグス場のポテンシャルや湯川結合を表すことがで きるのである。

C.3 運動項

(C.18)は相互作用項を与えることはできるが、運動項は含んでいない。運動項を求める前に、ベクトル超場 について考えてみる。ベクトル超場はエルミートであり、

$$V(x,\theta,\bar{\theta}) = C(x) + \theta\lambda(x) + \bar{\theta}\lambda^{\dagger}(x) + \theta\theta M(X) + \theta^{*}\theta^{*}M^{\dagger} + \theta\sigma^{\mu}\theta^{*}v_{\mu}(x) + \theta\theta\theta^{*}\lambda^{\dagger}(x) + \theta^{*}\theta^{*}\theta\lambda(x) + \frac{1}{2}\theta\theta\theta^{*}\theta^{*}D(x) .$$
(C.19)

となる。カイラル超場で (C.16) を求めたのと同様にして、ベクトル超場でも D 項に関して

$$\delta D = -\sigma^{\mu}_{a\dot{c}}\partial_{\mu}\lambda^{\dagger\dot{c}} + \partial_{\mu}\lambda^{c}\sigma^{\mu}_{c\dot{a}} \tag{C.20}$$

と D 項が全微分の形で求められることがわかる。これから明らかなように、ベクトル超場の場合 D 項が超対 称性を保つ項になる。

最後に運動項について考える。カイラル超場とそのエルミート共役の積はベクトル超場であり、グラスマン 座標の性質を使って D 項を表すと、

$$\phi^{\dagger}\phi|_{D} = -\partial^{\mu}A^{\dagger}\partial_{\mu}A + i\psi^{\dagger}\bar{\sigma^{\mu}}\partial_{\mu}\psi + F^{\dagger}F .$$
(C.21)

となり、スカラー場 A とフェルミオン場 ψ の運動項が出てくることがわかる。これを基本として様々なシナ リオの超対称性モデルが提案されている。以上をまとめると、超対称性の下で不変な運動項と相互作用を含む ラグランジアンは

$$\mathcal{L} = \phi_i^{\dagger} \phi_i |_D + (W(\phi)|_F + \text{h.c}) . \tag{C.22}$$

となる。この式を、補助場 F_i を消去した形で表してみる。式 (C.22) を F_i について変分をとると、

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial F_i} = F_i^{\dagger} + \frac{\partial W(A)}{\partial A_i} = 0 . \qquad (C.23)$$

これから求められる F_iを再び式 (C.22)に代入する事で、

$$\mathcal{L} = -\partial^{\mu} A_{i}^{\dagger} \partial_{\mu} A_{i} + i \psi_{i}^{\dagger} \bar{\sigma}^{\mu} \partial_{\mu} \psi_{i}$$

$$- \left| \frac{\partial W(A)}{\partial A_{i}} \right|^{2} - \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^{2} W(A)}{\partial A_{i} \partial A_{j}} \phi_{i} \phi_{j} + h.c \right] ,$$
(C.24)

となり、物理的な場のみを用いてラグランジアンが表せる。

C.4 超対称ゲージ変換

ここまでで、スカラー場とフェルミオン場の運動項および相互作用項を表現する事が可能になった。次に、 ゲージ場を導入してみる。ベクトル超場は実スカラー場 v_µ(式 (C.19)の4項目参照)を持っており、これを ゲージ場と同定することができる。超場のゲージ変換を考えることで、ベクトル超場がどのように変換するか 見てみよう。まず、ベクトル超場の超対称ゲージ変換を

$$V \rightarrow V + i(\Lambda^{\dagger} - \Lambda) ,$$
 (C.25)

と定義する。ここで Λ はカイラル超場である。 $i(\Lambda^{\dagger} - \Lambda)$ を具体的に書いてみると、

$$i(\Lambda^{\dagger} - \Lambda) = i(A^{*} - A) + i\sqrt{2}(\bar{\theta}\bar{\psi} - \theta\psi) - i\theta\theta F + i\bar{\theta}\bar{\theta}F^{*} - \theta\sigma^{\mu}\bar{\theta}\partial_{\mu}(A + A^{*}) - \frac{1}{\sqrt{2}}(\theta\theta\bar{\theta}\bar{\sigma}^{\mu}\partial_{\mu}\psi - \bar{\theta}\bar{\theta}\theta\sigma^{\mu}\partial_{\mu}\bar{\psi}) + \frac{i}{4}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}\partial_{\mu}\partial^{\mu}(A - A^{*}) .$$
(C.26)

このゲージ変換によって Vの各項は以下のように変換することがわかる。

$$C \to C' = C + i(A - A^*) , \qquad (C.27)$$

$$\chi \to \chi' = \chi + \sqrt{(2)\psi} , \qquad (C.28)$$

$$M + iN \to M' + iN' = M + iN + 2F$$
, (C.29)

$$V_{\mu} \to V'_{\mu} = V_{\mu} + \partial_{\mu} (A + A^*) , \qquad (C.30)$$

$$\lambda \to \lambda' = \lambda , \ \lambda \to \lambda' = \lambda ,$$
 (C.31)

 $D \to D' = D + D . \tag{C.32}$

これより、ゲージ変換のパラメータ ImA, ψ , F を適当に選べば C, λ , M, N を消去することができ、

$$V = (\theta \sigma^{\mu} \theta^{*}) v_{\mu} + \theta \theta \theta^{*} \lambda^{\dagger} + \theta^{*} \theta^{*} \theta^{*} \lambda + \frac{1}{2} \theta \theta \theta^{*} \theta^{*} D .$$
 (C.33)

のように表すことができる。このようなゲージ固定を「Wess-Zumino gauge」と呼ぶ。

次に、(C.22)の一項目で表せられるカイラル超場の運動項に U(1) ゲージ群を導入してみる。U(1) ゲージ 変換によってカイラル超場は

$$\phi_i \to \phi_i' = e^{-2ig\Lambda} \phi_i \tag{C.34}$$

と変換するが、この変換で不変な運動項は簡単な計算によって

$$\mathcal{L}_{\rm kin} = \phi_i^{\dagger} e^{-2gV} \phi_i |_D \tag{C.35}$$

となることが確かめられる。 e^{-2gV} を展開すると V の 3 次以上は消えてしまうことに注意して、Wess-zumino gauge の下で (C.35) を求めると

$$\phi_i^{\dagger} e^{-2gV} \phi_i|_D = -(D^{\mu}A)^{\dagger} D_{\mu}A + \psi^{\dagger} \bar{\sigma^{\mu}} D_{\mu}\psi + F^{\dagger}F + \sqrt{2}g\psi^{\dagger}\lambda^{\dagger}A + \sqrt{2}gA^{\dagger}\lambda\psi - gA^{\dagger}DA .$$
(C.36)

となる。ここで $D_{\mu} = \partial_{\mu} - igv_{\mu}$ は U(1) ゲージ理論における共変微分を表す。(C.36) から、物質場とゲージ フェルミオン場 λ , $\bar{\lambda}$ 等の相互作用が確認できる。例えば超対称 QED の場合では、 ψ が電子、A が電子の超 対称パートナーであるスエレクトロン (selectron)、 v_{μ} が光子、 λ , $\bar{\lambda}$ が光子の超対称パートナーであるフォッ ティーノ (photino) となる。

ベクトル超場が場を伝播するために、ベクトル超場の運動項を導入する。運動項はベクトル超場についての 微分を含み、ゲージ不変である必要がある。このような項を求めるために、超対称共変微分 \mathcal{D}_{α} , $\overline{\mathcal{D}}_{\alpha}$ を用いて

$$W_{\alpha} = \frac{1}{4} \bar{\mathcal{D}}_{\dot{\alpha}} \bar{\mathcal{D}}^{\dot{\alpha}} \mathcal{D}_{\alpha} V . \qquad (C.37)$$

を導入する。式 (C.37)の性質について考えて見る。まず $\{\mathcal{D}_{\alpha}, \bar{\mathcal{D}}_{\alpha}\} = 0$ より $\bar{\mathcal{D}}_{\dot{a}}\bar{\mathcal{D}}_{\dot{b}}\bar{\mathcal{D}}_{\dot{c}} = 0$ なので $\bar{\mathcal{D}}_{\dot{a}}W_a = 0$ である。これより W_a はカイラル超場であることがわかる。次に W_a のゲージ変換における不変性を確かめ

る。これはゲージ変換がカイラル超場であることを利用すると次のように確かめることができる。

$$W'_{\alpha} = W_{\alpha} + \frac{i}{4} \bar{\mathcal{D}}_{\dot{\alpha}} \bar{\mathcal{D}}^{\dot{\alpha}} \mathcal{D}_{\alpha} (\Lambda^{\dagger} - \Lambda)$$

$$= W_{\alpha} - \frac{i}{4} \bar{\mathcal{D}}_{\dot{\alpha}} \{ \bar{\mathcal{D}}^{\dot{\alpha}}, \mathcal{D}_{\alpha} \} \Lambda$$

$$= W_{\alpha} - \frac{i}{4} \{ \bar{\mathcal{D}}^{\dot{\alpha}}, \mathcal{D}_{\alpha} \} \bar{\mathcal{D}}_{\dot{\alpha}} \Lambda = W_{\alpha} .$$
 (C.38)

 W_a を具体的に書き下してみよう。 W_a はカイラル超場なので、(C.13)のような表現が可能なはずである。そのために、まずはベクトル超場を $y^{\mu} \equiv x^{\mu} - \frac{i}{2} \theta^c \sigma^{\mu}_{cc} \bar{\theta}^{\dot{c}}$ を用いて書き直してみる。

$$V = (\theta \sigma^{\mu} \theta^{*}) v_{\mu} + \theta \theta \theta^{*} \lambda^{\dagger} + \theta^{*} \theta^{*} \theta \lambda + \frac{1}{2} + \theta \theta \theta^{*} \theta^{*} (D - i \sigma^{\mu} v_{\mu}) .$$
(C.39)

超対称共変微分は

$$\mathcal{D}_a = \partial_a - 2i\sigma^{\mu}_{a\dot{a}}\bar{\theta}^{\dot{a}}\partial_{\mu} \tag{C.40}$$

$$\bar{\mathcal{D}}_{\dot{a}} = -\bar{\partial}_{\dot{a}} \ . \tag{C.41}$$

これから (C.37)を計算すると、

$$W_a = \lambda_a + \theta_a D - (S_{\rm L}^{\mu\nu})^c_a \theta_c F_{\mu\nu} + i\theta \theta \sigma^{\mu}_{a\dot{a}} \partial_{\mu} \lambda^{\dagger \dot{a}} , \qquad (C.42)$$

となる。ここで、 $F_{\mu\nu} \equiv \partial_{\mu}v_{\nu} - \partial_{\nu}v_{\mu}$ は場の強さを表すテンソルである。 W_a はカイラル超場なので、運動項は $W^a W_a|_F$ で求められる。これより、ベクトル超場の運動項は、

$$\mathcal{L}_{kin} = \frac{1}{4} W^a W_a|_F + h.c$$

$$= i\lambda^{\dagger} \bar{\sigma}^{\mu} \partial_{\mu} \lambda - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \frac{1}{2} D^2 .$$
(C.43)

(C.43)の二行目を見ると、ゲージ場 v_{μ} の運動項とその超対称パートナーであるゲージーノ場 λ の運動項があることが確認できる。

C.5 最小超対称標準模型 (minimal supersymmetric standart model, MSSM)

最後に、標準模型に超対称性を導入した最小超対称標準模型 (以下 MSSM) について述べる。標準模型は U(1) × SU(2) × SU(3) のゲージ群を含むので、MSSM ではこれに相当するゲージボソンとゲージーノをベ クトル超場で表現する必要がある。また、レプトンやクォークおよびヒッグスはカイラル超場を用いて表現 され、各々 L_{iI} , $\bar{l}_{I}(\nu$ プトン 。I = 1, 2, 3 は世代数)、 $Q_{\alpha iI}$, \bar{u}_{i}^{α} , $\bar{d}_{i}^{\alpha}(\rho_{\pi}-\rho)$ 、 H_{i} , $\bar{H}_{i}(ヒッグス)$ とする。 ヒッグス二重項が二つなのは、超ポテンシャルと量子異常からの制限のためである。湯川結合等を与える超ポ テンシャルは、

$$W = -y_{IJ}\epsilon^{ij}H_iL_{jI}\bar{l}_J - y'_{IJ}H_iQ_{\alpha jI}\bar{d}_J^{\alpha} - y''_{IJ}\bar{H}^iQ_{\alpha iI}\bar{u}_J^{\alpha} - \mu\epsilon^{ij}\bar{H}_iH_j .$$
(C.44)

と表現できる。最後の項はヒッグポテンシャルおよびヒッグシーノの質量項である。この超ポテンシャルに 特徴的なのが R パリティである。ゲージ対称性で許される相互作用項を全て許すと、 $\overline{H^i}L_{iI}$ のような現実 世界と矛盾する相互作用が起きてしまう。そこで、このような相互作用項を禁止するために、標準模型粒子 に +1、その超対称性パートナーに-1 の固有値を与えるような変換の下での不変性をラグランジアンに課す。 この対称性を R パリティと呼び、R=1 となる相互作用項のみを許すのである。この仮定により、絶対に崩壊しない安定な超対称性粒子があることがわかる。R=1 の制限より、超対称性粒子が崩壊する場合最低 1 つ は超対称性粒子を含む必要があるからである。絶対に崩壊しない、最も軽い超対称性粒子を LSP(Lightest Supersymmetric Particle) と呼び、この粒子は暗黒物質の有力候補ともなっている。

超対称性粒子の質量はパートナーである標準模型粒子と同じ質量を持っているはずだが、そのような粒子は 見つかっていない。これより、超対称性は何らかのメカニズムによって破れていると考えられる。

付録 D 余剰次元理論

超対称性理論は通常の4次元時空にグラスマン的な座標を加えることで標準模型の問題を解決するもので あった。それに対し、余剰次元理論は通常の4次元時空に更に空間的座標(余剰次元)を取り入れることで問 題解決を図る理論である。以下では、余剰次元理論の基本的なアイデアと現在提唱されている余剰次元理論に ついて紹介する。

D.1 カルツァ-クライン理論

余剰次元理論の例として、余剰次元を1つ導入して時空を5次元としたカルツァ-クライン理論について述べる。この理論では、余剰次元を4次元時空の各点に存在する半径Rの円と同定する(内部空間という如何わしいものを外部空間で表現しようとする試みである)。この理論での空間座標は4次元時空 x^{μ} に余剰次元yを足した $x^{M} = (x^{\mu}, y)$ の形で表せられる。半径Rの円が我々に見えない理由は、この円が非常に小さいためである(コンパクト化)。このような5次元時空では、場 $\phi(x^{\mu}, y)$ は周期的境界条件から $\phi(x^{\mu}, y+2\pi R) = \phi(x^{\mu}, y)$ を満たす。

5次元スカラー場を余剰次元 y に関してフーリエ級数展開すると、

$$\phi(x^{\mu}, y) = \sum_{n} \phi^{n}(x^{\mu}) \exp(i\frac{n}{R}y)$$
(D.1)

のように展開できる。これより、スカラー場は整数 <u>n</u> に対応した余剰次元方向に対する無数の運動量モード を持っていることがわかる。これを KK モード (カルツァ-クライン モード) と呼び、n 番目の KK モードの 質量は

$$m_n = \frac{n}{R} \tag{D.2}$$

であることがわかる。この理論では標準模型に登場する粒子は KK ゼロモード粒子ということになる。

D.2 ランドール-サンドラム理論

前節のカルツァ-クライン理論は余剰次元を小さな円にコンパクト化する所謂「小さな余剰次元理論」であった。この節では、「大きな余剰次元理論」の一つであるランドール-サンドラム理論 (RS 理論) を紹介する。RS 理論では、2 つの4 次元時空 (ブレーン, Brane) が高次元時空 (バルク,bulk) 上に存在しており、2 つのブレーンの内1 つを我々の住む世界 (TeV ブレーン)、もう1 つをプランクスケールが支配するブレーン (プランク ブレーン) としている。RS 理論はバルクが平坦ではなく曲がっている反ド・ジッター時空 (Anti-de Sitter, Ads) としている。Ads により $e^{-k\pi R}$ で与えられるワープ因子がプランクブレーンから TeV ブレーンへのス ケール変換する際の抑制因子となり、ヒッグスの真空期待値が

$$v_0 \to v = e^{-\pi k R} v_0 \tag{D.3}$$

のように変換される。このようにして、プランクスケールと Tev スケールの階層性を指数関数的な抑制因子 であるワープ因子により説明可能である。

参考文献

- [1] Quantum Field Theory, M. Srednicki, 2006.
- [2] Technical Design Report New Small Wheel, ATLAS Collaboration
- [3] CERN Document Server / Photos http://cds.cern.ch/collection/Photos.
- [4] The ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2015-009.
- [5] ATLAS Collaboration. "The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Col-lider". 2008 JINST 3 S08003.
- [6] HL-LHC: High Luminosity Large Hadron Collider, http://hilumilhc.web.cern.ch/about/hl-lhcproject
- [7] ATLAS Collaboration: ATLAS New Small Wheel Technical Design Report.
- [8] MICROMEGAS: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments, 1996 • Y. Giomataris
- [9] A spark-resistant bulk-micromegas chamber for high-rate applications, T. Alexopoulosa, J. Burnensb, R. de Oliveirab, G. Glontib, O. Pizzirussob, V. Polychronakosc, G. Sekhniaidzed, G. Tsipolitisa, J. Wotschackb, 2011
- [10] C. Bernet, et al. Nucl. Instr. and Meth. A, 536 (2005), p. 61
- [11] B. Peyaud Nucl. Instr. and Meth. A, 535 (2004), p. 247
- [12] 神戸大学修士論文" ATLAS アップグレードに向けた MicroMEGAS 抵抗電極の開発", 竹本 強志,2014
- [13] https://tatsuya.web.cern.ch/tatsuya/internal/WorkLink/AnalysisLog/051315/051315.html
- [14] The ATLAS Trigger System: Ready for Run-2, Yu Nakahama on behalf of the ATLAS Collaboration
- [15] https://www.ansys.jp/products/electromagnetics/maxwell/
- [16] H. Raether, Z. Phys. 112 (1939) 464
- [17] J.M.Meek, Phys. Rev. 57(1940) 722
- [18] Y.Kataoka, Performance Studies of a Micromegas Chamber in the ATLAS Environment, arXiv:1310.8603v2,(2014)
- [19] A.Komuro, Numerical modeling for atmospheric-pressure streamer discharge towards elucidation of radical production
- [20] 原雅則, 酒井洋輔, 気体放電論, ISBN 978-4-254-22641-6 C3354, (2011)
- [21] 神原信志, 大気圧プラズマ反応工学ハンドブック, ISBN 978-4-86469-068-3 C3050, (2013)
- [22] A.Bressan, M.Hoch., High rate behavior and discharge limits in micro-pattern detectors, Physics Research A 424 (1999) 321-342
- [23] Jonathan Bortfeldt, Development of Floating Strip Micromegas Detectors, Ludwig-Maximilians-Universit at Munchen (2014)