

本資料は 年 月 日付けで登録区分、  
変更する。

01.10-4

[技術情報室]

# 遮蔽安全解析コードの検証研究

(動力炉・核燃料開発事業団 委託研究成果報告書)

1994年2月

北海道大学 工学部 原子工学科

沢村貞史

本資料の全部または一部を複写・複製・転載する場合は、下記にお問い合わせください。

〒319-1184 茨城県那珂郡東海村大字村松4番地49  
核燃料サイクル開発機構  
技術展開部 技術協力課

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to:  
Technical Cooperation Section,  
Technology Management Division,  
Japan Nuclear Cycle Development Institute  
4-49 Muramatsu, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki, 319-1184  
Japan

© 核燃料サイクル開発機構 (Japan Nuclear Cycle Development Institute)

この資料は、動燃事業団社内における検討を目的とする社内資料です。ついては、複製、転載、引用等を行わないよう、また第三者への開示又は内容漏洩等がないように管理して下さい。また今回の開示目的以外のことには使用しないよう注意して下さい。

本資料についての問い合わせは下記に願います。

〒319-11 茨城県那珂郡東海村大字村松 4-33  
動力炉・核燃料開発事業団 東海事業所  
技術開発推進部・技術管理室



## 遮蔽安全解析コードの検証研究

沢村 貞史\*

### 要 旨

核燃料施設からの直接およびスカイシャイン線による線量評価は、施設の環境評価項目の1つに位置づけられており、遮蔽計算コードにより解析が行われているが、ベンチマークデータが極めて少ないことなどもあり、評価に置いては十分な安全裕度が見込まれている。このため、合理的な評価を行うためには、スカイシャイン線に係わる実測データの取得が不可欠である。本研究は、施設からのスカイシャイン線のベンチマークデータの取得および各種計算コードの検証を目的として実施するものである。今年度は、スカイシャイン線の実データに関する文献調査、スカイシャイン線の測定手法の検討および汎用ユーザーズ版EGS4のスカイシャイン線評価への適用検討として、以下の検討を行った。

- ・米国カンサス州立大学所有の遮蔽実験用野外実験場で行われたCo-60線源を用いた実験について調査した。
- ・パルス状放射線源を用いた手法について調査し、スカイシャイン線ベンチマークデータ取得のために有効であることを確認した。
- ・EGS4により高エネルギー電子線による制動放射線および消滅 $\gamma$ 線の発生についてシミュレーション解析を行い、パルス状放射線源を用いたスカイシャインベンチマーク実験へのEGS4の適用性を検討した。

---

※ 本報告書は沢村貞史が動力炉・核燃料開発事業団の委託により実施した研究の成果である。

契約番号…………… : 050D0209

事業団担当部課室 : 東海事業所 安全管理部 安全技術課 野尻一郎

\* 北海道大学 工学部 原子工学科



## Demonstration Study on Shielding Safety Analysis Code

Sadashi Sawamura \*

### Abstract

Dose evaluation for direct radiation and skyshine from nuclear fuel facilities is one of the environment evaluation items. This evaluation is carried out by using some shielding calculation codes. Because of extremely few benchmark data of skyshine, the calculation have to be performed very conservatively. So that, the benchmark data of skyshine and the well-investigated code for skyshine would be necessary to carry out the rational evaluation of nuclear fuel facilities.

The purpose of this study is to obtain the benchmark data of skyshine and to investigate the calculation code for skyshine. In this fiscal year, the follows are investigated as preliminary study ;

- Literature survey about the gamma ray skyshine measurement ,
- Applicability of the gated counting system using pulsed source to obtain the skyshine benchmark data,
- Simulation analysis of Bremsstrahlung produced by an electron linac and the annihilation gamma ray by using EGS4.

---

Work performed by Sadashi Sawamura under contract with Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation

PNC Liaison : Ichiro Nojiri

Safety Technology Development Section, Health and Division, Tokai Works

\* Department Atomic Engineering, Faculty of Engineering, Hokkaido University

## 目次

1. はじめに .....	1
2. RRAガンマ線スカイシャインベンチマーク実験 .....	2
2.1 実験の概要 .....	2
2.2 ベンチマーク実験解析例 .....	2
3. パルス状放射線源を用いた測定手法 .....	13
3.1 手法開発の概要 .....	13
3.2 同期法を用いた線量空間分布 .....	13
3.2.1 パルス状放射線の特色とその線源 .....	13
3.2.2 同期法によるパルス状放射線測定体系 .....	14
3.2.3 同期法によるバックグラウンド低減率 .....	14
3.2.4 北大45MeV電子線型加速器施設周辺の線量空間分布 .....	15
4. EGS4を用いたシミュレーション解析 .....	20
4.1 解析の概要 .....	20
4.2 制動放射線の発生計算 .....	20
4.2.1 計算のための幾何学的体系 .....	20
4.2.2 計算結果 .....	20
4.3 電子線およびガンマ線の遮蔽計算 .....	29
4.3.1 計算のための幾何学的体系 .....	29
4.3.2 計算結果 .....	30
4.4 消滅ガンマ線の発生計算 .....	37
4.4.1 計算のための幾何学的体系 .....	37
4.4.2 計算結果 .....	37
4.5 解析結果の検討 .....	45
4.5.1 制動放射線の発生 .....	45
4.5.2 電子線およびガンマ線の遮蔽 .....	46
4.5.3 消滅ガンマ線の発生 .....	46
参考文献 .....	48
付録 .....	49

## 1. はじめに

核燃料施設の安全評価では、評価のためのモデル化、パラメータの設定などにおいて、評価手法の精度に応じて安全裕度を考慮している。このため、評価精度および信頼性の向上により設計の合理化を図ることは、核燃料施設の実用化に置いて重要な課題となっている<sup>(1)</sup>。

核燃料施設からの直接およびスカイシャイン線による線量評価は、施設の環境評価項目の1つに位置づけられており、遮蔽計算コードにより解析が行われているが、ベンチマークデータが極めて少ないことなどもあり、評価においては十分な安全裕度が見込まれている。このため、合理的な評価を行うためには、スカイシャイン線に係わる実測データの取得が不可欠である。

本研究は、施設からのスカイシャイン線のベンチマークデータの取得および各種計算コードの検証を目的として実施するものである。今年度は、スカイシャイン線の実データに関する文献調査、スカイシャイン線の測定手法の検討および汎用ユーザーズ版EGS4のスカイシャイン線評価への適用検討を行った。

本報告書の構成は以下のとおりである。

まず、第2章では、ガンマ線スカイシャインの測定としては唯一公開データが示されている米国カンサス州立大学所有の遮蔽実験用野外実験場で行われたCo-60点線源を用いた実験についての文献調査の結果として、実験体系、測定方法および測定器、線源条件、測定結果などを示すとともに、ベンチマーク解析例を示す。

第3章では、パルス状放射線源を用いて線源から放射線が到来するときのみ検出信号を計数する手法について調査結果として、この手法が実際の施設の条件におけるスカイシャインベンチマークデータ取得のために有効であることを示す。

第4章では、パルス状放射線源を用いたスカイシャインベンチマーク実験へのEGS4の適用性を検討として、EGS4を用いた高エネルギー電子線による制動放射線および消滅ガンマ線の発生についてのシミュレーション解析結果を示す。

## 2. RRAガンマ線スカイシャインベンチマーク実験

### 2.1 実験の概要

ガンマ線スカイシャインベンチマーク実験としては、我国の電力4社が米国 Radiation Research Associates, Inc. (RRA) に委託した野外実験がある。この実験は、米国カンサス州立大学所有の遮蔽実験用野外実験場で最大4,000CiのCo-60線源を用いて行われ、線源点から700Ciの地点までのスカイシャインガンマ線のエネルギースペクトルと線量分布が、裸の線源の場合と天井遮蔽をもつ場合について測定されている。

実験体系は、図2.1に示すように、天井遮蔽をつけない場合にはコンクリートサイロとコリメータウエッジにより構成され、また、天井遮蔽突きの場合にはコンクリートサイロとコンクリートの天井遮蔽(20cmおよび40cm)により構成されている。

測定方法と測定器には、ガンマ線の線量率測定にあたっては、高圧電離箱(Reuter Strokes Inc.製、Rss-111型、D=25.4cmの球形、25.9気圧Arガス充填)が用いられた。

線源各種にはCo-60が用いられており、線源強度が10.31Ci, 228.7Ci および 379Ciの3つの線源の場合について測定が行われている。

測定結果は、天井遮蔽厚ごとにガンマ線照射線量率として表にまとめられており、これらを表2.1~2.3に示す。

### 2.2 ベンチマーク実験解析例

本ベンチマーク実験はG33, DOTなどで解析が行われているが、ここでは、(財)原子力安全研究協会、原子力施設散乱放射線挙動専門委員会「ガンマ線スカイシャインの線量評価に関する研究」成果報告会において報告されたG33による解析例について示す。

計算のモデル化は次のように行われている。

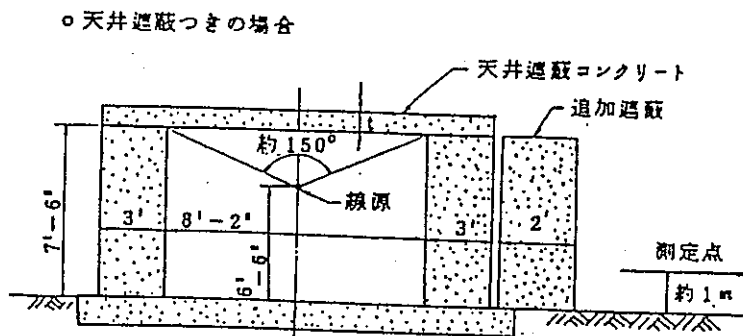
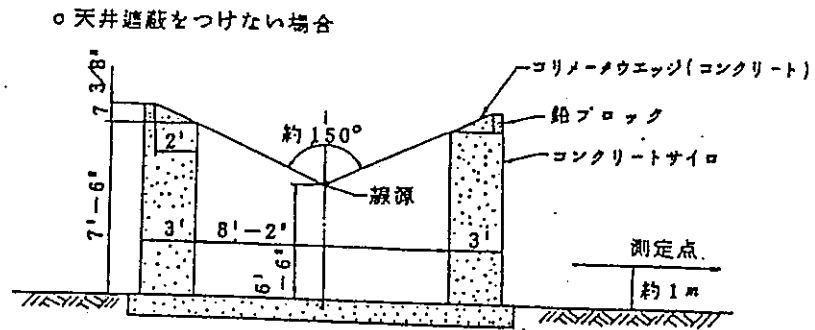
- 1.線源 Co-60の点状線源(1.17MeV,1.33MeVのガンマ線をそれぞれ100%放出)
- 2.遮蔽体の組成 表2.4参照
- 3.遮蔽体の形状 サイロの点状のみ入力
- 4.ガンマ線の放出角 天井を見込む範囲に限定
- 5.検出器の位置 地上1m

サイロの側壁が非常に厚いことから、側壁を通過するガンマ線は無視できるものと考えており、このモデルを図2.2に示す。

計算値と実測値との比較を図2.3~2.5に示す。図2.3は天井遮蔽がない場合、図2.4は厚さ21cmコンクリートがある場合、図2.5は厚さ43cmコンクリート製天井遮蔽が

ある場合である。天井遮蔽がない場合は、計算値は実測値とだいたい一致しているが、天井遮蔽がある場合は過小評価となっている。この原因は、G33計算では天井遮蔽のある形状でのG33計算値にそれぞれの天井厚に相当するコンクリートのビルドアップ計数を乗じた値を求め、実測値と再度比較している。これらが図2.4および図2.5において(B)として示されている。図から明らかなように(B)は実測値に近い値となっている。なお、天井遮蔽のない体系でのG33計算値にそれぞれの天井厚に相当するコンクリートでのガンマ線量率の減衰率（非散乱線にビルドアップ計数を乗じた値）を乗じると図2.4および図2.5の(C)となり、過大評価の値を示す。





天井厚さ  $t$  :  $21.03 \pm 0.29 \text{ cm}$  (20 cm 遮蔽)  
 $42.83 \pm 0.53 \text{ cm}$  (40 cm 遮蔽)

○コンクリート密度

サイロ  $2.17 \pm 0.02 \text{ g/cm}^3$

天井遮蔽  $2.13 \pm 0.02 \text{ g/cm}^3$

コリメータウエッジ  $1.93 \pm 0.02 \text{ g/cm}^3$

図2.1 RRAガンマ線スカイシャシベンチマーク実験体系

表2.1 天井遮蔽の無い場合の高圧電離箱の測定値

Date mo/da/77	$\rho_{air}$ ( $mg/cm^3$ )	Net Exposure Rate ( $\mu R/hr$ )	Normalized Exposure Rate ( $\mu R/hr/ci$ )
Config. 1 Small Source, $r = 50m$ , $z = -1.09m$ , $\bar{f} = .885$			
9/9	1.144	281.0±0.9	23.93
9/26	1.096	284.0±0.4	24.33
Config. 2 Small Source, $r = 100m$ , $z = 1.31m$ , $\bar{f} = 0.905$			
9/7	1.158	109.5±1.4	9.53
9/9	1.144	109.6±0.8	9.55
9/12	1.088	107.5±3.0	9.38
9/12	1.088	109.5±0.6	9.55
9/26	1.096	113.3±0.7	9.93
9/27	1.120	116.7±0.8	10.23
Config. 3 Small Source, $r = 200m$ , $z = 3.13m$ , $\bar{f} = 0.901$			
9/9	1.144	28.5±0.6	2.47
9/26	1.096	28.1±0.4	2.45
Config. 4 Small Source, $r = 300m$ , $z = 2.42m$ , $\bar{f} = .895$			
9/26	1.096	8.5±0.4	7.37(-1)
9/9	1.144	8.9±0.4	7.66(-1)
Config. 5 Medium Source, $r = 300m$ , $z = 2.42m$ , $\bar{f} = .895$			
9/9	1.144	186.4±0.6	7.24(-1)
9/26	1.096	193.0±0.9	7.54(-1)
Config. 6 Medium Source, $r = 400m$ , $z = 3.99m$ , $\bar{f} = 0.890$			
9/9	1.144	69.6±0.7	2.69(-1)
9/26	1.096	78.0±0.4	3.03(-1)
Config. 7 Medium Source, $r = 500m$ , $z = 1.20m$ , $\bar{f} = 0.887$			
9/9	1.144	25.9±0.5	9.97(-2)
9/26	1.096	29.3±0.6	1.13(-1)
Config. 8 Medium Source, $r = 600m$ , $z = 1.88m$ , $\bar{f} = 0.883$			
9/22	1.124	12.0±0.6	4.62(-2)
Config. 9, Big Source, $r = 600m$ , $z = 1.49m$ , $\bar{f} = 0.883$			
9/22	1.124	210.7±0.8	4.88(-2)
9/26	1.096	225.0±0.4	5.22(-2)
Config. 10, Big Source, $r = 700m$ , $z = 3.26m$ , $\bar{f} = 0.883$			
9/21	1.111	101.7±0.6	2.36(-2)
9/26	1.096	101.0±0.9	2.34(-2)

$r$  = radial distance from the source to the detector  
 $z$  = grade elevation at the detector location minus the grade elevation at the source location  
 source height above grade = 1.98 m  
 detector height above grade = ~ 1.0 m  
 effective source strengths: small = 1.31 Ci, medium = 228.7 Ci, and big = 3797 Ci on 10/1/77  
 normalized exposure rate ( $\mu R/h/Ci$ ) = net exposure rate ( $\mu R/h$ )  $\cdot$   $\bar{f}$ /decay corrected source strength (Ci)

表2.2 21cm厚の天井遮蔽の有る場合の高圧電離箱の測定値

Date mo/da/77	$\rho_{air_3}$ (mg/cm <sup>3</sup> )	Net Exposure Rate ( $\mu$ R/hr)	Normalized Exposure Rate ( $\mu$ R/hr/Ci)
Config. 1: Small Source, $r = 30m$ , $z = -1.09m$ , $\bar{F} = 0.88$			
10/12	1.209	54.5 $\pm$ 0.6	4.67
10/21	1.120	50.2 $\pm$ 0.4	4.31
10/25	1.160	51.9 $\pm$ 0.5	4.47
Config. 2: Small Source, $r = 50m$ , $z = -0.84m$ , $\bar{F} = 0.89$			
10/12	1.205	28.2 $\pm$ 0.5	2.44
10/21	1.116	25.9 $\pm$ 0.4	2.29
10/25	1.166	28.1 $\pm$ 0.5	2.45
Config. 3: Small Source, $r = 70m$ , $z = -0.32m$ , $\bar{F} = 0.89$			
10/12	1.200	16.7 $\pm$ 0.4	1.45
Config. 4: Medium Source, $r = 70m$ , $z = -0.32m$ , $\bar{F} = 0.89$			
10/12	1.200	398.7 $\pm$ 0.6	1.36
10/21	1.112	238.2 $\pm$ 0.5	1.29
10/25	1.157	342.2 $\pm$ 0.5	1.34
Config. 5: Small Source, $r = 100m$ , $z = 1.31m$ , $\bar{F} = 0.89$			
10/21	1.213	9.3 $\pm$ 0.5	8.09(-1)
Config. 6: Medium Source, $r = 100m$ , $z = 1.31m$ , $\bar{F} = 0.89$			
10/21	1.213	195.6 $\pm$ 1.0	7.67(-1)
10/21	1.213	182.4 $\pm$ 0.5	7.15(-1)
10/25	1.162	186.1 $\pm$ 0.7	7.31(-1)
Config. 7: Medium Source, $r = 150m$ , $z = -2.67m$ , $\bar{F} = 0.89$			
10/12	1.196	78.7 $\pm$ 0.5	3.07(-1)
10/21	1.124	79.0 $\pm$ 0.5	3.10(-1)
10/25	1.161	79.0 $\pm$ 0.6	3.10(-1)
Config. 8: Medium Source, $r = 200m$ , $z = 3.13m$ , $\bar{F} = 0.89$			
10/12	1.196	37.1 $\pm$ 0.5	1.45(-1)
10/21	1.112	37.3 $\pm$ 0.5	1.46(-1)
10/25	1.157	37.1 $\pm$ 0.6	1.46(-1)
Config. 9: Medium Source, $r = 300m$ , $z = 2.42m$ , $\bar{F} = 0.89$			
10/12	1.191	9.5 $\pm$ 0.4	3.71(-2)
Config. 10: Big Source, $r = 300m$ , $z = 2.42m$ , $\bar{F} = 0.89$			
10/12	1.191	162.3 $\pm$ 0.6	3.82(-2)
10/21	1.116	166.9 $\pm$ 0.5	3.94(-2)
10/25	1.152	168.6 $\pm$ 0.5	3.99(-2)
Config. 11: Big Source, $r = 400m$ , $z = 3.49m$ , $\bar{F} = 0.89$			
10/12	1.191	49.2 $\pm$ 0.6	1.16(-2)
10/21	1.116	60.0 $\pm$ 0.4	1.42(-2)
10/25	1.152	51.9 $\pm$ 0.5	1.23(-2)
Config. 12: Big Source, $r = 500m$ , $z = 1.20m$ , $\bar{F} = 0.89$			
10/12	1.186	15.7 $\pm$ 0.6	3.69(-3)
10/21	1.112	18.8 $\pm$ 0.4	4.44(-3)
10/25	1.144	17.2 $\pm$ 0.4	4.07(-3)
Config. 13: Big Source, $r = 600m$ , $z = 1.49m$ , $\bar{F} = 0.89$			
10/12	1.185	5.8 $\pm$ 0.4	1.36(-3)
10/21	1.108	6.7 $\pm$ 0.4	1.58(-3)
10/25	1.152	6.0 $\pm$ 0.6	1.42(-3)
Config. 14: Big Source, $r = 700m$ , $z = 7.26m$ , $\bar{F} = 0.89$			
10/21	1.116	2.5 $\pm$ 0.5	5.90(-4)
10/25	1.148	2.5 $\pm$ 0.5	5.91(-4)

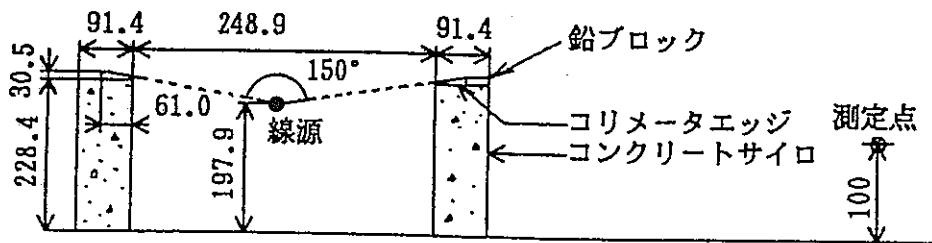
表2.3 42cm厚の天井遮蔽の有る場合の高圧電離箱の測定値

Date mo/da/77	$P_{air}$ ( $\mu\text{g}/\text{cm}^3$ )	Net Exposure Rate ( $\mu\text{R}/\text{hr}$ )	Normalized Exposure Rate ( $\mu\text{R}/\text{hr}/\text{CI}$ )
Config. 1: Medium Source, $r = 30\text{m}$ , $z = -1.09\text{m}$ , $\bar{I} = 0.875$			
10/26	1.126	$93.0 \pm 0.5$	3.59(-1)
10/27	1.114	$93.4 \pm 0.5$	3.61(-1)
10/28	1.127	$94.7 \pm 0.5$	3.66(-1)
Config. 2: Medium Source, $r = 50\text{m}$ , $z = -0.84\text{m}$ , $\bar{I} = 0.880$			
10/26	1.122	$50.3 \pm 0.5$	1.95(-1)
10/27	1.114	$50.6 \pm 0.4$	1.97(-1)
10/28	1.130	$49.6 \pm 0.7$	1.93(-1)
Config. 3: Medium Source, $r = 70\text{m}$ , $z = 0.32\text{m}$ , $\bar{I} = 0.880$			
10/26	1.118	$28.0 \pm 0.5$	1.08(-1)
10/27	1.110	$26.4 \pm 0.6$	1.02(-1)
10/28	1.138	$27.8 \pm 0.5$	1.08(-1)
Config. 4: Medium Source, $r = 100\text{m}$ , $z = 1.31\text{m}$ , $\bar{I} = 0.885$			
10/26	1.110	$15.4 \pm 0.5$	6.01(-2)
10/27	1.117	$14.7 \pm 0.4$	5.72(-2)
10/28	1.142	$14.8 \pm 0.5$	5.74(-2)
Config. 5: Big Source, $r = 150\text{m}$ , $z = 2.67\text{m}$ , $\bar{I} = 0.885$			
10/26	1.110	$110.1 \pm 0.6$	2.59(-2)
10/27	1.117	$109.0 \pm 0.5$	2.56(-2)
10/28	1.142	$110.8 \pm 0.6$	2.61(-2)
Config. 6: Big Source, $r = 200\text{m}$ , $z = 3.13\text{m}$ , $\bar{I} = 0.885$			
10/26	1.109	$50.2 \pm 0.6$	1.18(-2)
10/27	1.117	$49.3 \pm 0.5$	1.16(-2)
10/28	1.150	$49.7 \pm 0.4$	1.17(-2)
Config. 7: Big Source, $r = 300\text{m}$ , $z = 2.42\text{m}$ , $\bar{I} = 0.885$			
10/26	1.109	$12.6 \pm 0.4$	2.96(-3)
10/27	1.121	$11.9 \pm 0.4$	2.80(-3)
10/28	1.154	$11.6 \pm 0.5$	2.73(-3)
Config. 8: Big Source, $r = 400\text{m}$ , $z = 3.49\text{m}$ , $\bar{I} = 0.885$			
10/26	1.113	$4.1 \pm 0.5$	9.64(-4)
10/27	1.121	$3.8 \pm 0.5$	8.94(-4)
10/28	1.154	$3.3 \pm 0.4$	7.77(-4)

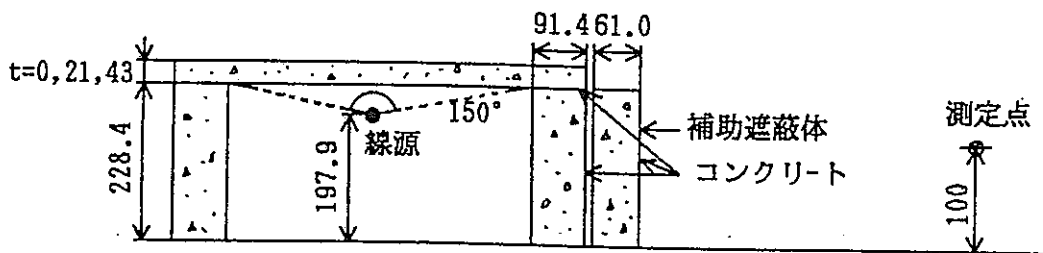
表2.4 遮蔽体の組成 ( $10^{24}/\text{cm}^3$ )

元素	コンクリート ( $\rho=2.13\text{g}/\text{cm}^3$ )	空気
H	5.7167-3	7.1991-9
C	-	7.5847-9
N	-	3.9099-5
O	4.3929-2	1.0538-5
Mg	6.5540-5	
Al	2.2897-4	
Si	1.9040-2	
S	3.0240-5	
Ca	2.3741-3	
Fe	6.7911-4	

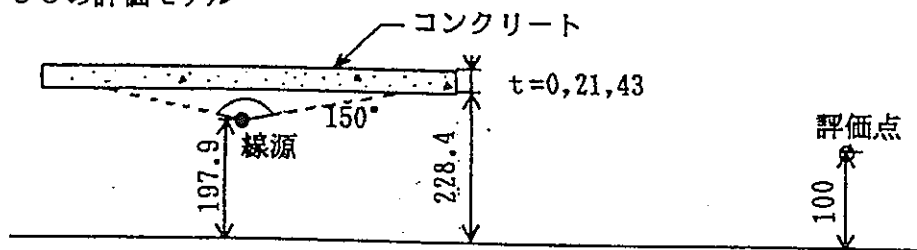
○天井遮蔽をつけない場合



○天井遮蔽つきの場合



○OG-33の評価モデル



注. 数値の単位は cm

図2.2 実験体系と計算モデル

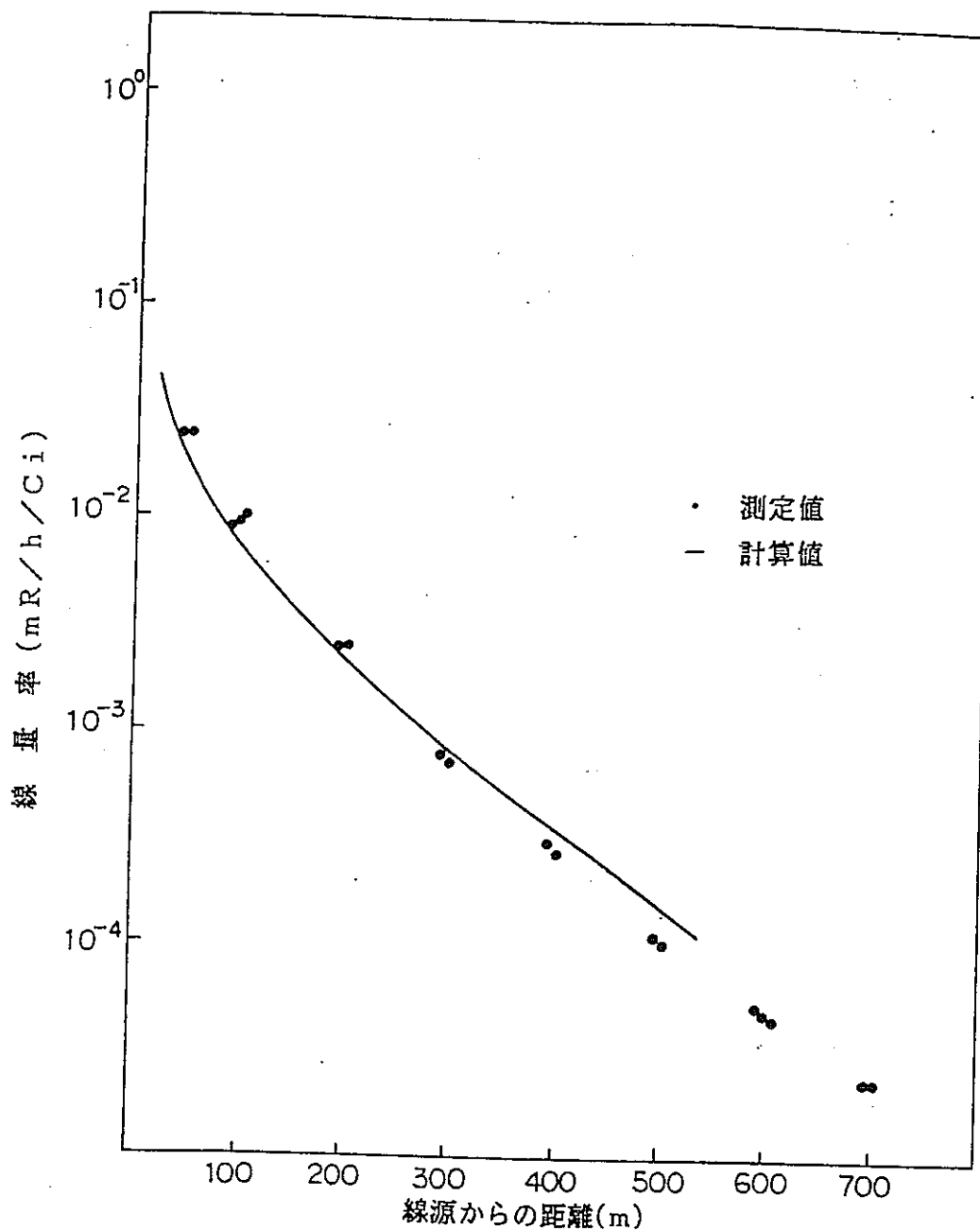


図2.3 天井遮蔽のない場合のスカイシャイン線量率ガンマ線の実験と解析比較  
 (点状Co-60線源、ガンマ線は上方開き角150°にコリメート)  
 注：測定値は各測定点で見やすいように、距離をずらしてプロットされているが、本来同一距離点の線量率である。(図2.4, 2.5についても同様)

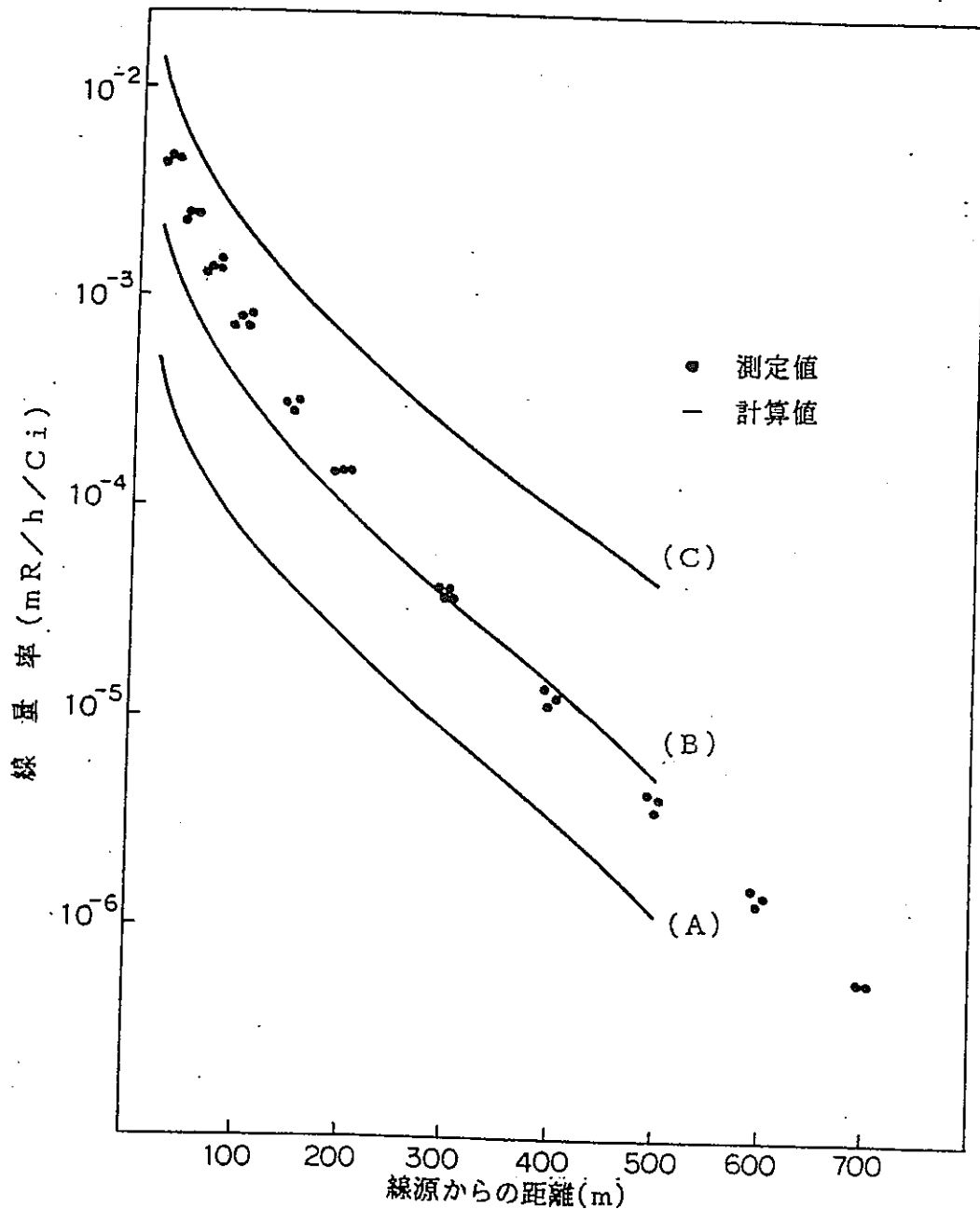


図2.4 21cm厚のコンクリートに遮蔽された場合のスカイシャイン線量率の実験と解析比較 (点状Co-60線源)

注：(A)はG33コードの計算値，(B)は(A)に厚さ21cmのコンクリートに対するCo-60ガンマ線のビルドアップ係数を乗じた値，(C)は図2.3の天井遮蔽のない線量率に，厚さ21cmのコンクリートでのガンマ線量率（非散乱線による減衰率にビルドアップ係数を乗じた値）を乗じた値である。



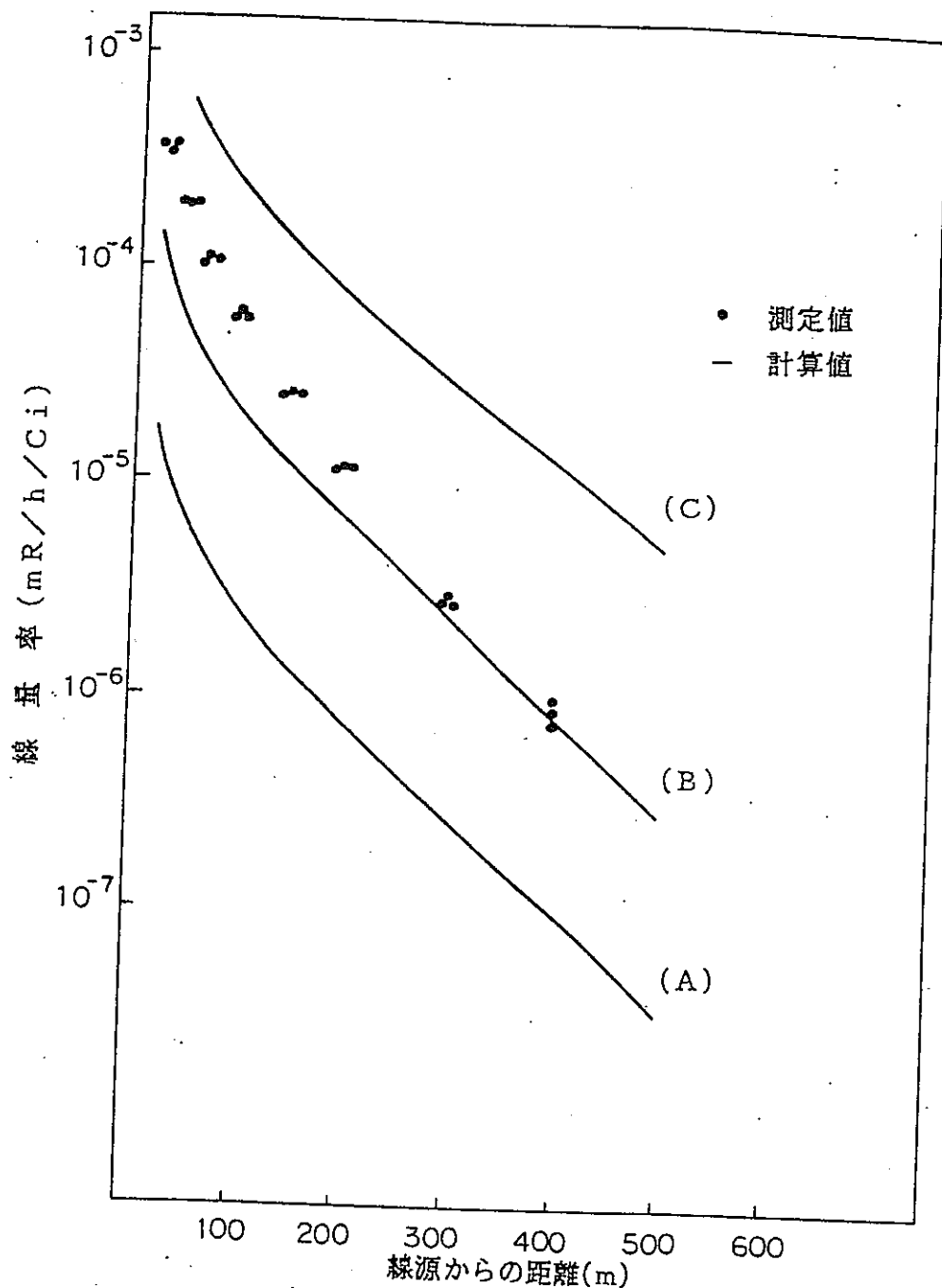


図2.5 43cm厚のコンクリートに遮蔽された場合のスカイシャイン線量率の実験と解析比較 (点状Co-60線源)

注：(A)はG33コードの計算値、(B)は(A)に厚さ42cmのコンクリートに対するCo-60ガンマ線のビルドアップ係数を乗じた値、(C)は図2.3の天井遮蔽のない線量率に、厚さ42cmのコンクリートでのガンマ線量率(非散乱線による減衰率にビルドアップ係数を乗じた値)を乗じた値である。

### 3. パルス状放射線源を用いた測定手法

#### 3.1 手法開発の概要

第2章において調査したような実験は一般性のある結果が得られ、また計算結果との比較も行いやすいなどの点で理想的ではあるが、その反面、実際の施設の条件とはかなり異なった条件下で行われていると考えられる。

一方、パルス状放射線源を用い、線源からの放射線が到来するときのみ検出信号を計数する手法を用いて、微弱な到来放射線強度を精度よく評価することができる。このことは、発生放射線と同期するゲート信号を検出システムに伝送し、検出信号をゲート信号と一致するときのみ計数することにより実行できる。この手法は、小澤等によりすでに提言されており、電子線型加速器による制動放射X線についてバックグラウンド放射線の約1/100の強度までの測定がなされている。引き続きゲート信号を無線で伝送する方法を実施し、同じく電子線型加速器からのX線につき、およそ350m遠方までの測定を行っている。上西らは、電子線型加速器から漏洩する雑音マイクロ波を受信して同期ゲート信号とし、施設建屋内の漏洩X線の測定を行っている。また、沢村らは放射線源の周期性を利用することにより、同期信号を用いずにパルス状放射線の平均強度を測定する方法を開発している。さらに、沢村らは同期法を用いた微弱放射線測定法と、この手法を用いて得た線量空間分布について検討している。3.2節では、沢村らが行った同期法によるパルス状放射線源からの線量空間分布の測定についての調査結果を示す。

#### 3.2 同期法を用いた線量空間分布

本節では、パルス状放射線の特色およびそれを利用した同期方式による測定系と北大45MeV電子線型加速器施設周辺において実施された線量空間分布測定に関する調査結果について記す。

##### 3.2.1 パルス状放射線の特色とその線源

図3.1に電子線型加速器から発生するパルス状放射線の模式図を示す。パルス状放射線の大きな特色は

- (1) 平均放射線強度に対して瞬間放射線強度が極端に高い。
- (2) 時間的に放射線の発生時点を決めることが出来、他の不要放射線（例えばバックグラウンド放射線）との識別が容易である。

である。これらの特色を利用してゲート信号を用いた同期方式による測定法が開発され、S/N比の高い測定系が実現された。

放射線源については、北大45MeV電子線型加速器の電子ビーム出口に鉛ターゲッ

トを設置し、制動放射 X 線の発生源としている。電子ビームのパルス幅は  $3 \mu\text{s}$ 、繰り返し周波数は  $130 - 170 \text{ Hz}$  で、鉛ターゲットに補集される平均電流を  $100 \mu\text{A}$  となるように繰り返し周波数を調整しながら加速器を運転している。この運転条件下では、電子線エネルギーは約  $35 \text{ MeV}$  となっている。加速器室（施設内で加速器が実際に設置されている部屋）の遮蔽壁等の状況を図3.2に示す。加速器は地下に設置されているが、加速器室には排気筒が取り付けられている。電離箱サーベイメーターで施設建家屋上の線量分布測定の結果、漏洩放射線は排気筒周辺からの放射線が最も強いことが判明している。

### 3.2.2 同期法によるパルス状放射線測定体系

図3.3に同期法によるパルス状放射線測定体系を示す。同期信号については、電子ビーム発生時刻より  $15.2 \mu\text{s}$  早く発生する加速器制御信号を利用し、同期信号（RG-58A/U, 740m）で測定点に設置された検出器システムまで伝送するようにしている。検出器システムではこの同期信号を波形整形し、放射線発生源からの X 線による検出器信号とゲート制御信号の到来時刻とが一致するように時間調整を行い、波高分析器および信号計数カウンタのゲート入力としている。検出器には  $3'' \phi \times 3''$  NaI(Tl)を用いて、地上1.45mに支持して測定を行っている。検出器出力はゲート信号と一致したときのみ波高分析器で波高分析され、またシングルチャンネルアナライザーを介してスケーラーで計数している。

### 3.2.3 同期法によるバックグランド低減率

同期法によるバックグランド低減率を  $\alpha$  とするとき、

$$\alpha = (N_{\text{gate}} / N_{\text{no gate}})$$

で与えられる。ここで、 $N_{\text{gate}}$  は、ゲートパルスと一致するときのみ検出器信号を計数する場合のバックグランド計数率であり、 $N_{\text{no gate}}$  はゲートパルスが存在せず、検出器信号のすべてを計数する場合のバックグランド計数率である。 $\alpha$  はゲートパルスのパルス幅やパルスの繰り返し周波数に依存し、測定時間が充分長くなると、

$$\alpha = (\text{ゲートパルス幅}) \times (\text{繰り返し周波数})$$

になることを示している。線源から到来する X 線による検出器出力がすべてゲート内に存在し、かつ計数される場合を考える。このとき、到来 X 線計数率  $N_s$  とバックグランド計数率の比は、ゲートを用いることにより、ゲートの無い場合より  $\alpha^{-1}$  だけ改善されることになる。実測された  $\alpha$  の値とゲートパルス幅との関係を図3.4に示す。繰り返し周波数は  $150 \text{ Hz}$  である。ゲートパルス幅  $6 \mu\text{s}$  の場合、バックグランド低減率は約  $10^{-3}$  になる。

### 3.2.4 北大45MeV電子線型加速器施設周辺の線量空間分布

バックグラウンドおよび発生源からの到来放射線の波高分布を図3.5に示す。到来放射線の波高分布はバックグラウンドに比べて低エネルギー側にあり、約450keVまで広がっている。この測定結果より、波高分析範囲を50-450keVとしている。図3.6に施設周辺の状況と測定点を示す。図中、O点が排気筒位置であり、測定点までの距離の原点となっている。測定はO-N方向とO-S方向で行われている。測定された線量分布を図3.7に示す。図は $rD(r) - r$ の関係を示している（距離 $r$ における線量率を $D(r)$ とする）。O-N, O-S方向の線量率が異なるのは線源が等方的でないためであると推測している。距離に対する減衰の傾向は、両方向で一致している。 $r > 400\text{m}$ での減衰特性は、測定精度が充分でないことを考慮しても、 $r < 400\text{m}$ での減衰特性と顕著な差があることを見いだしている。 $100\text{m} < r < 400\text{m}$ では、 $\ln(Dr)$ は $r$ に対して直線的に減少している。

Clarkeはスカイシャイン線量が $r > 0.2\text{mfp}$ （mfpは平均自由行程）で

$$D(r) = D_0 (1 \text{ mfp}) \frac{1}{r} \exp(-\mu r)$$

でよく近似できることを示している。沢村らの実験結果では $\mu$ とそれに対応するX線のエネルギーおよび $D_0$ は、 $100\text{m} < r < 400\text{m}$ において

$$\mu = 8.7 \times 10^{-3} (\text{m}^{-1})、E_0 = 0.6 (\text{MeV})、D_0 = 9.7 \times 10^{-2} (\mu\text{R}/\text{h})$$

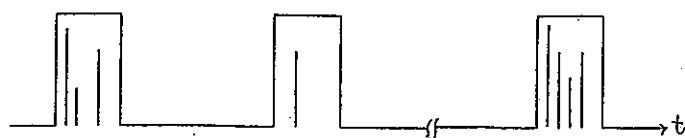
と求めている。

測定結果は以下のようにまとめられている。

- (1) 動機方式を用いることにより、 $10^{-1} - 10^{-4} \mu\text{R}/\text{h}$ のX線線量率の測定が可能であった。これはバックグラウンド線量率の $10^{-2} - 10^{-5}$ 倍の値である。
- (2) 施設より寄与するX線線量率空間分布測定を約600mの距離にわたり測定できた。この結果、 $20 - 65\text{g}/\text{cm}^2$ （約150-500m）で線量率が $\exp(\mu R)/R$ の形に表現できることが示された。
- (3) 施設からの距離が $65\text{g}/\text{cm}^2$ （約500m）以上ではX線の減衰の仕方が緩やかになる。それゆえ(2)項の表現をこの範囲まで広げることは線量を過小評価することに留意したい。ただし、本実験におけるこの領域の測定精度は充分とは云えず、また、波高分析範囲についても検討を要すると考えられる。

なお、参考のため沢村らの論文を付録に添付する。

ライナックからの放射線



自然放射線

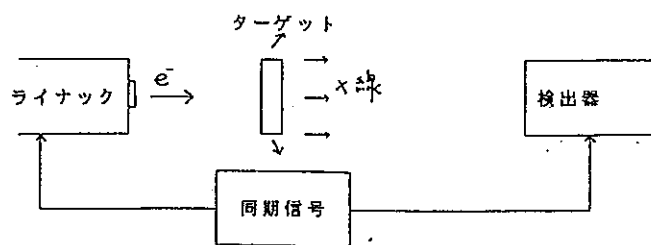
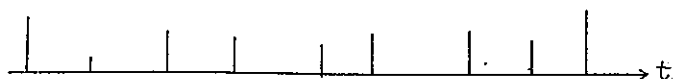


図3.1 パルス状放射線の模式図

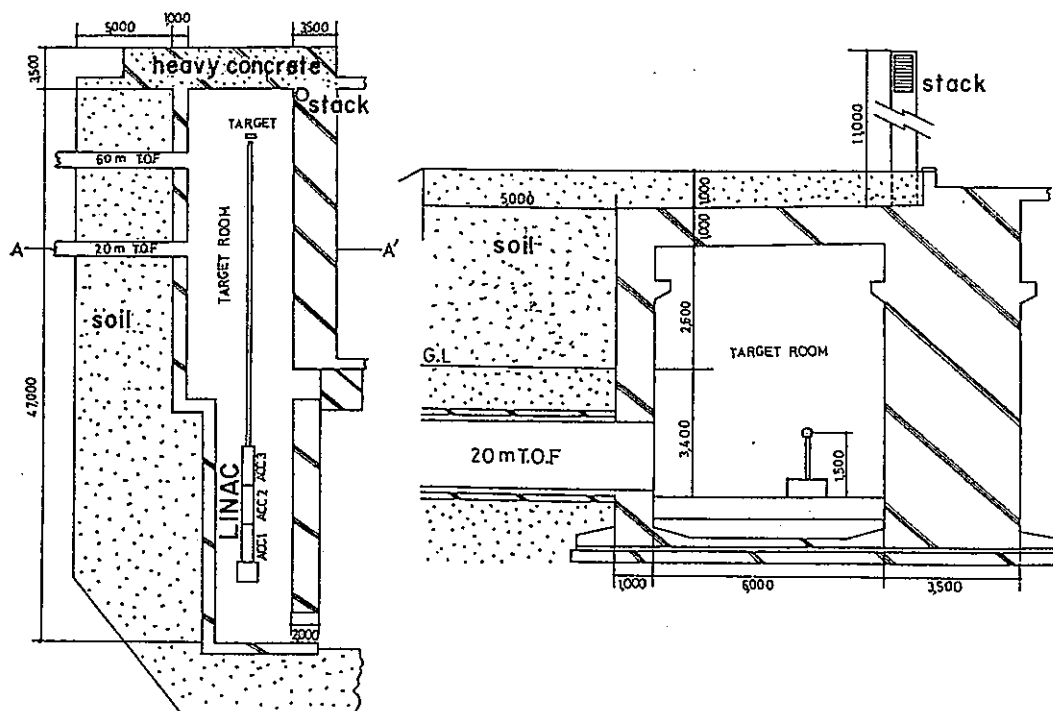


図3.2 加速器室の平面図と立面図

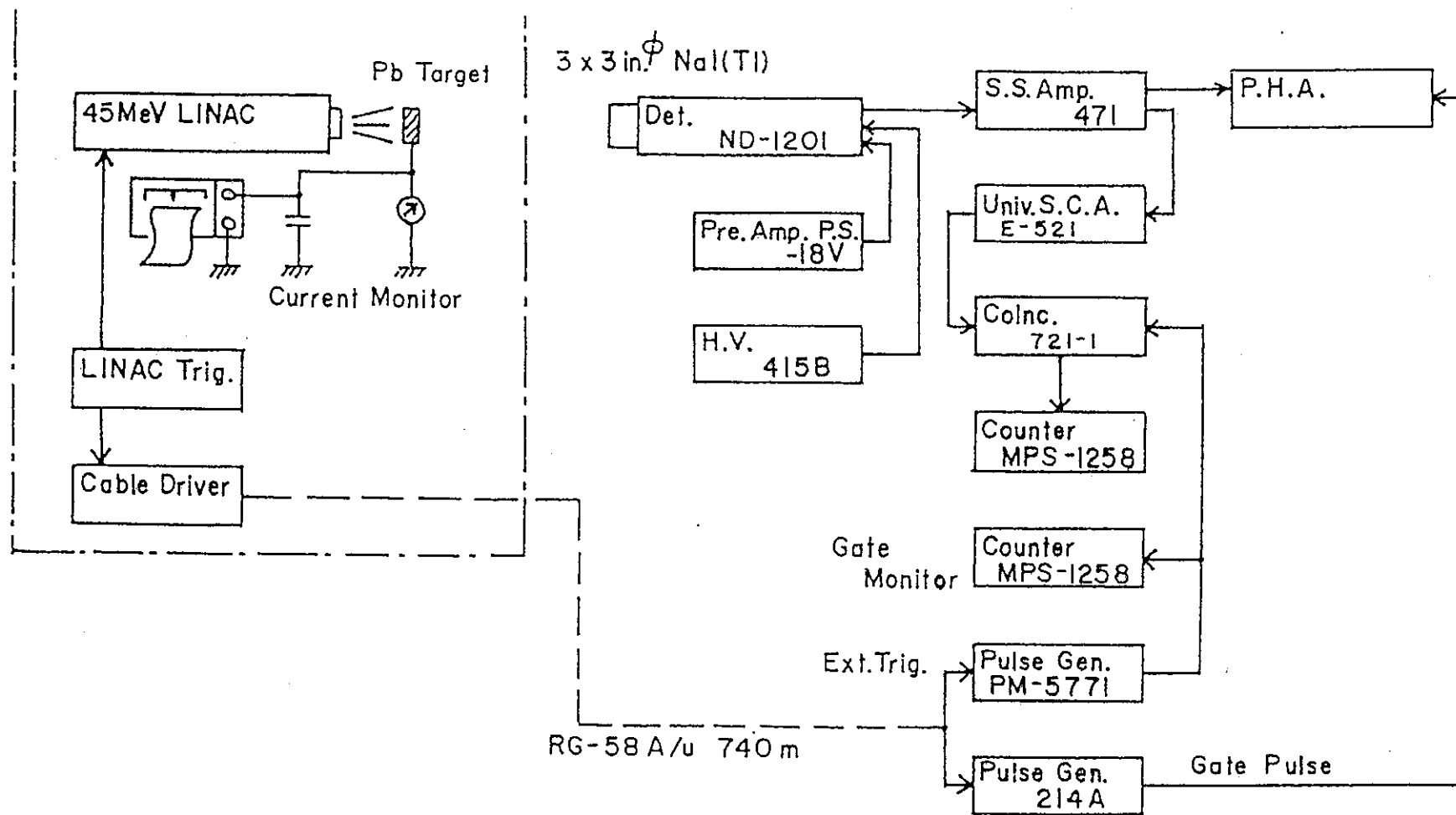


図3.3 同期法によるパルス状放射線測定体系

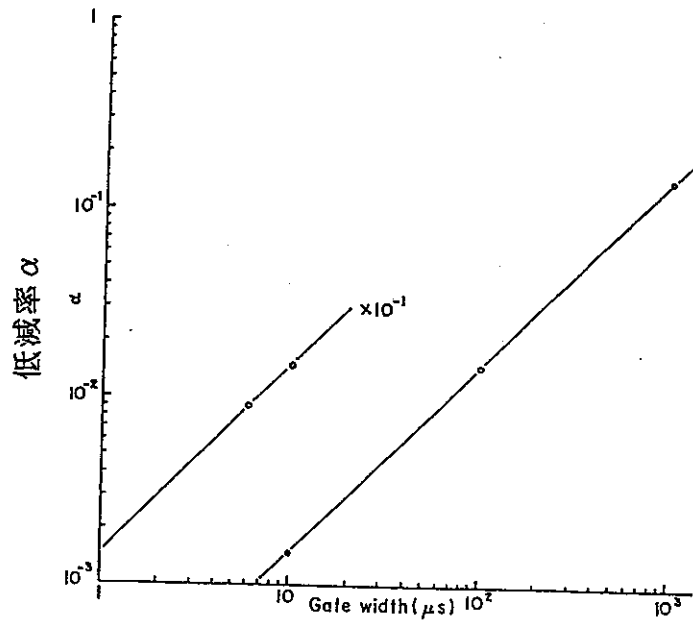


図3.4 ゲート幅と低減率 $\alpha$ の関係

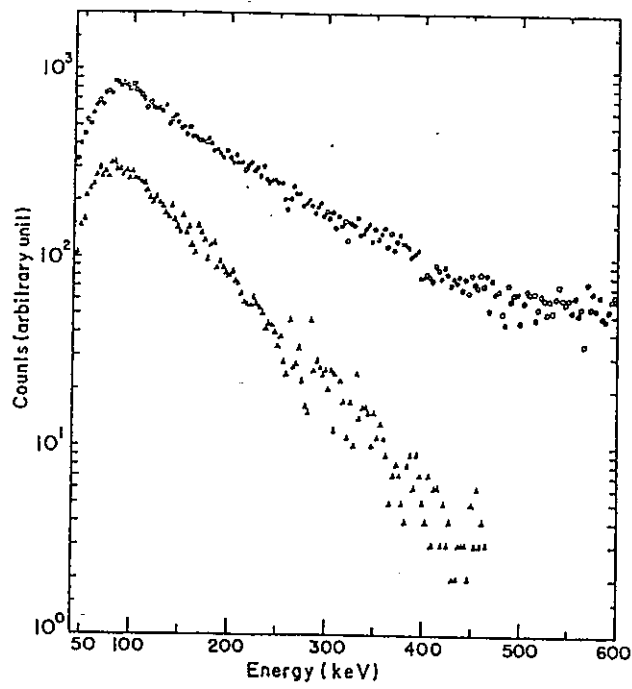


図3.5 波高分布：(○)バックグラウンド  
(▲)線源からの放射線

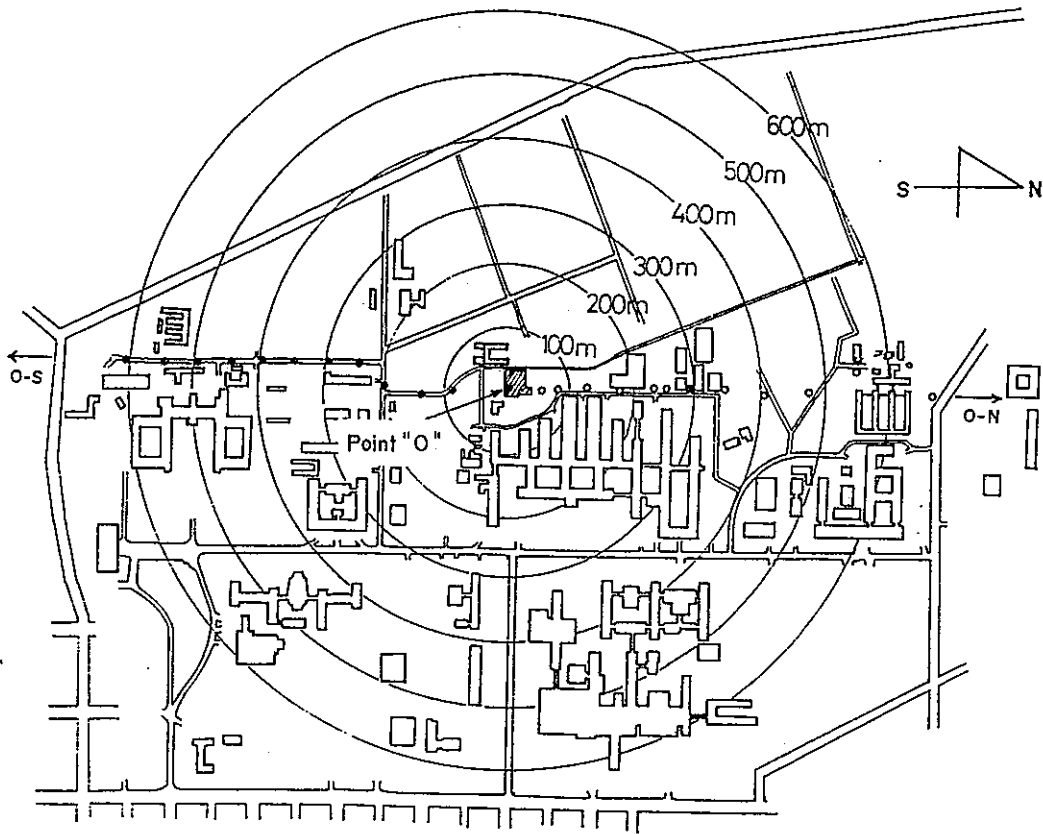


図3.6 施設周辺と測定点

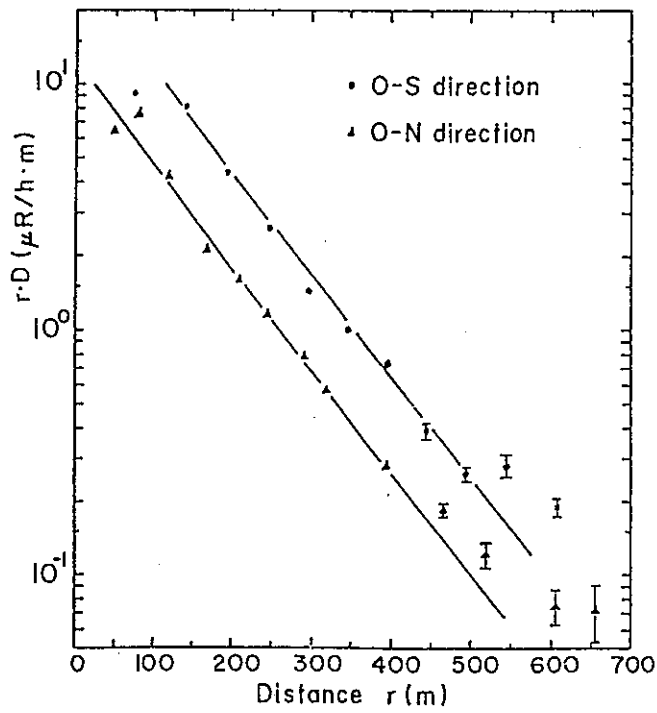


図3.7 線量分布



## 4. EGS4を用いたシミュレーション解析

### 4.1 解析の概要

電子線の二次ビームとしての制動放射線は、X線照射や中性子を発生させるために従来から用いられており、近年では光核反応を利用した高レベル放射性廃棄物の消滅処理や、陽電子を発生させ、その陽電子および単色 $\gamma$ 線を利用するなど重要な役割を担っている<sup>(2)</sup>。

また、線形電子線加速器の高エネルギー化や大電流化に伴い要求される新たな安全性の評価が必要となる。

本研究では以上の観点から、三次元空間でのモンテカルロシミュレーション計算コードであるEGS4<sup>(3),(4)</sup>を用いて、電子の二次ビームである制動X線と消滅 $\gamma$ 線のスペクトルや発生率、また入射電子のエネルギー、物質の原子番号および厚さへの依存性等を調べることを目的とする。

さらに、高エネルギー電子線やその二次ビームの遮蔽材、高エネルギー電子線に対するビームストッパーの設計に関する基礎的データを得ることを目的とする。

### 4.2 制動放射線の発生計算

#### 4.2.1 計算のための幾何学的体系

半径2.5mmの円から一様に放出される、エネルギー45MeVの電子線が、1放射距離の厚さ<sup>(5)</sup>で半径7.2cmの円盤状のアルミニウム・鉄・タングステン・プラチナ・鉛のターゲットに入射したときに前方に10cm四方の正方形の Surface Crossing Detector (Total Flux) を置き検出面を通過する光子の数を計算した(図4.1)。

さらに、全方向と前方方向に発生する光子の数を比較するために、1放射距離の鉛の円盤を、その中心から半径11cmの球検出器で囲み、内部を標準状態の $10^{-3}$ の密度の空気を満たして全方向に放出される光子の数を計算した(図4.2)。

また、中性子を発生させるためによく使われている鉛に対しては、入射電子線のエネルギーを20、60、80、100MeVの場合と、厚さが0.1、3、5放射距離の場合の計算も行った。

#### 4.2.2 計算結果

1放射距離のアルミニウム・鉄・タングステン・プラチナ・鉛のターゲットに45MeV電子線が入射したときに、前方方向に放出される光子のエネルギーフルエンスをそれぞれ図4.3～図4.7に示した。鉛に対しては全方向に対しても示した(図

4.8) 。縦軸は電子一個が入射したときに、エネルギー幅1MeVあたりの検出面を通過する放出光子の数に、その光子のエネルギーを乗じたものである。横軸は放出光子のエネルギーとした<sup>6)</sup>。また、これらの結果から、それぞれの物質の原子番号に対し発生光子数にそのエネルギーを乗じ、それを積分したものを図4.9に示した。これにより原子番号に対する発生光子の強度の変化が見られる。さらに、鉛の厚さを0.1、1、3、5放射距離に変化させた場合と鉛へ入射する電子のエネルギーを20、45、60、80、100MeVに変化させた場合のエネルギーフルエンスのグラフをそれぞれ図4.10、図4.11に示した。また、これらの結果から、鉛の厚さに対する発生光子の強度および入射電子のエネルギーに対する発生光子の強度の変化をそれぞれ図4.12、図4.13に示した。

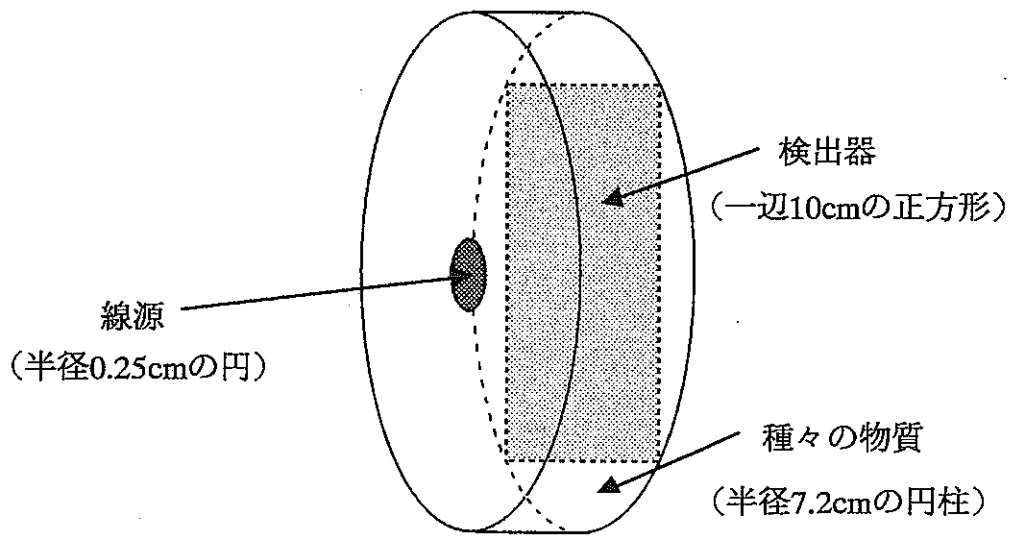


図 4.1 種々の物質から前方方向に発生する  
制動放射線の計算のための幾何学的体系

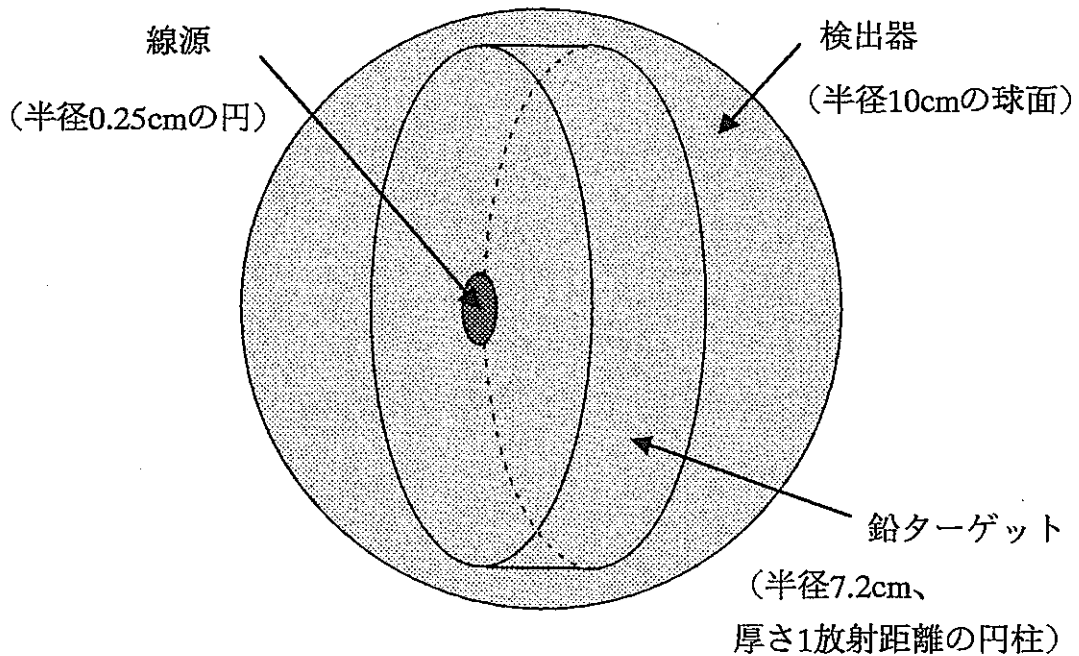


図 4.2 鉛から全方向に発生する  
制動放射線の計算のための幾何学的体系

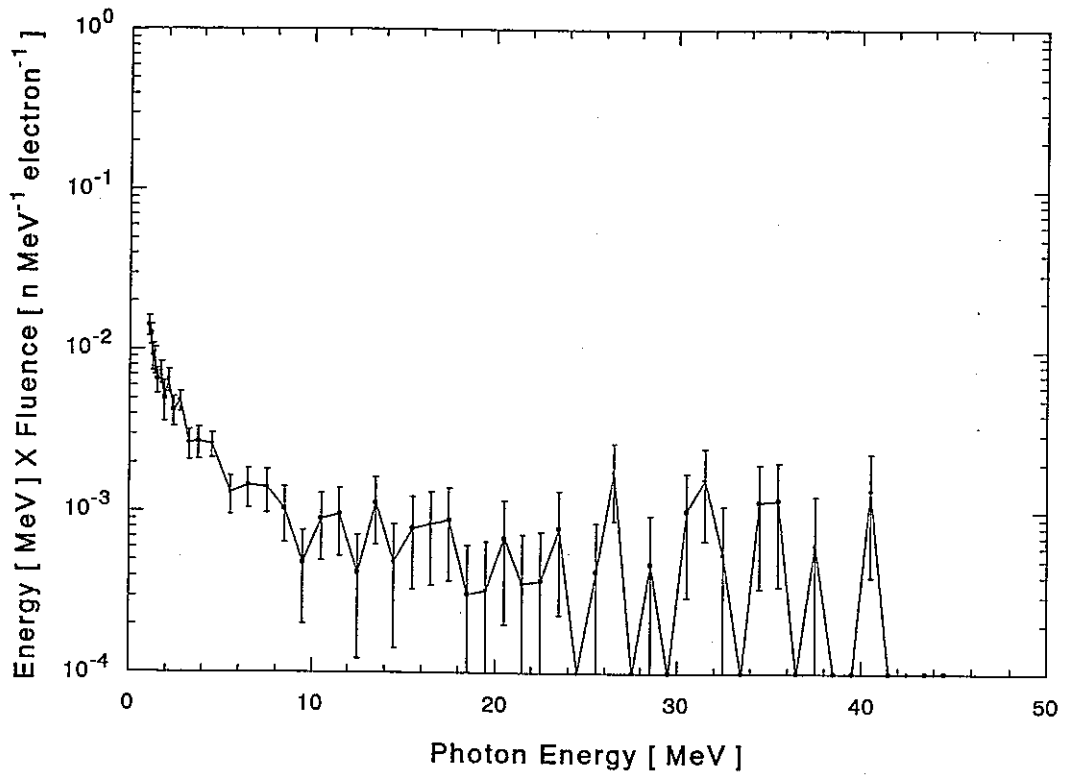


図 4.3 アルミニウムから発生する光子のエネルギーフルーエンス

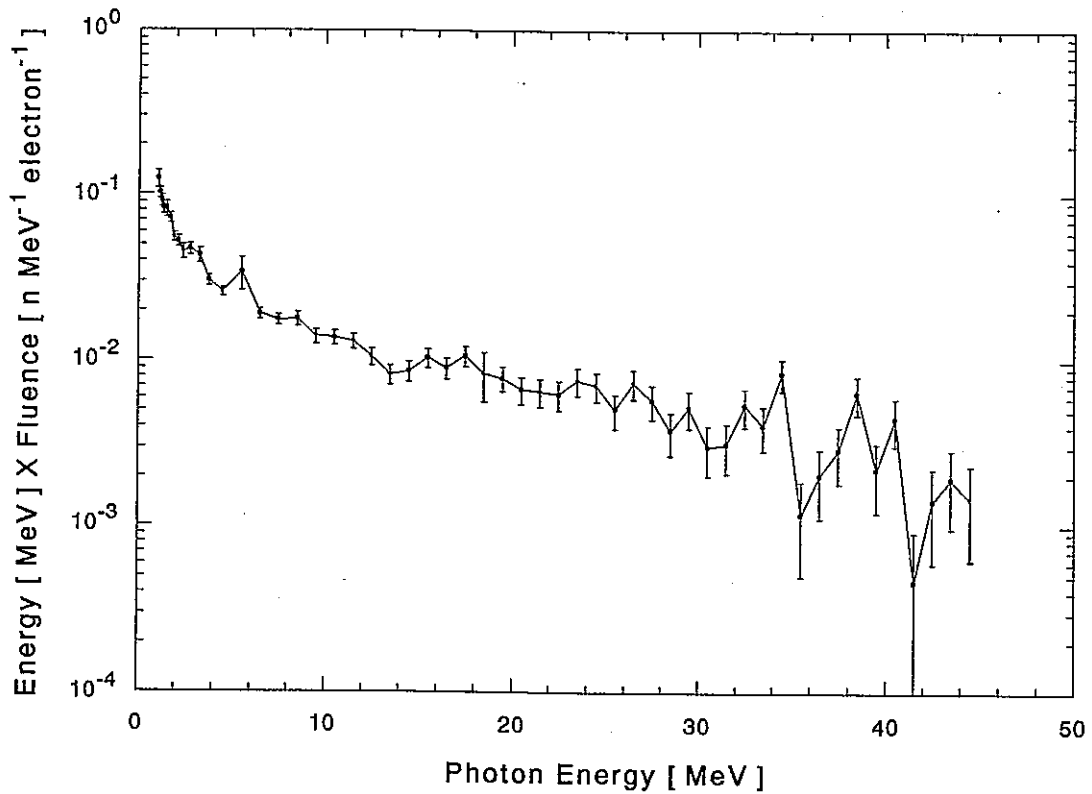


図 4.4 鉄から発生する光子のエネルギーフルーエンス

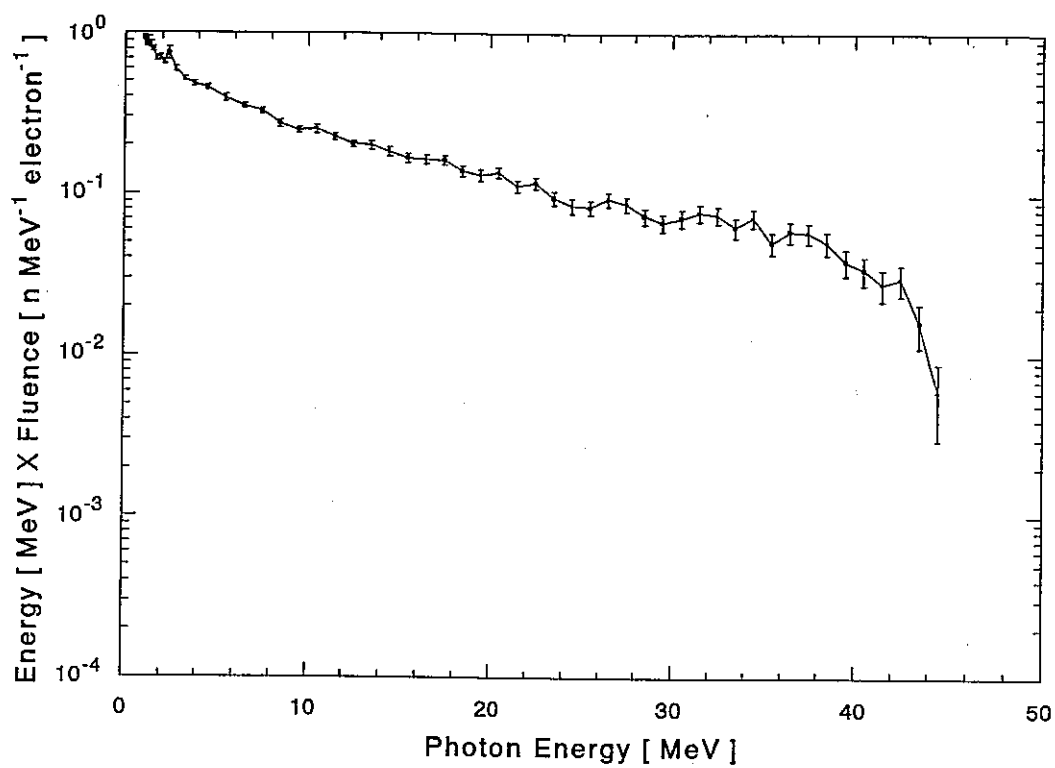


図 4.5 タングステンから発生する光子のエネルギーフルーエンス

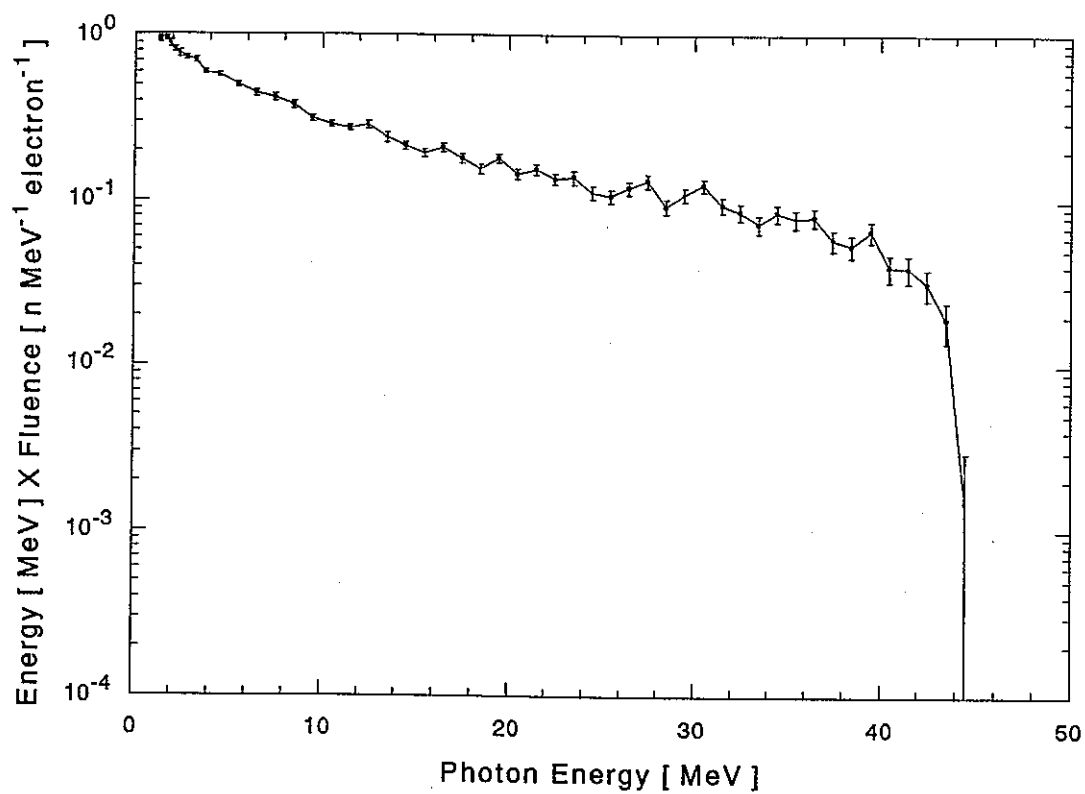


図 4.6 プラチナから発生する光子のエネルギーフルーエンス

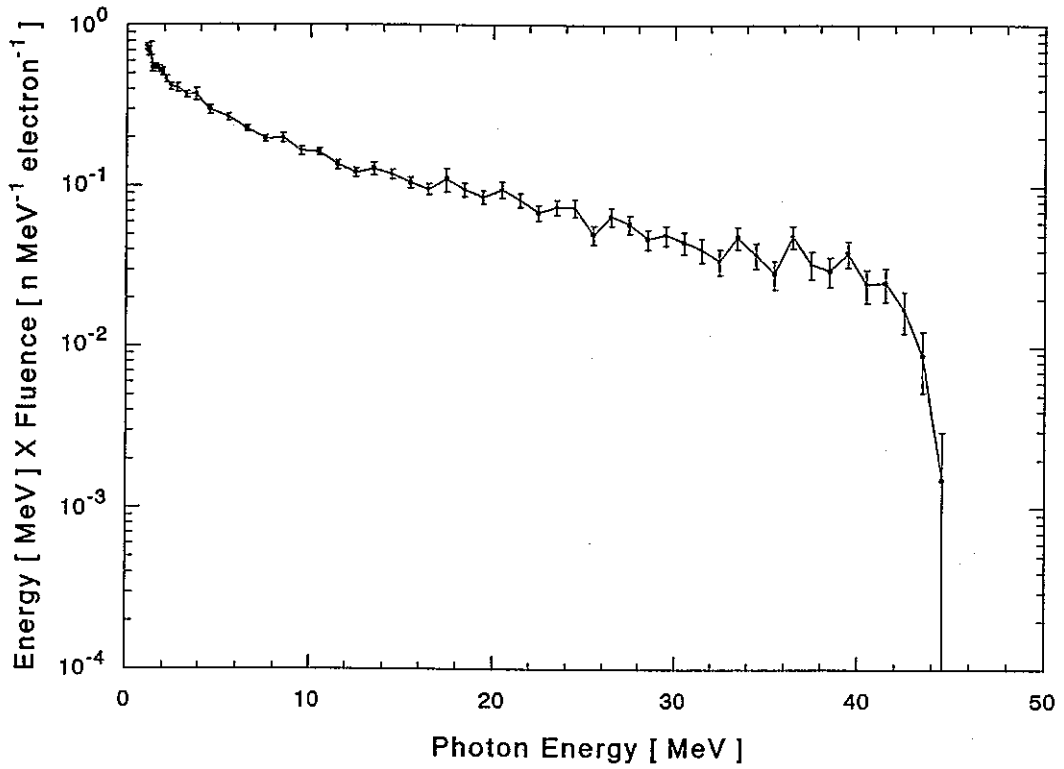


図 4.7 鉛から発生する光子のエネルギーフルーエンス

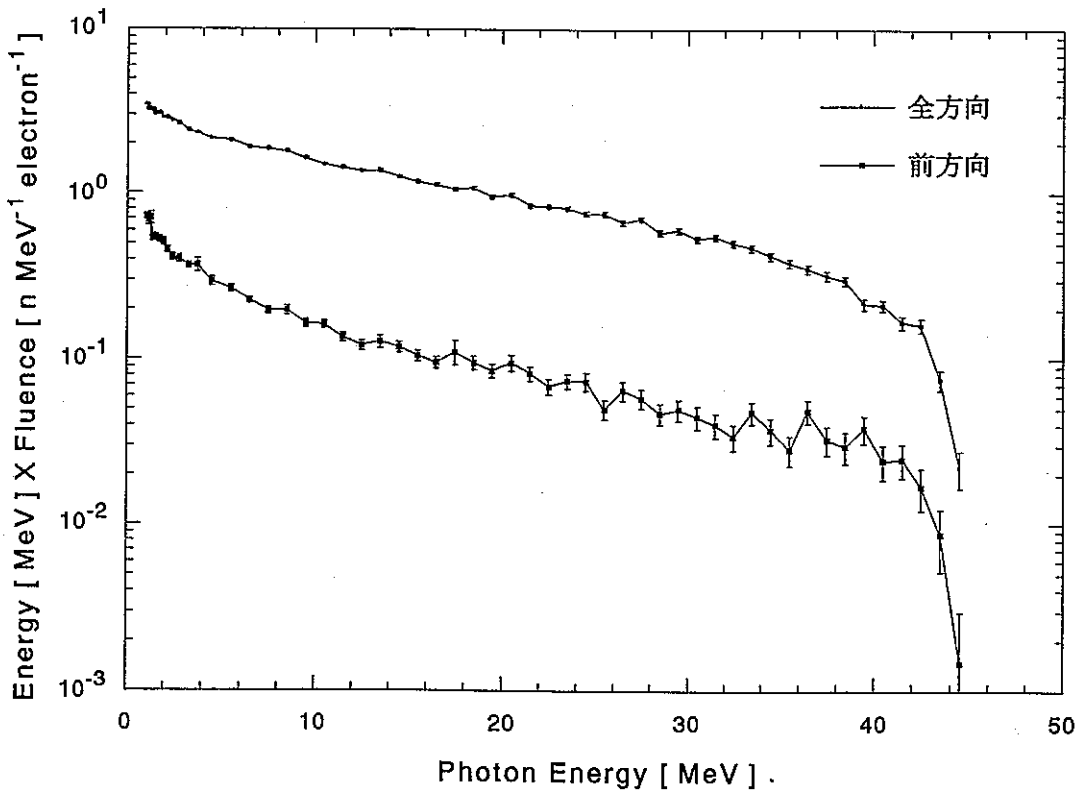


図 4.8 鉛から全方向と前方方向に発生する光子のエネルギーフルーエンスの比較

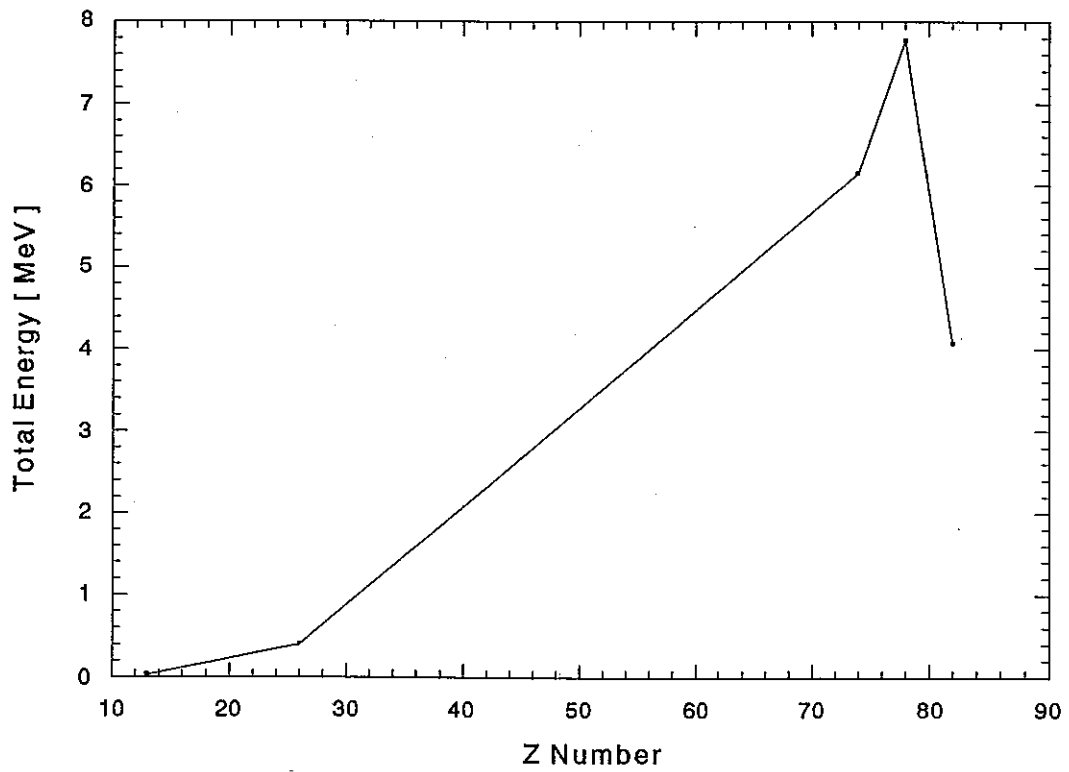


図 4.9 原子番号による発生光子の全エネルギーの変化

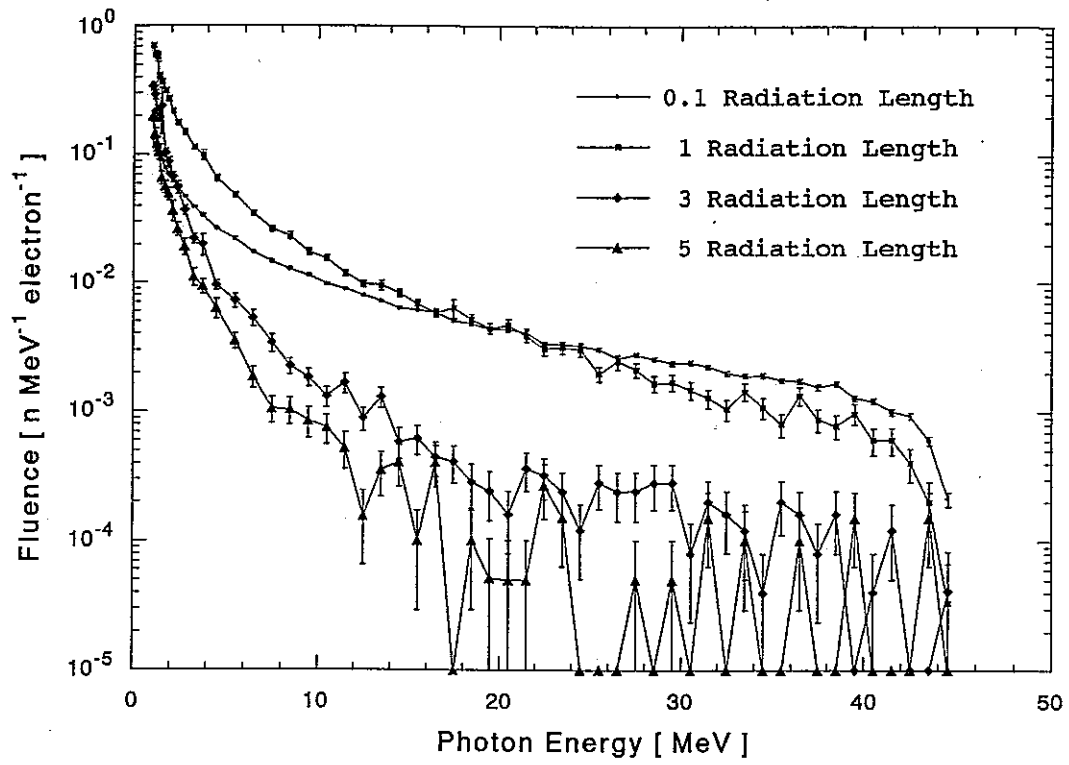


図 4.10 鉛の厚さによる発生光子のフルーエンスの変化

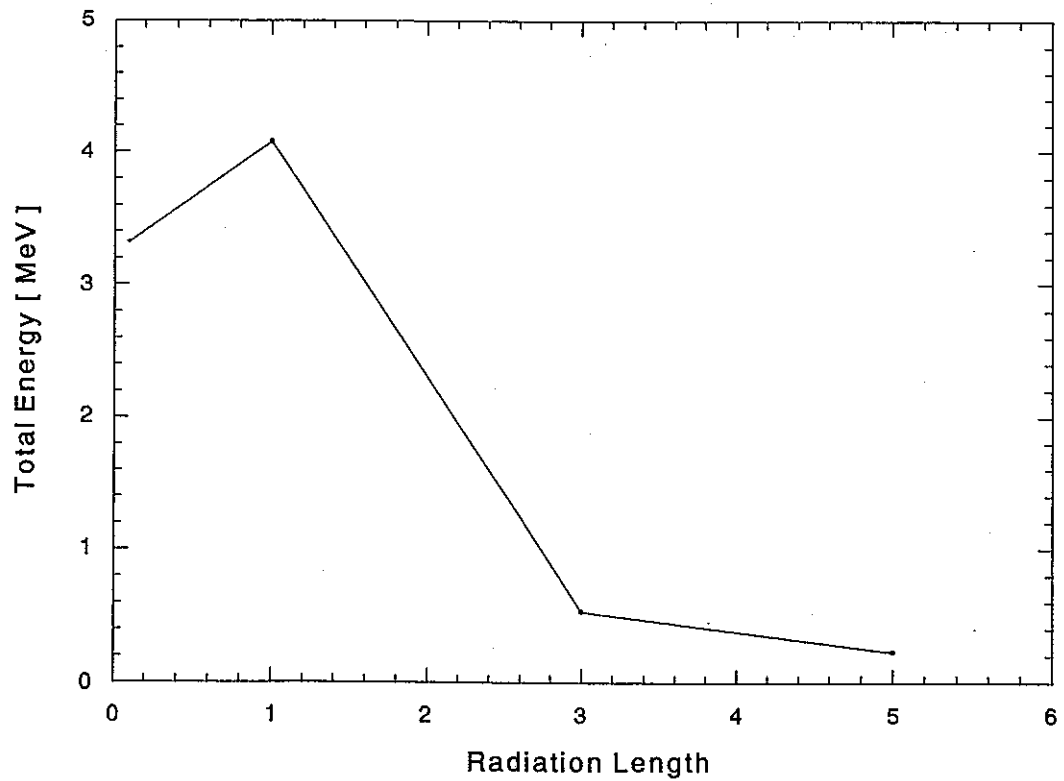


図 4.11 鉛の厚さによる発生光子の全エネルギーの変化



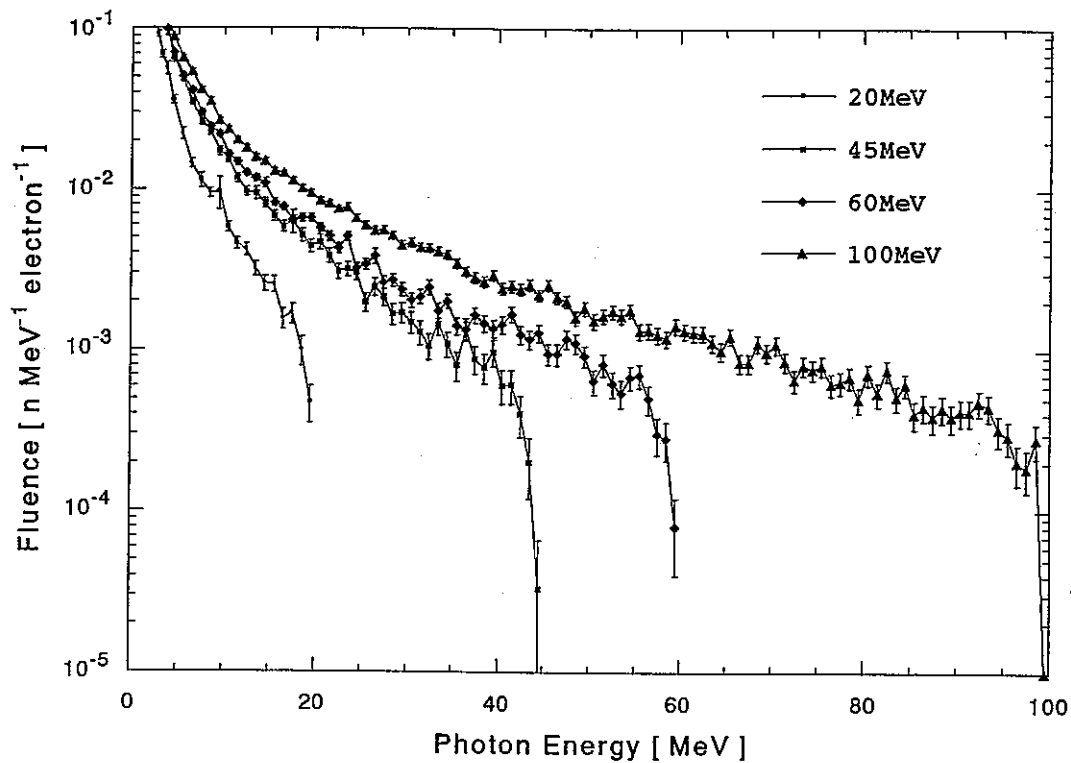


図 4.12 入射電子のエネルギーによる鉛からの発生光子のフルーエンスの変化

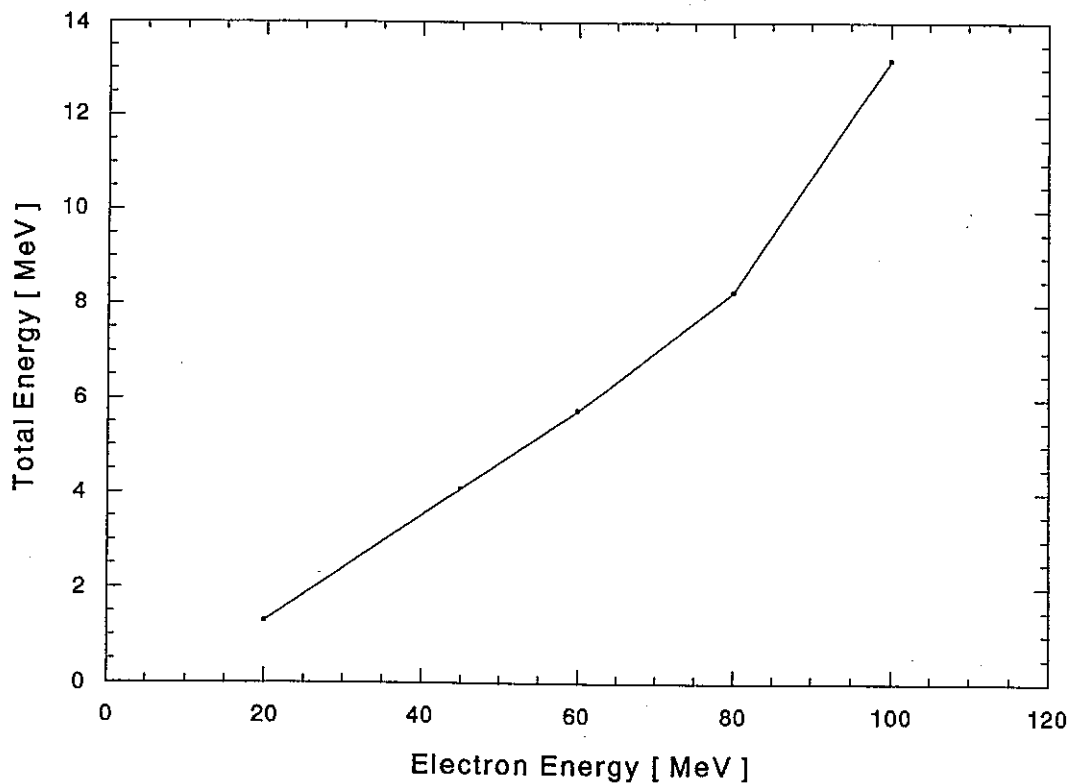


図 4.13 入射電子のエネルギーによる鉛からの発生光子の全エネルギーの変化

### 4.3 電子線およびガンマ線の遮蔽計算

#### 4.3.1 計算のための幾何学的体系

##### (1) 水による電子線の遮蔽

45MeVのエネルギーを持つ電子に対して水の円筒による遮蔽計算を行った。円筒の大きさを決めるために、45MeVのエネルギーの電子線が水に入射したときEGS4によってシミュレートされた電子、二次電子、及び光子の挙動を表した図4.14を参考にし、内部で十分に電子が停止しており、また光子の外部への漏れが十分に少ない大きさを決めた。その結果、入射電子線のエネルギーが45MeVの場合、水中では電子線は前方方向に 15 cm、横方向に 6 cm あれば十分停止しており、光子は前方方向に 25 cm、横方向に 10 cm あれば外部への漏れが十分少ないため、水の円筒の大きさを図4.15に示したように半径 20 cm、高さ60 cmの円筒にした。また、内部には電子のエネルギースペクトルを見るために半径20cmの円形のSurface Crossing Detector (Total Flux) を置き電子を検出し、外部には電子と光子の漏れを検出するために半径20 cm、高さ60 cmの円筒形のSurface Crossing Detector (Total Flux) を置いた。計算では水を封じ込めるための容器は省略した。また、電子線線源は半径 5 cmの円形とした。

##### (2) 遮蔽壁による電子線およびガンマ線の遮蔽

線形電子線加速器の遮蔽壁に45MeVの電子線が入射した時の、遮蔽壁内での電子及び光子のエネルギースペクトルを見るための計算をEGS4で行った。この計算で用いた遮蔽壁は、図4.16に示したように普通コンクリートと鉄の部分に分かれている。コンクリートは厚さ50cm で鉄は厚さ35cm、横および縦は入射電子に対して半無限である。計算に用いた普通コンクリートの密度は  $2.24 \text{ g/cm}^3$  で、その原子個数密度は表4.1に示した<sup>7)</sup>。

また、45MeVの電子線はコンクリートの前部に置いた半径 20 cmの円から一様に放出され、検出器は半径60cmの円形のSurface Crossing Detector (total Flux) である。

表4.1 普通コンクリートの原子個数密度

元素	原子個数密度 ( $10^{24}/\text{cm}^3$ )
H	$1.3851 \times 10^{-2}$
C	$1.1542 \times 10^{-4}$
O	$4.5921 \times 10^{-2}$
Mg	$1.2388 \times 10^{-4}$
Al	$1.7409 \times 10^{-3}$
Si	$1.6621 \times 10^{-2}$
Ca	$1.5025 \times 10^{-3}$
Fe	$3.4510 \times 10^{-4}$

### 4.3.2 計算結果

#### (1) 水による電子線の遮蔽計算

水の円筒に45MeVの電子線を入射させたときの電子の水中でのエネルギーの損失を図4.17に示した。縦軸は45MeVの電子線一つが入射したときに、それぞれの検出面を通過した電子のエネルギーの検出面ごとの総和である。横軸は線源から検出面までの距離とした。

また、水中から漏れる電子および光子のエネルギーフルーエンスを図4.18～図4.21に示した。図4.18は横方向に漏れる電子、図4.19は前方方向に漏れる電子の入射電子一個当たりのエネルギーフルーエンスを電子のエネルギーに対して表したものである。図4.20、図4.21はそれぞれ横方向と前方方向に漏れる光子を電子と同様に表したものである。

#### (2) 遮蔽壁内での電子および光子のエネルギーフルーエンスの計算

線形電子線加速器の遮蔽壁に45MeVの電子が入射したときの内部での電子のエネルギーの損失および光子の発生とそのエネルギーの損失を図4.22に示した。45MeVの電子線一個が入射したときに、それぞれの検出面を通過した電子のエネルギーの検出面ごとの総和である。横軸は線源から検出面までの距離とした。

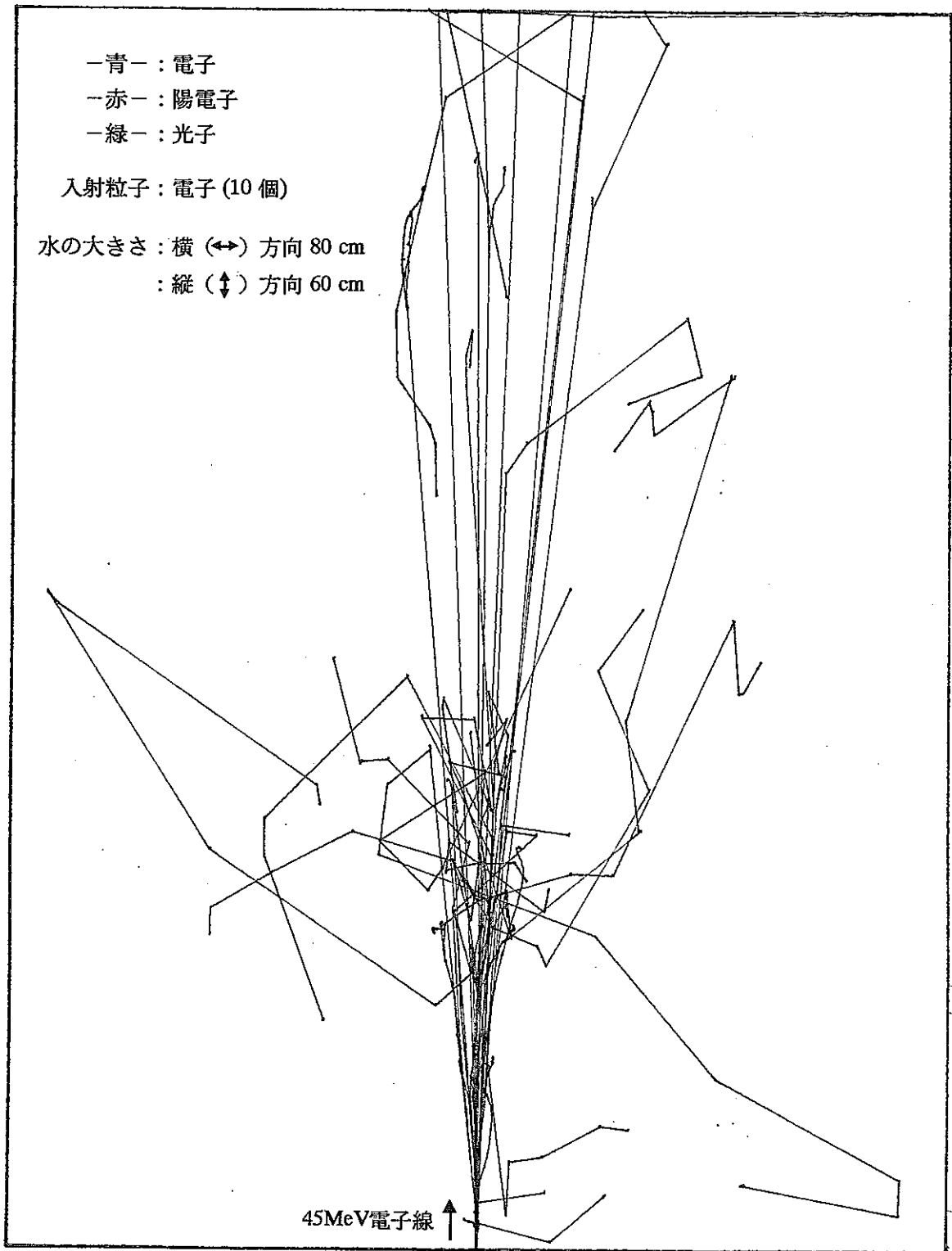


図 4.14 EGS4でシミュレートした電子  
およびその二次粒子の水中での挙動

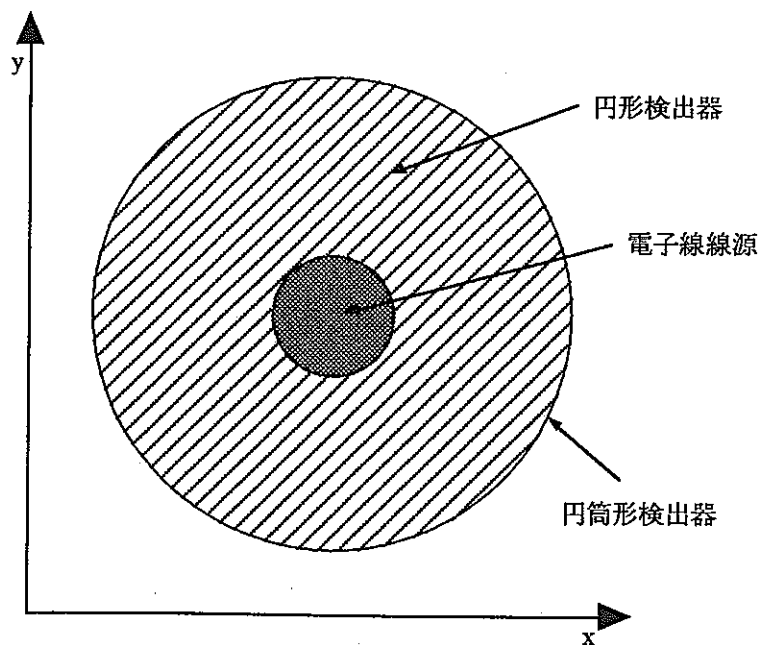
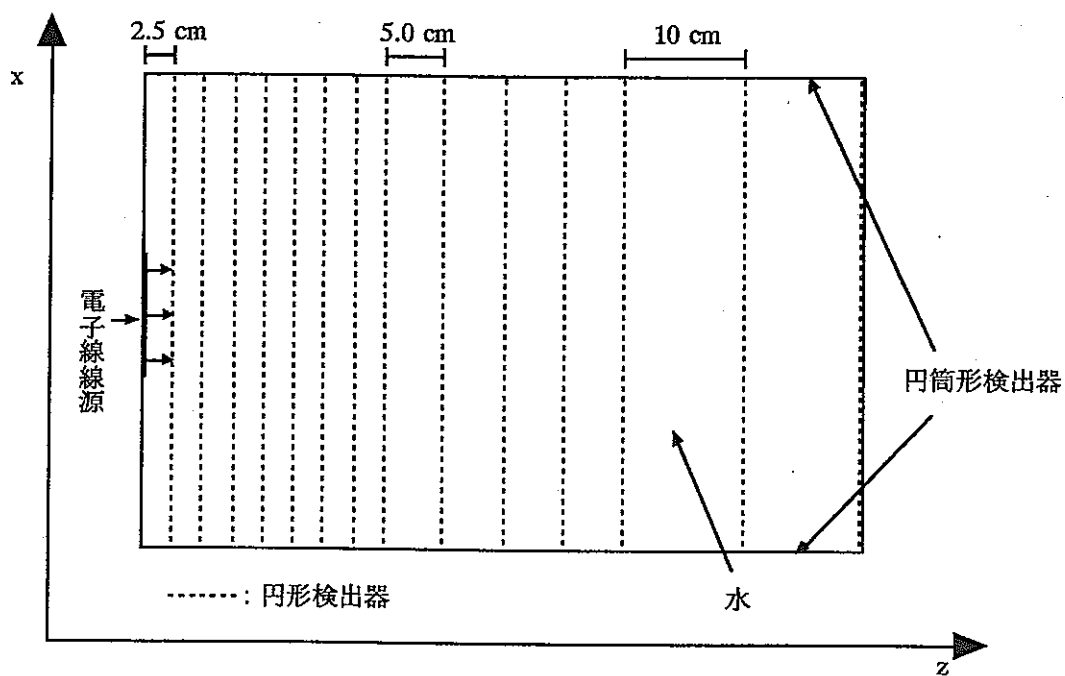


図 4.15 水による電子および光子の遮蔽計算のための幾何学的体系

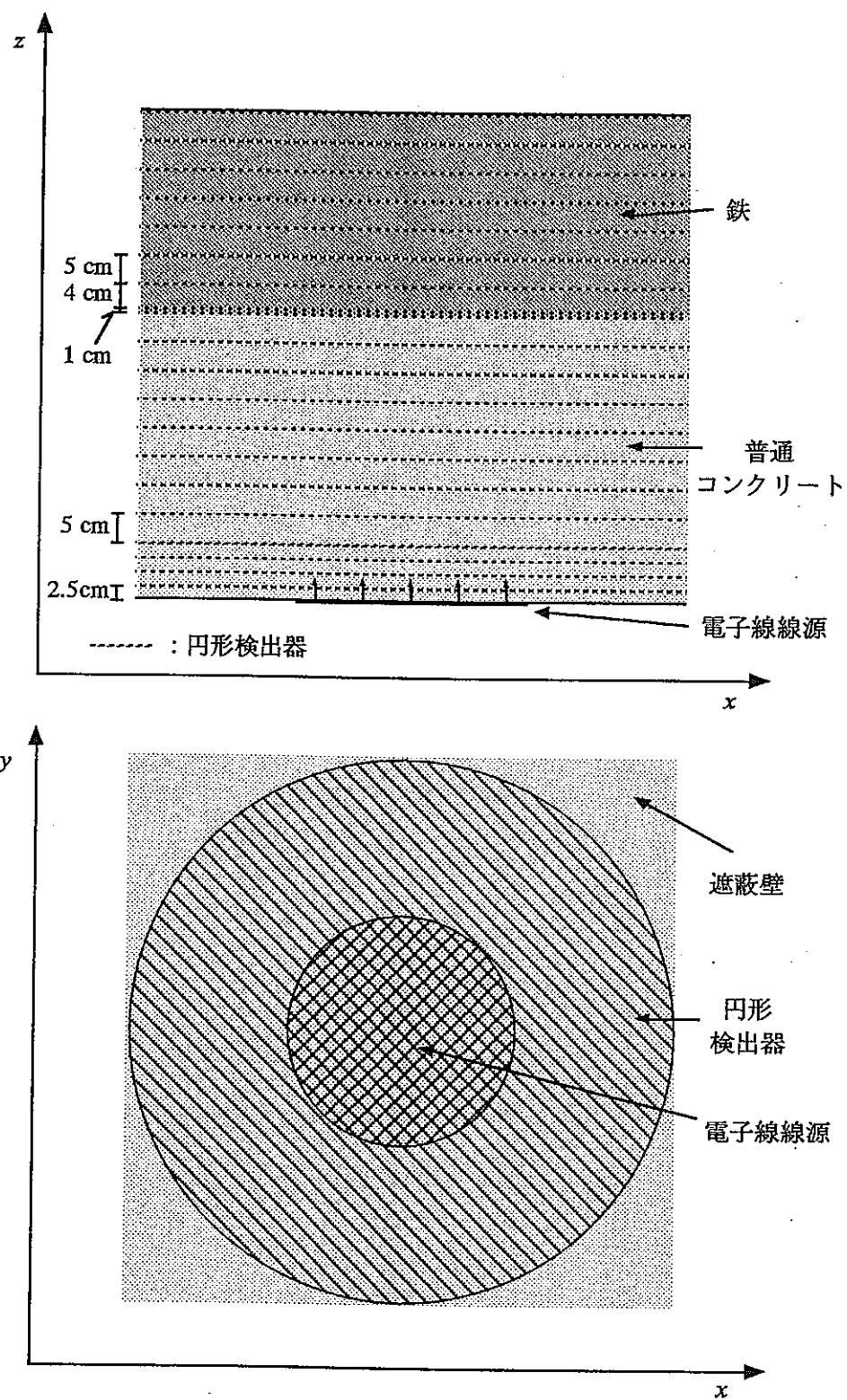


図 4.16 遮蔽壁による電子および光子の遮蔽計算のための幾何学的体系

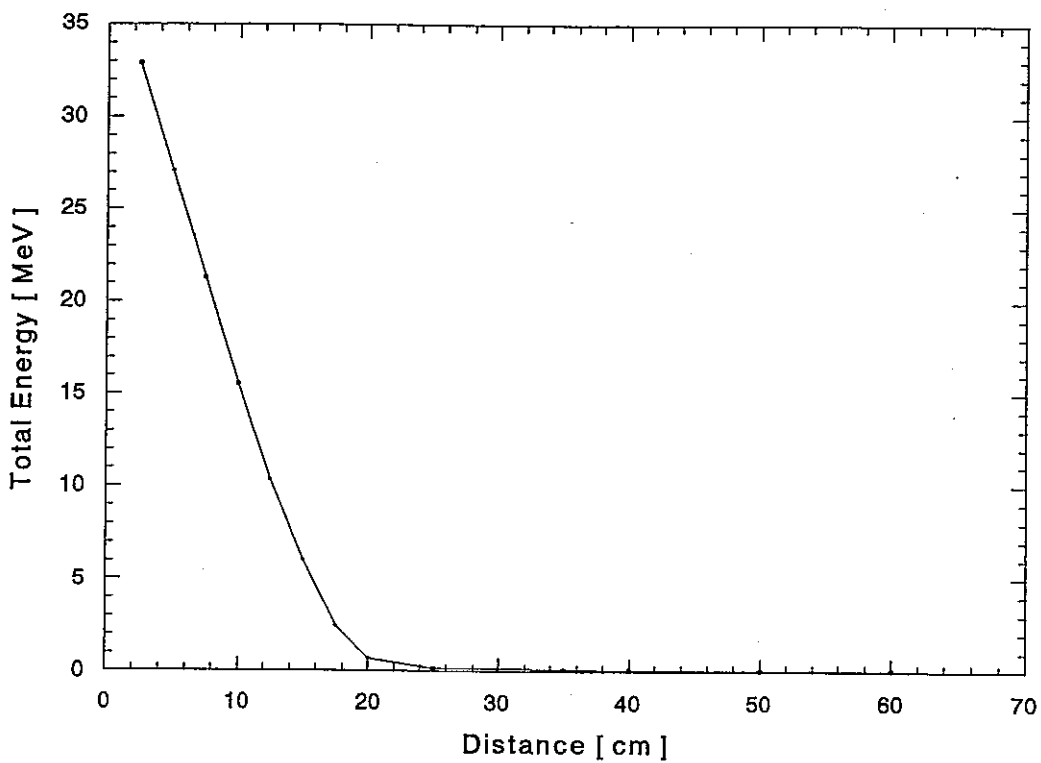


図 4.17 45MeVの電子の水中での全エネルギーの変化

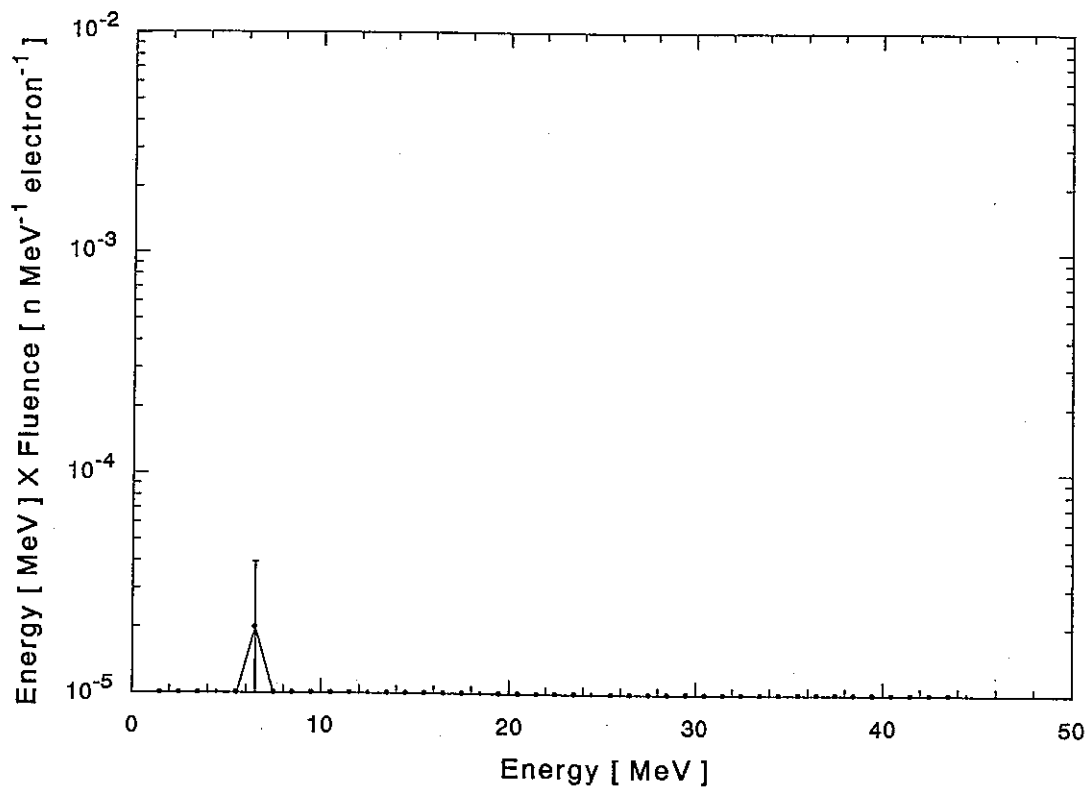


図 4.18 水から横方向に漏れる電子のエネルギーフルーエンス

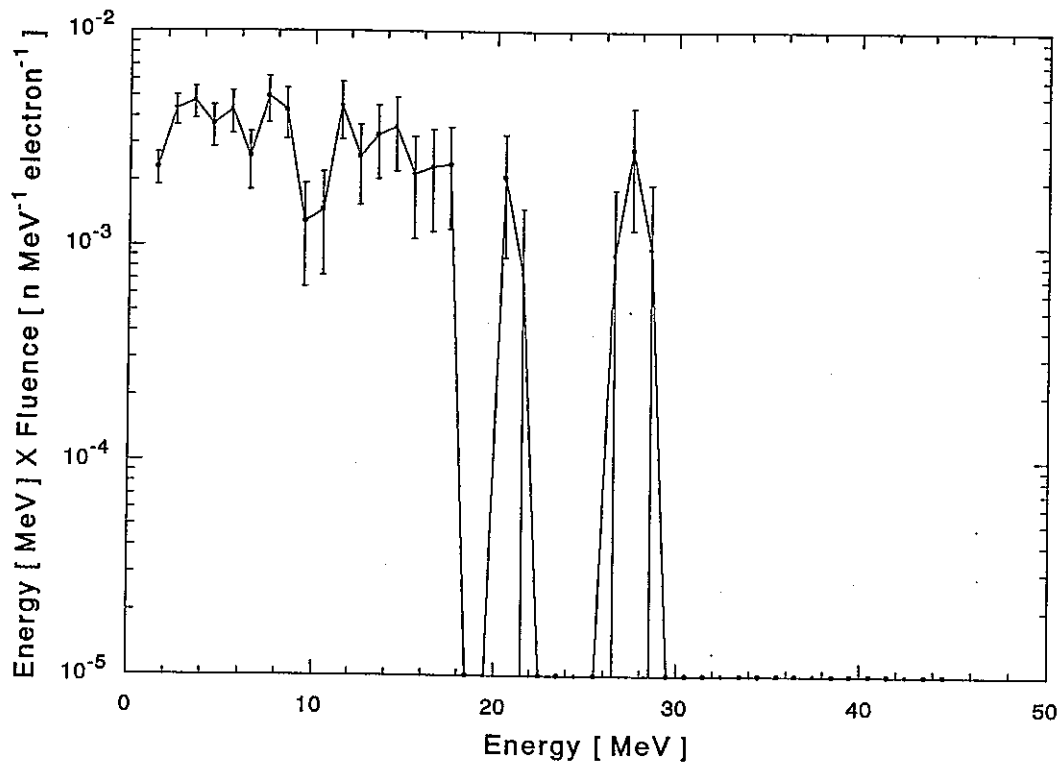


図 4.19 水から前方方向に漏れる電子のエネルギースペクトル

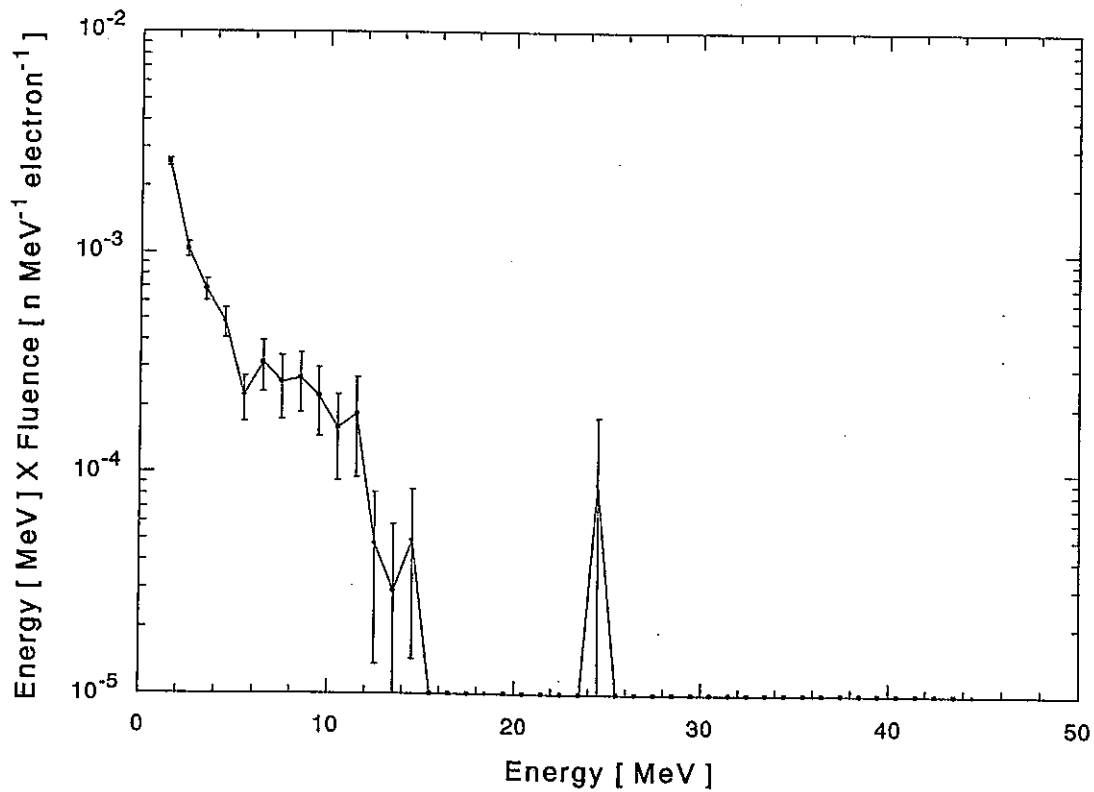


図 4.20 水から横方向に漏れる光子のエネルギーフルーエンス



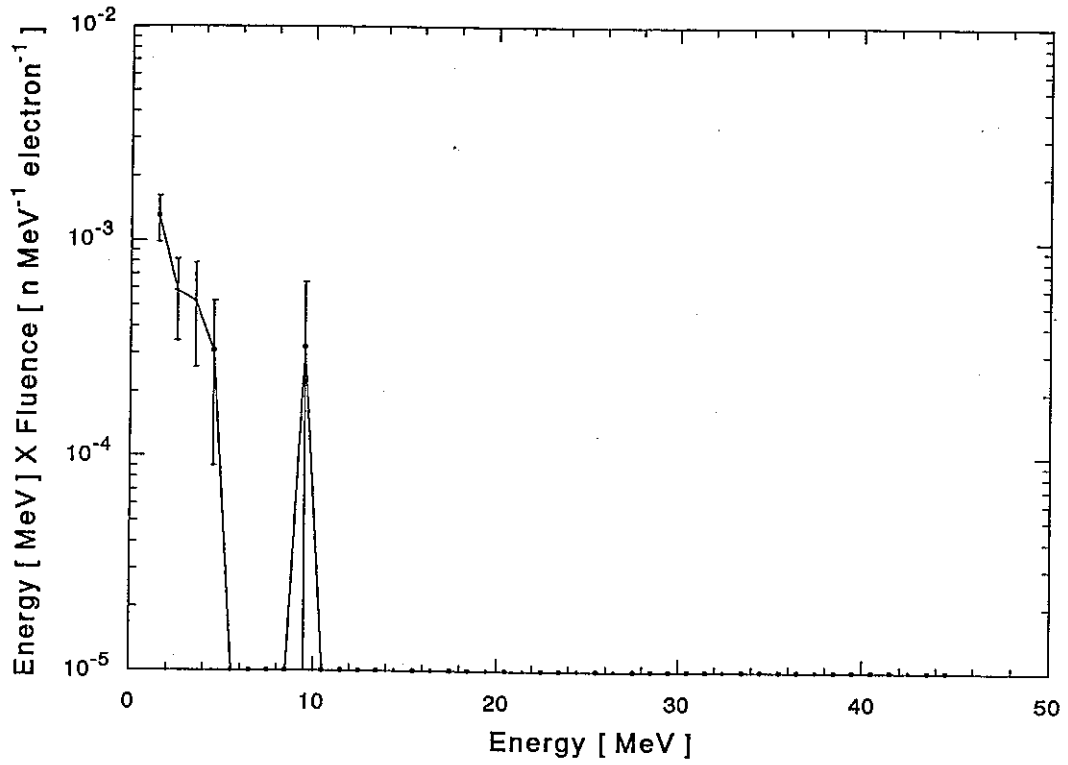


図 4.21 水から前方方向に漏れる光子のエネルギーフルーエンス

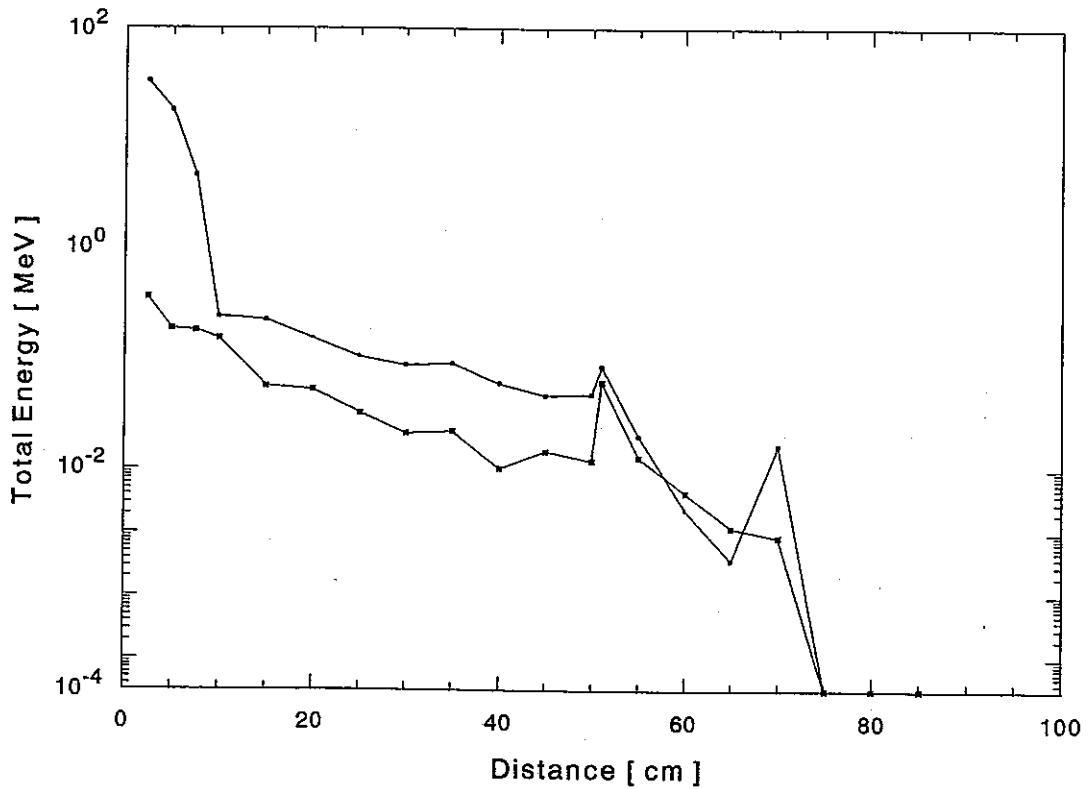


図 4.22 遮蔽壁内での電子と光子の全エネルギーの変化

## 4.4 消滅ガンマ線の発生計算

### 4.4.1 計算のための幾何学的体系

#### (1) 高エネルギー陽電子からの単一エネルギー光子ビームの発生

陽電子線が薄いベリリウムターゲットに入射したときの単一エネルギー光子ビームの発生計算を行った。計算に用いた体系は図4.23に示したように、厚さ 0.5 mm 半径 1 cm の円形のベリリウムから発生した光子を半径1.8cm、高さ 5 cm の円筒形の Surface Crossing Detector (Total Flux) 1 ~ 5 およびターゲットから25cm前方に2cm四方の正方形の Surface Crossing Detector (Total Flux) 6 を置いた。線源はベリリウムの前部に張り付けた半径 1 cm の 20MeV陽電子線源である。また、このとき陽電子の制動放射線の効果を排除するために、同じ体系で線源を電子に変えた計算も行った。

#### (2) 低エネルギー陽電子からの単一エネルギー光子ビームの発生

制動放射線によって発生した陽電子を加速させない場合の単一エネルギー光子ビームの発生計算を行った。この体系は図4.1に示したものと同一であり、半径2.5mmの円から一様に放出されるエネルギー45MeVの電子線が、1放射距離の厚さで半径7.2cmの円盤状のアルミニウム・鉄・タンゲステン・プラチナ・鉛のターゲットに入射したときに前方に10cm四方の正方形の Surface Crossing Detector (Total Flux) を置き検出面を通過する光子の数を計算したものである。

### 4.4.2 計算結果

#### (1) ベリリウムからの単一エネルギー光子ビームの発生

入射粒子一個当たりにベリリウムから発生する光子のフルーエンスを図4.24~4.27に示した。陽電子をベリリウムに入射させたときの光子の検出器 4, 6 でのフルーエンスを表しているのがそれぞれ図4.24、図4.25である。また、図4.26と図4.27はそれぞれ検出器 4, 6 での陽電子を入射させたときのフルーエンスから電子を入射させたときのフルーエンスを引いたもので、陽電子から発生する光子から制動放射線を差し引いたものである。

これらの図で、縦軸は陽電子が一個ベリリウムに入射したときに発生したエネルギー幅 1 MeV あたりの光子がそれぞれの検出面を通過する個数を表している。横軸は放出光子のエネルギーである。

## (2) 種々の物質からの単一エネルギー光子ビームの発生

電子線を種々の物質に入射させたときに発生する単一光子ビームのフルーエンスの発生を図4.28～4.32に示した。図4.28はターゲットがアルミニウムの時に発生する光子のフルーエンスを表している。縦軸は電子が一個アルミニウムターゲットに入射したときに発生したエネルギー幅 1 MeV あたりの光子がそれぞれの検出面を通過する個数を表している。横軸は放出光子のエネルギーである。図4.29～4.32は、それぞれターゲットが、鉄・タングステン・プラチナ・鉛の場合についてアルミニウムと同様に表したものである。

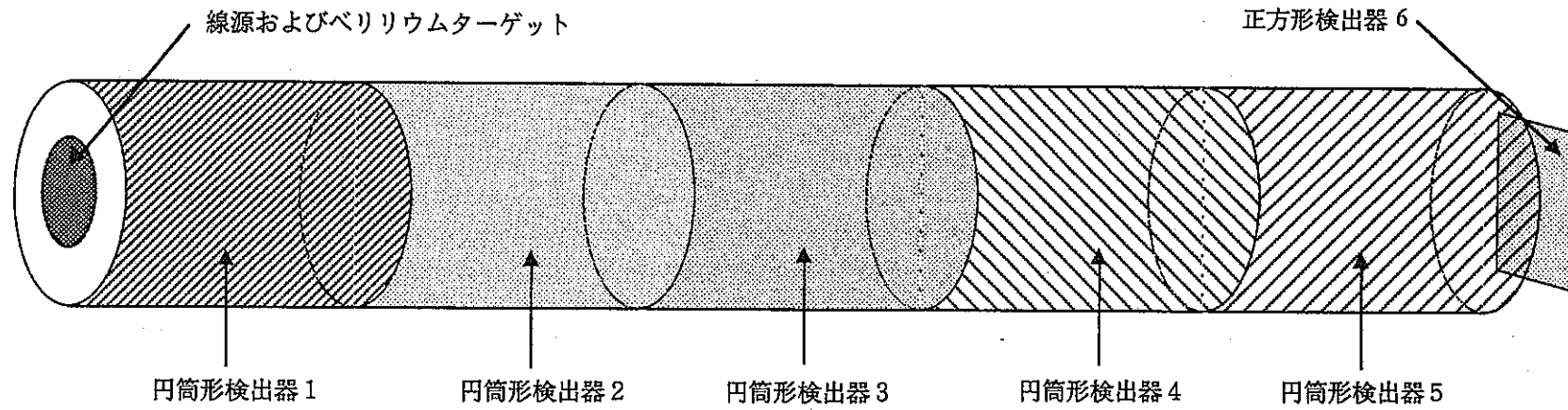


図 4.23 EGS 4 によるベリリウムから発生する光子の計算のための体系

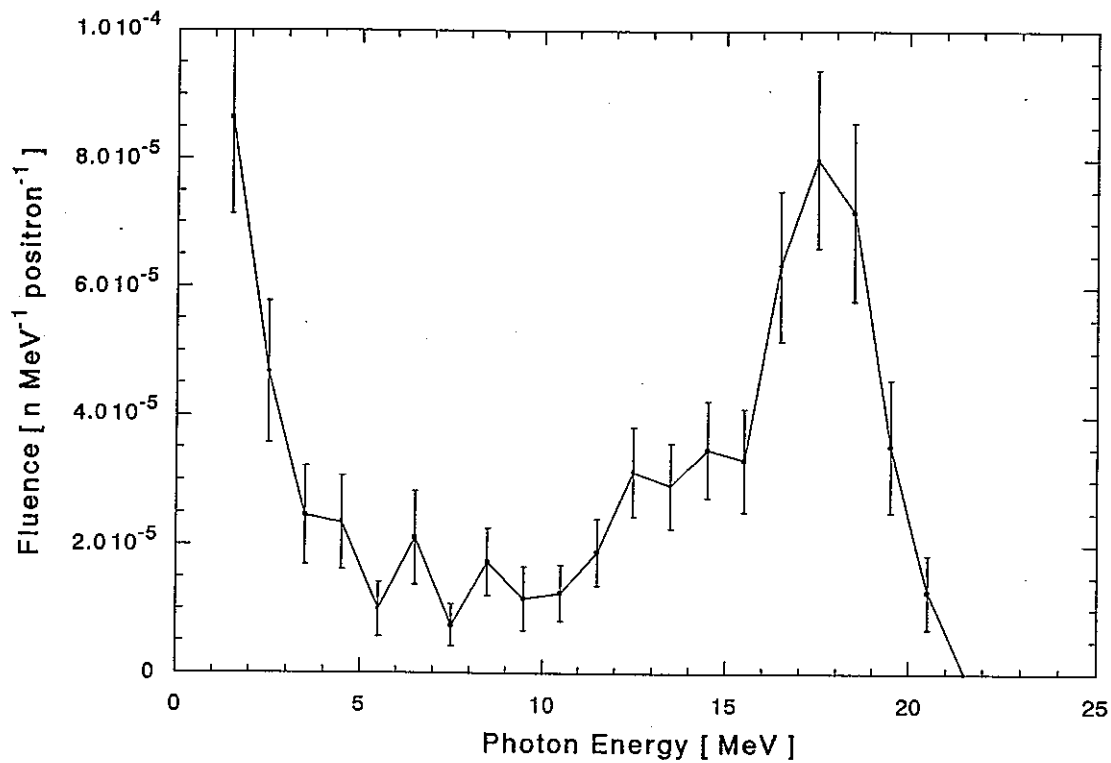


図 4.24 検出器 4 における高エネルギー陽電子から発生した光子のフルーエンス

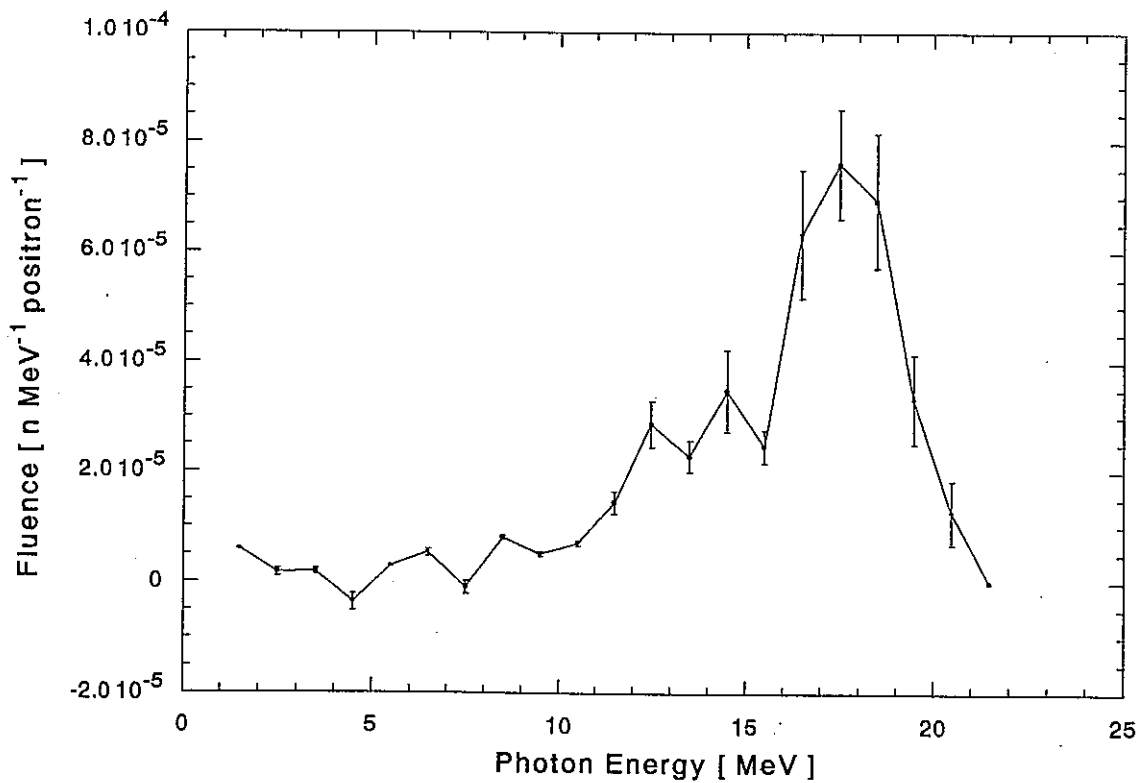


図 4.25 検出器 4 における電子の効果を差し引いた高エネルギー陽電子から発生する光子のフルーエンス

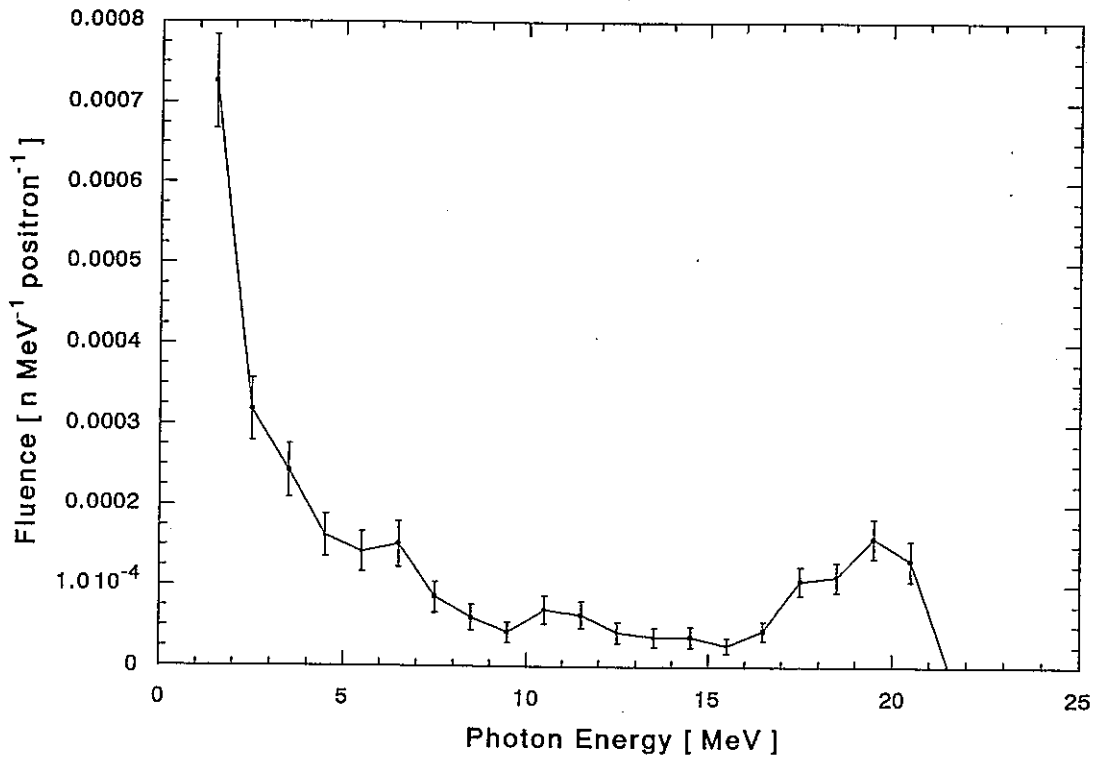


図 4.26 検出器 6 における高エネルギー陽電子から発生する光子のスペクトル

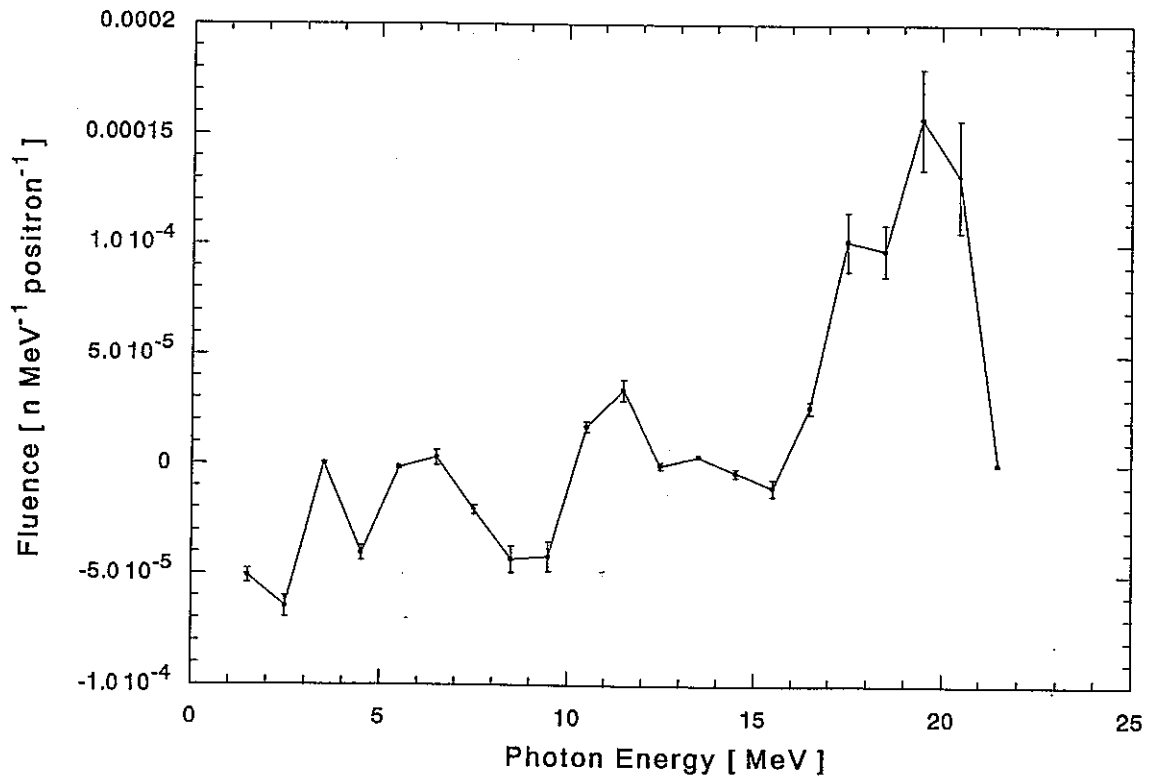


図 4.27 検出器 6 における電子の効果を差し引いた高エネルギー陽電子から発生する光子のブルーエンス

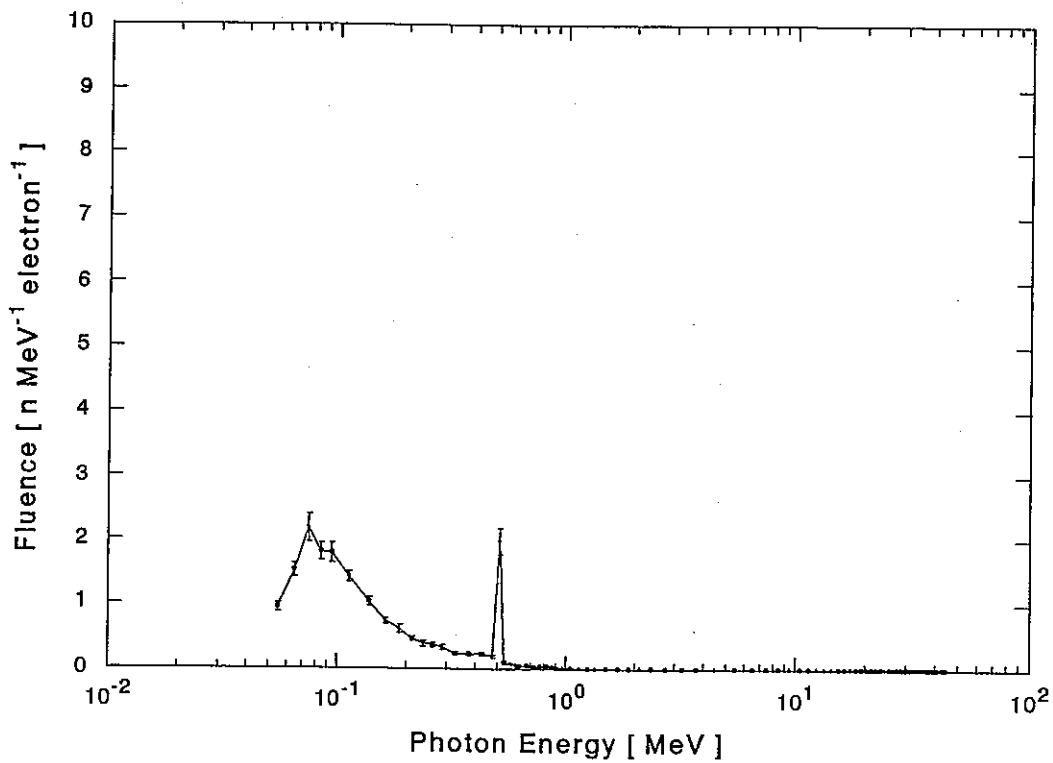


図 4.28 アルミニウムから発生する消滅 $\gamma$ の線スペクトル

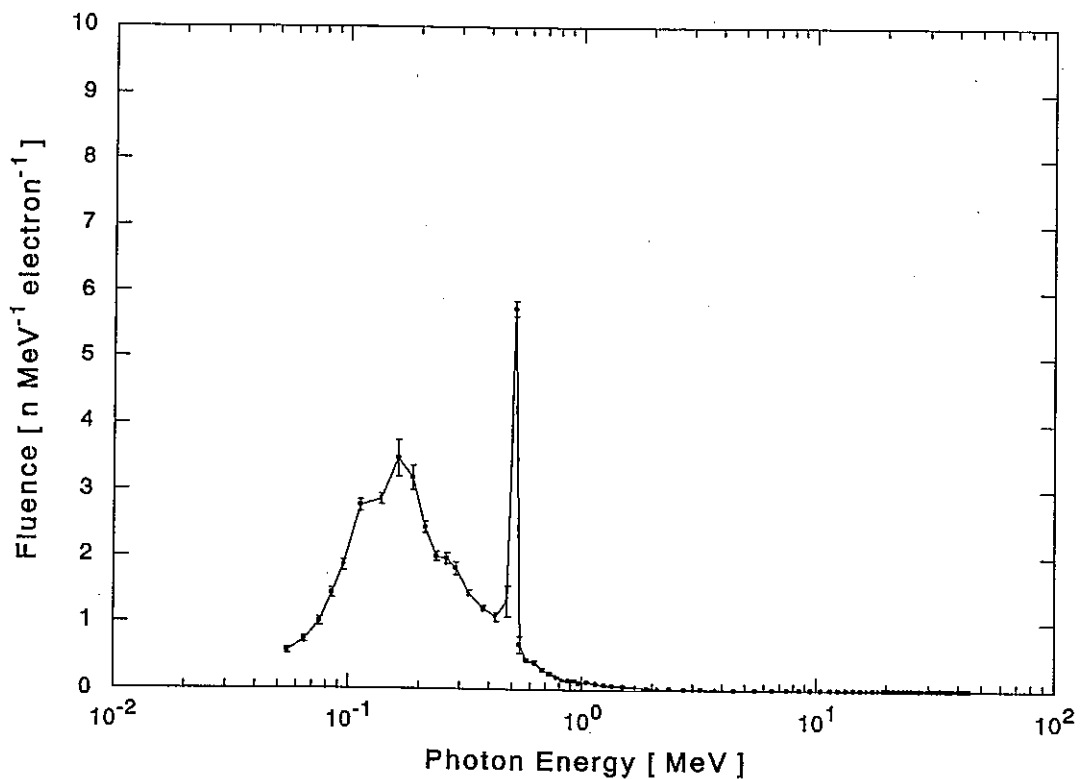


図 4.29 鉄から発生する消滅 $\gamma$ 線のスペクトル

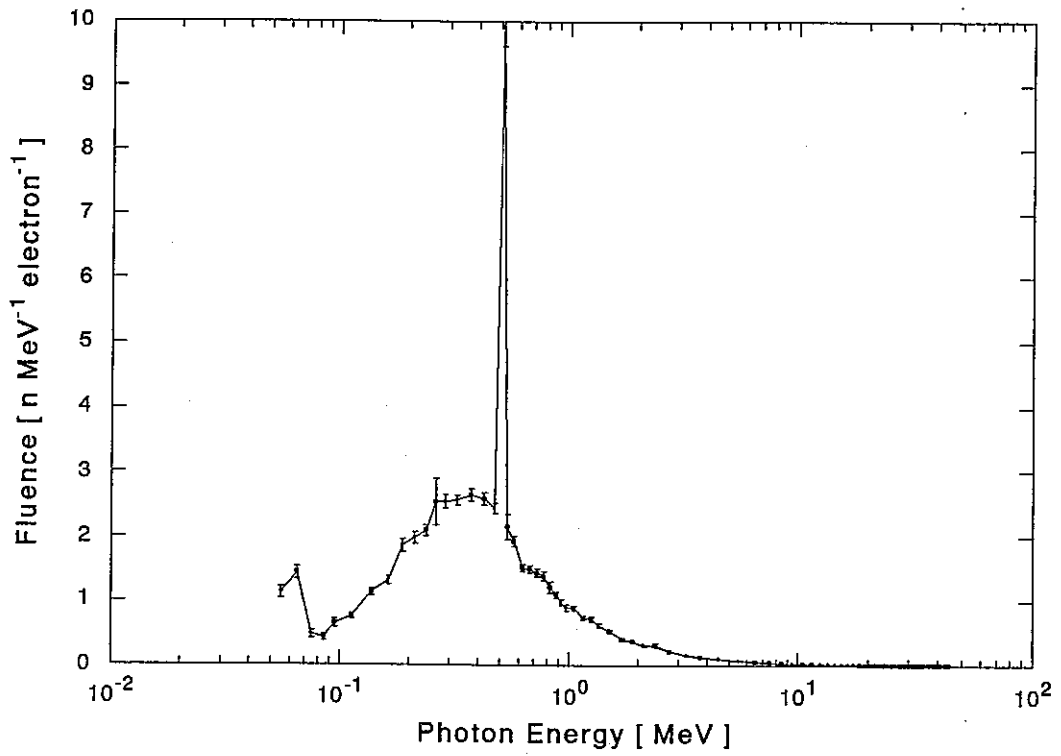


図 4.30 タングステンから発生する消滅 $\gamma$ 線のスペクトル

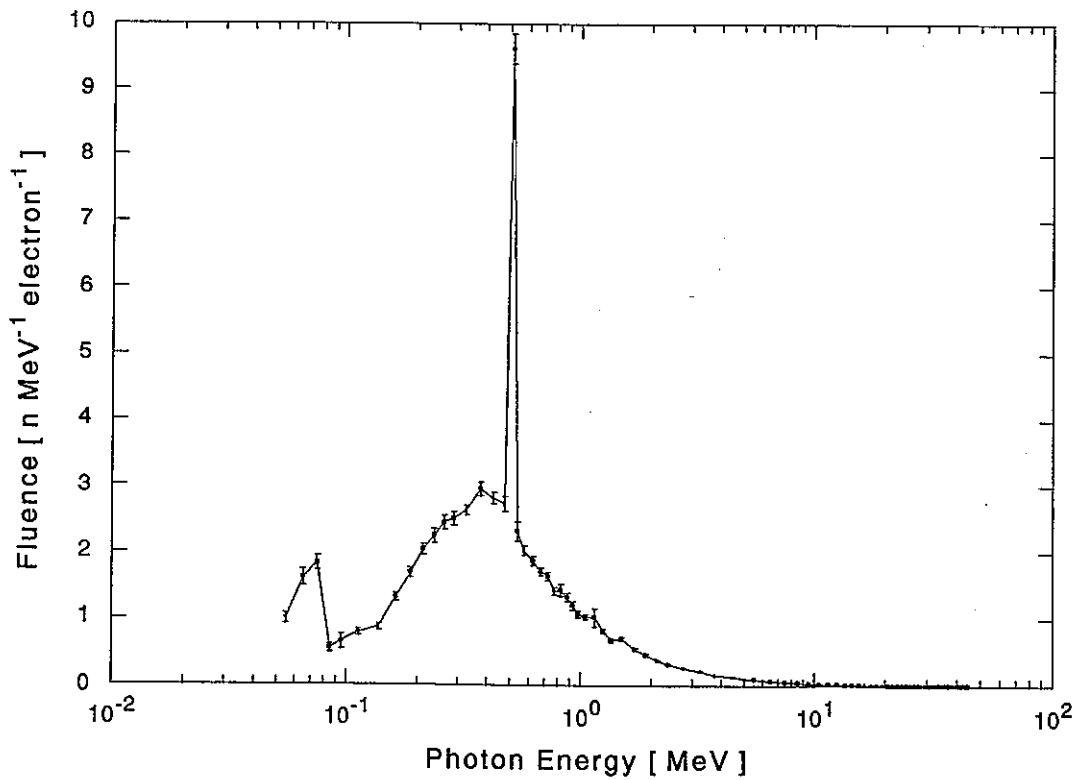


図 4.31 プラチナから発生する消滅 $\gamma$ 線のスペクトル



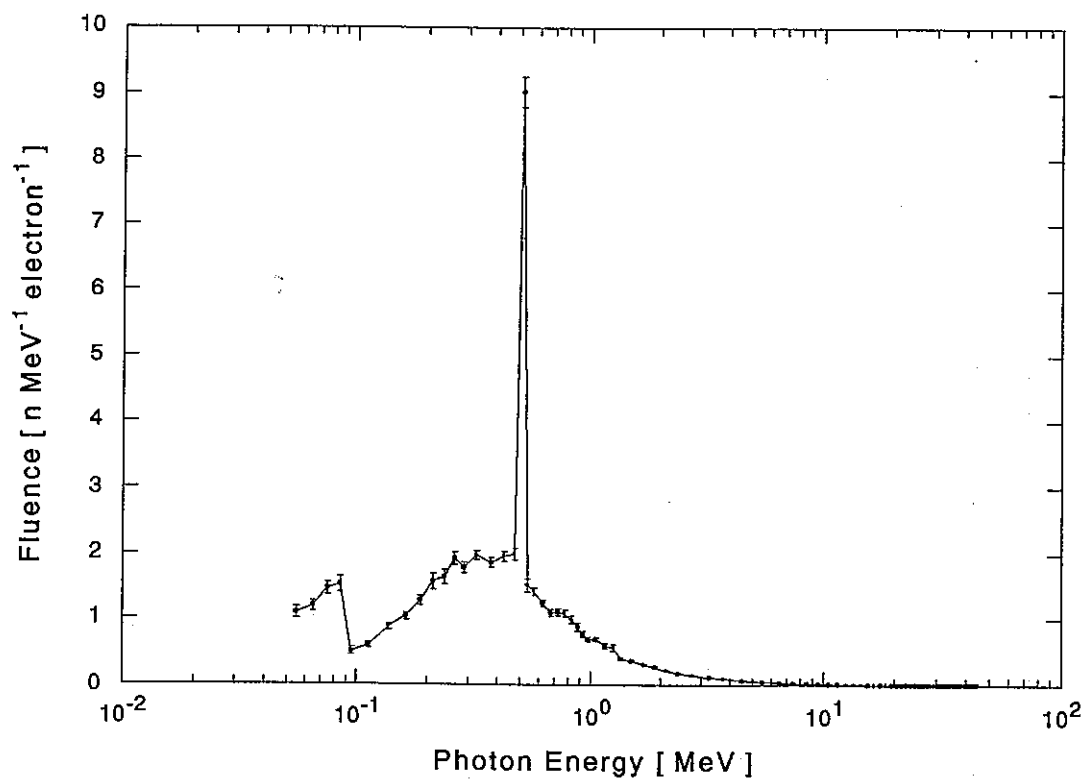


図 4.32 鉛から発生する消滅 $\gamma$ 線のスペクトル

## 4.5 解析結果の検討

### 4.5.1 制動放射線の発生

図4.3～図4.7に示したように、種々の物質から発生し、その物質内部での光子の減衰も考慮された制動放射線のスペクトルが得られた。これらのスペクトルの形状はHitlerによる計算結果<sup>⑧</sup>などと一致が見られる。しかし図4.8の鉛から発生する光子のエネルギーフルーエンスの全方向と前方方向での比較図では全体的に1桁ほど前方方向を上回っている。これは、入射電子のエネルギーが45MeVにおける、発生光子の角度分布<sup>⑨</sup>と比較した場合、前方方向に発生する光子のエネルギーフルーエンスの全方向に対する割合が少ないと思われる。このことは、本研究で用いたSurface Crossing Detector (Total Flux)に原因がある可能性があるため、今後の研究で調べる必要がある。

原子番号に対する発生光子の全エネルギーの変化を表した図4.9では、原子番号が低い物質ほど、発生する光子のエネルギーが小さいことがわかる。また、 $Z=82$ （鉛）でエネルギーの減少が見られる。これは鉛の放射距離がプラチナ（ $Z=78$ ）の放射距離よりも長いために、物質内部での光子の減衰が大きかったためであると考えられる。

図4.10に示した鉛の厚さによる発生光子のフルーエンスの変化からは、0.1放射距離と1放射距離の場合を比較すると、1放射距離は高エネルギー部では0.1放射距離よりフルーエンスが小さいが、低エネルギー部分では大きくなっている。これは、1放射距離では高エネルギー部分の光子が物質内で相互作用し、その結果低エネルギー部分の光子が増えたためであると考えられる。3および5放射距離で発生光子のフルーエンスが小さいのは、物質内で吸収されたためであると考えられる。また、図4.11に示した結果から、データ数は少ないが、発生する光子のエネルギーが最大になるのは1放射距離付近であると考えられる。

図4.12は、発生光子のフルーエンスの入射電子エネルギーに対する依存性を表している。この結果から、入射電子のエネルギーに対する発生光子の全エネルギー量をもとめた（図4.13）。この図から、入射電子のエネルギーが20~80MeVの時には、発生光子の全エネルギー量が、ほぼ直線的に増加することがわかる。また、入射電子のエネルギーが80MeVを超えると発生光子の全エネルギー量の増加の割合が大きくなる傾向が見られるので、今後はさらに高エネルギーの電子に対する、発生光子の全エネルギー量を求めてその傾向を確認する必要がある。

## 4.5.2 電子線およびガンマ線の遮蔽

### (1) 水による電子線とガンマ線の遮蔽

図3.9にも示したように、原子番号が小さいほど発生光子の全エネルギー量は低い。不要な電子ビームは、遮蔽材で光子を発生させるよりも、低原子番号の電子線ストッパーによって停止させる方が適切である。電子線ストッパーには一般に水が用いられており、図4.17に示したように入射電子が45MeVの場合は、ほぼ 20 cm でエネルギーを失う。図4.18、図4.19はそれぞれ、水から横方向に漏れる電子と前方方向に漏れる電子のエネルギーフルーエンスを表したもので、図4.20、図4.21はそれぞれ、水から横方向に漏れる光子と前方方向に漏れる光子のエネルギーフルーエンスを表したものである。これらの図より、水からの横方向への電子および光子の漏れ、前方方向への光子の漏れは十分に小さいと考えられる。また、電子の前方方向への漏れは、全エネルギーにして0.1MeV以下の値である。従って、45MeVの電子線に対して半径 20 cm 長さ 60 cmの水の円筒による遮蔽は十分なものであると思われるが、水から漏れた電子線および光子による被曝線量を求めること、さらに ( $\gamma$ 、 $n$ ) 反応により発生する中性子の影響を計算する必要がある。

### (2) 遮蔽壁によるガンマ線の遮蔽

遮蔽壁の遮蔽効果は図4.22には示したように70cmより前方に置いた検出器では検出されなかったことから、45MeVの電子線を入射させた場合には、電子および光子に対しての遮蔽は十分なものといえる。

## 4.5.3 消滅ガンマ線の発生

図4.24および図4.26は高エネルギー陽電子から発生する光子のフルーエンスを示した。これらの図の低エネルギー部分は制動放射によって発生する光子を表しており、高エネルギー部分では陽電子の消滅によって発生する光子を表している。図4.25および図4.27に示したものは、高エネルギー陽電子から発生する光子のフルーエンスから、同じエネルギーを持つ電子から発生する光子のフルーエンスを差し引いたものであり、これらの図によって消滅 $\gamma$ 線のスペクトルが得られた。

図4.30～図4.32に、低エネルギーの陽電子の消滅から発生する単一エネルギー光子ビームのフルーエンスを示した。これらのグラフから、光子のエネルギーが0.511MeVの時の陽電子消滅による単一エネルギーの光子ビームが確認できる。ターゲットがタングステン、プラチナおよび鉛の時に、10keV以下のエネルギーで見られるフルーエンスの急激な減少は、それぞれの物質の光電効果におけるK-吸収端のエネルギーが、タングステン=69.496 keV、プラチナ=78.366 keV、鉛=87.990 keV、で

あるから<sup>(10)</sup>、K殻による吸収が起こったためであると考えられる。光子ビームの消滅 $\gamma$ 線によるピークは、( $\gamma$ 、n)断面積を考慮した場合には減少する可能性もあるため、今後は実験などで、そのスペクトルを確認する必要がある。

## 参考文献

- (1) 波戸芳仁、植木紘太郎  
「2~50MeV電子に対する制動輻射断面積の計算と遮蔽計算への適用の検討」  
船舶技術研究所報告 第24巻 第1号 (昭和62年)
- (2) 原子力委員会編：「原子力白書」 大蔵省印刷局
- (3) W.R.Nelson, H.Hirayama and D.W.O.Rogers  
“The EGS4 Code System”, SLAC-Report-265 (1985)
- (4) 成田脩、野尻一郎、百瀬琢磨  
「汎用電子- $\gamma$ 線モンテカルロコードEGS-4 システムの改良 (II)」  
動力炉・核燃料開発事業団
- (5) ICRU REPORT 35  
“Radiation Dosimetry : Electron Beams with Energies Between 1 and 50 MeV”
- (6) B.Rossi and K.Grisen  
“Cosmic-Ray Theory”, Rev.Mod.Phys.13 (1941) 240
- (7) 「放射線しゃへい計算実務マニュアル III」 原子力安全技術センター
- (8) W. Hitler 著 沢田克郎 訳 「輻射の量子論」 吉岡書店
- (9) 日本アイソトープ協会編：「アイソトープ便覧」 丸善株式会社
- (10) 日本化学会編：「化学便覧」 丸善株式会社

## 付録 1

沢村晃子、村井郁夫、谷田弘明、猪田耕市、小澤保知

### 同期法によるパルス状放射線源からの 線量空間分布の測定

日本原子力学会誌

*(J. At. Energy Soc. Japan)*

Vol. 22, No. 10 pp. 725~732 (1980)

## 708. 同期法によるパルス状放射線源からの 線量空間分布の測定

沢村晃子\*, 村井郁夫\*,  
谷田弘明\*, 猪田耕市\*, 小澤保知\*

(1980年 2月15日 受理)

### *Measurement of Spatial Dose Distribution from Pulsed Source by Gated Counting*

By Teruko SAWAMURA, Ikuro MURAI,  
Hiroaki TANIDA, Koichi INODA and Yasutomo OZAWA

Bremsstrahlung produced by an electron linac was measured over a distance of 600 m from that installation by the gated counting method. The synchronizing signal pulses with the electron beam emission period are transported to the counting system prepared at a measuring point. The gated counter of the system accepts signals from a  $\gamma$ -ray detector during the time to be expected that X-radiation due to the accelerator arrives at that point. Only background radiation counts are rejected by using this method.

In this experiment, X-radiation from the linac being in the order of  $10^{-4}$  of background radiation intensity could be detected. The spatial dose distribution obtained by the experiment was discussed. This could be fitted with an expression of the form  $D(R) \propto e^{-\mu R/R}$  in the region of  $R=20\sim 65$  g/cm<sup>2</sup>.

Experimental results show the gated counting method is very advantageous especially for the determination of extremely low level radiation dose distribution and was conveniently applied to a detailed dose evaluation at large distances from nuclear installations which might be necessary in population exposure estimates.

**KEYWORDS:** environment, nuclear installation, gated counting method, bremsstrahlung, synchronizing signal, background radiation, spatial dose distributions, low level radiation, X-radiation, radiation doses, X-ray dosimetry

### I. 緒 言

この数年来、一般公衆の放射線被曝を実用可能な限り低く抑えるという考えに基づき、原子力施設による環境への線量寄与が重要視されるようになってきた。わが国でも軽水炉施設に対し、その施設による線量寄与限度の目標値として 5 mrem/yr が提起されており、他の施設もこれに準ずることになると考えられる。この目標値は自然放射線線量の 10 数分～100 分の 1 程度に当り、このような低レベル線量の評価を精度よく行

うことができる微弱放射線測定技術の開発が要請され、その努力が行われている。このレベルの線量値は自然放射能の変動・放射線の統計的なバラツキと同程度、あるいはそれ以下であって、施設からの線量寄与だけを弁別して評価することはきわめて困難である。

施設線量寄与を評価する実用的な方法のひとつは、比較的測定の容易な地点で施設放出放射線の監視を行い、放射線線量の空間分布から必要な領域の線量を堆

\* 北海道大学工学部原子工学科 (Dept. of Nucl. Eng., Hokkaido Univ.)

定することである。これを行うためには、施設周辺の線量空間分布が実際の状況に即してよく解明されていることが要求される。施設から環境への線量寄与の推定という立場から要請されるような距離にわたって空間分布を測定するためには、従来のラジオアイソトープ等を用いる方法では、大線源を用いる必要があり、そのための実験中の被曝を避けるために、一般公衆の立ち入らない広い空間が必要である。このことに関しては Haywood らの実験<sup>(1)</sup>、SL-1 事故時の測定結果<sup>(2)</sup>等の報告がある。最近では、軽水炉の立地指針に関連してスカイシャイン評価のために実施された実験について、原安協(原子力施設散乱放射線挙動委員会)が報告している<sup>(3)(4)</sup>。この実験は、米国カンサス州立大学所有の遮蔽実験用野外実験場で最大4,000 Ci の<sup>60</sup>Co 線源を用いて行われ、線源点から700 m までの $\gamma$ 線線量分布の測定がなされた。このような実験は一般性のある結果が得られ、また計算結果との比較も行いやすい等の点で理想的ではあるが、その反面、実際の施設の条件とはかなり異なった条件下で行われていると考えられる。

一方、パルス状放射線源を用い、線源から放射線が到来する時のみ検出信号を計数する手法を用いて、微弱な到来放射線強度を精度よく評価することができる。このことは発生放射線と同期するゲート信号を検出システムに伝送し、検出器信号をゲート信号と一致する時のみ計数することにより実行できる。この手法は、小澤らによりすでに提言されており<sup>(5)(6)</sup>、電子線型加速器による制動放射線についてバックグラウンド放射線の約1/100の強度までの測定がなされた<sup>(6)</sup>。引き続きゲート信号を無線で伝送する方法を実施し、同じく電子線型加速器からのX線につき、およそ350 m 遠方までの測定を行なっている<sup>(6)</sup>。上西らは、電子線型加速器から漏洩する雑音マイクロ波を受信して同期ゲートとし、施設建屋内の漏洩X線の測定を行なっている<sup>(7)(8)</sup>。また、沢村らは放射線源の周期性を利用することにより、同期信号を用いずに放射線の平均強度を測定する手法を開発している<sup>(11)</sup>。

本報では、この同期法を用いた微弱放射線測定法と、この手法を用いて得た線量空間分布について検討されている。測定は、45 MeV 電子線型加速器により発生するX線について、施設建屋外において約600 m 遠方まで行なった。実験結果は前述のラジオアイソトープ等を用いる連続線源法の場合と同程度の範囲にわたる線量空間分布を、平均強度からいえば $10^{-4}$ 程度と等価な小線源により、したがって通常的生活環境下で

一般公衆の被曝の恐れなしに測定可能であることを示した。

## II. 実験

### 1. 放射線源

北大電子線型加速器に鉛ターゲットを設置し、制動放射線X線の発生源とした。電子ビームのパルス幅は3  $\mu$ s、繰返し数130~175 pps で鉛ターゲットに捕集される平均電流が100  $\mu$ A になるように繰返し数を調整しながら加速器を運転した。この運転条件下で電子線エネルギーは35 MeV である。加速器室の概略を Fig. 1 に示す。加速器室には図に示すように排気筒が取り付けられている。施設建屋屋上の線量分布を電離箱サーベイメータで測定したところ、排気筒周辺が最も強い値を示したので、測定点までの距離の原点を排気筒位置に設定することにした。Fig. 2 は施設周辺の状況図である。O 点が排気筒位置で、O-N 方向、O-S 方向について測定を行なった。図中に測定点が記入されている。

### 2. 同期測定法と測定システム

同期測定法を用いることにより、発生源から放射線が到来しない時間のバックグラウンド放射線による計数を除去することができ、放射線発生源からの放射線を精度よく評価することが可能になる。

同期法によりどのように測定精度が向上するかについて以下に述べる。ゲートパルスと一致する時のみ検出器信号を計数する場合のバックグラウンド計数率を  $N_{\text{gate}}$  とし、検出器信号をすべて計数する場合のバックグラウンド計数率を  $N_{\text{no gate}}$  とする。ゲートを用いることによるバックグラウンドの低減率  $\alpha$  は、

$$\alpha = (N_{\text{gate}} / N_{\text{no gate}}) \quad (1)$$

である。 $\alpha$  はゲートパルスのパルス幅および繰返し数に依存し、測定時間を充分長くとると、

$$\alpha = (\text{ゲートパルス幅}) \times (\text{繰返し数}) \quad (2)$$

になる。

線源から到来するX線による検出器出力がすべてゲート内に存在し、計数される場合は、到来X線計数率  $N_s$  とバックグラウンド計数率の比は、ゲートを用いることにより、ゲートのない場合より  $\alpha^{-1}$  だけ改善されることになる。 $N_s$  の相対誤差  $\varepsilon$  は、バックグラウンド測定時間を充分長くとると、 $N_s$  がゲートの開閉により影響を受けないことから、

$$\varepsilon = \sigma_s / N_s = (1 / TN_s)^{1/2} (1 + \alpha N_{\text{no gate}} / N_s)^{1/2} \quad (3)$$

ここで、 $\sigma_s$ :  $N_s$  の標準偏差



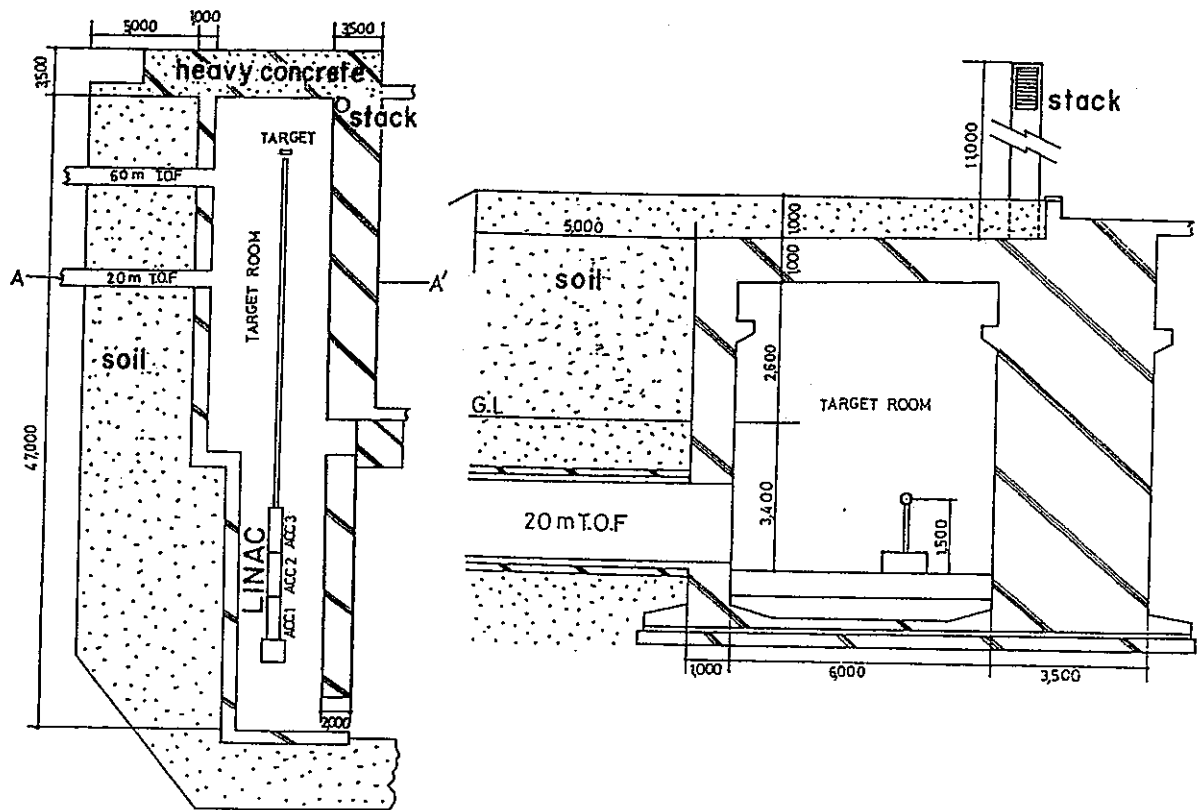


Fig. 1 Plan and side view of accelerator room

T: 測定開始から終了までの経過時間  
 となり、 $\alpha$ を小さくすることにより $\varepsilon$ を小さくすることができる。このことはバックグラウンド計数率が到来放射線計数率より大きい時、特に $(N_{no. gate}/N_s) \gg 1$ の場合に効果的である。それはバックグラウンド計数率が到来放射線計数率よりずっと大きく、平均値に着目すれば到来放射線がバックグラウンド放射線に埋れている場合であって、本実験は正にそのような場合に相当している。

同期法の測定システムをFig. 3に示す。同期信号として電子ビーム発生時刻より $15.2 \mu s$ 早く発生する加速器制御用信号を利用し、同期信号伝送用ケーブル(RG-58A/U, 740m)で測定点に設置された検出器システムまで伝送した。ケーブルによる同期信号遅延時間は $\sim 4 \mu s$ であった。検出システムではこの同期信号を波形整形し、放射線発生源からのX線による検出器信号とゲート制御信号の到来時刻とが一致するように時間調整を行い、波高分析器および信号計数カウンタのゲート入力として用いた。同期信号の時間調整は、最近接測定点(75m)で行なった。これより遠方での測定に対しては、X線の空気中伝播による検出器到来時刻の測定距離による変化は、ゲートパルス幅を広く設定することにより補われた。600 m 伝播するのにおよそ

$2 \mu s$  要すると思われる。ゲート幅はこの遅れを考慮して電子ビーム幅 $3 \mu s$ にこの時間を加え、やや大きめに $6 \mu s$ とし、最近接点での時間調整の際、同時計数回路において検出器信号とゲートパルスの初期部との時刻が一致するように調整した。

検出器は $3''\phi \times 3''$  NaI(Tl)で、地上1.45 mに支持して測定を行なった。検出器出力はゲート信号と一致した時のみ波高分析器で波高分析され、またシングルチャンネルアナライザを介してスケーラーで計数された。

実測された $\alpha$ の値とゲートパルス幅との関係を、繰返し数150 ppsとした場合について Fig. 4に示す。ゲートパルス幅が $6 \mu s$ の時 $\alpha$ は $\sim 10^{-3}$ になる。本実験では発生源より607 m 遠方の測定点で後に示すように $(N_s/N_{no. gate}) \sim 10^{-4}$ となり、 $\sim 8$  hの測定により8.6%の精度を得ている。

### III. 実験結果

Fig. 5に、バックグラウンドおよび発生源からの到来放射線の波高分布を示す。到来放射線の波高分布はバックグラウンドに比べて低エネルギー側にあり、 $\sim 450$  keV まで広がっている。この測定結果から、波高分析範囲を50~450 keV とした。微弱放射線測定で

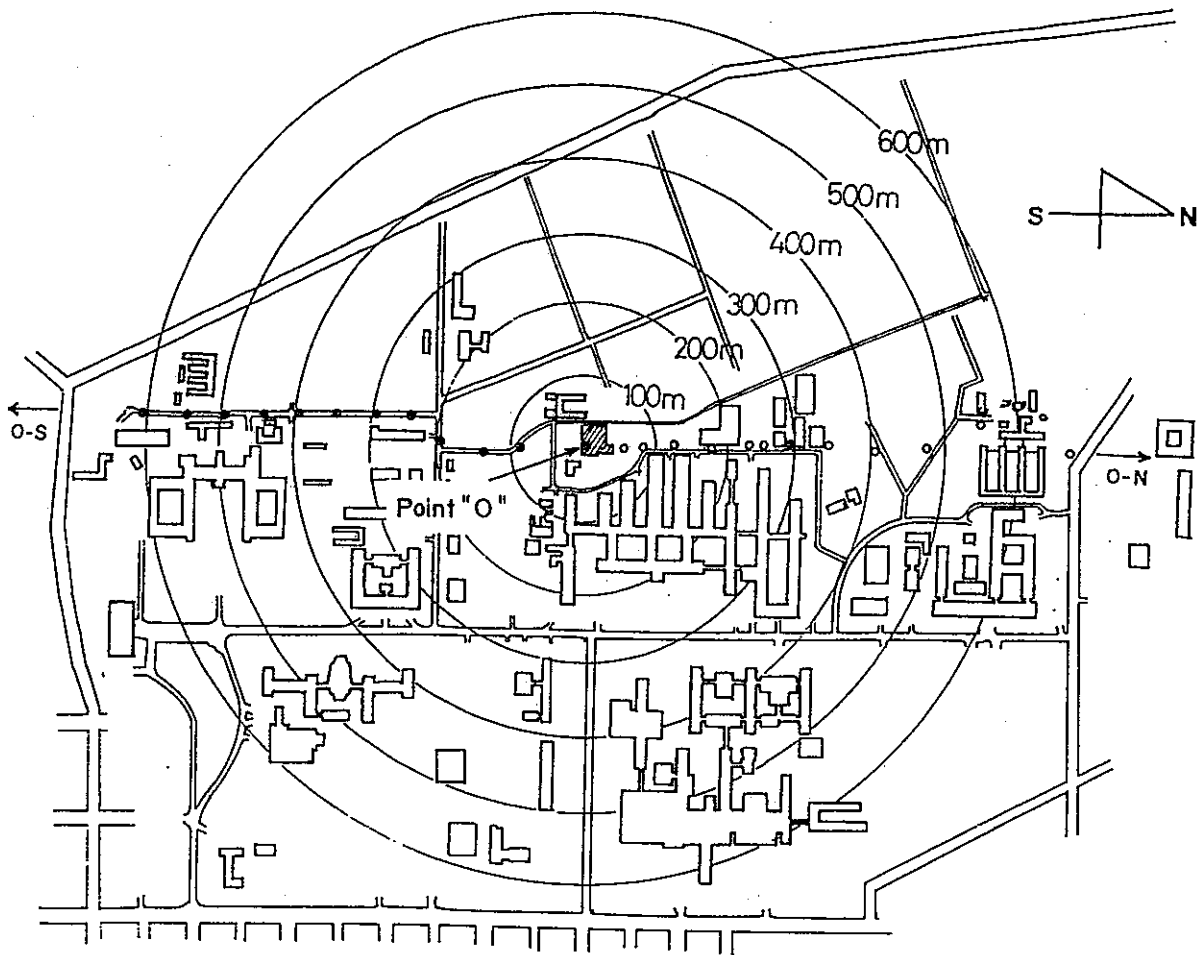


Fig. 2 Environment around linac installation and measurement points

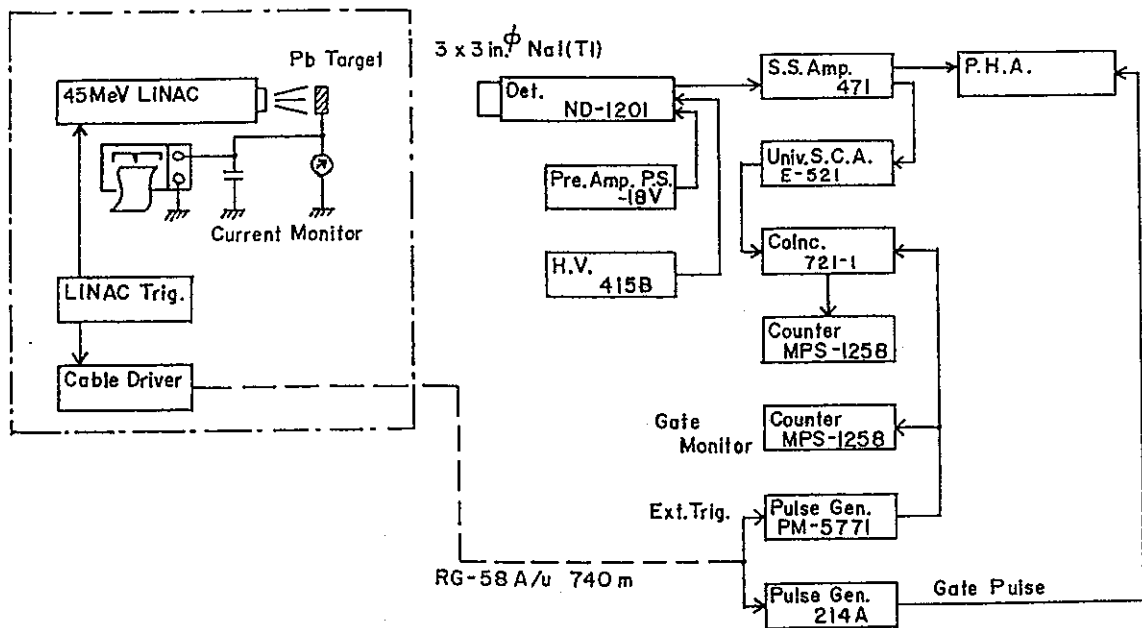


Fig. 3 Gated counting system

は、バックグラウンド計数をできるだけ少なくすることが重要である。計数する放射線のエネルギー範囲

を、到来X線に対して必要な範囲に止めることは、この場合はバックグラウンド放射線による450 keV以上

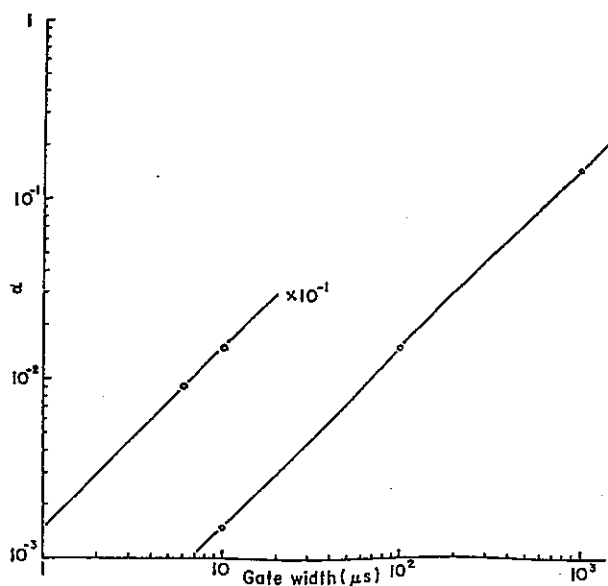


Fig. 4 Relation between width of gated pulses and background reduction factor or  $\alpha$

の波高を有する検出信号を除去することになり、(到来 X線計数値)/(バックグラウンド放射線計数値)の値の向上に効果があった。

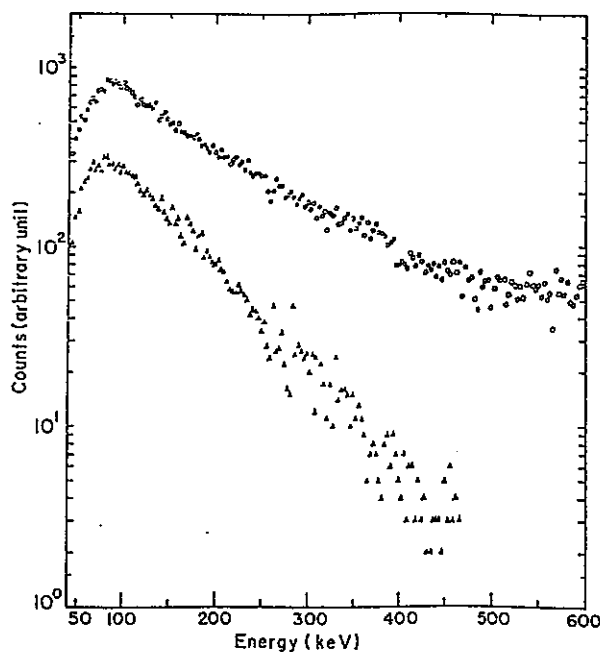


Fig. 5 Pulse height spectra of background radiation (○) and radiation from linac (△)

線量の算出は線量変換演算法<sup>(12)</sup>によりパルス波高分布を変換する方法で行なった。線量変換演算子は、<sup>241</sup>Am( $\gamma$ 線エネルギー59.5 keV), <sup>57</sup>Co(平均129 keV), <sup>51</sup>Cr(320 keV), <sup>137</sup>Cs(661 keV), <sup>54</sup>Mn(1,834 keV), <sup>60</sup>Co(平均1,250 keV)の測定を行い、その波高分布に基づ

き簡便な方法で計算したところ、200 keV 以上では森内の計算結果<sup>(12)</sup>とほぼ一致したので、200 keV 以上では森内の計算値を用いた。50~200 keV では、検出システムが低エネルギー側で感度が悪く、森内の計算値より大きな値を示したので、実験値を用いることにした。線量変換演算子の値が妥当であるかどうかを調べるため、バックグラウンド放射線線量率を算出し、電離箱で測定した値と比較してみた。バックグラウンド放射線は高エネルギー側まで広がっているので、波高分析範囲を50 keV~3 MeV とすると、算出線量は電離箱による値とよく一致した。

Fig. 6にO-S方向の測定点における線量率スペクトルを示す。この図からは放射線発生源からの距離によるスペクトル変化の有無は明らかでない。この点をもっと明確にするため、各測定点における計数値と線量との関係を調べてみた。Fig. 7にその結果を示す。

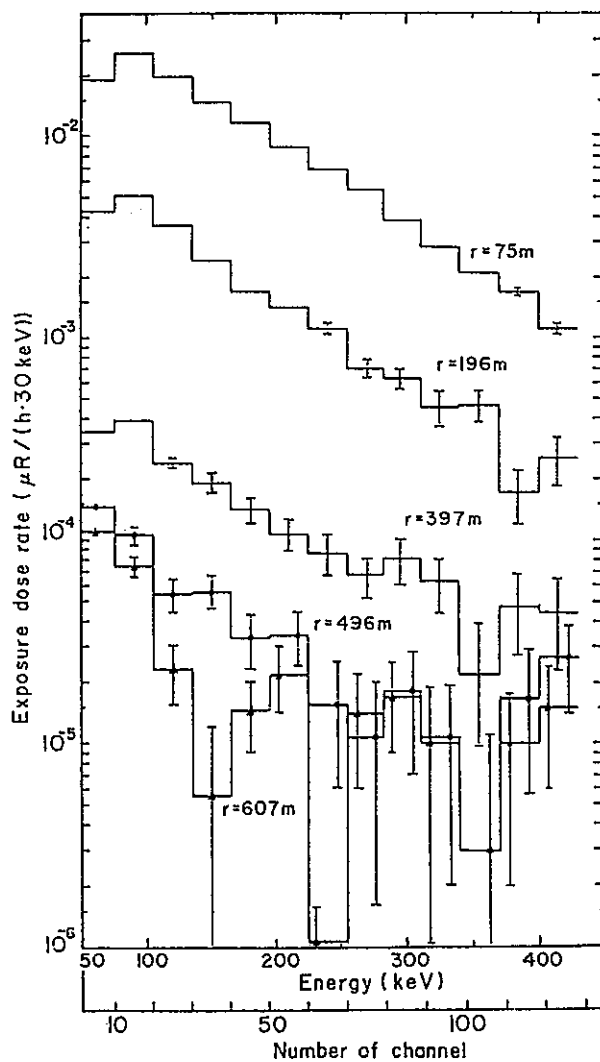


Fig. 6 Energy spectra of dose at several measurement points

図中に示されている直線は勾配が1の直線で、測定値がこの直線上にあれば、

$$D(r) = A(N_s(r))^{c(r)} \quad (4)$$

ここで、 $D(r)$ : 発生源からの距離  $r$  における線量率

$A$ : 定数

と表現する時、 $c(r)=1$  でスペクトルは変化しないと考えることができる。測定値は放射線源に近い位置では  $c(r)=1$  の直線上にあるが、 $r$  の増加とともに直線より上方になり、 $c(r)<1$  になることが示された。これは、 $r$  が大きい所でスペクトルがやや硬化する傾向を示すものである。

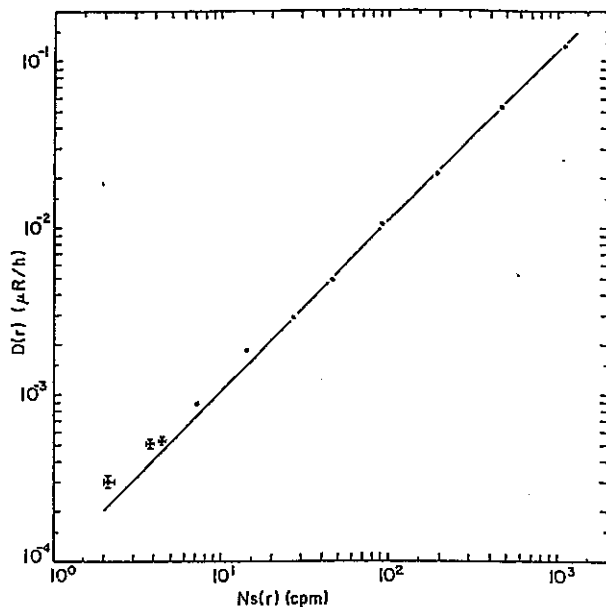


Fig. 7 Relation between dose rate and count rate

次に、X線の空間線量率分布をFig. 8に示す。測定はO-S, O-N方向について行なった。線量率は最近接測定点(75 m)で  $0.1 \mu R/h$ 、 $\sim 600$  m で  $3 \times 10^{-4} \mu R/h$  の値であった。バックグラウンド線量率はおよそ  $8 \mu R/h$  であるから、到来X線線量率はバックグラウンド放射線の  $10^{-2} \sim 10^{-4}$  倍に相当している。全体にO-N方向の線量レベルがO-S方向に比べて低い値になっているが、これは線源が等方的でないことに由来すると考えられる。また、 $\sim 100$  m 以下で両者の特性が異なるのは線源形状、遮蔽状況等が両方向に対して異なるためであろう。およそ  $100$  m 以上では両者の減衰の傾向は一致しているとみなすことができる。O-S方向の測定値について、距離を  $R = \rho \cdot r$  ( $\rho$ : 空気密度) と空気の質量厚さで示し、 $R \cdot D(R) - R$  特性をみるとFig. 9に示すようになる。図には  $^{60}Co$  による実験結果<sup>(3)</sup>も併せて示されている。実験は約1ヵ月にわたって行わ

れており、各実験日の気温は  $4 \sim 15^\circ C$  であった。この気温の違いによる空気密度の違いを考慮するために距離を  $R$  で表わした。

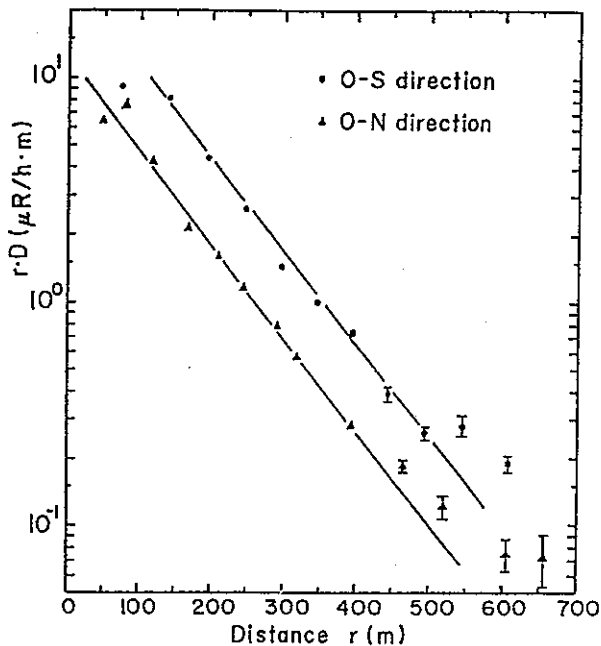


Fig. 8 Spatial distributions of dose in O-S and O-N direction

Fig. 9 から、 $R=20 \sim 65 \text{ g/cm}^2$  では  $\ln(R \cdot D)$  と  $R$  はほぼ直線的な関係を有することがわかり、

$$R(D) = D_0 \exp(-\mu R) / (\mu R) \quad (5)$$

の表現が得られる。最小二乗法により  $\mu$  および  $D_0$  の値を求めてTable 1に示す。 $^{60}Co$  線源を用いた野外実験<sup>(3)(4)</sup>では、線源強度  $10, 230, 4,000 \text{ Ci}$  の3種類の線源を用いて電離箱により、天井遮蔽のない場合、 $21 \text{ cm}$  および  $43 \text{ cm}$  厚コンクリートの天井遮蔽のある場合について、それぞれ  $700, 700, 400 \text{ m}$  までの距離にわたって線量分布が測定されている。本実験と同じ範囲の  $R$  における測定値について  $\mu, D_0$  を求め、同じくTable 1に示した。

Table 1 Experimentally obtained parameters  $\mu$  and  $D_0$

Source condition	$\mu^{-1}$ ( $\text{cm}^2/\text{g}$ )	$\mu^{-1}$ (m) for dry air at $20^\circ C$ ( $\rho=1.205 \text{ mg/cm}^3$ )	$D_0$
$^{60}Co$ , no roof shielding	0.0655	127	$15.2 \mu R/h \cdot Ci$
$^{60}Co$ , with 21 cm roof shielding	0.0779	106	$1.60 \mu R/h \cdot Ci$
$^{60}Co$ , with 43 cm roof shielding	0.0852	97.5	$0.153 \mu R/h \cdot Ci$
This experiment	0.0721	115	$0.259 \mu R/h$

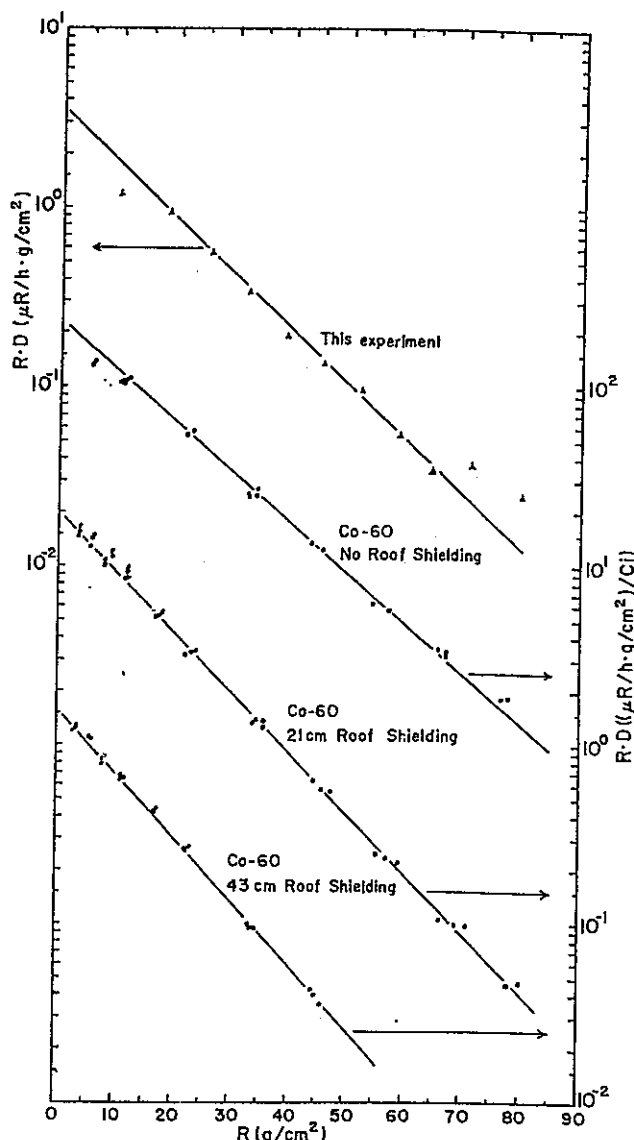


Fig. 9 Spatial distributions of dose obtained in this experiment (▲) and reported by study group GENANKYO<sup>23</sup>(●)

本実験結果と<sup>60</sup>Coによる野外実験の結果とを比較してみると、本実験で得られた $\mu$ 値は、コンクリート遮蔽なしと12cmコンクリート遮蔽ありの場合の<sup>60</sup>Coについての $\mu$ 値の中間の値を示していることがわかる。それぞれの場合のエネルギースペクトルを比較すると、明らかに本実験の方がエネルギーは低い。例えば、<sup>60</sup>Coの100m地点での $\gamma$ 線エネルギーは、遮蔽なしで $\sim 1.3$ MeVまで、21cm遮蔽時に $\sim 1.0$ MeVまで広がっているのに対し<sup>23</sup>、本実験75m地点のX線エネルギーは $\sim 0.5$ MeV以下である。このことは測定空間の状況が異なることに起因すると考えられる。本実験の測定点は、線源と測定点間に建物がないように選ばれているが、測定点の比較的近傍に建物が存在するた

め、それらによる散乱線の寄与があると推察される。

$R > 65$  g/cm<sup>2</sup>における2点の測定値は測定精度が充分でないことを考慮してもなお、この領域におけるX線の減衰の仕方がこれよりも線源に近い領域に比べて緩やかになる傾向を示している。また、この領域に入るとスペクトルの硬化のため、高エネルギー成分の線量寄与が増加してくるが、本測定は高エネルギー成分による線量を過小評価している可能性がある。この点を考慮すると、減衰が緩やかになる傾向は一層確からしいと考えられる。しかし、この領域の到来X線強度は計数にしてバックグラウンドの約1/10,000であり、高精度の測定が困難であった。607m地点では8hの測定を行なっているが、これ以上長時間の測定を行うためには、検出システムの長時間使用における安定性の確認に対する充分な配慮が必要となる。

#### IV. 結 言

同期方式を用い、電子線型加速器により発生するX線の線量率空間分布の測定を行なった。その結果をまとめると次のようになる。

- (1) 同期方式を用いることにより、 $10^{-1} \sim 10^{-4}$   $\mu R/h$ のX線線量率の測定が可能であった。これはバックグラウンド線量率の $10^{-2} \sim 10^{-3}$ 倍の値である。
- (2) 施設より寄与するX線線量率空間分布測定を約600mの距離にわたり測定できた。この結果20 $\sim$ 65 g/cm<sup>2</sup>(約150 $\sim$ 500m)で線量率が $\exp(-\mu R)/R$ の形に表現できることが示された。
- (3) 施設からの距離が65 g/cm<sup>2</sup>(約500m)以上ではX線の減衰の仕方は緩やかになる。それゆえ(2)の表現をこの範囲まで拡張することは線量を過小評価することになる点に留意したい。ただし、本実験におけるこの領域の測定精度は充分といえず、また、前述したように波高分析範囲についても検討を要すると考えられる。

原子力施設から放出される放射線、特に施設建屋天井部から漏洩して空気中で散乱されて伝播するスカイシャイン評価の問題は、施設周辺線量低減の観点から関心が持たれている<sup>13</sup>。輸送コード等を用いる計算手法の開発も行われているが<sup>14</sup>、比較的簡単な形の実験式が得られるならば実用上有用である。まとめ(2)で述べた拡散型表示は、Clarke<sup>15</sup>によっても提案されており、中性子スカイシャインについてもこの表示式が検討されている<sup>15</sup><sup>16</sup>。個々の施設においては、線源ならびに周辺状況の条件が多様であると考えられ

るが、拡散表示式のパラメータ  $\mu$  がその多様な条件を反映するパラメータとして用いることが、本実験と  $^{60}\text{Co}$  の実験結果との比較、あるいは Table 1 に示す一連の  $\mu$  の値から期待できる。同様に散乱線の伝播に対する線源強度を表わすパラメータとして  $D_0$  を用いることができよう。ただし、実施設に関する測定データはきわめて少なく<sup>(10)</sup>、拡散表示式が他の施設についても適切であるかどうかは、今後一層の検討をまたなければならない。また、まとめ(3)に述べられているように、表示式の適用範囲についても慎重に検討されるべきであろう。

同期測定法により以上のような結果が得られ、本手法がバックグラウンド線量よりもきわめて微弱な放射線の測定に、非常に有効な手段であることが示された。本手法はもちろんパルス状線源についてのみ利用可能な手法であり、パルス状放射線発生施設の周辺線量の測定に応用できるが、発生放射線のエネルギー、遮蔽の状況等につき種々な条件下での測定データを蓄積することにより、原子力発電施設等の放射線発生施設に対して普遍的に適用できるデータの整備を行うことも可能であろう。

今後、原子力施設周辺の線量寄与を精度よく評価することへの要請は一層強くなると考えられる。実際の施設の多様性、複雑さを考えると、計算あるいはモデル実験による評価には限度があろう。本手法は線量評価をまとめ(1)に述べたレベルで行うことができるので、測定中の被曝の恐れがなく、実際の施設について、通常の生活状態下で測定を実施できるという非常に有利

な条件を有しており、実際の施設に可搬型のパルス線源を持ち込み、本手法により精度よい線量評価を行うことが可能である。

本実験遂行に当り、加速器運転においてご協力いただいた北大瞬間強力パルス状放射線発生装置研究室 榎戸武揚助教授、佐藤孝一技官に感謝する。

なお、本研究の一部は昭和53年度文部省科学研究費補助金を受けて行われたものである。

—参考文献—

- (1) HAYWOOD, F.F. *et al.*: CEX-62.14, (1964).
- (2) U.S. AEC: IDO-1932, (1962).
- (3) 原安協: スカイシャイン線量評価確立のための調査研究報告書, (1978).
- (4) 宮坂駿一, 他: 原子力誌, 20(7), 485 (1978).
- (5) 小澤保知, 他: 同上, 5(3), 190 (1963).
- (6) 小澤保知, 他: 第6回アイソトープ会議報文集, AM/4, 6, 129 (1964).
- (7) 小澤保知, 他: 第26回応物学会講演予稿集, 2P-H-1 (1965).
- (8) 沢村貞史, 他: 昭42電気四学会北海道支部大会講演論文集, (1967).
- (9) 上西時司, 他: 第32回応物学会講演予稿集 I, 250 (1971).
- (10) 上西時司: 原子力工業, 18, 33 (1972).
- (11) 沢村貞史, 小澤保知: 原子力誌, 15(3), 165 (1973).
- (12) 森内 茂: JAERI-1209, (1970).
- (13) 関口 晃(編): 原子力誌, 20(6), 391 (1978).
- (14) CLARKE, E.T.: *Nucl. Sci. Eng.*, 27, 394 (1967).
- (15) RINDI, A., THOMAS, R.H.: *Particle Accel.*, 7, 23 (1975).
- (16) 関口 晃: 原子力施設周辺における高エネルギー放射線の実験的評価, 昭和52, 53文部省科研費(総合研究(A))研究成果報告書, (1979).

## 付録 2

Teruko SAWAMURA, Ikuo MURAI, Hiroaki TANIDA,  
Koichi INODA and Yasutomo OZAWA

### Radiation-Burst Propagation in Air

J. Nucl. Sci. Technol.  
Vol. 17, No. 12 pp. 942~944 (1980)

## SHORT NOTE

### Radiation-Burst Propagation in Air

Teruko SAWAMURA, Ikuo MURAI,  
Hiroaki TANIDA, Koichi INODA  
and Yasutomo OZAWA

Department of Nuclear Engineering,  
Faculty of Engineering, Hokkaido University\*

Received June 23, 1980

Revised October 15, 1980

**KEYWORDS:** radiation burst, radiation propagation, gated counting method, electron linear accelerator, time analyzing system, arrival time distribution, bremsstrahlung, sky-shine photon, decay constant

Population exposure arising from the operation of nuclear facilities has been attracting increasing attention over the recent years. In evaluating the extent of the population exposure, it is generally required to measure extremely low level radiation. To achieve this, experimental and theoretical studies have been conducted<sup>(1)(2)</sup>.

The gated counting system used with a NaI(Tl) radiation detector developed by us was found to be advantageous in the measurements of low level radiation. By using this method, it was possible to estimate spatial exposure dose distribution in the surrounding areas of the electron linear accelerator (linac) installed at our institute<sup>(1)</sup>. Further, we have made efforts to evaluate the radiation intensity as the function of arriving time of radiations at observation points by using the modified gated counting system, while our previous experiments were limited to spatial behavior of the radiation propagation.

Time behavior of the  $\gamma$ -radiation propagation has not been studied except for the work of Leipunskii *et al.*<sup>(3)</sup>, up to the present. Their work involved theoretical calculations using the Monte Carlo method for the pro-

pagation of  $\gamma$ -quanta from a so called delta source.

The present work is an attempt to approach this problem experimentally. We have constructed a time analyzing system and observed the distribution of arrival time for the radiation from a pulsed source. Experimental results were obtained for the bremsstrahlung emitted from a Pb-target irradiated by a 40 MeV electron beam from the linac installed underground.

The time analyzing system is shown in Fig. 1. A NaI(Tl) scintillation probe (with 3"  $\phi$   $\times$  3" crystal) was used as a  $\gamma$ -radiation detector. The main part of this system is a time-to-pulse-height converter (T.P.H.C.), in which start pulses are supplied from a beam monitor set in the accelerating tube of the linac, both through a cable-driver amplifier and a coaxial cable (RG-58A/u, 650 m length). Stop pulses of the T.P.H.C. are supplied from the scintillation probe through a linear amplifier (S. Amp.) and a timing-single-channel analyzer (T.S.C.A.). The T.S.C.A. determines the lower level of acceptable height of the pulses to be detected. Larger pulses than 50 keV were analyzed in this experiment. Distributions of arrival time of radiations are observed by a multi-channel analyzer (M.C.A.) following the T.P.H.C. The value of the channel width was selected as 15.3 or 30.4 ns. One of two scalers counts the number of start pulses in order to monitor the operating state of the linac. The other scaler

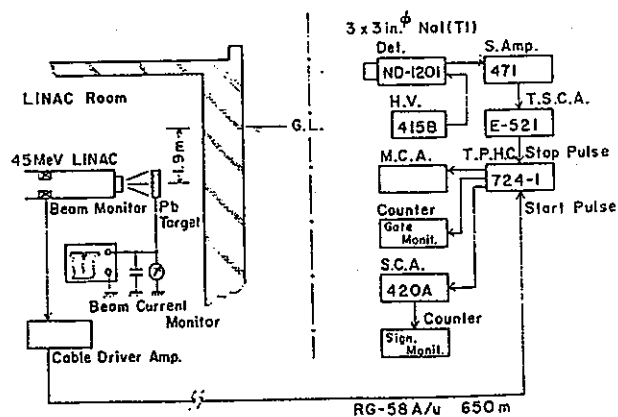


Fig. 1 Time analyzing system

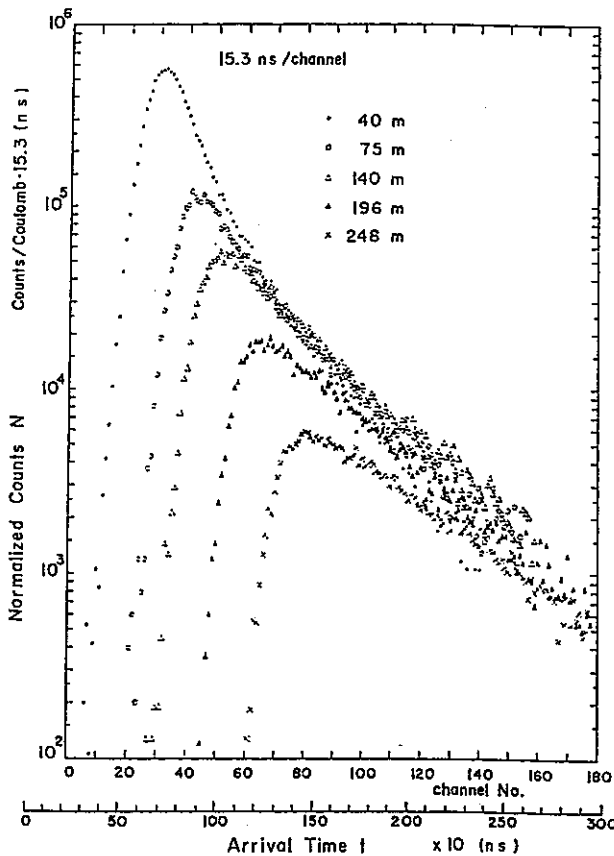
\* Kita-13 Nishi-8, Kita-ku, Sapporo, Hokkaido 060.



counts the number of stop pulses. In this manner, integrated value of the radiation distribution against the time is obtained.

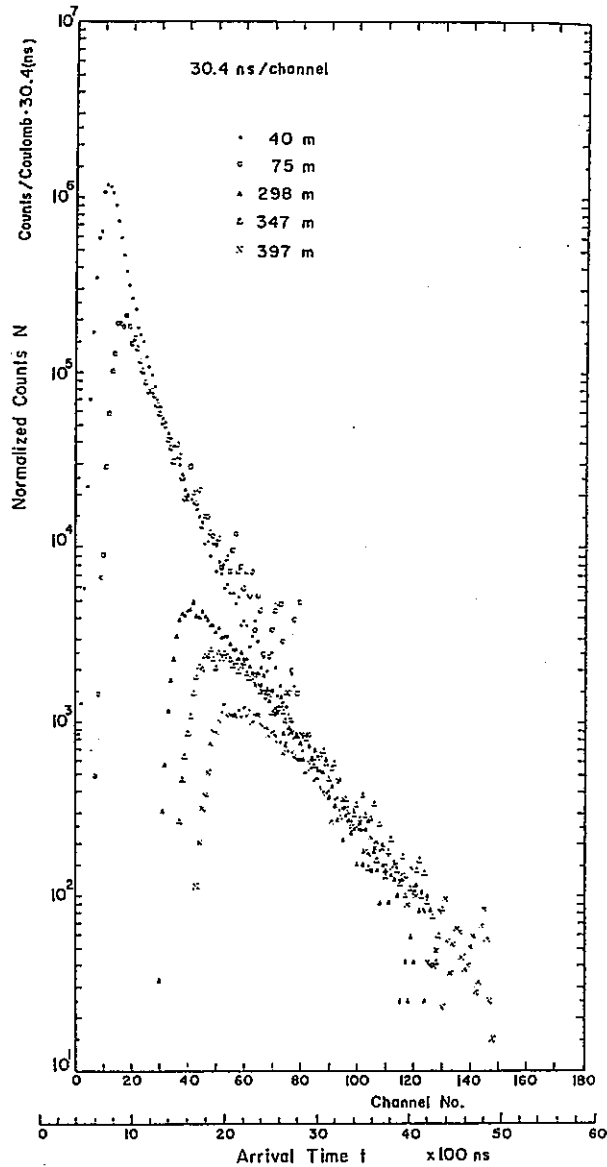
The electron linac was operated with the pulse width of about 200 ns and the repetition rate of 196 pps. Average current collected in the target is about 7  $\mu$ A. Under this condition, electron energy is about 40 MeV.

Figures 2 and 3 represent the time distributions for the radiations arriving at the each eight points chosen between the distance of 40 m and that of 400 m from the linac installation. The abscissas of the figures are taken by the arrival time  $t$  and the ordinates are given by normalized counts  $N$  which are the number of detected counts normalized with observation time interval and linac beam currents. The time base was set at 30.4 ns/channel, the value of background radiation counts was 0.073 cpm/



The time base is set at 15.3 ns/channel.  
 Fig. 2 Time distributions observed at points between distance of 40 m and that of 248 m from linac

channel and using this value, the correction of the distributions observed was carried out when it was needed.



The time base is set at 30.4 ns/channel.  
 Fig. 3 Time distributions observed at points between distance 40 m and that of 397 m from linac

Curves in Figs. 2 and 3 indicate that the arrival time of radiation bursts is retarded and the shape is broadened as the observation point becomes more distant. Let us define the minimum arrival time  $t_s$  by  $t_s = t$  when normalized counts are equal to  $10^2$  counts/(C · 15.3 ns), which is the lowest value of the detectable level. The values of  $t_s$  are obtained for distances  $r$  from the linac in-

stallation are shown in Fig. 4. Two straight lines in the figure express (a)  $t_s=r/c$  and (b)  $t_s=r/(c/\sqrt{3})$ , where  $c$  is the light velocity. The denominator of (b),  $(c/\sqrt{3})$  is the propagation velocity of photon burst in infinite media described by the  $P_1$ -approximation of the photon transport equation<sup>(4)</sup>. From the figure, any unscattered photons are found not to be observed in the least. The actually traveling distances of observed photons are larger than  $r$  by several ten meters or more. Considering the linac position and the thick shielding wall of linac room, it is inferable that these are scattered photons in the air after leaking out through the roof shield, the sky-shine photons.

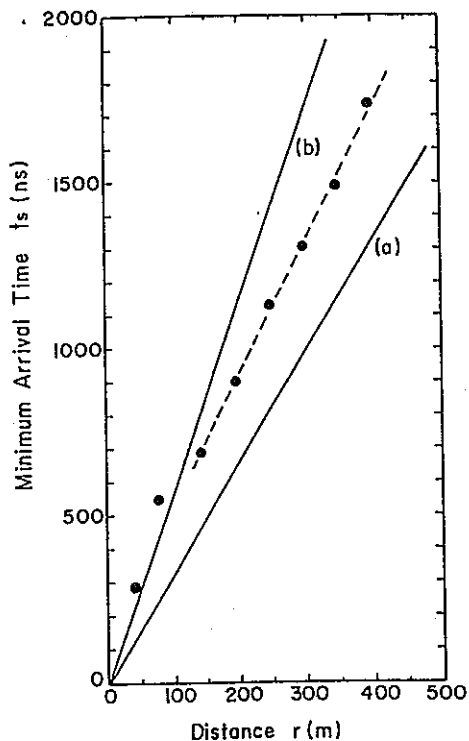


Fig. 4 Minimum arrival time  $t_s$  is expressed as a function of  $r$ .

The right handed declining part of the time distribution can be made to fit by an exponential of the form  $N \propto \exp(-t/\tau)$ . The values of decay constant  $\tau$  against  $r$  are given in Fig. 5. With the increase in  $r$ ,  $\tau$  becomes larger. This means that the num-

ber of photons *via* a longer traveling path and thus having a delayed arrival increases at the observation points.

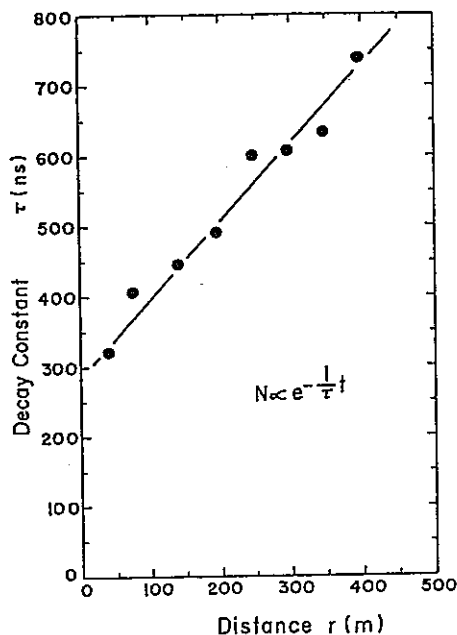


Fig. 5 Decay constant  $\tau$  is expressed as a function of  $r$ .

Distances  $r$  in our experiment ranged 40~400 m. These distances correspond to a few times of photon's mean free path deduced from the characteristics of the pulse height spectrum observed.

Explanation of these results must be given on the basis of theoretical considerations. It is expected that the analysis of the time behavior would provide us with detailed insights regarding the property of photon propagation in the air. Theoretical and further experimental studies will be published in the near future.

—REFERENCES—

- (1) SAWAMURA, T., *et al.*: *Nihon Genshiryoku Gakkaishi*, (in Japanese), 22[10], 725 (1980).
- (2) MIYASAKA S., *et al.*: *ibid.*, 20, 485 (1978).
- (3) LEIPCUNSKII, O.I., *et al.*: *At. Energ.*, 10, 493 (1961).
- (4) WEINBERG, A.M., WIGNER E.P.: "*The Physical Theory of Neutron Chain Reactors*", Chap. 9, p. 235 (1958), Univ. of Chicago Press.