



Title	水ファントム中の中性子束分布
Author(s)	河内, 清光; 高久, 祐治
Citation	日本医学放射線学会雑誌. 1964, 23(12), p. 1488-1492
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/15112
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

水ファントム中の中性子束分布

放射線医学総合研究所 物理研究部

河内清光 高久祐治

(昭和39年1月22日受付)

Neutron Flux Distribution in Water Fantom

By

Kiyomitsu Kawachi and Yuji Takaku

Physics Division, National Institute of Radiological Sciences
250, Kurosuna-cho, Chiba-shi, Japan

The study of the neutron flux distribution in water fantom is described in this report.

To calculate the fast and thermal neutron flux distribution, the two-group diffusion equation was applied to the one dimensional slab water fantom irradiated by the infinite plane neutron source. The group constants such as diffusion coefficients, Fermi age and diffusion length were given by ANL-5800.

The calculated results were compared with the direct measurements, irradiating some water fantoms by the Ra-Be source and measuring the thermal neutron flux distribution in them by the activation method of Au foils.

The exponential attenuation curves of the fast neutron fluxes and "build-up" curves of the thermal neutron fluxes for the water fantoms of several kinds of thickness were obtained as in Fig. 1, and 3 by both methods.

I 緒 言

ある物質に中性子線を照射した場合、中性子線のエネルギー、物質と中性子の相互作用に関する核定数、物質の形状、大きさによつて、物質内の中性子束分布に差が生ずる。したがつて、生体に中性子線を照射し、生体組織に対する中性子線の効果を調べる基礎的データを得る目的で、先ず水中における中性子束分布を、高速中性子と熱中性子のエネルギー別に、解析的に、また実験的に求めてみた。H₂O については従来原子炉工学の分野において、その核定数がかかなり正確に求められているので、数値計算を行う上に好都合であり、かつ生体組織にも比較的似ていると思われるので取り上げたが、生物学的には工学的分野で行われていない薄い媒質について調べる必要がある。

II 解 析

1) 拡散方程式

中性子を照射し、媒質中の深さ方向の中性子束分布を調べるとき、殊に極めて薄い媒質においては輸送方程式を使用すべきであるが、取扱いが極めて複雑なので、ここでは取扱いの簡単な拡散方程式¹⁾で近似することにした。

実験では Ra-Be の中性子線を照射して、その媒質内に生ずる熱中性子束分布を調べるので、解析する場合は中性子源をエネルギーの揃つた高速中性子と考え、数 MeV の中性子から熱中性子になるまでの中性子を全て高速中性子群として扱い、二群拡散方程式にして、高速中性子束と熱中性子束の分布を求めることにする。

先ず高速中性子群について考えると、媒質内に

においては高速中性子の発生はなく、減速されることにより高速中性子群から熱中性子群へ移つて高速中性子は失われる。この割合を減速断面積を使つて表わす。またこの領域の中中性子が吸収によつて失われる割合は極めて小さく無視できる。中性子の照射が定常的に行われている場合は媒質内の中性子も定常状態に保たれているので、高速中性子の時間的な変化の割合は零である。このようなときの高速中性子群に対する拡散方程式は

$$D_1 \nabla^2 \phi_1 - \Sigma_1 \phi_1 = 0$$

となる。

- 但し D_1 ; 高速中性子群に対する拡散係数
- ∇^2 ; ラプラス演算子
- ϕ_1 ; 高速中性子束
- Σ_1 ; 巨視的減速断面積

次に熱中性子群について考えると、媒質内で、高速中性子が減速されて生じた熱中性子の発生があり、この熱中性子は媒質内で吸収されることにより失われる。したがつて高速中性子群と同様に、定常状態にあるとき熱中性子群に対する拡散方程式は

$$D_2 \nabla^2 \phi_2 - \Sigma_2 \phi_2 + \Sigma_1 \phi_1 = 0$$

となる。

- 但し D_2 ; 熱中性子群に対する拡散係数
- ϕ_2 ; 熱中性子束
- Σ_2 ; 巨視的吸収断面積

我々はアクリル製の箱に媒質となるものを入れ、このフアントム内の中中性子束分布を調べる実験を行うので、表面に一様な中性子源があるとき、深さ方向に一次元の媒質と考えて方程式を書くと、

$$\begin{cases} \frac{d^2 \phi_1(x)}{dx^2} - K_1^2 \phi_1(x) = 0 \\ \frac{d^2 \phi_2(x)}{dx^2} - K_2^2 \phi_2(x) + \frac{D_1}{D_2} K_1^2 \phi_1(x) = 0 \end{cases} \dots\dots (1)$$

- 但し $K_1^2 = \frac{\Sigma_1}{D_1}$, $K_2^2 = \frac{\Sigma_2}{D_2}$

となる。

2) 境界条件

解を決定するために、物理的性質から次のような境界条件を考えた。

イ) 中性子源の存在する媒質の境界については、まずフアントムの表面に一様な中性子源が得

られると考え、 $x=0$ なる表面に毎秒 1 cm^2 当り Q_1 個の高速中性子が入射するものとすれば、これが表面において x の正の方向に向う高速中性子の流れの密度に相当しなければならない。かりに表面での正味の高速中性子の流れの密度が Q_1 個に等しいとすれば、入射した中性子が媒質内で散乱され、負の方向に向つて表面から出て行く中性子を無視することになるので、前記のように考えるのが妥当である。すなわち

$$\lim_{x \rightarrow 0} J_{1+}(x) = \lim_{x \rightarrow 0} \left\{ \frac{\phi_1(x)}{4} - \frac{D_1}{2} \left(\frac{d\phi_1(x)}{dx} \right) \right\} = Q_1 \dots\dots\dots (2)$$

となる。但しこの中性子の流れの密度の式は、表面の極く近傍のように中性子束が距離と共に変わる割合の大きいところでは $d\phi(x)/dx$ の変化も小さくないので、これを求めるときに使用したテイラー展開の一次の項まででは不充分かも知れないが、これを第一近似と考えて使用する。

熱中性子は入射する中性子源の中に含まれないので、媒質内で生じた熱中性子が表面から出て行くことのみを考えれば良い。したがつて熱中性子束については、表面より外挿距離だけ離れたところで零になるという境界条件を適用する。すなわち、

$$\phi_2(-d_2) = 0 \dots\dots\dots (3)$$

ロ) 中性子の入射する表面と反対側の境界では、高速中性子束と熱中性子束は各々の外挿境界において零となる。つまり各々の外挿距離を d_1 , d_2 とするとき、各々の外挿境界 a_1 , a_2 は

$$a_1 = a + d_1, \quad a_2 = a + d_2, \quad \text{但し } a; \text{ 媒質の厚さ}$$

となるから、境界条件は

$$\phi_1(a_1) = 0 \dots\dots\dots (4)$$

$$\phi_2(a_2) = 0 \dots\dots\dots (5)$$

を適用する。

3) 解

まず一次元二群拡散方程式(1)から次の一般解が求まる。

$$\phi_1(x) = Ae^{-K_1 x} + Ce^{K_1 x}$$

$$\phi_2(x) = Ee^{-K_2 x} + Fe^{K_2 x} + S\phi_1(x)$$

- 但し A, C, E, F ; 任意定数

$$S = \frac{D_1}{D_2}, \quad \frac{K_1^2}{K_2^2 - K_1^2}$$

次に一般解に含まれる任意定数を, (2), (3), (4), (5)の境界条件となる式を使つて決定すると, 高速中性子束と熱中性子束の分布を示す唯一の解が求まる.

$$\phi_1(x) = \frac{4Q_1}{(1 - e^{-2K_1 a_1}) + 2D_1 K_1 (1 + e^{-K_1 a_1})} \times [e^{-K_1 x} - e^{-K_1(x-2a_1)}]$$

$$\phi_2(x) = S \left[\frac{\phi_1(a_2) e^{-K_2(d_2+a_2)} - \phi_1(-d_2)}{e^{K_2 d_2} - e^{-K_2(d_2+2a_2)}} \right. \\ \left. \times [e^{-K_2 x} - e^{-K_2(x-2a_2)}] - \phi_1(a_2) e^{K_2(x-a_2)} + \phi_1(x) \right]$$

4) 数値計算

上に求めた拡散方程式の解に, 各々の核定数を入れて数値計算を実行する際, 減速断面積, あるいは吸収断面積の代りに, フェルミ年令, あるいは拡散距離を使用する. これらの核定数は実験的に直接求められたものであり, 実験値と計算値を比較する場合も好都合である. フェルミ年令; τ , および拡散距離; L は次のように定義されている.

$$\tau \equiv \int_{E_{th}}^{E_0} \frac{D_1}{\xi \Sigma_s} \cdot \frac{dE}{E} \approx \frac{D_1}{\xi \Sigma_s} \ln \frac{E_0}{E_{th}} = \frac{D_1}{\Sigma_1}$$

$$L \equiv \sqrt{\frac{D_2}{\Sigma_2}}$$

したがつて, K_1, K_2 の値には

$$K_1^2 = \frac{1}{\tau}, K_2^2 = \frac{1}{L^2}$$

を適用できる. また外挿距離 d は

$$d_i = 0.7104 \times 3D_i \quad (i=1, 2)$$

として計算した.

水の核定数として使用したデータ²⁾は次のとおりである.

- 拡散係数; $D_1 = 1.423\text{cm}$
 $D_2 = 0.164\text{cm}$
- フェルミ年令; $\tau = 32.29\text{cm}^2$
- 拡散距離; $L = 2.73\text{cm}$

計算を実行するにあつては, $Q_1 = 1$, つまり毎秒 1cm^2 当り1個の高速中性子が入射する場合を, 媒質の厚さを $5 \sim 40\text{cm}$ の範囲で変えて, 各々の厚さの媒質内における高速中性子束と熱中性子束の分布を求めた. したがつて, 実際に入射する中性子の流れの密度を掛ければ, 各々の中性子束の絶対値が得られる.

5) 計算結果

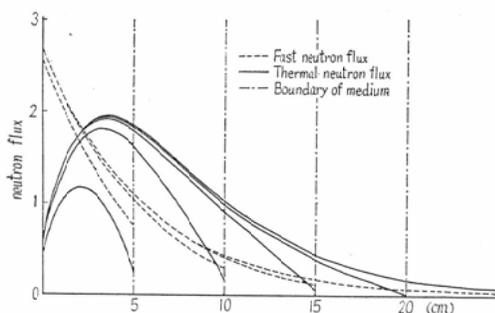


Fig. 1. The calculated fast and thermal neutron flux distribution in water phantom of various thickness.

5cm, 10cm, 15cm, 20cm, 40cm, の厚さの水ファントム中の中性子束分布の計算結果を Fig.1. に示す. 拡散方程式自身は媒質の境界, あるいは高速中性子源から, 中性子の平均自由行路の 2, 3 倍も離れたば成立つから, 熱中性子に対する平均自由行路が 0.290cm であることを考えれば, 境界より 1cm も離れた媒質内では充分正確な筈である. Fig. 1. から分ることは媒質の厚さが 20cm 以上になると, 水の場合には中性子束の分布は殆んど変わらなくなつてくる. また媒質の厚さが薄くなればなる程, 中性子の媒質からの洩れが大きく, 同じ中性子源があるにもかかわらず, 媒質内の中性子束は少なくなる.

III 実 験

1) 実験方法 計算において仮定した水の一次元平板を, 我々は 5mm 厚アクリル板製の $10\text{cm} \times 30\text{cm} \times 40\text{cm}$, $24\text{cm} \times 30\text{cm} \times 34\text{cm}$, の二種類の箱に水を入れたファントムで代用した. この水ファントムは床面より 75cm 上に置き, 周囲の壁からもできるだけ遠方に離し, 中性子線の散乱による影響を減らすよう考慮した. また, 水ファントムの表面に一様な中性子線が入射するという計算上の仮定に近づけるには, 中性子源が点状源に近い場合, 表面からできるだけ離れた方が好ましい. しかし, 金箔の放射化法³⁾により中性子束を測定したので, 我々の使用した, Ra-Be 1 キュリーの線源の収率が $1.5 \times 10^7 \text{n/sec}$ であることから考えて, 金箔の放射能を大きくし, 測定の際の統計誤差を小さくするために, 線源と表面の間隔を 15cm にとつた. 水の拡散距離は 2.7cm であり,

水ファントムの照射面は 30cm×24cm, 以上であることから, 中心付近においては一次元平板の仮定も成立する. 使用した金箔は約 40mg/cm²厚, 面積 1cm×1cm のもので, 0.1mm 厚 Al 板, および 0.5mm 厚 Cd 板の間に, 中性子束の変化の著しいと思われる所はつめて, 緩やかな所は適当に間隔をおいて狭み, 水ファントムの表面に垂直につるして照射し熱中性子束と熱外中性子束を求めるようにした. また適当な放射能を得るために, 照射時間は 140 時間とし, これを 2 π ガスフローカウンターで測定した.

2) 実験結果と考察

上記方法により求めた計数値をバックグラウンド, 照射終了から測定時までの減衰, 金箔の個々の重さに対する補正を行い, 相対的な中性子束を求めた. 但し¹⁹⁸Au の半減期は2.7日とした.

まず, 実験は Al 板, および Cd 板で金箔をカバーして測定したので, 各々の値から熱中性子束と熱外中性子束を求め, 両者の分布状態を調べた. その結果, 熱中性子束のピークは 4~5cm の間にみられるが, 熱外中性子束のピークは 2~3cm にある. 35cm 厚の水ファントム中の熱中性子束と熱外中性子束を各々のピークの位置で規格化して, Fig. 2. に示した. 我々の実験で求めた熱外中性子束は, 計算によつて求めた高速中性子そのものではなく, 主として金の共鳴吸収の領域つまり 4.9eV 附近の中性子束を測定していることになる.

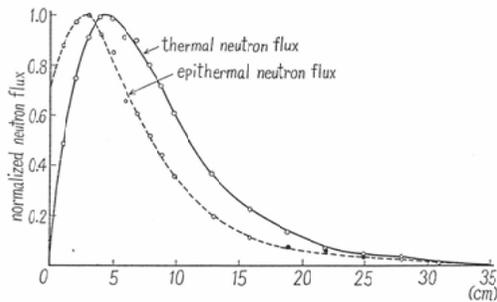


Fig. 2. The measured thermal and epithermal neutron flux distribution in water phantom of 35cm thickness.

次に11cm, 25cm, 35cm の厚さの媒質について, 熱中性子束の実験結果と計算結果を各々最大

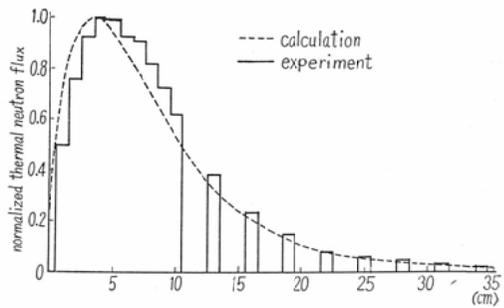
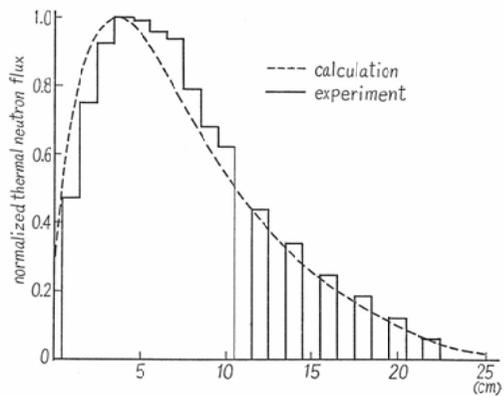
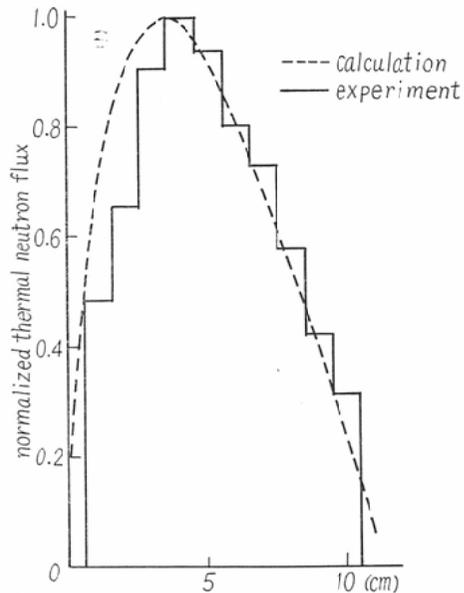


Fig. 3. The calculated and measured thermal neutron fluxes in water phantom of various thickness.

(a) 35cm thickness



(b) 25cm thickness



(c) 11cm thickness

の値を示した箔と、ピークの位置で規格化して比較したものを Fig. 3—(a), (b), (c) に示した。更に参考のために 35cm 厚の媒質について、照射時間、 2π ガスフローカウンターの効率、計数中の β 線の箔内自己吸収に対する補正を行つて、実験による熱中性子束の絶対値を求め、計算により求めた熱中性子束の絶対値と比較したものを Fig. 4. に示した。但し ^{198}Au の放射化断面積は 96 パーセントとして計算した。

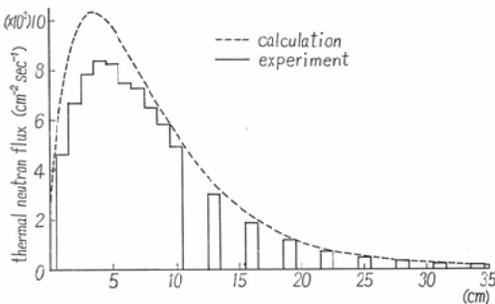


Fig. 4. The calculated and measured absolute thermal flux in water phantom of 35cm thickness.

Fig 3—(a), (b), (c) において比較した実験値と計算値では、実験値のピークが計算値のそれより明らかに後にできる。第一の理由として、表面の 5mm のアクリル板が影響している。つまりアクリル板の中性子の減速能が水のそれに比較してかなり小さいことである。第二の理由としては、表面近くの熱中性子の運動方向が完全に等方的でなく、軸方向、即ち中性子線の入射方向の運動が大きいため、箔を軸方向に並べた実験値が、見掛上表面近くで小さくなつたと考える。

各々の絶対値で比較した Fig. 4. をみると、表面より 10cm までは金箔をつめて並べたので、金箔による媒質内中性子束の perturbation⁹⁾ が起り、実験値が計算値よりかなり低いものとなつた。したがつて 2cm の間隔をおいて金箔を並べた 11cm 以後においては、perturbation が次第に小さくなり、実験値と計算値はかなりよく一致するようになる。つまり、最も perturbation の大きなピークの位置で規格化した Fig. 3 (a), (b), (c) では、相

対的に実験値が計算値より大きくなっている。各々の箔に対して適当な perturbation の補正が加えられ、かつ表面近くにおける中性子の方向性を考慮すれば、正確な実験による絶対値が求められると考える。

以上により、この実験で大きな誤差となつた perturbation をできるだけ小さくするには、金箔の面積を小さくする工夫が必要である。例えば、 $5 \times 5 \text{mm}^2$ 、またはそれ以下の面積を持つ金箔を、可能な限り間隔を離して並べ、強い中性子源を使うことにより、よい結果が得られるであろう。

IV 結 言

水ファントム中の中性子束分布を、計算と実験から求めた結果を報告した。

計算では高速中性子と熱中性子に分けた二群拡散方程式を、水ファントムが一次元媒質で、その表面に一樣な高速中性子が入射すると仮定して解き、高速中性子束と熱中性子束の分布を求めた。

実験では水ファントムの表面に、Ra—Be からの高速中性子を照射し、金箔の放射化法により熱中性子束と熱外中性子束を測定した。

その結果高速中性子束は表面から離れるにしたがつて指数函数的減少を示すのに対し、熱中性子束は、約 20cm 以上の厚さの媒質については、表面から約 4cm の位置にピークが得られ、薄い媒質では、中性子束の絶対値も低く、更にピークの位置も幾分表面に近づく金箔による熱外中性子束は約 2~3cm の位置にピークが得られた。

数値計算に当つては、三菱電子計算機センターの MELCOM 1101, を使用させて戴いたので、この場を以て謝意を表します。

文 献

- 1) S. Glastone and M.C. Edlund: The Elements of Nuclear Reactor Theory. —2) ANL—5800. "Reactor Physics Constants" —3) JAERI—1004. "Absolute Measurements of Neutron flux in JRR —1" —4) G.R. Dalton and R.K. Osborn (19 61) "Flux Perturbation by Thermal Neutron Detectors" Nuclear Science and Engineering 9, 198—210.