

修士論文

ミハイパー核分光実験に用いる SksPlus用ドリフトチェンバーの開発



京都大学大学院理学研究科
原子核ハドロン研究室
森津 学

2009年1月

概要

核力をハイペロンを含むバリオン間の相互作用に拡張し、これを統一的に理解することはストレンジネス核物理の最も基本的な課題のひとつである。ハイペロンと原子核との束縛系であるハイパー核の構造を調べることによってハイペロン-核子間、ハイペロン-ハイペロン間の相互作用の情報を引き出すことができる。これまでの実験から、ストレンジネスをひとつ含む $S = -1$ の系（特に Λ ハイパー核）に関してはかなり精密な理解が進んでいる。一方、 $S = -2$ の系に関しては未開拓であり、特に Ξ ハイパー核に関する情報はほとんどなく、その存在自体ははっきりとは確立していない。 ΞN 相互作用はバリオン間相互作用の $SU_f(3)$ での統一的理解に不可欠な要素であり、 Ξ ハイパー核の分光学的研究から確定的な情報を得ることが期待されている。

我々は J-PARC において Ξ ハイパー核分光実験 (J-PARC E05) を行う。 (K^-, K^+) 反応を用いたミッシングマス分光法によって、従来にない 3 MeV 以下のエネルギー分解能により、束縛状態のピーク位置を決定するとともに、 Ξ の核内での強い相互作用 ($\Xi N \rightarrow \Lambda\Lambda$) による転換幅の情報も引き出す。このために、散乱粒子スペクトロメータシステムとして SksPlus が考案された。SksPlus は、高運動量分解能を誇る既存の SKS の上流に新たに双極型 (D) 磁石を追加することによって、高運動量領域 (1.3 GeV/c 付近) においてもその分解能を維持する。本論文では、SKS と D 磁石の間に配置するドリフトチェンバー SDC3 の設計と性能評価および、シミュレーションによる SDC3 の実験に対する影響の考察について述べる。

SDC3 は、位置測定点の増加による運動量分解能の向上や、スペクトロメータのチューニングや、全システムの位置合わせ等の役割を果たす一方、多重散乱の影響により分解能を悪化させるという不利な点も有する。チェンバーの設計においては多重散乱の影響を減らすように配慮し、最適な電場分布が得られるようにワイヤー構造等を決定した。性能評価においては、検出効率の測定により、最適な印加電圧を決定した。また、信号の到達時間からドリフト距離を求めトラッキングをおこなって位置分解能を導出した。今回の測定によって十分な検出効率と、 $280\mu\text{m}$ 程度の実験の要請を満たす位置分解能が得られていることを確認した。また、SDC3 の SksPlus の運動量分解能への影響をみるためにシミュレーションによって SDC3 と運動量分解能の関係を考察した結果も示す。

目次

第 1 章 序論	6
1.1 ストレンジネス核物理とバリオン間相互作用	6
1.2 ハイパー核の構造学的研究	6
第 2 章 Ξ ハイパー核分光実験	
- J-PARC E05 -	8
2.1 過去に行われた Ξ ハイパー核探索実験	8
2.2 ΞN 相互作用に関するモデル	8
2.3 E05 実験の意義と目的	10
2.4 実験の手法	11
2.5 スペクトロメータシステム - SksPlus -	15
2.6 SksPlus における SDC3	17
第 3 章 チェンバーの設計	18
3.1 ドリフトチェンバーの動作原理	18
3.2 SDC3 の設計	18
3.2.1 有効面積	18
3.2.2 ドリフト長	19
3.2.3 ワイヤ構造	19
3.2.4 ガス	21
3.3 電場計算とシールドワイヤの配置	21
3.4 チェンバーの物質質量	22
3.5 漏れ磁場の影響	28
第 4 章 チェンバーの性能評価	31
4.1 検出効率の測定	31
4.1.1 β 線源を用いた検出効率測定のセットアップ	31
4.1.2 検出効率測定の結果と印加電圧の決定	33
4.2 位置分解能の測定	36
4.2.1 宇宙線を用いた位置分解能測定のセットアップ	36
4.2.2 MHTDC のキャリブレーション	37
4.2.3 解析の手順	38
4.2.4 STC (Space to Time Conversion) 関数の作成	39
4.2.5 トラッキング解析	41
4.2.6 位置分解能の導出	41
4.2.7 位置分解能解析に対するまとめと考察	45

第 5 章 シミュレーションによる SDC3 の評価	49
5.1 シミュレーションの目的	49
5.2 シミュレーションの条件と結果	49
5.3 考察と今後の展望	52
第 6 章 結論	53
付 録 A SDC3 の最終図面	54
付 録 B 最小二乗法による直線近似	55
B.1 近似直線の係数とその誤差の導出 [22]	55
B.2 データ点と直線との残差に対する誤差の導出	56
B.3 SDC3 への適用	57
謝辞	58
参考文献	59

目 次

2.1	KEK-E224[6] と BNL-E885[7] で得られた $^{12}\text{C}(\text{K}^-, \text{K}^+)$ 反応のミッシングマススペクトル	9
2.2	$^{12}\text{C}(\text{K}^-, \text{K}^+)^{12}_{\Xi}\text{Be}$ 反応の DWIA 計算によるスペクトル	11
2.3	J-PARC ハドロン実験ホール内の K1.8 ビームラインと SksPlus	13
2.4	SksPlus	13
2.5	SksPlus の外観図	14
2.6	シミュレーションによる SKS 単体と SksPlus の場合の運動量分解能の比較	16
2.7	シミュレーションによる SKS 単体と SksPlus の場合のアクセプタンスの比較	16
3.1	1.8GeV/c の K^- ビームの軌跡	19
3.2	SDC3 のワイヤー構造の概略図	20
3.3	$\text{Ar}+\text{C}_2\text{H}_6(50:50)$ ガスの 300 K, 1.2 atm における電子のドリフト速度と電場の関係	21
3.4	layer2 中央付近のセルの電位	23
3.5	layer2 中央付近のセルの電位 (図 3.4 の 3 次元表示)	23
3.6	layer2 中央付近のセルの電場分布	24
3.7	layer2 中央付近のセルの電子のドリフトラインと等到達時間曲線	24
3.8	荷電粒子トラックからの電子のドリフトライン	25
3.9	Garfield を用いて計算したドリフト距離 x と到達時間 t の関係 (x-t plot)	25
3.10	シールドワイヤーを入れない場合の layer1 中央付近のセルのドリフトラインと等到達時間曲線	26
3.11	SksPlus の磁場分布	28
3.12	SDC3 設置領域の磁場分布	29
3.13	鉛直方向に 0.1T の磁場がかかったときの電子のドリフトラインと等到達時間曲線	29
3.14	電子のドリフト距離 x と到達時間 t の関係 (x-t plot)	30
4.1	β 線源を用いた検出効率測定の設定アップ	31
4.2	検出効率測定の読み出し回路	32
4.3	$V_s = 0.6$ kV で固定したときの検出効率曲線	34
4.4	$V_f = 2.35$ kV で固定したときの検出効率曲線	34
4.5	$V_s/V_f = 0.60$ で固定したときの検出効率曲線	35

4.6	宇宙線を用いた位置分解能測定の設定アップ	36
4.7	位置分解能測定の読み出し回路	37
4.8	MHTDC のキャリブレーション	38
4.9	MHTDC のデータのヒストグラム	39
4.10	TDC の積分による STC 関数の導出	40
4.11	3つのレイヤーについて求めた STC 曲線	40
4.12	直線トラックのイベントディスプレイの例	42
4.13	残差二乗和の分布	42
4.14	直線トラックの角度分布	42
4.15	layer1 の X-T プロット	43
4.16	layer2 の X-T プロット	43
4.17	残差分布のガウスフィット	44
4.18	残差二乗和の χ^2 分布関数によるフィット	45
4.19	exclusive tracking における layer1 の X-T プロット	46
4.20	exclusive tracking における layer2 の X-T プロット	46
4.21	exclusive tracking における残差分布のガウスフィット	47
4.22	layer1 の残差分布とドリフト距離の相関	48
4.23	layer2 の残差分布とドリフト距離の相関	48
5.1	シミュレーションによって発生させた 1.3 GeV/c の K^+ のトラック	50
5.2	SDC3 の物質 (ガスの種類) を変化させたときの運動量分解能の変化	51
5.3	粒子の通過領域すべてを真空とした場合のチェンバーの位置分解能と運動量分解能の関係	51
5.4	チェンバーのガスを現実的なガスとして粒子の通過領域を He とした実際の実験状況とおなじ条件でのチェンバーの位置分解能と運動量分解能の関係	52
A.1	SDC3 の図面 (最終版)	54

表 目 次

2.1	3つのモデルについて計算された通常核密度における Ξ の一粒子ポテンシャル U_{Ξ} と転換幅 Γ_{Ξ} および各部分波の寄与	10
2.2	ミッシングマスのエネルギー分解能の見積もり	12
3.1	SDC3 の放射長単位の厚さ	27
3.2	ガスを $\text{He}+\text{C}_2\text{H}_6(40:60)$ に変えた場合の SDC3 の放射長単位の厚さ	27
4.1	残差と位置分解能 (inclusive tracking)	44
4.2	残差と位置分解能 (exclusive tracking)	47

第1章 序論

原子核物理の長い歴史のなかで、通常核の基底状態および低励起状態についてはこれまでに幅広く詳しく調べられている。現在の原子核物理学のひとつの流れとしては、アイソスピン、スピンやストレンジネスといった様々な座標軸上の未開拓な領域を探索しようとする研究が盛んである。その中で、ストレンジネスという量子数に着目し、原子核の本質的な理解を深めようとする学問分野がストレンジネス核物理である [1][2]。

1.1 ストレンジネス核物理とバリオン間相互作用

核力をハイペロンを含むバリオン間の相互作用に拡張し、これを統一的に理解することはバリオンの多体系を研究するストレンジネス核物理の最も基本的な課題のひとつである。

核力の源は核子を構成するクォークどうしの強い相互作用であるはずであるが、クォークは核子に閉じ込められているため、核子間の相互作用の記述には閉じ込めの理解が不可欠である。しかし、QCDにおけるクォークの閉じ込めは未解決の問題であり、そのため核子や核力には現象論的にしかわかっていない部分が多い。原子核の基本的な性質のひとつである飽和性を説明するには、核力の短距離斥力（斥力芯）の存在が不可欠であるが、斥力芯は実験的にその存在がわかっているだけで、その起源は完全には理解されていない。中間子交換モデルは長距離の引力としての核力をよく説明できるが、それを短距離部分にまでどのようにして拡張するのか、それともクォーク・グルーオンに基づいた記述が必要になってくるのか、など通常の核力でさえいまだ謎が多い。

こうした核力の問題を解決するために、ストレンジネスの入った原子核を研究することは非常に有用である。核子とハイペロン、ハイペロンとハイペロンの間の相互作用をこれまでの理解に基づく核力の延長線上で説明することができるのかを調べることによって、核力の理解そのものにつながる。そして同時に核力をより一般的なバリオン間相互作用に拡張するための手がかりとなる。

1.2 ハイパー核の構造学的研究

核力の理解に NN 散乱の詳細な実験データが貢献してきたように、ハイペロン (Y) を含んだバリオン間の相互作用のモデルを構築するには、原理的には YN 散乱または YY 散乱のデータが有用である。しかしながら、ハイペロンの寿命が短い ($c\tau \sim \text{cm}$) ために、低エネルギーでの散乱データを得ることは非常に困難であり、現在あ

るほとんどのデータは1960～70年代の泡箱を用いた YN 散乱のデータで、 NN 散乱に比べて格段にデータ数が少ない。 YY 散乱や $\text{Strangeness}(S) = -2$ の系(ΞN など)にいたっては現時点では全くデータがない。

そこで、従来はおもにハイパー核の構造学的研究から YN, YY 相互作用の情報を研究する手法がとられ、成功をおさめている。ハイペロンと原子核の束縛系であるハイパー核の構造にはハイペロン-核子間、ハイペロン-ハイペロン間の相互作用の影響が反映される。特にハイペロンのスピンの依存する相互作用は励起準位の微細構造に現れる。

これまでのKEK-PSやBNL-AGSなどにおいておこなわれた数多くの実験から、ストレンジネスをひとつ含む $S = -1$ の系(特に Λ ハイパー核)に関してはかなり精密な理解が進んでいる。その中でも、KEKのSKS (Superconducting Kaon Spectrometer) [3]は、 (π, K) 反応を用いた Λ ハイパー核の分光学的研究に多大なる貢献をしてきた[4][5]。 Λ に関しては、一粒子ポテンシャルの深さとして約-30 MeVという値が得られている。

一方、 $S = -2$ の系に関してはまだまだ未開拓である。特に Ξ ハイパー核に関する情報はほとんどなく、その存在自体ははっきりとは確立していない。過去に (K^-, K^+) 反応を用いた実験[6][7]があるが、統計量の不足とエネルギー分解能の不足から Ξ ハイパー核の束縛状態のピークを確認するには至っていない(後述2.1)。

現在、バリオン間相互作用を記述した理論モデルは数多く存在するが、それらのモデルの入力となるべき実験データの少なさから、特に $S = -2$ に関しては大きな不定性を含んでいる。 ΞN 相互作用はバリオン間相互作用の $SU_f(3)$ での統一的理解に不可欠な要素であり、 Ξ ハイパー核の分光学的研究から確定的な情報を得ることが期待されている。

第2章 Ξ ハイパー核分光実験 - J-PARC E05 -

我々はJ-PARCにおいて(K^- , K^+)反応を用いた Ξ ハイパー核分光実験(J-PARC E05)を行う[8]。ここでは実験の目的および実験方法などについて概説し、実験の重要な要素であるスペクトロメータシステム SksPlus について説明する。

2.1 過去に行われた Ξ ハイパー核探索実験

Ξ ハイパー核は、過去の実験のエマルジョン中にその候補となるいくつかのイベントが存在するが、いずれも決定的な証拠にはなっていない。 $^{12}\text{C}(K^-, K^+)$ 反応を用いた実験も行われている[6][7]が、統計量が少なかったこととエネルギー分解能が十分ではなかったことから Ξ ハイパー核のピークを確認するには至っていない。しかしながら、 Ξ の束縛領域にいくつか Ξ 核候補のイベントが見られることなど、有用な情報も提供している。図2.1にKEK-E224[6]とBNL-E885[7]で得られた $^{12}\text{C}(K^-, K^+)$ 反応のミッシングマススペクトルを示す。図中の線は、スピン・アイソスピンに依存しない部分について Woods-Saxon 型のポテンシャルを仮定して何通りかのポテンシャルの深さに対して DWIA 計算によって得られたスペクトルである(実験の分解能込)。実験データと理論計算との比較により、ポテンシャルの深さについて、E224からは $V_0^\Xi > -20\text{MeV}$ という結果が、E885からは $V_0^\Xi \simeq -14\text{MeV}$ という結果が得られている。

2.2 ΞN 相互作用に関するモデル

理論的観点からは ΞN 相互作用はバリオン8重項内のバリオン間相互作用を記述するモデルの一側面として扱われる。このような理論モデルは数々存在するが大別すると(1)中間子交換模型に基づくものと(2)クォーク模型に基づくものが存在する。多くのモデルが ΞN 相互作用に対して斥力を提示しているが、引力の ΞN 相互作用を提示しているモデルも存在し、(1)としては、Nijmegen Hard-Core model D (NHC-D)[9]や、Ehime model [10]や、Extended Soft-Core model 04d* (ESC04d*)[11]といったモデルや、(2)としては、FSS, fss2 [12]などがある。その中でも、過去の実験から得られている-14 MeV程度のポテンシャルを再現し、 ΞN に対して特徴的な引力を示す3つのモデルについて、G行列計算によって得られた Ξ の一粒子ポテンシャル U_Ξ と転換幅 Γ_Ξ および各部分波の寄与を表2.1に示す。NHC-DとEhimeはアイソスピン奇状態からの寄与により-20 MeV以下の比較的深いポテンシャルと狭

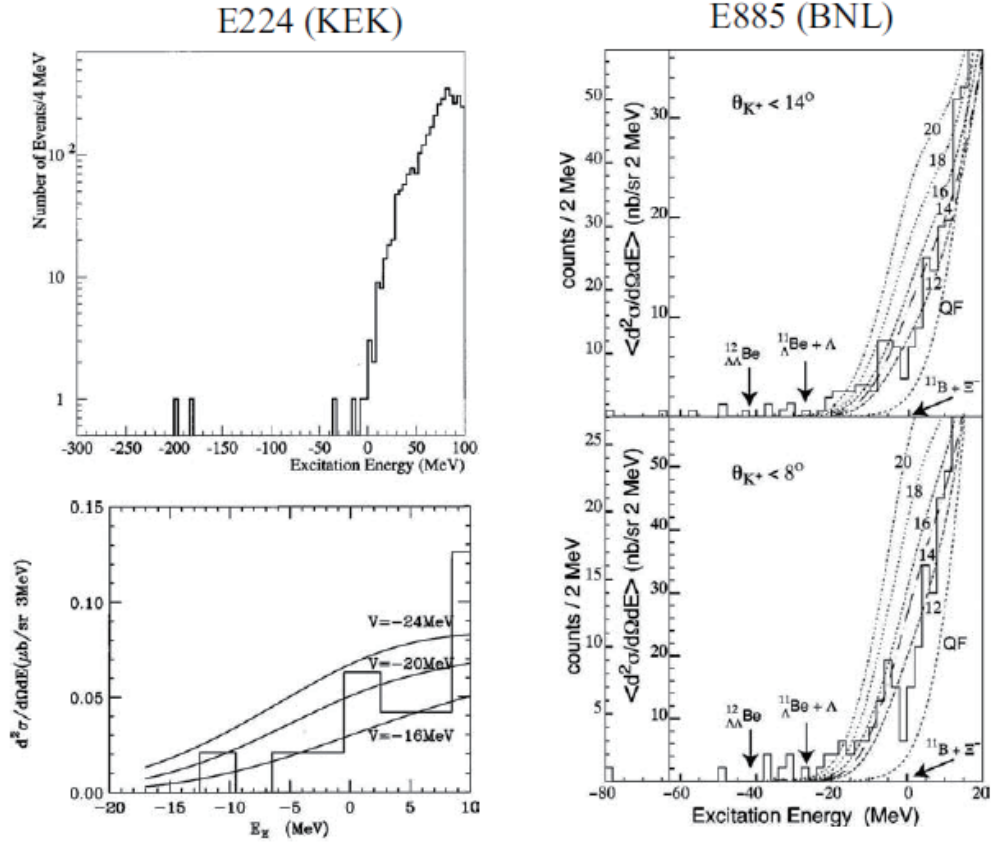


図 2.1: KEK-E224[6] と BNL-E885[7] で得られた $^{12}\text{C}(\text{K}^-, \text{K}^+)$ 反応のミッシングマススペクトル。図中の線は、スピン・アイソスピンに依存しない部分について Woods-Saxon 型のポテンシャルを仮定して何通りかのポテンシャルの深さに対して DWIA 計算によって得られたスペクトルである（実験の分解能込）。

表 2.1: 3つのモデルについて計算された通常核密度における Ξ の一粒子ポテンシャル U_{Ξ} と転換幅 Γ_{Ξ} および各部分波の寄与。表中の値の単位は MeV。[8]

model	T	1S_0	3S_1	1P_1	3P_0	3P_1	3P_2	U_{Ξ}	Γ_{Ξ}
NHC-D	0	-2.6	0.1	-2.1	-0.2	-0.7	-1.9	-25.2	0.9
	1	-3.2	-2.3	-3.0	-0.0	-3.1	-6.3		
Ehime	0	-0.9	-0.5	-1.0	0.3	-2.4	-0.7	-22.3	0.5
	1	-1.3	-8.6	-0.8	-0.4	-1.7	-4.2		
ESC04d*	0	6.3	-18.4	1.2	1.5	-1.3	-1.9	-12.1	12.7
	1	7.2	-1.7	-0.8	-0.5	-1.2	-2.8		

い幅を示唆している一方、ESC04d* は $T = 0$ の 3S_1 状態の強い引力により束縛し、広い幅を示唆している。このように計算結果はモデルにより様々である。

このような不定性は理論モデルの基礎となる実験データの不足が背景にあり、 Ξ ハイパー核分光実験により不定性のない確かなデータを得ることが必要とされる。

2.3 E05 実験の意義と目的

現在のところ Ξ ハイパー核に関する情報としては、2.1にあるような不確定性の大きい情報しか存在しない。我々は Ξ ハイパー核を確かな束縛状態のピークとして観測し、 ΞN 相互作用に関する不確定性のない情報を得ることを目指している。

また、 Ξ ハイパー核には $\Xi N \rightarrow \Lambda\Lambda$ という強い相互作用による崩壊プロセスが存在する。 ΞN と $\Lambda\Lambda$ の間の質量差が 28 MeV と小さいため、 $\Xi N - \Lambda\Lambda$ の結合の効果が大きいことが予想される ($S = -1$ 系では $\Lambda N \rightarrow \Sigma N$ 間が 75 MeV、 $S = 0$ 系では $\Delta N \rightarrow NN$ 間が 300 MeV の質量差)。この効果は ΞN ポテンシャルの虚部に現れる。すなわち、 Ξ の束縛状態の崩壊幅を測ることから $\Xi N - \Lambda\Lambda$ の混合に関する情報が得られる。

E05 実験は $^{12}\text{C}(\text{K}^-, \text{K}^+)_{\Xi}^{12}\text{Be}$ 反応¹によるミッシングマス分光法を用いて Ξ ハイパー核の生成を観測する。E05 実験の目的を以下にまとめる。

1. 十分な統計量とこれまでにないエネルギー分解能で Ξ ハイパー核の束縛状態をピークとして観測し、 Ξ ハイパー核の確かな存在の証拠を得る。
2. 得られた (K^-, K^+) 反応のスペクトルのピーク位置から Ξ ハイパー核の束縛エネルギーを求める。さらにそこから ΞN 相互作用の強さについての情報を引き出す。
3. Ξ ハイパー核のピークの幅から、 Ξ の核内での強い相互作用 ($\Xi N \rightarrow \Lambda\Lambda$) による転換幅の情報を得る。

Ξ ハイパー核の確かな存在の証拠を示した実験は未だないので、 Ξ ハイパー核の存在を不確定性なく示すことはハイパー核の研究において重大な進展である。上記の

1～3 のすべてにおいて実験的に最も重要となってくる要素は、ミッシングマスのエネルギー分解能である。図 2.2 に、DWIA 計算による $^{12}\text{C}(\text{K}^-, \text{K}^+)_{\Xi}^{12}\text{Be}$ 反応のスペクトルを示す（このスペクトルには実験の分解能は入っていない）。図 2.1 の右上のスペクトルと見比べてもわかるように、三ハイパー核がたとえ束縛状態として存在したとしても、エネルギー分解能が悪ければそれを識別することができない。また、束縛状態のピークが束縛閾値の近傍にある場合に、束縛領域にあるのかどうかさえ判別できなくなってしまう。

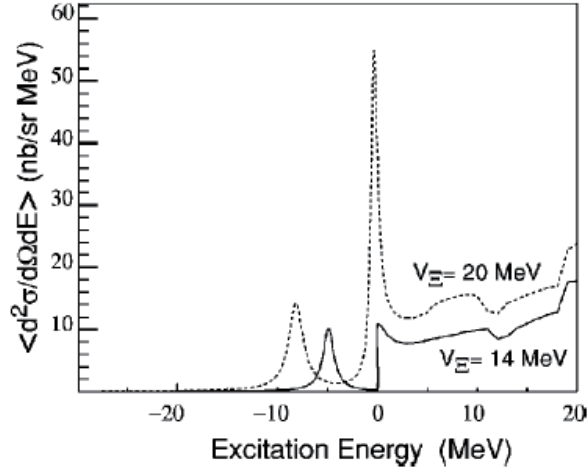


図 2.2: $^{12}\text{C}(\text{K}^-, \text{K}^+)_{\Xi}^{12}\text{Be}$ 反応の DWIA 計算によるスペクトル [7]。Xi のポテンシャルの深さが 14 MeV（実線）と 20 MeV（破線）の場合について示してある。縦軸の断面積は K^+ の放出角を $0^\circ \sim 14^\circ$ で平均化した値である。実験の分解能は入っていない。

2.4 実験の手法

E05 実験では $^{12}\text{C}(\text{K}^-, \text{K}^+)$ 反応によるミッシングマス分光法を用いるが、その際に 2.3 で述べたように、三ハイパー核のミッシングマスのエネルギー分解能をいかに良くできるかが重要となってくる。図 2.2 などから、 ~ 3 MeV(FWHM) 以下のエネルギー分解能が必要とされる。

入射 K^- はビームラインのスペクトロメータで運動量を測定する。ビームラインスペクトロメータは QQDQQ 構成で（図 2.3 の D4 と Q10～13）、point-to-point focus を実現しており、極めて良い運動量分解能 $\Delta p/p \simeq 1.4 \times 10^{-4}(\text{rms})$ が見積もられている。

また、ビーム K^- の運動量は $p(\text{K}^-, \text{K}^+)_{\Xi}$ の反応断面積 [13] が最大になる 1.8 GeV/c を使う。ターゲットはこれまでよく使われていてある程度断面積がわかって

¹ハイパー核の表記法として $^A_Z\Xi$ という表記法を用いる。

いる ^{12}C ターゲットを用いる。もちろんその後他のターゲットを用いることも考えている。

散乱 K^+ の運動量測定には散乱粒子用スペクトロメータ SksPlus (図 2.4, 2.5) を用いる (これについては次節で詳しく説明する)。

ミッシングマス M は次式のように表わされる。

$$\begin{aligned} M^2 &= (E_B + m_T - E_S)^2 - (\vec{p}_B - \vec{p}_S)^2 \\ &= m_B^2 + m_S^2 + m_T^2 + 2(m_T E_B - m_T E_S - E_B E_S + p_B p_S \cos \theta) \end{aligned} \quad (2.1)$$

ここで、 $m, E, \vec{p}, p$ はそれぞれ質量、エネルギー、3 元運動量、運動量の大きさであり、 θ は実験室系での散乱角である。添字の B, S, T はそれぞれビーム粒子、散乱粒子、ターゲットを意味する。上の式の偏微分をとることによって、ミッシングマスの分解能 ΔM は、

$$\Delta M^2 = \left(\frac{\partial M}{\partial p_B} \right)^2 \Delta p_B^2 + \left(\frac{\partial M}{\partial p_S} \right)^2 \Delta p_S^2 + \left(\frac{\partial M}{\partial \theta} \right)^2 \Delta \theta^2 + \Delta E_{strag}^2 \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial M}{\partial p_B} = \frac{1}{M} [\beta_B (m_T - E_S) + p_S \cos \theta] \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial M}{\partial p_S} = -\frac{1}{M} [\beta_S (m_T + E_B) - p_B \cos \theta] \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial M}{\partial \theta} = -\frac{1}{M} p_B p_S \sin \theta \quad (2.5)$$

と表わされる。ここで、 $\Delta p, \Delta \theta$ は運動量と散乱角の分解能、 β は速度、 ΔE_{strag} はターゲット内でのエネルギーストラグリング (後述) を表す。

この実験の場合のミッシングマスのエネルギー分解能を見積もった値を表 2.2 に示す。ただし、散乱角は 5° で角度分解能は 2 mrad、散乱 K^+ の運動量は 1.3 GeV/c で運動量分解能は 0.17 % (FWHM) (2.5 参照) を仮定している。この場合、 ΔE_{strag} を 2 MeV 以下 (ターゲット厚 5~6 g/cm² に相当する) に抑えることによって目標とするエネルギー分解能 ~ 3 MeV (FWHM) 以下を達成することができる。表 2.2 を見てもわかるように、エネルギー分解能に対する影響が最も大きいのは散乱粒子の運動量分解能である。すなわち、散乱粒子スペクトロメーターの運動量分解能が非常に重要になってくる。

表 2.2: ミッシングマスのエネルギー分解能の見積もり。式 2.2 の各項の寄与も示した。素過程と Ξ ハイパー核生成について求めた。単位は MeV (FWHM) である。計算に用いた条件は本文参照。

	$\frac{\partial M}{\partial p_B} \Delta p_B$	$\frac{\partial M}{\partial p_S} \Delta p_S$	$\frac{\partial M}{\partial \theta} \Delta \theta$	subtotal	ΔE_{strag}	ΔM
$\text{p}(\text{K}^-, \text{K}^+) \Xi^-$	0.39	1.56	0.30	1.64	< 2.0	< 2.6
$^{12}\text{C}(\text{K}^-, \text{K}^+) ^{12}\text{Be}$	0.56	2.26	0.04	2.33	< 2.0	< 3.1

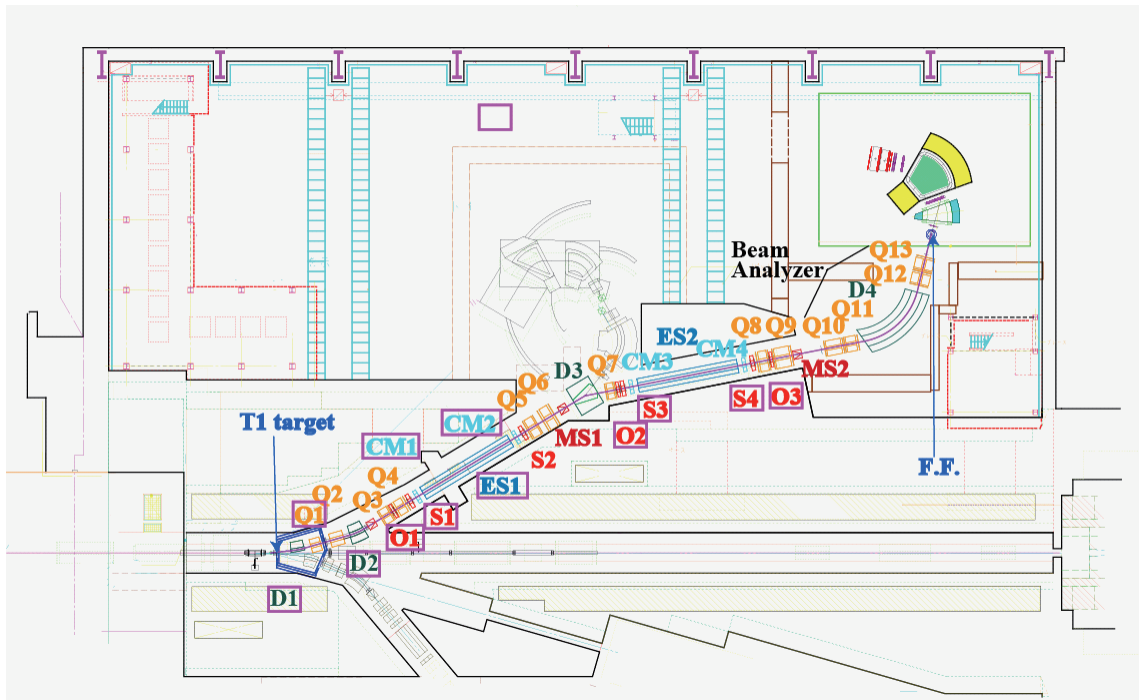


図 2.3: J-PARC ハドロン実験ホール内の K1.8 ビームラインと SksPlus。T1 target で生成した K^- は K1.8 ビームラインを通して実験エリアまで輸送される。D4 と Q10～13 がビームラインスペクトロメーター、その下流の F.F. が実験ターゲット位置、さらに下流に SksPlus がある。

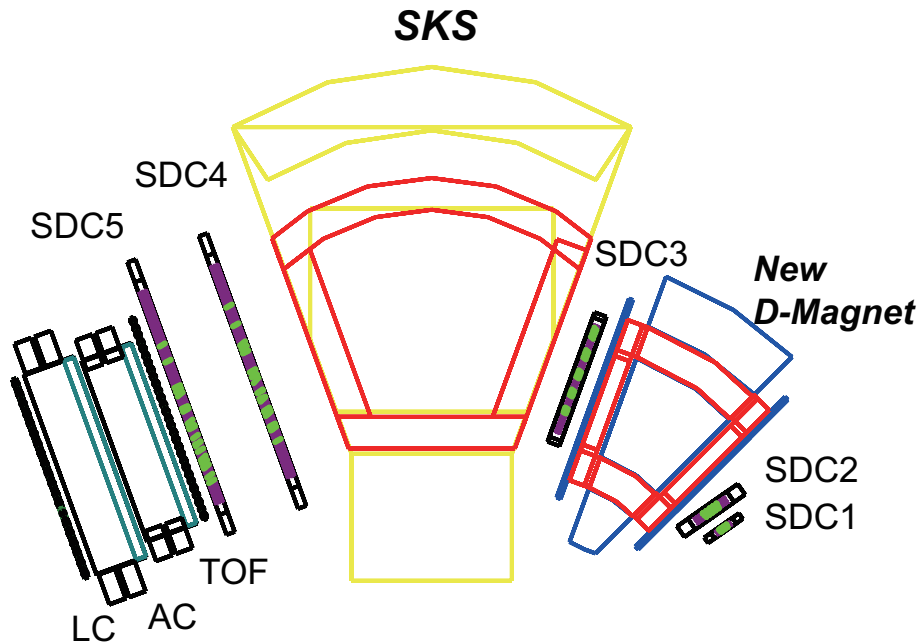


図 2.4: SksPlus。検出器システムは 5 台のドリフトチェンバー (SDC1～5) と下流のトリガーカウンター (TOF, AC, LC) から構成される。

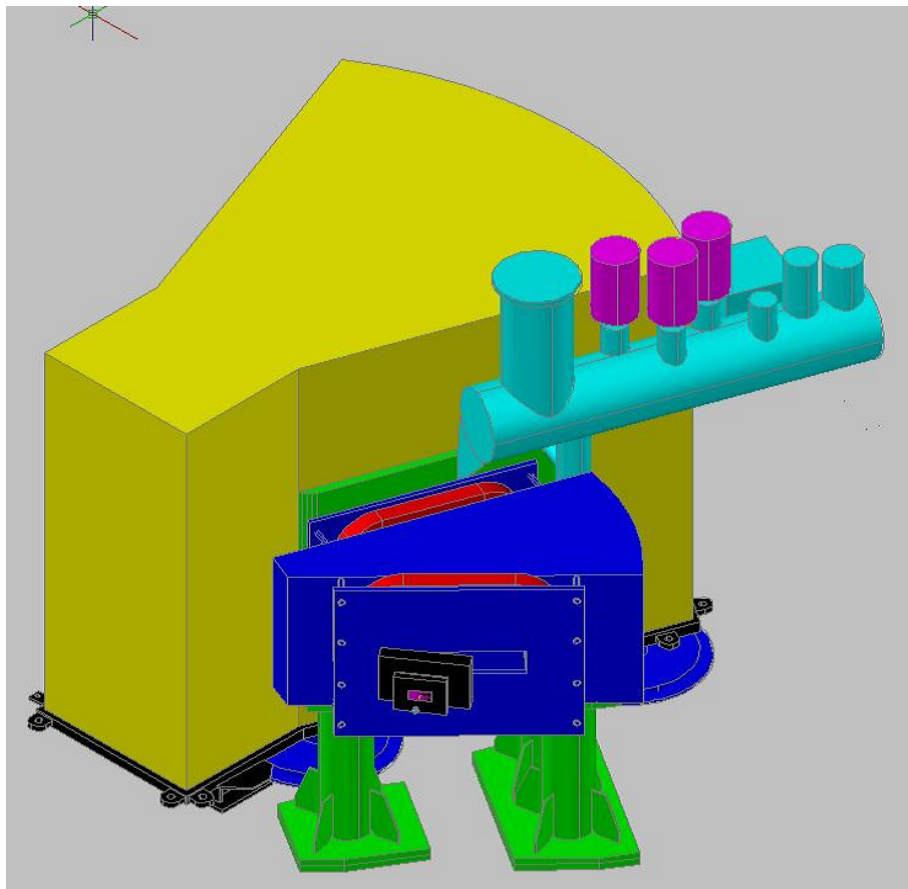


図 2.5: SksPlus の外観図

2.5 スペクトロメータシステム - SksPlus -

高運動量分解能を得るために散乱粒子スペクトロメータとして SksPlus (図 2.4, 2.5) を用いる。SksPlus は既存の SKS の上流に新たに双極型 (D) 磁石を付け加えたものである。ここでは E05 実験で従来の SKS ではなく SksPlus を選択するに至った経緯を説明する。

1.2 でも述べたように、SKS は大立体角 (100 msr) と高運動量分解能 (0.1 % FWHM) でこれまで (π , K) 反応を用いた Λ ハイパー核の実験に用いられてきた。 (π^+, K^+) 反応による Λ ハイパー核生成反応によって放出される K^+ の運動量領域は 0.72 GeV/c 付近である (SKS 中心磁場 2.2 T)。SKS は本来この運動量領域のスペクトロスコープに最適化して建設された (最高磁場 2.7 T)。一方、 Ξ ハイパー核生成に用いる (K^-, K^+) 反応で放出される K^+ の運動量領域は 1.3 GeV/c 付近となり、より高い運動量領域となる。このことから SKS 単体を用いた場合、磁場強度の不足から運動量分解能の低下が予想される。故に、SKS の上流に新たに D 磁石 (~ 1.3 Tm) を置くことによって磁場を補って高い運動量分解能を維持する SksPlus という設定が考案された。

図 2.6 に SKS 単体と SksPlus の場合の運動量分解能のシミュレーションの結果を示す。SKS 単体よりも SksPlus の方が運動量分解能が良いことがわかる。このとき SksPlus では $\Delta p/p \simeq 0.17\%$ (FWHM) が得られている。また、図 2.7 に SKS 単体と SksPlus の場合のアクセプタンス (立体角) のシミュレーションの結果を示す。SksPlus にすると運動量分解能と引き換えに、SKS の特徴であった大立体角は失われることになる。このとき SksPlus のアクセプタンスは 1.3 GeV/c 付近で ~ 30 msr である。また、SksPlus にすることによってターゲットから最下流のトリガーカウンタまでの飛行距離が長くなるので、その間の崩壊によって失われる K^+ の量も多くなる。(単純な計算では SKS 単体に比べて約 17 % 減少する。) Ξ ハイパー核生成の断面積は非常に小さいことが予想されるので、収量をかせぐためにアクセプタンスは大きいほう良く、飛行距離は短い方が望ましいが、J-PARC の大強度 K^- 中間子ビーム ($1.4 \times 10^6/\text{spill}(0.7\text{sec})$, $K/\pi \text{ ratio}=6.9$)³ を用いることで十分な高統計量のデータが得られると期待される。

このような理由から E05 実験においては運動量分解能を優先し、従来の SKS の改良版である SksPlus を使用することとなった。

SksPlus には位置検出器として 5 台のドリフトチェンバーを配置する (図 2.4)。D 磁石の上流に 2 台 (SDC1,2)、D 磁石と SKS の間に 1 台 (SDC3)、SKS の下流に 2 台 (SDC4,5) である。SDC3 は SksPlus にしたことにより新たに製作することとなった。

² このシミュレーションを行った当時と現在では、セットアップに多少の変更がある。

³ Phase-1 (30 GeV-9 μ A) の設計値。

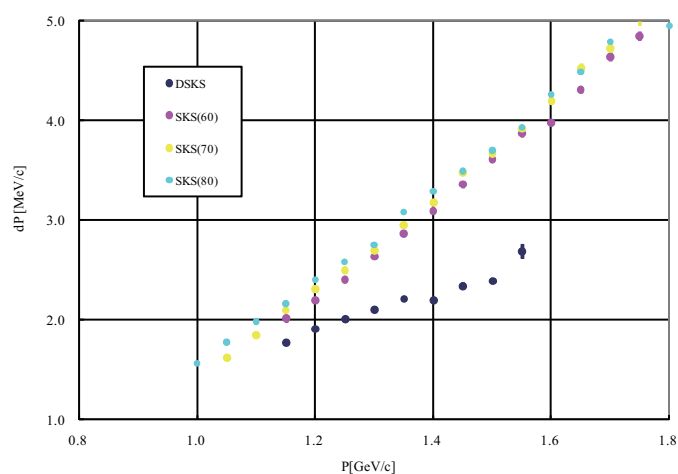


図 2.6: シミュレーションによる SKS 単体と SksPlus の場合の運動量分解能の比較²。DSKS は SksPlus の場合であり、SKS(60),(70),(80) はそれぞれ SKS 単体で bending angle が $60^\circ, 70^\circ, 80^\circ$ の場合である。[14]

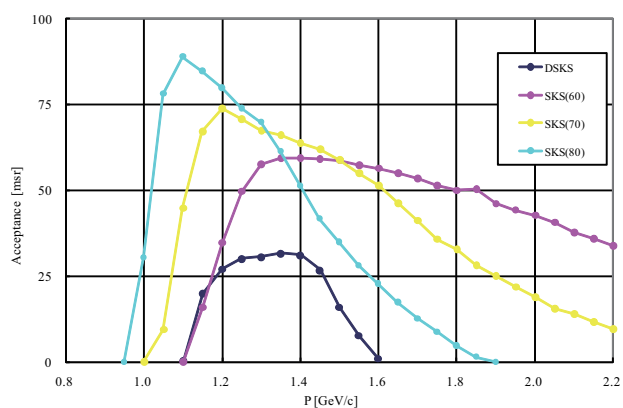


図 2.7: シミュレーションによる SKS 単体と SksPlus の場合のアクセプタンスの比較²。DSKS は SksPlus の場合であり、SKS(60),(70),(80) はそれぞれ SKS 単体で bending angle が $60^\circ, 70^\circ, 80^\circ$ の場合である。[14]

2.6 SksPlus における SDC3

SDC3 は SksPlus で 2 磁石の中間位置に置かれるドリフトチェンバーとして新たに開発する検出器である（図 2.4）。スペクトロメータシステム SksPlus にとって、SDC3 には利点と欠点が存在する。

SDC3 の利点としては、

1. 位置測定点が増えることによって SksPlus の運動量分解能の向上に寄与する。
2. D 磁石と SKS で運動量を別々に測ることが可能となり、それぞれで求めた値の一貫性を確認することにより、正しい運動量を測っているというチェックになる。
3. SksPlus の初期のセットアップ時において上流側のチェンバー（SDC1,2）と下流側のチェンバー（SDC4,5）の正確な位置合わせに使うことができる。

などがあげられる。1 については 5 章のシミュレーションにおいて考察する。SksPlus という新しいスペクトロメータシステムの立ち上げという非常に困難を要する状況において、2,3 は特に SDC3 を導入する重要な意義となる。約 6m 四方の空間内において 2 台のマグネットと 5 台のチェンバーを数 $100\mu\text{m}$ の精度で設置するのは人間の目を使うだけではまず不可能である。しかし D 磁石側で測定して得た粒子の SDC3 位置での位置・角度と、SKS 側で測定して得た SDC3 位置の位置・角度のずれを見ることにより上流と下流での相対的な位置のずれを補正することが可能となる。チェンバーの位置分解能をいかに上げて、チェンバー自体の位置の精度が悪いと意味がないので、正確な位置合わせというのは高運動量分解能の達成にとって非常に重要である。

SDC3 を入れることによる不利な点は、

- スペクトロメータ中の物質量の増加による多重散乱の影響により運動量分解能が悪化する。

という点である。多重散乱は軌道の途中で角度を変えてしまうので、トラッキングによって運動量分解能を測っているスペクトロメータにとっては致命的である。この影響も 5 章のシミュレーションにおいて考察する。また、次章の SDC3 の設計においては、チェンバーの物質量をできるだけ減らすように配慮した。

第3章 チェンバーの設計

ここでは実際のチェンバーの設計において注意を払った点、およびワイヤー構造に対して電場計算をおこなった結果等について述べる。

3.1 ドリフトチェンバーの動作原理

ドリフトチェンバーはガス中の電子のドリフトを利用して荷電粒子の通過位置を高精度で決定する位置検出器である [15]。一般的なドリフトチェンバーはガスで満たされたボリュームとその中に張られたワイヤーから構成される。ワイヤーには高電圧が印加されるため、ガスボリュームには電場が存在することになる。ドリフトチェンバー中を荷電粒子が通過すると、ガス分子が電離される。電離電子は電場によって加速され、センスワイヤー（アノードワイヤーともいう）に向かってドリフトする。センスワイヤー近傍の高電場領域で電子はなだれ増幅を起こし、その信号を検出する。このときドリフト電子の到達時間と一次電離位置からセンスワイヤーまでの距離（ドリフト距離）の間に正確な相関がある。このことを利用して到達時間を測ることによって荷電粒子の通過位置を決定するというのがドリフトチェンバーの基本的な動作原理である。この手法により数百 μm の位置決定精度が得られる。

時刻 $t = t_0$ に荷電粒子が通過して一次電離が起こったとする。その電離電子がドリフトしてセンスワイヤー近傍でなだれ増幅された信号が検出された時刻を $t = t_1$ とすると、ドリフト距離は、

$$x = \int_{t_0}^{t_1} w(t) dt \quad (3.1)$$

と表される。ここで $w(t)$ は電子のドリフト速度である。ドリフト速度 $w(t)$ が一定ならば、

$$x = w(t_1 - t_0) \quad (3.2)$$

となり、ドリフト距離は時間差 $t_1 - t_0$ に比例する。実際には $w(t)$ は必ずしも一定ではないが、ドリフト領域においてできるだけ一定なドリフト速度が得られるようにガスの種類や印加電圧を選択する。

3.2 SDC3 の設計

3.2.1 有効面積

SDC3 の有効面積は D 磁石の間口の広さで決まっている。D 磁石の間口の広さは $1004 \times 200\text{mm}^2$ であるので、D 磁石と SKS の間に設置する SDC3 は $1100 \times 300\text{mm}^2$

程度あればよい。最終的にはワイヤー構造 (3.2.3) の決定により、 $1120 \times 340\text{mm}^2$ となった。

3.2.2 ドリフト長

J-PARC E05 実験では (K^- , K^+) 反応を用いるため、入射 K^- ビームは D 磁石によって K^+ とは反対方向に曲げられる。図 3.1 は、シミュレーションによってもとめた $1.8\text{GeV}/c$ の K^- ビームの軌跡である。SDC3 には入射ビームは直接は当たらない。ビーム粒子の崩壊やターゲットでの反応など、計数率を正確に見積もるのは難しいが、多くても $\sim\text{kHz}$ 以下であると予想される。故に、SDC3 の計数率に関しては特に気にする必要はなく、最大ドリフト長は 8mm 、すなわちセンスワイヤー間隔 (セルサイズともいう) は 16mm とした。

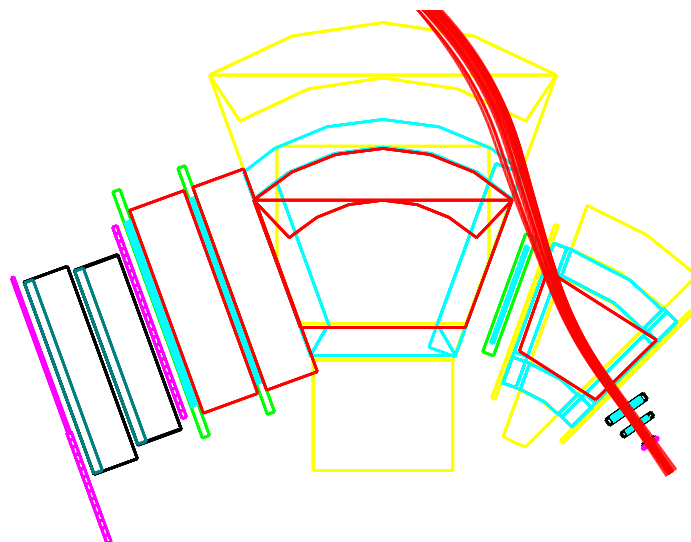


図 3.1: $1.8\text{GeV}/c$ の K^- ビームの軌跡。入射ビームである K^- は D 磁石によって K^+ とは反対方向に曲げられる。

3.2.3 ワイヤー構造

SDC3 のワイヤー構造には六角セル構造を採用した。六角セル構造とは、センスワイヤーのまわりに正六角形になるようにフィールドワイヤーを配置したセル構造をいう。この構造の利点は、

- センスワイヤーを中心として等方的できれいな電場が得られる。
- 最密構造であるため 2 次元平面を効率よく埋めることができ、多重散乱の原因となるワイヤー数を少なくすることができる。

- ワイヤーに垂直方向の磁場に対してはドリフト電子の軌跡が螺旋状になり、等到達時間曲線が同心円状のまま保たれるので、磁場の影響を受けにくい。

などが上げられる。更に、ワイヤーの固定方法にフィードスルーを使うことにより、G10を重ね合わせたタイプのチェンバーよりもワイヤーの張り替えが容易であり、メンテナンス性に優れている。

図3.2にこのチェンバーのワイヤー構造の概略図を示す。スペクトロメータにおいてはX方向（水平方向）の情報が重要であるので、セルはX方向に3層とした。ワイヤーはセンスワイヤー、フィールドワイヤー、シールドワイヤーの3種類からなる。センスワイヤーの電位を0V(GND)とし、フィールドワイヤーに負のHVを印加する。シールドワイヤーは1層目と3層目の電場を整形するために入れるが、これについては3.3で述べる。全有効面積にわたってこの構造を敷き詰めることによって、信号を読み出すセンスワイヤー数は208本（1層目に69本、2層目に70本、3層目に69本）となる。なお、各レイヤーの両端のセルは等方性が崩れた電場分布となるため信号の読み出しには使わない。センスワイヤーには $\phi 20\mu\text{m}$ のレニウム入り金メッキタングステン（W-Re）ワイヤーを、フィールドワイヤーとシールドワイヤーには多重散乱の影響を抑えるために $\phi 80\mu\text{m}$ の金メッキアルミニウム（Al）ワイヤーを用いている。

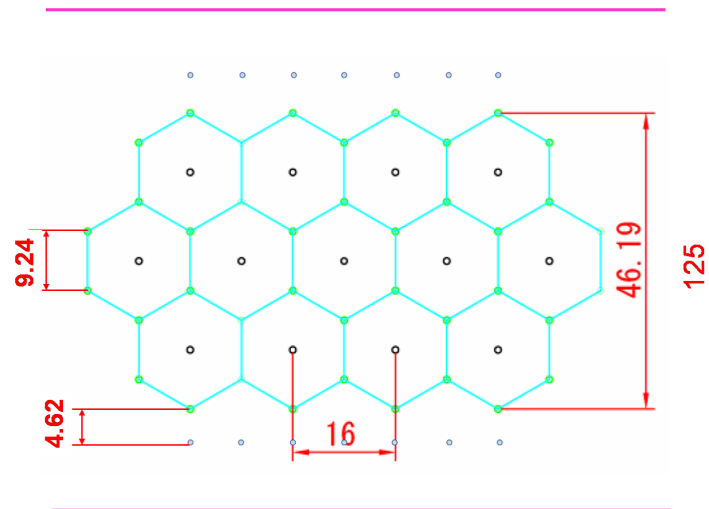


図 3.2: SDC3 のワイヤー構造の概略図。センスワイヤーのまわりに六角形状にフィールドワイヤーを配した六角セル構造（セルサイズ 16mm）。セルは上から順に layer1, layer2, layer3 と X 方向に 3 層ある。セルの上下には直線状にシールドワイヤーを配する。

3.2.4 ガス

これまでSKSの大型チェンバーではアルゴン (Ar) とエタン (C_2H_6) の 50:50 混合ガスを用いて安定な動作をしてきた経験から、SDC3に流すガスとしても $Ar+C_2H_6(50:50)$ 混合ガスを用いる。図 3.3 にあるように、 $Ar+C_2H_6(50:50)$ ガスはチェンバーに用いるような高電場領域において比較的電場の強さに依存しない一定なドリフト速度が得られる。

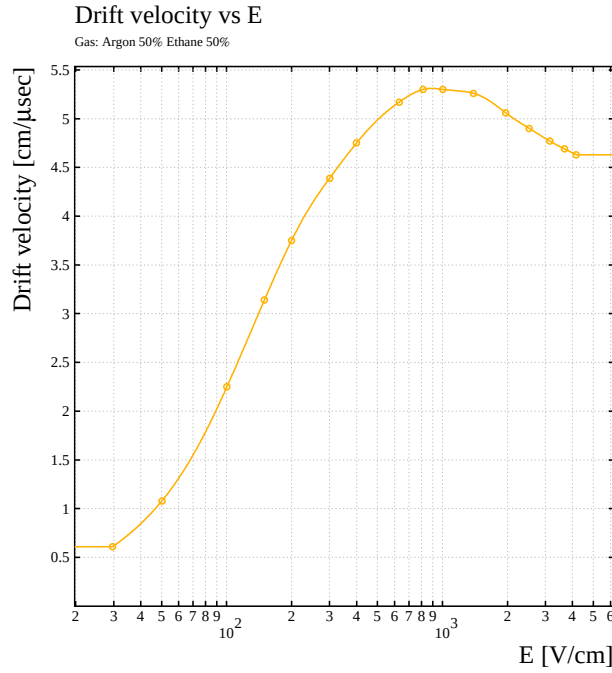


図 3.3: $Ar+C_2H_6(50:50)$ ガスの 300 K, 1.2 atm における電子のドリフト速度と電場の関係。横軸は log スケール。電場が約 400 V/cm 以上ではドリフト速度がほぼ 5 cm/ μ sec 程度で安定している

3.3 電場計算とシールドワイヤーの配置

チェンバーのワイヤー構造が決まった時点で、適切な電場が得られているかを確認するために Garfield[16] を用いて電場計算を行った。3.2.3 で決定したドリフト長 8mm の六角セル構造で、ガスは 300K, 1.2atm の $Ar+C_2H_6(50:50)$ ガスという条件で計算を行った。セルは X 方向に 3 層ある (図 3.2) ので、上から順に layer1, layer2, layer3 と名づける。

まず上下左右に対称的にセルが存在する layer2 の中央付近のセルに関して計算した結果を示す。センスワイヤーの電位を 0V(GND) とし、フィールドワイヤーに $V_f = -2.5kV$ (後述) の HV を印加する。図 3.4 は電位計算の結果である。等方的できれいな電位分布が得られている。図 3.5 は図 3.4 の電位を 3 次的に表示したものである。ワイヤーから離れた大部分においては電位の変化は極めて緩やかであ

るが、センスワイヤー近傍で電位が急激に変化しているのがよくわかる。この領域で電子のなだれ増幅が起こる。図 3.6 は電場分布である。すなわち図 3.4, 3.5 の電位の空間微分である。 $V_f = -2.5\text{kV}$ としたとき、ドリフト領域の大部分において概ね 400V/cm 以上の電場が得られるので、ドリフト速度がほぼ一定になっていることが予想される（図 3.3 参照）。これから、フィールドワイヤーへの印加電圧が -2.5kV 程度が適切であると結論づけられる。図 3.7 は電子のドリフトラインと等到達時間曲線である。等方的なドリフトラインで、センスワイヤーから等間隔同心円状の等到達時間曲線で、六角セル構造の特徴が活かされた理想的な状態を実現している。図 3.8 は荷電粒子トラックからの電子のドリフトラインを示している。図 3.9 は Garfield を用いて計算したドリフト距離 x と到達時間 t の関係である。layer2 中央付近の電場の対称性がよいセルにおける場合であるので、グラフは x 負側と正側（センスワイヤーの左右に対応する）で対称であり、 $|x| < 7\text{mm}$ においてはほぼ直線といてよい。このことはセルの大部分において一定なドリフト速度が得られていることを示している。 $|x| > 7\text{mm}$ において直線から外れてくるのは、セルの端においては電場が弱まっておりドリフト速度が小さくなっていることを表している（図 3.6 参照）。

次にシールドワイヤーについて考える。上の議論は layer2 中央付近の対称性がよいセルに関するものであるので、理想的な電場、ドリフトライン等が得られたが、layer1 と layer3 はセルの上または下にはセル構造が存在しないため、そのままでは電場の対称性が崩れる。図 3.10 はシールドワイヤーを入れない場合の layer1 中央付近のセルのドリフトラインと等到達時間曲線である。図 3.7 と見比べてみるとわかるように、セルの上部では電場が弱まっていることによりドリフトラインが乱れている。これを改善するために、layer1 の上側および layer3 の下側にシールドワイヤーを配置する。シールドワイヤーの位置、本数等をいくつかのパターンについて比較した結果、図 3.2 にあるようにセル構造の外側に直線的に配置することにした。計算上は $V_f = -2.5\text{kV}$ に対してシールドワイヤーには $V_s = -1.8\text{kV}$ 程度の電圧を印加することによって layer2 と同様な電場分布が得られることがわかった

3.4 チェンバーの物質質量

荷電粒子は物質が存在すると多重散乱 (multiple scattering) により運動方向に変更を加えられる。多重散乱の散乱角は標準偏差 θ_0 の Gauss 分布でよく近似される [17]。

$$\theta_0 = \frac{13.6\text{MeV}}{\beta_{cp}} z \sqrt{x/X_0} [1 + 0.038 \ln(x/X_0)] \quad (3.3)$$

ここで、 β_c, p, z はそれぞれ入射粒子の速度、運動量、荷電数であり、 x, X_0 は散乱物質の厚さと放射長 (radiation length) である。ただしこの式は、 $10^{-3} < x/X_0 < 100$ の範囲においてよく成り立つ。

スペクトロメータにおいてトラッキング中に運動量の方向が変わってしまうことは致命的である。故に、チェンバーの厚さは極力薄くして物質質量を減らしたいところである。SDC3 の場合はフレームの強度の問題からガスボリュームの厚さは 12.5cm と制限された。表 3.1 に SDC3 の厚さを放射長単位で求めた値を示す。チェンバー

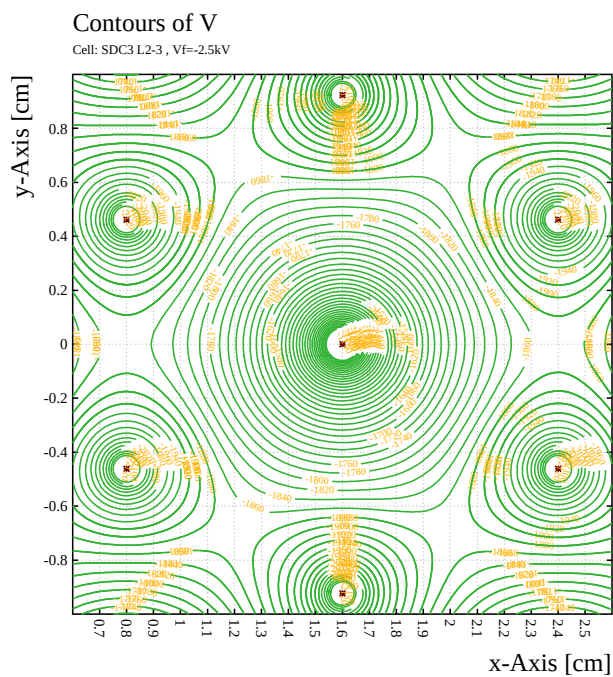


図 3.4: layer2 中央付近のセルの電位。等電位線上の数値の単位は V である。 $V_f = -2.5\text{kV}$, $\text{Ar} + \text{C}_2\text{H}_6(50:50)$ ガス。

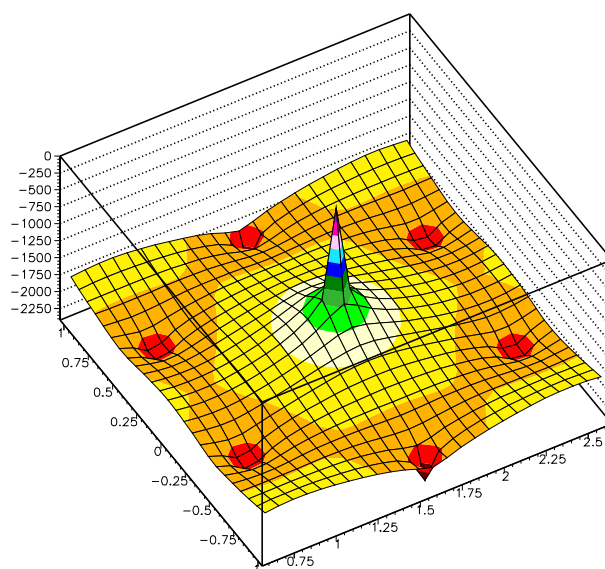


図 3.5: layer2 中央付近のセルの電位（図 3.4 の 3 次元表示）。 x, y 軸の単位は cm、 z 軸の単位は V である。 $V_f = -2.5\text{kV}$, $\text{Ar} + \text{C}_2\text{H}_6(50:50)$ ガス。

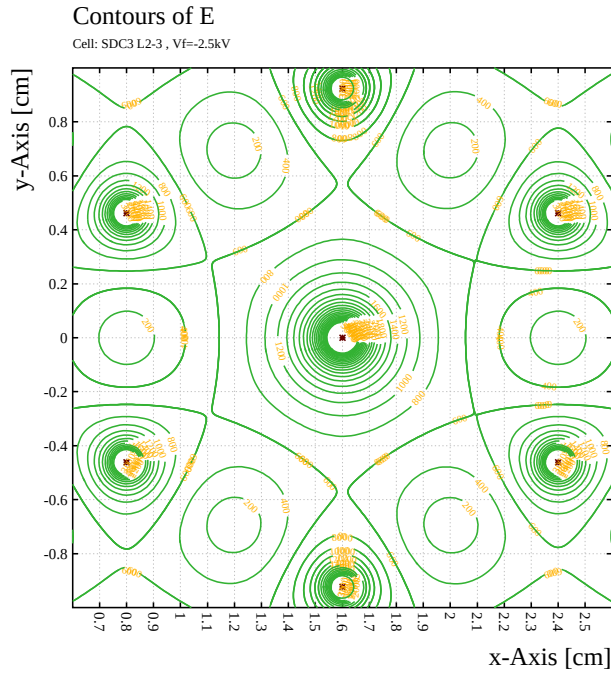


図 3.6: layer2 中央付近のセルの電場分布。等電場線上の数値の単位は V/cm である。フィールドワイヤーへの印加電圧は $V_f = -2.5\text{kV}$ である。Ar+C₂H₆(50:50) ガス。

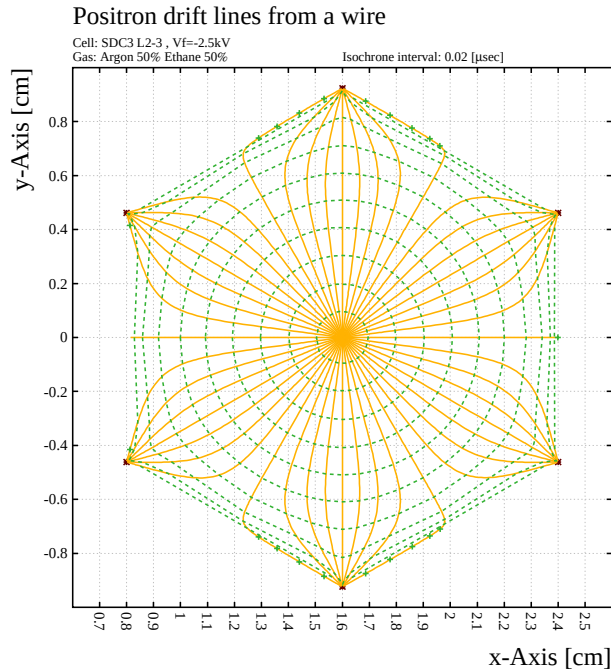


図 3.7: layer2 中央付近のセルの電子のドリフトライン（黄色実線）。センスワイヤーから円状に広がる緑色の破線はドリフト電子の等到達時間曲線である。等到達時間曲線の間隔は 20nsec に対応している。 $V_f = -2.5\text{kV}$, Ar+C₂H₆(50:50) ガス。

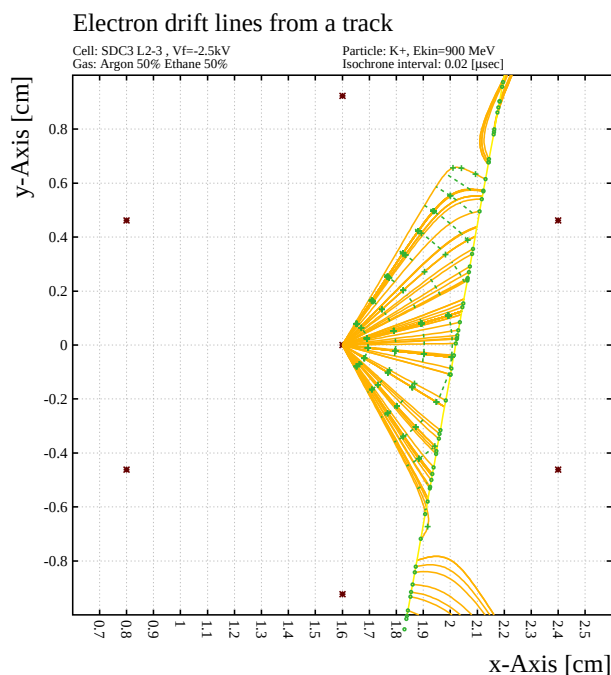


図 3.8: 荷電粒子トラックからの電子のドリフトライン (layer2 中央付近のセル)。1.3 GeV/c の K^+ が 10° の角度でセルに入射した場合を表している。各線の意味は図 3.7 に同じ。 $V_f = -2.5\text{kV}$, Ar+C₂H₆(50:50) ガス。

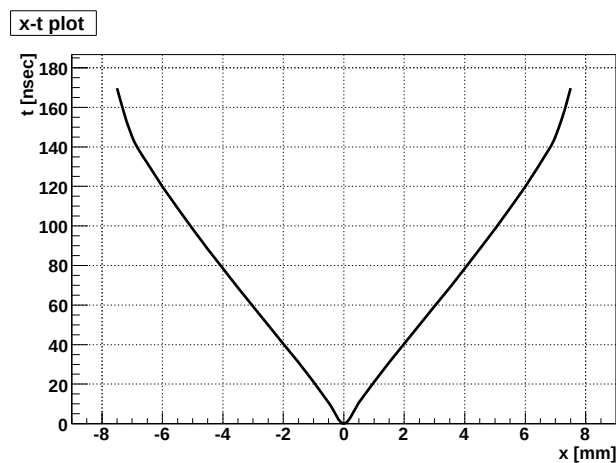


図 3.9: Garfield を用いて計算したドリフト距離 x と到達時間 t の関係 (x-t plot)。センスワイヤーを原点としたときにドリフト電子の発生点が横軸 $x[\text{mm}]$ であり、発生した電子がセンスワイヤーまで到達するのに要する時間が縦軸 $t[\text{nsec}]$ である。layer2 中央付近の電場の対称性がよいセルにおける場合である。 $V_f = -2.5\text{kV}$, Ar+C₂H₆(50:50) ガス。

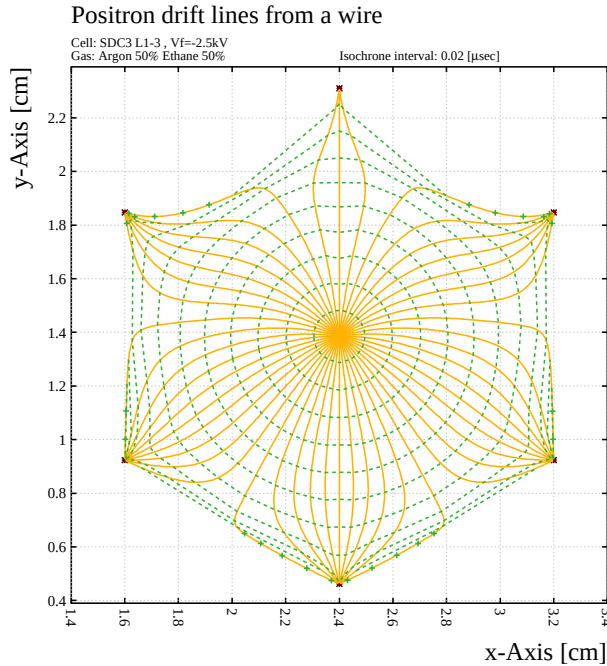


図 3.10: シールドワイヤーを入れない場合の layer1 中央付近のセルのドリフトラインと等到達時間曲線。各線の意味は図 3.7 に同じ。 $V_f = -2.5\text{kV}$, Ar+C₂H₆(50:50) ガス。

の物質量の 86% はガスからの寄与である。このことから、もし多重散乱の影響を少しでも低減させたい場合は、ガスを物質量の少ない He ベースのガスに変更することも有用である。しかしながら、He ガスはウィンドウをすり抜けて外に漏れ出すことや、安定な動作が可能であるか調査する必要がある等、問題も多い。例としてガスを He+C₂H₆(40:60) 混合ガスに変更した場合の物質量を表 3.2 に示す。この場合は物質量を先ほどに比べて 4 割に抑えることができる。故に、選択肢として He ベースガスを使うことも考えられる。

しかし、これまで SKS の大型チェンバーでは Ar+C₂H₆(50:50) ガスを用いて安定した性能を発揮していることを考慮して、次章で述べる今回の性能評価実験では Ar+C₂H₆(50:50) ガスを用いている。

¹正確には Re 入り金メッキ W であるが、Re, Au の割合はごく少量なので無視した。

²正確には金メッキ Al であるが、Au の割合はごく少量なので無視した。

³アラミドの密度、放射長が見つからなかったため、ほぼ同様であると思われるマイラー (PET) の値を用いた。

表 3.1: SDC3 の放射長単位の厚さ。各行は左から SDC3 の構成要素、素材、放射長単位の厚さの順で並ぶ。SDC3 のガスボリュームの厚さは 12.5cm である。ワイヤーについては 1cm^2 あたりの平均として計算している。

Component	Material	$x/X_0 [\times 10^{-3}]$
gas (50%)	Ar	0.571
gas (50%)	C ₂ H ₆	0.183
sense wire ($\phi 20\mu\text{m}$)	W ¹	0.017
field wire ($\phi 80\mu\text{m}$)	Al ²	0.028
shield wire ($\phi 80\mu\text{m}$)	Al ²	0.014
window ($9\mu\text{m}\times 2$)	aramid ³	0.063
Total		0.876

表 3.2: ガスを He+C₂H₆(40:60) に変えた場合の SDC3 の放射長単位の厚さ。ガス以外の要素（ワイヤー、ウィンドウ）は表 3.1 と同じ。各行は左から SDC3 の構成要素、素材、放射長単位の厚さの順で並ぶ。SDC3 のガスボリュームの厚さは 12.5cm である。

Component	Material	$x/X_0 [\times 10^{-3}]$
gas (40%)	He	0.010
gas (60%)	C ₂ H ₆	0.220
others	same as above table	0.122
Total		0.352

3.5 漏れ磁場の影響

SDC3 において、磁石からの漏れ磁場の影響があるかどうかについて考察した。まず、SksPlus 周辺の磁場分布を図 3.11 に示す。SDC3 を設置する SKS と D 磁石の中間辺りの磁場分布を拡大したのが図 3.12 である。SDC3 の入る位置にチェンバーの断面図を重ねて表示している。これを見ると SDC3 領域における磁場は最大でも 0.09T 程度であることがわかる。なお、この図は磁場の鉛直成分のみを示しているが、水平成分についても見たところ、 x 方向成分は最大でも 0.001T、 y 方向成分はほぼ 0T であり、無視してよい。

次に、鉛直方向に 0.1T の磁場が存在するときに SDC3 の動作にどの程度影響があるかについて Garfield を用いて計算した。図 3.13 はこのときの layer2 中央付近のセルの電子のドリフトラインと等到達時間曲線である。ドリフトラインが磁場の影響で若干右回りにシフトしているように見えるが、磁場がないときと比べてそれほど大きな違いはない。このときの電子のドリフト距離と到達時間の関係は図 3.14 のようになる。0T と 0.1T のときで全くと言っていいほど変化は見られない。これは六角セル構造の長所である。このことから SDC3 に対して鉛直方向に 0.1T の磁場がかかったとしても、チェンバーとしての性能に全く問題はないといえる。

以上から、SDC3 の設置領域においては 0.09T 程度の漏れ磁場が存在するが、その程度の磁場であればチェンバーの動作には全く影響はないことがわかった。

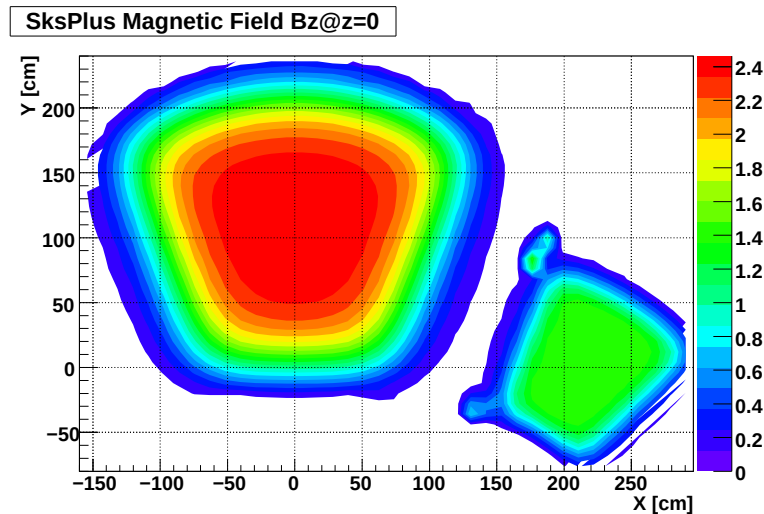


図 3.11: SksPlus の磁場分布。スペクトロメータの中心平面 ($Z = 0$) における磁場の鉛直成分 (Tesla 単位) の分布である。磁場マップは中心磁場 2.4T モードの計算磁場マップを使用。

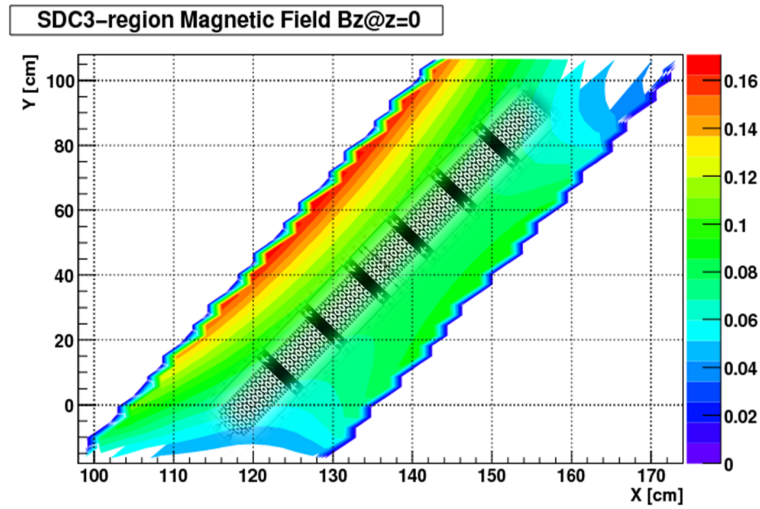


図 3.12: SDC3 設置領域の磁場分布。スペクトロメータの中心平面 ($Z = 0$) における磁場の鉛直成分 (Tesla 単位) の分布である。SDC3 の断面図を重ねて表示した。磁場マップは中心磁場 2.4T モードの計算磁場マップを使用。

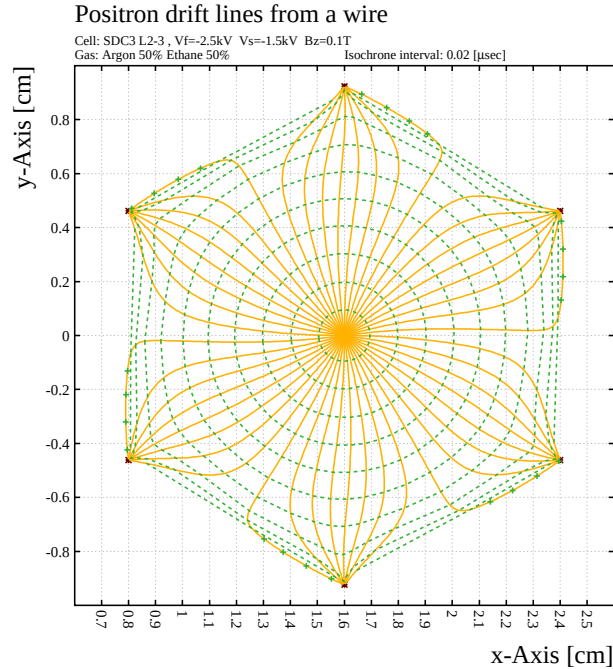


図 3.13: 鉛直方向に 0.1T の磁場がかかったときの電子のドリフトライン (黄色実線) と等到達時間曲線 (緑色破線)。layer2 中央付近のセルの様子。 $V_f = -2.5\text{kV}$, $V_s = -1.5\text{kV}$, Ar+C₂H₆(50:50) ガス。

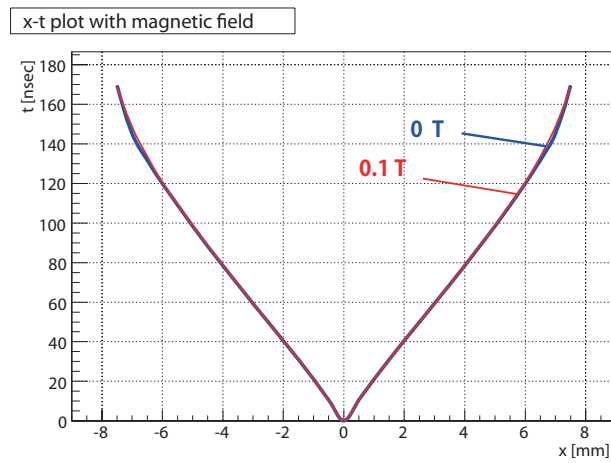


図 3.14: 電子のドリフト距離 x と到達時間 t の関係 (x-t plot)。青色実線が磁場がないときのプロット、赤色実線が鉛直方向に 0.1T の磁場がかかったときのプロットである。2 直線はほとんど重なってる。layer2 中央付近のセル、 $V_f = -2.5\text{kV}$, $V_s = -1.5\text{kV}$, Ar+C₂H₆(50:50) ガス。

第4章 チェンバーの性能評価

チェンバーの性能評価として検出効率と位置分解能の測定をおこなった。ここでは測定の手順および解析結果について述べる。

4.1 検出効率の測定

チェンバーの検出効率を求めるために β 線源を用いた測定を行った。SDC3の場合、変化させるパラメータはフィールドワイヤーへの印加電圧 V_f とシールドワイヤーへの印加電圧 V_s の2つ存在する。検出効率の印加電圧依存性を測定し、フィールドワイヤーとシールドワイヤーへの最適な印加電圧を求めた。

4.1.1 β 線源を用いた検出効率測定の設定アップ

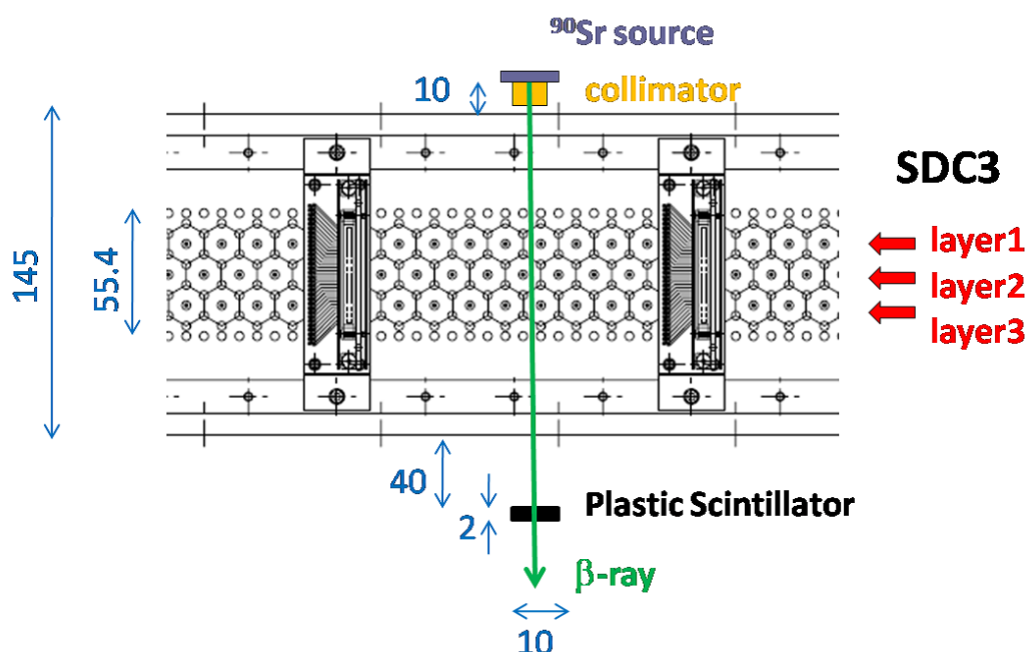


図 4.1: β 線源を用いた検出効率測定の設定アップ

図 4.1 に今回の検出効率測定のためのセットアップを示す。チェンバーの上に β 線源を置き、線源から放出される β 線をチェンバーとその下に配置したプラスチックシンチレータで検出する。 β 線源には ^{90}Sr (1.11 MBq) を用いた。線源の窓にはコ

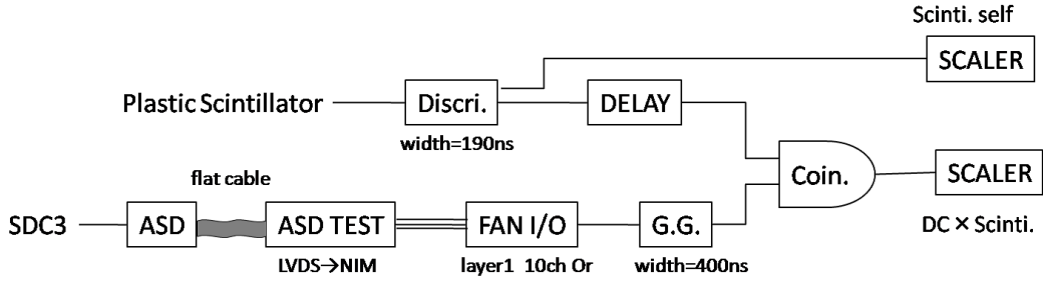


図 4.2: 検出効率測定を読み出し回路。チェンバーからの信号は ASD TEST 以降で各レイヤー毎に枝分かれする。layer2,3 については同様なのでこの図では省略した。

リメータをつけて β 線の入射角度をほぼ垂直方向のみに制限した。(実際のコリメータとしては 5 円玉を 5 枚重ねたものを用いた。) プラスチックシンチレータは $10 \times 50 \text{ mm}^2$ で厚さ 2 mm のものを使用した。

検出効率測定を読み出し回路の概念図を図 4.2 に示す。チェンバーの読み出しには ASD (Amplifier Shaper Discriminator) チップを用いる。ASD チップはチェンバーのセンスワイヤーに発生した電気信号を増幅、整形し設定したスレショールド値を越えるか越えないかでデジタル化する ASIC 回路チップである。今回使用した ASD は、GNA-200 32ch ASD D Type2+ (積分時間 80 nsec、LVDS 差動信号出力) である。この ASD は 1 台で 32 チャンネルまでのワイヤーを読み出すことができる。ASD TEST は ASD から 32ch LVDS 出力信号を NIM 信号に変換するモジュールである。ASD カードから ASD TEST までは 32ch フラットケーブルで接続される。チェンバーのセンスワイヤーからの信号を各レイヤー毎にまとめてそれぞれで論理 OR をとったものを各々のレイヤーのヒット信号とする。このヒット信号とシンチレータのヒット信号のコインシデンスをとる。コインシデンス信号とシンチレータのヒット信号をそれぞれスケーラーでカウントする。検出効率は、

$$\text{Efficiency} = \frac{DC \otimes \text{Scinti}}{\text{Scinti}} \quad (4.1)$$

で定義する。ここで、 DC はチェンバーの各レイヤーのヒット信号のカウント数、 Scinti はシンチレータのヒット信号のカウント数である。このセットアップにおいて、シンチレータ単独のヒットレートは $\sim 100 \text{ Hz}$ であった。測定は $DC \otimes \text{Scinti}$ のカウント数が約 10000 イベントを目安におこなった。

コインシデンス信号をカウントする際に注意点として、オーバーカウントを避ける必要がある。シンチレータの 1 つのヒット信号に対してチェンバーから 2 つ以上のヒット信号が入ってきた場合はオーバーカウントすることになる。それを避けるためにチェンバーからの信号をレイヤー毎に論理 OR をとった後、Gate Generator で信号幅を 400 nsec に延ばす。これは 1 ヒットのあと 400 nsec 間は veto をかけることに相当する。また、逆に本物のチェンバーの信号を取りこぼしてもいけない。チェンバーの信号のタイミングは β 線がセルのどこを通過したかによって変わるので、その信号を過不足なくコインシデンスさせる必要がある。そのためにシンチレータの信号幅とタイミングは細心の注意を払って調整した。信号幅が 190 nsec あればチェ

ンバーの信号を取りこぼすことなくコインシデンスがとれることがわかった。これは、図 3.9 の xt-plot の最大ドリフト時間ともほぼ一致している。

測定において、ASD のスレシヨールド値は-300 mV で固定した。また、ガスは Ar+C₂H₆(50:50) ガスを使用した。

4.1.2 検出効率測定の結果と印加電圧の決定

3.3 でも議論したように、SDC3 のセル構造（図 3.2）では 3 層ある六角セル構造の上下にシールドワイヤー層を入れて適切な負の HV を印加しないと上下の端での電場の対称性が悪い。すなわち、layer1,3 と layer2 では検出効率が異なる。3 つのレイヤーの検出効率が同じになるようにフィールドワイヤーの印加電圧 V_f とシールドワイヤーの印加電圧 V_s の最適比を求める [18]。

まず、シールドワイヤーへの印加電圧をかなり低めの値 $V_s = 0.6$ kV で固定して、 V_f を変化させて各面ごとの検出効率曲線を求めた（図 4.3）。予想通り、layer1,3 と layer2 で検出効率が異なっている。電場の対称性がよい layer2 の方が検出効率が高い。このグラフで layer2 の検出効率が 50% となる V_f を V_{f50} とすると、 $V_{f50} = 2.35$ kV となる。

次に、フィールドワイヤーへの印加電圧を V_{f50} で固定して V_s を変化させて検出効率を求めた（図 4.4）。 V_s の変化に対して、layer2 の検出効率はあまり変化しないが、layer1,3 の検出効率は大きく変化することがわかる。このグラフで layer1,3 と layer2 の検出効率が等しくなるときの V_s を V_{s50} とすると、 $V_{s50} = 1.4$ kV となる。このとき、 $V_{s50}/V_{f50} = 0.60$ となる。

最後に、 $V_s/V_f = 0.60$ で V_f と V_s の比を固定して検出効率曲線を求めた（図 4.5）。3 つのレイヤーの検出効率がそろっているのがわかる。以上から、 $V_s/V_f = 0.60$ を V_f と V_s の最適比であると決定する。動作電圧としては、3layer の検出効率がほぼ 100 % になる $V_f = 2.5$ kV, $V_s = 1.5$ kV 以上が適切である。

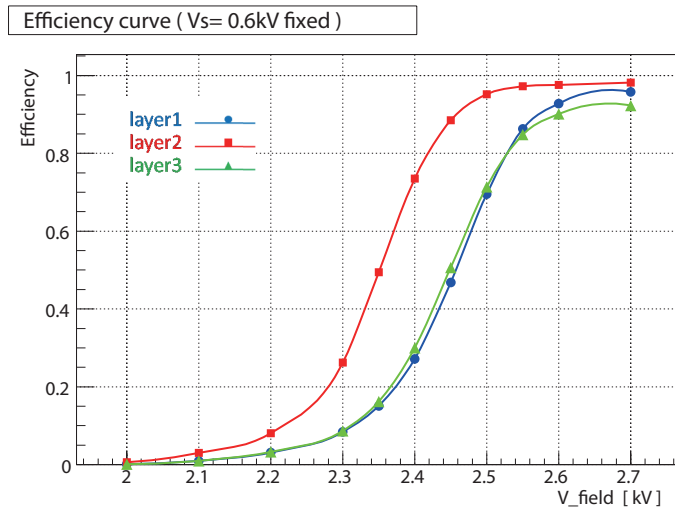


図 4.3: $V_s = 0.6\text{kV}$ で固定したときの検出効率曲線。横軸は V_f 。layer1,3 と layer2 で検出効率が異なる。layer2 の検出効率が 50 % となるのは $V_f = 2.35\text{ kV}$ 。

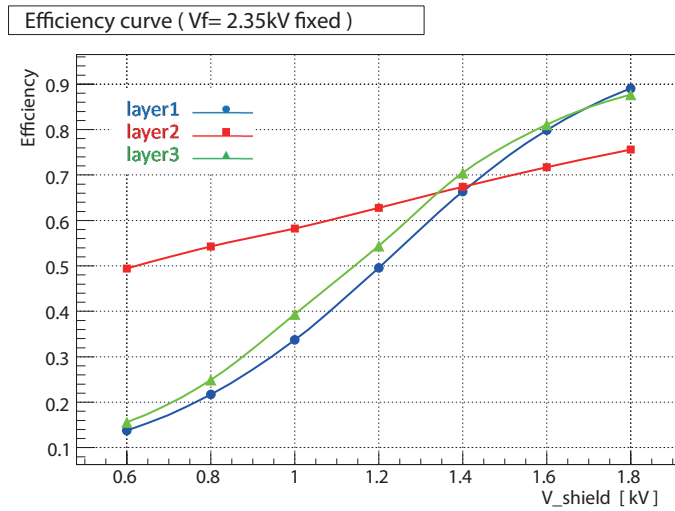


図 4.4: $V_f = 2.35\text{ kV}$ で固定したときの検出効率曲線。横軸は V_s 。layer2 の検出効率の変化は少ないが、layer1,3 の検出効率は大きく変化している。 $V_s = 1.4\text{ kV}$ のとき、3つのレイヤーの検出効率が等しくなる。

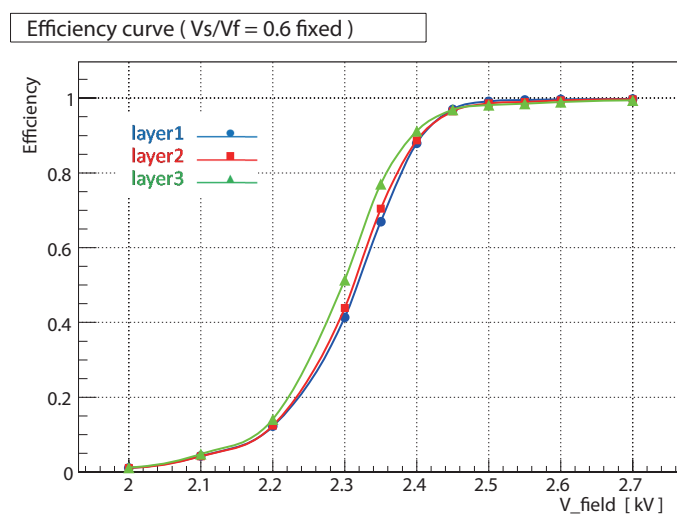


図 4.5: $V_s/V_f = 0.60$ で固定したときの検出効率曲線。3つのレイヤーの検出効率がそろっている。

4.2 位置分解能の測定

チェンバーの最も重要な性能のひとつである位置分解能を求めるために宇宙線を用いた測定をおこなった。TDCを使ってチェンバーの信号の時間情報を測り、宇宙線のトラッキングをおこなって位置分解能を導出した。以下で測定方法およびデータの解析について詳しく述べる。

4.2.1 宇宙線を用いた位置分解能測定のセットアップ

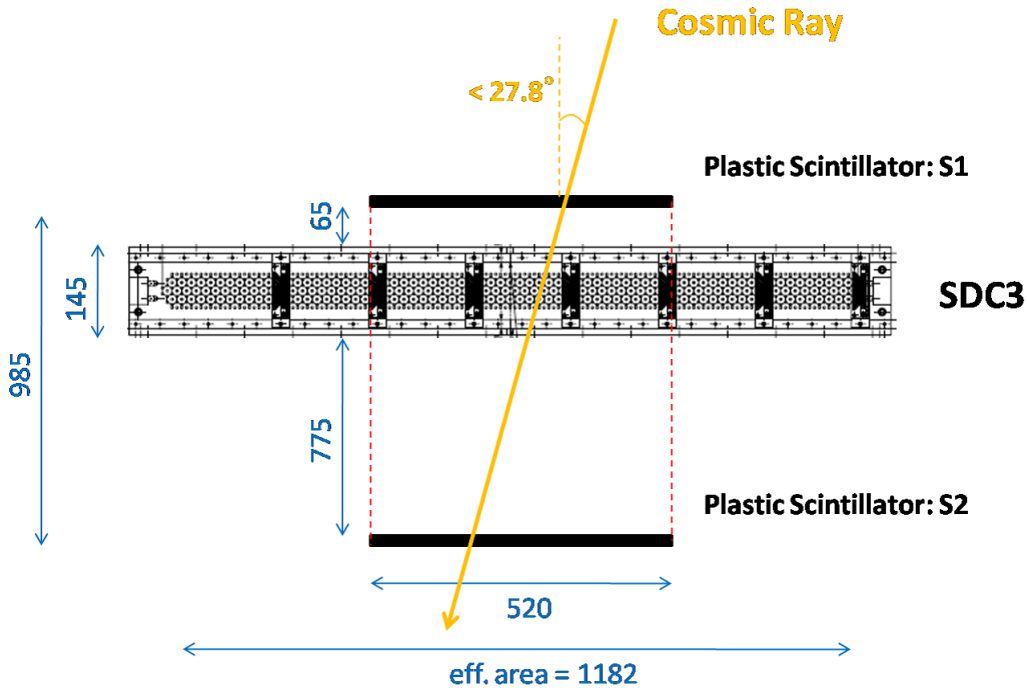


図 4.6: 宇宙線を用いた位置分解能測定のセットアップ

図 4.6 に位置分解能測定のセットアップを示す。トリガーカウンターとしてチェンバーの上下に 2 枚のプラスチックシンチレータ (S1,S2) を配置する。シンチレータのサイズは $520 \times 240 \text{ mm}^2$ で厚さは 10 mm である。宇宙線の入射角度を限定するために下側のシンチレータは少し距離を離して置いた。これによって入射角度は 27.8° 以下となった。このセットアップでの 2 枚のシンチレータのコインシデンスレートは $\sim 1 \text{ Hz}$ であった。

図 4.7 に読み出し回路の概念図を示す。DAQ システムとしては TKO[19] を用いた。S1,S2 のコインシデンス信号をトリガーとして、TKO の HRTDC(High-Resolution TDC) の Common Start、MHTDC(Multihit TDC) の Common Stop に入れる。MHTDC は AMT(ATLAS-Muon-TDC) チップを用いた TKO 規格のマルチヒット対応の TDC である。トリガーを TKO の信号処理時間分遅らせた信号を Interrupt Register に入れてインタラプトをかける。トリガーが入ってから DAQ の処理が終わるまでは veto

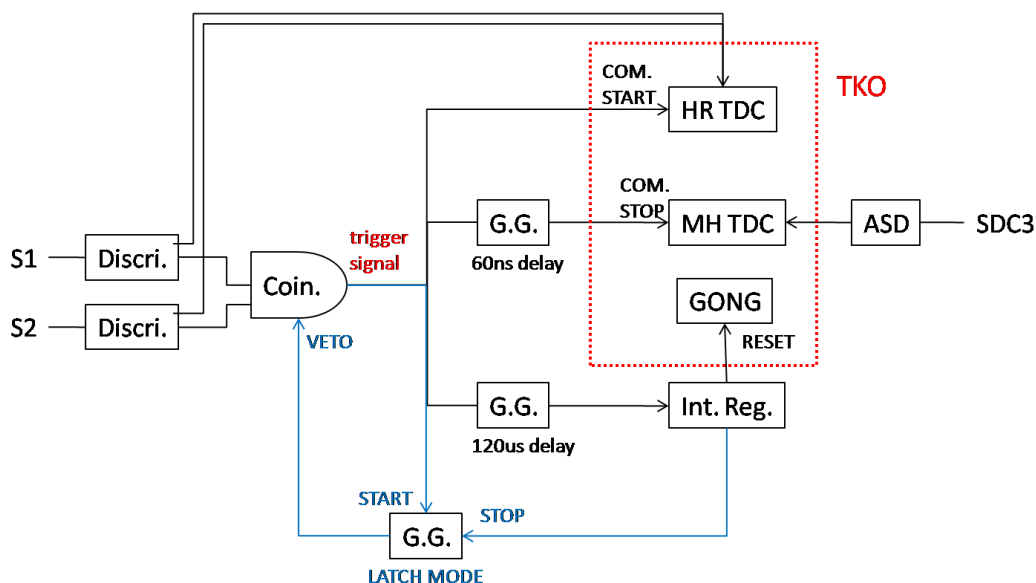


図 4.7: 位置分解能測定の読み出し回路。トリガーは S1,S2 のコインシデンス信号を使う。シンチレータは HRTDC で、チェンバーは MHTDC で読む。青線は veto ラインである。

を入れる。シンチレータの時間情報は HRTDC で、チェンバーの時間情報は MHTDC で取得する。4.1 の検出効率測定では 1 台の ASD カードしか使用していなかったが、今回は 7 台全ての ASD を読み出す。

測定においては 4.1 で得た V_f と V_s の最適比 $V_f/V_s = 0.60$ でデータを収集した。ASD のスレショールド値は -300 mV で固定した。また、ガスは $\text{Ar} + \text{C}_2\text{H}_6$ (50:50) ガスを使用した。

4.2.2 MHTDC のキャリブレーション

MHTDC からデータに書き込まれる値を時間の単位に直さなければいけない。そのために、Variable Delay を用いて 10 nsec ずつ遅らせたテスト信号を MHTDC に入れてそのときのデータの値を調べた。しかしながら、本来はテスト信号を ASD のテスト入力に入れるべきであるが、今回は MHTDC に直接入力してしまった。この場合は MHTDC 本体のキャリブレーションにはなるが、ASD から MHTDC まで含めたシステム全体のキャリブレーションにはなっていない。故に、正式なキャリブレーションとは言えないが程度の目安にはなっている¹。

MHTDC のキャリブレーションランの結果を図 4.8 に示す。データ点を直線でフィットすることにより、0.77 nsec/bin という結果を得た。これは MHTDC のマニュアルにある値 (0.78 nsec) とほぼ一致している。以後の解析には、0.77 nsec/bin を用いる。

¹正式なキャリブレーションは今後あらためておこなう予定である

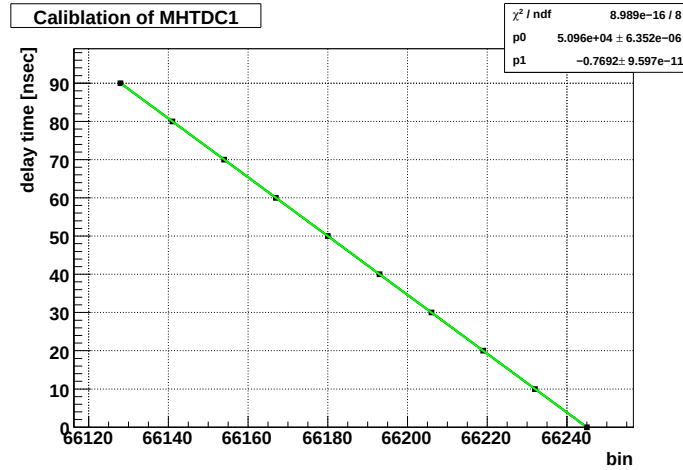


図 4.8: MHTDC のキャリブレーション。Variable Delay を用いて 10nsec ずつ遅らせた信号を MHTDC に入れて測定した。横軸は MHTDC の出力値、縦軸は遅らせた時間である。直線フィットの傾きから、0.77 nsec/bin となった。

4.2.3 解析の手順

今回の位置分解能解析には $V_f = 2.5\text{kV}$, $V_s = 1.5\text{kV}$ のデータを用いる。まず、得られたデータから下記の条件により今回の解析に使うべきデータだけを抽出した condensed data を作成する。

1. シンチレータの TDC の値が正常である。(明らかにおかしいイベントは除く)
2. シンチレータが覆っている領域のワイヤーからの信号である。
3. MHTDC のタイムレンジがチェンバーからの信号の範囲に入っている (少し広めに設定)。
4. 上記 1～3 の条件を満たしたイベントでかつ layer1～3 がすべて 1 ヒットである。

より汎用には、条件 4 を入れずに条件 1～3 で残ったものすべてに対してトラッキングを行い、真のトラックを決定するという手法もあるが、今回は簡単のため、3 layer がすべて 1 ヒットという条件を入れた。

図 4.9 に condensed data から、MHTDC のヒストグラムを示す (例として layer2 の TDC)。今回 Common Stop モードでデータを取っているので時間の向きはグラフの右から左の向きである。condensed data にした時点で約 12000 イベントあり、この後このイベントに対して解析を進めていく。

解析のおおまかな流れは、

1. STC (Space to Time Conversion) 関数の作成
2. 直線トラッキング
3. 位置分解能の導出

である。

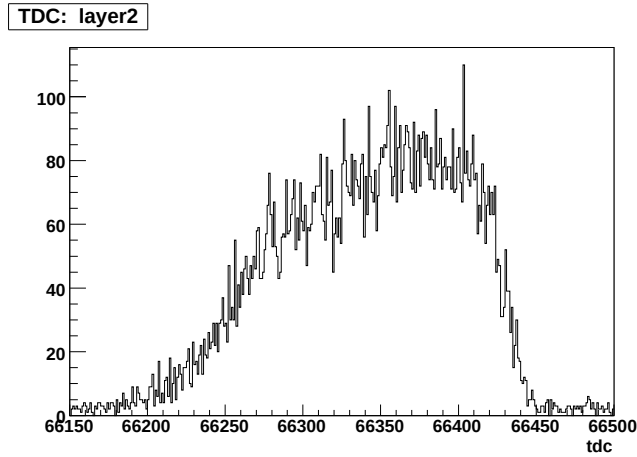


図 4.9: MHTDC のデータのヒストグラム。layer2 (センスワイヤー 30 本分) のデータ。MHTDC は Common Stop モードである。

4.2.4 STC (Space to Time Conversion) 関数の作成

取得した MHTDC の時間情報をチェンバー内でのヒット位置の情報に変換する必要がある。この変換を STC (Space to Time Conversion) と呼ぶ。チェンバーの位置分解能はこの STC 関数をいかに正確に表すことができるかに大きく依存している。

STC 関数は MHTDC のスペクトルを積分することによって得られる。チェンバーの全領域に宇宙線が均等に照射されていることを仮定すると、MHTDC のスペクトルはセルの各領域における電子のドリフト速度の分布を見ていることに相当する。式 3.1 からわかるように、位置 x は原点となる時間 t_0 から電子の到達時間 t_1 までドリフト速度すなわち TDC ヒストグラムを積分することで得られる。今の場合、 t_0 は TDC の立上がりから 66450 ch と決め、TDC の立下り 66200 ch まで順次積分していくこととした。図 4.10 の上図を積分した結果を下図に示す。横軸は時間軸に直してある。縦軸はドリフト距離 8mm で規格化している。これが STC 関数となる。図 4.10 の下図は、図 3.9 の garfield シミュレーションの結果と概ねよく一致している (ただし縦軸、横軸の関係が逆なので注意)。

3.3 で述べたようにセル構造の上下にはシールドワイヤーを配置して 3 つのレイヤーでの電場分布が等しくなるようにしたが、厳密には完全には一致していないため、それぞれのレイヤーごとに STC 関数は若干異なると考えるべきである。よって 3 つのレイヤーに対してそれぞれ STC 関数を求める。3 つのレイヤーについて求めた STC 曲線を図 4.11 に示す。3 つの線はほぼ一致しているが中間領域にわずかな違いがみられる。

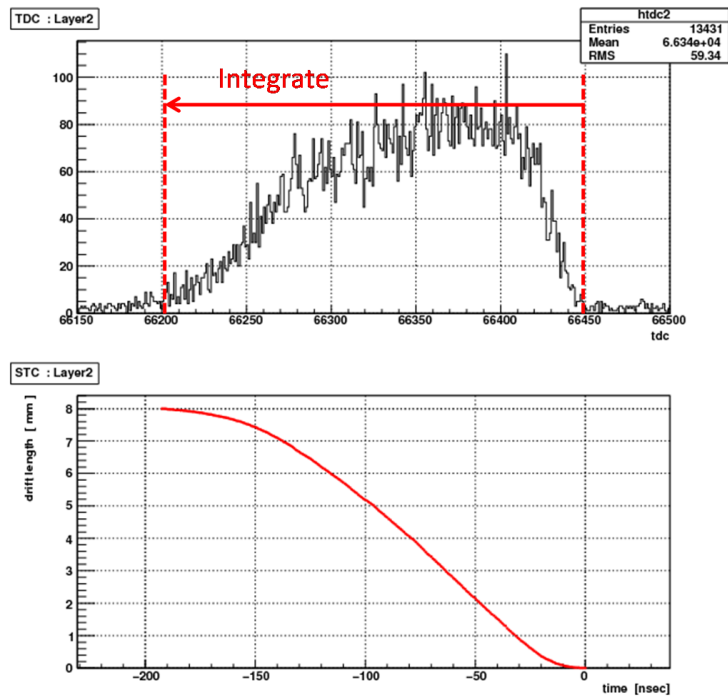


図 4.10: TDC の積分による STC 関数の導出。例として layer2 の場合を示す。上図と下図で横軸は一致しており、上図では TDC の値、下図では時間になおしたものを表示している。

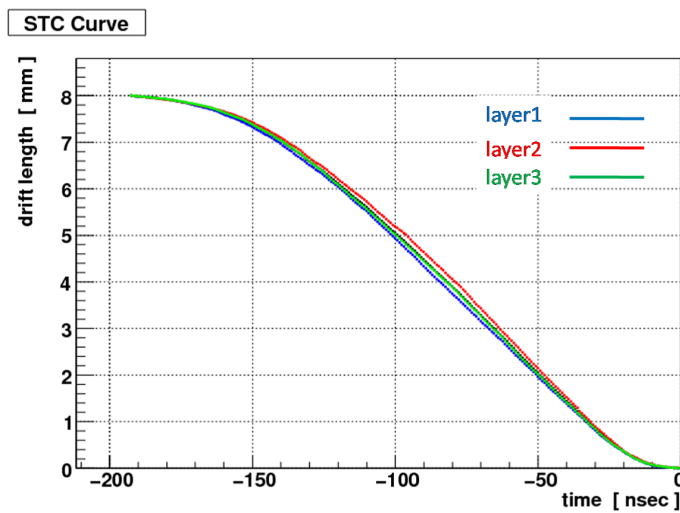


図 4.11: 3つのレイヤーについて求めた STC 曲線

4.2.5 トラッキング解析

前節で得られたSTC関数を用いて時間情報を位置情報に変化することにより、チェンバー内でのヒット位置を求めることができる。しかし、STC関数からもとまるのはセンスワイヤーからヒット位置までの距離であり、それだけでは粒子がワイヤーの左右どちら側を通過したのかはわからない (Left-Right Ambiguity)。つまりこの時点では、粒子のヒット位置候補として2通りの位置が存在する。ひとつのイベントにおいて、3つのレイヤーそれぞれに対して2通りずつあるので、粒子のトラック候補として合計8通りの組み合わせが存在する。それぞれのヒット位置にはある程度の誤差があり、どの組み合わせも完全に一直線上には乗らない。

トラックを求めるには最小二乗法を用いる (最小二乗法については付録Bを参照)。直線による最小二乗法の場合は、解析的に解くことができ、データ位置の座標とその誤差から直線の式を即座に求めることができる。今の場合、誤差すなわち位置分解能はあらかじめわからないが、3つのレイヤーで等しいと仮定すると、式B.3,B.4から直線の式が求まる。それぞれのイベントに対して、8通りすべての組み合わせについて最小二乗法を用いて直線フィットをおこない、残差二乗和が最小になるトラックを真のトラックであると認定する。残差二乗和とはトラックとSTC関数から割り出したヒット位置の差の二乗の和のことであり、式B.1の変形から得られる $\sigma^2\chi^2$ と同値である。直線トラックのイベントディスプレイの例を図4.12に示す。

このトラッキングルーチンを全イベントに対しておこなう。今の場合、3点を直線で近似しているので自由度は1となる。残差二乗和の分布を図4.13に示す。これは自由度1の χ^2 分布に従うべきものである。 χ^2 が大きすぎるイベントはトラッキングがうまくいっていないデータであるので捨てる。今回、残差二乗和が 3 mm^2 以下のイベントを許容する。これは全体の96.4%にあたり、位置分解能を求める上でほとんど影響はない。また、図4.14には直線トラックの角度分布を示す。

図4.15と4.16に、横軸にドリフト距離、縦軸にドリフト時間をとったいわゆるX-Tプロットを示す。赤のプロットがSTC関数による変換を表しており、これは左右の区別がついてはいるが図4.11のSTC曲線と同じものである。黒のプロットが直線トラックから決定した粒子の通過位置とドリフト時間のプロットである。STC曲線からある程度の幅をもって分布している。見たところSTC曲線は黒のプロットの分布のほぼ中央に位置しており、STC関数がかなりよい変換になっていることがわかる。図4.15がlayer1のX-Tプロット、図4.16がlayer2のX-Tプロットである (layer3はlayer1と同じ傾向を示すので省略する)。layer1のほうがlayer2よりも分布の幅が狭いのは付録Bの式B.23にあるように、残差分布は分解能にそれぞれ $1/\sqrt{6}$, $\sqrt{2/3}$ のファクターがかかるからである。

4.2.6 位置分解能の導出

以下の3つの異なる手法を用いて位置分解能を導出した。

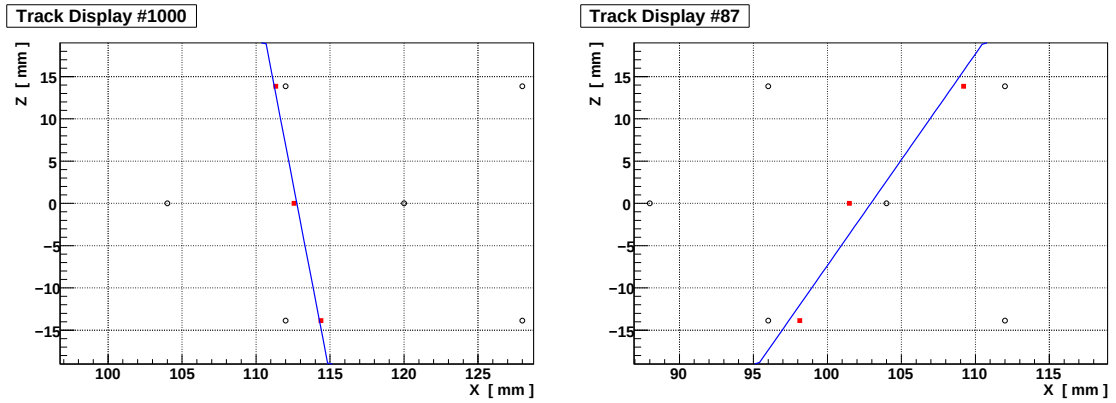


図 4.12: 直線トラックのイベントディスプレイの例。白丸はセンスワイヤーを表す。赤のプロットはSTC 関数から得られたヒット位置、青線は最小二乗法により求めた直線である。右図は残差二乗和=0.057mm², $\theta = -6.3^\circ$ のイベント。左図は残差二乗和=3.2mm², $\theta = 21.8^\circ$ のイベント。

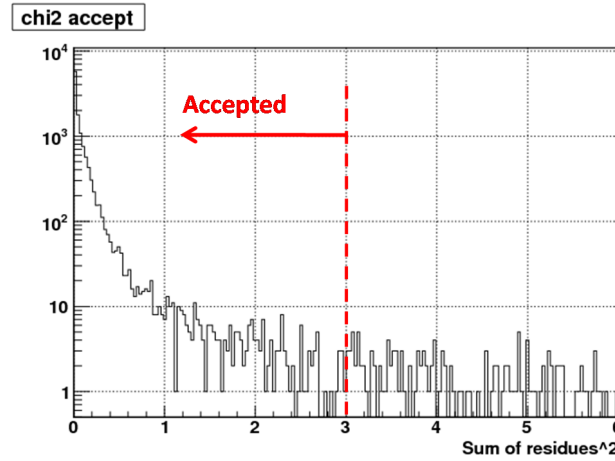


図 4.13: 残差二乗和の分布。残差二乗和 3 mm² 以下のイベントを許容する。

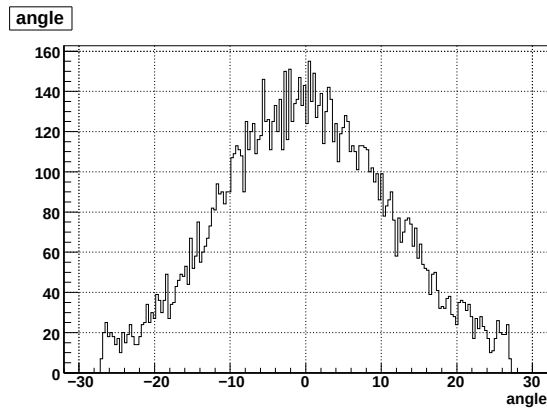


図 4.14: 直線トラックの角度分布

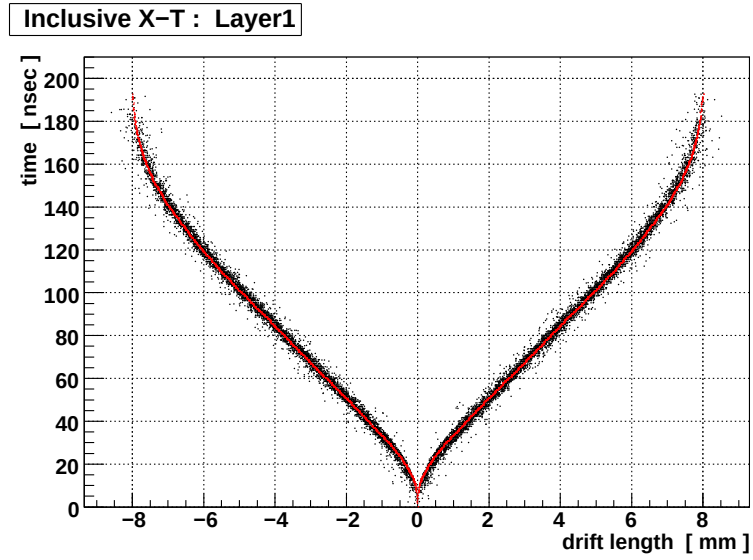


図 4.15: layer1 の X-T プロット。赤が STC 関数の変換、黒がトラッキングによって決定した粒子の通過位置である。

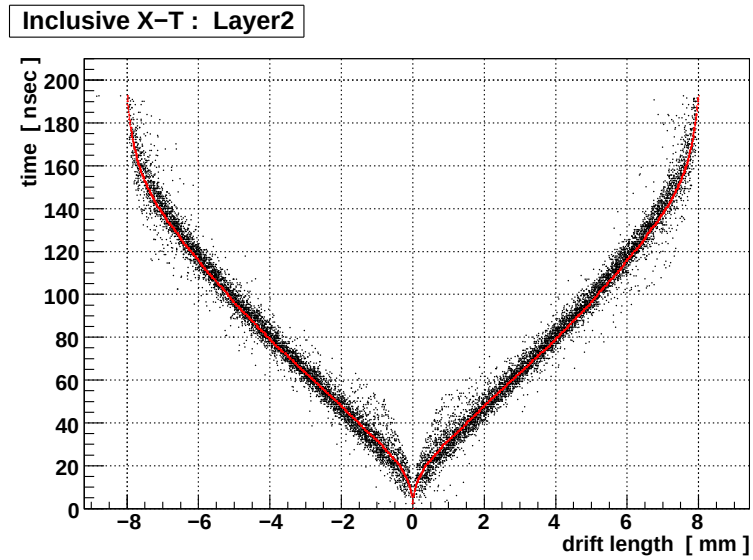


図 4.16: layer2 の X-T プロット。赤が STC 関数の変換、黒がトラッキングによって決定した粒子の通過位置である。

残差分布からの導出

STC 関数から得られた位置と直線トラッキングによって得られた粒子の通過位置の残差分布をガウス分布でフィットして、その標準偏差を求めた (図 4.17)。残差分布の標準偏差は位置分解能そのものではなく、式 B.23 のファクターがかかる。表 4.1 に得られた残差分布の標準偏差と式 B.23 のファクターを考慮して位置分解能に直した値をまとめる。位置分解能は 3 レイヤーについて $284\mu\text{m}$ という値を得た。

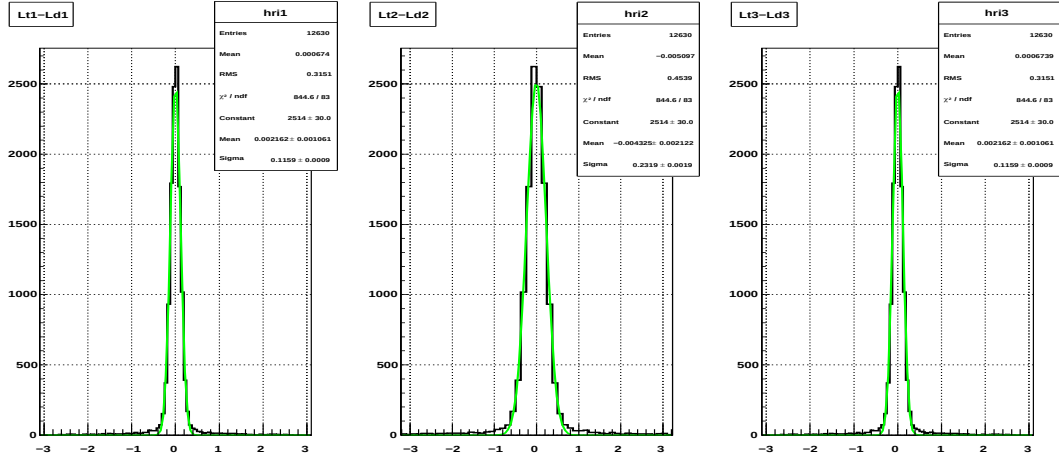


図 4.17: 残差分布のガウスフィット。左から layer1,2,3 であり、横軸は mm 単位。

表 4.1: 残差と位置分解能 (inclusive tracking)。単位は μm 。

	residue	resolution
layer1	116 ± 1	284 ± 2
layer2	232 ± 2	284 ± 2
layer3	116 ± 1	284 ± 2

χ^2 フィットからの導出

3 レイヤーの位置分解能が等しい場合には、式 B.1 からわかるように、残差二乗和は $\sigma^2 \chi^2$ と同値である。すなわち、残差二乗和分布を σ をパラメータとして χ^2 分布関数でフィットすることにより位置分解能 σ を求めることができる。自由度 1 の χ^2 分布関数は、

$$\frac{1}{2\sqrt{\pi}} \left(\frac{\chi^2}{2} \right)^{-1/2} e^{-\chi^2/2} \quad (4.2)$$

であるから、残差二乗和を

$$f(x) = \frac{p_0}{2\sqrt{\pi}} \left(\frac{x}{2\sigma^2} \right)^{-1/2} e^{-x/2\sigma^2} \quad (4.3)$$

でフィットする。ここで p_0 は縦軸の規格化因子である。

フィットの結果はフィット範囲によって幾分変わりうる。今回は χ^2 分布の 1 % 点 (6.635) に対応する残差二乗和の値 (0.6 mm^2) までをフィット範囲に選ぶ (このとき $\sigma = 300 \mu\text{m}$ を仮定している)。

図 4.18 にフィットした残差二乗和分布を示す。フィットの結果として、 $\sigma = 260 \pm 2 \mu\text{m}$ を得た。

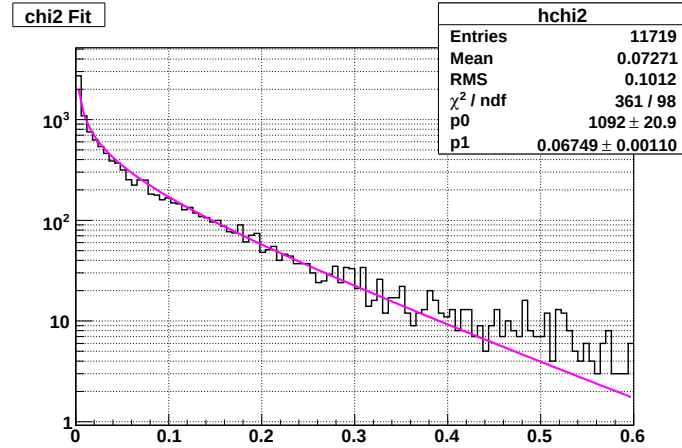


図 4.18: 残差二乗和の χ^2 分布関数によるフィット。フィット範囲は $0 \sim 0.6 \text{ mm}^2$ 。図中の p_1 が σ^2 であり、フィットの結果 $\sigma = 260 \pm 2 \mu\text{m}$ を得た。

exclusive tracking の残差分布からの導出

上でおこなってきたトラッキングは、位置分解能を求めたい対象の layer 自身の情報も使ったいわば”inclusive tracking”である。故に、トラッキングの残差分布の標準偏差は位置分解能よりも良くなる (式 B.23)。位置分解能を求めたいレイヤーの位置情報は使わずに残った 2 レイヤーの位置情報だけからトラッキングして、そのトラックとの残差からも位置分解能を導くことができる。これは”inclusive”に対して”exclusive tracking”と呼ぶ。(ただし、Left-Right Ambiguity は inclusive に解く。) exclusive tracking の X-T プロットを図 4.19, 4.20 に示す。この場合は自分自身はトラックの決定に関わっていないために、inclusive tracking に比べて幅が広くなる。この残差分布をガウス分布でフィットして、その標準偏差を求めた (図 4.21)。exclusive tracking の場合は、残差分布の標準偏差と位置分解能の間に式 B.25 の関係がある。こちらの場合は、残差の標準偏差が位置分解能よりも大きくなる。残差分布の標準偏差とそこから導出した位置分解能を表 4.2 にまとめる。この場合も位置分解能は 3 レイヤーについて $284 \mu\text{m}$ であった。

4.2.7 位置分解能解析に対するまとめと考察

3 通りの解析によって位置分解能を導出したが、ほぼ一貫した結果が得られた。結論として $\sigma \simeq 280 \mu\text{m}$ 程度の位置分解能を達成していると言える。

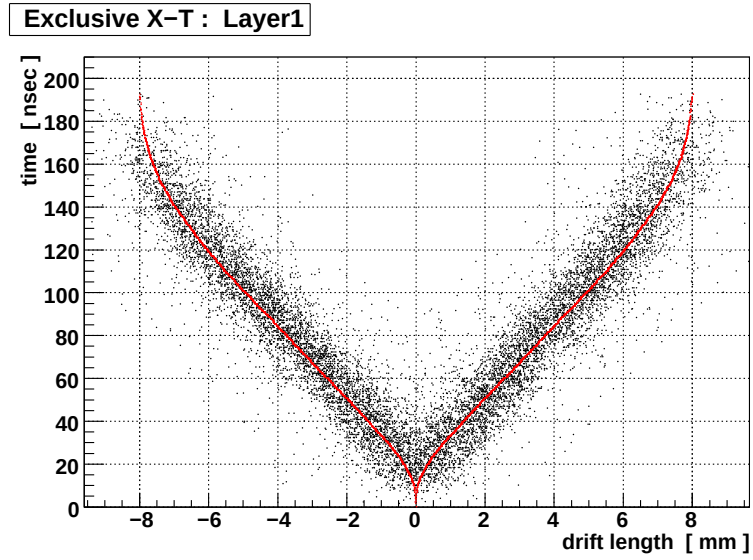


図 4.19: exclusive tracking における layer1 の X-T プロット。赤が STC 関数の変換、黒がトラッキングによって決定した粒子の通過位置である。

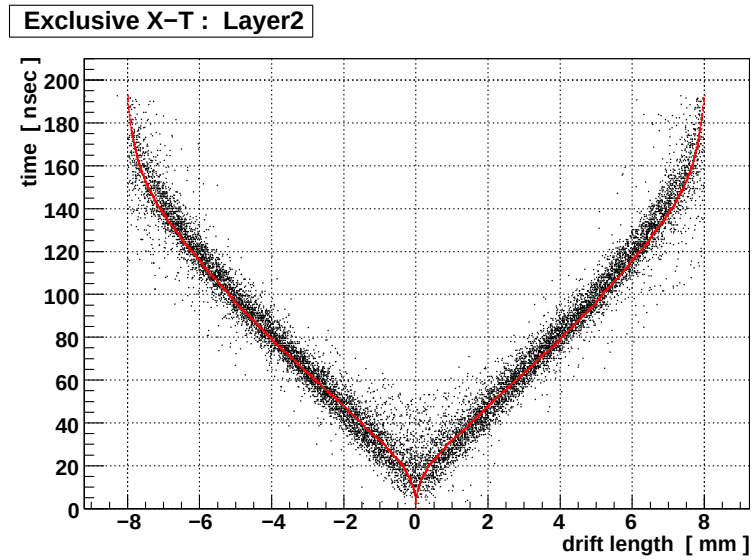


図 4.20: exclusive tracking における layer2 の X-T プロット。赤が STC 関数の変換、黒がトラッキングによって決定した粒子の通過位置である。

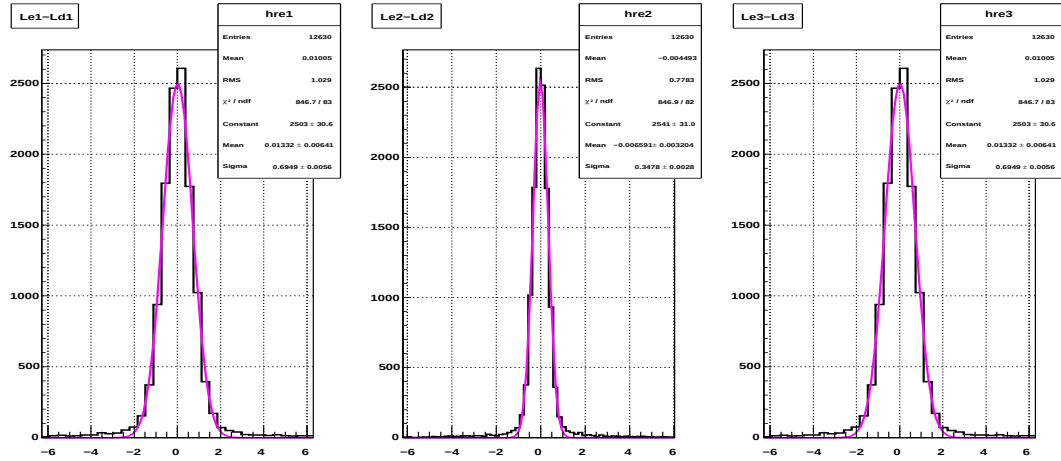


図 4.21: exclusive tracking における残差分布のガウスフィット。左から layer1,2,3 であり、横軸は mm 単位。

表 4.2: 残差と位置分解能 (exclusive tracking)。単位は μm 。

	residue	resolution
layer1	695 ± 6	284 ± 2
layer2	348 ± 3	284 ± 2
layer3	695 ± 6	284 ± 2

図 4.22 と 4.23 に残差分布とドリフト距離の相関をプロットした図を示す。図 4.22 は layer1、図 4.23 は layer2 に対するものである。layer1 ではほとんど相関らしきものは見られないが、layer2 には少し波打ったような相関がみられる。この相関を何らかの関数を用いて補正することにより、分解能を上げることがある可能性がある。相関の補正は波打ちを平らにすることであり、補正によって数十 μm 程度は向上の余地がある。今回は製作後最初の測定であり、厳密な位置分解能の導出が目的であるわけではないので、補正まではおこなわなかったが、今後位置分解能を向上させる手法としては有用である。

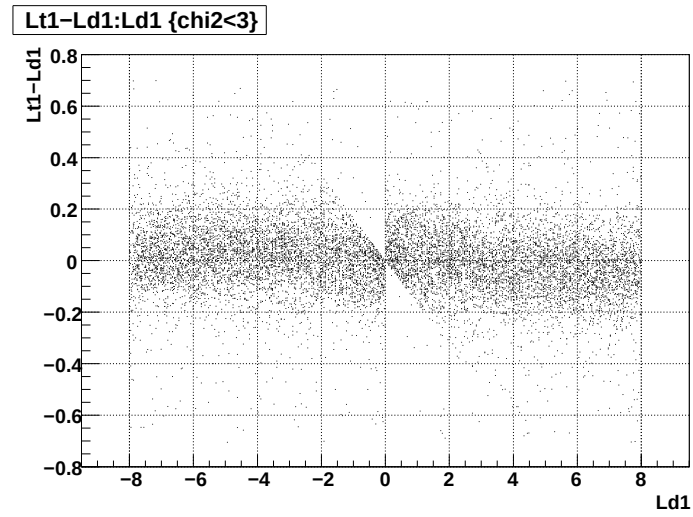


図 4.22: layer1 の残差分布（縦軸）とドリフト距離（横軸）の相関。軸の単位はともに mm である。

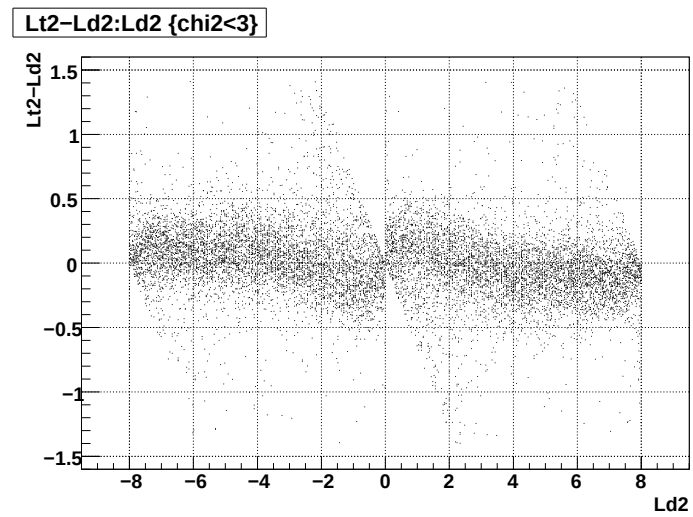


図 4.23: layer2 の残差分布（縦軸）とドリフト距離（横軸）の相関。軸の単位はともに mm である。

第5章 シミュレーションによるSDC3の評価

5.1 シミュレーションの目的

SksPlus は (K^- , K^+) 反応を用いた三ハイパー核分光実験を行うために新たに考案されたスペクトロメータシステムである。SKS は既存のものであるとはいえ、新たに D 磁石を加えたことにより磁気光学系は全く新しいものになっている。それゆえ事前にシミュレーションなどによりよく理解しておくことが重要である。

これまで述べてきたように SksPlus の運動量分解能は三ハイパー核分光実験にとって非常に重要な要素である。ここでは SDC3 の物質質量と位置分解能による影響をシミュレーションにより評価した。

シミュレーションの目的は、第一には運動量分解能が実験の要求を満たしていることを確認することである。次には、実験に対する SDC3 のより良い条件を考察することである。

5.2 シミュレーションの条件と結果

シミュレーションの流れを以下に示す。

1. Geant4[20] を用いて粒子を発生させ、ドリフトチェンバーのヒット位置などのデータをつくる。
2. 1 で得たデータを任意の実験分解能に基づいてランダムにふる。
3. 2 で得たデータを解析プログラムを用いて解析する。

解析プログラムは、ドリフトチェンバーのヒット位置情報をもとに粒子の軌跡を再現し運動量を求めるためのプログラムである。SksPlus の磁場中の軌跡は Runge-Kutta 法により解いている [21]。

図 5.1 にシミュレーションによって $1.3\text{GeV}/c$ の K^+ を生成角度 $\theta < 10^\circ$ で発生させた場合のトラックを示す。以後のシミュレーションにおいては生成粒子は K^+ で運動量は $1.3\text{ GeV}/c$ で固定し、反応は電磁相互作用のみを考えている。この条件のもとで、SDC3 の物質質量とドリフトチェンバーの位置分解能の値を変化させ、そのときの SksPlus の運動量分解能の変化をみた。また、SDC3 をインストールしない場合についても計算した。この場合は SDC3 の位置情報は使えないので残り 4 台のチェンバーの情報を用いてトラッキングをすることになる。

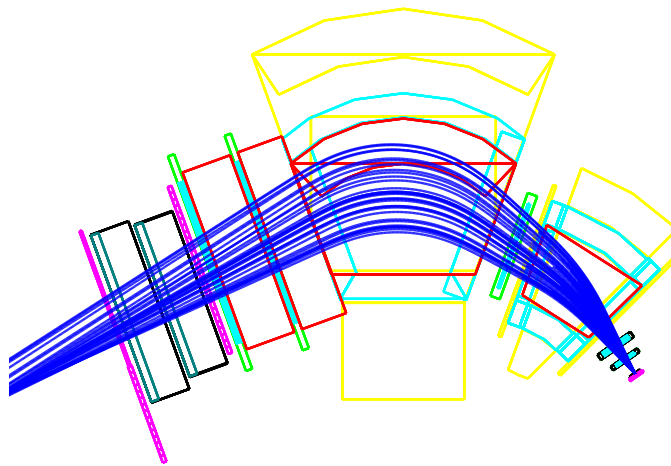


図 5.1: シミュレーションによって発生させた $1.3 \text{ GeV}/c$ の K^+ のトラック

まず SDC3 の物質量を、具体的にはガスの種類を変化させたときの運動量分解能の変化を図 5.2 に示す。SksPlus は多重散乱の影響を極力抑えるためチェンバー等の物質が存在する領域以外には He バッグを入れる。このシミュレーションでもチェンバー以外の粒子の通過領域は He としている。SDC1,2 には $\text{Ar}+\text{isoC}_4\text{H}_{10}$ (80:20) ガス、SDC4,5 には $\text{Ar}+\text{C}_2\text{H}_6$ (50:50) ガスを用いる。チェンバーの位置分解能はすべて $300 \mu\text{m}$ とした。4 章の性能評価に用いたガスは $\text{Ar}+\text{C}_2\text{H}_6$ (50:50) であるが、やはり SDC3 を入れない場合に比べると多重散乱の影響により $0.13 \text{ MeV}/c$ ほど運動量分解能は悪化している。もしガスとして $\text{He}+\text{C}_2\text{H}_6$ (40:60) を使うならば運動量分解能として $0.1 \text{ MeV}/c$ の改善となり、多重散乱の影響を抑えることができる。

次に、純粹にチェンバーの位置分解能だけからの寄与をみるために、チェンバーのガスも含めて粒子の通過領域すべてを真空とした場合に、チェンバーの位置分解能と運動量分解能の関係を図 5.3 に示す。ここからわかることは、全体的にチェンバーの位置分解能が上がれば運動量分解能も良くなる。しかし、SDC3 の位置分解能だけが他のチェンバーの位置分解能よりも良くなったとしても運動量分解能の改善にはそれほど寄与しない。これはスペクトロメータの出入り口に比べて中間位置だけが精度よく決まってしまうと、プログラム上は中間位置に大きな重みをかけてフィットすることになり、逆に運動量分解能としては悪くなってしまうと考えられる。

最後に、チェンバーのガスを現実的なガスとし、粒子の通過領域を He とした実際の実験状況とおなじ条件でのチェンバーの位置分解能と運動量分解能の関係を図 5.4 に示す。ここで現実的なガスとしては、SDC1,2 には $\text{Ar}+\text{isoC}_4\text{H}_{10}$ (80:20) ガス、SDC3,4,5 には $\text{Ar}+\text{C}_2\text{H}_6$ (50:50) ガスを用いている。この場合も図 5.3 と同じ傾向が見られるが、多重散乱の影響から、運動量分解能の改善はやや抑制されている。また、やはりフィット時に磁石の中間位置に重みをかけすぎると、運動量分解能の改善という観点からは逆効果であるという結果になった。

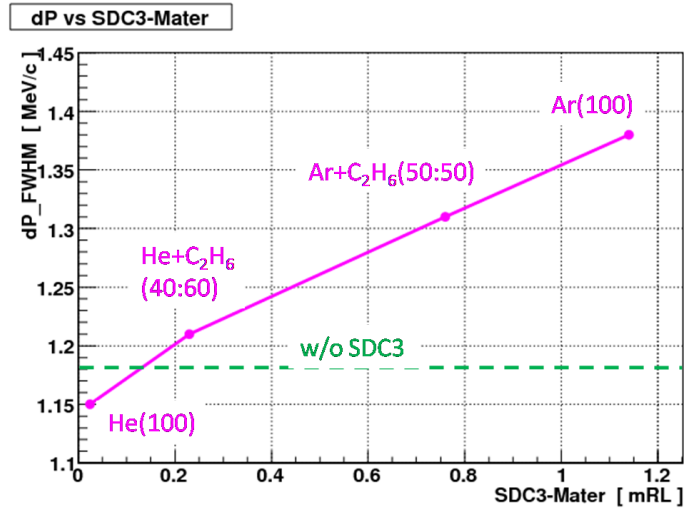


図 5.2: SDC3 の物質質量 (ガスの種類) を変化したときの運動量分解能の変化。横軸は放射長単位の SDC3 の厚さである。左から He(100), He+C₂H₆(40:60), Ar+C₂H₆(50:50), Ar(100) に対応する。緑破線は SDC3 を入れない場合の運動量分解能。

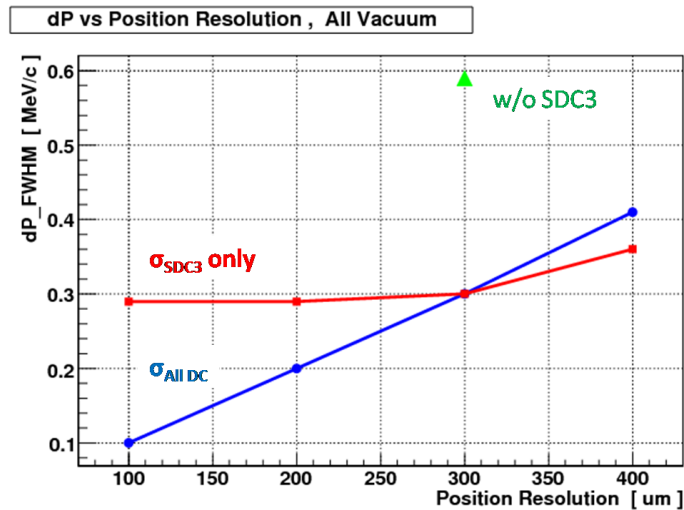


図 5.3: 粒子の通過領域すべてを真空とした場合のチェンバーの位置分解能と運動量分解能の関係。青実線は全チェンバーの位置分解能を共通に変化させた場合。赤実線は SDC3 の位置分解能のみを変化させた場合 (他のチェンバーは 300μm で固定)。

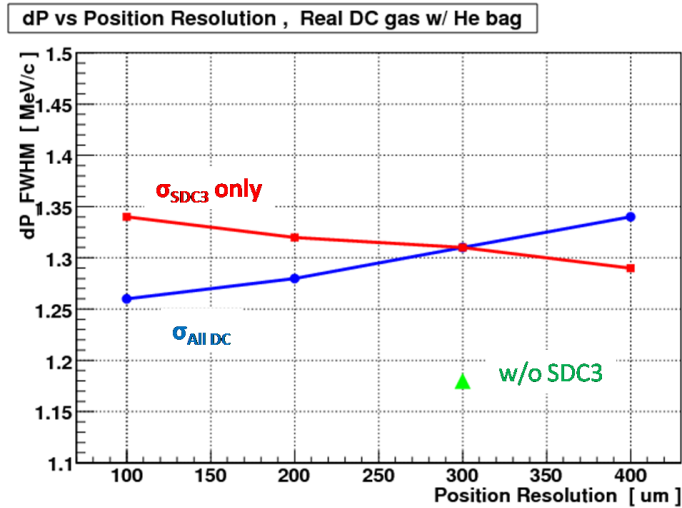


図 5.4: チェンバーのガスを現実的なガスとして粒子の通過領域を He とした実際の実験状況とおなじ条件でのチェンバーの位置分解能と運動量分解能の関係。SDC1,2 には Ar+isoC₄H₁₀(80:20) ガス、SDC3,4,5 には Ar+C₂H₆(50:50) ガスを用いている。青実線は全チェンバーの位置分解能を共通に変化させた場合。赤実線は SDC3 の位置分解能のみを変化させた場合（他のチェンバーは 300μm で固定）。

5.3 考察と今後の展望

多重散乱の影響によって、SDC3 を入れない場合より SDC3 (Ar+C₂H₆(50:50) ガス) を入れた場合のほうが運動量分解能は 0.1 MeV/c ほど悪化する。しかし、この場合でも運動量分解能は $\Delta p/p = 0.10\%$ (FWHM) を達成しており、ミッシングマスのエネルギー分解能 3 MeV 以下を実現するための運動量分解能 $\Delta p_S/p_S = 0.17\%$ (FWHM) 以下（2.4 参照）という条件を満たしている。しかし分解能は良いに越したことはないので、さらなる向上を目指す際には He ベースのガスの使用を検討する価値はある。

SDC3 だけの位置分解能が良くなったとしても運動量分解能の向上には寄与しない。他のチェンバーの位置分解能が 300μm と見込まれていることから、SDC3 の位置分解能も 300μm 程度あれば十分と考えられる。ただし、上の問題の原因はプログラム上、SDC3 の位置に重みをかけすぎているために起こると考えられるのでプログラムを改良して SDC3 に対する最適な重みを与えることにより、運動量分解能が向上する可能性がある。

まだ不十分な点は多々あるが、以上のシミュレーションによって、SDC3 と運動量分解能の関係について考察した。今後この結果をもとにして、より詳細なシミュレーションによって実験の最適化を図るつもりである。

第6章 結論

我々は J-PARC において (K^- , K^+) 反応を用いたミハイパー核分光実験をおこなう。従来にない 3 MeV 以下のエネルギー分解能を達成するためにスペクトロメータシステム SksPlus が考案された。ドリフトチェンバー SDC3 は SksPlus のスペクトロメータとしての磁気光学系の理解において重要な役割を果たす。一方、多重散乱の影響により運動量分解能を悪化させてしまうというマイナス面も有する。

チェンバーの設計にあたっては、多重散乱の影響をできるだけ減らすように配慮した。ワイヤー構造としては、ドリフト長 8 mm の六角セル構造で X 方向に 3 レイヤー、そしてその上下をシールドワイヤーで覆う。電場計算によって各レイヤーの電場分布が等しくなるように、最適なシールドワイヤーの配置と数を決定した。Ar+C₂H₆(50:50) ガスを使うことを想定しているが、He+C₂H₆(40:60) ガスを使えば物質量を 4 割に抑えることができるため He ベースのガスの使用の可能性はある。また、SDC3 に対する漏れ磁場の影響については問題ないことを確認した。

チェンバーの性能評価においては、検出効率と位置分解能を測定した。3 レイヤーの検出効率が揃うようにフィールドワイヤーへの印加電圧 V_f とシールドワイヤーへの印加電圧 V_s の最適比 $V_f/V_s = 0.60$ を得た。この比率で $V_f > 2.5\text{ kV}$ で検出効率はほぼ 100 % となる。位置分解能の導出では、ドリフト時間とドリフト距離の関係を求め、TDC の値を距離に変換し、3 レイヤーで直線トラックを引くことによって残差分布を得た。残差分布から約 $280\mu\text{m}$ の位置分解能を導出した。残差二乗和分布の χ^2 フィット、exclusive tracking による残差分布からも同様の結果を得た。

シミュレーションにおいては、SDC3 の物質量と位置分解能による SksPlus の運動量分解能への影響を評価した。SDC3 が Ar+C₂H₆(50:50) ガスの場合でも $\Delta p/p = 0.10\%$ (FWHM) を達成しており、実験の要請を十分に満たしている。また、SDC3 だけの位置分解能が良くなったとしても運動量分解能の向上には寄与しないという結果になったが、これはプログラムの改良によって修正可能であると考えられる。今後、より詳細なシミュレーションによって実験の最適化を図るつもりである。

付 録 A SDC3 の最終図面

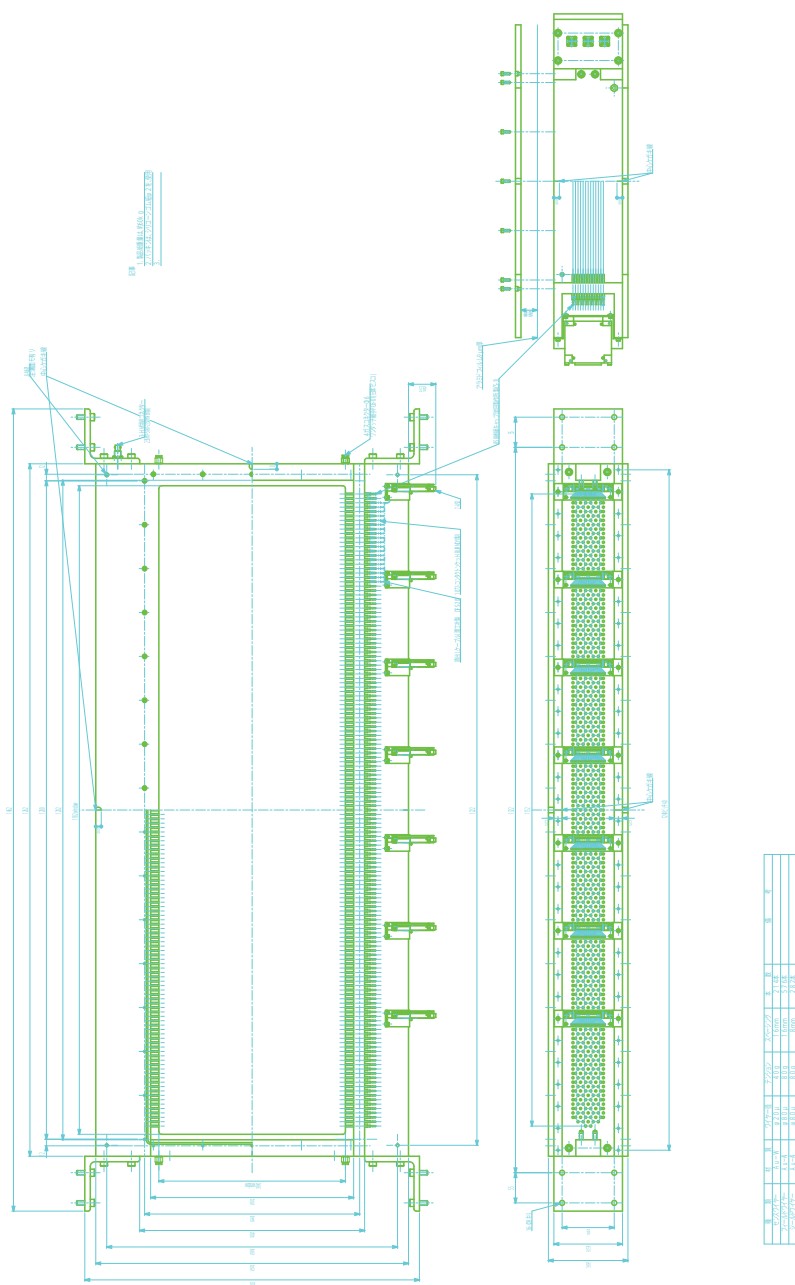


図 A.1: SDC3 の図面 (最終版)

付 録 B 最小二乗法による直線近似

B.1 近似直線の係数とその誤差の導出 [22]

N 個のデータ点 (x_i, y_i) を直線 $y = ax + b$ で近似する場合を考える。ここで、 x_i には誤差は存在せず、 y_i の誤差を σ_i とする。最小二乗法では、

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{y_i - (ax_i + b)}{\sigma_i} \right)^2 \quad (\text{B.1})$$

と定義した χ^2 が最小となる a, b を求める。そのための条件は、

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial a} = 0, \quad \frac{\partial \chi^2}{\partial b} = 0 \quad (\text{B.2})$$

であり、これを解いて、

$$a = \frac{SS_{xy} - S_x S_y}{D} \quad (\text{B.3})$$

$$b = \frac{S_y S_{xx} - S_x S_{xy}}{D} \quad (\text{B.4})$$

を得る。ここで式の簡略化のため、

$$S_1 = \sum \frac{1}{\sigma_i^2} \quad (\text{B.5})$$

$$S_x = \sum \frac{x_i}{\sigma_i^2} \quad (\text{B.6})$$

$$S_{xx} = \sum \frac{x_i^2}{\sigma_i^2} \quad (\text{B.7})$$

$$S_y = \sum \frac{y_i}{\sigma_i^2} \quad (\text{B.8})$$

$$S_{xy} = \sum \frac{x_i y_i}{\sigma_i^2} \quad (\text{B.9})$$

$$D = S_1 S_{xx} - S_x^2 \quad (\text{B.10})$$

と定義した。

誤差 σ_i がすべてのデータ点で共通であれば、 a, b はデータ点の誤差の値によらず、データ点の位置座標のみから決まる。

a, b に対する誤差は、誤差行列 V :

$$V = \begin{bmatrix} \Delta a^2 & \text{cov}(a, b) \\ \text{cov}(a, b) & \Delta b^2 \end{bmatrix} \quad (\text{B.11})$$

を用いて求められる。ここで、 $\text{cov}(a, b)$ は、 a, b の共分散である。今の場合、

$$V^{-1} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial a^2} & \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial a \partial b} \\ \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial a \partial b} & \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial b^2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{xx} & S_x \\ S_x & S_1 \end{bmatrix} \quad (\text{B.12})$$

$$V = \frac{1}{D} \begin{bmatrix} S_1 & -S_x \\ -S_x & S_{xx} \end{bmatrix} \quad (\text{B.13})$$

であるから、

$$\Delta a^2 = \frac{S_1}{D} \quad (\text{B.14})$$

$$\Delta b^2 = \frac{S_{xx}}{D} \quad (\text{B.15})$$

$$\text{cov}(a, b) = -\frac{S_x}{D} \quad (\text{B.16})$$

となる。

B.2 データ点と直線との残差に対する誤差の導出

上で求めた近似直線 ($y = ax + b$) と各データ点との残差 $r_i \equiv y_i - (ax_i + b)$ に対する誤差 Δr_i を導出する。

まず、直線 $y = ax + b$ の x_i における y 座標に対する誤差 Δy は、

$$\Delta y^2 = x_i^2 \Delta a^2 + \Delta b^2 + 2x_i \text{cov}(a, b) \quad (\text{B.17})$$

$$= \frac{S_1 x_i^2 - 2S_x x_i + S_{xx}}{D} \quad (\text{B.18})$$

となり、残差 r_i に対する誤差 Δr_i は、

$$\Delta r_i^2 = \Delta y_i^2 + \Delta y^2 - 2\text{cov}(y_i, y) \quad (\text{B.19})$$

$$= \sigma_i^2 - \frac{S_1 x_i^2 - 2S_x x_i + S_{xx}}{D} \quad (\text{B.20})$$

と導かれる。

全データ点における誤差 σ_i がすべて等しい ($\sigma_i = \sigma$, $i = 1 \sim N$) 場合、上式は、

$$\Delta r_i = \sqrt{1 - \frac{S_1 x_i^2 - 2S_x x_i + S_{xx}}{D}} \cdot \sigma \quad (\text{B.21})$$

と表せる。ただしこの式に限っては S_x, S_{xx}, D は式 B.6, B.7, B.10 で $\sigma_i = 1$ としたものであるとする。この場合は残差に対する誤差はデータ点の誤差にデータ点の座標から決まるファクターをかけたものとなる。

B.3 SDC3への適用

上で求めた結果を SDC3 に適用する。

SDC3 は 3 層構造なので $N = 3$ 。センスワイヤー面の間隔は $8\sqrt{3}\text{mm} (\equiv \ell \text{ とおく})$ であるので、座標の定義を layer1,2,3 の順で $x_1 = -\ell, x_2 = 0, x_3 = \ell$ とする。3 レイヤーの位置分解能が等しい (σ) と仮定すると、式 B.14,B.15 を適用して、

$$\Delta a = \frac{\sigma}{\sqrt{2}\ell}, \quad \Delta b = \frac{\sigma}{\sqrt{3}} \quad (\text{B.22})$$

各レイヤーの残差の誤差、すなわち本文においては残差分布の標準偏差は、式 B.21 から、

$$\begin{aligned} \Delta r_1 &= \frac{\sigma}{\sqrt{6}} \\ \Delta r_2 &= \sqrt{\frac{2}{3}}\sigma \\ \Delta r_3 &= \frac{\sigma}{\sqrt{6}} \end{aligned} \quad (\text{B.23})$$

と表わされる。 $\Delta r_1 : \Delta r_2 : \Delta r_3 = 1 : 2 : 1$ となる。

exclusive tracking の場合

上の議論は本文でいうところの inclusive tracking の場合にあたるが、exclusive tracking に対しても同様に残差の誤差を考えることができる。B.19 の計算のところで、exclusive tracking の場合は $\text{cov}(y_i, y) = 0$ となることに注意して、誤差がすべて等しい場合の残差の誤差は、

$$\Delta r_i^{ex} = \sqrt{1 + \frac{Nx_i^2 - 2S_x x_i + S_{xx}}{D}} \cdot \sigma \quad (\text{B.24})$$

となる。これを SDC3 に適用して、

$$\begin{aligned} \Delta r_1^{ex} &= \sqrt{6}\sigma \\ \Delta r_2^{ex} &= \sqrt{\frac{3}{2}}\sigma \\ \Delta r_3^{ex} &= \sqrt{6}\sigma \end{aligned} \quad (\text{B.25})$$

となる。この場合は $\Delta r_1^{ex} : \Delta r_2^{ex} : \Delta r_3^{ex} = 2 : 1 : 2$ となる。

謝辞

この修士論文を書き上げるにあたって多くの人々にお世話になりました。

私の指導教官である永江知文教授は私をストレンジネス核物理という興味深い分野へ導いてくれ、私にチェンバーの開発という修士論文のテーマを与えてくれました。ひとつの検出器を設計段階から製作、性能評価までおこなうことができ、非常に多くのことを学ぶ機会を与えてくださいました。また稚拙な私の質問にもいつも丁寧に応じていただきました。

今井憲一教授は時折、研究の状況を気にかけてくださいました。その幅広い知識と鋭い洞察力をともなったアドバイスは自分が見えていなかった部分を的確に指摘してくださいました。谷田聖助教は研究において実質的なかなりの部分の面倒をみていただきました。実験技術、解析方法や物理的な考え方まで本当に様々なことを学びました。藤岡宏之助教は物理に関する様々な有意義な議論をしてくださいました。

KEKの高橋俊行准教授は、私のKEKにおける研究中は親身になって面倒をみていただき、チェンバーやSksPlusに関して多くのことを教えていただきました。SDC3の設計の原案や、2章のSksPlusのシミュレーションは氏によるものであり、私の修士論文の基礎となるものです。

原子核ハドロン研究室の先輩である岡村敦史さんは、私の最も身近な先輩であり、いつも頼りにしていました。面倒なことでも快く引き受けてくれ、本当にいろいろなことを教えていただきました。修士の研究生生活の多くを過ごしたKEKでは、東京大学の高橋智則さんに非常にお世話になりました。チェンバーや回路やプログラムのことなど多くの相談にのっていただきました。シミュレーションにおいては東北大学の白鳥昴太郎さんにプログラムの使い方から解析の仕方まで懇切丁寧に教えていただきました。白鳥さんの手助けがなければこのシミュレーションをやりとげることはできなかったでしょう。ただ残念なことに、当初はもっと多くの内容を盛り込む予定であったのに、私の力不足で最小限の内容になってしまったことは申し訳ない限りです。他にも、東北大学の田村裕和教授、小池武志助教、三輪浩司助教、岐阜大学の鵜養美冬博士、KEKの成木恵助教、木内隆太博士にはミーティングや実験などにおいて的確なアドバイスをくださり、私の研究の進展に非常に役立ちました。

同じ原子核ハドロン研究室のストレンジネスグループに属する平岩聡彦さん、林勇治君とはともに行動することも多く、研究生生活を楽しみ過ごすことができました。特に同回生で同じグループに属する林君がいてくれたことは私にとって心強かったです。また、研究テーマは違いましたが、同回生の胡子昇一郎君、中西怜央奈君、中村克朗君とは時に真面目に物理について議論したり、他愛もない話をしたりして修士の大学院生活に潤いを与えてくれました。

上記の方々とここには書ききれなかったその他多くの方々の助力に感謝します。

参考文献

- [1] K. Imai, 原子核研究 Vol.43 No.6
- [2] H. Tamura, 原子核研究 Vol.46 No.4
- [3] T.Fukuda, *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A**361**, 485 (1995)
- [4] T. Hasegawa, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 224 (1995)
- [5] H. Hotchi, *et al.*, Phys. Rev. C **64**, 044302 (2001)
- [6] T. Fukuda, *et al.*, Phys. Rev. C **58**, 1306 (1998)
- [7] P. Khaustov, *et al.*, Phys. Rev. C **61**, 054603 (2000)
- [8] T. Nagae, *et al.*, J-PARC Proposal E05 (2006)
- [9] M. M. Nagels, Th. A. Rijken and J. J. de Swart, Phys. Rev. D **15**, 2547 (1977)
- [10] M. Yamaguchi, K. Tominaga, Y. Yamamoto and T. Ueda, Prog. Theor. Phys. **105**, 627 (2001)
- [11] Th. A. Rijken and Y. Yamamoto, Phys. Rev. C **73**, 044008 (2006)
- [12] Y. Fujiwara, Y. Suzuki and C. Nakamoto, Prog. Part. Nucl. Phys. **58**, 439 (2007)
- [13] C. B. Dover and A. Gal, Ann. of Phys. **146**, 309 (1983)
- [14] Simulated by T. Takahashi
- [15] F. Sauli, "*Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*", CERN Report 77-09 (1977)
- [16] Garfield は CERN によって開発されたドリフトチェンバーのシミュレーション用プログラムである。本文の計算には garfield-9 を用いている。
(<http://garfield.web.cern.ch/garfield>)
- [17] C. Amsler, *et al.*, "*Review of Particle Physics*", Physics Letters B **667**, 1 (2008)
- [18] この手法は以下の論文にある手法を参考にした。
K. Watanabe, Tohoku Univ. Master thesis (2002)

- [19] "*TKO Specification*", KEK Report 35-10 (1985)
- [20] Geant4は物質中の粒子の軌跡をシミュレーションするためのツールキットである。用いたバージョンは geant4.9.1.p03。 (<http://geant4.cern.ch>)
- [21] J. Myrheim and L. Bugge, Nucl. Instr. and Meth. **160**, 43 (1979)
- [22] W. R. Leo, "*Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*", Chap.4, Springer-Verlag, ISBN 3-540-57280-5