修士論文
中性Ｋ中間子スペクトロメータの
性能に関する研究

東北大学大学院　理学研究科
物理学専攻
土橋 一夫

平成１２年

目 次

1 目的 **6**
1.1 K^0photo production 実験の目的 6
1.2 本研究の目的 6

2 NKS スペクトロメータ **9**
2.1 実験概要 9
2.2 tagged photon beam 10
2.3 TAGX 電磁石 12
2.4 tracking chambers 12
2.4.1 Cylindrical Drift Chamber(CDC) 12
2.4.2 Straw Drift Chamber(SDC) 14
2.5 drift chamber の動作原理 14
2.5.1 特徴 14
2.5.2 動作原理 14
2.5.3 gas について 16
2.6 trigger counters 18
2.6.1 Inner Hodoscope(IH) 18
2.6.2 Outer Hodoscope(OH) 19
2.6.3 Electron Veto Counter 19
2.6.4 trigger 条件 19
2.7 CDC と SDC のテスト 19
2.7.1 パラメータの調整 19
2.7.2 位置分解能 21
2.7.3 efficiency 22

3 GEANT によるシミュレーションと解析方法 **27**
3.1 シミュレーションの目的 27
3.2 シミュレーションの方法 27
3.2.1 Event 発生方法 28
3.2.2 検出装置の設定 29
3.2.3 解析方法 29
3.3 結果 35
3.3.1 K^0 の運動量分解能と角度分解能 35
3.3.2 検出効率の標的位置依存性 35
3.3.3 崩壊位置による K^0 と ρ^0 の分離 39
3.3.4 target 厚さと検出効率 44
3.3.5 e^+e^- によるバックグラウンドトリガレートの見積もり 46
3.4 Yield Estimation 47

4 まとめ **52**

A vartex cut についての各 table **54**

B GEANT ソースコード **57**

C analyzer ソースコード **58**

図 目 次

1 K^0 生成のファインマン図 7
2 K^0 生成の素過程の角分布及び全断面積の入射エネルギー依存性 8
3 NKS 鳥瞰図 9
4 NKS 概略図 10
5 加速器概観 11
6 CDC,SDC wire 配置図 13
7 等 drift time 曲線 15
8 $Ar - C_2H_6$ の混合比ごとの drift 速度の電場依存性 17
9 time walk 説明図 18
10 test 用 CDC 及び SDC 読み出し回路 20
11 宇宙線測定の方法 20
12 校正前 (左)・校正後 (右) の drift length 21
13 校正前 (左)・校正後 (右) の χ^2 22
14 layer1∼4(SDC) の残差分布 23
15 layer5∼8 の残差分布 24
16 layer1∼4(SDC) の efficiency 25
17 layer5∼8(CDC) の efficiency 26
18 mass square による particle ID 30
19 粒子の β と momentum による particle ID 31
20 invariant mass 32
21 K^0 の invariant mass に対し fit をかけた図 33
22 K^0,ρ^0 のみ発生させたときの invariant mass 34
23 K^0 運動の運動量分解能 (上) と角度分解能 (下) 36
24 target 位置と検出効率 37
25 target 位置毎の検出効率の角度依存性 38
26 cut のかけ方の説明図 39
27 K^0 と ρ^0 それぞれの崩壊点の scatter plot 40
28 target 中心から K^0 と ρ^0 それぞれの崩壊点までの距離 41
29 target 中心からの距離に対する K^0 の survival ratio と ρ^0 の suppression ratio 42
30 cut parameter t に対する K^0 の survival ratio と ρ^0 の suppression ratio . . . 43
31 target 厚さごとの ρ^0supression ratio と K^0survival ratio 45
32 yield estimation ([1] のモデルを用いた) 49
33 yield estimation ([2] のモデルを用いた) 50
34 シミュレーション結果から求めた $\cos\theta$ ごとの微分断面積 51

表 目 次

1 電磁相互作用によるストレンジネス生成素過程 6
2 K_S^0 と K_L^0 との比較 11
3 CDC の wire 位置データ 12
4 SDC の wire 位置データ 14
5 平均イオン化 energy 16
6 仮定した各検出器の性能 29
7 GEANT によって求めた $\gamma \to e^+ + e^-$ によるトリガ率 46
8 target 中心から崩壊点までの距離 55
9 長方形による cut、target 厚さ 0.5cm 56
10 長方形による cut、target 厚さ 1cm 56
11 長方形による cut、target 厚さ 2cm 56

1　目的

1.1　K^0photo production 実験の目的

これまで、電磁相互作用によるストレンジネス生成過程は主として光子ビームを用い、表 1 の 1.,2. に示した $p(\gamma, K^+)\Lambda, \Sigma$ 反応等の荷電 K 中間子生成反応を通じて実験的に研究され、大きな成果を上げててきた。

	反応	反応閾値
1.	$\gamma + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{K}^+ + \Lambda$	911.1 MeV
2.	$\gamma + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{K}^+ + \Sigma^0$	1046.1 MeV
3.	$\gamma + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{K}^0 + \Sigma^+$	1047.5 MeV
4.	$\gamma + \mathrm{n} \rightarrow \mathrm{K}^+ + \Sigma^-$	1052.1 MeV
5.	$\gamma + \mathrm{n} \rightarrow \mathrm{K}^0 + \Lambda$	915.4 MeV
6.	$\gamma + \mathrm{n} \rightarrow \mathrm{K}^0 + \Sigma^0$	1050.5 MeV

表 1: 電磁相互作用によるストレンジネス生成素過程

一方、中性 K 中間子が関与するストレンジネス生成過程の実験的研究はほとんど行われていないが、この反応は電磁相互作用によるハイペロン生成過程を研究する上で重要な役割を果たすと考えられている。例えば $n(\gamma, K^0)\Lambda$ 反応では図 1 に示すようにストレンジネス生成に電荷が関与しないのでボルン項における t-channel では K の交換は寄与せず、また s-channel においても光子核子結合は異常磁気能率を通じてのみ起きるため、反応に寄与するそれぞれの過程を分離して研究することが可能となる。

現在までこの反応が研究されてこなかった理由としては電荷のない K^0 中間子を高分解能で効率良く測定できる装置がなく、実験が困難であったということが挙げられる。

そこで我々は、$n(\gamma, K^0)\Lambda$ 反応を調べる実験を行うことにした。これまでこの反応の測定データはなく、K^+ 生成のデータを基に作られたいくつかのモデルの計算は、K^0 では互いに一致していない。図 2 に、二つのモデルによる $E_\gamma = 1.05$GeV での素過程の角分布（左）及び全断面積の入射エネルギー分布（右）を示す。実線、破線は、それぞれ参考文献 [1],[2] のモデルパラメータを使って計算した。モデルパラメータを決めた実験データのある K^+ の方は両モデルとも同じ結果を与えるが、実験データのない K^0 では角分布、エネルギー依存性ともに大きな違いがある。

今回の実験では、この K^0 生成 channel を実験的に測定することにより閾値領域のストレンジネス生成過程の全体像を明らかにする。

1.2　本研究の目的

このような目的の下、我々はその中心の検出器である中性 K 中間子スペクトロメータ (Neutral Kaon Spectrometer : NKS) を建設してきた。NKS は KEK 田無 ES から 1999 年

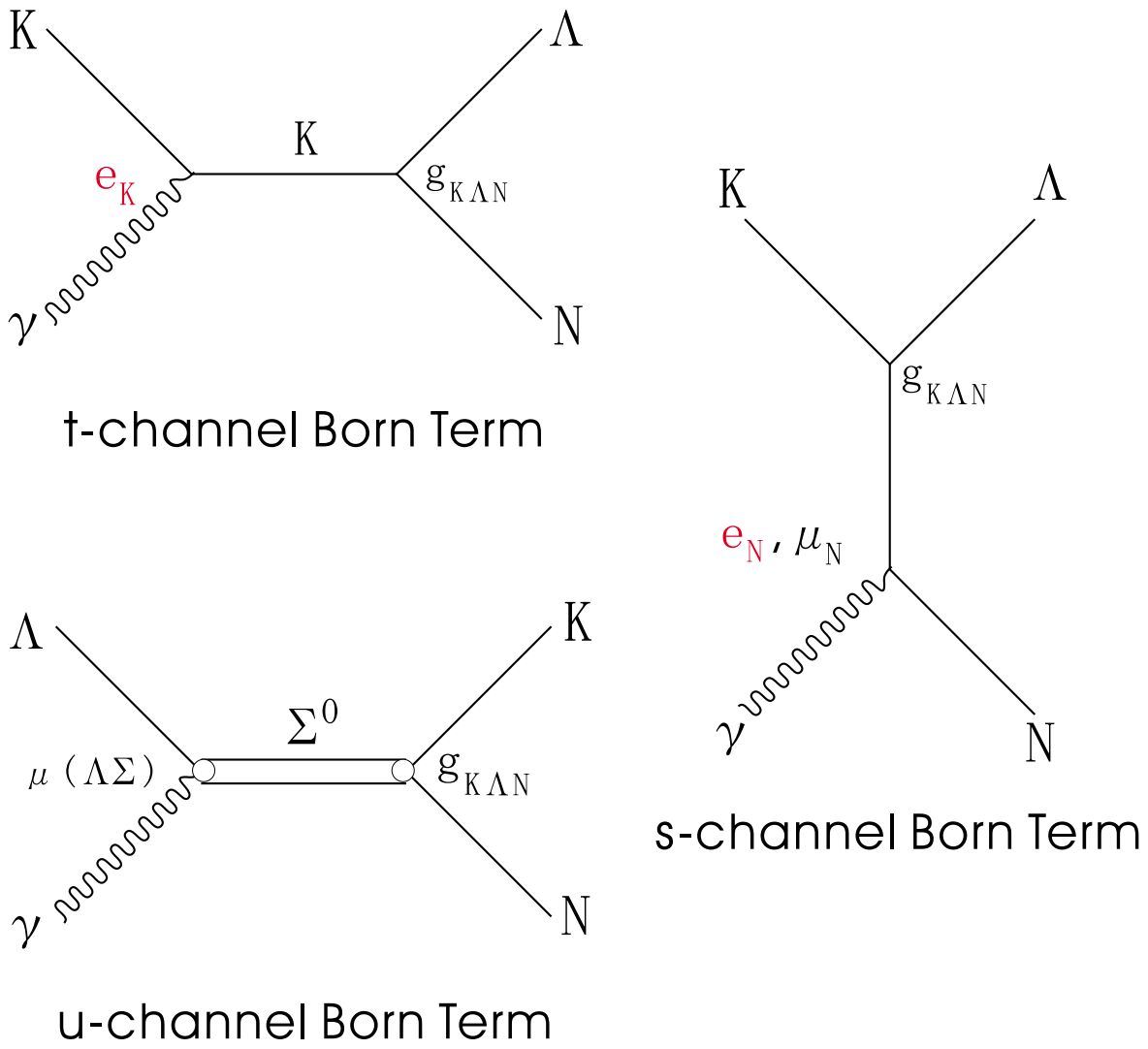


図 1: K^0 生成のファインマン図。$n(\gamma, K^0)\Lambda$ では赤字の e_K, e_n が寄与しない。

に東北大学へ移管された TAGX 検出器を基に作られるもので、建設は東北大学大学院理学研究科付属の原子核理学研究所 (核理研) において行っている。

本研究の目的は、NKS で効率良く K^0 を測る set up を調べ、またこれらの study で得られた検出効率等を用いて実際にどの程度の誤差で K^0 の微分断面積の角度依存性を測定できるかを調べることである。第 2 章では NKS の各検出器を説明し、第 3 章では行ったシミュレーションの方法及び結果を示す。最後に第 4 章でまとめを行う。

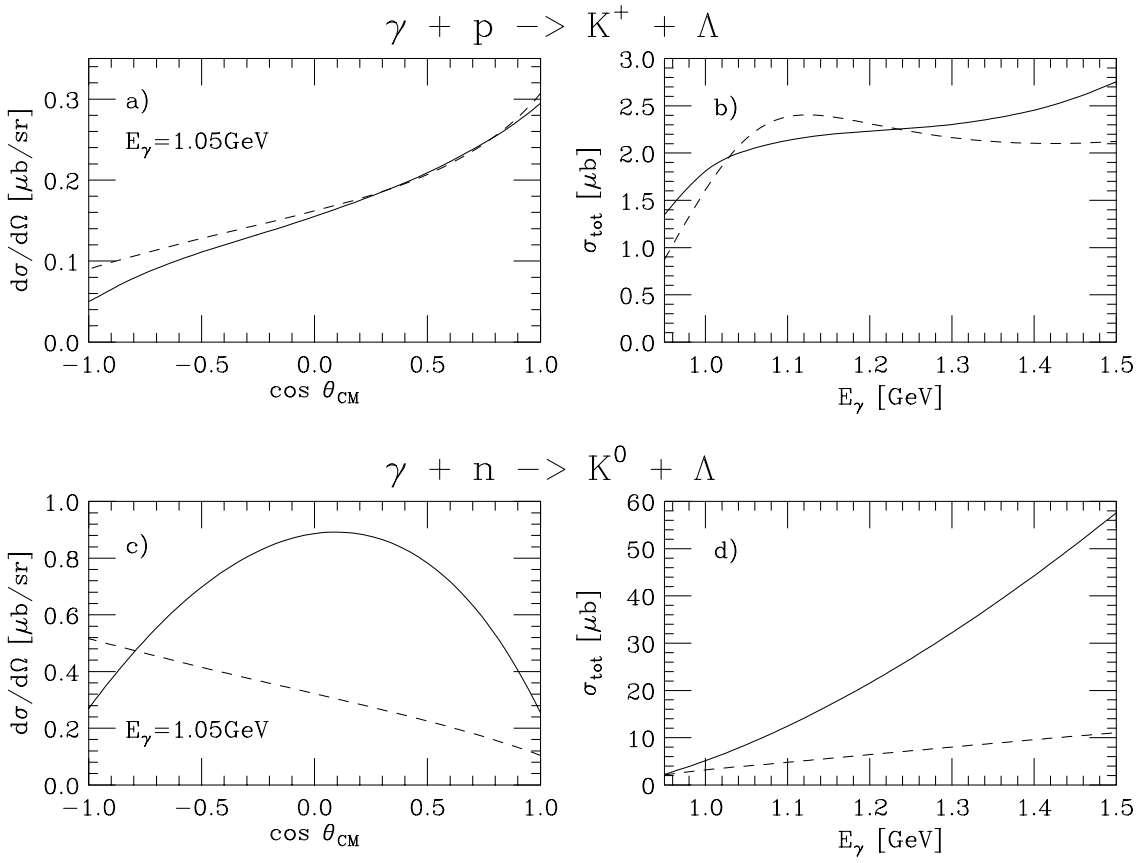


図 2: モデルから求めた K^+,K^0 生成の素過程の角分布 (a),c) E_γ=1.05 GeV の時) 及び全断面積の入射エネルギー依存性 (b), d))。実線と破線はそれぞれ Ref.[1],[2] のパラメータセットを用いて求めたもの

2　NKS スペクトロメータ

2.1　実験概要

実験は東北大学大学院理学研究科付属の原子核理学研究施設（核理研）において、1.1GeV tagged photonビームを使って行う。実験にはKEK田無分室から1999年5月に東北大学に移管されたTAGXの機材を多く使用した、NKS (Neutral Kaon Spectrometer, 図 3) を用いる。TAGX,NKSとはチェンバー（CDC)、シンチレータ、読み出し回路等々の一連のシステムの総称である。ターゲットは、今回の実験では ^{12}C を用いる。将来的には、CD_2,D_2(liq),D_2(sol) を予定している。

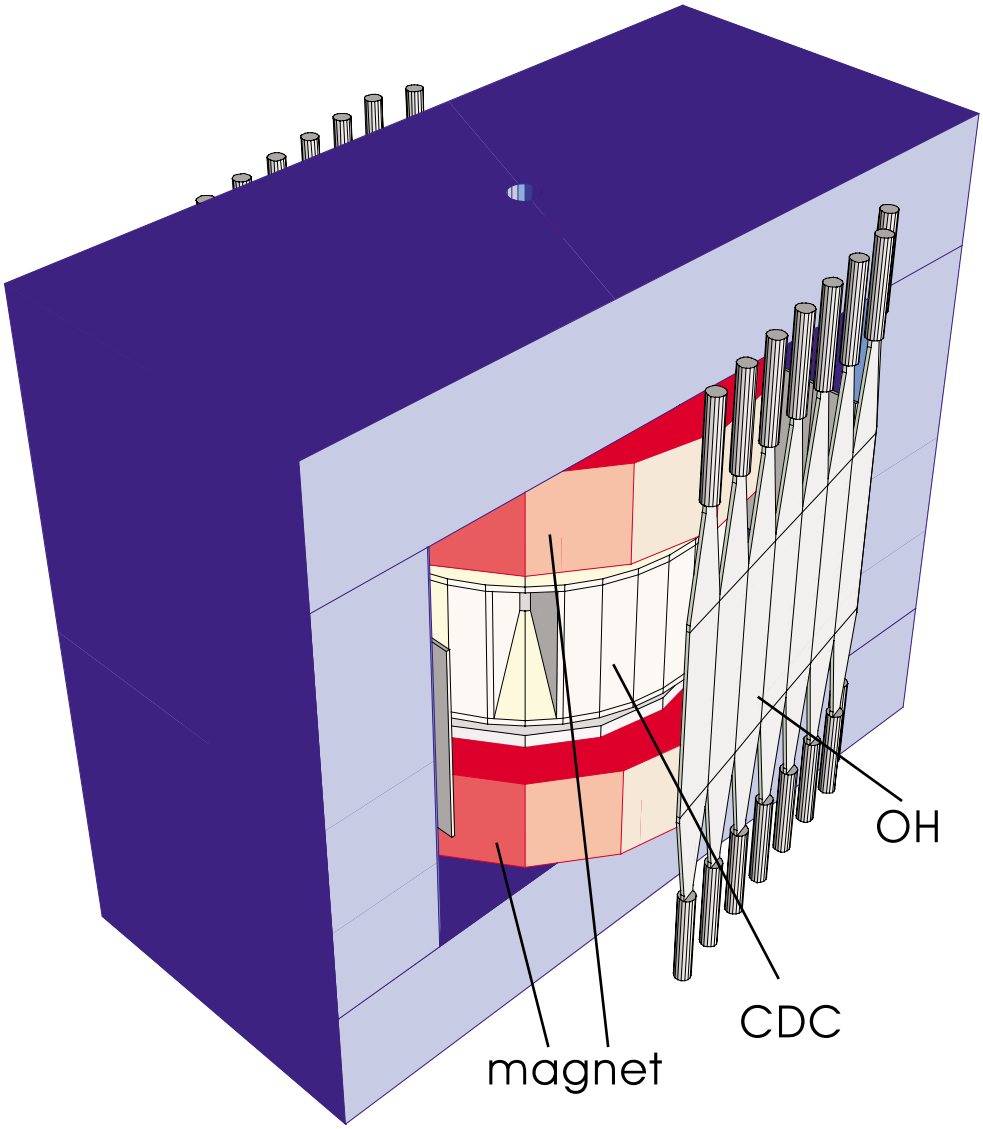


図 3: NKS 鳥瞰図（IH,SDC, ターゲットは見えていない）

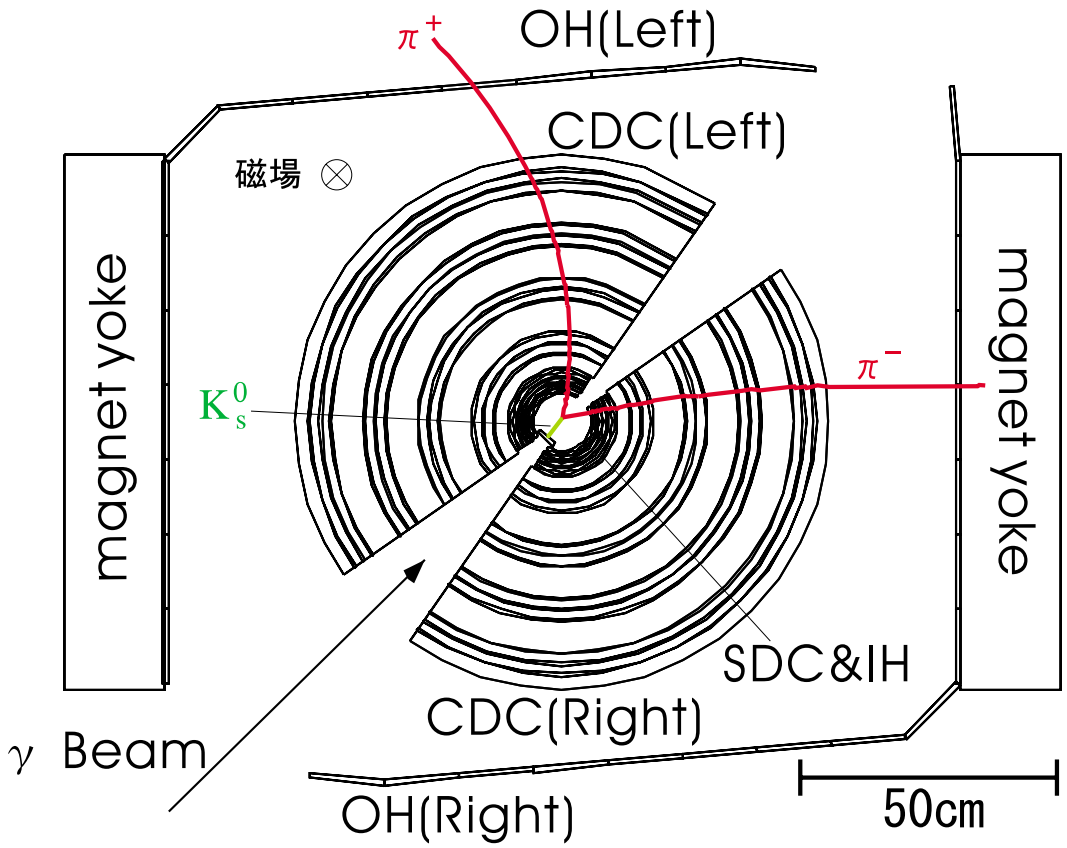


図 4: NKS 概略図

入射した γ 線は炭素原子中の中性子と反応し、K^0 を生成する。K^0 には K^0_S と K^0_L があるが、今回測定するのは K^0_S の方である。その分岐比等々は表 2 に示す。表にもあるように K^0_S は $\pi^+\pi^-$(分岐比 68.6%) か $\pi^0\pi^0$(分岐比 31.4%) になるが、今回の実験では $\pi^+\pi^-$ に崩壊した K^0_S を検出する事になる。生成された $\pi^+\pi^-$ はかけられている磁場 (0.4T) によって前出の図 4 に示されているように曲げられつつ、IH(Inner Hodoscope)、SDC(Straw Drift Chamber)、CDC(Cylindrical Drift Chamber)、OH(Outer Hodoscope)、と順に走っていく。NKS 側の trigger は OH と IH でかけ、これと beam hodoscope のコインシデンスで最終的な trigger をかける。

2.2 tagged photon beam

実験を行う核理研第 2 実験室は図 5 のようになっている。linac で 200 MeV まで加速された電子はストレッチャーブースターリング (STB リング) によって 1.2 GeV まで加速、保持される。

γ 線は電子ビーム軌道にカーボンファイバーを置き、制動輻射を起こす事によって発生させる。またこの時、反跳電子の運動量を解析する事で γ 線のエネルギーを求める事がで

	K_S^0	K_L^0
生成時の分岐比	50%	50%
質量 (MeV/c^2)	497.671	497.671
寿命 (sec)	8.922×10^{-11}	5.17×10^{-8}
$c\tau$	2.68cm	1532cm
崩壊モード (分岐比)	$\pi^+\pi^-(68.61 \pm 0.28\%)$	$\pi^0\pi^0\pi^0(21.13 \pm 0.27\%)$
	$\pi^0\pi^0(31.39 \pm 0.28\%)$	$\pi^+\pi^-\pi^0(12.55 \pm 0.20\%)$
		$\pi^\pm\mu^\mp\nu_\mu(27.18 \pm 0.25\%)$
		$\pi^\pm e^\mp\nu_e(38.78 \pm 0.28\%)$

表 2: K_S^0 と K_L^0 との比較

きる。

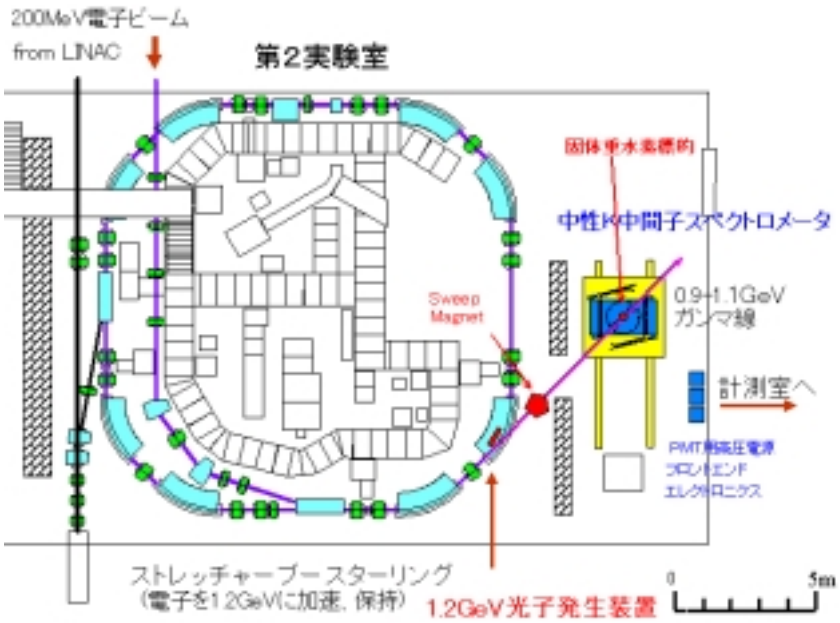


図 5: 加速器概観

2.3 TAGX 電磁石

gap size が 60cm、磁極が直径 107cm の dipole magnet である。発生させられる最大の磁場は 0.5T。実験では、安定に発生できる範囲でできるだけ強い磁場で稼動させる。今回の一連のシミュレーションではこの磁場を 0.4T として行っている。

2.4 tracking chambers

上の TAGX 電磁石による磁場領域の中に以下に述べる CDC,SDC を配置し、荷電粒子の飛跡と運動量を求める。

2.4.1 Cylindrical Drift Chamber(CDC)

CDC は半円柱型のドリフトチェンバーのペアである。実験時の beam 下流方向を向いて左右どちらに置くかでそれぞれを CDC-left、CDC-right と呼ぶ。信号を読み込む sense wire が片側 402 本 ×2=804 本、電場を整える field shaping wire が片側 1094 本 ×2=2188 本張られており、12 層 (うち読み出していない層一つを含む) の layer を持つ。layer には内側から 5 ∼ 16 の番号をふる。1 ∼ 4 は後述の SDC の layer 番号として与えている。

wire の配置図は図 6 のようになっている。sense wire を中心とした周りの 6 本の field shaping wire で六角形ができているが、この六角形を cell と呼ぶ。layer によって多少違うが、一つの cell はだいたい一辺 1.5cm 程度の大きさになっている。

また、wire 位置の基本的なデータを表 3 に示す。cell size とは、layer が作る弧の中心に対して cell がある範囲の角である。

layer No.	cell size(図 6 参照)	layer 半径 (cm)	wire の数
5	9.0 °	13.8	16
6	9.0 °	15.9	17
7	9.0 °	18.0	16
8	5.4 °	24.7	28
9	5.4 °	26.8	29
10	5.4 °	28.9	28
11	4.0 °	35.6	40
12	4.0 °	37.7	39
13	4.0 °	39.8	40
14	3.2 °	46.5	50
15	3.2 °	48.6	49
16	3.2 °	50.7	50

表 3: CDC の wire 位置データ

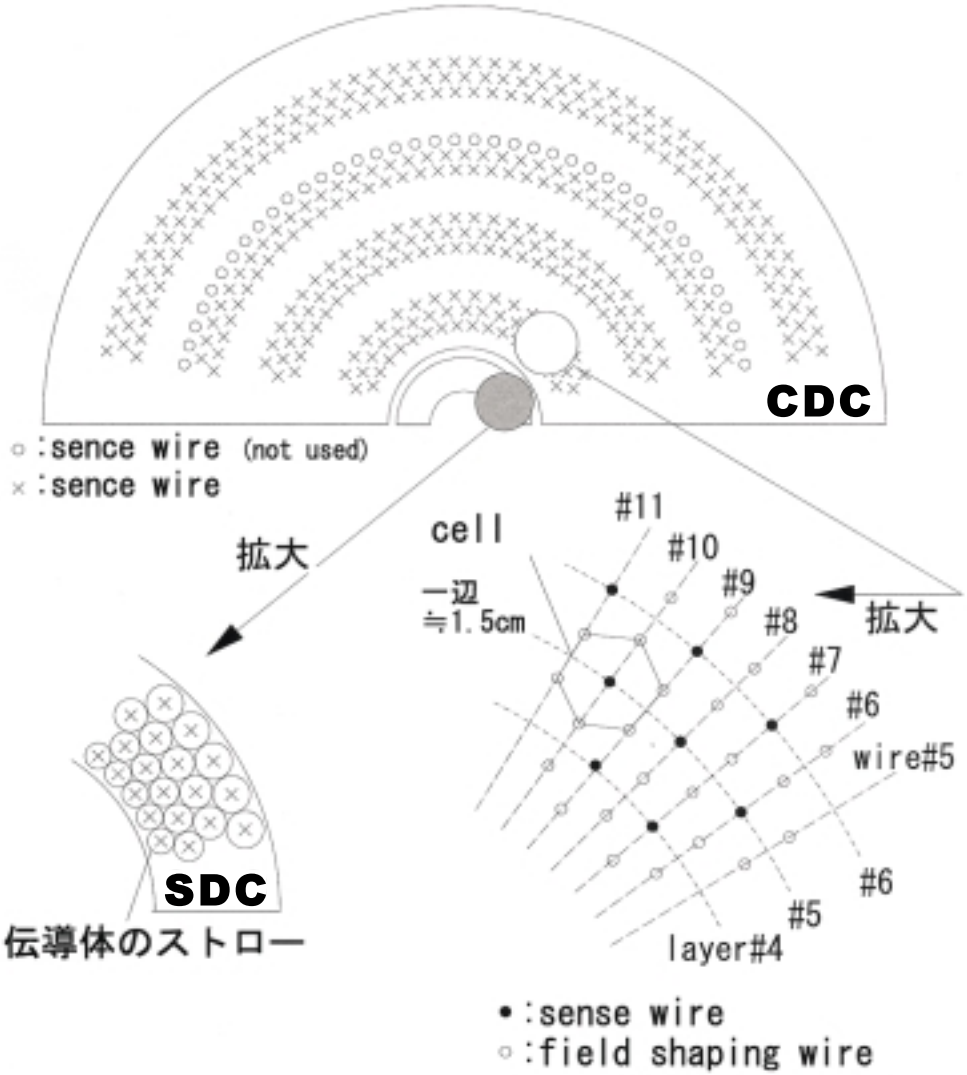


図 6: CDC,SDC wire 配置図

2.4.2 Straw Drift Chamber(SDC)

SDC とは straw drift chamber の略で、各 cell は wire を一本ごとにストロー型の伝導体に包んだ構造になっている。このため各 cell は独立しているので、wire が切れても他の cell に影響が及ぶことはないという長所を持つ。

短所としては、荷電粒子が入射してストロー壁を通過した際のエネルギー損失と多重散乱が一般のドリフトチェンバーよりも大きいことが挙げられる。

SDC の wire のデータを表 4 に示す。

layer No.	ストローチューブ半径 (cm)	layer 半径 (cm)	wire の数
1	0.473	7.18	19
2	0.532	8.07	19
3	0.598	9.07	19
4	0.673	10.19	20

表 4: SDC の wire 位置データ

流す gas は CDC と同じ Ar50%, $C_2H_6$50%。電圧は、過去の稼動実績から 1950V を選択している。CDC と同じく、これについても加える電圧についてのさらなる study が必要である。

2.5 drift chamber の動作原理

2.5.1 特徴

gas chamber でオーソドックスなものとしては anode 読み出し MWPC（以下'MWPC'）が挙げられるが、これと比べて drift chamber の長所としては位置分解能が良いことが挙げられる。anode chamber の場合位置分解能は張ってある wire 間隔そのままの値になるが、drift chamber の場合は入射粒子によって電離された電子が粒子の軌道からドリフトし、anode wire 近傍の強い電場によって強く加速され avalanche を起こし、その signal が anode wire に集まってくるまでの時間を測り、その時間から drift 距離を割り出すことによって高分解能を得る事ができる。

一方、短所としては dead time が長いことが挙げられる。電子の drift 時間を測っている間（今回使う CDC の場合は $\sim 500nsec$ 程度）は他の粒子を測る事はできない。

2.5.2 動作原理

まず最初に、CDC 内に入射する粒子は入射する前にシンチレータなどを通るようにしておく。シンチレータ等を通過して CDC に荷電粒子が入射すると、入射粒子は封入され

ている gas（今回用いるのは Ar50%、$C_2H_6$50%）の base gas（今回では Ar がそれにあたる）を主に電離していく。CDC の sence wire と field shaping wire の間には 3000V 程度の電位差による強い電場があり、入射粒子によってはじき出された電子はその電場によって anode wire へとドリフトする。anode wire 近傍では得に電場が強くなっており、その強い電場で十分に加速された電子が他の Ar 原子にぶつかるとまたさらに電子が弾き出され電離が起こる。その電子がまた加速され別の Ar 原子にぶつかり電子を出す。この過程を繰り返すことによって、最終的に電子の数は $10^3 \sim 10^6$ 程度に増える。この倍率を gas gain、この現象を avalanche と呼ぶ。gas gain は封入する gas の種類、電場の強さなどで変わるが、様々な原因からくる noise に負けない程度の signal が発生するように、十分な gas gain を得ることは非常に重要である。

そして最初にシンチレータを通った時から sense wire に signal が発生するまでの時間 (≅ ドリフト時間) を測る。図 7 に、同じ drift time になる点を繋いだ等 drift time 曲線を示す。そのドリフト時間から、sence wire から最初の電離が起こった場所までの距離を割り出す。そして電離の位置が数点わかったらその情報をもとにプログラム上で軌道を再構成する。このような方法で粒子の軌道を特定する。

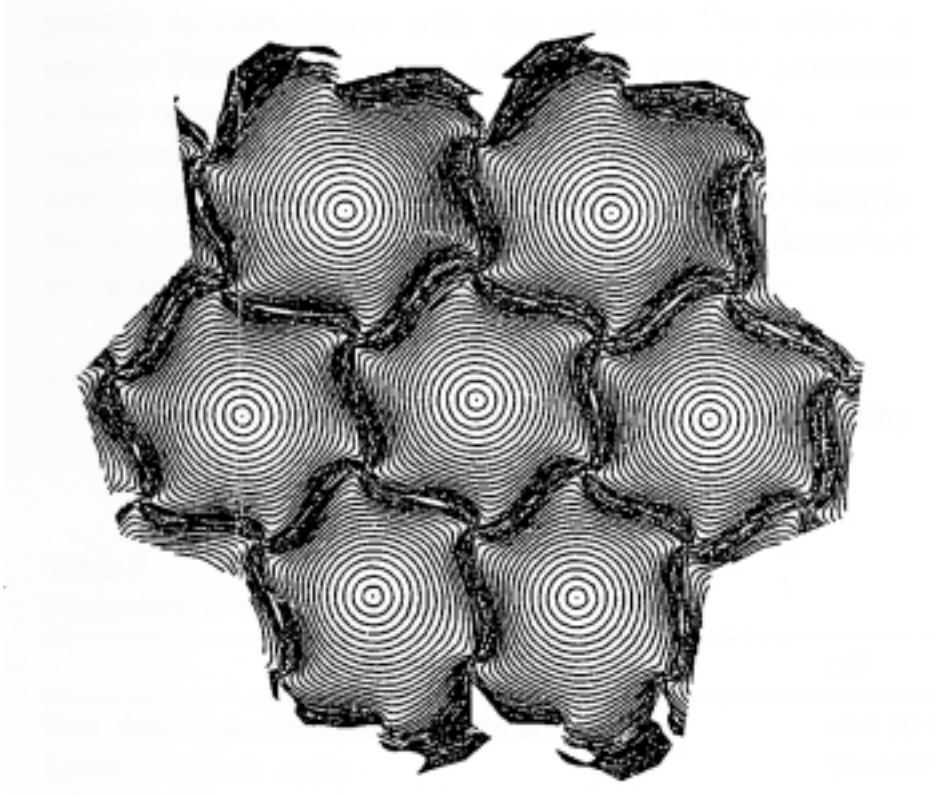


図 7: 等 drift time 曲線 [5]

2.5.3 gas について

封入する gas は chamber の性能を大きく左右する。多くの場合、chamber gas としては単原子分子の gas と有機 gas との混合 gas を使う。その場合、単原子分子の gas を'base gas'、有機 gas を'quencher' と呼ぶ。それぞれの主な役割は、base gas は入射粒子と衝突して avalanche の種となる電子を作る事、quencher は avalanche が起こる過程で放出されてしまう光子を吸収する事である。

base gas に求められる性質は、ion-electron pair 生成のために必要な energy が放射線の種類、energy に関わらず一定であり、なおかつ低い値であることである。この base gas として一般的なのは希ガスである。いくつかの gas の平均イオン化エネルギー W を表 5 に示す。

gases	W(eV)	gases	W(eV)
He	42.3	Xe	21.9
Ne	36.4	CO_2	32.8
Ar	26.3	iso-C_4H_{10}	23.2
Kr	24.05		

表 5: 平均イオン化 energy

CO_2、isoC_4H_{10} の W そのものは希ガスとあまり変わらないが、多原子分子は入射粒子と衝突した際に、電子を出すだけでなく分子の回転にもエネルギーが使われてしまうため、最終的に電離に必要なエネルギーは大きくなるので base gas としてはあまりふさわしくない。

avalanche が起こる過程で base gas 原子は励起して光子を出してしまう。この光子を放っておくと avalanche が止まらなくなって連続放電したり、放電して chamber wire が切れてしまったり、動作が安定しなくなったりする。また、最初の電離が起こった場所から離れた所で別の電離を引き起こし、avalanche が起こり、入射粒子の軌道とは関係のない所に signal が起こってしまうこともある。

quencher の働きは、この励起 base gas 原子からの光子を吸収する事である。よって、base gas の励起 energy と同程度の energy の光子との反応断面積が大きいほど、quencher の仕事である光子の吸収 (quench) は良くなる。

また、quenching の過程で quencher は分解するが、気体によっては分離したあとに再結合し高分子を形成してしまう傾向がある。その高分子が sence wire などに付くと chamber に悪影響を及ぼすのでそのような高分子を作りにくい quencher であればあるほど良い。

また drift chamber 用の gas としては、電場の変化に対して drift velocity の変動が小さいということも重要である。avalanche でまとまった数の電荷が発生するので chamber 内には多少の電場の乱れが発生する。電場の変化に対して drift velocity の変化が小さければそ

の影響は小さくなり、分解能の低下を防ぐことができる。

Ar50%,$C_2H_6$50% の gas の電場対 drift velocity のグラフは図 8 のようになっている。今回用いる CDC の場合、anode と cathode との電位差が 2950V、距離は約 1.5cm なのでグラフの E はだいたい 2kV/cm になる。今のところ過去の稼動実績から anode-cathode 間の電位差は 2950V を選択しているが、これについては今後も study していくべき点である。

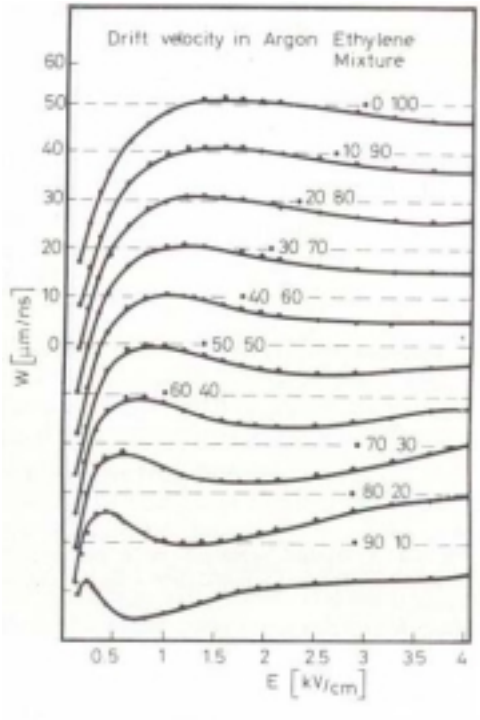


図 8: $Ar - C_2H_6$ の混合比ごとの drift 速度の電場依存性 [8]

2.6 trigger counters

NKS では、trigger 生成及び粒子の time of fright 測定のため以下のようなプラスチックシンチレータを用いる。

2.6.1 Inner Hodoscope(IH)

略して IH と呼ぶ。大きさ 0.5cm × 2.0cm × 15cm のシンチレータが片側 6 枚、計 12 枚で構成されており、CDC 中心に対して平面散乱角で 15 °∼165 °を覆っている。SDC の内側に張り付くような位置へ設置するが、この位置は強い磁場を受けるためシンチレーション光は光ファイバーで磁場の外に置かれた光電子増倍管へ送られる。読み出しは各 segment 片側のみである。

IH は検出器全体の trigger のタイミングを決める重要な検出器であり、標的で発生する粒子のうち、シンチレータ内で波高の小さな signal を産む minimum ionizing particle から大きな signal を産む low energy の proton まで、energy deposite の違う粒子に対して同じ timing を生成しなければならない。そのため、PMT 出力後の discriminator には LED(Leading Edge Discriminator) ではなく CFD(Constant Fraction Discriminator) を用いる。下の図 9 に示したように、同じタイミングでシンチレーターに粒子が入射しても、その波高に差がある場合、LED では discriminator の出力波形は入力波が V_{th} を越えた時に出るので discriminator からの出力のタイミングにはズレが出てしまう。図 9 の t_1 と t_2 との差がそれである。このズレを time walk といい、CFD はこの time walk の影響を小さくする discriminator である。

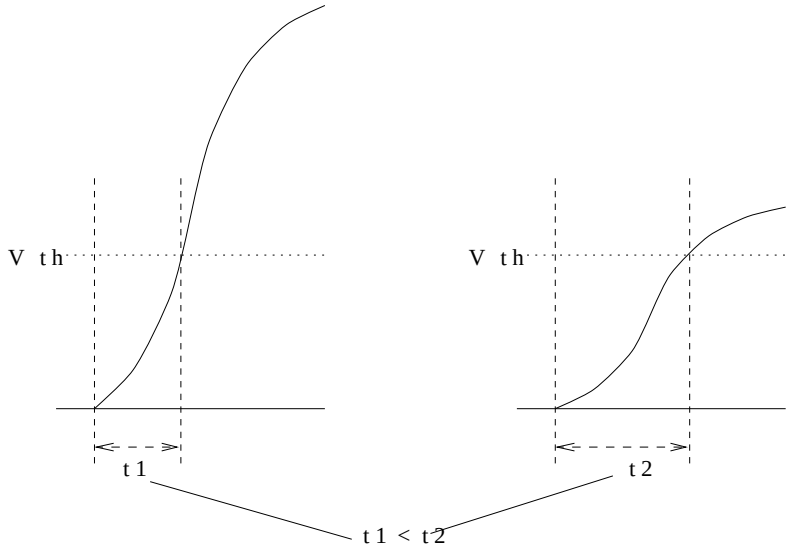


図 9: time walk 説明図　同じ timing の波形に対して同じ V_{th} であっても、波高によって discri out のタイミングは変化する。

2.6.2 Outer Hodoscope(OH)

CDC を外から包むような位置に設置する、Left 側 16segments、Right 側 17segments のシンチレータホド スコープである。上下両読み出しによって垂直方向の位置も求める。磁場の影響を受ける位置に置かれる左右 7 segments のシンチレーション光は光ファイバーライトガイドにより磁石の外に導かれ、そこで光電子増倍管に入れる。

IH との TOF による particle ID も行うが、IH∼OH 間が 1m 程度であるため実際に分離できるのは $\pi^{\pm}$ と p だけで、$\pi^{\pm}$ と $e^{\pm}$ は分離できない。

2.6.3 Electron Veto Counter

略して EVC。入射 γ 線が標的内で起こす $\gamma \to e^+ + e^-$ による $e^{\pm}$ は前方に放出されるが、磁場によって磁場と垂直な平面で曲がるので trigger を作ってしまう。

単位時間に収集できるデータ量には限界がある。これは主に PC の性能の問題である。EVC は、効率良くデータ収集をするために OH の側の磁場と垂直な平面に対応する位置に設置し、trigger rate の高い場合には trigger 段階で $\gamma \to e^+ + e^-$ による $e^{\pm}$ を veto するために利用する。

2.6.4 trigger 条件

γ 線入射によって生成される K^0 のうち、K_S^0 の生成率は 50%である。その K_S^0 は $c\tau = 2.676$cm で 68.6%の分岐比で $\pi^+\pi^-$ に崩壊する。このため、NKS 側の trigger 条件としては二つの荷電粒子のコインシデンスを課す。具体的には

$$(NKS2P) = (IH_L \otimes OH_L) \otimes (IH_R \otimes OH_R)$$

とする。全体の trigger としてはこれにさらに beam trigger とのコインシデンスを課し、$e^+ + e^-$ による trigger rate が高い場合 EVC を veto に入れることにする。

2.7 CDC と SDC のテスト

CDC の efficiency と分解能を評価するため宇宙線でテストを行った。読み出し回路は次の図 10 のようになっている。

トリガは左上のプラスチックシンチレータと左中ほどの IH でかける。この IH は本実験で使う物と同じである。図 10 の中央上方にある discriminator の動作は通常の discriminator とは異なり、gate をかける必要がある。また、threthold level 等の制御は PC からするようになっている。

2.7.1 パラメータの調整

まず、drift time と drift length の関係について調べる。図 12 の左が校正前の drift length である。この図は山の左端が 0cm、右端が cell size にならなければいけないのでそうなる

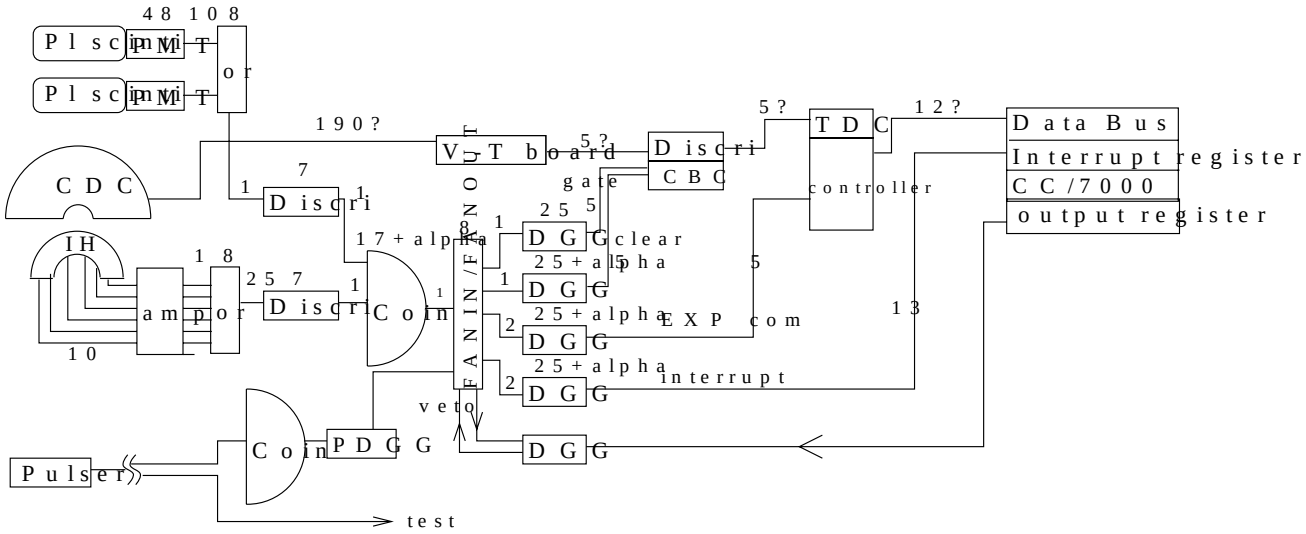


図 10: test 用 CDC 及び SDC 読み出し回路　数字は信号伝達にかかる時間

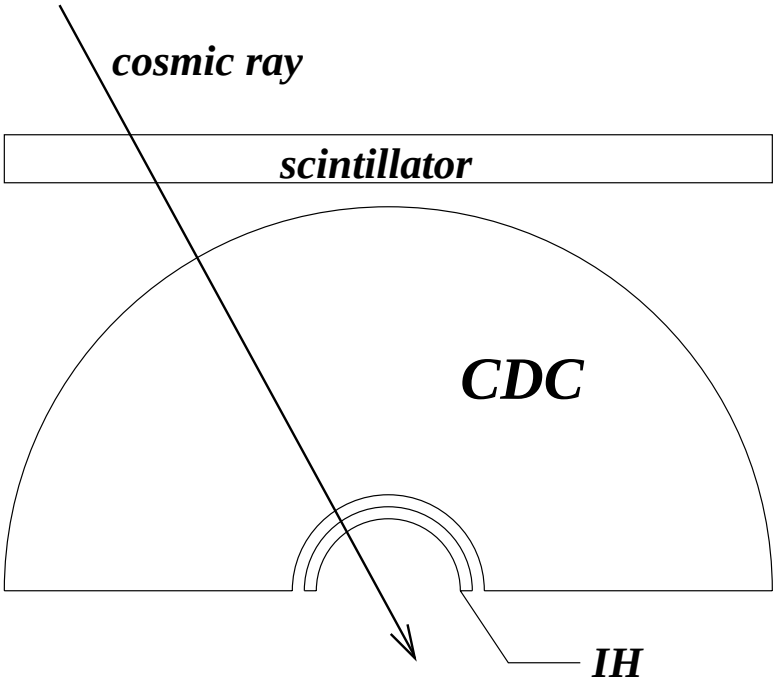


図 11: 宇宙線測定の方法

ように各パラメータを修正する。修正後はその右の図のようになる。

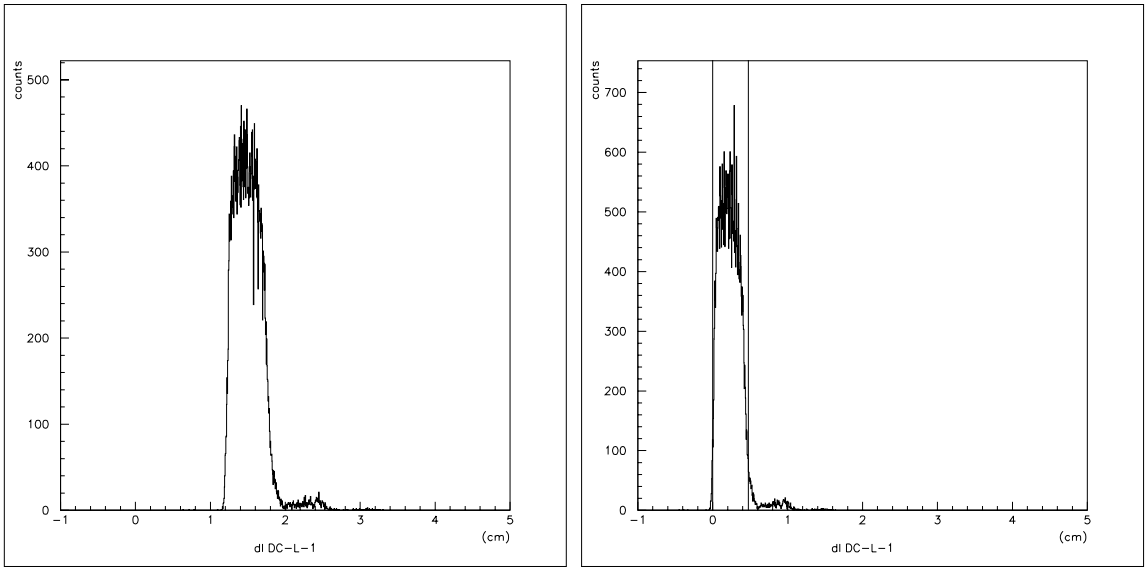


図 12: 校正前 (左)・校正後 (右) の drift length

次に、ドリフト速度は一定であるとして tracking をすると tracking の fitting の χ^2 は図 13 左のようになる。ここで、ドリフト距離を CDC はドリフト時間の 5 次式、SDC は 3 次式で表すことにしてパラメータを修正すると、図 13 右のようになった。

以上のパラメータ合わせを終えた後、位置分解能の測定をした。

2.7.2 位置分解能

位置分解能については、現在測定を行っている段階である。測定ははいくつかの threshold level(V_{th}) ごとに行った。低い V_{th} では CDC からの signal を多く取り込めるが、その分 noise も多く検出してしまう。それに対して高い V_{th} では noise をより確実に落とすことができるが、正しい signal まで落とす割合も高くなる。また、time wark(図 9) の影響が大きくなるという問題点もある。

選択した V_{th} は、PC 入力で 6、12、18。これらは mV で表すと、それぞれ 1.8mV、2.3mV、2.7mV にあたる。また、実際に CDC で発生する signal の波高は、粗い計算では discriminator に入る時点でおよそ 9mV と推測されている。

$V_{th} = 2.3mV$ での、layer ごとの残差分布は図 14、15。この図から、位置分解能は σ で $200\mu m$ 程度になっていることがわかる。ただし、この V_{th} の妥当性についても考えなければならず、これについてはさらなる study が必要である。

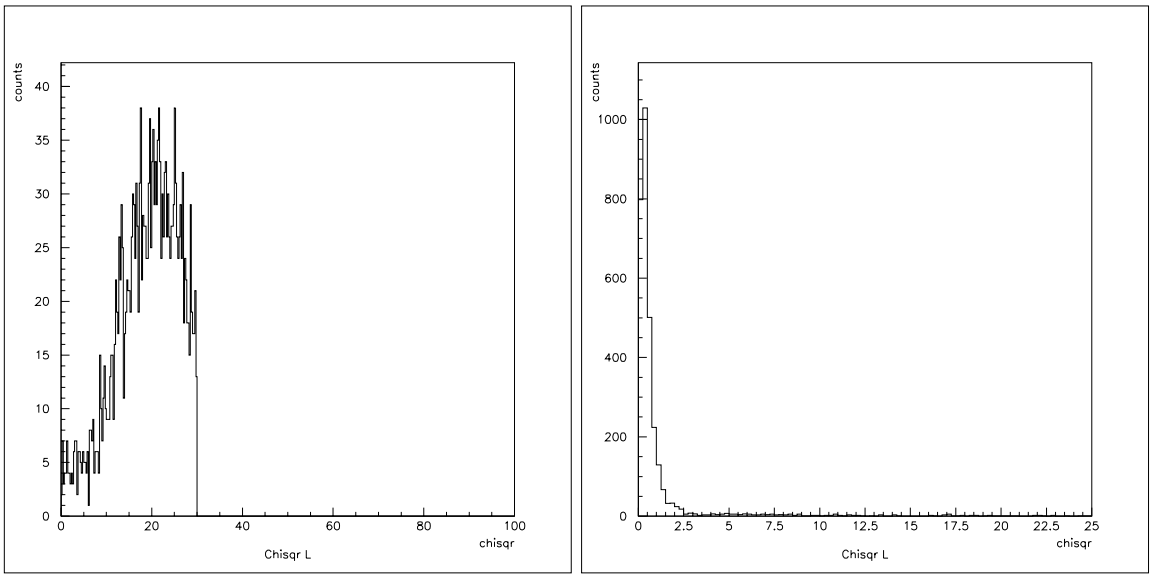


図 13: 校正前 (左)・校正後 (右) の χ^2

2.7.3 efficiency

efficiency についても現在測定している段階である。図 16,17 に示すように、現時点では CDC は 2950V、3000V ともに 95%〜100%程度、SDC も 2000V については 95%〜100%程度の efficiency を達成している。

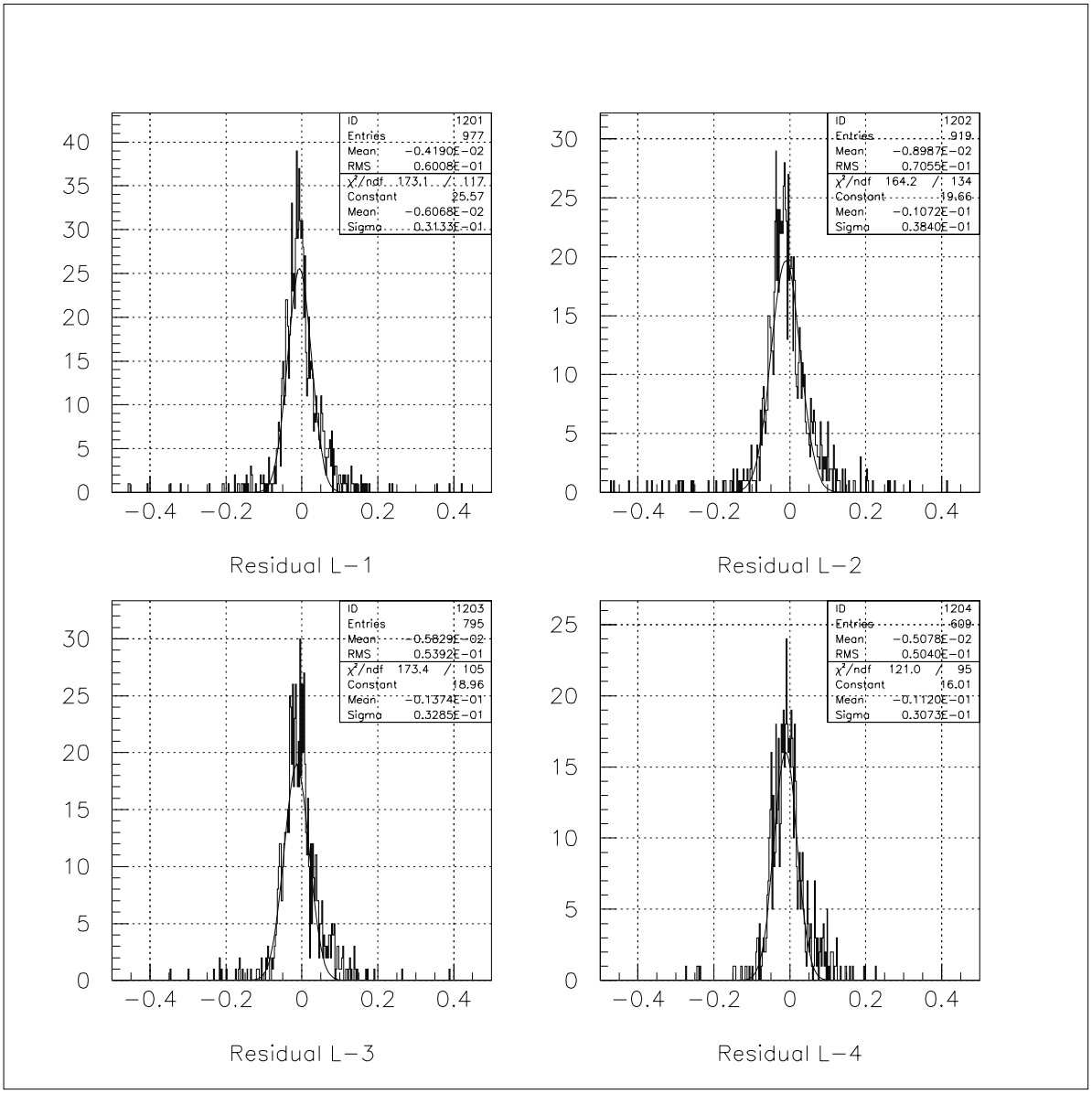


図 14: layer1∼4(SDC) の残差分布。横軸は track に対する位置。縦軸は count 数。

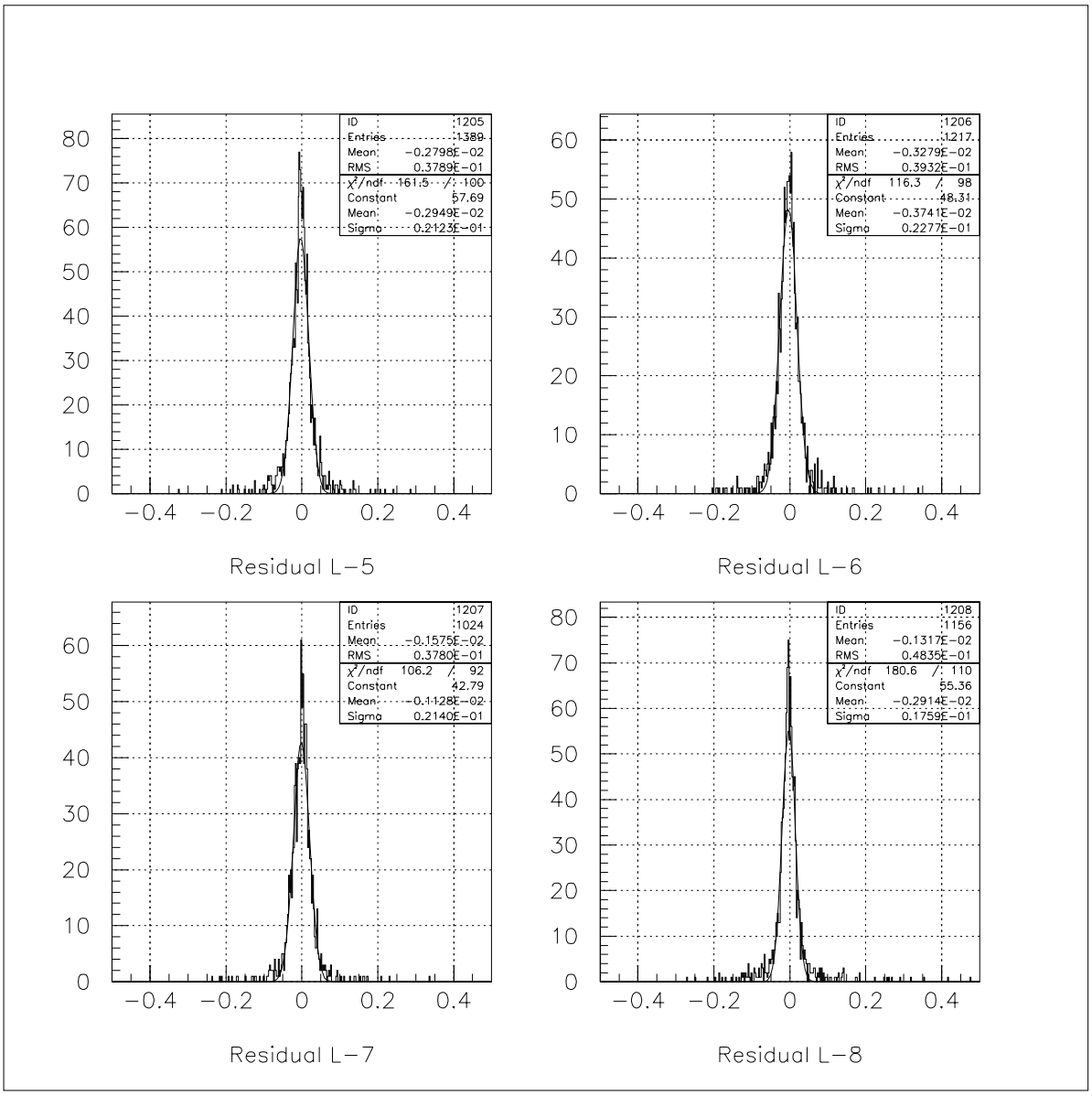


図 15: layer5∼8 の残差分布。横軸は track に対する位置。縦軸は count 数。

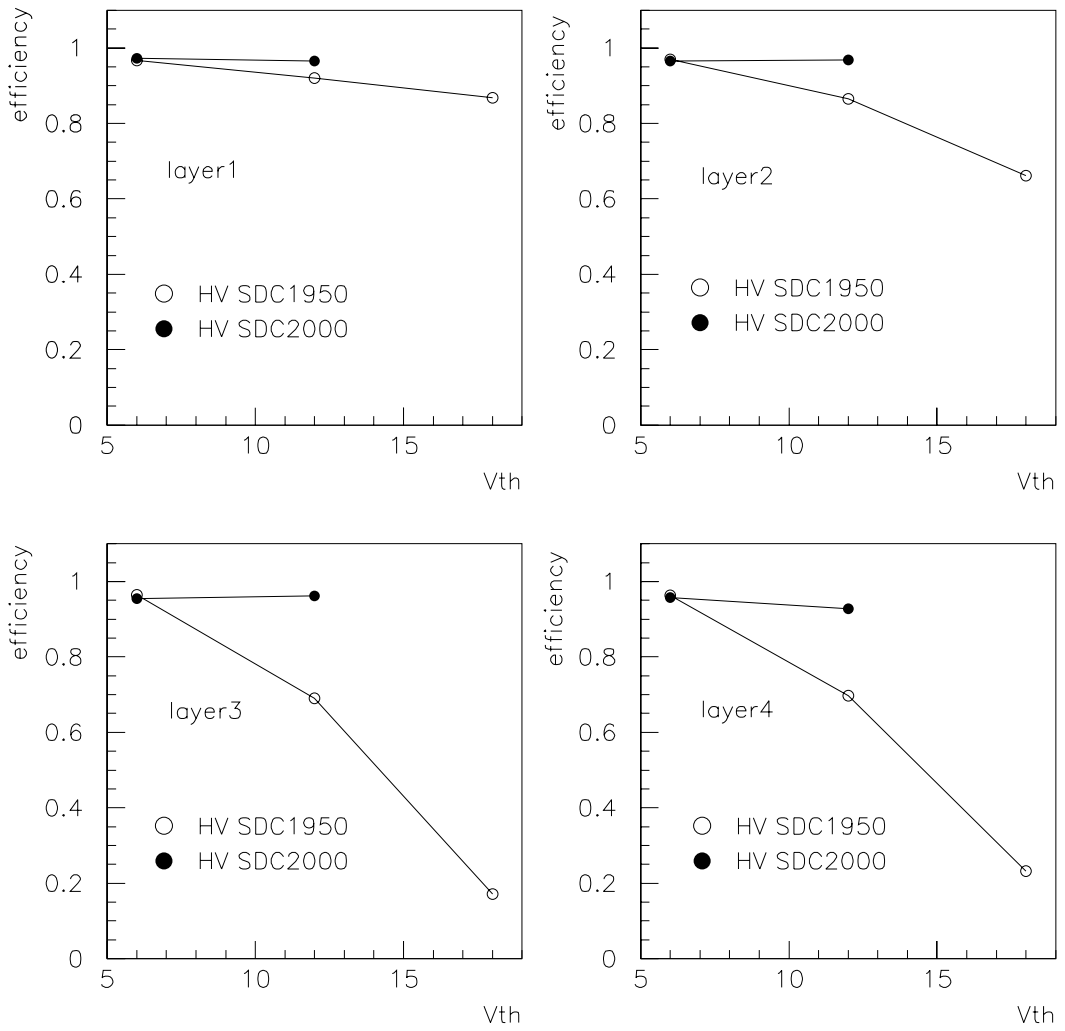


図 16: layer1∼4(SDC) の efficiency。横軸は V_{th} の相対値。プロットした各点 V_{th} の値は 1.8mV,2.3mV,2.7mV である。縦軸は efficieny。

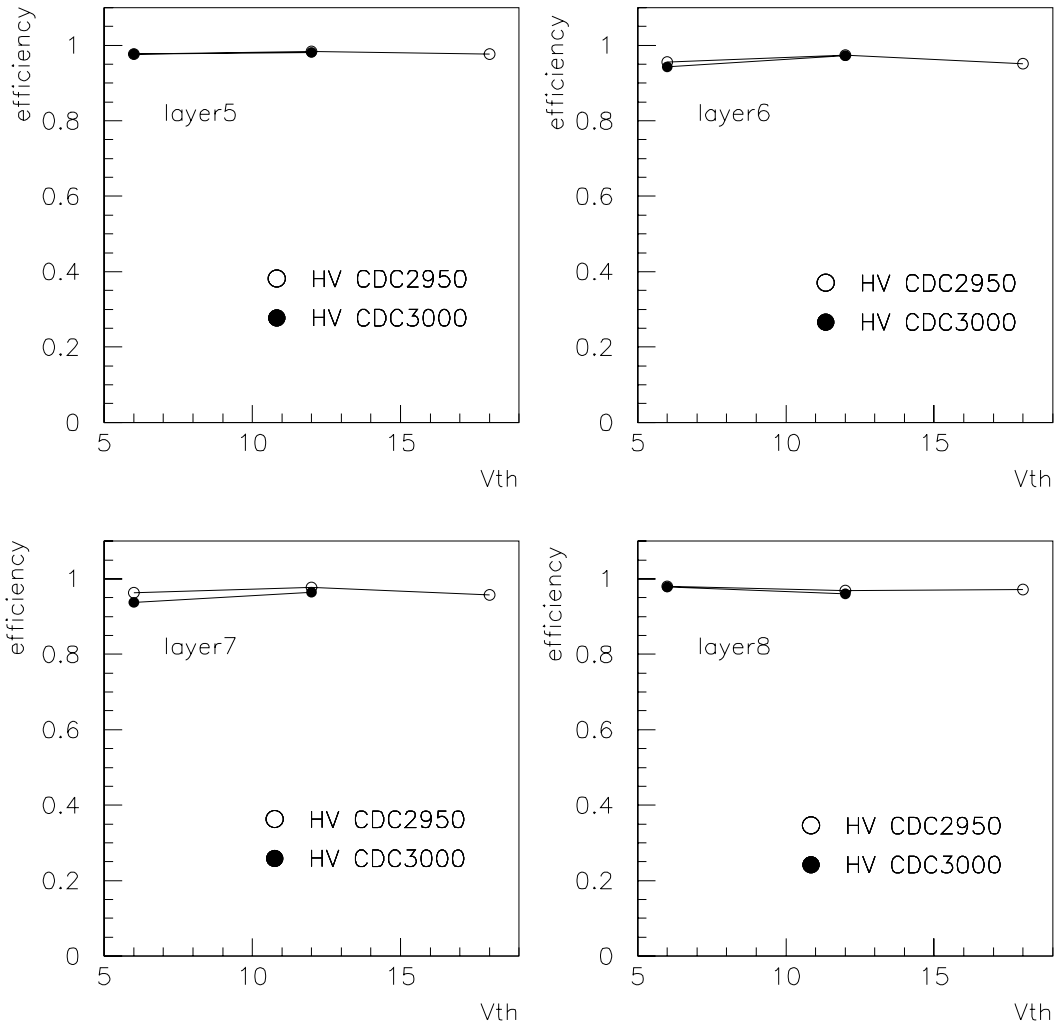


図 17: layer5∼8(SDC) の efficiency。横軸は V_{th} の相対値。プロットした各点 V_{th} の値は 1.8mV,2.3mV,2.7mV である。縦軸は efficiency。

3 GEANTによるシミュレーションと解析方法

3.1 シミュレーションの目的

NKSの性能の評価と、効率良くK^0を検出できる実験条件について調べるためGEANTを用いたシミュレーションを行う。調べる事項としては、具体的には以下のようなものが挙げられる。

- NKSの運動量分解能・角度分解能
  CDC, SDC, IH, OHの分解能等を仮定し、それに対してNKSがどの程度の性能を示すか調べる。

- target位置ごとの検出効率
  図4の中心付近に置くことになるがその位置が数cmずれるとtracking detectorが覆う角度領域が変わるため検出効率にも影響する。発生するK^0（とK^0からの$\pi^+\pi^-$）はbeam下流方向に運動量を持つことが多くなるので、CDC中心よりもbeam上流方向に置く方がより前方までtracking detectorが覆うことになり、より良い検出効率を得られると予想される。

- vertex cut
  解析プログラムで発生粒子の崩壊位置の再構成をするが、K^0は$c\tau$が2.68cmであるのに対しρ^0は発生直後にe^+e^-に崩壊する。崩壊位置決定の分解能にも左右されるが、大雑把に言ってtarget内で崩壊した粒子を落とせば効率良くρ^0を落とせる。しかしそれによってK^0もある割合で落ちてしまうことになるので、その割合について調べる。

- targetの厚さ
  target厚さは、厚いほど収量は大きくなるが、vertex cutでは厚いほどK^0を失う割合が増えるので損をする面もある。

- トリガレートの評価
  NKSの耐え得るトリガレートは毎秒100回程度だが、このトリガのほとんどを作ると思われる$\gamma \to e^+ + e^-$からのe^+e^-によるトリガについて評価する。

3.2 シミュレーションの方法

シミュレーションを行う際、用いるプログラムは3つある。

- tagxsim
  GEANTシミュレーションのプログラム。pawで扱うhistとraw dataを生成する。

- simfmt
  tagxsimによって生成されたraw dataを本実験でのraw dataと同じformatに変換す

る。またその際各検出器の分解能を入力して、その分解能による各検出器の測定値のゆらぎを加味した値を生成する。

- analys
  解析プログラム。本実験でも全く同じものを用いる。

3.2.1 Event 発生方法

ここでシミュレーションを行う反応は、実験の主目的である K^0 生成プロセスと、そのバックグラウンドとなる ρ^0 生成プロセス、γ 線からの e^+e^- 対生成プロセスの 3 つである。

入射 γ 線のエネルギー E_γ は制動放射 γ 線の分布である $1/E$ 則に従って発生させる。反応点は、beam 半径を 1cm として target と beam の重なる部分から一様に発生させている。

それぞれの反応では、発生させた E_γ と反応点に対して以下のように反応生成粒子を発生させている。

- K^0 Quesi-Free Production($\gamma + \mathrm{n} \rightarrow \mathrm{K}^0 + \Lambda$)
  C 標的に対し、$k_F = 250MeV$ の Fermi Gas Model で標的となる中性子の初期状態を決め、この中性子と入射 γ 線の重心系に対して等方的に K^0 と Λ を発生させる。この K^0 は K^0_S と K^0_L の分岐比 50% づつで発生させている。また、$\Lambda \rightarrow \mathrm{p}\pi^-, \mathrm{n}\pi^+$ の崩壊も追いかける。入射 γ 線のエネルギー E_γ は実験で想定されている 0.9GeV $\sim$ 1.1GeV を設定している。

- ρ^0 Coherent Production ($\gamma + {}^{12}C \rightarrow \rho^0 + {}^{12}C$)
  C target に対して ρ^0 をコヒーレントに、γC 重心系等方的に発生させる。その質量 m_0 は 769.9 ± 0.8MeV であり、幅 Γ_0 は 151.2 ± 1.2MeV である。発生させる質量 m_{ρ^0} は以下のような Lorentz 分布とする。

$$P(m_{\rho^0}) \propto \frac{(\Gamma(m_{\rho^0})/2)^2}{(m_{\rho^0} - m_0)^2 + (\Gamma(m_{\rho^0})/2)^2}$$

  ただし、この分布は終状態の位相空間の制限を受ける。$\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊の場合、$\pi^+\pi^-$ 系の不変質量を $m_{\pi^+\pi^-}$ とおくと、

$$\Gamma(m_{\pi^+\pi^-}) = \Gamma_0(\frac{q}{q_0})^{2l+1}\frac{m_0}{m_{\pi^+\pi^-}}\frac{D_l(q_0R)}{D_l(qR)}$$

  となる。ρ^0 の mass はこの式で与えられる Γ を持ったローレンツ分布に従う。ここで $m_{\pi^+\pi^-}$ は $\pi^+\pi^-$ の不変質量、Γ は共鳴の全巾、である。また、q は $\pi^+\pi^-$ の静止系での π の運動量。q_0 は $m_{\pi^+\pi^-} = m_0$ の場合の q である。$D_l(x)$ は Blatt-Weiβkopf 多項式の Bawier Penetration 因子であり、軌道核運動量 l=1 の場合

$$D_l(x) = \frac{x^2}{1 + x^2}$$

  である。

ρ^0 は寿命が非常に短く生成直後に強い相互作用で崩壊する。このため、ρ^0 は、ρ^0 の重心系で等方的に $\pi^+\pi^-$ に崩壊すると考えて、GEANT プログラム中では ρ^0 生成点から直接 $\pi^+\pi^-$ を発生させる。E_γ は K^0 の発生と同じく、0.9GeV $\sim$ 1.1GeV を発生させている。

- γ を発生
  ビームの γ 線は標的内で対生成を起こし e^+e^- が発生する。この e^+e^- は実験で trigger 条件を満たし得る。よってそれによるバックグラウンド trigger rate を見積もるために標的より上流側から γ 線を発生させる。

  E_γ の値は true coincidence を見積もる目的では 0.9GeV $\sim$ 1.1GeV を、accidental coincidence を見積もる目的では 0.1GeV $\sim$ 0.9GeV を設定した。対生成の確率等は GEANT に組み込まれている数値に従う。

3.2.2 検出装置の設定

検出器の性能の影響は、3 つのプログラムのうちの simfmt での処理をする時に加味される。今回設定した値は以下の通り。

CDC 分解能	300 μm	CDC efficiency	100%
CDC accidentel hit	10.0 hit/trig	Hodoscope 時間分解能	0.2 nsec
OH z 方向の位置分解能	3.0 cm	tagger accidental hit	0.5 hit/trig
tagger 時間分解能	0.2 nsec		

表 6: 仮定した各検出器の性能

CDC accidental hit とは、一回トリガがかかった場合に accidental に鳴らす wire の平均値。この平均値に基づいてポアソン分布によって accidental hit の数を発生させ、その数だけランダムに wire を選んで signal を発生させる。tagger accidental hit も同様にトリガがかかった場合にその平均値に従うポアソン分布によって accidental hit を発生させる。また、磁場は 0.4T の一様磁場とした。

3.2.3 解析方法

シミュレーションで発生させた raw data は別のプログラム (simfmt) でフォーマットを書き換えた後、実際の実験の際に使うプログラムで解析する。その流れは以下の通りである。

まず、PID を 2 段階に分けて行う。

- β と momentum による PID
  まず、CDC、SDC、の hit 情報を使って tracking を行い、track の曲がり具合から粒子の水平面上の運動量と電荷の正負を求める。

次に track と重なる位置にある IH と OH の hit を選び、IH から OH までの flight time と磁場中の Track の長さから粒子の速度を求め、上で求めた運動量と合わせて particle ID をする。その図は図 3.2.3。

塊が 3 つ見えるが、それらは上から proton,π^+,π^- を示している。図からわかるように、proton,π^+, π^- がきれいに分かれている。ただし、この段階では、図 3.2.3 に示すように、m_{inv}^2 で $-250\mathrm{MeV}^2 \sim 350\mathrm{MeV}^2$ の領域を π、$350\mathrm{MeV}^2 \sim 1700\mathrm{MeV}^2$ の領域を p とした。

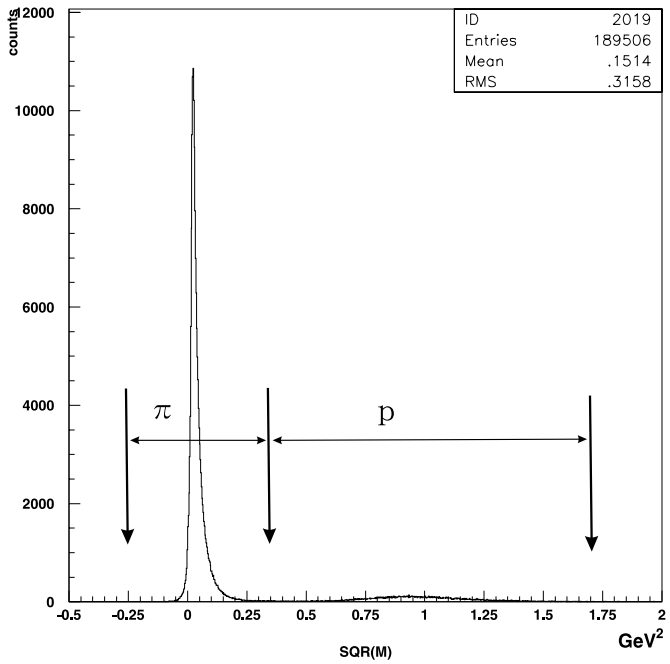


図 18: mass square による particle ID

さらに、OH の上下の信号の時間情報から垂直方向の運動量を得る。

- invariant mass による PID
  次に左右二つの track から vertex を組み、invariant mass(m_{inv}) を計算する。この vertex を組む時、$\gamma + n \to K^0 + \Lambda$ 反応では K^0 から π^+ と π^-、Λ からは π^- と p ができているのでこの 4 粒子で二組の vartex を組む。π^+ と π^-、p と π^- で組んだ場合の invariant mass を図 20 に示す。それぞれ鋭く出ている peak は K^0 からの π^- と π^+、Λ からの p と π^- を正しく組んでいる場合だと考えられるが、その脇のなだらかな peak になっているのは

  - K^0 からの π^+ と Λ からの π^-
  - K^0 からの π^- と Λ からの p

  で組んでしまった場合と考えられる。このような間違った組み合わせは不変質量を K^0 の領域に cut をかけることにより落とすことができる。

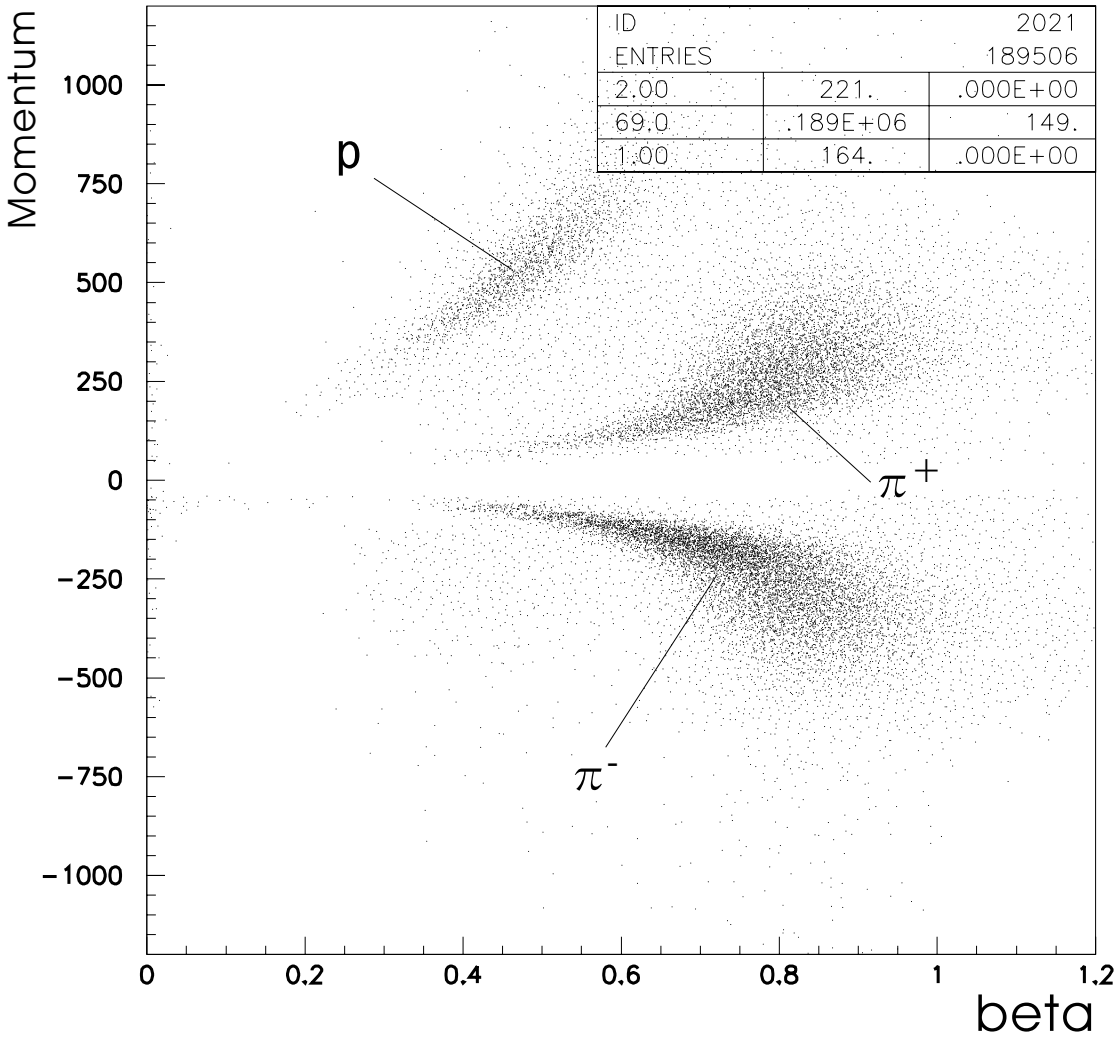


図 19: 粒子の β と momentum による particle ID

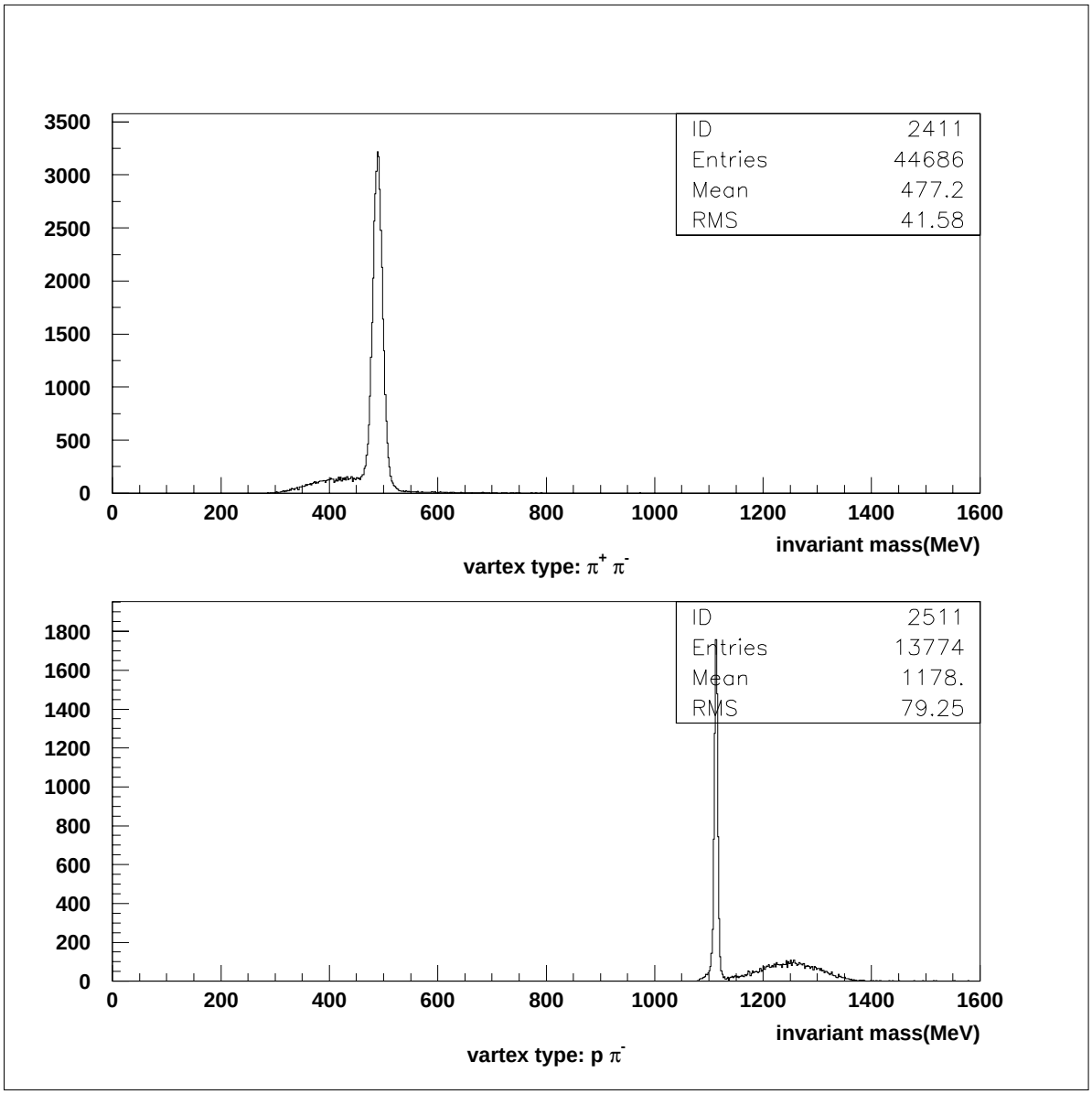


図 20: invariant mass　上が π^+ と π^-, 下が p と π^- で組んだ場合

ここで、K^0 であると PID するために選ぶ領域について考える。GEANT で K^0 のみ発生させた時の mass の分布を gaussian で fit すると、図 21 のようになった。平均値は 489.3MeV、σ は 9.388。これを基に 3σ をとることにすると、適用すべき範囲は $461.138MeV \sim 517.464MeV$ であることになる。また、その時に失う K^0 の割合は 0.5%になる。

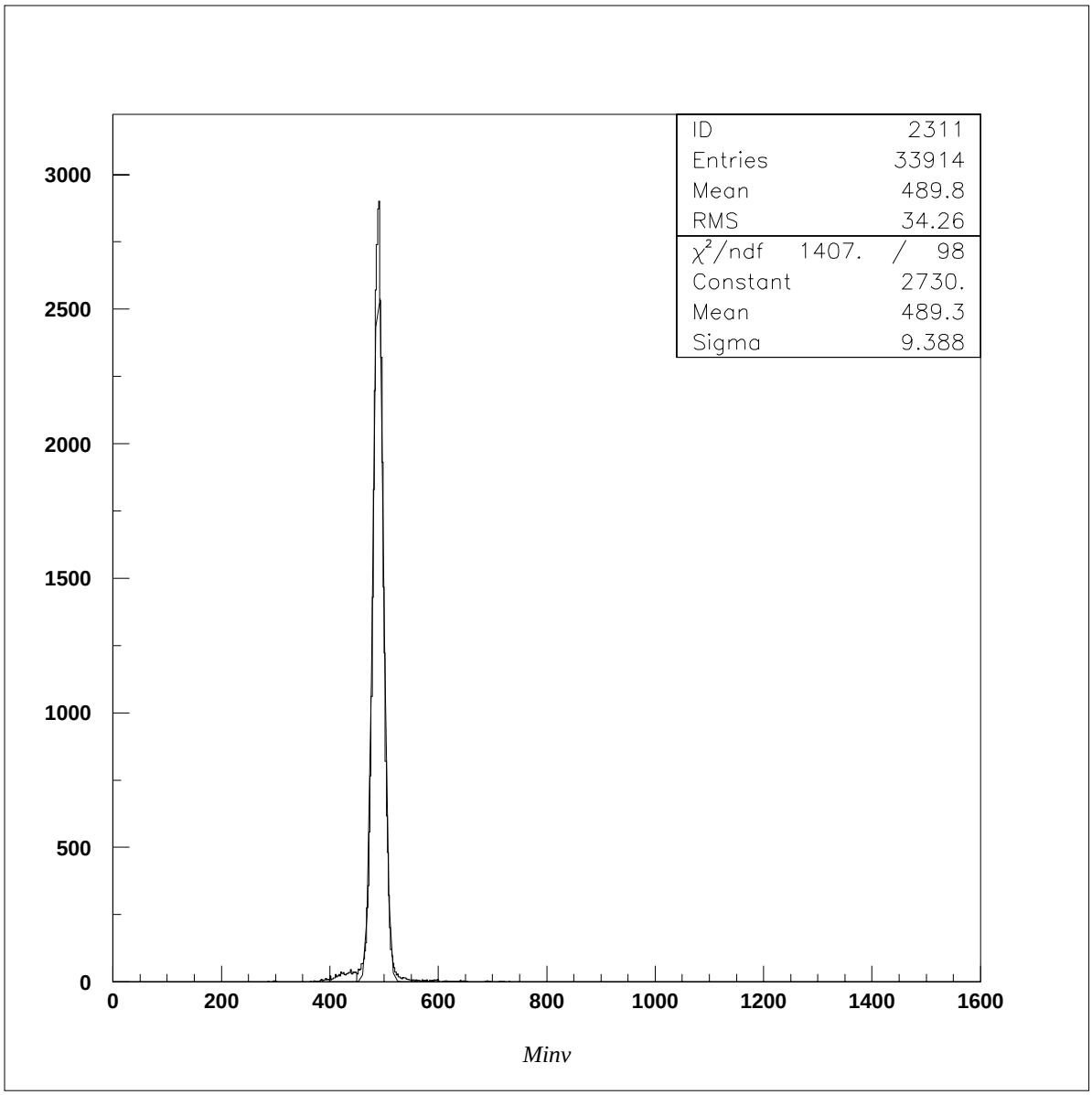


図 21: K^0 の invariant mass に対し fit をかけた図

K^0 が ID できたら Tagger で測定された E_γ で静止中性子標的であると仮定して Missing Mass を組む。Missing Mass が Λ であると同定できればこの event は $\gamma + n \rightarrow \mathrm{K}^0 + \Lambda$ の quasi-free production であるとする。これを kinematical fit と呼ぶ。kinematical fit の中で γn 重心系に対して K^0 の放出角 $\theta^{K^0}_{CM}$,$\phi^{K^0}_{CM}$ が計算される。今後述べる検出効率については、E_γ,$\theta^{K^0}_{CM}$ ごと、あるいはこれらを積分した量で議論する。

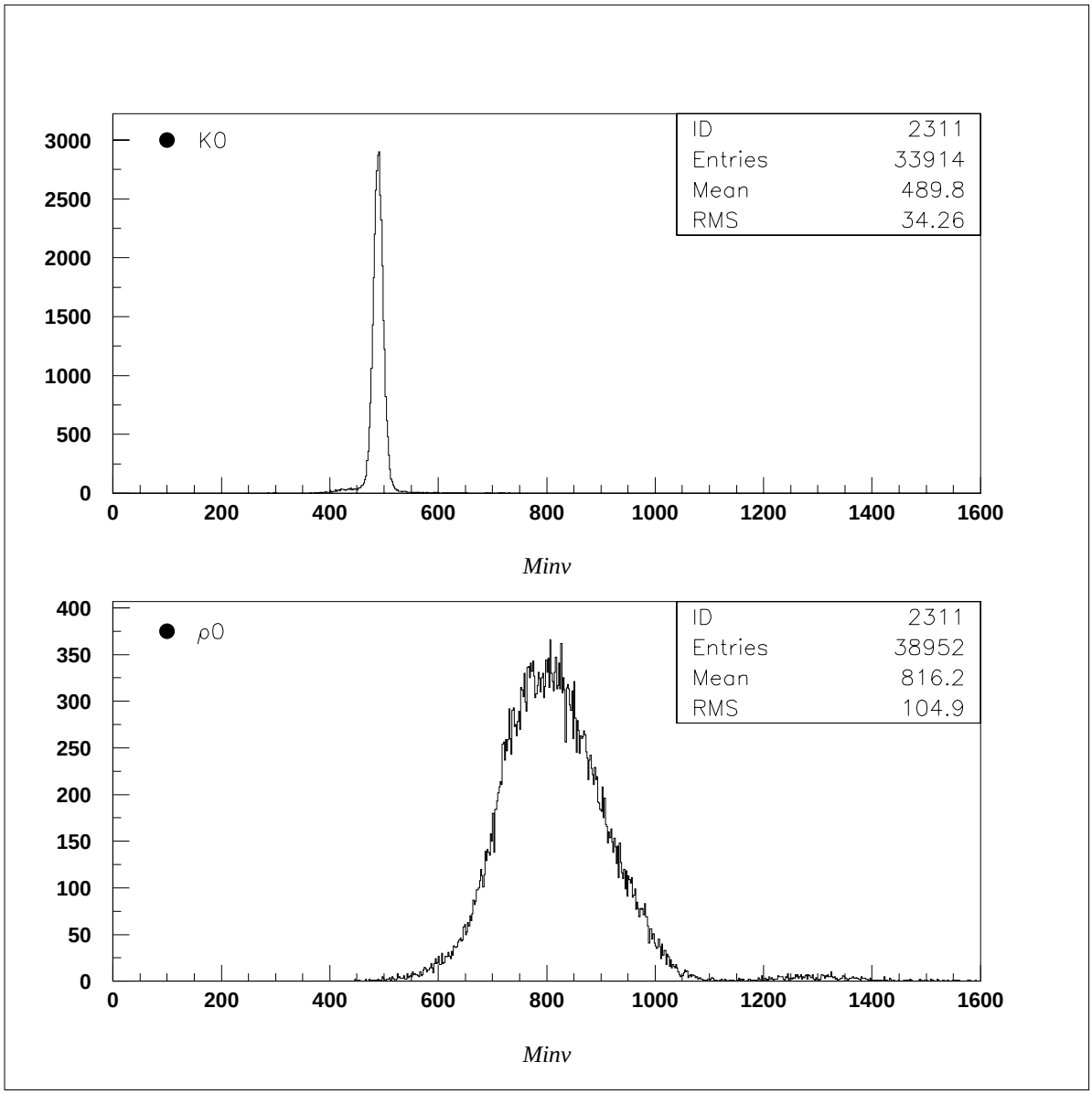


図 22: K^0,ρ^0 のみ発生させたときの invariant mass

また、vertex 位置によっても cut をかける。K^0 と ρ^0 の崩壊位置の scatter plot は図 27 に示してある。比べると判る通り、ρ^0 の崩壊位置の scatter plot では target の像がはっきりと見える。これは、ρ^0 の寿命が非常に短いため崩壊は target で発生した直後におこるからである。よって、その崩壊位置の情報を用いて ρ^0 を効率良く落とす。

3.3 結果

3.3.1 K^0 の運動量分解能と角度分解能

各検出器の性能を表 6 に示したように仮定して K^0 運動の運動量分解能と角度分解能を調べた。シミュレーションで発生させた K^0 の運動量とその方向は GEANT 内部ではわかるので、その発生させた値と、解析プログラムで各検出器のシグナルから求めた値の差をヒストグラムにした。その結果、図 23 のようになった。

まず運動量分解能については ^{12}C の中性子のフェルミ運動量である 250MeV/c を考えると、10.88 MeV/c という値は十分だと言える。また角度分解能については立体角を 5 分割して角度ごとに求めるのでこの 1.799 deg という値は必要十分である。よって運動量分解能・角度分解能については十分に良いと言える。

3.3.2 検出効率の標的位置依存性

まず、標的位置の表し方は、ビーム軌道上において検出器中心を 0、上流方向をマイナス、下流方向をプラスで表すことにする。

検出効率の標的位置依存性を調べる。標的位置を-45mm から 0mm まで 5mm 毎に調べた。ターゲットは ^{12}C、その厚さは 0.9 g/cm^2 (5mm)。K^0 のみ 10^6 回発生させた。

検出効率 ϵ は、

$$\epsilon = \frac{(\text{analyzer で}\gamma\text{n} \rightarrow \text{K}^0\Lambda\text{と同定できた event 数})}{GEANT\text{ で発生させた }event\text{ 数}}$$

と定義し、各 E_γ、γN 重心系での散乱角 $\cos\theta_{CM}$ ごとに求めた。角分布が等方であると仮定し、角分布について積分した検出効率を図 24 に載せる。最も検出効率が良いのは target 位置-25mm の場合であり、0.9 GeV から 1.1 GeV のどのエネルギー領域でも最も良い検出効率を示しており、その値は 4.5%であった。

また、0mm、-25mm、-45mm について検出効率の角度依存性を図 25 に示す。これについても、ほとんどの角度で-25mm に置いた時が最も良い値を示している。全体的に-45mm は右上がり、0mm は右下がりな形をしているが、これはビーム前方に置けば $\pi^+\pi^-$ が前方に逃げるため前方に弱く、ビーム後方に置けば同様に後方に弱いということを示している。

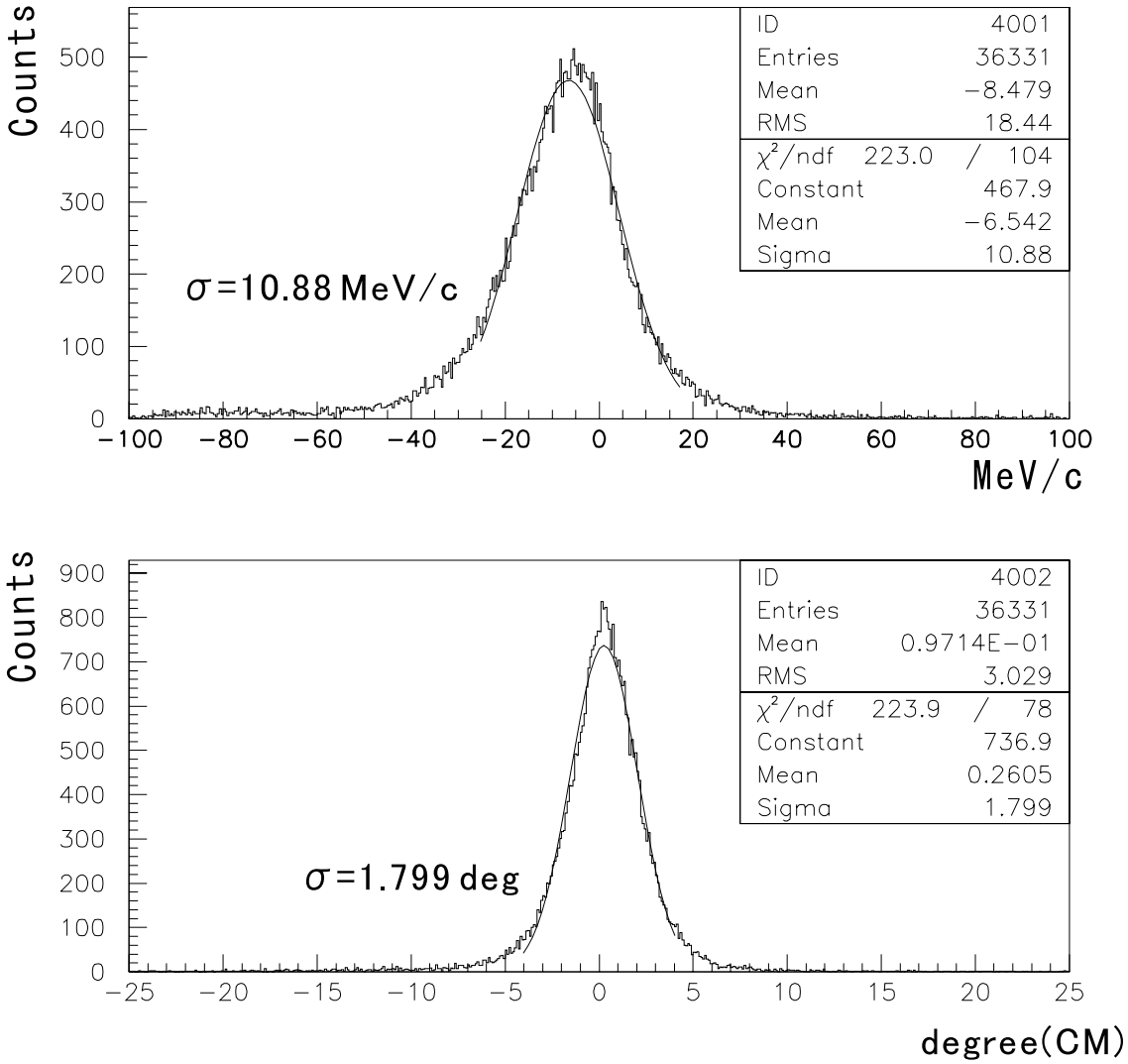


図 23: K^0 運動の運動量分解能 (上) と角度分解能 (下)

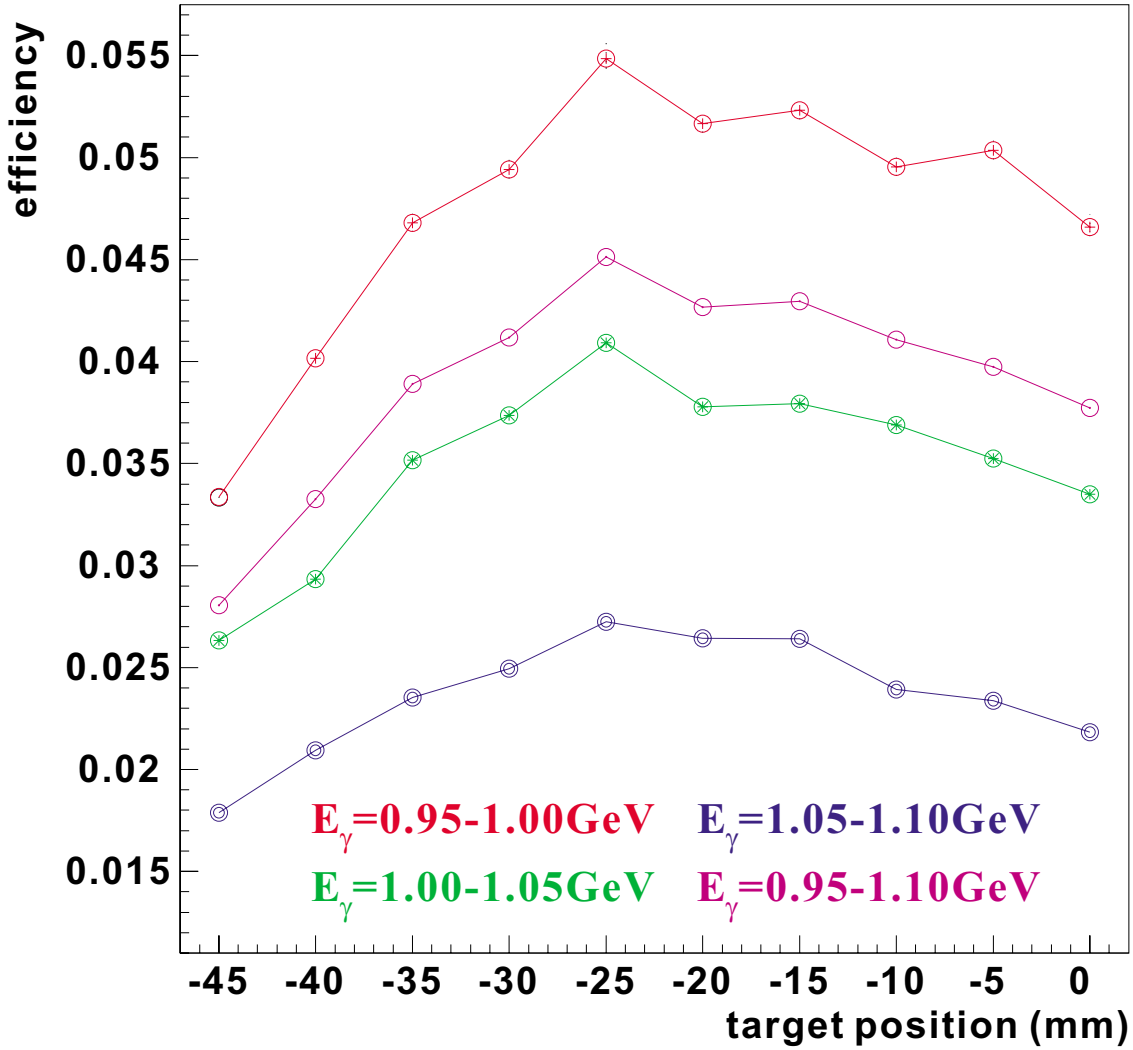
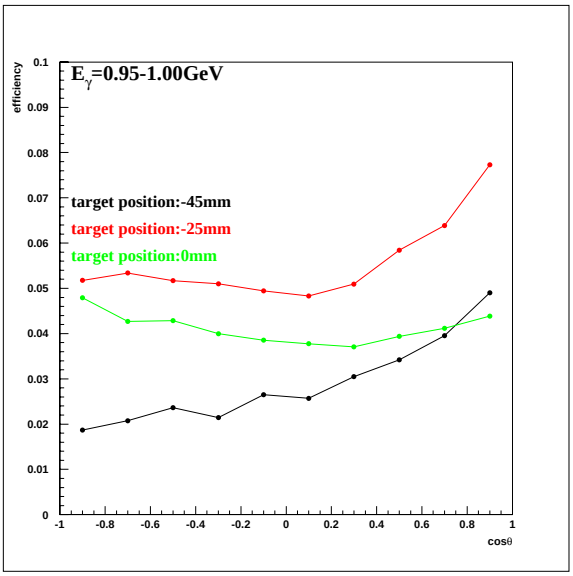
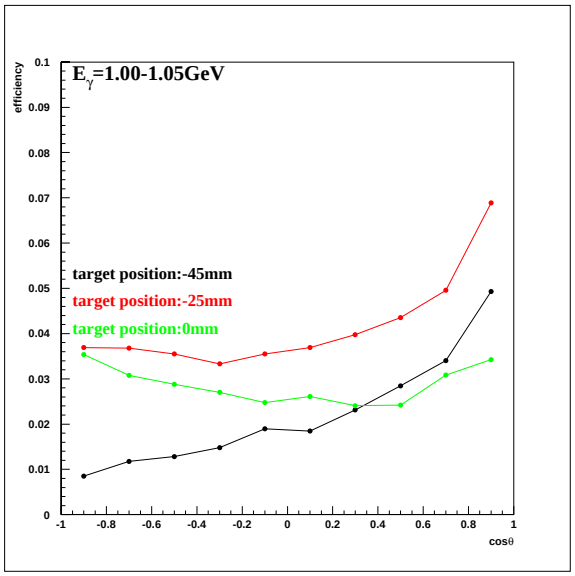


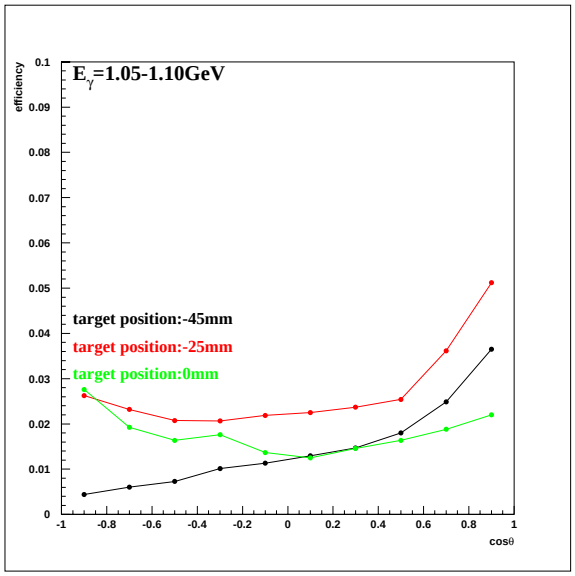
図 24: target 位置と検出効率



(a) $E_\gamma = 0.95 \sim 1.00 GeV$



(b) $E_\gamma = 1.00 \sim 1.05 GeV$



(c) $E_\gamma = 1.05 \sim 1.10 GeV$

図 25: target 位置毎の検出効率の角度依存性

3.3.3 崩壊位置による K^0 と ρ^0 の分離

NKS では $K^0_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ の崩壊モードを検出して K^0 を同定するが、同様の崩壊モードを持つ粒子として ρ^0 がある。ρ^0 は質量 $m_{\rho^0} = 770\mathrm{MeV/c}$、巾 $\gamma \cong 150\mathrm{MeV}$[6] と広く $\pi^+\pi^-$ の不変質量分布において K^0 の部分に裾がかかること、また生成断面積が K^0 生成断面積より数桁大きいと予想されている事から、ρ^0 からの $\pi^+\pi^-$ は目的の K^0 検出の際にバックグラウンドとなり得る。そのため、K^0 と ρ^0 との判別について考える。

K^0_S の寿命は $\tau_{K^0_S} = 8.922 \times 10^{-11}\mathrm{sec}$ であり、$c\tau = 2.68\mathrm{cm}$ となるので崩壊点は生成点から離れた部分にも分布する。これに対して ρ^0 は強い相互作用で崩壊するため崩壊点は標的内に分布すると考えられる。K^0 と ρ^0 それぞれの崩壊位置の scatter plot を図 27 に載せる。

このように崩壊位置の分布に違いがある事を利用して、K^0_S と ρ^0 を区別するための cut について考える。この cut によって ρ^0 をどれだけ除く事ができるか、また K^0 をどれだけ残す事ができるか調べる。

- target 中心から崩壊点までの距離によるカット

  まず最初に、target 中心からの距離による cut について考える。target 位置は前のシミュレーションで最適と判断した-25mm とする。なお、これに用いた解析については ρ^0 の収量を確保するため invariant mass による cut は全くかけていない。

  target 中心からある距離までに崩壊する K^0 と ρ^0 は GEANT プログラムでシミュレーションをした結果、その分布は図 28 のようになった。

  この図 28 を基に、cut によって落とす事のできる ρ^0 と生き残る K^0 の ratio を求めた。グラフは図 29。

- 長方形による cut

  次に、図 26 のように target から一定の距離 t を保った領域で切ってみる。その cut parameter t に対し、cut によって落とす事のできる ρ^0 と生き残る K^0 の ratio を求めた。各粒子の割合は図 29 の通り。

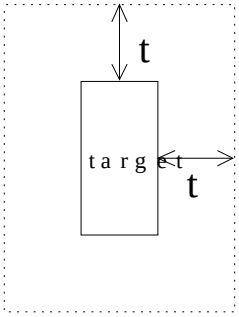


図 26: cut のかけ方の説明図

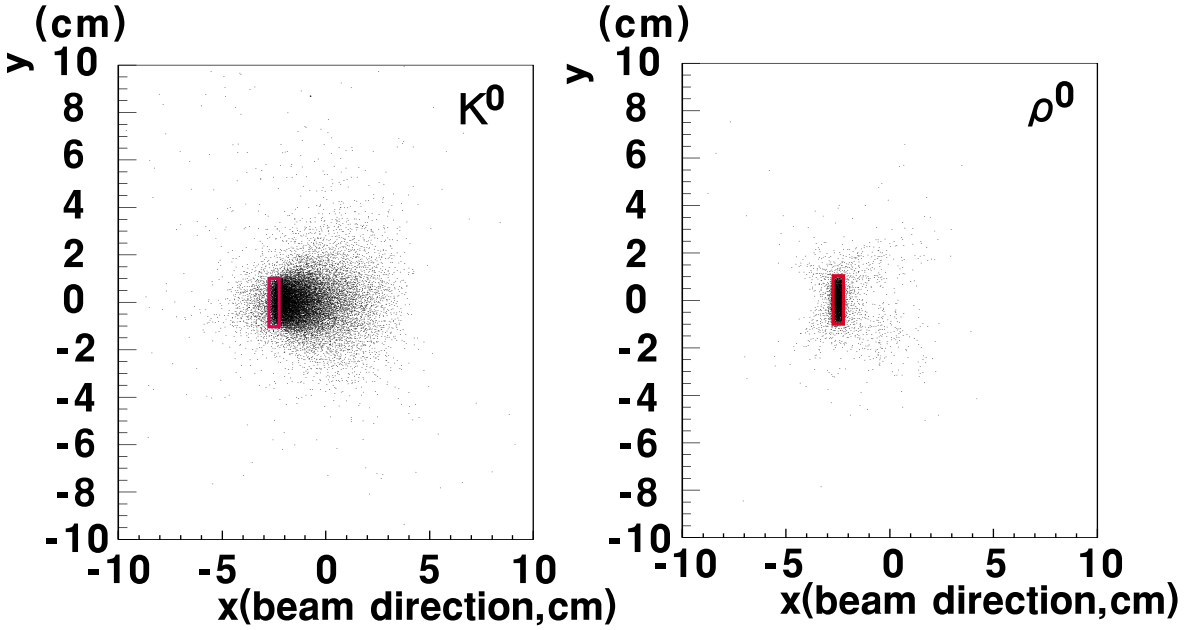


図 27: K^0 と ρ^0 それぞれの崩壊点の scatter plot 赤い長方形は target の位置

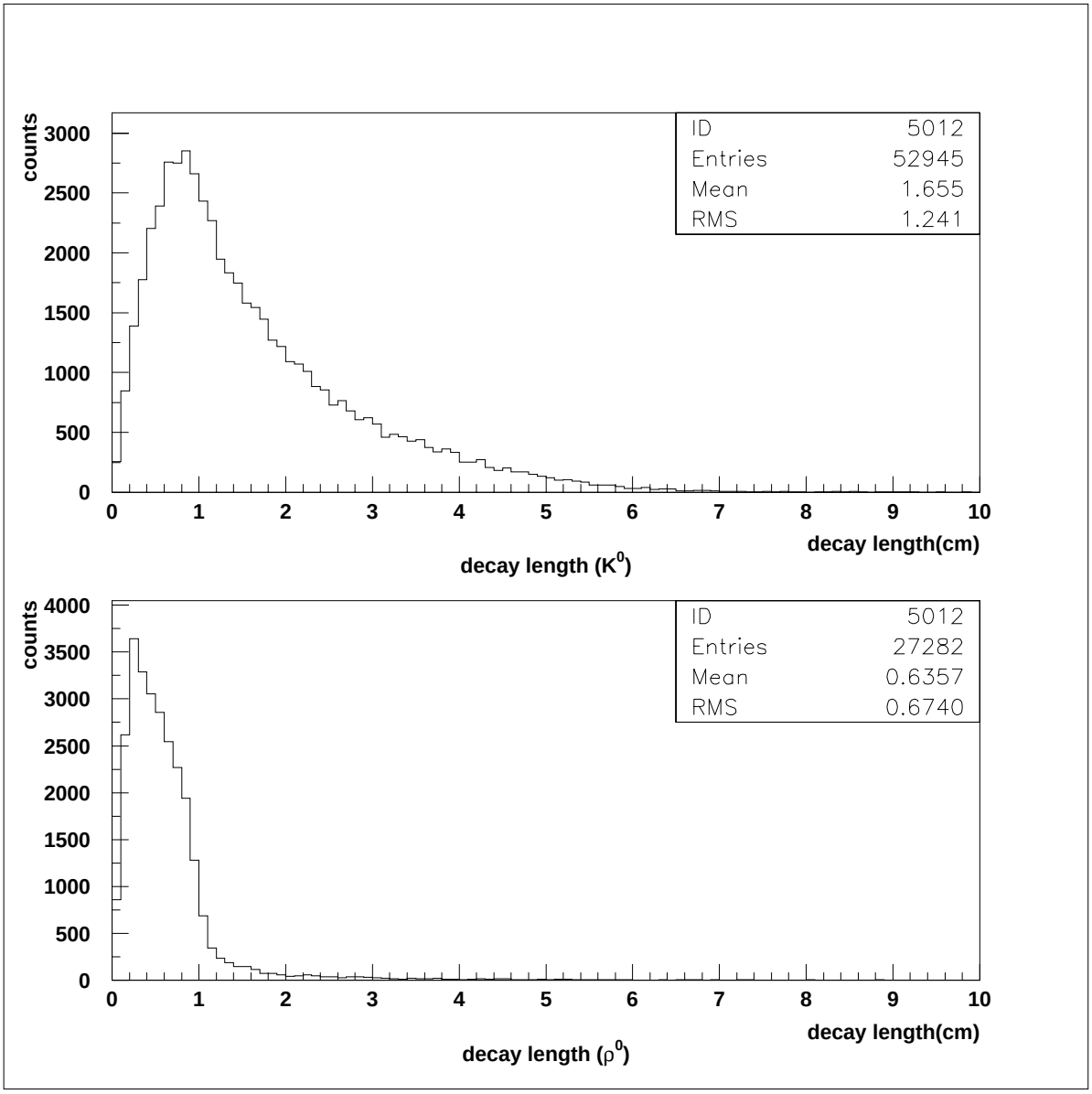


図 28: target 中心から K^0 と ρ^0 それぞれの崩壊点までの距離

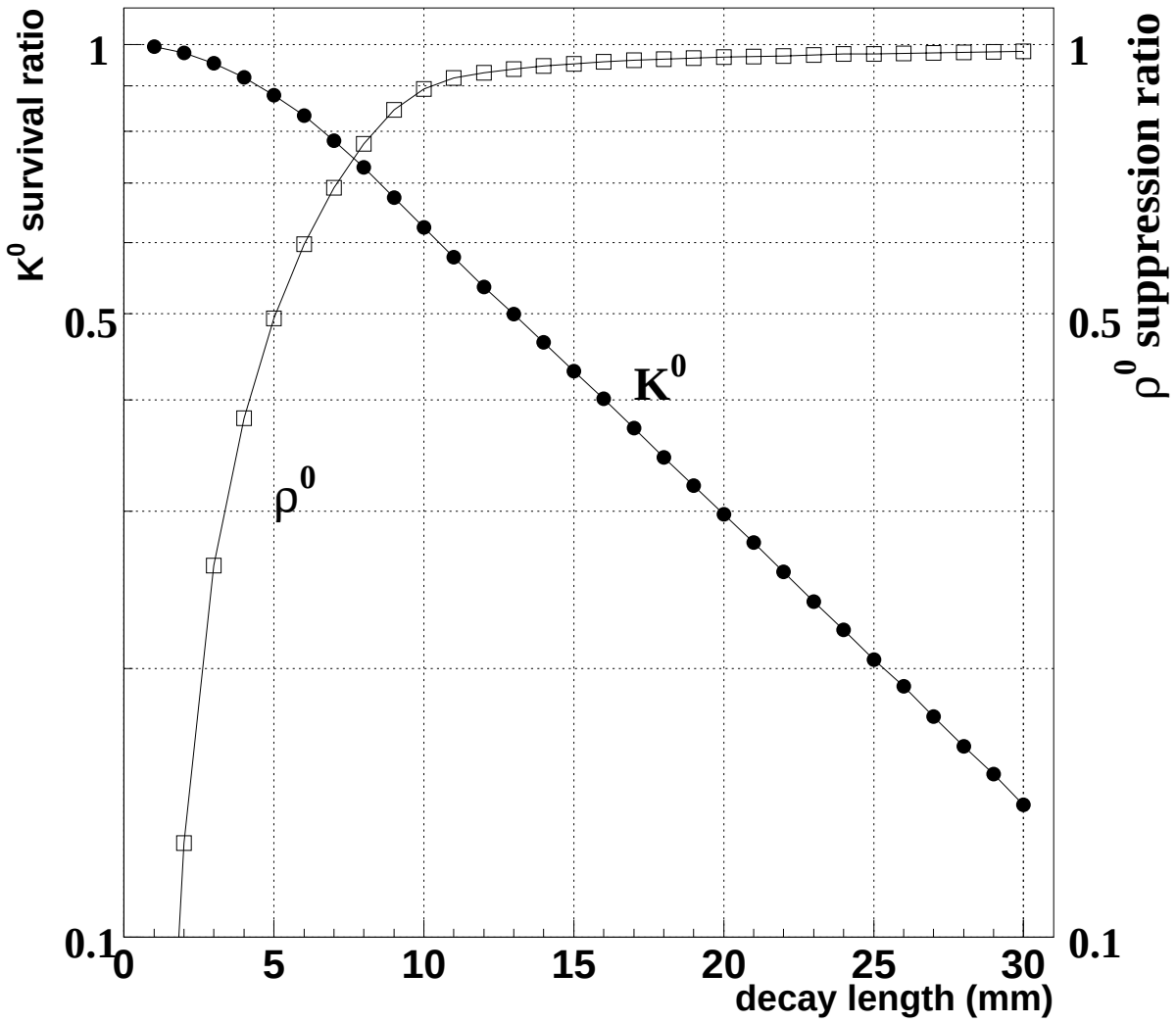


図 29: target 中心からの距離に対する K^0 の survival ratio と ρ^0 の suppression ratio

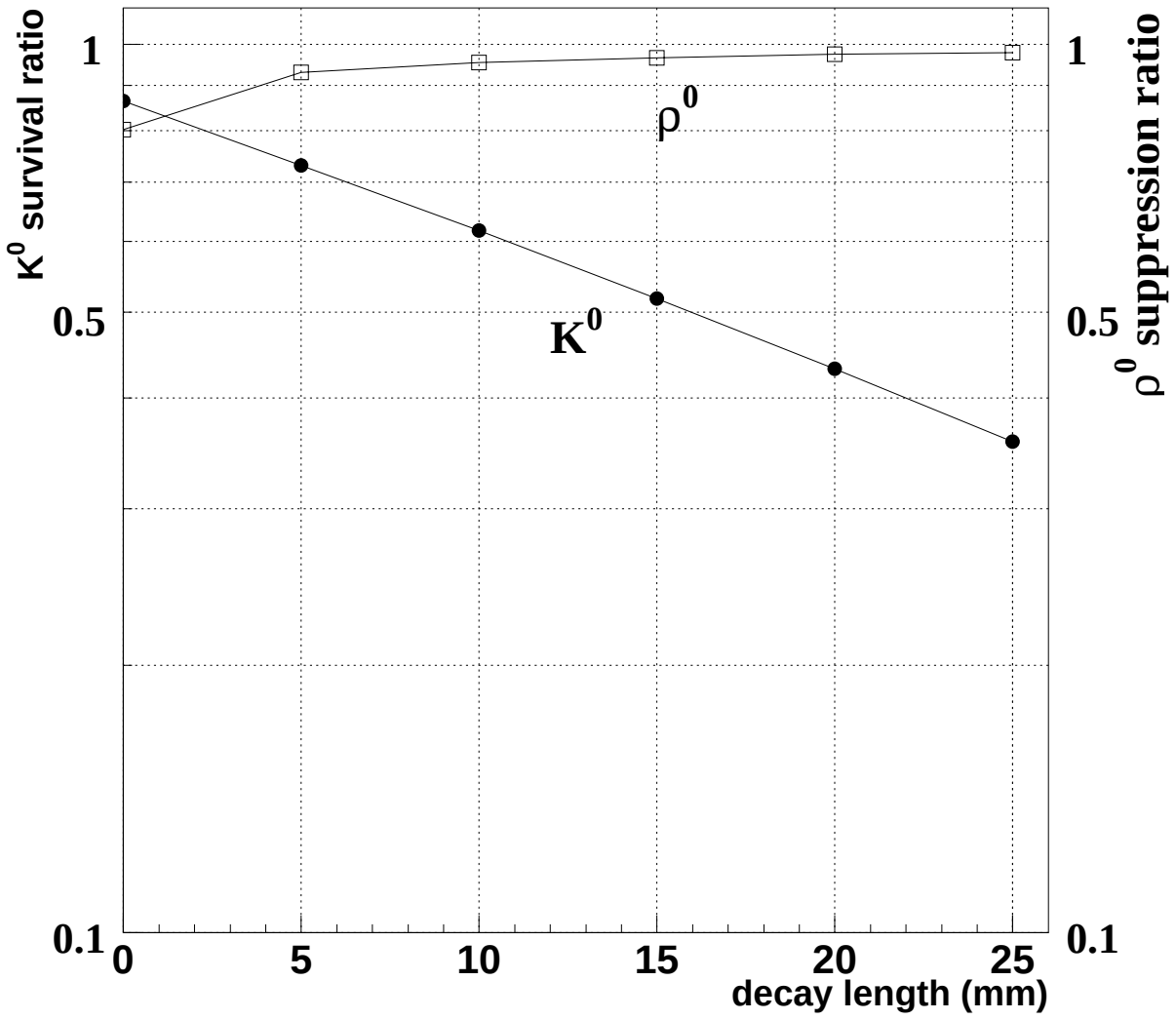


図 30: cut parameter t に対する K^0 の survival ratio と ρ^0 の suppression ratio

図の 29 と 30 とを比較する。ρ^0 が 5%以下になる領域は、target 中心からの距離で cut をかけた時の図 29 では横軸の decay length が 15mm 以上の領域である。また、図 26 のように cut をかけた場合の図 30 では cut parameter t が 10mm 以上の領域である。これらの ρ^0 を十分に落とす事ができている領域で見た場合、K^0 の残る量は cut parameter t で切る場合の方が多い。よって、崩壊位置による cut は図 26 のように cut parameter t でかけたほうが良いと言える。

3.3.4 target 厚さと検出効率

target 厚さと検出効率の関係を調べた。target が厚くなると K^0 生成量そのものは増えるが、ρ^0 を落とす目的で行う vertex cut の際に落ちる K^0 の割合も増えてしまう。そこで、厚さ 5mm,10mm,20mm の場合の vertex cut によって cut される割合を図 31 に示した。

この図から、ρ^0 を十分に切ることのできている $t > 10$mm の領域では、target を厚くした場合落とす事のできる ρ^0 の割合はあまり変化しないが落ちてしまう K^0 の割合は増えることがわかる。よって target は薄いほど K^0 と ρ^0 の分離はし易いということがわかる。

ただし target は厚いほど K^0 の発生量そのものは増える。どの厚さがベストか、ということは ρ^0 と K^0 の生成量がどの程度かということが関わってくるので議論しなければならない点である。またそのような観点から、target の密度は大きければ大きいほど良い。

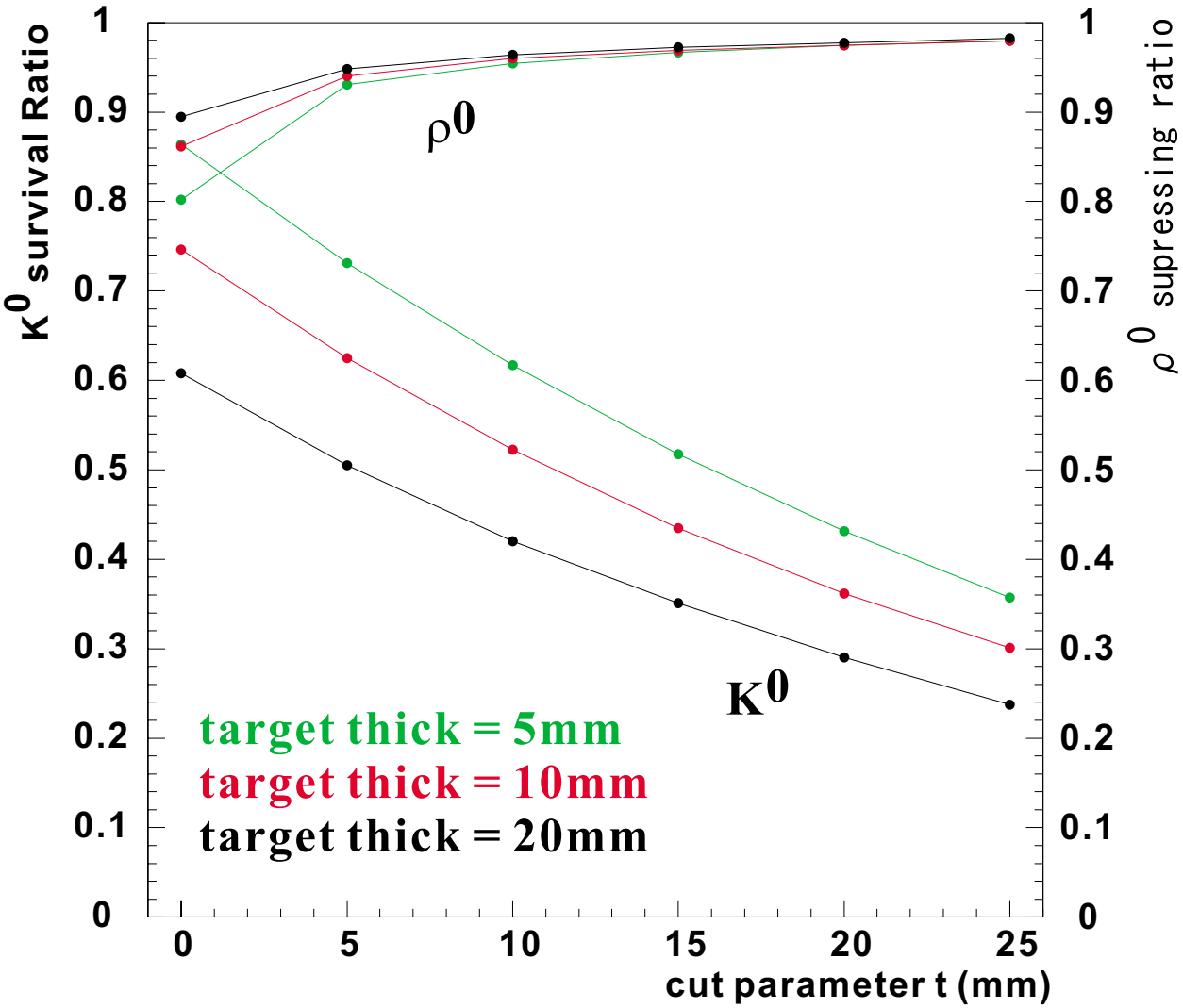


図 31: target 厚さごとの ρ^0supression ratio と K^0survival ratio

3.3.5 e^+e^- によるバックグラウンドトリガレートの見積もり

ここでは、最も多くトリガを作ると思われる $\gamma \to e^+ + e^-$ 反応によるバックグラウンドトリガについて評価する。NKS によるデータ収集が可能なトリガレートは毎秒 100 回程度であり、これを超えると感知されないイベントが多くなってしまう。その場合、Electron Veto Counter(EVC) を設置して $\gamma \to e^+ + e^-$ 反応ではトリガがかからないようにしなければならない。

GEANT プログラムで 0.9∼1.1GeV については 10^8 個、それ以下のエネルギーについては 100MeV ごとに 10^7 個の γ 線を発生させて求めると、標的 ^{12}C の面密度が 0.9g/cm^2 の時の γ 線 1 個あたりのトリガ率は表 7 のようになった。

E_γ	トリガ率	E_γ	トリガ率
0.0-0.1 GeV	178×10^{-7}	0.1-0.2 GeV	614×10^{-7}
0.2-0.3 GeV	233×10^{-7}	0.3-0.4 GeV	62×10^{-7}
0.4-0.5 GeV	21×10^{-7}	0.5-0.6 GeV	10×10^{-7}
0.6-0.7 GeV	25×10^{-7}	0.7-0.8 GeV	6×10^{-7}
0.8-0.9 GeV	8×10^{-7}		
0.9-1.1 GeV	10.3×10^{-7}		

表 7: GEANT によって求めた $\gamma \to e^+ + e^-$ によるトリガ率

E_γ が 0.9∼1.1GeV の領域について一秒間に $\gamma \to e^+ + e^-$ によるトリガがかかるか計算する。γ 線の rate を 2×10^6/sec とすると

$$(10.3 \times 10^{-7}) \times (2 \times 10^6) = 2.06$$

となり、E_γ が 0.9∼1.1GeV の場合は毎秒 2.06 回のトリガがかかることになる。

またこの時、0.9∼1.1GeV より下のエネルギーの γ 線も 1/E 則に従って発生しているので、そのエネルギー領域の γ 線によってかかるトリガの数を GEANT でシミュレーションして求めた。

E_γ が 0.1∼0.9GeV の γ 線によるトリガはそれぞれの E_γ の領域のトリガ率を $T_{0.1\sim0.2}, T_{0.2\sim0.3}$ $\cdots$ とし、$0.9 \sim 1.1 GeV$ の photon 数に対する各エネルギー帯の photon 数を $N_{0.1\sim0.2}, N_{0.2\sim0.3}$ $\cdots$ とすると、

$$T_{0.1\sim0.2} \times N_{0.1\sim0.2} + T_{0.2\sim0.3} \times N_{0.2\sim0.3} + \cdots$$

と表せる。$N_{0.1\sim0.2}, N_{0.2\sim0.3}\cdots$ は 1/E 則により簡単な計算で出せる。この式から、E_γ が $0.1 \sim 0.9$ の γ 線によるトリガは毎秒 1242 回と計算できた。

ただし、0.1∼0.9GeV の γ 線の場合入射時にその γ 線からの電子では tagger は鳴っていないので tagger との accidental coincidence が取れてしまった場合だけがバックグラウンド trigger となる。tagger のコインシデンス幅を 10nsec とすると、バックグラウンド trigger の数は

$$1242 \times (2 \times 10^6) \times (10^{-8}) = 24.8$$

以上から面密度が 0.9g/cm^2 の時、E_γ が 0.9∼1.1 GeV の場合と 0.9 GeV の場合を合わせて毎秒約 27 回のトリガが $\gamma \to e^+ + e^-$ からの e^+e^- によって引き起こされる事がわかった。この数は十分小さく、EVC は必要ないと見込む事ができる。面密度が違う場合は、粒子の生成数はその厚さの倍率に比例すると考えられるので、面密度 0.9g/cm^2 に対する倍率をこのトリガ数にかけてやれば良い。

3.4 Yield Estimation

K^0 の収量は次の式で表される。

$$Y = N_\gamma \cdot \epsilon_{df} \cdot N_{targ} \cdot N_{eff} \cdot \sigma_{elem} \cdot \epsilon \cdot \epsilon_{vcut} \cdot \epsilon_{mcut} \cdot T$$

各変数の意味は以下の通り。

- N_γ は入射 γ の rate。
  ここでは 2.0×10^6 /sec とする。

- ϵ_{df} は beam の duty factor。
  ここでは 0.8 とする。

- N_{targ} は標的の面密度。
  1.8g/cm^3 の ^{12}C を想定し、beam 方向の厚さを 1cm の場合を考え、1.8g/cm^2 とおいている。

- N_{eff} は標的の原子核ひとつあたりの有効中性子数。
  ^{12}C の場合は 4.2 になる。

- σ_{elem} は素過程反応の断面積。
  これはモデルによって大きく変わる。ここでは図 2 の model から E_γ の領域ごと、角度ごとの微分断面積を求めてその値を用いた。

- ϵ は K^0 の検出効率。
  これは target 位置-25mm の時最大になる。図 24 からわかる通り全体では 4.5% 程度になると予想される。yield の計算の時には σ_{elem} と同様に、E_γ ごと、角度ごとの値を用いている。

- ϵ_{vcut} は vertex cut で生き残る粒子。
  割合は target 厚さと cut parameter t によって異なり、その値は図 31 に示してある。この estimation では

- ϵ_{mcut} は mass による cut にで生き残る粒子。
  ここでは、K^0 については 99.5%、ρ^0 については 0.11% とした。

- T は測定時間。beam time は一週間を予定しているが、ここでは実験の際に起こるトラブルを見込んで半分の時間で計算している。

以上の条件に、さらに safe factor として 0.5 をかけた値を yield とし、target 厚さ 10mm、cut parameter t=25mm の場合の yield を計算した。図は 33,32。図からわかるようにエラーバーは十分に小さく、精度の良いデータを得る事ができると期待される。

この yield から断面積を求めた。図は 34。これについても統計誤差は十分に小さく、微分断面積の角度依存性を示すには十分な統計量であるといえる。

次に ρ^0 の数を見積もる。K^0 検出数に対して残ってしまう ρ^0 の比率は yield の式から

$$\begin{aligned}\frac{Y_{\rho^0}}{Y_{K^0}} &= \frac{\sigma_{\rho^0}}{\sigma_{K^0}}\frac{\epsilon_{\rho^0}\epsilon_{vcut_{\rho^0}}\epsilon_{mcut_{\rho^0}}}{\epsilon_{K^0}\epsilon_{vcut_{K^0}}\epsilon_{mcut_{K^0}}} \\ &= 5.08\times10^{-5}\times\frac{\sigma_{\rho^0}}{\sigma_{K^0}}\end{aligned}$$

という式で表せる。ρ^0 混入比率の目標を 10%以内とおくと、ρ^0 の生成断面積が K^0 の生成断面積に対して 2000 倍の場合まで耐えられるということになる。

また、target 内部の小さな範囲に vertex のあるイベントをとれば ρ^0 の生成断面積と K^0 の生成断面積の比は精度良く estimate できると考えられ、その影響はほとんどないと考える事ができる。

K^0 の生成断面積について目指す誤差の目安として統計誤差 10%を考えると、今回のような E_γ50 MeV ごと、立体角 0.8πstr ごとよりもさらに細かいエネルギー領域と角分布で生成断面積を示す事も期待できる。

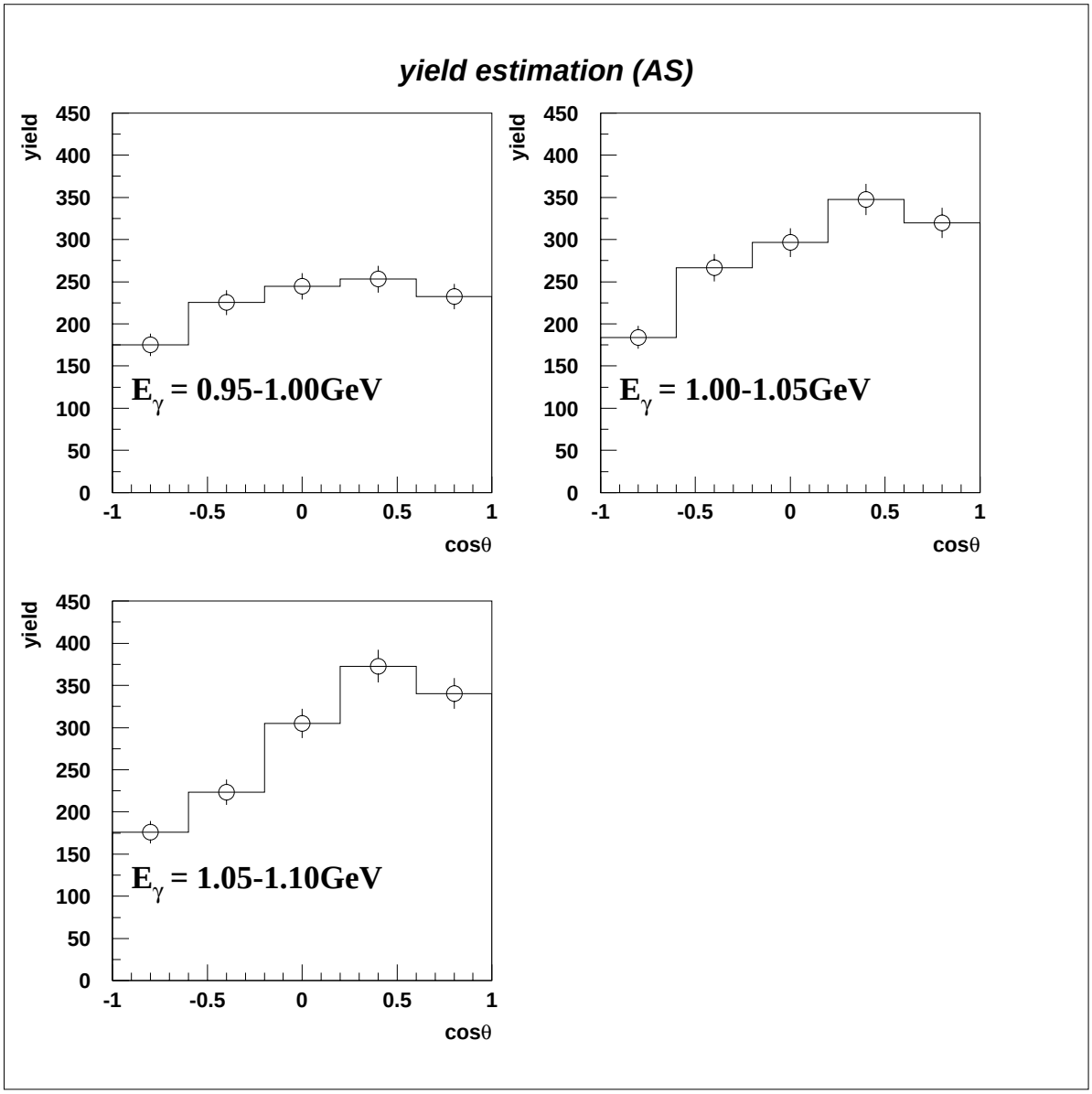


図 32: yield estimation ([1] のモデルを用いた)

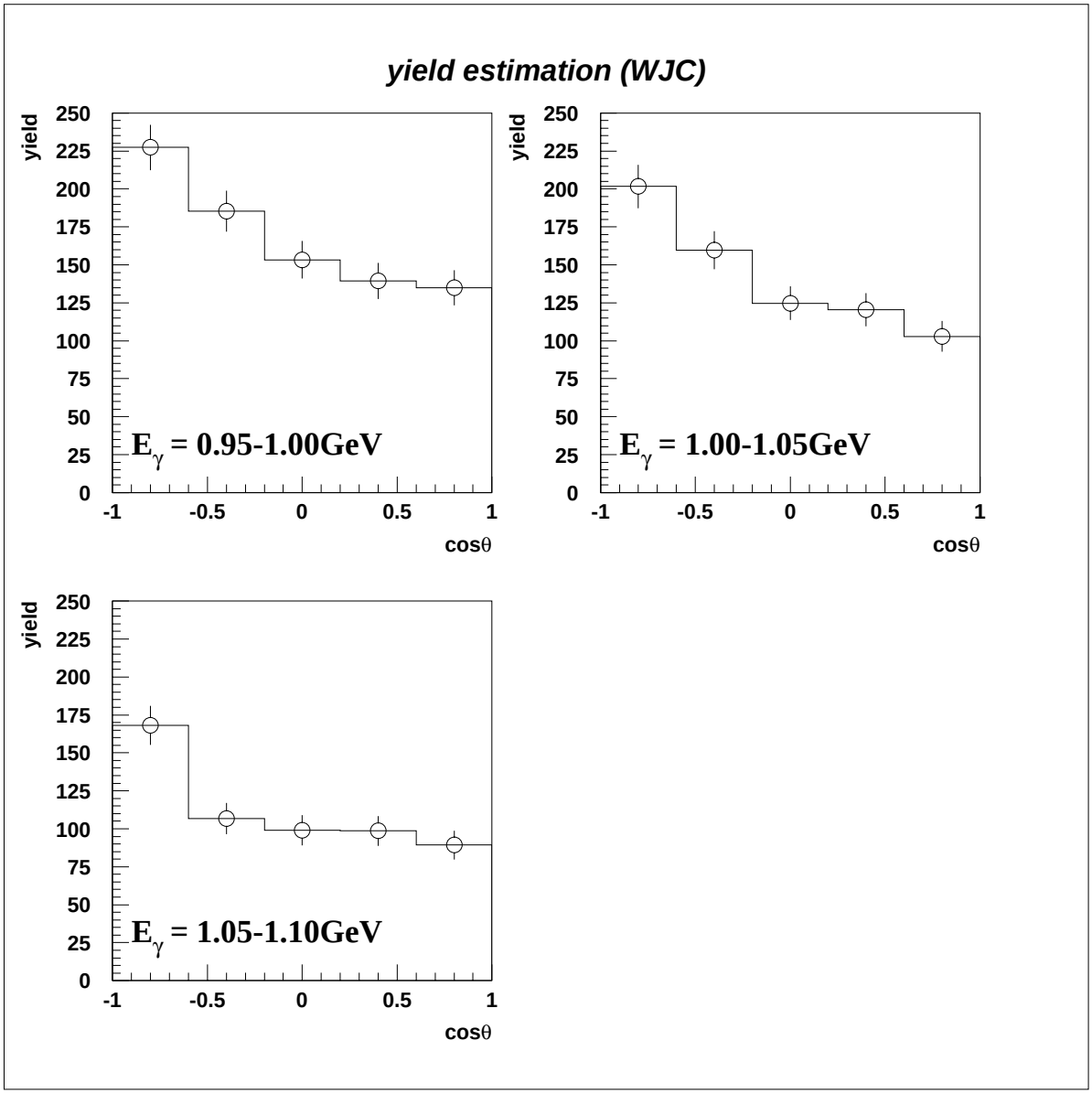
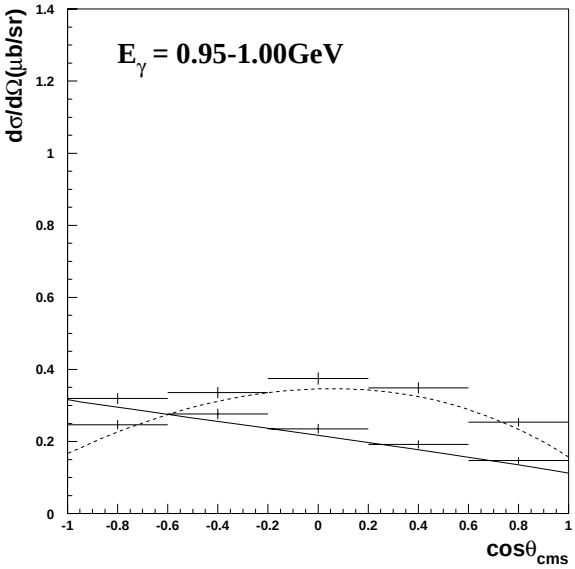
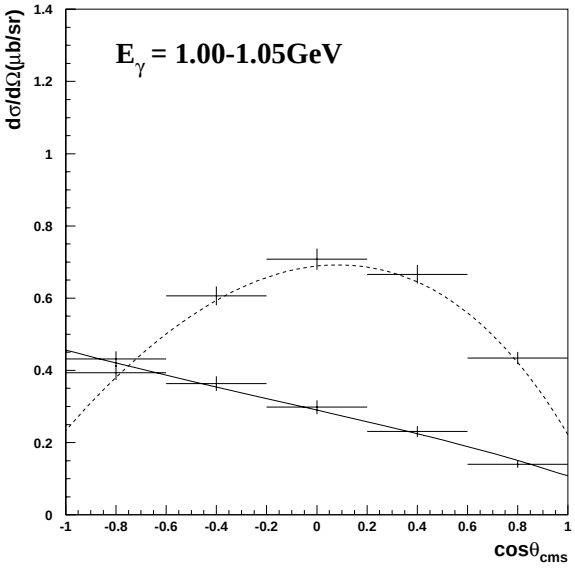


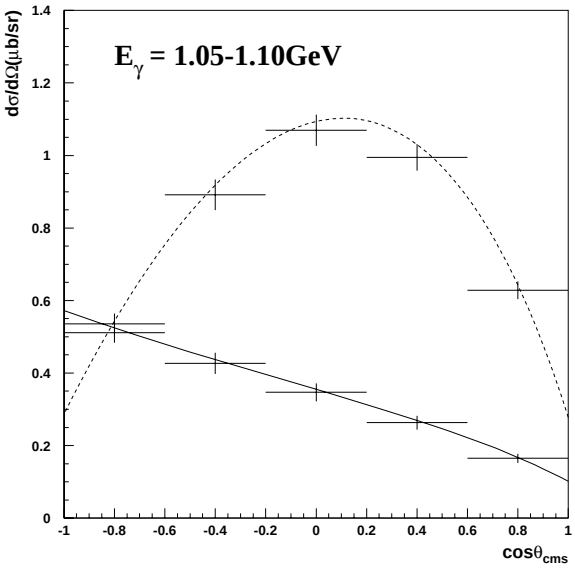
図 33: yield estimation ([2] のモデルを用いた)



(a) $E_\gamma = 0.95 \sim 1.00GeV$



(b) $E_\gamma = 1.00 \sim 1.05GeV$



(c) $E_\gamma = 1.05 \sim 1.10GeV$

図 34: シミュレーション結果から求めた $\cos\theta$ ごとの微分断面積

4　まとめ

K^0 生成の角分布を得るため、$\mathrm{n}(\gamma, \mathrm{K}^0)\Lambda$ 反応による実験を計画している。シミュレーションの結果、最大の K^0 収量を与える target 位置は CDC 中心から beam 上流方向へ 25mm の位置であることがわかった。

崩壊位置による K^0 と ρ^0 の cut についても調べた。target 中心からの距離による cut と図 26 に示すような cut では後者の方がより K^0 を多く残しつつ ρ^0 を落とすことができることがわかった。ただし、これについては K^0、ρ^0 それぞれの断面積によって適用すべき範囲が異なるので実験後に K^0 と ρ^0 の量とその比を考慮して具体的な範囲を決めなければならない。

NKS スペクトロメータの性能については入射 γ 線のエネルギー毎、角度毎の検出効率を求め、それに対して各 model の角度毎の断面積を当てはめた結果一週間の beam time で統計誤差の十分小さい、有意な結果を得られることがわかった。

また、ρ^0 の生成断面積についてはよくわかっていないが、角度毎の微分断面積を領域を 5 つ (0.8πstr づつ) に分けて求めた場合、K^0 の 2000 倍程度までの断面積であれば各領域で 10%程度以下の統計誤差を保ち、精度の良いデータを得られるという事がわかった。

謝辞

本研究を行うにあたり、橋本治教授には、興味深い研究テーマと暖かい励ましを与えて下さいました。深く感謝しております。

田村裕和助教授には、どんな質問でも懇切丁寧に説明して頂き、非常に感謝しております。

中村哲助教授には、半年間という短い期間でしたがご指導いただきました。ありがとうございました。

高橋俊行助手には、修士論文作成全般に広く深く、お世話になりました。心より感謝しております。

藤井優助手には、特に PC 関連で非常にお世話になりました。ありがとうございました。

加藤守男氏、川村直子氏には普段の学生生活を支えていただきました。感謝しております。

学生の皆様にも、研究に関することにかかわらず、様々な面において支えになっていただきました。ありがとうございました。

appendix

A　vartex cut についての各 table

図 29, 30, 31 の table を示す。表の K^0,ρ^0 それぞれについて、左の数字はある範囲による cut 対して失われる粒子の数。右がその数が全体に占める割合。K^0 については表の数字は survival ratio になっていないことに注意。この数字と 100%との差が survival ratio になる。

decay length	K^0		ρ^0	
$1mm$ まで	256	0.4835%	860	3.152%
$2mm$ まで	1105	2.087%	3478	12.75%
$3mm$ まで	2494	4.711%	7120	26.10%
$4mm$ まで	4269	8.063%	10410	38.16%
$5mm$ まで	6475	12.23%	13462	49.34%
$6mm$ まで	8868	16.75%	16321	59.82%
$7mm$ まで	11625	21.96%	18865	69.15%
$8mm$ まで	14377	27.15%	21136	77.47%
$9mm$ まで	17231	32.55%	23078	84.59%
$10mm$ まで	19893	37.57%	24358	89.28%
$11mm$ まで	22325	42.17%	25048	91.81%
$12mm$ まで	24594	46.45%	25394	93.08%
$13mm$ まで	26543	50.13%	25627	93.93%
$14mm$ まで	28378	53.60%	25814	94.62%
$15mm$ まで	30127	56.90%	25962	95.16%
$16mm$ まで	31707	59.89%	26107	95.69%
$17mm$ まで	33250	62.80%	26222	96.11%
$18mm$ まで	34696	65.53%	26296	96.38%
$19mm$ まで	35969	67.94%	26368	96.65%
$20mm$ まで	37188	70.24%	26425	96.86%
$21mm$ まで	38281	72.30%	26469	97.02%
$22mm$ まで	39353	74.33%	26516	97.19%
$23mm$ まで	40364	76.24%	26576	97.41%
$24mm$ まで	41246	77.90%	26626	97.60%
$25mm$ まで	42101	79.52%	26661	97.72%
$26mm$ まで	42828	80.89%	26697	97.86%
$27mm$ まで	43595	82.34%	26726	97.96%
$28mm$ まで	44277	83.63%	26765	98.10%
$29mm$ まで	44882	84.77%	26803	98.24%
$30mm$ まで	45503	85.94%	26834	98.26%
切らない	52945	100%	27282	100%

表 8: target 中心から崩壊点までの距離

t の値	K^0		ρ^0	
0mm	7211	13.62%	21871	80.17%
5mm	14246	26.91%	25388	93.06%
10mm	20271	38.29%	26044	95.46%
15mm	25540	48.24%	26377	96.68%
20mm	30115	56.88%	26591	97.47%
25mm	34029	64.27%	26729	97.97%
切らない	52945	100%	27282	100%

表 9: 長方形による cut、target 厚さ 0.5cm

t の値	K^0		ρ^0	
0mm	9866	25.35%	23579	86.15%
5mm	14604	37.52%	25735	94.03%
10mm	18594	47.77%	26280	96.02%
15mm	21998	56.52%	26518	96.89%
20mm	24834	63.81%	26675	97.46%
25mm	27197	69.88%	26810	97.96%
切らない	38920	100%	27369	100%

表 10: 長方形による cut、target 厚さ 1cm

t の値	K^0		ρ^0	
0mm	12261	39.23 %	23873	89.48%
5mm	15531	49.49 %	25291	94.79%
10mm	18130	58.00 %	25717	96.39%
15mm	20284	64.90 %	25938	97.22%
20mm	22185	70.98 %	26078	97.74%
25mm	23833	76.25 %	26265	98.44%
切らない	31256	100%	26681	100%

表 11: 長方形による cut、target 厚さ 2cm

B　GEANTソースコード

GEANTプログラムは以下のファイルからなっている。

- field.f
- geom.f
- histo.f
- hit.f
- init.f
- kine.f
- step.f
- tagxsim.f

次ページから、これらのファイルのソースコードを示す。またこれらのファイルは

/work16/dobashi/tagx/sim/v1.0/geant

に置いてある (2001.02.21 現在)。

C　analyzer ソースコード

analyzer は 32 個のファイルから成っている。そのうちの一つの usr.c のソースコードを示す。また、一連のソースファイルは

/work16/dobashi/tagx/ana/v1.0/src

に置いてある (2001.02.21 現在)。

参考文献

[1] R.A. Adelseck and B. Saghai, Phys. Rev. C**42** (1990) 108.

[2] R.A. Williams, C.R. Ji, and S.R. Cotanch, Phys. Rev. C**46** (1992) 1617.

[3] R.A.Adelseck, L.E.Wright, Phys. Rev. C38(1998) 1965

[4] R.A.Adelseck, C.Bennhold, L.E.Wright, Phys.Rev. C32(1985) 1681

[5] K.Maruyama, Nucl.Inst.and Meth A376,335-355(1996)

[6] H.Yamashita, 東京農工大, Doctor Thesis(1997)

[7] W.Blum, L.Rolandi, Particle Detection with Drift Chambers(1993)

[8] W.R.Leo Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments(1993)

[9] T.Takahashi, private communication.