

中性子反中性子振動探索実験のための  
高精度飛跡再構成手法の研究

名古屋大学大学院 理学研究科  
素粒子宇宙物理学専攻 博士過程（前期過程）2年  
素粒子物性（Φ）研究室  
久村さら

学籍番号 261401298

2020年3月25日

# 目次

第 1 章	序論	4
1.1	中性子反中性子振動とバリオン数保存の破れ	4
1.2	中性子-反中性子振動の検出原理	5
1.3	先行実験	7
1.3.1	自由中性子を用いた実験	7
1.3.2	物質に束縛された中性子を用いた実験	10
1.3.3	自由中性子を用いた実験の優位性	11
1.4	ESS における次世代中性子反中性子振動探索実験の概要	12
1.5	ESS における次世代中性子反中性子振動探索実験の検出器の構成	13
第 2 章	飛跡再構成精度向上の重要性と可能性	17
2.1	飛跡再構成精度向上の重要性	17
2.2	現行の飛跡検出器に原子核乾板を追加することによる飛跡再構成精度向上の可能性	18
2.3	本論文で行うこと	19
第 3 章	シミュレーション	20
3.1	シミュレーションの体系	20
3.1.1	真空管とワイヤーチェンバーと原子核乾板の体系	20
3.1.2	ワイヤーチェンバーと原子核乾板のみの体系	23
3.1.3	原子核乾板のみの体系	23
3.1.4	真空管のみの体系	24
第 4 章	結果	25
4.1	シミュレーションから求めた散乱角	25
4.2	真空管とワイヤーチェンバーと原子核乾板による散乱角	26

4.2.1	真空管の散乱への寄与 . . . . .	28
4.3	真空管無しでの散乱角の結果 . . . . .	28
4.3.1	原子核乾板の散乱への寄与 . . . . .	30
4.4	飛跡の角度分解能 . . . . .	32
第 5 章	考察	39
第 6 章	まとめ	40
第 7 章	謝辞	42
参考文献		43

# 概要

現在の宇宙はバリオン優勢で反バリオンがほとんど無い。バリオン優勢宇宙を形成するためには 1963 年にサハロフが提案した 3 つの条件を満たす必要がある。そのうちの 1 つに「バリオン数保存を破る過程が存在する」という条件がある。しかしバリオン数保存を破る過程は未だに発見されていない。

中性子-反中性子振動は、バリオン数保存を破る過程である。1996 年から 2001 年にかけて行われたスーパーカミオカンデでの探索実験で、現在、振動時間の下限値が  $2.7 \times 10^8$  [s] と求められている。現在、これより感度を 2 桁向上させた中性子-反中性子振動探索実験が、スウェーデンで建設中の European Spallation Source(ESS) にて計画中である。この実験では、300[m] 離れた位置にある炭素標的に冷中性子ビームを照射する。中性子が標的までの飛行中に反中性子に遷移した場合、標的中の核子と対消滅して複数の中間子を放出するので、それを標的を囲むようにして配置したカロリメータや飛跡検出器で検出する。バックグラウンドイベントは、飛跡を再構成した時に飛跡頂点の位置が標的内にあり、なおかつ 1 点から中間子が放出されているか否かによって除去される。この実験では以前の実験に比べて、装置の大型化などによって大幅にバックグラウンドイベントが増加する。増加したバックグラウンドイベントの削減には飛跡を再構成する精度の向上が欠かせない。

ESS にて計画中の実験では、飛跡検出器としてワイヤーチェンバーの利用が想定されている。本研究では、飛跡検出器として原子核乾板を利用することを検討した。シミュレーションによる検討の結果、ワイヤーチェンバーの層を減らしつつ、飛跡再構成の精度を向上させられることが分かった。しかし、真空管による散乱の寄与が大きく、飛跡検出器には、反中性子対消滅イベントで放出された粒子の元々の軌道から折れ曲がりずれた飛跡が記録されることが分かった。そのため、再構成した飛跡の情報を元にイベントを反中性子対消滅イベントかどうか判定するには飛跡検出器を真空管の内側に置く必要があることが分かった。

# 第 1 章

## 序論

### 1.1 中性子反中性子振動とバリオン数保存の破れ

バリオン数  $B$  は、陽子や中性子などのバリオン（クォーク 3 つからなる粒子）には 1 を、その反粒子には  $-1$  を割り当てている量子数である。バリオン数は標準模型の枠組みの中では理論的に保存量であると考えられており、現在までに行われたあらゆる実験でもバリオン数保存が破られていることはない。

しかし、標準模型を超える物理の枠組みでは、様々な理論で、例えば大統一理論などでも、バリオン数保存が破られることが示唆されている。

また、現在の宇宙論では、初期宇宙はバリオンと反バリオンの量が均等だったと考えられているのだが、そこからどのようにして現在のバリオン優勢の宇宙（つまり、 $B \neq 0$  でない宇宙）に発展していったかが未解決の問題となっている。現在のバリオン優勢の宇宙になるためには、1967 年にサハロフが提案した 3 つの条件（1 つめはバリオン数保存が破れる過程が存在すること、2 つめは CP 対称性の破れ、3 つめは熱非平衡な過程の存在）[1] を満たす必要があると考えられているが、上述したようにバリオン数保存の破れは観測されたことがない。

中性子-反中性子振動とは、中性子が反中性子に遷移する過程である。反中性子とは中性子の反粒子のことである。反中性子は、中性子と同じ質量を持ち、電荷や磁気モーメント、バリオン数は中性子とは逆符号の値を持つ粒子である。中性子-反中性子振動は、バリオン数が  $1 \rightarrow -1$ 、あるいは  $-1 \rightarrow 1$  となる過程であり、この過程の前後でのバリオン数の差  $\Delta B$  は 2 となる。

さて、宇宙初期のような温度の高い状態で 0 でないバリオン数が生成される過程としてスファレロン過程というものが考えられている。この過程は、スファレロンという粒子を

通してバリオン数  $B$  とレプトン数  $L$  は保存されないが、その差である  $B - L$  は保存されるという過程である。電弱相転移温度より温度の高い状態では頻繁に起こるとされているが、温度の低い現在の宇宙では起こらないとされている [2]。スファレロン過程を仮定すると、0 でないバリオン数を生成するシナリオは 2 つに大別される。1 つは、スファレロン過程の前に 0 でないレプトン数が生成されて、その後でスファレロン過程を通して、その 0 でないレプトン数が 0 でないバリオン数に変換されるというシナリオ [3] である。もう 1 つは、スファレロン過程の後に何らかの物理過程により 0 でないバリオン数が生成されるというものである。こちらではスファレロン過程後の電弱相転移の温度以下で 0 でないバリオン数が生成される。

どちらのシナリオでも中性子-反中性子振動は起こり得るが、前者に分類されるモデルではスファレロン過程より前にのみ起こり得るので、非常に高エネルギー（電弱相転移温度以上）な状態でしか起こりえない。ゆえに、現在の冷えた宇宙では、非常に長い振動時間を持つと考えられる。一方後者に分類されるモデルでは、中性子-反中性子振動はスファレロン過程後の電弱相転移の温度以下でも起こり得る。ゆえに、現在の冷えた宇宙では、前者のモデルに比べると比較的短い振動時間を持つと考えられる。例えば、後者に分類されるモデルの中には、中性子-反中性子振動の振動時間について  $10^{10}$  [s] 以下である、とするモデルもある [4]。

中性子-反中性子振動を観測することは、サハロフが提案した 3 つの条件のうち 1 つを満たすことになり  $B=0$  の初期宇宙がどのようにして現在のバリオン優勢の宇宙になっていったかという問題を解く鍵の 1 つとなる。また、中性子-反中性子振動が  $10^{10}$  [s] オーダーで観測されれば、それはこのモデル [4] の正しさを示唆することになる。これらのことが、中性子-反中性子振動探索実験を行う大きな動機となっている。

## 1.2 中性子-反中性子振動の検出原理

反中性子と核子が衝突すると対消滅して 1 点からパイオンやオメガ粒子を 2 個から 5 個放出する。全ての中性子-反中性子振動探索実験は、この反応を利用して反中性子を検出することで、中性子-反中性子振動を検出する。反中性子が対消滅したイベントと認められるには以下の 4 つの条件を満たさねばならない。まず第 1 に、パイオンを同時に 2 個から 5 個、検出すること。第 2 に、それらのパイオンのトラックを再構成してみて、1 点から放出されていると言えること。第 3 に、それらのパイオンの運動量収支が 0 となること。第 4 に、そのイベントの合計のエネルギーが、対消滅した 2 つの核子、つまり、陽子

もしくは中性子と反中性子の総質量とほとんど等しくなることである。

参考までに  $^{16}\text{O}$  原子核内における中性子-反中性子対消滅モードと陽子-反中性子対消滅モードをそれぞれ表 1.1 と表 1.2 に示す。後述するように、本研究で想定している中性子-反中性子振動探索実験では、炭素標的中における核子と反中性子の対消滅を中性子-反中性子振動の検出に利用する。よって本研究で必要となるのは  $^{12}\text{C}$  原子核内における中性子-反中性子対消滅モードと陽子-反中性子対消滅モードである。しかし、 $^{12}\text{C}$  原子核内における中性子-反中性子対消滅モードと陽子-反中性子対消滅モードは表 1.1 及び表 1.2 と全く同一のものになるわけではないが、似たものになると言われている [5]。 $^{12}\text{C}$  原子核内における中性子-反中性子対消滅モードと陽子-反中性子対消滅モードについては現在シミュレーションが進行中である [5]。

表 1.1  $^{16}\text{O}$  原子核内における中性子-反中性子対消滅モード [7]

中性子-反中性子対消滅モード	分岐比
$\pi^+\pi^-$	1%
$2\pi^0$	8%
$\pi^+\pi^-\pi^0$	10%
$\pi^+\pi^-2\pi^0$	22%
$\pi^+\pi^-3\pi^0$	36%
$2\pi^+2\pi^-$	36%
$2\pi^+2\pi^-\pi^0$	36%
$\pi^+\pi^-\omega$	16%
$2\pi^+2\pi^-2\pi^0$	7%

表 1.2  $^{16}\text{O}$  原子核内における陽子-反中性子対消滅モード [7]

陽子-反中性子対消滅モード	分岐比
$\pi^+\pi^0$	1%
$\pi^+2\pi^0$	8%
$\pi^+3\pi^0$	10%
$2\pi^+\pi^-\pi^0$	22%
$2\pi^+\pi^-2\pi^0$	36%
$2\pi^+\pi^-2\omega$	16%
$3\pi^+2\pi^-\pi^0$	7%

## 1.3 先行実験

中性子-反中性子振動探索実験は、その手法により主に 2 つに大別される。1 つは、物質中の原子核内に束縛された中性子を用いる実験、もう 1 つは自由中性子を用いる実験である。どちらの手法でも幾つかの実験が行われているが、この節では、これまでに行われた中性子-反中性子振動探索実験として、各々 1 つずつ紹介し、そのあとで自由中性子を用いる実験の優位性について述べる。

### 1.3.1 自由中性子を用いた実験

自由中性子を用いた実験としては、1990 年代前半に、延べ  $2.4 \times 10^7$  [s] (おおよそ 1 年) にわたって、フランスのグルノーブルにある Max von Laue-Paul Langenvin 研究所 (ILL) にある原子炉を用いて行われた実験がある。後述するスーパーカミオカンデ実験で更新されるまでは、この実験が中性子-反中性子振動の振動時間の下限値を決めていた。

この実験では、まず、直径 1.1[m]、厚さ 130[ $\mu\text{m}$ ] の  $^{12}\text{C}$  の円盤に、原子炉から平均速度 600[m/s] の冷中性子ビームを照射する。この  $^{12}\text{C}$  の円盤は、対消滅ターゲットと呼ばれている。対消滅ターゲットに  $^{12}\text{C}$  を用いた理由は、熱中性子に対する吸収断面積が 3.5[mb] と小さく、反中性子-核子対消滅の断面積は 4[kb] と大きいためである。この照射の際、冷中性子ビームはニッケルの反射板 (図 1.1 の neutron divergence guide がそれにあたる) で集光し、真空中を飛行させた。平均飛行距離は 76[m]、平均飛行時間はおおよそ 0.1[s] であった。もし飛行中に中性子が反中性子に遷移していたら、対消滅ターゲット内の核子と対消滅し、1 点からパイオンを 2 個から 5 個放出する。この対消滅イベントは



1.2 節で記したような特徴があるので、その特徴を満たしたイベントを、図 1.2 のように対消滅ターゲットを囲む形で置かれている飛跡検出器とカロリメータで検出する。それによって反中性子を検出し、中性子-反中性子振動を検出するのである。

この実験でも中性子-反中性子振動は検出されなかったが、中性子-反中性子振動の振動時間  $\tau$  について、90% の信頼区間で、

$$\tau = 0.86 \times 10^8 \quad [\text{s}] \quad (1.1)$$

という制限が得られた。[6]

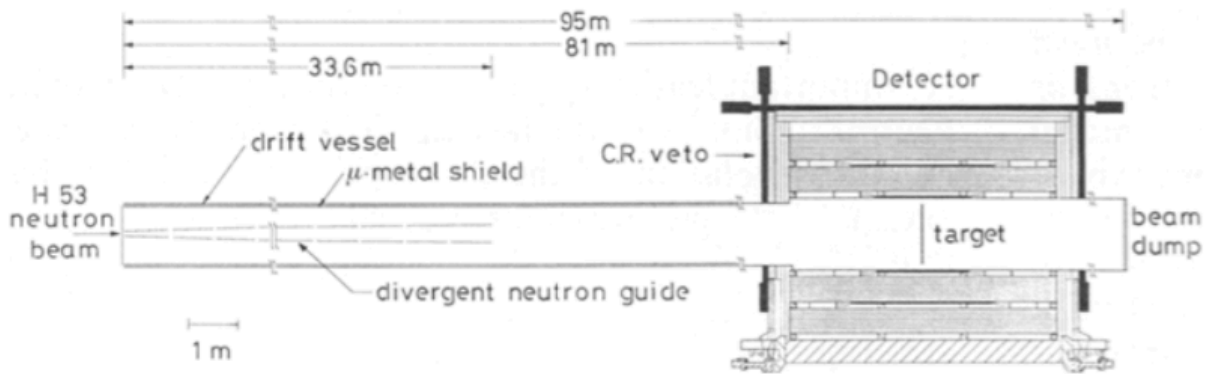


図 1.1 ILL 実験のセットアップ [6]

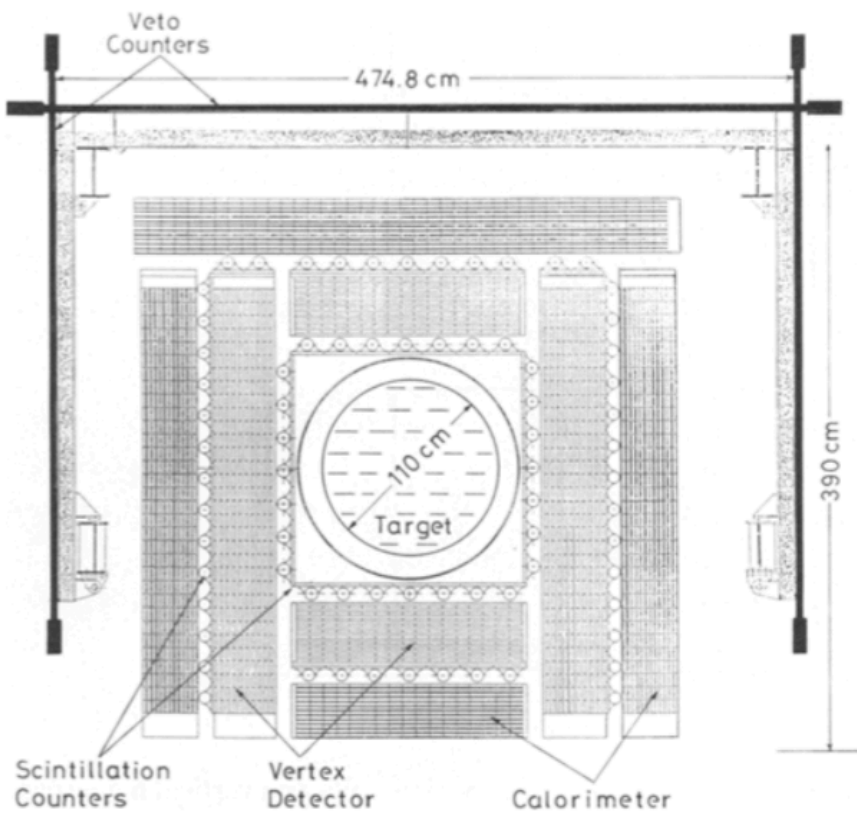


図 1.2 ILL 実験の検出器配置図の断面図 [6]

### 1.3.2 物質に束縛された中性子を用いた実験

物質中の原子核内に束縛された中性子を用いた実験としては、スーパーカミオカンデ実験がある。現在の中性子-反中性子振動の振動時間の下限値を決めているのはこの実験である。この実験は、岐阜県飛騨市神岡鉱山内の地下 1000m にて、1996 年から 2001 年にかけて、延べ 1489 日間にわたって行われた。

この実験では、直径 39.3[m]、高さ 41.4[m] の円筒型のタンクに 50000 トンの超純水を入れて、その超純水を構成する水分子の  $^{16}\text{O}$  原子核内の中性子が反中性子に遷移するのを観測する。 $^{16}\text{O}$  原子核内の中性子が反中性子に遷移すると、その周囲の核子のうちの 1 つと対消滅し、1 点からパイオンを 2 個から 5 個放出する。この対消滅イベントは、1.2 節で記したような特徴があるので、その特徴を満たしたイベントを検出することで反中性子を検出し、中性子-反中性子振動を検出するのである。用いた検出器はリングイメージング型水チェレンコフ検出器で、タンクの内側表面に、チェレンコフ光を受ける光電面の直径が 20 インチの光電子増倍管が 11129 本取り付けられているものである。[8]

この実験では中性子-反中性子振動は検出されなかったが、酸素原子核中の中性子-反中性子振動の振動時間  $\tau_m$  について、90% の信頼区間で、

$$\tau_m = 1.9 \times 10^{32} \quad [\text{years}] \quad (1.2)$$

という制限が得られた。

酸素原子核中の中性子-反中性子振動の振動時間  $\tau_m$  の下限値は、自由中性子の場合の中性子-反中性子振動の振動時間  $\tau$  に変換することができる。

原子核に束縛された中性子の中性子-反中性子振動の振動時間  $\tau_m$  と自由中性子の中性子-反中性子振動の振動時間には以下のような関係があることが分かっている。

$$\tau_m = R\tau^2 \quad [\text{years}] \quad (1.3)$$

$R$  は suppression factor と呼ばれる値で、中性子が束縛されている原子核の種類によって変わる。今回は  $^{16}\text{O}$  原子核なので、 $R = 0.517 \times 10^{23} [\text{s}^{-1}]$  である。ただし、これには 20% から 30% の理論的な誤差がある。

(1.3) 式に  $R = 0.517 \times 10^{23} [\text{s}^{-1}]$  を代入して計算すると、自由中性子の場合の振動時間の制限として、

$$\tau \leq 3.4 \times 10^8 \quad [\text{s}] \quad (1.4)$$

が得られる。これに R の理論的な誤差 30% を考慮して、より慎重に制限をかけると、

$$\tau \leq 2.7 \times 10^8 \quad [\text{s}] \quad (1.5)$$

となり [7]、最終的にスーパーカミオカンデ実験で得られた自由中性子の場合の中性子-反中性子振動の振動時間  $\tau$  の下限値はこのようになった。

### 1.3.3 自由中性子を用いた実験の優位性

現在の振動時間の下限値を決めているのはスーパーカミオカンデ実験である。しかし、束縛中性子を用いたスーパーカミオカンデ型の実験でこれ以上感度を上げるのには難しい。

というのも、実験感度を上げるためには統計量を増やしたい。しかし、スーパーカミオカンデ型の実験において、今以上に統計量を増やそうとすると実験装置を今以上に巨大化せねばならない。すると、スーパーカミオカンデ実験におけるバックグラウンドである大気ニュートリノの数が非常に多くなり、反中性子対消滅イベントとバックグラウンドの区別が難しくなるので、結局感度はあまり上がらなくなるのである。束縛中性子を用いる実験は、どれもスーパーカミオカンデ実験と同じ手法を用いているので、このことは、束縛中性子を用いた実験ではこれ以上感度を上げる事が難しいということである。

それに対して、自由中性子を用いた ILL 型の実験は、こちら感度を上げるためには用いる中性子の数を増やすことと、飛行時間を長くするために飛行距離を延ばす必要がある。そのためには、ビーム強度の向上、ビーム中の中性子をより多く対消滅ターゲットに届かせるための集光技術の向上、そして実験装置の大型化が必要になる。

集光技術は ILL 実験が行われた 20 年以上前に比べて大幅に向上している。より高強度なビームが出る施設もこの 20 年の間にできている。よってこの 2 点はクリアできる。

実験装置の大型化はバックグラウンドの増加を引き起こすが、ILL 実験が行われたのは 20 年以上前であり、その間、ILL 型の実験で用いる検出器（カロリメータと、飛跡検出器としてワイヤーチェンバー）の性能は飛躍的に進歩している。飛跡検出器で言うならば、ILL 実験で用いられた飛跡検出器の飛跡頂点再構成の精度は 4cm から 12cm である [6] のに対し、ATLAS transition radiation tracker という近年開発された飛跡検出器 [9] の位置分解能は、straw tube を横切る方向に約 130[ $\mu\text{m}$ ] と大幅な進歩を遂げている。バックグラウンドと反中性子対消滅イベントを区別するポイントは、トラックを再構成してきちんと 1 点からパイオンが放出されているかどうかという事であるので、トラックを再構成する精度がバックグラウンドを除去するためには欠かせない。その精度がこの 20 年間で

これほど向上しているため、束縛中性子を用いたスーパーカミオカンデ型の実験とは異なり、自由中性子を用いる ILL 型の実験の場合は、実験装置の大型化に伴いバックグラウンドが増えても、反中性子対消滅イベントとバックグラウンドの区別に支障はなく、感度の向上が見込めるのである。

よって、次世代中性子-反中性子振動探索実験では、自由中性子を用いた ILL 型の実験を行うことを検討している。その詳細については次節で述べることとする。

## 1.4 ESS における次世代中性子反中性子振動探索実験の概要

ESS とは現在スウェーデンで建設中のパルス破碎中性子源 European Spallation Source の略である。ESS における次世代中性子-反中性子振動探索実験は、ILL で行われた実験と同様に、自由中性子を用いて行う形式の実験である [5]。

ESS では、2[GeV] まで加速させた陽子ビームを 11 トンのタングステンターゲットに照射し、核破碎反応を起こすことで中性子ビームを生成する [10]。中性子ビームの強度は、 $10^{18}$ [個/s] である。核破碎反応とは、高エネルギーの陽子ビームをタングステンなどの核破碎ターゲットに照射させて、ターゲット中の原子核をバラバラにし、高エネルギーの中性子や陽子、中間子などの粒子を発生させる反応の事である。ESS では、この過程で生まれた高速中性子をモデレータで減速してから冷中性子ビームとして利用する。パルス破碎中性子源を用いるのは、これを用いることで、パルス特性を利用して Time of Flight でエネルギー解析が行え、中性子の利用効率が上がるので、実験に利用できる中性子の数が増えるからである。また、パルス特性を利用して時間で区切ってバックグラウンドを削減できるからである。

この実験では、まず、パルス破碎中性子源から得られた冷中性子ビームを対消滅ターゲットに照射する。中性子源のモデレータから対消滅ターゲットまでの距離は 300[m] の予定である。対消滅ターゲットには直径 2[m]、厚さ 100[ $\mu\text{m}$ ] の  $^{12}\text{C}$  の円盤を予定している。対消滅ターゲットに  $^{12}\text{C}$  を用いる理由は、1.3.1 節で述べたように、熱中性子に対する吸収断面積が 3.5[mb] と小さく、反中性子-核子対消滅の断面積は 4[kb] と大きいためである。

照射の際、冷中性子ビームは、スーパーミラーで作られた回転楕円体（図 1.3 の Supermirror focusing reflector がそれにあたる）で集光し、1[nT] 未満に磁場遮蔽された、 $10^{-5}$  [Pa] の真空管内を飛行させる予定である。スーパーミラーというのは、物質の薄い膜を、厚さや物質の種類を変えたりしながら積み重ねて作る、中性子を反射するためのデバイスのことである。スーパーミラーを用いることで、 $^{58}\text{Ni}$  がコーティングされた

だけの反射板よりも、中性子ビームをより集光することができるようになり、対消滅ターゲットに届く中性子の数が増える。

スーパーミラーで集光されてから対消滅ターゲットに届くまでの飛行中に、中性子が反中性子に遷移していたら、対消滅ターゲット中の核子と対消滅して1点からパイオンを2個から5個放出する。その反中性子対消滅イベントを、対消滅ターゲットを囲むようにして置かれたカロリメータと飛跡検出器で検出することで、反中性子を検出する。

この実験では、振動時間にして2桁の感度向上が見込まれている。つまり、振動時間が $10^{10}$ [s] オーダーまでの中性子-反中性子振動が探索可能な予定である。

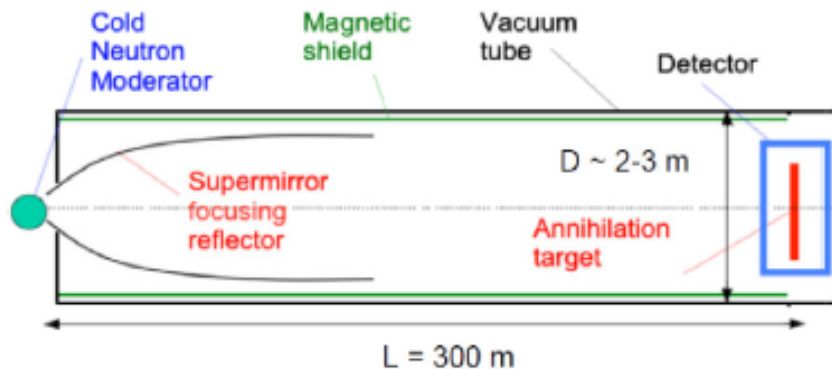


図 1.3 次世代実験のセットアップ概略図 [5]

## 1.5 ESS における次世代中性子反中性子振動探索実験の検出器の構成

次世代実験で想定されている検出器は図 1.4 のようなものである。

まず、中性子ビームが飛行する真空管と接合された真空管があり、その中央に対消滅ターゲットが設置されている。真空管は直径 2[m] で、厚さ 2[cm] で、陽子数が小さい物質が望ましいと考えられており、Al が良いと思われている。真空管の内部は真空領域となっており、 $10^{-5}$ [Pa] の真空にする。また、1 [nT] 未満となるような磁場遮蔽が必要である。真空と磁場遮蔽が前述の値以下でなければならないのは、反中性子の遷移確率を高く保つためである [5]。対消滅ターゲットは、厚さ 100 [ $\mu\text{m}$ ]、直径 2 [m] の  $^{12}\text{C}$  の円盤である。

次に飛跡検出器について説明する。飛跡検出器は、ATLAS transition radiation tracker[9] という近年開発されたワイヤーチェンバーを想定している。ATLAS transition

radiation tracker は、厚さ 25[ $\mu\text{m}$ ]、直径 4[mm] のカプトン製のストロー管で構成されている。ストロー管内の中央には金メッキされたタングステンのワイヤーが張っており、これがアノードとなっている。ストロー管 1 本の位置分解能はストローを横切る方向に 130[ $\mu\text{m}$ ] である。ESS における実験で用いる事が想定されているのは、直径 4[mm] ではなく直径 5[mm] のストロー管である。Ar70%、CO<sub>2</sub> 30% の混合ガスで満たされた中に、このストロー管を図 1.6 のように y 軸に沿って隙間なく並べたの層と z 軸に沿って隙間なく並べた層を併せて 1 層とするとこれが 50 層積まれたものである。トータルの厚さは 0.5[m] となる。カバーすべき立体角の範囲はできるだけ大きいほうが望ましい。

カロリメータは、厚さ 4[cm] のポリスチレンの層と厚さ 0.2[cm] の鉛の層が 20 回交互になっているシンチレータが良いと思われている。その場合カロリメータの厚さは 1.68[m] となる。また、おおよそ 20[deg] から 160 [deg] の立体角の範囲をカバーすべきであるとされている。

宇宙線 veto (図 1.4 の CRveto がそれにあたる) については具体的なものは検討中である。ただし、宇宙線 veto は宇宙線というバックグラウンドを削減するために必要なものであり、全ての宇宙線のバックグラウンドを識別するための大きな範囲を持つ必要があるとされている。

Time Of Flight システム (TOF システムと以下略す) は、対消滅イベントで放出されたパイオンやオメガ粒子が「同時」に放出されたかどうか判定するために必要である。ここで「同時」と判定されなければバックグラウンドとして棄却される。また、TOF システムは図 1.4 及び図 1.5 のように飛跡検出器を挟む配置にしている。この配置により、外側の TOF システムが内側の TOF システムより先に反応したら、その飛跡は検出器の内側つまり対消滅ターゲットから放出されたものではなく、外側から入射したものだ判断できるので、バックグラウンドとして棄却することができる。このことからこの TOF システムの必要性が分かる。TOF システムとして採用する検出器についても、宇宙線 veto と同様に具体的なものは検討中である。ただし、TOF システムとして採用する検出器は、不感時間の短いものが望ましいとされている。また、立体角の範囲はトラックと同じ範囲であるべきとされている。

飛跡検出器、カロリメータ、TOF システムは図 1.5 のように真空管と対消滅ターゲットを八角形状に囲むように配置されている。

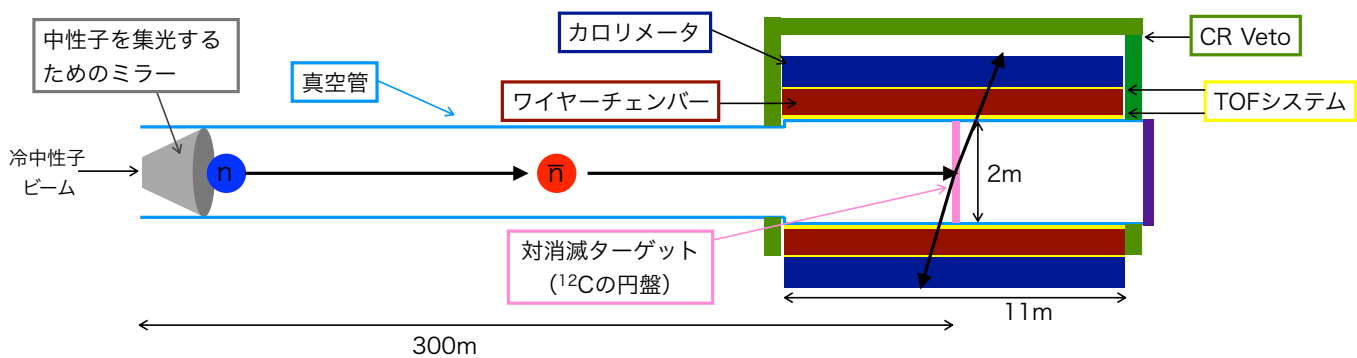


図 1.4 次世代実験で想定されている検出器。紫色はビームダンプ。

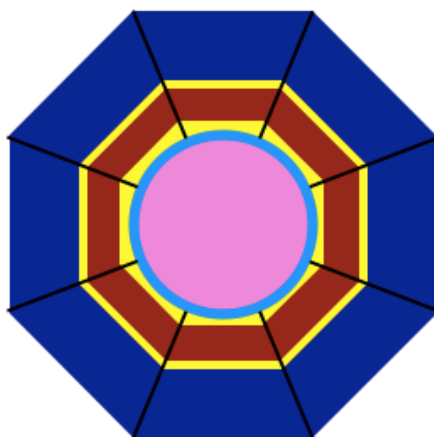


図 1.5 次世代実験で想定されている検出器の断面図。ピンク色が対消滅ターゲット、水色が真空管、黄色が TOF システムシステム、茶色が飛跡検出器、青色がカロリメータである。



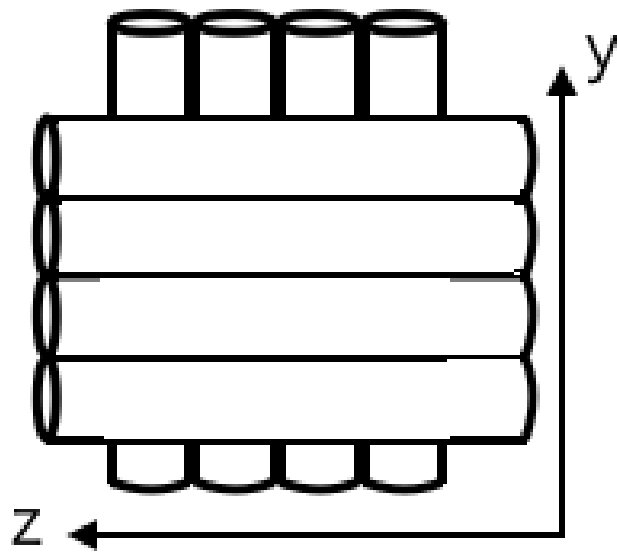


図 1.6 ストロー管の配置図

## 第2章

# 飛跡再構成精度向上の重要性と可能性

### 2.1 飛跡再構成精度向上の重要性

自由中性子を用いる中性子反中性子振動探索実験では探索できる振動時間の範囲（感度）は、 $N$  を中性子の数（これは runningTime と対消滅ターゲットに届く中性子の時間の当たりの数を乗算して決まる）、 $T$  を中性子がミラーで集光されてから 1[nT] 未満に磁場遮蔽された真空中を飛行する時間、 $\varepsilon$  を検出効率とすると、 $NT^2\varepsilon$  に比例して大きくなる [6]。

$N$  は 1.4 節で述べたように、高強度かつパルス型の中性子源である ESS を用いることと、集光装置にスーパーミラーを用いることで向上する。 $T$  は冷中性子という遅い中性子を用いることと中性子の飛行距離を長くすることにより向上させる。このように  $N$  と  $T$  は向上させるめどがついている。しかし、 $N$  と  $T$  を向上させても  $\varepsilon$  の値が小さければ結局、探索感度は向上しない。

この検出効率  $\varepsilon$  は、中性子反中性子対消滅イベントを保持しつつバックグラウンドイベントを削減することで向上する。

さて、ここで、ESS 実験では装置の大型化などによるバックグラウンドの増加が見込まれている。検出効率  $\varepsilon$  を以前の実験 [6] と同じレベルに保つ、あるいは大幅に下げないためには、この増加分のバックグラウンドイベントを棄却しなければならない。バックグラウンドのうち宇宙線は宇宙線 veto を用いることで中性子反中性子対消滅イベントと識別するが、veto をすり抜けてしまう場合もある。このすり抜けた宇宙線は ILL で行われた以前の実験 [6] において、バックグラウンドとして支配的だった。このイベントは、再構

成した飛跡頂点に対消滅ターゲット内にあり、なおかつ、パイオンやオメガ粒子が1点から放出されているか否かによって、バックグラウンドとして棄却される。

飛跡再構成の精度が向上すれば、「放出点」の範囲も小さくなりバックグラウンドをより削減する事ができる。また、再構成した飛跡頂点に対消滅ターゲットの領域の境界線上にあるものも、飛跡再構成の精度が向上すれば、より棄却できる。

このように、飛跡頂点の位置などの条件が厳しくなることで増加分のバックグラウンドを棄却できるようになると、検出効率  $\varepsilon$  を下げずに済む。

以上のことから、中性子反中性子振動探索実験の感度向上のためには飛跡再構成の精度向上が欠かせないのである。

## 2.2 現行の飛跡検出器に原子核乾板を追加することによる飛跡再構成精度向上の可能性

原子核乾板とは、写真フィルムの1種で、ガラスやプラスチックなどの基板にゼラチンを主な成分とした乳剤を塗布して乾かしたものである。この乳剤にはハロゲン化銀結晶が均質に混ぜ込まれている。荷電粒子が原子核乾板を通過するとこのハロゲン化銀結晶を含む周囲の粒子をイオン化し、イオン化された銀イオンが電子と結合して銀原子となる。そして、このいくつかの銀原子からなる非常に小さな銀粒子の塊ができる。この小さな銀粒子の塊を「潜像核」という。できたばかりの潜像核は顕微鏡でも読み取れないほど小さいので、現像処理することで潜像核を顕微鏡で読み取れる大きさまで成長させる。この成長させた潜像核の並びが荷電粒子の飛跡として記録される。

原子核乾板の分解能は非常に高く、数  $\mu\text{m}$  オーダーである。機械工作による原子核乾板の設置精度を  $\sim 10[\mu\text{m}]$  と仮定しても、この設置精度を含めた原子核乾板の位置分解能は  $10[\mu\text{m}]$  となる。これは現在 ESS 実験で用いることが想定されている飛跡検出器の分解能  $130[\mu\text{m}]$  の少なくともおよそ  $1/13$  であるため、原子核乾板を用いることで飛跡再構成の精度向上が期待される。

ただし、バックグラウンド除去のため、飛跡検出器は宇宙線 veto や TOF システムと連携して用いたいので、飛跡の電気信号も欲しい。よって、ワイヤーチェンバーを全て原子核乾板に置き換えることはせず、ワイヤーチェンバーに原子核乾板を追加して用いることを本論文では主に考えている。

## 2.3 本論文で行うこと

飛跡再構成の精度は2つの値で評価できる。1.5節で説明した検出器のうち飛跡検出器より内側のパーツによる散乱角と、飛跡検出器の角度分解能である。原子核乾板を追加したことで角度分解能が向上しても、散乱が1.5節で説明した現行のESS実験の体系より大きくなれば結局、飛跡再構成の精度は向上しない。そのため、1.5節で説明した検出器のうち飛跡検出器より内側のパーツによる散乱角を求め、散乱の程度を調べる必要がある。

よって、本論文では、まず第3章で現行のESS実験の体系と原子核乾板を追加した体系での散乱角をシミュレーションを行うことで求める。そして、両者を比較し、現行のESS実験の体系の散乱角と同程度以下になる体系があるかどうか、それはどの体系かということ調べる。次に、4.3節で角度分解能を両者の体系で求めて、現行のESS実験で想定されている飛跡検出器であるワイヤーチェンバー50層より角度分解能が向上する体系を探す。最後に、以上に述べた散乱角と角度分解能の2つの条件を満たす体系があるかどうか検討する。

## 第3章

# シミュレーション

### 3.1 シミュレーションの体系

#### 3.1.1 真空管とワイヤーチェンバーと原子核乾板の体系

2.3 節で述べたように現行の ESS 実験の飛跡検出器の体系と原子核乾板を追加した体系の散乱の程度を比較するために、密度  $1 \times 10^{-25} [\text{g}/\text{cm}^3]$  の真空中に Al 製の真空管、ワイヤーチェンバー、原子核乾板、仮想検出器を図 3.1 及び図 3.2 のように配置して、Geant4.10.05 を用いてモンテカルロシミュレーションを行った。TOF システムは具体的なものが決まっていないので、配置しなかった。このシミュレーションの目的は、ワイヤーチェンバーのみの体系と原子核乾板を追加した体系の散乱角を求めて比較することなのでそれで十分と考える。ESS 実験ではワイヤチェンバーは真空管を八角形状に囲むように配置する予定だが、対称的な配置なので、ここではそのうち一面のみを用いた。飛跡の散乱角を求めるのが目的のため、ここではそれで十分と考える。このシミュレーションでは運動エネルギー 250MeV の  $\pi^+$  を x 軸に沿って 1 個ずつ 5 万回照射した。

ここで用いられている Al 製の真空管は、内径 1[m]、厚さ 2[cm]、長さ 5.5[m] である。

ワイヤーチェンバーは、Ar70%、CO<sub>2</sub> 30% の混合ガスで満たされた中に、図 1.6 のように y 軸に沿って隙間なく並べたカプトン製のストロー管の層と、z 軸に沿って隙間なく並べたカプトン製のストロー管の層が交互に積まれているものを用いている。この 2 つの層を併せて 1 層とした時に、10 層、20 層、30 層、40 層、50 層の場合でシミュレーションを行った。カプトン製のストロー管は厚さ 25[ $\mu\text{m}$ ]、直径 5mm のものであり、ストロー中心にアノードとして直径 30[ $\mu\text{m}$ ] のタングステンワイヤーが配置されている。

原子核乾板は、基板は厚さ 200 [ $\mu\text{m}$ ] のポリエチレン、乳剤層は厚さ 30 [ $\mu\text{m}$ ] で組成は

表 3.1 で示したものをを用いた。このポリエチレンの基板 200 [ $\mu\text{m}$ ] と乳剤層 30 [ $\mu\text{m}$ ] を合わせたものを原子核乾板 1 枚とカウントする。ワイヤーチェンバーの層数毎に、原子核乾板 0 枚、2 枚、10 枚の場合の 3 通りでシミュレーションを行った。

仮想検出器は、x 軸方向に厚さ 2[cm] を持つ、10.5[m] $\times$ 10.5[m] の正方形の空気の板であり、ワイヤーチェンバーから 1001[mm] 離れた位置に配置した。仮想検出器は、仮想検出器表面における  $\pi^+$  の飛来点の座標 ( $y_1, z_1$ ) を収集し、仮想検出器表面における中心点 (0,0) との差の標準偏差 ( $y_{sd}$ [mm],  $z_{sd}$ [mm]) を求め、図 3.1 及び図 3.2 の体系の場合の運動エネルギー 250MeV の  $\pi^+$  の散乱角を求めるために必要である。

表 3.1 乳剤層の組成 [11]

Element	Ag	Br	I	C	N	O	H
Mass%	44.1	32.2	1.88	10.1	2.7	7.4	1.6

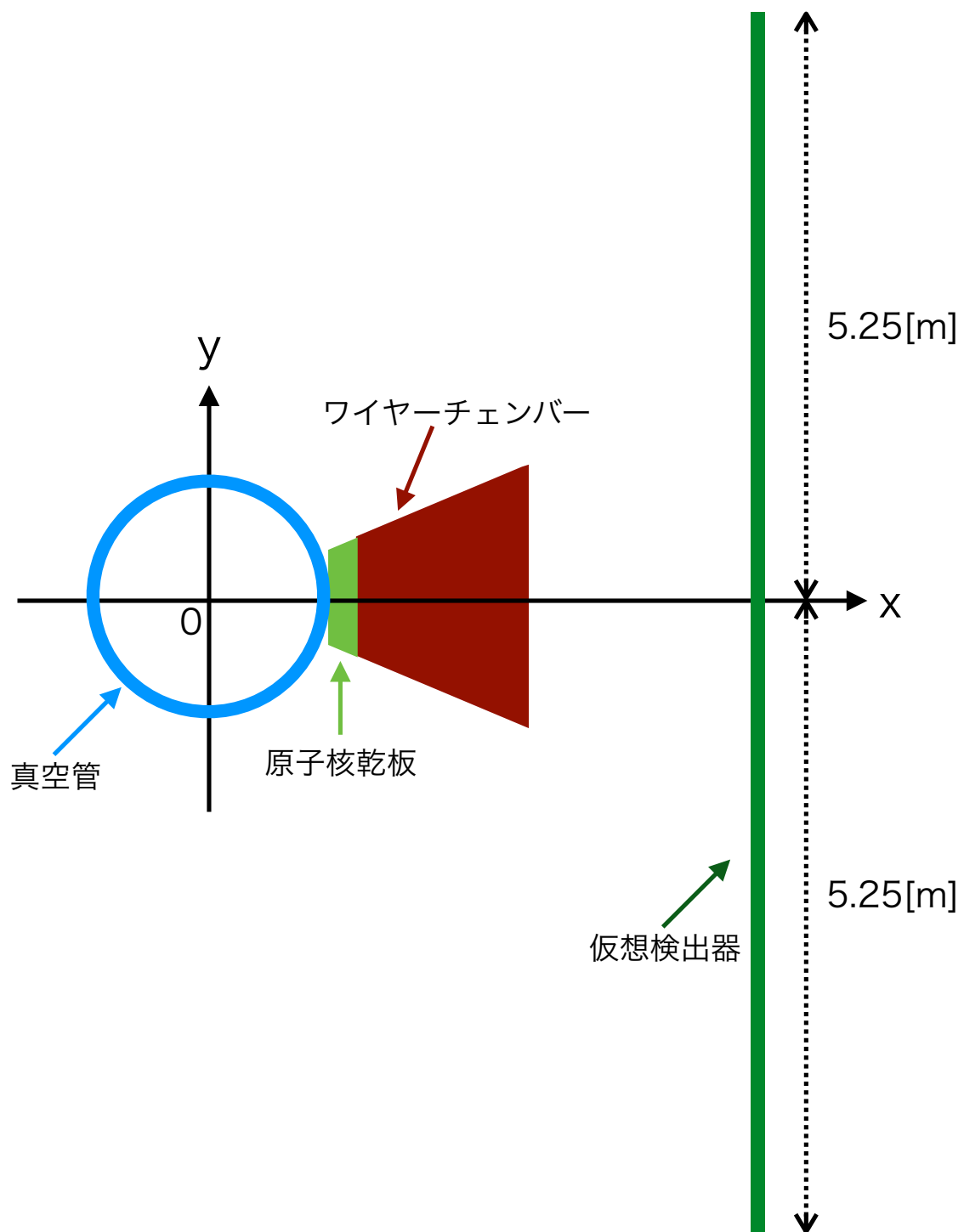


図 3.1 シミュレーションのセットアップ概略図

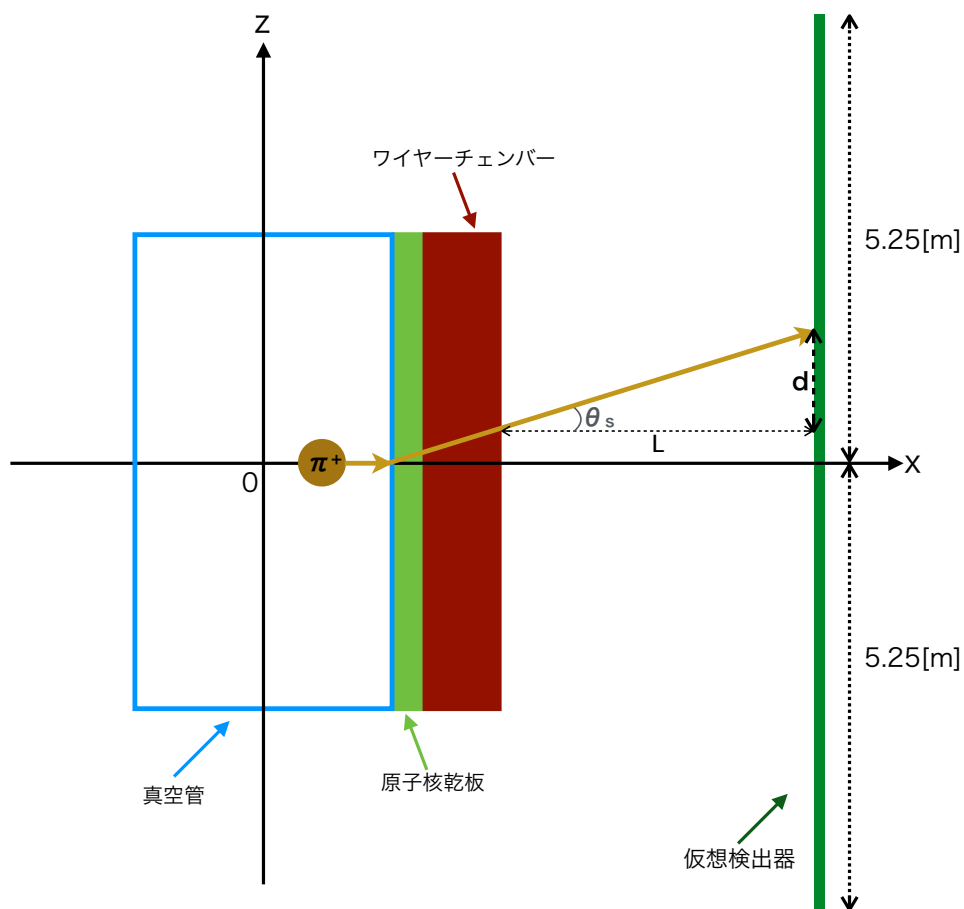


図 3.2 シミュレーションのセットアップ概略図

### 3.1.2 ワイヤーチェンバーと原子核乾板のみの体系

ワイヤーチェンバーと原子核乾板による散乱の寄与がどの程度あるか確かめるために、3.1.1 節の体系から真空管を除いた体系で、運動エネルギー 250MeV の  $\pi^+$  を x 軸に沿って 1 万個照射してシミュレーションを行った。 $\pi^+$  はワイヤーチェンバーの 1[mm] 後方から照射した。

### 3.1.3 原子核乾板のみの体系

原子核乾板の散乱への寄与がどの程度か確かめるために、3.1.1 節の体系から真空管とワイヤーチェンバーを除いた体系で、運動エネルギー 250MeV の  $\pi^+$  を x 軸に沿って 1



万個照射してシミュレーションを行った。仮想検出器は原子核乾板から 1001[mm] 離れた位置に配置した。 $\pi^+$  は原子核乾板の 1[mm] 後方から照射した。原子核乾板が 2 枚、4 枚、6 枚、8 枚、10 枚の場合でシミュレーションを行った。

#### 3.1.4 真空管のみの体系

飛跡検出器に入る前に運動エネルギー 250MeV の  $\pi^+$  がどの程度散乱されてしまうのか、つまり、真空管の散乱への寄与を確かめるために 3.1.1 節の体系からワイヤーチェンバーと原子核乾板を除いた体系で、運動エネルギー 250MeV の  $\pi^+$  を x 軸に沿って 1 万個照射してシミュレーションを行った。仮想検出器は真空管から 1001[mm] 離れた位置に配置した。

## 第4章

# 結果

### 4.1 シミュレーションから求めた散乱角

仮想検出器表面の中心点 (0,0) と仮想検出器表面におけるパイオンの飛来点の y 軸方向の差の標準偏差を  $y_{sd}$ [mm]、z 軸方向の差の標準偏差を  $z_{sd}$ [mm]、それらの誤差を各々  $\Delta y_{sd}$ [mm]、 $\Delta z_{sd}$ [mm] とする。仮想検出器表面の中心点 (0,0) と点  $(y_{sd}, z_{sd})$  の距離を  $d$ [mm]、仮想検出器表面の中心点 (0,0) と点  $(\Delta y_{sd}, \Delta z_{sd})$  の距離を  $\Delta d$ [mm] とすると、

$$d = \sqrt{y_{sd}^2 + z_{sd}^2} \quad (4.1)$$

$$\Delta d = \sqrt{\Delta y_{sd}^2 + \Delta z_{sd}^2} \quad (4.2)$$

散乱角  $\theta_s$  は、図 3.2 より、

$$\theta_s = \arctan \frac{d}{L} \quad (4.3)$$

$L=1001$ [mm] なので、

$$\theta_s = \arctan \frac{d}{1001} \quad (4.4)$$

式 4.1 を代入すると、

$$\theta_s = \arctan \frac{\sqrt{y_{sd}^2 + z_{sd}^2}}{1001} \quad (4.5)$$

散乱角  $\theta_s$  の誤差  $\Delta\theta_s$  は  $\Delta d$  より求めることとする。すると、 $\theta_s$  と同様にして、

$$\Delta\theta_s = \arctan \frac{\sqrt{\Delta y_{sd}^2 + \Delta z_{sd}^2}}{1001} \quad (4.6)$$

第3章で示したシミュレーションで求められた  $y_{sd}[\text{mm}]$ ,  $z_{sd}[\text{mm}]$ ,  $\Delta y_{sd}[\text{mm}]$ ,  $\Delta z_{sd}[\text{mm}]$  とこれらの式から散乱角  $\theta_s$  とその誤差  $\Delta\theta_s$  を求めた結果を、表 4.1 から表 4.8、図 4.1 にまとめた。

## 4.2 真空管とワイヤーチェンバーと原子核乾板による散乱角

表 4.1 から表 4.3 に示すのは、真空管とワイヤーチェンバーの体系に原子核乾板を 0 枚、2 枚、10 枚追加した体系のシミュレーションで求められた散乱角の値である。

現在 ESS 実験で用いることを想定しているのは、1.5 節で説明したようにワイヤチェンバー 50 層のみの体系であり、その散乱角の値は、表 4.1 より、 $(4.11 \pm 0.01) \times 10^{-2}$  [rad] である。散乱角が現行の ESS 実験の体系と同程度以下のものは、図 4.1 を見れば明らかのように、ワイヤーチェンバー 10 層、20 層、30 層、40 層に原子核乾板 2 枚をそれぞれ追加した体系と、ワイヤーチェンバー 10 層、20 層、30 層、40 層に原子核乾板 10 枚をそれぞれ追加した体系である。

表 4.1 真空管とワイヤーチェンバーの体系の結果

ワイヤーチェンバーの層数	散乱角 [rad]
10	$(2.89 \pm 0.01) \times 10^{-2}$
20	$(3.19 \pm 0.01) \times 10^{-2}$
30	$(3.49 \pm 0.01) \times 10^{-2}$
40	$(3.79 \pm 0.01) \times 10^{-2}$
50	$(4.11 \pm 0.01) \times 10^{-2}$

表 4.2 真空管とワイヤーチェンバーと原子核乾板 2 枚の体系の結果

ワイヤーチェンバーの層数	散乱角 [rad]
10	$(2.90 \pm 0.01) \times 10^{-2}$
20	$(3.21 \pm 0.01) \times 10^{-2}$
30	$(3.51 \pm 0.01) \times 10^{-2}$
40	$(3.83 \pm 0.01) \times 10^{-2}$
50	$(4.15 \pm 0.01) \times 10^{-2}$

表 4.3 真空管とワイヤーチェンバーと原子核乾板 10 枚の体系の結果

ワイヤーチェンバーの層数	散乱角 [rad]
10	$(3.01 \pm 0.01) \times 10^{-2}$
20	$(3.32 \pm 0.01) \times 10^{-2}$
30	$(3.62 \pm 0.01) \times 10^{-2}$
40	$(3.93 \pm 0.01) \times 10^{-2}$
50	$(4.24 \pm 0.01) \times 10^{-2}$

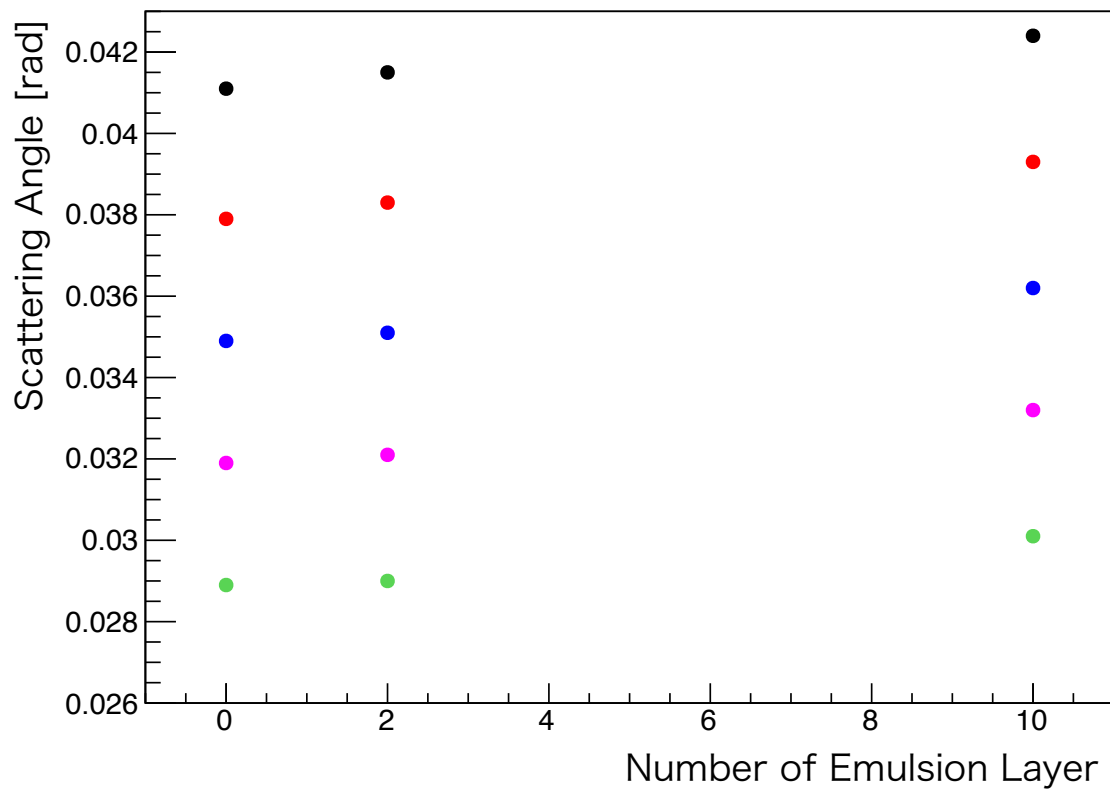


図 4.1 追加した原子核乾板の枚数別の散乱角  $\theta_s$ 。横軸が原子核乾板の枚数、縦軸が散乱角。緑がワイヤーチェンバー 10 層のとき、ピンクが 20 層、青色が 30 層、赤が 40 層、黒が 50 層のときのもの。

### 4.2.1 真空管の散乱への寄与

以下の表 4.4 は、3.1.4 節で述べた真空管のみの体系に運動エネルギーが 250MeV の  $\pi^+$  を (1,0,0) 方向に 10000 個照射したときの散乱角の結果である。

表 4.4 真空管のみの体系で求めた散乱角の結果

散乱角 [rad]
$(2.59 \pm 0.01) \times 10^{-2}$

真空管の散乱の寄与の占める割合のおおよそのところを、真空管有りの任意の体系の散乱角/真空管の散乱角 という式で計算する。表 4.1 に示したように、真空管の散乱角は  $2.59 \times 10^{-2}$  である。例えば、真空管有りの体系で最も散乱角が大きい、ワイヤーチェンバー 50 層と原子核乾板 10 枚の場合、表 4.3 に示したように散乱角は  $4.24 \times 10^{-2}$  であるので、 $(2.59 \times 10^{-2}) / (4.24 \times 10^{-2}) \approx 0.611$  となり、おおよそ 61 % であることがわかる。また、真空管有りの体系で最も散乱角が小さい、ワイヤーチェンバー 10 層のみの場合、表 4.3 に示したように散乱角は  $2.89 \times 10^{-2}$  であるので、 $(2.59 \times 10^{-2}) / (2.89 \times 10^{-2}) \times 100 \approx 0.896$  となり、おおよそ 90% であることが分かる。

つまり真空管有りの体系では、真空管の散乱の寄与がおおよそ 60% から 90% と、散乱の原因の大半を占めている。これは、反中性子対消滅で対消滅ターゲットから放出されるパイオンは、飛跡検出器に入る前に Al の真空管で飛跡が曲がってしまうことを意味する。

なので、飛跡検出器に入る前の真空管による散乱の寄与をなくすために、次節では真空管の中に原子核乾板とワイヤーチェンバーを入れることを検討する。

### 4.3 真空管無しでの散乱角の結果

3.1.2 節で述べた、真空管無しでのワイヤーチェンバーの体系に原子核乾板を 0 枚、2 枚、10 枚追加した体系（ワイヤーチェンバーも原子核乾板も真空中に置いているので、ワイヤーチェンバーと原子核乾板を真空管の中に置いたとみなせる）のシミュレーションで求められた散乱角の値を表 4.5 から表 4.7、図 4.2 に示す。散乱角は真空管の外に原子核乾板とワイヤーチェンバーを置いた場合に比べ、1/10 から 1/2 となった。よって、真空管の中に飛跡検出器を入れるのは、散乱角が小さくなるという観点では有効であると考えられる。

表 4.5 ワイヤーチェンバーのみの体系で求めた散乱角の結果

ワイヤーチェンバーの層数	散乱角 [rad]
10	$(3.81 \pm 0.03) \times 10^{-3}$
20	$(5.70 \pm 0.06) \times 10^{-3}$
30	$(7.39 \pm 0.07) \times 10^{-3}$
40	$(9.04 \pm 0.08) \times 10^{-3}$
50	$(1.09 \pm 0.01) \times 10^{-2}$

表 4.6 ワイヤーチェンバーと原子核乾板 2 枚の体系で求めた散乱角の結果

ワイヤーチェンバーの層数	散乱角 [rad]
10	$(4.27 \pm 0.04) \times 10^{-3}$
20	$(6.13 \pm 0.06) \times 10^{-3}$
30	$(7.93 \pm 0.07) \times 10^{-3}$
40	$(9.55 \pm 0.08) \times 10^{-3}$
50	$(1.11 \pm 0.01) \times 10^{-2}$

表 4.7 ワイヤーチェンバーと原子核乾板 10 枚の体系で求めた散乱角の結果

ワイヤーチェンバーの層数	散乱角 [rad]
10	$(7.12 \pm 0.06) \times 10^{-3}$
20	$(8.86 \pm 0.08) \times 10^{-3}$
30	$(1.04 \pm 0.01) \times 10^{-2}$
40	$(1.23 \pm 0.01) \times 10^{-2}$
50	$(1.40 \pm 0.01) \times 10^{-2}$

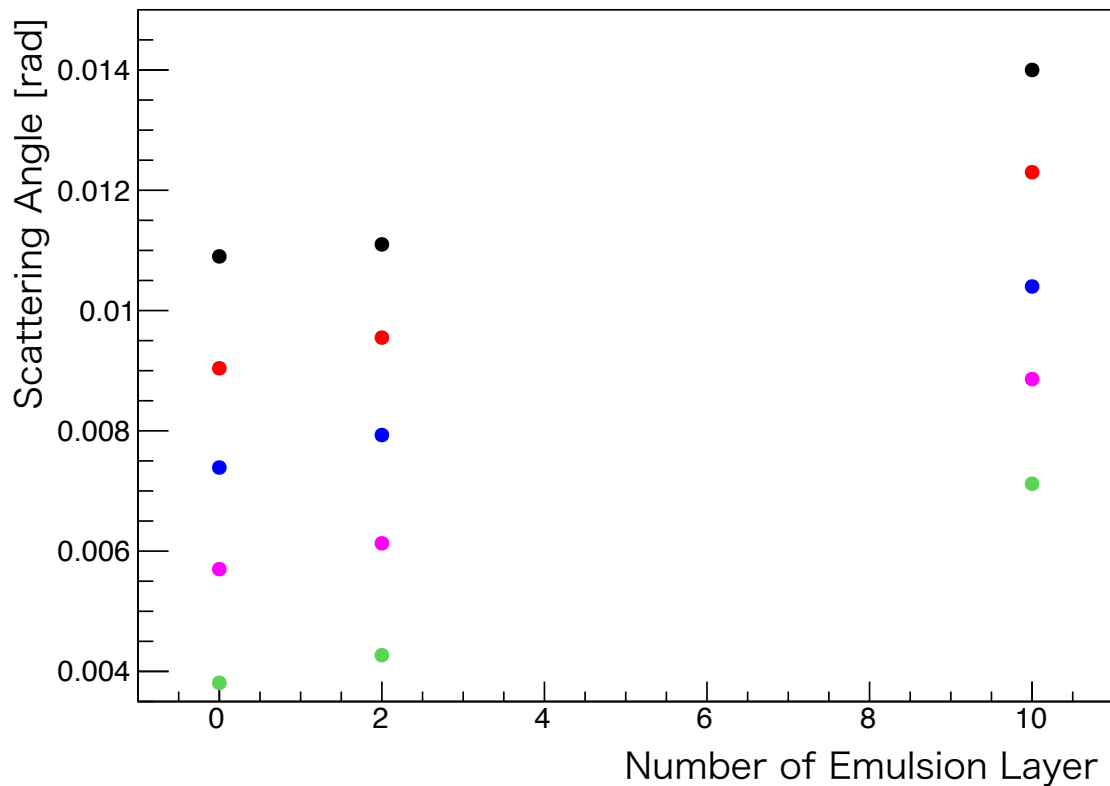


図 4.2 追加した原子核乾板の枚数別の散乱角。真空管を除いた体系のもの。横軸が原子核乾板の枚数、縦軸が散乱角。緑がワイヤーチェンバー 10 層のとき、ピンクが 20 層、青色が 30 層、赤が 40 層、黒が 50 層のときのもの。

ワイヤチェンバー 50 層のみの体系の散乱角の値は、表 4.5 より、 $(1.09 \pm 0.01) \times 10^{-2} [\text{rad}]$  である。散乱角がこの値と同程度以下のものは、図 4.2 を見れば明らかのように、ワイヤーチェンバー 10 層、20 層、30 層、40 層に原子核乾板 2 枚をそれぞれ追加した体系と、ワイヤーチェンバー 10 層、20 層、30 層に原子核乾板 10 枚をそれぞれ追加した体系である。

#### 4.3.1 原子核乾板の散乱への寄与

3.1.3 節で述べた、原子核乾板のみのシミュレーションで求められた散乱角の値を表 4.8 に示す。表 4.5 と表 4.8 より、ワイヤーチェンバー 10 層のみの散乱の寄与と原子核乾板 4 枚の散乱の寄与は同程度であることが分かった。

表 4.8 原子核乾板のみの体系で求めた散乱角の結果

原子核乾板の枚数	散乱角 [rad]
2	$(2.72 \pm 0.03) \times 10^{-3}$
4	$(3.56 \pm 0.03) \times 10^{-3}$
6	$(4.34 \pm 0.04) \times 10^{-3}$
8	$(5.02 \pm 0.04) \times 10^{-3}$
10	$(5.37 \pm 0.04) \times 10^{-3}$



## 4.4 飛跡の角度分解能

図 4.3 のように粒子の入射方向に厚さ  $L[\text{m}]$  を持つ、位置分解能  $\delta x[\text{m}]$  の飛跡検出器で  $N$  個の測定点から直線でフィッティングされた飛跡を考える。飛跡検出器の位置分解能とフィッティングによるこの飛跡の不確かさは、

$$\frac{\delta x}{\sqrt{N}} \quad [\text{m}] \quad (4.7)$$

と表される。この不確かさを角度で見積もるために、厚さ  $L[\text{m}]$  で割ると、

$$\frac{1}{L} \frac{\delta x}{\sqrt{N}} \quad [\text{rad}] \quad (4.8)$$

となる。ここではこれを、この飛跡検出器での角度分解能  $\delta\theta$  と定義する。

4.8 式を用いて、ESS で行われる予定の実験で用いることが想定されているワイヤーチェンバーの角度分解能  $\delta\theta_w$  を求める。1.5 節で説明したように、このワイヤーチェンバーのストロー管 1 本の位置分解能  $\delta x_w$  は  $130[\mu\text{m}] = 130 \times 10^{-6}$ 、ワイヤーチェンバーの厚さ  $L_w$  は合計で  $0.5[\text{m}]$ 、ストロー管の層は 50 層である。ストロー管の層が 50 層なので、得られる測定点  $N_w$  は 50 個であると仮定する。

すると、 $\delta\theta_w$  は、

$$\delta\theta_w = \frac{1}{L_w} \frac{\delta x_w}{\sqrt{N_w}} \quad [\text{rad}] \quad (4.9)$$

$$\delta\theta_w = \frac{1}{0.5} \frac{130 \times 10^{-6}}{\sqrt{50}} \quad [\text{rad}] \quad (4.10)$$

$$\delta\theta_w \approx 3.7 \times 10^{-5} \quad [\text{rad}] \quad (4.11)$$

同様にして、ストロー管の層が 10 層、20 層、30 層、40 層の場合の角度分解能も求めた。ただし各層数の場合のワイヤーチェンバーの厚さ  $L_w$  は、ストロー管の層の厚さが 1 層あたり  $10[\text{mm}] = 0.01[\text{m}]$  なので、層の数  $\times 0.01[\text{m}]$  とした。また、測定点の数  $N_w$  は層の数と同じと仮定した。その結果を表 4.9 に示す。

次にワイヤーチェンバーに原子核乾板を追加した体系での角度分解能を求める。

位置分解能  $\delta\theta_e = 10[\mu\text{m}]$  の原子核乾板  $N_e$  枚で測定点  $N_e$  個からフィッティングされた飛跡の、検出器の位置分解能とフィッティングによる不確かさは、

$$\frac{10}{\sqrt{N_e}} \quad [\mu\text{m}] \quad (4.12)$$

である。

これを、位置分解能  $130[\mu\text{m}]$  のワイヤーチェンバーで  $M$  個の測定点からフィッティングして得られた飛跡の不確かさと同等であると考えて、 $M$  を求めると、

$$\frac{10}{\sqrt{N_e}} = \frac{130}{\sqrt{M}} \quad [\mu\text{m}] \quad (4.13)$$

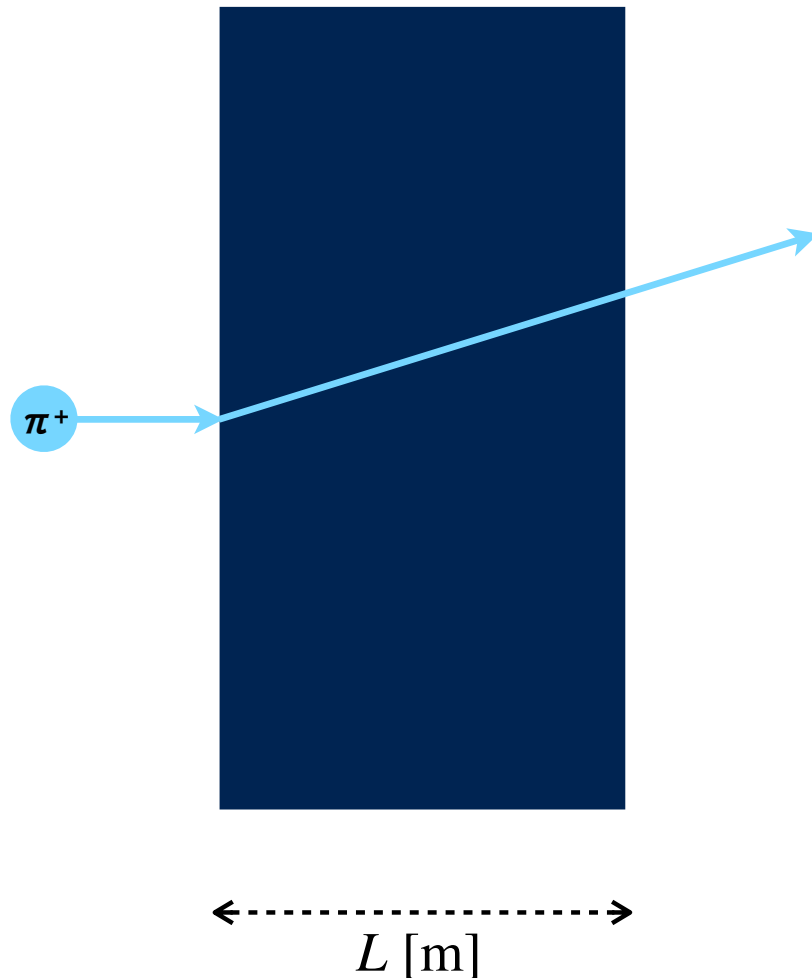


図 4.3 紺色の部分が飛跡検出器である。粒子の入射方向に厚さ  $L[\text{m}]$  を持つ。水色の矢印は粒子の飛跡である。

$$\sqrt{M} \frac{10}{\sqrt{N_e}} = 130 \quad [\mu\text{m}] \quad (4.14)$$

$$\sqrt{M} = 130 \times \frac{\sqrt{N_e}}{10} \quad (4.15)$$

$$\sqrt{M} = 13\sqrt{N_e} \quad (4.16)$$

$$M = 13^2 \times N_e \quad (4.17)$$

$$M = 169 \times N_e \quad (4.18)$$

となる。

よって、位置分解能  $10[\mu\text{m}]$  の原子核乾板  $N_e$  枚で  $N_e$  個の測定点からフィッティングされた飛跡の不確かさは、位置分解能  $130[\mu\text{m}]$  のワイヤーチェンバーで測定点が  $169 \times N_e$  個の場合の不確かさと同等と言える。つまり、原子核乾板  $N_e$  枚をワイヤーチェンバーに追加したということは、ワイヤーチェンバーの測定点が  $169 \times N_e$  個増えたということと同等である。

このことを踏まえて、層の数  $N_w$ 、位置分解能  $130[\mu\text{m}]$  のワイヤーチェンバーに、原子核乾板  $N_e$  枚を追加した場合の角度分解能  $\delta\theta_{w+e}$  を求める式を考える。

まず誤差  $130[\mu\text{m}]$  の測定点の数  $N_{w+e}$  は、

$$N_{w+e} = N_w + 169 \times N_e \quad (4.19)$$

とみなせる。

次に原子核乾板とワイヤーチェンバーの合計の厚さ  $L_{w+e}$  を求める。原子核乾板は、シミュレーションで用いたものと同じものを用いる。3.1 節で説明したように、この原子核乾板は基板が  $200[\mu\text{m}]$ 、乳剤層が  $30[\mu\text{m}]$  の場合であるので、1 枚の厚さが  $230[\mu\text{m}]$  である。これが  $N_e$  枚なので、追加した原子核乾板の合計の厚さ  $L_e$  は、 $230 \times N_e[\mu\text{m}] = 230 \times 10^{-6} \times N_e[\text{m}]$  である。また、前述した通りストロー管の層の厚さは 1 層あたり  $10[\text{mm}] = 0.01[\text{m}]$  なので、ワイヤチェンバーの合計の厚さは  $N_w \times 0.01[\text{m}]$  と

なる。また、前述した通りストロー管の層の厚さは1層あたり10[mm]=0.01[m]なので、ワイヤチェンバーの合計の厚さは $N_w \times 0.01$ [m]となる。よって、原子核乾板とワイヤチェンバーの合計の厚さ $L_{w+e}$ は、

$$L_{w+e} = L_w + L_e \quad (4.20)$$

$$L_{w+e} = N_w \times 0.01 + 230 \times 10^{-6} \times N_e \quad [\text{m}] \quad (4.21)$$

$$L_{w+e} = 10^{-2}(N_w + 230 \times 10^{-4}N_e) \quad [\text{m}] \quad (4.22)$$

となる。

よって、ワイヤチェンバー層の数 $N_w$ 、位置分解能130[μm]のワイヤチェンバーに、原子核乾板 $N_e$ 枚を追加した場合の角度分解能 $\delta\theta_{w+e}$ を求める式は、

$$\delta\theta_{w+e} = \frac{1}{L_{w+e}} \frac{130 \times 10^{-6}}{\sqrt{N_{w+e}}} \quad [\text{rad}] \quad (4.23)$$

ここに4.19式と4.22式を代入すると、

$$\delta\theta_{w+e} = \frac{1}{10^{-2}(N_w + 230 \times 10^{-4}N_e)} \frac{130 \times 10^{-6}}{\sqrt{N_w + 169 \times N_e}} \quad [\text{rad}] \quad (4.24)$$

となる。

この式を用いて、ワイヤチェンバー10層、20層、30層、40層、50層に原子核乾板をそれぞれ2枚追加した体系、10枚追加した体系の角度分解能を求めた。その結果を表4.10と表4.11に示す。また、図4.4と図4.5に、ここまでに計算した全ての角度分解能の結果をまとめてグラフにして示す。

表 4.9 ワイヤチェンバーの角度分解能の計算結果

ワイヤチェンバーの層数	角度分解能 [rad]
10	$4.1 \times 10^{-4}$
20	$1.5 \times 10^{-4}$
30	$7.9 \times 10^{-5}$
40	$5.1 \times 10^{-5}$
50	$3.7 \times 10^{-5}$

表 4.10 ワイヤーチェンバーに原子核乾板を 2 枚追加した体系での角度分解能の計算結果

ワイヤーチェンバーの層数	角度分解能 [rad]
10	$6.9 \times 10^{-5}$
20	$3.4 \times 10^{-5}$
30	$2.3 \times 10^{-5}$
40	$1.7 \times 10^{-5}$
50	$1.3 \times 10^{-5}$

表 4.11 ワイヤーチェンバーに原子核乾板を 10 枚追加した体系での角度分解能の計算結果

ワイヤーチェンバーの層数	角度分解能 [rad]
10	$3.1 \times 10^{-5}$
20	$1.6 \times 10^{-5}$
30	$1.0 \times 10^{-5}$
40	$7.8 \times 10^{-6}$
50	$6.2 \times 10^{-6}$

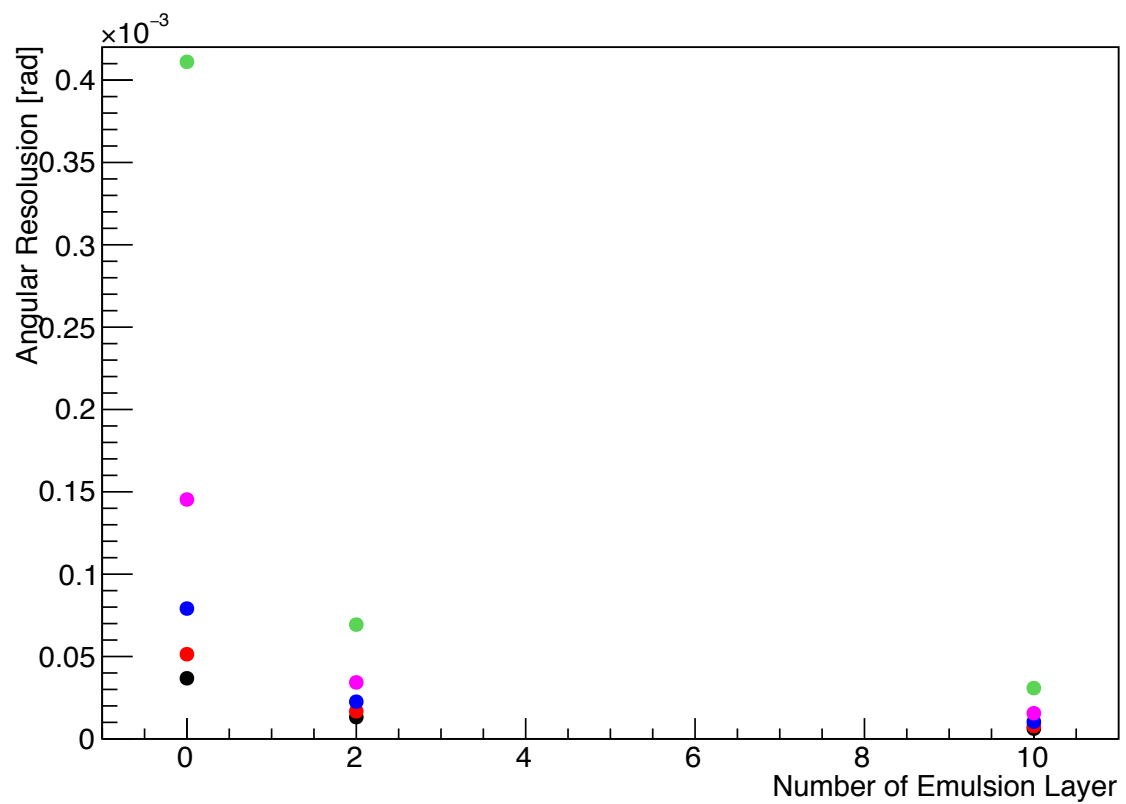


図 4.4 追加した原子核乾板の枚数別の角度分解能。横軸が追加した原子核乾板の枚数、縦軸が角度分解能。緑がワイヤーチェンバー 10 層のとき、ピンクが 20 層、青色が 30 層、赤が 40 層、黒が 50 層のときのもの。原子核乾板の枚数を増やすと角度分解能が向上することが分かる。

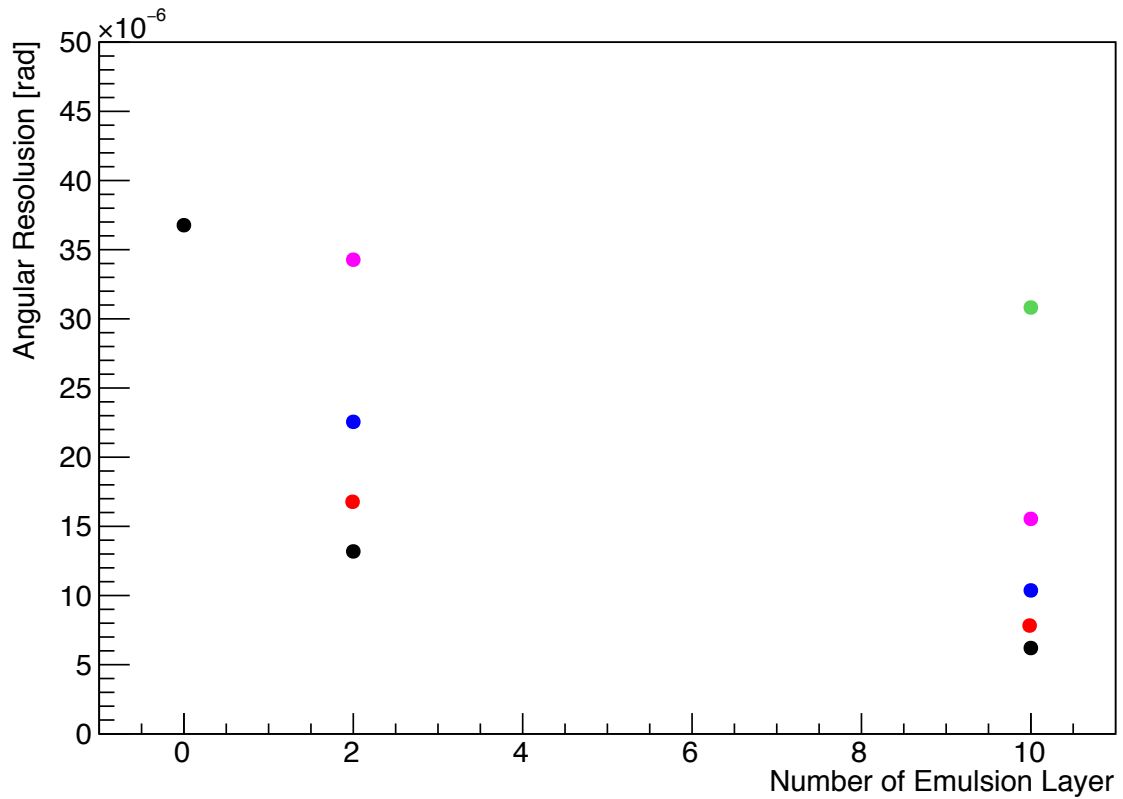


図 4.5 図 4.4 と同じく、追加した原子核乾板の枚数別の角度分解能だが、こちらは図 4.3 のうちワイヤーチェンバー 50 層のみの体系より角度分解能が良いものを抜き出したもの。横軸が追加した原子核乾板の枚数、縦軸が角度分解能。緑がワイヤーチェンバー 10 層のとき、ピンクが 20 層、青色が 30 層、赤が 40 層、黒が 50 層のときのもの。

現在 ESS 実験で用いることを想定しているのは、1.5 節で説明したようにワイヤチェンバー 50 層のみの体系であり、その角度分解能は、表 4.9 より、 $3.6770 \times 10^{-5}$  [rad] である。表 4.9 から表 4.11 及び図 4.4 と図 4.5 に示す通り、原子核乾板を追加すると、角度分解能が向上することが分かる。ワイヤチェンバー 50 層のみの体系よりも角度分解能が向上した体系は、ワイヤーチェンバー 20 層、30 層、40 層、50 層に原子核乾板 2 枚をそれぞれ追加した体系と、ワイヤーチェンバー 10 層、20 層、30 層、40 層、50 層に原子核乾板 10 枚をそれぞれ追加した体系であった。

## 第5章

# 考察

飛跡再構成の精度は2つの値で評価できる。1.5節で説明した検出器のうち飛跡検出器より内側のものによる散乱角と、飛跡検出器の角度分解能である。角度分解能が向上しても、散乱が大きくなれば結局、飛跡再構成の精度は向上しない。

第4章で述べたように、原子核乾板をワイヤーチェンバーと組み合わせると、ワイヤーチェンバーの層を減らしつつワイヤーチェンバー50層のみに比べて飛跡検出器自体の飛跡再構成の性能自体は向上するが、飛跡検出器を真空管の外に置く体系ではAl製真空管による散乱の寄与が大きくなる。このことは、飛跡検出器には反中性子対消滅イベントで放出された粒子の元々の軌道から折れ曲がりずれた飛跡が記録されることを意味する。しかし、反中性子対消滅イベントと判定するために欲しいのは、折れ曲りずれる前の軌道の飛跡である。よって真空管の外に飛跡検出器を置く体系では、Al製真空管による散乱のために、再構成した飛跡の情報をもとに「1点から放出された」「飛跡頂点に対消滅ターゲット内にある」という条件でイベントを反中性子対消滅イベントかどうか判定するのは難しいということになる。

その点、真空管の中に飛跡検出器を置いた体系ならば、反中性子対消滅で放出された粒子の軌道が飛跡検出器に入る前に真空管により散乱され折れ曲がることはない。よって、こちらの体系ならば、再構成した飛跡の情報を元に「1点から放出された」「飛跡頂点に対消滅ターゲット内にある」という条件で、イベントを反中性子対消滅イベントかどうか判定できる可能性があると言える。



## 第6章

### まとめ

現在のバリオン優勢宇宙を形成するためにはバリオン数保存を破る過程の存在が必要である。中性子-反中性子振動は、バリオン数保存を破る過程である。スーパーカミオカンデでの探索実験で、現在、振動時間の下限値が  $2.7 \times 10^8$  [s] と求められている。現在、これより感度を2桁向上させた中性子-反中性子振動探索実験が、スウェーデンで建設中の ESS にて計画中である。この実験では、対消滅標的に冷中性子ビームを当て、冷中性子が反中性子に遷移した際、標的の核子と対消滅した際に生じる複数の中間子を標的を囲むようにして配置したカロリメータや飛跡検出器で検出することで反中性子を検出する。バックグラウンドイベントは、飛跡を再構成した時に飛跡頂点の位置が標的内にあり、なおかつ1点から中間子が放出されているか否かによって除去される。この実験では以前の実験に比べて、装置の大型化などによって大幅にバックグラウンドイベントが増加する。増加したバックグラウンドイベントの削減には飛跡を再構成する精度の向上が欠かせない。

飛跡再構成の精度は2つの値で評価できる。1.5節で説明した検出器のうち飛跡検出器より内側のパーツによる散乱角と、飛跡検出器の角度分解能である。原子核乾板を追加したことで角度分解能が向上しても、散乱が大きくなれば結局、飛跡再構成の精度は向上しない。よって、本論文では、まず第3章で現行の ESS 実験の体系と原子核乾板を追加した体系での散乱角をシミュレーションを行うことで求めた。次に4.3節で角度分解能を両者の体系で求めた。そして、散乱角が同程度以下で角度分解能の値が向上する体系があるかどうか検討した。その結果、原子核乾板を追加すると、ワイヤーチェンバーの層を減らしつつ、現行の ESS 実験で想定されている飛跡検出器であるワイヤーチェンバー50層のみと比べて散乱角の値を同程度以下に保ち角度分解能の値を向上させられることが分かった。つまり、原子核乾板を追加すると飛跡再構成の性能そのものは現行の ESS 実験の飛跡検出器のものより向上させられることが分かった。

しかし、シミュレーションの結果、真空管の外側に飛跡検出器を置く体系では、散乱の原因は真空管によるものが大きく、飛跡検出器には、反中性子対消滅イベントで放出された粒子の元々の軌道から折れ曲がりずれた飛跡が記録されることが分かった。反中性子対消滅イベントと判定するために欲しいのは折れ曲りずれる前の軌道の飛跡であるので、このことから、そもそも真空管の外に飛跡検出器を置く体系では再構成した飛跡の情報を元にイベントを反中性子対消滅イベントかどうか判定するのは難しい。よって、飛跡検出器を真空管の内側に置く必要があるということが最終的な結論である。

## 第7章

# 謝辞

研究生生活を進めるにあたり、清水裕彦教授、北口雅暁准教授、広田克也特任准教授、研究室の皆様には指導や助言をいただくなどして大変大きく助けられましたことに深く感謝致します。特に、北口雅暁准教授には何度も相談にのっていただき、研究内容や本論文に対して非常に多くの助言や指導をいただくなど本当に大きくお世話になりました。同じ研究室の同輩、後輩の皆様には論文を書くにあたり精神的に追い込まれていく中、雑談などをしてリフレッシュを図ることができました。また keynote での図の書き方なども教えていただき図を書く際には本当に助かりました。

最後に繰り返しになりますが、研究室の皆様はこの場を借りて深く感謝の気持ちを申し上げます。

## 参考文献

- [1] A.D.Sakharov, Pizma ZhETF, 5(1967)32.
- [2] <https://astr.phys.saga-u.ac.jp/funakubo/BAU/chapter5/chapter5-6.html>
- [3] M. Fukugita, T. Yanagida, Phys. Lett. B174 (1986) 45.
- [4] K.S.Babu, et al.,Phys Rev. D 87 (2013)115019.
- [5] D.G. Phillips II, et al.,Phys.612(2016) 1.
- [6] M. Baldo-Ceolin, et al., Z. Phys. C 63 (1994) 409.
- [7] K. Abe, et al., Phys. Rev. D 91 (2015) 072006.
- [8] <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/doc/sk/detector/index.html>
- [9] A.S. Boldyrev, et al., Inst. Exp. Tech. 55 (2012) 323.
- [10] <https://europeanspallationsource.se/technology>
- [11] T. Asada, et al., Progress of Theoretical and Experimental Physics, Volume 2017, Issue 6, 1 June 2017, 063H01.