船舶技術研究所報告 第20巻 第6号 研究報告 (昭和58年11月)

放射性廃棄物施設を模擬したガンマ線問題に対する遮蔽設計手法の評価

金井康二*・植木紘太郎*

Evaluation of Shielding Design Methods for Gamma-Ray Problems Applicable to Nuclear Radwaste Facility

By
Yasuji KANAI and Kohtaro UEKI

Abstract

This paper presents a summary of the results for "gamma ray benchmark", proposed by the standard committee 6.2.1 of the American Nuclear Society. The benchmark problems consist of either a cylindrical or a rectangular radwaste source tank surrounded with concrete facility. The each analysis is required to calculate the dose rates at several penetrating positions inside and outside the concrete wall and at a streaming position along the door way.

Eleven different organizations participated in the excercise and the codes used involve a variety of the techniques for the solution of radiation transport problems: point kernel integration, single scattering, albedo, discrete ordinates and Monte Carlo method.

Intercomparison between calculations are made on the gamma ray dose rates at the prescribed positions. Fairly good agreement is obtained on the whole, but large discrepancies appear in the limited cases.

1. まえがき

1974年，原子力船「むつ」の"放射線もれ事故"を経期にして，遮蔽計算の計算精度を見なおし，精度向上のための研究が多くなされてきた。遮蔽設計をする際，放射線施設の経済性に直接影響を与える安全マージン (safety margin) をできるだけ下げると共に，放射線量を"規定線量にとらわれず達成可能な限り低く"という ALARA (as low as reasonably achievable) の精神を尊重しなければならない。このため遮蔽設計計算に対する要求精度は増々厳しくなってきている。

遮蔽設計に用いられる計算コード間の精度比較は，1977年度から，原子力学会の「遮蔽設計法」研究専門委員会の計算コード核定数評価ワーキング・グループで，中性子を対象とした遮蔽実験の中から6種類の"ベンチマーク問題"を設定し，詳細遮蔽計算手法であるディスクリート・オーディネイト法およびモンテカルロ法を利用し，原研「炉物理委員会」の一作業として解析計算が実施され，成果の一部は公表されている[1]。

また最近，国際的な遮蔽計算精度の追求として，NEA-CRP (Nuclear Energy Agency, Committee on Reactor Physics) では，軽水炉並びに高速炉を模擬した二つの一次元ベンチマーク計算により，各国独自に用いられている核定数ファイルの精度評価が行わられた[2,3]。これらの研究は遮蔽計算コードに関し，その計算精度および適用限界などを認識し，要求精度に応じた計算手法の確立のために使用する核データの整備や計算コードの改良を目指したものである。

一方，遮蔽設計に携わる者の立場からは，計算にかかわる経費，言い換えれば計算の手間も含めた計算時間が，いかに節減出来るかは重大な関心事である。従って計算精度と計算時間の両面を考慮した効率良い遮設蔽計手法の確立が望まれる。

最近，米国の原子力学会・6.2.1 標準化委員会で，放射性廃棄物施設を模擬したガンマ線のベンチマーク問題が提案され，我が国の原子力学会・「速中性子遮蔽」研究専門委員会（昭和55年に発足）の主査を通じ

* 原子力船部
原稿受付：昭和58年9月2日

て解析作業の依頼があった。

そこで同研究専門委員会の遮蔽設計法ワーキング・グループで作業をすすめることになり，同グループに参加する各機関と原研炉物理委員会・遮蔽専門部会とで解析計算を実施することになった。本報告は同作業を通して得られたガンマ線遮蔽計算手法の評価についての成果報告書である。今回のベンチマーク計算に使用した計算コードは各参加機関所有（一部は非公開コードも含む）の点減衰核積分法，一回散乱法あるいはアルベド法によるコードとディスクリート・オーディネイト法による一次元あるいは二次元コード，更にはモンテカルロコードで，第2章以下，手法別に，計算コードの概要，解析方法と計算条件，および計算結果とその検討について述べ，第6章でそれぞれ計算手法の適用限界あるいは問題点について述べる。

作業担当者（○印　取りまとめ）

1) 点減衰核積分法
°日高孝寛（新潟鉄工），壷阪　晃（川崎重工），林　克己（日立エンジニアリング），木邨祐二，小菅通孝（東洋エンジニアリング），辻　政俊（三井造船），播磨良子（東工大），関根啓二（日揮）

2) 一回散乱法アルベド法
°小菅通孝（東洋エンジニアリング），日高孝寛（新潟鉄工），関根啓二（日揮）

3) ディスクリート・オーディネイト法
°金井康二（船舶技研），深野宣伸（CRC），播磨良子（東工大），伊藤泰義（原船団）

4) モンテカルロ法
炉物理研究委員会・遮蔽専門部会
モンテカルロ法 W.G.（*印　リーダー）
°林　克己，瀬端正男（日立エンジニアリング），関根啓二（日揮），林田芳久（NAIG），金野正晴（フジタ工業），深野宣伸（CRC），辻　政俊　三井造船），植木紘太郎（船舶技研）*

1.1 ベンチマーク問題の概要[4)]

上記米国原子力学会の委員会（主査 J. Celnik）より提案された問題はガンマ線に焦点を当て，手法としては簡易計算法から詳細計算法まで巾広い手法が対象となっている。

これらの計算手法による計算時間と計算精度の相互比較によって，効率良い遮蔽設計手法を確立する指針を得ることが主な目的である。計算の対象に選ばれたベンチマーク問題は廃棄物施設を模擬したもので，線源領域とそれを格納する建屋の体系で，線源の形状は円柱と角柱の2つの形状に別れている。

評価の対象になる位置はそれぞれ建屋のコンクリート壁前後面の透過問題となる2点と通路に相等しストリーミング問題となる1点である。

この二つのベンチマーク問題に対して，文献1の番号を踏襲して円柱線源の問題を G-Ⅲ-1，角柱線源の問題を G-Ⅲ-2 と呼ぶことにする。ここでGはガンマ線の意味であり，Ⅲ は3次元形状問題であることを示す。

以降，与えられた計算条件を述べる。

問題 G-Ⅲ-1 および G-Ⅲ-2 の体系はそれぞれ Fig. 1.1 および Fig. 1.2 で示した形状であり，正確な寸法はそれぞれ対応する図に記述された座標 X, Y, Z の各数値を，Table 1.1 および 1.2 から読み取ることによって知ることができる。また二つの問題に対する標価点の座標は Table 1.3 で与えられている。これらの表の数値は，すべて cm の単位である。Fig. 1.1

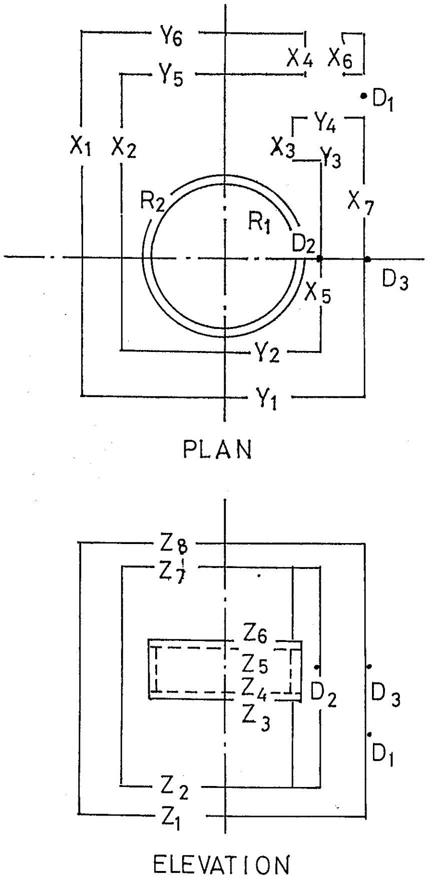

Fig. 1.1 Schematic of G-III-1 problem

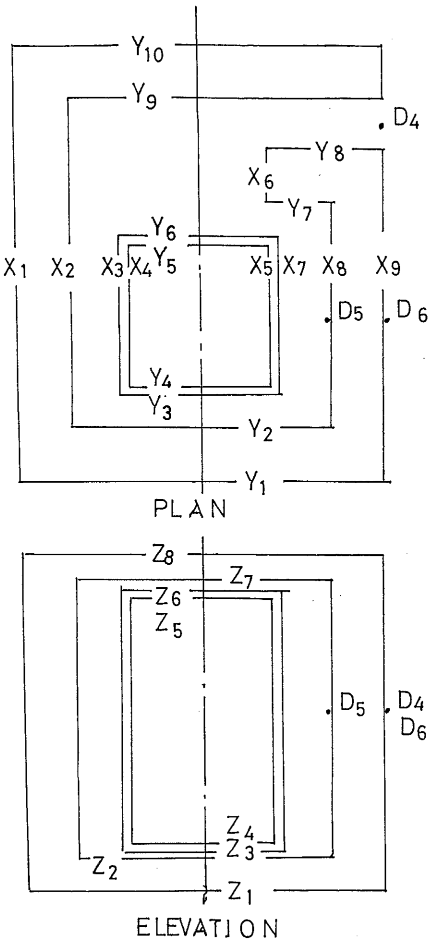

Fig. 1.2 Schematic of G-III-2 problem

Table 1.1 Geometric dimensions for G-III-1 (unit is in cm)

X1 = -311	Y1 = -311	Z1 = -61
X2 = -220	Y2 = -220	Z2 = 0
X3 = 150	Y3 = 220	Z3 = 192.46
X4 = 173	Y4 = 311	Z4 = 195
X5 = 220	Y5 = 402	Z5 = 303.3
X6 = 264	Y6 = 493	Z6 = 305.84
X7 = 311		Z7 = 487.7
		Z8 = 533.4
R1 = 154		
R2 = 156.54		

Table 1.2 Geometric dimensions for G-III-2 (unit is in cm)

X1 = -320.0	Y1 = -289.56	Z1 = -61.0
X2 = -228.6	Y2 = -198.12	Z2 = 0.0
X3 = -139.04	Y3 = -139.04	Z3 = 0.05
X4 = -136.5	Y4 = -136.5	Z4 = 0.1
X5 = 136.5	Y5 = 136.5	Z5 = 480.0
X6 = 137.13	Y6 = 139.04	Z6 = 480.05
X7 = 139.04	Y7 = 198.12	Z7 = 487.7
X8 = 228.6	Y8 = 298.56	Z8 = 533.4
X9 = 320.0	Y9 = 381.0	
	Y10= 472.44	

Table 1.3 Detector location for G-III-1 and G-III-2 problems

G-III-1

Detector	Location (cm) X	Y	Z
D1	312	357	122
D2	219	0	249
D3	312	0	249

G-III-2

Detector	X	Y	Z
D4	312	335.38	249
D5	228	0	249
D6	321	0	249

Table 1.4 Material composition

	Element	Atomic density (atoms/barn-cm)
Water	H	0.0668
	O	0.0334
	density =	1.0 g/cc
Iron	Fe	0.084614
	density =	7.85 g/cc
Concrete	H	0.007826
	O	0.043833
	Na	0.001047
	Mg	0.000149
	Al	0.002444
	Si	0.015795
	K	0.000693
	Ca	0.002914
	Fe	0.000313
	density =	2.35 g/cc

Table 1.5 Gamma ray source spectrum

Energy (MeV)	Source spectrum MeV/cc-sec	Photons/cc-sec
0.4	1.6 + 06*	4.0 + 06
0.8	5.6 + 06	7.0 + 06
1.3	3.6 + 06	2.8 + 06
1.7	1.4 + 06	8.2 + 05
2.2	8.8 + 04	4.0 + 04
2.5	7.4 + 04	3.0 + 04
3.5	4.5 + 01	1.2 + 01

* Read as 1.6×10^6

および Fig. 1.2 で示された体系を構成して物質は1インチ厚のスチールタンク内に線源としての水が満たされていて，建屋は遮蔽体としての機能を持ち普通コンクリートとしている。計算に当ってスチールは鉄として与えられ，各物質の構成核種に対応する原子密度は atoms/barn-cm 単位で Table 1.4 として示されている。更にガンマ線源のスペクトルはエネルギー7点に対して Table 1.5 として与えられ，標価量は各標価点での線量率であり，ガンマ線束に対する線量率変換係数は文献5に示されたデータを使用するよう指示されている。

以上が“ベンチマーク問題”の計算条件として与えられたものである。

このベンチマーク問題を解析するにあたり我々は更に以下の仮定を加えた。

(1) 線源は線源領域内で等角度・一様分布をなす。

Table 1.6 Energy structure and source intensity for ANISN and MORSE calculations

Group No.	Upper edge (eV)	source intensity (photons/cc-sec)
1	4.0 + 6	1.2 + 1
2	3.0 + 6	1.5 + 4
3	2.5 + 6	5.5 + 4
4	2.0 + 6	0.0
5	1.8 + 6	8.2 + 5
6	1.6 + 6	0.0
7	1.4 + 6	2.8 + 6
8	1.2 + 6	0.0
9	1.0 + 6	3.5 + 6
10	8.0 + 5	3.5 + 6
11	6.0 + 5	2.0 + 6
12	4.0 + 5	2.0 + 6
13	3.0 + 5	0.0
14	2.0 + 5	0.0
15	1.0 + 5	0.0
16	7.0 + 4	0.0
17	5.0 + 4	0.0
18	3.0 + 4	0.0

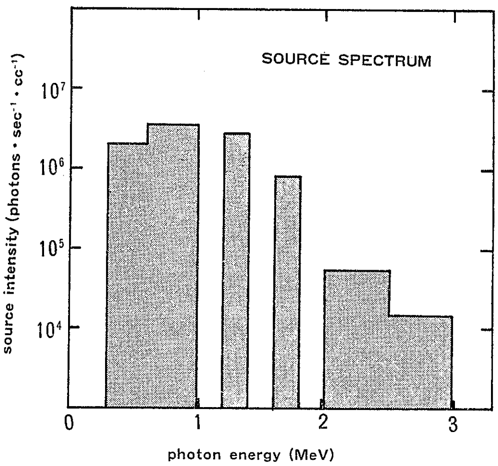

Fig. 1.3 Source spectrum of G-III-1 and G-III-2 for ANISN and MORSE calculation

この仮定は線源領域内の空間分布また放射線（ここではガンマ線）の角度分布が未定の場合，しばしば適用されるものである。

またディスクリート・オーディネイト法やモンテカルロ法の解析では，あらかじめ群定数を用意しておく必要がある。一般にこれら詳細計算の場合，群数の大小が計算精度に大きな差を与えるため，

(2) 群構造は Table 1.6 のように 18 群の標準的なものとする。

指定されている 7 群に対応する線源強度の調整は、以下のように取り扱う。

(3) 高いエネルギー群では、ある放射性物質に対応した離散型線源分布，低いエネルギー群では連続線源分布をなす。

この仮定 (3) に対する正当性に関してはいろいろ議論の分れるところであるが一まずこの仮定にもとづいて線源強度のデータは Table 1.6 および Fig. 1.3 にかかげるもので統一した。

ガンマ線の群定数作成には，ライブラリ・データとして，DLC7C (HPICE)[6] を使用し，処理コードとして AMPEX[7] コードシステムの SMUG[8] コードで，ルジャンドル展開項数を P_5，ガンマ線の群構造は DLC23E[9] の 18 群と同一にしてセンチュリ・リサーチ（株）で作成された。

なお，計算コードの使用制限から，必ずしも上記の計算条件をそのまま利用できない場合は，該当する項で明記した。

2. 点減衰核積分法による解析

2.1 計算コードの概要

線源を点等方 (Point isotropic) と仮定し散乱過程を無視すれば，放射線挙動を表現するボルツマン輸送方程式は解析的に解ける。

任意の位置 $\bar{r}$ での非散乱線束 $\phi^u(E,\bar{r})$ は簡単に，

$$\phi^u(E,\bar{r})=\frac{S(E,\bar{r}')\exp\left(-\int_{\bar{r}'}^{\bar{r}}\mu(E,\bar{r}'')d\bar{r}''\right)}{4\pi|\bar{r}-\bar{r}'|^2}$$

但し $\bar{r}'\neq\bar{r}$ (2.1)

とあらわされる。

ここで $\bar{r}'$, $\bar{r}$ はそれぞれ線源，観源点の位置，$S(E,\bar{r}')$ はエネルギー E に対応する線源強度，$\mu(E,\bar{r}'')$ は $\bar{r}''$ の位置における物質の減衰係数。

散乱線の寄与も考慮したある評価量（例えば線量）に対応して非散乱線のみによる評価量との比を再生係数 (Buildup Factor) BF として導入すれば，全評価量 $D(E,\bar{r})$ は放射線束に対応する評価量への変換係数を K として，

$$D(E,\bar{r})=K(E)\cdot\mathrm{BF}\cdot\phi^u(E,\bar{r}) \qquad (2.2)$$

となる。ここで再生係数 BF は本来，計算体系と構成物質にも依存した複雑な関数で，計算条件が変れば再生係数の値も変化するものである。また凡用性を考えると，線源形状は，ある領域を持つ体積あるいは表面の形状が取り換えることが望ましい。このため通常線源領域を点線源の集合と考え，式 (2.2) を積分核として，線源領域 V にわたって積分する。すなわち，

$$D(E,\bar{r})=K(E)\int_V \mathrm{BF}\cdot\frac{S(E,\bar{r}')\exp\left(-\int_{\bar{r}'}^{\bar{r}}\mu(E,\bar{r}'')d\bar{r}''\right)}{4\pi|\bar{r}-\bar{r}'|^2}$$

$\bar{r}'\in V$ (2.3)

再生係数 BF に関しては，1954年に，Goldstein and Wilkins[10] がモーメント法を使い，点等方線源・無限媒質という条件でガンマ線の再生係数を求め，物質・エネルギー・平均自由行程（Mean free path）をパラメータにして編集している。この再生係数はコンプトン散乱だけを考慮したもので，エネルギー範囲は 0.5（水のみ 0.25）から 10 MeV，平均自由行程は 20 mfp 迄のデータである。同文献（10）には平面単一方向線源のデータも同様に編集されている。

再生係数 BF を，エネルギー E とガンマ線の飛程 $|\bar{r}-\bar{r}'|$ の関数として，

$$\mathrm{BF}=B(E,|\bar{r}-\bar{r}'|) \tag{2.4}$$

と定義する。

式（2.4）を式（2.3）に代入してガンマ線の評価量を求める方法を，点減衰核積分法と呼び，1960年代から計算コードとして開発され，遮蔽設計の予備計算には勿論のこと，詳細設計計算にも，バルク遮蔽のガンマ線評価にはしばしば利用されている。

点減衰核積分法の特徴は，その代表的なコード QAD[11] の命名 "Quick and Dirty" が示すように，計算時間が早く（Quick），散乱評価が必ずしも正しいとは云えない（Dirty）ことにある。観測点に寄与する散乱線の量は，評価点 $\bar{r}$ と線源点 $\bar{r}'$ を結ぶ直視法（line-of-sight method）として，遮蔽体をよぎる透過距離で評価され，直視成分から外れた場所での散乱量も，その透過距離による評価量に内在されているものとして取り扱う。

このため，ある程度厚い（2～3 mfp 以上）単一遮蔽の場合，点減衰核積分法の適用には問題が起らないが，今回の問題 G-Ⅲ-1 の評価点 D_1 および G-Ⅲ-2 の評価点 D_4 のような場合には，直視できない建屋内のコンクリート壁で散乱したガンマ線が，空気中でほとんど減衰せずに評価点に達するため，点線源・無限媒質の再生係数を用い，直視法で構成されたこの種のコードでは評価しがたい。

今回の解析では，G-Ⅲ-1 の評価点 D_2 と D_3 および G-Ⅲ-2 の評価点 D_5 と D_6 の透過問題を対象に，点減衰核積分コード SDC[12]・SPAN[13~15] および QAD バージョンのうち，－P5，－P5A[16] および －CG[17] の米国で開発された公開コードと，QAD-CG をもとに，三井造船で改良を加えた QAD-CGF[18]，日揮で開発された B・439[19]，更に今回の透過計算用として，特に再生係数の評価のために東工大で作成された STRAGE[20] コードを利用して計算がおこなわれた。

上記 QAD-CGF は，オリジナルの QAD-CG コードに下記のような機能を付け加えたものである。

(1) 入力形式を Free-Format ルーチンを付け，簡約化した。
(2) 線源の配置変換機能オプションを追加し，線源形状の座標変換を可能にした。
(3) 複数個の線源による線量率評価に対し，線量率積算機能のオプションを追加した。
(4) その他，減衰係数の内挿法の改良，線量率変換係数データの内蔵，内蔵データ変更に対応するため，外部入力のオプションなどが付け加えられた。

Table 2.1 に，今回使用された各コードの特徴を示す。同表の積分形式（Integration form of eq. (2.3)）の項で Rockwell's approximation というのは，円柱線源を線状線源（line source）と近似して解析的に積分し，特殊関数 $F(\theta,b)$ を利用するものである。（詳細は文

Table 2.1 The Features of Various Point-Kernel Codes

Program name	Integration form of eq. (2.3)	Buildup factor	Source geometry	Shielding geometry
SDC	Rockwell's approximation	table look-up	cylinder	single slab
SPAN	finite difference	Taylor formula	cylinder	cylinder or slab
QAD-P5 QAD-P5A	dito	Capo formula	cylindrical, cartesian or spherical	two-dimensional quadratic surfaces
QAD-CG QAD-CGF	dito	dito	dito	combinatiorial geometry
B.439	dito	table look-up	complex geometries*	blook-wise multilayered slab
STRAGE	dito	Capo or modified G-P formula	cylinder or rectangular	single slab

* Including cylindrical and rectangular geometries

献 (12) を参照。) また finite difference とは，式 (2.3) の積分を，線源領域 V を n 個の微小領域 ΔV_i ($i=1, 2, \cdots, n$) に細分割し，その微小領域内の代表位置 $\bar{r}_i$ を定めて，次式 (2.5) として積算して求める方法である。

$$D(E,\bar{r})=K(E)\sum_{i=1}^{n}B(E,|\bar{r}-\bar{r}_i|)\cdot\frac{S(E,\bar{r}_i)\exp\left(-\sum_{j=1}^{m}\mu_j t_j\right)}{4\pi|\bar{r}-\bar{r}_i|^2}\Delta V_i \quad (2.5)$$

ここで $\mu_j t_j$ は j 番目の物質中を通過するガンマ線の飛程で，線源点 $\bar{r}_i$ と 観測点 $\bar{r}$ とを結ぶ線分で，j 番目の物質への入口と出口の座標をそれぞれ $\bar{P}_j$ および $\bar{P}_{j+1}$ とすれば，

$$t_j=|\bar{P}_{j+1}-\bar{P}_j|,\quad \bar{P}_1=\bar{r}_i \text{ および } \bar{P}_{m+1}=\bar{r}$$

となる。

また，同表の再生係数 (Buildup factor form) の項で，Taylor formula[21]，Capo formula[22]，Modified G-P formula[23] はいずれも再生係数のフィッテング経験式で，エネルギー E と透過距離 $X\,(=\mu t)$ の関数として，

(1) Taylor formula

$$B(E,X)=A(E)\exp(-\alpha_1(E)X)+(1-A(E))\exp(-\alpha_2(E)X \quad (2.6)$$

(2) Capo formula

$$B(E,X)=\sum_{j=0}^{4}\sum_{i=0}^{3}C_{ij}(X)^i(E)^{\pm j} \quad (2.7)$$

付号 ± は原子番号 z に依存する。

(3) Modified G-P formula

$$\left.\begin{aligned} B(E,X)&=\frac{B_1-1}{K-1}(K^X-1) && K\fallingdotseq 1\\ &=(B_1-1)X && K=1\\ K&=CX^a+d(X-X_k) &&\\ d&=0 \quad \text{for } X\leqq X_k && \end{aligned}\right\} \quad (2.8)$$

である。(1) のパラメータは A, α_1 および α_2 の3種類で，(2) のパラメータ C_{ij} は20個，(3) のパラメータは 1 mfp の値 B_1 と透過距離に依存する変数 K を定める4個のパラメータ，特に X_k は透過距離 X が大きい場合の補正で計5個，透過距離が小さい場合 (水で 10 mfp 以下，鉄・コンクリートで 20 mfp 以下)，B_1, a および C の3個のパラメータで最大誤差 7% 以内におさえることができる。

更に同表の線源形状 (Source geometry) の項で Cylindrical は (r,z,φ) の円柱座標，Cartesian は (X,Z,Y) の直交座標，Spherical は (ρ,θ,φ) の球形状座標で表現できる形状を意味し，遮蔽形状 (Shielding geometry) の項で Combinatorial geometry は，後述する MORSE-CG[52] の CG サブルーチンと同様，9種類の形状を任意に組合せて，遮蔽形状の領域を表現できる。(詳細な内容は文献 17 に記述してある。)

2.2 解析方法と計算条件

今回計算対象になっている G-Ⅲ-1 及び G-Ⅲ-2 の問題を QAD の各バージョンあるいは B·439 コードによって解析する場合，計算体系に限って言えば，与えられた条件通りに入力することが可能である。しかしながら点減衰核積分法コードで計算する場合，細分割された線源点 $\bar{r}_i$ と $\bar{r}$ 観測点を結ぶ線分内の飛程距離と物質が正確に保存される形状モデルを考えれば良い。例えば評価点 D_2 や D_5 の計算では水の線源領域と鉄の側面の形状モデルで充分であり，評価点 D_3 と D_6 の計算ではコンクリートの平板を追加した形状モデルで解析することができる。

更に今回の両問題に限れば，上下，左右の対称性を考慮して 1/4 の計算体系モデルで計算し，組果を4倍にして答を出すことも可能である。このようにして複雑な計算体系を入力する際の入力ミスを極力減じることができ，しかも計算精度を損なわず計算時間の短縮にも期待できる。

一方，初期に開発された点減衰核積分法コード SDC や SPAN は，Table 2.1 に示したように取り扱える計算体系に制限がある。

SDC コードでは円柱線源で単一層平板遮蔽という制限から G-Ⅲ-1 の評価点 D_2 および D_3 の計算体系モデルとして Fig. 2.1 のような仮定をしている。

SPAN コードに関しては G-Ⅲ-1 の問題の計算体系モデル化には支障がないが，G-Ⅲ-2 の問題では，線源形状が円柱形という制限から，矩形タンクを同体積の円柱タンクとモデル化した。このモデル化は SDC コードでも同様な処置をしている。SPAN コードによる G-Ⅲ-2 の問題に対する計算体系モデルを Fig. 2.2 に示す。

次に線源分割について，QAD-CDF コードで解析する際用いた例を Fig. 2.3 と Fig. 2.4 にかかげる。これらの図はそれぞれ G-Ⅲ-1 あるいは G-Ⅲ-2 の問題に対応する。

エネルギー群構造は，SPAN コードによる計算を除いて，与えられた7群そのままのデータを用い，解析している。SPAN コードに関しては，独自のエネルギー群構造を内蔵しており，与えられたエネルギー代表

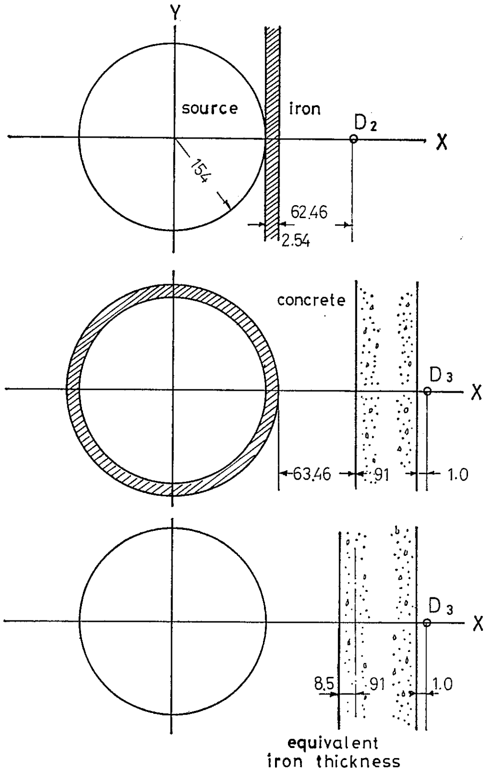

Fig. 2.1 Geometrical model of SDC calculation for G-III-1 problem

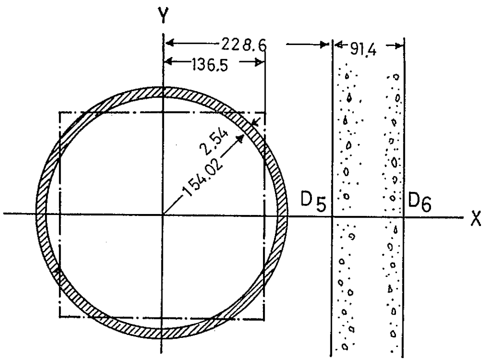

Fig. 2.2 Geometrical model of SPAN calculation for G-III-2 problem

点とは三点だけ一致しない。このため最も近い内蔵値を代表点とし，対応する線源強度はエネルギー束が保存されるように調正した。

また今回の二つの問題共通に必要な水，鉄およびコンクリートの各エネルギー代表点に対応した減衰係数は，SDC，SPAN および B・439 計算では，文献 24)

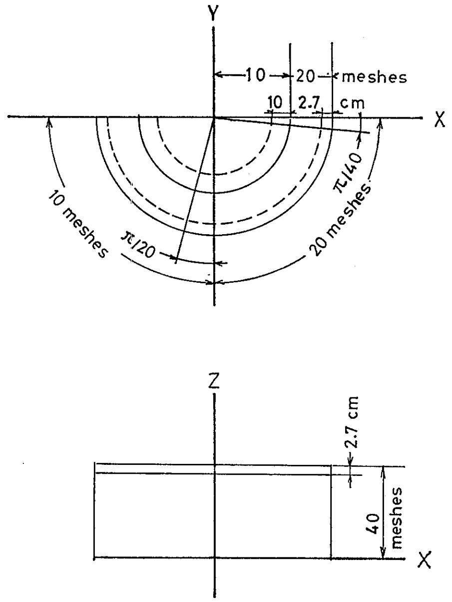

Fig. 2.3 Mesh intervals of G-III-1 source region for QAD-CGF calculation

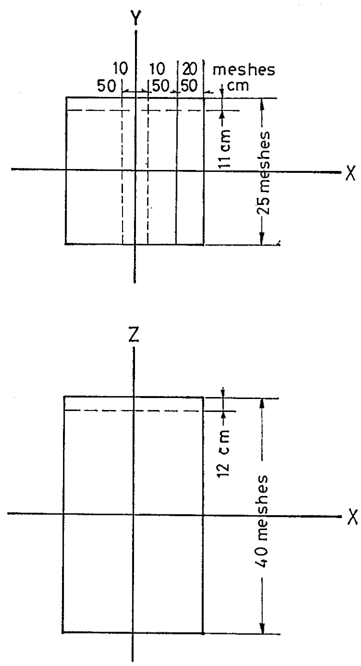

Fig. 2.4 Mesh intervals of G-III-2 source region for QAD-CGF calculation

をもとに，あらかじめ用意されてあるマクロデータを密度補正して利用する。一方，QAD の各バージョン

による計算は，与えられた物質構成（Table 1.4 参照）にもとずいて各核種のミクロデータから求める。STRAGE コードも同様な取り扱いをしているが，ミクロデータを Hubbel[25] の値を用いている点が，文献 24) のデータを使っている QAD 計算と異る。

参考までに，これら三種類の方法で求めた減衰係数の値を Table 2.2 に示す。なお，これらの値は，両対数として補間したものである。

Table 2.2 The linear attenuation coefficients for water and ordinary concrete used with 1) SDC, SPAN or B.439, 2) QAD series, or 3) STRAGE codes

Energy (MeV)	Linear attenuation coefficients (cm^{-1}) water (1)	(2)	(3)	ordinary concrete (1)	(2)	(3)
0.4	0.1066	0.1057	0.1060	0.2248	0.2236	0.2251
0.8	0.0788	0.0785	0.0786	0.1658	0.1656	0.1666
1.3	0.0616	0.0618	0.0619	0.1300	0.1303	0.1307
1.7	0.0536	0.0538	0.0537	0.1133	0.1137	0.1142
2.2	0.0468	0.0468	0.0468	0.0997	0.0996	0.1003
2.5	0.0437	0.0437	0.0436	0.0935	0.0934	0.0942
3.5	0.0364	0.0364	0.0363	0.0793	0.0792	0.0804

再生係数は，すべての点減衰核積分コードで文献 10) のデータをもとに計算をおこなった。なお，STRAGE コードでは，他の再生係数のデータも使用し，再生係数の違いによる点減衰核積分法計算の精度への影響を調らべた。点減衰核積分コードでは通常，多重層構成の物質構配列でも，一物質の再生係数でしか取り扱えない。このため評価点 D_2 および D_5 の計算では水の再生係数データを，また評価点 D_3 および D_6 の計算ではコンクリートの再生係数データを基準とした。

しかしながら QAD-P5A コードによる解析には，コンクリートの再生係数データが内蔵されていないため，アルミの再生係数データで代用している。

2.3 計算結果とその検討

Table 2.3 に問題 G-Ⅲ-1 および G-Ⅲ-2 のコンクリート壁前後の評価点 D_2, D_3 および D_5, D_6 に対して得られた解析結果を示す。同表でコード名 PIPEND および QADMOD は，米国でおこなわれたもので，文献 26) および 27) より転載したものである。

この表から D_2 点での線量率の差は 40%，D_3 点では 37%，D_5 点では 43%，D_6 点では 32% の誤差があることが分かる。

特徴的なのは，近似を最も多く用いた SDC コードの計算値で，コンクリート壁前の評価点 D_2 と D_5 で表中の最小線量率を，コンクリート壁透過後の評価点

Table 2.3 Results of G-III-1 and G-III-2 Calculations with Point Kernel Codes

Computer code	Dose rate (mrem/hr) D_2	D_3	D_5	D_6
SDC	3.44+4[1)]	6.81-1	5.05+4	9.45-1
PIPEND[2)]	4.32+4	4.49-1	8.25+4	8.58-1
SPAN	4.61+4	4.61-1	6.54+4	7.24-1
SPAN	4.63+4	5.34-1	6.55+4	7.28-1
B.439	3.32+4	5.96-1	6.82+4	9.32-1
STRAGE	4.12+4	4.28-1	8.42+4	6.39-1
QAD-P5	3.94+4	5.05-1	8.47+4	8.34-1
QAD-P5A	4.26+4	4.53-1	8.28+4	6.63-1
QAD-CG	4.29+4	5.23-1	8.55+4	8.10-1
QAD-CGF	4.23+4	5.68-1	8.81+4	8.63-1
QADMOD[3)]	4.54+4	4.90-1	8.82+4	7.60-1

1) Read as 3.44×10^4
2) Taken from reference 26)
3) Taken from reference 27)

D_3 および D_6 では最大線量率を与えていることである。

また同等なコード間で，多少違った結果になったのは，以下にかかげる項目に起因しているものと思われる。

(1) 線源あるいは遮蔽体の形状近似
(2) 体積線源の分割方法
(3) 減衰係数の数値
(4) 再生係数の取り扱い方

以降，項目別に検討を加える。

2.3.1 形状近似による誤差

形状近似による誤差の問題は，SPAN コードによる G-Ⅲ-1 の問題と G-Ⅲ-2 の問題に対する結果を QAD の各バージョンによる結果と比較することで推定できる。

G-Ⅲ-1 の問題では，QAD の各バージョンと同じく，SPAN コードでも線源および遮蔽体の幾何学的形状に何ら仮定せずに計算できる。事実，評価点 D_2 および D_3 の線量率は，コード間で有意な差はみられない。

しかしながら G-Ⅲ-2 の問題では，SPAN コードでは矩形線源を同体積の円柱近似をしている。線源の形状近似で差が出る評価点 D_5 では SPAN コードによる線量率が QAD の各バージョンによる線量率と比較し，約 24% の過小評価を示している。

ところが 1 m 弱のコンクリート壁を透過した評価点

D_6 の線量率は，QAD の各バージョンによる数値自身が 30% のばらつきがあるため，形状近似による誤差と明確には云えないが，SPAN 計算の方が多少過小評価しているとみて差し支えないだろう。

2.3.2　線源分割方法によるる誤差

QAD-CGF コードを使用して G-Ⅲ-1 の評価点 D_2 と G-Ⅲ-2 の評価点 D_5 の線量率を，円柱形状あるいは矩形の体積線源領域の分割点のみを変化させて計算している。

評価点 D_2 に関して，Fig. 2.3 のように円柱線源 (r, z, φ) を (30, 40, 30) と分割した場合と (40, 80, 40) と各座標共に等分割した場合の線量率の差は 0.07%，また評価点 D_5 に関して，Fig. 2.4 のように矩形線源 (X, Z, Y) を (30, 40, 25) と分割した場合と，(60, 80, 50) と分割した場合との線量率の差は 3% で，円柱形状では，分割点の多い方が高目，矩形の場合には逆に，分割点の多い方が低めの数値となっている。

2.3.3　減衰係数の値による誤差

減衰係数の値は，厚い遮蔽体の透過問題では計算精度を決める重要なファクターとなる。

減衰係数の相違は，まず基になるデータの違いにもとずくものが考えられる。

Grodstein のデータ（文献 24）を使った QAD-CGF の計算と Hubbel のデータ（文献 25)）を使った STRAGE の計算とを比較すると，G-Ⅲ-1 のコンクリート壁前後の評価点 D_2 と D_3 で 2.7% から 21.8% の差，また G-Ⅲ-2 の問題では同様に評価点 D_5 と D_5 で 1.5% から 21.3% の差となっている。両コードによる計算値の違いは 1 m 弱のコンクリートを透過した評価点 D_3 と D_5 で顕著になっている。形状は同一，線源の分割方法による差は数パーセント，再生係数の取り扱いによる差も 5 パーセント以内と推定される。一方減衰係数は Table 2.2 に示したように各エネルギーに対して 0.3% から 1.5% と STRAGE 計算に使用した値の方が，例外なく大きくなっている。この減衰係数自身の差は，わずかなものではあるが，線量率におよぼす影響は指数関数的に増幅される。例えば 0.4 MeV に対するコンクリートの減衰係数は 0.67 %の差があり，1 m の透過距離に対して 13.9% の差として線量率に影響を与える。従って，評価点 D_3 と D_5 における QAD-CG F と STRAGE 計算による 20 % 強の差は，主に減衰係数の値に起因するものと思われる。

また基になる減衰係数のデータが同じでもコンクリートのような混合物の場合，構成している核種の混合比の違い，あるいは特定なエネルギーに対してテーブルの形で減衰係数が与えられた場合，必要なエネルギーに対する減衰係数を求める際の補間法の違いなどによっても，今回のような深い透過問題では有意な差となってあらわれることが想像される。

2.3.4　再生係数にともなう誤差

点減衰核積分法では，再生係数が計算精度を定める重要な因子となっている。今回の問題で，線量率に寄与している再生係数の割合を知るために，QAD-CGF 計算で取り扱ったコンクリート壁前面の評価点 D_2 と D_5（水の再生係数を使用）と，後面の評価点 D_3 と D_6（コンクリートの再生係数を使用）の各エネルギー群に対応する平均再生係数 (Mean Buildup Factor) の値を Tabel 2.4 に示す。この表によれば，各評価点共通にエネルギーが低くなるに従って平均再生係数は大きくなり，またコンクリート前面の評価点 D_2 および D_5 では 2 から 14 まで，コンクリート後面の評価点 D_3 および D_6 では約 7 から 430 の値を与えている。なお，QAD-CGF コードを含めて現在利用されている点減衰核積分コードでは，再生係数のパラメータであるエネルギー透過距離に対して，外挿計算による物理的に不正確な値，例えば負の再生係数の算出などをさけるため，与えられた再生係数の制限値を超える計算には，最も近い境界値を用いるのが普通である。

今回の問題では，エネルギー下限 0.5 MeV と最大透過距離 20 mfp とした Goldstein-Wilkins の再生係数に対する制限を明らかに超えている。

Table 2.4　Mean buildup factor obtained by QAD-CGF code

Energy (MeV)	Mean buildup factor			
	D2	D3	D5	D6
3.5	2.10+0	7.03+0	2.06+0	7.15+0
2.5	2.48+0	1.07+1	2.46+0	1.09+1
2.2	2.66+0	1.28+1	2.66+0	1.30+1
1.7	3.11+0	1.87+1	3.13+0	1.92+1
1.3	3.73+0	2.94+1	3.79+0	3.02+1
0.8	5.54+0	8.29+1	5.74+0	8.57+1
0.4	1.39+1	4.26+2	1.47+1	4.39+2

最近，電子や陽電子から発生する二次ガンマ線源も考慮し，さらに入射エネルギー範囲も 15 KeV より 15 MeV まで，透過距離も 40 mfp まで拡大された再生係数が公表されている[28,29]。Fig. 2.5 に一例として Chilton らによって消滅ガンマ線だけを二次ガンマ線源として考慮した水の再生係数をかかげる。

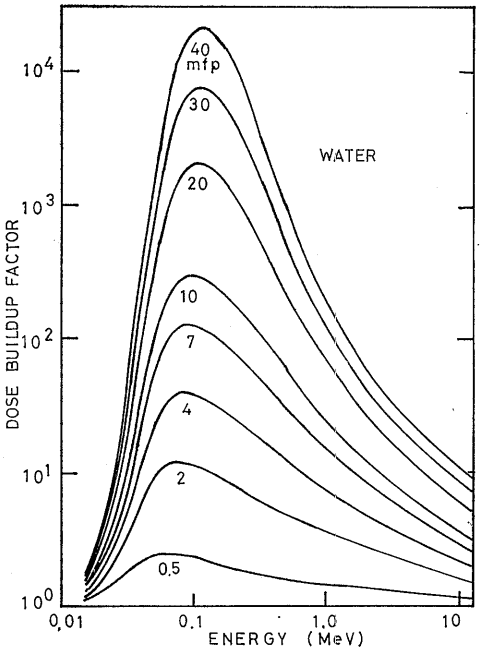

Fig. 2.5 Chilton's dose buildup factor for water

Table 2.5 Dose rates obtained by different build-up factors

Material	buildup factor	dose rate (mrem/hr)	
		D2	D5
water	Goldstein	4.121+4*	8.419+4
	Chilton	3.986+4	8.159+4
	Shimizu	2.596+4	
iron	Goldstein	2.954+4	6.000+4
	Chilton	2.906+4	5.898+4
	Shimizu	2.414+4	
Water-iron	Shimizu	2.443+4	
		D3	D6
concrete	Eisenhauer	4.281-1	6.389-1
	Walker	4.566-1	6.795-1

* Read as 4.121×10^4

この図では透過距離をパラメータとして与え横軸に入射エネルギーを取ったもので 0.1 MeV 附近で再生係数のピークを示していることが分る。Table 2.5 にこれら新しい再生係数と従来の再生係数とを比較した STRAGE コードによる解析結果をかかげる。

この表からコンプトン散乱だけを考慮した従来の再生係数は，水，鉄およびコンクリートの全てに共通して，エネルギーの低い方で過小評価，エネルギーの高い方で過大評価している。このため線量率への影響はコンクリートの再生係数を用いて比較した評価点 D_3 と D_6 で共に 6% を最大誤差とし，水あるいは鉄の再生係数を用いて比較した評価点 D_2 と D_5 は，それぞれ 3% 強ないし 2% 弱内にとどまっている。

また Capo 型と Modified G-P 法との経験式の違いによる計算精度と計算時間とを STRAGE コードで比較したが，計算精度はほとんど差がなく，計算時間は Capo 型の方が Modified G-P 法にくらべて 2 倍程度，必要とすることが分った。

更に，多重層に対する再生係数の取り扱いについても STRAGE コードで検討された。

多重層に対する再生係数を系統的に計算されているのは，現在のところ清水[30]が水一鉄二重層について Invariant Imbedding 法で求めたデータだけである。このデータは垂直入射で有限（厚）平板として計算されたもので，今回の問題に適用するには難点があるが，多重層遮蔽体の問題に対し再生係数をいかに取り扱ったらよいかの目安にはなる。計算は G-Ⅲ-1 の評価点 D_2 だけにとどめた。この場合，対象となる物質は線源としての水と容器としての鉄のみで点減衰核積分法ではコンクリート壁の散乱は考慮されない。再生係数としての水の単一層，鉄の単一層および水一鉄の二重層の三種類の計算を行なった。二重層の再生係数は播磨[23]が提案した経験式によって評価している。計算時間は二重層を忠実に模擬した場合，単純物質で近似したものに対し 50% 増となっている。線量率への影響は，水を代表物質とした場合，二重層の評価に比較し 6.3% 過大評価，鉄とした場合 1.2% の過小評価となり，鉄を代表物質として再生係数を評価した方がより現実に近いと思われる。線量率に寄与する線源点の分布は，観測点が在る半円柱形で線源表面に近いところである。このため水と鉄の平均自由行程は，線源としての水層よりも 1 インチの鉄層の方がより大きくなり二重層の再生係数が鉄層の再生係数に近い結果であると推測される。

遮蔽設計計算としては，過小評価を与えるモデル化より過大評価を与えるモデル化の方がより好ましい。コンクリート壁の前面の評価点 D_2 および D_5 の計算に，再生係数の代表物質として水を標準物質として選んだことは理にかなっている処置として許容できるだろう。

3. 一回散乱法およびアルベド法による解析

3.1 計算コードの概要

一回散乱法あるにはアルベド法は，前章でのべた直視法 (line-of-sight) の点減衰核積分法の欠点を補う簡易計算法で，ある観測点における評価量が直接線と比較して，直視成分からはずれた物質での散乱線による

効果の方が大きいか，あるいは無視できない量となる問題を取り扱うのに適している。

これらの手法の基本となっている思想は，ボルツマンの輸送方程式が次式 (3.1) のように放射線束のノイマン級数 (Neumann series) で表現できることに立脚している。

$$\phi(E,\bar{r},\bar{\Omega})=\sum_{i=0}^{\infty}\phi_i(E,\bar{r},\bar{\Omega}) \qquad (3.1)$$

ここで i は散乱の回数をあらわし，ϕ_0 は非散乱線の項で，点線源の場合 (2.1) 式と同等なものである。また ϕ_i $(i>0)$ は

$$\begin{aligned}\phi_i(E,\bar{r},\bar{\Omega})=&\int \exp\left(-\int_{r'}^{r}\mu(E,\bar{r}'')dr''\right)\\ &\times\left[\int_{4\pi}d\bar{\Omega}'\int_{E}^{E_0}E'\phi_{i-1}(E'\bar{r}',\bar{\Omega}')\right.\\ &\left.\times\Sigma_S(E'\to E,\bar{\Omega}'\to\bar{\Omega})\right]d\bar{r}' \qquad (3.2)\end{aligned}$$

(3.2) 式で記号 $\bar{r}'$，$\bar{r}$ および $\mu(E,\bar{r}'')$ は前章 (2.1) 式と同様にそれぞれ，線源，観測点の位置および減衰係数であり，E_0 は問題としているエネルギーの最高値，Σ_S は散乱断面積で，散乱前のエネルギー E' および立体角 $\bar{\Omega}'$ が，散乱後にエネルギー E および立体角 $\bar{\Omega}$ に変化することを示している。

さて (3.1) 式で見かけ上，3 項以降を無視して非散乱線 ϕ_0 と一回散乱線 ϕ_1 の 2 項でガンマ線束 ϕ を求める方法が一回散乱法あるいはアルベト法である。

一回散乱法では多重散乱の効果として，前章で述べた再生係数を (3.2) 式の右辺に附加することによって評価する。一方，アルベド法は (3.2) 式の散乱断面積の代りに，散乱体としての物質内部の多重散乱を考慮し，散乱点 $\bar{r}'$ での反射率としてアルベド量 $\alpha(F',E',E,\bar{\Omega}',\bar{\Omega})$ を導入する。アルベド α は本来，再生係数と同様，形状や物質構成にも依存する。

一回散乱法による計算法として代表的なものは G-33[31) があり，その改良版として G[332) や GGG[33) があげられる。これらは特にガンマ線のスカイシャイン計算によく利用されている。また，アルベド法は迷路構造のガンマ線評価に使われ，今回の問題 G-Ⅲ-1 の D_1 点および G-Ⅲ-2 の D_4 点のガンマ線ストリーミングの評価として，一回散乱法の G-33 コードと共に，東洋エンジニアリングで開発された BACKS[34) と日揮で開発された B·616[35) の両アルベドコードを使用した。現在のところ，この両コードは非公開であるが，同等なコードとして米国で開発された SCAP[36) は公開コードとして知られている。

ここでアルベドに関するデータは，実験あるいは詳細計算法のモンテカルロコードやディスクリート・オーディネイトコードによって求められている。これらのデータは通常，半無限板の物質に対し，斜入射する平行ビーム線源という条件のものが多い。

このため，上記の条件のもとに与えられたアルベド値を使用する場合，遮蔽体の厚さが 3～4 mfp 程度以上必要で，厚さがうすくなると遮蔽体の厚さに依存して，半無限平板として与えられたアルベド値より小さい値になる。今回の両問題で対象となるコンクリート壁が 91 cm あるのでアルベド計算には支障がない。

B·616 コードに内蔵されたアルベド・データは，方位角は 0 から 90 度までを 8 等分し，各方位角を Fig. 3.1 のように分割し，1/4 球面を 56 のセクターに分けている。入射エネルギーは 0.2 から 6.13 MeV を 5 点および入射角は 22 度の倍数で 5 点，反射角は上記の 56 のセクター，物質は水・コンクリート・鉄および鉛の 4 種類のテーブル[37)として与えられている。

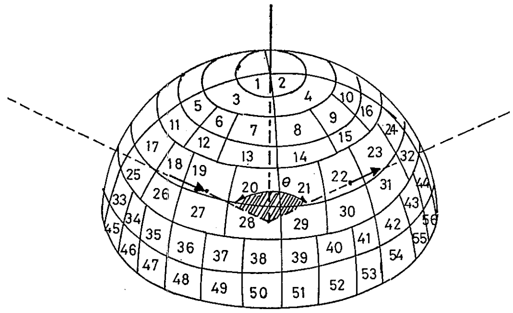

Fig. 3.1 56 sectors of 1/4 sphere for photon albedo calculations by B.616 code

一方，BACKS コードで用いるアルベドは，モンテカルロ法などの計算で得られたデータを Chilton and Huddleston[38) によって提案された 2 つのパラメータ C 及び C' を有する半経験式の形で利用する。すなわち，

$$\alpha(E,\theta',\theta\varphi)=\frac{C\cdot K(\theta_S)\cdot 10^{26}+C'}{1+\cos\theta'\cdot\sec\theta} \qquad (3.1)$$

ここで θ' は入射方位角，θ は反射方位角をあらわし，θ_S は散乱角で K はクライン・仁科の微分エネルギー断乱係数で，

$$\begin{aligned}K(\theta_S)=&7.94\times10^{-26}\left\{\frac{1}{1+\alpha(1-\cos\theta_S)}\right\}^3\\ &\times\left(\frac{1+\cos^2\theta_S}{2}\right)\\ &\times\left\{1+\frac{\alpha^2(1-\cos\theta_S)^2}{(1+\cos^2\theta_S)(1+\alpha(1-\cos\theta_S))}\right\}\end{aligned}$$

$$\alpha=\frac{E_0}{0.511} \tag{3.2}$$

である。

Table 3.1 に今回の問題に対して使用された一回散乱法とアルベド法のコードの特徴をかかげる。この表で B·616 コードが1回あるいは2回散乱法というのは2回までの反射が取り扱えるという意味である。

Table 3.1 The features of single scattering and albedo reflection codes

program name	method	source geometry	scattering formula
G-33	single scattering	point	Klein-Nishina
BACKS	single albedo	point	Chilton and Huddleston
B.616	single or second albedo	volume source	table look-up

3.2 解析方法と計算条件

ここで求めようとしている G-Ⅲ-1 と G-Ⅲ-2 両問題の計算体系は，共に体積線源として与えられている。Table 3.1 で示したように G-33 および BACKS コードで両問題を解析する場合，まず体積線源を点線源化しなければならない。この点線源近似の方法には次のような2種類が考えられる。

(1) あらかじめ定めた散乱点のうち，ガンマ線束が最大となる散乱点を推定し，前章で使用した点減衰核積分法コードにより体積線源計算でガンマ線束を求め，点線源計算で得られるガンマ線束と同一になるように点線源強度を与える。

(2) 散乱面（両問題共に平板）を球殻近似し，その球殻を細分割し，細分割した領域内の代表点でのガンマ線束を点減衰核積分法コードで体積線源計算によって求め，領域内の平均線束と同一になるように点線源強度を与える。

上記2の点線源近似において，体積線源の点減衰核積分法でガンマ線束を求める時，非散乱線束のみの評価か，再生係数を考慮した評価かによっても，求める点線源強度の値が違ってくる。G-33 コードによる解析では，非散乱線のみを対象とし，(2) の方法で点線源強度を求めている。一方，BACKS コードによる解析では，再生係数を考慮し，(1) の方法で点線源強度を求めた。

Table 3.2 に計算された点線源強度の値をかかげる。同表でコード名 GGG の数値は文献 27) より転記したもので，再生係数と考慮した QADMOD 計算による体積線源の線束を基にしている。

Table 3.2 Approximations of the point source intensity for G-33, GGG and BACKS calculations

Energy (MeV)	source intensity (photons/sec) G-33	GGG[a)]	BACKS.
G-III-1			
0.4	1.35+11[b)]	1.3+12	2.73+12[c)]
0.8	6.05+11	2.9+12	5.13+12
1.3	4.41+11	1.3+12	2.24+12[d)]
1.7	1.77+11	4.2+11	6.95+11[e)]
2.2	1.13+10	2.2+10	3.88+10
2.5	9.49+09	1.8+10	3.03+10
3.5	4.94+06	7.9+06	1.35+07
G-III-2			
0.4	1.45+11		8.29+12[c)]
0.8	1.09+12		1.60+13
1.3	1.05+12		7.14+12[d)]
1.7	4.77+11		2.26+12[e)]
2.2	3.35+10		1.27+11
2.5	2.91+10		9.96+10
3.5	1.67+07		4.56+07

a) Taken from reference 27)
b) Read as 1.35×10^{11}
c) Value for 0.5MeV energy
d) Value for 1.25MeV energy
e) Value for 1.75MeV energy

これらに対し B·616 コードを利用する場合は，体積線源そのままの形で取り扱うことができる。しかしながら，点線源近似の場合には計算時間が散乱点の個数分であるのに対し，体積線源では計算時間が（散乱点の個数）×(線源の分割点数) となる。

B·616 計算で用いた体積線源の分割点は，G-Ⅲ-1 の円柱形状線源では (r, z, φ) 座標で 8×5×12（総分割点数 480 点）で各座標軸上等分割，G-Ⅲ-2 の矩形状線源では (x, z, y) 座標で 6×12×6（総分割点数 432 点）の等分割で，共に代表点は分割点の中心に置いて計算している。

点減衰核積分法による D_1 あるいは D_4 の評価点に対しては，B·439 コードを使い，円柱形状線源は 12×15×15（総分割点数 2,700 点），矩形状線源は 14×23×14（総分割点数 4,508 点）と分割して計算をおこなった。点減衰核積分法コード B·439 と一回散乱法コード B·616 で線源の分割点数を変えたのは計算時間に対する配慮である。

散乱点の選び方は一回散乱法コードの G-33 とアルベド法コードの BACKS や B·616 とは異なる。

一回散乱法コードでは散乱点を任意の空間内に設定できるが，散乱点の総数は計算時間に直接影響を与えるので，コンクリート壁に対して表面から 2, 3, 5, 10 および 15 cm の間隔に5層，35 cm の深さまでを考慮

し，その深さ以上の散乱点からの寄与はコンクリートの透過中に減衰してしまい無親できる量として取り扱った。空気層は評価点 D_1 あるいは D_4 共に通路巾を4分割している。

Fig. 3.2 に G-Ⅲ-1 の評価点 D_1 を G-33 で解析した時の散乱領域を図示する。

分割点の内訳は，

(1) 通路に沿った壁面 (Y_5) で 1,400 点

(2) 評価点と対面する壁面 (X_2) で 300 点

(ε) 天井に相当する壁面 (Z_7) で 300 点

(ヤ) 床に相当する壁面 (Z_2) で 300 点

で分割点総数は 2,300 になる。

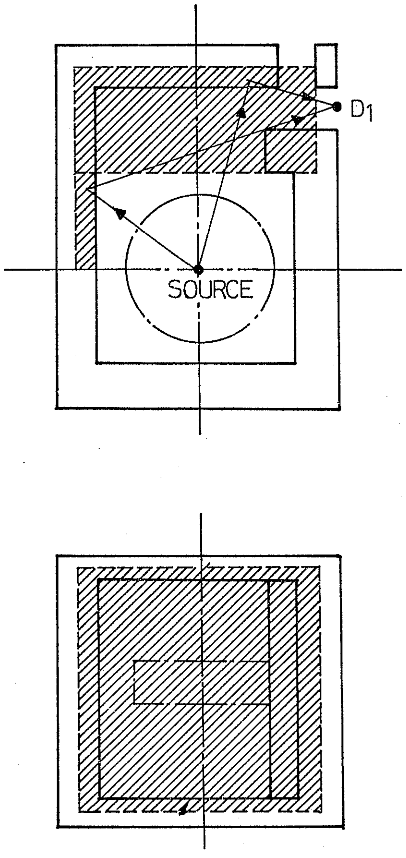

Fig. 3.2 Scattering regions of G-33 calculation for G-III-1 problem

これに対し，アトベドコードでは散乱点は遮蔽体の表面に限られる。

BACKS コードでは散乱面を線源点と評価点との位置関係から，散乱点への入射線も反射線も遮蔽体を透過することがないように選ばれた。Fig. 3.3 に G-Ⅲ-1 の評価点 D_1 の BACKS 計算に用いられた散乱面を示す。散乱面はいずれも 20 等分割して計算した。分割点総数は 80 である。

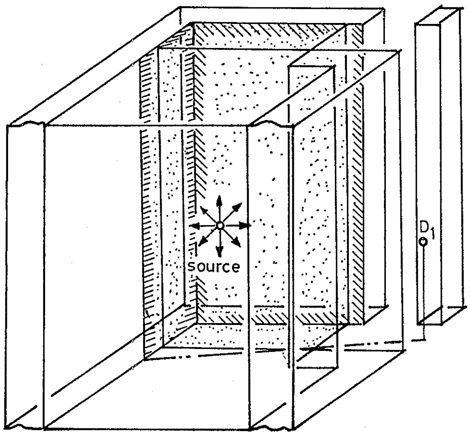

Fig. 3.3 Reflecting regions of BACKS calculation for G-III-1 problem

一方 B·616 コードでは，本来2回散乱まで取り扱えるが，計算時間が指数関数的に増大するので一回散乱としてモデル化した。

散乱面は，BACKS コードと違い散乱点への入射線あるいは反射線が，他の遮蔽体を透過することがあっても支障がない。しかし，評価点 D_1 の線量率に寄与する一回散乱線は，体積線源の片側，D_1 点の存在する側が大部分と思われるので，散乱面もこれにならって片半面に限定し，計算時間の短縮をはかった。Fig.

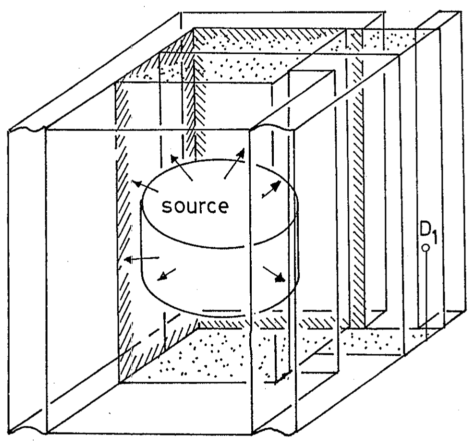

Fig. 3.4 Reflectin regions of B.616 calculation for G-III-1 problem

3.4 に G-Ⅲ-1 の評価点 D_1 の B・616 計算に用いられた散乱面を示す。

分割点の内訳は，

(1) 通路に沿った壁面（Y_5）で 110 点

(2) 評価点と対面する壁面（X_2）で 50 点

(3) 天井に相当する壁面（Z_7）で 43 点

(4) 床に相当する壁面（Z_2）で 43 点

で分割点総数は 246 になる。

問題 G-Ⅲ-2 に対しても各コードとも，上述した分割点と同じように散乱領域あるいは散乱面を細分割している。

3.3 計算結果とその検討

問題 G-Ⅲ-1 および G-Ⅲ-2 のガンマ線ストリーミングを対象とした評価点 D_1 と D_4 に対する解析結果を Table 3.3 に示す。

同表でコード名 GGG は文献 27) より転載したものである。G-33 コードによる結果は他の計算値に比較して約半分に当り，過小評価となっている。

Table 3.4 には，各散乱領域から評価点の線量率に寄与する割り合を知るため，各計算コード毎に散乱領域に対応した線量率成分をかかげる。なおこの表で，記号 Y_5, X_2, Z_7 および Z_2 は Fig. 1.1 および Fig. 1.2 に示された記号と対応して，散乱領域を代表するコンクリート壁の位置を示し，それぞれ，通路に沿った壁，評価点と対面する壁，天井，床を意味する。

全線量率に対する各散乱領域からの寄与は，G-Ⅲ-2 の評価点 D_4 の方が G-Ⅲ-1 の評価点 D_1 よりも三つのコードの間で同じ傾向を示している。このことは，G-Ⅲ-2 の線源形状が G-Ⅲ-1 の線源形状より点線源化しやすいことを物語たっている。

Table 3.3 Results of G-III-1 and G-III-2 calculations with single scattering and albedo codes

Computer code	Dose rate (mrem/hr) D1	D4
G-33	2.28+1*	5.02+1
GGG	8.67+1	
BACKS	1.10+2	3.03+2
B.616	1.66+2	2.38+2

* Read as 2.28×10^1

ここで体積線源の点線源近似による誤差を検討してみる。一回散乱法の G-33 あるいは GGG およびアルベド法 BACKS コードでは，前述したように線源として点線源形状だけしか取り扱うことができない。このため，別途，体積線源によるガンマ線束を計算する必要があり，その線束をもとに点線源に対する線源強度を算出する。この場合，微小散乱領域ではスカラー束を保存することは可能であるが，散乱角を体積線源と同一にすることは不可能である。更に，散乱領域が各所にわたる場合，点等方線源近似ではスカラー束も保存できなくなる。

Table 3.4 Partial dose rates obtained by contributions from each of scattering regions

D1 point	G-33	BACKS	B616
Y5 wall	1.33+1*	7.56+1	6.28+1
X2 wall	2.93+0		2.88+1
Z7 ceiling	2.18+0	2.42+1	7.88+0
Z2 flour	4.44+0	1.04+1	6.69+1
D4 point			
Y5 wall	3.75+1	2.16+2	1.61+2
X2 wall	2.80+0		2.53+1
Z7 ceiling	5.12+0	4.29+1	2.62+1
Z2 flour	4.82+0	4.38+1	2.56+1

* Read as 1.33×10^1

したがって，体積線源の点線源近似による誤差は，散乱領域に対応する点線源強度の仮定および散乱領域での線源点からの入射角の違いによって増減する。同種のコード GGG と G-33 による G-Ⅲ-1 の評価点 D_1 における線量率の差は，Table 3.2 で示した点線源強度の仮定にあると思われる。すなわち QAD-MOD コードにより再生係数を考慮した体積線源をもとにして算出された GGG 計算と QAD-P5 コードにより体積線源からの非散乱線だけを評価して算出された G-33 計算では，線源強度の差が最も少ない高エネルギー 3.5 MeV でファクター 1.6，この差はエネルギーが低くなるにつれて大きくなり，0.4 MeV ではファクター 9.6 にもなり，いずれも G-33 計算で用いられた線源強度の方が低い値になっている。この結果，評価点 D_1 の線量率に対して G-33 計算で GGG は計算に比較してファクター 3.8 だけ過小評価している。

この線源強度の差異は G-33 計算と BACKS 計算とでは更に顕著になり，G-Ⅲ-1 の問題では，最高エネルギー 3.5 MeV でファクター 2.7 から対応する最低エネルギー（G-33 計算では 0.4 MeV に対し BACKS 計算では 0.5 MeV）でファクター 20.2 にも達し，いずれのエネルギーでも BACKS 計算で用いた線源強度の方が大きい。G-Ⅲ-2 の問題に対しては，G-33 計算と BACKS 計算で用いた点線源強度は更にその差が大きくなり，最高エネルギーではファクター 2.7

の差から最低エネルギーでファクター 57.2 の差になる。

この結果，G-33 と BACKS の両計算による線量率の差は，評価点 D_1 でファクター 4.9 および評価点 D_4 ではファクター 6 といずれも G-33 計算は過小評価している。

次に散乱角の違いにともなう誤差を検討する。ガンマ線の場合，微分散乱断面積はクライン・仁科の式によって入射エネルギーと散乱角との関係式として表現できる。Fig. 3.5 に入射エネルギーをパラメータとして，散乱角に対応するガンマ線の微分散乱断面積をかかげる。この図から明らかのように微分散乱断面積はエネルギーが高く，散乱角が 90° までは散乱角に大きく依存して変化がはげしい。前述したように体積線源を点線源として近似した場合，点線源の位置（通常体積線源の中心）が必ずしも体積線源点の代表位置とはならず，むしろ大きな体積線源の場合，その表面近くが重要な役割りをなすので散乱角は点線源化した時大きなずれを生ずることになる。このずれが 90 度から 180 度迄の間で起る場合には結果におよぼす誤差は小さいが，0 度から 90 度の間で起る場合にはファクターの違いとして結果に影響を与える。例えば 3 MeV のガンマ線の場合，散乱角が 30 度と 60 度との比は約 3 であり，60 度と 90 度との比は 1.7 である。

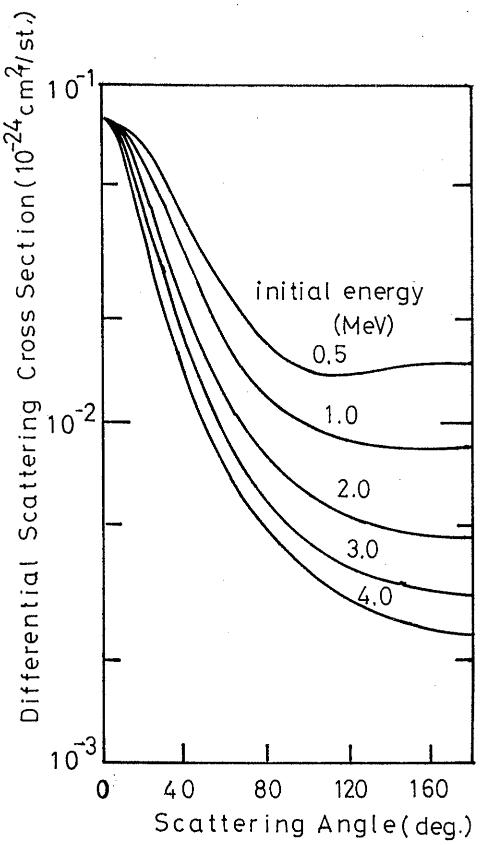

Fig. 3.5 Differential Klein-Nishina scattering cross section

4. ディスクリート・オーディネイト法による解析

4.1 計算コードの概要

ディスクリート・オーディネイト法はボルツマンの放射線輸送方程式を基に，エネルギーを多群構造に離散化し，放射線の方向成分，更に空間内の位置をも離散化し差分方程式を導入して決定論に解くものである。

従って，ボルツマン輸送方程式を統計論にもとずいて解を求めるモンテカルロ法や，散乱成分を再生係数で補正する点状核積分法などとは解法自体が異なるため，ディスクリート・オーディネイト法独自の利点と共に欠点も合せ持っている。一度の計算で，対象となる空間点全域にわたる放射線挙動が得られる点は，ディスクリート・オーディネイト法の利点であり，一方，連続量を離散化したため非物理現象（例えば放射線のゆらぎ即ち ray effect）を起す欠点がある。

ディスクリート・オーディネイト法には，Sn タイプと直接積分法の二つの技法がある。

これらは，基本となるボルツマンの輸送方程式から差分方程式を導入する段階で，その技法がわかれる。Sn タイプは微分形をもとにしており，直接積分法は積分形で差分式を構成している。しかしながら，放射線のエネルギー・角度方向・空間分布を離散化量で表現している点では一致しており，当然のことながら離散化の度合が密な程，両技法とも計算精度が向上する。

現在，ディスクリート・オーディネイト法と呼ばれる計算コードは 1 次元から 3 次元形状に対する Sn 法，直接積分法それぞれのコードが報告されている。Table 4.1 に代表的なディスクリート・オーディネイト・コード（一部は公開されていないものも含む）の特徴をかかげる。ところで，ディスクリート・オーディネイト法では次元数の増加にともなって，計算時間がべき乗の割り合いで急増するので，特に 2 次元ディスクリート・オーディネイトコードの遮蔽設計計算へ

Table 4.1 The features of various discrete ordinates codes

program name	dimension	geometry	reference
Sn type			
ANISN	one	plane, spherical or cylindrical	39,40
DOT3.5	two	planar, cylindrical	41
TWOTRAN		or cylindrical planar	45,46
THREETRAN	three	rectangular or	47
ENSEMBLE		cylindrical	48
Direct integration			
PALLAS-1DPL,SP	one	plane or spherical	42
PALLAS-2DCY	two	cylindrical	43,44
PALLAS-3DXYZ	three	rectangular	49
PALLAS-3DRTZ	three	cylindrical	50

の適用は，二次元以下の形状モデル化による計算では，要求精度を満足しないような問題（例えば複雑形状のストリーミング問題）に限定されているのが現状であり，計算精度の向上に対応する技法開発を進めると共に，計算時間の短縮につながる技法開発もディスクリート・オーディネイト法の改良に課せられた重要な問題と言えよう。

今回の二つの問題 G-Ⅲ-1 と G-Ⅲ-2 では3次元形状の放射線ストリーミング挙動も評価の対象になっている。しかしながらここで報告するものは，上記ストリーミングが対象となる評価点は除き，透過が対象となる問題に限定して，一次元 Sn コード ANISN-W[40] と一次元直接積分法コード PALLAS-PL, SP-Br[42] および二次元直接積分法コード PALLAS-2DCY-FC[44] による両問題の解析結果である。

二次元 XY 形状模擬（例えば DOT 3·5[41]），三次元 XYZ 形状（例えば ENSEMBLE[48]，PALLAS-3DXYZ[49]）によるガンマ線ストリーミング効果の評価は今後の課題として残された。

ところで，これらのディスクリート・オーディネイトコードにより遮蔽計算を行う場合，使用する電子計算機システムによる制約条件や，計算時間の制限から，各パラメータの離散化の度合も制限を受ける。従って，ディスクリート・オーディネイト・コードを利用する際，計算体形のモデル化と共に，インプットデータとして与え分離散化のバランスも充分考慮しなければならない。

4.2 解析方法と計算条件

今回，計算対象になっている問題は，線源タンク（円柱形あるいは矩形）を含む複雑な廃棄物施設を模擬したもので，G-Ⅲ-1 の評価点 D_1 および G-Ⅲ-2 の評価点 D_4 は建屋内の壁を通ってくる放射線ストリーミングに依存する。一方，G-Ⅲ-1 の評価点 D_2 と D_3 および G-Ⅲ-2 の評価点 D_5 と D_6 は建屋の壁の透過前後の放射線量を問題とする。前述したように両問題の解析に用いたコードは一次元の ANISN および PALLAS および2次元円柱形状用の PALLAS コードであるため，D_1 と D_4 の両点での評価は，これらのコードで意味ある計算をすることは不可能であり，他の4点に焦点を当てて解析を行なった。

ANISN 計算に用いられたエネルギー群構造および各群に対応する線源強度は，あらかじめ詳細計算用に準備されたエネルギー群数 18 群に合せ，群定数もこのエネルギー群に対応してルジャンドル展開項 P_5 のデータを用いた。また線量率変換係数は ANSI/ANS-6.1.1 によって内挿計算で求めた。

一方，一次元および二次元の PALLAS 計算で用いられた代表エネルギーは 14 群までは ANISN 計算で用いられたものと同一にし，15 群，16 群は異なる代表エネルギーを使った。当所の計画では，エネルギー群構造の違いによる計算コード間の不確定性を除くため，同一エネルギー群構造にそろえることが条件であったが，PALLAS 計算に使われた電子計算機システム（船研所有 FACOM-M180）の制約条件と，後述する PALLAS コードのエネルギーメッシュ点の選定条件から，この処置を取った。

PALLAS 計算に使われるガンマ線の全断面積および電子対生成のデータは PALLAS 用ガンマライブラリとして用意されており，代表エネルギーに対応するこれらのデータは，両対数内挿によって得られる。またライブラリ内には線量率変換係数もエネルギー束に対応するものとして準備されている。

なお，PALLAS コードでガンマ線の散乱に関しては，クライン・仁科の式による微分散乱計算がプログラムに内蔵されているため，Sn コードのような核定数の処理コードを必要としない。PALLAS 計算に用いられる線源強度（単位 photons/sec/cc/MeV）は ANISN 用の単位と異なるため，下記の式より求めた。

$$S^{\mathrm{PAL}}(E_i)=S^{\mathrm{ANI}}(E_i)/\Delta E_i^{\mathrm{ANI}} \qquad (4.1)$$

ここで $S^{\mathrm{PAL}}(E_i)$，$S^{\mathrm{ANI}}(E_i)$ はそれぞれエネルギーに対応する PALLAS 用と ANISN 用の線源強度，また $\Delta E_i^{\mathrm{ANI}}$ はエネルギー E_i は対応する ANISN 用のエネルギー区間。

以上が問題 G-Ⅲ-1 および G-Ⅲ-2 の解析に共通して用いられたデータでの紹介ある。ベンチマーク問題 G-Ⅲ-1 の解析には，一次元円柱近似の ANISN

計算と二次元円柱近似の PALLAS 計算を行なった。

ANISN 計算はルジャンドル展開項数を群定数で取り扱ったものと同一に P_5，角度分点は S_{12}（総分点数，平板の場合 13，円柱の場合 48 個）が選ばれた。またガンマ線束の収束条件は 0.01% とし，自群内バランス計算の強制打切り回数は 50 とした。一方，PALLAS 二次元計算の角度分点は，同コード内蔵の 28 分点を使った。

また G-Ⅲ-2 の解析には一次元平板状近似とし，ANISN と PALLAS の一次元コードを利用した。ANISN での計算条件は，上述と同等で，単に角度分点の総数が 13 個に変り，計算体系にともなうデータを変化させただけである。他方，一次元 PALLAS 計算では制動放射線（bremsstrahlung）も取り扱えるが，今回のベンチマーク問題で対象となるガンマ線のエネルギーは低いので無視した。一次元 PALLAS 計算で用いた角度分点は同コード内蔵の非対称 28 分点を選んだ。ベンチマーク問題 G-Ⅲ-2 の解析に用いられた ANISN の計算体系と PALLAS の計算体系を Fig. 4.1 のせる。この図で下線をほどこした数値はメッシュ数とあらわし，他の数値の単位は cm である。

これらの図でコンクリート建屋の外側に空気層を付け加えたモデルを考えたが，建屋の外側での線量率を検討する際の目やす程度の意味で，考慮した空気層の

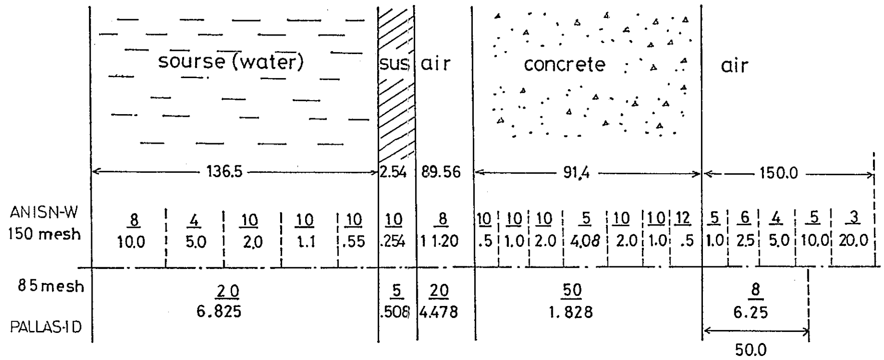

Fig. 4.1 Geometrical models of ANISN and PALLAS calculations for G-III-2 problem

厚さは特別な意味は無い。この空気層の厚さに依存するコンクリート壁内外の線量率変化も検討した。また ANISN 計算では，線源タンクの高さ方向に対する有限性を考慮して，バックリング補正の効果も検討している。

大きなボイド空間がある場合，二次元以上のディスクリート・オーディネイト法だけで計算しようとすると，空間メッシュ数が増加し，また ray effect が生じやすい。このため，線源を含んだ適当な表面までをディスクリート・オーディネイト法で計算し，その表面を線源とみなして以後，点減衰核積分法で解くことがしばしばある。

ここでは G-Ⅲ-1 の問題について，二次元 PALLAS 計算で得られている角度束（angular flux）が，鉄表面でエネルギー群によって差はあるものの，大まかに言えば余弦分布となっている（Fig. 4.2 参照）ことから，鉄容器表面を余弦分布をなす表面線源と近似し，評価点 D_2 と D_3 を点減衰核積分法 STRAGE コードで計算した。また線源としての水領域の表面を同

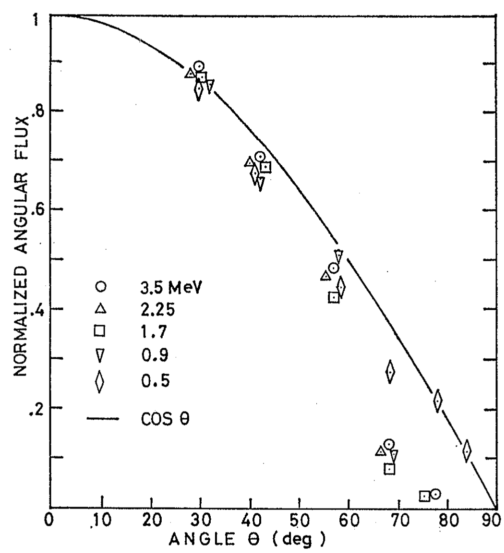

Fig. 4.2 PALLAS-calculated angular flux on the iron surface as a function of polar angle

様に余弦分布に従うものとして表面線源とし STRAGE コードで評価点 D_2 と D_3 における線量率も求めた。

なお G-Ⅲ-2 の矩形線源の問題では，ANISN 計算によって同体積の球形状近似および円柱形状近似の計算も行なった。これら二つの形状近似では，線源層以後の物質層の厚さは線源境界面から保存する方式をとった。

4.3 計算結果とその検討

問題 G-Ⅲ-1 の評価点 D_2 および D_3 に対応する各計算結果また，G-Ⅲ-2 の評点 D_5 および D_6 に対応する計算結果を Table 4.2 に示す。これらの表のプログラム名の項で ANISN (ORNL) および DOT (ORNL) に記述されたものは，文献 27) より転載したもので，現状では使用した詳細な計算条件についてはわからない。特に G-Ⅲ-1 の計算結果では今回我々がおこなった ANISN 計算と多少ながら差がでている。この差はエネルギー群構造・線源強度分布あるいは群定数の違いによるものと推測される。

Table 4.2 Results of G-III-1 and G-III-2 calculations with discrete ordinates codes

Computer code	dose rate (mrem/hr) D2	D3	D5	D6
ANISN-W	5.26+4*	5.20-1	7.88+4	8.42-1
ANISN(ORNL)	5.35+4	7.68-1	———	———
PALLAS-1D	———	———	8.22+4	5.83-1
PALLAS-2D	6.21+4	3.82-1	———	———
DOT(ORNL)	———	———	7.32+4	6.88-1

以下，今回我々が行なった計算結果について項目別に検討してみる。

4.3.1 建屋壁外側の空気層に対する影響

空気層を 150 cm と 1 cm の ANISN 計算を円柱形状近似の G-Ⅲ-1 の問題と平板形状近似の G-Ⅲ-2 の問題に対し，それぞれ比較した。1 cm の空気層を考えたのは，評価点 D_3 および D_6 のコンクリート壁外側の線量率を計算するためにもうけられたもので，ANISN 計算で求められた測定点前後の中間メッシュ線量率を内挿計算によって各評価点での線量率の値として与えている。

問題 G-Ⅲ-1 の評価点 D_2 および G-Ⅲ-2 の評価点 D_5 の場合，おのおの約 1 m 近いコンクリート壁の内側にあるため，空気層の厚さの影響は全くあらわれず G-Ⅲ-1 の評価点 D_3 および G-Ⅲ-2 の評価点 D_6 でも，それぞれ 0.4% あるいは 1% 程度の差であった。PALLAS 計算でも同程度であることを確認している。

4.3.2 有限高さに対するバックリングによる補正効果

一次元コードによる平板あるいは円柱形状近似では，高さ方向は無限の形状モデルとなる。一次元の PALLAS コードには有限高さに対する補正ルーチンはないが，ANISN コードには平板あるいは円柱形状計算を行う場合，バックリングによる有限高さに対する補正がオプションによっておこなえる。

問題 G-Ⅲ-1 に対して，円柱形状近似で評価点 D_2 と D_3 および G-Ⅲ-2 に対して，平板近似で評価点 D_5 と D_6 の ANISN 計算を，それぞれバックリング補正を無視したものと，線源高さによりバックリング補正をしたものを 2 ケースずつおこなった。円柱形状の場合，線源に近い評価点 D_2 で 7.6%，コンクリート壁透過後の評価点 D_3 で 3%，また平板形状の場合，評価点 D_5 で 7.6% 評価点 D_6 で 5.3% とバックリング補正した方が低い計算値を算出している。

4.3.3 計算プログラム間の差違

Fig. 4.3 に問題 G-Ⅲ-2 に対する 1 次元平板近似でおこなった ANISN と PALLAS 計算による線量率分布をかかげる。図でも明らかのように 91.4 cm のコンクリート壁を透過した評価点 D_6 で ANISN と PALLAS 計算値の差は 57% になっている。この原因として考えられるのは第一にエネルギー群構造に起因するものである。

まず PALLAS 計算で用いられた代表エネルギーの下限を 0.08 MeV としたことの影響が無視できない。線源タンクの 1 インチの鉄層透過後のエネルギースペクトラムの山頂は 0.1 MeV 附近で 0.08 MeV のエネルギー群による線量率への寄与は無視できない状態に

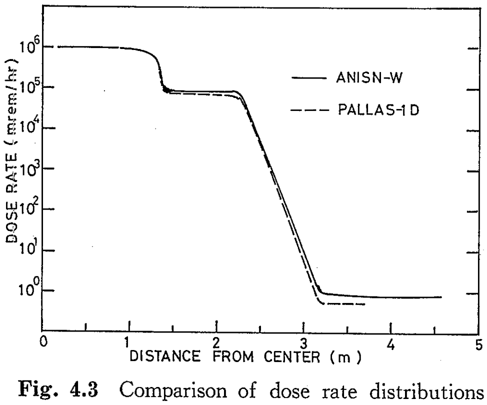

Fig. 4.3 Comparison of dose rate distributions calculated with ANISN and PALLAS codes for G-III-2 problem

ある。また PALLAS コードでは ANISN コードなどにみられる自群内散乱をくり返し法で解いて放射線束のバランスを保つよう補正するが，このくり返しによる計算時間を回避して，散乱は小角度散乱と高いエネルギー群からの散乱とに分けて計算する。

このため PALLAS 計算する際，エネルギー群構造は密にする必要がある。今回の PALLAS 計算に使われた群構造では 13 群目から粗過ぎることがわかった。以下このことを検討する。

ガンマ線の散乱前後のエネルギーをそれぞれ E′, E とし，散乱角を θ とすると，これらの間の関係式は

$$E=\frac{E'}{1+(E'/m_0C^2)(1-\cos\theta)} \qquad (4.2)$$

となる。ここで E, E' の単位は MeV。また $m_0C^2=0.511$ として与えられる。

上式の E, E' に対応したコンプトン波長をそれぞれ λ, λ' で表わし，上式を変形すると

$$\cos\theta=\lambda'-\lambda+1 \qquad (4.3)$$

となる。従ってコンプトン波長の差 $\lambda-\lambda'$ が 2 を超える散乱はあり得ないことになる。ところが群 13 目から 16 群目までの代表エネルギーのコンプトン波長の差は 1.363，1.703 および 1.278 となっており波長差が 0.7 を超えた場合大きな誤差が発生することが指摘されている。

第二に考えられる原因としては，コンクリートの全断面積の差である。ANISN 計算と PALLAS 計算に使われた全断面積のうち，代表エネルギーが一致する 14 群までのデータを比較すると 13 群までは 0.3% 弱から 1% 近く PALLAS で取り扱った全断面積が大きく，14 群目では 1% 小さい。

これらの差は，それ自体としては小さいが約 1 m のコンクリートの最短の透過でも，例えば 12 群の場合 11% の差になる。

4.3.4 形状のモデル化による誤差

G-Ⅲ-2 の矩形線源に対し，一次元の平板形状近似，同体積の円柱および球形状近似にモデル化して ANI コードで解析してみた。これらの計算では，線源より外側の各層の位置は形状近似をおこなった終源表面から保存されるようにした。Fig. 4.4 にこれらの線量率分布の位置変化をかかげる。

この図から明らかのように評価点 D_5 および D_6 で平板近似が最も高く，円柱近似，球近似と続く。

問題 G-Ⅲ-1 で，水あるいは鉄の表面を余弦分布に従う表面線源と仮定して点減衰核積分法コード STRAGE で計算した結果を Fig. 4.5 に示す。この図から，円柱形状の表面線源を表面とした場合の方が鉄表面とした場合より高目の線量率分布を与えている。

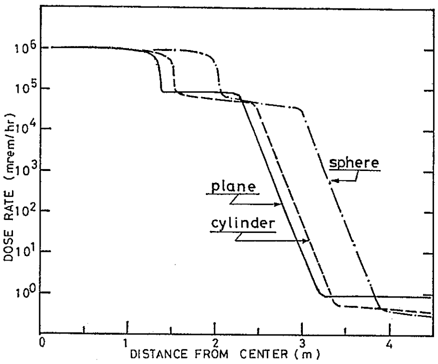

Fig. 4.4 Comparison of dose rate distributions approximated with three geometrical ANISN models

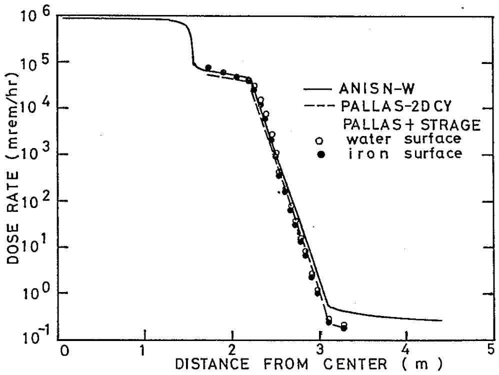

Fig. 4.5 Comparison of dose rate distributions calculated with ANISN, PALLAS and STRAGE codes for G-III-1 problem

またコンクリート遮蔽体と円柱形状で近似した ANISN 計算と PALLAS 計算に比較して，平板形状としてコンクリート遮蔽形状を取り扱った STRAGE 計算の減衰は多少異なっているものの良い一致と言える。

特にメッシュ巾の制限を強く受ける Sn コードで大きな体系を計算する場合，このような表面線源法は有効である。

5. モンテカルロ法による解析

5.1 計算コードの概要

モンテカルロ法は乱数を使って放射線の物質中での挙動を追跡する方法である。前章までの方法が決定論的に数値解を求めたのに対し，モンテカルロ法は統計

論にもとずいている点に大きな違いがある。本来，ボルツマンの放射線輸送方程式が統計論を使って導びき出されたものなので，モンテカルロ法による解法は理にかなっているといえる。例えばボルツマン輸送方程式として表現される微分方程式は厳密にいえば確率微分方程式で，実関数の微分方程式とは性質が異なるものである。

モンテカルロ法の特徴は形状が複雑になっても，計算時間がそれ程変らない点が利点としてあげられる。しかしながら厚い物質中の透過問題では，途中で吸収されてしまう確率が高く，遮蔽体外側のある評価位置に到達し，計数される数は極めて少ない。

このため，より少ない計算時間で有効な答が得られるような技法が考えられ，成功例も報告されている[51]。

今回の問題 G-Ⅲ-1 と G-Ⅲ-2 で，特にガンマ線のストリーミング問題となる評価点 D_1 および D_4 に焦点を当てて，モンテカルロ法コード MORSE-CG[52] を利用して計算をおこなった。

MORSE-CG コードは，エネルギーの取り扱いを多群構造にし，核定数はディスクリート・オーディネイトの Sn 法で利用するものと同型式であり，あらためて MORSE-CG 計算用に核定数ライブラリを準備する必要がない。また計算時間を短縮するための標準的な技法は MORSE-CG コードに内蔵されており，更に，前述 2.1 でもふれたように，複雑形状の入力が簡単で入力ミスが無いように Combinatorial geometry が取り扱える。

5.2 解析方法と計算条件

本問題 G-Ⅲ-1 と G-Ⅲ-2 を MORSE-CG で解くにあたり，与えられた幾何形状は，何ら近似することなく，そのままの形状で計算をおこなえる。また核定数は，前章 ANISN 計算で利用した 18 群の群定数と同一で，ルジャンドル展開次数は P_5 である。ここで留意すべきことは MORSE のコード内で散乱の取り扱いが，方位角では等方，極角については，ルジャンドル展開次数と散乱角との関係から，各群ごとに 3 個の離散方向のみで取り扱われる点である。

線源に関しては，線源のエネルギー分布と空間分布の両方に対して，各評価点での線量率寄与を考慮して，第 1, 2 でふれた条件のままではなく，以下に述べるバイアスをかけて計算した。

(1) 線源のエネルギーバイアス

第 1，2 で仮定した 18 群の線源強度に何らバイアスをかけずに，一様乱数でエネルギ群を抽出すると，線量率に寄与する割合が多い，高エネルギー群が選ばれる確率は極めて少なく（約 100 分の 1)，7 群以下に片よった計算になるおそれがある。このため，7 群以上の分布に対しほぼ均等に抽出され，むしろ低エネルギー群からの抽出はおさえるようにバイアスをかけ，全体の統計精度が上がるようにした。この発生確率のバイアスについては Table 5.1 に示した。また発生確率の変更にともなう調正は，その粒子にウエイトをもたせることで補正している。

Table 5.1 Source energy biasing for G-III-1 and G-III-2

GROUP	UPPER EDGE (EV)	SOURCE DATA	NORMALIZED FRACTION	NORMALIZED BIASED FRACTION
1	4.0+6	1.2+1	0.000001	0.000017
2	3.0+6	1.5+4	0.001021	0.216135
3	2.5+6	5.5+4	0.003744	0.237748
4	2.0+6	0.0	0.0	0.0
5	1.8+6	8.2+5	0.055820	0.236307
6	1.6+6	0.0	0.0	0.0
7	1.4+6	2.8+6	0.190606	0.201726
8	1.2+6	0.0	0.0	0.0
9	1.0+6	3.5+6	0.238257	0.025216
10	8.0+5	3.5+6	0.238257	0.025216
11	6.0+5	2.0+6	0.136147	0.028818
12	4.0+5	2.0+6	0.136147	0.028818
13	3.0+5	0.0		
14	2.0+5	0.0		
15	1.0+5	0.0		
16	7.0+4	0.0		
17	5.0+4	0.0		
18	3.0+4	0.0		

(2) 線源の空間バイアス

線源の空間分布は第 1.2 でふれたようにタンク内の水中で一様としている。これを MORSE-CG コードで忠実に実行すると，線源の中心附近で発生した粒子が，線源内で散乱をくり返し，線源領域から外に出て，評価点に有効な数値として寄与するまで，大変な計算時間を必要とすることが予想される。

実際，ある評価点の線量率に寄与するのは線源領域の表面近くで発生した粒子で，深部で発生した粒子は自己吸収によって，評価点での線量率にはあまり寄与しない。このため，線源領域の表面近くでの粒子発生確率を多くし，内部での発生確率を少なくするバイアスをかけて計算した。

今回の G-Ⅲ-1 および G-Ⅲ-2 の問題に対し，どちらも線源領域内部 $V_{\rm in}$ と外部 $V_{\rm out}$ の粒子発生確率の比は 1：9 とした。

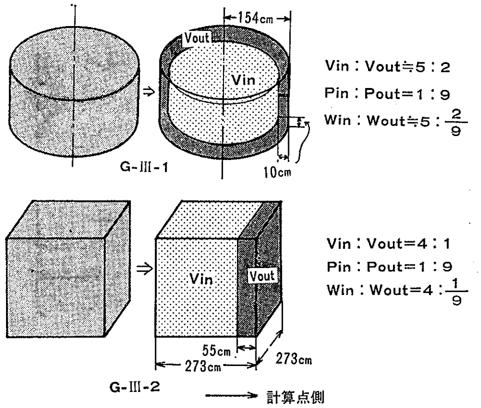

Fig. 5.1 Source spacial biasing for G-III-1 and G-III-2

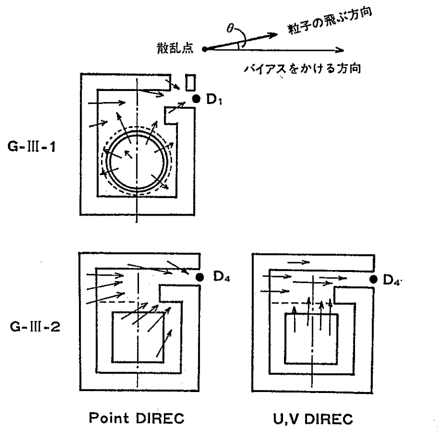

Fig. 5.2 Pass-length stretching for G-III-1 and G-III-2

ここで G-Ⅲ-1 では $V_{\rm in}$ を円柱半径を 10 cm 差引いた 144 cm とし，$V_{\rm out}$ はその外側の領域とした。また G-Ⅲ-2 では，$V_{\rm in}$ をX方向（評価点のある方向）から 55 cm を差引いた矩形とし，$V_{\rm out}$ は 55 cm 分の評価点に近い矩形とした。詳細は Fig. 5.1 に示してある。なお同図で $P_{\rm in}$，$P_{\rm out}$ はそれぞれ，線源内部あるいは外部領域の粒子発生確率を，また $W_{\rm in}$，$W_{\rm out}$ は線源内部あるいは外部領域の粒子に対応するウエイトをあらわす。

次に，粒子の飛程を伸ばして観測点に到達しやすく飛程長バイアス (pass-length stretching) を採用した。MORSE-CG コードでは飛程の分布関数を次のようにバイアスすることができる。

いま飛程を平均自由行程 η で表わすと，分布関数 $f(\eta)$ は，

$$f(\eta)=e^{-\eta} \tag{5.1}$$

と記されるが，これを次式 (5.2) の形にバイアスをかける。

$$f'(\eta)=\frac{1}{\rm BIAS}e^{-\eta/{\rm BIAS}} \tag{5.2}$$

ここで，

$${\rm BIAS}=\frac{1}{(1-{\rm PATH}\times\cos\theta)} \tag{5.3}$$

であり，$\cos\theta$ は粒子の飛ぶ方向とバイアスをかける方向とのなす余弦であり，PATH は飛行距離の伸長を与えるパラメータで，通常 0.4～0.9 の値が与えられる。今回は PATH の値として，0.6 を使用した。

更に計算時間を短縮する技法として，ルシアン・ルーレット (Russian-Roulette) 法を使用した。現在コード化されているモンテカルロ法では，線源で発生した粒子は物質中で衝突する毎に (散乱断面積)/(全断面積) の割合でその粒子がもつウエイトを減少し，たとえ，その衝突が吸収反応であっても粒子は死滅することがないとしている。しかし今回の問題のように大きな体系を取り扱う場合，多数回衝突をくり返しているうちに，粒子の持つウエイトは非常に小さくなり，評価点に達したとしても無視できる程小さい量として計数することが起り得る。

このため，ウエイトの下限を計算領域毎にもうけて，衝突後の粒子の持つウエイトがこの下限より小さくなった場合，ルシアン・ルーレットをおこない，強制的に殺してしまうか，生かして計算を続行するかをきめる。生かされた粒子のウエイトは殺された粒子のウエイトも加算されて大きくなり，計算が続行される。

今回の両問題 G-Ⅲ-1 および G-Ⅲ-2 の解析に対してルシアン・ルーレットは以下のように両問題共通にかけた。

(1) 線源領域

粒子のウエイトが 10^{-4} 以下になったとき，1/10 の割り合で生かし，生き残った粒子のウエイトを 10 倍する。

(2) 建屋領域

粒子のウエイトが 10^{-7} 以下になったとき，1/10 の割り合で生かし，生き残った粒子のウエイトを 10 倍する。

以上がモンテカルロコード MORSE によって両問題の解析に用いられた主な技法である。

5.3 計算結果とその検討

これらの計算は日本原子力研究所の炉物理委員会，

遮蔽専門部会の一作業として，モンテカルロ・グループがおこなったもので，同研究所所有の FACOM-M 200 電子計算機システムを利用した。

Table 5.2 に MORSE-CG コードで計算した結果をかかげる。同表の G-Ⅲ-2 の評価点 D_4, D_5, D_6 の欄で point および u, v の表示は，飛程バイアスの基準となる方向を意味し，Fig. 5.2 のように Point は評価点を向く方向，U, V は X あるいは Y 方向を意味する。またモンテカルロ計算では，ヒストリ数を増せば通常，計算精度も向上するが，利用した計算機システムにおける計算時間の制約から，Table 5.2 にかかげたヒストリ数で計算を打切っている。同表には，参考までに cpu 時間をのせてある。なお f.s.d. は MORSE-CG 計算が出力される統計誤差（fractional standard devaition, 以下fsd と略記する）である。

Table 5.2 Results of G-III-1 and G-III-2 calculations with Monte Carlo MORSE-CG code

		history	f.s.d	Dose(mren/h)	CPU time (M-200)
D_1		30000	0.232	2.39+2	15 min
D_2		20000	0.118	3.65+4	7.5min
D_3		60000	0.287	1.97−1	23 min
D_4	Point	15000	0.224	6.58+2	7.8min
	U.V.	15000	0.225	6.16+2	7.5min
D_5	Point	20000	0.055	5.89+4	8.3min
	U.V.	20000	0.071	6.60+4	7.9min
D_6	Point	30000	0.260	2.81−1	16 min
	U.V.	15000	0.270	1.67−1	7.5min

Fig. 5.3 に G-Ⅲ-1 の各評価点 D_1, D_2, D_3 でのスペクトラムを示す。誤差範囲は fsd をもとにして表示した。Fig. 5.4 と Fig. 5.5 に G-Ⅲ-2 の各評価点 D_4, D_5, D_6 でのスペクトルを示す。

ただし，Fig. 5.4 は各評価点に向けて飛程バイアスをかけた結果であり，Fig. 5.5 は，D_4 の評価点に対しては V 方向に飛程バイアスをかけ次に U 方向をバイアスの基準とした結果で，D_5 および D_6 に対しては U 方向だけをバイアスの基準方向としたものである。

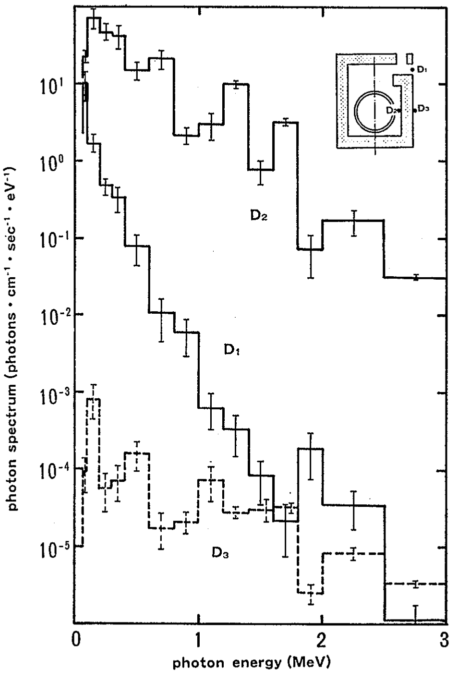

Fig. 5.3 MORSE-calculated photon spectrum for G-III-1

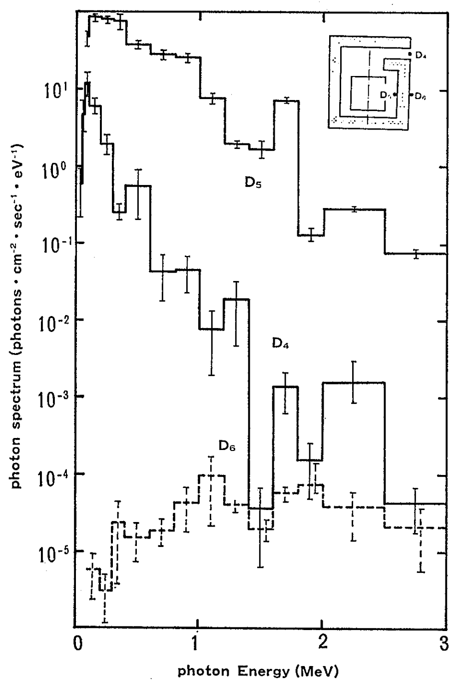

Fig. 5.4 MORSE-calculated photon spectrum for G-III-2 (POINT pass-length stretching)

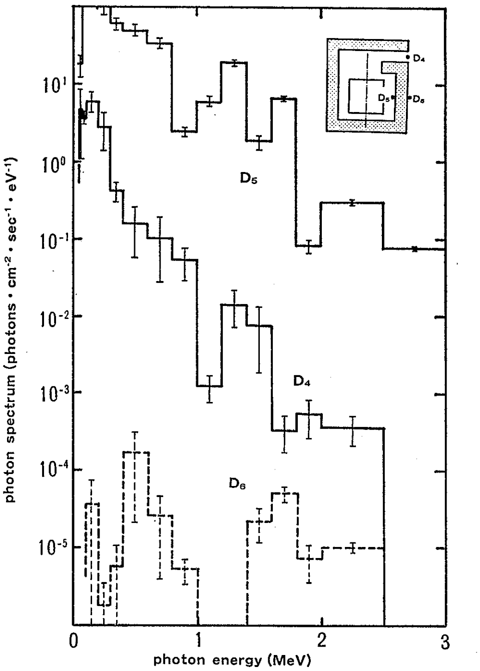

Fig. 5.5 MORSE-calculated photon spectrum for G-III-2
(U/V DIRECTION pass-length stretching)

これらスペクトラムの図から評価点 D_2 と D_5 は共に線源タンクの真横で約1メートルのコンクリート壁前面の位置にあるため，線源スペクトラムを反映した形となっており，fsd も他の評価点にくらべて小さい値となっている。またこの評価点 D_2 と D_5 の各群に対応する fsd は，線源として発生する群では小さく，発生しない群では大きくなっている。このことは線源として発生しない群では，上のエネルギー群の散乱計算の結果その群の計算が始まることになり，特にエネルギーが高い群では，対応する発生確率が少ないためでヒストリー数が増加すれば相対的に発生確率も大きくなり，fsd も次第に小さくなることが期待できる。また飛程バイアスの違いだけによる Fig. 5.4 と Fig. 5.5 の評価点 D_5 のスペクトラムで，6群および8群に対応した値が両者の fsd を大巾に上まわる約1桁の違いは，確率論的バラツキによるもので，これもヒストリー数の増加によって差が縮まるものである。このことは評価点 D_4 および D_6 でも同様なことがいえる。

ここで約1メートルのコンクリート壁を透過する評価点 D_3 と D_6 の計算結果を検討してみる。MORSE コードによる結果は，前章までに述べた他の計算コードによる結果と比較して評価点 D_3 および D_6 共に 1/3 程度で過小評価している。この過小評価の原因としてヒストリー数が少ないことも重要な因子ではあるが，ルシアン・ルーレットを遮蔽体内で 10^{-7} に設定したことも原因の一つとしてかかげられる。前章のディスクリート・オーディネイト法による解析で，鉄タンク内面の線量率からコンクリート建屋の外面の線量率まで7桁弱落ちている。ルシアン・ルーレットの 10^{-7} という設定値では，コンクリート内部の散乱を忠実に模擬しているとは云えず，ルシアン・ルーレットによって打切られた割り合が多いものと想像される。

しかしながら，この設定値を 10^{-8} にすると計算時間は5倍以上必要となり，計算時間の制約をはるかに超えるものとなってしまうので，今回は行なえなかった。このため，MORSE コードによる解析は特に他の計算コードでは解析が難かしいと思われる評価点 D_1 および D_4 の複雑形状体系に焦点を当てた。

問題 G-Ⅲ-1 の評価点 D_1 と G-Ⅲ-2 の評価点 D_4 に対して，コンクリート建屋内の通路に沿って，各評価点と同じ高さの線量率変化の様子をそれぞれ Fig. 5.6 と Fig. 5.7 に示す。円柱線源タンクと直方体線源タンクでは，線源体積が約5倍異なり，線源の中心軸上（Fig. 5.6 および Fig 5.7 の 0 cm の位置）で線量率の絶対値は，線源体積に対応する分だけ差があるが両側にコンクリート壁でさえ切られた通路（迷路と呼

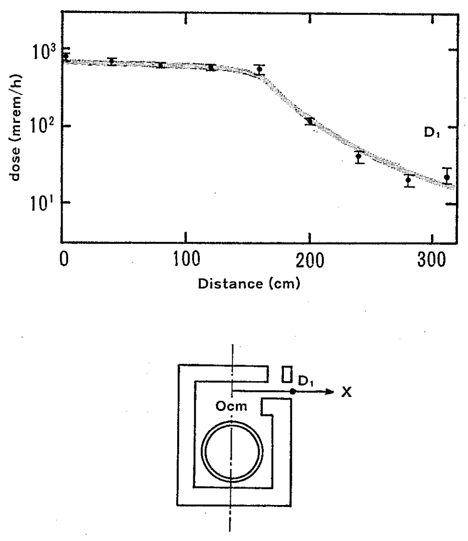

Fig. 5.6 Distribution of photon dose along the door way for G-III-1 problem

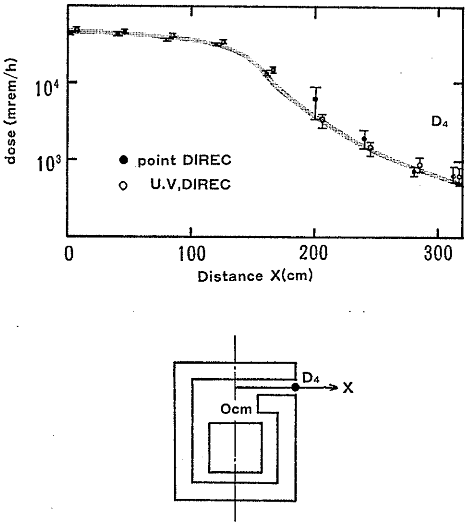

Fig. 5.7 Distribution of photon dose along the door way for G-III-2 problem

ぶ）に入ってからの減衰傾向はほぼ一致している。また一部の fsd を除き満足すべき数値となっている。G-Ⅲ-2 の問題に対しては，飛程バイアスを前述と同様，評価点 D_4 の Point を基準とするもの，U および V の 2 方向を基準にしたものの 2 種類の計算をおこなった。

評価点方向として飛程バイアスをかけた場合には，U と V の 2 方向にわけてバイアスをかけた場合にくらべ，迷路前では少し高目，迷路の中では低目の傾向があるが，ほぼ統計誤差内で一致している。線源であるタンクが直視できなくなる点（タンク中心軸上から 200 cm 離れた点）では，評価点 D_4 を飛程バイアスの基準とした計算で大きな fsd の値を与えている。この位置は直接線と散乱線の粒子のバランスがくずれる所なのでその影響があらわれたものと想像される。事実，同じ位置で迷路に沿って粒子を導びくように飛程バイアスを 2 方向にかけた場合の fsd はそれ程悪い値を示してはいない。ここでモンテカルロ計算の精度のめやすとなる fsd について検討する。モンテカルロ法は統計論にもとずいているので，評価点に到達する粒子は確率変動にあまり左右されない程度に多いことが計算精度の上からの条件となる。

MORSE コードでは，このため点検出器推定法が適用されている。この技法は粒子が散乱を起す毎に散乱点から評価点に寄与する成分を計算し，評価点上に加算される。この点検出器推定法は統計精度を上げるのに非常に有効な技法であるが，場合によっては計算結果の信頼性が見かけ上，向上していることがあるので注意する必要がある。実際，ボイド空間内に評価点がある D_1 や D_4 計算における fsd の値と 1 メートル近いコンクリートの深い透過後にある D_3 や D_6 計算における fsd の値とは，ほぼ同じ数値になっている。ところが評価点 D_3 や D_6 における線量率は大巾に過小評価している。このことは評価点 D_1 や D_4 の線量率が他の計算コードによる結果と比較して満足する値を示していることと対照的である。

評価点 D_1 や D_4 の計算では，散乱が一回のみの場合でも点検出器推定法の計算は体積線源による一回散乱法と同等な計算になっている。ところが評価点 D_3 や D_6 の計算ではヒストリー数が比較的少ない今回の場合，大部分がコンクリートの前方部分の散乱で，点検出器推定法によって強制的に到達された成分が fsd を向上させている。

6. 結　　言

今回のベンチマーク問題には比較すべき実験値や基準値が与えられていないため，解析に用いられたコードによる計算精度を速断することは出来ない。ここでは解析を通じて得られた計算手法の適用限界あるいは問題点等について列挙する。

(1) 簡易計算法の SDC コードは計算時間が他の計算コードにくらべ極めて短いという特長があり，今回の G-Ⅲ-1 および G-Ⅲ-2 の透過評価点に対しては，SDC の改良版 PIPEND の結果が示しているようにモデル化を工夫することによって他の点減衰核法コードと比較して許容できる誤差内で解析することが可能であった。しかしながら円柱線源を線線源に近似し，単層平板遮蔽しか取り扱えないため適用範囲が限定される。SPAN コードも計算体系に円柱線源・平板遮蔽という制限があるので G-Ⅲ-2 のような直方体線源形状の問題では形状モデル化による誤差が生じている。この点，代表的な点減衰核積分コード QAD シリーズは通常の形状をほとんど全て取り扱えるので計算体系による誤差の心配はない。このことは B·439 コードに対しても言える特長である。特に QAD -CG バージョンでは形状に関する入力方法に改良がほどこされ，入力ミスを減じる配慮がなされている。今回の両問題に対して点等方線源・無限媒質の再生係数を使用して解析したがストリーミ

ングが問題となる評価点 D_1 と D_4 の結果では予想されたように約3桁の過小評価でこの種のコードでは適用限界を超えていることを示した。またコンクリートの透過問題に対しても，コンクリートの再生係数をアルミで代用し，減衰係数の内挿を線形補間を用いた QAD-P5A 計算では他の QAD バージョンにくらべ多少過小評価しているが，一般的に云えばバルク遮蔽体の透過問題に対しては QAD などの点減衰核法コードは有効でありガンマ線の遮蔽設計計算手法として充分利用できることが分かった。しかしながら深い透過問題では減衰係数や再生係数などの基本データが計算精度を決める重要な因子となり，今後これらの基本データをその取り扱い方法も含めて整備統一して標準化する必要があることもあらためて確認した。

(2) G-Ⅲ-1 の評価点 D_1 や G-Ⅲ-2 の評価点のようなガンマ線のストリーミングが問題となる解析には点減衰核法を補充する手法として散乱過程を重視した簡易計算コード G-33 や BACKS あるいは B•616 の利用が考えられる。このうち点線源しか取り扱えない G-33 や BACKS コードでは，大きな体積線源を点線源化する必要があり，その処理方法には事前に評価点への散乱寄与を各領域毎に推定しなければならず工夫次第で計算結果に大巾な差が出ることが判明した。このため今回のような体積線源を取り扱う計算には，計算時間が増大するものの B•616 コードのように体積線源をそのままの形状として計算できるものが望ましい。

(3) 今回の問題 G-Ⅲ-1 および G-Ⅲ-2 に対して厳密にいえば既存の一次元あるいは二次元のディスクリートオーディネイトコードで解くには形状モデル化の誤差がともなう。特に円柱線源と *XYZ* 座標で表現される G-Ⅲ-1 の問題を解くには円柱座標の二次元あるいは三次元コードと *XYZ* 座標の三次元コードとの結合計算となる。ここでは G-Ⅲ-1 の評価点 D_2, D_3 の計算に無限円柱モデルとした ANISN コードと有限円柱モデルの PALLAS コードで解析した。このため両解析結果には本来 *XYZ* 座標で表現されるべきコンクリート壁の形状近似の誤差が含まれている。また G-Ⅲ-2 の評価点 D_5, D_6 の計算に，無限平板近似の ANISN と PALLAS の両一次元コードを利用した為高さ方向の有限性が問題となっている。しかしながら結果を見る限りこれらのモデル化は許容される範囲内と云って良いだろう。むしろ特にコンクリート壁を透過した後の評価点 D_3 と D_6 で ANISN の結果と PALLAS の結果に差が出たことに注目したい。現在のところ両コードで使われた全断面積に差があったことが分かったが詳細なことは判明していない。今後検討すべき課題の一つとして残された。

(4) モンテカルロ法が複雑形状のストリーミング問題解決のため有効な手法であることが MORSE-CG コードによる G-Ⅲ-1 の評価点 D_1 と G-Ⅲ-2 の評価点 D_4 の解析によっても明らかになった。しかしながら深い透過問題ではヒストリ数を多くし長時間にわたる計算をしなければならないことが分かった。また統計誤差としての fsd は深い透過計算の場合必ずしも計算精度の目安とならないことも指摘できた。計算時間短縮のための技法を開発することは今後も必要であり，同時に fsd の評価法の研究も得られた数値の信頼性を確保するため重要なことである。

最後に，廃棄物施設の遮蔽設計で問題となるバルク遮蔽の透過，通路のストリーミングの計算に本報告が役立つことを期待したい。

謝 辞

この研究は日本原子力学会速性子遮蔽専門研究委員会の遮蔽設計法ワーキング・クループと原研炉物理委員会の遮蔽専門部会の作業として遂行された。作業を始めるに当り，ベンチマーク問題提案者への連絡，関係機関への呼びかけ等の労をとって下さった兵藤教授に深く感謝します。また心よく参加に応じられた関係者各位，計算結果の検討を行なって下さったワーキンググループの諸氏に深謝致します。

References

1) The Committee on Reactor Physics, "Two-dimensional Shielding Benchmark Calculations by Discrete Ordinates and Monte Carlo Codes— No. 1", JAERI-M 7799 (1978)
2) M. Salvatores and G. Palmiotti, "International LMFBR Shielding Benchmark Intercomparison and Analysis", 6th Int. Conf. Rad. Shielding (1983)
3) G. Hehn, "Results of the NEA PWR Shielding Benchmark", 6th Int. Conf. Rad. Shielding (1983)
4) J. Celnik, "Specification for Gamma Ray Shield-

ing Benchmark Applicable to Nuclear Radwaste Facility", ESIS Newsletter N. 37 (1981)
5) ANSI/ANS-6.1.1; "Neutron and Gamma-Ray Flux-to-Dose-Rate Factors", N666 (1977)
6) "HPICE Evaluated Photon Interaction Library, ENDF/B File 23 Format", RSIC Data Library Collection, ORNL (1969)
7) N. M. Greene et al., "AMPX: A Modular Code System for Generating Coupled Multi-group Neutron-Gamma Libraries from ENDF/B", ORNL/TM-3706 (1976)
8) "SMUG, Multigroup Photon Cross Section Generator", PSR-51, RSIC Data Library Collection, ORNL (1973)
9) R. W. Roussin, "40 Group Coupled Neutron and Gamma-Ray Cross Section Data", RSIC Data Library Collection, ORNL (1972)
10) H. Goldstein and J. E. Wilkins, Jr., "Calculation of the Penetration of Gamma Rays", US AEC report NYO-3075 (1954)
11) R. E. Malenfant, "QAD: A Series of Point-Kernel General-Purpose Shielding Programs", LA-3575 (1966)
12) E. D. Arnold and B. F. Maskewitz, "SDC-A Shielding Design Calculation Code for Fuel Handling Facilities", ORNL-3041 (1966)
13) P. A. Gillis, T. J. Lawton and K. W. Brand, "SPAN-2 An IBM-704 Code to Calculate Uncollieded Flux outside a Circular Cylinder", WAPD-TM-176 (1959)
14) W. H. Guilinger, N. D. Cook and P. A. Gillis, "SPAN-3 A Shielding Design Program for the PHILCO-2000 Computer", WAPD-TM-235 (1962)
15) O. J. Wallace, "SPAN-4, A Point-Kernel Computer Program for Shielding", WAPD-TM-809 (1969)
16) E. Solomito and J. Stockton, "Modifications of the Point-Kernel Code QAD-P5A: Conversion to the IBM-360 Computer and Incorporation of Additional Geometry Routines", ORNL-4181 (1968)
17) V. R. Cain, "A Users Manual for QAD-CG, the Combinatiorial Geometry Version of the QAD-P5A Point Kernel Shielding Code", NE 007 (1977)
18) "A Users Manual for QAD-CGF2, the Point-Kernel Code", Mitsui Engineering and Shipbuilding Report NC-82-10.3-001 (1982)
19) K. Sekine, "B.439; A Gamma Ray Shielding Calculation Code", JGC-NTD-CD-016 (1979)
20) Y. Harima: Private Communication
21) J. J. Taylor: WAPD-RM-217 (1954)
22) M. A. Capo, "Polynomial Approximation of Gamma Ray Buildup Factors for a Point Isotropic Source", APEX-510 (1958)
23) Y. Harima: Nuc. Sci. Eng. 83, 299 (1983)
24) G. W. Grodstein, "X-Ray Attenuation Coefficients from 10 KeV to 100 MeV", NBS 583 (1957)
25) J. H. Hubbel, "Photon Cross Sections, Attenuation Coefficients, and Energy Absorption Coefficients from 10 KeV to 100 GeV", NSRDS-NBS-29 (1969)
26) W. C. Hopkins, "A Partial Solution of the Gamma Ray Shielding Benchmark Applicable to Nuclear Radwaste Facility", Bechtel Power Corp. (1980)
27) R. L. Swanson, "Radwaste Building Shielding Analysis", ORNL-sub-4288-1 RRA-T7503 (1975)
28) A. S. Chilton et al.: Nucl. Sci. Eng. 73, 97 (1980)
29) C. M. Eissenhauer and G. L. Simmons: Nucl. Sci. Eng. (1973)
30) A. Shimizu: NBS Report 9617 (1967)
31) G. H. Anno and J. K. Witthaus, "G-33, Code for Computing Gamma Ray Scattering, "EAD-119, AN-COMP-196 (1964)
32) R. E. Malenfant, "G^3: A General Purpose Gamma-Ray Scattering Program", LA-5176 (1973)
33) J. K. Warkentin and R. L. Swanson, "Utilization Instructions for GGG—Program PD-30", RRA-N7414 (1975)
34) Y. Kimura: Private Communication
35) S. Sekine, "B.616, Program for Computing Gamma Ray Backscattering", JGC-NTD-CD-007 (1979)
36) R. K. Disney and S. L. Ziegler, "Nuclear Rocket Shielding Methods, Modification, Updating, and Input Data Preparation Vol. 6 Point Kernel Techniques—A Description of the KAP-VI and SCAP Codes", WANL-pr-(LL)-034 (1970)
37) J. C. Courtney, "A Handbook of Radiation Shielding Data", ANS/SD-76/14 (1976)
38) A. B. Chilton and Huddleston: Nucl. Sci. Eng. 19,441 (1964)
39) W. W. Engle, Jr., "A User's Manual for AN ISN", K-1693 (1967)
40) R. G. Scltesz, "Revised WANL ANISN Program User's Manual", WANL-TM1-1967 (1969)
41) W. A. Rhoades, "DOT3.5 Two Dimensional Discrete Ordinates Radiation Transport Code", CCC-276 (1975)
42) K. Takeuchi and S. Tanaka, "PALLAS-PL, SP-Br: A Code for Direct Integration of Trans-

port Equation in One-Dimensional Plane and Spherical Geometries", JAERI-M 9695 (1981)

43) K. Takeuchi and N. Sasamoto, "PALLAS-2DCY: A Code for Direct Integration of Transport Equation in Two-Dimensional (R, Z) Geometry", JAERI-M-9014 (1980)

44) K. Takeuchi, "PALLAS-2DCY-FC, A Calculational Method and Radiation Transport Code in Two-Dimensional (R, Z) Geometry", Papers Ship Research Inst. No. 57 (1979)

45) K. D. Lathrop and F. W. Brinkley, "TWOTRAN-II An Interfaced, Exportable Version of the TWOTRAN Code for Two-Dimesional Transport", LA-4848-MS (1973)

46) K. D. Lathrop, "Theory and Use of the Spherical Hamonics, First Collision Source, and Variable Weight Versions of the TWOTRAN Transport Program", LA-4600 (1972)

47) K. D. Lathrop, "THREETRAN, A Program to Solve the Multigroup Discrete Ordinates Transport Equation in (X, Y, Z) Geometry, LA-633-MS (1976)

48) T. Nishimura et al., "Development of Discrete Ordinates Sn Code in Three-Dimensional (X, Y, Z) Geometry for Shielding Design", J. Nucl. Sci. Technol. 17, 539 (1980)

49) N. Sasamoto and K. Takeuchi, "Direct Integration Method for Solving the Neutron Transport Equation in Three-Dimensional Geometry", Nucl. Sci. Eng. 80 (1982)

50) K. Takeuchi and Y. Kanai, "Development of a Series of PALLAS Discrete-Ordinate Direct-integration Codes", 6th Int. Conf. Rad. Shielding (1983)

51) K. Ueki et al.: Nucl. Sci. Eng. 84,371 (1983)

52) M. B. Emmet, "The MORSE Monte Carlo Radiation Transport Code System", ORNL-4972 (1975)