

BC-501A 液体シンチレータによる中性子検出効率の評価

荻谷 航太¹, 川畑 貴裕^{2*}, 越川 亜美², 阪上 朱音²

¹三重県立津高等学校, ²京都大学大学院理学研究科

要旨

本研究では、 ^{252}Cf 中性子線源を用いて BC-501A 液体シンチレーション検出器の中性子検出効率を測定した。はじめに、 ^{22}Na , ^{60}Co , ^{137}Cs ガンマ線源を用いて液体シンチレータの発光量の較正を行い、続いて ^{252}Cf 中性子線源から放出される中性子を測定した。このとき、波形弁別法を用いて γ 線によるバックグラウンドを排除した。そして、 ^{252}Cf 線源の放射能と検出器の立体角から算出した入射中性子数と測定された中性子数を比較し、中性子検出効率を決定した。さらに、シミュレーション計算による中性子検出効率の計算値と実測値を比較した所、最大で 16% の違いがあることが分かった。

重要語句: BC-501A 液体シンチレータ, 中性子検出効率, 波形弁別法

序論

中性子は電荷を持たないため、電荷をもつ粒子に比べて、検出が難しい粒子である。液体シンチレータと光電子増倍管を用いる方法は、様々な中性子検出法のなかでも、最も一般的な検出方法のひとつである。

液体シンチレータは、水素を多く含む有機溶媒を主成分とし、これに微量の蛍光物質が添加されている。液体シンチレータに中性子が入射すると、中性子が有機溶媒中の水素の原子核である陽子と衝突する。このとき反跳された陽子は、蛍光物質中の電子と散乱し、蛍光物質を励起させる。励起された蛍光物質が脱励起する際に、エネルギーの一部が微弱な可視光や紫外線として放出されるので、これらの微弱な光を検出すれば中性子を検出することができる。

光電子増倍管は、微弱な光を電気信号に変換する装置である。光電子増倍管に入射した光は、はじめに、光電面で電子に変換される。光電子増倍管には高電圧 (V_{HV}) が印加されているので、電子が増倍管内部で電場による加速と電極との衝突を繰り返すうちに、電子の数が数十万倍から一千万倍以上に増幅され、観測可能な電気信号として出力される。一般に、印加電圧を大きくすれば、増幅率が高くなり、波高の高い電気信号を得ることができる。

近年、京都大学の研究グループは、ピックバン元素合成における ^7Li 存在量の理論予測値と金属欠乏ハロー星の観測から得られた推定値が一致しない問題⁽¹⁾ について研究するために、BC-501A 液体シンチレーション検出器を用いて $^4\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^7\text{Be} + n$ 反応の測定を行った^(2,3)。この反応の断面積を決定するためには、この BC-501A 液体シンチレーション検出器の中性子検出効率を知る必要があるが、彼らの実験では、これをシミュレーション計算によって評価した。本研究では、実際に BC-501A 液体シンチレーション検出器を用いて中性子を測定することによって、シミュレーション計算による中性子検出効率の精度を検証することを目的とする。

方法

本研究では、京都大学の研究グループが使用した検出器と同じ直径 20 cm の BC-501A 液体シンチレータと光電子増倍管を用いて、 ^{252}Cf から放出される中性子を測定した。中性子線源は検出器から 40 cm の距離に設置した。京都大学の研究グループによる測定では、光電子増倍管に $V_{HV} = -1600$ V ないしは -1800 V の電圧を印加したので、今回も同じ光電子増倍管 (Hamamatsu H4144-01) に $V_{HV} = -1600$ V ないしは -1800 V の電圧を印加して測定を行った。

実際に線源から放出されている中性子を計測し、光電増倍管から出力された信号をオシロスコープで観測すると、中性子による信号と γ 線による信号との間で図 1 に示すような波形の違いが確認された。両者の減衰時間の違いを利用すれば、中性子と γ 線を弁別することができる。具体的には、信号全体を積分して数値化した量 (Fast-gated QDC) と信号が減衰する部分のみを積分して数値化した量 (Slow-gated QDC) の相関を調べることで、中性子と γ 線の弁別を試みた。

Slow-gated QDC を縦軸、Fast-gated QDC を横軸としてグラフに表すと図 2 が得られた。中性子による信号は γ 線による信号

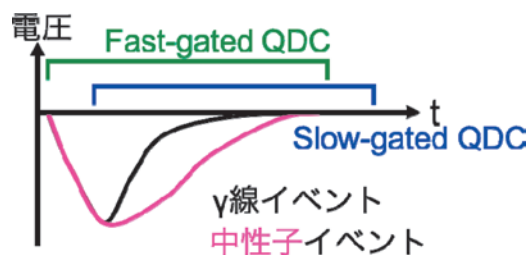


図 1. BC-501A 液体シンチレータを用いて、中性子を検出した場合の信号と γ 線を検出した場合の信号の比較。信号全体を積分して数値化した量を Fast-gated QDC と呼び、信号が減衰する部分のみを積分して数値化した量を Slow-gated QDC と呼ぶ。

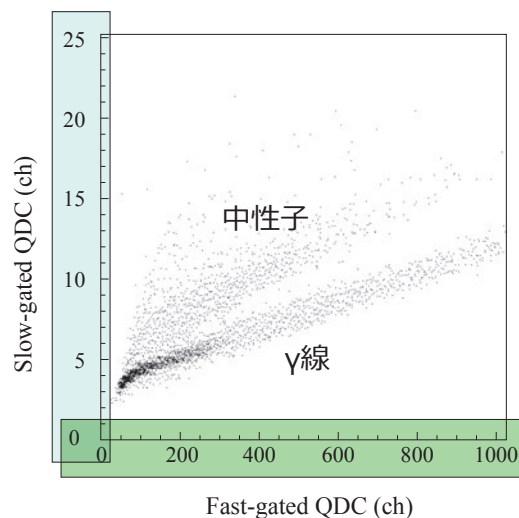


図 2. Slow-gated QDC (縦軸) と Fast-gated QDC (横軸) の相関。

* 内容に関する連絡先: kawabata@scphys.kyoto-u.ac.jp

に比べて減衰時間が長いので、中性子イベントは γ 線イベントに比べて図2の上部に分布すると予測される。そのため、上に分布する測定点が中性子によるイベントであり、それらよりも下に分布している測定点は γ 線によるイベントであることがわかる。

図2の横軸であるFast-gated QDCは、光電子増倍管から出力された信号の波高、すなわち、液体シンチレータの発光量に比例する量であるが、これを実際の発光量に変換するための比例係数を得るためには、Fast-gated QDCの値を発光量に対応させる必要がある。そこで、今回は ^{22}Na 、 ^{60}Co 、 ^{137}Cs の崩壊に伴って放出される γ 線の測定スペクトルに現れるコンプトンエッジを用いて発光量の較正を行った。コンプトンエッジとは、 γ 線の測定スペクトルに観測される γ 線と電子のコンプトン散乱に由来するピークのことであり、例として光電子増倍管に $V_{HV} = -1600\text{ V}$ の電圧を印加して ^{137}Cs の崩壊に伴う γ 線を測定したときに得られたスペクトルを図3に示す。コンプトンエッジでの発光量はあらかじめわかっているため、それぞれの γ 線源によるコンプトンエッジに対してFast-gated QDCの値を計測し、これを発光量と比較すれば、比例係数を得ることができる。測定したFast-gated QDCの値と発光量の関係を図4に示す。さらに、得られた関係式を用いて図2の横軸を発光量に変換した結果を図5に示す。

図5から分かるように、発光量が少ないイベントでは、中性子と γ 線の測定点の分布が重なってしまうので、粒子種類の判別が難しい。また、発光量があまりに少ないイベントでは、雑音による影響を無視できなくなる。このため、本研究では発光量に閾値を設け、発光量が閾値より大きいイベントに対してのみデータ解析を行った。発光量の閾値は、光電子増倍管に $V_{HV} = -1600\text{ V}$ の電圧を印加した測定では $L_{th} = 0.31\text{ MeV}_{ee}$ 、 $V_{HV} = -1800\text{ V}$ を印加した測定では $L_{th} = 0.15\text{ MeV}_{ee}$ とした。

閾値を超える発光量が得られたイベントについて、中性子と γ 線を区別するために、図5に実線で示すように、中性子の測定点分布を近似した関数を作り、これを $f(x)$ とした。さらに、それぞれのイベントにおける測定点 $P(x, y)$ の y 座標と $f(x)$ の差を粒子識別関数 $g(x) = y - f(x)$ として定義した。この $g(x)$ の分布を図6に示す。 $f(x)$ は中性子測定点の分布と重なるように定義したので、 $f(x)$ よりも下側に位置する γ 線の測定点は $g(x) < 0$ の領域に集まるのに対し、中性子の測定点は $g(x) = 0$ を中心に分布する。しかし、 $g(x) = -0.8$ 周辺では中性子と γ 線の分布が重畳しており、このままでは正確に中性子数を決定できない。そこで、 $g(x) = 0$ 付近の中性子の分布をガウス関数で近似し、これを $g(x) < -0.8$ の領域へ外挿することで、 γ 線の分布に重畳した中性子数を推定した。また、 $g(x)$ には中性子と γ 線による構造以外に、連続的なバックグラウンドが認められた。この連続的なバックグラウンドの計測数は、統計誤差よりも大きく、中性子計測数の主要な誤差であると考えられるので、これを中性子検出数の誤差として評価した。

次に、液体シンチレータに入射した中性子数を評価する。今回用いた中性子線源 ^{252}Cf の中性子放出数は2002年7月2日時点で $2.57 \times 10^5\text{ cps}$ であったことが分かっている。 ^{252}Cf の半減期は2.65年であるので、2002年7月2日から t 年経過した時点での ^{252}Cf 線源の中性子放出数は $2.57 \times 10^5 \times 0.5^{t/2.65}\text{ cps}$ と与えられる。今回の測定は、2016年5月14日に行ったので、測定時の中性子放出数は6817 cpsであった。 ^{252}Cf 線源と直径20 cmの液体シンチレータの距離は40 cmであったので、検出器の立体角は $\Delta\Omega = 10^2\pi/40^2 = 196\text{ msr}$ である。一方、全立体角は $4\pi\text{ sr}$ であるので、 ^{252}Cf 線源から放出された中性子のうち

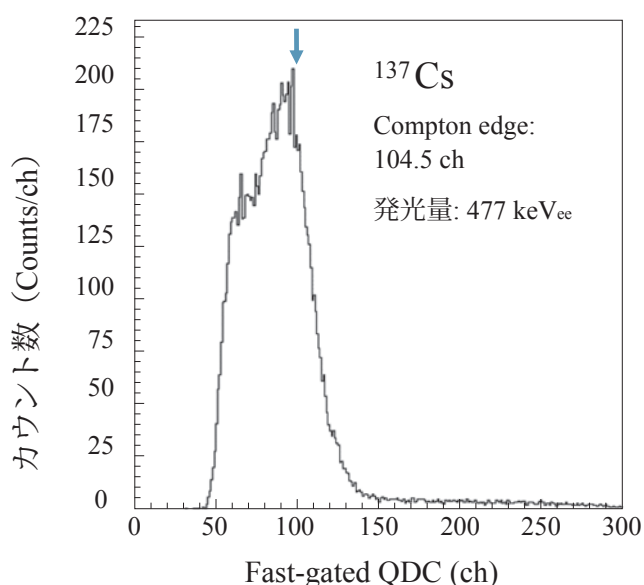


図3. ^{137}Cs の γ 線の測定スペクトル。104.5ch付近にコンプトンエッジ（発光量477 keV_{ee}）が観測されている。

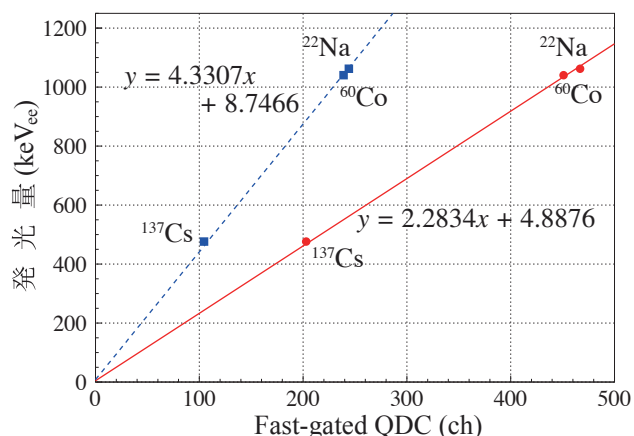


図4. ^{22}Na 、 ^{60}Co 、 ^{137}Cs の崩壊に伴って放出される γ 線のコンプトンエッジに対応するFast-gated QDCの値と発光量の関係。光電子増倍管に $V_{HV} = -1800\text{ V}$ の電圧を印加した場合の結果を実線と丸印、 $V_{HV} = -1600\text{ V}$ の電圧を印加した場合の結果を破線と四角で示す。

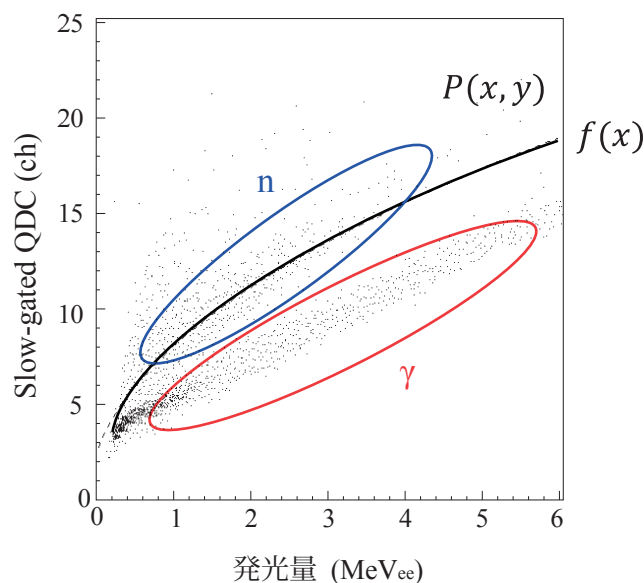


図5. 発光量とSlow-gated QDCの値の相関。中性子と γ 線の識別のために、中性子イベントの分布に沿った関数 $f(x)$ を定義した。

実際に検出器に入射した中性子数は、 ^{252}Cf 線源から放出された中性子数の $\Delta\Omega/4\pi$ 倍となる。

以上より、線源から液体シンチレータへ入射した中性子数と中性子の検出数を表1のとおり得ることができたので、中性子検出効率を実験的に決定することができる。

シミュレーション計算による液体シンチレータの中性子検出効率

京都大学の研究グループが行ったシミュレーション計算による中性子検出効率を図7に示す⁽³⁾。この計算では、中性子のエネルギーについて 0.1 MeV 幅ごとに 10 万回の事象を生成し、液体シンチレータの検出効率を評価した。赤い実線はシンチレーション光検出の閾値として $L_{th} = 0.15 \text{ MeV}_{ee}$ を仮定した場合の計算結果であり、青い実線は $L_{th} = 0.31 \text{ MeV}_{ee}$ を仮定した場合の計算結果である。それぞれの計算は、本研究において、光電子増倍管に $V_{TH} = -1800 \text{ V}$ と -1600 V の電圧を印加した場合の測定に対応する。

中性子検出率は、中性子エネルギーの関数として評価されている。しかし、今回の測定では、中性子線源から放出されている中性子のエネルギーを決定できないので、エネルギーの関

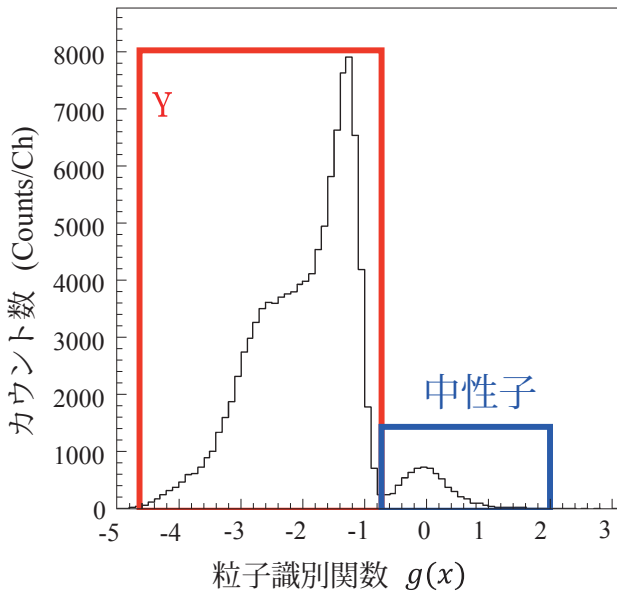


図6. 粒子識別関数 $g(x)$ のスペクトル。

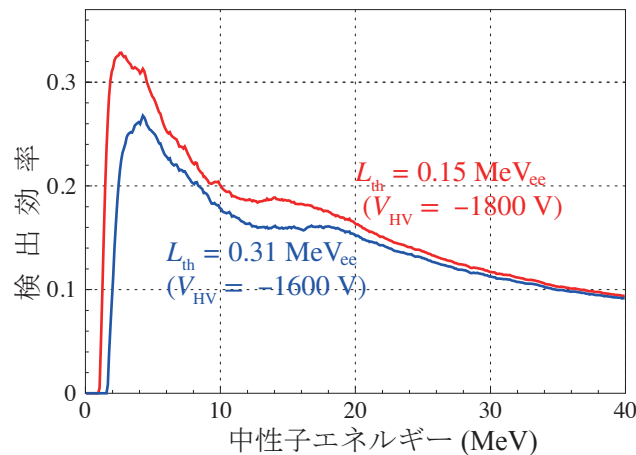


図7. シミュレーション計算による BC-501A 液体シンチレータの中性子検出効率。赤と青の実線は、シンチレーション光検出の閾値として、それぞれ、 $L_{th} = 0.15 \text{ MeV}_{ee}$ と 0.31 MeV_{ee} を仮定した場合の計算結果を示す。それぞれの計算は、本研究において、光電子増倍管に $V_{HV} = -1800 \text{ V}$ と -1600 V の電圧を印加した場合の測定に対応する。

数としての中性子検出効率を測定し、これを直接にシミュレーション計算の結果と比較することはできない。今回の測定で得られる中性子検出率は、 ^{252}Cf が放出する全てのエネルギーの中性子に対する平均の検出効率であるから、計算値と測定値を直接比較するためには、シミュレーション計算の結果もエネルギーについての平均値として評価しなければならない。

^{252}Cf の自発核分裂で発生する中性子のエネルギースペクトルは $dN/dE = CE^{1/2} \exp(-0.77E)$ (C は規格化定数)と近似することが知られている⁽⁴⁾ので、 $\epsilon(E)$ をシミュレーション計算によって得られたエネルギーごとの中性子検出効率とすると、シミュレーション計算⁽³⁾による液体シンチレーション検出器の平均の検出効率 $\langle\epsilon\rangle$ は

$$\langle\epsilon\rangle = \frac{\int_0^{E_{\max}} \epsilon(E) \frac{dN}{dE}(E) dE}{\int_0^{E_{\max}} \frac{dN}{dE}(E) dE}$$

となる。

結果

シミュレーション計算による液体シンチレータの中性子検出効率と実際の実験による液体シンチレータの中性子検出効率を表1に示す。このとき、シミュレーション計算の誤差は、統計誤差のみを考慮した。光電子増倍管に $V_{HV} = -1800 \text{ V}$ の電圧を印加した場合の中性子検出率の測定値は 0.172 ± 0.008 であり、シミュレーション計算による中性子検出率は 0.169 ± 0.001 であった。一方、 $V_{HV} = -1600 \text{ V}$ の電圧を印加した場合の中性子検出率の測定値は 0.105 ± 0.008 であり、シミュレーション計算による中性子検出率は 0.0885 ± 0.0006 であった。

考察・結論

本研究では、BC-501A 液体シンチレーション検出器の中性子検出効率を測定した。光電子増倍管に $V_{HV} = -1800 \text{ V}$ の電圧を印加した場合の中性子検出率の測定値は、シミュレーション計算の結果と測定誤差の範囲内で一致した。一方、 $V_{HV} = -1600 \text{ V}$ の電圧を印加した場合の測定値と計算値の差は測定誤差の約2倍であった。測定誤差の2倍の差は有意なものであり、シミュレーション計算が必ずしも十分に正確な中性子検出効率を与えていないことを示唆している。

表1. 中性子検出器に入射する中性子数と検出される中性子数の計算値と測定値。中性子検出数の測定誤差は、粒子識別関数 $g(x)$ に観測された連続的なバックグラウンド事象数から評価した。一方、計算誤差はシミュレーション計算における統計誤差のみを考慮した。

$V_{HV} = -1800 \text{ V}$	計算	実験
中性子数	66482	
検出数	11253 ± 68	11410 ± 551
検出効率	0.169 ± 0.001	0.172 ± 0.008
$V_{HV} = -1600 \text{ V}$	計算	実験
中性子数	72284	
検出数	6395 ± 45	7696 ± 588
検出効率	0.0885 ± 0.0006	0.105 ± 0.008

シミュレーション計算が、 $V_{HV} = -1800$ Vでの測定に対して正確な検出効率を評価した一方で、 $V_{HV} = -1600$ Vでの測定に対して正確な検出効率を与えることができなかった原因は、中性子検出効率のエネルギー依存性にあると考えられる。

図7に示すように、シミュレーション計算によって得られた中性子検出効率は、中性子のエネルギーが減少するとともに緩やかに増加し、2.6 MeVないし4.0 MeVの中性子に対して検出効率が最大となったあと、急激に減少する。これは、中性子のエネルギーが下がるとともに、BC-501Aシンチレータの発光量が減少するので、エネルギーの低い中性子を検出することが難しくなるためである。

検出効率が急激に変化する領域では、中性子エネルギーの僅かな変化が検出効率の大きな変化につながるため、誤差が蓄積しやすい。特に、 $V_{HV} = -1600$ Vの測定では、 $V_{HV} = -1800$ Vの測定に比べて高い中性子エネルギーから検出効率が減少し始めるため注意が必要である。

今回の測定で用いた ^{252}Cf 線源から放出される中性子の場合、エネルギーの中央値は1.5 MeVである。 $V_{HV} = -1600$ Vの測定では、中性子エネルギーが2.5 MeV以下となるあたりから検出効率が急激に減少し始め、1.5 MeVでは検出効率がほぼゼロになってしまう。ゆえに、 $V_{HV} = -1600$ Vでの検出効率については誤差が拡大したものと考えられる。

京都大学の研究グループによる $^4\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^7\text{Be} + n$ 反応の測定においては、エネルギーが2–6 MeVの中性子に対して測定を行っており、 ^{252}Cf 線源から放出される中性子よりも高いエネルギーの中性子を測定している。このため、中性子検出効率のエネルギー依存性に起因する誤差の影響は受けにくいとは期待されるが、本研究の結果によると、測定された断面積には少なくとも16%の誤差が生じる場合があることを考慮しなければならない。

より正確に中性子検出効率を決定するには、実際に2–6 MeVの中性子を用いて測定を行う必要がある。例えば、加速器を用いて重陽子ビームを加速し、 $d + d \rightarrow ^3\text{He} + n$ 反応における ^3He の散乱角度とエネルギーを測定すれば、放出角度とエネルギーが既知の中性子を得ることができる。これらの中性子を用いれば、中性子検出効率をエネルギーの関数として得ることができる。

謝辞

今回私にこのような場を設けてくださったELCAS事務局の方々に感謝します。本当にありがとうございました。

参考文献

1. Fields, B. D. The Primordial Lithium Problem, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 61, 47–68 (2011).
2. Kawabata, T. *et al.*, Direct measurement of the $^7\text{Be}(n,\alpha)^4\text{He}$ reaction cross sections for the cosmological Li problem, *Phys. Rev. Lett.* 118, 052701 (2017).
3. 市川 真也, 越川 亜美, 四方 悠貴, 高橋 祐羽, 武田 朋也, 宮脇 瑛介, 渡邊 憲. 平成27年度 京都大学理学部 物理科学課題研究P4 レポート「閾値近傍における $^4\text{He}(\alpha,n)^7\text{Be}$ 反応断面積の測定」, <http://www-nh.scphys.kyoto-u.ac.jp/gakusei/p4/p4_2015/>

p4_15reportv3.pdf> [accessed 05 Jan 2017]. (2016).

4. Lorch, E. A. Neutron Spectra of $^{241}\text{Am/B}$, $^{241}\text{Am/Be}$, $^{241}\text{Am/F}$, $^{242}\text{Cm/Be}$, $^{238}\text{Pu}/^{13}\text{C}$ and ^{252}Cf isotopic neutron sources, *Int. J. Appl. Radiat. Isotopes* 24, 585–591 (1973).

Neutron Detection Efficiency of the BC-501A Liquid Scintillation Detector

KOTA KARIYA¹, TAKAHIRO KAWABATA^{2*}, AMI KOSHIKAWA² & AKANE SAKAUE²

¹Mie Prefectural Tsu High School, ²Graduate School of Science, Kyoto University

Abstract

We measured the neutron detection efficiency of the BC-501A liquid scintillation detector using a ^{252}Cf neutron source. After calibrating the light output from the BC-501A liquid scintillator with gamma-ray sources of ^{22}Na , ^{60}Co , and ^{137}Cs , the fast neutrons emitted from the ^{252}Cf neutron source were detected using the BC-501A liquid scintillation detector. The background gamma rays were eliminated by the pulse-shape discrimination technique. Comparing the number of detected neutrons to that of the incident neutrons estimated from the activity of the ^{252}Cf neutron source, the neutron detection efficiency was determined. The estimated detection efficiency agrees with the measured detection efficiency within 16%.

Key words: BC-501A liquid scintillator, Neutron detection efficiency, Pulse-shape discrimination

*Correspondence Researcher: kawabata@scphys.kyoto-u.ac.jp