

JAERI-M

5875

中性子計測における多検出器法の応用
に関する研究

1974年10月

龍 福 廣

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

中性子計測における多検出器法の応用に関する研究

日本原子力研究所東海研究所保健物理安全管理部

龍 福 廣

(1974年10月3日受理)

中性子計測に多検出器法を応用した場合の最適評価法を確立することを目的とし、多検出器法の理論的究明、データの最適処理法の確立、具体的検出器系への応用、種々の中性子場における本法の有効性の実証を行なった。

本研究においては、従来行なわれていたような極めて適用範囲の狭い近似法を一切排除し、多検出器法一般に適用できる基礎原理を厳密に誘導することより始め、それを基にデータの最適処理法を確立した。本法を減速型中性子検出器および核分裂片飛跡検出器へ応用し、中性子線量当量率、吸収線量、平均エネルギーおよびエネルギー分布の評価法を導びいた。Am-Be中性子線源を用いた減速装置、重水炉、再処理試験施設、FCAおよびバンデグラーフ施設における中性子線に対して実測を行い、検討した結果、従来の方法では極めて過小評価となる場合でも本法は合理的な結果を与えることが分った。

本法を β 線および γ 線計測に適用した場合についても検討し、本法がこれらの分野においても有効であることが確められた。

Application of the Multidetector Method to
Neutron Dosimetry

Hiroshi RYUFUKU

Division of Health Physics and Safety, Tokai, JAERI

(Received October 3, 1974)

To establish the method of neutron dosimetry by a multi-detector system, the following have been performed: theoretical study of the fundamental principle, derivation of the data-processing method, practical application of the principle, and confirmation of the validity in various neutron fields.

The general principle is first derived in an exact manner by the theory of convex set, and next the optimal data-processing method is obtained for the principle. It is applied to BF_3 proportional counters inserted in paraffin moderators of different thicknesses and fission fragment track detectors, with the derivation of methods to evaluate neutron dose equivalent, absorbed dose, average neutron energy and energy distribution.

The procedure proved to be useful for the neutrons from a neutron slowing-down assembly, a heavy-water moderated reactor, a fuel reprocessing plant, a fast critical assembly and a Van de Graaff accelerator, where the usual results tend to be an underestimate.

It is also effective in beta and gamma dosimetries.

目 次

第一章 序 論	1
1.1 本研究の目的	1
1.2 本研究に関連する研究	1
1.3 本研究の概要	3
文 献	8
第二章 多検出器法の基礎理論	9
2.1 はしがき	9
2.2 基礎方程式	9
2.3 特性空間	11
2.3.1 特性空間の導入	11
2.3.2 特性空間の性質	12
2.4 基礎方程式の解	14
2.4.1 基本凸集合	14
2.4.2 簡約凸集合	16
2.5 凸集合の境界	16
2.5.1 凸集合と接平面	16
2.5.2 代表点	17
2.5.3 接平面の方程式	18
2.6 数値解の例	20
2.7 結 論	21
文 献	24
第三章 最適処理法	25
3.1 はしがき	25
3.2 基本凸集合を用いる方法	26
3.2.1 最小誤差近似	26
3.2.2 断片的線形近似	27
3.2.3 非線形近似	29
3.3 簡約凸集合を用いる方法	31
3.3.1 スペクトル・パターンの決定	31
3.3.2 本近似法とその特徴	31
3.4 ベクトル目的量の評価	32
3.4.1 平均エネルギーの評価	32
3.4.2 エネルギー分布の評価	34
3.5 結 論	36
附 録	37

文 献	
第四章 本原理の中性子計測への応用	39
4.1 はしがき	39
4.2 検出器系の構成	40
4.2.1 検出器の感度特性	40
(1) 減速型BF ₃ 比例計数管	40
(2) 減速型金箔検出器	40
(3) 核分裂片飛跡検出器	40
4.2.2 検出器系の構成	44
(1) 携帯型測定器	44
(2) 事故時線量測定器	44
4.3 中性子線量当量率の評価	44
4.3.1 中性子線量当量率の定義	44
4.3.2 基本凸集合法	47
4.3.3 簡約凸集合法	50
4.4 平均エネルギーの評価	50
4.5 エネルギー分布の評価	53
4.6 事故時線量の評価	55
4.6.1 線量当量の評価	55
4.6.2 吸収線量の評価	57
4.7 結 論	60
文 献	63
第五章 実測結果と検討	64
5.1 はしがき	64
5.2 Am-Be線源を用いた減速中性子場の測定	65
5.3 燃料再処理施設における中性子測定	70
5.4 熱中性子炉周辺の中性子測定	70
5.5 パンデグラフ加速器周辺の中性子測定	70
5.6 検 討	72
5.6.1 単検出器法との比較	72
5.6.2 単エネルギー法との比較	72
5.6.3 直交展開法との比較	74
5.7 結 論	74
文 献	76
第六章 本原理のβ線およびγ線計測への応用	77
6.1 はしがき	77
6.2 個人被曝線量計によるβ線皮膚線量の評価	77
6.3 スタック・ガス・モニタによる環境線量の推定	78

6.4	プルトニウム 傷汚染の評価	85
6.5	結 論	88
	文 献	89
第七章	結 論	90
	謝 辞	93

第一章 序 論

1.1 本研究の目的

本研究の目的は、放射線防護の分野における中性子計測技術の開発にある。放射線防護における中性子計測の役割は、一に、放射線作業者が受けるべき被曝線量率を表わす中性子線量当量率^{*}を評価すること、二に、漏洩中性子線のエネルギー・スペクトルに関する情報、例えば、平均エネルギー、エネルギー分布など放射線遮蔽上重要な量を把握することである。

これら種々の量を同時に評価するためには、複数の検出器を用いるいわゆる多検出器法によらざるを得ない。このために開発された従来の方法は、2), 3), 4), 5), 6), 7) 対象とする中性子場のエネルギー・スペクトルに関して厳しい制限をつけている。すなわち、スペクトルが単エネルギー・スペクトルであるか、または、適当に選んだ基底関数の一次結合で近似できるというような制限である。このような方法は、課せられた制限を越えると、急激に誤差が大きくなるという特徴をもっており、実際の応用に当っては、常にこの可能性を孕んでいる。

本研究は、多検出器法における基礎原理の理論的究明を行ない、それを基に誤差最小の処理法を求めることにより、上述の危険性を排除し、実用上十分な精度をもつ評価法を開発することを目的とする。

1.2 本研究に関連する研究

Chicago-Pile が臨界に達してから 10 余年、放射線防護の分野における中性子計測は初期の段階を脱していなかった。すなわち、熱中性子は BF_3 比例計数管で、速中性子はカドミウムを被せたパラフィン減速材中に BF_3 比例計数管を挿入した形式の検出器で測定していたが、当時は、速中性子のエネルギーに対する検出器の感度特性が明確でなかったので、多検出器法は用いられず、カドミウム切断エネルギー以上のエネルギーをもつ中性子は一括して測定されていた。

1955 年、Young は、ホウ素を塗布した電離箱を異った厚さの円筒状パラフィンで覆った形式の検出器により、エネルギー範囲 19 keV ~ 4.5 MeV における平均エネルギーを求めることを試みた。⁸⁾ De Pangher (1959) は、厚さ 6 cm と 11.5 cm のパラフィンで BF_3 計数管を覆った形式の検出器からの計数率の比を以て、平均エネルギーの指標とした。²⁾ このように、多検出器法は異った厚さの円筒状パラフィン減速材を用いた熱中性子検出器の使用によって始った。

1960 年に Bramblett 他は、種々の直径をもつ球形ポリエチレン減速材の中に LiF シンチレーション計数管を挿入した形式の検出器を用いて、中性子エネルギー・スペクトルを測定

* 中性子線量当量率 (Neutron Dose Equivalent Rate) は、中性子線によって人体が受ける被曝線量率を表わすもので、国際放射線防護委員会 (International Commission on Radiological Protection ICRP) により、単位中性子フルエンス当りの線量当量が中性子エネルギーの関数として勧告されている。¹⁾

することを提案し、この検出器の感度特性をエネルギー範囲 $60 \text{ keV} \sim 16 \text{ MeV}$ の中性子線および熱中性子線に対して実験的に求めた。⁹⁾ 1965年にHansenとSandmeierは、多群共役輸送方程式による計算で、この種の検出器の感度特性を熱エネルギーから核分裂エネルギーまでの範囲で求めた。¹⁰⁾ 続いてMcGuire(1966)は、同様の方法で、熱エネルギーから 100 MeV までの範囲について感度特性を求めた。⁴⁾ このようにして、球形ポリエチレン減速材を用いた検出器の感度特性が次第に明らかになり、この種の検出器を複数用いた多検出器法が可能となった。後述の如く、McGuire⁴⁾ およびNachtigallとRohloff⁵⁾ は上述の検出器を3~4個用いた多検出器法による中性子線量当量率および全中性子束密度の評価法を開発した。

一方、円筒形パラフィン減速材を用いた BF_3 比例計数管の感度特性の決定も進められ、Tatsuta他は1963年に $5 \text{ keV} \sim 6 \text{ MeV}$ の単エネルギー中性子を用いて感度決定を行ない¹¹⁾ 1965年に $2 \text{ eV} \sim 1 \text{ keV}$ のエネルギー範囲の感度決定を行った。¹²⁾ Yoshida他(1966)は、このようにして求められた厚さ 1.0 cm と 6.5 cm のパラフィン減速材を被せた検出器の感度特性を用いて、単エネルギー・スペクトルと2個の検出器からの計数率の比との関係を求め、それを任意のスペクトルに拡張適用した。³⁾ さらに、Ryufuku他(1966)は、従来の精度を高めた実験と多群拡散理論による計算で、上記検出器の感度特性を、その形に関して、12パーセントの誤差で決定した。¹³⁾ この精度よい感度決定は、この種の検出器による測定結果の解析に、直交展開法の使用を可能にした。^{6), 7)}

なお、本研究は、単検出器による線量当量率または中性子束密度などの評価は対象外とした。以下、多検出器系による従来の評価法について述べる。

(1) 単エネルギー法

Young,⁸⁾ De Pangher²⁾ およびYoshida他³⁾ は感度特性の異なる(すなわち、減速材の厚さの異なる)2個のパラフィン減速型中性子検出器を用いることにより、すなわち、二検出器法により中性子エネルギーおよび線量当量率の評価を行なった。彼らは、単エネルギー中性子の場合におけるエネルギーと2個の検出器から得られた計数率の比との関係を求め、それを任意のスペクトルをもつ中性子場へ拡張適用した。しかし、この方法は減速中性子場の測定には非常に大きな誤差を有することが分った。¹⁴⁾

(2) 線形結合法

McGuire⁴⁾ およびNachtigallとRohloff⁵⁾ は、単位中性子束密度当りの線量当量率(これを $h(E)$ と表わす)を使用する検出器の感度特性(これを $g_i(E)$ と表わす。ただし、 $i = 1, 2, \dots, n$ で、 n は検出器の数である。)の線形結合で近似した。すなわち、

$$h(E) \approx \sum_{i=1}^n A_i g_i(E). \quad (1.1)$$

ここに、 A_i は決定すべき展開係数である。式(1.1)より線量当量率は、計数率 N_i を用いて、次のように表わすことができる。

$$D \simeq \sum_{i=1}^n A_i N_i \quad (1.2)$$

McGuire は基準スペクトル (例えば, 核分裂, $1/E$, 1.4 MeV の単エネルギーなどのスペクトル) を選んで, それらの基準スペクトルに対して式 (1.1) の両辺が厳密に一致するように係数 A_i を決めた。Nachtigall と Rohloff は最小自乗法により, すなわち

$$\varepsilon = \int \left\{ h(E) - \sum_{i=1}^n A_i g_i(E) \right\}^2 dE \quad (1.3)$$

が最小になるように係数 A_i を決めた。以上の方法は, $h(E) = 1$ とすれば, 全中性子束密度を求める場合に適用できる。

しかし, 彼らは感度特性の一次独立性 (第 3 項参照) について検討を行っていないので, 式 (1.1) で表わされる近似がどの程度成り立つかわからない。

(3) 直交展開法

しきい検出器を用いた多検出器法では, 様々な直交展開法が行なわれているが,^{15), 16), 17)} これらは主に核分裂スペクトルに近い高速中性子場に対して適用される方法である。中速中性子成分を多く含む中性子場に対しては, パラフィン減速型中性子検出器を用いた多検出器法が有効であり, この種の検出器を用いた直交展開法が Ryufuku^{6), 7), 18)} によって報告されている。彼は, 直交展開法が成り立つための条件として, 感度特性の一次独立性* の問題を論じており, これが使用可能な検出器の最大数を決定するとしている。直交展開法は, 感度特性 $\{g_i(E)\}$ から組立てられた直交関数系 $\{u_i(E)\}$ により, 中性子スペクトル $\phi(E)$ を展開することにより, 近似的スペクトルを計数率との関係で求める方法である。しかし, この基本原理通りに行なうと, 展開項の収束がよくないので, 対象とする中性子場に対する先験的知識を用いて適当な基底関数を選び, それから直交関数系を組み立てる方法が有効である。これは, 裏をかえすと, この基底関数の選択を誤ると, 直交展開法は大きな誤差をもたらすということを意味する。事実, 多種多様の中性子場を対象とする時には, 非物理的の結果さえも生ずる可能性があり, 直交展開法の欠陥として知られている。

本研究は, これまで述べて来た多検出器法の欠陥をすべて取り除き, より精度のよい評価法を確立するために行なわれた。

1.3 本研究の概要

多検出器法は, 各検出器の出力データを適当な方法で処理し, 目的量を評価する方法である。本研究では, 目的量として中性子線量当量率, 全中性子束密度, 平均中性子エネルギーおよびエネルギー分布を採る (Fig. 1-1)。ある中性子場を測定して一組のデータが得られたとき, それと同じ出力データを与えるが, スペクトルが互に異なっている中性子場が無数に存在

* 多検出器系のどの検出器をとっても, その感度特性が浅りの検出器の感度特性の一次結合によって表わせないということが, 感度特性がもつ誤差を考慮しても, 言えることを指す。⁵⁾

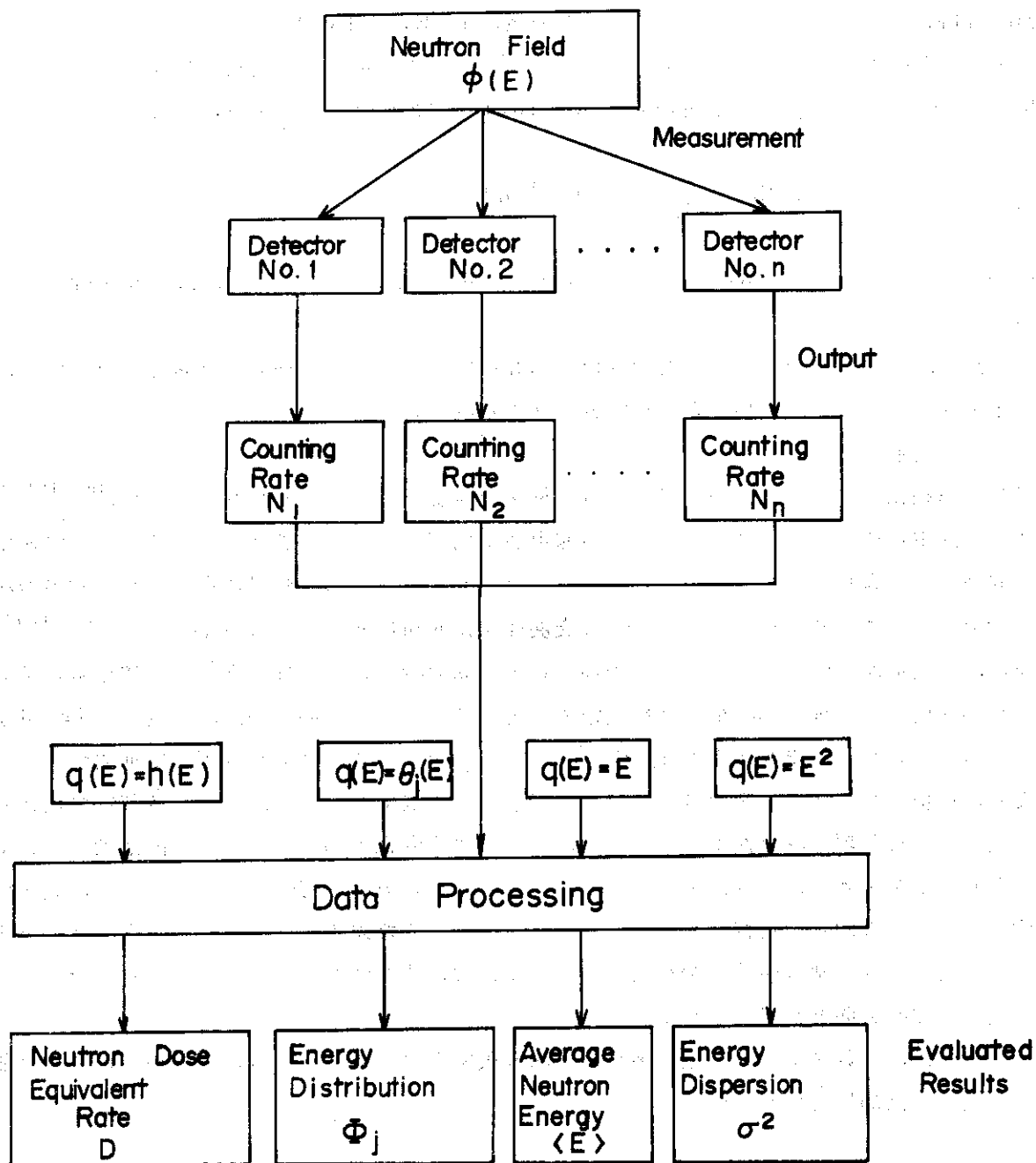


Fig. 1-1. Data processing by Multidetector Method.

するから、一組の出力データには無数の相異なる目的量が対応することになる。多検出器法におけるデータ処理は、このように無数にある目的量を一つの値で近似することにはほかならない。

このデータ処理に関する従来の方法は、中性子スペクトルに厳しい制限を課すことにより、目的量を評価する方法であるが、この方法はスペクトルがこの制限から外れると極めて大きな誤差を生ずる可能性があることは前述の通りである。これに対して、本研究における方法は、測定によって得られた一組のデータに対して、目的量をとる値の範囲を明確にし、それを基に誤差が最小になる近似を行なう方法である。以下本研究の概要を述べる。

本研究における目的量 Q および各検出器の出力データ $\{N_i\}$ は中性子束密度 $\phi(E)$ を用いて次のように表わすことができる。

$$Q = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} q(E) \phi(E) dE. \quad (1.4)$$

$$N_i = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} g_i(E) \phi(E) dE. \quad (1.5)$$

ただし、 $q(E)$ は次のいずれかである。

- (1) Q が線量当量率を表わすとき、 $q(E) = h(E)$ ：単位中性子束密度当りの線量当量率。
- (2) Q が全中性子束密度を表わすとき、 $q(E) = 1$ 。
- (3) Q が全エネルギー束密度を表わすとき、 $q(E) = E$ 。
- (4) Q がエネルギー分布を表わすとき、

$$q(E) = (\theta_1(E), \theta_2(E), \dots, \theta_m(E))^*$$

また、 $g_i(E)$ は i 番目の検出器の感度特性で、 $i = 1, 2, \dots, n$ (n は検出器の数)である。上記第2～3項より平均エネルギーが得られる。

多検出器法の目的はデータ $\{N_i\}$ を知って、目的量 Q を評価することである。言い換えれば、式(1.4)～(1.5)を補助関数 $\phi(E)$ を含んだ Q に関する方程式と考え、それを解いて Q を求めることが多検出器法の目的である。したがって、式(1.4)～(1.5)は多検出器法における基礎方程式と考えられる。本研究では、この基礎方程式の厳密解を求めるために、次のような「特性空間」なる概念を導入する。すなわち、

$$K = \frac{Q}{N_1}, \quad R_i = \frac{N_i}{N_1}, \quad (i = 2, 3, \dots, n) \quad (1.6)^{**}$$

で与えられる量 K と $\{R_i\}$ をデカルト座標とする n 次元空間を導入する。そうすると、あるスペクトル $\phi(E)$ が与えられると、この空間内に一点が決まる。エネルギー範囲($E_{\min}$,

* 全エネルギー領域を m 区間に分割するとき、 $\theta_j(E)$ は第 j 区間で1その他では0をとる。こうすると、エネルギー分布を表すヒストグラムが得られる。

** N_1 は任意に選ばれた1番目の検出器の出力であるが、この検出器の感度はエネルギー範囲($E_{\min}$, $E_{\max}$)において十分大きいと仮定する。

$E_{\max}$) における単エネルギー・スペクトルの全体には、この空間内の一本の曲線が対応する。これを「単エネルギー曲線」と呼ぶことにする。この特性空間の性質から次の結論が得られる。すなわち基礎方程式 (1.4) ~ (1.5) の厳密解は、この特性空間において、単エネルギー曲線を含む最小の凸集合 (以後、基本凸集合と言う) で与えられる。

いま、出力データ $\{ N_i \}$ が与えられると、 $\{ R_i \}$ が決まるが、 K は基本凸集合の境界で定まる上限 $K_U(R)^*$ および下限 $K_L(R)$ の間の任意の値を取り得る。したがって、ある近似法により K を 1 つの値 $K_a(R)$ に決めた場合、誤差限界は $K_a(R) - K_U(R)$ および $K_a(R) - K_L(R)$ で与えられる。

以上の如く、本研究は多検出器法における、いわば、基礎原理の究明から始めるものである。その詳細については第二章に述べる。

第三章では、多検出器法におけるデータ処理に関する最適処理法について述べる。最適処理法とは、いまの場合、誤差最小の近似法である。 $\{ R_i \}$ を固定したとき、最大相対誤差が最小になるように近似を行なうと次の表現が得られる。

$$K_a(R) = [K_L(R) K_U(R)]^{\frac{1}{2}} \quad (1.7)$$

このように、本法は基本凸集合の境界を用いて近似的表現を求めるものであり、あらゆるスペクトルを想定した近似法である。この点、対象とする中性子場のスペクトルに対して厳しい制限を課した従来の方法とは出発点を全く異にするものである。

しかし、現実の中性子場はあらゆるスペクトル・パターンを取ることはなく、多少の制限がある。例えば、1 KeV 以下のエネルギー範囲の単エネルギーをもつ中性子場は実際には存在しない。このような実際に存在しないスペクトルを排除することは、最適処理法を求める上で重要と考えられる。基本凸集合から実際に存在しないスペクトルに対応する点を除いた凸集合を「簡約凸集合」と呼ぶことにする。簡約凸集合を用いる場合も、式 (1.7) と同様な表現により、最小誤差の近似を行なうことができる。

実際の応用に当っては、式 (1.7) は多少不便なので、これを最小自乗法で近似した断片的線形近似および非線形近似を用いる方法が要求される。本研究では、これらの近似法について詳細にふれる。

第四章では、本研究の原理の具体的応用例について述べる。まず、使用可能な検出器について述べ、それより多検出器系を組み立てた場合のその検出器系の特性について調べる。

放射線防護のために使用可能な検出器として、(1) 円柱状パラフィン減速材に BF_3 比例計数管または金箔等を挿入した減速型中性子検出器、および (2) ^{237}Np , ^{232}Th 等の核分裂性物質を用いた核分裂片飛跡検出器を採用した。前者は熱エネルギーから 10^7 eV 程度のエネルギー範囲で感度を有し、後者は 10^5 eV 以上の中性子に対して有効である。感度特性の独立性を考慮して、次のような多検出器系を組み立てた。

- i) 各々厚さ 3.5 cm と 6.5 cm のパラフィン減速材を用いた BF_3 比例計数管 (二検出器系)。
- ii) 各々厚さ 4.5 cm と 8.5 cm のパラフィン減速材を用いた BF_3 比例計数管 (二検出器系)。

* $R_2, R_3, \dots, R_n$ と書くところを、 R と略記する。

Ⅲ) 直径 21.5 cm 長さ 24.4 cm の円柱状パラフィン減速材の中央に 1 本、4.8 cm の半径上に等間隔に 3 本の BF_3 比例計数管を配置し、後者 3 本の BF_3 比例計数管の信号をまとめて中央のそれとは別に取り出す形式の二検出器系。

Ⅳ) 原理は(Ⅲ)と同じであるが、 BF_3 比例計数管の代りに金箔を、また直径 30 cm 長さ 30 cm の円柱状パラフィンを用いる事が違っている検出器系、およびこれに ^{237}Np と ^{232}Th 核分裂片飛跡検出器を加えた検出器系(二～四検出器系)。

上記(i)～(Ⅲ)の検出器系は携帯型測定器として低線量中性子場の測定に用い、(Ⅳ)は事故時線量計として設置型で高線量中性子場の測定に用いることができる。これらの検出器系に第二章で述べた理論的原理を適用し、誤差の限界を明確にすると共に、第三章で述べた処理法を応用すると、極めて精度のよい評価法が得られることを示す。

第五章では、従来の測定法(多検出器法とは限らない)との比較実験の結果とその理論的分析について述べ、本法が従来の方法とは本質的に異なり、実際の評価において極めて有効であることを示す。ここでは、(1) Andersson-Braun 型レム・カウンタ(単検出器法)、¹⁹⁾ (2) Bonner 型レム・カウンタ(単検出器法)、²⁰⁾ (3) 単エネルギー法(二検出器法)、³⁾ (4) 直交展開法(多検出器法)⁷⁾ の四種類の測定法との比較を行なった。

Andersson-Braun 型および Bonner 型レム・カウンタによる評価結果と本法による結果を比較するために、コンクリート・ブロックを用いた減速装置の中に二個の Am-Be 線源を適当に配置することにより三種類の減速中性子場を作り、各方法により中性子線量当量率を評価し、さらに本研究の原理の応用により、これらの中性子場の平均エネルギーを評価した。その結果、Bonner 型レム・カウンタによる結果を除けば、平均エネルギーが最も低い場合で、各評価結果は±30パーセントの誤差範囲にあることが分った。以上の結果により、本法による線量当量率および平均エネルギーの評価が十分な精度を有することが分った。

次に、燃料再処理施設における中性子場の線量当量率および平均エネルギーを評価した結果について述べると、単エネルギー法³⁾は平均エネルギーを極めて低く評価し、線量当量率も十分の一以下の過小評価をしていることが、反跡陽子型原子核乳剤およびシンチレーション・カウンタによる結果から明らかになった。これに対し、本法による結果は十分妥当な評価を与えることが分った。

このほか、熱中性子炉周辺およびバンデグラフ加速器周辺の中性子場の測定を行なった結果、低エネルギーおよび高エネルギーのいずれの場合においても、本法は極めて有効であることが分った。

以上の結果を検討することにより、本研究の理論的原理が中性子計測上極めて重要であり、実際の応用に当って十分有効な結果を与えることが証明できた。

第六章では、本研究の原理の他分野への応用として、 β 線皮膚線量の評価、スタック・ガス・モニタによる環境線量の推定およびプルトニウム傷汚染の評価の問題を取り上げる。これらの分野では、一般に中性子計測における「単エネルギー法」と同じ考えに基づく方法を採用しており、過小評価になっているが、本法の適用によりこれが改善されることを示す。

文 献

- 1) ICRP Publication 21 : Data for Protection against Ionizing Radiation from External Sources; Supplement to ICRP Publication 15(1971).
- 2) J. De Pangher : Nucl. Instrum. Methods **5** (1959) 61.
- 3) Y. Yoshida, H. Tatsuta, H. Ryufuku, K. Kitano and S. Fukuda : J. Nucl. Sci. Technol. **3** (1966) 473.
- 4) S.A. McGuire : Los Alamos Report LA-3435 (1965).
- 5) D. Nachtigall and F. Rohloff : Nucl. Instrum. Methods **50** (1967) 137.
- 6) H. Ryufuku : Japan. J. appl. Phys. **5** (1966) 903.
- 7) H. Ryufuku : Japan. J. appl. Phys. **5** (1966) 910.
- 8) D. S. Young : Los Alamos Report LA-1938 (1955).
- 9) R. L. Bramblett, R. J. Ewing and T. W. Bonner : Nucl. Instrum. Methods **9** (1960) 1.
- 10) G. E. Hansen and H. A. Sandmeier : Nucl. Sci. Eng. **22** (1965) 315.
- 11) 立田初巳, 吉田芳和, 南賢太郎 : 応用物理 **32** (1963) 365.
- 12) H. Tatsuta, K. Kato and Y. Yoshida : Japan. J. appl. Phys. **4** (1965) 321.
- 13) H. Ryufuku, H. Tatsuta and T. Shirotani : Japan. J. appl. Phys. **5** (1966) 1039.
- 14) H. Ryufuku and T. Nakayama : Japan. J. appl. phys. **8** (1969) 1242.
- 15) R. Gold : Nucl. Sci. Eng. **20** (1964) 439.
- 16) G. Di Cola and A. Rota : Nucl. Sci. Eng. **23** (1965) 344.
- 17) 木村逸郎, 小林捷平, 柴田俊一 : 京都大学原子炉実験所報告 KURRI-TR-27.
- 18) H. Ryufuku, H. Tatsuta and T. Shirotani : Japan. J. appl. Phys. **5** (1966) 914.
- 19) I. O. Andersson and J. Braun : Nucleonik **6** (1964) 237.
- 20) D. E. Hankins : Los Alamos Report LAMS-2717 (1962).

第二章 多検出器法の基礎理論

2.1 は し が き

感度特性の異った検出器が無限になれば、測定対象である中性子場のスペクトルを完全に把握することは不可能である。しきい検出器の場合で高々10個程度^{1), 2), 3)} 通常2ないし5個程度の検出器を用いることになるので、中性子スペクトルは近似的にのみ知ることができ、それから誘導される量(以下、目的量という)も近似的に決定されることになる。そこで、いろいろな近似法が提案され、それがそれぞれの多検出器法の内容を定めるものとなった(第一章参照)。

本章では、このような近似的取扱いを一切採り入れずに多検出器法を検討し、すべての多検出器法に共通する基礎原理の解明を試みた。そのために、目的量(線量当量率、エネルギー束密度など)を定義する式(式(2.6))と各検出器の出力を表わす式(式(2.7))を基礎方程式とし、その解を厳密に求めることを考えた。

まず、中性子場のスペクトルは変わらずに、強さが変わると目的量と出力データもそれに比例して変えるという自明の原理を除くために、ある検出器の出力で他の検出器の出力と目的量を割って得た商(これは検出器の数 n に等しい数だけある。)を採り入れる。こうして得られた n 個の商を n 次元デカルト座標とする n 次元空間を導入する。こうすると、一つの中性子場に対応してこの空間内に一つの点が定まり、この点は中性子場のスペクトルの形だけに依存し、その強さには無関係に位置が定まる。この対応関係は、使用する検出器の感度特性によって決まり、多検出器法の特性を表わすことになるので、この空間を「特性空間」と呼ぶ。

この特性空間の性質の解明により、基礎方程式の解は次のようにして得られることが分った。単エネルギー・スペクトルに対応する特性空間内の点の集合は有限の長さの1本の曲線となるが、求める解はこの曲線を含む最小の凸集合となる。これを「基本凸集合」と呼ぶ。凸集合の接平面は代数幾何学的方法により容易に求めることができる。

あらゆる中性子場はこの基本凸集合内の点に対応しており、基本凸集合以外の領域は非物理的領域となる。しかし、一組の出力データに対応するこの基本凸集合内の点は1点だけでなく無数にあり、したがって、目的量の値も定まらないが、その上限下限は基本凸集合の境界により定まる。言いかえると、一組の出力データにはいろいろなスペクトルをもつ中性子場が対応するが、目的量は基本凸集合の境界により上限下限が押えられる。

目的量を一つの値に評価することは、結局上述のある幅をもった値を一つの値に近似することにはほかならないから、この幅、すなわち基本凸集合の境界が誤差の限界を与えることになる。

このように、目的量をどのような方法で評価したとしても、誤差の限界は基本凸集合の境界を求めることにより決定できる。また、第三章で詳述するが、この原理を用いて、誤差最小の評価法を確立することができる。

2.2 基礎方程式

放射線防護上重要な量として、中性子線量当量率、全中性子束密度、平均中性子エネルギー、

エネルギー分布などがあげられる。これらの量は中性子スペクトル $\phi(E)$ を用いて次のように表わされる。

中性子線量当量率：

$$D = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} h(E) \phi(E) dE. \quad (2.1)$$

ただし、 $h(E)$ は単位中性子束密度当りの線量当量率で、エネルギーの関数として与えられる。⁴⁾

エネルギー・モーメント：

$$J_\nu = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} E^\nu \phi(E) dE, \quad (\nu = 0, 1, 2, \dots) \quad (2.2)$$

を用いて次の量が導びかれる。

全中性子束密度：

$$\Phi = J_0. \quad (2.3)$$

平均中性子エネルギー：

$$\langle E \rangle = \frac{J_1}{J_0}. \quad (2.4)$$

エネルギー分布：

$$\Phi_\nu = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \theta_\nu(E) \phi(E) dE, \quad (\nu = 1, 2, \dots, m). \quad (2.5)$$

ただし、領域 $(E_{\min}, E_{\max})$ を m 区間に分割し両端を含めて境界を $E_0, E_1, E_2, \dots, E_m$ で表わすとき、 $\theta_\nu(E)$ は区間 $(E_{\nu-1}, E_\nu)$ で1、その他では0をとる。

このように、我々が求める量はすべて式(2.1)、(2.2)または(2.5)のような表現から得られるので、これらをまとめて次のように表わす。

$$Q = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} q(E) \phi(E) dE \quad (2.6)$$

式(2.6)の Q を「目的量」、 $q(E)$ を「目的関数」と呼ぶことにする。線量当量率を問題にするときは、 Q はスカラー量 D となるが、平均エネルギーまたはエネルギー分布の場合は、これをベクトル量 $Q = (J_0, J_1)$ または $Q = (\Phi_1, \Phi_2, \dots, \Phi_m)$ として扱わねばならない。以下では Q をスカラー量として述べるが、ベクトル量への拡張は容易である(第3.4節参照)。

一方、使用する検出器の数を n とし、その感度特性を $g_i(X)$ ($i = 1, 2, \dots, n$)とすると、出力は次のように表わすことができる。

$$N_i = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} g_i(E) \phi(E) dE. \quad (2.7)$$

ただし、出力データ $\{N_i\}$ が n 個の独立な情報であるためには、感度特性 $\{g_i(E)\}$ が互に一次独立でなければならない。一次独立性の判定は次のようにして行なうことができる。⁵⁾ すなわち、 $\{g_i(E)\}$ の中から任意の一つ $g_i(E)$ をとり、それが関数空間において残りの感度特性 $\{g_i(E) : i \neq j\}$ によって構成される超平面に対してもつ垂直成分を考えると、それが感度特性がもつ誤差 ϵ よりはるかに大きいとき、 $g_j(E)$ は $\{g_i(E) : i \neq j\}$ に対して一次独立であると考えられる。以上のことが、 $j = 1, 2, 3, \dots, n$ に対して、常に成り立つならば $\{g_i(E)\}$ は互に一次独立であると言える。これを式で表わすならば次のようになる。

$$\frac{|g_j^N|}{|g_j|} \gg \epsilon, \quad (j = 1, 2, 3, \dots, n) \quad (2.8)$$

ただし、

$$g_j^N(E) = g_j(E) - \sum_{k=1}^{n-1} (g_j, u_k) u_k(E). \quad (2.9)$$

で、 $\{u_k(E)\}$ は $\{g_i(E) : i \neq j\}$ から組み立てられた直交関数系である。また、 $|g_j|$ は $g_j(E)$ のノルムを表わし、 (g_j, u_k) は $g_j(E)$ と $u_k(E)$ の内積、すなわち

$$(g_j, u_k) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} g_j(E) u_k(E) dE.$$

である。

さて、一組の出力データ $\{N_i\}$ が与えられたとき、式(2.6)～(2.7)より目的量 Q を求めるのが我々の目的である。したがって、式(2.6)～(2.7)は我々の基礎方程式である。以下、この方程式の解について検討する。

2.3 特性空間

2.3.1 特性空間の導入

目的量 Q および検出器出力 N_i は中性子場のスペクトルの形が同じ場合でも、その強さによって変化する量である。すなわち、中性子場の強さに比例して変化する量である。この明白な事実を我々の問題から消去するために、次の量を導入する。

$$K = Q/N_1, \quad (2.10)$$

$$R_i = N_i/N_1, \quad (i = 2, 3, \dots, n) \quad (2.11)$$

ここに、 N_1 は1番目の検出器の出力であるが、その検出器の感度 $g_1(E)$ が問題としているエネルギー範囲で十分大きいと仮定する。この仮定は N_1 が常に精度よく決定されることを保

証するものであるが、もしこの仮定が成り立たないときは、 N_1 の代りに $N_1, N_2, \dots, N_n$ の適当な線形結合をとることにする。式(2.6)~(2.7)を式(2.10)~(2.11)に用いれば、次式が得られる。

$$K = \frac{\int q(E) \phi(E) dE}{\int g_1(E) \phi(E) dE} \quad (2.12)$$

$$R_i = \frac{\int g_i(E) \phi(E) dE}{\int g_1(E) \phi(E) dE} \quad (2.13)$$

ただし、積分の上限と下限は省略した。以下においても同様とする。式(2.12)~(2.13)より、新しく導入された量 K と R_i は $\phi(E)$ の関数形にのみ依存し、その絶対値には無関係であることが分る。

いま、 $(R_2, R_3, \dots, R_n, K)$ をデカルト座標とする n 次元空間を考えると、あるスペクトル $\phi(E)$ に対してこの空間内の一点が対応する。この対応関係は式(2.12)~(2.13)に示すような $\phi(E)$ に関する汎関数によって決まる。目的関数 $q(E)$ は1, x , x^2 または $h(E)$ のいずれかに固定されるものであるから、上記対応関係は検出器系の感度特性 $\{g_i(E)\}$ のみによって決まり、検出器系の特性を示すものと考えられる。それ故、ここで導入された n 次元空間を「特性空間」と呼ぶことにする。

2.3.2 特性空間の性質⁶⁾

特性空間に関して次の二つの重要な性質がある。

性質Ⅰ：

「スペクトル $\phi(E)$ に任意の定数 A を乗じて得られたスペクトル $A\phi(E)$ に対応する点はスペクトル $\phi(E)$ に対応する点と同じである。」

性質Ⅱ：

「スペクトル $\phi(E)$ が二つのスペクトル $\phi_1(E)$ と $\phi_2(E)$ から適当な正係数 c_1, c_2 を乗じて合成されるとき、スペクトル $\phi(E)$ に対応する点はスペクトル $\phi_1(E)$ と $\phi_2(E)$ に対応する二点を結ぶ直線上にあり、さらにあらゆる正の c_1, c_2 を用いて得られたスペクトル $\phi(E)$ の全体に対応する点の集合によりこの直線は埋めつくされる。」

性質Ⅰの証明は、前に述べたように、式(2.12)~(2.13)より容易に行なうことができる。

性質Ⅱの証明は次のようにして行なう。スペクトル $\phi(E)$, $\phi_1(E)$, $\phi_2(E)$ に対する目的量をそれぞれ Q , $Q^{(1)}$, $Q^{(2)}$ とし、検出器出力をそれぞれ N_i , $N_i^{(1)}$, $N_i^{(2)}$ ($i=1, 2, \dots, n$)として、

$$K = \frac{Q}{N_1}, \quad K^{(1)} = \frac{Q^{(1)}}{N_1^{(1)}}, \quad K^{(2)} = \frac{Q^{(2)}}{N_1^{(2)}} \quad (2.14)$$

$$R_i = \frac{N_i}{N_1}, \quad R_i^{(1)} = \frac{N_i^{(1)}}{N_1^{(1)}}, \quad R_i^{(2)} = \frac{N_i^{(2)}}{N_1^{(2)}} \quad (i=2, 3, \dots, n) \quad (2.15)$$

と定義すると、上記スペクトルに対応する点はそれぞれ $(R_2, R_3, \dots, R_n, K)$, $(R_2^{(1)}, R_3^{(1)}, \dots, R_n^{(1)}, K^{(1)})$, $(R_2^{(2)}, R_3^{(2)}, \dots, R_n^{(2)}, K^{(2)})$ と表わすことができる。式 (2.6) ~ (2.7) より、目的量と検出器出力に関して次の関係がある。

$$Q = c_1 Q^{(1)} + c_2 Q^{(2)},$$

$$N_i = c_1 N_i^{(1)} + c_2 N_i^{(2)}.$$

式 (2.14) を考慮すると次のようになる。

$$\begin{aligned} K &= \frac{c_1 Q^{(1)} + c_2 Q^{(2)}}{c_1 N_1^{(1)} + c_2 N_1^{(2)}} \\ &= \frac{c_1 N_1^{(1)}}{c_1 N_1^{(1)} + c_2 N_1^{(2)}} \cdot \frac{Q^{(1)}}{N_1^{(1)}} + \frac{c_2 N_1^{(2)}}{c_1 N_1^{(1)} + c_2 N_1^{(2)}} \cdot \frac{Q^{(2)}}{N_1^{(2)}} \\ &= c K^{(1)} + (1 - c) K^{(2)}. \end{aligned} \quad (2.16)$$

ただし、

$$c = \frac{c_1 N_1^{(1)}}{c_1 N_1^{(1)} + c_2 N_1^{(2)}}. \quad (2.17)$$

同様にして次式を得る。

$$R_i = c R_i^{(1)} + (1 - c) R_i^{(2)}. \quad (2.18)$$

式 (2.16) と (2.18) は、 c を助変数とする、点 $(R_2^{(1)}, R_3^{(1)}, \dots, R_n^{(1)}, K^{(1)})$ と点 $(R_2^{(2)}, R_3^{(2)}, \dots, R_n^{(2)}, K^{(2)})$ を通る直線の方程式であり、式 (2.17) より $0 \leq c \leq 1$ であるから、この二点を両端とする線分を表す (Fig. 2-1)。証明終。

性質Ⅱより次の性質Ⅲが導かれることが容易に証明できる。

性質Ⅲ：

「有限または無限のスペクトルの列 $\{\phi_\omega(E)\}$ からあらゆる正係数を乗じて合成されたスペクトル $\phi(E)$ の集合に対応する点の集合は、 $\{\phi_\omega(E)\}$ に対応する点の集合を含む最小の凸集合である。」

2.4 基礎方程式の解

2.4.1 基本凸集合

単エネルギー・スペクトルに対応する特性空間内の点について調べる。単エネルギー E_0 をもつスペクトルは Dirac の δ 関数を用いて次のように表わすことができる。

$$\phi(E) = \phi_i \delta(E - E_0) \quad (2.19)$$

ただし、 ϕ_i は全中性子束密度である。式 (2.19) を式 (2.12) ~ (2.13) へ代入すると、次の表現を得る。

$$K = \frac{q(E_0)}{g_1(E_0)}, \quad R_i = \frac{g_i(E_0)}{g_1(E_0)} \quad (2.20)$$

すなわち、単エネルギー・スペクトルに対応する点は全中性子束密度 ϕ_i に関係なく（これは特性空間の性質 I から明らか）、エネルギー E_0 のみによって唯一点定まる。したがって、エネルギー範囲 ($E_{\min}$, $E_{\max}$) におけるあらゆる単エネルギー・スペクトルに対応する点の集合は、エネルギー E_0 を助変数とする方程式 (2.20) によって表わされる一本の曲線となる。

さて、エネルギー範囲 ($E_{\min}$, $E_{\max}$) の任意のスペクトル $\phi(E)$ は δ 関数を用いて、

$$\phi(E) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \phi(E_0) \delta(E - E_0) dE_0 \quad (2.21)$$

と表わすことができる。 $\phi(E_0) \geq 0$ であるから、式 (2.21) は $\phi(E)$ が単エネルギー・スペクトルの正係数による合成であることを示している。特性空間の性質 III により、エネルギー範囲 ($E_{\min}$, $E_{\max}$) におけるあらゆるスペクトル $\phi(E)$ に対応する特性空間内の点の集合は、単エネルギー・スペクトルに対応する上述の曲線を含む最小の凸集合である。これを基本凸集合と呼び、 Ω で表わす。

特性空間は n 次元 (n は検出器の数) であるから、基本凸集合 Ω が占める領域は n 次元多様体となる。したがって、この領域の境界は $n-1$ 次元の多様体となる。この境界の方程式は検出器出力比 ($R_2, R_3, \dots, R_n$) の二価関数として表わすことができ、これを K_U^q および K_L^q と書けば、基本凸集合 Ω に属する点 ($R_2, R_3, \dots, R_n, K$) は

$$K_L^q(R_2, R_3, \dots, R_n) \leq K \leq K_U^q(R_2, R_3, \dots, R_n) \quad (2.22)$$

と表わすことができる。ここに、添字 q は目的関数の種類を示す。

ここで、式 (2.10) ~ (2.11) を用いて、式 (2.22) を目的量 Q と検出器出力 N_i で表わすと次のようになる。

$$N_1 K_L^q\left(\frac{N_2}{N_1}, \frac{N_3}{N_1}, \dots, \frac{N_n}{N_1}\right) \leq Q \leq N_1 K_U^q\left(\frac{N_2}{N_1}, \frac{N_3}{N_1}, \dots, \frac{N_n}{N_1}\right) \quad (2.23)$$

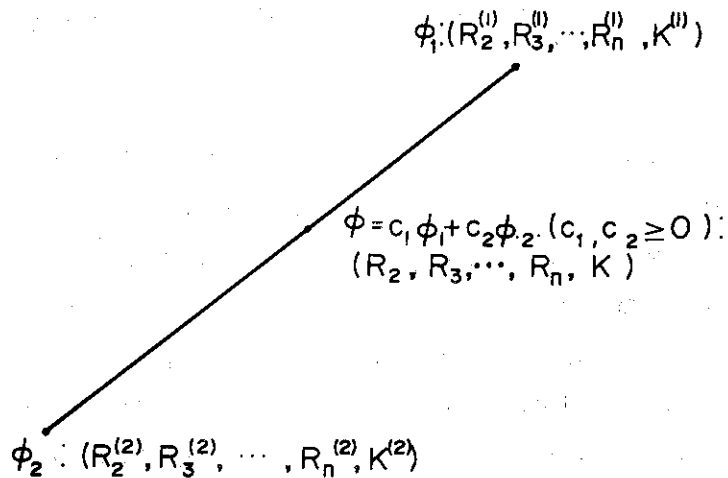


Fig. 2-1. Property of 'Characteristic Space.' When points $(R_2^{(1)}, R_3^{(1)}, \dots, R_n^{(1)}, K^{(1)})$, $(R_2^{(2)}, R_3^{(2)}, \dots, R_n^{(2)}, K^{(2)})$ and $(R_2, R_3, \dots, R_n, K)$ correspond to spectra $\phi_1(E)$, $\phi_2(E)$ and $\phi(E) = c_1 \phi_1(E) + c_2 \phi_2(E)$ ($c_1, c_2 > 0$), then the last point is on a line connecting the other two points.

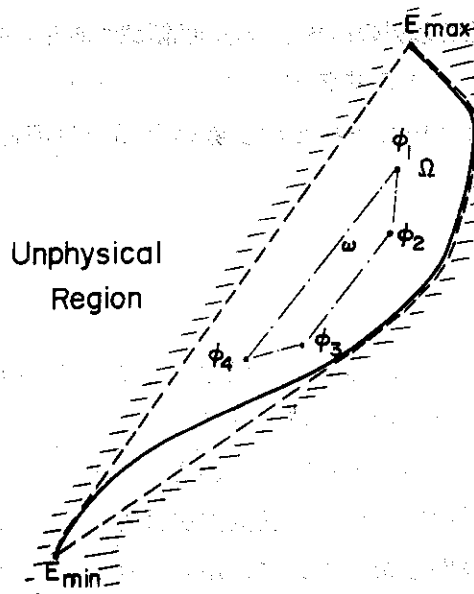


Fig. 2-2. Fundamental Convex Set Ω and Reduced Convex Set ω .

- : monoenergetic curve (ensemble of the points corresponding to monoenergetic spectra).
- : boundary of the Fundamental Convex Set Ω .
- : boundary of the Reduced Convex Set ω whose vertices correspond to spectra $\phi_1, \phi_2, \dots$ (ω is a subgroup of Ω .)

これが基礎方程式(2.6)～(2.7)の厳密解である。このように、一組の出力データ $\{N_i\}$ が与えられたとき、目的量 Q は唯一つ値にならず、式(2.23)で示される範囲のすべての値をとり得ることになる。

2.4.2 簡約凸集合

これまで、スペクトル $\phi(E)$ に対し、エネルギー範囲を定めるほかは何の制限もしなかった。多検出器法の基礎理論としては、このような取り扱いには重要な意義をもつが、実際の応用においては、特に中性子計測の場合、多少問題がある。例えば、1 keV 以下のエネルギー領域では、単エネルギー中性子場は存在せず、 $1/E$ -スペクトルのような幅広いスペクトルをもつ中性子場が存在するだけである。したがって、実際の応用に際しては、このように実在しないスペクトル場は除外し、逆に $1/E$ -減速スペクトル場のようなものを取り入れる必要がある。それ故、これまでのように、問題にしているエネルギー範囲におけるすべての単エネルギー・スペクトルの集合を採る代りに、予想し得るすべてのスペクトル・パターン $\{\phi_k(E)\}$ を取り入れて、実際のスペクトルはそれらの合成とする方法が考えられる。

この場合、あらゆる合成スペクトルに対応する特性空間内の点の集合は $\{\phi_k(E)\}$ に対応する点の集合を含む最小の凸集合である(特性空間の性質Ⅲ)。これを簡約凸集合と呼び、 ω で表わす。もちろん、簡約凸集合 ω は基本凸集合 Ω の部分集合である。実際の中性子場のスペクトルが先験的に決められたスペクトル・パターン $\{\phi_k(E)\}$ の合成で表わせなかったときは、それに対応する特性空間内の点は簡約凸集合 ω の外にあることになるが、その場合でも基本凸集合 Ω の外に出ることはあり得ない。基本凸集合 Ω 以外の領域は非物理的領域である(Fig. 2-2)。

基本凸集合 Ω が単に $\phi(X) \geq 0$ としたときの基礎方程式(2.6)～(2.7)の解であるのに対して、簡約凸集合 ω はさらに実在しない中性子場を取り除いた場合の解とすることができる。

2.5 凸集合の境界

2.5.1 凸集合と接平面

本小節では、凸集合の境界としての接平面、高次元多様体としての凸集合と接平面などについて明確にその概念を把握し、後の議論の準備をすることにする。

基本凸集合は単エネルギー曲線を含む最小の凸集合と定義されている(第2.4.1節)。その境界は一般に曲面であるが、これを解析的に求める一般的方法はない。そこで、凸集合に接する平面、すなわち接平面によってその境界を表わす方法が用いられる。この接平面は代数幾何学的方法を用い、数値計算によって求めることができる。数値計算を行うために、単エネルギー曲線をいくつかの点で代表する。これを代表点と呼ぶことにする。この代表点の集合は単エネルギー曲線を再現できるように選ぶ必要がある。基本凸集合の境界は、この代表点の集合を含む最小の凸集合の接平面として求められ、全体として閉じた断片的平面となる。

簡約凸集合はスペクトル・パターン $\{\phi_k(E)\}$ に対応する点の集合を含む最小の凸集合と定義されている(第2.4.2節)から、これらの点を代表点として基本凸集合の場合と同様に扱うことができる。

さて、使用する検出器の数が n 個であるとき、特性空間は n 次元空間となる。したがって、

凸集合（以下、特に断わらない限り、基本凸集合と簡約凸集合の両方を指す。）は n 次元多様体、接平面は $n-1$ 次元多様体となる。 $n-1$ 次元平面は n 個の点を指定することによって一義的に定まる。この n 個の点を代表点の中から第 2.5.3 節の方法で選ぶと、接平面上で凸集合の境界に属する部分は、この n 個の点を頂点とする $n-1$ 次元多様体である。実際には、凸集合境界の平面が n 個より多くの点を頂点とする場合も生ずるが、この場合でも、 n 個の点を頂点とする $n-1$ 次元多様体に分割することができる。これを二次元平面で言うと、四角形は 2 つの三角形に、五角形は 3 つの三角形に、……というように分割することができる。こうすると、どのような場合でも凸集合の境界は n 個の点を頂点とする $n-1$ 次元多様体の連続で表わすことができる。検出器の数が 3 個の場合は、三次元空間の一定の領域を多くの三角形で包んだ形となる。

2.5.2 代 表 点

基本凸集合を数値計算で求めるためには、単エネルギー曲線から代表点を決定しなければならない。それには二通りの方法がある。一つは、単エネルギー曲線上に適当に点をとっていく方法であり、他は、エネルギー範囲 ($E_{\min}$, $E_{\max}$) を適当に分割し、各区間内で適当な重みをつけた平均点をとることである。後者の場合は代表点は次のように与えられる。

$$K^{(j)} = \frac{\int_{E_{j-1}}^{E_j} q(E) W(E) dE}{\int_{E_{j-1}}^{E_j} g_1(E) W(E) dE}, \quad (2.24)$$

$$R_i^{(j)} = \frac{\int_{E_{j-1}}^{E_j} g_i(E) W(E) dE}{\int_{E_{j-1}}^{E_j} g_1(E) W(E) dE}. \quad (2.24)'$$

ここに、 E_j は j 番目のエネルギー区間の上限で、 $E_0 = E_{\min}$, $W(E)$ は重みである。また、 $i = 2, 3, \dots, n$; $j = 1, 2, \dots, \lambda$ で、 λ は代表点の数である。重み $W(E)$ として、 $1/E$ スペクトルを用いることが先ず考えられる。

簡約凸集合の場合、 λ 種類のスペクトル $\{\phi_j(E)\}$ が選ばれたとすれば、代表点は次のように与えられる。

$$K^{(j)} = \frac{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} q(E) \phi_j(E) dE}{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} g_1(E) \phi_j(E) dE}, \quad (2.25)$$

$$R_i^{(j)} = \frac{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} g_i(E) \phi_j(E) dE}{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} g_1(E) \phi_j(E) dE} \quad (2.26)$$

基本凸集合の場合、代表点の数をあまり小さくとると、得られる凸集合は実際の凸集合より小さくなるので、 λ は十分大きくとる必要がある。

2.5.3 接平面の方程式

代表点から凸集合接平面の方程式を求めるには、代数幾何学的方法を用いる。代表点は、任意の順序で番号 j ($j=1, 2, \dots, \lambda$) をつけ、記号 P_j で表わす。その座標を $(R_2^{(j)}, R_3^{(j)}, \dots, R_n^{(j)}, K^{(j)})$ と書く。また、同じ座標をもつ代表点は 2 個以上存在しないとする。実際の手順を以下に述べる。

1) 特性空間座標原点の移動

代表点の中心座標は

$$\bar{K} = \frac{1}{\lambda} \sum_{j=1}^{\lambda} K^{(j)}, \quad \bar{R}_i = \frac{1}{\lambda} \sum_{j=1}^{\lambda} R_i^{(j)} \quad (2.27)$$

により与えられる。ただし、 λ は代表点の数である。特性空間の座標の原点を代表点の中心へ移動し、各代表点の座標を次のように表わす。

$$x_1^{(j)} = K^{(j)} - \bar{K}, \quad (2.28a)$$

$$x_i^{(j)} = R_i^{(j)} - \bar{R}_i, \quad (i = 2, 3, \dots, n). \quad (2.28b)$$

2) 一頂点の決定

j を変化させて $\{x^{(j)}\}$ の最大値

$$x_1^{j_1} = \max_j x_1^{(j)} \quad (2.29)$$

を求める。このとき、代表点 P_{j_1} は接平面の一つの頂点である。

3) 一接平面の決定

$x_1 - x_2$ 平面において、代表点 P_{j_1} と他の任意の代表点 P_k を通る直線を考える。これは次のように表わすことができる。⁷⁾

$$S(x_1, x_2) \equiv \begin{vmatrix} x_1 & x_2 & 1 \\ x_1^{(j_1)} & x_2^{(j_1)} & 1 \\ x_1^{(k)} & x_2^{(k)} & 1 \end{vmatrix} = 0 \quad (2.30)$$

この直線に対し残りのすべての代表点 P_j ($j \neq j_1$ および k) が原点側にあるとき、この直線は接平面上にあり、代表点 P_k は接平面の頂点となる。平面は直線によって正領域と負領域に

$$K^{(j)} = \frac{\int_{(j-1)\Delta u}^{j\Delta u} h(u) W(u) du}{\int_{(j-1)\Delta u}^{j\Delta u} g_1(u) W(u) du}, \quad (2.39)$$

$$R_i^{(j)} = \frac{\int_{(j-1)\Delta u}^{j\Delta u} g_i(u) W(u) du}{\int_{(j-1)\Delta u}^{j\Delta u} g_1(u) W(u) du}, \quad (i=2,3), \quad (2.40)$$

ここに、 $j = 1, 2, \dots, 10$ 、 $\Delta u = 16.6/10 = 1.66$ で、 $g_1(u)$ 、 $g_2(u)$ および $g_3(u)$ は検出器系Ⅲおよびシンチレーション計数管の感度を示す。また、重み $W(u) = 1$ とする。式(2.39)～(2.40)で計算された代表点の座標をTable 2-1に示す。

代表点を R_2 - R_3 面および R_3 - K 面に投影した点は、それぞれFig. 2-3およびFig. 2-4のようになる。投影された点を含む最小の凸集合(図に実線で示す)は、求めるべき基本凸集合のそれぞれの平面への投影を示す。

三次元基本凸集合をFig. 2-5に示す。その接平面を代表点の番号でTable 2-2に示す。また、 R_3 を一定とした断面の頂点の座標を R_3 をパラメータとしてTable 2-3に示す。

感度特性 $g_1(u)$ と $g_2(u)$ の検出器を用いる二検出器法では、基本凸集合はFig. 2-5に示す最も外側の実線のようになる。この場合、 $R_2 = 3.5$ のときの K のとり得る範囲は $K = 3.6 \sim 11.2 \text{ mrem/hr/cpm}$ である。しかるに、Fig. 2-6に示す三検出器法における基本凸集合では、 $R_2 = 3.5$ 、 $R_3 = 0.045$ のとき K のとり得る範囲は $K = 3.7 \sim 5.8 \text{ mrem/hr/cpm}$ であり、 $R_2 = 3.5$ 、 $R_3 = 0.114$ のとき K の得る範囲は $K = 7.8 \sim 9.7 \text{ mrem/hr/cpm}$ となる。このように情報量が1個増えると、 K のとり得る範囲は極めて小さくなる。

2.7 結 論

本章では、従来全く触れられなかった多検出器法の厳密な取り扱いについて詳論した。先ず、目的量と検出器出力を定める式(2.6)～(2.7)を基礎方程式とし、出力データが与えられたときの目的量に関する厳密解を、特性空間の導入により、求める方法について述べた。この厳密解は特性空間における単エネルギー曲線を含む最小の凸集合で与えられることが分かり、これを基本凸集合と呼んだ。すなわち、基礎方程式の解は次の事実を示している。ある一組の出力データが与えられたとき、目的量は一義的に定まらず、基本凸集合の境界によって決められる上限と下限の間の任意の値を取る。

多検出器法により目的量を評価するということは、このようにある幅をもっているものを一つの値で近似することである。これをどのような近似法で行なったにしても、その近似値のもつ誤差は上記基本凸集合の境界で与えられる。この事実は種々の近似法の精度の判定に使用できるばかりでなく、誤差最小の近似法(最適処理法)の基礎原理となる(第三章参照)。

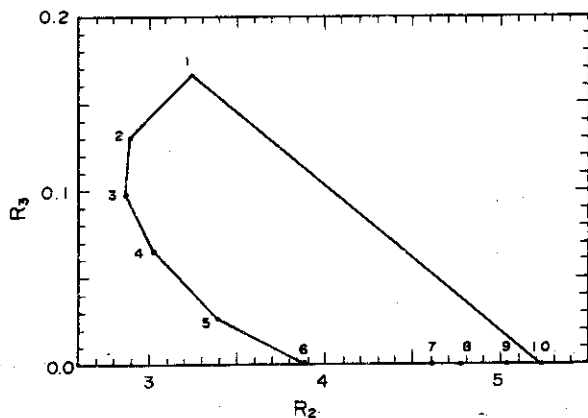


Fig. 2-3. R_2 - R_3 plane for an illustrative calculation. Numbered points show the representative points. The solid lines denote the projectile of the boundary of the fundamental convex set.

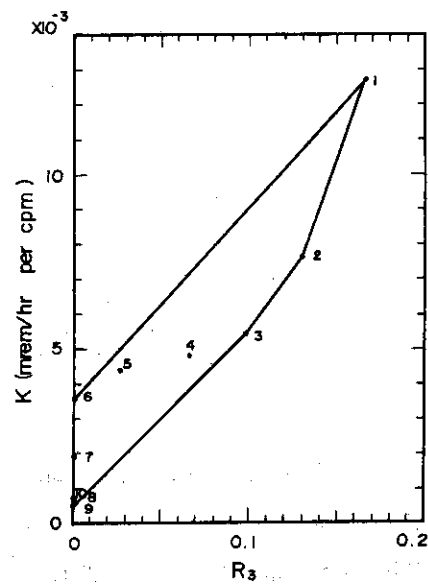


Fig. 2-4. R_3 - K plane. Notations are the same as in Fig. 2-3.

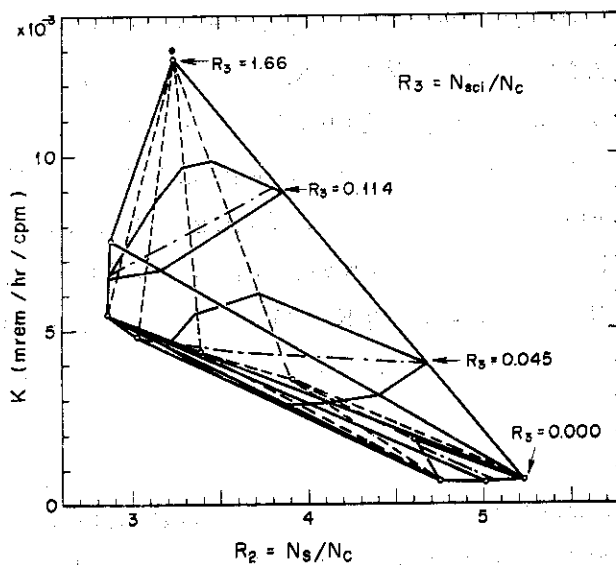


Fig. 2-5. The fundamental convex set obtained in the illustrative calculation ($n=3, \lambda=10$).

Table 2-1. Co-ordinates(R_2, R_3, K) of the representative points selected for an illustrative calculation. These points correspond to the 1/E-spectra of different energy ranges, in the case of dose equivalent rate evaluation using Detector System III mentioned in Table 4-2 and a scintillation counter (Three Detector Method).

No.	Energy Range	Lethargy Range	R_2	R_3	K ($\frac{\text{mrem/hr}}{\text{cpm}}$)
1	10 MeV - 1.9 MeV	0 - 1.66	3.24	0.166	1.27×10^{-2}
2	1.9 MeV - 363 keV	1.66 - 3.32	2.89	0.136	7.58×10^{-3}
3	363 keV - 69 keV	3.32 - 4.98	2.86	0.098	5.40×10^{-3}
4	69 keV - 13 keV	4.98 - 6.64	3.02	0.065	4.82×10^{-3}
5	13 keV - 2.5 keV	6.64 - 8.30	3.39	0.026	4.37×10^{-3}
6	2.5 keV - 471 eV	8.30 - 9.95	3.91	0.000	3.51×10^{-3}
7	471 eV - 90 eV	9.95 - 11.61	4.61	0.000	1.90×10^{-3}
8	90 eV - 17 eV	11.61 - 13.27	4.76	0.000	6.20×10^{-4}
9	17 eV - 3.3 eV	13.27 - 14.93	5.02	0.000	5.68×10^{-4}
10	3.3 eV - 0.63 eV	14.93 - 16.59	5.23	0.000	6.61×10^{-4}

Table 2-2. Tangential planes of the three dimensional convex set denoted by representative point numbers.

Tangential Plane No.	Representative Point No.		
1	1	2	3
2	10	2	3
3	1	4	3
4	1	2	10
5	10	9	3
6	8	4	3
7	1	4	5
8	7	6	10
9	8	9	3
10	10	9	7
11	8	4	5
12	1	6	5
13	7	6	10
14	8	9	7
15	8	6	5
16	7	6	8

Table 2-3. Co-ordinates of the vertices of the cross sections at $R_3 = 0.045$ and 0.114 of the convex set.

$R_3 = 0.045$		$R_3 = 0.114$	
R_2	K	R_2	K
	$\times 10^{-3}$		$\times 10^{-3}$
4.42	3.07	2.96	7.16
4.13	2.87	2.88	6.49
4.69	3.97	3.19	6.71
4.02	2.82	3.13	8.65
3.54	3.55	3.86	8.95
3.88	2.85	3.30	9.63
3.37	5.54	3.45	9.84
3.20	4.59		
3.73	6.04		

以上は中性子計測以外の分野（例えば、 γ 線による被曝線量評価など）へも適用できる一般の原理として重要なものであるが、中性子計測においては注意すべきことが一つある。基本凸集合は、中性子場のスペクトル $\phi(E)$ に関して、対象とするエネルギー範囲（ $E_{\min}$, $E_{\max}$ ）で $\phi(E) \geq 0$ という条件だけをつけて導びかれたものであるが、この条件は現実には存在しないスペクトル・パターン（例えば1 keV以下の単エネルギー・スペクトル）までも含んでいる。そこで本研究では、中性子場のスペクトル $\phi(E)$ を単エネルギー・スペクトルの合成と考える代わりに、現実には存在すると思われるスペクトル・パターンを十分な数だけ（検出器の数よりはるかに多く）採り入れて、スペクトル $\phi(E)$ をこれらの合成と考える方法を提案した。この場合、基礎方程式の解はやはり特性空間における凸集合となるが、これは基本凸集合の部分集合で与えられる。これを簡約凸集合と呼んだ。この方法は、スペクトル・パターンの選び方に任意性を含んでいるので、多検出器法の基礎原理として厳密性を欠くものであるが、実用上は非常に有効である（第四章）。

本章で導びかれた原理が実際に適用できるか否かは、基本凸集合または簡約凸集合の境界が求められるか否かに依る。本研究では、これらの凸集合に外接する平面、すなわち凸集合の接平面を代数幾何学的方法により求め、それらの接平面全体によって決定された閉じた断片的平面を以って凸集合の境界とした。実例について数値計算した結果、本法が多検出器法の基礎理論として十分役立つことが立証された。

文 献

- 1) R. Gold : Nucl. Sci. Eng. **20**(1964)439.
- 2) G. Di Cola and A. Rota : Nucl. Sci. Eng. **23**(1965)344.
- 3) 木村逸郎, 小林捷平, 柴田俊一 : 京都大学原子炉実験所報告 KURRI-TR-27.
- 4) ICRP Publication 21 : Data for Protection against Ionizing Radiation from External Sources ; Supplement to ICRP Publication 15(1971).
- 5) H. Ryufuku : Japan. J. appl. Phys. **5**(1966)903.
- 6) H. Ryufuku and T. Nakayama : Japan. J. appl. Phys. **8**(1969)1242.
- 7) 矢野健太郎 : 代数学と幾何学(裳華房, 1958) p.200.
- 8) 同上 p.202.

タ処理に十分生かすためには、単エネルギー曲線を基に得られた基本凸集合の代りに、予想できるすべてのスペクトル・パターンを選び、^{*} それらに対応する特性空間内の点を定め、これらを含む最小の凸集合（第二章で簡約凸集合と名づけられた）を求める。簡約凸集合はスペクトル・パターンの合成として得られるスペクトルに対応する点をすべて含んでいるから、極めて多種のスペクトルを対象としていることになる。これ以降の取り扱いの基本凸集合を用いる方法と同様である。

このように本研究における処理法は、最初に誤差の限界を求め、それを基に誤差最小の近似を行つているので、本法による処理法は最適処理法と言うことができる。

なお、本章においても第二章で導入された概念と記号をそのまま用いる。さらに、検出器出力 $\{N_i\}$ の比 $R_2=N_2/N_1$, $R_3=N_3/N_1$, ..., $R_n=N_n/N_1$ の全体を表わすとき、単に R と書く。例えば、 $K(R_2, R_3, \dots, R_n)$ を $K(R)$ と書く。

3.2 基本凸集合を用いる方法

3.2.1 最小誤差近似

第二章で述べたように、目的量 Q は基本凸集合の上限 $K_U^p(R)$ と下限 $K_L^p(R)$ に対して

$$K_L^q(R) \leq \frac{Q}{N_1} \leq K_U^q(R)$$

の関係にある（式（2.23））。多検出器法とは、出力の比 R が与えられたとき、このように一定の範囲内で不足である量 $K \equiv Q/N_1$ を適当な値 $K_a(R)$ で近似し、目的量を

$$Q \approx K_a(R) N_1 \quad (3.1)$$

と評価することにはかならない。したがって、評価値の最大誤差を最小にするためには、

$$K_a(R) = \frac{1}{2} [K_L(R) + K_U(R)]$$

により $K_a(R)$ を決めればよいことになる。しかし、本研究においては、 $0 \leq K_L(R)/K_U(R) \leq 1$ を満足するすべての場合を取り扱うので、むしろ対数を取った場合の誤差が最小になるように $K_a(R)$ を決めた方が実際の目的に適している。

$$S_L(R) = \ln [K_L^q(R)],$$

$$S_U(R) = \ln [K_U^q(R)],$$

$$S_a(R) = \ln [K_a^q(R)]$$

とおき、

*) スペクトル・パターンの数を検出器の数 n と同数とすると、本質的に直交展開法と同じになるが、ここで用いるスペクトル・パターンの数は直交展開法で用いる基底関数の数に比べてはるかに大きいので、直交展開法とは本質的に異なる取り扱いを行うことになり、得られる結果も著しく異なるものである。

$$S_a(R) = \frac{1}{2} [S_L(R) + S_U(R)]$$

により $S_a(R)$ を決めれば、最大誤差は

$$e(R) = S_U(R) - S_a(R) = S_a(R) - S_L(R)$$

となる。したがって、 $K_a(R)$ は次のように決定される。

$$\begin{aligned} K_a(R) &= \exp[S_a(R)] \\ &= \exp\left[\frac{1}{2}\{S_L(R) + S_U(R)\}\right] \\ &= \exp\left[\frac{1}{2}\{\ln K_L(R) + \ln K_U(R)\}\right] \\ &= \{K_L(R) K_U(R)\}^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (3.2)$$

また、誤差を

$$E(R) = \exp[e(R)]$$

で表わすことにすれば、同様にして

$$E(R) = \left\{ \frac{K_U(R)}{K_L(R)} \right\}^{\frac{1}{2}}$$

となる。

誤差 $E(R)$ が小さければ小さい程よい検出器系であるといえるから、「検出器系の良度」として次の量を導入する。

$$\begin{aligned} f.m. &= \left[\max_R E(R) \right]^{-1} \times 100 \\ &= \min \left\{ \frac{K_L(R)}{K_U(R)} \right\}^{\frac{1}{2}} \times 100. \end{aligned}$$

良度が 100 のとき $E(R) \equiv 1$ となり最小誤差近似による評価値には誤差はない。良度が 50 のとき $\max_R E(R) = 2$ となる。

式 (3.2) は実際の応用に当つて取り扱いが不便なので、これを基にして断片的線形近似および非線形近似を最小自乗法を用いて導びくことにする。

3.2.2 断片的線形近似

検出器出力の比 R をいくつかの領域に分割し、各領域ごとに $n-1$ 次元平面で基本凸集合を近似することを考える。これを断片的線形近似という。この場合、式 (3.2) に最小自乗法で合わせることににより、近似的平面を決定する方法が有効である。 R のある選ばれた m 個の点 ($0 \leq m \leq n$) では式 (3.2) に一致させ、その他では最小自乗法による方法を採用しよう。

平面の方程式を

$$K = A_1 + \sum_{i=2}^n A_i R_i. \quad (3.3)$$

とすれば、この平面が点 $(R^{(j)}, K_a(R^{(j)}))$ ($j=1, 2, \dots, m; m \leq n$) を通るためには次式が満足されねばならない。

$$K_a(R^{(j)}) = A_1 + \sum_{i=2}^n A_i R_i^{(j)}. \quad (3.4)$$

最小自乗法を行なうための点を $R^{(j)}; j=1, 2, \dots, \nu$ とする。このとき、

$$I = \sum_{j=1}^{\nu} \left\{ K_a(R^{(j)}) - A_1 - \sum_{i=2}^n A_i R_i^{(j)} \right\}^2 - \sum_{j=1}^m \lambda_j \left\{ K_a(R^{(j)}) - A_1 - \sum_{i=2}^n A_i R_i^{(j)} \right\}, \quad (3.5)$$

$\frac{\partial I}{\partial A_k} = 0$ とおくことにより次式を得る。ただし $R_i^{(j)} = 1$ とおく。

$$-\sum_{j=1}^{\nu} \left\{ K_a(R^{(j)}) - \sum_{i=1}^n A_i R_i^{(j)} \right\} \cdot 2 R_k^{(j)} = 0. \quad (3.6)$$

$$(k=1, 2, \dots, n)$$

$\frac{\partial I}{\partial \lambda_j} = 0$ とおくことにより次式を得る。

$$K_a(R^{(j)}) - \sum_{i=1}^n A_i R_i^{(j)} = 0, \quad (j=1, 2, \dots, m). \quad (3.7)$$

ここで、行列 α およびベクトル β, γ の要素を

$$\alpha_{ki} = 2 \sum_{j=1}^{\nu} R_k^{(j)} R_i^{(j)}, \quad (1 \leq k \leq n, 1 \leq i \leq n),$$

$$\alpha_{ki} = R_k^{(j)}, \quad (1 \leq k \leq n, n+1 \leq i \leq n+m).$$

$$\alpha_{ki} = R_i^{(k)}, \quad (n+1 \leq k \leq m, 1 \leq i \leq n),$$

$$\alpha_{ki} = 0, \quad (n+1 \leq k \leq n+m, n+1 \leq i \leq n+m)$$

$$\beta_k = A_k, \quad (1 \leq k \leq n),$$

$$\beta_k = \lambda_{k-n}, \quad (n+1 \leq k \leq n+m),$$

$$\gamma_k = 2 \sum_{j=1}^{\nu} K_a(R^{(j)}) R_k^{(j)}, \quad (1 \leq k \leq n),$$

$$\gamma_k = K_a(R^{(k)}), \quad (n+1 \leq k \leq n+m). \quad (3.8)$$

とおけば、式(3.6)と(3.7)はまとめて次のように表わすことができる。

$$\alpha \beta = r \quad (3.9)$$

行列 α の逆行列を α^{-1} とすれば、 β は次のようにして得られる。

$$\beta = \alpha^{-1} r \quad (3.10)$$

これより平面の方程式は次のようになる。

$$K = \beta_1 + \sum_{i=2}^n \beta_i R_i. \quad (3.11)$$

最小自乗法を用いしないで、曲面 $K_n(R)$ 上に n 個の点を選び、これらの点を通る $n-1$ 次元平面として近似的平面を決定することもできる。この平面の方程式は次のように表わすことができる。

$$\begin{vmatrix} 1 & R_2 & R_3 & \cdots & R_n & K \\ 1 & R_2^{(1)} & R_3^{(1)} & \cdots & R_n^{(1)} & K_a(R^{(1)}) \\ 1 & R_2^{(2)} & R_3^{(2)} & \cdots & R_n^{(2)} & K_a(R^{(2)}) \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ 1 & R_2^{(n)} & R_3^{(n)} & \cdots & R_n^{(n)} & K_a(R^{(n)}) \end{vmatrix} = 0. \quad (3.12)$$

式(3.11)または(3.12)が R の1つの領域における近似的平面の方程式である。

3.2.3 非線形近似

最小誤差法により得られた断片の曲面 $K_a(R)$ に最小自乗法で多項式を台せることを考えよう。多項式を次のように表わす。

$$K = \sum_{i=0}^I \sum_{\alpha+\beta+\cdots+\lambda=i} B(\alpha, \beta, \cdots, \lambda) R_2^\alpha R_3^\beta \cdots R_n^\lambda. \quad (3.13)$$

ここに、 I は多項式の次数、 $\sum_{\alpha+\beta+\cdots+\lambda=i}$ は $\alpha + \beta + \cdots + \lambda = i$ という条件のもとで $\alpha, \beta, \cdots, \lambda$ を変化されたときのすべての項の和を表わし、 $B(\alpha, \beta, \cdots, \lambda)$ は決定すべき係数である。前と同様にして、合わすべき点の数を ν とし、それらの点を $\{R^{(j)}, K_a(R^{(j)})\}$ とする。

$$J = \sum_{j=1}^{\nu} \left\{ K_a(R^{(j)}) - \sum_{i=0}^I \sum_{\alpha+\beta+\cdots+\lambda=i} B(\alpha, \beta, \cdots, \lambda) (R_2^{(j)})^\alpha (R_3^{(j)})^\beta \cdots (R_n^{(j)})^\lambda \right\}^2 \quad (3.14)$$

とおき、 $\frac{\partial J}{\partial B(\alpha, \beta, \cdots, \lambda)} = 0$ とおくことにより次式を得る。

$$\begin{aligned} & -2 \sum_{j=1}^{\nu} \left\{ K_a(R^{(j)}) - \sum_{i=0}^I \sum_{\alpha+\beta+\cdots+\lambda=i} B(\alpha, \beta, \cdots, \lambda) (R_2^{(j)})^\alpha (R_3^{(j)})^\beta \cdots (R_n^{(j)})^\lambda \right\} \\ & \times (R_2^{(j)})^\alpha (R_3^{(j)})^\beta \cdots (R_n^{(j)})^\lambda = 0. \end{aligned} \quad (3.15)$$

ここで、ベクトル B の要素を次のように表わす。

$$B(1) = B(0, 0, \dots, 0)$$

$$B(2) = B(1, 0, \dots, 0)$$

$$B(3) = B(0, 1, 0, \dots, 0)$$

$$B(1 + {}_{n-1}H_1) = B(0, 0, \dots, 0, 1)$$

$$B(1 + {}_{n-1}H_1 + 1) = B(2, 0, \dots, 0)$$

$$B(1 + {}_{n-1}H_1 + 2) = B(1, 1, 0, \dots, 0)$$

$$B(1 + {}_{n-1}H_1 + 3) = B(1, 0, 1, 0, \dots, 0)$$

$$B(1 + 2 {}_{n-1}H_1) = B(1, 0, \dots, 0, 1)$$

$$B(1 + 2 {}_{n-1}H_1 + 1) = B(0, 2, 0, \dots, 0)$$

$$B(1 + 2 {}_{n-1}H_1 + 2) = B(0, 1, 1, 0, \dots, 0)$$

$$B(1 + {}_{n-1}H_1 + {}_{n-1}H_2) = B(0, 0, \dots, 0, 2)$$

$$B(1 + {}_{n-1}H_1 + {}_{n-1}H_2 + \dots + {}_{n-1}H_I) = B(0, 0, \dots, 0, I)$$

ただし、 H は重複組合せの記号である。また、行列 A およびベクトル C の要素を付録のように定義すれば、式 (3.1.5) は次のようになる。

$$AB = C \quad (3.1.6)$$

故に、行列 A の逆行列を A^{-1} とし、

$$B = A^{-1}C \quad (3.1.7)$$

を得る。 $B \rightarrow B$ の書きかえを行なって式 (3.1.3) の係数を得ることができる。

3.3 簡約凸集合を用いる方法

3.3.1 スペクトル・パターンの決定

基本凸集合は、あらゆるスペクトルが単エネルギー・スペクトルの合成で表わされるという考えで、基礎方程式(2.6)～(2.7)の解として求められた。しかし、単エネルギー・スペクトルを採る代りに、種々のスペクトル・パターンを採り入れて、あらゆるスペクトルはそれらの合成と考える方法も成り立つ。このような考えで基礎方程式を解き、得られたのが簡約凸集合である。両者の違いは、前者は $\phi(E) \geq 0$ なるスペクトルをすべて含んでいるのに対し、後者はこれらのうちから現実には存在しないスペクトルを取り除けるという点にある。したがって、常に簡約凸集合は基本凸集合の部分集合である。簡約凸集合を求めるには、データ処理に先だってスペクトル・パターンを決めなければならないので、実際の応用に当たっては、ある程度の不確かな要素が入り、したがって近似的方法であることを免れない。

簡約凸集合を用いる必要があるのは特に中性子計測の場合である。すなわち、中性子場で1 keV以下の単エネルギー・スペクトルをもつものではなく、このようなスペクトルまで含んだ基本凸集合では近似が著しく悪くなる場合がある。このような場合は簡約凸集合を用いる方法が有効である。スペクトル・パターンの決定の一つの方法として、中性子発生源におけるスペクトルとその減速スペクトルを採る方法が考えられる。減速スペクトルは、種々の場合(減速材の種類、形状、配置など)について、精度よい計算により理論的に決定する方法もよいが、近似的に $1/E$ スペクトルで置き替えても実用上十分な精度が得られる。

スペクトル・パターンの種類はいくら多く採ってもよく、また互に独立である必要はない。すなわち、同じものが2つ以上あってもよく、あるものが他のいくつかのパターンの合成で表わされてもよい。この点は直交展開法の基底関数に対する制約⁷⁾と著しく異なる点である。

3.3.2 本近似法とその特徴

簡約凸集合を用いた場合も、前節と同様の方法により、最小誤差近似、断片的線形近似、非線形近似を導びくことができる。本法によって得られた近似は、基本凸集合が $K=0$ 面に接近していて、簡約凸集合がそれより離れている場合は、基本凸集合を用いた近似よりそれだけ精度がよくなる。また、検出器の感度特性によっては、簡約凸集合が基本凸集合よりはるかに小さい場合があるが、このような場合も近似度は著しく向上する。

本法において、スペクトル・パターンの数を減らしつていき、これが使用している検出器の数 n と同じになると、簡約凸集合は $n-1$ 次元平面に縮退する。このとき得られる近似法は直交展開法⁷⁾と同じである。また、逆にスペクトル・パターンの数を増やしていくと、簡約凸集合は基本凸集合に近づいていく。したがって、本法は形式上基本凸集合による近似から直交展開法までを含んでいることになる。それ故、本法を有効に活用するためには、余分なスペクトル・パターンを採り入れず、また決して少な過ぎないように配慮する必要がある。

3.4 ベクトル目的量の評価

3.4.1 平均エネルギーの評価

線量当量率、全粒子束密度等を評価する場合は Q をスカラー量として基礎方程式 (2.6) ~ (2.7) を解けばよかったが、平均エネルギー、分散等を評価する場合は Q をベクトルとして扱わねばならない。式 (2.2) で与えられるエネルギー・モーメント J_i を用いて、平均エネルギーを評価する場合は

$$Q = (J_0, J_1), \quad (3.18)$$

分散を評価する場合は

$$Q = (J_0, J_1, J_2)$$

とする。さらに高次のエネルギー・モーメントを必要とする場合も同様である。

さて、平均エネルギーを問題とする場合には、特性空間の座標は次のように与えられる。

$$K_0 = \frac{J_0}{N_1}, K_1 = \frac{J_1}{N_1}, \quad (3.19)$$

$$R_i = \frac{N_i}{N_1}, \quad (i=2, 3, \dots, n). \quad (3.20)$$

したがって特性空間は $n+1$ 次元となる。基本凸集合および簡約凸集合はこれまでと同じ方法で求めることができる。これらの凸集合の境界を次のように表わす。

$$S(K_0, K_1, R) = 0 \quad (3.21)$$

ただし、 R は $(R_2, R_3, \dots, R_n)$ を表わす。いま、式 (3.21) の左辺が境界の内側で負、外側で正になるように任意符号を定めれば、基礎方程式の解は

$$S(K_0, K_1, R) \leq 0 \quad (3.21)$$

と表わすことができる。 R を固定したとき、 K_0 と K_1 の関係はなお二次元凸領域で与えられる (Fig. 3-1)。

平均エネルギーの評価とは、このような範囲で不確定な量を唯一点で近似することに他ならない。そこで、全粒子束密度 J_0 に関する K_0 について、次の方法により近似する。 R を固定し、 K_1 は任意としたときの、 K_0 の最大および最小値を求め、最小誤差近似を行う。

$$K_0^a(R) = \{K_0^L(R) K_0^U(R)\}^{\frac{1}{2}} \quad (3.22)$$

ただし、

$$K_0^L(R) = \min S_2^R(K_1) \quad (3.23)$$

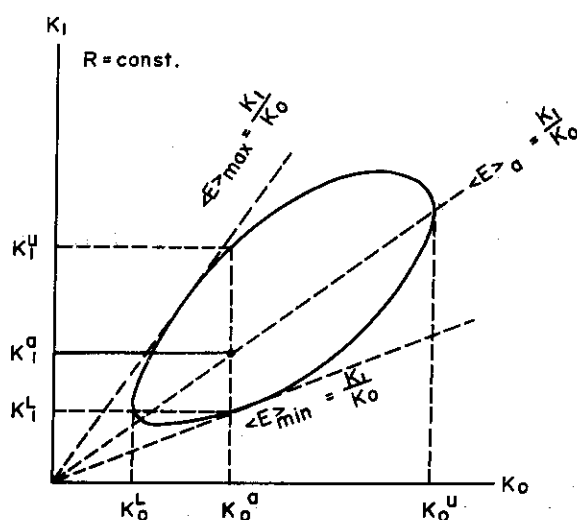


Fig. 3-1. Determination of the approximate average energy from the boundary of the convex set.

Closed solid line : boundary of the convex set when R is fixed.

Average energy : $\langle E \rangle \approx K_1^a / K_0^a$, where

$$K_0^a = (K_0^L K_0^U)^{\frac{1}{2}}, \quad K_1^a = (K_1^L K_1^U)^{\frac{1}{2}}.$$

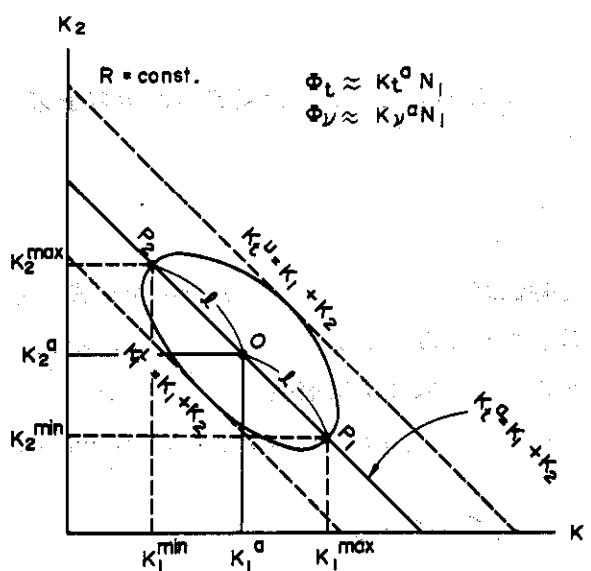


Fig. 3-2. Determination of the approximate group flux density from the boundary of the convex set. The example shows the case of two groups.

Closed solid line : boundary of the convex set when R is fixed.

Group flux density: $\Phi_v \approx K_v^a N_1$ ($v = 1, 2$).

Total flux density: $\Phi_t \approx K_t^a N_1$, where $K_t^a = (K_t^L K_t^U)^{\frac{1}{2}}$.

$$K_0^U(R) = \max_{K_1} S_2^R(K_1) \quad (3.24)$$

ただし、 R を固定したときの二次元凸領域の境界を次のように表わす。

$$K_0 = S_2^R(K_1) \quad (3.25)$$

次に、 K_1 を以下のように近似する。 R を固定、 K_0 を $K_0^a(R)$ と固定すると、二次元凸領域における K_1 の下限および上限が定まる。これを

$$K_1^L(K_0^a, R), K_1^U(K_0^a, R) \quad (3.26)$$

で表わし、 K_1 を次のように近似する。

$$K_1^a(R) = \{K_1^L(K_0^a, R) K_1^U(K_0^a, R)\}^{\frac{1}{2}}. \quad (3.27)$$

式(3.22)および(3.27)を用いて、平均エネルギーを次のように評価する。

$$\langle E \rangle_a = \frac{K_1^a(R)}{K_0^a(R)} \quad (3.28)$$

平均エネルギーの最大最小は式(3.25)で表わされる二次元凸領域の境界値より決定できる。これを $\langle E \rangle_{\max}$ 、 $\langle E \rangle_{\min}$ と表わすと、 $\langle E \rangle_a$ は一般に

$$\langle E \rangle_a \approx \{\langle E \rangle_{\max} \langle E \rangle_{\min}\}^{\frac{1}{2}} \quad (3.29)$$

である。式(3.29)の両辺を等しいとおいて決定した $\langle E \rangle$ は全粒子束密度の最小誤差近似と異なる J_0 を用いることになる。

3.4.2 エネルギー分布の評価

検出器が無数にあり、その感度特性がヒルベルト空間で完全系を構成するならば、式(2.7)を解いて厳密にスペクトル $\phi(E)$ を求めることができる。しかし、現実には非常に少数の検出器が使用可能であるので、スペクトルを大まかに把握するはかない。

エネルギー範囲を m 個($m < n$)の区間 (E_0, E_1) , (E_1, E_2) , ..., (E_{m-1}, E_m) に分け、

$$\theta_\nu(E) = \begin{cases} 1 & (E_{\nu-1} < E < E_\nu) \\ 0 & (E < E_{\nu-1} \text{ または } E > E_\nu) \end{cases} \quad (3.30)$$

なる関係を導入し、式(2.6)における $q(E)$ を $\theta_\nu(E)$ でおきかえると、 Q は ν 番目の区間における全粒子束密度 Φ_ν となる。全区間について同時に扱うために、

$$Q = (\Phi_1, \Phi_2, \dots, \Phi_m) \quad (3.31)$$

とおく。特性空間における座標は次のように定めることができる。

$$K_\nu = \frac{\Phi_\nu}{N_1} \quad (\nu = 1, 2, \dots, m), \quad (3.32)$$

$$R_i = \frac{N_i}{N_1} \quad (i = 2, 3, \dots, n). \quad (3.33)$$

したがって、特性空間は $m+n-1$ 次元となる。基本方程式 (2.6)~(2.7) の解はこの $m+n-1$ 次元空間における凸集合として与えられる。前と同様にして、この解を

$$S(K_1, K_2, \dots, K_m, R) \leq 0 \quad (3.34)$$

と表わすことができる。ただし、

$$S(K_1, K_2, \dots, K_m, R) = 0 \quad (3.35)$$

は凸集合境界の方程式で、左辺の任意符号は境界の内側で負、外側で正に選んだ。R を固定した場合、点 $(K_1, K_2, \dots, K_m)$ の全体はなお m 次元凸集合となる。これを

$$S^R(K_1, K_2, \dots, K_m) \leq 0 \quad (3.36)$$

で表わそう。

スペクトルの評価とは、このような m 次元凸集合を唯一点で近似することに他ならない。これを次のように行う。

$$K_t = \frac{\sum_{\nu=1}^m \Phi_\nu}{N_1} = \sum_{\nu=1}^m K_\nu \quad (3.37)$$

により K_t を導入し、凸集合 (3.36) において、 K_t の最大 $K_t^U(R)$ および最小 $K_t^L(R)$ を決定する。これらの量を用い、 $K_t^a(R)$ を次のように与える。

$$K_t^a(R) = \{K_t^L(R) K_t^U(R)\}^{\frac{1}{2}}. \quad (3.38)$$

次に、 $(K_1, K_2, \dots, K_m)$ 空間における平面

$$\sum_{\nu=1}^m K_\nu = K_t^a(R) \quad (3.39)$$

による凸集合 (3.36) の境界面

$$S^R(K_1, K_2, \dots, K_m) = 0 \quad (3.40)$$

の切断によって生ずる $m-2$ 次元曲線を求める。この曲線の中心

$$(K_1^a(R), K_2^a(R), \dots, K_m^a(R)) \quad (3.41)$$

をもって近似解とする。もちろん、式 (3.41) で表わされる点は式 (3.39) を満足し、

$$K_1^a(R) = \sum_{v=1}^n K_v^a(R), \quad (3.42)$$

さらに $K_1^a(R)$ は

$$(K_1, R_2, R_3, \dots, R_n) \quad (3.43)$$

を座標とする n 次元特性空間における凸集合より最小誤差近似で求めたものと一致するはずである。

3.5 結 論

本章では、第二章で導びかれた基礎原理を応用して、多検出器系の出力データに対する最適処理法について論じた。すなわち、基本凸集合の境界が、目的量の評価において、誤差の限界を示すという前章の結果を利用して、最大誤差を最小にする近似法を確立した。さらに、実際の応用を考慮して、断片的線形近似または非線形近似を導びいた。

また、基本凸集合を用いる近似法は、実際に存在しないスペクトル・パターンまでも対象とし、それが実際の応用の際に誤差を大きくする可能性を考えて、簡約凸集合を用いる方法を検討した。基本凸集合が単エネルギー曲線を基に導びかれたのに対し、簡約凸集合は種々のスペクトル・パターンに対応する特性空間内の点の集合を基に導びかれたものであるから、現実に存在しないようなスペクトル・パターンは最初から除くことができる。したがって、常に簡約凸集合は基本凸集合の部分集合であるから、前者を用いる近似法は後者の場合より誤差が小さくなる。スペクトル・パターンの決定法としては、中性子発生源のスペクトルとその減速スペクトルを採る方法が考えられる。減速スペクトルは精度よい計算によって求める方法もあるが、近似的に $1/E$ スペクトルを採用してもよい。

簡約凸集合を求める際のスペクトル・パターンは、互に独立でなくてもよく（すなわち、あるパターンが他のいくつかのパターンの線形結合で表わされてもよい）、またその数が検出器の数に比べてはるかに大きくてよい。この点が直交展開法の基底関数の場合と著しく異なるところである。

形式論を言えば、スペクトル・パターンの数を減らして検出器の数と同じくすると、簡約凸集合を用いる近似法は直交展開法そのものになり、また逆に増していくと基本凸集合を用いる近似法に近づく。したがって、簡約凸集合を用いる方法を有効に活かすためには、スペクトル・パターンを過不足なく採り入れることが必要である。

以上述べた如く、本研究におけるデータ処理法は評価すべき量（目的量）の誤差の限界を最初に求め、最大誤差を最小にする方法であり、これは、最初に中性子スペクトルに厳しい制限をつけて近似を行ない、評価量の誤差が明確に決定できない従来の方法とは本質的に異なるものである。

附 録

行列 A および C の要素を次のように与える。

$$\bar{A}(1, 1) = \nu$$

$$\bar{A}(1, 2) = \sum R_2^{(j)}$$

$$\bar{A}(1, 3) = \sum R_3^{(j)}$$

$$\bar{A}(1, 1 + {}_{n-1}H_1) = \sum R_n^{(j)}$$

$$\bar{A}(1, 1 + {}_{n-1}H_1 + 1) = \sum (R_2^{(j)})^2$$

$$\bar{A}(1, 1 + {}_{n-1}H_1 + 2) = \sum R_2^{(j)} R_3^{(j)}$$

$$\bar{A}(1, 1 + {}_{n-1}H_1 + 3) = \sum R_2^{(j)} R_4^{(j)}$$

$$\bar{A}(1, 1 + 2 {}_{n-1}H_1) = \sum R_n^{(j)} R_n^{(j)}$$

$$\bar{A}(1, 1 + 2 {}_{n-1}H_1 + 1) = \sum (R_3^{(j)})^2$$

$$\bar{A}(1, 1 + 2 {}_{n-1}H_1 + 2) = \sum R_3^{(j)} R_4^{(j)}$$

$$\bar{A}(1, 1 + {}_{n-1}H_1 + {}_{n-1}H_2) = \sum (R_n^{(j)})^2$$

$$\bar{A}(1, 1 + {}_{n-1}H_1 + {}_{n-1}H_2 + \cdots + {}_{n-1}H_{l-1}) = \sum (R_n^{(j)})^l$$

$$\bar{A}(2, 1) = \sum R_2^{(j)}$$

$$\bar{A}(2, 2) = \sum R_2^{(j)} R_2^{(j)}$$

$$\bar{A}(2, 3) = \sum R_2^{(j)} R_3^{(j)}$$

$$\bar{A}(2, 1 + {}_{n-1}H_1) = \sum R_2^{(j)} R_n^{(j)}$$

$$\bar{A}(2, 1 + {}_{n-1}H_1 + 1) = \sum R_2^{(j)} (R_2^{(j)})^2$$

$$\bar{A}(2, 1 + {}_{n-1}H_1 + 2) = \sum R_2^{(j)} R_2^{(j)} R_3^{(j)}$$

$$\bar{A}(2, 1 + {}_{n-1}H_1 + 3) = \sum R_2^{(j)} R_2^{(j)} R_4^{(j)}$$

$$\bar{A}(2, 1 + {}_{n-1}H_1 + {}_{n-1}H_2) = \sum R_2^{(j)} (R_n^{(j)})^2$$

$$\bar{A}(2, 1 + {}_{n-1}H_1 + {}_{n-1}H_2 + \cdots + {}_{n-1}H_{l-1}) = \sum R_2^{(j)} (R_n^{(j)})^l$$

$$A(1 + {}_{n-1}H_1 + {}_{n-1}H_2 + \dots + {}_{n-1}H_I, 1 + {}_{n-1}H_1 + {}_{n-1}H_2 + \dots + {}_{n-1}H_I) = \sum (R_n^{(j)})^I (R_n^{(j)})^I$$

$$C(1) = \sum K_a(R^{(j)})$$

$$C(2) = \sum K_a(R^{(j)}) R_2^{(j)}$$

$$C(3) = \sum K_a(R^{(j)}) R_3^{(j)}$$

$$C(1 + {}_{n-1}H_1) = \sum K_a(R^{(j)}) R_n^{(j)}$$

$$C(1 + {}_{n-1}H_1 + 1) = \sum K_a(R^{(j)}) (R_2^{(j)})^2$$

$$C(1 + {}_{n-1}H_1 + 2) = \sum K_a(R^{(j)}) R_2^{(j)} R_3^{(j)}$$

$$C(1 + {}_{n-1}H_1 + {}_{n-1}H_2) = \sum K_a(R^{(j)}) (R_n^{(j)})^2$$

$$C(1 + {}_{n-1}H_1 + {}_{n-1}H_2 + \dots + {}_{n-1}H_I) = \sum K_a(R^{(j)}) (R_n^{(j)})^I$$

ただし、 $\sum_{j=1}^{\nu}$ を表わす。

文 献

- 1) D.S. Young: Los Alamos Report LA-1938(1955).
- 2) J. De Pangher: Nucl. Instrum. Methods 5 (1959) 61.
- 3) Y. Yoshida, H. Tatsuta, H. Ryufuku, K. Kitano and S. Fukuda: J. Nucl. Sci. Technol. 3 (1966) 473.
- 4) R. Gold: Nucl. Sci. Eng. 20(1964) 439.
- 5) G. Di Cola and A. Rota: Nucl. Sci. Eng. 23(1965) 344.
- 6) 木村逸郎, 小林捷平, 柴田俊一: 京都大学原子炉実験所報告 KURRI-TR-27.
- 7) H. Ryufuku: Japan. J. appl. Phys. 5(1966) 903.

第四章 本原理の中性子計測への応用

4.1 はしがき

放射線防護のために行なう中性子計測の役割は、第一に、中性子線量当量率を評価すること、第二に、中性子スペクトルに関する大まかな情報を得ることである。中性子線量当量率とは、中性子線によって人体の単位質量当りに吸収されたエネルギーに、生物学的効果として生ずるであろう障害を考慮して重みをつけた量の時間的比率である。この量は人体内の位置によって異なるので、普通最大値がとられる。中性子束密度から線量当量率を得るための換算係数は中性子エネルギーと共に変化するが、この換算係数を国際的に統一する目的で、国際放射線防護委員会 (International Commission on Radiological Protection ICRP) が勧告として一定の値を提示している。¹⁾

中性子エネルギーに関する情報としては、平的能量およびエネルギー分布が分れば、実用上十分である。我々の対象とする中性子場は極めて広範囲のエネルギー領域にわたるスペクトルをもつので、エネルギー E の代りに

$$u = \ln(E/E_0) \quad (4.1)$$

(E_0 は任意にとられた基準のエネルギーで本章では 10 MeV とする。) で表わされるレサージ u を用いる方が便利である。したがって、平均レサージおよびレサージ分布を評価することにより、中性子場のエネルギー・スペクトルに関する把握を行なうことにする。

前に述べたように、従来の方法を大別すると、一つは、単エネルギー中性子線に対して成り立つ計数率比とエネルギーとの関係を任意のスペクトルに拡張適用する方法であるが、^{2), 3), 4)} 幅広いスペクトルに対しては実用上容認できない程の誤差を生ずる。他の一つは、求めようとするスペクトルを任意に選んだ基底関数の一次結合で近似する方法で、極めて限定された条件の下で用いられる。この方法は課せられた条件を離れて適用すると、誤差は急激に大きくなり、時には線量当量率が負になるなど非物理的結果をもたらすこともある。したがって、この方法を用いるに当っては、十分な注意を要する。

本研究における評価法は、第二章で述べた基本凸集合または簡約凸集合を最初に求め、第三章で確立された最適処理法を決定することによって得られた方法である。

第 4.2 節では、検出器系の構成を実用上の観点から決定する方法と具体例について述べる。第 4.3 節では、これらの検出器系を用いた場合の中性子線量当量率の評価における、基本凸集合および簡約凸集合を示し、それらを基にして得られた近似結果とその誤差の限界について述べる。第 4.4 節では、平均レサージの評価法を第 3.4 節の方法に従って導びき、誤差の限界を示す。第 4.5 節では、レム・フラッス・メータによるエネルギー分布の評価法を、エネルギー群を 2 群とした場合について述べる。第 4.6 節では、事故時線量の評価法として、パラフィン減速材の中に金箔を挿入した検出器と ^{237}N および ^{232}Th を用いた核分裂片飛跡検出器を使用した多検出器系の応用について述べる。ここでは、検出器の数を増して行ったときの誤差限界の縮小する様子を調べる。第 4.7 節では、各検出器系の良度および最大誤差をまとめて検討する。

第四章 本原理の中性子計測への応用

4.1 はしがき

放射線防護のために行なう中性子計測の役割は、第一に、中性子線量当量率を評価すること、第二に、中性子スペクトルに関する大まかな情報を得ることである。中性子線量当量率とは、中性子線によって人体の単位質量当りに吸収されたエネルギーに、生物学的効果として生ずるであろう障害を考慮して重みをつけた量の時間的比率である。この量は人体内の位置によって異なるので、普通最大値がとられる。中性子束密度から線量当量率を得るための換算係数は中性子エネルギーと共に変化するが、この換算係数を国際的に統一する目的で、国際放射線防護委員会 (International Commission on Radiological Protection ICRP) が勧告として一定の値を提示している。¹⁾

中性子エネルギーに関する情報としては、平的エネルギーおよびエネルギー分布が分れば、実用上十分である。我々の対象とする中性子場は極めて広範囲のエネルギー領域にわたるスペクトルをもつので、エネルギー E の代りに

$$u = \ln(E_0/E) \quad (4.1)$$

(E_0 は任意にとられた基準のエネルギーで本章では 10 MeV とする。) で表わされるレサージ u を用いる方が便利である。したがって、平均レサージおよびレサージ分布を評価することにより、中性子場のエネルギー・スペクトルに関する把握を行なうことにする。

前に述べたように、従来の方法を大別すると、一つは、単エネルギー中性子線に対して成り立つ計数率比とエネルギーとの関係を任意のスペクトルに拡張適用する方法であるが、^{2), 3), 4)} 幅広いスペクトルに対しては実用上容認できない程の誤差を生ずる。他の一つは、求めようとするスペクトルを任意に選んだ基底関数の一次結合で近似する方法で、極めて限定された条件の下で用いられる。この方法は課せられた条件を離れて適用すると、誤差は急激に大きくなり、時には線量当量率が負になるなど非物理的結果をもたらすこともある。したがって、この方法を用いるに当っては、十分な注意を要する。

本研究における評価法は、第二章で述べた基本凸集合または簡約凸集合を最初に求め、第三章で確立された最適処理法を決定することによって得られた方法である。

第 4.2 節では、検出器系の構成を実用上の観点から決定する方法と具体例について述べる。第 4.3 節では、これらの検出器系を用いた場合の中性子線量当量率の評価における、基本凸集合および簡約凸集合を示し、それらを基にして得られた近似結果とその誤差の限界について述べる。第 4.4 節では、平均レサージの評価法を第 3.4 節の方法に従って導びき、誤差の限界を示す。第 4.5 節では、レム・フラッス・メータによるエネルギー分布の評価法を、エネルギー群を 2 群とした場合について述べる。第 4.6 節では、事故時濃度の評価法として、パラフィン減速材の中に金箔を挿入した検出器と ^{237}N および ^{232}Th を用いた核分裂片飛跡検出器を使用した多検出器系の応用について述べる。ここでは、検出器の数を増して行ったときの誤差限界の縮小する様子を調べる。第 4.7 節では、各検出器系の良度および最大誤差をまとめて検討する。

4.2 検出器の構成

4.2.1 検出器の感度特性

(1) 減速型 BF₃ 比例計数管

高感度で、比較的取り扱いが便利な検出器として、BF₃ 比例計数管とそれにパラフィン減速材を被せた検出器がある。BF₃ 比例計数管は ' $1/v$ ' 感度特性^{*})をもつ検出器で、熱中性子に対して極めて高感度である。これにパラフィン減速材を被せると、速中性子はこの減速材により減速され熱中性子となってBF₃ 比例計数管に入り、これによって計数される。減速材の厚さを3.5 cm, 4.5 cm, 6.5 cm, 8.5 cmとしたときの検出器の感度特性をTable 4-1に示す。⁶⁾これらの検出器の寸法図をFig. 4-1に示す。Table 4-1にあげた感度特性は、すべて、5 keV~6 MeV のエネルギー範囲については、バンデグラフを用い、T(p, n)³HeおよびD(d, n)³He反応によって得られた単エネルギー中性子を使用して実測したもので、それ以外のエネルギー範囲については、6群拡散方程式による計算で得られた結果を考慮して決定したものである。実測結果の誤差は、感度特性の形について±1.2パーセントである。

また、Fig. 4-2に示すように、一個の減速材の中央に1本、まわりに3本のBF₃ 比例計数管を配置し、後者からの信号はまとめて中央のとは別に取り出す方式の検出器がある。⁷⁾この検出器の感度特性もTable 4-1に示した。Table 4-1より、減速材の厚さを変えると、中性子エネルギーに対する感度特性が変わることが分る。

(2) 減速型金箔検出器

設置型事故時線量計として開発した検出器をFig. 4-3に示す。⁸⁾直径30 cmの円柱状パラフィンの中央に2個の金箔を、まわりの3個の孔の中に各々2個の金箔をポリスチロールと共に埋め込んだ検出器で、感度特性は金箔の代りにBF₃ 比例計数管を挿入して上述の方法で決定した。これをTable 4-1に他の検出器と共に示した(表のE.D. CenterおよびSide)。中央の検出器の感度特性を平均比放射能(dpm/gr)の1倍で、まわりの検出器の感度特性は平均比放射能の3倍で表わすとき、Table 4-1に示す値に 3.15×10^{-6} を乗ずるとこの検出器の感度特性が得られる。

(3) 核分裂片飛跡検出器

核分性物質にガラスを密着したもので、ガラス表面にできた分裂片の飛跡をエッチングにより拡大し、顕微鏡により読み取るものである。核分裂性物質として良く用いられるものに、²³⁷Np, ²³⁸U, ²³²Th等があるが、本法では、感度特性の独立性を考慮して、²³⁷Npおよび²³²Thを選んだ。これらの分裂断面積をFig. 4-4に示す。これらの断面積を用い、検出器の感度は次のように表わされる。⁸⁾

*) 中性子の速度 v に反比例する特性を示す感度の意味である。

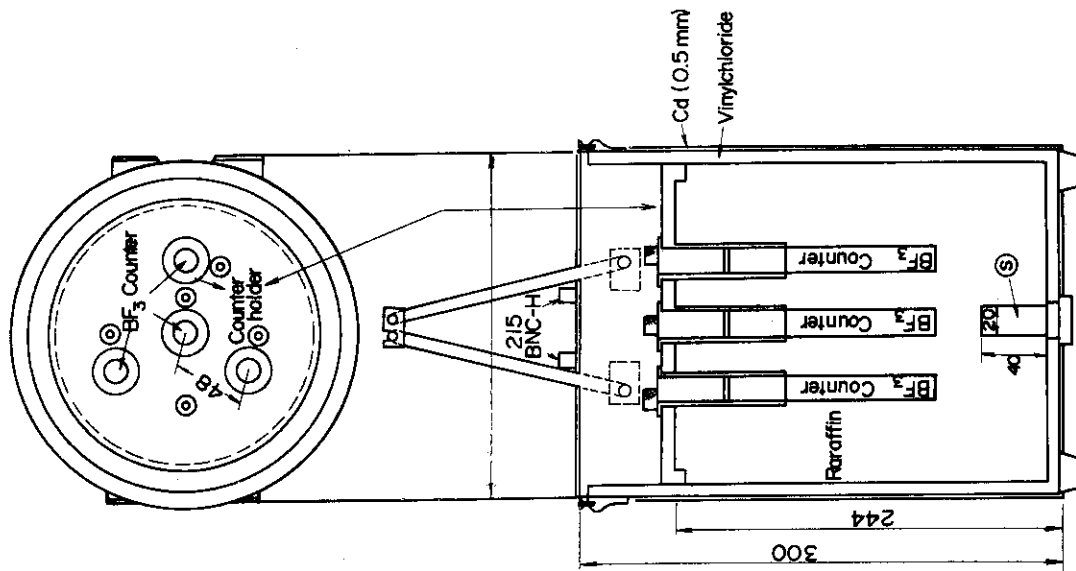
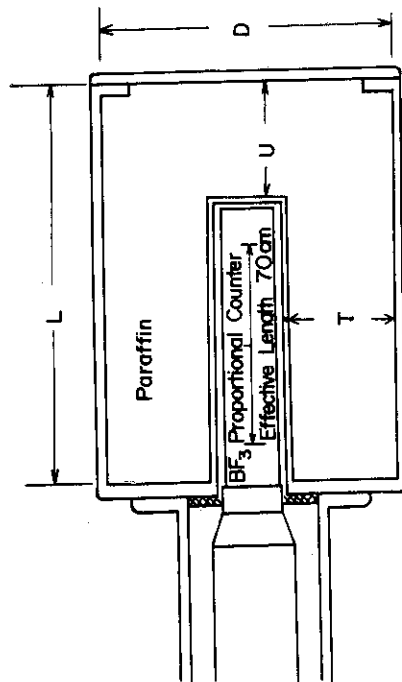


Fig. 4-2. Dimensions of the Rem-Flux Meter.



Dimensions (in. mm)	Moderator No.		
	1	2	3
D	190	150	110
L	220	200	180
T*	85	65	45
U	85	65	45

* T = Moderator Thickness

Fig. 4-1. BF₃ proportional counter inserted into the cylindrical paraffin moderator whose thickness is 3.5, 4.5, 6.5 and 8.5 cm. The moderator is covered with a 1-mm-thick cadmium case.

Table 4-1. Sensitivity of paraffin moderated BF_3 proportional counters.

Energy (eV)	Lethargy	3.5 cm	4.5 cm	6.5 cm	8.5 cm	R.F.M.		E.D.	
						Center	Side	Center	Side
1×10^7	0	1.8	4.0	6.6	8.5	10.5	35.0	12.2	28.0
8×10^6	0.223	2.6	5.4	8.2	10.4	13.2	42.4	13.9	35.3
6×10^6	0.511	3.8	7.5	10.5	12.6	16.9	51.8	15.5	44.5
4×10^6	0.916	5.6	11.2	14.6	15.7	22.3	64.4	16.9	55.4
3×10^6	1.204	7.5	13.9	17.7	18.2	25.4	71.9	17.0	61.2
2×10^6	1.609	10.6	17.5	21.5	21.4	27.1	78.7	16.0	66.9
1×10^6	2.303	15.5	23.9	26.1	23.8	24.8	81.0	11.5	68.1
7×10^5	2.659	17.3	26.5	27.1	23.4	22.8	78.4	9.2	65.2
4×10^5	3.219	19.1	29.2	27.1	20.9	19.4	71.5	6.2	57.8
2×10^5	3.912	19.8	28.3	25.2	17.0	15.4	62.2	4.4	48.0
1×10^5	4.605	19.8	26.2	22.1	15.0	12.7	55.5	3.7	39.5
5×10^4	5.298	18.8	23.9	19.5	11.8	10.6	50.3	3.4	34.6
2×10^4	6.215	17.0	21.0	16.7	10.2	9.6	45.0	2.8	32.5
1×10^4	6.908	16.2	20.3	15.6	9.7	9.1	43.7	2.5	29.6
5×10^3	7.601	16.1	19.7	15.2	9.4	8.9	42.3	2.4	29.0
2×10^3	8.517	16.9	19.8	15.1	9.2	8.5	40.8	2.2	27.5
1×10^3	9.210	17.5	20.0	15.1	9.0	8.2	40.1	2.0	26.6
1×10^2	11.513	19.7	21.0	14.7	8.7	7.6	37.9	1.8	25.4
1×10^1	13.816	22.6	22.1	14.1	8.0	6.9	35.7	1.6	23.7
6.3×10^{-1}	16.588	25.8	23.0	13.0	7.2	6.3	33.0	1.5	21.5

* Paraffin Thickness. See Fig. 4-1.

** Rem-Flux Meter. See Fig. 4-2.

*** Emergency Dosimeter. See Fig. 4-3. The sensitivities are given by replacing Au-foils by BF_3 counters.

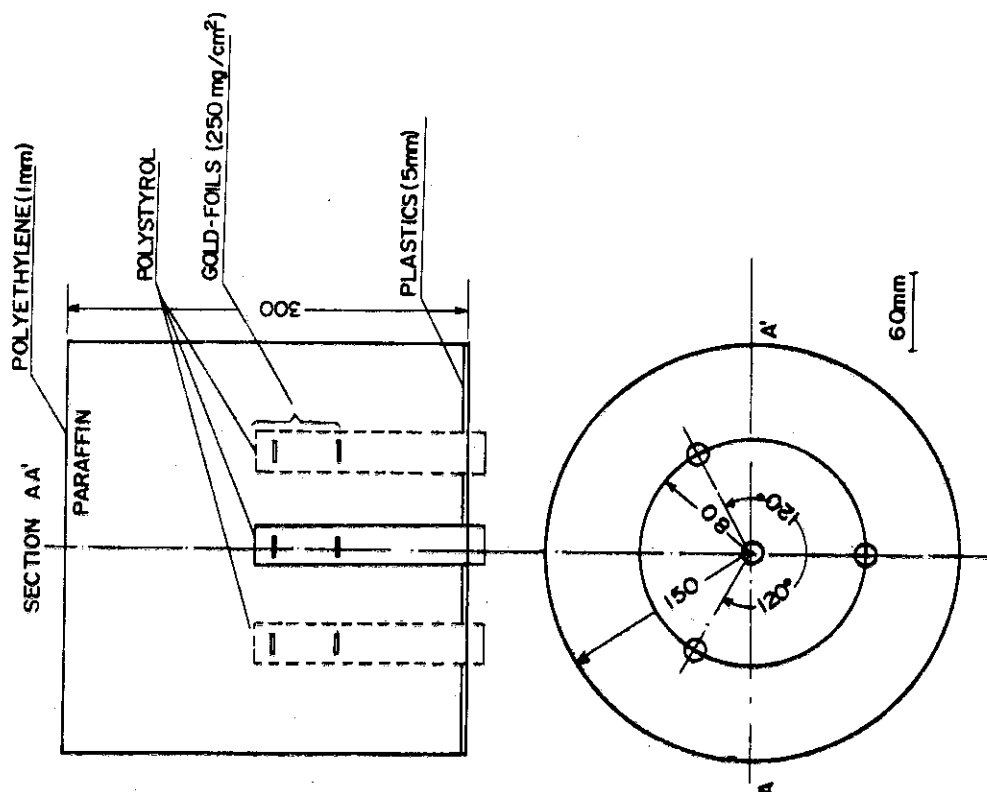


Fig. 4-3. Dimensions of the Emergency Dosimeter. The whole instrument is covered with a 1-mm-thick cadmium case.

$$g_{Np}(u) = c_2 \sigma_{Np}(u),$$

$$g_{Th}(u) = c_3 \sigma_{Th}(u).$$

ここに,

$g_{Np}(u)$: ^{237}Np 検出器の感度 (tracks/cm² per n/cm²).

$g_{Th}(u)$: ^{232}Th " "

$\sigma_{Np}(u)$: ^{237}Np の核分裂断面積 (barns).

$\sigma_{Th}(u)$: ^{232}Th " "

c_2 : 定数。Am-Be 線源からの中性子線に対する ^{237}Np 検出器の感度を $g_{Np}^{\text{Am-Be}}$ (tracks/cm² per n/cm²)*とすれば, $c_2 = g_{Np}^{\text{Am-Be}} / 1.61$ (tracks/cm² per n/cm² per barn) となる。

c_3 : 定数。Am-Be 線源からの中性子線に対する ^{232}Th 検出器の感度を $g_{Th}^{\text{Am-Be}}$ (tracks/cm² per n/cm²**)とすれば, $c_3 = g_{Th}^{\text{Am-Be}} / 0.166$ (tracks/cm² per n/cm² per barn) となる。

本研究では, さらに $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ 反応による α および反跳核飛跡検出器を $1/v$ 感度特性をもつ検出器として使用した場合について調べてみる。飛跡検出器として使用される物質は, この場合 LET が小さいので, 有機固体が選ばれる。検出器はカドミウムで覆って熱中性子線を除外し, 速中性子線に対して使用するが, 校正はこのカドミウムを取り除いて, 熱中性子線を用いて行うことができる。検出器の感度特性は次のように表わすことができる。

$$g_B(u) = c_4 \frac{v_{th}}{v(u)}.$$

ここに,

$g_B(u)$: α および反跳核飛跡検出器の感度 (tracks/cm² per n/cm²).

v_{th} : $1/v$ 検出器に対する熱中性子の実効的速度。

$v(u)$: レサージ u における中性子の速度。これは次のように表わすことができる。

$$\left\{ \frac{v_{th}}{v(u)} \right\}^2 = \frac{E_{th}}{E} = \frac{0.032}{1 \times 10^{-7} e^{-u}} = 3.2 \times 10^{-9} e^u.$$

ただし, E_{th} および E は熱中性子の実効的エネルギー 0.032 eV およびレサージ u における中性子エネルギーである。

c_4 : 熱中性子線に対する検出器の感度 (tracks/cm² per n/cm²).

*) $g_{Np}^{\text{Am-Be}} \approx 2 \times 10^{-6}$ tracks / cm² per n / cm².

**) $g_{Th}^{\text{Am-Be}} \approx 1 \times 10^{-5}$ tracks / cm² per n / cm².

4.2.2 検出器系の構成

(1) 携帯型測定器

Table 4-2 に示す減速型検出器が一応携帯型線量当量率測定器として用いることができる。減速材が検出器系Ⅲより大きくなると、携帯型測定器として使用するのは困難である。また、核分裂片飛跡検出器は低線量中性子場の測定には不適であり、専ら事故時線量測定に用いられる。

検出器の構成は、一に感度特性の独立性、二に検出器系の良度を考慮して決定しなければならない。本研究では、実用上の観点から、ほとんどの条件を満足するものとして Table 4-2 に示す構成を採用した。Table 4-3 に、これらの検出器系に対する感度特性の独立性を示したが、各検出器の感度特性のもつ誤差が 12 パーセントであることを考えると、感度特性の独立性は 0.12 以上である必要があり（第 2.2 節）、大きければ大きい程よい。また、検出器系の良度を Table 4-8 に示したが、これは 50 以上が良い検出器系と考えられるので（第 3.2.1 節参照）、線量当量率の評価に対しては検出器系 I～Ⅲの良度は十分とは言えない。しかし、対象中性子場を実用上許される範囲に限定すれば（簡約凸集合を用いる方法）、極めてよい精度の評価法が得られる（Table 4-9）。

(2) 事故時線量測定器

核暴走事故の際には高線量の測定器が必要であり、Table 4-4 に示す検出器系はその目的に適したものである。検出器系Ⅳは 0.6 eV～10 MeV の範囲のすべての中性子場に対して有効であり、検出器系ⅤおよびⅥはこれに 0.5 MeV 以上のしきい値をもつ ^{237}Np および ^{232}Th 検出器を加えたものである。こうすることにより、原子炉事故時における高速中性子成分の測定精度が著しく向上する（第 4.6 節）。検出器系Ⅶはさらに $1/v$ 特性をもつ検出器を加えたもので、比較的低速の中性子成分の測定精度を高めるために用いるものである。

Table 4-4 には感度特性の独立性をも示したが、 ^{237}Np 検出器は事故時線量計（検出器系Ⅳ）との独立性が悪い。その他の検出器は互に極めてよい独立性を示している。また、各検出器系とも良度が比較的良好なので（Table 4-8）、基本凸集合を用いる方法が採用できる。

4.3 中性子線量当量率の評価

4.3.1 中性子線量当量率の定義

本研究で言う中性子線量当量率とは、厳密に言えば、対象とする中性子場の中に人体を置いたとき、人体の単位質量あたりに吸収されるエネルギーに線質係数^{*)}を乗じて得た線量当量の時間的割合について、人体中におけるその分布の最大値を指す。実際の数値としては、規定の

*) 線質係数 (Quality Factor) とは、人体にエネルギーを付与する荷電粒子の LET (Linear Energy Transfer) の関数として与えられる加重をいう。¹⁾ 中性子は直接人体にエネルギーを付与しないが、人体組織を構成する成分元素の原子核との弾性散乱または核反応の結果生ずる反跳核がエネルギーを付与する。

Table 4-2. Constitution of detector systems.

Detector System	Detector No.1	Detector No.2
I	BF ₃ proportional counter inserted into 3.5 cm thick paraffin moderator*	BF ₃ proportional counter inserted into 6.5 cm thick paraffin moderator*
II	BF ₃ proportional counter inserted into 4.5 cm thick paraffin moderator*	BF ₃ proportional counter inserted into 8.5 cm thick paraffin moderator*
III	BF ₃ proportional counter inserted into 21.5-cm- diameter paraffin moderator**	Three BF ₃ proportional counters embedded at a distance of 4.8 cm from the same moderator axis at angular intervals of 120°. **

* See Fig. 4-1.

** See Fig. 4-2.

Table 4-3. Linear independence of detector sensitivities,
which is defined by

$$l.i. = \left\{ \frac{(N_i, N_i)}{(g_i, g_i)} \right\}^{\frac{1}{2}}$$

where

$$N_i(u) = g_i(u) - (g_i, S)S(u)$$

and $g_i(u)$ is the sensitivity of the i -th detector and $S(u)$ is the orthonormal set of functions obtained from $g_j(u)$'s ($j \neq i$).

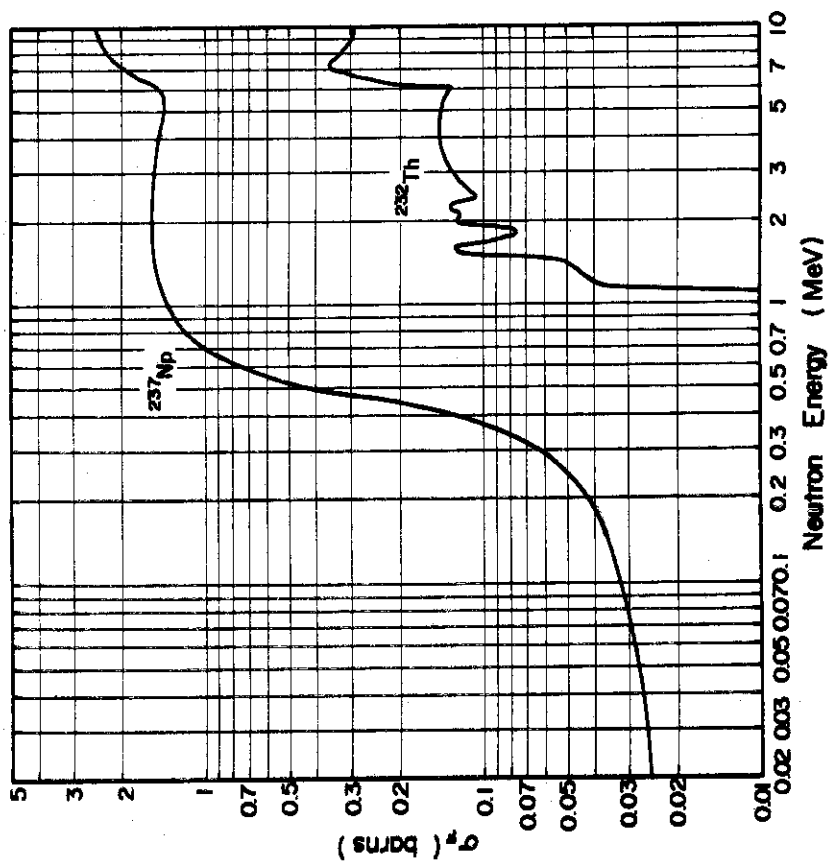
Detector System	Detector No.1	Detector No.2
I	0.368	0.368
II	0.396	0.396
III	0.215	0.215

Table 4-4. Detectors and detector systems in the evaluation of absorbed dose.

Detectors No.	Descriptions
1	Two Au-foils imbedded at the center of 30-cm-diameter paraffin moderator.*
2	Six Au-foils imbedded besides the central axis of the same moderator.*
3	^{237}Np -foil with glass (Fission Track Detector).
4	^{232}Th -foil with glass (Fission Track Detector).
5	^{10}B -contained-material with plastic ($1/v$ Detector).

* See Fig. 4-3.

Detector Systems No.	Constitution of Detectors	Linear Dependence of Sensitivities
IV	1 2	0.503 0.503
V	1 2 3	0.161 0.315 0.245
VI	1 2 3 4	0.161 0.310 0.219 0.455
VII	1 2 3 4 5	0.159 0.295 0.219 0.448 0.899

Fig. 4-4. Fission cross section of ^{237}Np and ^{232}Th as a function of neutron energy.

人体模型に平行中性子線が入射したときの線量当量率の計算値を用いる。単位中性子束密度当りの線量当量率（以下線量関数という）については、国際放射線防護委員会（ICRP）によって、国際規格として勧告された値がある。¹⁾ Table 4-5 および Fig. 4-5 には、それを基に適当に内挿して得た値を示す。我国においては、これと多少異なる値が科学技術庁によって告示されているが、⁹⁾ 本研究では国際比較を考慮して、ICRPによって勧告された値を用いる。

Table 4-5 に示す線量関数 $h(u)$ (u はレサージ) を用い、線量当量率は

$$D = \int_{u_{\min}}^{u_{\max}} h(u) \phi(u) du. \quad (4.2)$$

と表わせる。ただし、 $\phi(u)$ は単位レサージ当りの中性子束密度、 $u_{\min} = 0$ ($E_{\max} = 10$ MeV に相当)、 $u_{\max} = 16.59$ ($E_{\min} = 0.62$ eV, カドミウム切断エネルギーに相当) である。

4.3.2 基本凸集合法

第二章で定義された特性空間における座標は次のように与えられる。

$$K_D = \frac{D}{N_1}, \quad (4.3a)$$

$$R_i = \frac{N_i}{N_1}, \quad (i=2, 3, \dots, n). \quad (4.3b)$$

ここに、 n は検出器系を構成している検出器の数で、 $\{N_i\}$ は各検出器の計数率である。式 (4.3a) および (4.3b) の分母の計数率 N_1 を与える検出器として、検出器系 I の場合は厚さ 3.5 cm のパラフィン減速材を用いた BF₃ 比例計数管を、検出器系 II では厚さ 4.5 cm のパラフィン減速材を用いた BF₃ 比例計数管を、また検出器系 III では中央の BF₃ 比例計数管をそれぞれ採用した。

特性空間における単エネルギー曲線は次式によって与えられる。

$$K_D = \frac{h(u)}{g_1(u)}, \quad (4.4a)$$

$$R_i = \frac{g_i(u)}{g_1(u)}, \quad (i=2, 3, \dots, n) \quad (4.4b)$$

ここに、 $g_i(u)$ はレサージ u に対する i 番目の検出器の感度である。この単エネルギー曲線を含む最小の凸集合として得られた基本凸集合を、検出器系 I ~ III について Fig. 4-6 ~ 4-8 に示した。

凸集合の境界は誤差の限界を与えるから、Fig. 4-6 ~ 4-8 よりこれらの検出器系の誤差は非常に大きいことになる。これは検出器系の良度 (Table 4-8) にも反映し、20 ~ 32 の極めて悪い良度を与えている。基本凸集合は (この場合、0.62 eV ~ 10 MeV のエネルギー範囲における) あらゆるスペクトルを対象とする場合に用いるが、検出器系 I ~ III はこのような

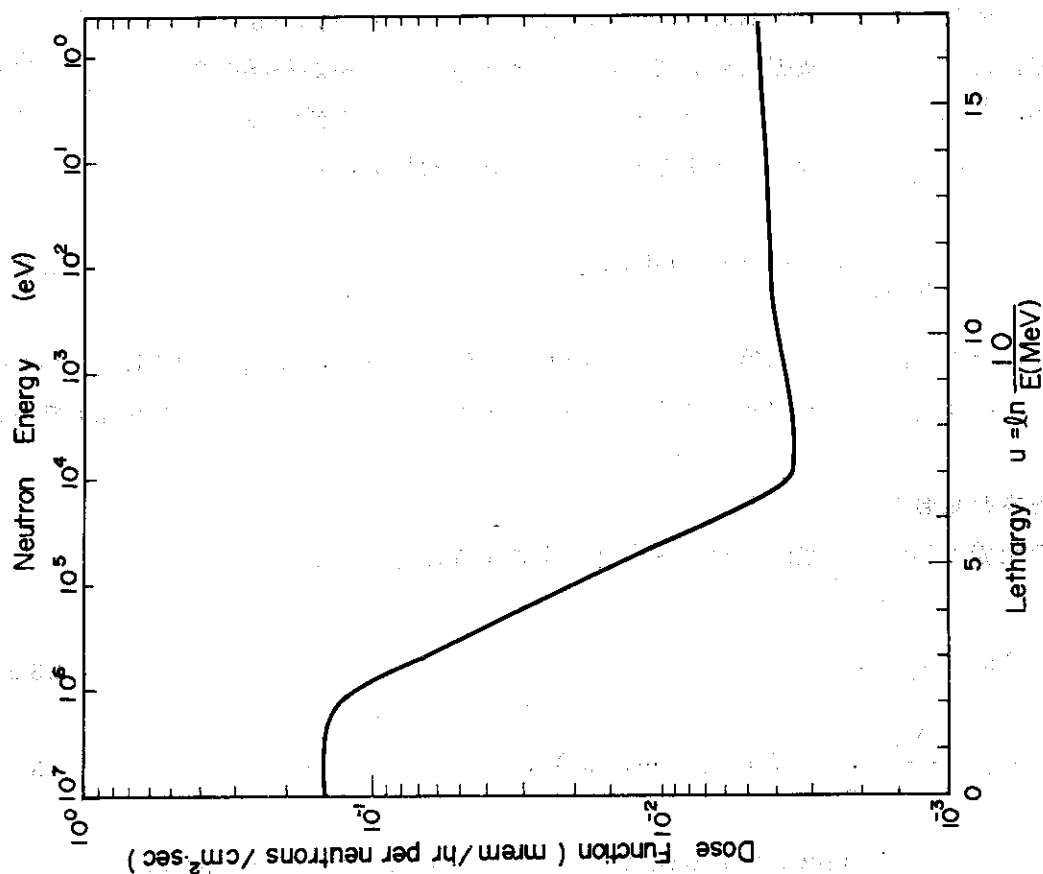


Fig. 4-5. Dose Function $h(u)$ by which the dose equivalent rate due to neutron flux density $\phi(u)$ is given as

$$D = \int h(u)\phi(u)du.$$

Table 4-5. Dose equivalent rate per unit neutron flux density obtained by interpolation of ICRP's recommended values.¹⁾

Energy (eV)	Lethargy	Dose Equivalent Rate per Unit Neutron Flux Density (mrem/hr per n/cm²/sec)
1×10^7	0	1.47×10^{-1}
8×10^6	0.223	1.47×10^{-1}
6×10^6	0.511	1.47×10^{-1}
4×10^6	0.916	1.46×10^{-1}
3×10^6	1.204	1.47×10^{-1}
2×10^6	1.609	1.43×10^{-1}
1×10^6	2.303	1.15×10^{-1}
7×10^5	2.659	9.40×10^{-2}
4×10^5	3.219	6.07×10^{-2}
2×10^5	3.912	3.54×10^{-2}
1×10^5	4.605	2.10×10^{-2}
5×10^4	5.298	1.15×10^{-2}
2×10^4	6.215	5.42×10^{-3}
1×10^4	6.908	3.55×10^{-3}
5×10^3	7.601	3.44×10^{-3}
2×10^3	8.518	3.54×10^{-3}
1×10^3	9.210	3.71×10^{-3}
1×10^2	11.513	4.16×10^{-3}
1×10^1	13.816	4.36×10^{-3}
6.3×10^{-1}	16.588	4.50×10^{-3}

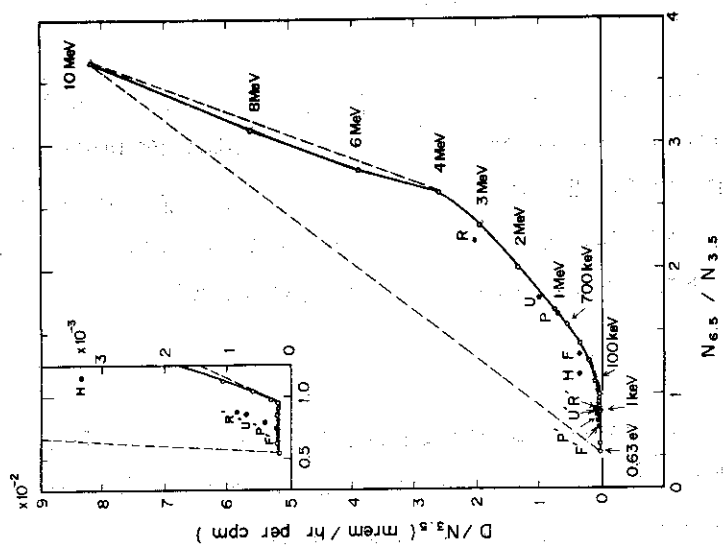


Fig. 4-6. Characteristics of Detector System I in the evaluation of dose equivalent rate.
 o : monoenergetic spectrum.
 • : R , U , P , H and F denote $Rb-86$, Watt fission, $Pu-239$, ^{60}Co -core and a homogeneous thermal reactor core spectra, respectively, and the other points $1/E$ -spectra corresponding to the above-stated spectra.
 --- : boundary of the fundamental convex set.

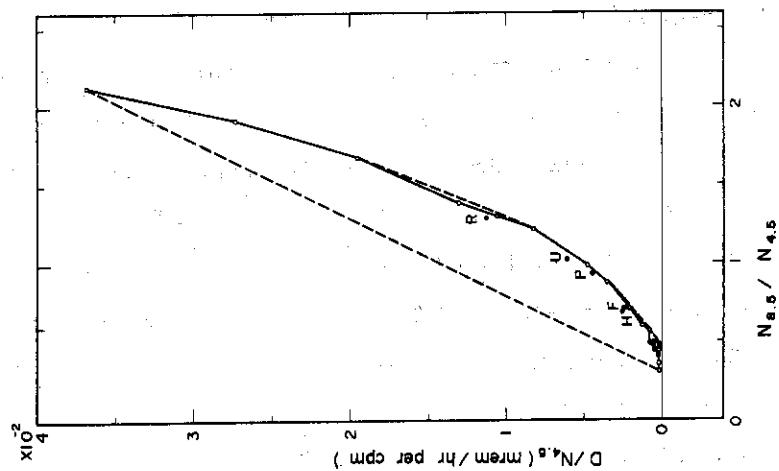


Fig. 4-7. Characteristics of Detector System II.

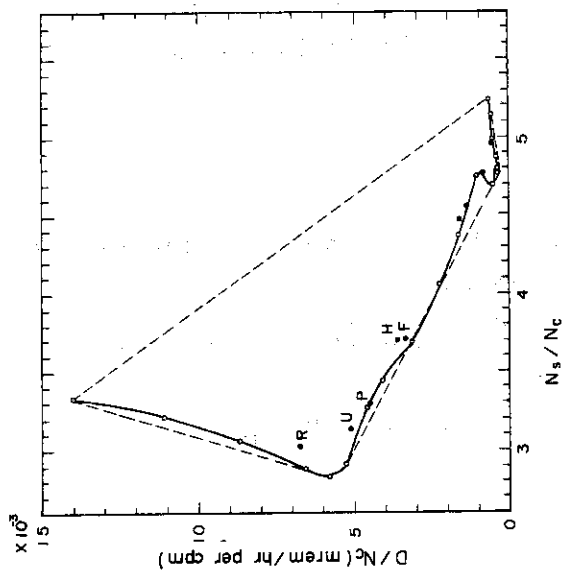


Fig. 4-8. Characterization of Detector System III.

場合には不向きであることを上の事実は示している。しかし、原子炉および再処理施設における中性子場を対象とする場合には、次小節に述べるように、簡約凸集合から導びいた実用上十分な精度の評価法を得ることができる。

4.3.3 簡約凸集合法

原子炉施設および再処理施設における中性子場として、校正線源等を含め次に示すスペクトル・パターンの合成を考えれば十分である。

- 1) RaD-Be 中性子源スペクトル¹⁰⁾ (記号 R で表わす。以下同様。)。
- 2) 核分裂中性子スペクトル¹¹⁾ (U)。
- 3) PuF_4 の (α, n) 反応による中性子スペクトル¹²⁾ (P)。
- 4) 高速炉の炉心中のスペクトル¹³⁾ (F)。
- 5) 熱中性子炉の炉心中のスペクトル¹⁴⁾ (H)。
- 6) 第1項～第4項のスペクトルに対応する $1/E$ スペクトル (R' , U' , P' , F')。

Fig. 4-9～4-13 に第1項～第5項にあげたスペクトルを示す。

上述のスペクトル・パターンを用いて求めた簡約凸集合とそれを基に導びいた断片的線形近似を Fig. 4-14～4-16 に示す。スペクトル H を除いた他のスペクトル・パターンは簡約凸集合の境界を決定しており、スペクトル H は簡約凸集合の中程に位置している。これは、熱中性子炉の炉心スペクトルが核分裂スペクトルと $1/E$ スペクトルのほぼ半々の合成で極めてよく近似されるという事実によるものである (H は U と U' を結ぶ直線の極く近くにある。第2.3.2節特性空間の性質 II 参照)。実際の中性子場はこのような混合場が多いと考えられるが、図に示すように断片的線形近似はこのような中性子場に対し誤差の少ない評価法を与えるものである。

Fig. 4-14 には、核分裂スペクトル (U) と $1/E$ スペクトル (U') を基底関数とする直交展開法による特性を二点 U, U' を通る直線で表わしたが、この方法は二点 U, U' 中間では誤差は小さいと言えるが、この二点の外側では大きな誤差をもつことが図より明らかであり、「直交展開法の欠陥」が現われていることが分る。

本研究に於ける断片的線形近似は最小誤差近似より導びかれたものであり、両者の差は極めて小さく、実用上無視できる程度である。最小誤差近似における最大誤差を Table 4-9 に示した。この値が1のとき誤差は全くなり、2のとき (+2) 倍および ($-\frac{1}{2}$) 倍が理論的誤差の限界を与える。実際の中性子場に対しては (スペクトル H のように)、これより小さい誤差となるので、表に示した値が2以下であれば、実用上十分な精度であると言える。

4.4 平均エネルギーの評価

放射線防護の目的のためには、線量当量率のみでは中性子場の把握として十分ではなく、さらに平均エネルギーも重要な情報となる。我々はスペクトルが極めて広範囲なエネルギー領域にわたる中性子場を対象としなければならないので、このような場合は平均エネルギーの代りに平均レサージの方がより適確な情報となる。

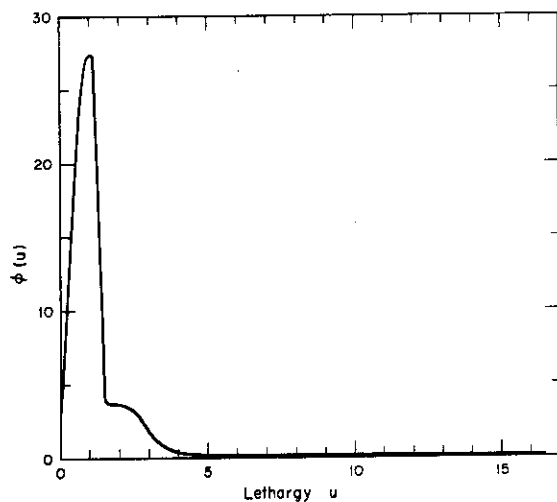


Fig. 4-9. Neutron spectrum of a RaD-Be source.¹⁰⁾

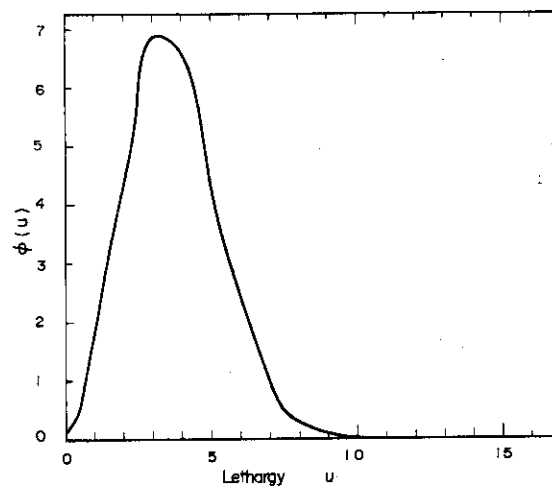


Fig. 4-12. Neutron spectrum in the core of JAERI's Fast Critical Assembly (FCA).¹³⁾

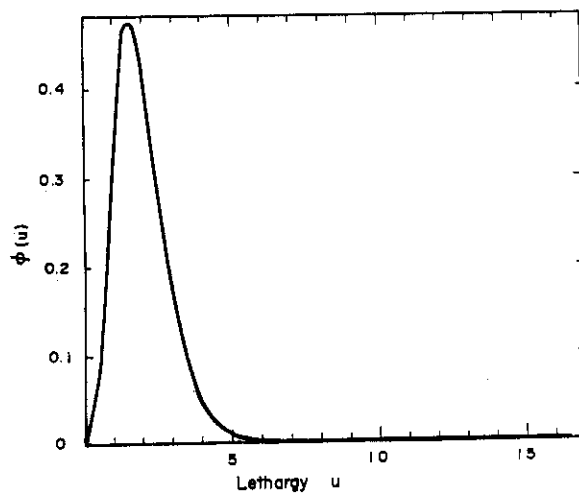


Fig. 4-10. Watt fission spectrum.¹¹⁾

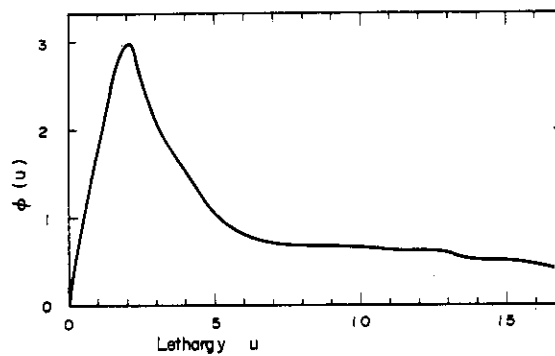


Fig. 4-13. Slowing down neutron spectrum in the core of a homogeneous thermal reactor.¹⁴⁾

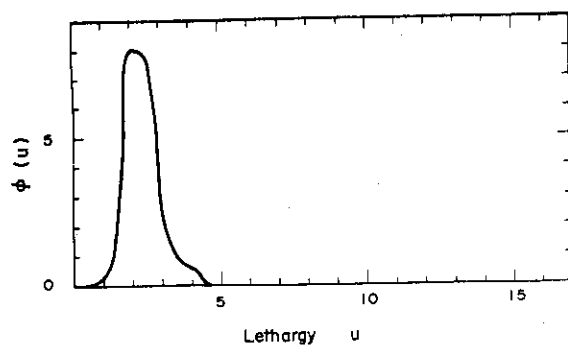


Fig. 4-11. Neutron spectrum of a PuP₄ source.¹²⁾

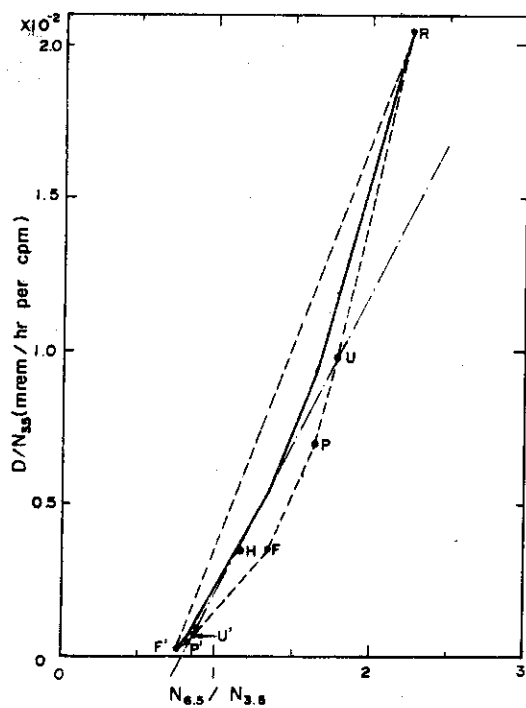


Fig. 4-14. Reduced convex set and partial linear approximation for Detector System I in the evaluation of dose equivalent rate.

— : boundary of the reduced convex set,
 - - - : partial linear approximation,
 ··· : orthonormal expansion method.

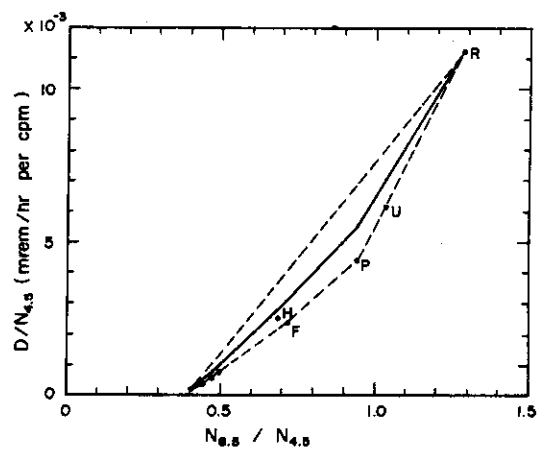


Fig. 4-15. Reduced convex set and partial linear approximation for Detector System II.

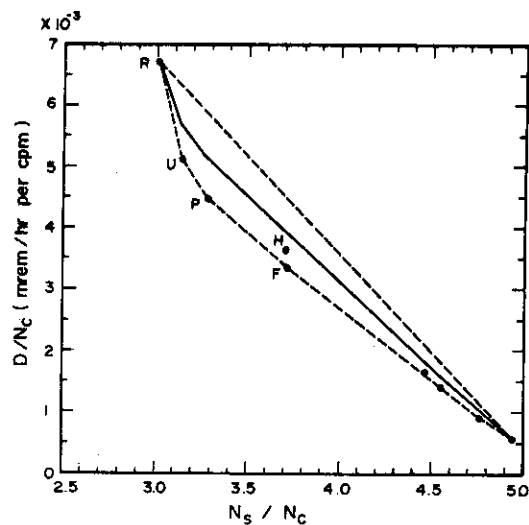


Fig. 4-16. Reduced convex set and partial linear approximation for Detector System III.

平均レサージはレサージの 0 および 1 次モーメント

$$J_{\nu} = \int_{u_{\min}}^{u_{\max}} u^{\nu} \phi(u) du \quad (\nu=0, 1) \quad (4.5)$$

を用いて

$$\langle u \rangle = \frac{J_1}{J_0} \quad (4.6)$$

によって与えられる。したがって、目的量および目的関数は次のようなベクトルで表わされる。

$$Q = (J_0, J_1), \quad (4.7)$$

$$q(u) = (1, u). \quad (4.8)$$

これより、特性空間の座標は次のように与えられる。

$$K_0 = \frac{J_0}{N_1}, \quad K_1 = \frac{J_1}{N_1} \quad (4.9a)$$

$$R_i = \frac{N_i}{N_1} \quad (i=2, 3, \dots, n). \quad (4.9b)$$

例として、検出器系 I および II について調べてみよう。どちらも二検出器系であるから、式 (4.9a) ~ (4.9b) で与えられる特性空間は 3 次元である。第三章の方法に従い、前節であげたスペクトル・パターンを用いて得られた簡約凸集合から計算した結果を Fig. 4-17 ~ 4-18 に示す。実線が最小誤差近似で求めた計数率比と平均レサージの関係で、点線は誤差の範囲である。

両図より検出器系 I の方が誤差が少ないことが分るが、これは Table 4-8 を見ると、 J_1 の評価に対する検出器系の良度が II に比べ I の方が良いことから納得できる。検出器系 III についても同様の方法により平均レサージの評価法を導びくことができるが、検出器系の良度が極端に悪く (Table 4-8), Table 4-9 に示す誤差も検出器系 II と同じであるので、検出器系 II 以上の精度は得られないであろう。

4.5 エネルギー分布の評価

放射線防護のための中性子計測において、線量当量率の評価とならんで欠くことのできないのはエネルギー分布の評価である。独立な感度特性をもつ検出器が沢山あるならば、実際のスペクトルに近いエネルギー分布が得られるが、われわれは非常に弱い中性子場を対象としないといけないので、普通 2 個程度の減速型検出器の組合せが用いられ、それ以上用いることは検出器の感度特性の相互の独立性が悪いため不可能である。したがって、エネルギー領域を二分して高速成分および低速成分としてエネルギー分布を把握することが考えられる。実際、原子炉施設ではこのような情報が放射線防護上十分役立ち得る。レム・フラックス・メーター (検出器 III) はこのような目的のために考案されたもので、線量当量率と共に 2 群に分けた中

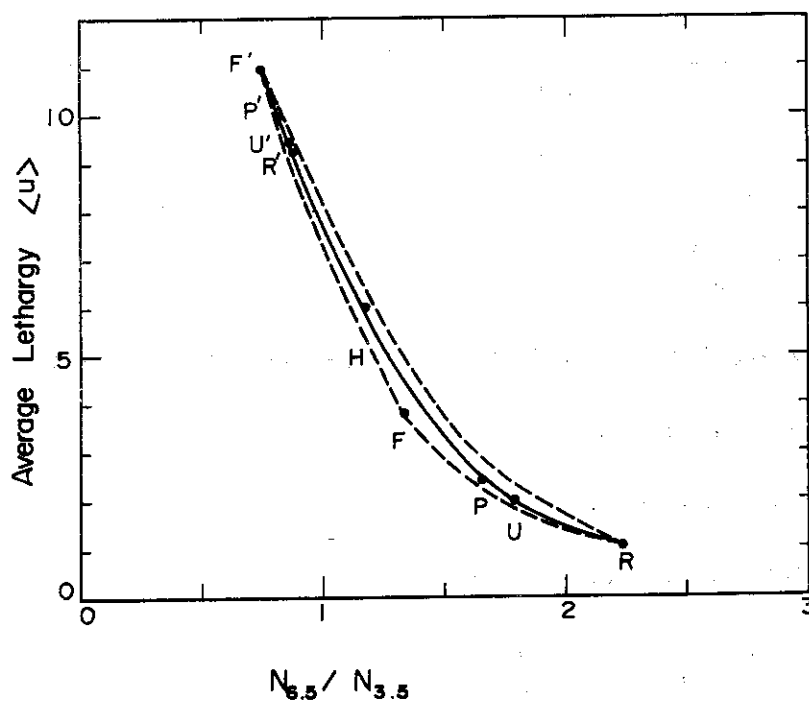


Fig. 4-17. Determination curve (solid line) of an approximate average lethargy derived from the reduced convex set for Detector System I. The dotted lines show the upper and lower limits of errors.

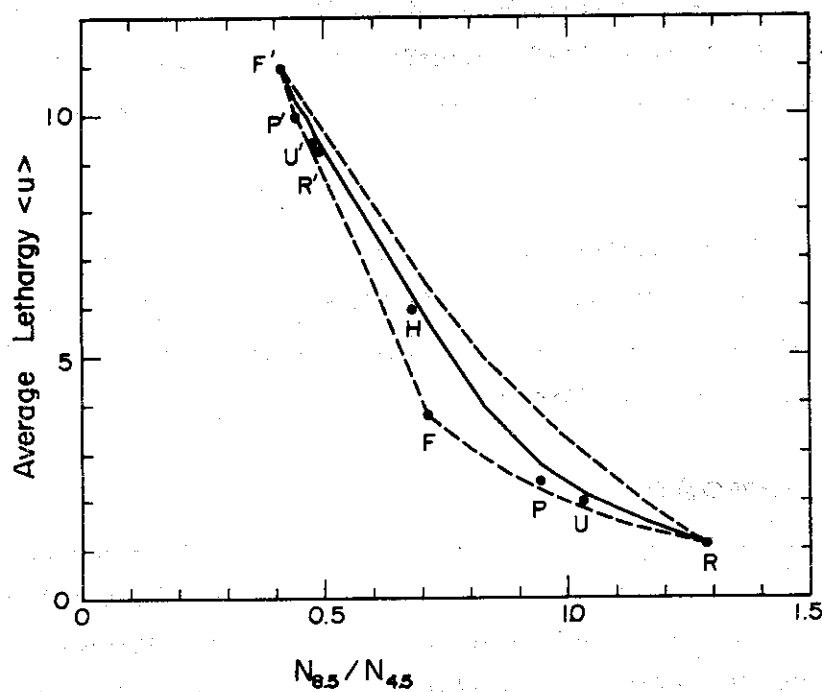


Fig. 4-18. Same as Fig. 4-17 but for Detector System II.

中性子束密度を演算回路との組合せにより測定できる。

さて、2個の検出器を用い、エネルギー範囲(E_0, E_1)および(E_1, E_2)の群中性子束密度(Φ_1, Φ_2)を評価する場合は、目的量および目的関数は次のようになる。

$$Q = (\Phi_1, \Phi_2), \quad (4.10a)$$

$$q(E) = (\theta_1(E), \theta_2(E)). \quad (4.10b)$$

ただし、

$$\theta_\nu(E) = \begin{cases} 1 & (E_{\nu-1} < E < E_\nu) \\ 0 & (E < E_{\nu-1} \text{ または } E > E_\nu). \end{cases} \quad (4.11)$$

これより、2個の検出器の計数率 N_1, N_2 を用いて、特性空間の座標は次により与えられる。

$$K_1 = \frac{\Phi_1}{N_1}, \quad K_2 = \frac{\Phi_2}{N_1}, \quad (4.12a)$$

$$R = \frac{N_2}{N_1}. \quad (4.12b)$$

第4.3節で述べたスペクトル・パターンを用い3次元簡約凸集合を求め、第三章の方法により得られた結果をFig. 4-19に示す。エネルギー領域は0.62 eV~56 keV および56 keV~10 MeVとし、検出器系直(レム・フラックス・メーター)を用いた。群中性子束密度および全中性子束密度は図に示す特性を用いそれぞれ次のように評価される。

$$\Phi_1 \approx K_1^a N_1, \quad (4.13a)$$

$$\Phi_2 \approx K_2^a N_1, \quad (4.13b)$$

$$\Phi_t \approx K_t^a N_1 = (K_1^a + K_2^a) N_1 \quad (4.13c)$$

Fig. 3-2 からも分るように、群中性子束密度の評価結果に対する誤差の限界(Fig. 4-19の点線)は全中性子束密度を一定にしたときの両群に振り分けられる成分の不確定さを示したものである。全中性子束密度の評価結果の誤差は特性空間

$$K_t = \frac{\Phi_1 + \Phi_2}{N_1}, \quad R = \frac{N_2}{N_1} \quad (4.14)$$

における簡約凸集合の境界から求めたものに一致する。

4.6 事故時線量の評価

4.6.1 線量当量の評価

原子炉および臨界装置の核暴走事故時における線量測定の特徴は、高線量の中性子場を対象とすることである。検出器としては、普通 ^{237}U , ^{237}Np , ^{232}Th などを用いた核分裂片飛跡

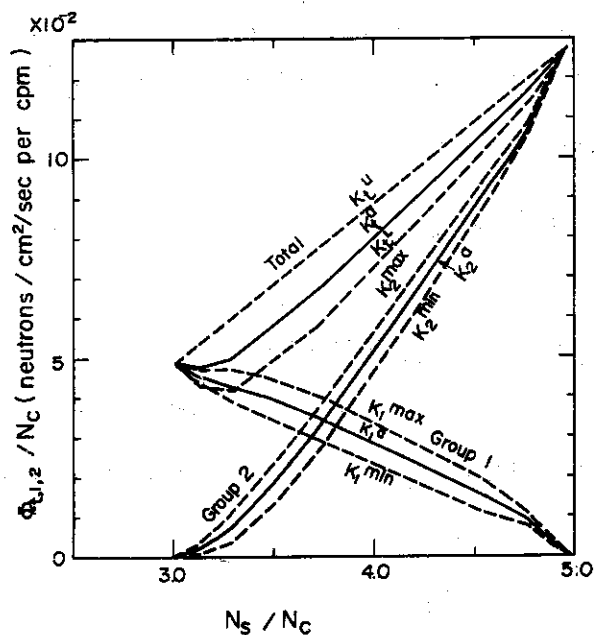


Fig. 4-19. Determination curve (solid lines) of the approximate group and total flux densities using the Rem-Flux Meter. The meanings of notations are same as in Fig. 3-2.

Group 1 : 56 keV - 10 MeV (lethargy = 0 - 5.2).

Group 2 : 0.63 eV - 56 keV (lethargy = 5.2 - 16.6).

Group flux density : $\phi_1 \approx K_1^a N_c$, $\phi_2 \approx K_2^a N_c$.

Total flux density : $\phi_t \approx K_t^a N_c = (K_1^a + K_2^a) N_c$.

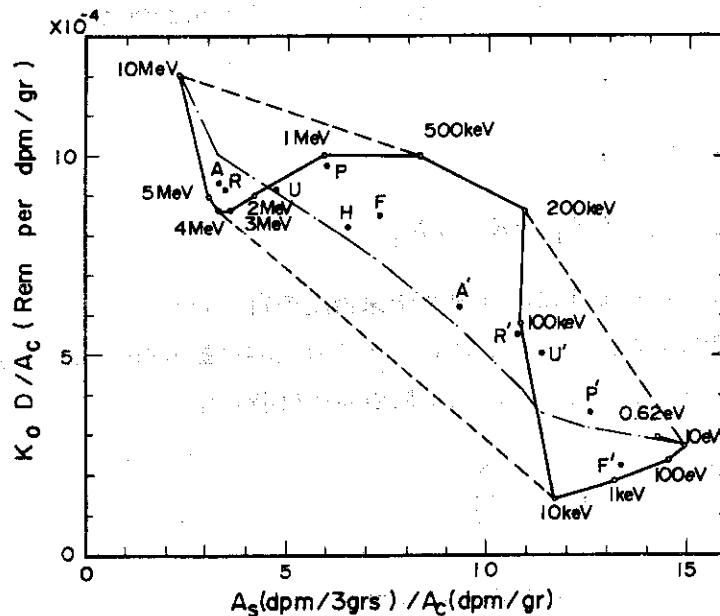


Fig. 4-20. Characteristics of the Emergency Dosimeter in the evaluation of dose equivalent.

• : A and A' denote an Am-Be neutron source spectrum and the corresponding 1/E-spectrum, respectively.

The other notations are same as in Fig. 4-6.

---: Minimum Error Approximation.

$K_0 = 1.134$.

検出器, $^{32}\text{S}(n, p)^{32}\text{P}$, $^{115}\text{In}(n, n')^{115}\text{In}$ 反応などを利用したしきい検出器が使用される。^{15), 16), 17)} 本研究では, 中間エネルギー領域を含む広範囲のエネルギーをもつ中性子場を対象とするために, 減速型検出器 (Fig. 4-3) と ^{237}Np , ^{232}Th を用いた核分裂片飛跡検出器, さらに $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ 反応を利用した飛跡検出器の組合せについて検討する (検出器系Ⅳ～Ⅶ)。各検出器の感度特性については第 4.2.1 節で述べた。

さて, 減速型検出器のみを使用して中性子線量当量を評価する場合 (検出器系Ⅳ, Table 4-4 参照) について調べてみよう。二検出器法であるから, 特性空間は 2 次元となり, 特性は Fig. 4-20 に示すようになる。図には, 単エネルギー曲線 (白丸と実線), それを含む基本凸集合 (点線と一部実線), 最小誤差近似 (曲線——) および Am-Be 線源スペクトルを含むスペクトル・パターンに対応する点 (黒丸) を示した。基本凸集合より導びいた最小誤差近似が図に示す 11 種類のスペクトルに対し最大誤差 25 パーセントと比較的誤差が小さいのは, 検出器系の良度が 4.5 とこれまで述べて来た線量当量率の評価法における各検出器系と比べてかなり良いためである。Table 4-2, 4-4 および 4-8 を見ると, パラフィン減速材の厚さを増すと検出器系の良度が良くなることが分るが, これ以上厚くすると 200~500 keV のエネルギー範囲で凸集合の上限を押上げる結果となり (Fig. 4-20 参照), 誤差が大きくなる。

Fig. 4-21 には, 検出器の数を 2~5 個 (検出器系Ⅳ～Ⅶ) とした場合と, 減速型検出器の中央の検出器のみを用いた場合 (検出器数 1) について誤差の限界と最小誤差近似を示した。図には, ^{235}U 分裂スペクトル (U), これに対応する $1/E$ スペクトル (U') および再処理過程で見られる PuF_4 のスペクトル (P) を例として示したが, 検出器の数が増すに従って誤差の限界が分離し, 縮小して行き, 各スペクトルの値に収束して行く様子が分る。検出器系の良度 (Table 4-8) を見ると, 検出器の数が 2~4 の間には変化がない。これは, ^{237}Np および ^{232}Th が 200 keV 以下に感度を有しないため, これらを追加しても 200 keV 以下の単エネルギー曲線に影響がなく, 検出器系の良度がこの領域で決まってしまうためである。スペクトル U' はこのエネルギー領域からわずかに出ているので誤差が少しずつ小さくなっている。Fig. 4-20 に示す 11 種類のスペクトルに関して誤差の限界を調べた限りでは, 検出器系Ⅵに比べ良度はそれほど精度が良くなっていないので, 検出器系Ⅶを使う利点はほとんどない。Table 4-6 に非線形近似と上述のスペクトルに対する誤差を示す。

4.6.2 吸収線量の評価

次に, 吸収線量の評価法を各検出器系について求めてみる。単位フルエンス (n/cm^2) あたりの人体中における最大線量 (Rad) は Fig. 4-22 に示すようなエネルギー依存性をもつ。線量当量 (Fig. 4-5) の場合は全エネルギー領域にわたって約 30 倍の変化を示したのに比べ吸収線量の場合は約 1.2 倍の変化である。検出器系Ⅳの場合について特性を Fig. 4-23 に示す。図には非線形近似を示したが, 検出器系の良度が 6.3 と非常によいので, 非線形近似の誤差が少なくなっている。検出器の数を 1~5 と変えたときの誤差の限界および検出器系の良度を Fig. 4-24 に示した。例として ^{235}U 分裂スペクトル (U) および臨界集合体炉心 (JAERI-FCA) スペクトル (F) について誤差を示したが, 検出器の数が 4 になるまでは誤差

Table 4-6. Non-linear approximation in evaluation of dose equivalent by the Emergency Dosimeter. The approximate dose equivalent given by

$$D_a = \frac{A_c (\text{dpm/gr})}{11.34} \sum_{i=0}^I B(\alpha, \beta, \dots, \lambda) R_2^{\alpha} R_3^{\beta} \dots R_n^{\lambda} \times 10^{-3} \text{ (Rem)},$$

where $I = 2, n = 2-4$, and

$$R_2 = \frac{A_c (\text{dpm/gr})}{K_c (\text{dpm/gr})}, \quad R_3 = \frac{N_{sp} (\text{tracks/cm}^2)}{c_2 A_c (\text{dpm/gr})}, \quad R_4 = \frac{N_{Tn} (\text{tracks/cm}^2)}{c_3 A_c (\text{dpm/gr})},$$

and c_2 and c_3 are given in the text.

Coefficient B

Detector System	1	R_2	R_3	R_4	R_2^2	$R_2 R_3$	$R_2 R_4$	R_3^2	$R_3 R_4$	R_4^2
IV	14.15	-1.227			0.02985					
V	11.96	-0.589	-0.003975		-42.14	3.762				211.4
VI	2.347	0.2594	-0.006862	187.4	-1.024	-609.8	-666.5	28.25	1099	15080

Detector System	Am-Be (A)	Rad-Be (R)	Be (U)	Fission (P)	PuF ₄ (P)	H ₂ (H)	H ₂ (H)	1/E-Spectrum (A')	1/P-Spectrum (P')	1/F-Spectrum (F')
IV	1.12	1.12	0.98	0.81	0.80	0.90	0.86	0.80	0.81	0.97
V	0.98	0.99	0.94	0.87	0.87	0.95	1.01	0.97	0.97	1.12
VI	1.00	1.00	0.98	0.92	0.90	0.96	1.03	1.08	1.12	1.36

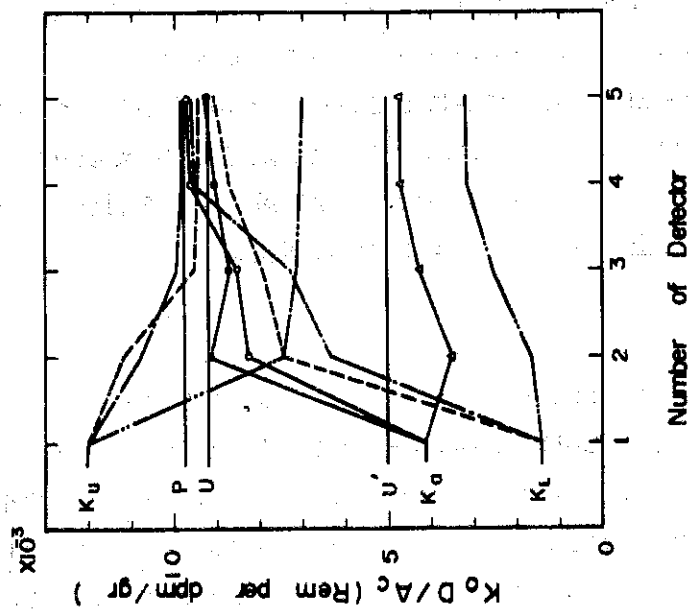


Fig. 4-21. Convergence of the error limits with increasing number of detectors used. U, P and U' denote Watt fission, PuF₄ and 1/E spectra. K_a gives the Minimum Error Approximation. K_u and K_L show upper and lower limits of errors.

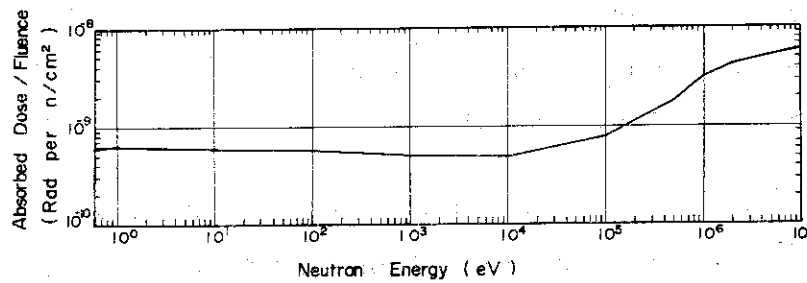


Fig. 4-22. Absorbed dose per unit fluence as a function of neutron energy.

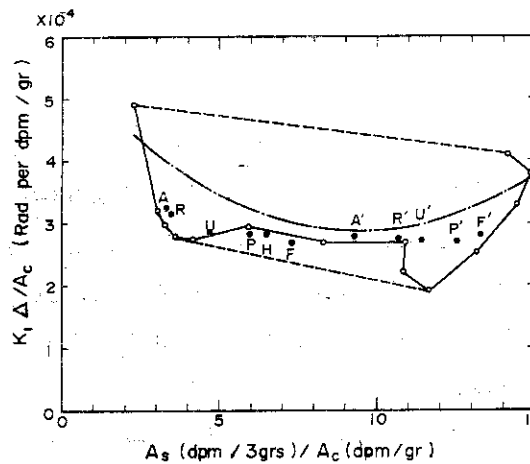


Fig. 4-23. Characteristics of the Emergency Dosimeter in the evaluation of absorbed dose.

—: monoenergetic curve.
---: nonlinear approximation (2-order).
 $k_2 = 3.15$

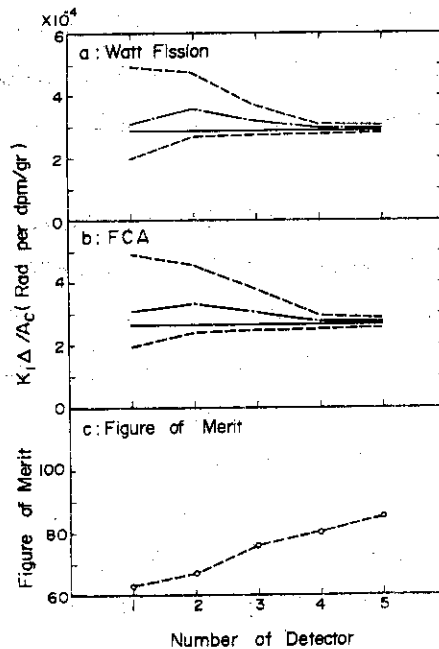


Fig. 4-24. Convergence of the error limits and increasing of the figure of merit with increasing number of detectors used in the evaluation of absorbed dose.

が急に小さくなって行くが、さらに1個追加してもそれほど変らない。一方、検出器系の良度は検出器の数と共に次第に良くなって行くことが分る。これは線量当量を評価する場合と違って、200 keV以下の単エネルギー曲線が決定的な役割を果たしていないためである。Table 4-7に、検出器系Ⅳ～Ⅵを用いた場合の非線形近似と上述11種類のスペクトルに対する誤差を示す。

以上の結果から、事故時線量計として減速型検出器のみを用いてもかなりよい精度の評価が可能であるが、さらに ^{237}Np 、 ^{232}Th 検出器を加えて使用するならば、極めてよい精度で評価でき、非線形近似が有効に適用できることが明らかになった。しかし、さらに1/v検出器を用いても結果はそれほど利点は現われない。

4.7 結 論

第二章および第三章で確立した理論的原理を減速型中性子検出器を主体とする検出器系へ応用することを試みた。先ず、感度特性の独立性の観点から、(Ⅰ)厚さ3.5 cmおよび6.5 cmのパラフィン減速材をBF₃ 比例計数管に被せた形式の検出器の組み合せ、(Ⅱ)厚さ4.5 cmおよび8.5 cmのパラフィン減速材をBF₃ 比例計数管に被せた検出器の組み合せ、(Ⅲ)直径21.5 cmの円柱状パラフィン減速材の中央に1本、4.8 cmの半径上に等間隔に3本のBF₃ 比例計数管を配置し、後者の3本のBF₃ 比例計数管からの信号はまとめて中央のそれとは別な取り出す形式の検出器および(Ⅳ)それに反跳陽子型シンチレーション計数管を組み合せたものの4種類の検出器系を選んだ。

次に、これらの検出器系を用いた場合の中性子線量当量率、平均中性子エネルギー、エネルギー分布および事故時における線量当量ないし吸収線量に関する評価法を導いた。基本凸集合を各検出器系について調べた結果、基本凸集合から導びいた評価法は、検出器系Ⅰ～Ⅲ(二検出器法)の場合誤差が大き過ぎ、検出器系Ⅳ(二検出器法)の場合が応用可能な最低線であることが分った。したがって、検出器系Ⅰ～Ⅲについては、簡約凸集合から導びいた評価法を用いざるを得ない。

一般に検出器系がもつ特性の優劣を判断する基準として第三章で導入された検出器系の良度を用いると便利である。これは基本凸集合から導びかれるもので、基本凸集合による最小誤差近似がもつ最大誤差に関係する量であり、良度が100のとき誤差はなく、良度が50のとき誤差の上限は評価値の2倍、下限は評価値の1/2倍となる。Table 4-8に各検出器系の目的量別の良度を示した。この表より、線量当量率および中性子束密度の評価のためには、検出器系Ⅰ、Ⅱ、Ⅲ、Ⅳの順(これは減速材の大きさの順と同じ)で良度は大きくなるが、平均レサージの評価ではこれと逆の結果になっている。表より判断する限りでは、検出器系Ⅱは目的量が変わっても良度が著しく悪くならないという点で実用上優れていると言える。

検出器系Ⅳ～Ⅵは構成検出器数が2個から5個まで1個ずつ増して行ったものであるが、検出器系の良度は、吸収線量の評価の場合、段々とよくなっている。これに比べ線量当量の評価の場合には、検出器の数がふえても良度は良くならない。これは、この場合、低エネルギー側で良度が決まってしまう、0.5 MeV以上のしきい値をもつ検出器を加えても良度が改善されない事実を示している。

Table 4-7. Non-linear approximation in the evaluation of absorbed dose by the Emergency Dosimeter. The approximate absorbed dose is given by

$$\Delta_a = \frac{A_c(\text{dpm/gr})}{3.15} \sum_{i=0}^I \sum_{\alpha+\beta+\dots+\lambda=i} B(\alpha, \beta, \dots, \lambda) R_2^\alpha R_3^\beta \dots R_n^\lambda \times 10^{-4} (\text{Rad}),$$

where $I = 2$, $n = 2 \sim 4$, and R_2 , R_3 and R_4 are the same meanings as in Table 4-6.

Coefficient B

Detector System	1	R_2	R_3	R_4	R_2^2	$R_2 R_3$	$R_2 R_4$	R_3^2	$R_3 R_4$	R_4^2
IV	5.543	-0.5642			0.02982					
V	5.602	-0.9106	0.05342		-21.32	4.300		87.12		
IV	2.862	-0.3014	0.02412	-21.00	2.303	124.0	291.2	-6.606	-1907	5678

 $\Delta_a/\Delta_{\text{true}}$

Detector System	Am-Be (A)	RaD-Be (R)	Fission (U)	PuF (P) ⁴	FCA (F)	H.R. (H)	1/E-Spectrum				
	(A')	(R')	(U')	(P')	(F')	(H')	(A')	(R')	(U')	(P')	(F')
IV	1.22	1.24	1.23	1.14	1.13	1.11	1.04	1.07	1.09	1.17	1.18
V	1.03	1.04	1.11	1.18	1.06	1.03	0.98	1.04	1.03	1.00	1.06
VI	1.07	1.05	0.98	0.96	0.98	0.98	1.00	1.02	1.03	1.09	1.13

Table 4-8. Comparison of the figure of merit of detector systems. The figure of merit is given by

$$f.m. = \min_R (K_U(R)/K_a(R))^{-1} \times 100 = \min_R (K_L(R)/K_U(R))^{\frac{1}{2}} \times 100$$

where $K_U(R)$ and $K_L(R)$ are the upper and lower limits of the fundamental convex set, and $K_a(R)$ is the Minimum Error Approximation defined by $K_a(R) = (K_U(R)K_L(R))^{\frac{1}{2}}$.

Detector System	Dose Equivalent (Rate)	Neutron Flux Density	First Moment of Lethargy	Absorbed Dose
I	20	52	60	—
II	22	62	45	—
III	32	66	0	—
IV	45	—	—	67
V	45	—	—	76
VI	45	—	—	80
VII	49	—	—	85

Table 4-9. Maximum error in the approximation derived from the reduced convex set (r.c.s.) and the fundamental convex set (f.c.s.). The maximum error is given by

$$m.e. = \max_R (K_U(R)/K_a(R)) = \max_R (K_U(R)/K_L(R))^{\frac{1}{2}},$$

where $K_U(R)$ and $K_L(R)$ are the upper and lower limits of the fundamental or reduced convex set, and $K_a(R)$ is the Minimum Error Approximation defined by $K_a(R) = (K_U(R)K_L(R))^{\frac{1}{2}}$.

Detector System	Convex Set	Dose Equivalent (Rate)	Neutron Flux Density	First Moment of Lethargy	Absorbed Dose
I	r.c.s.	1.73	1.30	1.40	—
II	r.c.s.	1.44	1.28	1.58	—
III	r.c.s.	1.15	1.18	1.58	—
IV	f.c.s.	2.22	—	—	1.49
V	f.c.s.	2.22	—	—	1.32
VI	f.c.s.	2.22	—	—	1.25
VII	f.c.s.	2.04	—	—	1.18

簡約凸集合および基本凸集合から導びいた最小誤差近似における最大誤差を各検出器系について目的量別に Table 4-9 に示した。表に示した値を評価値に乗ずると誤差の上限が、また評価値をそれで割れば誤差の下限が得られる。検出器系の良度 (Table 4-8) が大きくなるに従って最大誤差が小さくなることが分る。Table 4-9 に示す最大誤差は各検出器系とも実用上容認される程度のものである。

以上の如く、前二章で確立された理論的原理を減速型中性子検出器を主体とした検出器系へ応用することにより、実用上十分な評価法が得られることが分った。

文 献

- 1) ICRP Publication 21 : Data for Protection against Ionizing Radiation from External sources; Supplement to ICRP Publication 15(1971).
- 2) D.S. Young: Los Alamos Report LA-1938(1955).
- 3) J.De Pangher: Nucl. Instrum. Methods 5 (1959) 61.
- 4) Y. Yoshida, H. Tatsuta, H. Ryufuku, K. Kitano and S. Fukuda: J. Nucl. Sci. Technol. 3 (1966) 473.
- 5) H. Ryufuku: J. appl. Phys. 5 (1966) 903.
- 6) H. Ryufuku, H. Tatsuta and T. Shirotani: Japan. J. appl. Phys. 5 (1966) 1039.
- 7) 城谷 孝, 龍福 広, 立田初己: 日本原子力研究所研究報告 JAERI-memo 3311 (1968).
- 8) H. Ryufuku, H. Tatsuta and C. Saito: Neutron Dosimetry for Nuclear Accident (1967).
- 9) 昭和35年9月30日科学技術庁告示22号
- 10) L.L. Medveczky: Acta. Phys. Acad. Sci. Hungar 6 (1956) 261.
- 11) S. Glasstone and M.C. Edlund: The Elements of Nuclear Reactor Theory (D. Van Nostrand Company, Inc., 1958) P.64.
- 12) ICRU Report No. 13, P.20 (1963).
- 13) 飯島 勉: 私信.
- 14) S. Katsuragi, K. Moriguchi and Y. Kuge: 日本原子力研究所研究報告 JAERI-1104 (1966).
- 15) H. Ryufuku, H. Tatsuta and C. Saito: Neutron Dosimetry for Nuclear Accident (1967).
- 16) K. Bingo, T. Numakunai and M. Fujita: Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI 1229 (1973).
- 17) K. Becker: Topics in Radiation Dosimetry ed. F.H. Attix (Academic Press New York and London, 1972) P.109.

第五章 実測結果と検討

5.1 はしがき

本研究における評価法の有効性を確かめるために、(1)Am-Be線源を用いた減速中性子場、(2)燃料再処理施設におけるPuF₄による中性子場、(3)重水炉周辺における低エネルギー中性子場、(4)バンデグラフ加速器周辺の広エネルギー領域の中性子場の4種類の場を対象として、線量当量率および平均レサージの評価を行なった。他の評価法による解析を同時に行ない、本研究の方法により得られた結果と比較し、検討を行なった。

本研究で用いる検出器は次の3種類とし、簡約凸集合から得た断片的線形近似により評価を行なった。

〔検出器系Ⅰ〕 厚さ3.5 cmと6.5 cmのパラフィン減速材をBF₃比例計数管に交互に用いる形式(二検出器法)

〔検出器系Ⅱ〕 厚さ4.5 cmと6.5 cmのパラフィン減速材をBF₃比例計数管に交互に用いる形式(二検出器法)

〔検出器系Ⅲ〕 直径21.5 cm長さ24.4 cmの円柱状パラフィン減速材の中央に1本、4.8 cmの半径上に等間隔に3本のBF₃比例計数管を配置し、後者の3本のBF₃比例計数管からの信号はまとめて中央のそれとは別にとり出す形式(二検出器法)

比較検討の対象となった線量当量率の評価法は次のとおりである。

- 1) 反跳陽子型原子核乳剤(NTAフィルム)による評価法。
- 2) 反跳陽子型シンチレーション計数管による評価法。
- 3) Andersson-Braun型レム・カウンタ(単検出器法)による評価法¹⁾。
- 4) Bonner型レム・カウンタ(単検出器法)による評価法²⁾。
- 5) 厚さ1.0 cmと6.5 cmのパラフィン減速材をBF₃比例計数管に交互に被せる方式(二検出器法)を用いた「単エネルギー法」による評価法³⁾。
- 6) 厚さ3.5 cmと6.5 cmのパラフィン減速材をBF₃比例計数管に交互に被せる方式(二検出器法)を用いた「直交展開法」による評価法⁴⁾。

前述の典型的スペクトルをもつ4種類の中性子場に対して実測を行ない、得られた結果の比較検討により、各々の評価法の精度を詳細に調べた。第2章で得られた理論的原理が各評価法の誤差を決定するために有効に用いられた。

第5.2節では、本研究の方法と単検出器法であるAndersson-Braun型およびBonner型レム・カウンタ(平均レサージに対する)実測レスポンスを比較検討することにより、本研究の方法の精度を明らかにする。

第5.3節では、従来の方法の一つである「単エネルギー法」との比較を行なう。

第5.4～5.5節では、低速領域から高速領域に至る種々のエネルギー・スペクトルをもつ中性子場に対する実測結果を基に、従来の最も精度の良い評価法である「直交展開法」との比較について述べる。

第5.6節では、全実測結果を総合的に検討し、各評価法の精度を把握し、それらの方法の有

効性について述べる。

5.2 Am-Be線源を用いた減速中性子場の測定

本法の有用性を確かめるために、Am-Be線源からの中性子をコンクリートで減速し、種々の中性子場を作り、その測定を行なった。また、他の方法と比較するために、Andersson-Braun型¹⁾およびBonner型²⁾レム・カウンタによる測定も同時に行なった。

中性子減速装置は、周囲の壁、床および天井が厚さ50 cmの重コンクリートで出来ている実験室の一隅に、Fig. 5-1に示すように、壁から98 cmの間隔を置いて厚さ30 cmのコンクリート・ブロックを横200 cm高さ150 cmに積み重ねて作った。Fig. 5-1のaが上から見た図で、bが側面図である。線源は図に示す支持台A、B、Cの位置に置かれ、支持台Aに置かれた線源から放出された中性子は、厚さ20 cmのコンクリート・ブロックを通過するか、まわりのコンクリート壁またはブロックで散乱された後に、検出器に入射する。線源は2箇用いられ、それぞれの中性子発生率は 2.26×10^6 neutrons/sec(これを線源aとする)および 6.55×10^6 neutrons/sec(これを線源bとする)である。この2箇の線源を次のように配置し、三種類の減速中性子場を得た。

Case 1) 線源aおよびbを支持台Aに置く。減速効果は最も大きい。

Case 2) 線源aを支持台Aに、線源bを支持台Cに置く。減速効果は中程度。

Case 3) 線源aおよびbを支持台Bに置く。減速効果は最も小さい。

検出器としては、第4.2節にあげた検出器系Ⅰ、Ⅱ、ⅢおよびAndersson-Braun型、Bonner型の両レム・カウンタを用いた。検出器系Ⅰ、Ⅱ、Ⅲによって得られた計数率は、本法の原理により処理され、線量当量率、平均レサージの評価が行なわれた。ただし、本実験では、第4.3節にあげられた基底スペクトルの代りに、原子炉中の減速スペクトルから推定したより詳細な減速スペクトル(Fig. 5-2)を基底スペクトルとして用い、簡約凸集合を求め、それを基に最小誤差近似を行ない、評価法を導いた(Fig. 5-3~5-5)。実際に用いた検出器とFig. 5-3~5-11に示す特性を検出器との絶対感度を合わせるために、Am-Be線源に対する校正定数を求めた。その結果をTable 5-1に示す。Andersson-Braun型レム・カウンタは、BF₃比例計数管に直径2.15 cm長さ24.5 cmのポリエチレン減速材を被せ、その減速材中に熱中性子吸収材¹⁰Bを挿入した構造をもつ。Bonner型レム・カウンタは、⁶LiFシンチレーション検出器に直径2.54 cmの球形ポリエチレン減速材を被せた構造をもつ。両レム・カウンタは中性子線量当量率の評価にのみ使用するのが目的である。それらの相対的感度特性をFig. 5-6に示した。

検出器系Ⅰ、Ⅱ、Ⅲを用いて評価した上述の3種類の減速中性子場の平均レサージをTable 5-2に示した。各検出器系による評価値を検出器系Ⅱの値で割った結果も同時に示した。また、Fig. 5-7に、検出器系Ⅱによって得られた線量当量率に対する使用した全検出器によってそれぞれ求められた線量当量率の比を、検出器系Ⅱによって求められた平均レサージと共に示した。なお、前述の如く、全検出器の感度特性はAm-Be線源により規格化した。Fig. 5-7より、Bonner型レム・カウンタによる結果を除けば、最も減速された状態でも、評価結果は±30パーセントの範囲内にあることが分る。Fig. 5-7には、Fig. 5-6に示さ

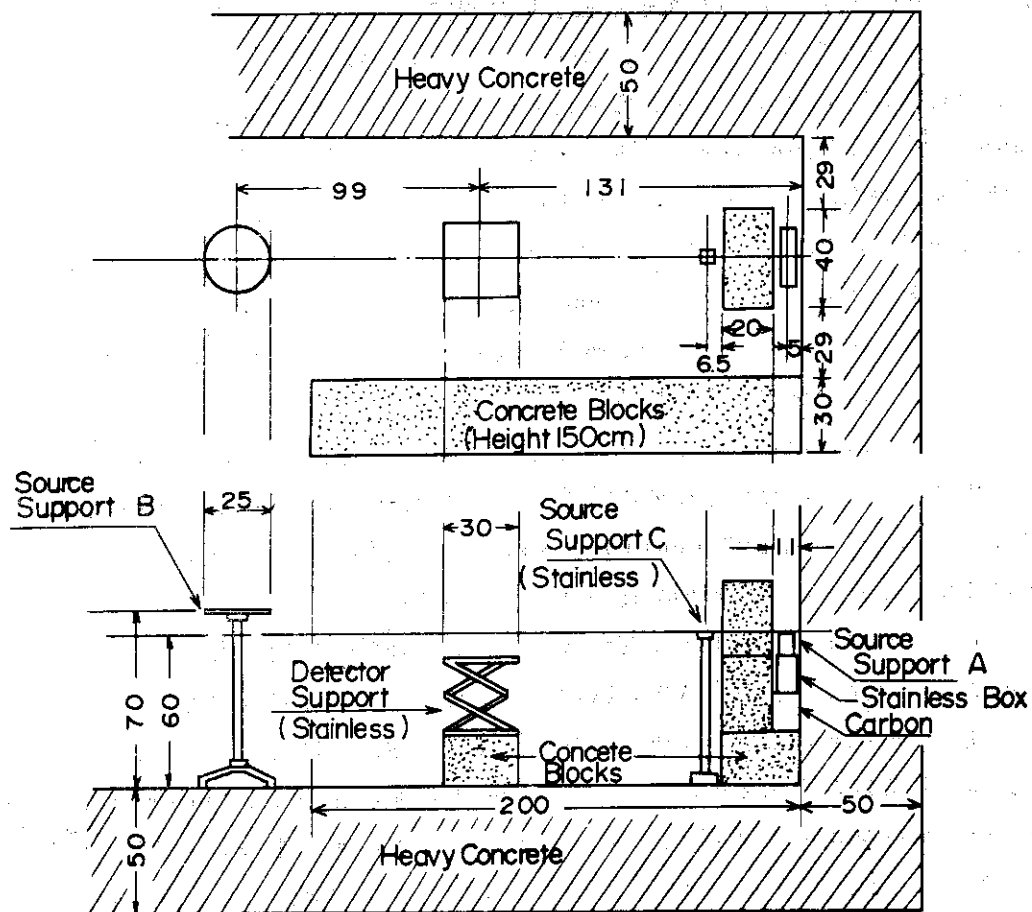


Fig. 5-1. Setup for the experiment using slowing down neutron fields. a: horizontal. b: vertical.

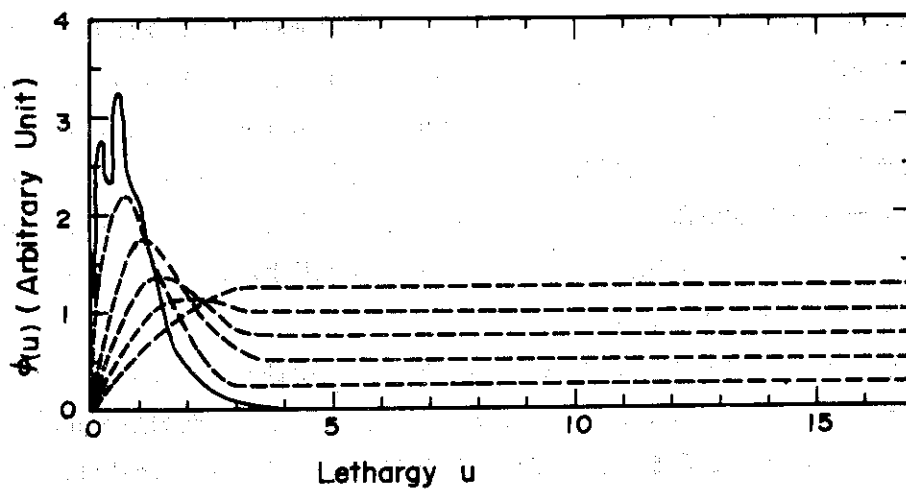


Fig. 5-2. Am-Be neutron source spectrum (solid line) and its slowing down spectra assumed from calculation of reactor neutron spectra.

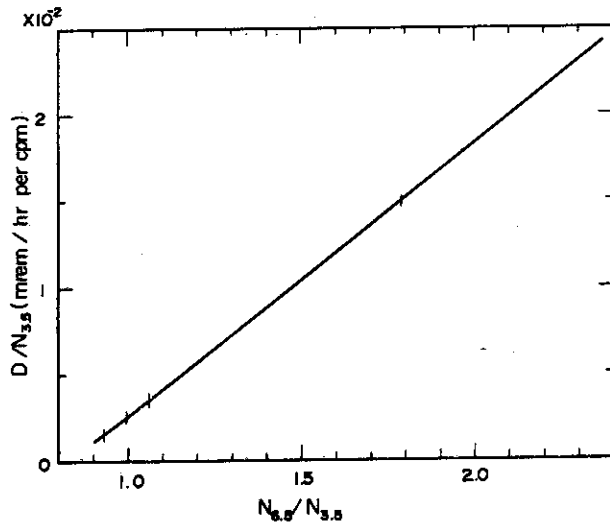


Fig. 5-3. Partial linear approximation and its error for Detector System I in the evaluation of dose equivalent rate due to slowing down fields of an Am-Be source neutrons.

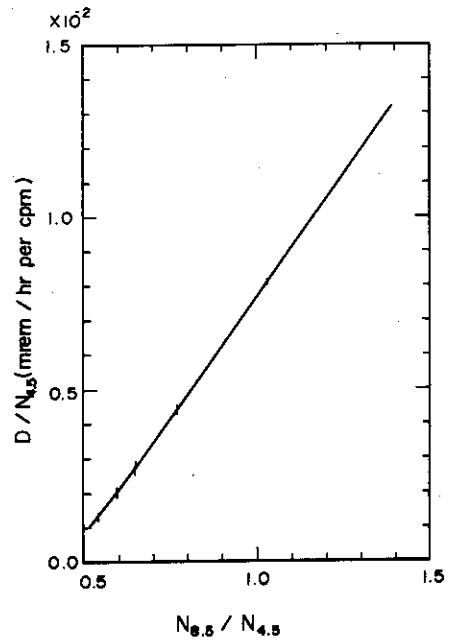


Fig. 5-4. Same as in Fig. 5-3 but for Detector System II.

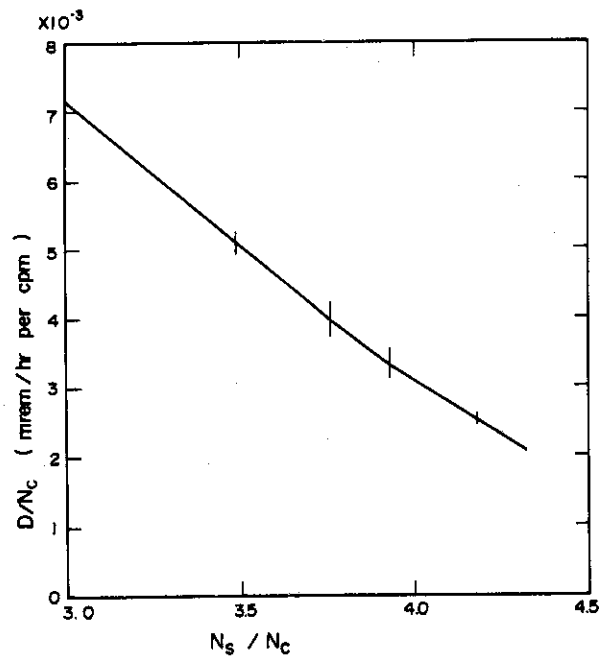


Fig. 5-5. Same as in Fig. 5-3 but for Detector System III.

Table 5-1. Calibration constants of the detectors for neutrons from the Am-Be source.

Calibration Constant	3.5	4.5	6.5	8.5	Rem-Flux Meter	
	cm	cm	cm	cm	Center	Side
k	0.176	0.100	0.0746	0.0661	0.0553	0.0186
k_0	0.168	0.0913	0.0708	0.0656	0.0497	0.0166
k/k_0	1.05	1.10	1.05	1.01	1.11	1.12

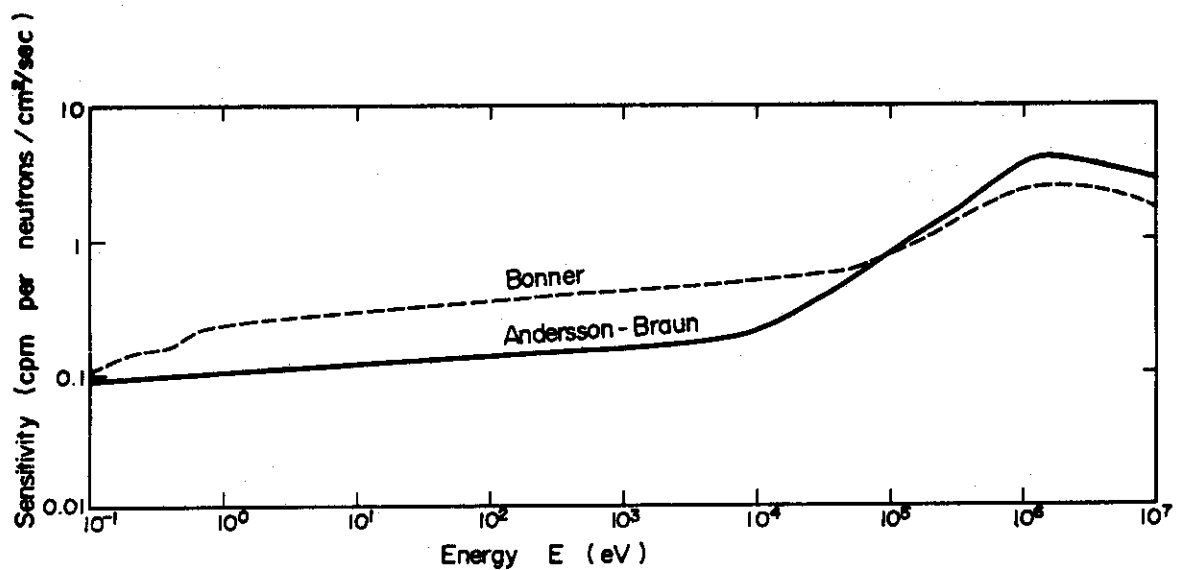


Fig. 5-6. Sensitivity of an Andersson-Braun type and a Bonner type rem-counters.

Table 5-2. Mean lethargy obtained by Detector System I, II and III for each neutron field.

Detector System	Neutron Fields		
	Case 1	Case 2	Case 3
I	6.8	4.2	3.2
II	6.3	4.5	3.3
III	7.5	5.9	4.2
I/II	1.08	0.93	0.97
III/II	1.19	1.31	1.27

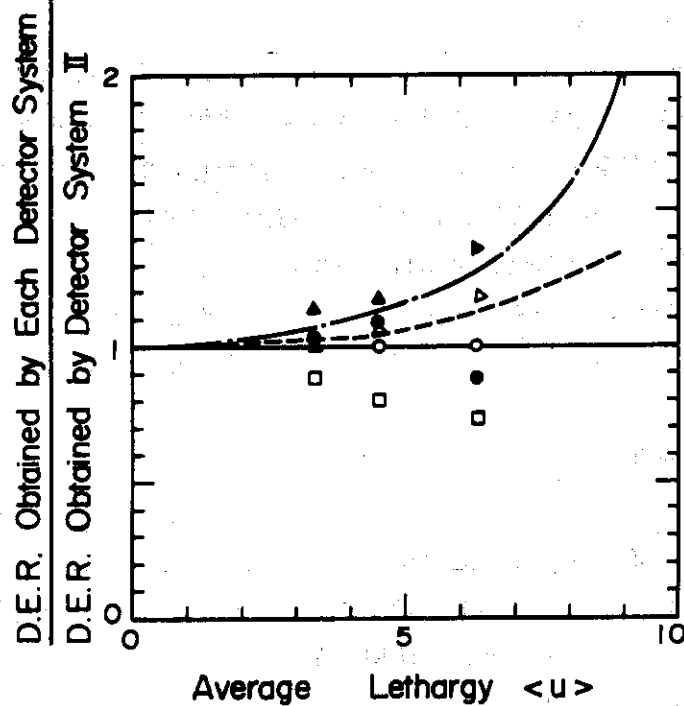


Fig. 5-7. Comparison of responses to the slowing down neutron fields due to the Am-Be source.

Experimental

- : Detector System I
- : Detector System II
- : Detector System III
- △ : Andersson-Braun type rem-counter
- ▲ : Bonner type rem-counter

Theoretical

- : Andersson-Braun type rem-counter¹⁾
- : Bonner type rem-counter²⁾

れている感度特性から理論的に求められた Andersson-Braun 型と Benner 型レム・カウンタのレスポンスを示したが、実測結果とよく一致している。これは、逆に、標準として用いた検出器系Ⅱによる平均レサージおよび線量当量率の評価結果が正しいことを示すものである。したがって、検出器系Ⅲによる評価結果は精度が予想より良くないことになる。

5.3 燃料再処理施設における中性子測定

使用済燃料からプルトニウムを抽出する過程で、フッ化物 PuF_4 が NaF または Al_2O_3 にトラップされた状態の物質ができ、これが中性子発生源 ($\text{Pu}-\alpha-\text{F}$) となる。 PuF_4 からの中性子源のスペクトルは、Fig. 4-11 に示すように、 ^{235}U 分裂スペクトル (Fig. 4-10) より低エネルギーにずれている。

処理装置から漏洩して来る中性子線に対する線量当量率を、反跳陽子型原子核乳剤 (NTA^{*)} フィルム)、反跳陽子型シンチレーション計数管、単エネルギー法³⁾ および本研究による方法で評価し、比較することを試みた。

単エネルギー法は 1.0 cm と 6.5 cm の厚さのパラフィン減速材を BF_3 比例計数管に交互に被せるものを用い、各々の場合の計数率の比と単エネルギー曲線 (単エネルギーのときに成り立つ計数率比とエネルギーの関係) から実効エネルギーを評価し、線量当量率を求める方法である。本研究による方法は検出器系Ⅰを用い、断片的線形近似による評価法 (Fig. 4-14) を採用した。各々の方法による評価結果を Table 5-3 に示す。単エネルギー法による結果は極めて過小評価であるのに対し、本研究の方法によって得られた結果は NTA フィルムおよびシンチレーション計数管による結果と比較して、極めて妥当な結果であることがわかる。

5.4 熱中性子炉周辺の中性子測定

JRR-2 は重水を減速材とする熱中性子炉であるために漏洩中性子は低速成分を多く含んでいる。検出器系Ⅰを用い、JRR-2 周辺の中性子場の測定を行ない、従来の方法の一つである直交展開法⁴⁾ と本研究の方法により線量当量率の評価を行なった。直交展開法は ^{235}U 分裂スペクトルと $1/E$ スペクトルを基底関数として採用した。本研究の方法としては、簡約凸集合による断片的線形近似 (Fig. 4-14) を用いた。Table 5-4 に両者による評価結果を示す。比較的高速成分の多い測定点 4 では、両者の評価結果はほぼ一致しているが、低速成分の多い測定点 3 および 6 では、直交展開法は負の評価結果を与える。このように直交展開法は、非物理的結果を導くことがあり、欠点の一つとして知られているが、本研究の方法はもともと物理的領域を過不足なく把握することから始まっているので、そのような結果をもたらすことはあり得ない。

5.5 バンデグラーフ加速器周辺の中性子測定

比較的広範囲のエネルギー領域にわたるスペクトルを有する中性子場としてバンデグラーフ加速器周辺のそれがある。 $\text{D}(\text{d}, \text{n})^3\text{He}$ 反応により放出される中性子は約 3 ~ 6 MeV のエ

^{*}) Kodak Personnel Neutron Monitoring Film Type A.

Table 5-3. Comparison of the results in the measurements of dose equivalent rate made by different methods on neutron fields in the JAERI fuel reprocessing test plant.*

Neutron Field	Nuclear Emulsion	Scintillation Counter	Monoenergy Method**	Present Method***
1		3.5	0.35	3.1
2	0.9	0.90	0.039	1.2
3		0.18	0.01	0.09
4	0.7	0.91	0.039	1.2

Unit : mrem/hr.

* Neutron source : PuF_4 .

** Multidetector method using a BF_3 proportional counter with 1.0-cm- and 6.5-cm-thick paraffin moderators.

*** Multidetector method using Detector System I and the partial linear approximation derived from the reduced convex set.

Table 5-4. Comparison of dose equivalent rates evaluated by an orthonormal expansion method with ones by the present method (mentioned in Table 5-3).

Place* No.	$R = \frac{N_{6.5}}{N_{3.5}}$	Orthonormal Expansion Method**		Present Method	
		K_D	D	K_D	D
1	0.84	0.0005	0.31	0.0008	0.50
2	0.88	0.0008	2.6	0.0012	4.0
3	0.78	-0.0001	-0.037	0.0004	0.15
4	1.00	0.0021	73.5	0.0023	80.5
5	0.90	0.0011	0.66	0.0014	0.84
6	0.77	-0.0002	-0.26	0.0004	0.46
7	0.8	0.0001	0.05	0.0004	0.20

Unit: D(mrem/hr), K_D (mrem/hr per cpm).

* Neutron Field: Leakage neutrons from JRR-2 (Heavy water moderated thermal reactor).

** This method uses Detector System I as in the present method.

エネルギーをもつが、これが減速し幅広いスペクトルになるので、原子炉の場合に比べエネルギー範囲の広い中性子場が測定の対象となる。Fig. 5-8は検出器系Ⅰの簡約凸集合と断片的線形近似を示したものであるが、原子炉施設用のスペクトル・パターンのほか、700 keV ~ 6 MeVの単エネルギー・スペクトルを採り入れてある。

検出器系Ⅰを用い、Fig. 5-9に示すバンデグラフ加速器周辺の各点において中性子の測定を行なった。得られたデータから、Fig. 5-8に示す断片的線形近似により線量当量率、および同様の方法により平均レサージを評価した。その結果を直交展開法による結果と共にTable 5-5に示した。この場合、直交展開法はすべての評価値が過小評価になっているか、測定点2~7においてはほぼ本研究の方法による結果に一致していることが表よりわかる。

測定点1においては、直交展開法による結果は30パーセントの過小評価になり、測定点8では評価値は負になっている。後で詳論するが、直交展開法はこのように広範囲のエネルギー領域にわたるスペクトルを対象とするときは、その両端で大きな誤差を生ずることがある。

Table 5-5にシンチレーション・カウンタによる結果を比較のために示したが、測定点1では本法による結果に一致している。これはこの場所における線量当量率が4 MeV 程度の高いエネルギー成分からの寄与が主であることを示している。測定点2および3における中性子線は、マグネットおよびデフレクターが重水素により汚染しているためにそれが中性子源となり、それより発生した中性子が装置および壁などにより減速して生じたものである。したがって、約0.5 MeV 以上の中性子のみに感度を有するシンチレーション・カウンタによる結果は実際より低い線量を与えていると考えられる。

5.6. 検 討

5.6.1 単検出器法との比較

Andersson-Braun型およびBonner型レム・カウンタと本研究の方法との実験的比較では、検出器系Ⅱを基準にすると、両レム・カウンタの実測レスポンスは理論的レスポンスとほぼ一致するという結果が得られた。検出器系ⅠはⅡと10パーセント程度の差、検出器系ⅢはⅡと27パーセント程度の差が実測レスポンスに現われた。

検出器系ⅡがⅠまたはⅢより正しい結果を与えると主張できる根拠がほかにある。検出器系Ⅰは3.5 cmの厚さのパラフィン減速材を用いているが、その感度特性は、5 keV以下のエネルギー範囲では、中性子拡散理論により決定されている⁵⁾。中性子の平均自由行程の3倍程度境界より離れないと拡散理論は近似が悪くなるが、上記減速材の大きさは拡散理論の適用可能な限界とほぼ同じである。また、検出器系Ⅲは1個の減速材中に4本のBF₃検出器を配置したものであるが、低エネルギー領域において、感度の方向依存性があることが考えられる。

したがって、本実験は、このような感度特性の不確定さの結果現われる誤差がFig. 5-7に示す程度であることを明らかにした点で、有意義である。

5.6.2 単エネルギー法との比較

次に、第5.3節における単エネルギー法との比較実験では、単エネルギー法は本研究の方法に比べて10分の1程度の評価値を与えることがわかったが、単エネルギー法がこのような過

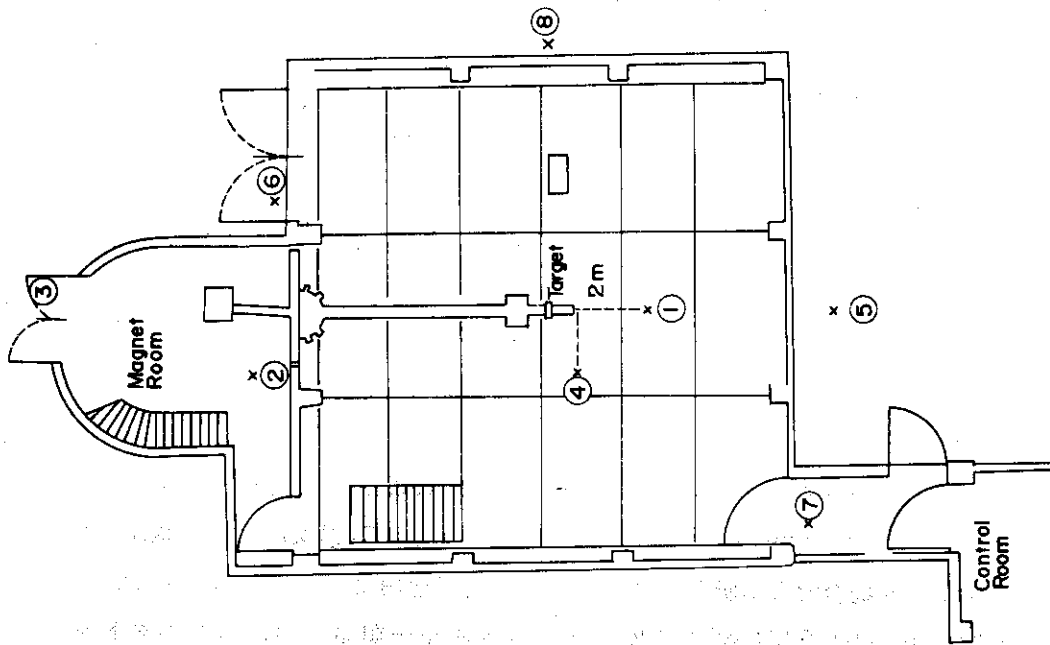


Fig. 5-9. JAERI's 2 MeV Van de Graaff accelerator building and the points (denoted by 'x') at which neutron dose equivalents are measured.

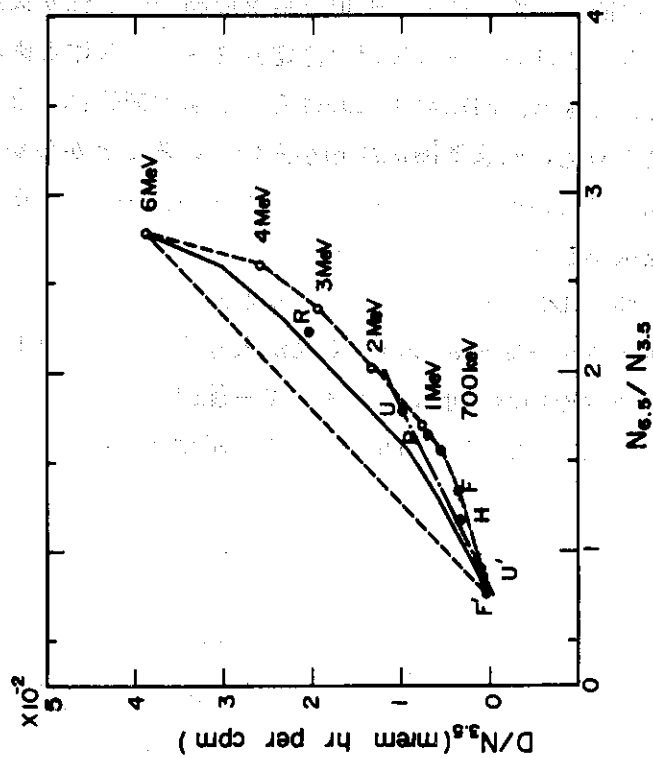


Fig. 5-8. Reduced convex set and partial linear approximation (solid line) for Detector System I in the evaluation of dose equivalent rate due to neutrons around a Van de Graaff accelerator. The straight line (---) shows the orthonormal expansion method using Watt fission (U) and $1/E$ (U') spectra as basis functions.

小評価の結果を与えることは次のようにしてわかる。この場合の特性空間における単エネルギー曲線はFig. 5-10のようになる。PuF₄スペクトルとその1/E減速スペクトルはそれぞれ図に示すPおよびP'点の近傍になるであろう(Fig. 4-6参照)。実際の中性子場のスペクトルはこの二つのスペクトルの合成に近い形をしているから、対応する点は直線PP'上にある(特性空間の性質Ⅱ(第2.3.2節))。実測によると実効エネルギーは5 keVであるから、単エネルギー法では図に示す単エネルギー曲線上の点Aで線量当量率を評価することになるが、実際は直線PP'上の点Bで評価するのが正しい。両者の間には1桁の違いがある。これで単エネルギー法がいかに過小評価になるかがわかった。

また、1.0 cm と 6.5 cm の減速材の組み合わせもよくないことはFig. 5-10に示す基本凸集合を見ると明白である。これより検出器系の良度を計算すると、1.1と極めて悪い。

以上により、本研究の評価法は従来の方法に比べて十分妥当な結果を与えることがわかった。

5.6.3 直交展開法との比較

第5.4～5.5節では本法と従来の方法の一つである直交展開法との比較のための実験結果を述べた。重水炉から漏洩する中性子は比較的低速の成分が多いので、後に述べるように、直交展開法の誤差が大きくなる場合であるが、このような場合でも本研究による方法は有効に適用できることがわかった。

バンデグラフ加速器周辺の中性子場は極めて広範囲のエネルギー領域にわたるスペクトルを有するが、このような場合も直交展開法の誤差は大きくなる。Fig. 5-8には、²³⁵U分裂スペクトルと1/Eスペクトルを基底関数とする直交展開法の特性を二点UU'を通る直線で示した。計数率の比Rが1.0～1.3の間では断片的線形近似と直交展開法の特性が接近していることがFig. 5-8より明らかであり、Table 5-5に示す測定点2～7における両者の評価結果はこのようにして理解することができる。測定点1における評価値は簡約凸集合から見れば、本研究による方法が正しい結果を与え、直交展開法は過小評価であることがわかる。また、計数率比が0.8以下では直交展開法による結果は負になることもFig. 5-8より明白である。

直交展開法のこのような欠陥を救うために、基底関数を1つは²³⁵U分裂スペクトルよりもっと高エネルギー側に、他の1つは1/Eスペクトルよりもっと低エネルギー側を選んでみよう。しかし、その場合は中間エネルギー領域において誤差が大きくなり、Table 5-5およびFig. 5-9からわかるように、放射線防護上重要なエネルギー範囲で精度の悪い評価結果を与えることになる。したがって、直交展開法ではTable 5-5に示す評価値を与えるのが最もよい場合で、それ以上の結果は望めない。

5.7 結 論

第4章で決定した検出器系と評価法を実際の中性子場に適用した場合にどのようなレスポンスを示すかを、他の方法と比較しながら、実験により確かめた。

単検出器法によるAndersson-Braun型およびBonner型レム・カウンタと本研究における方法の評価結果を比較する実験では検出器系Ⅱを基準に採ると両レム・カウンタのレスポンスは理論的に予想されたレスポンスとほぼ一致することがわかった。これより検出器系Ⅱによる線量当量率および平均レサージの評価結果は十分正しいと言える。また、検出器系Ⅰは12パーセント、Ⅲは27パーセントの誤差を有することが本実験で確かめられた。

Table 5-5. Evaluation of dose equivalent rates D and average lethargy $\langle u \rangle$ around the JAERI Van de Graaff accelerator. For comparison are shown the results obtained by a scintillation counter which is sensible above 0.5 MeV.

Place* No.	$R = \frac{N_{6.5}}{N_{3.5}}$	Present Method		Orthonormal Expansion	Scintillation Counter
		$\langle u \rangle$	D (mrem/hr)	D (mrem/hr)	D (mrem/hr)
1	1.92	1.75	16.7	11.6	17.2
2	1.24	4.79	100.3	88.2	26.0
3	1.18	5.28	14.0	11.8	3.7
4	1.11	5.93	3.1	1.9	—
5	1.11	5.93	0.20	0.19	—
6	0.99	7.43	3.4	2.46	—
7	0.94	7.83	0.65	0.48	—
8	0.79	10.0	0.02	-0.004	—

* This is shown in Fig.5-9.

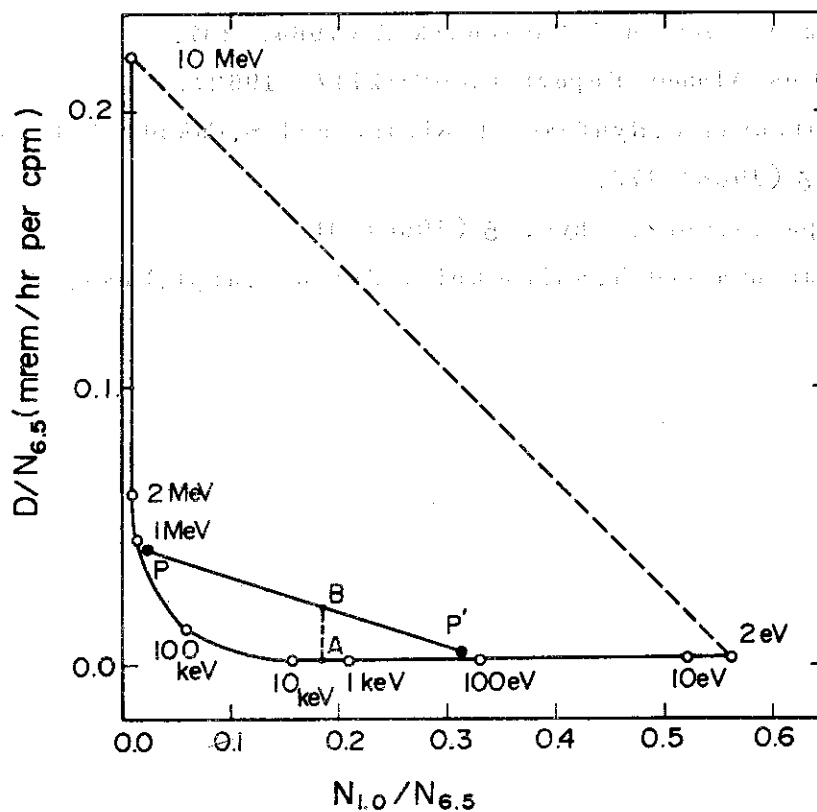


Fig. 5-10. Characteristics of 'Monoenergy Method'.³⁾

単エネルギー法との実験的比較では、本研究の方法による評価結果は、反跳陽子型原子核乳剤（NTAフィルム）および反跳陽子型シンチレーション計数管による測定結果と比べて、極めて妥当であるのに対して、単エネルギー法の評価結果はそれらの十分の1程度となった。何故このような結果になるかを第2章で確立された原理を用いて調べた結果、その原因が明らかになった。このように、単エネルギー法は、実験的にも理論的にも、誤差の大きい評価であることが確かめられた。

重水炉およびバンデグラフ加速器周辺の中性子場の実測結果より、直交展開法は中間エネルギー領域ではよい結果を与えるが、それより低エネルギー側または高エネルギー側になると極めて過小評価になるが、本研究における方法で評価した結果は誤差の範囲との関係で十分な精度であることがわかった。

本章で述べた実験には、Am-Be線源、再処理施設におけるPu- α -F線源、重水炉、およびバンデグラフにおけるD(d,n)³He反応等から放出ないし漏洩する中性子を用いたが、これらすべての場合において、本研究の方法は従来の多検出器法に比べて極めて精度がよく、放射線防護のために十分役立つ評価法であることが確かめられた。

文 献

- 1) I.O.Andersson and J.Braun : Nucleonik 6 (1964) 237.
- 2) D.E.Hankins : Los Alamos Report LAMS-2717 (1962).
- 3) Y.Yoshida, H.Tatsuta, H.Ryufuku, K.Kitano and S.Fukuda : J.Nucl. Sci. Technol. 3 (1966) 473.
- 4) H.Ryufuku : Japan.J.appl. Phys. 5 (1966) 910.
- 5) H.Ryufuku, H.Tatsuta and T.Shirohani : Japan.J.appl.Phys. 5 (1966) 1039.

第六章 本原理の β 線および γ 線計測への応用

6.1 はしがき

多検出器法は β 線および γ 線計測の分野においても種々の検出器を用いて行なわれている。例えば、個人被曝線量計¹⁾、スタック・ガス・モニタ²⁾、傷口汚染検出器³⁾、プルトニウム肺モニタ⁴⁾等々である。

これらの検出器から得られたデータの処理に関する従来の方法は、任意のエネルギーまたは空間分布をもつ放射線源を平均エネルギーまたは平均位置をもつ放射線源で置き代えて、被曝線量または放射性物質の量を評価するものである。これは中性子計測における「単エネルギー法」と本質的に同じであり、評価結果には大きな誤差が含まれている可能性がある。

本章では、これらの問題に本研究の原理を適用することにより最適処理法を導き、従来の方法と比較検討する。先ず第6.2節では、個人被曝線量計による β 線被曝線量の評価の問題を採り上げる。従来の方法では、厚さの異なる3個のプラスチック・フィルタをX線用フィルムに用い、黒化度の違いにより β 線の実効最大エネルギーを求め線量を評価する。これは本質的に「単エネルギー法」である。なお、個人被曝線量計による γ 線被曝線量の評価については、現在の方法^{1), 5)}は使用している検出器の数が多すぎる疑いがあり、他の問題とも合せて検討中である。

第6.3節は、スタック・ガス・モニタの問題について述べる。核種が一種類として濃度のみを測定する従来の方法に代えて、光子発生密度と平均光子エネルギーを測定する方法が原子力発電所に適用するために開発された²⁾。この方法も正に「単エネルギー法」である。

第6.4節では、傷口モニタによる組織中の放射性物質の測定について述べる。従来の評価法³⁾は放射性物質の任意の分布を平均点で置きかえる近似を行なうもので、本質的に「単エネルギー法」と同じ方法である。なお、直交展開法を適用した例もあるが³⁾、レスポンスの独立性について問題があり、精度が非常に悪いことが予想される。プルトニウム肺モニタ⁴⁾は傷口モニタと同じ方法を採用している。

第6.5節には、以上の例題を通して検討し、共通の問題と帰結について述べる。

6.2 個人被曝線量計による β 線皮膚線量の評価

X線用フィルムに厚さの異なるプラスチック・フィルムを3個用いて、 β 線による皮膚線量を評価する方法が現在行なわれている¹⁾。Fig. 6-1にJAERI-IV型フィルム・バッジの構造を示すが、このフィルム・バッジを用いた β 線量の評価は次のような方法で行なわれている。厚さ0.40mm, 1.20mmおよび3.00mmの3個のプラスチック・フィルタ(p ℓ -1, p ℓ -2, p ℓ -3)を透過した β 線によるフィルム黒化度^{*})を B_1 , B_2 および B_3 とすると、 β 線最大エネルギーに対して比 $(B_1 - B_2) / (B_1 - B_3)$ はFig. 6-2に示すように変化する。一方、黒化度差 $B_1 - B_3$ に対する皮膚線量(不感層7 mg/cm²)の比は β 線最大エネルギーに対してFig.

*) フィルムは包装紙(厚さ30mg/cm²)に包まれている。

6-3に示すように変化する。これらの事実から、任意の核種からの β 線が混在する場合に黒化度 B_1, B_2, B_3 が得られたとき、Fig. 6-2より(実効)最大エネルギー $E_{\max}$ を求め、Fig. 6-3を用いて皮膚線量 D を求める。

以上が従来の評価法であるが、これは中性子計測における「単エネルギー法」と本質的に同じ考えに基づいている。したがって、評価結果に対する誤差が多検出器法の中で最も大きくなっている可能性がある。本研究の原理を応用すると、この誤差が評価でき、さらに最適処理法を導くことができる。

単位 β 線束密度に対する皮膚線量を β 線最大エネルギー $E_{\max}$ の関数として $d(E_{\max})$ で表わすと、種々の核種が混在する場合の β 線による皮膚線量 D は次のようになる。

$$D = \sum_j d(E_{\max}^{(j)}) \phi(E_{\max}^{(j)}) \quad (6.1)$$

ただし、 $E_{\max}^{(j)}$ および $\phi(E_{\max}^{(j)})$ は j 番目の核種からの β 線最大エネルギーおよび線束密度である。同様にして、フィルタ $p\ell-1, p\ell-2, p\ell-3$ を用いた場合のフィルムの感度特性を $b_i(E_{\max})$ ($i=1, 2, 3$) とすれば、各々のフィルム黒化度は次のようになる。

$$B_i = \sum_j b_i(E_{\max}^{(j)}) \phi(E_{\max}^{(j)}), \quad (i=1, 2, 3). \quad (6.2)$$

式(6.1)~(6.2)は第2章における基礎方程式(2.6)~(2.7)の積分を和で表わした形をしているが、第2章ないし第3章で述べた原理を厳密に適用することができる。

Fig. 6-4に $(B_1-B_3)/(B_1-B_2)$ と $D/(B_1-B_2)$ を二つの軸とする特性空間によるこの検出器系の特性を示す。実線は単一核種の場合の特性である。種々の核種が混在する場合は実線と点線で囲まれた凸領域となる。従来の方法はこの図に示す実線を用いて評価しており、過小評価となる。Table 6-1に本研究の最適処理法による評価結果と従来の方法による結果の比較を示す*)。

6.3 スタック・ガス・モニタによる環境線量の推定

原子炉施設から排出される放射性ガスは、その濃度が連続測定され、一定の基準以下に保たれている。この連続測定装置としてのスタック・ガス・モニタに関して、最近「新しい考え方とその設計法」と題する報告がMoriuchiとMiyana²⁾によって行なわれた。それによると、発電用原子炉のように多種の放射性希ガスが混在しその比率が明らかでないような場合には、従来の濃度監視の方法に代り、ガス中における光子放出率および平均光子エネルギーのよりに環境における γ 線被曝の推定に直接用いられる量を測定する方法が有効であるとされている。

*) 従来の方法では最悪の状態で $\frac{1}{2}$ (真値の50パーセント)の過小評価となるが、通常の混合 β 線に対してはせいぜい $\sqrt{\frac{1}{2}}$ (真値の70パーセント)程度の過小評価と考えられる。

Filter Thickness

P - 1	Plastic	0.45mm
P - 2	"	1.20mm
P - 3	"	3.00mm
F-1	Cd (0.8mm)+Pb(0.4mm)	
F-2	Sn (0.8mm)+Pb(0.4mm)	
F-3	Sn (150mg/cm ²)	
F-4	A (150mg/cm ²)	

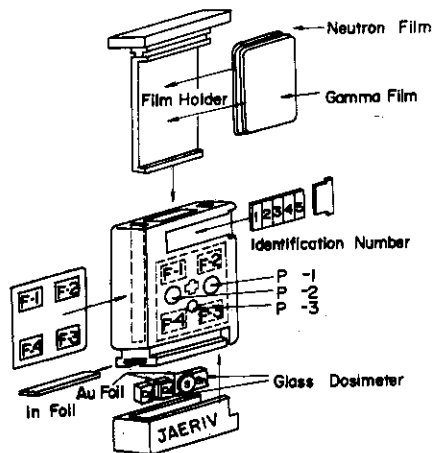


Fig. 6-1. JAERI Badge Meter Model-IV.

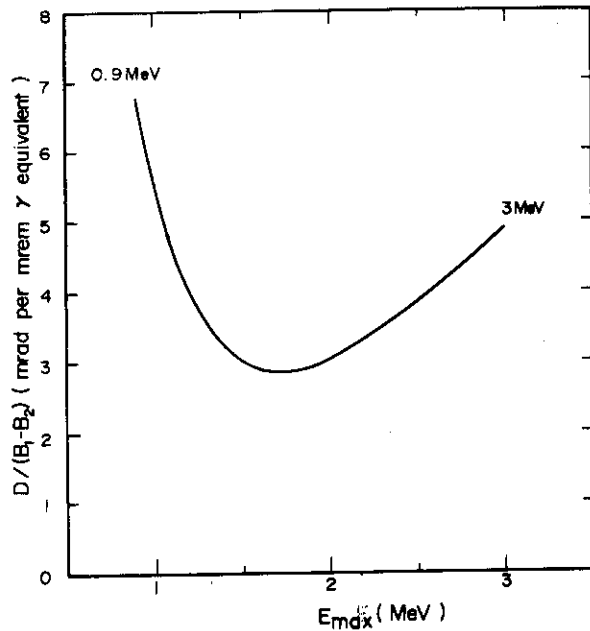
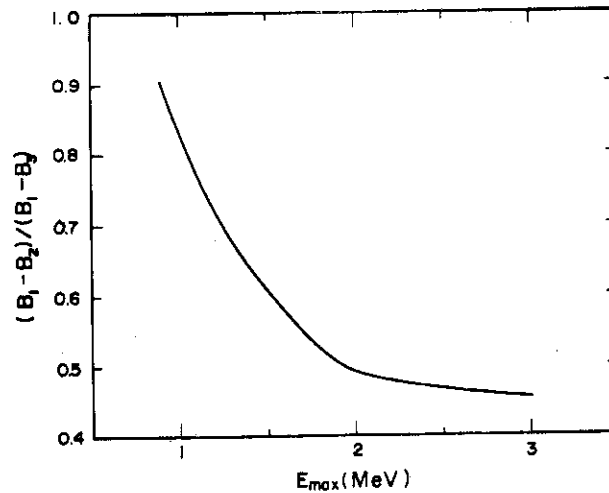
Fig. 6-3. Ratio of β ray skin dose to film response versus β ray maximum energy.

Fig. 6-2. Ratio of multi-filter film response versus β ray maximum energy.
 B_1, B_2, B_3 : film responses (mrem γ -equivalent) when using 0.45 mm-, 1.20 mm- and 3.00 mm-thick plastic filters, respectively.

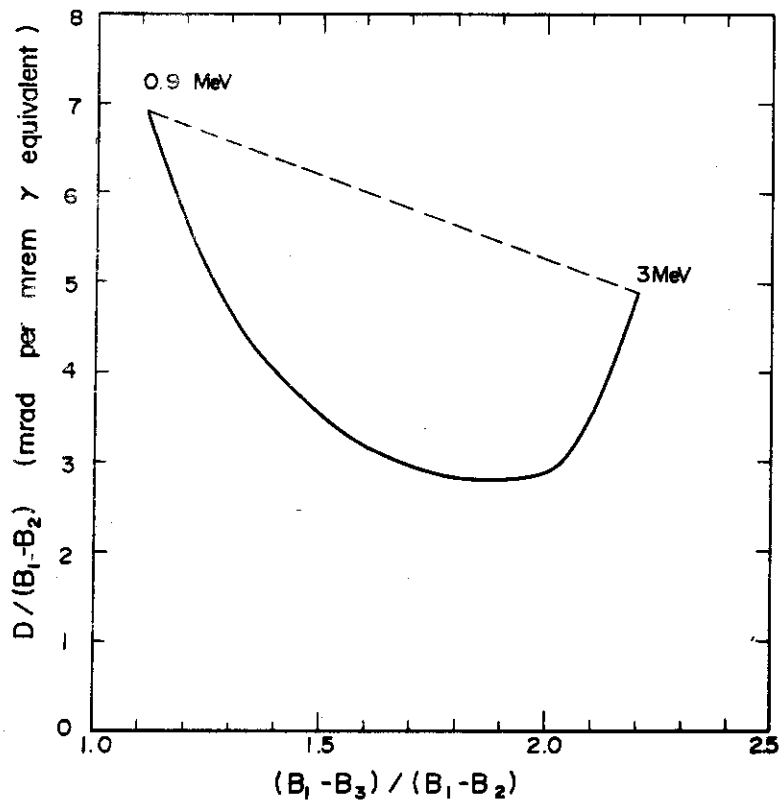


Fig. 6-4. Characteristics of the multi-filter film to evaluate β ray skin dose.

Table 6-1. Comparison between 'Mono-Nuclide Method' and the present method.

Energy range: $0.9 \text{ MeV} < E_{\text{max}} < 3 \text{ MeV}$.

B_1, B_2, B_3 : Densities of film using filters pl-1, pl-2, pl-3, respectively (^{60}Co - γ equivalent).

D : Skin dose (mrad).

Maximum Error: Ratio of possible maximum dose to the estimated ones.

$\frac{B_1 - B_3}{B_1 - B_2}$	Mono-Nuclide Method		Present Method	
	$\frac{D}{B_1 - B_2}$ (mrad/ ^{60}Co eq.)	Maximum Error	$\frac{D}{B_1 - B_2}$ (mrad/ ^{60}Co eq.)	Maximum Error
1.2	5.60	1.21	6.18	1.10
1.3	4.60	1.42	5.50	1.19
1.4	3.95	1.62	5.02	1.27
1.5	3.50	1.77	4.65	1.33
1.6	3.15	1.90	4.35	1.38
1.7	2.93	1.98	4.13	1.40
1.8	2.80	2.01	3.97	1.42
1.9	2.80	1.95	3.90	1.40
2.0	2.90	1.82	3.91	1.35
2.1	3.55	1.44	4.25	1.20

る。本節では、この考え方を本研究の原理に照らし、誤差の範囲および最適処理法について検討する。

原子炉施設のスタックから放出される放射性ガスによる風下地表の照射線量率は次式によって計算される。

$$D(x_0, y_0, 0) = k \int_0^\infty \int_{-\infty}^\infty \int_0^\infty \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \sum_i Q_i F_i(E) E \mu_a(E) \frac{B(E, r)}{r^2} \exp\{-\mu(E)r\} \exp\left\{-\frac{\lambda_i x}{\langle u \rangle}\right\} dE \\ \times \chi(x, y, z) dx dy dz \quad (6.6)$$

ただし、

$D(x_0, y_0, 0)$: 地表の照射線量率 ($\mu R/hr$),

k : 照射線量率への換算係数,

x_0, y_0 : 被曝点の位置 (m),

r : 放射性雲中の体積要素と被曝点の距離 (m),

x, y, z : 放出点を原点とする直角座標 (x 軸を風下方向にとる) (m),

i : 放出核種の種別,

E : 放出 γ 線の光子エネルギー (MeV),

$E_{\min}, E_{\max}$: E の範囲 (平常時希ガス・モニタの場合 0.08~3 MeV である),

Q_i : i 核種の放出量 (Ci/hr),

$F_i(E) dE$: i 核種による光子エネルギー範囲 ($E, E+dE$) の γ 線放出率 (photons/disintegration),

$\mu_a(E)$: 空気エネルギー吸収係数 (m^{-1}),

$\mu(E)$: 空気全吸収係数 (m^{-1}),

$B(E, r)$: 空気線量再生係数,

λ_i : 核種 i の崩壊定数 (sec^{-1}),

$\langle u \rangle$: 平均風速 (m/sec),

$\chi(x, y, z)$: 単位放出率 (1 Ci/hr) 当りの放射性雲中の核種濃度 ($Ci \cdot m^{-3}/Ci \cdot hr^{-1}$),

式 (6.6) は放出後の崩壊による減衰を無視すると、次のように表わすことができる。

$$D(x_0, y_0, 0) = k \int_0^\infty \int_{-\infty}^\infty \int_0^\infty \frac{A(r)}{r^2} \chi(x, y, z) dx dy dz \quad (6.7)$$

ただし、

$$A(r) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \sum_i Q_i F_i(E) E \mu_a(E) B(E, r) \exp\{-\mu(E)r\} dE \quad (6.8)$$

MoriuchiとMiyayagaの考えでは、

$$\Phi_E = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \sum_i Q_i F_i(E) dE, \quad (6.9)$$

$$\Phi_N = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \sum_i Q_i F_i(E) dE \quad (6.10)$$

を測定し、これより平均光子エネルギー

$$\langle E \rangle = \frac{\Phi_E}{\Phi_N} \quad (6.11)$$

を求め、式(6.8)の $A(r)$ を次式により計算する。

$$A_M(r) = \Phi_N \cdot \langle E \rangle \cdot \mu_a(\langle E \rangle) \cdot B(\langle E \rangle, r) \exp\{-\mu(\langle E \rangle)r\} \quad (6.12)$$

彼らは、 Φ_E と Φ_N を測定するためにFig.6-5に示すNaI(Tl)を用いた検出器からの信号をFig.6-6に示す電気回路を用いて処理した。すなわち、 Φ_N の測定はNaI(Tl)計数管からの信号を加重なしで出力するが、 Φ_E の測定では関数発生器を用いてパルス波高 x の関数として加重 $G(x)$ の割合で信号を通し、 Φ_E に比例した出力が得られるように設計した。

以上が彼らの考えと装置の設計であるが、これは式(6.9)~(6.10)で示される出力から目的量 $A(r)$ (6.8)を式(6.12)を用いて評価する二検出器法である。さらに、式(6.12)は単エネルギーのときに厳密に成り立つ評価式であるから、この評価法は「単エネルギー法」に他ならない。以下、本研究の原理の適用によりこの問題を検討する。

式(6.11)で表わされる平均光子エネルギー $\langle E \rangle$ を横軸に、

$$K(r) = \frac{A(r)}{\Phi_N} \quad (6.13)$$

を縦軸にとって、 $r=500\text{m}$ のときの特性空間を表わすとFig.6-7のようになる。実線は単エネルギー曲線を示し、破線(——)は本研究による最小誤差近似を示す。基本凸集合の境界を点線(一部実線)で示したが、この場合も単エネルギー法が過小評価になる事実を明らかにしている。放射性ガス中の各核種の割合は発生後の経過時間によって異なるから、光子エネルギー・スペクトルも異なって来る⁶⁾。Table 6-2はガス発生後スタックから放出されるまでの過経時間を2分、30分、8時間、24時間以上とした場合の両評価法の誤差を示した。単エネルギー法に比べると、本研究の方法は誤差が極めて少ないことが分る。Table 6-3には、距離 r を0~700mとしたときの検出器系の良度および新旧両方法における最大誤差の変化を示す。 $r>400\text{m}$ では誤差が大きくなることが分る。

以上の結果より、「単エネルギー法」を用いた線量評価は、たとえ平均エネルギーを厳密に測定する理想的測定装置が開発されたとしても、評価結果には原理上克服できない一定の誤差を生ずることが明らかとなった。

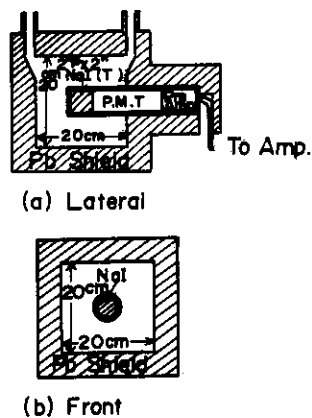


Fig. 6-5. Cross-sectional view of detector assembly (after Moriuchi and Miyanaga²).

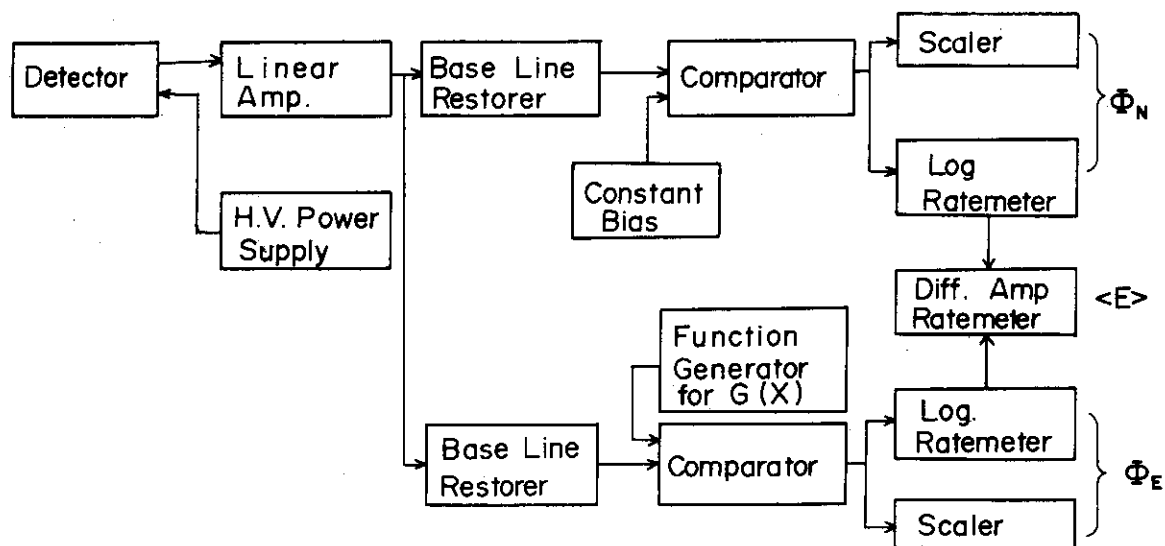


Fig. 6-6. Blockdiagram of a stack-gas-monitor for measurement of photon flux Φ_N , energy flux Φ_E and average photon energy $\langle E \rangle$ (after Moriuchi and Miyanaga²).

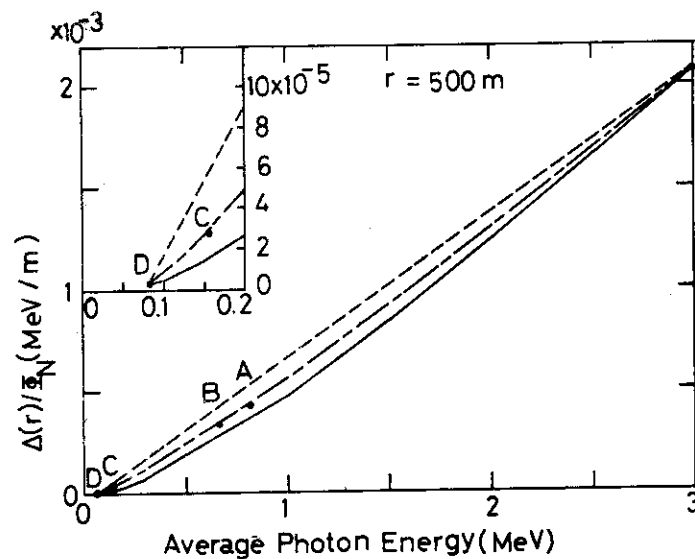


Fig. 6-7. Characteristics of a stack-gas-monitor in the evaluation of gamma dose on the earth (distance $r = 500\text{m}$).

- : monoenergetic curve (Monoenergy Method²⁾).
- - - : boundary of the fundamental convex set.
- · - : Minimum Error Approximation (present method).
- : points corresponding to photon spectra at 2 min. (A), 30 min. (B), 8 hr (C) and 24 hr (D) after gas release.

Table 6-2. Ratio of estimated dose ($r = 500\text{m}$) to the original one for different photon spectra at respective time after gas release.

Test Spectrum	Time After Gas Release	Monoenergy Method	Present Method
A	2 min.	0.88	1.05
B	30 min.	0.84	1.02
C	8 hr	0.59	1.12
D	24 hr	1.00	1.00

Table 6-3. Figure of merit of the detector system used in the stack-gas-monitor and the maximum error given by

$$m.e. = \max_{\langle E \rangle} \left(\frac{\text{Possible Maximum Dose}}{\text{Estimated Dose}}, \frac{\text{Estimated Dose}}{\text{Possible Minimum Dose}} \right).$$

This definition is consistent with the definition given in Fig. 4-9 and used in arbitrary estimation methods.

Distance $r(\text{m})$	Figure of Merit	Maximum Error	
		Monoenergy Method	Present Method
0	84	1.42	1.19
10	84	1.42	1.19
50	86	1.35	1.16
100	86	1.35	1.16
200	86	1.35	1.16
300	93	1.16	1.08
400	76	1.74	1.32
500	52	3.69	1.92
600	34	8.65	2.94
700	19	27.68	5.26

6.4 プルトニウム傷汚染の評価

燃料再処理が盛んになるにつれて、プルトニウムを取り扱う作業も年々増加の傾向にある。そこで、作業者が傷を負い、そこからプルトニウムが組織中に入る可能性も多くなって来ており、これに対処してプルトニウム傷汚染計の開発が行なわれた。多くの放射性物質の中でプルトニウムが特に注目されているのは、最大許容負荷量が極めて低いからである。Fig. 6-8は、 ^{239}Pu とほぼ同じエネルギーのX線を出す ^{241}Am 線源を用い、組織等価物質としてアクリル樹脂を使用し、それを透過したX線をXe 比例計数管で受け波高分析を行なった結果を示したものである³⁾。アクリルを0~10mmの範囲で変化させたときの L_α (14.0 keV), L_β (17.8 keV) および L_γ (20.8 keV) ピークの計数率の変化 $g_\alpha(x)$, $g_\beta(x)$ および $g_\gamma(x)$ を Fig. 6-9 に示した。

Yamaoka 他³⁾によると、任意の分布をもつ汚染に対して L_α と L_β ピークの計数率比 k を

$$k = \frac{g_\alpha(x)}{g_\beta(x)} \quad (6.14)$$

とおき、これより x を求めて実効的な汚染の深さとし、放射性物質の量を求めている。しかし、これは「単エネルギー法」と全く同じ考えに基づくもので、評価結果の精度が問題になる。

^{241}Am の濃度分布を $\rho(x)$ とすれば、組織中にある ^{241}Am の全量 C_0 、深さ x の一次モメント C_1 、および L_α , L_β ピークに対する計数率 N_α , N_β は次のように表わされる。

$$C_\nu = \int_0^\infty x^\nu \rho(x) dx \quad (\nu = 0, 1), \quad (6.15)$$

$$N_\mu = \int_0^\infty g_\mu(x) \rho(x) dx \quad (\mu = \alpha, \beta) \quad (6.16)$$

第2章~第3章に述べた方法に従い、

$$K_0 = \frac{C_0}{N_\beta}, K_1 = \frac{C_1}{N_\beta}, R = \frac{N_\alpha}{N_\beta} \quad (6.17)$$

を座標とする特性空間における3次元基本凸集合の K_0 - R 面への投影および最小誤差近似 $K_0^a(R)$ を Fig. 6-10 に示した。平均深度は、

$$\langle x \rangle = \frac{C_1}{C_0} \quad (6.18)$$

で与えられるが、第3章の方法に従い最小誤差近似で求めた平均深度を Fig. 6-11 に示した。図には Yamaoka 他³⁾の方法(これは点汚染のとき厳密に成り立つ)で評価される平均深度も共に示したが、過小評価であることが分る。このように、平均深度を過小評価しているために ^{241}Am の量も過小評価で与えていることが Fig. 6-10 から明らかである。図の曲線(—○—)で示される特性がそれである。

一般に、二種類の放射線に対する検出器の感度が深さ x の減衰指数関数として表わされると

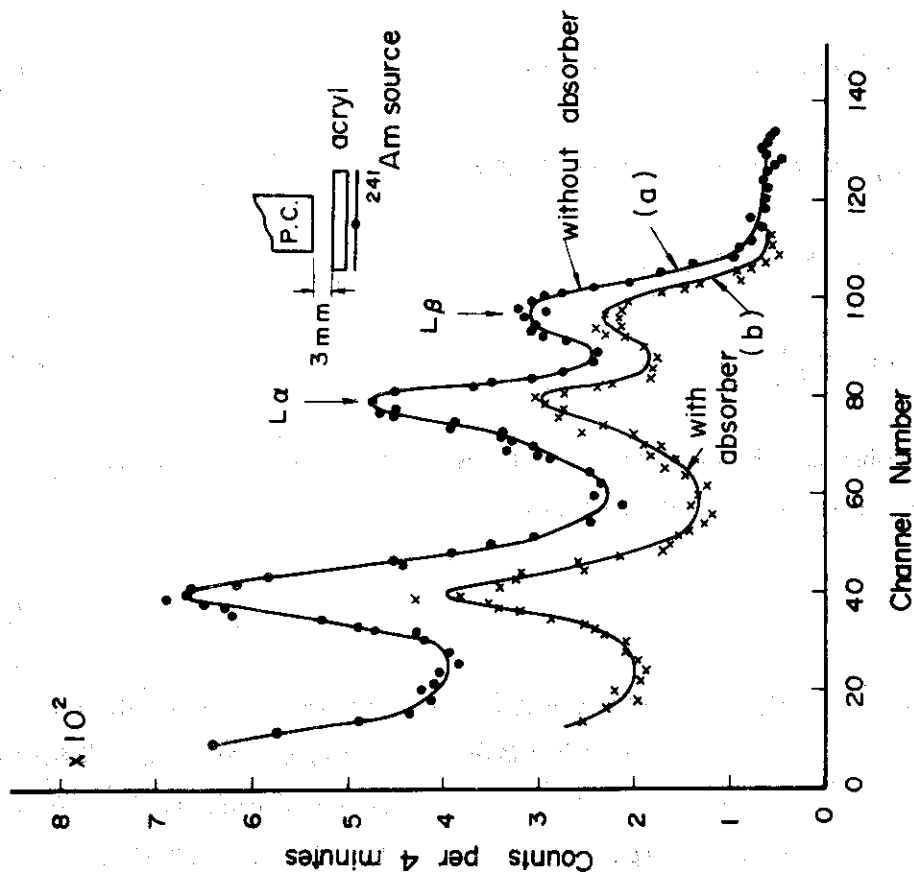


Fig. 6-8. X ray spectra of ^{241}Am without and with an absorber of acrylic (3.1 mm) (after Yamaoka et al.³⁾).

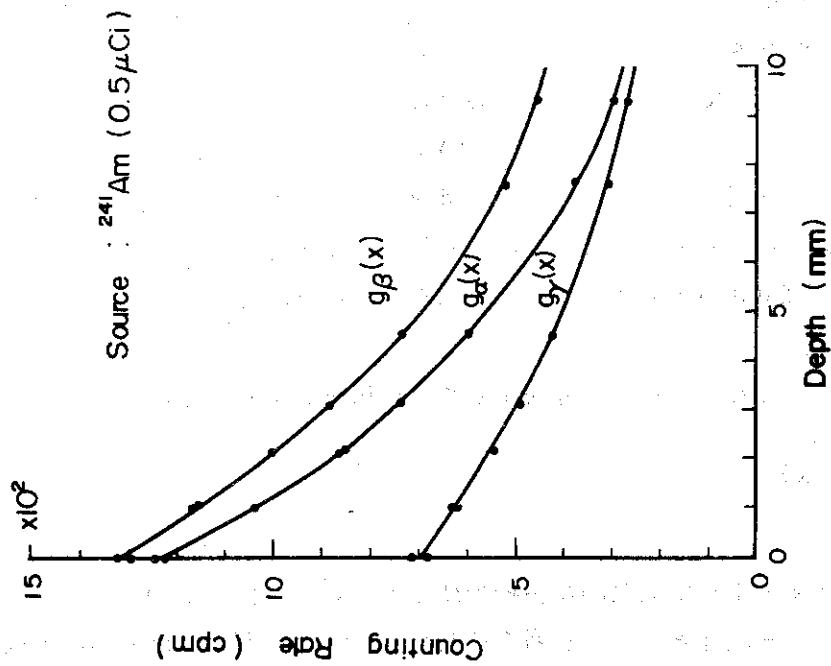


Fig. 6-9. Depth dependence curves of counting rate for L_{α} , L_{β^-} and L_{γ} -rays (after Yamaoka et al.³⁾).

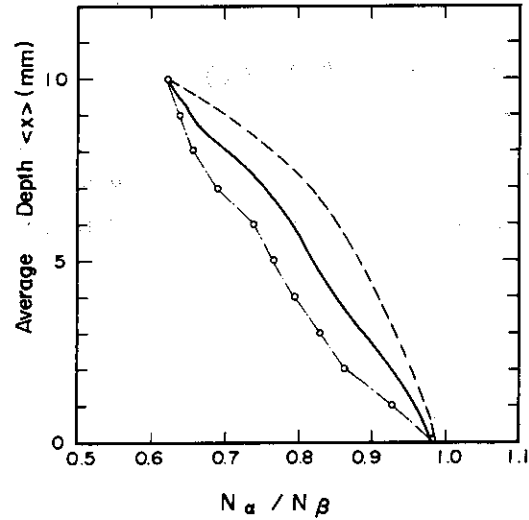
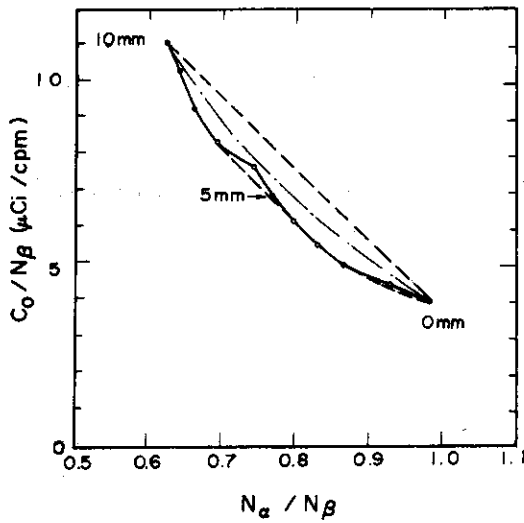


Fig. 6-10. Characteristics of a contaminated wound counter to estimate the total activity in tissue.
 N_a, N_β : counting rates of Xe proportional counter for E_α, E_β -rays of americium-241.
 C_0 : total activity of americium-241 in tissue.
 —○— : characteristics for a small particle when its location varies.
 — : Minimum Error Approximation.

Fig. 6-11. Estimation of average depth of a radioactive contamination in tissue.
 — : Minimum Error Approximation.
 - - - : maximum error.
 ○ : point contamination.

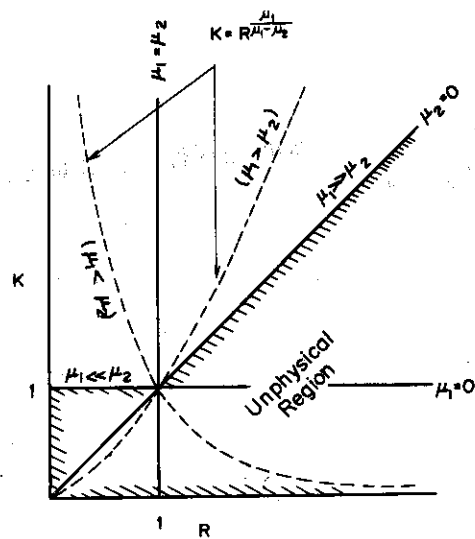


Fig. 6-12. Characteristic curve for point contamination in tissue, when detector sensitivities are normalized to unity at the tissue surface.

$$K = \frac{C_0}{N_1} = e^{\mu_1 x}, \quad R = \frac{N_2}{N_1} = e^{-(\mu_2 - \mu_1)x},$$

or

$$K = R^\gamma, \quad \text{where } \gamma = \frac{\mu_1}{\mu_1 - \mu_2} \text{ and } K > 1.$$

き，点汚染とみなして組織中の全放射性物質量を評価する方法は必ず過小評価になるということが次のようにして証明できる。仮定により検出器の計数率を次のようにおく。

$$N_1 = A_1 e^{-\mu_1 x} \rho(x) \quad (6.19)$$

$$N_2 = A_2 e^{-\mu_2 x} \rho(x) \quad (6.20)$$

ただし， A_1, A_2, μ_1, μ_2 はすべて定数， $\rho(x)$ は放射性物質の量である。特性空間における点汚染に対する特性は次のように表わされる。

$$K = \frac{\rho(x)}{N_1} = \frac{1}{A_1} e^{\mu_1 x}, \quad (6.21)$$

$$R = \frac{N_2}{N_1} = \frac{A_2}{A_1} e^{(\mu_1 - \mu_2)x}. \quad (6.22)$$

または，

$$K = \left(\frac{A_2 \mu_1}{A_1 \mu_2} \right) \frac{1}{\mu_1 - \mu_2} \cdot R^{\frac{\mu_1}{\mu_1 - \mu_2}}. \quad (6.23)$$

故に，

$$\frac{d^2 K}{d R^2} = \left(\frac{A_2 \mu_1}{A_1 \mu_2} \right) \frac{1}{\mu_1 - \mu_2} \cdot \frac{\mu_1 \mu_2}{(\mu_1 - \mu_2)^2} R^{\frac{\mu_1}{\mu_1 - \mu_2}} \quad (6.24)$$

$\mu_1, \mu_2 > 0$ であるから，

$$\frac{d^2 K}{d R^2} > 0 \quad (6.25)$$

である。これは上に凹の曲線を表わし，基本凸集合の下境界を与える。したがって，この曲線を用いた評価法は過小評価法である。なお， $\mu_1 \gg \mu_2$ または $\mu_1 \ll \mu_2$ のとき， $d^2 K / d R^2 \approx 0$ となるから，特性は直線に近くなり，点汚染とみなす評価法でも大きな誤差を含まないことになる。Fig.6-12に式(6.23)で表わされる特性を示した。

6.5 結 論

β 線および γ 線計測による被曝線量の評価に対して，本研究の原理を適用し，従来の方法の精度を調べ，さらに本法による最小誤差近似による評価法を導き，その有効性を確かめた。

先ず，個人被曝線量計による β 線皮膚線量の評価では， β 線最大エネルギーを0.9～3MeVの範囲で検討したが，従来の方法は最大50パーセントの過小評価であるのに対し，本法の結果は30パーセントに止まることが分った。実際には，さらに低エネルギーの β 線が関係することもあり得るので，従来の方法はますます誤差が大きくなることが考えられ，中性子計測で

行なわれたように、簡約凸集合から求めた評価法に替える必要がある。

スタック・ガス・モニタによる環境線量の推定では、従来の方法では、たとえ平均エネルギーを厳密に測定できる理想的測定装置が開発されたとしても、原理上排除することができない大きな誤差が残ることを示した。測定装置の精度を上げればそれだけ誤差は少なくなると一般に考えられる傾向があるが、多検出器法においては必ずしもそれが成り立たないことに注意しなければならない。この場合でも、本研究による評価法を用いると精度がいちじるしく改善された。

プルトニウム傷汚染計による組織中の放射性物質の測定では、従来の方法がここでも過小評価になることを示した。検出器に入る放射線の強さが線源の深さ x の指数関数として減衰すると仮定すると（実測結果はこれを裏づけている。）、汚染分布を一点で置きかえる従来の方法は必ず過小評価になることを数学的に証明した。

以上の例では、従来の評価法は中性子計測における「単エネルギー法」と本質的に同じ考えに基づいており、すべて過小評価となった。このように「単エネルギー法」と同じ考えに基づく方法をすべて「単エネルギー法」と呼ぶことにすると、「単エネルギー法」が何故過小評価になるかという一般的証明はできないが、経験則としては、これまでの事例により受け入れる必要があろう。

文 献

- 1) 宮永一郎, 備後一義, 山本峯澄 : 日本原子力学会誌 5 (1963) 497.
- 2) 森内 茂, 宮永一郎 : 日本原子力学会誌 15 (1973) 509.
- 3) Y.Yamaoka, H.Kuroda and H.Tatsuta : Proc. 1st Intern. Cong. Radiation Protection held at Rome, Italy, Sept. 5-10, (1966) P.1003.
- 4) T.Shirogami and M.Fujita : J.Nucl. Sci. Technol. 10 (1973) 301.
- 5) 竜福 広, 宮内まさ子, 立田初巳, 黒田捷雄, 笹沼義雄, 備後一義, 山岸よし子, 山岸英雄 : 個人被曝データ処理コードFPMS (使用マニュアル) (1972).
- 6) 井沢庄治, 吉田芳和, 佐々木幸男 : 保健物理 7 (1972) 85.

第七章 結 論

本研究は放射線防護の分野における中性子計測技術の開発を目的とし、多検出器法の基礎理論、最適処理法、具体的検出器系への応用および実測による精度の評価に関して行なわれた。

基礎理論に関する研究においては、先ず多検出器法の基礎方程式を設定し、その解を「特性空間」の導入によって求めることを試みた。「特性空間」は任意に選んだ検出器の出力 N_1 に対する他の検出器の出力 $N_2, N_3, \dots, N_n$ (n は検出器の数) の比 $R_2, R_3, \dots, R_n$ および評価すべき量(目的量) Q の比 K をデカルト座標とした n 次元空間で、この空間内の点と中性子場との間に次の関係があることが基礎方程式より導くことができた。

- (I) 任意の中性子場は、この特性空間内の一点に対応し、この点は中性子エネルギー・スペクトルにのみ依存し、場の強さには無関係である。
- (II) 任意の二つのスペクトル ϕ_1, ϕ_2 の合成で表わせるスペクトル ϕ に対応する特性空間内の点は、スペクトル ϕ_1, ϕ_2 に対応する二点を結ぶ直線上にある。
- (III) 任意のスペクトルの集合 $\{\phi_i\}$ の合成で表わされるスペクトルの全体に対応する点の集合は $\{\phi_i\}$ に対応する点の集合を含む最小の凸集合である。
- (IV) 一定のエネルギー領域におけるスペクトル全体に対応する点の集合は、そのエネルギー領域におけるすべての単エネルギー・スペクトルに対応する点の集合(これは特性空間内の一本の曲線、すなわち単エネルギー曲線で表わされる。)を含む最小の凸集合である。

このうち、(III) は基礎方程式の一般解と考えられ、(I)、(II) および (IV) はこれより導くことができる。また、(IV) はすべての中性子場はそこで言う凸集合内の点に対応し、この凸集合の外の領域は現実の中性子場に対応しない非物理的領域である。本研究では、この凸集合を基本凸集合と呼んだ。

基本凸集合によって占められる特性空間内の領域は n 次元多様体であるが、多検出器法による評価とは、この n 次元多様体を $n-1$ 次元多様体で近似し、上述の $\{R_i\}$ が与えられたとき K が一義的に定まるようにした取り扱いにほかならないことを明らかにした。したがって、多検出器法によって評価された値のもつ誤差の限界は基本凸集合の境界によって与えられる。この境界は凸集合の接平面を求めることによって決定することができる。

以上述べたことは、多検出器法一般に成り立つ理論であり、特に、特性空間における関係(I)~(IV)は多検出器法の基本原理としての役割を果たすものである。

最適処理法に関する研究では、誤差最小の評価を行なうための出力データ処理の方法を確立した。誤差最小の評価を行なうために、基本凸集合の境界が誤差の限界を与えることを考慮して上述の $n-1$ 次元多様体を次のように決定した。

$$K = K_a(R) \equiv \sqrt{K_L(R) K_U(R)} \quad (6.1)$$

ただし、 R は出力の比 $R_2, R_3, \dots, R_n$ を表わし、 $K_L(R)$ および $K_U(R)$ は R を固定したときの K の最小および最大である。本研究では式(6.1)を最小誤差近似と呼んだ。これによ

て目的量 Q の評価値は次のように与えられる。

$$Q \approx K_a(R) N_{11} \quad (6.2)$$

最小誤差近似(6.1)は実用上取り扱いが不便なので、これに最小自乗法で合うような断片的線形近似および非線形近似を導いた。また、基本凸集合の上限 $K_U(R)$ に対する $K_a(R)$ の比の最小値を 100 倍した量

$$f \cdot m \cdot = \min_R \sqrt{K_L(R)/K_U(R)} \times 100 \quad (6.3)$$

を検出器系の良度と呼び、多検出器系の特性の良さの尺度とした。

基本凸集合は、あらゆる中性子スペクトルを対象として導いたものである。実際の応用を考慮したとき、これは対象範囲を広くとり過ぎている可能性がある。すなわち、実際の中性子場の測定においては、中性子発生源が予めわかっている場合が多く、また減速材または遮蔽材などは装置および施設の設計上明確である場合が普通である。このような場合には、発生源における中性子スペクトルおよびその減速スペクトルの大まかな形が予想できるので、前に述べた基本原理(Ⅳ)基礎方程式の一般解において、スペクトルの集合 $\{\phi_i\}$ として予想できるすべてのスペクトル・パターンを選ぶ方法が有効である。このとき得られる凸集合は基本凸集合の部分集合であり、本研究ではこれを簡約凸集合と呼んだ。簡約凸集合を基に導いた近似法が前述の近似法よりも現実の中性子場の評価においては適していると考えられる。

簡約凸集合を基にした近似法において、スペクトル・パターンの数を非常に大きくすると基本凸集合を基にした近似法に近づき、逆にその数を減らして行き、検出器の数 n と同じにすると直交展開法による近似と一部同等になる。それ故、簡約凸集合を用いた近似法は、形式的には、あらゆるスペクトル・パターンを対象とする基本凸集合による近似法から検出器の数 n と同数のスペクトル・パターンだけを対象とする直交展開法までを含むことになる。したがって、本法が有効に应用されるためには、対象とする中性子場に照らしスペクトル・パターンを過不足なく選ぶことが重要である。

なお、従来の方法との理論的比較は、後で述べる実測結果の検討と共に述べることにする。

本原理の減速型中性子検出器系への応用では、パラフィン減速材を用いたBF₃比例計数管を主とした具体的検出器系について本法の有用性を確かめた。この種の検出器は高感度で、しかもパラフィン減速材の厚さを変えると感度特性が変化するので、中性子エネルギーに関する情報が得られるという点で、放射線防護上最も適した検出器である。また、核分裂片飛跡検出器は0.5 MeV以上のしきいエネルギーをもち、事故時検出器として用いることができるので、これについても検討した。

以上の減速型検出器は、実験と理論により感度特性が決定され、感度特性の形についての誤差は12パーセントと見積もられている。この誤差を考慮して、感度特性の独立性を調べ、検出器系を組み立てた。その結果、二検出器法による検出器系4組および三ないし五検出器法による検出器系各1組が選ばれた。

評価すべき量を線量当量率，中性子束密度，平均レサージおよびレサージ分布としたときの，各検出器系に対する基本凸集合および簡約凸集合を求め，それらを基に最小誤差近似，断片的線形近似および非線形近似による評価法を決定した。検出器系に用いられているパラフィン減速材の厚さと検出器系の良度および各評価法の精度との関係を調べた結果，線量当量率と中性子束密度の評価においては，厚さが増すに従って良度と精度は共によくなるが，平均レサージの評価においてはその逆の傾向を示した。

本研究において選ばれた3種類の携帯型検出器系は，実用上十分な精度をもつことがわかったが，その中で厚さ4.5 cmと8.5 cmのパラフィン減速材を用いた検出器系（検出器系Ⅱ）が最も優れていることがわかった。このことは後に述べる実測結果の検討によっても裏づけられた。

実測による精度の評価においては，本研究による方法と他の方法を用い種々の中性子場に対する実測を行ない，その結果を比較検討し，それぞれの方法における評価値の精度を明らかにした。先ず，線量当量率の測定のみを目的とするAndersson-Braun型およびBonner型レム・カウンタ（いずれも単検出器法）による結果と本研究の方法による結果を比較し，本研究における検出器系Ⅱによる方法が最も精度がよく，実験に用いた最も低エネルギーの中性子場でAndersson-Braun型レム・カウンタが約20パーセント，Bonner型レム・カウンタが約35パーセントの誤差をもち，理論的に予想された値とほぼ同じ結果を得た。

次に，従来の評価法の一つである「単エネルギー法」との比較では，本研究の方法による線量当量率の評価結果は反跳陽子型原子核乳剤（NTAフィルム）および反跳陽子型シンチレーション計数管による評価結果と一致し，極めて妥当な結果を示したのに対し，単エネルギー法による評価値は本研究のそれに比べ10分の1程度に過ぎず，極めて過小評価であることがわかった。この原因は，本研究の理論的原理に照らすと明白であった。すなわち，単エネルギー法は単エネルギー曲線を用いて評価を行なうが，誤差の限界を決める基本凸集合はこの場合この単エネルギー曲線をその下限としており，また検出器系の良度も11と極めて悪く，10分の1程度の過小評価となることがわかった。

従来の多検出器法による評価法の中で最も精度のよい「直交展開法」との比較では，直交展開法による線量当量率の評価結果は，中間領域でよい結果を与えるが，低速および高速の領域では，誤差が極めて大きく，特に，低速領域では負の評価値を与えることもあったが，本研究による評価結果は中間領域ではほぼ直交展開法の結果に一致し，低速および高速領域では直交展開法による結果より大きな評価値を示した。これもまた，本研究の理論的原理に照らし，本法による結果が極めて妥当であり，直交展開法の結果が過小評価であることがわかった。本研究の方法と直交展開法の本質的な違いは，使用するスペクトル・パターンの数の違いにある。直交展開法は検出器の数と同数のスペクトル・パターンを使用し，それ以上のスペクトル・パターンを使用することはできないので，実際の中性子場のスペクトルがこれらのパターンに合わない可能性も多いが，本研究における方法では極めて多くのスペクトル・パターンを採り入れることができるので，種々のスペクトルをもつ中性子場に適用することができる。

以上述べた如く，本研究による方法は従来の方法に比べ，極めて精度よい結果を与え，放射線防護上十分有効な方法であることがわかった。

本研究の主な成果をまとめて次に示す。

- 1) 多検出器法一般に適用できる基本原理を確立したこと。
- 2) 基本原理の応用に必要な凸集合接平面を求めるための数値計算法を開発したこと。
- 3) 多検出器法における最も精度よいデータ処理法を確立したこと。
- 4) 減速型中性子検出器を主とする検出器系に本法を適用し、この種の検出器が放射線防護上有効に使用できることを理論および実験により示したこと。
- 5) 従来の方法の精度を明確にしたこと。

本研究の結果は中性子計測の分野において次のように応用することができる。

- 1) 放射線管理において用いられていた従来の方法に比べ、極めて精度よい中性子線量当量率の評価法として、本研究の方法が利用できる。
- 2) 高エネルギー加速器からの漏洩中性子線のように広いエネルギー範囲の中性子線に対する遮蔽性能の調査に、本研究の方法が有効に用いられる。
- 3) 減速中性子場に対する各種検出器の感度を、本研究の方法による評価値を基準として、求めることができる。
- 4) 中性子照射実験において、中性子線による吸収線量の評価に本研究の原理が応用できる。

本研究の原理の他分野への応用として、第6章において、 β 線および γ 線計測について述べた。例として、個人線量計による β 線被曝線量の評価、スタック・ガス・モニタによる環境線量の推定、およびプルトニウム傷汚染計による放射性物質の量と平均深度の測定を採り上げた。これらの例題において従来の方法は、すべて中性子計測における「単エネルギー法」と同じ考えに基づいており、過小評価となるが、本研究の方法を用いるとこれが著しく改善されることが分った。

本研究の原理はさらに次のような問題に応用することができる。

- 1) 数個の γ 線量計を人体のまわりに配置し、本研究の原理を応用すると睾丸、卵巢などの各種器管の線量を精度よく評価することができる。本研究における中性子エネルギーを γ 線の人体への入射角で置き代えて、本研究の原理を応用する。
- 2) 環境放射線管理における低線量測定法として、一個のシンチレーション型検出器からの信号を波高分析器へ送り、各チャンネルの出力を本研究の原理に基づいて処理すると、 γ 線量の精度よい評価が可能である。このとき、各チャンネルの出力が γ 線に対して互いに異なるエネルギー依存性をもつことに着目し、各チャンネルを本研究における各検出器に置き代えて、本研究の原理を適用する。

以上の如く、本研究の原理は、様々な形態で各方面に応用することができるので、種々の分野における積極的な応用を期待する。

謝 辞

本研究の実施について日本原子力研究所保健物理安全管理部長宮永一郎博士および沼宮内弼雄副主任研究員には深い関心と御理解をいただき、本研究の遂行にあたっては日本原子力研究所立田初巳博士の終始懇切なる御指導をいただいた。また、本研究の原理の誘導に関して元日本原子力研究所（現在城西大学教授）中山 隆博士に、本原理の応用と普及に関しては日本原

本研究の主な成果をまとめて次に示す。

- 1) 多検出器法一般に適用できる基本原理を確立したこと。
- 2) 基本原理の応用に必要な凸集合接平面を求めるための数値計算法を開発したこと。
- 3) 多検出器法における最も精度よいデータ処理法を確立したこと。
- 4) 減速型中性子検出器を主とする検出器系に本法を適用し、この種の検出器が放射線防護上有効に使用できることを理論および実験により示したこと。
- 5) 従来の方法の精度を明確にしたこと。

本研究の結果は中性子計測の分野において次のように応用することができる。

- 1) 放射線管理において用いられていた従来の方法に比べ、極めて精度よい中性子線量当量率の評価法として、本研究の方法が利用できる。
- 2) 高エネルギー加速器からの漏洩中性子線のように広いエネルギー範囲の中性子線に対する遮蔽性能の調査に、本研究の方法が有効に用いられる。
- 3) 減速中性子場に対する各種検出器の感度を、本研究の方法による評価値を基準として、求めることができる。
- 4) 中性子照射実験において、中性子線による吸収線量の評価に本研究の原理が応用できる。

本研究の原理の他分野への応用として、第6章において、 β 線および γ 線計測について述べた。例として、個人線量計による β 線被曝線量の評価、スタック・ガス・モニタによる環境線量の推定、およびプルトニウム傷汚染計による放射性物質の量と平均深度の測定を採り上げた。これらの例題において従来の方法は、すべて中性子計測における「単エネルギー法」と同じ考えに基づいており、過小評価となるが、本研究の方法を用いるとこれが著しく改善されることが分った。

本研究の原理はさらに次のような問題に応用することができる。

- 1) 数個の γ 線量計を人体のまわりに配置し、本研究の原理を応用すると睪丸、卵巢などの各種器管の線量を精度よく評価することができる。本研究における中性子エネルギーを γ 線の人体への入射角で置き代えて、本研究の原理を応用する。
- 2) 環境放射線管理における低線量測定法として、一個のシンチレーション型検出器からの信号を波高分析器へ送り、各チャンネルの出力を本研究の原理に基づいて処理すると、 γ 線量の精度よい評価が可能である。このとき、各チャンネルの出力が γ 線に対して互いに異なるエネルギー依存性をもつことに着目し、各チャンネルを本研究における各検出器に置き代えて、本研究の原理を適用する。

以上の如く、本研究の原理は、様々な形態で各方面に応用することができるので、種々の分野における積極的な応用を期待する。

謝 辞

本研究の実施について日本原子力研究所保健物理安全管理部長宮永一郎博士および沼宮内弼雄副主任研究員には深い関心と御理解をいただき、本研究の遂行にあたっては日本原子力研究所立田初巳博士の終始懇切なる御指導をいただいた。また、本研究の原理の誘導に関して元日本原子力研究所（現在城西大学教授）中山 隆博士に、本原理の応用と普及に関しては日本原

子力研究所南賢太郎研究員に負うところ甚大である。さらに、本研究の一部実験について日本原子力研究所吉田芳和博士，藤田久美雄，押野昌夫両課長代理および城谷孝研究員の御協力をいただき，本研究の一部内容について日本原子力研究所飯島勉博士，飯島敏哲課長代理，森内茂，備後一義，熊沢蕃，西健雄の各研究員の御助言ないし資料の提供を受けた。

本論文を纏めるにあたり東京大学関口晃教授の終始懇切なる御指導・御鞭撻を賜った。また，東京大学安成弘教授および長谷川賢一助教授には懇切なる御助言をいただいた。

これら諸氏の御好意に対し謹んで感謝の意を表わす。