

JAERI-Research

98-061



板状セルにおける非等方中性子  
ストリーミング効果の輸送理論への適用

1998年11月

大井川宏之

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）で複写による実費領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, 1998

編集兼発行 日本原子力研究所

## 板状セルにおける非等方中性子ストリーミング効果の輸送理論の適用

日本原子力研究所東海研究所エネルギー・システム研究部  
大井川宏之

(1998年10月1日受理)

原子炉の核計算における単位セルの均質化計算に際して、セルの非均質性に起因する非等方中性子ストリーミング効果は一般にBenoistの理論に基づいた異方性拡散係数によって考慮される。このため、体系計算では拡散理論でのみこの効果を取り入れることができる。本研究では、中性子漏洩を精度良く計算できる輸送理論にこのセルの非均質性に起因する非等方中性子ストリーミング効果を取り入れることを目的として、無限板状セルに対する新たな理論の構築及び適用性評価を行った。

本研究で採用した手法は輸送方程式の漏洩演算子と断面積に角度依存の因子を乗じるものである。これにより、均質化された体系計算でもセルの非均質性に起因する非等方中性子ストリーミング効果を取り入れることができる。簡単な数値実験の結果、本手法によればBenoistの異方性拡散係数を使った拡散計算では過大評価されるような非均質性の高いセルの中性子ストリーミング効果を精度良く計算できることがわかった。

Application of Anisotropic Neutron Streaming Effect  
in Plate Cell Geometry to Transport Theory

Hiroyuki OIGAWA

Department of Nuclear Energy System  
Tokai Research Establishment  
Japan Atomic Energy Research Institute  
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received October 1, 1998)

In the cell homogenization procedure for reactor neutronics calculation, anisotropic neutron streaming effect caused by the cell heterogeneity has been generally taken into account by directional diffusion coefficients based on Benoist's theory. Only the diffusion theory, therefore, can deal with this effect in the whole core calculation. In the present study, a new method to apply this effect to the transport theory is proposed and examined for simple plate cell geometry.

In the present method, the leakage operator and cross sections in the transport equation were multiplied by angle dependent factors to take account of the streaming effect in homogenized core calculation. Calculation results for simple plate cell model have shown that the present method properly estimates the neutron streaming effect of strongly heterogeneous cell where the diffusion calculation with Benoist's theory overestimated that effect.

**Keywords:** Anisotropic Neutron Streaming Effect, Cell Homogenization, Heterogeneity, Plate Geometry, Transport Theory

## 目 次

1. はじめに .....	1
2. 理 論 .....	2
2.1 非均質板状セルの角度中性子束 .....	2
2.2 均質化後の輸送方程式とセル内角度中性子束 .....	4
2.3 角度依存因子の導出 .....	5
2.4 均質化後の輸送方程式の解法 .....	6
3. 考 察 .....	7
3.1 セル計算の結果と角度依存因子 .....	7
3.2 体系計算の結果 .....	8
4. ま と め .....	9
謝 辞 .....	9
参考文献 .....	9

## Contents

1. Introduction .....	1
2. Theory .....	2
2.1 Angular Flux in Heterogeneous Plate Cell .....	2
2.2 Transport Equation and Angular Flux of Homogenized Cell .....	4
2.3 Deduction of Angle Dependent Factors .....	5
2.4 Solution of Transport Equation of Homogenized System .....	6
3. Discussion .....	7
3.1 Cell Calculation and Angle Dependent Factors .....	7
3.2 Core Calculation .....	8
4. Summary .....	9
Acknowledgements .....	9
References .....	9

This is a blank page.

## 1. はじめに

一般に原子炉の核計算においては、まずセル計算によって単位セルの巨視的実効断面積を求め、それを用いて体系計算を行う。セル計算では、セル内中性子束微細分布を求め、それを重み関数として均質化を行う。この手法はセルの均質化前後で反応率を保存することを目指したもので、この手法によりセルが非均質であることに起因するセル内反応率の非均質効果を体系計算に取り入れることができる。

一方、セルの均質化前後で中性子の漏洩率を保存することを目指した手法として Benoist の理論<sup>1)</sup>がある。これは、方向別衝突確率とセル内中性子束微細分布の積を重み関数として輸送断面積の逆数の均質化を行って求められる異方性拡散係数を用いるものである。Benoist の理論は異方性拡散係数を通して中性子ストリーミング効果を均質化後の体系計算に持ち込むものであるため、輸送理論に基づく体系計算でこの効果を取り扱うことができない。

Lewis は Benoist の理論を輸送理論に適用するための研究を行い、輸送方程式の漏洩演算子に角度依存の因子を乗じることによって輸送理論でも Benoist の異方性拡散係数と同様の効果を取り入れることができることを示した<sup>2)</sup>。しかし、Lewis の研究では Benoist の理論と同様にボイドが存在する場合の発散が解決されておらず、決定的な理論は未だ確立されていない。

本研究の目的は、できるだけ近似の少ない手法で非等方中性子ストリーミング効果を均質化後の輸送方程式に取り入れることを目指した新たな理論を構築することにある。このため、Lewis の角度依存因子の考え方を輸送方程式の漏洩演算子のみならず、断面積にまで発展させることを提案する。本報告では、板状燃料を使った高速炉臨界集合体における扁平炉心のように中性子漏洩が一方向に限定された 2 領域板状セルについて理論の構築及び適用性の評価を行う。以下、理論を第 2 章で、板状セルへの適用例を第 3 章で議論する。

## 2. 理 論

### 2.1 非均質板状セルの角度中性子束

Fig. 2.1 に示したように、X 方向に燃料と冷却材が交互に無限に並び、Y 方向には無限の長さを有し、Z 方向には有限の長さ有する非均質板状体系を考える。この体系内で角度中性子束の従う単色エネルギーの輸送方程式は(1)式で表される。

$$\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \Psi(x, z, \vec{\Omega}) + \Sigma_t \Psi(x, z, \vec{\Omega}) = \langle \Sigma_0 \Psi \rangle \quad (1)$$

$$\langle \Sigma_0 \Psi \rangle = \frac{1}{4\pi} \int d\vec{\Omega} \left( \Sigma_t + \frac{\nu \Sigma_f}{k_{eff}} \right) \Psi(x, z, \vec{\Omega}) \quad (2)$$

ここで、 $\Psi(x, z, \vec{\Omega})$ ：方向  $\vec{\Omega}$ 、位置  $(x, z)$  における角度中性子束  
 $\Sigma_t, \Sigma_s, \Sigma_f$ ：全断面積、散乱断面積、核分裂断面積  
 $\nu$ ：核分裂当たりの中性子放出数  
 $k_{eff}$ ：実効増倍率

但し、散乱は等方であると仮定した。

次に、体系の角度中性子束は Z 方向位置の余弦関数 (cos) と正弦関数 (sin) で表される体系全体にわたるなだらかな変化の成分とセルの微細分布の成分とに分離できるとする。すなわち、

$$\Psi(x, z, \vec{\Omega}) = g(x, \vec{\Omega}) \cdot \cos(B_z \cdot z) + h(x, \vec{\Omega}) \cdot \sin(B_z \cdot z) \quad (3)$$

ここで  $B_z$  は Z 方向のバックリングであり、通常セル計算では(2)式の  $k_{eff}$  が 1 になるようにバックリングサーチによって値を決める。(3)式を(1)式に代入すると、 $g(x, \vec{\Omega})$  と  $h(x, \vec{\Omega})$  の従う 2 つの式が得られる。

$$\Omega_x \cdot \frac{d}{dx} g(x, \vec{\Omega}) + \Sigma_t g(x, \vec{\Omega}) = \langle \Sigma_0 g \rangle - B_z \cdot \Omega_z h(x, \vec{\Omega}) \quad (4)$$

$$\Omega_x \cdot \frac{d}{dx} h(x, \vec{\Omega}) + \Sigma_t h(x, \vec{\Omega}) = \langle \Sigma_0 h \rangle + B_z \cdot \Omega_z g(x, \vec{\Omega}) \quad (5)$$

$\Psi(x, z, \vec{\Omega})$  は  $z=0$  の面に対して対称であるから、

$$\Psi(x, z, \vec{\Omega}) = \Psi(x, -z, \vec{\Omega}') \quad (6)$$

但し、 $\vec{\Omega} = (\theta, \varphi)$  とすると  $\vec{\Omega}' = (\theta, -\varphi)$  (Fig.2.1 参照)

この関係を(3)式に代入すると、

$$g(x, \vec{\Omega}) = g(x, \vec{\Omega}') \quad (7)$$

$$h(x, \vec{\Omega}) = -h(x, \vec{\Omega}') \quad (8)$$

なる関係が得られる。(8)式より、関数  $h(x, \vec{\Omega})$  の角度積分はゼロになることが分かる。よって、(5)式は

$$\boldsymbol{\Omega}_x \cdot \frac{d}{dx} h(x, \vec{\Omega}) + \sum_i h(x, \vec{\Omega}) = \mathbf{B}_z \cdot \boldsymbol{\Omega}_z g(x, \vec{\Omega}) \quad (5')$$

と表すことができる。

また、このセル内の位置依存のスカラーフラックスは

$$\phi(x, z) = \int_{4\pi} d\vec{\Omega} \Psi(x, z, \vec{\Omega}) = \cos(\mathbf{B}_z \cdot \mathbf{z}) \cdot \int_{4\pi} d\vec{\Omega} g(x, \vec{\Omega}) \quad (9)$$

で表され、中性子流は

$$\bar{J}(x, z) = \int_{4\pi} d\vec{\Omega} \vec{\Omega} \cdot \Psi(x, z, \vec{\Omega}) = \sin(\mathbf{B}_z \cdot \mathbf{z}) \cdot \int_{4\pi} d\vec{\Omega} \vec{\Omega} \cdot h(x, \vec{\Omega}) \quad (10)$$

で表される。さらに、Z 方向依存を切り離したセル内平均のスカラーフラックス  $\phi_{cell}$ 、反応 X の反応率  $R_{x,cell}$  及び中性子流  $\bar{J}_{cell}$  はそれぞれ以下の式で記述できる。

$$\phi_{cell} = \frac{1}{V_{cell}} \int_{cell} dx \int_{4\pi} d\vec{\Omega} g(x, \vec{\Omega}) \quad (11)$$

$$R_{x,cell} = \frac{1}{V_{cell}} \int_{cell} dx \sum_i h(x) \int_{4\pi} d\vec{\Omega} g(x, \vec{\Omega}) \quad (12)$$

$$\bar{J}_{cell} = \frac{1}{V_{cell}} \int_{cell} dx \int_{4\pi} d\vec{\Omega} \vec{\Omega} \cdot h(x, \vec{\Omega}) \quad (13)$$

ここで、 $V_{cell}$ ：セルの体積。Fig.2.1 の領域 1 と 2 の厚さに相当する。

## 2.2 均質化後の輸送方程式とセル内角度中性子束

次に、Fig. 2.1 のセルを均質化した場合について考える。均質体系における角度中性子束の従う輸送方程式は次式で記述できるとする。

$$\alpha(\vec{\Omega}) \cdot \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \Psi^H(z, \vec{\Omega}) + \beta_t(\vec{\Omega}) \cdot \Sigma_t^H \Psi^H(z, \vec{\Omega}) = \langle \beta_0 \cdot \Sigma_0^H \Psi^H \rangle \quad (14)$$

ここで、 $\alpha(\vec{\Omega})$ ：漏洩演算子に対する角度依存因子

$\beta_t(\vec{\Omega})$ ：反応 X の断面積に対する角度依存因子

$\Psi^H(z, \vec{\Omega})$ ：均質化された体系における角度中性子束

$\Sigma_t^H, \Sigma_0^H$ ：均質化された断面積

輸送方程式の漏洩演算子に角度依存因子を乗じる手法は Lewis<sup>2)</sup>によって導入されたが、それを断面積にも導入することが本手法の特徴である。(3)式と同様の変数分離が均質化された体系でも適用できるるとすると、

$$\Psi^H(z, \vec{\Omega}) = g^H(\vec{\Omega}) \cdot \cos(B_z \cdot z) + h^H(\vec{\Omega}) \cdot \sin(B_z \cdot z) \quad (15)$$

となり、 $g^H(\vec{\Omega})$ 及び $h^H(\vec{\Omega})$ の従う方程式は、

$$\beta_t(\vec{\Omega}) \cdot \Sigma_t^H g^H(\vec{\Omega}) = \langle \beta_0 \cdot \Sigma_0^H g^H \rangle - B_z \cdot \alpha(\vec{\Omega}) \cdot \Omega_z h^H(\vec{\Omega}) \quad (16)$$

$$\beta_t(\vec{\Omega}) \cdot \Sigma_t^H h^H(\vec{\Omega}) = B_z \cdot \alpha(\vec{\Omega}) \cdot \Omega_z g^H(\vec{\Omega}) \quad (17)$$

となる。ここで、(8)式と同様の反対称性を使った。(16)式及び(17)式を使うと、 $g^H(\vec{\Omega})$ 及び $h^H(\vec{\Omega})$ は次式で表される。

$$g^H(\vec{\Omega}) = \frac{\langle \beta_0 \cdot \Sigma_0^H g^H \rangle \cdot \beta_t(\vec{\Omega}) \cdot \Sigma_t^H}{\{ \beta_t(\vec{\Omega}) \cdot \Sigma_t^H \}^2 + \{ B_z \cdot \alpha(\vec{\Omega}) \cdot \Omega_z \}^2} \quad (18)$$

$$h^H(\vec{\Omega}) = \frac{\langle \beta_0 \cdot \Sigma_0^H g^H \rangle \cdot B_z \cdot \alpha(\vec{\Omega}) \cdot \Omega_z}{\{ \beta_t(\vec{\Omega}) \cdot \Sigma_t^H \}^2 + \{ B_z \cdot \alpha(\vec{\Omega}) \cdot \Omega_z \}^2} \quad (19)$$

また、均質体系でのスカラーフラックス、反応 X の反応率及び中性子流は次のように表される。

$$\phi^H(z) = \int_{4\pi} d\vec{\Omega} \Psi^H(z, \vec{\Omega}) = \cos(B_z \cdot z) \cdot \int_{4\pi} d\vec{\Omega} g^H(\vec{\Omega}) \quad (20)$$

$$R_x^H(z) = \int_{4\pi} d\vec{\Omega} \beta_x(\vec{\Omega}) \cdot \Sigma_x^H \cdot \Psi^H(z, \vec{\Omega}) = \cos(B_z \cdot z) \cdot \int_{4\pi} d\vec{\Omega} \beta_x(\vec{\Omega}) \cdot \Sigma_x^H \cdot g^H(\vec{\Omega}) \quad (21)$$

$$\vec{J}^H(z) = \int_{4\pi} d\vec{\Omega} \alpha(\vec{\Omega}) \cdot \vec{\Omega} \cdot \Psi^H(z, \vec{\Omega}) = \sin(B_z \cdot z) \cdot \int_{4\pi} d\vec{\Omega} \alpha(\vec{\Omega}) \cdot \vec{\Omega} \cdot h^H(\vec{\Omega}) \quad (22)$$

ここで、(21)式の角度積分の際に角度依存因子  $\beta(\vec{\Omega})$  が、(22)式の角度積分の際に角度依存因子  $\alpha(\vec{\Omega})$  が乗じられていることに注意を要する。

### 2.3 角度依存因子の導出

非均質体系に関する(11)式～(13)式と均質化後に関する(20)式～(22)式とをそれぞれ比べると、角度積分の被積分関数が等しければ均質化前後でスカラーフラックス、反応 X のセル内平均反応率及び中性子流が等しくなることが分かる。

$$\frac{1}{V_{cell}} \int dx g(x, \vec{\Omega}) = g^H(\vec{\Omega}) \quad (23)$$

$$\frac{1}{V_{cell}} \int dx \Sigma_x(x) \cdot g(x, \vec{\Omega}) = \beta_x(\vec{\Omega}) \cdot \Sigma_x^H \cdot g^H(\vec{\Omega}) \quad (24)$$

$$\frac{1}{V_{cell}} \int dx h(x, \vec{\Omega}) = \alpha(\vec{\Omega}) \cdot h^H(\vec{\Omega}) \quad (25)$$

これらの条件と(18)式及び(19)式を使って、 $g^H(\vec{\Omega})$ 、 $h^H(\vec{\Omega})$  及び  $\langle \beta_0 \cdot \Sigma_0^H g^H \rangle$  を消去し、 $\alpha(\vec{\Omega})$  及び  $\beta_x(\vec{\Omega}) \cdot \Sigma_x^H$  について解くと、

$$\alpha(\vec{\Omega}) = \sqrt{\frac{\int_{cell} dx \Sigma_t(x) \cdot g(x, \vec{\Omega}) \cdot \int_{cell} dx h(x, \vec{\Omega})}{B_z \cdot \Omega_z}} \Bigg/ \int_{cell} dx g(x, \vec{\Omega}) \quad (26)$$

$$\beta_x(\vec{\Omega}) \cdot \Sigma_x^H = \int_{cell} dx \Sigma_x(x) \cdot g(x, \vec{\Omega}) \Bigg/ \int_{cell} dx g(x, \vec{\Omega}) \quad (27)$$

が得られる。(26)式を使うと  $\Omega_z = 0$  における  $\alpha(\vec{\Omega})$  が計算できないため、新たに、

$$f_z(x, \vec{\Omega}) \equiv \frac{h(x, \vec{\Omega})}{B_z \cdot \Omega_z} \quad (28)$$

と定義すると、(26)式の代わりに

$$\alpha(\vec{\Omega}) = \sqrt{\int_{cell} dx \Sigma_i(x) \cdot g(x, \vec{\Omega}) \cdot \int_{cell} dx f_z(x, \vec{\Omega})} / \int_{cell} dx g(x, \vec{\Omega}) \quad (29)$$

が得られる。(4)式及び(5')式の代わりに  $g(x, \vec{\Omega})$  及び  $f_z(x, \vec{\Omega})$  の従う方程式は、

$$\Omega_x \cdot \frac{d}{dx} g(x, \vec{\Omega}) + \Sigma_i g(x, \vec{\Omega}) = \langle \Sigma_0 g \rangle - (B_z \cdot \Omega_z)^2 f_z(x, \vec{\Omega}) \quad (30)$$

$$\Omega_x \cdot \frac{d}{dx} f_z(x, \vec{\Omega}) + \Sigma_i f_z(x, \vec{\Omega}) = g(x, \vec{\Omega}) \quad (31)$$

となり、 $f_z(x, \vec{\Omega})$  は  $\Omega_z = 0$  においても解を持つ。

本研究では、(30)式及び(31)式を積分型の輸送方程式に変形し、詳細な角度分点について  $g(x, \vec{\Omega})$  及び  $f_z(x, \vec{\Omega})$  を求め、それを(29)式及び(27)式に代入して角度依存因子  $\alpha(\vec{\Omega})$  及び  $\beta_x(\vec{\Omega})$  を求めた。 $B_z$  の値は、実効増倍率を 1 にするように繰り返し計算で求めた。

## 2.4 均質化後の輸送方程式の解法

均質化後の輸送方程式(14)式を解くために簡単なモンテカルロコードを作成した。まず、角度中性子束に  $\alpha(\vec{\Omega})$  を乗じたものを新たに定義し、未知関数とする。

$$\Phi^H(z, \vec{\Omega}) \equiv \alpha(\vec{\Omega}) \cdot \Psi^H(z, \vec{\Omega}) \quad (32)$$

これを(14)式に代入すると、入射角度依存の断面積を用いた輸送方程式を解けばよいことが分かる。

$$\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \Phi^H(z, \vec{\Omega}) + \Sigma_i^H(\vec{\Omega}) \Phi^H(z, \vec{\Omega}) = \langle \Sigma_0^H(\vec{\Omega}') \Phi^H \rangle \quad (33)$$

$$\text{但し、 } \Sigma_x^H(\vec{\Omega}) \equiv \Sigma_x^H \beta_x(\vec{\Omega}) / \alpha(\vec{\Omega}) \quad (34)$$

ここでは、中性子の飛行角度を乱数で決め、その角度に応じた断面積を使って次の衝突場所及び反応の種類を乱数で決めるようにした。計算コードはバッチ毎の中性子収支から体系の実効増倍係数を算出する。

### 3. 考 察

#### 3.1 セル計算の結果と角度依存因子

各領域の断面積及び体系の高さを Table 3.1 のように変化させた 12 のケースについてサンプル計算を行った。この内ケース 3 は Grimstone が行った高速炉における中性子ストリーミングの研究<sup>3)</sup>で使われたモデルを参考にしている。

ケース 1～6 は炉心高さ 80cm でほぼ臨界となるように燃料領域である領域 1 の断面積を決め、冷却材領域である領域 2 の断面積を順次小さくしていったものである。ケース 7～12 では炉心高さ 54cm でほぼ臨界となるように領域 1 の断面積を決め、領域 2 の断面積はケース 1～6 と同様に変化させた。

セル計算においては、各ケースとも実効増倍係数が 1 になるようにバッククリングの値をサーチした。但し、バッククリングは Fig.2.1 における Z 方向のみに限定している。Table 3.2 にバッククリングサーチの結果及び得られたセル内スカラーフラックスで重み付け平均した実効断面積を示す。バッククリングの値はケース 1 からケース 6 で 15%、ケース 7 からケース 12 で同じく 15% 变化し、中性子漏洩の多い場合ほど小さくなる。炉心高さが 54cm のケースは核分裂断面積を大きくしたため臨界となるバッククリングが大きくなっている。実効断面積は核分裂反応以外は冷却材領域の密度低下に伴って小さくなるが、核分裂断面積はほとんど不变である。

Fig.3.1 及び Fig.3.2 にケース 3 に対する  $g(x, \vec{\Omega})$  及び  $f_z(x, \vec{\Omega})$  のセル平均値を示す。 $g(x, \vec{\Omega})$  のセル平均は中性子の角度によって 10% 程度変化する。極小の点は  $(\mu, \varphi) = (0, \pi/2)$  及び  $(0, 3\pi/2)$  の方向に存在する。これは、この方向の中性子を生み出す散乱断面積が冷却材領域で小さくなっていることが原因である。一方、 $f_z(x, \vec{\Omega})$  のセル平均は常に負であり、 $\mu = 0$  で大きく落ち込む。これは冷却材領域に沿って中性子ストリーミングが起こっていることを示しており、 $|\mu| \geq 0.2$  ではほとんど変化しない。 $(\mu, \varphi) = (0, 0)$  の値は  $|\mu| \geq 0.2$  の値よりも約 30% 落ち込んでいる。

次に、ケース 3 に対する  $\alpha(\vec{\Omega})$  及び  $\beta_i(\vec{\Omega}) \cdot \Sigma_i$  の値を Fig.3.3 及び Fig.3.4 に示す。 $\alpha(\vec{\Omega})$  は  $|\mu| \geq 0.2$  ではほぼ 1 であるが、 $0 \leq |\mu| \leq 0.2$  で急激に大きくなり、このケースでは  $\mu = 0$  で約 1.18 となる。即ち、このセルでは中性子ストリーミングにより板に平行な方向への中性子漏洩が約 18% 増加することを示している。 $\varphi$  に対する依存性はほとんど見られない。 $\beta_i(\vec{\Omega}) \cdot \Sigma_i$  も  $0 \leq |\mu| \leq 0.2$  で急激な変化を示すが、変化の程度は高々 4% である。 $\beta_i(\vec{\Omega}) \cdot \Sigma_i$  は  $\alpha(\vec{\Omega})$  と異なって  $\varphi$  に対する依存性がある。 $\beta_i(\vec{\Omega}) \cdot \Sigma_i$  が  $0 \leq |\mu| \leq 0.2$  で大きくなるのは、冷却材領域におけるこの方向の中性子が少ないため、相対的に燃料領域の重みが増加するためである。吸収、核分裂など他の断面積も同様の角度依存性を示す。

次に、異なるケースについて  $g(x, \vec{\Omega})$  及び  $f_z(x, \vec{\Omega})$  のセル平均、並びに、 $\alpha(\vec{\Omega})$  及び  $\beta_i(\vec{\Omega}) \cdot \Sigma_i$  を比較する。

Fig.3.5 はケース 3、ケース 5 及びケース 9 における  $g(x, \vec{\Omega})$  のセル平均を  $\varphi = \pi/2$  についてプロットしたものである。冷却領域の断面積が小さいケース 5 が最も大きな変化を示しており、 $\mu = 0$  近辺の中性子を生み出す源が小さいことを示している。Fig.3.6 は  $f_z(x, \vec{\Omega})$  に関する比較であり、 $g(x, \vec{\Omega})$  と同様にケース 5 が最も大きな変化を示す。Fig.3.7 は  $\alpha(\vec{\Omega})$  に関する比較であり、やはりケース 5 が最も大きな変化を示す。ケース 5 では  $\mu = 0$  で  $\alpha(\vec{\Omega})$  が約 1.4 となり、中性子ストリーミングが増大していることが分かる。また、ケース 3 とケース 9 では  $\alpha(\vec{\Omega})$  がほぼ等しくなっているのが分かる。このことは、ケース 3 とケース 9 は燃料領域の断面積が異なるものの冷却材領域の断面積と領域幅が等しいため、中性子ストリーミングによる中性子漏洩增加の割合が等しくなっていることを示している。Fig.3.8 に示した  $\beta_i(\vec{\Omega}) \cdot \Sigma_i$  の比較でもケース 5 の角度依存性が大きいことが分かる。

### 3.2 体系計算の結果

Fig.3.9 にケース 1～6 について、Fig.3.10 にケース 7～12 についてそれぞれ体系の実効増倍率  $k_{eff}$  の計算結果を示す。体系計算は以下の 4 種類の方法で行った。

- (1) 非均質のセルで体系を構成したモンテカルロ法（レファレンス計算）
- (2) セル内スカラーフラックス分布で重み付けして求めた実効断面積を使ったモンテカルロ計算
- (3) Benoist の異方性拡散係数を用いた拡散計算
- (4) 2.4 節で述べた角度依存断面積を用いたモンテカルロ計算

図では横軸に冷却材領域の全断面積をとった。

図中で実線で示したレファレンス計算に対して均質モンテカルロ計算は常に  $k_{eff}$  を過大評価しており、中性子ストリーミング効果を取り入れていない影響が現れているのが分かる。一方、Benoist の異方性拡散係数を用いた拡散計算は常に  $k_{eff}$  を過小評価しており、その程度は炉心高さ 54cm のケースで大きい。これは中性子漏洩を過大評価する拡散理論の特徴によると考えられる。また、Benoist の異方性拡散係数を用いた拡散計算は冷却材領域の密度が減少するに従って過小評価の程度が増す。

一方、本研究に基づいて求めた角度依存断面積を用いた計算は冷却材領域の全断面積が  $0.06\text{cm}^{-1}$  以上の場合、炉心高さに係わらず非均質計算とほぼ一致しており、漏洩を精度良く計算できる輸送理論に中性子ストリーミング効果を取り入れることに成功していることを示している。冷却材領域の全断面積が  $0.06\text{cm}^{-1}$  以下の場合は次第に  $k_{eff}$  を過小評価する傾向があるが、Benoist の異方性拡散係数を用いた拡散計算の場合に比べるとその程度は小さい。冷却材領域がボイドに近づくと角度中性子束が Z 方向位置の余弦関数と正弦関数の成分に分離できるとした(3)式の仮定が破綻している可能性があり、このような場合に対する手法を検討する必要がある。

#### 4. まとめ

板状セルに関して、セルの非均質性に起因する非等方中性子ストリーミング効果を輸送理論に取り入れるための手法を考案した。この手法は、均質化後の輸送方程式の漏洩演算子及び断面積に角度依存因子を乗じることにより、非均質セルの角度中性子束、角度依存反応率及び中性子漏洩率を均質体系の体系計算で保存するものである。

簡単な2領域、エネルギー1群の計算で理論の適用性を評価し、Benoist の異方性拡散係数を使った拡散計算では過大評価されるような非均質性の高いセルの中性子ストリーミング効果も精度良く計算できることが分かった。

今後の課題として

- (1)冷却材領域の全断面積が  $0.06\text{cm}^{-1}$  以下の場合に生じた  $k_{eff}$  の過小評価を解消するため、ボイドを含む場合にも適用できる手法を開発する。
  - (2)現在のセル計算は詳細な角度分点について解いているが、方向別衝突確率などを用いた簡便かつ速い手法を開発する。
  - (3)Sn法などの輸送コードで本手法が使えるようにする。
  - (4)異なるセルが隣り合う場合の境界条件について考察する。
  - (5)非等方散乱断面積を扱えるようにする。
- 等の事項が挙げられる。

#### 謝 辞

本研究を進めるに当たって多くの有益な助言と激励を戴いた炉物理研究室室長大杉俊隆氏に感謝いたします。

#### 参考文献

- (1) Benoist P. : CEA-R-2278 (1964).
- (2) Lewis E. E. : "A Generalization of the Benoist Formalism for Anisotropic Neutron Transport Computation," Proc. Int. Mtg. Advances in Mathematical Methods for Nuclear Engineering Problems, Munich, Germany, April 27-29, 1981, pp.181-194, vol.1 (1981).
- (3) Grimstone M. J. : "Methods for the Calculation of Streaming Corrected Diffusion Coefficients for Pin and Plate Cells in Fast Reactors," Proc. of Specialists' Meeting on Homogenization Methods in Reactor Physics, Lugano, Switzerland, November 13-15, 1978, IAEA-TECDOC-231, pp.461-486 (1980).

Table 3.1 Specification of sample calculation (unit : cm<sup>-1</sup>)

Case	Core height	Region 1 (width=0.62724cm)				Region 2 (width=0.54234cm)			
		$\Sigma_{t1}$	$\Sigma_{a1}$	$v\Sigma_{f1}$	$\Sigma_{c1}$	$\Sigma_{t2}$	$\Sigma_{a2}$	$v\Sigma_{f2}$	$\Sigma_{c2}$
1	80 cm	0.282495	0.008607	0.013391	0.004032	0.130373	0.000149	0.000000	0.000149
2						0.108644	0.000124		0.000124
3						0.086915	0.000099		0.000099
4						0.065186	0.000074		0.000074
5						0.043458	0.000050		0.000050
6						0.021729	0.000025		0.000025
7	54 cm	0.284783	0.010895	0.020087	0.004032	0.130373	0.000149	0.000000	0.000149
8						0.108644	0.000124		0.000124
9						0.086915	0.000099		0.000099
10						0.065186	0.000074		0.000074
11						0.043458	0.000050		0.000050
12						0.021729	0.000025		0.000025

Table 3.2 Results of cell calculation

Case	Core height	Buckling ( $10^{-2}\text{cm}^{-1}$ )	Effective macroscopic cross section ( $\text{cm}^{-1}$ )			
			$\bar{\Sigma}_l$	$\bar{\Sigma}_a$	$v\bar{\Sigma}_f$	$\bar{\Sigma}_c$
1	80 cm	3.97	0.212020	0.004689	0.007187	0.002233
2		3.88	0.201960	0.004677	0.007188	0.002222
3		3.78	0.191907	0.004666	0.007189	0.002210
4		3.68	0.181864	0.004656	0.007190	0.002199
5		3.57	0.171847	0.004646	0.007193	0.002189
6		3.46	0.161872	0.004637	0.007197	0.002179
7	54 cm	5.59	0.213307	0.005921	0.010789	0.002235
8		5.46	0.203261	0.005910	0.010790	0.002223
9		5.32	0.193226	0.005900	0.010792	0.002212
10		5.17	0.183209	0.005890	0.010796	0.002201
11		5.02	0.173223	0.005882	0.010801	0.002191
12		4.87	0.163272	0.005874	0.010801	0.002181

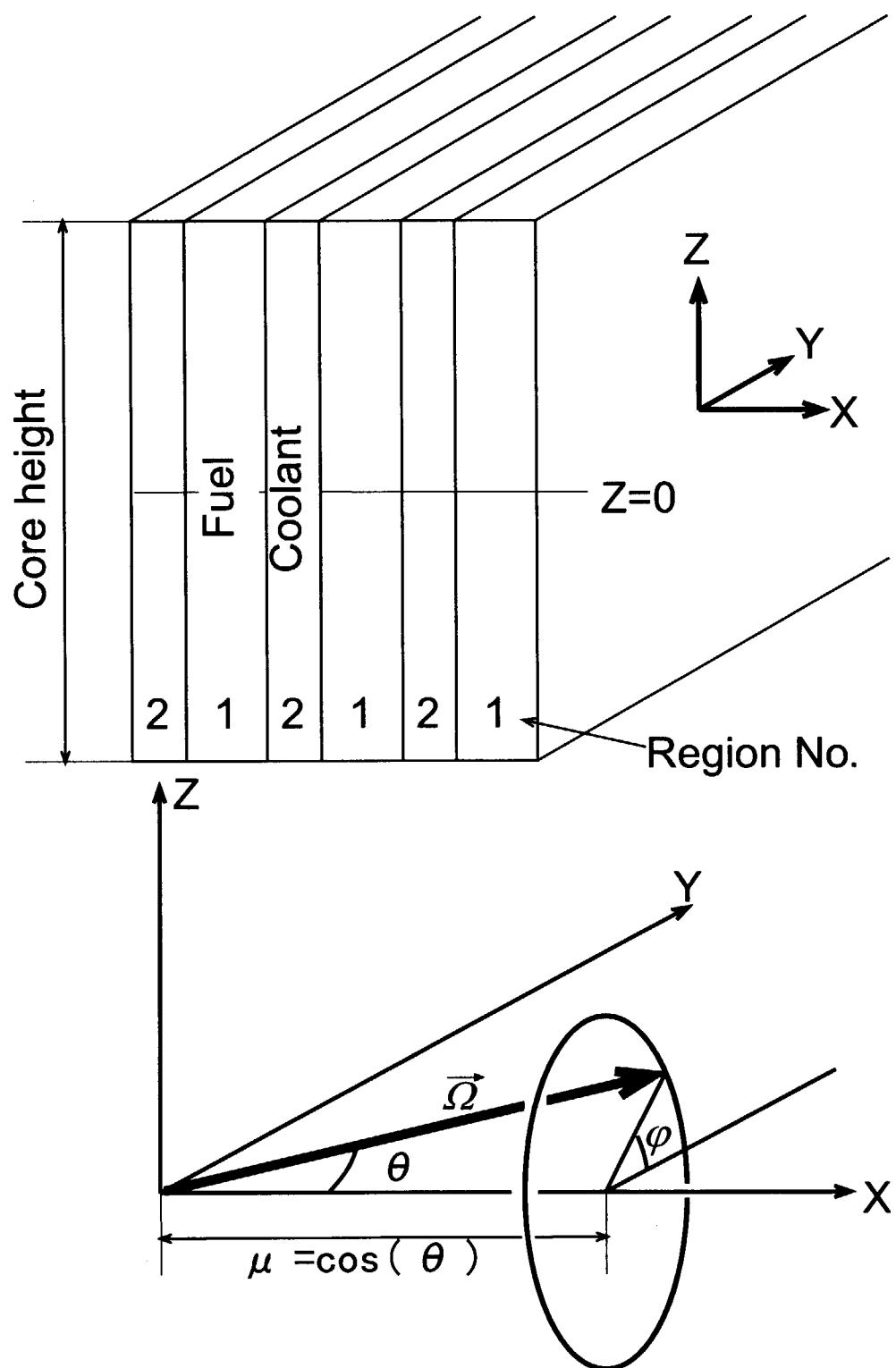


Fig.2.1 Plate cell geometry

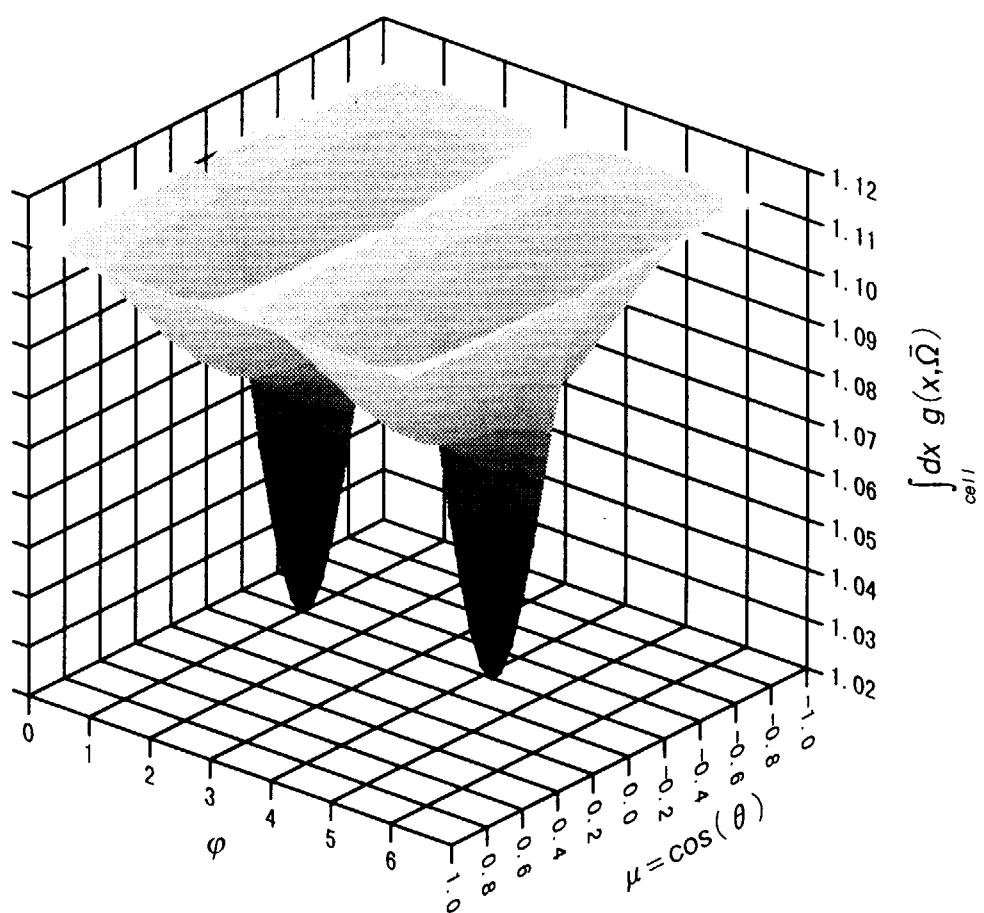


Fig.3.1 Angle dependency of cell-averaged  $g(x, \bar{\Omega})$  for Case-3

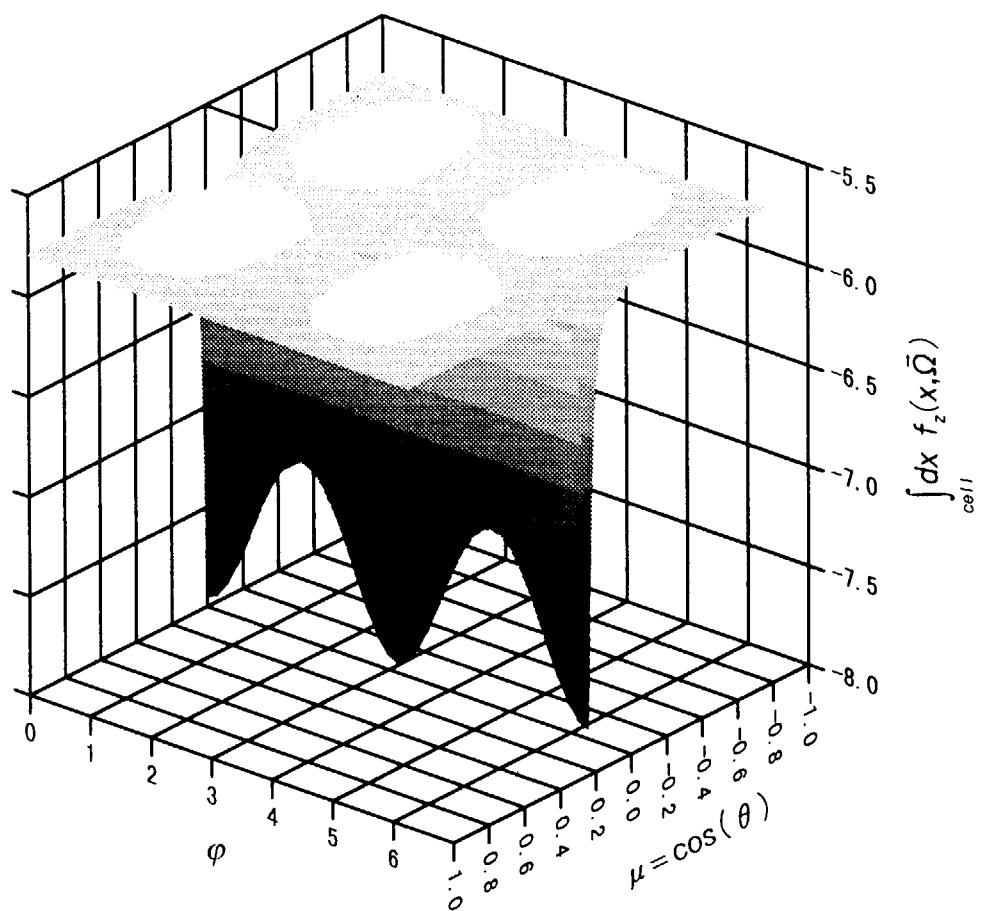


Fig.3.2 Angle dependency of cell-averaged  $f_z(x, \bar{\Omega})$  for Case-3

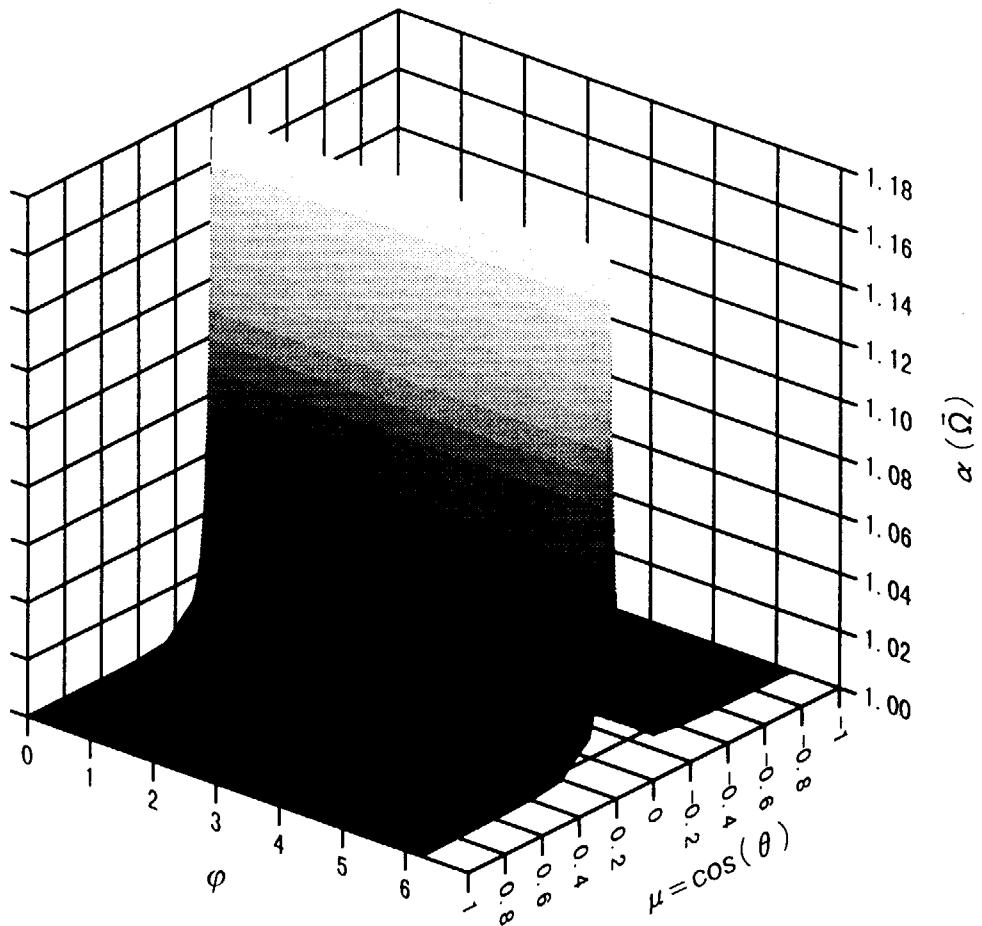


Fig.3.3 Angle dependency of  $\alpha(\bar{\Omega})$  for Case-3

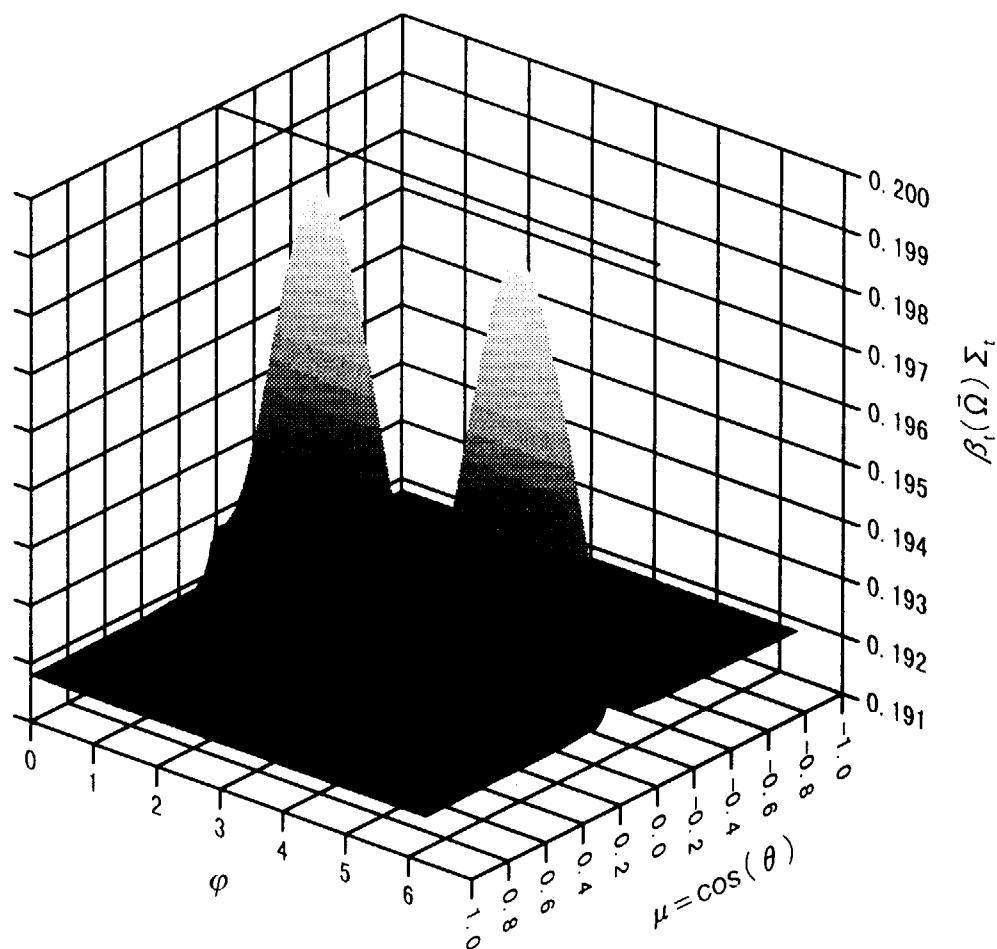
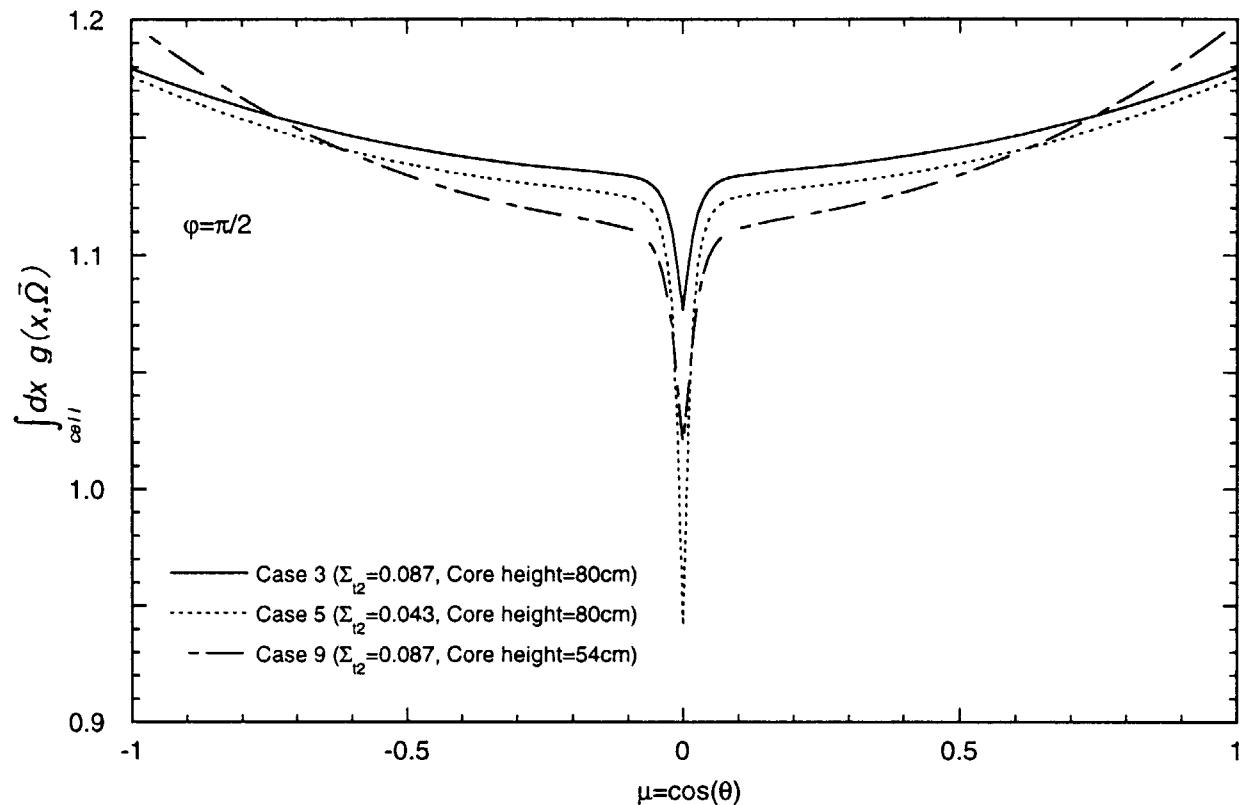
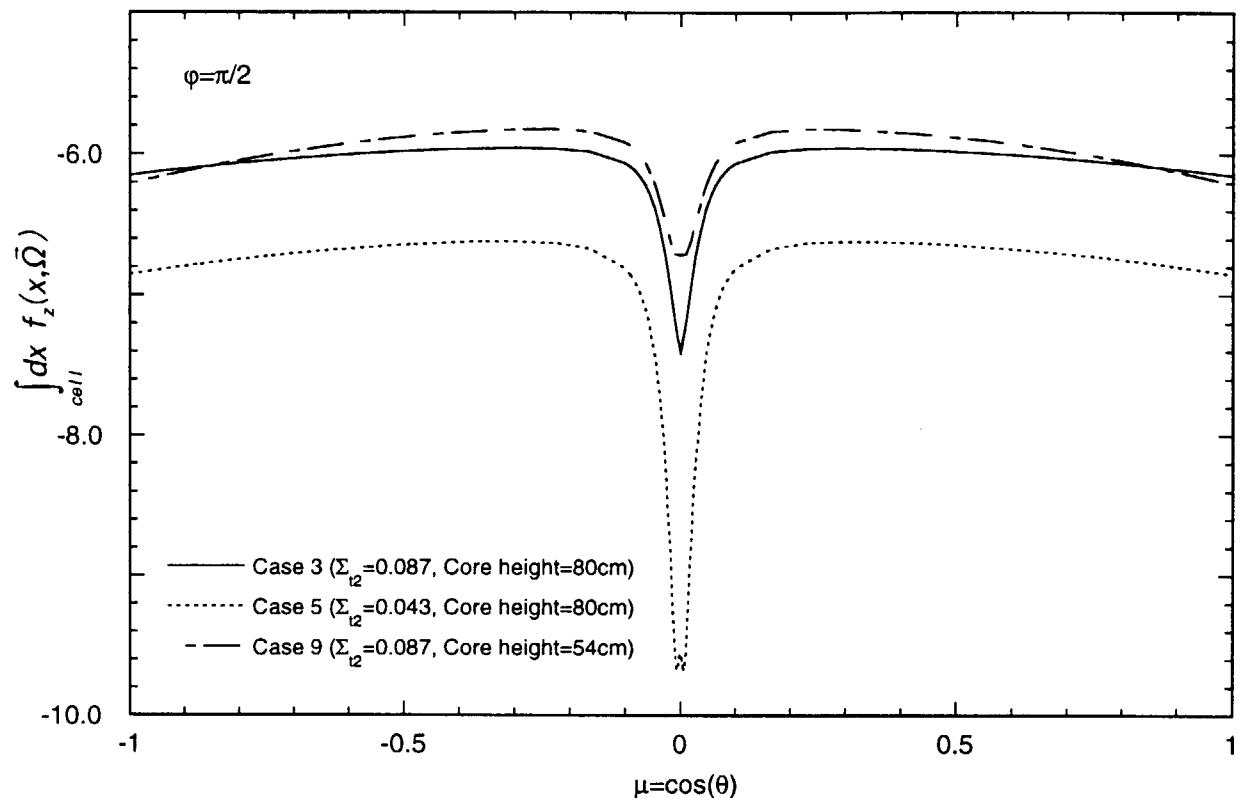
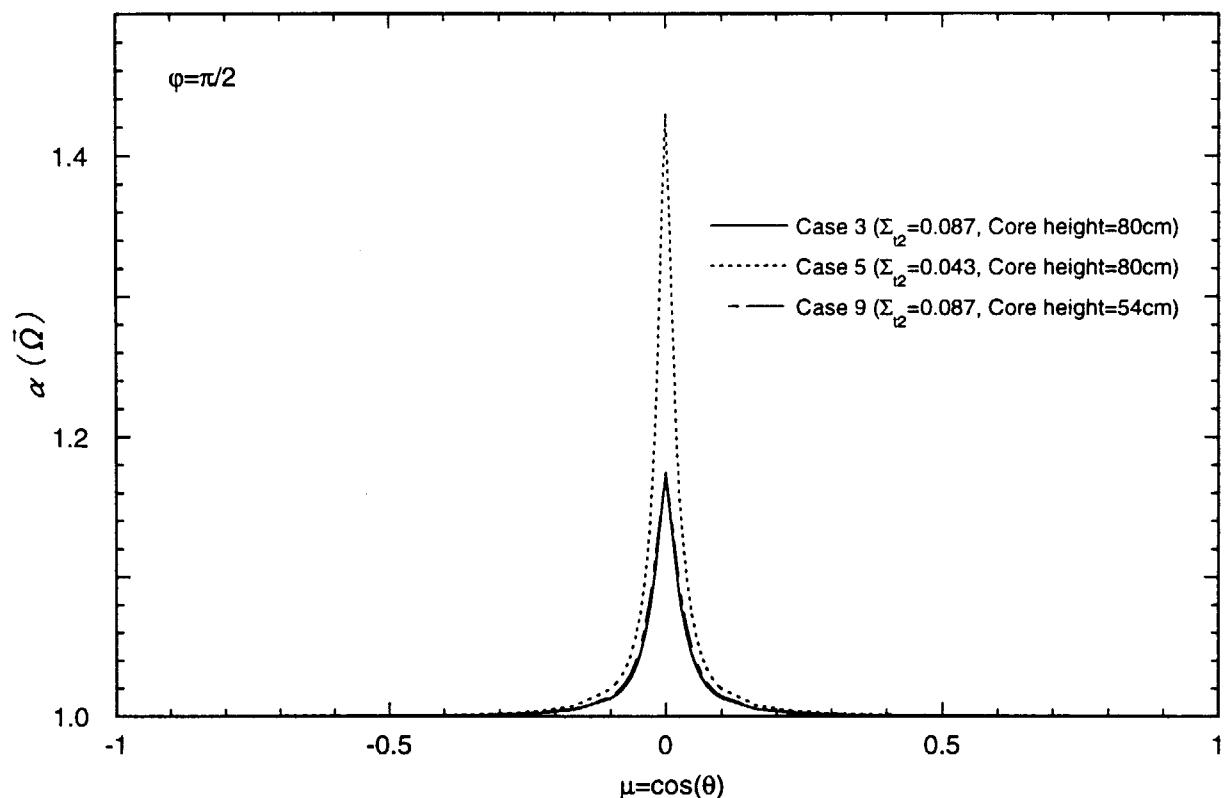
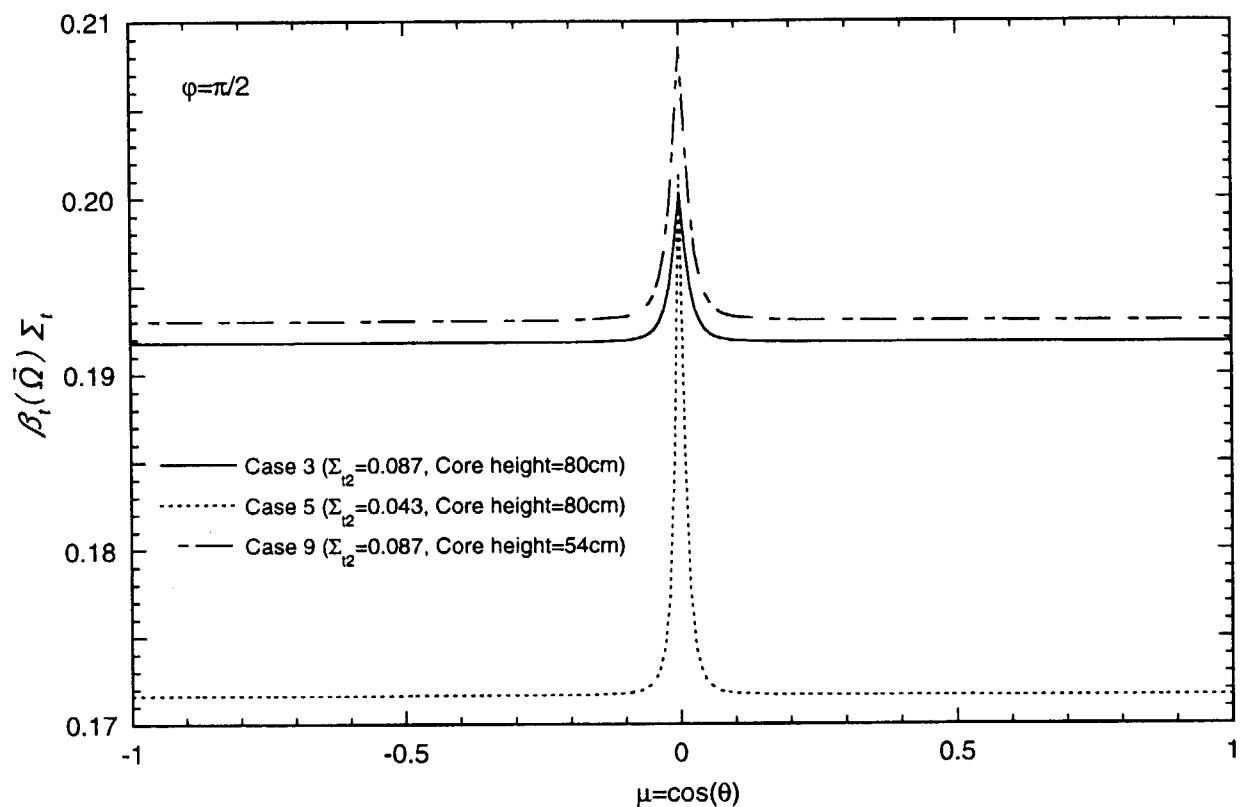


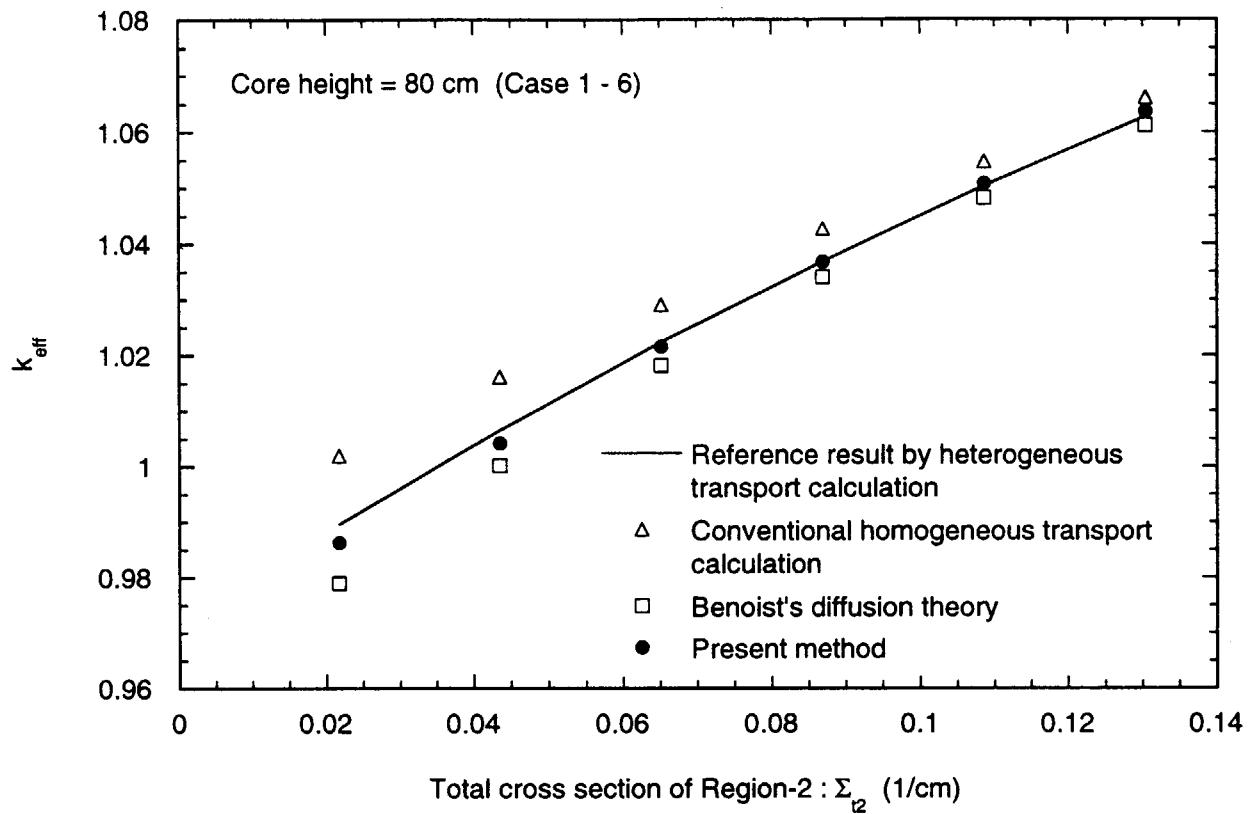
Fig.3.4 Angle dependency of  $\beta_t(\bar{\Omega}) \cdot \Sigma_t$  for Case-3

Fig.3.5 Comparison of cell-averaged  $g(x, \vec{\Omega})$

Fig.3.6 Comparison of cell-averaged  $f_z(x, \bar{\Omega})$

Fig.3.7 Comparison of  $\alpha(\bar{\Omega})$

Fig.3.8 Comparison of  $\beta_i(\bar{\Omega}) \cdot \Sigma_t$

Fig.3.9 Result of core calculation for Case-1  $\sim$  6

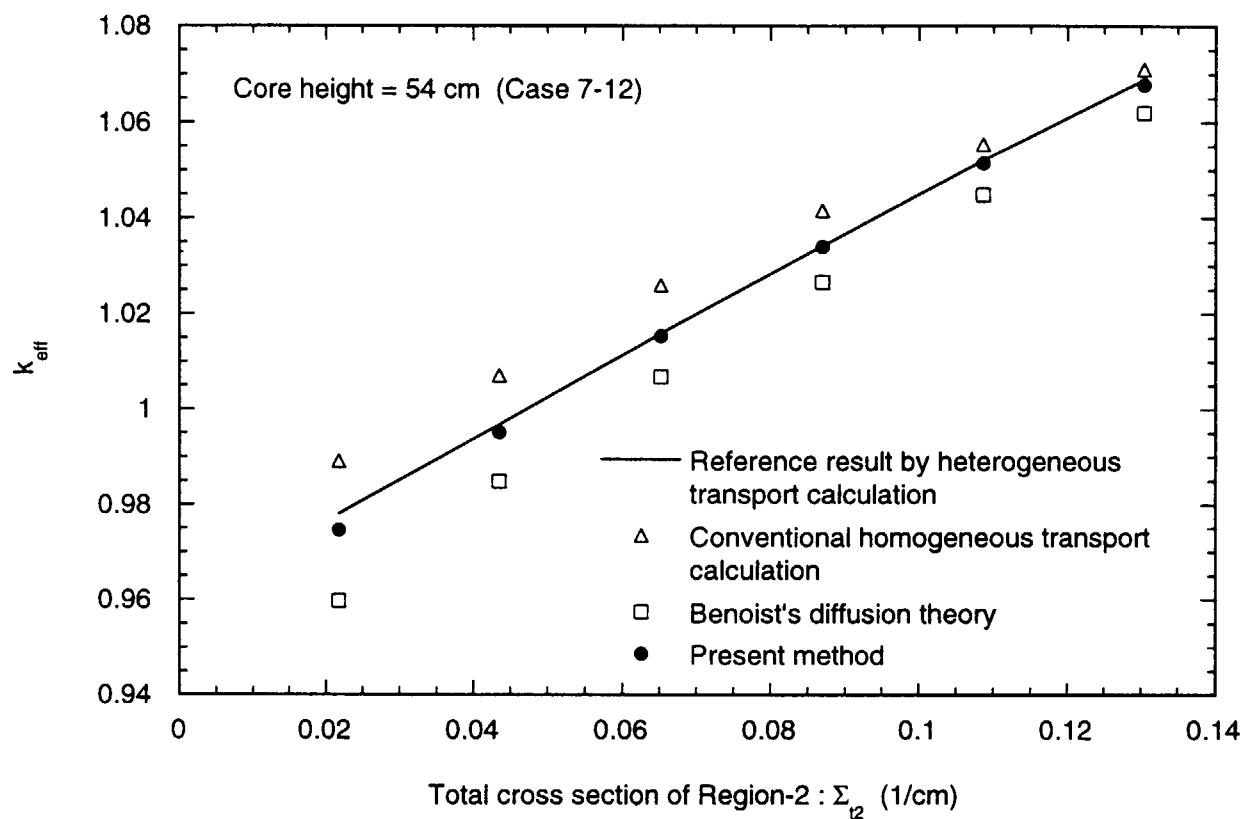


Fig.3.10 Result of core calculation for Case-7 ~ 12

# 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 <sup>-1</sup>
力	ニュートン	N	m·kg/s <sup>2</sup>
圧力、応力	パスカル	Pa	N/m <sup>2</sup>
エネルギー、仕事、熱量	ジュール	J	N·m
功率、放射束	ワット	W	J/s
電気量、電荷	クーロン	C	A·s
電位、電圧、起電力	ボルト	V	W/A
静電容量	ファラード	F	C/V
電気抵抗	オーム	Ω	V/A
コンダクタンス	ジーメンス	S	A/V
磁束密度	ウェーバ	Wb	V·s
磁束密度	テスラ	T	Wb/m <sup>2</sup>
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	
光束度	ルーメン	lm	cd·sr
照度	ルクス	lx	lm/m <sup>2</sup>
放射能	ベクレル	Bq	s <sup>-1</sup>
吸収線量	グレイ	Gy	J/kg
線量当量	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

$$1 \text{ eV} = 1.60218 \times 10^{-19} \text{ J}$$

$$1 \text{ u} = 1.66054 \times 10^{-27} \text{ kg}$$

表5 SI接頭語

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

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
バーソル	b
バール	bar
ガル	Gal
キュリ	Ci
レントゲン	R
ラド	rad
レム	rem

$$1 \text{ Å} = 0.1 \text{ nm} = 10^{-10} \text{ m}$$

$$1 \text{ b} = 100 \text{ fm}^2 = 10^{-28} \text{ m}^2$$

$$1 \text{ bar} = 0.1 \text{ MPa} = 10^5 \text{ Pa}$$

$$1 \text{ Gal} = 1 \text{ cm/s}^2 = 10^{-2} \text{ m/s}^2$$

$$1 \text{ Ci} = 3.7 \times 10^{10} \text{ Bq}$$

$$1 \text{ R} = 2.58 \times 10^{-4} \text{ C/kg}$$

$$1 \text{ rad} = 1 \text{ cGy} = 10^{-2} \text{ Gy}$$

$$1 \text{ rem} = 1 \text{ cSv} = 10^{-2} \text{ Sv}$$

## 換算表

力	N(=10 <sup>5</sup> dyn)	kgf	lbf
	1	0.101972	0.224809
	9.80665	1	2.20462
	4.44822	0.453592	1

$$\text{粘度 } 1 \text{ Pa}\cdot\text{s} (\text{N}\cdot\text{s}/\text{m}^2) = 10 \text{ P}(\text{ポアズ}) (\text{g}/(\text{cm}\cdot\text{s}))$$

$$\text{動粘度 } 1 \text{ m}^2/\text{s} = 10^4 \text{ St}(\text{ストークス}) (\text{cm}^2/\text{s})$$

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

エネルギー・仕事・熱量	J(=10 <sup>7</sup> erg)	kgf·m	kW·h	cal(計量法)	Btu	ft · lbf	eV	1 cal = 4.18605 J (計量法) = 4.184 J (熱化学) = 4.1855 J (15 °C) = 4.1868 J (国際蒸気表)
	1	0.101972	2.77778 × 10 <sup>-7</sup>	0.238889	9.47813 × 10 <sup>-4</sup>	0.737562	6.24150 × 10 <sup>18</sup>	
	9.80665	1	2.72407 × 10 <sup>-6</sup>	2.34270	9.29487 × 10 <sup>-3</sup>	7.23301	6.12082 × 10 <sup>19</sup>	
	3.6 × 10 <sup>6</sup>	3.67098 × 10 <sup>5</sup>	1	8.59999 × 10 <sup>5</sup>	3412.13	2.65522 × 10 <sup>6</sup>	2.24694 × 10 <sup>25</sup>	
	4.18605	0.426858	1.16279 × 10 <sup>-6</sup>	1	3.96759 × 10 <sup>-3</sup>	3.08747	2.61272 × 10 <sup>19</sup>	仕事率 1 PS (仏馬力)
	1055.06	107.586	2.93072 × 10 <sup>-4</sup>	252.042	1	778.172	6.58515 × 10 <sup>21</sup>	= 75 kgf·m/s
	1.35582	0.138255	3.76616 × 10 <sup>-7</sup>	0.323890	1.28506 × 10 <sup>-3</sup>	1	8.46233 × 10 <sup>18</sup>	= 735.499 W
	1.60218 × 10 <sup>-19</sup>	1.63377 × 10 <sup>-20</sup>	4.45050 × 10 <sup>-26</sup>	3.82743 × 10 <sup>-20</sup>	1.51857 × 10 <sup>-22</sup>	1.18171 × 10 <sup>-19</sup>	1	

放射能	Bq	Ci
	1	2.70270 × 10 <sup>-11</sup>
	3.7 × 10 <sup>10</sup>	1

照射線量	Gy	rad
	1	100
	0.01	1

線量当量	C/kg	R
	1	3876
	2.58 × 10 <sup>-4</sup>	1

(86年12月26日現在)

板状セルによる非等方中性子スクロールング効果の輸送理論への適用