

JAERI-M

9982

NE213液体シンチレーション検出器を用いた
スペクトル荷重関数法による中性子線量測定法

1982年3月

大山 幸夫 ・ 田中 俊一

JAERI-Mレポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.
Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Section,
Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura,
Naka-gun Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1982

編集兼発行 日本原子力研究所
印刷 (株)原子力資料サービス

NE 213 液体シンチレーション検出器を用いた
スペクトル荷重関数法による中性子線量測定法

日本原子力研究所東海研究所原子炉工学部

大山 幸夫・田中 俊一

(1982年1月27日受理)

スペクトル荷重関数法を 50.8mm ϕ × 50.8mm t の NE 213 シンチレーション検出器に適用し、高い感度で中性子線量を測定する方法を開発した。本方法は、スペクトル荷重関数を利用して NE 213 検出器の波高分布から直接的に中性子線量を得るものであり、このため、NE 213 検出器の応答関数と線量変換係数からスペクトル荷重関数を計算するためのコード：GFUNCを作成した。

本方法による中性子線量の測定精度と感度を調べるため、Am-Be および Cf-252 の 2 種類の中性子源からの中性子線量を同じ NE 213 検出器を用いてアンフォールディング法により求めた中性子スペクトルから計算した値と比較した。この結果、本方法による測定結果はアンフォールディングスペクトルから計算した値と 7% 以内で一致し、さらに、Am-Be の中性子に対し、0.24 mrem/hr/cps の感度を有することが明らかにされた。

Neutron Dosimetry Based on the Spectrum Weighting Function Method Using
a NE213 Scintillation Detector

Yukio OYAMA and Shun-ichi TANAKA

Division of Reactor Engineering,
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received January 27, 1982)

A method was developed to measure the neutron dose with a high sensitivity based on the spectrum weighting method using a 50.8 mm diam. by 50.8 mm thick NE213 liquid scintillation detector. The present method is to derive directly a neutron dose from the pulse height distribution of the NE213 detector utilizing a spectrum weighting function. Hence a calculational code : GFUNC was written to obtain the spectrum weighting function for the NE213 detector from the response matrix for neutrons and from the flux-to-dose conversion factor.

In order to investigate the accuracy and the sensitivity of the neutron dose measurements due to the present method, the neutron doses yielded from Am-Be and ^{252}Cf neutron sources were compared with those calculated using the spectrum which was measured by the unfolding method using the same NE213 detector. Consequently it was made apparent that the discrepancy between this method and the unfolding method is lower than 7 % and the sensitivity is 0.24 mrem/hr/cps to the neutrons originated from the Am-Be source.

Keywords: Spectrum Weighting Function, NE213 Detector, Neutron Dosimetry,
GFUNC Code, DBM Unit, High Sensitivity Measurements, Sensitivity,
Accuracy

目 次

1. 序 論	1
2. スペクトル荷重関数の計算	2
2.1 スペクトル荷重関数法の原理	2
2.2 $G(E_h)$ 関数計算コード	2
2.3 計算例	4
3. $G(E_h)$ 関数の実験的評価	4
3.1 中性子エネルギースペクトル測定法	5
3.2 スペクトル荷重関数法	5
3.2.1 計算による方法	5
3.2.2 DBM回路による方法	5
3.3 測定結果	6
4. 考 察	6
5. 結 論	8
謝 辞	8
参考文献	9
付 録 GFUNC の入力形式	20

Contents

1. Introduction
 2. Calculation of Spectrum Weighting Function $G(E_h)$
 - 2.1 Principle of Spectrum Weighting Function Method
 - 2.2 Computer Code for $G(E_h)$ Function
 - 2.3 Example of Calculation
 3. Experimental Test of $G(E_h)$ Function
 - 3.1 Neutron Energy Spectrum Measurement Method (Unfolding Method)
 - 3.2 Spectrum Weighting Function Method
 - 3.2.1 Numerical Method
 - 3.2.2 DBM Circuit Method
 - 3.3 Result
 4. Discussion
 5. Conclusion
- References
- Acknowledgements
- Appendix Input/Output Format of GFUNC

1. 序 論

高速中性子の線量当量，吸収線量，放射線損傷量等は核融合炉の炉設計，炉工学の上で極めて重要な物理量である。これらの量は，中性子のエネルギスペクトルから比較的容易に計算することが可能である。しかし，一般に中性子のエネルギスペクトルを測定することは，限られた場合を除き困難であるため，エネルギスペクトルを経由せずにこれらの量を直接測定することができれば非常に有用であり，古くからこうした試みが数多くなされている。

線量を直接測定するための代表的方法は，目的とする線量のエネルギ依存性と同じ特性を持つ測定器を利用することである。中性子の線量当量の測定に用いられるレムカウンタはこの種の測定器の代表例である。一方，比例計数管，シンチレーション検出器等からのアナログパルスのエネルギ積分量をデジタル量またはアナログ量に変換する方法も線量計として用いる場合組織等価の応答をもつ検出器を使用するという点で同じ種類の測定器とみることができる。この種の代表例としては，速中性子線量測定に用いられた時間遅れのないエネルギ荷重方式のHurstカウンタ¹⁾や，AD変換方式の古田等²⁾のパルスドジメータがある。

以上述べた各方法では得られる量は検出器自身のエネルギ特性によって決まるため，広範囲のエネルギ領域にわたって理想的なエネルギ特性を得ることが難しく，また測定対象もほとんどの場合線量当量に限られるという難点がある。

これらの点を改良した方法として，NaI(Tl)シンチレータのように入射放射線のエネルギに対し，出力波高分布が一次独立である検出器を利用して，非線形を含む任意のエネルギ荷重をおこなうスペクトル荷重関数の方法がある。この方法はHurst等³⁾によって導かれた線量測定的一般原理を拡張したものであり，原理的には検出器のエネルギ特性に依らず，一つの検出器によりエネルギ依存性の異った各種の物理量を測定する測定器を得る可能性を持っている。この方法は，森内等⁴⁾⁵⁾によってNaI(Tl)シンチレータによる環境ガンマ線の線量測定に実用化されている。

本研究は，NE 213液体シンチレータに上述の方法を適用し，高速中性子の線量を高感度でかつ，精度よく測定することを試みたものである。NE 213液体シンチレータは現在，高速中性子のエネルギスペクトル測定に最もよく利用されており，約0.3 MeVから22 MeVの中性子に対するエネルギレスポンスがよく知られていること，波形弁別により中性子，ガンマ線の混在場において中性子のみ検出することができるなど，スペクトル荷重関数法による中性子の線量測定に適用する上で幾つかの優れた特性を有している。

本研究は，直径50.8 mm厚さ50.8 mmのNE 213液体シンチレーション検出器の任意の吸収エネルギスペクトル（波高分布）に対するスペクトル荷重関数を得るための計算コードの作成と，得られたスペクトル荷重関数の線量当量に関する精度の実験的評価から成る。第2章では，スペクトル荷重関数法の概要とその計算コード“GFUNC”について述べる。また，中性子による線量当量率，鉄の一次原子はじき出し量(σ_{dpa})，鉄の吸収線量(kerma)に対するスペクトル荷重関数の計算例を示す。第3章ではGFUNCで計算した線量当量率に対する荷重関数の妥当性を調べるために行った²⁵²Cf, Am-Be中性子源による実験結果を述べる。スペクトル荷

重関数の評価は、各中性子源のエネルギスペクトルを直径50.8 mm、厚さ50.8 mmのNE213液体シンチレーション検出器によって測定し、このスペクトルを用いて、これに線量変換係数を乗じて得た線量当量率と、レムカウンタによって測定した線量当量率およびGFUNCで求めたスペクトル荷重関数を用いて得た線量当量率を比較することによって行った。また、時間遅れのない荷重法として荷重関数を波高弁別バイアス変調 (Discrimination Bias Modulation : DBM) 回路⁵⁾に組み込んだ場合に得られる線量当量率との比較もおこなった。

2. スペクトル荷重関数法の計算

2.1 スペクトル荷重関数法の原理

エネルギスペクトルが $\phi(E_n)$ で表わされるある中性子場におかれた被照射物質の受ける線量Dは、エネルギ E_n の中性子束から線量に変換する変換係数 $D(E_n)$ を用いて次式で与えられる。

$$D = \int_{E_{n, \min}}^{E_{n, \max}} \phi(E_n) D(E_n) dE_n \quad (1)$$

一方、同一の中性子場においたNE213シンチレーション検出器の波高分布 $N(E_h)$ は、単位単色エネルギ中性子に対するシンチレータの応答関数 $R(E_h, E_n)$ を用いて、

$$N(E_h) = \int_{E_{n, \min}}^{E_{n, \max}} \phi(E_n) R(E_h, E_n) dE_n \quad (2)$$

と表わすことができる。

次に、検出器の応答関数を線量と結びつける関係式

$$D(E_n) = \int_{E_{h, \min}}^{E_{h, \max}} R(E_h, E_n) G(E_h) dE_h \quad (3)$$

を満たすような関数 $G(E_h)$ を仮定する。この(3)式を(1)式に代入すれば、

$$\begin{aligned} D &= \int_{E_{n, \min}}^{E_{n, \max}} \phi(E_n) \left\{ \int_{E_{h, \min}}^{E_{h, \max}} R(E_h, E_n) G(E_h) dE_h \right\} dE_n \\ &= \int_{E_{h, \min}}^{E_{h, \max}} \left\{ \int_{E_{n, \min}}^{E_{n, \max}} \phi(E_n) R(E_h, E_n) dE_n \right\} G(E_h) dE_h \\ &= \int_{E_{h, \min}}^{E_{h, \max}} N(E_h) G(E_h) dE_h \end{aligned} \quad (4)$$

となる。(4)式の関数 $G(E_h)$ がスペクトル荷重関数であり、検出器の応答関数 $R(E_h, E_n)$ が一次独立な場合にそのような演算子が存在する。

2.2 $G(E_h)$ 関数計算コード

(3)式で定義された $G(E_h)$ 関数を得るため、森内等⁵⁾は $G(E_h)$ 関数を高次多項式で近似し、

重関数の評価は、各中性子源のエネルギースペクトルを直径50.8 mm、厚さ50.8 mmのNE213液体シンチレーション検出器によって測定し、このスペクトルを用いて、これに線量変換係数を乗じて得た線量当量率と、レムカウンタによって測定した線量当量率およびGFUNCで求めたスペクトル荷重関数を用いて得た線量当量率を比較することによって行った。また、時間遅れのない荷重法として荷重関数を波高弁別バイアス変調 (Discrimination Bias Modulation : DBM) 回路⁵⁾に組み込んだ場合に得られる線量当量率との比較もおこなった。

2. スペクトル荷重関数法の計算

2.1 スペクトル荷重関数法の原理

エネルギースペクトルが $\phi(E_n)$ で表わされるある中性子場におかれた被照射物質の受ける線量Dは、エネルギー E_n の中性子束から線量に変換する変換係数 $D(E_n)$ を用いて次式で与えられる。

$$D = \int_{E_{n, \min}}^{E_{n, \max}} \phi(E_n) D(E_n) dE_n \quad (1)$$

一方、同一の中性子場においたNE213シンチレーション検出器の波高分布 $N(E_h)$ は、単位単色エネルギー中性子に対するシンチレータの応答関数 $R(E_h, E_n)$ を用いて、

$$N(E_h) = \int_{E_{n, \min}}^{E_{n, \max}} \phi(E_n) R(E_h, E_n) dE_n \quad (2)$$

と表わすことができる。

次に、検出器の応答関数を線量と結びつける関係式

$$D(E_n) = \int_{E_{h, \min}}^{E_{h, \max}} R(E_h, E_n) G(E_h) dE_h \quad (3)$$

を満たすような関数 $G(E_h)$ を仮定する。この(3)式を(1)式に代入すれば、

$$\begin{aligned} D &= \int_{E_{n, \min}}^{E_{n, \max}} \phi(E_n) \left\{ \int_{E_{h, \min}}^{E_{h, \max}} R(E_h, E_n) G(E_h) dE_h \right\} dE_n \\ &= \int_{E_{h, \min}}^{E_{h, \max}} \left\{ \int_{E_{n, \min}}^{E_{n, \max}} \phi(E_n) R(E_h, E_n) dE_n \right\} G(E_h) dE_h \\ &= \int_{E_{h, \min}}^{E_{h, \max}} N(E_h) G(E_h) dE_h \end{aligned} \quad (4)$$

となる。(4)式の関数 $G(E_h)$ がスペクトル荷重関数であり、検出器の応答関数 $R(E_h, E_n)$ が一次独立な場合にそのような演算子が存在する。

2.2 $G(E_h)$ 関数計算コード

(3)式で定義された $G(E_h)$ 関数を得るため、森内等⁵⁾は $G(E_h)$ 関数を高次多項式で近似し、

最小自乗法によってその係数を決定するという方法を採用している。この方法は、有限項近似による誤差や多項式近似関数の選定による内挿誤差が避けられない難点がある。また、本来少い応答関数の組み合わせで $G(E_h)$ 関数を決め得る反面、50.8 mm 径、50.8 mm 厚さの NE 213 シンチレーション検出器のように例えば 81 個のエネルギー分点と 109 個の波高分点からなる詳細な応答関数が存在する場合には、これを十分に生かすことができない。そこで、多項式展開によらず、すべての応答関数を生かすために逐次近似法を用いて 109 個の波高分点について $G(E_h)$ 関数を計算する $G(E_h)$ 関数計算コード "GFUNC" を作成した。

$G(E_h)$ 関数を求めるための逐次近似法は、従来から放射化検出器による中性子のエネルギースペクトル測定に利用されているアンフォールディングコード "SAND-II" で用いられている手法と同じものである。

中性子のエネルギー E_n と吸収エネルギー (波高) E_h を応答関数のエネルギー構造に対応して離散化し、各々 E_i, H_j として (3) 式を書き直すと、

$$D(E_i) = \sum_{j=1}^{j_{\max}} R(E_i, H_j) G(H_j) \Delta H_j \quad (5)$$

となる。ここで、 k 番目の逐次近似を考え (5) 式によって k 番目の $D^{(k)}(E_i)$ を計算する。そして $D^{(k)}(E_i)$ とあらかじめ与えられた $D(E_i)$ との比 $B^{(k)}(E_i)$ 、応答関数による重み $W^{(k)}(E_i, H_j)$ を次式により求める。

$$B^{(k)}(E_i) = \frac{D(E_i)}{D^{(k)}(E_i)} \quad (6)$$

$$W^{(k)}(E_i, H_j) = \frac{R(E_i, H_j) G^{(k)}(H_j) + R(E_i, H_{j-1}) G^{(k)}(H_{j-1})}{2 \sum_{j=1}^{j_{\max}} R(E_i, H_j) G^{(k)}(H_j)} \quad (7)$$

$(k+1)$ 番目の $G(H_h)$ 関数は、この $B^{(k)}(E_i)$ と $W^{(k)}(E_i, H_j)$ を用いて、次式により求められる。

$$G^{(k+1)}(H_j) = G^{(k)}(H_j) \exp \{ C^{(k)}(H_j) \} \quad (8)$$

ここで、

$$C^{(k)}(H_j) = \frac{\sum_{i=1}^{i_{\max}} W^{(k)}(E_i, H_j) \ln B^{(k)}(E_i)}{\sum_{i=1}^{i_{\max}} W^{(k)}(E_i, H_j)} \quad (9)$$

である。初期値はあらかじめ与えておき、計算は適当な収束条件を満たすか、入力として与えたいくり返し回数を越えると終了する。収束条件は次式の $\epsilon^{(k)}$ に対して与える。

$$\epsilon^{(k)} = \left[\sum_{i=1}^{i_{\max}} \left(\frac{D^{(k)}(E_i)}{D(E_i)} - 1 \right)^2 \right]^{1/2} \quad (10)$$

計算の収束性は良く、線量当量の荷重関数の場合 10 回のくり返しで $\epsilon^{(k)}$ は数%以内に収束した。

Fig. 1 に GFUNC コードのフローチャートを示す。また、Appendix に計算コードの入力形式と出力例を示した。

2.3 計算例

G FUNCにより得たNE 213液体シンチレーション検出器に対する $G(E_h)$ 関数の計算例をFig. 2からFig. 4に示す。また、Fig. 5からFig. 7に得られた $G(E_h)$ 関数のエネルギー感度を用いた変換係数と共に示す。これらの計算で使用したNE 213シンチレータの応答関数はJohnson等⁶⁾によって得られたものである。

Fig. 2は中性子の線量当量率に対する計算結果で、NE 213シンチレータの応答関数のエネルギー軸、波高軸(発光量単位)の下限を種々の組合せで用いた時に得られる $G(E_h)$ 関数を示している。ここで使用した応答関数は波高軸の下限を $0.056 \ell. u.$ とすると中性子エネルギーは 0.48 MeV まで含むことができるが、エネルギー軸を下限近くまで含めると波高軸の小さい領域で求めた $G(E_h)$ 関数に大きな振動が生じ収束性も悪くなる。このことは、下限に近いエネルギーの中性子に対する(7)式で定義される重みが非常に小さくなることに帰因する。つまり、寄与の非常に小さいエネルギーの中性子を考慮するために全体のバランスをくずすと考えられ、これを避けるためには、応答関数の重みが十分大きな値をもつようにエネルギーの下限を設定することが必要である。Fig. 2の例では、下限のエネルギーを 0.76 MeV 以上にすれば、ほぼ妥当な結果が得られることを示している。

Fig. 2に実線で示した $G(E_h)$ 関数の結果をTable 1に示した。この結果はくり返し10回目のものである。くり返し数を多くするほど収束値は良くなるが若干の振動があらわれる。Fig. 5は、Table 1の $G(E_h)$ 関数を(5)式に代入して得られる線量変換係数 $D(E_n)$ の再現度を示しており、スペクトル荷重関数法のエネルギー感度に対応するものである。図からわかるように 0.8 MeV 以下で急激に減少しており、NE 213シンチレーション検出器による線量測定のエネ르기限界を示している。Fig. 3は鉄の中性子による吸収線量(kerma)に対する $G(E_h)$ 関数の計算結果であり、Fig. 4は鉄の一次はじき出し量に対する $G(E_h)$ 関数である。Fig. 6、Fig. 7に各変換係数の再現度を示したが、両者とも複雑な構造が滑らかにならされているのがわかる。これは、構造に比べて使用した応答関数が粗いため、精度をあげるためにはより細かい応答関数が必要である。

3. $G(E_h)$ 関数の実験的評価

前章で得られたスペクトル荷重関数(以下 $G(E_h)$ 関数)の精度を評価するため、 ^{252}Cf 、Am-Beの中性子場を利用した実験を行った。実験は、上記中性子源で形成される空間の中性子のエネルギースペクトルを $50.8 \text{ mm } \phi \times 50.8 \text{ mm}$ NE 213シンチレーション検出器で測定し、得られたスペクトルを用いて求めた線量当量率を基準として、 $G(E_h)$ 関数を用いて得た線量当量率との比較をした。また、DBM回路を用いて直接得られる線量当量率との比較と同時にレムカウンタ(Studsvik 2202 D)で得られる線量当量率との比較も行った。以下に各方法の測定手順を示す。

2.3 計算例

G FUNCにより得たNE 213液体シンチレーション検出器に対する $G(E_h)$ 関数の計算例をFig. 2からFig. 4に示す。また、Fig. 5からFig. 7に得られた $G(E_h)$ 関数のエネルギー感度を用いた変換係数と共に示す。これらの計算で使用したNE 213シンチレータの応答関数はJohnson等⁶⁾によって得られたものである。

Fig. 2は中性子の線量当量率に対する計算結果で、NE 213シンチレータの応答関数のエネルギー軸、波高軸（発光量単位）の下限を種々の組合せで用いた時に得られる $G(E_h)$ 関数を示している。ここで使用した応答関数は波高軸の下限を0.056 l. u. とすると中性子エネルギーは0.48 MeVまで含むことができるが、エネルギー軸を下限近くまで含めると波高軸の小さい領域で求めた $G(E_h)$ 関数に大きな振動が生じ収束性も悪くなる。このことは、下限に近いエネルギーの中性子に対する(7)式で定義される重みが非常に小さくなることに帰因する。つまり、寄与の非常に小さいエネルギーの中性子を考慮するために全体のバランスをくずすと考えられ、これを避けるためには、応答関数の重みが十分大きな値をもつようにエネルギーの下限を設定することが必要である。Fig. 2の例では、下限のエネルギーを0.76 MeV以上にすれば、ほぼ妥当な結果が得られることを示している。

Fig. 2に実線で示した $G(E_h)$ 関数の結果をTable 1に示した。この結果はくり返し10回目のものである。くり返し数を多くするほど収束値は良くなるが若干の振動があらわれる。Fig. 5は、Table 1の $G(E_h)$ 関数を(5)式に代入して得られる線量変換係数 $D(E_n)$ の再現度を示しており、スペクトル荷重関数法のエネルギー感度に対応するものである。図からわかるように0.8 MeV以下で急激に減少しており、NE 213シンチレーション検出器による線量測定のエネ르기限界を示している。Fig. 3は鉄の中性子による吸収線量(kerma)に対する $G(E_h)$ 関数の計算結果であり、Fig. 4は鉄の一次はじき出し量に対する $G(E_h)$ 関数である。Fig. 6、Fig. 7に各変換係数の再現度を示したが、両者とも複雑な構造が滑らかにならされているのがわかる。これは、構造に比べて使用した応答関数が粗いため、精度をあげるためにはより細かい応答関数が必要である。

3. $G(E_h)$ 関数の実験的評価

前章で得られたスペクトル荷重関数（以下 $G(E_h)$ 関数）の精度を評価するため、²⁵²Cf、Am-Beの中性子場を利用した実験を行った。実験は、上記中性子源で形成される空間の中性子のエネルギースペクトルを50.8 mm ϕ \times 50.8 mm NE 213シンチレーション検出器で測定し、得られたスペクトルを用いて求めた線量当量率を基準として、 $G(E_h)$ 関数を用いて得た線量当量率との比較をした。また、DBM回路を用いて直接得られる線量当量率との比較と同時にレムカウンタ(Studsvik 2202 D)で得られる線量当量率との比較も行った。以下に各方法の測定手順を示す。

3.1 中性子エネルギースペクトル測定法

測定は ^{252}Cf , Am-Be中性子源を用い, 中性子の散乱を出来るだけ少くなるような配置で行った。中性子源とNE 213シンチレーション検出器との間の距離は1mで, 使用した中性子源の強度は ^{252}Cf が約5.36 mCi, Am-Beが1Ciである。Fig. 8は測定に使用したNE213シンチレーション検出器の測定回路である。中性子とガンマ線の弁別はそれぞれのシンチレーションパルスの立ち上がり時間の差を利用して弁別するRise Time to Height Converter (RHC)⁷⁾によって行った。また, 多重波高分析器のチャンネルとNa light unit (1 ℓ . u = 1.22 MeV electron) との間の波高軸の校正は ^{22}Na , ^{54}Mn , ^{88}Y , ^{137}Cs の各々のガンマ線のコンプトンピークの波高値に対する田中等の測定値 (TABLE 2) を基に得た1/2ピークの波高値を利用した。測定によって得られた各々の中性子源からの波高分布をFig. 9, Fig. 10に示す。これらの図に見られるように, 波高分布は約0.2 ℓ . u. 以上で得られている。また, これらの測定に要した測定時間は ^{252}Cf 中性子源に対し43時間, Am-Be中性子源に対し12.4時間である。

Fig. 11, Fig. 12はFig. 9, Fig. 10の波高分布をFORISTコード⁸⁾でアンフォールディングして得た ^{252}Cf , Am-Be中性子の各エネルギースペクトルである。各々, 中性子エネルギーで2 MeV以下のスペクトルは発散したため記していない。図中の棒線はスペクトルの不確定さの上限と下限である。また, FORISTコードで用いる応答関数は $G(E_h)$ 関数の計算で用いたものと同じである。

各スペクトルは10 MeV程度まで従来のデータを再現していると思われる。

エネルギースペクトルから線量当量率への変換は, 2.2 MeV以上のエネルギーの中性子に対し(1)式により計算した。

3.2 スペクトル荷重関数法

3.2.1 計算による方法

$G(E_h)$ 関数による線量当量率は, Fig. 9, Fig. 10の波高分布とTable 1の $G(E_h)$ 関数の値を用いて(4)式により求められる。実際の計算にあたって採られた積分の波高軸の下限値は0.19 ℓ . u.である。この下限値は中性子とガンマ線の弁別回路をとおして得られる波高分布の下限に対応しており, エネルギー感度と得られた波高分布の下限との関係はFig. 13に示すとおりである。

3.2.2 DBM回路による方法

波高弁別バイアス変調法 (DBM)⁵⁾は, DBM回路に入力する波高分布 $N(E_h)$ に対し, 出力パルス N_{out} が次式を満足するようにパルスの通過特性を調整する回路システムである。

$$N_{out} = \frac{1}{G(E_{h, \max})} \int_{E_{h, \min}}^{E_{h, \max}} N(E_h) G(E_h) dE_h \quad (11)$$

すなわち、DBM回路はあらかじめ $G(E_h)$ 関数値を各波高毎にPROMに書き込んでおき、入力のディスクリレベルの各々に対して対応する $G(E_h)$ 関数値に比例したゲート時間を与えることによって入力パルスの通過特性を決める回路である。実際には、DBM回路のパルス通過特性は利得の調整に依存しており、通過特性の系統誤差が全体にバランスするよう利得の調整をした。利得の調整はFig. 8に示したブロック図の前置増幅器からパルサーによってテストパルスを入力して行った。測定に使用したDBM回路のディスクリ変調関数はFig. 14のとおりであり、パルス通過特性はFig. 15の通りである。

こうして、DBM回路出力パルスの計数率に規格化定数を乗ずることにより線量当量率が得られる。なお、DBM回路自身の入力パルスに対するしきい値は約0.1 *l. u.*であった。

3.3 測定結果

以上に述べた3種の方法で求めた線量当量率と、同一の条件でStudsvik 2022型レムカウンタを用いて得られた値の比較結果をTable 3に示す。

アンフォールディングによるスペクトル測定法と $G(E_h)$ 関数法によって得られた結果は2種類の中性子源に対して7%以内で一致しており、DBM回路を用いた測定においても18%以内で一致していることがわかる。またレムカウンタとの比較では、Am-Beの中性子源の場合には良く一致したが、 ^{252}Cf の中性子源では2倍以上の異なる値が得られた。この2つの線源での差違は、NE 213液体シンチレータによる測定が実質的に約2.2 MeV以下のエネルギーの中性子を切り捨てているためであり、既存のデータ⁹⁾をもとに考えると、 ^{252}Cf の場合2.2 MeV以下のエネルギーをもつ中性子の線量当量率への寄与は全体の約49%となっており、測定の結果と一致している。

また、微小線量測定用の線量計として考えた場合の感度としては、Am-Beの中性子源に対して、DBM回路法で約0.24 mrem/hr/cpsであり、約0.3 mrem/hr/cpsのレムカウンタ(Studsvik 2202 D)と同等である。また、統計誤差もDBM回路法では出力カウントの平方でよいことがわかっており^{4, 5)}、実際に計数を変えた時の計数値の変動はFig. 16のようになる。

エネルギー感度においては、MeV以上の中性子に対してレムカウンタ以上であり特に10 MeV以上ではこの方法がすぐれている。この点において、D-T核融合炉等の高速中性子場では有効な方法になると思われる。

4. 考 察

一般的に、NE 213液体シンチレータをスペクトロメータとして用いる場合アンフォールディング法が用いられる。このアンフォールディング法は一般にガウス関数型エネルギー分布をもつ中性子束と、反跳陽子による矩形応答分布との一次変換の関係において、中性子束をパラメータとする最小自乗法により中性子エネルギー分布を求めるものである。それに対して、 $G(E_h)$ 関数法

すなわち、DBM回路はあらかじめ $G(E_h)$ 関数値を各波高毎にPROMに書き込んでおき、入力のディスクリレベルの各々に対して対応する $G(E_h)$ 関数値に比例したゲート時間を与えることによって入力パルスの通過特性を決める回路である。実際には、DBM回路のパルス通過特性は利得の調整に依存しており、通過特性の系統誤差が全体にバランスするよう利得の調整をした。利得の調整はFig. 8に示したブロック図の前置増幅器からパルサーによってテストパルスを入力して行った。測定に使用したDBM回路のディスクリ変調関数はFig. 14のとおりであり、パルス通過特性はFig. 15の通りである。

こうして、DBM回路出力パルスの計数率に規格化定数を乗ずることにより線量当量率が得られる。なお、DBM回路自身の入力パルスに対するしきい値は約0.1 ℓ . u.であった。

3.3 測定結果

以上に述べた3種の方法で求めた線量当量率と、同一の条件でStudsvik 2022型レムカウンタを用いて得られた値の比較結果をTable 3に示す。

アンフォールディングによるスペクトル測定法と $G(E_h)$ 関数法によって得られた結果は2種類の中性子源に対して7%以内で一致しており、DBM回路を用いた測定においても18%以内で一致していることがわかる。またレムカウンタとの比較では、Am-Beの中性子源の場合には良く一致したが、 ^{252}Cf の中性子源では2倍以上の異なる値が得られた。この2つの線源での差違は、NE 213液体シンチレータによる測定が実質的に約2.2 MeV以下のエネルギーの中性子を切り捨てているためであり、既存のデータ⁹⁾をもとに考えると、 ^{252}Cf の場合2.2 MeV以下のエネルギーをもつ中性子の線量当量率への寄与は全体の約49%となっており、測定の結果と一致している。

また、微小線量測定用の線量計として考えた場合の感度としては、Am-Beの中性子源に対して、DBM回路法で約0.24 mrem/hr/cpsであり、約0.3 mrem/hr/cpsのレムカウンタ(Studsvik 2202 D)と同等である。また、統計誤差もDBM回路法では出力カウントの平方でよいことがわかっており^{4, 5)}、実際に計数を変えた時の計数値の変動はFig. 16のようになる。

エネルギー感度においては、MeV以上の中性子に対してレムカウンタ以上であり特に10 MeV以上ではこの方法がすぐれている。この点において、D-T核融合炉等の高速中性子場では有効な方法になると思われる。

4. 考 察

一般的に、NE 213液体シンチレータをスペクトロメータとして用いる場合アンフォールディング法が用いられる。このアンフォールディング法は一般にガウス関数型エネルギー分布をもつ中性子束と、反跳陽子による矩形応答分布との一次変換の関係において、中性子束をパラメータとする最小自乗法により中性子エネルギー分布を求めるものである。それに対して、 $G(E_h)$ 関数法

では、この矩形応答関数を逆に解いて各波高値に対して許される中性子エネルギー分布に基づく積分量を、中性子のエネルギー分布を頭にする事なく直接に求める。従って、スペクトル荷重関数を求める際には被測定場に対する波高分布を必要とせず、線量計独自のパラメータとして被測定場とは独立に決定することができる。この意味で $G(E_h)$ 関数法は被測定場の計数に依存せず、しかも統計誤差は単純な伝播則であらわされるためアンフォールディング法に比べて、計数率の低い微小線量測定に有効な方法といえる。

また、以上のような理由で十分統計のよい波高分布をアンフォールディングして得た線量当量と $G(E_h)$ 関数法で得た線量当量は、同一の応答関数、線量変換係数を用いるかぎり一致しなければならず、本研究の結果は良く一致していることを示している。

また、DBM回路による方法は、測定を著しく簡便化することにより線量計として非常に有用である。しかもレムカウンタに比べ検出器容積も小さく、高エネルギー領域での精度も優れている。しかし、 $n-r$ 弁別などのため測定のエネギー下限が高い欠点がある。また、DBM回路のバイアス変調法は、 $G(E_h)$ 関数の形状によっては、複雑な回路構成を必要とし⁽⁵⁾、この点についてAD変換方式の開発が望ましい。

スペクトル荷重関数法における誤差は、系統的誤差と統計的誤差に分けられ、統計的誤差については文献(5)に述べられているので、ここでは、系統誤差について考える。系統的誤差としては、次の要因が考えられる。

① 応答関数の誤差

測定線量の絶対値には問題であるが、ここでのアンフォールディング法との比較にはあられなくてない。

② $G(E_h)$ 関数の誤差

この誤差は、応答関数に誤差がないとして、理想的な単色中性子による波高分布に $G(E_h)$ 関数を適用したときの誤差で、Fig. 5 に示した線量変換係数の再現度である。この値は最大6%程度である。

③ 回路上のしきい値による $G(E_h)$ 関数の適用誤差

これは、 $G(E_h)$ 関数を求めるのに用いた、波高分布の下限と、実際の測定で得られた波高分布の下限が異なるために生じる。これは、 $G(E_h)$ 関数を求めるときに、実際の測定下限で計算すればなくなるが、そのときには収束性の問題から、エネルギー感度の下限を上げざるを得ず、Fig. 13のように感度の減少はあるが、エネルギー下限は低いという条件で使う方が望ましいであろう。

④ DBM回路のバイアス設定値

DBM回路を使用する場合の、 $G(E_h)$ 関数と、回路上の変調されたバイアスレベルの設定値との誤差で、現在のモジュールでは±4%以内で調整されている。

以上述べた系統誤差は、エネルギー依存であるため、被測定場のエネルギースペクトルによってその誤差は大きく異なる。実験結果では²⁵²Cfのように低エネルギー側に大きな中性子束をもつ場合、回路上のしきい値による適用誤差によってアンフォールディング結果より大きな過小評価となった。

5. 結 論

スペクトル荷重関数法による結果はアンフォールディングによるスペクトル測定法と同等の精度で線量評価を行うことの可能性を示した。また、種々の物理量に対してもスペクトル荷重関数を決定することが可能になった。さらに、DBM回路を用いることにより、汎用の中性子線量計としても有用であることがわかった。

微小線量の測定に用いれば、 $10 \mu\text{rem/hr}$ の線量に対して、約200秒の計数時間で30%程度の統計誤差で評価が可能であった。環境放射線測定用には5"φ×5"のNE 213液体シンチレータを使えばさらに一桁効率を上げることができ十分使用に耐えるものと思われる。

系統的誤差については、 $G(E_h)$ 関数を決定する際に実用的なエネルギースペクトルに対して誤差が最小になるように波高軸の下限の設定をおこなうとともに、 $n-r$ 弁別による下限値をより低くすることが望ましい。

謝 辞

この研究を行うにあたり、スペクトル荷重関数法について御教示いただいた環境第1研究室の森内茂氏に感謝いたします。また、心よく議論していただいたFNSグループの諸氏、および適切な助言と援助をくださった核融合炉物理研究室長の中村知夫氏に感謝いたします。

5. 結 論

スペクトル荷重関数法による結果はアンフォールディングによるスペクトル測定法と同等の精度で線量評価を行うことの可能性を示した。また、種々の物理量に対してもスペクトル荷重関数を決定することが可能になった。さらに、DBM回路を用いることにより、汎用の中性子線量計としても有用であることがわかった。

微小線量の測定に用いれば、 $10 \mu\text{rem/hr}$ の線量に対して、約200秒の計数時間で30%程度の統計誤差で評価が可能であった。環境放射線測定用には5"φ×5"のNE 213液体シンチレータを使えばさらに一桁効率を上げることができ十分使用に耐えるものと思われる。

系統的誤差については、 $G(E_h)$ 関数を決定する際に実用的なエネルギースペクトルに対して誤差が最小になるように波高軸の下限の設定をおこなうとともに、 $n-r$ 弁別による下限値をより低くすることが望ましい。

謝 辞

この研究を行うにあたり、スペクトル荷重関数法について御教示いただいた環境第1研究室の森内茂氏に感謝いたします。また、心よく議論していただいたFNSグループの諸氏、および適切な助言と援助をくださった核融合炉物理研究室長の中村知夫氏に感謝いたします。

Refernces

- 1) Wagner E.B. and Hurst G.S. ; Rev. Sci.Instrum.,29,2,pp.153-158 (1958)
- 2) Furuta Y. and Kinbara S. ; Rev.Sci.Instrum.,37,176 (1966)
- 3) Hurst G.S. and Ritche R.H. ; Health Phys.,8,pp.117-129 (1962)
- 4) Moriuchi S. ; JAERI 1209 (1971) (in Japanese)
- 5) Moriuchi S. ; JAERI-M 7066 (1977) (in Japanese)
- 6) Johnson R.H. et al. ; Nucl.Instru. & Meth. 145 ,pp.337-346 (1977)
- 7) Kinbara S. et al. ; Nucl.Instru. & Meth. 70,pp.173-182 (1969)
- 8) Radiation Shielding Information Center, Oak Ridge National Laboratory, PSR-92
- 9) Stoddard D.H. et al. ; "²⁵²Cf SHIELDING GUIDE ", DP-1246 (1971)
- 10) American National Standard ANSI/ANS-6.1.1-1977
- 11) Tanaka S. and Takeuchi K. ; JAERI-M 6348 (1975) (in Japanese)
- 12) Annual Book of ASTM Standards

Table 1 Calculated $G(E_h)$ function of dose equivalent rate (rem)

J	L.UNIT	G(J)	RATIO(J)	J	L.UNIT	G(J)	RATIO(J)
1	0.5625E-01	1.8775E-05	1.0060E+00	56	0.3438E+01	5.5071E-05	9.8950E-01
2	0.5675E-01	1.8837E-05	1.0060E+00	57	0.3563E+01	5.8736E-05	9.8838E-01
3	0.8125E-01	1.8791E-05	1.0053E+00	58	0.3688E+01	7.1251E-05	9.8780E-01
4	0.9375E-01	1.8378E-05	1.0037E+00	59	0.3813E+01	7.3946E-05	9.8777E-01
5	0.1094E+00	1.7553E-05	1.0012E+00	60	0.3938E+01	7.7053E-05	9.8915E-01
6	0.1291E+00	1.6884E-05	9.9916E-01	61	0.4063E+01	8.0483E-05	9.8857E-01
7	0.1500E+00	1.6357E-05	9.9754E-01	62	0.4188E+01	8.4385E-05	9.8997E-01
8	0.1781E+00	1.6109E-05	9.9639E-01	63	0.4313E+01	8.8995E-05	9.9156E-01
9	0.2094E+00	1.6182E-05	9.9533E-01	64	0.4438E+01	9.3855E-05	9.9340E-01
10	0.2437E+00	1.6638E-05	9.9450E-01	65	0.4563E+01	9.9249E-05	9.9562E-01
11	0.2813E+00	1.7155E-05	9.9377E-01	66	0.4688E+01	1.0543E-04	9.9816E-01
12	0.3213E+00	1.7845E-05	9.9288E-01	67	0.4813E+01	1.1143E-04	1.0004E+00
13	0.3656E+00	1.8625E-05	9.9143E-01	68	0.4938E+01	1.1723E-04	1.0024E+00
14	0.4125E+00	1.9580E-05	9.9026E-01	69	0.5063E+01	1.2282E-04	1.0040E+00
15	0.4625E+00	2.0596E-05	9.8967E-01	70	0.5188E+01	1.2816E-04	1.0053E+00
16	0.5156E+00	2.1833E-05	9.8975E-01	71	0.5313E+01	1.3329E-04	1.0064E+00
17	0.5719E+00	2.3384E-05	9.9059E-01	72	0.5438E+01	1.3806E-04	1.0073E+00
18	0.6281E+00	2.5072E-05	9.9203E-01	73	0.5563E+01	1.4261E-04	1.0079E+00
19	0.6844E+00	2.6846E-05	9.9408E-01	74	0.5688E+01	1.4683E-04	1.0084E+00
20	0.7406E+00	2.8664E-05	9.9626E-01	75	0.5813E+01	1.5067E-04	1.0087E+00
21	0.7969E+00	3.0140E-05	9.9819E-01	76	0.5938E+01	1.5436E-04	1.0088E+00
22	0.8531E+00	3.1095E-05	9.9995E-01	77	0.6063E+01	1.5774E-04	1.0089E+00
23	0.9094E+00	3.1681E-05	1.0016E+00	78	0.6188E+01	1.6083E-04	1.0099E+00
24	0.9688E+00	3.2399E-05	1.0031E+00	79	0.6313E+01	1.6417E-04	1.0003E+00
25	0.1031E+01	3.3039E-05	1.0045E+00	80	0.6531E+01	1.6693E-04	1.0083E+00
26	0.1094E+01	3.3977E-05	1.0059E+00	81	0.6719E+01	1.6954E-04	1.0078E+00
27	0.1156E+01	3.4745E-05	1.0070E+00	82	0.6906E+01	1.7124E-04	1.0069E+00
28	0.1219E+01	3.5576E-05	1.0080E+00	83	0.7094E+01	1.7216E-04	1.0059E+00
29	0.1281E+01	3.6412E-05	1.0087E+00	84	0.7281E+01	1.7263E-04	1.0049E+00
30	0.1344E+01	3.7250E-05	1.0091E+00	85	0.7469E+01	1.7292E-04	1.0040E+00
31	0.1406E+01	3.8123E-05	1.0092E+00	86	0.7656E+01	1.7311E-04	1.0031E+00
32	0.1469E+01	3.8957E-05	1.0091E+00	87	0.7844E+01	1.7316E-04	1.0023E+00
33	0.1531E+01	3.9813E-05	1.0086E+00	88	0.8031E+01	1.7296E-04	1.0014E+00
34	0.1594E+01	4.0630E-05	1.0080E+00	89	0.8219E+01	1.7253E-04	1.0004E+00
35	0.1656E+01	4.1328E-05	1.0071E+00	90	0.8406E+01	1.7227E-04	9.9943E-01
36	0.1719E+01	4.1863E-05	1.0061E+00	91	0.8594E+01	1.7216E-04	9.9858E-01
37	0.1781E+01	4.2239E-05	1.0049E+00	92	0.8781E+01	1.7200E-04	9.9803E-01
38	0.1844E+01	4.2508E-05	1.0037E+00	93	0.8969E+01	1.7253E-04	9.9786E-01
39	0.1906E+01	4.2740E-05	1.0027E+00	94	0.9156E+01	1.7541E-04	9.9812E-01
40	0.1969E+01	4.3011E-05	1.0019E+00	95	0.9344E+01	1.7790E-04	9.9880E-01
41	0.2031E+01	4.3412E-05	1.0011E+00	96	0.9531E+01	1.8091E-04	9.9977E-01
42	0.2094E+01	4.3969E-05	1.0006E+00	97	0.9719E+01	1.8430E-04	1.0010E+00
43	0.2156E+01	4.4640E-05	1.0001E+00	98	0.9906E+01	1.8812E-04	1.0024E+00
44	0.2219E+01	4.5389E-05	9.9968E-01	99	0.1009E+02	1.9222E-04	1.0039E+00
45	0.2281E+01	4.6158E-05	9.9932E-01	100	0.1028E+02	1.9672E-04	1.0056E+00
46	0.2344E+01	4.6968E-05	9.9895E-01	101	0.1047E+02	2.0130E-04	1.0073E+00
47	0.2406E+01	4.7744E-05	9.9856E-01	102	0.1066E+02	2.0573E-04	1.0089E+00
48	0.2469E+01	4.8528E-05	9.9815E-01	103	0.1084E+02	2.1062E-04	1.0106E+00
49	0.2531E+01	4.9873E-05	9.9749E-01	104	0.1103E+02	2.1574E-04	1.0123E+00
50	0.2594E+01	5.1305E-05	9.9682E-01	105	0.1125E+02	2.2122E-04	1.0141E+00
51	0.2813E+01	5.3307E-05	9.9594E-01	106	0.1150E+02	2.2634E-04	1.0156E+00
52	0.2938E+01	5.5458E-05	9.9509E-01	107	0.1175E+02	2.3172E-04	1.0172E+00
53	0.3063E+01	5.7859E-05	9.9409E-01	108	0.1200E+02	2.3775E-04	1.0184E+00
54	0.3188E+01	6.0458E-05	9.9280E-01	109	0.1225E+02	2.4352E-04	1.0192E+00
55	0.3313E+01	6.3229E-05	9.9121E-01				

*** ITERATION EXCEEDS ITMAX ***

Table 2 Calculated Light unit value of various gamma ray's compton peaks

Isotope	Gamma-ray energy (MeV)	Compton peak energy		Na light unit	Half-maximum energy
		Measurement (MeV)	Calculation (MeV)		Calculation (MeV)
^{22}Na	0.511	0.287	$0.296 \pm 0.008^*$	0.237	$0.367 \pm 0.007^*$
^{137}Cs	0.662	0.423	0.426 ± 0.009	0.341	0.507 ± 0.006
^{54}Mn	0.835	0.569	0.580 ± 0.010	0.464	0.675 ± 0.006
^{22}Na	1.274	0.975	0.985 ± 0.013	0.788	1.104 ± 0.006
^{88}Y	1.856	-	1.517 ± 0.015	1.214	1.668 ± 0.005

* variation corresponding to the variation of the resolution by ± 20 percent

Table 3 Comparison of results of each method

Method	Am-Be		Cf-252	
	Result	Ratio	Result	Ratio
Unfolding	2.37×10^{-3}	1	1.10×10^{-2}	1
G-function	2.18×10^{-3}	0.93 (-7%)	1.12×10^{-2}	1.02 (2%)
DBM	2.04×10^{-3}	0.86 (-14%)	9.05×10^{-3}	0.82 (-18%)
rem counter*	2.72×10^{-3}	1.13 (13%)	2.56×10^{-2}	2.28 (228%)

* studsvik 2202D

(rem/hr)

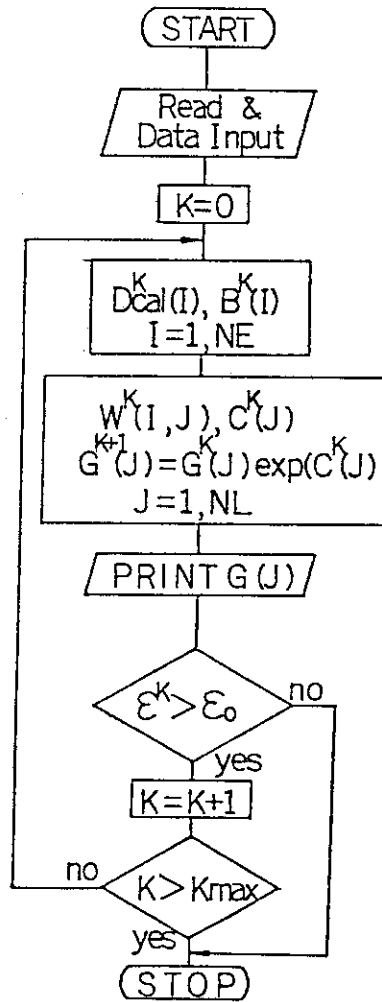


Fig.1 Flowchart of computer code to calculate the $G(E_h)$ function

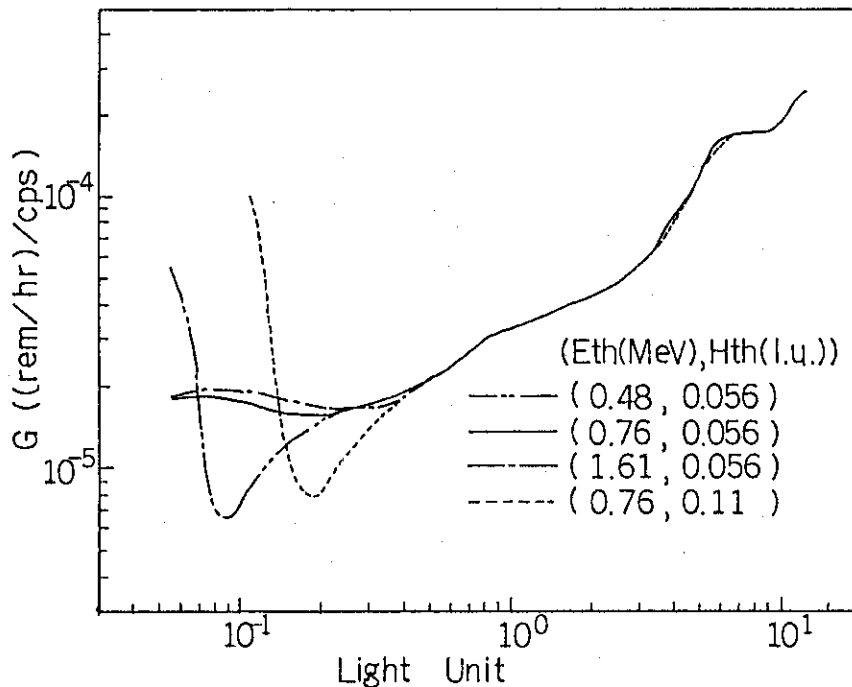


Fig.2 Calculated $G(E_h)$ function of dose equivalent rate for various threshold energies and threshold pulse heights

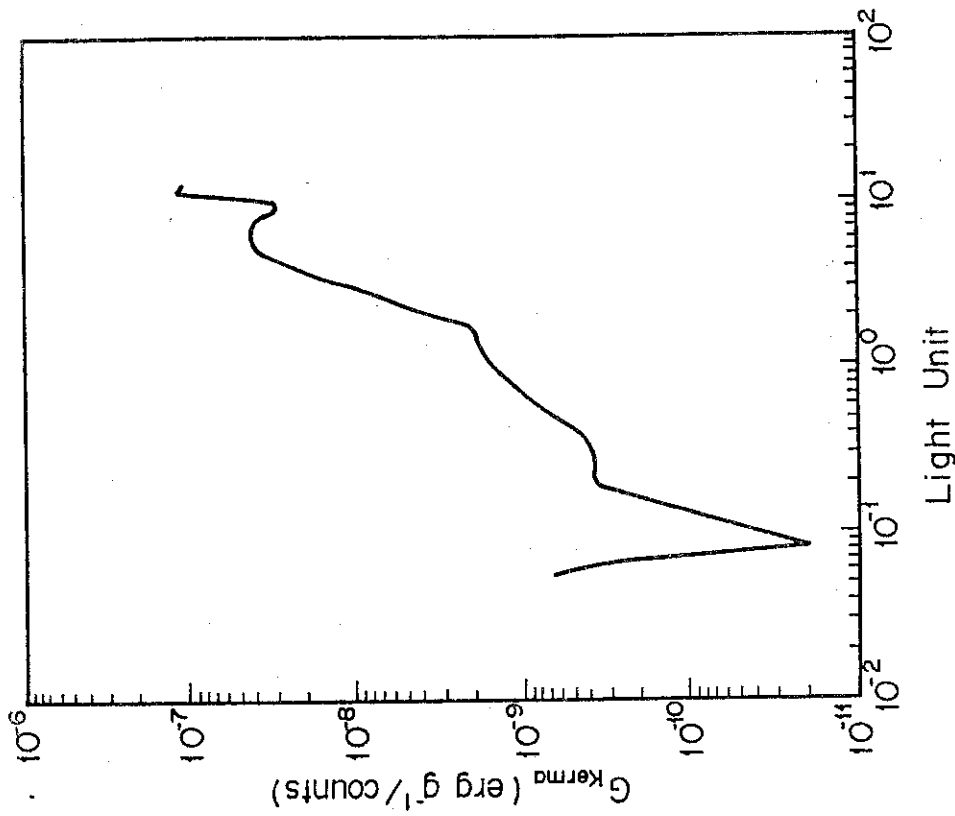


Fig.3 Calculated $G(E_{\text{H}})$ function of kerma factor of iron ($E_{\text{H}} \geq 0.48$ MeV, $E_{\text{H}} \geq 0.056$ l.u.)

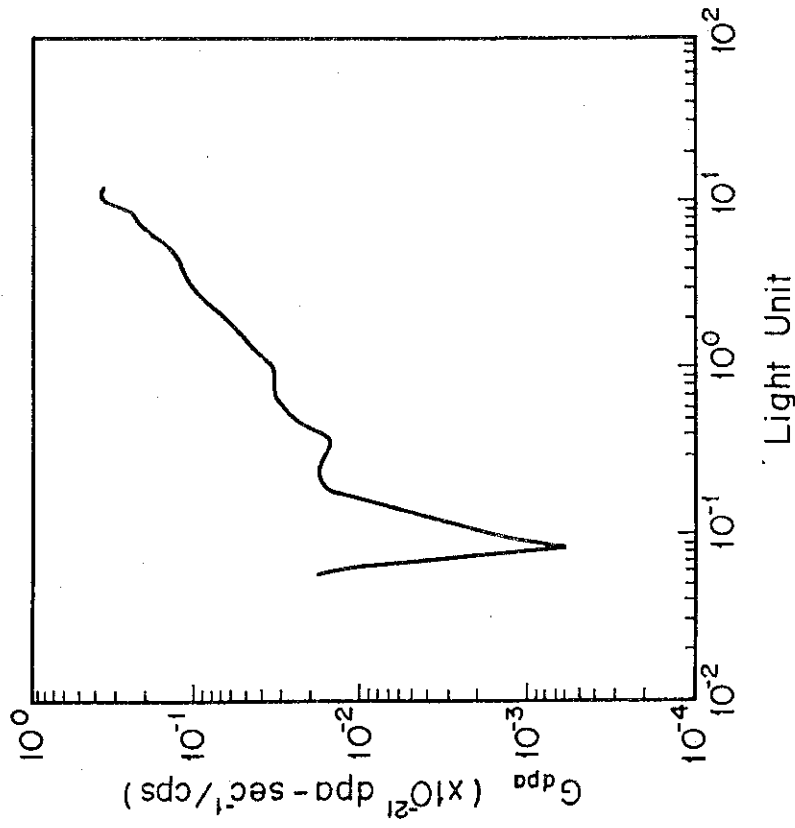


Fig.4 Calculated $G(E_{\text{H}})$ function of displacement cross section of iron ($E_{\text{H}} \geq 0.48$ MeV, $E_{\text{H}} \geq 0.056$ l.u.)

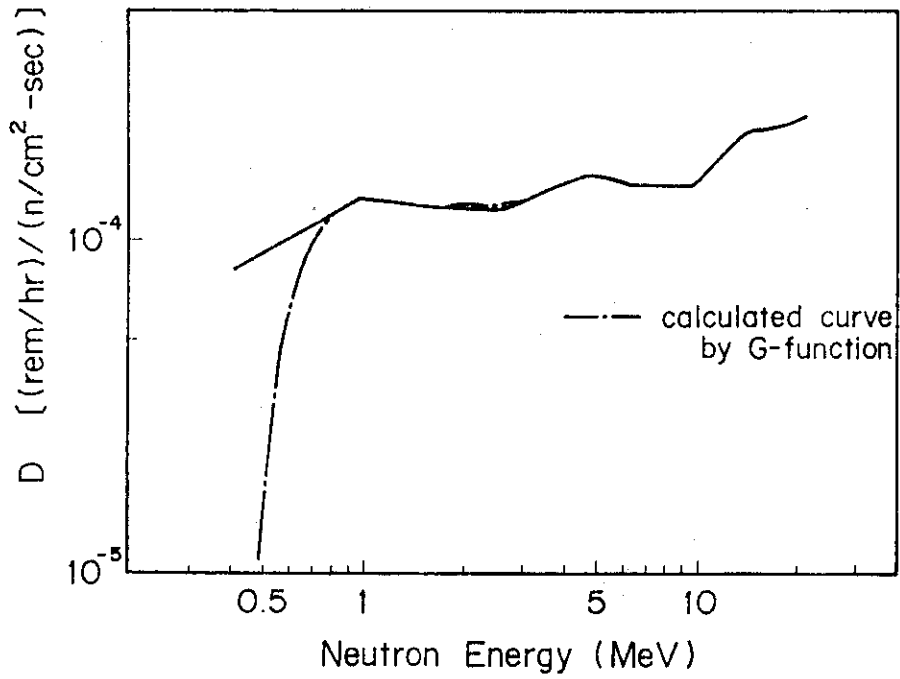


Fig.5 Energy response of $G(E_h)$ function corresponding to Fig.2
 (solid line shows Flux-to-Dose conversion factor¹⁰⁾ used in calculation)

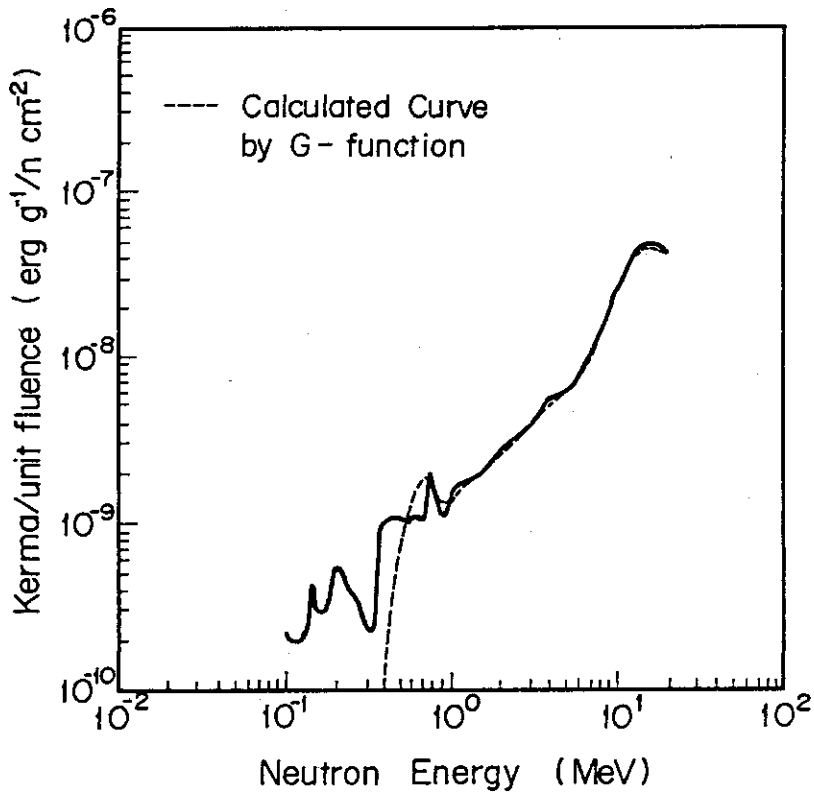


Fig.6 Energy response $G(E_h)$ function corresponding to Fig.3
 (solid line shows kerma factor of Fe¹¹⁾)

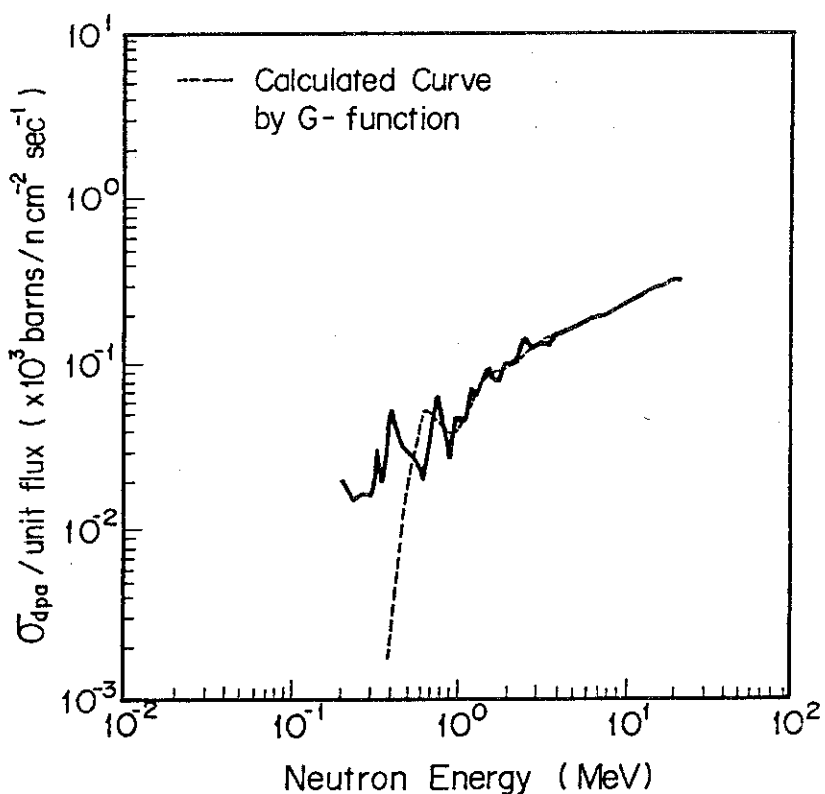


Fig.7 Energy response $G(E_n)$ function corresponding to Fig.4
(solid line shows σ_{dpa} of Fe^{12})

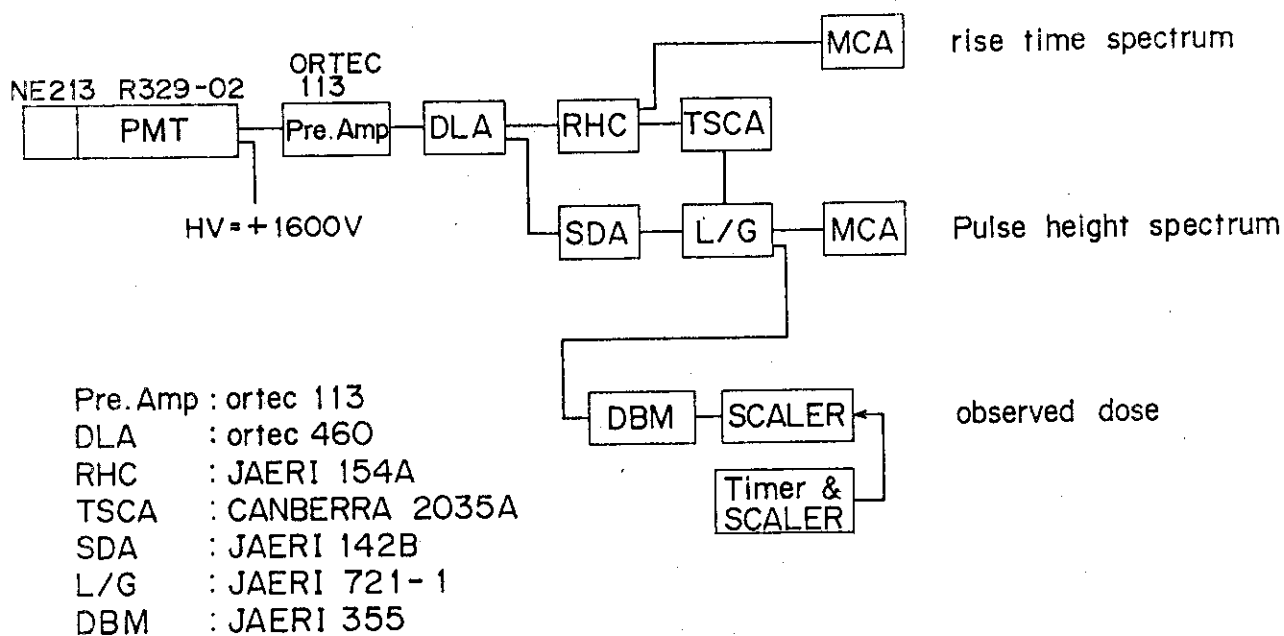


Fig.8 Block diagram of electronic circuit used in this work

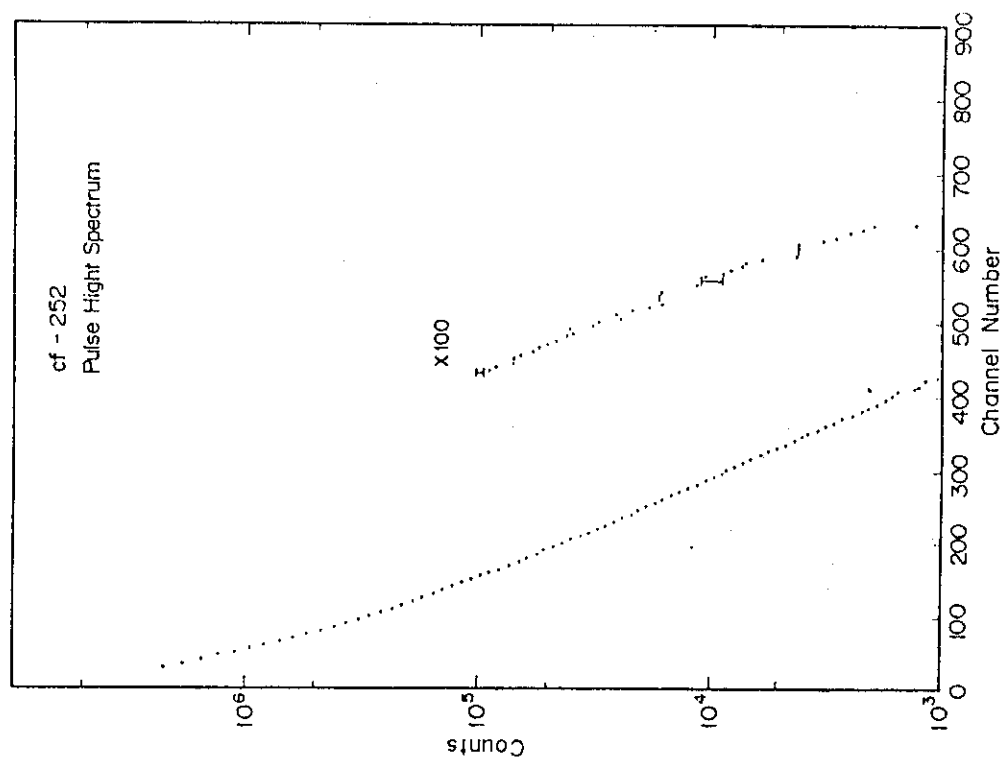


Fig.10 Measured pulse height s-spectrum of Cf-252
neutron source (Light unit = 7.74×10^{-3}
(channel number + 1.840))

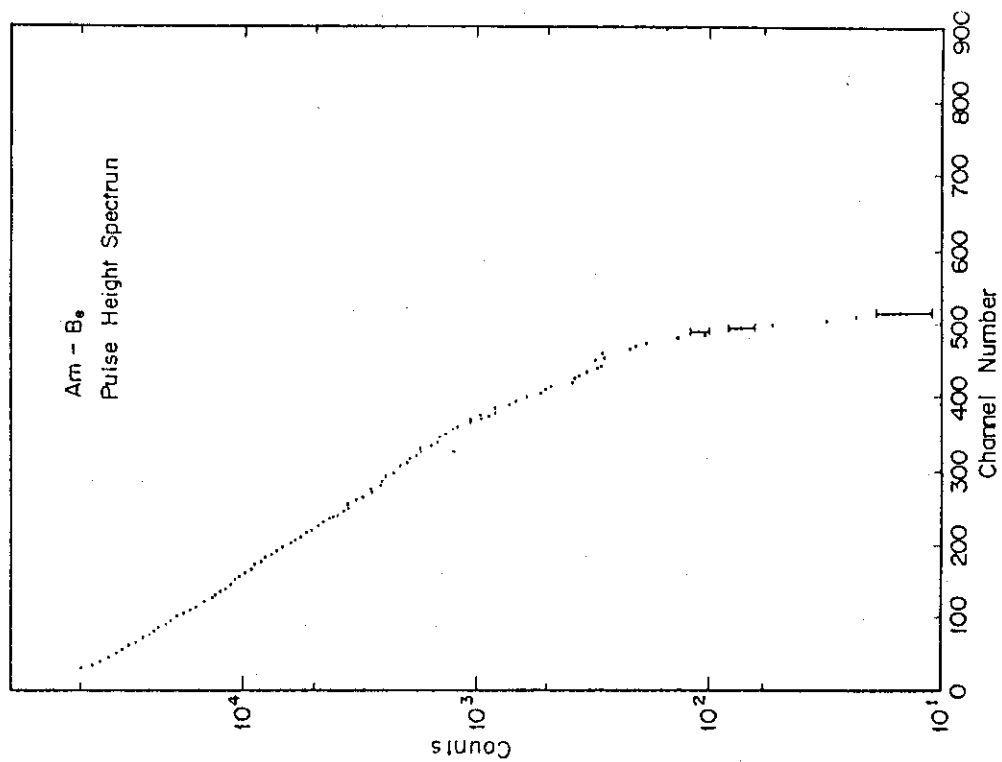


Fig.9 Measured pulse height spectrum of Am-Be
neutron source (Light unit = 7.53×10^{-3}
(channel number - 0.822))

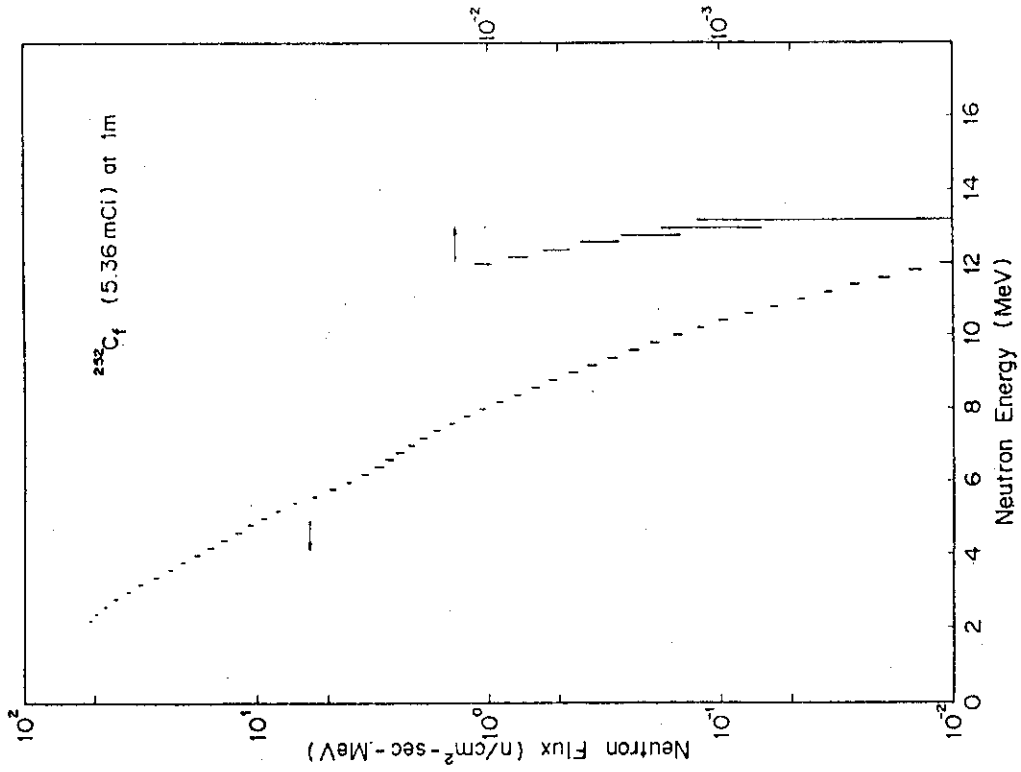


Fig.12 Energy spectrum of Cf-252 neutron source unfolded by FORIST code

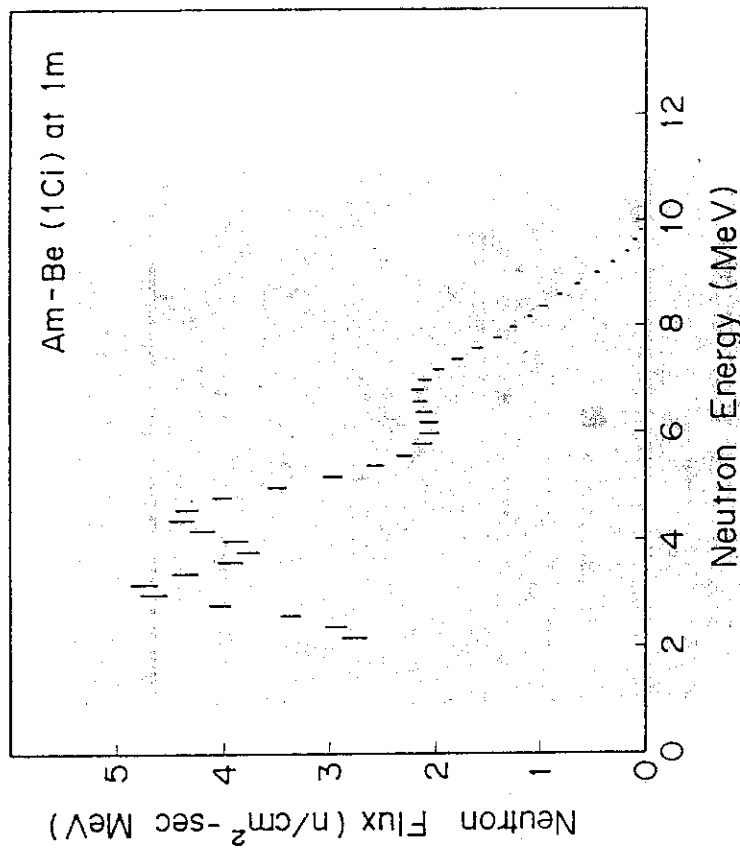


Fig.11 Energy spectrum of Am-Be neutron source unfolded by FORIST code

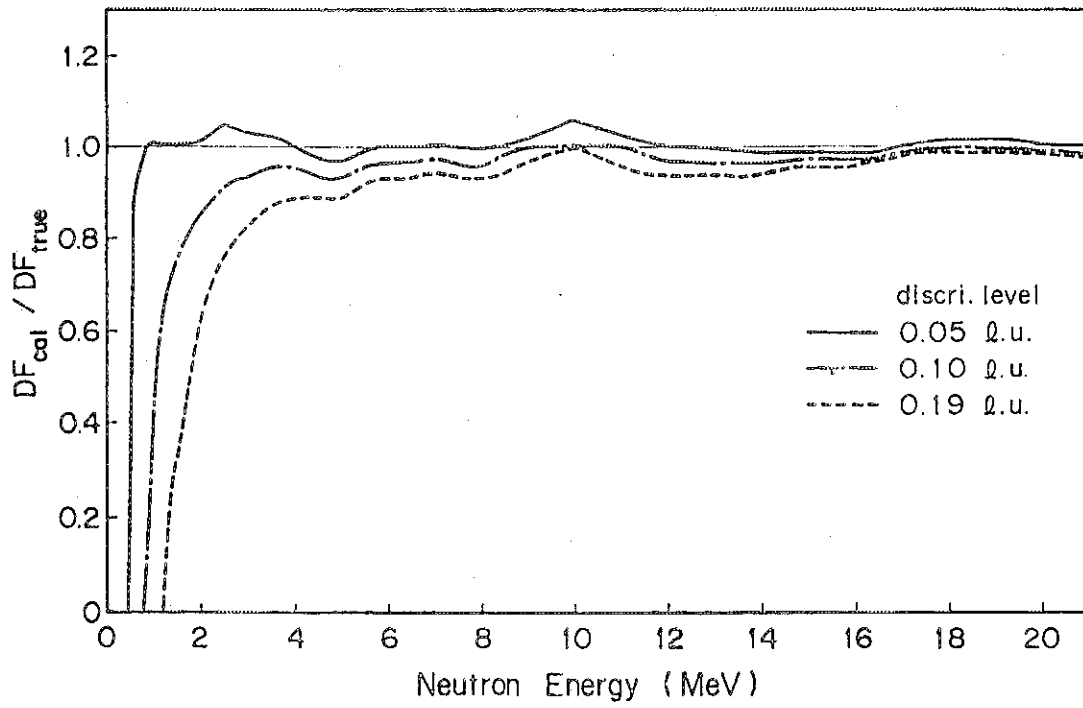


Fig.13 Energy sensitivity of $G(E_h)$ function for various discrimination levels of measuring circuit

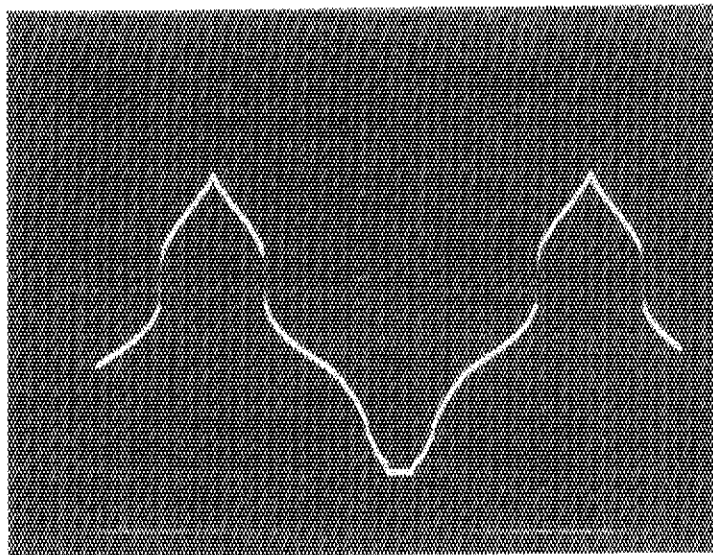


Fig.14 Function shape of Discrimination Bias Modulation circuit

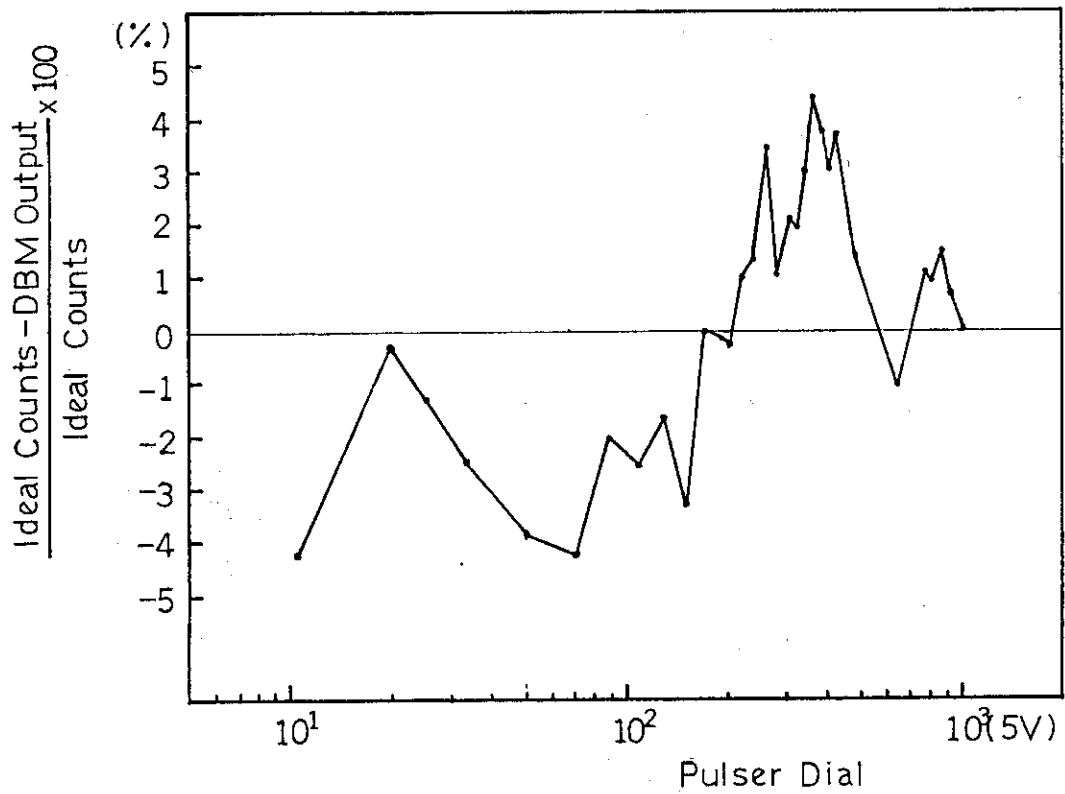


Fig.15 Pulse transmission property of DBM circuit used in this work
(ideal counts is normalized $G(E_h)$ function value)

Statistical Character of G-function Method

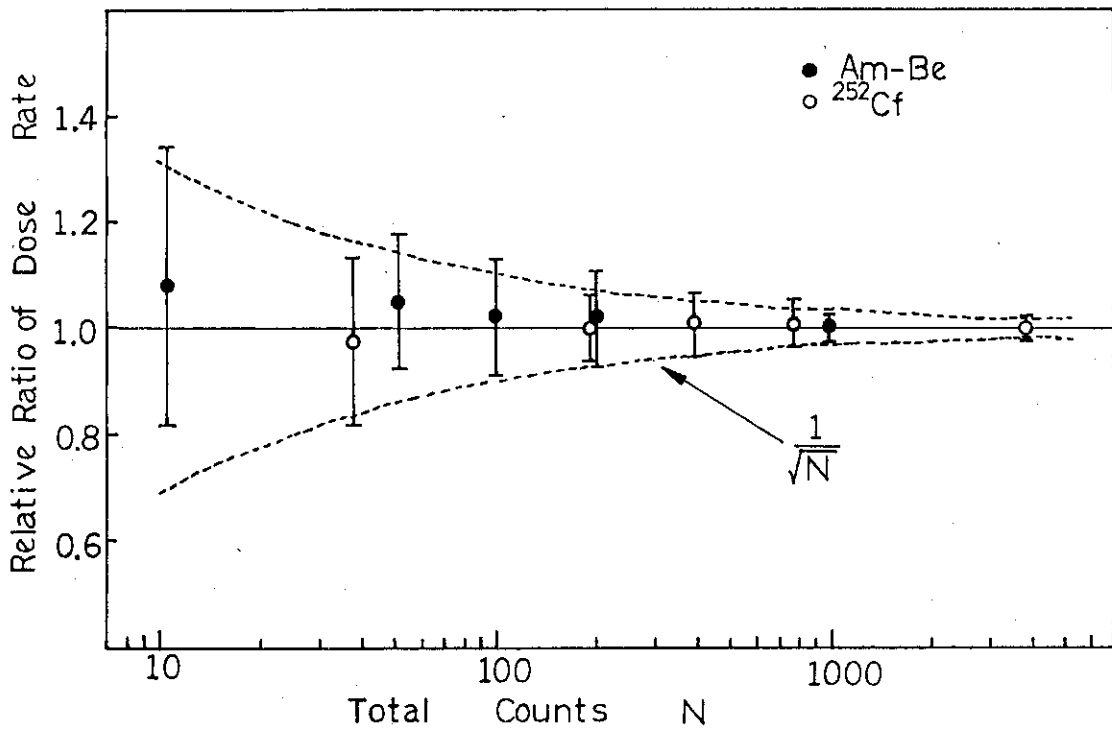


Fig.16 Statistical character of DBM circuit

Appendix

“GFUNC”の入出力形式

(1) 入力データ

1 (10 I 6)

1枚

- NL 1: 計算に使用する応答関数の波高分点の下限。ILLINOIレスポンスマトリックスの場合
- NL 2: 計算に使用する応答関数の波高分点の上限。NL 1 < NL 2
- NE 1: 計算に使用する応答関数のエネルギー分点の下限。ILLINOIレスポンスマトリックスの場合 81 以下
- NE 2: 計算に使用する応答関数のエネルギー分点の上限。NE 1 < NE 2
- ITMAX : 計算のくり返しの打切回数
- NPRNT : 出力のプリントを各くり返しに対してNPRNT回毎におこなう
- NGUESS: G (E_h) 関数の初期値

$$\text{NGUESS} = \begin{cases} 0 & \text{カード入力で与える (6E 12.5) } \left[\frac{\text{NL}}{6} \text{ 枚} \right] \\ | & G(J) = 1/\text{EL}(J) \\ 2 & G(J) = 10.0 \end{cases}$$

2 (E 12.5)

1枚

- QTARO : 収束上限値。ε^(k)の値がこの数値以下になると計算を打切る。

3 (2 I 5)

1枚

- NE : 使用する応答関数ライブラリのエネルギー分点数 (ILLINOIレスポンスマトリックスに対しては 81)
- NL : 使用する応答関数ライブラリの波高分点数 (ILLINOIレスポンスマトリックスに対しては 109)

4 (6 E 12.5)

- (EY(J), J = 1, NL + 1)

 $\left[\frac{\text{NL}+1}{6} \text{ 枚} \right]$

使用する応答関数の各波高分点での波高値であり、発光量単位で入れる。

5 (6 E 12.5)

 $\left[\frac{\text{NE}}{6} \text{ 枚} \right]$

- (FCX(I), I = 1, NE)

求めるG (E_h) 関数に対応する線量変換係数。使用する応答関数のエネルギー点に対応する値を入れる。

6 (6 E 12.5)

 $\left[\frac{\text{NL}}{6} \text{ 枚} \right]$

- (G(J), J = 1, NL)

NGUESS = 0 のとき、G (E_h) 関数の初期値をここで入れる。

(2) 出力

出力は次のものをプリントする。

- 1) 線量変換係数と、その $G(E_h)$ 関数を用いた計算値、およびその入力した線量変換係数との比率をエネルギーの関数として出力する。
- 2) 発光量単位の $G(E_h)$ 関数値、およびすぐ前のくり返し回数の $G(E_h)$ 関数値との比を発光量の関数として数表化する。
- 3) くり返し回数が終了したとき、最後に各くり返し回数にわたっての $G(E_h)$ の計算値の最大値、最小値をプリントする。