



Title	スパレーション中性子源における最適陽子エネルギー
Author(s)	鬼柳, 善明; Kiyanagi, Yoshiaki; 新井, 正敏 他
Citation	北海道大學工學部研究報告, 139, 61-68
Issue Date	1988-02-20
Doc URL	<a href="https://hdl.handle.net/2115/42081">https://hdl.handle.net/2115/42081</a>
Type	departmental bulletin paper
File Information	139_61-68.pdf



## スパレーション中性子源における最適陽子エネルギー

鬼柳善明 \*新井正敏 \*渡辺 昇

(昭和62年9月30日受理)

## Optimum Proton Energy for a Spallation Neutron Source

Yoshiaki KIYANAGI, \*Masatoshi ARAI and \*Noboru WATANABE

(Received September 30, 1987)

### Abstract

Neutron yield obtained by the spallation reaction and thermal neutron intensity emitted from the moderators were calculated as a function of incident proton energy to find the optimum proton energy for a spallation neutron source. The neutron intensity obtained by the spallation reaction does not level off even at a proton energy of 3 GeV. The axial neutron distribution becomes wider with the increasing the proton energy. The intensity of the thermal neutrons emitted from the moderators is almost saturated at proton energy of about 2 GeV due to this widening. Therefore, the optimum proton energy to obtain the highest thermal neutron intensity is about 2 GeV.

### 1. はじめに

高エネルギー陽子によるスパレーション反応を用いた中性子源としては、日本の高エネルギー物理学研究所のKENSが本格的な中性子散乱用として最初に稼働した。その後アメリカのIPNS, LANSCEなど、より強い中性子源が動きだした。最近、イギリスのISISが世界最強のスパレーション中性子源として稼働をはじめ、既に中性子散乱実験を始めている。

このような情勢から、日本でもいまのKNESよりも強いスパレーション中性子源を作ろうとする計画がある。しかし、今後作るスパレーション中性子源は、これまでのものと条件が異なる可能性があり、新たな検討を要する。その主な点は次に上げる4点である。

第1は陽子エネルギーの問題で、現在強スパレーション中性子源では800MeV陽子が主に用いられているが、中性子の発生数は更にエネルギーを上げて行くと増加してくる。従って、熱中性子源として考えた場合、最適陽子エネルギーは高くなるのが考えられる。

第2はターゲットについてで、ウランが最も中性子発生量が多いことが知られているが、陽子エネルギーが高くなったときに非ウランターゲットとの差がどうなるかについて定量的に明らかにする必要がある。これは、ターゲット材料の選択に際して重要な情報となる。

第3は反射体材料についてである。これは、減速材の大きさ、ソース分布の形などによって最

適材料が変化するため、実際の減速材集合体に即したもので検討を行う必要がある。

第4は冷中性子源の問題で、中性子工学的な側面ばかりでなく、放射線損傷、冷却の問題など総合的に検討を行う必要がある。

本論文ではこのうち最適陽子エネルギーの問題について検討する。

## 2. 数 値 計 算

スパレーション反応を起こすことができる高エネルギー加速器は元々少なく、またほとんどが高エネルギー物理学用である。スパレーション中性子源に関する実験が可能な加速器においても、放射線レベルの問題で簡単に実験を行うことが出来ない。そのため、スパレーション中性子源の特性を調べようとする場合、大部分を数値計算に頼らざるを得ない。

スパレーション中性子源の計算では、高エネルギー側 (15MeV 以上) とそれ以下のエネルギーで取扱を変えることが一般に行われる。ここでは高エネルギー側は高エネルギー輸送コード NMTC/JAERI<sup>1)</sup> を用いて計算を行った。このような計算を行うコードは外にもあるが、現在の所どのコードが最も信頼性があるかということについては分かっていない。そこで、国内で手に入り、内容についても十分把握できやすい点を考えて、日本原子力研究所のコードを選択した。このコードは入射陽子が核内カスケード、核外カスケードによってエネルギーを減衰させ、中性子などを発生させていく過程をモンテカルロ法によって追跡する。核子のエネルギーが15MeV 以下になった所で、その核子の位置、方向、エネルギーを記録して計算を中止する。15MeV 以下では通常の中性子輸送コードを使用する。ここでは、2次元輸送コード TWOTRAN-II<sup>2)</sup> と3次元モンテカルロコード MORSE-DD<sup>3)</sup> を用いた。

計算のフローを図1に示す。最初にターゲットだけについて NMTC/JAERI でソース中性子分布を計算する。ここでは、高エネルギー粒子 (15MeV 以上) の減速材、反射体等への輸送は考えていないが、そこでの中性子の発生は極めて少なく、またターゲットに戻ってきて中性子を発生する率も少ない<sup>4)</sup>。そのため、ここでは15MeV 以上の中性子については無視する。ターゲットから放出される中性子のエネルギー分布の計算には TWOTRAN-II を用いた。この場合には NMTC/JAERI によって計算されたソース分布を TWOTRAN-II 用に ACCEL<sup>5)</sup> コードを用いて変換した。

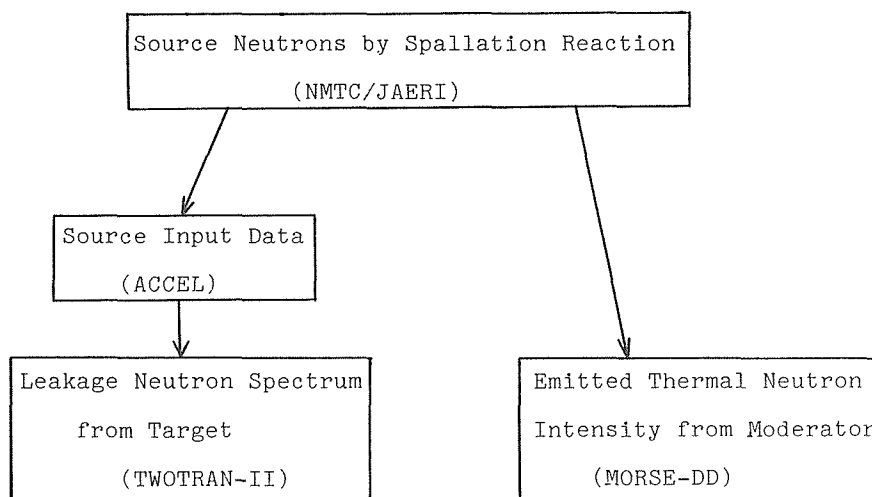


図1 計算フロー

断面積データとしては ENDF-B/IV<sup>6)</sup> を用い、RADHEAT-V3<sup>7)</sup> コードによって処理した群定数を使用した。また、減速材、反射体などを含めた減速材集合体は体系が複雑となり TWOTRAN-II では計算できない。それで複雑な体系を比較的簡単に入力でき、中性子束の計算ルーチンがっている MOSE-DD コードを用いた。このコードでは NMTC/JAERI からのソース分布がそのまま読み込めないで、その点について改造した。群定数は TWOTRAN-II のときと同様にして求めた。熱群は 1 群として扱った。

### 3. 発生総中性子数

ウランターゲットについて発生中性子の総数を陽子エネルギーの関数として求めた。実際のターゲットはターゲット物質と重水冷却材等が層状に重なった形状となっているが、ここではそれらの均一混合物として扱った。ウランターゲットについての構成比を表 1 に示す。ターゲット

Table 1 Nuclear Densities (unit nuclei A<sup>-3</sup>)

Target mixture	<sup>238</sup> U 0.0390
	<sup>2</sup> H 0.0091
	<sup>16</sup> O 0.0045
	<sup>91</sup> Zr 0.0017

の大きさは ISIS の場合にならって直径 10 cm、長さ 32 cm の円柱とした。また、入射陽子ビームのサイズは KENS-II 計画で提案されている直径 4.7 cm を採用した。中性子数は全エネルギー範囲について積分したものである。入射陽子エネルギーは 500MeV から 3GeV 迄変化させた。結果を図 2 に示す。点線は 500MeV の結果と原点を直線で結んだものである。1GeV 位までは発生数はほぼエネルギーに比例しているが、それ以上では飽和傾向を示しているのが分かる。高エネルギーでは中性子を発生する過程以外のものが多くなるためである。このため、入射陽子エネルギーを 1GeV 以上に上げてても効率よく中性子が発生されない。

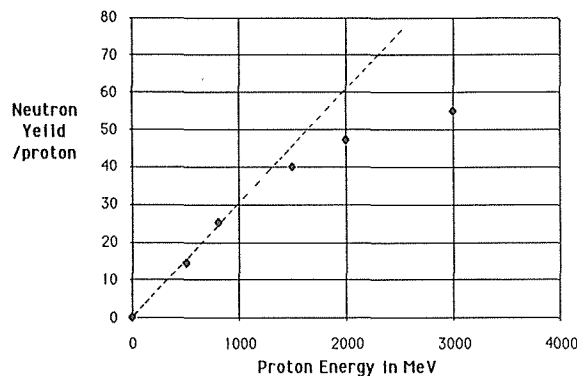


図2 陽子エネルギーによる中性子発生数の変化

### 4. 空間分布

ターゲット内軸方向の発生中性子の空間分布を図 3 に示す。ここでは半径方向の中性子については積分してある。陽子エネルギーが増加するに従って空間分布が広がって行くのが分かる。また、3GeV でもピーク強度は 2GeV と比較して余り増加しておらず、総中性子の増加はむしろ空間分布が広がることによっていることが分かる。減速材の数に制限がある場合、空間分布が広がるのは

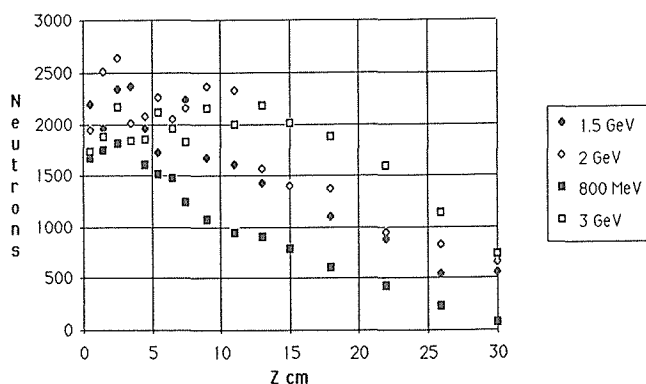


図3 ターゲット内軸方向の空間分布

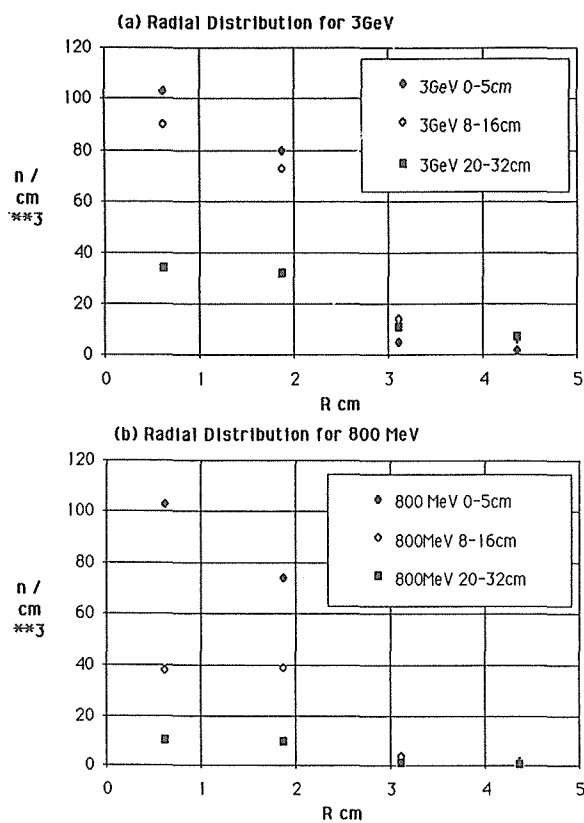


図4 ターゲット内半径方向の空間分布

ターゲットから減速材に入射する中性子の数を減らす方向に働くので、この点においても陽子エネルギーを無闇に高くすることは得策ではない。

半径方向の空間分布を図4に示す。(a)は3GeV、(b)は800MeVの結果である。中性子は陽子が入射する、半径2.35 cmのところを主に発生しており、それから外れたところでは急激に減衰している。この傾向は陽子エネルギーによらない。従って、半径方向の分布に関しては、最適陽子エネルギーを考察するうえでは影響はない。

## 5. ターゲットからの漏洩中性子スペクトル

ウランターゲット中で発生した中性子は、ターゲット内の輸送過程を経て放出される。そのときのエネルギースペクトルを図5に示す。図には800MeVと3GeVの結果を載せてあるが、ピー

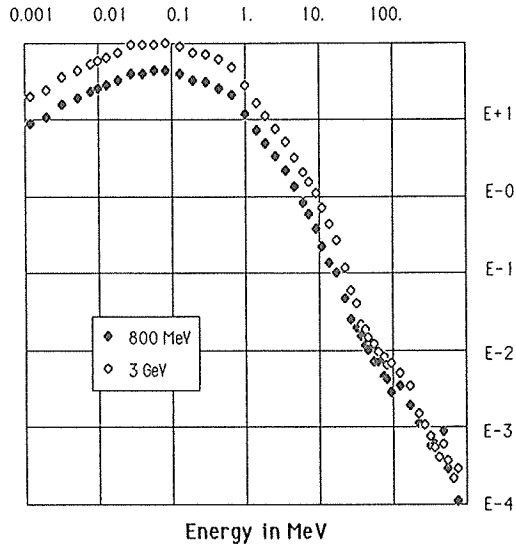


図5 ターゲットからの漏洩中性子スペクトル

ク位置については両者に殆ど差はなかった。両者の強度差は20MeV 辺りで多少大きくなっているが、それ以下ではほぼ一定の差、即ち同じスペクトル形となっている。発生した中性子の大部分は、入射陽子のエネルギーに関わらず蒸発過程によるものであり、そのため低エネルギーではスペクトルは余り変わらないものと考えられる。一方、高エネルギー側については陽子エネルギーの最大値までスペクトルがつながるためエネルギーによる影響を受けている。高エネルギーで中性子強度が増加することは減速材料集合体まわりの全体の遮蔽が大変になると言う点でコスト的にマイナスである。しかし、中性子工学的観点からは、低エネルギーでのスペクトルが陽子エネルギーによって変化していないので、最適陽子エネルギーを論議する上では漏洩中性子エネルギースペクトルは考慮する必要がないものと考えられる。

ここではターゲットは冷却材との混合物としてあるので、低エネルギー部分(15MeV 以下)のエネルギースペクトルはその影響を強く受けており、冷却材が変わればエネルギースペクトルは変化することが考えられる。しかし、その変化は陽子エネルギーには関係しないので、ここでの議論に影響はない。

## 6. 放出熱中性子強度

中性子散乱実験では、冷中性子、熱中性子、熱外中性子などを主に利用する。従って、ターゲットで発生した高エネルギー中性子を減速材に入射し、減速させてから用いる。それ故、我々としては最終的にこのようなエネルギー領域における中性子の強度がどうなるかについて調べる必要がある。

800MeV 以上の陽子を用いるスパレーション中性子源では、通常減速材を上下2個ずつの計4個

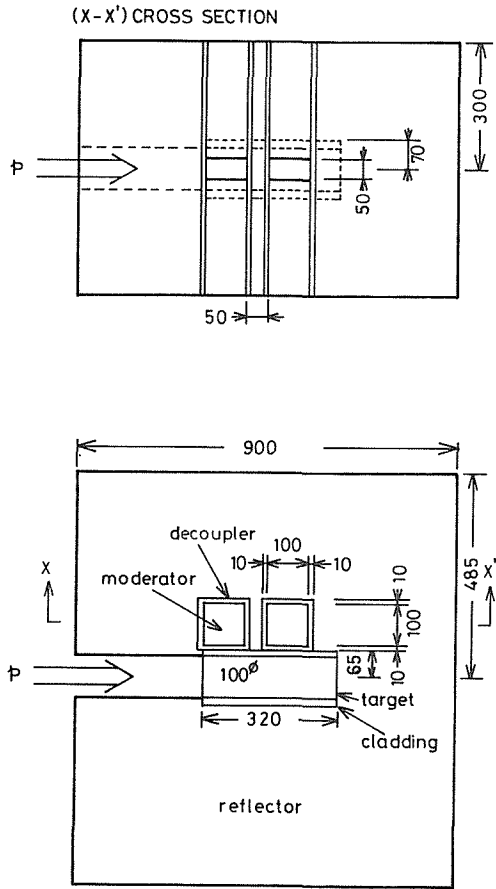


図6 計算に用いた減速材集合体系

を置く。減速材の配置は、分光器の配置などで決まるビーム取り出し孔によって決定され一定していない。それで、ここでは実際の形状配置を単純化した図6に示すような体系を考えた。減速材は上半分に2個だけで、下側は反射体としてある。このような単純化は放出熱中性子強度の変化だけを見ようとする限りにおいては許されると考えられる。この体系ではビーム孔は減速材の幅で減速材の両面に直角に開いている。減速材の周りは $B_4C$ デカップラーで覆われている。熱中性子強度はこの4個のビーム孔に放出される中性子個数によって求めた。減速材は厚さ5cm、断面が $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ の軽水考えた。軽水は中性子工学的にも、放射線分解に対しても良い特性を持っているので、スプレッション中性子源の熱減速材として優れている。 $B_4C$ デカップラーの厚さは1cmである。ターゲットは直径10cm、長さ32cmである。減速材は2個で、その間は5cm離してある。減速材の端（陽子入射側）がターゲットの端と同じ位置になるようにおいた。この位置については最適化を行う必要があるが、プレリミナリーな計算ではここでセットした辺りの位置では多少位置が変化しても熱中性子強度に対しては大きな変化はみられなかった。約0.8eV以下のエネルギーの中性子の減速材からの放出強度の変化を図7に示す。ターゲット物質としてウラン以外の候補として考えられる $Au$ ,  $W$ ,  $Ta$ についてもものせてある。陽子エネルギーに対する放出熱中性子の強度の変化は、ソース中性子の場合とよくにているが、2GeV以上での強度のにはより激しくなっている。この傾向はターゲット物質に依存していない。これは、高エネルギー

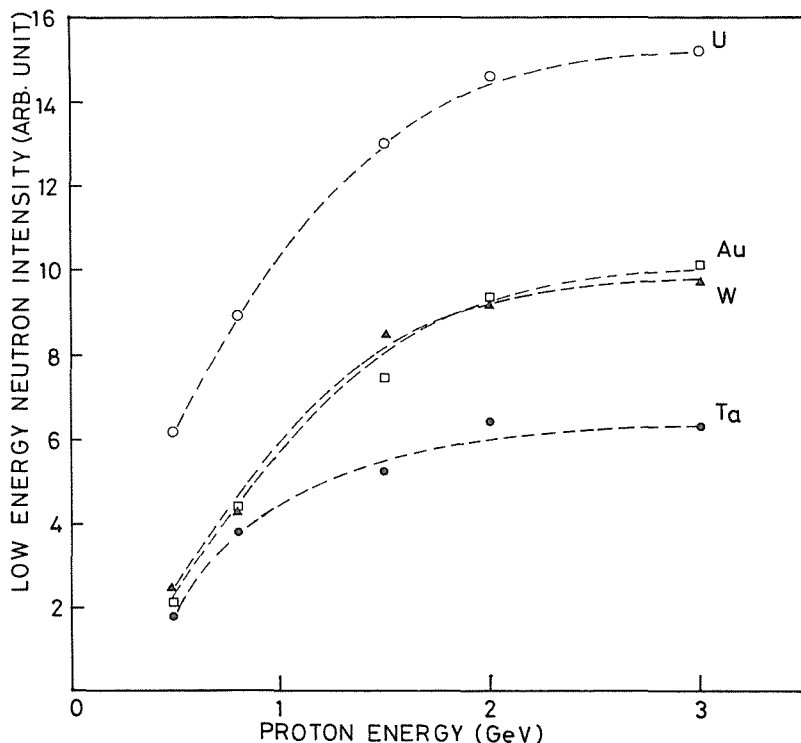


図7 陽子エネルギーによる減速材からの放出低エネルギー中性子強度の変化

陽子を使用した場合にターゲット内軸方向の空間分布が広がることに起因している。また、入射側にある第1減速材と、奥側の第2減速材の強度差が陽子エネルギーが高くなるにしたがって小さくなる傾向にある。これは中性子散乱実験を行う上でビーム孔による中性子強度差をなくす点で有利であり、分光器の配置などで自由度を増すことが出来る。

ここでは、熱中性子についてのみ議論したが、熱外については全く同じと考えることが出来る。また、冷中性子は減速材が変わるが、いずれにしる含水素物質であり、熱領域までは定性的には同じと考えられる。従って、そこまで強度が強ければ冷中性子源としての強度も強いものと思われるので、ここでの議論はそのまま当てはめることが出来る。

## 7. ま と め

入射陽子エネルギーを高くすることによって、ソース中性子の総発生数をある程度増加させることが出来る。しかし、効果的なのは1GeV位までで、無闇にエネルギーを高くして行っても効果的ではない。また、エネルギーを高くすることによってもたらされる不利な点は、ターゲット内軸方向の空間分布が広がることと、発生中性子の高エネルギー成分が増加することである。一方、ターゲット内の半径方向の空間分布、エネルギースペクトルのピークなどは陽子エネルギーにはよらなかった。熱中性子の放出強度に関しては、2GeV以上では殆んど増加せず、これ以上にふやすことは無駄であることを示している。この様なことから、熱中性子強度を最大にすることを目的とするならば、最適陽子エネルギーは約2GeVと考えられる。

しかし、陽子エネルギーを高くすることは、高エネルギー中性子の遮蔽が大変となり、建設コストにはね帰ってくる。従って、実際の建設コスト等も考慮した総合的判断では、最適エネルギー

はより低くなるであろう。

### 参 考 文 献

- 1) Y. Nakahara and T. Tsutsui : JAERI-M 82-198 (1982).
- 2) K. D. Lathlop and F. W. Brinkley : LA-4432-MS (1973).
- 3) M. Nakagawa and T. Mori : JAERI-M 84-126 (1984).
- 4) F. Atchison : RL-81-006 (1981).
- 5) 中原康明, 筒井恒夫, 田次邑吉 : JAERI-memo 9502 (1981).
- 6) ENDF/B Summary Documentation, BNL-NCS-17541 (ENDF-201), 1st Edition, 1973.
- 7) K. Koyama, K. Minami, Y. Taji and S. Miyasaka : JAERI-M 7155 (1977).