



大電流CW電子線形加速器からの電子ビーム
を用いた中性子発生の検討
(研究報告書)

1999年4月

日本原子力研究所蔵書



330029744①

核燃料サイクル開発機構
大洗工学センター

31-13 ①

本資料の全部または一部を複写・複製・転載する場合は、下記にお問い合わせください。

〒319-1194 茨城県那珂郡東海村村松4番地49
核燃料サイクル開発機構
技術展開部 技術協力課

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to:
Technical Cooperation Section,
Technology Management Division,
Japan Nuclear Cycle Development Institute
4-49 Muramatsu, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki 319-1194,
Japan

© 核燃料サイクル開発機構 (Japan Nuclear Cycle Development Institute)
1999

大電流CW電子線形加速器からの電子ビームを用いた中性子発生の検討

(研究報告書)

遠山伸一*

要旨

サイクル機構では大電流CW電子線形加速器の開発を進めている。加速器では、スポレーションや光核反応により、中性子の発生が可能である。大電流CW電子線形加速器から発生する大電流の電子線の利用方法の一つとして、制動輻射により発生する中性子源としての利用が考えられる。実際に、数100 MeV の電子線形加速器では中性子を利用する施設として用いられている場合が多い。

本報告では、量子工学試験施設の大電流CW電子加速器による中性子の発生量を評価した。本加速器の現在の最大加速電子エネルギーは10MeV と低いが、設備の能力を勘案して加速し得るエネルギー17、35MeVも含め評価した。また、中性子発生標的には、通常用いられる重金属に加えて、発生しきい値の低いベリリウムを中性子発生標的として評価を行った。

評価は、中性子発生効率を高めるため、標的物質の輻射長や中性子断面積から標的での電子エネルギー損失や中性子エネルギー損失が最小となる厚みを仮定し、既存の核データを用いて評価した。

その結果、ベリリウムや鉛を標的として既存の加速器能力では、10MeVで 1.9×10^{10} 個/秒、17MeVで 6.1×10^{13} 個/秒、RFの増強を行ない、デューティの小さくなる35MeVで 4.8×10^{13} 個/秒程度のスポット中性子源が得られることが分かった。中性子収量を増大させるためには、光核反応による標的の熱除去が課題であり、そのためにしゃへいや冷却系の増強が必要となることが分かった。また、他施設との比較を行なった。結果評価で得られた中性子数では、中性子ラジオグラフィ等の照射試験のほか、鉛スペクトロメータ等による核データの測定が実施されていることが判明した。

* 大洗工学センター システム技術開発部ビーム利用技術開発グループ

Survey on Neutron Production by Electron beam from High Power CW Electron Linear Accelerator

S. Toyama,

ABSTRACT

In Japan Nuclear Cycle Development Institute, the development of high current CW electron linear accelerator is in progress. It is possible for an accelerator to produce neutrons by means of a spallation and photo nuclear reactions. Application of neutron beam produced by bremsstrahlung is one of ways of the utilization for high current electron accelerator. It is actual that many electron linear accelerators which maximum energy is higher than a few hundreds MeV are used as neutron sources.

In this report, an estimate of neutron production is evaluated for high current CW electron linear accelerator. The estimate is carried out by 10 MeV beam which is maximum energy limited from the regulation and rather low for neutron production. Therefore, the estimate is also done by 17 and 35 MeV beam which is possible to be accelerated. Beryllium is considered as a target for lower electron energy in addition to Lead target for higher energy, because Beryllium has low threshold energy for neutron production.

The evaluation is carried out in account of the target thickness optimized by the radiation length and neutron cross section reducing the energy loss for both of electron and neutron, so as to get the maximum number of neutrons.

The result of the calculations shows neutron numbers 1.9×10^{10} , 6.1×10^{13} and 4.8×10^{13} (n/s), respectively, for 10, 17, and 35 MeV with low duty. The thermal removal from the target is one of critical points. The additional shielding and cooling system is necessary in order to endure radiation. A comparison with other facilities are also carried out. The estimate of neutron numbers suggests the possibility to be applied for neutron radiography and measurement of nuclear data by means of Lead spectrometer, for example.

*Beam Technology Development Group, System Technology Development Division, Oarai Engineering Center(OEC)

目次

1. はじめに	-----	1
2. 中性子発生装置の概要	-----	2
2.1 大電流CW電子線形加速器の性能	-----	2
2.2 中性子発生標的の選択	-----	3
2.3 発生中性子の特徴	-----	3
2.4 中性子発生標的の厚み	-----	4
2.5 評価条件のまとめ	-----	6
3. 中性子発生量の評価	-----	7
3.1 鉛標的の中性子発生量の評価	-----	7
3.2 ベリリウム標的の中性子発生量の評価	-----	7
3.3 中性子発生量のまとめ	-----	8
3.4 施設に要求される設備	-----	8
4. 中性子の利用	-----	10
4.1 他施設との比較	-----	10
4.2 利用の可能性	-----	10
5. まとめ	-----	12
参考文献	-----	13
付録		
A1. 制動輻射のエネルギースペクトル	-----	14
A2. 電子の阻止能と制動輻射損失	-----	14
参考文献	-----	16

表リスト

表1	大電流CW電子線形加速器の目標性能	- - - - -	17
表2	最大ビーム電流と電子エネルギー及び出力の関係	- - - - -	17
表3	光核反応での中性子発生しきい値	- - - - -	18
表4	制動輻射損失と衝突損失の割合のエネルギー依存性	- - - - -	18
表5	ベリリウム及び鉛のエネルギー損失	- - - - -	19
表6	電子エネルギー80%損失時の標的の厚み	- - - - -	19
表7	鉛標的からの中性子発生量	- - - - -	19
表8	ベリリウムからの中性子発生断面積の群分け	- - - - -	20
表9	ベリリウム標的からの中性子発生量	- - - - -	20
表10	中性子発生量のまとめ	- - - - -	21
表11	世界各地の加速器による中性子発生源	- - - - -	21
表付1	主な物質の輻射長	- - - - -	22

図リスト

図1	電子線形加速器を用いた中性子発生ビームラインの概念図	- - - - - 23
図2	加速電子エネルギーの最大ビーム電流依存性	- - - - - 23
図3	電子ビーム出力の加速電流依存性	- - - - - 24
図4	Pb-208の光核反応による中性子エネルギースペクトル	- - - - - 24
図5	γ 線による中性子発生の原子核反応図	- - - - - 25
図6	Be-9からの光核反応による 0° 度方向の 発生中性子エネルギーの入射 γ 線エネルギー依存性	- - - - - 25
図7	Be-9からの光核反応による 発生中性子エネルギーの角度分布	- - - - - 26
図8	50 MeV電子ライナックから得られる 中性子エネルギースペクトルの例	- - - - - 26
図9	ベリリウム標的の中性子反応全断面積の 中性子エネルギー依存性	- - - - - 27
図10	鉛(天然)標的の中性子反応全断面積の中性子エネルギー依存性	- - - - - 27
図11	鉛からの中性子発生収量の電子エネルギー依存性	- - - - - 28
図12	重い核標的からの制動輻射エネルギースペクトル	- - - - - 28
図13	Be-9の中性子発生断面積	- - - - - 29
図14	Be-9の中性子発生の近似断面積の模式図	- - - - - 29
図15	普通コンクリートの平板に入射する中性子フルエンス当たりの 線量当量指標	- - - - - 30
図16	鉛スペクトロメータ内部における中性子の 時間依存スペクトル	- - - - - 30
図17	鉛スペクトロメータの断面図	- - - - - 31
図18	鉛スペクトロメータの平面図(上)と垂直断面図(下)	- - - - - 31
図付1	電子からの制動輻射エネルギースペクトル	- - - - - 32
図付2	放射損失と衝突損失の割合の原子番号依存性	- - - - - 32

1. はじめに

電子線加速器の利用方法の一つとして、原子核反応により発生する中性子の利用がある。中性子の利用には、原子炉材料の照射試験や中性子回折による物質研究、また現在開発が進んでいるものとしては中性子ラジオグラフィー等がある。中性子ラジオグラフィーはX線CTと相補性を持ち、透視能力は20cm程度の厚みのある高比重検査体の断層撮影も可能である。[1]

加速器では、加速粒子と物質との相互作用により中性子が発生する。その際、入射粒子のエネルギーあるいは適当な減速材によって、より透過力の大きい熱外中性子等も得ることができる。現在は、中性子源としては、加速粒子からの中性子発生数の観点から、陽子加速器が多く用いられている。[2]

一方、制動輻射による光核反応により、電子加速器からも中性子の発生が可能である。この場合、光核反応の断面積が小さく、また、制動輻射が電子-陽電子対に変換し最終的に熱としてエネルギーが散逸するため、中性子発生効率は小さい。しかしながら、電子加速器は建設コストが小さく、放射化等メンテナンスに有利な点がある。実際、数100 MeVの電子線形加速器により中性子を発生させた施設が多い。

本報告の第2章では、中性子発生装置の概要と、電子ビーム及び発生標的の評価条件を決定する。第3章では、評価条件による中性子の発生量を見積り、必要な設備を掲げる。第4章では、他施設との中性子線の発生量や性質の比較を行ない、量子工学試験施設で可能な利用法を検討する。

2. 中性子発生装置の概要

本報告で仮定した電子線形加速器から中性子を発生するビームラインの概念図を、図1に示す。ここでは、電子ビームは直接中性子発生標的に照射され、発生粒子選別器はないもとした。これは、X線発生標的の設置によるビームラインの複雑化を避けるためである。また、図1ではシールドや電源、冷却系等の補機系は含まれていない。また、ここでは、X線は制動輻射であり、単色X線を発生させるためには新たな装置が必要になるので本報告では考慮していない。

2.1 大電流CW電子線形加速器の性能

現在量子工学試験施設で開発が進められている大強度CW電子線形加速器(以下本ライナックと言う)の現在目標としているビーム性能を表1に示す。この目標では、クライストロンRF出力の飽和出力よりも低く運転することになる。目標値とは別に、加速管に投入するRFを増大することにより、最大加速エネルギーを増加することができる。これは、加速管当りの加速エネルギーである加速利得がRF電力の平方根に比例するためである。ただし、最大加速エネルギーは加速電流の一次関数的に減少する。本ライナックに使用されているクライストロンは最大RFパワーで4.1 MW(ピーク値)が出力できるように設計されている。[3] 加速電子エネルギーの加速電流とビーム出力の依存性を図2、3に示す。図2、3は加速管当たりのRFパワー200kW、1000kWでの加速エネルギーでの計算結果が示されている。ここでの電流はピーク電流であり、加速運転のデューティファクタは夫々20%、0.5%である。

発生中性子量は、電子エネルギーが低い場合は、電子ビーム出力だけでなく電子エネルギーそのものに大きく依存する。今回の評価では、発生量の見積のため、本ライナックの目標条件だけでなく、将来的に可能な運転条件も含め評価した。即ち、電子ビームの条件としては、

- ①ケース1-A: 現在の目標運転で達成し得る電子ビーム
- ②ケース1-B: 加速管入力200kWで得られる電子ビーム
- ③ケース2: 加速管入力1000kWで得られる電子ビーム

とする。各ケースの電子ビーム電流とビームエネルギー及び出力の関係を表2に示す。ここで、電子ビームのデューティファクタはケース1、2で夫々20%、0.5%である。

2.2 中性子発生標的の選択

γ 線を用いて、原子核から中性子を発生させる方法は、中性子ピックアップ反応等の直接反応と共鳴反応に大別される。

原子核の共鳴の中で大きなピークは巨大共鳴と呼ばれ、原子核の系統的性質の一つで、断面積は通常の量子系のようにローレンツ型の吸収曲線を示す。共鳴エネルギーのピーク位置は、中程度の重い核種から重い核種に行くに従い18から10 MeV程度に移動する。断面積及び共鳴幅はやや核種の個性があるが、凡そ、中程度の重い核で50から500 mbarn、2から8 MeVである。[4] それより軽い核種では、一般に共鳴エネルギーは高く、その幅は狭く、また、断面積は小さくなる。通常、中性子発生には、断面積の大きい、重い核の共鳴反応を用いることが多い。

また、特定の原子核は、比較的低いエネルギーで中性子を直接発生できる。例えば、H-2やBe-9等の中性子発生しきいエネルギー(光核反応では殆どQ値と同じ)は表3 [5]に示すように、2.22 MeV、1.67 MeVであり、その値は、表3にある重い核のしきいエネルギーに較べても小さい。

本ライナックは、最大加速電子エネルギーが数10MeVと低いので、低いエネルギーで中性子を発生する原子核も含め評価する。このため、通常用いられる重い核に加えて、Be-9を中性子発生標的として評価を行なう。重い核による評価では、中性子発生に大きな差がないため鉛(Pb)で代表する。

2.3 発生中性子の特徴

前項で述べたように、中性子発生には中性子ノックアウト反応と巨大共鳴という二種類の原子核反応を用いる。発生中性子を特徴づける量は、発生エネルギーの角度分布である。

巨大共鳴の場合は、一般に中性子が等方的に放出される。発生中性子のエネルギーは図4で示すように[4]、Pb-208の共鳴中心エネルギー13.5 MeVで代表される。

一方、中性子ノックアウト反応からの中性子は、入射光子エネルギーや原子核の構造によって角度分布を持つ可能性がある。発生中性子のエネルギー E_n と光子エネルギー ω の関係は、

$$\omega = \frac{M_R^2 - M^2 - M_n^2 + 2E_n M}{2(M + P_n \cos \theta - E_n)} \quad (2.1)$$

で表わされる。ここで、

M_R :残留核質量、 M :標的核質量、 M_n :中性子質量、

E_n :中性子相対論的エネルギー P_n :中性子の運動量、 θ :中性子の散乱角

である。中性子発生時の光核反応の様子を図5に示す。この式から、中性子エネルギーの入射 γ 線エネルギー依存性及び角度分布を求めた結果をBe-9を例に、図6及び7に示す。図7で示されるように、 γ 線エネルギーが40 MeV程度までは、中性子のエネルギーは角度に余り依存せずほぼ一定である。したがって、中性子ノックアウト反応による中性子エネルギーは角度に依らず、入射 γ 線エネルギーで調節することができる。

電子線照射による中性子発生は、制動輻射による光核反応である。制動輻射のエネルギースペクトルは図付1に示すような連続スペクトルである。したがって、発生中性子エネルギーも連続的になる。中性子のエネルギーは、標的中でエネルギーを失うほど、図付1から低エネルギーにかたよるスペクトルになる。50 MeV電子ライナックから得られた中性子エネルギースペクトルの例を図8に示す。[6]

2.4 中性子発生標的の厚み

標的物体から中性子を多く発生するためには、効率的な制動輻射発生が必要である。制動放射の発生効率は、付録に示すように、電子エネルギーが高いほど、また、標的の原子番号が大きいほど高い。放射損失と衝突損失の割合の原子番号依存性を図付2に示す。ベリリウム、銅、鉛に関する制動輻射損失と衝突損失割合を表4に示す。この表から、制動輻射発生効率は重い核種が有利であり、電子エネルギーが50 MeVより高いと電子が失うエネルギーの80%以上が制動輻射エネルギーになることが分かる。

次に、標的の厚みによる制動輻射発生量の依存性を評価する。標的厚みの単位は、核データの計算では長さ(cm)以外に 1cm^2 面積当りに換算した標的の重量(g/cm^2)で表わすことが多い。ベリリウムと鉛の $1\text{g}/\text{cm}^2$ 当たりの放射損失と衝突損失を表5に示す。表5の全損失とは、放射損失と衝突損失の和である。表5から、電子がエネルギーの80%を失う標的の厚さを表6に示す。ベリリウムは電子エネルギーによって3.28から $11.50\text{g}/\text{cm}^2$ と変化するが、鉛は2.38から $3.79\text{g}/\text{cm}^2$ と、あまり変化しない。

一方、発生した中性子は標的内部で、エネルギーを失ったり標的に吸収されたりする。発生中性子のエネルギー吸収の目安である平均自由行程を考慮して、ベリリウムと鉛標的の厚みを以下のように決定する。

(a) ベリリウム標的の厚み

ベリリウムの輻射長は付録の表付1^[7]から 65.19 g/cm^2 である。ベリリウムの巨視的断面積は、図9^[8]より1 MeV 付近の全断面積 6.5 barn で代表され、原子量9.01 密度 1.84 g/cm^3 から 0.799 cm^{-1} となり、平均自由行程は厚みで 1.25 cm 、よって 2.3 g/cm^2 である。したがって、ベリリウム標的の場合は、特徴である高エネルギーかつ発生エネルギーを維持した中性子を得るための標的の厚み 0.035 輻射長に相当する 2.3 g/cm^2 と、中性子収量が多い 0.5 輻射長に相当する 32.6 g/cm^2 の二つとする。この場合、電子エネルギーの制動放射への変換率は夫々 3.4% 、 39% と低い値である。

(b) 鉛標的の場合

鉛の輻射長は 6.37 g/cm^2 である鉛の巨視的断面積は、図10^[8]より20 MeV 付近の全断面積 6.0 barn で代表され、原子量207.2 密度 11.34 g/cm^3 から、 0.198 cm^{-1} となり平均自由行程は厚みで 5.057 cm 、よって 57.3 g/cm^2 である。よって、鉛標的の場合は、中性子収量を大きくするため、輻射長の10倍である 63.7 g/cm^2 とする。この場合、入射電子エネルギーのほぼ 100% が制動放射に変換される。鉛の場合、発生中性子は、ほぼ発生時のエネルギーで標的から放出される。鉛の場合、発生中性子は、ほぼ発生時のエネルギーで標的から放出される。

2.5 評価条件のまとめ

第2.2章と第2.4章から、電子ビームと中性子発生標的の計算条件について以下にまとめる。ケース1-Aは、現在の目標運転で達成し得る電子ビーム、ケース1-Bはクライストロンの出力を上げ加速管入力200kWで得られる電子ビーム、ケース2はクライストロン運転方法を変更し加速管入力1000kWで得られる電子ビームである。標的の厚みはベリリウムの場合は、中性子エネルギーを高くする場合と発生量を大きくする場合の二つの場合で評価する。

電子ビーム

	ケース1-A	ケース1-B	ケース2
ビームエネルギー(MeV)	10	17	35
平均ビーム電流(mA)	20	2	0.35
最大出力(kW)	200	34	12.3

中性子発生標的

標的	厚み (g/cm ²)	制動放射変換率(%)
ベリリウム	2.3	3.4
	32.6	39
鉛	63.7	~100

3. 中性子発生量の評価

第2章で決定した条件により、鉛及びベリリウム標的からの中性子収量を評価する。また、その際に必要になる設備の概要をまとめる。

3.1 鉛標的の中性子発生量の評価

重い核種の標的を用いた中性子発生数の測定データとしては10MeV以上のものが多い。したがって、17 MeV 以上の電子エネルギーでは、中性子発生量を電子エネルギー40 MeVまで測定されている図11 [9] の中性子発生収量の電子エネルギー依存性からを見積もる。図11でわかるように、30 MeV から収量が飽和し始める。ここでは、第2章で決定した10輻射長の鉛標的で評価する。計算の結果を表7に示す。表7での、電流、及び収量は、夫々、デューティを含んだ平均の電流及び、1輻射長でのkW当たりの発生中性子を示す。表7に見られるように、17、35MeVでの発生中性子数は各々 6.1×10^{13} 、 4.8×10^{13} (n/s)である。この発生量は、商用炉炉心内部の中性子フルエンスにほぼ等しい。中性子束の距離による減少については、35MeVの場合、標的から1mの場所で $3.8 \times 10^8 \text{ cm}^2/\text{s}$ の中性子フルエンスとなる。

3.2 ベリリウム標的の中性子発生量の評価

電子エネルギー10 MeV 付近では、しきいエネルギーの低い中性子ノックアウト反応による中性子発生核標的で評価する必要がある。制動放射による中性子収量 Y は、

$$Y(E_0) = N \int_0^{E_0} \sigma(k) \frac{d\phi}{dk} dk \quad (3.1)$$

ここで、 E_0 : 電子エネルギー

N : 標的中の原子数、

$\sigma(k)$: k での中性子発生断面積

$d\phi/dk$: 制動放射のエネルギースペクトル

である。上式から、電子エネルギー10 及び17 MeV でのベリリウム標的からの中性子収量を求める。

制動放射のエネルギースペクトルは付録第A2章で表わされるような連続スペクトルである。電子エネルギーが低い場合は、制動放射のエネルギースペクトルの形が変化する。そこで、20MeV 程度までは、図12 [10] のスペクトル測定値から、付録第A2章で示されるように、標的の厚みを輻射長で、かつ物質の差異を原子番号から補正する。この範囲の電子エネルギーでは、制動放射は前方に集中するとし、立体角で1ステラジアンに均等分布すると仮定する。Be-9 の中性子発生断面積は、文献[11]にまとめ

られており、発生中性子は、 n_0 及び n_1 中性子(反応核は夫々残留核Be-8の基底状態、第一励起状態に移る際に発生する中性子)の二種類で、その断面積は図13のようなエネルギー依存性を示す。ここではこの二種類の中性をまとめて、図14に模式化されるように、四つの群に分けて近似計算する。中性子収量 Y は(3.1)式により、

$$Y(E_0) = N \sum_{i=1}^4 \sigma(k)_i \left(\frac{d\phi}{dk} \right)_i \Delta k_i \quad (3.2)$$

で表わされる。ここで、 i は群を示し、 Δk_i は群のエネルギー幅を示す。

各群での断面積及び制動輻射強度をエネルギー幅とともに表8に示す。制動輻射強度は図14からエネルギー幅の中央値で代表した。また、10 MeVの計算では光子の最高エネルギーが10 MeVになるようにエネルギー幅を調節した。

(3.2)式からベリリウム標的からの中性子発生量を表9に示す。表9から分かるように、電子エネルギー、ビーム電流や標的の厚みにより、小さいもので 8.2×10^8 個/秒、大きいもので 1.7×10^{11} 個/秒となる。したがって、17 MeVの電子エネルギーの場合の中性子発生量は、10 MeVの場合より、20倍程度の増大になる。ただし、35 MeVで鉛を用いる場合よりも2桁ほど小さい。

3.3 中性子発生量のまとめ

第3.1及び3.2節の評価で得られた各標的の中性発生量をまとめて表10に示す。各ケースの中性子発生量の以下のようなになる。

	ケース1-A	ケース1-B	ケース2
中性子発生量(n/s)	1.9×10^{10}	6.1×10^{13}	4.8×10^{13}

既存の加速器の能力で達成できる17 MeVで発生量は凡そ 10^{13} 個/秒になり、35 MeVでは、発生量は3倍程度に増加する。

3.4 施設に要求される設備

中性子発生に必要で現在設置されていない設備としては、標的、測定系等のしゃへい設備と標的の冷却設備である。漏れ電子ビームや発生X線による空気からのオゾンやNOX発生対策が今後必要となるが、QTF内の既存設備で全て対応すると仮定した。

発生中性子は今までの評価により最大で 6.1×10^{13} 個/秒である。これをコンクリート

でしゃへいするための必要な厚みを、線量当量指標を用いて図15 [12] で見積もる。図15によると、中性エネルギーを20 MeV と仮定してほぼ500cm 程度の厚みが必要であり、加速器室しゃへい壁の標準的な厚み230cmは、 10^{12} 個/秒までのしゃへい能力に相当し、10 MeV での加速器運転(第2.5節のケース1-A)での中性子発生に対応する。実際には、今後ストリーミング対策として付加的なしゃへいが必要になる。また、評価した中性子発生標的では、およそ60% の電子エネルギーが衝突によりエネルギーを熱として標的で失われる。このため、現在のビームダンプ冷却系とほぼ同等の機器が必要となる。また、冷却では、冷却材の放射化や放射線反応を考慮する必要がある。

4. 中性子の利用

本章では、検討して来た中性子強度を前提とし、量子工学試験施設で考えられる利用方法についてまとめる。

4.1 他施設との比較

世界各地の加速器による中性子発生源^[13]を、今回の評価を含め表11に示した。陽子線では、スポレーションと呼ばれる核破砕反応により中性子を生成する。この表で、単位出力当たりの発生中性子数は、スポレーションの場合は光核反応より20から50倍発生効率が高い。一般に、加速器標的あるいは核燃料での熱発生は、電子線で1500MeV/個、核分裂炉で200MeV/個、陽子線で70MeV/個の順になり、ターゲットの熱負荷のため、通常はスポレーション反応が中性子発生に用いられている。本ライナックで得られる中性子発生数は他と比較して小さいが、鉛標的を2倍厚くする等工夫して、中性子エネルギーは低くなるが、 10^{14} 個/秒程度に達することは可能である。

表11の加速器による中性子は、全てビーム幅が数 μ から数十 μ 秒のパルス中性子である。したがって、本ライナックの特徴としては、CWに近いため単位時間の中性子数が低いことを生かし、高エネルギー中性子を用いたバックグラウンドの小さな測定が可能なことである。また、大洗工学センター常陽の炉心の高速中性子線フルエンスは、現在 3×10^{15} 個/秒 \cdot cm²であり、本ライナックで得られる中性子数総量より大きい。しかしながら、加速器では測定体系を比較的容易に構築でき多様性に富む試験ができる利点がある。

次に、本ライナックと陽子加速器の運転コストを評価する。電力費は、クライストロンを含めた加速器効率が夫々約50%、10%であること、また、上に述べた中性子発生効率の比較より、陽子加速器の方が本ライナックより1/4から1/10小さくなる。しかしながら、メンテナンス費用が加速器の複雑さから陽子加速器の方が高いので、総合的な運転コストとしては余り差がないと思われる。但し、建設コストは、電子ライナックの方が数分の一と安価である。

4.2 利用の可能性

第3章で評価された中性子発生量で照射試験の利用を検討する。まず、燃料集合体の中性子ラジオグラフィーを行なうには十分な値であり、 10^9 (n/s)以上であれば実績から比較的短時間で検査を行なうことが可能と思われる。また、中性子回折による材料試験には線量が不足する場合が多い。

本ライナックで得られる中性子を利用するカウンタ実験として、鉛スペクトロメータによるマイナーアクチノイド(MA)の断面積測定がある。鉛スペクトロメータは、内部に中性子発生源を持ち、鉛内で中性子が吸収される際に、弾性散乱により、エネルギーが時間に伴って減少する。[14] その様子を図16に示す。この際外部に中性子が漏れ出さないようにできる利点がある。したがって、中性子発生標的の近傍で実験が可能で、スペクトロメータは中性子しゃへい体を兼用した機能を持たせることができるため、施設のしゃへい壁等に新たな増強を必要としない。鉛スペクトロメータの概略を図17及び18に示す。[14] 鉛スペクトロメータの利点は、中性発生標的の近くで中性子エネルギーを選択して測定が可能なことである。アメリシウム等のMAの断面積測定は先進リサイクル等で炉定数の決定等に重要な量であり、より精度の高い定量化が待たれている。本ライナックのビーム幅を電子銃の制御方法の変更等で、ミリ秒からマイクロ秒まで可変にすることにより、このような測定が可能であると考えられる。

5. まとめ

計算の結果、ベリリウムや鉛を標的として既存の加速器能力で10MeVで 1.9×10^{10} 個/秒、17MeVで 6.1×10^{13} 個/秒、RFの増強を行ないデューティの小さくなる35MeVで 4.8×10^{13} 個/秒程度のエネルギーが30から5MeVまで分布したスポット中性子源が得られる。標的の厚みは0.035から10 輻射長であり、鉛については標的厚みを2倍にすることにより、 10^{14} (n/s)程度の中性子が得られる。中性子収量を上げるためには、光核反応の効率による標的の熱除去が課題であり、さらにしゃへいや冷却系の増強も必要である。また、中性子数を更に多くするためには、中性子発生標的と、X線発生標的(ウラン等)を分離することが考えられる。評価で得られた中性子数では、中性子ラジオグラフィのほか、鉛スペクトロメータ等によるMA等の核データ測定が可能と推察される。利用については、利用検討の継続が重要である。

参考文献

- [1] 小林 久夫: "中性子断層撮影法の現状と展望、" 第22回日本アイソトープ・放射線総合会議論文集, A-3, 1996
- [2] 日本物理学会編: "加速器とその応用、" p254, 1981
- [3] 平野耕一郎、江本隆、王元林、佐藤勇、谷 賢: "大電力クライストロンの開発(2)-パルスモードの開発 -、" PNC TN9410 98-068, 1998
- [4] S. S. Dietrich and B. L. Berman ; "ATOLAS OF PHOTONEUTRON CROSS SECTION OBTAINED WITH MONOENERGETIC PHOTONS," Atom. Data Nucl. Data Tab. 38, p199, 1988.
- [5] 原子核研究: Vol.15、No.4 , 1971
- [6] B. Nordell : "Measurement of photonuetron enegy spectra from tin, lead and uranium using an NE-213 neutron spectrometer," Nucl. Instr. Meth. 224 p.547, 1984
- [7] 物理学辞典: p.2409、培風館, 1992
- [8] Computer Index of Neutron Data (CINDA), National Nuclear Data Center e'd, Brookhaven National Laboratory, 1999
- [9] IAEA TECHNICAL REPORT SERIES No. 188, p.81, 1979
- [10] IAEA TECHNICAL REPORT SERIES No. 188, p.55, 1979
- [11] Ajzenberg-Selove: "ENEGY LEVELS OF LIGHT NUCLEI A-5-10," Nucl. Phy. A490, p.1, 1988
- [12] 中村尚司: "放射線物理と加速器安全の工学、" p.120, 地人書院, 1995
- [13] 日本物理学会編: "加速器とその応用、" p.254, 丸善, 1981
- [14] 小林捷平: "鉛スペクトロメータを用いたアクチニド核種の消滅処理用核データに関する実験的研究(研究課題番号06452430)、" 平成6~8年度化学研究費補助金基盤研究(B) (2), 1998

付 録

A1. 制動輻射のエネルギースペクトル

電子が相対論的エネルギーで物質と相互作用する際に、原子核の電荷により電子は散乱され同時に制動輻射を生ずる。高エネルギーの近似で、制動輻射のエネルギースペクトル $d\phi/d\omega$ は、以下の式で表わされる。[A1]

$$\frac{d\phi}{d\omega} \approx \frac{16}{3} \frac{Z^2 e^2}{c} r_e^2 \frac{1}{\beta^2} \ln \left[\frac{(\sqrt{E} + \sqrt{E - \hbar\omega})^2}{\hbar\omega} \right] \quad (\text{A1.1})$$

ここで、 $\beta = v/c$ (電子の速度)、 c : 光速

$\hbar = h/\pi$ h : プランク定数。

上式による制動輻射の計算結果を図付1に示す。制動輻射スペクトルは図に示すように最高エネルギーから連続的に分布していることがわかる。スペクトル強度は原子番号の二乗に比例する。また、制動輻射の発生方向は、

$$\frac{d^2\phi}{d\omega d\Omega} \approx \left[\frac{3}{2\pi} \gamma^2 \frac{1 + \gamma^2 \theta^2}{(1 + \gamma^2 \theta^2)^4} \right] \frac{d\phi}{d\omega} \quad (\text{A1.2})$$

で表わされる。ここで、 $\gamma = E/me$ である。

上式により、電子エネルギーが大きいほど前方分布になる。例えば、電子エネルギー 5、10MeV で散乱角 $0.1 \text{ rad} \approx 5.7^\circ$ の強度は夫々 0° の 0.125、0.0275 倍となる。

A2. 電子の阻止能と制動輻射損失

電子の制動放射によるエネルギー損失(ここでは質量阻止能で示す)は、

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{rad}} = 4\alpha \frac{N_0}{A} Z^2 r_e^2 E \left[\ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) + \frac{1}{18} \right] \quad (\text{MeV} \cdot \text{cm}^2 \text{g}^{-1}) \quad (\text{A2.1})$$

で表わされる。ここで

α : 微細構造定数 $\approx 1/137$ 、

r_e : 古典電子半径 $\approx 2.8 \times 10^{-13}$ (cm)、

Z : 物質の原子番号、

N_0 : 1g 中の原子数、

E : 電子のエネルギー

である。ここで軽い元素以外で、次の式のように X_0 を定義する。

$$X_0 = \frac{1}{4\alpha r_e^2 Z^2 N_0} \ln \left[\frac{183}{Z^{1/3}} \right] \quad (\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}) \quad (\text{A2.2})$$

この量は、輻射長と呼ばれ、電子の制動輻射が $1/e$ になる厚み(ここでは質量で示す厚み)を表わす。主な物質の輻射長を表付1に示す。

電子の物質との衝突によるエネルギー損失(阻止能、ここでは質量阻止能で示す)は、

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{col}} = \frac{4\pi r_e^2 m_e c^2 N_0 Z}{A\beta^2} \left[\ln \left(\frac{m_e c^2 \beta^2}{2I^2(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (\text{MeV} \cdot \text{cm}^2 \text{g}^{-1}) \quad (\text{A2.3})$$

で表わされる。ここで

$\beta = v/c$ 、 v : 電子の速度、 c : 光速

I : イオン化ポテンシャル、(硫黄より重い物質では、 $I = 10Z$ (eV) で近似できる)

である。

高エネルギーの電子の場合、制動輻射の効率のため、精度輻射損失と衝突によるエネルギー損失の割合を見積もることが重要である。(2.1)及び(2.3)式より、衝突エネルギー損失は、 Z と $\ln E$ に比例し、制動輻射エネルギー損失は Z^2 及び E に比例する。(2.1)及び(A1.3)式の比より、両者の損失の割合

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rad}} / \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{col}} \approx \frac{EZ}{800} \quad (\text{A2.4})$$

が得られる。制動輻射損失が衝突損失と等しくなるエネルギーを臨界エネルギー ϵ_c といい、

$$\epsilon_c = \frac{800}{E + 1.2} \quad (\text{A2.5})$$

で表わされる。[A2]

上の式より輻射損失が衝突損失に占める割合を図付2に示す。

参考文献

[A1] J.D. Jackson : "Classical Electrodynamics Second Edition" p.711,

JOHN WILEY & SONS, 1975

[A2] M.J.berger and S.M. Selter : "Tables of Energy Losses and Ranges of Electrons and Positrons," NASA-SP-3012, National Aeronautics and Space Administration, 1964

表1 大電流CW電子線形加速器の目標性能

最大エネルギー(MeV)	10	繰り返し(pps)	50
最大ビーム電流(mA)	100	デューティ(%)	20
平均ビーム電流(mA)	20	最大出力(kW)	200
ビームパルス幅(ms)	4		

表2 最大ビーム電流と電子エネルギー及び出力の関係

最大ビーム電流 (mA)	ケース1-A		ケース2	
	ビームエネルギー (MeV)	ビーム出力 (kW)	ビームエネルギー (MeV)	ビーム出力 (kW)
0	15.7	0	39.2	0
50	12.7	127	36.2	9.1
100	9.7	194	33.2	16.6
150	6.7	202	30.2	22.7
200	3.8	151	27.3	27.3
250	0.8	40	24.3	30.4
300	—	—	21.3	32.0
350	—	—	18.4	32.2
400	—	—	15.4	30.8
450	—	—	12.4	27.9
500	—	—	9.4	23.5
550	—	—	6.5	17.9
600	—	—	3.5	10.5
650	—	—	0.5	1.6

表3 光核反応での中性子発生しきい値

核種	自然存在比(%)	Q値(MeV)
H-2	0.015	2.22
Be-9	100	1.67
W-180	0.12	--
W-182	26.3	8.05
W-184	30.7	7.41
W-186	28.6	7.21
Pb-204	1.4	8.41
Pb-206	24.1	8.08
Pb-207	22.1	6.74
Pb-208	52.4	7.37
Bi-209	100	7.45

-- Not known

表4 制動輻射損失と衝突損失の割合のエネルギー依存性

	制動輻射損失と衝突損失の割合			
	10 MeV	20 MeV	30 MeV	40 MeV
Be (Z= 4)	0.05	0.10	0.15	0.2-0
Cu (Z=29)	0.37	0.73	1.09	1.45
Pb (Z=82)	1.03	2.05	3.08	4.10

表5 ベリリウム及び鉛のエネルギー損失

エネルギー (MeV)	ベリリウム			鉛		
	放射損失	衝突損失	全損失	放射損失	衝突損失	全損失
10	0.116	2.320	2.436	1.698	1.657	3.356
20	0.232	2.320	2.552	3.396	1.657	5.053
30	0.348	2.320	2.668	5.094	1.657	6.751
40	0.464	2.320	2.784	6.793	1.657	8.450

表でのエネルギー損失の単位は、MeV cm²/gである。

表6 電子エネルギー80%損失時の標的の厚み

エネルギー (MeV)	ベリリウム (g/cm ²)	鉛 (g/cm ²)
10	3.284	2.383
20	6.270	3.166
30	8.996	3.555
40	11.494	3.787

表7 鉛標的からの中性子発生量

電子エネルギー (MeV)	電流 (mA)	出力 (kW)	収量 (n/(s · kW))	発生中性子数 (n/s)
17	2	34	1.8×10^{11}	6.1×10^{13}
35	0.35	12.3	3.9×10^{11}	4.8×10^{13}

表8 ベリリウムからの中性子発生断面積の群分け

	群			
	I	II	III	IV
エネルギー範囲(MeV)	1.7 ~ 3.0	3.0 ~ 6.5	6.5 ~ 12.0	12.0 ~ 17.0
エネルギー幅(MeV)	1.3	3.5	5.5	5.0
光子強度(10MeV) $0.035X_0$	4.2×10^{-5}	2.1×10^{-5}	3.3×10^{-5}	
$0.5X_0$	5.9×10^{-4}	3.0×10^{-4}	4.8×10^{-5}	
光子強度(17MeV) $0.035X_0$	2.1×10^{-4}	1.3×10^{-4}	4.3×10^{-5}	3.8×10^{-5}
$0.5X_0$	2.6×10^{-3}	1.8×10^{-3}	5.9×10^{-4}	5.5×10^{-4}
中性子発生断面積(mb)	0.67	0.44	1.61	0.89

光子強度はベリリウムの原子番号で補正した。

表9 ベリリウム標的からの中性子発生量

電子エネルギー (MeV)	電流 (mA)	標的厚み (g/cm ²)	中性子発生数 (n/s)
10	20	2.3	8.2×10^8
		32.6	1.9×10^{10}
17	2	2.3	1.3×10^9
		32.6	1.7×10^{11}

表10 中性子発生量のまとめ

電子エネルギー (MeV)	ビームエネルギー (mA)	標的 (g/cm ²)	中性子発生数 (n/s)
10	20	ベリリウム 2.3	8.2×10^8
		ベリリウム 32.6	1.9×10^{10}
17	2	ベリリウム 2.3	1.3×10^9
		ベリリウム 32.6	1.7×10^{11}
		鉛 63.7	6.1×10^{13}
35	0.35	鉛 63.7	4.8×10^{13}

表11 世界各地の加速器による中性子発生源

場所	エネルギー (MeV)	入射粒子・標的	中性子発生率 (n/s)	ビーム出力 (kW)	発生効率 (n/(s・kW))
東北大核理研	250	e・W	1.4×10^{13}	7	2.0×10^{12}
北大工学部	35	e・W	1×10^{12}	2	5×10^{12}
高エネ機構	500	p・U	3×10^{13}	3	1.0×10^{13}
Harwell(英)	60	e・U	2×10^{14}	90	2.2×10^{12}
Los Alamos(米)	800	p・Ta	1.8×10^{14}	—	—
Argonne(米)	500	p・U	3×10^{15}	30	1×10^{14}
Rutherford(英)	800	p・U	4×10^{16}	400	1×10^{14}
サイクル機構	35	e・Pb	4.7×10^{13}	12.3	3.8×10^{12}

e; 電子、p; 陽子

有効桁数の違いは、データの読み取りによる。

表付1 主な物質の輻射長

物質	輻射長	
	{g · cm ⁻² }	(cm)
H ₂	63.05	890
D ₂	126.1	764
He	94.32	755
Be	65.19	35.3
Al	24.01	8.9
Fe	13.84	1.76
Cu	12.86	1.43
W	6.76	0.35
Pb	6.37	0.56
U	6.00	~0.32
H ₂ O	36.08	36.1
空気 (20°C)	36.66	30423

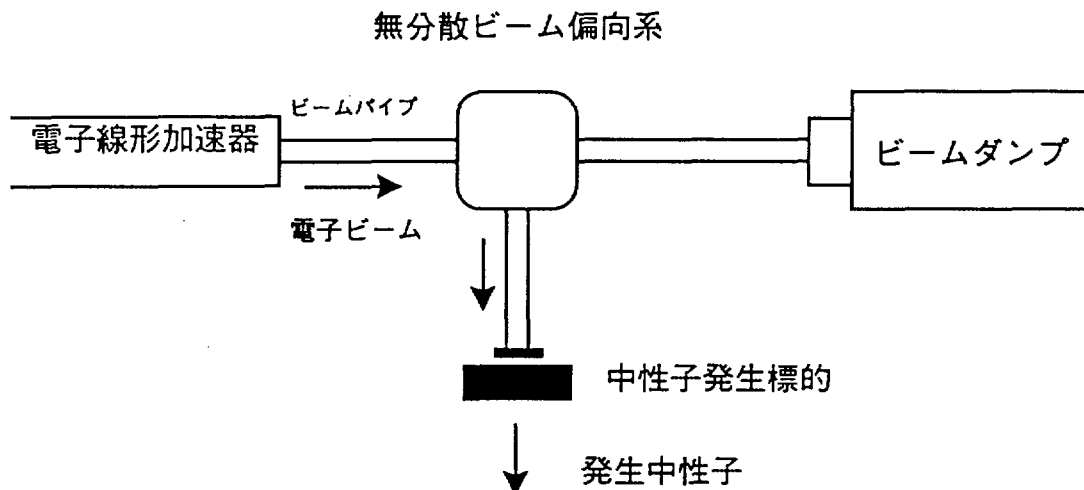


図1 電子線形加速器を用いた中性子発生ビームラインの概念図
 ここではシールドや電源、冷却系等の補機系は含まれていない。

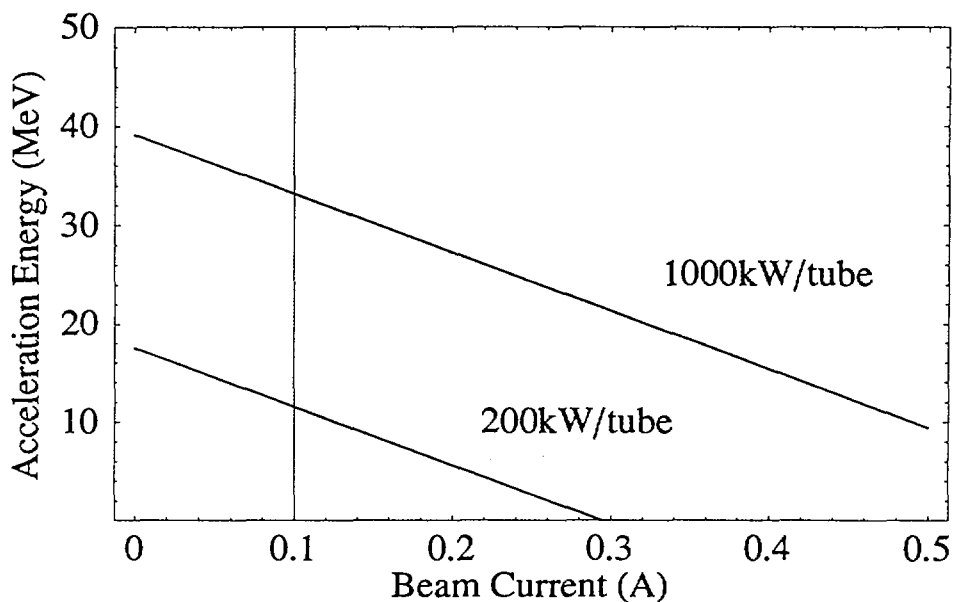


図2 加速電子エネルギーの最大ビーム電流依存性

加速管当たりのRFパワー200kW、1000kWの加速エネルギーでの計算結果を示す。図内の縦線は加速電流100mAを示す。

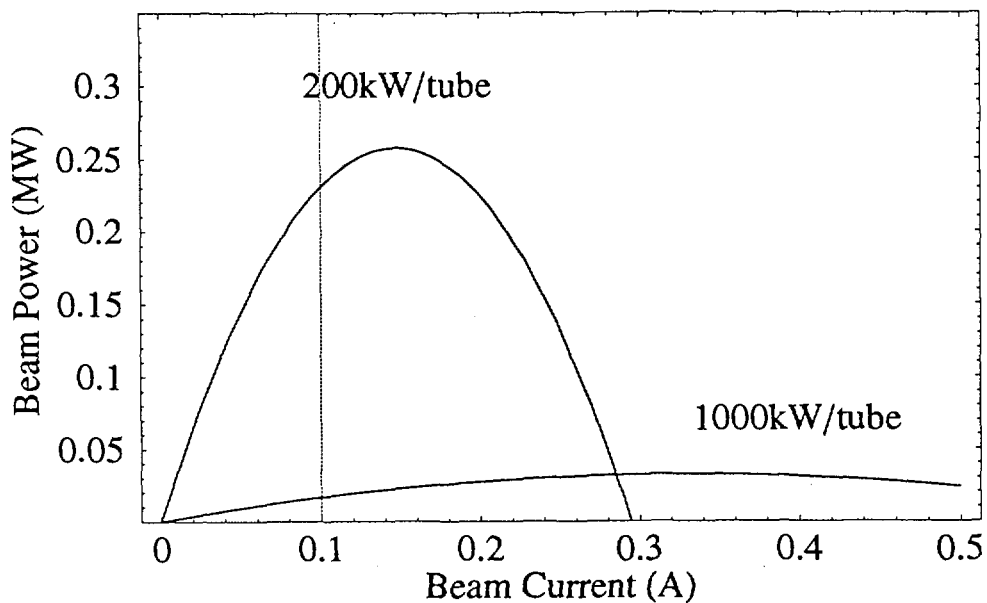


図3 電子ビーム出力の加速電流依存性

加速管当たりのRFパワー200kW、1000kWの加速エネルギーでの計算結果を示す。図内の縦線は加速電流100mAを示す。

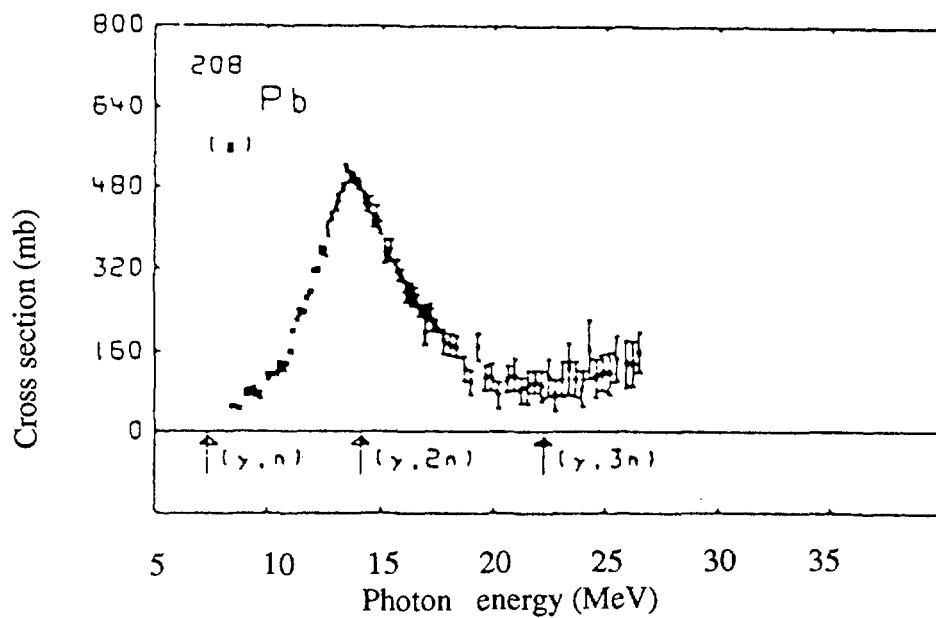


図4 Pb-208の光核反応による中性子エネルギースペクトル
矢印は夫々、1個、2個、3個の中性子発生しきい値をしめす。

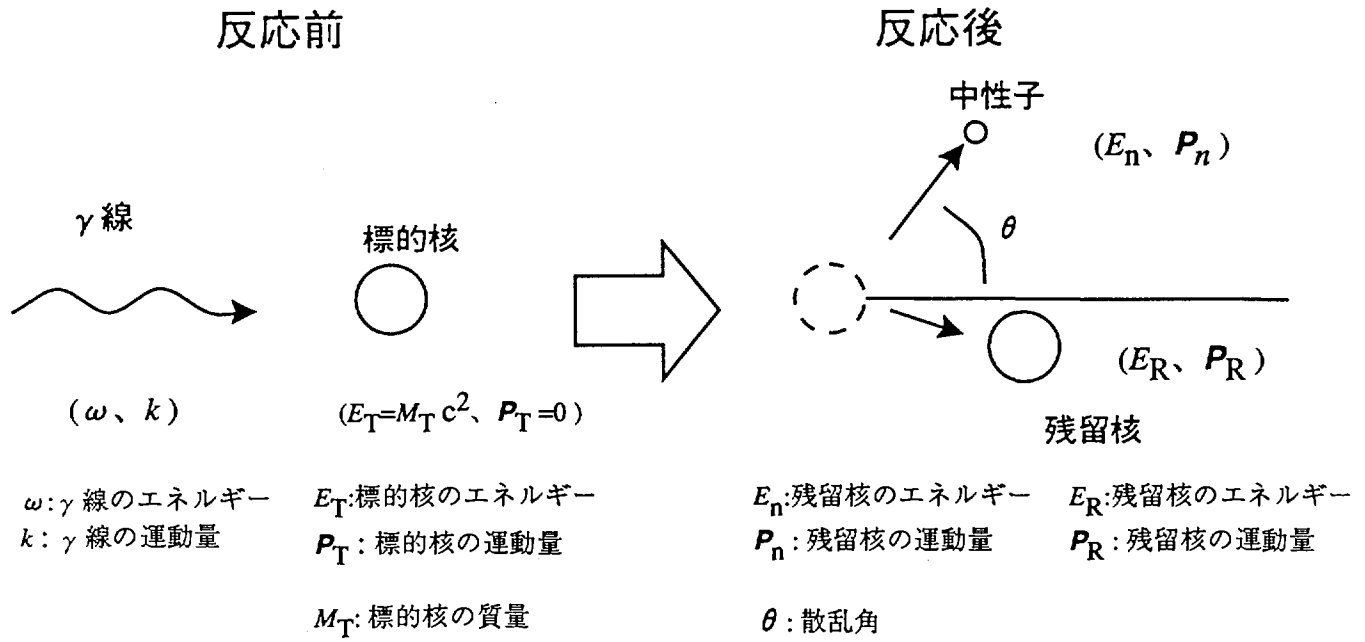


図5 γ 線による中性子発生 of 原子核反応図

左側は反応前の状態で、右側は反応により中性子が発生する状態を示す。エネルギーは相対論的エネルギーである。

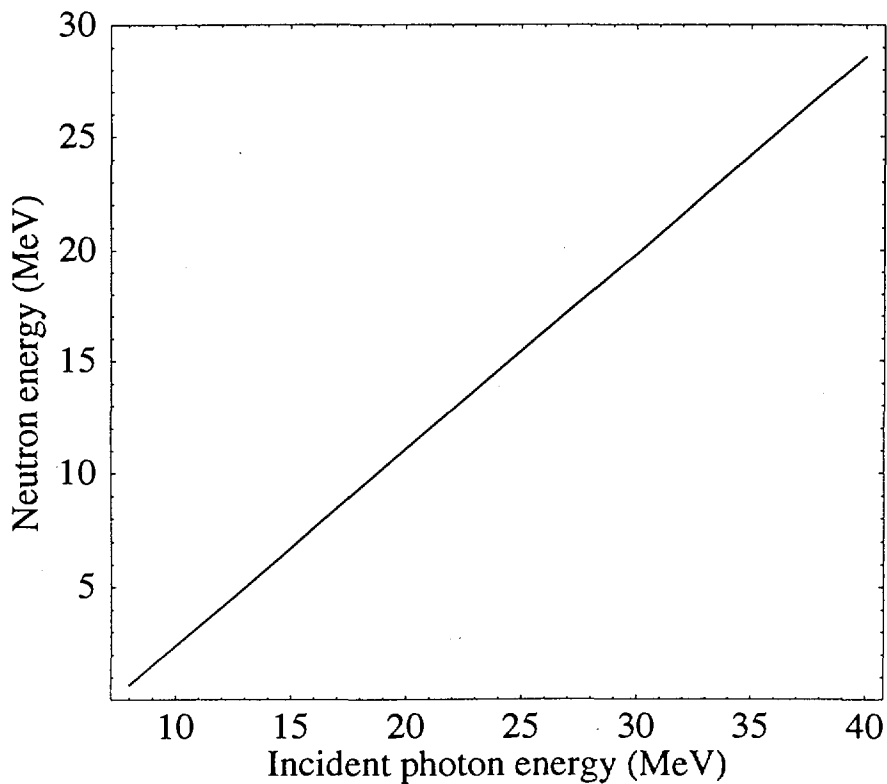


図6 Be-9 からの光核反応による0° 度方向の発生中性子エネルギーの入射 γ 線エネルギー依存性

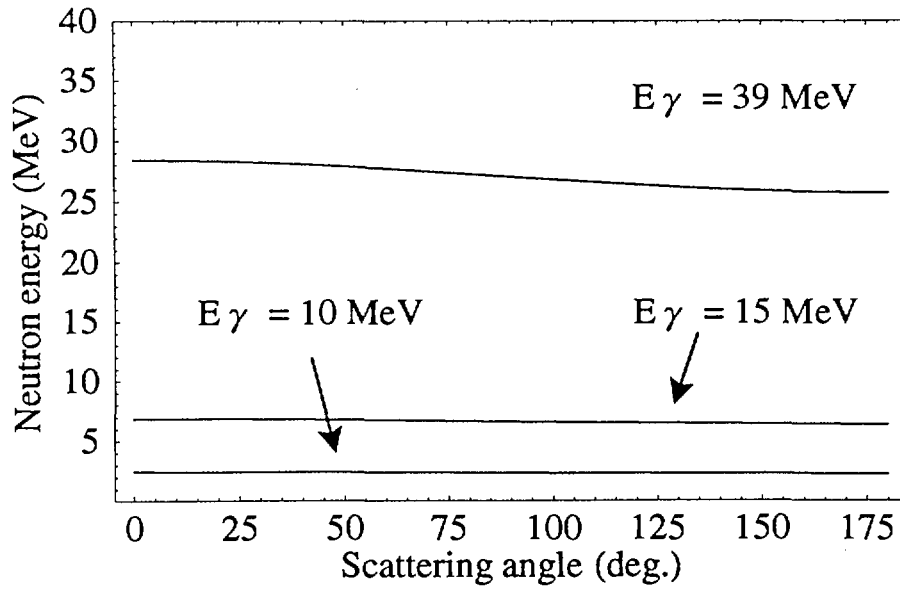


図7 Be-9からの光核反応による発生中性子エネルギーの角度分布

γ 線エネルギーは10、15、39 MeVである。全角度にわたり発生中性子エネルギーは余り変化がないことが分かる。

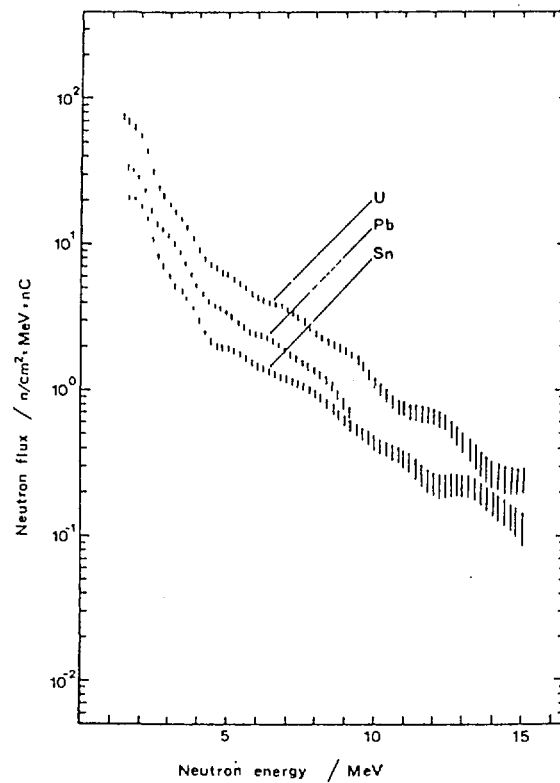


図8 50 MeV電子ライナックから得られる中性子エネルギースペクトルの例
中性子発生標的は錫、鉛、ウランである。

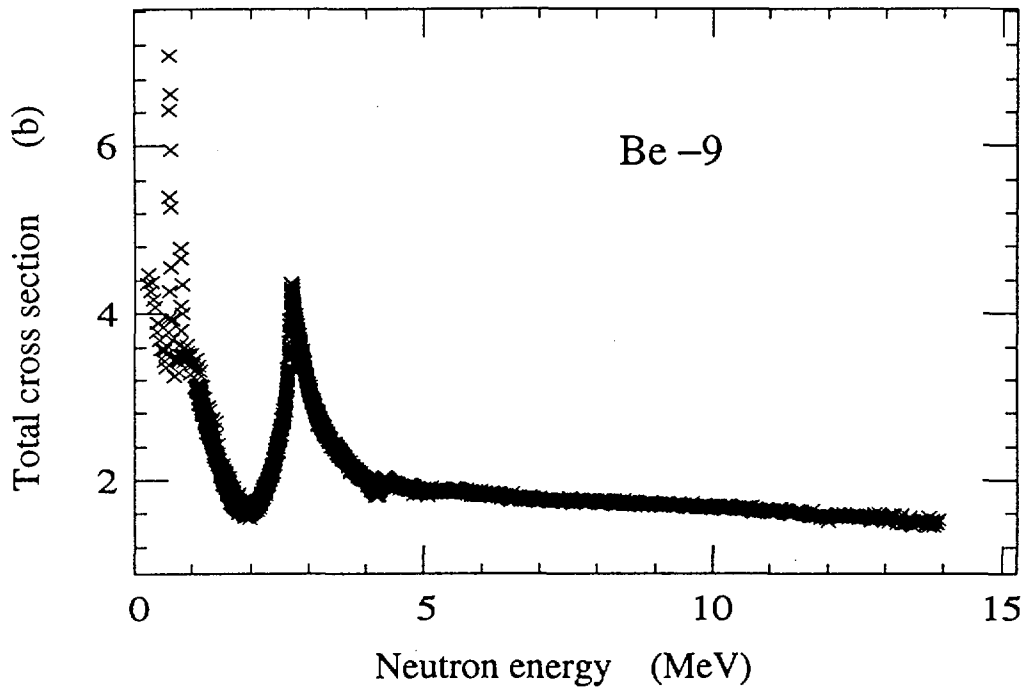


図9 ベリリウム標的の中性子反応全断面積の中性子エネルギー依存性
データは文献[8]による。

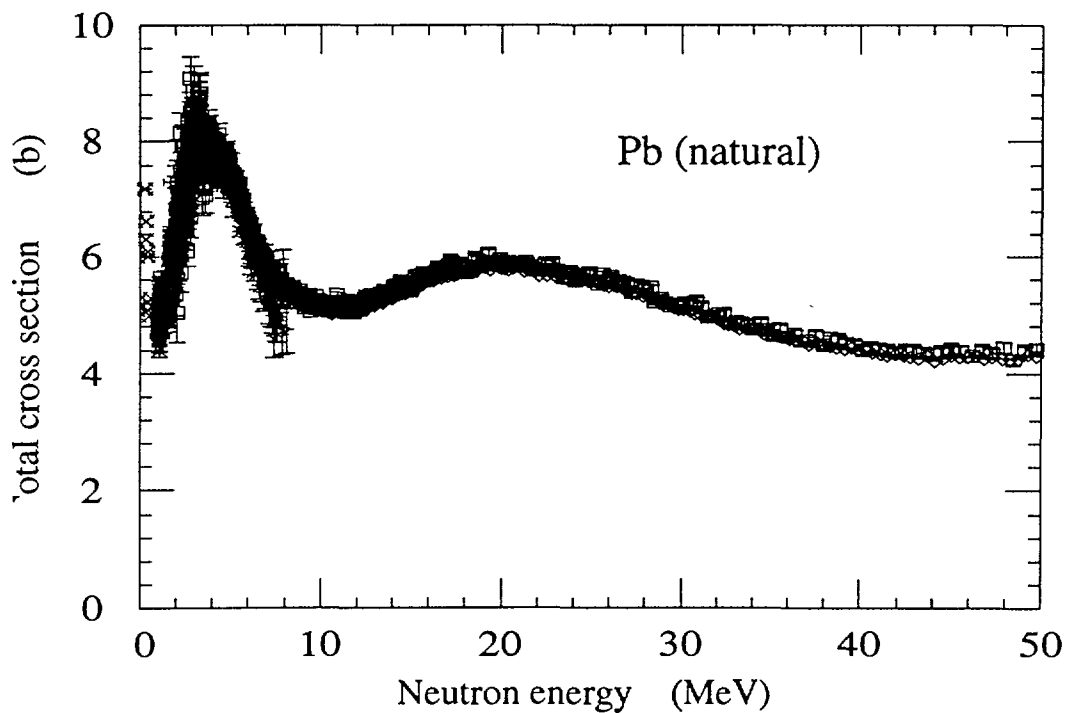


図10 鉛(天然)標的の中性子反応全断面積の中性子エネルギー依存性
データは文献[8]による。

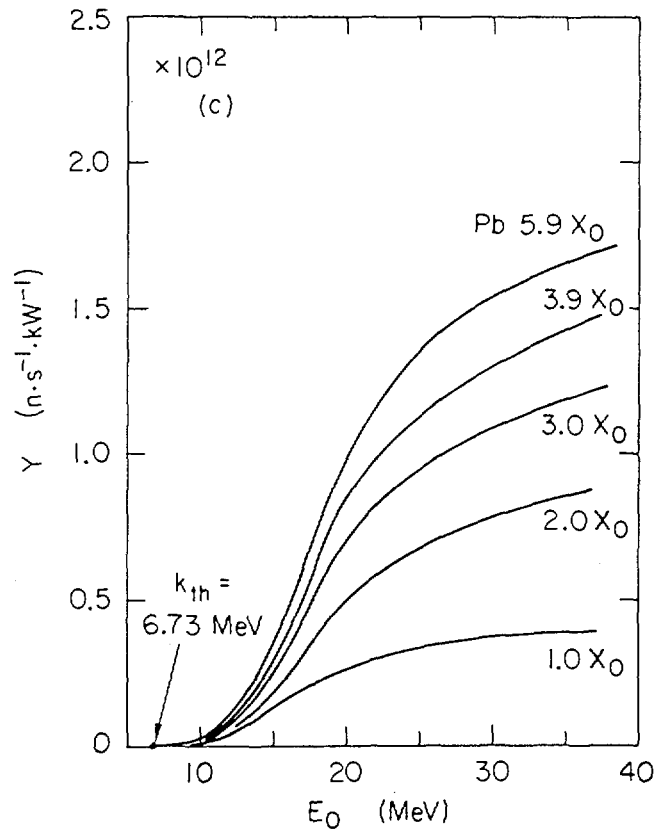


図11 鉛からの中性子発生収量の電子エネルギー依存性
データは文献[9]による。

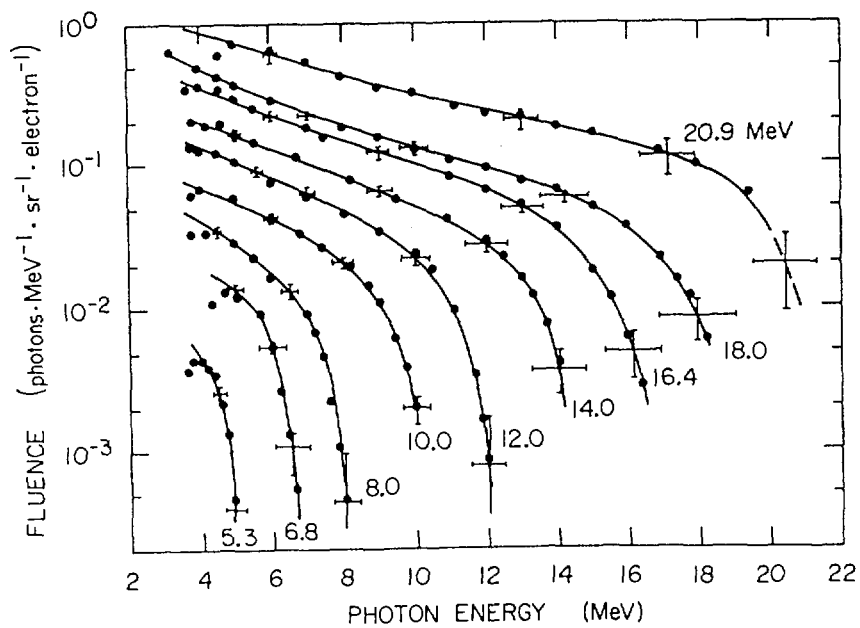


図12 重い核標的からの制動輻射エネルギースペクトル
標的の厚みは0.2輻射長で、光子の散乱方向は 0° である。

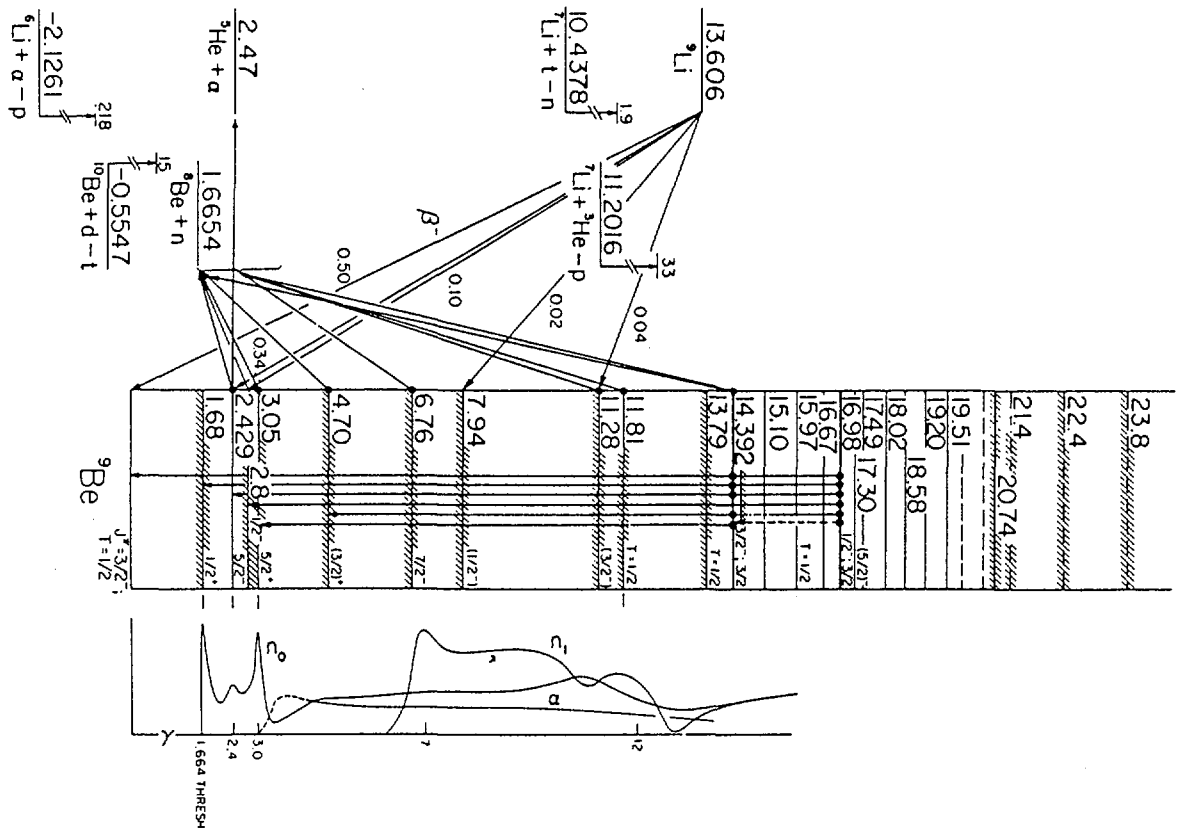


図13 Be-9 の中性子発生断面積

データは文献[11]による。

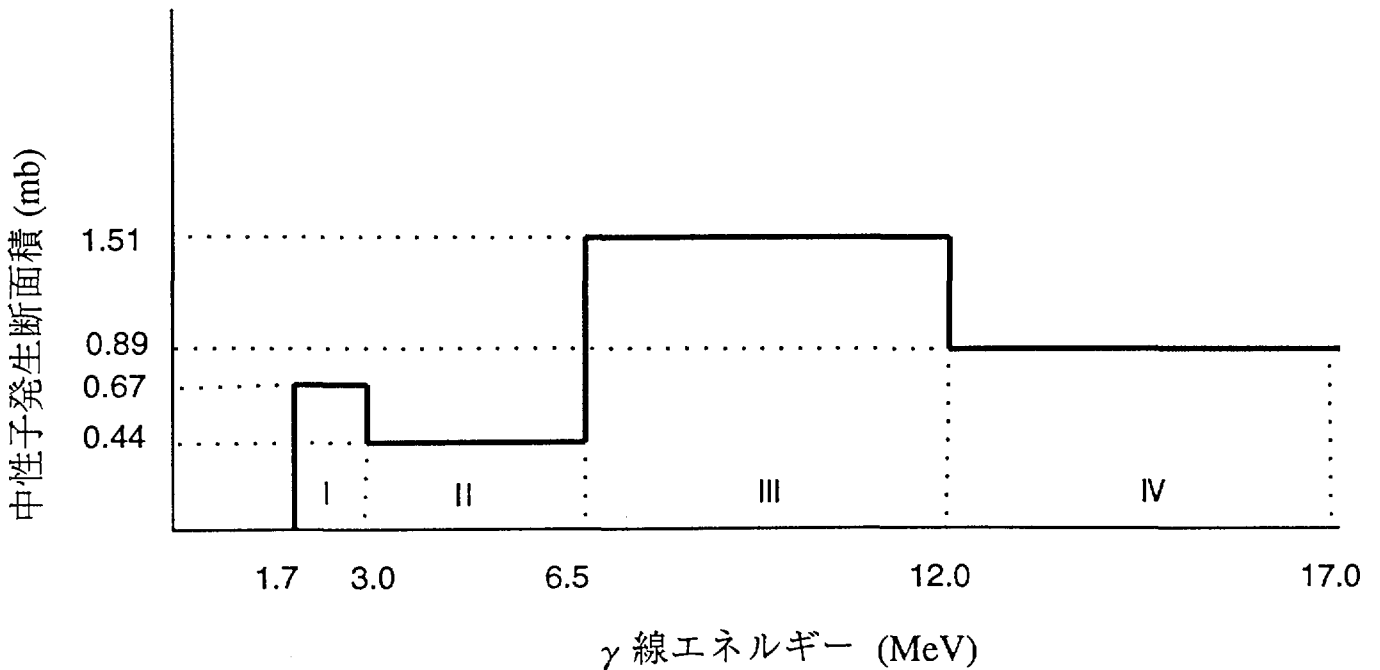


図14 Be-9 の中性子発生の近似断面積の模式図

I ~ IV は、断面積のエネルギーによる群分けを示す。

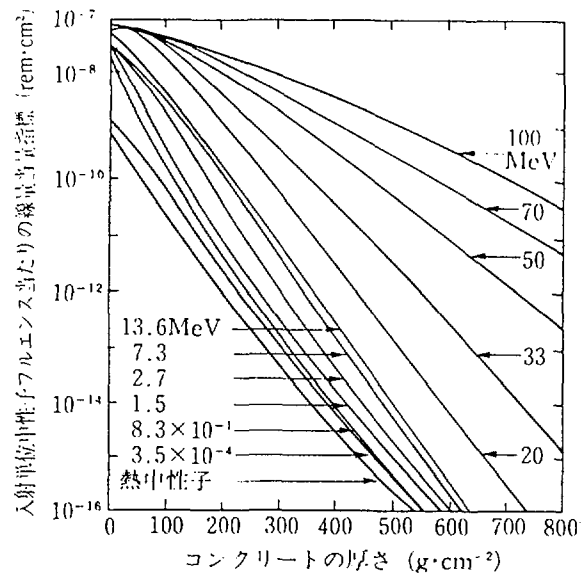


図15 普通コンクリートの平板に入射する中性子フルエンス当たりの線量当量指標
 図の数値は中性子エネルギーである。

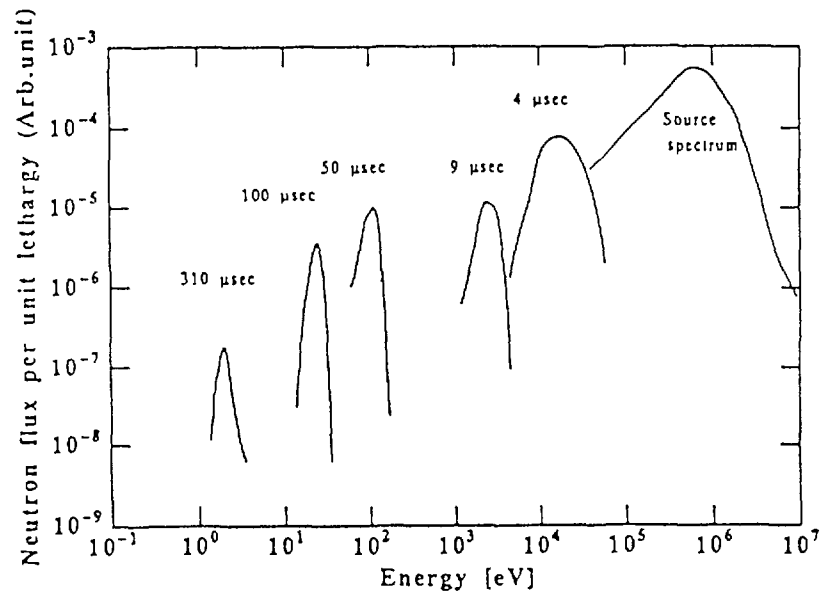


図16 鉛スペクトロメータ内部における中性子の時間依存スペクトル
 時間経過に従い、エネルギーが低くなり、中性子数も減少する。

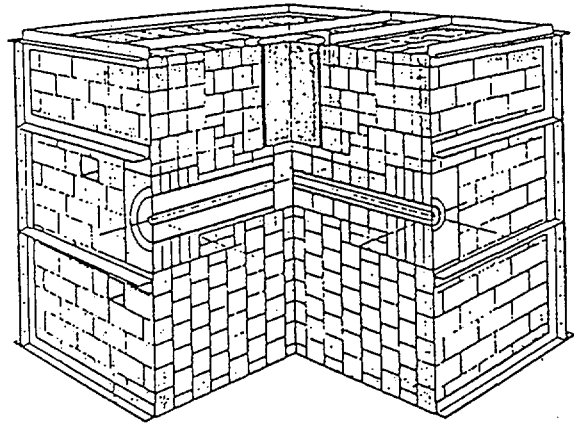


図17 鉛スペクトロメータの断面図

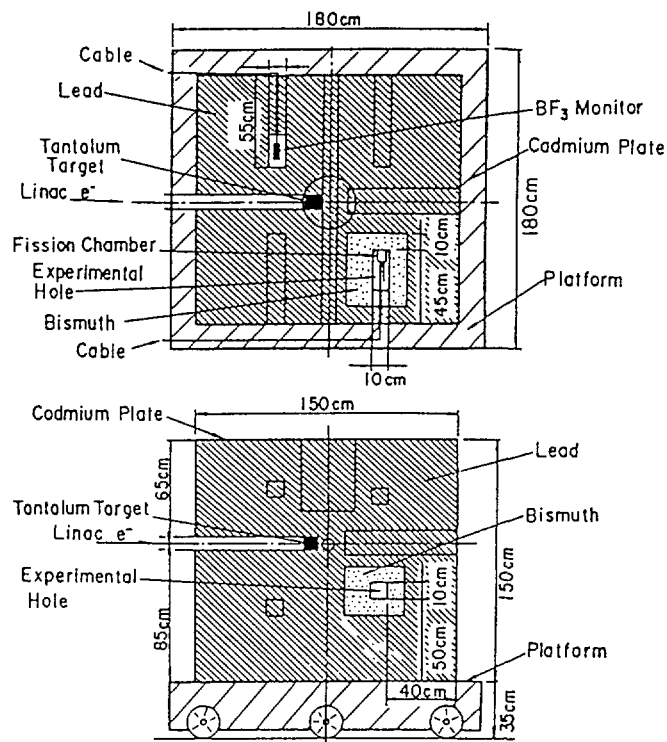
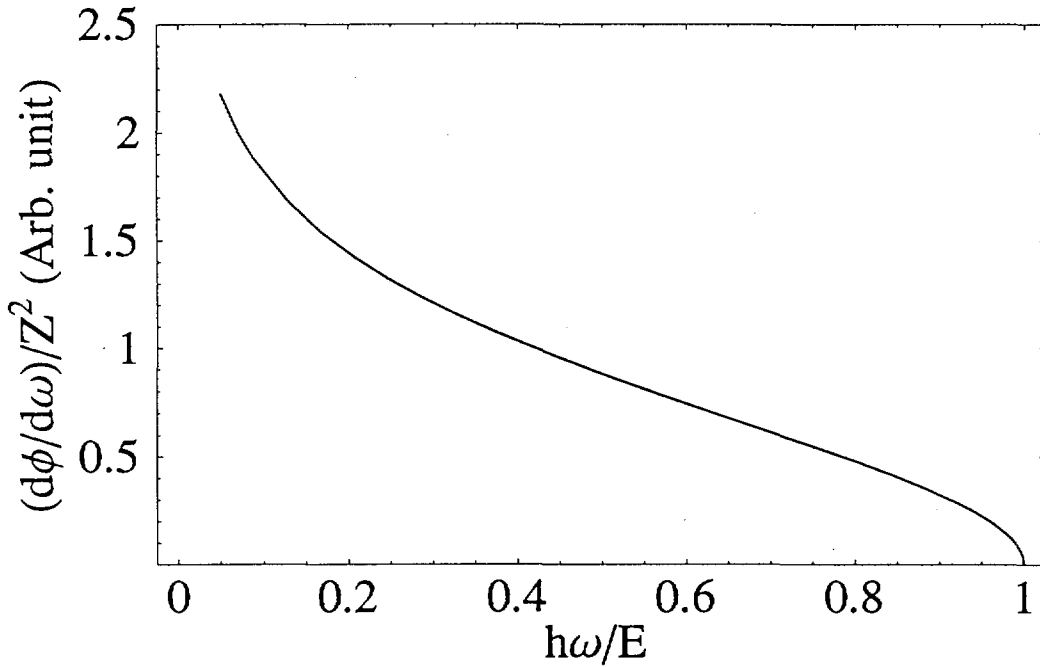
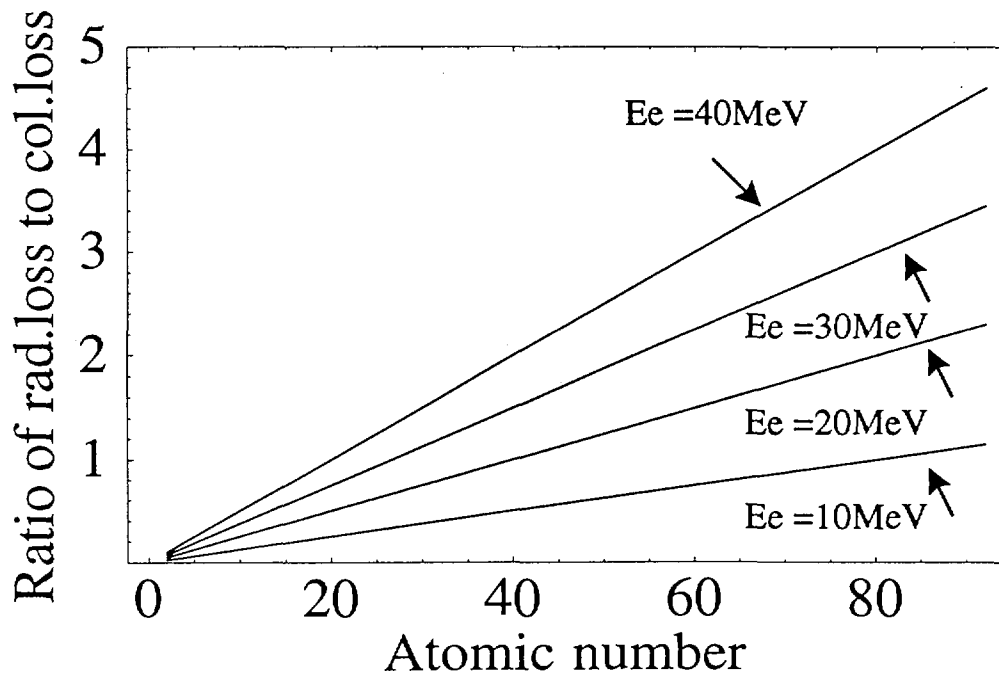


図18 鉛スペクトロメータの平面図(上)と垂直断面図(下)



図付1 電子からの制動輻射エネルギースペクトル

横軸は光子エネルギー電子エネルギーで割ったもので、縦軸は強度を原子番号の自乗で割ったものである。



図付2 放射損失と衝突損失の割合の原子番号依存性

電子エネルギー 10、20、30、40 MeV の場合を示す。