

JAERI-M

6630

リシウム・ガラス透過型中性子モニタの製作と
リニアック中性子束の測定

1976年7月

大久保 牧 夫

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、お申しこしてください。

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.

リシウム・ガラス透過型中性子モニタの製作と
リアック中性子束の測定

日本原子力研究所東海研究所物理部

大久保 牧夫

(1976年6月25日受理)

リアック飛行時間法による中性子断面積測定のため薄いリシウムガラスシンチレータを用いた透過型中性子モニタを製作した。パルスハイト分布、中性子透過率を測定し、検出効率を求めた。このモニタを用いて、リアック47m飛行管における中性子束を測定し、スペクトルを求めた。これより、リアック中性子ターゲットから発生する全中性子数を推定した。

JAERI-M 6630

Transmission-Type ^6Li Glass Neutron Monitor and its Application in
Flux Measurements of Linac

Makio OHKUBO

Division of Physics, Tokai, JAERI

(Received June 25, 1976)

A ^6Li glass transmission-type flux monitor has been constructed for neutron cross-section measurements in the JAERI Linac. Pulse-height distribution and neutron transmission of the monitor were measured, and the neutron detection efficiency was derived. With the monitor, neutron spectrum of the linac was measured, and the total neutron yield from the target was estimated.

目 次 な し

1. 序 文

リニアックのパルス中性子を用いた飛行時間法スペクトロメータにより、中性子断面積を測定する場合、まず中性子束の精密な測定が不可欠である。このため中性子束モニタは、主検出器の整備におとらず重要な問題である。中性子束モニタとして、中性子束の絶対値を求めるものと、相対値だけですむものがある。後者の例は、透過率法による全断面積測定である。試料を入れないときの中性子ビーム (Open-Beam) の TOF スペクトル I_0 と、試料を入れたときのスペクトル I_I の比、透過率 $T = I_I/I_0$ から、 $T = \exp(-n\sigma_t)$ として全断面積 σ_t を求める。 n は試料の厚さ (atoms/barn) である。この場合、 I_0 、 I_I の測定中に中性子束の時間積分が一定である事を保証すればよいので、比較的気をつかわないでよい。(実際には、バックグラウンドの測定、主検出器とモニタの間の中性子束に対する比例性、リニアックのバースト直後のエレクトロニクス回路の回復時間、ベースラインの変動の回復時間、等めんどうな事が多いが) 一方、部分断面積測定では、入射中性子束と、反応生成物を、とに角測定する必要がある。例へば中性子散乱断面積測定では、入射中性子はもとより、散乱中性子を立体角、検出効率、試料内多重散乱を補正しながら求めねばならない。捕獲断面積測定でも事情は全く同じである。これらの場合、入射中性子束の測定精度は、これら部分断面積の測定精度に直接ひびく¹⁾。実際には、いくつかの標準的な試料を測って装置を校正しているが、これだけでは、充分ではない。断面積測定では、精度の高い安定なモニタが常に動いている状態が望ましい。

中性子束モニタとしての条件は、主ビームの強度、スペクトルを忠実に反映しながら、主ビームに悪影響をあたえずに、その一部を取出すことにある。TOF モニタとして、Fig. 1 a) の配置は、モニタによる散乱透過成分が、主ビームに混る。Fig. 1 b) は、モニタ後方シールドによる散乱中性子が、時間がおくれて、モニタに入ってくるため、モニタのスペクトルは、主ビ

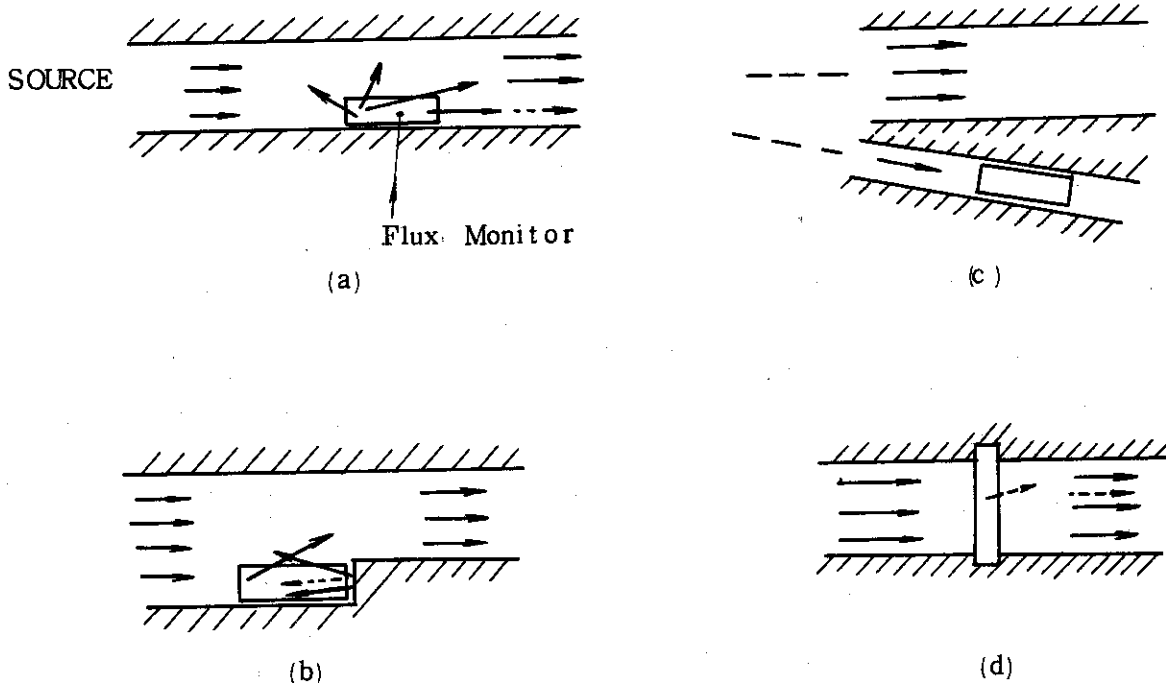


Fig. 1 中性子束モニタの配置 a) ~ d)

ームのそれと異なってくる。Fig. 1 c)は、主ビームと別の行路にモニタを置くのであるが、中性子源からの、中性子角度分布に時間的、エネルギー的むらがあり得る。また飛行路が二重になる点めんどうである。Fig. 1 d)は、主ビームの途中で透過型モニタを入れるものである。この長所は、主ビームに比例する事であるが、短所は、散乱、透過成分が主ビームに混る事が避けられない点である。このため、透過型モニタの厚みはなるべく薄く、材質は中性子断面積のエネルギー依存性を考慮して、慎重にえらぶ必要がある。本文で述べる薄いリシウム・ガラス・シンチレータを用いた透過型モニタは、主ビームに入れたリシウム・ガラスシンチを、横方向から光電子増倍管で見えるものである。透過型モニタは、このほか ^3He カウンタ、 ^{10}B による $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}^*$ 反応に伴う 480 KeV ガンマー線を NaI(Tl) で見るもの、プラスチック膜からの反跳陽子を SSD で受けるものなどがある¹⁾。

本文で述べるリシウム・ガラス透過型モニタは、原研リニアックでつづけられている散乱、補獲断面積測定のために製作された。原研リニアックでは、中性子モニタは口径 2~5 cm ϕ のリシウムガラス・シンチを Fig. 1 a) に近い配置で、全断面積測定に使用していた。リシウムガラス・シンチ自体は、当研究室ですでに 10 年以上の使用実績があり¹⁰⁾、すぐれた検出器である事がわかっている。以下に透過型モニタの構造、性能テストの結果をのべる。またモニタの中性子透過率の測定から、 ^6Li の濃度が求められ、絶対検出効率に近い値が得られた。最後に、このモニタを用いて、リニアックの中性子束を測定しエネルギー・スペクトルと、全中性子発生数を求めた結果を述べる。

2. リシウム・ガラス透過型モニタの製作

リシウム-6 を含むガラスシンチレータは、中性子測定に広く使用されている^{2~10)}。これを用いた透過型モニタは、Macklin ら¹¹⁾ により発表されている。彼らのものは、矩形のガラスシンチレータ (NE912, 0.5^{mmt}, 約 5 cm \times 7 cm) を石英ライトパイプを介して、2 本の光電子増倍管で横方向から見る構造である。両方のホトマルの出力の Sum Coincidence をとってよい性能を得ている。

筆著は円形のガラスシンチレータ (NE908, 111^{mm ϕ} \times 3^{mmt}) の両わきをけづり落して、直接ホトマルの中央付近に結合した。けづり落した弦の長さは約 5 cm であり、切口はよくみがいた。Fig. 2 に、構造を示す。中性子ビームは、シンチレータ中央の 90mm ϕ にしぼられている。シンチレータとホトマルの光学的結合をよくするために、ルサイトリング 2 枚で、シンチレータを両側からはさみビスで止めた。ルサイトリングのホトマルとの結合面はシンチレータと同様切落してある。このシンチレータとルサイトを、二分割可能なアルミ製ブロックに収納し、アルミ板、パッキンを用いて光シールドを行った。ルサイトリングは、シンチレータの光をホトマルに能率よく導くために使用したが、効果のほどは明らかでない。むしろ光はシンチレータの中を全反射をくりかえしながらみがかれた切口から外に出る成分が多く、ルサイトリングには、あまり入らない様に見受られた。(Macklin らは、シンチレータの両面をみがいて全反射を高めている。) ここで使用しているのは、片面みがきである。光の反射すると思われる場

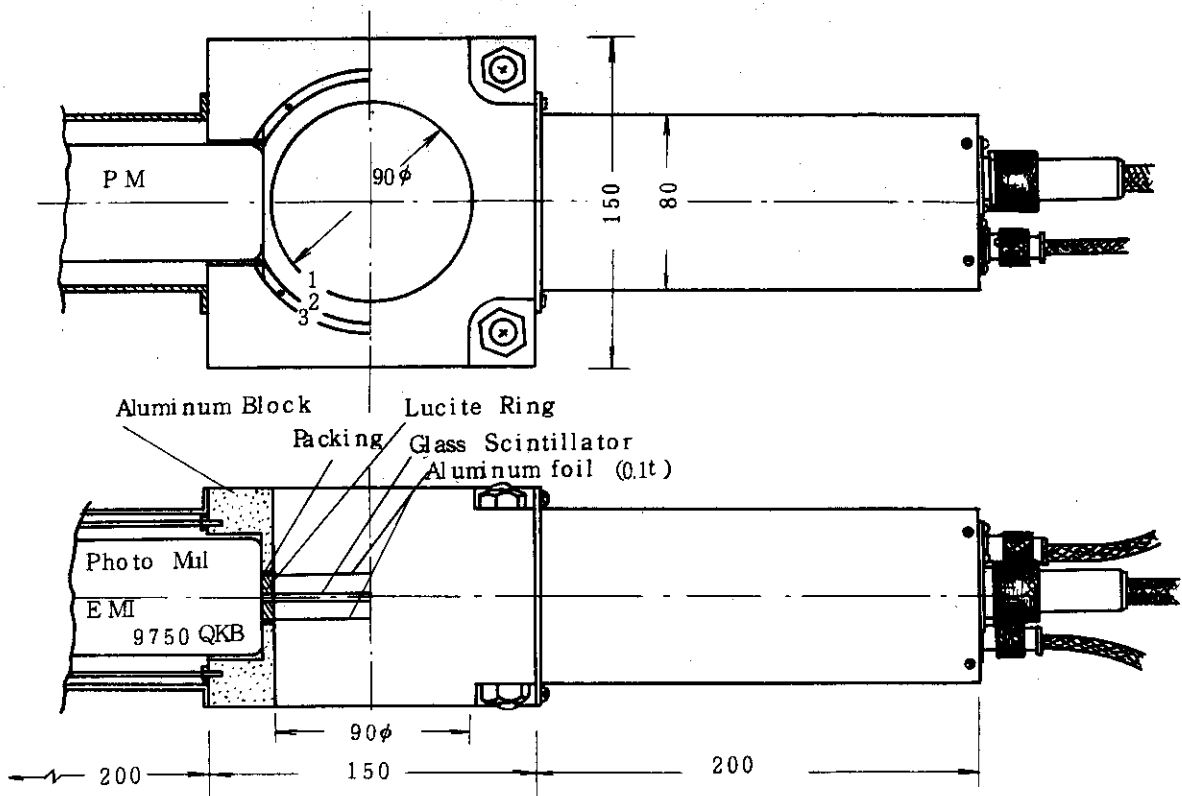
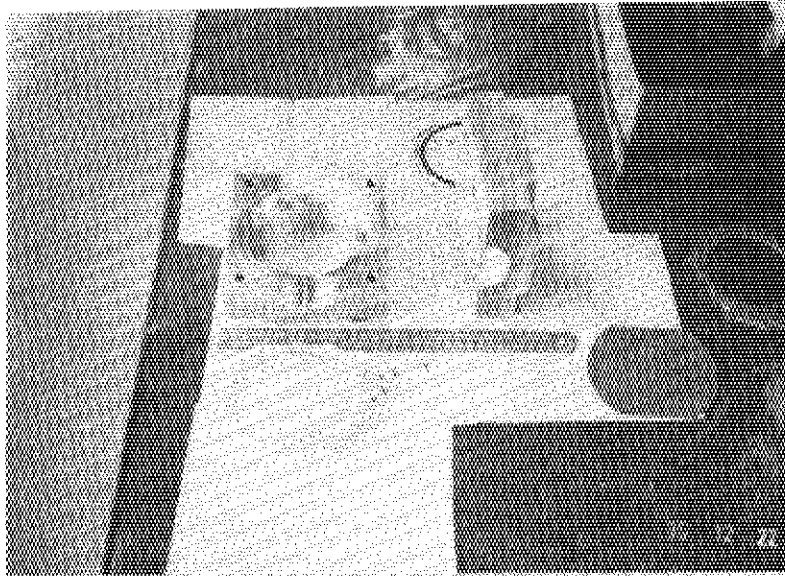


Fig. 2 リシウム・ガラス透過型モニタの構造

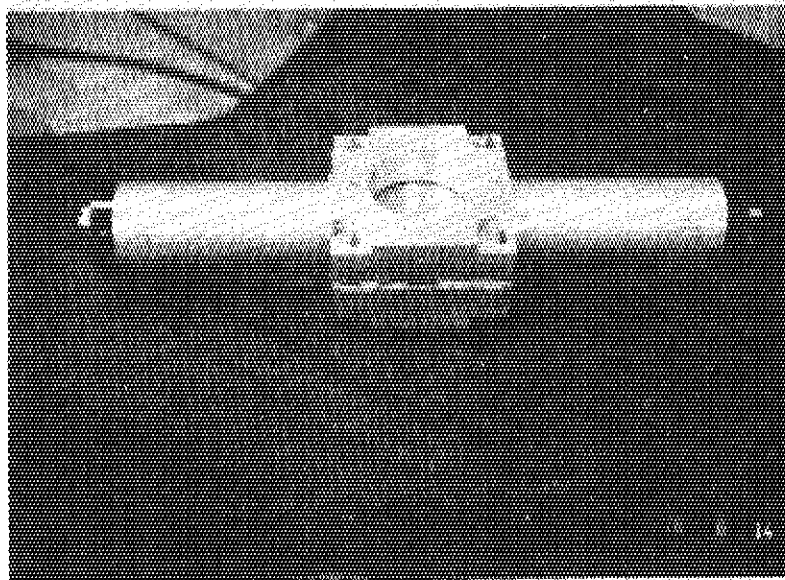
所に、白色反射材を塗った。用いたホトマルはEMI-9750 QKB (2φ) である。シリコングリースをつけてシンチレータと結合させた。組立て前と、完成後の写真をFig. 3に示す。

ホトマルの出力はAnodeから結合コンデンサ、ダイオード、エミッタホロワ2段を通して外に取出す。バースト対策に、Anode結合コンデンサの直後に、ダイオードリミッタを入れた。両側のホトマル出力をMixerに入れてSum Pulseにする。両ホトマルを対称に調整した際の中性子に対するパルス波高分布をFig. 4に示す。下は片側のパルス、上はSum Pulseの波高分布である。中性子は、リニアックを用いて発生したが、タイムゲートをかけて、バースト付近のパルスは除いた。Fig. 5は中性子によるPeakである事を確認する意味で、中性子ビームにBoron Filterを入れたもの(右図)、除いたもの(左図)を同時間だけ測定したものを比較したものである。このモニタの自然バックグラウンドは~4 Counts/Secであった。

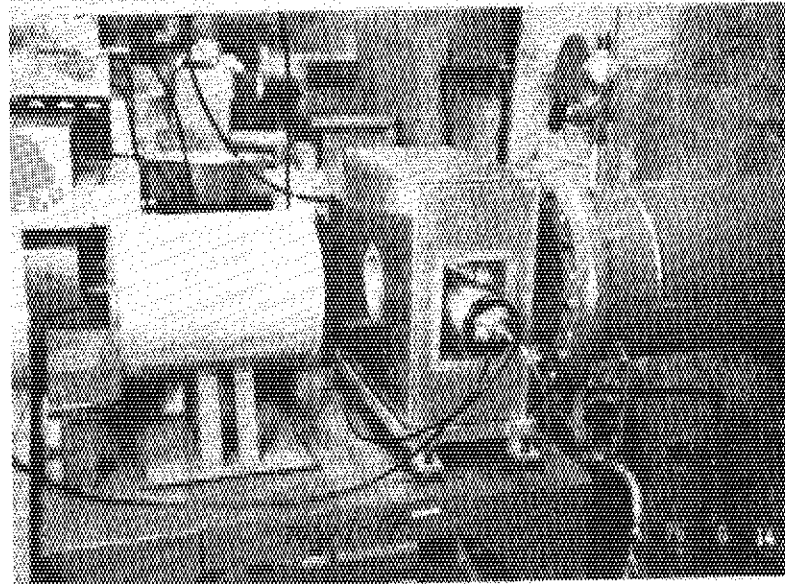
中性子検出効率を求めるために、中性子透過率をしらべた。 ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ 断面積は $E_n < 100 \text{ KeV}$ に対して $\sigma_{n\alpha} \propto \frac{1}{v}$ なる事がわかっている¹⁾。このモニタの中性子透過率に関係するものは、 ${}^6\text{Li}$, Si, O, Al, Ce, であり、断面積が $1/v$ になるものは ${}^6\text{Li}$ だけである。エネルギー E の中性子に対する透過率 $T = \alpha \cdot \exp(-\frac{\beta}{\sqrt{E}})$ としたとき、 β が ${}^6\text{Li}$ による吸収を表す。Tの対数は、 $\log_e T = \log_e \alpha - \frac{\beta}{\sqrt{E}}$ であり、第1項は、エネルギーによらない散乱によるもの、第2項は、TOFによる測定では、中性子飛行時間に比例する。Fig. 6は、モニタの透過率を測定したものである。これより、 $\alpha = 0.93 \pm 0.02$, $\beta = 0.92 \pm 0.02$ と求められた。シンチレータ中における absorption mean free path λ とすると、 $\lambda/\sqrt{E} = 0.34 \pm 0.01 \text{ cm}/(\text{eV})^{1/2}$ となる。多重散乱を考慮しない場合の検出効率 ϵ は $\epsilon = 1 - \exp(-\frac{\beta}{\sqrt{E}})$ であるが、高いエネルギーの中性子に対しては、



a) 組立前の
部品の一部



b) 完成した
ところ



c) 47m 飛行管
に装着して
実験中(中央)

Fig. 3

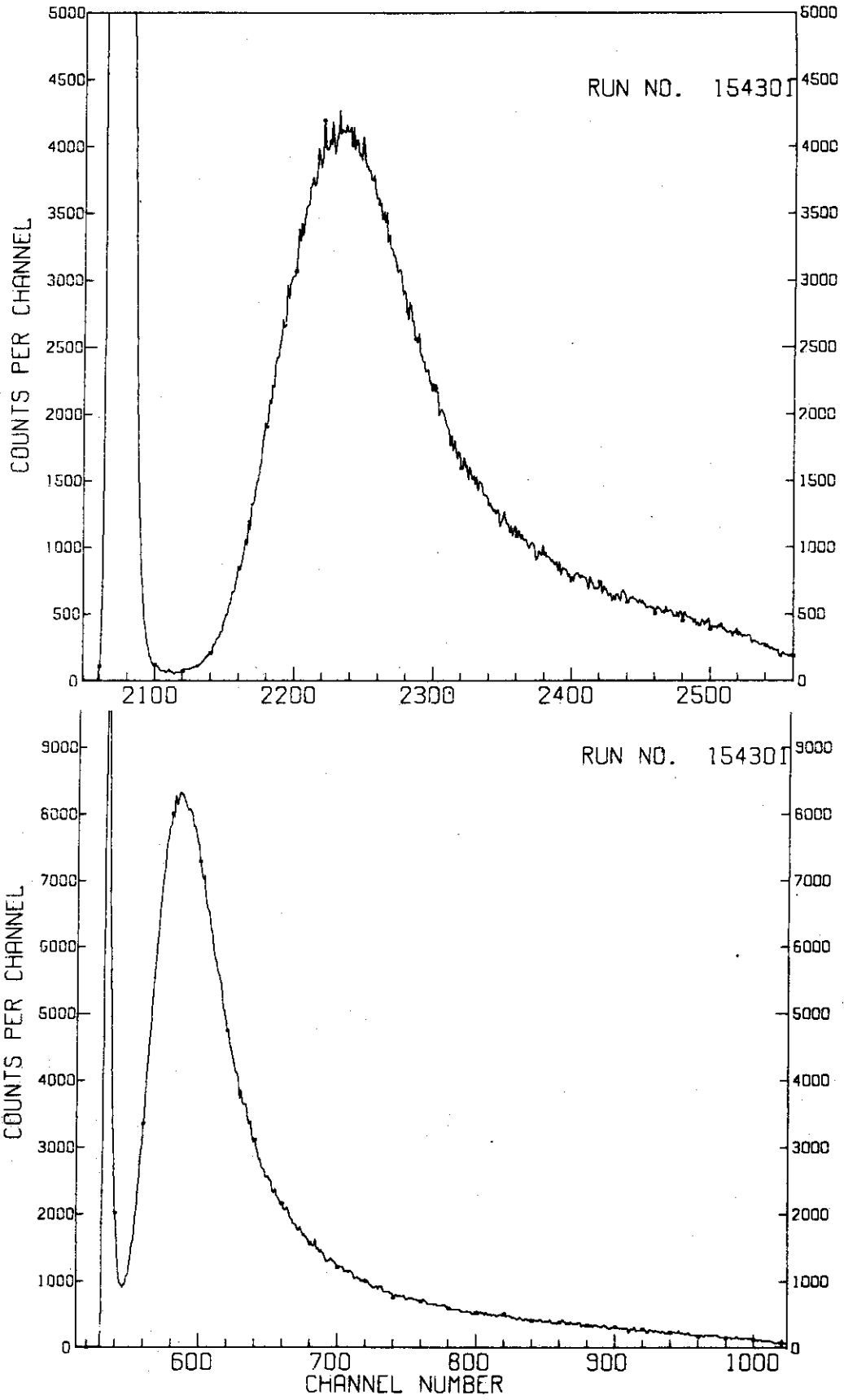


Fig. 4 ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ 反応のパルスハイト分布

上) 両方の Photomul の Sum Pulse

下) 片側のみの Pulse

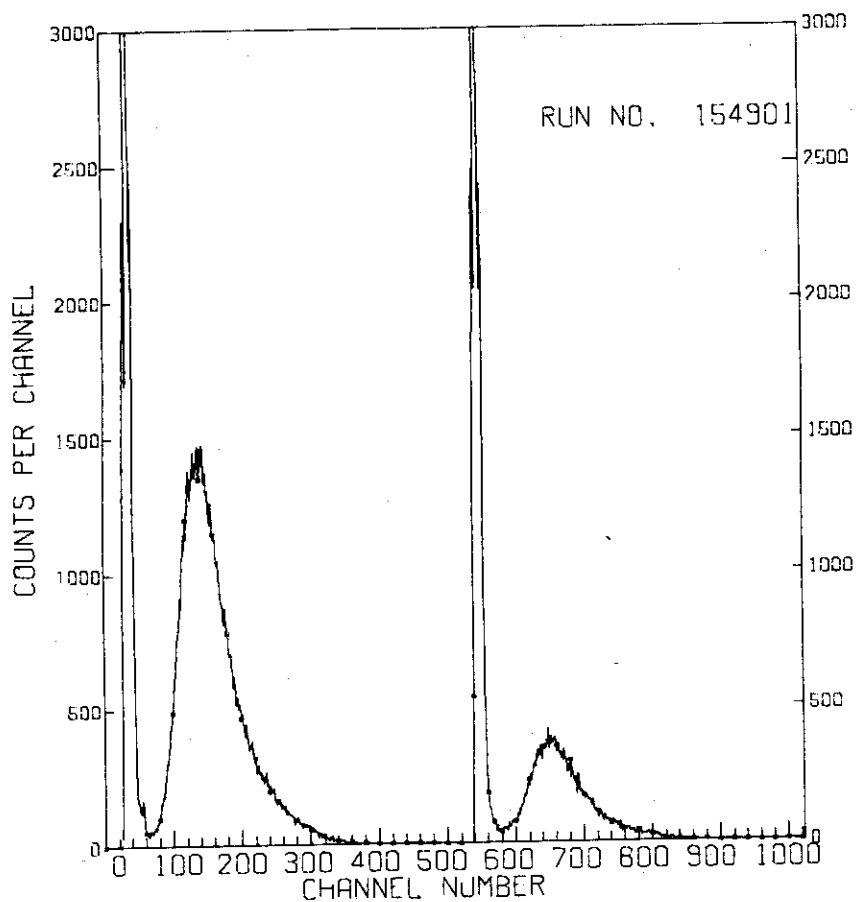


Fig. 5 (n, α) pulseであることを確かめる実験
 右) 減衰させた中性子ビームに対するもの(5分)
 左) もとの中性子ビームに対するもの(5分)

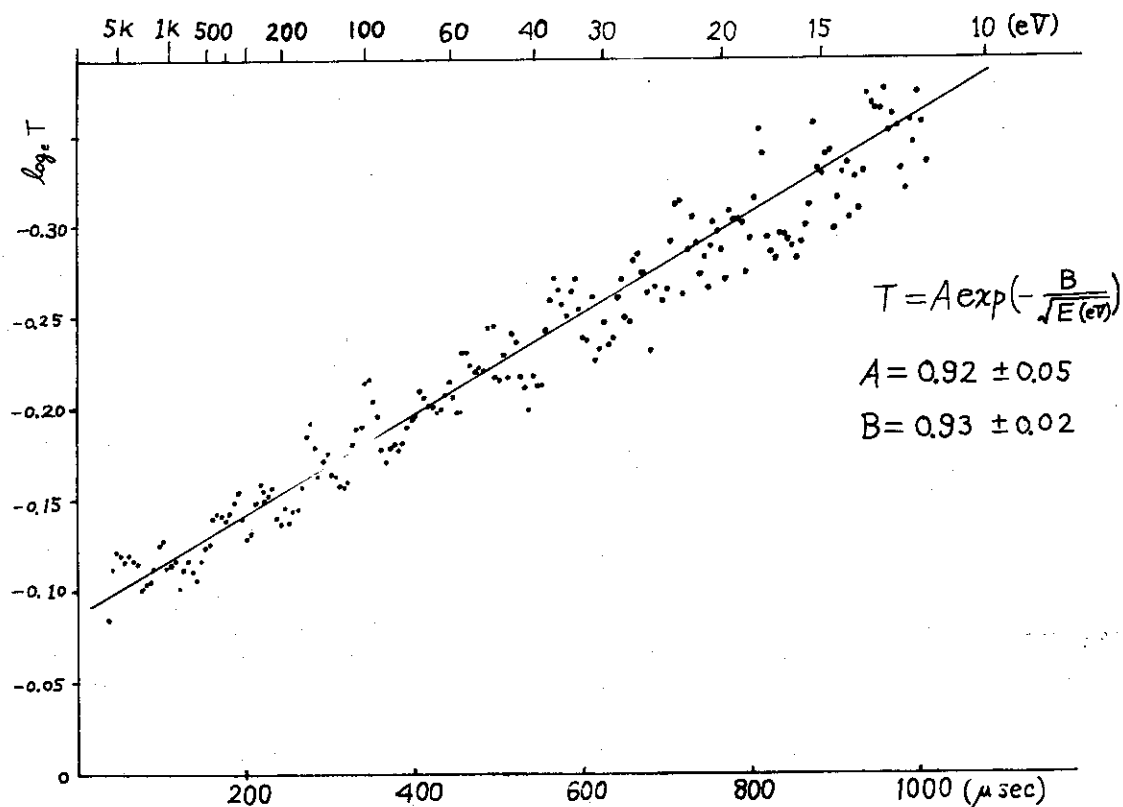


Fig. 6 リシウムガラス透過型モニタの中性子透過率のエネルギー依存性

多重散乱のためにこの値からずれる^{4, 7, 8, 9)}。多重散乱を考へる場合、シンチレータ内ばかりでなく、周囲の物質で散乱減速された後に検出される成分^{8, 9, 12)}($1/v$ 検出器は、この成分に対して検出効率が高くなる)が問題である場合がしばしばであり、モンテカルロ計算もやりにくいのが実情である。3mmのガラスシンチレータの場合、多重散乱による成分は10eVで3.9%、100eVで8.7%、1KeVで4.7%、10KeVで4.7%という値が得られている。水素を含む物質が検出器の近くにあり、主ビームが当る場合は、特に注意を要する。散乱中性子が、時間がおくられて検出されて、時間依存型のバックグラウンドを作る。これらの混入割合が大きいと、正しい測定が出来ない。(定常中性子束に対しては、この心配は不要である。)

この透過型モニタに、ルサイトリングを用いた事は、集光に比重を置いたためであるが、中性子に対する影響の点から見ると望ましくない。いま主ビームの10%がシンチレータで散乱され、その中の10%がルサイトリングに入り散乱減速され、その中の10%が再びシンチレータで検出されると考えると、主ビームの0.1%程度となり、本来の検出効率が1%程度になるエネルギーでは、かなり影響が出る事が予想される。従って $E_n < 5 \text{ KeV}$ では、まず使用出来るであろう。それ以上の領域で使用する場合は、ルサイトリングを、アルミに変へる必要がある。また可能であれば、シンチレータ自体を薄くすることである。

多重散乱の効果を考慮しなければ、検出効率は、吸収率 $(1 - T_a)$ と発光がcountされる確率 m の積になる。 T_a は $\exp(-\frac{\beta}{\sqrt{E}})$ であり、 m は (n, α) event が起った場合発光する確率である。パルスハイト分布だけからは、 m はきまらない。 m をきめるため $T(p, n)^3\text{He}$ 反応で ^3He を計数し、中性子をリシウムガラスシンチレータで計数した実験がある¹³⁾。その結果実験誤差内で (n, α) event は発光し、パルスハイト分布のPeak付近に集ることが確かめられた。従って実用上、Peakの面積は、 $^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ eventの数であると考えてよい。

Fig. 4に示すパルスハイト分布は、必ずしも満足すべきものでなく、もっと半値巾が小さくなる事が望ましい。パルスハイト分布の広がる原因として (n, α) eventの起った場所により集光度が異なるためではないかと思われる。またシンチレータ境界面の状態、形なども関係するであろう。細い中性子ビームで、場所をかえて調べる必要がある。

3. リニアック中性子束の測定

この透過型モニタを用いて、モニタの性能テストの意味もあり、リニアックパルス中性子束を測定したので述べる。原研リニアック¹⁴⁾(公称120MeV)の電子ビームを中性子発生ターゲットに当て、発生した中性子を47m測定室におかれたモニタで測定し、中性子束を求めた。中性子発生ターゲットは、水冷のタンタル多層板であり、各中性子飛行管の中心線の交点にある。各飛行管は、ターゲットを囲んでいるモデレータを見ている。しかしターゲットからの強いガンマフラッシュを避ける目的で、ターゲットの厚みに合わせた、鉛のシャドー・リングが取巻いている。47m飛行管には、低エネルギーX線吸収用の鉛板(5t)と、低速中性子フィルタのBoron Nitrideの板が入っている¹⁵⁾。飛行管は真空にした径30cmのアルミ管である。透過型モニタに7cmφの中性子束を当てた。出力パルスを、タイミング・シングルチャンネル、インバータで成形し二重シールド・ケーブルで計算機室のTMC-4096タイムアナライザに送る。蓄積したデータを、磁気テープを介して東芝USC-3計算機に転送し¹⁶⁾、別な磁気テープに書直す¹⁷⁾。この磁気テープを、U-200コンピュータにかけて、計算した。

測定条件をまとめると、

1. 中性子測定器；透過型モニタ (${}^6\text{Li}$ ガラス・シンチ $111^{\text{mm}\phi} \times 3^{\text{mm}}$, NE 908),
検出効率 $1 - \exp\left(-\frac{0.93}{\sqrt{E}}\right)$
2. 中性子束有効断面積 38cm^2 ($\sim 7\text{cm}\phi$)
3. BN filter, 透過率 $\exp\left(-\frac{2.0}{\sqrt{E}}\right)$
4. 飛行距離 $L = 47.34\text{m}$, 飛行管；真空
5. リニアック電子ビーム, エネルギー $\sim 100\text{MeV}$, 電流 $\sim 350\text{mA}$, $\sim 22\mu\text{A}$ 平均,
パルス巾 $0.5\mu\text{sec}$, くりかえし 150pps

測定時間40分、アナライザ時間幅 $1\mu\text{s}/\text{ch}$ のとき得られた時間スペクトルの例をFig. 7に示す。この時間スペクトルからエネルギースペクトルに換算したものをFig. 8に示す。換算式を付録に書いておく^{Appendix)}。エネルギースペクトルは、リニアックのパルス1個当りの中性子数として ($\text{neutrons}/\text{cm}^2 \cdot \text{eV} \cdot \text{burst}$) の単位を用いた。測定されたエネルギースペクトルは、 $\propto E^{-0.74}$ であり、十分に減速された体系のスペクトル $\propto E^{-1}$ より硬い。この中性子束は、47m飛行管で見たものであるが、リニアックで発生する中性子は、このスペクトルを持って全立体角に一樣に発生していると仮定して、中性子発生数を求めた。簡単のためスペクトルは $0.01\text{eV} \sim 10\text{MeV}$ の範囲で $E^{-0.74}$ に従うと仮定し、この範囲外では0とした。ターゲットのシャドー・リング及びモデレータの配置から、全発生量の $\sim 1/5$ 程度がモデレータに入り、そこから放射された中性子を観測したと考える。全中性子イールドは、 1.7×10^{10} (n/burst) となり、150ppsをかけて、 2.5×10^{12} (n/sec) となる。またパルス尖頭値では、 3.4×10^{16} (n/sec) となる。以上の推定の誤差は、

1. ターゲット付近の幾何学条件
 2. 中性子スペクトルの高エネルギー領域における $E^{-0.74}$ からのずれ
- が主要なものであろう。スペクトルを積分する際 $E^{-0.74}$ の積分上限を10MeVとしたが、(r, xn) 反応のスペクトルは1~2MeVにピークを持つ。モデレータの配置により、MeV領域で $E^{-0.74}$

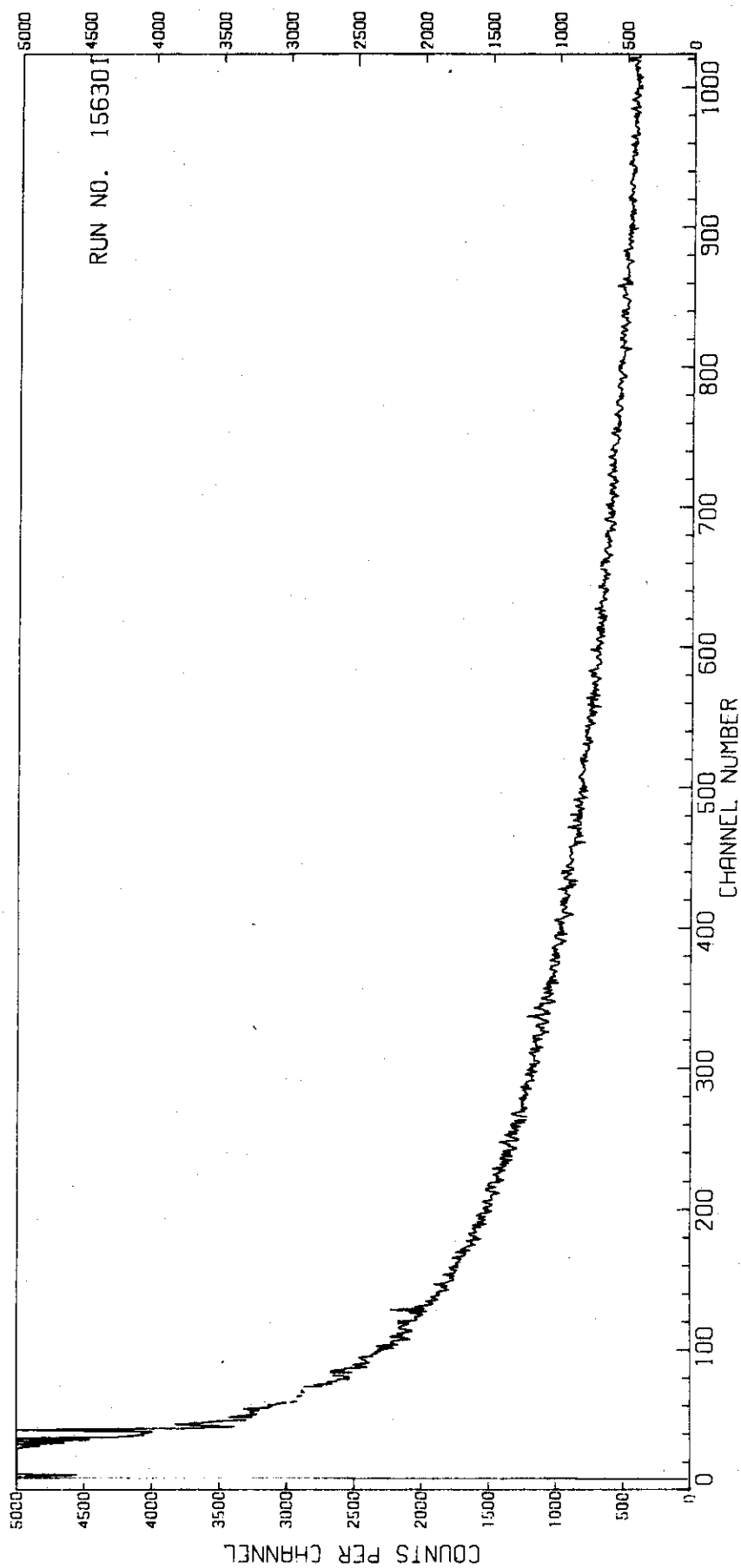


Fig. 7 リニアック中性子束の時間スペクトル,
測定時間 40 分, 1 $\mu\text{sec}/\text{channel}$

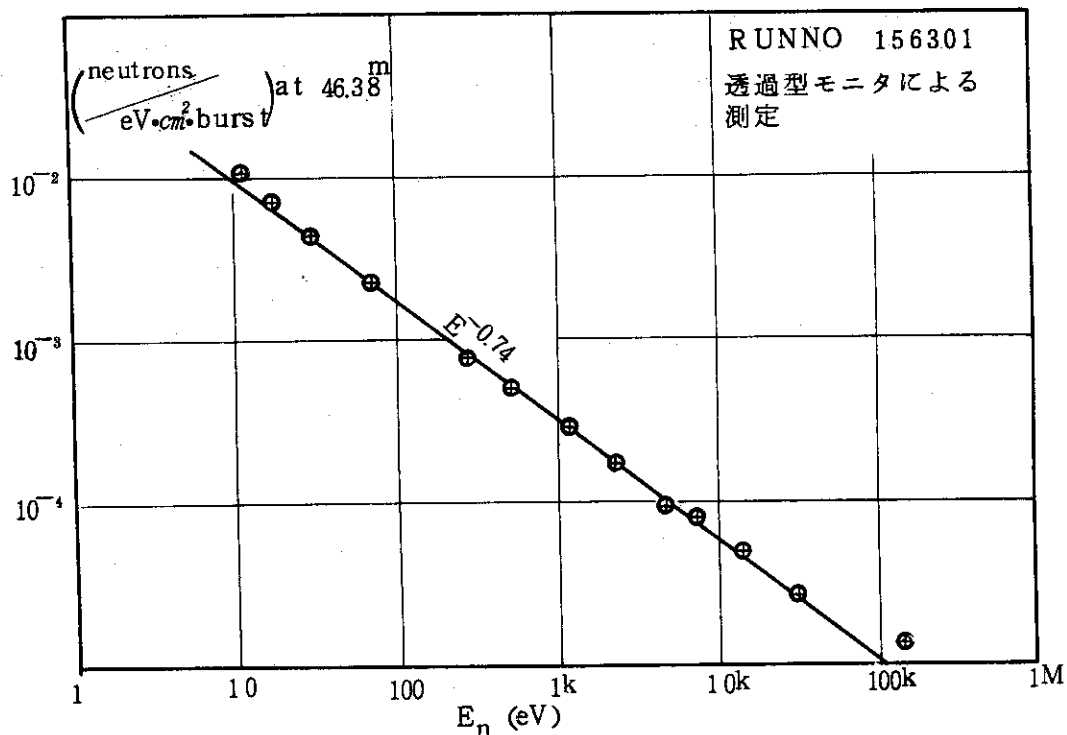


Fig. 8 リニアック中性子束のエネルギー・スペクトル

からのずれは、計算結果にひびく。Camarda¹⁸⁾によるリニアック中性子ターゲットのモンテカルロ計算によると～1MeV付近に広い幅のピークが出るが、モデレータの配置に強く依存しているため、直接比較出来ない。しかしピークは低いので、一応E^{-0.74}が10MeVまで続くとした。高エネルギー領域の中性子スペクトルについて、RPIの測定¹⁹⁾がある。

以上述べた様に、全中性子イールドは、ターゲットの幾何学的条件と、スペクトルの高エネルギー領域における不定のため、大きな誤差を伴っていると考えられる。また測定した中性子束は、リニアックの条件が、上記の値の場合であるが、一つの目安にはなろう。この中性子イールドを旧20MeVリニアックのそれと比較したのがTable 1である。同じパルス巾の場合旧リニアックにくらべ、新リニアックは～150倍程度の中性子発生量がある。

Table 1 新リニアックと旧リニアックの中性子収量の比較

	Beam Energy	Beam Current	Pulse width	Neutron Yield	Measuring Methods
Old LINAC (1963~1970)	20MeV	100mA	0.5μs	1.2×10 ⁸ (n/burst)	① Au foil Activation ② ⁶ Li Glass Scint-TOF
Renewed LINAC (1972~)	100	350	0.5μs	1.7×10 ¹⁰	⁶ Li Glass Scint-TOF

4. 結 び

多少問題があるが、実用に耐える透過型モニタが完成し、稼動している。パルスハイト分布をよくする事と、ルサイトリングをアルミに変える事が問題点として、今後改良すべき点であろう。透過型モニタのもう一つの良い点は、シンチレータのうしろに物が置けるので、その影響がはっきり見られる点であろう。

最後に、リニアックの運転に尽力していただいた運転グループの方々、データ処理にお世話になった河原崎氏、研究を支持していただいた浅見室長に感謝いたします。

Appendix

counts per time channel から Neutrons/eV への変換

$C(I)$; counts/ dt_F dt_F timing channel width

t_F ; 飛行時間 (μsec)

$N(E)$; neutrons/eV

ϵ ; detection efficiency of neutron detector

L ; Flight path Length(m)

T_i ; Transmission of filter

$$N(E)dE = (C(I)/\epsilon T_i) dt_F \dots\dots\dots(1)$$

$$t_F = \frac{72297 \times L}{\sqrt{E}} = \frac{g}{\sqrt{E}} \dots\dots\dots(2)$$

$$dt_F = - (t_F^3 / 2g^2) dE \dots\dots\dots(3)$$

$$\therefore N(E) = \frac{1}{2g^2} \cdot \frac{1}{\epsilon T_i} \cdot C(I) t_F^3 \dots\dots\dots(4)$$

detector の面積 S (cm^2), total bursts P とすると, 1 burst 当りの中性子束 ϕ^0 は,

$$\phi^0 = \frac{N(E)}{S \cdot P} \quad (\text{neutrons/eV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{burst}) \text{ at } L(\text{m}) \text{ from source.} \dots\dots\dots(5)$$

中性子束 ϕ は, ϕ^0 とくりかえし b (pps) の積である。

$$\phi = \frac{b \cdot N(E)}{S \cdot P} \quad (\text{neutrons/eV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{sec}) \text{ at } L(\text{m}) \text{ from source.} \dots\dots\dots(6)$$

References

1. "Neutron Standard Reference Data" IAEA (1974), Proceedings of a Panel.
Vienna, Nov. 1972
2. L.M.Bollinger, G.E.Thomas and R.J.Ginter; Nucl.Instr.and Methods 17(1962)97
3. F.W.K.Firk,G.Slaughter, R.J.Ginter; Nucl.Instr.and Methods 13(1961)313
4. J.M.Neill, D.Huffman,C.A.Preskitt and J.C.Young; Nucl.Instr.and Methods82(1970)162
5. L.A.Wraight,D.H.Harris and P.A.Egelstaff;Nucl.Instr,and Methods 33(1965)181
6. A.R.Spewart; Nucl.Instr.and Methods; 75(1969)35
7. H.O.Zetterstrom, S.Schwarz,and L.G.Stromberg;Nucl.Instr.and Methods 42(1966)277
8. J.Cameron, L.M.Harrison and J.B.Porker; Nucl.Instr.and Methods 56(1967)45
9. E.Fort; Nucl.Instr.Methods 87(1970)115
10. 大久保牧夫 JAERI-memo 1570(1964)
11. R.L.Macklin, N.W.Hill,and B.J.Allen; Nucl.Instr.and Methods 96(1971)509
12. M.Ohkubo; Nucl.Instr.and Methods 65(1968)113
13. E.Fort,J.L.Leroy,et J.P.Marquette; Nucl.Instr.and Methods 85(1970)115
14. H.Takekoshi ed. JAERI Report 1238 (1975)
15. M.Ohkubo; JAERI-M-6034(1975)
- 16 河原崎雄紀, 莊司時雄, 水本元治 ;JAERI-M-5572(1974)
17. 河原崎雄紀 ; JAERI-M-5435(1973)
18. H.S.Camarda; Nucl.Instr.Methods 106(1973)205
19. P.Stoler, P.F.Yergin,J.C.Clement, D.Mann,C.G.Goulding and R.Fairchaid;
Nucl.Instr.and Methods 91(1971)541