

「高速中性子イメージングの高感度・
高分解能化手法の研究」

平成 9 年度～11 年度 科学研究費補助金
基盤研究(B)(2)

課題番号 09480095

研究成果報告書

平成 12 年 7 月

研究代表者 馬場 護

(東北大学サイクロترونラジオアイソトープセンター 教授)

「高速中性子イメージングの高感度・
高分解能化手法の研究」

平成9年度～11年度 科学研究費補助金
基盤研究(B)(2)

課題番号 09480095

研究成果報告書

平成12年7月

研究代表者 馬場 護

(東北大学サイクロترونラジオアイソトープセンター 教授)

東北大学図書



00010140493

附属図書館

平成9年度～11年度 科学研究費補助金（基盤研究(B)）
研究成果報告書

課題番号：09480095

研究課題：高速中性子イメージングの高感度・高分解能化手法の研究

研究組織

研究代表者：馬場 護	(東北大学マイクロトンラジオアイソトープセンター・教授)
研究分担者：岩崎 智彦	(東北大学大学院工学研究科・助手)
中村 尚司	(東北大学大学院工学研究科・教授)
山寺 亮	(東北大学マイクロトンラジオアイソトープセンター・助教授)
研究協力者：佐波 俊哉*1	(東北大学大学院工学研究科大学院生)
斉藤佳一郎*2	(東北大学大学院工学研究科大学院生)
山崎 哲朗*3	(東北大学大学院工学研究科大学院生)
三浦 孝子	(東北大学大学院工学研究科大学院生)
井原 靖貴*4	(東北大学工学部学生)

研究経費

平成 9 年度	2,400	千円
平成 10 年度	2,200	千円
平成 11 年度	1,100	千円

計	5,700	千円

*1:現 高エネルギー加速器機構 (KEK)

*2 現 NTT データ通信(株)

*3 現 セイコウ・エプソン (株)

*4 現 関電工(株)

はじめに

本報告書は、平成 9-11 年度科学研究費補助金によって行った「高速中性子プロファイル測定手法の高度化」に関する研究の成果をまとめたものである。

本研究では、高速中性子を用いた種々の実験において、また中性子ラジオグラフィを高速中性子に拡張する上で不可欠な高速中性子プロファイル測定手法の高感度・高分解能化を図るために、

- 1) イメージングプレート (IP) とコンバーターの組み合わせ、及び
 - 2) 位置敏感型二次元カウンター による測定手法の開発を行い、以下の成果を得た。
1. IP を適切な厚さのポリエチレン($(\text{CH}_2)_n$)コンバータと組み合わせることにより、加速器による 5-15 MeV の単色中性子に対して 1 時間程度の測定で良好な画質のプロファイルが測定可能となった。また、 ${}^6\text{LiF}$ をコンバータとすることにより、数 100 keV 以下の中性子に対しても感度はまだ十分ではないが、プロファイル測定が可能となった。
 2. 感度と IP へのエネルギー付与、コンバータ厚さの関係、空間分解能、IP のフェーディング特性などを調べ、適切な照射条件を実験・計算両面から明らかにした。コンバータ厚さは飛程程度が最適であることが分かった。
 3. 高速中性子の場合、散乱線の影響が大きく、透過画像を得る場合、物体を IP から離すのがその低減に有効であること、IP の場合にはガンマ線を生成しにくい核種をコリメータに用いるべきことが判明した。
 4. ガンマ線バックグラウンドと散乱線を除去するために、ドリフトチェンバー型と電荷分割型を組み合わせた二次元位置敏感型ガスカウンターを設計製作し、実際に波高分析により散乱線を除去できることを示した。
 5. さらに二次元位置敏感カウンターの小型・高感度を図るために位置敏感型光電子増倍管を用いた方式を検討し、具体的な設計を開始した。

キーワード：

イメージング、高速中性子、感度、位置分解能、イメージングプレート、位置敏感カウンター、二次元分析、

PREFACE

This report summarizes the achievement conducted under the auspices of Research Project, Grant-in-Aid for Scientific Research (B) (2) (1997 -1999).

In the present study, we have investigated the method to improve the sensitivity and resolution in fast neutron profile measurement that is required for various experiment using fast neutrons and extension of neutron radiography to fast neutrons, by means of

- 1) the combination of Imaging Plate (IP) and a polyethylene converter,
 - 2) two-dimensional position sensitive counter, and achieved the following results.
- 1) By combining IP with a polyethylene converter with appropriate thickness, it became possible to measure fast neutron profile with good quality for 5-15 MeV mono-energetic neutrons produced by an accelerator within a few hours. It is also possible to measure a profile of neutrons with energy lower than a hundreds of keV using a ^6LiF converter.
 - 2) We found the relation between the sensitivity vs energy deposit, converter thickness, spatial resolution, fading property, and the optimum irradiation condition for fast neutron profile measurements experimentally and theoretically. The optimum thickness of converters proved to be around the range of particles.
 - 3) We observed that the effect of scattered neutrons is serious for fast neutrons and separation of objects from IP is effective to reduce the effect, and that it is important to employ collimators made from nuclides which emit smaller number of gamma-rays.
 - 4) We designed and fabricated a two-dimensional position-sensitive counter using drift time and charge-division scheme to reduce the effects of gamma-ray backgrounds and scattered neutrons., and confirmed the possibility of the method.
 - 5) To enhance the portability and sensitivity of the counter, we started design of counters using a position -sensitive photo-multipliers.

研究発表

(1)学会誌等

- 1) T. Sanami, M. Baba, T. Miura, S. Taniguchi, A. Yamadera, K. Saito, T. Yamazaki, Y. Ibara, T. Nakamura,
“Fast Neutron Profiling with an Imaging Plate”
Nucl. Instrum. Methods A, to be published
KEK -Preprint 2000-55 (KEK, 2000),
- 2) T. Miura, M. Baba, T. Sanami, T. Yamazaki, M. Ibaraki, Y. Hirasawa, T. Hiroishi, T. Aoki,
A. Yamadera, T. Nakamura, “Development of Fast Neutron Profiling Methods”
Proc. Int. Workshop on Neutron Spectroscopy (2000 May, Pisa)
Nucl. Instrum. Methods. A, to be published
- 3) T. Sanami, M. Baba, K. Saito, N. Hirakawa
“(n, α) cross section measurement using a gaseous sample and a gridded ionization chamber”
Nucl. Instrum. Methods, A 440 (200) 403-408
- 4) T. Miura, M. Baba, T. Sanami, T. Yamazaki, M. Ibaraki, Y. Hirasawa, T. Hiroishi, T. Aoki,
A. Yamadera, T. Nakamura, “Development of fast neutron profile methods”
Proc. 1999 Workshop on Radiation detectors and Their Uses, in print
- 5) M. Baba, T. Sanami, Y. Nauchi, Y. Hirasawa, H. Nakashima, S. Meigo, S. Tanaka,
N. Hirakawa, “Measurement of Differential Neutron-Induced Charged Particle Emission
Cross Sections for 5 - 75 MeV Neutrons”, *Proc. 10th Int. Workshop on Reactor Dosimetry*
(1999 Osaka), in print (ASTM)
- 6) T. Sanami, M. Baba, K. Saito, Y. Ibara, N. Hirakawa, “(n, α) cross section measurement using a
gaseous sample and a gridded ionization chamber”, *Proc. Int. Conf. on Nuclear Data for Sci. &*
Technol., (1997, Trieste) 616 - 618
- 7) T. Sanami, M. Baba, K. Saito, Y. Ibara, N. Hirakawa, A. Yamadera, S. Taniguchi, T. Nakamura,
“Fast Neutron Profiling with Imaging Plate”, *KEK Proceedings 97-8 (July 1997) 71-74*

(2)口頭発表

斉藤佳一郎, 馬場 護 他 :

「イメージングプレートを用いた 14 MeV 中性子プロファイル測定」

日本原子力学会 1996 秋の大会(東北大) H41

山崎哲朗, 馬場 護 他 :

「イメージングプレートを用いた高速中性子プロファイルの取得」

日本原子力学会 1998 秋の大会(福井工大) B56

目 次

1 章 序論	1
2 章 高速中性子プロファイル測定法の検討	3
2-1 高速中性子測定の問題点	3
2-2 高速中性子プロファイル測定法の検討	4
3 章 イメージングプレートを用いた高速中性子プロファイルの測定	6
3-1 イメージングプレートの概要	6
3-2 中性子コンバータの検討	8
3-3 手法の検証実験	9
3-4 IP-CH2 基本特性の測定	11
3-5 IP-CH2 の応用実験	27
4 章 位置敏感型ガス検出器を用いた高速中性子プロファイルの測定	32
4-1 概要	32
4-2 位置検出手法の検討	32
4-3 位置検出法の時実験による確認	39
4-4 2次元位置検出器の作成	39
4-5 動作試験と結果	45
5 章 高速中性子画像における歪みとコントラストに関する検討	57
5-1 画像歪みとコントラスト	57
5-2 歪みの原因と対策	57
5-3 コントラストの改良	58
5-4 改善された体系での結果と検討	59
6 章 結論	62
参考文献	63
Appendix (発表論文別添)	64

第1章 序 論

現在、放射線を利用した非破壊的あるいは非侵襲的な分析手法は先端的な科学技術分野において不可欠なものとなっている。医療におけるX線撮影や空港での手荷物検査、材料や構造物内部の欠陥を調べるラジオグラフィなどはその代表的な例であり、これらの手法によって他の物理的あるいは化学的な手法では不可能なさまざまな高度な分析や検査が可能となっている。

従来、これらの分析や検査には主としてX線や γ 線が用いられてきたが、近年強力な高品位な熱中性子源の開発整備に伴い、熱中性子を用いた中性子散乱やラジオグラフィは蛋白質の構造決定などに代表されるような大きな成果が上げつつある [1]。X線や γ 線が物質内で光電効果やコンプトン散乱など核外電子との相互作用によって減衰するため原子番号の大きい元素に高い感度を有するのに対し、中性子の場合には逆に原子番号の小さい元素と反応しやすいため、水素、炭素などの軽元素に高い感度を持ち、生命科学や農学などにおいて特に有効であることが期待される。また、中性子によって金属内のプラスチックなどの有機化合物や水などX線や γ 線では困難であったものの検査が可能となる。このように中性子によるラジオグラフィはX線、 γ 線によるラジオグラフィと相補的な特徴を持つ。

中性子のプロファイル測定は上記以外にも、中性子束の空間分布測定、物理計測における被照射領域の特定、ホウ素中性子捕獲療法 (Boron Neutron Capture Therapy, BNCT) などにおける中性子照射領域の迅速な測定など、種々の分野において重要である。

従来、こうした応用目的に利用されてきた熱中性子に対しては優れた幾つかの中性子プロファイル測定用デバイスが開発・実用化されてきた。しかし、熱中性子の場合、反応断面積が大きいこと物質中での透過力が低いという欠点があり、より透過力が大きく中小加速器で得られる速中性子が利用可能となれば、より大きな物体や深々部など分析可能範囲を大幅に拡大し、かつ利便性を高めることができる。

しかし、高速中性子のプロファイル測定には幾つかの困難があり、実用にたえるデバイスの開発には至っていないのが現状である。すなわち、高速中性子では相互作用断面積が小さいので感度が低く(これは透過距離が長いことの裏返しでもある)、プロファイル測定に用いる二次荷電粒子の飛程が長くなるため空間分解が低下する。有効なデバイスが開発されれば、中性子の利用の価値はさらに大きく拡大することが期待される。

以上を踏まえ、本研究では、高速中性子の2次元プロファイル測定手法の検討を行い、高い感度と空間分解能を達成する手法の開発とその応用、を目的とする。

[脚注]

腫瘍に注入した ^{10}B に中性子を照射することにより $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ 反応によって α 線を発生させ、腫瘍を選択的に治療する手法。

具体的には

- 1)高速中性子 2次元プロフィール取得法の検討；感度と空間分解能の向上
- 2)高い感度と空間分解能を有する Imaging Plate (IP) を用いた高速中性子プロフィール測定手法の開発と性能評価
- 3)位置敏感型ガスカウンターを用いた実時間型高速中性子プロフィール測定手法の開発
- 4)ラジオグラフィなどへ応用と性能評価,

を行う。

これらの2次元プロフィールデバイスを選定した理由は次章で詳しく述べる。

第2章 高速中性子2次元プロファイル測定法の検討

2-1 高速中性子測定の問題点

中性子は荷電粒子と違い直接には励起、電離作用を持たないため

- ・核反応により2次荷電粒子に変換して検出する、
 - ・中性子の捕獲により生じた γ 線を検出する、
 - ・捕獲後に作られた放射性同位元素から放出される β 粒子や γ 線を検出する、
- などによって測定可能粒子に変換しその粒子を検出することになる。

このため、

- 1) 中性子の検出効率は荷電粒子の場合(通常ほぼ100%)より大幅に低く、反応断面積の小さな高速中性子ではさらに小さくなる。
 - 2) さらに高速中性子では、反応断面積に比べて散乱断面積が大きいいため、散乱線の寄与が多くプロファイルに歪みが生じる、また、
 - 3) Fig.2-1に示すように、検出される粒子の飛程の長さが無視できないため、その検出位置が相互作用位置からずれ、プロファイルにボケを生じる、さらに
 - 4) 荷電粒子生成断面積に比べて γ 線生成断面積が大きいため、 γ 線バックグラウンド多く、中性子のみプロファイルが得にくい。
- などの問題がある。

そこでプロファイル測定検出器には

- I. 高い検出効率
- II. 変換された放射線のエネルギーを測定できること、が望まれる。

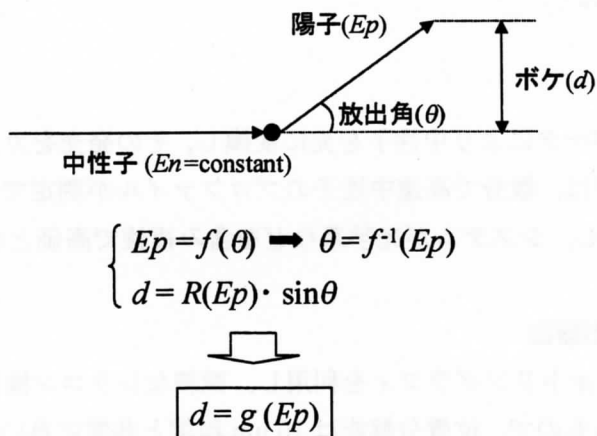


Fig.2-1 高速中性子検出に伴うボケの原因

γ 線や散乱中性子線は対象とする中性子とエネルギーが異なる場合がほとんどなので、IIのようにエネルギーが測定できれば目的の中性子と γ 線や散乱線との弁別が可能になる。また、中性子を荷電粒子に変換する場合、放出角度の違いによるエネルギーの違いを弁別できれば、コンバートによるプロファイルのボケの補正も可能となる。さらに、大きな有効領域、広い測定可能エネルギー範囲、測定の簡便性、なども必要である。

2-2 高速中性子プロファイル測定法の検討

粒子プロファイルの取得法としては

- ・フィルム法 [1]
- ・Track Etch [2]
- ・テレビジョン法 [3]
- ・位置敏感型シリコン検出器 [4]
- ・Imaging Plate (IP) [5]
- ・位置敏感型 Gas Counter

などがあげられる。以下に、これらの原理、特徴及び現状を簡単にまとめる。

1. フィルム法, Track Etch

通常の可視光の写真とほぼ同様で、乳剤を酢酸セルローズフィルムなどのバックングで支持したものを放射線で照射し、現像・定着後にその部分だけ金属銀が残り、像を作る現象を利用する。現像・定着に暗室などを必要とし手間もかかるが、位置分解能は約 $50\ \mu\text{m}$ と非常に良い。それ自体では中性子に対して感度をほとんど持たないので、コンバータと組み合わせることで中性子のプロファイルを取得する。しかし、高速中性子測定の場合、効率の低さが問題となり、長時間の測定を必要とする。

2. テレビジョン法

シンチレーションコンバータにより中性子を光に変換し、その発光をカメラを用いて撮影する手法である。この方法では、数分で高速中性子のプロファイルが測定でき、位置分解能も約 $1\ \text{mm}$ と良好である。しかし、システムが光学系などを含み複雑で高価となる。

3. 位置敏感型シリコン検出器法

LSIの製作技術であるフォトリソグラフィを利用し、微細なシリコン検出器のアレイを作って位置敏感型検出に用いるもので、位置分解能は $10\ \mu\text{m}$ 程度と非常に良い。また、一般的なシリコン検出器同様、高いエネルギー分解能を有している。市販もされており簡便性もあるが、大きなシリコンウエハーが入手しにくいいため有感面積が数 cm^2 より大きな検出器は難しく、かつ放射線損傷に敏感で中性子照射によって容易に劣化することも難点である。

4. Imaging Plate (IP) 法

詳細は次章に述べるが IP は富士写真フィルム社が開発した X 線フィルムに代わる新しい 2 次元放射線プロファイル測定器である。輝尽発光現象(Photo Stimulated Luminescence : PSL)を利用して検出を行う。得られるデータはピクセル(画素)ごとに階調を記したデジタルデータで、解析もコンピュータ上で行え、現像などの化学処理が必要ない。さらに位置分解能も最高で 25 μm と非常によく、感度がフィルム法に対して数十～数百倍と高いのも大きな特徴である。

フィルムと同様、中性子に対してほとんど感度が無いためコンバータが必要となる。すでに、熱中性子用 IP (BAS-ND) が市販されているが、これは IP の輝尽性発光体自体にコンバータとして Gd_2O_3 を混合し Gd で生成された内部転換電子を検出することで IP に中性子感度を持たせたものである。高速中性子に対しては変換効率が低く、適用が困難と考えられる。

次に考えられるのが X 線フィルムと同様に、外付けのコンバータを通常の IP に貼付して利用する方法である。本研究では、この方法で IP を高感度・高位置分解能のプロファイル検出器として用いることを試みる[5]。しかし、現状では IP で粒子のエネルギーを測定することができないため散乱線やバックグラウンドの除去が難しいことが予測される。さらに、積分型のデバイスであるため動的プロファイルの測定が困難であるという欠点もある。これらの問題点を解決できる検出器として、次の位置敏感型カウンターが考えられる。

5. 位置敏感型 Gas Counter 法

電離性放射線が検出ガスを電離して生成した電子とイオンを収集して放射線位置を測定するガスカウンターを利用したプロファイル測定法にはいくつかあるが(第 4 章参照, それらをまとめて位置敏感型ガスカウンターと呼ぶ), 現在まで, X 線や荷電粒子に対して 1 mm 以下の位置分解能が達成されている。この手法では, 入射放射線のエネルギーによって電離量が違うことを利用してエネルギーを知ることができる。また, 形状の自由度が大きいので有感領域を広くすることも容易であるが, 後述するように位置分解能の向上は容易ではない。

以上の点を考慮し, 本研究では

- (1) 高感度で高分解能位置検出器である IP とコンバータの組合せによって, 簡便にかつ短時間に高速中性子のプロファイルの測定が可能であるプロファイル測定器, および
- (2) IP では困難な散乱線の除去と低エネルギーでのプロファイルの取得を可能にするため, 位置敏感型ガスカウンター

を開発して, それらの基礎的特性を明らかにするとともに, その応用を試みる。

第3章 Imaging Plate による高速中性子 2 次元プロファイルの測定

2章に述べたように、IP は非常に高い感度と位置分解能 (25 μm 以下) を有する新しい検出器であり、外付けコンバータとの組み合わせによって高速中性子に対しても有効なプロファイル検出器となることが期待される。

3-1 Imaging Plate の概要

Imaging Plate (IP) は 1981 年に X 線フィルムに代わる 2 次元プロファイル検出器として富士写真フィルムによって開発された。感度が X 線フィルムと比べて数十から数百倍と非常に高く、位置分解能も 25 μm を達成している。現像のような化学処理を必要とせず、繰り返し使用も可能となっている。さらに、プロファイルデータがピクセル(画素)ごとの階調を示したデジタルデータで与えられるため、像の解析、処理、修正など画像処理がコンピュータ上で簡単に行えることは IP の非常に大きな特長である。

[原理]

IP はポリエチレンテレフタレート(PET)の支持体上に、放射線メモリとなる揮発性蛍光体 ($\text{BaFBr}_{0.85}\text{I}_{0.15}\cdot\text{Eu}^{2+}$ の 5 μm 程度の微結晶、以後 PSL 体)を均一に塗布し、その上に防湿用 PET 膜のカバーを施した放射線センサーである。

Fig.3-1 に示すように、揮発性蛍光体に放射線が照射されると、蛍光体の結晶中に電子と正孔が生成される。正孔は結晶中の Eu^{2+} に捕獲され Eu^{3+} となる。伝導帯に励起された電子は F イオン、Br イオンに捕獲されて準安定状態 (カラーセンター) となり、その密度分布でプロファイルを記録した状態となる。ただし、準安定状態のカラーセンターは時間とともに失われていく。これを Fading と呼ぶ。

カラーセンターに吸収される光(PSL 励起光)を照射すると、捕らえられていた電子が再び伝導帯に励起され、 Eu^{3+} と再結合する。これにより Eu^{2+} 原子の励起状態となり、基底状態に遷移する際に青紫色光 (390 nm) を発する。当然、カラーセンターの密度が高いところは発光量も大きい。この発光を光電子増倍管で検出し放射線の照射強度を得る。また、励起光として細く絞った Ne-He などのレーザー光を使い、IP 全体をスキャンすることによって発光の強度と位置を得る。これらをコンピュータ上で再合成しプロファイルを得る。

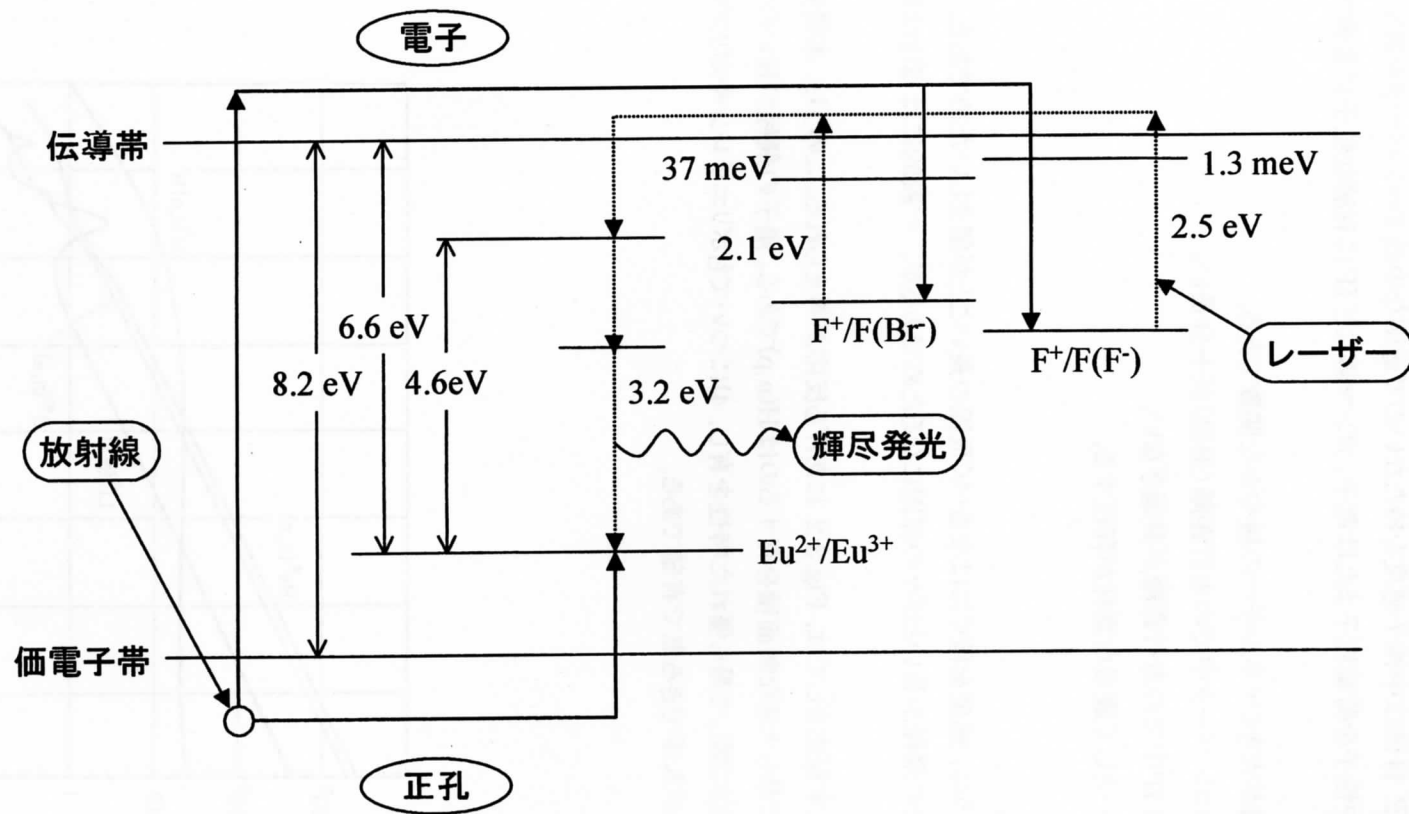


Fig.3-1 IPの輝尽発光メカニズム

3-2 中性子コンバーターの検討

上述のように、IP 自体は中性子感度を持たないので適切な中性子コンバーターを選定する必要がある。コンバーターは中性子を荷電粒子または電子、ガンマ線など IP に有感な粒子に変換するものであるから、

- 1) 反応断面積が大きくエネルギーの緩やかな関数である、
- 2) 生成粒子のコンバーター中での走行距離(飛程)が十分長い、
- 3) 生成粒子の IP 中での走行距離が長過ぎない、
- 4) コンバーターとして適当な素材が存在する、

などが要請される。

2)は後述するように、感度を稼ぐにはなるべく飛程の長いことが望ましいためである。一方、3)は上述のように IP 中での飛程が長いとボケの原因になるためであるが、一般的には 2)とは両立が困難である。

1)の条件を満たす反応としては、Fig.3-2 にあげる反応が考えられる。このうち、本研究で主な対象とする MeV 領域で最も大きな断面積を有するのは $H(n,p)$ である。陽子の飛程が長いので 3)に関しては難点があるが、2)に関して最も優れた特性を有し、4)についてもポリエチレンやポリプロピレンとして種々の厚さのものが入手できる点で有望である。

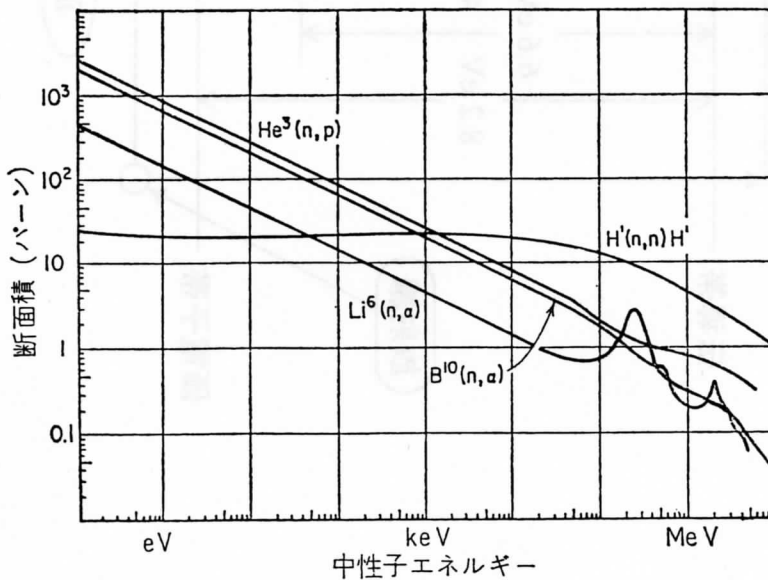


Fig.3-2 コンバーターとして適当な核種の中性子反応断面積

以上より、本研究では、中性子コンバーターとして、ポリエチレンまたはポリプロピレンを選定し、外付けで用いることにする。外付けにすることによって、Fig.3-3 に示すようにコンバーターの有りなしによってガンマ線の寄与を評価し、必要であればそれらを差し引くことが可能である、種々の厚さや組製のコンバーターを用いることが可能となる、などのメリットが得られる。

後に述べるように適切なコンバーター厚さは飛程程度であるが、この実験は飛程よりも若干厚いコンバーターを用いて開始した。以下、この IP とコンバーターの組合わせを IP-CH2 と呼ぶことにする。

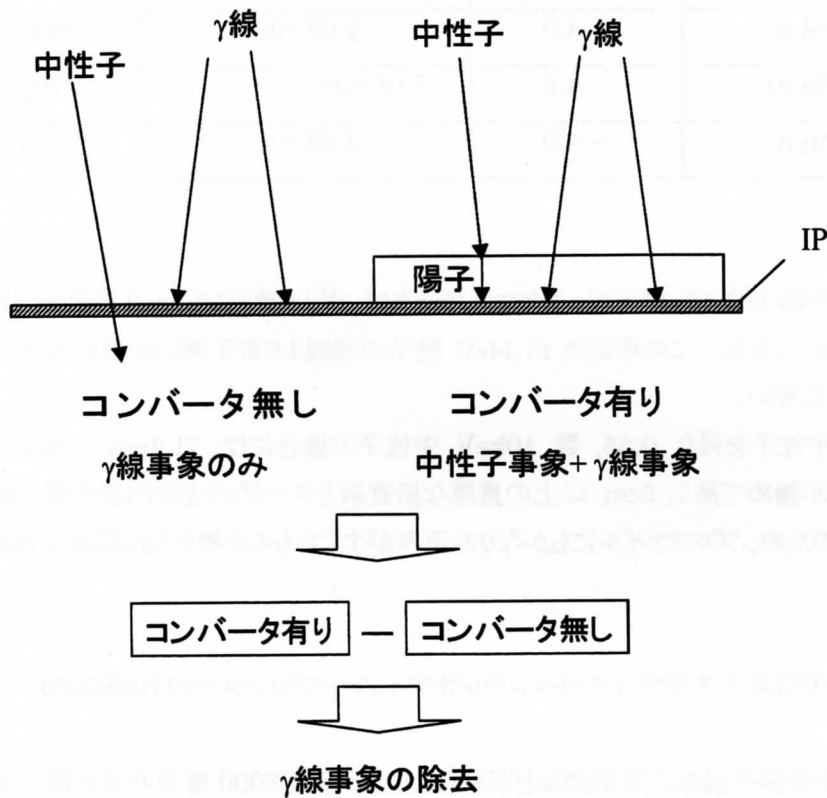


Fig.3-3 IP-CH2 におけるコンバーターと観測事象

3-3 手法の検証実験

Fig.3-4に基本特性測定のための実験配置を示す。この実験では IP-CH2 検出器の可能性と基本的な特性を把握するために東北大学 4.5MV ダイナミロン加速器によってえられる 0.1- 15 MeV の単色中性子に対する応答を測定した。中性子を Cu 20cm のコリメータでコリメータし、IP-CH2 の中性子に対する応答のみを測定できるようにした。

実験では、15, 5, 2, 1, 0.55 MeV の単色中性子、および数 10 keV 領域の連続スペクトル中性子に対してデータを得た。

中性子源および照射の条件を Table 3- 1 に示す。なお、この照射時間は、何度かのテスト実験の

結果から割り出したものであるが、基本的には十分な統計を得るために必要な照射量で決まり、S/Nにも依存する。

Table 3-1 IP-CH2 の照射条件

En (MeV)	中性子生成反応	ビーム電流 (μ A)	中性子フルエンス (#/cm ²)	照射時間 (s)
15	T(d,n)	~4.0	1.8E+07	5214
5.0	D(d,n)	~4.0	2.9E+06	3600
2.0	T(p,n)	~4.0	5.0E+06	5700
1.0	T(p,n)	~4.0	2.6E+06	5520

IPはすべての場合、BAS-URで5"×5"、またコンバータはポリエチレン(Good Fellow社製)500 μ m×10cm×10cmである。この厚さは15MeV陽子の飛程より若干薄い。他のエネルギーについては飛程より十分に厚い。

なお、⁷Li(p,n)反応で中性子を得た0.55、数10keV中性子の場合には、⁷Li(p,p' γ)反応によるガンマ線バックグラウンドが極めて高く、5cm以上の重厚な鉛遮蔽をターゲットと検出器の間に挟むことが必要であった[5]。このため、プロファイルにもかなりの歪みが生じたものと考えられ詳細はRef.5に譲りここでは省略する。

IPデータの読出しと消去は東北大学サイクロترونラジオアイソトープセンターのBAS3000システムを用いて行った。

照射に先立って環境放射線や過去の照射歴などが残らないようBAS3000専用の消去器で10-30分かけて消去を行った。その後、Table 3-1に示すような条件で照射の後、fadingに対する条件をそろえるために(後述)、約1時間の冷却時間をおいてBAS3000を用いて読み出しを行った。PSL値の分析は通常BAS3000付属のEWSに搭載されているBASstationを用いて行われているが、ここでは後処理の利便性を高めるために、BASデータを変換してWINDOWS搭載PC上で汎用の画像解析ソフトScion Imageを用いて解析した。

15 MeV中性子に対する典型的なプロファイルの結果をFig.3-5(a)に示す。図中では黒化度がPSL値に比例する。コリメータを通過した中性子の空間分布が明瞭に読みとれる。これに中心部分を通る直線を設定してそれに添ったPSLの1次元分布Fig.3-5(b)に示す。コンバータ有り(Foreground)、無しのデータ(Background)は中性子モニターの価を用いて規格化されている。ガンマ線はこの程度の厚さのポリエチレンによってはほとんど影響されない。ポリエチレン無しのデータはほぼガンマ線の寄与を表し、ポリエチレンコンバータによって中性子プロファイルがかなり良い信号対雑音比(S/N)で観測できていることがわかる。なお、コリメータ部のPSL値がBackgroundの

場合にも高い値を示しているのは、ターゲットからのガンマ線の寄与によると考えられる。また、コリメータの外の部分でも Foreground と Background の間に有意な差が見られるのは、室内散乱を受けてコリメータ以外から IP-CH2 に入射したバックグラウンド中性子によるものと考えられる。

次にステップサンプルサンプルを用いて測定した S/N の結果を、15, 5, 2 MeV 中性子についてそれぞれ Fig. 3-6(a),(b),(c) に示す。5 MeV 中性子に対しては 15 MeV の場合以上の S/N で測定結果が得られているが、2 MeV 中性子に対しては明らかに S/N が低下しており、1 MeV についてはさらに低い結果となった。この理由は、中性子エネルギーの低下と共に反兆陽子エネルギーも急速に低下し IP に辿り着ける陽子の数が減少する為と説明される。これについては後に改めて述べる。

3-4 IP-CH2 の基本特性の測定

以上によって、IP-CH2 によって高速中性子プロファイルがかなりよい S/N で、加速器による限られた中性子強度の元でも測定可能なことがわかった。次に IP-CH2 の基本的な特性を明らかにし、さらにより測定条件を見いだすために以下の事柄について系統的な測定と計算を行った。

- 1) fading 特性,
- 2) 適切なコンバータ厚さ,
- 3) ダイナミックレンジ
- 4) 位置分解能

実験は上の実験と同様、東北大学ダイナミトロン加速器を用いて行った。

実験配置を Fig.3-3 に示す。

中性子源として、D(d,n)反応により 0 度方向で 5 MeV 中性子を、T(d,n)反応により 0 度方向で 15 MeV 中性子を得た。中性子発生ターゲットは、直径 1 cm × 長さ 3 cm のセルに 0.5 kgf/cm² の圧力で D₂ ガスを充填したもの、トリチウム吸蔵チタン(T-Ti)を Cu のバックキングに貼付したものの(市販品)である。

IP も同じ富士写真フィルム社製 BAS-UR である。

コンバータにはポリプロピレンシートを使った。今回、入手できる厚さの都合からポリプロピレンに変更した。ポリプロピレンの密度及び炭素と水素の存在比が原子数比で 1 : 2 でポリエチレンと同時であるため放射線に対しては同等と見なして実験を行った。IP へは紙の両面テープを 5 mm 角ほどの大きさに切って貼付した。

各実験間での照射中性子量の規格化のため、中性子モニターとして NE213 シンチレーション検出器を 90 度方向に設置した。

照射において、IP 内での中性子分布の一様性を保つため中性子発生ターゲットと IP の間の距離は約 80 cm とした。ビーム電流を約 4.0 μA として、それぞれ 1~2 時間程度の照射を行った。照射中性子数は 5 MeV の場合で $5 \sim 10 \times 10^8$ #/cm², 15 MeV の場合で $2 \sim 4 \times 10^8$ #/cm² 程度となる[6]。

読み取りは、富士写真フィルム社製の BAS3000 を用いて行った。この際、ピクセルごとの濃度階調を 4096 階調、光電子増倍管の増倍の度合いを表す Sensitivity を 10000、ダイナミック

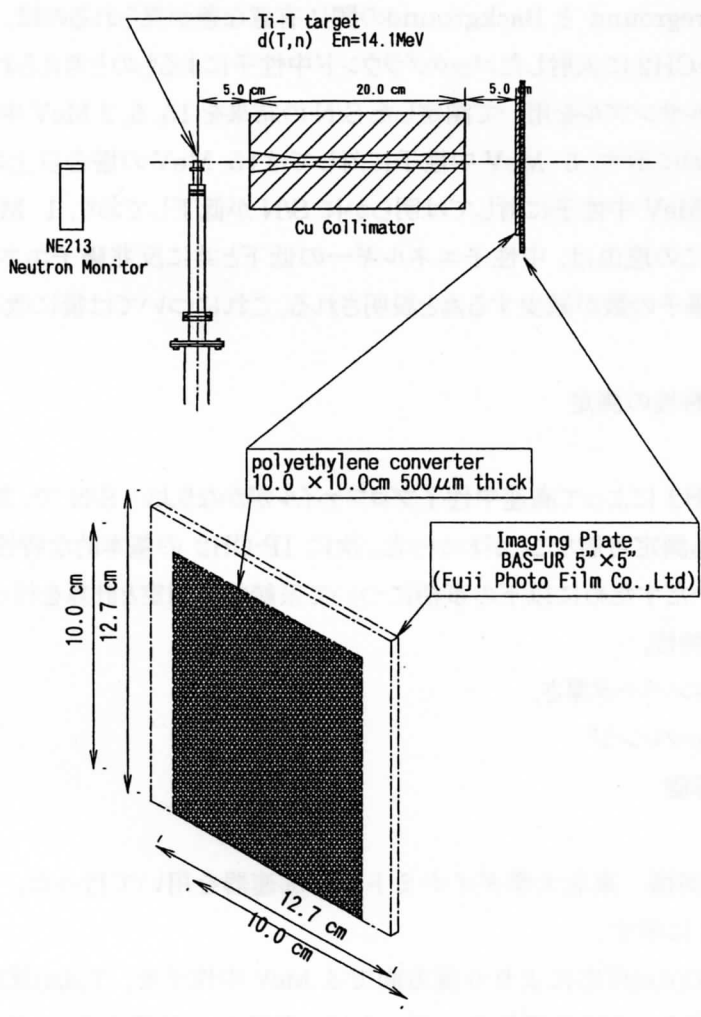


Fig. 3-4: 検証実験のセットアップ

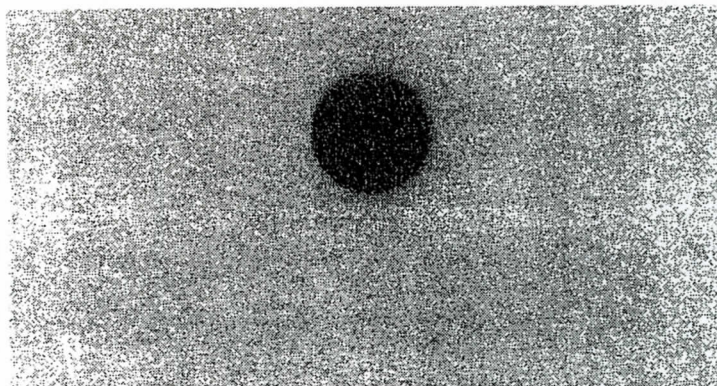


Fig.3-5(a): コリメータ通過後の 14 MeV 中性子プロフィール

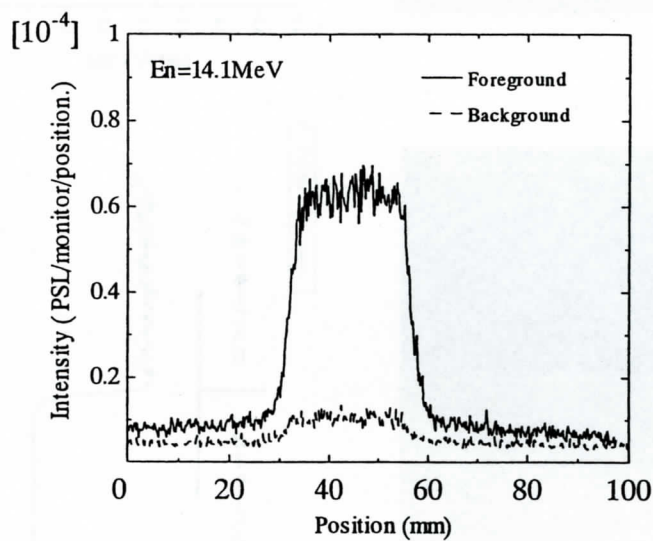


Fig.3-5(b): Fig.3-5(a)のプロジェクトン

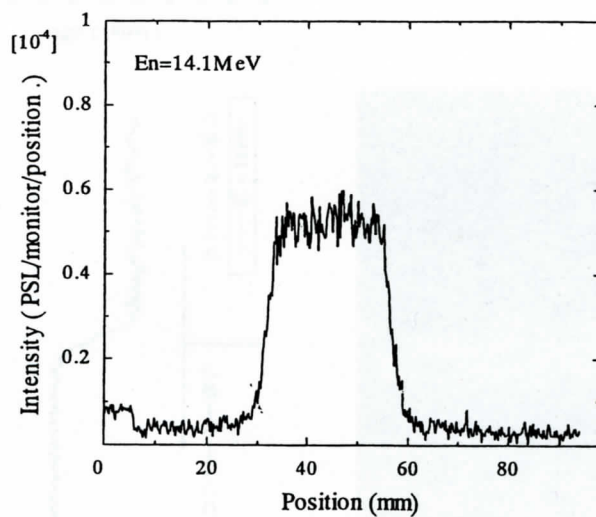


Fig.3-5(c): コリメータ通過後の 14 MeV 中性子プロフィール(バックグラウンド処理後)

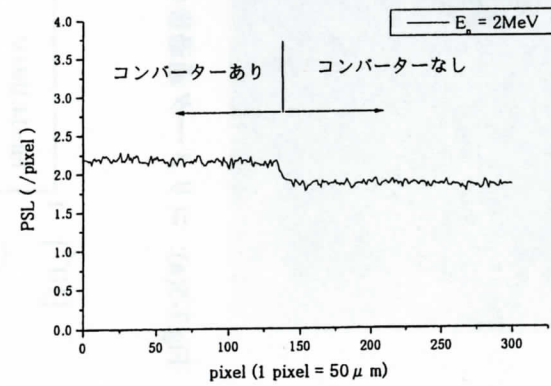
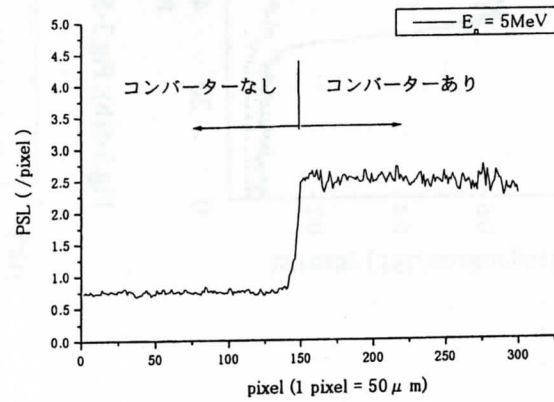
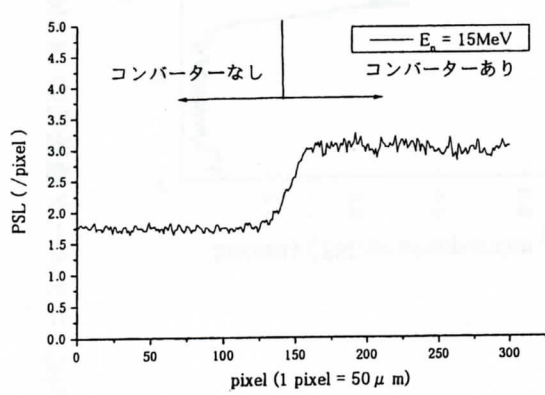
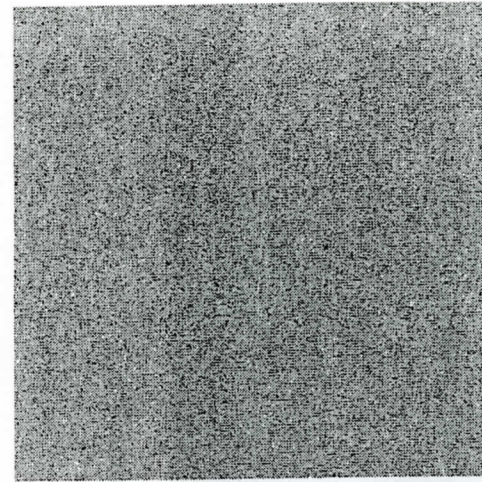
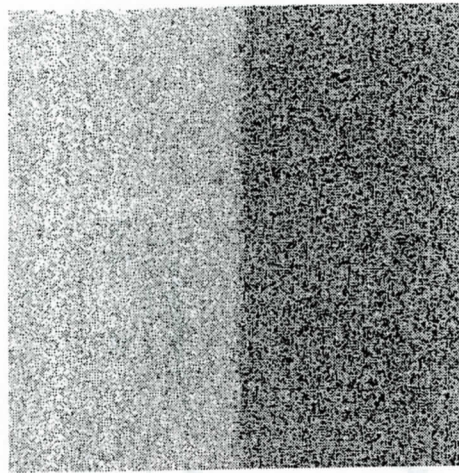
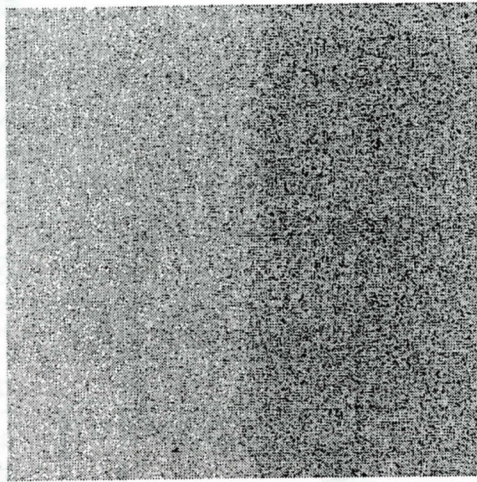


Fig.3-6: 15, 5, 2 MeV 中性子に対する S/N 比 (ステップサンプルによる)

レンジを表す Latitude を 4 とした。

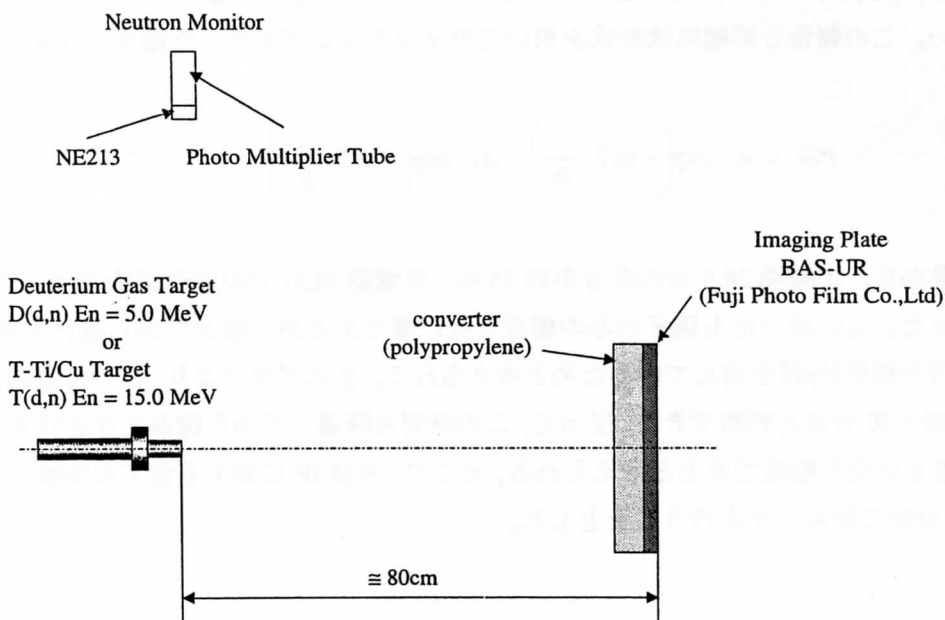


Fig.3-6: IP-CH2 基本特性測定用セットアップ

3-4-1 Fading 特性

IP の PSL(発光量)は Fading によって時間とともに減少するがその減少速度は時間とともに変化する。減少速度が遅いときに読み出しを行えば各実験間での違いを小さくできるが、読みとりまでの時間が長すぎると PSL が減少してプロファイルの鮮明度を悪化させる。また、粒子によっても Fading に違いのある可能性もある。従って減少速度が遅い範囲で照射後なるべく早く読み出しを行うのがよいと考えられる。この影響は、全ての測定結果に及ぶため、はじめに Fading 特性の測定を行った。

[実験条件]

IP の個体差や照射条件の違いの影響を小さくするため、照射した 1 枚の IP を直後に 9 枚に切り分け、照射 22 分後から 15 分間隔で読みとりを行った。その間、室温で保管した。IP を切り分けることによって分割照射を行うよりも、温度その他の影響を小さくすることができる。コンバータは IP 全面を覆うように貼付し厚さは、2 mm とした。

ターゲット-IP 間距離 840 mm、ターゲットでのビームカレント約 4.1 μA で 63 分間照射し入射中性子数は約 $1.6 \times 10^7 \text{ #/cm}^2$ であった。

[結果と考察]

照射後経過時間に対する PSL の変化を Fig.3-7 に示す。 γ 線の Fading の影響も含めて評価を行うため、 γ 線事象は除去せずにデータとした。

照射直後は 15 分で 5 %程度の PSL の減少が見られるが、その後減少の割合は小さくなり、

15分で2%程度になる。このような2つの領域に分かれることは、報告されている陽子のみに対する場合[7]と同じであり、この場合の PSL のほとんどが陽子によって作られていることと矛盾しない。この報告と同様に次の式を用いてフィッティングを行った結果が Fig.3-7の実線である。

$$PSL = A_1 \cdot \exp\left(-\ln 2 \cdot \frac{t}{B_1}\right) + A_2 \cdot \exp\left(-\ln 2 \cdot \frac{t}{B_2}\right)$$

この結果から、半減期 24.5 分の成分が約 25%，半減期 2420 分の成分が約 75%であることがわかった。この成分比も陽子のみの場合と近い値であるが、僅かながら違いも見られる。これは今回の結果が γ 線を含んでいるためと考えられる。またグラフより、2つの領域の境界は照射後約 60~70 分後と判断できる。従って、この時間を経過してから読みとりを行えば Fading による誤差をかなり軽減できると考えられる。そこで、今後 IP に関する全ての実験において、照射後 60 分後に読みとりを行うこととした。

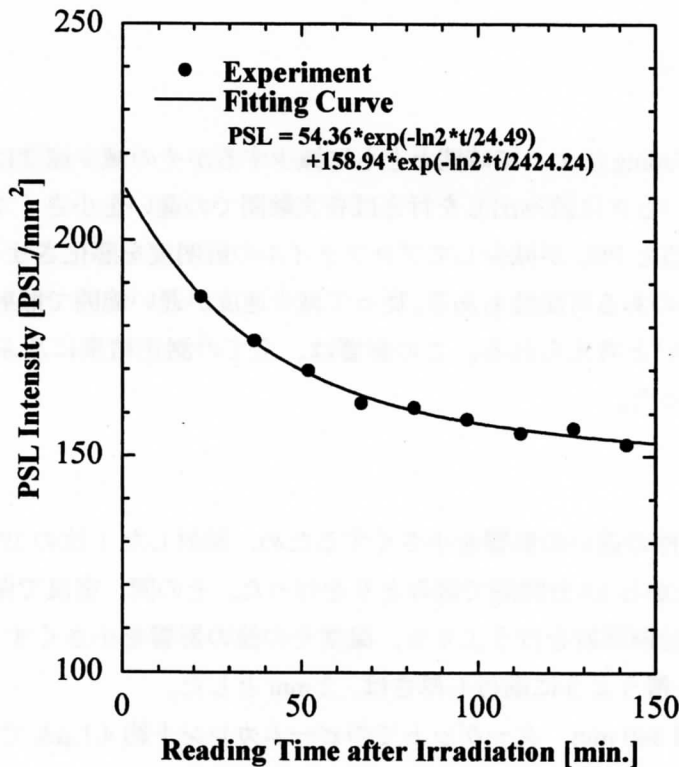


Fig.3-5 中性子照射された IP-CH2 の Fading 特性

3-4-2 コンバータ厚さの影響

コンバータを厚くすれば陽子に変換される中性子数は増加するが、コンバータがその中の陽子の飛程よりも厚い場合にはPSLに寄与しない中性子が増加し、逆に有効な部分のコンバータで中性子束が減少する。従って、入射中性子エネルギーに対して最適なコンバータ厚さが存在するはずである。そこでコンバータ厚さに対する発光量(PSL)の関係を測定で調べた。

[実験条件]

コンバータ内で生成された陽子の飛程は0度方向に反跳されたときが最長である。よって、陽子の最大飛程を上限としてコンバータ厚さを変化させた。Fig.3-8に示すように、IPにステップ状に厚さの異なるコンバータを貼付することによって、1枚のIPについて一回の照射と読出しのみで多数の厚さについてデータが得られるようにした。γ線の評価も同条件で行うために、コンバータの無い部分も設定した。5 MeVの場合は60~300 μmの範囲で60 μmステップ、15 MeVの場合は5 MeVと同様のものに加え0.5~2.5mmの範囲で0.5 mmステップでコンバータを貼付した。さらに中性子束の場所依存性を補正するため、IPの全面を覆う厚さ一定のコンバータ(補正用 converter)を貼付した。

ターゲット-IP間の距離や入射中性子数などの照射条件をTable 3-2にまとめる。

Table 3-2 照射条件

En [MeV]	ターゲット-IP間距離 [mm]	ビームカレント [μA]	照射時間 [min]	入射中性子数 [#/cm ²]
5	866	3.7	57	3.62×10^7
15	808	2.9	70	1.47×10^7

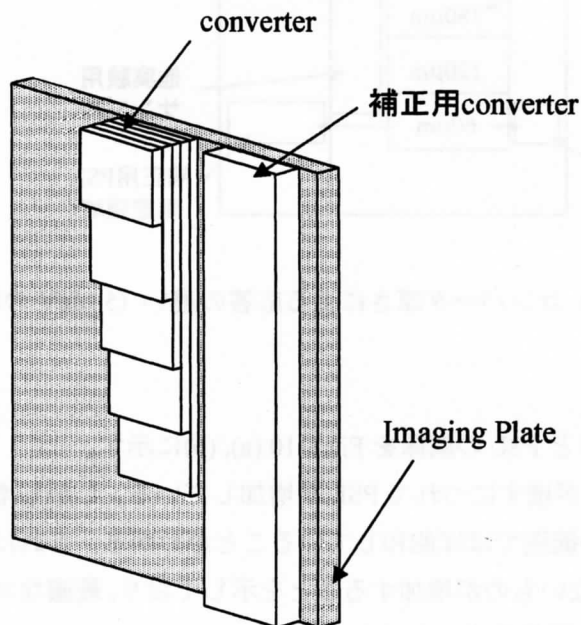


Fig.3-8 コンバータ形状

[結果と考察]

測定したプロファイルのイメージを Fig.3-9 (a), (b)に示す。

コンバータの各ステップに対するそれぞれの領域での平均 PSL を求め、次に位置による中性子束の違いを補正した。さらに、 γ 線事象の平均 PSL を対応するコンバータの無い領域で求め、それを差し引くことによって中性子による PSL を求めた。

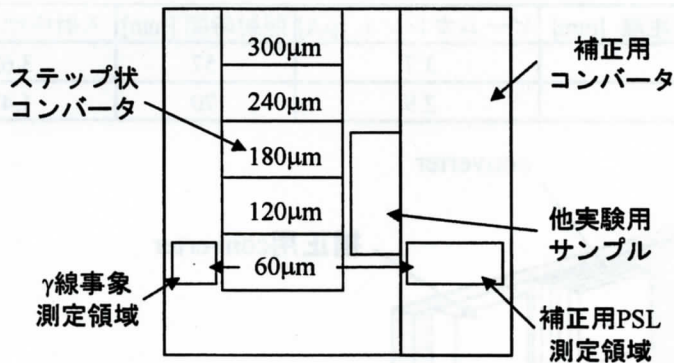
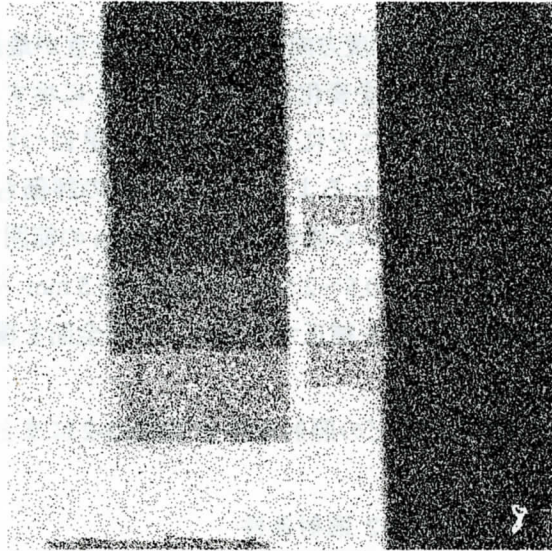


Fig.3-9 コンバータ厚さによる応答の違い (5 MeV の場合)

得られたコンバータ厚さと PSL の関係を Fig.3-10 (a), (b)に示す。

明らかに、コンバータ厚さが増すにつれて PSL が増加している。しかし増加はコンバータ厚さに比例せず、この厚さの範囲でほぼ飽和していることがわかる。これは、厚さとともに生成された陽子の内 IP に届かないものが増加することを示しており、最適なコンバータ厚さは、コンバータ中での陽子の最大飛程程度であると言える。

図中の破線は、生成された陽子が IP の発光体層に付与したエネルギーをモンテカルロ法で

計算し、コンバータ厚さが最大の時の PSL の測定値に規格化したものである。計算の内容を Fig.3-10 に示す。中性子が陽子に変換される位置はコンバータ内で一様であるとし、反跳角(θ_c)は重心系等方となるように、 $\cos\theta_c$ を-1~1 の一様乱数で与えた。この反跳角から陽子のエネルギーが次のような式で計算できる[8]。

$$E_p(\theta_c) = \left(\frac{1 + \cos\theta_c}{2} \right) \cdot E_n$$

$E_p(\theta_c)$: 重心系で θ_c に反跳された陽子のエネルギー

E_n : 入射中性子エネルギー

次に、以下のようにして陽子がコンバータに付与したエネルギーを飛程データより計算した。

$$E_p = R^{-1}(R(E_p) - Path)$$

$R(E_p)$: 陽子のコンバータ内での飛程

R^{-1} : 飛程関数の逆関数

$Path$: 陽子のコンバータ内の通過距離

さらに、コンバータ内で全エネルギーを付与しなかった陽子が IP 表面の PET, 6 μ m に付与するエネルギーをコンバータ内と同様に計算する。また、この段階でも全エネルギーを付与していない陽子が発光体層に付与するエネルギーを同様に計算する。この流れを 1 ヒストリーとして 100,000 ヒストリーの計算を行った。その後、コンバータの原子数を考慮するためコンバータ厚さで規格化し、さらにコンバータ厚さが最大の時の PSL に規格化した。

計算値は実験値とよい一致を示している。これは発光体層へのエネルギー付与と PSL が比例することを示す。今回は単色中性子を用いて照射を行ったため、位置によるエネルギーの違いはほぼない。従ってエネルギー付与と入射中性子数は比例する。以上のことを総合すると、PSL は入射中性子数に比例していることになる。従って、PSL の分布つまりプロファイルイメージの黒化度がそのまま入射中性子数に対応していることになる。ラジオグラフィに IP を用いた場合、PSL の分布がそのまま対象物の中性子に対する透過率を示すことになり、非破壊検査などに便利であろう。

計算値は実験値と概ね一致してはいるが、全体にわずかながら過大評価している傾向があり特に、中間の厚さ付近で差が大きい。照射中性子数は IP の面積内で 1%程度以内で一様なことが確認されたので、このずれの原因として depth 効果が考えられる。これは、発光体層の深い位置でカラーセンターが生成された場合、輝尽発光が発光体や保護層など IP 自身の構造体によって減衰し PSL が減少する効果である[9]が、コンバータが十分厚い場合には、陽子のエネルギーはゼロから入射中性子のエネルギーまで広がるため、低エネルギー陽子が発光体層の浅い位置にもカラーセンターを生成し depth 効果は小さくなる。一方、コンバータが薄い場合にはエネルギーの高い陽子がほとんどで、カラーセンターは発光体層の深い部分のみに作られ

depth 効果が大きくなる。この効果については未だ不明な部分が多いためこの計算では無視しているの、評価が過大になってしまった可能性が考えられる。

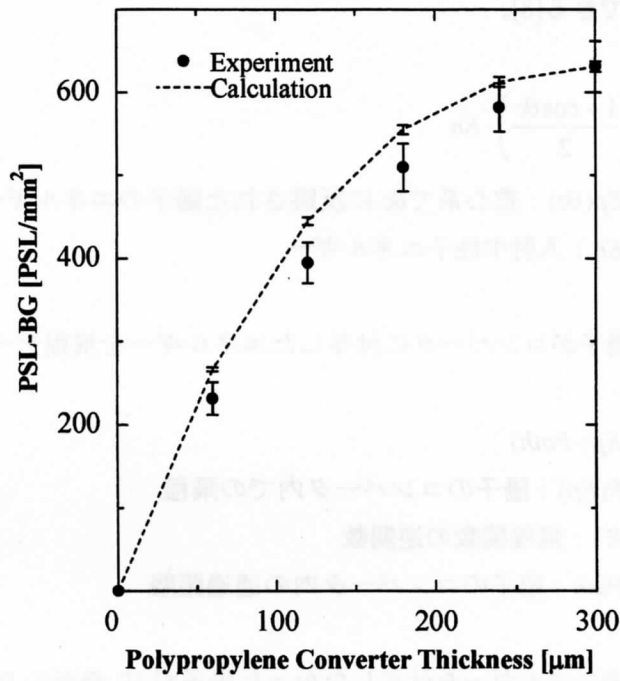


Fig.3-10 (a) コンバータ厚さに対する PSL (5 MeV)

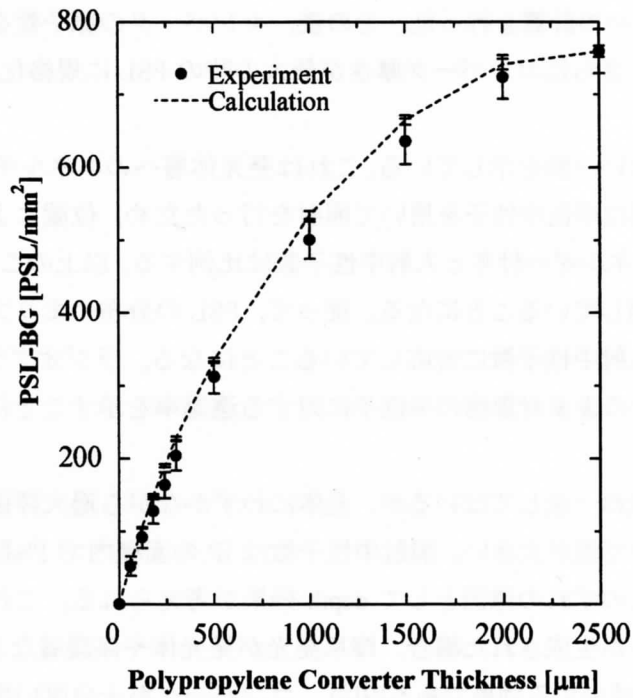


Fig.3-10 (b) コンバータ厚さに対する PSL (15 MeV)

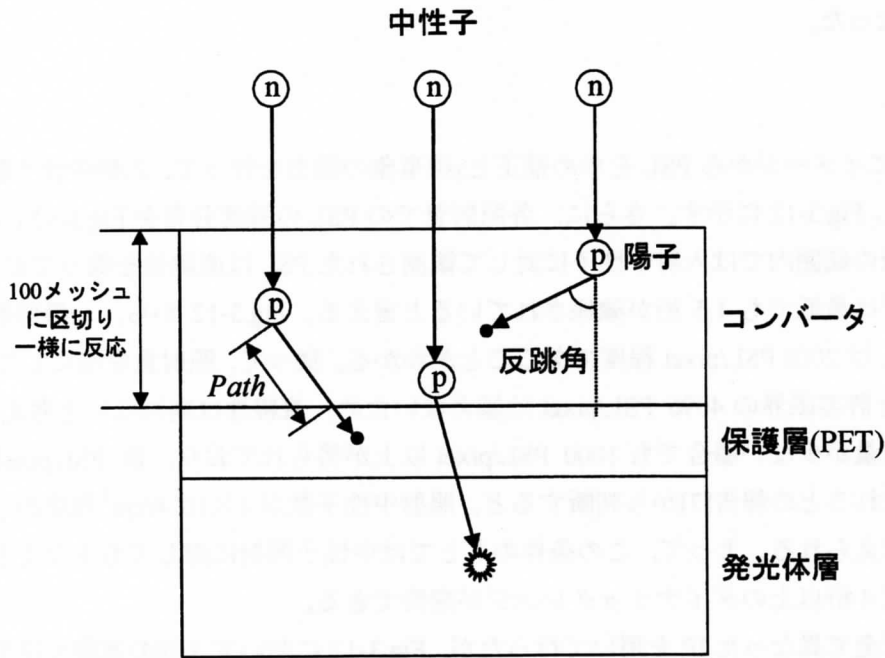


Fig.3-11 陽子の蛍光体層へのエネルギー付与の計算体系

3-4-3 ダイナミックレンジ

ダイナミックレンジ, すなわち照射線量に対する応答の直線範囲は, X線フィルムの場合 1.5~2桁なのに対し, IPでは4桁以上に及ぶことが知られている。しかし, 高速中性子測定の場合, 付随する γ 線や散乱線などによるPSLが大きい可能性があるため, 実際の高速中性子測定環境下で入射陽子数を変化させてダイナミックレンジを確認することにした。

[実験条件]

入射中性子エネルギーは5 MeVで, 入射中性子数はターゲット-IP間距離を245 mm, 345 mm, 725 mmと変化させることによって調整した。さらに, コンバータは3-4-3の場合と同様のステップ状とし, 生成される陽子の数も変えることにより入射中性子数が変化する状況を模擬した。これらの換算方法としては2つ考えられる。一つは, 単純に陽子への変換量のみを考えてコンバータ厚さの比を用いる方法であるが, この方法ではコンバータが薄い場合エネルギーの高い陽子の割合が多く, 厚い場合より陽子一つあたりの平均エネルギーが高いため総エネルギー付与量を過大評価する。もう一つは, 総エネルギー付与量を考慮して中性子数を換算する方法で, エネルギー付与の比を中性子数の比と見做す方法である。この方法では上とは逆に陽子の平均エネルギーを実際より小さく見積もるため, 入射数を過大評価する。上で述べたようにPSLとエネルギー付与量は比例するので, 規格化法としては後者の方が適当と考えられ, この換算法を用いた。

ビームカレントは約3.7 μ A, 照射時間は60分であったため, 照射中性子数は $1.68 \times 10^7 \sim 4.29$

$\times 10^8 \text{ \#/cm}^2$ となった。

[結果と考察]

3-4-3と同様にイメージからPSLを求め補正と γ 線事象の除去を行って、入射中性子数に対するPSLを導出しFig.3-12に示す。さらに、各照射量でのPSLの強度分布をFig.3-13に示す。

今回の照射量の範囲内では入射中性子に対して観測されたPSLは直線性を保っており、ダイナミックレンジは最低でも1.5桁が確保されていると言える。Fig.3-12から、一番照射量の多い場合でもPSLは2000 PSL/pixel程度であることがわかる。従って、照射量を倍にしても4000 PSL/pixel程度と許容限界の4096 PSL/pixelは越えないため、直線性は崩れないと考えられる。一方、一番照射量が少ない場合でも1000 PSL/pixel以上が得られており、数PSL/pixel程度から直線性が保たれるとの報告[7]から判断すると、照射中性子数が $1 \times 10^5 \text{ \#/cm}^2$ 程度から線形性が成り立つと考えられる。よって、この条件のもとでは中性子照射に際しても少なくとも3桁以上、多ければ4桁以上のダイナミックレンジが期待できる。

今回の照射は全て異なったIPを用いて行ったが、Fig.3-12において3回の実験の結果ともほぼ同一の直線上に乗っている。これは少なくともこの3枚のIPにおいては個体差がかなり少ないことを意味しているが、これらはロットナンバーが非常に近いものであり、IP全体の個体差の評価を行うにはさらに多数のIPについて実験を行う必要がある。

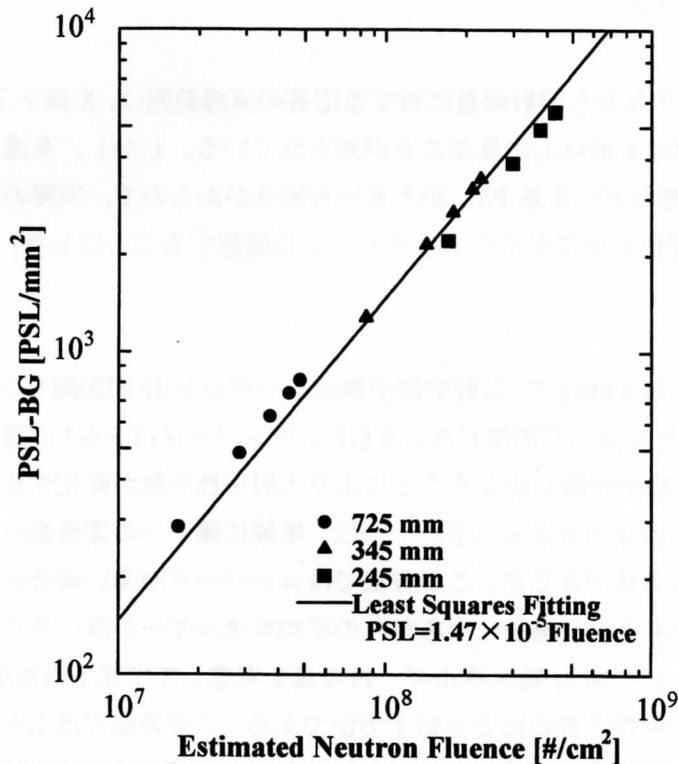


Fig.3-12 中性子フルエンスとバックグラウンドを差し引いたPSLの関係

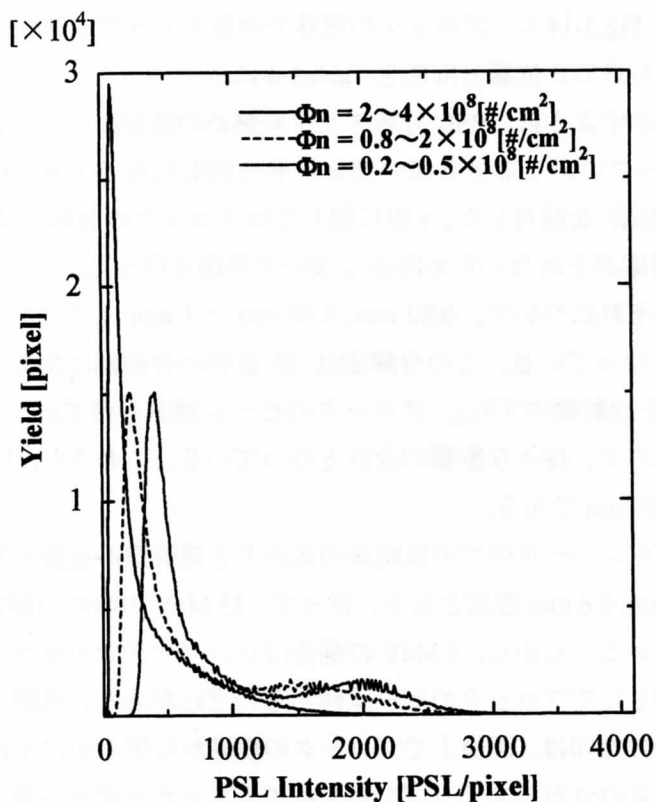


Fig.3-13 PSL 分布ヒストグラム

3-4-4 位置分解能

2章で述べたように、IP 自身の位置分解能は十分高いが、高速中性子の測定ではそれ以外に分解能を低下させる(ボケ)原因となり得るさまざまな要素がある。そこで、実際に中性子に対して位置分解能を求め、実効的な位置分解能を評価する。

[実験条件]

入射中性子エネルギー5, 15 MeV の2ケースについて実験を行った。コンバータ厚さは「位置分解能の厚さ依存性」を確認する意味で3-4-3と同様のステップ状とした。厚さ10 cmの鉄製ブロックをIPに密着させておくことで半面をマスクして中性子束にステップ状の分布を作り、位置分解能を求めた。照射条件をTable 3-3にまとめる。

Table 3-3 位置分解能測定時の照射条件

En [MeV]	ターゲット-IP間距離 [mm]	ビームカレント [μ A]	照射時間 [min]	入射中性子数 [$\#/cm^2$]
5	860	4.0	45	3.33×10^7
15	830	4.1	63	1.48×10^7

[結果と考察]

プロファイルイメージの例を Fig.3-14 に、ブロックの境界での各ステップの領域の PSL 分布を Fig.3-15 (a), (b)に、それらから求めた位置分解能を Table3-4 に示す。

分解能としては、Fig.3-15 に示すように、PSL 分布グラフの斜めの部分について線形最小自乗近似を行い、その直線がブロックのある部分と無い部分の平均 PSL になるときの位置を計算して、その範囲の 2 分の 1 (半値幅) を採用した。 γ 線に関してはブロックの有無で γ 線にも分布ができており、他の領域との対応がとれないため除去しないで評価を行った。

位置分解能は 5, 15 MeV それぞれについて、0.82 mm, 0.68 mm と 1 mm 以下であり、高速中性子としてはかなりの良い値となっている。この分解能は IP 自体の分解能に加え、コンバート時のボケ(中性子入射軸と陽子放射軸のずれ)、ブロックのビーム軸からのずれ、ブロックの歪みによる中性子束分布の乱れなど、様々な影響の合計となっている。このうち、IP 自体の分解能は BAS3000 を用いたので 50 μ m である。

コンバート時のボケとして、コンバータ内での反跳角の広がり と電荷重心位置を考えると 5, 15 MeV に対してそれぞれ 0.1 mm, 0.6 mm 程度となる。従って、15 MeV の時の分解能は、ほぼコンバート時のボケで決まっている。しかし、5 MeV の場合はコンバータでのボケだけでは説明がつかない。考えられる原因としてブロックのビーム軸からのずれがある。実際、IP をビーム軸に合わせるために中心につけた印は、画像上でブロックの境界から明らかにずれた位置に見いだされた。従って、中性子束の分布がステップからずれてしまった可能性が強い。軸からのずれが小さいコンバータの境界では明確な PSL の境界ができており、この部分で位置分解能を同様の方法で求めてみると 0.21 mm と格段に良い値が得られる。これらの点を考慮すると、5 MeV の場合の位置分解能は 0.21mm 以下、おそらくコンバート時のボケと同程度の 0.1 mm 程度であると考えられる。

位置分解能のコンバータ厚さ依存性について見ると、5 MeV の場合は厚さが増すにつれて分解能が向上している。これはコンバータが厚いほど飛程の短い陽子の IP への入射が増え、IP 内でのボケが小さくなるためであろう。15 MeV の場合は厚さに関係なく分解能が変化している。

Table 3- 4 位置分解能

En = 5 MeV

Converter Thickness (μ m)	60	120	180	240	300
Resolution (mm)	1.42	1.32	1.25	0.99	0.87

En = 5 MeV at converter edge

Resolution (mm)	0.21
-----------------	------

En = 15 MeV

Converter Thickness (mm)	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5
Resolution (mm)	(0.67)	0.79	0.90	0.90	0.68

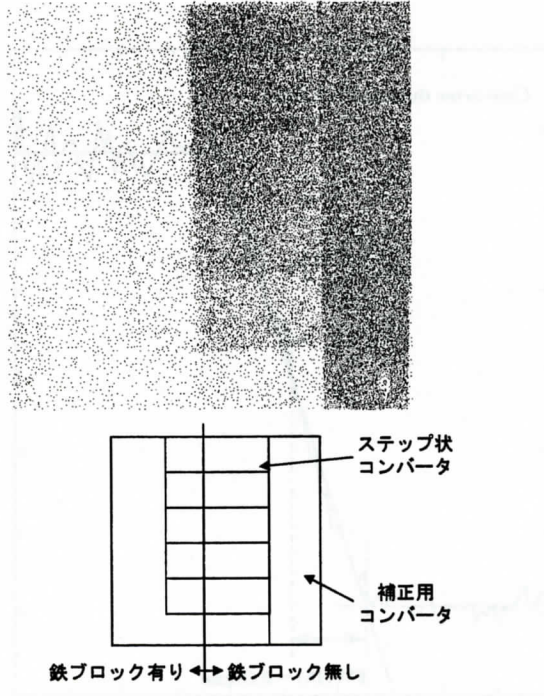


Fig.3-14: 位置分解能測定イメージ (5 MeV)

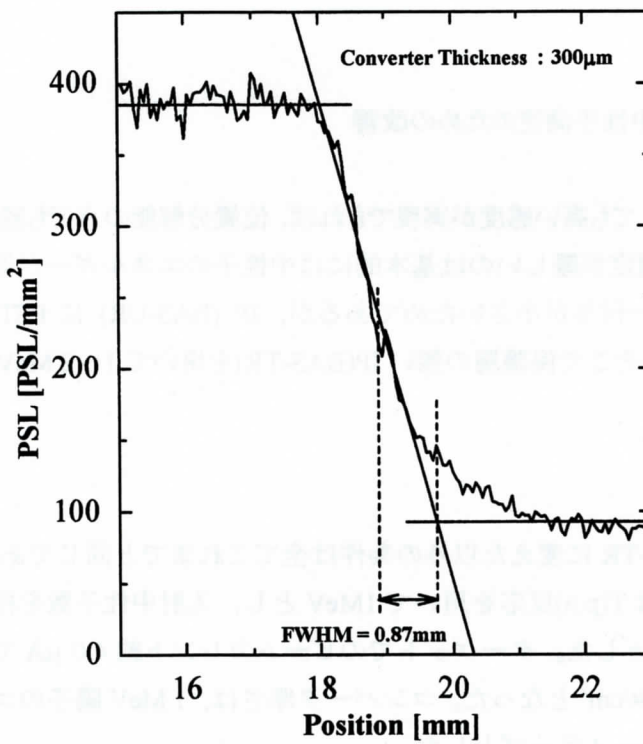


Fig.3-15 (a) PSL 分布 (5 MeV)

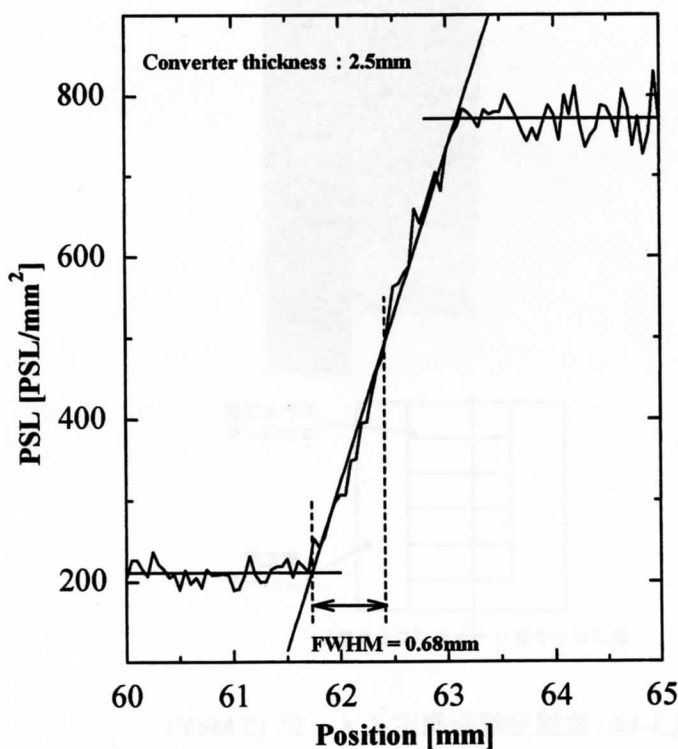


Fig.3-15 (b) PSL 分布 (15 MeV)

3-4-5 1~2 MeV 領域中性子測定のための改善

1~2 MeV 中性子に対しても高い感度が実現できれば、位置分解能の点でも望ましい。IP-CH2 による 1~2 MeV 程度の測定が難しいのは基本的には中性子のエネルギーが低いため実効厚さが薄く、IP へのエネルギー付与が小さいためであるが、IP (BAS-UR) に PET の保護層があることの影響も考えられる。そこで保護層の無い IP(BAS-TR)を用いて 1~2 MeV 中性子測定の改善を試みた。

[実験条件]

IP を BAS-UR から BAS-TR に変えた以外の条件は全てこれまでと同じである。

入射中性子エネルギーは T(p,n)反応を用いて 1MeV とし、入射中性子数を稼ぐためにターゲット-IP 間距離は 566 mm とした。ターゲットでのビームカレント約 4.0 μA で 80 分間照射し、入射中性子数は $6.74 \times 10^6 \text{ \#/cm}^2$ となった。コンバータ厚さは、1 MeV 陽子のコンバータ中の飛程である 20 μm までの 4 μm ステップとした。

[結果と考察]

参考文献[5]によれば、BAS-UR での S/N 比は 1.05 であるが、今回 BAS-TR を用いると 2.99 と大幅に改善された。しかし、PSL の絶対値は 10.12 PSL/mm^2 と依然として小さく、プロファイルはやはり不鮮明であった。この原因として、実効厚さが薄いため（陽子の飛程は 5 MeV の場合の約 15 分の 1）、陽子への変換効率が低く周辺の γ 線バックグラウンドに対して S/N が上がらないことが最大の要因と考えられる。実効厚さを上げることができない以上、1-2 MeV 中性子に対する感度を高めるにはガンマ線を弁別して除去できることが極めて重要といえる。

3-5 IP-CH2 の応用実験

上記のように、適切な厚さのコンバータを選べば IP-CH2 によって 5-15 MeV の中性子に対しては、良好な質のイメージデータを得られることが分かった。これによって中性子プロファイルやラジオグラフィデータの取得が期待される。

この IP-CH2 イメージ検出器の応用として、

- 1) ガスサンプルとグリッド電離箱を用いた(n, α)断面積測定用中性子プロファイルの測定、
- 2) 高速中性子ラジオグラフィ、
の測定を行った。

1) の実験の詳細は Appendix 1 の論文に述べてあるが、サンプルがガスであるために有効なサンプル原子数および検出器の有効体積を決定するために必要な中性子束の空間分布を知るために行った。そのために、3-3-1 で述べたような手法を用いてグリッド電離箱に入射するコリメータ通過後の中性子プロファイルを測定したものである。この時の実験体系や方法は 3-3-1 と全く同じであり、その詳細も上記文献に述べてあるので省略する。

2) 高速中性子ラジオグラフィの試み

2次元プロファイル測定の典型的な利用例として、IP-CH2 を実際に高速中性子ラジオグラフィに適用し、利用可能性、位置分解能、高速中性子を用いることの利点など、を評価する。

[実験条件]

入射中性子エネルギー5, 15 MeV の2つのケースについて実験を行った。その際の照射条件を Table 3-5 に示す。

ラジオグラフィの対象物体は

- ・ 空き缶 (5 MeV : 190 ml スチール缶, 15 MeV : 350 ml アルミ缶) に水を入れたもの、及び
- ・ Fig.3-16 に示す厚手の鉄製ブロックの2種類、

であり IP に密着させて¹照射を行った。

コンバータ厚さはこれまでの結果から、5, 15 MeV での陽子の最大飛程がそれぞれ約 0.35 mm, 2.5 mm であるので、入手可能な 0.5 mm, 2.5 mm とした。

¹ 5章に示すように IP とサンプルの密着は物体内での散乱中性子の寄与を増加させ望ましくない。

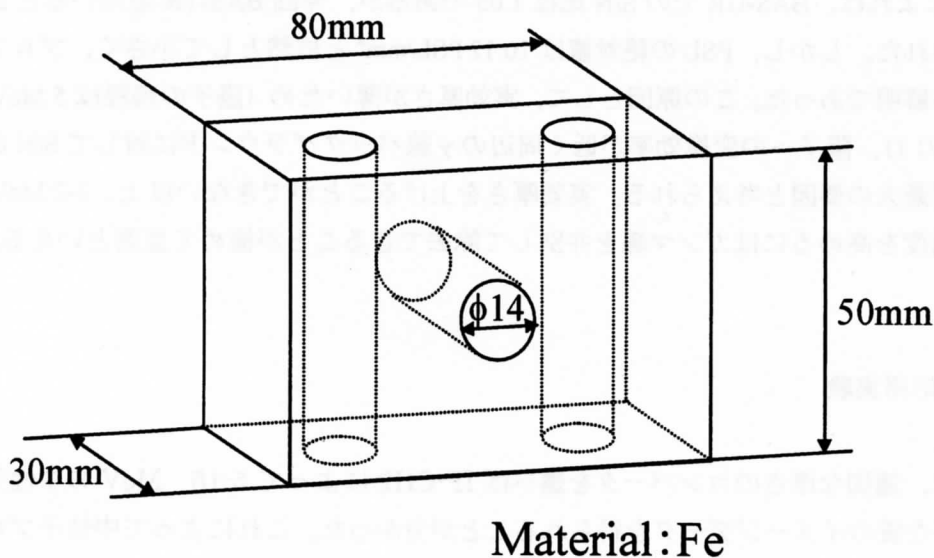


Fig.3-16 ラジオグラフィ用鉄製ブロック

Table 3-5 ラジオグラフィ測定時のターゲット-IP 間距離と入射中性子数

En [MeV]	対象物	TGT-IP間距離 [mm]	ビームカレント [μ A]	照射時間 [min]	入射中性子数 [$\#/cm^2$]
5	缶	610	3.6	58	7.17×10^7
	鉄ブロック	760	3.8	60	5.19×10^7
15	缶	808	3.7	74	2.04×10^7
	鉄ブロック	808	3.9	128	3.71×10^7

[結果と考察]

ラジオグラフィイメージを Fig.3-17 (a), (b), 3-18 (a), (b) に示す。付記した PSL 分布はイメージ上の長方形の領域内での分布である。

水入り缶 : (Fig.17)

5, 15 MeV の場合ともに明確に水が認識でき、さらに缶に対しても応答していることがわかる。すなわち、缶が円筒形であるため、入射中性子に対して缶の縁に近い部分と上端部分で金属部分が次第に厚くなるので PSL の減少が観測されている。

鉄製ブロック : (Fig.18)

ビーム軸方向に開いている穴は当然であるが、それと直角にあいている穴も厚い金属中でありながらはっきりと認識できる。このような厚い金属材料中の空洞は、X線や熱中性子では透過力が弱くプロファイルの取得が困難であったもので、高速中性子を利用することによってかなり鮮明なプロファイルが得られることを示している。

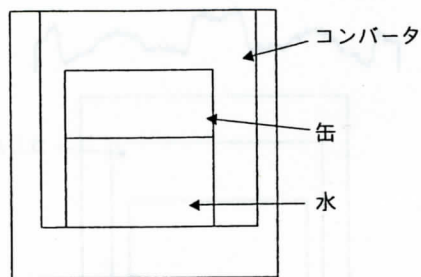
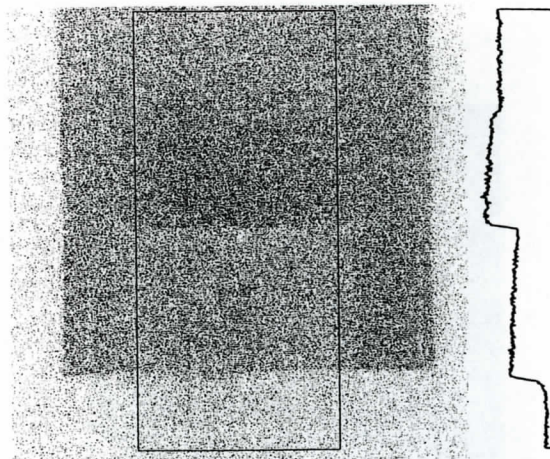
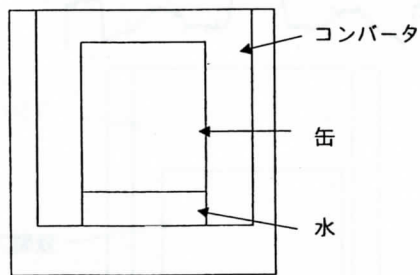
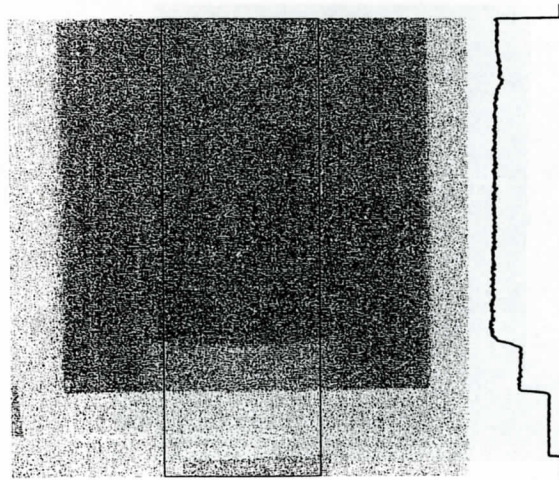


Fig.3-17: 水入り缶のラジオグラフィ ; (上) 15 MeV, (下) 5 MeV

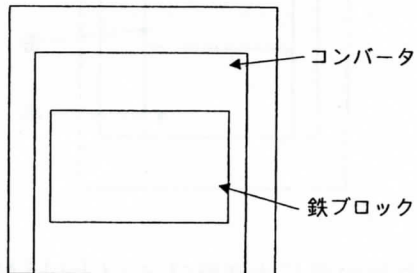
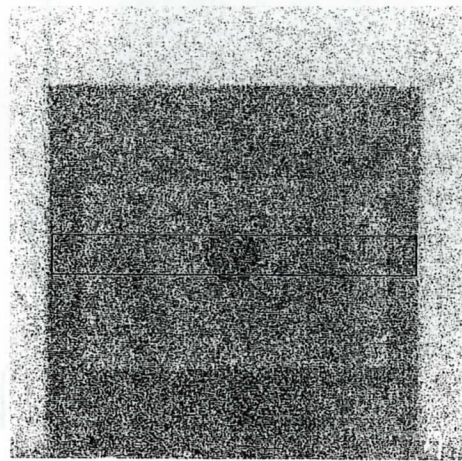
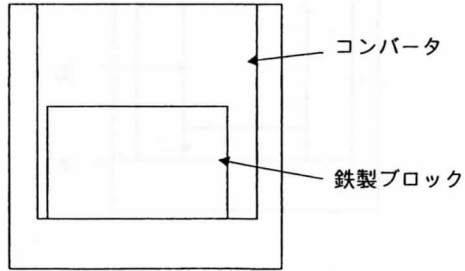
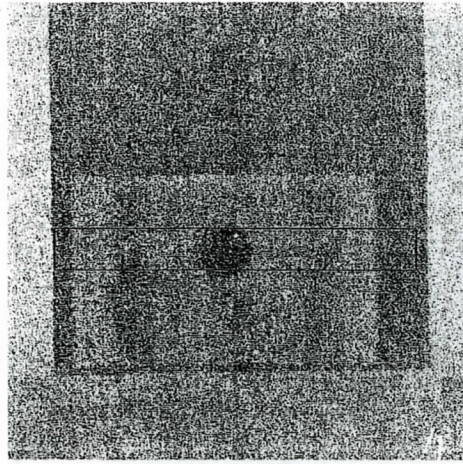


Fig.3-18: 鉄ブロック (Fig.3-16) に対する中性子ラジオグラフィ ; (上) 15 MeV, (下) 5 MeV

PSL の分布を詳しく見ると、ビーム軸に直角な穴については円柱形のため缶の場合と同様、端ほど IP への入射中性子数が少なくなるため PSL が小さくなり、透過画像自体が円柱を表すような形になっている。空洞がより小さい場合でも検出が可能であると期待できる。

2つの対象物について共通に言えることは、5 MeV の場合より 15 MeV の場合の方がコントラストが悪い点である。イメージはそれぞれの最大 PSL を黒として描画しているので単純に黒色度だけでは比較できないが、例えば鉄ブロックについて鉄の部分とブランク部分の PSL の比を見ると、5 MeV の場合 1.22 であるのに対して 15 MeV では 1.14 と明らかに低い。これは、15 MeV では透過力が強すぎて鉄の部分を通り抜ける中性子が多いためと考えられる。従って、ラジオグラフィを行うに当たっては対象物、または測定内容に適した中性子エネルギーを選ぶことが必要になる。

問題点も残されている。

まず、缶の部分でブランク部分より PSL が高い傾向が見られる点である。これは金属により IP への入射中性子数は減少するが、金属で生成された荷電粒子や γ 線などが IP に入射することによりカラーセンターが生成され PSL が増加したため、と考えられる。15 MeV の場合の方が傾向が顕著なのは、他の放射線も含めて生成される放射線のエネルギーが高くなり、コンバータで止まるものが少ないためであろう。

次に、PSL が一定のはずの場所で PSL が変化しているという問題がある。例えば、垂直な穴の外側などである。これは、その傾向から考えてブロックの角などでの散乱線の影響によると考えられる。また、PSL 分布を見るとイメージ下方の PSL が大きくなっていることがわかる。これもラジオグラフィ対象物を置いた台などからの散乱線の影響によると考えられる。

この問題については別途検討し解決策を見出したので、次節で述べる。

第4章 位置敏感型 Gas Counter による高速中性子2次元プロファイル測定

4-1 概要

前章で述べたように、IP-CH2 検出器で高速中性子プロファイルの測定が可能なが分かったが、粒子のエネルギーや波高の分析が可能でそれによって、ガンマ線や散乱中性子が除去できれば性能は大幅に向上するであろうことが期待される。さらに、カウンタ法によるプロファイル測定が可能となり、十分な中性子強度が得られれば、動的画像の取得も可能となる。

ここで必要なのは2次元の位置敏感型検出器でしかも中性子に対するものである。荷電粒子に対してはいくつかの2次元位置敏感型検出器が実用に供されているが、中性子に関しては非常に少なく大型の2次元シンチレーション検出器やマルチワイヤカウンタが中間エネルギー物理で用いられている程度で、他については今後の課題である。

そこで、位置敏感型カウンターの現状を調べ、二次元位置敏感型カウンターの設計と制作、特性試験を行う。さし当たっては、1-2 MeV 程度の中性を主な対象とする。

4-2 位置検出手法の検討

4-2-1 検出器に求められる特性

上述のように検出器に求められる特性として、エネルギーを測定できることが必要で、また中性子の変換効率が低いこと、も重要である。まず精度良くエネルギーの測定が行える点を考慮すると、シリコン検出器か Gas Counter が有効と考えられる。

変換効率を高めるためには、中性子コンバータが検出器内に内蔵されている一体型が望ましい。IP-CH2 のような外付け型コンバータの場合、生成された粒子の飛程によってコンバータの実効的な厚さが決まってしまうからである。その点、一体型の場合には、生成粒子を高い効率で検出することができ、効率を大幅に上げることができる。コンバータを内部に含むことのできないシリコン検出器はこの場合適当ではない。一方、Gas Counter は検出ガスにコンバータガスを混合することによってコンバータを検出器内部に内蔵することができる。

以上の検討から、Gas Counter を用いることとした。

4-2-2 1次元位置検出法の検討

様々な位置検出法が開発されているが、これらのほとんどは電離放射線に対する1次元の位置検出器である。そこで、これらの検出器の検出ガスに適当なコンバータガスを混合することによって中性子の測定を可能にし、2つの位置検出手法を組み合わせることで2次元の位置検出を可能にして、高速中性子の2次元プロファイル取得を行うことを考える。

まず従来の1次元の位置検出法について検討する。Gas Counter における1次元の位置検出の

方法としては

- Delay Line 法
- Drift Time 法
- Backgammon 法
- Multi Wire 法
- Charge Division 法
- Drift Chamber 法

などがあげられる。以下にこれらの原理と特徴を示す。

1) Delay Line 法

放射線によって生成された電子はアノードワイヤに集められその近傍での強い電場によって局所的な電子なだれを起こす。作られた電荷はワイヤの両端に伝わる。そこで出力信号の伝播時間を式で表すと

$$t_1 = x \cdot v$$
$$t_2 = (L - x) \cdot v,$$

t_1, t_2 : 両端への信号伝播時間,

x : 片端からなだれ発生点までの距離,

L : ワイヤの長さ,

v : 電荷の移動速度, なので 入射位置は

$$x = \frac{t_1}{t_1 + t_2} \cdot L$$

と表せる。

一般的なワイヤでは時間差が小さいので、実際には絶縁体のワイヤに導体のワイヤを巻いた Delay Line をアノードワイヤと平行に配置する。アノードでの電荷によって Delay Line に誘導電荷が生じ両端に伝わる。この信号の時間差から位置を求める[10][11]。

位置分解能は数 mm 程度で[10]、測定回路がシンプルであるが、Delay Line が必要となる。

2) Drift Time 法

Fig.4-1 に示すように放射線によって生じた電離電子はアノードに向かって移動する。このとき、電離の起こった位置からアノードまでの移動距離は以下の式で表せるので、移動時間を知ることによって検出位置を知ることができる [12]。

$$x = v \cdot t$$

x : 移動距離

v : 電子の流動速度

t : 移動時間

電子の流動時間を測定するには、シンチレーションカウンターや半導体検出器などの高速応

答検出器を外部トリガーに使い、この信号をスタート信号としてアノード信号と到達時間の差から流動時間を測定する。

測定回路がシンプルになる利点があるが、平行電場の形成が必要なため構成物が増えることが欠点でもある。

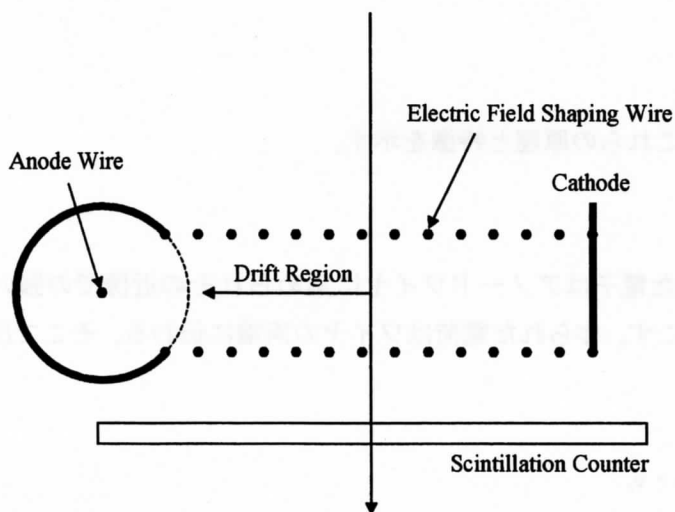


Fig.4-1 Drift Time 法

3) Backgammon 法

Fig.4-2 に概略図を示す。電極はのこぎり状の絶縁体で2つの領域に分割した薄い導電層である。入射した放射線により生じた電荷は、導電層の2領域に分割される。この分割比が位置に比例し、

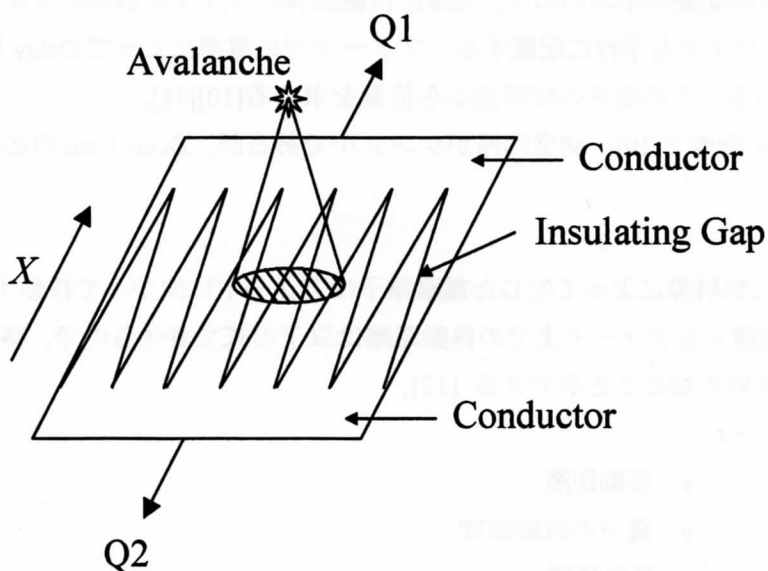


Fig.4-2 Backgammon 法概略図

$$X \propto \frac{Q1}{Q1+Q2}$$

$Q1, Q2$: 導電層の各領域に分割された電荷量

から位置情報を得ることができる[13]。

位置分解能は約 0.2 mm と報告されている[13]。電極, 形状が単純で熱雑音源がないなどの利点がある。しかし, のこぎり状のジグザグのピッチより電荷の広がる範囲が狭いと分割比が位置とずれるなどの問題がある。

4) Multi Wire 法

Fig.4-3 に Multi Wire 比例計数管の基本構造を示す。等間隔の一連の細いアノードワイヤを 2 枚のカソード板の間に配置する。放射線によって生じた電子は最初ほぼ均一な電界の中をアノードの面に向かって移動し, ワイヤに近づくにつれ移動距離が最短のものに向かって加速され電子なだれを作る。この場合, 信号は 1 本のアノードにしか現れないので位置は自動的に限定される[14]。

位置分解能は 100 μm 以下と報告されている[15][16]が, 位置分解能はワイヤ間隔によって決まる。従って大型で良い分解能のカウンターを得るには多くのワイヤを細かなピッチで張る必要があり, 測定回路も複雑となる。前者の問題を解決するため, Drift Time 法を併用している例もある。

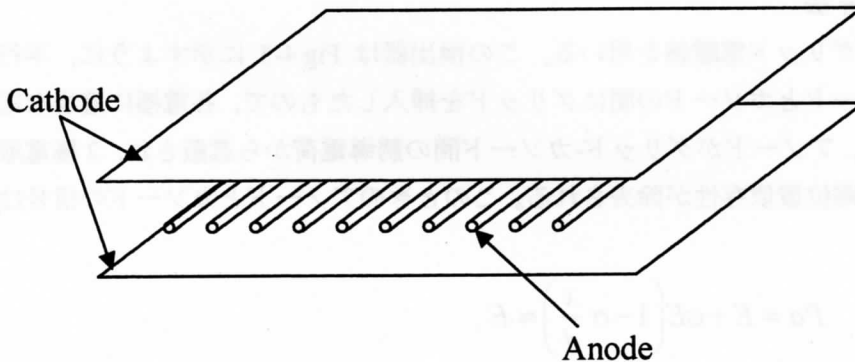


Fig.4-3 マルチワイヤ比例計数管の基本的構造

5) Charge Division 法

Fig.4-4 に Charge Division 法の原理図を示す。放射線によって生じた電離電子はアノード近傍で電子なだれを起し局所的に誘起された電荷はワイヤの両端に分割され信号を形作る[14]。なだれの生じた位置すなわち入射位置は次の式で表される。

$$x = \frac{P_2}{P_1 + P_2} \cdot L$$

分解能としては 1 mm 程度が報告されている[17]。測定回路がシンプルで、検出器自体も一般的なものと大差がないため他の方式との併用が可能である。しかし、検出器の端の方での事象は信号が小さくなりノイズの影響を受けやすい。

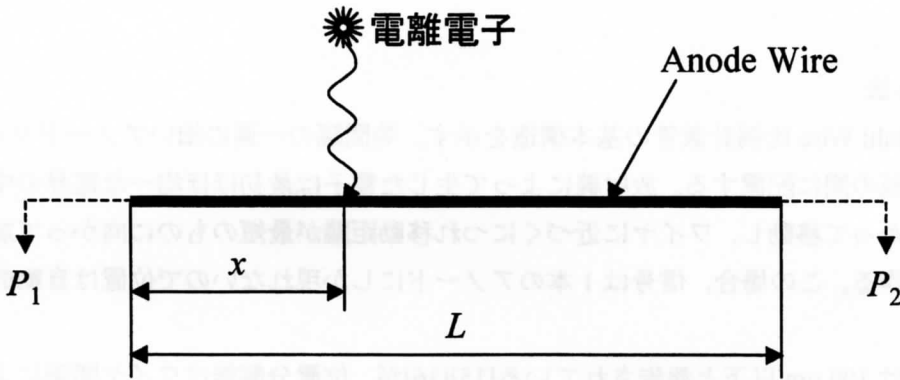


Fig.4-4 Charge Division 法の原理

6) Drift Chamber 法

この方法ではグリッド電離箱を用いる。この検出器は Fig.4-5 に示すように、平行平板型ガス検出器のアノードとカソードの間にグリッドを挿入したもので、各電極に適当な電圧を印加することにより、アノードがグリッド-カソード間の誘導電荷から遮蔽され、2極電離箱における出力波高の電離位置依存性が除去される。このときのアノードとカソードの信号は次式で与えられる[18]。

$$P_a = E + \sigma E \left(1 - \sigma \frac{x}{d} \right) \approx E,$$

$$P_c = E \left(1 - \frac{x}{d} \right),$$

P_a : アノード信号, P_c : カソード信号

E : 入射した放射線のエネルギー, d : カソード-グリッド間距離

σ : 遮蔽不完全度 (≈ 0).

この2式から、放射線の飛跡の電荷重心からカソードまでの距離を次のように表すことがで

きる。

$$x = d \left(1 - \frac{P_c}{P_a} \right)$$

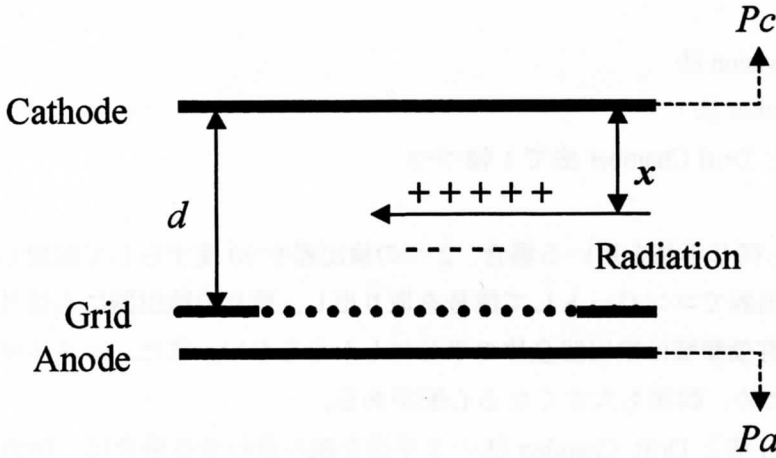


Fig.4-5 グリッド電離箱模式図

以上の手法について、本研究の目的に対してその有効性を考える。

Delay Line 法は Delay Line を多数必要とする、

Drift Time 法ではスタート信号を得るためにもう一つ検出器が必要な上、2つのうちどちらかは透過型である必要がある、

Backgammon 法では、電極が大きく、中性子照射によってバックグラウンド源になる可能性がある、

Multi Wire 法は他の手法との組み合わせを考えると有効であるが、位置分解能に原理的な限界があり、測定回路が複雑になる、

など、の問題があり、これらは対象から除外した。

それに対して、Charge Division 法と Drift Chamber 法は

Charge Division 法はノイズが大きいものの、他の手法との組み合わせが容易である、しかも、検出器自体も単純な構造で測定回路が簡単である。

Drift Chamber 法は Anode 部分に他の手法を導入することによって、バリエーションが可能である、またこれに用いるグリッド電離箱は1~2%とかなりの高いエネルギー分解能を持っている [18]、

などの点で、本研究に有効であると考えられる。

これらのことから、1次元の位置検出法としては Charge Division 法と Drift Chamber 法の2種類を選択する。

4-3 2次元位置検出法の検討

次にこれらの方法を組み合わせて、2次元の位置敏感型カウンターの構成を考える。組み合わせの方法としては、上にあげた2手法の組み合わせ方としては

- ・2軸とも Charge Division 法
- ・2軸とも Drift Chamber 法
- ・Charge Division 法と Drift Chamber 法で1軸ずつ

が考えられる。2軸とも同じ手法を用いる場合、2つの検出器を90度ずらして配置したような構造になり、一方の検出器でコンバートして信号を取り出し、残りの検出器にも信号を生成させる必要があるため、有効領域は検出器全体の半分にしかならない。また、エネルギー測定が2つの検出器にわたるため、誤差も大きくなる心配がある。

一方、Charge Division 法と Drift Chamber 法の2手法を組み合わせる場合は、Drift Chamber 法のアノード部分を位置敏感型ワイヤに変更すれば、2手法を組み合わせたことが可能となる。この時、有効領域はカソードグリッド間全体となり、検出器の体積内を有効に利用できる。そこで、本研究では Charge Division 法と Drift Chamber 法の2手法を組み合わせて、2次元位置敏感カウンターを構成することにする。

[検出器の構造]

Fig.4-6 に2手法を組み合わせたときの検出器の構造を示す。

基本的にはグリッド電離箱のアノード電極をワイヤ状に変更したものであるが、中性子の入射方向を電極に平行としている。位置情報は、上下方向については cathode-grid 間の Drift Chamber 法で、横方向についてはアノードワイヤについての charge division 法で得る。粒子のエネルギーはアノード信号の大きさから知ることができる。

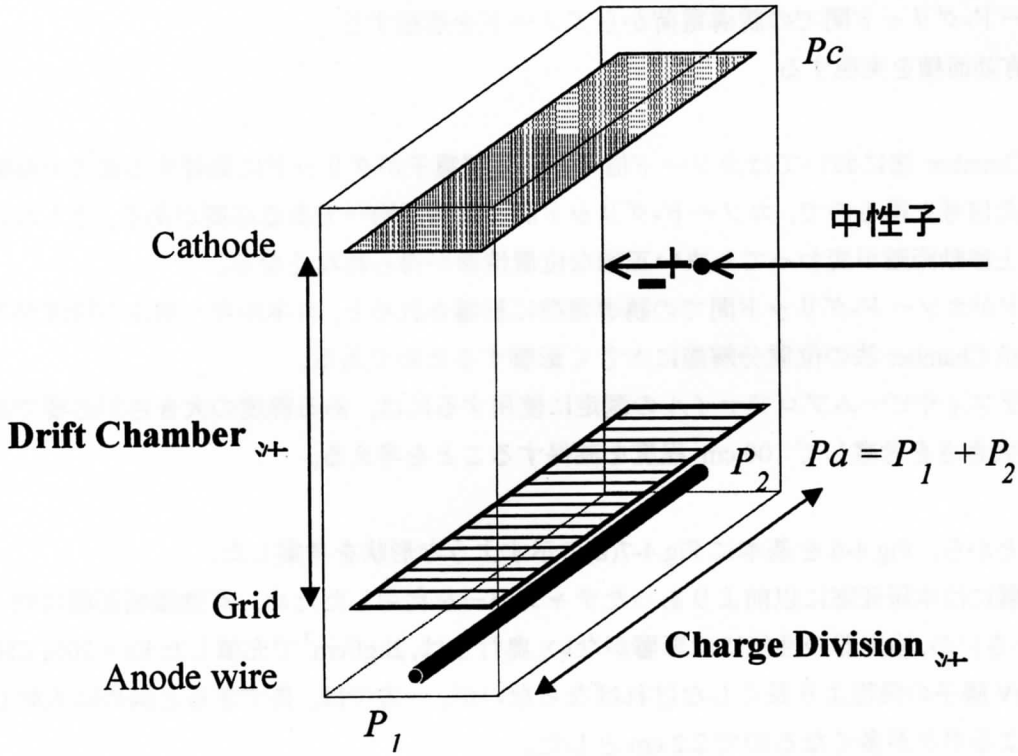


Fig.4-6 検出器の構造

4-3 位置検出法の実験による確認

前節で述べたように、本研究では Drift chamber 法と Charge division 法を組み合わせ、二次元の位置敏感型カウンターを構成する。これらの方法は単独ではよく用いられているが、組み合わせた形での例はほとんど無く、まず、それぞれ単独で動作を確認しておくことにした。

そのために、それぞれの手法を用いた 1 次元ガスカウンターを設計製作し、動作特性やそれぞれの問題点などを把握した。それらを通して、両手法によって、位置情報が正しく得られることを確認した。それらの詳細は文献に述べられているので、ここでは省略する。

4-4 2次元検出器の作成

4-4-1 本体構造

2次元位置敏感型検出器には以下の3つの条件を満たすことが必要である。

- 1) 有効領域で均一な電場を形成する
- 2) カソード-グリッド間での誘導電荷からアノードを遮蔽する
- 3) 広い有効面積を実現する

1)は Drift Chamber 法においてはカソード信号から電離電子がグリッドに到着するまでの移動距離に応じた信号を得るので、カソード-グリッド間で電場が均一である必要がある。さもないと、見かけ上移動距離が変わってしまい正確な位置情報が得られなくなる。

2)はアノードがカソード-グリッド間での誘導電荷に影響されると、エネルギー測定の精度が下がり、Drift Chamber 法の位置分解能に大きく影響するためである。

3)ラジオグラフィやビームプロファイルの測定に使用するには、ある程度の大きさが必要である。IP の大きさを考慮して 100 cm²程度を確保することを考える。

以上のことから、Fig.4-6 を基本に Fig.4-7(a)の示すような形状を考案した。

この試作器には本研究室に以前よりあったチャンバーを利用したため、有効領域面積は約 7 × 7 cm² と小さいが、検出器の性能には影響がない。奥行きは、2kgf/cm² で充填した Kr + 20% CH₄ 中での 1 MeV 陽子の飛程より長くしなければならないが、一方では、長すぎると斜めに入射した中性子によるボケが多くなるので 2.2 cm とした。

電極間距離に対して電極面積が小さいため、カソード-グリッド間の電界を均一にするために、カソード-グリッド間にその中間の電圧を印加して電場を整形するシェーピングリングを 1 cm 間隔で 6 枚加えた。さらにアノードをチャンバー壁と隣接させるとチャンバーが円筒形のためアノード周辺での電場が不均一となって、電荷収集やガス増倍に影響してエネルギー情報が歪むことが考えられるため、アノードとチャンバー壁の間にシールドと呼ぶ電極を挿入した。

また、アノードは大きさの制限からさらにワイヤが短くなって Charge division 法による位置分解能が下がるため、Fig.4-7(b)の梯子型を用いることとした。

構造の詳細は、次節に述べる。

4-4-2 有効領域での電場の計算

上述の電解一様性を確認するために、検出器内の電場を計算するプログラムを作成し、計算を行った。

[プログラムの概要]

時間に依存しない電場を記述する Maxwell の方程式は

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = 0$$

で与えられる。第 2 式、すなわち「渦なし」の条件より電場は静電ポテンシ

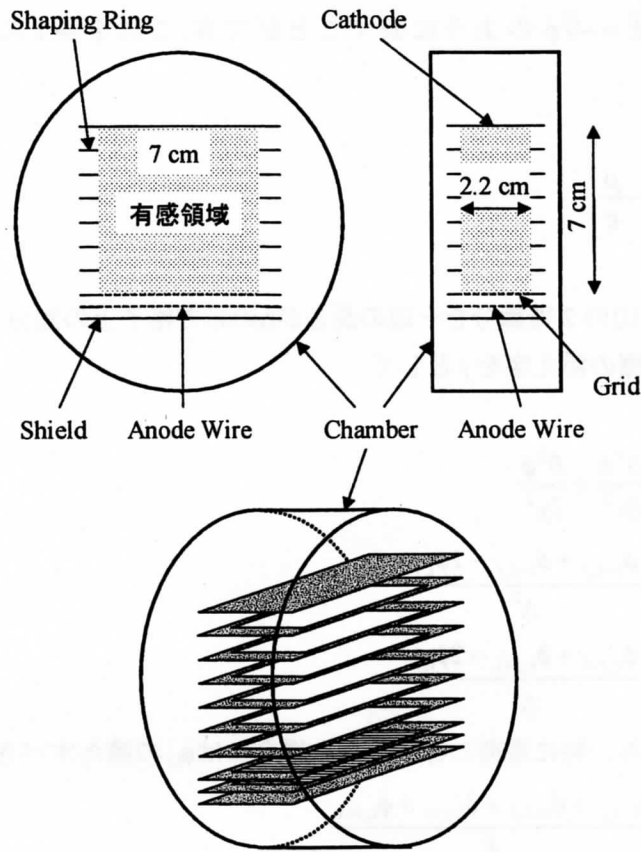


Fig.4-7(a) 検出器の概略図

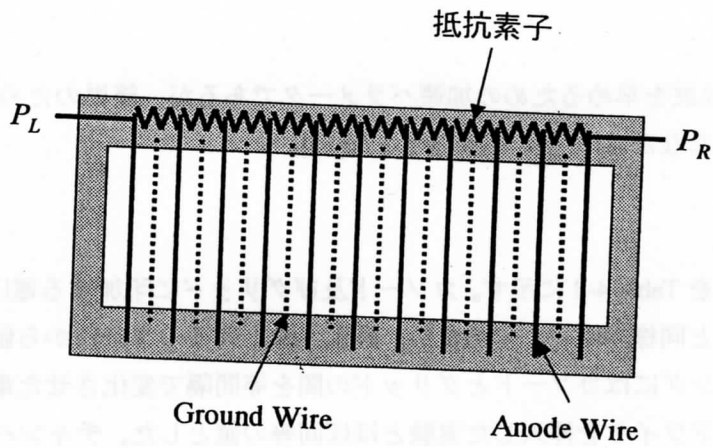


Fig.4-7(b) 梯子型アノードワイヤ

ポテンシャル ϕ の勾配によって $\vec{E} = -\vec{\nabla}\phi$ のように表すことができ、これを第1式に代入すると、Laplace-Poisson 方程式

$$\nabla^2\phi = -\frac{\rho}{\epsilon}$$

を得る。2次元の場合、左辺の2階微分を一边の長さが Δ の正方格子上的差分で置き換えると、 x 座標の添え字を i 、 y 座標の添え字を j として

$$\begin{aligned}\nabla^2\phi &= \frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial y^2} \\ \frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} &\sim \frac{\phi_{i-1,j} + \phi_{i+1,j} - 2\phi_{i,j}}{\Delta^2} \\ \frac{\partial^2\phi}{\partial y^2} &\sim \frac{\phi_{i,j-1} + \phi_{i,j+1} - 2\phi_{i,j}}{\Delta^2}\end{aligned}$$

のようにかける。これから、特に電荷の存在しない場合には $\phi_{i,j}$ の満たすべき方程式は

$$\phi_{i,j} = \frac{\phi_{i-1,j} + \phi_{i+1,j} + \phi_{i,j-1} + \phi_{i,j+1}}{4}$$

となる。つまり、各格子点でのポテンシャルの値が、その周辺の4点ポテンシャルの値の平均になる。この方程式は、Relaxation 法と呼ばれる反復法によって解くことができる。すなわち、 k 回目の反復で得られたポテンシャルの値を使い、 $k+1$ 回目の値を計算するために、

$$\phi_{i,j}^{k+1} = \phi_{i,j}^k + \beta \left(\frac{\phi_{i-1,j}^k + \phi_{i+1,j}^k + \phi_{i,j-1}^k + \phi_{i,j+1}^k}{4} - \phi_{i,j}^k \right)$$

とする。ここで β は収束を早めるための加速パラメータであるが、簡単のために $\beta = 1$ に選び、解の収束をチェックしながら十分に反復を行った[20]。

[計算結果]

各電極の印加電圧を Table 4-2 に示す。カソード及びグリッドに印加する電圧に関しては、従来のグリッド電離箱と同様の電場にするため、評価実験と同様の2条件から値を決定した。また、シェーピングリングにはカソードとグリッドの間を等間隔で変化させた電圧、アノードワイヤには、グラウンドワイヤを挿入した実験とほぼ同等の値とした。チャンバーは接地されているものとし、シールドに関しては、チャンバー壁と同様に0Vとし、グラウンドレベルとの電場を一様に近づけた。また、グラウンドワイヤの効果を評価するため、グラウンドワイヤのみを取り除いた形状についても計算を行った。

計算結果の等電位面と y 方向に沿った電位変化を Fig.4-8 (a), (b), (c)に示す。シェーピングリングが無い場合は等電位面が曲線を描き、電場が均一でない。しかも、有効領域中で勾配の反転がおこり、信号が得られない場合も予想される。しかし、シェーピングリングをつけることによって、等電位面が有効領域内で十分平行となり、y 方向の電位変化の傾きも一様でかつ位置によらない、つまり、電場が均一になっている。

グリッド面と交差する等電位線が見られないことから、カソード-グリッド間とグリッド-シールド間の電場はお互いに遮蔽されていると考えられる。

Table 4-1 印加電圧

図番号	印加電圧 [V]					
	Cathode	Shaping Ring	Grid	Anode Wire	Ground Wire	Shield
(a)	-3000	—	-1100	1500	0	0
(b)		-1371~-2728				
(c)		—			—	



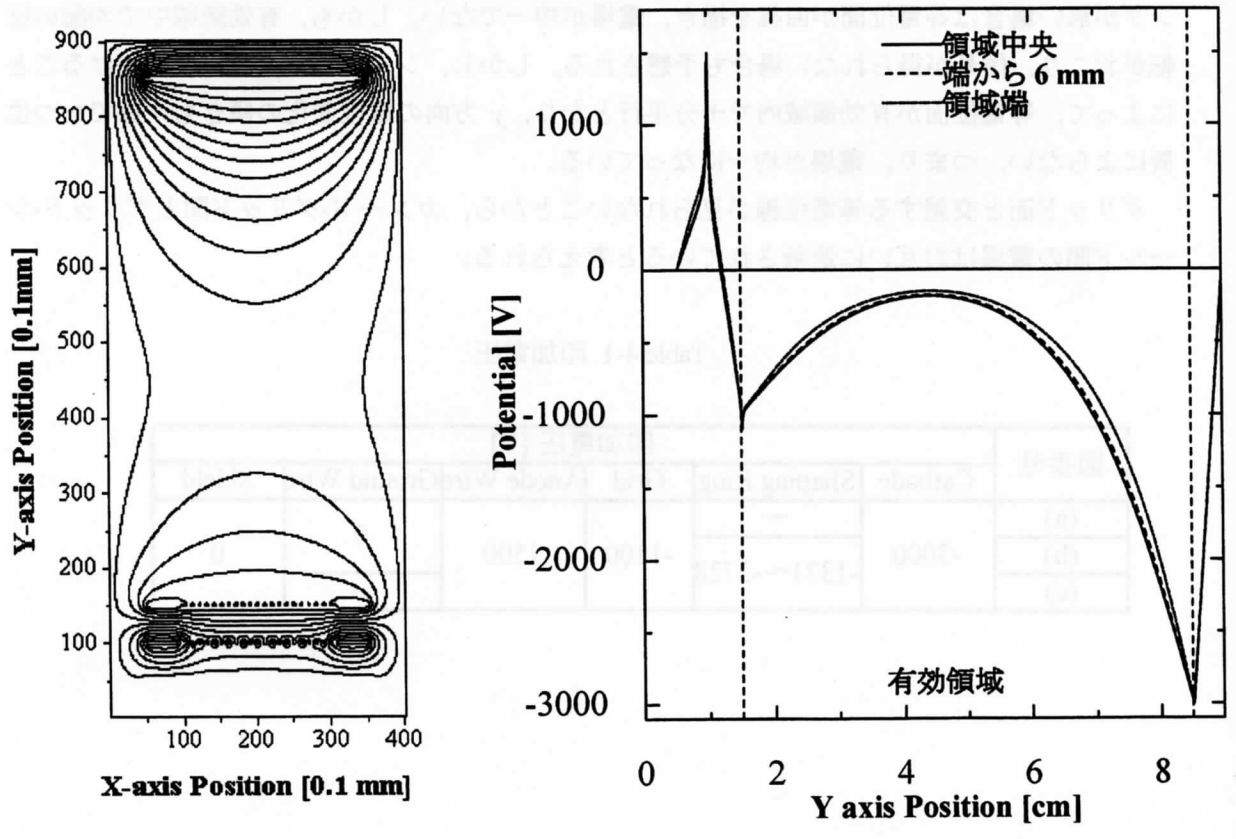


Fig.4-8(a) 検出器内等電位面 (シェーピングリング無)

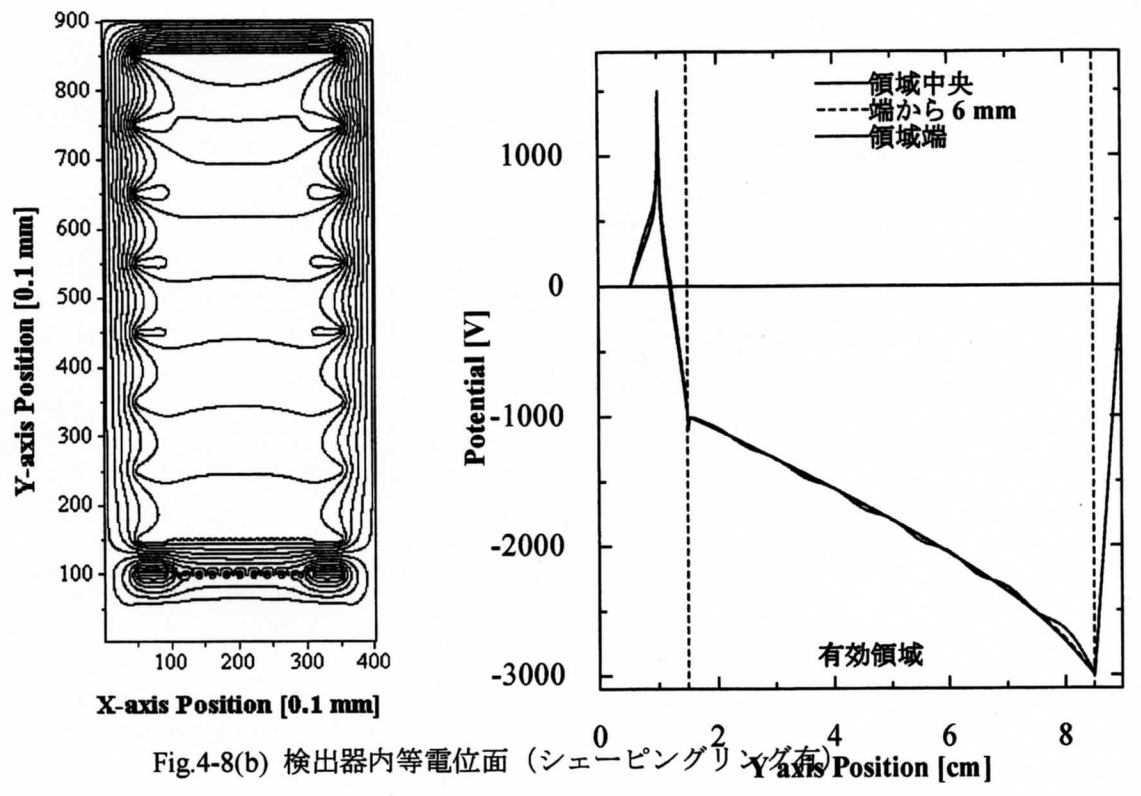


Fig.4-8(b) 検出器内等電位面 (シェーピングリング有)

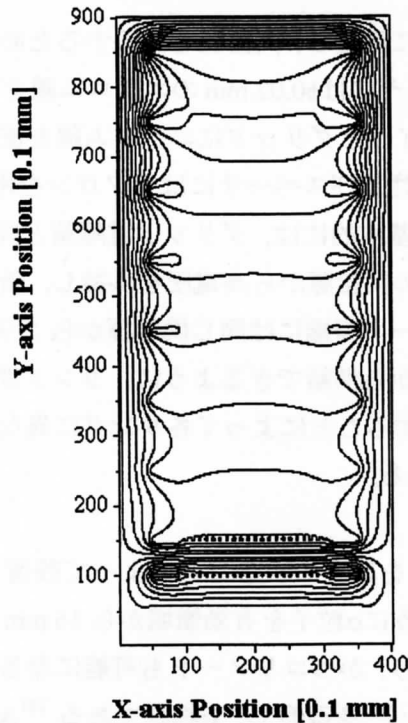


Fig.4-8(c) 検出器内等電位面 (グラウンドワイヤ無)

グラウンドワイヤがある場合は、アノードワイヤ近傍に非常に密に等電位面が見られるが、ない場合は電極が平板の場合とほぼ同じような等電位線となっている。従って、グラウンドワイヤが無い状態では電場が小さいために増倍が起きない場合もあることが確認される。

以上の結果より、シェーピングリングの挿入によりカソード-グリッド間の電場が正しく整形されたことがわかった。

4-5 動作試験と結果

これまでの評価実験及び電場計算から Fig.4- 7 に示した検出器を用いて、中性子のプロファイルを得ることが可能であると判断できる。そこで、検出器を製作し動作試験を行った。試験にはこれまで同様、単色の α 粒子を用いた。

[検出器の詳細と実験条件]

電極等の部品を Fig.4-9 に、それらを組み立てた検出器を Fig.4-10, 11 示す。カソード、シェーピングリング、シールドの各電極には厚さ 0.5 mm のアルミニウム板を用いた。グリッド及びアノードにはガラスエポキシを母材としたプリント基盤を用いた。アノードにプリント基盤を用いた理由は、アノードワイヤとグラウンドワイヤが接触してはならない上に、アノードワイヤ同士は抵抗を挟んで接触しなければならないためである。グリッドの場合も、半田を使った制作の過程で、一度固定したワイヤが他のワイヤを張る際の半田の熱でゆるんでしまうのを避

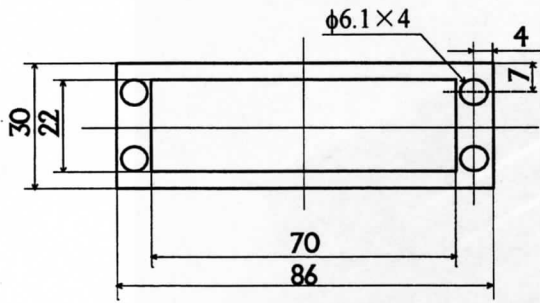
けるためである。

アノードワイヤ間の抵抗は狭い空間に固定し、高抵抗を確保するため $1.5\text{ k}\Omega$ のチップ抵抗を用いた。アノードワイヤとグランドワイヤには $\phi 0.02\text{ mm}$ のニクロム線を、グリッドには $\phi 0.1\text{ mm}$ のニクロム線を使用した。グランドワイヤとグリッドにニクロム線を使用したのは便宜上の理由である。各電極間の絶縁のための支柱及びスペーサにはテフロンを用いた。

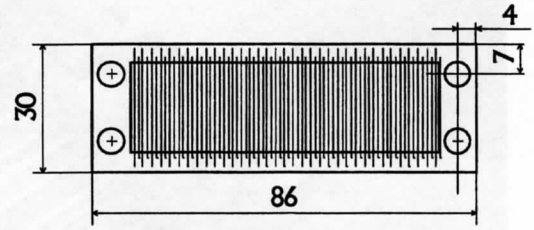
検出器配線図を Fig.4-12(a) に示す。基本的には、グリッド電離箱と同様にカソード、グリッド、アノードの3電極にはそれぞれ別の供給源から高電圧を供給し、新たにシェーピングリングに高電圧を供給する形とした。アノード両端には同じ供給源から2系統に分けて供給した。シェーピングリングには1つの供給源から供給できるように、リング間を $10\text{ k}\Omega$ の抵抗でつなぎ、最後に $40\text{ k}\Omega$ の抵抗を介して接地することによって各リングに異なる電圧を供給した。それぞれの印加電圧を Table 4-3 にまとめる。

測定回路は Fig.4-12(b) に示す。

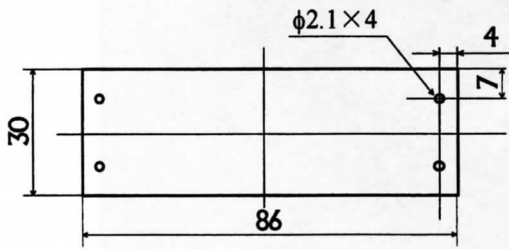
ガスはこれまで同様、チャンバー内を真空にすることによって残留ガスを取り除き、 $\text{Kr} + 20\% \text{CH}_4$ を充填したが、Fig.4-13のように α 粒子を有効領域から 16 mm 離れた外部から入射させるため飛程が有効領域に僅かにかかり、かつコリメートも可能になるように 1.5 kgf/cm^2 の圧力で充填した。以前からあったチャンバーを改良し、 α 線源である ^{241}Am は開放することなく外部から位置変えできるようにした。実際には Fig.4-14 に示す位置に α 線源を移動させ実験を行った。



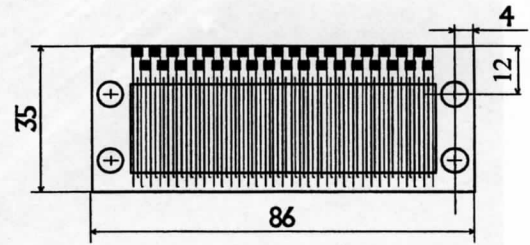
(a) シェーピングリング



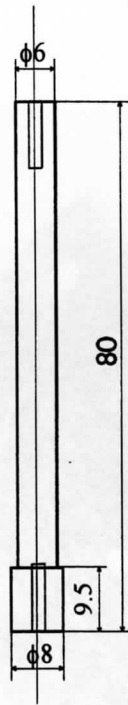
(c) グリッド



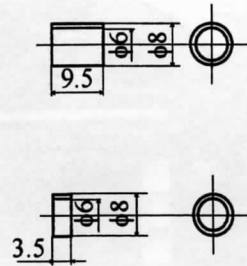
(b) カソード&シールド



(d) アノード



(e) 支柱



(f) スペーサ

Fig.4-9 検出器部品図

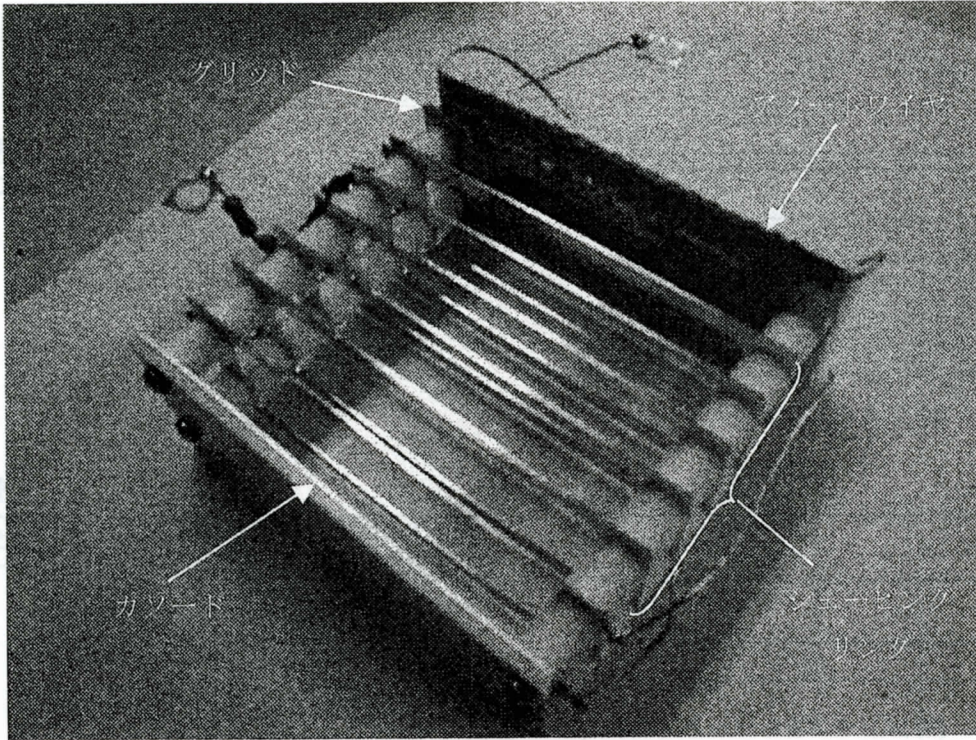


Fig.4-10 検出器全体像

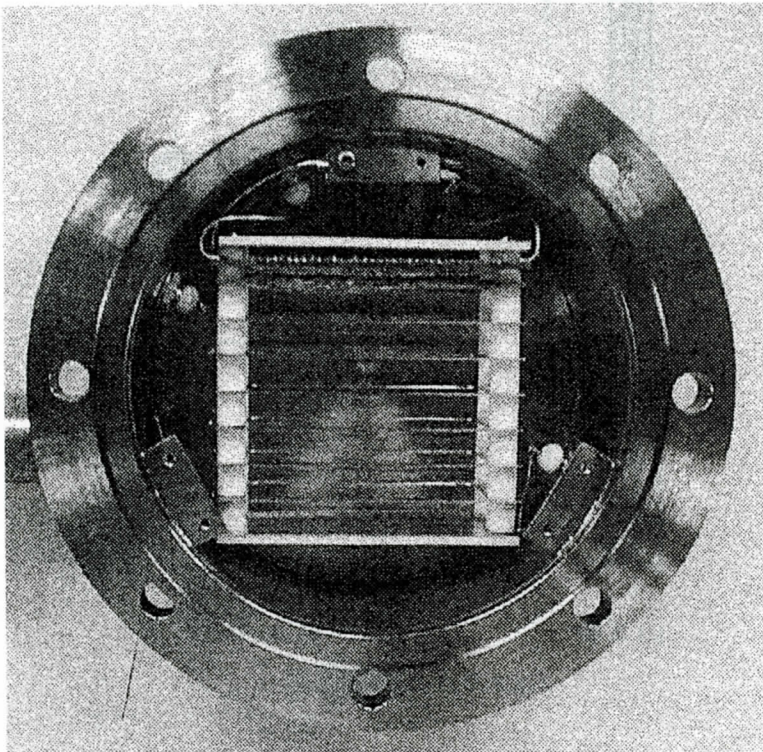


Fig.4-11 検出器組み込み図

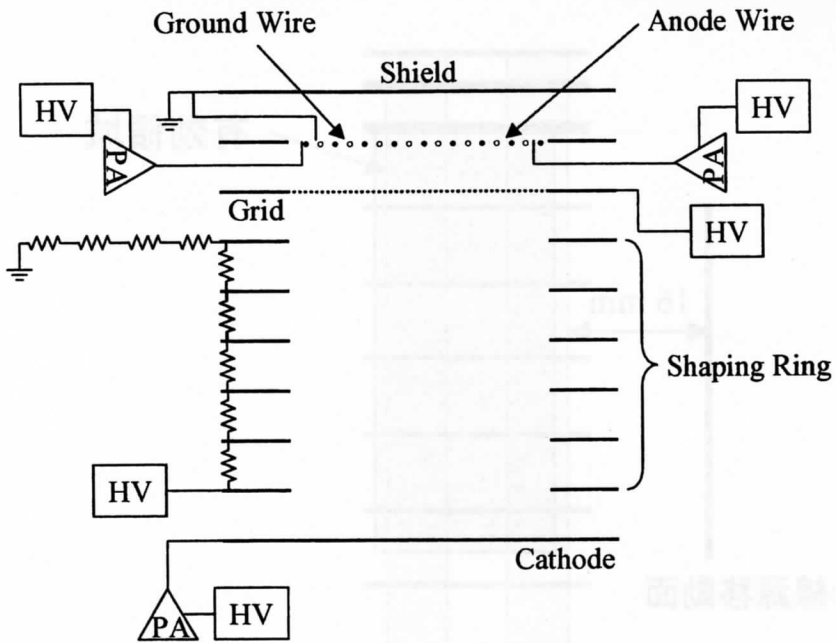


Fig.4-12(a) 配線図

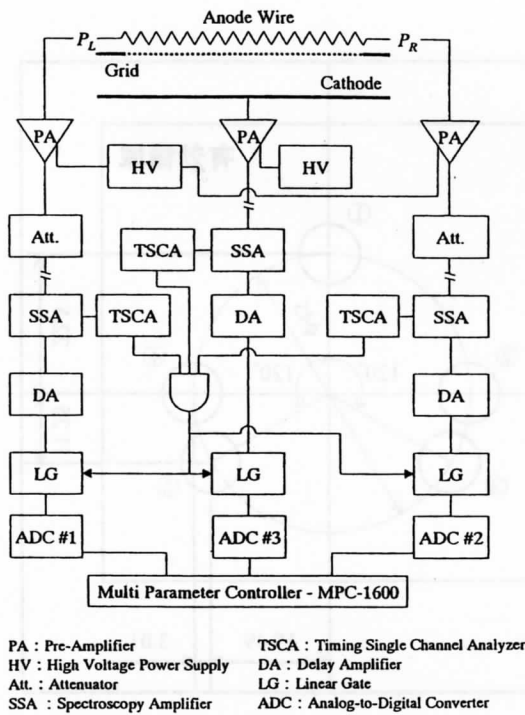


Fig.4-12(b) 測定用電子回路図

Table 4-3 印加電圧

電極	カソード	グリッド	アノードワイヤ	グランドワイヤ	シェーピングリング1段目
電圧 [V]	-2500	-750	800	0	-2250

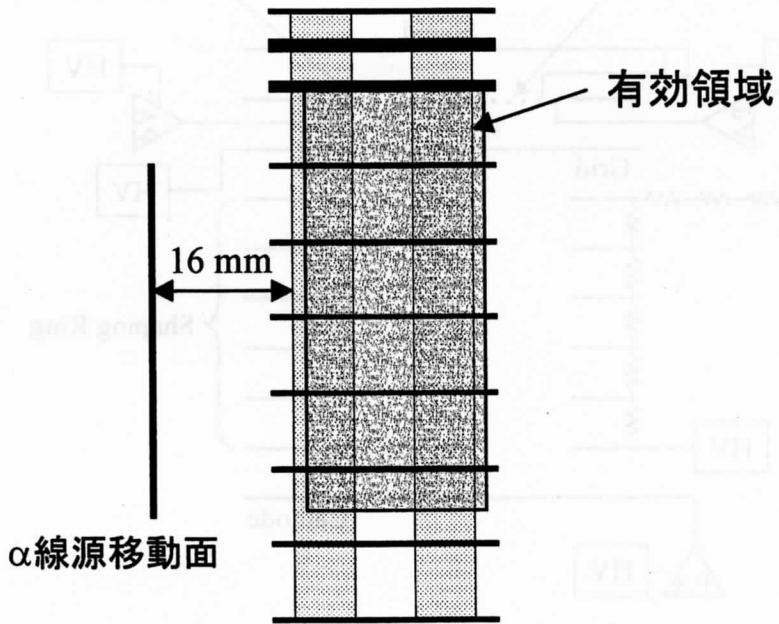


Fig.4-13 α線源移動面

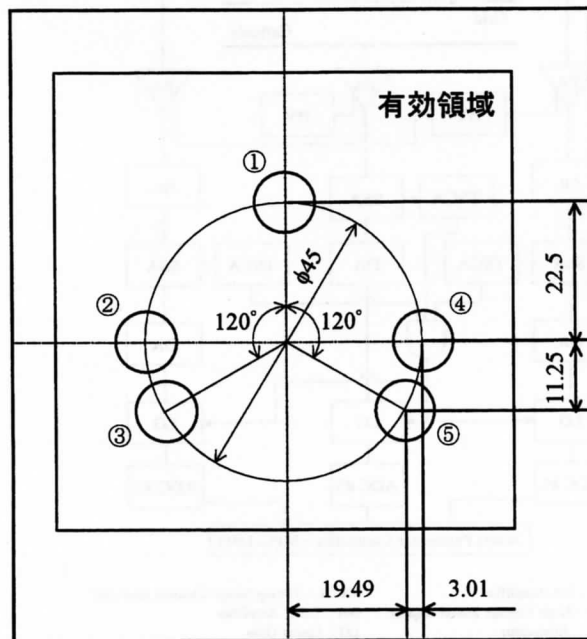


Fig.4-14 α線源の位置

[結果及び考察]

Fig.4-13 の①と③の位置に α 線源がある時の2次元プロットを Fig.4-15 (a), (b)に示す。これらから、各 α 線源位置でのアノード波高の比を求め Fig.4-16 に示す。どちらの図からも位置の違いを認識できる。Charge Division 法で位置を検出する軸方向には、②③,④⑤では α 線源は約3 mm しか移動していない。それでも、Fig.4-16 ではこの違いを認識できる。つまり、少なくとも何番目のアノードワイヤに信号が生成されたかは検出できることになる。よって位置分解能は最低で2 mm は達成できたと考えられる。

また、 α 粒子を Fig.4-13 のように入射させたため、Fig.4-17 のように中性子による反跳陽子に似た入射状態となり入射エネルギーは0~1.6 MeV となる。そこで、エネルギーの高い事象のみで波高の比をとった結果を Fig.4-18 に示す。数が少ないためばらつきが大きいのが明らかにピークの幅が狭くなっている。よって、エネルギー選別によるコンバート時のボケの補正は有効であることがわかる。補正の有無に限らず比が大きい場合の方が、位置の変化に対して低感度であるのは、Fig.4-11 からわかるように検出部がチャンバー内で左にずれているため、右(つまり比の値が大きい側)では、有効領域の端に近く、これ以上外側に信号が出なかったと考えられる。

Drift Chamber 法においてはカソード信号とアノード信号の関係から位置を求めるが、アノードでは増倍が起きているため、較正を行わないとカソードとアノードの信号の関係が正確には求められない。しかし、今回は α 粒子が有効領域内では単色でなくなってしまったためか、また絶縁が不完全だったためかカソードの信号が小さいため S/N が悪く、較正が行えなかった。そこで、上記と同様にアノード信号からエネルギーの高い事象のみを選別してエネルギーが一定と見なし、カソードスペクトルそのものを位置情報とした。結果を Fig.4-19 に示す。実際の距離とは直線性が崩れてはいるが、明らかに位置による信号の差が出ている。さらに、②④, ③⑤についてはほぼ一致している。つまり、少なくとも左右の位置の違いによる Drift Chamber 法への影響は無いことになる。

以上のことにより、今回の検出器で Charge Division 法と Drift Chamber 法を用いて2次元の位置情報を得ることができることがわかった。そこで、上記の情報を2次元プロファイルにするための処理を行った。縦軸にカソードスペクトルを、横軸に波高の比のスペクトルをとって2次元プロットを描画することによって2次元プロファイルを得た。結果を Fig.4-20 (a), (b)に示す。(a)はエネルギー選別によるボケの補正を行わなかったもの、(b)は補正を行ったものである。補正を行わないと広がってしまっていて②③,④⑤は区別がつかないが、補正を行うと明確に区別できる。また、その位置は多少のズレはあるものの α 線源の位置を再現している。実際の位置とのずれは、ノイズによるもの、電場の乱れ、などが考えられる。しかし横軸の違いでは影響を受けないので正確に位置の較正を行えばこの補正は可能であると考えられる。

以上、今回の検出器によって2次元プロファイルが取得可能であることを確認した。

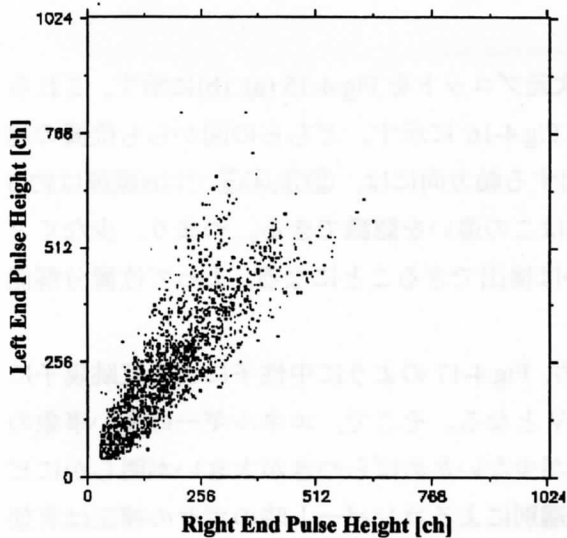


Fig.4-15(a) 2次元プロット(①の時)

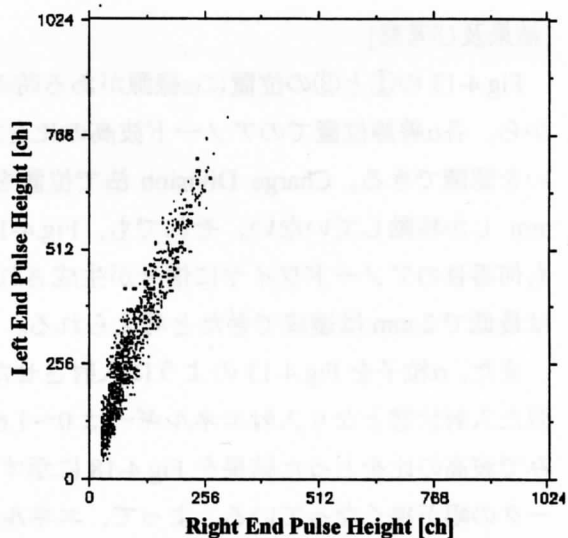


Fig.4-15 (b) 2次元プロット(③の時)

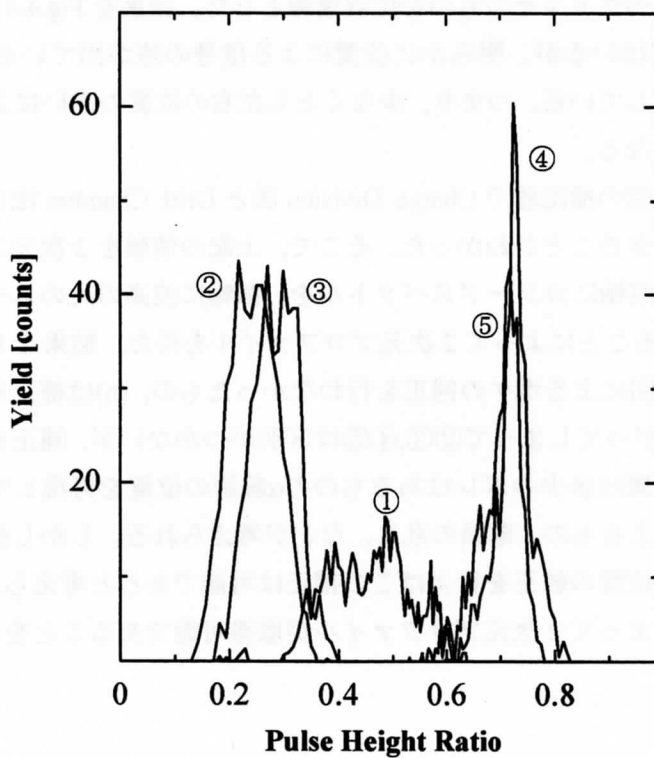


Fig.4-16 アノード波高の比(補正無し)

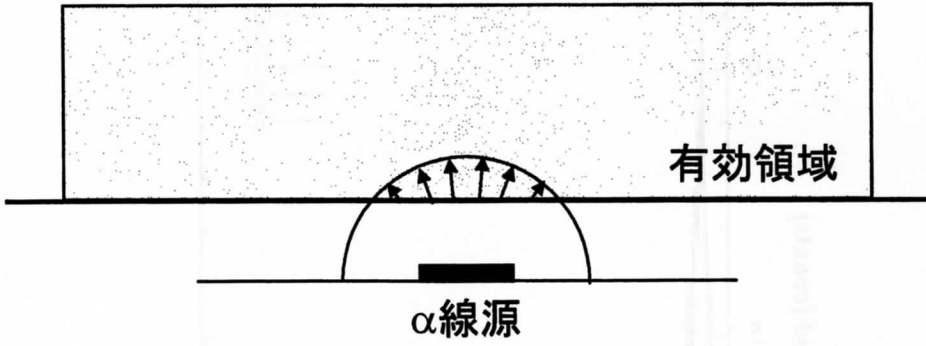


Fig.4-17 有効領域への入射形状

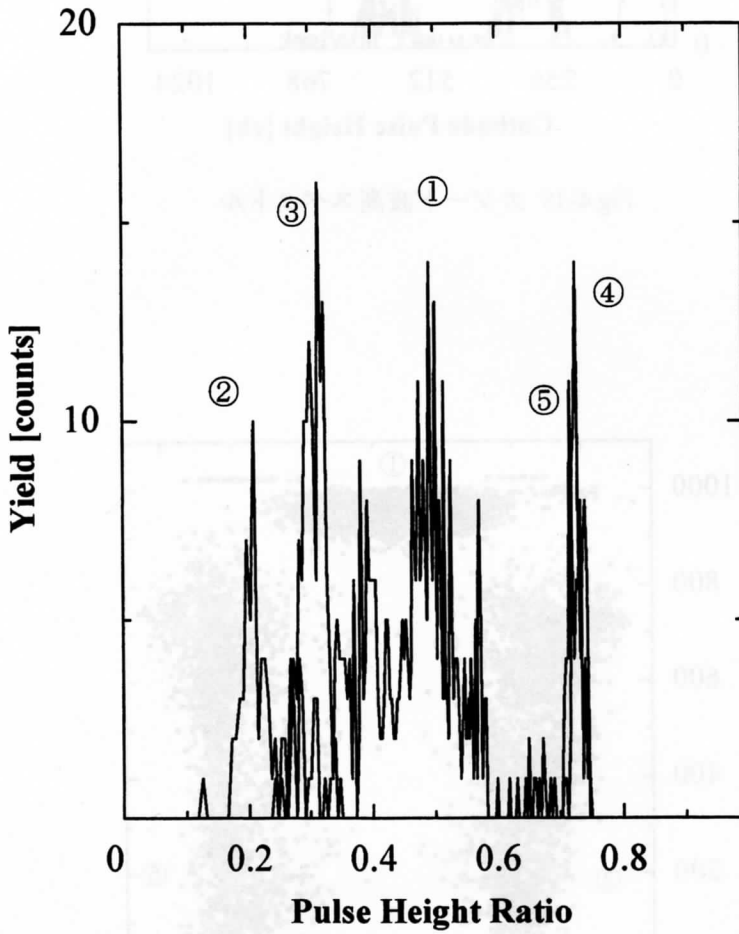


Fig.4-18 アノード波高の比(補正あり)

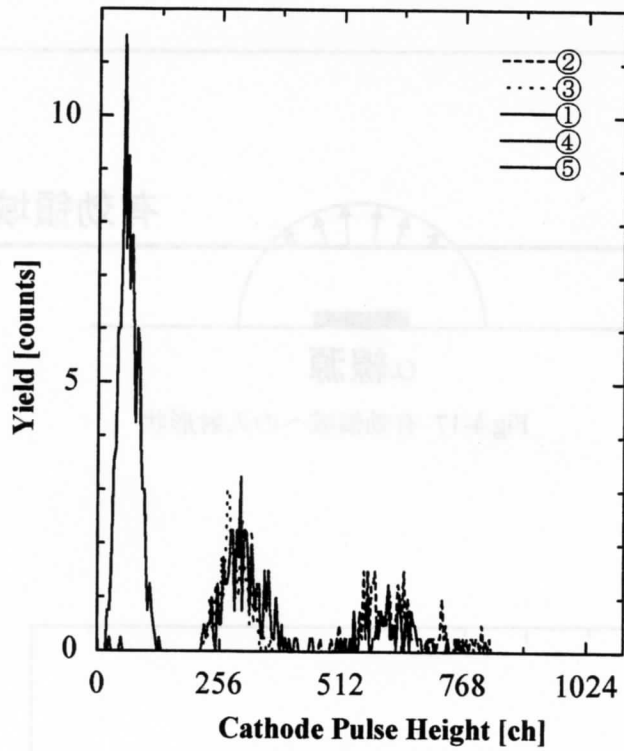


Fig.4-19 カソード波高スペクトル

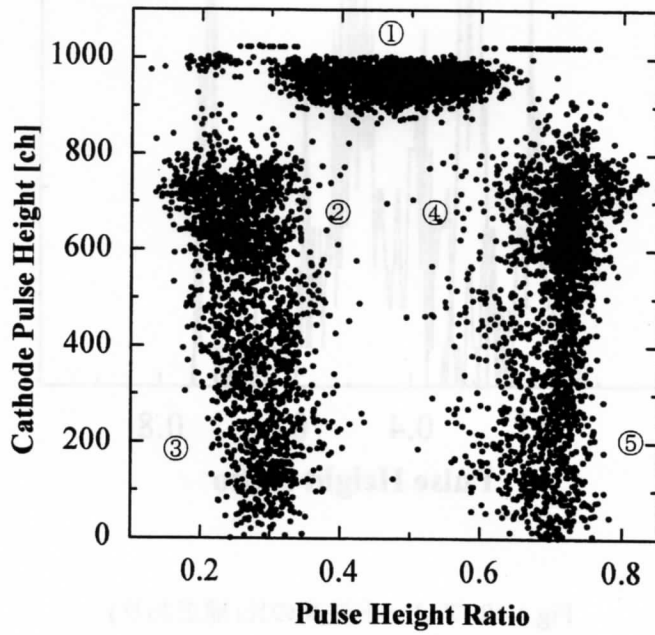


Fig.4-20 (a) 2次元プロファイル(補正無し)

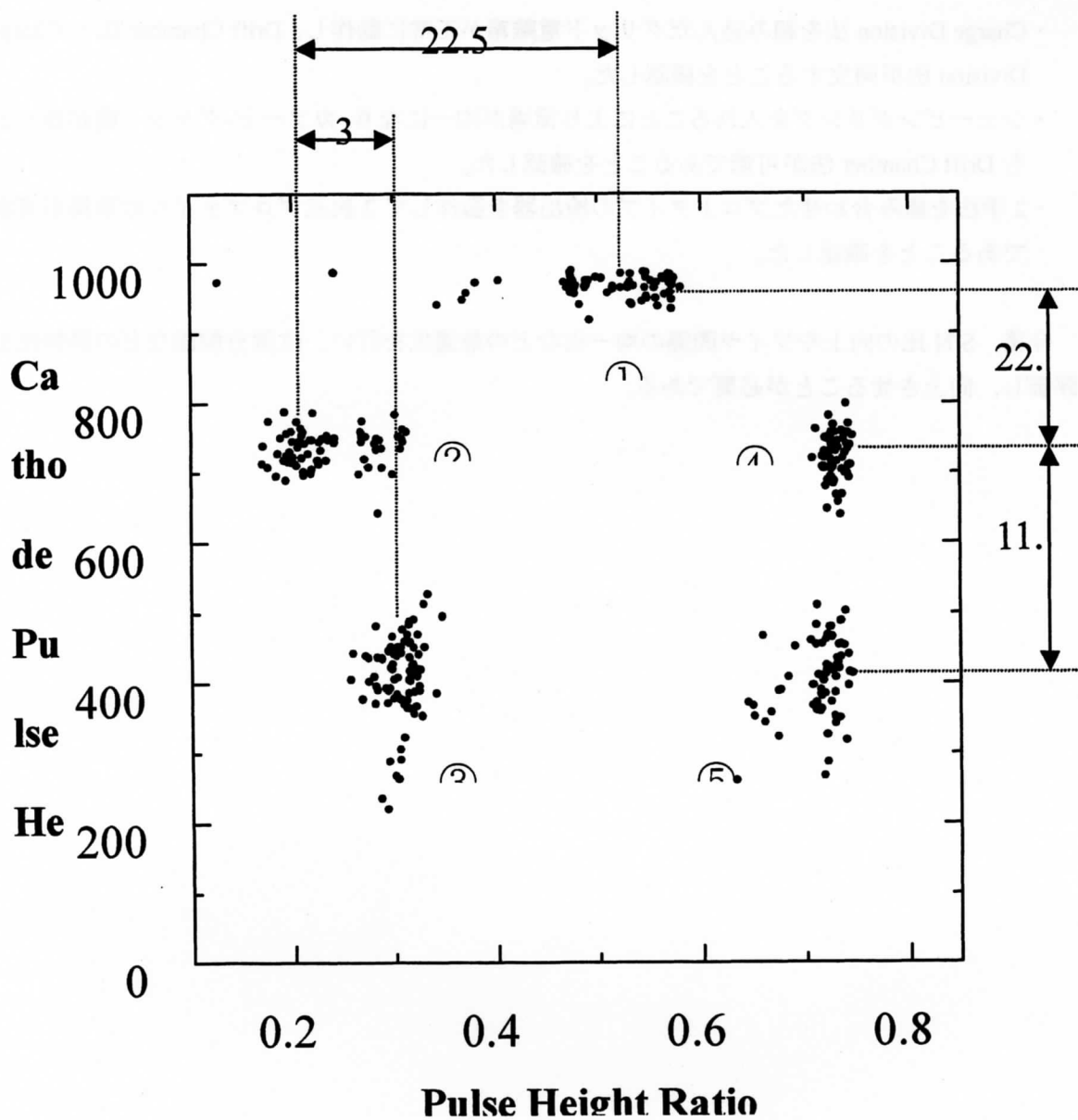


Fig.4-20 (b) 2次元プロファイル(補正あり)

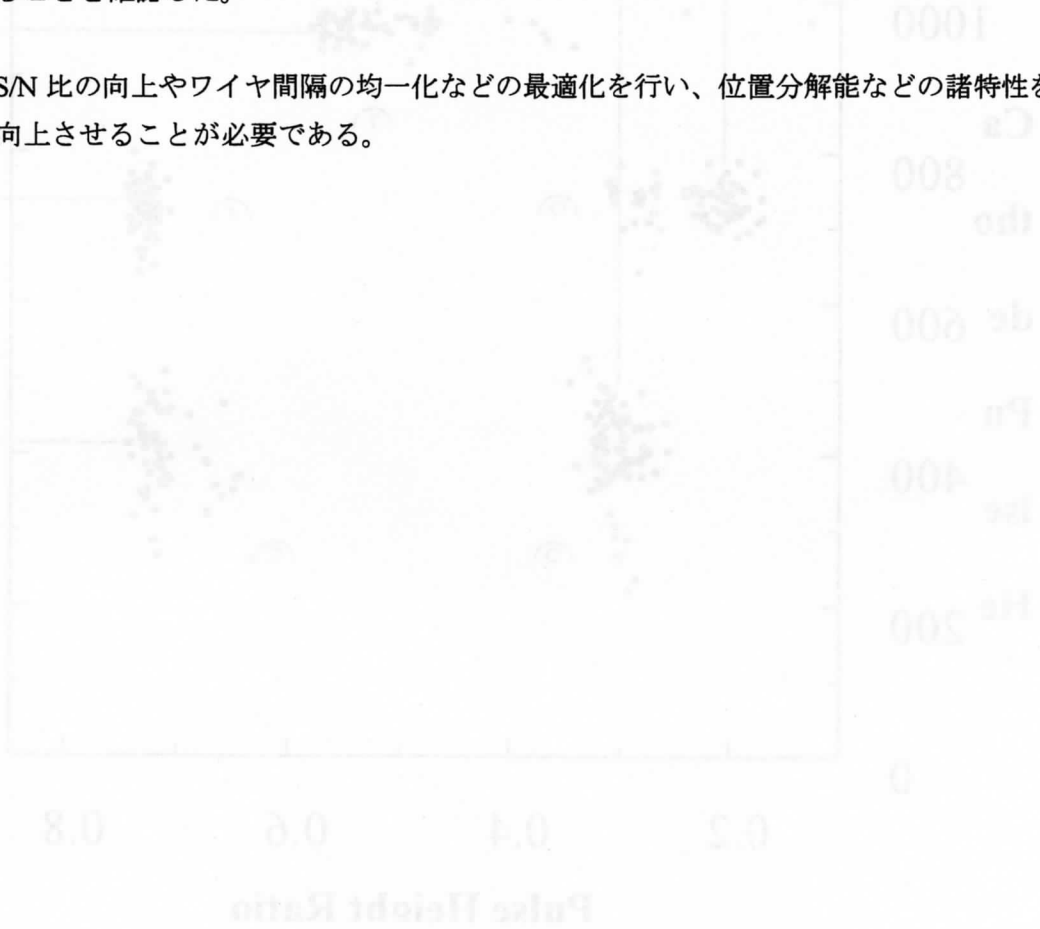
4-6 まとめ

Drift Chamber 法と Charge Division 法を選択し、これらを組み合わせた 2 次元位置敏感型検出器を設計、試作した。その結果、以下のような成果を得た。

- ・ Drift Chamber 法及び Charge Division 法が高速中性子に対して、位置応答を持つことを確認した。

- Charge Division 法を組み込んだグリッド電離箱が正常に動作し, Drift Chamber 法と Charge Division 法が両立することを確認した。
- シェーピングリングを入れることにより電場が均一になり, カソード-グリッド間が長くとも Drift Chamber 法が可能であることを確認した。
- 2手法を組み合わせたプロトタイプを検出器を製作して2次元プロファイルの取得が可能であることを確認した。

今後, S/N 比の向上やワイヤ間隔の均一化などの最適化を行い, 位置分解能などの諸特性を評価し, 向上させることが必要である。



第5章 高速中性子画像における歪みとコントラストに関する検討

5-1 概要

第3章において、IP-CH2によって得られた画像に歪みがあり、コントラストにも改善の余地があることを指摘した。一方、第4章で述べたカウンターによるイメージは散乱中性子やガンマ線による低波高成分を除去することによってこれらを改善できることを示したが、実験セットアップの工夫などによってこれらをあらかじめ低減することが可能であれば、非常に有効であろう。

本章では、画像の歪みと十分でないコントラストの原因を調べ、その改善のために行った方策を述べる。画像の歪みは主としてサンプルで散乱された中性子によること、それらはサンプルとIP-CH2間距離をある程度とることによって大幅に減らせることが分かった。また、コントラストについてはそれを制限する原因の1つはガンマ線バックグラウンドにあり、ターゲットとIP-CH2検出器周辺の遮蔽、コリメーションには中性子照射に伴ってガンマ線を放出しにくい核種を用いるべきことが明らかになった。これらの施策はカウンターの使用と相まって画質を大幅に改善するのに有効と考えられる。

現在までのところ、最も良い結果の得られている5 MeV中性子に対する典型的な結果を示して考察を加える。実験は第3章と同じセットアップで行ったものであるが、原因を明らかにするために有利と考えられるステップ状サンプルを用いている。

5MeV中性子源はD(d,n)反応で、重陽子ビームをD₂ガスセルターゲットに入射させて中性子を発生させている。ガスセルはサイズが1cmφ×3cm、ガス圧が1.2atmであり、γ線の混入を低く押さえるためセルのビームストップには白金を使用している。中性子は15cm長さの銅コリメータによってコリメートされた後、ステップサンプルを通過しCH₂-IPに入射する。ステップサンプルは、プロファイルの質を考察しやすく各1cm厚のステンレスとアクリル材から構成されている。サンプルはCH₂-IPに近接して設置した。入射中性子強度と平行度を考慮してターゲットとCH₂-IP間の距離を~80cmとした。CH₂-IP位置における中性子束は $\sim 3.5 \times 10^4 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ であった[6]。

使用したIPはフジ写真フィルム社製X線タイプBAS-SRである。コンバータであるポリプロピレンフィルムは第3章の議論より反跳プロトンの飛程厚さが適当であるが、ここではサンプルで発生した陽子がIPに到達できないように飛程より厚めにした。5MeV中性子に対しては、反跳陽子の飛程が~0.35mmであり、使用したコンバータ厚は0.5mmである。

中性子プロファイル画像は1~2時間の照射によって得た。この実験体系において得られた画像からプロジェクトしたものをFig.5-1に示す。ステップサンプルの形状は再現できているものの、

- 1) サンプルの平らな部分でさえ画像にゆがみが生じており、また
- 2) コントラストは中性子の透過比から期待されほどは良くは無い。

5-2 画像ゆがみの原因と抑制

中性子透過画像は散乱することなくサンプルを透過した中性子を検出していることを前提とする。もし中性子がサンプル中で散乱し、その後検出器に入射すれば、それらは透過中性子による画像に重なるバックグラウンドとなる。

Fig.5-2 の例についてみると、この場合のゆがみはサンプル内で散乱された後に検出された中性子のために生じていると考えられる。Fig.5-2 は2段のステップサンプルに対するものであるが、透過画像形状の歪みは散乱中性子のサンプル中での走行距離で説明されることが分かる。この説明は吉井・小林らによる円柱サンプルに対するもの[21]と矛盾しない。

熱中性子の場合には、サンプル直前のコリメータなどによって散乱線の除去がなされているが[22]、高速中性子の場合、コリメータの設置はかえってガンマ線や散乱中性子などバックグラウンドを増加させ、有効ではない。その代わりにサンプルで散乱された中性子の密度が IP-CH2 内で小さくなるよう、IP-CH2 をサンプルから離すのが有効と考えられる。このことはモンテカルロコード MCNP[22]を用いた計算によっても実証された。その結果を Fig.5-3 に示す。サンプルと IP-CH2 間の距離が大きくなるとともに散乱中性子の寄与が減少し、像の歪みも小さくなることが分かる。

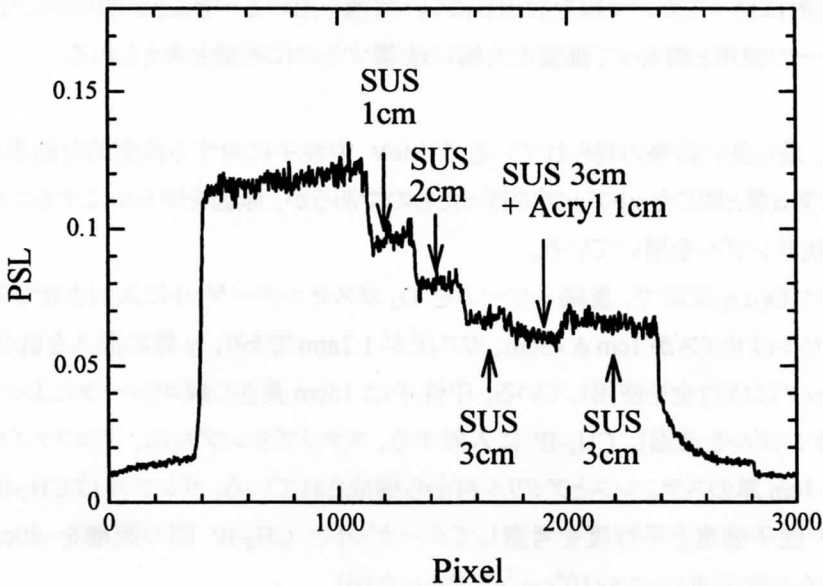


Fig.5-1: ステップサンプルに対する中性子ラジオグラフィ画像の歪み

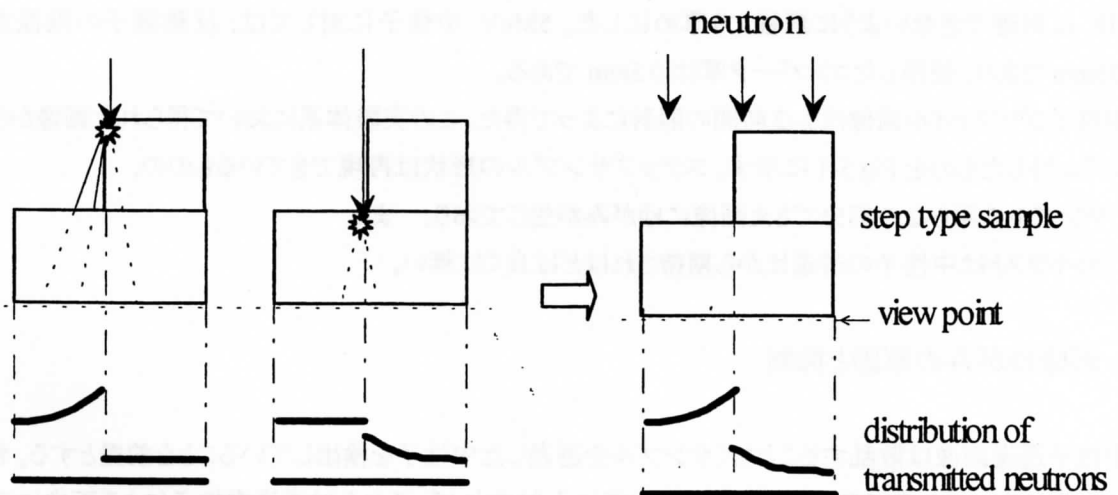


Fig.5-2: ステップサンプルにおける像の歪みと散乱中性子

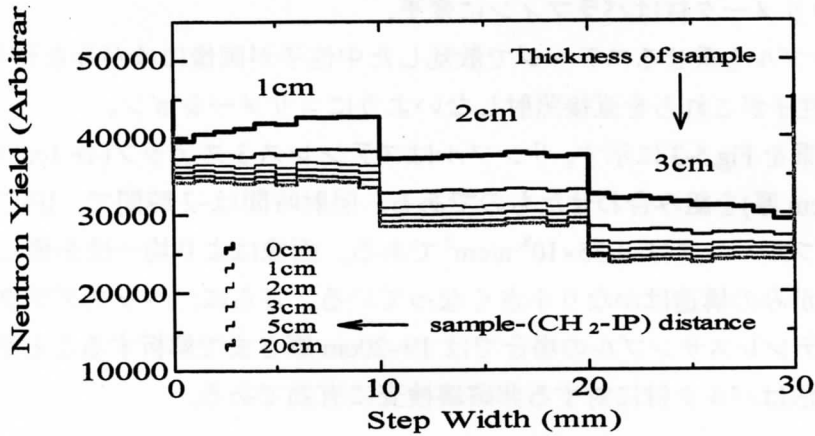


Fig.5-3 サンプル vs IP-CH2 間距離と散乱中性子の影響

5-3 コントラストの改善

第3章で述べたように IP-CH₂ から得られる画像の各ピクセルに対する放射線の量は PSL 値で表され、IP-CH₂ と裸の IP に対する PSL 値はそれぞれ $n+\gamma$ と γ の収量に相当する。プロファイルのコントラストは γ 線が増すにつれ中性子事象が埋もれていくために低下していくと考えられる。そのため、明瞭な画像を取得するには γ 線と中性子の比を小さくすることが重要である。

コントラストの改善のために次の2つの試みを行った。

- 1) 環境 γ 線を減らすため、ビーム入射側以外の IP-CH₂ の周りを鉛ブロックで遮蔽した場合、コントラストはむしろ低下した。これは遮蔽においた鉛が高速中性子照射によって非弾性散乱などを通じて多量の γ 線を発生するためと考えられる。
- 2) 次にコリメータ材について検討した。銅 (長さ 10cm) とパラフィン (長さ 30cm) からなるコリメータを用いた場合、 $(n+\gamma)/\gamma$ は 4.8 であった。一方、パラフィンのみのコリメータとした場合には 7.4 となり、むしろ γ 線の割合が小さくなった。この原因は中性子照射に伴うガンマ線生成率の違いにあると考えられる。すなわち、銅は $E_n > 4\text{MeV}$ 以上の中性子に対して効果的な遮蔽体であるが、中性子の非弾性散乱によって多くの γ 線が発生するため、ガンマ線感度の高い IP に対しては中性子遮蔽体としてよりはガンマ線バックグラウンド源として機能すると考えられる。この場合、この厚さのパラフィンのみでも中性子を十分に遮蔽することができたので、銅よりも良い S/N の結果になったといえる。以前の実験では γ 線生成断面積の大きい銅コリメータを使用していたため、コントラストが低かったものと考えられる。

5-4 改善された実験体系での結果とその検討

上記の結果から実験体系を次のように変更した。

- 1) サンプル-CH₂-IP 距離を~20cm に延長,
- 2) 中性子コリメータ材はパラフィンに変更,
- 3) 床やサンプルを乗せるステージで散乱した中性子が画像にゆがみを作らないよう、源中性子がこれらを直接照射しないようにコリメーション。

典型的な結果を Fig.5-3 に示す。サンプルはステンレス 3 ステップ(各 1cm 厚)とアクリル 1 ステップ(1cm 厚)を組み合わせたものである。照射時間は~2 時間で、IP-CH₂ 設置位置における中性子フルエンスは~ 1.35×10^8 n/cm² である。画像はより均一性を増し、以前の実験でみられたゆがみの構造はかなり小さくなっている。さらに、バックグラウンドレベルも改善され、ステンレスサンプルの場合では 19~20cm 厚さまで解析することができる。それゆえ、この手法はバルク材に対する非破壊検査に有効である。

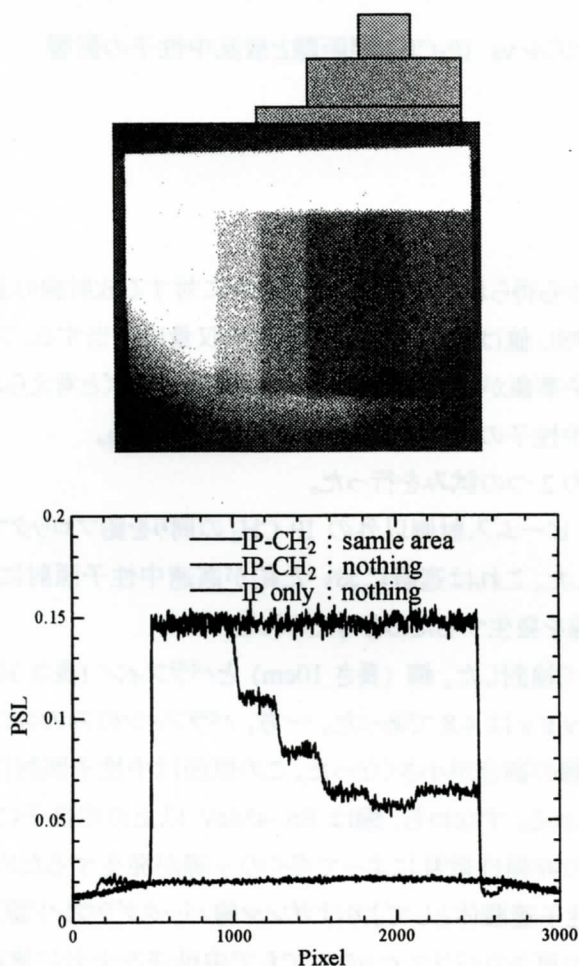


Fig.5-3: 改良された体系におけるステップサンプルに対する中性子透過イメージ

以上によって、画像の質は大幅に改善されたが、更なる改善のためには、散乱中性子や γ 線のイベントの除去が必要となる。IP-CH₂は a) 1MeV 以下の低エネルギー中性子には感度が無く[1]、また b) 粒子弁別などに重要となるエネルギー付与の情報を持たないため、放射性のサンプルなど強い γ 線バックグラウンドを伴うものには有効でない、といった本質的な問題をもっている。第4章で述べた二次元位置敏感型ガスカウンターはこれらの可能性を持っているが、ターゲットが密度の低いガスであるがために感度がそれほど上がらず、かつボケの低減にも限界がある。

そのため、カウンターとして位置敏感型光電子増倍管(PS-PMT)と様々なシンチレータを組み合わせるより高感度のプロファイル測定器を現在設計している。PS-PMT は各イベントに対する位置の情報と共に、波高情報も与えることができる。それゆえ、 γ 線や散乱中性子の事象を取り除くことにより、コントラストが大きく、ゆがみの小さい画像が期待できる。更には、加速器からのパルスビームによって発生させた連続中性子と飛行時間法を組み合わせることにより、様々なエネルギーでの画像を同時に取得することが可能であると期待できる。

第6章 結論

本研究は高速中性子の2次元プロファイル取得法の開発を目的として行った。これまで本研究室で研究されてきたIPによる方法と、IP法と相補的な位置敏感型 Gas Counter を用いる方法の2種類について研究を進めるとともに、高速中性子画像における歪みと低コントラストの原因と対策を検討することによって、良好なイメージの取得が可能となった。

1) Imaging Plate

IPにポリプロピレンコンバータを貼付することによって2次元プロファイルを取得する方法について、これまでに、測定が可能であることが本研究室の研究により明らかになっていた5, 15 MeV 中性子について、以下のような緒特性の評価を行った。

- ・ Fading は照射後 60~70 分経過すると緩やかになる
- ・ コンバータ厚さは生成された陽子の最大飛程程度が適当である
- ・ PSL は照射中性子数に比例する
- ・ 実用域での照射中性子数に対する PSL の直線性が保持される
- ・ 高速中性子に対しても 1 mm 以下の高分解能を達成できる
- ・ X 線や熱中性子では不可能であった厚い金属や水などのラジオグラフィが可能である、
- ・ 1~2 MeV 領域中性子の測定は難しい、 ことなどが分かった

これらのことから、IPを用いた手法により高速中性子の2次元プロファイルの取得が可能になった。

2)位置敏感型 Gas Counter

これまでに荷電粒子用に開発されてきた位置敏感型 Gas Counter の中から、Drift Chamber 法と Charge Division 法を選択し、この2手法を組み合わせることによって高速中性子の2次元プロファイルの取得を可能する検出器の設計、製作を行った。

プロトタイプ検出器の製作、評価により2手法を組み合わせることにより2次元プロファイルの取得が可能になった。S/N比が低いことや、アノードワイヤの工作精度の低さによる低エネルギー分解能などの問題点があるが、これらを解決し最適化することによって高速中性子の2次元プロファイル取得の実用化が期待される。

3)高速中性子画像における歪みと低コントラストの原因と対策

高速中性子画像においてはサンプル中で散乱した中性子が像に歪みをもたらし、それはサンプルと検出器をある程度離すことによって大幅に減らせること、またコントラストの低さはガンマ線バックグラウンドに依るところが大きく、ターゲット、コリメータ、遮蔽体などでのガンマ線発生を低下させることによって大幅に向上できることが分かった。

ガンマ線と散乱中性子線を弁別し、さらに高い効率を得るために、位置敏感型光電子像倍管とシンチレータを組み合わせたシステムも有効と考えられる。

【参考文献】

- [1] K. Yoshii and K. Miya, Nucl. Instr. and Meth. A 335 (1993) 513-522
- [2] 吉井 康司, 宮 健三, 新村 信雄, 唐澤 裕子, 日本原子力学会 1996 年春の年会予稿集 G12, p336, (1996.3)
- [3] K. Mochiki, T. Uno, Y. Murata, H. Kobayashi, M. Matsubayashi and A. Tsuruno, Nucl. Instr. and Meth. 377 (1996) 126-129
- [4] 丹羽 公雄, 「固体位置検出器」放射線 Vol.20 No.2 (1994) p5
- [5] 斉藤佳一郎, 東北大学大学院工学研究科量子エネルギー工学専攻平成9年度 博士課程前期 学位論文
- [6] M. Baba, M. Takada, T. Iwasaki, S. Matsuyama, T. Nakamura, H. Ohguch, T. Nakao, T. Sanami and N. Hirakawa, Nucl. Instr. and Meth. A 376 (1996) 115-123
- [7] 納富 昭弘, 照沼 利之, 河野 良介, 高田 義久, 早川 義則, 丸橋 晃, 日本原子力学会 1998 年春の年会予稿集 C25, p115, (1998.3)
- [8] 中村 尚司 著, ”放射線物理と加速器安全の工学”, 地人書館, (1995) p54
- [9] M. Takebe, K. Abe, Y. Kondo, Y. Satoh, M. Souda, Y. Kokubun, M. Miyazaki, Y. Hori and Y. Murakami, Proc. of the 10th Workshop on Radiation Detectors and Their Uses (1996) 189-196
- [10] A. Breskin, G. Charpak, F. Sauli and J. C. Santiard, Nucl. Instr. and Meth. 119 (1974) 1-5
- [11] A. Breskin, G. Charpak and F. Sauli et al., Nucl. Instr. and Meth. 125 (1975) 321-322
- [12] A. Breskin, G. Charpak, B. Gabioud, F. Sauli and N. Trautner, Nucl. Instr. and Meth. 119 (1974) 9-28
- [13] T. Mizogawa, Y. Awaya, Y. Isozumi, R. Katano, S. Ito and N. Maeda, Nucl. Instr. and Meth. 312 (1992) 547-552
- [14] G. F. Knoll 著, 木村 逸郎, 阪井 英次 訳, ”放射線計測ハンドブック 第2版”, 日刊工業新聞社, (1991)
- [15] Lacy, J. L. and Lindsey, R. S., Nucl. Instr. and Meth. 119 (1974) 483-498
- [16] W. Bertozzi, M. V. Hynes, C. P. Sargent, C. Creswell, P. C. Dunn, A. Hirsch, M. Leitch, B. Norum, F. N. Rad and T. Sasanume, Nucl. Instr. and Meth. 141 (1977) 457-476
- [17] M. Matoba, K. Tsuji, K. Marubayashi and T. Shintake. Nucl. Instr. and Meth. 165 (1979) 469-476
- [18] N. Ito, M. Baba, S. Matsuyama, I. Matsuyama and N. Hirakawa, Nucl. Instr. and Meth. A337 (1994) 474-485
- [19] C. Mori, T. Aoyama and T. Watanabe, Journal of Nuclear Science and Technology, 23[3] (1986), 214-218
- [20] 早野 龍五, 高橋 忠幸 著, ”計算物理”, 共立出版株式会社, (1992) p73
- [21] K. Yoshii & H. Kobayashi, *ibid.*, A377(1996) p.76
- [22] M. Oda, M. Tamaki, K. Takahashi and K. Tasaka, *ibid.*, A377 (1996) p.323
- [23] MCNP-A General Monte Carlo N-Particle Transport Code ver.4B, LA-12625-M

本報告書収録の学術雑誌等発表論文は本ファイルに登録していません。なお、このうち東北大学在籍の研究者の論文で、かつ、出版社等から著作権の許諾が得られた論文は、個別に **TOUR** に登録しております。