修士学位論文

# アトラス実験ミューオントリガー用検出器の中性子バックグラウンドに対する動作研究

東京大学大学院理学系研究科
物理学専攻

96095
南條 創

2001 年 1 月

## 概 要

欧州原子核研究機構 ( CERN ) で、2005 年稼働予定の大型陽子陽子衝突型加速器 LHC ( Large Hadron Colider ) の建設が進められている。 LHC の検出器の 1 つアトラス検出器では、ミューオンをトリガーする目的で、Thin Gap Chamber(TGC) が使用される。

LHC では重心系 14TeV の陽子陽子衝突を高頻度で行なうため、アトラス検出器では中性子、γ 線を中心とする膨大なバックグラウンドが予想されている。この環境での TGC の動作を研究することは、非常に重要である。特にトリガー頻度の点で、TGC の中性子感度は重要であるが、これまで TGC の中性子感度測定実験は行なわれていない。

そこで TGC の中性子感度の測定を計画し、実験を行なった。アトラス実験での広範囲に及ぶ中性子エネルギーに対応し、様々なエネルギーの中性子に対する感度を測定する必要がある。またシミュレーションにより、この結果を良く再現することが出来れば、測定されたエネルギー点の間を補間することが出来る。また測定点よりも高いエネルギー領域、または低いエネルギー領域の中性子についても予言能力を得る。よって複数のエネルギー点での中性子感度測定と、これを再現するシミュレーションを行なうことを計画した。

今回はエネルギーの測定点の 1 番目として、2.5MeV の単色中性子に対する TGC の感度を測定した。立教大学のコッククロフト・ウォルトン型加速器を用い、D(d,n)$^3$He 反応により中性子を生成した。2 体反応の運動学に従い、$^3$He をシリコン PIN フォトダイオード検出器により捉え、 放出方向を制限することにより、対応する中性子の放出方向およびエネルギーを定めた。こうして中性子のエネルギーを限定し、$^3$He により中性子の TGC への入射をトリガーすることで、2.5MeV 単色中性子に対する TGC の感度を測定した。

# 目 次


**第 1 章　序論 ~ LHC 計画とアトラス実験 ~　4**

1.1 LHC . . . . 4
1.2 LHC での物理 . . . . 5
1.2.1 標準理論ヒッグス粒子の探索 . . . . 5
1.2.2 超対称性ヒッグス粒子および超対称性粒子 . . . . 6
1.2.3 標準理論の精密検証、B メソンによる CP 非保存の研究 . . . . 6
1.3 アトラス検出器 . . . . 7
1.3.1 内部検出器 . . . . 8
1.3.2 カロリメータ . . . . 9
1.3.3 超電導空芯トロイドマグネット . . . . 10
1.3.4 ミューオンシステム . . . . 11
1.4 Thin Gap Chamber . . . . 12
1.4.1 構造と性能 . . . . 13
1.5 アトラス実験でのミューオントリガー . . . . 15
1.5.1 レベル 1 エンドキャップミューオントリガー . . . . 15
1.6 TGC におけるバックグラウンドとトリガーへの影響 . . . . 16
1.6.1 陽子陽子衝突起源 . . . . 16
1.6.2 ビームハローおよび宇宙線 . . . . 17
1.6.3 放射線バックグラウンド . . . . 17
1.7 研究の動機および概要 . . . . 21
1.7.1 動機 . . . . 21

**第 2 章　D+d 反応による単色中性子を用いた実験　23**

2.1 実験の概要 . . . . 23
2.1.1 D+d 反応の特徴 . . . . 23
2.1.2 D+d 反応を用いた中性子感度測定の方法 . . . . 25
2.2 検出器と較正 . . . . 28
2.2.1 シリコン PIN フォトダイオード . . . . 28
セットアップ . . . . 29
shaping amplifier の調整 . . . . 30
エネルギー較正 . . . . 31
2.2.2 Timig Filter Amplifier の調整 . . . . 34
2.2.3 NE213 および PMT の較正 . . . . 35
セットアップ . . . . 36
エネルギー較正および PMT HV の決定 . . . . 37

NE213 の threshold level のエネルギー較正 . . . . . 41
中性子γ 弁別 . . . . . 43
NE213 と PMT の較正のまとめ . . . . . 47
2.2.4 TGC . . . . . 48
小型 TGC . . . . . 48
2.3 加速器とビーム . . . . . 50
2.3.1 コッククロフト・ウォルトン型加速器 . . . . . 50
2.3.2 ビームのパラメータの決定。 . . . . . 51
2.4 NE213 による予備実験 . . . . . 55
2.4.1 セットアップ . . . . . 55
2.4.2 NE213 により得られた結果 . . . . . 59
コインシデンス . . . . . 59
コインシデンスイベントへのγ 線の混入 . . . . . 62
中性子エネルギー . . . . . 65
NE213 の中性子検出効率 . . . . . 67
中性子の空間的広がりの評価 . . . . . 69
2.4.3 まとめ . . . . . 75
2.5 TGC による本実験 . . . . . 76
2.5.1 目的 . . . . . 76
2.5.2 セットアップ . . . . . 76
2.5.3 TGC による結果 . . . . . 78
コインシデンス . . . . . 78
イベント選択 . . . . . 79
検出効率 . . . . . 81
25mm 上方でのデータ . . . . . 82
ワイヤーヒット情報 . . . . . 83
2.5.4 TGC による本実験のまとめ . . . . . 83
2.6 $\beta$ 線による TGC の追加実験 . . . . . 84
2.6.1 セットアップ . . . . . 84
2.6.2 追加実験の結果 . . . . . 85
ヒットワイヤーの分布 . . . . . 85
コインシデンス . . . . . 86
検出効率 . . . . . 86
multiplicity . . . . . 87
2.6.3 multiplictiy が 16 となる現象の理解 . . . . . 88
2.7 解析 . . . . . 93
2.7.1 シリコン PIN フォトダイオードと TGC による実験のヒットワイヤー分布 . 93
multiplicity . . . . . 93
ヒットワイヤー分布 . . . . . 94
鉛直方向の中性子の広がりの評価 . . . . . 97
2.7.2 中性子の広がりの補正 . . . . . 99
2.7.3 結果 . . . . . 100
2.8 考察 . . . . . 101

**第 3 章　シミュレーション** **102**
3.1　簡易的な計算 . . . . . 102
3.1.1　Geant4 を用いたシミュレーション . . . . . 103

**第 4 章　結論および今後の予定** **104**
4.1　結論 . . . . . 104
4.2　今後の予定 . . . . . 104

**付 録 A コッククロフト・ウォルトン回路** **105**

**付 録 B PIG イオン源** **106**

**付 録 C TiD ターゲット** **107**

**付 録 D D+d 反応の断面積** **108**

**付 録 E D+d 反応生成粒子の放出角度とエネルギー** **109**

**付 録 F 中性子と H、C、O との反応断面積** **110**
F.1　水素との反応 . . . . . 110
F.2　炭素との反応 . . . . . 111
F.3　酸素との反応 . . . . . 111
図目次 . . . . . 113
表目次 . . . . . 119
謝辞 . . . . . 121

# 第1章　序論 ~ LHC計画とアトラス実験 ~

本稿で動作研究を行なう Thin Gap Chamber(TGC) は、アトラス検出器の一部として、ミューオンをトリガーする目的で使用される。アトラス検出器は Large Hadron Colider(LHC) に建設される検出器である。この章では LHC 計画、およびアトラス実験を説明し、そこで用いられる TGC の役割を示す。また特にアトラス実験における中性子バックグラウンドについて説明し、本稿の動機を示す。

## 1.1　LHC

スイス、ジュネーブにある欧州原子核研究機構 (CERN) で、2005 年稼働予定の大型陽子陽子衝突型加速器 LHC(Large Hadron Colider) が、建設されている。

LHC は図 1.1 のような、周長 26.66km のシンクロトロンで、正逆両方向に陽子を回転させ、7TeV まで加速し、重心系 14TeV で衝突させるものである。

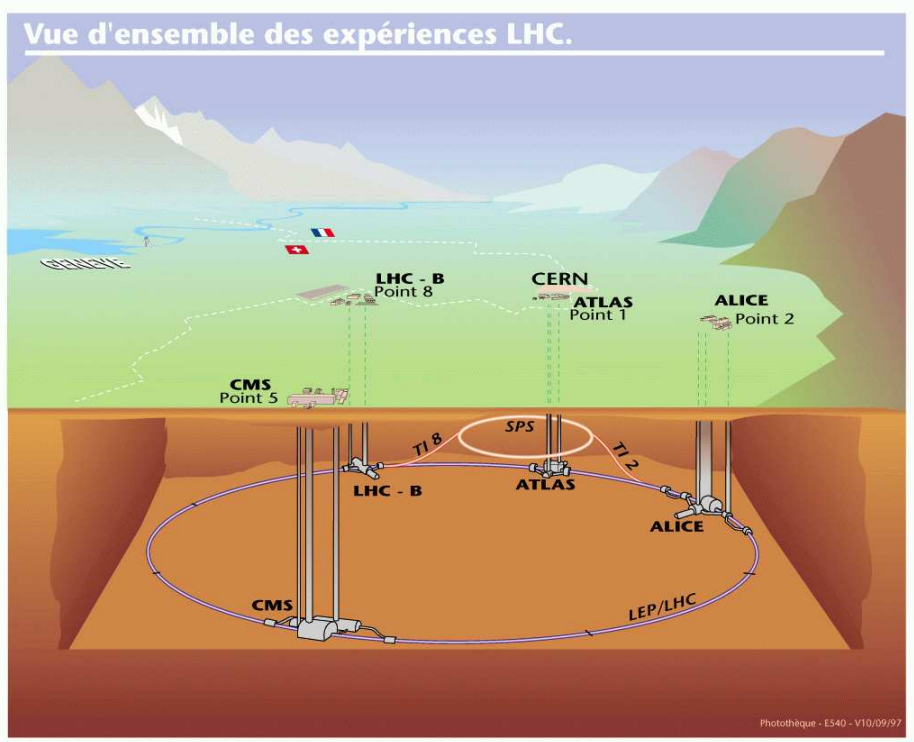


図 1.1: Large Hadron Collider。

ルミノシィティ(luminosity)[1]は $10^{34}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ である。これを high luminosity という。一方 $10^{33}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ を low luminosity と呼ぶ。LHC は最初の数年間は low luminosity で動作する。以後 high luminosiyt で動作し、ビームは $1.1\times10^{11}$ 個ずつバンチ化され、バンチ同士が 25ns 周期で衝突を繰り返す。バンチ衝突当たり、陽子陽子衝突反応は平均 23 イベント発生し、1GHz のイベントレートである。検出器には高頻度入射粒子下での動作、放射線耐久性などが要求される。LHC にはビーム衝突点が 4 つあり、それぞれに検出器が建設される。アトラス検出器はそのうち最大規模のものである。

## 1.2 LHC での物理

LHC で目指す主な物理は、標準理論ヒッグス粒子の探索、超対称性ヒッグス粒子および超対称性粒子の探索、標準理論の精密測定、B メソンによる CP 非保存の研究である。以下それぞれについて簡単に説明し、TGC を用いるミューオントリガーの重要性について触れる。

### 1.2.1 標準理論ヒッグス粒子の探索

自然界の力は強い相互作用、弱い相互作用、電磁相互作用、重力の 4 つである。強い相互作用は QCD で記述される。弱い相互作用と電磁相互作用は電弱相互作用として統一され、GWS(Glashow-Weinberg-Salam) 理論で記述される。QCD と GWS 理論を合わせて標準理論と呼び、現在までこれに矛盾する実験事実は存在しない。標準理論では未発見の中性スカラー (スピン 0) 粒子、ヒッグス粒子が予言されている。素粒子の質量はヒッグス粒子との相互作用の強さとして記述され、質量の起源となっている。 ヒッグス粒子自身の質量については、理論的におよそ 1TeV 以下とされている。下限については LEP2 の直接探索で得られていて、113.5GeV(95%CL) である [1]。ATLAS 実験では 100GeV 以上 1TeV 以下の全ての質量領域で、標準理論ヒッグス粒子を探索可能である。

この陽子陽子衝突からのヒッグス粒子の生成や、その崩壊時には、ミューオンが放出される過程が多く含まれる。この点でミューオンによるトリガーが重要視され、これを行なう TGC の果たす役割は大きい。次にこのようなミューオン放出を伴う過程を幾つか示す。

$$
\begin{aligned}
q+\bar{q} \quad &\rightarrow \quad Z^{*} \rightarrow Z+\mathrm{H} \rightarrow \mu^{+}+\mu^{-}+\mathrm{H} \\
&\qquad \text{ヒッグスの生成過程で}\mu\text{の放出。} \\
\mathrm{H} \quad &\rightarrow \quad Z+Z \rightarrow \mu^{+}+\mu^{-}+\mu^{+}+\mu^{-} \\
&\qquad \text{ヒッグスの崩壊過程で}\mu\text{の放出。} \\
\mathrm{H} \quad &\rightarrow \quad W^{+}+W^{-} \rightarrow \mu^{+}+\nu+\mu^{-}+\nu \\
&\qquad \text{ヒッグスの崩壊過程で}\mu\text{を放出。}
\end{aligned}
$$

[1]ある事象の反応断面積を $\sigma$ とした時、その加速器のルミノィティが $L$ であれば、その事象の起こる頻度は $L\sigma$ で表せる。

### 1.2.2 超対称性ヒッグス粒子および超対称性粒子

標準理論では理論に必要なパラメータが 20 近くあり、電弱相互作と強い相互作用は別々に記述されている。これを不満とし、電弱強の 3 つの相互作用を統一的に扱うことが出来、しかもパラメータの少ない理論の構築が試みられている。さらに重力も統一的に扱う試みもある。超対称性理論はこの試みのうちの 1 つであり、現在重力を量子論の枠組で扱え、発散を相殺する仕組みを備えている唯一の理論である。これによると高エネルギーで電弱強の相互作用の強さは一致し、統一される。超対称性とはフェルミオンとボソンの交換に対する対称性である。これを課すと、現存するすべてのフェルミオンには対応するボソン (squarks、sleptons) が、ボソンには対応するフェルミオン (gluinos,gauginos) が必要になる。ヒッグス粒子は最低 5 つ予言され、最も単純な場合の MSSM(MinimulSupersymmetric Standard Model) の場合、h、H、A、$H^+$、$H^-$ が予言される。これら新粒子の探索も LHC で期待される物理である。超対称性ヒッグス粒子の崩壊でも標準理論ヒッグス同様、ミューオン放出を伴う重要な過程があり、ミューオントリガーは重要である。

### 1.2.3 標準理論の精密検証、B メソンによる CP 非保存の研究

アトラス実験ではトップクォークの生成も非常に多く、質量の精密測定、様々な稀な崩壊の探索など、トップクォークの性質が精密に研究される。また W ボソンの質量精密測定も可能であり、これらを通して標準理論の精密検証を行なう。

また、アトラス実験では low luminosity 時でも、年間 $10^{12}$ 個の $b\bar{b}$ 生成があると予想されている。よって B 中間子の崩壊の CP 非保存の探索、測定や、稀な崩壊の研究、稀な B 中間子の生成、崩壊の研究など多様な研究が行なわれる。

## 1.3 アトラス検出器

次にアトラス検出器について説明する。アトラス検出器は全長 44m 高さ 22m と非常に大きな検出器である。内側から内部検出器、電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータ、ミューオン検出器と続く。これらを総合して、様々な陽子陽子衝突反応に対応し、超前方を除き全立体角を覆い、ニュートリノ以外の全粒子を検出する。

アトラス検出器では場所を特定するのに図 1.2 にあるような量を使う。ビーム軸を z 軸にとり、これに垂直な方向を r 方向、ビーム軸周りを周回するように $\phi$ 方向をとる。また衝突点から引いた線とビーム軸のなす角度を $\theta$ とする。擬ラピディティ(pseudorapidity)$\eta$ を $-\ln\tan(\theta/2)$ と定義し、用いている。

また z 方向の両端の円盤部をエンドキャップとよび、ビーム軸に沿った円柱上の部分をバレルと呼ぶ。

内側から各検出器を概観し、TGC が置かれるアトラス検出器の要素を説明する。

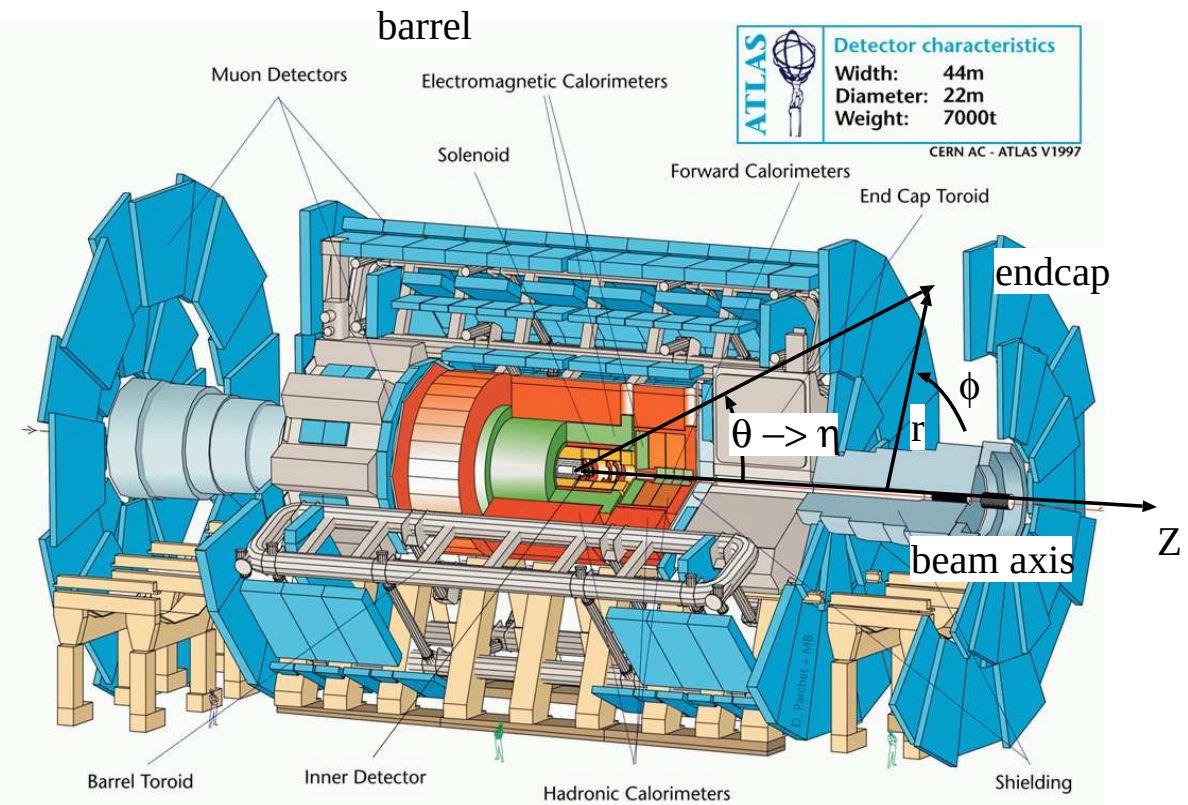


図 1.2: アトラス検出器。

### 1.3.1 内部検出器

半径 1m 全長 7m である。超電導ソレノイドにより 2T のソレノイド磁場がかかっている。内側からピクセル検出器 (Pixel)、シリコンストリップ検出器 (SCT) と、シリコン半導体検出器が配置される。その外側に、トランジッションラジエーショントラッカ (TRT) が置かれる。TRT はトランジッションラジエーションによる電子識別を付加した、ストロー検出器 (直径 4mm のドリフトチューブ) である。これらにより、反応直後の粒子の飛跡測定、短寿命粒子の検出などが行なわれる。

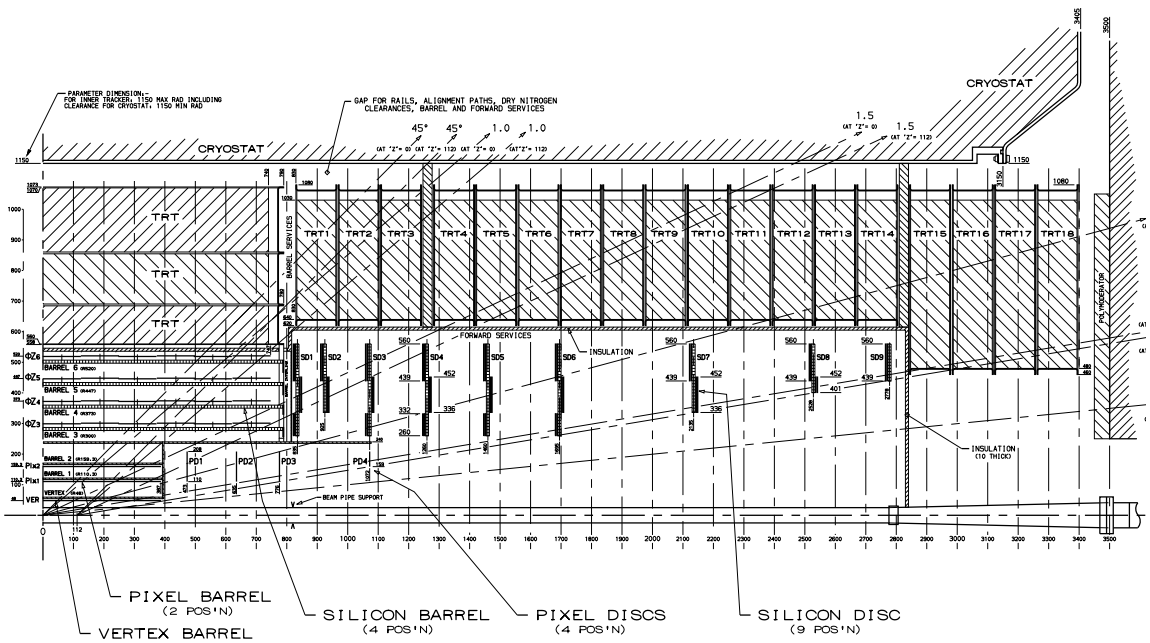


図 1.3: 内部検出器。

### 1.3.2 カロリメータ

内部検出器、超電導ソレノイドの外側に電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータが配置される。電磁カロリメータは鉛と液体アルゴンのサンプリングカロリメータである。ハドロンカロリメータは鉄とシンチレータをタイル状に並べたタイルカロリメータをバレル部に用いる。エンドキャップ部には銅と液体アルゴンによるもの、タングステンと液体アルゴンによるものを用いる。ここで粒子識別や位置測定、エネルギーの測定が行なわれる。

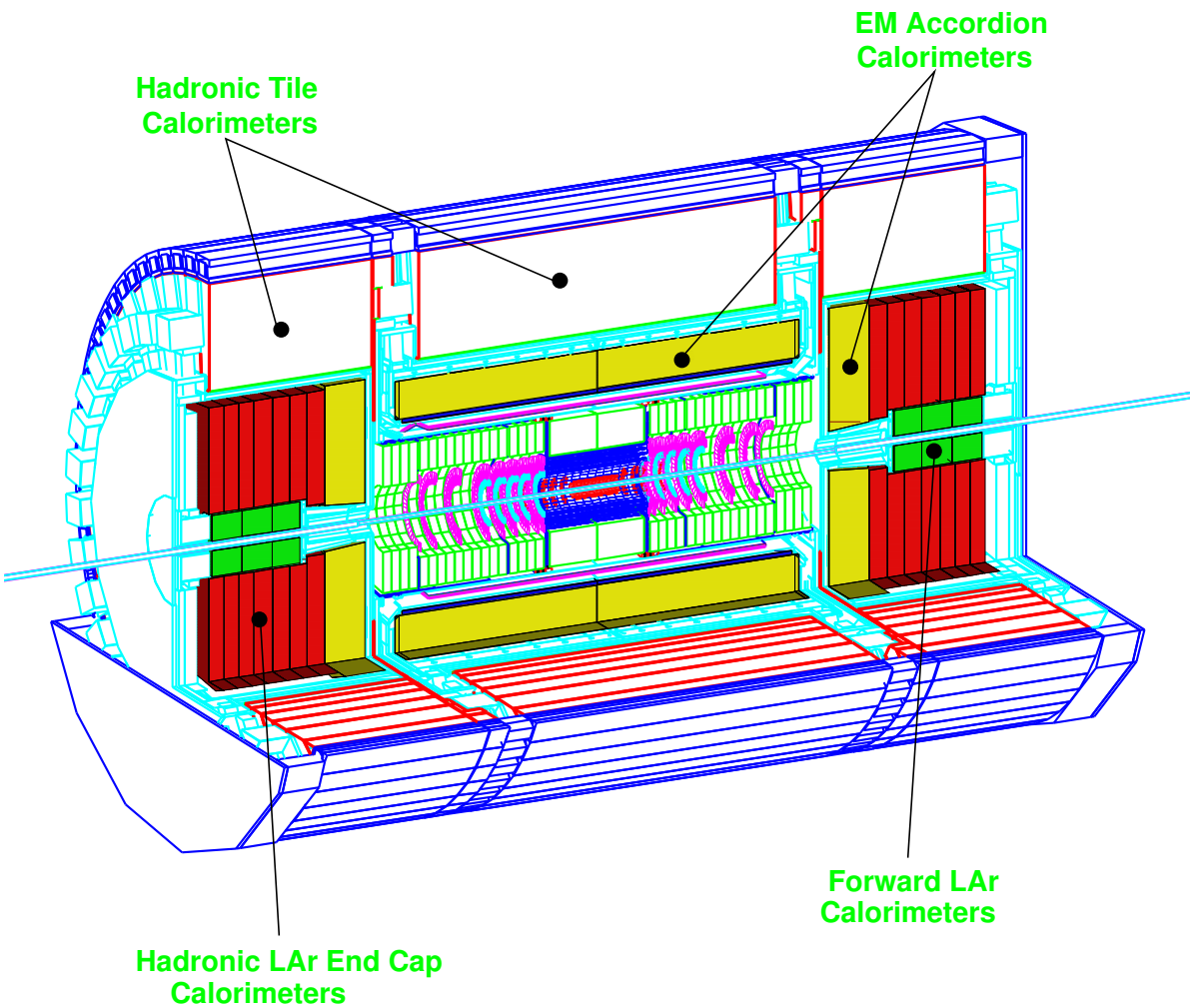


図 1.4: カロリメータ

### 1.3.3 超電導空芯トロイドマグネット

図 1.5 のように、8 個の超電導コイルをビーム軸周りに対称に配し、トロイダル磁場を形成する。これでミューオンの軌道を曲げて、運動量測定を可能にする。多重散乱を押えるために空芯となっている。

図 1.6 はビーム軸に垂直な断面である。このような磁場により r 方向にミューオンの軌道は曲がる。トロイダル磁場が完全でなく、r 方向成分も持ち、ミューオンはφ 方向にも少し曲げられる。

磁場による曲がり具合でミューオンの運動量を測る。主に r 方向に曲げられるが、精密測定にはφ 方向の曲がりも考慮する必要がある。

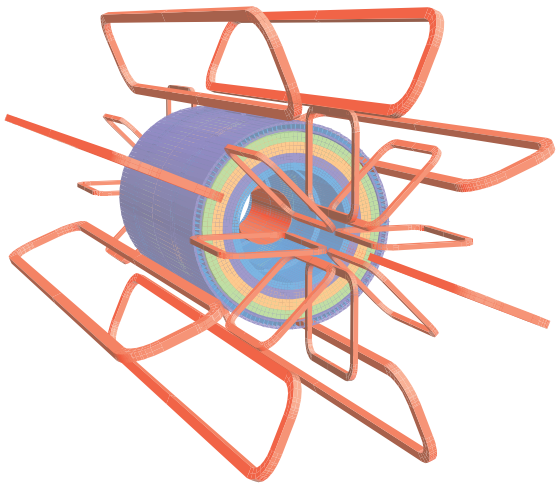

図 1.5: 超電導空芯トロイドマグネットの配置

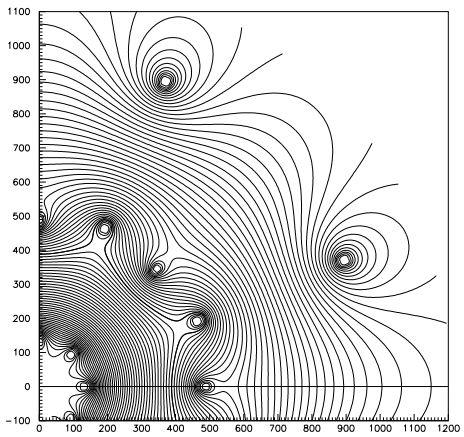


図 1.6: z=1050cm(エンドキャップトロイドの中央) でのトロイダル磁場。磁力線が描かれている。縦軸、横軸の単位は cm。

### 1.3.4 ミューオンシステム

ミューオンシステムは図 1.7、図 1.8 のように配置される。バレル部、エンドキャップ部共に、3 層の構成となっている。ここではミューオンに対する運動量の測定、およびトリガーを行なう。

ミューオンの精密なトラッキングを目的に、Monitored Drift Tube(MDT)、Cathode StripChamber(CSC) が採用されている。MDT はほとんどの擬ラピディティの領域を受け持ち、CSC は大きな擬ラピディティ領域で衝突点の近くに配される。これらは r 方向の精密座標測定により、ミューオンの飛跡測定を行なう。

ミューオンのトリガー用には Resisitive Plate Chamber(RPC)、Thin Gap Chamber(TGC) が採用されている。RPC はバレル部を担当し、TGC はエンドキャップ部を担当する。これらのトリガー用検出器はφ 方向の座標測定も行なう。

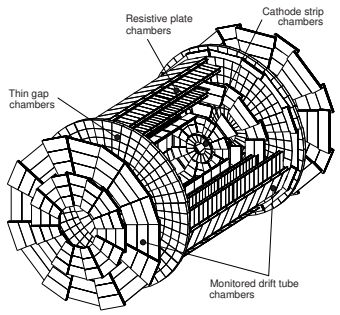


図 1.7: ミューオンシステムの構成。

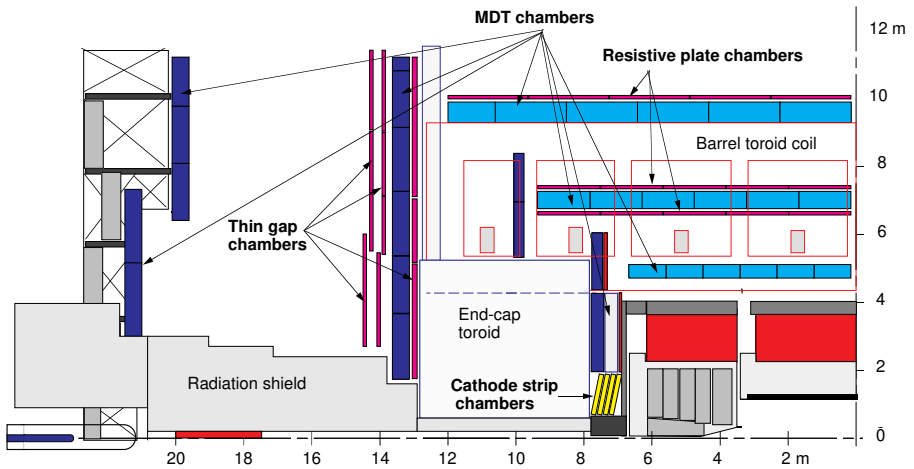


図 1.8: ミューオンシステムの rz 断面図。

## 1.4 Thin Gap Chamber

以上で LHC および目標とする物理、それを実現するためのアトラス検出器について概観した。この章では、本稿で動作研究を行なう TGC について、より詳しく説明する。特に検出器自体の構造、性能について述べ、アトラス実験でのミューオントリガーの役割については後の 1.5 章で述べる。

前章で見たように、TGC はアトラス検出器の、エンドキャップミューオントリガー用検出器に用いられる。物理の章でも述べた通り、ミューオンの放出を伴う、重要な物理を含む過程が多く存在する。よってミューオンによるトリガーはアトラス実験におい て非常に重要なものである。この中で TGC の役割は 2 つあり、ミューオンに対するトリガーとφ 方向座標測定である。これを遂行する上で、TGC には次のような要求が課されている。

- 検出効率
  トリガーの役割より、高い検出効率が要求される。
- 時間分解能
  25ns のバンチ衝突間隔に対し、トリガーされたミューオンのバンチを識別しなくてはならないので、25ns 以下の時間分解能が要求される。上記の検出効率と合わせて、25ns 以内のゲート幅に対し、検出効率 99 パーセント以上が要求である。
- 運動量切断
  ミューオンの運動量を high-$p_T$(transverse momenumt[2]が 20GeV/c 以上) と low-$p_T$(transverse momentum が 6GeV 以上) に分けてトリガーを掛けるので、運動量についての鋭い切断が要求される。TGC ではミューオンの軌跡を測定して、磁場による曲がり具合を知ることで、運動量を求める。このため r 方向での位置分解能が 1cm のオーダーで要求される。
- φ 方向座標測定
  1.3.3 節で述べたように、ミューオンはφ 方向にも少し曲げられる。よって、この方向の座標測定を行ない、MDT の r 方向精密位置測定と合わせ、精密運動量測定を行なう。このことから要求されるφ 方向の位置分解能が角度にして 2 ~ 3mrad である。
- 環境
  LHC の高頻度入射粒子、高いバックグラウンド放射線レベルに対して動作することが要求される。これについては、節を改め 1.6 節で述べる。
- 費用
  大面積を覆う必要があり、製作費用が低いことが要求される。

[2]横運動量。アトラスでは運動量の r 方向成分に対応する。

TGC は Multiwire Propotional Chamber(MWPC) と同様な構造で、これを 2 層組み合わせたダブレット、3 層組み合わせたトリプレットという単位で使用される。実際に使用されないが、一層のものはシングレットと呼ぶ。以下に TGC の構造と性能について説明する。

### 1.4.1 構造と性能

TGC はエンドキャップ部に円盤を形作る様に配置されるため、形状は台型である。図 1.9 のように、円盤上の場所により大きさも様々である。ワイヤーは台形の上底、下底の線に並行に張られる。ストリップはφ 方向を等分するように切られ、台形である。

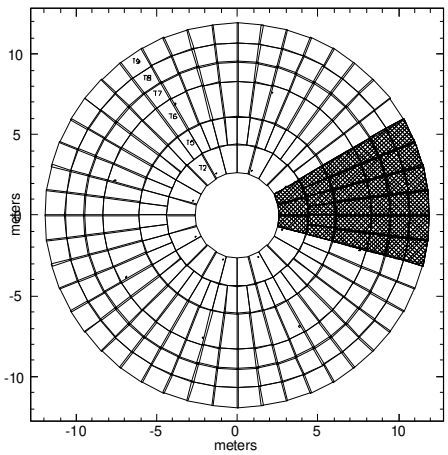


図 1.9: エンドキャップに円盤を形作る TGC。

次に検出器の構造の基本となるシングレットの構造について説明する。図 1.10 はワイヤー面で TGC を開いて、上から見た図である。これは図 1.9 で外側から 2 番目に配置されるものである。

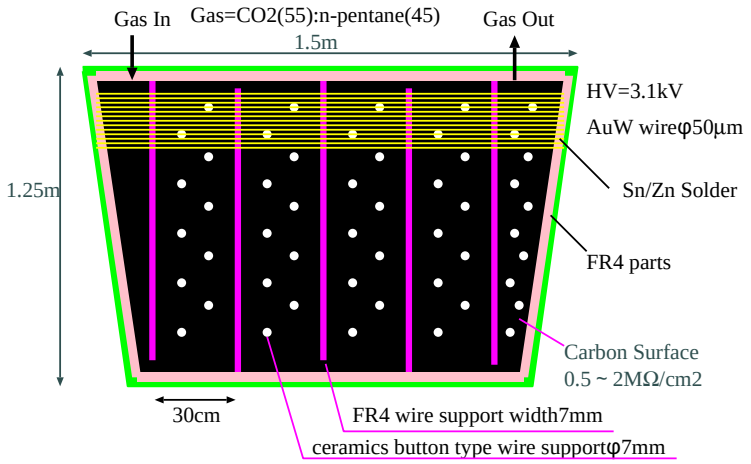


図 1.10: TGC の構造 (ワイヤー面を上から見た図)。

検出器の構造は図 1.11 のようになり、各パラメータは次のようになっている。

- カーボン面
  グラウンドと接続しカソード面を形成する。仕事関数が大きく、2 次電子放出を押える。面抵抗が高いと陽イオンの付着が蓄積し、チャージアップが起こり、放電を引き起こす。面抵抗を低くし過ぎると、陽イオンのドリフトで誘起される電荷がカーボン面全体に広がるので、信号を出力するカソードの数 (multiplicity) が多くなり、各信号が小さくなる。この間をとって $0.5 \sim 2\mathrm{M}\Omega/\mathrm{cm}^2$ の面抵抗となっている。

- 金メッキタングステンワイヤー
  ワイヤー径 $50\mu\mathrm{m}$ で印加電圧は 3.1kV である。ワイヤーワイヤー間隔は 1.8mm である。電子のドリフト時間を短くし、25ns の時間分解能を得ている。これを $4 \sim 20$ 本まとめて読み出している。まとめる本数は TGC の配置場所の擬ラピディティによっている。擬ラピディティにより、必要とされる位置分解能が異なるためである。

- ワイヤーカソード間隔
  1.4mm である。通常の MWPC ではワイヤー間隔より大きなワイヤーカソード間隔にするのが常である。これに反してワイヤーカソード間隔を狭めていることが TGC の特徴である。これにより高いゲインを獲得し、動作モードは制限比例モードである。ガス増幅率は $\sim 10^6$ である。結果高い検出効率を得ている。ギャップの変化に対し出力電荷量の変動も少なく、大面積の検出器製作に有利である。また粒子の入射角度に対してもゲインの変動は少なくなっている。さらにワイヤー近傍で生成された陽イオンのカソードへの消滅が速くなり、高頻度入射粒子下でも安定な動作が可能となる。有感領域の厚みを狭くして、バックグラウンドとなる、中性子やγ 線に対する感度を下げる効果もある。

- 充填ガス
  ガスは $\mathrm{CO_2}55\%$+n-pentane(n-$\mathrm{C_5H_{12}}$)$45\%$の高い紫外線光子消滅 (クエンチ) 能力をもつガスである。この結果ストリーマモードへの移行を避け、制限比例モードで動作している。ストリーマモードへ移行した場合、大きなストリーマ放電のパルス出力の後の検出器の不感時間が長くなり、高頻度入射粒子下での検出効率を維持できない。また検出器のダメージの点でも不利である。

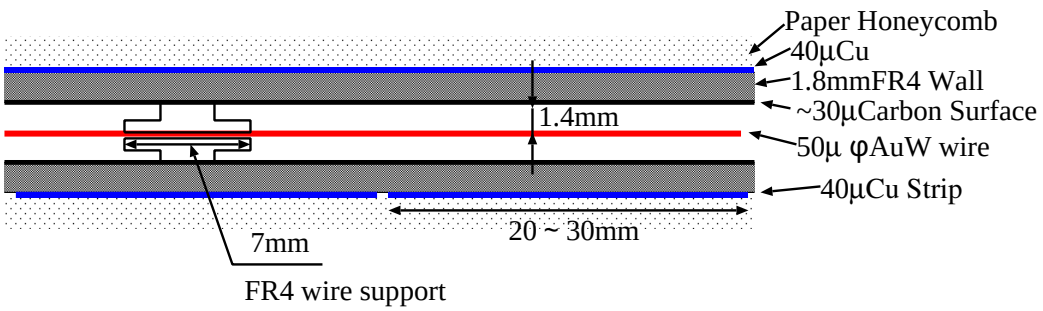


図 1.11: TGC の構造 (断面図)。

## 1.5 アトラス実験でのミューオントリガー

次にアトラス全体でのトリガーと、その中での TGC を用いたミューオントリガーの方法を説明する。

アトラス実験ではおよそ 1[GHz] でイベントが発生する。この中から物理的に重要なイベントのみを効率的に選択したい。よってオンラインでイベントを選択しておよそ 100Hz でデータを保存していく。3 段階のトリガー方式が採用され、順時レートを落して重要なイベントを選択していく。初段がレベル 1 トリガーで、カロリメータとミューオンシステムにより行なわれる。この時、粒子が入射している検出器の領域を Region of Interset として指定する。これが次段のレベル 2 トリガーへ渡される。Region of Interest のデータのみを用い、さらに精密な選択がを行なう。最後にイベントフィルタという段階があり、今度は検出器の全データを用いてのイベント選択が行なわれる。

### 1.5.1 レベル 1 エンドキャップミューオントリガー

TGC は上記の各トリガーのうち、エンドキャップ部のミューオンレベル 1 トリガーを担当する。図 1.12 のように、TGC は衝突点から見て、トロイド磁石の外側に、トリプレット、ダブレット、ダブレットと円盤上に配置される。中央のダブレットをミドルダブレット、外側のダブレットをピボットダブレットと呼ぶ。トロイドの内側にはインナーステーションと呼ばれるダブレットが置かれる。

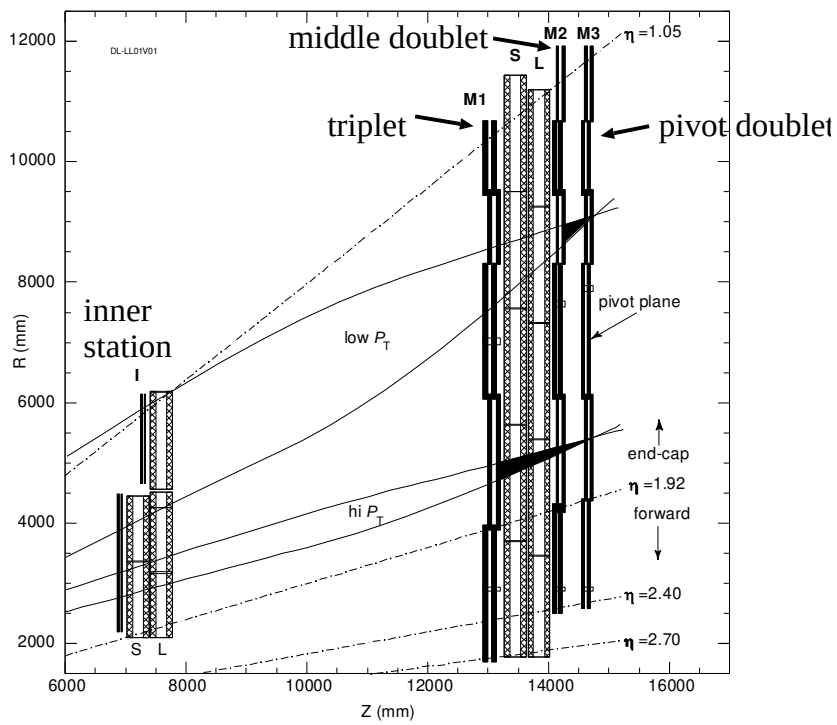


図 1.12: エンドキャップミューオントリガー。

TGC でのミューオントリガーは、トロイド磁場での曲がり具合を、3 層での位置測定で判定し、これから分かる横運動量 ($p_T$) に対し、2 段階の弁別を与えるようになっている。

$p_T > 6$GeV という条件は、low $p_T$ と呼ばれる。これはミドルダブレットと、ピボットダブレットの 4 層のシングレットに対し、3 層でのコインシデンスを課す。これがワイヤー、ストリップに対し、独立に行なわれる。

さらにこの条件に加え、次の条件を満たすものが、$p_T > 20$GeV の high $p_T$ のトリガー条件である。トリプレットの 3 つのシングレットの内、ワイヤーについては 2 シングレットのコインシデンスを課し、ストリップについては 1 シングレットにヒットがあることを課す。

いずれの場合についても、最終的にワイヤー、ストリップについてのコインシデンスを課す。またそれぞれのタイミングが合っていることも要求し、バックグラウンドの低減を行なっている。

このトリガー方法は、low $p_T$、high $p_T$ 共に、threshold の $p_T$ の値に対しても、90 パーセント以上のトリガー効率を出せるよう、設定される。6GeV 以上の $p_T$ に対し、ほとんどの場所で 100%に近いトリガー効率となる。

インナーステーションについては、バックグラウンドが大きい場合、これをトリガーに組み込む。これにより、より強力で、柔軟な対処が可能になる。

## 1.6 TGC におけるバックグラウンドとトリガーへの影響

LHC のようなハドロン衝突実験では膨大なバックグラウンドが存在する。このような環境でトリガー検出器として動作させる際、バックグラウンドによる贋トリガーを評価することは重要である。検出器およびエレキの放射線耐久性を考える上でも重要である。以下に TGC に入射する粒子を起源別に示す。これらについて、それぞれ入射レート、カウンティングレート、さらにトリガーレートを示す。

TGC にヒットを与える粒子の起源には、陽子陽子衝突、加速器のビーム、宇宙線、放射線バックグラウンドがある。以下それぞれについて見ていく。

### 1.6.1 陽子陽子衝突起源

1. 陽子陽子衝突により出来た重い粒子が、衝突点付近で崩壊ることで、
   生成されたミューオン。
   W や Z 粒子の崩壊、b、c クォークの崩壊など。

2. 陽子陽子衝突により出来た軽いハドロンが、内部検出器で崩壊して出来たミューオン。
   $\pi$、K 中間子の内部検出器中での崩壊など。

3. シャワーミューオン。
   カロリメータでのシャワーで生成されたハドロンがミューオンに崩壊し、ミューオンがカロリメータを通過した場合。

4. ハドロンパンチスルー
   カロリメータで生成したハドロン断片がカロリメータを通過してきたもの。

入射頻度は $\pi$、K が崩壊して出来た低い $p_T$ のミューオンが支配的である。$p_T$ >8GeV で c、b の崩壊からのミューオンが支配的となる。これらの入射レートは数 $\mathrm{Hz/cm^2}$ から数 $10\mathrm{Hz/cm^2}$ と見

積もられている [4, 6]。カウンティグレートも同様である。この時、これらによるミューオントリガー検出器のトリガーレートは low luminosity の場合の low $p_T$、high luminosity の場合の high $p_T$ に対し、それぞれ 13.2kHz、2.9kHz となっている。$\pi$、K の崩壊からのミューオンが支配的になっている (表 1.1)。

| | 過程 | RPC | TGC | RPC+TGC |
|---|---|---|---|---|
| low-$p_T$ | $\pi$/K 崩壊 | 7.0 | 9.8 | 16.8 |
| (6GeV) | b | 1.9 | 2.1 | 4.0 |
| $10^{33}$cm$^{-2}$s$^{-1}$ | c | 1.1 | 1.3 | 2.4 |
| (low luminosity) | W | 0.004 | 0.005 | 0.009 |
| | total | 10.0 | 13.2 | 23.2 |
| high-$p_T$ | $\pi$/K 崩壊 | 0.3 | 1.8 | 2.1 |
| (20GeV) | b | 0.4 | 0.7 | 1.1 |
| $10^{34}$cm$^{-2}$s$^{-1}$ | c | 0.2 | 0.3 | 0.5 |
| (high luminosity) | W | 0.035 | 0.041 | 0.076 |
| | total | 1.0 | 2.9 | 3.9 |

表 1.1: ミューオントリガーレート。すべて単位は kHz [6]。

### 1.6.2 ビームハローおよび宇宙線

アトラス検出器はおよそ地下 75m に存在する。機材の搬入等の目的で地上へ続く穴が掘ってあり、そこからの宇宙線ミューオンがバックグラウンドとなる。穴がバレル部の上にあるので、バレル部での寄与が主である。一方ビームハローはエンドキャップ部のバックグラウンドに寄与する。ビームハローミューオンとは次のものである。ビームの陽子が、加速管の中の残留ガスと反応し、ミューオンを放出する。またはビームの陽子が加速器に付随するコリメータなどのビームの広がりを制限する部分と反応し、ミューオンを放出する。このミューオンは前方に集中して大量に放出される。これをビームハローミューオンという。TGC で $r < 250\text{cm}(|\eta| > 2.5$ の前方の領域で、0.01Hz/cm$^2$ 程度の入射レートとなる。これによるトリガーレートは low-$p_T$ で 250Hz、high-$p_T$ で 16Hz と見積もられている [4]。

### 1.6.3 放射線バックグラウンド

陽子陽子衝突から生成したハドロンが、アトラス検出器の前方部、シールド、ビームパイプ、コリメータなどと反応し、中性子を発生させる。他にも低エネルギーのγ 線、電子、ミューオン、ハドロンを生成するが、ほとんどは前方のシールドで吸収され、中性子が残る。中性子は熱中性子までエネルギーを落とし、周囲の原子核に吸収され、(n, γ ) 過程で 10keV から 1MeV のγ 線を発生させる。このためアトラスホールは中性子とγ 線のガスに包まれたような状況になる。

次に中性子、γ 線それぞれのエネルギースペクトルを示す。これはバレル部のミューオン検出器の最も外側 (r 方向) で、擬ラビディティが 0 の周辺について得られた、シミュレーション結果である (文献 [2])。

中性子のエネルギースペクトルは 1MeV のオーダーと 100MeV のオーダーの中性子が多く生成される。上限は 200 ~ 300MeV で鋭い切断があり、下限は 0.025eV の熱中性子領域まで伸びている。このように中性子のエネルギー領域は非常に広範に及ぶ。

γ 線のエネルギースペクトルは、100keV から 1MeV のオーダーで大量に発生し、10MeV を越えるものは極端に少なくなっている。

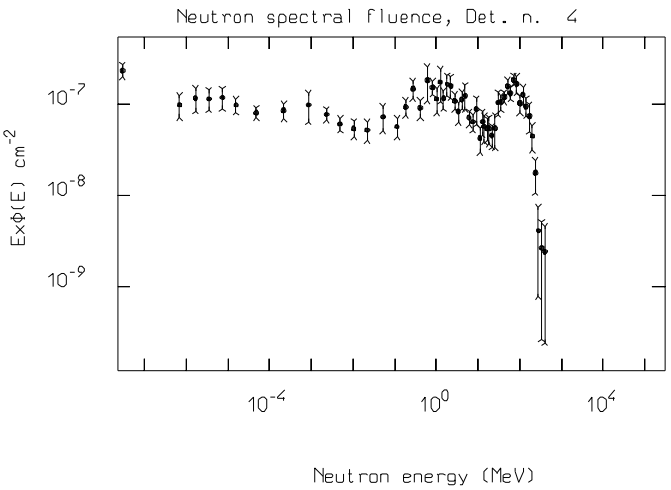


図 1.13: 中性子のエネルギースペクトル。横軸はエネルギー× エネルギー密度 E×dN/dE(N は個数)=dN/dlog(E)) [2]

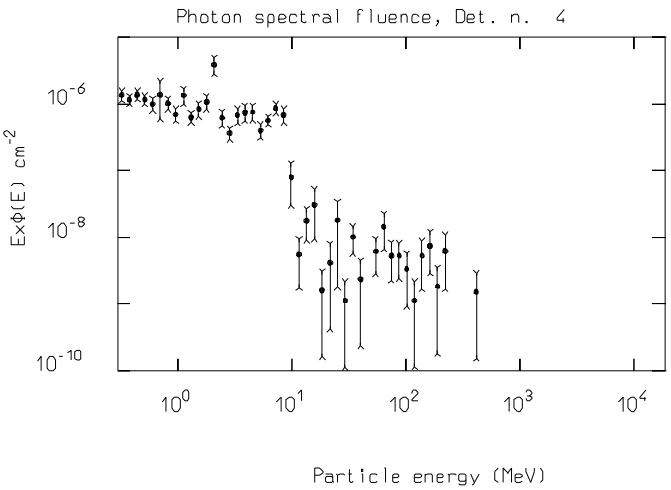


図 1.14: γ 線のエネルギースペクトル [2]。

次にミューオンシステムでの中性子、γ フラックスを、最も頻度の高い場所と典型的な場所に分けて表にする。場所の対応は図 1.15 のようになる。

| | R cm | z cm | Ntot kHz/cm$^2$ | N> 100keV kHz/cm$^2$ | N> 10MeV kHz/cm$^2$ | $\gamma >$ 30keV kHz/cm$^2$ | $\gamma >$ 300keV kHz/cm$^2$ | Charged kHz/cm$^2$ | Dose Gy/year |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Worst | | | | | | | | | |
| Barel | | | | | | | | | |
| MDT1 | 520 | 340 | 8 | 2.5 | 2 | 30 | 25 | 0.02 | 2 |
| MDT2 | 720 | 340 | 5 | 0.8 | 0.8 | 10 | 8 | 0.01 | 0.8 |
| MDT3 | 950 | 340 | 3 | 0.4 | 0.1 | 5 | 4 | $10^{-3}$ | 0.2 |
| EndCap | | | | | | | | | |
| CSC | 90 | 730 | 200 | 90 | 8 | 35 | 30 | – | 15 |
| MDT1 | 215 | 730 | 50 | 10 | 1 | 10 | 5 | – | 1.4 |
| MDT2 | 190 | 1350 | 9 | 1 | 0.1 | 15 | 9 | – | 0.5 |
| MDT3 | 260 | 2228 | 4 | 0.3 | 0.01 | 1 | 0.2 | – | 0.4 |
| Typical | | | | | | | | | |
| Barel | | | | | | | | | |
| MDT1 | 520 | 100 | 4 | 0.8 | – | 1.8 | 0.8 | – | 1.0 |
| MDT2 | 720 | 100 | 3 | 0.6 | – | 1.4 | 0.7 | – | 0.4 |
| MDT3 | 950 | 100 | 3 | 0.3 | – | 1.2 | 0.6 | – | 0.1 |
| EndCap | | | | | | | | | |
| CSC | 159 | 730 | 100 | 20 | 2 | 20 | 15 | – | 8 |
| MDT1 | 300 | 730 | 20 | 4 | 0.5 | 4 | 3 | – | 0.7 |
| MDT2 | 300 | 1350 | 5 | 0.2 | 0.01 | 3 | 2 | – | 0.3 |
| MDT3 | 500 | 2228 | 1.5 | 0.1 | – | 1 | 0.7 | – | 0.2 |

表 1.2: ミューオンシステムの中性子、γ フラックス。最悪の場所と典型的な場所 [5]。

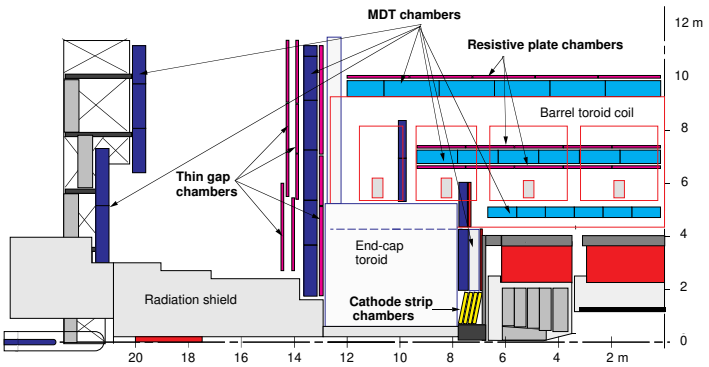


図 1.15: ミューオンシステムの rz 断面図。MDT1、2、3 は衝突点に近い方からである。

中性子フラックスは表 1.2 より、次のようになる。TGC は EndCap の MDT2 の辺りなので、この値を参考にすれば良い。よって 5 ~ 9kHz/cm$^2$ の中性子フラックスで、大半は 100keV 以下の中性子である。100keV 以上のものは 0.2 ~ 1kHz/cm$^2$、10MeV 以上のものは 0.01 ~ 0.1kHz/cm$^2$ となる。インナーステーションの TGC は MDT1 の場所になり、中性子フラックスはさらに高くなり、20 ~ 50kHz/cm$^2$ となる。

30keV を越えるγ 線のフラックスははは 3 ~ 15kHz、300keV 以上で 2 ~ 9kHz となっている。

次に中性子、γ のカウンティングレートについて考える。これらは検出器で直接検出されず、検出器中のガスと反応し、荷電粒子を放出することで検出される。中性子の場合、検出器の壁やガスの原子核を反跳したり、核反応をおこしα などを放出させたりする。γ 線の場合はコンプトン効果や光電効果で電子を走らせるなどである。低エネルギー中性子の場合 (n, γ ) 反応でγ 線を放出し、引続きγ 線が電子を走らせることもある。次に各検出器の中性子、γ 線に対する感度を示す。

| 検出器 | 中性子感度 | γ 線感度 |
|---|---|---|
| MDT | $\sim 10^{-3}$ | $\sim 8 \times 10^{-3}$ |
| CSC | $\sim 10^{-4}$ | $\sim 5 \times 10^{-3}$ |
| RPC | $\sim 10^{-4}$ | $\sim 5 \times 10^{-3}$ |

表 1.3: ミューオンシステムの中性子およびγ 線感度 [3]。

TGC についてγ 線の感度は、0.5MeV に対し 0.5%程度、1MeV に対しては 1%程度である [14]。中性子感度についてはこれまで測定されていない。よって中性子に対する TGC のカウンティングレート、トリガーレートは本来分からない。しかし、これまでは RPC の値を用いて、シミュレーションなど行なわれてきている。

中性子やγ 線のバックグラウンドは 1 層を越えて TGC にヒットを与えないので、トリガーされる場合は、他のつき抜けていく粒子と偶発的なコインシデンスがある場合である。これがトリガーに与える影響が計算されている。ここでも TGC の中性子感度は RPC の値を用いている。

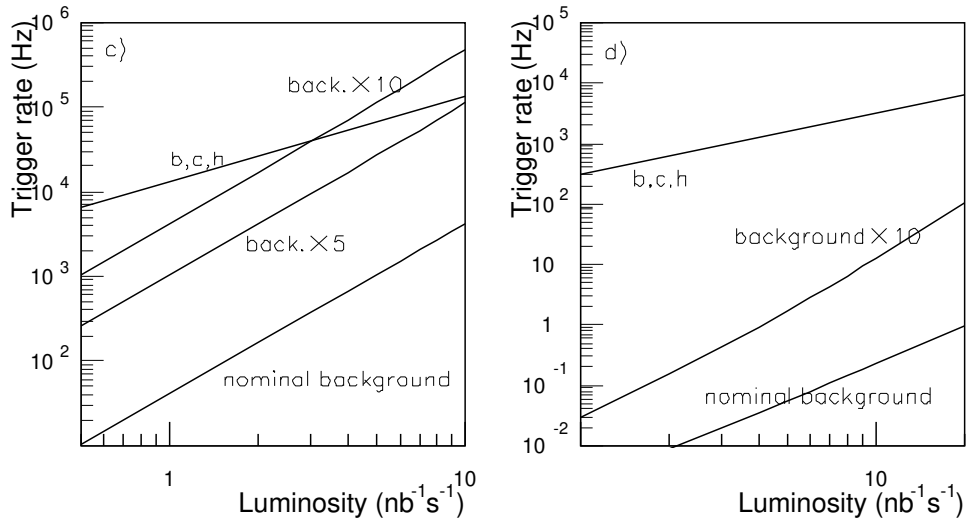


図 1.16: エンドキャップ部でのトリガーレート。左は low-$p_T$(6GeV)、右は high-$p_T$(20GeV) の threshold である [4]。

このグラフで b,c,h とあるのは b、c クォークを含む重いハドロンおよび、K$\pi$ などからのミューオンである。ここでいう back. は偶発的なトリガーによるものを指している。low-$p_T$ については考えられている 5 倍のバックグラウンド、high-$p_T$ については 10 倍のバックグラウンドの場合を同時に示している。1nb は $10^{-34}$cm$^2$ である。 これによると他のバックグラウンドに比べ、放射線によるバックグラウンドの寄与は小さくなっている。ところが、TGC の中性子感度が RPC の 10 倍程度で、バックグラウンドが 5 倍の場合、low $p_T$ では十分主な寄与となり、問題になる可能性がある。

## 1.7 研究の動機および概要

### 1.7.1 動機

上に示した様に TGC での中性子バックグランドはおよそ 5kHz/cm$^2$ と非常に大きい。これがインナーステーションの TGC では最高 50kHz/cm$^2$ にもなる。このように非常に膨大な中性子入射頻度が予想されているが、これまで TGC の中性子感度は測られてきていない。MDT や CSC、RPC の結果より $\sim 10^{-4}$ としているだけである。

ところが、TGC に使用される充填ガスは MDT や CSC、RPC に使用されているガスに比べ、圧倒的に H の含有率が大きい。以下に各検出器のガスと含まれる水素量を示す。水素量は充填ガス 22.4 リットル辺りの水素原子の mol 数で表す。

| 検出器 | 充填ガス | 絶対圧 | H[mol/22.4ℓ gas] |
|---|---|---|---|
| MDT | $Ar(91\%)N_2(4\%)CF_4(5\%)$ | 3bar | 0 |
| CSC | $Ar(30\%)CO_2(50\%)CF_4(20\%)$ | 1bar | 0 |
| RPC | $C_2H_2F_4(97\%)C_4H_{10}(3\%)$ | 1bar | 0.3 |
| TGC | $CO_2(55\%)$n-$C_5H_{12}(45\%)$ | 1bar | 5.4 |

表 1.4: 各検出器のガス中に含まれる水素量

水素は中性子との断面積が大きく、反跳陽子に中性子のエネルギーを 100%渡せるので、検出器のシグナルを作り易い。この点で TGC の中性子感度は他の検出器より高いと予想される。

また、中性子と物質の相互作用は中性子のエネルギー、物質の種類、配置に依存する複雑なものである。 アトラス実験では 0.025eV から 100MeV まで広いエネルギー範囲で中性子が生成される。

このような状況で、RPC の値の流用で済ませるのは、危険である。またアトラスホール内の物質の配置などでも変化する、中性子のバックグラウンドレートの不定性もあり、中性子による偶発的なトリガーのトリガーレートへの寄与も大きくなる可能性を持つ。このような点で、TGC の中性子感度を測定することは非常に重要である。

以上の点から中性子に対する TGC の動作研究を計画した。このためには、アトラス実験での幅広い中性子エネルギーの領域に対応して、様々なエネルギーの中性子を TGC に照射し、中性子感度を測定する必要がある。またシミュレーションにより、この結果を良く再現することが出来れば、測定されたエネルギー点の間を補間することが出来る。また測定点よりも高いエネルギー領域、または低いエネルギー領域の中性子についても予言能力を得る。よって複数のエネルギー点での中性子感度測定と、これを再現するシミュレーションを行なうことを計画した。

今回はエネルギーの測定点の 1 番目として、2.5MeV の単色中性子に対する TGC の感度を測定した。立教大学のコックロフト・ウォルトン型加速器を用い、D(d,n)$^3$He 反応[3]により中性子を生成した。この反応は重水素同士が核融合し、これが 2 体に分裂し、中性子と $^3$He が放出される反応である。入射する重陽子のエネルギーを決定し、放出される $^3$He の方向を決めると、運動学により、中性子と $^3$He 両方のエネルギーが決定される。同時に中性子の放出方向も決定される。これを利用し、$^3$He をシリコン PIN フォトダイオード検出器により捉え、放出方向を制限することにより、対応する中性子の放出方向およびエネルギーを定めた。 こうして中性子のエネルギーを限定し、$^3$He により中性子の TGC への 入射をトリガーすることで、2.5MeV 単色中性子に対する TGC の感度を測定した。

[3] D は重水素、d は重水素イオン、n は中性子である。D(d,n)$^3$He 反応は D+d→ n+$^3$He の反応である。

# 第2章　D+d反応による<br>単色中性子を用いた実験

## 2.1　実験の概要

ここではD+d反応を用いて、TGCの中性子感度を測定する手法について示す。
Dは重水素、dは重水素イオン、nは中性子、tは3重水素イオンを表す。

1. D+d反応の特徴
2. D+d反応を用いた中性子感度測定の方法

この順に説明する。

### 2.1.1　D+d反応の特徴

ここではD+d反応について説明する。反応生成物および生成断面積、2体崩壊の運動学で決まる、エネルギーと放出角度の順で述べる。

まずD+d反応は主に次の2通りである。

$$\mathrm{D(d,n)^3He} \qquad \mathrm{D+d \rightarrow n+{}^3He}{+}3.27\mathrm{MeV}$$
$$\mathrm{D(d,p)t} \qquad \mathrm{D+d \rightarrow p+t}{+}4.03\mathrm{MeV}$$

これは核融合反応で、両者の分岐比はほぼ0.5、0.5である(付録D参照)。反応前後の質量の差に当たるQ値が正なのでクーロン障壁を乗り越えれば反応が可能である。表2.1に各反応のQ値、$E_d$=100keVでの断面積、90度方向の微分散乱断面積を示す。中性子放出以外に、D(d,p)t反応、Rutherford散乱でのdの散乱が起こる。特にRutherford散乱がおよそ$10^5$倍の頻度で起こることは、実験をする上で注意が必要である。

| 反応 | | | (Q値) | 断面積 [m barn] ($E_d$=100keV) | 微分散乱断面積 [m barn/sr] ($E_d$=100keV、90度) |
|---|---|---|---|---|---|
| D+d | → | n+$^3$He | +3.27MeV | ∼15 | ∼1 |
| D+d | → | p+t | +4.03MeV | ∼15 | ∼1 |
| D+d | → | $\alpha+\gamma$ | +23.8MeV | $\sim 10^{-4}$ | |
| D+d | → | D+d | +0 | — | ∼2×$10^5$ |

表2.1: D+d反応の反応生成物および断面積、微分散乱断面積。入射させる重水素イオンのエネルギー$E_d$=100keV、微分散乱断面積の角度は90度のものである。最後の段にD+d反応ではないが、同時に起こるRutherford散乱についても載せた[11, 15]。

次に、D+d→n+$^3$He の運動学で決まる、エネルギー、放出角度について説明する。まず $E_d/2$ の運動エネルギーで d が重心系で衝突することを考える。この時の n、$^3$He の質量、運動エネルギーを $m_n$、$E_n^{cm}$、$m_{^3He}$、$E_{^3He}^{cm}$ として、Q 値を $Q$ とすると、次のエネルギー保存、運動量保存より関係が成立する。

$$\begin{aligned} E_d/2 + E_d/2 + Q &= E_n^{cm} + E_{^3He}^{cm} \\ \sqrt{2 \cdot m_n \cdot E_n^{cm}} &= \sqrt{2 \cdot m_{^3He} \cdot E_{^3He}^{cm}} \end{aligned}$$

よって $E_n^{cm}$、$E_{^3He}^{cm}$ は次のようになる。

$$\begin{aligned} E_n^{cm} &= (E_d + Q) \times \frac{m_{^3He}}{(m_n + m_{^3He})} \\ E_{^3He}^{cm} &= (E_d + Q) \times \frac{m_n}{(m_n + m_{^3He})} \end{aligned}$$

Q 値が 3.27MeV に対し、この実験での $E_d$ は 100keV 程度なので、ほとんど Q 値が n と $^3$He の質量により配分されるとしてよい。よって、およそ 800keV の $^3$He、2.5MeV の中性子となる。この時同じ 2 体反応の D(d,p)t 反応の p、t の場合は、それぞれおよそ 3MeV、1MeV である。n、$^3$He は重心系では正反対に放出される。実際の実験室系では $E_d/2$ だけ、前方にブーストされる。

よって入射重陽子のエネルギー $E_d$ を決め、$^3$He の放出方向を決めると、n および $^3$He のエネルギーが決まり、同時に中性子の放出方向も決まる。以後図 2.1 のように n、$^3$He の放出方向の角度、$\theta_n$、$\theta_{^3He}$ をとる。実際 $E_d$ は加速器の加速電圧で決定し、$\theta_{^3He}$ は $^3$He を検出するシリコン PIN フォトダイオードの配置により決定する。これにより決まる $\theta_n$ 方向に $E_n$ の単色の中性子を得る (付録 E 参照)。よってこの方向に TGC を設置し、実験を行なう。

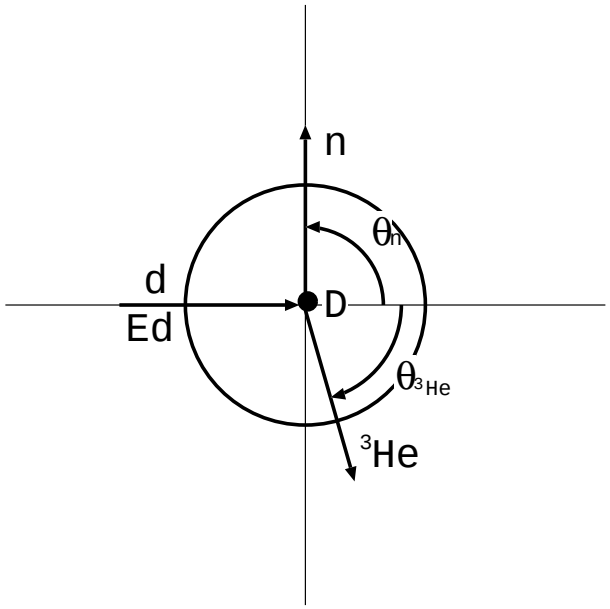


図 2.1: D+d 反応での放出粒子の角度のとり方。

### 2.1.2 D+d 反応を用いた中性子感度測定の方法

$^3$He の検出にシリコン PIN フォトダイオードを用いる。$^3$He の放出方向をこれにより限定し、トリガーに用いる。この際、運動学より決まる中性子の放出方向に、TGC を置く。するとこの TGC には、運動学により決まる、一定のエネルギーの中性子が来る。従って $^3$He によるトリガーに対し、TGC にコインシデンスしたヒットがあるかどうかを見れば、この単色中性子に対する感度を測定できると考えられる。

$^3$He はおよそ 800keV と低エネルギー、かつ dE/dx が大きい。よって検出器には、不感層が少なく、エネルギー分解能が良いことが要求される。空気中では、$^3$He がエネルギー損失するので、$^3$He 検出器の設置場所は真空中に限られる。シリコン PIN フォトダイオードはこのような条件を満たしている。

シリコン PIN フォトダイオードからの出力には 2 つの役割がある。一つは $^3$He の識別である。もう 1 つは TGC の出力とのコインシデンス判定である。それぞれの役割に対し、2 種類のメインアンプを用いた。$^3$He 識別用には長い積分時間とセミガウシアン型の出力をするシェーピングアンプ (SA) を採用した。コインシデンス判定用には、短い積分時間で速い立ち下がり成分を強調する、タイミングフィルターアンプ (TFA) を採用した。これで、比較的良い時間分解能を得ると同時に、速いタイミングでのトリガー出力を可能にした。これにより、TGC の出力に課される遅延時間が長くならずに済む。この辺りのことを図 2.2 に示し、整理した。

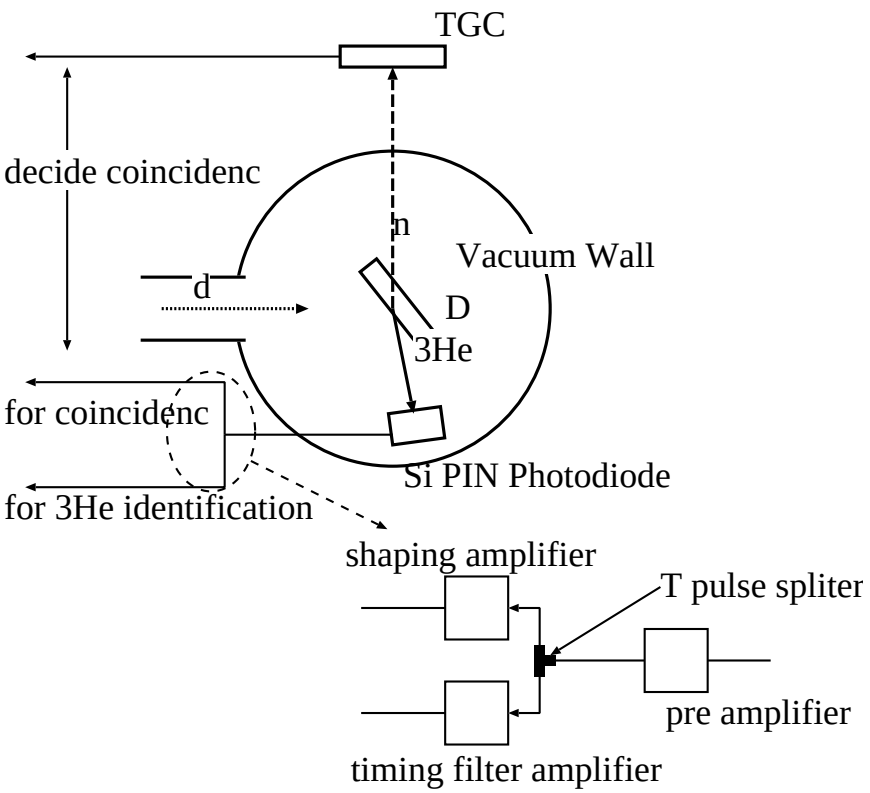


図 2.2: 実験の概要。

次にこの実験でのバックグラウンドについて説明する。図 2.3 に主なものを示した。まずシリコン PIN フォトダイオードの $^3$He に対し、予想されるものを、表 2.2 に挙げる。

| 粒子 | 起源 | エネルギー |
|---|---|---|
| p | $D + d \rightarrow p + t$ | ~ 3MeV |
| t | $D + d \rightarrow p + t$ | ~ 1MeV |
| d | ビームの Rutherford 散乱 | ~ 100eV だが、レートが D+d 反応の $10^5$ 倍 |
| n | $D + d \rightarrow n +^3 He$ | ~ 2.5MeV |
| $\gamma$ | 中性子起源 (n,$\gamma$) | 数 MeV 以下 |
| その他 | 宇宙線、環境放射線 | |

表 2.2: $^3$He に対し、予想されるバックグラウンド。

シリコン PIN フォトダイオードは p、t に対し 800keV の $^3$He を識別する、十分なエネルギー分解能を持ち、中性子には不感である。よってこれらのバックグラウンドから $^3$He を弁別できる。

ビームの Rutherford 散乱による d のエネルギーは、$E_{^3He}$ の 800keV から十分低い。ところが、およそ $10^5$ レートが高く、シリコン PIN フォドダイオードでパイルアップし、パルス高を稼ぎ、$^3$He と弁別不能になる。これについては、d のレンジと同等の薄さのアルミ箔を、シリコン PIN フォトダイオードの前面に配し、d を止め、$^3$He は通過するようにした。この結果、$^3$He のエネルギーも 800keV より低くなる。

(n,$\gamma$) 反応から来る $\gamma$ や宇宙線、環境放射能はこれ以外に比べ、レートが低く、無視することが出来る。

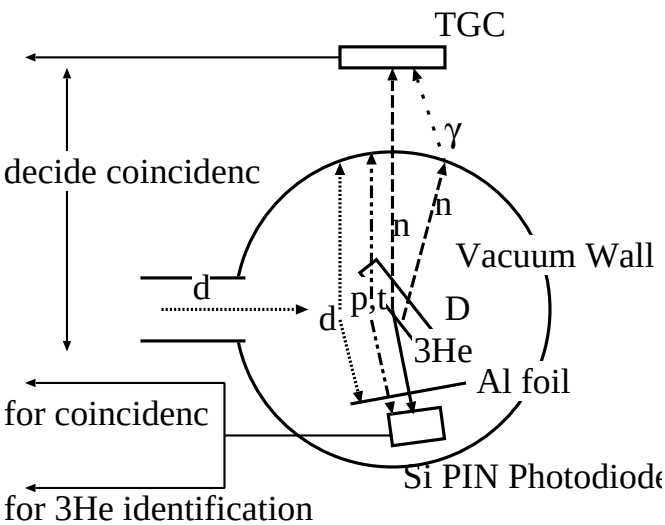


図 2.3: バックグラウンド。

次に表 2.3 に TGC での中性子に対し、予想されるバックグラウンドを示す。

| | | |
|---|---|---|
| $\gamma$ | (n,$\gamma$) 反応 | 数 MeV 以下のγ 線 |
| その他 | 宇宙線、環境放射線 | |

表 2.3: 中性子に対し、予想されるバックグラウンド。

ターゲットチェンバーの中で作られた荷電粒子は、ターゲットチェンバーでストップするので、問題にならない。

D+d 反応からの中性子が、真空チェンバーの壁などで (n,$\gamma$) 反応を起こし、γ 線を出すことが考えられる。このγ 線は、タイミング的には $^3$He とコインシデンスが可能であり、大きなバックグラウンドとなり得る。これに対し、中性子とγ 線を弁別する能力のある、有機液体シンチレータ、NE213 を用いた。これにより、このような $\gamma$ 線の混入量を評価した。

最後に、中性子感度の評価方法について説明する。TGC に対する中性子感度を次のように定義した。TGC の有感領域に入射した中性子数と、そのうち TGC にヒット信号を出した中性子数の比率。$^3$He でトリガーされた数を $N_{trig}$、このときの TGC でのヒット数を $N_{hit}$ とする。$^3$He でトリガーが入った時に、中性子が TGC の有感領域を外れる率を $\alpha$ とする。これらを用いて、TGC の中性子感度 $\epsilon$ を表すと、次のようになる。

$$\epsilon = \frac{N_{hit}}{N_{trig} \times (1 - \alpha)}$$

中性子が TGC の有感領域から外れるということは、中性子が空間的に広がって放出されているということである。この中性子の広がりの評価において、TGC と共に、NE213 も用いる。

以降それぞれの検出器の較正、ビームの調整、NE213 による予備実験および TGC での本実験、追加実験の順で説明する。

## 2.2 検出器と較正

今回用いる検出器は小型 TGC、シリコン PIN フォトダイオード、NE213 である。小型 TGC は、アトラス実験で用いる 1 辺 1m のオーダの TGC に対し、15cm×10cm の小型のものである。その他、ワイヤーワイヤー間隔、ワイヤーカソード間ギャップなど、基本的なパラメータは同じものである。

この章では小型 TGC、シリコン PIN フォトダイオード、NE213 の、3 つの検出器それぞれについてと、その較正について説明する。

### 2.2.1 シリコン PIN フォトダイオード

使用したシリコン PIN フォトダイオードは。浜松フォトニクスの S3590-02 で、Si の表面のエポキシ保護膜のないものである。これはシリコン半導体検出器と同様の動作をする。有感領域は 1cm×1cm である。端子間には 45V の逆バイアスをかけて使用する。

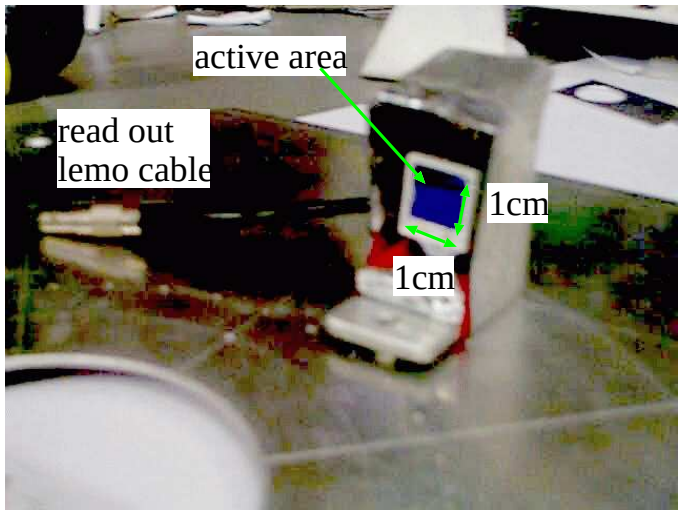


図 2.4: シリコン PIN フォトダイオード。

2.1.2 節で述べたように、シリコン PIN フォトダイオードからの出力には 2 つの役割がある。

1. アナログ出力のパルス高を見て、$^3$He(800keV 以下) の粒子識別を行なう。
2. TGC の出力とのタイミングを測り、コインシデンスを判定する。

これを実現するため、前置増幅器の後で出力を 2 分して、それぞれに異なるメインアンプを用いた。1 には良いエネルギー分解能が要求され、シリコンの出力電荷に対し、比較的長い積分時間で積分する、shaping amplifier(SA) を使用する。2 には速いタイミングでの出力が要求され、timing filter amplifier(TFA) を使用し、比較的短い shaping time と高い gain に調整し、良い S/N と高い時間分解能を持たせる。

後段でタイミングをとる為、ディスクリミネータを用い、NIM レベルの出力に変える。リーディングエッジのディスクリミネータを用いると、アナログ出力のパルスハイトによりディスクリミ

ネータの出力のタイミングが変化する、パルスの walk が起こる。これについては、シリコン PIN フォトダイオードのパルス高を Peak Hold ADC で取得するので、相関を見ることができる。

まず shaping amp の S/N を良く調整し、エネルギー較正を行なった。

### セットアップ

図 2.5 のように、真空チェンバーの中に、シリコン PIN フォトダイオードを設置する。lemo ケーブルの芯線とグラウンド線を用い、シリコンのアノード、カソードを読みだす。これをフィードスルーを通して真空チェンバー外の前置増幅器へ導く。シリコンの逆バイアスはシリーズレギュレータを用い、前置増幅器を通して供給する。シェーピングアンプの出力はセミガウシアンシェーピングで $50\mu$s 程度の幅なので、Peak Hold ADC で波高を読む。

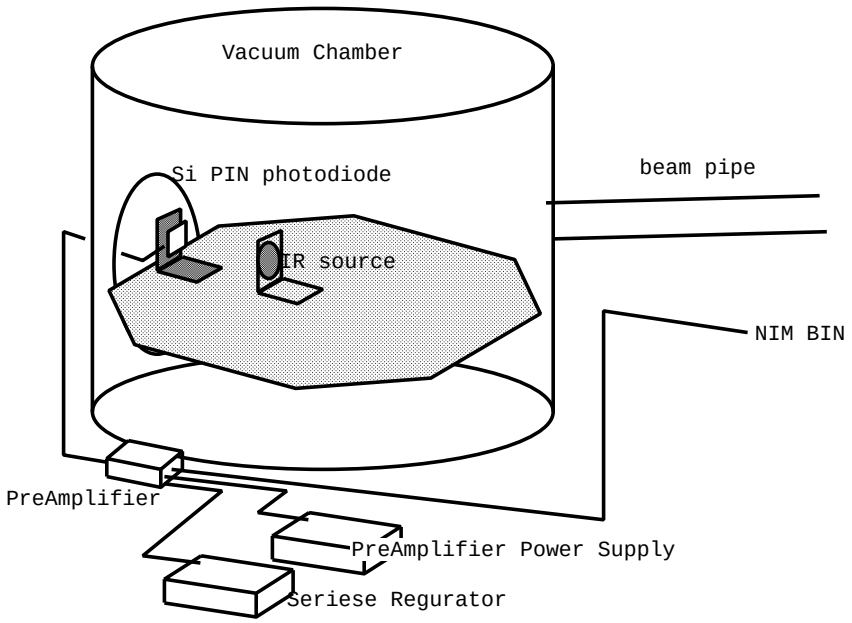


図 2.5: シリコン PIN フォトダイオード較正のセットアップ。(真空チェンバー周り)

**shaping amplifier の調整**

図 2.6 出力波形でわかるように、10$\mu$s のオーダーの幅のセミガウシアン型のシェーピングを行なっている。ゲインおよびシェーピング時間を調整できる。ゲインは $^{241}$Am の 5.48MeV のピークがピークホールド ADC のレンジに合う範囲で大きく設定した。

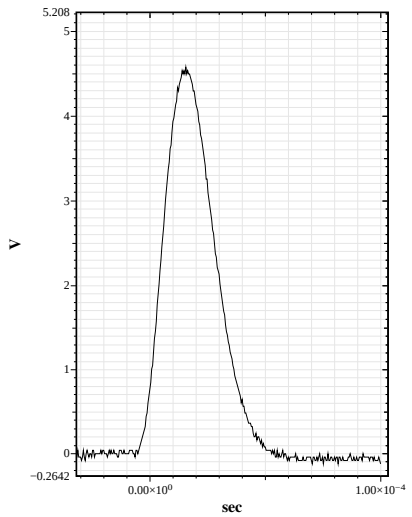


図 2.6: $^{241}$Am の 5.48MeV α 線によるシリコン PIN フォトダイオードのシェーピングアンプ出力。

シェーピングタイムは S/N が一番良い 10$\mu$s に設定した。シェーピング時間を長くするとパルスの幅も広がり、シグナルのレートが高いとパイルアップを起こしやすくなる。パイルアップが問題になる場合はシェーピングタイムを短く調整する。今回の場合このような要請は起こらなかった。

| ShapingTime | Noise | Signal(241Am$\alpha$) | S/N |
|---|---|---|---|
| 10$\mu$s | 13mV | 4.52V | 348 |
| 6$\mu$s | 16mV | 4.36V | 273 |
| 3$\mu$s | 30mV | 4.36V | 143 |
| 2$\mu$s | 28mV | 4.24V | 151 |
| 1$\mu$s | 28mV | 3.68V | 131 |

表 2.4: シェーピングアンプの調整。

エネルギー較正

非密封 $^{241}$Am の 59.5keV の $\gamma$ 線と 5.48MeV の $\alpha$ 線、$^{133}$Ba の 81keV の $\gamma$ 線を用いてエネルギー較正を行なった。データ取得は Shaping Amp のバイポーラ出力を反転させ、ディスクリミネータに入れて、セルフトリガーにより、行なった。これ TGC の中性子感度測定でも使用するユニポーラの出力を、peak hold ADC に入れて、データを取得する。(図 2.7)

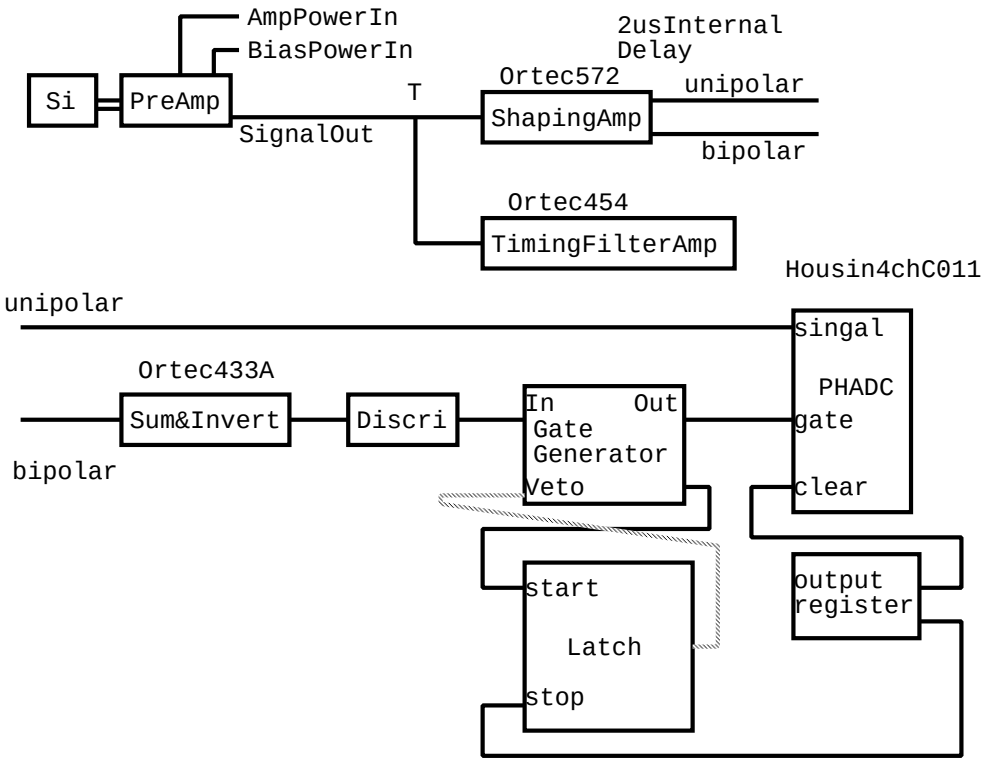


図 2.7: シリコン PIN フォトダイオード較正の回路図。

まず、$^{241}$Am の 5.48MeV α 線である。非密封線源を用い、真空中で測定した。この結果非常に幅の狭いピークを得た。

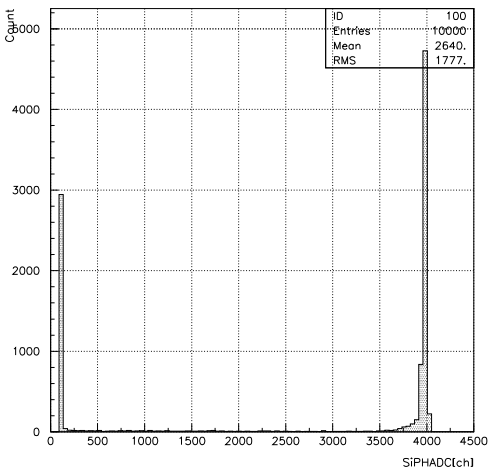


図 2.8: 非密封 $^{241}$Am のスペクトラムの全体。真空中で測定。

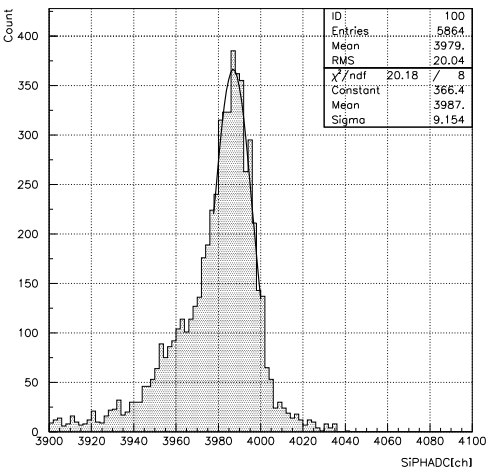


図 2.9: 非密封 $^{241}$Am のスペクトラムの高エネルギー部分。5.48MeV の α 線。

次に、59.5keV のγ 線に対しては、このγ 線に対応する、45.6keV の内部転換電子を押え、5.48MeV のα 線を止める為に、前面に 36$\mu$m 厚のアルミ箔を配置した。このγ 線の全吸収ピークが得られた。

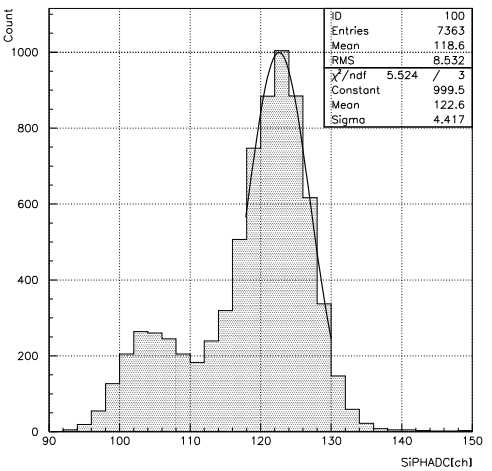


図 2.10: 非密封 $^{241}$Am のスペクトラムの低エネルギー部分。45.6keV の内部転換電子を抑え、α の影響を落す為、ソース全面に 36$\mu$m 厚のアルミ泊をおく。見えているのは 59.5keV のγ 線の全吸収ピーク。

次は、$^{133}$Ba の 81keV のγ 線である。この 150 チャンネルから 250 チャンネルへ続くなだらかなスロープは 356keV、303keV のγ 線起源のコンプトン連続部である。140 チャンネル付近のピークが 81keV γ 線の全吸収ピークである。それより下の 115 チャンネル付近のものは、81keV のγ 線の後方散乱のスペクトルが、threshold で切られたものである。

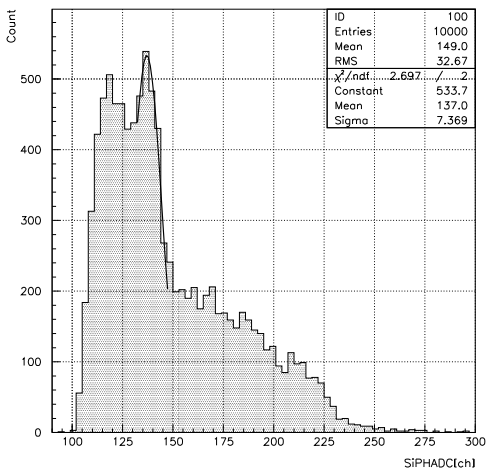


図 2.11: $^{133}$Ba のスペクトラム。81keV のγ 線。高エネルギー側のスロープは 356keV、303keV のγ 線起源のコンプトン連続部。低エネルギー側のピークは 81keV のγ 線による後方散乱が threshold で切られたもの。

これより、較正直線を引くことが出来、次の結果を得た。(図 2.12)

$$\begin{aligned} \text{ADCch} - \text{pedestal ch} &= 0.711(\pm 0.00014) \times E[\text{keV}] - 1.54(\pm 0.037) \\ \text{pedestal ch} &= 86.68(\pm 0.046) \end{aligned}$$

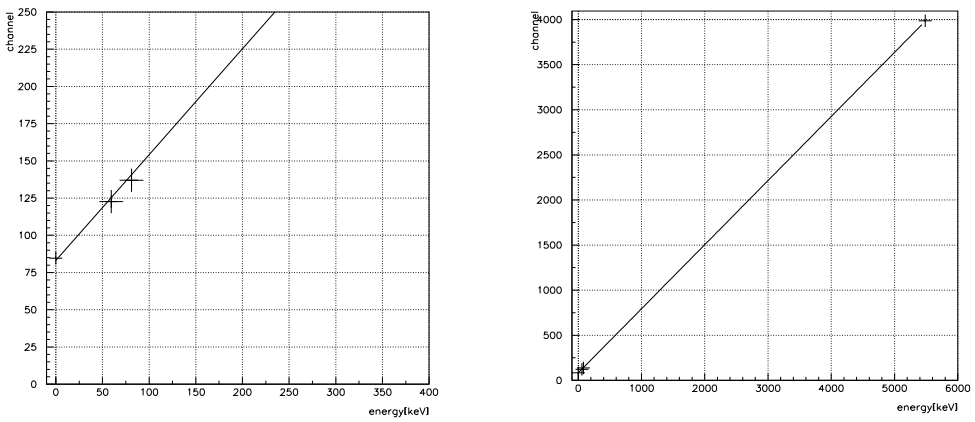


図 2.12: 結果をフィッティングし、エネルギー較正直線を得た。

### 2.2.2 Timig Filter Amplifier の調整

Timing Filter Amplifier の役割は TGC とのコインシデンス判定を行なうシグナルを作ることにある。このとき興味のあるシグナルは 800keV 程度の $^3$He シグナルである。粒子が入射してから遅くとも 100ns 程で、なるべく早くシグナルを取り出したい。このトリガーシグナルをなるべく早く発行し、TGC 側に課せられる遅延時間をなるべく短くしたいからである。

これを決めるに辺り、th/N という量を定義する。これは threshold level とノイズレベルの比であり、大きいほど ノイズを threshold にかけない。よってより低い threshold を選べ、より早いタイミングでの取り出しが可能となる。これより、100ns の遅れに対し決まる、threshold level での th/N を、th/N@100ns として、これを基準にする。図 2.13 では 2 の方が、th/N@100ns が大きく、より低い threshold level を選べ、早い取り出しが可能である。図 2.14 に出力波形を示す。

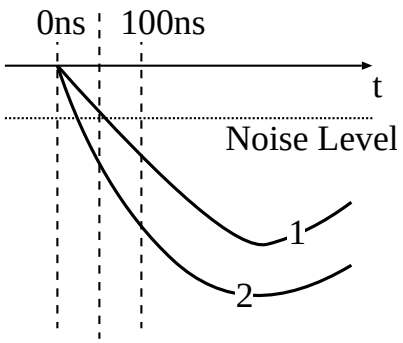


図 2.13: th/N の説明。

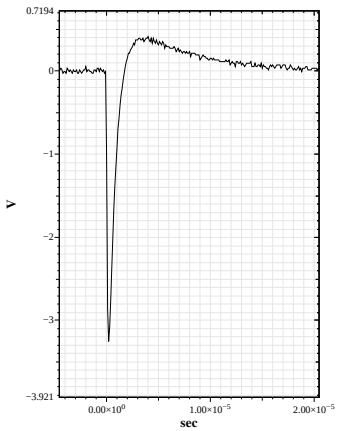


図 2.14: $^{241}$Am の 5.48MeV α 線によるシリコン PIN フォトダイオードのタイミングフィルタアンプ出力。

以上のことを念頭におき、シリコン PIN フォトダイオードに 5.48MeV のα 線を入れ、Timing Filter Amp の differentiate time と integrate time を調整する。この結果表 2.15 の結果を得た。

| th/N @100ns | | Differentiate Time 10ns | 20ns | 50ns | 100ns | 200ns |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Integrate Time | 10ns | | unstable | | 26 | 11 |
| | 20ns | | | | 28 | 22 |
| | 50ns | | | | 26 | 25 |
| | 100ns | 12 | 21 | 25 | 22 | 22 |
| | 200ns | | | | 15 | 17 |

図 2.15: TFA の調整。

この中で th/N が大きいものをとり、differentiate time を 100ns、integrarte time は 50ns とした。20ns の方がやや良いが、10ns にした時出力が安定しなかったので、余裕をもって 50ns とした。

### 2.2.3 NE213 および PMT の較正

NE213 は Nuclear Enterpriseis 社の有機液体シンチレータである。炭素 1 に対し、水素 1.212 の比率の元素組成となっている[1]。数 100keV から数 10MeV の中性子の検出に利用され、出力波形の違いによる、中性子γ 弁別能力が特徴である。中性子に対し反跳陽子が光出力を起こし、γ 線に対してはコンプトン電子が光出力を引き起こす。電子に比べ、陽子の方が、光出力の減衰時間の長い成分が大きく寄与するようになる。この差を利用して中性子γ 線の弁別を行なう。今回使用した NE213 は 12.7cm φ の有感領域を持つものである。これと光電子増倍管 (PMT) を組み合わせて使用する。

図 2.16: NE213。

ここではまず、NE213 の HV を決め、エネルギー較正を行なう。これはγ 線に対して行なう。NE213 は有機シンチレータであるので、ほとんどコンプトン電子により、発光が作られる。よって電子に対しての光出力を光電子増倍したものを見ることになる。エネルギー $E$ の電子による応答は、電子等価エネルギー $E$ による応答といい、粒子種を明示する。シンチレータの光出力の応答は、粒子種によるからである。よって今回は電子等価エネルギーによるエネルギー較正である。この目的は、この電子等価エネルギーによる較正を、文献により、陽子等価エネルギーに変換することで、中性子のエネルギーを知りたいからである。NE213 の中性子に対する応答は、ほとんど反跳陽子が担っているので、これから中性子のエネルギーがわかる。

さらに threshold level のエネルギー較正を行なう。これも電子等価エネルギーである。これは NE213 の検出効率が、その threshold レベルによるからである。この値は電子等価エネルギーで指定出来るので、この較正を行なう。最終的にはこの値をシミュレーション [8] の入力に入れて、NE213 の中性子検出効率を計算する。

最後に中性子γ 弁別を最適化する。これは D+d→n+$^3$He の中性子への、γ 線の混入を測定するために行なう。

[1] キシレンがベースで、活性体の他、POPOP の波長シフター、および、光出力の遅い成分を強調するためにナフタレンが加えてある。

セットアップ

2 個のアナログシグナルに対応する、独立なゲートを作り、CAMAC の charge sensitive ADC で読み出す。これは中性子γ 弁別に必要なことである。中性子とγ 線の弁別には、パルス全体の電荷量と、パルス前半の電荷量の比率により、弁別を行なう。γ 線に比べ、中性子によるパルスは、テールブ部分の寄与が大きく、パルス前半部分が全体に占める比率が、小さくなる。これを行なうために、2 つの独立なゲートが必要になる。

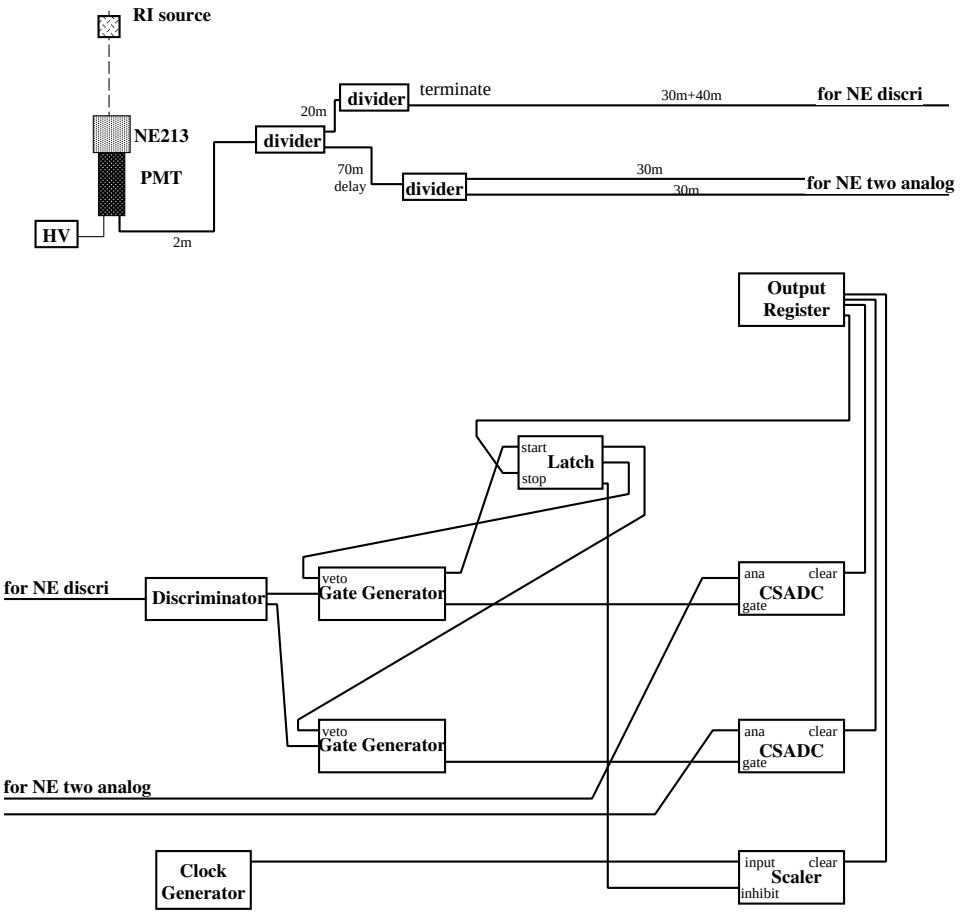


図 2.17: NE213 の較正のための回路図。

エネルギー較正および **PMT HV** の決定

まず HV を今回使用できる最大の PMT HV の 3.2kV に固定し、NE213 の togal gate を 300ns に固定する。ゲートの値は他の文献の値を参考にした。この時 NE213 のシグナルを見て、テールが十分ゲートに入っていることは確認した。(図 2.18) NE213 の応答は、電子等価エネルギーで 5MeV であれば、およそ中性子に対しては 10MeV に当たる。およそこれが ADC のダイナミックレンジに入ることが PMT HV についての条件である。エネルギー 較正はγ 線のコンプトンエッジを用いるので、コンプトンエッジが分解能良く見えることも PMT HV の条件である。今回はまず 3.2kV から始める。

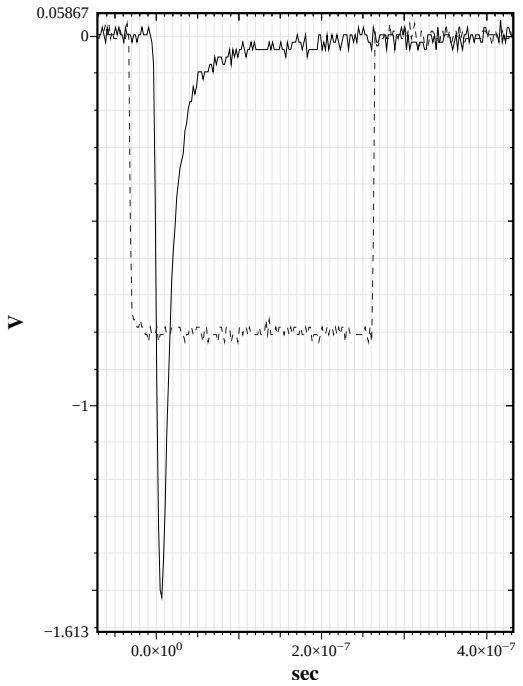


図 2.18: NE213 の波形と使用したトータルゲート。HV=3.2kV、$^{252}$Cf。

まず HV を最大の 3.2kV に固定し、次の各種γ 線源を照射し、コンプトンエッジを測定した。このコンプトンエッジ 5 点とペデスタルの値を用いてエネルギー較正を行なった。表 2.5 に使用した核種を示す。

| 核種 | 放出γ 線 | コンプトエッジ |
|---|---|---|
| $^{22}$Na | 511keV | 341keV |
| $^{133}$Cs | 661keV | 477keV |
| $^{60}$Co | 1173keV | 963keV |
| $^{22}$Na | 1275keV | 1062keV |
| $^{60}$Co | 1332keV | 1118keV |

表 2.5: NE213 のエネルギー較正に用いた線源のγ 線のエネルギーおよびコンプトンエッジのエネルギー。

コンプトンエッジは次のように同定した。まず NE213 にソースを当て測定を行なう。次にソースを除きバックグラウンドを同じ時間測定する。この 2 つのエネルギースペクトルの差をとる。これのピーク付近をガウシアンでフィッティングする。これは大きいチャンネル側の裾を用いて、ピークの高さ、半値幅などを決める為に行なっている。

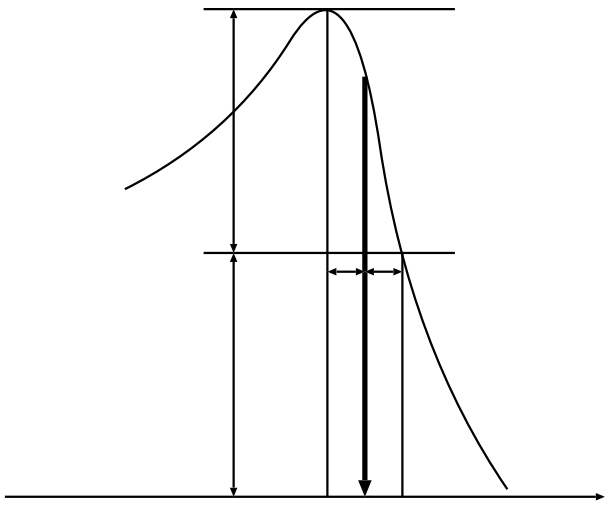

図 2.19: NE213 のエネルギースペクトルのコンプトンエッジの決め方。

ピークの半値の高さの ADC channel とピークの ADC channel の中間をコンプトンエッジとする。文献 [7] よりこれで実際のコンプトンエッジを良く再現する。$^{60}$Co については近接した 2 個のピークをダブルガウシアンでフィッテイングした。

以下、、$^{22}$Na の 511keV のγ 線のコンプトンピーク 341keV、$^{133}$Cs661keV のγ 線のコンプトンピーク 477keV のフィット、$^{22}$Na1275keV のγ 線のコンプトンピーク 1062keV、$^{60}$Co の近接する 2 つのγ 線、1173keV および 1332keV のコンプトンピーク、963keV および 1118keV についてのフィットである。 最後の $^{60}$Co については近接するピークをダブルガウシアンでフィットしている。 それぞれ良くフィットされていることが分かる。

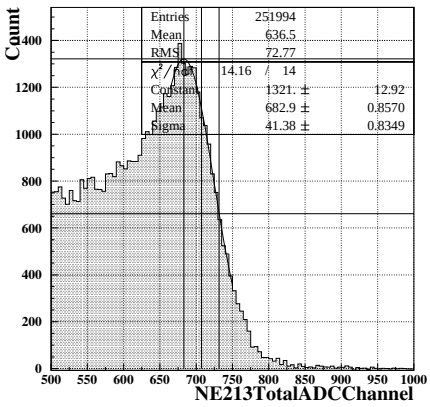


図 2.20: $^{22}$Na511keV γ 線のコンプトンピーク (341keV)。

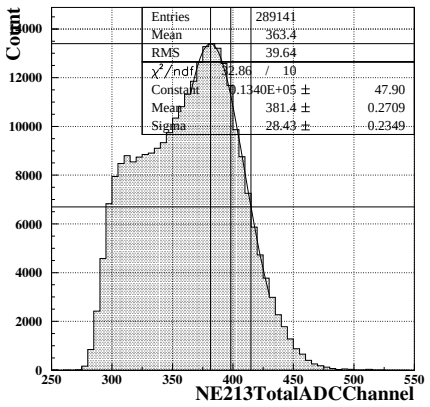


図 2.21: $^{133}$Cs661keV γ 線のコンプトンピーク。(477keV)

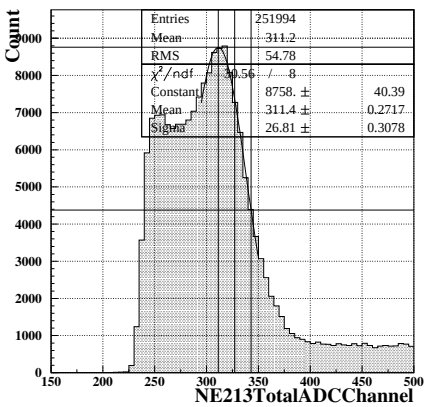


図 2.22: $^{22}$Na1275keV γ 線のコンプトンピーク。(1062keV))

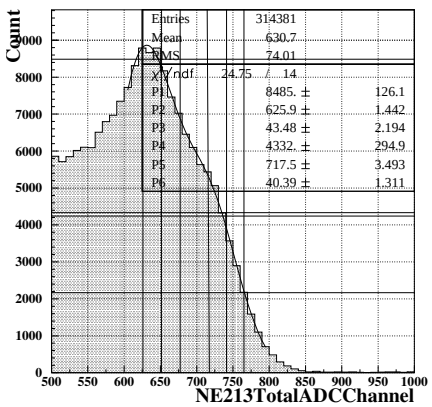


図 2.23: $^{60}$Co1173keV および 1332keV γ 線のコンプトンピーク。(963keV、1118keV)

この結果、次のエネルギー較正直線を得た。これもきれに直線に載っている。

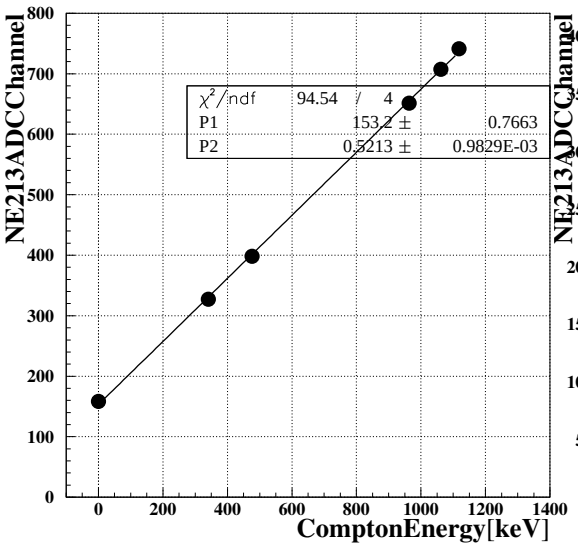


図 2.24: NE213 のエネルギー較正直線。

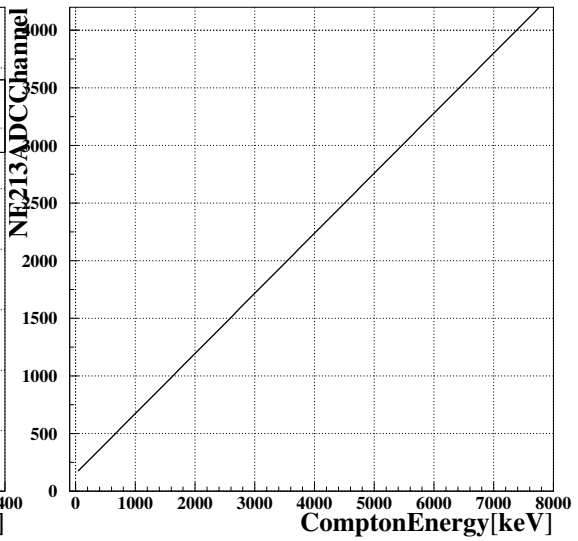


図 2.25: NE213 のエネルギー較正直線。ADC のフススケールに対応。

$$\begin{aligned} \text{NE213Channel-pedestal Channel} &= E_{ee}[\text{keV}] \times 0.521(\pm 0.001) - 4.9(\pm 0.8) \\ \text{pedestal Channel} &= 158.2(\pm 0.006) \\ & E_{ee}\text{は電子等価エネルギー} \end{aligned}$$

これでダイナミックレンジを電子等価エネルギーで 8MeV 弱確保できているので、中性子に対し 16MeV 弱確保できたことになる。よって PMT HV を 3.2kV に決定した。今後このエネルギー較正直線を使用する。

**NE213 の threshold level のエネルギー較正**

NE213 の中性子に対する efficiency はその discriminator の threshold レベルに依存する。今回 NE213 の efficiency は計算から求めて使用する為、この threshold レベルが電子等価エネルギーでいくらになるかは非常に重要である。ペデスタルおよび、threshold level が 15、30、50mV のときのスペクトルを用いて、NE213 の threshold level に対応する電子等価エネルギーを得る。スペクトルから threshold に対応する ADC のチャンネルを求めるには、裾をガウシアンでフィットし、半値となる位置をとった。

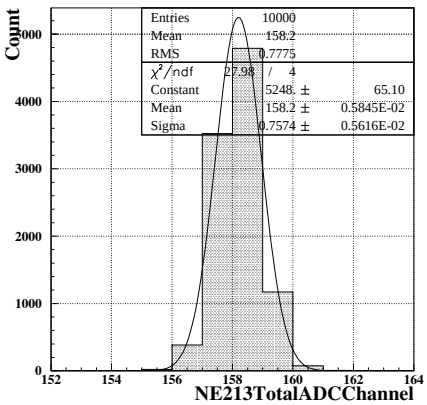


図 2.26: NE213 のペデスタル。

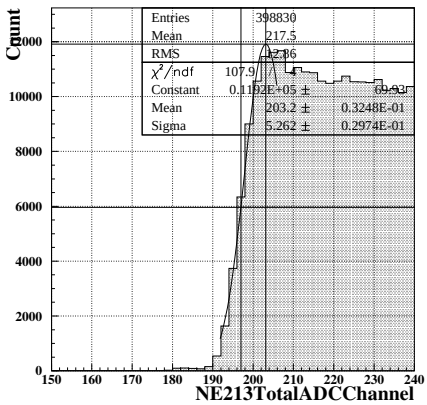


図 2.27: NE213 の threshold level 15mV。

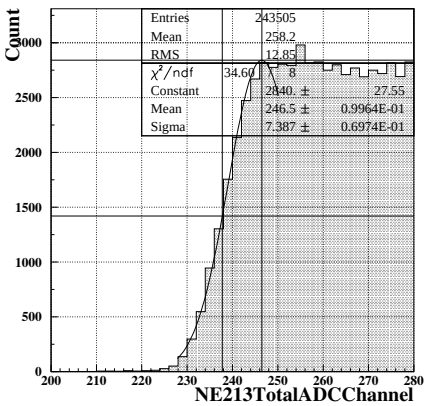


図 2.28: NE213 の threshold level 30mV。

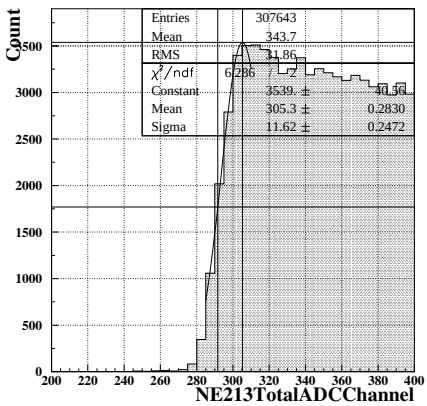


図 2.29: NE213 の threshold level 50mV。

以上よりつぎの較正直線を得る。

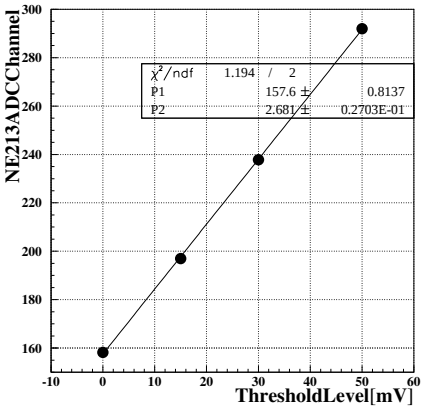


図 2.30: NE213 の threshold level と ADC のチャンネル。

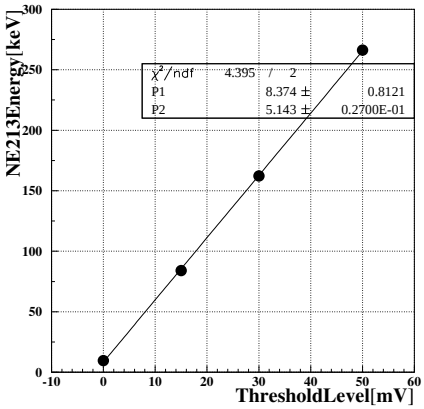


図 2.31: NE213 の threshold level と電子等価エネルギー。

$$E_{ee}[\mathrm{keV}] = V_{th}[\mathrm{mV}] \times 5.14(\pm 0.03) + 8.4(\pm 0.8)$$

$E_{ee}$は電子等価エネルギー、$V_{th}$は threshold level

以後 NE213 の threshold level を 22.5mV に固定する。この理由は、この値の近くの threshold にすると、NE213 の中性子検出効率が 30%を上回り、効率的に中性子データを取得できることを、文献 [13] により知っていたからである。この文献の NE213 のデータは、今回使用したのと同じ形状の NE213 についてのデータである。より詳細な検出効率については、モンテカルロシミュレーションを行ない、決定する。このシミュレーションコード [8] はこの文献でも使用されている。

中性子γ 弁別

中性子シグナルがγ よりテールが高くなることを利用して弁別を行なう。この理由は次のように説明される。γ 線は NE213 でコンプトン電子を走らせることで、光出力を得る。中性子は陽子を反跳させることで、光出力をえる。この時、電子に比べ、陽子の dE/dx が大きい。NE213 の発光機構は、高いエネルギー準位に励起された電子が基底状態へいく際、このエネルギー分が光出力になると説明される。。この準位には短寿命のものと長寿命のものがある。長寿命の準位につかまる電子の数密度が dE/dx が大きいほど、多くなる。この後は、この準位にいる電子同士の作用で、再励起し、短寿命の準位に移行し、光出力をもたらす。この効果が光出力の遅い成分を形成している。よって陽子の dE/dx が大きいので、光出力の遅い成分の割合が大きくなる。

今回は 2 ゲート法といって、パルスの立ち下がりの成分と、テールの成分をそれぞれのゲートを用いて比較する方法をとる。今回は図 2.32 のように、主にパルスの立ち下がりの速い成分を取る fast gate と、fast とパルスのテール部の遅い成分の和として total gate の 2 つを用いる。

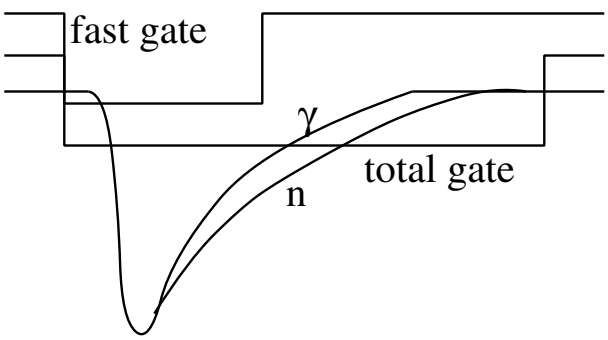


図 2.32: 中性子γ 弁別の fast gate と total gate。実際のパルスは見ためでは中性子とγ の差はわからない。

total gate と NE213 の HV が決定しているので、中性子γ 弁別に必要なパラメータは fast gate の width のみである。よってこれを変化させていき、中性子γ 弁別の一番良い値を採用する。これに先立ち弁別の良さを表す指標が必要であので、まずこれを決定する。

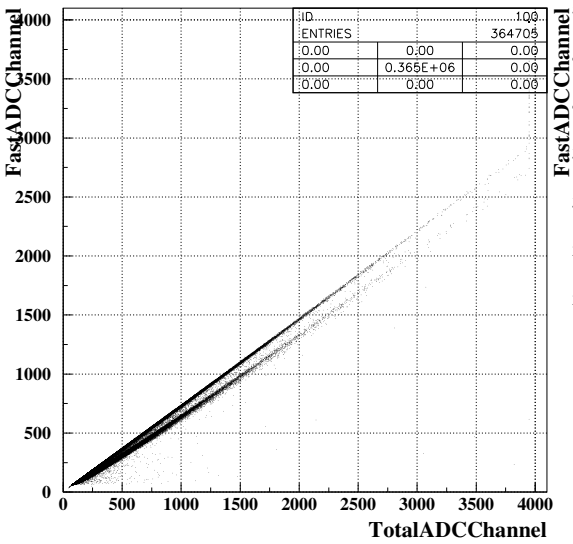


図 2.33: NE213 の中性子、γ 弁別。トータルゲートとファーストゲートの電荷量の 2 次元プロット。同じファーストゲートの電荷量でも、中性子の方がテールの寄与が大きく、トータルゲートの電荷量が大きくなる。これは $^{252}$Cf の連続中性子に対して得られたものである。

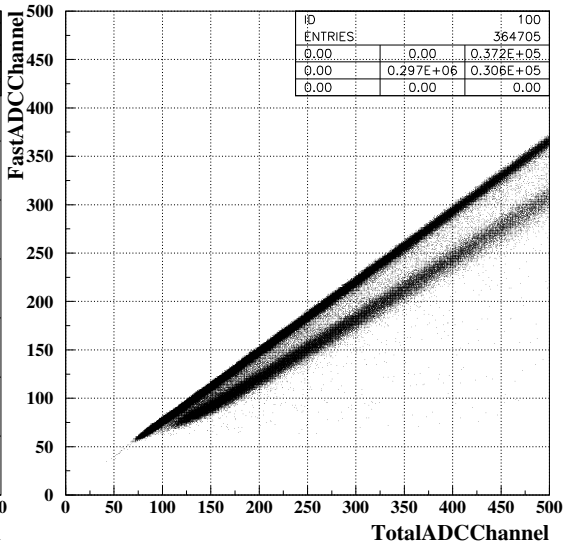


図 2.34: fast gate width 40ns、threshold level 50mV。上記の小さいチャンネルの部分を拡大。

中性子線源の $^{252}$Cf で測定を行なう。これは自発核分裂を行なう際に、中性子とγ 線を放出している。この結果より横軸に total gate の ADC、縦軸に fast gate の ADC の値をとった 2 次元分布を作ると、きれいに弁別が見える。同じ fast gate の ADC でも中性子の方がテールの寄与が大きい為、total gate の ADC が大きくなる。上のラインがγ で、下のラインが中性子である。

さて、この 2 次元分布の 2 本のラインの分かれの良さを判定するのであるが、比を取って Fast ADC/Total ADC の分布を見れば 2 本のピークが見え、この分かれ具合を指標にとれば良いと考えられる。

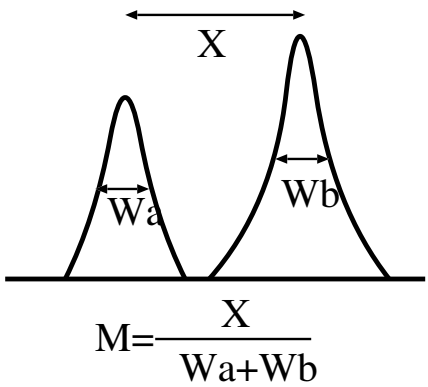


図 2.35: 2 つのピークの分離の良さを表す指標、性能指数を定義する。

2 つのピークをガウシアンでフィットする。中心値の距離を X、各ピークの半値全幅を $W_a$、$W_b$ として、性能指数 $M$ を次のように定義する。

$$M = \frac{X}{M_a + M_b}$$

これを用いて、fast gate 幅、40、50、60、80ns での弁別の良さを示す。これより、ゲート幅 50ns の時が最も性能指数が良く、50ns にゲートを決定する。

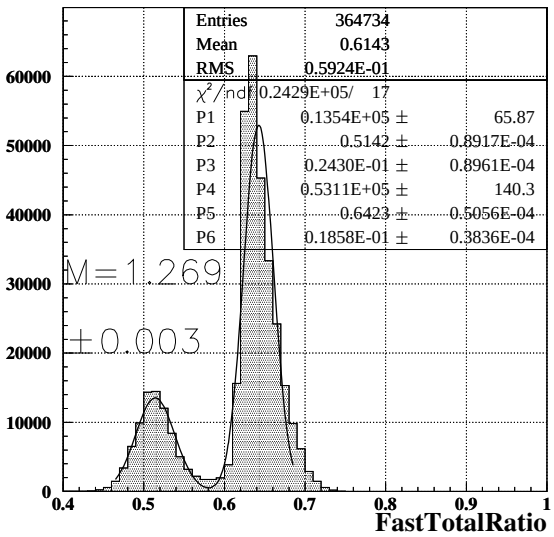


図 2.36: fast gate width 40ns。

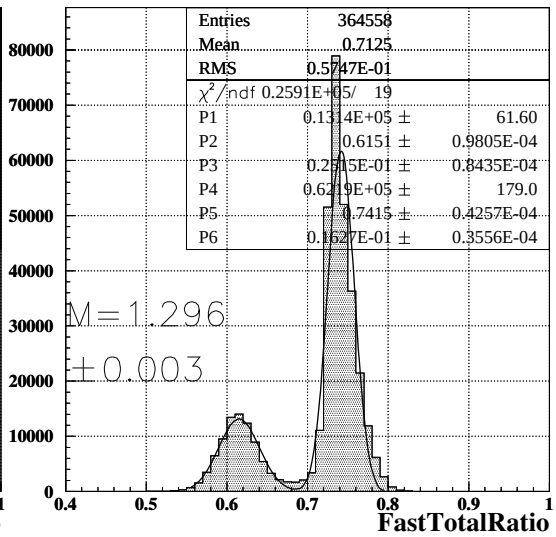


図 2.37: fast gate width 50ns。

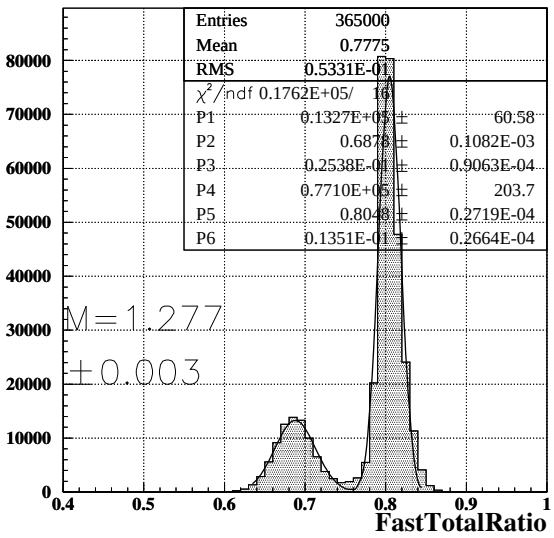


図 2.38: fast gate widht 60ns

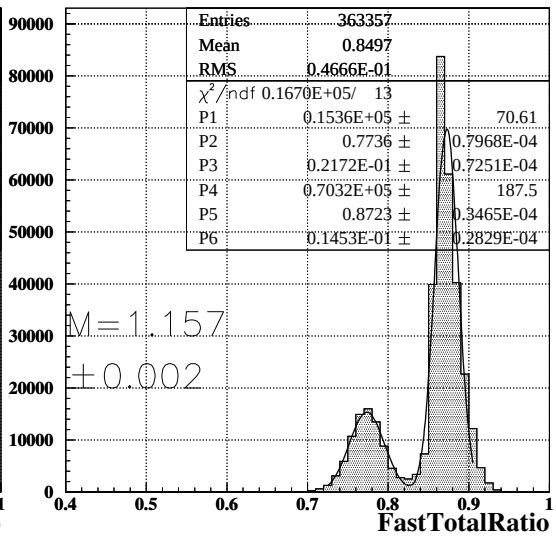


図 2.39: fast gate width 80ns。

**NE213 と PMT の較正のまとめ**

- NE213 の HV を 3.2kV と決定し、コンプトンピークを用いた電子等価エネルギーによるエネルギー較正を行なった。
- threshold level のエネルギー較正も行なった。
- total gate と fast gate による 2 ゲート法で中性子γ 弁別を行なった。そこで fast gate の幅を最適化した。

### 2.2.4 TGC

小型 TGC

実際にアトラス実験で使用される大型の TGC と、ワイヤーとグランド間のギャップ、ワイヤーワイヤー間隔が同一の構造を持つ小型の TGC を使用した。大型の TGC はワイヤーを 4 本から 20 本まとめてワイヤーグループとして読み出すのに対し、小型 TGC はワイヤー一本ずつ読み出している。有感領域は 80mm×28.8mm(1.8mm×16) である。

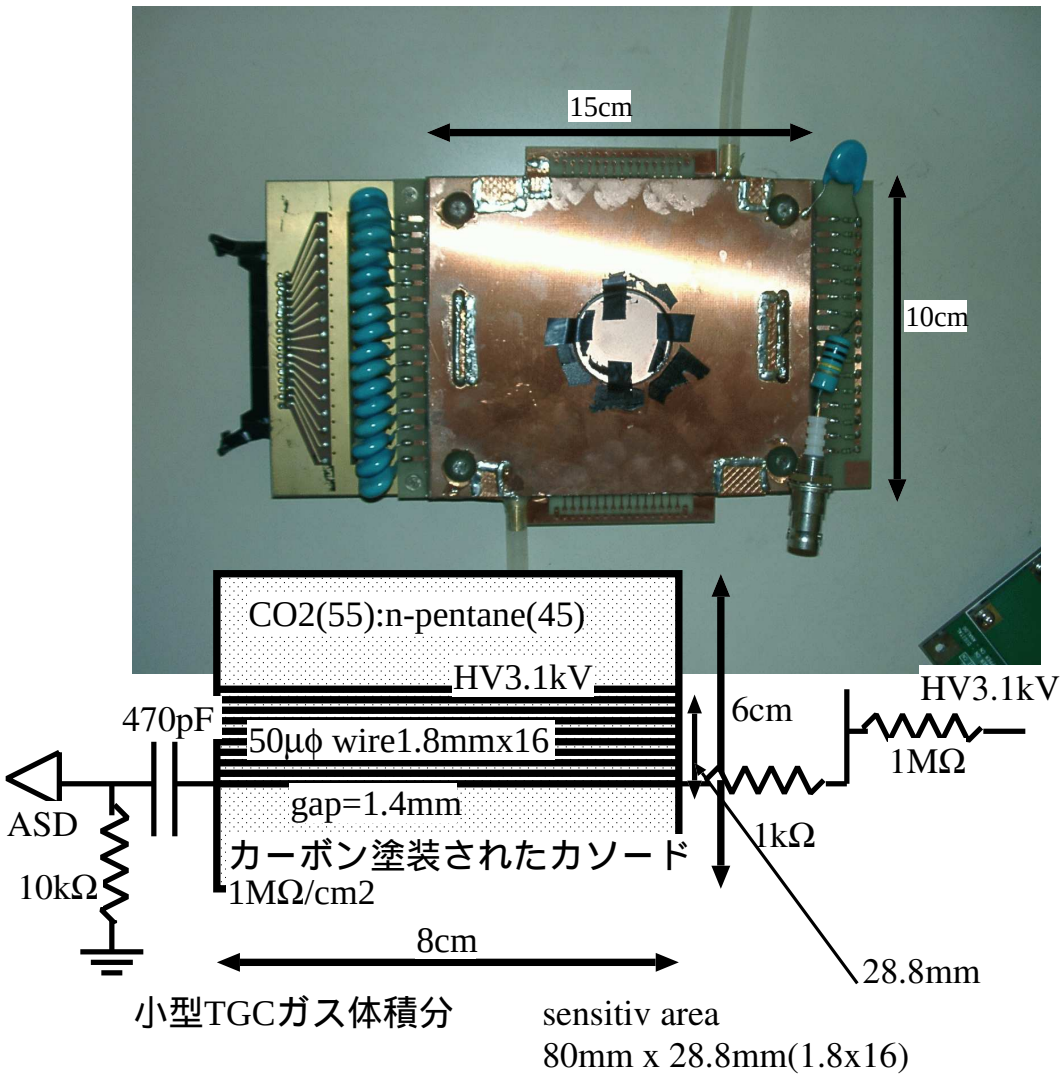


図 2.40: 小型 TGC の図。

TGC の読みだしは ASD という。図 2.42 のような Amplifier、Shaper、Disciriminator の機能 4ch 分を 1 つのチップにまとめ、これを 4 個装備するものを利用する。初段に 0.8V/pc の電流入力アンプがあり、つぎにベースライン保持回路、7 倍のゲインのメインアンプ、その後には、threshold で弁別を行なうコンパレータがある。アナログ出力は Shaper の前から取り出し、ASD Buffer というポストアンプを利用する。デジタル出力は LVDS シグナルで、これは ASD Buffer で ECL シグナルに変換される。

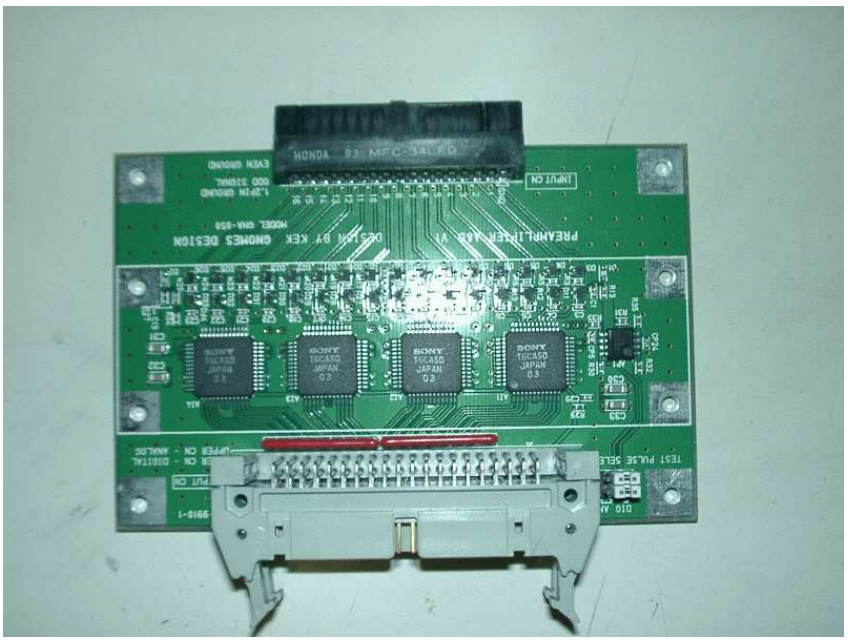

図 2.41: ASD。

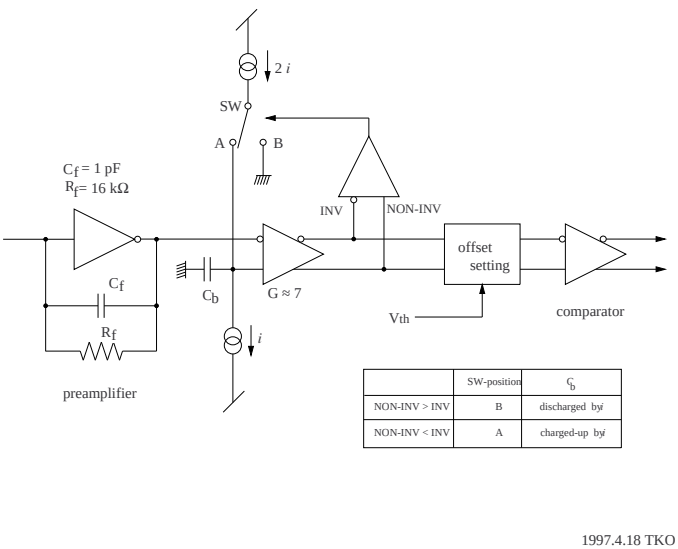


図 2.42: ASD のダイアグラム。

## 2.3 加速器とビーム

### 2.3.1 コッククロフト・ウォルトン型加速器

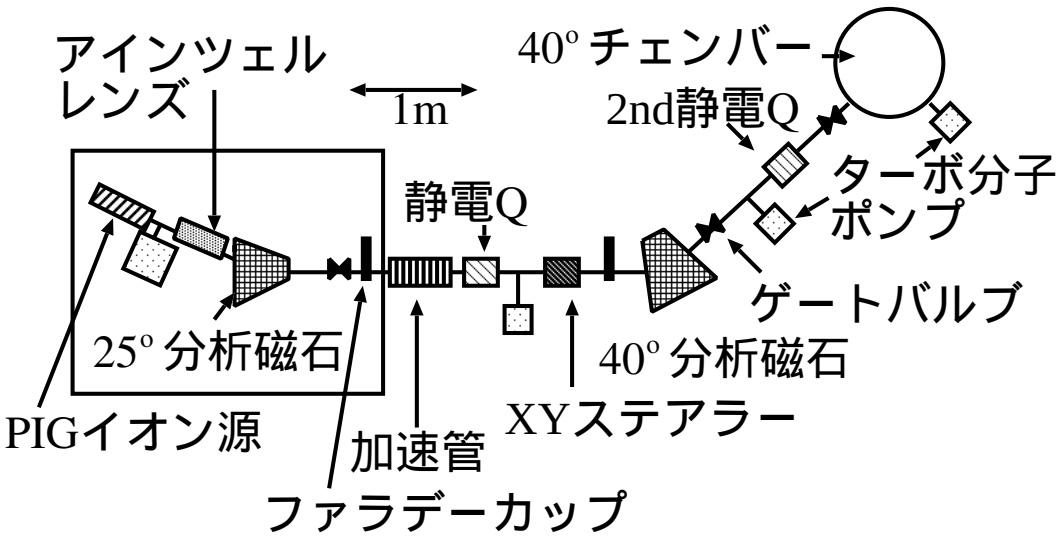


図 2.43: 立教大学コッククロフトウォルトン型加速器。

コンデンサーとダイオードを並べた倍電圧回路 (付録 A 参照) で、交流を整流し、高電圧を作っている。立教大学コッククロフト・ウォルトンは最大加速電圧が 1 価のイオンに対し 330kV である。ビーム上流が加速電圧の分、高電圧になり、下流に向かい電場が作られれ、加速が行なわれる。この電圧は空気の絶縁能力で上限が決まってしまう。今回の実験は 8 月まで続き、この時期は湿度の上昇で高電圧から大気放電が始まっていた。実験室を強制換気するシステムであり、湿度管理は難しい。

今回の実験ではこれで d を加速して、D のターゲットに当てる。D ターゲットには、Ti 板を電極に $D_2O$ を電気分解し (付録 C 参照)、Ti に D を吸蔵させた TiD ターゲットを用いた。

### 2.3.2 ビームのパラメータの決定。

ビームエネルギー、ビームの粒子種、ターゲット周辺についてパラメータを決定する。データはシリコン PIN フォトダイオードを用いて取得する。

まずビームのエネルギーであるが、これは d の Rutherford 散乱より決定される。1 章の表 2.1 でも述べたが、Rutherford 散乱の微分散乱断面積は、D+d 反応の $10^5$ 倍近くある。d のエネルイギーが $^3$He の 800keV に比べ、十分低い場合でも、パイルアップにより、$^3$He のピークを覆い隠してしまう。図 2.44 はトリガーレートが 0.65Hz の場合で、下から Rutherford 散乱の d、およそ 800keV の $^3$He、1MeV の t、3MeV の p とエネルギーも良くあったピークが見えている。これが図 2.45 はトリガーレートが 754Hz の場合で、d の散乱により、$^3$He のピークが覆い隠されている。

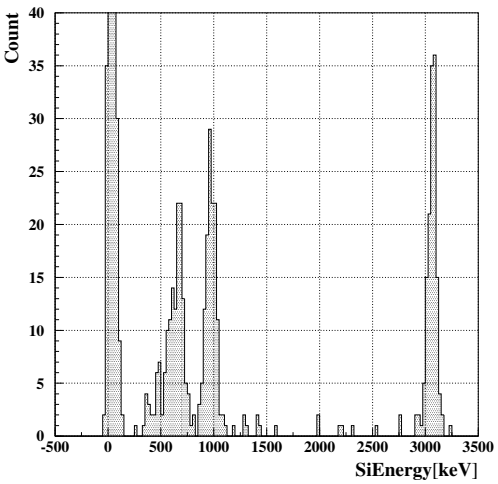


図 2.44: ビームカレントを下げた場合。$E_d$=115keV。threshold は 250mV と高くしている。この時レートはエレキの dead time を除き、0.65Hz。

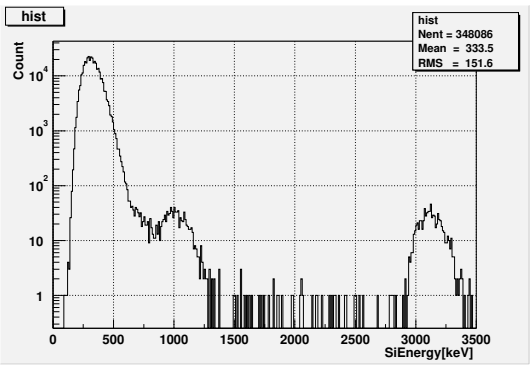


図 2.45: TFA の threshold は 250mV と高くしてあるが、Rutherford 散乱してくる d のパイルアップの為、3He のピークを覆い隠している。

これを防ぐ為、ビームカレントを減らした場合、中性子の発生レートが 10count/day のオーダーになり、現実的でない。また TFA の $V_{th}$ を高くしなければならなく、速い取り出しにも向かない。この問題を解決するのに、アルミ箔をシリコン PIN フォトダイオードの前におくことにした。

$^3$He のエネルギーは D+d 反応の Q 値が大きいので、入射する重水素のエネルギーにはほとんどよらない。よって図 2.46、図 2.47 から重水素の弾性散乱を止めて、$^3$He を通すにはアルミニウムの厚さは $1\mu$m から $3\mu$m の間に限られる。

シリコンの全面の不感層の影響で、アルミの厚さが d のレンジ以下でも良い可能性がある。また、ターゲット中に d のレンジの範囲で侵入してから核反応を起こす為、反応時点での d のエネルギーが広がると共に、放出される核もターゲット内でエネルギーを落してから出てくることが考えられ、この点でもアルミの厚さが d のレンジ以下でも良い可能性がある。

また $^3$He、t ともに、アルミの厚みで、エネルギーの幅が広がるので、アルミニウムの厚さはなるべく薄い方が良い。また速い取り出しの点からも $^3$He のパルスハイトが大きい方が良いので、アルミニウムの厚さは薄い方が良い。よってまずアルミの厚さは $0.8\mu$m にすることにした。

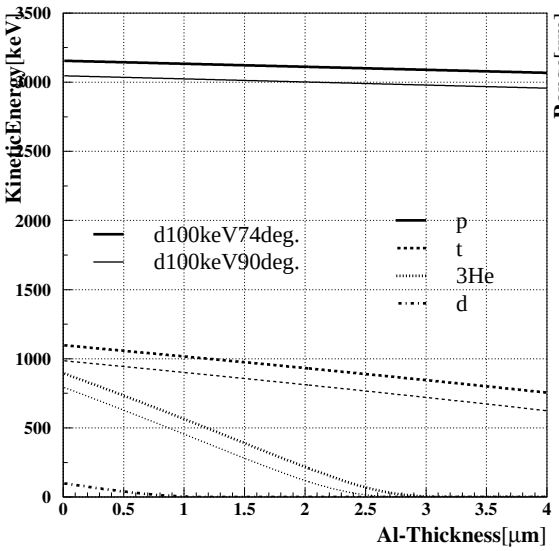


図 2.46: アルミニウムの厚さとそれをつき抜けた粒子のエネルギー。実際はエネルギーのストラグリングを受ける。

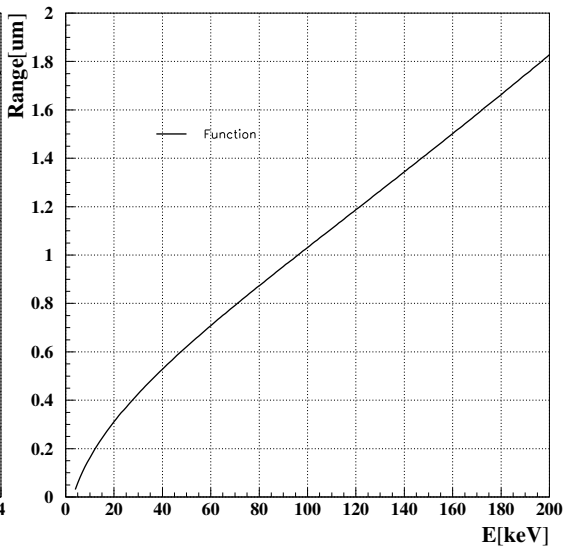


図 2.47: 重陽子のアルミニウム中のレンジ。

シリコン PIN フォトダイオードの前面に $0.8\mu$m の厚さのアルミ箔を置いた場合、、図 2.48 のようになった。

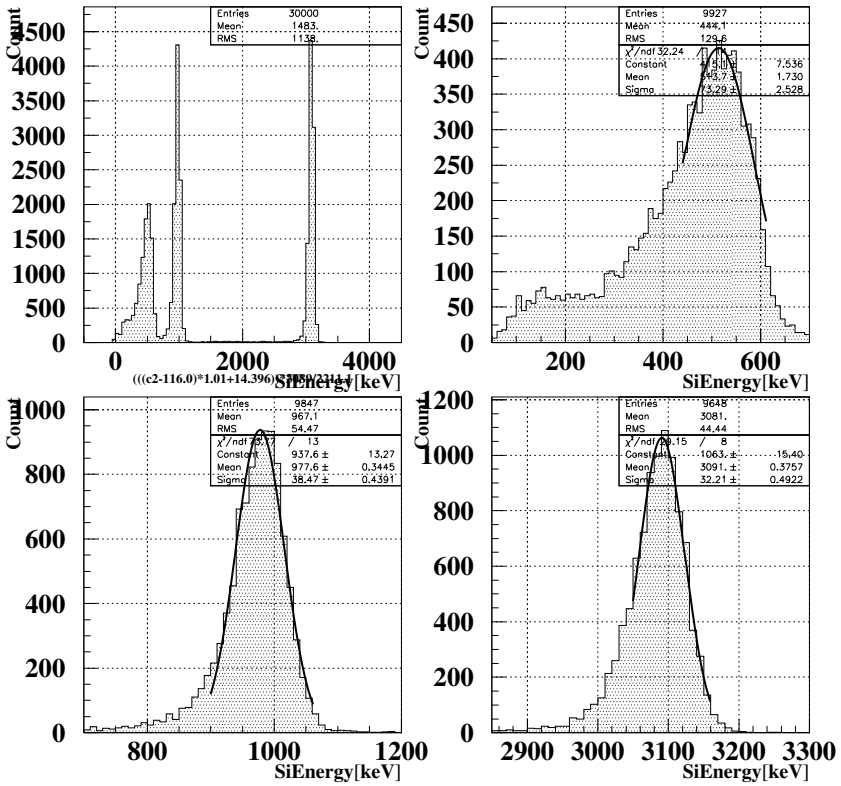


図 2.48: $d^2$–beam,195keV,0.8$\mu$Al, シリコン PIN フォトダイオード 74°

この時は、d のビームではややレートが低く統計を稼げなかったので、$d^2$ のビームを使った。

イオン源 (付録 B 参照) では $d^2$ ガスをイオン化している。今回はイオン源の真空度をなるべく高くして、$d^2$ 密度を上げる。この状態でペニング放電を起こし $d^2+$ イオンのまますぐに取り出している。このため比較的高いレートで D+d 反応を引き起こす。さらに Rutherford 散乱したものについても、dE/dx が d より大きいのでよりアルミで止まりやすく、有利である。

$d^2$ ビームの加速電圧であるが、40 度マグネッとで $d^2$ を曲げられることが条件になり、最大で d1 核子当たり 97.5keV、$d^2$ で 195keV である。 この時の $d^2$ のビームエネルギーもこれである。

このビームエネルギーで、中性子角を 90° にしようとすると、運動学より $\theta_{si}$ は 74° に決定される。90° 方向にあなあき真空フランジがあり、ここに $25\mu$m のアルミナイズドマイラーを張り、 さらに光洩れ防止および 3MeV 陽子を止めるため、$100\mu$m のアルミ箔をおき中性子窓とした。これにより、中性子に対して圧倒的に物質量を軽減し、散乱を押える効果がある。

図 2.48 では、d の散乱が押えられ、3 つのピークが見えている。各ピークの位置も $^3$He を除き、ほぼよい値といえる。$^3$He のピークが低くなり、また幅が広がる理由は、0.8$\mu$m のアルミの厚みだけではない。入射 d がターゲット中でエネルギー損失をしながら、d の Ti 中のレンジ、約 1$\mu$m を走る。この間で断面積に従い、D+d 反応を起こす。よって深く侵入した d ほど低いエネルギーで核反応を起こし、さらに $^3$He もターゲット中、比較的長い距離を経て出てくる。よってこのようなエネルギーの広がりが生じていると考えられる。この効果についてはターゲットの厚みの効果として、NE213 による予備実験でも触れる。

トリガーレートの点でも当初のアルミなし、d ビームにくらべ、100 倍強を得た。

これらの点で、$d^2$ ビーム、97.5keV、$\theta_{si} = 74°$、アルミ厚 0.8$\mu$m と、ビームのパラメータを決定した。以後 d のビームという場合も、全て $d^2$ ビームである。

## 2.4 NE213 による予備実験

TGC に中性子を当てる前に、実験手法、セットアップの確認の意味で、次のことを行なった。

1. 中性子検出器である NE213 を用い、コインシデンスのタイミング調整。
2. 中性子検出のバックグラウンドとなるγ 線の混入の評価。
3. NE213 での中性子スペクトルから、中性子のエネルギーを評価。
   検出器の配置より、$^3$He、中性子の放出角度を限定し、中性子のエネルギーを決めているが、直接測定することで、この手法の適切さの確認になる。
4. NE213 での中性子検出効率の測定。
   シミュレーションとの計算により中性子の放出方向の広がりについて理解を得る。
5. $^3$He をタグした場合の、中性子の放出方向の広がりを評価。
   中性子感度を見積もる上で、$^3$He でタグした中性子が TGC の領域に入射しているかどうかを、確認することは重要である。

### 2.4.1 セットアップ

検出器の較正で、シリコン PIN フォトダイオードと NE213 をセルフトリガーで動作させた。NE213 については中性子γ 弁別で gate とパルスのタイミングがずれては困る。パルスに対して total 及び fast gate を定めて弁別をしているからである。よって NE213 のゲートを開くタイミングは NE213 のパルスに対し決めなくてはならない。シリコン PIN フォトダイオードは $^3$He を弁別して中性子トリガーを作る。これで NE213 の veto を解除することで、NE213 側のトリガーとして動作させる。これで NE213 は自分のパルスのタイミングで、ゲートを開くことが出来る。コインシデンス判定は TDC を用い、両者のタイミングをみることで決定する。これにより、DAQ のセットアップは図 2.49 のようになる。

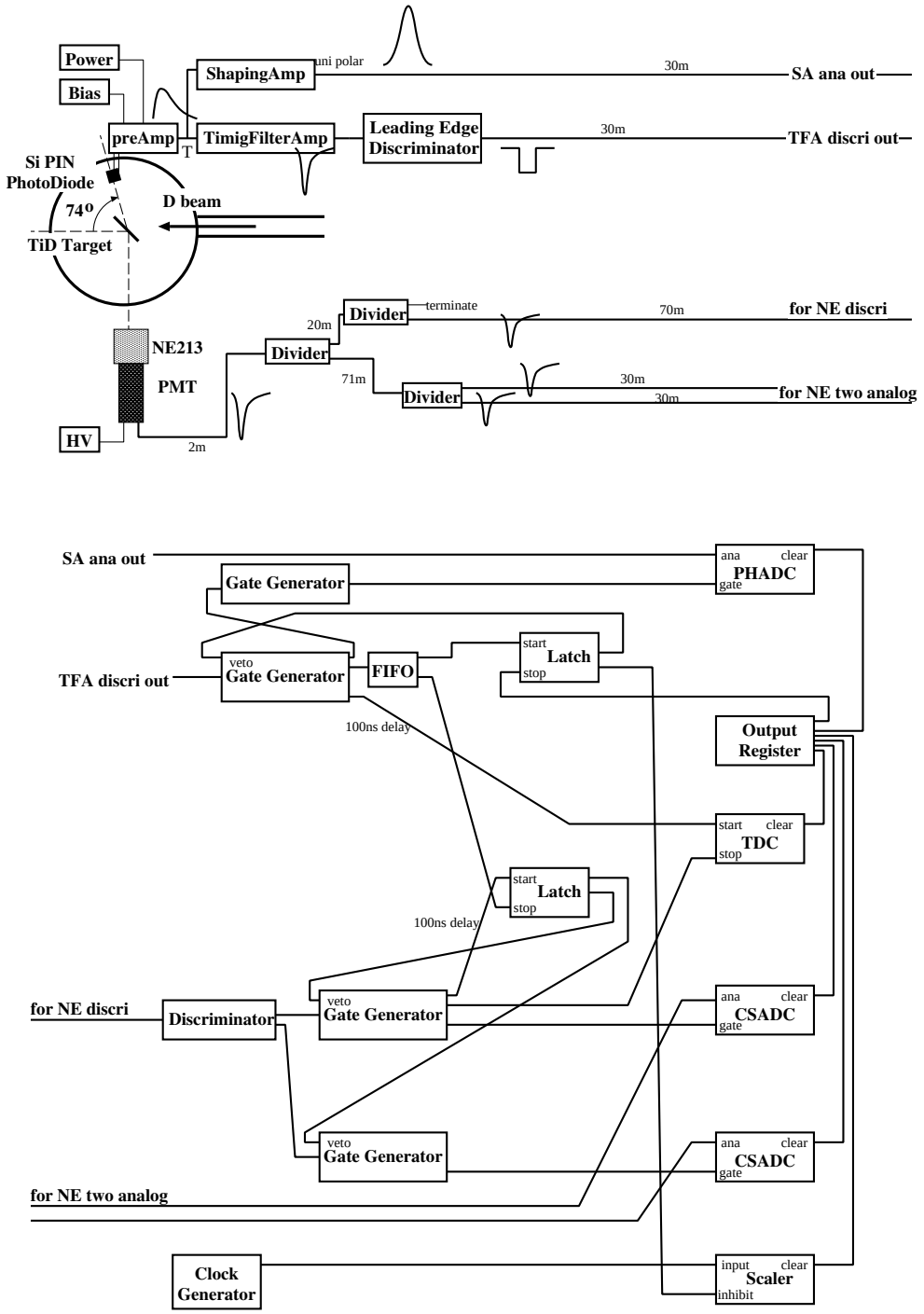


図 2.49: シリコン PIN フォトダイオードと NE213 による DAQ のセットアップ。

検出器等の配置は次のようになる。ビームのパラメータの決定に従い、シリコン PIN フォトダイオードは入射重陽子に対し、74° に、NE213 は 90° 方向に設置した。重陽子ビームについては、ビームの出口とターゲットの前にあるコリメータで 1cm φ に絞る。シリコン PIN フォトダイオードには 0.8$\mu$m のアルミ箔が取り付けられている。

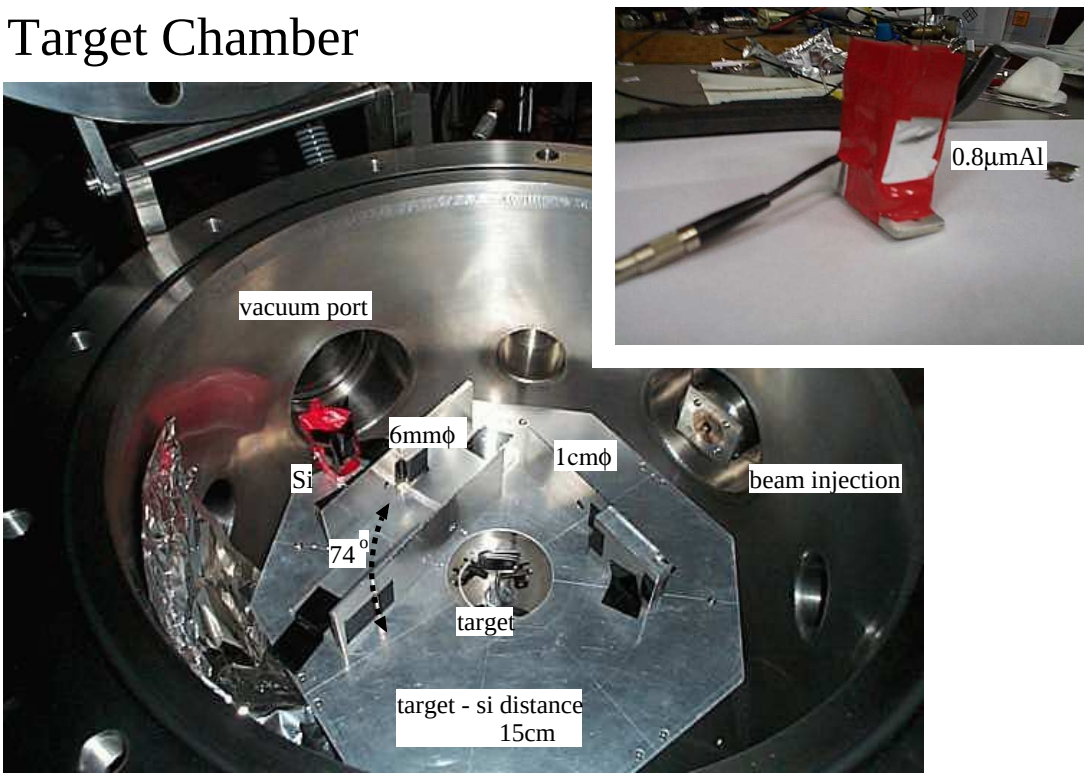


図 2.50: NE213 による実験のセットアップ。ターゲットチェンバーの中の配置。

$^3$He はシリコン PIN フォトダイオードの直前の 0.8$\mu$m アルミ箔の部分で、1cm φ に絞る。ビームの絞りとこれにより、対応する中性子の広がりが決まるようにした。他からの寄与を無くすため、シリコン PIN フォトダイオードとターゲット間に 6mm φ のコリメータが入っている。NE213 はターゲットから反対側に 30cm 離して配置する。ここでの対応するコーンは 4cm φ となる。NE213 は 12.7cm φ であり、鉛直方向の中性子の広がりは十分 NE213 の中に収まる。一方水平方向の広がりはこれとは異なる。運動学より、$^3$He の角度に対応して中性子の放出角度が決定される。これを考慮した場合、水平方向ではおよそ 8cm に広がる。よって幾何学的配置から決定される中性子の広がりは十分余裕を持って、NE213 の中に入っている。

しかし、2.3.2 節でも少し触れたように、ターゲットの厚みの効果で、核反応時の重陽子のエネルギーおよび、その核反応時の入射方向が変化することが予想される。というのも、$^3$He の角度に対応する中性子の放出角度は、入射する重陽子のエネルギーにより大きく変化し、またこの重陽子の入射方向を基準に角度が測られるからである。水平方向はこの効果でさらに広がることが予想されるので注意が必要である。これを評価することはこの予備実験の目的の 1 つである。

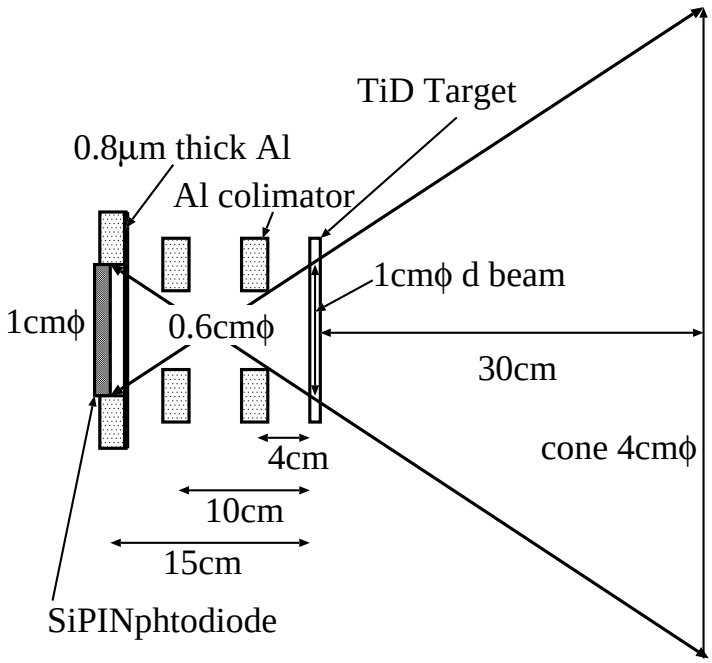


図 2.51: $^3$He 側の配置。

NE213 側については、ターゲットチェンバーの中性子放出方向の物質量を極力減らした。中性子の散乱および吸収、(n,$\gamma$) 反応による$\gamma$ 線の放出を押える為である。具体的には 90° 方向のフランジを交換し、アルミ蒸着マイラフィルムを張れるものにし、25$\mu$m 厚のフィルムを張った。これでは外から光が透過し、シリコン PIN フォトダイオードに入射する。また D(d,n)$^3$He 反応からの 3MeV の陽子が外へ出る恐れがある。両者を押える目的でさらに 150$\mu$m 厚のアルミ箔を設置した。真空フランジの厚さは 1cm 程あるので、圧倒的に物質量を低減した。図 2.51 より、幾何学的に決まる鉛直方向の中性子の広がりは 4cm φ である。

### 2.4.2 NE213 により得られた結果

シリコン PIN フォトダイオードと NE213 のコインシデンスの状況、コインシデンスしたイベントの中のγ 線の混入量、中性子のエネルギーを測定、NE213 の検出効率、中性子放出方向の広がりについて順に、得られた結果を述べる。

コインシデンス

まずコインシデンスの判定である。十分速いタイミングで次のようなコインシデンスを得た。よってコインシデンスのカットはコインシデンス TDC の値が、200ns 以下である。およそ 1 時間弱の測定で、コインシデンスを課すと、非常に purity 良く、$^3$He のみを選別できている。つまりコインシデンスを引き起こすのは、$^3$He 起源のイベント、つまり $\mathrm{D + d \rightarrow n + {}^3He}$ 反応起源のイベントのみである。

ところが TDC のコインシデンスのタイミングは 150ns 程度の大きな幅を持っている。これではノイズの混入があった場合、それを弁別して、コインシデンスをとることは難しい。この点についてはこの次のプロットで理由を示し、コインシデンス判定の解決法を示す。

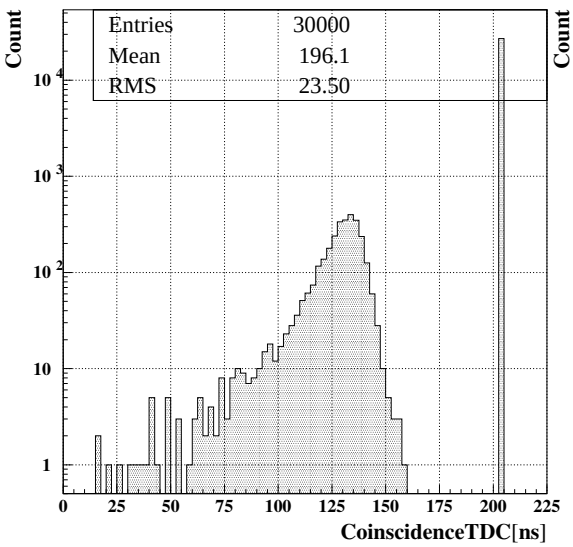


図 2.52: コインシデンス判定用の TDC 分布。3000event を 1 時間弱で測定。150ns 程度の幅でコインシデンス。

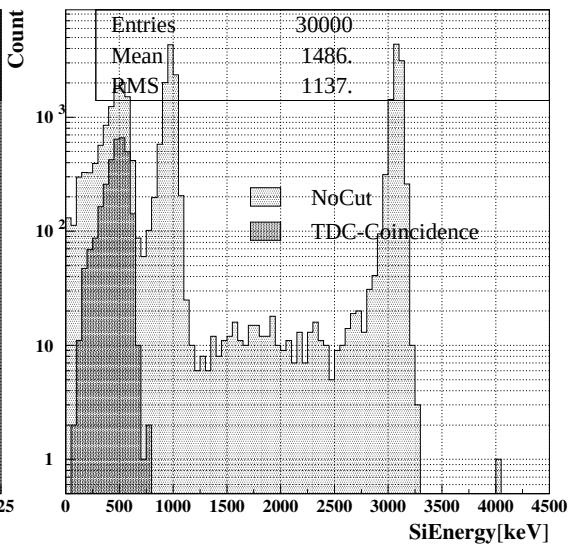


図 2.53: シリコン PIN フォトダイオードの ADC 分布。カット無しとコインシデンスカットをかけたもの。$^3$He 以外にはコインシデンス皆無。他の粒子でコインシデンスは入らない。

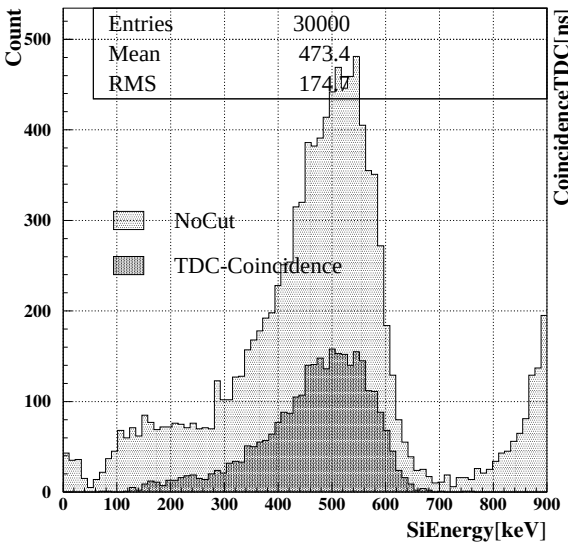


図 2.54: シリコンのシグナルに TDC のコインシデンスをかけている。

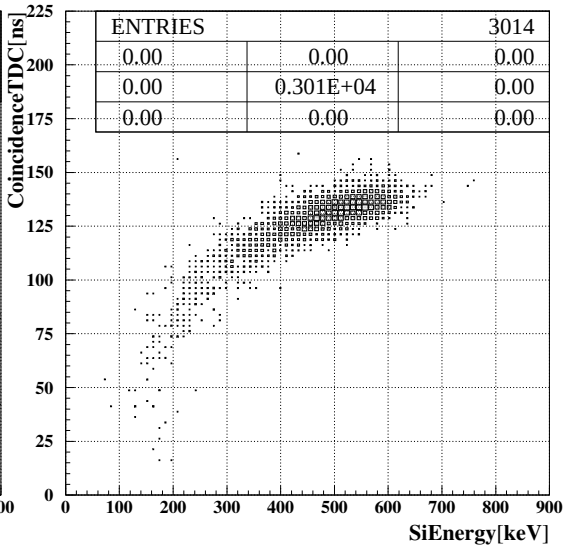


図 2.55: シリコンの $^3$He のエネルギーとコンシンデンス TDC の 2 次元分布。

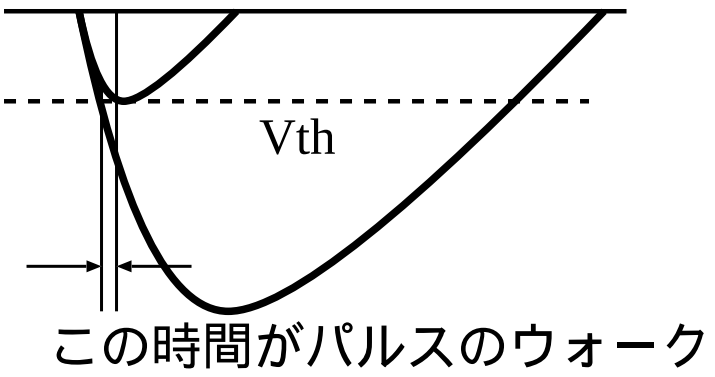


図 2.56: パルスのウォーク。

図から分かるように確かにコインシデンスをとると、$^3$He の領域を示す。これを $^3$He のエネルギーとコインシデンスのタイミングの 2 次元分布としてプロットする。この解釈は次のようになる。$^3$He のエネルギーが低い、つまりパルスハイトが小さい場合、パルスのウォークにより TDC のスタートが遅れる。一方 NE213 のシグナルは速い立ち下がりなので TDC のストップはそのままである。スタートが遅れ、ストップが変わらないから、この時間間隔を測っている TDC の値は小さくなる。

またこの 2 次元分布を積極的に使うことでコインシデンスの判定が容易になる。以上でコイン

シデンスするイベントがすべて $^3$He 起源であることが調べられた。よって、中性子検出効率を測定する場合、シリコン PIN フォトダイオードで $^3$He 領域に来るシグナルの内、コインシデンスする数を測定すれば、ほぼ検出効率になると考えられる。

さらに詳細を考えると次の 2 点が重要になる。まずは $^3$He 起源のイベントが中性子入射に対応していることである。$^3$He 放出とコインシデンスして中性子が放出されるのは確かである。ところがこの中性子が直接検出器に入らず、この中性子から 2 次反応で生成した粒子の可能性がある。特に (n,$\gamma$) 反応によるγ 線が疑われる。これを確認しなければならない。これが確認されれば、コインシデンスしたイベントが中性子イベントであることが保証される。次に $^3$He 起源の中性子の空間的広がりである。コンシデンスならば中性子は保証されても、放出された中性子が検出器に入射する率が分からなければ、検出効率を導けない。シリコン PIN フォトダイオードにより、$^3$He と判定されたイベントは中性子放出を伴う。このうち $\alpha$ の割合で検出器に入射することが分かれば、次のように検出効率を導ける。

$$\text{検出効率} = \frac{\text{コインシデンスした数}}{^3\text{He イベント} \times \alpha}$$

今回のセットアップではシリコン PIN フォトダイオードの立体角で $^3$He の放出角度を押えているので、これに対応する中性子放出の立体角も決まる。これが十分 NE213 の中に収まるように計画している。ところが、ターゲットの厚さの効果で中性子が広がることが考えられれ、$\alpha$ が 1 からずれると予想される。

コインシデンスイベントへのγ 線の混入

中性子に対し、コインシデンスを期待するが、γ 線でこれが起こることも考えられる。ここではγ 線の混入を評価する。

まず、NE213 で測られた中性子γ 弁別の 2 次元分布を示す。NE213 での中性子γ 弁別で見たように、横軸が total gate、縦軸が fast gate のチャンネル数である。今回もきれいな中性子γ の弁別がなされている。

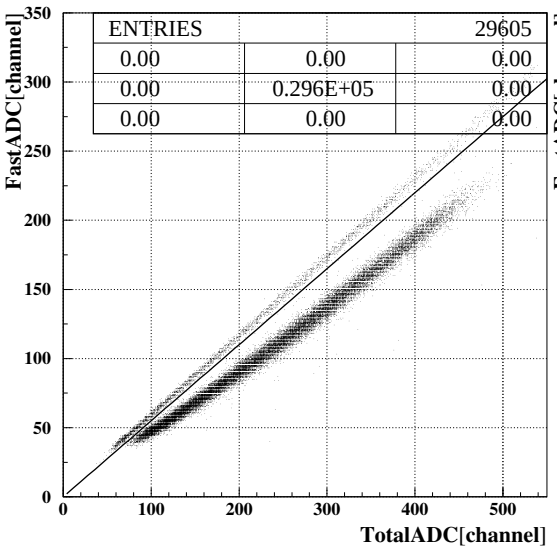


図 2.57: 中性子γ 弁別の 2 次元プロット。コインシデンス Cut なしなので、γ 中性子ともに見え ている。上がγ 、下が中性子

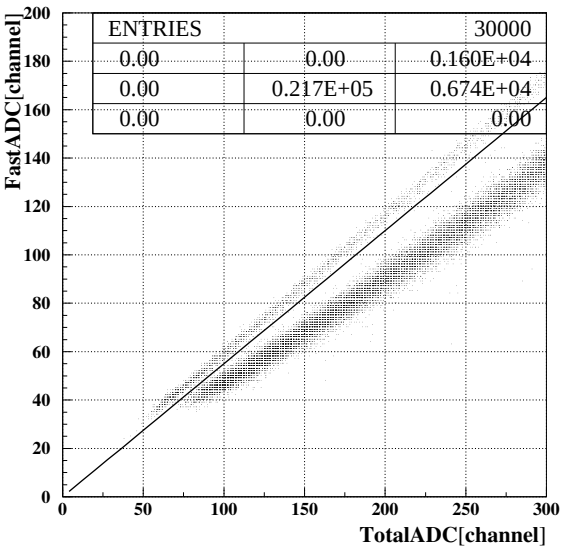


図 2.58: 図 2.57 の拡大。

次に fast gate と total gate の積分電荷の比率の分布を示す。この分布は (図 2.59) コインシデンスカットをかけないものと、コインシデンス判定 TDC でコンシデンスのカットをかけたものの両方を示している。コインシデンスをかけると 2 つのピークの内、右側のγ 線に対応する部分が抑制されるのが分かる。

図 2.60 はこれを log スケールにしたものである。きれいな弁別がみられ、これから fast と total の比率 0.55 を中性子γ 弁別の境界とした。

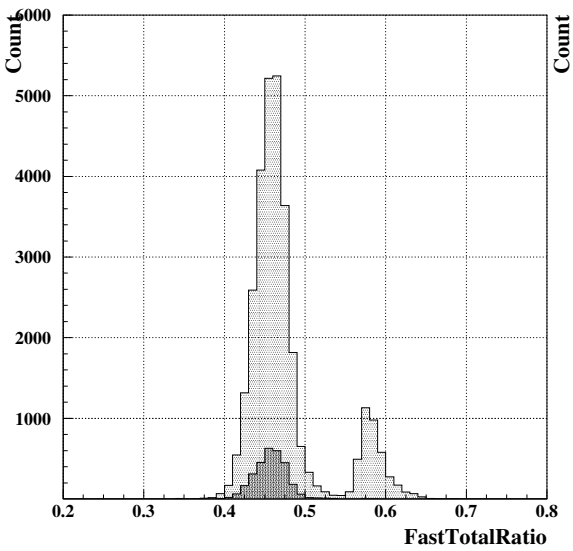


図 2.59: Total gate と Fast gate の電荷量の比の分布。カット無しとコインシデンス TDC でコインシデンスを課したもの。中性子 3000event、γ 14event。

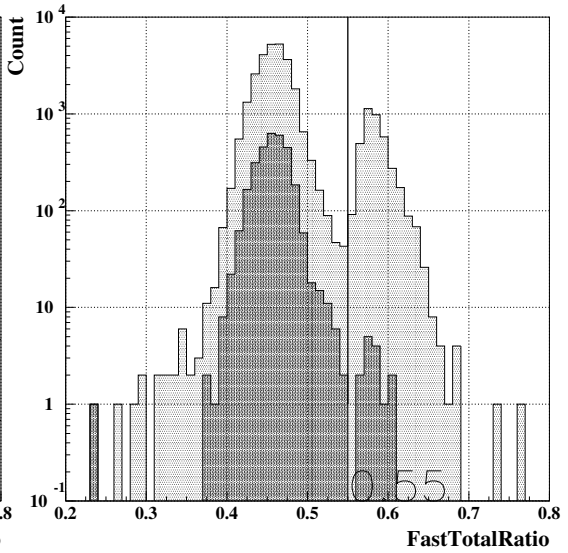


図 2.60: fast/total 比。コインシデンスカットかける前、かけた後。カットでγ が抑制されている。良く弁別されているのも分かる。

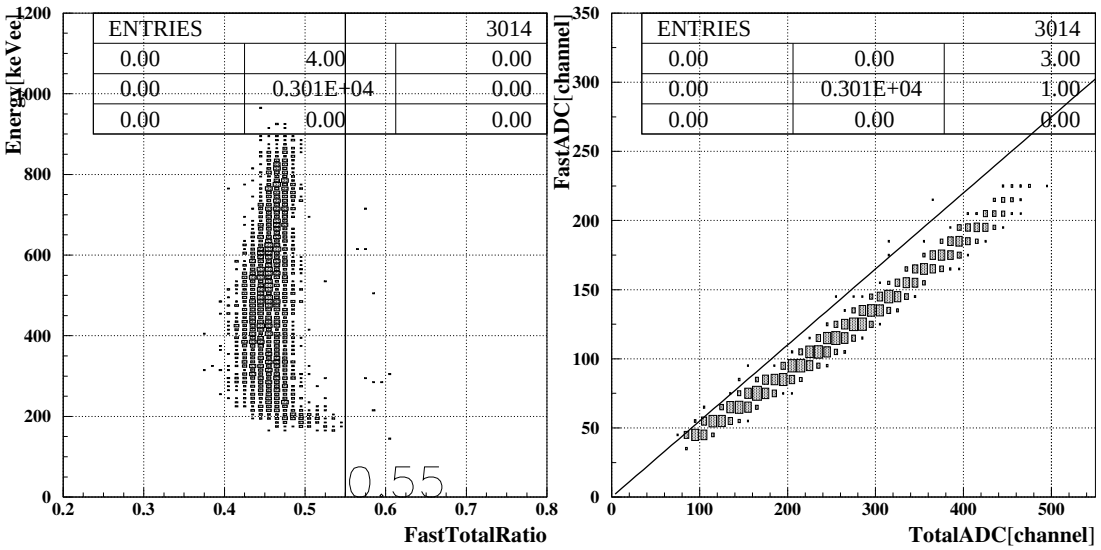


図 2.61: NE213 のトータルゲートで測ったエネルギーと fast/total 比の分布。弁別されているのが良く分かる。(コインシデンスカット後)




図 2.62: fast、total の 2 次元分布にコインシデンスカットをかけたもの。

| | 中性子 | γ |
|---|---|---|
| コインシデンスカット前 | 26062event | 3938event |
| コインシデンスカット後 | 3000event | 14event |

表 2.6: コインシデンスを課した場合のγ の混入。

これからシリコン PIN フォトダイオードとコインシデンスを取った場合、中性子へのγ 線の混入は 0.5%に抑えられる。NE213 のγ の検出効率は 2MeV 以下で 40%を上回る。[12] 一方中性子感度は 35%程度である [13]。よってこれを同じとしても、せいぜい 0.5%では押えられる。

よってコインシデンスするものはほぼ中性子であると言える。以上でコインシデンスするものはシリコンでは $^3$He に対応し、実態はほぼ中性子であると分かった。

中性子エネルギー

次にこの中性子が、検出器の配置により運動学で決定されるとしたエネルギーであるかを、確認する。今回はビームの調節の章より 2.47MeV の中性子と期待される。NE213 による中性子エネルギーの測定は次のようになる。NE213 は水素を多く含む液体シンチレータである。中性子の検出は、主に中性子の弾性散乱からくる水素、つまり陽子の反跳が担っている。中性子と陽子の質量はほぼ等しく、理想的な反跳陽子のエネルギースペクトルは次のような特徴を持つ。

- 入射中性子のエネルギーを最大値に持ち、この上限で鋭い切断が入る。
- 上限以下のエネルギーに対しては一様な分布。

これに対し、実際の検出器の応答では、検出器の有限の大きさから、検出器内に陽子の全エネルギーを落とさない場合があり、低エネルギー側が高くなる。次に NE213 の total ゲートにより測定したエネルギー分布に、先の中性子γ 弁別により中性子であることを課したものを示す。

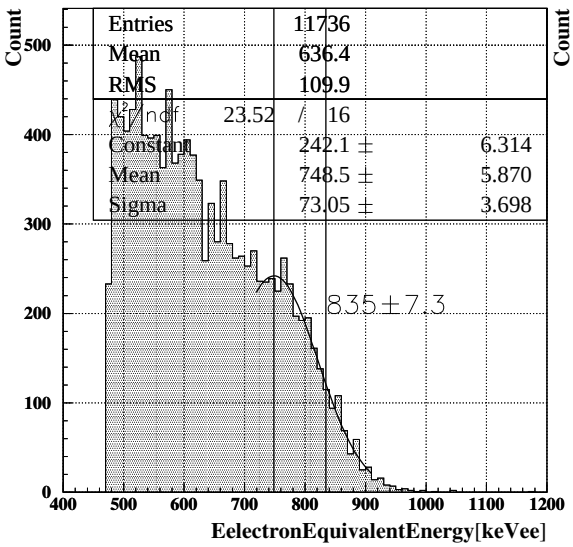


図 2.63: total gate で中性子カットをかけたもの。エネルギースペクトルにエッジがある。これ裾をガウシアンでフィットして半値となる位置を単色中性子によるエッジとした。値は $(835 \pm 7.3)$[keVee] である。

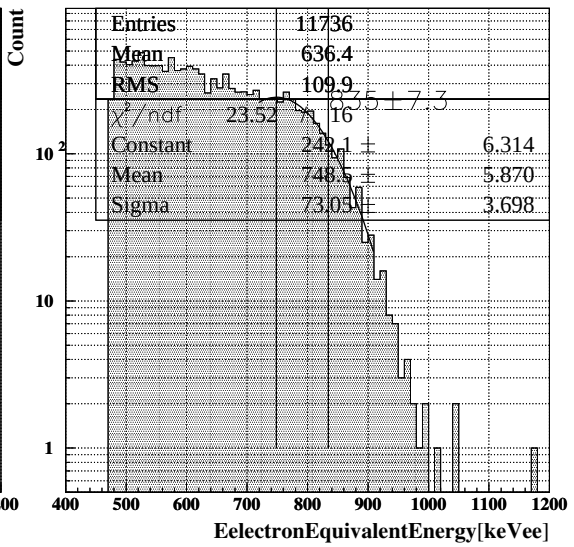


図 2.64: 左記をログスケールにしたもの。エネルギー上限の切断が良く見える。

この高いエネルギー側の肩をガウシアンでフィットして、半値となる場所を単色中性子によるエッジと決定した。これは中性子による応答が、エネルギーに対してカウント数のヒストグラムを書くと、理想的には長方形の応答を示すからである。検出器の壁効果などで、これが歪み、低エネルギー側が高くなっていくが、エッジの部分はこの性質が残る。

これより $835(\pm 7.3)$[keVee] の値を得た。単位は電子等価エネルギーである。

得られた値は電子等価エネルギーであるので、つぎにこれを中性子のエネルギーに変換する 。このためには NE213 の電子と陽子それぞれに対する発光特性を知る必要がある。今回は NE213 の検出効率シミュレータの NEFF4[8] で用いられている発光特性を利用した。次に示すプロットがそれである。

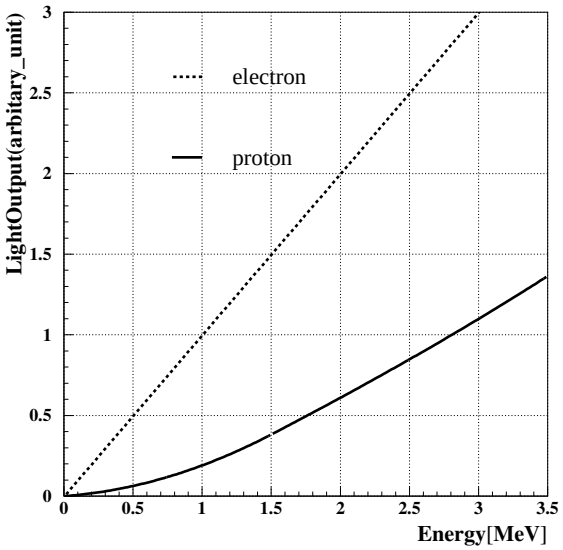


図 2.65: NEFF4 のシミュレーションでの光出力。陽子のほうが dE/dx が大きく、消光の効果が効いて、同じエネルギーでも小さな光出力である。

陽子は電子比べ、dE/dx が大きく、凝集してシンチレータが励起される。このため消光 (クェンチ) の効果が効いて、電子より小さな光出力となっている。

電子の光出力は次のように表せる。

$$L_e[\text{arbitary unit}] = (E_e[\text{MeV}] - 0.005)$$

陽子の光出力は次のように表せる。

$$\begin{aligned} L_p[\text{arbitary unit}] &= 0.06243 \times E_p[\text{MeV}] + 0.12815 \times E_p^2 \\ & \qquad E_p < 1.5[\text{MeV}] \\ & -0.26278 + 0.41978 \times E_p + 0.00206 \times E_p^2 + 0.00310 \times E_p^3 \\ & \qquad 1.5 < E_P < 3.5[\text{MeV}] \end{aligned}$$

これより今回の中性子のエネルギーを計算する。835MeV の電子等価エネルギーと同じ光出力を出す陽子のエネルギーは、$(2.46 \pm 0.02)$[MeV] である。中性子の放出角かで予想される 2.47[MeV] とよい一致を示している。ただしこのエラーは統計エラーのみであり、シミュレーション、光出力の関数などに、大きな系統誤差が含まれると考えられる。これで $^3$He 放出角より、対応する中性子放出角を決め、エネルギーも決める方法が設計通りうまく機能していることが確かめられる。

**NE213 の中性子検出効率**

次にコインシデンスカットなしとコインシデンスカットした場合の $^3$He のエネルギーの分布を示す。これでカットなしとコインシデンスした場合の数の比が検出効率となる。これを見ると、検出効率が $^3$He のエネルギーに対して変化しているのが分かる。 ここでは中性子が NE213 から外れる効果はないとして考える。

これより検出効率が $^3$He のエネルギーによって変化していることが分かる。また $^3$He のエネルギーの高いところでは、30%を越える検出効率であり、ほぼ期待される動作である。次に、この検出効率について、より正確に知るために、NEFF4 [8] という NE213 のモンテカルロシミュレーションコードを利用する。

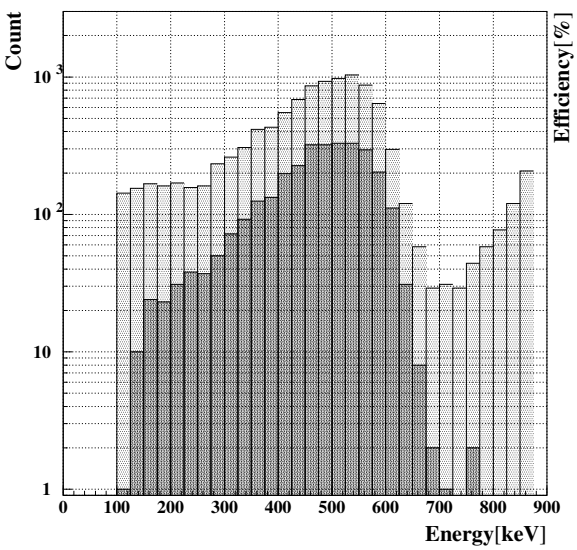


図 2.66: シリコンの $^3$He のピークと TDC のコインシデンスカットをかけたもの。

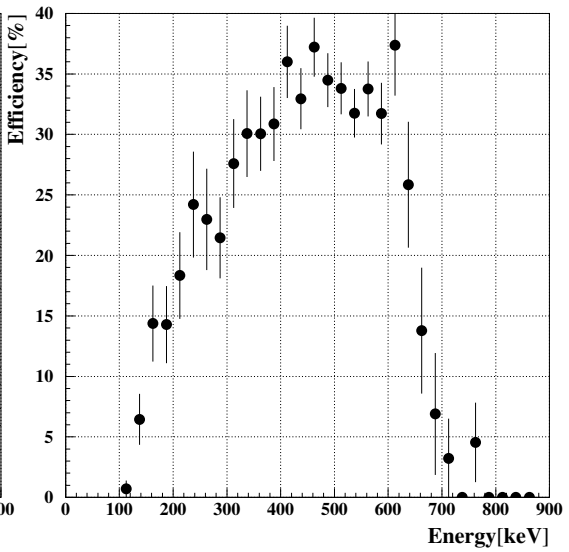


図 2.67: 検出効率のプロット ( % )。$^3$He のエネルギーに検出効率が依存する。

次に実験のデータと比較するために、2.47MeV 中性子に対する NE213 の検出効率を調べる。これは NEFF4[8] というシミュレータにより、よく記述される。今回はこれを用い、検出効率を計算した。検出効率は discriminator の threshold にも依存する。これが電子等価エネルギーでいくらに対応しているのかで検出効率は大きく変わる。この点については NE213 の較正の章で較正ずみであるので、この結果を利用した。

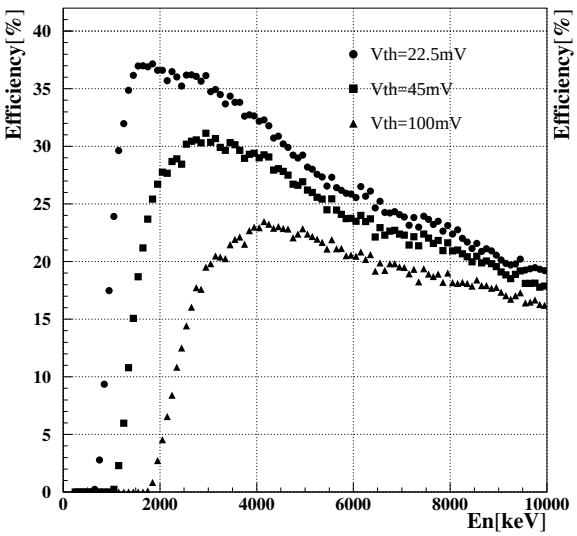


図 2.68: NE213 の中性子検出効率のシミュレーション。今回使用した直径 12.7cm、奥行き 5.08cm のシンチレータについて各点で 1000000 個の中性子を打っている。NEFF4 を利用。

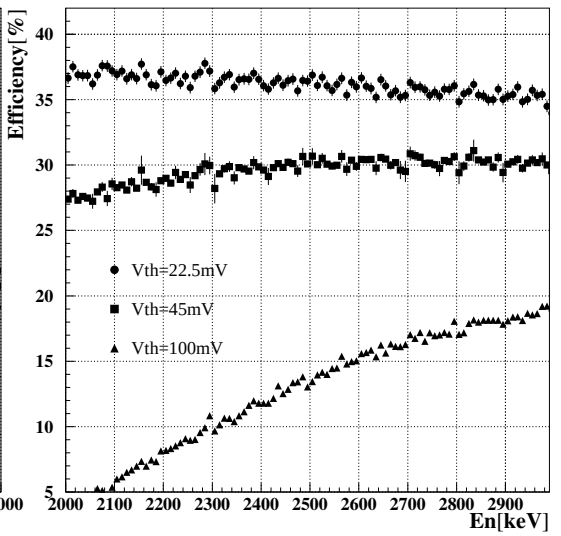


図 2.69: 上記の 2.5MeV 付近。$V_{th}$ が 22.5mV ものについて、エラーバーは、この領域を直線でフィットした時の残差の標準偏差を用いた。値は 0.44 である。45mV のものはフィットに 2 次関数を用いた。値は 0.40。

これより 2.47MeV の中性子に対する検出効率は、Vth=22.5mV で $(36.2 \pm 0.44)\%$ である。エラーはこの分布の 2.47MeV 付近をフィッティングした際の、残差の標準偏差を用いた。

これと図 2.67 の結果を比べると、$^3$He のエネルギーの高い領域ではシミュレーションの結果とよい一致を示している。

中性子の空間的広がりの評価

次に中性子の放出方向の空間的広がりについて評価する。NE213 の中性子検出効率が $^3$He のエネルギーにより変化したということは、$^3$He のエネルギーに対し、中性子の放出方向が広がり、NE213 に入らなくなることを意味する。$^3$He のエネルギーが高い部分ではシミュレーションと一致するということは、これに対応する中性子は NE213 に全て入射しているということである。これを説明できれば、中性子の空間的な広がりについて評価できる。

この結果はターゲットの厚みの効果で説明される。d のチタン ( ターゲットは TiD) 中のレンジは約 1$\mu$m である。d$^2$ についてもほぼ同様である。よって d はターゲットに入射しほぼ 1$\mu$m をエネルギーを落しながら走る。この間に各時点での d のエネルギーに対応した核融合反応の断面積に従い、核反応を起こす。つまり 97.5keV の d を入射しても実際に反応を起こす時点のエネルギーは 97.5keV 以下になる。D+d→n+$^3$He 反応の放出粒子のエネルギー、角度の相関は反応時の d のエネルギーによるので、このターゲットの厚みの効果は重大である。

シリコン PIN フォトダイオードの角度を 74° に固定し、実際反応する d のエネルギーを下げていくことを考える。するとこれに対応する中性子放出角度は 90° より大きくなり、シリコンの角度と正反対の 106° に近付いていく。 同時に中性子、$^3$He のエネルギーともに減少していく。正反対に出る場合は 100keV 弱の減少になるが、実際は d のエネルギーが小さくなると核反応の断面積も小さくなるのでそこまで大きな変化は起こらない。さらに反応時の d がエネルギーが低くなるということは、ターゲット中により深く侵入したということである。この時に放出される $^3$He がターゲットの外に出るにはそれだけの物質量をつき抜ける必要があり、$^3$He のエネルギーはさらに低い方へシフトすると考えられる。さらにターゲット中深く入っていくと d の方向も変化すると癌が得られる。放出角はこの d の方向に対して測られるので、さらに対応する中性子が広がると予想される。結果、低エネルギーの $^3$He とコインシデンスする中性子は放出角が 90° から大きい方へずれる。ターゲットから NE213 までの距離は 30cm なので、数 cm 程度中心から外れると予想される。

次に核反応時の d のエネルギーを変化させた場合の、中性子の放出方向の変化を示す。これには $D(d,n)^3He$ 反応における放出角度相関、ターゲットでのビームの広がり、シリコン PIN フォトダイオードの大きさが加味されている。

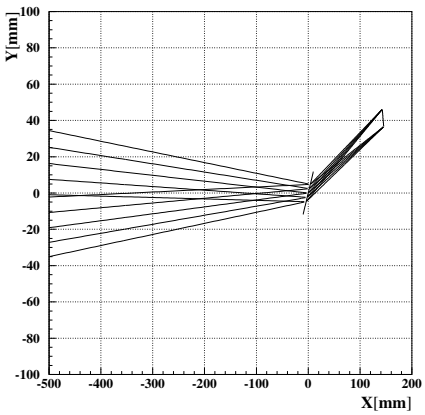


図 2.70: $E_d$=100keV。対応する $^3$He は 896keV。中性子は 2.47MeV。

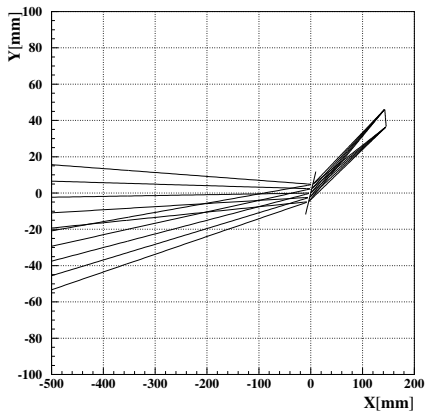


図 2.71: $E_d$=75keV。対応する $^3$He は 888keV。中性子は 2.46MeV。

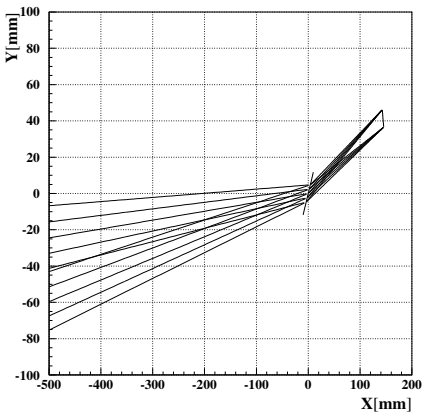


図 2.72: $E_d$=50keV。対応する $^3$He は 878keV。中性子は 2.44MeV。

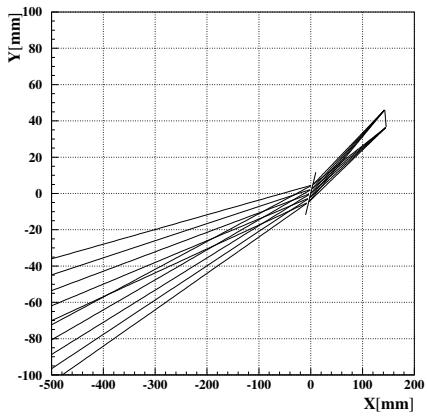


図 2.73: $E_d$=25keV。対応する $^3$he は 863keV。中性子は 2.43MeV。

これには次のものは含まれていない。

1. d のターゲット中での方向変化。
2. $^3$He のターゲット中でのエネルギー損失と散乱。
3. 中性子のターゲット中および真空チェンバー壁での散乱、反応。

よって実際はこれ以上に中性子放出は空間的広がりを持つ。$^3$He のエネルギーはさら低くなる。3 番目の中性子のターゲット中、真空チェンバー壁での散乱、反応は、起こる確率が低く無視できる。

一方中性子のエネルギーの広がりは 50keV 程度の狭い範囲に収まるので、今回の実験の目的では単色であると言える。また垂直方向の広がりについては $\mathrm{D(d,n)^3He}$ 反応の角度相関はほとんど影響せず、このような広がりを考えずに済む。

次にこの中性子の空間的広がりを確認するために、NE213 の場所を動かしデータを取得した。

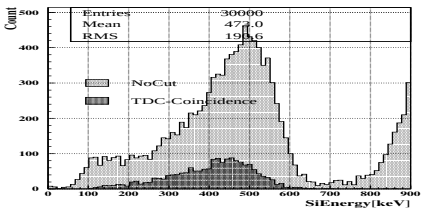


図 2.74: NE213 の位置–6cm。

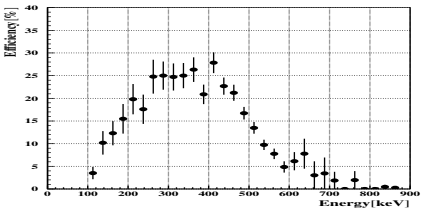


図 2.75: NE213 の位置–6cm

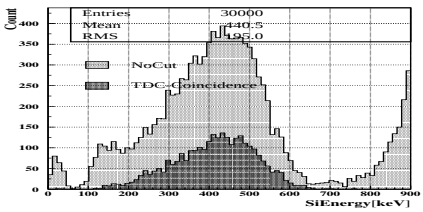


図 2.76: NE213 の位置–3cm

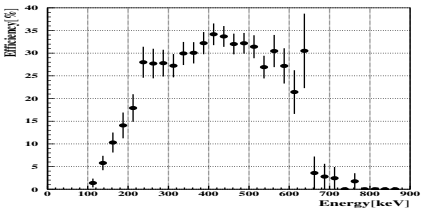


図 2.77: NE213 の位置–3cm

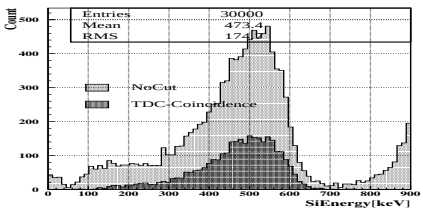


図 2.78: NE213 の位置 ±0cm

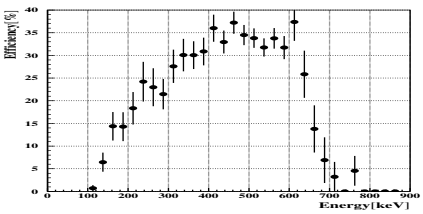


図 2.79: NE213 の位置 ±0cm

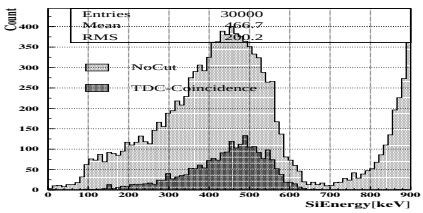


図 2.80: NE213 の位置+3cm

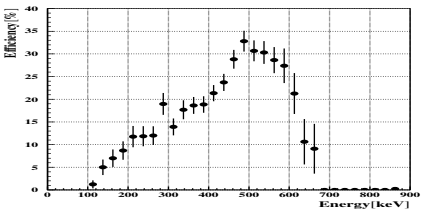


図 2.81: NE213 の位置+3cm

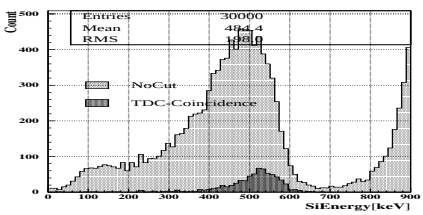


図 2.82: NE213 の位置+6cm

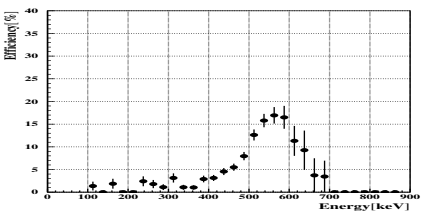


図 2.83: NE213 の位置+6cm

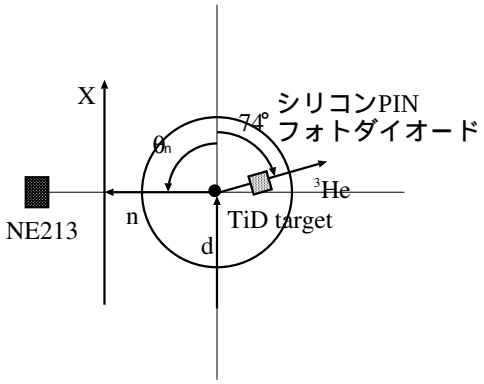


図 2.84: NE213 の移動。

これから NE213 を–方向、つまり NE213 の角度が大きくなるように動かすと $^3$He の高いエネルギーの成分の検出効率が著しく減少する。低いエネルギーの成分は一旦微増し、全体的に減少する。逆に NE213 を+方向、つまり NE213 の角度が減少する方向へ動かすと、$^3$He の低エネルギー成分の検出効率が激減する。高いエネルギーの成分はゆっくりと減少する。この結果は前述の効果を定性的に表している。この内容を考慮して、実際に efficiency 測定を行なう際は $^3$He のエネルギーのある範囲に注目して efficiency を求めることにする。

$^3$He の高エネルギー側を選択し、予定した角度に放出される中性子に限定する。エネルギーの範囲は simulation による検出効率と一致する範囲で、450keV から 500keV とした。このエネルギーレンジで NE213 の場所が ±0cm の時、efficienyc は $(35.8 \pm 1.6)\%$ で、シミュレーションからの $(36.2 \pm 0.44)\%$ とほぼ一致している。

この際の誤差の評価は統計のみを考慮したもので、次のように求めた。$^3$He のエネルギーウインドウを課して場合の、全イベント、コインシデンスイベントの数を $N_{tot}$、$N_{coi}$ と表す。検出効率 $\epsilon$ は、

$$\epsilon = \frac{N_{coi}}{N_{tot}}.$$

それぞれの統計誤差は $\sqrt{N_{tot}}$、$\sqrt{N_{coi}}$ であるので、$\epsilon$ の誤差 $Err_\epsilon$ は次のようになる。

$$Err_\epsilon = \sqrt{\left\{\frac{N_{coi}\sqrt{N_{tot}}}{N_{tot}^2}\right\}^2 + \left\{\frac{\sqrt{N_{coi}}}{N_{tot}}\right\}^2}$$

以後これを用いる。

以上で中性子の広がりを定性的に理解できた。次に NE213 を移動して測定したデータを用い、中性子の空間的広がりを評価する。

NE213 を移動して測定したデータを用いて、中性子の放出の空間的広がりを評価する。中性子が全て NE213 に入射しているとして、得られた検出効率を次の表に整理した。さらに ±0 での検出効率を 100%換算した値も載せた。

| 場所 | $^3$He ウインドウ 450–500[keV] | 100%換算 450–500[keV] |
|---|---|---|
| −6cm | 18.7(±1.1)% | 52.2% |
| −3cm | 32.1(±1.6)% | 89.7% |
| ±0cm | 35.8(±1.6)% | 100% |
| +3cm | 30.8(±1.5)% | 86.0% |
| +6cm | 6.8(±0.6)% | 19.0% |

表 2.7: NE213 を移動した時の中性子検出率。

これから下図の要領で中性子の空間的広がりを評価した。まず場所 ±0 でシミュレーションとの一致から、$^3$He タグされた中性子は全て捉えている。NE213 の大きさが 12.7cm であるが、12cm として考える。この場所 ±0 の 12cm 領域が中性子領域である。これに対し NE213 を 3cm ずつずらしていくと、NE213 が中性子領域から外れていく。よって NE213 と中性子領域の重なり部分の中性子量が、検出効率という形で表れる。±0cm での 35.8%を 100%に換算した値が表の最右欄である。図に書いていある値はこれである。この差分をとると各 3cm 刻の場所での中性子分布になると考えられる。これを和が 100%になるように揃えることで、中性子の広がりを評価した。すると図のような分布になり、$^3$He タグされた中性子は中心部、+3cm ~ -3cm の範囲に良く集中していることが分かる。鉛直方向の中性子の広がりは、運動学からくる広がりの影響を受けない。よってこれよりは十分狭いと考えられる。NE213 の直径が 12.7cm であるので、今回は鉛直方向の広がりについては無視した。

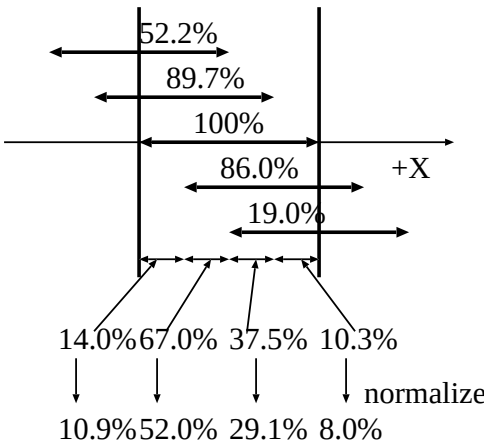


図 2.85: 中性子の分布の求め方。

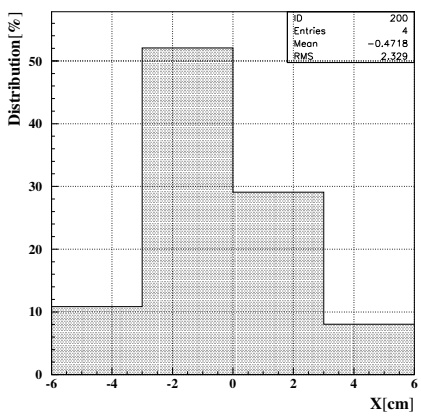


図 2.86: 450–500keV の $^3$He エネルギーウィンドウでの中性子の分布。

### 2.4.3 まとめ

以上で $^3$He とコインシデンスをとった場合の、中性子の放出について理解を得た。

- $^3$He と中性子放出を十分速いタイミングでコインシデンス可能。
- γ 線の混入は 0.5%以下である。TGC の検出効率を考えると、数%の寄与となる。
- 中性子のエネルギーは放出角度より 2.47MeV で、NE213 による測定から $2.46(\pm 0.02)$[MeV] が得られ、矛盾しない。
- $^3$He のエネルギー 450keV ~ 500keV のカットをかけて、NE213 の中性子検出効率を計算すると、シミュレーションを再現することがわかった。つまり $^3$He に対してこのエネルギーウィンドウを設けることで、TGC の中性子感度も測定可能である。
- ターゲットの厚みの効果を考えることで、定性的に中性子の広がりを理解した。
- 実験データより中性子の空間的広がりを評価した。中性子は水平方向 6cm の範囲に集中した分布である。

## 2.5 TGC による本実験

### 2.5.1 目的

前章までで D+d 反応からの $^3$He と中性子のコインシデンス測定を確立し、放出される中性子の広がりを理解した。前章の NE213 を TGC で置き換え、測定を行なうことで、TGC の中性子感度を測定する。

### 2.5.2 セットアップ

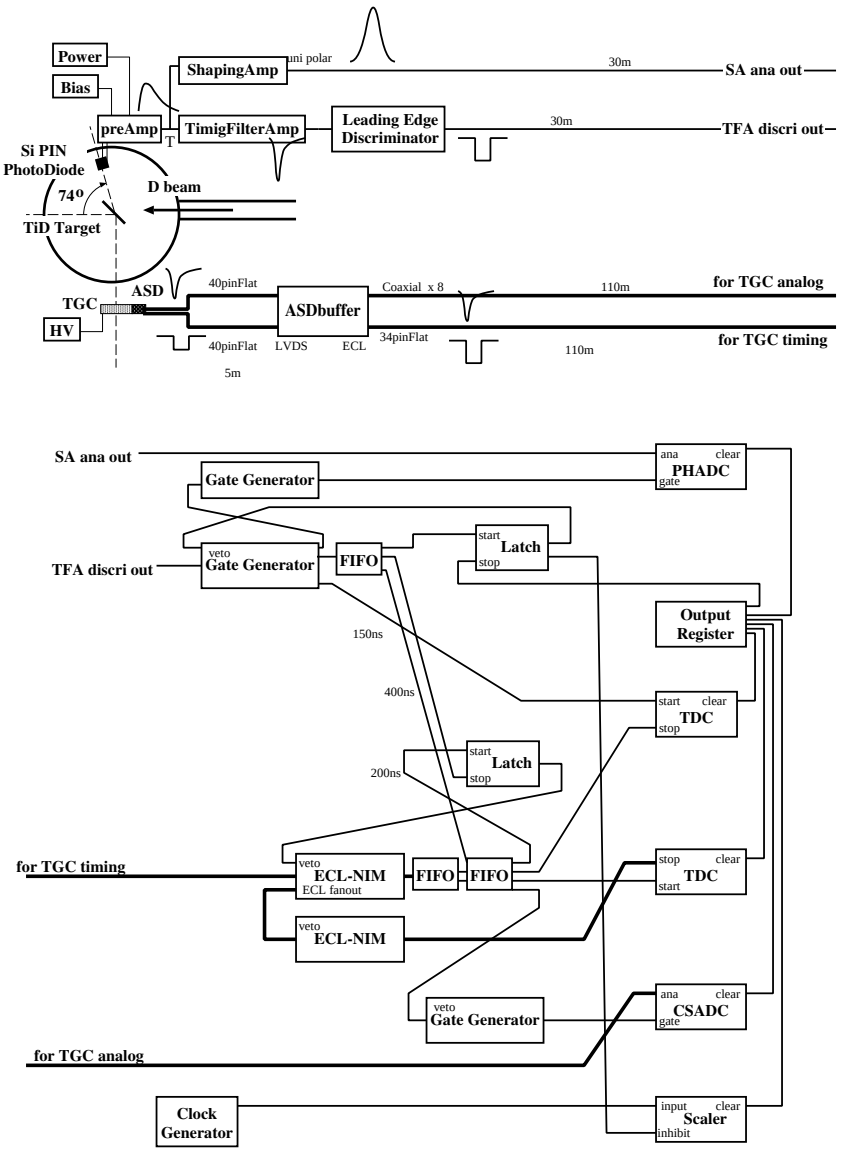


図 2.87: シリコン PIN フォトダイオードと TGC による実験のセットアップ。

このセットアップは前章のシリコン PIN フォトダイオードと NE213 のものとほとんど同じものにする。これでコインシデンスのタイミング、γ の混入、purity の良さなど前章で確認した事

項を保持することが出来る。よってシリコン PIN フォトダイオード、TGC ともに自分のパルスでゲートを開き、TDC で両者のシグナル到達時間の差を測りコインシデンスを判定する。TGC 側のセットアップは次のようにした。

1. ASD(Amp.Shaper Discriminator)
   TGC の preAmp. は ASD を用いる。今回の ASD は Shaper の手前からのアナログ出力を持つものである。両出力を 40pinFlatCable で ASD Buffer へ繋ぐ。デジタル出力は LVDS である。

2. ASD Buffer
   ここでアナログ出力はポストアンプでさらに増幅される。デジタル出力は LVDS から ECL へ変換される。アナログ出力は太い同軸ケーブルで、デジタル出力は 34pinFlatCable で加速器室の外まで運ぶ。

3. デジタル出力
   デジタル出力は ECL–NIM 変換に入る。これは ECL 出力を備えている。これをさらにもう 1 つの ECL-NIM 変換へ入れる。最初の ECL–NIM 変換はトリガー系統である。コインシデンス判定用 TDC のストップシグナル、TGC 自身の veto スタート、TGC 自身のヒットをカウントする TDC のスタート出力、TGC のアナログ出力のゲート入力を担当する。後者の ECL-NIM 変換は TGC のヒットカウント用の TDC の入力を担う。

4. アナログ出力
   チャージセンシティブ ADC でチャージ量を測定する。今回は TGC の 16ch 中、中心の 8ch のみ測定した。

ターゲットチェンバー内は NE213 の時と全く同じ。TGC をワイヤーが水平方向になるようにし、ターゲットから 30cm の距離に設置した。ワイヤーの張っていある有感領域が鉛直方向 2.88cm(1.8mm 間隔で 16 ワイヤー分)、水平方向 8cm(ワイヤー長) である。NE213 の場合に比べて有感領域が小さくなるので、$^3$He でタグされた中性子が TGC の外に洩れる。この点は NE213 で得られた水平方向の広がり、TGC のワイヤーで得られる鉛直方向の広がりを基に評価する。

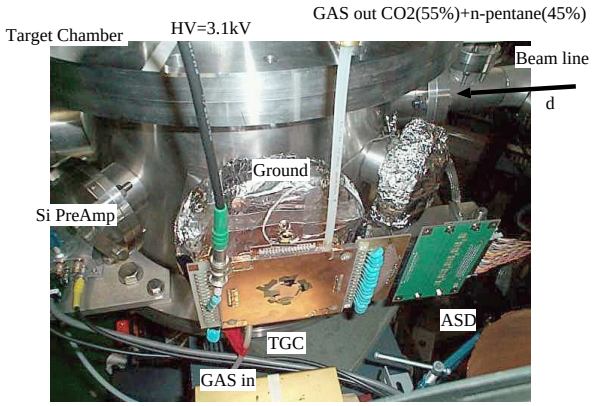


図 2.88: シリコン PIN フォトダイオードと TGC による実験のセットアップ。TGC の水平方向の全長が 15cm である。

### 2.5.3 TGC による結果

以下、シリコン PIN フォトダイオードと TGC のコインシデンスについて説明し、ノイズを落すイベント選択について述べる。さらに NE213 での手法を踏襲して、検出効率を求める。25mm ずらして取得したデータについても同様である。今回のものは中性子放出が広がり、TGC に入らない効果は入れていない。後の章 2.7 章でこれをいれた解析を示す。最後にワイヤーヒット情報について、特に multiplicity(同時ヒットワイヤー数) について触れる。

コインシデンス

およそ 27 時間測定し、ほぼ 200 万イベントを収集した。コインシデンス TDC の分布は NE213 の時と異なり、ノイズが混入している。シリコンで得たエネルギー分布に対し、コインシデンスカットなしのものと、TDC がオーバーフローしないというカットをかけたものを示す。これで明らかなように、エネルギー 0 付近に TDC のレンジ約 200ns に入ってくるイベントがたくさん見られる。これは加速器の放電に同期したノイズである。放電により振動するパルスがシリコンおよび TGC に入る。7 月後半から 8 月にかけて、湿度の上昇による、空気の絶縁能力の低下により、コッククロフト・ウォルトン型加速器に放電が見られるようになった。火花放電の音で放電が起きたことが分かり、これに同期した振動するノイズが見られた。また $D(d,n)^3He$ 反応の p,t の部分にも TDC の 200ns の幅に入るものが 1、2 イベント存在する。この部分はレートが高いので、アクシデンタルコインシデンスが入っている。放電起源のノイズを除けば、コインシデンス TDC のレンジに入るイベントにより、$^3He$ が選択される purity は高い。

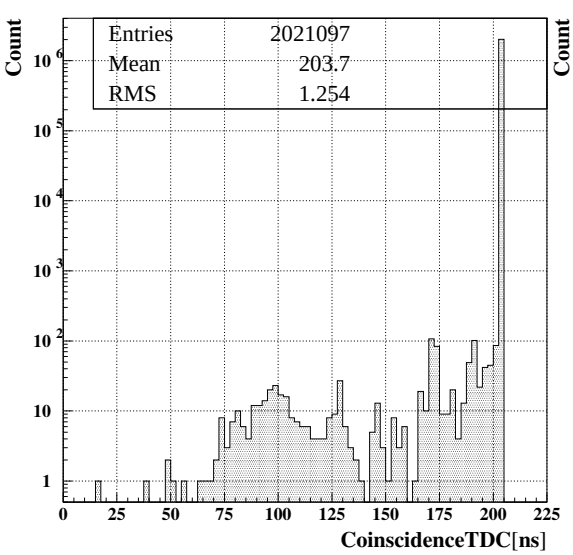


図 2.89: コインシデンス判定用の TDC 分布。200 万 event を 27 時間で測定。加速器の放電ノイズが混入している。

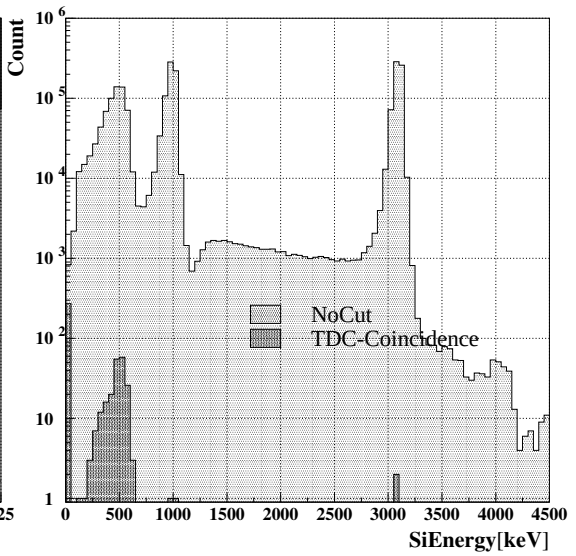


図 2.90: シリコン PIN フォトダイオードの ADC 分布。カット無しとコインシデンスカットをかけたもの。

イベント選択

次に NE213 の時と同様、シリコンのエネルギーとコインシデンス判定 TDC の 2 次元分布を示す。この分布はコインシデンス判定 TDC でのオーバーフローは除いている。ここでも NE213 同様、パルスのウォークに対応する分布が見えている。エネルギー 0 付近に見られるのが放電によるノイズである。これで非常に明確な弁別が出来ている。シリコンのエネルギーが 100keV 以上の条件を課したコインシデンス TDC の分布も示す。放電ノイズが落ち、コインシデンスが見える。

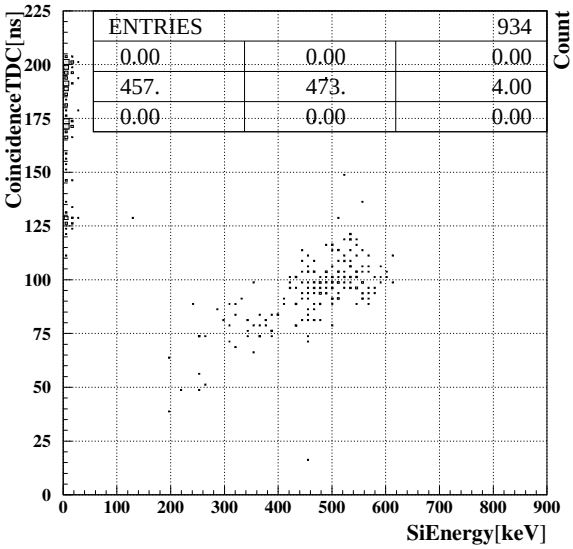


図 2.91: シリコンのエネルギーとコインシデンス TDC の 2 次元分布。パルスのウォークと、放電ノイズが見える。

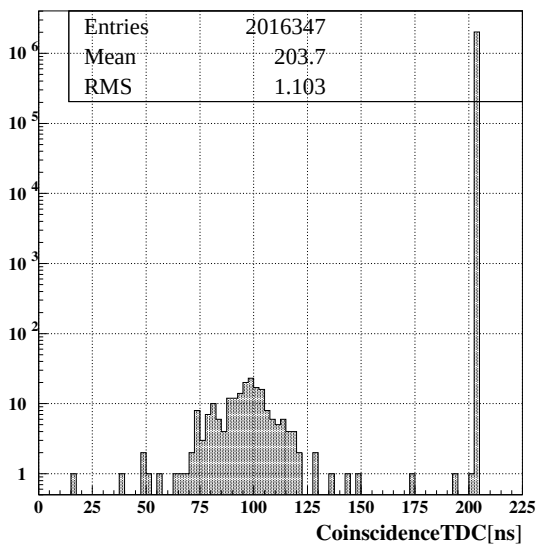


図 2.92: シリコンのエネルギーで 100keV 以上を課した場合のコインシデンス判定用の TDC 分布。

次に放電ノイズを除いた 2 次元分布を示す。パルスのウォークの関係から外れてる、アクシデンタルヒットと考えられるイベントも見える。これは中性子感度を評価する際、$^3$He のエネルギーウィンドウと同時に、コインシデンス TDC にも制限をかけて落す。図よりこの TDC の制限は 25ns ~ 150ns に取った。

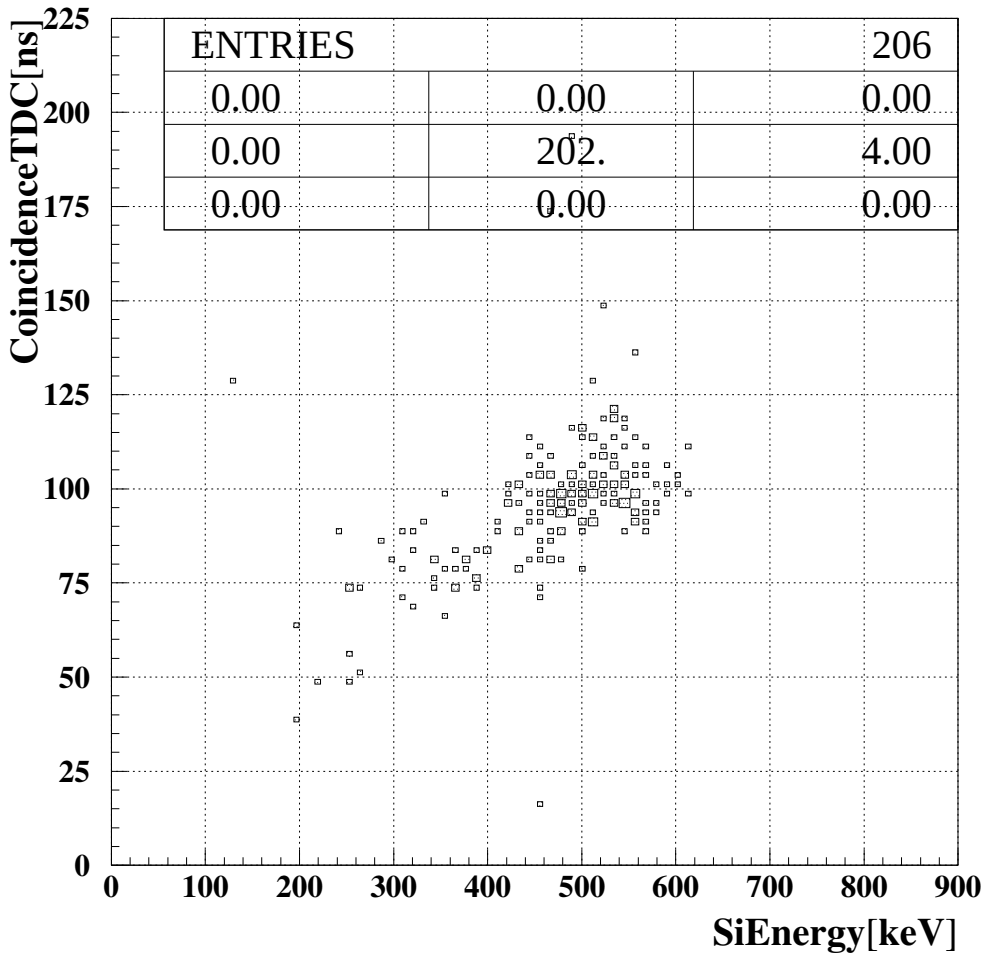


図 2.93: シリコンのエネルギーとコインシデンス TDC の 2 次元分布。パルスのウォークによる相関から外れるものもある。

検出効率

次に $^3$He のエネルギー分布で、カットなしとコインシデンスの条件を課したものを示す。コインシデンス条件はコインシデンス判定用 TDC で 25ns ~ 150ns である。この結果、感度としては次のような分布を得る。

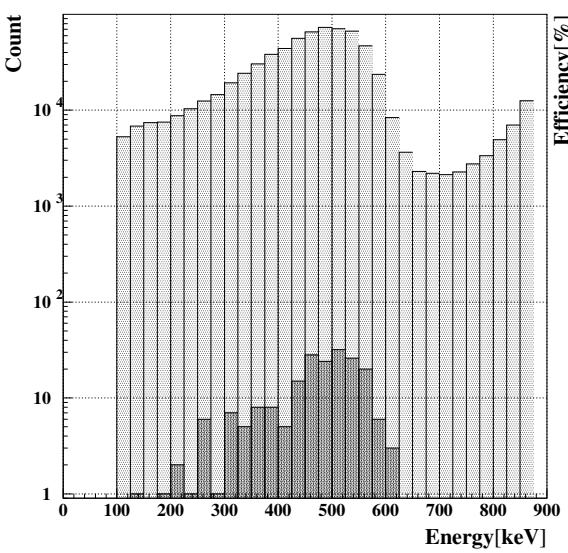


図 2.94: $^3$He のエネルギー分布のカットなしとコインシデンスを課したもの。

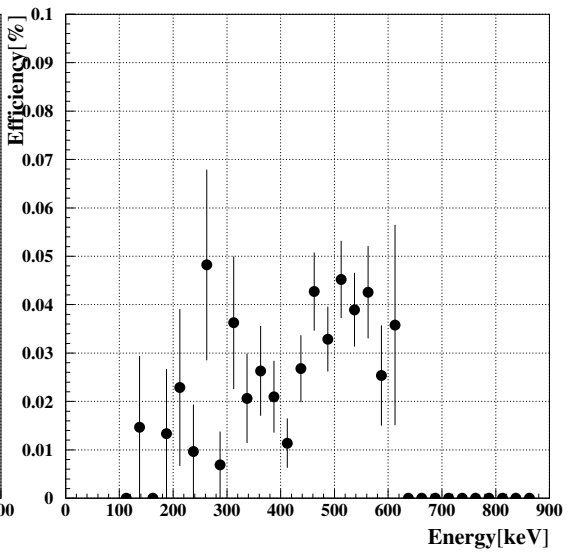


図 2.95: $^3$He の検出数に対する TGC でのコインシデンスがあった数の比率。

NE213 同様、$^3$He のエネルギーウィンドウ 450 ~ 500keV をかけて、138557 イベントを取得し、内コインシデンス 52 イベントで、0.038(± 0.005)%の感度を得る。コインシデンス TDC に対しては 25 ~ 150ns の制限を課している。これについては、この後の 25mm 鉛直上方へずらして測定したデータと共に、ワイヤーヒットの解析をし、鉛直方向の中性子の広がりを評価する。これは後に行なう。

**25mm 上方でのデータ**

次に鉛直方向の中性子の広がりを考えて TGC を鉛直上方向に 25mm ずらしてデータを取得した。

$^3$He のエネルギーに 450 ~ 500keV の制限をつけて、15849 イベント取得し、このうち 1 イベントがコインシデンス 25 ~ 150ns を満たす。結果、0.006($\pm$0.006) である。

最終的な解析にはワイヤーヒットの情報を用い、また NE213 で得た水平方向の中性子の広がりを用いる。これはプラスチックシンチレータでの予備実験の後に行なう。

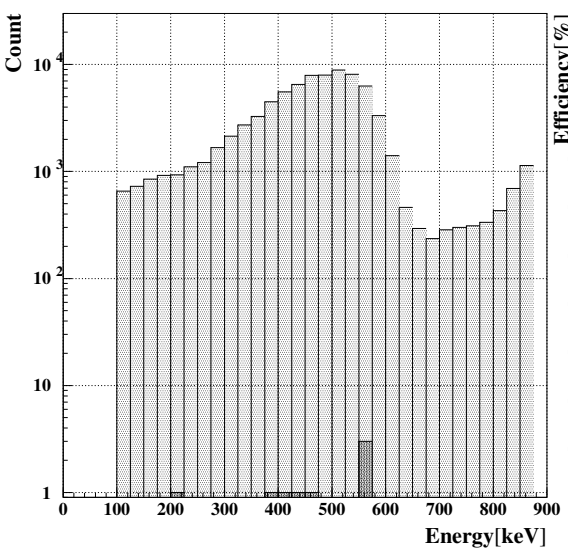


図 2.96: $^3$He のエネルギー分布。カットなしとコインシデンスカット。TGC を鉛直方向へ 25mm 上へ上げて測定。

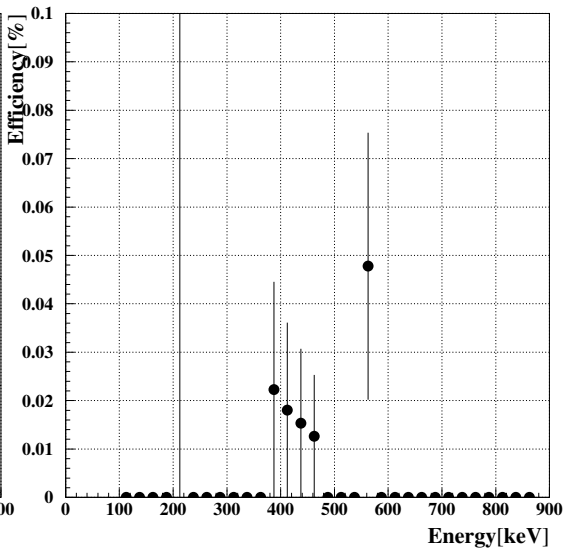


図 2.97: $^3$He の検出数に対する TGC でのコインシデンスがあった数の比率。

ワイヤーヒット情報

ここではワイヤーヒットの multiplicity(同時ヒットワイヤー数) について述べる。これは鉛直方向 y=0mm で取得したデータについての、multiplicity である。

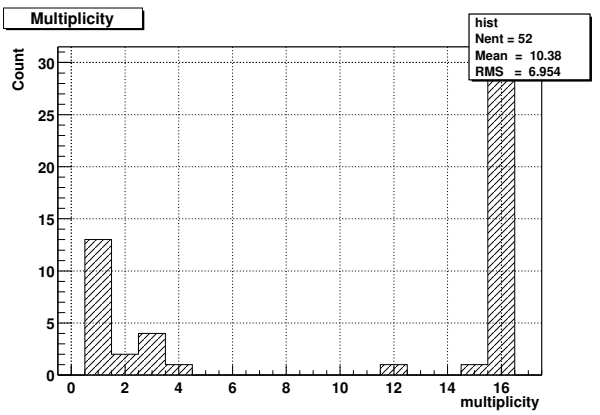


図 2.98: 中性子ヒットの multiplicity。

ここでは multiplicity が 16 であるイベントが目立つ。これは通常の動作では考えにくい現象である。よって追加実験を行ない、原因を明らかにする。その上で、ワイヤーのヒット情報を用いた解析を行なう。

ただし、次の点で、$^3$He の放出にコインシデンスするヒットを捉えていることは、間違いないと思われる。

1. パルスの walk の相関関係が非常によく出ている。(図 2.93)
2. アクシデンタルにヒットするイベントが非常に少ない。(図 2.93)

また、これらについて multiplicity に対する依存性は見られなかった。

### 2.5.4 TGC による本実験のまとめ

$^3$He のエネルギーウィンドウ 450 ~ 500keV、コインシデンスカット 25 ~ 150ns をとって、ノイズを落した。中性子の放出方向の広がりの補正を入れない段階であるが、
鉛直方向 0mm で、$0.38(\pm 0.005)\%$
鉛直上方 25mm で $0.006(\pm 0.006)\%$
を得た。

ワイヤーのヒット情報については multiplitcity が 16 のイベントが多く見られ、次の章からこの解明に当たる。

## 2.6 β 線による TGC の追加実験

TGC で $^{90}$Sr のβ 線 (最高 2.3MeV の連続エネルギー) に対する検出効率を測定する。DAQ はシリコン PIN フォトダイオードの部分を 2 枚のプラスチックシンチレータのコインシデンスに変えたと考えて良い。中性子実験で multiplicity が 16 のイベントがみられた。このため、今回使用した TGC の動作の正常性、DAQ システムの妥当性を示す。またここでも TGC のワイヤーヒット情報を用いた解析を行なう。

### 2.6.1 セットアップ

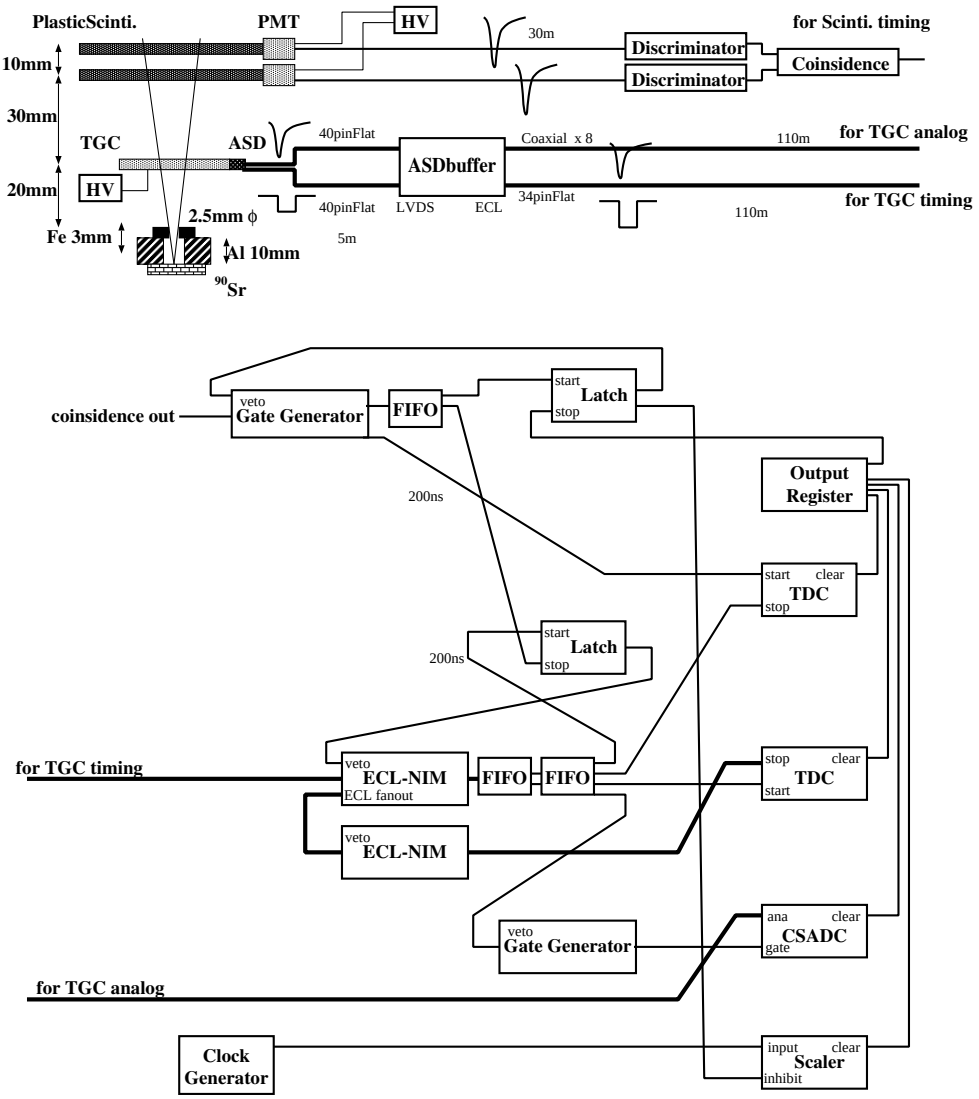


図 2.99: プラスチックシンチレータと TGC による実験のセットアップ。

$^{90}$Sr ベータ線源を利用し、TGC のデータを取得する。アルミと鉄によるコリメータで十分ベータ線を絞り、全てのベータ線が必ず TGC の 2.88cm のワイヤー領域 (1.8mm × 16 本) を通過するように設計した。TGC の後ろの 20cm×10cm 厚さ 3mm のシンチレータ 2 枚を用いてトリガーを

かける。2 枚のシンチレータのコインシデンスをとることでノイズを低減した。
このセットアップでは、前章のシリコン PIN フォトダイオード出力に対応するのが 2 枚のシンチレータのコインシデンス出力である。TGC のコインシデンスのための出力は 16 チャンネル分の OR 出力を取っている。よってコインシデンス TDC での時間は TGC の最初にヒットしたワイヤーに対してのものである。

TGC の HV は 3.1kV、ガスは $CO_2(55\%)$+n-pentane$(45\%)$ で、threshold は 60mV である。これは中性子感度測定の時と全く同じである。

TGC は、最小電離の荷電粒子に対し、ほぼ 100%の検出効率を持つ。よってこのセットアップで検出効率を測定することで、通常の TGC の動作を確認でき、さらにこれまでの DAQ の手法を評価できる。次に検出効率の測定結果を示す。

### 2.6.2　追加実験の結果

次にワイヤーのヒット分布、コインシデンスの状況、$\beta$ 線に対する検出効率について述べ、問題の multiplicity の解析に進む。

#### ヒットワイヤーの分布

$^{90}$Sr のベータ線によるヒットワイヤーの分布は以下のようになった。これはシンチレータのヒットと TGC がコインシデンスした時の、ヒットワイヤーの分布である。複数ヒットがある場合、最初にヒットしたワイヤーを取っている。コインシデンス TDC の幅は 200ns であるが、次節で示すように、実際にコインシデンスする幅は 35ns 程度である。よって最初のヒットにバックグラウンドが混入する効果は無視できる。

分布は 10ch 目のワイヤーを中心とする、幅の狭い分布である。これからコリメートがうまく機能し、ベータ線はワイヤーの中に収まっているといえる。

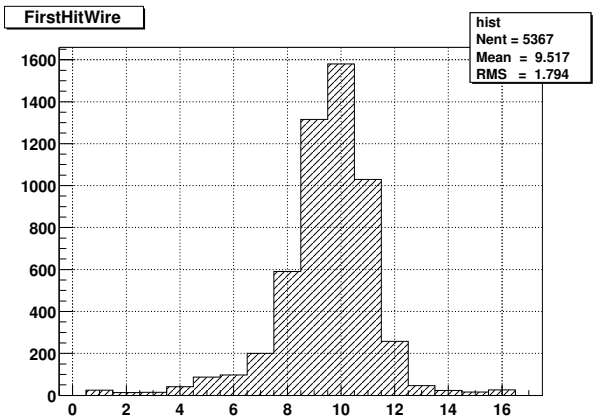


図 2.100: TGC の最初にヒットしたワイヤーの分布。

コインシデンス

次にコインシデンス TDC の分布を示す。35ns 程度の非常に狭いコインシデンスである。一方 TDC がオーバフローする、コインシデンスしないイベントも同じくらい存在する。これはシンチレータが大きいため、環境放射能、宇宙線などでシンチレータ側に $^{90}$Sr 以外が起源のコインシデンスが入るためである。

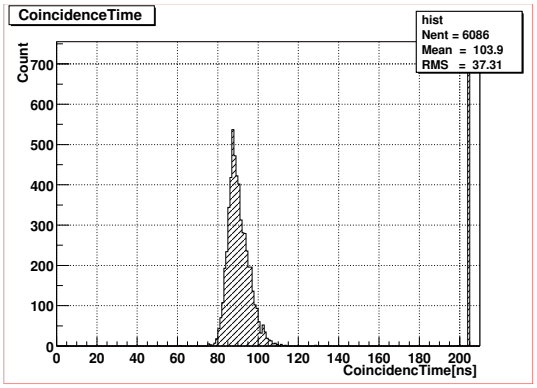


図 2.101: コインシデンス TDC の分布。

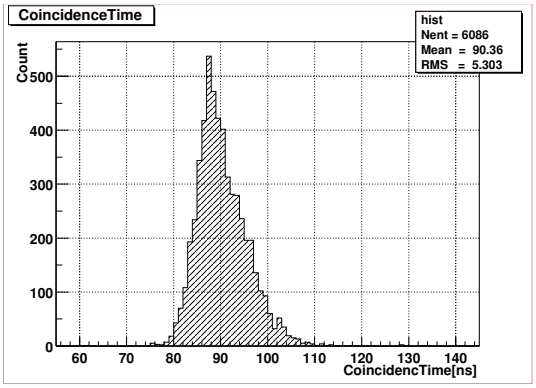


図 2.102: コインシデンス TDC の分布 (拡大)。

検出効率

検出効率は次のように評価する。$^{90}$Sr を用いて live time で 20 分間測定する。この後、$^{90}$Sr を除いて同様 live time で 20 分間バックグラウンドを測定する。バックグラウンドについても $^{90}$Sr 同様、コインシデンス TDC 分布を得る。この両者を比較して、検出効率を求める。タイムゲート T[ns] での検出効率は次のようになる。コインシデンス TDC で 0 ~ T[ns] の間のイベント数を $^{90}$Sr、バックグラウンドそれぞれ $N_{90}^{T}$、$N_{bg}^{T}$ とする。またそれぞれのトリガーされた全イベント数を $N_{90}^{all}$、$N_{bg}^{all}$ とおく。これからこの時の検出効率を $\epsilon^{T}$ 次のように求める。

$$\epsilon^{T} = \frac{N_{90}^{T} - N_{bg}^{T}}{N_{90}^{all} - N_{bg}^{all}}$$

これでバックグラウンドでトリガーが入る効果を相殺し、統計的に $^{90}$Sr の効果だけを取り出していると考えられる。

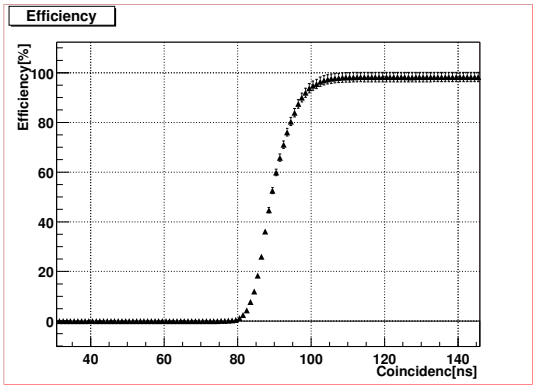


図 2.103: 検出効率のタイムゲート依存。

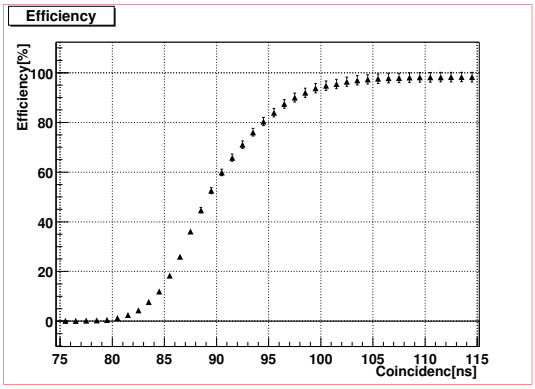


図 2.104: 検出効率のタイムゲート依存 (拡大)。

結果、25ns で 97.6($\pm$ 1.9)%の検出効率を得た。これはエラーの範囲で検出効率 99%を実現している。最終的にはおよそ 35ns のタイムゲートで 98.3($\pm$1.9)%で、これもエラーの範囲で検出効率 100%を実現する。よってこれまで得られてきた TGC の動作とあっている。以上より、TGC の動作は通常の動作であり、DAQ のシステムも正しく動作していることが確認できた。

**multiplicity**

次に同時にヒットするワイヤーの本数 (multiplicity) の分布を示す。

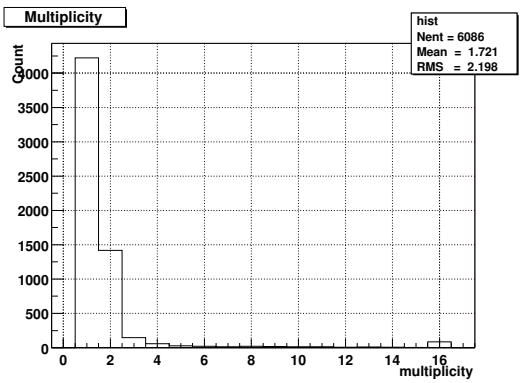


図 2.105: multiplicity 分布。

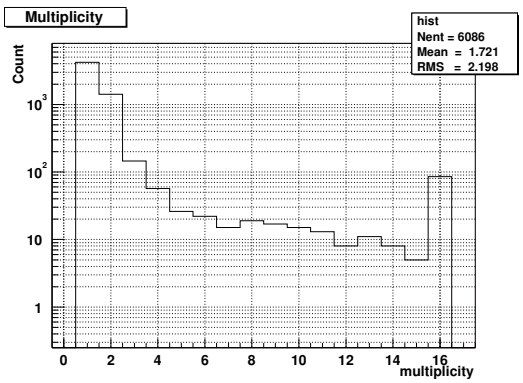


図 2.106: multiplicity 分布 (log)。

multiplicity が 1、2 が優勢である点は良いが、3、4、$\cdots$ と続き、multiplicity が 16 あるイベントまで存在する。さらに 16 のものがやや多くなる傾向である。この点は通常の TGC の動作では考えにくい。この点については中性子に対する応答でも多く見られ、起源が問題である。よって次節でその起源を示す。

### 2.6.3 multiplictiyが 16 となる現象の理解

multiplicityが 16 になる時の傾向を明らかにするため、TGC の ADC 情報および CoincidenceTDC 情報について、multiplicity との相関を見てみる。一本のワイヤーに注目して、これが最初にヒットしていることを課す。この上で、コインシデンスの時間と、注目したワイヤーの ADC についての 2 次元分布を取る。さらにこれに対し multiplicity$>8$(プロットの白いボックス) と multiplicity が 16(プロットの黒いボックス) であることを課したものをプロットする。

これから multiplicity が多いヒットは最初にヒットするワイヤーの ADC の値が大きい傾向にあることが分かる。

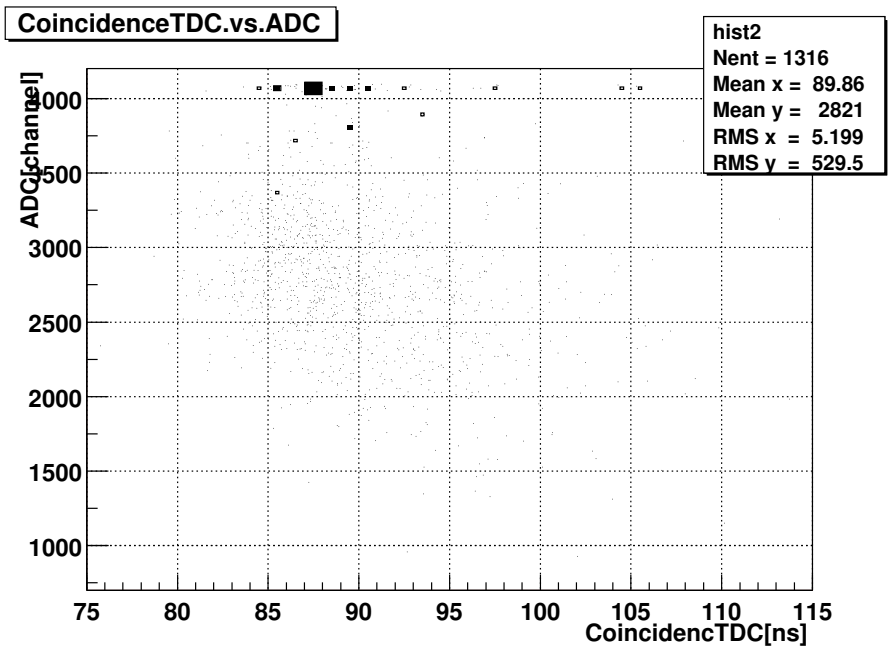


図 2.107: コインシデンス TDC に対する ADC 分布。一本のワイヤーに注目し、これが最初にヒットしていることを課している。ADC は注目したワイヤーのものである。白いボックスはこのうち multiplicity$>8$ を課した場合、黒いボックスは multiplicity が 16 を課した場合。

TGC についての DAQ では、中央部 8 本のワイヤーについてアナログ出力を ADC で取り込んでいる。またデジタル出力は 16 ワイヤー全てについて TDC で取りこんでいる。これは、全 16 チャンネルの OR 出力を TDC のコモンスタートにして、それぞれのワイヤーのデジタル出力でストップを入れているものである。これにより、各ワイヤーについて、相対的なヒットのタイミングを取得できる。
次にこの情報を使って各イベント毎に、ADC と TDC のヒットの様子を調べる。イベント毎に、各ワイヤーの TDC の値と、中央部 8 本について ADC の値を同時に示す。TDC の分解能は 50[ps/channel] で、時間的に早いヒットが TDC の小さい値に対応する。グラフで四角が ADC、三角が TDC である。ADC は 5 チャンネルから 12 チャンネルまでの 8 本である。

下の図はそれぞれ multiplicity が 1 と、16 の典型的ヒットパターンである。共通する特徴としては、ADC の大きいチャンネルの両側の ADC の値が小さい。TDC のヒットと対応して ADC に値が入っている。(ADC のペデスタルはおよそ 100 チャンネル。) multiplicity が 16 のものについては、ADC の高いものに対応して、小さい TDC の値が対応し、最初のヒットになっている。この外側のワイヤーでは、ADC が小さくなり、TDC が大きくなる、つまりおよそ 50ns ほど遅れる。そのさらに外側はほとんど同じタイミングで、最初にヒットしたワイヤーから 25ns 程度遅れて、一斉にヒットしている。

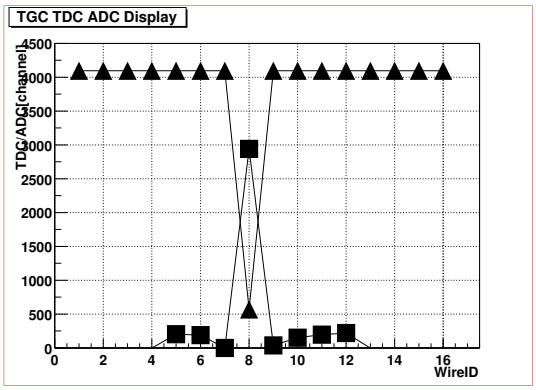


図 2.108: multiplicity が 1 の典型的なイベント。三角が TDC、四角が ADC のチャンネル。

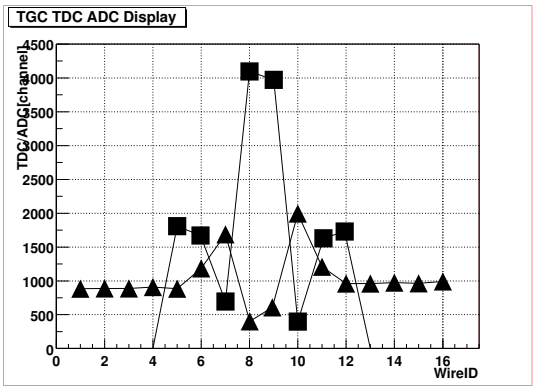


図 2.109: multiplicity が 16 の典型的なイベント。三角が TDC、四角が ADC のチャンネル。

さらにこの起源を明らかにするため、立教大学のコッククロフト・ウォルトン型加速器での実験終了後、東京大学にて $^{90}$Sr を用い、同様のテストを行なった。このときも multiplicity が 16 である同様の現象が見られた。そこで、4ch のデジタルオシロスコープを用い、TGC の生シグナルおよび、アンプを通った後の出力信号の様子を調べた。

下に示したのが、ASD Buffer の出力である。これは次のようにして取得した。まず TGC のデジタル出力に対し、コインシデンスモジュールを利用し、全 16 チャンネルの AND 出力を作る。これをオシロスコープのトリガーに使い、オシロの残りの 3 チャンネルで同時に波形を取り込んでいる。よってこの下の図は multiplicity が 16 であるときの出力である。波形に付記した番号はワイヤーの並び順である。threshold にかかるタイミングとしては、1 番目の大きな出力が来て、次に 3 番目の小さな出力がきて、最後に 2 番目の大きく立ち上がった出力が来る。このとき、2 番目の出力は反対の極性にシグナルが出るため、ADC の値は小さくなる。これで multiplicity が 16 であるイベントのヒットパターンを説明できる。

このシグナルの波形そのものについては、アンプが飽和している。実際の TGC の信号は非常に鋭く、10ns 程度におさまり、テールも押えられたものである。次のページに同じ TGC で取得した生シグナルを示す。

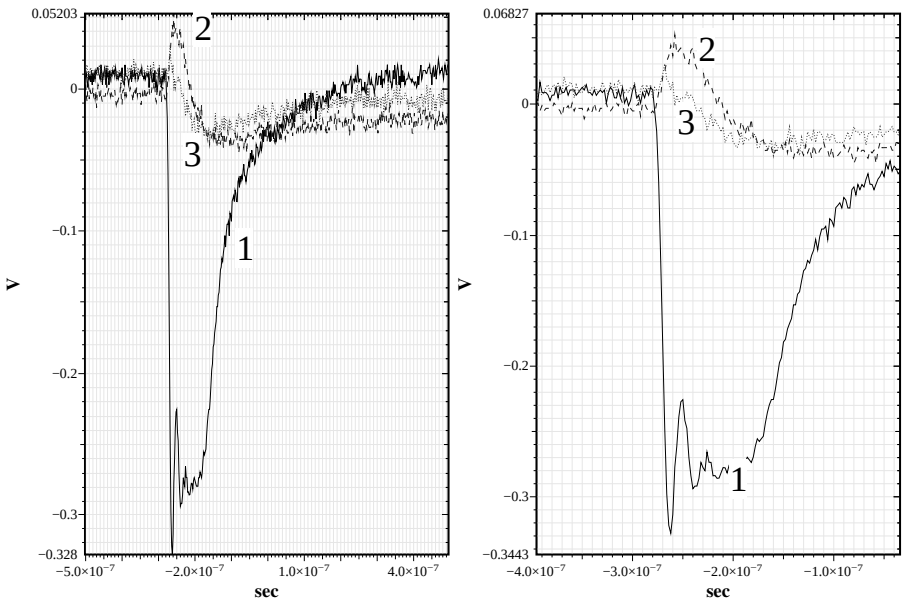


図 2.110: コインシデンスモジュールで multiplicity16 を課した場合の ASD Buffer 出力波形。右は左の立ち下がり部の拡大。

次に TGC の生シグナルを示す。これは TGC から ASD を外し、直接オシロにレモケーブルで接続して取ったものである。これまで同様 $^{90}$Sr によるシグナルである。

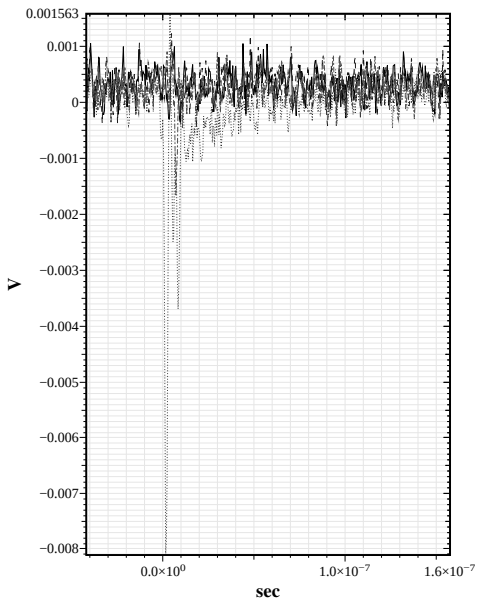


図 2.111: TGC の生シグナル、4 チャンネル分。

生シグナル側では非常に鋭い 10ns 程度の幅のシグナルが得られている。テール部分も抑制され、TGC のシグナルの特徴が表れている。また、隣接するワイヤーにシグナルが入らず、16 チャンネルヒットと疑われるシグナルもほとんど見られなかった。

これにも関わらず、ASD Buffer 出力では 16 チャンネル同時ヒットするシグナルが多く見られた。これから ASD、ASD Buffer でのクロストークが疑われる。これを確かめるために、テストパルスによりアンプの動作を調べた。

次のようなセットアップで ASD に定まった電荷を入力していく。これで、$V$[V] の階段波入力に対し、$V$[V]×1[pF]= 1[pC] の電荷入力を作ることが出来る。この出力を ASDBuffer を通して ADC にいれて、データを取得した。同時に ASD のデジタル出力についても、TGC の DAQ 同様 TDC で取得した。

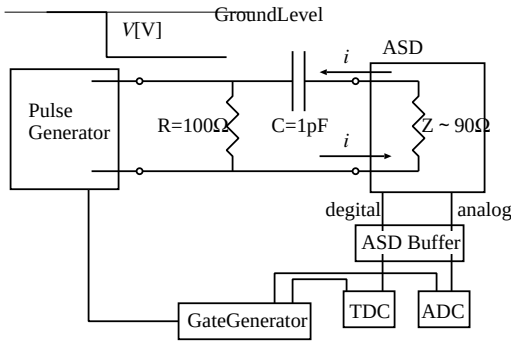


図 2.112: テストパルス入力のセットアップ。

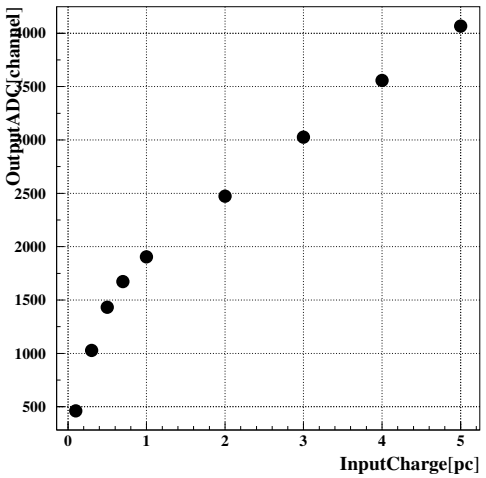


図 2.113: InputCharge に対する ASD Buffer 出力の ADC での値。

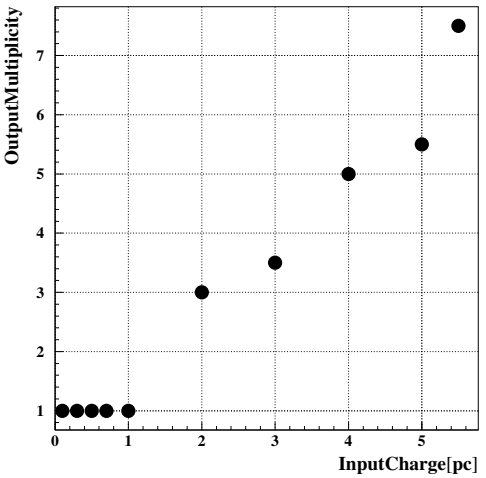


図 2.114: InputCharge に対する multiplicity の変化。

結果、入力電荷が大きいほどアンプ出力の multiplicity が増加することが観測され、これが multiplicity 増加の原因であると考えられる。これより、最初にヒットし、ADC の大きいものが実際の TGC のヒットに対応し、遅れてヒットし ADC の値の小さいものがクロストークによるものと考えられる。TDC によるヒットパターンも特徴的で、実際の TGC ヒットに対応する部分は TDC の値が小さく、その隣は TDC の値が多くなり、その外側はこれよりやや小さくなる。これを見ることで、 実際にどのワイヤーがヒットしたイベントかを判定できる。

## 2.7 解析

これまで得られたデータを基に次のような手順で解析を進める。まずシリコン PIN フォトダイオードと TGC による実験で得られたデータについて、ヒットワイヤーの分布をみる。これにより鉛直方向の中性子の広がりを理解できる。この際 multipliciyt が大きいイベントに対しては、前章の方法を用い、実際 TGC でヒットしたワイヤーを決定する。最終的に、NE213 から得た中性子の水平方向の広がり分布、および TGC のワイヤーヒットから得た鉛直方向の中性子の広がりを考慮して、TGC の 2.5MeV 中性子に対する検出効率を決定する。

### 2.7.1 シリコン PIN フォトダイオードと TGC による実験のヒットワイヤー分布

**multiplicity**

$^{90}$Sr の場合に比べ、multiplicity が 16 であるイベントの比率が大きい。これは前章で見られたように、TGC のシグナルの入力電荷が大きいことに対応していると考えられる。中性子によるシグナル形成は、陽子の反跳が主であり、この大きな $dE/dx$ による効果と考えられる。

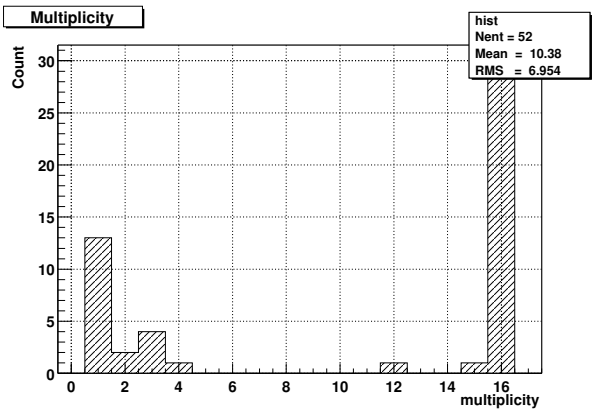


図 2.115: 中性子ヒットの multiplicity。

ヒットワイヤー分布

つぎにヒットワイヤーの分布を示す。左側が最初にヒットしたワイヤーの分布であり、右側がヒットパターンをみて補正を加えたものである。補正を加えたイベントは下図のようなイベントである。結果的に主に 5 チャンネルのワイヤーの効果を減らすことになっている。ADC が高いチャンネルがあり、この隣りのチャンネルでは ADC の値が低くなり、TDC の値が高くなる。さらにこの外側では TDC の値が小さくなっていて、よくヒットパターンの特徴を表している。52 イベント中補正が必要であったイベントは 11 イベントである。この内 1 イベントは隣へ移動、さらに 1 イベントは 2 個隣へ移動するものである。これら 2 イベントは ADC のピークとの対応を見たもので、本質的な補正ではない。残りの 9 イベントが下図にあるようなイベントである。

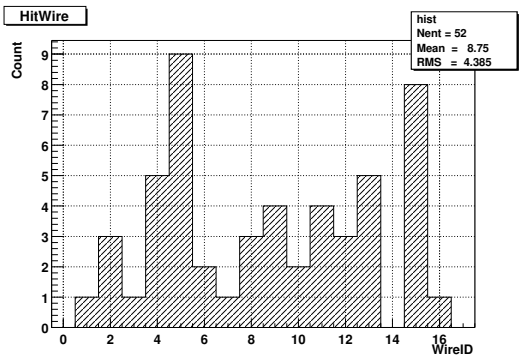


図 2.116: 最初にヒットしたワイヤーの分布。

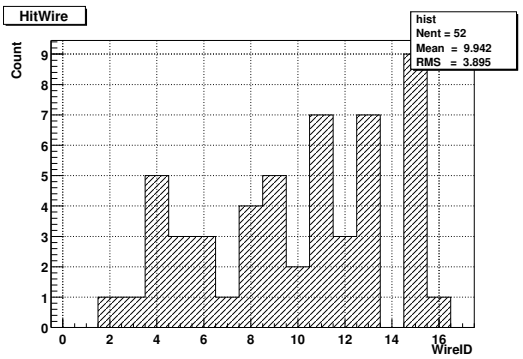


図 2.117: ADC、TDC のヒットパターンによる補正を加えた、ヒットワイヤーの分布。

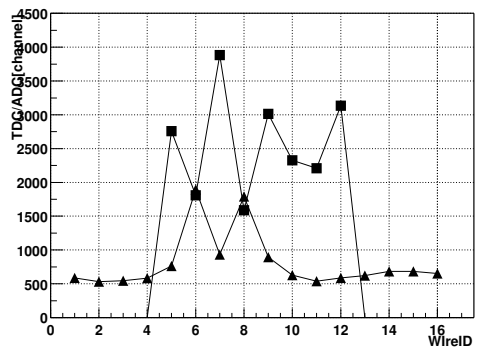


図 2.118: ヒットパターンによる補正を受けるイベント。

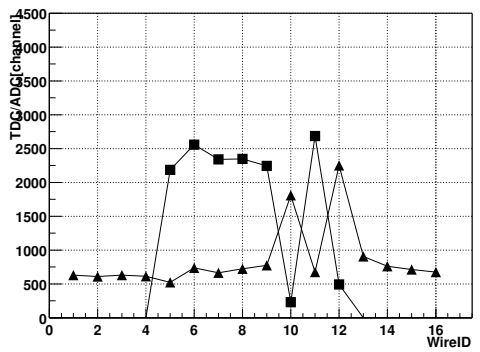


図 2.119: ヒットパターンによる補正を受けるイベント。

この補正を入れた分布のヒストグラムのビンの幅を 4 チャンネルにしたのが、下の図である。この 16 チャンネル目は鉛直方向上方のワイヤーを指している。よって鉛直方向の中性子の広がりは、上方に偏っている。今回の実験ではこの TGC を鉛直上方へ 25mm ずらしてデータを取っているので、この 2 つのデータを用いて TGC の中性子感度を求める。

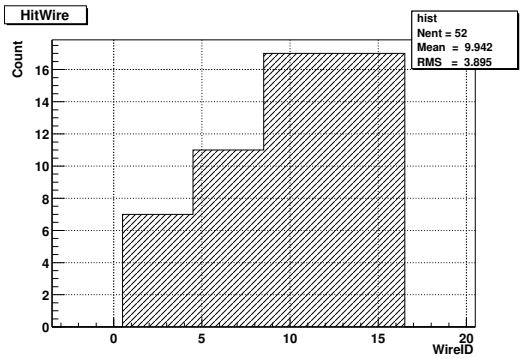


図 2.120: 中性子によるヒットワイヤーの分布 (ヒットパターンによる補正有り)。

25mm 上へずらして取得したデータでの中性子ヒットは、ワイヤーの 2 チャンネル目に 1 ヒットあった。これでは統計が足りないので、$^3$He のエネルギーについてのカット条件を緩めた時の、ワイヤーヒットを示す。

これまで見てきたように、$^3$He のエネルギーカットは水平方向の広がりに大きな影響を与える。ターゲットの厚みの効果で、反応する重陽子のエネルギーが下がり、運動学で決まる中性子放出角度が変わるためである。ところが、この影響は垂直方向にはほとんど寄与しない。入射重陽子のエネルギー変化は水平方向の運動量には影響を与えるが、垂直方向には影響を与えない。よって幾何学的に決まる、$^3$He の放出方向の垂直成分の広がりでほとんど決定される。ただし、入射ビームの運動量の垂直成分、ターゲット中で重陽子の方向が変化することで獲得する運動量の垂直成分の影響は受ける。

下の図は $^3$He のエネルギーウィンドウを 300keV から 600keV に取った時の、ワイヤーヒットである。このワイヤーの小さいチャンネル側が鉛直方向下に当たる。よって 2.5mm ずらさない状態の場所よりに中性子は分布している。

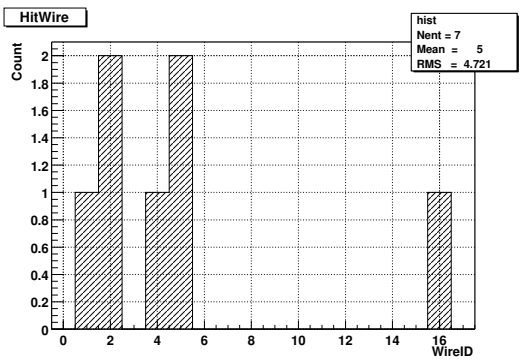


図 2.121: 2.5mm 上方での、中性子によるヒットワイヤーの分布。ヒットパターンによる補正に該当するものなし。$^3$He の ADC に対するカットを弱め、300keV から 600keV とした。

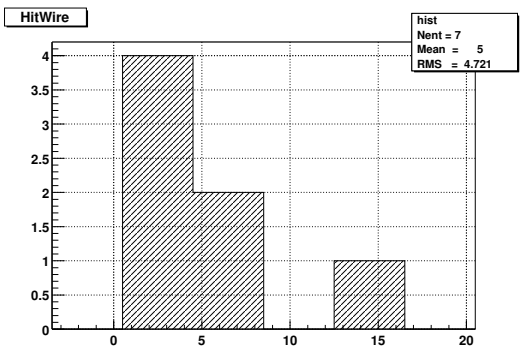


図 2.122: 左のビン幅を 4 チャンネルに変更。

鉛直方向の中性子の広がりの評価

下の図が検出器の垂直方向の幾何学的条件と、これを用いてシミュレーションを行なった中性子の分布である。シミュレーションは中性子の散乱や、重陽子が散乱などで反応時に垂直方向の運動量を持つことなどは考慮していない。

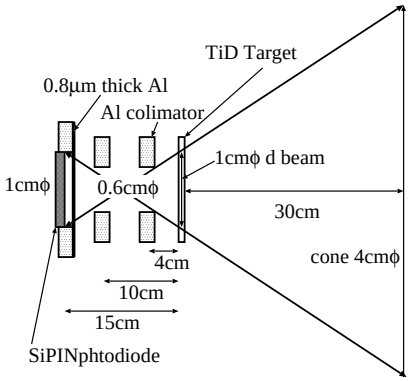


図 2.123: 幾何学的に決まる中性子のコーン。散乱などは考慮していない。

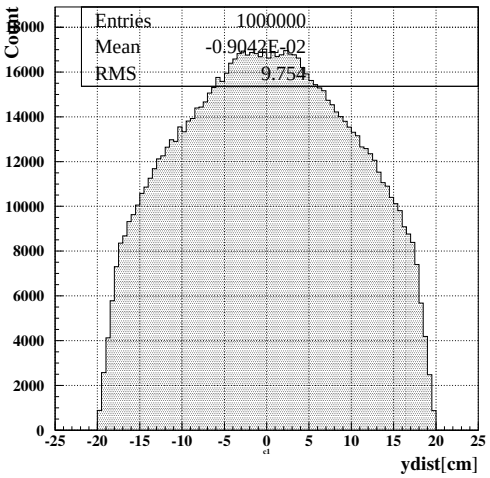


図 2.124: 中性子の分布のシミュレーション。幾何学的条件のみ考慮。

次に、先ほどのシミュレーションの結果と、実験結果を比較する。右の図は得られた検出効率を、中性子の広がり分布に従い振り分けたものである。ビン幅はワイヤー 4 本分である。25mm 鉛直上方で測定した結果については、$^3$He のエネルギーカットを緩めない時の結果を使った。このとき 25mm ずらす前と、25mm ずらした場合で、オーバーラップが存在するが、これは 25mm の方をオーバーラップ分、面積の比率で検出効率を減じた。左は、ワイヤー 4 本分のビン幅にしたシミュレーション結果である。これと比べて形、広がり共に大体あっている。

よって垂直方向の広がりは、25mm 鉛直上方へずらしたものと、ずらさないもので、カバーされているとする。誤差の範囲は図 2.126 の左端のビンの半分とすると、最大 5%逃がしている計算になるので、中性子の広がりの内、95($\pm$5)%の割合を TGC でカバーしたと評価をした。

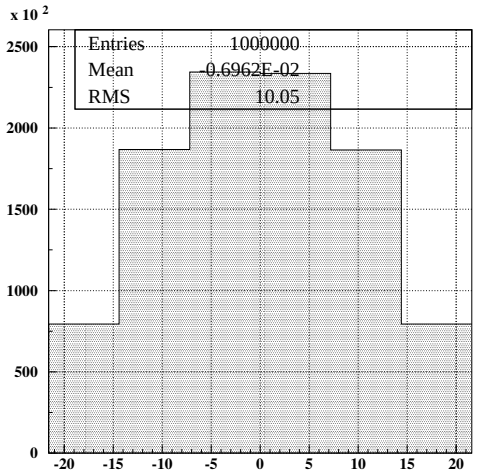


図 2.125: 上のビン幅を 72mm に変更。ワイヤー 4 本分に当たる。

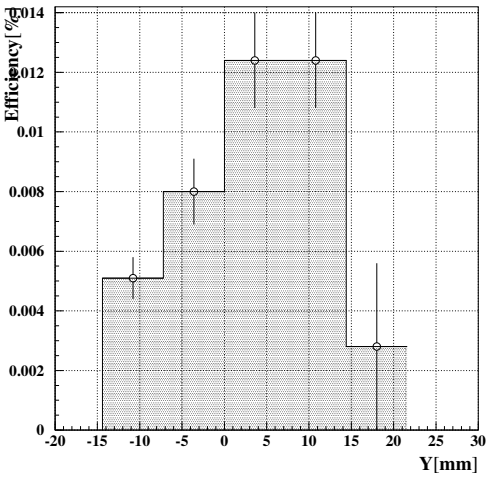


図 2.126: ワイヤー情報を用いた感度の場所依存。

### 2.7.2 中性子の広がりの補正

NE213 で得た水平方向の中性子の広がりの評価と、ワイヤーヒットの情報を用いて評価した鉛直方向の中性子の広がりを用いて、TGC の中性子感度を求める。

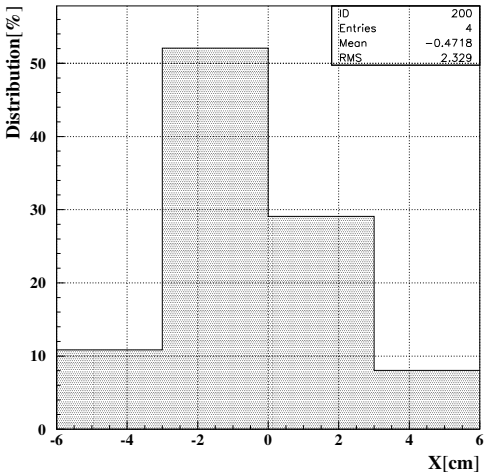


図 2.127: 水平方向の中性子分布。

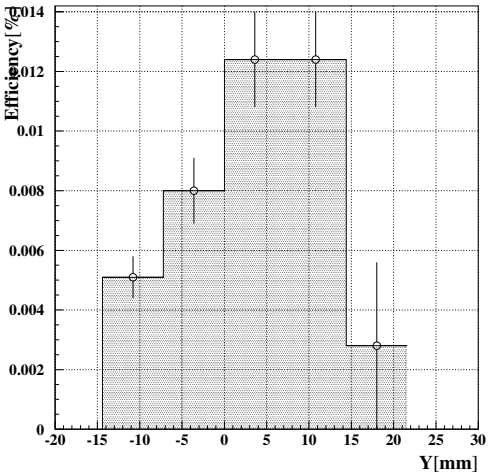


図 2.128: ワイヤー情報を用いた感度の場所依存。

鉛直方向は前節より中性子の広がりの内、95(±5)%を TGC でカバーしている。水平方向は TGC のワイヤーの長さ 8cm に対して、広がりは 12cm 程度である。上の分布の $-4$[cm] から $+4$[cm] まで積分すると、87%となる。また $-3$[cm] から $+3$[cm] まで積分すると 81% である。$\pm$2cm 分の変化を考慮して、87(±6)%と評価した。

y=0mm と y=25mm の測定を合わせる時のオーバーラップの評価は、オーバーラップ分を 25mm 側から差し引くことにした。y=25mm 側の寄与は、面積の比で 3.4/7.2=0.47 である。これについては誤差を大きめに見積もって 0.5±0.5 とした。

### 2.7.3 結果

以上で得た結果を評価し、γ 線の混入による寄与を引いて、TGC の中性子感度を求める。これまでに得られた値は次のようなものである。

- y=0mm での感度 $\epsilon_0$ が $0.038\pm0.005$
  (138557 イベント中 52 イベントコインシデンス)
- y=25mm での感度 $\epsilon_{25}$ が $0.006\pm0.006$
  (15849 イベント中 1 イベントコインシデンス)
- オーバーラップ補正 $\alpha$ が $0.5\pm0.5$
- 水平方向の広がりの補正 $\beta$ が $0.87\pm0.06$
- 垂直方向の広がり補正 $\gamma$ が $0.95\pm0.05$
- γ 線の混入率 $\eta$ が $0.005(\pm0.001)$

この時、検出効率 $\epsilon$ は次のように計算される。これはまだγ 線の寄与を引いていないものである。

$$\begin{aligned}\epsilon &= (\epsilon_0 + \epsilon_{25} \times \alpha) / (\beta\gamma) \\ &\sim 0.049\end{aligned}$$

誤差は誤差伝搬より、次のようになる。ただし $\oplus$ は 2 乗和をとり、最後にルートを取るものとする。$(A \oplus B \oplus \cdots \oplus Z \equiv \sqrt{A^2 + B^2 + \cdots + Z^2})$

$$\begin{aligned}\delta\epsilon &= (\delta\epsilon_0/(\beta\gamma)) \oplus (\delta\epsilon_{25} \times \alpha/(\beta\gamma)) \oplus (\epsilon_{25} \times \delta\alpha/(\beta\gamma)) \oplus \left\{(\epsilon_0 + \epsilon_{25} \times \alpha) \times \delta\beta/(\beta^2\gamma)\right\} \\ &\qquad \oplus \left\{(\epsilon_0 + \epsilon_{25} \times \alpha) \times \delta\gamma/(\beta\gamma^2)\right\} \\ &= \sqrt{0.006^2 + 0.0036^2 + 0.0036^2 + 0.0035^2 + 0.0026^2} \\ &\sim 0.009\end{aligned}$$

この結果 $0.049\pm0.009\%$である。これからγ 線の混入による寄与を差し引く。

最後にγ 線の混入の効果を評価する。TGC の中性子、および、γ に対する感度を $\epsilon_n$、$\epsilon_\gamma$ とする。TGC のγ 線の感度は文献 [14] より、1MeV 付近で感度が 1%であり、0.5MeV 付近では 0.5%程度である。2MeV 付近でおよそ 1%が最高感度である。今回の実験でのγ 線のエネルギーの広がりを考慮し、1(±0.5)%とした。これらの値を用いて、中性子γ 込みの感度 $\epsilon$ と、中性子、γ それぞれの感度 $\epsilon_n$、$\epsilon_\gamma$ の関係は次のようになる。

$$\epsilon = (1-\eta) \times \epsilon_n + \eta \times \epsilon_\gamma$$

よって

$$\epsilon_n = \frac{\epsilon - \eta\epsilon_\gamma}{1-\eta}$$

誤差は

$$\delta\epsilon_n \sim \frac{\delta\epsilon \oplus \delta\eta \times \epsilon_\gamma \oplus \eta \times \delta\epsilon_\gamma}{1-\eta}$$

これより、2.5MeV 中性子に対する中性子の感度は

$$0.044 \pm 0.009 \quad \%$$

となる。誤差については統計エラーで、系統誤差は評価していない。20%の誤差であるが、アトラス実験での中性子入射頻度などの不定性に対しては、十分な範囲である。

## 2.8 考察

今回得た 0.044±0.0009%の値はこれまでアトラスで利用されている ∼ 0.01%に対し、4 倍程大きな値となっている。これまでの計算ではバックグラウンドレートが 10 倍になっても、偶発的なトリガーは主な寄与にはならなかった。ところが今回の中性子感度が 4 倍ほど大きい結果では、low $p_T$ では十分主な寄与になる。

またインナーステーションの TGC では中性子からのカウンティングレートだけでも、10kHz/cm$^2$ のオーダーになる。これだけの高頻度のカウンティングレートで、長期間安定な動作が保証されるかは不安である。アトラスホールでの中性子フラックスの不定性や、他のエネルギー領域での中性子感度のデータが未だ少ないので、確かなことはいえないが、問題となる恐れがある。

今後この点をはっきりさせるため、アトラス実験における広範な中性子エネルギー領域に対応して、様々なエネルギーの中性子に対して、感度を測定する必要がある。また、これを良く再現するシミュレーションを可能にし、TGC の中性子感度に対する理解と、予言能力を得ることも大事である。

# 第3章　シミュレーション

まず非常に簡単な仮定のもとでの計算を行なう。さらに Gean4 [10] によるシミュレーションを行なう。Geant4 は検出器シミュレーションコードである。ハドロンのプロセスに対し、ユーザが幾つかのモデルを選択できる。今回の中性子に対しては、ENDF(Evaluated Nuclear Data File) を中心とする、データを用いるモデルを採用した。

## 3.1　簡易的な計算

次の仮定を置く。

1. TGC のガス領域の水素とのみ中性子が反応する。
2. 中性子と水素の反応は弾性散乱に限る。
3. シグナルは中性子により反跳した水素が作り、反跳した水素は 100%シグナルを作る。

非常に粗い仮定であるが、2.5MeV 程度の中性子との反応は、水素が主に寄与し、反応の種類も弾性散乱が主な寄与である。また TGC では高い電場とワイヤーが近くになるため、初期電子があれば高い確率でシグナルが形成されると考えられる。よって簡単ではあるが、以上の仮定を基に、TGC の中性子感度を計算する。2.5MeV 中性子に対する水素の断面積はおよそ 2.6barn[9] であるので、TGC のガスの厚さ 2.8mm、ガスの状態は簡単のため標準状態とした。

$$\begin{aligned} \text{sensitivity} &= 1 - \exp\left[\frac{6.02 \times 10^{23}}{22.4 \times 10^{3}} \times (2.6 \times 12) \times 10^{-24} \times 0.28\right] \\ &\sim 2 \times 10^{-4} \end{aligned}$$

およそ 0.02%となる。非常に簡単な計算であるが、およその目安になると考えられる。今回の実験結果 0.044±0.009%を下回る数字になっている。他にもガス中の C、O との反応、検出器のカーボン面での C との反応など考えられ、増加が見込まれる。2.5MeV での C との断面積は 1.6[barn]、O との断面積は 1.0[barn] となっている [9](付録 F 参照)。これらの寄与も大きいと考えられる。

### 3.1.1 Geant4 を用いたシミュレーション

TGC によるシミュレーションに先立ち、単純な物質での応答を評価した。H、C、O 原子の単体としての理想的物質を構築し、これに 2.5MeV の中性子を $10^6$ イベント入射させ、中性子との反応を追跡した。それぞれの原子に対し、厚さ 1cm、密度 $1\mathrm{g/cm}^3$ 層を作っている。弾性散乱の断面積について、この結果と ENDF によるデータの比較を表 3.1 に示す。

| [barn] | H | C | O |
|---|---|---|---|
| Geant4 | 2.5 | 1.8 | 0.93 |
| ENDF | 2.6 | 1.6 | 1.0 |

表 3.1: Geant4 と ENDF データの比較 。

このように、良くあっているといえる。次に TGC に用いたシミュレーションを行なう。

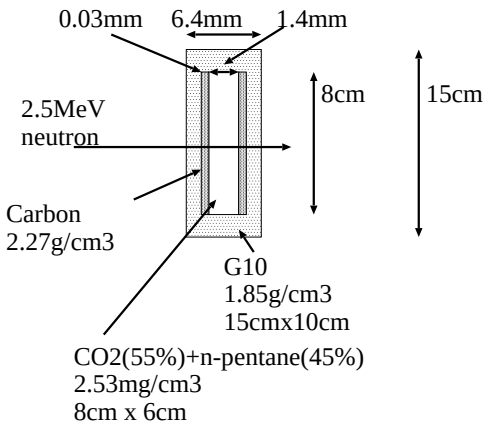


図 3.1: シミュレーションでの配置。

感度は、ガス中にイオンが生成された時ヒットが作られるとして、計算した。まずガスのみを考えると、$0.016(\pm 0.001)\%$となった。これは簡易計算とほぼ合致している。次に TGC の壁をいれた場合、$0.029(\pm\ 0.005)\%$となった。

TGC のガスのみでのシミュレーションに対し、TGC の壁を入れたシミュレーションのほうが、感度が高くなり、実験値に近付いている。今後、そのプロセスに対する理解も必要であるが、オーダーは合致し、シミュレーションによっても実験値同様の評価が得られた。

# 第4章　結論および今後の予定

## 4.1　結論

立教大学コッククロフト・ウォルトン型加速器を利用し、D(d,n)$^3$He 反応により生成した、単色 2.5MeV の中性子に対する TGC の感度を測定し、0.044±0.009%(統計誤差) の結果を得た。

今回の実験値は、これまでトリガーシミュレーションで利用されている値の、4 倍ほど大きな値である。他のエネルギー領域での結果によるが、これまで問題ないとされてきたが、low $p_T$ のトリガーに大きな影響を与える恐れがある。

今回の実験値では、インナーステーションの TGC では中性子からのカウンティングレートだけでも、10kHz/cm$^2$ のオーダーになる。これも他のエネルギー領域での結果によるが、長期間の安定な動作に支障をきたす可能性がある。

中性子の反応として、ガス中の水素に対する弾性散乱のみを考慮した簡易計算によると、2.5MeV 中性子に対し、0.02%の感度となる。ガス中の C、O との反応、検出器の壁での反応の寄与も大きいと考えられる。さらに Geant4 による、TGC の壁を入れたシミュレーションの結果、0.03%の感度となり、実験値に近い値を得た。

## 4.2　今後の予定

今後他のエネルギー点において、さらに中性子感度の測定を続けていく。同時にシミュレーションデータとの比較により、TGC の中性子感度の理解を深めていく。T(d,n)$\alpha$ 反応からの 14MeV の中性子の利用や、$^{252}$Cf の良く知られた連続スペクトルの中性子の利用、Geant4 によるシミュレーションの改良などである。データが揃った時点で、アトラス実験における TGC の、中性子に対するヒットレートの計算を行ない、贋トリガー頻度の評価を行なう予定である。

# 付 録A　コッククロフト・ウォルトン回路

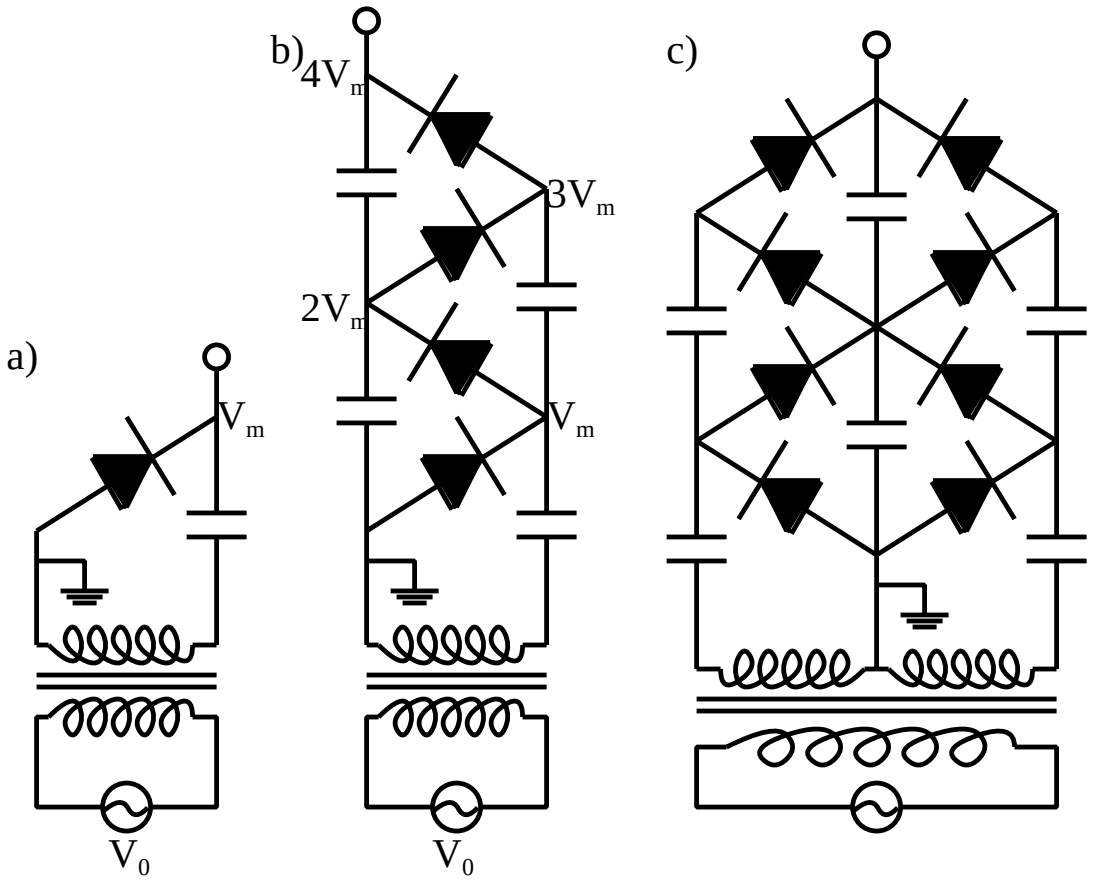


図 A.1: a) 半波整流回路。b) コッククロフト・ウォルトン回路。c) 対称型コッククロフト・ウォルトン回路。

図 A.1 は左より、半波整流回路、コッククロフト・ウォルトン回路、対称型コッククロフト・ウォルトン回路である。半波整流回路で平均 $V_m$ の電圧を得られるとする。コッククロフト・ウォルトン回路ではこれを他段に組み合わせ、1 段毎に電圧を上げていく。図 A.1 の b) では 4 倍の電圧が得られる。実際はさらに多段にして高電圧をえる。多段になるほど、電圧の脈動が顕著になるが、これを押える工夫が、図 A.1c) の対称型コッククロフト・ウォルトン回路である。

立教大学では対称型コッククロフト・ウォルトン回路を使用している。

# 付 録B　PIGイオン源

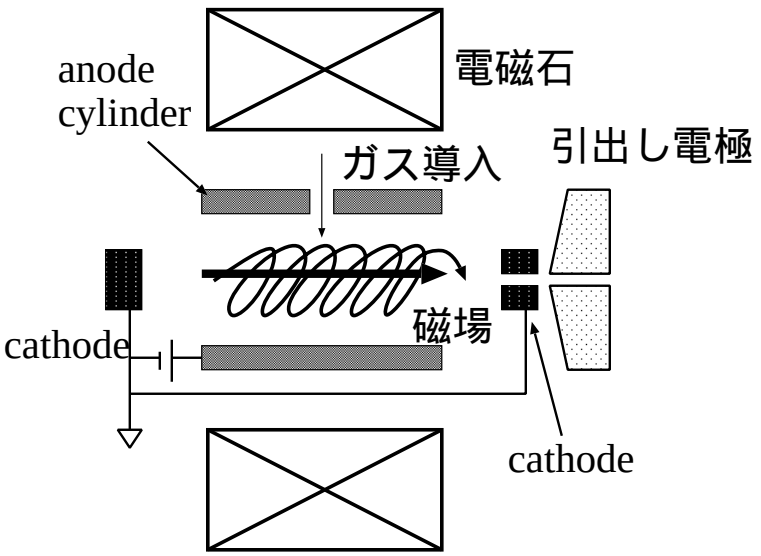


図 B.1: PIG イオン源の構造。

粒子を加速するにはまず粒子をイオン化しなくてはならない。これを行なうのがイオン源である。立教大学コッククロフト・ウォルトン加速器で使用したイオン源は、PIG イオン源である。この構造は図 B.1 の様に、カソード、アノードシリンダー、カソードでならび、アノードシリンダーに高電圧がかかっている。内部は $10^{-5}$[Pa] 程度の真空に引き、この状態からビームに用いるガスを導入し、真空度が $10^{-3}$[Pa] 程度でイオン源を動作させる。重陽子ビームを出す場合は重水素ガスを導入する。

アノードシリンダーに印加された高電圧により、電子はカソードからアノードへ加速され、反対側のカソードで反射され往復運動を行なう。この際、外側に配されるソレノイドにより、この電子の軌道は螺旋を描く。これにより、効率的に内部のガスをイオン化し、さらなる電離を則す。さらにイオンがカソードと衝突する際にも 2 次電子を生成する。こうして効率良く内部のガスをイオン化していく。こうして生成された陽イオンは、片側のカソード中央の孔を通して、引出し電極により引き出される。

# 付 録C　TiDターゲット

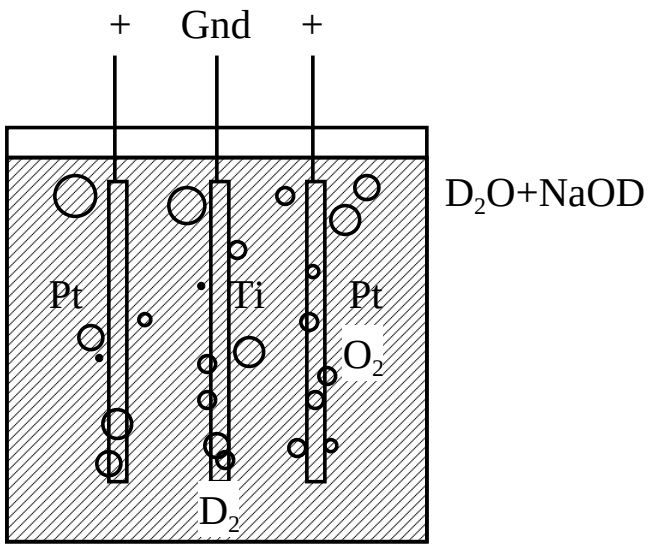


図 C.1: ターゲット作成方法。

NaOD の $D_2O$ ( 重水 ) 溶液を、白金を正極、チタンを負極に電気分解する。すると白金電極上に酸素が発生し、チタン電極上に重水素が発生する。チタンは水素吸蔵合金の一種で、一部の重水素はチタン内に吸蔵される。

# 付 録D　D+d反応の断面積

以下に D+d 反応の反応断面積、微分散乱断面積を示す。

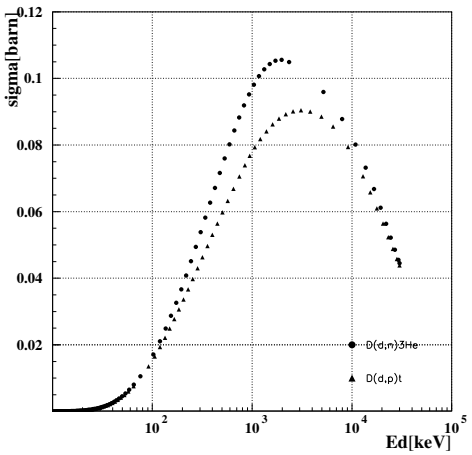


図 D.1: D+d 反応の断面積 [11]。

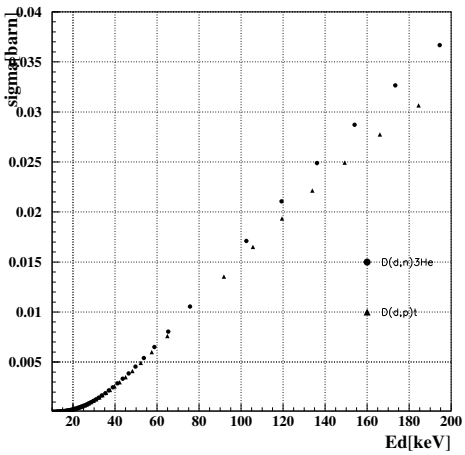


図 D.2: D+d 反応の断面積 (200keV 以下)[11]。

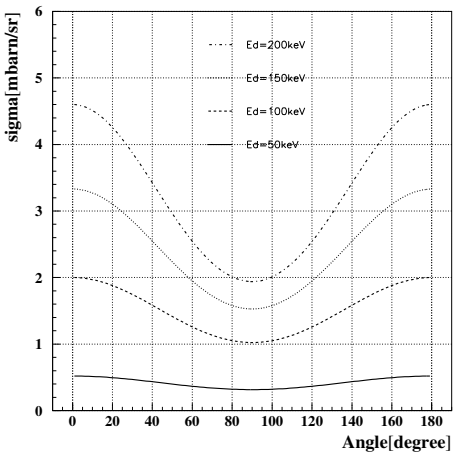


図 D.3: 重心系 D+d 反応の微分散乱断面積 [11]。

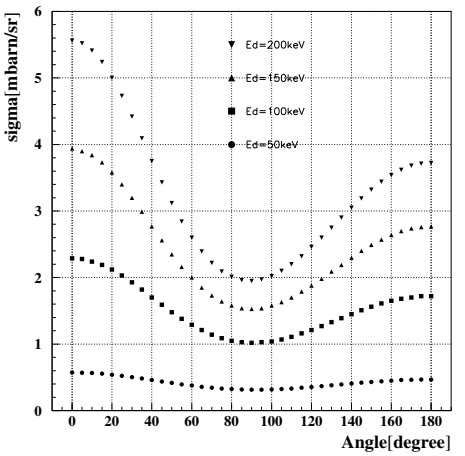


図 D.4: 実験室系 D+d 反応の微分散乱断面積 [11]。

# 付 録E　D+d反応生成粒子の放出角度とエネルギー

図 E.1 は p、t、$^3$He については、放出方向に対するエネルギーをプロットしている。、中性子に対しては、同時に放出される $^3$He の放出角度に対して中性子のエネルギーをプロットしている。

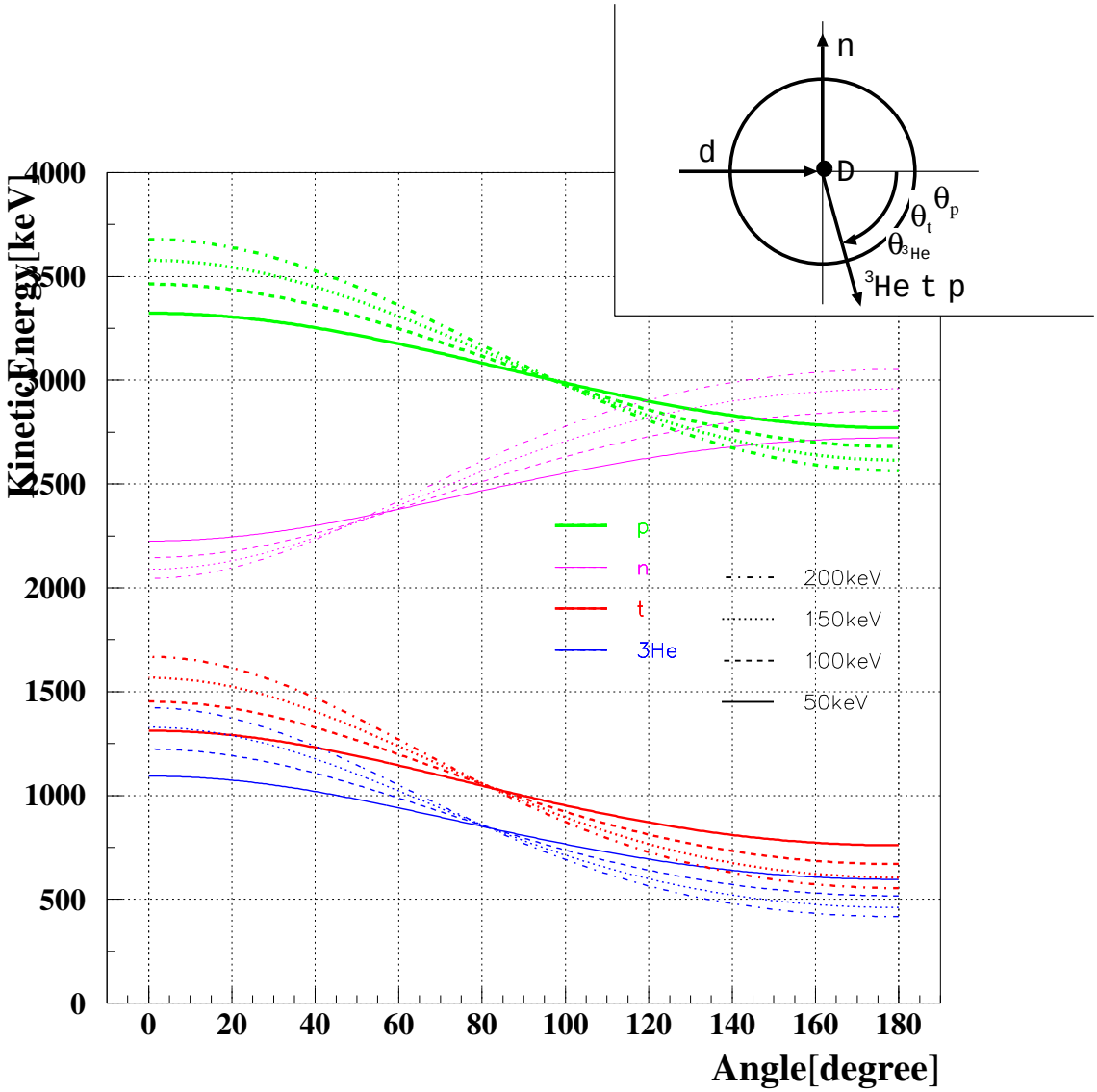


図 E.1: D+d 反応生成粒子の放出角度とエネルギー。

# 付 録F　中性子とH、C、Oとの反応断面積

## F.1　水素との反応

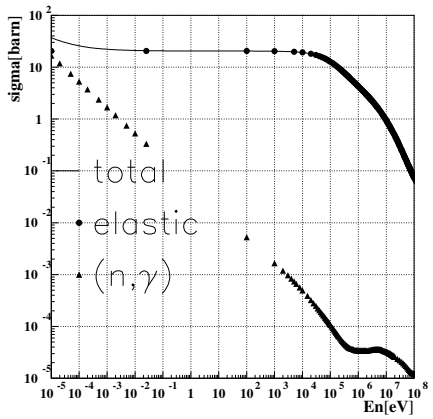


図 F.1: 中性子の H に対する断面積 [9]。

中性子と水素の反応は弾性散乱が主に寄与している。熱中性子から 10keV の中性子まで断面積は約 20barn でほぼ一定ある。10keV を越えると急激に断面積が小さくなっていく。1MeV では 4barn 程度である。水素の場合、他の原子核でみえるような共鳴は存在しない。

## F.2　炭素との反応

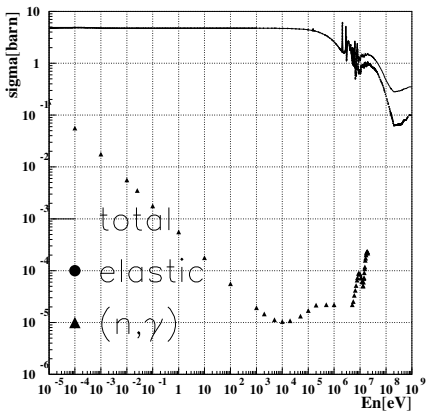


図 F.2: 中性子の C に対する断面積 [9]。

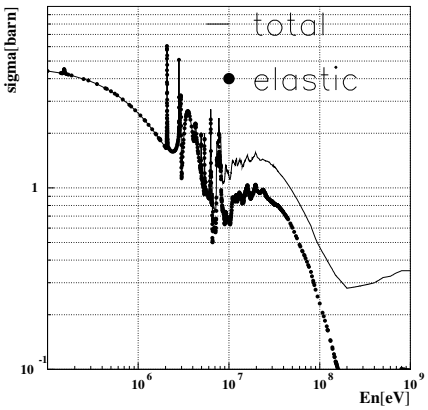


図 F.3: 中性子の C に対する断面積 ( MeV 近傍 ) [9]。

中性子と炭素の反応も弾性散乱の寄与が大きい。10keV を越えるまではほぼ 4barn で一定で、これを越えると減少していくが、これに複数の共鳴のピークが重なり、複雑な形になっている。

## F.3　酸素との反応

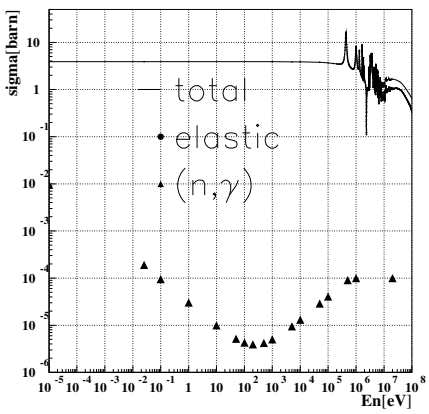


図 F.4: 中性子の O に対する断面積 [9]。

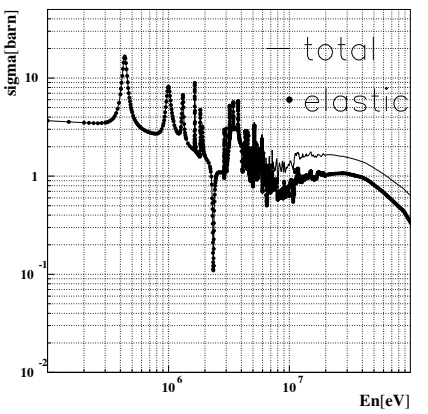


図 F.5: 中性子の O に対する断面積 ( MeV 近傍 ) [9]。

酸素も炭素とほぼ似た状況である。

# 参考文献


[1] ALEPH,DELPHI,L3,OPAL and the LEP Higgs Working Group. Status of higgs boson serches. LEP Seminar Nov.3.2000, 2000.

[2] G. Battistoni, A. Ferrari, and P.R. Sala. Muon chamber sensitivity to neutron and photon background in the atlas hall. Technical report, INFN, 1994.

[3] CERN/LHCC/97-22. ATLAS Muon Spectrometer Technical Design Report. Technical report, CERN, 1997.

[4] CERN/LHCC/98-14. Level-1 Triggr Technical Design Report. Technical report, CERN, 1998.

[5] CERN/LHCC/99-01. Techniacl Co-ordination Technical Design Report. Technical report, CERN, 1998.

[6] CERN/LHCC/99-14. ATLAS DETECTOR AND PHYSICS PERFORMANCE Technical Design Report. Technical report, CERN, 1999.

[7] G DIETZE and H KLEIN. GAMMA-CALIBRATION OF NE213 SCINTILLATION COUNTERS. *Nuclear Instruments and Methods vol.193*, 1982.

[8] G DIETZE and H KLEIN. Monte Carlo Codes for the Calculation of Neutron Response Functions and Detector Efficiencies for NE 213 Scintillation Detectors. *PHYSIKALISCH-TECHNISCHE BUNDESANSTALT,Neutronendosimetrie*, 1982.

[9] Evaluated Nuclear Data File(ENDF). http://www.nndc.bnl.gov/nndc/endf.

[10] GEANT4. http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant4/geant4.html.

[11] HORST LISKIEN and ARNO PAULSEN. *NUCLEAR DATA TABLES Vol.11,No.7 NEUTRON PRODUCTION CROSS SECTIONS AND ENERGIES FOR THE REACTIONS T(p,n)3He,AND T(d,n)4He.* Academic Press,Inc, 1973.

[12] N.A. LURIE, Jr. L. HARRIS, and J.P. WONDRA. CALCULATION OF GAMMA-RAY EFFICIENCY FOR 12.7cm NE-213 ORGANIC SCINTILLATION DETECTOR. *Nuclear Instruments and Methods 129*, 1975.

[13] M.A. Al-Ohali,A.Aksyo,A.Coban,J.M. Hanly,P.D. Felsher,C.R. Howell,W. Tornow, F. Salinas, R.L. Walter. Determination of hte neutron detection efficiency of an NE213 scintillator for En=2.5 to 16MeV using the 2H(d,n)3He reaction. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 396*, 1997.

[14] 津野総司. ATLAS 実験ミューオントリガー検出器のバックグラウンド放射線に対する動作研究. 修士論文, 東京大学, 1999.

[15] 高橋亮人. 固体内核反応研究 vol.1, 第 2 章. 工学社, 2000.

# 図 目 次


1.1 Large Hadron Collider。 . . . . . 4
1.2 アトラス検出器。 . . . . . 7
1.3 内部検出器。 . . . . . 8
1.4 カロリメータ . . . . . 9
1.5 超電導空芯トロイドマグネットの配置 . . . . . 10
1.6 z=1050cm(エンドキヤップトロイドの中央) でのトロイダル磁場。磁力線が描かれている。縦軸、横軸の単位は cm。 . . . . . 10
1.7 ミューオンシステムの構成。 . . . . . 11
1.8 ミューオンシステムの rz 断面図。 . . . . . 11
1.9 エンドキャップに円盤を形作る TGC。 . . . . . 13
1.10 TGC の構造 (ワイヤー面を上から見た図)。 . . . . . 13
1.11 TGC の構造 (断面図)。 . . . . . 14
1.12 エンドキャップミューオントリガー。 . . . . . 15
1.13 中性子のエネルギースペクトル。横軸はエネルギー× エネルギー密度 E×dN/dE(N は個数)=dN/dlog(E)) [2] . . . . . 18
1.14 γ 線のエネルギースペクトル [2]。 . . . . . 18
1.15 ミューオンシステムの rz 断面図。MDT1、2、3 は衝突点に近い方からである。 . . 19
1.16 エンドキャップ部でのトリガーレート。左は low-$p_T$(6GeV)、右は high-$p_T$(20GeV) の threshold である [4]。 . . . . . 21

2.1 D+d 反応での放出粒子の角度のとり方。 . . . . . 24
2.2 実験の概要。 . . . . . 25
2.3 バックグラウンド。 . . . . . 26
2.4 シリコン PIN フォトダイオード。 . . . . . 28
2.5 シリコン PIN フォトダイオード較正のセットアップ。(真空チェンバー周り) . . . . 29
2.6 $^{241}$Am の 5.48MeV α 線によるシリコン PIN フォトダイオードのシェーピングアンプ出力。 . . . . . 30
2.7 シリコン PIN フォトダイオード較正の回路図。 . . . . . 31
2.8 非密封 $^{241}$Am のスペクトラムの全体。真空中で測定。 . . . . . 32
2.9 非密封 $^{241}$Am のスペクトラムの高エネルギー部分。5.48MeV のα 線。 . . . . . 32
2.10 非密封 $^{241}$Am のスペクトラムの低エネルギー部分。45.6keV の内部転換電子を抑え、α の影響を落す為、ソース全面に 36$\mu$m 厚のアルミ泊をおく。見えているのは 59.5keV のγ 線の全吸収ピーク。 . . . . . 32
2.11 $^{133}$Ba のスペクトラム。81keV のγ 線。高エネルギー側のスロープは 356keV、303keV のγ 線起源のコンプトン連続部。低エネルギー側のピークは 81keV のγ 線による後方散乱が threshold で切られたもの。 . . . . . 33

2.12 結果をフィッティングし、エネルギー較正直線を得た。 . . . . . 33
2.13 th/N の説明。 . . . . . 34
2.14 $^{241}$Am の 5.48MeV α 線によるシリコン PIN フォトダイオードのタイミングフィルタアンプ出力。 . . . . . 34
2.15 TFA の調整。 . . . . . 34
2.16 NE213。 . . . . . 35
2.17 NE213 の較正のための回路図。 . . . . . 36
2.18 NE213 の波形と使用したトータルゲート。HV=3.2kV、$^{252}$Cf。 . . . . . 37
2.19 NE213 のエネルギースペクトルのコンプトンエッジの決め方。 . . . . . 38
2.20 $^{22}$Na511keV γ 線のコンプトンピーク (341keV)。 . . . . . 39
2.21 $^{133}$Cs661keV γ 線のコンプトンピーク。(477keV) . . . . . 39
2.22 $^{22}$Na1275keV γ 線のコンプトンピーク。(1062keV)) . . . . . 39
2.23 $^{60}$Co1173keV および 1332keV γ 線のコンプトンピーク。(963keV、1118keV) . . . 39
2.24 NE213 のエネルギー較正直線。 . . . . . 40
2.25 NE213 のエネルギー較正直線。ADC のフススケールに対応。 . . . . . 40
2.26 NE213 のペデスタル。 . . . . . 41
2.27 NE213 の threshold level 15mV。 . . . . . 41
2.28 NE213 の threshold level 30mV。 . . . . . 41
2.29 NE213 の threshold level 50mV。 . . . . . 41
2.30 NE213 の threshold level と ADC のチャンネル。 . . . . . 42
2.31 NE213 の threshold level と電子等価エネルギー。 . . . . . 42
2.32 中性子γ 弁別の fast gate と total gate。実際のパルスは見ためでは中性子とγ の差はわからない。 . . . . . 43
2.33 NE213 の中性子、γ 弁別。トータルゲートとファーストゲートの電荷量の 2 次元プロット。同じファーストゲートの電荷量でも、中性子の方がテールの寄与が大きく、トータルゲートの電荷量が大きくなる。これは $^{252}$Cf の連続中性子に対して得られたものである。 . . . . . 44
2.34 fast gate width 40ns、threshold level 50mV。上記の小さいチャンネルの部分を拡大。 . . . . . 44
2.35 2 つのピークの分離の良さを表す指標、性能指数を定義する。 . . . . . 45
2.36 fast gate width 40ns。 . . . . . 46
2.37 fast gate width 50ns。 . . . . . 46
2.38 fast gate widht 60ns . . . . . 46
2.39 fast gate width 80ns。 . . . . . 46
2.40 小型 TGC の図。 . . . . . 48
2.41 ASD。 . . . . . 49
2.42 ASD のダイアグラム。 . . . . . 49
2.43 立教大学コッククロフトウォルトン型加速器。 . . . . . 50
2.44 ビームカレントを下げた場合。$E_d$=115keV。threshold は 250mV と高くしている。この時レートはエレキの dead time を除き、0.65Hz。 . . . . . 51
2.45 TFA の threshold は 250mV と高くしてあるが、Rutherford 散乱してくる d のパイルアップの為、3He のピークを覆い隠している。 . . . . . 51

2.46 アルミニウムの厚さとそれをつき抜けた粒子のエネルギー。実際はエネルギーのストラグリングを受ける。 . . . . . 52
2.47 重陽子のアルミニウム中のレンジ。 . . . . . 52
2.48 $d^2$–beam,195keV,0.8$\mu$Al, シリコン PIN フォトダイオード 74° . . . . . 53
2.49 シリコン PIN フォトダイオードと NE213 による DAQ のセットアップ。 . . . . . 56
2.50 NE213 による実験のセットアップ。ターゲットチェンバーの中の配置。 . . . . . 57
2.51 $^3$He 側の配置。 . . . . . 58
2.52 コインシデンス判定用の TDC 分布。3000event を 1 時間弱で測定。150ns 程度の幅でコインシデンス。 . . . . . 59
2.53 シリコン PIN フォトダイオードの ADC 分布。カット無しとコインシデンスカットをかけたもの。$^3$He 以外にはコインシデンス皆無。他の粒子でコインシデンスは入らない。 . . . . . 59
2.54 シリコンのシグナルに TDC のコインシデンスをかけている。 . . . . . 60
2.55 シリコンの $^3$He のエネルギーとコンシンデンス TDC の 2 次元分布。 . . . . . 60
2.56 パルスのウォーク。 . . . . . 60
2.57 中性子γ 弁別の 2 次元プロット。コインシデンス Cut なしなので、γ 中性子ともに見え ている。上がγ 、下が中性子 . . . . . 62
2.58 図 2.57 の拡大。 . . . . . 62
2.59 Total gate と Fast gate の電荷量の比の分布。カット無しとコインシデンス TDC でコインシデンスを課したもの。中性子 3000event、γ 14event。 . . . . . 63
2.60 fast/total 比。コインシデンスカットかける前、かけた後。カットでγ が抑制されている。良く弁別されているのも分かる。 . . . . . 63
2.61 NE213 のトータルゲートで測ったエネルギーと fast/total 比の分布。弁別されているのが良く分かる。(コインシデンスカット後) . . . . . 64
2.62 fast、total の 2 次元分布にコインシデンスカットをかけたもの。 . . . . . 64
2.63 total gate で中性子カットをかけたもの。エネルギースペクトルにエッジがある。これ裾をガウシアンでフィットして半値となる位置を単色中性子によるエッジとした。値は $(835 \pm 7.3)$[keVee] である。 . . . . . 65
2.64 左記をログスケールにしたもの。エネルギー上限の切断が良く見える。 . . . . . 65
2.65 NEFF4 のシミュレーションでの光出力。陽子のほうが dE/dx が大きく、消光の効果が効いて、同じエネルギーでも小さな光出力である。 . . . . . 66
2.66 シリコンの $^3$He のピークと TDC のコインシデンスカットをかけたもの。 . . . . . 67
2.67 検出効率のプロット ( % )。$^3$He のエネルギーに検出効率が依存する。 . . . . . 67
2.68 NE213 の中性子検出効率のシミュレーション。今回使用した直径 12.7cm、奥行き 5.08cm のシンチレータについて各点で 1000000 個の中性子を打っている。NEFF4 を利用。 . . . . . 68
2.69 上記の 2.5MeV 付近。$V_{th}$ が 22.5mV ものについて、エラーバーは、この領域を直線でフィットした時の残差の標準偏差を用いた。値は 0.44 である。45mV のものはフィットに 2 次関数を用いた。値は 0.40。 . . . . . 68
2.70 $E_d$=100keV。対応する $^3$He は 896keV。中性子は 2.47MeV。 . . . . . 70
2.71 $E_d$=75keV。対応する $^3$He は 888keV。中性子は 2.46MeV。 . . . . . 70
2.72 $E_d$=50keV。対応する $^3$He は 878keV。中性子は 2.44MeV。 . . . . . 70
2.73 $E_d$=25keV。対応する $^3$he は 863keV。中性子は 2.43MeV。 . . . . . 70

2.74 NE213 の位置–6cm。 . . . . . 72
2.75 NE213 の位置–6cm . . . . . 72
2.76 NE213 の位置–3cm . . . . . 72
2.77 NE213 の位置–3cm . . . . . 72
2.78 NE213 の位置 ±0cm . . . . . 72
2.79 NE213 の位置 ±0cm . . . . . 72
2.80 NE213 の位置+3cm . . . . . 72
2.81 NE213 の位置+3cm . . . . . 72
2.82 NE213 の位置+6cm . . . . . 72
2.83 NE213 の位置+6cm . . . . . 72
2.84 NE213 の移動。 . . . . . 73
2.85 中性子の分布の求め方。 . . . . . 74
2.86 450–500keV の $^3$He エネルギーウィンドウでの中性子の分布。 . . . . . 74
2.87 シリコン PIN フォトダイオードと TGC による実験のセットアップ。 . . . . . 76
2.88 シリコン PIN フォトダイオードと TGC による実験のセットアップ。TGC の水平方向の全長が 15cm である。 . . . . . 77
2.89 コインシデンス判定用の TDC 分布。200 万 event を 27 時間で測定。加速器の放電ノイズが混入している。 . . . . . 78
2.90 シリコン PIN フォトダイオードの ADC 分布。カット無しとコインシデンスカットをかけたもの。 . . . . . 78
2.91 シリコンのエネルギーとコインシデンス TDC の 2 次元分布。パルスのウォークと、放電ノイズが見える。 . . . . . 79
2.92 シリコンのエネルギーで 100keV 以上を課した場合のコインシデンス判定用の TDC 分布。 . . . . . 79
2.93 シリコンのエネルギーとコインシデンス TDC の 2 次元分布。パルスのウォークによる相関から外れるものもある。 . . . . . 80
2.94 $^3$He のエネルギー分布のカットなしとコインシデンスを課したもの。 . . . . . 81
2.95 $^3$He の検出数に対する TGC でのコインシデンスがあった数の比率。 . . . . . 81
2.96 $^3$He のエネルギー分布。カットなしとコインシデンスカット。TGC を鉛直方向へ 25mm 上へ上げて測定。 . . . . . 82
2.97 $^3$He の検出数に対する TGC でのコインシデンスがあった数の比率。 . . . . . 82
2.98 中性子ヒットの multiplicity。 . . . . . 83
2.99 プラスチックシンチレータと TGC による実験のセットアップ。 . . . . . 84
2.100TGC の最初にヒットしたワイヤーの分布。 . . . . . 85
2.101コインシデンス TDC の分布。 . . . . . 86
2.102コインシデンス TDC の分布 (拡大)。 . . . . . 86
2.103検出効率のタイムゲート依存。 . . . . . 87
2.104検出効率のタイムゲート依存 (拡大)。 . . . . . 87
2.105multiplicity 分布。 . . . . . 87
2.106multiplicity 分布 (log)。 . . . . . 87

2.107コインシデンス TDC に対する ADC 分布。一本のワイヤーに注目し、これが最初にヒットしていることを課している。ADC は注目したワイヤーのものである。白いボックスはこのうち multiplicity>8 を課した場合、黒いボックスは multiplicity が 16 を課した場合。 . . . . . 88
2.108multiplicity が 1 の典型的なイベント。三角が TDC、四角が ADC のチャンネル。 89
2.109multiplicity が 16 の典型的なイベント。三角が TDC、四角が ADC のチャンネル。 89
2.110コインシデンスモジュールで multiplicity16 を課した場合の ASD Buffer 出力波形。右は左の立ち下がり部の拡大。 . . . . . 90
2.111TGC の生シグナル、4 チャンネル分。 . . . . . 91
2.112テストパルス入力のセットアップ。 . . . . . 92
2.113InputCharge に対する ASD Buffer 出力の ADC での値。 . . . . . 92
2.114InputCharge に対する multiplicity の変化。 . . . . . 92
2.115中性子ヒットの multiplicity。 . . . . . 93
2.116最初にヒットしたワイヤーの分布。 . . . . . 94
2.117ADC、TDC のヒットパターンによる補正を加えた、ヒットワイヤーの分布。 . . . 94
2.118ヒットパターンによる補正を受けるイベント。 . . . . . 94
2.119ヒットパターンによる補正を受けるイベント。 . . . . . 94
2.120中性子によるヒットワイヤーの分布 (ヒットパターンによる補正有り)。 . . . . . 95
2.1212.5mm 上方での、中性子によるヒットワイヤーの分布。ヒットパターンによる補正に該当するものなし。$^3$He の ADC に対するカットを弱め、300keV から 600keV とした。 . . . . . 96
2.122左のビン幅を 4 チャンネルに変更。 . . . . . 96
2.123幾何学的に決まる中性子のコーン。散乱などは考慮していない。 . . . . . 97
2.124中性子の分布のシミュレーション。幾何学的条件のみ考慮。 . . . . . 97
2.125上のビン幅を 72mm に変更。ワイヤー 4 本分に当たる。 . . . . . 98
2.126ワイヤー情報を用いた感度の場所依存。 . . . . . 98
2.127水平方向の中性子分布。 . . . . . 99
2.128ワイヤー情報を用いた感度の場所依存。 . . . . . 99

3.1 シミュレーションでの配置。 . . . . . 103

A.1 a) 半波整流回路。b) コッククロフト・ウォルトン回路。c) 対称型コッククロフト・ウォルトン回路。 . . . . . 105

B.1 PIG イオン源の構造。 . . . . . 106

C.1 ターゲット作成方法。 . . . . . 107

D.1 D+d 反応の断面積 [11]。 . . . . . 108
D.2 D+d 反応の断面積 (200keV 以下)[11]。 . . . . . 108
D.3 重心系 D+d 反応の微分散乱断面積 [11]。 . . . . . 108
D.4 実験室系 D+d 反応の微分散乱断面積 [11]。 . . . . . 108

E.1 D+d 反応生成粒子の放出角度とエネルギー。 . . . . . 109

F.1 中性子の H に対する断面積 [9]。 . . . . . 110

F.2　中性子の C に対する断面積 [9]。 . . . . . 111
F.3　中性子の C に対する断面積 ( MeV 近傍 ) [9]。 . . . . . 111
F.4　中性子の O に対する断面積 [9]。 . . . . . 111
F.5　中性子の O に対する断面積 ( MeV 近傍 ) [9]。 . . . . . 111

# 表 目 次


1.1 ミューオントリガーレート。すべて単位は kHz [6]。 . . . . . 17
1.2 ミューオンシステムの中性子、γ フラックス。最悪の場所と典型的な場所 [5]。 . . 19
1.3 ミューオンシステムの中性子およびγ 線感度 [3]。 . . . . . 20
1.4 各検出器のガス中に含まれる水素量 . . . . . 22

2.1 D+d 反応の反応生成物および断面積、微分散乱断面積。入射させる重水素イオンのエネルギー $E_d$=100keV、微分散乱断面積の角度は 90 度のものである。最後の段に D+d 反応ではないが、同時に起こる Rutherford 散乱についても載せた [11, 15]。 23
2.2 $^3$He に対し、予想されるバックグラウンド。 . . . . . 26
2.3 中性子に対し、予想されるバックグラウンド。 . . . . . 27
2.4 シェーピングアンプの調整。 . . . . . 30
2.5 NE213 のエネルギー較正に用いた線源のγ 線のエネルギーおよびコンプトンエッジのエネルギー。 . . . . . 37
2.6 コインシデンスを課した場合のγ の混入。 . . . . . 64
2.7 NE213 を移動した時の中性子検出率。 . . . . . 74

3.1 Geant4 と ENDF データの比較 。 . . . . . 103

## 謝辞

本研究を行なうにあたり、適切な御指導並びに助言を与えて下さいました、小林富雄教授に深く感謝致します。また研究の指針を与えて下さり、研究を支えて頂いた KEKK の岩崎博行助教授、近藤敬比古教授、佐々木修助教授、神戸大学の藏重久弥助教授、野崎光昭教授、信州大学の竹下徹助教授に感謝致します。また親身に御指導頂き、多くの知識、経験を与えて下さった中国科学技術大学の叶邦角助教授 神戸大学の石井恒次助手、KEK の田中秀治助手、 山内一夫氏 (現在、島津製作所勤務)、素粒子物理国際研究センターの石野雅也氏、蓮子和巳氏に深く感謝致します。また他大学の私を暖かく迎え、加速器の利用、助言など本研究を支えて頂いた立教大学の安藤嘉章氏、本林透教授、東京大学原子核センターの下浦亨助教授に感謝致します。最後に研究生活を共にし、数々の助力、助言により励ましていただいた東京大学素粒子センターの長島壮洋氏、香取勇一氏に心から感謝致します。