



KEK Proceedings 91-14
December 1991
A/H/R/D/

第 1 回 E G S 4 研究会

Proceedings of the First EGS4 User's Meeting in Japan
KEK, Japan
1990. 7. 22. — 23.

編 集：平山 英夫
波戸 芳仁
伴 秀一

edited by Hideo HIRAYAMA
Yoshihito NAMITO
Syuichi BAN

National Laboratory for High Energy Physics, 1991

KEK Reports are available from:

Technical Information & Library
National Laboratory for High Energy Physics
1-1 Oho, Tsukuba-shi
Ibaraki-ken, 305
JAPAN

Phone: 0298-64-1171
Telex: 3652-534 (Domestic)
(0)3652-534 (International)
Fax: 0298-64-4604
Cable: KEKOH0

はじめに

電磁カスケードモンテカルロプログラムであるEGS4は、1985年にそのマニュアルであるSLAC-265と共に公表されて以降、従来の高エネルギー物理分野だけでなく医学物理を始めとする多くの分野ではば広く使用されるようになった。日本国内でも徐々に関心が高まり、私たちへの問い合わせも多くなっている。実際にEGS4を使用しているユーザに集まってもらい情報の交換を行いあわせて、ユーザを広げる場になるような研究会を開きたいという考えは以前から持っていたが、どの位の研究者が関心を持っているかがはっきりしないことから開催にまでは至っていなかった。日本に於けるEGS4ユーザの把握をかねて今年の2月に、SLACにユーザとして登録されている方や私たちが把握しているユーザ等にアンケートを出したところ、研究会の開催を求める声が数多く寄せられた。アンケートの集計結果を基に講演の募集を行い、1991年7月22、23日にKEK 3号館セミナーホールにおいて、高エネルギー物理学研究所放射線安全管理センター主催の『第1回EGS4研究会』が開催された。本レポートは、この研究会での講演をまとめたものである。

研究会の案内はEGS4ユーザとして登録された研究者を通じてしか行わなかったにもかかわらず、所外54名、所内15名という多数の出席者ありEGS4に対する関心が高まっていることがうかがわれた。16件の発表では、高エネルギー物理実験から医学利用に係わる研究まで幅広い分野でのEGS4を使った研究成果が報告された。23日の午後に行われた自由討論では、今後ともこの研究会を続けて欲しいという意見とともに、Mortranを含めたEGS4講習会の開催、基本形状でのベンチマーク問題集の作成、Geometryマニュアルの作成等の要望が出された。これらについては、今後積極的に取り組みたいと考えている。

忙しい時期にもかかわらず、積極的に講演の申し込みを行い、このレポートに寄稿していただいた方々に深く感謝するとともに、このレポートが今後のEGS4の利用に役立てばと願っている。

1991年12月

世話人 平山 英夫
波戸 芳仁
伴 秀一

目 次

1. TOPAZ Detector Simulation におけるEGS4の使用 K E K ^a 、名古屋大 ^b 宮本彰也 ^a 、塚本俊之 ^b 、川端節彌 ^a 、渡辺靖 ^a 、 黒田茂 ^b 、田内利明 ^a 、他トバースグループ……………	1
2. EGS4を使つてのTOPAZ用ビームマスクの設計 K E K 宇野彰二……………	14
3. KEK陽電子ライナックについてのシミュレーション K E K 紙谷啄哉、浅見明、佐藤勇、櫻本収志、 大沢哲、大越隆夫、柿原和久、横田光弘……………	25
4. JLCの陽電子源の設計 N K K ^a 、K E K ^b 井田博之 ^a 、宇野彰二 ^b 、浦川順治 ^b 、川端節彌 ^b 、 住吉孝行 ^b 、竹内康紀 ^b 、宮本彰也 ^b 、吉岡正和 ^b ……………	34
6. 原子核を点として扱うことの影響について 名女大・情報セ 中塚隆郎、近大理工総研 北村崇……………	39
7. UNIX版EGS4とPC版EGS4について K E K 波戸芳仁……………	44
8. EGS4コード汎用ユーザズ版の開発 動燃 ^a 、三菱原子力 ^b 百瀬琢磨 ^a 、野尻一郎 ^a 、成田脩 ^a 、 岩井敏 ^b 、林津雄厚 ^b 、佐藤理 ^b 、中村充志 ^b ……………	48
9. 人体筋肉量をカリウム-40で測定する際の体格補正のための シミュレーションの開発 東大・教育 戸部秀之、東郷正美……………	74
10. EGS4による治療領域におけるエネルギースペクトルと線量分布の計算 放医研 福村明史、平岡武、星野一雄、竹下美津恵、川島勝弘……………	80
11. β 線放出核種からの制動X線スペクトル計算 原研 田中俊一……………	84
12. 光核反応による生々放射性核種の物質内分布 東北大・CYRIC 中村尚司……………	92
13. EGS4による(γ 、n)反応の取扱いとMCNPとの接続 動燃・東海 加瀬健、小無健司、岸本洋一郎……………	99
14. EGS4を用いたLINACスペクトル特性計算 三菱電機 炭谷博昭……………	104
研究会プログラム……………	113
研究会参加者名簿……………	114

トパーズ・シミュレーターにおける EGS4 の使用

高エネ研^A、名古屋大学^B 宮本彰也^A、塚本俊之^B、川端節彌^A、
渡辺靖^A、黒田茂^B、田内利明^A、
他トパーズグループ

A use of EGS4 in the TOPAZ Detector Simulator

A.Miyamoto^A, T.Tsukamoto^B, S.Kawabata^A, Y.Watanabe^A,
S.Kuroda^B, T.Tauchi^A, and TOPAZ group

KEK, National Laboratory for High Energy Physics, Ibaraki-ken, 305, Japan^A
Department of Physics, Nagoya University, Nagoya 464, Japan^B

We have installed EGS4 to the TOPAZ detector simulator to simulate electromagnetic showers in massive structures and check fictitious interactions in low density regions, keeping the modularity of the system as much as possible for easy use and code developments by many physicists. For the total absorption type calorimeter, we applied the Frozen Shower Method, which reduces the CPU time significantly for high energy particles. The TOPAZ detector simulator reproduces the detector responses to the electromagnetic particles very well.

1. はじめに

トパーズは、KEKのTRISTAN電子陽電子衝突型加速器に於て、重心系エネルギー60 GeV近辺での電子陽電子の衝突反応を研究するために建設された測定器システムである¹⁾。トパーズは、ソレノイド磁場中に設置された3種類の粒子軌跡測定器、電磁シャワーを測定する3種類のカロリメーター、飛行時間測定装置、ミュー中間子測定器などよりなる複合測定器システムである。トパーズは1987年よりデータ収集を開始し、現在までに物質の基本構成要素であるクォークの対生成反応が約6000例測定されている。そのようなイベントの例を、図1に示す。クォークは生成された後すぐに多数の安定粒子に崩壊する為に、測定器ではクォークの生成方向に密集した粒子の多重発生を測定することになる。発生した粒子は測定器中で種々の反応を起こすために、検出効率の推定にはシミュレーションが重要な役割を果たしている。この講演では、トパーズのデータ解析に使用されているシミュレーターの機能と構造、その中でEGS4の利用方法、そして最後にデータとシミュレーションの比較した例をいくつか述べる。

2. トパーズ・シミュレーターの機能と構造

素粒子反応の測定では、反応の微分断面積の測定が行なわれる。微分断面積 ($\frac{d\sigma}{dx}$) は測定したイベント数 ($N_{\text{obs}}(x)$)、ルミノシティ (L)、及び検出効率 ($\eta(x)$)より、

$$\frac{d\sigma}{dx} = \frac{N_{\text{obs}}(x)}{L \cdot \eta(x)}$$

で与えられる。ここで、検出効率は測定器の分解能や雑音レベルなどの性能、幾何学的な位置、測定器前の物質質量などに複雑に依存する為に、シミュレーションで評価することが不可欠である。シミュレーションに於ては、光子や電子だけでなく、 π, K 中間子や陽子、中性子などのハドロン粒子も取り扱わなくてはならない。粒子の反応としては、エネルギー損失、多重クーロン散乱、粒子崩壊、電磁シャワー、およびハドロンシャワーをシミュレートし、各測定器のシグナルを出力する必要がある。トパーズ・シミュレーターにおいては、電磁シャワーに対してEGS4を、ハドロンシャワーに対してはGHEISHA²⁾を利用した。

シミュレーターとしては実験結果を再現できる範囲でできるだけ簡略化された高速のものが望ましい。たとえば、30 GeVの電子のエネルギーの測定精度は約1 GeV程度であるので、電磁シャワーのシミュレーションにおいては、ECUTやPCUTは1ないし10 MeVで十分である。一方、実データの生成量は、大角度のバーバー反応が1時間あたり6ないし12イベント、クォーク生成反応が2ないし4イベント/時間ある。通常、シミュレーションで作成するデータ量としては実データの10倍以上が必要である。60倍生成すると、大角度バーバーイベントだとイベントあたり5ないし10秒、クォーク生成反応だと20ないし30秒でシミュレートできるだけのスピードが必要である。また、高エネルギー素粒子実験の特長として、トパーズは10種類以上の異なる測定器により構成されており、シミュレーターのプログラム³⁾は、20人以上の物理屋が5年以上の長期間をかけて共同で作成されてきた。従って、シミュレーター・プログラムの作成にあったっては、コーディング規則の明確化と共に、測定器固有の部分と非固有の部分のきりわけを明確にし、プログラムのモジュール化を行なうことが重要であった。

図2にトパーズ・シミュレーターの構造を示す。ジョブ初期処理では、パラメーターを読み込み、データバンクシステム⁴⁾の初期化が行なわれる。ラン初期処理では、ラン毎に異なる測定器の構成情報を読み込み、各測定器モジュールの初期化を行なう。イベント処理ではイベントデータのシミュレーションを行ない、ラン終了処理とジョブ終了処理では、ランやジョブ毎の統計情報の集計や出力処理が行なわれる。

イベントの処理の方式としては、粒子の4次元運動量などの情報をCurrent-

Track-List (CTL) と名付けた 30 語長の配列に保持し、粒子の進行にしたがって、各測定器毎の領域での粒子の追跡を担当するサブルーチン間で CTL をやり取りする方式を採用している (図 3)。粒子がトバーズの外に出たり、エネルギーが十分小さくなったり、物質と反応を起こしたときは粒子の追跡は終了する。反応を起こしたときは、生成した二次粒子を Track-List に登録する。ところで、トバーズの体積のうち多くの部分はチェンバースなどの気体である。従って、シュミレーションの高速化のために、低密度領域用の高速スイマーサブルーチンと、高密度領域用のサブルーチン SHPRCS の 2 種類のスイマーを用意した (図 4)。サブルーチン SHPRCS では粒子の種類におうじて EGS 4 のサブルーチン SHOWER か、ハドロンシャワーのサブルーチン HADRON が呼ばれる。このとき、シャワーの発生により多数の粒子が生成されるので、その領域の外に出た粒子のみを Track-List に登録するようにした。低密度領域で反応が発生したときは、SHPRCS を使用して、EGS 4 と同じ方式で、反応断面積のエネルギー依存性を考慮する様にしている。

3. EGS 4 の使用例

トバーズシュミレーターに EGS 4 を組み込むにあたって以下のような問題点があった。

1. 原子核反応により光子や電子が発生するために、ハドロンシャワールーチンと共存させる必要がある。
2. 複数の物理屋が、同時に使用するので、測定器の領域毎にパラメーター (ECUT 等) や AUSGAB、HOWFAR 等を切り替える必要がある。またデバッグのため、同じ HOWFAR や AUSGAB を測定器単独の状況で利用できることが必要である。そのためには、サブルーチンがモジュール化していることが重要であった。

このような問題を解決するために、EGS 4 をトバーズシュミレーターで使用するためにあつたつて、つぎのような変更を行なった。

1. トバーズグループに所属する大学へのプログラムの配付が便利になるので、EGS 4 を FORTRAN 77 に書き換えた。これにより、シュミレーションに必要な CPU 時間は約 6% 早くなった。
2. ソレノイド磁場中での荷電粒子のスィムをサブルーチン ELECTR に追加した。
3. 粒子のスィムだけでなく、反応の Fictitious Check や 2 次粒子の生成だけの目的にも使用できるようにした。
4. 全吸収型のカロリメーターでの処理を高速化するために、Frozen Shower 法 (以下 FS 法と呼ぶ)²⁾ を使用した。

以下ではプログラムのモジュール化の方法と FS 法について説明を行なう。

複数のユーザーから利用するためには、始めに各ユーザー毎の情報を保存しておき、粒子のスィムのときには、領域に応じて必要なパラメーターを引き出してくる機構が必要である。各ユーザー毎の情報の設定を行なうために、トパーズシミュレーターではサブルーチンSHMDC LとSHPDCLを用意した。ユーザーはジョブ初期化のときにこのサブルーチン呼びパラメーターを設定する。その例を図5に示す。この例では、サブルーチンの第1アージュメントがユーザー名であり、SHMDC LがHOWFAR及びAUSGABとして使用すべきサブルーチン名を、SHPDCLがその他のパラメーターの設定を行なっている。

イベント処理における粒子のシャワー処理はサブルーチンSHPRCSにより行なわれる。SHPRCSには領域に応じたユーザー名とそのときのCTLが入力となる。SHPRCSはユーザー名に応じたパラメーター値をEGS4で使用するコモンに設定し、また領域に応じたHOWFARとAUSGABのアドレスの設定を行なう。その後、サブルーチンSHOWERが呼ばれる。SHOWERでは、粒子の種類に応じて、サブルーチンPHOTON、ELECTR、あるいはHADRONが呼ばれる。シャワーで発生した粒子が、そのユーザーに対応した領域の外にでると、AUSGABはIDISC=1で終了し、その粒子がトパーズの外にでていなければ粒子情報はTrack-Listに追記される。このように、トパーズシミュレーターでは、サブルーチン経由でユーザーとシャワールーチンのインターフェースをとりプログラムのモジュール化を実現している。

次に、処理の高速化を果たすために全吸収型のカロリメーターのシミュレーションで使用しているFS法について説明する。全吸収型のカロリメーターのシミュレーションでは、入射粒子のエネルギーがほとんど全てカロリメーター内に放出される。一方、シャワーでは、シャワーが発達するに従って、粒子数が鼠算的に増加するためにシミュレーションのCPU時間は、入射エネルギーに比例して増加していく。ところが、カロリメーターの信号として有為なゆらぎは、シャワーの発達の初期段階で発生している。従って、シャワーがある程度発達した後は、毎回シミュレーションしなくても、前もって作成したシャワーデーターを利用すれば、CPU時間を節約し且つシャワーを十分再現することができる。

トパーズで用いている方法では、入射エネルギーが20、10、6、3、2、1、0.6、0.3、0.2、0.1、0.06 GeV毎に、1.5cmX0.5cmX0.5cmのセル毎のエネルギー放出量をシャワーデーターとして用意してある。粒子がカロリメーターに入射したときは、入射エネルギーの半分になるまではEGSを使用し、それ以降はシャワーデーターを用いている。

EGSで計算した場合と、FS法を用いた場合のCPU時間の比較を表1に示す。ここで、EGSはECUTを10 MeVで計算したものであり、FS法では、ECUTを1 MeVにして作成したデーターを使用してある。表1より、EGSではCPU時間は入射エネルギーにほぼ比例しているのいたして、FS法ではほとんど変わっていないことが

わかる。

図7では、鉛ガラスに10 GeVの電子が入射したときの波高分布を、EGSの場合（ヒストグラム）とFS法（データ点）の場合で比較してある。ここでは、EGSの場合のECUTとしては1 MeVを使用してある。各々の場合の波高の中心値と幅は、

$$\text{EGS:E} = 9.862 \pm 0.098 \text{ GeV}$$

$$\text{F.S.:E} = 9.829 \pm 0.093 \text{ GeV}$$

である。鉛ガラスカロリメーターのエネルギー分解能、 ΔE 、は10 GeVの電子に対して約0.3 GeVなので、FS法は十分データを再現できると考えられる。

4. データーとの比較

次に、トパーズシミュレーションとデーターとの比較をいくつか示す。

図8は、シリコンカロリメーターのエネルギー分解能の入射エネルギー依存性をEGS4による計算と比較したものである。シリコンカロリメーターは、5及び1放射長のヘビーメタルと2層のシリコン測定器からなり、その構造は図9に示す。図10は、鉛ガラスカロリメーターで測定されたバーバーイベントのエネルギー分布を、シミュレーションによる計算と比較してある。横軸はビームエネルギーで規格化した電子のエネルギーで、縦軸はイベント数である。図11は、クォーク生成反応で生じた二つの光子の不変質量分布のデーターとシミュレーションを比較してある。0.14 GeV近辺に π^0 中間子によるピークが見えている。いずれの分布もシミュレーションはよくデーターを再現していることがわかる。

5. まとめ

トパーズシミュレーターでは、EGS4を使用して電磁シャワーのシミュレーションを行なっている。シミュレーションはデーターを再現し、シミュレーションで求められた検出効率などの値を用いて微分断面積が求められている。FACOM-M780上でのシミュレーションのCPU時間は、クォーク生成反応に対して1イベントあたり約4秒、30 GeVの電子に対してはFrozen Shower法を用いると約1秒であり、現在のところ十分な計算速度が得られている。しかし、今後はデーター量が増えるためにさらに高速化する必要があり、そのための方法として、パラレル計算機などが検討されている。

シミュレーターの機能を充実させるうえでは、測定器の設計段階にシミュレーションの結果を反映させ易くする為に、CADとシミュレーションを連動させて、測定器の位置情報の設定を容易することが重要であると考えている。

参考文献

1. TOPAZ Collaboration, TRISTAN-EXP-002, Jan. 1983.
2. E.Longo and L.Luminari, NIM A239 (1985) 506.
3. TOPAZ-Offline group, KEK-TOPAZ-Offline-85-02
4. S.Kawabata and A.Miyamoto, KEK-TOPAZ-Offline-86-02

エネルギー (GeV)	EGS 4	FS法
1	0.315 秒/粒子	0.118 秒/粒子
5	1.129	0.135
10	2.166	0.150

表1。EGS 4 とFS法のCPU時間の比較

BCL - 28.116eV
 ECL - 3.926eV
 Esm - 32.036eV
 Ttim 372nsec

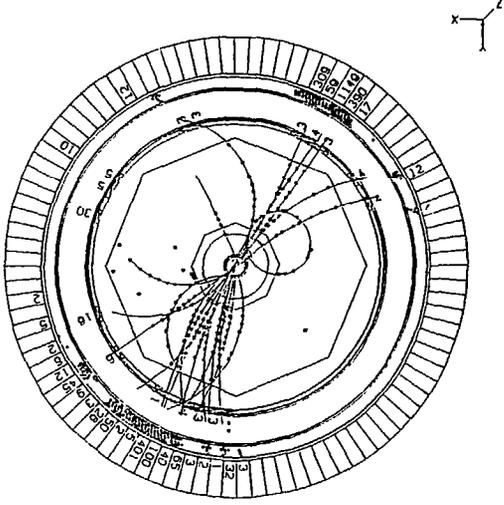
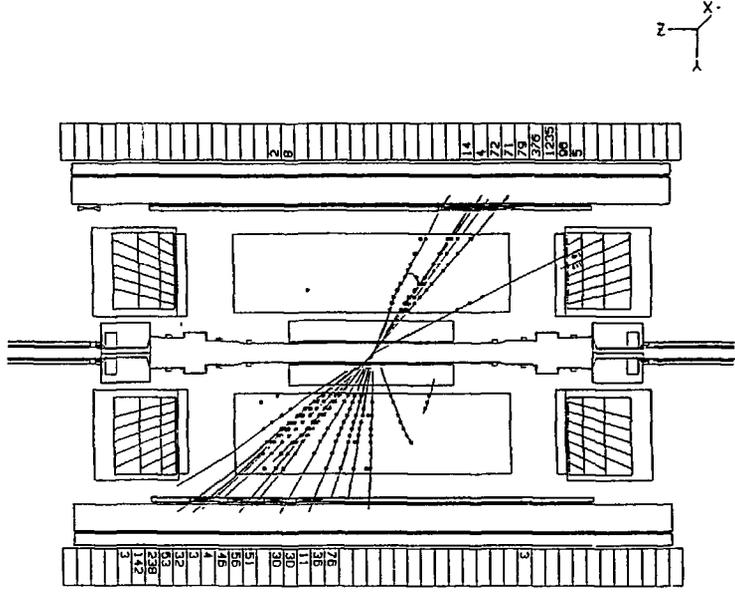


図 1. 1 2 3 の例

T0PAZ 0ED Beam 29.006eV E- 3.39mA E- 4.51mA
 91-07-05 22:28:50 E0036.R00836 Evt 404 #Wrd- 20101 Typ-110 Eid-FB Trq-E6C7 800A TFC-0331 0305



図2。トパーズシミュレーターの構造

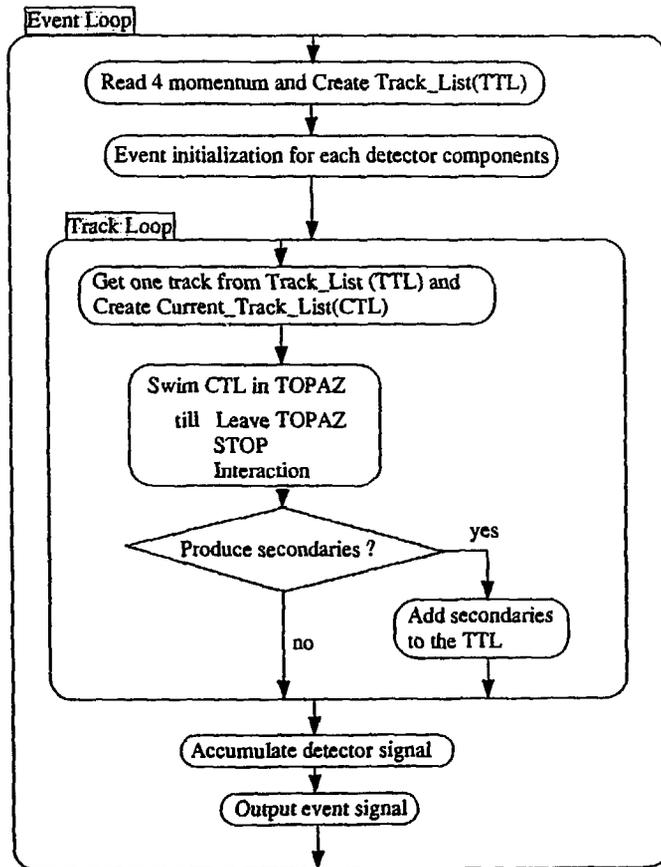


図3。イベント処理の構造

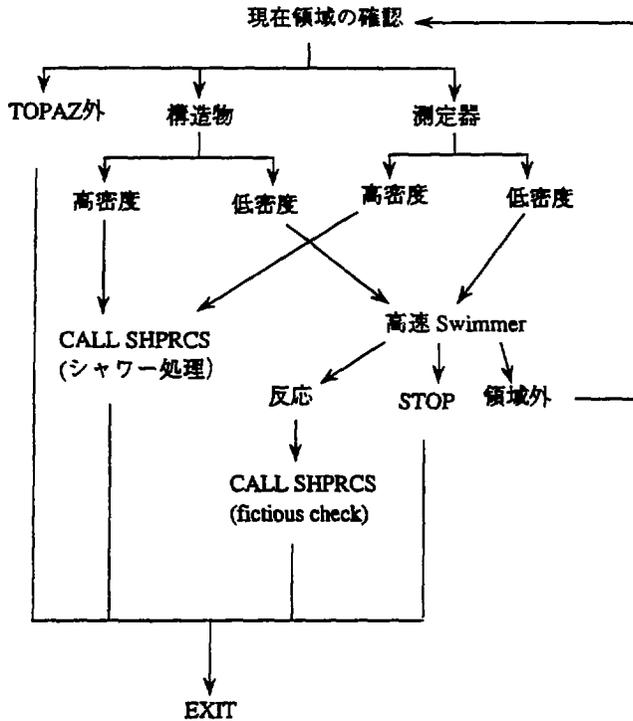


図4。粒子スイムループの構造

```

SUBROUTINE XXXINI
PARAMETER (NREG=19)
DIMENSION MED(NREG), IAUS(40), RHOR(NREG),
>          ECUT(NREG), PCUT(NREG), HCUR(NREG),
>          FIELD(3), RGNLST(20)
EXTERNAL XXXHOW, XXXAUS
.....
CALL SHPDCL('XXX ', '#REGION', NREG, 1)
CALL SHPDCL('XXX ', 'IAUSFL', IAUS, 40)
CALL SHPDCL('XXX ', 'MED', MED, NREG)
CALL SHPDCL('XXX ', 'RHOR', RHOR, NREG)
CALL SHPDCL('XXX ', 'ECUT', ECUT, NREG)
CALL SHPDCL('XXX ', 'PCUT', PCUT, NREG)
CALL SHPDCL('XXX ', 'HCUT', HCUR, NREG)
CALL SHPDCL('XXX ', 'BFIELD', FIELD, 3)
CALL SHPDCL('XXX ', 'REGION', RGNLST, 20)

CALL SHMDCL('XXX ', XXXHOW, XXXAUS)
  
```

図5。EGS4初期化処理の例

Subroutine SHPRCS('XXX', CTL, IFLAG)

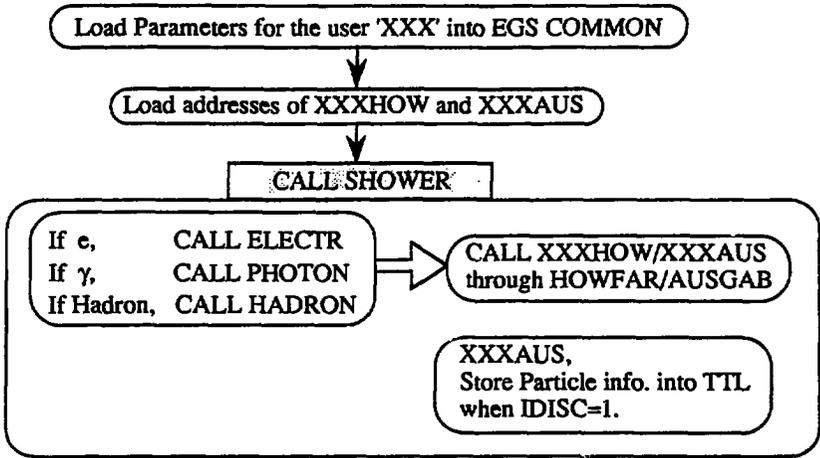


図6。SHPRCSの構造

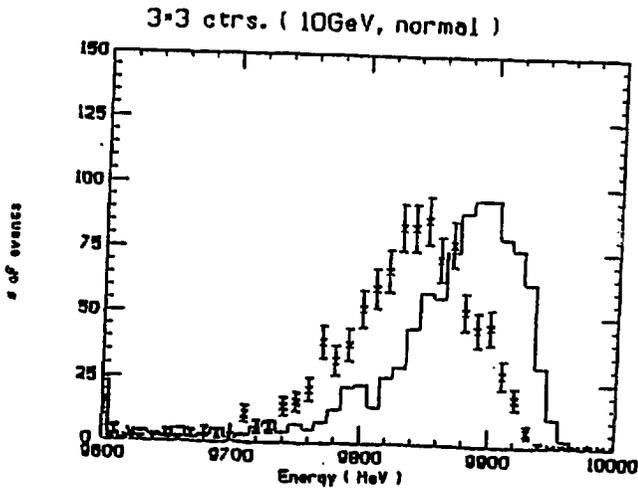


図7。10GeV 電子に対するカロリメーターの波高分布。ヒストグラムはEGS4、データ点はFS法。

Energy Resolution

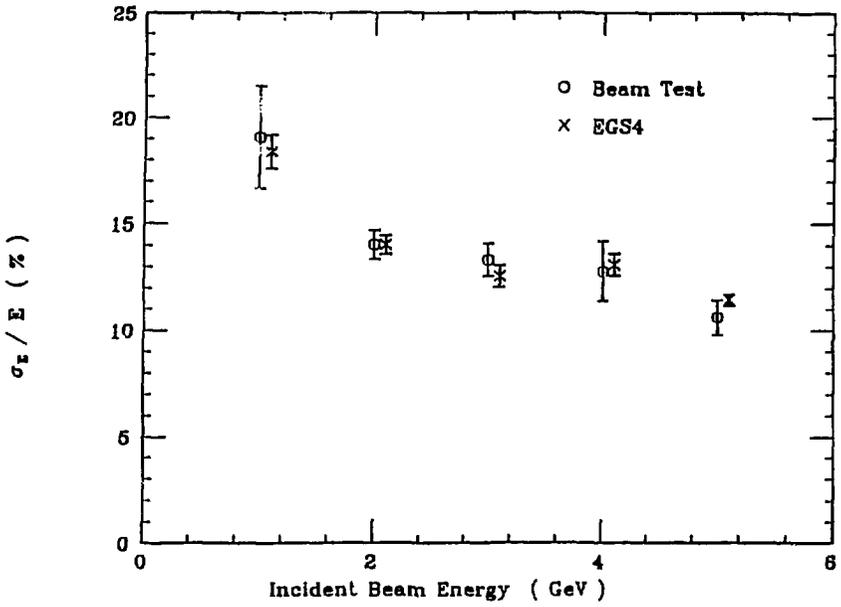


図8。シリコンカロリメーターのエネルギー分解能の入射エネルギーに対する依存性。

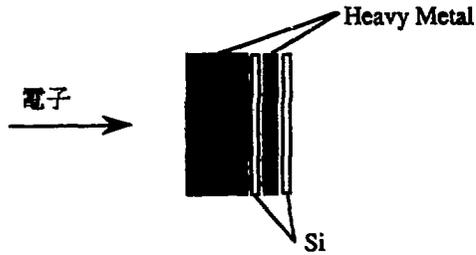


図9。シリコンカロリメーターの構造

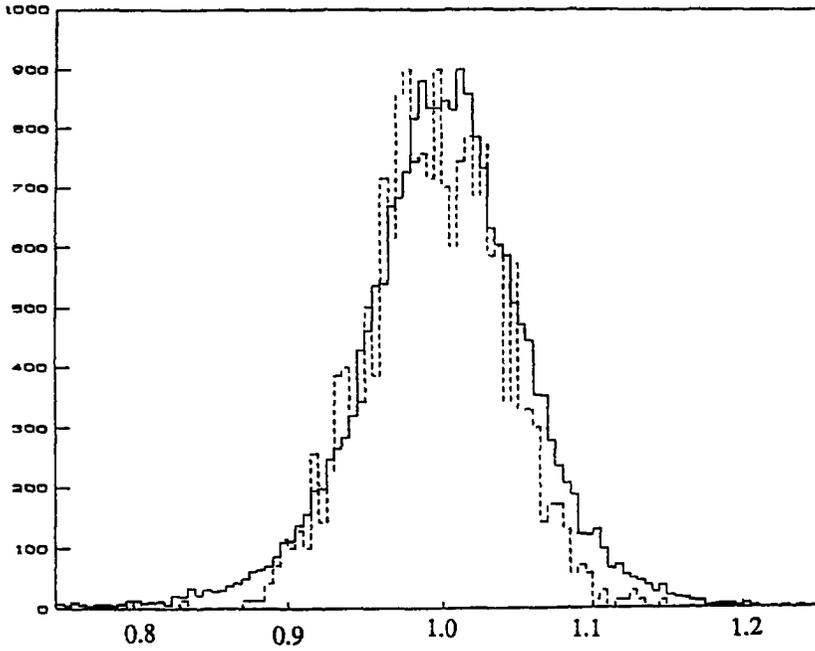


図10。鉛ガラスカロリメーターで測定したパーパーイベントのエネルギー分布。横軸はビームエネルギーで規格化してある。実線はデータ、点線はシミュレーションによるもの。

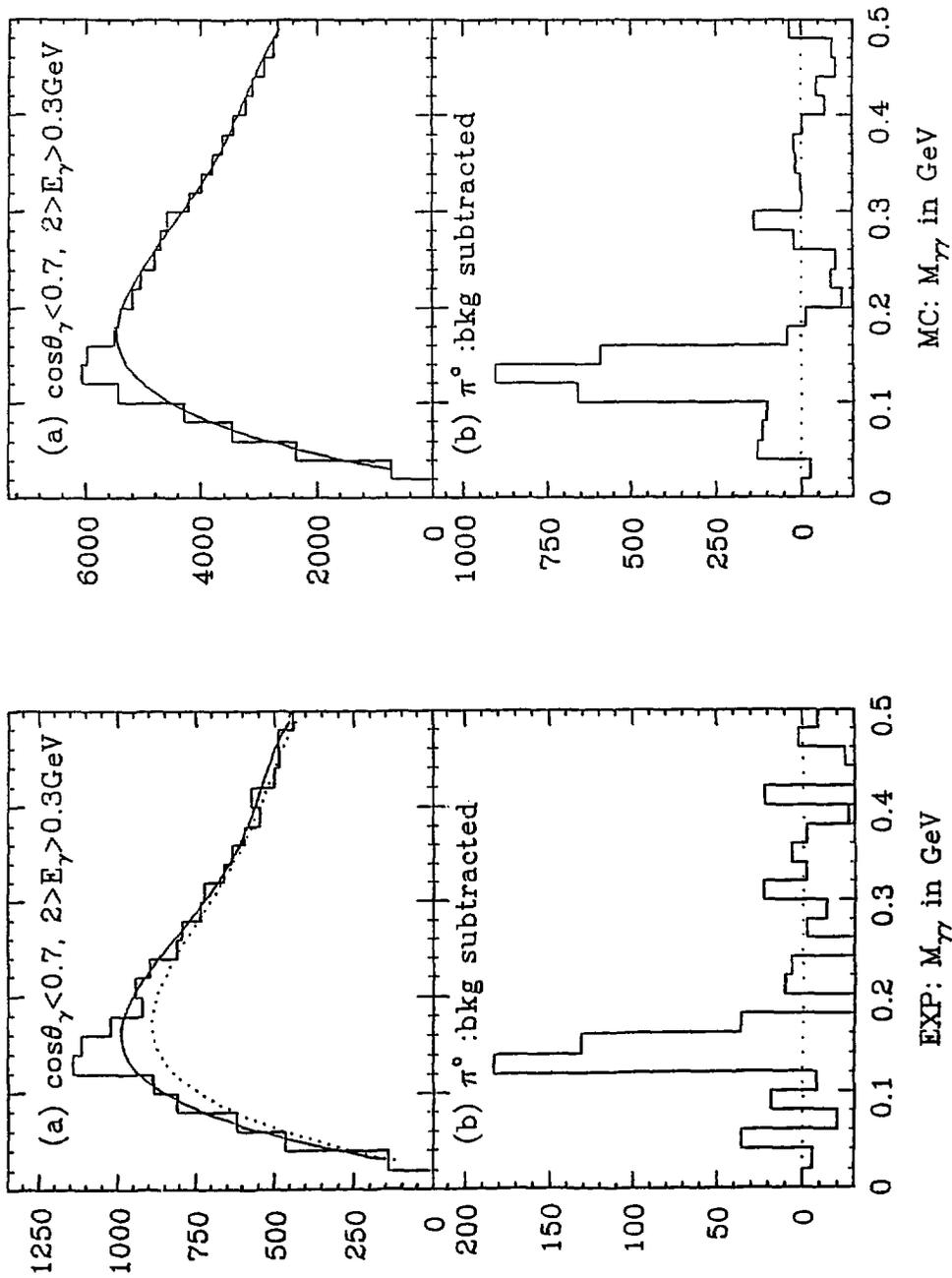


図11. ハドロンイベント中における2光子系の不変質量分布。

EGS4を使ってのTOPAZ用ビームマスクの設計

高エネルギー物理学研究所 宇野彰二

Design of TOPAZ Masking System using EGS4

Shoji Uno

KEK, National Laboratory for High Energy Physics

Oho, Tsukuba, Ibaraki, 305 Japan

There are two sources of the beam background in the e^+e^- collider experiments. One source is the synchrotron radiation from many magnets. Another source comes from the spent-electron hitting the beam pipe near the interaction region. To reduce these backgrounds, TOPAZ masking system was designed using EGS4 code. The designed masking system consists of two pairs of masks which are called mask-1 and mask-2. The mask-1 is placed to intercept the spent-electron. The aperture of the mask-2 was determined for the synchrotron radiation photons not to hit the mask-1 directly. After these masks were installed, we are taking the data in the small beam background.

1. はじめに

現在、われわれは電子陽電子衝突型加速器トリスタンに設置されているTOPAZ測定器(図1)を使って、素粒子物理学実験を行なっている。非常に稀にしか発生しない必要なイベントを、より効率よく、しかも質のよいデータを収集するためには、ビームに伴うバックグラウンドの問題を考慮しなければならない。

ビームバックグラウンドのソースとしては、シンクロトロン光とビーム軌道からはずれた粒子(スペントエレクトロン)によるものがある。これらは、測定器上でワイヤーを使った検出器に多くの電流を流したり、荷電粒子の飛跡を再構成できなくなるほどの偽信号を出したり、データ収集が困難になるほどの偽イベントを作ったりする。これらのことは、実験遂行上大きな障害となるので、ビームマスクと言われるものを注意深く設計し設置する必要がある。

このビームマスクを設計するためには、10KeV程度のシンクロトロン光から30GeVまでのビーム粒子を扱う必要がある。われわれは、シンクロトロン光を生成するプログラムやスペントエレクトロンを生成するプログラムとEGS4を組み合わせることによってビームバックグラウンドの計算を行なった。シンクロトロン光に対しては特性X線まで考慮して、マスクの形状や表面メッキの物質、厚さを

最適化した。スベントエレクトロンに対しては、バーテックスチェンバー(VTX)と言われる最内層に設置されている測定器に注目して、ソレノイド磁場中で巡回する低エネルギー(1MeV程度)の電子(陽電子)までもシュミレーションしてマスクの形状を決定した。

2. ビームバックグラウンドと測定器への影響

ビームバックグラウンドのソースと考えられるものは、シンクロトロン放射によるX線とスベントエレクトロンがある。シンクロトロン放射によるX線は、直接またはビームパイプや各種マスク等で散乱されて測定器内部まで入ってくる。これらのX線はガスチェンバー内で光電効果またはコンプトン散乱によって電子が出き信号を作る。この過程によって出来た電子はエネルギーが低いいため、多くの連続した信号を作ることはなく、本物の荷電粒子の作る信号とは明らかに区別できる。しかし、この信号を作ることによってワイヤーに流れる電流の量は多くなり過ぎて、検出器本来の性能を出すのに支障になったり、読み出しのデータ量が多くなったり、チェンバーの寿命が短くなるなどの問題が起こる。また、TOFといわれているシンチレーションカウンターは一層しかないため、X線による信号と荷電粒子による信号とを自分自身だけでは区別できないし、周方向の分割も少ないので本物の信号との偶然の重なり合いも無視できない。またトリガーとしてもよく使用される測定器であるので信号が出る頻度が多くてはこまる。

スベントエレクトロンは、高いエネルギーの電子(または陽電子)がビームパイプまたはマスク等に当たって多数の2次粒子が発生することによってバックグラウンドの問題となる。これは、シンクロトロン放射によるX線と違い、発生する頻度は少ないが一つのイベントに多くの2次的荷電粒子及び γ 線を含むので一度に多くの信号を作る。ただし、ビームパイプ等に当たる方向はビーム軸に沿った角度に近いので電磁シャワーである限り大きな横運動量を持つことは少ない。そのため、荷電粒子は強磁場下でビームパイプに近い測定器(VTX)の中にカールした飛跡を残すだけである。一方、 γ 線は磁場の影響を受けないので、外側にあるシンチレーションカウンターに信号を作る。途中のガスチェンバー中では、反応断面積が小さいのでほとんどが素通りする。また、スベントエレクトロンはトリガーという意味で大きな問題となる。これは、ハドロン粒子を生成することによって起こる。なぜなら、原子核との反応によって発生する陽子や π 粒子は大きな横運動量を持ちうるので、径の大きなところにある測定器まで到達する粒子が発生し、偽トリガーを生むことになる。

以上述べてきたことを考慮して、計算時間の節約ということも含めて表1に示すような条件でバックグラウンドのシミュレーションを行ない、ビームマスクの形

状の最適化を行なった。ハドロン粒子の生成のシミュレーションは大変むずかしいので、今回は行なわず、過去の実験と比較してビームパイプに当たるスペントエレクトロンの頻度が十分に低くなるようにした。

3. スペントエレクトロンの計算

スペントエレクトロンを生成するプログラムは、原子核研究所の森本氏によって開発されたMQBREM¹⁾を使用した。シミュレーションは、EGS4を組み込んだTOPAZ Simulator²⁾を使用した。この計算において重要なことはカールするような小さな運動量の粒子まで計算して、飛跡の長さを出すことである。これは、本来のTOPAZ Simulatorにおいては重要なことではなかったので、このバックグラウンドのシミュレーションのために、小さな運動量の粒子までも対処できるようにした。このようにして求めたシミュレーションのイベントの例は図2で、カールしている飛跡まで計算していることがわかる。これらの飛跡の長さの合計からVTXに流れる電流の量を計算することができる。そこで、図1に示すマスク1の内半径を変えながらVTXの電流の量をみたのが図3である。これは、垂直方向の内半径を40mmに固定して水平方向を変えたものである。30mm程度より狭くしても電流の量は変化しないことを示している。次に水平方向の内半径を30mmに固定し垂直方向を変えてみたのが図4である。25mm以下に閉めても電流値は変わらない。シミュレーションの中味を詳しく調べてみると、必要以上に閉めてもマスクの端に当たって出来る2次粒子がVTX内に入ってくる部分が主成分になってくるだけであることがわかった。後で述べるシンクロトロン光のことを考えるとマスク1の内半径は広い方がよいので水平方向の内半径は32mm、垂直方向の内半径は25mmとした。この径にしたときの予想は約1 μ AでVTXの性能を出すに十分に低い値であった。

4. シンクロトロン光の計算

シンクロトロン放射によるX線はビームが通る毎に多くの電磁石から多量に発生する。幸いに多くのX線は衝突点付近のビームパイプの中をすり抜けるし、エネルギーも低いことからマスクによって止めることも可能である。しかし、注意深くマスクを設計しないと元の数が多量であるので何桁も減らしたところでさえ問題になる可能性がある。このことに注意してシミュレーションも慎重行なう必要がある。当然、X線1個1個をweight=1で扱うことは計算時間の観点から不可能であるので、weightをうまく利用して計算する必要がある。

X線を生成するプログラムは、スペントエレクトロンと同様に森本氏によって開発されたMQRAD¹⁾というプログラムを使用した。われわれは過去の経験から前

述のスペントエレクトロン用のマスクにシンクロtron光が当たると、そこから散乱されるX線が測定器内部に入ってくる割合は大きいので、問題になることがわかっていました。そこで、マスク1にシンクロtron光が当たらないような内半径を持ったマスク2を、衝突点からさらに離れたところに設置することを考えた。このような状態でシンクロtron光が測定器にどれくらい入ってくるかをEGS4を使ったシミュレーションで調べてみた。

まず、マスク表面のメッキについて最適化を行なった。マスク本体の材質はスペントエレクトロンを止めるためやシンクロtron光を吸収するためにZの大きい物質が有利である。しかも、ビームパイプの中ということで高真空を作るという意味でも問題ない材質を選択する必要がある。われわれは、タングステンを主成分とするヘビーメタルという材質を使っている。この材質の表面にシンクロtron光が当たる図5(b)のように高いエネルギーのX線を吸収してくれるが、タングステンの特性X線が多量に表面から出て来てしまう。この程度のエネルギーの光は、ビームパイプを突き抜けて測定器内部に入ってきてしまうのでよくない。そこで表面をメッキすることによって、このエネルギースペクトラムを変えようというものである。方法としては、タングステンよりZの低い物質を順番に表面にメッキすることによって、特性X線のエネルギーを順番に低い方に下げて、ビームパイプを突き抜けられないようにすることである。図5が銀と銅をめっきしたもので、rare metalを含む5種の金属を使ったものが図6である。後者の方が2倍よくなるが、制作上の困難があることや前者で十分に少ない量まで減らすことが可能であったので、今回は銀と銅のメッキをおこなった。

次にマスクの形状に関することである。X線が測定器内に入るには、衝突点の手前のマスクに当たってから来るもの(前方散乱)と衝突点を通り越してからマスクに当たって入って来るもの(後方散乱)とが考えられる。後者の方が量的には多いが後方散乱であるために入射エネルギーにあまり関係なく低いエネルギーのものしか出てこない。しかし、前者は入射エネルギーによって高いエネルギーのものまで発生する。測定器の径の大きいところまで到達するものは、物質質量を考えるとエネルギーの高いものの方が多くなる。図7はそれを示したもので最初の数に2桁の違いがあっても中央飛跡検出器であるTPCではむしろ後者の成分が多くなることを示している。そこで、マスクの形状を考えてマスクの内表面で前方散乱されたX線が直接測定器に入らないように設計した。

このように最適化されたマスクでは、シミュレーションの結果、シンクロtron光からのバックグラウンドはスペントエレクトロンよりも小さいことが期待できた。

5. マスク設置後の結果

前述のように設計されたマスクを設置した後の実験においては、シンクロトロン光によるビームバックグランドは大幅に減り、実験遂行上まったく問題となくなかった。トリガーの頻度も十分に少なく、VTXの電流値も過去の例からすると比較的少ない状態にすることができた。しかし、VTXの電流値は予想より約10倍大きい結果であった。このときの実際のイベントの例は図8でカールした飛跡がきれいに捕えられている。これは、スペントエレクトロンのシミュレーションのもの(図2)と特徴が同じである。また、流れる電流の径方向の依存性をみると図9に示す通りシミュレーションと実験データは同じ傾向を示している。ただし、このようなイベントが発生する頻度を比べると約10倍実際の方がシミュレーションよりも多いことがわかった。これらのことからVTXに流れる電流を作るものはスペントエレクトロンによるものであるらしいが、その頻度は予想の約10倍あることになる。このことはビームバックグランドのむずかしさを示す例でもある。

6. まとめ

EGS4を取り込んだシミュレーション使って、ビームバックグランドを減らすためのマスクの設計を行なった。このマスクの設置後は、ビームバックグランドを大幅に減らすことが出来た。また、シミュレーションと実際のデータの比較からスペントエレクトロンの頻度が予想した値よりも約10倍多いことがわかった。

参考文献

- 1) T.Morimoto, INS-T-458(1986), INS-TH-158(1984).
- 2) A.Miyamoto, Miyamoto' s paper of this proceeding.

	Spent Electron	Synchrotron Radiation
Generator	MQBREM	MQRAD
Simulator	TOPAZ Simulator (EGS4)	EGS4 → OUTPUT ↓ TOPAZ Simulator
Detector	VTX	VTX, TCH, TPC
Cut off Energy	1 MeV	1 KeV
Weight	1	Weight

表1 シミュレーションの条件

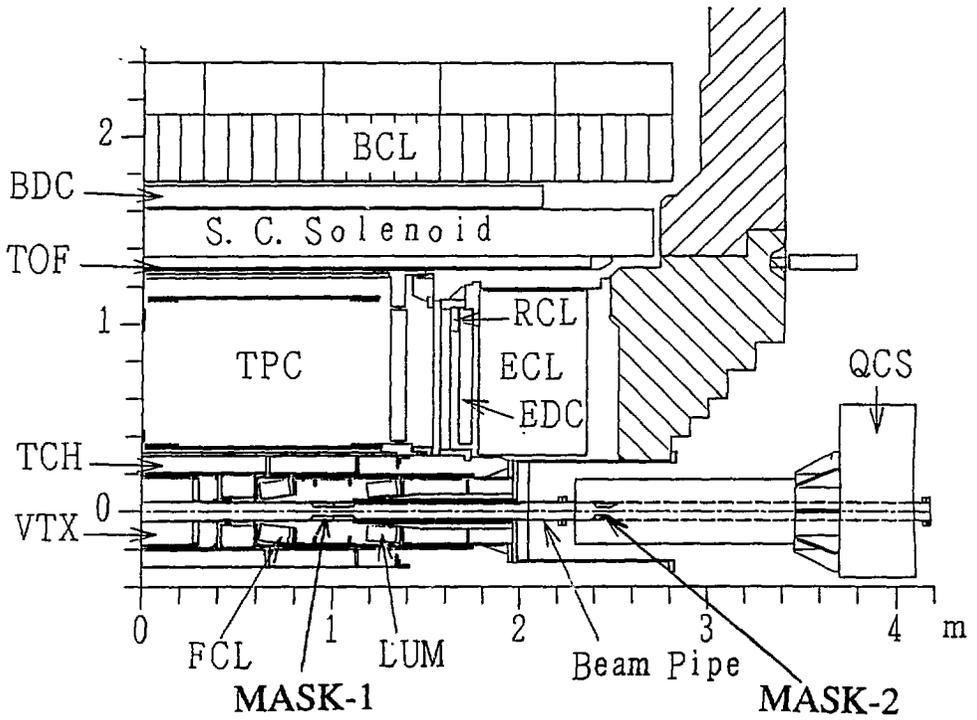


図1 TOPAZ測定器の断面図

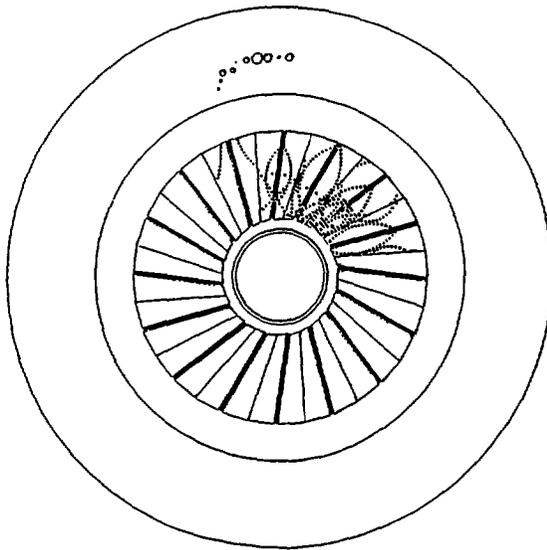


図2 シミュレーションによるスペクトロメトリックイベント

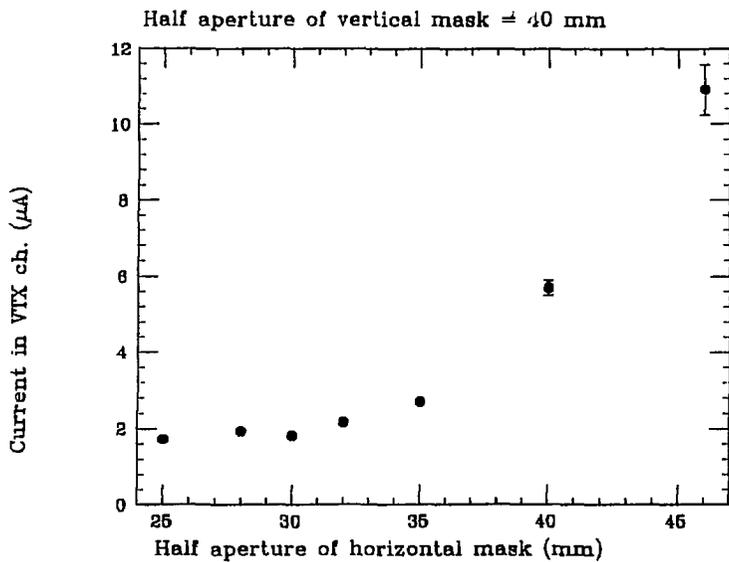


図3 マスク - 1 の水平方向の内半径とVTXの電流値との関係

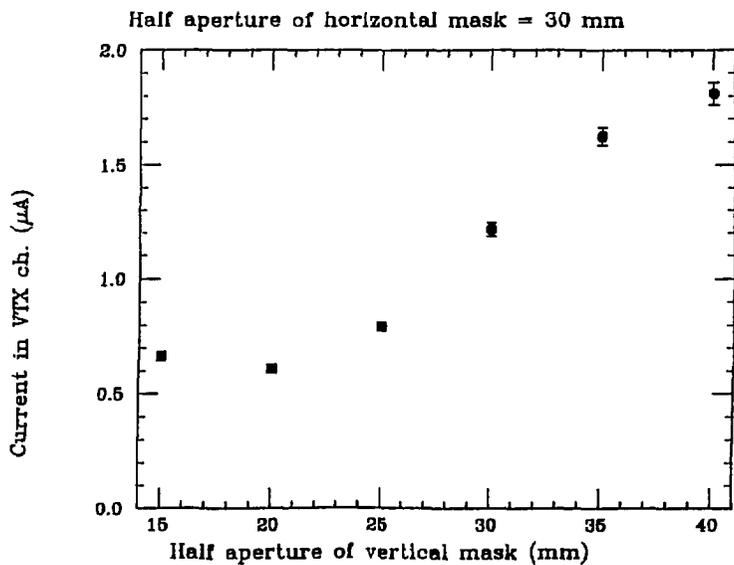


図4 マスク - 1 の垂直方向の内半径とVTXの電流値との関係

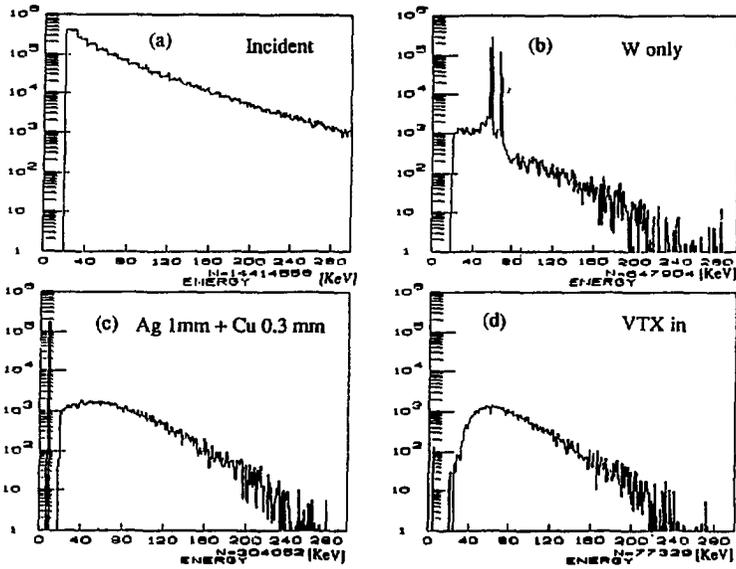


図5 シンクロトロン光のエネルギースペクトラム

- (a) マスクに当たる前
- (b) メッキのないタングステンだけのマスクで散乱した後
- (c) 銀と銅をメッキしたマスクで散乱した後
- (d) (c)の場合でビームパイプを通過した後

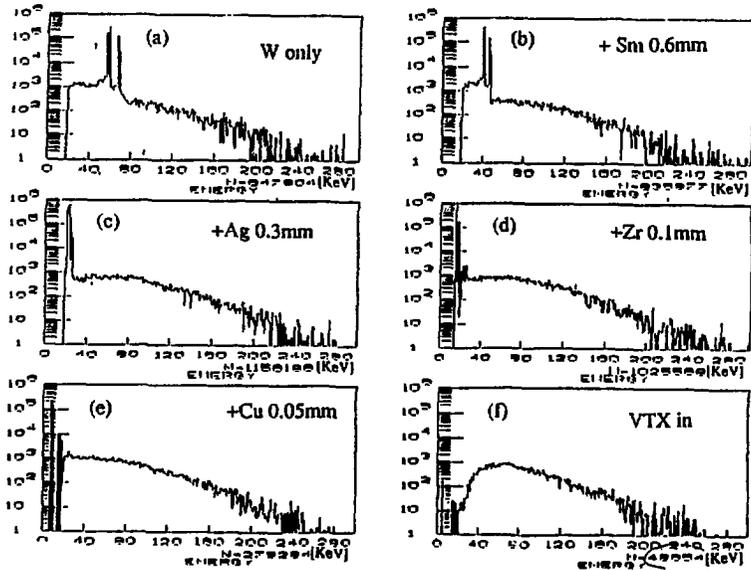


図6 シンクロトロン光のエネルギースペクトラム

- (a) メッキのないタングステンだけのマスクで散乱した後
- (b-e) 図中の金属をメッキしたマスクで散乱した後
- (f) (e)の場合でビームパイプを通過した後

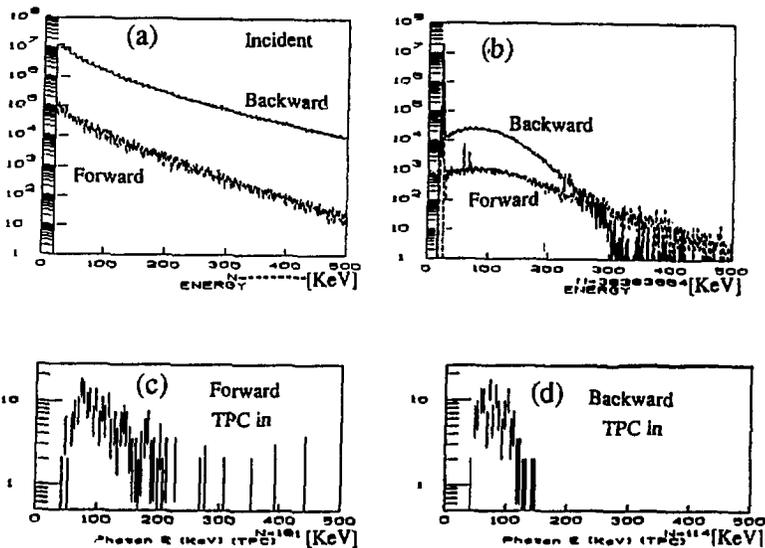
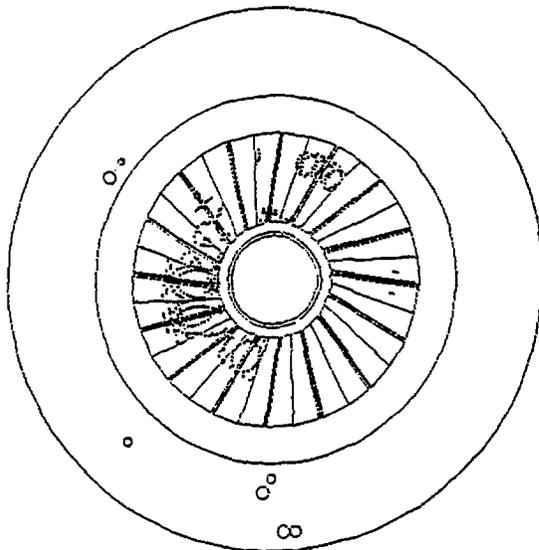


図7 前方散乱と後方散乱のシンクロトロン光のエネルギースペクトラム

- (a) マスクに当たる前
- (b) 銀をメッキしたマスクで散乱した後
- (c) 前方散乱でTPCまで到達したもの
- (d) 後方散乱でTPCまで到達したもの



Y
X
Z T0PAZ 0ED Beam 20.008eV E- 3.14mA E- 3.89mA
91-05-22 01:03:36 E0036.R00097 Evt 1265 #Vrd= 6367

図8 実際の実験によるスペントエレクトロンイベント

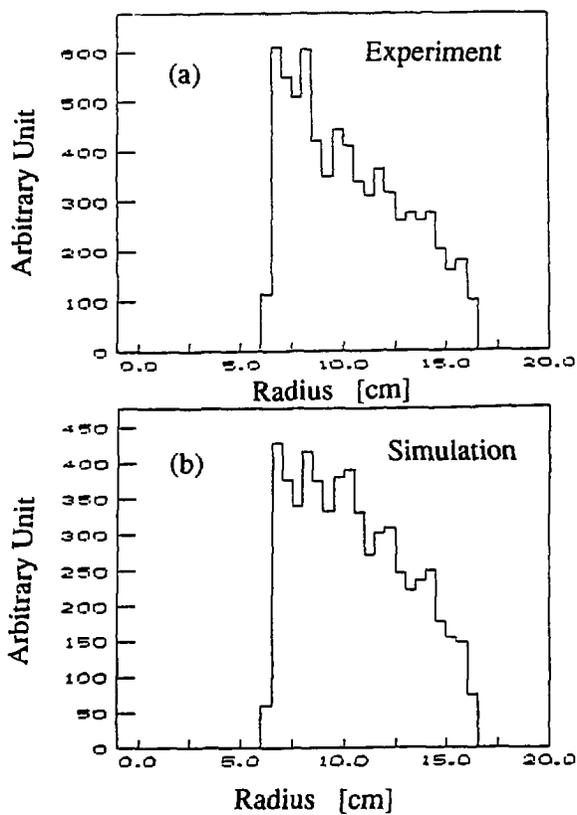


図9 VTXの電流値の径依存性

(a) 実験値

(b) シミュレーション

KEK陽電子発生装置についてのシミュレーション

高エネルギー物理学研究所

紙谷琢哉、浅見明、佐藤勇、榎本収志、大沢哲、
大越隆夫、柿原和久、横田光弘

A simulation study on KEK Positron generator

Kamitani Takuya, Asami Akira, Sato Isamu, Enomoto Atsushi, Ohsawa Satoshi,
Oogoe Takao, Kakihara Kazuhisa, Yokota Mitsuhiro

National Laboratory for High Energy Physics (KEK),
Oho 1-1, Tsukuba-shi, 305, Japan

KEK positron generator was upgraded last year by improving the solenoid focus system and the beam transport system consisting of quadrupole magnets. A simulation study on positron generation in the target and focussing by the solenoid have been performed to explain the beam profile measured after the upgrade. Details of the simulation is described here.

1. はじめに

KEK陽電子発生装置は昨年度に収束系のアクセプタンスが約2倍になるように改造を行ない、改造後のビーム特性の測定も行った。この特性を良く理解しまた今後の改良に役立てるため、EGS4を用いてターゲット部での陽電子発生をシミュレートし、その結果をインプットとしてソレノイド収束部での粒子の運動をトレースすることにより陽電子ビームの特性を計算するビームシミュレーターを制作した。これを用いて実測のビーム特性データとの比較を行った。

2. KEK陽電子発生装置

KEK陽電子発生装置はTRISTANリングやPFリングに陽電子ビームを供給するための装置であり、その構成は(1)電子ライナックにより250 MeVの電子ビームをつくり、(2)厚さ8.2ミリのタングスタルのターゲットにあてて、(3)そこから出てくる陽電子をQWTと呼ばれる収束系(パルスソレノイドによる10 kGの磁場とそれに続くロングソレノイドの2 kGの磁場からなる)により収束し、(4)Qマグネットと加速管によるビーム輸送系に受け渡すというものである。陽電子ビームのカレント増加の要請に応じて、昨年夏から今年春にかけて収束系のアクセプタンスを大きくするためにソレノイドコイルおよびその下流のビーム輸送系の改造を行ない、これによりロングソレノイドの長さはこれまでの倍の8 mとなり磁場の強さも4 kGとなった。この改造の結果、陽電子ビームカレントは約2倍に増えた。

収束系改造後、細かい調整を行う前にはトリスタンARリングやPFリングへの入射効率が改造前に比べて悪くなっていったが、ビーム調整の際にターゲットに当てる電子ビームの入射位置やターゲット上でのビームスポットの大きさを調整することによって入射効率が向上した。これはターゲット上でのビームスポットの大きさにより陽電子ビームのエミッタンスがかなり変わるのではないかとということが予測される。この影響の効き方について調べてみることにした。

また入射器スタディーの時間を利用して陽電子ビームの特性の測定を行った。得られた陽電子のエネルギースペクトラムにはメインのピーク以外に高エネルギー側のすそにあるもう一つピークがあるように見えた。これはどうしてできるのか?ターゲット直後のビームの性質からくるものか?パルスコイル+ソレノイドコイルの収束系のアクセプタンスの特性によるものか?磁場分布のくぼみの影響か?このような陽電子ビ

ームの特性に対する理解を深めるために、ソレノイド収束系での粒子の運動についてもシミュレーションを行ない実際のビーム特性と比較してみることにした。

3. ビームシミュレーター

(1) ターゲット部での陽電子生成について

陽電子はビームエネルギー 250 MeV の電子ビーム (電流値 = 10 A) をターゲット (タンタル 8.2 mm 厚 = $2.0 x_0$) に当ててそこで発生する電磁シャワーにより生成される。このプロセスについては EGS4 を用いてシミュレーションし、ターゲットから発生する陽電子の位置と運動量のサンプルをつくる。今回の解析では 20000 個の 250 MeV 電子が入射したと仮定してシミュレーションを行なった。陽電子ビームのエミッタンスを調べるために入射点でのビームスポットサイズは半径 0.0, 1.0, 2.0, 3.0 mm と変化させた。ソレノイド収束系の性質を調べる際にはビームスポットサイズの半径が 1.0 mm のデータのみを典型例として用いた。入射電子の位置はこのビームスポット内に一様に分布させた。また入射粒子の横方向の運動量は無視し、縦方向運動量のみ持つとした。ターゲットの材質のタンタルについての PEGS の material data のエネルギーカット値は電子について 0.521 MeV、 γ について 0.100 MeV とし、シャワーのエネルギーカットの値は電子について 3 MeV、 γ について 4 MeV とした。シャワーを発生させたときターゲットの後面に現われる陽電子についてその位置、運動量のデータをファイルに納めて次のソレノイド収束系のシミュレーションへのインプットとして渡す。なおこの計算は KEK の HITAC M680-H 計算機上で行なった。計算に必要な CPU 時間は約 20 分であった。

(2) ソレノイド収束系での陽電子ビーム収束について

EGS4 からの粒子の情報を入力して、これを各粒子の初期条件として粒子の運動方程式を拡張オイラー法により数値積分することで粒子の軌道をトレースする。計算のステップサイズは 5 mm で 1720 ステップ分移動させることにより収束系の全長約 8.6 m をはしらせる。このとき外力としては、ソレノイド収束系に設置された加速管による加速電場とソレノイド磁場により陽電子に働くローレンツ力を考慮した。陽電子間にはたらくクーロン力は無視した。加速電場は軸方向成分のみと仮定し最大振幅 10 MeV/m の正弦波として場所による位相のずれのみ考慮した。各粒子は初期状態では加速位相の頂上にいると仮定した。磁場の値としては実測した軸上の磁場の強さを基にし (パルスコイル部で $B \sim 10$ kG、ロングソレノイド部では $B \sim 4$ kG 但し場所により多少の変化あり) 軸以外の場所については近軸近似で径方向成分を計算して用いた。

(3) 加速管壁での陽電子のロスについて

上の計算の各ステップにおいて、粒子が収束系のアパーチャー内にあるかどうかをチェックして、それより大きくなっているものはそこで止めて先へ進ませないようにした。アパーチャーの径としてはパルスコイル部では半径 10 cm、ロングソレノイド部では半径 1 cm とした。

この (2)、(3) の計算はワークステーション (Sun SPARC station-I : CPU power ~ 1.1 MFlops / 倍精度) 上でおこなった。計算に必要な CPU 時間は約 20 分であった。

4. 結果

[A] 入射ビームサイズに対する依存性について (エミッタンス)

入射ビームのサイズを半径 0.0, 1.0, 2.0, 3.0 mm と変化させて、生成された陽電子のターゲット直後でのビームの拡がりや運動量の拡がりから得られる x - y 空間での位置のプロットを図 1 に、エミッタンス空間 (x - px 空間) でのプロットを図 2 に示す。この分布についてガウス分布を仮定してフィッティングすることにより拡がりの大きさを求めた。図中の点線による楕円は分布の 2σ の包絡線である。この楕円の面積をも

ってエミッタンスの大きさとした。図3にプロットしたものが入射ビームサイズを変えたときの陽電子ビームの位置の拡がり (1σ)、運動量の拡がり (1σ)、エミッタンスの変化である。

入射ビームサイズをゼロとしても陽電子ビームは有限の拡がり (1 mm 程度) を持っておりこれは電磁シャワーが発達する際の多重散乱によるものと考えられる。入射ビームサイズがこの多重散乱による拡がりより小さいところでは陽電子の拡がりあまり変化しないが、入射ビームサイズがそれ以上になるとそれに合わせて陽電子の拡がりもどんどん大きくなってゆくことがわかる。一方横方向運動量の拡がりが入射ビームの大きさに寄らずに一定になっている。この結果として、陽電子の拡がりが増えた分がエミッタンスの増加として反映されている。

結論として言えることは、ターゲット上での入射ビームサイズを小さくすることは陽電子ビームのエミッタンスを良くするためには重要であり、その目安としては電磁シャワーの多重散乱による拡がりの程度まではビームをしぼることが効果的であるが、それ以上小さくすることはあまり意味がないということである。

[B] ソレノイド収束系の性質について (エネルギースペクトラム)

まずソレノイド収束系のアクセプタンスを調べるために、収束系の最後まで通り抜けた粒子についてのエミッタンスとこれらの粒子が収束系に入る前のエミッタンスのプロットを図4に示す。これを見ると最初は運動量方向の拡がりが大きく位置の拡がりの小さかったビームを運動量方向の拡がり小さく位置の拡がりの大きいビームに変化させるという Quarter Wave Transformer 収束系の性質が現われている。これによりビームシミュレータがうまく働いていることがわかる。

次にエネルギースペクトラムについて調べた。まず陽電子発生装置の改造後に実測したスペクトラムが図5である。これに対比すべきものとしてビームシミュレータを通したとき収束系の最後まで通り抜けた粒子についてのエネルギーの分布が図6である。これを比較するとエネルギースペクトルの幅はほぼ等しくなっている。しかし問題となった高エネルギー側のこぶはシミュレーションではあまりはっきりとは出なかった。たしかに高エネルギー側に tail を引いてはいるが観測データほど鋭いピークではなくだらだらと続いている。その代わりに低エネルギー側に別のピークが現われている。このピークが何者であるかを調べるために、各粒子の収束系に入る前のエネルギーの分布を作ったのが図7である。この分布のうち点線で示されている部分はスペクトラムのサブピークの粒子の寄与である。これによればサブピークを構成する粒子は初期状態でも低いエネルギーの所にかたまっている。研究会ではこれに対する解釈としてエネルギーが低いため加速位相からはずれていったん減速されると説明したがこれは正しくないことがわかったのでここで訂正しておく。エネルギーが低いといってもまだ $\beta \sim 1$ より大きく下がるほどではないので加速位相からはずれることはない。スペクトラムのメインピークをなす粒子は Quarter Wave Transformer 収束系においてエミッタンスの 90 度回転で matching がとれたものであるのに対してこれらサブピークをなす粒子は 270 度回転で matching がとれたものであると思われる。これは初期状態でのエネルギーがメインピークに比べてサブピークの方は約 3 分の 1 であることから裏付けられる。

結局今回の解析では観測されたサブピークの原因をはっきりとは解明できなかった。またシミュレーションデータのみが存在する別のサブピークはそれができる原因はわかったもののそれがなぜ観測されないかについてはまだ良くわからない。この問題については今後もスタディーを続けていく予定である。

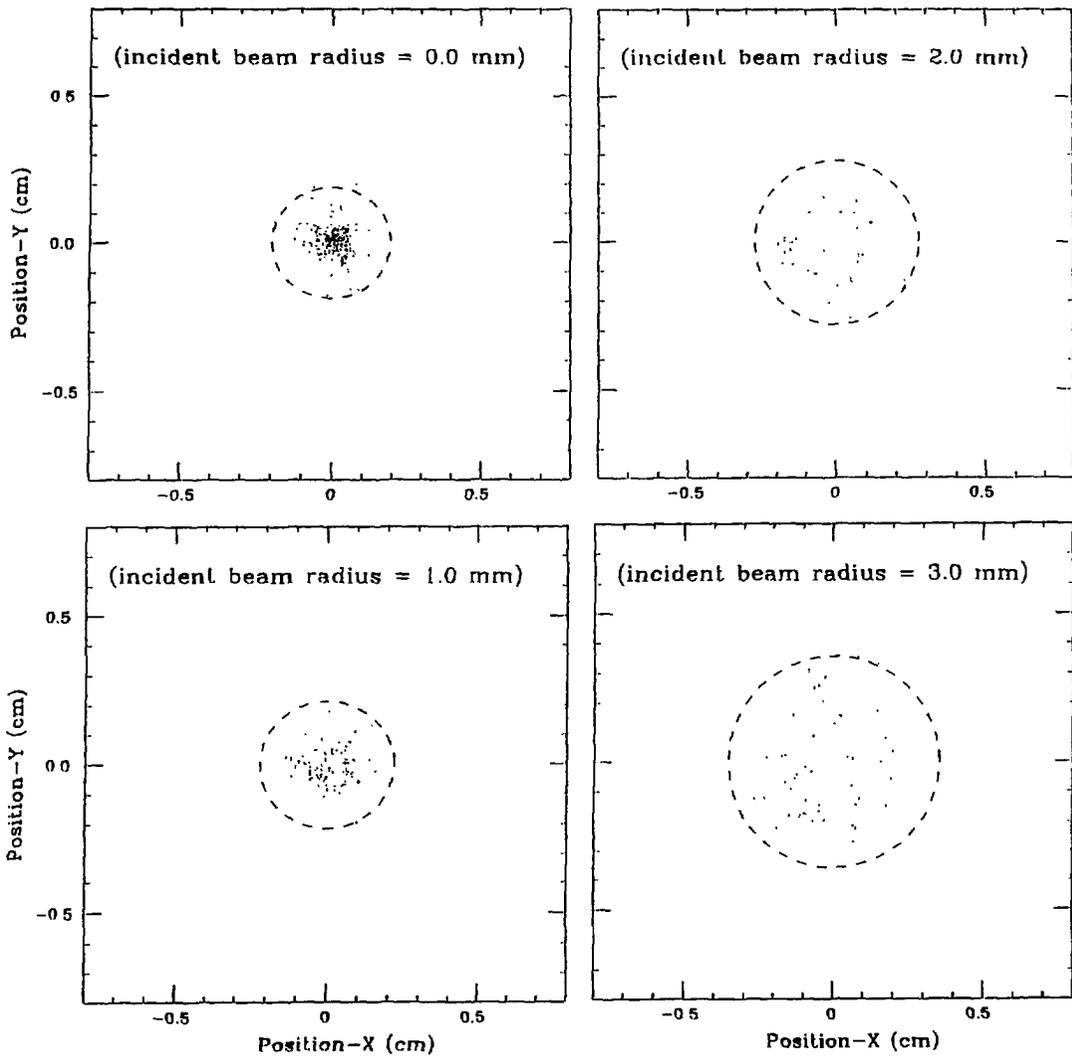


Figure 1 Position plot of positrons at the end of target.
 Four plots correspond to the cases of incident beam radius 0.0, 1.0, 2.0, 3.0 mm respectively.

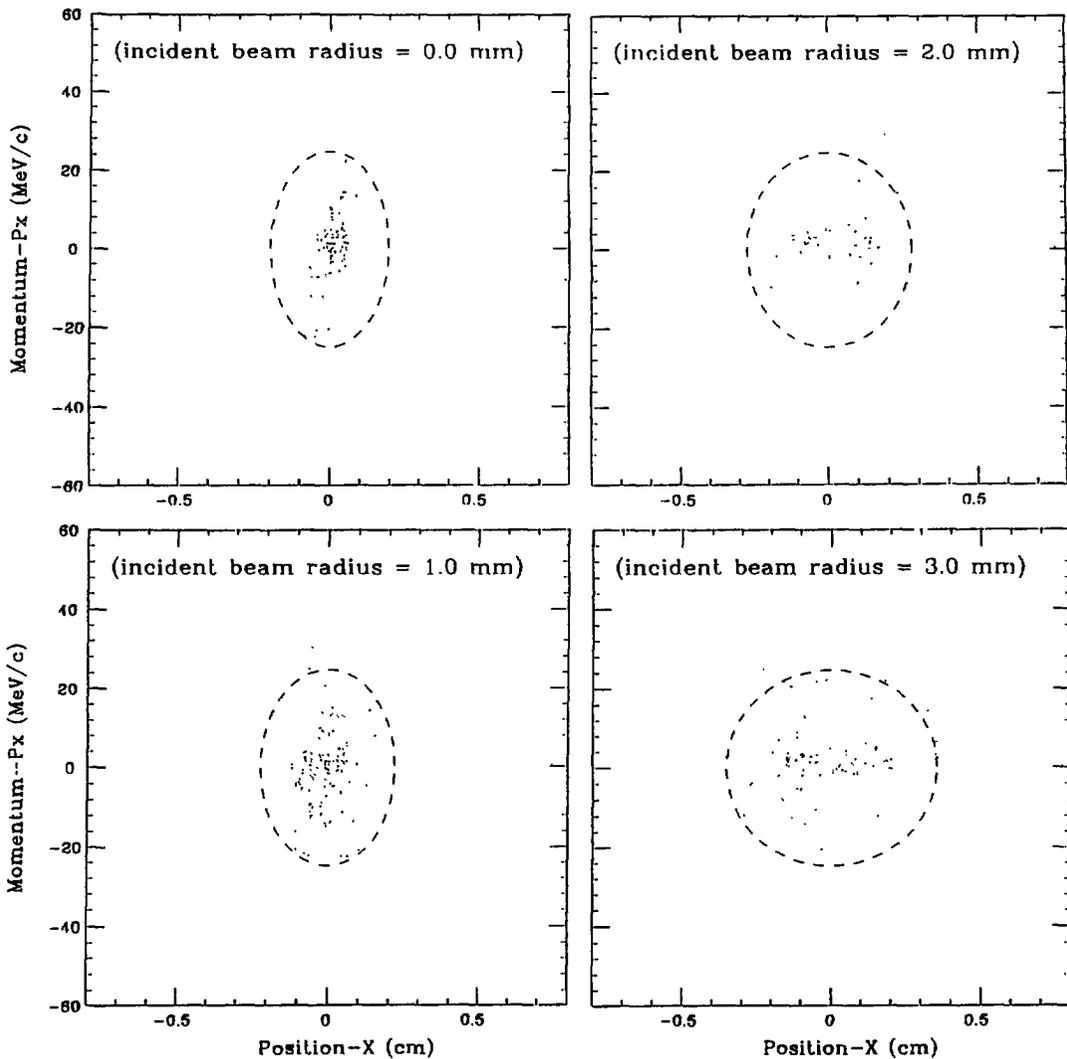


Figure 2 Emittance plot of positrons at the end of target.
 Four plots correspond to the cases of incident beam radius 0.0, 1.0, 2.0, 3.0 mm respectively.

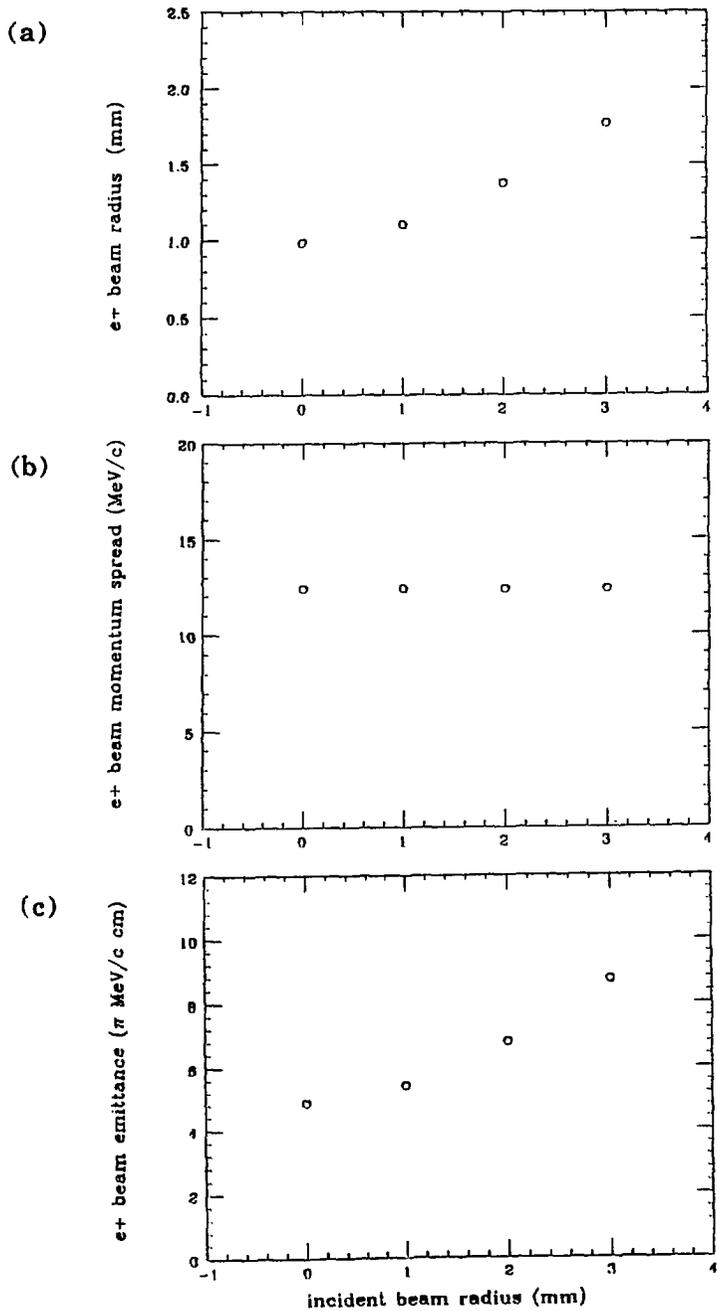


Figure 3 Incident beam size dependence for
 (a) e+ beam position spread (x)
 (b) e+ beam momentum spread (p_x)
 (c) e+ beam emittance (ϵ_x)
 at the end of target.

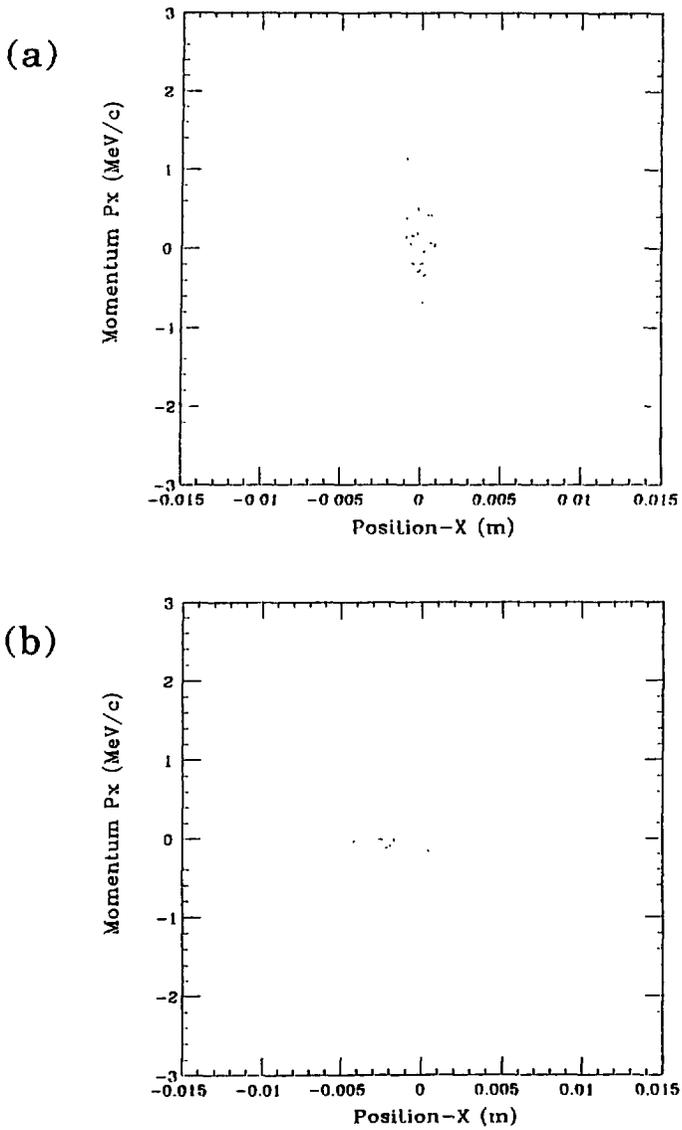


Figure 4 e^+ beam emittance (ϵ_x)
(a) at the end of target
(b) at the end of solenoid magnets

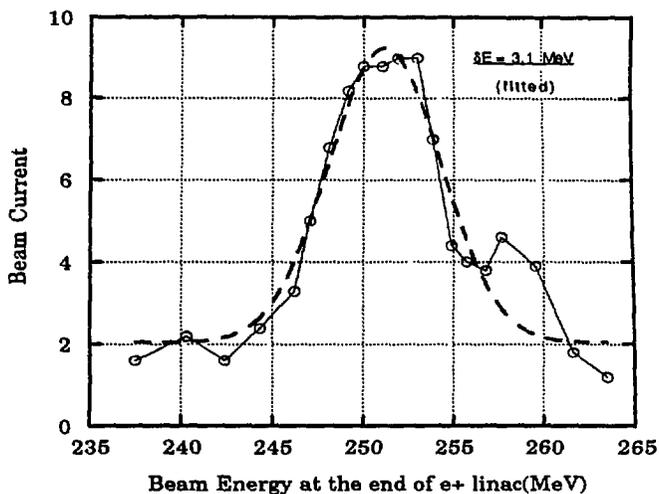


Figure 5 e⁺ beam energy spectrum at the end of e⁺ linac.
(Observed)

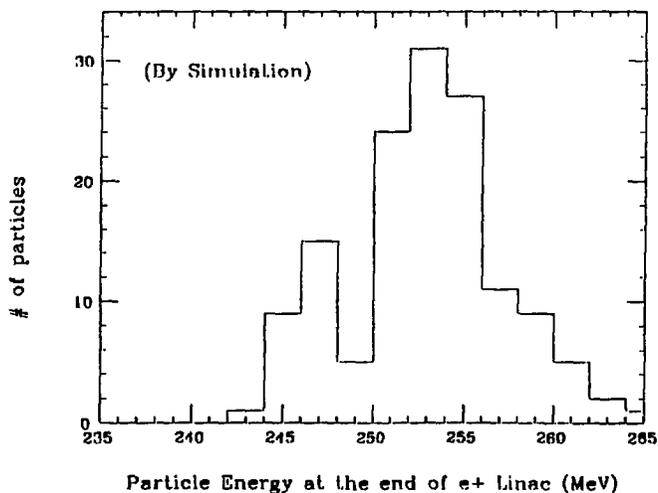


Figure 6 e⁺ beam energy spectrum at the end of e⁺ linac.
(Simulated)

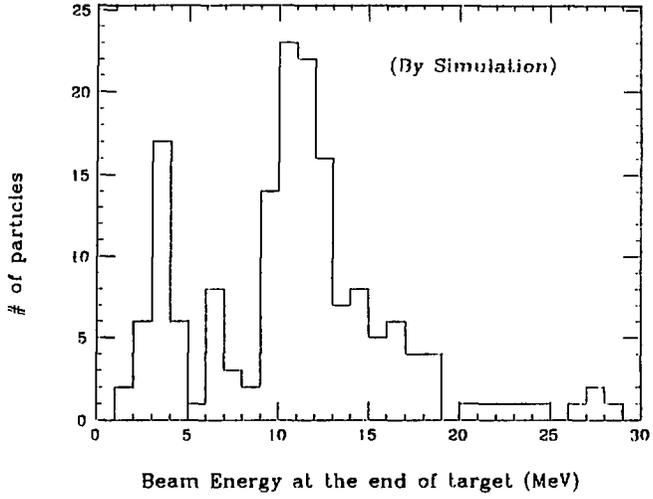


Figure 7 e^+ beam energy spectrum at the end of target.
(Simulated)

J L C陽電子源の設計

NKKA^A, KEK^B

井田博之^A, 宇野彰二^B, 浦川順治^B, 川端節彌^B
住吉孝行^B, 竹内康紀^B, 宮本彰也^B, 吉岡正和^B

DESIGN OF THE JLC POSITRON SOURCE

NKKA^A, KEK^B

H. Ida^A, S. Uno^B, J. Urakawa^B, S. Kawabata^B
T. Sumiyoshi^B, Y. Takeuchi^B, A. Miyamoto^B, M. Yoshioka^B

^AEngineering Research Center, NKK Corporation
1-1 Minamiwatarida, Kawasaki-ku, Kawasaki-shi, 210 Japan

^BKEK, National Laboratory for High Energy Physics
1-1 Oho, Tsukuba-shi, Ibaraki-ken, 305 Japan

A simulation program has been developed in order to design an intense positron source for the JLC. In this program, EGS4 code simulates positrons' positions and momenta at the exit of the target made of dense material. By using this program, design of the JLC positron source has been carried out in order to optimise positron yield. The results of the calculations are presented.

1. 概要

高エネルギー物理学において物質の究極的構成要素及び究極的相互作用を追求するための次期加速器として、電子-陽電子のリニアコライダーが注目を集めている。KEKにおいても、JLC(Japan Linear Collider)の研究開発が精力的に進められている¹⁾。リニアコライダーのビームはその構造上、一回限りの使い捨てであるため、高いルミノシティを得るためには、大強度の陽電子源の開発が必要不可欠である。JLCのバンチ構造を図1に示す。

陽電子は、ターゲット内で起る電磁カスケードシャワーによって生成されるが、解析的な方法で電磁カスケードシャワーを取扱うことは困難である。そのため、電磁カスケードシャワーモンテカルロ計算コード EGS4²⁾を用いたシミュレーションが、陽電子源の設計に有用な情報を得るために不可欠である。KEKでは、JLCで使用する主要コンポーネントについて実際にテスト装置を建設し、試験を行うために、ATF (Accelerator Test Facility) の建設を進めている。ATFでは、大強度陽電子源の試験研究が行われる予定である。しかし、陽電子源の最適化を実験により検討することは非常に困難であり、計算機によるシミュレーションを行い、研究開発を進める必要がある。ここでは、現在KEKにおいて進められているJLC用大強度陽電子源の研究開発の現状を述べる。

2. 陽電子源について

陽電子源はその機能により a) 入射電子を陽電子に変換するターゲット部、b) 発生した陽電子を効率良く収集する集束部及び c) 収集した陽電子を加速する加速部に大別される。ターゲット部では入射電子による電磁カスケードシャワーによって陽電子が生成される。ターゲット出口での陽電子の横方向の拡がりは数 mm であるが、横方向の運動量は大きな拡がりを持っている。これに対して、下流の加速管のアイリス径は S-バンドの場合 20mm 程度であるが、横方向の運動量が小さな陽電子しか加速することができない。したがって、陽電子の生成効率を上げるためには、集束部において (x, p_x) 位相空間上縦長の楕円状に分布した陽電子を横長の位相空間に変換してやらなければならない。リアコライダの場合、エネルギーアクセプタンスが大きな Adiabatic Device が位相空間の変換方式に適している³⁾。加速部では、空間電荷効果によるビームの拡がりを抑えるために、高加速電界で加速され、ブレダンピングリングあるいはダンピングリングに導かれる⁴⁾。

3. シミュレーション手法

ターゲット部における電磁カスケードシャワーのシミュレーションには、EGS4コードを用いて、ターゲット出口における陽電子の位置、運動量を求める。集束部及び加速部では、ルンゲクッタ法を用いて、発生した陽電子の挙動をシミュレートしている。集束部では、Adiabatic Device による磁場

$$B_z = \frac{B_0}{1 + \mu z}, \quad B_r = -\frac{r}{2} \frac{dB_z}{dz} + \frac{r^3}{16} \frac{d^3 B_z}{dz^3}$$

を与え、陽電子は運動方程式 $dp/dt = q \mathbf{v} \times \mathbf{B}$ に従う。加速部は、travelling wave, disk-loaded waveguide 型で、周波数は 2856MHz である。加速電界は、

$$E_x = E_y = 0, \quad E_z(t) = E_0 \sin(\omega t - kz + \phi)$$

として、陽電子の飛行時間を考慮したシミュレーションを行っている。

4. シミュレーション結果

JLC 陽電子源の設計の出発点として表 1 に示す SLAC の SLC 陽電子源のパラメータを参考として用いた。固体金属ターゲットでは熱的な問題から入射電子ビーム強度が制限される。SLC の運転実績等から固体金属ターゲットが衝撃的応力によって破壊されない範囲で電子ビームの強度を仮定し、SLC と同等な入射電子ビームの拡がり $\sigma = 0.8 \text{ mm}$ を仮定すると、JLC の陽電子源で必要となる normalized yield は $0.2 e^+/e^- \text{ GeV}$ となる。これは、SLC 陽電子源の normalized yield の 3 ~ 4 倍の値である⁵⁾。ここで、normalized yield はブレダンピングリングのアクセプタンス内に入る陽電子の数を入射電子数で割り、更に入射電子のエネルギー [GeV] で割ったものである。ここで行ったシミュレーションでは、入射電子ビームのエネルギーとして SLC での値 33GeV を採用しているため、必要となる生成効率は 33GeV 入射電子 1 個あたり 6.6 となる。

表1のパラメータに対するシミュレーション結果を表2の設計ベースの欄に示す。ターゲット出口で入射電子1個当たり66個の陽電子が発生するが、加速管出口に到達するものは5.2個である。このうち、ブレンディングリングのアクセプタンス $\gamma\epsilon=3\times 10^{-3}$ rad-m, $\Delta E/E=\pm 1\%$ 内に入っている陽電子は1.8個である。この値は、必要となる生成効率を大きく下廻っており、パラメータの最適化が必要となった。

最適化の方向として、a) 入射電子ビームの拡がりを大きくし、加速管のアイリス径を大きくする、b) 加速時の位相を最適化する、c) 集束部の磁場を大きくする等を検討した。現時点で得られた最適な陽電子源のパラメータ及びシミュレーション結果をそれぞれ表1及び表2に示す。加速部出口でブレンディングリングのアクセプタンス内に入った陽電子は2.4個に増加した。このシミュレーションでは、入射電子ビームの拡がりを $\sigma=0.8\text{mm}$ から 1.2mm に大きくしたため、熱的な負荷が $(0.8)^2/(1.2)^2=1/2.25$ に減少する。つまり、入射電子ビーム強度を約2倍とすることが可能となり、必要となる生成効率が33GeV入射電子に対して6.6から3.3に低減されたことと等価であるが、目標には到達していない。

目標とする陽電子生成効率を達成するためには、ブレンディングリングのアクセプタンスを大きくすることが考えられる。最適化されたパラメータに於ける、ブレンディングリングのアクセプタンスの変化による生成効率の変化を図2に示す。エネルギーアクセプタンスの増加は、SLCで使用されているエネルギーコンプレッサーの採用によって可能であるが、生成効率の増加に対する効果は大きくないことが判る。また、ブレンディングリングのエミッタンスカットを $\gamma\epsilon=6\times 10^{-3}$ rad-m とすると、生成効率は2.4から4.4と約2倍に増加する。このアクセプタンスの増大は現在迄の検討によると達成可能であり⁵⁾、目標生成効率を上廻ることが予想される。

5. まとめ

陽電子源の設計のためのシミュレーションが可能となり、JLCに必要な陽電子源のパラメータが明らかになってきた。最適な陽電子源を目指して、更にシミュレーションを行う予定である。また、生成効率を増加させるためのアイデアとして、a) ターゲットを1mm程度のワイヤ形状にする、b) 加速部において低電界、逆位相で運転することがSLACのR.Millerらから提案されている⁶⁾。これらのシミュレーションを行うには、EGS4コードに粒子の飛行時間を積算するルーチンの追加及び新たなプログラムの導入が必要であり、現在まで詳細な解析には至っておらず、今後の課題である。

参考文献

- 1) 竹田誠之, JLC Study Group, JLC計画とATF計画、第15回ライナック研究会
- 2) W.R.Nelson et al., SLAC-265, (1985)
- 3) 竹内康紀, 陽電子発生, OHO'90
- 4) 浦川順治, リニアコライダー, OHO'90

5)黒田茂、私信

6)M.James et al.,SLAC-PUB-5215(1990)

表1 陽電子源のパラメータ

	設計ベース	最適値
ターゲット部		
材質	タングステン	タングステン
形状(ディスクの厚さ)	6放射長=21mm	6放射長=21mm
入射電子エネルギー	33GeV	33GeV
入射電子ビームの拡がり	$\sigma=0.8\text{mm}$	$\sigma=1.2\text{mm}$
集束部		
ピーク磁束密度	6.8 T	8.0 T
長さ	10cm	10cm
加速部		
電界強度	50MV/m (15MV/m)	50MV/m (15MV/m)
長さ	1.5m (3.0m)	1.5m (3.0m)
ビームホールの直径	1.8cm	2.6cm
ソレノイド磁場	0.5 T	0.8 T
初期位相	90°	90° [120MeV以降-10°シフト]

()内の値は低電界部

表2 シミュレーション結果

位置	陽電子数 (入射電子1個あたり)	
	設計ベース	最適値
ターゲット部出口	65.9	65.9
加速部出口	5.2	15.3
エミッタンスカット後	2.8	3.1
モーメントムカット後	1.8	2.4

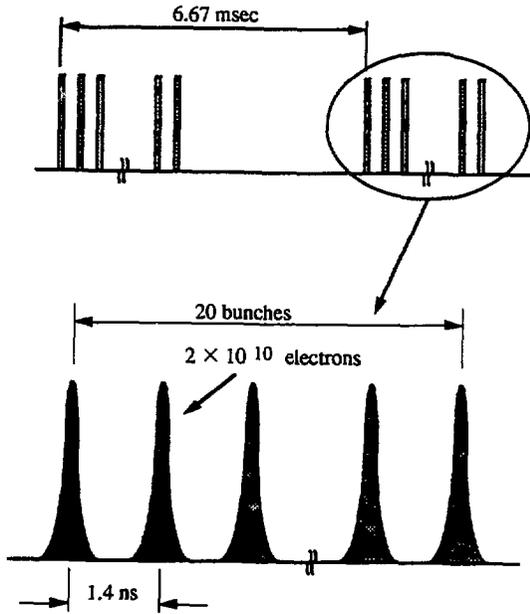


図1 ILCのバンチ構造

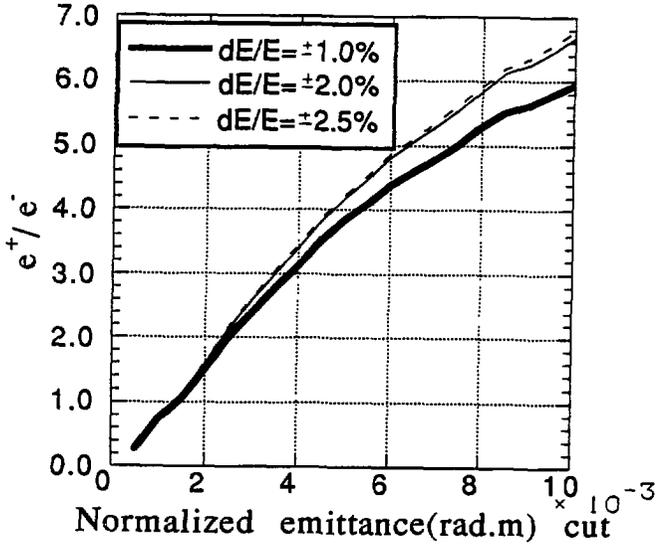


図2 プレダンピングリングのアクセプタンスの変化による生成効率の変化

原子核を点として扱うことの影響

名女大情報セ 中塚隆郎
近大理工総研 北村 崇

Effects of the Point-Like Nucleus Model on the EGS Simulation Results

Takao Nakatsuka
Information Processing Center,
Nagoya Women's University, Shioji, Nagoya 467, Japan
Takashi Kitamura
Research Institute for Science and Technology,
Kinki University, Higashi-Osaka 577, Japan

Although EGS simulation code has predicted many excellent results in various transport problems of charged particles, some discrepancy from experimental data is yet found in calculation of mean square deflection angle.

We estimated reconstruction error of arrival direction observed in water cherenkov detector by the classical Fermi theory, which show fairly good agreement with experimental data. On the other hand, a similar estimation made by Kamioka group using EGS code gave tendency of higher value at electron energy greater than about 20 MeV, and lower value at less energy.

The discrepancy seems attributed on the Molière formula used in EGS code. As well known, the formula gives divergence of mean deflection angle due to point-like model of nucleus, instead it gives high accuracy of angular distribution. Suppression of large angle scattering due to interference by nucleus is not considered in EGS simulation. To keep accuracy also in the $\langle \theta^2 \rangle$ estimation, it would be a practical method to introduce cut at about λ/d in the second term, or the single scattering term, of Molière solution.

1. はじめに

水チェレンコフ検出器というニュートリノ測定のための重要な装置があるが¹⁾, この検出器による到達粒子の到来方向決定精度の算定は, 太陽ニュートリノの強度決定などに関わる重要な計算である^{2, 3)}. 我々はこの精度について独自に試算したことがあったが⁴⁾, その結果を水チェレンコフ検出器を用いる神岡実験グループがEGSを用いて試算した結果⁵⁾と比較したとき, 両者に食い違いがみられた. 我々の試算では荒い近似を取り入れながらも, 平均2乗散乱角が問題になるこの試算では入射電子の広いエネルギー領域でより実験値に近い傾向を見せた.

両試算の食い違いの原因は多重散乱過程の取扱いの違いにあると考えられる. 我々が理論的基礎としているのは古典的なフェルミ理論であるが⁶⁾, EGSではより進歩したモリエール-ペーテ理論である^{7, 8)}. モリエール-ペーテ理論は数学的にはより精度の高いことが知られている反面, 原子核を点で扱っているため平均2乗散乱角が発散するという, 実際の応用にあたっての欠点も知られている.

この経験から特に角分布の側面から, EGSを利用した結果を見るときに注意点と, EGSをより実用的にするための試案を述べたいと思う.

2. 水チェレンコフ検出器における入射電子の到来方向決定精度の試算

水チェレンコフ検出器においては、荷電粒子の発するチェレンコフ光の分布から到来方向を決定する。そこで我々は到来方向の決定精度を、電子の通過径路に沿っての、光子数の重みをつけた根2乗平均散乱角と定義した。定義自身は神岡グループもほぼ同じと読み取っている¹⁾。

電子の平均2乗散乱角は古典的フェルミ理論を用いて

$$\frac{d\langle\theta^2\rangle}{dt} = \frac{E_s^2}{p^2v^2}, \quad -\frac{dE}{dt} = \epsilon. \quad (2.1)$$

より

$$\langle\theta^2\rangle = \frac{E_s^2}{2\epsilon} \left[\frac{E}{p^2c^2} - \frac{E_0}{p_0^2c^2} - \frac{1}{2mc^2} \ln \frac{(E-mc^2)/(E_0-mc^2)}{(E+mc^2)/(E_0+mc^2)} \right]. \quad (2.2)$$

と評価した。

一方チェレンコフ光子の数は

$$dN \propto \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) dt \propto \frac{\beta^4}{1-\beta^2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) d\langle\theta^2\rangle. \quad (2.3)$$

と図1のように減少する。そこで我々は検出光子数が指数関数的に落ちると仮定して光子数の重みをつけた平均2乗散乱角 $E[\langle\theta^2\rangle]$ を

$$\begin{aligned} E[\langle\theta^2\rangle] &\propto - \left[\frac{d}{d\langle\theta^2\rangle} \ln \left\{ \frac{\beta^4}{1-\beta^2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \right\} \right]^{-1} \quad (\text{at } \langle\theta^2\rangle = 0) \\ &= \frac{1 - 1/n^2\beta^2}{2 - \beta^2 - 1/n^2\beta^2} \frac{E_s^2}{2\epsilon p v}. \end{aligned} \quad (2.4)$$

と評価した。結果は図2の破線に示されるとおりである。

図2の1点鎖線に示される神岡グループの試算と比較すると、約20 MeVを境にしてこれ以上で我々の方が低めに、これ以下で我々の方が高めにという算定であった。

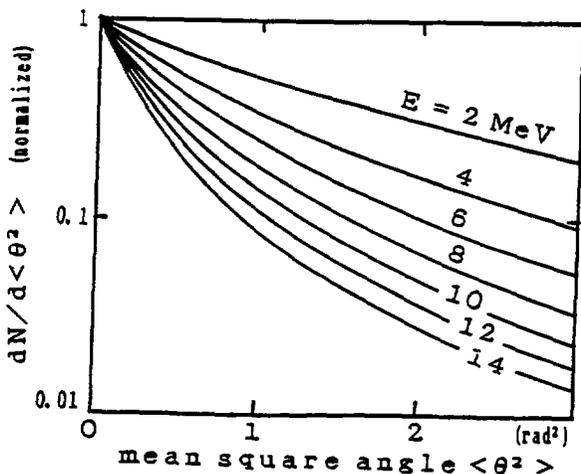


図 1

3. 多重散乱に関するフェルミ理論とモリエール理論の違い

物質 $x \text{ g/cm}^2$ を通過して多重散乱を受けた荷電粒子の角分布 $f(\theta, x) 2\pi \theta d\theta$ は西村のテキスト⁹⁾を参考にすると、微分方程式

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \iint \{f(\vec{\theta}-\vec{\theta}') - f(\vec{\theta}')\} \sigma(\vec{\theta}') d\vec{\theta}' \quad (3.1)$$

から求まる。ここに $\sigma(\vec{\theta})$ は単一散乱の角分布である。 $\sigma(\vec{\theta})$ が軸対称であるとき (3.1) の解は

$$f = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \zeta d\zeta J_0(\zeta\theta) \exp[-2\pi x J_0^2(\zeta\theta)] \{1 - J_0(\zeta\theta)\} \sigma(\theta) d\theta \quad (3.2)$$

となる。

両理論の基本的な違いは指数関数内の積分の取扱いにある。フェルミ理論では遮蔽効果と原子核の干渉効果に対応してそれぞれ $\theta_{\text{min}} \sim 0.01 \text{ MeV/pc}$, $\theta_{\text{max}} \sim 100 \text{ MeV/pc}$ のカットを考え、 $1 - J_0(\zeta\theta)$ を級数展開し、その初項 ζ^2 項のみを用いる。このとき解はガウス分布となる。この近似は物質中の通過距離がきわめて大きい (例えば $t \gg 25$) とししか成立しない¹⁰⁾。

一方モリエール理論では遮蔽効果のみを考え、 θ_{max} を無限大とするが、このことは原子核を点として考えることに対応する。このとき ζ^2 項の係数に対数項が現れることになる。解は初項に多重散乱項、第2項に単一散乱項、第3項以後に複数散乱項を含む、より精密なものとなる。ただしモリエール理論では角分布の2次のモーメントは発散する¹¹⁾。

4. 両試算の食い違いの原因

図2に超新星 SN1987A 爆発のとき得られた実験データを同時に示す¹⁾。先ず気がつくことは、古典的と言われるフェルミ理論を用いた我々の荒い計算が表示全エネルギー領域にわたって実験データを結構よく説明することと、EGSを用いた計算は20 MeVまでの結果を示しているが、それを越えるあたりから過大評価の傾向を示すことである。

実は平均2乗散乱角を計算する限りフェルミ理論は荒くはないのである。(3.1)の両辺に θ^2 を掛けて $\vec{\theta}$ で積分すれば得られるように

$$\frac{d}{dt} \langle \theta^2 \rangle = \iint \theta^2 \sigma(\vec{\theta}) d\vec{\theta} = \mu_2(E), \quad (4.1)$$

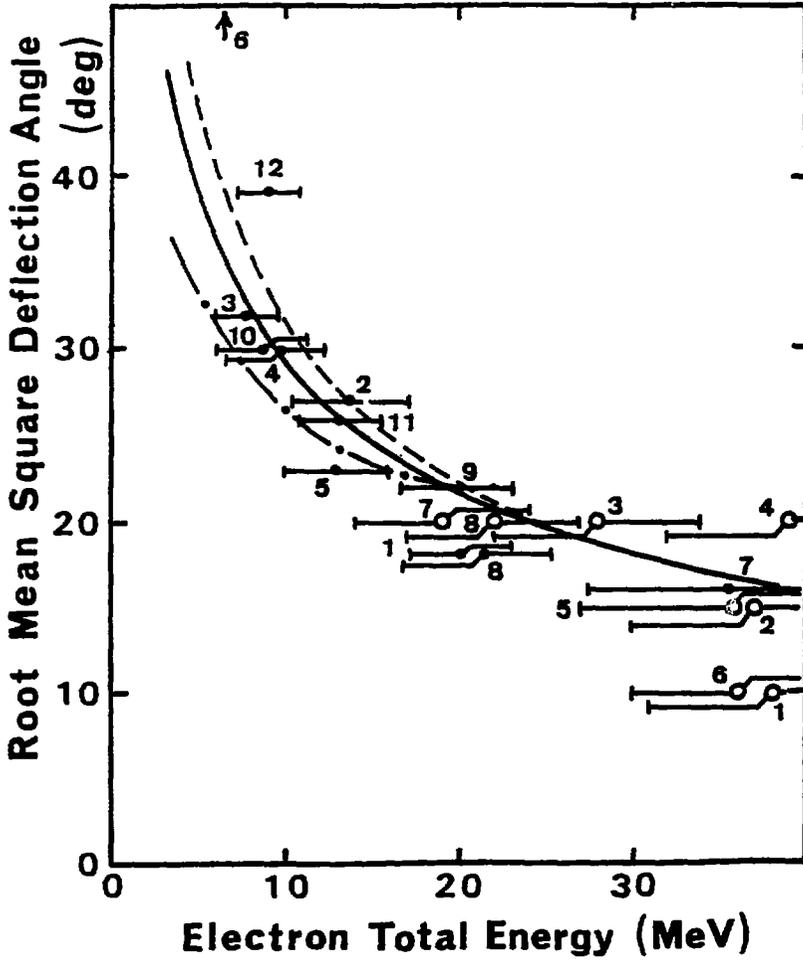
となって、(2.1)が得られるのである。ここに $\mu_2(E)$ は単一散乱公式の2次のモーメントである。

モリエールの多重散乱理論で平均2乗散乱角が発散することは、その基本的な立場、単一散乱の角分布を $\theta^{-2} 2\pi \theta d\theta$ に比例する形で考え、散乱角範囲を遮蔽効果に対応する下限 θ_0 から無限大までとすることに関係する。つまり原子核を点として扱うことに起因する。

実際には大角散乱は、幾何学的な上限および原子核の干渉効果により抑制される。後者は $\theta_{\text{max}} \sim \alpha/d$ あたりの、ほぼエネルギーに反比例する上限角に対応する¹²⁾。このため平均2乗散乱角は有界な値をもつ。

EGSの計算ではモリエールの角分布公式に、立体角の補正としてエネルギーによらない関数 $\sqrt{(\sin \theta / \theta)}$ を掛ける⁹⁾形で取り扱う。これは有効上限角約 $2\pi/3$ に相当する。このため平均2乗散乱角は有限な値を持つ。しかし注意すべきは

ここでは原子核の干渉の効果が考慮されていないことである。結果としてEGSでは、電子のエネルギーが約 20 MeV を越えるあたりから平均 2 乗散乱角に過剰評価を与えることになる。



5. 我々の試算の補正

逆に約 20 MeV より低いエネルギーの時にはフェルミ理論で考える有効角範囲 (θ_{min} , θ_{max}) は幾何学的上限値 π を越え、明らかに不都合である。これはフェルミ理論の基礎とする単一散乱公式

$$\sigma_G(\theta)d\omega = N \frac{4Z^2 r_0^2 m_e^2 c^2}{A p^2 \beta^2} \theta^{-4} 2\pi \theta d\theta \quad (5.1)$$

が $[0, \infty)$ で定義されているからである。例えばモットの公式

$$\sigma_M(\theta)d\omega = N \frac{Z^2 r_0^2 m_e^2 c^2}{4A p^2 \beta^2} \{1 - \beta^2 \sin^2(\theta/2)\} \sin^{-4}(\theta/2) 2\pi \sin\theta d\theta. \quad (5.2)$$

は $[0, \pi]$ で定義されている。よって我々は (2.4) の $E[\langle \theta^2 \rangle]$ を、入射エネルギー時点での有効角範囲 (θ_{min} , θ_{max}) での両散乱公式の 2 次のモーメント μ_2 の比で補正することにした。ちなみにこのエネルギー領域で EGS の与える根平均 2 乗散乱角は、ラザフォードやモットの公式の与えるものより数% 低い。我々の補正結果を図 2 の実線で示す。広いエネルギー範囲で実験データをよく説明するようである。

6. 我々の経験から見た EGS の検討すべき点

利用可能ということも考えたとき、多重散乱理論の中で最も進歩しているのはモリエール-ベーテ理論であることは万人の認めるところである。しかし、平均 2 乗散乱角などという個別のテーマを対象とするとき、モリエールの巧みな数学的プロセスが不必要となるばかりでなく、理論の前提としての“原子核を点として考える”ことが悪い精度を導くということもある。

平均 2 乗散乱角が分布解析の基本量であり実験的にも議論し易いということを考えるとき、また EGS に多分野の不特定多数の利用者がいることを考えるとき、角分布の精度と平均 2 乗散乱角の精度と両立するような取扱いを工夫することも重要と考えられる。EGS で荷電粒子の飛跡を追跡するとき、ステップを短くとるときモリエールの解は第 2 項の単一散乱項が主要となる⁹⁾ことを考慮するならば、この第 2 項に π/d あたりの上限を設けることはかなり実際的な一つの方法であることに思われる。

参考文献

- 1) K.S.Hirata et al., Phys. Rev. D38(1988) 448.
- 2) K.S.Hirata et al., Phys. Rev. Lett. 65(1990) 1297.
- 3) J.N.Bahcall and H.A.Bethe, Phys. Rev. Lett. 65(1990) 2233.
- 4) T.Nakatsuka, K.Kobayakawa and T.Kitamura, Proc. of Fourth Pacific Physics Conference, Seoul (1990) 1425.
- 5) M.Nakahata, UT-ICEPP.88.01 (1988).
- 6) B.Rossi and K.Greisen, Rev. Mod. Phys. 27(1941) 240.
- 7) G.Molière, Z.Naturforsch. 3a(1948) 78.
- 8) H.A.Bethe, Phys. Rev. 89(1953) 1256.
- 9) J.Nishimura, Handbuch der Physik, Band 46(1967) 1.
- 10) T.Nakatsuka, Phys. Rev. D35(1987) 210.
- 11) W.T.Scott, Rev. Mod. Phys. 35(1963) 231.
- 12) S.Olbert, Phys. Rev. 87(1952) 319.

Running EGS4 on Unix Workstations and Personal Computers

Yoshihito Namito

National Laboratory for High Energy Physics

1-1 Oho Tukuba Ibaraki 305, Japan

Several points, which should be taken care when a EGS4 user run the EGS4 on Unix workstations or personal computers are discribed. The NRCC version EGS4, which has already modified to run on Unix workstations and IBM-PCs are introduced.

1. はじめに

EGS4をはじめとするモンテカルロ計算をWS,PCなどの小型計算機で行うことが、原理的には可能になってきている(表1)。しかし実際には、これらの計算機については従来科学計算に使われてきた大型機に較べてユーザーの経験が少なく、精度に不安がもたれる場合もある。そこで、EGS4をWS,PCで使用する場合に注意を要する点について、経験、NRCC版EGS4のUNIX用パッケージ、IBM-PC用パッケージをもとに具体的に述べる。

2. SLAC版EGS4のWSでの実行で注意を要する点

2 a. MORTRAN

MORTRAN本体であるMORNEW77.Fプログラム中にLONGというFunctionがある。しかし、LONGはしばしばWSの組み込み関数として使われる名前であるので、これをEXTERNAL宣言するか、名前を例えばLLONGなどに変更する必要があることがある。

2 b. PEGS4

i)実数の定義域の違い

IBM系での単精度実数の定義域は、WSでの定義域より少し広い。このため、PEGS4で使われている $1.E-38$ という値が、WSでは0として扱われ、その結果、誤動作が生じる。これを防ぐため、 $1.E-38$ を $1.18E-38$ 以上に変更しなければならない。

ii)数値渡しとアドレス渡し

IBM系ではサブルーチンコール時に引き数を数値で渡す。このため、例えば実引き数が単精度実数、仮引き数が倍精度引き数という不一致があっても誤動作しにくい。一方、WSでは引き数のアドレスのみをサブルーチンに渡すので、型の不一致は、直ちに誤動作の原因になる。

PEGS4には、引き数の型、数の一致していないサブルーチンコールが約10箇所程あるので、これを修正する必要がある。

2 c. EGS4本体

EGS4.MOR,EGS4MAC.MOR,EGS4BLOK.MORが狭い意味でのEGS4プログラムであるので、ここではこれをEGS4本体と呼ぶ。今のところ修正の必要な所は見つかっていない。

3. User's Codeに関して注意を要する点

ユーザーコードを初めからWS上で作成する場合には問題がないが、IBM系大型機で作成したものをWS上で使う場合には注意を要する。

i) 数値渡しとアドレス渡し

PEGS4で述べたのと同じ問題が起こる可能性がある。簡単な例は、UCSAMPL4のEIは、MAIN ROUTINE では倍精度実数なのに、Subroutine SOWER では単精度であるので、EI は SHOWER に正しく引き渡されず、UCSAMPL4はWSでは異常終了することがある。

ii) write文の余分な括弧

下のような余分な括弧のついた write 文はWSではエラー(LEVEL 8)とされることが多い。

```
write(6,601)((A(I),I=IS,IE),(B(I),I=IS,IE))
```

iii) 型宣言と同時のデータ文

ESG4のユーザーコードでよく使われる下のような型宣言と同時のデータ文はPCのMS-FORTRANではエラーになる。

```
CHARACTER TEMP(24,1)/$'FE',22*' '/;
```

つぎの様に分離する必要がある；

```
CHARACTER TEMP(24,1);
```

```
DATA TEMP(24,1)/$'FE',22*' '/;
```

iv) 乱数マクロ

UCSAMPL4などにふくまれているVAX用乱数マクロを用いる必要がある。

4. NRCC版EGS4

4 a. UnixWS用パッケージ

Alex Bielajew(NRCC,Canada) が、EGS4をおもに低エネルギー部分について拡張し、実質的にNRCC版EGS4として使用している。彼は、これにSUNとIRISのWSで動くように上の2a,2bの修正を加え、UNIX版EGS4として配布している。このUNIX版には、以下の特徴がある。

A. 低エネルギー物理の拡張

i) 低エネルギー電子からの制動輻射の改良

輻射阻止能の修正、制動輻射光子の正確な角度分布、制動輻射光子のスプリットング。

ii) 光電子の角度分布の組み込み

iii) PRESTA

B. グラフィック

3D, カラー、回転、縮小、拡大、移動可能。SUN/PHIGSでかかれており、他のPHIGSの動くWSにも移植可能。

C. C-SHELL プロシジャー

SUN と IRIS で動かすためのカタログプロシジャーが含まれている。

4 b. IBM-PC用パッケージ

ALEX BielajewがIBM-PC用EGS4パッケージを作成し、IAPH(USA)から配布している。

PC版EGS4=UNIX版EGS4 - グラフィック - C shell procedure + MS-DOS procedure である。F77L-RM/3 または NDP FORTRAN が必要であるといっている。

5. PC98上での実行

未だテスト段階である。表2に示す通りMORTRANとEGS4本体については、PC9801RAとNDPフォートランを用いたテストを行い正常に動作することを確認済みである。MORTRAN FILEから実行までを自動的に行うBATCH FILEの作成や、PEGS4の動作チェックは近い内に行う予定である。

6. まとめ

EGS4をWSで動かすためには、NRCC版MORTRANとNRCC版PEGS4をもちいるとよい。丁寧にコメント付きで修正が行われており、かつユーザーに拡張などを意識させないからである。EGS4本体には、WSで動かすためのPatchの必要がないので、SLAC版、NRCC版のどちらをもちいてもよい。NRCC版のEGS4本体には、低エネルギー物理の拡張がふくまれているというメリットがあるが、例えば、COMIN/USER がシステムによって使われているためユーザーが自由に使えないといった、多少の使いにくさもある。従って、低エネルギーユーザーにはNRCC版EGS4本体、それ以外のユーザーにはSLAC版EGS4本体が推奨される。3D グラフィックはユーザーコードと後処理プログラムのみに関係するので、どちらのEGS4本体とも組み合わせることができる。

EGS4をIBM-PCで動かすには、NRCC版のIBM-PCパッケージを用いればよいはずである。但し、国内では未だ走らせたということは聞いていないので、バグの有無、精度等は不明である。EGS4をPC9800で走らせる事は、KEKではテスト段階である。

次に、MORTRANとEGS4本体に上記のPatchを当てたのちにWSでEGS4を実行して大型機と差が出るのはいまの所つぎの場合だけである。

- a) ユーザーコードがWSのFORTRANの厳しい制限、たとえば、引き数の型の不一致に引っかかる場合。この場合は、ユーザーコードを修正する必要がある。
- b) 実数の精度の微妙な差が影響する場合。一般にWSの方が大型機よりも高精度であるので、普通問題はない。

従って、現在のところEGS4の実行に当たって大型機の倍精度での計算とWS結果が違い、かつその原因が不明であったことはない。PCは未だ実用上十分なスピードではないので詳しくは調べていない。

表1 主なWS,PCのEGS4実行速度比(対Hitac M680比、UCSAMPL4使用)

Company	Computer	Speed	Company	Computer	Speed	
NEC	PC9801VX	1/176#1	Silicon Power		1/3.2	#1 With 80287
NEC	PC9801RA	1/46.3	Graphics Station			
IRIS	4D/20G	1/7.7	OMRON	LUNA 88A	1/3.8	
HP	9000/375	1/13.8	DEC	VAX8530	1/10.5	
DEC	Station3100	1/4.2	SUN	SPARC-1	1/10.8	
DEC	Station5000	1/2.7	DG	AV310C	1/4.4	

表2 高エネ研におけるEGS4のWS,PC上での整備状況

	Workstation#1		PC9800	
	SLAC版	NRCC版	SLAC版	NRCC版
EGS4本体	○	○	△#2	予定
MORTRAN	#3	○	△#2	予定
PEGS4	#3	○		予定

#1 DEC Station 5000およびSUN Sparc Station

#2 Batch File 未作成(作成予定)

#3 本文の修正によって動くことを確認した。現在では、NRCC版を使用している。

EGS4コード汎用ユーザズ版の開発

動力炉・核燃料開発事業団^A 百瀬琢磨^A, 野尻一郎^A
成田 脩^A
三菱原子力工業株式会社^B 岩井 敏^B, 林津雄厚^B
佐藤 理^B, 中村充志^B

Improvement in the EGS4 code system - general purpose electron-photon
Monte Carlo transport code system

T. Momose^A, I. Nojiri^A, O. Narita^A,
S. Iwai^B, Y. Rintsu^B, O. Sato^B, and M. Nakamura^B

A: Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, 319-11, JAPAN
B: Mitsubishi Atomic Power Industries Inc.
1-297 Kitabukuro-cho Omiya-shi Saitama-ken, 330, JAPAN

This work describes the development of a general purpose users' version of the EGS4 code system. Users can use this version to solve complicated geometrical problems, without the knowledge of MORTRAN3 language and the techniques of devising user-written subroutines; in the original code system users have to write these subroutines for a given problem, since they are not supplied in it.

The original EGS4 code system is a three-dimensional Monte Carlo code simulating electron-photon transport, developed by Nelson at SLAC.

Although the original EGS4 code system is very popular as a general electron-photon transport code, the two following items prevent novice users from using this original system.

- (1) For a given problem, user has to write the geometrical subroutine of HOWFAR, the AUSGAB subroutine which scores and outputs particle weight, and the MAIN program which initializes various parameters and control the whole program.
- (2) User has to usually write the user-written subroutines in the structured language called MORTRAN3 developed at SLAC.

Then, we have developed a new version of the EGS4 code system, and have named it "the general purpose users version of the EGS4 code system."

In order to design and develop the general purpose version, we have investigated the typical multi-purpose three-dimensional Monte

Calro shielding codes of MORSE-SGC and MCNP, and criticality codes of KENO-Va and MONK-6.3 for reference. These investigations have produced useful information of three-dimensional geometrical modeling methods, multi-purpose source subroutines, detectors, and variance reduction method. This useful information has yielded the multi-pupose user-written subroutines for geometrical modeling, sources, detectors, and variance reduction.

Incorporating these subroutines into the original EGS4 code, we have accomplished the general purpose version of the EGS4 code system without requiring user-written subroutines and the knowledge of MORTRAN3 language.

Two following sample problems were applied to this version for verification:

- (1) Skin dose equivalent evaluation from β -rays emitted from ^{90}Sr ,
- (2) Bremsstrahlung dose evaluation generated in a iron sphere having a point source of ^{90}Y in the center.

These calculational result agree well with results in other calculational methods, respectively.

1. はじめに

本研究では、EGS4汎用ユーザズ版を開発した。このコードシステムはEGS4コードの使用者が、解析する対象に従って独自に作成しなければならないユーザ作成ルーチンの開発、およびその開発に必要なMORTRON3言語の知識を必要としないシステムである。本論では、このEGS4汎用ユーザズ版の内容と β 線被ばく計算および制動放射線の遮へい計算への適用した例について報告する。但し、EGS4汎用ユーザズ版の作成に際して、設計者はMORTRAN MACROを使用して作成しており、FORTRANプログラムをじかに作成したわけではない。

2. 汎用ユーザズ版の開発

2.1 EGS4コードの概要⁽¹⁾

EGS (Electron Gamma Shower) コードは1960年代前半からSLAC (Stanford Linear Accelerator Center)において開発されたきた「電磁カスケード」をシミュレーションするモンテカルロプログラムである。SLACでは当初、高エネルギー物理で使用される検出器の設計等に使用することを目的として開発を進めたが、1978年にはEGS3として一般に公開されてからは核医学やシンクロトロン施設に適用されるようになり、エネルギー下限を下げる等の要求が強まっていた。EGS4はこれらの要求を踏まえ、より多くの分野で有効に活用されるように改良されたものである。

EGS4コード⁽¹⁾は3次元モンテカルロコードであり、次のような機能および特徴がある。

- (1) 電子、陽電子、および光子の輸送を原子番号が1から100の元素、化合物および混合物についてシミュレーションできる。

- (2) 適用エネルギー範囲は荷電粒子では、運動エネルギー数10keV～数TeV、光子では1keV～数TeVである。
- (3) 取扱う物理現象は、以下の9種類である。
- (i) 制動放射線生成、(ii) 陽電子消滅、(iii) Molière多重散乱、(iv) Møller (e^-e^-) および Bhabha (e^+e^-) 散乱、(v) 荷電粒子の飛程に沿った連続エネルギー損失、(vi) 電子対生成、(vii) Compton散乱、(viii) Rayleigh散乱、(ix) 光電効果

2.2 既存の汎用モンテカルロコードの調査

2.2.1 調査項目

公開されているEGS4システムは図1に示すように、幾何学的形状を指定するルーチン(HOWFAR)、粒子の重みをスコアして出力するルーチン(AUSGAB)、線源形状の指定や全体をコントロールするプログラム(MAIN)をユーザーズルーチンとしてMORTRAN3と呼ばれる言語で使用者が作成することが推奨されている。このことは、本コードが汎用コードである大きな特徴であるが、不慣れな使用者には大きな労力を必要とする。

入力データのみでEGS4の計算を簡便に行なえるようにするため、上記のユーザーズルーチンを汎用に開発して、コード体系に組み込むこと、およびモンテカルロ計算の精度を高めるための方法について、遮へいならびに臨界解析計算に使用される代表的な汎用モンテカルロコードを対象に、以下の項目の調査を行った。

- (1) 幾何学的形状の表現方法
- (2) 線源入力方法
- (3) 分散低減法
- (4) 検出器
- (5) 誤差評価

各項目についての調査対象となった汎用モンテカルロコードの一覧を表1に示し、調査結果を表2に示す。

2.2.2 幾何学的形状の表現方法

幾何学的形状の汎用表現ルーチンを確立するため汎用モンテカルロコードMORSE-SGC(MARS⁽²⁾)、MCNP⁽³⁾、KENO-Va⁽⁴⁾およびMONK-6.3⁽⁵⁾の形状表現ルーチンの調査を行った。その結果を表2に示す。表2の結果から基本形状の表現方法は次の2つに分類できる。

- (1) 基本形状の境界面を多項式表示で表現する方法
(多項式方式と名づける)
- (2) 基本形状を位置ベクトルおよび方向ベクトル等を用いて表現する方法
(いわゆるCG方式を含む。この方法を基本図形方式と名づける。)

MARS、KENO-Va、MONK-6.3コードは基本図形方式であり、MCNPは多項式方式である。EGS4コード汎用ユーザーズ版では、MARSのGeometrical packageを選択した。その理由は以下に示す7つである。

- (1) MARS等で用いられているCG方式では、MORSE-CG⁽⁶⁾、QAD-CG⁽⁷⁾、KENO-IV

/CG⁽⁸⁾等多くのコードに用いられており、使用経験のある利用者が多い。

- (2) MARSは汎用サブルーチンとして独立のpackageとなっているため、他のコードに組み込み易い。
- (3) 多項式表現法とMARS方式の表現方法との計算時間の比較は、一般に入れる形状に依存するため、どちらが速いとは言い切れない。複雑な形状においては、KENO-IVに組み込まれたGG（一般多項式表現方式）を用いる方が、KENO-IVのunit-ARRAY type（基本図形方式）よりもはるかに多くの計算時間を要する。
- (4) MARSではARRAYを用いるため、計算時間がかかなり省略できる。
- (5) MARSのGeometrical packageはMORSE-CGのCG packageに比べて、未定義領域のチェック機能があるため、未定義領域に粒子が入り込み、多大なcpu時間を浪費することはない。
- (6) 表2からわかるように、KENO-Vaの基本形状表現は種類が少ない。
- (7) MONK-6.3はきわめて多種多様の形状を表現できるが、表現方法がかかなり複雑である。

したがって、CG方式で8つの基本的形状表現の組み合わせで多くの形状を表現でき、かつ作成した(Universe)の繰り返し表現も可能であるMARS(MORSE-SGC)のGeometrical packageを採用した。なお、基本的形状表現の拡張についてはDEEPコード⁽⁹⁾を参照した。

2.2.3 線源入力方法

線源入力方法としては、以下の4種類の線源が扱えるように線源入力方法の設計を計画した。

- (1) 点線源
- (2) 面線源
- (3) 体積分布線源
- (4) ビーム状線源

面線源および体積分布線源については、複雑な形状表現も可能なように、MARSで定義した領域境界面、又は領域内一様に線源を設定できるものとするが、これらの線源の汎用的な定義方法については、MARS、MCNP、KENO-Va、およびMONK-6.3の汎用モンテカルロコードにも示されていない。ただし、ビーム状線源の定義方法のみが、HETC-KFA⁽¹⁰⁾およびFLUKA82⁽¹¹⁾に示されているため、これらについて適切な入力方法の調査を行った。

FLUKA82はHETC-KFAに比べてビームの広がり角を指定する項があり、実際のビームの物理的イメージに近いため、FLUKA82の入力方式を採用した。

2.2.4 分散低減法

分散低減法については、MCNPにおいて、以下に示す12とおりの方法が用いられていることを参考に調査検討を行った。

- (1) Energy Cut-off
- (2) Time Cut-off
- (3) Geometrical Splitting with Rousian Roulette

- (4) Enelgy Splitting with Rousian Roulette
- (5) Implicit Capture and Weight Cut-off
- (6) Forced Collision
- (7) DXTRAN
- (8) Source Variable Biasing
- (9) Weight Window
- (10) Exponential Transformation
- (11) Correlated Sampling
- (12) Point Detector (Last Collision)

このうち、EGS4汎用ユーザーズ版に利用できる(8)、(9)、(10)の項目については採用することに決める。なお、(1)の項目はEGS4コードに内蔵されている。

なお、項目(10)のExponential TransformationについてはMORSE-CGM⁽¹²⁾の中に以下5種類のバイアスのかけ方が示されているため、この方法を採用する。

- (a) 飛行粒子の方向余弦により、バイアスをかける。
- (b) 指定した点に向かう方向に対する角度により、バイアスをかける。
- (c) ある点から離れる方向に対する角度により、バイアスをかける。
- (d) Z軸と軸とする円筒の半径外方向にバイアスをかける。
- (e) Z軸と軸とする円筒の半径内方向にバイアスをかける。

項目(9)、(3)、(4)に示されているWeight Window法とGeometrical Splitting with Rousian RouletteとEnelgy Splitting with Rousian RouletteがMCNPコードには用いられている。Weight Window法とは、空間及びエネルギーについて、Rousian RouletteとSplittingを行う分散低減法である。ある空間およびエネルギーの範囲に入る粒子に対してSplittingまたはRousian Rouletteを用いて、室内の粒子の重みが一定の範囲内にあるようにする方法である。Geometrical Splitting with Rousian Rouletteとは領域ごとにimportanceを与え、SplittingおよびRousian Rouletteにより、領域間の粒子の重みの比率を変えろという分散低減法である。それをエネルギー位相空間について行ったのが、Enelgy Splitting with Rousian Roulette法である。

Weight Window法が、後者の2つの方法と異なる点を下記に示す。

- (1) Geometrical SplittingおよびEnergy Splittingがそれぞれ空間およびエネルギーのみに依存するのに対して、Weight Window法は空間・エネルギー双方に依存する。
- (2) Geometrical SplittingおよびEnergy Splittingは個々の粒子の重みを判別せずにRousian RouletteとSplittingを行うのに対して、Weight Window法ではあらかじめ粒子の重みを判別してから行う。
- (3) Weight Window法は、粒子の重みの絶対値の範囲に対して定義されるのに対し、他の2者は領域境界ごとのimportanceの比率で定義される。
- (4) Weight Window法では領域境界表面通過と衝突の双方の場合にRousian RouletteとSplittingが行われるのに対し、他の2者は境界表面通過のときのみ行われる。
- (5) Weight Window法は、重みの絶対値を一定の範囲内に抑える作用を持つが、他の2者にはその作用はない。

MCNPコードには、各セル（空間およびエネルギー）ごとの粒子の重みを計算して、その値を用いてWeight Window法のパラメータを自動的に決める機能がある。なお、MORSE-CGMコードにも領域ごとの粒子の平均重みを計算してその値を用いてWeight Window法のパラメータを自動的に決める機能がある。Weight Window法は、古典的なGeometrical/Energy Splitting with Rousian Rouletteに比べて上記に示したように、いくつかの長所があり、かつMCNPおよびMORSE-CGMに用いられている手法を用いれば、必要なパラメータが自動的に設定できるため、Weight Window法の採用を行う。なお、項目(8)のSource Variable Biasingについては、線源から発生する粒子の発生位置、エネルギーおよび角度についてのバイアス手法についてMCNPコードの手法を参考にして作成する。

2.2.5 検出器

検出器については、調査項目として以下の5つを対象とした。

- (1) 点検出器評価法 (Point Detector)
- (2) 面交差評価法 (Surface Crossing Detector)
- (3) 次期面交差評価法 (Next Event Surface Crossing Detector)
- (4) 飛程評価法 (Track Length Detector)
- (5) エネルギー沈着評価法 (Energy Deposition Detector)

(1)~(4)の検出器は汎用化されたものがすでにMORSE-CGMで用いられているため、それらの手法を参考にした。

2.2.6 誤差評価

モンテカルロ法で評価した値は統計誤差を伴うため、その値の持っている誤差評価をする必要がある。MCNPおよびMORSE-CGMで用いられている誤差評価法の調査検討を行った。

MCNPコードでは誤差評価を次のように行っている。使用する記号は以下のとおりである。

Y_i : i 番目のヒストリーの粒子の検出器応答 (但し $i=1, \dots, N$)

$P(Y)$: 変数 Y (検出器応答) の真の分布を示す確率密度関数

$E(Y)$: 変数 Y の真の平均値

$$E(Y) = \int Y \cdot P(Y) dY \quad \text{-----} \quad (1)$$

δ^2 : 変数 Y の真の分散値

$$\delta^2 = \int (Y - E(Y))^2 \cdot P(Y) dY = E(Y^2) - (E(Y))^2 \quad \text{-----} \quad (2)$$

検出器応答を示す変数 Y の真の平均値 $E(Y)$ と真の分散値 δ^2 はモンテカルロ計算から求められないから、 $E(Y)$ のかわりに Y_i の平均値 \bar{Y} を、

$$E(Y) \simeq \bar{Y} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N Y_i \quad \text{-----} \quad (3)$$

δ^2 のかわりに Y_i の分散値 S^2 を

$$\delta^2 \simeq S^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (Y_i - \bar{Y})^2 \simeq \overline{Y^2} - (\bar{Y})^2 \quad \text{-----} \quad (4)$$

$$\left(\text{但し } \overline{Y^2} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N Y_i^2\right)$$

式(3)、(4)はヒストリー数 N が十分大きいとき大数の法則により成立する。モンテカルロ計算により $E(Y)$ の推定値として得られる値は \overline{Y} であるが、 \overline{Y} が $E(Y)$ のまわりに正規分布すると仮定すれば、 \overline{Y} と $E(Y)$ の差異を示す変数としては Y_i の分散値 S^2 ではなく、 \overline{Y} の分散値 $S_{\overline{Y}}^2$ が必要である。 $S_{\overline{Y}}^2$ は、

$$S_{\overline{Y}}^2 = \frac{1}{N} S^2 \simeq \frac{1}{N} \{ \overline{Y^2} - (\overline{Y})^2 \} \quad \text{----- (5)}$$

で表わされる。

MCNPコードでは統計誤差として、

$$R = S_{\overline{Y}} / \overline{Y} \simeq \left[\frac{1}{N} \left\{ \frac{\overline{Y^2}}{(\overline{Y})^2} - 1 \right\} \right]^{1/2} \quad \text{----- (6)}$$

を用いている。

一方、MORSE-CGコードでは全ヒストリー数 N を B バッチに分けて、各バッチの平均値 Y_b (b はバッチ番号)の平均値をとっている。

この値を $\overline{Y_b}$ とすると、

$$\overline{Y_b} = \frac{1}{B} \sum_{b=1}^B Y_b = \frac{1}{B} \sum_{b=1}^B \left(\frac{1}{N/B} \sum_{j=1}^{N/B} Y_{b,j} \right) \quad \text{----- (7)}$$

(但し、 $Y_{b,j}$ は b バッチ中の j 番目のヒストリーの検出器応答)

この値はMCNPコードで用いている \overline{Y} と同じ、すなわち

$$\overline{Y} = \overline{Y_b} \quad \text{----- (8)}$$

である。しかし、MORSE-CGでは誤差評価方法はMCNPと異なり、 Y_b の分散値 S_{Y_b} を用いている。すなわち

$$S_{Y_b}^2 = \frac{1}{B-1} \sum_{b=1}^B (Y_b - \overline{Y_b})^2 = \frac{1}{B-1} \sum_{b=1}^B (Y_b - \overline{Y})^2 \quad \text{----- (9)}$$

$S_{Y_b}^2$ は Y_b の分散値であるためバッチ数は十分に大きくなければならない。

MORSE-CGコードでは統計誤差としてFSD(fractional standard deviation)すなわち

$$\text{FSD} = S_{Y_b} / \overline{Y} \quad \text{----- (10)}$$

を採用している。

両者の誤差評価の方法を比較すると次のことがわかる。

- (1) MCNPの方法はバッチ数に無関係であるが、MORSE-CGの方式はバッチ数に依存する。
- (2) MORSE-CGの方法を用いると1バッチごとのヒストリー数も十分大きい必要がある。

これらの検討から誤差評価方法として、MCNPで用いている誤差評価を用いることにする。

2.3 EGSコード汎用ユーザーズ版の設計

2.3.1 設計の概要

第2.2章で調査検討した結果を反映して、EGS4汎用ユーザーズ版のシステム設計を行った。汎用ユーザーズ版として新たに作成したコード部分は、従来のEGS4コードシステムとは独立した前処理用コードとはせずに、従来のEGS4コードシステムに組み込む。EGS4汎用ユーザーズ版のために開発、作成した事項を下記の項目に分けて説明する。

- (1) 幾何学的形状入力部
- (2) 線源入力部
- (3) 検出器 (Detector)
- (4) 分散低減法
- (5) その他

2.3.2 幾何学的形状入力部

第2.2.2章で検討した結果を反映して、米国オークリッジ国立研究所で開発されたMARS (Multiple Array System)のGeometrical packageの機能を1部拡張し、汎用のユーザーズルーチンとしてHOWFARに組み込む。

機能拡張部分としては、一般回転楕円体、斜楕円錐(台)、およびトーラスを基本形状として取り扱えるようにする。これらを組み込むことによりEGS4汎用ユーザーズ版の幾何学的形状入力部 (HOWFARサブルーチン) は以下の機能を有する。

- (1) 次の11個の基本形状 (Body) のCG形式の論理式を用いて、複雑な形状が表現できる。
 - (a) 直方体 (RPP)
 - (b) 平行六面体 (BOX)
 - (c) 球 (SPH)
 - (d) 直正円柱 (RCC)
 - (e) 直楕円柱 (REC)
 - (f) 任意六面体 (ARB)
 - (g) 回転楕円体 (ELL)
 - (h) くさび形 (WED)
 - (i) 直正円錐台 (TRC)
 - (j) 一般回転楕円体 (GEL)
 - (k) 斜円錐(台) (QUA)
 - (l) トーラス (TOR)
- (2) UNIVERSEと呼ぶ直方体を定義し、これをARRAY配列を用いた繰り返しを行うことにより、繰り返しの多い形状および複雑で大きな形状を比較的容易に表現できる。(多重配列機能)
- (3) 座標の回転および平行移動の機能がある。このために、他の形状表現に用いたデータを座標変換を行わずに、そのまま使用することが可能である。

2.3.3 線源入力部

線源入力部は以下に示す4種類の線源形状を入力できる。

- (1) 点線源
粒子放出方向（等方線源も含む）についても指定可能である。
- (2) 面線源
3種類の簡単な形状（球面線源、平板線源、円環線源）で一様に分布する線源。
- (3) 体積線源
3種類の簡単な形状（球線源、直方体線源、円柱線源）および拡張したMARS Geometrical packageの基本的形状（Body）の組み合わせで形成した領域（Region）内の一様体積線源を指定できる。但し、粒子の放出方向については等方線源のみである。
- (4) ビーム状線源
第2.2.3章で検討した結果を反映し、FLUKA82のビーム線源入力方式を採用する。すなわち、平坦分布又は正規分布をもつビーム状線源を入力できる。

以上の線源入力部分をMAINプログラム支配下のサブルーチンSOURCEとして作成する。

2.3.4 検出器 (Detector)

AUSGABコードに、以下に示すDetectorを組み込んで検出器を作成することを計画した。

- (1) 点検出器評価法 (Point Detector)
- (2) 面交差評価法 (Surface Crossing Detector)
- (3) 次期面交差評価法 (Next Event Surface Crossing Detector)
- (4) 飛程長評価法 (Track Length Detector)
- (5) エネルギー沈着評価法 (Energy Deposition Detector)

各評価法 (Detectpr) の評価検出対象粒子および直接に評価される物理量を表3に示す。Point Detector、Surface Crossing Detector、Next Event Surface Crossing Detector および Track Length Detectorでは基本的物理量として表3に示す物理量を評価し、それに求めたい物理量のエネルギー応答関数をかけて、エネルギーについて積分することにより必要な物理量を得る。なお、EGS4コードには電子、又は光子が原子と衝突することのエネルギー損失および衝突間の電子（および陽電子）の連続エネルギー損失を評価する機能がある。この機能は沈着エネルギースペクトル評価に利用できる。この機能を取り出したものが、Energy Deposition Detectorである。

現在（平成3年度）使用できるDetectorは以下の4つである。

- (1) Energy Deposition Detector（評価対象：沈着エネルギースペクトル）
- (2) Surface Crossing Detector（評価対象：全粒子線束およびカレント）
- (3) Track Length Detector（評価対象：全粒子線束および検出器応答）

(4) Next Event Surface Crossing Detector

(評価対象：全粒子線束およびカレント)

次に各検出器が用いる評価原理を示す。

(1) Energy Deposition Detector

電子（および陽電子）のエネルギー沈着は次の2つの方法で行われる。

1つは、衝突間の連続エネルギー損失（ $\frac{dE}{dX}$ ）を距離で積分することにより沈着エネルギーを求める方法であり、もう1つは衝突によりカットオフエネルギー以下になった電子（および陽電子）はその位置にエネルギー沈着をすると仮定している。

光子については、衝突により電子をたたき出したときの電子の結合エネルギー分を失う。このエネルギーは光子による沈着エネルギーとして評価される。なお、衝突により光子のエネルギーがカットオフエネルギー以下になったときは、全エネルギーが沈着すると仮定している。

衝突ごとの沈着エネルギースペクトルは以下のように評価される。

$$R_{m,g}^C = \frac{1}{N} \sum_i \sum_j x(E_g < E_{Dij} < E_{g+1}) \cdot x(\bar{r}_{ij} \in V_m) \quad \text{----- (10)}$$

ここで、

$R_{m,g}^C$	材質m中でのエネルギー群gの衝突毎沈着エネルギースペクトル
E_g, E_{g+1}	沈着エネルギー群gの下限・上限エネルギー
E_{Dij}	発生粒子（ヒストリ）i中のj回目の衝突における沈着エネルギー
r_{ij}	ヒストリーi中のj回目の衝突の起こった位置
V_m	材質mからなる空間領域
$x(f)$	= 0 fが偽のとき = 1 fが真のとき
N	ヒストリー数

衝突毎沈着エネルギースペクトルは、例えば回路の時定数が非常に小さく、衝突毎のエネルギー沈着がパルスとしてそれぞれ独立に計数されるような検出器の応答関数に相当する。

本コードでは、これに加えて発生粒子がその一生を終えるまでの沈着エネルギー総和について、そのエネルギースペクトル機能もある（粒子ごとの沈着エネルギースペクトル）。これは次式に示すように、検出器中での1つの粒子の多重散乱が全てパイルアップして計測された場合に相当する。

$$R_{m,g}^D = \frac{1}{N} \sum_i x(E_g < \sum_j E_{Dij} < E_{g+1}) \cdot x(\bar{r}_{ij} \in V_m) \quad \text{----- (11)}$$

(2) Surface Crossing Detector (Current)

入力で指定した任意の領域境界を横切る粒子の個数（カレント）を計算する検出器である。これは、検出器領域への入射粒子スペクトルを確認するために設けた機能である。本作業では領域境界に加えて、任意の球面、

長方形平面または同心円状平面（アニユラス）に入射する粒子カレントは計算する機能を加えた。これにより、電子ビームが電極に入射して生じる電流を計算することなどが可能である。カレントは次式で計算する。

$$J_{ng} = \frac{1}{N} \sum_i \sum_j x(E_{gmin} < E_{ij} < E_{gmax}) \cdot x(0 \leq l_n \leq l_j) \dots\dots\dots (12)$$

ここで、

- J_{ng} 第n番目の検出器でのエネルギー群gでの粒子カレント
- i ヒストリー
- j ヒストリーi中での粒子の衝突
- l_n 衝突点からn番目の検出器(面)と飛跡との交点までの距離
- l_j 第j番目の衝突点から次の衝突までの飛程
- E_{ij} 発生粒子(ヒストリー)iのj回目の衝突後のエネルギー
- E_{gmin}, E_{gmax} 沈着エネルギー群gの下限・上限エネルギー

(3) Surface Crossing Detector (Total Flux)

入力で指定した円環、長方形、円筒または球面に入射する粒子線束を計算する。主に面上でのγ線エネルギースペクトルを計算するために用いる。粒子線束は次式で計算する。

$$\phi_{ng} = \frac{1}{N} \sum_i \sum_j x(E_{gmin} < E_{ij} < E_{gmax}) \cdot x(0 \leq l_n \leq l_j) / \cos \theta_{nj} \dots\dots\dots (13)$$

ここで、

- ϕ_{ng} 第n番目の検出器でのエネルギー群gでの粒子線束
 - θ_{nj} 衝突jの後の飛跡が第n番目の検出器面の法線となす角度
- また、入力で指定した検出器応答関数F(E)について、次式で計算される検出器応答 R_n も計算する。

$$R_n = \frac{1}{N} \sum_i \sum_j \sum_g F(E_{ij}) \cdot x(E_{gmin} < E_{ij} < E_{gmax}) \cdot x(0 \leq l_n \leq l_j) / \cos \theta_{nj} \dots\dots\dots (14)$$

(4) Track Length Detector

入力で指定した領域内の平均粒子線束を領域内の粒子の飛跡長を積分することにより計算する。検出器領域は計算体系の記述（MARS幾何形状システム）において定義される任意の領域を指定できる。粒子線束は次式で示すTrack Length Estimatorを用いて計算する。

$$\phi_{kg} = \frac{1}{N} \sum_i \sum_j x(E_{gmin} < E_{ij} < E_{gmax}) \cdot x(\bar{r}_{ij} \in V_k) \cdot l_{jk} / vol_k \dots\dots (15)$$

ここで、

- ϕ_{kg} k番目の検出器でのエネルギー群gでの粒子線束
- V_k k番目の検出器領域
- r_{ij} ヒストリーi中のj回目の衝突の起こった位置
- l_{jk} j回目の衝突から次の衝突までの粒子の飛行距離

但し、次の衝突がk番目の検出器領域外の場合は、領域境界までの距離。

vol_k k番目の検出器領域の体積。ただし、MARS幾何形状システムは領域の体積を計算することが出来ないため、入力でこれを与える。また、入力で指定した検出器応答関数F(E)について、次式で計算される検出器応答R_kも計算する。

$$R_k = \frac{1}{N} \sum_i \sum_j \sum_k F(E_{i,j}) \cdot x(E_{\text{min}} < E_{i,j} < E_{\text{max}}) \cdot x(\bar{r}_{i,j} \in V_k) \cdot l_{i,j,k} / \text{vol}_k \quad \text{----- (16)}$$

(5) Next Event Surface Crossing Estimator

Next Event Surface Crossing Estimatorは面検出器の一種であるが、通常の面検出器では検出面を横切った粒子のみを計数するのに対して、検出面に向かう粒子を全て検出する点に特徴がある。このために、面検出器に較べて計算効率が増大し、少ないヒストリー数で統計精度を上げることができる。粒子カレント(j_{nε})および粒子束(φ_{nε})は次式で計算する。

$$J_{nε} = \frac{1}{N} \sum_i \sum_j x(E_{\text{min}} < E_{i,j} < E_{\text{max}}) \cdot \exp(-\sum_l l_n) \quad \text{----- (17)}$$

$$\phi_{nε} = \frac{1}{N} \sum_i \sum_j x(E_{\text{min}} < E_{i,j} < E_{\text{max}}) \cdot \exp(-\sum_l l_n) / \cos \theta_{n,j} \quad \text{----- (18)}$$

ここで、Σ_lは巨視的全断面積であり、ECS4本体のサブルーチンPHOTONで用いられる弾性散乱(Rayleigh散乱)補正後の平均自由行程(変数名GMFP)の逆数を用いる。

EGS4の場合、本来直線的ではない電子・陽電子の飛跡を平均の直線的な飛程として取り扱うため、電子・陽電子に対してはNext event detectorは意味を持たない。また、散乱点と検出面との間に材質の境界が有る場合には、(17)、(18)式で用いるΣ_ll_n(光学的距離:Opticallength)の計算が複雑となる。このために、現行の汎用ユーザーズ版では検出粒子が光子でかつ体系が1領域の場合のみ、これを用いることが出来るものとした。

2.3.5 分散低減法

分散低減法としては、以下の機能を加え検討を行った。

- (1) Source Variable Biasing
線源粒子角度(angle)、エネルギー(energy)、線源粒子発生装置(position)についてバイアスをかける方法。
- (2) Weight Window法

第2.2.4章で詳細に記述した検討結果に基づき、MCNPのWeight Window法を使用する。なお、前回バッチ結果から求めた粒子平均重みを用いたパラメータ自動設定が行える方法。

(3) Exponential Transformation法

第2.2.4章で詳細に記述したが、MORSE-CGMで使用されている5種類の方法。

(4) Energy Cut-off

従来のEGS4コード中にある。

(5) Time Cut-off

必要な粒子 (positron) についてはTime Cut-offを適用。

2.3.6 その他の追加機能

その他の追加機能は下記のとおりである。

(1) 統計誤差の出力

モンテカルロ計算結果の統計誤差を出力する機能を加えた。第2.2.6章で検討したようにNCNPで用いている誤差評価法を用いた。

(2) 線源情報の出力追加

最初の50ヒストリーについて、線源粒子の種類・エネルギー・放出角位置等をプリント出力し、線源データが正しく与えられていることを確認できるようにした。

(3) 断面積データの出力機能

解析に用いた断面積データのエネルギー範囲、材質名、密度を確認のために出力できるようにした。

(4) ヒストグラム出力

検出器応答のエネルギー依存性 (エネルギースペクトル等) を計算リスト上にヒストグラムで表せるようにした。

(5) PICTUREコード⁽¹³⁾の整備

オークリッジ国立研究所作成のMARS幾何学的体系断面図形作成用コードPICTUREの整備を行った。

3. β 線被ばく線量評価例

3.1 計算条件

人体表面に β 線核種が付着した場合の被ばく線量評価に、今回汎用化したEGS4コードを適用した。計算体系としては、図2に示すように次の2つを設定した。

(a) ICRU球表面に ^{90}Sr が一様に付着した球体系モデル

(b) ICRU球と同じ材質の平板の表面に ^{90}Sr が一様に付着した平板体系モデル

^{90}Sr 線源からの放出 β 線エネルギースペクトルは文献から得た値を用いた。 ^{90}Sr の娘核種 ^{90}Y は比較検証を容易にするため考慮していない。 ^{90}Sr 線源の角度分布は等方とした。発生直後に外部ボイド領域に達した粒子は検出に寄与しないため、実際にはICRU球に入射する粒子のみが取り扱われる。

検出する物理量は線量当量とした。電子、光子の場合、すべてのエネルギーで線質係数が1であるため、線量当量は吸収線量と同じ値である。吸収線量は、対象とする領域のエネルギー沈着量を求め、その領域の質量で割ることによって得られる。領域の分割は球体系、平板体系とも表4のようにした。

電子のエネルギー下限（カットオフ）は1 keVとし、PEGS4でこれより高いエネルギーについてのみ断面積データを作成した。EGS4による輸送計算中にこのカットオフ値以下のエネルギーになった粒子は、そのエネルギーを材質に沈着エネルギーとして与えて追跡が終了する。

3.2 計算結果

球体系、平板体系の計算結果を表5に示した。

ICRU-Pub. 51⁽¹⁴⁾には、厚さ30cmの無限平板に平行電子ビームが入射したときの最大線量当量が電子のエネルギーごとに与えられている。この値を基に⁹⁰Srから放出されるβ線のエネルギースペクトルから求めた最大線量当量値を表5に付記した。本計算で用いた平板の計算体系はICRU-Pub. 51の計算体系と計算評価上同等とみなせる形状である。平板体系の領域4の線量当量はICRU-Pub. 51の最大線量当量と極めて良く一致した。

この結果から以下のことがわかった。

- (a) EGS4汎用ユーザーズ版は、β線の被ばく線量計算に十分適用できる。
- (b) ⁹⁰Srからのβ線被ばくの最大線量当量になる値は0~70 μmの領域である。
- (c) 球体系の結果と平板体系の結果は、表面及び3mm以上の深部においてかなり異なるため、表面汚染による被ばく評価についても幾何学的形状の考慮が重要である。

4. 制動放射線の遮へい解析

4.1 計算条件

面状の⁹⁰Yから放出される高エネルギーβ線が鉄中で発生する制動放射線について1 cm線量当量を評価した。計算の体系を図3に示す。鉄の遮へい体は50×5×5cmの直方体で、密度7.83/cm³とし、⁹⁰Yの線源は5×5cmの平板状線源とした。⁹⁰Yのβ線スペクトルは文献値⁽¹⁵⁾を用いた。検出器は半径1 cmの表面交差検出器（Surface Crossing Detector）であり、光子を積算し、1 cm線量当量を計算した。

光子及び電子のエネルギー下限値（カットオフ）はそれぞれ40keV、20keVとした。輸送計画中にこのカットオフ値以下のエネルギーになった粒子は、追跡が終了される。計算のヒストリー数は10000（10バッチ）とした。

4.2 計算結果

計算結果を図4に示す。なお、検証のため文献15の制動放射線の簡易評価式の計算結果も付記する。文献14はWuの式⁽¹⁶⁾に基づく値であるが、相対値で示してある。比較のためEGS4の計算結果を検出器位置0.1cmの位置で文献15の値に規格化した。図4からEGS4の計算結果は統計誤差を考慮すれば、文献15の値と比較的良く一致しているが、今後エネルギースペクトルの検証等も必要であると考えられる。

5. まとめ

EGS4コードを遮へい計算や被ばく線量計算にユーザールーチンを作成せずに使用できるように改訂した汎用ユーザーズ版を開発し、検証計算として β 線の線量評価及び制動放射線の線量評価に適用した。これらの結果と文献値等と良く一致した。

整備したコードは今後、放射線検出器の感度解析、 β 線及び制動X線の線量評価へ適用が期待できる他、電子、 γ 線の挙動を詳細かつ精密に取り扱うことができるコードとして、他の遮へい計算コードの検証にも適用できると考えられる。

今後、本コードを種々の問題に適用して検証を行うとともに、磁場中での荷電粒子輸送挙動や蛍光X線の生成と輸送挙動を取り扱うことのできる機能の追加及びANISN、DOTのディスクリットオーディネートコードとの接続する機能の追加等の検討を行う予定である。

参 考 文 献

- (1) W.R.Nelson, H.Hirayama, and D.W.O.Rogers ; The ESG4 Code System, SLAC-Report 265 (1985).
- (2) J.T.West and M.B.Emmett, "MARS : A Multiple Array System Using Combinatorial Geometry," NUREG/CR-0200 Vol.3 sect. M9, (1984).
- (3) J.Briesmeister, MCNP-A General Monte Carlo Code for Neutron and Photon Transport Version 3A, LA-7396-M, Rev.2 (1986).

B.L.Kirk, Informal Notes for IBM Users of MCNP Version 3A.
Oak Ridge National Laboratory (1987).
- (4) L.M.Petrie and N.F.Landers, KENO-Va An Improved Monte Carlo Criticality Program with Supergrouping, NUREG/CR-0200 Vol.2 Section F11, ORNL/NUREG/CSD-2 V1/R2
- (5) R.J.Brissenden, " MONK Code User Manual," FW694 chapt. 2, (1985).
- (6) M.B.Emmett, THE MORSE MONTE CARLO RADIATION TRANSPORT CODE SYSTEM, ORNL-4972 (1975)
- (7) "QAD-CGGP, A Combinatorial Geometry Version of QAD-P5A, A Point Kernel Code System for Neutron and Gamma-Ray Shielding Calculations Using the GP Building Factor," CCC-493
- (8) J. T. West III, L. M. Petrie and S. K. Fraley, "KENO-IV/CG The Combinatorial Geometry Version of the KENO Monte Carlo Criticality Safety Program," NUREG/CR-0709, (1979).
- (9) T.Yamaguchi, DEEP Code to Calculate Dose Equivalents in Human Phantom for External Exposure by Monte Carlo Method, JAERI-M 90-235 (1990)
- (10) P.Cloth, D.Filges, G.Sterzenbach, T.W.Armstrong, and B.L.Colborn "The KFA-Version of the High-Energy Transport Code HETC and the Generalized Evaluation Code SIMPL", Jul-Spez-196(1983) CCC-496(1983)
- (11) P.A.Aarino, J.Ranft and G.R.Stevenson "A Long WRITEUP of the FLUKA 82 PROGRAM " TIS-RP/106-Rev. (CERN) (1984)

- (12) 三菱原子力工業株式会社 技術メモ 1394 (非公開)
モンテカルロ法による3次元遮へいシステムの整備 (その2) (1988)
- (13) M. B. Emmett "PICTURE: A Printer Plot Package for Making 2-D Pictures of MARS Geometries" NUREG/CR-0200 Vol.3 Section-M13
ORNL/NUREG/CSD-2/V3/R2 (1984)
- (14) Data for use in Protection Against External Radiation, Annals of the ICRP17, No.2/3 (1987)
- (15) 一宮 勉, 制動放射線の遮蔽計算法—1 cm線量当量対応—
RADIOISOTOPES 39 pp401-419 (1990)
- (16) C. S. Wu, Phys. Rev. 59, 481 (1941)

表1 調査項目および調査対象とした汎用モンテカルロコード

項 目	調 査 対 象 項 目	汎用モンテカルロコード
形状表現方法	汎用的形状表現ルーチン	MCNP, MARS, KENO-Va, MONK-6.3
線源入力方法	ビーム状態線源の定義方法	HETC-KFA, FLUKA82
分散低減法	① Exponential Transformation ② Weight Window (Rousian Roulette/Splitting) ③ 線源バイアス (角度, エネルギー, 位置)	MCNP, MORSE-CGM
検 出 器	① 点検出器評価法 ② 面交差評価法 ③ 次期面交差評価法 ④ 飛程長評価法	MORSE-CGM
誤 差 評 価	モンテカルロ法による統計誤差評価法	MCNP, MORSE-CGM

表2 各モテカ加コードの表現可能な形状の比較および基本形状の表現方式

形 状	計 算 コ ー ド			
	MORSE/SGC (MARS)	MCNP	KENO-V. a	MONK-6.3
球	○	○	○	○
(直) 楕円柱	○	○	×	○
(直) 正円柱	○	○	△	○
直 方 体	○	○	△	○
回 転 楕 円 体	○	○	×	○
一般回転楕円体	×	○	×	○
六 面 体	○	○	×	○
く さ び 形	○	○	×	○
ト ー ラ ス	×	○	×	○
(直)正円錐(台)	○	○	×	○
(直)楕円錐(台)	×	○	×	×
螺 線	×	×	×	○
渦 巻	×	×	×	○
形状の重なり (円筒の交差点)	○	○	×	○
形状の繰り返し	○	×	○	○
境 界 条 件	×	×	○	○
基本形状の表現方式	基本図形方式 (CG方式)	多項式方式	基本図形方式	基本図形方式

○：使用可能

×：使用不能

(円筒または直方体の場合)

△：面または軸がX, Y, Z軸に平行なもののみ可能

表3 評価法と検出対象粒子および物理量

Detector	Detected Particle	Estimated Physical Values
▲ Point Detector	Photon after Compton scattering	① total flux
Surface Crossing Detector	① Photon ② Electron ③ Positron	① total flux ② angular flux ③ current
Next Event Surface Crossing Detector	Photon after Compton scattering	① total flux ② angular flux ③ current
Track Length Detector	① Photon ② Electron = $\Sigma W \cdot I / V$ ③ Positron ④ Reaction = $\Sigma W \cdot I \cdot \Sigma_R$	① total flux ② Reaction
Energy deposition Detector	Energy deposition between interactions	Energy deposition

* W: Weight

V: volume

I: track Length

Σ_R : reaction cross section

▲現在(平成3年7月)まだ組み込んでいない。

() 組み込みの可否について今後検討

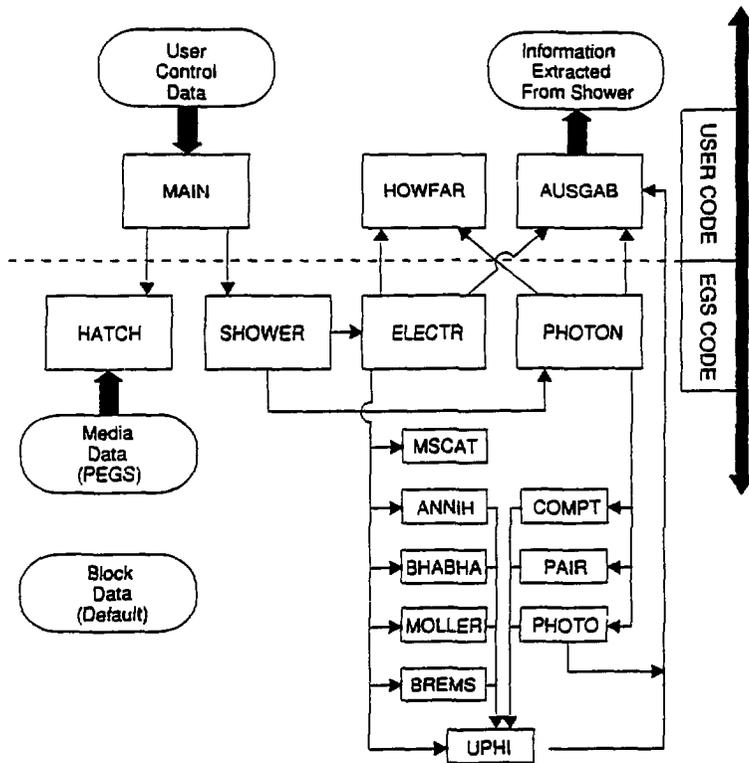
表4 領域の設定条件

領域番号	境界位置
1	表面から1cm～中心(15cm)
2	表面から3mm～1cm
3	表面から70 μ m～3mm
4	表面から70 μ m

表5 ^{90}Sr の表面汚染による被ばく解析結果

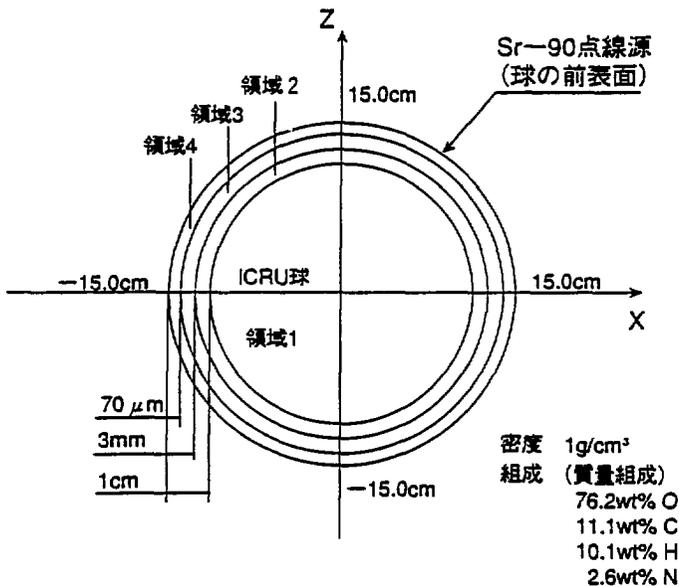
領域番号	線源面からの 深さ	球体系		平板体系		ICRP-51 最大線量当量 [Sv/sec/(Bq/cm ²)]
		[Sv/sec/(Bq/cm ²)]	統計誤差 [%]	[Sv/sec/(Bq/cm ²)]	統計誤差 [%]	
4	0 μm-70 μm	1.1083E-08	1.42	9.7591E-10	5.73	9.7964E-10
3	70 μm-3mm	1.2739E-10	1.79	1.0808E-10	4.97	
2	3mm-1cm	1.5509E-11	4.95	0.0000E+00	0.00	
1	1cm-15cm	2.5852E-13	16.81	0.0000E+00	0.00	
全領域	0 cm-15cm	2.5020E-11	0.84	1.2833E-12	0.71	

(1000×10バッチ)

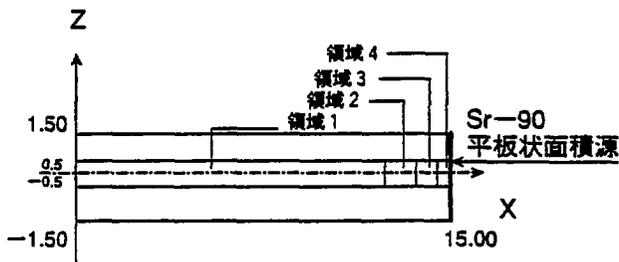


MAIN	initialization (SOURCE)
HOWFAR	Geometry
AUSGAB	Detector (Score, Output)

図1 EGS4コードシステムと作成するユーザーズルーチン⁹⁾



β 線被ばく解析 (球体系)



密度 1g/cm³
組成 (質量組成)
76.2wt% O
11.1wt% C
10.1wt% H
2.6wt% N

β 線被ばく解析 (平板体系)

図2 β 線被ばく線量計算体系

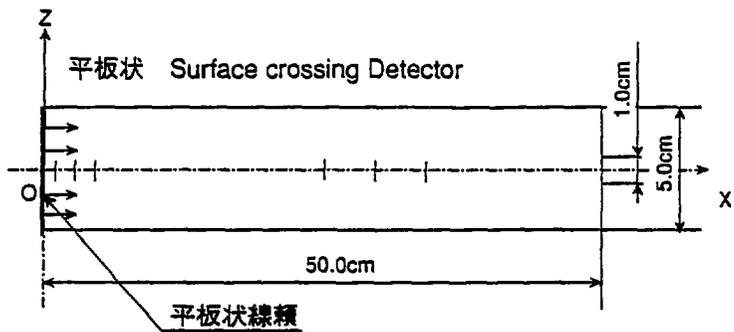


図3 制動X線遮へい計算体系

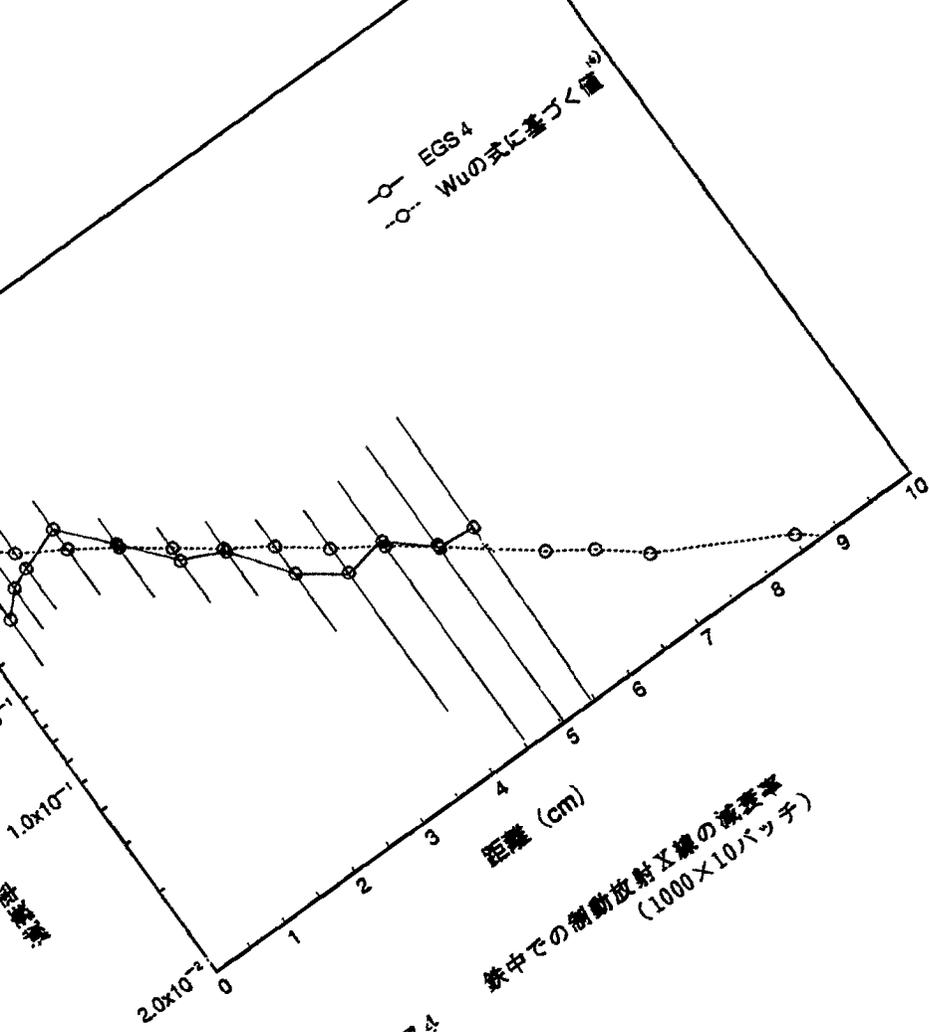


図4 鉛中での制動放射X線の減衰率 (100×10バッチ)

人体筋肉量をカリウム-40で測定する際の 体格補正のためのシミュレーションの開発

東京大学・教育 戸部秀之 東郷正美

Calibration Procedures in Whole-body Counting for Estimation of Total-
Body Potassium by Simulation instead of Phantoms.

Hideyuki Tobe, Masami Togo.
University of Tokyo, Faculty of Education

The purpose of this study is to develop calibration procedures by simulation code on the computer system instead of phantoms. Total-body potassium, mainly distributed in muscle mass, has been estimated by the Whole-body counter of the University of Tokyo. The subjects were counted with a plastic scintillation detector system for 10 minutes. It has high sensitivity, but its energy resolution is inevitably low. We used human-shaped water- and potassium-phantoms of five different sizes for calibration. There are considerable differences between physique of the subjects and shape and dimensions of phantoms. Physique varies from individual to individual and from time to time even in one individual, particularly in growth. So, we have been developing calibration procedures by the simulation. The EGS-4 simulation code was used. Countings given by the actual whole-body countings of potassium phantoms were used to evaluate the validity of the simulation code. Homogeneous potassium solution was assumed to be in the phantoms, and efficiency rates and energy spectra were assessed. Geometrical efficiency well agreed with actually observed one, which implies that the simulation procedures are able to provide reliable results.

1. はじめに

医学や体育学などの分野で身体組成の測定が行われる。身体組成の視点からは、人体を脂肪と、そのほかの部分である除脂肪の2つのコンパートメントに分類し、定量することが一般的だが、方法の一つとしてカリウム-40法がある。これは、ホールボディー・カウンターを用いて身体カリウム量を求める方法である。

カリウム-40法による身体組成の測定は、次のような原理に基づく。¹⁾²⁾³⁾天然のKの0.0117%は、Kの放射性同位元素であるK-40であり、1.46MeVの γ 線を放出するのでホールボディー・カウンターで γ 線を測定することで、人体カリウム量を求めることが可能である。人体では、脂肪組織にはカリウムはほとんど存在せず、一方、人体から脂肪を取り除いた部分である除脂肪中のカリウム濃度は一定であるので、ホールボディー・カウンターによる γ 線の計測値から全身カリウム量を算出することができる。また、全身カリウム量から除脂肪量、体脂肪量を推定することができる。⁴⁾

東大ヒューマン・カウンターの概略は図1のようになっている。周囲は、厚さ20cmの鉄でできており鉄室と呼ばれる。検出器は、サイズが縦横厚さが50cm×50cm×15cmの大型プラスチック・シンチレータを4個用いており、ベッドの下に敷かれている。被検者はアクリル・ベッド上に仰向けになって測定する。

ヒューマン・カウンターで身体カリウム量を測定する際の、主な誤差要因としては、次のものが考えられる。

- ①被検者の体格に伴う計数効率の変動
- ②BGの変動
- ③検出系の不安定性

②と③については、現在は小さく抑えられているので、問題はないことが分かっている。最も大きな誤差要因は①の被検者の体格に伴う計数効率の変動であり、校正用の成人ファントムと体型・体格が大きく異なる人では精度の高い補正ができない場合がある。⁵⁾従って、各被検者の体格・体型に合わせた補正が必要である。そこで本研究では、シミュレーションを用いた体格補正システムを開発するためにシミュレーション・コードの検証を行った。ここでは、次の2つの視点から検証を試みた。

- ①エネルギースペクトルについての検証
- ②ファントムの体格に伴う総カウント数の変動についての検証

2. 方法

実測値とシミュレーションによる計算値を比較するために、次のように行った。

<実験>

線源は、 ^{137}Cs 、 ^{60}Co 、 ^{40}K の3種の標準線源と、人体に類似した体積線源として5種類の体格のカリウムファントムを用いた。ファントムには、巨人、成人、中人、小人、幼人ファントムの5種類がある。外枠は厚さ0.5cmのアクリル板でできており、いずれも602.5gのカリウムを含む水溶液で満たされている。また、波高分析器は1023チャンネルのマルチチャンネル波高分析器を用いた。

<エネルギー較正>

プラスチック・シンチレータ内での相互作用はコンプトン散乱が主であるので、スペクトルには光電ピークは現れない。従って、3つの線源について、コンプトン・エッジに着目してエネルギー較正を行うことにした。ここでは、クライン-仁科の式から求めた分布に分解能としてガウス分布をかけた場合のピークのエネルギー値を使った。⁶⁾⁷⁾

3. 結果と考察

<エネルギースペクトルの検証>

シンチレータの上部にK-40の標準線源を設置した場合の計算値と、理論的分布としてクライン-仁科の式から求めた分布との比較では、次の点で相違が見られた(図2)。

第一に、シミュレーションの結果では低エネルギー側に高カウントが見られた。これは鉄室で密閉されているため、鉄室からの散乱線が増えるためにEGS4の結果では低エネルギー側のカウントが増えていると考えられる。

第二に斜線部のようにシミュレーションの結果では、約1.24MeVのコンプトン

・エッジより高エネルギー側にもかなりのカウントが見られた。

このような結果が出る原因として、一つにはプラスチック・シンチレータが縦横厚さが50x50x15cmと大型なので、シンチレーター内部で多重散乱が起きていることが考えられる。またその他には、シンチレーターが薄いステンレスで囲まれているため、そこでの光電効果による電子がシンチレーターに流れ込んでいる可能性も考えられる。ステンレスでの光電効果について検討するために、ステンレスを空気に置き換えてシミュレーションを行ったところ、全く同様なカウントが見られた。従ってステンレスでの光電効果の影響ではないと言える。

次に多重散乱の可能性を検討するために、多重散乱が起これにくくなるよう、プラスチックシンチレーターの密度を徐々に低下させてシミュレーションを行ったところ、密度を小さくするにつれて、コンプトン・エッジより高エネルギー側のカウントは徐々に低下し、同時にコンプトン・エッジと思われるピークが現れた。このようなことから、コンプトン・エッジのエネルギー以上に見られるカウントは多重散乱によるものと思われ、実際にはかなりの多重散乱が起きていると言える。これより、EGS 4の結果は鉄の壁での散乱による効果と多重散乱の効果の2点で、クライン-仁科の式による分布と異なることが分かった。

ここでのエネルギー較正は、多重散乱によるスペクトルの盛り上がりを見逃してコンプトン・エッジと勘違いしてエネルギー較正を行っている。従って、多重散乱を考慮した方法でエネルギー較正のやり直すことが必要である。

<ファントムの体格に伴う計数効率の変動について>

表1に計算値と実験値、計算値/実測値を示す。ファントムが小さくなるにつれて、計数効率は計算値、実測値ともに徐々に大きくなる傾向がある。いずれのファントムでも計算値の方が実測値より高い値になっているが、どれも約11.2倍とほぼ一定している。計数効率の平均を1.0として図3に示すが、両者のパターンはよく一致していた。

ファントムの体格の変動に伴って、総カウント数に占めるA~Dの各シンチレーターのカウントの割合は変化する。図4は総カウントを100%とした場合の各シンチレーターのカウントの割合の一例である。各シンチレーターのカウントの割合は、実験値と計算値で非常によく一致し、何れのファントムでも、その差は1%前後であった。これらの結果から、EGS-4によるシミュレーションは、ファントムの体格の違いによる幾何学的効率の変動について、実験値をよく反映していることがわかった。

4. 結論

- ・プラスチック・シンチレータ内では、かなりの多重散乱が生じていることがわかった。
- ・シミュレーションの結果は、実験値の計数効率の変動をよく反映していることがわかった。

今後の課題としては、多重散乱を考慮した方法でエネルギー較正を行い、スペクトルについての妥当性の検討をやり直すことがあげられる。また、線源としての人体について各臓器のカリウム濃度などを考慮したモデル化を行うことがあげられる。精度の高い体格補正の方法を開発することで、これまで得られた身体カリウム量

に関する多くのデータの補正をすることで、人間の身体組成の成長・老化の過程を明らかにすることが最終目的である。

参考文献

- 1) Allen, T. H., Anderson, E. C. and Langham, W. H.: J. Geront. 15, pp348-357 (1960)
- 2) Forbes, G. B., Gallup, J. and Hursh, J. B.: Science, 133, pp101.
- 3) Forbes, G. B.: Human Body Composition. Growth, Aging, Nutrition and Activity. Springer-Verlag, New York (1986). pp37-50.
- 4) 小宮秀一、佐藤方彦、安河内朗、: 体組成の科学 朝倉書店 (1988). pp31
- 5) 杉浦紳之、草間朋子、吉澤康雄: 日本栄養・食科学会誌 Vol.39 No.4 pp265-272 (1986).
- 6) 兵藤知典: 放射線遮蔽入門 (第2版) 産業図書 (1966) pp31-32.
- 7) 谷川進 高速中性子原子炉「弥生」の中性子スペクトル測定 京都大学工学部原子核工学科 卒業論文 (s 47年度)

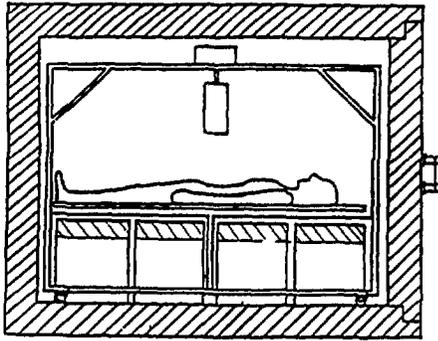


図1 東大ヒューマン・カウンターの概略

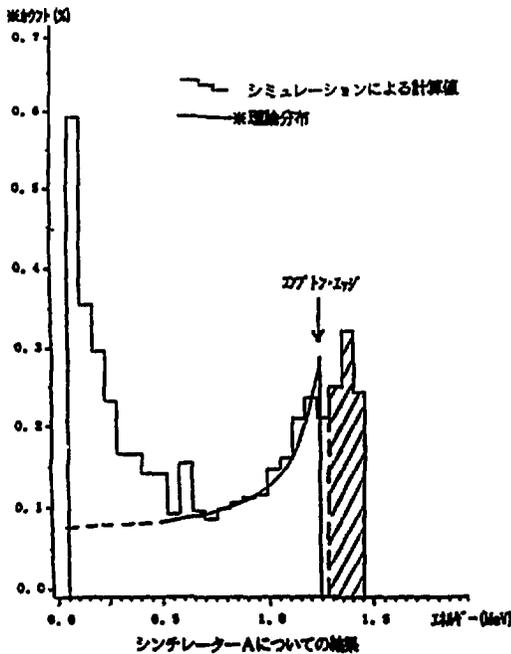


図2 ^{40}K 検出器に関するシミュレーション結果と実験分布

- ※ここでのカウントは、全 γ 線に対する、各エネルギー範囲に入射した γ 線の割合(%)である。
- ※実験分布は、理論的に説明不可能なカウントを示した。
- ※実験分布は、単色放射線(1.46MeV)が入射したときの、クライン-ロスの式から計算したコンプトン散乱電子スペクトルを示した。

※計数効率

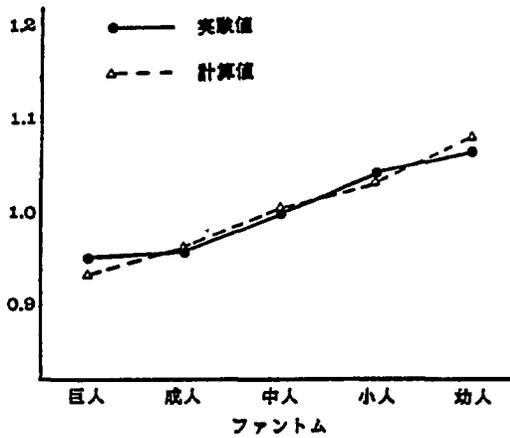


図3 ファントムの体格の違いに伴う計数効率の変動

※ ここでは、平均計数効率を1.0とした。

表1 ファントムの体格の違いに伴う計数効率の変動 (計算値と実数値の比較)

	巨人 ファントム	成人 ファントム	中人 ファントム	小人 ファントム	幼人 ファントム	平均
計算値 (%)	18.3	18.9	19.8	20.5	21.2	19.7
実数値 (%)	1.67	1.68	1.76	1.83	1.87	1.76
計算値/実数値	11.0	11.26	11.22	11.20	11.32	11.18

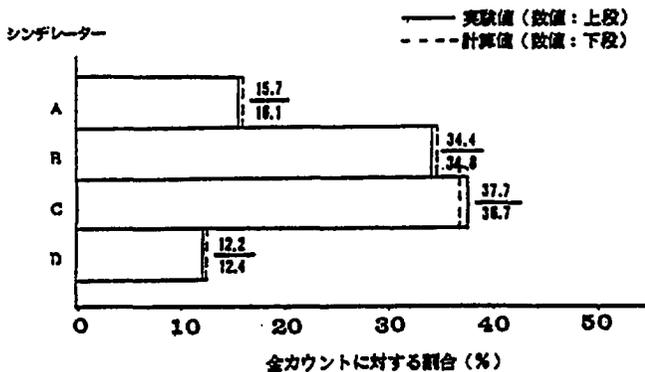


図4 総カウント数にしめる各シンチレーターのカウント数の割合
巨人ファントムについて

EGS4¹⁾による 治療領域におけるエネルギースペクトル と線量分布の計算

放射線医学総合研究所 物理研究部
福村明史、平岡 武、星野一雄
竹下美津恵、川島勝弘

Calculations of Bremsstrahlung Energy Spectrum and Dose Distributions
for Radiation Therapy by EGS4

Akifumi Fukumura, Takeshi Hiraoka, Kazuo Hoshino, Mitsue Takeshita,
Katsuhiro Kawashima
National Institute of Radiological Sciences
9-1, Anagawa-4-chome, Chiba-shi 260 Japan

Using the EGS4 Monte Carlo code we tried to calculate the dose distributions in both homogeneous water phantom and layered heterogeneous phantom for cobalt-60 gamma rays and 10 MV X-rays. To calculate dose distributions for 10 MV X-rays we also simulated the shower in the treatment machine head and got bremsstrahlung spectrum. The agreements between calculated and measured depth dose curves are almost good within statistical errors.

1. はじめに

媒質間の境界近傍や不均質媒質中では荷電粒子平衡条件が成り立たないため、吸収線量の評価は一般に困難である。しかしながら放射線治療では、肺、骨そして軟組織といった様々な媒質中での吸収線量を正確に把握する必要がある。モンテカルロ法では計算機上で光子-電子カスケードを任意のジオメトリーでシミュレートすることができるため、このような領域での線量分布計算に対し応用が期待されている。そこで今回我々はそのベンチマークテストとして、EGS4コードを用いた⁶⁰Coγ線及び10MV X線の、水ファントム並びに不均質ファントム中の深部線量分布計算を行い、これを実測値と比較した。10MV X線の線量分布計算については光子のエネルギースペクトルを必要とするが、適当な実測値を利用できないため医療用ライナックの治療装置ヘッドをシミュレートしこれもEGS4により求めた。

2. 方法

2-(1). ⁶⁰Coについて

我々は円筒型均質水ファントム中並びに円筒型層状不均質ファントム中で線量分布計算を行った。寸法はそれぞれ直径30cm、厚さ40cmである。それぞれのファントムは、水ファントムについては密度1g/cm³の水、層状不均質ファントムについては3cm厚の水ファントム+15cm厚で密度0.3g/cm³の低密度水ファントム(肺

を模擬) +10cm厚の水ファントムで構成される。どちらのファントムも半径及び深さ方向に5mm間隔のピンで分割され、各ピンは二次電子によって付与されたエネルギーと物質-光子間の相互作用数を記録する。光子は中心軸に沿ってファントムの端面に垂直に入射する。入射光子のスペクトルについては線源カプセルやコリメーターからの散乱線を考慮したHan²⁾らの結果を参考にし、1.25MeVのプライマリ光子と1.25MeVまで一様なスペクトルをもつ散乱光子を2:1の比で入射させた。電子並びに光子とも10keVまで追跡され、ESTEPEは1%とした。得られた2次元の線量分布は半径方向に積分され、25,100,400cm²の各照射野で得られた中心軸深部線量分布の実測値と比較された。

2-2. 10MV X線について

ファントムの構成は上述の通りである。治療用リニアックではフラットニングフィルターやコリメータブロックといったようなビームシェイピングデバイスが治療装置ヘッドに収納されており、X線のエネルギースペクトルに影響を与えている。十分な線量率を確保するようにつくられている治療用リニアックでは、X線スペクトルを直接測定することが不可能なため、今回我々はメーカーからそのジオメトリを提供してもらい、まずX線のエネルギースペクトルをEGS4で計算した。スペクトルをスコアするプレーンはフラットニングフィルターの前後に置かれそれらは同心円上に分割され中心軸からの各角度毎にエネルギースペクトルをストアする。SSD (Source-Surface Distance) は80cmである。線量分布の計算はこの結果を用いて行い、25cm²の照射野で得られた実験値と比較した。

3. 結果並びに考察

図1には⁶⁰Co γ線の均質ファントム中での中心軸線量分布を示す。計算結果と実験値はそれぞれの照射野に対して統計誤差の範囲内でよく一致している。図2には同様に不均質ファントム中での結果を示す。肺ファントム内では光子とファントムの相互作用密度が低いいため計算値の誤差棒がやや大きくなっているがこれもよく一致していると言える。

10MV X線のファントム入射面中心における平均エネルギーは2.84MeVと計算された。この値はMoh³⁾による計算値とよく一致する。図3には中心軸からの角度に対するフルエンスを示すがフラットニングフィルターによりフルエンスが平坦化される一方、図4に示す通り中心に近づくほどエネルギースペクトルが硬化される様子が計算によって示された。図5、6はそれぞれ10MV X線に対する均質並びに不均質ファントム中での中心軸線量分布を示す。測定の困難なビルドアップ領域も計算で再現でき、結果は概ね⁶⁰Coの場合と同様であったが精度は10%弱に低下した。これはヒストリー数の不足と電子のコンタミネーションを考慮しなかったことに起因するものと思われる。

4. 結論

我々は⁶⁰Co及び10MV X線に対して均質並びに不均質ファントム中での中心軸深部線量分布をEGS4を用いて計算した。実験値と計算値はほとんどの場合において統計誤差内で一致した。

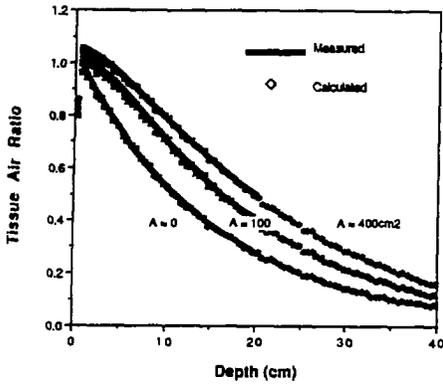


Fig.1 Depth Dose Distributions in homogeneous water phantom for Cobalt-60

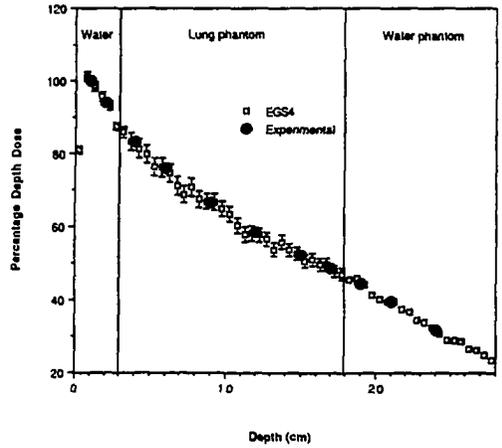


Fig.2 Depth Dose Distribution in heterogeneous layered phantom at SSD=80cm for Cobalt-60

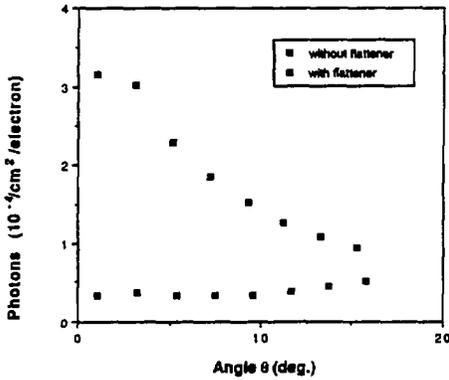


Fig.3 Photon fluence as a function of deflection from isocenter at SSD=80cm for 10MV

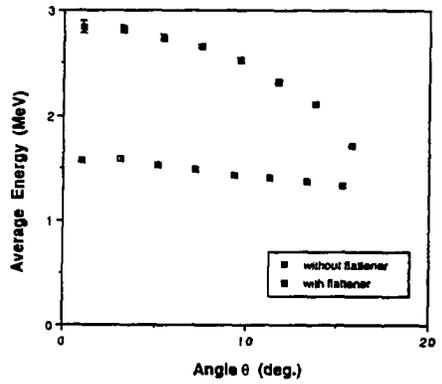


Fig.4 Photon mean energy as a function of deflections from isocenter for 10MV

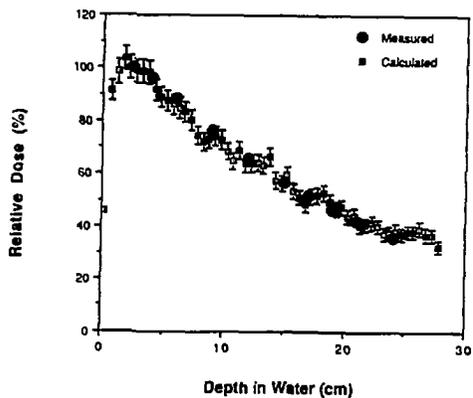


Fig.5 Depth Dose Distribution in homogeneous water phantom at SSD=80cm for 10MV

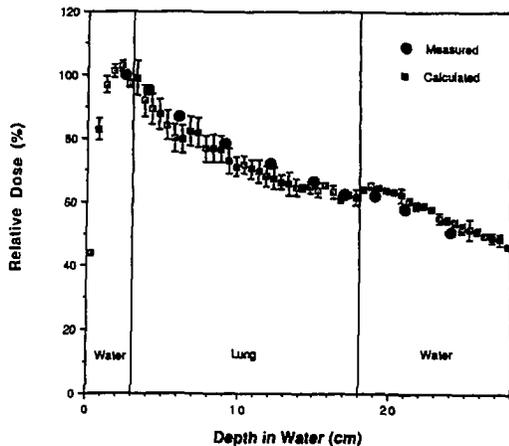


Fig.6 Depth Dose Distribution in heterogeneous water phantom at SSD=80cm for 10MV

参考文献

- 1):Walter R.Nelson, Hideo Hirayama and David W.O.Rogers SLAC-265, 1985
- 2):K.Han, D.Ballon, C.Chui and R.Mohan Med.Phys. 414-9 Vol.14.No.3, 1987
- 3):Mohan,Chui and Lidofsky Med.Phys. 592-7 Vol.12, No.5, 1985

β 線放出核種からの制動X線スペクトル計算

日本原子力研究所 田中 俊一

Calculations of Bremsstrahlung Photon Spectrum from β -ray Radioisotopes

Shun-ichi Tanaka

Japan Atomic Energy Research Institute

319-11 Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan

An empirical formula for calculating bremsstrahlung spectra from β -ray radioisotopes has been verified using EGS4 code. The comparison with experiment for mono-energetic electrons demonstrated that the calculations with the EGS4 code would overestimate significantly the bremsstrahlung production from thick targets in the energy less than 2 MeV. It was suggested that bremsstrahlung production cross section updated by Pratt are different to a great degree from the old data based on the Born approximation in the energy below 2 MeV, and the Elwert factor neglected in EGS4 code is unable to explain the overestimation.

1. はじめに

β 線放出核種を扱う場合には、 β 線のエネルギー損失に伴い放出される制動X線による線量を評価する必要がある。現在、我が国では研究、工業、医療等の目的でTable 1 に示すような β 線核種が利用されており、その最大エネルギーは ^{90}Tl の18.3keV から ^{90}Sr - ^{90}Y の2.28MeV程度まで分布しており、連続スペクトルを持つ β 線により種々のターゲットから放出される制動X線のスペクトルを求め、その線量を評価することはそう容易なことではない。

厚いターゲットから放出される制動X線スペクトルを評価する方法として、薄いターゲットからの制動X線スペクトルについての経験式¹⁾と電子の制動放射による損失率を用いて評価する解析的な方法がこれまでに幾つか提案されている。^{2) 3)}しかし、適当な実測値がないことからその精度や適用性はほとんど評価されておらず、また、広汎な核種の制動X線のスペクトルを測定することも実際には困難である。そこで、EGS4を利用して β 線による制動X線スペクトルを計算し、新たに導いた解析式の精度の系統的な評価を試みた。

2. β 線による厚いターゲットからの制動X線スペクトル計算式

田中等⁴⁾は放射損失効率に関する経験式を導き、これと制動X線スペクトルについてのWyardの経験式を利用して、点状の β 線により厚いターゲット（CSDA程度）から放出される制動X線のスペクトルに対する解析式を求めた。

$$\frac{N(k)}{dk} = \bar{E} \sum_{E=0}^{E_0} \left[\frac{EP}{\sum_{E=0}^{E_0} EP(E)} \right] \left[\frac{\omega(Z, E)}{1.25E} \right] \left[4 \left(1 - \frac{k}{E} \right) + \frac{3k}{E} \ln \frac{k}{E} \right] \frac{1}{k} \quad (1)$$

ここで、 $P(E)$: β 線のエネルギースペクトル分布

\bar{E} : β 線の平均エネルギー

$\omega(Z, E)$: 原子番号 Z のターゲット物質でのエネルギー E の電子の放射損失効率

$N(k)/dk$: エネルギー k の制動X線の単位エネルギー幅当たりの個数

(1)式で、第1項は β 線スペクトル分布、第2項は制動X線の絶対強度の規格化、第3項は制動X線のエネルギースペクトル分布を表す。また、放射損失効率は以下の式で与えられる。

$$\omega(Z, E) = a Z^c / (1 + b Z E^c) \quad (2)$$

ここで、 a, b, c は(2)式による値がNBS Database-7の放射損失効率データに対して最小の自乗和となるように決められる。

3. EGS4による制動X線スペクトル計算の評価

Fig.1の例に見られるように β 線は最大エネルギー以下、低エネルギーまでの連続スペクトルとなるため、EGS4にとっては必ずしも得意でない数MeV～数10keVまでの電子による制動X線生成を計算しなければならない。このため、 β 線による制動X線スペクトルを計算するにあたり、次のような検討を行なった。

(1) 電子のエネルギー損失モデルの影響

EGS4では低エネルギー電子のエネルギー損失を連続減速近似で扱っており、その場合のエネルギー損失の最大値はESTEPBにより制御される。Bielaew等⁵⁾はESTEPBの代わりにPRESTAを利用することを推薦しているが、ここではESTEPBを変えることにより制動X線スペクトルの変化を調べた。Fig.2は⁹⁰Sr-⁹⁰YのAlターゲットからのスペクトルで、ESTEPBをdefaultから1/100にした場合、10%程度制動X線の発生量が増加する。但し、ESTEPBを1/100にするとCPU時間が約10倍になる。

(2) 制動X線強度のターゲット厚さ依存

Fig.3、4は⁹⁰Sr-⁹⁰Y、¹⁴⁷Pmにより厚さの異なるターゲットから放出される制動X線

を比較したもので、 ^{90}Sr - ^{90}Y の場合は β 線の最大エネルギーに対する単位のCSDA厚さ、 ^{147}Pm の場合はCSDA厚さの1/2で最大の制動X線強度となっている。最大強度は β 線のエネルギースペクトル、ターゲットの種類により異なるが、大略最大エネルギーの β 線のCSDAの1/2～1倍程度の厚さで得られる。

(3) 単色エネルギーの電子線からの制動X線

Fig. 5は単色エネルギーの電子線がCSDA厚さのタングステンに入射した時の線量の角度分布をNCRP-51⁶⁾に載録されている実験値^{7, 8)}と比較したもので、電子のエネルギーが低くなるにつれてEGS4の前方成分が過大となる。SLAC-265では低エネルギー電子による制動X線を正しく計算するためには制動X線生成断面積に対するクーロン補正のElwert factorを考慮する必要があると述べているが、Elwert factorはTable 2に示すような値であり、これを考慮した場合にはさらに制動X線生成断面積が大きくなり、実験値をさらに過大評価することになる。2MeV以下の電子の制動X線生成断面積については、Pratt等⁹⁾がAtomic fieldでの電子の相互作用を記述する式を数値解法によりExactに数値計算した値が発表されており、最近 $Z=1\sim 100$ の原子に入射した1GeV～10GeVの電子による制動X線スペクトルデータをまとめたSeltzer & Berger¹⁰⁾も2MeV以下の電子についてはPratt等のデータを採用している。Pratt等のデータで求めたタングステンの放射阻止能¹¹⁾は、Berger等がボルン近似にElwert factorの補正をした従前の値¹²⁾比べるとTable 3に示すように1MeVで30%、50keVで70%も小さい値となっている。Pratt等の制動X線断面積の精度は実験値との比較から10%程度と評価されているので、¹³⁾ Fig. 5の差の原因の一つとして、EGS4で用いられている制動X線断面積の誤差が想定される。

Fig. 6, 7は、同じく30MeVと1MeVの電子による制動X線スペクトルの角度分布をETRANコードの結果¹⁴⁾と比較したもので、30MeVでは良く一致しているが、1MeVではかなりの差が見られる。これは、Table 4に示すように、EGS4とETRANコードで使われている制動X線断面積の計算式の差によるものと想定される。

4. β 線による制動X線スペクトル

Fig. 8～10は、点状の β 線核種がCSDA(最大エネルギーに対する)程度の厚さのターゲットから放出する制動X線スペクトルをEGS4で計算し、(1)式の結果と比較したものである。ここで、EGS4の結果はESTEPEを1%で、種々の厚さのターゲットでの最大強度のスペクトルを表している。一方、解析式ではターゲットの厚さは考慮できないが、式の中でスペクトルの強度を制動放射効率(Radiation Yield)で規格化しているので、Implicitには β 線のスペクトルで平均されたCSDAの厚さに等しい。

既に述べたように、EGS4の制動X線生成断面積には未だ検討すべき点があるが、解析式

の結果はEGS4と非常によく一致している。

5. まとめ

- (1) β 線核種により生成される制動X線スペクトルを計算する解析式を提案し、その精度と適用性をEGS4を用いて比較検討した。その結果、本解析式はスペクトルの形、強度共にEGS4の計算値と非常によく一致した。
- (2) しかし、EGS4で2MeV以下の電子による制動X線スペクトルを計算する場合、現在EGS4で用いられている制動X線生成断面積には問題があり、ボルン近似による制動X線生成断面積の計算式をPratt等により評価された制動X線生成断面積データと置き換えて、その影響を検討する必要がある。
- (3) β 線による制動X線生成に対するESTEPEの影響は、10%程度である。但し、ESTEPEを1/100にすると計算時間が約10倍になる。PRESTAを利用した場合の効果は、今後の検討課題である。

参考文献

- 1) Wyard, S. J. : *Proc. Roy. Soc.*, A65, 377 (1952).
- 2) Arnold, E. D. : ORNL-3576 (1964).
- 3) Florkowski, T. : *Int. J. Appl. Rad. Isotopes*, 15, 579 (1964).
- 4) Tanaka S., et al. : "An Empirical Calculation of Bremsstrahlung Spectrum Produced by β -ray Radioisotopes", in preparation for publication.
- 5) Bielajew, A. F., Rogers, D. W. O. : "Monte Carlo Transport of Electrons and Photons", Plenum Press, Chapter 5 (1988).
- 6) NCRP Report 51 (1977).
- 7) Bly, J. H. : *Mater. Eval.*, 22, 519 (1964).
- 8) Bly, J. H., Burrill, E. A. : *ASTM Spec. Tech. Pub. No. 278*, 20 (1959).
- 9) Pratt, R. H., et al. : *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 20, 175 (1977).
- 10) Seltzer S. M., Berger M. J. : *Nucl. Instr. Meth. in Physics Research*, B12, 95 (1985).
- 11) Berger M. J., Seltzer S. M. : NBSIR 82-2550-A (1982).
- 12) Berger M. J., Seltzer S. M. : "Studies in Penetration of Charged Particles in Matter", National Academy of Science-National Research Council Pub. 1133, Chapter 10, 205 (1964).
- 13) Lee, C. M., Kissel, L., Pratt, R. H. : *Phys. Rev.*, A13, No. 5, 1714 (1976).
- 14) Tanaka, Su., et al. : JAERI-M 83-019 (1983).

Table 1 Typical β -ray isotopes and targets

Nuclides	β -ray energy E_{max} (MeV)	Target	CSDA Range * (μcm^2)
^{63}Ni	0.067	Ni	1.08×10^{-2}
^{14}C	0.156	Au	1.59×10^{-2}
		Glass	3.65×10^{-2}
^{147}Pm	0.225	Glass	6.55×10^{-2}
		Ni	7.79×10^{-2}
^{85}Kr	0.687	Ti	3.79×10^{-1}
		Ni	3.81×10^{-1}
^{210}Bi	1.16	Ni	7.26×10^{-1}
		Ag	8.19×10^{-1}
^{32}P	1.71	H_2O	8.22×10^{-1}
		Glass	9.76×10^{-1}
$^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$	2.28	Al	1.41
		Ni	1.52
		Ag	1.69

* range for the maximum β -ray energy

Table 2 Elwert Factor for Z=74

Outgoing e^- (MeV)	Incoming e^- (MeV)					
	0.05	0.10	0.20	0.50	1.0	2.0
0.01	2.116	2.806	3.539	4.339	4.695	4.864
0.02	1.518	2.012	2.538	3.112	3.368	3.489
0.05	1.000	1.326	1.673	2.050	2.219	2.299
0.10		1.000	1.261	1.546	1.673	1.734
0.20			1.000	1.226	1.327	1.375
0.50				1.000	1.082	1.121
1.0					1.000	1.036
2.0						1.000

Table 3 Comparison between Old and New Stopping Powers of W(Z=74)

Energy (MeV)	Collision (MeV cm / g)		Radiative (MeV cm / g)		Radiation Yield	
	New ⁽¹⁾	Old ⁽²⁾	New ⁽¹⁾	Old ⁽²⁾	New ⁽¹⁾	Old ⁽²⁾
0.01	8.974+00	8.882+00	1.977-02	4.022-02	1.076-03	2.869-03
0.05	3.137+00	3.119+00	3.374-02	4.653-02	5.430-03	8.376-03
0.10	2.047+00	2.038+00	4.084-02	5.266-02	1.032-02	1.424-03
0.50	1.085+00	1.093+00	7.353-02	9.752-02	3.712-02	4.769-02
1.00	1.016+00	1.033+00	1.159-01	1.471-01	6.030-02	7.626-02
2.00	1.037+00	1.060+00	2.117-01	2.565-01	9.856-02	1.186-01
5.00	1.126+00	1.150+00	5.372-01	5.962-01	1.902-01	2.117-01
10.00	1.203+00	1.226+00	1.132+00	1.198+00	3.006-01	3.178-01

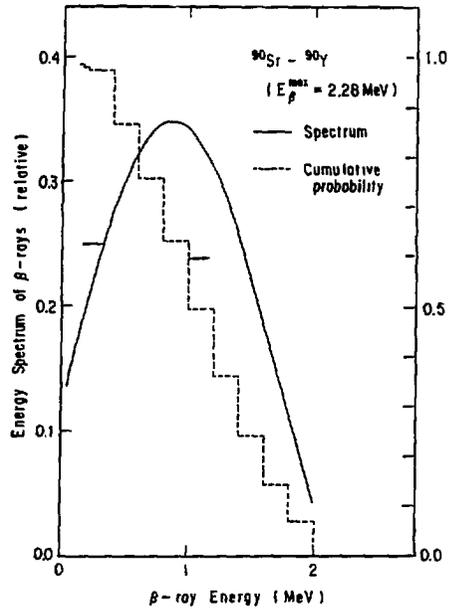


Fig. 1 β -ray spectrum of $^{90}\text{Sr}-^{90}\text{Y}$.

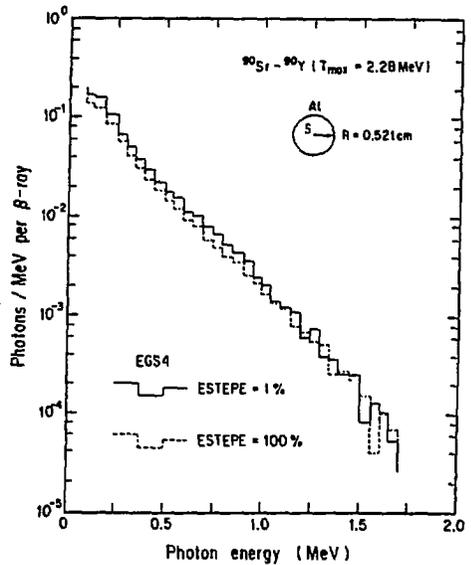


Fig. 2 Dependence on ESTEPE of bremsstrahlung spectrum from Al target due to $^{90}\text{Sr}-^{90}\text{Y}$.

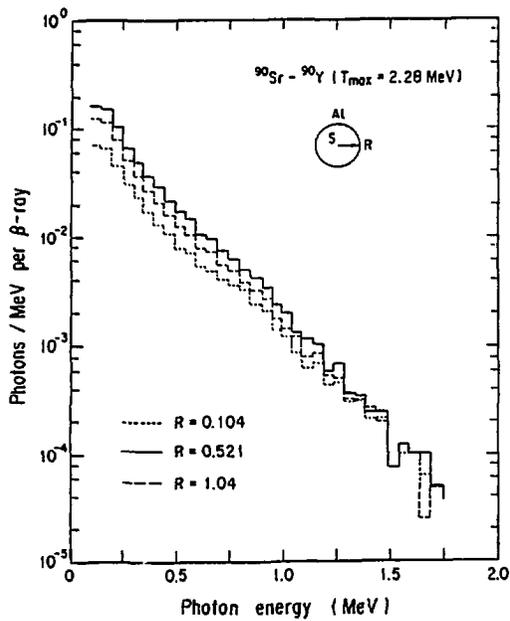


Fig.3 Dependence on the target thickness of bremsstrahlung spectrum from ^{90}Sr - ^{90}Y .

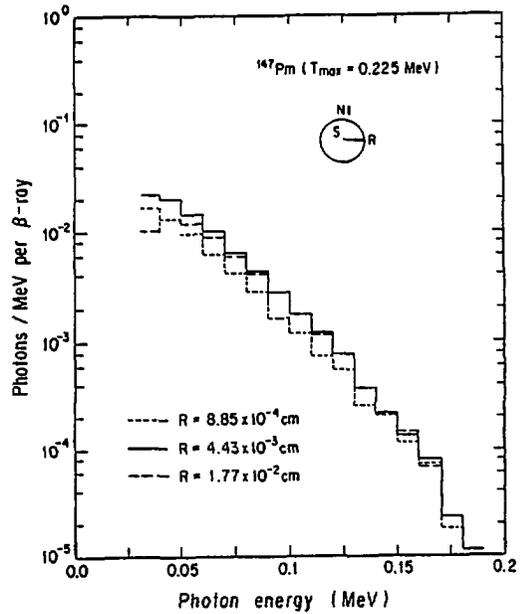


Fig.4 Dependence on the target thickness of bremsstrahlung spectrum from ^{147}Pm .

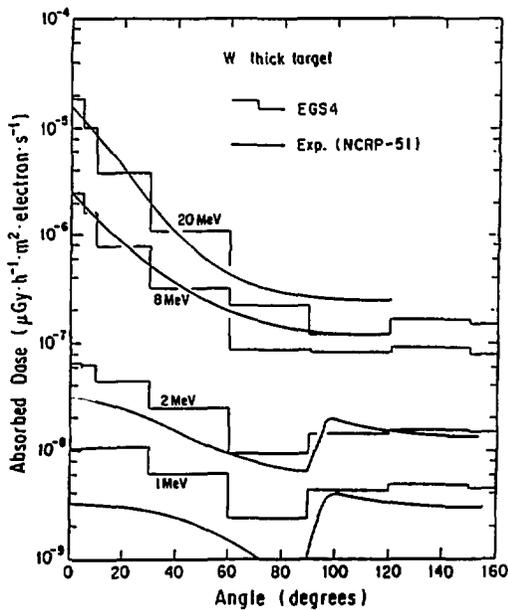


Fig.5 Comparison between experiments and EGS4 of angular dose of bremsstrahlung from W target due to monoenergetic electron beam.

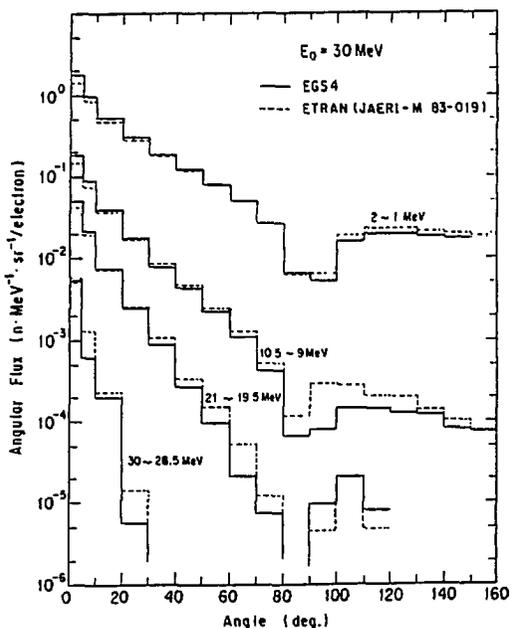


Fig.6 Comparison between ETRAN and EGS4 of angular flux of bremsstrahlung from W target due to 30 MeV electron beam.

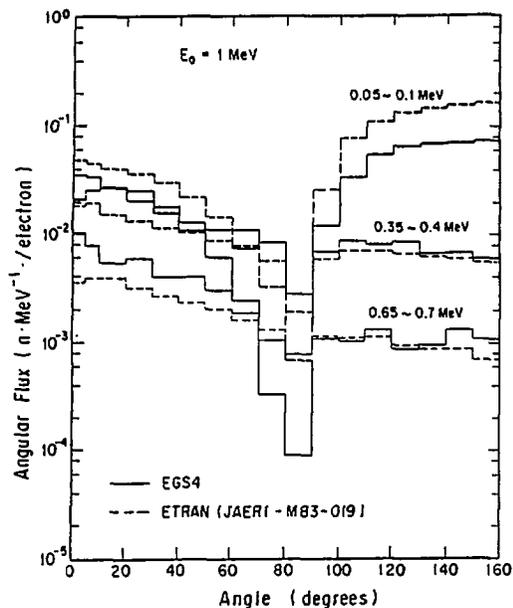


Fig.7 Comparison between ETRAN and EGS4 of angular flux of bremsstrahlung from W target due to 1 MeV electron beam.

Table 4 Formulae for Bremsstrahlung Production Cross Section used in ETRAN and EGS4 codes

E (MeV)	Berger & Seltzer ¹²⁾	E (MeV)	EGS 4
< 4 mc ²	$d\sigma = A f_c$ (3 BN)	< 50 MeV	$d\sigma = A$ (3 CS)
< 30 mc ²	$d\sigma = A f_c$ (3 BN) (if $Y > 1.5$) $d\sigma = A f_c$ (3 BS) (if $Y > 1.5$)	> 50 MeV	$d\sigma =$ (3 CS)
> 30 mc ²	$d\sigma =$ (3 BN) (if $Y > 1.5$) $d\sigma =$ (3 CS) (if $Y > 1.5$)		

(3 BN), (3 BS), (3 CS) : Koch & Motz (Rev. of Mod. Phys., 1959)

$$Y = 100 k (E_0 E Z)^{-1}$$

A : Correction factor to exp. value by Koch & Motz

f_c : Elwert factor (Coulomb correction)

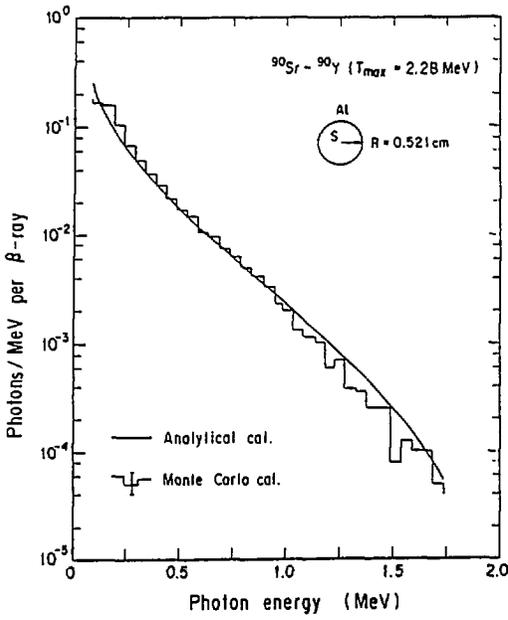


Fig.8 Bremsstrahlung spectrum from Al target due to ^{90}Sr - ^{90}Y calculated with EGS4 and the present analytical formula.

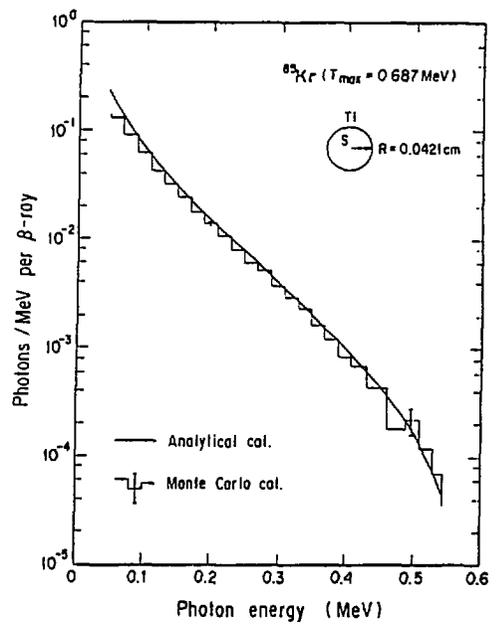


Fig.9 Bremsstrahlung spectrum from Ti target due to ^{85}Kr calculated with EGS4 and the present analytical formula.

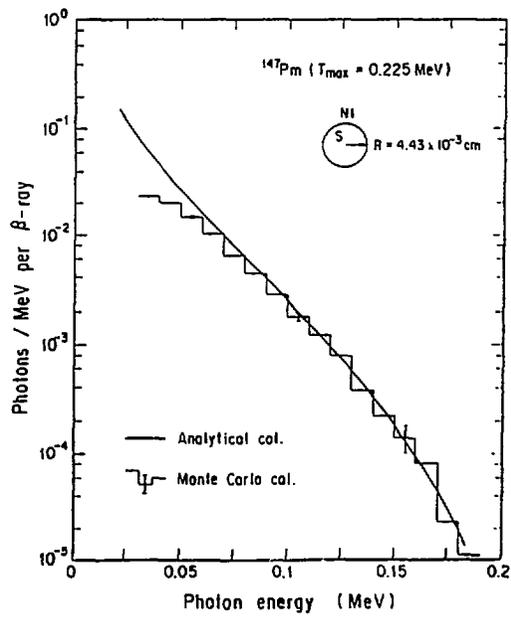


Fig.10 Bremsstrahlung spectrum from Ti target due to ^{147}Pm calculated with EGS4 and the present analytical formula.

光核反応による生成放射性核種の空間分布

東北大学サイクロトロン・ラジオアイソトープセンタ 中村 尚司

Spatial Distribution of Radionuclides Produced by Photonuclear Reactions

Takashi Nakamura

Cyclotron and Radioisotope Center, Tohoku University

Aoba, Aramaki, Sendai 980, Japan

The spatial distribution of radionuclides produced in a medium by photonuclear reactions was investigated; photospallation products in a 15 cm thick copper target bombarded by the 900 MeV electron-induced bremsstrahlung radiation, and photonuclear reaction products in 20 cm thick cesium (Cs_2CO_3) and strontium (SrCO_3) targets bombarded by the 60 MeV bremsstrahlung. The measured activation rates were compared with the product of the available production cross section data and the bremsstrahlung spectra calculated with the EGS-4 Monte Carlo code.

1. はじめに

制動放射線を用いて、光核反応による放射性核種の生成率や反応断面積の研究はこれまで数多く行われてきているが、光核反応によって厚いターゲット中に生成される放射性核種の空間分布に関するデータは極めて乏しい。

本研究は2つのテーマから成っている。1つは900MeV電子生成制動放射線による、銅ターゲット中での光核破碎反応による生成放射性核種の分布に関する研究¹⁾であり、これは最近建設が進んでいる電子加速器を用いた放射光施設における、加速器の残留放射能評価にとって有用な情報を提供するであろう。他の1つは60 MeV電子生成制動放射線によるセシウム（炭酸セシウム）およびストロンチウム（炭酸ストロンチウム）ターゲット中での、光核反応による生成放射性核種の分布に関する研究²⁾であり、これは現在国家プロジェクトとして推進されているオメガ計画の一環として、電子加速器による高レベル廃棄物中の長寿命核分裂生成物の消滅処理に必要な基礎データをうるために行ったものである。

2. 900 MeV 制動放射線による銅中の生成放射性核種の分布

東大核研の電子シンクロトロンを用いて、900 MeV電子を50 μm 厚の白金の内部ターゲットにあて、発生した制動放射線を直径約2 cmのコリメートビームとして引出し、Fig. 1に示す10 cm x 10 cmの大きさで、厚さ15 cmの銅ターゲットにまっすぐに照射した。入射した制動放射線の量を求めるために、ターゲットの表面に直径2 cmで厚さ530 ng/cm^2 のアルミニウム箔をつけた。ターゲット中には、0.5 cm x 0.5 cmの大きさで450 ng/cm^2 厚の銅箔を深さ1 cmから10 cmまで1 cm毎に挿入して、深さ方向の生成放射能分布を求めた。アルミニウム箔中に $^{27}\text{Al}(\gamma, 2p\text{n})^{24}\text{Na}$ 反応により生成された ^{24}Na の量と、この反応

の断面積データ (0.74 mb/eq. q.)³⁾ から、入射制動放射線の量 Q (eq. q.) をえた。薄い白金ターゲットからの制動放射線のスペクトル $\phi_0(E)$ は Schiff の式⁴⁾ で精度よく近似できるので、その積分値を Q に規格化したものを入射スペクトルとした。銅ターゲット中での制動放射線スペクトルの変化は、EGS-4 モンテカルロコード⁵⁾ を用いて計算した。計算により得られたスペクトル $\phi(E, Z)$ (Z はターゲット中での深さ) は、反応断面積 $\sigma(E)$ が既知であれば、測定された飽和放射能 (生成率) $A(Z)$ と次式により関係づけられる。

$$A(Z) = Q N_0 \int_{E_{th}}^{E_0} \sigma(E) \phi(E, Z) dE \quad (1)$$

ここで、 N_0 はターゲット中の銅原子数、 E_0 は入射電子エネルギー (900 MeV) で E_{th} はしきいエネルギーである。しかし、光核破砕反応の断面積は全く報告されていないので、(1) 式を

$$\left. \begin{aligned} A(Z) &= Q N_0 \sigma_{eff} \int_{E_1}^{E_2} \phi(E, Z) dE \\ &= Q N_0 \sigma_{eff} \bar{\Phi}(Z) \end{aligned} \right\} (2)$$

$$(\bar{\Phi}(Z) \equiv \int_{E_1}^{E_2} \phi(E, Z) dE)$$

と書換え、計算で求められた $\phi(E, Z)$ を様々の実効エネルギー範囲 (E_1, E_2) の間で積分した制動放射線束 $\Phi(Z)$ を求めた。

この様々の $\Phi(Z)$ の値を Z を横軸として描き、そのグラフに $A(Z)$ を重ねて、 Z に対する深さ依存性の曲線がよく一致した $\Phi(Z)$ を選ぶことによって、(2) 式から逆に実効エネルギー範囲 (E_1, E_2)、実効断面積 σ_{eff} を求めた。

Fig. 2 に 1 例として、銅中に生成した ^{58}Co , ^{57}Co , ^{55}Co の飽和放射能 $A(Z)$ と積分制動放射線束

$$\bar{\Phi}_{>50}(Z) = \int_{50\text{MeV}}^{900\text{MeV}} \phi(E, Z) dE \quad (3)$$

$$\bar{\Phi}_{>100}(Z) = \int_{100\text{MeV}}^{900\text{MeV}} \phi(E, Z) dE \quad (4)$$

の深さ分布曲線を示す。測定値 $A(Z)$ と計算値 $\Phi(Z)$ の傾きはよく一致していて、これから σ_{eff} を推定することができる。この方法により、Table 1 に示すように、900 MeV 制動放射線による銅の光核破砕反応の実効断面積と実効エネルギー範囲を推定することができた。これは初めて得られた断面積データであり、残留放射能評価に役立つであろう。

3. 60 MeV 制動放射線によるセシウムおよびストロンチウム中の生成放射性核種の分布

東北大核理研の電子リニアックを用いて、60 MeV 電子を 1 mm 厚の白金コンバータにあてて制動放射線を発生させ、コンバータを通過した電子は掃引マグネットによって下方に曲げ、制動放射線だけを試料に入射させるようにした。 Fig.

3 に実験配置を示す。試料は炭酸ストロンチウム (SrCO_3 , 密度 2.16 g/cm^3) および炭酸セシウム (Cs_2CO_3 , 密度 3.24 g/cm^3) の直径 18 mm 、厚さ 15 mm のものを、長さ約 20 cm に並べたスタックである。ターゲットスタック内の光子束密度と光中性子束密度を求めるために、スタック中に金 (10 mm 直径、 0.01 mm 厚) とアルミニウム (10 mm 直径、 0.05 mm 厚) を挿入した。

電子1個が白金コンバータに入射して、前方に放出された制動放射線がターゲットスタックに入射した時、深さ X での光子のスペクトル $\phi(E, X)$ は EGS-4 による計算から求めた。白金コンバータに入る電子の数が精度よく求められなかったので、その数 C は金箔中に $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ 反応で生成された ^{196}Au の放射能の測定値 $A(X)$ から次式により求めた。

$$A(X) = CN_0 \int_{E_{th}}^{E_0} \sigma(E) \psi(E, X) dE \quad (5)$$

ここで、 N_0 は金箔中の金原子数、 $\sigma(E)$ は $^{197}\text{Au}(\gamma, n)$ 反応断面積⁶⁾である。(5) 式から求められた C の値より、スタック内の光子束は

$$\phi(E, X) = C \psi(E, X) \quad (6)$$

で与えられる。測定されたスタック中の生成核種 A の飽和放射能 (生成率) $R_A(X)$ は、その生成断面積 $\sigma_A(E)$ が分かれば、

$$R_A(X) = N_A \int_{E_{th}}^{E_0} \sigma_A(E) \phi(E, X) dE \quad (7)$$

による計算値と比較することができる。ここで、 N_A は核種 A の数である。

次に、スタック内での (γ, n) 反応により生成される光中性子束の分布は、

$$Y_n(X) = CN_A \int_{E_{th}}^{E_0} \sigma(E) l_{tr}(E, X) dE \quad (8)$$

により求められる。 $l_{tr}(E, X)$ は微分飛跡長であり、EGS-4 から計算される。放出中性子のスペクトル $\phi_n(E)$ は Swanson⁷⁾ に従って、スタック内の全領域に於て

$$\left. \begin{aligned} \psi_n(E_n \leq 3.5 \text{ MeV}) &= \frac{E_n}{T^2} e^{-\frac{E_n}{T}} \quad (T = 0.82 \text{ MeV}) \\ \psi_n(E_n > 3.5 \text{ MeV}) &= E_n^{-\alpha} \quad (\alpha = 2.8) \end{aligned} \right\} (9)$$

によって近似されるものとした。このスペクトルの全面積が Y_n になるように規格化し、

$$Y_n(X) = K(X) \int_0^{E_0} \psi_n(E_n) dE_n \quad (10)$$

より $K(X)$ を求めた。これから中性子スペクトル $\phi_n(E_n, X)$ は

$$\phi_n(E_n, X) = K(X) \psi_n(E_n) \quad (11)$$

として与えられる。本研究ではアルミニウム中に生成される $^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$ 反応を用いて中性子束 (1.9 MeV 以上) を求めている。この反応による ^{27}Mg の生成率は次式により与えられる。

$$R_A(X) = N_A \int_{E_{th}}^{E_0} \sigma_n(E_n) \phi_n(E_n, X) dE_n \quad (12)$$

Fig. 4 にセシウムターゲット中に $^{133}\text{Cs}(\gamma, n)^{132}\text{Cs}$ により生成された ^{132}Cs の飽和放射能の測定値を、(7)式による計算値と比較している。計算に用いたこの反応の断面積 $\sigma_n(E)$ は文献(6)から引用した。実験値と計算値は非常によく一致している。Fig. 5 にはセシウムターゲット中に $^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$ 反応により生成された ^{27}Mg の飽和放射能の測定値を(12)式による計算値と比較している。この反応の断面積は文献(8)より引用した。スタック表面の値を除いて実験値と計算値はよく一致している。

なお、この実験によりスタック中の速中性子束は光子束の約 1000 分の 1 であることが分かった。この研究は動力炉・核燃料開発事業団の受託研究として行ったものである。

参考文献

- 1) Nakamura, T., Ohkubo, T., Uwamino, Y. : Nucl. Instrum. Methods, A256, 505 (1987).
- 2) 中村尚司 他 : PNC J 4601 89-001, 動力炉・核燃料開発事業団受託研究成果報告書、1989年3月。
- 3) Johnsson, B., Jaerund, A., Forkman, B. : Z. Phys., A273, 97 (1975).
- 4) Koch, H.W., Motz, J.W. : Rev. Mod. Phys., 31, 920 (1959).
- 5) Nelson, W.R., Hirayama, H., Rogers, D.W.O. : SLAC-265 (1985).
- 6) Dietrich, S.S., Berman, B.L. : UCRL-94820 (1986).
- 7) Swanson, W.P. : "Radiological Safety Aspects of the Operation of Electron Linear Accelerators", Technical Report Series No. 188, IAEA, Vienna (1979).
- 8) Evaluated Nuclear Data File, B-Format, Version V : BNL-NCS-17541 (1979).

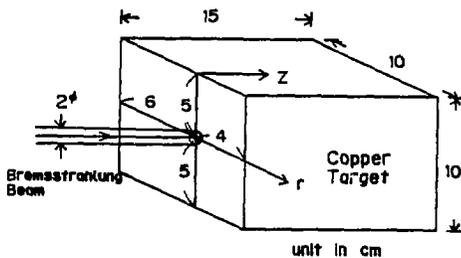


Fig. 1. Experimental arrangement of copper target assembly

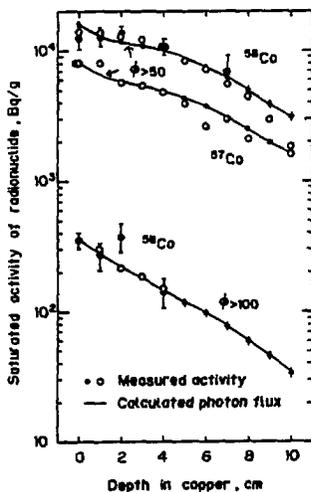


Fig. 2. Axial distribution of measured saturated activities of ^{58}Co , ^{57}Co and ^{55}Co and calculated integral bremsstrahlung fluxes.

(in copper)

Table 1 Effective photonuclear reaction cross sections and effective photon energy range

Nuclide	Production reaction ^{a)}	Effective cross section [mb]	Effective photon energy range [MeV]
^{63}Cu	$^{63}\text{Cu}(\gamma, n)$	50	10-30
^{64}Cu	$^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)$	10	20-40
^{66}Cu	$^{63}\text{Cu}(\gamma, 3n)$	1.2	30-50
^{58}Co	$^{63}\text{Cu}(\gamma, 2p3n)$	5.4	50-900
^{57}Co	$^{63}\text{Cu}(\gamma, 2p4n)$	2.8	50-900
^{55}Co	$^{63}\text{Cu}(\gamma, 2p6n)$	0.16	100-900
^{56}Mn	$^{63}\text{Cu}(\gamma, 4p3n)$	0.60	150-900
^{53}Mn	$^{63}\text{Cu}(\gamma, 4p7n)$	1.1	200-900
^{46}Sc	$^{63}\text{Cu}(\gamma, 8p7n)$	0.13	300-900
^{47}Sc	$^{63}\text{Cu}(\gamma, 8p8n)$	0.42	300-900
$^{48}\text{Sc}^m$	$^{63}\text{Cu}(\gamma, 8p11n)$	0.52	300-900

^{a)} Except for the $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)$ reaction, only $^{63}\text{Cu}(\gamma, x)$ reactions having lower threshold energies than $^{63}\text{Cu}(\gamma, x)$ reactions are indicated.

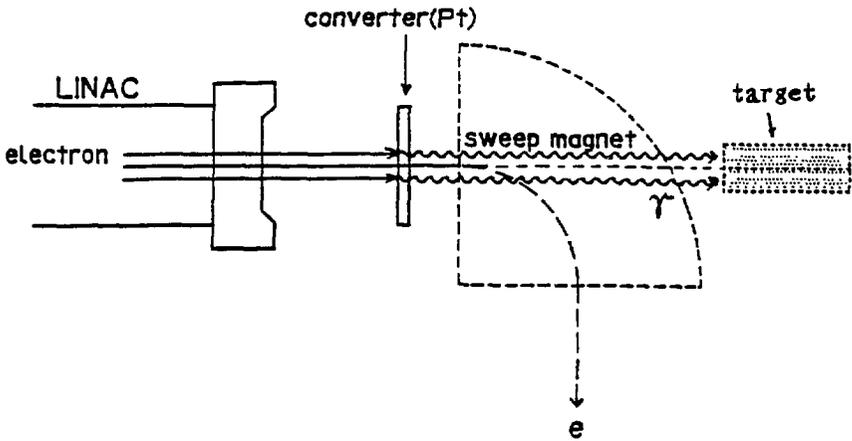


Fig. 3 Experimental arrangement of cesium and strontium target irradiation

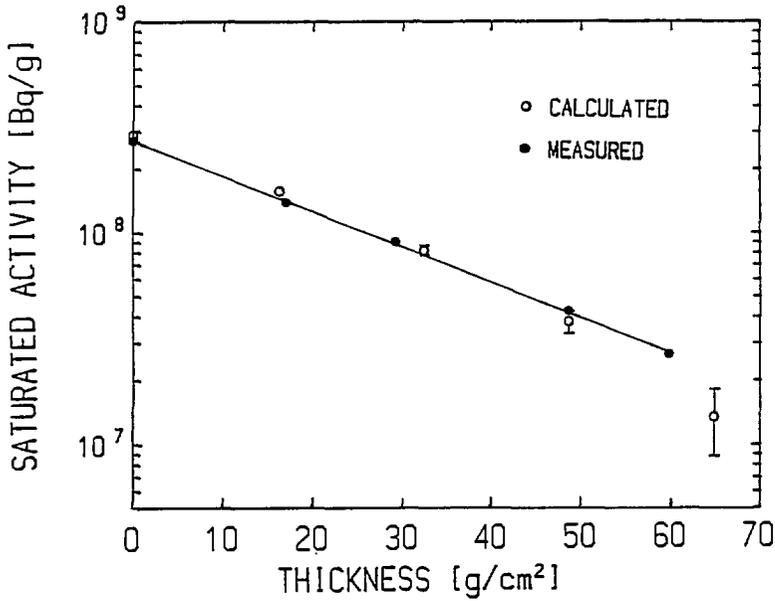


Fig. 4 Depth distribution of measured and calculated saturated activities of ^{132}Cs by $^{133}\text{Cs}(\gamma, n)$ in Cs_2CO_3

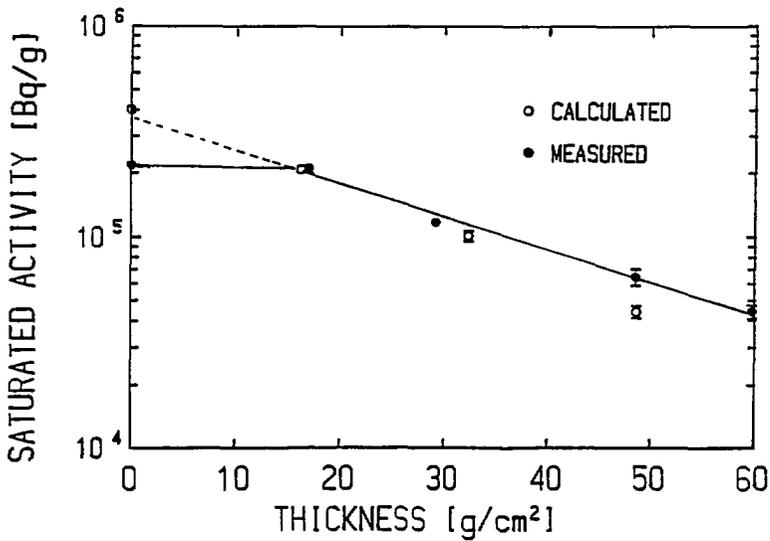


Fig. 5 Depth distribution of measured and calculated saturated activities of ^{27}Mg by $^{27}\text{Al}(n, p)$ in Cs_2CO_3

EGS 4による (γ , n) 反応の取扱いとMCNPとの接続

動燃・東海 加瀬 健、小無 健司、岸本 洋一郎

Treatment of (γ , n) reaction by EGS4 code and connection to MCNP code

T. Kase, K. Konashi and Y. Kishimoto
Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation
Tokai, Ibaraki 319-11, Japan

The EGS4, a simulation code for electron-photon transport, has been improved to calculate the photonuclear reaction. Neutron yields in the Pb target bombarded by 34MeV electron have been calculated by the improved code. The calculation results are well agreed with experimental data within 10%. We have used this code in order to estimate the transmutation of ^{137}Cs using bremsstrahlung.

1. はじめに

EGS 4⁽¹⁾は、電子-光子の輸送計算を行うが、その際、オリジナルのままでは、(γ , n)、(γ , 2n)、(γ , f) 反応等の光核反応は考慮されていない。そこで、EGS 4に光核反応断面積を組み込み、光核反応を取り扱えるようにした。34MeVの電子で鉛を照射した場合の中性子の収率を改良を加えたEGS 4で計算し、実験値と比較したところ両者の差は約10%以内で一致した。また、この改良を加えたEGS 4を用いて電子線を利用した ^{137}Cs の消滅処理の評価計算を行い、他の加速器を利用した消滅処理方法との比較を行った。

2. 改良点

EGS 4では、光子の輸送過程はSubroutine photonで扱われる。ここでは、光子発生→飛距離決定→反応の種類決定のステップで計算が行われており、反応の種類としては電子対生成、コンプトン効果、光電効果が考慮されている。そして、これらの反応断面積を用いて、飛距離、反応の分岐比が計算される。EGS 4に光核反応を組み込むには、上記のステップに光核反応断面積を考慮した修正をする必要がある。

現在の分岐比を r_1 、 r_2 とすると、乱数 ξ ($0 \leq \xi \leq 1$) が与えられた時、

$0 \leq \xi < r_1$	電子対生成
$r_1 \leq \xi < r_2$	コンプトン散乱
$r_2 \leq \xi \leq 1$	光電効果

である。これを以下のように修正することにより、光核反応を考慮するように改良できる。

$0 \leq \xi < r_1'$	電子対生成
$r_1' \leq \xi < r_2'$	コンプトン散乱
$r_2' \leq \xi < r_3'$	光電効果
$r_3' \leq \xi \leq 1$	光核反応

さらに、生じた光核反応点 (x, y, z) をファイル化し、これをMCNP⁽²⁾の線源データとして使用することで、EGS4とMCNPの連結計算が可能となる。なお、光核反応断面積は、参考文献(3)の実験データを、SALSを用いてローレンツフォームに最小二乗フィットしたものを組み込んだ。

3. 計算と結果

改良を行ったEGS4の動作チェックのため、34MeVの電子で鉛ターゲットを照射した場合の発生中性子数を光中性子生成断面積を組み込んだEGS4で求め、実験値との比較を行った。Fig.1にその体系を示す。その結果をTable 1に示す。両者の差は約10%以内で、一致している。

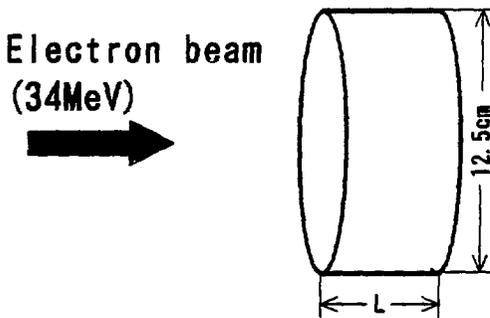


Fig.1 計算体系 (入射電子数 1×10^5 、ターゲット：鉛)

Table 1 計算結果比較

ターゲット厚 L	Neutron Yield $\times 10^{12} [\text{s}^{-1} \text{kW}^{-1}]$			
	2.98X ₀	3.94X ₀	5.93X ₀	10X ₀
EGS 4	1.09	1.31	1.64	1.74
Barber et al. (4)	1.18	1.41	1.64	
評価値 (5)				1.60

X₀: Radiation length (1.12cm)

4. EGS4を利用した計算例
 - 加速器による ^{137}Cs の消滅処理法の比較 -

今までにいくつかの加速器を用いた消滅処理法が提案されている。本研究では各方法に対して計算条件を統一し、ターゲット体積をパラメータとして消滅速度（実効半減期）と目的核種を1核種消滅させるときに必要なエネルギー（消滅エネルギー）を求め、各々の消滅処理法の比較を行った。

4. 1. 計算

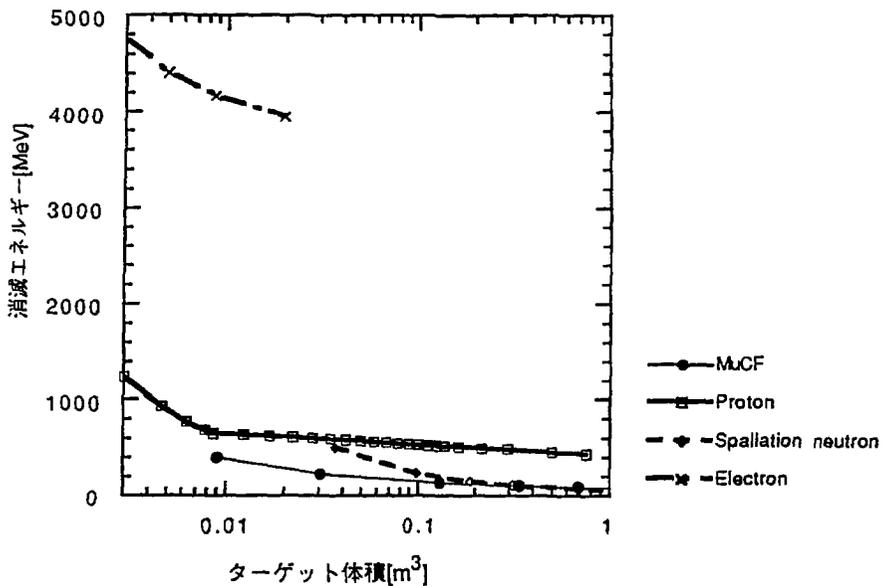
比較の対象とした消滅処理法とその計算条件をまとめてTable 2に示す。電子法は電子を直接ターゲットに入射させ、発生させた制動放射線で消滅させる方法で、主に (γ, n) 反応を利用する。 μCF 法はミュオン触媒核融合(μCF)中性子を利用して、主に $(n, 2n)$ 反応で消滅させる法である。陽子を利用する方法としては、直接陽子をターゲットに入射させ、主にスポレーション反応で消滅する方法（陽子法）と陽子を鉛に入射させ発生させた2次中性子を利用する方法（スポレーション中性子法）の2種類の方法について計算を行った。どのケースもできるだけ計算条件を等しくするためモンテカルロ計算コードを使用して計算することにし、対象核種としてここでは ^{137}Cs を取り上げた。

Table 2 計算条件

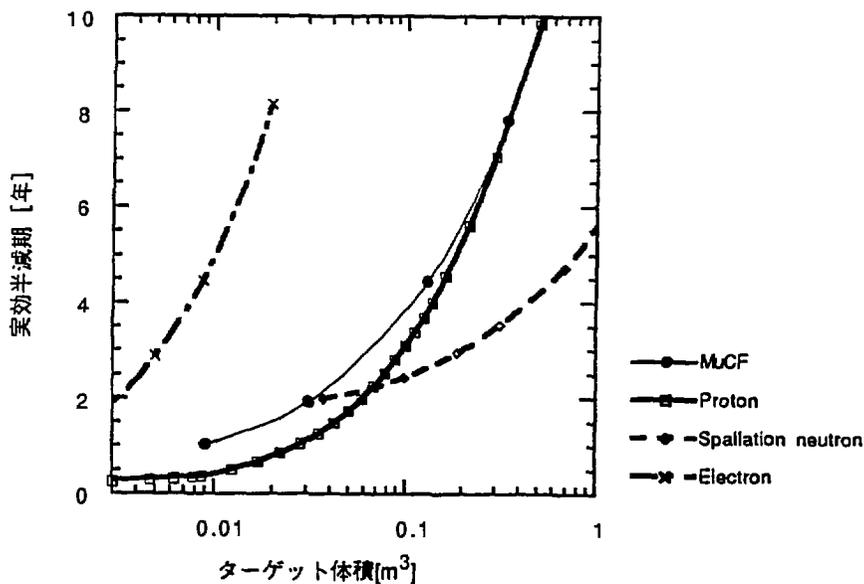
消滅処理方法	加速粒子	エネルギー [MeV]	電流値 [mA]	計算コード
電子法	e^-	100	2000	EGS4
陽子法	p	500	900	NMTC
スポレーション中性子法	p	1500	300	NMTC+MCNP
μCF 法	d	4000	25	MCNP

4. 2. 結果と考察

計算結果をFig.2に示す。Fig.2から、どの場合も ^{137}Cs ターゲット体積が増加するに従い、消滅エネルギーは小さくなるが、実効半減期は長くなっていくことがわかる。これは、 ^{137}Cs ターゲットを大きくすることによって体系外にもれ出る粒子は少なくなり、核反応数は増加するため消滅エネルギーは減少するが、核反応増加よりターゲット体積増加が大きいいため実効半減期は長くなるためである。



(a) 消費エネルギー



(b) 実効半減期

Fig.2 ターゲット面積に対する消費エネルギーと実効半減期の変化

次に、実効半減期を2年に設定したときの消滅エネルギーを比較したものをTable 3に示す。原子炉で ^{137}Cs が1核種生じるとき得られる電気エネルギーは、核分裂で得られるエネルギーを200MeV、核分裂収率6%、発電効率33%を仮定すると、 $200 \div 0.06 \times 0.33 = 1100$

より、1100MeVとなる。加速器効率を50%と仮定すると、 ^{137}Cs だけを消滅処理の対象と考へても、1核変換あたりに使用できるエネルギーは550MeV以下でないとエネルギー収支は成り立たない。Table 3より、 μCF 法を除く3者は消滅処理速度、消滅処理エネルギーともに要求を満たすことが難しいことがわかる。

Table 3 計算結果

消滅処理方法	消滅エネルギー [MeV]	実効半減期 [年]
電子法	4700	2.0
陽子法	570	2.0
スポレーション中性子法	500	2.0
μCF 法	195	2.0

5. まとめ

EGS 4に ^{210}Pb 、 ^{137}Cs の光核反応断面積を組み込み、これまでの電子-光子の輸送に加え、光核反応のシミュレートが行えるように改良を加えた。改良を加えたEGS 4で計算した34MeVの電子で鉛を照射した場合の中性子の収率を、実験値と比較すると約10%以内で一致した。光核反応点をファイルとして出力することより、光核反応で発生した中性子をMCNPで評価することも可能となった。また、改良を加えたEGS 4の応用として電子を利用した消滅処理の評価計算を行った。

参考文献

- (1)W.R.Nelson, H.Hirayama and D.W.O.Rogers, SLAC-265(1985)
- (2)J.F.Briesmeister, LA-7396-M(1986)
- (3)S.S.Dietrich and B.L.Berman, "Atals of Photoneutron Cross Section Obtained with Monoenergetic Photons", UCRL-94820(1986)
- (4)Barber et al., Phys.Rev.116(1959)1551.
- (5)W.P.Swanson, "Radiological Safety Aspects of the Operation of Electron Accelerators", IAEA TECHNICAL REPORT SERIES No.188, VIENNA,1979.
- (6)T.Kase et al., Proc.Int.Conf. on Muon Catalyzed Fusion μCF -90, Vinna, May 27-June 1,1990.(to be published in Muon Catalyzed Fusion)

EGS4を用いた LINACスペクトル特性計算

三菱電機中央研究所 炭谷 博昭

Calculations of LINAC spectrum characteristics using EGS4

Hiroaki Sumitani

Central Research Laboratory
Mitsubishi Electric Corporation
1-1, Tsukaguchi-honmachi 8-chome,
Amagasaki, Hyogo, 661 JAPAN

The 4 MeV, 6 MeV and 10 MeV LINAC spectra were calculated using EGS4 code. These spectra are wideband and maximum energies are same value of incident electrons energy. Using 4 MeV spectrum, I calculate the characteristics of the flattening filter. The beam hardening effect was observed. And I evaluated this 4 MeV LINAC whether it can apply CT(Computed Tomography) function. The linearity for the thickness and detector output is better for the spectrum using flattening filter. This result shows that 4 MeV LINAC may have a CT function.

1. はじめに

放射線治療に用いられるLINAC装置は重金属ターゲットに電子ビームをあてて金属原子中での制動放射等によって発生するX線を治療用ビームとしている。近年、この治療用ビームを診断に用いることを目的として治療用LINAC装置にCT機能を付加して、同一ベッド内での患部の位置決めや治療中の照射線量をモニターすることが考案されている。このターゲット部は、電子ビームの照射により発生する熱を除去するための冷却機構、発生するX線ビームをコリメートするコリメータ、コリメータ開口部内のX線ビーム強度を均一化するための平坦化フィルターで構成されている。これらの構造はこれまで実験的に決定されており、コリメータ開口部内のビーム強度分布を測定することにより平坦化フィルターの最適化が図られてきた。今回、EGS4プログラムを用いてターゲット部か

ら発生するX線のエネルギー・スペクトルを求め、平坦化フィルター特性を評価するとともにCT機能に対する影響について調べた。

2. LINACスペクトル

代表的なLINACターゲット部の構造を図1に示す。今回の計算では電子エネルギー4 MeV、6 MeV及び10 MeVの3とおりについてターゲット部からの発生X線のスペクトルを計算した。これらのスペクトルを図2に示す。これらのスペクトルはすべて平坦化フィルターを透過する前のもので、ターゲットである重金属原子からの発生X線スペクトルと同等である。これらのスペクトルは入射電子エネルギーを最大エネルギーとして500 keV付近をピークとしたスペクトルになっている。また、この重金属ターゲットから発生したX線の角度分布を図3に示す。入射電子のエネルギーが4 MeVの時と6 MeVの時に比べて10 MeVの時に前方性が強くなっている。表1に入射電子1個あたりの光子(1 keV以上)発生効率を示す。当然のことながら、入射電子エネルギーが大きくなるに従って重金属中での電磁カスケード・シャワーの発生は大きく、光子発生効率も電子のエネルギーが高い程大きくなっている。

次にこのスペクトルをもとに平坦化フィルターの透過特性を計算した。今回の計算体系ではコリメータの開口角が約14°となっており、計算したスペクトルの特性を電子ビーム入射軸を中心に同心円状に8分割して、それぞれの領域での平坦化フィルター通過前後の様子を調べた。その結果として入射電子エネルギーが4 MeVの場合について表2に示す。この表をみてわかるように、フィルターの透過距離が長い中心部程低エネルギー成分の減衰が大きくなっており、その結果平均エネルギーが大きくなっている。これはいわゆる線質硬化現象である。なお、この平坦化フィルターはLINACのターゲットから発生するX線の照射線量を一定にすることを目的にしており、スペクトルを均一化するものではない。

3. CT機能への影響

治療用LINACを用いてCT機能を実現するためには図4に示すように対象物をターゲットから放出されるX線の照射領域に置き、対象物を中心にターゲットと対抗する位置にX線検出器群をX線の発生点を中心とした同心円上に配置して、対象物上のある点を中心にこのターゲット部と検出器群を回転させて対象物を透過してくるX線強度を測定しなければならない。CT機能を実現するためには、一定密度の対象物に対するX線ビームの減衰特性が理想的には

$$I = I_0 \exp[-\mu x] \quad (1)$$

の関係が成り立たねばならない。そこで今回計算したX線スペクトルについて、平坦化フィルターを通した場合と通さなかった場合について、カルシウム中を透

通したきたX線に対する検出器出力を計算した。この計算体系を図5に示す。計算ではカルシウムの厚さを変化させるとともに検出器厚さを深さ5 cmずつ4つの領域に分け、検出器中の各深さでのエネルギー損失量を求めた。今回の計算では、検出器中でのエネルギー損失量が検出器出力と比例するものとし、X線検出器としてCWOシンチレータを用い、4 MeV-LINACについてカルシウム厚さと検出器出力の関係を求めた。まず、カルシウム厚さとCWO検出器全体の出力の関係を図6に示す。この図をみると領域1から領域5までの範囲でほんのわずかだが、平坦化フィルターを通したX線スペクトルを用いた方が平坦化フィルターを通さない場合よりもカルシウム厚さに対する検出器出力の直線性がよくなっていることがわかる。また、CWO検出器を4つの層に分けて各層でのエネルギー損失量を求めた結果を図7に示す。この図からも平坦化フィルターのあるほうがカルシウム厚さと検出器出力の線形性が良いことがわかるが、さらに検出器中でのX線のエネルギー損失反応が第2層と第3層で多く起こっていることがわかる。代表的な例としてカルシウム厚さが2 mm、14 mmと30 mmの場合について各検出器深さでの領域1、領域3と領域5でのエネルギー損失量の割合を表3にまとめた。この表からも検出器深さが5 cmから10 cmの間で大半のX線エネルギーが検出器に吸収されていることがわかる。この結果よりX線検出器としてCWOシンチレータを用いる場合の検出効率を向上させるには検出器厚さを10 cm程度の厚さにすることが望ましいことがわかった。なお、今回の計算では検出器間のクロストークは無視している。

4. まとめ

今回の計算でLINACのスペクトルを定量的に求めることができ、平坦化フィルターの特性を評価することができた。さらに、この計算によって求められたスペクトルを用いてLINAC-CTの可能性を検討を行った結果、対象物の透過長さに対するX線検出器の出力の比例関係も平坦化フィルターを通したX線スペクトルを用いたほうがよく、CT機能を治療用LINACに持たせることの実現可能性を確認することができた。今後はさらにカルシウム以外の対象物質についての影響、検出器間のクロストーク、最適な検出系の設計、及び平坦化フィルターの最適化を図っていくとともに実験的な検証を行っていく予定である。

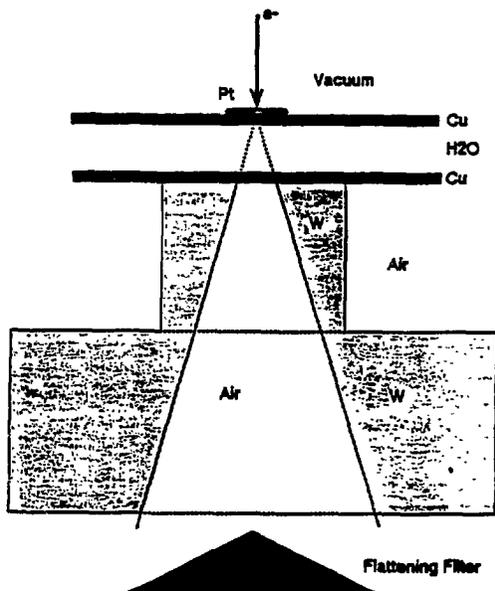
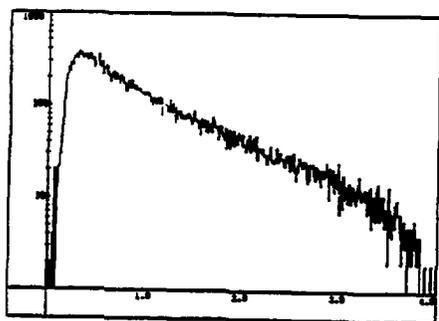
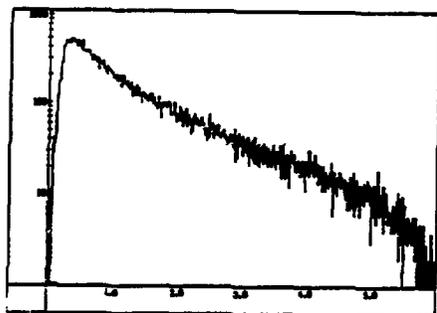


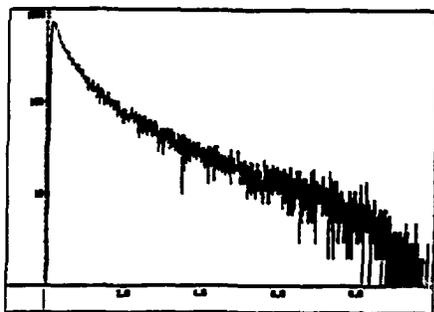
図1 LINACターゲット部構造



4 MeV-LINACの発生X線のスペクトル

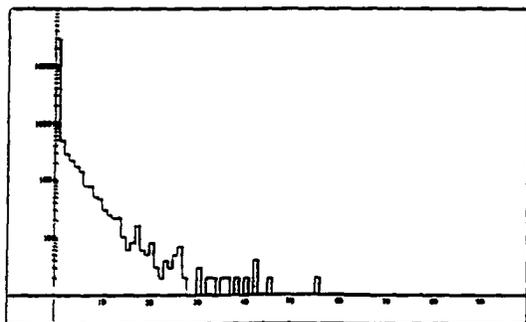


6 MeV-LINACの発生X線のスペクトル

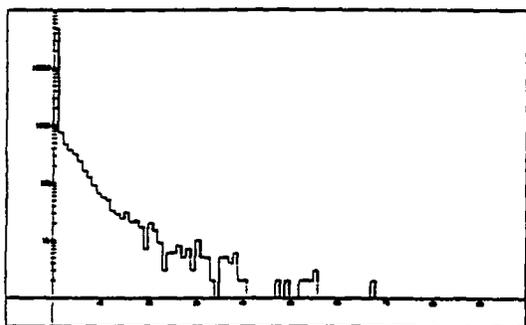


10 MeV-LINACの発生X線のスペクトル

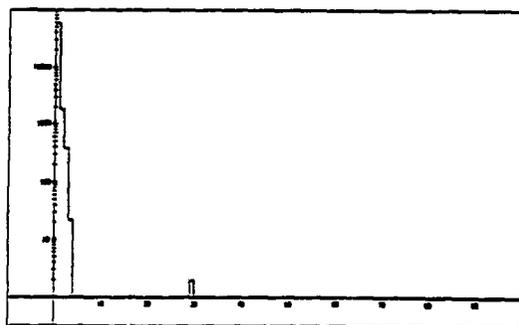
図2 4 MeV, 6 MeV, 10 MeV LINACスペクトル



4 MeV-LINACの発生X線の角度分布



6 MeV-LINACの発生X線の角度分布



10 MeV-LINACの発生X線の角度分布

図3 4 MeV, 6 MeV, 10 MeV LINAC放出X線角度分布

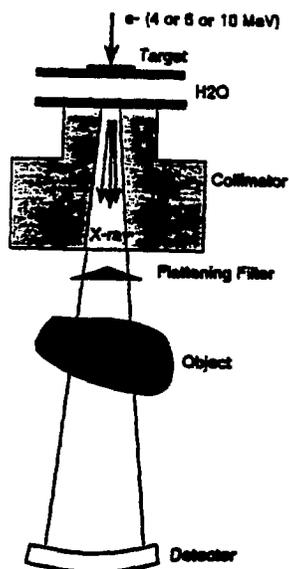


図4 LINAC-CT原理図

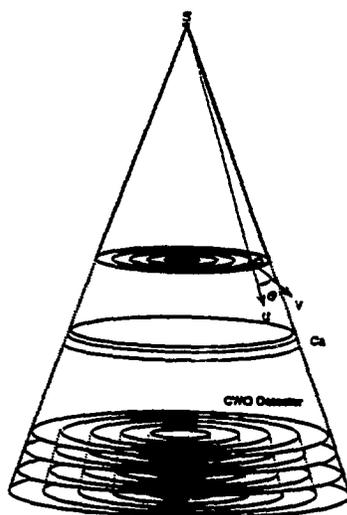
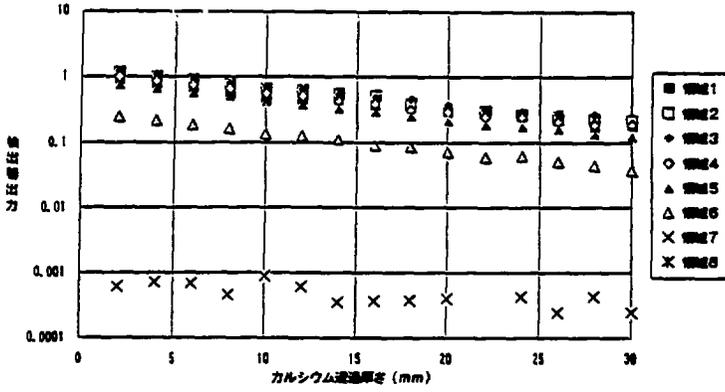


図5 カルシウム層透過X線の検出器内エネルギー損失量計算体系

検出器全体 (平準化フィルターあり (MeV))



検出器全体 (平準化フィルターなし (MeV))

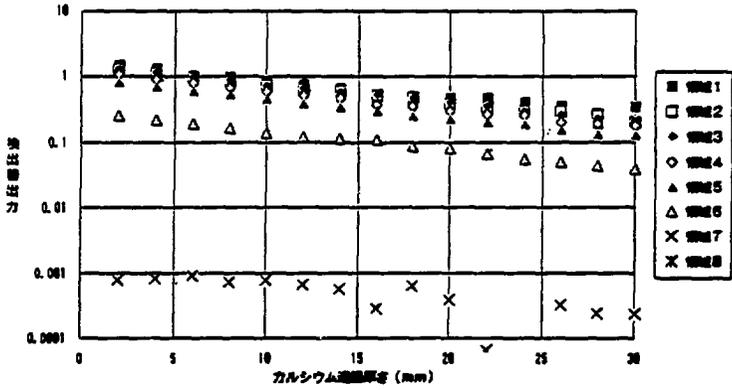
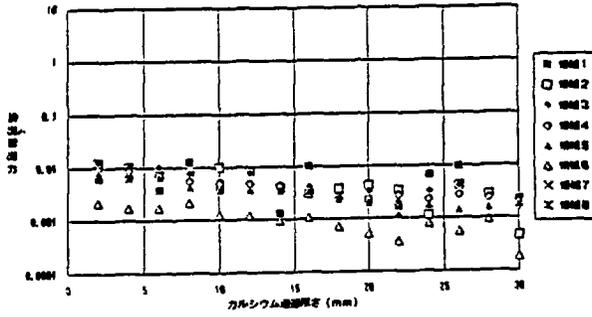
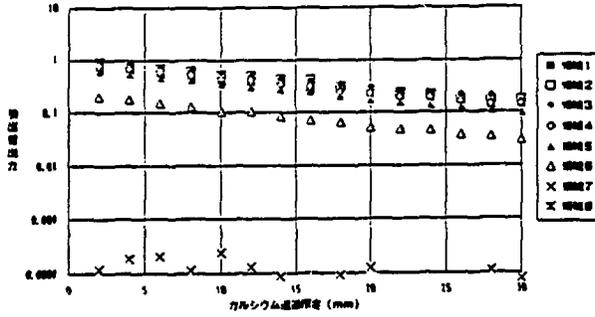


図6 カルシウム層厚さと検出器出力の関係

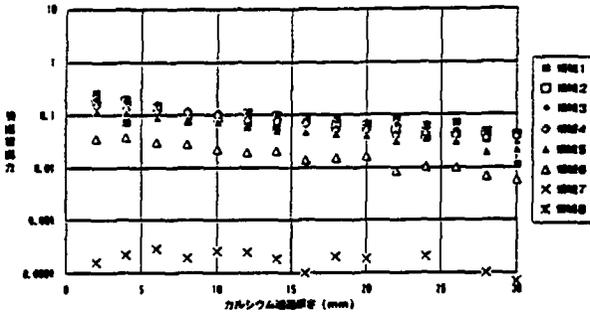
第1層検出層 (平均化フィルター長 400)



第2層検出層 (平均化フィルター長 400)



第3層検出層 (平均化フィルター長 400)



第4層検出層 (平均化フィルター長 400)

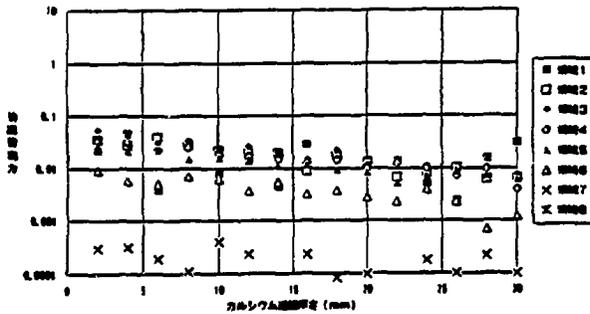


図7 CWO検出器中での各深さにおける検出器出力

表1 入射電子数に対するX線発生率

入射電子エネルギー	4 MeV	6 MeV	10 MeV
Photons/Electrons	0.015	0.072	0.119

表2 4 MeV LINACの平坦化フィルター透過前後でのX線の平均エネルギー(MeV)

領域	1	2	3	4	5	6	7
フィルター透過前	0.948	0.967	0.983	0.978	0.942	0.958	0.967
フィルター透過後	1.120	1.014	1.023	1.020	0.975	0.963	0.962

表3 各検出器長さ内でのエネルギー損失量(%)

Ca厚さ	CWO厚さ(cm)	領域1	領域3	領域5
2 mm	0~5	0.68	1.07	1.06
	5~10	68.73	78.07	80.08
	10~15	28.14	16.50	15.20
	15~20	2.45	4.36	3.66
14 mm	0~5	0.29	0.67	1.04
	5~10	86.01	78.56	80.50
	10~15	12.70	17.08	15.03
	15~20	1.00	3.69	3.42
30 mm	0~5	1.22	1.00	1.41
	5~10	76.30	79.35	76.39
	10~15	5.95	15.44	17.37
	15~20	16.53	4.22	4.83

第1回『EGS4研究会』講演プログラム

於：高エネルギー物理学研究所・3号館セミナーホール

1991年7月22日(月)

セッションI (13:00 ~ 15:00) 座長 平山英夫 (KEK)

- 1) TOPAZ Detector Simulation におけるEGS4の使用 KEK 宮本彰也
- 2) EGS4を使つてのTOPAZ用ビームマスクの設計 KEK 宇野彰二
- 3) KEK陽電子ライナックについてのシミュレーション KEK 紙谷啄哉
- 4) JLCの陽電子源の設計 日本鋼管 井田博之、KEK 宇野彰二、浦川順治、川端節彌、住吉孝行、竹内康紀、宮本彰也、吉岡正和

セッションII (15:15 ~ 16:10) 座長 宮島光弘 (KEK)

- 5) ガンマ線偏光度計のシミュレーション 広大・理 岩田洋世
- 6) 原子核を点として扱うことの影響について 名女大・情報セ 中塚隆郎

セッションIII (16:25 ~ 17:20) 座長 中村尚司 (東北大)

- 7) UNIX版EGS4とPC版EGS4について KEK 波戸芳仁
- 8) EGS4コード汎用ユーザーズ版の開発 三菱原子力 岩井敏

セッションIV (17:30 ~ 18:25) 座長 田中俊一 (原研)

- 9) 人体筋肉量をカリウム-40で測定する際の体格補正のためのシミュレーションの開発 東大・教育 戸部秀之
- 10) EGS4による治療領域におけるエネルギースペクトルと線量分布の計算 放医研 福村明史

1991年7月23日(火)

セッションV (9:30 ~ 10:50) 座長 川合将義 (東芝)

- 11) Ambi-plasma研究用のpositronの大量生産方式 京大・教養 道下敏則
- 12) EGS4コードによる室温半導体検出器の応答計算 三菱電機 亀谷均
- 13) β 線放出核種からの制動X線スペクトル計算 原研 田中俊一

セッションVI (11:05 ~ 12:25) 座長 伴秀一 (KEK)

- 14) 光核反応による生々放射性核種の物質内分布 東北大・CYRIC 中村尚司
- 15) EGS4による(γ , n)反応の取扱いとMCNPとの接続 動燃・東海 加瀬健、今西一文
- 16) EGS4を用いたLINACスペクトル特性計算 三菱電機 炭谷博昭

セッションVII (13:30 ~ 15:00) 座長 秦和夫 (京大)

- 17) EGS4の利用についてのフリーディスカッション

参 加 者 名 簿

氏 名	所 属	氏 名	所 属
青木 正治	東大核研	竹内 康紀	KEK
池原 正	東芝	多田 順一郎	筑波大
石川 智之	CRC総研	田中 進	原研高崎
石田 篤誠	日本鋼管	田中 俊一	原研東海
井田 博之	日本鋼管	田中 博文	三菱電機中研
浦川 順治	KEK	辻 政俊	TEC
今西 一文	CSK	戸部 秀之	東大
岩井 敏	三菱原子力	鳥居 建男	動燃大洗
岩田 洋世	広大	中島 宏	原研東海
上野 光	石播	中塚 隆郎	名古屋女子大
宇野 彰二	KEK	中村 尚司	東北大
上妻 義明	東大核研	波戸 芳仁	KEK
太田 完治	三菱電機	成山 展照	船研
大橋 厚人	船研	林 克己	HEC
岡田 激平	原研高崎	播磨 良子	東工大
加瀬 健	動燃東海	伴 秀一	KEK
加藤 和明	KEK	東 修	石播
金子 広久	原研東海	平山 英夫	KEK
紙谷 啄哉	KEK	福村 明史	放医研
龜谷 均	三菱電機中研	古川 和朗	KEK
川合 將義	東芝	松本 誠弘	三井造船
功刀 資彰	原研東海	溝田 学	三菱電機
黒川 正明	三菱電機	道下 敏則	京大
黒沢 直弘	VIC	宮井 裕史	日立工ネ研
小林 一之	日本電氣	宮島 光弘	KEK
小林 隆	広大	宮本 彰也	KEK
近藤 健次郎	KEK	百瀬 琢磨	原研東海
佐藤 理	三菱総研	安 芳次	KEK
秦 和夫	京大	山極 満	原研東海
杉田 武志	VIC	山崎 正晴	三菱電機
鈴木 伸介	原研東海	吉岡 正和	KEK
鈴木 健訓	KEK	吉川 博	原研東海
炭谷 博昭	三菱電機中研	米田 正治	ATC
笹本 直雄	原研東海	渡辺 裕夫	富士電機
高木 俊治	東北大		