

報告番号	甲第	3723	号
------	----	------	---

位置検出型比例計数管を利用した 多機能中性子測定器の開発

豊 川 弘 之

①

位置検出型比例計数管を利用した 多機能中性子測定器の開発

平成9年1月

豊川 弘之

目次

第1章 序論	1
1.1 研究の背景	1
1.2 研究の目的、意義	2
1.3 論文の構成	3
第2章 測定方法の説明	4
2.1 減速材に入射した中性子の挙動	4
2.2 中性子位置検出型比例計数管 (PSPC)	6
第3章 中性子測定器 ESLOC の開発	7
3.1 減速材と熱中性子検出器を組み合わせた中性子測定器	7
3.1.1 ロングカウンターの応答特性	8
3.1.2 入射中性子エネルギーに関する情報	10
3.2 応答関数の計算	10
3.2.1 モンテカルロシミュレーション	10
3.2.2 断面積データ	13
3.2.3 熱中性子の散乱	13
3.2.4 測定器のモデル	20
3.2.5 シミュレーションによる検出位置分布の計算	21
3.2.6 まとめ	22
3.3 応答関数の測定	22
3.3.1 測定器の製作	22
3.3.2 PSPC の特性評価	23
(1) 測定系	23
(2) パルス波高分布	24
(3) 位置分解能	24
(4) 位置演算における直線性	26
3.3.3 散乱中性子に対する遮蔽層の効果	26

3.3.4	単色中性子照射実験	30
3.3.5	実験による応答関数の評価	30
3.3.6	検出効率	31
3.3.7	直接入射中性子の影響	32
3.3.8	まとめ	34
3.4	線量当量の測定	35
3.4.1	レムカウンター	35
3.4.2	平均検出位置と入射中性子エネルギーの関係	35
3.4.3	線量当量換算係数の測定	35
3.4.4	まとめ	37
第4章 中性子測定器 ESPHENE の開発		38
4.1	球形減速材を用いた中性子測定法	38
4.1.1	ボナー球による中性子スペクトル測定	38
4.1.2	PSPC を使用した方法	39
	(1) エネルギー測定方法	39
	(2) 入射方向の推定	39
4.2	応答関数の測定	40
4.2.1	測定器の製作	40
	(1) PSPC の製作、および特性評価	40
	(2) PSPC の有効領域	45
4.2.2	測定系	45
4.2.3	単色中性子照射実験	47
4.2.4	中性子の入射方向に対する応答変化	47
4.2.5	入射中性子エネルギーに対する応答変化	50
4.2.6	まとめ	50
4.3	測定結果に対する考察	52
4.3.1	シミュレーションによる応答関数の計算	52
4.3.2	検出効率	55
4.3.3	シミュレーションと実験による検出位置分布の比較	59
4.3.4	中性子ストリーミングの影響	59
4.3.5	入射方向の推定	59
4.3.6	まとめ	62
4.4	アンフォールディング法を用いた中性子エネルギースペクトル測定	62

4.4.1	スペクトルアンフォールディング法について	63
4.4.2	X 軸の PSPC によって得られた検出位置分布のエネルギー応答特性	64
4.4.3	スペクトル測定	67
(1)	計算機実験による評価	67
(2)	^{241}Am - ^9Be 中性子線源のスペクトル測定	68
(3)	まとめ	72
4.4.4	X、Y、Z 軸の PSPC を用いた応答関数の作成	72
(1)	半径領域で計数を加算する方法	73
(2)	重みを付けて加算する方法	73
(3)	まとめ	76
4.4.5	^{252}Cf 中性子線源のスペクトル測定	76
(1)	中性子照射実験	76
(2)	測定結果と考察	78
(3)	まとめ	82
4.4.6	コンクリート減速場における中性子スペクトル測定	82
(1)	中性子照射実験	82
(2)	測定結果と考察	83
(3)	まとめ	84
4.4.7	黒鉛パイルを用いた中性子場の開発	86
(1)	中性子照射実験	86
(2)	測定結果と考察	86
(3)	まとめ	89
4.4.8	まとめ	89
第 5 章 結論		91
5.1	本研究によって得られた結果と知見	91
5.2	今後の展望と課題	94
謝 辞		97
引用文献		98
本論文を構成する発表論文		101

第1章 序論

1.1 研究の背景

現在国内には、日本原子力研究所のJRR-2、JRR-3を始め、20近くの研究用原子炉がある。その多くが濃縮 ^{235}U を燃料とした熱中性子炉であり、放射性同位体の生産、材料照射、教育訓練などの様々な目的に使用されている。また医療への応用として、熱中性子を用いたBoron Neutron Capture Therapy: BNCT^{1-4, 1-2)}による癌治療などが武蔵工大炉、JRR-2、京大炉などで行われている。

熱中性子炉の炉心内、および炉心からの漏洩中性子束は熱中性子から核分裂中性子までの非常に広範囲のエネルギー領域に分布している。現在、主として医療への応用を目的として、様々な核種を用いた中性子共鳴フィルターによって任意の中性子エネルギースペクトルの照射場を製作する研究が進められている。それと同時に、このような広いエネルギー範囲の中性子エネルギースペクトルや線量当量を迅速に測定する手段の開発にも力が注がれている。炉内の中性子束が $10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 程度以上の比較的中性子束の高い原子炉において中性子束分布やエネルギースペクトルを測定する手法として放射化箔法、ならびに放射化しきい箔法が広く用いられている。これらの方法は測定器自体が非常に薄い箔であるため、測定の際に原子炉内の中性子束を乱すことがない等の利点がある。代表的なものは金箔を用いた誘導放射能測定法であり $^{197}\text{Au}(\text{n}, \gamma)^{198}\text{Au}$ 反応を利用している。放射化しきい箔法は、中性子捕獲反応のしきい値が異なる数種類の箔を用いることでエネルギースペクトルを測定する。利用する反応としては $^{27}\text{Al}(\text{n}, \alpha)^{24}\text{Na}$ (8.1 MeV ~)、 $^{58}\text{Ni}(\text{n}, \text{p})^{58}\text{Co}$ (2.9 MeV ~)、 $^{54}\text{Fe}(\text{n}, \text{p})^{54}\text{Mn}$ (4.2 MeV ~)などが一般的である。この手法は高中性子束場においてのみ使用が可能であり、放射能を測定する際に様々な補正量が導入されるなどの面倒な点がある。しかし熱中性子束分布を正確に測定することができることや、適当な箔を組み合わせることによって、広いエネルギー範囲においてスペクトルを測定できるなどの利点のため現在でも広く用いられている。

金箔や金線の放射化箔法による測定が主な手法であった炉内中性子束分布の測定において、最近になって幾つかの興味ある研究成果が報告されている。出力の弱い研究用原子炉や臨界集合体などにおいては、高位置分解能の核分裂計数管¹⁻³⁾や長軸細径の中性子位置検出型比例計数管¹⁻⁴⁾などが開発されており、数分単位の短時間での測定が可能である。また、Moriらによって開発された光ファイバーと微小シンチレータを用いた手法^{1-5, 1-6)}は数mmの狭い隙間にも挿入することができ、駆動装置を用いることで数分単位の短時間測定が可能であることから、現在世界各地の研究炉において使用され始めてい

る。

原子炉からの漏洩中性子束測定などのように場の測定に主に使用されている代表的な測定器に、ボナー球スペクトロメーター (BSS)¹⁻⁷⁾がある。BSSは1960年代に開発された古い歴史のある測定器であり、現在でも原子炉周辺の漏洩中性子束測定をはじめ、使用済み核燃料物質からの即発中性子測定、中性子標準場における散乱線の定量など広範囲のエネルギースペクトル測定に使用されている。BSSは広範囲のエネルギーの中性子を測定できるという利点があるが、減速材の厚みを変えて数回の測定を行わなければならないため、場合によっては測定に数日を要するという面倒な点がある。そのため、迅速な測定は不可能である。反跳陽子法に基づいた比例計数管法や有機液体シンチレータ法などを用いることで、数分から数時間以内の実時間でスペクトル測定は可能である。しかし γ 線や熱中性子との弁別をはじめ、様々な技術的な困難や原理的な制約によって、測定可能なエネルギー範囲は数10 keV～数100 keV以上に限られる。

飛行時間法(TOF法)は多くの施設において使用されており、熱中性子から数10 MeV程度の高速中性子までの非常に広いエネルギー領域のスペクトル測定に使用できる。しかし装置が非常に大がかりになり、場合によっては100 m以上のflight pathを設けなければならないなどの諸制約から、特定の施設でしか用いることができない。したがってTOF法を除くと、熱外中性子から数10 keV程度以下の中間エネルギー領域における中性子スペクトルを測定することが可能である唯一の測定器はBSSである。そのため、現在でもBSSを用いた中性子エネルギースペクトル測定が広く一般的に行われている。

1.2 研究の目的、意義

熱中性子炉内部の中性子束や炉心からの漏洩中性子束は、一般的に共通の特徴を持つスペクトルをしており、大きく分けて3つのエネルギー領域に分類される。すなわち、数100 keV以上の比較的エネルギーの高い核分裂中性子、それ以下のエネルギーから熱外中性子までの1/E減速領域中性子、および熱中性子である。前述したように、現在使用されている中性子測定器は、測定可能なエネルギー範囲が様々な要因によって限定されており、熱中性子から核分裂中性子までの広いエネルギー範囲におけるスペクトル測定を、数分から数時間の実時間で行うことは非常に困難である。本研究の目的は、このように広いエネルギー範囲の中性子のエネルギースペクトルや粒子フルエンスを迅速、かつ簡便に測定する手法を開発し、実用に耐えうる測定器を製作することにある。本研究を行うことには原子炉関係等に従事する作業員や研究者、あるいは中性子照射治療を受ける患者等における中性子被曝線量を低い値に抑えるという重要な意義がある。

また使用済み核燃料貯蔵施設においては、臨界事故を未然に防ぐ目的から、熱中性子から核分裂中性子にわたる広いエネルギー範囲の中性子を常時測定しておく必要がある。これらの施設においては、中性子発生源の方向を特定することで、必要且つ十分な遮蔽を迅速に施すことが可能となるため、安全管

理上大きなメリットが得られる。

人体の被曝を可能な限り低減させることは重要である。そのためには広いエネルギー範囲の中性子を迅速に測定し、中性子の発生した方向を特定することが重要である。本研究の目的である、中性子のエネルギーや方向に関する情報を実時間で簡便に得る測定手法を開発することには、以上のような意義がある。

1.3 論文の構成

本論文は5章から構成されている。第1章では本研究の持つ意義を、研究用原子炉における中性子測定方法の現状について言及することにより説明した。

第2章では減速材に入射した中性子の挙動について考察することにより、入射中性子エネルギーと熱中性子束分布との関連について説明する。また中性子位置検出型比例計数管について述べる。

第3章では、中性子位置検出型比例計数管を用いた応用研究の一例として、中心検出器に ^3He 位置検出型比例計数管を使用したロングカウンターの応答特性について述べる。モンテカルロシミュレーションによる応答関数計算、測定器の製作、および標準中性子場での校正実験を行った結果について述べる。本測定器の応用として、中性子フルエンス、エネルギー情報、および線量当量を同時に測定する手法について述べる。

第4章においては中性子位置検出型比例計数管を利用した新たな応用研究として、球形減速材中に3本の位置検出型比例計数管を挿入した測定器の応答特性について述べる。測定器の製作、応答関数の測定、および中性子線源の方向を推定した結果について述べる。また、アンフォールディング法を用いた中性子エネルギースペクトル測定を行い、様々な中性子場におけるスペクトル測定を行った結果について述べる。

第5章では本研究によって得られた結果、知見をまとめ、結論とする。

第2章 測定方法の説明

2.1 減速材に入射した中性子の挙動

水素を多く含む高密度の物質は、水素原子核(陽子)と中性子の質量がほぼ等しいために中性子の減速にとっても効果的である。パラフィン(C_nH_{2n+2})やポリエチレン($[CH_2]_n$)などは単位体積中に多くの水素原子を含み、しかも比較的成形・加工しやすい物質であるため、広く一般的に中性子減速材として用いられている。パラフィンは廉価であるが、成型加工が幾分難しく、また炭素と水素の組成比が一意に決定できないために計算機シミュレーション等を行う際に不便となるという欠点がある。ポリエチレンは成型加工がしやすく、組成比も一意に決定できるので非常に便利な減速材である。

減速材に入射した中性子は物質中の原子核との弾性・非弾性散乱によって減速され、最終的に熱中性子となって周囲の物質と熱平衡に達する。熱平衡に達した中性子のエネルギースペクトルは、減速材が十分に大きい場合には入射時のエネルギーにかかわらず、ある温度の Maxwell 分布となる。運動方向はランダムなものとなり、その振る舞いは拡散理論で表されるようになる。個々の中性子が持っていたエネルギー・入射方向に関する情報は、数回の散乱の後には、もはや完全に失われ、粒子の運動エネルギーを直接測定することによるスペクトル測定は不可能となる。しかし中性子エネルギーに関する情報は、例えば平均自由行程のように集団としての中性子の挙動に現れる。

JENDL-3.1 核データ²⁾により計算した、ポリエチレン中での中性子の平均自由行程を **Fig. 2-1** に示す。およそ 100 keV 以下の比較的エネルギーの低い中性子の平均自由行程はさほどエネルギーに依存せず、数 mm から 1 cm 程度の一定値となる。これらのエネルギーの中性子においては水素原子核や炭素原子核との主な相互作用は弾性散乱であり、その断面積は中性子エネルギーによらずほぼ一定であるため平均自由行程も一定となる。およそ 100 keV 以上においては、平均自由行程は入射中性子エネルギーと 1 対 1 の関係にあり、入射中性子エネルギーが高くなるにつれ平均自由行程は長くなる。すなわち、高エネルギー中性子が減速材に入射した場合に第 1 回散乱点が深部に存在する確率は、低エネルギー中性子が入射した場合より高くなる。従って、減速材に入射した中性子の平均自由行程を測定することで、入射中性子エネルギーを大まかに推定することが可能となる。しかし平均自由行程を直接求めるためには、減速材に入射した中性子の第 1 回散乱点までの距離を測定しなければならず、それは非常に困難である。

しかし、幸いなことに水素を多く含む物質中において中性子は第 1 回散乱点からそう遠くまで移動することなく熱化する。したがって、第 1 回散乱点までの距離を測定する代わりに熱中性子の存在する位

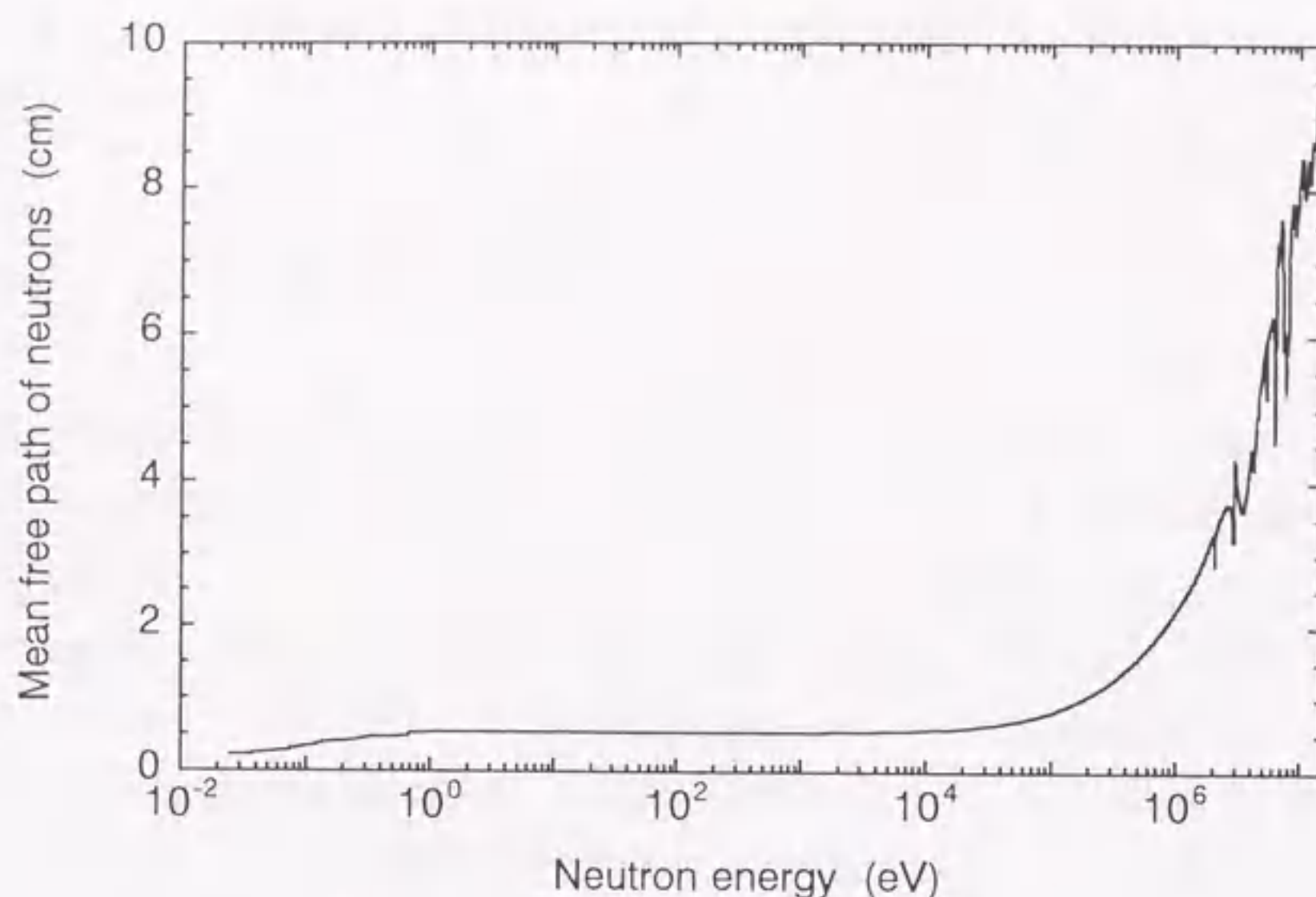


Fig. 2-1 Mean free path of neutrons in polyethylene.

置を測定することによって、平均自由行程に相当する物理量を測定することができる。例えば無限平板体系に垂直に入射した中性子の粒子フルエンスを、熱中性子検出器を用いて表面からの深さを変えて数点測定する実験を行ったとする。数回の測定によって、入射面に垂直な方向における熱中性子の空間的な密度分布、すなわち深さ方向の熱中性子束分布を大まかに知ることができる。測定された熱中性子束分布は、入射中性子エネルギーが高いほど減速材の深部にまで及ぶことは容易に想像できる。したがって深さ方向の熱中性子束分布は入射中性子エネルギーに関する情報を含んでいる。

また、減速材には水素原子が多く含まれているため、第1回散乱において中性子が後方散乱される確率は低く、入射中性子の多くは前方、すなわち減速材の深部へ散乱される。散乱された中性子は散乱後のエネルギーに応じた平均自由行程だけ進んだ位置において第2回散乱以降を経験する。しかし、散乱角が小さいほど散乱後の中性子の持つエネルギーが大きいため、小さな角度で散乱された中性子ほど減速材の深部へ達する確率が高い。大きな角度で散乱された中性子は、その位置からあまり遠くない位置において第2回散乱以降を経験して、熱化する。したがって深さ方向の熱中性子束分布は入射中性子エネルギーに強く依存することになる。

熱中性子束分布測定に用いる手法は幾つか考えられ、例えば放射化箔法やシンチレータ付き光ファイバー法などを用いることで正確な分布を求めることが可能である。しかし高中性子束を照射する場合を除けば、中性子位置検出型比例計数管(Position-Sensitive Proportional Counter: PSPC)を用いることで極めて短時間での測定が可能となる。PSPCを用いた手法は減速材中での熱中性子束分布を連続的に測定できるため、位置情報、すなわちエネルギー情報が多く得られると考えられる。ただし入射中性子が計数管中を通り抜けることで熱中性子束分布の形状が変化する、いわゆる中性子ストリーミングが

発生するため、得られた検出位置分布は実際の熱中性子束分布を正しく表さない場合があることに注意する必要がある。

2.2 中性子位置検出型比例計数管 (PSPC)

一次元位置検出型比例計数管に用いられている位置検出方法には一般的に抵抗陽極線を用いた電荷分割方式²⁻²⁾によるもの、立ち上がり時間方式²⁻³⁾によるもの、遅延線電極を用いた遅延線方式²⁻⁴⁾によるものなどがある。このうち一般的に使用されている両端読み出し型電荷分割方式を用いた計数管は両端に信号読み出し部分を設けなくてはならないため、径の小さい穴に挿入することは困難であった。しかし最近になってUritaniらによって高位置分解能片側読み出し方式の位置検出型比例計数管^{2-5,2-6)}が開発され、核燃料体系の固有値間隔測定^{2-7,2-8)}などに使用されている。また、より径の小さい計数管を開発する試みもなされており、抵抗陽極線を支持体に固定する方式¹⁻⁴⁾により、外径8 mm、有感長1.2 mの極めて細長い計数管も開発されている。本研究においては、抵抗陽極線を用いた電荷分割方式による異なる2種類の位置検出型比例計数管を使用した。一方は片側信号読み出し方式によるもの、他方は両側読み出しによるものである。使用したPSPCに関しては3章、および4章でその特性を論じる。

第3章 中性子測定器 ESLOC の開発

3.1 減速材と熱中性子検出器を組み合わせた中性子測定器

2章で述べたように、大きな減速材に入射した中性子の、深さ方向の熱中性子束分布を測定することによって入射中性子のエネルギーに関する情報を得ることができる。従来より、BSSによる中性子エネルギースペクトル測定を始め、熱中性子束分布を測定することと等価な測定を行うことによって、それらの情報を得ようとする試みが色々となされてきた。例えば、厚みを変えたポリエチレン板で BF_3 計数管を挟み、減速材平面に垂直に中性子を照射して³⁻¹⁾、あるいは円柱状ポリエチレン減速材で BF_3 計数管を取り巻いて側面方向から中性子を照射することにより、減速材の厚みと入射中性子エネルギーの関係を調べた結果³⁻²⁾などが報告されている。また、球形の減速材の中心に中性子源を置いて、異なる半径位置に数本の BF_3 管を挿入したユニークなスペクトロメーターのアイデア³⁻³⁾も提案されている。これらの手法はいずれも減速材の厚みを変えることで深さ方向の熱中性子束分布を間接的に測定し、それを入射中性子に関するエネルギー情報として利用している。

このうち円柱状減速材に熱中性子計数管を挿入した測定器は一般にロングカウンター^{3-4, 3-5)}として知られており、広いエネルギー範囲において一定の検出効率を示すため、現在でも中性子フルエンスモニターとして用いられている。Hansonらによって開発された最初のロングカウンターの概略図をFig. 3-1に示す。通常の BF_3 管に減速材を巻き付けた簡単な構造をしている。中心検出器には ^3He や BF_3 比例計数管などを使用するため、計数管のみではほぼ熱中性子のみに感度を有する。しかしロングカウン

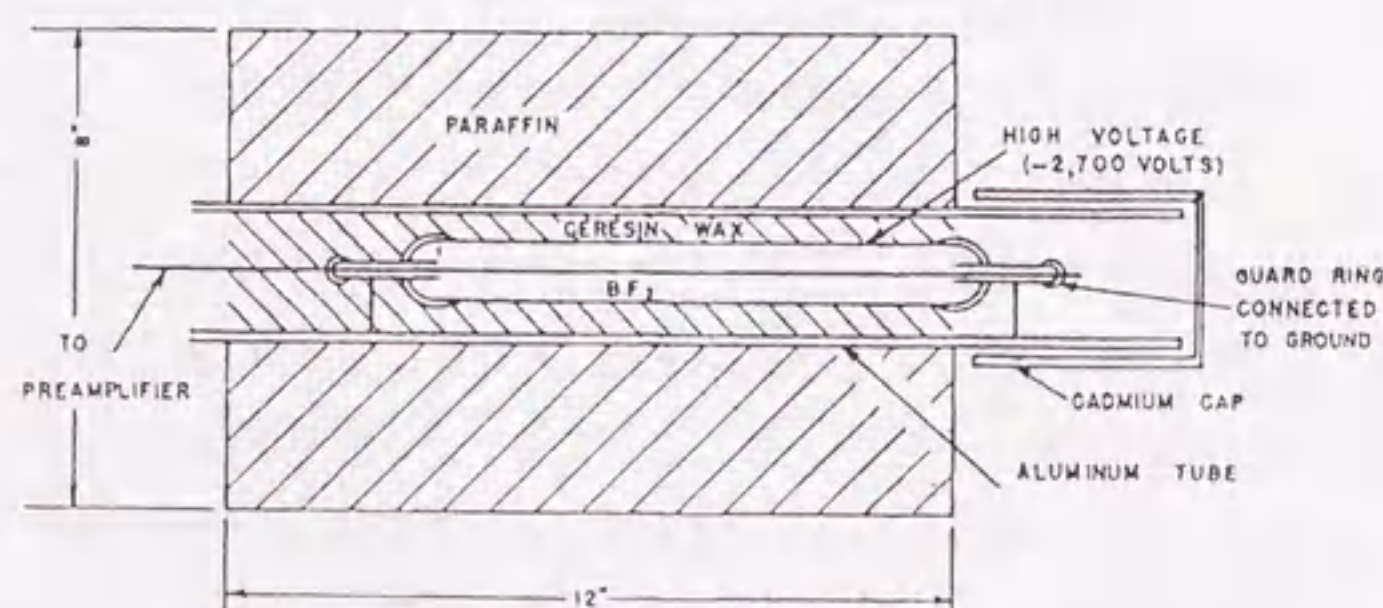


Fig. 3-1 A schematic view of the long counter³⁻⁴⁾.

ターは減速材によって高速中性子を減速させることで、熱中性子から高速中性子までの広いエネルギー範囲の中性子に対して感度を有するように工夫されている。通常はポリエチレンやパラフィンなどの減速材を円柱状に加工し、その中心軸上に ^3He や BF_3 比例計数管を1本、ないしは軸上からずらして数本挿入した形状をしており、円柱軸に平行に中性子を照射する。**Fig. 3-1**に示したロングカウンターにおいては、中性子は図の右方向から左方向に照射される。

3.1.1 ロングカウンターの応答特性

ロングカウンターの検出効率は減速材の寸法や形状などに依存しており、広いエネルギー範囲で一定となることは、様々な物理現象が互いに補償しあった結果である。100 keV程度以上のエネルギーの中性子がロングカウンターに入射した場合、平均自由行程が比較的長いため第1回散乱点は減速材の深部になる割合が高い。したがって中性子が体系内の深い部分で熱化する確率が高くなるために、高速中性子に対する検出効率は向上する傾向にある。しかしエネルギーの高い中性子が仮に計数管のガス領域を横切ったとしても、検出される確率は比較的低い。そのため、高速中性子が熱中性子計数管によって高い確率で検出されるためには、多くの散乱を繰り返して十分に減速されなければならない。しかし、散乱を繰り返す過程で中性子が体系外に逸脱する確率が増す。このため高速中性子に対する検出効率はさほど高くはない。それに対して、低エネルギー中性子が入射した場合、減速材のごく浅い領域において第1回散乱が起こり、ほぼ、その点を中心として中性子が拡散していく。したがって、多くの中性子が減速材前面から逸脱し、中心に配置された熱中性子計数管に達する中性子の割合は幾何的な要因から低く抑えられる。しかし、もともとエネルギーが低いために、計数管に達した中性子が検出される確率は高い。したがって低エネルギー中性子に対する検出効率はさほど低下しない。このように、様々な事象が互いに補償し合うために、ロングカウンターの検出効率は広いエネルギー範囲において一定となる³⁻⁴⁾。

減速材に円柱状ポリエチレンを用い、中心検出器に ^3He を充填したロングカウンターの前面に中性子を照射した際に、中性子が減速材から逸脱した位置とその方向を表した図を**Fig. 3-2**に示す。**Fig. 3-2a ~ 2c**のそれぞれに対して、左側の図はロングカウンターを前面(正面)から見た図であり、右側の図は横(側面)から見た図である。中性子はそれぞれの図において手前から向こう側(Front view)、および左方向から右方向(Side view)に照射される。○印は中性子が減速材を逸脱した位置を示し、そこから短く伸びた棒は逸脱した中性子の方向を示している。減速材の直径、長さはそれぞれ16 cm、70 cmである。これらの計算は本研究において開発したモンテカルロコード(後述)を用いて行った。入射中性子エネルギーが高くなるにつれ、側面から逸脱する中性子数が増加していく様子が見受けられる。減速材の前面(図中左手方向、入射面)、側面、及び底面(図中右手の面)から逸脱した中性子の、入射中性子総数に対する割合を**Table 3-1**に示す。入射中性子エネルギーが高くなるにつれ、側面から逸脱する割合が高くなっていることが分かる。また、底面から逸脱した中性子のほぼ全ては計数管を直接通り抜け

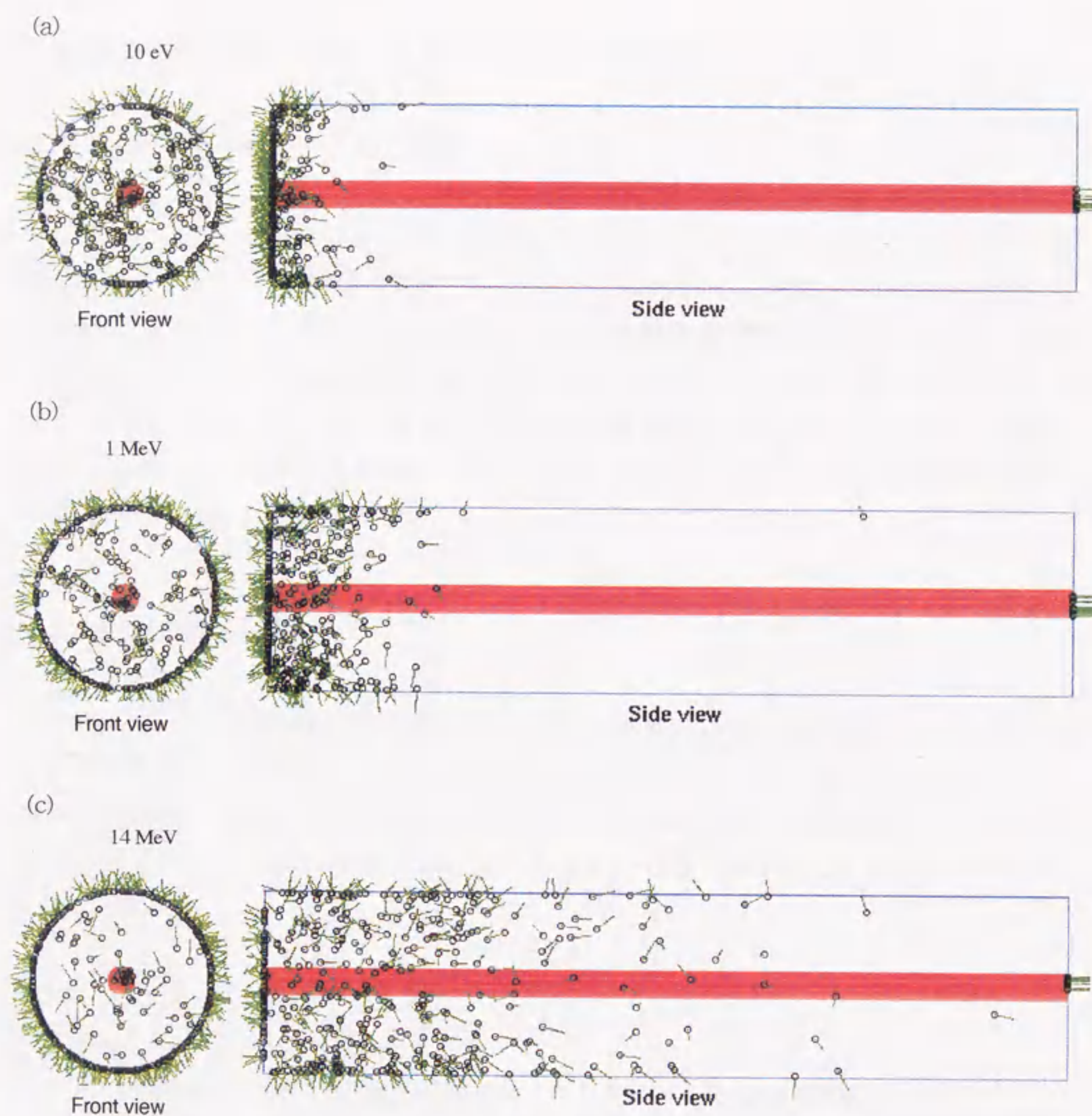


Fig. 3-2 Escaped positions (circle) of the neutrons and their directions (line).

Table 3-1 Fraction of the escaped neutrons.

Energy (MeV)	Bottom (%)	Side (%)	Front (%)
10^{-5}	1.70	25.8	41.0
1	2.43	48.6	22.3
14	2.51	72.7	9.47

てきたものであり、その割合は中性子ストリーミングの影響(後述)を表している。

3.1.2 入射中性子エネルギーに関する情報

ロングカウンター内部における中性子の散乱の様子を **Fig. 3-3** に示す。入射中性子エネルギーが高くなるにつれ、中性子の散乱がより深部で起こっていることが分かる。この図から、熱中性子束分布には入射中性子エネルギーに関する情報が含まれていることを直感的に理解することができる。したがって、ロングカウンターの中心検出器にPSPCを使用することで中性子エネルギー弁別の能力を付与させることが可能であると思われる。**Fig. 3-4** に、本方式の概念図を示すが、本論文ではEnergy Sensitive Long Counter (ESLOC)と名付けた。このような原理によって中性子エネルギーに関する情報が実際にどのように得られるかを調べた。

3.2 応答関数の計算

測定器の動作特性を把握するために計算機を用いたモデル計算、あるいはシミュレーションを行うことにした。このような計算によって減速材や計数管の寸法を決定するため、応答計算は本研究において重要な役割を担う。したがって近似的なモデル計算よりも、より実際の応答を忠実に再現することが可能な、計算機シミュレーションを行うこととした。シミュレーションの手法としてモンテカルロ法を用いることとした。

3.2.1 モンテカルロシミュレーション

モンテカルロ法とは乱数を取り扱う技法の総称であり、原子力工学や放射線遮蔽などの分野において広く用いられている一般的な手法である³⁻⁶⁾。乱数を大量に発生させる必要があることから、計算機を用いたシミュレーションコードに適用される場合が多い。現在様々な放射線輸送用のモンテカルロコードが開発されている。中性子輸送用のモンテカルロコードとして代表的なものに、連続エネルギーモンテカルロコードMCNP-4A³⁻⁷⁾、多群モンテカルロコードMORSE-CG³⁻⁸⁾などがあり、炉心特性計算や臨界・遮蔽計算などに広く用いられている。またベクトル計算機を利用してMCNPの処理速度の最大約20倍の処理能力を有するMVP(連続エネルギーコード)やGMVP(多群コード)³⁻⁹⁾などが開発されている。EGS4³⁻¹⁰⁾は最近では光子輸送計算コードとして標準的に広く使用されている。これらのコードに対しては様々なベンチマークテストが行われ、十分な信頼性が確認されている。

これらのコードを用いることで、ESLOCの応答特性を調べることができると考えられる。しかし、ESLOCの応答計算は、中性子が中心検出器において検出された位置情報のみを必要とする。したがっ

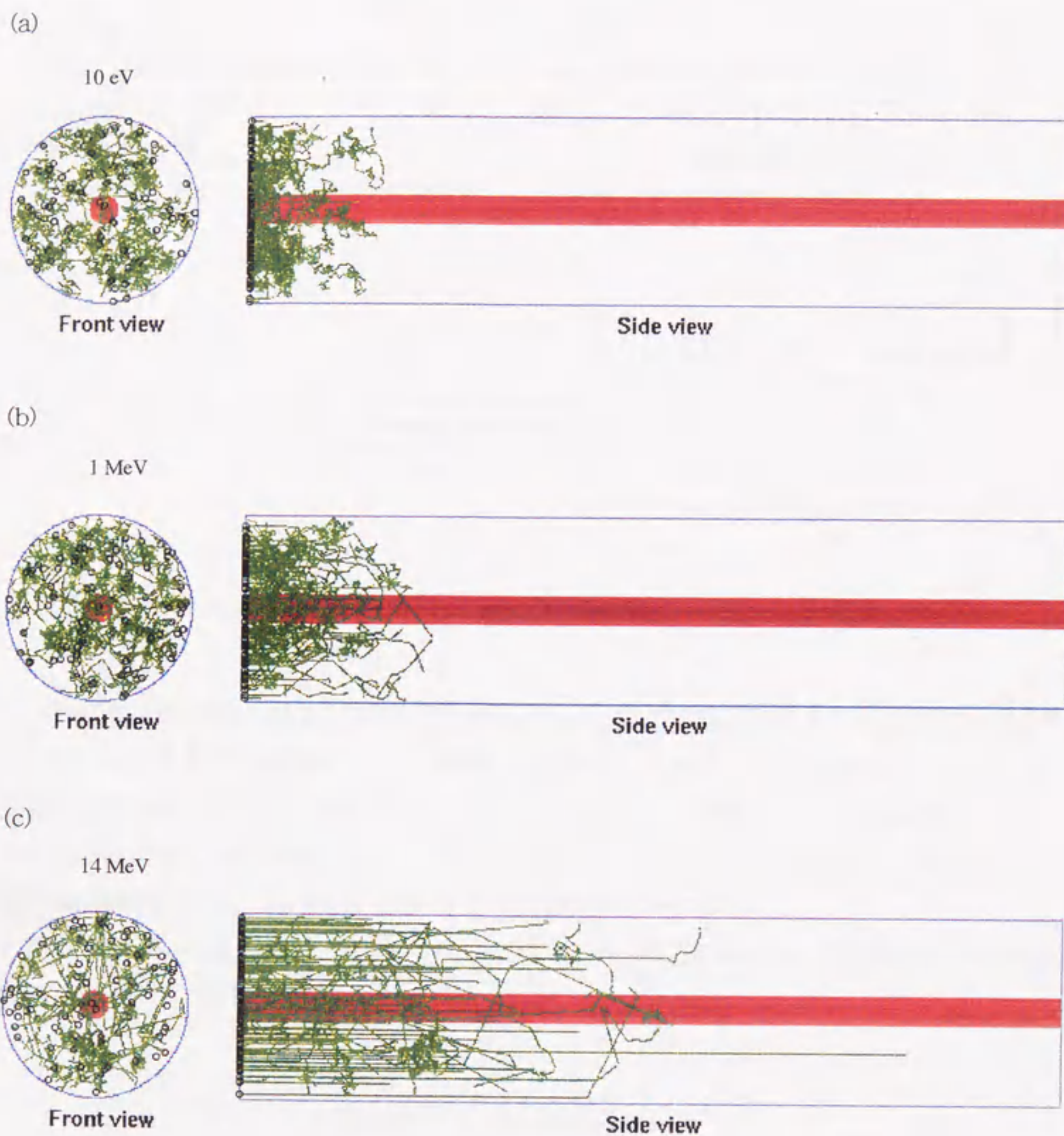


Fig. 3-3 Trajectories of the scattered neutrons in the long counter calculated with a Monte Carlo method for (a) 10 eV, (b) 1 MeV and (c) 14 MeV monoenergetic neutrons.

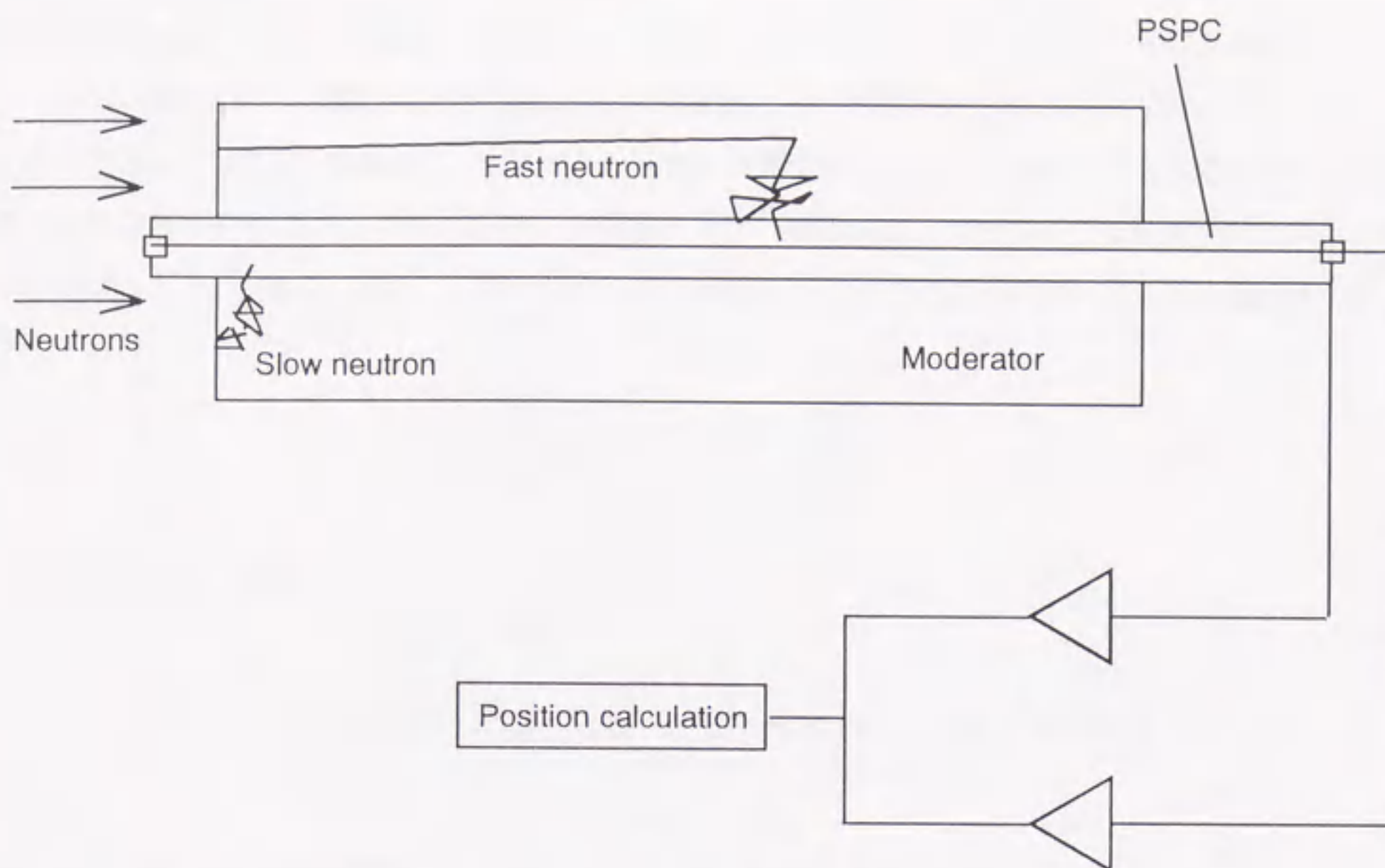


Fig. 3-4 Schematic drawing of the long counter whose thermal neutron detector was replaced with a position-sensitive one.

て、中性子輸送計算としてはやや特殊な目的を有している。また ESLOC の応答計算に必要な元素は水素、炭素、及び計数ガスを構成する 2～3 種類の元素である。したがって上記の公開コードのように、ほぼ全ての元素の中性子核反応断面積データを含んでいるような大きなパッケージは必要としない。このような理由から、有機液体シンチレータ用に開発されたモンテカルロコード O5S³⁻¹¹⁾ を参考にして開発した連続エネルギーモンテカルロコード³⁻¹²⁾ を使用することにした。

本コードにおいては、中性子と原子核の散乱は全て重心系で等方散乱とした。実験室系における散乱角 Θ は重心系における散乱角 θ と(3-1)式

$$\cos \Theta = \frac{1 + A \cos \theta}{\sqrt{A^2 + 2A \cos \theta + 1}} \quad (3-1)$$

によって関係付けられる。 A は(3-2)式

$$A = \frac{m}{M} \sqrt{1 - \frac{Q}{E} \left(1 + \frac{1}{A}\right)} \quad (3-2)$$

で表される変数であり、 m 、 M をそれぞれ中性子、および標的原子核の質量とし、 Q を反応の Q 値(弾

性散乱の場合はゼロ)とする。重心系において等方散乱を行う場合は、重心系における散乱角 θ の余弦が $(-1, 1)$ の範囲において一様に抽出されるため、実験室系における散乱角の余弦を(3-1)式によって求めることができる。中性子と質量数 1、2、3、12 の元素との弾性散乱において抽出された実験室系での散乱角の頻度分布を **Fig. 3-5 ~ 3-8** に示す。質量数が多い場合には、大きな角度で散乱される場合が増加していることが分かる。また、 E を入射中性子の実験室系での運動エネルギーとして、散乱後のエネルギー E' は α 、 β を(3-3)式

$$\alpha \equiv \frac{m}{m+M} \quad \beta \equiv \frac{M}{m+M} \quad (3-3)$$

で表すとして、(3-4)式

$$E' = (\alpha^2 \cos 2\Theta + \beta^2)E - \beta Q + 2\alpha E \cos \Theta \sqrt{\beta^2 - \alpha^2 \sin^2 \Theta - \beta \frac{Q}{E}} \quad (3-4)$$

によって決定した。本計算機コードのフローチャートを **Fig. 3-9** に示す。

3.2.2 断面積データ

本モンテカルロコードで使用した中性子と原子核との相互作用断面積データは、JENDL-3.1 より必要な核種の断面積データを抜粋した形で用いた。断面積が与えられたデータ点と他のデータ点との間は断面積ライブラリーに指定された方法で内挿した。ポリエチレンなどのように水素原子が分子の状態で結合した状態では、入射中性子エネルギーが分子の結合エネルギーと同程度になると実効的な散乱断面積が増加する³⁻¹³⁾。したがって、水素の断面積データに関しては 1 eV 以下では ENDF B-IV³⁻¹⁴⁾ 断面積ライブラリーに含まれているポリエチレン中での水素の断面積データを使用した。中心検出器の管壁にはステンレス鋼(SUS 304)を使用するが、管壁の厚さが 0.05 cm 程度と非常に薄いものを使用できるのでこの存在は無視した。シミュレーションコードで使用した核種を **Table 3-2** に示す。**Fig. 3-10 ~ Fig. 3-12** に、**Table 3-2** に示した核種の相互作用断面積を図示する。

3.2.3 熱中性子の散乱

本計算機コードでは計算時間の短縮やコーディングの簡便さなどから、 $10^{-4} \sim 1$ eV の中性子を全て熱中性子として取り扱い 1 群として計算した。1 eV 以下の中性子に対する相互作用断面積は、ポリエチレン中での熱中性子スペクトルを重みとして計算した平均値を用いた。減速材の大きさが比較的小さい場合は中性子が周囲の物質と完全に熱平衡に至らない場合があるために、熱中性子スペクトルが実効的に室温よりも硬くなる。したがって減速材の大きさを変化させるごとに、任意の中性子温度を選択で

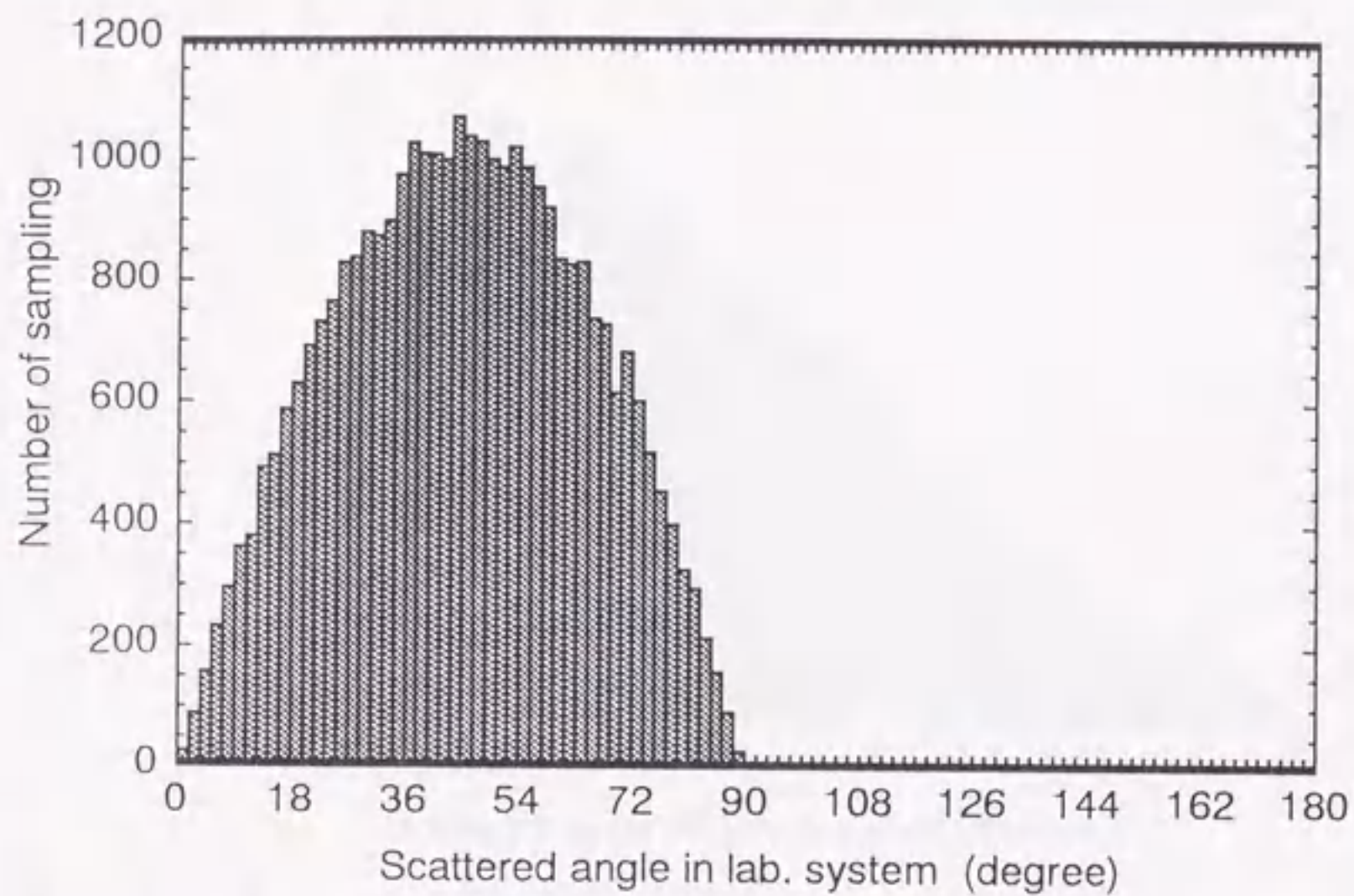


Fig. 3-5 Distribution of the scattered angles in the collisions of 1 MeV neutrons with ^1H nuclei in the laboratory system.

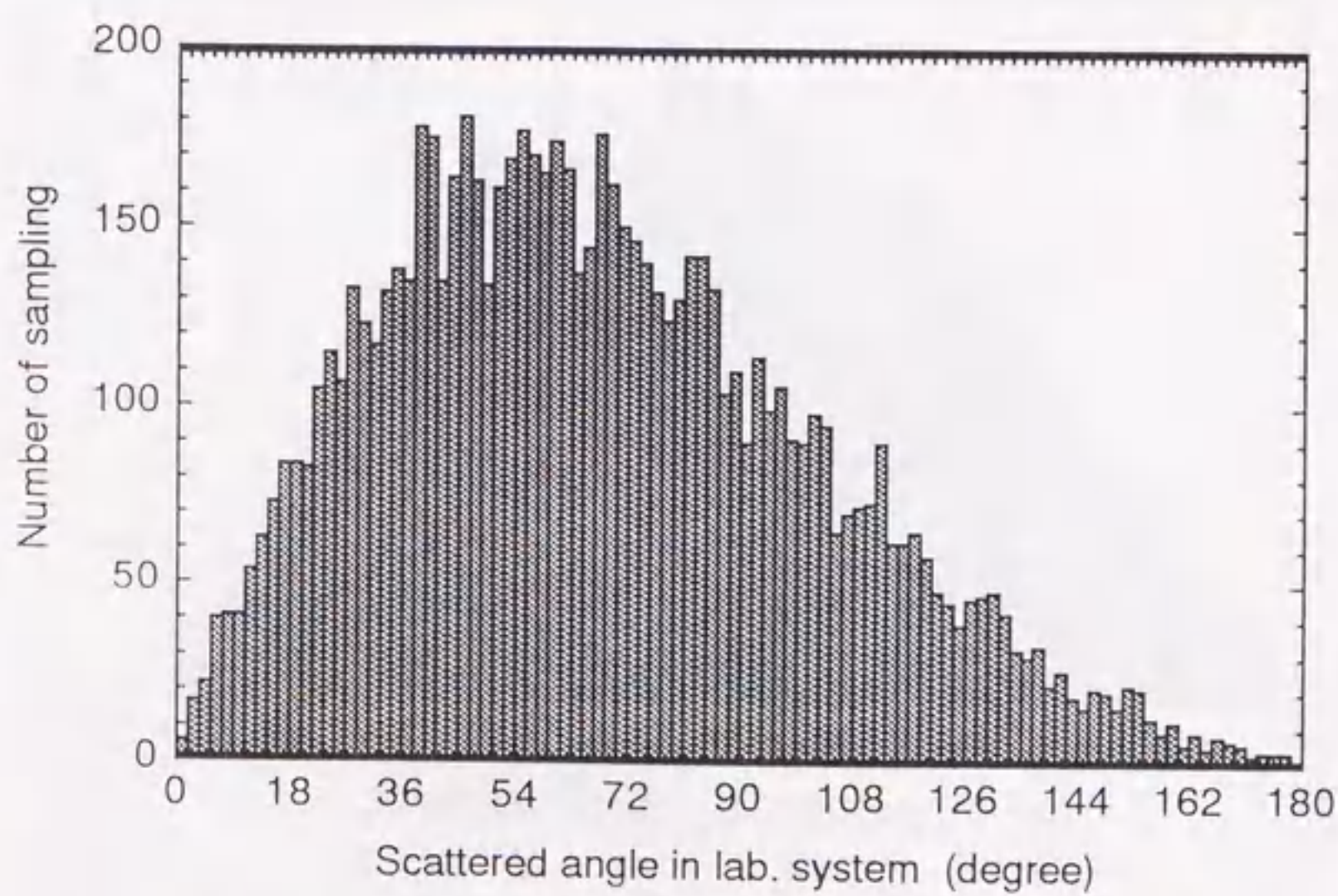


Fig. 3-6 Distribution of the scattered angles in the collisions of 1 MeV neutrons with ^2H nuclei in the laboratory system.

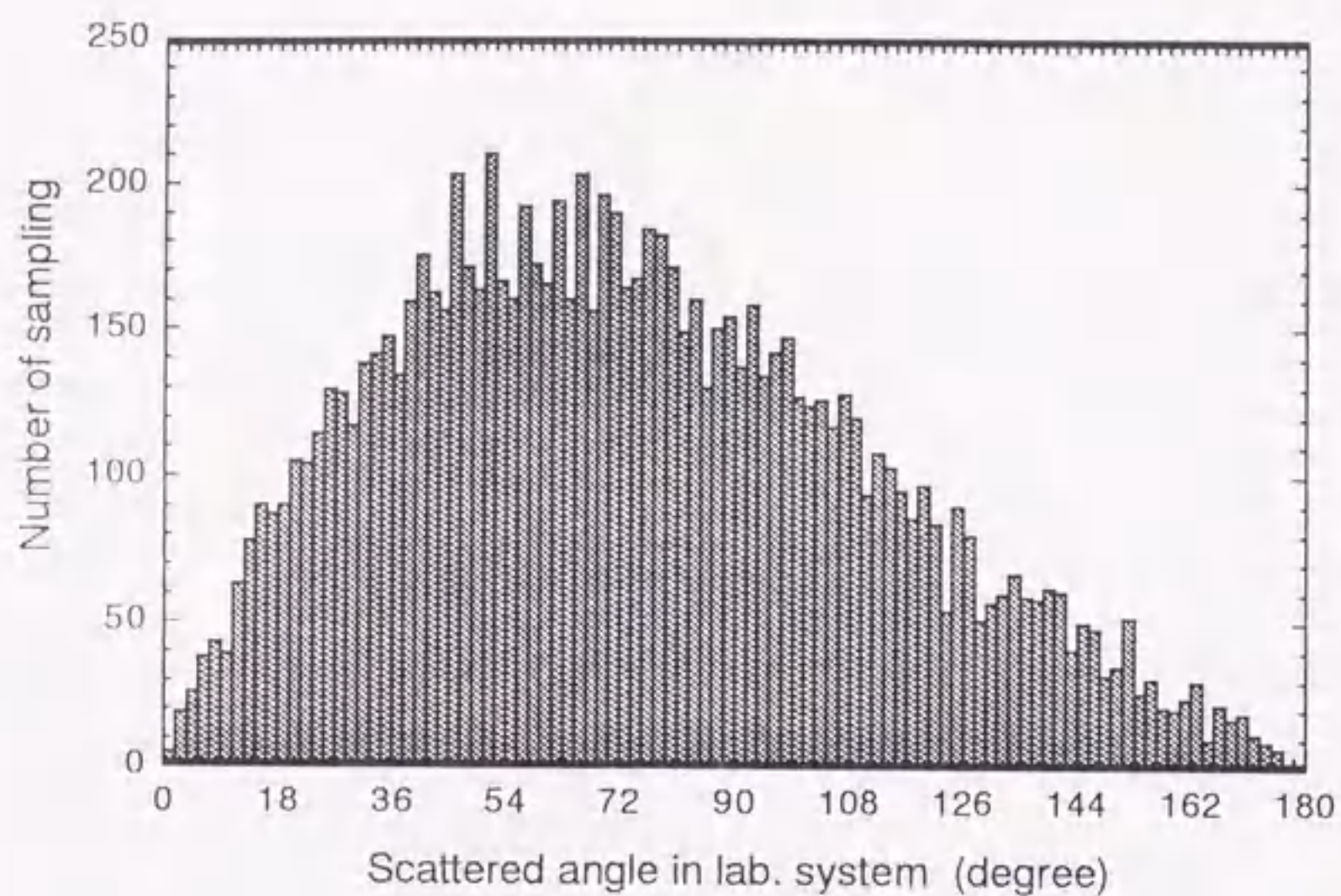


Fig. 3-7 Distribution of the scattered angles in the collisions of 1 MeV neutrons to ^3H nuclei in the laboratory system.

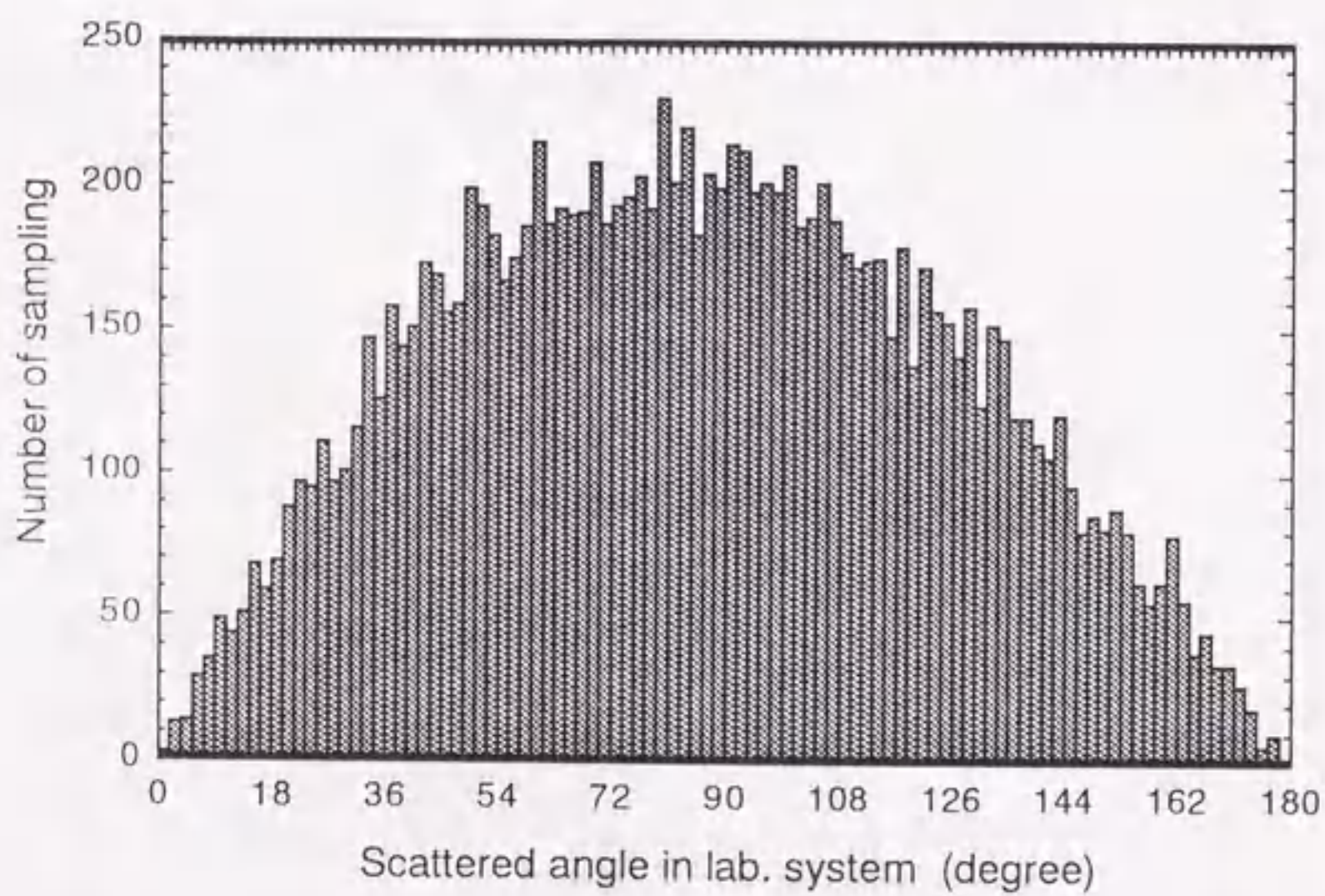


Fig. 3-8 Distribution of the scattered angles in the collisions of 1 MeV neutrons to ^{12}C nuclei in the laboratory system.

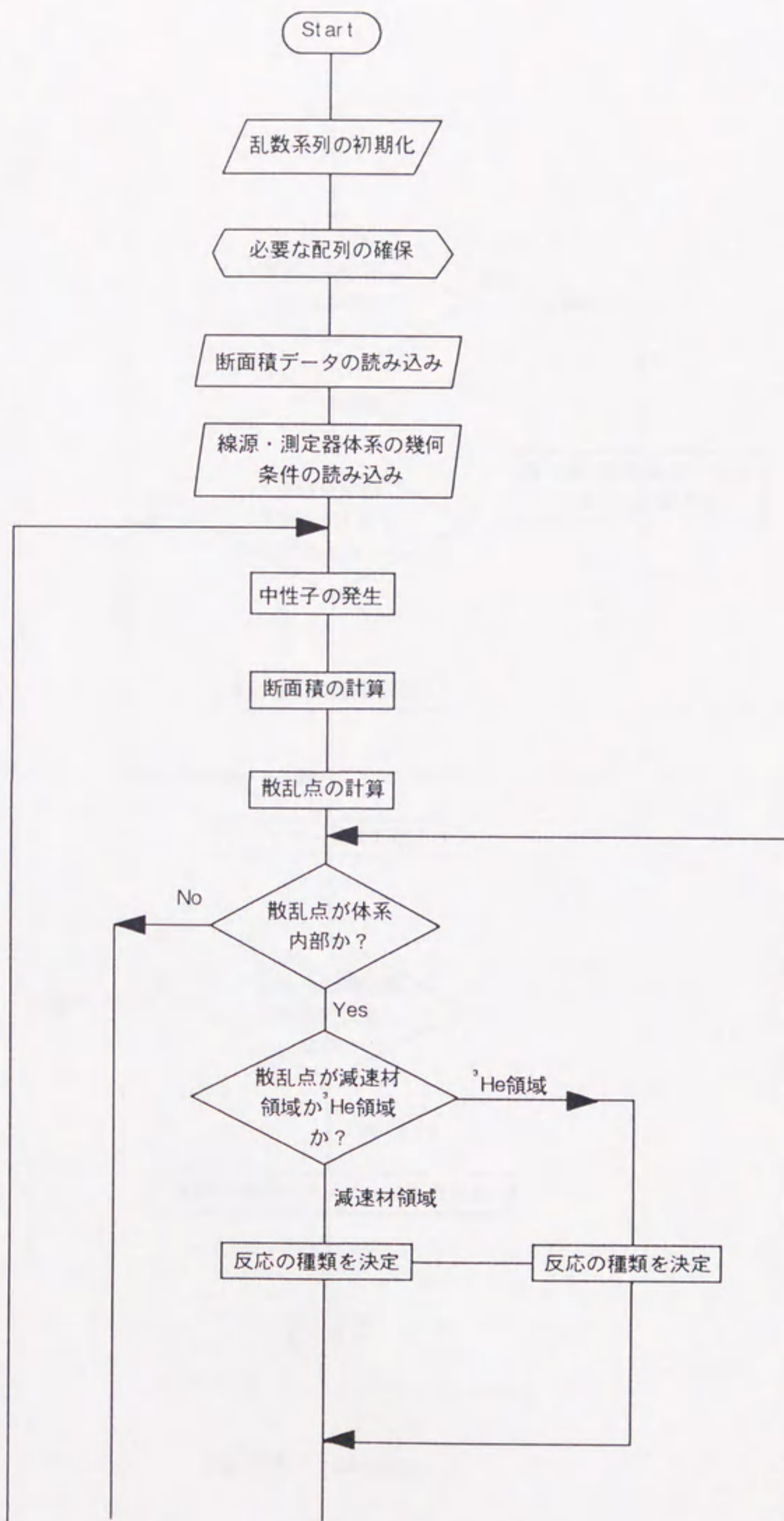


Fig. 3-9 Flow chart of the Monte Carlo code.

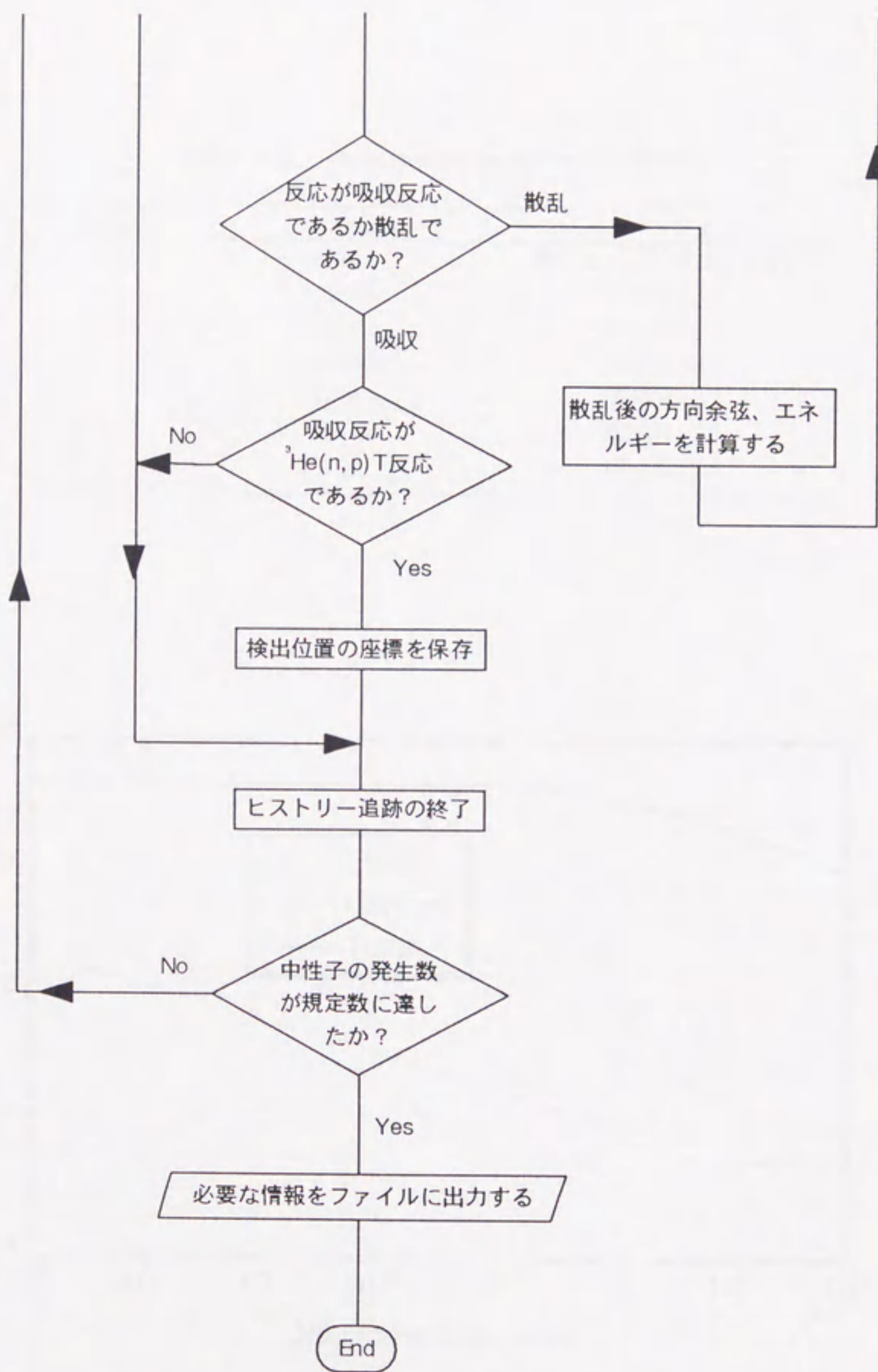


Fig. 3-9 Continued.

Table 3-2 Interactions and the cross section libraries.

Nuclide	Interaction	Cross section lib.
^1H	elastic	JENDL-3.1/ ENDF B-IV
	capture	JENDL-3.1
^{12}C	elastic	JENDL-3.1
	inelastic	JENDL-3.1
	others	JENDL-3.1
^3He	elastic	JENDL-3.1
	(n,p)	JENDL-3.1

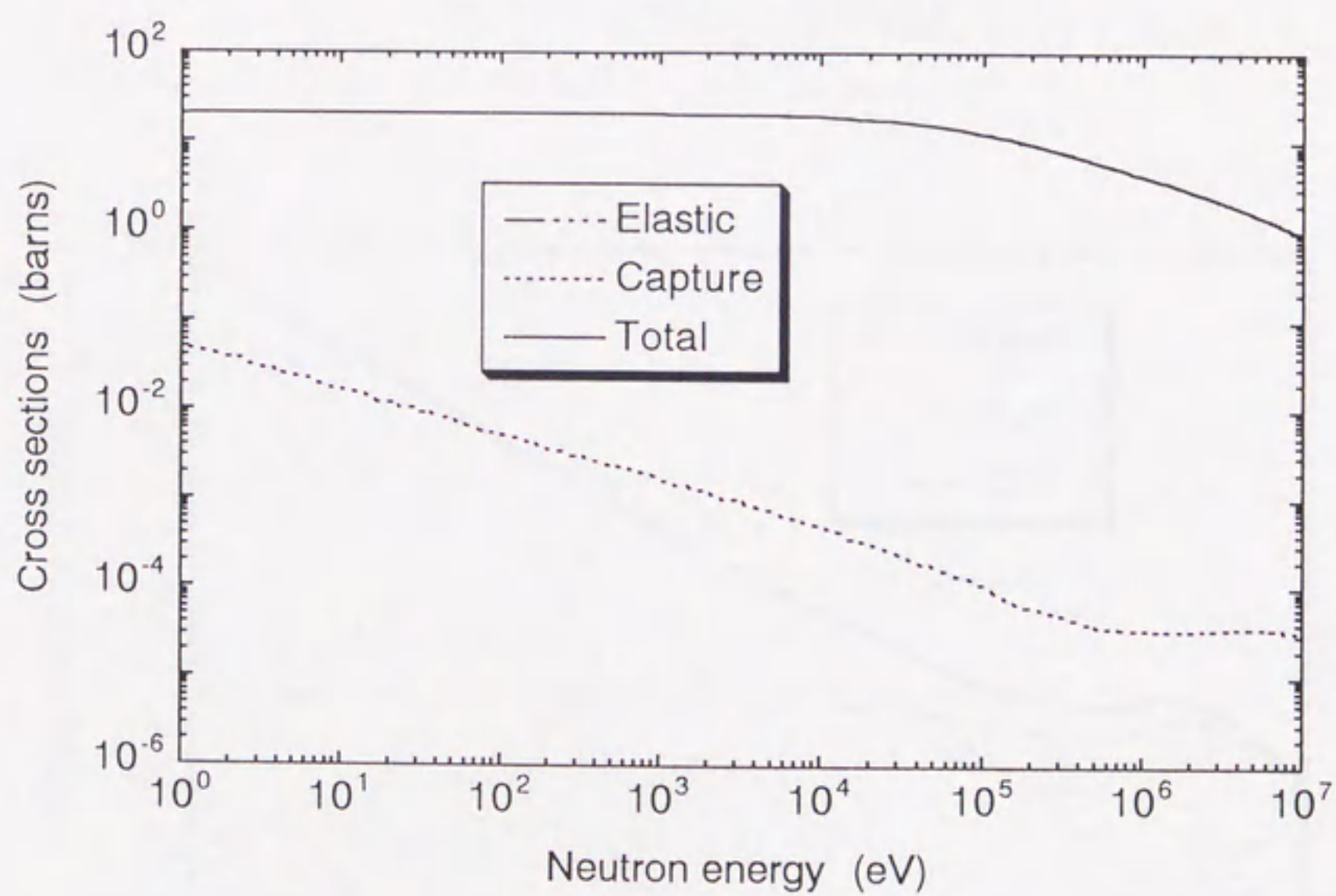


Fig. 3-10 Neutron cross sections for $^1\text{H}^{2-1}$.

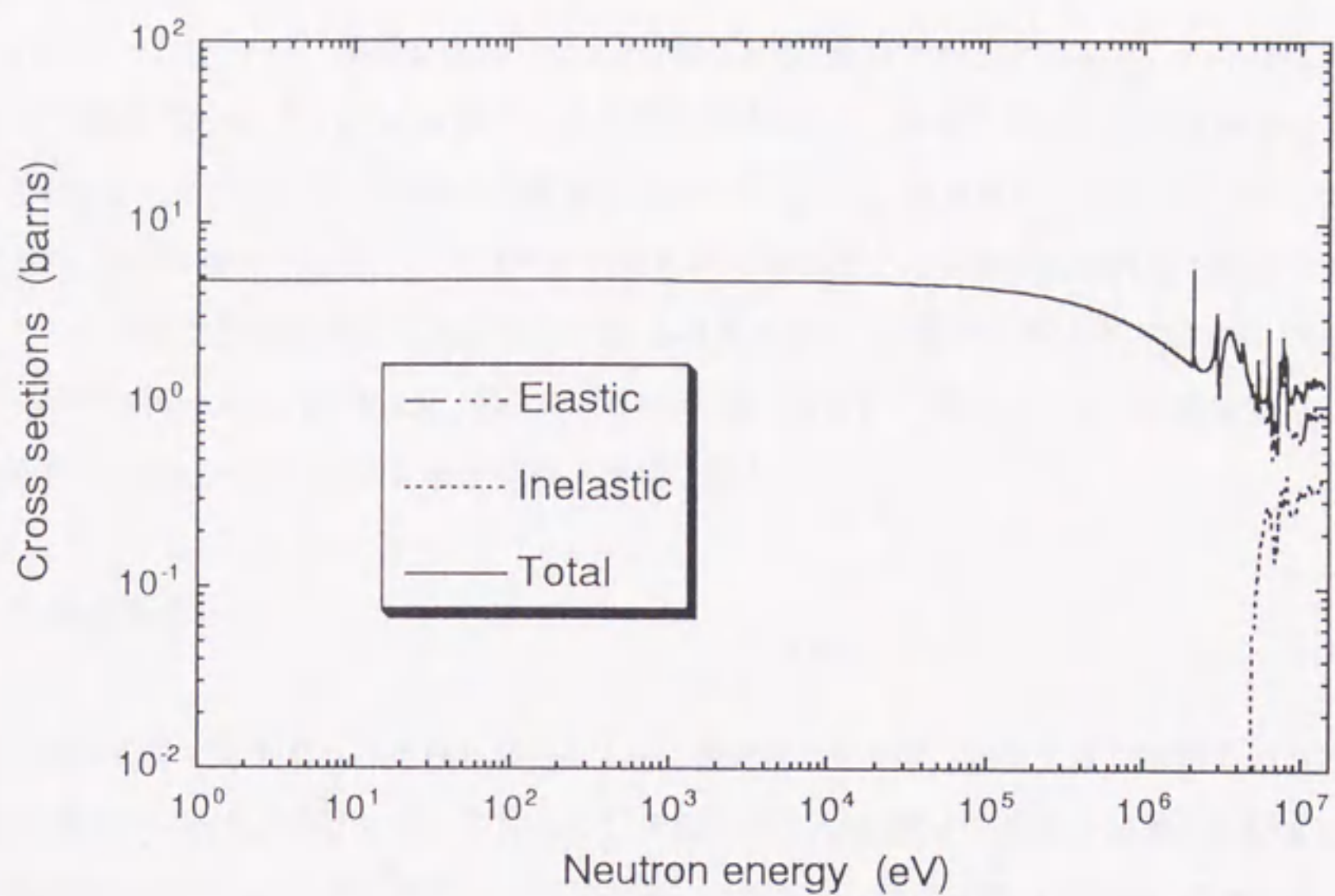


Fig. 3-11 Neutron cross sections for ^{12}C .

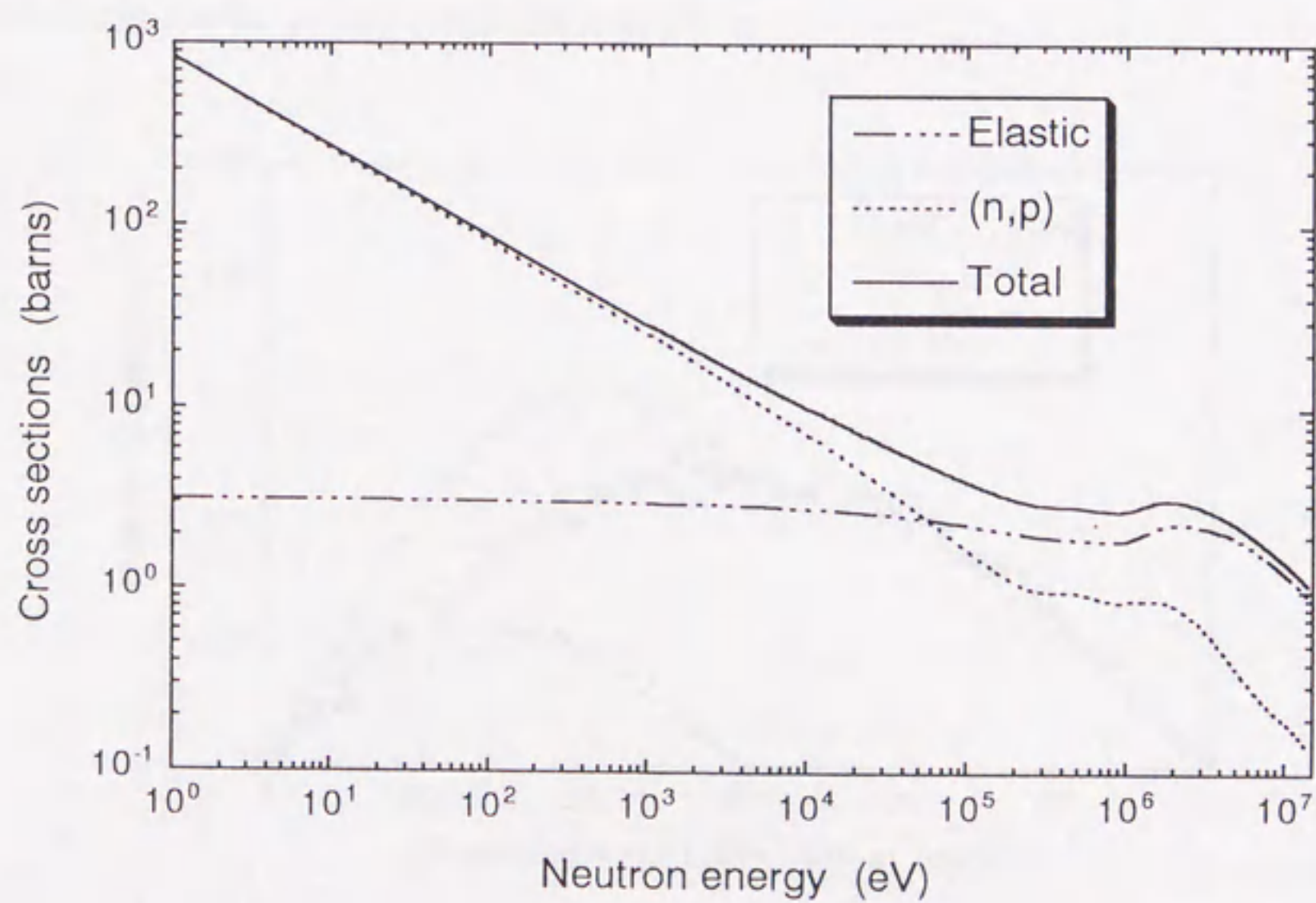


Fig. 3-12 Neutron cross sections for ^3He .

きるようにした。体系内を拡散する熱中性子のスペクトルには、これらの中性子温度で決定される Maxwell 分布を用いた。

1 eV 以下の中性子は、熱振動をしている周囲の物質と衝突することにより、エネルギー的に上方散乱を行う場合がある。そのため非常に大きな近似ではあるが、熱中性子の散乱は実験室系で等方散乱とし、散乱によって中性子エネルギーは変化しないと仮定した。減速材に入射した 5 MeV の中性子 1000 個に対して、何らかの理由でヒストリーの追跡を打ち切るまでに中性子と水素原子核との散乱においてサンプリングされた散乱角の頻度分布を Fig. 3-13 に示す。中性子エネルギーが 1 eV 以上では重心系において等方散乱を行うために、散乱角は 0 ~ 90 度に分布し、熱化してからは実験室系において等方散乱をするため 0 ~ 180 度に分布する様子が見られる。

3.2.4 測定器のモデル

測定器のモデルは簡単な二重円柱構造とした。幾何形状の概略と 3 次元直交座標系における幾何変数を Fig. 3-14 に示す。ポリエチレン柱、及びその内側に ^3He -PSPC を共に X 軸上に配置した。中性子は平面 $X=0$ において正の方向を持って円柱前面に入射する。中性子源は点線源、または平行ビームの 2 通りを選択できるようにした。中性子の追跡は、中性子が減速材を逸脱するか、あるいは水素原子核や炭素原子核による吸収などによって消滅するまで行った。比例計数管部分には任意の圧力に ^3He を充填した。ポリエチレン中で減速され、熱化した中性子が比例計数管領域において ^3He 原子核と $^3\text{He}(n,p)\text{T}$ 反応を起こした場合は、その座標を記録した。最終的に X 軸上の 0 ~ L を 100 領域に分割し、各領域における計数の頻度分布、すなわち検出位置分布を得た。

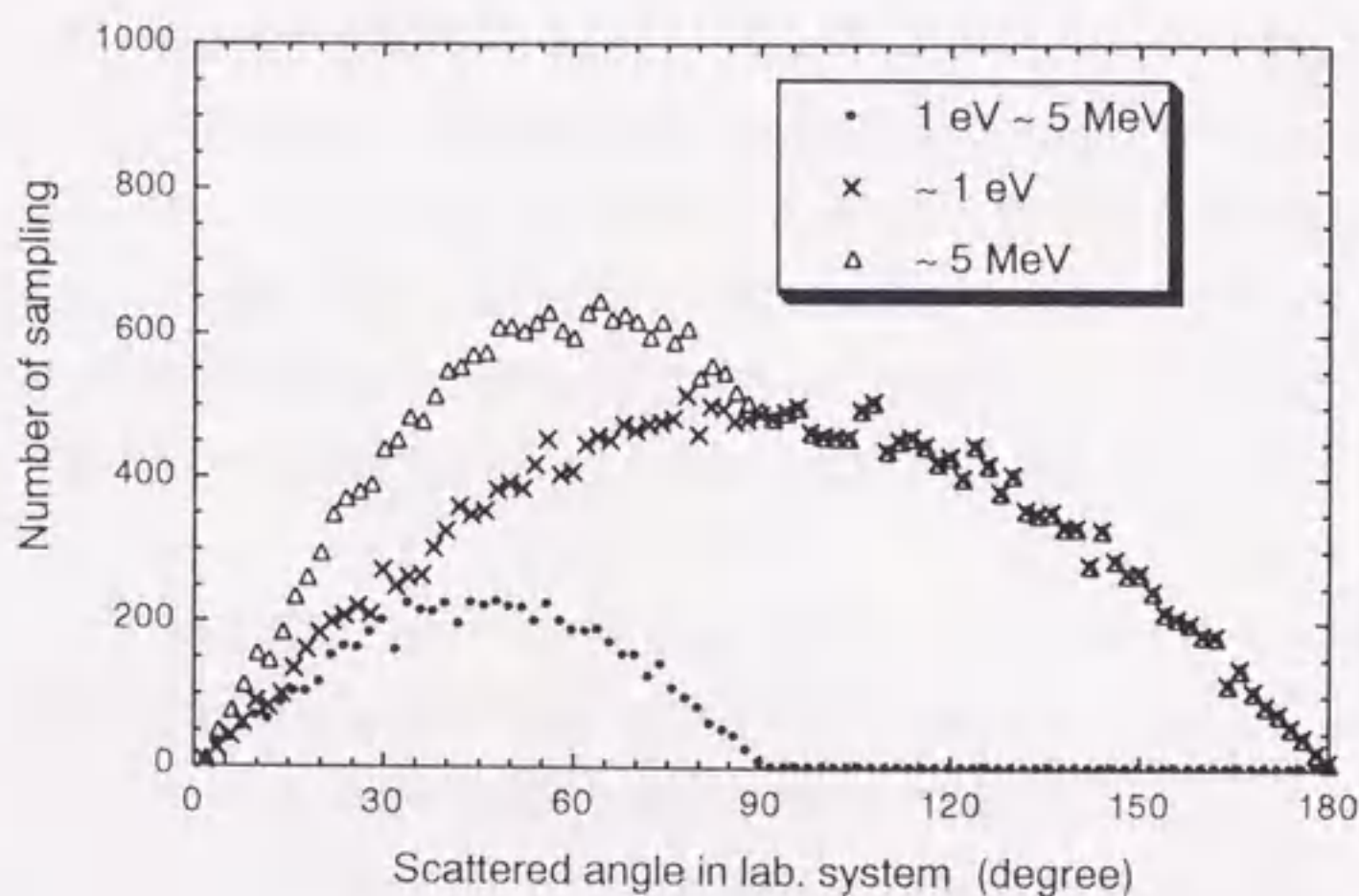


Fig. 3-13 Distribution of the scattered angles of 1000 incident neutrons with the energy of 5 MeV on the collisions with ^1H nuclei in polyethylene. The scattered angles were chosen from 0 ~ 90 degrees for the neutrons with the energies higher than 1 eV, and 0 ~ 180 degrees for those below 1 eV. Total number of collisions was 34671.

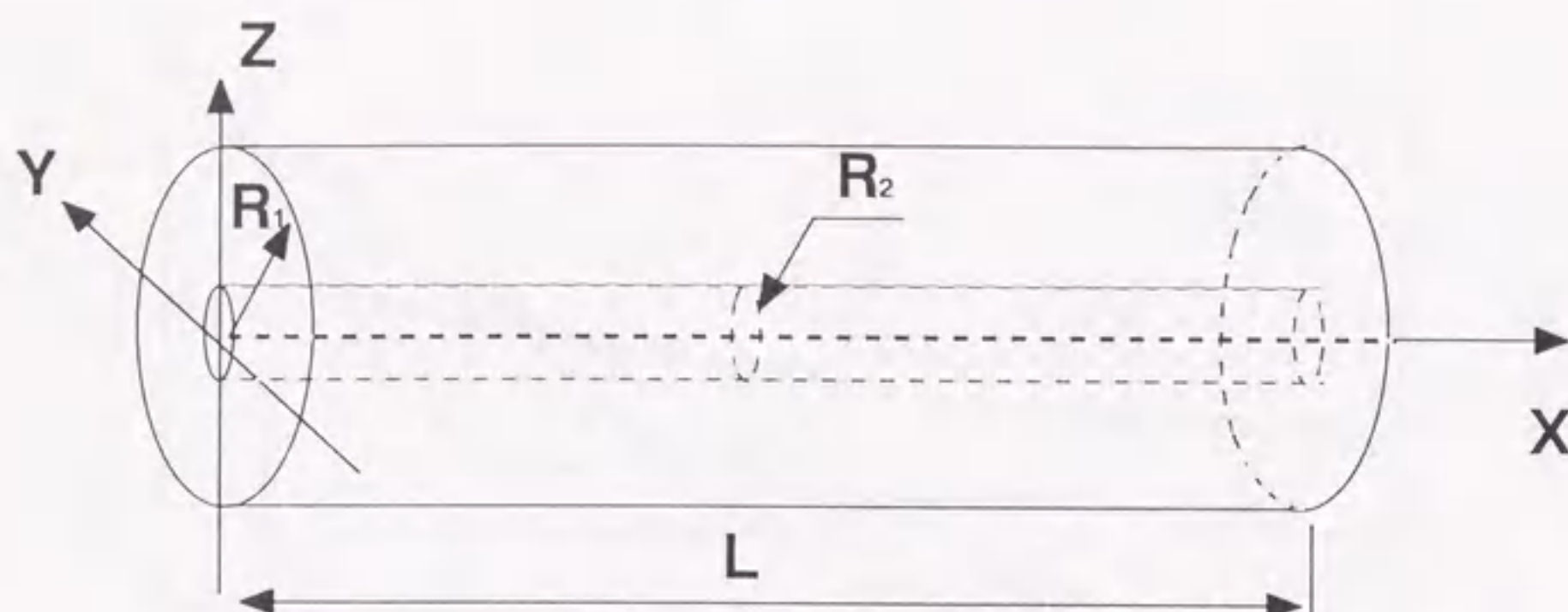


Fig. 3-14 A schematic view of the counter geometry in the Cartesian coordinate system.

3.2.5 シミュレーションによる検出位置分布の計算

様々な大きさの体系について検出位置分布を計算することによって、20 MeV程度の中性子を測定するのに十分な体系の大きさとして、円柱減速材の直径を16 cm、長さを70 cmとすることとした。減速材の長さをこのように長くしたのは、中心検出器にPSPCを使用することによって減速材の任意の領域を選択することが可能であるためである。数 MeV 以下の中性子に対しては、おおむね40 ~ 50 cm 以内の領域を用いることで十分な情報が得られると思われる。

様々なエネルギーの中性子を照射した場合に対して計算した検出位置分布をFig. 3-15に示す。入射中性子のエネルギーが高くなるにつれ、検出位置分布が減速材の深部に広がっていく様子が見られた。入射中性子は、平均的に、平均自由行程だけ減速材中を進んだ位置において第1回散乱を起こし、ほぼその位置を中心として拡散していく。拡散の結果、減速材前面近くに達した中性子は前面から逸脱してしまうため、減速材前面付近における熱中性子束分布は相対的に低くなる。したがって、検出位置分布において計数が最大になる位置が見られ、その位置は入射中性子エネルギーと共に深くなっていることが分かる。

ESLOCはPSPCの軸を線源に向けて使用するため、線源から放出された中性子が減速材で減速されることなく直接PSPCに入射する場合がある。これらの直接入射中性子によるストリーミングによる影響で、20 cm ないしは30 cm 以上の減速材深部においては、入射時のエネルギーの低い中性子に対して計数が増加している。検出位置分布の形状や、PSPCへの直接入射中性子の影響などに関する考察は3.3.6節において行うこととする。

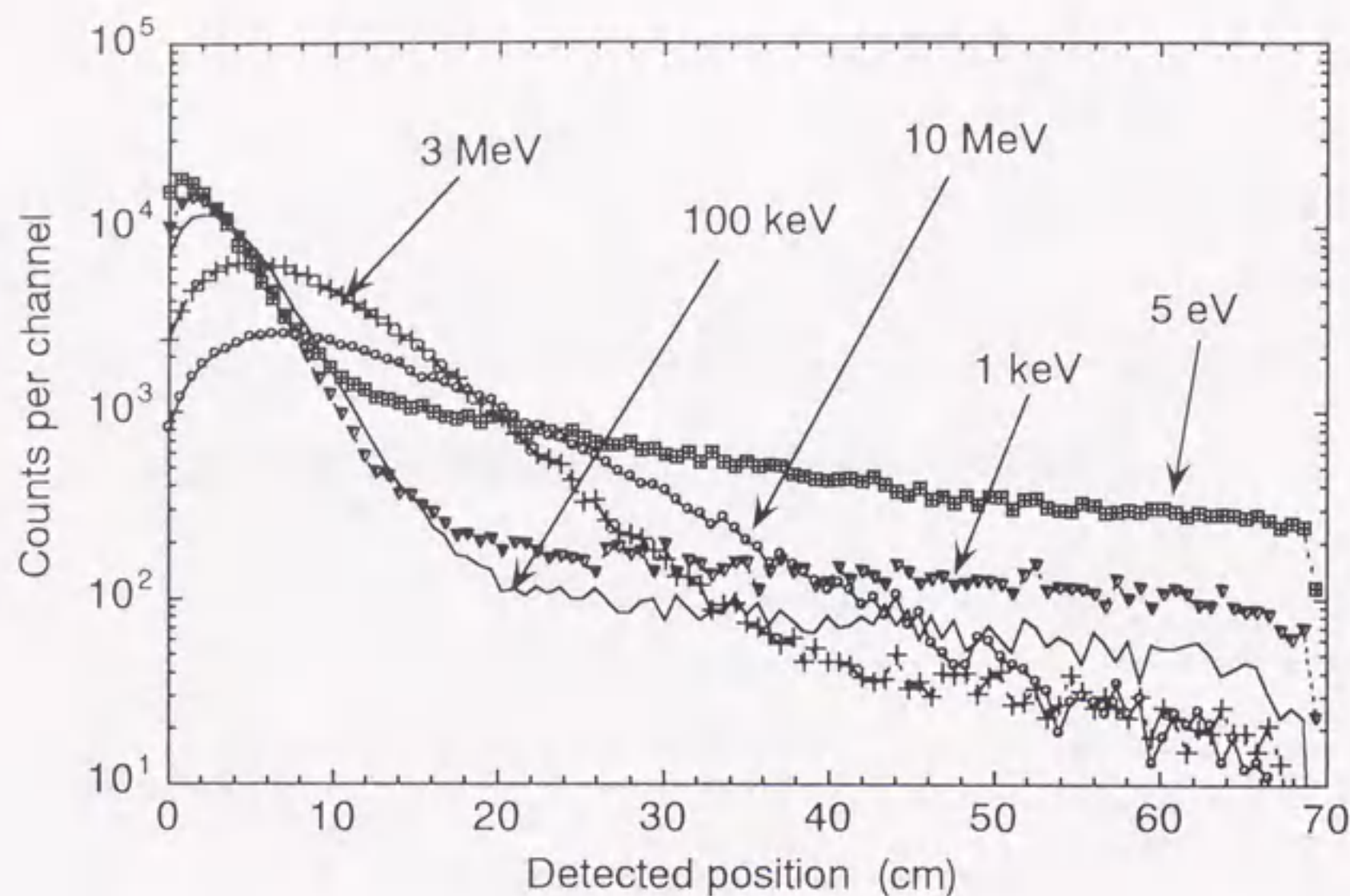


Fig. 3-15 Detection position profiles calculated for monoenergetic neutrons with the Monte Carlo simulation.

3.2.6 まとめ

モンテカルロシミュレーションによって測定器の応答を調べた。測定器のモデルは中心領域に ^3He ガスを、その外側を取り巻くようにポリエチレン減速材領域を設けた二重円柱構造とした。シミュレーションの結果、減速材の大きさは直径16 cm、長さ70 cmとして製作することにした。この体系に様々なエネルギーの中性子を照射した場合に得られる検出位置分布を計算した結果、減速材の20～30 cmより深部に、PSPCへの直接入射中性子によるものと思われる検出位置分布が見られた。

3.3 応答関数の測定

3.3.1 測定器の製作

体系の大きさが決定できたので、実際に測定器を製作して応答関数を測定することにした。Fig. 3-16にESLOCの概略図を示す。ESLOCは中心検出器として直径2.14 cm、有効長118 cmの片側読み出し二重円筒型 ^3He -PSPCを使用しており、それを取り巻くポリエチレン円柱減速材、および外部からの散乱中性子の入射を防ぐ遮蔽層から成る。PSPCには ^3He ガスを71 kPa (0.7 atm)、および CF_4 ガスを30 kPa (0.3 atm)で充填した。 ^3He ガスに CF_4 ガスを添加することによって $^3\text{He}(n,p)\text{T}$ 反応によ

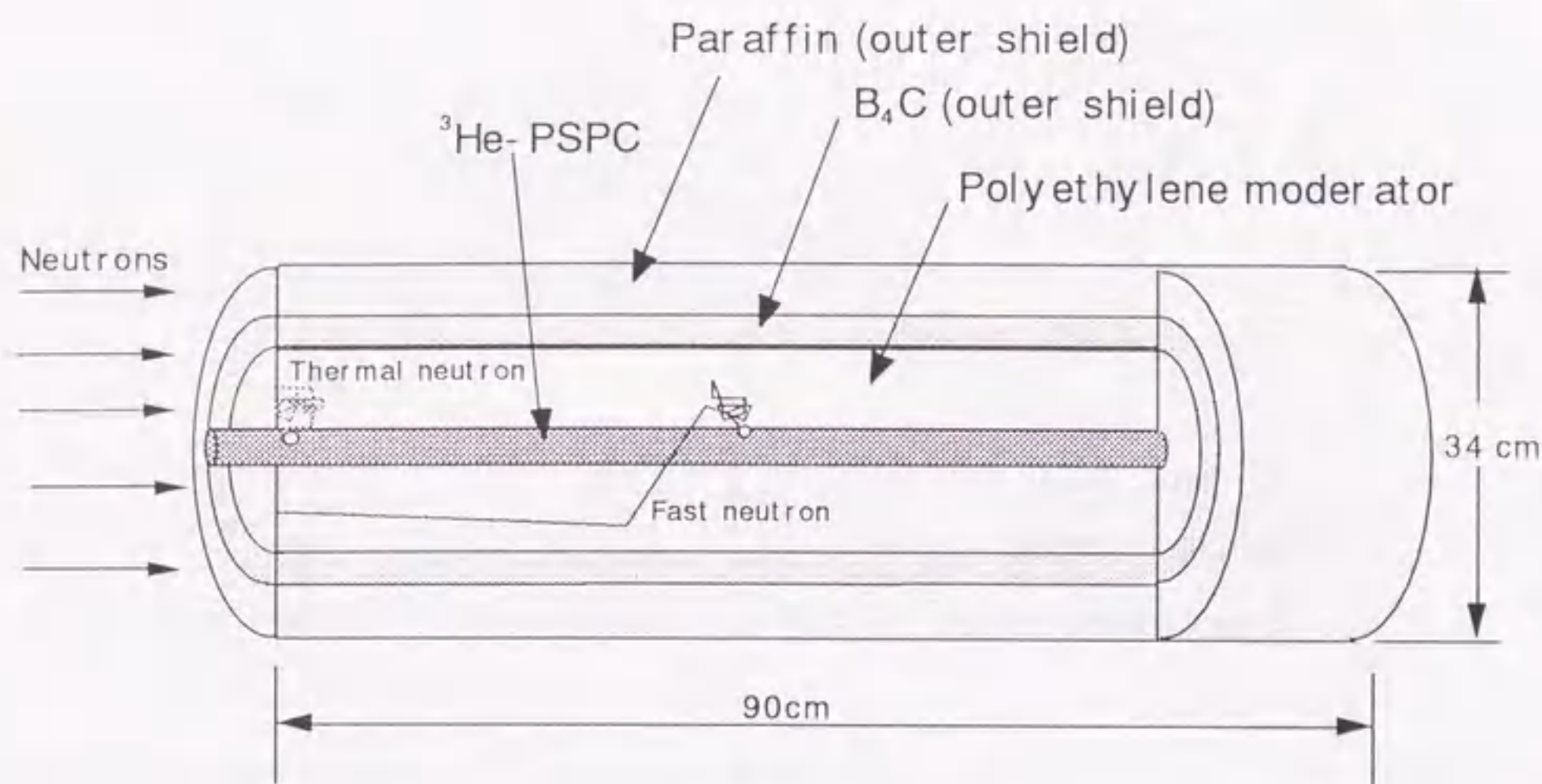


Fig. 3-16 A schematic view of the ESLOC.

り生成するプロトンとトリトンの飛程が短縮され、したがって比例計数管の位置分解能を向上させることができる³⁻¹⁵⁾。 ^3He と CF_4 の比率は比例計数管の位置分解能、計数管に印加する電圧、得られるガス増倍度などの条件から決定した。

ESLOCによる中性子測定は、測定器の前面から入射した中性子のみを対象としている。そのため実際に測定器を用いて中性子測定を行うためには、実験室の壁や床からの散乱中性子が測定器の側面・底面に入射するのを防がなくてはならない。したがって、中性子が入射する前面を除いて厚さ7 cmのパラフィン減速層、およびその内側に厚さ2 cmの B_4C 中性子吸収層を設け、ポリエチレン減速材全体を取り巻いた。 B_4C は粒子の細かい黒色の粉末であり、中性子吸収材として一般的に広く利用されている B_2O_3 のような吸湿性が無いため、吸収層として安定に使用できる。

3.3.2 PSPCの特性評価

(1) 測定系

測定系のブロック図をFig. 3-17に示す。PSPCの抵抗陽極線および全電荷収集用陰極チューブからの信号はそれぞれ二つの前置増幅器(ORTEC 142PC)によって増幅され、波形整形比例増幅器(ORTEC 570)へと送られる。ここでCR-RC⁴フィルターによってガウス型に整形され、増幅された電圧パルスをADC (SEIKO EG&G 1821)に入力し、デジタルデータに変換する。比例増幅器の整形時定数は、陽極信号に対しては時間的に早い信号成分がもたらす位置情報を取り入れるために1 μsec とし、陰極からの信号に対しては収集された全電荷量に比例した波高を得るため2 μsec とした。両電極からの信号の

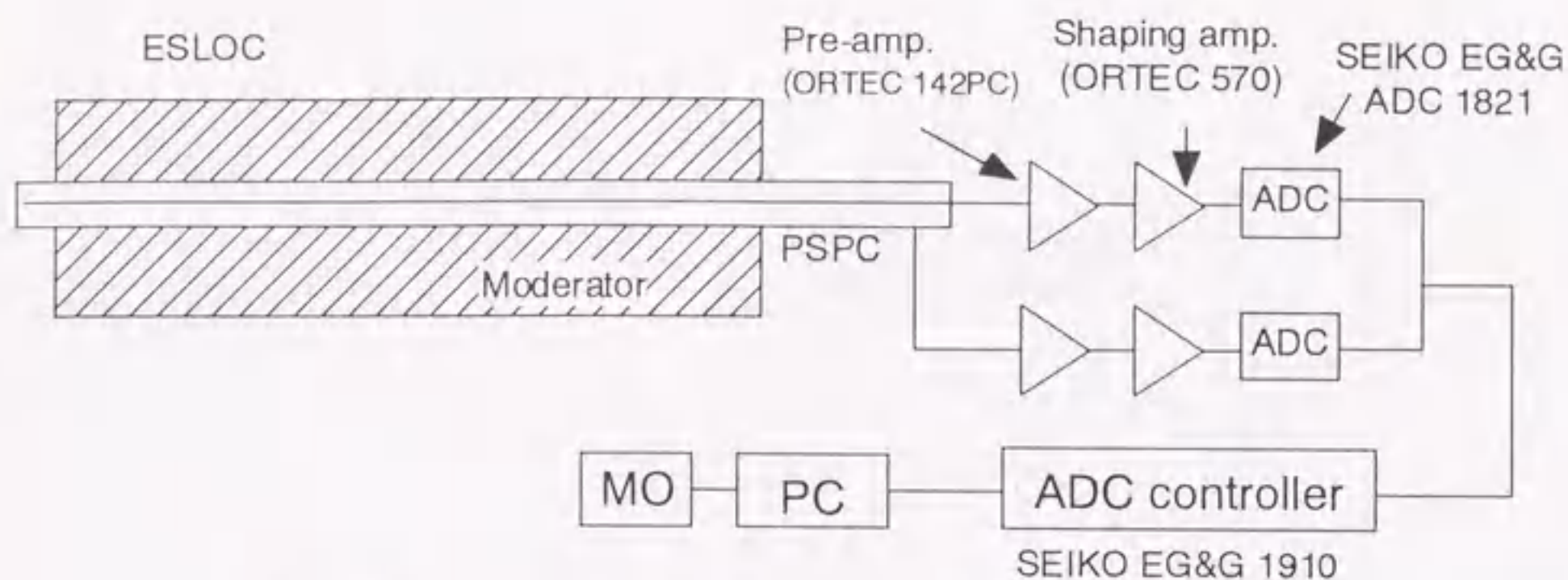


Fig. 3-17 Schematic diagram of the ESLOC and the data acquisition system.

同時・非同時の判定はマルチパラメーターデータ集積システム(SEIKO EG&G 1910)によってLISTモードで行い、データは一定量ごとにMOディスクに書き込んだ。 γ 線が管壁材と相互作用することによって発生する光電子による低波高事象は、簡単なパルス波高弁別によって取り除くことが可能であった。検出位置分布の計算は測定終了後に行い、おおむね10～20秒程度の計算時間を要した。以下に行った全ての測定においてこれらのシステムを用いた。

(2) パルス波高分布

熱中性子照射によって得られた、PSPCのパルス波高分布をFig. 3-18に示す。壁効果事象、および765 keVの全エネルギー吸収ピークが観察される。エネルギー分解能は半値幅で6.4%となり、およそ50 keVと評価された。壁効果事象の割合はおよそ42%と評価された。計数ガス中におけるプロトン、トリトンの飛程は、それぞれ0.56 cm、0.27 cmである。Fig. 3-19に示した白丸(○)は、計数管内部で一様に生成されて任意の方向に放出された飛程無限大の粒子が、管壁に至るまでに飛行することのできる距離をモンテカルロ法によって求めた頻度分布図である。粒子が飛行できる距離が荷電粒子の飛程(図中破線で表示)よりも短い場合には必ず壁効果の影響を受ける。そのため粒子の飛程を、プロトンとトリトンの飛程の合計である0.83 cmとした場合には、パルス波高分布の全事象に対する壁効果事象の割合はおよそ38%となり、実験値に近い値が得られた。図中実線で示す曲線はYamaneら³⁻¹⁰⁾によって示された関数であり、粒子の飛行距離が計数管の直径より短い場合に成り立つ近似式である。飛行距離が計数管の直径である2.14 cm以上ではYamaneらの近似式と数値計算値とのずれが大きくなっているが、それ以下ではよい一致を示した。

(3) 位置分解能

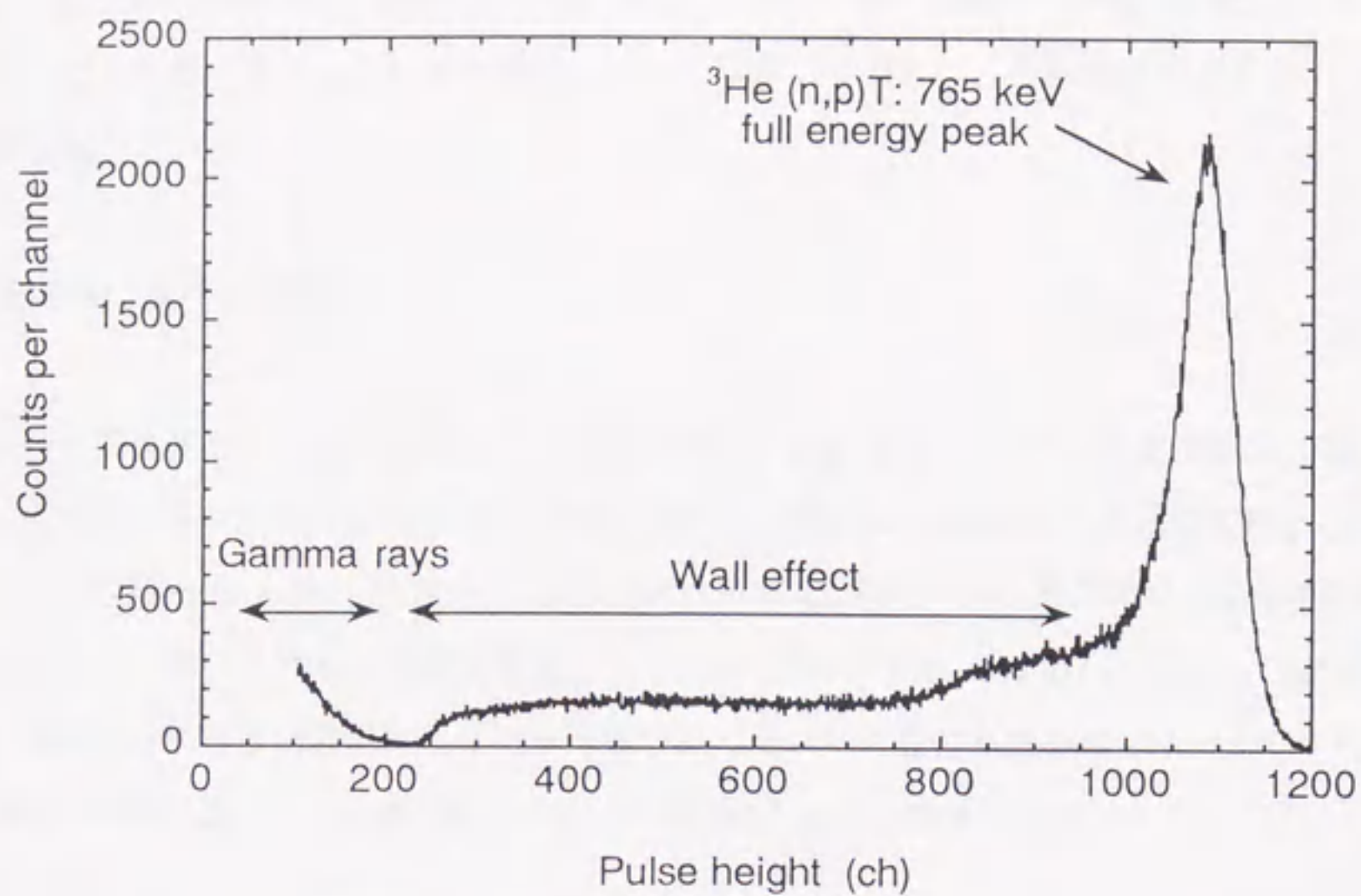


Fig. 3-18 Pulse height distribution of the PSPC for thermal neutrons.

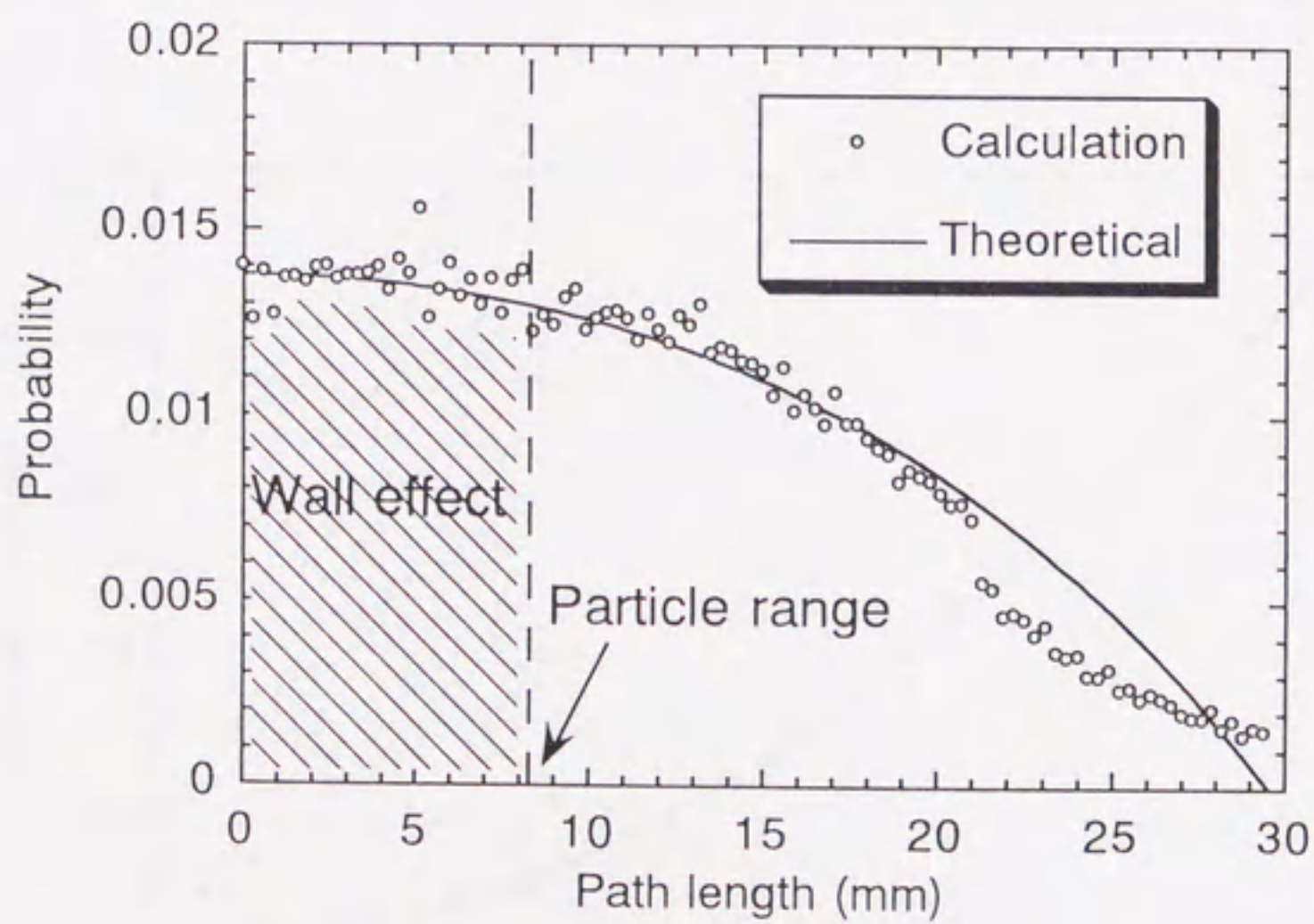


Fig. 3-19 Distribution of the maximum flight path length of the charged particles created within a tube whose radius is 1.07 cm. The circles show the result of numerical calculations with Monte Carlo method, and the solid line shows the theoretical curve ³⁻¹⁶.

PSPCを減速材から引き抜き、厚さ0.05 cmのカドミウムの板を管壁に巻き付けることで、PSPCに入射する熱中性子ビームを様々な幅にコリメートし、心線に垂直な方向から照射することによってPSPCの位置分解能を調べた。測定により得られた半値幅の変化の様子をFig. 3-20に示す。位置分解能は二次式によりカドミウムスリット幅を0 cmに外挿して得られ、最終的におよそ1.1 cmと測定され、良好な値を示した。

(4) 位置演算における直線性

中性子の入射位置と、それが記録された位置の関係をFig. 3-21に示す。本計数管は位置演算において極めて良好な積分直線性を有することが確認された。計数管の電極付近の構造図をFig. 3-22に示す。管内に挿入されたKovar sleeveによって計数管の有効領域が決められ、その両端は端効果の影響によって鋭く切り立った部分³⁻¹⁸⁾から正確に決定することができた(Fig. 3-24)。したがって減速材に挿入したPSPCの領域の決定は正確に行うことが可能であった。計数管の有感長さ118 cmのうち、ポリエチレン減速材は有感長さの5 cm相当部分から75 cm相当部分に巻き付けた。

3.3.3 散乱中性子に対する遮蔽層の効果

Fig. 3-23に示す実験配置において中性子を側面から照射して遮蔽層の効果調べる実験を行った。線源には²⁴¹Am-⁹Beを用いた。その結果、Fig. 3-24に示す検出位置分布が得られた。横軸の0 cmお

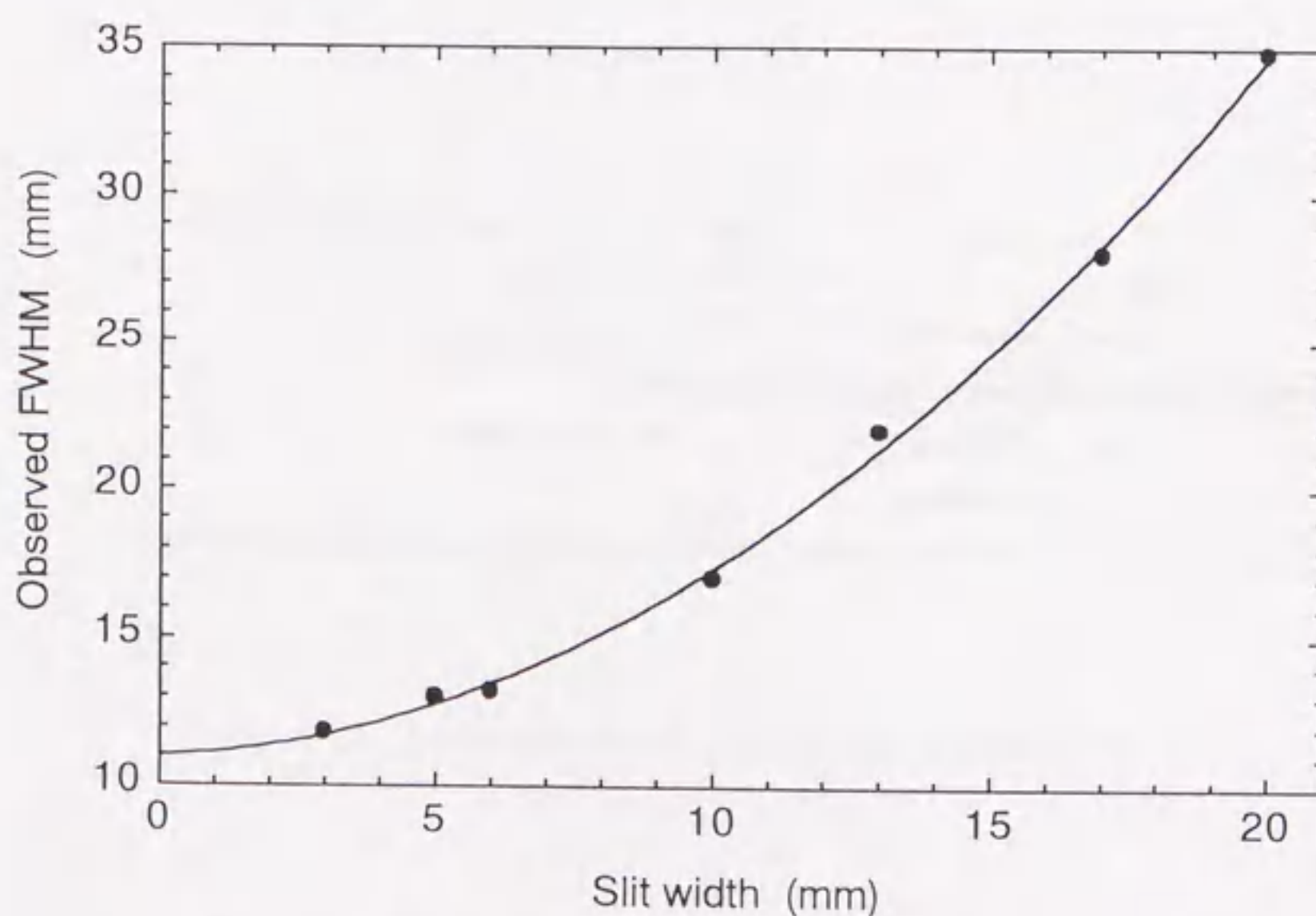


Fig. 3-20 Observed FWHM as a function of the cadmium slit width.

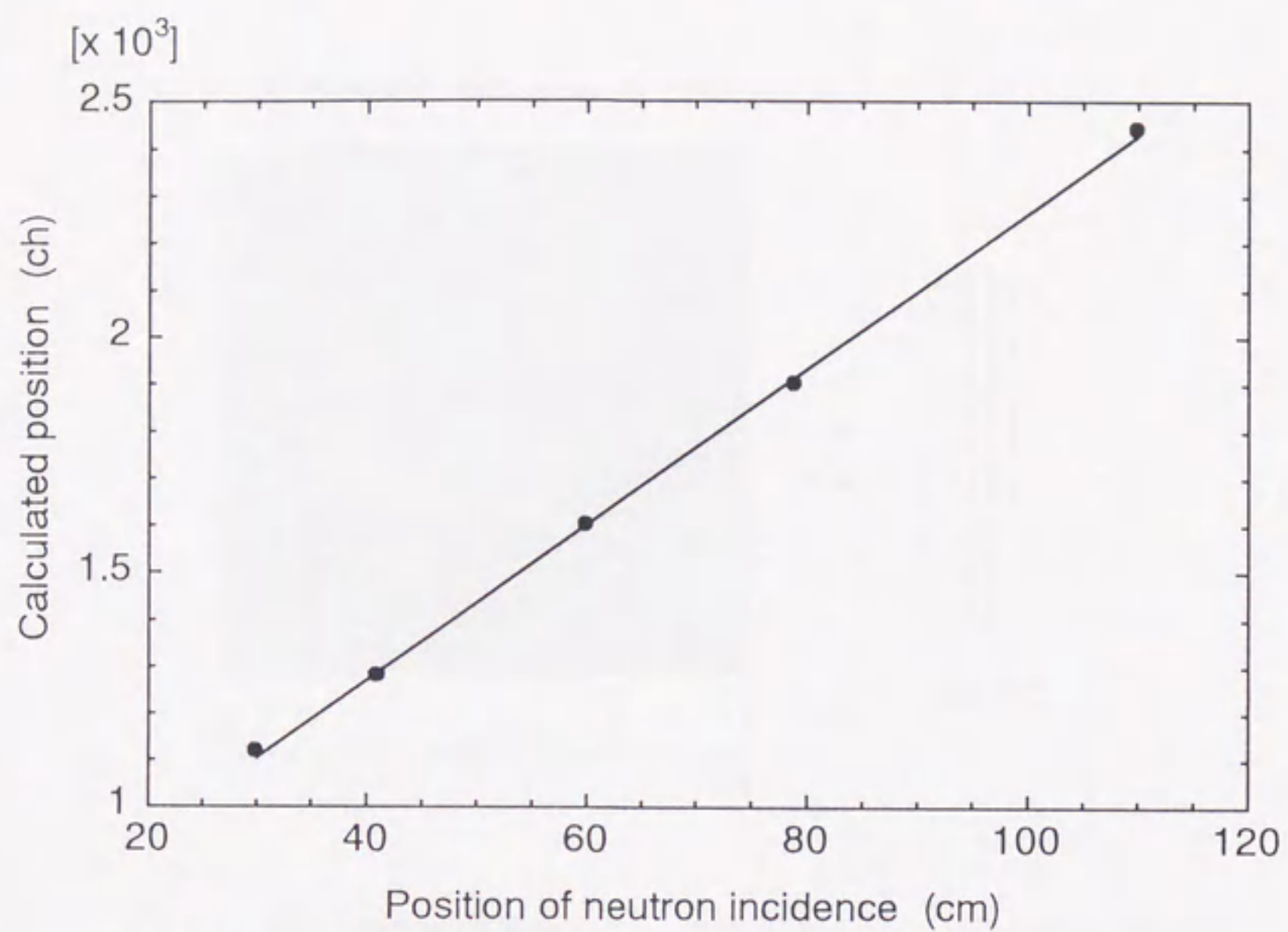


Fig. 3-21 Relation between the position of neutron incidence and the calculated position.

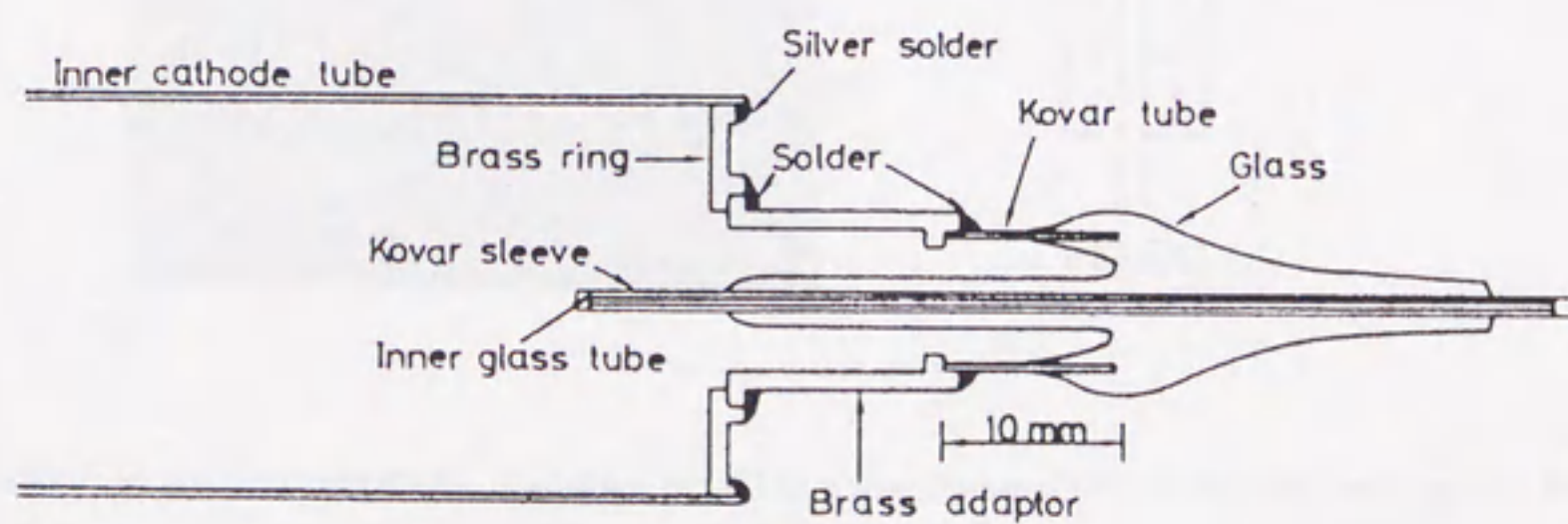
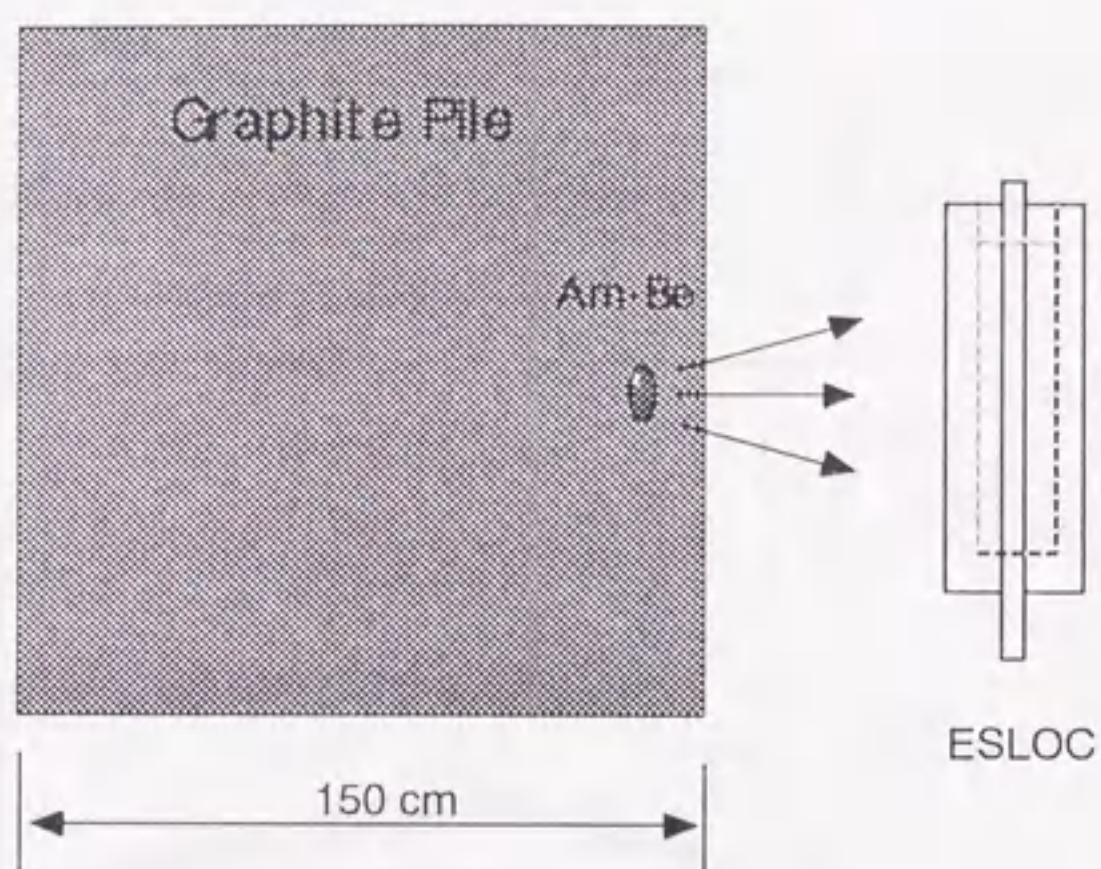


Fig. 3-22 Cross-sectional view of the PSPC and its electrode ³⁻¹⁷.

(a) Fast and epithermal neutrons



(b) Thermal neutrons

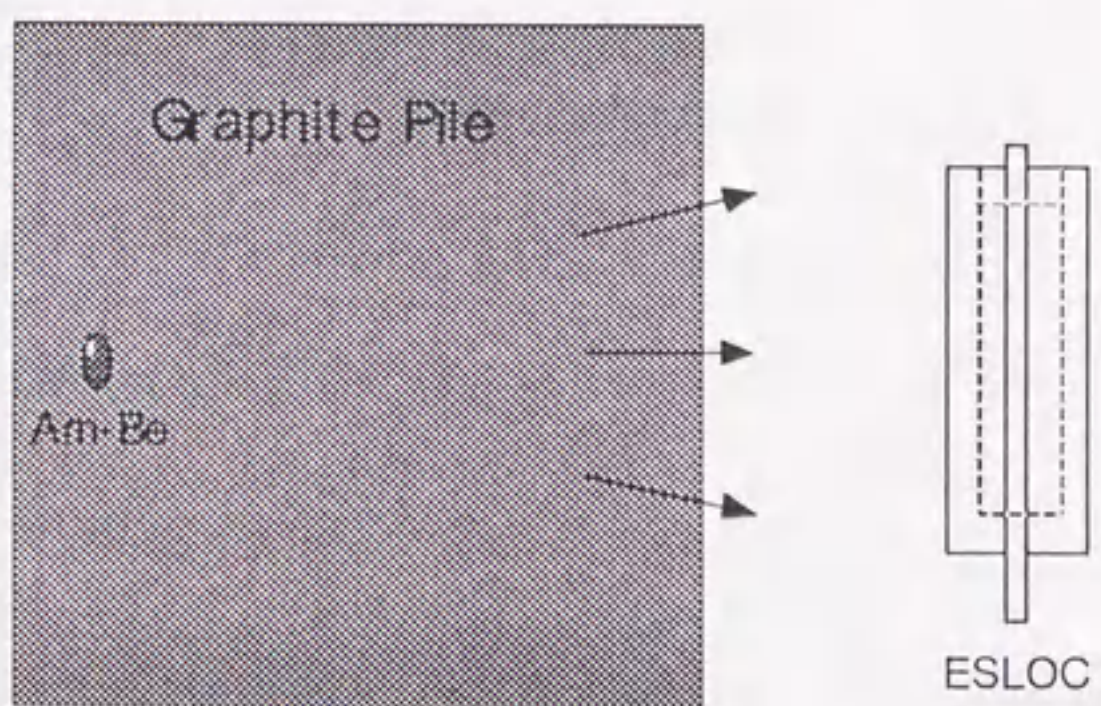


Fig. 3-23 Experimental arrangements for the irradiation of (a) fast-and-epithermal and (b) thermal neutrons onto the lateral surface of the ESLOC.

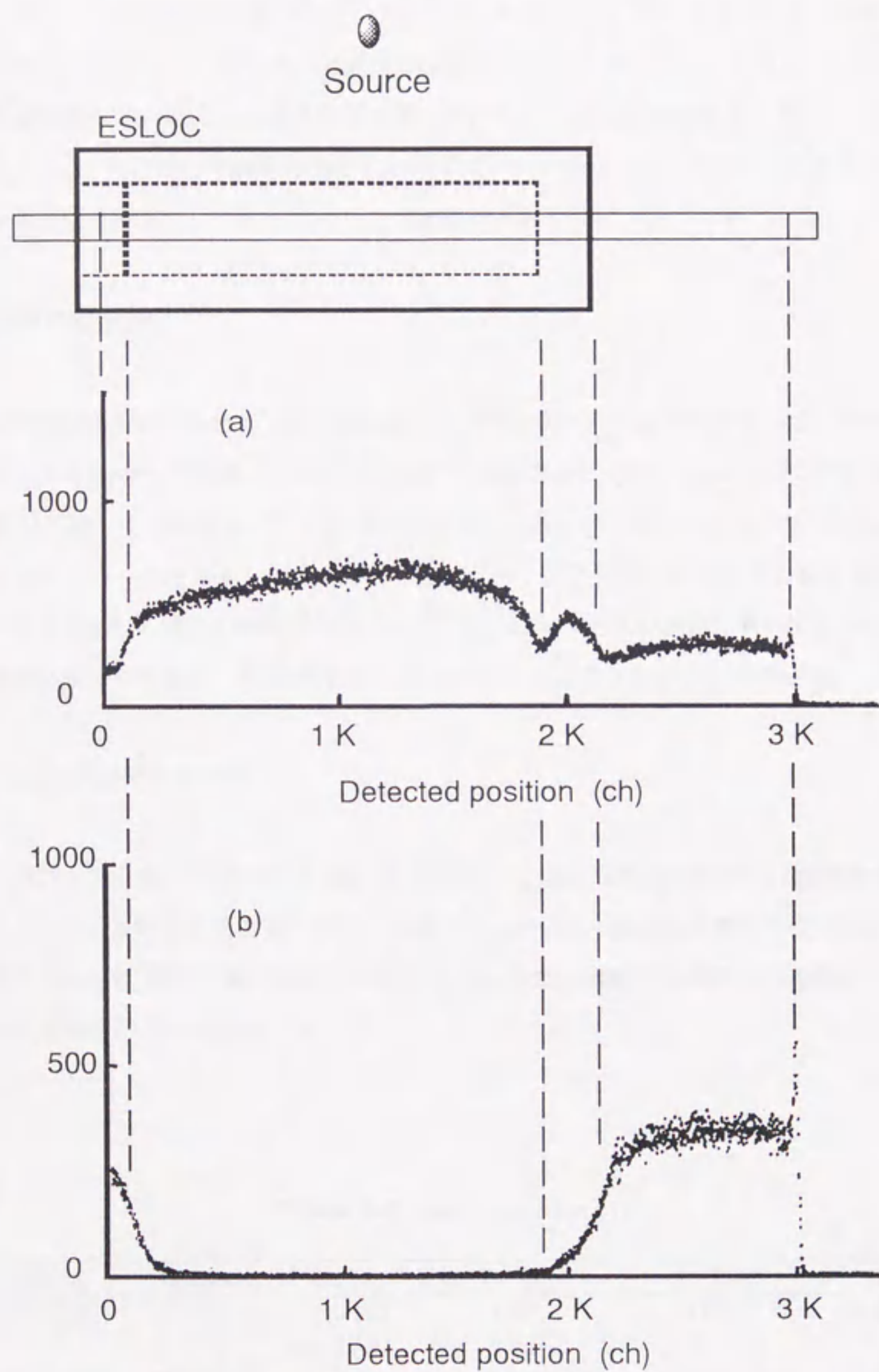


Fig. 3-24 Detection position profiles obtained with the PSPC for the irradiation of (a) fast-and-epithermal and (b) thermal neutrons onto the lateral surface of the ESLOC.

よび3000 chにおいて端効果によって鋭く切り立った部分が見られ、この位置が計数管の有効領域の両端に相当することが分かる。**Fig. 3-24a**、および**24b**に示したように、遮蔽層は熱中性子に対しては十分に機能しているが、高速中性子に対しては遮蔽が十分に行われていないことが分かった。これらの高速中性子に対して十分な遮蔽効果を得るためには、例えば5 MeV 程度のエネルギーの中性子の平均自由行程(およそ6 cm)の3~4 倍程度の減速層が必要となる。しかしながらこのように20 cm 程度の厚みを有する減速層をポリエチレン減速材の外側に設けることは測定器の重量を増加し、可搬性を著しく損なうこととなる。したがって実際の測定においては、シャドーコーンを用いた測定などによって散乱中性子による影響を評価し、それらの成分を測定値から差し引くことにした。

3.3.4 単色中性子照射実験

ESLOC の動作特性を調べるため、電子技術総合研究所標準中性子場³⁻¹⁹⁾において中性子照射実験を行った。使用した単色中性子線源についての詳細を**Table 3-3**に示す。これらの単色中性子の他に黒鉛パイルを用いた熱中性子標準場³⁻²²⁾における測定も行った。熱中性子による測定を除いた全ての測定においてシャドーコーンを用いた測定を行うことにより、散乱中性子の寄与分の補正を行った。加速器ターゲットとESLOCの前面の間隔は200 cmとした。なお、全ての測定においてPSPCの先端には熱中性子が直接入射するのを防ぐ目的で厚さ0.05 cmのカドミウムキャップを被せた。

3.3.5 実験による応答関数の評価

実験によって得られた検出位置分布を**Fig. 3-25**に示す。図中の検出位置分布は総計数が1になるように規格化している。入射中性子のエネルギーが高くなるにつれ、減速材の深部にまで検出位置が分布する様子が見られる。減速材の有効領域は50 cm以内とした。室内の構造物からの散乱中性子による計数は全体の計数の17~20%程度であった。

Table 3-3 Neutron sources at ETL.

Accelerator	Reaction	En (MeV)	Ep/Ed (MeV)	Q-value (MeV)	Reference
Van de Graaff	${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$	0.182	1.97	-1.64	3-20
—	—	0.593	2.33	—	—
Cockcroft-Walton	$\text{T}(d,n){}^4\text{He}$	2.85	0.260	17.6	3-21
Van de Graaff	$\text{D}(d,n){}^3\text{He}$	5.0	1.83	3.27	—

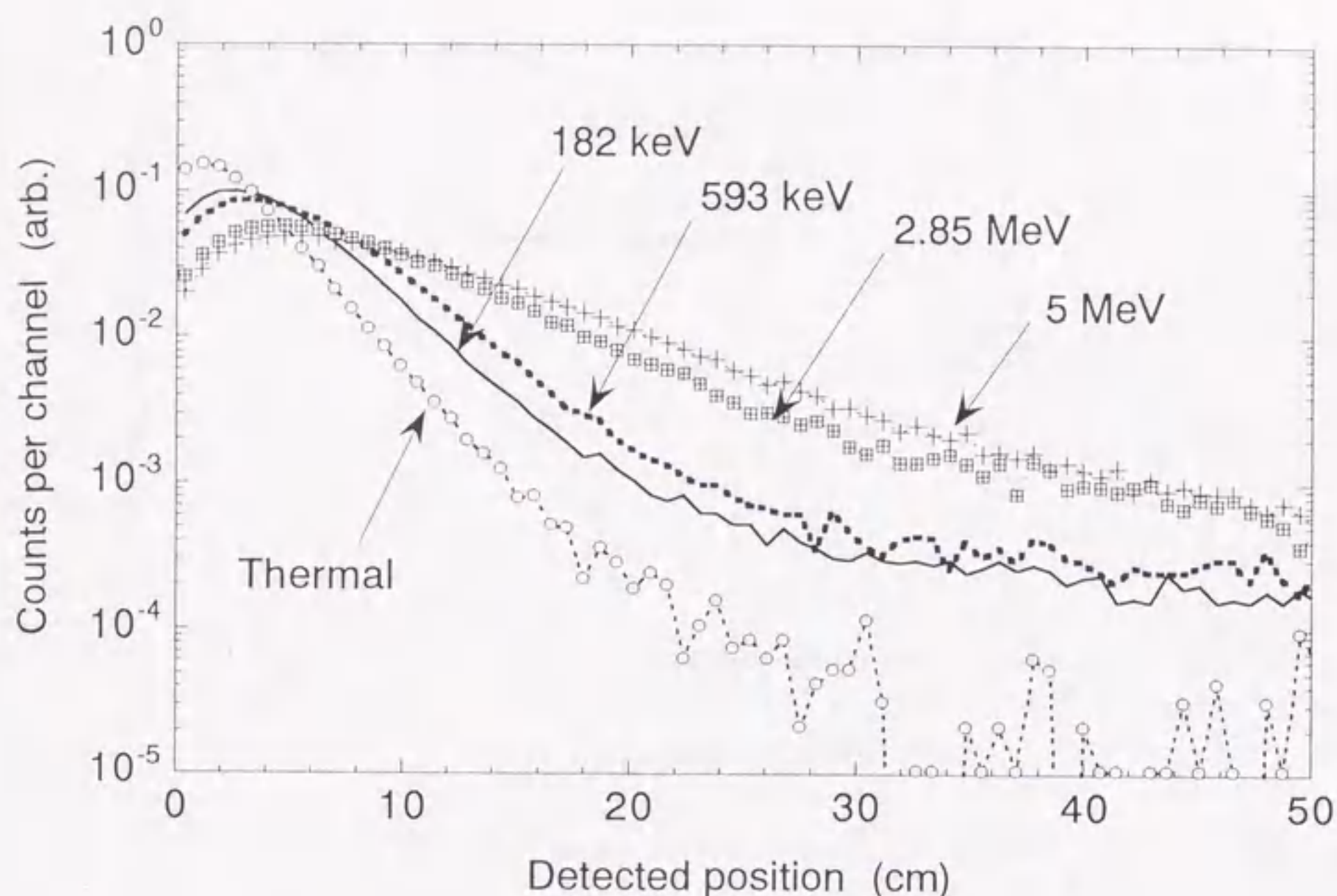


Fig. 3-25 Position profiles experimentally obtained for the thermal and the monoenergetic neutrons incident onto the front face of the ESLOC.

3.3.6 検出効率

測定によって得られた測定器固有の検出効率、すなわち入射中性子数に対する検出された中性子数の割合を入射中性子エネルギーの関数としてFig. 3-26に示す。シミュレーションの結果は測定値と良く一致している。熱中性子から数MeV程度のエネルギーの中性子に対して比較的一様な検出効率を得られた。熱中性子に対する検出効率は0.35%と評価され、シミュレーションによる計算値である3.2%を大きく下回った。これは熱中性子が測定器に入射した際の方向性が非常にばらついており、平行ビームで行ったシミュレーションの結果とは異なる応答が得られたためであると考えられる。また2.85 MeV中性子に対する検出効率は5.2%と評価され、シミュレーションによる計算値である2.27%より2倍程大きかった。これらの不一致の原因として考えられる点として、シャドーコーンを用いたバックグラウンド中性子測定実験における評価方法が不十分であった、Cockcroft-Walton型加速器における随伴粒子(α 線)モニターの一時的な誤動作による数え落としなどが挙げられる。

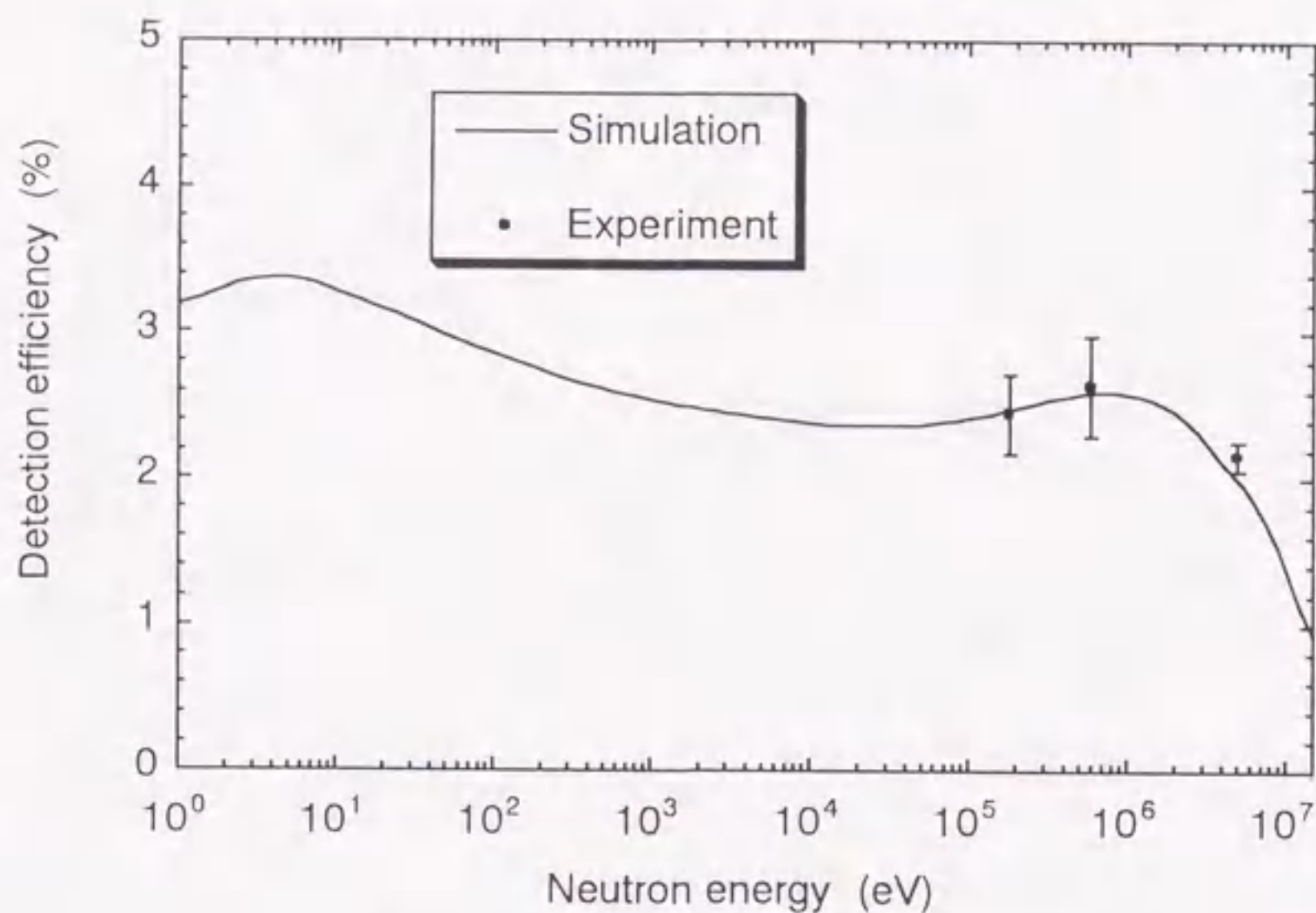


Fig. 3-26 Intrinsic detection efficiency of the ESLOC.

3.3.7 直接入射中性子の影響

Fig. 3-25 において、検出位置がおよそ 10 ~ 30 cm 程度の範囲では、検出位置分布が入射中性子エネルギーの関数として指数的に減衰する様子が見られる。しかし詳細に観察すると、あるいは Fig. 3-15 などから、より減速材の深部において単に指数減衰を示すだけでなく、長くテールを引く分布が見られ、低エネルギー中性子に対して特に顕著に見られる。これは PSPC に直接入射する中性子のストリーミングによる影響であることが分かった。Fig. 3-27 に、熱中性子と 182 keV 単色中性子に対して測定された検出位置分布をシミュレーションの結果と重ねて示す。図中に Direct excluded と記して実線で示した分布は、PSPC に直接入射する中性子を除いて計算した結果である。減速材領域に入射した中性子のみに対して得られた検出位置分布は、表面に近い領域を除いて指数的に減衰することが分かる。0.025 eV の熱中性子の平均自由行程はポリエチレン中においては 0.24 cm であるのに対して、71 kPa の圧力で充填した ^3He ガス中においては 11.7 cm とかなり長いため、PSPC に直接入射した中性子は広い範囲で検出される。図中に Direct profile として示した部分は、PSPC に直接入射した中性子が計数ガス中で検出された事象によるものである。これらの中性子が検出される確率は入射中性子エネルギーが低いほど高くなる。Fig. 3-15 に示した検出位置分布において、20 ~ 30 cm 以上の減速材深部における計数が低エネルギー中性子に対して多く、高エネルギー中性子に対して少なくなるのは、このような理由からである。

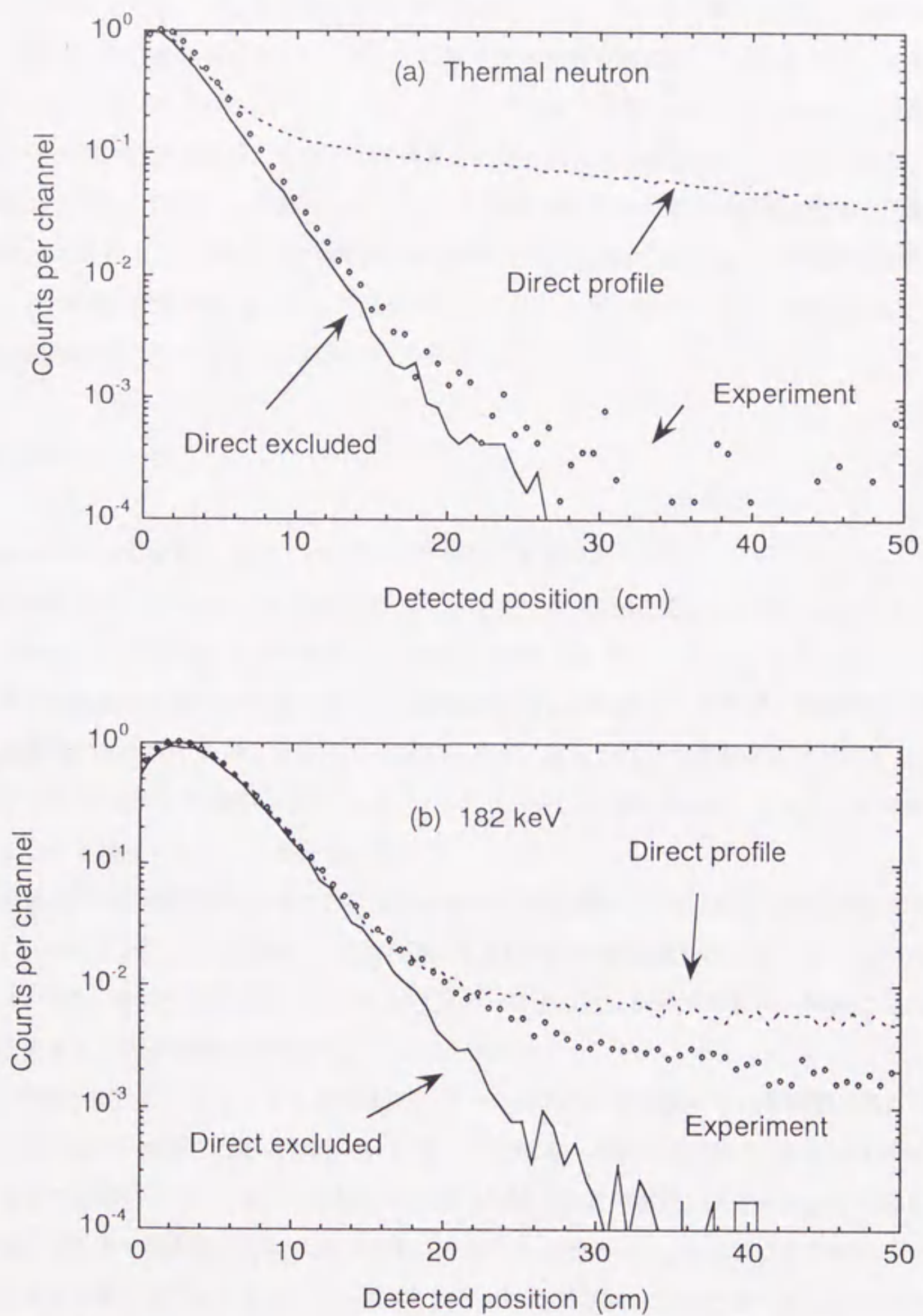


Fig. 3-27 Experimentally obtained detection position profiles (circle) and the simulated ones (dotted line) for (a) thermal and (b) 182 keV neutrons. Also shown is the simulated position profiles for the neutrons without those which directly incident on the PSPC (solid line).

また、PSPCの先端に被せたカドミウムキャップによって、0.5 eV 以下の中性子はPSPCに直接入射する確率は非常に低くなっている。そのため、熱中性子に対して得られた検出位置分布は直接入射中性子を除いて計算した分布とよく合っている。また熱中性子照射実験においては、必然的にある程度の割合で高速中性子が含まれているが、シミュレーションでは全て1 eV 以下であったため、実験結果は計算結果よりやや深い位置で検出される中性子の割合が高くなったと考えられる。それに対して182 keV 中性子に対して測定された検出位置分布は、PSPCに直接入射する中性子の影響を含めて計算した結果とよく一致している。しかし直接入射中性子による計数部分において測定値が計算値よりやや低い値を示している。これはPSPCの先端に付けられたセラミックコンデンサーやガラス電極などによって中性子の一部が散乱されたためであると考えられる。

3.3.8 まとめ

シミュレーションの結果を基に、ESLOCを製作し、基礎特性を調べた。

PSPCの計数ガスには ^3He と CF_4 の混合ガスを101 kPa (1 atm)に充填して用いることとし、位置分解能、印加電圧、ガス増倍度などの条件からそれぞれの組成を70 %、30 %とした。

散乱中性子遮蔽層の効果を調べるため、Am-Be線源を用いて側面からの中性子照射実験を行った。その結果、遮蔽層は熱中性子に対しては十分に機能したが、高速中性子を遮蔽するには不十分であった。したがってESLOCを用いた測定においては、シャドーコーンなどを用いることによって散乱中性子成分を評価しなくてはならないことが分かった。

電子技術総合研究所標準中性子場において単色中性子照射実験を行い、応答関数を測定した。その結果、シミュレーションによって計算した応答関数、および検出効率は実験結果をよく表していることが確認された。また、ESLOCは通常のロングカウンターのよう、広いエネルギー範囲において一定の検出効率を有することが確認された。

PSPCに直接入射する中性子による中性子ストリーミングが応答関数に与える影響を調べた。その結果、直接入射中性子が検出される確率は入射中性子エネルギーが低いほど高く、エネルギーが高くなるほど低くなることが分かった。また、それらの中性子の検出位置分布は、減速材部分に入射した中性子の検出位置分布よりも計数管全体に広く分布していることが分かった。カドミウムのキャップによってPSPCの先端を保護することにより、約0.5 eV 以下の中性子に関してはほぼ直接入射中性子の影響を取り除くことができた。それ以上のエネルギーの中性子に対しても、PSPCの電極部分などがある程度遮蔽材としての役割を果たしていることなどから、直接入射中性子の影響は予想されたものより小さいことがわかった。

3.4 線量当量の測定

3.4.1 レムカウンター

中性子線源を管理・使用している多くの施設において、中性子線量当量を簡便に測定することのできる測定器としてレムカウンターが使用されている。レムカウンターはポリエチレンなどの減速材の中に熱中性子検出器を配置した構造をしており、検出効率曲線をICRP Publication 51の線量当量換算係数³⁻²³⁾に合わせるために、減速材中にカドミウムや¹⁰Bを含む物質を挿入するなどの工夫をしている。多くのメーカーから様々なモデルのレムカウンターが市販されている。最近になり、減速材中に鉛などを挿入することで400 MeV程度の高エネルギー中性子に対しても線量当量測定を行うことができるレムカウンター^{3-24, 3-25)}が開発され、国内の幾つかの研究所において実際に使用されている。ESLOCを用いて中性子線量当量測定を行うことができれば、中性子エネルギーや入射方向に関する情報をも同時に得ることができるため、従来のレムカウンターを用いた線量当量測定と比較して格段に多くの情報を得ることができると考えられる。

3.4.2 平均検出位置と入射中性子エネルギーの関係

ESLOCによって測定された検出位置分布において、検出位置分布の重心、すなわち平均検出位置を計算することで、検出位置分布がどのように中性子エネルギーに対応しているかを知ることができる。減速材の0～40 cmの領域における検出位置分布の平均検出位置を、入射中性子エネルギーの関数としてFig. 3-28に示す。点線で示した曲線は直接入射中性子がPSPCに入射することを可能にした場合(Direct included)の結果であり、実線で示した曲線はそれらを除いた場合(Direct excluded)の結果である。直接入射中性子を除いた場合には、平均検出位置は中性子エネルギーとほぼ1対1の対応関係にあり、入射中性子エネルギーが高くなるにつれ平均検出位置が深くなることが分かる。したがってESLOCを用いて入射中性子の平均的なエネルギーを測定することが可能である。直接入射中性子を含めた場合においては、しかしながら入射中性子エネルギーが10 keV程度以下になると平均検出位置が逆に深くなる様子が見られる。これは直接入射中性子によるストリーミングの影響によって主に低エネルギー中性子に対してテールを引いた検出位置分布が得られることから、平均検出位置が実効的に深くなっているためである。

3.4.3 線量当量換算係数の測定

直接入射中性子を除いた場合の平均検出位置曲線は、ICRP Publication 51に示された線量当量換算係数に近い曲線を与えることが分かった。線量当量換算係数と平均検出位置の対応関係をFig. 3-29に

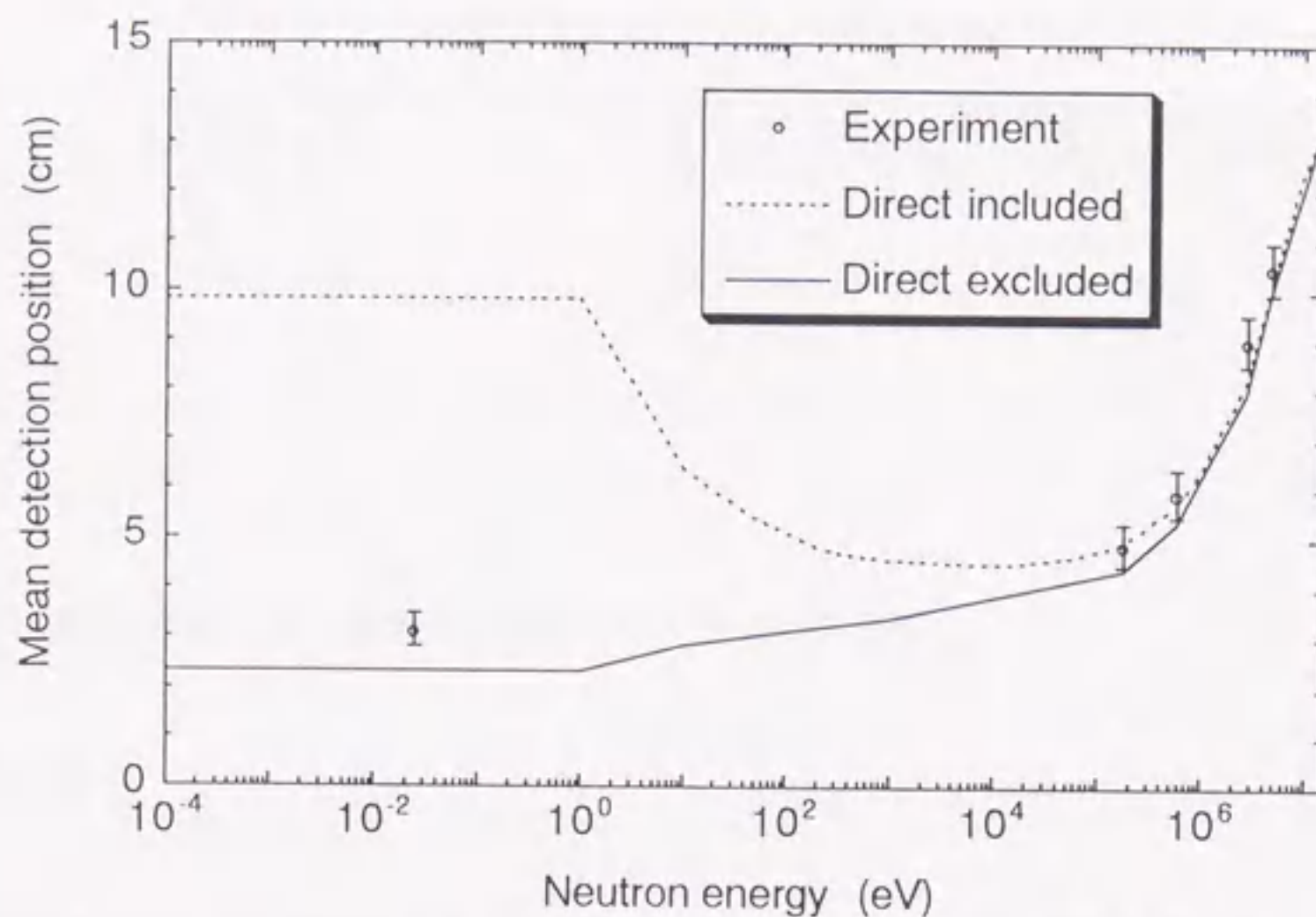


Fig. 3-28 Mean detection positions as a function of neutron energy.

示す。Table 3-4 に、本手法を用いて測定した線量当量換算係数を示す。測定値はICRP の勧告値と良い一致を示した。したがって本手法を用いて、広いエネルギー範囲において簡便に線量当量換算係数を得ることができることが分かった。しかし本手法を用いる場合には、PSPC の先端にカドミウム、あるいは B_4C などの吸収層と、その上に更に数cm程度の減速材を設けることによって直接入射中性子がある程度遮蔽する必要があると考えられる。また、検出効率は低下するが、PSPC の直径を小さくする事

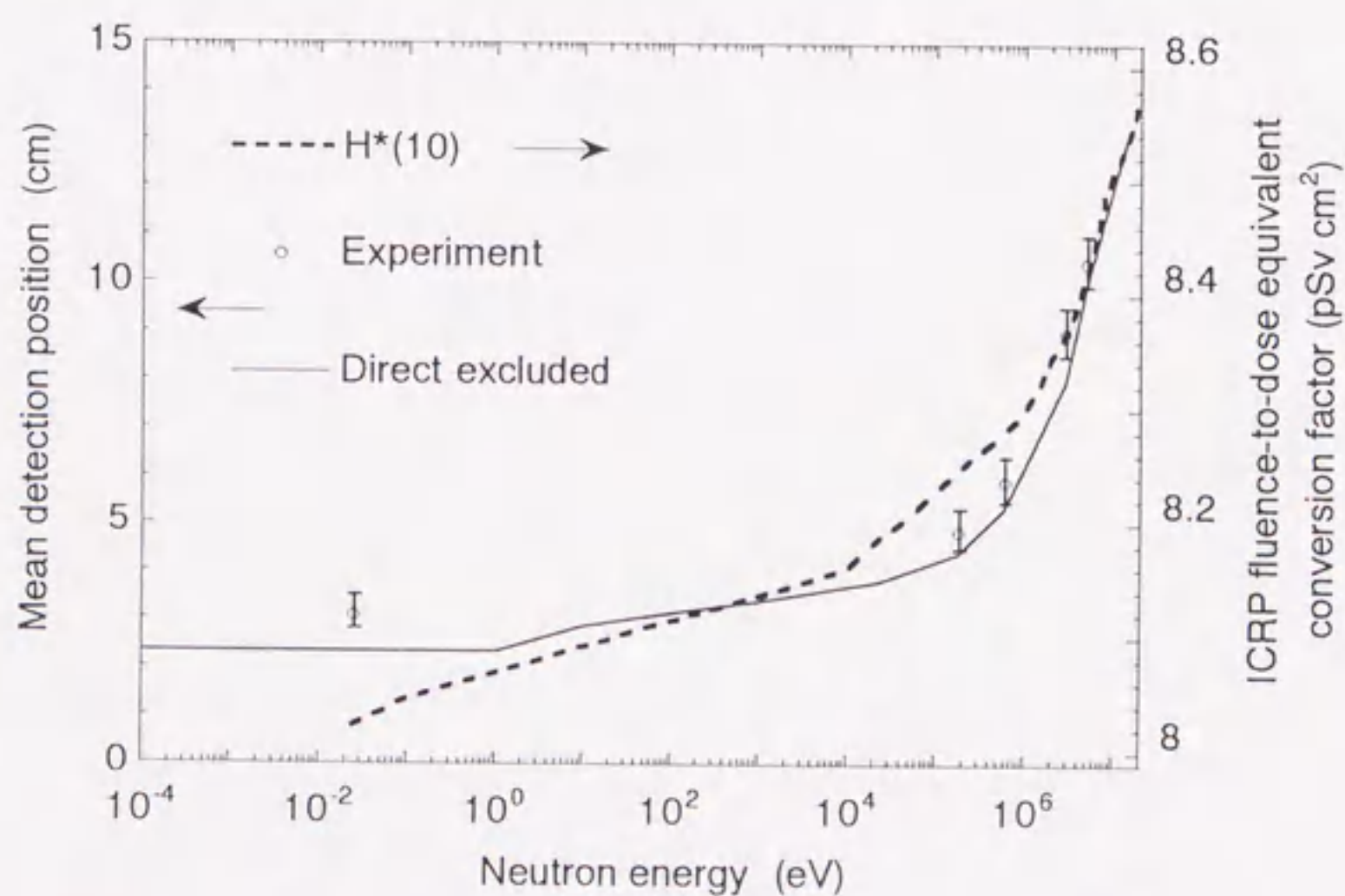


Fig. 3-29 Mean detection positions and the fluence-to-dose equivalent conversion factors as a function of neutron energy.

Table 3-4 Dose equivalent conversion factors measured with the ESLOC.

Energy (eV)	Measured (pSv cm ²)	ICRP Publ.51 (pSv cm ²)
2.5×10^{-2}	8.12 ± 0.01	8.02
1.82×10^5	8.19 ± 0.01	8.25
5.93×10^5	8.24 ± 0.02	8.28
2.85×10^6	8.37 ± 0.02	8.37
5.0×10^6	8.43 ± 0.02	8.41

によっても直接入射中性子の影響を低減することが可能である。

3.4.4 まとめ

検出位置分布の重心(平均検出位置)を入射中性子エネルギーに対応させることによって、ESLOCを用いて平均的な中性子エネルギーを測定できることが分かった。また、入射中性子エネルギーと平均検出位置の関係を表す曲線はICRP Publication 51に示された線量当量換算係数に近い曲線であった。そのため、ESLOCを用いて中性子フルエンス、平均エネルギー、線量当量の測定を同時に行うことができることが示された。したがってロングカウンターの中心検出器にPSPCを適用することによって、通常の熱中性子計数管を用いた場合と比較してはるかに多くの情報を得ることができた。

第4章 中性子測定器 ESPHENE の開発

4.1 球形減速材を用いた中性子測定法

4.1.1 ボナー球による中性子スペクトル測定

BSS(ボナー球スペクトロメーター)による中性子エネルギースペクトル測定は、減速材内部の熱中性子束分布が入射中性子エネルギーに依存して変化することを利用して行われる。すなわち、減速材に入射した中性子は散乱によって減速され、一部は熱化する。しかし減速材の大きさが有限であるため、散乱の途中で体系表面から漏れ出す中性子や、中心検出器までほとんどエネルギーを失わずにたどり着く中性子なども存在する。そのため中心検出器周辺の中性子束は完全には熱平衡に至らず、したがってそれらの中性子のエネルギースペクトルは通常の減速材の温度で表される熱中性子スペクトルと比較して若干硬くなる。このようなスペクトルの硬化は体系の大きさと入射中性子エネルギーに依存する。すなわち減速材が厚いボナー球に入射した高速中性子は体系内で十分に減速されるため、減速材の中心領域におけるスペクトルは柔らかくなり検出効率が增加する。しかしエネルギーの低い中性子は中心領域まで拡散する確率が低いため、入射中性子が検出される割合は小さい。したがって、減速材が厚いボナー球の検出効率は高速中性子に対して高く、低速中性子に対して低い。それに対して減速材が薄いボナー球に高速中性子が入射した場合には、減速材中で散乱される確率は低く、かつ散乱される回数も少ないために中心領域を横切る中性子は十分に減速されていない。そのため中性子スペクトルは硬くなり、検出効率は低下する。エネルギーの低い中性子は比較的薄い減速材においても熱平衡に達する割合が大きいため、スペクトルは柔らかくなる。そのため、減速材が薄いボナー球の検出効率は低速中性子に対して高く、高速中性子に対しては低い。

このように、大きさの異なるボナー球の検出効率が入射中性子エネルギーに対して固有の変化を示すことから、BSSを用いた中性子エネルギースペクトル測定は数個のボナー球を用いた計数率測定によって行われる。通常の測定においては3～8個のボナー球を用いる場合が多い。主として熱領域から20 MeV程度までの中性子のエネルギースペクトル測定に用いられているが、近年、BSSを用いたスペクトル測定や線量測定に携わる研究者達の興味は高エネルギー領域へ向けられているようである。最近の報告では直径46 cmのボナー球を用いたBSSによって55 MeVの高エネルギー中性子スペクトル測定^{4.1)}を行った例もあり、また減速材に鉛などを用いることで800 MeV程度の高エネルギー中性子測定に用いようとする計画^{4.2)}などが進められている。

BSSによる中性子エネルギースペクトル測定において使用するボナー球の大きさや数の選択に関しては、現在明確な方針や最適な手法が確立されていないため、それらは主として測定者の判断に依っている。しかし最近では、ヨーロッパ諸国においてBSSを用いたスペクトル測定の国際的なベンチマークテストなどが行われ、おおむね5個以上のボナー球を用いた測定において得られるスペクトル情報は、それ以下の個数のボナー球を用いた測定において得られる情報と比較して、さほど増加しないであろうとの見解が示されている⁴⁻³⁾。また、応答関数の共分散行列を用いて、使用するボナー球の大きさや数における最適化法⁴⁻⁴⁾が提案されている。しかし実際の測定においては様々な不確定要素が含まれるため、これらの手法を一般的なものとして使用することは難しい。

4.1.2 PSPC を使用した方法

(1) エネルギー測定方法

3章で述べたように、減速材に入射した中性子の深さ方向の熱中性子束分布は入射中性子のエネルギー情報を含んでいる。ポリエチレン減速材に入射した中性子は、入射時のエネルギーによって表面から数mm～数cmの位置において第1回散乱を経験し、エネルギーの高い中性子は平均的に減速材の深部で、エネルギーの低い中性子は表面近くの領域で熱化する。したがって、PSPCを用いて減速材内部の熱中性子束分布を測定することによって、入射中性子エネルギーに関する情報を得ることができると考えられる。本手法はBSSのように繰り返し測定を必要としないため、短時間での測定が可能であるという利点がある。

(2) 入射方向の推定

ロングカウンターの中心検出器にPSPCを使用した場合には、一次元の検出位置分布が得られた。そのため測定することのできる方向は一方向に限られ、他の方向から入射する中性子は遮蔽層によって除かなくてはならなかった。しかし減速材をボナー球のように球形に加工し、数本のPSPCを減速材中心部で互いに交差するように挿入することによって、 4π 方向に感度を有し、且つ中性子の入射方向に関する情報が得られる測定器を製作することが可能となる。すなわち入射中性子強度の高い方向においては熱中性子束は高く、強度の低い方向においては熱中性子束は低くなることが予想される。互いに交差するように減速材に挿入した数本のPSPCによって、球形減速材内部における熱中性子束分布の空間的な偏り具合を大まかに知ることができると、測定された検出位置分布の形状から入射中性子束の平均的な方向を推定することが可能であると考えられる。

4.2 応答関数の測定

4.2.1 測定器の製作

球形ポリエチレン減速材に細径の ^3He -PSPCを挿入することで、 4π 方向に感度を有する中性子測定器を製作した。本測定器は中性子エネルギーに感度を有する球形測定器であるため、Energy Sensitive Spherical Neutron Counter (ESPHENEC)と命名した。ESPHENECの概略図をFig. 4-1に示す。直径26 cmのポリエチレン球に直径1 cmのPSPCを、それぞれ直交するように3本挿入した。PSPCは減速材の中心を原点とする3次元直交座標系におけるX、Y、Z軸に沿って挿入したので、それぞれX-、Y-、Z-PSPCと呼ぶこととした。しかし実際はPSPCが互いに重ならないように、それぞれ0.2 cmの間隔を設けて挿入したため、PSPCは各軸から0.7 cmずらした位置に挿入した。減速材の直径は、Fig. 4-2に示す検出効率曲線が、数 MeV のエネルギー領域において最大値を示すように決定した。検出効率はモンテカルロシミュレーションによって計算した。

(1) PSPCの製作、および特性評価

計数ガスの混合比は検出効率、位置分解能、ガス増倍度などに対して最適な値を検討する必要がある。したがって計数ガスは自由に交換できることが必要であり、また市販のPSPCでは適当な大きさのものが無かったことなどから、細径のPSPCを新たに製作することにした。製作したPSPCの概略図をFig. 4-3に示す。位置演算は、抵抗陽極線を用いた両端信号読み出しによる電荷分割方式を用い、管壁を計数ガス封入用の容器を兼ねた陰極管とすることで外径を小さく保った。ガラス電極を計数管に固定する黄銅製台座(Brass adapter: 部番1)をコネクタ固定用のアルミ製キャップ(部番2)に、ねじ込み式で直接固定するようにしたため、必要な部品数を減らすことができ、且つPSPCの直径を小さくすることができた。また、管壁材料にステンレス鋼(SUS 304)を用いることで、管壁を薄く保ちつつ機械的に十分な強度を得た。その結果、PSPCの外径、及び管壁はそれぞれ1 cm、0.05 cmとなった。直径が小さくなったことから、中性子ストリーミングの影響を低減させることができた(4.3.4節)。また、電極の構造上、計数ガス領域にKovar sleeveを約2 cm挿入しているため、全有効長は32.3 cmとなった。計数ガスには ^3He を101 kPa (1 atm)、 CF_4 を71 kPa (0.7 atm)で充填することで、印加電圧1600 Vでおよそ0.6 cmの良好な位置分解能を得た。このうち電荷重心距離⁴⁻⁵⁾による広がり約0.32 cmと評価された。Fig. 4-4に印加電圧とガス増倍度の関係を示す。1600 Vで約220倍の値を得た。

熱中性子照射によって得られたパルス波高分布をFig. 4-5に示す。765 keVの全エネルギー吸収ピーク、および、その低波高側に壁効果による連続部分が見られる。エネルギー分解能は半値幅で6.0 %となり、およそ46 keVと評価された。計数ガス中でのプロトン、トリトンの飛程はそれぞれ0.53 cm、および0.26 cmであった。したがってFig. 4-6より、飛程0.79 cmの荷電粒子に対する壁効果事象の

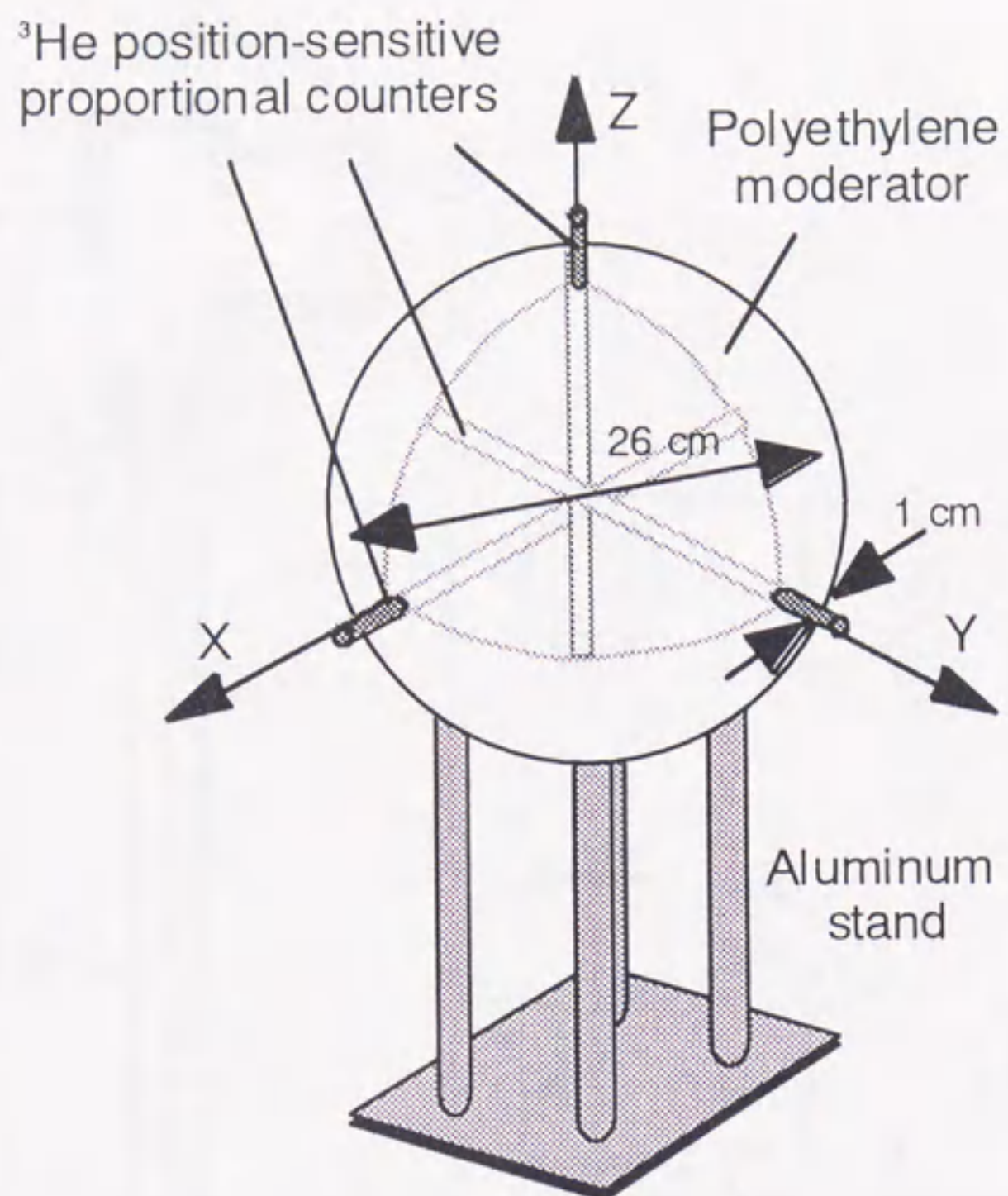


Fig. 4-1 A schematic view of the ESPHENE.

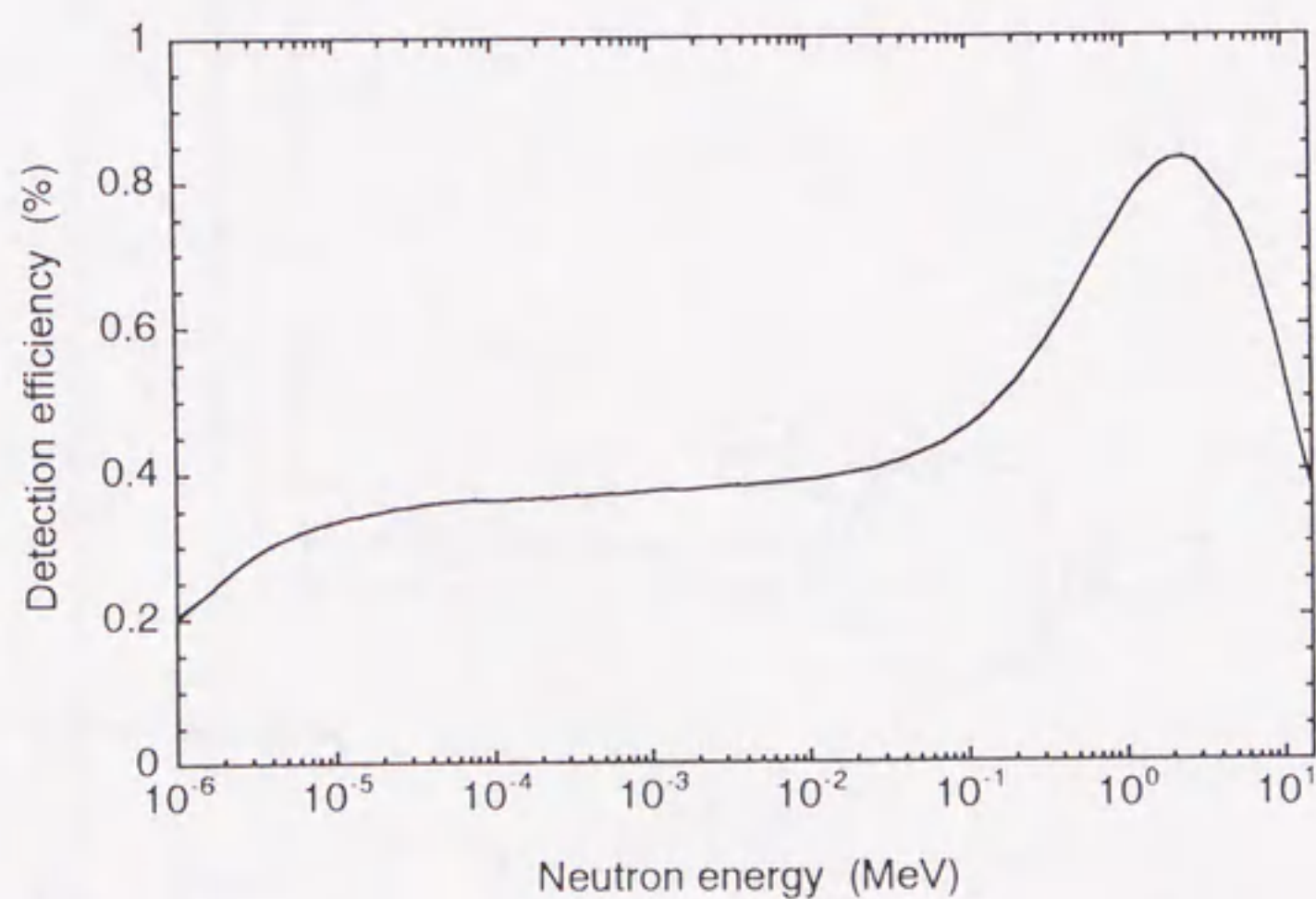


Fig. 4-2 Detection efficiency of the ESPHENE in an isotropic neutron field (simulation).

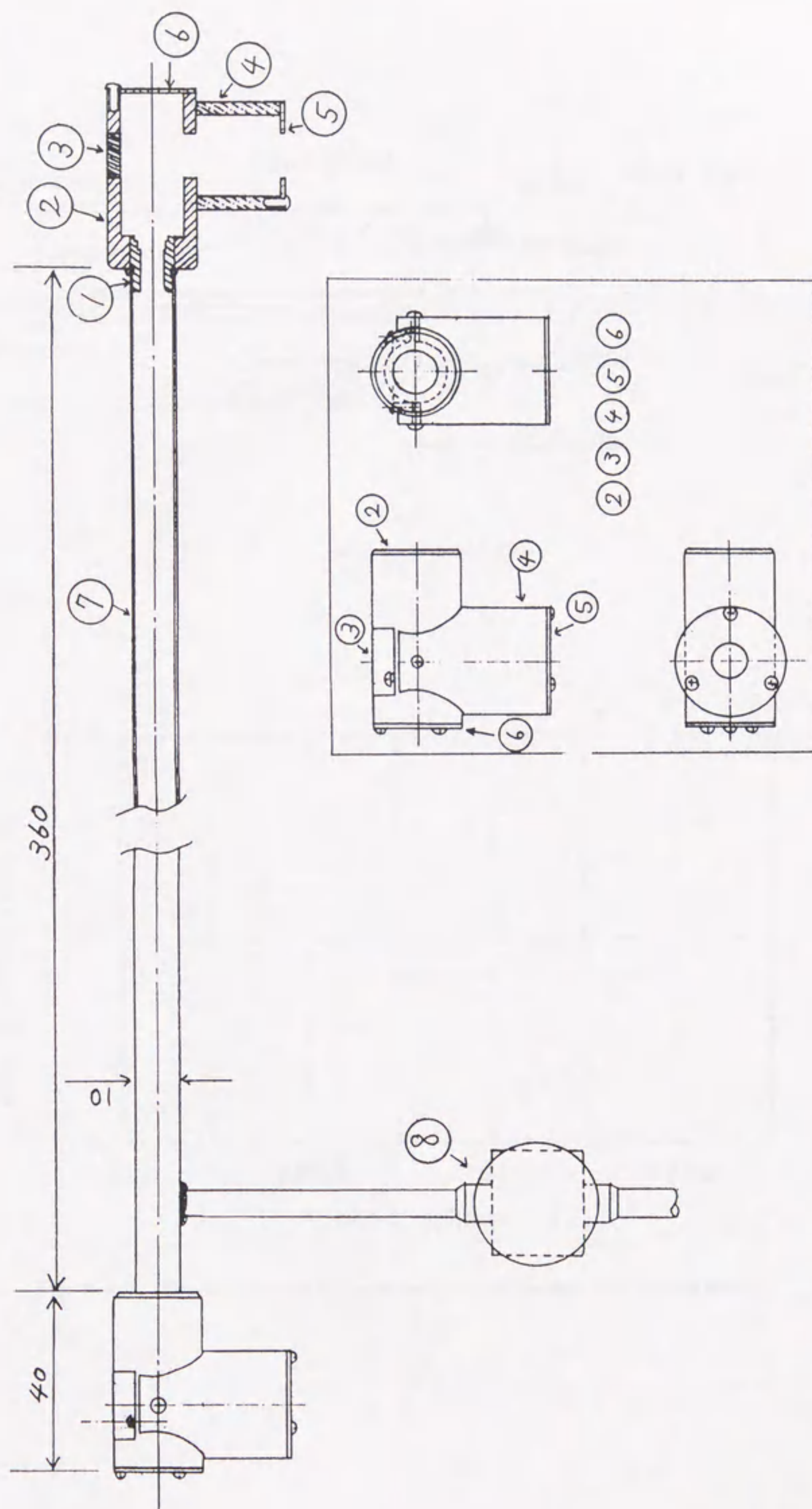


Fig. 4-3 Cross-sectional view of (a) the PSPC.

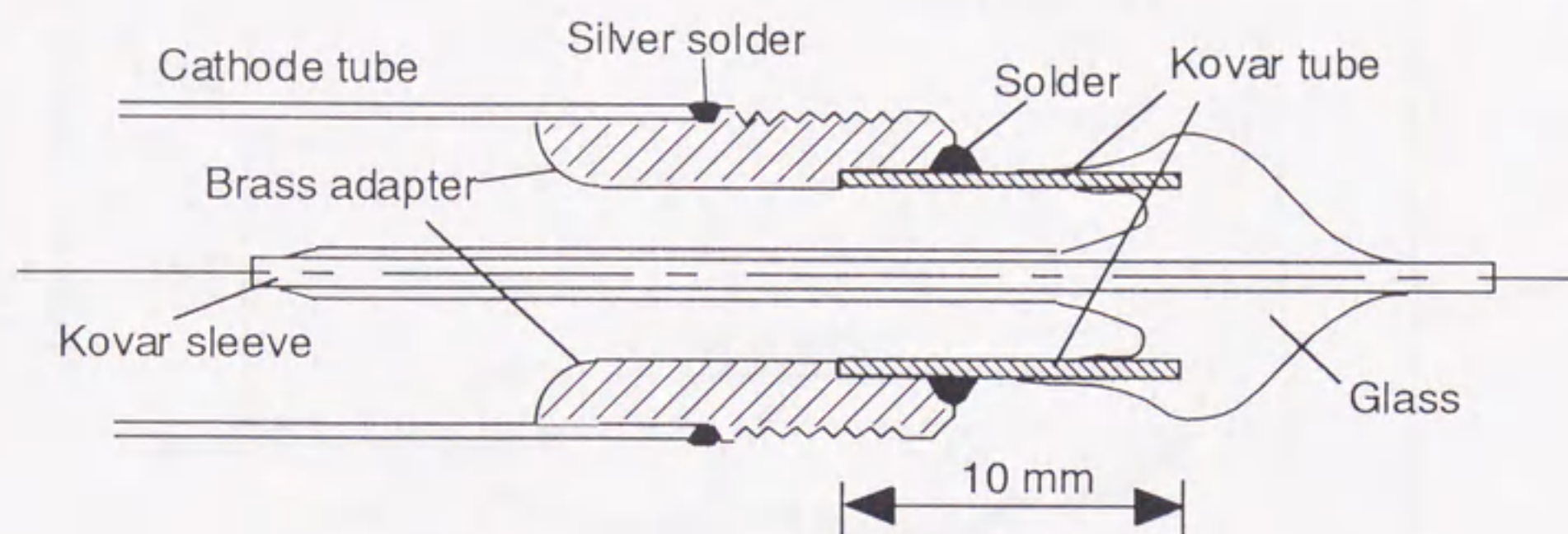


Fig. 4-3 Continued, (b) the electrode.

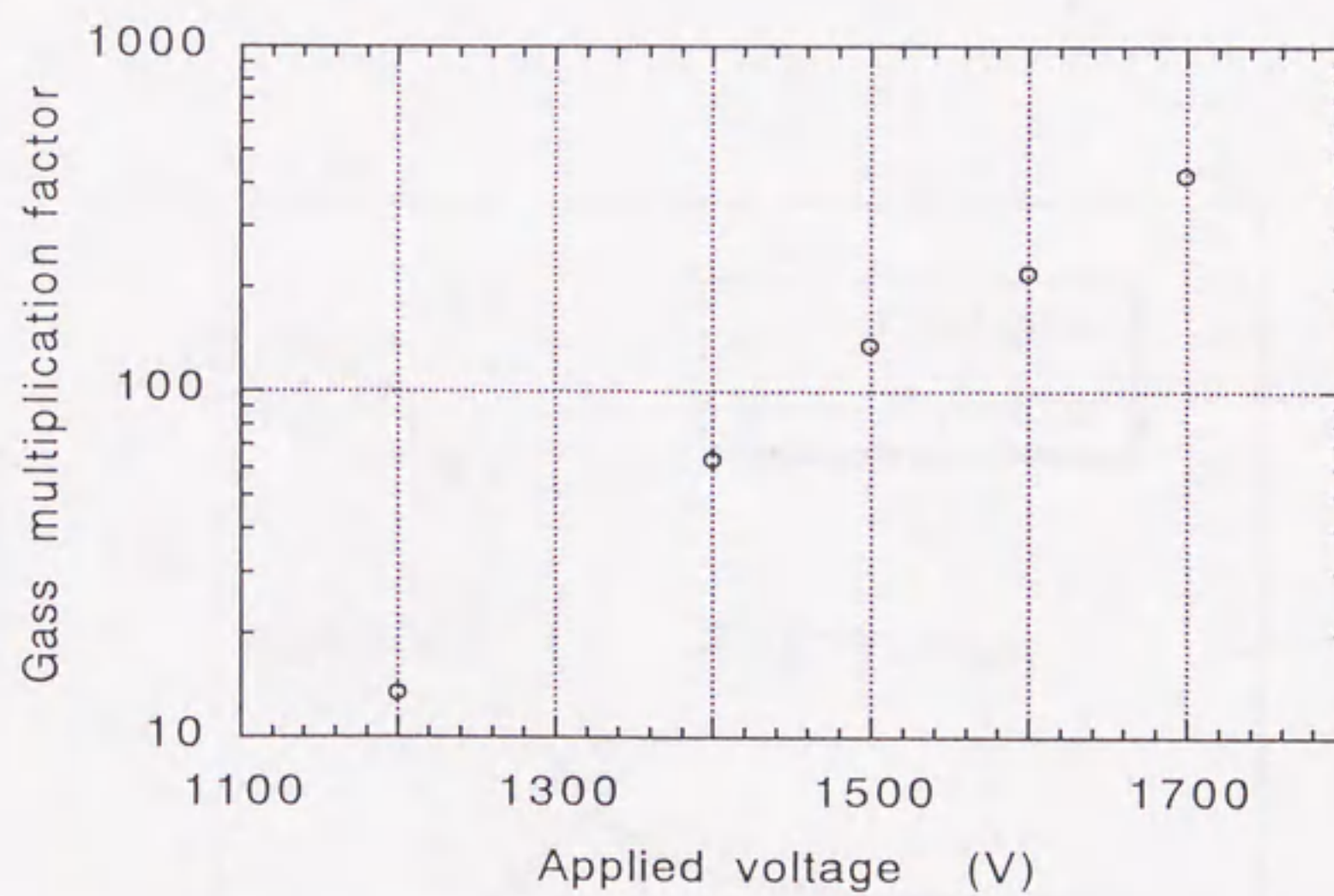


Fig. 4-4 Gas multiplication factors of the PSPC as a function of the applied voltage.

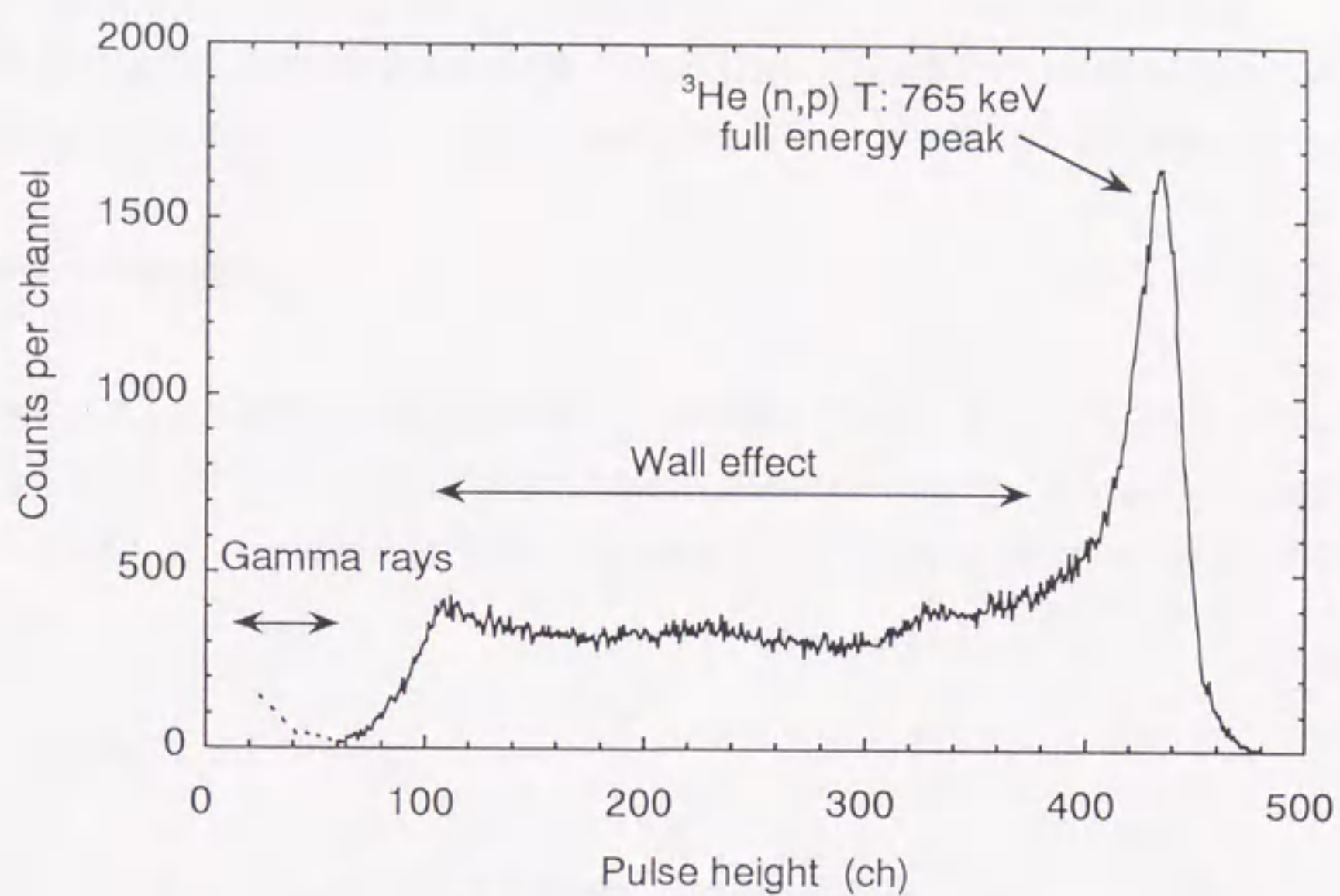


Fig. 4-5 Pulse height distribution of the PSPC for thermal neutrons.

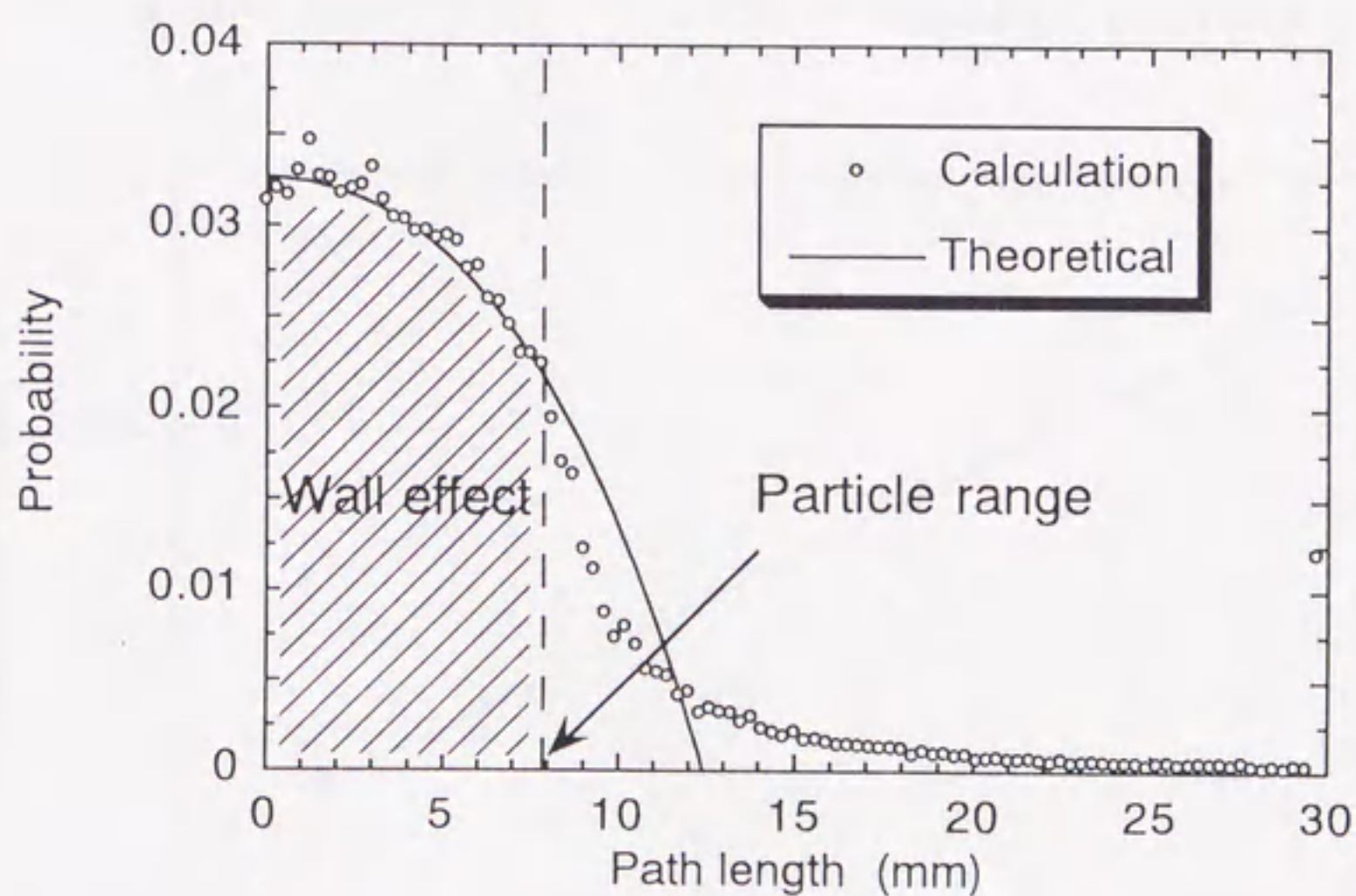


Fig. 4-6 Distribution of the maximum flight path length of the charged particles created within a tube whose radius is 0.45 cm. The circles show the result of numerical calculations with Monte Carlo method and the solid line shows the theoretical curve³⁻¹⁶⁾.

割合は79%となった。また、Fig. 4-5に示したパルス波高分布から壁効果の割合は約71%と評価され、計算結果とよく一致した。CR-RC⁴波形整形アンプにおける整形時定数を0.5 μsec とすることで、主に信号波形の立ち上がり部分を位置演算に用いた結果、位置演算における積分直線性はFig. 4-7に示すように非常に良好となった。PSPCの諸特性はX-、Y-、Z-PSPCにおいてほぼ同じであった。

(2) PSPCの有効領域

減速材に挿入する領域はPSPCの有効領域をほぼ均等に用いることとし、有効長の10.8%~91.3%の部分を用いた。X-PSPCによって得られた検出位置分布の一例をFig. 4-8に示す。左右両端に、端効果による鋭いピークが観察され、PSPCの有効領域を0.07 cm以下の極めて良い精度で決定することができた。

4.2.2 測定系

PSPC 1本に対して左右2系統の前置増幅器、整形増幅器、ADCを必要とするため、X、Y、Z-PSPCを同時に操作するにはFig. 4-9に示すように6系統の処理系を必要とする。ADCに入力した信号の同時・非同時の判定はADCコントローラーで行った。ADCは内部クロック200 MHzのウィルキンソン型を用いており、利得を12 bit (4096)に設定した場合、信号が同時に入力された場合においても最大20 μsec 程度の変換時間のずれが生じる⁴⁻⁶⁾。したがってcoincidence timeは最低でも20 μsec に設

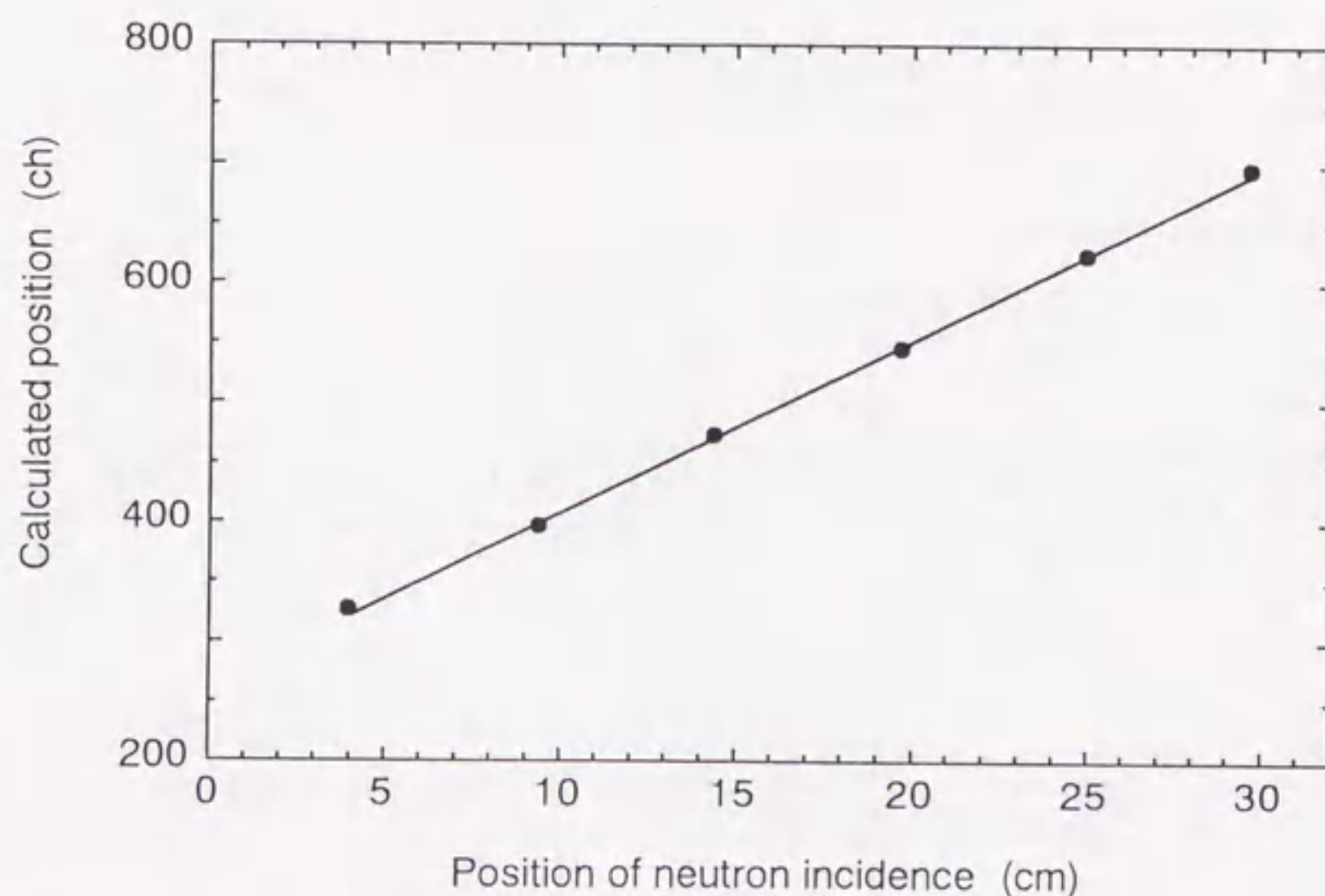


Fig. 4-7 Relation between the position of neutron incidence and the calculated position.

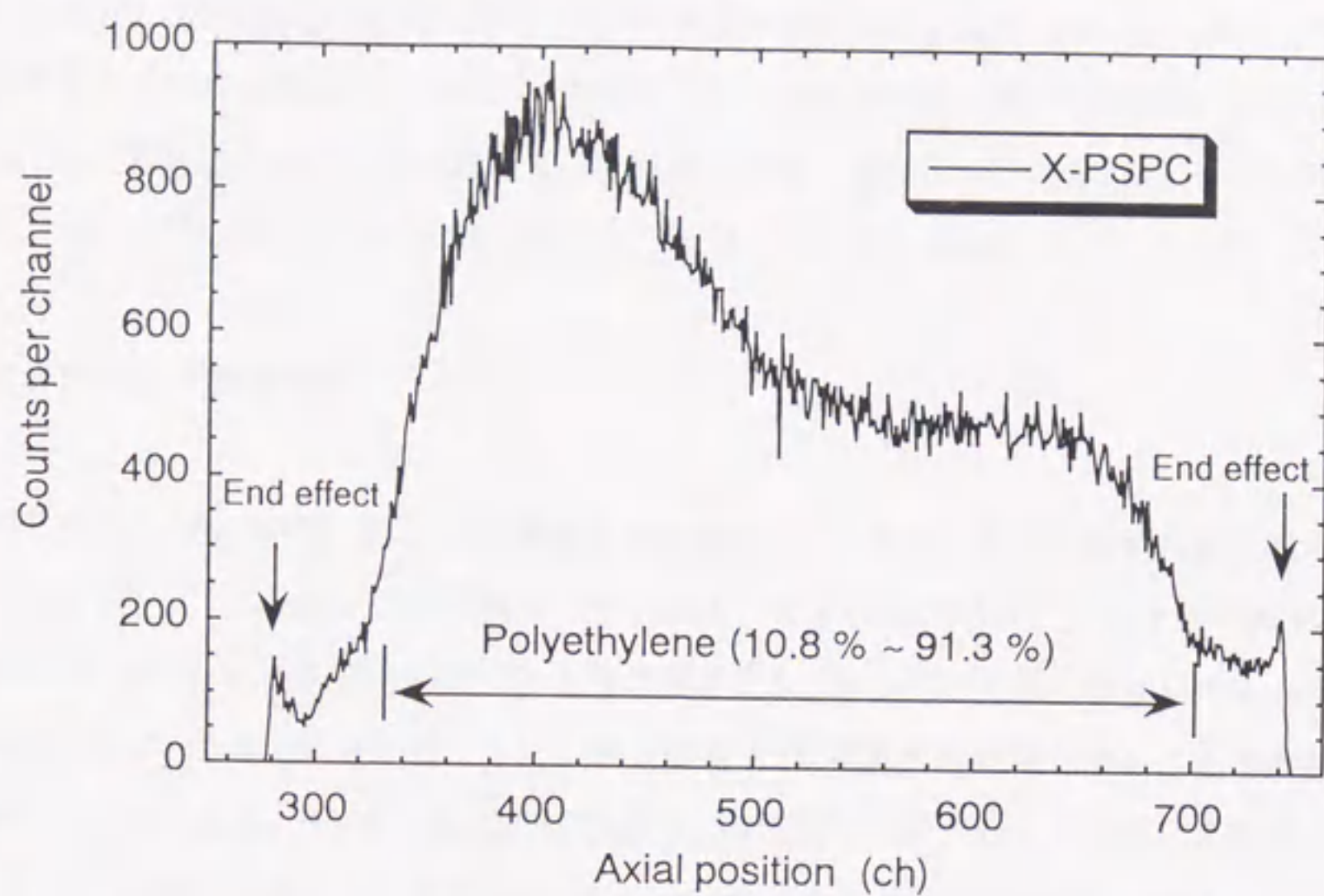


Fig. 4-8 An example of the detection position profiles obtained with the PSPC.

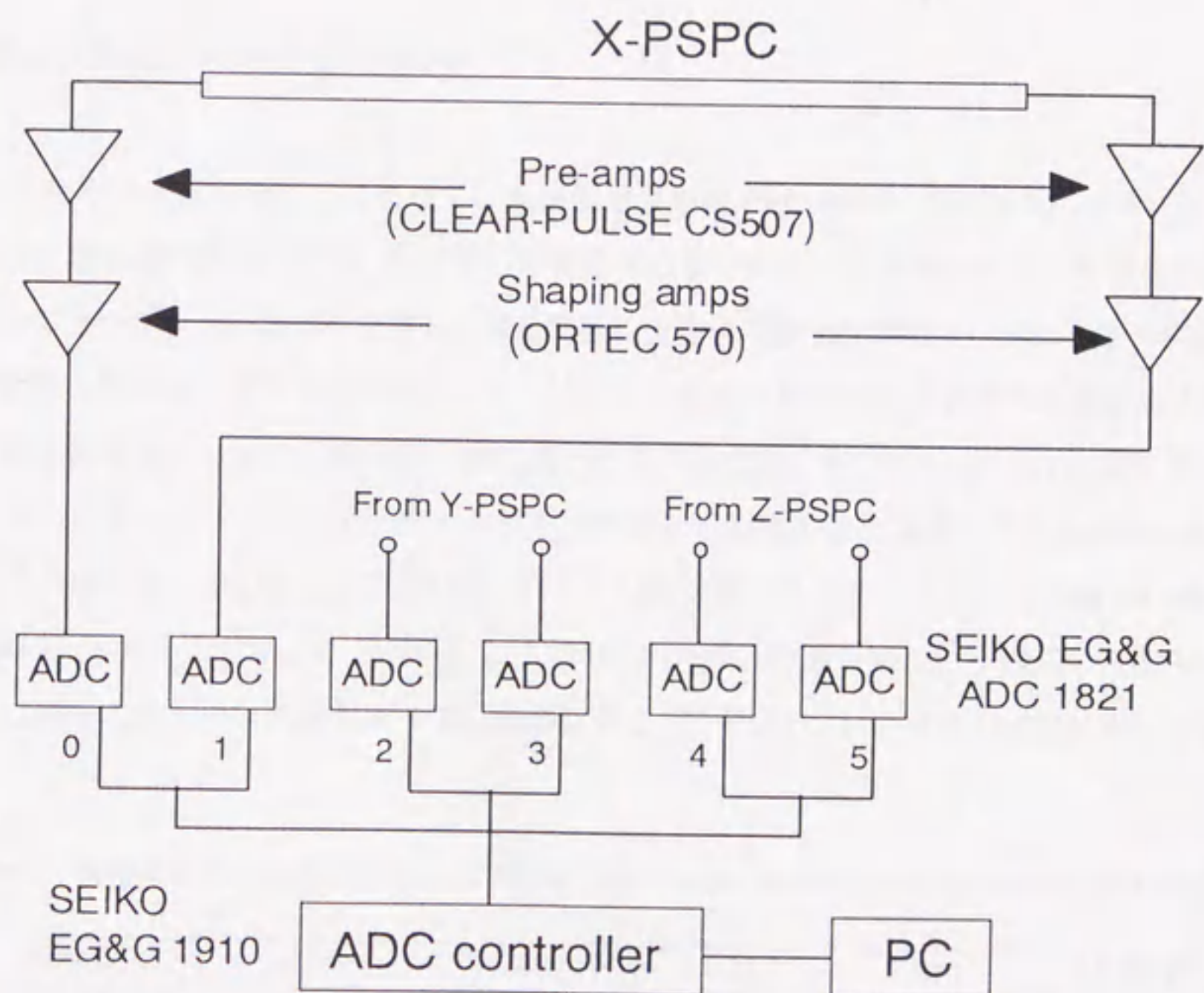


Fig. 4-9 A schematic diagram of the 6-parameter signal processing system.

定した。使用したADC番号はコントローラ内で連番(0~5)とし、X-、Y-、Z-PSPCに対して、それぞれ(0,1)、(2,3)、(4,5)を用いた。同時・非同時事象の判定は3系統を同時、且つ独立に行った。各ADCから出力されるパルス波高値、およびそれらの同時・非同時判定に関する情報は全てLISTモードで外部記憶媒体に書き込んだ。検出位置分布の計算は測定終了後に行い、おおむね10~20秒程度の計算時間を要した。以下に行った全ての測定において同様のシステムを用いた。

4.2.3 単色中性子照射実験

ESPHENECの動作確認、および応答関数の測定を行うために、電子技術総合研究所標準中性子場において165 keV、2.75 MeV、3.0 MeV、5.0 MeV、および14.9 MeV単色中性子照射実験を行った。ESPHENECの中心を加速器ターゲットと同じ高さにし、ターゲットから測定器の中心までの距離は全ての測定において200 cmとした。また、測定器をX-Y平面内で回転させることで入射中性子の方向をX軸から0度、30度、45度、90度と変化させ、中性子の入射方向に対する応答変化を調べた。全ての測定における積分フルエンスをTable 4-1に示す。表中のDirectionは、ESPHENECの中心を原点とし、各PSPCに沿ってX、Y、Z軸の方向を設定した3次元直交座標系における方向余弦であり、ターゲットの置かれた方向を表している。散乱中性子の寄与分の補正はシャドーコーンを用いて行った。

4.2.4 中性子の入射方向に対する応答変化

中性子の入射方向を変えることによって、検出位置分布はFig. 4-10、及びFig. 4-11に示すような変化をした。図の横軸はX-、Y-、Z-PSPCの軸に対応している。各PSPCによって得られた検出位置分布においてターゲットの置かれた方向に対して特に中性子の検出数が増加している様子が見られる。各PSPCが配置された軸を表す方向余弦と、ターゲットの置かれた方向を示す方向余弦の成す角度が小さいほど、検出位置分布は中性子の入射方向に偏ったものとなる。すなわち、(1,0,0)方向においてターゲットはX軸上に置かれているため、ターゲット方向を示す方向余弦とX軸の成す角度は0度、Y、及びZ軸の成す角度は共に90度となり、X軸に関して左右対称である。したがってFig. 4-10a、及びFig. 4-11aに見られるように、X-PSPCによって得られた検出位置分布は、中性子の入射方向である図中右方向に対して多くの計数が集まっているのに対し、Y-PSPC、およびZ-PSPCによって得られた

Table 4-1 Integrated neutron fluence (unit in 10^5 cm^{-2}) for the experiments done at Electrotechnical Laboratory.

Direction	165 keV	2.75 MeV	3.0 MeV	5 MeV	14.9 MeV
(1.00,0.00,0.00)	1.10	0.15	0.24	1.20	1.12
(0.87,0.50,0.00)	1.14	-	0.26	0.82	1.08
(0.71,0.71,0.00)	1.20	0.16	0.21	1.13	1.07
(0.00,1.00,0.00)	1.12	0.15	-	0.88	-

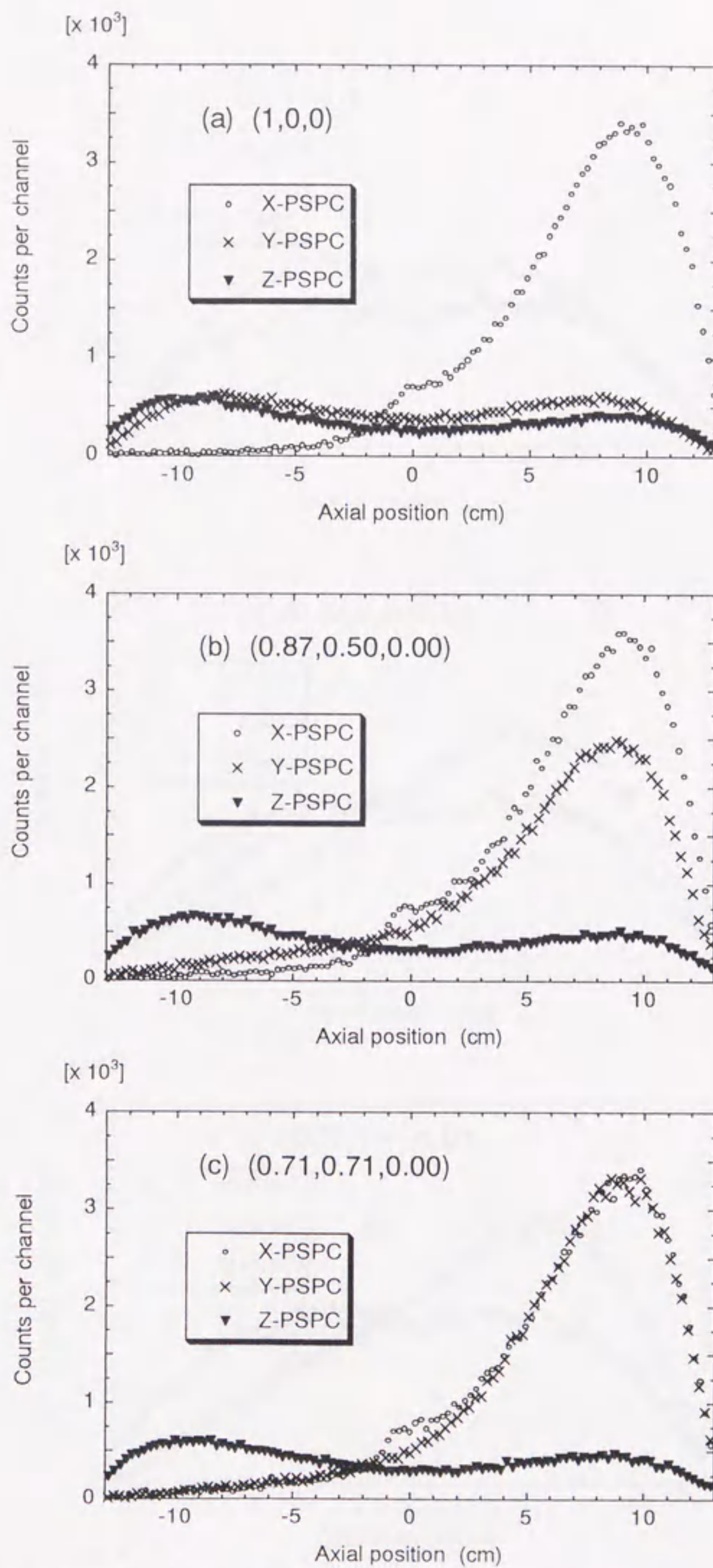


Fig. 4-10 Detection position profiles obtained for 165 keV monoenergetic neutrons from (a) (1,0,0), (b) (0.87,0.50,0.00) and (c) (0.71,0.71,0.00) directions (experiments).

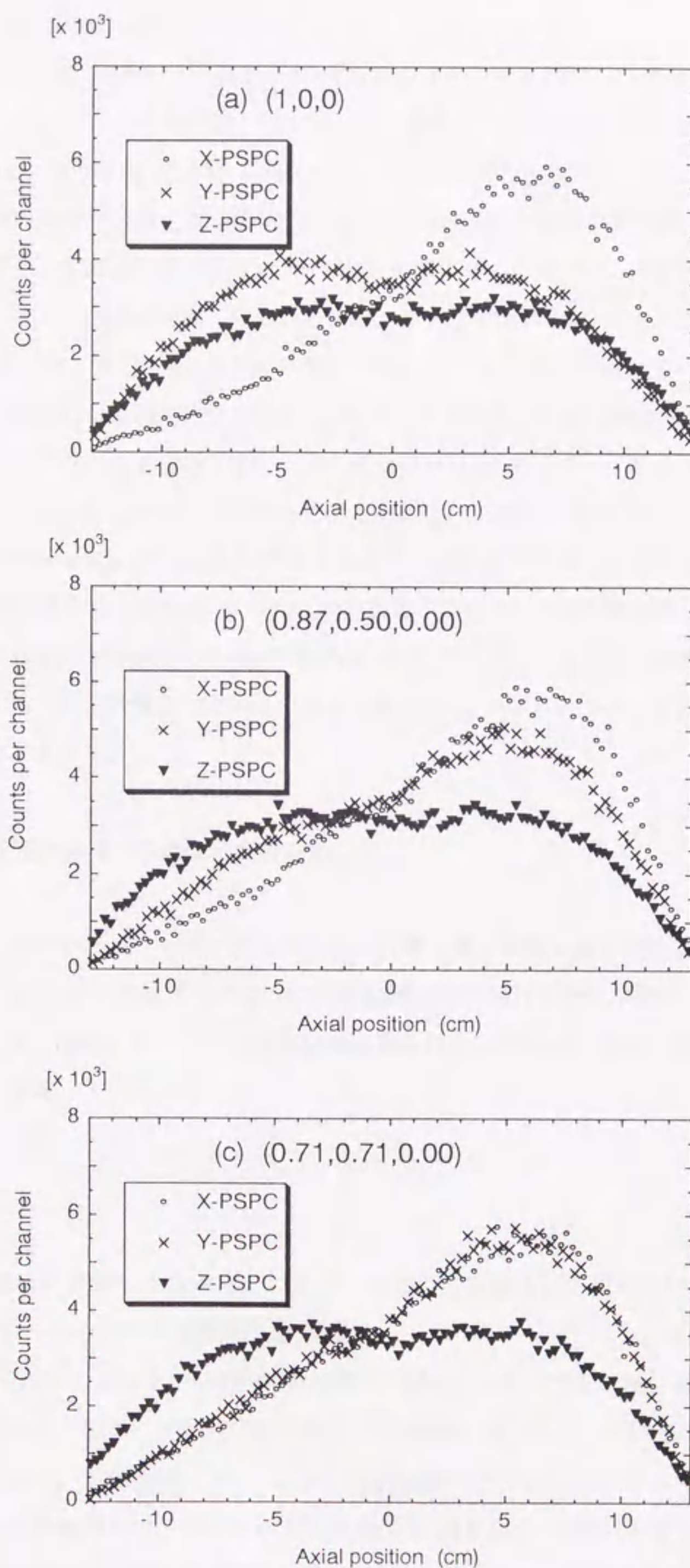


Fig. 4-11 Detection position profiles obtained for 3.0 MeV monoenergetic neutrons from (a) (1,0,0), (b) (0.87,0.50,0.00) and (c) (0.71,0.71,0.00) directions (experiments).

検出位置分布の形状はほぼ左右対称となる。

(0.87,0.50,0.00)方向、すなわちX軸から30度方向から中性子を照射した場合は、X-PSPC (30度)、Y-PSPC (60度)、Z-PSPC (90度)の順にターゲットの置かれた方向に対して大きな角度を持つ。したがってFig. 4-10b、及びFig. 4-11bに見られるように、X-PSPCによって得られた検出位置分布は正の領域に多くの中性子が検出され、他のPSPCによって得られた検出位置分布と比較して、最も偏った分布となっている。この偏りはY-PSPC、Z-PSPCの順に減少して行き、Z-PSPCにおいてはほぼ左右対称となった。(0.71,0.71,0.00)方向、すなわちX軸、およびY軸から45度方向にターゲットを置いた場合には、Fig. 4-10c、及びFig. 4-11cに見られるようにX-PSPC、およびY-PSPCによって得られた検出位置分布の形状はほぼ等しくなった。中性子の入射方向に対する測定器の応答変化は、入射中性子エネルギーが高くなっても同様の傾向が見られた。しかしエネルギーが高くなると検出位置分布の形状が比較的なだらかになるため、入射方向による応答変化は顕著に現れなかった。

Fig. 4-10a ~ 10c に示した165 keV 中性子に対して測定された検出位置分布において、Z-PSPCより得られた検出位置分布の負領域、すなわち測定器の下部において検出数が増大している。これは減速材に入射した中性子が一旦逸脱した後、下部のアルミニウム支柱、支持板、あるいは床などによって反射され再入射することで計数されたものであると考えられ、シャドーコーンを用いた測定によって評価することはできなかった。

4.2.5 入射中性子エネルギーに対する応答変化

Fig. 4-12 は入射中性子エネルギーに対する検出位置分布の変化を表している。入射中性子エネルギーが増加すると減速材の深部、すなわち球の中心領域付近における計数が増加することが分かる。何れの方法からの中性子照射に対しても同様の傾向が見られた。エネルギー応答に関する考察は4.3節において行うこととする。

4.2.6 まとめ

球形減速材に細径のPSPCを3本互いに直交させるように挿入した構造を持つ中性子測定器ES-PHENECを製作し、その応答を実験的に調べた。

数MeV程度の中性子エネルギーにおいて検出効率が最大となるように、減速材の直径を26 cmとした。また、新たに設計・製作したPSPCの特性は、印加電圧1600 Vにおいて位置分解能0.6 cm、ガス増倍度約220であり、位置演算において良好な積分直線性を示した。

電子技術総合研究所標準中性子場において165 keV ~ 14.9 MeVの単色中性子照射実験を行い、エネルギー・入射方向に対する測定器の応答を調べる実験を行った。中性子の入射方向に対する応答は、測定器を水平面内で回転させることで、入射中性子の方向をX軸から0度、30度、45度、90度と変化

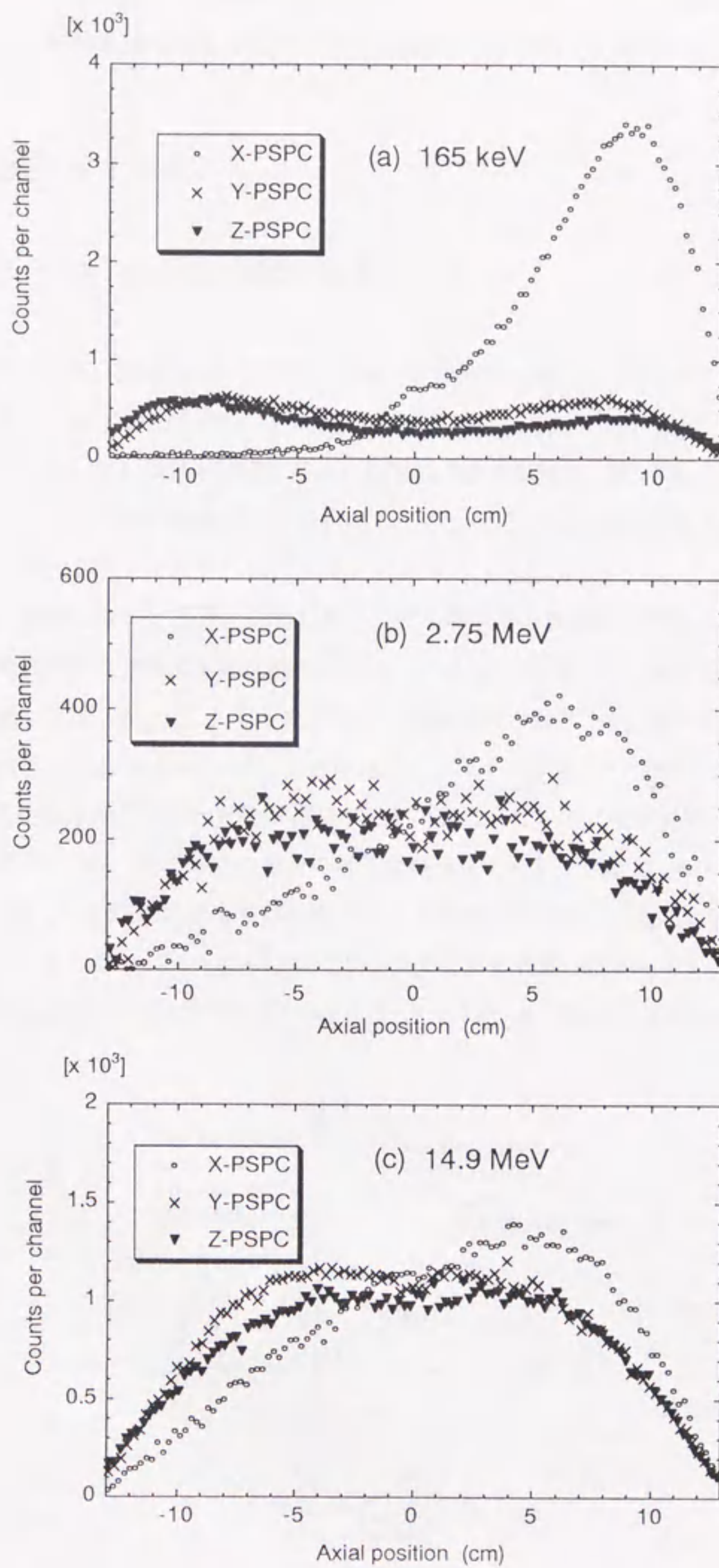


Fig. 4-12 Detection position profiles obtained for (a) 165 keV, (b) 2.75 MeV and (c) 14.9 MeV monoenergetic neutrons from (1,0,0) direction (experiments).

させることによって調べた。その結果、X-、Y-、Z-PSPCによって得られた検出位置分布、すなわち ESPHENECE の応答関数は中性子の入射方向・エネルギーに対応した変化を示すことが分かった。

4.3 測定結果に対する考察

4.3.1 シミュレーションによる応答関数の計算

実験結果より、ESPHENECE は中性子の入射方向を推定する能力と、エネルギーを推定する能力を有することが予想される。したがって、もう少し広いエネルギー範囲において ESPHENECE の応答を調べておく必要がある。しかし単色中性子を用いた測定器の較正実験は、数 10 keV 程度以上のエネルギー範囲に限られる。そのため、実験では得られないエネルギーにおける応答をモンテカルロシミュレーションによって調べることにした。

(1,0,0)方向に線源を置いた場合の応答計算における測定器と線源のモデルを Fig. 4-13 に示す。等方的に中性子を放出する点線源を測定器の中心から 200 cm に配置した。簡便化のため下部のアルミニウム支柱は考慮に入れなかった。入射した中性子が減速材内で散乱され、熱中性子となってランダムに拡散していく様子を Fig. 4-14 に示す。入射中性子エネルギーが数 MeV 程度になると、中性子の散乱、および熱化した中性子の拡散が比較的減速材の深部で起こっていることが分かる。シミュレーションによって得られた X-、Y-、Z-PSPC における検出位置分布をそれぞれ Fig. 4-15a ~ 15c に示す。X-PSPC によって得られた検出位置分布は中性子の入射方向である図中右方向に偏った形状をしており、且つ入射中性子エネルギーが高くなるにしたがって減速材の深部へ広がっている。Y-、Z-PSPC によって得られた検出位置分布は共にほぼ左右対称となった。Fig. 4-15b、及び 15c より、5 eV ~ 500 keV

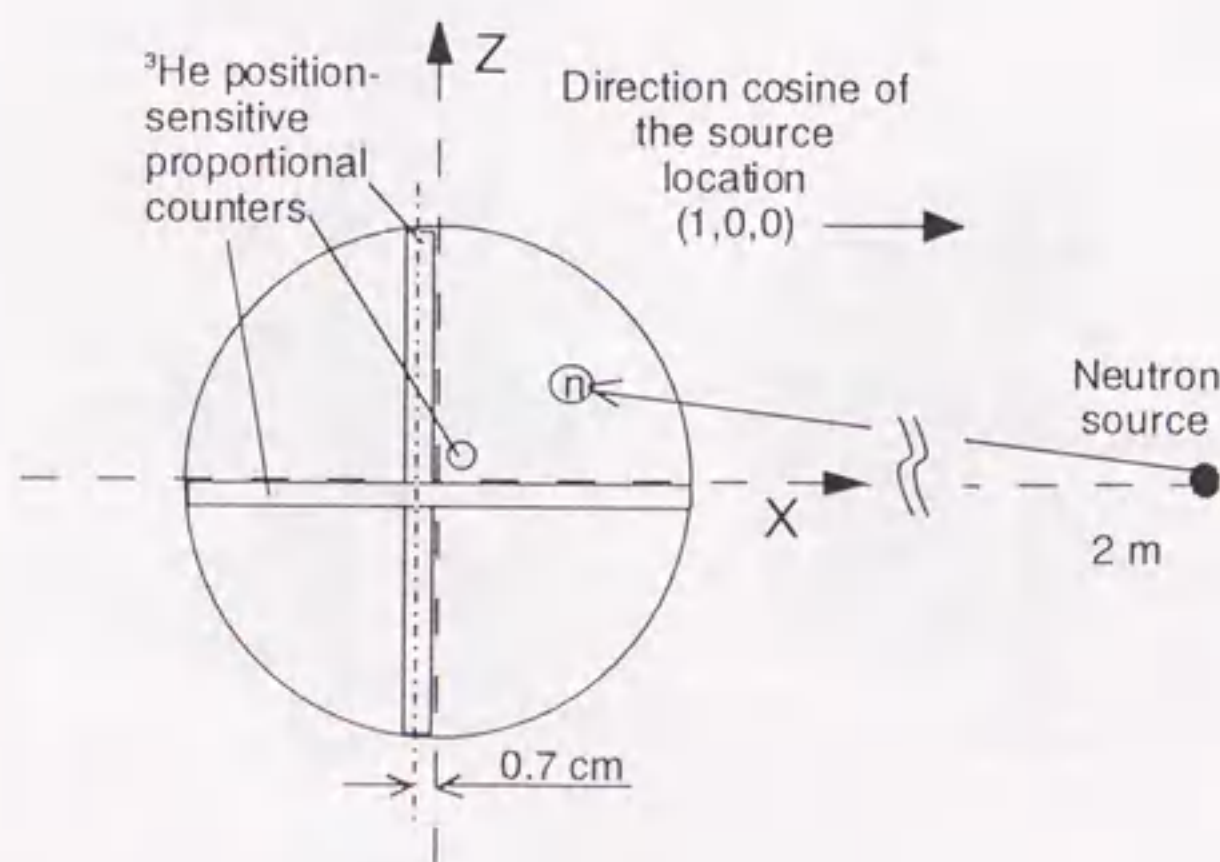
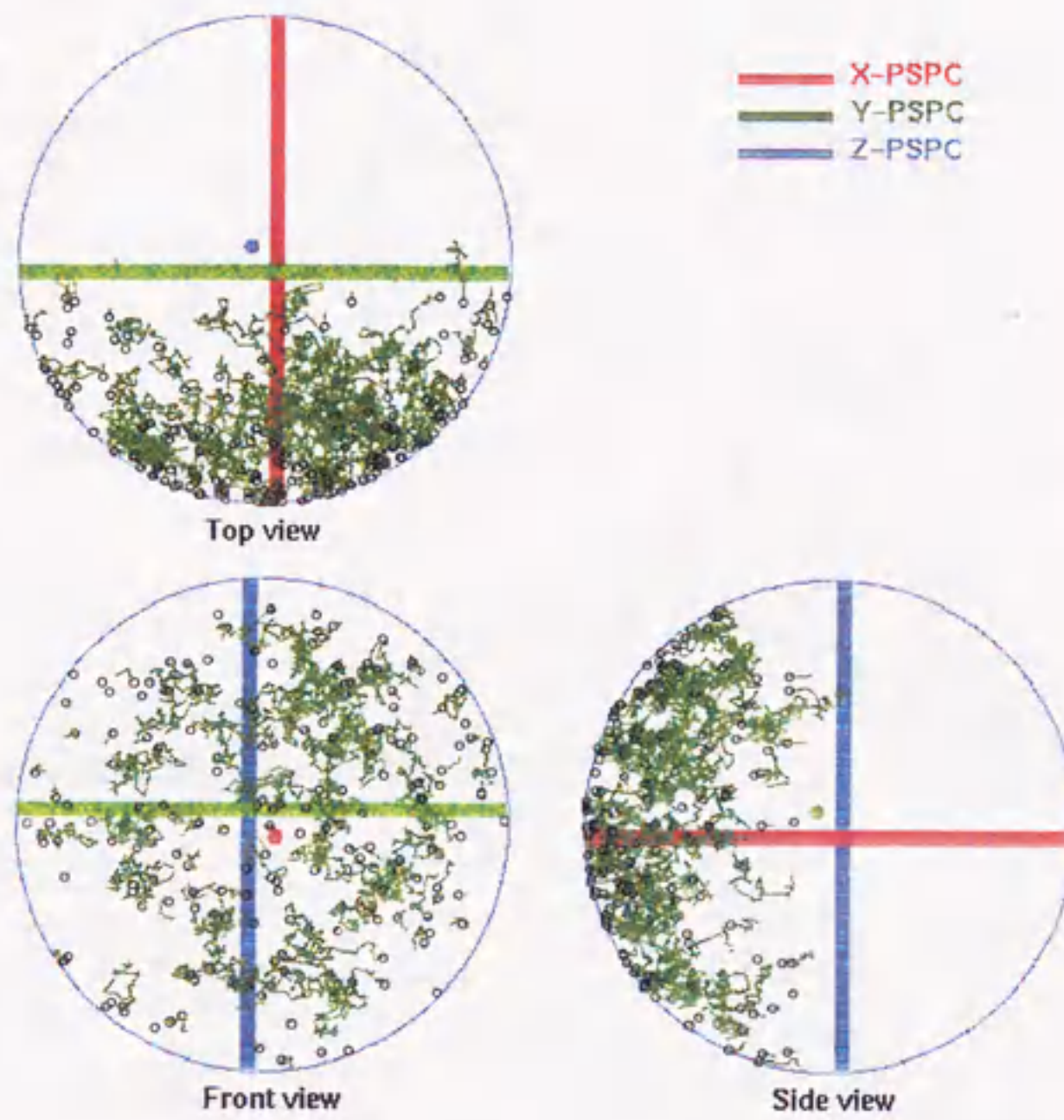


Fig. 4-13 A schematic drawing of the source-detector arrangement.

(a) 1 eV



(b) 2.0 MeV

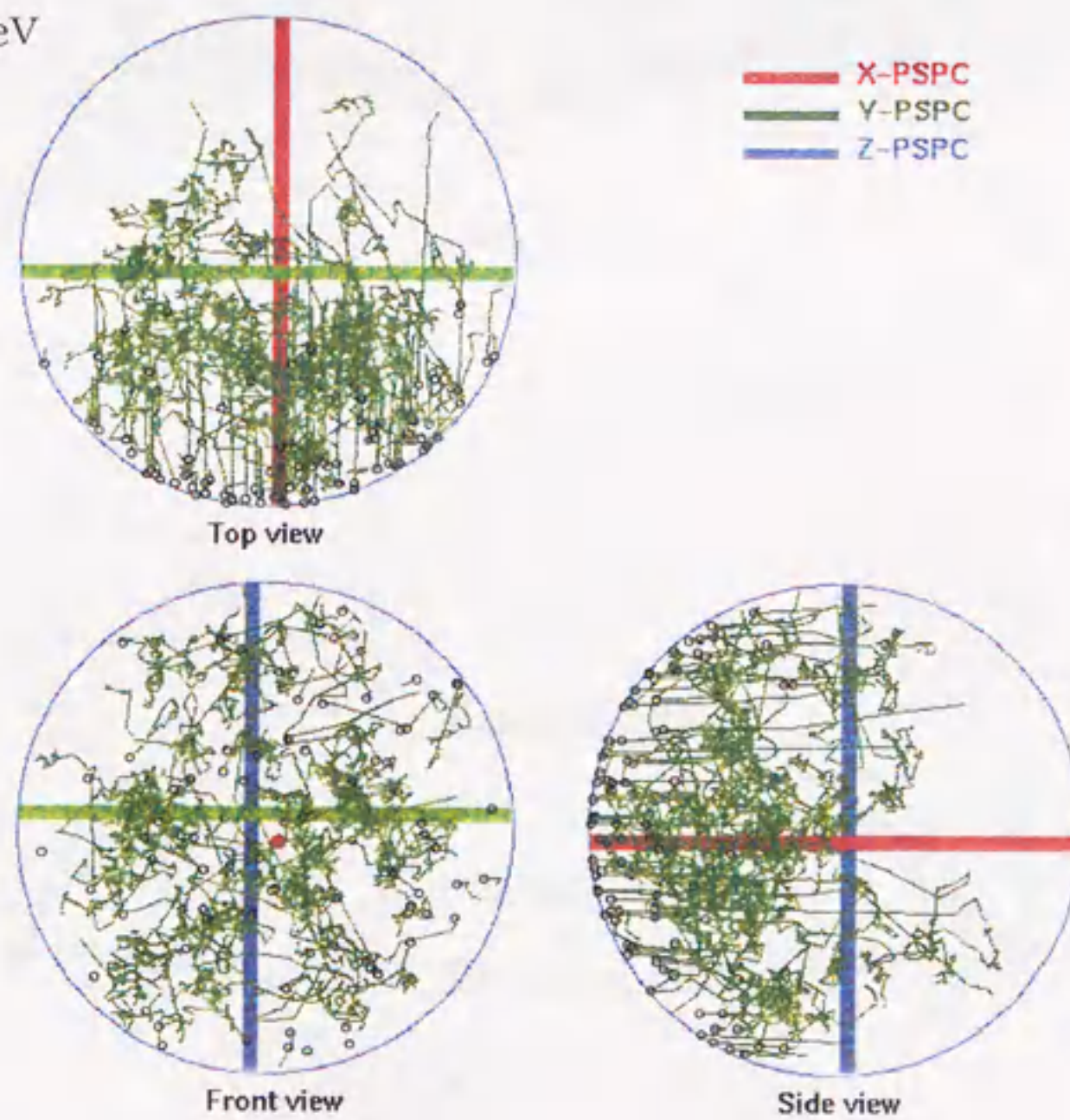


Fig. 4-14 Trigonometric view of the trajectories of the scattered neutrons in the spherical moderator incident from (1,0,0) direction (simulation).

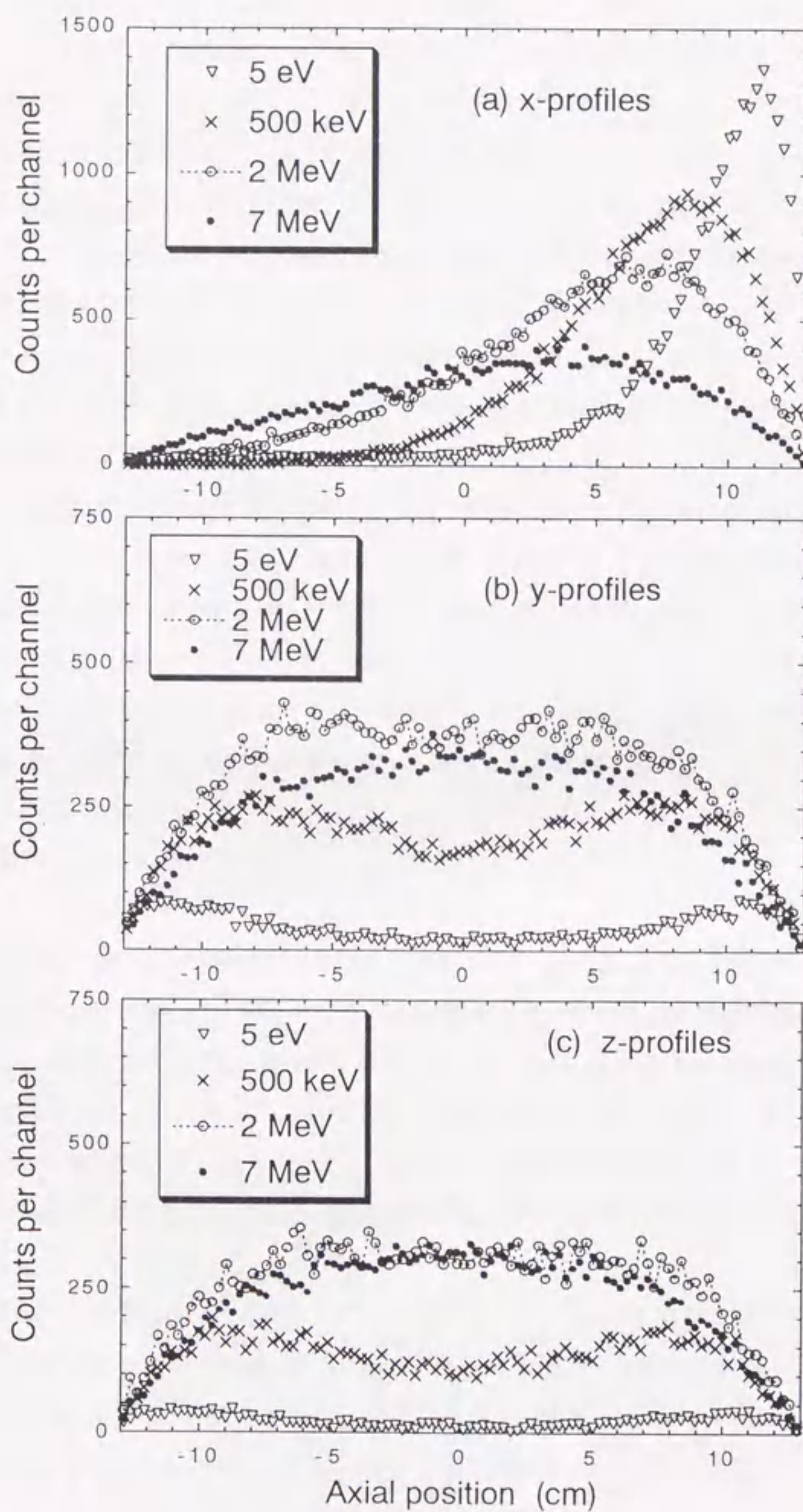


Fig. 4-15 Detection position profiles for (a) X-, (b) Y- and (c) Z-PSPCs for monoenergetic neutrons from the (1,0,0) direction (simulation).

の中性子に対して得られた熱中性子束は全体として低く、かつ比較的一様な分布となることが分かる。この程度のエネルギーで入射した中性子の多くは、Y-PSPCやZ-PSPCに達するまでに減速材を逸脱するか、あるいは他の何らかの反応によって吸収されてしまったために計数が減少したと考えられる。また分布が比較的平らであることから、中性子は減速材中に充分拡散しており、Y-PSPCやZ-PSPCが挿入された位置に達する前に熱化していることが分かる。入射中性子エネルギーが数MeV程度になると、球の中心近くの領域において熱中性子束が充分高くなるために計数が増加する。しかし5 MeV程度以上のエネルギーで入射した中性子は、体系内で十分に減速されることなく減速材を逸脱してしまうため、全体的に計数が減少する。また、Y-PSPCによって得られた検出位置分布がZ-PSPCによって得られた検出位置分布より多くの計数を示しているが、これはFig. 4-13に示したように、Y-PSPCが挿入されている位置がZ-PSPCの挿入されている位置より中性子の入射方向に近いこと、全体的に熱中性子束分布が高いことが原因である。

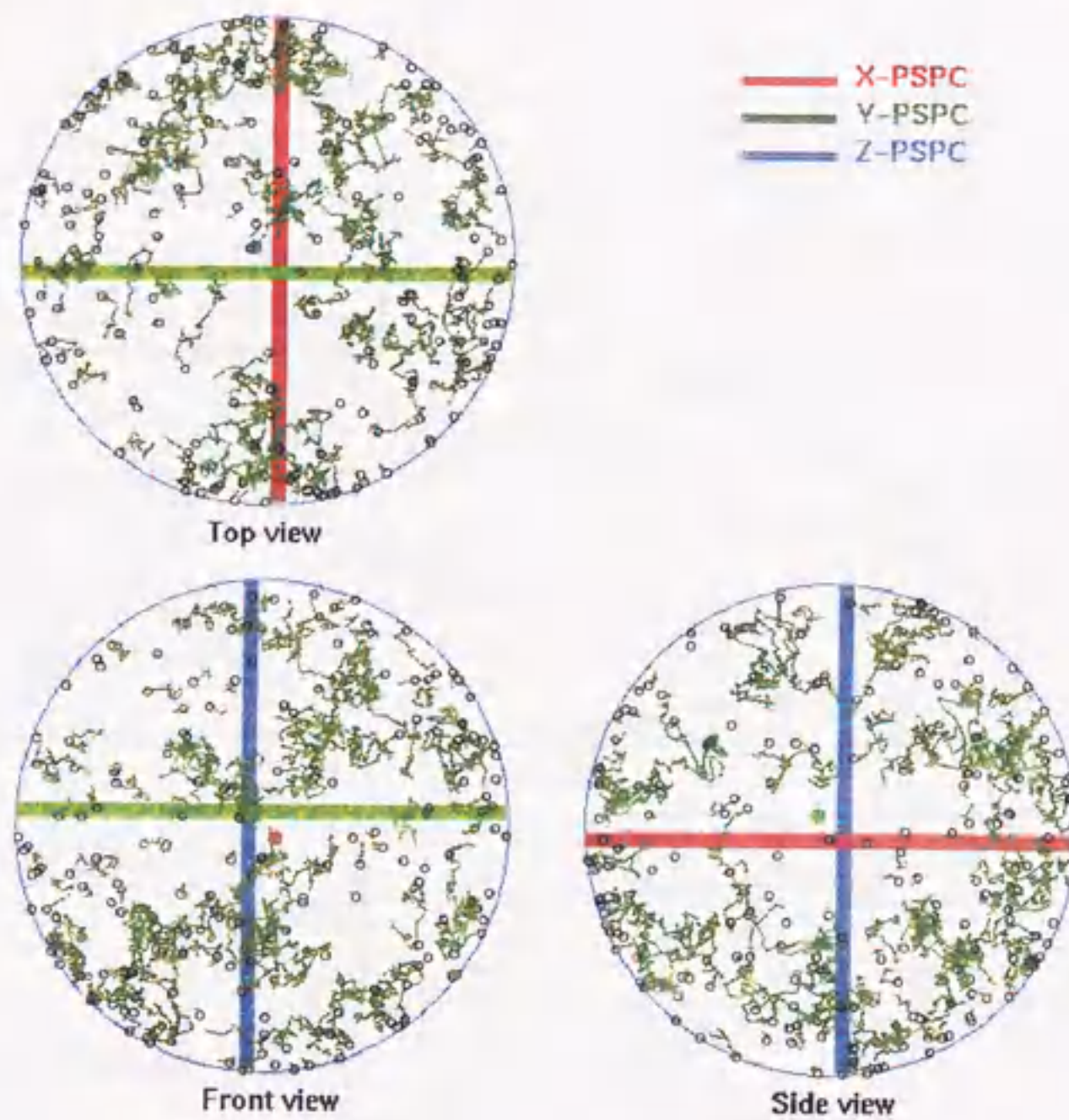
等方場に対して計算した入射中性子の散乱、および拡散の様子をFig. 4-16に示す。等方場においても、エネルギーの高い中性子が入射した場合には散乱、および熱中性子の拡散が減速材の深部で起きている様子が理解できる。等方場に対して計算した検出位置分布をFig. 4-17に示す。X-, Y-, Z-PSPCについて同様の分布になることが分かる。エネルギーに対する応答変化は(1,0,0)方向に対するY-, Z-PSPCの変化と良く似ているが、低エネルギー中性子に対して表面近くの領域、すなわち-10 cm以下、及び10 cm以上の領域における計数が多くなっていることが特徴である。

4.3.2 検出効率

実験的に得られた各PSPCの検出効率をFig. 4-18に示す。14.9 MeV中性子はシャドーコーンによって十分に遮蔽することが難しく、散乱中性子が過大評価されたため検出効率は評価の対象外とした。3本のPSPCによる検出効率をFig. 4-19に示す。10 eV ~ 100 keVにおいてほぼ一定の値が得られ、2 MeV付近で最大となった。図中に、中性子の入射方向を変えて行ったシミュレーションによって得られた検出効率を数種類の線で示す。シミュレーションの結果は実験結果とよく一致している。3本のPSPCによる計数を加算することにより、検出効率に関しては方向依存性がほとんど見られなくなることが分かった。

しかし、数10 eV ~ 数100 keVにおいて、(1,0,0)方向からの中性子照射に対して計算した検出効率が多少低くなっていることが分かる。数100 keV以下の中性子を(1,0,0)方向から照射した場合には、Fig. 4-15に示したように、検出された中性子の多くがX-PSPCによるものである。また、Y-, およびZ-PSPCによって検出された中性子数は入射中性子エネルギーが数100 keV以下では比較的少なく、かつ中性子エネルギーに対して緩やかに変化する。そのため他の方向と比較して全体的に検出効率が低くなる。中性子エネルギーが数100 keV以上になると、熱中性子束分布が最大になる点が減速材の深部に移行し、且つ広範囲に分布するようになる。そのためY-, およびZ-PSPCによって検出される中

(a) 1 eV



(b) 2.0 MeV

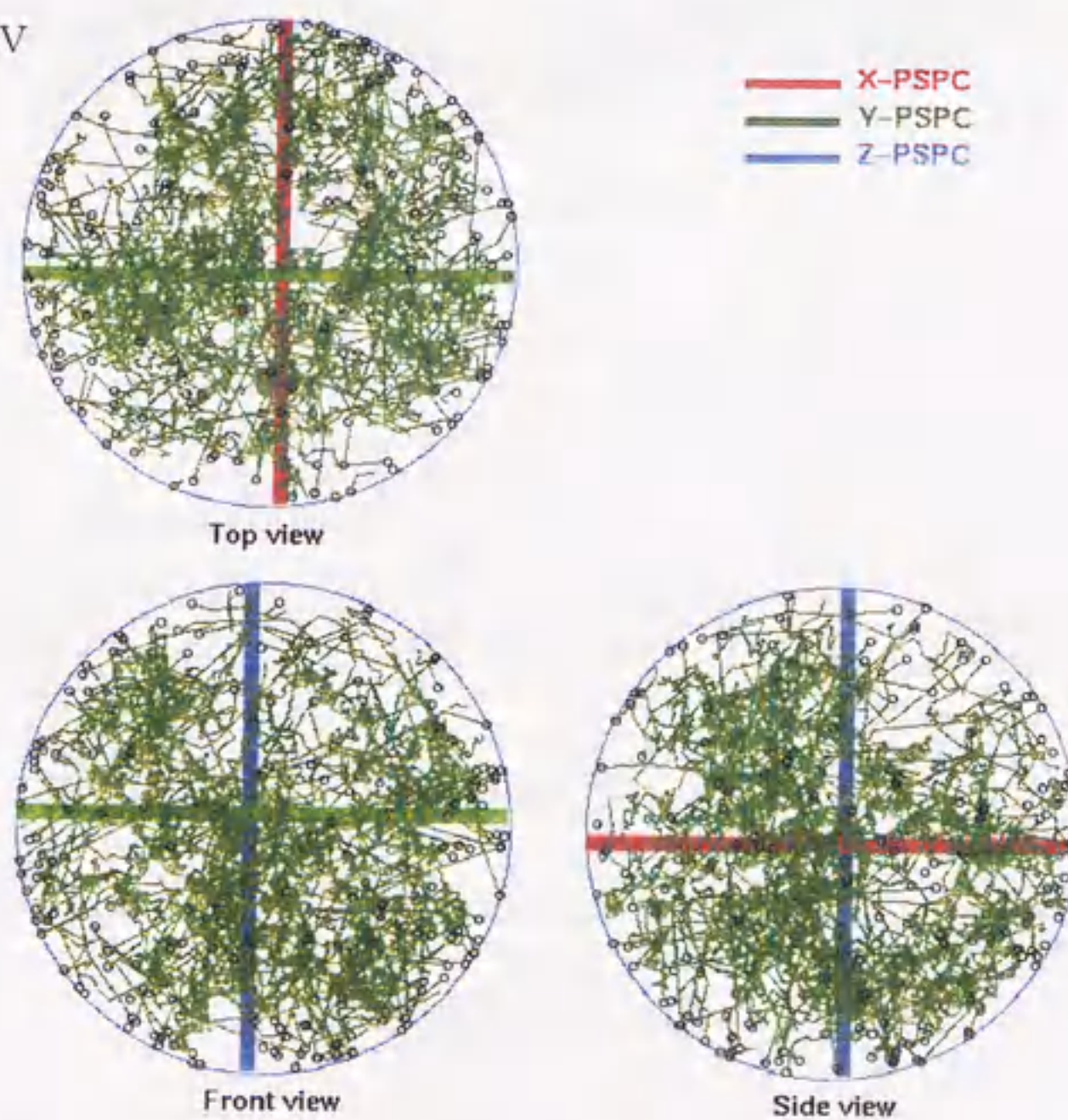


Fig. 4-16 Trigonometric view of the trajectories of the scattered neutrons in the spherical moderator at an isotropic field (simulation).

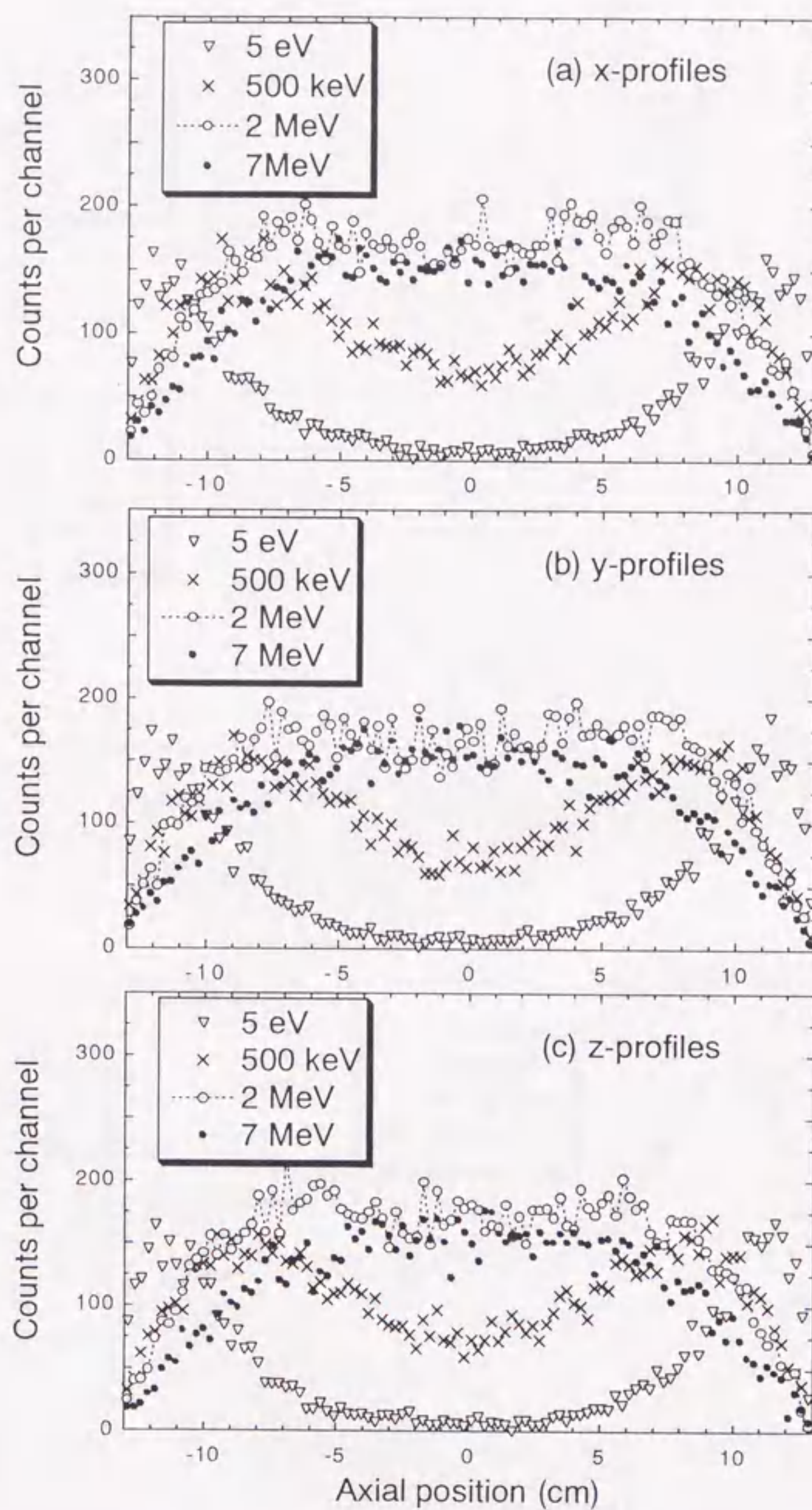


Fig. 4-17 Detection position profiles obtained with (a) X-, (b) Y- and (c) Z-PSPCs for an isotropic neutron field (simulation).

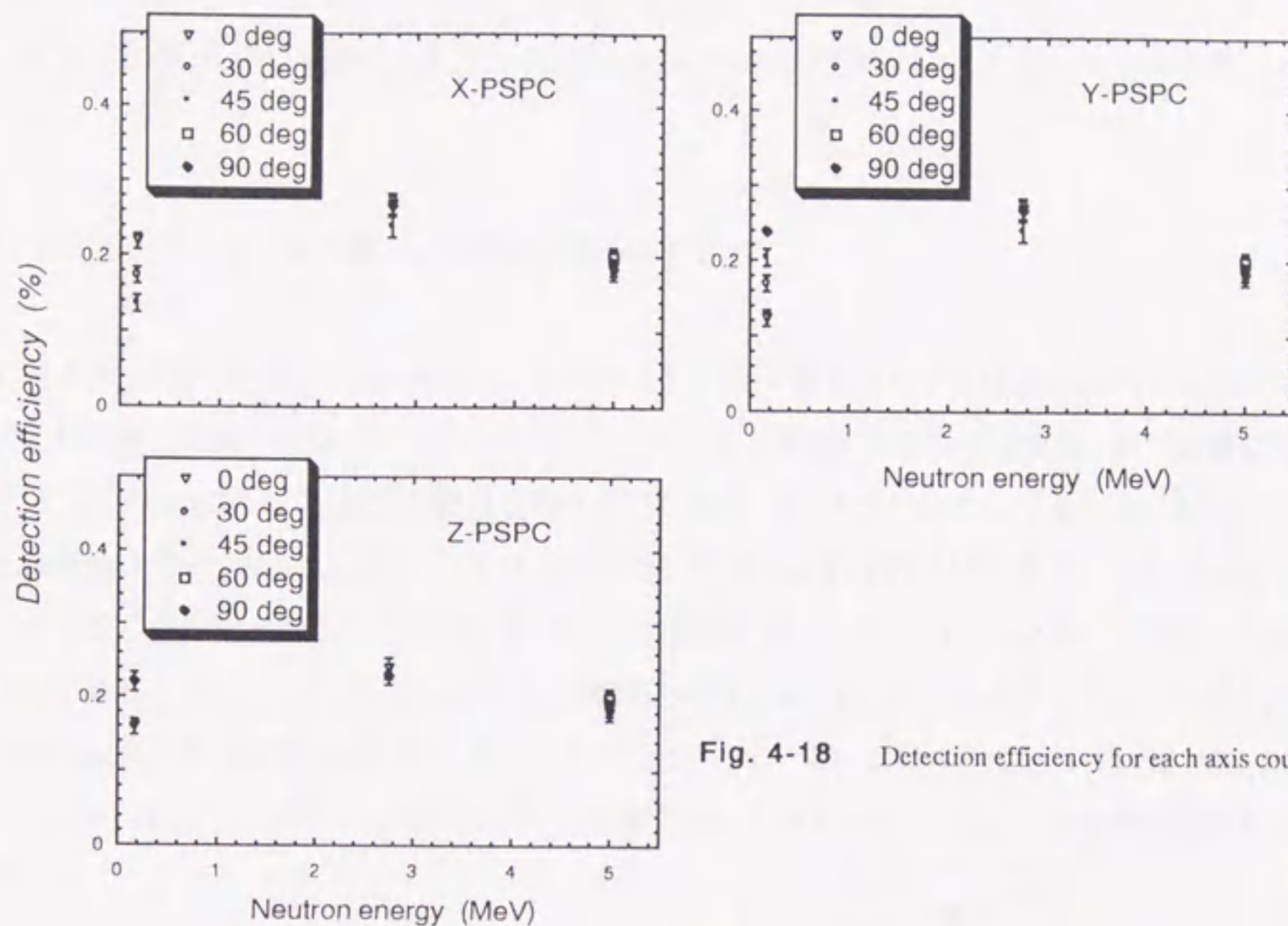


Fig. 4-18 Detection efficiency for each axis counter.

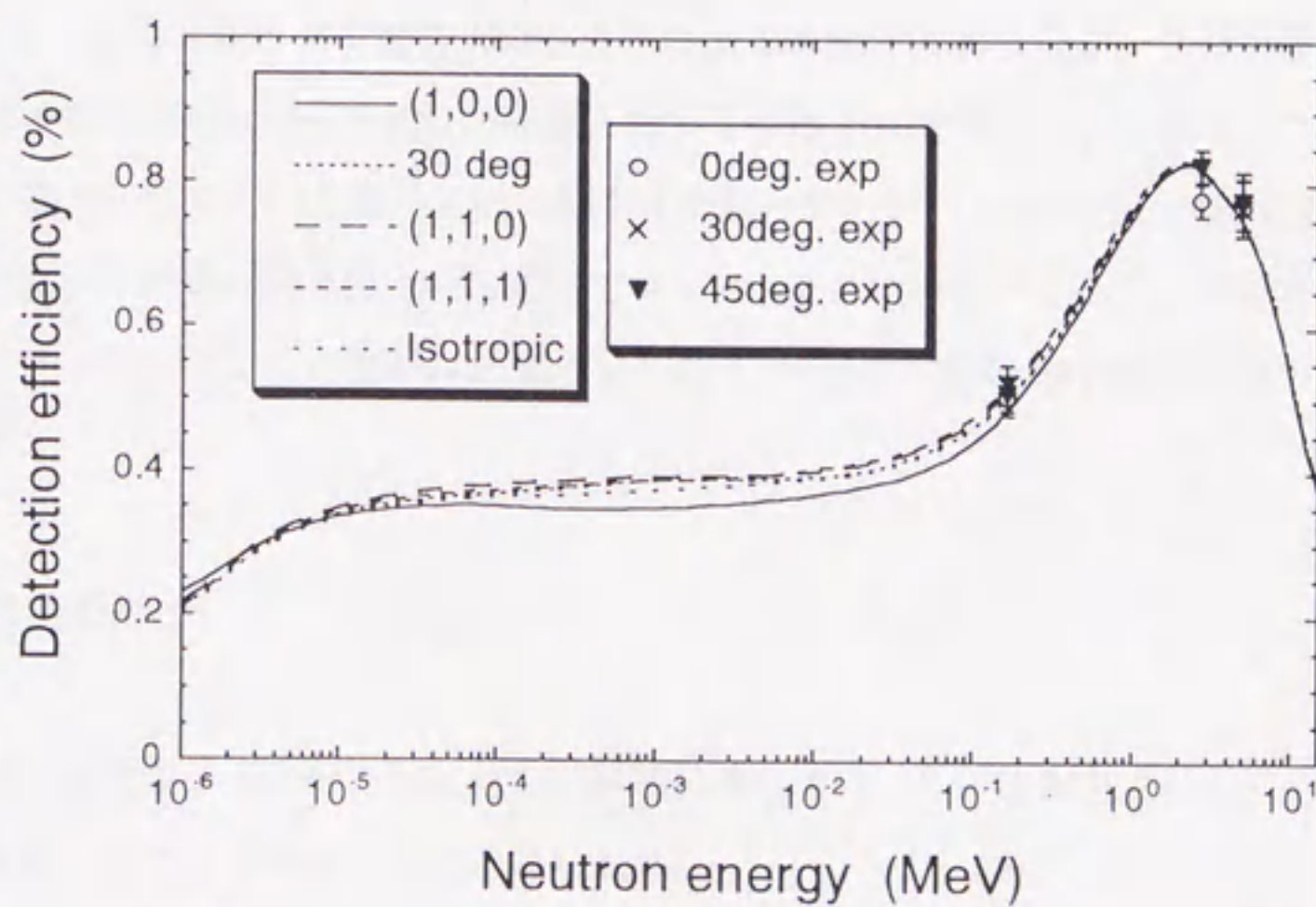


Fig. 4-19 Detection efficiency for the three axis counters.

中性子数が増加するので全体的な検出効率が高くなると共に、各PSPCにおける検出効率の違いがあまり見られなくなる。このような理由から、(1,0,0)方向からの中性子照射に対する検出効率は数10 eV ~ 数100 keV 程度のエネルギーにおいて他の入射方向と比較して多少低くなり、数MeV 程度でそれらの差は見られなくなる。しかし全体的な検出効率にはほとんど方向依存性が見られないと考えて良いと思われる。

4.3.3 シミュレーションと実験による検出位置分布の比較

Fig. 4-20 ~ Fig. 4-22 は165 keV、2.75 MeV、5.0 MeV 単色中性子を(1,0,0)方向から照射した場合に得られた検出位置分布について、シミュレーションとの比較を示した図である。図が繁雑になるためX-PSPCによって得られた検出位置分布のみを示したが、他のPSPCについてもシミュレーションの結果と実験値は良い一致を示した。Fig. 4-20 に示した165 keV 中性子に対する検出位置分布における中心部付近での奇妙な盛り上がり部分は、何らかの原因によってX-PSPCの心線上で発生した信号によるものであると考えられるが、はっきりした原因は不明であった。それ以外のエネルギーにおいて得られた検出位置分布は実験結果を良く再現した。したがって、実験点以外のエネルギーにおいても、シミュレーションによって得られた検出位置分布を測定器の応答とすることに、十分な信頼性があることを確認した。

4.3.4 中性子ストリーミングの影響

PSPCの径を小さくすることで直接入射中性子による中性子ストリーミングの影響を極力抑えることができた。幾何的な形状から、PSPC に直接入射する中性子は全体の0.2%以下となる。また、直接入射中性子の影響が最も大きいと考えられる熱中性子照射時において得られた検出位置分布において、直接入射中性子による計数は全計数の5%程度であった。そのためPSPCによって測定された検出位置分布には中性子ストリーミングの影響はあまり見られず、減速材内部の熱中性子束分布を良く表していると思われる。

4.3.5 入射方向の推定

検出位置分布は中性子の入射方向に対して敏感に変化する。この特長を生かして、中性子線源の置かれた方向を推定することが可能であると思われる。

各PSPCにおいて得られた検出位置分布の重心を用いて、単一方向から照射された中性子の入射方向を推定する手法について検討した。具体的には、まず、X、Y、Z-PSPC によって得られた検出位置分布から各軸における平均検出位置を算出した。そして、それらを3次元ベクトルの要素とした。中性子

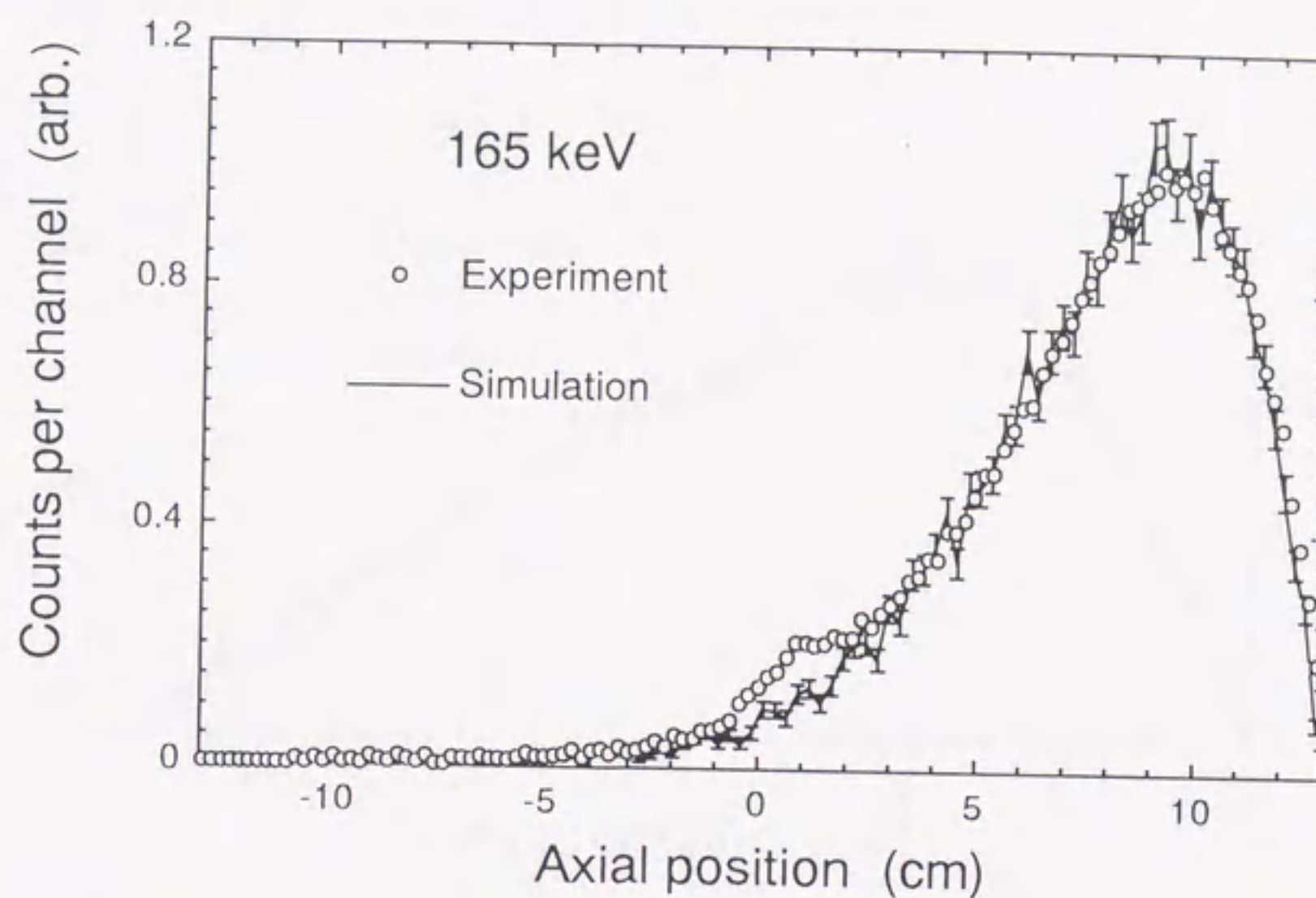


Fig. 4-20 Simulated and experimentally obtained detection position profiles with the X-PSPC for 165 keV neutrons from (1,0,0) direction.

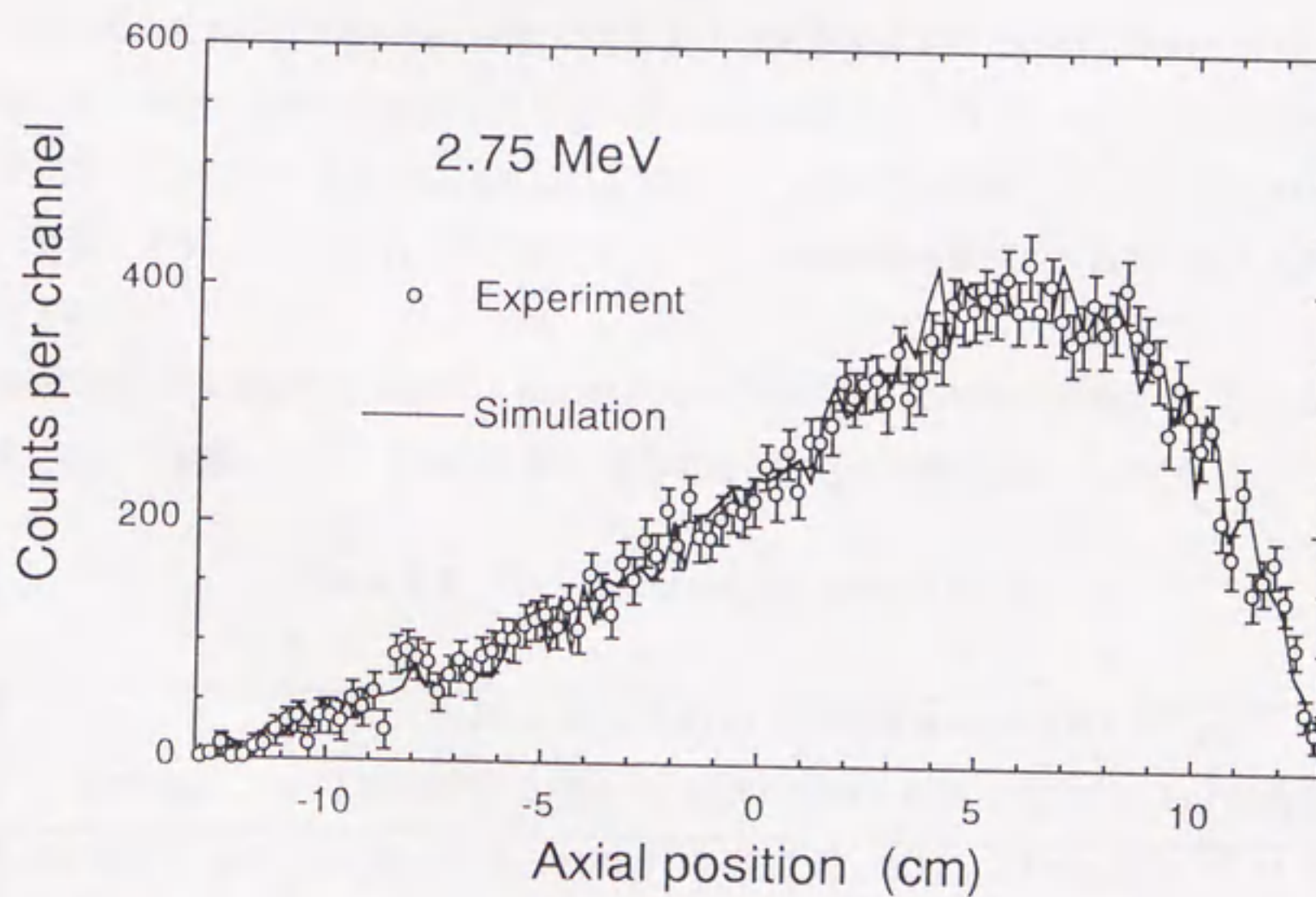


Fig. 4-21 Simulated and experimentally obtained detection position profiles with the X-PSPC for 2.75 MeV neutrons from (1,0,0) direction.

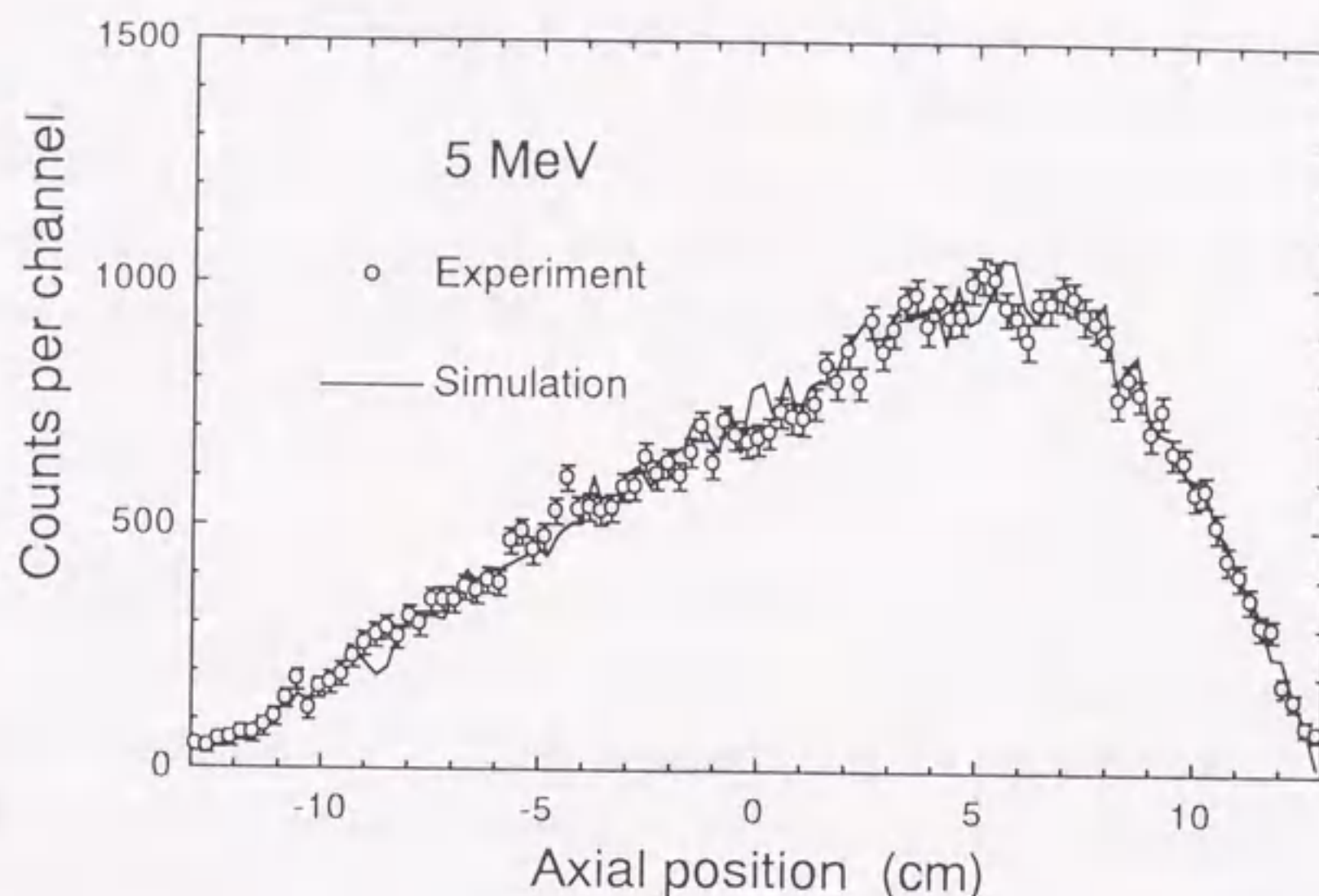


Fig. 4-22 Simulated and experimentally obtained detection position profiles with the X-PSPC for 5 MeV neutrons from (1,0,0) direction.

線源の置かれた方向は、このようにして得られたベクトルのノルムを単位長さに規格化することによって、方向余弦によって表した。本手法によって中性子線源の置かれた方向を推定した結果を **Table 4-2** に示す。本手法は検出位置分布の偏り具合をそのまま方向推定に用いた比較的単純な方法であるにもかかわらず、単一線源の置かれた方向を良く示している。実験値から算出した方向余弦のZ成分がいずれも負の値を示しているが、これらは前述したように、アルミニウム支柱によって反射された再入射中性子による影響である。これらの再入射中性子によって、方向余弦は実際の線源方向よりもやや下向きを示すことが分かる。

なお、方向余弦として規格化する前のこれらのベクトルのノルムが中性子エネルギーの関数になることは、3章において議論したロングカウンターの応答特性からも予想されることである。すなわち、エ

Table 4-2 The estimated direction of neutron source

Energy	Real direction of neutron source, (u,v,w)		
	(1.00,0.00,0.00)	(0.87,0.50,0.00)	(0.71,0.71,0.00)
165 keV (exp.)	(0.98,-0.04,-0.18)	(0.77,0.62,-0.12)	(0.70,0.70,-0.11)
165 keV (sim.)	(1.00,0.01,0.01)	(0.79,0.62,0.01)	(0.71,0.71,0.01)
3.0 MeV (exp.)	(1.00,-0.06,-0.08)	(0.87,0.49,-0.01)	(0.73,0.68,0.00)
3.0 MeV (sim.)	(1.00,-0.01,-0.01)	(0.83,0.56,-0.01)	(0.71,0.71,-0.01)

エネルギーの低い中性子は減速材の表面近くの領域において検出されるため、このベクトルで示される点は原点から遠くなる。それに対して、エネルギーの高い中性子は減速材の深部で検出される割合が大きいので、このベクトルで示される点は原点に近くなると考えられる。しかし、実際にこのベクトルのノルムをエネルギーに対応させてみると、数MeV以下ではエネルギーにあまり依存せずにはほぼ一定の値となってしまったため、エネルギー情報としては有用でなかった。

4.3.6 まとめ

モンテカルロシミュレーションによる計算結果を利用して実験結果の考察を行った。

モンテカルロシミュレーションによって、測定器に入射した中性子が減速材内部で散乱を繰り返す様子を観察した結果、エネルギーの高い中性子は減速材の深部において散乱を繰り返すことで熱化し、エネルギーの低い中性子は表面近くの領域において熱化することが分かった。シミュレーションによって得られた検出位置分布は、入射中性子エネルギー・入射方向に対応した変化を示した。また、各軸のPSPCによって得られた検出位置分布によって減速材内部の熱中性子束分布を大まかに知ることができた。

シミュレーションによって計算した検出効率、実験によって得られた検出効率と良く一致した。各軸のPSPCの検出効率は中性子の方向によって変化した。3軸PSPCによる計数を加算することによって、全体的な検出効率には方向依存性がほとんど見られないことが分かった。

シミュレーションによって計算した検出位置分布、すなわち測定器の応答関数は実験結果とよく一致した。したがって、シミュレーションに十分な信頼性があることが確認された。

PSPCに直接入射した中性子による計数は、PSPCの直径を小さくしたことによって全体の計数の5%程度以下にすることができた。したがって中性子ストリーミングの影響は僅かであった。

各軸PSPCによって得られた検出位置分布の平均検出位置を算出することによって、中性子線源が置かれた方向を推定することが可能であった。しかし、本手法は測定器の周辺にただ一つの線源が置かれた場合にのみ、その方向を推定することができ、複数の線源が置かれた場合にはそれらの平均方向を推定する。したがって、下部からの散乱中性子の影響がある場合には、実際の線源方向よりやや下向きを表すことが分かった。

4.4 アンフォールディング法を用いた中性子エネルギースペクトル測定

一般的に、物理現象を理解するためには何らかの測定を行わなくてはならない。我々が普段何気なく受け取っている触覚器官や視覚器官などからの情報は、いずれもある種の測定によって得られている。放射線測定器は、人間の感覚の及ばない領域における感覚器官であり、様々な物理量を、我々が理解で

きる情報に変換するための道具である。放射線が持つエネルギーや粒子束、方向性などの情報を得るために、放射線測定器は物質と放射線の直接的、間接的な相互作用に基づいてある種の情報変換を行う。その結果、測定器は固有の応答関数を持つことになる。応答関数に付随する曖昧さが少ない場合、得られる情報の不確かさは小さい。半導体検出器をγ線スペクトロメトリーに用いた場合には、得られた情報に含まれる不確かさは非常に小さいため、エネルギー分解能は良い。

一般に中性子測定を行う際には、興味のある物理量を何等かの手段によって電氣的な信号に変換しなくてはならないため、他の放射線検出器と比較して応答関数に不確かさや曖昧さが多く含まれる。ボンナール球や放射化しきい箔の応答関数は広いエネルギー範囲に分布するが、様々な相互作用を経るために中性子エネルギーに対してゆるやかな応答を示し、またそれらが互いに重なり合っている。従って、測定器の応答からエネルギースペクトルなどを直に解読することは通常とても困難である。このような場合に放射線計測の分野においては、逆問題に対する数学的なアプローチであるアンフォールディング法を利用することによって最も確からしい解を推定することが一般的に行われている。緩やかな応答を示す測定器を用いてエネルギースペクトルなどを測定する場合において、アンフォールディング法は非常に有効である。

4.4.1 スペクトルアンフォールディング法について

スペクトルアンフォールディング法(Spectrum unfolding method)はスペクトルアジャストメント法(Spectrum adjustment method)とも呼ばれ、放射化しきい箔法や反跳陽子法を用いたスペクトル測定等、放射線計測の分野において古くから用いられてきた手法である。一般に、アンフォールディング問題は(4-1)式

$$C_i = \int_0^{\infty} R_i(E) \Phi(E) dE \quad (i = 1, 2, \dots, n) \quad (4-1)$$

のような第1種フレドホルム型積分方程式を解くこととして表現される。放射化しきい箔法による原子炉中性子スペクトル測定において、 C_i は使用した n 種類の箔の i 番目の箔の放射能、 $R_i(E)$ は反応断面積(一般的にはカーネル、或は応答関数)、 $\Phi(E)$ は中性子エネルギースペクトルを表す。 $\Phi(E)$ を求めるために推定スペクトルを確率分布密度の形で与え(事前分布密度)、それらが実測値を満たす確率密度関数(尤度関数)を正規分布などで与えることで、Baye'sの定理によって推定スペクトルの確からしさの確率密度(事後分布密度)を得ることができる。したがって、事後分布密度を最大にするような $\Phi(E)$ を探すことで、最も確からしい $\Phi(E)$ を推定することができる。このような最尤推定法を基にしたアンフォールディング法は、現在様々な計算機コードとして公開され、具体的にどのような変量をどのような手法によって解くかによって様々なカテゴリーに分類されている。

測定値の統計量が十分な場合には尤度関数として正規分布を用いることが可能であり、その場合は最も確からしい解を探すために、測定値と推定値の残差の平方和を最小にする、いわゆる最小自乗法が適用される。(4-1)式を差分化して行列形式で表すと、最小自乗法は(4-2)式

$$S = \frac{1}{n}(\mathbf{C} - \mathbf{R}\Phi)' \mathbf{C}_M^{-1} (\mathbf{C} - \mathbf{R}\Phi) \quad (4-2)$$

で表される S を最小にする問題として表現される。 \mathbf{C}_M は測定データの共分散行列である。一般的にこのような最小自乗アンフォールディングは J_0 法と呼ばれ、主なコードとしてFERDOR⁴⁻⁷⁾や、STAY'SL^{4-8, 4-9)}などがある。しかし J_0 法は解が負になったり不自然な振動を与えることがあるため、測定値と推定値の比の導関数を最少にすることによってそれらを抑制する J_1 法が開発された。 J_1 法に基づくコードとしてNEUPAC⁴⁻¹⁰⁾がある。また、広く使われている有名なコードとしてSAND-II⁴⁻¹¹⁾があるが、これは対数正規分布関数を逐次近似法で解く手法を用いており、 J_L 法に分類される。SAND-IIは負のスペクトルを算出しないことや、10～20回程度の比較的短い繰り返し数で、早く収束するなどの利点があり、古典的ではあるが非常に優れたコードである。本来は放射化しきい箔法に用いるために開発されたが、BSSを用いた測定などにも使用されている。

尤度関数は本来ポアソン分布であるべきで、統計量が少ない場合に正規分布で近似することによって様々な弊害が生ずる⁴⁻¹²⁾という考えから、最大エントロピー法^{4-13, 4-14)}を導入したアンフォールディング法が考え出され、現在汎用計算機コードとして公開されている⁴⁻¹⁵⁾。この手法は情報エントロピー増大の法則に忠実に従ったものであり、高度な数学的な技法を用いている。また最近になり、Baye'sの定理によって与えられる事前確率と事後確率の関係を巧みに利用した手法が開発された。この手法は中性子の検出と同時にエネルギースペクトルをアンフォールディングできることが特長である。

4.4.2 X軸のPSPCによって得られた検出位置分布のエネルギー応答特性

ESPHENECを用いてスペクトルアンフォールディング法を用いた中性子エネルギースペクトル測定を行うために、応答関数を作成する必要がある。Fig 4-15aに示したように、X-PSPCによって得られた検出位置分布は入射中性子エネルギーが増加すると、最大計数を示す位置が減速材中心方向に移り、同時に中心領域付近での計数が増加するなど、他のPSPCによる応答と比較して検出位置分布が中性子エネルギーに対して独立した変化をする。したがって、他のPSPCによって得られた検出位置分布と比較して入射中性子エネルギーに関する情報を多く含んでいると考えられる。そこで、(1,0,0)方向からの中性子照射に対して、X-PSPCによって得られた検出位置分布を応答関数とすることで、スペクトル測定を行うことを試みた。

Fig. 4-23に示すように、X-PSPCによって得られた検出位置分布を中性子の入射位置から遠い順に

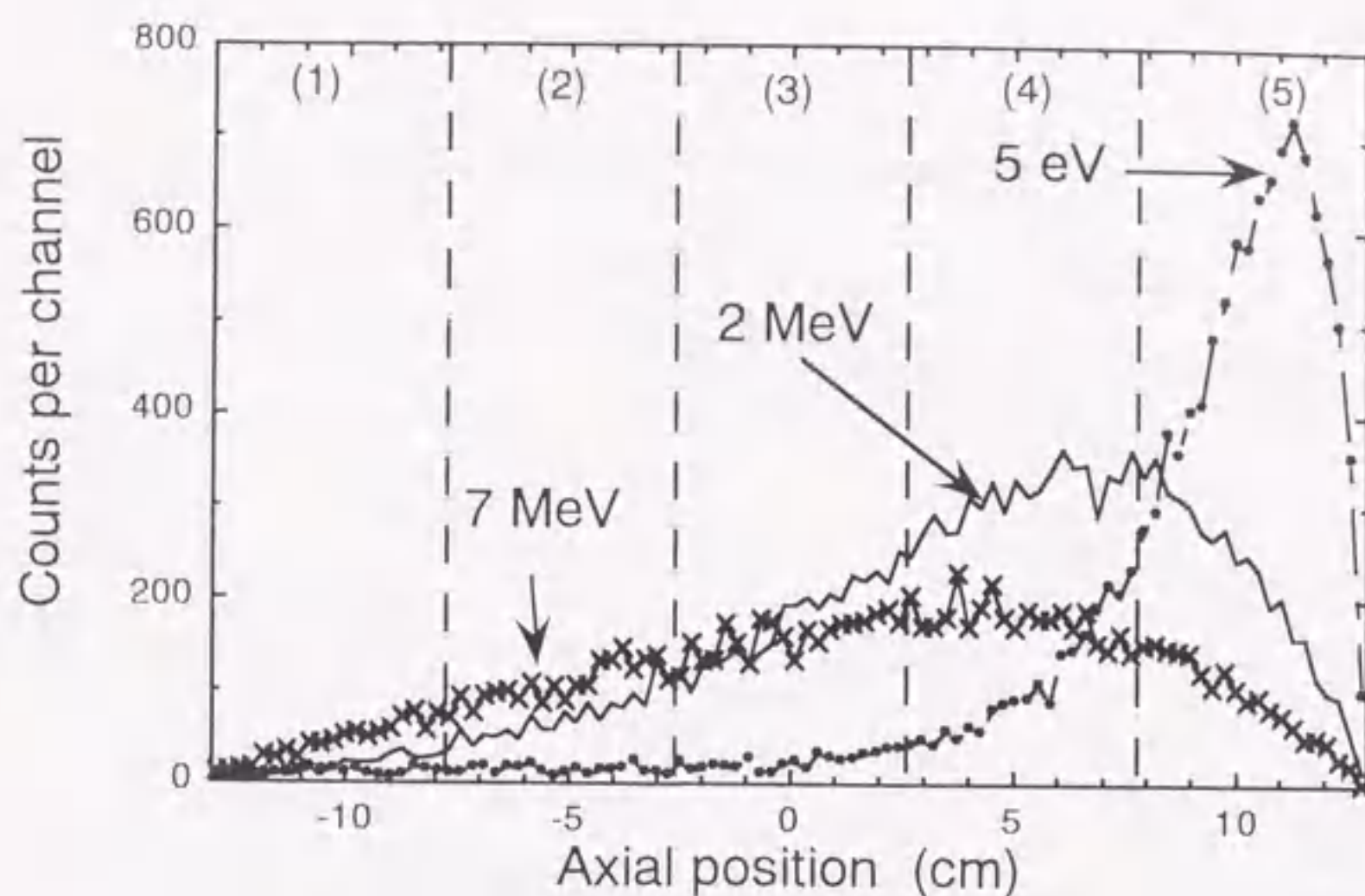


Fig. 4-23 Detection position profiles obtained with the X-PSPC for the neutrons from the (1,0,0) direction (simulation). The numbers (1) ~ (5), shown above the profiles, show the axial regions which were used for the response calculations.

5領域に分割し、各々の領域において計数を加算した。後述するように、本手法はBSSを用いた繰り返し測定方法と類似していることが分かっている。したがって、BSSを用いたスペクトル測定を参考にして分割領域を5とした。各領域の範囲は等間隔とした。各領域で積算した計数は検出位置分布の形状の特性をそのまま保持しており、入射中性子エネルギーに従って固有の変化をする。**Fig. 4-24**は、**Fig. 4-23**に示した(1)~(5)の各領域における計数が、中性子エネルギーに対してどのように変化するかを示している。いずれの領域の応答も単位中性子束照射(1 cm^{-2})に対する値に規格化してある。ある領域で検出された中性子は他の領域では検出されないことから、これらの応答曲線は互いに独立であると考えられる。したがって本測定器は熱領域から20 MeV程度の広いエネルギー範囲の中性子に対して感度を有し、且つ入射中性子エネルギーに対して特徴的な変化をする幾つかの独立した測定器から構成されていると考えることができる。また本手法によって作成した応答関数曲線は、**Fig. 4-25**に示すように一般的なBSSの応答関数と共通した特徴を示した。したがって、本測定器は複数個のボナー球を用いた測定と等価な測定を一度で行うことができると考えられる。

Fig. 4-24に示した応答関数は広いエネルギー範囲において互いに重なり合っているため、応答関数に固有のエネルギー分解能はさほど良くない。そのため、むやみに領域の分割数(応答曲線の数)を多くしても、測定されたスペクトルの精度が向上することはあまり望めない。この点に関しては、BSSによるスペクトル測定において、使用するボナー球の数や大きさに関する最適化方法⁴⁴⁾と同様に、最良のエネルギー分解能を与える減速材の分割数や領域が存在すると考えられる。

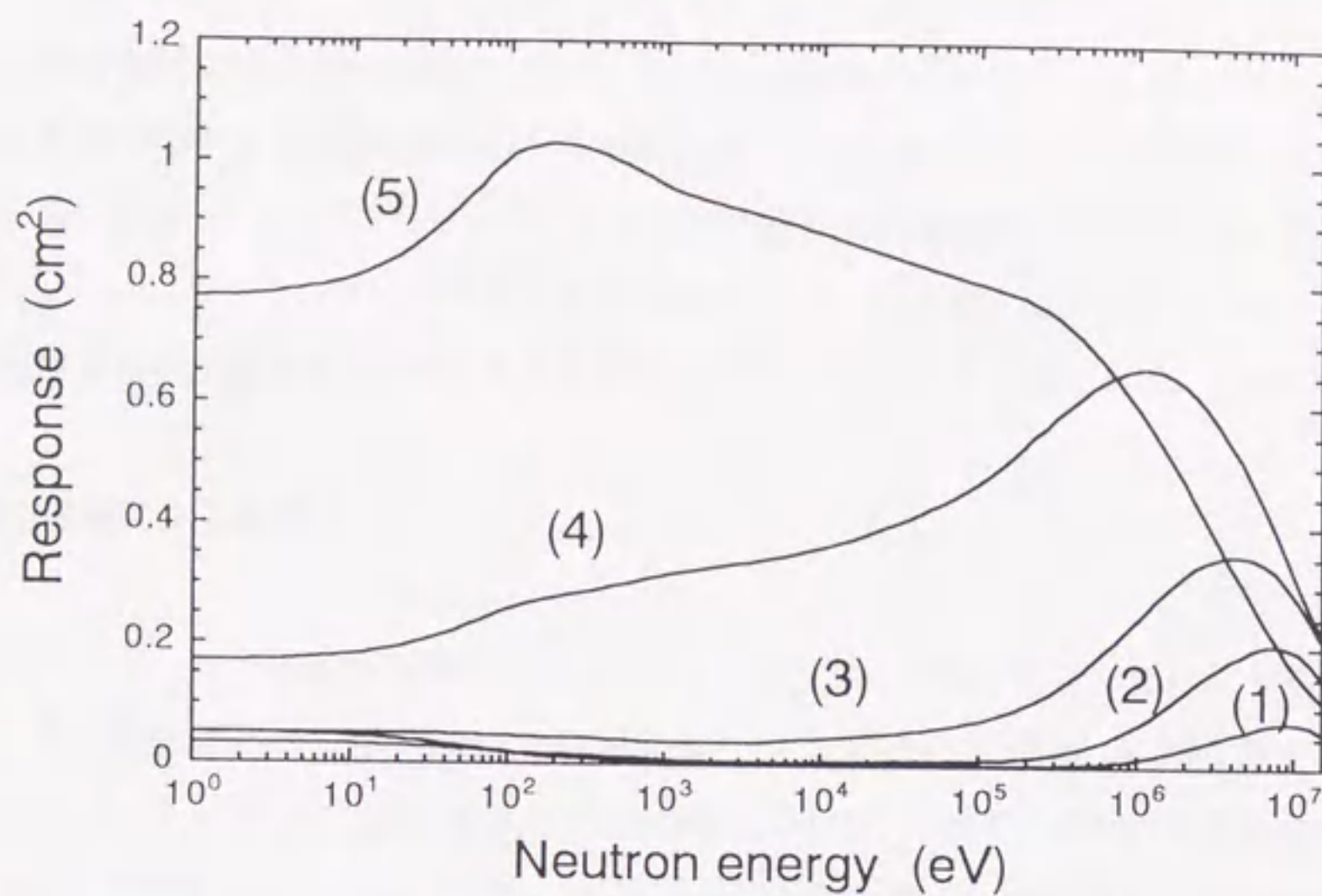


Fig. 4-24 Response functions calculated from the detection position profiles obtained with the X-PSPC. The numbers (1) - (5) in the figure show the same axial regions as those shown in Fig. 4-23.

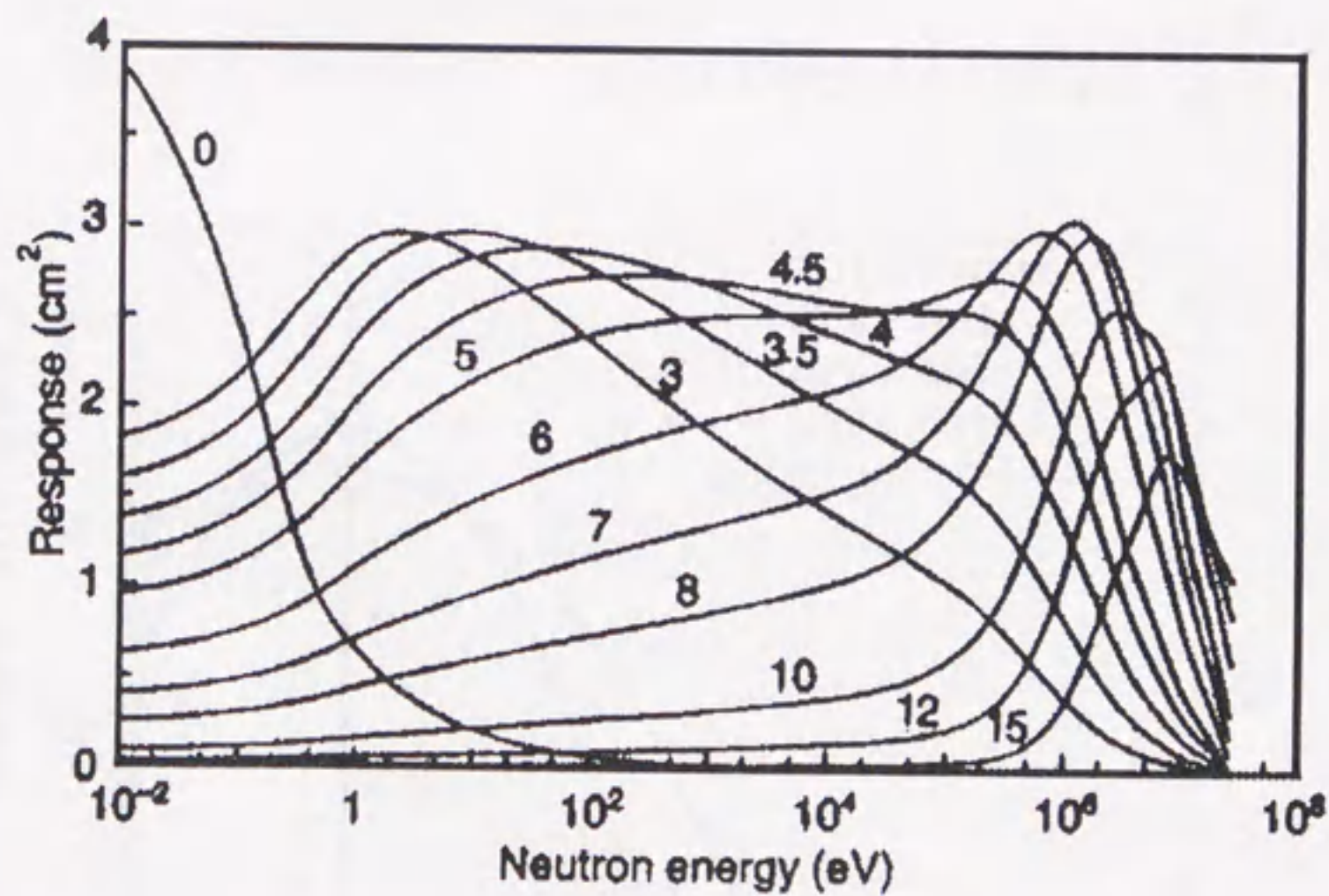


Fig. 4-25 Response functions of the PTB Bonner spheres ⁴⁻⁴⁾.

4.4.3 スペクトル測定

測定器の応答関数がBSSの応答関数と類似しているため、スペクトルアンフォールディングコードには、BSSによる中性子エネルギースペクトル測定においてよく用いられているSAND-IIを使用することにした。SAND-IIを用いたアンフォールディングに要する計算時間は標準的なワークステーションで1~2秒、パーソナルコンピュータでも10秒程度である。したがってエネルギースペクトルの算出は、検出位置分布の計算時間を含めても数10秒~1分以内で行うことができる。

(1) 計算機実験による評価

Fig. 4-24に示した応答関数を用いて、スペクトルアンフォールディング法によって中性子エネルギースペクトルを測定する手法の有効性を検証することにした。まず、Fig. 4-26に示すような関数型のエネルギースペクトルを幾つか計算機上で合成した。そして、それぞれのスペクトルに対応する検出位置分布を応答関数を用いてフォールディングする操作を行った。フォールディングの際には応答関数の統計的な変動に起因する揺らぎを乱数を用いて再現し、検出位置分布に加えた。これらの操作は、実際に中性子線源を用いて照射実験を行うことによって検出位置分布を得る操作と原理的に等価であるため、計算機上における中性子照射実験と考えることができる。Fig. 4-26に示したエネルギースペクトルは1 MeVを中心として半値幅が中央値の0.01%~100%の正規分布、及び(4-3)式

$$S(E) = CE^{-a} \sinh(\sqrt{bE}) \quad (a = 1.025 \text{ MeV}, b = 2.962 \text{ MeV}^{-1}) \quad (4-3)$$

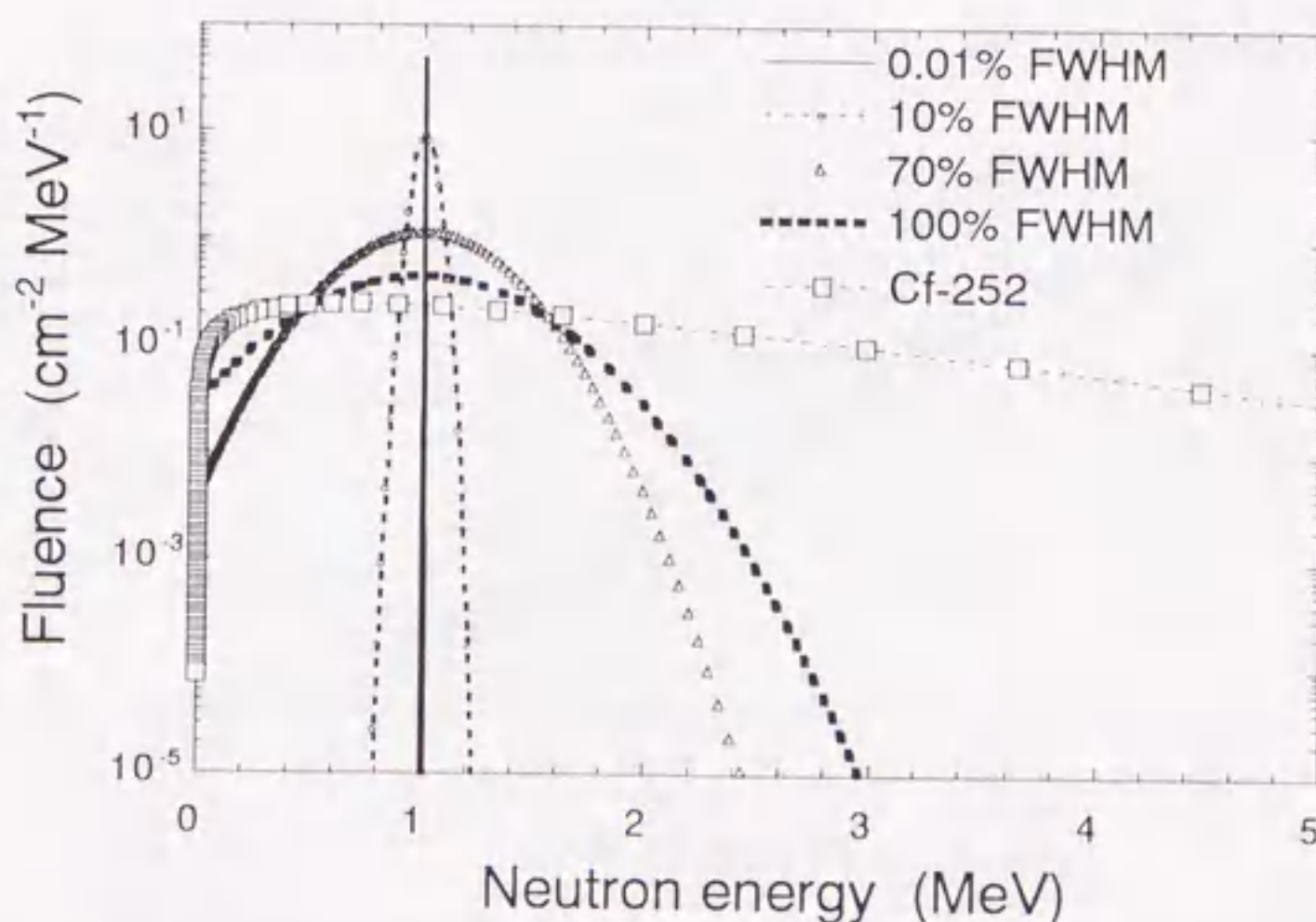


Fig. 4-26 Energy spectra of neutrons generated in the computer experiments.

で表される Watt 分布である。Watt 分布は ^{252}Cf から放出される即発中性子のエネルギースペクトルを良く表すことが知られている。(4-3)式においてEは放出される中性子のエネルギー(MeV)であり、Cは適当な規格化定数である。計算機実験の結果得られた検出位置分布をFig. 4-27に示す。図中には ^{252}Cf 中性子に対する検出位置分布をフォールディングした際に検出位置分布に加えた揺らぎを相対分散(Relative variance)で表してある。

このようにして得た検出位置分布を測定データとし、スペクトルアンフォールディング法を用いてエネルギースペクトルを算出した。算出したスペクトルをFig. 4-28に示す。単色中性子に対してはinitial guess (初期推定スペクトル)には白色スペクトル、すなわち一様分布を入力して計算したにもかかわらず、推定されたスペクトルはFig. 4-28a 及び 28b に示すように、もとのスペクトルを良く再現した。またFig. 4-28cに示すように、 ^{252}Cf から放出される即発中性子に対して行ったスペクトル測定においても、予想されるスペクトルと良い一致を示した。なおFig. 4-28cに示したスペクトル算出の際に用いた initial guess には(4-3)式で表されるスペクトルを用いた。以上の計算機実験の結果、Fig. 4-24に示した応答関数を用いて中性子エネルギースペクトルを測定することが可能であることが確認された。

(2) ^{241}Am - ^9Be 中性子線源のスペクトル測定

計算機実験の結果、ESPHENECを用いて中性子エネルギースペクトル測定を行うことが可能であることが確認されたので、日本原子力研究所東海研究所の中性子標準場において ^{241}Am - ^9Be 中性子線源から放出される中性子のエネルギースペクトル測定実験を行った。線源と測定器の配置関係をFig. 4-29

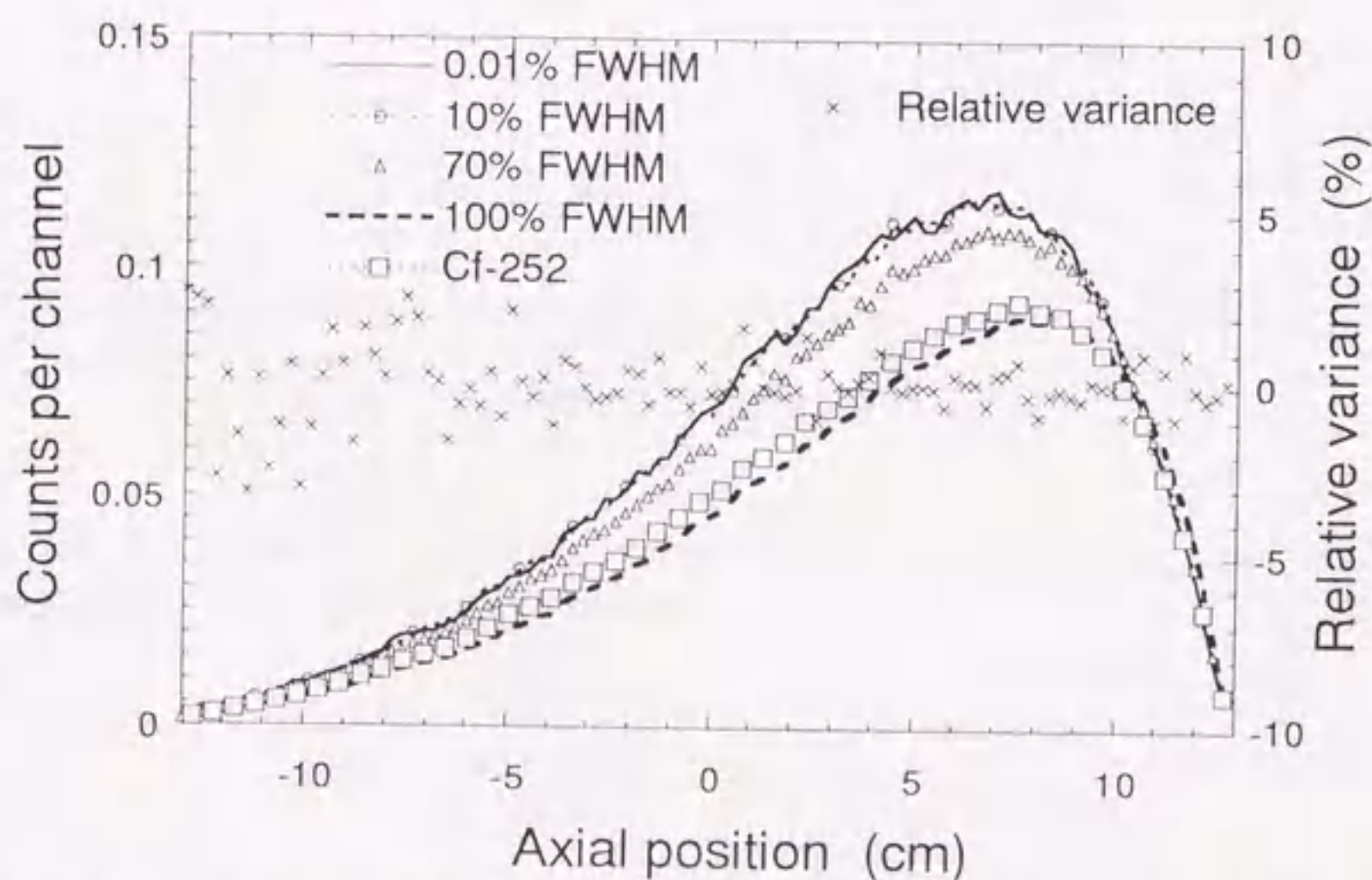


Fig. 4-27 Detection position profiles obtained for the neutrons with the energy spectra shown in Fig. 4-26.

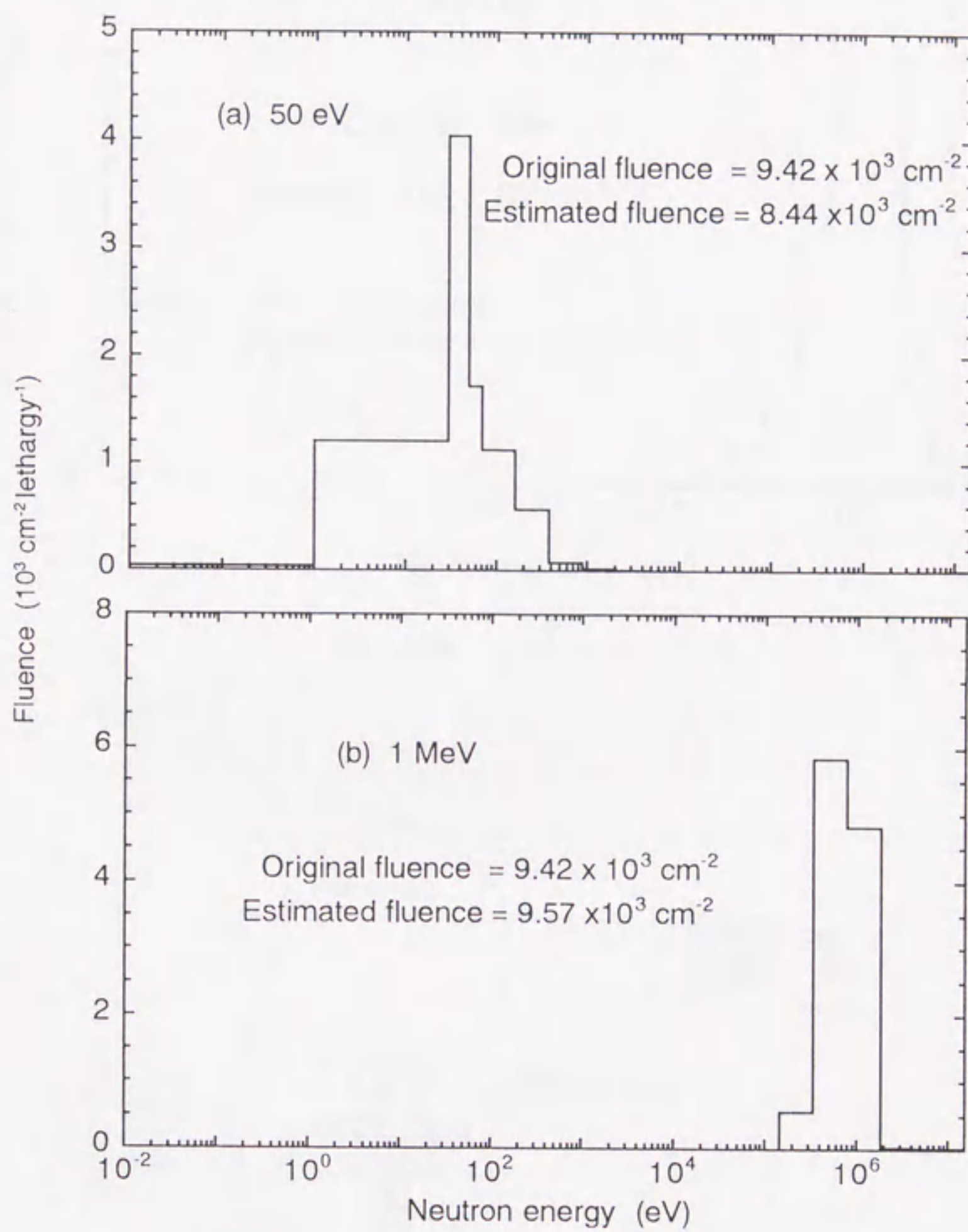


Fig. 4-28 Unfolded energy spectra obtained for (a) 50 eV and (b) 1 MeV monoenergetic neutrons and (c) for the neutrons from the spontaneous fission of ^{252}Cf (computer experiments).

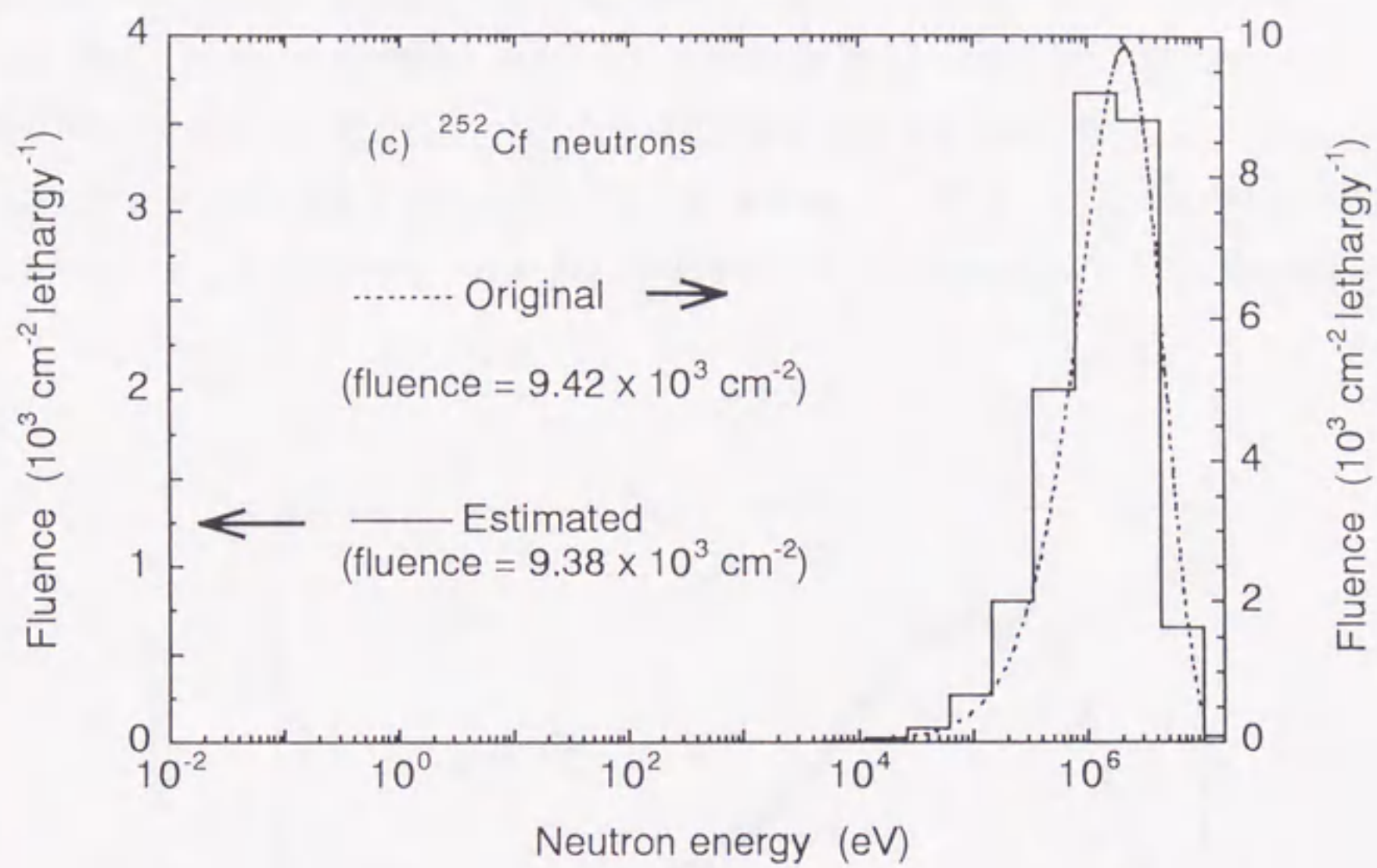


Fig. 4-28 Continued, (c).

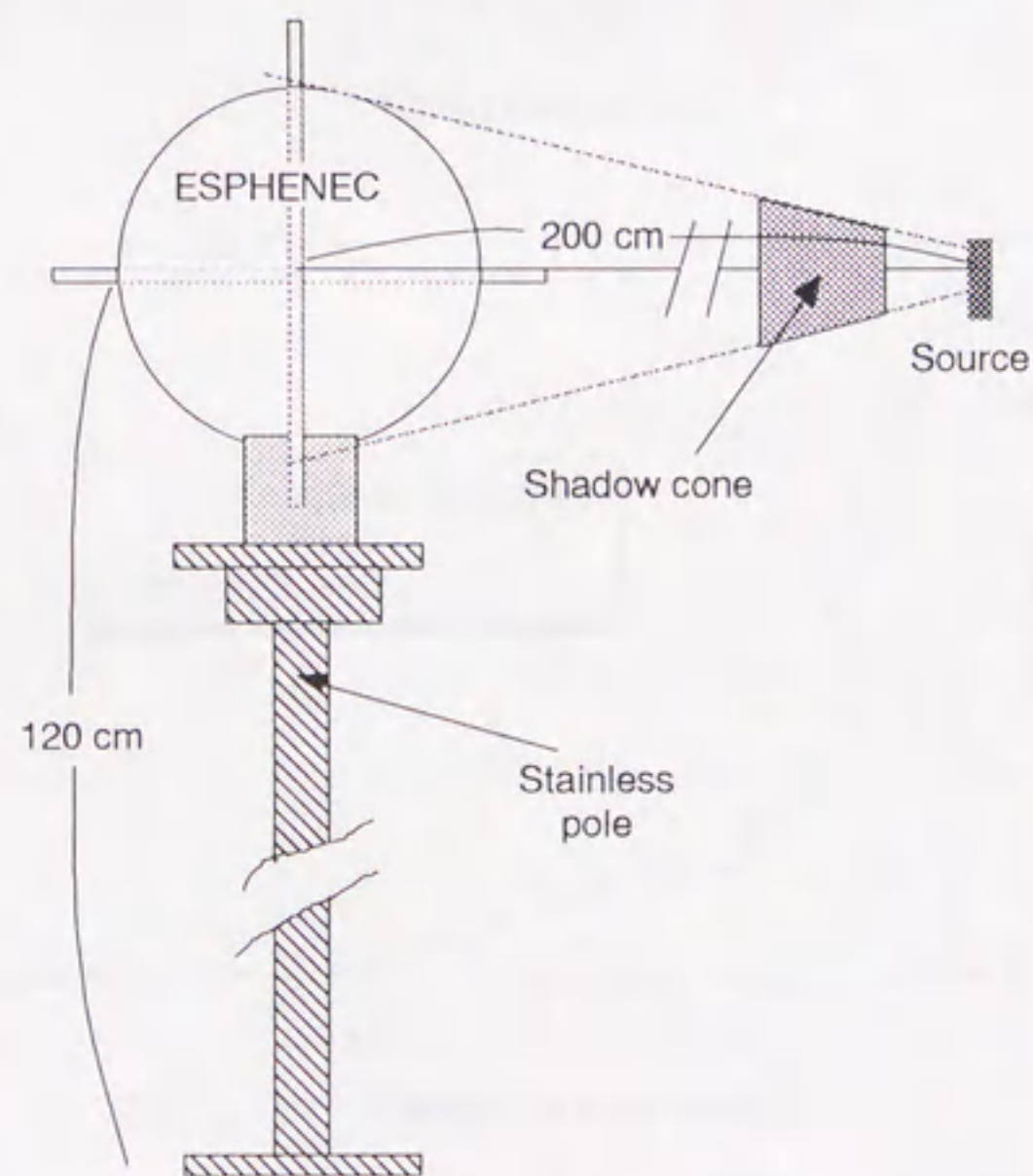


Fig. 4-29 Experimental arrangement of the ESPHENEK and neutron source.

に示す。実験室の床はアルミ製のグレーチング構造になっており、床からの散乱中性子は比較的少なくなっている。線源の中性子放出率は半減期補正($T_{1/2} = 458 \text{ y}$)の結果 $2.40 \times 10^6 \text{ s}^{-1} (\pm 2\%)$ と評価された。測定終了時における、測定器の中心位置に相当する点における積分フルエンスは $1.24 \times 10^5 \text{ cm}^{-2}$ であった。散乱中性子による影響はシャドーコーンを用いた測定により評価し、測定値より差しい引いた。散乱中性子の割合は、測定器に入射した全中性子数の 26.3% と評価された。

X-PSPC によって測定された検出位置分布を **Fig. 4-30a** に、100 keV ~ 10 MeV において 20 群で表現した中性子エネルギースペクトルを **Fig. 4-30b** に示す。initial guess には Am-Be 線源から直接

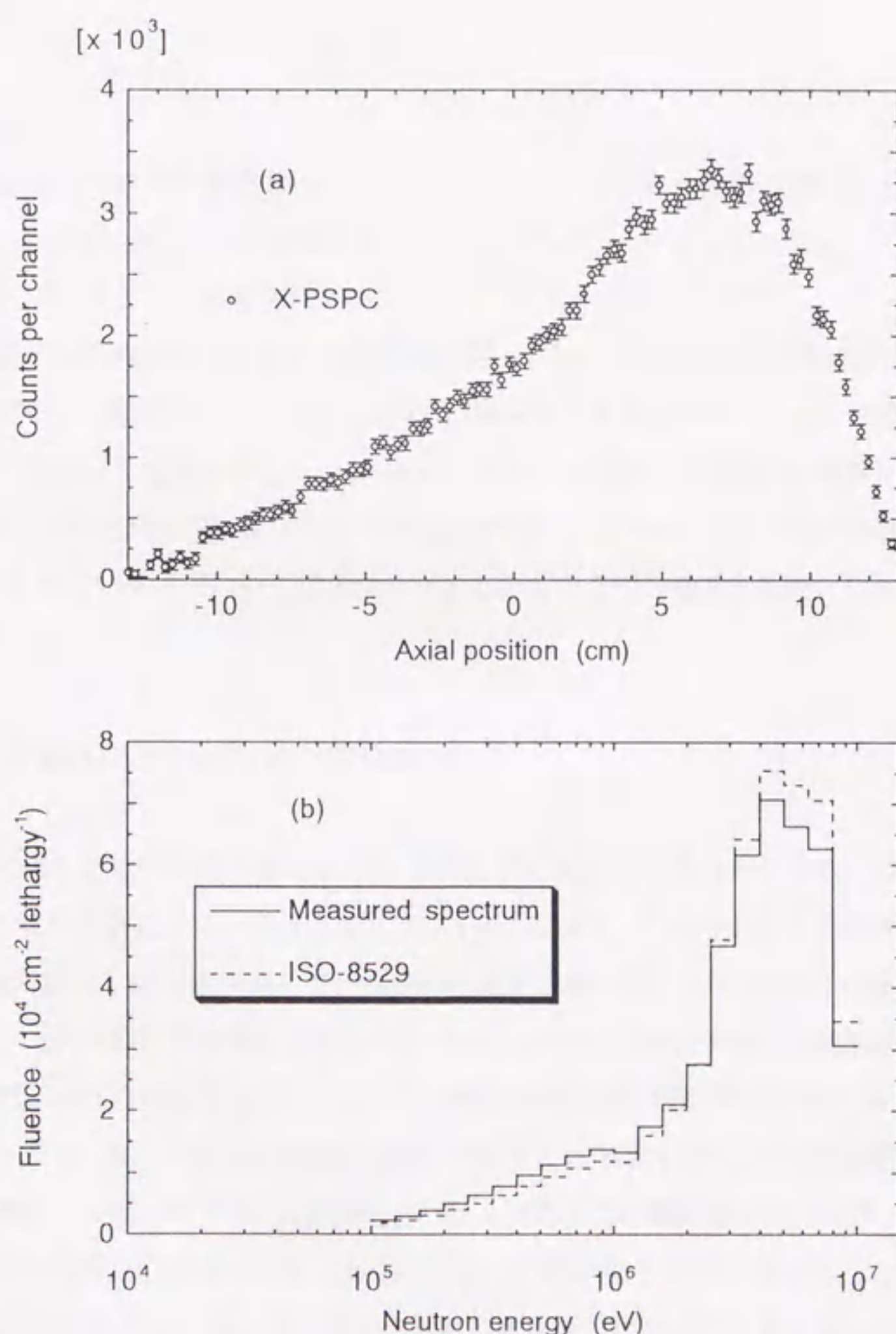


Fig. 4-30 (a) detection position profile obtained with the X-PSPC for the neutrons from the Am-Be neutron source, and (b) the measured energy spectrum.

放出される中性子のスペクトルである ISO-8529 規格のスペクトルを 20 群に宿約して用いた。測定されたスペクトルは ISO-8529 規格スペクトルと比較して、およそ 3 MeV 以上の高エネルギー中性子フルエンスを過小評価し、100 keV ~ 2 MeV 程度の緩やかな連続部分のフルエンスを僅かに過大評価していることが分かった。また、測定された積分フルエンスは $1.14 \times 10^5 \text{ cm}^{-2}$ であり、実際の値より約 8% 過小評価された。これらの不一致の原因については、線源が封入されているステンレス製のコンテナによって中性子が散乱され、放出された中性子のエネルギースペクトルが若干柔らかくなったこと、またコンテナによる吸収のために中性子放出率が実際よりも小さくなったこと、及びシャドーコーンを通り抜けてきた中性子などのために散乱中性子線が過大評価されたことなどが原因として考えられる。

(3) まとめ

(1,0,0) 方向からの中性子照射に対して X-PSPC によって得られた検出位置分布を応答関数として計算機実験を行った。その結果、本応答関数を用いたアンフォールディング法によってスペクトル測定を行うことが可能であることが確認された。

日本原子力研究所東海研究所の中性子標準場において Am-Be 中性子照射実験を行い、エネルギースペクトルを測定した。測定されたスペクトルは ISO-8529 に示されたスペクトルよりも、およそ 3 MeV 以上の中性子フルエンスを過小評価し、100 keV ~ 2 MeV 程度の緩やかな連続部分のフルエンスを僅かに過大評価した。また積分フルエンスを約 8% 過小評価した。これらの不一致の原因については、Am-Be 線源が封入されているステンレス製のコンテナによる中性子の散乱や吸収、散乱中性子線の過大評価などが考えられる。

4.4.4 X、Y、Z 軸の PSPC を用いた応答関数の作成

Fig. 4-15 に示した検出位置分布は X、Y、Z 軸上での熱中性子束分布であるため、線源の位置を球の中心(原点)に対して逆転させた場合は左右反転する。従って、これらの分布を測定器の応答関数として使用するには、測定した中性子場における線源位置を正確に把握しておかなければならない。そして同一方向に対して計算した応答関数を用いるか、あるいは測定の際に予め応答関数が計算されている方向に測定器を回転させる必要がある。このような測定方法は線源位置が特定されている中性子場においては有効であろうが、多くの現実的な測定に適用することは困難である。測定器を回転させずに中性子スペクトルを測定することができ、且つ測定されたスペクトルが測定器の向きによって変化しない、すなわち測定器に方向依存性が見られないようにすることが可能であれば、どのような中性子場においても本手法の適用が可能となる。様々な方向から入射した中性子に対してエネルギースペクトル測定を行うためには、入射方向によっては変化せず、中性子のエネルギーのみに依存して変化する物理量を応答関数とする必要がある。ひとつの試みとして X、Y、Z 軸上において得られた検出位置分布を加算し、球

の半径方向の検出位置分布として表すことで、できるだけ方向に依存しない応答関数を作成することを試みた。

X、Y、Z-PSPC によって得られた検出位置分布を加算し、球の半径方向の関数として表した検出位置分布を Fig. 4-31 に示す。Fig. 4-31a は(1,0,0)方向から入射した中性子に対して計算した検出位置分布であり、Fig. 4-31b ~ 31d はそれぞれ図中に示した方向に対して計算した分布である。Fig. 4-31e は等方場に対して計算した分布である。様々な方向に対していずれも良く似た検出位置分布が得られた。

(1) 半径領域で計数を加算する方法

Fig. 4-31 に示した検出位置分布において、それぞれの位置における計数が入射中性子エネルギーに対してどのように変化するかを調べた。具体的には 0 ~ 13 cm までの半径領域を 5 等分し、単位中性子束照射時における各半径領域での積算計数が、入射中性子エネルギーに対してどのような変化を示すか調べた。得られた応答曲線を Fig. 4-32 に示す。Fig. 4-32a ~ 32e に示した応答曲線は、それぞれ Fig. 4-31a ~ 31e から計算した。図中(1) ~ (5)の番号は各々の半径領域を示しており、(1): 0 cm ~ 2.6 cm、(2): 2.6 cm ~ 5.2 cm、(3): 5.2 cm ~ 7.8 cm、(4): 7.8 cm ~ 10.4 cm、(5): 10.4 cm ~ 13 cm である。ある領域で検出された中性子は他の領域では検出されないため、これらの曲線は互いに独立である。この応答関数は中性子の入射方向にあまり依存せず、主として入射中性子のエネルギーに依存した変化を示すことが分かる。応答曲線(1)や(2)などのように球の表面から遠い領域、すなわち減速材の深い領域の応答は数 MeV 程度の比較的高いエネルギーの中性子に対して特に感度が高い。それに対して応答曲線(5)などのように表面近くの浅い領域の応答は、低エネルギー中性子に対して特に感度が高くなっている。

(2) 重みを付けて加算する方法

本測定器をによって得られる情報は PSPC によって測定された熱中性子束分布であり、減速材内部に形成された熱中性子の空間的な分布を X-、Y-、Z-PSPC 軸上において測定した値である。仮にその分布が一様になった場合、球の表面近くの領域では、より多くの熱中性子が存在していると考えられる。従って、それぞれの熱中性子が検出された位置近傍における微小半径領域によって切り取られる球殻の体積を、その位置での計数に重みとして乗ずることにより、球内における熱中性子束の広がりを考慮に入れた応答関数を作成することができると考えられる。

Fig. 4-31 に示した半径方向の検出位置分布において、中性子が検出された半径位置領域によって切り取られる球殻体積を計数に乗じた量を Fig. 4-32 に示した(1) ~ (5)の半径領域内において積分し、入射中性子エネルギーの関数として表した。この応答関数、すなわち球殻体積重み付き応答関数を Fig. 4-

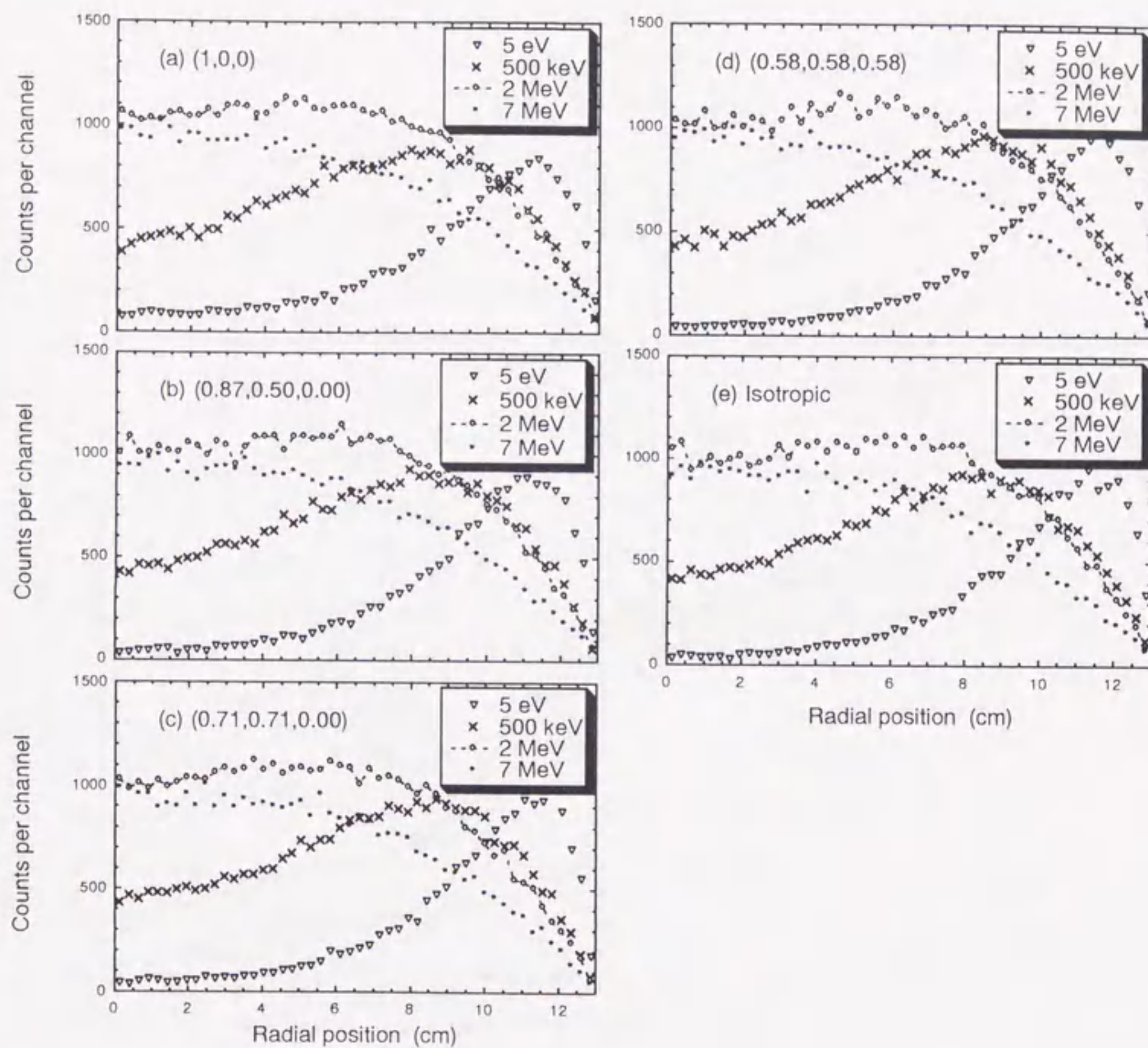


Fig. 4-31 Detection position profiles as a function of the radial position (simulation).

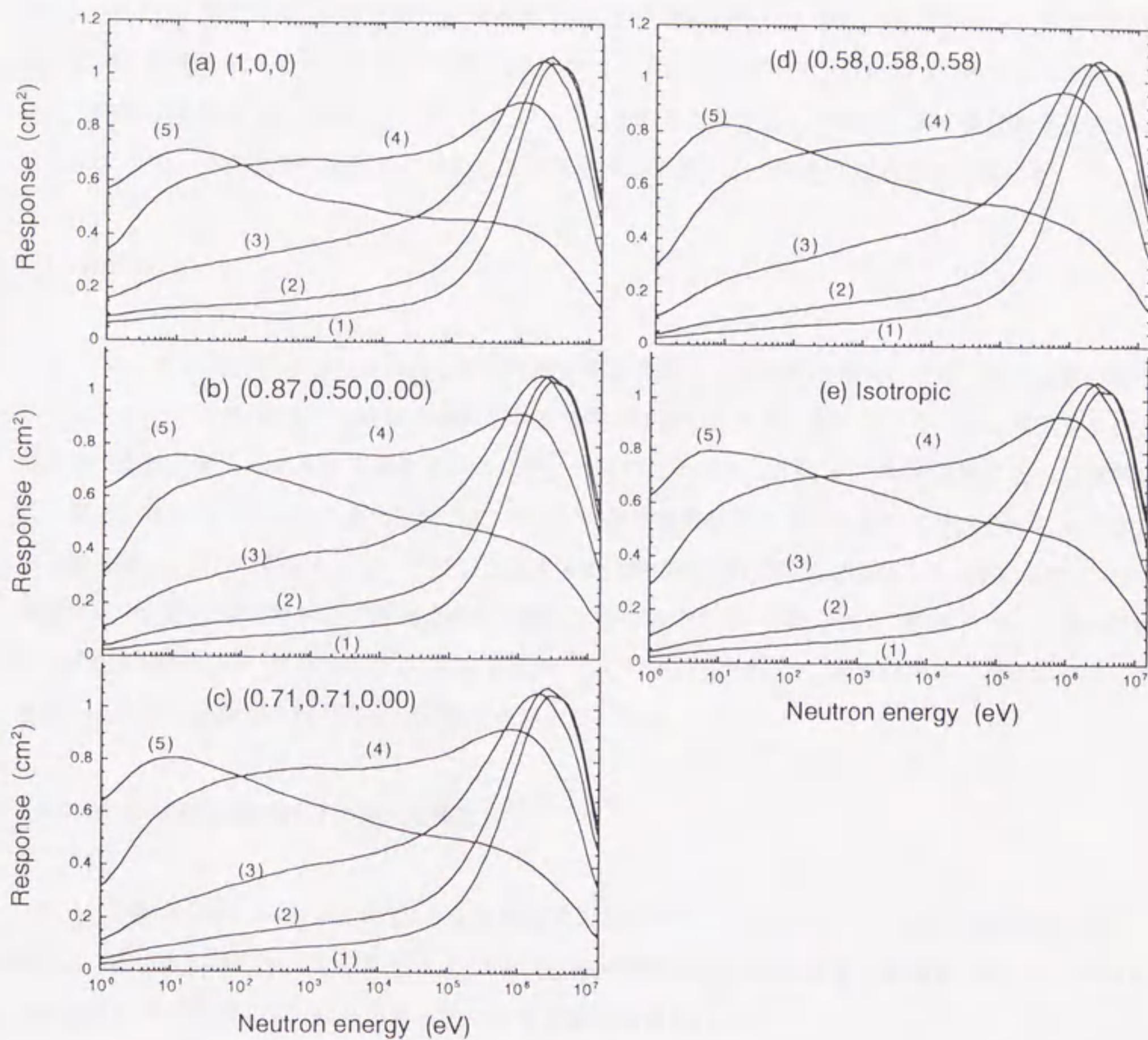


Fig. 4-32 Radially-divided responses as a function of neutron energy.

33に示す。Fig. 4-33a ~ 33eに示した応答曲線は、それぞれFig. 4-31a ~ 31eから計算した。本応答関数は各球殻領域に存在すると予想される熱中性子の個数を近似的に表していると考えられる。厳密には挿入したPSPCの体積が球殻の体積に対して無視することができないため、球殻領域内に存在する熱中性子数を正しく推定するには、計数と球殻領域の体積との積を、領域に挿入されているPSPCの体積で除さなければならない。しかし、球殻の厚みを等しくとっていることからPSPCの体積は各球殻領域において一定である。そのためFig. 4-33に示した曲線は球殻中に存在すると予想される熱中性子数に比例した量を表すことになる。この物理量は中性子が照射される方向が変わってもあまり変化せずに、方向依存性が少ないと考えられる。したがって、できるだけ正しく球殻内の熱中性子数を推定することによって、方向依存性が現れにくい応答関数を作成することが可能になると考えられる。

(3) まとめ

X-, Y-, Z-PSPCによって得られた検出位置分布を加算し、球の半径方向における検出位置分布として表すことにより、様々な方向から照射される中性子に対してエネルギースペクトルを測定することが可能であると考えられる応答関数を作成した。具体的な手法としては、(1): 半径領域において積算した計数をエネルギーに対応させる方法、および(2): 計数に球殻体積を乗じた量をエネルギーに対応させる方法を用いた。(2)の手法によって作成した応答関数は熱中性子の空間的な広がり考慮に入れており、減速材球中に存在する熱中性子数を近似的に推定するものである。したがって、中性子の入射方向に対する変化が現れにくいと考えられる。本応答関数を用いることによって、様々な中性子場におけるエネルギースペクトル測定を行うことが可能であると思われる。

4.4.5 ^{252}Cf 中性子線源のスペクトル測定

X, Y, Z軸のPSPCを用いて作成した応答関数を用いた中性子エネルギースペクトル測定の可能性を実証し、且つ測定器の較正を行うため、日本原子力研究所東海研究所の中性子標準場において、 ^{252}Cf から放出される即発中性子のエネルギースペクトル測定実験を行った。

(1) 中性子照射実験

ステンレス容器に封入された ^{252}Cf 中性子線源を測定器の中心から200 cmの位置に置き、(1,0,0)方向からの照射実験を行った。用いた線源の中性子放出率は半減期補正($T_{1/2} = 2.646 \text{ y}$)の結果 $5.53 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ ($\pm 4\%$)と評価された。線源と測定器の配置関係はFig. 4-29に示した通りである。測定終了時における測定器の中心位置に相当する点における積分フルエンスは $4.37 \times 10^4 \text{ cm}^{-2}$ であった。散乱中性子(room-return neutrons)による計数はシャドーコーンを用いた測定によって評価し、測定値より差

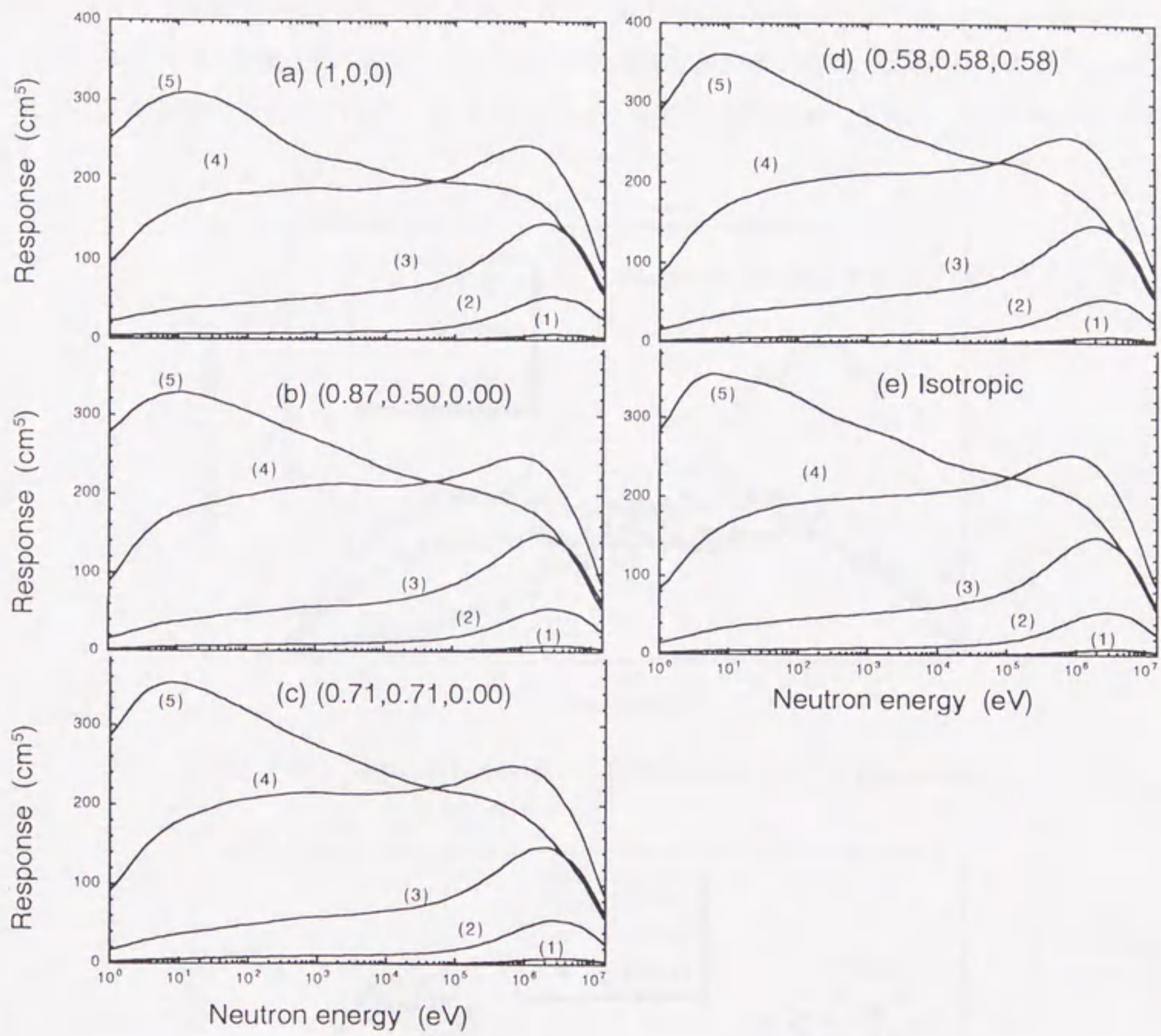


Fig. 4-33 Volume-weighted responses as a function of neutron energy.

し引いた。

(2) 測定結果と考察

測定された検出位置分布を **Fig. 4-34** に示す。検出効率は0.75 %と評価された。各軸の平均検出位置から推定した線源方向は(1.00,-0.07,0.06)となり、実際の線源方向を良く表した。**Fig. 4-35** はシャドーコーンを用いた散乱中性子測定において得られた検出位置分布である。散乱中性子の割合はX-、Y-、Z-PSPCにおいてそれぞれ23.6 %、24.5 %、29.6 %であった。X軸の正方向、及びZ軸の負方向

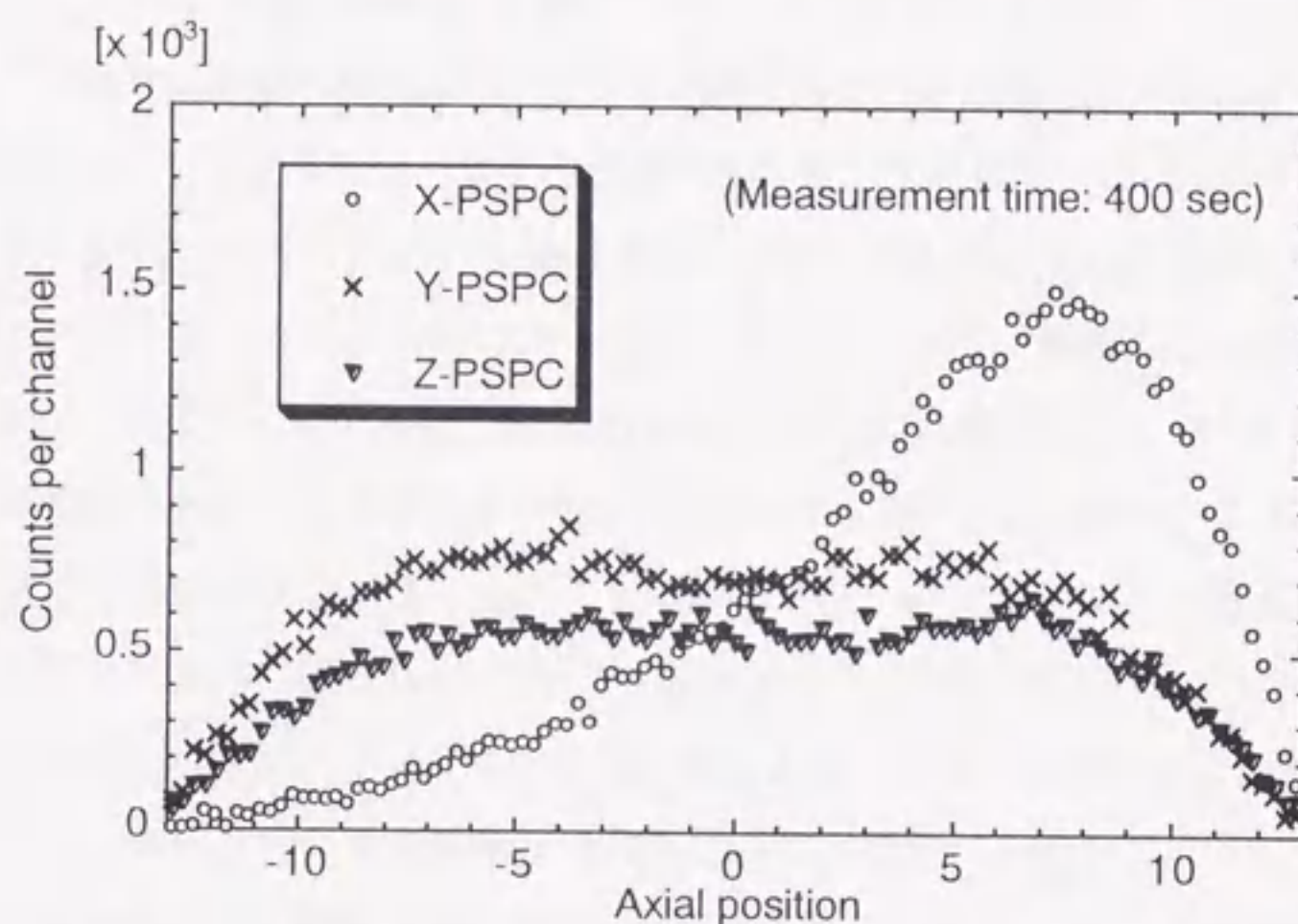


Fig. 4-34 Detection position profiles for the neutrons from ^{252}Cf (experiments).

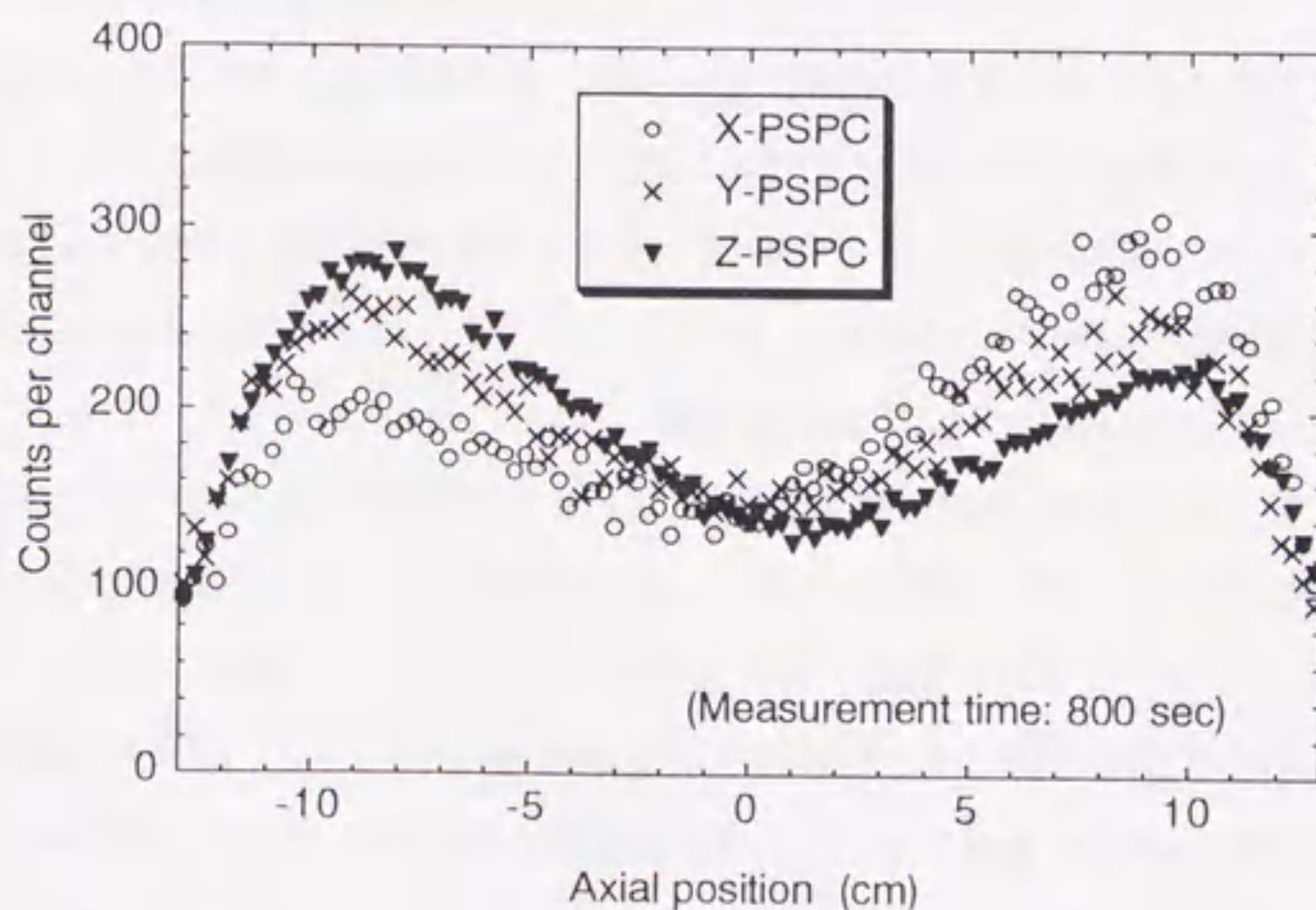


Fig. 4-35 Detection position profiles for the room-returned neutrons.

から入射してくる中性子の割合が大きいことから、シャドーコーンを通り抜けてくる中性子や床からの散乱中性子が多いと考えられる。

線源から放出された中性子のエネルギースペクトルをFig. 4-33に示した球殻体積重み付き応答関数を用いて算出した。エネルギースペクトルは100 keV ~ 10 MeV において20 群で表した。Fig. 4-32に示した応答関数は、数MeV程度以上の領域において(1)~(3)の応答曲線が互いに近くなってしまい、解が上手く収束しなかった。測定したスペクトルの検証は、(4-3)式で表されるWatt分布との比較によって行った。initial guessにも同様のWatt分布を用いた。(1,0,0)方向に対して計算した応答関数を用いて算出した中性子スペクトルをFig. 4-36aに示す。また、Fig. 4-33 b ~ 33dに示した応答関数を用いて算出したスペクトルをFig. 4-36 b ~ 36dに示す。これらのエネルギースペクトルは中性子場の方向性に関して「1個の点線源が測定器の中心から距離200 cmの位置に置かれている」という情報のみが与えられた場合に、どのようなスペクトルが測定されるかを示している。いずれの応答関数を用いた場合においても、測定したスペクトルはWatt分布とよく一致した。従って本測定器を用いて中性子スペクトル測定を行った場合には、100 keV ~ 10 MeV のエネルギー範囲では方向依存性が見られないことが予想される。しかし非常に極端な場合であるが、(1,0,0)方向に対して行った測定に対して等方場に対する応答関数を用いたスペクトルアンフォールディングを行った場合には、Fig. 4-36eに示すように、本来予想されるスペクトルよりも高エネルギー中性子のフルエンスが過大評価される結果となった。積分フルエンスは(a): 4.26, (b): 4.24, (c): 4.24, (d): 4.21, (e): 4.16 (いずれも $\times 10^4 \text{ cm}^{-2}$)と測定され、実際の値($4.37 \times 10^4 \text{ cm}^{-2}$)より僅かに過小評価となったが、おおむね近い値が得られた。

散乱中性子のエネルギースペクトルをFig. 4-37に示す。積分フルエンスは $1.07 \times 10^4 \text{ cm}^{-2}$ (400 sec 測定時相当)と評価された。Fig. 4-35に示した検出位置分布がX-, Y-, Z-PSPCにおいてどれも似たような形状を示していることから、この中性子場はほぼ等方的であると考え、スペクトルの算出には等方場に対して計算した応答関数を用いた。

Fig. 4-36eに示したスペクトルの歪みは、本来(1,0,0)方向の応答関数を用いてアンフォールディングすべきところを、等方場の応答関数を用いたために解が望むべき方向に収束しなかったことが原因である。Fig. 4-33a ~ 33dに示す応答関数を詳細に観察すると、応答曲線(5)はいずれも数10 keV 近傍において応答曲線(4)と交差しているのに対して、Fig. 4-33eに示した応答関数においては100 keV程度で交差していることが分かる。このことから、領域(5)の応答は等方場において他の中性子場よりやや高くなっていることがわかる。領域(5)は、最も表面近くの浅い領域であるため、低エネルギー中性子に対して特に高い応答を示す。従ってある方向において行った測定に対して、等方場の応答関数を用いたアンフォールディングを施すとスペクトルは実際より硬く推定されることになる。Fig. 4-36eは、実際にそのような傾向を示している。Fig. 4-33dに示す応答関数も、僅かではあるが他の応答関数と比較して応答曲線(5)が高エネルギー側で(4)と交差している。従ってFig. 4-36dに示すスペクトルは、僅かではあるが実際のスペクトルより高エネルギー中性子のフルエンスを過大評価している。

SAND-II は予め設定された収束条件を解スペクトルが満たすまで繰り返し計算を行う。収束条件を

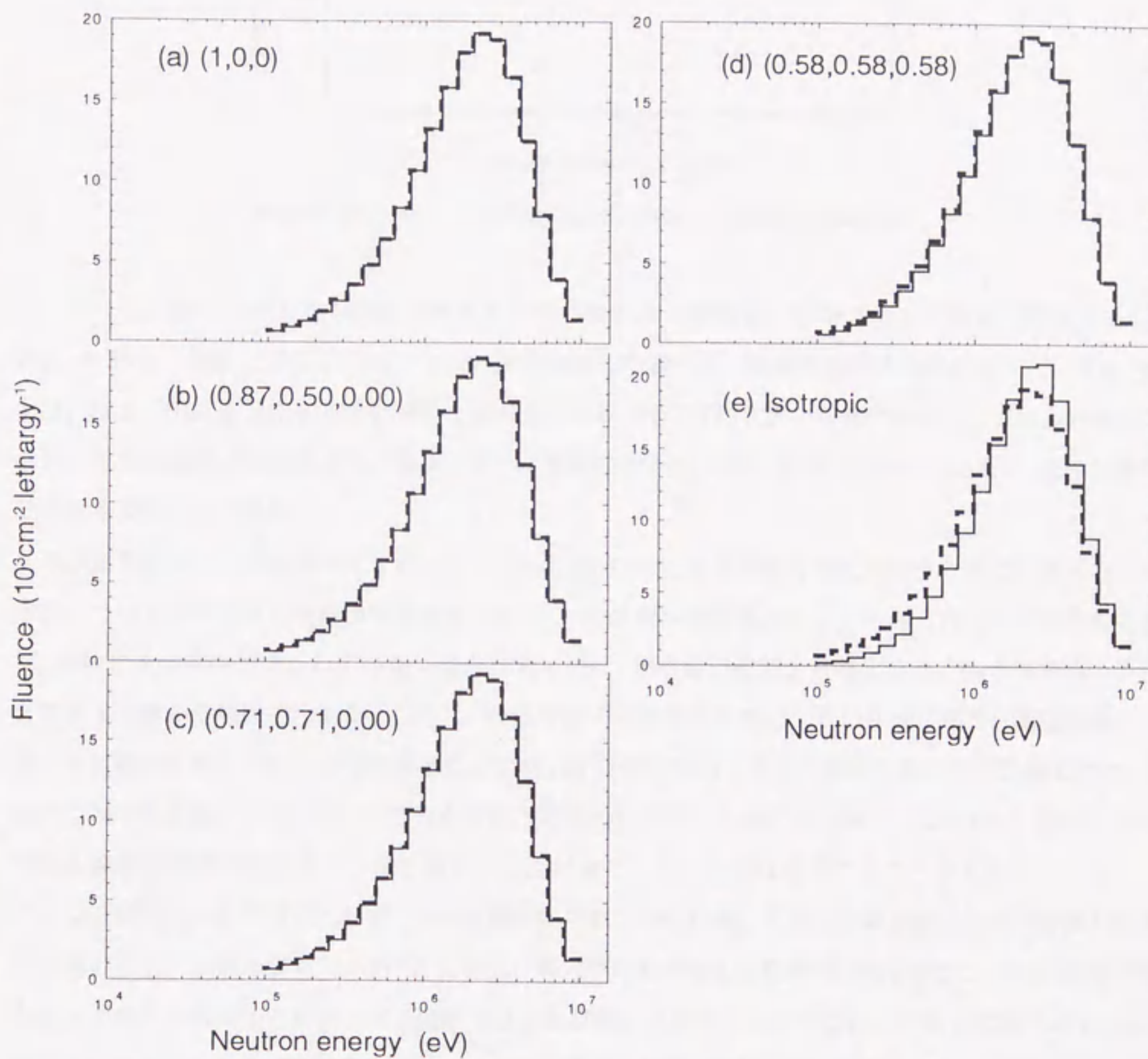


Fig. 4-36 Measured energy spectra of the neutrons from ^{252}Cf (solid line) and the expected energy spectra (broken line).

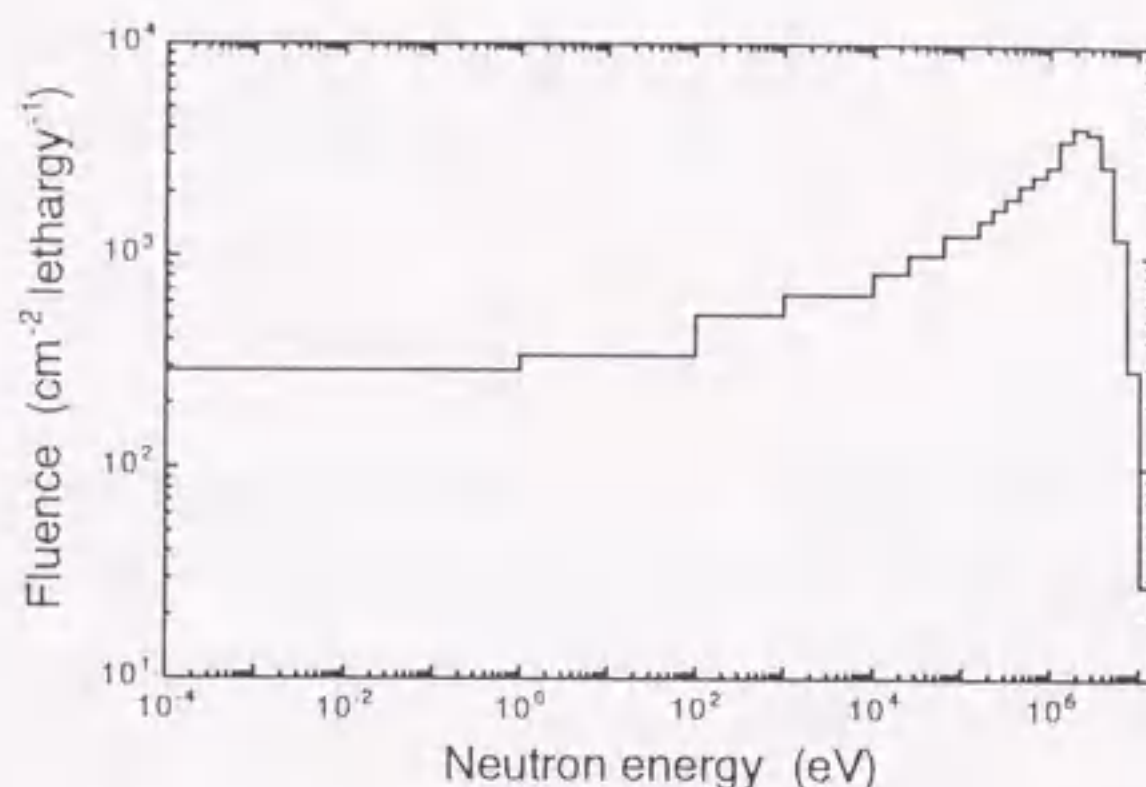


Fig. 4-37 Measured energy spectra of the room-return neutrons.

満たすまでに要した繰り返し数は、算出したスペクトルの信頼性を判断する上で重要な要素である。**Fig. 4-36a ~ 36c**に示したスペクトルの算出に要した繰り返し数は2回であるのに対して、**Fig. 4-36d**、および**36e**を算出するのに要した繰り返し数はそれぞれ15回、67回であった。これらの場合においては応答関数の方向依存性の影響によって解が望むべき方向に収束しなかったために、多くの繰り返し数を要したのである。

本測定器を用いた中性子エネルギースペクトル測定法は、応答関数の選定を行うために中性子の入射方向についてある程度の事前情報を必要とする。この情報は実験条件から予め得られている場合もあるが、事前にその情報が得られていない場合においては、平均検出位置から算出した方向余弦を用いることである程度の情報は得られる。しかし、散乱中性子の影響が非常に大きい中性子場や、測定器周辺に幾つもの線源が置かれている中性子場などにおいては線源方向を正しく推定することは困難である。そのような中性子場においては、それらを含めた平均的な方向しか表すことができないため、推定した方向は実際の線源方向を必ずしも示さない。したがって、このような場合にはスペクトルアンフォールディングに用いる応答関数として、方向情報が得られていない場、すなわち等方場において計算したものをを用いることが最も妥当であろう。しかし、等方場における応答関数は、ある特定の方向に線源が置かれた場合の応答関数と比較して、僅かではあるが低エネルギー中性子に対して高い応答を示すため、測定されたスペクトルは実際のスペクトルよりも高エネルギー中性子のフルエンスを過大評価する傾向がある。すなわち、**Fig. 4-36e**に示されているように少々歪んだスペクトルが得られる場合がある。しかし、これは与えられた方向情報を全く無視した使用方法であり、実際の測定においてこのような使用を試みる場合はほとんど無いであろう。したがって応答関数の選定はさほど厳密に行う必要はないと思われる。本測定器を用いて大まかなスペクトルを迅速に算出することは十分に可能であり、このような目的に使用するには本測定器は十分に実用に耐え得ると思われる。

しかしながら、様々な中性子場において、より精密なスペクトル測定を行うためには、中性子場の方向性、線源配置に関して得られている情報などによってどのような応答関数を用いるかについて更に議

論する必要がある。場合によっては幾つかの方向に対して計算した応答関数を用いてスペクトルを測定することによって、最も信頼できる解を探すことも必要であろうと思われる。

(3) まとめ

日本原子力研究所東海研究所の中性子標準場において、 ^{252}Cf 中性子線源から放出される即発中性子を(1,0,0)方向から測定器に照射する実験を行った。その結果、測定器の検出効率は0.75 %と評価された。実験によって得られた検出位置分布を、様々な方向に対して計算した応答関数を用いてアンフォールディングすることによってエネルギー・スペクトルを測定した。その結果、等方場に対して計算した応答関数を用いてスペクトル測定を行った場合は、実際より高エネルギー中性子フルエンスが過大評価された。これは応答関数の方向依存性に起因することが分かった。しかし散乱中性子の影響がさほど大きくない中性子場においては、平均検出位置を用いた方向余弦を算出することによって、ほぼ正しく線源方向を推定することができる。そのため、スペクトルアンフォールディングに用いる応答関数は特定の方向に対して計算されたものを使用することが可能である。したがって、実際の測定において、測定器の方向依存性による中性子フルエンスの過大・過小評価はさほど見られないと考えられる。

4.4.6 コンクリート減速場における中性子スペクトル測定

(1) 中性子照射実験

ESPHENECを用いた中性子エネルギー・スペクトル測定を広いエネルギー範囲において行うことの可能性を検証するために、日本原子力研究所東海研究所のコンクリート減速場において中性子照射実験を行った。この実験施設は、コンクリートの壁で囲った照射室内に中性子線源を置き、散乱線を多くすることで熱中性子から高速中性子までの広いエネルギー範囲の中性子が存在する中性子場を提供するものである。実験の概略図をFig. 4-38に示す。使用した中性子線源はAm-Beであり、X-PSPCを用いたスペクトル測定において用いたものと同じである。実験は同図中cに示す反射板の10 cm手前に線源を配置して、(1,0,0)方向からの照射において行った。測定器の中心と線源の距離、およびそれぞれの床からの高さは、110 cm、および53 cmとした。また、本実験においてはBSSを用いたスペクトル測定を同一条件で行うことにより、測定器の特性の比較実験も行った。

BSSによる測定は、日本原子力研究所東海研究所の球形減速材付 BF_3 比例計数管⁴⁻¹⁷⁾を用いて行った。中心熱中性子検出器としてLND社製の BF_3 比例計数管(Type 2708)を使用しており、 BF_3 ガスが26.6 kPaで充填されている。減速材の厚みは0 cm ~ 14 cmまでの8種類を用いた。Table 4-3に、使用したボナー球と、測定によって得られたそれぞれのボナー球の計数率を示す。

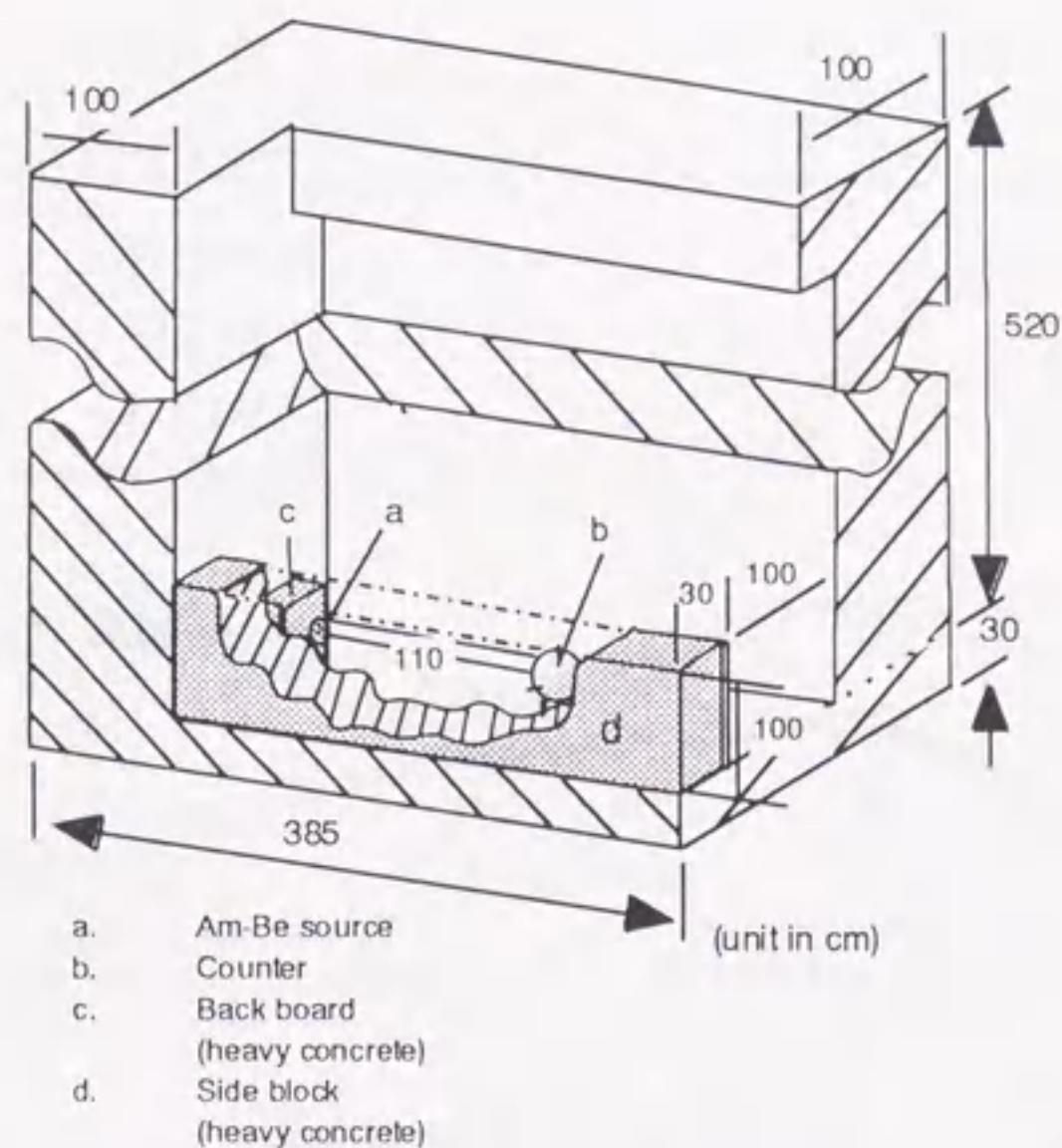


Fig. 4-38 A schematic view of the moderated-neutron field of Japan Atomic Energy Research Institute (JAERI).

(2) 測定結果と考察

各PSPCによって測定された検出位置分布をFig. 4-39に示す。本実験は床や側面のコンクリート壁などからの散乱中性子が多く、特に床からの散乱中性子(floor-returned neutrons)がかなり大きな割合で測定器に入射していることが分かる。測定器の上方には、天井まで427 cmの距離があり、測定器の下方(53 cm)に設けられた空間と比較して非常に大きい。そのため、測定器の上部・下部の中性子束の強度は異なり、この差がZ-PSPCによって得られた検出位置分布に現れている。すなわちZ軸の負領域において検出された中性子数は正領域において検出された中性子数より多いことから、Z軸の負方向の中性子束は正方向の中性子束より高いと考えられる。その結果、測定器に入射した中性子の平均的な

Table 4-3 Measured responses with the Bonner spheres.

Thickness (cm)	Count rate (s^{-1})
0 (bare)	13.69 ± 0.08
1	11.59 ± 0.07
2	33.22 ± 0.19
3	53.85 ± 0.30
4	67.06 ± 0.33
6	71.84 ± 0.42
8	62.77 ± 0.37
10	51.40 ± 0.25
14	30.35 ± 0.18

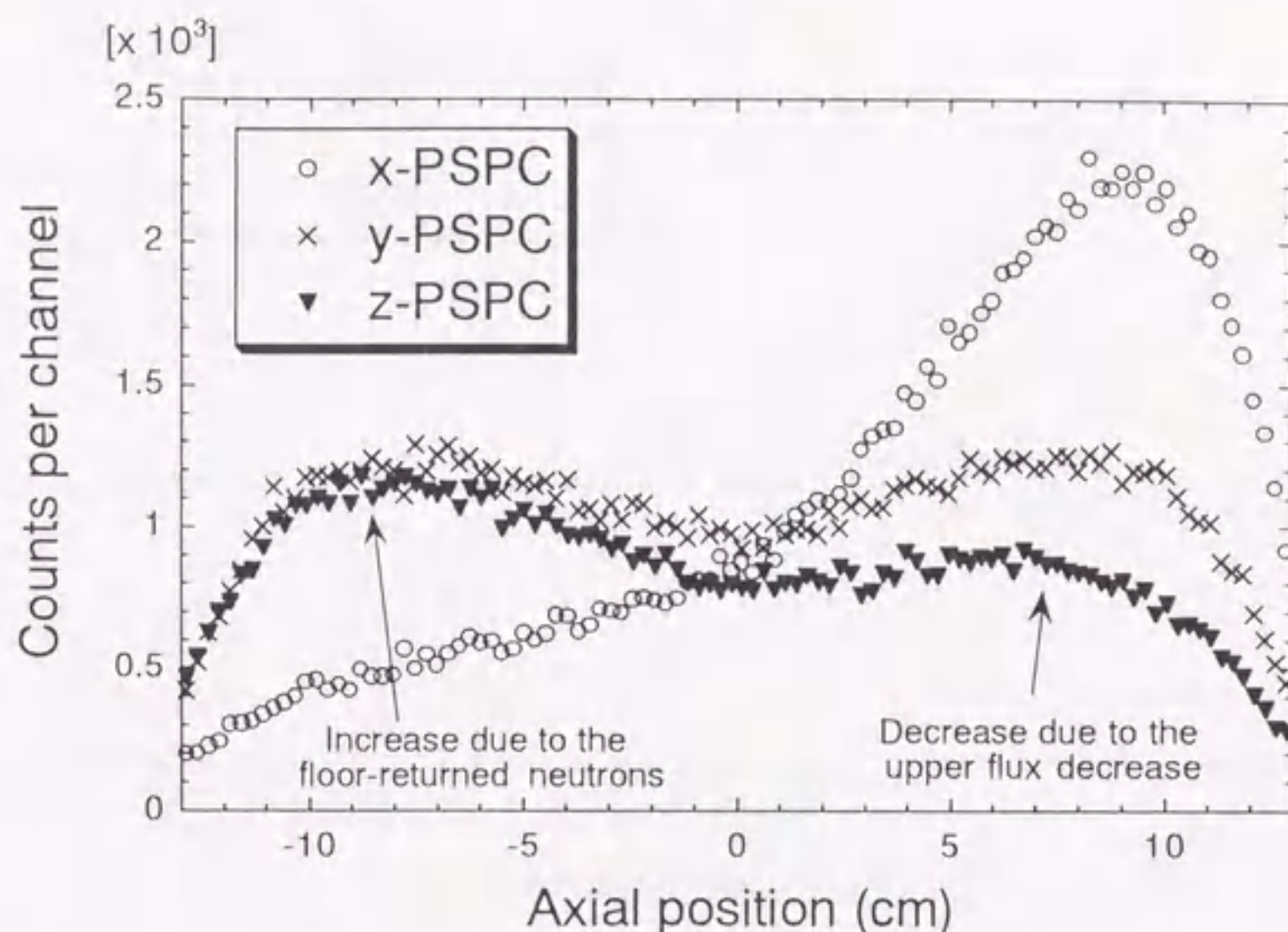


Fig. 4-39 Detection position profiles for the neutrons from the Am-Be neutron source measured at the moderated-neutron field of JAERI.

方向は(0.94, -0.07, -0.33)と測定され、X軸から約20度下向きを示した。

Fig. 4-40 は、コンクリート減速場においてBSSおよびESPHENECを用いて測定した中性子エネルギースペクトルである。使用した応答関数は、(1,0,0)方向に対して計算したものである。initial guessには、MCNP-4Aによる計算結果を用いた。スペクトル全体を20群で表し、0.5 eV以下を熱中性子として取り扱い、そのフルエンス率を1群で表した。Table 4-4にスペクトルのエネルギー群構造を、それぞれの上限エネルギーで示す。ESPHENECを用いた測定によって得られたスペクトルは、BSSを用いた測定によって得られたスペクトルに対して熱中性子フルエンスが27%過小評価され、10 keV ~ 1 MeVにおける中性子フルエンスが24%過大評価された。BSS、ESPHENECによる測定結果、およびMCNP-4Aによる計算結果の比較をTable 4-5に示す。ESPHENECによる測定は、積分フルエンス率、1 cm線量当量率においてMCNP-4Aによる計算結果に近い値が得られた。

(3) まとめ

日本原子力研究所東海研究所のコンクリート減速場においてAm-Be中性子線源から放出される中性子のエネルギースペクトルを測定する実験を行った。その結果、ESPHENECを用いて熱領域から15 MeVにおける中性子エネルギースペクトル測定を行うことが可能であった。またBSSとの比較実験の結果、ESPHENECによる測定結果はBSSによる測定結果に対して熱中性子フルエンスが27%過小評

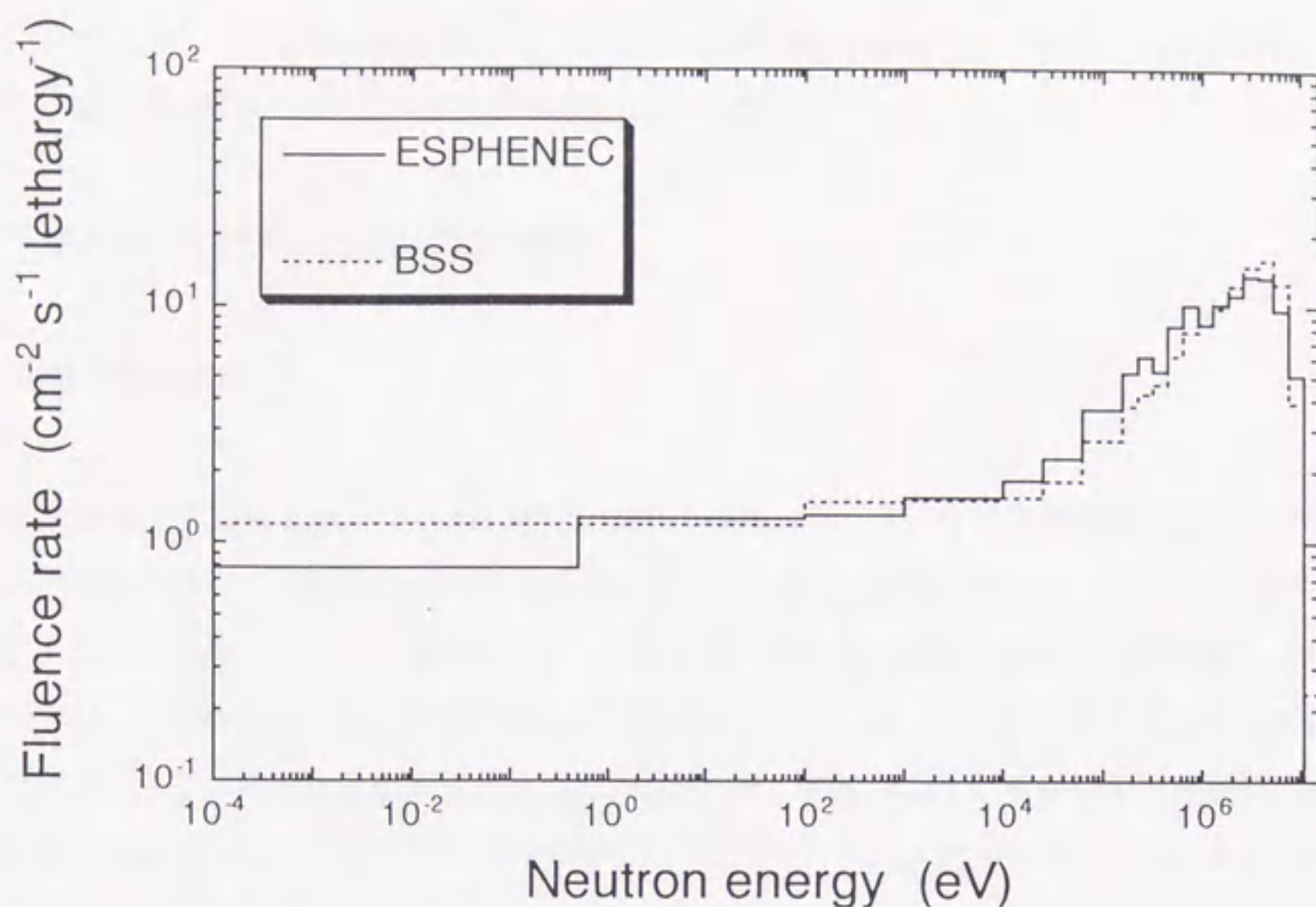


Fig. 4-40 Measured energy spectra of the Am-Be neutrons at the moderated-neutron field of JAERI with the ESPHENECE (solid line) and the BSS (dotted line).

Table 4-4 The energy structure for the energy spectra.

Bin	Upper energy (eV)	Bin	Upper energy (eV)
1	1.500e+07	11	4.458e+05
2	1.055e+07	12	3.136e+05
3	7.425e+06	13	2.207e+05
4	5.224e+06	14	1.553e+05
5	3.675e+06	15	6.223e+04
6	2.586e+06	16	2.495e+04
7	1.819e+06	17	1.000e+04
8	1.280e+06	18	1.000e+03
9	9.006e+05	19	1.000e+02
10	6.331e+05	20	5.000e-01

Table 4-5 Experimental results at the moderated-neutron field of JAERI.

Measured system	Integrated fluence rate (cm ⁻² s ⁻¹)	Below 0.5 eV (%)	Dose equivalent rate, H*(10) (μSv/h)
ESPHENECE	69.9	11.2	50.0
BSS	66.4	15.3	47.9
MCNP	70.3	11.5	49.0

価され、10 keV ~ 1 MeV における中性子フルエンスが 24 % 過大評価された。ESPHENEC によって得られた結果は MCNP-4A による計算結果とよく一致した。

4.4.7 黒鉛パイルを用いた中性子場の開発

(1) 中性子照射実験

名古屋大学工学部原子核工学科第1講座黒鉛パイル室において、中性子放出率 $2.55 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ の Am-Be 中性子線源を用いた簡易中性子標準場を製作することを最終的な目標として、ESPHENEC を用いたスペクトル測定実験を行った。高速中性子を含んだ場、熱中性子場の2通りの中性子場において照射実験を行った。その際には、同一の照射条件においてレムカウンター(アロカ TPS-451S)を用いた測定を行うことによって、線量当量率測定の比較実験を行った。Fig. 4-41 に実験配置の概略図を示す。パイル表面から測定器までの距離は、ESPHENEC、レムカウンター共に 30 cm とした。Fig. 4-41a の配置において、測定器の中心位置に相当する点における Am-Be 線源からの直接中性子線によるフルエンス率は $20.3 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ である。高速中性子を含む中性子場においては、線源の置かれた方向がそれぞれ $(-1, 0, 0)$ 、 $(-0.87, -0.50, 0.00)$ 、 $(-0.71, -0.71, 0.00)$ となるように ESPHENEC を回転させることで、測定器の方向依存性についても検討した。

(2) 測定結果と考察

測定したエネルギースペクトルを Fig. 4-42 に示す。Fig. 4-42a に示したスペクトルより、高速中性子を含む中性子場においては測定器の方向依存性がほとんど見られないことが分かった。熱中性子場のスペクトル測定は、数種類の initial guess による計算の結果、Fig. 4-42b に示すように、おおむね一致したスペクトルが得られた。高速中性子を含む場、および熱中性子場において測定された積分フルエンス率、1 cm 線量当量率の測定結果をそれぞれ Table 4-6、Table 4-7 にまとめる。熱中性子場において、ESPHENEC によって測定された線量当量率がレムカウンターによる測定値を大幅に上回っている。この原因として考えられる点は、本実験において測定した熱中性子場は、黒鉛パイルの大きさが比較的小さいために、熱外・高速中性子が多く含まれており、レムカウンターの応答特性によっては線量当量率が過小評価される可能性があること、レムカウンター校正時に測定器の置かれた位置における中性子場の方向性が、今回の測定条件と異なるために線量当量率が過小評価されたことなどが挙げられる。

このように、熱中性子場の開発に関しては、中性子場の方向性などを考慮した上で ^3He 比例計数管や BF_3 比例計数管などの測定器を用いて再度検討する必要があると思われる。しかし高速中性子を含む場に関しては、ほぼ妥当な結果が得られていると考えられ、今後簡易中性子標準場として活用されること

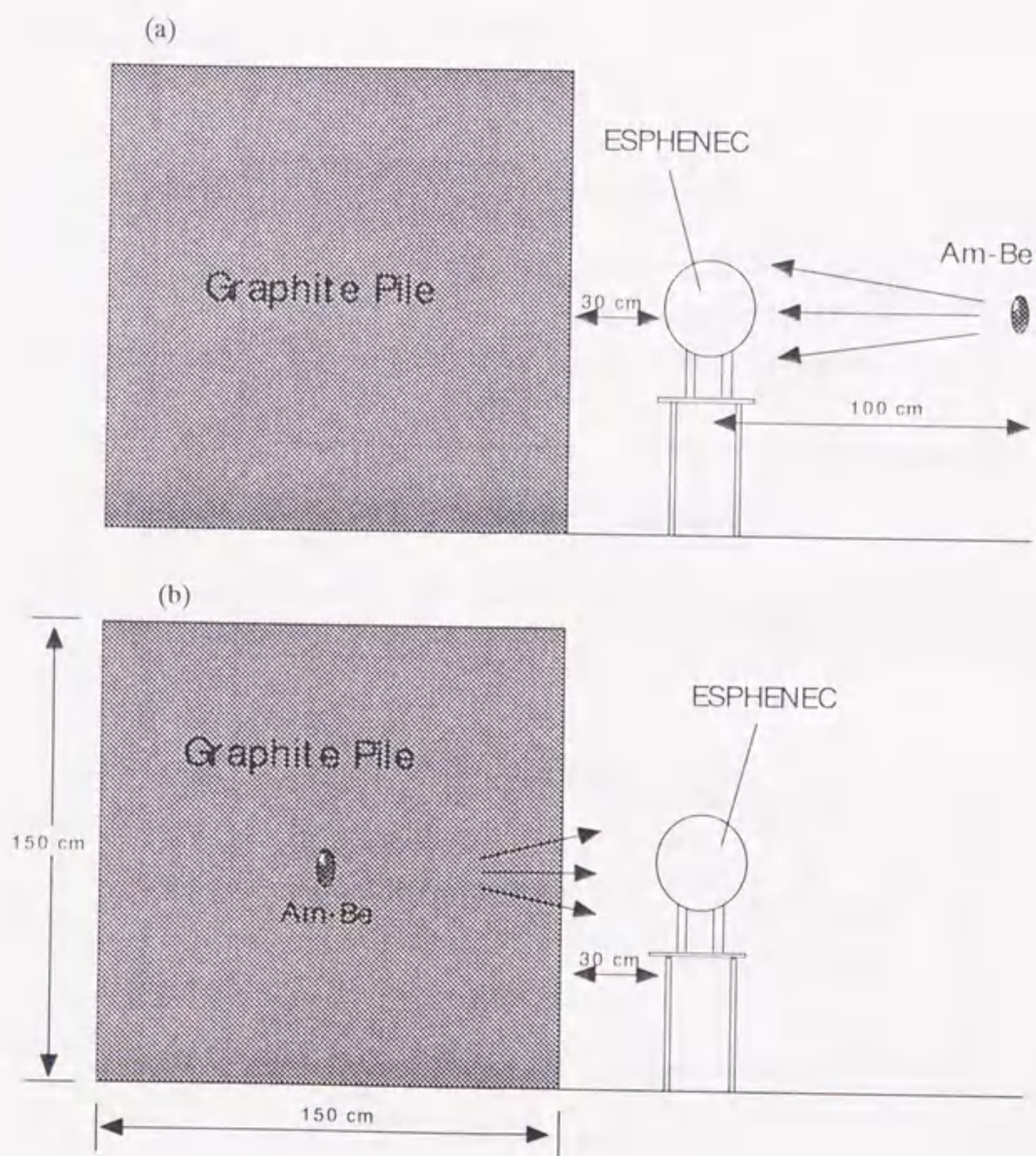


Fig. 4-41 Schematic view of the experimental arrangements for the irradiation of (a) fast-and-moderated neutrons, and (b) thermal neutrons.

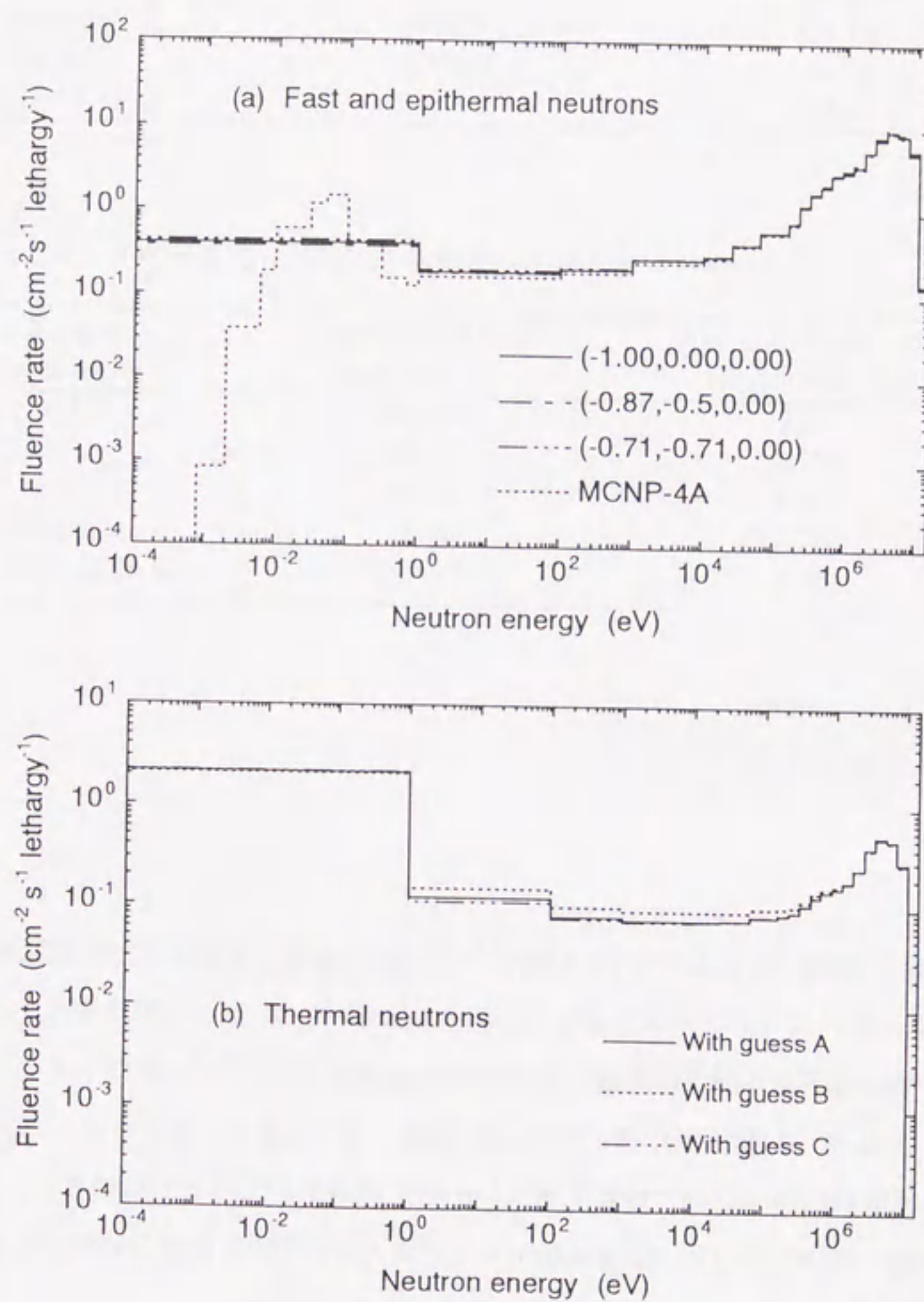


Fig. 4-42 Energy spectra measured with the ESPHENECE for (a) fast and epithermal, and (b) thermal neutron fields.

Table 4-6 Experimental results for the fast-and-moderated neutron field.

Direction	Integrated fluence rate ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	Dose equivalent rate, $H^*(10)$ ($\mu\text{Sv/h}$)
(-1.00,0.00,0.00)	25.40	24.46
(-0.87,-0.50,0.00)	25.39	25.83
(-0.71,-0.71,0.00)	26.19	23.87
Average	25.66	24.72
MCNP	24.67	24.72
TPS-451S	-	26.58

Table 4-7 Experimental results for the thermal neutron field.

Initial guess or detector	Integrated fluence rate ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	Dose equivalent rate, $H^*(10)$ ($\mu\text{Sv/h}$)
A	23.90	2.32
B	23.51	2.29
C	24.15	2.30
Average	23.85	2.30
TPS-451S	-	1.13

が期待される。

(3) まとめ

名古屋大学工学部原子核工学科第1講座の黒鉛パイル室において、Am-Be線源を用いた簡易中性子標準場を製作することを目標として、ESPHENECを用いた中性子エネルギースペクトル測定を行った。アロカ製レムカウンターTPS-451Sを用いた線量当量率測定比較実験の結果は高速中性子を含む場においてはESPHENECにより測定した値と良い一致を示したが、熱中性子場における値は約1/2となった。この原因として、黒鉛パイルによって中性子が十分に減速されていない可能性があること、測定器を置いた位置における中性子場の方向性がレムカウンターの校正場における方向性と異なるなどの理由が考えられる。

4.4.8 まとめ

検出位置分布を応答関数とすることにより、アンフォールディング法を用いた中性子エネルギースペクトル測定を行った。その結果ESPHENECを用いて広いエネルギー範囲の中性子スペクトルを測定することが可能であった。

現在用いている応答関数には、まだ若干の方向依存性が見られるため、スペクトル測定の際には方向情報を最大限に活用することによって最適な応答関数を決定することが必要である。どのような中性子場において、どのような応答関数を使ったら良いかということについては更に検討する必要がある。しかし、本手法を用いて大まかなスペクトル測定を行なうことは、十分に可能であり、本測定器は十分に実用に耐え得るものであった。本測定器はエネルギースペクトルと同時に線源の方向に関する情報が得られるという、従来にはない性能を有するため、熱領域から 20 MeV 程度の広いエネルギー範囲の中性子場において、方向情報が得られる中性子スペクトロメーターとして広く使用されることが期待される。

第5章 結論

5.1 本研究によって得られた結果と知見

熱中性子から核分裂中性子までの広いエネルギー範囲における中性子のエネルギースペクトル、フルエンス、線量当量率、入射方向を迅速に測定する手法を開発することを目的として、中性子位置検出型比例計数管(PSPC)を減速材に挿入するタイプの中性子測定器の開発に関する研究を行った。本研究の内容は大きく分けて以下のA、Bに分けられる。

A. 中性子測定器 ESLOC の開発:

ロングカウンターの中心検出器にPSPCを適用することで、従来とは全く異なる原理によって中性子エネルギー情報を得る測定器(ESLOC)を考案した。次いで、モンテカルロシミュレーションによる応答関数計算の結果を基にして、実際に測定器を製作した。製作した測定器を用いて電子技術総合研究所標準中性子場における単色中性子照射実験を行ってエネルギー応答を調べた。その結果ESLOCを用いて広いエネルギー範囲の中性子の平均エネルギー、線量当量、中性子フルエンスなどを迅速に測定できることが分かった。

B. 中性子測定器 ESPHENEC の開発:

球形減速材の中に細径のPSPCを3本互いに直交させるように挿入することで、減速材内部の熱中性子束分布を3方向について同時に測定することのできる中性子測定器(ESPHENEC)を考案・製作した。次いで、モンテカルロシミュレーション、および単色中性子照射実験によって、エネルギー及び中性子の入射方向に対する測定器の応答変化を調べることによって応答関数を作成した。応答関数を用いたスペクトルアンフォールディング法によって様々な中性子場におけるエネルギースペクトル測定を行った。その結果、ESPHENECを用いて、測定器の置かれた位置における中性子の平均的な入射方向、熱中性子から20 MeV程度の広いエネルギー範囲におけるエネルギースペクトル、線量当量、フルエンスを実時間で測定することが可能であった。また、様々な方向から入射する中性子に対してほぼ一様な検出効率を示した。

よって、本研究の当初の目的は十分に達成できたと考える。上に簡潔に述べた結論の中に多くの知見が得られているので、以下に少し詳しく述べる。

- A-1. エネルギーの低い中性子がESLOCに入射した場合は、減速材前面付近の比較的浅い領域で多くの中性子が検出され、エネルギーの高い中性子が入射した場合は、減速材の深部で検出される割合が大きくなった。ESLOCの応答関数、すなわち検出位置分布は入射中性子エネルギーに固有の変化を示した。また、ESLOCは通常のロングカウンターと同様に、広いエネルギー範囲において一定の検出効率を示した。
- A-2. PSPCに直接入射する中性子による中性子ストリーミングの影響が無い場合には検出位置分布の重心、すなわち平均検出位置は中性子エネルギーと1対1に対応した。したがって、平均検出位置を算出することによって平均的な中性子エネルギーを測定することができることが分かった。実際の使用時にはPSPCの先端にカドミウム、あるいは B_4C などの吸収層と、その上に更に数cm程度の減速材を設けることによって、直接入射中性子のある程度遮蔽する必要がある。
- A-3. 入射中性子エネルギーと平均検出位置の関係はICRP Publication 51に示された線量当量換算係数曲線と良く一致した。そのため、ESLOCを用いて中性子フルエンス、平均エネルギー、線量当量を同時に測定できることが分かった。
- B-1 ESPHENECの応答関数を測定した結果、エネルギーの低い中性子は減速材の表面近くの領域で検出される割合が大きく、エネルギーの高い中性子は減速材の深部で検出される割合が大きかった。ESPHENECの応答関数、すなわち3本のPSPCによって得られた検出位置分布は入射中性子エネルギー、及び入射方向に固有の変化を示した。
- B-2. シミュレーションによって計算した検出効率は、実験によって得られた検出効率と良く一致した。各PSPCの検出効率は中性子の入射方向によって変化した。全体的な検出効率は3本のPSPCによる計数を加算したため、方向依存性はほとんど見られなくなった。いずれの方向からの入射に対しても10 eV ~ 100 keVにおいてほぼ一定の検出効率を得られ、2 MeV程度で最大の検出効率を示した。
- B-3. 各軸のPSPCによって得られた検出位置分布の平均検出位置を算出することによって、中性子発生源の方向を推定することができた。本手法は、測定器の周辺にただ一つの発生源がある場合にはその方向を推定することができ、複数の発生源がある場合にはそれらの平均方向を推定する。したがって、例えば一つの発生源があり、且つ床からの散乱中性子がある場合は実際の発生源方向よりやや下向きを表す結果となった。すなわち、推定された方向は中性子の平均的

な入射方向を正しく示すことになる。

- B-4. (1,0,0)方向からの中性子照射に対して得られたX-PSPCの検出位置分布を応答関数とすることによって、ESPHENECを用いて中性子エネルギースペクトル測定を行うことが可能であることを計算機実験によって確認した。また、日本原子力研究所東海研究所の中性子標準場においてAm-Be中性子照射実験を行い、同様の応答関数を用いてエネルギースペクトルを測定した結果、ESPHENECによって測定したスペクトルは、ISO-8529に示されたAm-Be中性子スペクトルと比較して、およそ3 MeV 以上の中性子フルエンスを過小評価し、100 keV ~ 2 MeV 程度の緩やかな連続部分のフルエンスを僅かに過大評価した。また積分フルエンスは約8 % 過小評価された。この原因として、線源が封入されているステンレス製のコンテナによる中性子の散乱や吸収、散乱線の過大評価などが考えられる。
- B-5. 日本原子力研究所東海研究所の中性子標準場において、 ^{252}Cf から放出される即発中性子を(1,0,0)方向から照射する実験を行った。得られた応答を、様々な方向に対して計算した球殻体積重み付き応答関数を用いてアンフォールディングすることによって、エネルギースペクトルを算出した。その結果、ESPHENECを用いて、ボナー球スペクトロメーター(BSS)のように繰り返し測定を行うことなく、中性子エネルギースペクトル測定を行うことができた。また、測定されたスペクトルは中性子の入射方向にかかわらず、ほぼ同一であった。しかし、等方場に対して計算した応答関数を用いた場合、高エネルギー中性子のフルエンスが過大評価された。これは応答関数の方向依存性に起因するものであった。しかし、中性子の平均的な入射方向を推定することで、実際の照射場に近い応答関数を使用できるため、実際の使用時においては測定器の方向依存性はさほど見られないと考えられる。
- B-6. 同研究所のコンクリート減速場において、ESPHENEC、及びBSSを用いて、Am-Be線源から放出される中性子のエネルギースペクトル測定実験を行った。ESPHENECによる測定結果はBSSによる測定結果に対して熱中性子フルエンスが27 % 過小評価され、10 keV ~ 1 MeV における中性子フルエンスが24 % 過大評価された。また、ESPHENECによって測定されたエネルギースペクトル、積分フルエンス率、線量当量率はMCNP-4Aによる計算結果とよく一致した。
- B-7. 名古屋大学工学部原子核工学科第1講座の黒鉛パイル室においてAm-Be線源を用いた簡易中性子標準場を製作することを目的として、ESPHENECを用いた中性子エネルギースペクトル測定実験を行った。また、アロカ製レムカウンタTPS-451Sを用いた線量当量率測定比較実験を行うことによって、線量当量率測定におけるESPHENECの特性を評価した。レムカウンタの測定結果は、高速中性子を含む中性子場においてESPHENECを用いた測定結果と良い一致

を示したが、熱中性子場においてはESPHENECによる測定結果の約1/2となった。この原因として黒鉛パイプによる中性子の減速が十分に行われていない可能性があること、および測定器を置いた位置における中性子場の方向性がレムカウンターの校正場における方向性と異なるなどの理由が考えられる。

5.2 今後の展望と課題

ESLOCは通常のロングカウンターと同様に、中性子フルエンスモニターとして使用することが可能であり、なおかつ付加的な情報として内部の熱中性子束分布が得られ、それによって入射中性子エネルギーの大きな値を知ることができる。本手法は、ロングカウンターのみならず、減速材と熱中性子検出器を組み合わせた一般的な中性子測定器に対しても適用が可能であり、それらに入射中性子エネルギー弁別の能力を付与させることができるという利点がある。したがって、本手法が広く一般的に普及されることを願う。

PSPCは、およそ $10^3 \sim 10^4$ cps程度以上の計数率になるとパイプアップや空間電荷効果によって正しい波高値を示さない場合がある。そのような場合には、実際には信号が発生していない位置に、擬似の中性子検出事象が記録されてしまうため、得られた検出位置分布が実際の熱中性子束分布を正しく示さない場合がある。したがって、 $10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 以上の高中性子束場において、ESLOCを用いた測定を行うことは難しいと思われる。中性子束が $10^4 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 程度か、それ以下の中性子場において使用するには、十分に実用に耐え得ると考えられる。

またESLOCを用いた測定においては、PSPCに直接入射する中性子による中性子ストリーミングが応答関数に与える影響が問題となった。したがってPSPCの直径を小さくしてこれらの影響を低減させることが今後の課題である。しかしその場合には検出効率が低下することから、実際の測定において予想される中性子束強度や予定する測定時間などを考慮に入れた上で、適当な直径を選択しなければならない。場合によっては数本のPSPCを挿入する必要も生じるであろう。また直径を小さくすることによって、直接入射中性子の割合が小さくなることから、低エネルギー中性子に対する検出効率が低下することが予想される。このような場合には減速材の前面に数ヶ所の適当な直径の穴を数cm程度の深さに掘り、入射中性子が減速材を突き抜ける距離、すなわち第1回散乱点までの距離を平均的に長くすることによって、低エネルギー中性子に対する検出効率を高くすることが必要である。しかしその場合には、数10 keV程度以下のエネルギーの中性子に対して得られた検出位置分布において、エネルギー依存性があまり見られなくなる可能性がある。したがってPSPCの直径の選択には、検出効率とエネルギー弁別能力において適当な妥協点を見出す必要があるであろう。

ESPHENECはボナー球と異なり、測定器の構造が原点(球の中心)に関して対称ではない。したがっ

て、応答関数にはどうしても方向依存性が見られることになる。実際、今回の実験において用いた球殻体積重み付き応答関数にはそうした方向依存性が少なからず現れた。それを回避、もしくはその影響を緩和させるために平均検出位置から推定した方向余弦を利用したり、あるいは検出位置分布の形状から、使用する応答関数を測定者の判断によって選択する手法をとった。このような手法でも実用には十分に耐え得ると思われるが、測定においてある種の繁雑さが感じられ、また測定値に測定者の主観が入り込んでしまうことになる恐れがある。すなわち、異なる人間が測定を行うと、異なる結果が得られる可能性がある。したがってESPHENECを誰もがある程度自由に使いこなすことができるようにするために、測定システムを汎用化する必要性があると感じる。例えば、どのような検出位置分布が得られた場合にどのような応答関数を用いるべきか、すなわち検出位置分布の形状から、測定器周辺の中性子場の方向性を推定するアルゴリズムを作成し、応答関数の選択を自動化することである。これにはパターンマッチングやニューロ・ファジー理論、あるいはエキスパートシステムなどを適用すると良いであろう。

また、現在残されている大きな課題の一つとして、ESPHENECを用いたエネルギー・入射方向同時測定を行うことが挙げられる。すなわち中性子のエネルギー分布を入射方向の関数で表現することにより、どの方向から入射した中性子が、どのようなエネルギースペクトルをしているかという情報を得るのである。そのため従来漠然としか分からなかった中性子場のエネルギーや方向性、あるいは中性子の発生源に関する詳細な情報を得ることができる。しかしこれは現在のアンフォールディング法を用いて簡単に解決できる問題ではなく、恐らくより高度な多変量解析の技法を必要とするであろう。検出位置分布は入射中性子のエネルギーの関数であると同時に方向の関数でもある。したがって、従来のアンフォールディング法を適用するにはどちらかの変数を固定しなくてはならなかった。本研究においてはエネルギーを推定するために方向性を統一した。すなわち方向依存性が見られない、あるいはその影響が現れにくい物理量をエネルギーに対応させることによって、ほぼ中性子エネルギーに対してのみに感度を有する応答関数を作成し、それによりエネルギースペクトルを測定したのである。応答関数は2次元の配列、すなわちレスポンス・エネルギーの対応関係のみで表現できたために従来のアンフォールディング法を適用することができた。ESPHENECの応答関数はしかしながら、3次元の配列で表現される。すなわちレスポンス・エネルギー・入射方向の3つの物理量が互いに関係しあっているのである。この関係を同時に解きほぐす(Unfold)することは現在の手法では不可能である。したがって何か新しい多次元アンフォールディング法なるものを考案しなくては、エネルギー・方向同時測定を行うことは難しいと思われる。しかし、ESPHENECの能力を十分に引き出すにはこのような使用方法が最適であると考えられるため、この課題に対しては正面から取り組む必要がある。また数学的にも興味のある問題であり、今後様々な分野において逆問題に対する新たな解法として適用できる可能性がある。

もう一つの課題は、中性子のエネルギーを固定して、入射方向の強度分布を得ることである。この方法は本研究において用いた方法である。方向を固定してエネルギーを測定することと対を成すものであり、既存のアンフォールディング法を適用することができる。しかし様々な方向について応答関数を計算しなくてはならず、また方向を幾つかのbinに振り分ける、すなわち球の表面を幾つもの領域に分割

しなければならぬために解くべき変数が多くなり、応答関数の計算が複雑になると思われる。現実には中性子場のエネルギーは多岐にわたっているので、本手法はあまり実用的ではないと思われるが、とても興味深い情報は得られるであろう。

また加速器の高エネルギー化に伴い、今後益々増加するであろう数100 MeV程度以上の高エネルギー中性子場においても本測定器を使用できるように改良することも必要である。減速材に鉄や鉛などを適当に挿入することによって、数100 MeV以上の高エネルギー中性子に対してスペクトル測定を行うことができるようにESPHENECを改良することが可能であると考えている。しかし、その場合は低エネルギー中性子に対する感度が低くなるために、場合によってはそれらを個別の手法(例えば現在のモデル)によって評価しなくてはならない場合も考えられる。

また以上のような改良を行った上で、PSPCからの信号を処理するアンプ、ADC、coincidence回路などを集積回路にまとめ、アンフォールディングや方向推定を行うマイクロプロセッサを搭載することで測定系の小型・軽量化を行う必要がある。そうすることによって、電源を確保すれば野外での使用も可能となり、様々な状況において使用することが可能となる。また、移動可能となることから自走式の方角推定型スペクトロメーターとして使用することも可能である。

謝辞

名古屋大学工学部の森千鶴夫教授には、名古屋大学学部、大学院修士・博士課程を通じて指導教官として研究のご指導を賜ると同時に、本論文をまとめるにあたり終始懇切なご指導を頂きました。また日頃より研究者としての心構えを御教示頂きました。深く感謝申し上げます。

本論文の審査にあたり、名古屋大学工学部の河出清教授、井口哲夫教授、山根義宏助教授、飯田孝夫助教授には貴重な御意見、ご指導を賜り心より感謝いたします。また山根義宏助教授におかれましては、同学部原子核工学科第1講座の三澤毅博士、及び大学院学生の石谷和己君とともに黒鉛パイルを用いた実験に御協力頂いたことに重ねて謝意を表します。

名古屋大学工学部原子核工学科第3講座の瓜谷章博士には、本研究の様々な段階において懇切なご指導を頂きました。心より感謝いたします。本研究を進める上で多くの御教示と御討論を頂きました名古屋大学工学部の宮原洋助教授に心から感謝いたします。また、当初より有益な御教示を賜り、多くの実験に御協力頂いた電子技術総合研究所量子放射部の工藤勝久主任研究官、武田直人研究官、及び日本原子力研究所保健物理部線量計測課の吉澤道夫研究員に心より感謝いたします。

名古屋大学工学部原子核工学科の柳田勝男技官には、測定器の設計・製作に関して御教示を頂き、多くの作業に協力して頂きました。伊藤只行助手にはアンフォールディング法に関して終始懇切なご指導を頂くと同時に、物理現象に対する数学的な考察の重要性について多くの御教示を頂きました。東北大学工学部の岩崎信博士には応答関数の特性について多くの貴重な御意見を頂きました。名古屋大学医療短期大学部の青山隆彦助教授には放射線計測全般にわたって貴重な御意見を賜りました。心より感謝いたします。

講座に配属されて以来、数年単位で目まぐるしく顔ぶれが変わり、毎年違ったカラーに研究室を染めてきた多くの学生、院生達に感謝します。本研究を最後まで続けることができたのは、研究室の維持・運営や、様々な行事における彼らの地道な働きに依るものが大きかったことを改めて感じます。

最後に、私を陰で支えてくれた妻と子供、および両親に感謝します。

引用文献

第1章

- 1-1) O. Aizawa, K. Kanda, T. Nozaki and T. Matsumoto: Nucl. Technol., 48(1980)150.
- 1-2) O. Aizawa: Int. J. Radiation Oncology Biol. Phys., 28[5](1994)1143.
- 1-3) C. Mori, T. Haga and A. Uritani: Nucl. Instr. and Meth., A310(1991)437.
- 1-4) A. Uritani, Y. Kuniya, Y. Takenaka, H. Toyokawa, Y. Yamane, C. Mori, K. Kobayashi, S. Shiroya and C. Ichihara: J. Nucl. Sci. and Technol., 32[8](1995)719.
- 1-5) C. Mori, T. Osada, K. Yanagida, T. Aoyama, A. Uritani, H. Miyahara, Y. Yamane, K. Kobayashi, C. Ichihara and S. Shiroya: *ibid.*, 31[3](1994)248.
- 1-6) 森 千鶴夫、柳田 勝男、長田 太一: 放射線 21[3](1995)79.
- 1-7) R. L. Bramblett, R. I. Ewing and T. W. Bonner: Nucl. Instr. and Meth. 9(1969)1.

第2章

- 2-1) JENDL-3 Compilation Group, Japanese Nuclear Data Committee: Japanese Evaluated Nuclear Data Library, Version-3-JENDL-3, JAERI 1319 (1990).
- 2-2) W. R. Kuhlmann, K. H. Lauterjung, B. Shimmer and K. Sistemich: Nucl. Instr. and Meth., 40(1966)118.
- 2-3) C. J. Borkowski and M. K. Kopp: Rev. Sci. Instrum., 46(1975)951.
- 2-4) D. M. Lee and S. E. Sobottka: Nucl. Instr. and Meth., 104(1972)179.
- 2-5) A. Uritani, C. Mori and T. Watanabe: *ibid.*, A299(1990)231.
- 2-6) A. Uritani, C. Mori and T. Watanabe and A. Miyahara: J. Nucl. Sci. and Technol., 27[8](1990)712.
- 2-7) 山根 義宏, 石谷 和己, 瓜谷 章: 日本原子力学会 1995 年春の年会要旨集, C21(1995).
- 2-8) K. Ishitani, Y. Yamane, A. Uritani and S. Shiroya: Proc. International Conference on the Physics of Reactors, Sep. 16-20 (1996), Mito, Japan.

第3章

- 3-1) R. Fräki, M. Leimdörfer and S. Malmkog: Nucl. Instr. and Meth., 23(1963)341.
- 3-2) T. Kosako, T. Nakamura and S. Iwai: *ibid.*, A235(1985)103.
- 3-3) H. H. Thies and K. J. Böttcher: *ibid.*, 75(1969)231.
- 3-4) A. O. Hanson and J. L. McKibben: Phys. Rev., 72[8](1947)673.
- 3-5) L. V. East and R. B. Walton: Nucl. Instr. and Meth., 72(1969)161.
- 3-6) 中村 尚司: "放射線物理と加速器安全の工学", 地人書館(1995) p.371.
- 3-7) J. F. Briesmeister (Ed.): "MCNP - A General Monte Carlo Code N-Particle Transport Code Version 4A, LA-12625-M", Los Alamos National Laboratory (1993).
- 3-8) E. A. Straker, P. N. Stevens, D. C. Irving and V. R. Cain: "The MORSE Code - A Multigroup Neutron and Gamma-Ray Monte Carlo Transport Code", ORNL-4585 (1970).
- 3-9) 森 貴正, 中川 正幸: "MVP/GMVP連続エネルギー法及び多群法に基づく汎用中性子、光子モンテカルロコード", JAERI-Data/Code 94-007 (1994).
- 3-10) W. R. Nelson, H. Hirayama, D. W. O. Rogers: "The EGS4 Code System", SLAC-Report-265, Stanford Linear Accelerator Center (1985).
- 3-11) R. E. Textor and V. V. Verbinski: "O5S; A Monte Carlo Code for Calculating Pulse Height Distributions due to Monoenergetic Neutrons Incident on Organic Scintillators", ORNL 4160 (1968).
- 3-12) 豊川 弘之: 名古屋大学工学部原子核工学科卒業論文, (1992) p.8.
- 3-13) J. R. Lamarsh: "原子炉の初等理論(上)", 武田 充司、仁科 浩二郎 共訳, 吉岡書店 (1974) p.65.
- 3-14) ENDF/B: "Summary Documentation", BNL-NCS-17541 (ENDF-201), 2nd Edition (ENDF B-IV), BNL (1975).
- 3-15) M. K. Kopp, K. H. Valentine, L. G. Chritophorou and J. P. Carter: Nucl. Instr. and Meth., 201(1982)395.
- 3-16) M. Yamane: J. Phys. Soc. Jp., 15[10](1960)1732.
- 3-17) 瓜谷 章: 名古屋大学大学院工学研究科原子核工学専攻博士論文, (1992) p.35.
- 3-18) ナダ マルナダ: 名古屋大学大学院工学研究科原子核工学専攻修士論文, (1992) p.27.
- 3-19) K. Kudo, A. Fukuda, Y. Kawada, N. Kobayashi, N. Hayashi: "Bulletin of Electrotechnical Laboratory", 54[2] (1990).
- 3-20) H. Liskin and A. Paulsen: Atomic Data and Nuclear Data Tables, 15[1](1975)57.
- 3-21) H. Liskin and A. Paulsen: Nuclear Data Tables, 11[7](1973)569.
- 3-22) T. Michikawa: Research of Electrotechnical Laboratory, 746(1974).

- 3-23) ICRP, "Data for Use in Protection Against External Radiation (ICRP publication 51)", Pergamon Press, Oxford (1987) p.74.
- 3-24) C. Brittari, A. Ferrari, C. Nuccetelli, M. Pelliccioni and M. Silari: Nucl. Instr. and Meth., A297(1990)250.
- 3-25) C. Brittari, A. Esposito, A. Ferrari, M. Pelliccioni and M. Silari: *ibid.*, A324(1993)232.

第4章

- 4-1) A. V. Alevra and U. J. Schrewe: Proc. 8th Symp. Neutron Dosim., Nov. 13-17 (1995), Paris, in press.
- 4-2) H. H. Hsu, K. R. Alvar and D. G. Vasilik: IEEE Trans. Nucl. Sci., 41[4](1994)938.
- 4-3) A. V. Alevra, M. Matzke and B. R. L. Siebert: Proc. 7th ASTM-Euratom Symp. Reactor Dosim., Aug. 27-31 (1990), Strasburg, France, p.215.
- 4-4) K. Weise: Radiat. Prot. Dosim., 37[3](1991)157.
- 4-5) A. Uritani, N. Marnada, Y. Takenaka, C. Mori and H. Miyahara: Nucl. Instr. and Meth., A350(1994)286
- 4-6) SEIKO EG&G, "ADC 1821 取り扱い説明書", 39010-1821-01, p.4.
- 4-7) W. R. Burrus and V. V. Verbinski: Nucl. Instr. and Meth., 67(1969)181.
- 4-8) F. G. Perey: Proc. 2nd ASTM-Euratom Symp. Reactor Dosim., Oct. 2-7 (1977), Palo Alto, California, p.1449.
- 4-9) F. G. Perey: "Least-Squares Dosimetry Unfolding: The Program STAY'SL", ORNL/TM-6062 (1977).
- 4-10) T. Taniguchi, N. Ueda, M. Nakazawa and A. Sekiguchi: "Neutron Unfolding Package Code NEUPAC-83", NEUT Research Report 83-10 (1983).
- 4-11) W. N. McElroy, S. Berg, T. Crocket and R. Hawkins: "A Computer-Automated Iterative Method for Neutron Flux Spectra Determination by Foil Activation", AFWL-TR-67-41, vol. 1, Air Force Weapons Laboratory, Kirkland (1967).
- 4-12) S. Itoh: Nucl. Instr. and Meth., A251(1986)144.
- 4-13) E. T. Jaynes: Phys. Rev., 106(1957)620.
- 4-14) E. T. Jaynes: IEEE System Sci. and Cybernetics 4[3](1968)227.
- 4-15) S. Itoh and T. Tsunoda: J. Nucl. Sci. and Technol., 26[9](1989)833.
- 4-16) 岩崎 信: 放射線 21[3](1995)12.
- 4-17) 浅野 芳裕: 保健物理 22(1987)445.

本論文を構成する発表論文

- 1) "Research for Application of Long Counter with a Position-Sensitive Proportional Counter to Neutron Dosimetry"
H. Toyokawa, A. Uritani, C. Mori, N. Takeda and K. Kudo:
Proc. 8th ASTM-Euratom Symp. Reactor Dosim., Aug. 29-Sep.3 (1993), Vail, Colorado,
p. 263.
- 2) "A Multipurpose Spherical Neutron Counter"
H. Toyokawa, A. Uritani, C. Mori, N. Takeda and K. Kudo:
IEEE Trans. Nucl. Sci., 42[4](1995)644.
- 3) "球形減速材と位置検出型比例計数管を用いた多目的中性子測定器の開発"
豊川弘之、瓜谷章、森千鶴夫:
放射線 21[4](1995)52.
- 4) "A Spherical Neutron Counter with an Extended-Energy Response for Dosimetry"
H. Toyokawa, A. Uritani and C. Mori:
Proc. 8th Symp. Neutron Dosim., Nov. 13-17 (1995), Paris, in press.
- 5) "Neutron Spectrometer with Position-Sensitive Proportional Counters"
H. Toyokawa, A. Uritani, C. Mori, M. Yoshizawa, N. Takeda and K. Kudo:
Nucl. Instr. and Meth., in press.
- 6) "方向依存応答を示す新型中性子測定器の線源スペクトル推定逆問題への適用"
豊川弘之、瓜谷章、森千鶴夫、吉澤 道夫、武田 直人、工藤 勝久:
放射線 22[4](1996)29.
- 7) "Performance of a Spherical Neutron Counter for Spectroscopy and Dosimetry"
H. Toyokawa, M. Yoshizawa, A. Uritani, C. Mori, N. Takeda and K. Kudo:
Conference Issue of the IEEE Nucl. Sci. Symp., Nov. 3-9 (1996), Anaheim, California, in
press.

