日本原子力研究所 Fusion Neutronics Source (FNS) における D-T 中性子スカイシャイン実験

西谷 健夫, 落合 謙太郎, 吉田 茂生¹⁾, 田中 良平²⁾,
脇坂 雅志³⁾, 中尾 誠, 佐藤 聡, 山内 通則,
堀 順一, 高橋 亮人²⁾, 金子 純一³⁾, 澤村 晃子³⁾
(日本原子力研究所, ¹⁾東海大学, ²⁾大阪大学, ³⁾北海道大学)

D-T Neutron Skyshine Experiments at JAERI/FNS

NISHITANI Takeo, OCHIAI Kentaro, YOSHIDA Shigeo¹⁾, TANAKA Ryohei²⁾,
WAKISAKA Masashi³⁾, NAKAO Makoto, SATO Satoshi, YAMAUCHI Michinori, HORI Jun-ichi,
TAKAHASHI Akito²⁾, KANEKO Jun-ichi³⁾ and SAWAMURA Teruko³⁾

Japan Atomic Energy Research Institute, Ibaraki 319-1195, Japan

¹⁾Tokai University, Hiratsuka 259-1292, Japan

²⁾Osaka University, Suita 565-0871, Japan

³⁾Hokkaido University, Sapporo 060-0808, Japan

(Received 26 November 2002 / Accepted 10 February 2003)

Abstract

The D-T neutron skyshine experiments have been carried out at the Fusion Neutronics Source (FNS) of JAERI with the neutron yield of $\sim 1.7 \times 10^{11}$ n/s. The concrete thickness of the roof and the wall of a FNS target room are 1.15 and 2 m, respectively. The FNS skyshine port with a size of 0.9×0.9 m² was open during the experimental period. The radiation dose rate outside the target room was measured as far as about 550 m away from the D-T target point with a spherical rem-counter. The highest neutron dose was about 0.5 μ Sv/hr at a distance of 30 m from the D-T target point and the dose rate was attenuated to 0.002 μ Sv/hr at a distance of 550 m. The measured neutron dose distribution was analyzed with Monte Carlo code MCNP-4B and a simple line source model. The MCNP calculation overestimates the neutron dose in the distance range larger than 250 m. The neutron spectra were evaluated with a ³He detector with different thickness of polyethylene neutron moderators. Secondary gamma-rays were measured with high purity Ge detectors and NaI scintillation detectors.

Keywords:

skyshine, D-T neutron, fusion reactor, secondary gamma-ray, rem counter, NaI scintillation detector, MCNP, FNS

author's e-mail: nishitani@naka.jaeri.go.jp

この論文は第19回年会(2002, 愛知県犬山市)にて招待講演として発表された内容を論文化したものです。

1. はじめに

一般的に核融合炉では、炉室に大きなスパンを必要とするので、構造上の制約から、天井の遮蔽厚は、垂直の壁に比べて薄くせざるを得ない。核融合炉の放射線線量の評価では、スタックから排出される放射性ガスによる寄与が最も大きい、それを除いた外部線量としては、核融合炉の天井から漏洩した放射線が空気と散乱して、施設周辺の地上に到達する、いわゆるスカイシャインが、核融合炉周辺の放射線安全に最も重要な項目であり、その精度の高い評価は核融合炉の合理的な遮蔽設計に必要不可欠である。

核分裂の原子力施設 [1, 2] や高エネルギー加速器施設 [3, 4] のスカイシャインについては多くの実験データが存在するが、核融合施設のスカイシャインに関する実験データは、わずかしかなかった。1980年台の初期に大阪大学のD-T中性子施設OKUTAVIANでは、コンクリート16 cm厚の天井から漏洩した中性子 [5] と2次ガンマ線 [6] の線量率分布を施設から600 mまでの範囲で測定した。この実験では中性子発生率が約 8×10^8 n/s であり、それほど大きくなかったことから測定データの統計精度が十分でないという問題はあったが、スカイシャイン実験のために開発したモンテカルロコードNIMSAC [7] およびMMCR [2] で解析した結果、実験値と $\pm 30\%$ の範囲で一致した。またプリンストンプラズマ物理研究所において1993～1995年に行われた、TFTRのD-T実験では、TFTRから20～200 mの範囲で中性子と2次ガン

マ線の線量率分布を測定し、2次ガンマ線の寄与が主であるという結果を得た [8]、モンテカルロ計算等の数値計算との比較は報告されていない。

スカイシャイン実験の主目的は、中性子がどのような過程を経て地上に到達するか、また2次ガンマ線がどのような過程で発生するかを調べることであり、そのためには、強度、エネルギースペクトル、角度分布等の特性が明らかな中性子源が必要である。そこで日本原子力研究所（以下、原研）の核融合中性子源 Fusion Neutronics Source (FNS [9]) において、天井に設置したスカイシャイン実験ポートを開放することにより、D-T中性子のスカイシャイン実験を実施した。

2. 実験

2.1 FNS 施設

Fig. 1にFNSの鳥瞰図を示す。FNSは3相全波整流のトランス積層型の静電加速器を用いた中性子源で、 D^+ を約400 keVに加速し、トリチウムターゲットに当て、D-T反応により14 MeV中性子を発生する。FNSは2つターゲット室を有しており、第1ターゲット室は0.37 TBq (10 Ci) のトリチウムを吸着させた固定トリチウムターゲットを使用して、最大 3×10^{11} n/s の中性子を発生できる。また第2ターゲット室には37 TBq (1,000 Ci) の回転トリチウムターゲットがあり、 4×10^{12} n/s の中性子発生率が可能である。前者は、主として増殖ブランケット核特性実験や断面積測定に使用されており、後者は核

Fig. 1 Bird's eye view of the FNS facility.

Fig. 2 Cross-sectional view of the target room I along the north-south direction.

融合材料や機器の照射試験に使用されている。

本スカイシャイン実験で使用した第1ターゲット室内寸法は、縦横の長さ約15 m、ターゲット位置から天井内壁までの高さは7.1 mであり、側壁および天井のコンクリート厚さがそれぞれ2 mおよび1.15 mである。Fig. 2に示すように、第1ターゲット室のターゲットの直上の天井にはスカイシャイン実験孔（約0.9 m×0.9 m、1 m厚）が設けられている。Fig. 3にスカイシャイン実験孔の詳細を示すが、階段状の構造をしており、通常はコンクリートの遮蔽プラグが挿入されている。スカイシャイン実験時はこの遮蔽プラグを取り外し、実験孔を開放した。ただし2 mm厚のSUS板により、ターゲットの室の負圧を保持し、さらに実験孔の最上部の2 mm厚のSUS板により雨水の侵入を防止した。

このスカイシャイン実験孔はFNSの建設当初から設置されていたが、今回スカイシャイン実験のために、放射線障害防止法上の放射線発生装置としての運転条件の一つとしてスカイシャイン実験孔を開放した状態での運転の許可を取得した。実験にあたっては原研東海研の放射線管理部門および原研東海研に隣接する原子力施設の放射線管理部門と関係をとって実施した。また実験中のFNS居室や屋外、およびFNS周辺の施設における線量が放射線管理上問題ないレベルであることを確認した。

2.2 測定装置と測定ポイント

スカイシャイン実験においては、まず中性子発生量の絶対測定が必要である。FNSでは、 $T(d, n)\alpha$ 反応で発生する α 粒子をトリチウムターゲットの後方(真空中)に取付けた、表面障壁型シリコンダイオードで測定して、中性子発生量を決定している。スカイシャイン実験中はこ

Fig. 3 Cross-sectional view of the skyshine experimental port.

の α 粒子の計数値を10秒ごとに記録した。なお今回の実験では、FNSの加速電圧360 kV、ビーム電流1.4 mAであり、平均D-T中性子発生強度は 1.7×10^{11} n/sであった。

Fig. 4にFNS周辺の施設配置およびスカイシャインの測定ポイントを示す。FNSは太平洋沿いの平坦な地形に位置しており、海岸線までは約120 mである。FNSのすぐ南側には高速炉臨界集実験装置(FCA)、西側には軽水炉臨界集実験装置(TCA)が位置している。研究施設以外が樹高約10 mの松林であり、地面は砂地である。またFNSの北方向950 mには、日本原子力発電(株)の東海第2発電所(沸騰水型原子炉110万 kW)が稼動中である。

中性子の線量は積分型レムカウンタ(富士電機NSS10002型)を用いてターゲットから北方向の松林中で最大550 m位置まで測定した。ただし550 m地点は松林の外の砂丘上である。南方向(南西方向を含む、以下同様)は、アスファルトの道路沿いに300 mまでの範囲で測定した。また中性子エネルギースペクトルは、 ^3He 比例計数管とポリエチレン減速材厚さ(0.5, 1, 2, 3, 5, 9 cm)を組合せた円柱型多減速材付中性子スペクトロメータで評価することを試みた。

2次ガンマ線に対しては、北方向20, 50, および100 mの位置で、結晶体積180 ccの高純度Ge検出器および $\phi 125$ mm×125 mmのNaI(Tl)シンチレーション検出器で測定した。北方向200および300 mの位置では、検出効率の大きい $\phi 200$ mm×200 mmのNaI(Tl)シンチレーション検出器を使用した。2次ガンマ線のエネルギーは数MeVになるが、数MeV領域のRIガンマ線源は存在しないため、水の放射化反応 $^{16}\text{O}(n, p)^{16}\text{N}$ で生成する ^{16}N (半減期

Fig. 4 Measurement points around the FNS building for the skyshine experiment.

7.13 s)から放出される 6.13 MeV および 7.12 MeV のガンマ線 10 J)による校正実験と、モンテカルロ計算 (MCNP-4B [11]) を併用して NaI(Tl)シンチレーション検出器の感度曲線を決定した。数 MeV のガンマ線に対する NaI(Tl)シンチレーション検出器の応答は、コンプトン散乱が主になるため、連続波高分布になってしまう。そこで測定した波高分布をアンフォールディングして 2 次ガンマ線のスペクトルを求めた。また測定点におけるガンマ線線量率は、得られた 2 次ガンマ線のスペクトルに線量率変換係数をかけて積分することにより導出した。

3. 解析

3.1 モンテカルロ計算

本スカイシャイン実験の結果に対し、モンテカルロ計算コード MCNP-4B と核データライブラリー JENDL-3.2 [12] を用いてシミュレーション計算を行った。Fig. 5 に MCNP 計算におけるモデル体系を示す。計算時間の短縮のために軸対象モデルを採用し、計算の境界は半径 2,000 m の球とした。FNS の第 1 ターゲット室の半径は、実際

Fig. 5 MCNP calculation model for the FNS skyshine experiment.

の床面積と等しくなるように決定した。しかし、実際の D-T ターゲット位置は第 1 ターゲット室の中心ではないので、D-T ターゲットが壁から離れているケースと壁に近いケースを想定して、第 1 ターゲット室の半径を 11.5 m と 7.5 m としたモデルも計算した。地面はコンクリートと同じ組成を仮定し、密度を 2.3 g/cm^3 とした。また第 1 ターゲット室以外の建屋や松林は計算モデルに含めていない。第 1 ターゲット室の壁や天井は十分な厚さを有しているので、計算において中性子は、D-T ターゲット位置からスカイシャインポートに向けてコーン状に放出されると仮定した。ただしターゲットから近い場合 (20 ~ 30 m) には、壁からの透過成分の寄与がスカイシャインによる線量の 10% 程度になるので、壁からの透過成分を別途計算し、補正を行った。

3.2 線状線源モデル

本実験では、限られた面積のスカイシャインポートから中性子が垂直に打ち上げられているので、柱状の中性子ビームが存在し、空気との散乱により中性子が 4π 方向に放射されると仮定する。14 MeV 中性子の空気中での平均自由行程は約 120 m であるので、中性子ビームの空気中での減衰を無視すれば、一次元近似が可能となり、線源位置から距離 R における中性子線量率は次式で表される。

$$D(R) = \frac{C\sigma NS\phi}{R} e^{-R/\lambda} \quad (1)$$

ここで、 C は中性子束から線量率への変換係数、 σ は 14 MeV 中性子と空気との散乱断面積、 N は空気の原子数密度、 S はスカイシャインポートの断面積、 ϕ はスカイシャインポートにおける中性子束、 λ は 14 MeV 中性子の空気中における線量率減衰距離である。ここでは、中性子のエネルギーはどの距離 R においても 14 MeV であると仮定し、 C として 5.2×10^{-10} Sv/neutron を用いた。14 MeV 中性子と空気との全断面積から λ を評価すると約 120 m となる。また λ および " $C\sigma NS\phi$ " を未定定数として実験値の最小 2 乗フィッティングから導出することも試みた。

4. スカイシャイン中性子

4.1 中性子線量分布

中性子発生率 1.7×10^{11} n/s 時における中性子線量率分布の測定値とモンテカルロ計算値を Fig. 6 に示す。30 m 地点が最も線量率が高く、約 $0.5 \mu\text{Sv/hr}$ であり、550 m では約 $0.002 \mu\text{Sv/hr}$ であった。50 ~ 200 m の範囲では、南方向の測定値は北方向に較べて 20 ~ 30% 大きくなっている。D-T ターゲットが第 1 ターゲット室の中心でなく、南側によっているため、南方向の線量率が大きくなることが考えられる。実際、第 1 ターゲット室の半径を 11.5 m と 7.5 m とし、それぞれ北方向と南方向を模擬した計算では、Fig. 6 に示すように、南方向が北方向より 10 ~ 20% 大きくなることを確認した。また南方向はアスファルトの道路沿いであり、測定点と FNS 間に障害物が全く存在せず、さらにアスファルトによる中性子の散乱効果（アルベドが大きい）があるが、北方向は松林であり、松による中性子の散乱・吸収と、地面の砂地による中性子の吸収が影響しているものと考えている。ここで中性子線量率の測定値のバックグラウンドは FNS のビーム停止時に FNS 南方向 50 m の地点でレムカウンターにより測定した 4 nSv/hr を用いており、すべての測定点も同じ値とした。

モンテカルロ計算値は、230 m までは比較的良い一致を示すが、それ以上では、550 m を除いて、実験値より大きくなっている。レムカウンタの感度が入射中性子のエネルギーに依存して変化している可能性があるが、原研で行った感度校正試験では 10% 以下であることを確認しており、それでは計算値との差を説明できない。むしろモンテカルロ計算において松林をモデル化していないた

Fig. 6 Neutron dose rate distribution compared with MCNP calculations.

Fig. 7 Neutron dose rate distribution compared with line source model calculations.

め、それによる散乱・吸収が考慮されず、過大評価になっていると思われる。

次に中性子線量率分布の測定値と(1)式に示した線状線源モデルとの比較を Fig. 7 に示す。14 MeV 中性子と空気との全断面積から評価した線量率減衰距離 $\lambda = 120 \text{ m}$ を用いた場合には 350 m までは良く一致するが、それ以上では過小評価になる。そこで(1)式を用いて最小 2 乗法により実験値をフィッティングした場合 $\lambda = 226 \text{ m}$ であり、OKTAVIAN のスカイシャイン実験から得られ

Fig. 8 Neutron spectra calculated by MCNP.

た, $\lambda = 203$ m と矛盾のない結果となった。

4.2 中性子スペクトル

Fig. 8にMCNPで計算した各測定点における中性子スペクトルを示す。14 MeV 中性子と空気との弾性散乱で生じる10~14 MeVの成分, 7 MeV以下の減速成分と熱中性子成分から成っていることがわかる。100 keV以上の高速中性子の割合は, 遠方に行くに従って, わずかに減少してはいるが, スペクトルの形はほぼ一定で, 全中性子束が減少していると理解できる。

^3He 比例計数管と異なる厚さのポリエチレン減速材を組合せた円柱型多減速材付中性子スペクトロメータの計数値をSAND-IIコード[13]でアンフォールディングして評価することを試みた。50 m, 100 m および 200 m において円柱型多減速材付中性子スペクトロメータから求めた中性子スペクトルとMCNPによる計算値との比較をFig. 9に示す。計算値は測定値に対して, 高エネルギー側において若干過大評価みであるものの比較的良く一致しているのに対し, 低エネルギー側で過小評価になっている。これはMCNP計算において, 水素, 炭素等の軽元素を多く含む松林をモデル化していないために, 中性子の減速効果が過小評価になっているものと考えられる。またアンフォールディングに使用した検出器の応答関数の精度や初期推定スペクトルの影響等の問題も考えられ, 今後詳細な検討が必要である。なお測定された中性子スペクトルに線量変換係数を乗じて得た線量値はレムカウンターによる直接測定した値と20%の範囲で一致した。

Fig. 9 Neutron spectra derived from the multi-moderator spectrometer compared with MCNP calculations.

Fig. 10 Secondary gamma-ray spectra measured with a NaI scintillation counter at distances of 20, 50 and 100 m for 1×10^{15} source neutrons.

5. 2次ガンマ線

5.1 2次ガンマ線スペクトル

北方向20, 50, および100 mの位置で測定した, ϕ 125 mm $\times$ 125 mmのNaI(Tl)シンチレーション検出器の波高分布をFig. 10に示す。1.461 MeVおよび2.614 MeVのピークはそれぞれ土壌やコンクリート等に含まれる天然放射性同位元素 ^{40}K および ^{208}Tl によるものである。2.223 MeVのピークは水素の放射捕獲反応 $^1\text{H}(n, \gamma)^2\text{H}$ の全エネルギーピークであり, 7 MeV付近の巾広のピークは鉄

Fig. 11 Secondary gamma-ray spectra measured with a high-purity Germanium detector at distances of 20 m for 1×10^{15} source neutrons.

の放射捕獲反応 $^{56}\text{Fe}(n, \gamma)$ ^{57}Fe からの 7.646 MeV と 7.632 MeV のガンマ線に対するシングルエスケープピークが重なったものと考えられる。3 ~ 6.5 MeV の領域では、明瞭なピークは見られず連続スペクトルになっている。これは鉄その他いくつかの放射捕獲反応からのガンマ線によるコンプトン散乱によって形成されていると思われる。

Fig. 11 に 20 m 地点で測定した、高純度 Ge 検出器の波高分布を示す。NaI(Tl)シンチレーション検出器で観測された水素および鉄の放射捕獲反応からのガンマ線に加えて、シリコンの放射捕獲反応 $^{28}\text{Si}(n, \gamma)$ ^{29}Si による 3.549 MeV および 4.934 MeV の全エネルギーピークとシングルエスケープピークを観測した。高純度 Ge 検出器はエネルギー分解能に優れるが、NaI(Tl)シンチレーション検出器に較べて検出効率が小さく（同体積として検出効率が小さい）20 m 以遠では、シリコンの放射捕獲反応によるガンマ線の明瞭なピークは認められなかった。

観測された水素、鉄およびシリコンの放射捕獲反応ガンマ線の発生場所については、水素、鉄およびシリコンが土壌ばかりでなく、建屋等にも多く含まれるため、今のところ同定されていない。次回のスカイシャイン実験では、鉛等の遮蔽体によりガンマ線の入射方向を限定した測定を行い、2 次ガンマ線の発生場所の同定を行う予定である。

Fig. 12 Secondary gamma-ray dose rate distribution compared with MCNP calculations.

5 2 2 次ガンマ線線量率分布

本実験では、ガンマ線線量率が小さく、一般的な GM サーベイメータや電離箱サーベイメータでは、2 次ガンマ線の線量率分布を直接測定することができなかった。そこで、NaI(Tl)シンチレーション検出器で測定した波高分布をアンフォールディングコード HEPROQ [14] を用いてガンマ線スペクトルに変換し、エネルギーごとに線量率変換係数を乗じることにより 2 次ガンマ線の線量率分布を求めた。Fig. 12 に 20, 50, 100, 200 および 300 m における 2 次ガンマ線の線量率分布の測定値と MCNP による計算との比較を示す。測定された 2 次ガンマ線の線量率分布は計算値と非常によく一致した。

6 . まとめ

原研の核融合中性子源 FNS において、天井に設置したスカイシャイン実験ポートを開放することにより、D-T 中性子のスカイシャイン実験を実施した。中性子の線量はターゲットから 550 m の範囲で、積分型レムカウンタを用いて測定した。2 次ガンマ線については、ターゲットから 300 m の範囲で NaI(Tl)シンチレーション検出器と高純度 Ge 検出器を用いて測定した。2 次ガンマ線による線量は、中性子による線量の約 1/50 であった。測定した中性子およびガンマ線の線量率分布とモンテカルロ計算コード MCNP-4B と核データ JENDL-3.2 を用いた解析した結果、2 次ガンマ線の線量率分布に関しては測定した 300 m の範囲で、実験値と計算値が良く一致したが、中性子の線量率分布では 250 m 以遠において計算値

が過大評価となった。これは計算において、松林をモデル化していないことによると考えている。上記の問題はあるものの、MCNPによるモンテカルロ計算は、中性子およびガンマ線のスカイシャイン線量率分布をファクター2以内で予測でき、スカイシャイン放射線の安全評価手法として十分使用し得ると言える。

次回のスカイシャイン実験では、NE213液体シンチレーション検出器を用いた高速中性子のエネルギースペクトル測定と2次ガンマ線の方向依存性測定を行う予定である。

謝 辞

本スカイシャイン実験の実施にあたり、実験の準備およびFNSの運転に尽力いただいた沓掛忠三、田中 滋、阿部雄一、関 正和、荻沼義和の各氏に感謝します。また測定に参加いただいた大阪大学大学院および北海道大学大学院の学生諸氏に感謝します。環境放射線モニタリングで協力いただいた原研東海研の保健物理部の関係各位並びに日本原子力発電(株)環境保安課長の谷口和史氏にお礼を申し上げます。

参 考 文 献

- [1] A.H. Kazi, C.R. Heimbach, R.C. Harrison and H.A. Robitaille, Nucl. Sci. Eng. 85, 371 (1983).
- [2] T. Nakamura and T. Kosako, Nucl. Sci. Eng. 77, 168 (1981).
- [3] T. Nakamura, T. Kosako, K. Hayashi *et al.*, Nucl. Sci. Eng. 77, 182 (1981).
- [4] K. Hayashi and T. Nakamura, Nucl. Sci. Eng. 87, 123 (1984).
- [5] T. Nakamura, Y. Uwamino, K. Hayashi *et al.*, Nucl. Sci. Eng. 90, 281 (1985).
- [6] S. Yoshida, R. Morotomi, T. Kondo *et al.*, J. Nucl. Sci. Tech. Suppl.1, 650 (2000).
- [7] M. Ueda, MS thesis, Osaka University, Department of Nuclear Engineering (1984).
- [8] H.W. Kugel, G. Ascione, S. Elwood *et al.*, Fusion Eng. Des. 28, 534 (1995).
- [9] T. Nakamura, H. Maekawa, Y. Ikeda and Y. Oyama, *Proceedings of 4th Symposium. on Accelerator Science and Technology*, RIKEN, Saitama (1982) pp.155.
- [10] T. Nishitani, Y. Uno, J. Kaneko *et al.*, J Nucl. Sci. Technol. Suppl.2, 1139 (2002).
- [11] J.F. Briesmeister (Ed.), MCNP - a general Monte Carlo n-particle transport code, version 4B, Los Alamos National Laboratory Report, LA-12625-M, 1997.
- [12] T. Nakagawa, K. Shibata, S. Chiba *et al.*, Japanese evaluated nuclear data library version 3 revision-2: JENDL-3.2, J. Nucl. Sci. Technol. 32, 1259 (1995).
- [13] W.N. McElroy, S. Berg and G. Gigas, Nucl. Sci. Eng. 27, 533 (1967).
- [14] M. Matzke, Unfolding of pulse height spectra: The HEPRO program system, Physikalisch Technische Bundesanstalt Report, PTB-N-19, 1994.