

## 銀励起中性子測定器の校正 Calibration of Silver Activation Neutron Detector

M. Kashani<sup>1)</sup>, 深尾正之<sup>1)</sup>, 宮本 徹<sup>1)</sup>, 伊藤弘昭<sup>2)</sup>, 西野勇紀<sup>2)</sup>, 萱原功一<sup>2)</sup>,  
升方勝巳<sup>2)</sup>, 谷村嘉彦<sup>3)</sup>

M. Kashani, M.Fukao, T. Miyamoto, H. Ito, Y. Nishino, K. Kayahara,  
K. Masukata, Y. Tanimura

<sup>1)</sup>原子科学研究所, <sup>2)</sup>富山大学, <sup>3)</sup>原子力機構

**要約:** バースト状に放射される中性子量測定のため製作された銀励起型中性子測定器の校正方法、校正結果について述べる。またピンチ放電で放射される中性子測定上の問題について議論する。

**キーワード:** Neutron, Silver-activation neutron detector, calibration, neutron source, pinch discharge

### 1. 目的

ピンチ放電でパルス的に生成される高温高密度重水素プラズマ中からは、数 ns 程度の短時間にバースト状に中性子が放射される[1]。この様なバースト状に生成される中性子の絶対測定には、測定器の dead time を気にせず測定できる励起型の測定器が適しており、しばしば銀励起測定器が用いられてきた[2]。本報告では、原子科学研究所、富山大学工学部で製作した銀励起測定器について、原子力科学研究所加速器中性子照射設備の単色中性子を用いて校正した結果について述べる。

Z ピンチ及びその一種であるプラズマフォーカスは、放電エネルギー数 kJ 程度の小規模装置でも、最も強くピンチする数 ns の間、数 1000 万度、 $10^{25} \text{ m}^{-3}$  以上の高温高密度プラズマが生成され、 $10^7 - 10^9$  台の中性子が放射される。また強いピンチが不安定性の発生と関係していることから、放電電圧(数 10 kV)より高いエネルギー(数 100 kV 以上)の強力なイオンビームが発生する。その結果、Z ピンチで生成される中性子は、2つの機構 - - 熱核融合反応及び加速イオンによる核反応 - - により発生する。熱核反応では、ほぼ等方的に 2.5 MeV 程度中性子が生成される。一方、加速イオンによるビームターゲット反応では、それ以上のエネルギーの中性子が軸方向にピークをもって放射される。

この中性子の測定に用いられ、校正しようとしている銀励起中性子測定器は、安定な銀の同位元素  $^{107}\text{Ag}$  (51.8 %) 及び  $^{109}\text{Ag}$  (48.2 %) が、中性子を吸収して測定に適した半減期で次のように崩壊することを利用している。

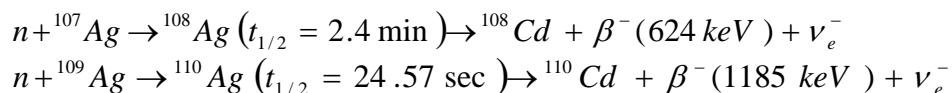


図1は上記(n)反応の中性子吸収断面積である。この断面積から銀励起中性子測定器はエネルギーの低い中性子の感度が高い。そのため通常検出器をプラスチックで覆い、入射中性子線を減速すると共に周辺からの散乱中性子を反射して、その影響を減らしている。しかし、検出部前方の減速材の厚さが増加すると共に、検出されるカウントは減少している[2]。これは減速材が同時に散乱材としても働いているためと考えられる。そこで、周囲から検出部に入る散乱中性子を遮蔽して、DD反応から放射される高エネルギー中性子を直接検出器に導入する方が適当とも考えられる。今回は、散乱中性子の影響が小さいと考えられる原子力科学研究所の 5 MeV の単色中性子を用いたので、特別な遮蔽は行わずに測定器を校正した。しかし実際には、散乱中性子の影響も無視できなかった

のでその影響を見積った。

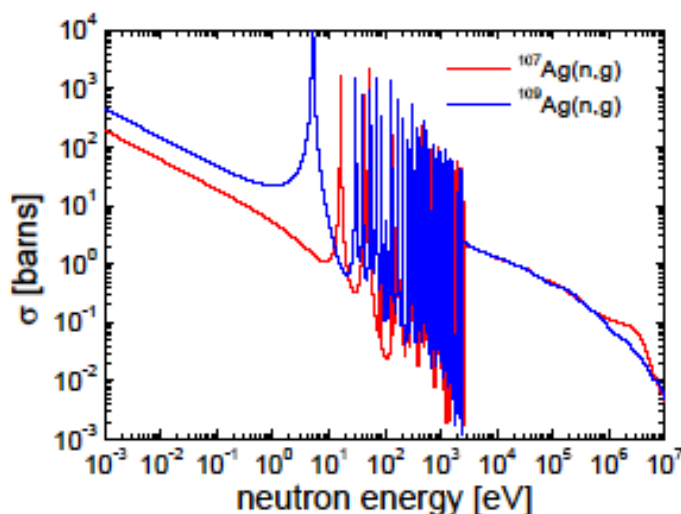


図1 中性子エネルギーに対する  $^{107}\text{Ag}$  (51.8%) および  $^{109}\text{Ag}$  (48.2%) の(n, g)反応断面積 (1)

2. 銀励起中性子測定器および校正用単色中性子源

校正は2種類の銀励起中性子測定器系(非自動計測型(1台[測定器A])、自動計測型(2台[測定器BおよびC]))について行った。測定器検出部はほぼ同一で、いずれも19枚のAg薄膜(100x100x0.2mm)と20枚のプラスチック・シンチレーター(BC-400; 102x100x3.2mm)がサンドイッチ状に重ね合わされたブロックである。銀の厚さは線に透明となるよう決められた。測定器器前面には厚さ4mm(測定器A)あるいは10mm(測定器BおよびC)のアルミニウム窓がついている。非自動計測型は、2図のようにこの素子を光学グリースで光電子増倍管(浜松ホトニクスR594)に接続してある。一方自動計測型は、素子と光電子増倍管の間に、集光効率を上げるためライトガイドが挿入されている。

3図(a)は非自動計測型、(b)は自動計測型に用いられた計測系のブロックダイアグラムを示している。崩壊の時間的推移を求めるためのサンプリング時間は自由に設定できる。非自動計測型では、計測上の制約から通常20秒間隔に設定しているが、この校正においては1秒ごとにサンプリングして、ビデオカメラで測定値を記録した。一方自動計測型ではサンプリング時間を1秒に設定し自動的に計測すると共に、パソコンを用いてメモリに記録した。

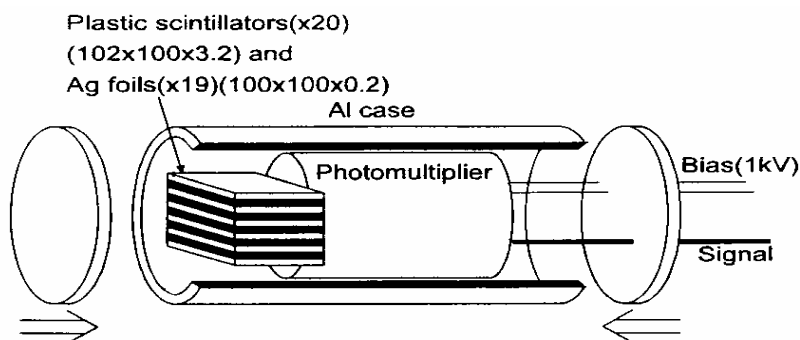


図2 銀励起中性子測定器素子部の概念図

校正には原子力科学研究所加速器中性子源施設の5 MeVの単色中性子源を用いた。中性子線束は、バンデグラフで加速された重水素を、モリブデン窓(~5 μm<sup>2</sup>)を通して重水素ガスタ

ターゲット(15mmφx23mm) に照射して得られる DD 反応によるもので、中性子線のエネルギーの広がり半値巾は 177 keV、フルエンスの最大は  $5 \times 10^3 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  である [3]。中性子線を遮蔽して散乱中性子の影響を見積もるため、鉄及びポリエチレン製のシャドウコーン(梯形断面を持つ鉄製の円錐状で、上下面の半径は前面が 56mm、背面が 116mm、長さは前面に鉄 50cm、後面にボロン入りポリエチレン 30cm) を挿入した。

照射室は 16.5m x 11.5m x 12.3m で、中性子源は部屋の中程の高さにあるアルミニウム格子床の上に設置され、通常の放電実験室より散乱中性子の影響を受けにくい構造になっている。

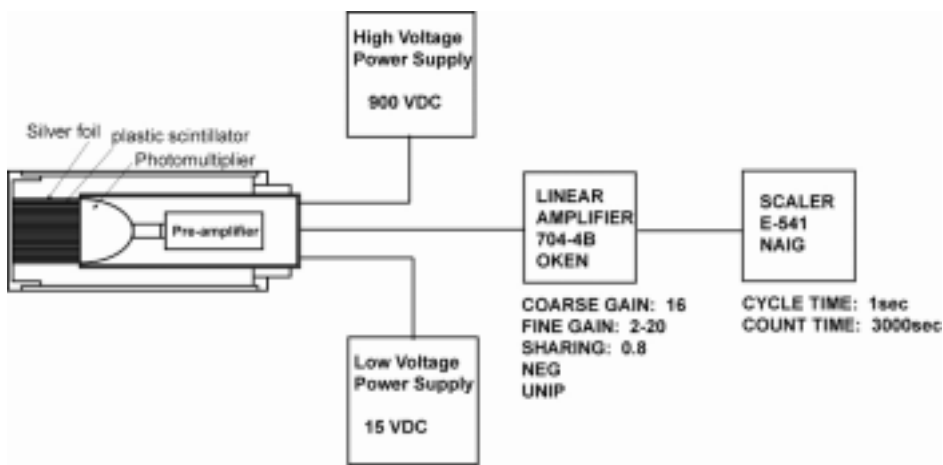


図 3 (a) 非自動型中性子測定器系のブロックダイアグラム

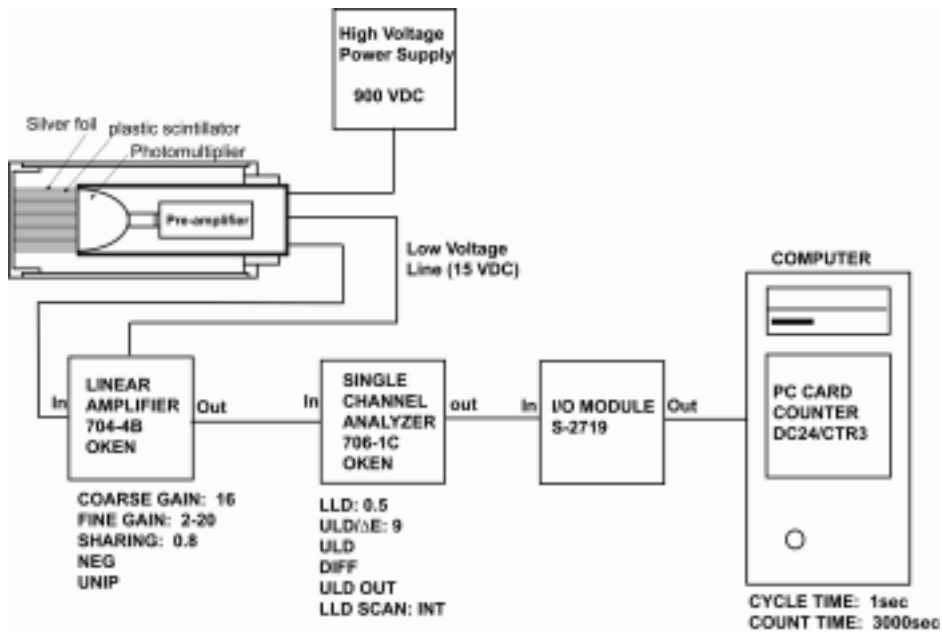


図 3 (b) 自動計測型中性子計測器系のブロックダイアグラム

## 2. 測定方法及び結果

校正する測定器と中性子源(ガスターゲット)の間にシャドウコーンを挿入しなかった場合、挿入した場合について次の要領で観測した。

(1) バックグラウンドの測定 (500 sec)

- (2) 中性子線束の照射（照射時間 1000 sec）--これは  $^{108}\text{Ag}$ 、 $^{110}\text{Ag}$  の半減期より十分長い
- (3) 照射終了時間以降の測定時間（1500 sec）

図4は一連の測定の典型的な結果として装置Aのデータを示したものである。中性子の照射終了と共に線の寄与が無くなり、その後銀の崩壊が始まっている。図5はシャドウコーンを挿入しなかった場合からシャドウコーンを挿入した場合の計数を差し引いた結果である。もしシャドウコーンを挿入しなかったときの散乱中性子の寄与が、シャドウコーンを挿入したときの計数と等しいならば、これは5 MeV の中性子の寄与を示しており、シャドウコーンを挿入しなかった場合の計数の約30%が散乱中性子の寄与であることになる。

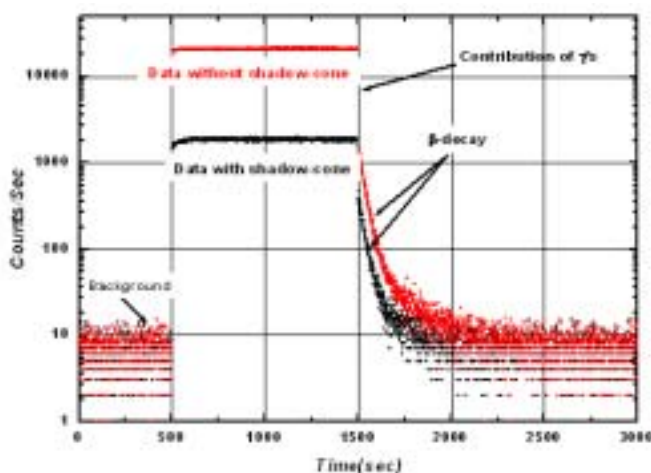


図4 シャドウコーンを用いなかった場合及び用いた場合の銀励起測定器の典型的な結果

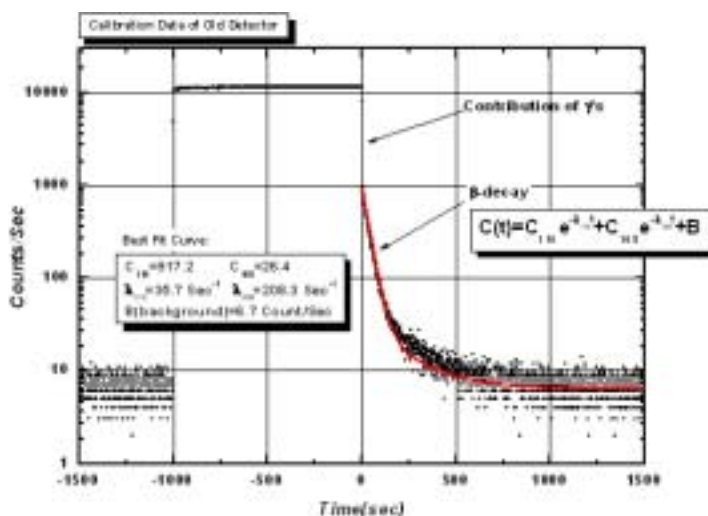


図5 5MeV の中性子による計数の変化

#### 4. 解析方法及び校正結果

中性子線束のフルエンス、崩壊の様子がえられれば、次のようにして銀励起中性子測定器の検出効率を求めることができる。

中性子線束  $\phi(t)$  の照射により銀箔に生成されている放射性原子核の数  $N$  は

$$\frac{dN}{dt} = n_0 \sigma \ell \phi(t) S - \lambda N \tag{1}$$

で与えられる。但し、 $n_0$  は検出部に含まれる銀同位元素の平均密度、 $S$ 、 $\ell$  は検出部の有効断面積お

よび長さ、 $\lambda = (\ln 2)/T_{1/2} = 0.693/T_{1/2}$  は生成された放射性原子核の減衰係数である。検出器に入射した中性子の多くは、プラスチックシンチレータ等で散乱、減速された後に銀に吸収される。それ故、(1)式の $\sigma$ は、入射中性子が様々な過程を経て最終的に銀同位元素 ( $^{110}\text{Ag}$  あるいは  $^{108}\text{Ag}$ ) に吸収される有効中性子捕獲断面積であり、個々の検出部の状態に依存している。(1)式から照射開始  $t$  秒後の放射性原子核数は

$$N(t) = N_0 \sigma e^{-\lambda t} \int_0^t \phi(t) e^{\lambda t} dt \tag{2}$$

となる。ここで、箔に含まれている着目している銀同位原子数  $N_0$  を用いて、 $n_0 = N_0 / S \ell$  とおいた。校正で用いる中性子線束は時間的に一定なので、照射終了時刻  $t = T$  にその同位元素から生成されている放射性原子核の数  $N(T)$  は、

$$N(T) = \frac{\phi N_0 \sigma}{\lambda} (1 - e^{-\lambda T}) \tag{3}$$

となる。放射化された銀が 崩壊する半減期より十分長い時間照射すると、(2)式の括弧内の第2項は無視できる(この校正では  $T = 1000$  [sec]の間照射したので、誤差は1%以下である)。質量数 110, 108 等の原子核と関係する量に、添字 110, 108 等を付すと、放射性原子  $^{110}\text{Ag}$  及び  $^{108}\text{Ag}$  の数は次のようになる。

$$N_{110} \approx \frac{\phi N_{109} \sigma_{109}}{\lambda_{110}} (1 - e^{-\lambda_{110} T}) \quad \text{および} \quad N_{108} \approx \frac{\phi N_{107} \sigma_{107}}{\lambda_{108}} (1 - e^{-\lambda_{108} T}) \tag{4}$$

中性子照射終了後、ガンマ線の寄与は同時になくなり、その後の信号の減衰は  $^{110}\text{Ag}$  及び  $^{108}\text{Ag}$  の 崩壊によるものだけで、

$$C(t) = C_{110} \exp(-\lambda_{110} t) + C_{108} \exp(-\lambda_{108} t) + B \tag{5}$$

に従う。但し、 $C_{110} = \varepsilon_{110} \lambda_{110} N_{110} = \varepsilon_{110} \phi \sigma_{109} N_{109}$ 、 $C_{108} = \varepsilon_{108} \lambda_{108} N_{108} = \varepsilon_{108} \phi \sigma_{107} N_{107}$ 、 $B$  はバックグラウンド、 $\varepsilon$  はプラスチックシンチレータで 線が検出される効率である。 $C_{110}$ 、 $C_{108}$  および  $B$  は、実験でえられた図5の減衰曲線に、最小二乗法を用いて(5)式の曲線をフィットさせてえられる。また校正する測定器においては  $N_{109} = 2.46 \times 10^{24}$ 、 $N_{107} = 2.65 \times 10^{24}$  であり、測定器の位置(検出器素子の中心位置、ガスターゲットから 149.2 mm)での中性子線束は  $\phi = 1.85 \times 10^3$  [ $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ]である。それ故、入射中性子が  $^{110}\text{Ag}$  および  $^{108}\text{Ag}$  に捕獲され、崩壊してプラスチックシンチレータを経て検出されるまでの全過程について

$$\varepsilon_{110} \sigma_{109} = \frac{C_{110}}{\phi N_{109}} \quad \text{および} \quad \varepsilon_{108} \sigma_{107} = \frac{C_{110}}{\phi N_{107}} \tag{6}$$

となる。表1は  $\varepsilon_{110} \sigma_{109}$ 、 $\varepsilon_{108} \sigma_{107}$  および  $\alpha = 1 - (\text{シャドウコーンありでの計測数}) / (\text{シャドウコーンなしでの計測数})$  を示している。

表 1

	$\varepsilon_{110} \sigma_{109}$	$\varepsilon_{108} \sigma_{107}$	$\alpha$
測定器 A	1.25 x 10 <sup>-25</sup>	0.03 x 10 <sup>-25</sup>	0.723
測定器 B	2.36 x 10 <sup>-25</sup>	0.07 x 10 <sup>-25</sup>	0.701
測定器 C	4.68 x 10 <sup>-25</sup>	0.23 x 10 <sup>-25</sup>	0.693

放電により放射される中性子は時間的に変化するので、(5)式は

$$C(t) = \varepsilon_{110}\sigma_{109}\lambda_{110}N_{109}e^{-\lambda_{110}t} \int_0^t \phi(t)e^{-\lambda_{110}t} dt + \varepsilon_{108}\sigma_{107}\lambda_{108}N_{107}e^{-\lambda_{108}t} \int_0^t \phi(t)e^{-\lambda_{108}t} dt + B$$

になる。しかし、プラズマフォーカス等ピンチ放電での中性子は数 nsec 程度の時間にバースト状に放射されるので、検出器の有効面積 S に入射し、計測される全中性子を  $\Phi_{PF}$  とすると、 $\phi(t) = \Phi_{PF}\delta(t)/S$  と仮定でき、

$$C_t = \int_0^\infty (C(T) - B)dt = \Phi_{PF}(\varepsilon_{110}\sigma_{109}\lambda_{110}N_{109} + \varepsilon_{108}\sigma_{107}\lambda_{108}N_{107})/S \tag{7}$$

と書き直せる。これから  $C_t$  に対応する中性子数は

$$\Phi_{PF} = \frac{S}{\varepsilon_{110}\sigma_{109}\lambda_{110}N_{109} + \varepsilon_{108}\sigma_{107}\lambda_{108}N_{107}} C_t \equiv KC_t \tag{8}$$

で与えられる。

放電による中性子が 5MeV で、シャドウコーンを用いて散乱中性子の影響を除いたとき、あるいは周囲からの散乱中性子が十分遮蔽されているときの計数  $C_t$  に対する変換係数  $K$  は表 2 の上段からえられる。 $K$  は測定系の様々な設定にも依存しており、測定器間の若干の違いはそのためである。放電中性子の放射は一般に等方的ではないが、もし等方的に点源から放射されるときには、測定器までの距離を  $R$  として、全中性子は  $(4\pi R^2/S)\Phi_{PF}$  となる。

しかし、ピンチ放電で生成される中性子数を求める場合、上記の取り扱いには若干問題がある。放電(あるいは生成中性子)の再現性から、シャドウコーン等を用いて散乱中性子の影響を除去し、その影響を正確に補正することは困難である。周辺環境からの入る中性子の遮蔽が十分でないときの目安として、放電でえられた計数に表 1 の  $\alpha$  を乗じ  $\Phi_{PF} = \alpha KC_t$  とした方が適当であろう。その場合も、散乱中性子の影響は JAEA の校正場より大きいと予想されるので、放電実験室と JAEA の校正場の環境の違いによる、過大評価は避けられない。また遮蔽の度合いによっては過小評価することもありえる。

表 2 変換係数

	測定器 A	測定器 B	測定器 C
$K$	11.56 x 10 <sup>3</sup>	4.68 x 10 <sup>3</sup>	2.06 x 10 <sup>3</sup>
$\alpha K$	8.36 x 10 <sup>3</sup>	3.28 x 10 <sup>3</sup>	1.43 x 10 <sup>3</sup>

### 5. 結論および考察

銀励起中性子測定器 (3 台) を 5 MeV の中性子について校正し、次の結果をえた。

- (1) シャドウコーンを用いなかった場合と用いた場合の比較から、JAEA の標準中性子源施設の環境下で、散乱中性子の寄与は 30% 程度 (測定器 A では 33.9%、測定器 B では 26.5%、測定器 C では 31.1%) である。
- (2) 散乱中性子の寄与を差し引いた 5 MeV の中性子に対する測定器の検出効率と有効断面積の積として、表 1 の結果をえた。
- (3) バースト状に放出される 5 MeV の全放射中性子数は、測定値に表 2 の変換係数を乗じてえられる。

放電実験室は平面的な広さ及び上方の天井については校正場と大差ない。しかし、通常装置はコンクリートの床から 1-2 m 程度に設置されており、散乱中性子の影響はより大きいと推測される。ただピンチ放電で、軸方向に生成される中性子は、実験条件によっては、それに垂直な方向の中性子の倍以上となる。それ故、放電実験室での散乱中性子の影響は、垂直方向の中性子がすべて散乱中性子によると仮定しても、軸方向の中性子の 1/2 以下であると云える。また、放電による中性子生成の再現性が必ずしも良くないため、ボロン入りのプラスチックによる遮蔽の効果を明確には確認できなかった。これ等を勘案して、散乱中性子の影響は JAEA の校正場と比較して、それ程大きく

ないと推測される。

今回の測定結果を考慮して、銀励起中性子測定器で高速中性子を2桁程度の精度で計測するには、散乱中性子の影響を現在の十分の一程度に減らすことがおよその目標となるであろう。また DD プラズマから放射される高エネルギー中性子の測定には、今後銀薄膜の代わりに Be 薄膜を用い高速中性子のみを直接測定できるよう検出部を変更することも検討に値する[4]。

## 5 . 引用(参照)文献等

- [1] M. Kashani, J. Phys. Soc. Japan **72**(3), 526-532 (2003).
- [2] D. R. Slaughter and W. L. Pickles, Nucl. Instrum. & Methods **160**, 87-92 (1979).
- [3] M. Yoshizawa, T. Sugita, J. Saegusa, Y. Tanimura, and M. Yoshida, A Monte Carlo, J. Nucl. Sci. and Tech., Suppl. **2**, 1240-1243 (2002).
- [4] S. Mahmood, T. Zhang, R. S. Rawat, T. L. Tan, M. Krishnan, K. N Beg, et.al., Rev. Sci. Instrum., **77**, 10E713 (2006).