

複雑形状部遮蔽設計法の安全裕度評価に関する実験的研究

三浦 俊正¹、平尾 好弘¹、小田野直光²、石田 紀久²、佐藤 理³、奥野 功一⁴

Experimental Study on the Assessment of Safety Allowance Taken in Shield Irregularity Design Method

by

Toshimasa MIURA, Naoteru ODANO, Yoshihiro HIRAO, Toshihisa ISHIDA,
Osamu SATO and Koichi OKUNO

Abstract

Investigation and assessment are carried out for approximate design calculation methods of radiation streaming in shield irregularities. Investigation items are definition of source and streaming radiation components, calculation methods of streaming radiation, streaming formulas for each irregularity, problems in application of streaming formulas, simple calculation codes and albedo data. As a result, it is clarified that streaming calculation formulas are not enough to cover various irregularities and their accuracy or application limit is not sufficiently clear. Accurate treatment is not made in the formulas with respect to the radiation behavior for slant incidence, bend part, offset and so on that results in too much safety factors in the design calculation and distrust of the streaming calculation.

To overcome the state and improve the accuracy of the design calculation for shield irregularities, a simple method is developed to calculate radiation streaming through irregularities in an ordinary concrete shield. It includes neutron and gamma-ray calculations and can be applied to the problems of practical slant incidence. The method is essentially one of summing the streaming dose rates from the different neutron and gamma components which are functions of energy and angle of incident radiation, dimensions of irregularities, etc. Dose rates in irregularities are calculated by the Monte Carlo code MCNP. Radiation sources are plane mono-directional fission neutrons, intermediate neutrons, thermal neutrons and 1.25-MeV gamma rays. Incident angles of radiation are changed between 0 and 60 deg. For bend ducts or slits, an isotropic plane source is placed inside the inlet opening to reduce computation time. Calculated results are arranged into the form of a database. Reliability of the Monte Carlo calculations are assessed by comparison with experiments using a ⁶⁰Co source or a ²⁵²Cf source and calculations by an one-dimensional discrete ordinates code ANISN.

1 東海支所

2 日本原子力研究所

3 三菱総合研究所

4 間組技術研究所

原稿受付 平成13年 8月 6日

審査済 平成14年 1月 9日

目次

- 1. まえがき
- 2. ストリーミング簡易計算法の現状
 - 2.1 既存の簡易計算式の主な計算原理
 - 2.2 複雑形状部簡易計算式
 - 2.3 補償遮蔽設計法
 - 2.4 簡易計算コード
 - 2.5 アルベドデータ
- 3. 簡易式の適用における問題点
 - 3.1 斜め入射
 - 3.2 簡易式のパラメータの選択
 - 3.3 屈曲ダクトの問題点
 - 3.4 空隙部斜め後方の線量評価
 - 3.5 配管相互の影響
- 4. ストリーミング簡易計算式の開発
 - 4.1 斜め入射効果
 - 4.2 ストリーミング簡易計算法の概要
- 5. データベース
 - 5.1 計算コードと核データ
 - 5.2 計算の評価
 - 5.3 データベースの内容
 - 5.4 ストリーミング線量減衰関数の計算結果と考察
- 6. 成果のまとめと今後の問題点
- 参考文献

表1.1 複雑形状部の例

分類	幾何形状	概念図	実際の例
直ダクト	円筒直ダクト		溶液配管、給水管、ケーブル用配管、計測孔、ビーム孔、コリメータ
	矩形直ダクト、直スロット（スリット）		換気ダクト、遮蔽層の隙間、ケーブルボックス、監視用窓
	円環直ダクト		断熱材付きダクト、制御棒等の駆動軸周囲の隙間、マニュアルメータ軸周囲の隙間
	スクリュウダクト		換気ダクト
	規則的に配列された多孔ダクト		溶液配管、ケーブル用配管
屈曲ダクト	円筒屈曲ダクト		換気用配管、給水管、溶液配管、ケーブル用配管
	矩形屈曲ダクト、迷路		照射設備、放射性物質貯蔵庫、燃料庫等の入口、換気ダクト、遮蔽層の隙間
	オフセットダクト、オフセットスロット		蓋と支持構造体との隙間、駆動軸周囲の隙間、遮蔽ハッチと支持構造体との隙間、監視用窓
	ヘリカルダクト		照射線源収納器の孔、配管

1. まえがき

原子炉、加速器、再処理施設等の放射線を取扱う施設の遮蔽壁には、表1.1に示すように、施設の運転・管理のため種々の配管、ダクト、ハッチ等が設けられている^{1,2)}。多くの場合、これらの配管等の内部や配管等と遮蔽壁の隙間はその全部または一部が遮蔽性能がほとんどない空気や比較的遮蔽性能が小さい物質（溶液、断熱材等）で満たされている。このように遮蔽体の中に遮蔽性能の悪い部分が細長く貫通する場合、貫通部分に沿って放射線が流れ出る（図1.1参照）。この現象をストリーミングという。遮蔽壁に表1.1に示されているようなストリーミングが問題となる部分がある場合、これを複雑形状部又は不規則形状部という。これに対して空隙部等がなく、ストリーミングが問題とならない遮蔽壁部はバルク部という。ストリーミングのため、一般的に配管等の出口あるいはその近傍の放射線線量率は他の部分より大きくなる可能性がある。従って、施設の遮蔽設計においてはストリーミング放射線量が大きい場合はストリーミングが小さくなるよう配管等の配置や構造等に関して、例えば図1.2に示すような種々の工夫を行っている^{2,3)}。また、ストリーミングによる線量率が設計基準値以下であるこ

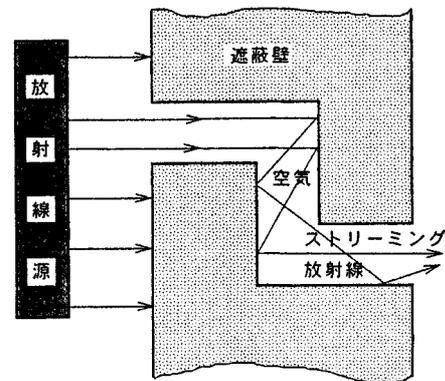
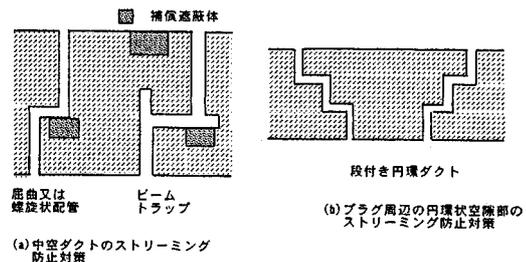
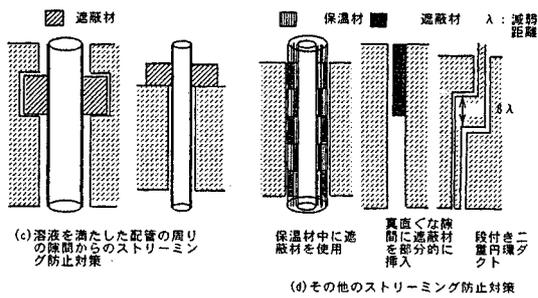


図1.1 複雑形状部（2回屈曲ダクト）におけるストリーミング放射線



図1.2 いろいろなストリーミング防止対策³⁾

とを保証する必要がある。これらを行うためには、線源、ダクト配置等に関して与えられた条件のもとに、ストリーミング量を正確に評価することが求められる。

遮蔽設計における複雑形状部のストリーミング放射線量の計算法としては厳密解法による方法と近似法や実験に基づく簡易計算法がある。前者の方法としてはモンテカルロ法とSn法等の輸送計算法がある。モンテカルロ法は複雑形状部の幾何学的形状を正確に扱うことができ、また、放射線粒子を1つずつ正確に追跡するので統計的に十分な粒子数を追跡した場合、精度のよい計算結果が得られる。ただし、そのためには長時間の計算を必要とする場合が多い。一方、Sn法等の輸送計算法では1度の計算で体系全体の放射線の空間分布やエネルギー分布が得られる等、モンテカルロ法に比べて多くの情報が得られる。しかし、角度や位置に関する計算点間で内挿計算を必要とするためストリーミングのように方向性が強く、空間的に急激に変化する放射線場を扱う場合誤差が発生しやすく、正確な計算を行うためには入力する計算条件等に関して専門的知識や経験が必要である。一方、各施設における複雑形状部の数は極めて多く、それぞれの形状や配置が異なるため別々の計算を行う必要がある。例えば、原子力船「むつ」においては配管だけで100カ所程度あり、陸上の原子炉や再処理施設ではけた違いに多い。また、設計の段階では遮蔽以外の設計条件を満たす必要が生じるため複雑形状部の形状、配置等の変更がしばしばなされるのでそれにすばやく対応する必要がある。このため、実際の遮蔽設計においては通常近似法等に基づく簡単な簡易計算式や簡易計算コードによって計算が行われ、複雑で計算時間のかかる厳密解法による計算プログラムは最終的な確認のための計算や特に精度の良い計算が必要な場合等に使用される。

放射線ストリーミングの簡易計算式は、大きく分けてストリーミングに関する系統的な実験データを経験式の形に整理したものと、簡単な原理またはモデル(1回散乱近似、アルベド散乱近似等)に基づいてストリーミング線束を解析表現したものの2種類に分かれる。前者は

実験データに基づいており、精度が保証されている利点があるが適用対象は実験との対応がつくものに限られる。また、その数は少ない。後者の数は十分とはいえないが多く、よく用いられるが、計算精度や適用範囲が明らかとされていない場合が多い。また、一般的に線源中心が例えば第1脚ダクト軸上にあるというように線源と複雑形状部が軸対称配置にあり、この関係が非軸対称である簡易経験式はほとんどない。しかし、実際の設計では複雑形状部は線源を見通せない位置に配置されるので、従来の計算法を適用する場合、安全係数を大きく設定せざるを得ない。従って、ストリーミング計算をより正確に行うためには斜め入射を考慮に入れた計算法が必要である。以上のように簡易計算式はそれによりストリーミング量が簡単に求められるだけでなく、遮蔽欠損部の形状、線源条件等とストリーミング量の関係が容易に得られる等便利な点が多く、設計において欠くことのできないものであるが、これらを実際の設計で用いる場合、線源の空間あるいは角度分布に関する近似、体系近似等を行わねばならない場合が多く、その精度には設計者の経験等に依存して決定される面がある。従って、使用に際しては計算式の適用性について十分把握しておく必要がある。

本研究ではまず簡易計算法について調査研究^{4,5)}を行い、簡易計算法の問題点を明らかにすることを試みた。さらに、その結果を踏まえて新しく実際の簡易計算法を開発した。開発した計算法は広範囲の放射線ストリーミングに関するデータを必要とする。従って、それらのデータは主としてモンテカルロ計算を用いてデータベースの形に整備した。また、ストリーミング実験を実施し、データベース作成に使用した計算法の信頼性を確かめた。本報告の第2章では簡易計算式の調査結果を、第3章では簡易式の問題点を示す。第4章では本研究で開発した計算法を、第5章ではストリーミングに関するデータベースについて説明する。第6章では本研究の成果のまとめと複雑形状遮蔽設計手法において今後に残された問題点について述べる。

2. ストリーミング簡易計算法の現状

2.1 既存の簡易計算式の主な計算原理

2.1.1 線源

放射線ストリーミングの様相は線源条件に強く依存する。簡易計算式が解析的に導出されているダクトやスロットの体系を調べると、ほとんどのものが空隙部の中心軸上に点等方線源が、あるいは空隙部入り口に一樣に広がった平面線源等と与えられ、体系が軸対称となっている。これに対して、原子炉からの放射線ビームを利用するための実験孔のような特殊な場合を除けば、実際の空

隙部は線源を直視しないように設けられるので線源と空隙部の関係は非軸対称である。しかし、そのような体系に対しては解析的な式の導出が極めて難しく、計算式がほとんどないのが実状である。このため、実際の体系に対しても軸対称体系の式が用いられることが多い。軸対称体系の式を非軸対称体系に適用する場合、例えば空隙部の入り口に、仮想の線源を設ける等の工夫が必要がある。仮想線源を設ける場合は線源の強度の評価及び角度分布の適切な表現が重要な問題となる。

空隙部入り口で線源が定義される場合、中性子またはガンマ線は線源から前方の半球面内に放射され、後方の半球面内には放射されないとするのが普通である。 θ をダクト入り口面の法線と粒子が放出される方向がなす角度とすると、平面線源の場合、 θ 方向への粒子放出率 $N(\theta)$ は単位立体角、単位面積、単位時間当たり $N_0 \cdot g(\theta)$ である。ここで、 N_0 は線源表面での粒子放出率である。また、 $g(\theta)$ は規格化された角度分布であり、一般的によく用いられるcosine n乗分布の場合次のように表される^{6,7)}。

$$g(\theta) = \{(n+1)/2\pi\} \cdot \cos^n \theta \quad (1)$$

式(1)から等方線源 ($n=0$) の場合

$$N_0 \cdot g(\theta) = N_0/2\pi \quad (2)$$

cosine線源 ($n=1$) の場合

$$N_0 \cdot g(\theta) = N_0 \cdot \cos \theta / \pi \quad (3)$$

となる。中性子の場合、空隙部入り口での物質中で吸収がないとすると入り口での熱中性子角度束はFermi分布で近似できる。この場合、線源からの規格化された中性子カレント角度分布は

$$J(\theta) = \{\cos \theta + (3)^{1/2} \cdot \cos^2 \theta\} / [\pi \{1 + 2/(3)^{1/2}\}] \quad (4)$$

となる⁸⁾。

ダクト内の線束を計算する場合、与えられた線源の扱いに注意する必要がある。ある方向への粒子放出率とは線源面の単位面積を通してその方向へ流れる単位時間当たりの粒子数であり、ある方向への線束とはその方向と直交する面の単位面積を単位時間に通る粒子数である。従って、ダクト内への単位面積当たりの粒子放出率はダクト入り口面の単位面積を通る θ 方向への粒子のカレント $J(\theta)$ と等しく、これは θ 方向の線束 $\Phi(\theta)$ と次の関係がある^{6,7)}。

$$J(\theta) = \cos \theta \cdot \Phi(\theta) \quad (5)$$

粒子放出率 N_0 の角度分布が式(1)、すなわちcosine n乗分布で与えられるときダクト入り口での全線束 Φ_0 は

$$\Phi_0 = \{(n+1)/n\} \cdot N_0 \quad (6)$$

で与えられる。例えばcosine線源の場合は $n=1$ であるから

$$\Phi_0 = 2N_0 \quad (7)$$

となる。ただし、粒子放出率が等方 ($n=0$) の場合、 Φ_0 は定義されない。

2.1.2 ストリーミング放射線の成分

ストリーミングに関する簡易計算式はストリーミング放射線をその漏洩経路からいくつかの成分に分類し、それぞれの成分に対して導出されている。詳細な成分の分類法としては図2.1に示すように Φ_d (直接線)、 Φ_l (漏洩線)、 $\Phi_{a,d}$ (アルベド直接線)、及び $\Phi_{a,l}$ (アルベド漏洩線)の4成分に分類する方法がある^{1,9)}。ここで、直接線は線源から計算点まで物質と相互作用せず直接くるもの、漏洩線はダクト壁でのアルベド散乱のないもの、アルベド直接線はダクト入口から入りダクト壁で1回以上アルベド散乱をしたもの、アルベド漏洩線は遮蔽体の中を透過し、ダクトの途中からダクトの中に漏れ込んだ後、ダクト壁で1回以上アルベド散乱をしたものである。

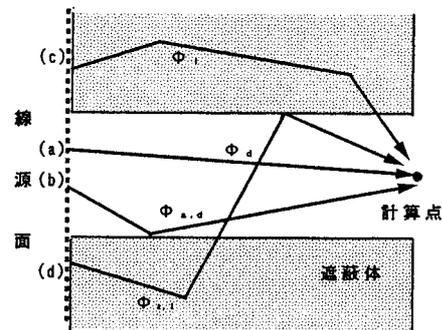


図2.1 ストリーミング成分の分類法 I

(a)直接線、(b)アルベド直接線、(c)漏洩線、(d)アルベド漏洩線

しかし、実際にはアルベド漏洩線の計算は難しく、また主要な成分でないと考えられるため直接線 Φ_d 、漏洩線 Φ_l 、及びアルベド線 Φ_a の3成分に分類することが多い¹⁰⁻¹⁵⁾(図2.2参照)。通常、後者の場合の Φ_l 及び Φ_a はそれぞれ前者の Φ_l 及び $\Phi_{a,d}$ と同じと考えてよいが、場合によっては漏洩線に $\Phi_{a,l}$ を含めることもある。この他、ストリーミング経路ごとに漏洩量を理論的に検討し、アルベド成分はダクト入り口及び出口近傍で散乱するものに、また、漏洩成分は入口付近でダクト内に漏れ込んだ後、ダクト壁での反射なしに到達する成分に重点をおいているものもある¹⁰⁾。このように、この分類や定義は計算式導出の際の計算方法、実験式の場合は測定上の制限等によ

り多少異なる場合がある。

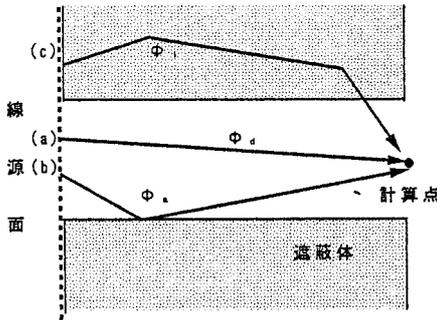


図2.2 ストリーミング成分の分類法2
(a)直接線、(b)アルベド線、(c)漏洩線

2.1.3 ストリーミング放射線に対する計算法

以下に漏洩放射線を漏洩経路によって分類された3つの成分に対し、その定義と主な計算法を示す。

(1) 直接成分に対する計算法

直接成分は計算点から直視できる線源面から計算点に直接到達するもので、直視成分ともいう(図2.1、2.2のa)。直視法(line-of-sight法)により中性子束 Φ は次の式で計算される。

$$\Phi = \int \{N_0 \cdot g(\theta) / \rho^2\} dS \quad (8)$$

$$\Phi = \int \{\Phi_0 \cdot g(\theta) \cdot \cos \theta / \rho^2\} dS \quad (9)$$

ここで、 dS は線源面の微小面積、 ρ は dS と計算点の間の距離である。積分は計算点から直視できる線源面に対して行う。

(2) アルベド成分に対する計算法

アルベド成分は検出器に到達する前に一回以上ダクト壁で反射されたものである(図2.1、2.2のb)。図2.3に示すように点線源Sからエネルギー E_0 の粒子が 4π 方向に

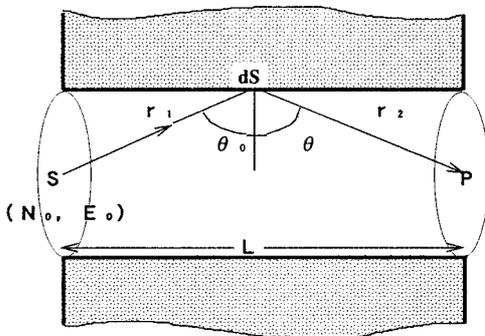


図2.3 1回反射のアルベド成分計算体系

強度 N_0 で放出される場合、壁での1回反射のみを考慮すると計算点Pにおける線量率Dは次式のようになる^{6,7)}。

$$D = \int \{ [N_0 K(E_0) \alpha_{D2}(E_0, \theta_0, \theta, \phi) \cos \theta_0] / (4\pi r_1^2 r_2^2) \} dS \quad (10)$$

ここで、 α_{D2} は入射カレント当たりの反射カレントで定義される微分線量アルベド、 $K(E_0)$ は線束-線量率変換係数であり、 θ_0 、 θ 、 r_1 、 r_2 は図2.3に示すように線源点S、反射点及び計算点Pの幾何学的関係から決定される角度及び距離である。また、 ϕ は入射方向と反射方向の間にはられる方位角である。積分は壁面全体にわたって行う。ここで、線量率表示をしたのは本質的なことではなくアルベドの形によって線束、あるいはカレントを求めることができる。2回反射の式も上式を拡張することにより求めることができる。1回反射のみを考えれば式は比較的簡単で、アルベド及び体系の幾何形状によっては、円筒ダクト中の中性子束に対してSimon-Clifford¹⁷⁾の式が導出されたように積分が行える。しかし、通常アルベド成分に対する式は計算機による数値計算を必要とする。

(3) 漏洩成分(または透過成分)に対する計算法

漏洩成分はダクト周辺の遮蔽体中を透過した後、ダクト壁をよぎって検出器に到達するものである(図2.1、2.2のc)。簡易計算式に関する文献に見られる代表的な計算方法としては以下に示すray analysis法^{6,9,18)}がある。しかし、その適用限界はあまり明確ではない。現在では1次元輸送計算コード等により信頼性の高い透過計算が比較的簡便に行えるので、特に中性子の場合にはそのような方法で漏洩成分を計算することも可能である。ただし、空隙部の効果は2.2.1の(6)で示すPierceyの方法のような方法で評価する必要がある。以下にray analysis法の概略を示す。漏洩線束を Φ_1 とすると、

$$\Phi_1(\vec{r}_0) = \int \{q(\vec{r}) \cdot G(t) / 4\pi |\vec{r} - \vec{r}_0|^2\} d\vec{r} \quad (11)$$

と計算される⁹⁾。ここで、

- \vec{r}_0 : 計算点の位置ベクトル
- \vec{r} : 線源の微小領域 dr の位置ベクトル
- V : 体積線源領域
- $q(\vec{r})$: 体積線源強度分布

である。 $G(t)$ はガンマ線の場合、遮蔽体中での散乱を考慮しないと次のように表される。

$$G(t) = \exp\left\{-\int_0^t \mu(x) dx\right\} \quad (12)$$

ここで、

- t : \vec{r} と \vec{r}_0 を結ぶ線分のうち遮蔽体を通る部分の長さ
- $\mu(x)$: 点 x での線減衰係数

である。遮蔽体中での散乱を考慮した場合は次のようになる。

$$G(t) = B(\bar{r}_0) \cdot \exp\{-\int_0^t \mu(x) dx\} \quad (13)$$

ここで、 $B(\bar{r}_0)$ は \bar{r}_0 での再生係数である。速中性子の場合

$$G(t) = \exp\{-\int_0^t \Sigma_R(x) dx\} \quad (14)$$

である。ここで、 $\Sigma_R(x)$ は点 x での除去断面積である。中性子の場合 ray analysis 法で比較的良い結果を得る条件としては速中性子であること、線源から放出される中性子角度分布が精度良く知られていることがあげられる。さらに、透過計算のきく領域での遮蔽が比較的薄く（減衰が2桁程度までが目安）、かつ遮蔽の構成が複雑でないことがあげられる。

(4) その他の計算法

Fisher¹⁶⁾ は複雑形状部における中性子の挙動を1群の拡散理論により解析し、各種の形状ごとにストリーミング簡易計算式を導出している。その結果は改訂されて文献(3)にまとめられている。式は中性子に対して与えられているが断面積等に関する置き換えを行えばガンマ線にも適用できる³⁾。その場合は式に含まれる中性子の全断面積 Σ_t 、散乱断面積 Σ_s 、及び吸収断面積 Σ_a をそれぞれガンマ線の線吸収係数 μ 、線散乱係数 μ_s 、及び線エネルギー吸収係数 μ_e に置き換える。また中性子束をガンマ線束に置き換える。ただし、中性子に比べてガンマ線の場合はエネルギーの変化が大きいためを考慮する必要がある。例えば、半径と長さの比 $R/L \ll 1$ の細長いダクトの場合、ダクト出口のガンマ線エネルギーは入射エネルギーの80から90%となる。すなわち、小角散乱成分のみが生き残ってくる。屈曲部等が存在するため出口に到達するのに最低2回以上散乱する場合はダクト出口でのエネルギーはかなり小さくなる。この場合、1MeV以上の入射ガンマ線の出口でのエネルギーは0.25MeV程度になり、1MeV以下の入射エネルギーでは入射エネルギーの1/4程度になると経験的にいえる。 μ の選択や線量の評価を行う際には、このようなエネルギー変化を考慮する必要がある。なおFisherの式はいろいろな複雑形状部に対して導出されている点で評価できるが、強い方向性を持つストリーミングを拡散理論でどの程度正確に扱えるかについて問題がある。

2.2 複雑形状部簡易計算式

2.2.1 直円筒ダクト (図2.4参照)

(1) 直視法による直接成分

半径 R のダクト入り口に単位面積当たりの粒子放出率

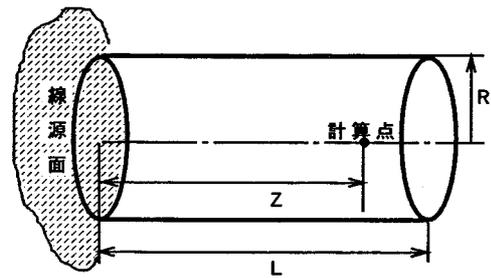


図2.4 平面線源に直円筒ダクト

N_0 あるいは線束 Φ_0 の平面線源がある場合、ダクト軸上で入り口から Z の位置での線束の直接成分 Φ_d は次のようになる。

1) 等方線源の場合

$$\Phi_d = (N_0/2) \cdot \ln\{1 + (R/Z)^2\} \quad (15)$$

2) cosine線源の場合

$$\Phi_d = 2N_0 [1 - 1/\{1 + (R/Z)^2\}^{1/2}] \quad (16)$$

3) 一般に $\cos^n\theta$ ($n \neq 0$) 線源に対し

$$\Phi_d = n \cdot \Phi_0 (R^2/2Z^2) \quad (Z \gg R) \quad (17)$$

である。ダクト切り口面積を S とすると式(17)は

$$\Phi_d = n \cdot \Phi_0 (S/2\pi Z^2) \quad (Z \gg R) \quad (18)$$

となる。

(2) 原子炉遮蔽での速中性子に対する経験式

原子炉の遮蔽においては速中性子に対し円筒ダクト漏洩中性子束 Φ を

$$\Phi = 10 \cdot \Phi_0 (R^2/2Z^2) \quad (19)$$

で評価する場合がある¹⁹⁾。これは、速中性子の場合、ダクトが炉心方向を向いている場合には直接線が支配的となり、入射線の角度分布は前方性が強く $\cos^n\theta$ で表せば n は10程度になるので式(17)から導出されたかと推定される。この場合アルベド成分は少ないので、上式で安全側の評価ができると考えていると思われる。

(3) Shindo等のガンマ線アルベド成分の半経験式

ガンマ線に対してShindo等²⁰⁾がモンテカルロ計算及び実験から求めた半経験式がある。すなわち、エネルギー E_0 (MeV) のガンマ線を N_0 個 ($\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) 放出する平面線源に対し、半径 R 、長さ L のダクト出口でのアルベド成分に対する線量率 D_a (mR/h) は

$$D_a = N_0 k_1 E_0 K(E_0) (R/L)^2 \quad (s_0 \leq L/R \leq s_1 \text{ の場合}) \quad (20)$$

$$D_a = N_0 k_2 E_0 K(E_0) (R/L)^3 \quad (s_1 < L/R \leq 60 \text{ の場合}) \quad (21)$$

と表される。ここで、 $K(E_0)$ ($[\text{mR/h}] / [\text{MeV/cm}^2 \cdot \text{s}]$) はガンマ線束-線量率変換係数、 k_1 、 k_2 、 s_0 、 s_1 はガンマ線のエネルギーと遮蔽体物質に依存して変化する定数である。これらの定数は遮蔽体物質が黒鉛、水、普通コンクリート、磁鉄鉱コンクリート、鉄、錫、鉛の場合について0.5~10MeVの領域で与えられている²⁰⁾。

(4) 中性子アルベド成分に対するSimon-Cliffordの式

中性子の場合、Simon-Cliffordの式¹⁷⁾がある。すなわち、等方線源の場合、 $Z \gg R$ の領域で中性子束アルベド成分 Φ_a は

$$\Phi_a = \Phi_d \cdot \{c\beta + 4(1-c)\beta R/Z\} \quad (22)$$

となる。ただし、 Φ_d は直接線である。また、全アルベドをAとすると、一回散乱のみを考慮したときは $\beta=A$ であり、多重散乱を考慮したときは $\beta=A/(1-A)$ である。c、 $1-c$ は等方散乱とcosine散乱の割合で、次式から決定する。ダクト壁で単位立体角に反射される中性子束 $d\Phi_{out}/d\Omega$ はダクト壁に入射する中性子束を Φ_{in} とすると

$$d\Phi_{out}/d\Omega = \{c + 2(1-c)\cos\theta\} \cdot A\Phi_{in}/2\pi \quad (23)$$

と記述される。

(5) Ray Analysisによる漏洩成分 (または透過成分) の計算

ダクト入り口に粒子放出率が N_0 で半径 R_0 の円盤状平面線源がある場合に半径 R のダクトの中心軸上で入り口から Z の距離の点での漏洩線束 $\Phi_1(Z)$ はガンマ線の場合は式(11)と式(12)から、また、速中性子の場合は式(11)と式(14)から次のようになる¹⁸⁾。遮蔽体中での減衰係数を ξ とすると、等方線源の場合

$$\Phi_1(Z) = N_0 \cdot \exp(\xi r_0^3/R^2) [E_1(\xi r_0^3/R^2) - E_1(\xi r_0^2 r_s/R^2)] \quad (24)$$

$(3Z^2/\{\xi(Z^2+R^2)^{3/2}\} \ll 1 \text{ の場合})$

$$\Phi_1(Z) = N_0 (R^2/\xi r_0^3) [1 - (r_0/r_s) \exp\{-\xi(r_s-r_0)r_0^2/R^2\}] \quad (25)$$

$(\xi(Z^2+R^2)^{1/2} \gg 3 \text{ の場合})$

また、 $Z \gg R$ 、 $Z \gg 3/\xi$ で、且つ $r_s - r_0 \approx 1/\xi$ に比べてオーダー的に大きい場合は

$$\Phi_1(Z) = N_0 R^2 / \xi Z^3 \quad (26)$$

となる。cosine線源の場合も等方線源の場合と同じ条件付きで次の3つの式が導出される。

$$\Phi_1(Z) = 2N_0(Z/r_0) \cdot \exp(\xi r_0^3/R^2) [E_2(\xi r_0^3/R^2) - (r_0/r_s) E_2(\xi r_0^2 r_s/R^2)] \quad (27)$$

$$\Phi_1(Z) = 2N_0(Z/r_0)(R^2/\xi r_0^3) [1 - (r_0^2/r_s^2) \exp\{-\xi(r_s-r_0)r_0^2/R^2\}] \quad (28)$$

$$\Phi_1(Z) = 2N_0 R^2 / \xi Z^3 \quad (29)$$

なお、 ξ はガンマ線の場合は線減衰係数であり、中性子の場合は除去断面積である。また

$$r_0^2 = R^2 + Z^2 \quad (30)$$

$$r_s^2 = R_s^2 + Z^2 \quad (31)$$

$$E_1(x) = \int_x^\infty [\exp(-t)/t] dt \quad (32)$$

$$E_2(x) = x \int_x^\infty [\exp(-t)/t^2] dt \quad (33)$$

である。なお、 E_1 及び E_2 関数の値はGoldstein²¹⁾により表の形でまとめられている。

文献(9)の499-501頁には図2.5a~2.5cに示す3つの体系に対して中性子の直接線と漏洩線を計算する一般的な式が与えられている。それらは円筒ダクトの前に、(a)無限平面線源、(b)有限円盤線源、(c)半無限体積線源がある場合のダクト軸上の点 P_1 及び P_2 の中性子束及びカレントに対する式である。漏洩線はray analysisにより求められたものである。式に含まれる積分が必要な関数に対してはグラフにより数値が与えられている。

(6) Pierceyの方法

中性子に対してPiercey²²⁾の方法がある。この方法は熱中性子の場合について導出されたものであるが、ダクト壁での線源の角度分布を考慮すれば他のエネルギーの中性子あるいはガンマ線の場合にも適用できる。ダクト壁からの漏洩線を考慮した直視法といえる。ダクトがない遮蔽体中の中性子束分布を $\phi(X)$ とする。ただし、 X はダクト入り口が設置される位置からの距離である。 $\phi(X)$ は次元輸送コード等による透過計算によって求めることができる。ダクト壁における内向きの中性子カレントを $J(X)$ とし、その角度分布をcosine分布とすると

$$\Phi_1(Z) = \int_0^L J_-(X) \cdot \cos\theta \cdot 2\pi R \cdot dX / \pi \{(Z-X)^2 + R^2\} \quad (34)$$

となる。さらに $J(X) = \phi/4$ と仮定すると

$$\Phi_1(Z) = (R^2/2) \cdot \int_0^L \phi(X) dX / \{(Z-X)^2 + R^2\}^{3/2} \quad (35)$$

となる。ただし、 R はダクト半径、 L はダクトの長さである。

(7) Fisher³⁾の理論式

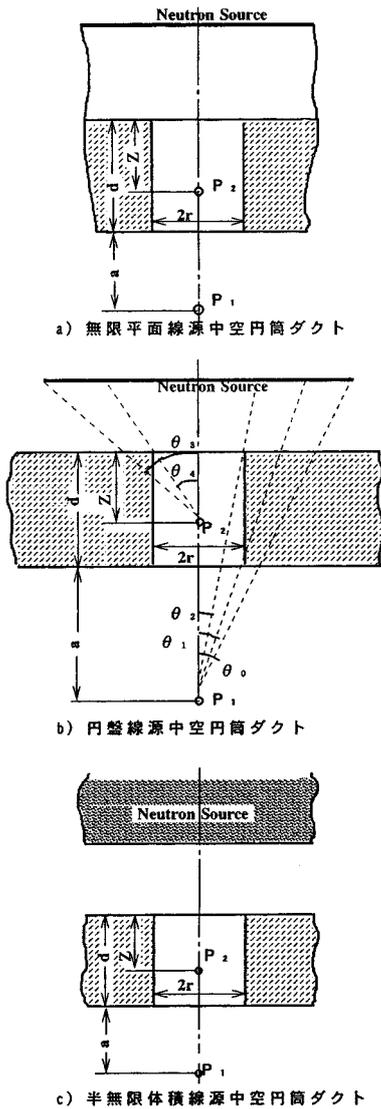


図2.5 各種の線源と円筒ダクトの組み合わせ体系⁹⁾

1) 直接線

半径Rの円筒ダクトにおいて入口からZの距離での直接線のカレントは

$$J_d = \pi (R/Z)^2 \cdot [1 + (R/Z)^2] F_0 \quad (36)$$

となる。ここでF₀はダクト入り口で単位面積、単位立体角当たりダクトの中に向かう中性子束 (flux vector) でダクトが無い状態でのダクト入口位置におけるスカラー束Φ₀と次の関係がある。

$$4\pi F_0 = [(1/2)(1+A_s)(1-A_w)/(1-A_s A_w)] \Phi_0 \quad (37)$$

ここで、A_s、A_wはそれぞれダクト入り口物質及び遮蔽体(壁物質)のアルベドである。

$$A_s = [1 - 2(\Sigma_a / 3\Sigma_t)^{1/2}] / [1 + 2(\Sigma_a / 3\Sigma_t)^{1/2}] \quad (38)$$

であり、A_wも同様の式で求まる。ただし、Σ_a及びΣ_tはA_sの場合はダクト入り口の、A_wの場合はダクト壁物質のそれぞれ吸収断面積及び全断面積である。また、

$$F_0 \leq \Phi_0 / 4\pi \quad (39)$$

である。従って、

$$J_d = (R/Z)^2 \cdot [1 + (R/Z)^2] \Phi_0 \quad (40)$$

と近似できる。

2) 1回散乱線

ダクト壁で1回散乱した成分によるカレントは

$$J_a = 2\pi (\Sigma_s / \Sigma_a \Sigma_t) (R^2/Z^3) F_0 \quad (41)$$

$$\approx (1/2) (\Sigma_s / \Sigma_a \Sigma_t) (R^2/Z^3) \Phi_0 \quad (42)$$

となる。Σ_s/Σ_tが1に近い場合は

$$J_a \approx (1/2 \Sigma_a) (R^2/Z^3) \Phi_0 \quad (43)$$

である。ただし、Σ_sは散乱断面積である。

3) 直接線と1回散乱線の和

Σ_s/Σ_tが1に近い場合は次のようになる。

$$J_t = (R/Z)^2 [1 + (R/Z)^2 + 2/\Sigma_a Z] \Phi_0 \quad (44)$$

4) 適用範囲

通常、散乱成分に比べ直接成分が支配的であるが、この場合、Fisherの円筒ダクトに対する式の適用範囲は

$$Z \leq 20 / (3 \Sigma_a \Sigma_t)^{1/2} \quad (45a)$$

$$R \leq 5 / \Sigma_t \quad (45b)$$

である。

(8) Miuraの実験式

1) 概要と定義

水またはコンクリート遮蔽体中の円筒ダクト内の中性子束分布を表す簡易式を実験的に導出したものである¹⁴⁾。実験はJRR-4原子炉の炉心近傍の水遮蔽体中で行われた。ここで定義される直接及びアルベド成分にはダクト入り口からだけではなく入り口近傍のダクト側壁を通過してダクト内に入射し、そこから散乱なしに直接あるいはダクト壁で一回以上反射された後評価点に到達するものが含まれている。また、漏洩成分はダクト周辺の遮蔽体中を透過し、評価点近傍のダクト側壁を通過して評価点に到達するものに対応している。式に含まれる定数の値を変えることによりダクト軸の線源に対する角度が0から90度の範囲で熱、熱外、中速及び速中性子に対する式となる。このうち、中速中性子は濃縮ボロン球で被覆された金箔

によって測定されたもので約50eV～約10keVの中性子に対応する。速中中性子を測定したしきい検出器の反応は $^{115}\text{In}(n, n')$ 、 $^{115\text{m}}\text{In}$ 、 $^{58}\text{Ni}(n, p)$ 、 ^{58}Co 、及び $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ 、 ^{24}Na でそれらの反応率のピークはそれぞれ約2、約5、及び約7.5MeVである。

2) 実験式

ダクト切り口断面積がSI、鋼壁厚tの直ダクトが線源に対しその軸が線源中心とダクト入り口中心を結ぶ線と θ_s なる角度で設置されている場合、ダクト軸に沿った中性子束の空間分布を $F(Z)$ ($=\Phi(Z)/\Phi(0)$)、ダクトがない場合の計算点での相対的な中性子束を $T(Z)$ ($Z=0$ で1と規格化されたもの) とすると

$$F(Z) = K \cdot f(Z) + \{1 - K \cdot f(Z)\} \cdot T(Z) \quad (46)$$

となる。ここで右辺第1項は直接成分とアルベド成分の和に対応し、第2項は透過成分に対応する。また、

$$f(Z) = 1 / [1 + \{Z / (SI)\}^2 / a]^b \quad (47)$$

である。a、bは中性子エネルギー及びダクトの線源に対する設置角度に依存する定数であり、その値を表2.1～2.3に示す。熱、熱外中性子の場合a、bはダクトの設置角度に依らず一定値をとる。Kはダクトの鋼壁の厚さに依存する補正係数で、厚さが0.59cmの場合の中性子束に対する他の厚さの場合の中性子束の比で定義される。式(46)において第1項と第2項の全体の中性子束における割合はダクトの口径並びに設置角度により異なる。設置角度が大きい場合あるいは口径が小さい場合に透過成分の寄与が極めて大きくなる。従って、このような場合は $T(Z)$ を正確に求めておく必要がある。これは1次元あるいは2次元透過計算で求められる。実際の遮蔽設計においては、しばしばダクトがある状態でのダクト入り口の中性子束 $\Phi(0)$ ではなく、ダクトがない状態でダクト入り口に対応する位置での中性子束 $\Phi_{os}(0)$ が与えられる。この場合

$$\Phi(0) = \epsilon \cdot \Phi_{os}(0) \quad (48)$$

とすると、速中中性子に対しては $\epsilon=1$ である。熱外中性子ではダクト口径に依存して多少変化するが1に近い値をとる。熱中性子の場合、 ϵ はダクト口径及びダクト鋼壁の厚さの両方に依存して大きく変化する²³⁾。 ϵ の値が明らかでないときは、 $\epsilon=1$ とすれば安全側の結果が得られる。

3) 適用範囲

本式の適用範囲は以下の通りである。

線源空間分布：線源はダクト入り口から離れた位置にあり、ダクト入り口境界面すなわちダクト入り口を含むダクト軸に垂直な面において中性子束はダクト半径の外

表2.1 a,bの値：速中中性子¹⁴⁾

θ (deg)	$^{115}\text{In}(n, n')$		$^{58}\text{Ni}(n, p)$		$^{27}\text{Al}(n, \alpha)$	
	a	b	a	b	a	b
0	2.05	2.40	2.10	2.40	2.30	2.20
15	1.95	2.50	1.90	2.40	2.15	2.30
30	1.75	2.80	1.70	2.80	1.65	2.80
45	1.55	2.90	1.40	2.90	1.20	2.90
60	—	—	1.20	3.00	1.00	3.10
90	—	—	1.15	3.10	1.00	3.10

表2.2 a,bの値：中速中性子¹⁴⁾

θ (deg)	a	b
0	1.25	2.80
15	1.15	2.80
30	1.10	2.80
45	1.00	2.80
90	1.00	2.90

表2.3 a,bの値：熱および熱外中性子¹⁴⁾

Neutron Energy	a	b
Thermal	1.75	3.20
Epithermal	1.25	2.80

側の領域まで広がって分布しているものとする。

線源スペクトル：入射中性子スペクトルとしては速、中速から低速、及び熱中性子に対してそれぞれ核分裂、1/E、及びMaxwellまたはそれに近いスペクトルが想定されている。

ダクト直径 : 2.5～30cm
 ダクトの長さ : 最大240cm
 ダクト設置角度 : 熱、熱外、及び中速中性子に対し0～90度、速中中性子に対し45～90度

ダクトの鋼壁の厚さ : 0～1cm
 遮蔽体物質 : 水またはコンクリート

ここで示された式は実験値を±30%以内の精度で記述するものであるが、他の独立に行われた実験との比較を通して式の精度は上記適用範囲内でファクター2以内であるとしている。

(9) 漏洩成分に関するデータ

Trubey^{6,7)}はダクト入り口に等方線源あるいはcosine線源が無限に広がっているという条件で、ダクト入り口部の線源を除いた残りの線源から遮蔽体中を透過してくる非散乱成分を式(11)及び(12)に基づいて計算し、ダクト半径と長さの比R/Zが0.001から1.0の範囲及びμZで測った遮蔽体の厚さが0.1から5.0の範囲で報告している。これを表2.4aと2.4bに示す。

表2.4a 円筒ダクト出口でのダクト壁を通ってくる非散乱線^{6,7)}
(No = 1 の等方線源の場合)

$\left(\frac{R}{Z}\right)$	Flux Per Unit Surface Intensity for Shield Thickness of					
	$\mu z = 0.1$	$\mu z = 0.2$	$\mu z = 0.5$	$\mu z = 1.0$	$\mu z = 2.0$	$\mu z = 5.0$
0.001	1.823	1.223	0.5602	0.2198	0.04912	1.166×10^{-3}
0.002	1.823	1.223	0.5607	0.2207	0.04935	1.184×10^{-3}
0.005	1.824	1.224	0.5620	0.2215	0.05002	1.242×10^{-3}
0.01	1.825	1.226	0.5643	0.2235	0.05119	1.349×10^{-3}
0.02	1.828	1.229	0.5688	0.2278	0.05363	1.614×10^{-3}
0.05	1.834	1.239	0.5820	0.2406	0.06171	2.977×10^{-3}
0.1	1.842	1.254	0.6024	0.2613	0.07621	7.042×10^{-3}
0.2	1.851	1.272	0.6360	0.2982	0.1049	1.795×10^{-2}
0.5	1.825	1.277	0.6841	0.3659	0.1687	5.223×10^{-2}
0.75	1.765	1.240	0.6904	0.3819	0.1923	6.990×10^{-2}
1.0	1.689	1.185	0.6560	0.3767	0.1980	7.753×10^{-2}

表2.4b 円筒ダクト出口でのダクト壁を通ってくる非散乱線^{6,7)}
(No = 1 のcosine線源の場合)

$\left(\frac{R}{Z}\right)$	Flux Per Unit Surface Intensity for Shield Thickness of					
	$\mu z = 0.1$	$\mu z = 0.2$	$\mu z = 0.5$	$\mu z = 1.0$	$\mu z = 2.0$	$\mu z = 5.0$
0.001	1.445	1.149	0.6539	0.2976	0.07544	0.002026
0.002	1.446	1.149	0.6546	0.2983	0.07582	0.002059
0.005	1.446	1.150	0.6564	0.3002	0.07698	0.002166
0.01	1.447	1.152	0.6595	0.3034	0.07896	0.002385
0.02	1.450	1.156	0.6657	0.3100	0.08314	0.002862
0.05	1.455	1.166	0.6836	0.3298	0.09703	0.005456
0.1	1.459	1.179	0.7095	0.3610	0.1217	0.01323
0.2	1.453	1.188	0.7462	0.4120	0.1682	0.03343
0.5	1.339	1.116	0.7510	0.4714	0.2494	0.08728
0.75	1.190	0.9949	0.6827	0.4465	0.2553	0.1036
1.0	1.036	0.8643	0.5953	0.3956	0.2340	0.1014

またShindo等は等方線源に対し同様の方法でダクト入り口部の線源を除いた残りの線源から遮蔽体中を透過してくる成分(Φ_{annular}と定義)を計算し、これを直視成分(Φ_{disk}と定義)に対する比の形(Φ_{annular}/Φ_{disk})で、また、ダクトがある場合の直視成分を含めた透過成分(Φ_{duct}と定義)とダクトが無い場合の透過線束(Φ_{slab}と定義)の比を報告している²⁰⁾。

2.2.2 遮蔽体を部分的に貫通した直円筒ダクト

遮蔽体を部分的に貫通する円筒ダクトに関して図2.6に示すように2つの体系が考えられる。1つは開口部が遮蔽体出口側にある場合であり、もう1つは開口部が線

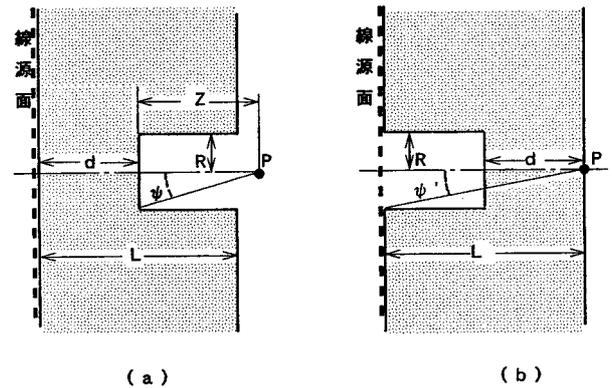


図2.6 遮蔽体を部分的に貫通するダクト¹⁸⁾

源側にある場合である。等方線源の場合、ダクト入り口部を通ってくる成分による遮蔽体外側での放射線束Φ(z)はray-analysisにより計算すると以下のようなになる¹⁸⁾。

- (1) 開口部が遮蔽体出口側にある場合 (図2.6のa参照)
ダクトの入口からZの位置で

$$\Phi(Z) = N_0 [E_1(\xi d) - E_1(\xi d \cdot \sec \psi)] \tag{49}$$

である。ξd ≫ 1でZ ≫ Rの場合

$$\Phi(Z) \approx N_0 [\exp(-\xi d) / \xi d] [1 - \exp(-\xi d R^2 / 2Z^2)] \tag{50}$$

となる。また、ξdR²/2Z² ≪ 1のとき

$$\Phi(Z) \approx N_0 (R^2 / 2Z^2) \exp(-\xi d) \tag{51}$$

となる。ただし、ψ = tan⁻¹(R/Z)である。また、ξは減衰係数である。

- (2) 開口部が線源側にある場合 (図2.6のb参照)
長さLの遮蔽体外側面で

$$\Phi(L) = N_0 [E_1(\xi d) - E_1(\xi d \cdot \sec \psi')] \tag{52}$$

である。ξd ≫ 1でZ ≫ Rの場合

$$\Phi(L) \approx N_0 [\exp(-\xi d) / \xi d] [1 - \exp(-\xi d R^2 / 2L^2)] \tag{53}$$

となる。また、ξdR²/2L² ≪ 1のとき

$$\Phi(L) \approx N_0 (R^2 / 2L^2) \exp(-\xi d) \tag{54}$$

となる。ただし、ψ' = tan⁻¹(R/L)である。

式(49)と(52)からray analysisによればポイドが遮蔽体の外側に寄った方が線量のピーク値が増加することがわかる。しかし、線量の積分値は変化しない。

2.2.3 屈曲円筒ダクト (図2.7参照)

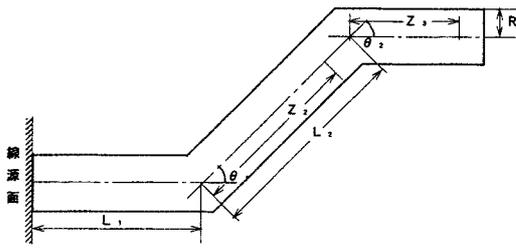


図2.7 平面線源に対する屈曲ダクト

(1) 中性子に対する1/sinθ結合式

中性子の場合、屈曲ダクトに対してよく用いられる式は直ダクトの直接成分に対する式を屈曲部における中性子束の空間的变化を表す1/sinθ法則¹⁷⁾で結合したものである。この1/sinθ法則は屈曲部での反射線の角度分布を等方と仮定したときのものであり、等方とcosine分布の中間的な分布をしている場合は1/sinθは {c+2(1-c)sinθ}/sinθで置き換える必要がある。また、屈曲角度が45度より小さくなると、この法則からのずれが大きくなるので注意する必要がある²³⁾。ここでは2回屈曲までの式を与えるがそれ以上の多段屈曲ダクトに対しても同様にして式を得ることができる。

$$\Phi(Z_2) = \Phi(L_1) \cdot (KA_1 / \sin \theta_1) \cdot (R^2 / 2Z_2^2) \quad (55)$$

$$\Phi(Z_3) = \Phi(L_2) \cdot (KA_2 / \sin \theta_2) \cdot (R^2 / 2Z_3^2) \quad (56)$$

ただし、

- R : ダクト半径
- Z₂, Z₃ : ダクトの第2脚あるいは第3脚中の計算点の屈曲部からの距離
- L₁, L₂ : ダクトの第1脚及び第2脚の長さ
- Φ(L₁), Φ(L₂) : ダクトの第1脚終端及び第2脚終端での中性子束
- θ₁, θ₂ : 屈曲角度
- A₁, A₂ : 屈曲部でのアルベド
- K : 経験的に決められる定数

である。上式は屈曲部以外の部分での散乱は考慮していないので低エネルギー中性子に適用する場合はこの点に注意する必要がある。Horton等⁸⁾は水中に置かれた鋼壁ダクトの場合、熱中性子に対しKAが約1/3になることを実験的に見出した。この場合、計算によるとA=0.55なのでK=0.60となる⁸⁾。

(2) 原子炉遮蔽での速中性子の経験式

原子炉遮蔽においては、2.2.1の(2)の式(19)で示したのと同様の理由で速中性子に対し式(55)、(56)のKを1と

し、式全体を10倍する式¹⁹⁾が使用される場合がある。すなわち、n段のダクトの出口での速中性子束Φは

$$\Phi / \Phi_0 = 10 \cdot (R^2 / 2L_1^2) \cdot \prod_{i=2}^n (R^2 / 2L_i^2) (A_{i-1} / \sin \theta_{i-1}) \quad (57)$$

である。

(3) 中性子に対する実験式

1回屈曲円筒ダクトの場合は、屈曲角度θ₀が45~90度の範囲で式(46)で示される中性子束分布関数F(z)を1/sinθ法則で結び次式が与えられる¹⁴⁾。

$$\Phi(Z_2) / \Phi(0) = F(L_1) \cdot (B / \sin \theta_0) \cdot F(Z_2) \quad (58)$$

ただし、L₁は屈曲ダクトの第1脚部の長さであり、Z₂は屈曲部から第2脚部中の計算点までの距離である。Bはエネルギー依存の定数で

$$B = 0.5 \quad (\text{熱中性子の場合}) \quad (59a)$$

$$B = 0.66 \quad (\text{熱外中性子の場合}) \quad (59b)$$

$$B = 0.04 \quad ({}^{58}\text{Ni}(n,p){}^{58}\text{Co}\text{反応率の場合}) \quad (59c)$$

である。

(4) ガンマ線に対するWijkerの式

Wijker²⁴⁾は次の条件のもとに円筒または矩形屈曲ダクトに対する式を導出した。それらは図2.8に示すように脚部番号、屈曲部番号等をとると

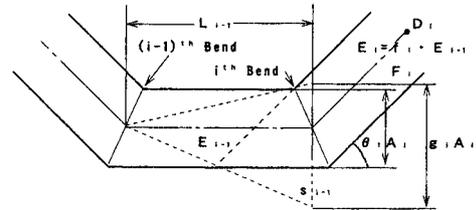


図2.8 Wijkerの式の各記号番号の関係と記号の意味²⁴⁾

- (a) i番目の脚部のストリーミング問題は(i-1)番目の屈曲部のダクト軸上に置かれた点線源によるストリーミング問題に置き換えられる。
- (b) i番目の屈曲部での線源強度Niは(i-1)番目の線源点に対しi番目の屈曲部のダクト切り口面積A_iによって張られる立体角の中に(i-1)番目の線源から放出されるガンマ線のみによって決定される。すなわち、ガンマ線は屈曲部でのみ散乱されるとする。
- (c) (i-1)脚部からi脚部へのガンマ線の散乱角度はi番目の屈曲角度θ_iに等しいとする。

(d) ダクト空隙部外側の遮蔽体を通るガンマ線は考慮しない。

等である。線源は強度 S_0 [R・m²/hr] の点線源、すなわち線源から1mの点で線量率が S_0 [R/h] となるような強度の点線源、または強度 σ_0 [R/hr] の平面一方向線源とする。それぞれの線源に対しガンマ線放出率を N_0 [photon/s] あるいは ν_0 [photon/m²・s]、ガンマ線のエネルギーを E_0 (MeV)、空気の吸収係数を $\mu_{a,a}$ とする

$$S_0 = c \mu_{a,a} E_0 N_0 / 4\pi \quad (60)$$

$$\sigma_0 = c \mu_{a,a} E_0 \nu_0 \quad (61)$$

である。ただし、 c は定数である。ダクトは切り口が直径 d の円または $h \times b$ の矩形（屈曲方向に h をとる）とする。このようにすると、 n 番目の屈曲部から L_n の距離での照射線量率 D_n は点線源に対し

$$D_n = (S_0 / L_0^2) \cdot \prod_{i=1}^n (g_i A_i / 4\pi L_i^2) \cdot \prod_{i=1}^n (f_i s_{i-1} F_i) \quad (62)$$

平面線源に対し

$$D_n = 4\pi \sigma_0 \cdot \prod_{i=1}^n (g_i A_i / 4\pi L_i^2) \cdot \prod_{i=1}^n (f_i s_{i-1} F_i) \quad (63)$$

となる。ここで、 g_i は i 番目の屈曲部に関する立体角の割合 $A_i / 4\pi L_i^2$ に対する幾何学的な補正係数である。円筒ダクトの場合 $a_i = d_i / L_{i-1}$ 、矩形ダクトの場合 $a_i = h_i / L_{i-1}$ とすると

$$g_i = \{1 - (1/2) a_i \operatorname{cosec} \theta_i\}^2 / \{1 - a_i \operatorname{cosec} \theta_i + (1/4) a_i^2\}^2 \quad (64)$$

である。ただし、平面線源の場合 $g_i = 1$ である。また、

L_i : i 脚部の長さ。ただし i は0から数える。

f_i : $i-1$ 脚から i 脚への散乱に伴うエネルギー減衰率

s_{i-1} : $(i-1)$ 番目の線源からのガンマ線のエネルギーを E_{i-1} とすると i 番目の屈曲部の遮蔽物質とエネルギー E_{i-1} のガンマ線が相互作用する際の散乱の割合

F_i : 散乱の非等方性に対する補正係数

である。 s_i 、 F_i 、 f_i の計算値を表2.5～2.7に示す。

式(62)の特殊な形として2脚目が短くオフセット構造になっている2回屈曲矩形ダクトの場合の式を以下に示す。第1脚と第3脚は遮蔽体に垂直の向きである。2つの屈曲部の屈曲角度は等しく θ である。また、第1脚と第3脚の中心軸間の距離を H とする。このような場合、式(62)は

$$D = (S_0 / L_0^2) (g_2 A^2 / 4H^2 L_2^2) \cdot F(E_0, \theta) \cdot \Psi(\theta) \quad (65)$$

となる。ただし、線源から第1屈曲部までは十分長く g_1

表2.5 遮蔽体との相互作用における散乱の割合 s の値²⁴⁾

E (MeV)	0.1	0.2	0.5	0.66	1.0	1.25	2.0	5.0	10.0
concrete	0.871	0.976	0.997	0.998	1.000	0.988	0.982	0.862	0.715
lead	0.0213	0.107	0.477	0.597	0.736	0.788	0.764	0.465	0.253
iron	0.399	0.823	0.976	0.987	1.000	0.999	0.967	0.733	0.472

表2.6 散乱の非等方性補正係数 F の値²⁴⁾

E (MeV)	0.2	0.5	0.66	1.0	1.25	2.0	5.0	10.0
$\theta = 15^\circ$	2.31	3.13	3.46	4.02	4.37	5.18	6.83	7.75
$\theta = 30^\circ$	1.94	2.38	2.51	2.68	2.74	2.83	2.81	2.72
$\theta = 45^\circ$	1.49	1.63	1.64	1.63	1.61	1.56	1.46	1.38
$\theta = 60^\circ$	1.10	1.10	1.08	1.05	1.03	0.99	0.92	0.85
$\theta = 90^\circ$	0.704	0.654	0.64	0.62	0.61	0.58	0.51	0.454

表2.7 散乱に伴うエネルギー減衰率 f の値²⁴⁾

E (MeV)	0.1	0.2	0.5	0.66	1.0	1.25	2.0	5.0	10.0
$\theta = 15^\circ$	0.992	0.984	0.967	0.961	0.945	0.937	0.909	0.818	0.674
$\theta = 30^\circ$	0.970	0.941	0.882	0.861	0.818	0.793	0.729	0.554	0.389
$\theta = 45^\circ$	0.938	0.877	0.772	0.733	0.668	0.632	0.553	0.379	0.249
$\theta = 60^\circ$	0.899	0.805	0.658	0.612	0.536	0.497	0.416	0.268	0.171
$\theta = 90^\circ$	0.815	0.668	0.477	0.425	0.352	0.317	0.253	0.152	0.094

$= 1$ とする。 A はダクト断面積であり、 g_2 、 $\Psi(\theta)$ はそれぞれ

$$g_2 = 144 / (8 + \sin^2 \theta)^2 \quad (66)$$

$$\Psi(\theta) = 2.25 \{1 - (1/9) \cos^2 \theta\}^2 \quad (67)$$

である。また、 $F(E_0, \theta)$ は

$$F(E_0, \theta) = (1/16 \pi^2) \{12 \sin \theta / (8 + \sin^2 \theta)\}^2 \cdot (\mu_s / \mu)_0 \cdot (\mu_s / \mu)_1 \cdot \{(\mu_{a,a} E)_2 / (\mu_{a,a} E)_0\} F_1 F_2 \quad (68)$$

であり、コンクリート、鉛、鉄に対し計算された値が表2.8～2.10に与えられている。ここで、 μ 、 μ_s はそれぞれ遮蔽体中の減衰係数及び散乱係数であり、それらの比の添え字0及び1はそれぞれ第1及び第2屈曲部に入射するガンマ線のエネルギーに対応している。また、 $\mu_{a,a} E$ の添え字0及び2は第1脚中及び第3脚中のガンマ線エネルギーに対応している。

(5) DIN規格のガンマ線に対する式

DIN規格^{25,26)}には屈曲角度90度の2回屈曲ダクト出口におけるガンマ線のストリーミング線量率計算式が示されている。以下に示す式は円筒ダクトだけでなく矩形ダクトにも適用される（図2.9参照）。ただし、この場合矩形断面の縦の辺の長さ H と横の辺（第2脚部では遮蔽壁の厚さ方向）の長さ W の比 H/W は2を越えないとする。

表2.8 コンクリート中の $10^3 \times F(E_0, \theta)$ の値²⁴⁾

E_0 (MeV)	0.2	0.5	0.66	1.0	1.25	2.0	5.0	10.0
$\theta = 15^\circ$	4.65	8.53	10.32	13.42	15.33	19.8	22.8	16.5
$\theta = 30^\circ$	10.62	14.65	15.52	16.07	16.07	14.69	9.10	4.75
$\theta = 45^\circ$	10.29	10.24	9.69	8.39	7.65	6.03	3.03	1.508
$\theta = 60^\circ$	6.80	5.18	4.56	3.62	3.20	2.39	1.151	0.546
$\theta = 90^\circ$	2.65	1.485	1.232	0.920	0.792	0.560	0.246	0.1095

表2.9 鉛中の $10^3 \times F(E_0, \theta)$ の値²⁴⁾

E_0 (MeV)	0.2	0.5	0.66	1.0	1.25	2.0	5.0	10.0
$\theta = 15^\circ$	0.0541	1.860	3.48	7.02	9.29	12.04	7.58	2.81
$\theta = 30^\circ$	0.1149	2.86	4.81	7.80	9.01	9.10	3.71	1.179
$\theta = 45^\circ$	0.0997	1.698	2.58	3.55	3.77	3.32	1.298	0.422
$\theta = 60^\circ$	0.0570	0.697	0.977	1.276	1.320	1.108	0.421	0.1354
$\theta = 90^\circ$	0.01617	0.1247	0.1619	0.192	0.196	0.1606	0.0573	0.0177

表2.10 鉄中の $10^3 \times F(E_0, \theta)$ の値²⁴⁾

E_0 (MeV)	0.2	0.5	0.66	1.0	1.25	2.0	5.0	10.0
$\theta = 15^\circ$	3.26	8.12	10.03	13.36	15.42	19.2	17.5	8.78
$\theta = 30^\circ$	7.28	13.91	15.04	15.86	15.96	14.61	7.53	2.97
$\theta = 45^\circ$	6.83	9.65	9.33	8.28	7.56	5.90	2.60	0.988
$\theta = 60^\circ$	4.32	4.80	4.35	3.54	3.14	2.32	0.968	0.357
$\theta = 90^\circ$	1.515	1.294	1.122	0.870	0.753	0.533	0.203	0.0706

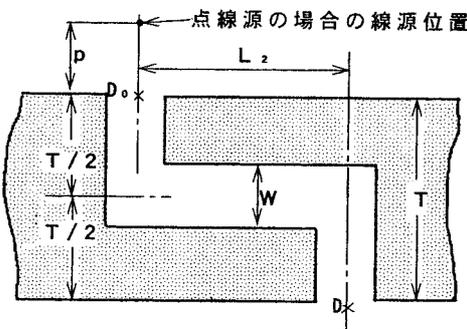


図2.9 断面積が $W \times H$ の矩形屈曲ダクト

D 、 D_0 をダクト出口及び入り口での線量率とすると D はコリメートされた入射線に対しては第1脚部での減衰がないので

$$D = (4S^2/L_2^2 T^2) A_1 A_2 B (W/T) D_0 \quad (69)$$

となる。また、ダクト壁から p の距離にある点線源に対しては

$$D = (4S^2/L_2^2 T^2) A_1 A_2 B (W/T) \{1/(1+T/2p)^2\} D_0 \quad (70)$$

である。ここで、 S はダクト断面積、 L_2 は第2脚部の長さ、 T は遮蔽壁の厚さ、 A_1 、 A_2 は屈曲部での実効的な散

乱ファクター、 $B(W/T)$ は補正係数である。補正係数 B は第1脚と第3脚の長さが $W/T \geq 1/6$ と短い場合において、屈曲部のエッジを透過する放射線の効果を表している²⁶⁾。これらの式では第1脚及び第3脚の長さは等しく $T/2$ と限定されている。しかし、第1脚及び第3脚の長さが $T/2$ ではなくそれぞれ L_1 、 L_3 の場合は式(69)の $4/T^2$ を $1/L_3^2$ で、また式(70)の $(4/T^2) \{1/(1+T/2p)^2\}$ を $(1/L_1^2) \{1/(1+L_3/p)^2\}$ でそれぞれ置き換えればよい。 A_1 、 A_2 、 B の値は安全側の値として

$$B = 1.5 \quad (71a)$$

$$A_1 = A_2 = 0.5/2\pi \approx 0.08 \quad (71b)$$

あるいは

$$A_1 A_2 B \approx 0.01 \quad (72)$$

が与えられている。

(6) Fisher³⁾の理論式

半径 R の円筒ダクトの第2脚の長さを Z_2 、屈曲角度を θ とすると第2脚終端での中性子カレント J_2 は

$$J_2 = W \cdot (\Sigma_s^3 / \Sigma_t^2) \cdot (R^3 / Z_2^2) \cdot J_1 \quad (73)$$

となる。ただし、 J_1 は2.2.1の(7)で示す第1脚終端での直接成分とアルベド成分の和で、例えば Σ_s / Σ_t が1に近い場合は式(44)で表される。また W は

$$W = 0.15 + 0.026 \Sigma_t / K - (0.08 + 0.004 \Sigma_t / K) \cos \theta \quad (74)$$

である。ここで、 $1/K$ は中性子の減弱距離である。すなわち、1次元平板線源に対して線源から遮蔽体中距離 Z での中性子束 ϕ は

$$\phi = (3/2) (\Sigma_s / K) \exp(-KZ) \quad (75)$$

で表される¹⁶⁾。速中性子の場合、 K は除去断面積と等しい。2回以上の屈曲部を持つダクトにも式(73)を同様に拡張することができる。ただし、式(73)は θ が 90 または 180 度に近づいた場合や Z_2 が極めて小さい場合には適用できない。

2.2.4 直円環ダクト

(1) 直視法による直接成分

図2.10に示すように \cos^n 乗の角度分布を持つ平面線源に対し直円環ダクトがある場合、 $R \gg R-r$ とすると、 $Z \gg R-r$ の領域で直接成分 Φ_d は

$$\Phi_d = \{(n+1) N_0 / 2\pi Z^2\} \cdot S \quad (76)$$

となる^{6,9)}。ただし、 S は計算点から直視できる線源面積

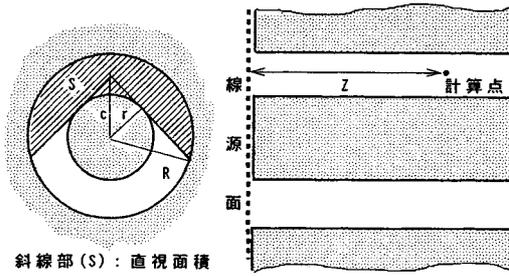


図2.10 円環ダクトと計算点からの線源面直視面積

で

$$S = R^2 \cdot \cos^{-1}(r/R) + (R^2 - r^2) \cdot \cos^{-1}(r/c) - r(R^2 - r^2)^{1/2} \quad (77)$$

である (図2.10参照)。ここで、

- Z : ダクト入り口から計算点までの距離
 R : 円環の外径
 r : 円環の内径
 c ($r \leq c \leq R$) : 内径と外径の間の点

である。c=RのときSは次式で示される最大値 S_{max} となり、 Φ_d も最大値をとる。

$$S_{max} = (2R^2 - r^2) \cdot \cos^{-1}(r/R) - r(R^2 - r^2)^{1/2} \quad (78)$$

(2) 原子炉遮蔽での経験式

原子炉遮蔽においては速中性子あるいはガンマ線に対し次式¹⁹⁾を用いる場合がある。

$$\Phi = M \cdot (S_{max}/Z^2) \Phi_0 \quad (79)$$

ただし、速中性子の場合には $M=10$ であり、ガンマ線の場合は $M=1/2\pi$ である。

(3) 原子炉遮蔽における中性子の経験式

円環ダクトの入口からZの位置での中性子束の直接成分、アルベド成分、及び漏洩成分の和を Φ_t とすると次の式がある⁹⁾。それらは熱中性子に対し

$$\Phi_t(Z) = (1+A') \cdot [\Phi_d(Z) + p \cdot \{\Phi_{una}(Z) + \Phi_p(Z)\}] \quad (80)$$

速中性子に対し

$$\Phi_t(z) = \Phi_d(Z) + \Phi_{una}(Z) \quad (81)$$

である。ここで、 Φ_d は式(76)等で表される直接成分、 Φ_{una} はダクトがない場合の中性子束、 Φ_p は内管(プラグ)内の内物質が分布している場合の中性子束である。また、 A' は実効アルベド係数、 p は漏洩係数であり、 p の値は0.2~0.25である。

(4) Price等の中性子の式

(14)

中性子に対しPrice等⁸⁾はSimon-Cliffordの式からの類推により直接成分とアルベド成分の和に対する式を導出している。線源の角度分布は実際的なcosine分布とする。すなわち、 $\Phi(0)=2N_0$ の場合、次式ようになる。

$$\Phi(Z) = \delta \{(R^2 - r^2)/2Z^2\} \{1 + F(Z, R, r, A)\} \Phi(0) \quad (82)$$

ただし、 $Z \gg R-r$ である。 δ は式(77)で計算される直視面積Sと円環状空隙部の全面積の比で、次のようになる。

$$\delta = S/\pi(R^2 - r^2) \quad (83)$$

また、

$$F(Z, R, r, A) \approx 4(R^2 - r^2)^{1/2} \{A/(1-A)\}/Z \quad (84)$$

である。Aは全アルベドである。

(5) 中性子の実験式

原子炉遮蔽におけるコンクリートまたは水遮蔽体中に置かれた厚さ0.2~1.0cmの鋼壁をもつ円環ダクトの空隙部内中性子束相対分布を表す実験式として式(47)と同じ形の式がある²⁷⁾。この場合、同式中のS1として式(77)で $c=(R+r)/2$ としたものを用いる。斜め入射の場合、式はダクト入り口での円環状空隙部で平均した中性子束に対する相対分布であり、また入り口から一定の位置では円環に沿って非軸対称している中性子束の最大値に対応するものである。a及びbに対して次のような値が与えられている。

$$a=1.6, b=3.3 \quad (\text{熱中性子の場合}) \quad (85a)$$

$$a=1.2, b=2.9 \quad (\text{熱外中性子の場合}) \quad (85b)$$

$$a=1.4, b=2.5 \quad (\text{設置角度 } 0^\circ \text{ の } ^{58}\text{Ni}(n, p) \\ ^{58}\text{Co} \text{ 反応率の場合}) \quad (85c)$$

$$a=1.2, b=2.9 \quad (\text{斜め入射における } ^{58}\text{Ni}(n, p) \\ ^{58}\text{Co} \text{ 反応率の場合}) \quad (85d)$$

熱及び熱外中性子の場合、線源に対するダクトの位置によらず一定値である。設置角度が 0° での ^{58}Ni の反応率のダクト内分布はダクトと線源の間の遮蔽体の厚さにより変化する度合いが大きいと考えられるので式(85c)の値は参考程度に止めるべきであろう。斜め入射における ^{58}Ni 反応率に対応する速中性子の場合にはダクトの線源に対する設置角度が36及び42.6度のところの実験値からa、bの値が求められている。

(6) Fisher³⁾の理論式

外径R、内径rの円環ダクトの入口からZの位置での中性子カレントに対して以下の式が求められている。各式のflux vector F_0 はダクトが無い場合のスカラ束 Φ_0 。

と式(37)及び(39)で示した関係がある。また、 Σ_s 、 Σ_a 及び Σ_t は散乱、吸収及び全断面積である。

1) 直接成分

$$J_d = (8 \cdot 2^{1/2} / 3) \{ (R-r)^{3/2} r^{1/2} / Z^2 \} F_0 \quad (86)$$

$$\equiv (2 \cdot 2^{1/2} / 3 \pi) \{ (R-r)^{3/2} r^{1/2} / Z^2 \} \Phi_0 \quad (87)$$

2) 円環状空隙部の内壁で反射されるアルベド成分
内壁でのアルベドによるカレントを J_{ai} とすると

$$J_{ai} = \{ 4 / (15 \cdot 2^{1/2}) \} (\Sigma_s / \Sigma_t) \{ (R-r)^{3/2} r^{1/2} / \Sigma_a Z^3 \} F_0 \quad (88)$$

$$\equiv \{ 1 / (15 \pi \cdot 2^{1/2}) \} \{ (R-r)^{3/2} r^{1/2} / \Sigma_a Z^3 \} \Phi_0 \quad (89)$$

3) 円環状空隙部の外壁で反射されるアルベド成分
外壁でのアルベドによるカレントを J_{ao} とすると

$$J_{ao} = \{ 12 / (5 \cdot 2^{1/2}) \} (\Sigma_s / \Sigma_t) \{ (R-r)^{3/2} r^{1/2} / \Sigma_a Z^3 \} F_0 \quad (90)$$

$$\equiv \{ 3 / (5 \pi \cdot 2^{1/2}) \} \{ (R-r)^{3/2} r^{1/2} / \Sigma_a Z^3 \} \Phi_0 \quad (91)$$

4) 直接成分とアルベド成分の和

以上の直接成分とアルベド成分の和を J_t とすると

$$J_t = 4 \cdot 2^{1/2} \{ (R-r)^{3/2} r^{1/2} / Z^2 \} \{ 2/3 + (\Sigma_s / 3 \Sigma_t \Sigma_a Z) \} F_0 \quad (92)$$

$$\equiv (2^{1/2} / \pi) \{ (R-r)^{3/2} r^{1/2} / Z^2 \} \{ 2/3 + (\Sigma_s / 3 \Sigma_t \Sigma_a Z) \} \Phi_0 \quad (93)$$

となる。

これらの直円環ダクトの式は $Z > r$ において適用可能である。 $Z < r$ の場合は5.6.3に示すスロットの式を用いるべきである。 $Z \sim r$ の場合は直円環ダクトとスロットの式を外挿して求める必要がある。

2.2.5 屈曲円環ダクト

(1) 原子炉遮蔽での速中性子の経験式

n 段のダクトの出口での速中性子束 Φ を求めるものとして式(57)と同様に次式がある¹⁹⁾。ただし、この式は式(57)とは異なり各段のダクトでの中性子束を 2π 倍だけ大きく評価している。

$$\Phi / \Phi_0 = 10 (S_{max})^n \cdot \prod_{i=1}^n (1 / L_i^2) \quad (94)$$

ここで、 S_{max} は式(78)で与えられる直視面積の最大値であり、 L_i は各段のダクトの長さである。また、屈曲角度は90度である。

(1) 中性子に対する実験式

原子炉遮蔽におけるコンクリートまたは水遮蔽体中に置かれた厚さ0.2~1.0cmの鋼壁をもつ屈曲円環ダクトの第2脚目の深さ Z_2 での熱、熱外中性子束相対分布を表

す実験式として式(58)と同様の式が与えられている²⁷⁾。ただし、関数 F の代わりに式(47)の関数 f が用いられている。すなわち、

$$\Phi(Z_2) / \Phi(0) = f(L_1) (B / \sin \theta_0) f(Z_2) \quad (95)$$

である。ここで θ_0 は屈曲角度である。関数 f のパラメータ Sl としては式(77)の円環状空隙部直視面積を用いる。 B の値としては屈曲円筒ダクトに対して与えられた式(59a)~(59c)の値と同じものを用いる。

2.2.6 直スロット(矩形直ダクトまたは直スリット) (図2.11参照)

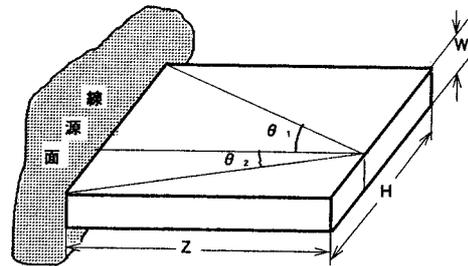


図2.11 平面線源に矩形ダクト (スロット)

(1) 直視法による直接成分

直スロットの場合、平面線源に対する直接成分の式^{6,9)}は以下の通りである。図2.11に示すようにスロット切り口の辺の長さをそれぞれ H と W 、また入り口から計算点までの距離を Z とし、さらに、 $a = H/2Z$ 、 $b = W/2Z$ と定義すると、スロット入り口での線源の角度線源が

1) 等方分布の場合、

$$\Phi_a = (2 \Phi_0 / \pi) \cdot \tan^{-1} \{ ab / (1 + a^2 + b^2)^{1/2} \} \quad (96)$$

2) cosine分布の場合、

$$\Phi_a = (2 \Phi_0 / \pi) \cdot [\{ a / (1 + a^2)^{1/2} \} \cdot \tan^{-1} \{ b / (1 + a^2)^{1/2} \} + \{ b / (1 + b^2)^{1/2} \} \cdot \tan^{-1} \{ a / (1 + b^2)^{1/2} \}] \quad (97)$$

である。

3) 一般にcosine n 乗分布の中性子束に対し $Z \gg H$ 、 $Z \gg W$ すなわち $a \ll 1$ 、 $b \ll 1$ とすると

$$\Phi_a = (n+1) WH \Phi_0 / 2 \pi Z^2 \quad (98)$$

である。

$H \gg W$ ($H > 5W$) の場合、直接成分は次のようにも表せる。すなわち、 θ_1 、 θ_2 を図2.11に示す角度とすると、

4) 等方線源に対し、

$$\Phi_a = (N_0 W / 2 \pi Z) \cdot (\theta_1 + \theta_2) \quad (99)$$

$$J_a = (N_0 W / 2 \pi Z) \cdot (\sin \theta_1 + \sin \theta_2) \quad (100)$$

5) cosine線源に対し、

$$\Phi_a = (N_0 W / \pi Z) \cdot (\sin \theta_1 + \sin \theta_2) \quad (101)$$

$$J_a = (N_0 W / 4 \pi Z) \cdot (\sin 2\theta_1 + \sin 2\theta_2 + 2(\theta_1 + \theta_2)) \quad (102)$$

である。ただし、 θ はラジアン単位である。スロットの長さHがZに比べて十分長い場合は式(99)～(102)において θ_1 、 θ_2 をそれぞれ $\pi/2$ とすればよい。

(2) 原子炉遮蔽での速中性子の経験式

$H > 10W$ 、 $Z > 10W$ の場合、原子炉の遮蔽においては速中性子に対し次式が用いられることがある¹⁹⁾。

$$\Phi / \Phi_0 = 20 (W/Z)^2 \quad (103)$$

この式は式(104)において $n \approx 10$ とし、 $H \approx 10W$ とすると近似的に得られる。

(3) Fisher³⁾の理論式

巾がWで長さHが10W以上のスロットの深さZの位置でのカレントを以下に示す。ただし、各式のflux vector F_0 はスカラー束 Φ_0 と式(37)及び(39)で示した関係がある。また、 Σ_s 、 Σ_a 及び Σ_t はそれぞれ散乱、吸収及び全断面積である。

1) 直接成分

$$J_a = (\pi/2) (W/Z) [1 + (W/Z)^2] F_0 \quad (104)$$

$$\approx (1/8) (W/Z) \Phi_0 \quad (105)$$

2) アルベド成分

$$J_a = (1/2) (\Sigma_s / \Sigma_t) (W/Z)^2 [\ln(Z/2W) + 2] F_0 \quad (106)$$

$$\approx (1/8 \pi) (W/Z)^2 [\ln(Z/2W) + 2] \Phi_0 \quad (107)$$

3) 漏洩成分

$$J_1 = (\pi/2) (\Sigma_s / \Sigma_a \Sigma_t) (W/Z^2) F_0 \quad (108)$$

$$\leq (1/8) (\Sigma_s / \Sigma_a \Sigma_t) (W/Z^2) \Phi_0 \quad (109)$$

$$\approx (1/8 \Sigma_a) (W/Z^2) \Phi_0 \quad (110)$$

4) ストリーミングカレントの和

以上の直接成分、アルベド成分及び漏洩成分の和を計算すると、

$$J_1 = (\pi/2) (W/Z) [1 + (W/Z)^2 + (\Sigma_s / \pi \Sigma_t) (W/Z) [\ln(Z/2W) + 2] + \Sigma_s / \Sigma_a \Sigma_t Z] F_0 \quad (111)$$

$$\approx (1/8) (W/Z) [1 + (W/Z)^2 + (W/\pi Z) [\ln(Z/2W) + 2] + 1/\Sigma_a Z] \Phi_0 \quad (112)$$

となる。実際には $W \ll Z$ であり

$$J_1 \approx (1/8) (W/Z) [1 + 1/\Sigma_a Z] \Phi_0 \quad (113)$$

である。

2.2.7 屈曲スロット (矩形屈曲ダクトまたは屈曲スリット)

(1) Fisher³⁾の理論式

スロットの巾がWで、長さHは10W以上とする。また、屈曲角度を θ とすると第2脚部の深さ Z_2 でのカレント J_2 は

$$J_2 \approx (\Sigma_s^3 W^2 / \Sigma_t^2 Z_2) Y J_1 \quad (114)$$

$$\approx (\Sigma_s W^2 / Z_2) Y J_1 \quad (115)$$

となる。ここで、 J_1 は式(111)～(113)で表される第1脚部終端でのカレントであり、

$$Y = 0.015 + 0.023 \Sigma_t / K - (0.009 + 0.0016 \Sigma_t / K) \cos \theta \quad (116)$$

である。屈曲部が2カ所以上ある場合は式(114)を同様の方法で拡張して適用する。式(114)及び(115)は θ が 0° または 180° に近づいた場合や $W < 1/\Sigma_t$ あるいは Z_2 が極めて小さい場合には適用できない。

(2) Ingold-Huddlestonの経験式

コンクリート内矩形90度1回屈曲ダクトにおいて、ダクト入り口にエネルギー E_0 のガンマ線を放出する点線源があるとき、第2脚部での線量率Dを計算するIngold-Huddleston^{6,7)}の経験式がある。これは実験並びに解析計算データから求めたもので、

$$D/D_0 = 0.214 (H/W)^{0.907} W^{2.864} / (L_1^{2.534} L_2^{2.667} E_0^{0.710}) \quad (117)$$

と表される。ここで、

D_0 : 線源から1ftでの線量率

H、W : ダクト切り口の辺の長さ。屈曲ダクトの軸が水平面内にあるとすると、Hは高さ方向の辺の長さ、Wは水平方向の長さである。

L_1 : 線源から屈曲部中心までの距離

L_2 : 屈曲部中心から計算点までの距離

である。ダクト寸法はすべてft単位で、エネルギーはMeV単位で測ったものである。式の適用範囲は $0.662 \text{ MeV} \leq E_0 \leq 6.0 \text{ MeV}$ 、 $1.0 \leq H \leq 6.0 \text{ ft}$ 、 $1.0 \leq W \leq 6.0 \text{ ft}$ 、 $2 \leq L_1 \leq 36 \text{ ft}$ 、 $1 \leq H/W \leq 2$ 、 $L_1/H \leq 6$ ($i=1, 2$)、 $L_1/W \geq 2$ ($i=1, 2$)である。

この式は点線源に対する式であるが、注意深く扱えば

広がりを持つビーム状線源にも適用できる⁹⁾。

(3) Huddleston-LeDouxの経験式

5.7.2と同様にコンクリート内矩形90度1回屈曲ダクトに対しHuddleston-LeDouxの式⁷⁾がある。2脚にわたるダクトでの減衰率をAとすると、

$$A = \epsilon F_s F_g \tag{118}$$

である。ここで、Huddleston-LeDouxの元の式では $\epsilon = 0.155$ となっているが設計においては若干の安全余裕を入れて $\epsilon = 0.2$ とするのが望ましい⁹⁾。F_sは線源のタイプに依存するファクターであり、F_gはダクトの寸法と線源エネルギーに依存するファクターである。F_gは経験的に次式で表される。

$$F_g = HW^2 / \{ (L_1 L_2)^{2.7} E_0^{0.6} \} \tag{119}$$

この式の右辺の記号の意味は式(117)の場合と同じであるが、ダクト寸法はmで表示する。F_gの適用範囲は、 $0.30\text{MeV} \leq E_0 \leq 3.7\text{MeV}$ 、 $0.3 \leq W \leq 2.0\text{m}$ 、 $0.7 \leq L_1 \leq 8\text{m}$ ($i=1,2$)、 $1 \leq H/W \leq 2$ 、 $L_1/H \leq 6$ ($i=1,2$) である。線源ファクターF_sは点線源がダクト入口の中心にある場合1である。この場合、Aは線源から1mでの点の線量率に対する相対的な減衰率となる。線源が図2.12に示すような3種類の等方平面線源の場合、F_sは次のようになる。

1) 第1脚が水平方向にあるとき

$$F_s \approx L_1^2 A_v \tag{120}$$

2) 第1脚が垂直方向にある場合、第1脚開口部全面が線源に覆われているとすると

$$F_s \approx L_1^2 A_h \tag{121}$$

3) 2)と同じ状態で、第1脚開口部上には線源が無いとすると

$$F_s \approx L_1^2 A_a \tag{122}$$

A_v、A_h、A_aの値は図2.12に与えられている。

(4) 矩形2回屈曲ダクトの経験式

2回屈曲ダクトの場合、第3脚目の線量率D₃は第2脚部終端における線量率D₂の計算に式(117)あるいは式(118)のどちらを用いたときも

$$D_3/D_2 \approx 0.55 W^3 \cdot 4/L_3^4 \tag{123}$$

となる⁹⁾。ただし、ダクト切り口は正方形とする。寸法はm単位である。

2.2.8 段付きスロットまたは段付き円環ダクト (オフセット)

(1) 段付きスロットに対するFisher³⁾の理論式

図2.13に示すように2つのスロットの間にオフセットがある場合を考える。第1スロットの巾をW₁、深さをZ₁、第2スロットの巾をW₂、深さをZ₂とし、オフセットの長さをq、巾をwとする。また、スロット切り口の長手方向(図2.13において紙面に垂直方向)の寸法は巾の10倍以上あるとする。この場合、第2スロット出口での中性子カレントは以下のようなになる。

1) 漏洩経路P₀ABPに沿った成分

この成分によるカレントをJ₂₁とすると

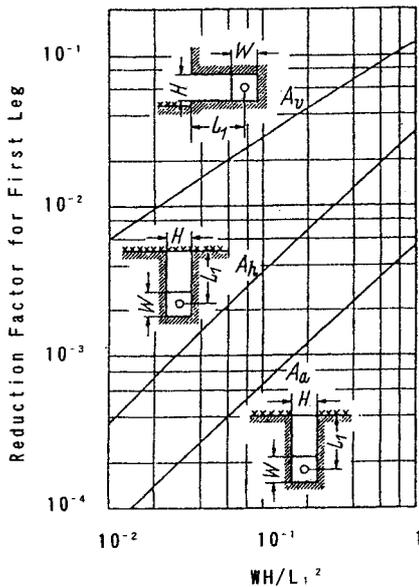


図2.12 線源依存の減衰係数⁹⁾

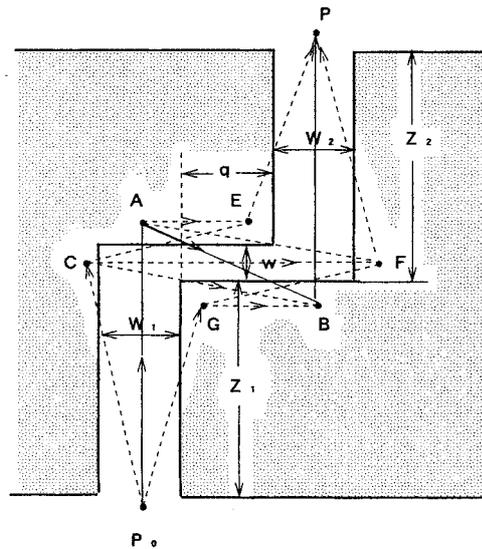


図2.13 オフセット状空隙部での中性子漏洩経路³⁾

$$J_{21} = (3^{1/2}/16\pi^2) (\Sigma_s^{5/2}/\Sigma_a^{1/2} \Sigma_i) (W_1 W_2 / L_2) p J_1 \quad (124)$$

となる。 Σ_s 、 Σ_a 及び Σ_i は散乱、吸収及び全断面積である。 J_1 は式(112)または(113)で与えられる第1スロットからの漏洩カレントであり、 p は次式で表されるオフセット関数である。

$$p = (\Sigma_i / K^2 q) \exp(-y) \quad (125)$$

$$\approx (1/Kq) \exp(-y) \quad (126)$$

ここで、

$$y = 2[1 + (1/4)(2q + W_1 + W_2)^2 / (2/K + w)^2]^{1/2} - 5^{1/2} \quad (127)$$

である。もし、 $q \sim 1/K$ で w 、 W_1 及び $W_2 \ll 1/K$ であるか、または、 $q \sim 1/K$ で $w = W_1 + W_2 \sim 1/K$ ならば p は1とおける。 y は正負の値がとれる。

2) P_0 CEP、 P_0 CFP、 P_0 GBP、 P_0 GFPのような漏洩経路に沿った成分

この成分によるカレントを J_{22} とすると

$$J_{22} = (1/3^{1/2}) (\Sigma_s / \Sigma_i) (W_2 / L_2) G p \phi_1 \quad (128)$$

である。ここで、

$$\phi_1 = (1/16) (W_1 / L_1)^2 \Phi_0 \quad (129)$$

$$G = 0.30 - 0.017 \Sigma_i / K \quad (130)$$

である。 p は式125~127で与えられる。

3) P_0 AEP、 P_0 AFPのような漏洩経路に沿った成分

この成分によるカレントを J_{23} とすると

$$J_{23} = (1/3^{1/2}) (\Sigma_s / \Sigma_i)^2 (\Sigma_s / \Sigma_a)^{1/2} (W_1 W_2 / L_2^2) c p J_1 \quad (131)$$

である。ここで、

$$c = 0.16 - 0.01 \Sigma_i / K \quad (132)$$

である。 $\Sigma_i = \Sigma_s + \Sigma_a$ であり、 p は式(125)~(127)で与えられる。

4) 第2スロット出口での全中性子カレント

全中性子カレントを J_2 とすると

$$J_2 = 3^{1/2} p (W_2 / L_2) [W_1 J_1 (\Sigma_s / 16\pi^2 + c/3L_2) (\Sigma_s / \Sigma_a)^{1/2} + G \phi_1 / 3] \quad (133)$$

である。

5) 式の適用範囲

式(125)で示されるオフセット関数は以下の条件を満たすとき適用可能である。

$$q - W_1 > |W_1 - W_2| \quad (134a)$$

$$1/K \geq W_1 + W_2 \quad (134b)$$

また、式(128)は $1 < \Sigma_i / K < 5$ の範囲外では正確ではない。

(2) 段付き円環ダクト (プラグ) に対するFisher³⁾の理論式

図2.14に示すように2つの円環ダクトの間にオフセットがある場合を考える。第1円環ダクトの内径を r_1 、巾を W_1 、長さを Z_1 、第2円環ダクトの内径を r_2 、巾を W_2 、長さを Z_2 とし、オフセットの長さを q 、巾を w とする。この場合、第2円環ダクト出口での中性子カレントは以下のようなになる。

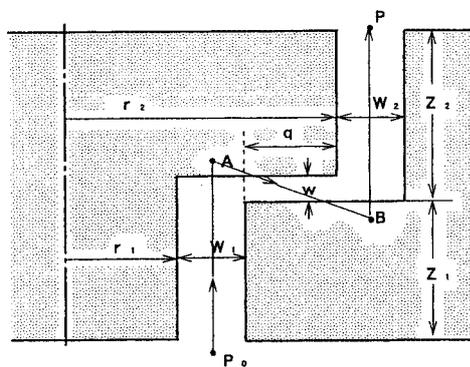


図2.14 段付き円環ダクト (プラグ) での中性子漏洩経路

1) 漏洩経路 P_0 ABPに沿った成分

この成分によるカレントを J_{21} とすると

$$J_{21} = \{1 / (20 \cdot 3^{1/2})\} (\Sigma_s^{3/2} / \Sigma_a^{1/2}) (W_1 W_2^{3/2} r_1 r_3^{1/2} / r_2 L_2^2) p J_1 \quad (135)$$

となる。 J_1 は式(92)または(93)で与えられる第1円環ダクトからの漏洩カレントであり、 p は式(125)~(127)で与えられる。また、 $r_3 = (r_1 + r_2) / 2$ である。

2) 1)の経路以外の漏洩経路に沿った成分

この成分によるカレントを J_{22} とすると

$$J_{22} = \{pF / (2\pi \cdot 3^{1/2})\} (\Sigma_s / \Sigma_a)^{1/2} (r_3^{3/2} W_2^{3/2} / r_2 L_2^2) (\phi_1 + 2r_1 W_1 J_1 / r_2 L_2) \quad (136)$$

である。ここで、

$$\phi_1 = (4 \cdot 2^{1/2} / 3\pi) (W_1^{5/2} r_1^{1/2} / L_1^3) \Phi_0 \quad (137)$$

$$F = 2.4 - 0.15 \Sigma_i / K \quad (138)$$

である。 J_1 、 p 、 r_3 は式(135)の場合と同じものである。 Φ_0 は第1円環ダクト入口での中性子束である。

3) 第2円環ダクト出口での全中性子カレント

全中性子カレントを J_2 とすると

$$J_2 = (\rho/2) (\Sigma_s/3\Sigma_a)^{1/2} (r_3^{1/2} W_2^{3/2} / L_2^2) [(r_1 W_1 / r_2) (\Sigma_s / 10 + 2F r_3 / \pi r_2 L_2)]_1 + (F r_3 / \pi r_2) \phi_1 \quad (139)$$

である。

4) 式の適用範囲

段付き円環ダクトの式の適用範囲については段付きスロットの場合と同じことがいえる。ただし、 J_{22} は $1 < \Sigma_s / K < 5$ の範囲外では正確ではない。

(3) オフセットに関する実験データ

オフセット構造は段付きスロット、ハッチ、段付き円環ダクト (プラグ) 等各種の構造物の隙間に存在する。図2.15に示すように空隙幅Tの円環ダクトまたはスロットの途中にステップ幅Dのオフセットがある場合

$$D \sim 2T \quad (140)$$

を満たしていればオフセットとしての遮蔽効果は十分である⁹⁾。実際にプラグ等を製作した場合、空隙幅は必ずしも一定とはならないが、その場合Tは最大の間隙幅とする。遮蔽体の厚さをLとすると、オフセットはL/2の位置に設けた場合に最大の効果が得られる。オフセットの数を増やしても、それによる追加的な遮蔽効果はあまり期待できない。なお、実際の設計においては、式(140)のDには安全係数として少なくとも2を乗じるべきである。参考文献(8)に速中性子に対するオフセット効果の実験結果が示されているが、この部分における放射線の減衰に関するデータは乏しい。

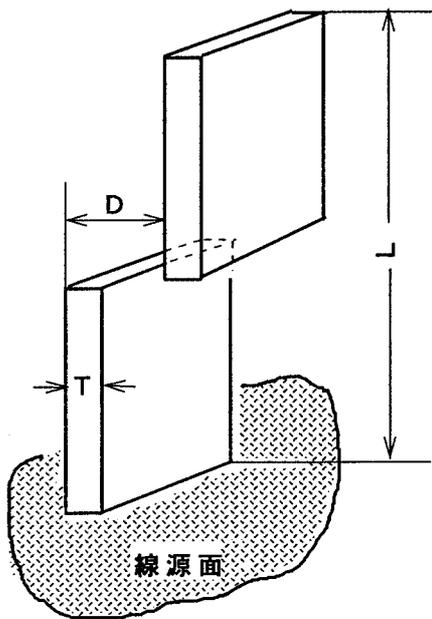


図2.15 オフセットスロット

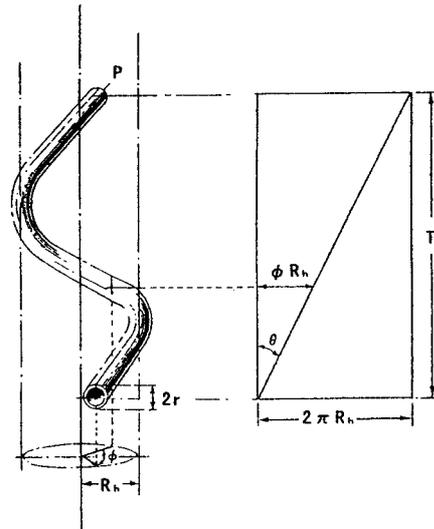


図2.16 ヘリカルダクト²⁸⁾

2.2.9 ヘリカルダクト

図2.16に示すようなヘリカルダクトに対しダクト半径をr、螺旋の半径をR_h、螺旋が1回転する遮蔽の厚さをTとする。この場合、ダクトに沿って流れる放射線のストリーミング量、すなわち同図の点Pにおける線束Φはダクト入り口での線束をΦ₀とすると

$$\Phi = \Phi_0 (k^{m-1} / 2^{4m-1}) [(r/R_h) / (1 + (T/2\pi R_h)^2)]^{(m+1)/2} \quad (141)$$

と計算される²⁸⁾。ここで、kはダクト周辺物質のアルベドに依存する定数であり、実験によれば水またはコンクリート中にある鋼壁ダクトにおける熱中性子に対してk ~ 1/3となる。速中性子やガンマ線に対してはこの値はさらに小さくなる。また、

$$m = (\phi/2) (R_h/r)^{1/2} \quad (142)$$

である。ここで、φは図2.16に示すようにダクト入り口からP点までラジアン単位で測られた螺旋の回転角である。

2.2.10 スクリューダクト

直径12cmの円筒ダクト内にダクト空隙部に対する体積比が36%の鋼製のスクリータイププラグ (図2.17参照) が挿入されている場合について実験が行われ、その結果からスクリープラグに必要な条件及びダクト内の中性子及びガンマ線束の計算式が導出された²⁹⁾。スクリーは中性子に対しては1~2回転、ガンマ線に対しては2~3回転ねじれていると十分で、それ以上ねじっても漏洩線束はほとんど変化しない。このような条件を満たしているとき半径rのダクト入り口からZの位置での中性子束Φ(Z)は入射線束の角度分布がcos³θで表される場合、スクリープラグを均質化して求めた線

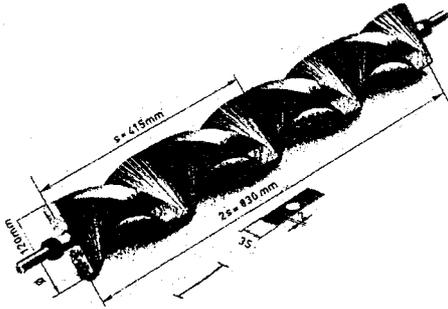


図2.17 2回転ねじれたプラグの写真²⁹⁾

束 Φ_h とプラグがないときの直接線の減衰量を組み合わせ、

$$\Phi(Z) = \Phi_h(Z) \cdot (n+1)r^2/2Z^2 \quad (143)$$

となる。本式はスクリーが1回転する距離(ピッチ)とダクト直径の比が5以内で適用されるものである。ただし、計算された中性子束はストリーミング方向に1ダクト直径に相当する距離だけシフトさせた計算点のものとして使用する必要がある。すなわち、ダクト直径をDとすると

$$\Phi(Z+D) = \Phi_h(Z) \cdot (n+1)r^2/2Z^2 \quad (144)$$

である。

2.3 補償遮蔽設計法

補償遮蔽とは遮蔽壁にダクト等の遮蔽欠損部が存在するとき、対象とする放射線に対し遮蔽壁を構成する物質より遮蔽性能のよい物質を遮蔽欠損部周辺に適切に配置することによりこの部分の遮蔽性能を遮蔽欠損部のない状態での遮蔽壁と同程度にしようとするものである。ここでは補償遮蔽設計法の原理的な考え方を示す。

厚さTのバルク遮蔽壁前面及び背面での線量率を D_0 、 D_1 とする。ガンマ線は遮蔽壁の中を一定の平均減弱係数 μ で記述される指数関数で減衰していくとする。すなわち

$$\bar{\mu} \equiv (1/T) \ln(D_0/D_1) \quad (145)$$

と定義する。遮蔽壁物質が普通コンクリートの場合、その厚さを75~150cmの範囲とし、また、ガンマ線のエネルギー範囲を0.5~10MeVとすると

$$\bar{\mu}_{Fe} = k(\rho_{Fe}/\rho_{con})\bar{\mu}_{con} \quad (146)$$

となり、kは0.94~1.25の範囲にある。ここで $\bar{\mu}_{Fe}$ 、 $\bar{\mu}_{con}$ は鉄及びコンクリートの平均減弱係数、 ρ_{Fe} 、 ρ_{con} は鉄及びコンクリートの密度である。従って、kの値として

(20)

安全側の0.94をとればガンマ線のエネルギーに関係なく厚さXのコンクリートは次式により厚さX'の鉄と置き換えることができる。

$$X' = X(\bar{\mu}_{con}/\bar{\mu}_{Fe}) \quad (147)$$

また、欠損部のガンマ線透過方向に関する寸法をDとするとこれを補償する鉄の厚さUは

$$U = \{\bar{\mu}_{con}/(\bar{\mu}_{Fe} - \bar{\mu}_{con})\}D \quad (148)$$

となる。線源が欠損部出口を直視しないとする欠損部による遮蔽性能低下は透過成分の増加とアルベド成分によるストリーミングの発生として現れる。透過成分の増加分は上式によって決定される寸法の鉄を欠損部周辺のコンクリート中に埋め込むことにより減衰させる。すなわち、このような考え方をガンマ線のあらゆる透過方向に対して適用することにより鉄の形状、寸法が決定される。アルベド成分によるストリーミング量はガンマ線の入射角度、欠損部の切り口断面積、欠損部の長さ及び欠損部壁のアルベドにより決定される。オフセットスリット、段付き円柱プラグのようにオフセット構造があるときはストリーミングは無視する。また、2回屈曲ダクトの場合は2脚目の長さを適当に長くすることでストリーミング量を無視できるほどに減衰させる。ストリーミング量は式(69)または(70)により計算する。一方、直ダクトあるいは直スリットの場合は遮蔽背面で許容される線量率の増加量に対し許される切り口断面積を選択することになる。以上のような考え方に基づきYamaji^{26,30)}は直及び斜め円筒ダクト、直、斜め及びオフセットスリット、及び段付き円柱プラグに対して具体的な設計法を示した。また、2回屈曲ダクトに対する設計法はドイツのDIN規格(DIN25427)²⁵⁾に示されている。参考までに普通コンクリート壁中の2回屈曲ダクトに施された鋼製の補償遮蔽体の配置と形状を図2.18に示す。

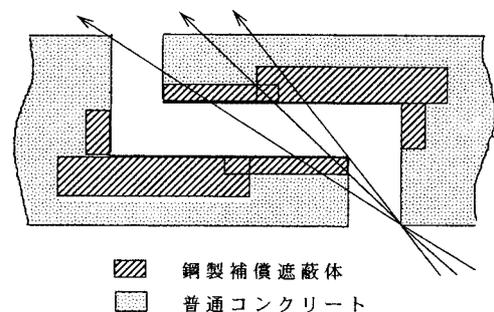


図2.18 2回屈曲ダクトに対する補償遮蔽体の形状と寸法を決定するラインの例

2.4 簡易計算コード

ここではストリーミング計算のために開発された簡易計算コードとしてDUCT79とDUCT-IIコードについて説明する。

2.4.1 DUCT79コード³¹⁾

(1) 概要

計算可能な体系は直及び屈曲矩形ダクトであり、ガンマ線及び速中性子について直接線及びアルベド線を計算する。アルベド線はアルベドによる2回反射までを扱う。扱える遮蔽体物質はガンマ線の場合は普通コンクリート、鉄及び鉛であり、中性子の場合は普通コンクリートと鉄である。

(2) 計算法

- 1) 直接線は直視法により計算する。
- 2) 1回反射線は次式により求める(記号の意味等は図2.3参照)。

$$D^{(1)} = D_0 \cdot \alpha_{D2} (E_i, \theta_0, \theta, \phi) \cdot dS \cdot \cos \theta_0 / r_1^2 \cdot r_2^2 \quad (149)$$

ここで、 α_{D2} は微分線量アルベド、 dS は反射面の微小面積である。

- 3) 2回反射線は1回反射線と同様に次式で計算する。

$$D^{(2)} = D_0 \cdot \alpha_1 \cdot \alpha_2 \cdot dS_1 \cdot dS_2 \cdot \cos \theta_{01} \cdot \cos \theta_{02} / r_1^2 \cdot r_2^2 \cdot r_3^2 \quad (150)$$

4) コーナー部の評価

ガンマ線については次式で計算する。

$$D_c = D_0 \cdot Z_n \cdot K(\theta_0) \cdot H \cdot \lambda^2 \cdot \cos \theta_0 \cdot \cos \theta / r_1^2 \cdot r_2^2 \cdot \sin \theta_0 \quad (151)$$

ここで、 $K(\theta_0)$: クライン-仁科の微分散乱断面積

- Z_n : 単位体積当たりの電子数
- H : ダクトの高さ
- λ : コーナー部への入射エネルギーに対する平均自由行程
- θ_0 : ダクト屈曲角

である。 λ の値はコード内でフィッティング式³¹⁾に基づき計算するようになっている。

高速中性子については次式で計算する。

$$D_c = D_0 \cdot H \cdot \cos \theta_0 \cdot \cos \theta / 4 \pi r_1^2 \cdot r_2^2 \cdot \Sigma(E_0) \cdot \sin \theta_0 \quad (152)$$

ここで、 $\Sigma(E_0)$ はコーナー部へ入射する高速中性子の全断面積であり、その他の記号は式(151)の場合と同じである。 $1/\Sigma(E_0)$ の値もコード内でフィッティング式³¹⁾に基づき計算するようになっている。

5) 3回以上の反射線

「shine効果」とよぶ方法で補正する。この効果は高々20%である³¹⁾。

6) Lateral dimensionの補正

放射線の実際の反射はダクトの内壁の表面で起こるのではなく、ダクト内面のある深さで起こると仮定するとLateral dimensionの補正長さ δ はガンマ線に対し

$$\delta = \cos \theta_0 \cdot \ln 2 / (\mu_0 + \mu) \quad (153)$$

となる。ただし、 μ_0 、 μ は入射あるいは反射エネルギーでの線吸収係数である。また、高速中性子に対しては

$$\delta = \ln 2 / (\Sigma(E_0) + \Sigma(E)) \quad (154)$$

である。ただし、 $\Sigma(E_0)$ 、 $\Sigma(E)$ は入射あるいは反射エネルギーでの全断面積である。

7) アルベド表示

ガンマ線に対してはChilton-Huddreston³²⁾の微分線量アルベド経験式を用いる。高速中性子に対してはSong³³⁾の式とMaerker³⁴⁾の式のいずれかを選択できる。

(3) 計算精度

以下の実験と比較した範囲ではガンマ線、中性子ともに±30%以内で一致³¹⁾している。

- (a) 辺の長さが3インチ、3フィート、及び6フィートの1回屈曲ダクトにおける0.412、0.662、1.25、及び2.06MeVのガンマ線
- (b) 辺の長さが6インチのZ型、U型2回屈曲ダクトにおける0.662、及び1.25MeVのガンマ線
- (c) 2回屈曲円筒ダクトにおけるガンマ線
- (d) 辺の長さが8インチ及び20インチの2回屈曲ダクトにおける0.662、及び1.25MeVのガンマ線
- (e) 断面が2フィート×3フィートの1回屈曲ダクトにおける2.5MeVの中性子

2.4.2 DUCT-IIコード³⁵⁻³⁷⁾

(1) 概要

計算可能な体系は切り口が円筒、円環、矩形の直及び屈曲矩形ダクトと直及び屈曲スリットであり、点状または分布したガンマ線あるいは中性子線源に対して直接線及びアルベド線を中性子12群、ガンマ線5群のエネルギー群数で計算する。アルベド線の計算に関しては中性子に対してはコンクリート、鉄、ポリエチレン、ガンマ線に対してはコンクリートと鉄のアルベドデータが用意されている³⁷⁾。

(2) 計算法

- 1) 直接線は解析的に求める。
- 2) アルベド線

アルベド線を1回反射線、2回反射線、... N回反射線、... と分解し、各反射線をSimon-Cliffordのアルベド

線計算式に基づいた計算方法で求める。アルベドは入射、反射角に依らず一定で反射線に対しcosine分布を仮定している。それ故、各反射線のダクト軸方向に分布は放射線の種類、エネルギー、壁物質に依らない。これらをフィッティングパラメータを含む経験式で表現し、次のように求める。

$$\Phi(x) = \Phi_0(x) + \gamma^2 A_2 \sum_{j=1}^N S_j \phi_j^{(1)}(x) + f \gamma^4 A_3 \sum_{j=1}^N S_j \phi_j^{(2)}(x) \quad (155)$$

ここで、

$$A_2 = A(I + A + A^2)$$

$$A_3 = A^4 / (I - A)$$

A: アルベド行列

I: 単位行列

$\Phi_0(x)$: 直接線によるエネルギースペクトル

$\gamma = 0.87$ (ただし、スリットの場合は $\gamma = 1.0$)

である。また、Nは1の場合は点等方線源に、2の場合は一様線源に対応し、ガンマ線の場合、 $i=1, f=0$ 、中性子の場合 $i=2, f=1$ である。さらに、

$$\phi^{(1)}(x) = c_i \{1 - \xi_i \cdot \exp(-\theta_i x) / \{1 + (x/a_i)^{b_i}\}\} \quad (156)$$

であり、 $a_i, b_i, c_i, \xi_i, \theta_i$ はフィッティングパラメータである。

(3) アルベドデータ

中性子の場合に入射角度約74.5度 ($\mu = 0.266$) の中性子に対してANISNで $S_0 - P_8$ 、12群計算を行い、アルベドを求める。これをAとし、ストリーミング計算で用いる実効的なアルベドを実験との比較により γA とする。ガンマ線に対してはWellのデータに基づきAを定める。この場合も同じ γ を用いる。

(4) 計算精度

これまで、20種類以上のベンチマーク解析を実施した結果、精度はC/Eで0.7~1.5程度である。以下に例を示す。

- 円筒ダクトにおける14MeV中性子 (良く一致)
- 1回屈曲角ダクトにおける14MeV中性子 (1段目40%、2段目最大で60%高め)
- 1回屈曲角ポリエチレンスリットにおける14MeV中性子 (良く一致)
- 円環ダクトにおける熱中性子 (-30%~60%で良い一致)
- 1回屈曲角ダクトにおける1.25MeVのガンマ線 (1段目ほぼ一致、2段目出口で50%高め)
- 2回屈曲角ダクトにおける1.25MeVのガンマ線 (1段目、2段目はほぼ一致、3段目で少し高め)

2.4.3 その他の簡易計算コード

点減衰核法にエネルギー依存の1回散乱とアルベド計算を付加したSCAP-82がある。これは直及び屈曲ダクトに適用できる。QADコードのように点減衰核法に基づく透過計算コードがいくつかあるが、これらは直接線や透過線の評価に使用できる。また、1回散乱法に基づくG33コードはアルベド線の計算に用いることができる。

2.5 アルベドデータ

斜め入射、低エネルギー中性子のストリーミング、屈曲ダクト等を扱う場合アルベドデータの重要性は大きくなる。しかしながら、簡易計算で適切に使用できるようなアルベドデータは必ずしも十分に整備されているとはいえないのが現状である。ここでは簡便なアルベド計算式とアルベドデータの代表的なものを示す。なお、アルベドの記載方法は文献(38)の方法に従う。すなわち、微分アルベドは α で、全アルベドはAで表す。それらの添え字1, 2, 3はそれぞれ1は入射が線束で反射がカレント、2は入射、反射共カレント、3は入射、反射共線束に対応する。また、線量アルベドには添え字Dをつける。なお、以下の式では入射角を θ_0 、反射角を θ 、入射方向と反射方向に張られる方位角を ϕ 、散乱角を θ_s で表す。

2.5.1 中性子のアルベド簡易式

(1) 高速中性子

Song等³³⁾の式は入射エネルギー E_0 が0.1~14MeVの範囲でコンクリート、鉄、アルミニウム、及び土に適用できる微分線量アルベドを与える。すなわち、

$$\alpha_{02}(E_0, \theta_0, \theta, \phi) = A(E_0) \cdot \cos \theta + \{B(E_0) + C(E_0) \cdot \cos \theta_s\} / \{1 + K(E_0) \cos \theta_0 / \cos \theta\} \quad (157)$$

である。式の定数を表2.11に示す。

Maerker-Muckenthaler³⁴⁾の式は入射エネルギーが0.2~8MeVの範囲でコンクリートに適用できる微分線量アルベドを与える。すなわち、

$$\alpha_{02}(\Delta E_0, \theta_0, \theta, \phi) = \frac{[\cos \theta / \{|\cos \theta| + K_1(\Delta E_0) \cos \theta_0\}] \cdot \sum_{l=0}^L A_l(\Delta E_0) \cdot P_l(\cos \theta_s)}{[\cos \theta / \{|\cos \theta| + K_2\}] \cdot \sum_{k=0}^K B_k(\Delta E_0) \cdot P_k(\cos \theta_s)} \quad (158)$$

である。ここで、 ΔE_0 は入射エネルギー巾、 P_1 は1次のルジャンドル多項式であり、

$$K_2 = K_2(\Delta E_0, \theta_0, \theta) = \sum_{l=0}^l (|\cos \theta|)^l \cdot \sum_{j=0}^j a_{l,j}(\Delta E_0) \cos^j \theta_0 \quad (159)$$

である。式の定数は表2.12に示すものである。

French-Wells³⁸⁾の式は0.1~14MeVの範囲、及び核

表2.11 Song等³³⁾による速中性子微分線量アルベド計算式のエネルギー依存パラメータの値

Material	入射エネルギー E_0 (MeV)								
	0.10	0.25	0.50	1.0	2.0	3.0	5.0	14.0	
A(E)	Fe*	0.1401	0.1385	0.1817	0.0797	0.0904	0.1147	0.0756	0.0657
	Al*	0.1528	0.1491	0.1523	0.0940	0.1287	0.1020	0.0689	0.0584
	Si*	0.0648	0.0687	0.0813	0.0583	0.0547	0.0617	0.0431	0.0269
	S2*	0.0746	0.0820	0.0659	0.0505	0.0641	0.0389	0.0311	0.0187
	S3*	0.0673	0.0661	0.0693	0.0477	0.0488	0.0407	0.0218	0.0287
	Ct*	0.0706	0.0710	0.0834	0.0727	0.0691	0.0810	0.0442	0.0288
B(E)	Fe	0.0776	0.0672	0.0796	0.0643	0.0863	0.0858	0.0710	0.0575
	Al	0.0488	0.0874	0.0649	0.1008	0.0966	0.1129	0.1017	0.0770
	Si	0.0711	0.0727	0.0793	0.0740	0.0971	0.0836	0.0787	0.0812
	S2	0.0561	0.0514	0.0982	0.0838	0.0972	0.1154	0.1132	0.0788
	S3	0.0615	0.0556	0.1051	0.0633	0.1259	0.1010	0.1042	0.0567
	Ct	0.0819	0.0628	0.0703	0.0676	0.0921	0.0991	0.1214	0.0697
C(E)	Fe	0.0093	-0.0095	0.0684	-0.0067	-0.0118	0.0140	0.0293	0.0195
	Al	-0.0014	0.0329	0.0112	-0.0381	-0.0101	-0.0122	0.0172	0.0147
	Si	0.0343	0.0292	0.0611	-0.0166	-0.0016	0.0154	0.0177	0.0444
	S2	0.0517	0.0294	0.0671	-0.0295	0.0149	0.0133	0.0289	0.0240
	S3	0.0555	0.0345	0.0964	-0.0118	0.0393	0.0279	0.0212	0.0406
	Ct	0.0408	0.0278	0.0585	-0.0228	0.0189	0.0546	0.0047	0.0235
K(E)	Fe	1.1654	1.0115	0.5708	0.9052	0.8566	1.2569	0.9325	1.9877
	Al	0.4868	2.9778	1.2733	1.4044	1.2834	1.4061	1.9476	2.6380
	Si	1.1660	1.1058	1.2315	0.5448	1.1314	1.4523	1.3720	1.8531
	S2	1.0278	0.2818	1.3826	0.7913	1.4744	1.5615	1.8382	1.6692
	S3	1.4170	1.2275	2.5801	0.6001	2.0462	1.7238	1.7486	1.4914
	Ct	1.5033	0.6753	0.8982	1.6403	1.0692	2.3264	2.6435	1.6450

*Iron.
*Aluminum.
*Dry NTS soil.

*Soil 50% saturated with water.
*Soil 10% saturated with water.
*Concrete.

表2.13 French-Wellsの速中性子微分線量アルベド計算式の定数 $k(E_0)$ の値³⁸⁾

Material	k(E ₀) for incident Energies of								
	0.1MeV	0.25MeV	0.5MeV	1.0MeV	2.0MeV	3.0MeV	5.0MeV	14.0MeV	Fission
Concrete	0.0948	0.1027	0.1062	0.1323	0.1164	0.1030	0.0834	0.0552	0.1110
Dry NTS soil	0.0867	0.0895	0.1002	0.1272	0.1103	0.0979	0.0784	0.0535	0.1050
50% saturated NTS soil	0.0868	0.0957	0.0952	0.1209	0.1074	0.0926	0.0746	0.0533	0.1015
100% saturated NTS soil	0.0778	0.0818	0.0839	0.1054	0.0891	0.0791	0.0644	0.0463	0.0868
Iron	0.1750	0.1752	0.1801	0.1182	0.1477	0.1508	0.1158	0.0802	0.1366

$$A_{D1} = 0.435 - 0.430 (\Sigma_H / \Sigma_t) \quad (161)$$

である。ただし、 Σ_H は物質に含まれる水素の巨視的断面積、また、 Σ_t は物質の巨視的全断面積である。

(2) 中速中性子

Coleman等³⁹⁾の式は0.5eV~200keVの範囲で鉄筋コンクリートに適用できる微分カレントアルベド計算式である。すなわち、

$$\alpha_2(\Delta E_0, \theta_0, \theta, \phi) = [|\mu| \{ \epsilon_1 + \epsilon_2 \mu_0 + |\mu| (\beta_1 + \beta_2 \mu_0) \} / (|\mu| + \gamma_1 + \gamma_2 \mu_0)] \times [t + (1 - |\mu|)(1 - \mu_0) \{ a \cdot (2 \cos^2 \phi - 1) + b \cdot \cos \phi + c \cdot \cos^3 \phi \}] \quad (162)$$

表2.12 Maerker-Muckenthaler³⁴⁾の速中性子微分アルベド計算式の定数の値

constant	入射エネルギー巾 ΔE_0 (MeV)					
	0.2 - 0.75	0.75 - 1.5	1.5 - 3	3 - 4	4 - 6	6 - 8
A ₀	6.583×10 ⁻¹	7.045×10 ⁻¹	7.211×10 ⁻¹	7.024×10 ⁻¹	6.856×10 ⁻¹	6.899×10 ⁻¹
A ₁	5.048×10 ⁻¹	4.393×10 ⁻¹	5.845×10 ⁻¹	7.452×10 ⁻¹	8.294×10 ⁻¹	6.039×10 ⁻¹
A ₂	3.710×10 ⁻¹	7.088×10 ⁻¹	5.968×10 ⁻¹	1.000×10 ⁻¹	9.517×10 ⁻¹	7.524×10 ⁻¹
A ₃	1.544×10 ⁻¹	1.898×10 ⁻¹	2.729×10 ⁻¹	5.591×10 ⁻¹	7.761×10 ⁻¹	8.140×10 ⁻¹
A ₄	7.837×10 ⁻¹	2.408×10 ⁻¹	1.190×10 ⁻¹	2.646×10 ⁻¹	4.292×10 ⁻¹	6.622×10 ⁻¹
A ₅	0	-3.589×10 ⁻¹	1.000×10 ⁻¹	-6.908×10 ⁻¹	1.824×10 ⁻¹	3.056×10 ⁻¹
A ₆	0	0	4.637×10 ⁻¹	-8.087×10 ⁻¹	5.599×10 ⁻¹	1.595×10 ⁻¹
A ₇	0	0	6.490×10 ⁻¹	-1.459×10 ⁻¹	5.228×10 ⁻¹	1.277×10 ⁻¹
A ₈	0	0	0	-1.809×10 ⁻¹	1.046×10 ⁻¹	9.380×10 ⁻¹
B ₀	6.27×10 ⁻¹	9.00×10 ⁻¹	8.80×10 ⁻¹	9.05×10 ⁻¹	8.744×10 ⁻¹	6.374×10 ⁻¹
B ₁	1.50×10 ⁻¹	8.5×10 ⁻¹	1.30×10 ⁻¹	2.15×10 ⁻¹	2.817×10 ⁻¹	1.382×10 ⁻¹
B ₂	5.3×10 ⁻¹	9.7×10 ⁻¹	6.0×10 ⁻¹	2.30×10 ⁻¹	2.344×10 ⁻¹	1.178×10 ⁻¹
B ₃	0	0	0	0	1.779×10 ⁻¹	1.084×10 ⁻¹
B ₄	0	0	0	0	8.517×10 ⁻¹	6.801×10 ⁻¹
K ₁	1.0	1.0	1.1	0.9	1.1	1.06
a ₀₀	0.36	0.51	0.56	0.60	0.43	0.35
a ₀₁	1.29	0.32	0.18	0.15	2.02	0.95
a ₀₂	0	1.00	1.32	0.48	-0.38	0
a ₁₀	0.06	-0.04	-0.14	-0.61	0.05	0.10
a ₁₁	-3.06	-2.46	-2.76	-1.08	-9.13	-2.28
a ₁₂	0	0	0	0	5.93	1.11
a ₂₀	-0.20	0.05	0.05	0.32	0.04	0
a ₂₁	1.68	0.95	1.14	0.30	5.97	0
a ₂₂	0	0	0	0	-4.39	0

分裂中性子に対してコンクリート、鉄、土に適用できる。すなわち、

$$\alpha_{D1} = k(E_0) \cdot \cos^2 \theta_0 \cos \theta \quad (160)$$

である。k(E₀)の値を表2.13に示す。また、0.2MeV以上の核分裂中性子に対し

及び

$$A_2(\Delta E_0, \theta_0) = \delta_1 + \delta_2 \mu_0 \quad (163)$$

である。ここで、 ΔE_0 は入射エネルギー巾で、 $\mu_0 = \cos \theta_0$ 、 $\mu = \cos \theta$ である。式の定数を表2.14に示す。

表2.14 Coleman等³⁹⁾の中速中性子微分および全カレントアルベド計算式の定数の値

ΔE_0	55.1~200keV	15.2~55.1keV	4.2~15.2keV	1.15~4.2keV	0.32~1.15keV	87~320eV	24~87eV	6.6~24eV	1.8~6.6eV	0.5~1.8eV
ϵ_1	0.190	0.190	0.216	0.210	0.208	0.210	0.205	0.202	0.172	0.105
ϵ_2	-0.020	-0.025	-0.047	-0.046	-0.042	-0.061	-0.068	-0.075	-0.059	-0.036
β_1	0.020	0.025	-0.004	-0.005	-0.005	-0.003	-0.003	-0.002	0.021	0.115
β_2	0.300	0.295	0.307	0.310	0.305	0.296	0.283	0.270	0.218	0.125
γ_1	0.11	0.11	0.12	0.12	0.12	0.125	0.13	0.13	0.105	0.080
γ_2	0.91	0.91	0.91	0.91	0.91	0.865	0.845	0.82	0.65	0.48
a	0.20	0.225	0.24	0.24	0.24	0.28	0.30	0.32	0.40	0.255
b	0.56	0.69	0.70	0.70	0.70	0.72	0.73	0.74	0.77	-0.072
c	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0.765
δ_1	0.880	0.865	0.875	0.875	0.860	0.845	0.830	0.815	0.817	0.792
δ_2	-0.208	-0.177	-0.200	-0.232	-0.205	-0.210	-0.228	-0.230	-0.244	-0.232

(3) 熱中性子³⁸⁾

十分に厚い等方散乱をする物質に対しFermiの式は次のようになる。

$$A_2(\theta_0) = (N^{1/2} - 1) / (N^{1/2} + 3^{1/2} \cos \theta_0) \quad (164)$$

ただし、 $N = \Sigma_t / \Sigma_a$ である。Halpern等によると

$$A_2 = 1 - k/N^{1/2} \tag{165}$$

となる。ただし、kは平行、等方、及びcosine入射に対し、それぞれ2.91、2.31、及び2.48である。

コンクリートに対してはWellsの式がある。すなわち、

$$\alpha_2 = 0.21 \cdot \cos^{-1/3} \theta_0 \cos \theta \tag{166}$$

$$A_2 = 0.66 \cdot \cos^{-1/3} \theta_0 \tag{167}$$

である。この式の適用範囲は θ_0 が ~ 60 度以下である。同じく次式はコンクリートに対するMaerker-Muckenthaler⁴⁰⁾の式である。

$$\alpha_2 = \{0.0875|\mu|/(|\mu| + \mu_0)\} \{1 + 1.28|\mu|\} \{1 + 1.62\mu_0 - 0.42\mu_0^2\} \times [1 + (1 - |\mu|)(1 - \mu_0)(-0.10 + 0.43\cos\phi + 0.20\cos^2\phi)] \tag{168}$$

$$A_2 = 0.86 - 0.19\cos\theta_0 \tag{169}$$

2.5.2 ガンマ線のアルベド簡易式

ガンマ線に対しては次に示すChilton-Huddleston³²⁾のガンマ線微分線量アルベド経験式がある。同式のパラメータC、C'は表2.15に示す値⁴¹⁾をとる。

$$\alpha_{02}(E_0, \theta_0, \theta, \phi) = [C \cdot K(\theta_0) + C'] / (1 + \cos\theta_0 / \cos\theta) \tag{170}$$

2.5.3 多群アルベドデータ

ストリーミングの簡易式で使用できるアルベドとして便利なものは全アルベドである。ここでは、コンクリートと鋼に対する中性子、2次ガンマ線及びガンマ線の多群の全アルベドデータを表2.16～2.18に示しておく。ここで示されている2次ガンマ線のアルベドは物質に中性子が入射した結果発生した2次ガンマ線をアルベドとしてとらえたものである。これらは文献(42)に示されているものであるが、同文献には反射エネルギーを群分けした中性子の微分アルベドも与えられている。

3. 簡易式の適用における問題点

3.1 斜め入射

実際の遮蔽設計ではストリーミング量を減らすため、図3.1の上側に示すように、ダクトを通して線源が直視できない位置にダクトを配置する。従って、線源からの放射線はダクトの入口に斜めに入射する。しかし、一部の実験式を除くとこのような配置に対する式はなく、図3.1の下側に示すような線源を直視する配置に対する簡易式のみが与えられている。それ故、設計では線源を直視する配置に対する式を用いている。この場合、線源としてはダクト開口部に入射する放射線の量と入り口部の壁物質のアルベド等から放射線の量を計算し、これに

表2.15 Chilton-Huddlestonのガンマ線全線量アルベド計算式の定数の値⁴¹⁾

E ₀ (MeV)	C	C'
Water		
0.2	-0.0187 ± 0.0027	0.1327 ± 0.0054
0.662	0.0309 ± 0.0047	0.0253 ± 0.0034
1.00	0.0470 ± 0.0053	0.0151 ± 0.0025
2.50	0.0995 ± 0.0068	0.0058 ± 0.0010
6.13	0.1861 ± 0.0107	0.0035 ± 0.0005
Concrete		
0.2	0.0023 ± 0.0033	0.0737 ± 0.0065
0.662	0.0347 ± 0.0050	0.0197 ± 0.0035
1.00	0.0503 ± 0.0056	0.0118 ± 0.0025
2.50	0.0999 ± 0.0078	0.0051 ± 0.0011
6.13	0.1717 ± 0.0103	0.0048 ± 0.0005
Iron		
0.2	0.0272 ± 0.0033	-0.0100 ± 0.0062
0.662	0.0430 ± 0.0045	0.0063 ± 0.0030
1.00	0.0555 ± 0.0049	0.0045 ± 0.0021
2.50	0.1009 ± 0.0073	0.0044 ± 0.0010
6.13	0.1447 ± 0.0101	0.0077 ± 0.0006
Lead		
0.2	0.0044 ± 0.0002	-0.0050 ± 0.0004
0.412		-0.0065*
0.662	0.0308 ± 0.0015	-0.0100 ± 0.0007
		-0.0046*
1.00	0.0452 ± 0.0013	-0.0083 ± 0.0004
1.25		-0.00215*
2.50	0.0882 ± 0.0014	0.0001 ± 0.0002
6.13	0.1126 ± 0.0048	0.0063 ± 0.0003

*文献(31)によるC'の追加、修正値

安全側の角度分布を持たせることが考えられる。安全側の結果を得るためアルベドを1とすることもある。角度分布は等方的とするのが一般的であろう。このような考え方によればWijkerによるガンマ線の式(62)は斜め入射に対しても容易に拡張できる。すなわち、斜め入射の場合はダクト入り口部に次式で求められる強度S_gの仮想点線源をおけばよい。

表2.16 入射エネルギーと角度依存の中性子全アルベド⁴²⁾

Group	Incident Energy (MeV)	Type 04 Concrete					A533B Low Carbon Steel				
		Incident Cos θ ₀					Incident Cos θ ₀				
		0.974	0.865	0.679	0.433	0.149	0.974	0.865	0.679	0.433	0.149
1	2.00E+01	0.3735	0.3923	0.4326	0.5027	0.6163	0.7000	0.7242	0.7683	0.8319	0.9095
2	1.22E+01	0.3884	0.4052	0.4410	0.5029	0.6046	0.5866	0.6040	0.6385	0.6934	0.7735
3	1.00E+01	0.4120	0.4314	0.4713	0.5379	0.6413	0.6204	0.6385	0.6735	0.7276	0.7778
4	8.18E+00	0.4359	0.4562	0.4979	0.5670	0.6730	0.6537	0.6721	0.7074	0.7593	0.8039
5	6.37E+00	0.4639	0.4862	0.5310	0.6035	0.7108	0.6814	0.6997	0.7338	0.7834	0.8231
6	4.96E+00	0.4821	0.5063	0.5536	0.6277	0.7322	0.6952	0.7126	0.7458	0.7935	0.8304
7	4.06E+00	0.6244	0.6440	0.6809	0.7365	0.8109	0.7053	0.7241	0.7561	0.8029	0.8378
8	3.01E+00	0.5108	0.5398	0.5935	0.6755	0.7836	0.7213	0.7383	0.7690	0.8133	0.8447
9	2.38E+00	0.4095	0.4400	0.5014	0.6065	0.7676	0.7173	0.7347	0.7658	0.8110	0.8435
10	2.30E+00	0.6016	0.6265	0.6723	0.7402	0.8284	0.7221	0.7384	0.7687	0.8125	0.8431
11	1.82E+00	0.6716	0.6924	0.7298	0.7870	0.8554	0.7095	0.7279	0.7603	0.8061	0.8655
12	1.10E+00	0.7202	0.7405	0.7692	0.8161	0.8719	0.6812	0.7015	0.7371	0.7887	0.8529
13	5.50E-01	0.7503	0.7658	0.7933	0.8303	0.8812	0.7471	0.7633	0.7918	0.8296	0.8506
14	1.10E-01	0.7367	0.7533	0.7829	0.8238	0.8552	0.8059	0.8170	0.8357	0.8638	0.8569
15	2.18E-02	0.7375	0.7541	0.7835	0.8239	0.8539	0.7688	0.7822	0.8060	0.8400	0.8385
16	3.35E-03	0.7404	0.7565	0.7849	0.8241	0.8504	0.6921	0.7065	0.7329	0.7089	0.7456
17	5.82E-04	0.7140	0.7319	0.7636	0.8072	0.8394	0.8089	0.8203	0.8405	0.8077	0.8372
18	1.01E-04	0.7028	0.7211	0.7537	0.7988	0.8323	0.7696	0.7827	0.8060	0.7657	0.7996
19	2.90E-05	0.6937	0.7123	0.7456	0.7920	0.8264	0.7248	0.7395	0.7661	0.7192	0.7584
20	1.07E-05	0.6851	0.7041	0.7378	0.7854	0.8207	0.6747	0.6909	0.7203	0.6682	0.7112
21	3.06E-06	0.6753	0.6943	0.7283	0.7761	0.8118	0.6052	0.6228	0.6555	0.5971	0.6442
22	1.12E-06	0.6678	0.6861	0.7229	0.7731	0.8101	0.5207	0.5395	0.5717	0.5109	0.5606
23	4.14E-07	0.6751	0.6937	0.7267	0.7743	0.8028	0.3394	0.3558	0.3879	0.3228	0.3627

表2.17 入射中性子エネルギーと角度依存の2次ガンマ線全アルベド⁴²⁾

Group	Incident Neutron Energy (MeV)	Type 04 Concrete					A533B Low Carbon Steel				
		Incident Cos θ ₀					Incident Cos θ ₀				
		0.974	0.865	0.679	0.433	0.149	0.974	0.865	0.679	0.433	0.149
1	2.00E+01	0.3734	0.4039	0.4342	0.4659	0.4705	0.4347	0.4799	0.5671	0.7097	0.9701
2	1.22E+01	0.3733	0.3910	0.4199	0.4525	0.4649	0.7146	0.7953	0.9480	1.1897	1.4903
3	1.00E+01	0.3257	0.3391	0.3611	0.3870	0.3997	0.6860	0.7640	0.9086	1.1298	1.2304
4	8.18E+00	0.2633	0.2732	0.2891	0.3071	0.3148	0.6054	0.6712	0.7922	0.9732	1.0420
5	6.37E+00	0.1711	0.1750	0.1792	0.1790	0.1644	0.5016	0.5515	0.6427	0.7782	0.8246
6	4.96E+00	0.1570	0.1585	0.1584	0.1523	0.1323	0.4240	0.4634	0.5349	0.6404	0.6747
7	4.06E+00	0.1360	0.1343	0.1295	0.1184	0.0970	0.3109	0.3371	0.3859	0.4582	0.4862
8	3.01E+00	0.1469	0.1452	0.1398	0.1265	0.1010	0.2044	0.2196	0.2475	0.2861	0.3033
9	2.38E+00	0.1495	0.1518	0.1530	0.1447	0.1139	0.1709	0.1836	0.2073	0.2437	0.2616
10	2.30E+00	0.1310	0.1271	0.1185	0.1024	0.0765	0.1563	0.1674	0.1884	0.2210	0.2377
11	1.82E+00	0.1130	0.1082	0.0986	0.0832	0.0602	0.1054	0.1127	0.1266	0.1489	0.1811
12	1.10E+00	0.1019	0.0977	0.0870	0.0727	0.0509	0.0415	0.0429	0.0453	0.0486	0.0525
13	5.50E-01	0.0998	0.0944	0.0844	0.0701	0.0498	0.0220	0.0215	0.0204	0.0185	0.0171
14	1.10E-01	0.1107	0.1046	0.0933	0.0769	0.0638	0.0487	0.0478	0.0457	0.0421	0.0430
15	2.18E-02	0.1142	0.1078	0.0961	0.0793	0.0664	0.0434	0.0422	0.0398	0.0355	0.0358
16	3.35E-03	0.1190	0.1124	0.1005	0.0833	0.0714	0.1420	0.1404	0.1366	0.1408	0.1339
17	5.82E-04	0.1346	0.1274	0.1140	0.0943	0.0793	0.0463	0.0445	0.0409	0.0466	0.0415
18	1.01E-04	0.1468	0.1391	0.1248	0.1037	0.0874	0.0716	0.0690	0.0640	0.0724	0.0654
19	2.90E-05	0.1571	0.1492	0.1344	0.1120	0.0947	0.1026	0.0993	0.0930	0.1036	0.0948
20	1.07E-05	0.1678	0.1597	0.1444	0.1209	0.1026	0.1411	0.1375	0.1299	0.1423	0.1322
21	3.06E-06	0.1802	0.1721	0.1566	0.1326	0.1134	0.2004	0.1963	0.1873	0.2019	0.1904
22	1.12E-06	0.1919	0.1841	0.1670	0.1413	0.1209	0.2816	0.2774	0.2676	0.2830	0.2715
23	4.14E-07	0.2029	0.1939	0.1772	0.1508	0.1338	0.4964	0.4959	0.4918	0.4960	0.4942

$$S_s = S_0 \cdot A_0 \cdot \cos \theta_0 / 4 \pi L_0^2 \quad (171)$$

ただし、 S_0 は斜め位置にある線源の強度、 A_0 はダクトの切り口面積、 L_0 は同線源からダクト入り口までの距離、 θ_0 は入射角度である。ダクト入り口での線源エネルギーの変化、散乱の割合、散乱の非等方性の補正を行うには表2.5~2.7に与えられているf、s、Fの値を式(171)に乗じればよい。しかし、斜め入射では、図3.1に示すようなダクト入口付近の遮蔽体をよぎってダクトに入射する(リップ効果という)成分を考慮する必要があり、この

補正を行わないでf、s、Fの補正のみを行えば線源を過少評価することとなる。文献(44)には、これらの点を考慮して、半径Rの円筒ダクト入り口に等方線源がある場合の直視成分に対する式に斜め入射の場合の補正係数Cを乗じた式が示されている。すなわち、

$$\Phi(L) = C \cdot \Phi_0(R^2/2L^2) \quad (172)$$

である。入り口部のダクト壁の材質をコンクリートとし、線源を⁶⁰Co点線源とするとCは入射角度が30、45、60度でそれぞれ約1/4、1/7、1/20である。ただし、これらの値

表2.18 入射エネルギーと角度依存のガンマ線全アルベド⁴²⁾

Group	Incident Energy (MeV)	Type O4 Concrete					A533B Low Carbon Steel				
		Incident Cos θ_0					Incident Cos θ_0				
		0.974	0.865	0.679	0.433	0.149	0.974	0.865	0.679	0.433	0.149
24	1.00E+01	0.1884	0.2050	0.2530	0.3719	0.6627	0.2365	0.2578	0.3119	0.4326	0.7126
25	8.00E+01	0.1699	0.1857	0.2323	0.3463	0.6140	0.1920	0.2101	0.2588	0.3710	0.6340
26	6.00E+00	0.1656	0.1819	0.2289	0.3412	0.5958	0.1716	0.1883	0.2347	0.3425	0.5937
27	5.00E+00	0.1646	0.1817	0.2294	0.3406	0.5846	0.1551	0.1709	0.2156	0.3197	0.4462
28	4.00E+00	0.1668	0.1849	0.2339	0.3439	0.5751	0.1386	0.1538	0.1972	0.2973	0.4154
29	3.00E+00	0.1730	0.1924	0.2430	0.3519	0.5719	0.1282	0.1433	0.1862	0.2835	0.3919
30	2.50E+00	0.1821	0.2028	0.2547	0.3629	0.5739	0.1233	0.1389	0.1817	0.2774	0.3768
31	2.00E+00	0.1981	0.2202	0.2736	0.3804	0.5809	0.1238	0.1398	0.1834	0.2775	0.3641
32	1.50E+00	0.2247	0.2486	0.3034	0.4077	0.5929	0.1332	0.1503	0.1950	0.2876	0.3540
33	1.00E+00	0.2588	0.2839	0.3390	0.4394	0.6104	0.1502	0.1690	0.2147	0.3037	0.3453
34	7.00E-01	0.2919	0.3171	0.3708	0.4656	0.6238	0.1665	0.1848	0.2286	0.3132	0.3293
35	4.50E-01	0.3203	0.3444	0.3945	0.4822	0.6282	0.1726	0.1893	0.2275	0.2139	0.2917
36	3.00E-01	0.3195	0.3424	0.3891	0.4702	0.6067	0.1307	0.1448	0.1761	0.1476	0.1978
37	1.50E-01	0.2695	0.2885	0.3279	0.3991	0.5286	0.0363	0.0388	0.0443	0.0542	0.0703
38	1.00E-01	0.2005	0.2150	0.2460	0.3040	0.4205	0.0123	0.0129	0.0141	0.0163	0.0198
39	7.00E-02	0.1298	0.1384	0.1572	0.1950	0.2171	0.0030	0.0030	0.0031	0.0032	0.0035
40	4.50E-02	0.0547	0.0582	0.0661	0.0828	0.0746	0.0004	0.0004	0.0004	0.0004	0.0004

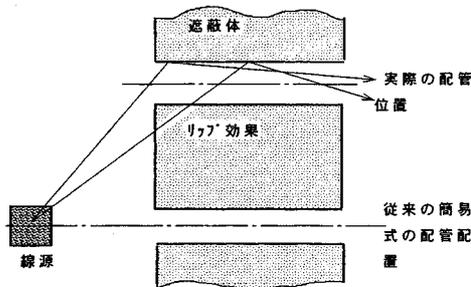


図3.1 従来の主な簡易式のダクト配置と実際のダクト配置

の根拠は明らかにされていない。中性子に対してはCの値は与えられていない。中性子の場合、円筒ダクトや円環ダクトに関して斜め入射に対する実験式があるのでこれを用いることもできる。線源を直視する場合と斜め入射ではダクトへの入射線の方向性やダクト内の散乱挙動、リップ効果を含めた漏洩成分の寄与に違いがあるため、両者ではダクト内の放射線の減衰傾向が異なる。従って、直視線の式のように距離の逆自乗で減衰を表す式はこれが誤差の原因となるので、ダクト入り口からの距離に関する適用範囲を検討する必要がある。

小角入射を除けば斜め入射の場合、直視線はない。しかし図3.2に示すようにダクトが直視する方向に壁などの散乱体があると線源からの放射線がこの散乱体で反射されて新たな線源となり、この線源からの直視成分等が無視できなくなる場合がある。散乱体がダクト入り口より遠いほど散乱体からの入射量は減るがこの成分のダクト内での減衰はゆるやかとなる(図3.2の②)。ガンマ線の場合、この線源に対する2回散乱以上の散乱線の寄与は少ないので線源強度を求める場合は1回散乱のみを計算することになる。中性子に対してはモンテカルロ法等

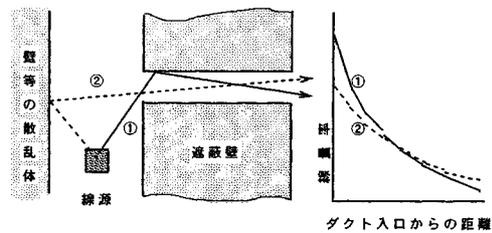


図3.2 ダクト前方の壁等の散乱体によるストリーミング

で散乱体での線源強度等を計算することが考えられる。

3.2 簡易式のパラメータの選択

簡易式は比較的単純な限られた体系に対し求められており、また直接線に対する一部の式及び実験式を除いて大抵の場合近似が入っている。従って、実際の適用において、式の選択及び式に含まれるパラメータの選択を適切に行うことが求められる。それには、式の導出過程でとられている線源条件、ダクト壁等での反射条件等における近似(特に角度分布についての近似)の内容を理解するとともに式を適用する対象の線源の空間、角度、エネルギー分布、ダクト壁のアルベドの値等を式の中に適切に取り込む必要がある。また、通常実際の体系と簡易式が求められた体系には差異があり、それによる誤差を評価せねばならない。このため、設計において比較的理理解しやすいく式を安全裕度をもたせて使用する場合がある。文献(44)には切り口が円、円環、及び矩形の直ダクト及び90度2回屈曲ダクトに対し、そのような例が示されている。3種類の屈曲ダクトに対する式はいずれも文献(19)に示されている式のように入り口で等方線源の場合の直接線に対する式を屈曲部でのアルベドで結合したも

ので、同じ考え方に基づいて導出されている。考え方が理解しやすいように以下に示す式は原文の記述のしかたと多少変えてある。それぞれの式の第1脚目に対する部分には斜め入射場合の補正係数が含まれており、この部分は直ダクトに対する式としても用いられている。以下にこれらの内容の要約とそれらに対する若干の検討を示す。

3.2.1 屈曲円筒ダクト

(1) 要約

屈曲円筒ダクトの場合、線源が第1脚部出口を見ないとして

$$\Phi_3/\Phi_0 = C \cdot N_1 (R^2/2L_1^2) \cdot A_1 \cdot N_2 (R^2/2L_2^2) \cdot A_2 \cdot N_3 (R^2/2L_3^2) \quad (173)$$

とする(原文には N_2 、 N_3 は明示されていない)。ここで C は斜め入射に対する補正係数で、ダクト入り口部等での散乱及びダクトに入射する角度束を等方としたことに対する補正であるとしている。 C の値は3.1で示したように ^{60}Co 点線源に対する場合以外は与えられていないので、なんらかの方法で求めるかあるいは安全側の値があればそれを用いる。 A_1 、 A_2 は屈曲部でのアルベドである。ガンマ線の場合は $N_1=N_2=N_3=1$ とし、速中性子に対しては N_1 は文献(19)を参考にして10とし、 $N_2=N_3=1$ としている。また、このように N_1 、 N_2 、 N_3 を定めた式に対しガンマ線の場合は $C=1$ 、 $A_1=A_2=0.1$ 、また速中性子の場合は $C=1$ 、 $A_1=A_2=1$ とすることにより安全側の結果を与えるとしている。

(2) 検討

文献(19)の速中性子に対する直ダクトの式は等方線源に対する直接線を N 倍したもので、 N はダクトが線源を見る配置で行われた実験に基づいて10と決定されている。そして、 N は円環ダクトの場合に対してのみ「線源サイズと不確定さによるものである」としているが、明確な意味は記述されていない。文献(44)では N をアルベド線の寄与を含めた安全ファクターと解釈しているようである。速中性子の場合、アルベド成分の寄与はあまり大きくないので $N=10$ ととれば安全ファクターとしては十分と思われるが、ダクトが線源を直視する場合の第1脚部においては過少評価になることもあるので注意したい。すでに記述したようにダクトが原子炉を直視するような配置にある場合、 N は $\cos^3\theta$ 線源の n に相当する。速中性子の場合 n は10程度であり、アルベド成分の寄与をいれると N は10以上になる。例えば、JRR-4の実験データをフィティングした直接成分とアルベド成分の和に対応する式47によると、直径20cm、長さ1mの円筒ダクトでの $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ 反応率(数MeVの中性子に対応する)の

減衰率は0.085となる¹⁴⁾が、 $10(R^2/2L^2)=0.05$ であり過少評価となる。

3.2.2 段付きプラグ

(1) 要約

段付きプラグの周囲に存在するような2脚目が短くオフセット構造となった屈曲円環ダクトの場合は

$$\Phi_3/\Phi_0 = C \cdot N_1 (S_1/2L_1^2) \cdot A_2 \cdot N_3 (S_3/2L_3^2) \quad (174)$$

としている。ここでは N_1 、 N_3 は第1、3脚ダクト壁での散乱成分を考慮するための係数と説明されている。 S_1 、 S_3 は第1、3脚ダクトでの直視面積の最大値、 A_2 は段差部におけるアルベドとする。なお、 S_1 、 S_3 は式(78)で求められるものである。 C は円筒ダクトの場合と同じ値をとる。ガンマ線の場合 $N_1=N_3=2$ 、速中性子の場合 $N_1=N_3=10$ を用いる。したがって、円筒ダクトの場合に比べ安全裕度は大きくとられている。 A_2 はガンマ線、速中性子のいずれの場合も1、すなわち段差部での減衰はないとする。

(2) 検討

円環ダクトの式において $N_3=10$ とするのは円筒ダクトの場合と考え方が一致しないし、第2脚目以降では線源の角度分布は等方か $\cos\theta$ 程度であるので大きすぎると考えられる。この場合、文献(19)では式(94)のように $N_3=2$ としている。また、円筒ダクトの場合と同じ考え方に立つなら、上式中の直接線を表す部分はそれぞれ $S_1/2\pi L_1^2$ 及び $S_3/2\pi L_3^2$ とすべきである。

3.2.3 スロット (スリット)

(1) 要約

スロット幅 W_i ($i=1,2,3$)の屈曲スロットに対してはガンマ線の場合

$$\Phi_3/\Phi_0 = C \cdot N_1 (W_1/2L_1) \cdot A_1 \cdot N_2 (W_2/2L_2) \cdot A_2 \cdot N_3 (W_3/2L_3) \quad (175)$$

とし、 $N_1=N_2=N_3=1$ とする。速中性子の場合

$$\Phi_3/\Phi_0 = C \cdot N_1 (W_1/L_1)^2 \cdot A_1 \cdot N_2 (W_2/L_2)^2 \cdot A_2 \cdot N_3 (W_3/L_3)^2 \quad (176)$$

とし、 $N_1=N_2=N_3=20$ とする。ガンマ線と中性子では直接線の式として別のものが用いられている。前者はスロットの長手方向の幅 H がスロットの深さ L に比べて十分大きい場合の式であり、後者は後で示すように $H \sim 10W$ 程度のスロットに対するものである。ガンマ線の場合は円筒ダクトと同じく、 $C=1$ 、 $A_1=A_2=0.1$ 、また速中性子に対しては $A_1=A_2=1$ とすることにより安全側の結果を与えるとしている。

(2) 検討

スロット (矩形ダクト) の場合、 $\cos^n \theta$ 線源に対し直接線は式98のようになる。すなわち、 $\Phi_d = (n+1)WH\Phi_0/2\pi L^2$ である。H \sim 10W とすると $WH/2\pi \sim 2W^2$ であり $\Phi/\Phi_0 \sim (n+1) \cdot 2(W/L)^2$ となる。n=10 とすると、文献(19)に示されているように $\Phi/\Phi_0 \sim 20(W/L)^2$ となり、速中性子の角度分布の前方性を考慮した式となる。これより、屈曲スロットの式も円筒あるいは円環ダクトの式と同様な式であることがわかる。したがって、スロットの場合の N_2 、 N_3 の値の選択に関しても円環ダクトの場合と同様に過大であるといえる。

3.3 屈曲ダクトの問題点

3.3.1 円筒ダクトの屈曲部での中性子の反射

Simon-Clifford¹⁷⁾はダクトの屈曲部における中性子の反射を以下のように扱っているが、この考え方が一般に屈曲ダクトの簡易式で使われている。この考え方では次の3つの仮定を設ける。

- a) 反射は屈曲部の近傍のみを考える。
- b) 屈曲角度に関係なく $K\pi R^2$ の領域から反射される。
- c) 最終的に第2脚部の計算点から直視できる面積 ($\sim \pi R^2/\sin \theta$) から放出された中性子が計算点に到達する。ただし、 θ はあまり小さくないとする。

第1脚、第2脚の長さを L_1 及び L_2 とし、屈曲部に入射する直接線を Φ_d 、第2脚中での中性子束を $\Phi(Z_2)$ とすると

$$\Phi(Z_2) = \Phi_d A' R^2 \{c + 2(1-c) \sin \theta\} / (2L_2^2 \sin \theta) \quad (177)$$

となる (図3.3参照)。ここで、 $A' = A/K$ で、 A は実効的なアルベドである。ただし、 $\sin \theta$ は $\gg R/L_1$ 、及び $\gg R/L_2$ である。多段の屈曲ダクトの場合は同様の方法を繰り返して適用する。以上の計算は図3.3の経路 $P_0P_3P_1P_2P_4P$ に対

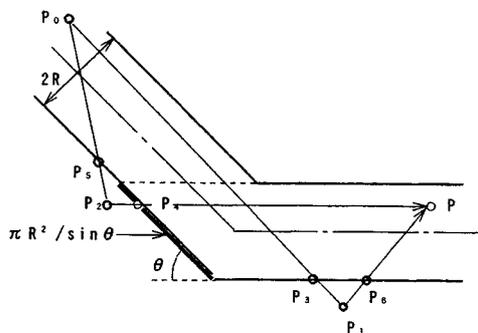


図3.3 ダクト屈曲部を通過するストリーミング放射線の代表的な散乱経路

応するものであるが、経路 $P_0P_3P_1P_2P_4P$ を考えると式(177)に対応して

$$\Phi(Z_2) = \Phi_d A' R^2 \{c + 2(1-c)R/L_2\} / (2L_2^2 \sin \theta) \quad (178)$$

が得られる¹⁸⁾。cosine放射の部分は減衰が大きいので式(178)は $Z_2 \gg R$ の領域において $1/\sin \theta$ に比例する。

水遮蔽体中に置かれた鋼壁屈曲円筒ダクト内の熱中性子分布測定結果は屈曲部の変化が $1/\sin \theta$ に従うことを示している¹⁸⁾。このことは上式によると屈曲部での等方散乱を示しているが、一方ダクト軸に沿った減衰の測定結果はダクト壁でのcosine散乱を示しており、屈曲部に関する扱いが適切に行われているとはいえない。また、反射量を決定する A' のデータは極めて少ない。このように、屈曲部に関しては実際的なデータが少ないこと等のため、設計においては極めて安全側に処理することが多い。例えば、円筒ダクトに対して中性子の場合には屈曲部での減衰無しとする、ガンマ線の場合は屈曲部で $1/10 \sim 2/10$ に減衰する、他の複雑形状部では屈曲部での減衰無しとする等である。この結果、円筒ダクトの中性子の場合には10倍以上過大評価になる場合がある。他の複雑形状部でも当然かなりの過大評価となる。このため、放射線を減衰させることを目的に導入される屈曲部やオフセットの効果は、設計上の評価では十分にとれないという問題が生じる。

3.3.2 屈曲ダクトの遮蔽欠損効果

屈曲部における反射量は速中性子やガンマ線の場合少ない。従って、例えば2回屈曲円筒ダクトの場合、第3脚部のストリーミングの線源としては第2脚部からのストリーミングより線源から遮蔽体を透過することにより屈曲部周辺に到達してくる成分の重要性が大きくなることが多い (図3.4参照)。この線源は、例えば2. 2. 2で示した遮蔽体を部分的に貫通した円筒ダクトのように ray analysisによって計算することができる。このように、ダクト等を屈曲させることによりストリーミングを

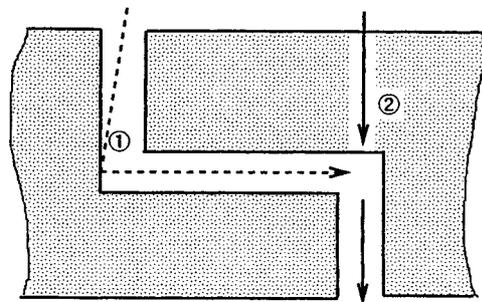


図3.4 2回屈曲ダクトの第3脚部ストリーミング放射線の線源 (②の透過放射線が線源として重要)

防止した場合、ダクト部等の遮蔽欠損が透過成分を増大させることが重要となる。このような点を考慮し、 n 回屈曲ダクトに対し透過計算とストリーミング簡易式を組み合わせたストリーミング評価式⁴⁵⁾が提案されている。すなわち、ダクト出口での線量当量率 D は(1)壁バルク部透過成分 D_p と(2)線源から各屈曲点までの壁バルク部透過成分を線源としてダクト出口までストリーミングする成分 D_s 及び(3)各屈曲部までストリーミングしてきた放射線が屈曲部からダクト出口に向かって壁バルク部を透過する成分 D_T の和とする。すなわち、

$$D = D_p + D_s + D_T \quad (179)$$

である。透過計算は壁のバルク部に対して例えば中性子ならANISNコードで、ガンマ線ならQADコードで行い、 n 個の屈曲部とダクト入口及び出口に対応する点での線量当量率を求める。これを、 $D_0, D_1, \dots, D_n, D_{n+1}$ とする。ただし、 D_0 及び D_{n+1} はダクト入口及び出口に対応する点での線量当量率である。これらを線源として

$$D_s = \sum_{i=0}^n D_i \cdot S_i \quad (180)$$

と計算する。ここで、 S_i はストリーミング簡易計算式等で求められた減衰率である。また、

$$D_T = \sum_{i=1}^n Q(I_i, T_i) \quad (181)$$

とする。ここで、 $Q(I_i, T_i)$ は i 屈曲点における点線源 I_i が深さ T_i 透過後に与える線量当量率である。 I_i は $i-1$ 屈曲部から i 屈曲部までストリーミングしてきたものによる線量当量率であり、式(180)と同様の方法で計算する。 T_i は i 番目の屈曲部からダクト出口までの最短距離である。以上より、

$$D = D_{n+1} + \sum_{i=0}^n D_i \cdot S_i + \sum_{i=1}^n Q(I_i, T_i) \quad (182)$$

となる。なお、 $Q(I_i, T_i)$ の値はバルク計算における深さ T_i の減衰量と線源 I_i の積として近似的に求めることができる。この場合、放射線のエネルギースペクトルの相違等詳細は無視している。

3.4 空隙部斜め後方の線量評価

空隙部を直視しない後部の位置で線量評価を行う場合はそれぞれの体系に応じて空隙部からくる成分と空隙部後部や側面の壁等からの散乱成分の寄与を評価する必要がある。例として、図3.5に示すように半径 R の円筒ダクトの後部に壁がある場合、ダクト軸から離れた位置 P での線量率の計算例を以下に示す。

P 点での線量当量率 D_p は

$$D_p = D_1 + D_2 \quad (183)$$

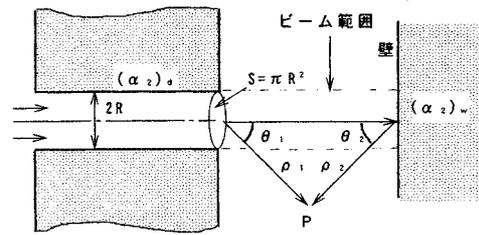


図3.5 ダクト後部に壁がある場合、ダクト軸から離れた位置での線量率の計算

となる。ただし、

D_1 : ダクト出口部での散乱による線量当量率

D_2 : ダクト出口後部の壁での散乱による線量当量率

である。ダクト出口での線量当量率を D_{out} 、ダクト切り口面積を S 、ダクト出口部及び後部壁での微分線量アルベドをそれぞれ $(\alpha_2)_d$ 、 $(\alpha_2)_w$ とすると

$$D_1 = D_{out} \cdot S \cdot \cos \theta_1 \cdot (\alpha_2)_d / \rho_1^2 \quad (184)$$

$$D_2 = D_{out} \cdot S \cdot (\alpha_2)_w / \rho_2^2 \quad (185)$$

となる。ただし、 ρ_1 及び ρ_2 は図3.5に示すようにダクト後部及び後壁から計算点までの距離である。アルベド散乱線の分布を等方的とすると

$$D_1 = D_{out} \cdot S \cdot \cos \theta_1 \cdot (A_2)_d / 2\pi \rho_1^2 \quad (186)$$

$$D_2 = D_{out} \cdot S \cdot (A_2)_w / 2\pi \rho_2^2 \quad (187)$$

となる。ここで $(A_2)_d$ 、 $(A_2)_w$ は全アルベドである。あるいは

$$D_1 = D_{out} \cdot (A_2)_d \cdot \cos \theta_1 \cdot (1/2) (R/\rho_1)^2 \quad (188)$$

$$D_2 = D_{out} \cdot (A_2)_w \cdot (1/2) (R/\rho_2)^2 \quad (189)$$

と計算される。

3.5 配管相互の影響

配管が複数本互いに接近して配置されることがある(スロットの場合も同じ)。この場合、他の配管から漏れ込んでくる放射線を評価する必要があるが、これまでのところ以下の3.5.2に示す同軸円環ダクトの場合を除く方法やデータは皆無に近い。円筒ダクトについて簡単な近似計算法の提案を3.5.1に示す。

3.5.1 他の円筒ダクトからの漏れ込み

図3.6のように配管1から配管2への漏れ込み経路は

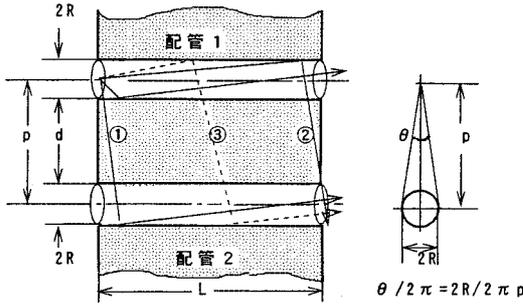


図3.6 他の配管からの漏れ込み (①、②の経路が重要)

配管1でのアルベド線のうちの配管2を見込む角度 θ の中に放出されたものの漏洩経路と1対1に対応させることができる。半径Rの円筒ダクトに点線源が置かれているとするとアルベド線は壁での散乱を等方的とすると式(22)から

$$D_a/D_0 = (1/2) (R/L)^2 A_2 = D_d \cdot A_2 \quad (190)$$

である。従って、同図に示すように同じ半径の配管がピッチ(配管と配管の間隔)Pで配置されているとすると、Simon-Cliffordの方法¹⁷⁾に対する類推から、漏れ込みによる線量当量率を D_1 は

$$D_1 < D_d \cdot A_2 \cdot \exp(-\xi d) \cdot (R/\pi p) \quad (191)$$

となる。ただし、 D_d は直接線、 d は配管の間の遮蔽の厚さ、 ξ は減衰係数である。同式の $R/\pi p$ は線源が配管2を見込む割合である。また、 $\exp(-\xi d)$ は配管1の線源から配管2の配管面に到達する放射線の遮蔽体中での減衰量の最小値である。しかし、壁での反射が等方的である場合、単一配管においてはアルベド線への主な寄与は線源の近傍で散乱したものと計算点の近傍で散乱したもの(図3.6の①と②)であり、配管間の漏洩の場合も同様と考えられるので $\exp(-\xi d)$ は遮蔽体での減衰の良い近似といえる。

3.5.2 同軸直円環ダクトからの漏れ込み

中心軸を共有する2つの円環ダクトが存在するとき、それぞれの円環ダクトをストリーミングする中性子には他の円環ダクトからの漏れ込みを加える必要がある。中性子が流れ込んでくる円環ダクトの内径を r_0 とし、これに隣接し影響を与える円環ダクトの内径を r_1 、外径を R_1 とすると、Fisher³⁾によれば流れ込むカレント J_{co} は

$$J_{co} = (16 \cdot 2^{1/2} / 3\pi) (\Sigma_s / \Sigma_t) [r_1 (R_1 - r_1)^{5/2} / r_0^{1/2} L^3] K_0(x) F_0 \quad (192)$$

となる。ここで、

$$x = (3 \Sigma_s \Sigma_a)^{1/2} |r_0 - r_1| \quad (193)$$

である。ただし、 Σ_s 、 Σ_a 及び Σ_t は散乱、吸収及び全断面積である。また、 $K_0(x)$ は0次の2種のベッセル関数である。従って、いくつかの同軸の円環ダクトが存在するとき、ストリーミング中性子は円環ダクトが単独に存在するときのものに自分以外の円環ダクトからの寄与 J_{co} をそれぞれ計算し、加え合わせたものとなる。

4. ストリーミング簡易計算式の開発

4.1 斜め入射効果

図4.1に直円筒ダクトに関する斜め入射体系を示す。同図の θ_i は入射放射線のダクト軸に対する角度である。図4.2に1.25MeVのガンマ線が直径20cmの直円筒ダクトに平行入射した場合のダクト軸上の相対的線量当量率分布を示す。遮蔽壁物質は普通コンクリートである。斜め入射に対するデータは後に示すモンテカルロ計算で求めたものである。同図には直視法による直接線に対する式¹⁹⁾により計算した線量当量率も併せて示した。斜め入射

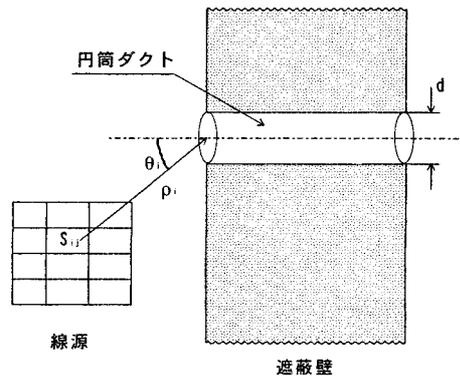


図4.1 斜め入射体系

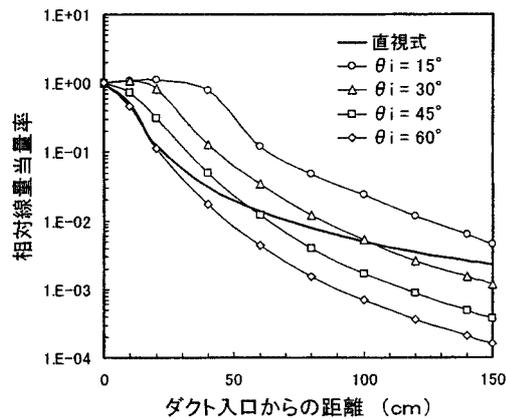


図4.2 直径20cm直円筒ダクトが設置された遮蔽壁全面に1.25 MeVのガンマ線が入射角度 θ_i で平行入射した場合のダクト軸上の線量当量率分布。また、等方線源に対する直視式による分布も示す。

の場合、線源を直視しない領域（ダクト入口近傍を除いた領域）における線量当量率の減衰傾向は入射角度が変化してもあまり変化しないが、その絶対値は入射角度が15°から60°の範囲で20倍以上変化している。直視式は入射条件に関係なく使用される場合が多いが、図4.2に示されているようにその値は常に過大評価ではなくダクト入口からの距離や入射角度等の条件によっては過少評価になることに注意するべきである。入射角度による分布の差は主にダクト入口近辺の壁を斜めに透過しダクト内に入射する放射線量、その空間分布等の差による。このようにダクト入口近辺の入射壁を斜めに透過し、ダクトの側壁からダクト内に入射する放射線のストリーミングに及ぼす効果をリップ効果という。ダクト入口からダクト内に入射する放射線による線量当量率を D_{in} 、それ以外の入射放射線による線量当量率を D_{out} とするとリップ効果の大きさは D_{out}/D_{in} の値により評価できる。図4.3に斜め45度入射の1.25MeVのガンマ線に関してダクト口径が20cmと40cmの場合について D_{out}/D_{in} の値を示す。リップ効果は予想通り口径が小さい方が大きい。口径が40cmと大きくても斜め入射によるリップ効果が支配的である。以上のように斜め入射においてストリーミング線量を精度良く求めるためにはリップ効果を十分正確に評価する必要があることが明らかである。

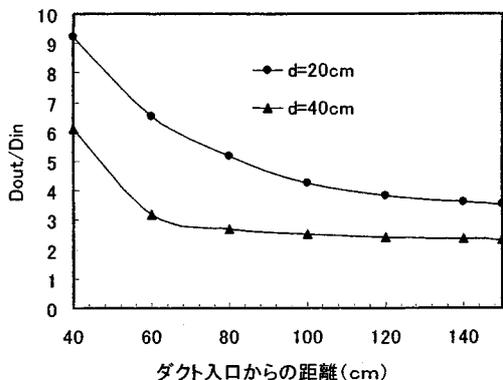


図4.3 1.25MeVのガンマ線が入射角度45度で普通コンクリート中円筒ダクトに平行入射した場合のリップ効果。 D_{in} 、 D_{out} はそれぞれダクト入口及びダクト入口外側の入射面を通して計算点に到達したガンマ線による線量

4.2 ストリーミング簡易計算法の概要

本研究で開発したストリーミング計算法は原理的にどのような複雑形状部にも適用できるものであり、また、放射線の種類は問わない。しかし、計算には各複雑形状部ごとに放射線のストリーミングデータを必要とする。ここでは円筒ダクトに対して計算法の概要を示す。他の

複雑形状部に対して同じ説明がそのまま適用できる。本計算法の適用対象は原子炉や核燃料施設における中性子及びガンマ線とする。中性子の場合にはエネルギーを3群に分けて扱った。すなわち、3群のエネルギー領域を0.1MeV以上、0.1MeVから0.5eV、及び0.5eV以下とする。中性子線源のスペクトルはこの3群構造においてエネルギーの高い側から核分裂スペクトル、1/Eスペクトル、及びマックスウェル分布をすることをとする。3群における中性子遷移を考慮すれば、各群ごとにストリーミング線量を評価し、それらを加え合わせるにより全中性子ストリーミング線量を計算できる。図4.4に直径20cmの直ダクトに0.5、1.25、6MeVガンマ線及び核分裂ガンマ線が入射角度45度で斜め入射する場合のダクト軸上の線量当量率分布を示す。図から明らかなように1.25MeVのガンマ線と核分裂ガンマ線の場合の分布はほぼ一致している。0.5MeVの場合は、値が少し低めになっている。これに対して6MeVの場合は他のガンマ線に比べ大きな透過力のためリップ効果が大きく、高めの値となっている。これらの結果から原子炉や核燃料施設のガンマ線ストリーミングは、 ^{16}N や捕獲ガンマ線の場合を除けば、1.25MeVガンマ線源で十分評価できるといえる。従ってガンマ線の場合の線源は1.25MeVの単色ガンマ線とする。

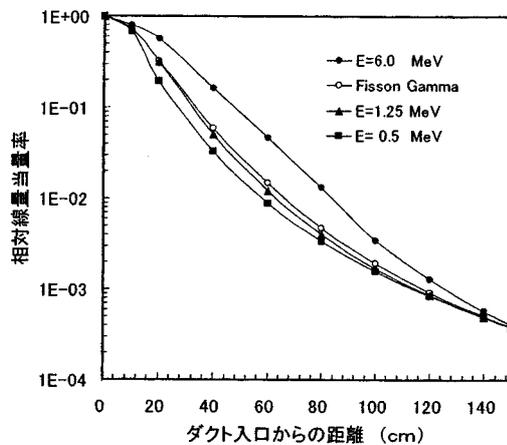


図4.4 直径20cmの直円筒ダクトにガンマ線が入射角度45度で平行入射した場合におけるダクト軸上線量当量率分布の入射ガンマ線エネルギー依存性。

4.2.1 直円筒ダクト

図4.1に示すように、線源が円筒ダクトの中心軸から離れた位置にあるとする。円筒ダクトの直径を d とする。線源は n 個の領域に分割し、 i 番目の領域の線源強度を S_{ij} とする。添字 j は中性子またはガンマ線の群に対応する。すなわち、 $j=1$ は速中性子、 $j=2$ は中速中性子、 $j=3$ は熱中性子、 $j=4$ は1.25MeVのガンマ線にそれぞれ対応する。

また、 i 番目の領域とダクト入口の距離を ρ_i とする。また、線源と遮蔽壁間の物質は空気とする。このようにすると、ダクト入口での線量当量率 $D_j(0)$ は

$$D_j(0) = K_j \times S_{ij} \times f(\theta_i) / \rho_i^2 \quad (194)$$

となる。ただし、 K_j は線束から線量当量率への変換係数、 θ_i は i 番目の線源からの放射線の入射角度、 $f(\theta_i)$ は規格化された θ_i 方向のカレントである。ダクト入口からダクト軸に沿って X の位置での全線量当量率 $D_t(X)$ は

$$D_t(X) = \sum_i \sum_{j=1}^4 D_j(0) \times A_j(d, \theta_i, X) \quad (195)$$

となる。ここで、 $A_j(d, \theta_i, X)$ は口径 d の直ダクトが設けられた遮蔽壁全面に j 群のエネルギーの放射線が θ_i の角度で平行入射した場合、ダクト中心軸上入口から X の位置での線量当量率である。ここではこれをストリーミング線量減衰関数と名付ける。関数 A_j は点線源に対して求めたほうがより正確な評価が可能となるが、そのようにすると関数はさらに ρ_i の関数ともなるので A_j に対する計算が膨大となり現実的ではない。それ故、関数 A_j は平行面線源に対して求めた。図4.5に点線源と平行面線源の場合の線量当量率分布の比較を45°入射場合に対して示す。点線源はダクト入口から2mの位置にあり、ダクトの口径は20cmである。図から明らかなように面線源の場合は点線源より約20%小さい値となっている。このように面線源に対する関数を用いるとストリーミングを多少過少する傾向にあるので場合により補正が必要がある。

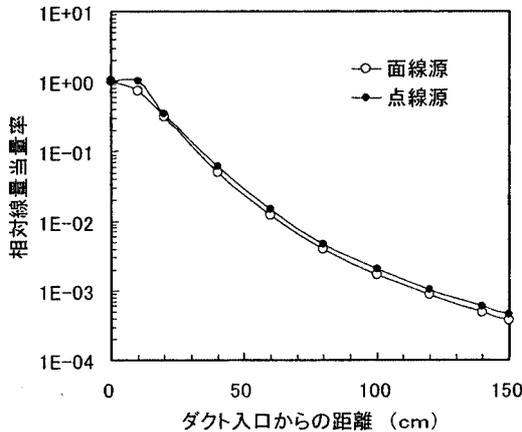


図4.5 円筒ダクト入口からダクト軸に対して45度方向で2mの距離にある点線源と入射角度45度で平行入射する線源に対するダクト軸上の線量当量率分布の比較。線源は1.25MeVのガンマ線。

4.2.2 屈曲円筒ダクト

まず、図4.6に示すような1回屈曲ダクトの場合を考える。屈曲部に到達する放射線としては (a) 第1脚ダク

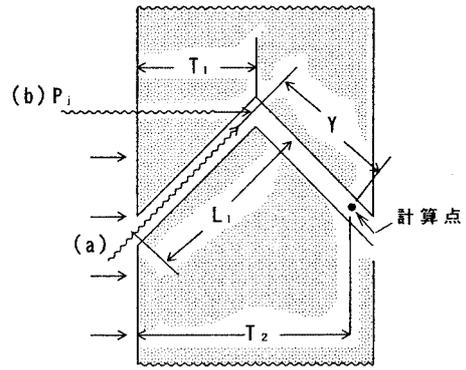


図4.6 1回屈曲円筒ダクト体系図と屈曲部に到達する放射線の成分。(a)は第1脚をストリーミングしてくるもの、(b)は遮蔽体を透過してくるものを示す1回屈曲ダクト体系図。

トをストリーミングしてくるものと (b) 遮蔽体を透過してくるものがある。ストリーミングしてくるものは式(195)において $X=L_1$ とすることにより $D_t(L_1)$ と求められる。ただし、 L_1 は第1脚の長さである。 $A_j(d, \theta_i, X)$ を求める際、各群に寄与する割合を求めておけば屈曲部での全線量当量率 $D_t(L_1)$ を各群に分配し $\sum D_j(L_1)$ とすることができる。また、透過してくるものを $P_j(T_1)$ とする。ただし、 T_1 は屈曲部の深さである。このようにすると屈曲部から Y の位置での線量当量率 $D_t(Y)$ は

$$D_t(Y) = \sum_{j=1}^4 D_j(L_1) \times B_j(d, \theta_b, Y) + \sum_{j=1}^4 P_j(T_1) \times C_j(d, Y) + \sum_{j=1}^4 P_j(T_2) \quad (196)$$

となる。ここで、 θ_b は屈曲角度であり、 $B_j(d, \theta_b, Y)$ は屈曲部における j 群の線源による第2脚中での線量当量率分布である。また、 $C_j(d, Y)$ は屈曲部での透過線を線源とする第2脚中の線量当量率分布である。右辺第3項は計算点への直接透過成分である。本研究では C_j は直ダクトの入射壁全面に等方面線源を以て計算したものを用いる。2回屈曲ダクトの場合も、1回屈曲ダクトと同様に計算する。ただし、第3脚中の減衰曲線としては第2脚中と同じ B_j を用いる。多屈曲ダクトも同様にして求める。

5. データベース

5.1 計算コードと核データ

普通コンクリート壁中の各種の複雑形状部に対してストリーミングデータベースを作成した。ストリーミング線量減衰関数の計算はモンテカルロ計算コードMCNP-4A⁴⁶⁾(ガンマ線の場合)と-4B⁴⁷⁾(中性子の場合)を用いて系統的に行った。これらの計算に関しては両コード間に機能・精度に係わる相違はない。断面積ライブラリーはガンマ線に対してはMCNPLIB^{46,47)}を、中性子

に対してはFSXLIB-J3R2⁴⁸⁾を使用した。式(196)に示したように屈曲ダクト等のストリーミング計算では透過成分の評価も必要である。従って、透過線の計算も行った。これにはモンテカルロ計算コードの他に1次元Sn計算コードによる計算も行った。Sn計算にはANISN-ORNL⁴⁹⁾を用いた。ANISN-ORNLはANISNシリーズの最終版であり、深層透過問題に適したWeighted Difference法を差分法として用いることができる点に特徴がある。中性子及びガンマ線断面ライブラリーはJENDL-3.2から作成された中性子100群、ガンマ線40群のJSTSTDL-J3.2ライブラリー⁵⁰⁾を用いた。本ライブラリーは未公開であるが、現在一般的に用いることのできるJENDL-3.2に基づく唯一の遮蔽用多群断面面積である。ANISN-ORNLを用いた透過計算では線源放射線が入射面に一定の角度を持った計算を実施するため角度分点は詳細な分点を用いることとし、 S_{128} とした。散乱角展開次数はJSSTDLライブラリーの持っている P_5 までの断面面積を全て用いた。

モンテカルロ計算においてストリーミング計算では面検出器または点検出器を用いた。点検出器の場合は点検出器を中心とする球を設け、その中での散乱点を計算から除外するようにした。この散乱点を除外する球の半径(radius of the sphere of exclusion)は0.1cmとした。透過計算では半径5cmの円盤状の面検出器をコンクリート壁の中心軸上に並べた。モンテカルロ計算での統計誤差の目標値は、面検出器を用いる透過計算では10%程度、点検出器を用いる直ダクトおよび屈曲ダクトの計算では5%程度とした。これは、MCNPのマニュアルに示されている信頼できる計算結果と見なせる上限の統計誤差である。1.5m厚のコンクリートのバルク透過では、例えば速中性子を線源とした場合、線量で約5桁の減衰を起こす深層透過問題であり、適切な分散低減法を適用しないと十分な統計精度を得ることは難しい。分散低減法として最も一般的に用いられるのはスプリットとロシアンルーレットの組み合わせであるが、減衰のみならずスペクトル変化も大きい場合エネルギーと空間の双方に対してこれらを生じる重みを設定する必要がある。そこで、MCNPに組み込まれているWeight Windowを用いた。

直ダクトの場合は、中性子エネルギーと空間毎のWeight Windowパラメータ(以下WWパラメータ) W_L は、2次元RZ体系で、出口面に設置された検出器を線源とする随伴中性子束計算を行い、この結果得られた随伴線束から決定した。随伴中性子束の計算は2次元Sn法輸送系算コードDORT⁵¹⁾およびJSSTDL-J3.2ライブラリーを用いて行った。線源スペクトルは線量当量換算係数とした。具体的には次の方法でWWパラメータを設定した。まず、遮蔽体の出口面に線量換算係数を線源スペ

クトルとする等方線源を置き、直ダクト軸を中心軸とする半径4m、150cm厚の2次元円筒形状コンクリート体系についてSn計算を実施した。断面ライブラリーにはDLC-23E/CASK(中性子22群、ガンマ線18群)を用いた。得られた随伴中性子束及びガンマ線束を次に示す領域について平均することにより、これらの領域毎のWWパラメータを求めた。ダクト径方向の領域分割は、内側からダクト半径、ダクト半径+2.5、+5、+10、+20、+25、+50cm、~4mまで、とした。軸方向は深さ125cmまでを25cm巾で5分割し、残りの出口側25cmの深さについては深さ15cm、10cmの2領域に分割した。軸方向の領域数は、これらの7領域に線源部(入口側)と出口側の領域を加えて9領域である。領域平均された随伴中性子束の逆数を、Forward計算の線源位置で0.5(MCNPのWeight Windowパラメータの基準値)となるように規格化し、WWパラメータを決定した。屈曲ダクトでは、随伴中性子束計算を2次元モデルで行うことが難しいため、Weight WindowパラメータはMCNPの自動Weight Window設定機能を用いて求めた。まず、直ダクトに対して得られたパラメータをそのまま屈曲ダクトに沿って入力して、MCNPによるモンテカルロ計算を行った。このとき、最も統計誤差を上げることが厳しいと考えられるダクト出口に設置された検出器に関して、その計数に寄与するセルおよびエネルギー毎の中性子の個数をカウントしておき、これに応じてWWパラメータを設定する。このようにして求めたWWパラメータを用いて再びMCNPによる線量計算を行う。これを繰り返すことにより、適切なWWパラメータが得られることとなる。屈曲ダクトでは統計誤差10%程度の計算を3~4回程度繰り返して、WWパラメータを計算し、最後に統計誤差5%以下となるような計算を行った。

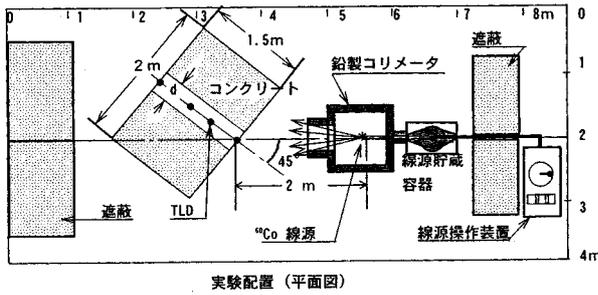
平板スリット(直スリットおよびオフセットスリット)の場合は、直ダクトの場合と同様に2次元Sn計算で得られた随伴線束を用いてWWパラメータを設定したが、計算体系は2次元XYモデル(スリットの高さ方向が無限であるようなモデル)を用いた。

5.2 計算の評価

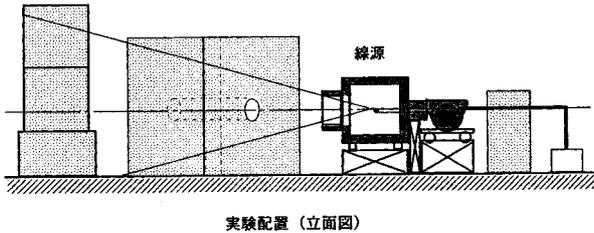
ここで示したストリーミング簡易計算法の精度は主にモンテカルロ計算によるストリーミング線量減衰関数の精度に依存するといえる。そこでガンマ線に関する計算精度を実験との比較により、また中性子に関する計算精度をSn計算との比較により行った。

5.2.1 ガンマ線計算の精度

モンテカルロ計算を評価するためストリーミングに関する実験を日本原子力研究所のJRR-2原子炉建屋の炉室



実験配置 (平面図)



実験配置 (立面図)

図5.1 ガンマ線の直円筒ダクトストリーミング実験配置図。線源は点状の⁶⁰Co。

表5.1 ガンマ線実験解析に用いた普通コンクリート材質組成

元素	原子個数密度
	(atoms/barn/cm)
H	1.161E-02
O	4.163E-02
Na	4.526E-04
Mg	3.746E-04
Al	2.362E-03
Si	1.376E-02
S	8.113E-05
K	3.327E-04
Ca	2.726E-03
Fe	4.658E-04
密度 2.16 g/cm ³	

において行った。図5.1に実験体系を示す。線源としてが約1GBqの強度の⁶⁰Co線源を用いた。ダクトの試験体としては普通コンクリートに設けられた直径20cmと30cmの直円筒ダクト試験体を用いた。本試験体の元素組成は化学分析を行うことにより求めた。その結果を表5.1に示

す。試験体の設置角度(図5.1参照)は45度とした。ガンマ線の線量当量率分布は松下電器(株)製UD200S型熱蛍光線量計を用いて測定した。本線量計は50keVから2MeVの範囲でほぼ平坦なレスポンスを有する⁵²⁾。線量計の照射は線量計の遮蔽効果による影響を避けるため各測定点ごとに行った。モンテカルロ計算コードMCNP-4Aで行った本実験の解析計算結果と実験値の比較を図5.2に示す。同図に示すように実験値と計算値は実験誤差内で一致した。

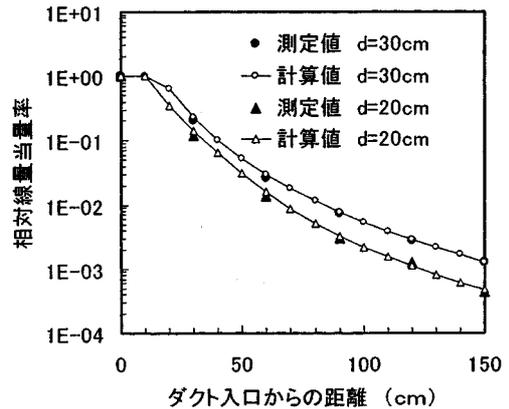


図5.2 ⁶⁰Co点線源を用いた直円筒ダクトストリーミング実験によるダクト軸上の線量当量率の実験値とモンテカルロ計算による計算値の比較。

5.2.2 中性子計算の精度

(1) Sn計算との比較

中性子計算の信頼性を確かめるため、MCNP-4B及びANISN-ORNLにより透過計算を行い比較した。核分裂スペクトルを有する等方線源に対しては両者の線量当量は表5.2に示すように深さ150cmまでで4%以内の一致を示した。また、エネルギースペクトルも熱エネルギー領域まで良く一致している。線源を100keV以下で1/Eスペクトルを持つ等方線源とした場合は深さ50cmまでは5%以内で一致している。しかし、それ以上の深さではMCNPの結果の方が低い値を示し、150cmの深さではMCNPとANISNの比は0.32になった。ANISN計算結果でスペクトル変化をみると、熱中性子領域以上のエネルギーの中性子は熱中性子領域の中性子に比べ急速に減衰し、熱中性子の線量当量に占める割合は深さ50cmで約97%、70cmではほぼ100%となる。すなわち、深いところでは熱中性子の透過に関する計算を比較していることになる。従って、不一致の原因は熱中性子の扱い並びに断面積の差にあると考えて良いであろう。しかし、熱群に関するANISNの計算の信頼性は熱群以上の場合に比べると低いので深さ50cm以上の領域での比較はあまり意味がな

表5.2 MCNPとANISNによる透過線量計算値の比較

遮蔽体深さ (cm)	MCNP/ANISN
0	1.014
25	1.017
50	1.034
75	1.033
100	1.035
125	1.020
137.5	1.002
150	0.976

い。実際のところストリーミングの評価において低いエネルギーを持つ中性子のみの深い透過はそれほど重要ではない。

(2) 実験との比較

屈曲円筒ダクト中性子ストリーミング実験を間組技術研究所の放射線実験室内高レベル実験室で行った。実験体系を図5.3に示す。遮蔽壁はコンクリート製でその寸法は1m×1m×1.5mで密度は2.23g/cm³である。化学分析により求めたコンクリート試験体の元素組成を表5.3に示す。ダクトは90度屈曲円筒ダクトで、その口径は30cmで、第1脚の長さが50cm、第2脚の長さが1mある。ダクト内面には厚さ0.5cmの鋼製ライナーが施されている。中性子線源としては²⁵²Cf同位元素を用いた。線源容器の寸法と材質を図5.4に示す。線源は第1脚ダクトの中心軸上でダクト入口から6.1cm離れた位置に固定した。測定時における線源強度は5.88×10⁷n/秒である。測定器としてはカナダのBTI (Bubble Technology Industries

表5.3 中性子実験解析に用いた普通コンクリートの元素組成

元素	原子個数密度 (atoms/barn/cm)
H	9.161E-03
O	2.803E-02
Na	3.488E-04
Mg	8.330E-04
Al	1.133E-03
Si	1.191E-02
K	2.424E-04
Ca	4.119E-03
Ti	8.407E-05
Fe	1.934E-04
密度 2.23 g/cm ³	

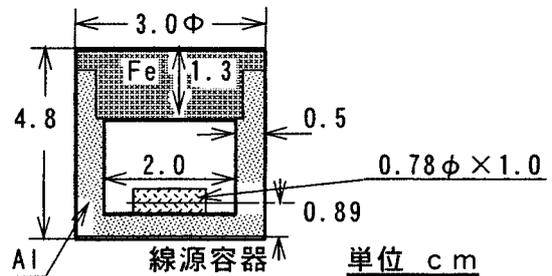


図5.4 線源容器の材質と寸法

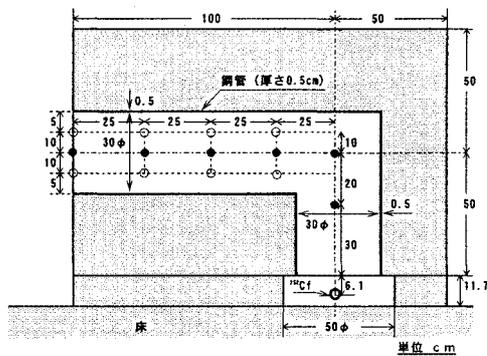


図5.3 屈曲円筒ダクト中性子ストリーミング実験体系

Inc.) 社のBD-100R温度補償型バブルディテクターを用いた。バブルディテクターは透明な弾性ポリマーの内部に低沸点の液体を微細液滴として分散させたもので、常温で常圧にすると、液滴は過熱状態となる。中性子が入射し、反跳荷電粒子からエネルギーを付与されると、液滴が気泡を形成する。この気泡は弾性ポリマーにより液滴のあった位置に保持・固定される。従って、気泡の数を読むことにより中性子量が測定される。本測定器は図5.5に示すように中性子のエネルギーが約200keVから約15MeVの範囲でほぼ平坦なレスポンスを示し、中性子線量を0.1μSvから10mSvの範囲で測定可能である。また、その中性子感度は20°C~40°Cの範囲で一定である。測定器は円筒形でその寸法は直径2cm、長さ14.6cmであり、

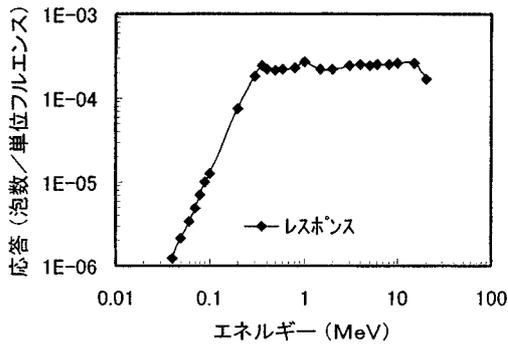


図5.5 BTI社BD-100R型バブルディテクターの応答関数

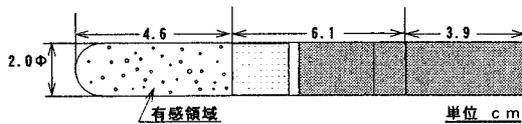


図5.6 BTI社BD-100R型バブルディテクターの寸法

そのうち感度を有する有効範囲は先端の4.6cmの部分である。測定器の寸法を図5.6に示す。測定は有効領域に記録された泡の数を読みとることにより行われる。線量への変換は次式による。

$$\text{線量}(\mu\text{Sv}) = [\text{正味の泡の数} / \text{感度}] \times 10 \quad (197)$$

本実験では泡の数は肉眼で読みとった。このため、泡の数が100個程度以下になるように照射時間を調整した。測定点は図5.3に示されているように第1脚部に20cm間隔で、第2脚部では25cm間隔で取られた。測定では線源を直視する第1脚部の点では4個の測定器を、また、線源を直視しない第2脚部内では10個の測定器を並べて照射した。測定器は第1脚では塩ビ管で、第2脚部では発砲スチロールで固定した。照射時には測定器の温度を20°Cから40°Cの範囲に保つため、事前に温水に漬けて30°C程度にし、また、照射中はダクトの入口及び出口の双方から温風を送りダクト内温度が30°Cから35°Cの範囲になるようにした。ダクト内の温度は熱電対でモニターした。実験の解析計算はMCNP-4Bで行った。図5.4に示す線源容器の詳細部も正確にモデル化した。実験と計算の比較を図5.7に示す。屈曲部の点を除くと両者は実験誤差内で一致している。屈曲部の点においてのみ実験値が計算値を上回っている。しかしながら、屈曲部の点は線源から直視できる点であり計算には問題の無いところである。従って、この点に関しては実験値に問題があると考えられる。バブルディテクターの分散は比較的大きく、検出器の数が少ない屈曲部でたまたま統計的に大きめの数値になったと解釈するのが妥当である。以上のように一部

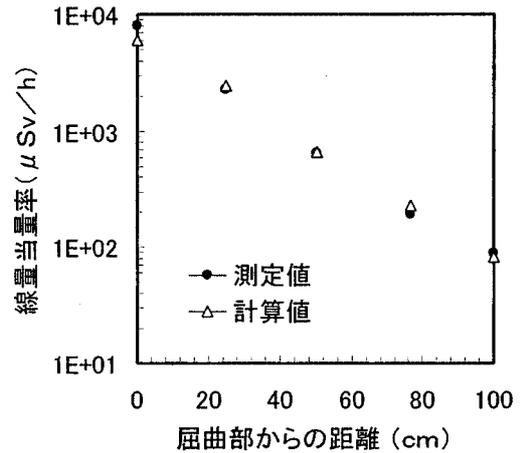


図5.7 コンクリート壁中90度1回屈曲円筒ダクト中性子線量当量率分布に関する実験値とモンテカルロ計算値の比較

不一致があったが、その点に関しては計算に問題はなく、MCNPコードによるモンテカルロ計算には実験値の再現性があることが確かめられた。

以上の検討からストリーミングに関するデータベースを作成するうえで、モンテカルロ計算は信頼性があると結論された。

5.3 データベースの内容

データベースは各種の複雑形状部のストリーミング経路に沿っての線量当量率の相対分布を主なものとしている。線量当量率分布は複雑形状部入口で1に規格化してある。複雑形状部入口の線量当量率計算結果には他の計算点と同様散乱線の寄与も含まれている。従って、入射線のみ線量当量率も別途計算しその比もデータベースに収納した。また、中性子の場合には各計算点ごとに群別線量率の割合も示してある。線量当量率には統計誤差も示してある。データベースに含まれる複雑形状部は現在直円筒ダクト、屈曲円筒ダクト、直スリット、オフセットスリット、90度屈曲スリット、直円環ダクト、及び円環状プラグである。段付き円環ダクトについては壁とプラグの材質の組み合わせがコンクリート-コンクリート、コンクリート-鉄、コンクリート-水、鉄-鉄に対して求めた。以下にバルク部の透過データを含めて各複雑形状部ごとにデータの内容を示す。線源放射線エネルギーはまず、中性子の場合を3群で示し、0.1MeV以上を1群、0.1MeVから0.5eVを2群、0.5eV以下を3群とする。さらに、ガンマ線の群を第4群とする。中性子線源のスペクトルは3群構造においてエネルギーの高い側から核分裂スペクトル、1/Eベクトル、及びマックスウェル分布とする。ガンマ線は1.25MeV単色ガンマ線とする。

表5.4 計算に用いた中性子線量当量換算係数 (JSSTDL 100群構造)

群	上限エネルギー (MeV)	線量当量換算係数 [pSv/(n/cm ²)]	群	上限エネルギー (MeV)	線量当量換算係数 [pSv/(n/cm ²)]
1	1.4918E+01	5.273E+02	51	8.6517E-02	5.335E+01
2	1.3499E+01	4.946E+02	52	6.7379E-02	4.169E+01
3	1.2214E+01	4.717E+02	53	5.2475E-02	3.251E+01
4	1.1052E+01	4.539E+02	54	4.0868E-02	2.540E+01
5	1.0000E+01	4.389E+02	55	3.1828E-02	1.997E+01
6	9.0484E+00	4.258E+02	56	2.4788E-02	1.586E+01
7	8.1873E+00	4.145E+02	57	1.9305E-02	1.280E+01
8	7.4082E+00	4.037E+02	58	1.5034E-02	1.053E+01
9	6.7032E+00	3.906E+02	59	1.1709E-02	8.836E+00
10	6.0653E+00	3.806E+02	60	9.1188E-03	7.723E+00
11	5.4881E+00	3.777E+02	61	7.1017E-03	6.980E+00
12	4.9659E+00	3.853E+02	62	5.5308E-03	6.479E+00
13	4.4933E+00	4.001E+02	63	4.3074E-03	6.160E+00
14	4.0657E+00	4.082E+02	64	3.3546E-03	5.979E+00
15	3.6788E+00	4.009E+02	65	2.6126E-03	5.910E+00
16	3.3287E+00	3.881E+02	66	2.0347E-03	5.930E+00
17	3.0119E+00	3.757E+02	67	1.5846E-03	6.024E+00
18	2.7253E+00	3.667E+02	68	1.2341E-03	6.172E+00
19	2.4660E+00	3.593E+02	69	9.6112E-04	6.223E+00
20	2.2313E+00	3.542E+02	70	7.4852E-04	6.235E+00
21	2.0190E+00	3.535E+02	71	6.8295E-04	6.276E+00
22	1.8268E+00	3.570E+02	72	4.5400E-04	6.344E+00
23	1.6530E+00	3.608E+02	73	3.5357E-04	6.438E+00
24	1.4957E+00	3.614E+02	74	2.7536E-04	6.566E+00
25	1.3534E+00	3.581E+02	75	2.1445E-04	6.696E+00
26	1.2246E+00	3.524E+02	76	1.6702E-04	6.857E+00
27	1.1080E+00	3.448E+02	77	1.3007E-04	7.036E+00
28	1.0026E+00	3.361E+02	78	1.0130E-04	7.222E+00
29	9.0718E-01	3.267E+02	79	7.8893E-05	7.413E+00
30	8.2085E-01	3.161E+02	80	6.1442E-05	7.617E+00
31	7.4274E-01	3.044E+02	81	4.7851E-05	7.834E+00
32	6.7206E-01	2.919E+02	82	3.7267E-05	8.062E+00
33	6.0810E-01	2.786E+02	83	2.9023E-05	8.300E+00
34	5.5023E-01	2.646E+02	84	2.2603E-05	8.546E+00
35	4.9787E-01	2.494E+02	85	1.7603E-05	8.799E+00
36	4.5049E-01	2.334E+02	86	1.3710E-05	9.056E+00
37	4.0762E-01	2.174E+02	87	1.0677E-05	9.317E+00
38	3.6883E-01	2.017E+02	88	8.3153E-06	9.580E+00
39	3.3373E-01	1.866E+02	89	6.4760E-06	9.840E+00
40	3.0197E-01	1.720E+02	90	5.0435E-06	1.009E+01
41	2.7324E-01	1.582E+02	91	3.9279E-06	1.034E+01
42	2.4724E-01	1.452E+02	92	3.0590E-06	1.057E+01
43	2.2371E-01	1.331E+02	93	2.3824E-06	1.078E+01
44	2.0242E-01	1.222E+02	94	1.8554E-06	1.097E+01
45	1.8316E-01	1.124E+02	95	1.4450E-06	1.113E+01
46	1.6573E-01	1.033E+02	96	1.1254E-06	1.126E+01
47	1.4996E-01	9.475E+01	97	8.7642E-07	1.136E+01
48	1.3569E-01	8.682E+01	98	6.8256E-07	1.142E+01
49	1.2277E-01	7.945E+01	99	5.3158E-07	1.144E+01
50	1.1109E-01	6.783E+01	100	4.1399E-07	6.058E+01
				1.0000E-09	

表5.5 1次元Sn法計算に用いた光子線量当量換算係数 (JSSTDL 40群構造)

群	上限エネルギー (MeV)	下限エネルギー (MeV)	線量当量換算係数 [pSv/(photon/cm ²)]
1	1.20E+01	1.40E+01	2.902E+01
2	1.00E+01	1.20E+01	2.565E+01
3	9.00E+00	1.00E+01	2.355E+01
4	8.00E+00	9.00E+00	2.214E+01
5	7.50E+00	8.00E+00	2.084E+01
6	7.00E+00	7.50E+00	1.990E+01
7	6.50E+00	7.00E+00	1.891E+01
8	6.00E+00	6.50E+00	1.791E+01
9	5.50E+00	6.00E+00	1.691E+01
10	5.00E+00	5.50E+00	1.590E+01
11	4.50E+00	5.00E+00	1.488E+01
12	4.00E+00	4.50E+00	1.383E+01
13	3.50E+00	4.00E+00	1.278E+01
14	3.00E+00	3.50E+00	1.168E+01
15	2.50E+00	3.00E+00	1.050E+01
16	2.25E+00	2.50E+00	9.545E+00
17	2.00E+00	2.25E+00	8.845E+00
18	1.75E+00	2.00E+00	8.115E+00
19	1.50E+00	1.75E+00	7.335E+00
20	1.38E+00	1.50E+00	6.712E+00
21	1.25E+00	1.38E+00	6.282E+00
22	1.13E+00	1.25E+00	5.827E+00
23	1.00E+00	1.13E+00	5.347E+00
24	9.00E-01	1.00E+00	4.903E+00
25	8.00E-01	9.00E-01	4.493E+00
26	7.00E-01	8.00E-01	4.066E+00
27	6.00E-01	7.00E-01	3.617E+00
28	5.20E-01	6.00E-01	3.181E+00
29	5.00E-01	5.20E-01	2.930E+00
30	4.00E-01	5.00E-01	2.635E+00
31	3.00E-01	4.00E-01	2.103E+00
32	2.00E-01	3.00E-01	1.493E+00
33	1.50E-01	2.00E-01	1.037E+00
34	1.00E-01	1.50E-01	7.448E-01
35	8.00E-02	1.00E-01	5.677E-01
36	6.00E-02	8.00E-02	5.105E-01
37	4.50E-02	6.00E-02	5.212E-01
38	3.00E-02	4.50E-02	6.572E-01
39	2.00E-02	3.00E-02	9.304E-01
40	1.00E-02	2.00E-02	7.245E-01

中性子あるいはガンマ線フルエンスから線量当量への換算係数は、ICRP publication 51⁵³⁾に記載されたICRU球主軸上1cm深さにおける線量当量 (いわゆる1cm線量当量)への換算係数を用いた。中性子の場合、これをJSSTDLの100群構造の各群内について1/Eスペクトルで平均した値 (表5.4)をモンテカルロ計算、Sn計算ともに用いた。ガンマ線の場合は、Sn計算では同様にJSSTDLの40群構造に変換した値 (表5.5)、モンテカルロ計算ではICRP publication 51に記載されたフルエンスから空気の吸収線量への換算係数と空気の吸収線量から1cm線量当量への換算係数を乗じた値 (表5.6)を用いた。データベースの計算で使用した普通コンクリート壁の元素組成は文献 (54) から引用した。これを表5.7に示す。

5.3.1 バルク部透過

コンクリート壁密度が2.0、2.1及び2.2の3ケースについて透過計算を行った。線源エネルギーは1から4群まで全てについて計算した。入射線は遮蔽壁全面に入射する。入射角度分布は0、15、30、45、60度の平行入射と等

方入射の6種類である。遮蔽体の深さは1.5mである。透過データに関してはANISNとMCNP計算結果がよく一致したので、便宜上ANISNのデータを収納した。

5.3.2 直円筒ダクト

直ダクトに対する計算では図5.8の左側に示すように遮蔽壁の入射面全面に一方向線源を設けた。線源エネルギーは1群から4群まで全て計算した。遮蔽壁の厚さは1.5mとした。ダクト口径としては5、10、20、30、及び40cmを選択した。放射線の入射角度は0、15、30、45、及び60度とした。遮蔽壁の入射面積は入射角度が45度までは1×2mとし、60度の場合は1×3mとした。図5.8では前者の場合の寸法を記載している。同図のようにダクトの配置に関してはダクト軸に対して下方から入射する放射線の寄与を十分考慮できるようなダクト軸が遮蔽壁上端から50cmの位置になるようにした。入射角度が45度の場合

表5.6 ICRP publication 51記載値から求めたICRU球主軸上1cm 深さにおける線量当量換算係数

光子エネルギー (MeV)	1cm線量当量換算係数 [μSv/hr/(photon/cm ² /s.)]
0.01	2.68E-04
0.015	3.05E-03
0.02	3.64E-03
0.03	2.83E-03
0.04	2.21E-03
0.05	1.90E-03
0.06	1.81E-03
0.08	1.91E-03
0.1	2.21E-03
0.15	3.22E-03
0.2	4.25E-03
0.3	6.51E-03
0.4	8.57E-03
0.5	1.04E-02
0.6	1.22E-02
0.8	1.54E-02
1	1.83E-02
1.5	2.49E-02
2	3.05E-02
3	3.98E-02
4	4.78E-02
5	5.56E-02
6	6.26E-02
8	7.65E-02
10	9.09E-02
15	1.27E-01*

* 外挿値

については入射面の寸法が1×3mの場合も計算したが、両者の間に有意な差は見られなかった。従って、本計算で設定した入射面積は十分であると考えられる。以上については線源エネルギーが1群と4群の場合に対しコンクリート密度が2.0及び2.1と変化した場合の線量当量率も計算した。直ダクトの場合は図5.8の右側に示したように設置角度 θ_d が30、45、60度の場合についても計算した。この場合線源の角度分布は入射面に垂直方向に一樣な平行面線源と等方面線源の2種類とした。すでに図4.5に示したように点線源と面線源では線量当量率分布に多少の差が現れ、面線源の場合は点線源より約20%小さい値となっている。従って面線源に対する関数を用いるとストリーミングを多少過少する傾向にあるので線源によっては補正する必要がある。このため、線源エネルギーが1群と4群の場合について点線源の計算を行った。

表5.7 ストリーミングデータベースの計算に用いた普通コンクリート材質組成

元素	原子個数密度 (atoms/barn/cm)
H	7.170E-03
O	3.900E-02
Na	1.100E-03
Mg	1.140E-03
Al	3.102E-03
Ai	1.179E-02
S	3.756E-05
K	4.621E-04
Ca	3.261E-03
Ti	2.390E-04
Fe	1.154E-03
密度 2.2 g/cm ³	

線源はダクト軸に対し0、15、30、45及び60度方向にダクト入口から1、2及び4mの位置に設置した。ただし、0度方向の場合のみは線源が入口あるいは入口から3mの位置にある場合も計算した。ダクト口径は10、20及び30cmと変化させた。これらの計算の他、ダクトの壁に鋼製のライナーが施されている場合についてのデータを求めた。線源は1群から4群とし、入射角度分布は等方と45度平行入射とした。ダクト口径は5から40cmまでに対して計算した。ライナーの厚さは2、6及び10mmとした。ただ

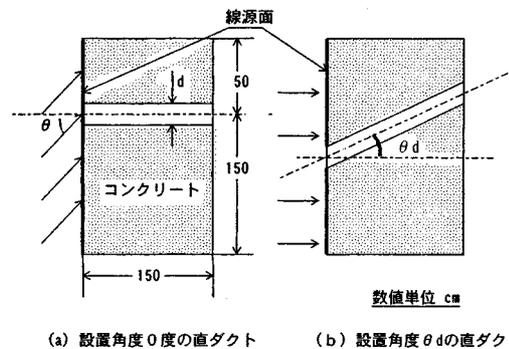
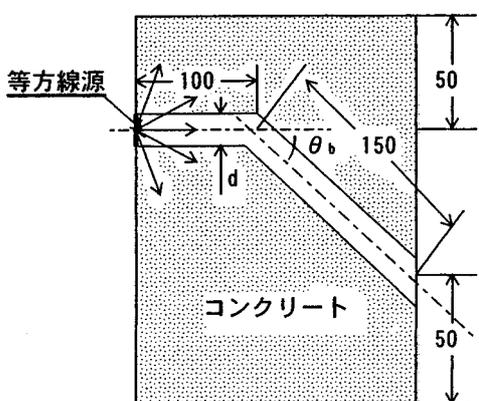


図5.8 モンテカルロ計算における直ダクト計算体系の例

し、ダクト口径が20cmの場合にはライナーの厚さが4及び8mmの場合についても計算した。

5.3.3 屈曲円筒ダクト

1回屈曲ダクトの場合、ダクトの屈曲角度としては30、45、60、90度を選択した。ダクト口径は直ダクトの場合と同じである。これらに対しストリーミング線量減衰関数として $B_j(d, \theta, Y)$ 及び $C_j(d, Y)$ 、透過線量減衰関数 $P_j(T_1)$ を計算する必要がある。このうち B_j は屈曲部へ入射する放射線の特性、すなわちこれを決定する線源分布と第1脚の長さに影響されることは明らかである。しかし線源分布に関しては、遮蔽壁全面に放射線を入射させた場合モンテカルロ計算において現実的な計算時間で十分な統計精度を得ることは難しい。また、第1脚が短すぎると式(196)の右辺第2項及び3項で示される透過



数値単位 cm

図5.9 モンテカルロ計算における屈曲ダクト計算体系の例

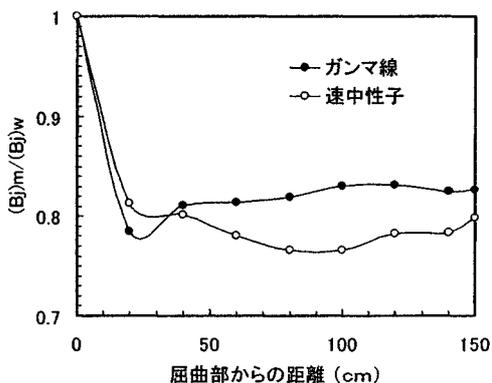


図5.10 直径20cmの45度屈曲円筒ダクトにおいて等方線源が入口部のみに分布している場合と入口面全面に分布している場合のダクト軸上線量当量率相対分布 $(B_j)_m$ と $(B_j)_w$ の比。

線の影響が大きくなる。以上から、本計算では図5.9に示すように線源は第1脚入口面内のみ分布させた。また、第1脚の長さは100cmに固定した。図5.10に第2脚部のストリーミング線量減衰関数として等方線源を第1脚入口面内のみ分布させた場合の $(B_j)_m$ と入射面全面に分布させた場合の $(B_j)_w$ の比を示す。ただし、ダクト口径は20cm、屈曲角度は45度である。屈曲部からダクト口径と等しい距離程離れると $(B_j)_m$ は $(B_j)_w$ より約20%小さくなるがそれ以上離れても両者の比はほぼ一定である。第2脚中の線量当量率は屈曲部の壁に分布する放射線の強度と角度分布がわかれば直視法で計算できる。直視法によればある程度線源から距離が離れると、線量当量率の減衰は線源の角度分布によるといえる。またその絶対値は線源面積に比例する。線源を入射面全面に分布させた場合の方が線源面積が広くなることは明らかであり、これより、 $(B_j)_m$ と $(B_j)_w$ の差は線源面積の差による可能性が大きい。すなわち、第1脚が100cmでも、まだ透過線の影響がかなりあると考えられる。この場合は式(196)の右辺第2項、第3項で吸収できる可能性がある。関数 $C_j(d, Y)$ は直ダクトの入射面全面に等方線源があるとして計算したものを使用する。関数 $P_j(T_1)$ は透過計算で決定した。

5.3.4 直、オフセット及び屈曲スリット

直スリットの場合、線量減衰関数は線源は1群から4群の全てについて計算した。計算体系の取り方は原則として直円筒ダクトの場合と同様で、遮蔽壁の厚さは1.5mとし、放射線の入射角度は0、15、30、45、及び60度とした。スリット巾は0.5、1、2、4及び10cmを選択した。以上については線源エネルギーが1群と4群の場合に対しコンクリート密度が2.0及び2.1と変化した場合の線量当量率も計算した。ただし、空隙巾が10cmの場合は除いた。また、入射角度も0度と15度の場合は除いた。スリットの壁に鋼製のライナーが施されている場合については線源が1群から4群について計算した。この場合、入射角度分布は等方と45度平行入射とし、スリット巾は0.5から10cmまでに対して計算した。ライナーの厚さは5mmと10mmとした。

オフセットスリットに関しては線源が1群と4群についてのみ計算した。線源は入口部の内部にのみ分布させ、その角度分布は等方のみとした。第1脚の長さは100cmである。スリット巾は1、2、4及び10cmとした。スリット巾をdとすると、オフセットはd、2d及び4dとした。

屈曲スリットは屈曲角度が90度の場合についてのみ計算した。線源は1群と4群で入口面内に分布する等方線源である。第1脚の長さは100cmである。スリット巾は1、2、4及び10cmとした。

5.3.5 直円環ダクトと段付き円環プラグ

直円環ダクトの場合、壁物質がコンクリートに対しプラグの材質をコンクリート、鉄、水と変化させてデータを作成した。また、プラグ、壁物質共に鉄の場合について計算した。線源は1群と4群である。線源の角度分布は等方と45度平行入射の2種類とした。円環状の空隙部の中は1、2及び4cmとした。円環の外半径は壁、プラグ共コンクリートの場合は10、20、30及び40cmとし、その他の場合は10、15、20cmとした。壁あるいはプラグがコンクリート又は水の場合は厚さ5mmの鋼製ライナーで被覆した。段付き円環ダクトの場合は壁、プラグ共厚さ5mmの鋼製ライナーで覆われたコンクリートである。線源は入口面全面に分布する1群あるいは4群の等方線源である。第1脚、第2脚とも長さは50cmである。第1脚の外半径は10、20、30及び40cmで内半径はそれぞれ1cmあるいは2cm小さい。すなわち空隙巾 d は1cm又は2cmである。空隙部の半径は第1脚より第2脚の方が大きく、そのオフセットは $2d$ である。例えば、第1段の外半径が10cmの場合、空隙巾が1cmであると第1段の内半径は9cm、第2段の外半径は12cmで内半径は11cmである。

5.4 ストリーミング線量減衰関数の計算結果と考察

最初に厚さ1.5mのコンクリート壁透過中性子線量当量率分布を0~60度の平行入射の場合と等方線源の場合について図5.11に示す。入射線は速中性子である。計算はANISNによるものである。MCNPによる計算も実施したが、両者はよく一致した。入射面からの距離が20cm以上では入射条件によらず減衰傾向はほぼ等しくなっている。図5.12には1.25MeVのガンマ線が入射した場合の同様の結果を示す。ガンマ線の場合は入射角度により減

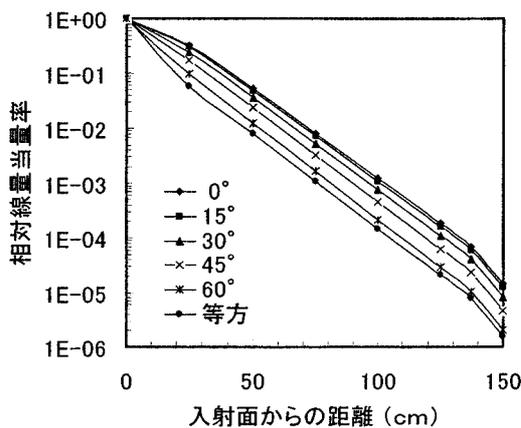


図5.11 厚さ1.5m、密度2.2g/cm³の普通コンクリート壁透過中性子線量当量率分布。入射線は速中性子で0~60度平行入射あるいは等方入射条件でANISNによる計算値である。

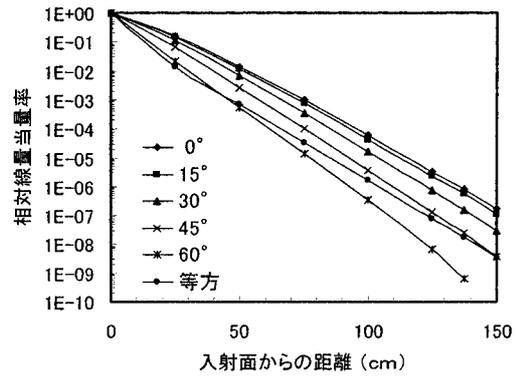


図5.12 厚さ1.5m、密度2.2g/cm³の普通コンクリート壁透過ガンマ線線量当量率分布。入射線は1.25MeVのガンマ線で0~60度平行入射あるいは等方入射条件でANISNによる計算値である。

衰傾向が異なっており、入射角度60度では150cmの位置での結果が負になった。しかし、MCNPの結果と比較すると60度以外ではよく一致している。それ故ANISN結果からは60度入射の結果のみを削除することにした。ガンマ線の場合は減衰率が中性子に比べ大きく、ストリーミングにおける透過成分の寄与が中性子に比べ少なくなることが予測される。

以下にMCNPによる直円筒ダクトに対して放射線が平行入射した場合のダクト軸上の相対的な線量当量率分布を示す。計算パラメータは口径が5、10、20、30、40cmの5種類、入射角度が0、15、30、45、60度の5種類とした。なお、同じ口径のダクトに対し入射面全面に設置した等方線源の計算も行ったが、これは屈曲ダクトの透過成分によるストリーミング線量減衰関数 C_j に対応するものである。図5.13に口径20cmのダクトに速中性子、中速中性子、熱中性子、ガンマ線がそれぞれ45度方向から入

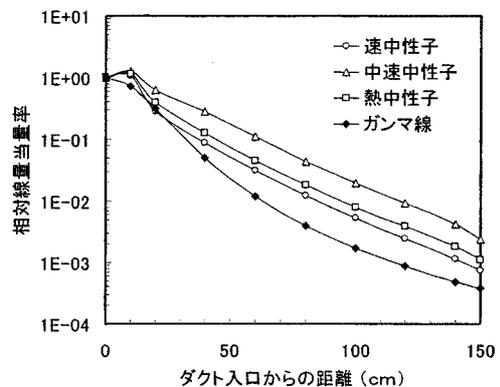


図5.13 普通コンクリート壁中の直円筒ダクトに対する各種放射線のストリーミング線量減衰関数。ダクト直径20cm、入射角度45度。

射した場合のものを示す。入口から150cmでの減衰率は中速中性子の場合が最も小さく、ガンマ線の場合が最も大きい。速中性子と熱中性子の減衰率はその中間でほぼ等しい。中性子の場合には入口からダクト直径程度入ると減衰率は入射エネルギーに依らずほぼ一定となるが、ガンマ線の場合の減衰率は最初大きく、だんだんと緩やかになってくる。入射線が速中性子とガンマ線の場合のストリーミング線量減衰関数のダクト口径依存性を図5.14及び5.15にそれぞれ示す。入射角度は45度である。いずれの場合も線量減衰率のダクト口径あるいはダクト切り口面積依存性が見られる。同じ入射放射線に対してダクト口径が20cmの場合のストリーミング線量減衰関数の入射角度依存性を図5.16、及び5.17にそれぞれ示す。ガンマ線の場合に比べ速中性子の場合の入射角度依存性は小さく、特に角度が30度から60度での変化は小さい。図5.18には速中性子が口径20cmのダクトに45度平行入射した場合の中性子各群の線量当量率の割合を示す。口径

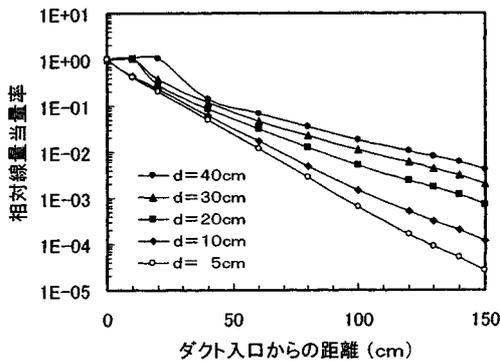


図5.14 普通コンクリート壁中の直円筒ダクトに対するダクト口径(図中のd)依存のストリーミング線量減衰関数。入射放射線は速中性子、入射角度は45度である。

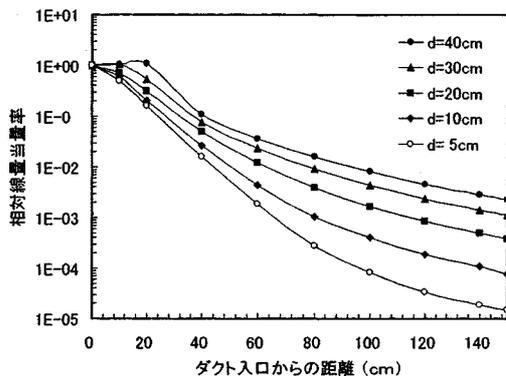


図5.15 普通コンクリート壁中の直円筒ダクトに対するダクト口径(図中のd)依存のストリーミング線量減衰関数。入射放射線は1.25MeVガンマ線で入射角度は45度である。

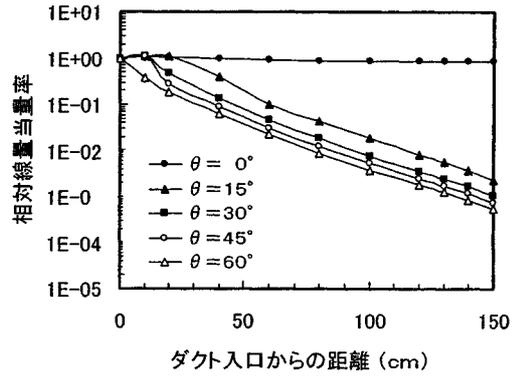


図5.16 普通コンクリート壁中の直円筒ダクトに対する入射角度(図中の θ)依存のストリーミング線量減衰関数。入射放射線は速中性子で、ダクト直径は20cmである。

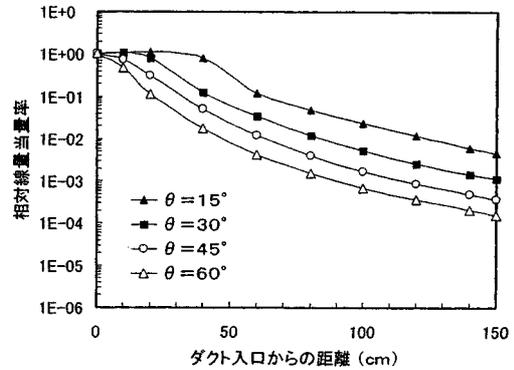


図5.17 普通コンクリート壁中の直円筒ダクトに対する入射角度(図中の θ)依存のストリーミング線量減衰関数。入射放射線は1.25MeVのガンマ線で、ダクト直径は20cmである。

20cmの場合は、45度平行入射の場合でも2群及び3群の線量の寄与は合わせても高々10%程度である。図5.19に同じ入射条件でダクト口径を変化させた場合の1群の線量割合を示す。口径が小さいほど2、3群の寄与が大きくなるが、それでも高々20%程度である。口径20cmの場合で速中性子の入射角度を変化させた結果を図5.20に示す。入射角度が大きい程2、3群の寄与は大きくなるが、口径20cmの場合その割合はそれほど多くはない。

次に屈曲直円筒ダクトに対してダクト軸上の線量当量率分布の計算結果を示す。計算は直ダクトと同じ口径のダクトに対し行った。屈曲角度としては30、45、60、90度の4種類とした。第1脚の長さは100cmに固定し、等方線源を第1脚入口面内のみ分布させた。ストリーミング線量減衰関数 B_2 は以下に示す各図に示された第2脚中の線量当量率値を屈曲部すなわち入口から100cmでの

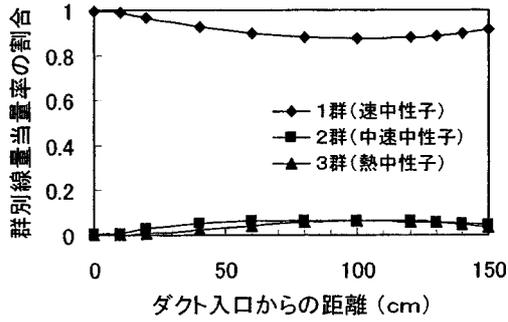


図5.18 速中性子が口径20cmのダクトに45度平行入射した場合の中性子各群の線量当量率の割合

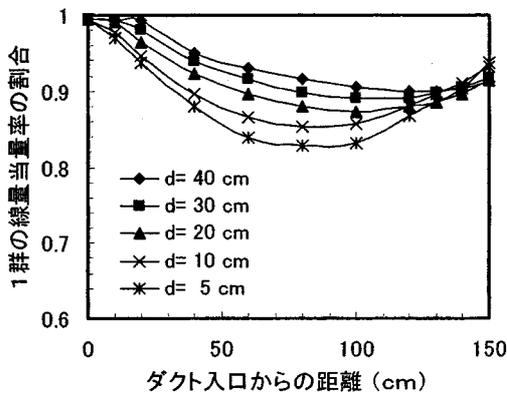


図5.19 速中性子が口径dのダクトに45度平行入射した場合の1群(速中性子)の線量当量率の割合

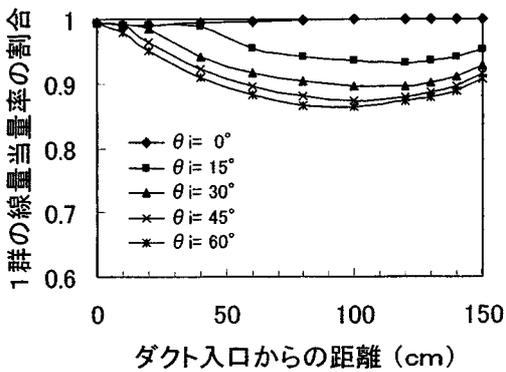


図5.20 速中性子が口径20cmのダクトに入射角度 θ で平行入射した場合の1群(速中性子)の線量当量率の割合

線量当量率の値で割ったものである。図5.21に口径20cmの90度屈曲ダクトに速中性子、中速中性子、熱中性子、ガンマ線が入射した場合の結果を示す。入射線が中速中性子と熱中性子の場合の線量当量の減衰傾向は第1脚、第2脚中共ほほぼ一致し、屈曲部から第2脚出口までの減

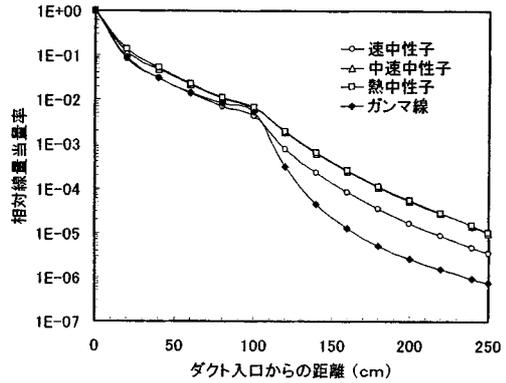


図5.21 普通コンクリート壁中の90度屈曲円筒ダクトに対する各種放射線のストリーミング線量減衰関数の比較。ダクト直径は20cm、入射放射線は速中性子、中速中性子、熱中性子、及び1.25MeVのガンマ線である。

衰率 $B_j(d, \theta, Y)$ は最も小さい。入射線が速中性子の場合、減衰率がそれほど大きくないのは屈曲部等で発生した低エネルギー中性子による寄与が大きいためであると考えられる。ガンマ線の場合が減衰率が大きい。入射線が速中性子とガンマ線の場合のストリーミング線量減衰関数ダクト口径依存性を図5.22及び5.23にそれぞれ示す。屈曲入射は90度である。いずれの場合も直ダクトと同じような線量減衰率のダクト口径あるいはダクト切り口面積依存性が見られる。同じ入射放射線に対してダクト口径が20cmの場合のストリーミング線量減衰関数の屈曲角度依存性を図5.24及び5.25にそれぞれ示す。ガンマ線の場合に比べ速中性子の場合の屈曲角度依存性は小さく、特に角度が45度から90度での変化は小さい。口径20cmの90度屈曲ダクトの入り口面内に速中性子の等方線源がある場合、ダクト中の中性子各群の線量当量率の割合を図5.26に示す。線源が入口面内だけに存在しているため第1脚終端部までは直視成分が支配的で2、3群の減速成

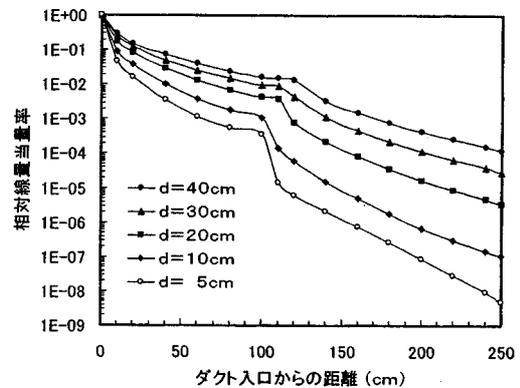


図5.22 普通コンクリート壁中の90度屈曲円筒ダクトに対する口径(図中のd)依存のストリーミング線量減衰関数。入射放射線は速中性子である。

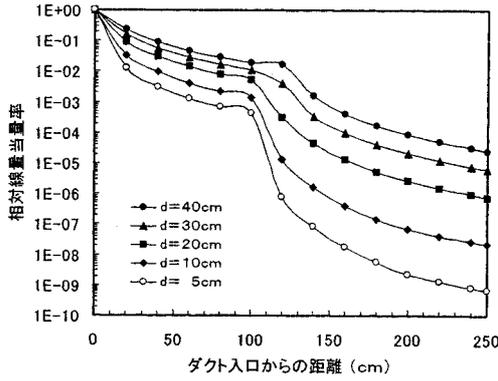


図5.23 普通コンクリート壁中の90度屈曲円筒ダクトに対する口径(図中のd)依存のストリーミング線量減衰関数の比較。入射放射線は1.25MeVのガンマ線である。

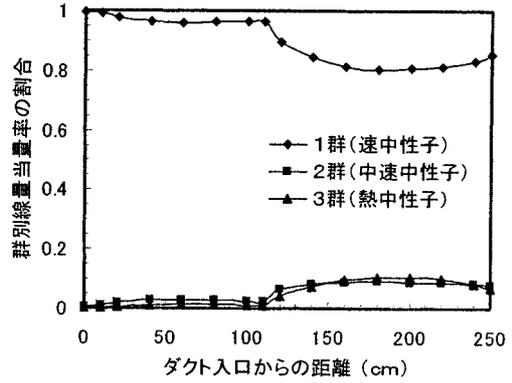


図5.26 口径20cmの90度屈曲ダクトの入り口面内に速中性子の等方線源がある場合、ダクト中の中性子各群の線量当量率の割合

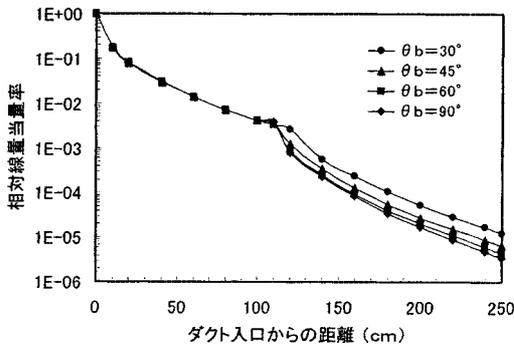


図5.24 普通コンクリート壁中の屈曲円筒ダクトにおける屈曲角度(図中の θ_b)依存のストリーミング線量減衰関数。ダクト直径は20cmで入射放射線は速中性子である。

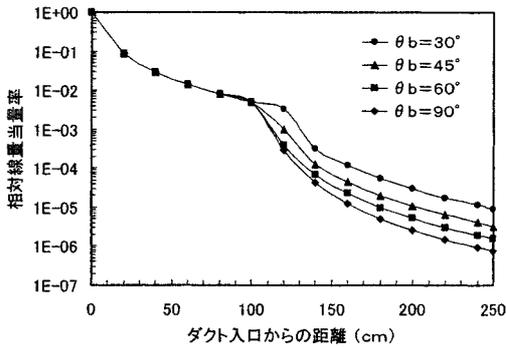


図5.25 普通コンクリート壁中の屈曲円筒ダクトに対する屈曲角度(図中の θ_b)依存のストリーミング線量減衰関数。ダクト直径は20cm、入射放射線は1.25MeVのガンマ線である。

分は少ない。屈曲後は減速成分が合わせて20%程度になっている。同様の条件でダクトの口径のみを変化させた結果を図5.27に示す。第2脚部の線量当量率の割合の変化は斜め入射の直ダクトの場合(図5.19参照)と似ている。同様に、口径を20cmと保って、屈曲角度を変化させた場合の結果を図5.28に示す。この場合も直ダクトの入射角度を変えた場合(図5.20参照)と同様の変化をする。

次に直円筒ダクトの計算の際に必要なコンクリート密度に関する補正を行うためのデータを示す。計算は口径10~30cmの直ダクトに対して密度を2.0、2.1及び2.2と変えて行った。図5.29に入射条件が45度平行入射の場合について密度2.2の場合の相対線量当量率に対する他の密度の場合の相対線量当量率の比を示す。密度が小さい方がまた、ダクト口径が小さい方が補正が大きい。補正の大きさは入射角度が変化しても大きくは変わらない。通常はコンクリート密度は2.1程度までを考えればよいので、口径10cmまでのダクトでは補正は高々20%程度と考えられる。

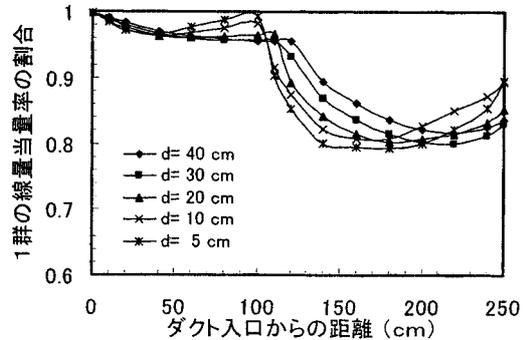


図5.27 速中性子の等方線源がダクト入り口面内にある場合の口径dの90度屈曲ダクト内の1群(速中性子)の線量当量率の割合

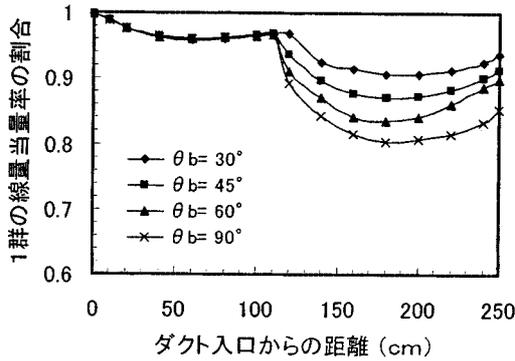


図5.28 速中性子の等方線源がダクト入口面内にある場合の口径20cm、屈曲角度 θ_b の屈曲ダクト内の1群(速中性子)の線量当量率の割合

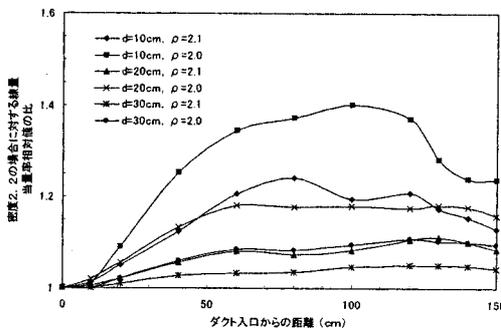


図5.29 速中性子が入射角度45度で平行入射する場合、コンクリート壁の密度が $2.2\text{g}/\text{cm}^3$ の場合の口径dのダクト軸上相対線量当量率に対する他の密度の場合の相対線量当量率の比

以下にその他の複雑形状部に対する計算例を示す。図5.30にスリット巾dcmの直スリットに速中性子が45度平行入射した場合のスリットに沿った線量当量率分布を示す。図5.31にはスリット巾0.5cmの直スリットに速中性子が入射角度 θ_i で平行入射した場合のスリットに沿った線量当量率分布を示す。図5.32及び5.33にはオフセットスリットの線量当量率分布を示す。前者はスリット巾dが1cm、後者はスリット巾が4cmのばあいである。スリットの前段の入口面内には速中性子の等方線源をおいた。オフセットTは1d、2d、4dについて計算した。同図はオフセットの十分な効果を得るにはオフセットが2d以上必要であることを示している。図5.34には90度1回屈曲スリットにおける速中性子分布を示す。線源は等方線源でスリット入口に分布させてある。スリット巾は1~10cmの間で変化させた。1.25MeVガンマ線線源に関する同様の結果を図5.35に示す。屈曲部における減衰はガンマ線の方が大きく、そのため全体の減衰もガンマ線の方が大

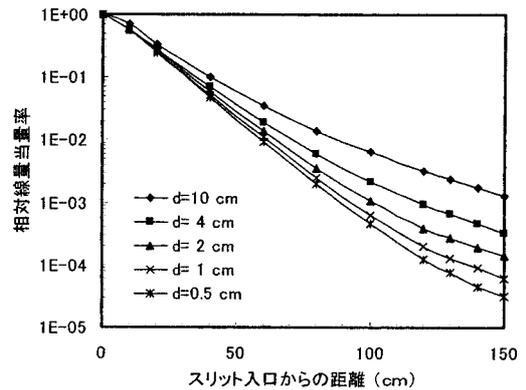


図5.30 スリット巾dの直スリットに速中性子が45度平行入射した場合の線量当量率分布

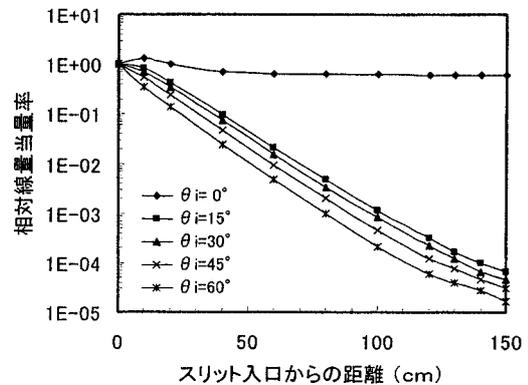


図5.31 スリット巾0.5cmの直スリットに速中性子が入射角度 θ_i 度で平行入射した場合の線量当量率分布

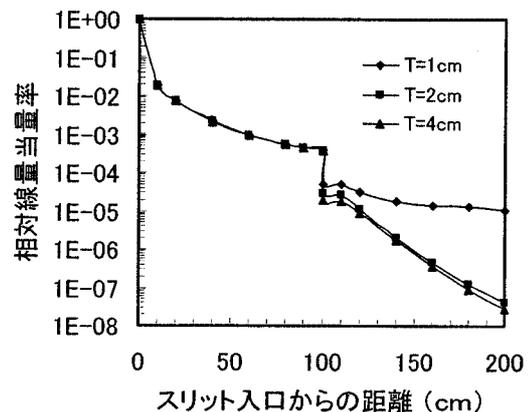


図5.32 スリット巾1cmのオフセット・スリットの入口面内に速中性子の等方線源がある場合の線量当量率分布

きい。図5.36には外径40cmの円環直ダクト中合の中性子線量当量率分布を示す。壁物質、プラグ共にコンクリートである。線源は速中性子で入射面全面に45度平行入射する。各計算値は円環状空隙面全面で平均した線量当量

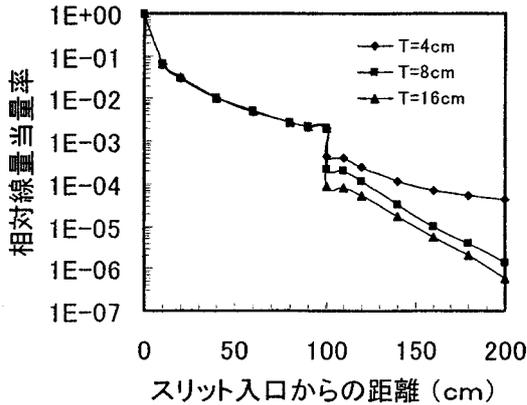


図5.33 スリット巾4cmのオフセット・スリットの入口面内に速中性子の等方線源がある場合の線量当量率分布

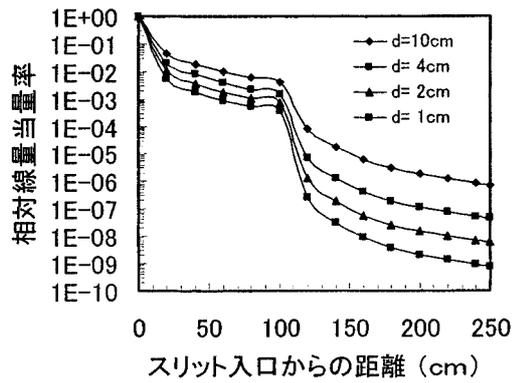


図5.35 スリット巾dの90度U屈曲スリットの入口面内に1.25MeVのガンマ線の等方線源がある場合の線量当量率分布

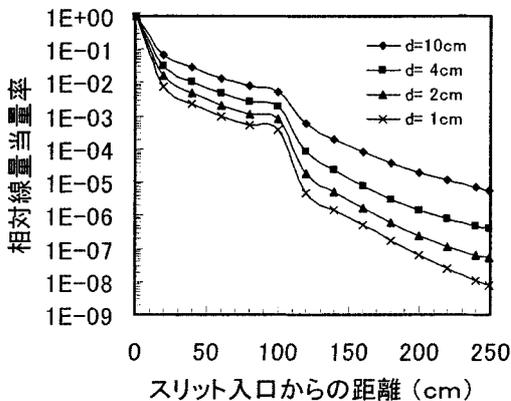


図5.34 スリット巾dの90度U屈曲スリットの入口面内に速中性子の等方線源がある場合の線量当量率分布

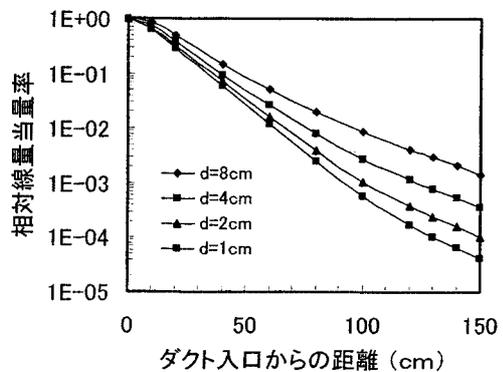


図5.36 外径40cmの直円環ダクト中の中性子線量当量率分布。線源は45度全面平行入射の速中性子、遮蔽壁、プラグとも普通コンクリートである。

率である。空隙巾が1cmの場合、ダクト入口から140cm以降でf.s.d.が10%を超えるが他の空隙巾の場合の分布と比較すると同様の減衰をしており容認できる結果といえる。

6. 成果のまとめと今後の問題点

本研究ではまずこれまで複雑形状部遮蔽設計において使用されている放射線ストリーミング簡易計算法の調査を行うと共にそれらの問題点を明らかとした。すなわち、従来の計算式は入射放射線の方向性やエネルギーあるいは放射線と壁物質との相互作用に対するの考慮が不十分で、実際的な線源と複雑形状部の位置関係を考慮すると信頼して適用できるような計算式がほとんどないことを示した。そのため各式の適用範囲、精度が明らかとされておらず設計において過大な安全裕度を取らざるを得なかった。そこで本研究では実際的な斜め入射条件におけ

る普通コンクリート遮蔽壁中の複雑形状部遮蔽壁中をストリーミングする放射線の簡易計算法を開発した。方法は原理的には各エネルギー、入射方向の放射線成分に対しストリーミング線量減衰関数を求め、これを加え合わせるものである。従って、計算精度はこれらの関数の精度に主に依存する。関数はモンテカルロ計算で求めデータベースの形にまとめた。計算の信頼性はガンマ線については実験により、中性子については実験及びSn計算との比較により確かめた。ストリーミング減衰関数は円筒ダクト、スリット、円環ダクト等の体系において核分裂スペクトルの速中性子、1/Eスペクトルの中速中性子、マックスウエル分布の熱中性子、及び1.25MeVのガンマ線に対し求められた。コンクリート密度変化、鋼製ライナーの影響等も補正できるようデータを準備した。今後は、開発した計算法を計算プログラム化し、実際の設計計算に役立てることが必要である。これらのことを行うことにより線源から放射される中性子及び1次ガンマ線

のストリーミング計算に関する計算の信頼性が向上すると考えられる。

今後残された問題として以下のようなものがある。すなわち、ストリーミング中性子が遮蔽壁物質と相互作用した結果発生する二次的ガンマ線による線量の評価、ダクト等の出口からある程度距離の離れた線量評価点での計算を行うため、ダクト等の出口からでたストリーミング放射線の評価点までの空間伝播の評価、配管等が遮蔽壁を部分的に貫通している場合の遮蔽欠損効果の評価、多孔ダクトやスクリュダクト等特に複雑な形状におけるストリーミングや配管に巻かれる保温材等の特殊な材料の遮蔽効果の評価等である。これらについては平成13年度からの特別研究である「複雑形状部ストリーミング安全評価手法に関する研究」の中で研究し、評価方法を開発していく予定である。

参考文献

- 1) Krueger, F. W., Michaelis, U. E. : Radiation Transport Through Ducts and Voids in Shields, ORNL-tr-815, (1965).
- 2) 小佐古 敏荘(編) : 核燃料施設安全ガイド資料 Q&A編, JAERI-Review 96-002, (1996).
- 3) Hungerford, H. E. : Fast Reactor Technology : Plant Design, Chap. 8, The M.I.T. Press, (1966).
- 4) 三浦 俊正他 : 複雑形状部遮蔽設計における放射線ストリーミング簡易計算法, JAERI-Tech 97-052 (1997).
- 5) 日本原子力学会 : 「原子力施設等での遮蔽安全性評価手法及びデータの調査」(日本原子力研究所委託調査研究報告書) (1997).
- 6) Selph, W. E., Claiborne, H. C. : Methods for Calculating Effects of Ducts, Access Ways, and Holes in Radiation Shields, ORNL-RSIC-20, (1968).
- 7) Selph, W. E. : Reactor Shielding for Nuclear Engineers, TID-25951, Chap.7, (1973).
- 8) Price, B. T. et al. : Radiation Shielding, Pergamon Press, (1957).
- 9) Jaeger, R. G. (Editor) : Engineering Compendium on Radiation Shielding, Vol. I, Chap. 8, Springer-Verlag, (1968).
- 10) Paratte J. M. : Study of the Neutron Distribution in Bent Air Ducts in a Water Shield, AERE-R 5773, Vol. 3/5, p.627 (1968).
- 11) Channon F.R. : Thermal Neutron Behavior in Shield Ducts, AERE - R 5773, Vol. 3/5, p.710 (1968).
- 12) 兵藤 知典 : 放射線遮蔽入門(第2版), 産業図書, (1979).
- 13) Profio, A. E. : Radiation Shielding and Dosimetry, John Wiley, (1979).
- 14) Miura, T. : Nucl. Sci. Eng., 102, 191 (1989).
- 15) 日本原子力学会 : 中性子遮蔽設計ハンドブック, (1993).
- 16) Fisher E. : Nucl. Sci. Eng., 1, 222 (1956).
- 17) Simon, A., Clifford, C. E. : Nucl. Sci. Eng., 1, 156 (1956).
- 18) Chase, D. M. : Reactor Handbook, 2nd Ed., Vol. III, part B, Chap. 12, Interscience Publishers (1962).
- 19) Rockwell, T. (Editor) : Reactor Shielding Design Manual, Chap. 8, McGraw-Hill Book Company, Inc., (1956).
- 20) Shindo, M. et al. : Nucl. Sci. Eng., 27, 450 (1967).
- 21) Goldstein, H. : Fundamental Aspects of Reactor Shielding, Addison - Wesley Publishing Co., (1959).
- 22) Piercey, D. C. : The Transmission of Thermal Neutrons Along Air Filled Ducts in Water, AEEW-R70, (1962).
- 23) Canali, U. et al. : Neutron Propagation through Straight and Bent Cylindrical Ducts, AERE-R 5773, Vol. 3/5, p.657 (1967).
- 24) Wijker, H. : A Simple Approximate Formula for Gamma Streaming Through Narrow Airfilled Offset penetrations Through Reactor Shields, AERE-R 5773, Vol. 3/5, p.755 (1967).
- 25) DIN Deutsches Institut fur Normung e.V. : DIN 25427, (1977), Beuth Verlag.
- 26) 日本原子力学会 : ガンマ線遮蔽設計ハンドブック, (1988).
- 27) Miura, T., Sasamoto, N. : Nucl. Sci. Eng., 83, 333 (1983).
- 28) Horton, C. C. : Nucl. Sci. Eng., 6, 525 (1959).
- 29) Aalto, E., Krell, Å. : Nucl. Sci. Eng., 27, 433 (1967).
- 30) Yamaji, A. : Paper Ship Res. Inst., 26, [6] (1989).
- 31) 伊藤 泰義 : アルベド法による屈曲ダクト放射線ストリーミング線量計算コードDUCT79とその精度, 船舶技術研究所報告, 24 [4], 297 (1987).

- 32) Chilton, A. B., Huddleston, C. M. : Nucl. Sci. Eng., 17, 419 (1963).
- 33) Song, Y. T., Huddleston, C. M., Chilton, A. B. : Nucl. Sci. Eng., 35, 401 (1969).
- 34) Maerker, R. E., Muckenthaler, F. J. : Nucl. Sci. Eng., 22, 455 (1965).
- 35) Shin, K. : J. Nucl. Sci. Technol., 25, 8 (1988).
- 36) Shin, K. : J. Nucl. Sci. Technol., 26, 1067 (1989).
- 37) 林 克己他：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, JEARI-M 91-013, (1991).
- 38) Selph, W. E. : Neutron and Gamma-Ray Albedo, ORNL-RSIC-21, (1968).
- 39) Coleman, W. A. et al. : Nucl. Sci. Eng., 27, 411 (1967).
- 40) Maerker, R. E., Muckenthaler, F. J. : Nucl. Sci. Eng., 26, 339 (1966).
- 41) Chilton, A. B. et al. : Trans. Am. Nucl. Soc., 8, 656 (1965).
- 42) Simmons, G. L. : The SAI/EPRI Albedo Information Library, EPRI NP-1017, (1979).
- 43) Cowan, P. et al. : ARCAS-A Facility for the Validation of Improved Gamma-Ray Shielding Methods, Proc. 7th Int. Conf. Rad. Shielding Vol. I, p.164 (1988).
- 44) 関口 晃・内藤 俣孝(編)：再処理施設の放射線遮蔽安全ガイド資料, JAERI-M 86-060, (1986).
- 45) 松本 誠弘：放射線ストリーミング簡易計算法の提案, 日本原子力学会秋の大会, 予稿集 A46 (1997).
- 46) Briesmeister, J. F. (ed.) : LA -12625- M, (1993).
- 47) ibid., for version 4B (1997).
- 48) Kosako, K., et al. : AERI-DATA-CODE-94-20, (1994).
- 49) Engle, W. W. Jr. : K-1693, (1967).
- 50) Hasegawa, A. : Proc. Int. Conf. Nucl. Data for Sci. and Technol., p. 232 (1992).
- 51) Emmett, M. B., et al. : ORNL/TM-11778 (1992)
- 52) Miura, T., et al. : Paper Ship Res. Inst., 24, 117 (1987)
- 53) ICRP Publication 51 (1987)
- 54) 「放射線挙動工学」研究専門委員会：「中性子遮蔽設計ハンドブック」, 日本原子力学会 p.415 (1993).
- 55) 三浦 俊正他：改良船用炉MRXの中性子検出器案内管部遮蔽解析, JAERI-Tech 98-030 (1998).
- 56) 日本原子力学会：「原子力施設等での遮蔽安全性評価手法及びデータの調査 (V)」(日本原子力研究所委託調査研究報告書) (2000).
- 57) 三浦 俊正他：コンクリート壁円筒ダクトガンマ線ストリーミング簡易計算法, 日本原子力学会春の年会 要旨集 D21 (1999).
- 58) 三浦 俊正他：円筒ダクトストリーミング放射線簡易計算コードの開発, 日本原子力学会年会秋の大会 予稿集 C10 (2000).
- 59) 三浦 俊正他：複雑形状部放射線ストリーミング簡易計算法とデータベース, 船舶技術研究所研究発表会講演集 85 (2000).
- 60) Miura, T., et al. : J. Nucl. Sci. Technol. Supplement 1 p.660 (2000).

図表一覧表

- 図 1.1 複雑形状部（2回屈曲ダクト）におけるストリーミング放射線
- 図 1.2 いろいろなストリーミング防止対策³⁾
- 図 2.1 ストリーミング成分の分類法1 (a) 直接線、(b) アルベド直接線、(c) 漏洩線、(d) アルベド漏洩線
- 図 2.2 ストリーミング成分の分類法2 (a) 直接線、(b) アルベド線、(c) 漏洩線
- 図 2.3 1回反射のアルベド成分計算体系
- 図 2.4 平面線源に直円筒ダクト
- 図 2.5 各種の線源と円筒ダクトの組み合わせ体系⁹⁾
- 図 2.6 遮蔽体を部分的に貫通するダクト^{1,8)}
- 図 2.7 平面線源に対する屈曲ダクト
- 図 2.8 Wijker の式の各記号番号の関係と記号の意味^{2,4)}
- 図 2.9 断面積が $W \times H$ の矩形屈曲ダクト
- 図 2.10 円環ダクトと計算点からの線源面直視面積
- 図 2.11 平面線源に矩形ダクト（スロット）
- 図 2.12 線源依存の減衰係数⁹⁾
- 図 2.13 オフセット状空隙部での中性子漏洩経路³⁾
- 図 2.14 段付き円環ダクト（プラグ）での中性子漏洩経路
- 図 2.15 オフセットスロット
- 図 2.16 ヘリカルダクト^{2,8)}
- 図 2.17 2回転ねじれたプラグの写真^{2,9)}
- 図 2.18 2回屈曲ダクトに対する補償遮蔽体の形状と寸法を決定するラインの例
- 図 3.1 従来の主な簡易式のダクト配置と実際のダクト配置
- 図 3.2 ダクト前方の壁等の散乱体によるストリーミング
- 図 3.3 ダクト屈曲部を通過するストリーミング放射線の代表的な散乱経路
- 図 3.4 2回屈曲ダクトの第3脚部ストリーミング放射線の線源（②の透過放射線が線源として重要）
- 図 3.5 ダクト後部に壁がある場合、ダクト軸から離れた位置での線量率の計算
- 図 3.6 他の配管からの漏れ込み（①、②の経路が重要）
- 図 4.1 斜め入射体系
- 図 4.2 直径 20 cm 直円筒ダクトが設置された遮蔽壁全面に 1.25 MeV のガンマ線が入射角度 θ_i で平行入射した場合のダクト軸上の線量当量率分布。また、等方線源に対する直視式による分布も示す。
- 図 4.3 1.25 MeV のガンマ線が入射角度 45 度で普通コンクリート中円筒ダクトに平行入射した場合のリップ効果。 D_{in} 、 D_{out} はそれぞれダクト入口及びダクト入口外側の入射面を通過して計算点に到達したガンマ線による線量
- 図 4.4 直径 20 cm の直円筒ダクトにガンマ線が入射角度 45 度で平行入射した場合におけるダクト軸上線量当量率分布の入射ガンマ線エネルギー依存性。

- 図 4.5 円筒ダクト入口からダクト軸に対して 45 度方向で 2 m の距離にある点線源と入射角度 45 度で平行入射する線源に対するダクト軸上の線量当量率分布の比較。線源は 1.25 MeV のガンマ線。
- 図 4.6 1 回屈曲円筒ダクト体系図と屈曲部に到達する放射線の成分。(a) は第 1 脚をストリーミングしてくるもの、(b) は遮蔽体を透過してくるものを示す 1 回屈曲ダクト体系図。
- 図 5.1 ガンマ線の直円筒ダクトストリーミング実験配置図。線源は点状の ^{60}Co 。
- 図 5.2 ^{60}Co 点線源を用いた直円筒ダクトストリーミング実験によるダクト軸上の線量当量率の実験値とモンテカルロ計算による計算値の比較。
- 図 5.3 屈曲円筒ダクト中性子ストリーミング実験体系
- 図 5.4 線源容器の材質と寸法
- 図 5.5 BTI 社 BD-100R 型バブルディテクターの応答関数
- 図 5.6 BTI 社 BD-100R 型バブルディテクターの寸法
- 図 5.7 コンクリート壁中 90 度 1 回屈曲円筒ダクト中性子線量当量率分布に関する実験値とモンテカルロ計算値の比較
- 図 5.8 モンテカルロ計算における直ダクト計算体系の例
- 図 5.9 モンテカルロ計算における屈曲ダクト計算体系の例
- 図 5.10 直径 20 cm の 45 度屈曲円筒ダクトにおいて等方線源が入口部のみに分布している場合と入口面全面に分布している場合のダクト軸上線量当量率相対分布 (B_i)_m と (B_i)_w の比。
- 図 5.11 厚さ 1.5 m、密度 2.2 g/cm³ の普通コンクリート壁透過中性子線量当量率分布。入射線は速中性子で 0~60 度平行入射あるいは等方入射条件で ANISN による計算値である。
- 図 5.12 厚さ 1.5 m、密度 2.2 g/cm³ の普通コンクリート壁透過ガンマ線線量当量率分布。入射線は 1.25 MeV のガンマ線で 0~60 度平行入射あるいは等方入射条件で ANISN による計算値である。
- 図 5.13 普通コンクリート壁中の直円筒ダクトに対する各種放射線のストリーミング線量減衰関数。ダクト直径 20 cm、入射角度 45 度。
- 図 5.14 普通コンクリート壁中の直円筒ダクトに対するダクト口径 (図中の d) 依存のストリーミング線量減衰関数。入射放射線は速中性子、入射角度は 45 度である。
- 図 5.15 普通コンクリート壁中の直円筒ダクトに対するダクト口径 (図中の d) 依存のストリーミング線量減衰関数。入射放射線は 1.25 MeV ガンマ線で入射角度は 45 度である。
- 図 5.16 普通コンクリート壁中の直円筒ダクトに対する入射角度 (図中の θ) 依存のストリーミング線量減衰関数。入射放射線は速中性子で、ダクト直径は 20 cm である。
- 図 5.17 普通コンクリート壁中の直円筒ダクトに対する入射角度 (図中の θ) 依存のストリーミング線量減衰関数。入射放射線は 1.25 MeV のガンマ線で、ダクト直径は 20 cm である。

- 図 5.18 速中性子が口径 20 cm のダクトに 45 度平行入射した場合の中性子各群の線量当量率の割合
- 図 5.19 速中性子が口径 d のダクトに 45 度平行入射した場合の 1 群（速中性子）の線量当量率の割合
- 図 5.20 速中性子が口径 20 cm のダクトに入射角度 θ_i で平行入射した場合の 1 群（速中性子）の線量当量率の割合
- 図 5.21 普通コンクリート壁中の 90 度屈曲円筒ダクトに対する各種放射線のストリーミング線量減衰関数の比較。ダクト直径は 20 cm、入射放射線は速中性子、中速中性子、熱中性子、及び 1.25 MeV のガンマ線である。
- 図 5.22 普通コンクリート壁中の 90 度屈曲円筒ダクトに対する口径（図中の d ）依存のストリーミング線量減衰関数。入射放射線は速中性子である。
- 図 5.23 普通コンクリート壁中の 90 度屈曲円筒ダクトに対する口径（図中の d ）依存のストリーミング線量減衰関数の比較。入射放射線は 1.25 MeV のガンマ線である。
- 図 5.24 普通コンクリート壁中の屈曲円筒ダクトにおける屈曲角度（図中の θ_b ）依存のストリーミング線量減衰関数。ダクト直径は 20 cm で入射放射線は速中性子である。
- 図 5.25 普通コンクリート壁中の屈曲円筒ダクトに対する屈曲角度（図中の θ_b ）依存のストリーミング線量減衰関数。ダクト直径は 20 cm、入射放射線は 1.25 MeV のガンマ線である。
- 図 5.26 口径 20 cm の 90 度屈曲ダクトの入り口面内に速中性子の等方線源がある場合、ダクト中の中性子各群の線量当量率の割合
- 図 5.27 速中性子の等方線源がダクト入口面内にある場合の口径 d の 90 度屈曲ダクト内の 1 群（速中性子）の線量当量率の割合
- 図 5.28 速中性子の等方線源がダクト入口面内にある場合の口径 20 cm、屈曲角度 θ_b の屈曲ダクト内の 1 群（速中性子）の線量当量率の割合
- 図 5.29 速中性子が入射角度 45 度で平行入射する場合、コンクリート壁の密度が 2.2 g/cm^3 の場合の口径 d のダクト軸上相対線量当量率に対する他の密度の場合の相対線量当量率の比
- 図 5.30 スリット巾 d の直スリットに速中性子が 45 度平行入射した場合の線量当量率分布
- 図 5.31 スリット巾 0.5 cm の直スリットに速中性子が入射角度 θ_i 度で平行入射した場合の線量当量率分布
- 図 5.32 スリット巾 1 cm のオフセット・スリットの入口面内に速中性子の等方線源がある場合の線量当量率分布
- 図 5.33 スリット巾 4 cm のオフセット・スリットの入口面内に速中性子の等方線源がある場合の線量当量率分布
- 図 5.34 スリット巾 d の 90 度 1 回屈曲スリットの入口面内に速中性子の等方線源がある場合の線量当量率分布
- 図 5.35 スリット巾 d の 90 度 1 回屈曲スリットの入口面内に 1.25 MeV のガンマ線の

等方線源がある場合の線量当量率分布

図 5.36 外径 40 cm の直円環ダクト中の中性子線量当量率分布。線源は 45 度全面平行入射の速中性子、遮蔽壁、プラグとも普通コンクリートである。

- 表 1.1 複雑形状部の例
- 表 2.1 a, b の値：速中性子^{1,4)}
- 表 2.2 a, b の値：中速中性子^{1,4)}
- 表 2.3 a, b の値：熱および熱外中性子^{1,4)}
- 表 2.4a 円筒ダクト出口でのダクト壁を通ってくる非散乱線^{6, 7)} ($N_0=1$ の等方線源の場合)
- 表 2.4b 円筒ダクト出口でのダクト壁を通ってくる非散乱線^{6, 7)} ($N_0=1$ の cosine 線源の場合)
- 表 2.5 遮蔽体との相互作用における散乱の割合 s の値^{2,4)}
- 表 2.6 散乱の非等方性補正係数 F の値^{2,4)}
- 表 2.7 散乱に伴うエネルギー減衰率 f の値^{2,4)}
- 表 2.8 コンクリート中の $10^3 \times F(E_0, \theta)$ の値^{2,4)}
- 表 2.9 鉛中の $10^3 \times F(E_0, \theta)$ の値^{2,4)}
- 表 2.10 鉄中の $10^3 \times F(E_0, \theta)$ の値^{2,4)}
- 表 2.11 Song 等^{3,3)} による速中性子微分線量アルベド計算式のエネルギー依存パラメータの値
- 表 2.12 Maerker-Muckenthaler^{3,4)} の速中性子微分アルベド計算式の定数の値
- 表 2.13 French-Wells の速中性子微分線量アルベド計算式の定数 $k(E_0)$ の値^{3,8)}
- 表 2.14 Coleman 等^{3,9)} の中速中性子微分および全カレントアルベド計算式の定数の値
- 表 2.15 Chilton-Huddleston のガンマ線全線量アルベド計算式の定数の値^{4,1)}
- 表 2.16 入射エネルギーと角度依存の中性子全アルベド^{4,2)}
- 表 2.17 入射中性子エネルギーと角度依存の2次ガンマ線全アルベド^{4,2)}
- 表 2.18 入射エネルギーと角度依存のガンマ線全アルベド^{4,2)}
- 表 5.1 ガンマ線実験解析に用いた普通コンクリート材質組成
- 表 5.2 MCNPとANISNによる透過線量計算値の比較
- 表 5.3 中性子実験解析に用いた普通コンクリートの元素組成
- 表 5.4 計算に用いた中性子線量当量換算係数 (JSSTD 100群構造)
- 表 5.5 1次元 S_n 法計算に用いた光子線量当量換算係数 (JSSTD 40群構造)
- 表 5.6 ICRP publication 51記載値から求めたICRU球主軸上1cm深さにおける線量当量換算係数
- 表 5.7 ストリーミングデータベースの計算に用いた普通コンクリート材質組成

付録 発表論文等一覧

番号	題目	発表者	発表年月	発表機関等
1	ストリーミング計算の現状	三浦俊正	1997. 3	日本原子力学会特別専門委員会報告書
2	複雑形状部遮蔽設計における放射線ストリーミング簡易計算法	三浦俊正	1997.10	日本原子力研究所研究報告書
3	改良船用炉MRXの中性子検出器案内管部遮蔽解析	三浦俊正	1998. 8	日本原子力研究所研究報告書
4	「使用済燃料輸送容器のデータ問題」に係わる解析作業報告	平尾好弘	1999. 1	船舶技術研究所技術報告資料
5	「MOX輸送容器中性子遮蔽材のデータ改ざん問題への対応」に係わる解析作業報告	植木 紘太郎	1999. 2	船舶技術研究所技術報告資料
6	コンクリート壁円筒ダクトガンマ線ストリーミング簡易計算法	三浦俊正	1999. 3	日本原子力学会春の年会
7	使用済燃料輸送物設計変更申請クロスチェック 二次元DORTによる遮蔽解析	平尾好弘	1999. 5	船舶技術研究所技術報告資料
8	ストリーミング計算データベースと計算プログラム	三浦俊正	2000. 2	日本原子力学会特別専門委員会報告書
9	Simple Calculation Method of Radiation Streaming Through Cylindrical Ducts in Concrete Shield	三浦俊正	2000. 3	日本原子力学会第9回放射線遮蔽国際会議議事録
10	複雑形状部放射線ストリーミング計算法とデータベース	三浦俊正	2000. 6	第74回船舶技術研究所研究発表会
11	円筒ダクトストリーミング放射線簡易計算コードの開発	三浦俊正	2000. 9	日本原子力学会秋の大会
12	円筒ダクトストリーミング放射線簡易計算コードの評価実験	奥野 功一	2000.12	ハザマ技術研究所研究年報
13	複雑形状部ストリーミング安全評価手法に関する研究	三浦俊正	2001. 6	第1回海上技術安全研究所研究発表会