

JAERI-Tech

2003-018



JP0350089



高エネルギー中性子ストリーミング計算コード
DUCT-IIIの検証

2003年3月

増川 史洋・中野 秀生・中島 宏・笹本 宣雄
田山 隆一*・半田 博之*・林 克己*・平山 英夫*・秦 和夫*

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

本レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。

入手の問合わせは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越してください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

This report is issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, 319-1195, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 2003

編集兼発行 日本原子力研究所

高エネルギー中性子ストリーミング計算コード DUCT-III の検証

日本原子力研究所東海研究所大強度陽子加速器施設開発センター

増川 史洋・中野 秀生・中島 宏・笹本 宣雄

田山 隆一*1・半田 博之*1・林 克己*1・平山 英夫*2・秦 和夫*3

(2003年 1月29日受理)

高エネルギー陽子加速器施設の遮へい設計では、膨大で且つ複雑多岐にわたる条件のストリーミング計算が必要である。それらすべてを詳細計算に頼ることは困難であり、簡易計算法がしばしば用いられる。高エネルギー中性子を対象として開発された簡易ストリーミング計算コード DUCT-III の精度評価を目的として、2種類のストリーミングベンチマーク計算を実施した。実験値及びモンテカルロコードによる詳細計算結果との比較検討の結果、本コードが大強度陽子加速器施設のストリーミング計算に十分適用可能な計算精度を有することを実証した。

東海研究所：〒319-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根 2-4

*1 日立エンジニアリング (株)

*2 高エネルギー加速器研究機構

*3 京都大学

Verification of the DUCT-III for Calculation of High Energy Neutron Streaming

Fumihiro MASUKAWA, Hideo NAKANO, Hiroshi NAKASHIMA, Nobuo SASAMOTO,
Ryu-ichi TAYAMA*¹, Hiroyuki HANDA*¹, Katsumi HAYASHI*¹, Hideo HIRAYAMA*²
and Kazuo SHIN*³

Center for Proton Accelerator Facilities
Tokai Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received January 29, 2003)

A large number of radiation streaming calculations under a variety of conditions are required as a part of shielding design for a high energy proton accelerator facility. Since sophisticated methods are very time consuming, simplified methods are employed in many cases. For accuracy evaluation of a simplified code DUCT-III for high energy neutron streaming calculations, two kinds of benchmark problems based on the experiments were analyzed. Through comparison of the DUCT-III calculations with both the measurements and the sophisticated Monte Carlo calculations, DUCT-III was seen reliable enough for applying to the shielding design for the Intense Proton Accelerator Facility.

Keywords: Streaming, Neutron, DUCT-III, High Energy, Shin's Formula, Intense Proton Accelerator Facility, Benchmark Calculation, NIMROD, TIARA

*1 Hitachi Engineering Co., Ltd.

*2 High Energy Accelerator Research Organization

*3 Kyoto University

目 次

1. はじめに	1
2. DUCT-III コードの概要	3
2.1 ストリーミング放射線の成分	3
2.2 秦の式	4
2.3 DUCT-III コード	5
3. NIMROD ストリーミング実験解析	8
3.1 実験の概要	8
3.2 計算の概要	8
3.3 解析結果と考察	10
4. TIARA ストリーミング実験解析	29
4.1 実験の概要	29
4.2 計算の概要	29
4.3 解析結果と考察	30
5. まとめ	41
参考文献	41

Contents

1. Introduction	1
2. Outline of the DUCT-III Code	3
2.1 Components of Streaming Radiation	3
2.2 Shin's Formula	4
2.3 Brief Description of the DUCT-III Code	5
3. Analysis of Streaming Experiment at NIMROD	8
3.1 Outline of the Experiment	8
3.2 Calculations	8
3.3 Results and Discussion	10
4. Analysis of Streaming Experiment at TIARA	29
4.1 Outline of the Experiment	29
4.2 Calculations	29
4.3 Results and Discussion	30
5. Summary	41
Reference	41

1. はじめに

現在、日本原子力研究所 (JAERI) と文部科学省高エネルギー加速器研究機構 (KEK) は、共同で大強度陽子加速器施設¹⁾の建設を進めている。本施設は、高エネルギーに加速した大強度の陽子ビームをターゲットに当てて生ずる様々な 2 次粒子を利用する実験施設と、実験施設に陽子ビームを供給する複合加速器群 (線形加速器、3GeV シンクロトロン、50GeV シンクロトロン) とから構成される。本施設においては高エネルギー且つ大強度の陽子ビームを取り扱うため、高精度の遮へい設計が要求される。

陽子や重イオンを高エネルギーに加速する粒子加速器では、何らかの理由によりこれらの加速ビームが本来の加速軌道を逸脱すると、ビームは加速管壁や加速器構成機器等周囲の物質と核反応を起こし、高エネルギー中性子を含む様々な二次放射線が発生する。これらの放射線を遮へいするために、通常、加速器本体は厚いコンクリート製トンネルに収納される。加速器施設には、加速器を運転、制御するためのケーブル類、導波管、冷却水配管等、大小多数のダクトが厚い遮へい体を貫通しており、これらのダクトを通して漏洩してくる放射線のストリーミング評価は、施設の遮へい設計上重要な位置を占めている。

高エネルギー領域では複雑な核内・核外カスケード反応を取り扱う必要があることから、最近では高エネルギー加速器施設の詳細な遮へい設計手段としてモンテカルロコードが一般に使用されるようになり、線源評価からダクトストリーミング計算まで一気にモンテカルロコードで計算できるようになった。しかしながらモンテカルロコードには、膨大な計算時間を要するという問題点に加え、分散低減パラメータの設定の成否が計算精度を大きく左右するという問題点がある。特にストリーミングパスのある複雑体系の計算には、試行錯誤的に分散低減パラメータを調整せざるを得ない。このような事情から、膨大なケースの計算を短期間でこなし、また、並行してパラメータスタディも必要となる遮へい設計をモンテカルロ法コードのみで対応するのは非現実的である。

そのため実際の遮へい設計であるストリーミング計算は、短時間で解が得られ、計算パラメータの選択に専門知識を必ずしも必要とはせず、それゆえ、解析者による計算結果のバラツキの少ない簡易計算法が必要不可欠の手段となる。従来、原子力施設や加速器施設の遮蔽設計に簡易評価式や経験式が数多く用いられてきたが、計算精度が必ずしも明確ではなく、また適用範囲も限定されたものであるため、合理的な施設遮へい設計を保証する高精度の評価手法が必要となる。

秦により提案されたアルベド法を用いたダクト内散乱線束の評価式²⁾は、それ以前の簡易評価式と比較して汎用性の高いもので、円筒、矩形、円環、スリット形状に適用することができ、エネルギーについても熱中性子から核融合中性子、ガンマ線への適用性が確認されている。秦の式に基づき DUCT-II³⁾コードが開発され、様々な原子力施設のストリーミング計算に活用されてきた。ところが DUCT-II コードは適用エネルギー範囲が高々 15 MeV までであり、本コードを大強度陽子加速器施設の遮へい設計に適用することができなかった。そこで、適用エネルギー範囲を GeV 領域まで拡張した DUCT-III⁴⁾を新たに開発した。

DUCT-III コードを大強度陽子加速器施設の設計に適用するに際して、本コードの計算精度の検証が重要である。そこで本レポートでは、DUCT-III コードに関して簡単に解説を行うとともに

に、高エネルギー加速器施設を用いた 2 種類のストリーミングベンチマーク実験(NIMROD⁵⁾, TIARA⁶⁾)の解析を行い、DUCT-III の精度を評価した。ベンチマーク実験及びモンテカルロコードによるベンチマーク実験解析結果との比較により、DUCT-III コードの高エネルギー中性子ストリーミングに対する適用性を確認し、大強度陽子加速器施設の遮へい設計の計算手段として十分な精度を有することを確認した。

2. DUCT-III コードの概要

本章では DUCT-III コードの特徴を把握するために、ストリーミング現象を簡易評価する場合の基本的考え方、DUCT-III がその基礎を置いている秦の式、ベースとなった DUCT-II コードからの改良点について概説する。

2.1 ストリーミング放射線の成分

ストリーミングを簡易的に評価するためには、評価点までの放射線の経路によって成分分けして考える必要がある。このストリーミング成分の分類については文献 7) に記述があり、直ダクトの場合を例に示すと、 ϕ_d 、 ϕ_p 、 ϕ_a 、 $\phi_{a,p}$ の4成分に分類できる。ここで、

- ϕ_d : 線源から直接くるもの、
- ϕ_p : 遮へい体を透過後、直接評価点に達するもの、
- ϕ_a : 貫通孔入口から入り貫通孔壁で1回以上反射をしたもの、
- $\phi_{a,p}$: 遮へい体を透過して貫通孔の途中から貫通孔内に漏れ込んだ後貫通孔壁で1回以上反射をしたもの、

である。

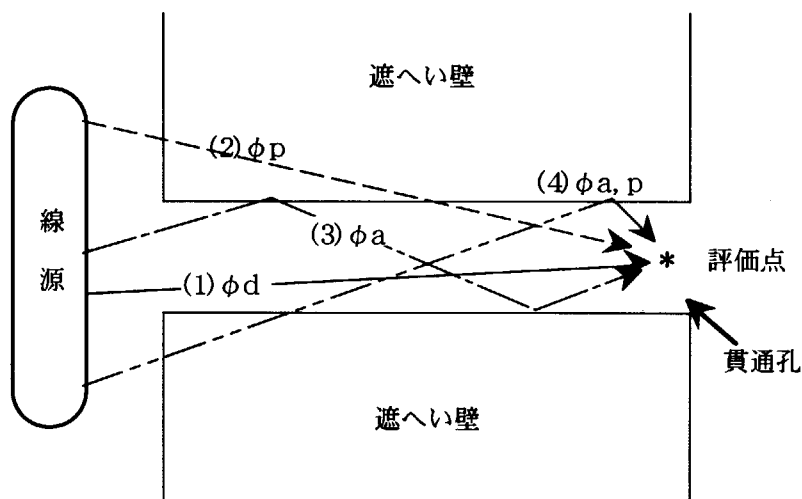


図 2.1 ストリーミングの成分の分類

これらの成分のうち、 $\phi_{a,p}$ は一般的には寄与が少ない。また ϕ_p は、一次元的なバルク透過 (点減衰核法や一次元 Sn 法等) で取り扱われる。

ϕ_d は線源-評価点の距離のみの関数で求まるが、 ϕ_a との組み合わせで貫通部の形状に応じた簡易計算式が考えられている。

DUCT-III コードでは、 ϕ_d を解析的に、 ϕ_a を秦の式に基づき、 ϕ_p を内蔵された PKN-H コード⁸⁾により取り扱うことが出来る。

2.2 秦の式

秦の式はダクト内の反射線束分布（前項で述べた ϕ_a ）を表現するものとして提案されたものである。

秦は、線源 S とアルベド α を用いて、ダクト内の放射線束 $\phi(x)$ を次式のように表した。

$$\phi(x) = \sum_n S \gamma^n \alpha^n \phi^{(n)}(x)$$

ここで γ はアルベドに対する経験的補正係数である。 $\phi^{(n)}(x)$ は、アルベド=1 であるような、すなわち全反射するような仮想的な壁を持つ直ダクトに単位強度線源を与えた時にダクト内の深さ x に形成される n 回反射後のダクト内のスカラ線束であり、ダクト断面形状と線源分布にのみ依存する基本空間分布関数である。 $\phi^{(n)}(x)$ を求めるために、以下のような仮定をする。

- 1) 反射において入射点と出射点が一致する、
- 2) 反射後の線束の角度分布はコサイン分布に従う、
- 3) ダクトの長さは充分長く、末端は開放されている。

ダクト断面形状と線源分布を決めれば、 $\phi^{(n)}(x)$ は解析的、又はモンテカルロ計算等で求めることができる。秦は代表的なダクト断面形状について $\phi^{(n)}$ の n 依存性を調べ、ガンマ線については $n=1$ 、中性子については少数回反射を $n=2$ で、多数回反射を $n=8$ で代表させられるとしている。

実際にダクト内の放射線束 $\phi(x)$ を数値計算するには、線源の入射角度、エネルギーについてグループ化するので、アルベドは行列表現になり、秦の式は以下のようなになる。

$$\overline{\Phi}(x) = \overline{\Phi}_0(x) + \gamma^2 \overline{A}_2 \sum_{j=1}^N \overline{S}_j \phi_j^{(1)}(x) + f \gamma^8 \overline{A}_8 \sum_{j=1}^N \overline{S}_j \phi_j^{(8)}(x),$$

ここで

$$\overline{A}_2 = \overline{A} (\overline{I} + \overline{A} + \overline{A}^2),$$

$$\overline{A}_8 = \overline{A}^4 (\overline{I} - \overline{A})^{-1},$$

\overline{A} : アルベド行列,

$\overline{\Phi}_0$: 直接線,

\overline{I} : 単位行列,

$$N = \begin{cases} 2: \text{一様分布} \\ 1: \text{点等方源} \end{cases},$$

$$i = \begin{cases} 1: \gamma \text{線} \\ 2: \text{中性子} \end{cases},$$

$$f = \begin{cases} 0: \gamma \text{線} \\ 1: \text{中性子} \end{cases},$$

である。素は、 $\varphi^{(1)}$, $\varphi^{(2)}$, $\varphi^{(8)}$ を $\varphi^{(i)}(x) = c_i [1 - \xi_i \exp(-\theta_i x)] / \{1 + (x/a_i)^{b_i}\}$ ($i=1, 2, 8$) という関数にフィッティングすることとして、円筒, 矩形, 円環, スリットの断面形状についてフィッティングパラメータを求めている。

また素は屈曲ダクトの場合、屈曲部における次脚に対する線源 S^{m+1} は

$$\bar{S}^{m+1} = k' \left(\overline{AF_W^0}(x) + \overline{F_B^0}(x) \right) + k \left(\overline{AF_W}(x) + \overline{F_B}(x) \right),$$

のように表せるとし²⁾、直交する場合についてのパラメータの値を示している。ここで、

$$\overline{F_W^0}(x) = \mu_0 \overline{\Phi_0}(x),$$

$$\overline{F_B^0}(x) = \eta_0 \overline{\Phi_0}(x),$$

$$\overline{F_W}(x) = \gamma^2 \overline{A_2} \sum_{j=1}^N \overline{S_j^m} \mu_j^i \varphi_j^{(i)}(x) + \gamma^8 \overline{A_8} \sum_{j=1}^N \overline{S_j^m} \mu_j^8 \varphi_j^{(8)}(x),$$

$$\overline{F_B}(x) = \gamma^2 \overline{A_2} \sum_{j=1}^N \overline{S_j^m} \eta_j^i \varphi_j^{(i)}(x) + \gamma^8 \overline{A_8} \sum_{j=1}^N \overline{S_j^m} \eta_j^8 \varphi_j^{(8)}(x),$$

k', k : 経験的補正係数,

F_W : 第 m 脚目の側壁からの第 $m+1$ 脚に対するカレント (上付き 0 は直接線を表す),

F_B : 第 m 脚目の底面からの第 $m+1$ 脚に対するカレント,

μ : 第 m 脚目の側壁から第 $m+1$ 脚に対する平均入射角の余弦,

η : 第 m 脚目の底面から第 $m+1$ 脚に対する平均入射角の余弦

である。

素によって提案された式とパラメータは、ANISN によって計算された中性子アルベドデータ²⁾、Wells によるガンマ線線量アルベド⁹⁾から再構成したアルベドデータとともに、DUCT-II コード用のライブラリーとして組込まれている。

2.3 DUCT-III コード

DUCT-III コードは、DUCT-II コードを高エネルギー中性子のストリーミングに適用するために整備したものであり、DUCT-II に以下の改良を行った。

- (1) 高エネルギー中性子アルベドデータの追加 (3GeV まで)
- (2) 典型的な高エネルギー中性子線源データライブラリーの追加
- (3) 線源室内壁散乱成分計算機能の追加
- (4) 遮へい体透過計算プログラム PKN-H の取り込み
- (5) 直接線に関する線源位置の任意設定機能の追加
- (6) Visual Basic 版の整備

以下、これらの改良点について簡潔に説明する。詳細はマニュアル⁴⁾を参照されたい。

(1) 高エネルギー中性子アルベドデータの追加 (3GeV まで)

DUCT-II コードに用意されているアルベドは、15MeV 以下の中性子及び γ 線を対象にしたものであって、ANISNコード等により作成したものである。DUCT-III用に新たに整備した3GeVまでの中性子アルベドは、エネルギー群数 12 群である。このアルベドは、エネルギー 20MeV 以上を高エネルギー粒子輸送モンテカルロコード NMTC/JAERI97¹⁰⁾を用いて、20MeV 以下熱中性子エネルギーまでをモンテカルロコード MCNP4A¹¹⁾を用いて作成した。20MeV 以下の中性子断面積ライブラリには JENDL-3.2¹²⁾を用いている。

(2) 典型的な高エネルギー中性子線源データライブラリーの追加

DUCT-III コードに対しては、入力として線源スペクトル情報が必要である。高エネルギー加速器施設で発生する中性子は、加速粒子がターゲット物質と衝突する際の核内/核外カスケードによって生じるため、発生強度やスペクトルは加速粒子の種類やエネルギー、ターゲット物質の種類や大きさの組み合わせによって様々である。そこで、高エネルギー陽子と代表的なターゲット物質について、NMTC/JAERI97+MCNP4A を用いて放出中性子のスペクトルを作成し、データライブラリとして組み込んだ。このライブラリにより、簡単な検討であれば DUCT-III 単独で評価を行うことができる。

このデータライブラリには、入射陽子エネルギーに対応した、実効的に陽子ビームがほぼ完全に停止するのに必要なサイズのアルミ、鉄、銅をターゲットとした放出中性子スペクトルが放出角度別に用意しており、入射陽子のエネルギーは 0.2, 0.4, 0.6, 1, 3, 15, 50GeV の7点である。

(3) 線源室内壁散乱成分計算機能の追加

DUCT-III によって計算される反射線成分 ϕ_a は、線源が入口面にあることを前提として計算される。しかしながら遮へい設計では、貫通孔は原則的に線源から離れた位置や線源を直視しない位置になるように配置される。このような場合や線源が比較的狭い空間に存在する場合、貫通孔入口においては線源からの直接線のみならず、線源室内の散乱線も重要な線源成分となる。そのため DUCT-III 内蔵の線源を用いる場合、あるいは自発核分裂や核反応による放出中性子スペクトルそのものを用いる場合には、貫通孔入口面における線源室内の散乱線の寄与を補正する必要がある。

このために DUCT-III では、秦らによって提案されているアルベド法に基づく球形キャビティ内の放射線多重散乱式¹³⁾を用いて得られる入口面における室内散乱成分を用いて、線源を補正できるようにした。

(4) 遮へい体透過計算プログラム PKN-H の取り込み

秦の式は反射線成分 ϕ_a しか扱っていないため、透過成分 ϕ_p の評価を行えるよう、遮へい体透過計算プログラム PKN-H を DUCT-III に組み込んだ。PKN-H では、400MeV までの中性子について遮へい体の透過線量を評価することができ、線源室を取り囲む迷路のように、ストリーミング放射線に対して遮へい体を透過してくる放射線が無視し得ない場合に有効である。

(5) 直接線に関する線源位置の任意設定機能の追加

DUCT-II コードでは、直接線成分の計算は、反射線成分同様、入口に線源があるものとして行われていた。しかし第一脚目の放射線束分布が線源からの直接線で支配される場合には、機械的に入口に点等方線源を置くよりも、線源と貫通孔内の評価点の位置関係から直接線を計算した方が正確である。DUCT-III コードは、線源位置を貫通孔入口より手前の任意位置に設定でき、貫通孔の任意深さから線源位置が見えるかどうかで直接線の計算を行う。一方、反射線成分については、線源位置から貫通孔入口までの距離を補正して入口に線源があるものとして計算を行う。

(6) Visual Basic 版の整備

DUCT-III コードをパソコン上で簡単に実行できるように Visual Basic 版を整備した。この版は Microsoft Excel (バージョン 97 以降) で実行可能である。

3. NIMROD ストリーミング実験解析

3. 1 実験の概要

(1) 実験体系

実験体系の断面図を図 3.1.1、図 3.1.2 に示す。実験体系は、直線状トンネルと、途中で直角の屈曲をもつ 1 回屈曲トンネルの 2 種類である。両トンネルとも通常のターゲット室の一部として作られたもので、ターゲットはトンネル中心軸（1 回屈曲トンネルは第 1 脚目の中心軸）の延長上、入口から 1.9m 離れた位置に配置されており、トンネル中心軸と陽子ビームの軸方向とは直交している。ターゲット室は鉄製であり、トンネルは密度約 $2.3\text{g}/\text{cm}^3$ のコンクリート製で、断面は幅 $2.3\text{m} \times$ 高さ 2.3m である。トンネル天井は、ターゲット室の天井よりも 40cm 低く、トンネル床はターゲット室の床レベルよりも 75cm 高い。直線状トンネルの長さは 18m 、1 回屈曲トンネルの第 1 脚は 11m 、第 2 脚は 8m の長さである。

(2) 線源条件

線源は、 7GeV 陽子ビームを約 $10\text{mm}\phi \times 50\text{mm}$ の Cu ターゲット¹⁴⁾に打ち込み発生させた中性子である。陽子ビーム径は不明である。

(3) 測定方法

トンネル内の中性子反応率及び線量率分布の測定は、表 3.1.1 に示した数種類の放射化箔および検出器により行われた。これらの検出器により、熱エネルギーから数 100MeV のエネルギー範囲が測定されている。

3. 2 計算の概要

実験解析は DUCT-III の他、比較のためにハドロン輸送モンテカルロコードである NMTC/JAM¹⁵⁾、MCNPX¹⁶⁾も用いて行った。

NMTC/JAM コードは、高エネルギー粒子による原子核反応及び粒子輸送現象をモンテカルロ法によりシミュレーションするもので、ORNL で開発された NMTC¹⁷⁾コードを基に、原研において高エネルギー核分裂過程計算モデルの追加や適用ターゲット核種質量数の拡張整備等を行ったものである。NMTC/JAM コード自体は、エネルギー 20MeV 未満の中性子の輸送計算は行わないため、 20MeV 以下の中性子輸送計算はヒストリーファイルを介して MCNP4 コードによって行う。そのため 20MeV 以下の中性子輸送計算には、各種評価済データファイルから MCNP 用に整備された中性子断面積ライブラリを用いることができる。

MCNPX コードは、LANL で開発された中性子・光子の輸送モンテカルロ計算コードである MCNP コードを高エネルギー粒子計算にも適用するため、同じく LANL で開発されたハドロン輸送モンテカルロコードである LAHET¹⁸⁾コードシステムを組み込んだものである。MCNPX コ

ード用に整備されている中性子断面積ライブラリ LA150¹⁹⁾は、150MeV までのエネルギー範囲をカバーしている。

本解析においては、NMTC/JAM 計算に接続する MCNP4A 計算には、中性子断面積ライブラリとして JENDL-3.2 を用い、MCNPX 計算には、LA150 を用いた。

モンテカルロコードによる直線状トンネル及び1回屈曲トンネル内中性子ストリーミング実験体系の計算モデルを図 3.2.1 に示す。計算モデルにはターゲット室の天井、床、壁が含まれているが、ターゲット周りの局所遮へいやマグネット等の散乱体については大きさ、配置等不明であり、計算モデルには入っていない。モンテカルロ計算では、直径 20cm の円の surface crossing estimator を用いた。一方、DUCT-III コードに入力する体系の情報は、トンネル断面と長さのみである。

モンテカルロコードによる解析では、ビーム径 1 cm ϕ の 7 GeV 陽子ビームが銅ターゲット (1cm ϕ \times 5cm) に入射するものとした。なお、測定に用いられたコンクリート遮へい体 (反射壁) に関して、密度の記載はある (2.3g/cm³) が組成は不明なので、ANL-5800 のコンクリート組成(type02-a)¹⁹⁾を引用した。この組成を表 3.2.1 に示す。鉄の密度は 7.86g/cm³ とした。

DUCT-III による解析では、線源スペクトルとして、MCNPX 計算で得られた中性子スペクトルを用いた。ターゲットはトンネル一脚目の中心軸上にあるので、線源点はターゲット位置とするが、ターゲット室内における散乱線の効果を考慮するために、トンネル入口面の中性子スペクトルを用いた。このスペクトルに $4\pi R^2$ (R : ターゲット中心位置からダクト入口までの距離) を乗じ、この強度の点等方線源がターゲット位置にあるものとした。なお 3GeV 以上のエネルギー成分については第 1 群 (1.5~3.0GeV) に加えた。この中性子スペクトルにはターゲット室の壁散乱効果が含まれていることになるので、線源の壁散乱成分計算機能は用いなかった。

本実験解析では、各評価点における中性子束の出力結果に放射化箔検出器の放射化反応断面積 ($^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$, $^{12}\text{C}(n, 2n)^{11}\text{C}$, $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$, $^{19}\text{F}(n, 2n)^{18}\text{F}$) を乗じ、中性子の全エネルギー範囲 (10⁻¹⁰MeV~7GeV) について積分することにより、トンネル内の反応率分布を求めた。本評価では、 $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ 断面積は JENDL/D-99²⁰⁾ を、 $^{12}\text{C}(n, 2n)^{11}\text{C}$ 断面積は文献 22) を、 $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ 断面積は文献 23) を、 $^{19}\text{F}(n, 2n)^{18}\text{F}$ 断面積は JENDL-3.2 (20MeV 以下) 及び文献 24) (20MeV 以上) をそれぞれ引用した。図 3.2.2~3.2.5 に本評価で用いた放射化反応断面積を示す。モンテカルロ計算に用いた放射化反応断面積の群構造は HIRO86²⁵⁾ のものであり、DUCT-III に対してはそれらをさらに 1/E スペクトルで縮約したものを用いた。なお、 $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ 断面積は 4.9eV 付近で強い共鳴吸収 ($3.7 \times 10^4\text{b}$) を持ち、箔内部の自己遮へい効果により中性子束が箔を入れる前に比べて歪むため、本解析では箔の厚みによる自己遮へい効果を考慮した。

本実験では、1回屈曲トンネルの第 2 脚における中性子線量当量率が $^{12}\text{C}(n, 2n)$ と減速材付きの $^{115}\text{In}(n, \gamma)$ の反応率を用いて簡易的に評価されている。一方、解析では大強度陽子加速器計画施設の設計に採用されている坂本らの線量換算係数²⁶⁾を用いた。この線量換算係数を図 3.2.6 に示す。

3. 3 解析結果と考察

MCNPX で計算したトンネル入口面での中性子スペクトルを図 3.3.1 に示す。このスペクトルを基に、DUCT-III の線源スペクトルを作成した。線源周りの情報が不確実でモンテカルロ計算モデルの妥当性を確認できないため、結果の比較は、入口面の反応率で規格化した相対分布の比較に加えて、線源強度で規格化した計算値の比較の 2 通りを示す。

直線トンネルにおける $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ の反応率分布を測定値と併せて図 3.3.2 に示す。測定値はダクト入口面で規格化されているため、解析でも同様に規格化した。モンテカルロ計算、DUCT-III 計算とも測定結果を過大評価している。計算値の減衰傾向はほぼ一致しているが、測定値は計算値より速やかに減衰している。測定体系の線源に係る条件、すなわち、ターゲット周囲の散乱体やターゲット以外のビームロスの寄与がないかどうか、は不明である。モンテカルロ計算は入口付近で盛り上がっているが、これは入口近傍で生じる低エネルギー中性子の影響である。それに対して測定値が盛り上がらないのは、計算体系に考慮しなかった物体で散乱した中性子が入ってきている可能性が考えられる。DUCT-III は入口から約 17m の点で測定値をファクタ 2~3 程度の過大評価をしているが、この程度の過大評価は設計上充分許容範囲にある。なおモンテカルロ計算がトンネル末端で反応率の減少が緩やかになるのは、トンネル末端での中性子の反射のためであり、それに対して DUCT-III では、トンネル末端が開放されているために減少率が変わらない結果となった。

図 3.3.3 には、同じ $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ の反応率分布について、モンテカルロ計算と DUCT-III 計算を線源強度で規格化した場合の比較を示す。DUCT-III は NMTC と入口付近で良く一致しているが、トンネル末端を除けば、モンテカルロ計算よりも過大評価の傾向を示している。また、MCNPX は NMTC と比べて減衰傾向は一致しているものの、全体的に低めの値となっている。

図 3.3.4 には、直線トンネルにおける $^{19}\text{F}(n, 2n)$ の反応率分布を示す。測定値が少ないので計算値との比較は難しいが、 $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ と同程度のファクタ 2 の過大評価が見られる。モンテカルロ計算の統計誤差が若干大きめであるが、計算値同士もよく一致している。このことは 10MeV 以上のエネルギー領域でも十分に DUCT-III が使用できることを示している。

図 3.3.5 には、同じ $^{19}\text{F}(n, 2n)$ の反応率分布について、モンテカルロ計算と DUCT-III 計算とを線源強度で規格化した場合の比較を示す。計算値同士の一致は $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ の場合よりも良い。DUCT-III はトンネル末端に近づくにつれて若干過小評価の傾向を示すが、高々ファクタ 0.7 程度の差である。

図 3.3.6 には直線トンネルにおける $^{12}\text{C}(n, 2n)$ の反応率分布を示す。この反応についても、前の 2 つの反応と同様に、計算値は測定値に比べファクタ 2, 3 程度の過大評価となっており、減衰傾向のずれ方も同様である。

図 3.3.7 には、同じ $^{12}\text{C}(n, 2n)$ の反応率分布について、モンテカルロ計算と DUCT-III 計算とを線源強度で規格化した場合の比較を示す。計算値同士は良く一致しているが、 $^{19}\text{F}(n, 2n)$ の反応率分布の場合と同様に、DUCT-III 計算はトンネル末端に近づくにつれてモンテカルロ計算に比べて過小評価となっているが、その差は高々ファクタ 0.7 程度である。この結果から、DUCT-III は数 10MeV 以上のエネルギーでも十分に使用できることが分かった。

図 3.3.8 には直線トンネルにおける $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ の反応率分布を示す。計算値は測定値に対しファクタ 2~3 程度の過大評価となっており、減衰傾向のずれ方は $^{19}\text{F}(n, 2n)$ 、 $^{12}\text{C}(n, 2n)$ の場合と同様である。

図 3.3.9 には同じ $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ の反応率分布について、モンテカルロ計算と DUCT-III 計算を線源強度で規格化した場合の比較を示す。トンネル入口において DUCT-III が若干過小評価しているが、これは $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ 断面積が図 3.2.5 に見られるように 2 つのピークを持っており、DUCT-III の群構造では入口付近の群内スペクトルの急激な変化を十分に表現できないためと考えられる。しかし全体としては計算値同士の一致は良く、この結果からも DUCT-III が 10MeV 以上のエネルギーで十分に使用できることが分かる。

図 3.3.10 には、屈曲トンネルにおける $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ の反応率分布の計算値と測定値との比較を示す。第 1 脚目については直線トンネルの場合と同様、モンテカルロ計算、DUCT-III 計算とも測定値を過大評価している。第 2 脚目では、測定値を最大約 1 桁過大評価している。しかし、熱中性子が屈曲の影響を受けにくいことを考慮すると、定性的には計算結果の方が妥当な結果を与えていると考えられる。測定値が屈曲の影響をより大きく受けていることから、測定値は計算モデルで考慮しなかった線源、散乱体等の影響を受けているものと思われる。

図 3.3.11 には同じく $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ の反応率について、線源強度で規格化した場合の比較を示す。DUCT-III 計算は、モンテカルロ計算よりもやや過大評価の傾向は見られるものの、NMTC、MCNPX のモンテカルロコード間に見られる差異と大差なく、減衰傾向もよく一致している。DUCT-III の屈曲部における盛り上がりは、屈曲部において 2 脚目の線源を定義し直しているためである。この結果により DUCT-III が熱中性子領域でも使用が可能であることが明らかになった。

図 3.3.12 には、屈曲トンネルにおける $^{19}\text{F}(n, 2n)$ の反応率分布を示す。第 1 脚目については、直線トンネルの場合と同様で計算値は測定値を若干過大評価しているが、2 脚目では、モンテカルロ計算は測定値とよく一致している。一方、DUCT-III はファクタ 3~4 程度過大評価している。

また図 3.3.13 には、同じ $^{19}\text{F}(n, 2n)$ の反応率分布について線源強度で規格化した場合の比較を示す。DUCT-III 計算は、第 1 脚目については直線トンネルの場合と同様でモンテカルロ計算と良く一致しているが、2 脚目では最大でファクタ~4 の過大評価となっている。屈曲部の急激な減衰の始まる位置がずれているが、これは DUCT-III では、第 1 脚の長さを第 2 脚の開口幅の中心までと定義していることによる。

図 3.3.14 には、屈曲トンネルにおける $^{12}\text{C}(n, 2n)$ の反応率分布を示す。この反応でも、モンテカルロ計算は、2 脚目で測定値をよく再現しているが、ヒストリー不足のため NMTC 計算値のばらつきが顕著である。これはヒストリーファイルの容量の制限によるものである。一方、DUCT-III はファクタ 3 程度測定値を過大評価している。

図 3.3.15 には $^{12}\text{C}(n, 2n)$ の反応率について、線源強度で規格化した場合の比較を示す。 $^{19}\text{F}(n, 2n)$ の反応率分布の場合と同様に、1 脚目では DUCT-III はモンテカルロ計算に比べて過小評価傾向が見られたが、2 脚目ではその傾向が逆転している。しかし 2 脚目における DUCT-III 計算のモンテカルロ計算に対する過大評価の程度は、 $^{19}\text{F}(n, 2n)$ の場合よりは小さくファクタ 2 程度

である。これは $^{12}\text{C}(n,2n)$ のエネルギー依存性が、 $^{19}\text{F}(n,2n)$ とは異なり平坦なためと考えられる。減衰傾向はモンテカルロ計算 (MCNPX) をよく再現している。

図 3.3.16 には、屈曲トンネルにおいて、入口で規格化した $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ の反応率分布を示す。この反応についても前 2 者のしきい値反応と同様に、第 2 脚における MCNPX 計算と測定値はよく一致している。NMTC は明らかにヒストリー不足で、計算値のばらつきも統計誤差も共に大きくなっている。

図 3.3.17 には、同じ $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ の反応率分布について、線源強度で規格化した場合の比較を示す。DUCT-III は 2 脚目でファクタ 6 の過大評価となっているが、減衰傾向は再現できている。

屈曲トンネルの第 2 脚目に関しては、全て散乱を経たものになるが、DUCT-III は熱中性子反応については減衰傾向をよく再現できている。また数 MeV 以上のしきい反応については、モンテカルロ計算と比べてファクタ 2~6 程度過大評価の傾向が見られるが、この原因の一つは、DUCT-III の群構造が粗いためにピークを持つような反応断面積を十分に表現できないことによるもので、 $^{12}\text{C}(n,2n)$ の様に平坦な断面積を持つ反応については、減衰傾向をよく再現できている。

通常、遮へい設計におけるストリーミング評価では、線量当量が評価対象になる。最後に中性子線量当量率について、各コードの解析結果を、測定で得られた反応率から導いた線量当量率と併せて図 3.3.18 に示す。NMTC と MCNPX のモンテカルロ計算同士は NMTC の方が全般に高めの値を示しているが、両者は第 1 脚/第 2 脚を通じてほぼ 20~30% 以内で一致している。これらと DUCT-III の結果は、第 1 脚目は入口付近を除けば DUCT-III の方がやや高め、第 2 脚目においては DUCT-III の方がファクタ 2 程度過大評価となっているが、モンテカルロ計算の減衰傾向をよく再現できている。これら 3 者の計算値と比べると、放射化箔反応率 (測定値) から評価した線量当量率は、モンテカルロ計算と比べファクタ 4 程度大きい値を示している。

表 3.1.1.1 測定器一覧

検出器	反応	半減期	大きさ (インチ)	エネルギー	測定系*
(a) 放射化検出器					
裸 Au 箔	$^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$	2.7 日	$0.937 \phi \times 0.004$	熱中性子	GMT
裸 In 箔	$^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116\text{m}}\text{In}$	54 分	$0.937 \phi \times 0.005$	熱中性子	GMT
減速材付き In 箔	$^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116\text{m}}\text{In}$	54 分	$0.937 \phi \times 0.005$	Am-Be 等価	GMT
Al 板/円柱	$^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$	15.0 時間	$1 \phi \times 0.875$ $3 \phi \times 0.875$ $6 \phi \times 7$	6-25MeV	NaI
PTFE 板/円柱	$^{19}\text{F}(n, 2n)^{18}\text{F}$	1.83 時間	$1.75 \phi \times 1$ $6 \phi \times 6$	11-40MeV	NaI
プラスチックシンチレータ	$^{12}\text{C}(n, 2n)^{11}\text{C}$	20.4 分	$1.5 \phi \times 0.5$ $2 \phi \times 3$ $5 \phi \times 6$	>20MeV	PMT
(b) ドジメータ					
ドジメータ種類	出典				
^7LiF TLD パウダー	NRPB, Sutton, Surrey, U.K.				
^7LiF in PTFE 板	RHEL				
コダック RM βγフィルム	AERE, Harwell, Berks, U.K.				

* GMT : 校正済み 1 インチ 端窓 ガイガー 計数管

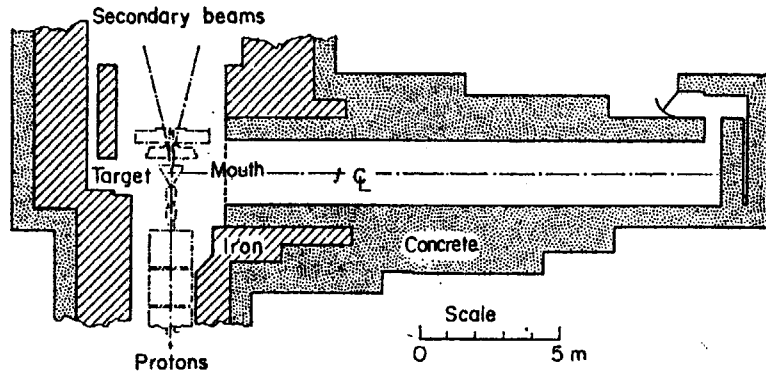
NaI : 3 インチ $\phi \times 3$ インチ NaI(Tl) ガンマス スペクトロメータ

PMT : 2 乃至 5 インチ ϕ 光電子増倍管

表 3.2.1 コンクリート組成 (ANL-5800, Type02-a)

元素	密度 (単位: g/cm ³)
H	0.023
O	1.220
C	0.0023
Mg	0.005
Al	0.078
Si	0.775
K	0.0299
Ca	0.100
Fe	0.032
Na	0.0368
Total	2.302

(a) Phase I plan view



(b) Phase I vertical section

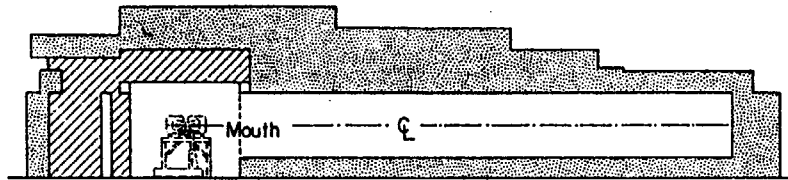


図 3.1.1 NIMROD ストレートトンネル断面の平面図と立面図

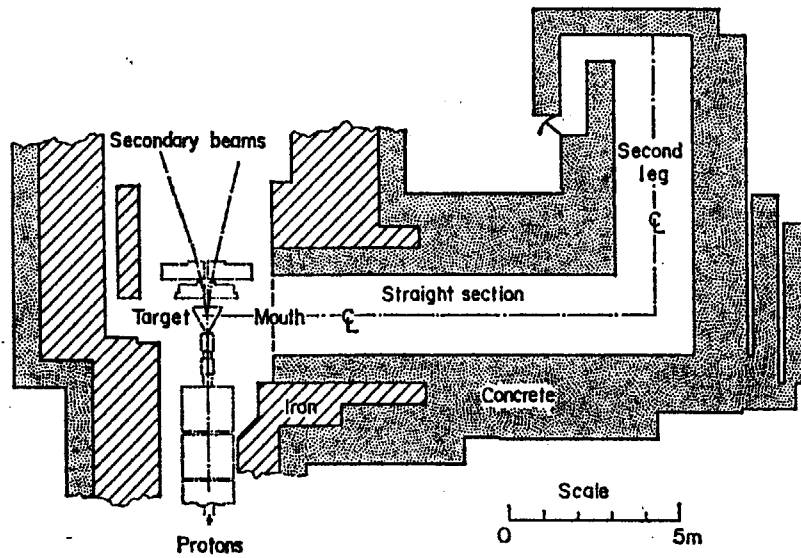
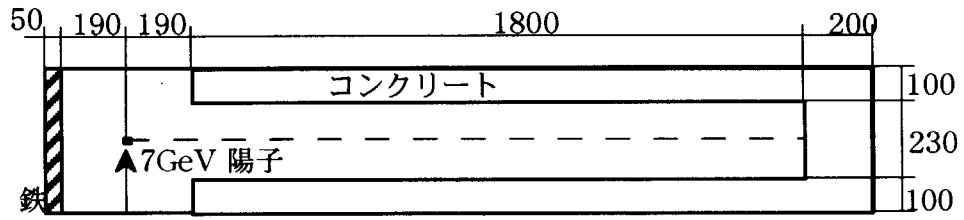
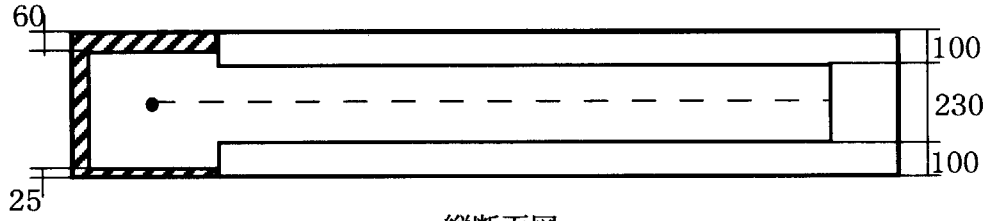


図 3.1.2 NIMROD 一回屈曲トンネル断面平面図



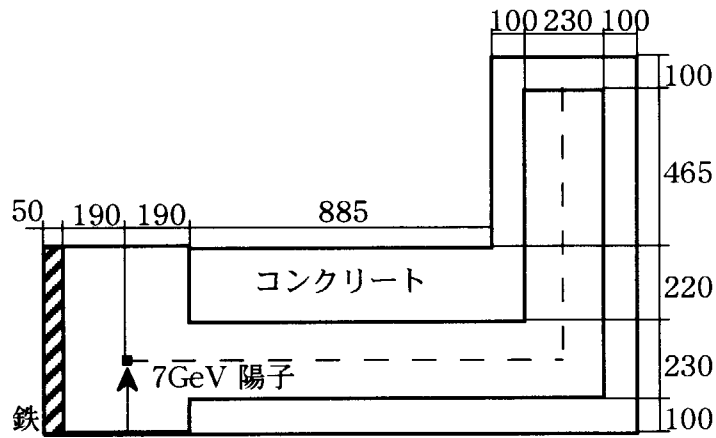
水平断面図



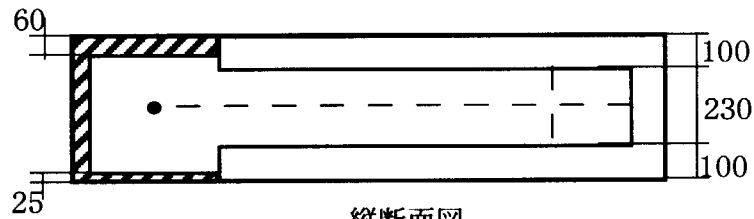
縦断面図

単位：[cm]

(a) ストレートトンネル



水平断面図



縦断面図

単位：[cm]

(b) 1回屈曲トンネル

※ターゲット：銅 (1cmφ×5cm)

図3.2.1 NIMROD実験体系のモンテカルロ計算モデル

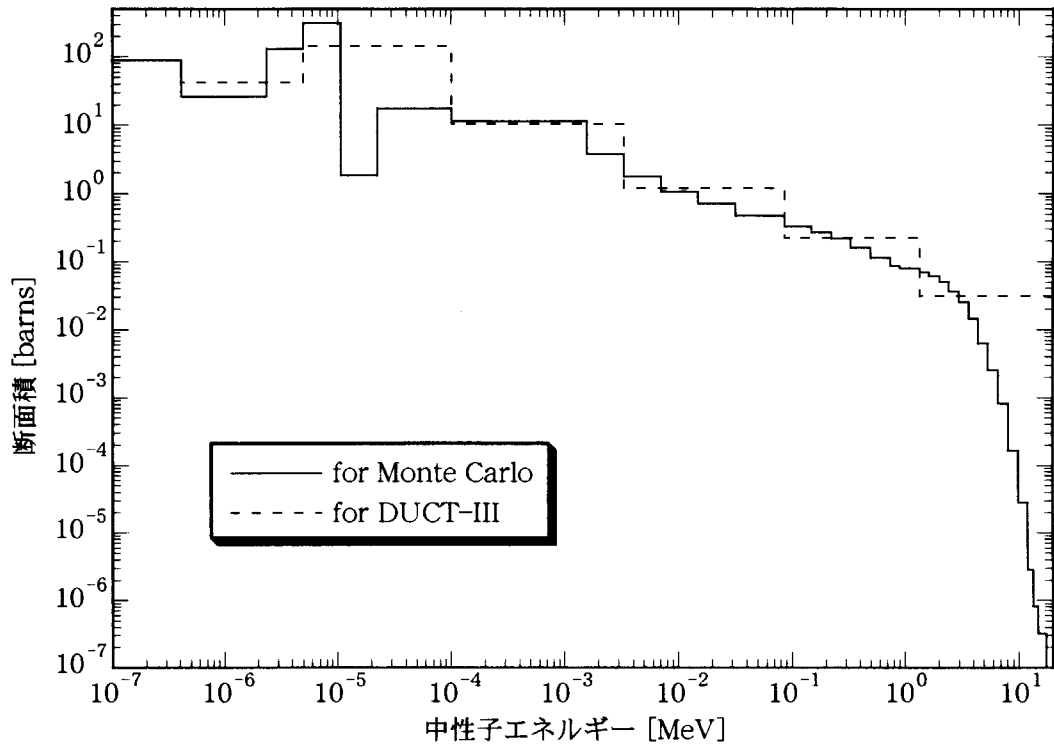


図3.2.2 $^{197}\text{Au}(n,\gamma)$ 断面積

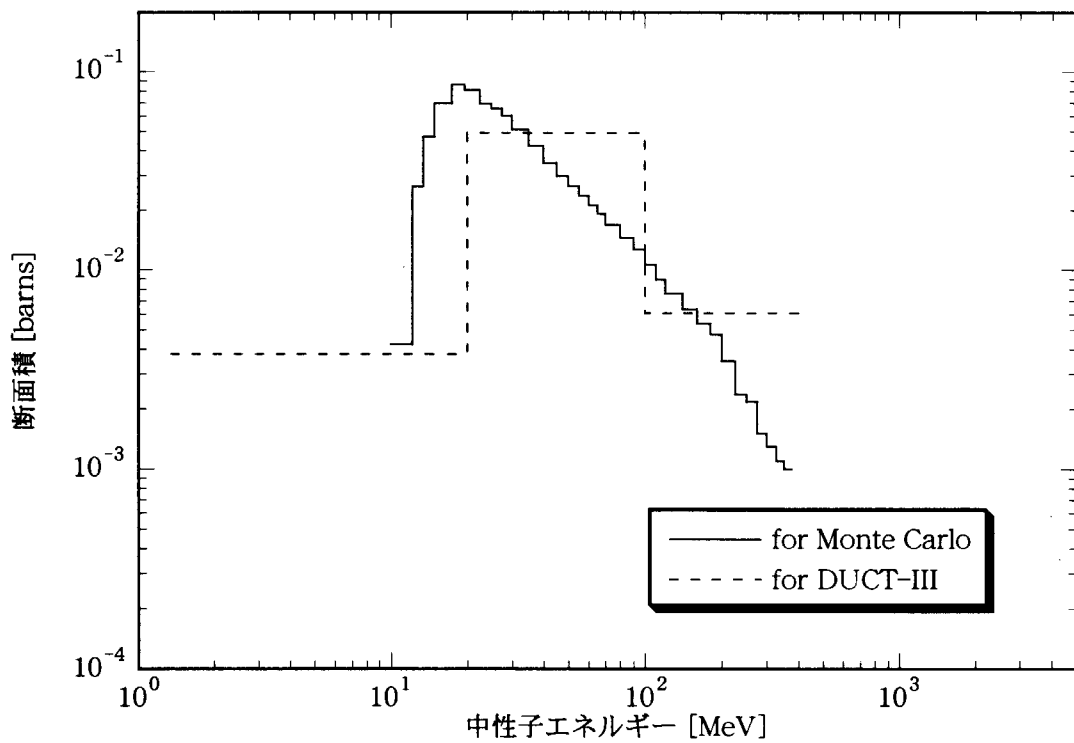


図3.2.3 $^{19}\text{F}(n, 2n)$ 断面積

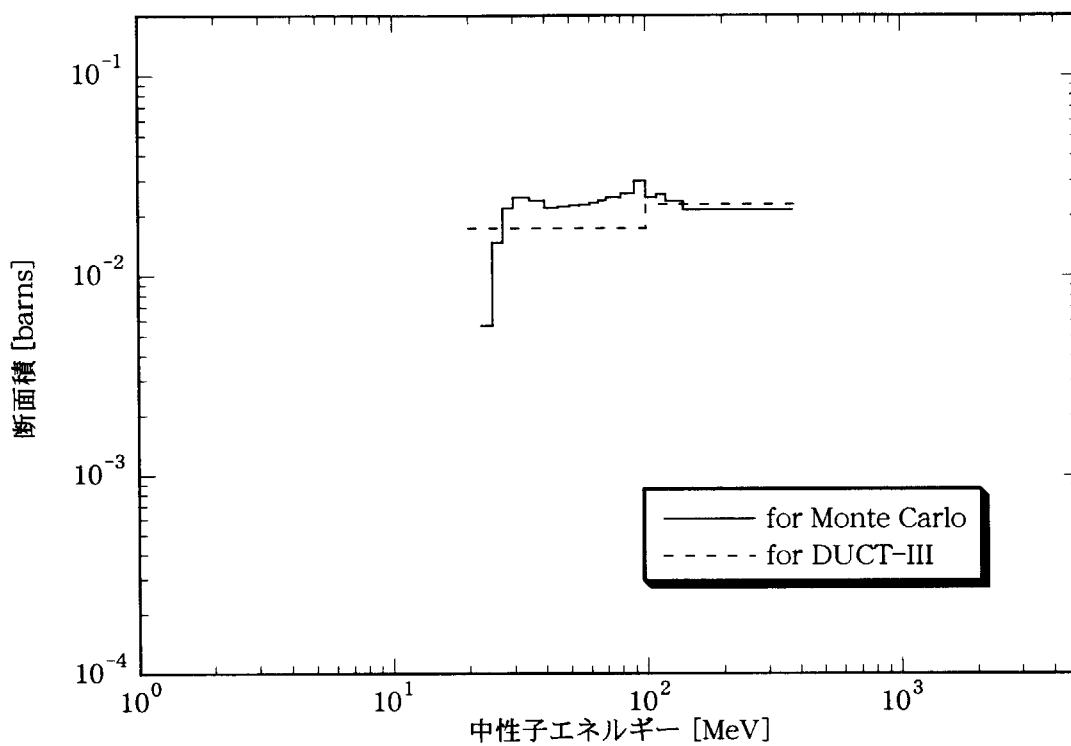


図3.2.4 $^{12}\text{C}(n, 2n)$ 断面積

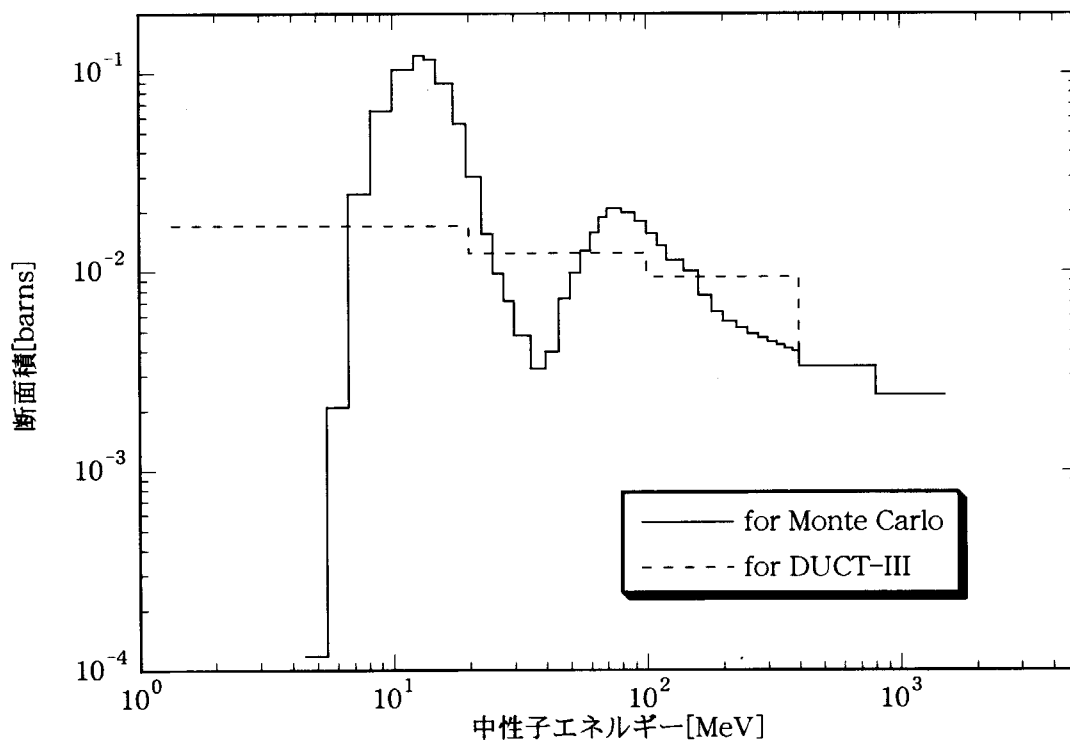


図3.2.5 $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ 断面積

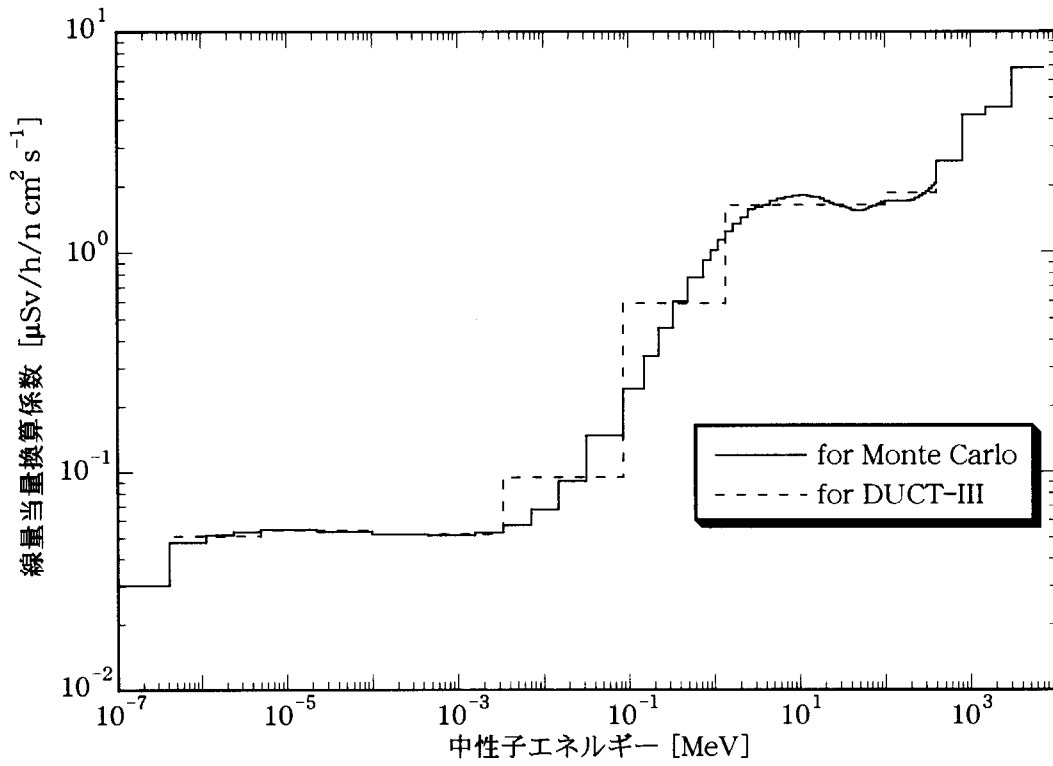


図3.2.6 線量当量換算係数

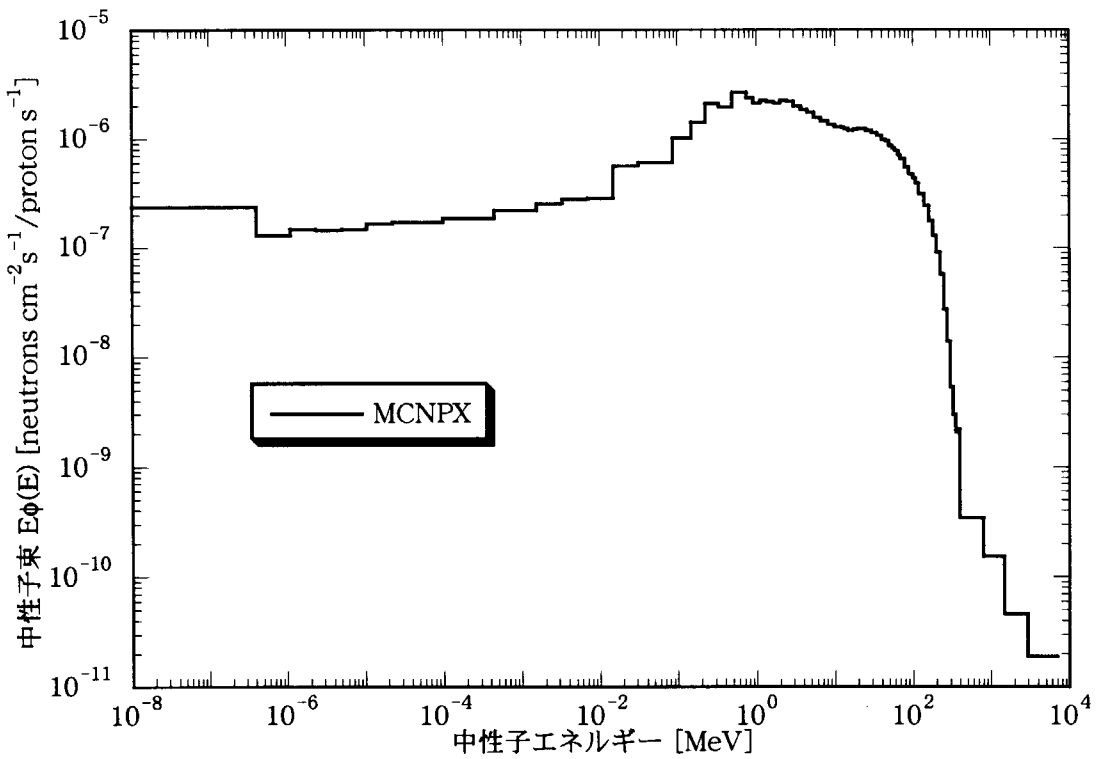


図3.3.1 トンネル入口における中性子スペクトルの計算値

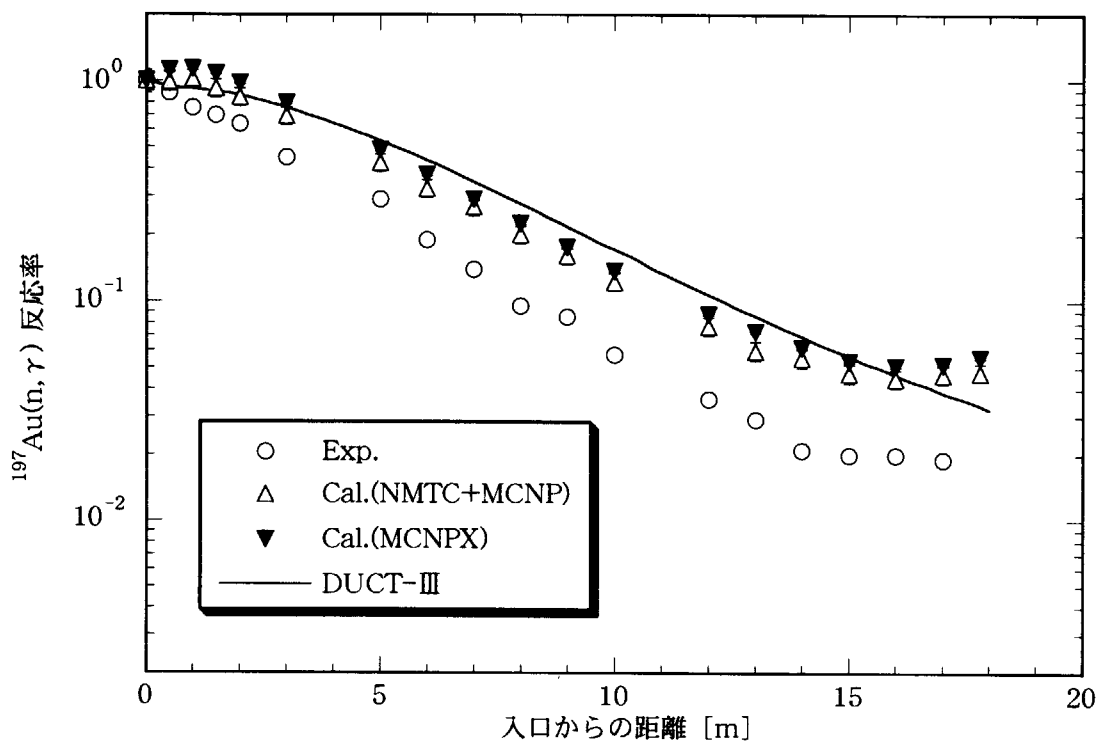


図3.3.2 NIMRODストレートトンネルにおける¹⁹⁷Au(n, γ)反応率分布
(相対値：入口で規格化)

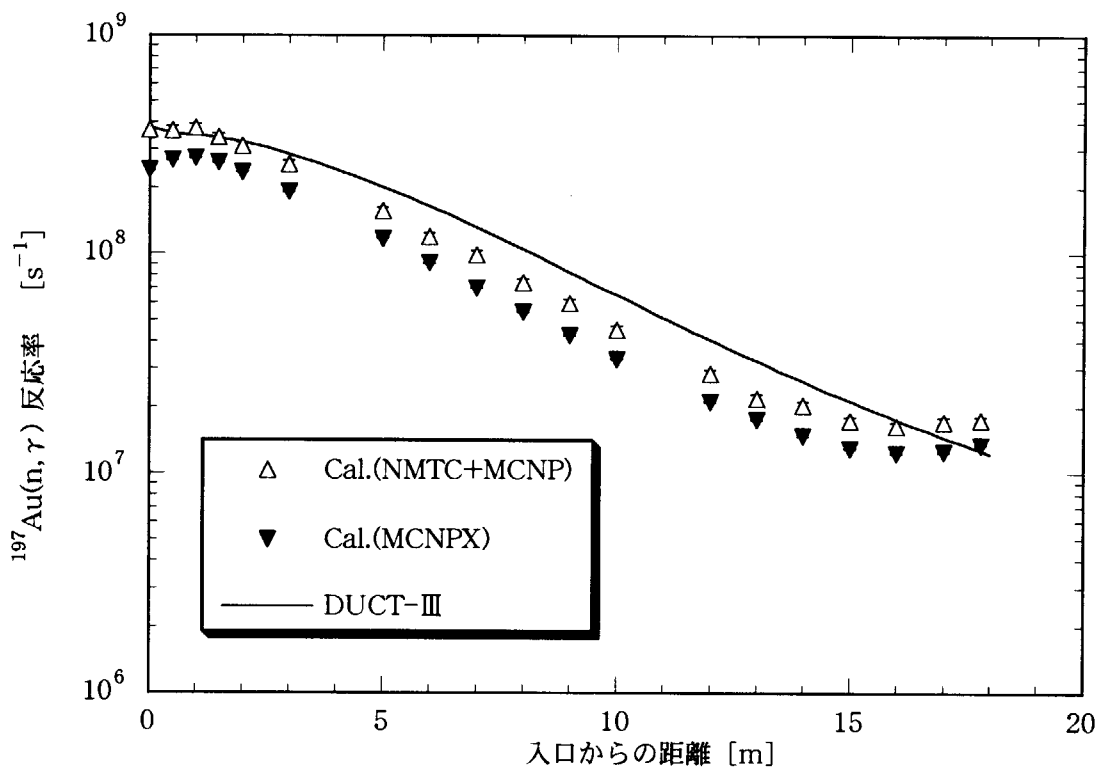


図3.3.3 NIMRODストレートトンネルにおける¹⁹⁷Au(n, γ)反応率分布
(ビームロスを毎秒 10^{12} 個陽子、Au原子数を 10^{24} 個に規格化)

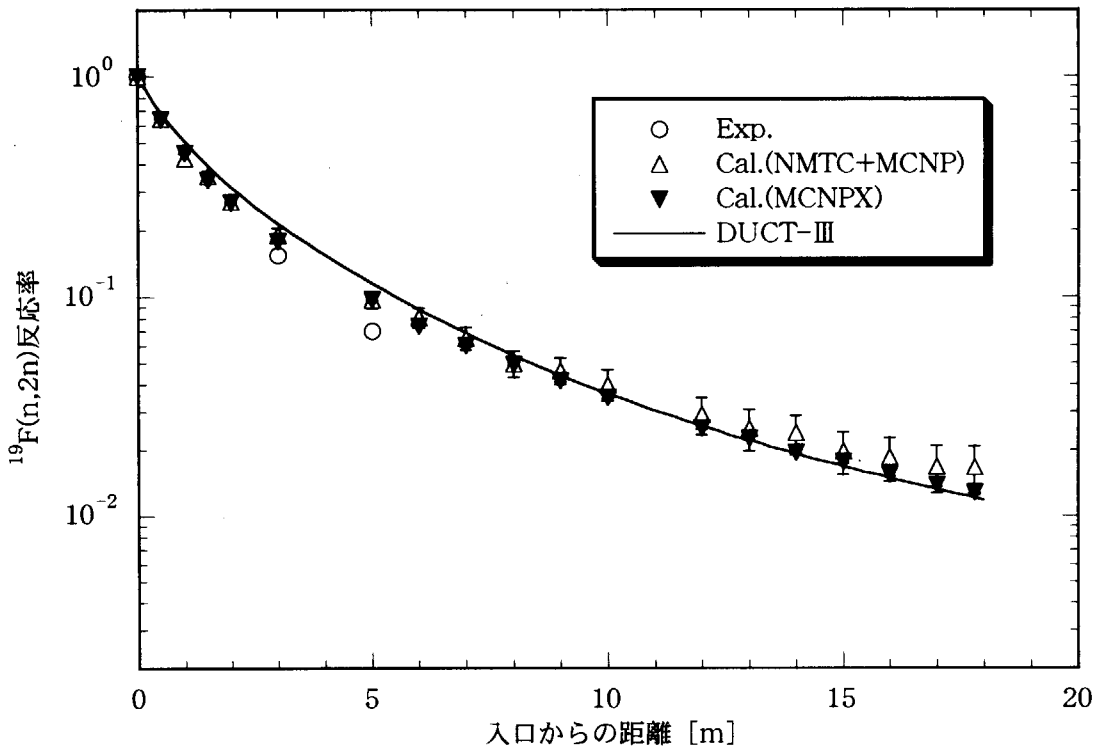


図3.3.4 NIMRODストレートトンネルにおける $^{19}\text{F}(n, 2n)$ 反応率分布
(相対値：入口で規格化)

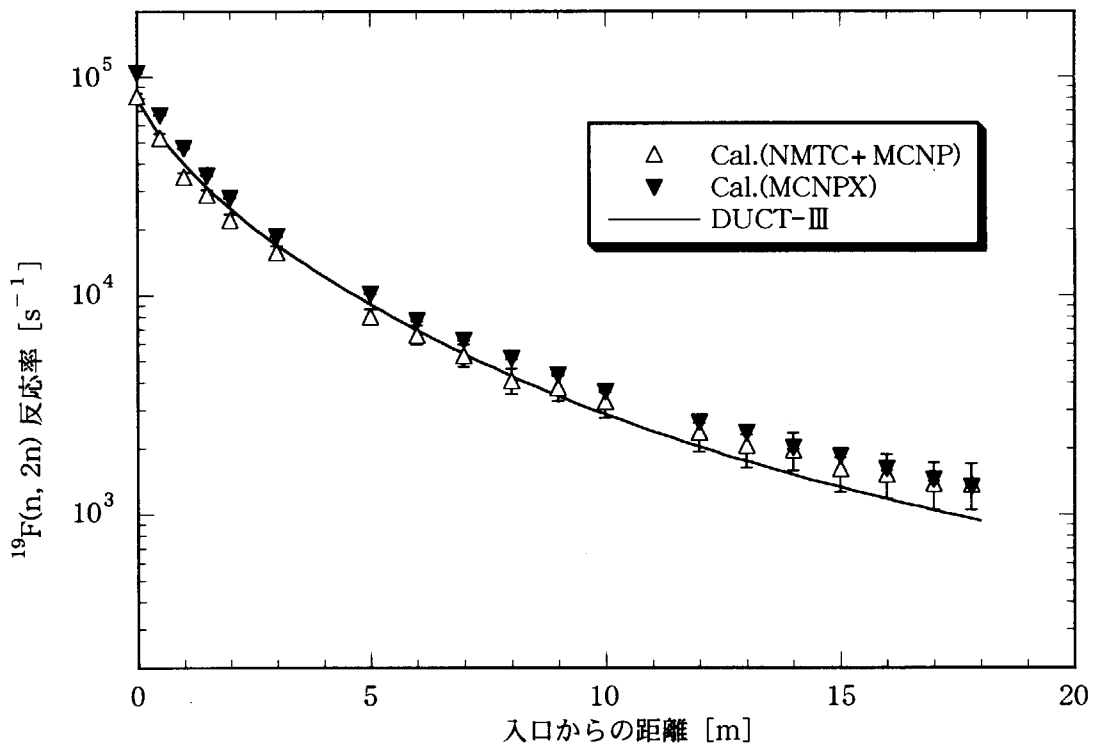


図3.3.5 NIMRODストレートトンネルにおける $^{19}\text{F}(n, 2n)$ 反応率分布
(ビームロスを毎秒 10^{12} 個陽子、F原子数を 10^{24} 個に規格化)

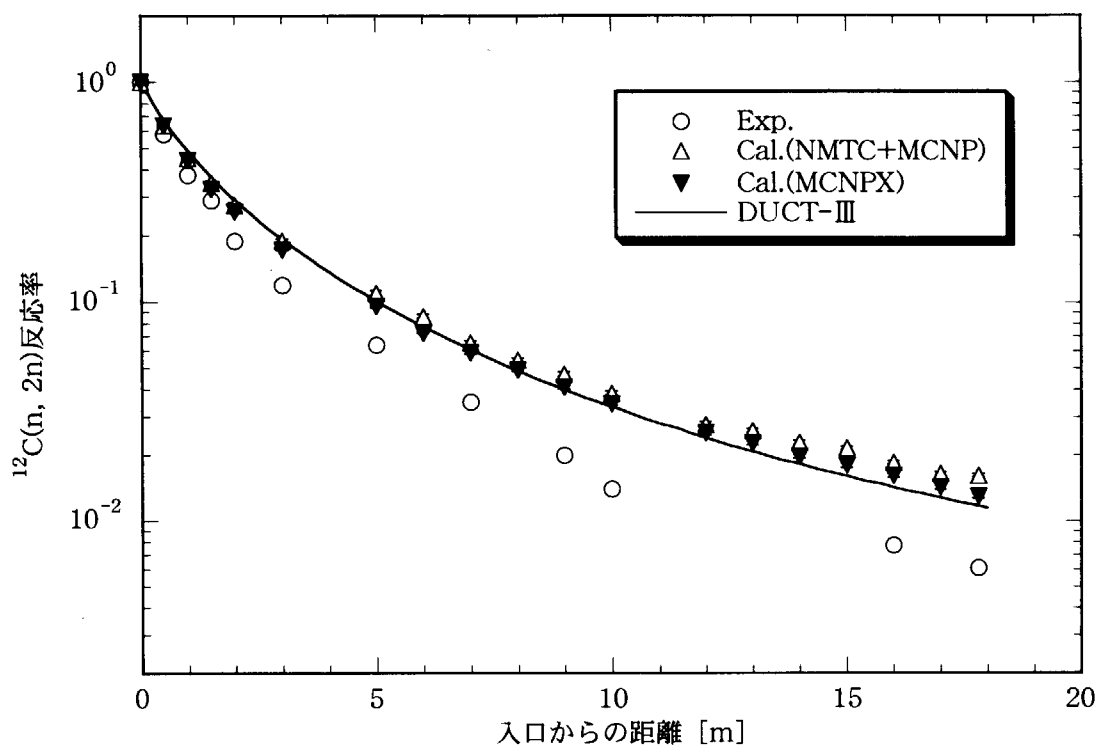


図3.3.6 NIMRODストレートトンネルにおける $^{12}\text{C}(n, 2n)$ 反応率分布
(相対値：入口で規格化)

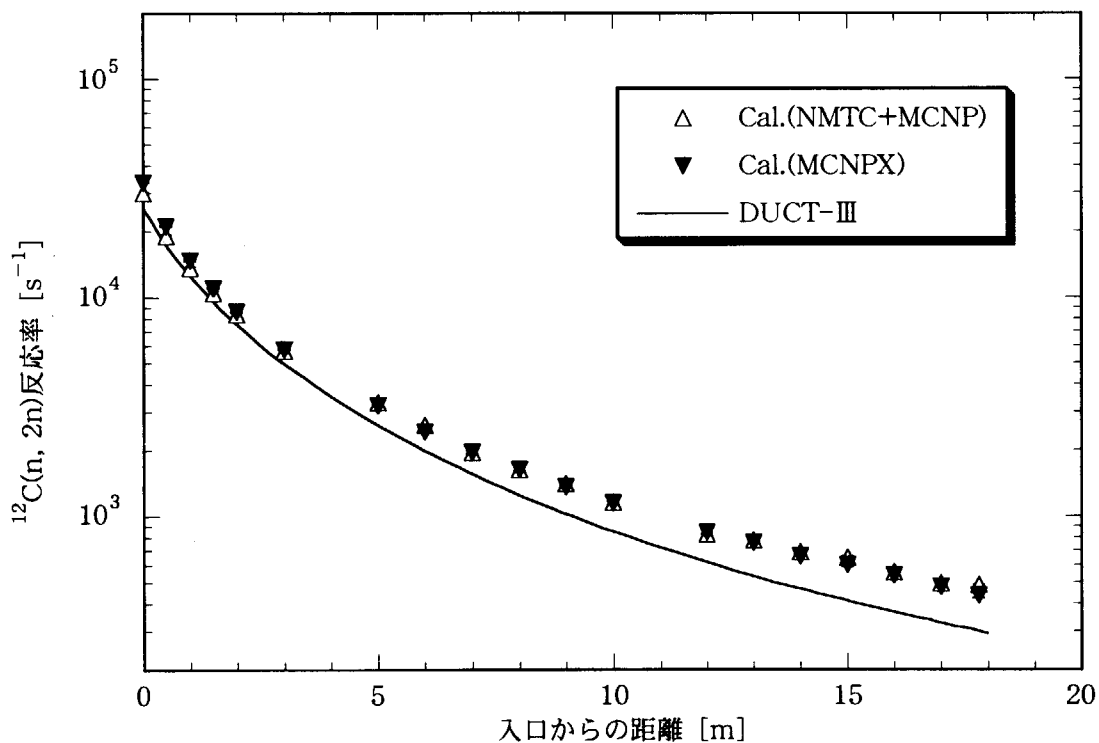


図3.3.7 NIMRODストレートトンネルにおける $^{12}\text{C}(n, 2n)$ 反応率分布
(ビームロスを毎秒 10^{12} 個陽子、C原子数を 10^{24} 個に規格化)

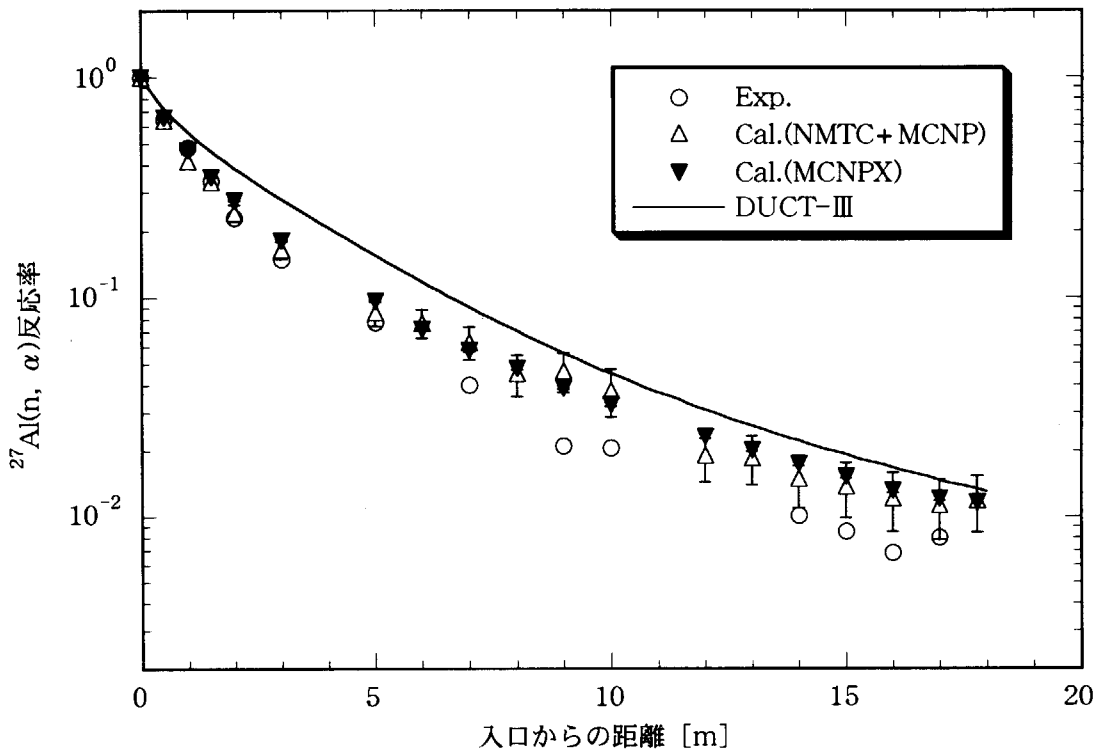


図3.3.8 NIMRODストレートトンネルにおける $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ 反応率分布
(相対値：入口で規格化)

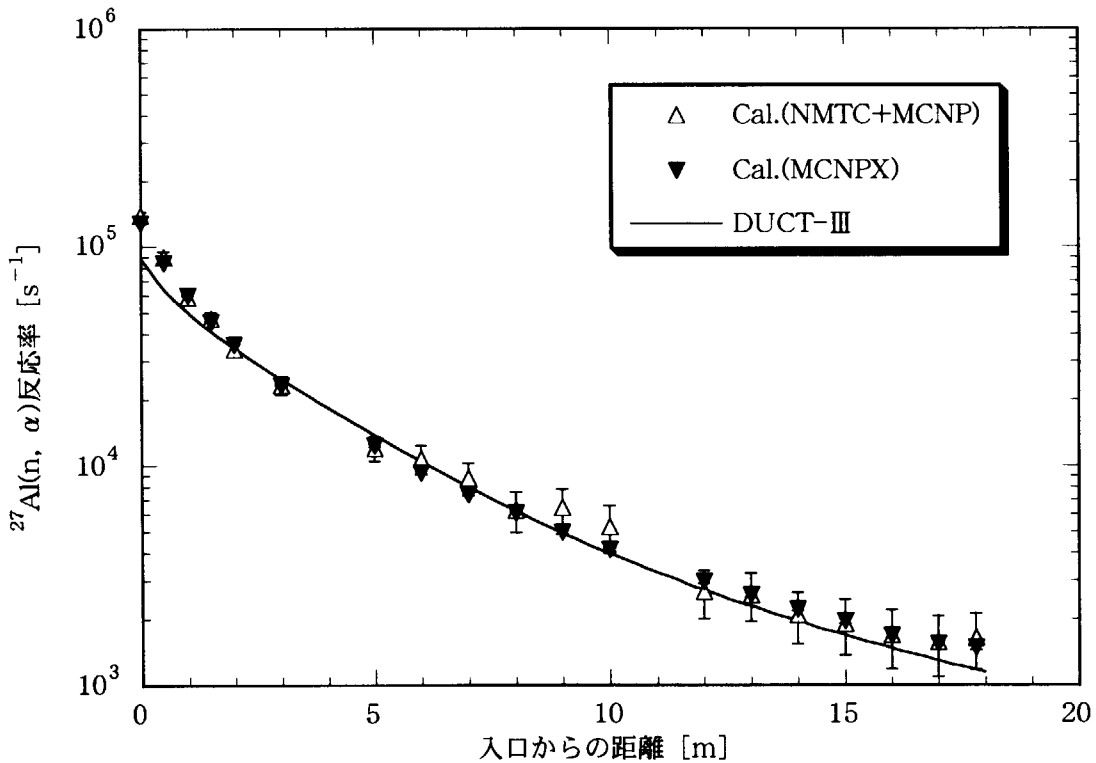


図3.3.9 NIMRODストレートトンネルにおける $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ 反応率分布
(ビームロスを毎秒 10^{12} 個陽子、Al原子数を 10^{24} 個に規格化)

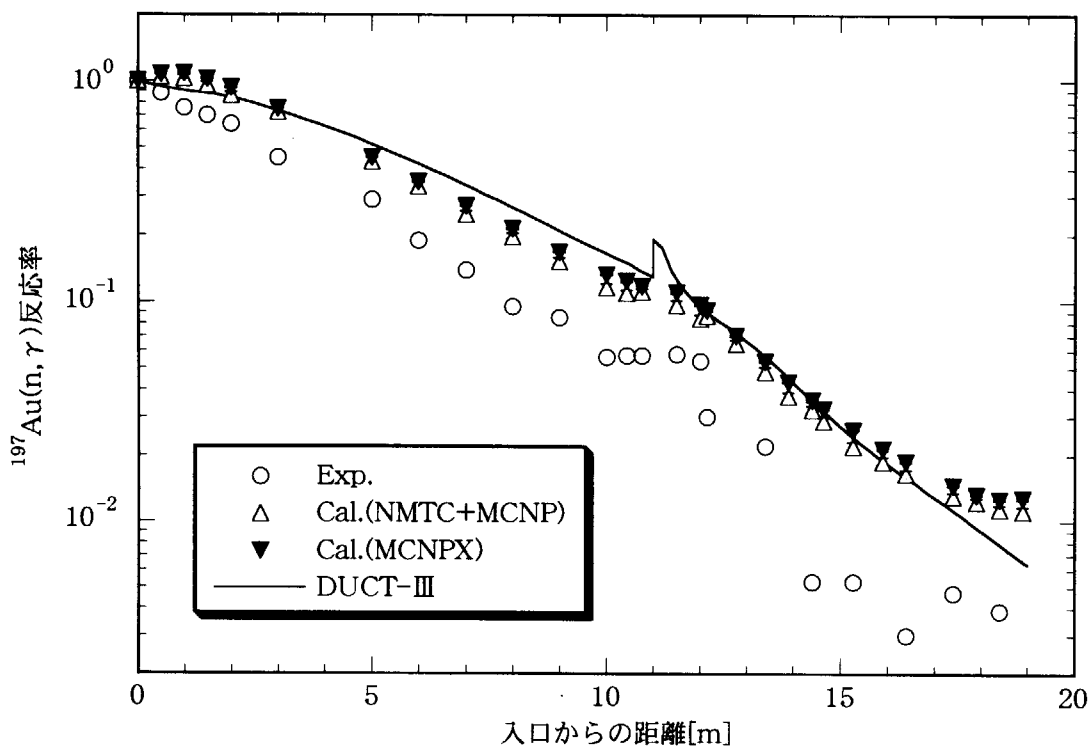


図3.3.10 NIMROD屈曲トンネルにおける $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ 反応率分布
(相対値：入口で規格化)

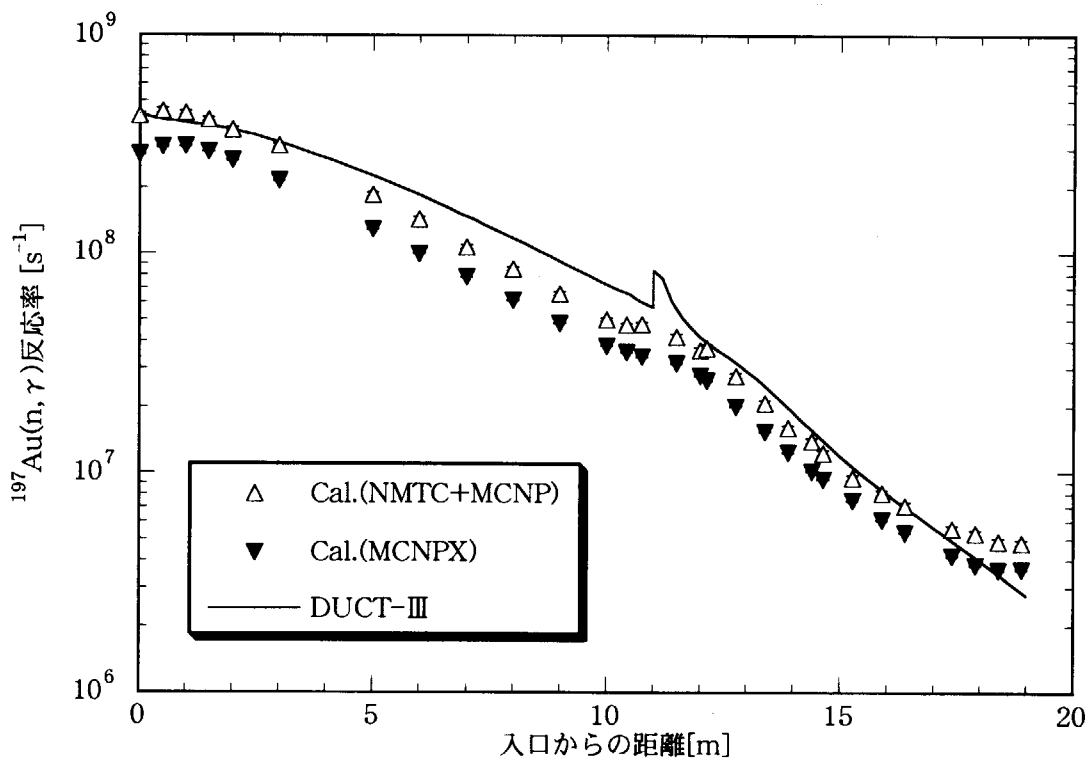


図3.3.11 NIMROD屈曲トンネルにおける $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ 反応率分布
(ビームロスを毎秒 10^{12} 個陽子、Au原子数を 10^{24} 個に規格化)

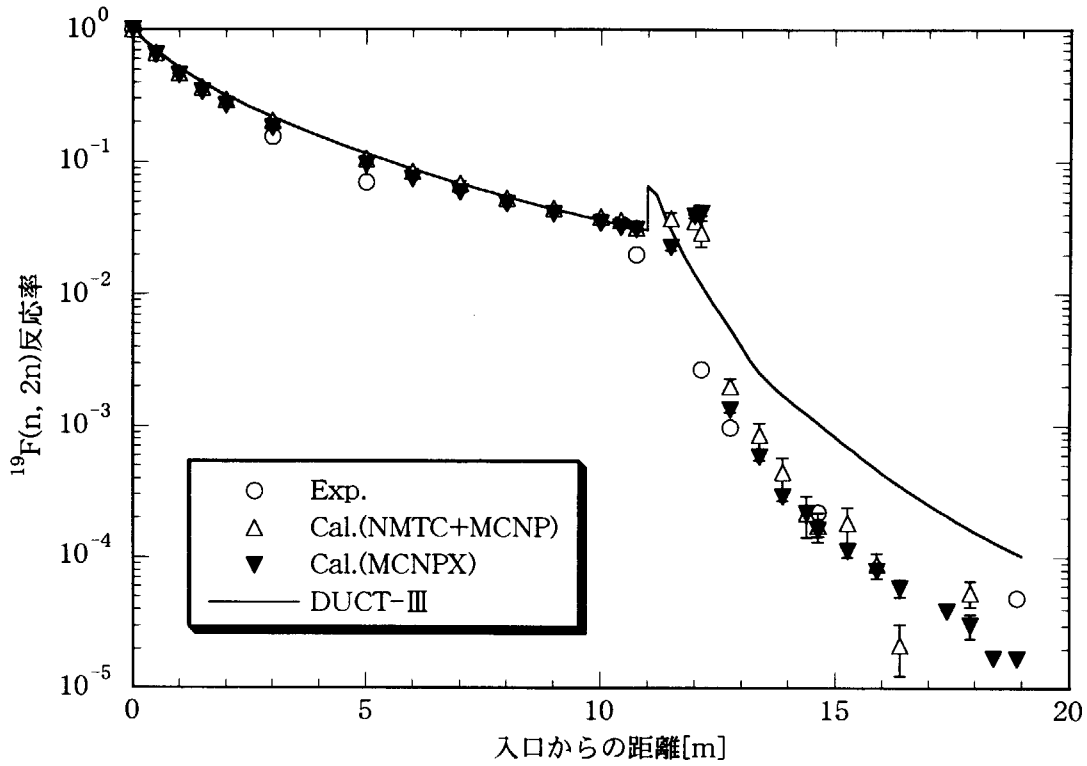


図3.3.12 NIMROD屈曲トンネルにおける $^{19}\text{F}(n, 2n)$ 反応率分布
(相対値：入口で規格化)

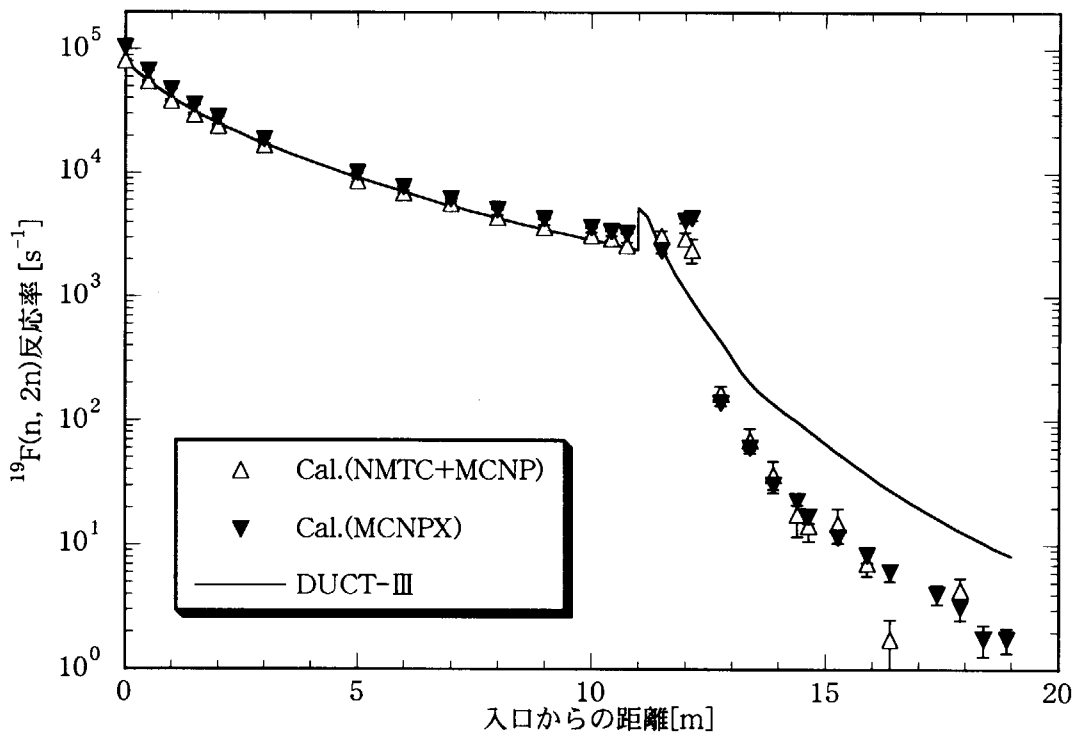


図3.3.13 NIMROD屈曲トンネルにおける $^{19}\text{F}(n, 2n)$ 反応率分布
(ビームロスを毎秒 10^{12} 個陽子、F原子数を 10^{24} 個に規格化)

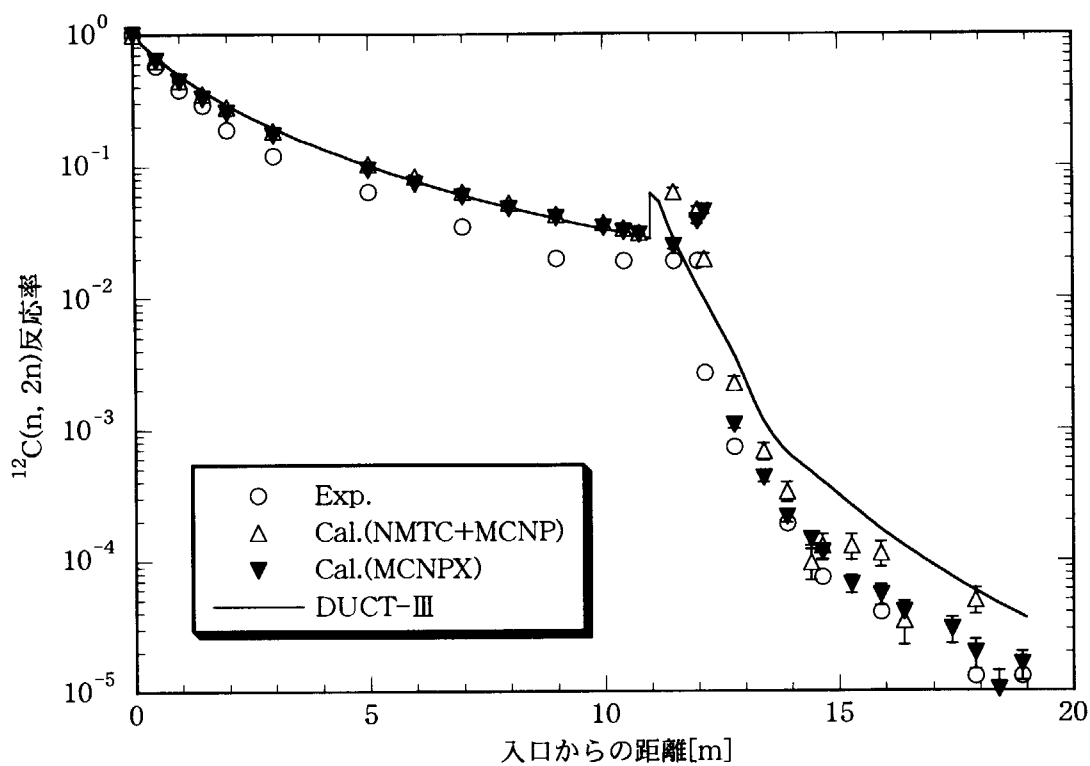


図3.3.14 NIMROD屈曲トンネルにおける $^{12}\text{C}(n, 2n)$ 反応率分布
(相対値：入口で規格化)

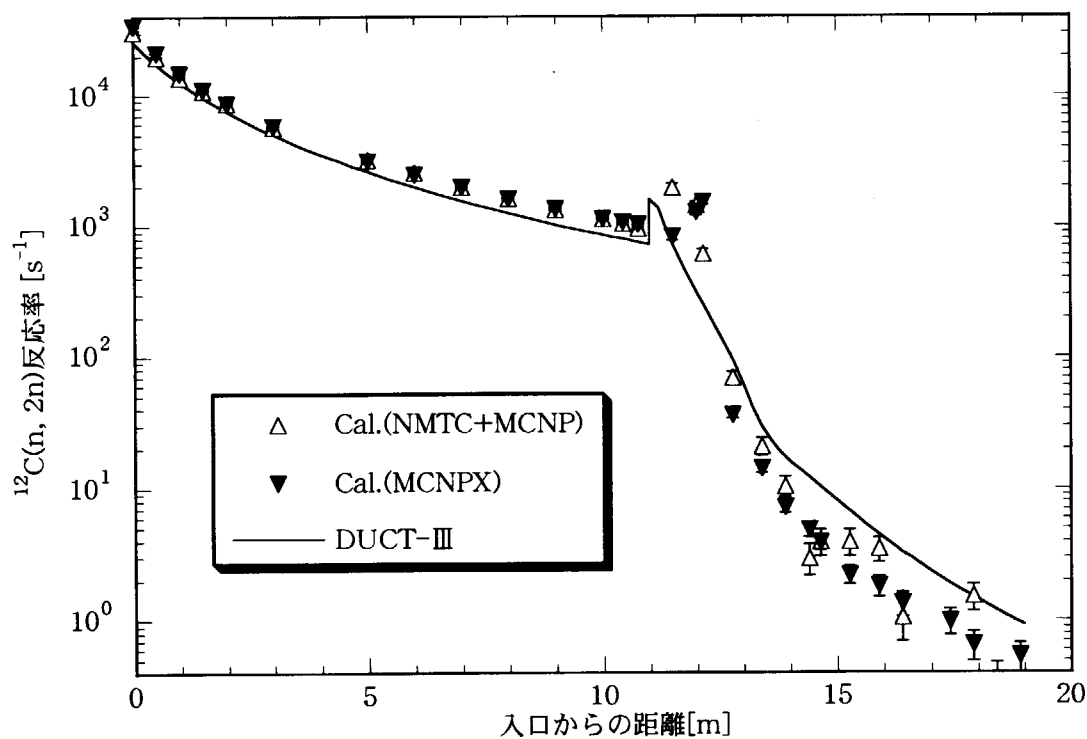


図3.3.15 NIMROD屈曲トンネルにおける $^{12}\text{C}(n, 2n)$ 反応率分布
(ビームロスを毎秒 10^{12} 個陽子、C原子数を 10^{24} 個に規格化)

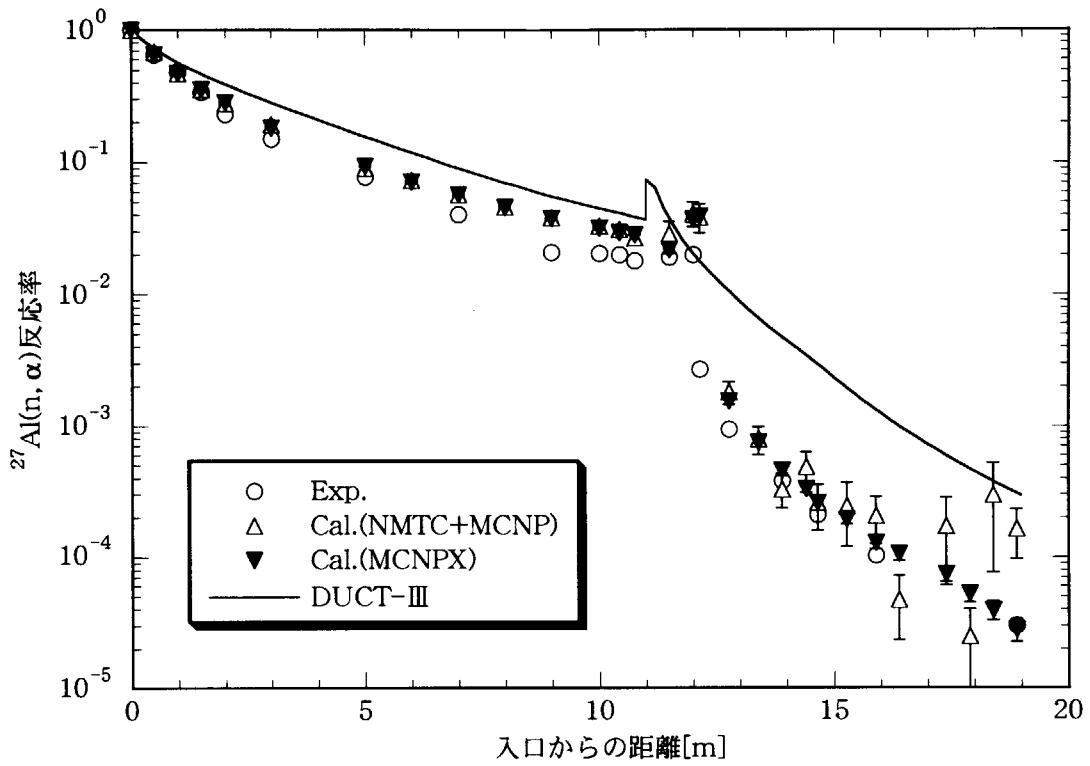


図3.3.16 NIMROD屈曲トンネルにおける $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ 反応率分布
(相対値：入口で規格化)

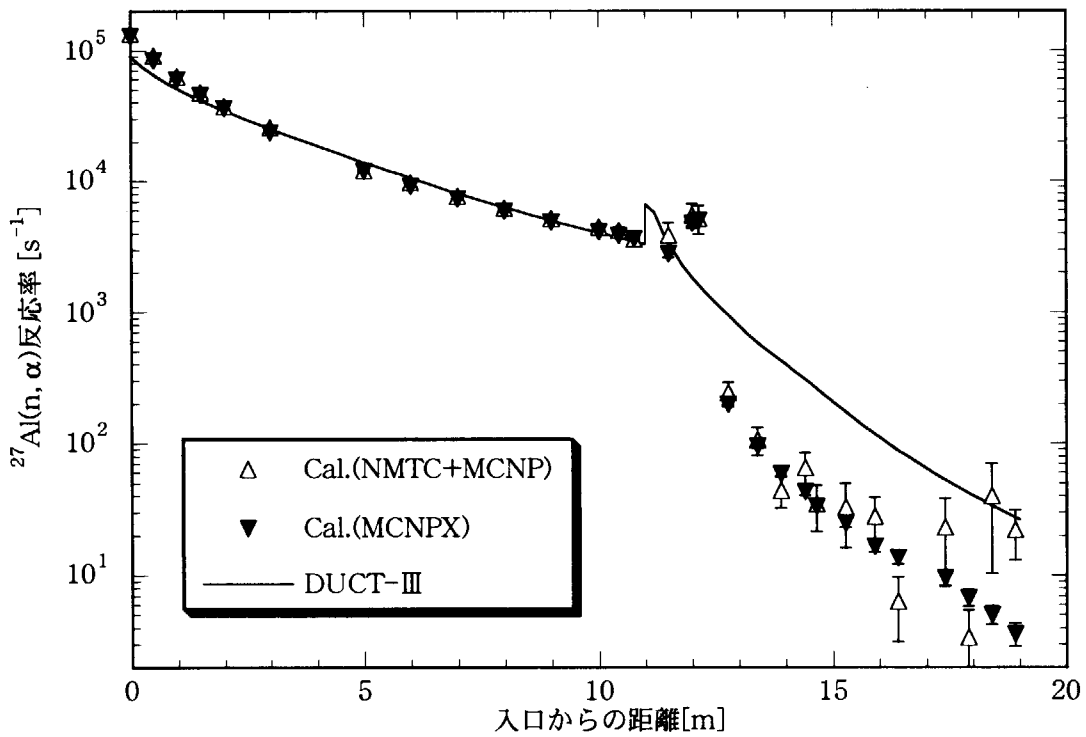


図3.3.17 NIMROD屈曲トンネルにおける $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ 反応率分布
(ビームロスを毎秒 10^{12} 個陽子、Al原子数を 10^{24} 個に規格化)

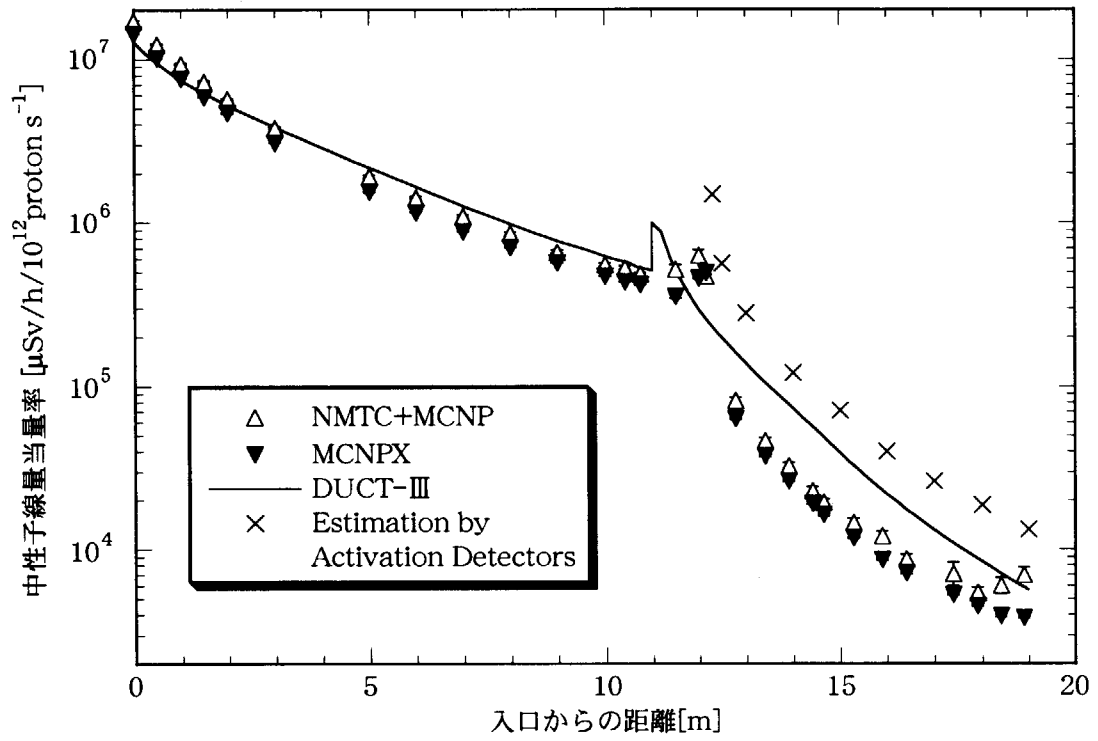


図3.3.18 屈曲トンネルにおける中性子線量当量率分布

4. TIARA ストリーミング実験解析

4. 1 実験の概要

(1) 実験体系

実験は、日本原子力研究所高崎研究所イオン照射研究施設(TIARA)のサイクロトロン棟の地階に配置されている第2軽イオン室とその迷路で行った。第2軽イオン室は床面 850cm×750cm×高さ 480cm の直方体で、厚さ 120cm の天井コンクリート及び 200cm 以上のコンクリート壁・床で囲まれている。図 4.1.1 にイオン室の平面図と断面図を示す。迷路入口側に、1階の第1軽イオン室に昇る鉄製階段が設けられているが上部はコンクリート製のハッチになっている。迷路は、線源に近い方から第1脚目と呼び、3脚目が出口となる。迷路の幅は 150cm で、2脚目までが高さ 350cm、第3脚目が高さ 300cm である。迷路の長さは迷路幅の中心線上の距離とし、第1脚は 3.75m、第2脚は 10m、第3脚は 15.25m で、全長 29m である。迷路内測定点は図に示した M ラインの 1 から 16 (以下、M##と記す) で、床からの高さは 108cm である。

(2) 線源条件

サイクロトロンで 68MeV に加速した陽子を1階の第1軽イオン室で 90 度下方に曲げ、第2軽イオン室の床面から 108cm に配置した銅製ファラディカップで止めて中性子を発生させ、線源とした。ファラディカップの断面図を図 4.1.2 に示す。線源強度は、ファラディカップで計測した入射陽子電流と、U-238 及び Th-232 核分裂計数管で計測した中性子数でモニターした。

(3) 測定方法

測定された項目は、1) 線源中性子エネルギースペクトル、2) 照射室内中性子、ガンマ線源強度分布、3) 迷路内の中性子、ガンマ線のエネルギースペクトル及び線量、強度分布である。

迷路内の中性子エネルギースペクトルの測定には、液体シンチレータ (BC501A) 及び球形多減速材付 ^3He スペクトロメータ (ポナボール, ポリエチレン厚 0~9cm) を用いた。得られた波高分布を、FERDOU コード²⁷⁾及び SAND-II コード²⁸⁾でそれぞれアンフォールディングしてエネルギースペクトルを得た。

迷路内の中性子束分布は、高速中性子を固体飛跡検出器 (SSNTD) と U-238 及び Th-232 核分裂計数管を用いて、熱中性子をポナボールと熱蛍光線量計 (TLD) で測定した。

中性子線量当量は、レムカウンターで測定すると共に、ポナボールによるエネルギースペクトル測定値に ICRP-Pub.21 の線量変換係数²⁹⁾を乗じて求めた。

4. 2 計算の概要

実験解析は、ハドロン輸送モンテカルロコード NMTC/JAM、MCNPX および簡易計算コード DUCT-III を用いて行った。

モンテカルロコード用ストリーミング実験体系の計算モデルを図 4.2.1 に示す。モンテカルロ計算では、ターゲットへのビームライン貫通部、及び第 1 軽イオン室への鉄製階段は無視した。コンクリートの比重及び元素組成を表 4.2.1 に示す。モンテカルロ計算のタリーには、直径 50cm の円の surface crossing estimator を用いた。本体系では、入口手前の壁、床等からの散乱で迷路内に入射する成分の寄与が予想される。そこで DUCT-III による解析では、線源点からは第 1 脚目の奥は見込まれていないが、線源点が迷路入口にあるものとして解析を行った。この時の線源には、迷路入口面における MCNPX 計算の中性子束に入口面積を乗じたものを点線源として入口面中心に設定した。また、DUCT-III コードでは第 2 屈曲点の屈曲角を 90 度とするとともに、ダクトの途中で開口サイズをかえることができないため、第 3 脚目のトンネル高さ (300cm) を第 1 脚・第 2 脚と同じ 350cm とした。

本実験解析では、迷路内の中性子エネルギースペクトル、レムカウンタ及びボナボールによって測定された迷路中心軸に沿った線量当量率分布、TLD 等で測定された迷路中心軸に沿った熱中性子束分布、について各コードと測定値の比較を行った。

4. 3 解析結果と考察

本測定では、液体シンチレータおよびボナボールによりエネルギースペクトルが得られている。これらの測定データと DUCT-III、モンテカルロ計算によるスペクトルの比較を図 4.3.1~ 4.3.7 に示す。

図 4.3.1 は迷路入口における中性子スペクトルの比較である。凡そ 1 MeV 以上では、モンテカルロ計算と測定値はよく一致している。0.1MeV 以下ではモンテカルロ計算は測定値を過小評価し、熱エネルギー群でこの傾向が逆転してモンテカルロ計算値が測定値をファクタ 3 程度過大評価する。DUCT-III の計算では入口面に点線源を置いているため、入口における値は仮想的なものであることから、本図には DUCT-III の結果を示していない。

図 4.3.2 は第一脚のほぼ中間点 (M3) における中性子スペクトルであるが、熱エネルギー群を除いて、DUCT-III、モンテカルロ計算はともに測定値とよく一致している。但し、2MeV 付近で液体シンチレータとボナボールによる測定値間の不一致が見られ、モンテカルロ計算は液体シンチレータによる測定値の方に近い。MeV 以上のエネルギー領域に関して、DUCT-III は、1.35~20MeV、20~100MeV の 2 つの粗い群でしか本実験のスペクトルを表現していない。本実験では、このエネルギー範囲で 2 桁以上スペクトルが変化しているため、本コードを適用する際には特別の注意が必要である。

図 4.3.3 には第 1 屈曲点 (M4) における中性子スペクトルを示す。DUCT-III の解析値は第 1 脚終端のものを採用した。熱エネルギー群を除けば、測定値と計算値は全般的に非常によく一致している。但し、DUCT-III の解析値には、屈曲点における散乱の効果が加わっていない。

図 4.3.4 には第 2 脚前半部 (M7) の中性子スペクトルを示す。モンテカルロ計算と測定値は熱エネルギー群、10MeV 以上を除くと概ね良く一致している。DUCT-III はほぼ全エネルギー領域で測定値、モンテカルロ計算を上回っており、特に MeV 以上の領域で過大評価傾向が現れ

ている。MeV 以下の領域では、モンテカルロ計算に対して高々ファクタ 2 程度の過大評価である。

図 4.3.5 には第 2 脚後半部 (M9) の中性子スペクトルを示す。熱エネルギー群と 100keV 以上を除いた測定値とモンテカルロ計算はよく一致しており、これらと DUCT-III も図 4.3.4 の場合よりも一致の具合が若干よくなっている。

図 4.3.6 には、第 2 屈曲部 (M11) の中性子スペクトルを示す。DUCT-III の値は 2 脚目終端のものである。モンテカルロ計算は高エネルギー側の統計誤差が大きい、MeV 以下の領域では DUCT-III とよく一致している。DUCT-III の結果は MeV 以上の領域で過大評価になっている。ボナボールの結果は、M9 点で $1/E$ スペクトルが形成されているが、ここではさらに低エネルギー側にシフトしはじめている。

図 4.3.7 には、第 3 脚のほぼ中央 (M14) における中性子束スペクトルを示す。モンテカルロ計算の統計誤差はほぼ全エネルギー領域に亘って悪いが、MeV 領域以下では DUCT-III 計算とモンテカルロ計算の差は高々ファクタ 2 程度であり、ボナボールによる測定値とも比較的良く合っている。中性子束は入口と比べて約 6 桁減衰していることを考えると、簡易計算法としての精度は充分である。

図 4.3.8 には、迷路中の中性子線量当量率の測定値と計算との比較を示す。ボナボールによる測定値とモンテカルロ計算とは非常によく一致している。また、DUCT-III 計算はそれらに比べて過大評価の傾向を示しているが、約 6 桁にもわたる線量当量の減衰に対して、概ねファクタ 2 以内で一致しており、設計に対して充分適用可能である。

図 4.3.9 には、迷路中心軸に沿った熱中性子束分布を示す。エネルギースペクトルの比較においても見られたことであるが、熱中性子については、両モンテカルロコード及び DUCT-III の計算値は、全体的に測定値をファクタ 3 程度過大評価している。この過大評価に関しては、計算値はターゲット室内で既に、実験値をファクタ 3 程度過大評価していることが報告されている。この傾向は、東北大 CYRIC³⁰⁾や TIARA 第 1 重イオン室における実験解析結果³¹⁾にも表れており、その原因は未だ解明されていない。

表 4.2.1 TIARA 第2軽イオン室コンクリート組成

元素	個数密度 (単位: $[\times 10^{22}$ 原子/cm ³])
H	1.430
C	0.0509
O	4.491
Na	0.131
Mg	0.120
Al	0.368
Si	1.170
P	0.0031
S	0.0035
K	0.0344
Ca	0.316
Ti	0.016
V	0.000484
Cr	0.000305
Mn	0.0022
Fe	0.132
Co	0.0000788
Ni	0.0000748
Cu	0.000181
Zn	0.000509

重量密度: 2.41 [g/cm³]

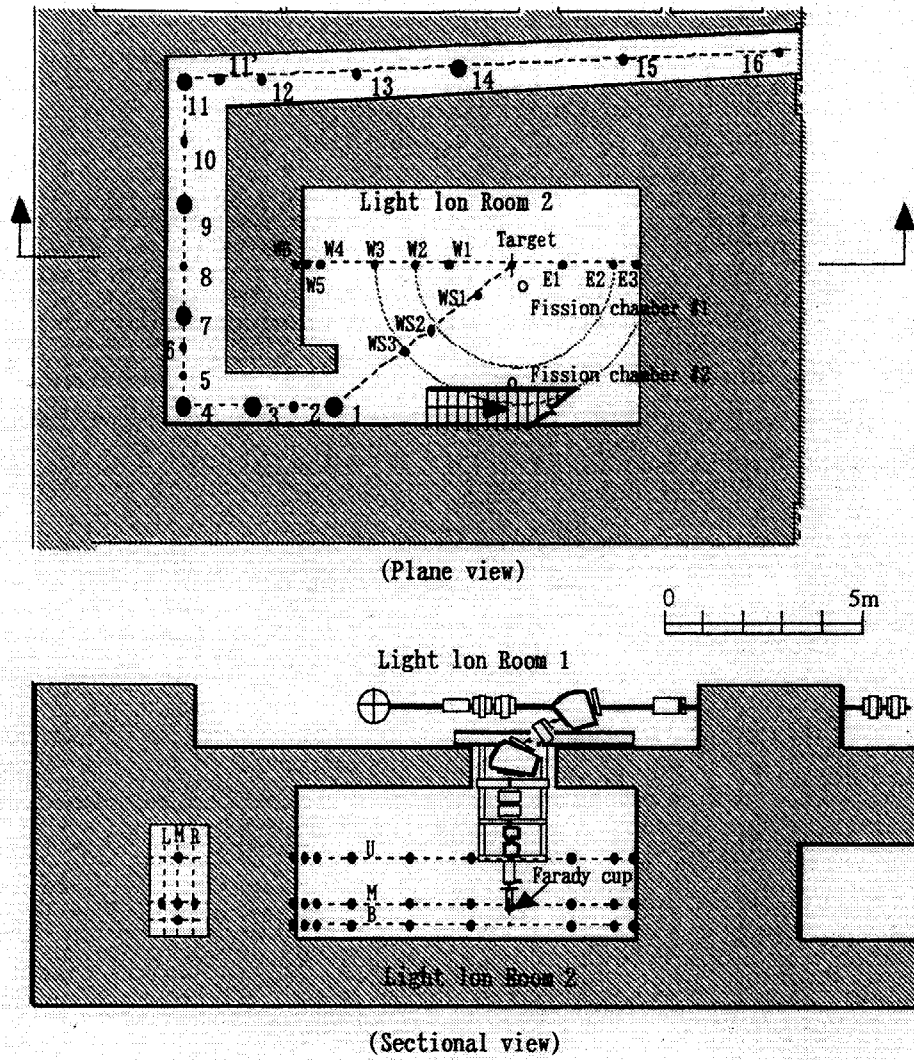


図4.1.1 TIARA迷路ストリーミング実験体系の断面図

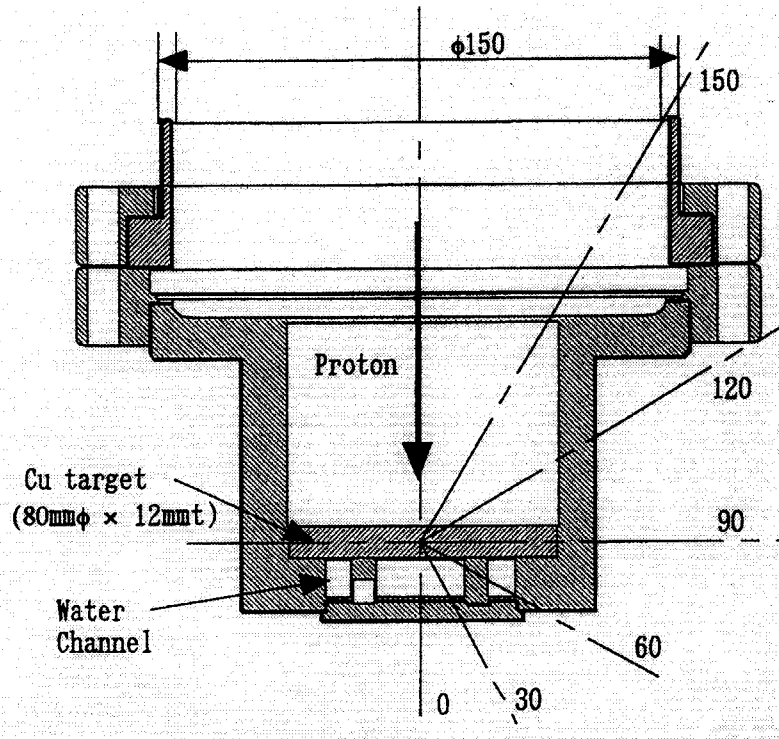
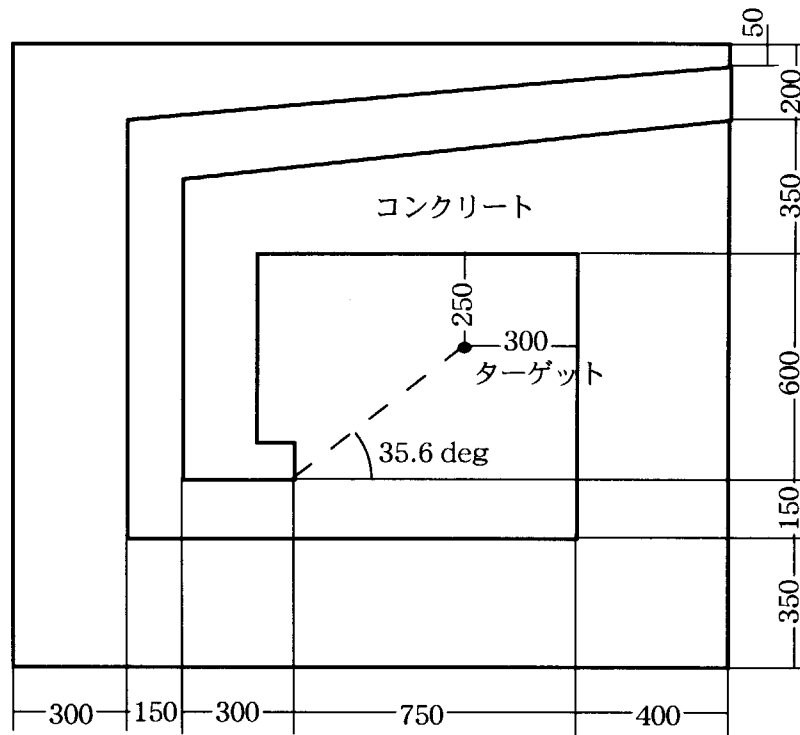
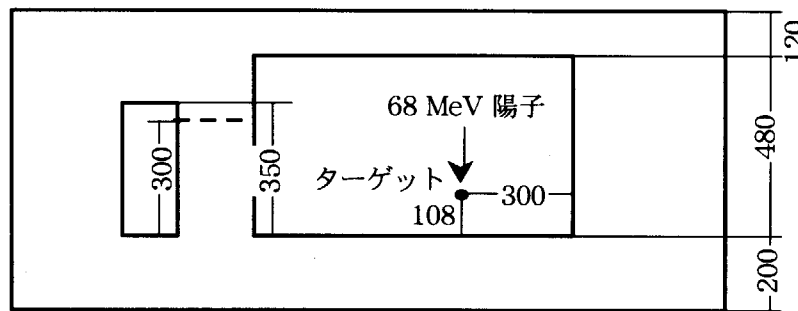


図4.1.2 Cuターゲット (ファラデーカップ) 断面図.



水平面図



縦断面図

単位：[cm]

※ターゲット：Cu (8cmφ x 1.2cm)

図4.2.1 TIARA迷路ストリーミング計算体系

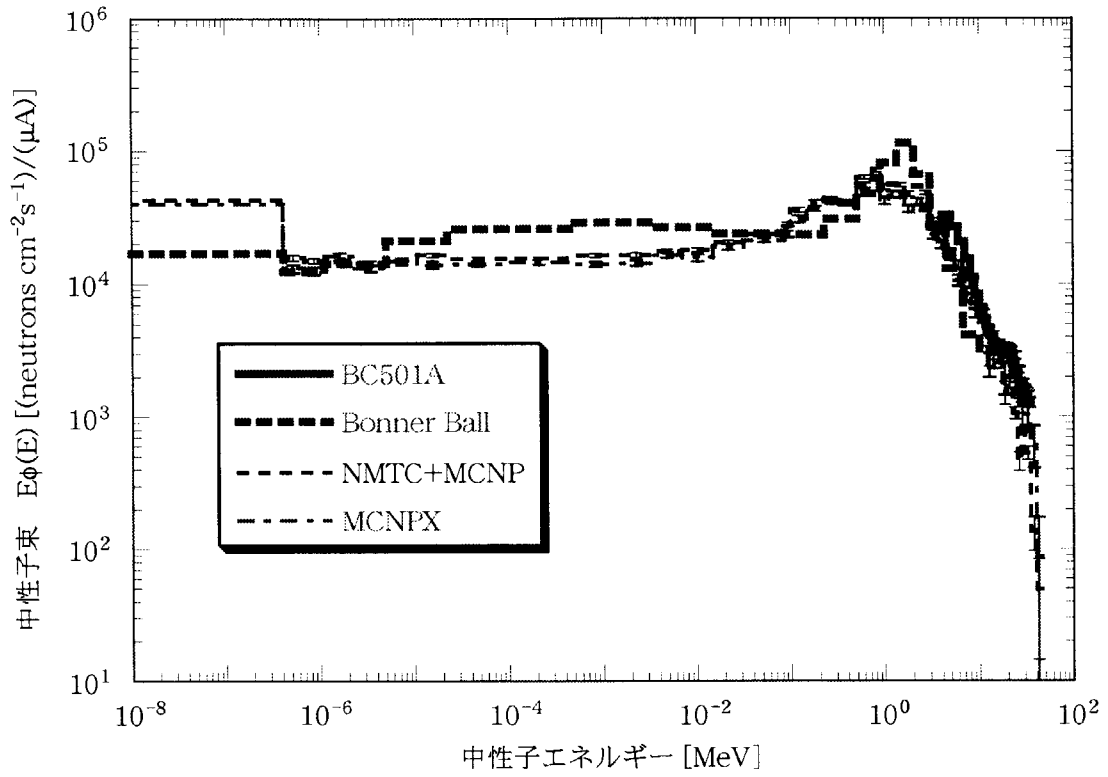


図4.3.1 M1における中性子エネルギースペクトルの比較

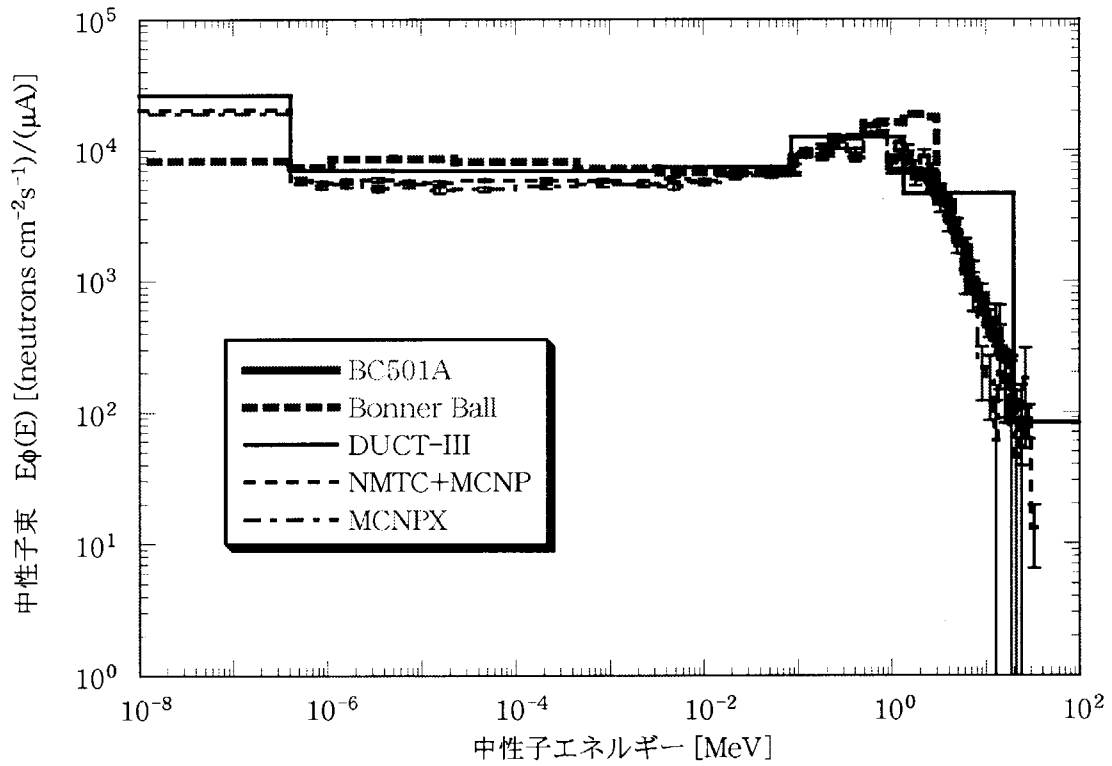


図4.3.2 M3における中性子エネルギースペクトルの比較

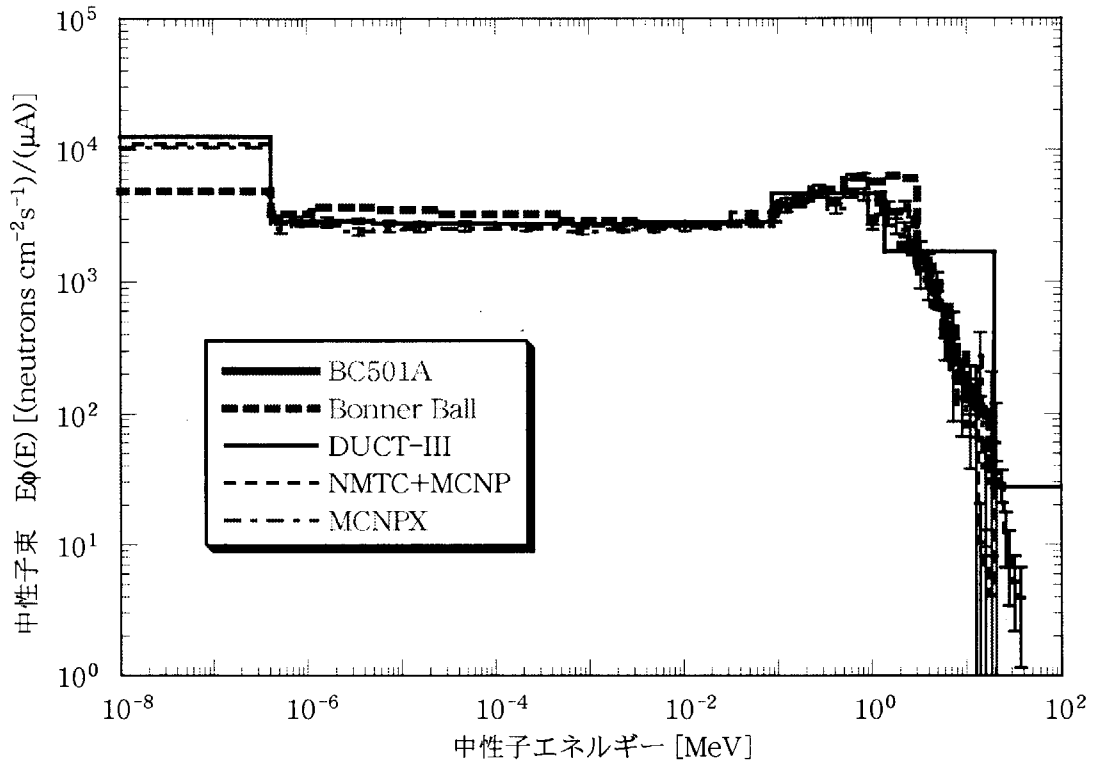


図4.3.3 M4における中性子エネルギースペクトルの比較

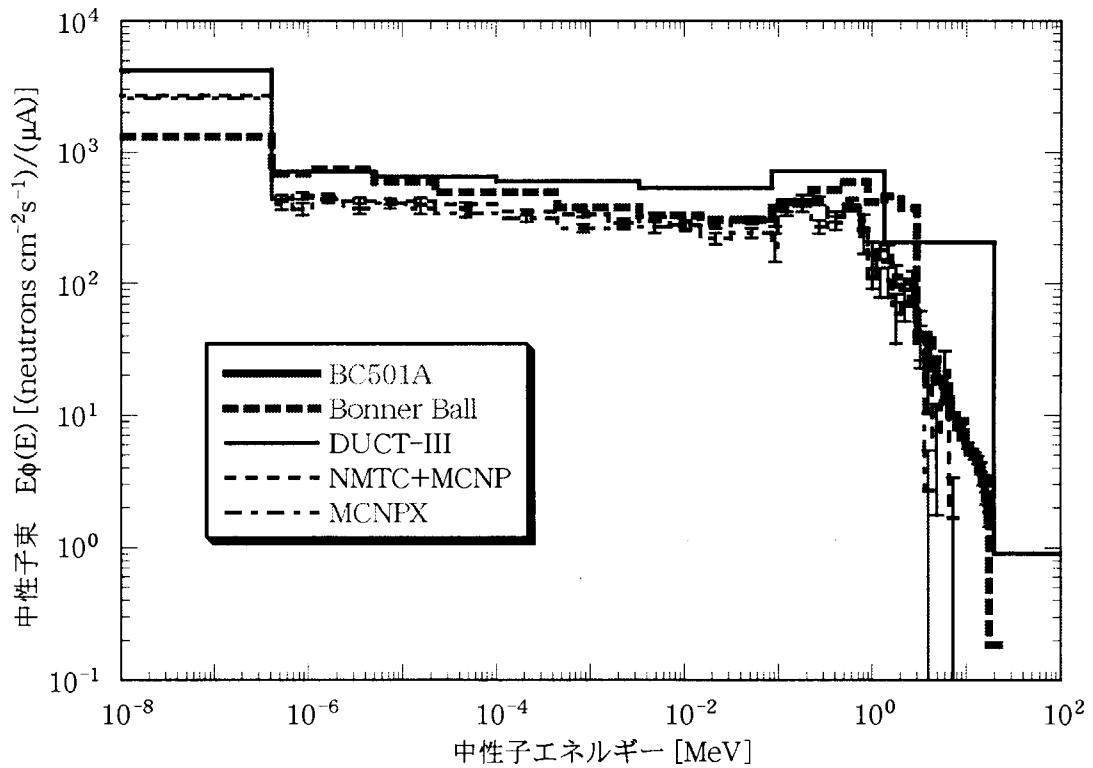


図4.3.4 M7における中性子エネルギースペクトルの比較

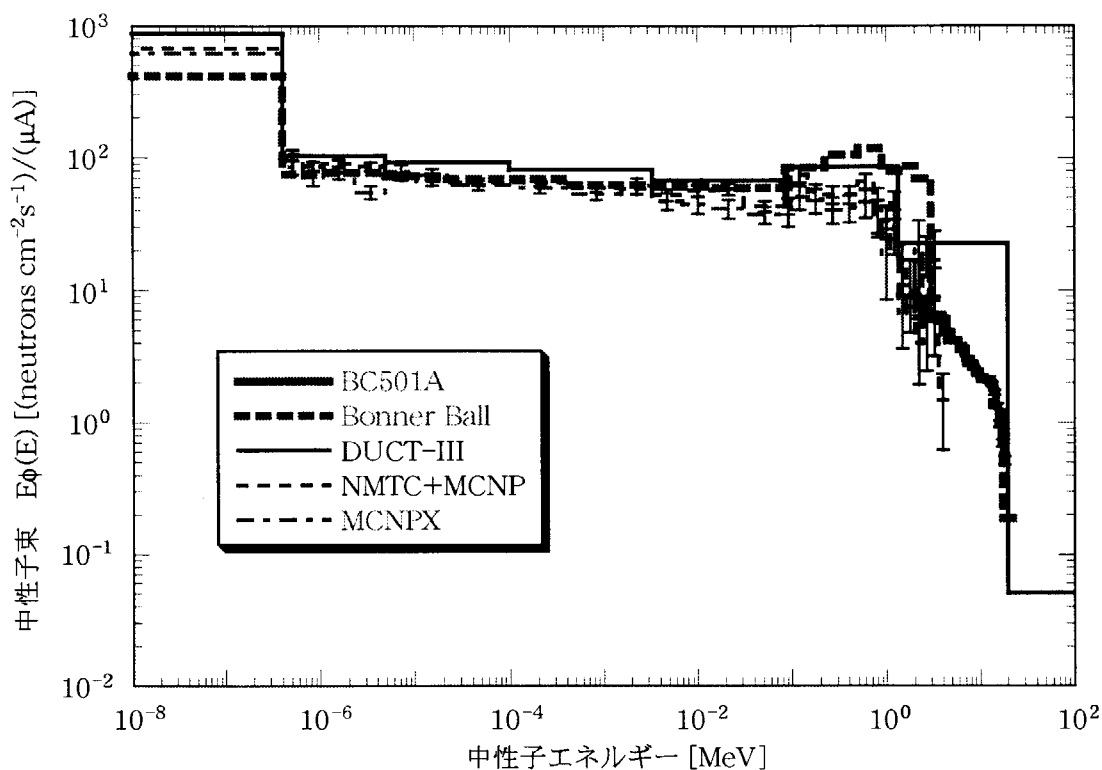


図4.3.5 M9における中性子エネルギースペクトルの比較

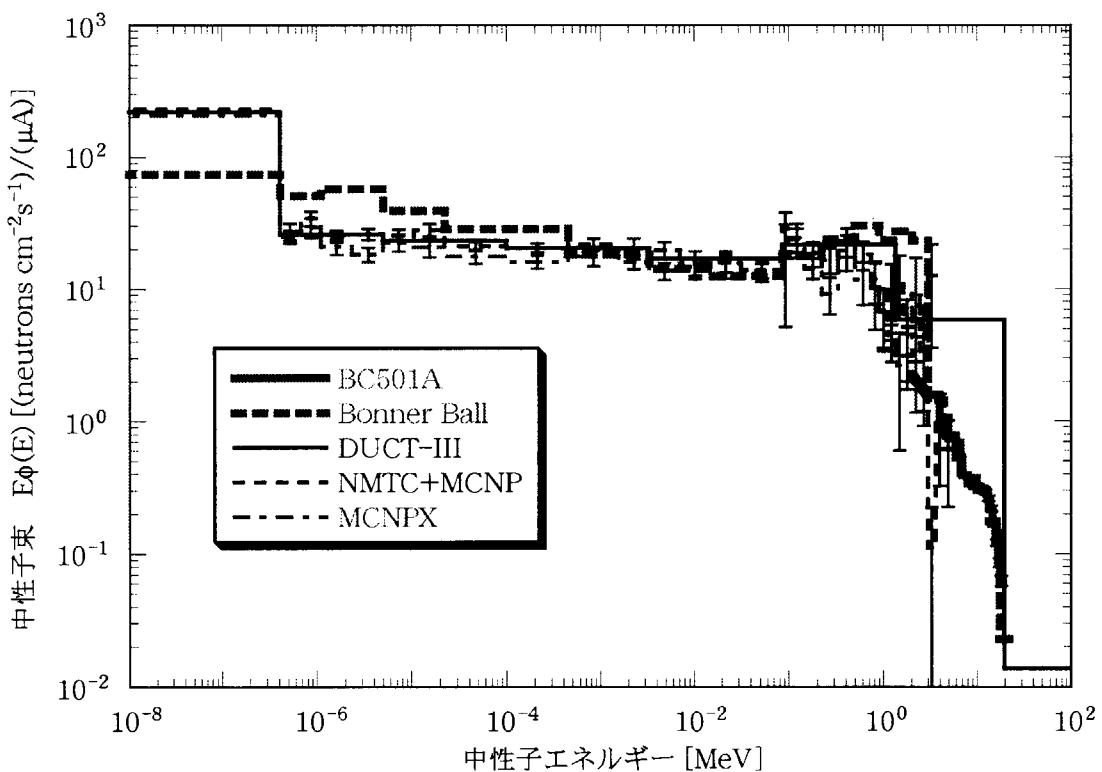


図4.3.6 M11における中性子エネルギースペクトルの比較

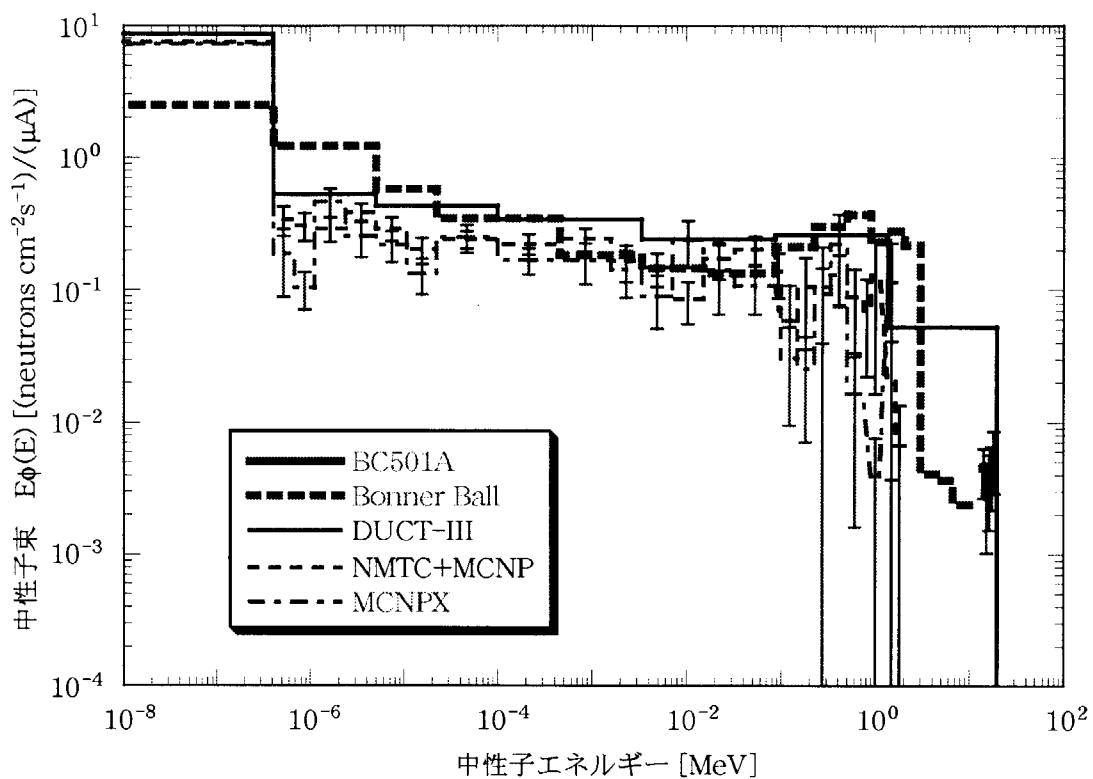


図4.3.7 M14における中性子エネルギースペクトル

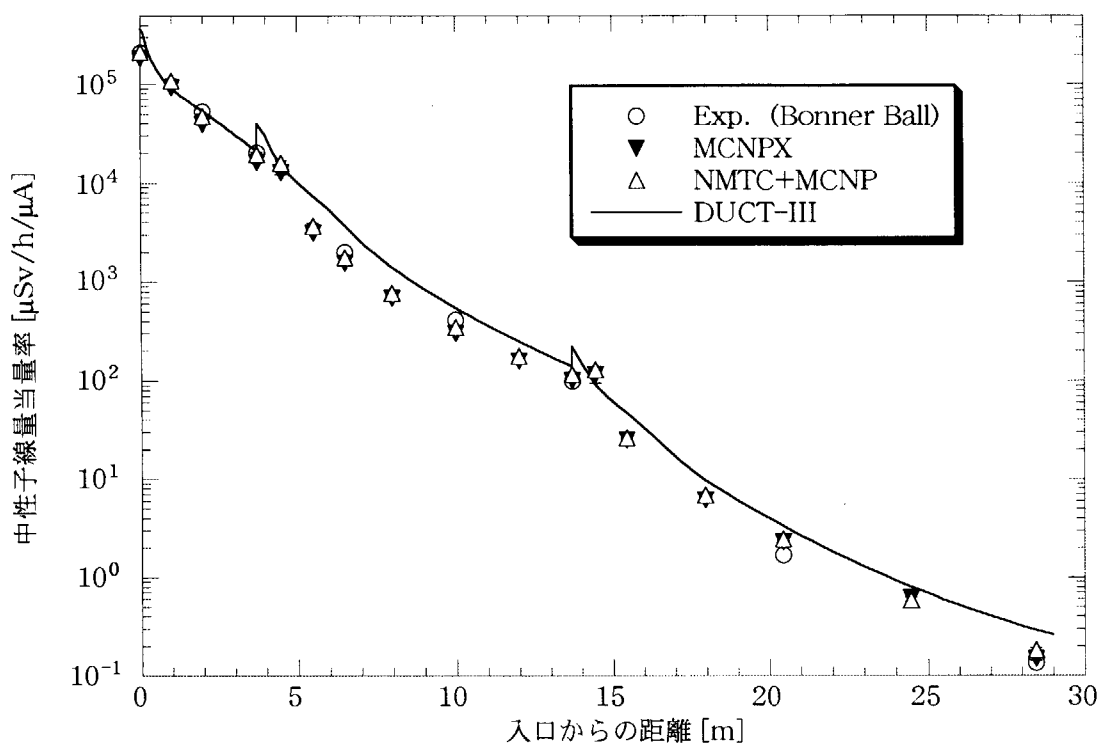


図4.3.8 迷路中における中性子線量当量率の変化

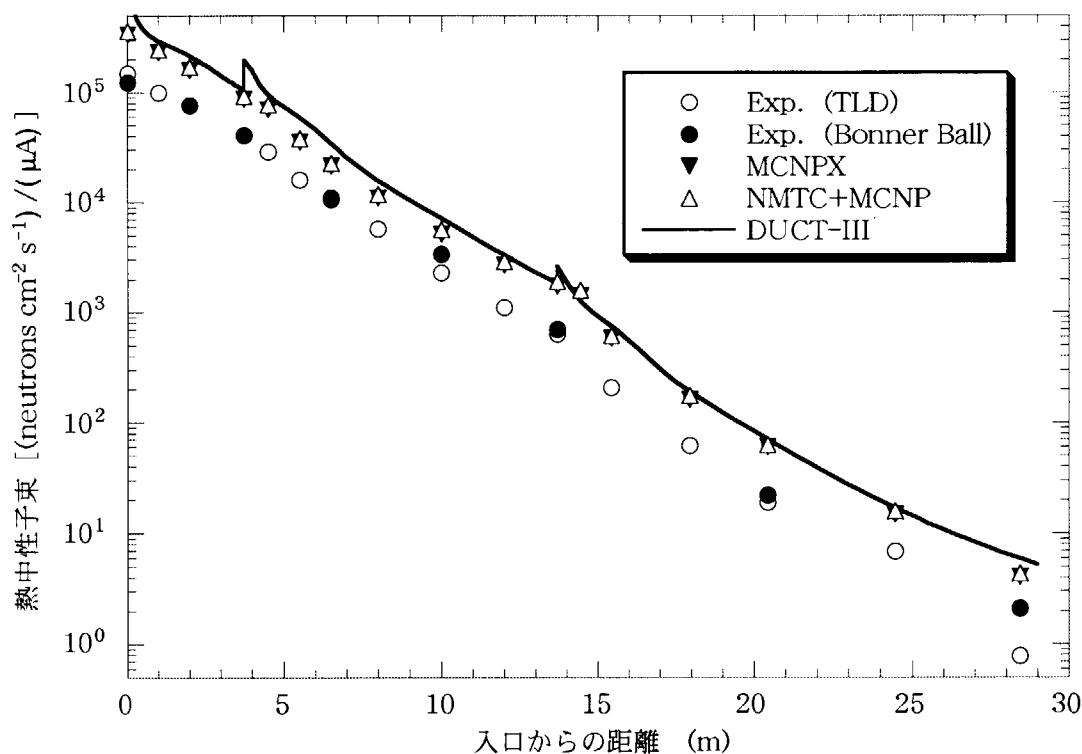


図4.3.9 迷路中の熱中性子束分布

5. まとめ

DUCT-III コードの計算精度の検証を行うために、高エネルギー加速器施設を用いた 2 種類のストリーミングベンチマーク実験(NIMROD, TIARA)の解析を行い、DUCT-III の精度を評価した。

ベンチマーク実験解析により、簡易計算コード DUCT-III に関して以下の結果が得られた。

(1) NIMROD の実験解析では、入口で規格化した場合、DUCT-III 計算、モンテカルロ計算とも測定値（相対分布）を過大評価する傾向が見られたが、これは測定が線源近傍で発生した中性子の影響を受けているためと考えられる。DUCT-III はモンテカルロ計算とよく一致し、Au 箔についてはファクタ 2 以内の過大評価、その他の高エネルギーのしきい反応については、第 1 脚目について~0.7 までの過小評価傾向が見られたが、第 2 脚目では逆にファクタ~5 までの過大評価の傾向が見られた。これは DUCT-III の群構造が粗く、特に断面積が共鳴構造を持つ Al など場合、群内のスペクトルの変化に対応できないためである。しかし、エネルギーの変化に対して滑らかな応答関数である線量当量の場合には、ファクタ 2 程度でモンテカルロ計算と一致した。

(2) TIARA の実験解析では、迷路内部の中性子スペクトルの変化をよく再現することができ、モンテカルロ計算との比較においても、群構造の粗い高エネルギー部分を除けば、モンテカルロ計算をファクタ 2 程度で再現することができた。また線量当量率の分布についても約 6 桁に亘る減衰をファクタ 2 程度の高い精度で再現することが確認できた。

ベンチマーク実験及びモンテカルロコードによるベンチマーク実験解析結果との比較により、DUCT-III コードの高エネルギー中性子ストリーミングに対する適用性を確認し、大強度陽子加速器施設の遮へい設計に十分に用いることができることを示した。

参考文献

- 1) 日本原子力研究所・高エネルギー加速器研究機構 共同推進チーム:JAERI-Tech 2000-003, “大強度陽子加速器計画” (2000).
- 2) Shin K. : J. Nucl. Sci. Technol., 25, 8 (1988).
- 3) 林克己ほか : JAERI-M 91-013, “ダクトストリーミング簡易計算コード DUCT-II およびスカイシャイン簡易計算コード SHINE-II の開発” (1991).
- 4) Tayama R., et al. : KEK Internal 2001-8, “DUCT-III: A Simple Design Code for Duct-Streaming Radiations” (2001).
- 5) Stevenson G. R. and Squier D. M. : Health Phys., 24, 87 (1973).
- 6) Tanaka Su., et al. : Health Phys., 81, 406 (2001).
- 7) Jaeger R. G., et al. (Ed.) : “Engineering Compendium on Radiation Shielding”, Vol. I, Springer-Verlag, Berlin, Chapter 8 (1968).

- 8) Kotegawa H., Sakamoto Y., and Tanaka S.: JAERI-Data/Code 95-004, "PKN-H : A Point Kernel Shielding Code for Neutron Source up to 400 MeV" (1995).
- 9) Selph W. E. : ORNL-RSIC-21, "Neutron and gamma-ray albedos" (1968).
- 10) Takada H., et al. : JAERI-Data/Code 98-005, "An Upgraded Version of the Nucleon Meson Transport Code : NMTC/JAERI97" (1998).
- 11) Briesmeister J. F. (Ed.) : LA-12625, "MCNP -A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4A" (1993).
- 12) T. Nakagawa, et al. : J. Nucl. Sci. Technol., 32, 1259 (1995).
- 13) Shin K., Selvi S., and Hyodo T. : J. Nucl. Sci. Technol., 23, 949 (1986).
- 14) Stevenson G. R. : Private Communication.
- 15) Niita K., et al.: JAERI-Data/Code 2001-007, "High Energy Particle Transport Code NMTC/JAM" (2001).
- 16) Waters L. S. (Ed.) : LA-UR-02-2607, "MCNPX User's Manual, Version 2.3.0" (2002).
- 17) Armstrong T.W. and Chandler K. C. : Nucl. Sci. Eng., 49, 110 (1972).
- 18) Prael R. E. and Lichtenstein H. : LA-UR-89-3014, "User Guide to LCS: the LAHET Code System" (1989).
- 19) Chadwick M. B., et al. : LA-UR-99-1222, "LA150 Documentation of Cross Sections, Heating, and Damage: Part A (Incident Neutrons) and Part B (Incident Protons)" (1999).
- 20) Argonne National Laboratory: ANL-5800, "Reactor Physics Constants" (1963).
- 21) Kobayashi K., et al. : JAERI 1344, "JENDL Dosimetry File 99 (JENDL/D-99) " (2002).
- 22) Kim E., et al. : Nucl. Sci. Eng., 129, 209 (1998).
- 23) Maekawa F., et al. : Private Communication.
- 24) Nakashima H., : Private Communication.
- 25) Alsmiller R. G. Jr., et al. : ORNL/TM-9801, "Neutron Photon Multigroup Cross Sections for Neutron Energies Less than or Equal to 400 MeV (Revision 1) " (1986)
- 26) 坂本幸夫、山口恭弘 : JAERI-Tech 2001-042, "高エネルギー陽子加速器施設の遮へい設計計算のための線量換算係数" (2001).
- 27) Shin K., Uwamino Y., and Hyodo T. : Nucl. Technol., 53, 78 (1981).
- 28) McElroy W. N., et al.: AFWL-TR-67-41, "A Computer Automated Iterative Methods for Neutron Flux Spectra Determination by Foil Activation" (1967).
- 29) ICRP : ICRP Publication 21, Pergamon Press, Oxford (1971).
- 30) 石川敏夫「数十 MeV 陽子加速器施設に於ける中性子遮蔽設計計算法の実験的評価に関する研究」博士論文、東北大学工学部 (1993) .
- 31) Oguri T., et al. : Private Communication.

国際単位系 (SI) と換算表

表1 SI基本単位および補助単位

量	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質質量	モル	mol
光度	カンデラ	cd
平面角	ラジアン	rad
立体角	ステラジアン	sr

表3 固有の名称をもつSI組立単位

量	名称	記号	他のSI単位による表現
周波数	ヘルツ	Hz	s ⁻¹
力	ニュートン	N	m·kg/s ²
圧力, 応力	パスカル	Pa	N/m ²
エネルギー, 仕事, 熱量	ジュール	J	N·m
工率, 放射束	ワット	W	J/s
電気量, 電荷	クーロン	C	A·s
電圧, 起電力	ボルト	V	W/A
静電容量	ファラド	F	C/V
電気抵抗	オーム	Ω	V/A
コンダクタンス	ジーメンズ	S	A/V
磁束	ウェーバ	Wb	V·s
磁束密度	テスラ	T	Wb/m ²
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A
セルシウス温度	セルシウス度	°C	
光束	ルーメン	lm	cd·sr
照射度	ルクス	lx	lm/m ²
放射能	ベクレル	Bq	s ⁻¹
吸収線量	グレイ	Gy	J/kg
線量等量	シーベルト	Sv	J/kg

表2 SIと併用される単位

名称	記号
分, 時, 日	min, h, d
度, 分, 秒	°, ', "
リットル	l, L
トン	t
電子ボルト	eV
原子質量単位	u

1 eV=1.60218×10⁻¹⁹J
1 u=1.66054×10⁻²⁷kg

表4 SIと共に暫定的に維持される単位

名称	記号
オングストローム	Å
バーン	b
バル	bar
ガリ	Gal
キュリー	Ci
レントゲン	R
ラド	rad
レム	rem

1 Å=0.1nm=10⁻¹⁰m
1 b=100fm²=10⁻²⁸m²
1 bar=0.1MPa=10⁵Pa
1 Gal=1cm/s²=10⁻²m/s²
1 Ci=3.7×10¹⁰Bq
1 R=2.58×10⁻⁴C/kg
1 rad=1cGy=10⁻²Gy
1 rem=1cSv=10⁻²Sv

表5 SI接頭語

倍数	接頭語	記号
10 ¹⁸	エクサ	E
10 ¹⁵	ペタ	P
10 ¹²	テラ	T
10 ⁹	ギガ	G
10 ⁶	メガ	M
10 ³	キロ	k
10 ²	ヘクト	h
10 ¹	デカ	da
10 ⁻¹	デシ	d
10 ⁻²	センチ	c
10 ⁻³	ミリ	m
10 ⁻⁶	マイクロ	μ
10 ⁻⁹	ナノ	n
10 ⁻¹²	ピコ	p
10 ⁻¹⁵	フェムト	f
10 ⁻¹⁸	アト	a

(注)

- 表1-5は「国際単位系」第5版、国際度量衡局1985年刊行による。ただし、1eVおよび1uの値はCODATAの1986年推奨値によった。
- 表4には海里、ノット、アール、ヘクタールも含まれているが日常の単位なのでここでは省略した。
- barは、JISでは流体の圧力を表わす場合に限り表2のカテゴリーに分類されている。
- EC閣僚理事会指令ではbar, barnおよび「血圧の単位」mmHgを表2のカテゴリーに入れている。

換算表

力	N (=10 ³ dyn)	kgf	lbf
	1	0.101972	0.224809
	9.80665	1	2.20462
	4.44822	0.453592	1

粘度 1Pa·s(N·s/m²)=10P(ポアズ)(g/(cm·s))

動粘度 1m²/s=10⁴St(ストークス)(cm²/s)

圧	MPa (=10bar)	kgf/cm ²	atm	mmHg(Torr)	lbf/in ² (psi)
	1	10.1972	9.86923	7.50062×10 ³	145.038
力	0.0980665	1	0.967841	735.559	14.2233
	0.101325	1.03323	1	760	14.6959
	1.33322×10 ⁻⁴	1.35951×10 ⁻³	1.31579×10 ⁻³	1	1.93368×10 ⁻²
	6.89476×10 ⁻³	7.03070×10 ⁻²	6.80460×10 ⁻²	51.7149	1

エネルギー・仕事・熱量	J (=10 ⁷ erg)	kgf·m	kW·h	cal(計量法)	Btu	ft·lbf	eV
	1	0.101972	2.77778×10 ⁻⁷	0.238889	9.47813×10 ⁻⁴	0.737562	6.24150×10 ¹⁸
	9.80665	1	2.72407×10 ⁻⁶	2.34270	9.29487×10 ⁻³	7.23301	6.12082×10 ¹⁹
	3.6×10 ⁶	3.67098×10 ³	1	8.59999×10 ³	3412.13	2.65522×10 ⁶	2.24694×10 ²⁵
	4.18605	0.426858	1.16279×10 ⁻⁶	1	3.96759×10 ⁻³	3.08747	2.61272×10 ¹⁹
	1055.06	107.586	2.93072×10 ⁻⁴	252.042	1	778.172	6.58515×10 ²¹
	1.35582	0.138255	3.76616×10 ⁻⁷	0.323890	1.28506×10 ⁻³	1	8.46233×10 ¹⁸
	1.60218×10 ⁻¹⁹	1.63377×10 ⁻²⁰	4.45050×10 ⁻²⁶	3.82743×10 ⁻²⁰	1.51857×10 ⁻²²	1.18171×10 ⁻¹⁹	1

1 cal = 4.18605J (計量法)
= 4.184J (熱化学)
= 4.1855J (15°C)
= 4.1868J (国際蒸気表)
仕事率 1 PS(馬力)
= 75 kgf·m/s
= 735.499W

放射能	Bq	Ci
	1	2.70270×10 ⁻¹¹
	3.7×10 ¹⁰	1

吸収線量	Gy	rad
	1	100
	0.01	1

照射線量	C/kg	R
	1	3876
	2.58×10 ⁻⁴	1

線量当量	Sv	rem
	1	100
	0.01	1

高エネルギー中性子ストリーミング計算コードDUCT IIIの検証

R100

古紙配合率100%再生紙を使用しています