

放射線の空間分布測定手法に 関する研究

(動力炉・核燃料開発事業団 受託研究成果報告書)



平成5年3月

東京大学 工学部

中澤 正治

要 旨

情報処理分野において主役となりつつある光ファイバーはそれ自身の物理的性質により種々の物理量(温度,圧力etc.)に対して感受性を有しており、その長尺性・細径性等の利点ともあわせ、光伝送路としての機能のみでなく、一般のプラントにおけるプロセス系モニターとしての応用が期待されている。なかでも時間分析型一次元分布センサーとしての応用は光ファイバーの利点を最も有効に活用できる分野である。

放射線、特に高速中性子・ γ 線に対する一次元分布センシングにおいて、プラスチックシンチレータをコア材としたプラスチックシンチレーション光ファイバー(PSF)の利用が見込まれており、これまでにPSFを用いた放射線位置検出の実験的検証が行われ、測定距離10m以下程度の分布型センシングの可能性が示されている。そこで、測定距離の延長、位置検出における分解能の向上を目的として、パルス処理系の高速化および光ファイバー端面処理の改善を図り、放射線位置検出実験を行った。また長距離分布型センシングの模擬実験として、PSFの両端に標準ファイバーを接続し、遠隔測定を行った。その結果、位置分解能の向上及び測定距離の延長が確認され、長距離(100m \sim)の分布型放射線センシングの可能性が実験的検証された。本位置検出法は、シンチレーション光のPSF両端への到達時間差を測定する飛行時間(TOF)法に基づいたものである。

Abstract

Optical fiber sensing offers many advantages for industrial use. The optical fiber is a flexible, insulating, and dielectric medium and can readily be installed in industrial plants without significant disturbance of the measurement environment. Particularly attractive are the systems that permit the monitoring of not only the magnitude of a physical parameter, but also its variation along the length of a continuous uninterrupted optical fiber.

In this report, the radiation detection methods using the fiber optics are discussed, in particular, the position sensitive detection system using the plastic scintillation fiber (PSF) is proposed and developed. PSF has been recently developed as a new radiation sensor, which is composed with an optical fiber plastic scintillator as its core material. Therefore, PSF is relatively more sensitive to fast neutrons, high energy charged particles, γ -rays and X-rays.

First, fundamental characteristics of a new plastic scintillation fiber (PSF) has been studied for fast neutrons and γ -ray and position detection experiments have been also made for γ -rays and fast neutrons, which leads to a proposal of a new position sensitive detector using the PSF. Here the radiation position sensitive detector adopts the time-of-flight (TOF) method. This method has a good time resolution leading to the position determination with high accuracy. The distributed radiation sensing system using PSF and normal fibers has been also discussed, and the position determination with high accuracy has been obtained for long distance.

目次

1. 緒言	1
2. プラスチックシンチレーション光ファイバー(PSF)の基礎特性	6
2-1. PSFの発光原理	6
2-2. PSF中のシンチレーション光の伝播	10
2-3. PSFのシンチレーション発光特性の解析	15
2-4. PSFのシンチレーション発光特性の測定	18
3. 放射線位置検出	29
3-1. TOF法による時間分析の諸原理	29
3-2. 位置検出測定体系	34
3-3. 放射線位置検出実験	38
3-4. TOFスペクトルの解析	52
3-5. 感度劣化特性	56
4. 放射線分布センシング	59
4-1. PSFと標準プラスチック光ファイバーとの接続による損失	59
4-2. 分布型放射線センシング模擬実験	62
5. 結論	69
参考文献	70

1. 緒言

現在の計測システムにおいては電気信号を利用したシステムが主流となっている。この電気信号を利用した計測システムは豊富な信号源や伝達速度の速さ、高性能なデバイスなど数多くの利点を持ち、今日の電気信号の広範囲な利用はこれらの利点に負うところが大きい。しかし一方で電気信号の利用における解決すべき問題点は少なくなく、それらの点を克服することが可能な、電気信号に代わり得る計測システムの手段が模索されている。

光信号を用いた通信は、古くから人類の利用してきた通信手段であるが、電気信号による通信に比べ、その発展はこれまで非常に立ち遅れたものとなっている。その原因としては、伝送に伴う損失が大きいことにより伝送距離に限界があったり、光源や受光器等の周辺デバイスが未発達であったこと等が挙げられる。

光ファイバーは、1950年代に初めて医療用ガラスファイバーとして開発されたが、当時は伝送損失が大きく、極めて用途も限られていた。1960年代から70年代にかけて、材料の改良に伴い伝送性能も向上したため、信号伝送手段としての実用性が高まり、レーザーダイオード等の高性能な光源の開発も手伝って、現在では電話回線、コンピューターネットワーク等においても光ファイバーの利用が進んでいる[1]。

信号伝送手段としてのみならず、計測分野においても光ファイバーの実用性は高まってきた。すなわち、測定の対象に関し、光の形で得られる情報を光ファイバーにより伝送する光ファイバーセンシングである。この光ファイバーセンシングには、センサ部において光の形で得られる情報を光ファイバーにより伝送する、情報の伝送路としての光ファイバーの利用もあるが、機能性光ファイバーの開発により、光ファイバー中の伝播特性を利用して光ファイバーから直接物理量に関する情報を得る、つまり、光ファイバー自体をセンサ部として用いる方法も考えられている[2]。その例としては、次に挙げる様な温度センサー、機械量センサー、電磁気量センサー、化学センサーがある。

・光ファイバーラマン温度センサー

- ・Nd³⁺ドープ光ファイバーによる温度測定
- ・コヒーレント光による温度センサー
- ・光ファイバーレーザードップラー速度計
- ・マイクロベンドによる変位・圧力計
- ・光ファイバージャイロ
- ・ファラデー効果を用いた電流・磁界センサー
- ・圧電素子を用いた電圧・電界センサー
- ・光ファイバー酸素センサー
- ・光ファイバーアンモニアセンサー

この他にも光電スイッチ、半導体カラーセンサー、液面センサー、回転センサー（ロータリーエンコーダ）、スキャナ、生体センサー等多数の機能型センサーが報告されている[2]。

一般に、光ファイバーを用いた計測システムは電気信号を用いた計測システムと比較した場合に、伝送に必要な空間が小さい、高電圧下でも使用が可能、電磁気の影響が小さい、科学的、腐食的に強い、伝送に伴う損失が小さい、周波数帯域が広いと言ったよう数多くの利点を持っている。光ファイバーセンシングの持つこのような利点は、様々な分野において広く応用され得るものであるが、放射線計測はこのような利点を活かした応用が最も期待される分野の一つである。

放射線計測の分野における光信号の利用として、放射線の入射に伴い発生するシンチレーション光を測定するシンチレーション検出器が挙げられる。このシンチレーション検出器の応用として、プラスチックシンチレータをコア材とするプラスチックシンチレーション光ファイバー(PSF: Plastic Scintillation Fiber)が最近開発されている[3]-[5]。

プラスチックシンチレーションファイバーはコア材としてプラスチックシンチレーターを用いた光ファイバーであり、基礎研究が1950年代に行われ、本格的な開発は1981年頃よりフランスのCentred'Etudes Nucleaires de Saclayにおいて始められた。そして、1983年頃か

ら高エネルギー物理学の分野で、中性子や荷電粒子への感度の良さを活かした各種センサとして利用されてきた[3]-[5]。

PSFは形状的には、長尺性、細径性、フレキシビリティ等の利点、また光ファイバーであることによる良好な光伝送特性等を持つが、PSFの持つこのような長所を活かして狭い空間や特種形状に対する放射線センサーとして利用することが可能である。またPSF中のプラスチックシンチレータは減衰時定数が短く高速性に優れているため時間情報の検出に適しており、時間分析型の放射線分布センサーとしての応用も見込まれる。すなわち、このPSFを利用することにより、エネルギー、線種、位置、時間等複数の情報を同時に検出できる多次元放射線検出器が見込まれる[7][9]。現在では、原子炉や核燃料施設、また電磁気の影響を受けにくい核融合施設や加速器にもその利用が期待されている。

ところで、2個の検出器への放射線の入射時間差を測定する飛行時間(TOF)法は高速中性子のエネルギー同定やポジトロンCT等の分野で主に利用されているが、PSFについてもTOF法による時間分析を導入しシンチレーション光のPSF両端への到達時間差を測定することにより、シンチレーションの発生位置すなわち放射線入射位置の同定が可能である[6][8]。

シンチレーション光のPSF両端への到達時間差を利用したTOF法による放射線位置検出は、一般に次のような特徴を持っている。

- ・信号処理を含めた全体のシステムが比較的シンプルである
- ・センサー部の占めるスペースが小さく、放射線場を乱さない
- ・照射によるPSFの伝送特性劣化の影響を受けにくい
- ・出力の線形性が保たれる
- ・測定距離の大幅な延長が期待できる

これまでにロングシンチレーターを用いたタイミング測定は表1-1-1に示す様に幾例か報告されており[10]、PSFのTOF法を用いた位置検出の可能性も実験的に検証されてきたが、分布センサーとして用いるには検出感度、位置分解能や測定距離等の面でまだまだ解決すべき問題点が多々残されている。

本研究においては、PSFをセンサーとしたTOF法による放射線位置検出測定を行い、特に検出感度・位置分解能の向上、測定距離の延長に重点をおいて実験を進め、さらには、PSFの発光特性及びTOFスペクトルを解析することによって実験と解析の両面から検証を行うとともに、その結果を基礎として中性子・ γ 線・高エネルギー荷電粒子(β 線)に対する長距離分布型放射線センシングとしての可能性を検討することを研究目的とした。

Scintillator/Size	Resolution	Experiment	Reference
BC-408 5 cm x 10 cm x 2.8 m 1.2 m light pipes	150 psec 1 sigma (353 FWHM) corrected	Cosmic muons midway	CLEO II M.S. Alam SUNY - A 1989
BC-408 10 cm x 12 cm x 2.5 m no light pipes	450 psec FWHM uncorrected	250 MeV protons midway	George Lolos Univ. of Regina 1991
BC-408 3 cm x 10 cm x 2 m 35 cm light pipes	510 psec FWHM uncorrected	100 MeV protons midway	Norm Davidson Univ. of Manitoba 1991
BC-408 0.5 cm x 13 cm x 3 m short light pipes	900 psec FWHM (500 - 1600) uncorrected	Cosmic muons midway	E. Kuhlmann Univ. of Bochum 1990
BCF-10 Fiber 3.5 mm sq. x 3.25 m	1200 psec 1 sigma uncorrected	MIP pions far end	Jim Frank Brookhaven 1991

表1-1-1 ロングシンチレーターによるタイミング測定の実例[10]

2. プラスチックシンチレーション

光ファイバー(PSF)の基礎特性

2-1.PSFの発光原理^{[10][11]}

PSFの発光原理は根本的には一般のプラスチックシンチレーターのシンチレーション機構と同様であり、パイ電子 (π -electron) として知られているある種の対称的な性質を持った有機分子に基本を置いている。このような分子のパイ電子のエネルギー準位を図2-1-1に示す。多数ある励起状態のうちどれか一つに電子配置を励起してエネルギーを吸収する。この図でスピン0のシングレット状態の系列は S_0, S_1, S_2 と名付けられている。同様にスピン1のトリプレット状態の系列は T_0, T_1, T_2 と呼ばれている。ほとんど全ての π 電子は室温で基底電子状態 S_{00} に存在しているが、荷電粒子からエネルギーを吸収して S_{10} 以上の状態へ励起される。励起された高いシングレット電子状態は放射を伴わない内部転換によりpsec程度の高速度でシングレット第一励起状態 S_{10} へ、さらにnsecオーダーの時間で S_{10} から S_{0x} へと遷移し、この遷移の際に放射される即発蛍光がシンチレーション光の大部分を占めている。今、 S_{10} 準位に対する蛍光の減衰時間を τ とすると、励起時刻後 t における即発蛍光の強度は次式で表わされる。

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (2-1-1)$$

第一のトリプレット T_1 に対する寿命はシングレット状態 S_1 の寿命よりはるかに長いと言う特性を持っている。一部の分子は系間遷移と呼ばれる遷移を経てトリプレット第一励起状態 T_{10} へ、さらにmsecオーダーの時間で T_{10} から S_{0x} へ遷移し、蛍光に比べ時定数の長い遅発燐光が、放出される。全体の発光量に占める即発蛍光と遅発燐光の割合は励起粒子の種類に依存することが分かっており、両者の和で表わされるシンチレーションパルス波形の相違を利用した入射粒子の弁別 (パルス波形弁別) がプラスチックシンチレーターでは行なわれている。

シンチレーション光の測定感度を増すために受光素子 (ここでは光電子増倍管) に対する感度の高い波長帯、あるいはシンチレーター中での自己吸収による損失の低い波長帯にシンチレ

ーシオン光の波長を持つ第二のシンチレーターをドープする場合がある。このときに用いられる第二のシンチレーターを波長シフタと言う。波長シフタの原理を図 2-1-2 に示す。第一のシンチレーターから放射されたシンチレーション光は、シンチレーション光のエネルギーよりも小さいエネルギー準位差を持つ第二のシンチレーターに吸収され、電子を励起させる。励起された電子は S_{10} - S_{0x} 間の遷移を起こす際に、第一のシンチレーターよりもエネルギーの低い、すなわち長波長側のシンチレーション光を放射する。

放射線照射に伴いプラスチックシンチレーター中に色中心が形成され、シンチレーション光の損失増加をもたらすが、波長シフタを利用することにより、プラスチックシンチレーターの耐放射線性の向上をはかることが可能になる。

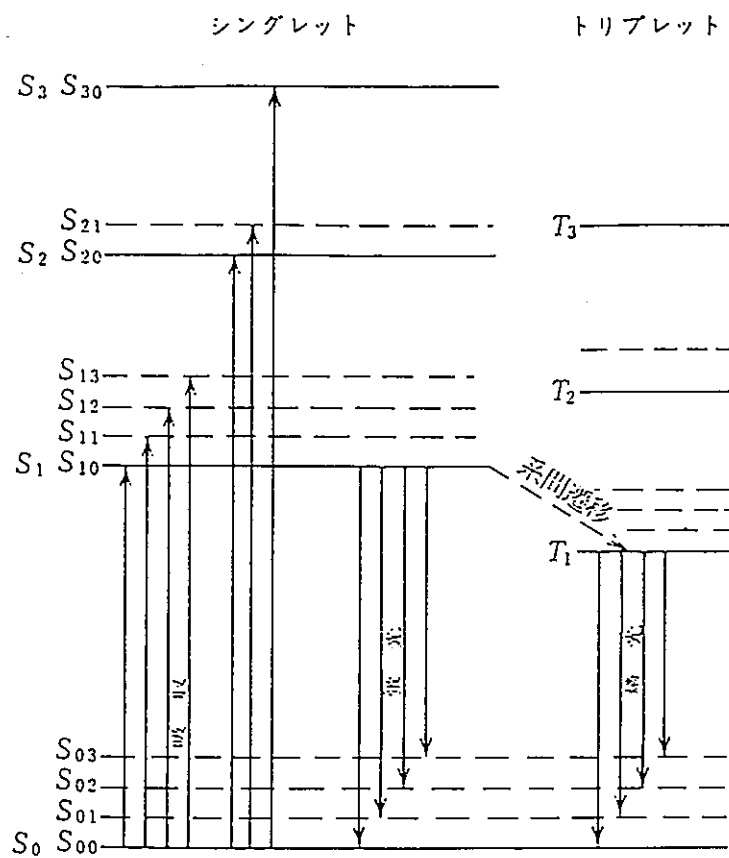


図2-1-1 π 電子のエネルギー準位

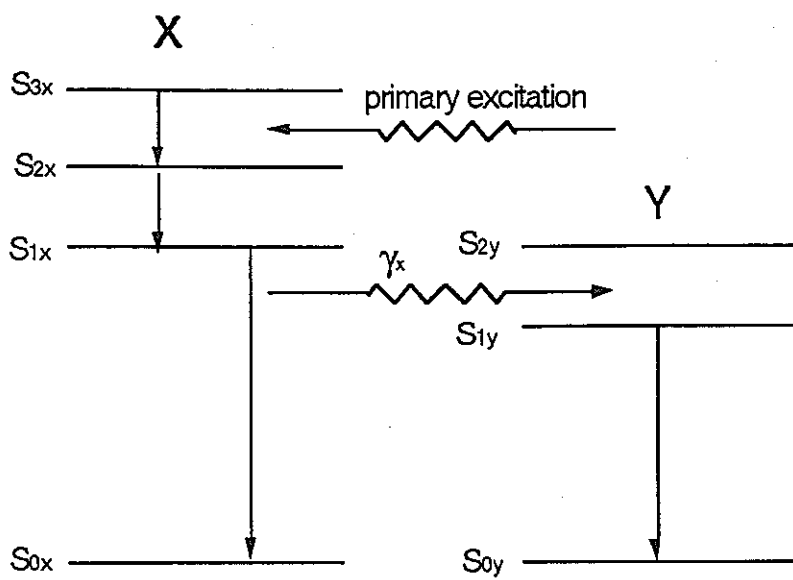


図 2-1-2 波長シフトの原理

2-2.PSF中のシンチレーション光の伝播

PSFと一般のプラスチックシンチレーターの最大の相違点は、PSFでは発生したシンチレーション光が、光ファイバーによって比較的長距離にわたって伝送される点である。光ファイバーによる光の伝送は、光の伝送路であるコア部とそれを囲むクラッド部との屈折率の違いを利用して行なわれる。シンチレーションによって発生したシンチレーション光子はコア中にほぼ等方的に放出されるが、コア及びクラッドの屈折率から決まる臨界角によって、PSF内に捕獲され伝送される光子と、PSF外に散逸する光子とに分れる。コア・クラッド界面の臨界角を θ_c 、コア部及びクラッド部の屈折率をそれぞれ n_{core} 及び n_{clad} とすると、次の関係が成り立つ[18]。

$$\theta_c = \sin^{-1}\left(\frac{n_{clad}}{n_{core}}\right) \quad (2-2-1)$$

例えばシンチレーションがPSF中心軸上の一点で発生した場合、発生した光子が光ファイバー中に捕獲される立体角方向は、図2-2-1で示される円錐状の範囲となり、一方の円錐の立体角 Ω 、及び光ファイバーの一方にシンチレーション光子が捕獲される確率（捕獲効率）、 P_{trap} は次式で表わされる[5]。

$$\Omega = 2\pi \left(1 - \cos\left(\frac{\pi}{2} - \theta_c\right)\right) = 2\pi \left(1 - \frac{n_{clad}}{n_{core}}\right) \quad (2-2-2)$$

$$P_{trap} = \frac{\Omega}{4\pi} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{n_{clad}}{n_{core}}\right) \quad (2-2-3)$$

シンチレーションがPSFの中心軸上以外の位置で発生した場合、 P_{trap} の算出には方位角を考慮する必要がある、 P_{trap} は上式と異なる値をとる。シンチレーション発生位置の中心軸からの距離の増大に従い捕獲効率 P_{trap} は大きくなるが、シンチレーション光の伝播については、光ファイバー中での伝播モードに占める高次モード成分の比率が高くなる。高次モードの伝播光は光ファイバー中での伝送損失が大きく、また光ファイバーの曲げ、コア・クラッド界面の歪み等による損失を受け易いため、低次モード成分が最も効率的に伝送され、最終的な受光量としては、中

心軸上でシンチレーションが発生した場合が最大になると考えられる。

一方、PSF中に捕獲されたシンチレーションフォトンも、PSF内での吸収・散乱による損失PSFと受光素子（ここでは光電子増倍管）の接続による損失を受ける。吸収散乱による損失には光ファイバーに固有のものとしては、シンチレーターによる屈折率の揺らぎや、自己吸収によるレイリー散乱等が、また非固有のものとしては不純物や気泡による吸収があり、全体の損失はこれらの損失の和(dB単位)の形で表わされる。

PSFに於て放射線の入射に伴いコア部に E_{abs} のエネルギーが吸収された場合の、最終的な光電子増倍管の出力電荷 Q_{PMT} は次式で表わされる。

$$Q_{PMT} = \frac{E_{abs} \cdot C_{np} \cdot P_{trap} \cdot A \cdot (\epsilon_q \cdot M \cdot e)}{h\nu_s} \quad (2-2-4)$$

ただし C_{np} : 吸収エネルギーのシンチレーション光への変換効率 (線質によって異なる)

$h\nu_s$: シンチレーション光のフォトンエネルギー

P_{trap} : 捕獲効率 A : PSF中における減衰 e : 電気素量

ϵ_q : 光電子増倍管の量子効率 M : 光電子増倍管の増倍率

ここで、図2-2-2に有機シンチレータ(BICRON BC408)における種々の荷電粒子の各エネルギーに対するシンチレーション光生成数を示す[10]。

また、光ファイバー中を伝播するシンチレーションフォトン伝播媒質としての光ファイバー材と相互作用を発生させる。この相互作用は大きく吸収及び散乱の2種類に分かれる。吸収はシンチレーションフォトンと光ファイバー材との相互作用により光子エネルギーが熱エネルギーの形で光ファイバー中に散逸する現象を指す。一方散乱は入射光が光ファイバー材の原子ないし分子に吸収され、さらにこれらの原子ないし分子が二次的波源として再放射を起こす現象を指す。散乱はその発生機構により、次のように分類される。

(1) ラマン散乱

光の入射に伴う電子振動 (光学フォノン) のために分極率変化の発生した、いわゆるラマン

活性な分子を散乱体として、入射光子のエネルギーが分子とのエネルギーのやり取りを行うことにより発生する散乱をラマン散乱という。現象的には、入射光振動数を ν_0 とした場合、媒質に固有な振動数 ν_i だけ振動数のシフトした、振動数 $(\nu_0 \pm \nu_i)$ の光が散乱される。入射光の光子エネルギーがラマン活性分子の振動エネルギーとして一部失われた場合振動数 $(\nu_0 - \nu_i)$ の光（ストークス光）が散乱される。逆に入射光の光子エネルギーがラマン活性分子の振動エネルギーを付与された場合振動数 $(\nu_0 + \nu_i)$ の光（アンチストークス光）が散乱される。

（２）ブルリアン散乱

光の入射に伴う粗密波動的な振動（音響フォノン）を持つ分子を散乱体として、入射光子が分子振動による影響を受けて発生する散乱をブルリアン散乱と呼ぶ。ブルリアン散乱光はドップラー効果により振動数が入射光と比べ多少シフトする。

（３）レイリー散乱

伝播媒質における屈折率の揺らぎにより起こる散乱はレイリー散乱と呼ばれ、その散乱断面積は入射光波長の４乗に反比例する。レイリー散乱においては散乱前後で波長変化は起こらない。

（４）その他の散乱

上記以外にも、入射光波長と同程度の大きさの媒質による散乱であるミー散乱、電子によりX線以上の光子エネルギーを持つ電磁波が長波長側にシフトするコンプトン散乱、物質固有の吸収スペクトルの範囲内にある光が物質に共鳴吸収され、その固有スペクトル帯への光放出である蛍光散乱等の散乱機構がある。

また単色性及びコヒーレンスに優れたレーザー光において散乱の放射強度があるしきい値を越えた際特定方向に非常に強い散乱光が発生する機構は誘導散乱と呼ばれ、誘導ラマン散乱、誘導ブルリアン散乱などが存在する。

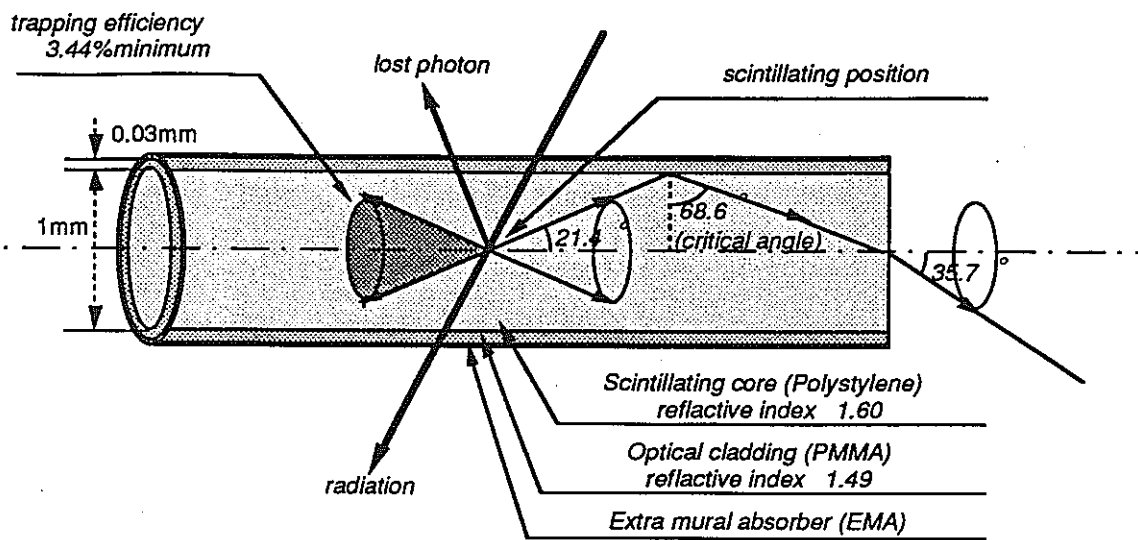


図 2-2-1 PSF中のシンチレーション光伝送原理

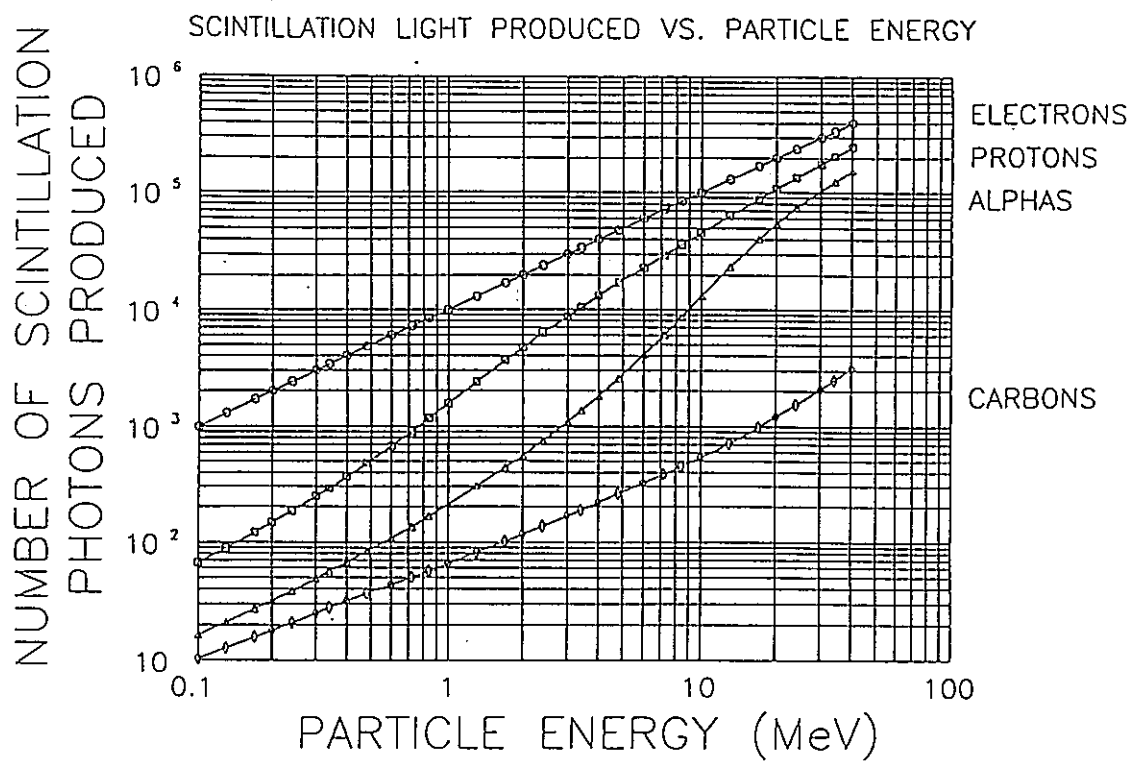


図 2-2-2 種々の荷電粒子の各エネルギーに対するシンチレーション光の生成数[10]

2-3.PSFのシンチレーション発光特性の解析

PSFで測定する対象としては中性子、 γ 線、電子線等が最も適しているが、数MeV程度以下の重荷電粒子は、測定対象としては適当でない。荷電粒子の場合、プラスチック中での飛程がPSFのクラッド厚(30 μ m)よりも短いため、エネルギーはコア部でシンチレーションを起こす前にクラッド部で吸収されてしまうためである。各荷電粒子に対するプラスチック中での飛程を図2-3-1に示しておく。

PSFに於けるシンチレーションフォトンの発生はコア部のシンチレータ内の荷電粒子通過に伴うエネルギー移乗によって行なわれる。プラスチックシンチレータとの相互作用については中性子と γ 線では異なっており、 γ 線の場合コンプトン散乱で放出される電子がシンチレータにエネルギーを与えるのに対し、中性子では水素原子との衝突で散乱される反跳陽子によりエネルギーが与えられる(図2-3-2)。

中性子及び γ 線に対するPSF中でのシンチレーション発光量分布を求めるため、モンテカルロシミュレーションを行った。中性子及び γ 線に対する計算手順を図2-3-3、図2-3-4に示す。 γ 線に対しては以下のステップを踏んで計算を行った[12]-[15]。

STEP 1) PSF中での相互作用の位置を乱数で振る。

STEP 2) 生成したコンプトン電子のエネルギーを乱数で決定。

コンプトン電子のエネルギーを E_e 、そのエネルギー分布を $d\sigma(E_e)/dE_e$ とすると

$$Z = \frac{\int_0^{E_c} [d\sigma(E_e)/dE_e] dE_e}{\int_0^{E_c(\max)} [d\sigma(E_e)/dE_e] dE_e} = \frac{\Sigma(E_e)}{\sigma_c} \quad (2-3-1)$$

ここで、 $E_c(\max)$ ：コンプトン電子の最大エネルギー、

z ：乱数 ($0 \leq z \leq 1$)、

σ_c ：コンプトン散乱の全断面積、

また、

$$d\Omega(Ee)/dEe = \frac{\pi r_e^2}{\alpha^2 m_e c^2} \left\{ 2 + \left(\frac{Ee}{E_\gamma Ee} \right)^2 \left[\frac{1}{\alpha^2} + \frac{E_\gamma Ee}{E_\gamma} - \frac{2}{\alpha} \frac{E_\gamma Ee}{Ee} \right] \right\} \quad (2-3-2)$$

$$\sigma_c = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{\log(1+2\alpha)}{\alpha} \right] + \frac{\log(1+2\alpha)}{2\alpha} - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\} \quad (2-3-3)$$

ただし、 $\alpha = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$, E_γ : 入射 γ 線のエネルギー

(1)式をニュートン法を用いて反復計算することにより、コンプトン電子のエネルギーが決定される。

STEP 3) コンプトン電子及び散乱 γ 線の方向を決定する。

多重散乱が起こる場合STEP 1に戻って計算する。

各々の角度を θ_e 、 θ_γ とすると、

$$\cos \theta_e = \left[\frac{Ee(1+\alpha)^2}{Ee\alpha^2 + 2m_e c^2 \alpha^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2-3-4)$$

$$\cos \theta_\gamma = 1 - \left(\frac{E_\gamma}{E_\gamma Ee} - 1 \right) / \alpha \quad (2-3-5)$$

各々の方位角を Φ_e 、 Φ_γ とすると、

$$\Phi_e = 2\pi Z, \quad (2-3-6)$$

$$\Phi_\gamma = \Phi_e + \pi \quad (2-3-7)$$

STEP 4) コンプトン電子のPSF中でのエネルギー損失を計算する。

コンプトン電子がPSF中でエネルギーを全て落とす場合はデータから、そうでない場合は次式で求める。

$$\Delta E(x) = \frac{2Cm_e c^2 x}{\beta^2} \left[\log \frac{4C(m_e c^2)^2 x}{I^2(1-\beta^2)} - \beta^2 \right] \quad (2-3-8)$$

$$\text{ただし、 } C = \pi \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \frac{N_0 \rho Z}{A} \quad (2-3-9)$$

I: 電子の平均励起ポテンシャル

x: PSF中での飛程

STEP 5) PSF内で発生するシンチレーション光子数を計算する。

なお、シミュレーションに用いたpolystileneに対する光子の断面積及び電子の阻止能は水素と炭素の断面積及び阻止能から計算した。

1MeVの中性子及び γ 線に対するシミュレーションの解析結果が図2-3-5である。同程度のエネルギーを持つ中性子及び γ 線に対するPSFの発光量を比較すると前者の方が大きい、これは反跳陽子及びコンプトン電子の飛程から説明できる。先程の図2-3-1を見れば分かる様に、反跳陽子はPSFのシンチレータ径(1mm)に比べ飛程が短いためエネルギーの大部分をPSFに与えることができるが、コンプトン電子の飛程はシンチレータ径に比べ一般に長いためPSF中でエネルギーを全て失うことなくコア外に散逸する。このためPSFに与えるエネルギーの大きい中性子の方が発光量が多くなる。

2-4 .PSFのシンチレーション発光特性の測定

^{22}Cf 線源[線源より1cm点： 3.16×10^5 (n/cm²sec), 1.75×10^6 (photons/cm²sec)]に対するパルス波高分布の測定結果を図2-4-1および図2-4-2に示す。測定体系(10m-PSF)+(10m-標準ファイバー)+(PMT)において、照射位置はPSFと標準ファイバーの接続ポイントからPSF側5cm点、線源とPSF間の距離3cmであった。またPMT(Hamamastu:7696,1200V),NAIG-PHA(4kch)を使用し、Amp.Gainを各々400および2kに設定した。測定に際して、 ^{22}Cf 線源が自発核分裂中性子と同時に γ 線も放出しており、 γ 線の寄与を低減するためにPb板(3cm)も挿入した。

また、図2-4-3に ^{60}Co - γ 線源[線源より1cm点： 1.57×10^6 (photons/cm²sec)]に対するパルス波高分布の測定結果を示す。測定体系(5m-PSF)+(PMT)において、照射位置はPSFとPMTの接続点から50cm,1mおよび4m点、線源とPSF間の距離3cmであった。またPMT(Hamamastu:7696,1200V)、NAIG-PHA(1kch)を使用し、Amp.Gainを各々2kに設定した。

PSF中でのシンチレーション光の総発生数は図2-3-5、図2-3-6の分布に従うが、PSFコア中における捕獲効率(3.44%)、伝播・接続による減衰、PMTの量子効率(25%)を考慮するとPMTでは単一光電子状態(シングルフォトンカウンティング)となるため、図2-4-2及び図2-4-3のパルス波高分布において単一光電子に相当するシングルピークを形成している。

また、測定体系(10cm-PSF)+(10m-標準ファイバー)+(PMT)において、照射位置はPSFと標準ファイバーの接続ポイントからPSF側5cm点、線源とPSF間の距離3cmにおける ^{60}Co - γ 線照射結果を図2-4-4に示す。単一光電子のピークのほかに、二光電子に相当するピークも見られる。これは、フォトンカウンティングにおいて、ファイバー及び光電子増倍管の接続が良好で、二光電子がかなり残ったことによるものである。

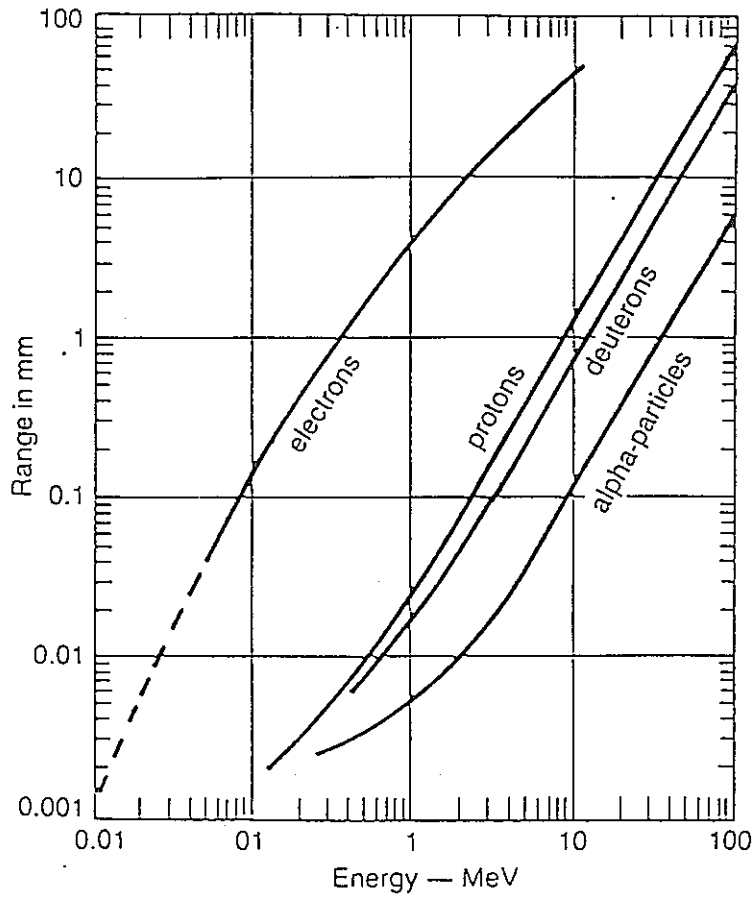


図 2-3-1. 種々の荷電粒子のプラスチック中での飛程

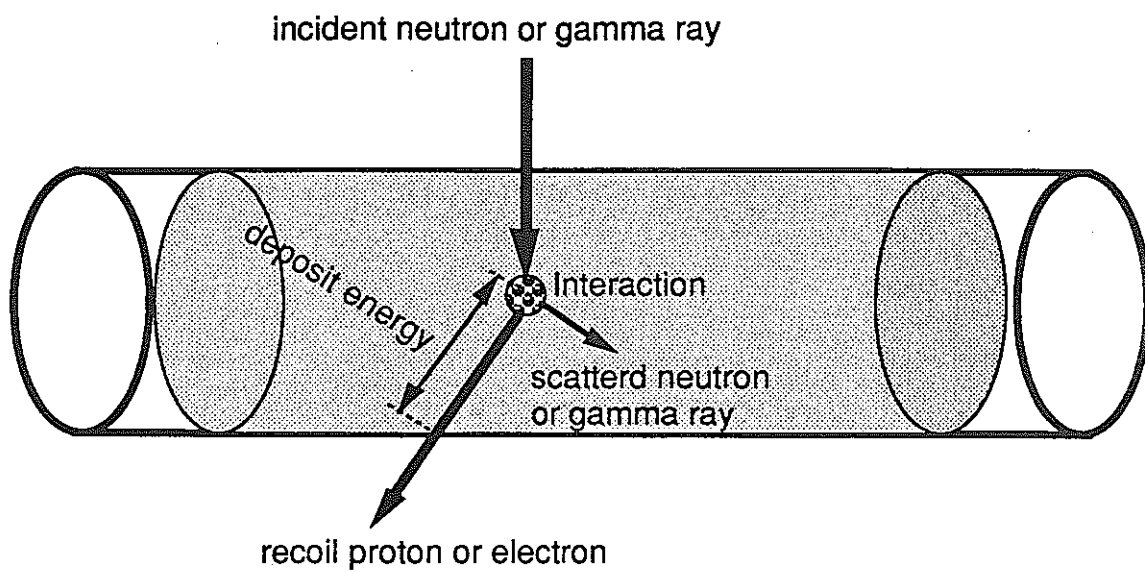


図 2-3-2. 中性子及びガンマ線のPSFとの弾性散乱

PSF に入射する中性子に対して発生するシンチレーション
フォトン数のモンテカルロ計算フローチャート

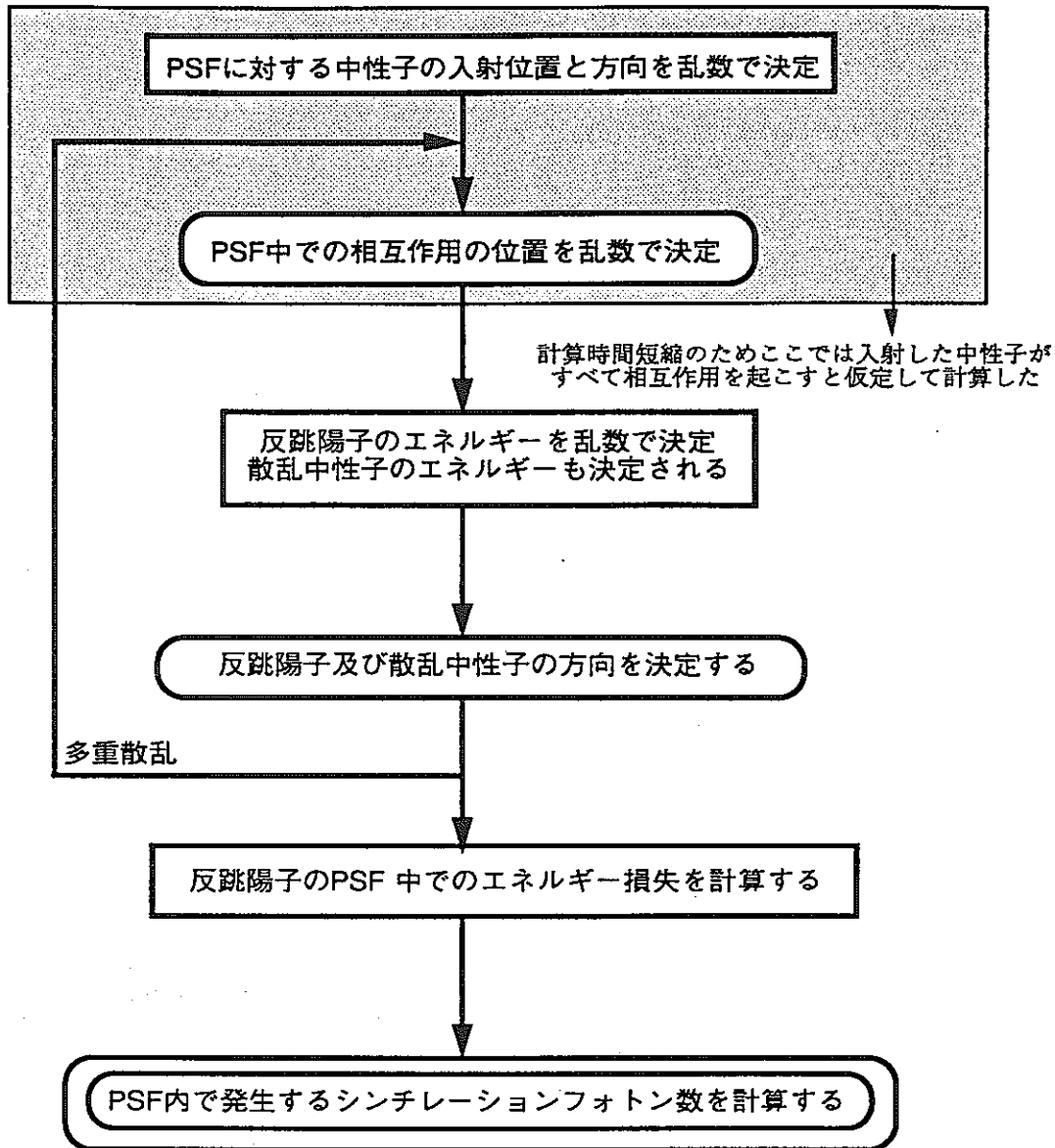


図 2-3-3. 中性子に対するモンテカルロ計算フローチャート

PSFに入射する γ 線に対して発生するシンチレーション
フォトン数のモンテカルロ計算フローチャート

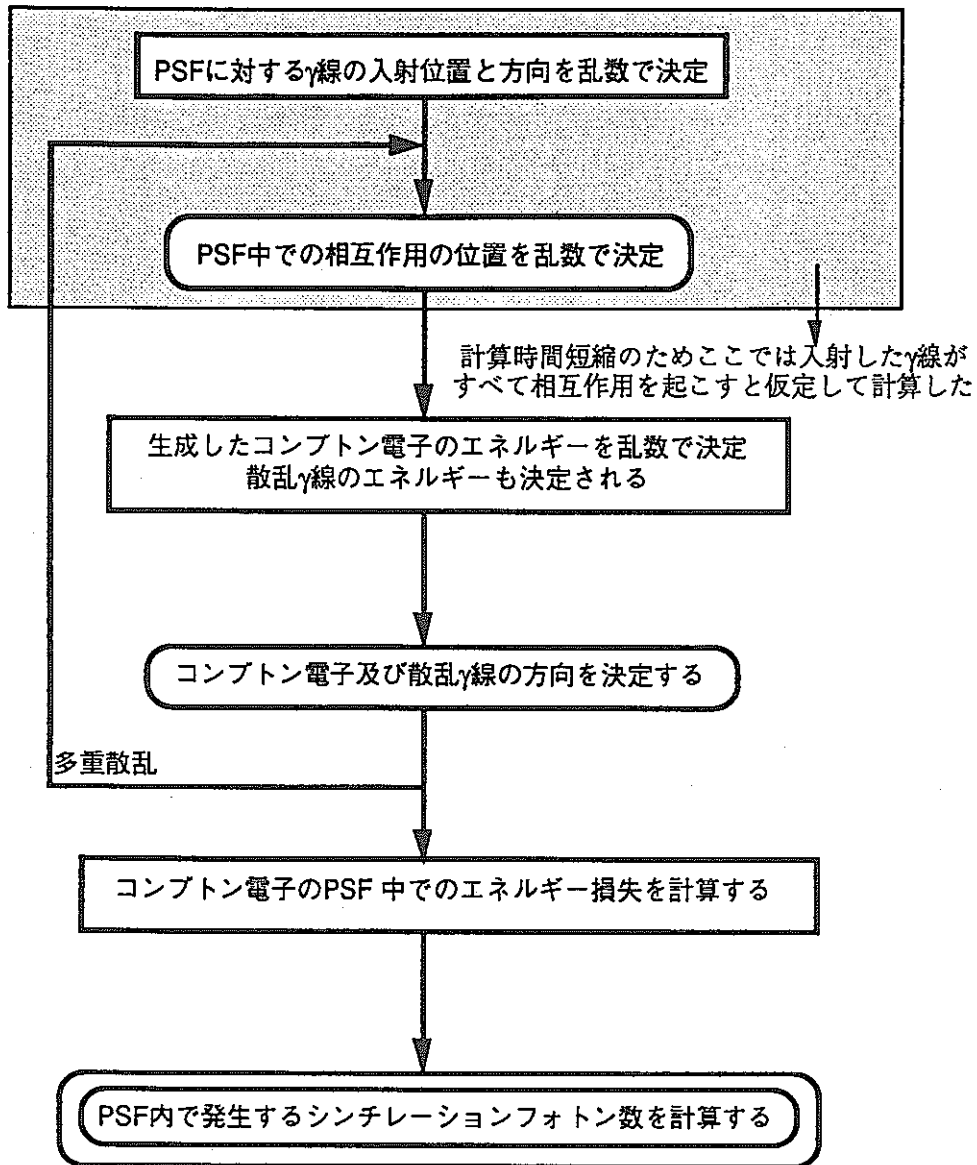


図 2-3-4. ガンマ線に対するモンテカルロ計算フローチャート

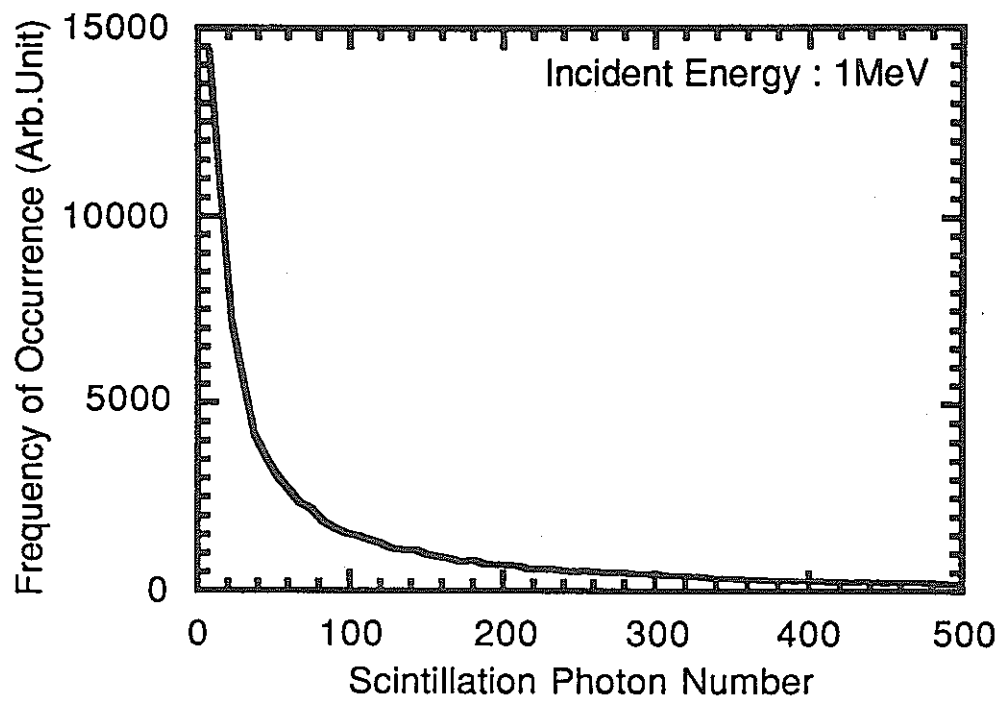


図 2 - 3 - 5 . 中性子に対する発光量分布計算結果

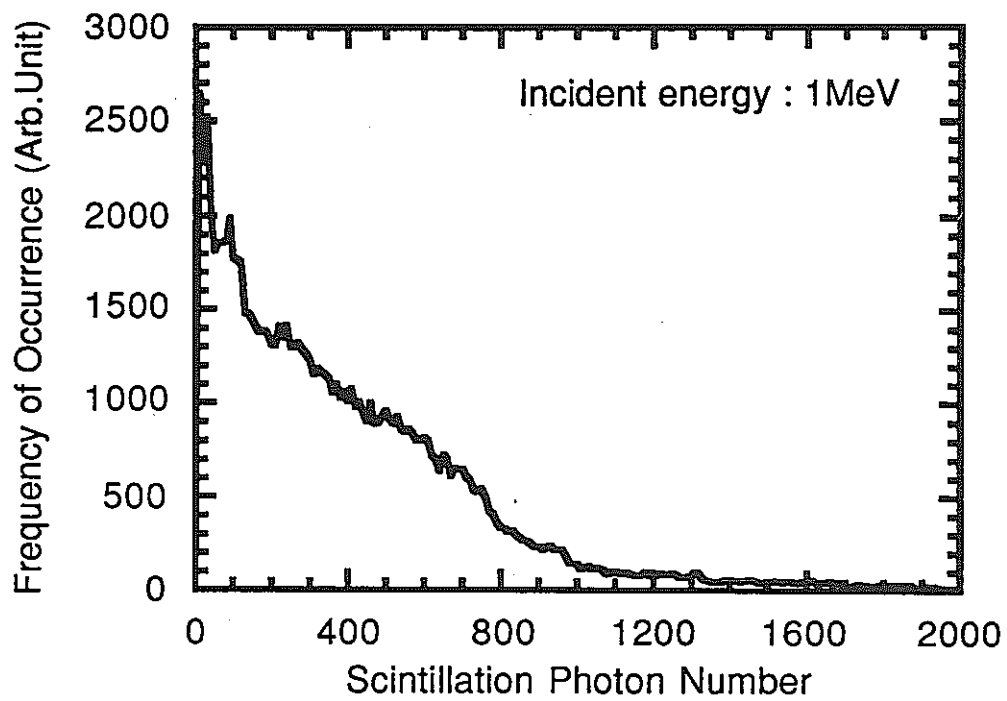


図 2-3-6 . γ 線に対する発光量分布計算結果

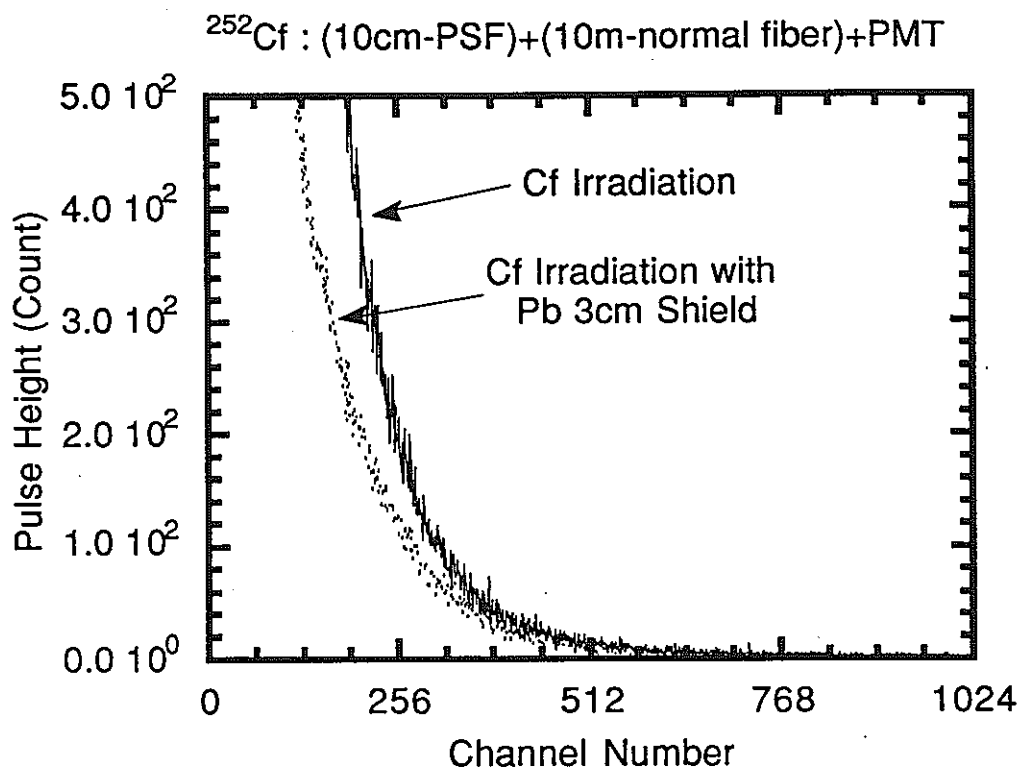


図 2-4-1 ^{252}Cf 線源に対するパルス波高分布 (Low Gain)

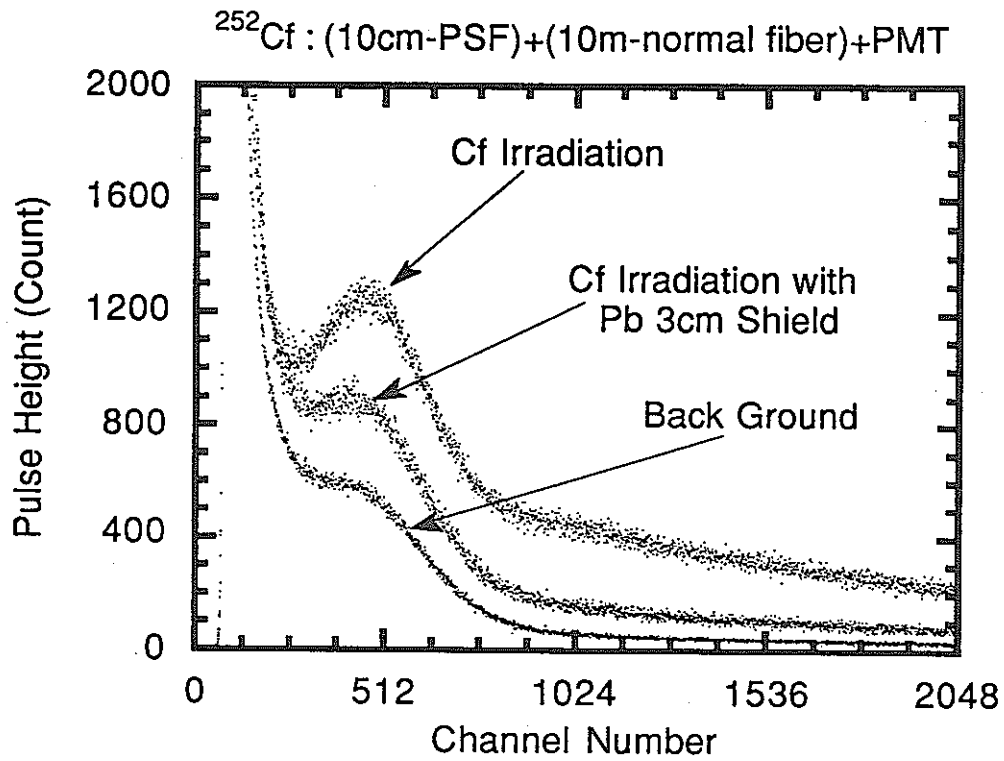


図 2-4-2 ^{252}Cf 線源に対するパルス波高分布 (High Gain)

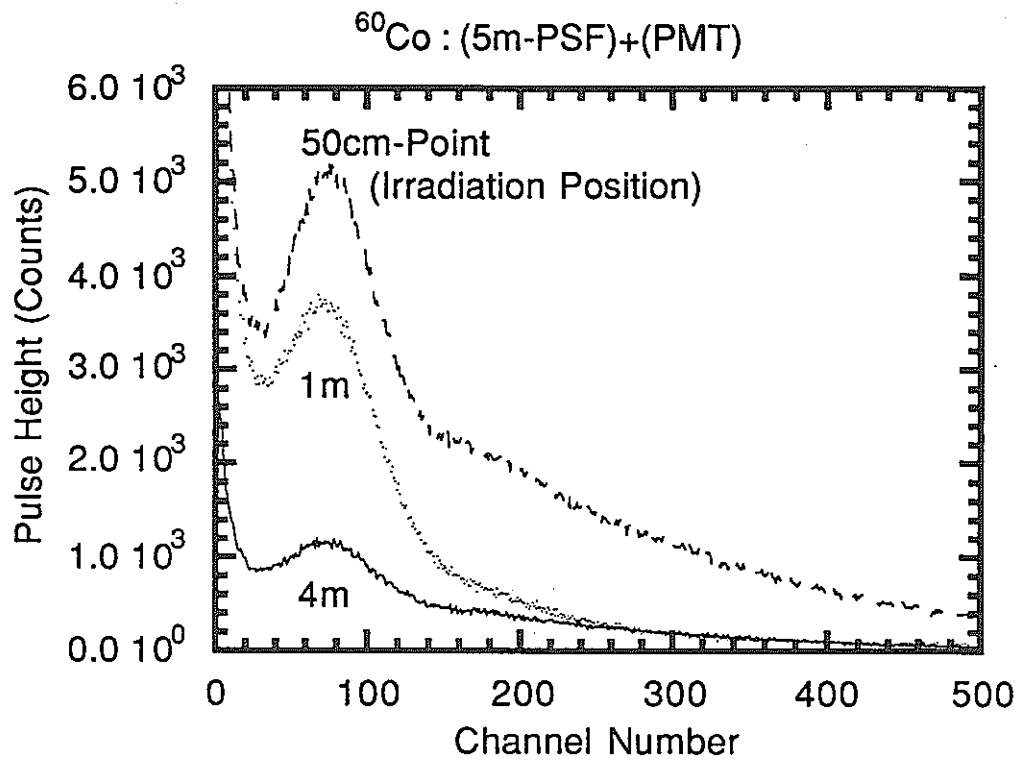


図 2-4-3 ^{60}Co - γ 線に対するパルス波高分布

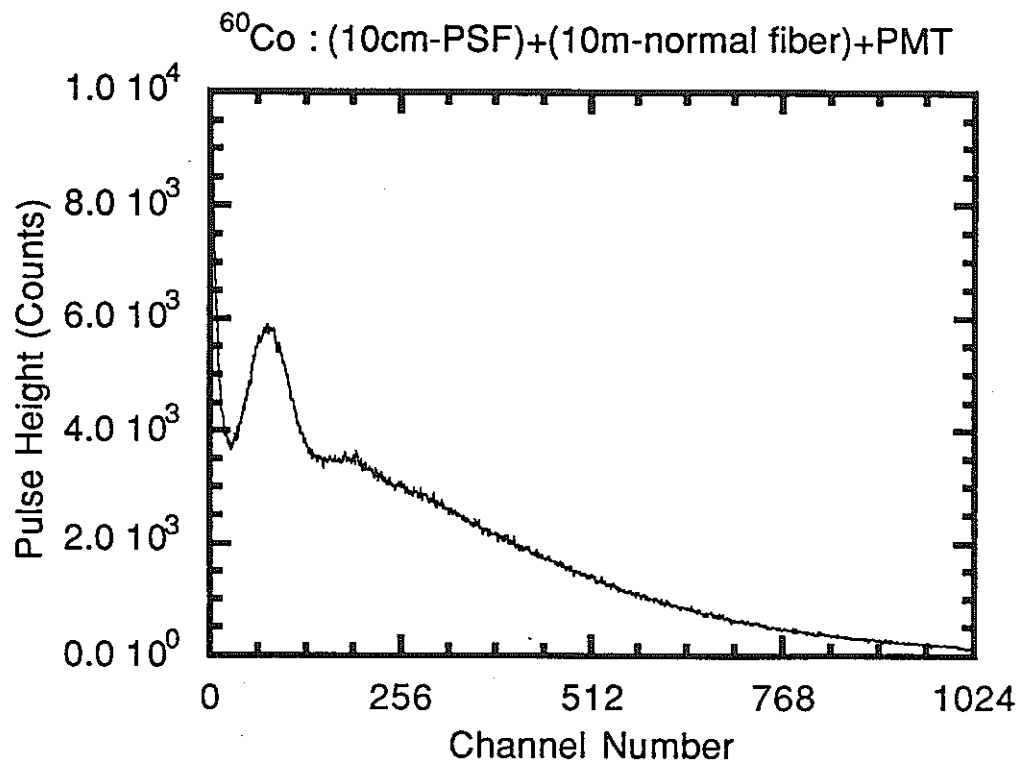


図 2-4-4 ^{60}Co - γ 線に対するパルス波高分布

3.放射線位置検出

3-1.TOF法による時間分析の諸原理

PSFにおけるTOF法（飛行時間法）の概念図を図3-1-1に示す。PSFのコア内の一点で発生したシンチレーションにより、PSFの両方向にシンチレーションフォトンが放出される。シンチレーションフォトン是一定の速度でPSF内を伝播し両端に到達するが、シンチレーションの発生した位置によりフォトンのPSF両端までの所要時間が異なるため、シンチレーションフォトンの両端への到達時間差を測定することによりシンチレーションの発生位置、すなわち放射線入射位置の特定が可能になる。プラスチックシンチレーターは、減衰時定数が短く高速性に優れているため時間情報の検出に適しており、この原理による測定はプラスチックシンチレーターの高速性を最も有効に活用できる測定の一つである。

放射線の検出器への入射時間から情報を得る方法としては飛行時間（TOF：Time of Flight）法やコインシデンス計数法があり、TOF法はパルス中性子源における中性子のエネルギー同定やポジトロンCT等の分野で、また、コインシデンス計数法は微弱線源測定や、中性子・ γ 線混在場の測定におけるバックグラウンド低減の目的で主に利用されている。特にTOF法では時間分解能向上を目的とした改良が検出器及び信号処理回路の両面から行なわれており、本章で述べるPSFを用いた放射線位置検出が必要とする精度の良い時間情報の検出には、TOF法における信号処理技術が最も適している。

PSFを用いたシンチレーション光のタイミング測定を行なう場合、光ファイバー中を伝播する際の分散が問題となる。マルチモード光ファイバーにおける分散には、モード分散、屈折率分散、構造分散の3種類があるが、屈折率分散と構造分散は、通常無視しうる程小さいのでここではモード分散についてのみ検討する。

モード分散 Δt_m は、各モードの伝播時間が異なることから生じる。直進する最低次の光と最高次の光の群遅延時間の差、すなわち次式で表される[18]。

$$\Delta t_m = \left(\frac{1}{V_g^{\max}} - \frac{1}{V_g^0} \right) L = \left(\frac{n_1 \Delta}{c} \right) L \quad (3-1-1)$$

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_1} \quad (3-1-2)$$

ここで、

V_g^{\max} : 最高次モードの群速度

$$V_g^{\max} \approx \frac{c}{n_1} (1 - \Delta) \quad (3-1-3)$$

V_g^0 : 最低次モードの群速度

$$V_g^0 \approx \frac{c}{n_1} \quad (3-1-4)$$

n_1, n_2 : コア部、クラッド部の屈折率、 Δ : 比屈折率

L : ファイバー長、 c : 真空中の光速

プラスチック光ファイバーに於ては、 $n_1=1.60$ 、 $n_2=1.49$ とすると単位ファイバー長当たりのモード分散は0.35nsec/mとなる。

放射線の入射に伴い発生するパルスから制度の良い時間情報を検出することは、TOF法を用いる上で非常に重要である。しかし、一般的に得られる入力パルスは次の状況のうちいくつかを含んでいる場合が多い。

- ・パルスの立ち上がり時間が変化する
- ・パルスの立ち上がりがタイミング回路の応答速度に比べ速い
- ・パルスの立ち上がりがタイミング回路の応答速度に比べ非常に遅い
- ・パルス波高が広いダイナミックレンジを持つ。
- ・S/N比が悪い

これらの要因は、パルス波高及び立ち上がりによりタイミングが変化するウォーク、あるいはパルス立ち上がりに含まれる雑音によりタイミング位置にゆらぎが発生するジッタ等の形でタイミング誤差の原因となり、結果として時間分解能の低下をもたらす。従って精度の良い時間情報を検出するためにはこれらの要因による影響を除去する手段が必要である。

ここでは入力パルスからタイミング信号を発生させる手法であるタイムピクオフの方法のうち今回用いたCFT法について説明する。CFT(Constant Fraction Timing)はパルス波高に対する一定の割合を基準としてタイミングを行なう手法であり、波高ウォークと同時にジッタも低減される長所がある。タイミングにおける波形処理の概念図を図3-1-2に示す。まず、入力パルスAを係数 f だけ減衰させてパルスBを作る。入力パルスAを逆相にしてその立ち上がり時間より長い時間遅らせてパルスCを作る。最後にパルスCとBを加算してパルスDを作る。パルスDのゼロ交差点から時間信号を取り出すとパルス波高の割合の設定値で決まりパルスの波高に依存しない時間信号が取り出せる。同じ立ち上がり時間を持つパルスは必ず同じゼロ交差時間を与える。 f の値は0.1~0.2の時に最もタイミングの精度が良くなることが実験的に確かめられており、 f の値は通常この範囲で用いられる。

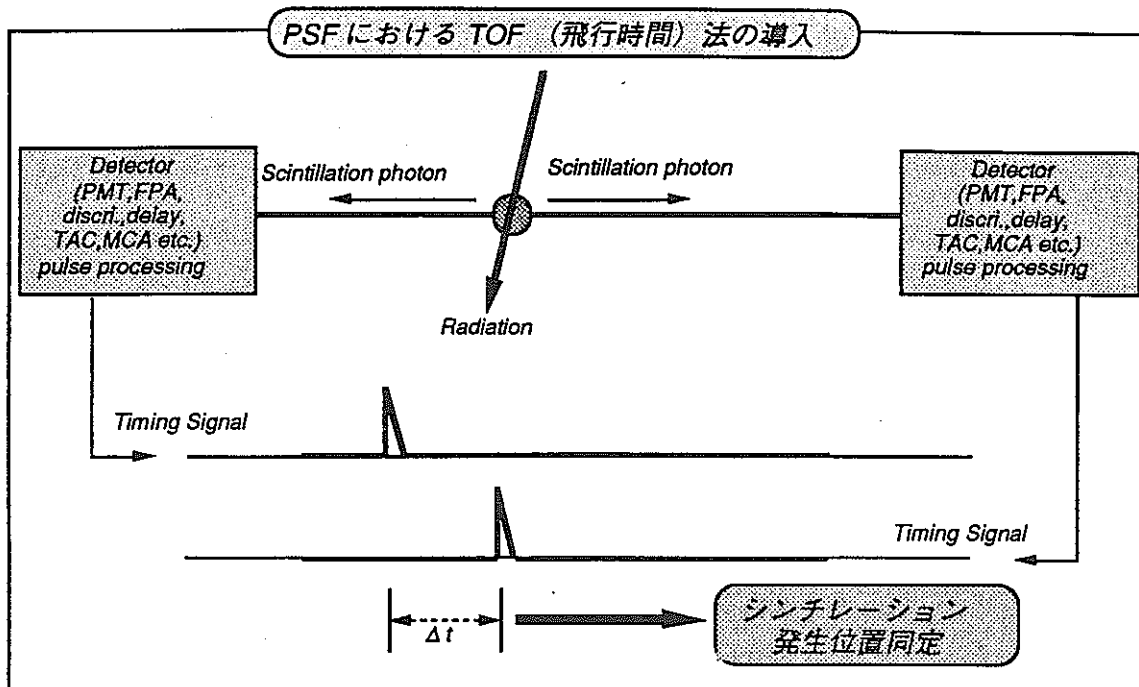


図 3-1-1 PSFにおけるTOF法の導入

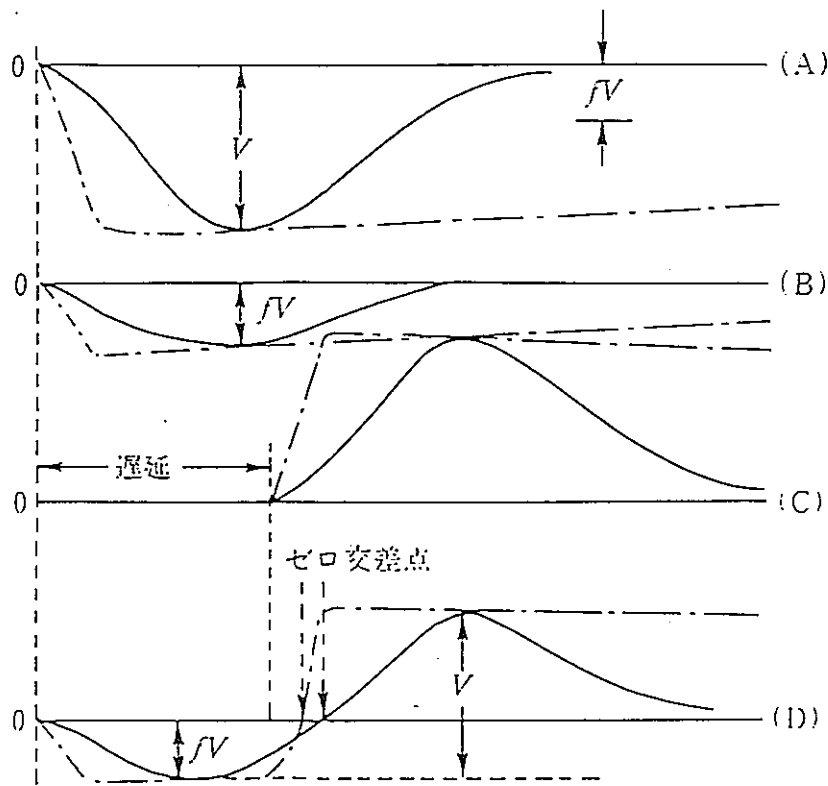


図 3-1-2 CFT(Constant Fraction Timing)のパルス処理

3-2.位置検出測定体系

PSFを用いたTOF法による位置検出の測定体系を図3-2-1に示す。PSFの両端に取付けた光電子増倍管(PMT: Photo Multiplier)、プリアンプ(FPA: Fast Pre-Amp.)を経たシンチレーション信号はCFD(Constant Fraction Discriminator)によりタイミング信号に変換される。2つのタイミング信号の時間差は時間波高変換器(TAC: Time-to-Amplitude Converter)によりパルス波高に変換され、PHA (Pulse Height Analyser)に蓄積される。ここで測定されるタイミング信号の時間差から、シンチレーション光の光電子増倍管への到達時間差、すなわち放射線入射に伴うシンチレーションの発生位置が同定される。

本測定で使用したPSF(Bicron Corporation, BCF-10)、光電子増倍管(浜松ホトニクス, R1635-02)、Fast Timing Preamplifier(ORTEC, VT120)の特性データをまとめてみたので、それぞれ表3-2-1、表3-2-2、表3-2-3に示す[5][17]。シンチレーションパルス処理系における時間的誤差要因としては、光電子増倍管における電子走行時間の広がり、および光電子増倍管・プリアンプにおける立ち上がり時間に依存したウォーク、ジッターが考えられる。使用した光電子増倍管・プリアンプの時間応答特性は以下の通りである。

- 1) 光電子増倍管の電子走行時間の広がり (FWHM: 0.7nsec)
- 2) 光電子増倍管の応答立ち上がり時間 (0.8nsec)
- 2) プリアンプの出力立ち上がり時間 (<1nsec)

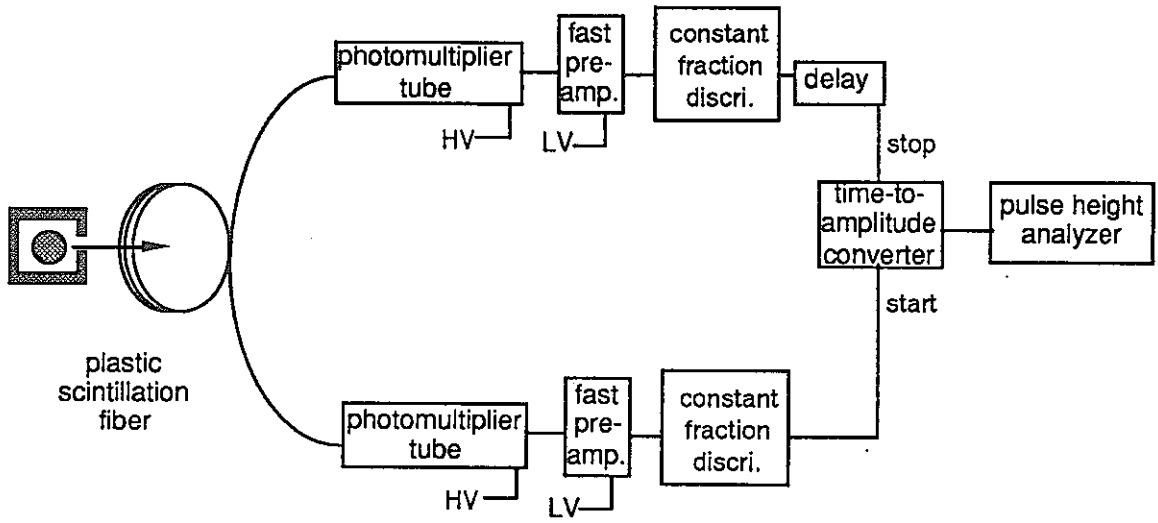


図 3-2-1 TOF法による位置検出測定体系図

コア部材質 (Scintillating Core)	polystilene with 1% butyl-PBD
コア屈折率 (refractive index)	1.60
コア径 (diameter)	1mm
クラッド部 (Cladding)	PMMA
クラッド屈折率 (refractive index)	1.49
クラッド径 (diameter)	0.03mm
開口数 (Numeric Aperture)	0.58
光出力 (Light Output)	52% anthracene
捕獲効率 (Trapping Efficiency)	3.44% (min.)
シンチレーション光のピーク波長 (Peak Emission Wavelength)	431.9nm
減衰長 (Attenuation Length (1/e))	1.5 to 2.0m
シンチレーション光の減衰時間 (Scintillation Decay Time)	2.4nsec.
真空下での使用 (Vacuum Compatible)	yes
使用温度範囲 (Operating Temperature)	-20°C to +50°C

表 3-2-1 P S F (B C F - 1 0) の特性データ-[5]

入射窓径	$\phi 11 \pm 0.5$
ダイノード段数	8段
光電面	MA(マルチアルカリ)
分光波長範囲	300-650nm
最高感度波長	420nm
分光感度 (420nm)	82mA/W
量子効率 (420nm)	25%
最大定格電圧	1250V
電流増倍率 (1250V)	2.2×10^5
応答立上がり時間	0.8ns
応答走行時間	7.8ns

表 3-2-2 光電子増倍管の特性データ
(浜松ホトニクス R 1 6 3 5-0 2) [17]

Gain	200, noninverting
Raise Time	<1nsec
Noise	<20 μ V rms equivalent input noise
Band Width	10 to 350 MHz
Outout Range	0 to -5V with 50- Ω load

表 3-2-3 Fast Timing Preamplifier (ORTEC VT120) の特性データ

3-3.放射線位置検出実験

2.5m, 5m, 10mの3種の各PSFに対して高速中性子源炉"弥生" (東京大学) のFC孔[$4 \times 10^3 \text{ n/cm}^2 \text{ sec watt}$, 100~500watt]、 ^{60}Co - γ 線源[線源より1cm点： 1.57×10^6 (photons/cm²sec)]および ^{252}Cf 線源[線源より1cm点： 3.16×10^5 (n/cm²sec), 1.75×10^6 (photons/cm²sec)]を利用した照射実験により放射線位置検出を行った。

2.5mのPSFに対して弥生のFC孔(50mm ϕ)で照射した場合の照射体系を図3-3-1に、TAC出力例を図3-3-2に、その時の照射位置とピークチャンネルの関係を図3-3-3に示す。照射位置とピークチャンネルは明確な直線性を示しており、この結果から放射線入射位置とTAC出力とを対応付けることができる。このときの位置分解能(FWHM)は26~27cmであり向上が認められた。

パルスの検出系に時間応答性の優れたPMT(reisetime=0.8ns)及びFast Pre-Amp.(reisetime< 1ns)を使用したことと、低損失の端面処理を施したPSFを直接PMTに接続したことが位置分解能の向上の大きな要因となった。また、TAC出力のChannel Numberと時間は線形性を持っており、TAC出力のChannel Numberを時間に変換すると図3-3-4のようなスペクトルとなる。

次に、5m及び10mのPSFに対して弥生のFC孔(50mm ϕ)で照射した場合のTAC出力例を図3-3-5図3-3-6に示す。PSFを5m, 10mと延長すると分解能に劣化が見られるが、これはシンチレーション発生位置からPMTに至るまでの距離の増大によってシンチレーション光の減衰が大きくなるため、到達フォトン数減少により検出されるシンチレーション光がシングルフォトンカウンティング状態に近い状態となり、タイミング信号に与えられる揺らぎが相対的に増加することが原因であると考えられる。

また、2.5mのPSFに対して ^{60}Co 及び ^{252}Cf 線源で照射した場合のTAC出力例をそれぞれ図3-3-7、図3-3-8に示す。 ^{60}Co 及び ^{252}Cf 線源に対して照射したものは弥生のFC孔で照射した場合と比較して分解能の劣化が見られる。これについては発光特性で述べたように中性子よりも γ 線の方がPSFのコア部に与えるエネルギーが小さいため発光量が少なくなり、タイミング信号の揺

らぎが相対的に増加することで説明できる。

以上から考えて分解能を決定している主な要因として、

(1)PSFの延長に伴う伝播シンチレーション光の減衰

(2)放射線の線種やエネルギーの違いによるシンチレーション発光量の相違

が挙げられる。

そこで、比較的大きなパルスのみをカウントするようにディスクリレベルを設定し、位置分解能の向上を図った。今回は、光電子増倍管の高圧電源を変化させることによりディスクリレベルを変化させた。10mのPSFを用いた ^{60}Co - γ 線に対する位置検出結果を図3-3-9に示す。光電子増倍管の高圧電源を1000V,900V,850V,800Vと変化させることで γ 線に対するカウントが減少していくのがわかる。800Vにおいては全く γ 線に対してカウントしない状態となった。この状態で高速中性子源炉を用いて測定を行うことにより、比較的大きなパルスを生成可能な高速中性子のみをカウントすることが可能となる。

10mのPSFに対して、中性子のみをカウントするようにディスクリレベルを設定したもの(PMT-HV-800V)とそうでないもの(PMT-HV-1000V)について各々”弥生”のFC孔において照射した。そのTAC出力スペクトルを図3-3-10に示す。両者を比較すると、明らかに中性子のみをカウントするように設定したものの方が、位置分解能が良いことが認められる。また、2.5m,5mのPSFに対しても同様に”弥生”のFC孔において照射対照実験を行ったところ10mのPSFと同様、中性子のみをカウントするように設定したものの位置分解能が大幅に改善された。5mのPSFに対して両者のTAC出力スペクトルを比較したものを、図3-3-11に示す。

2.5m,5m,10mの各PSF長の違いと、高速中性子及び γ 線の線種の違いによる位置分解能をまとめた結果を表3-3-1に示しておく。

照射体系

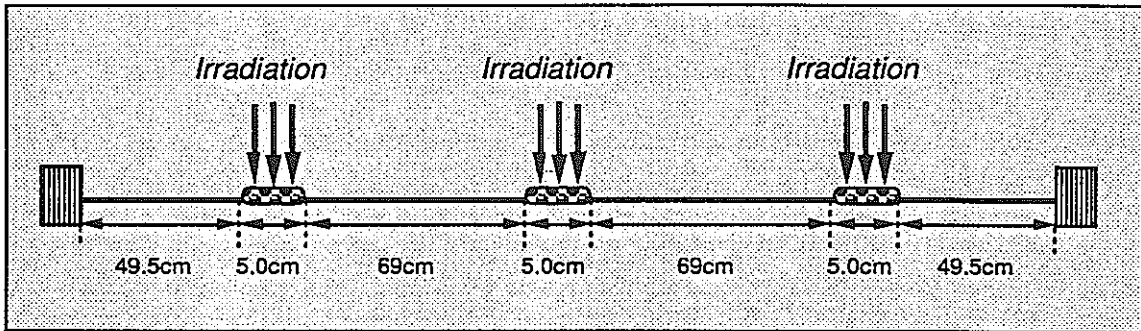
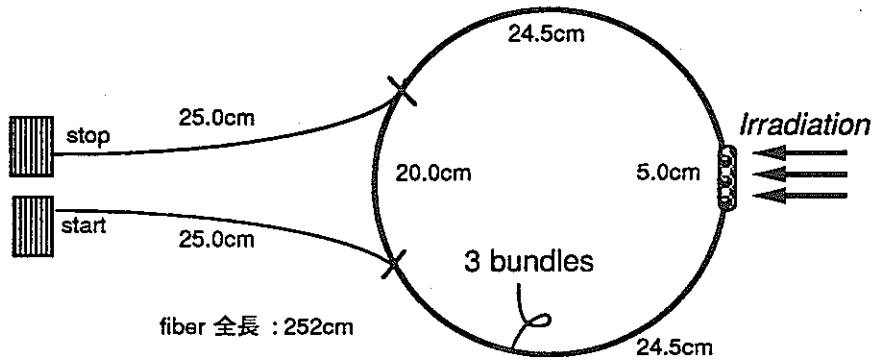


图 3-3-1 照射体系图

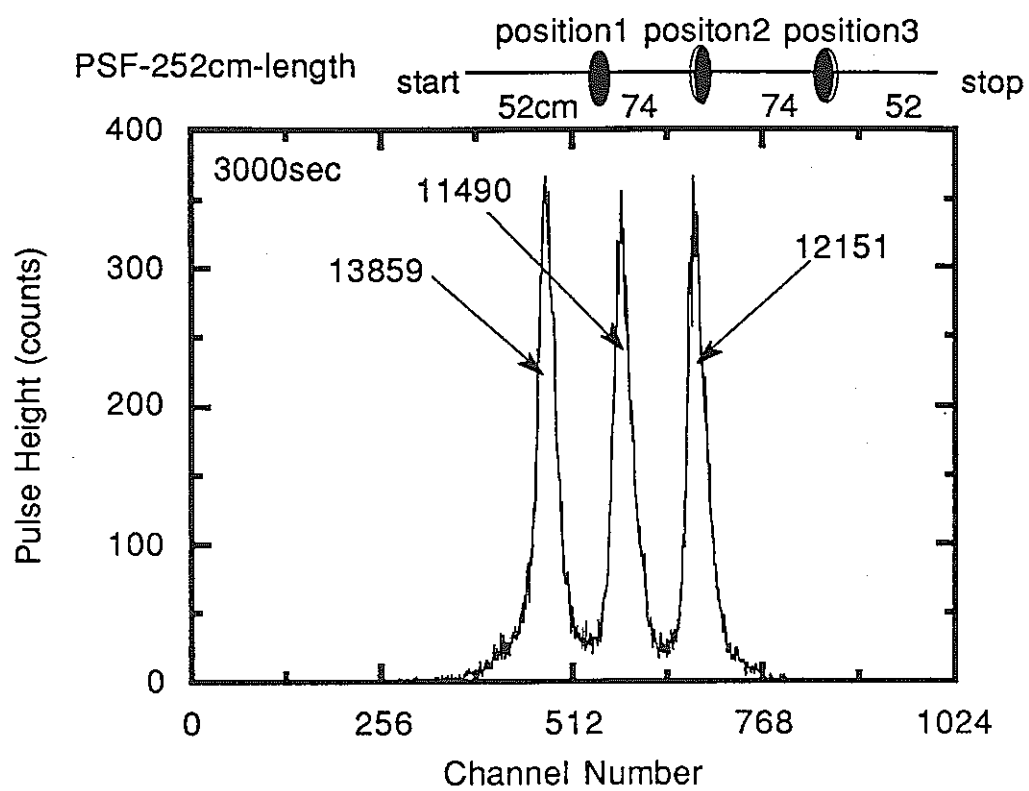


図3-3-2” 弥生炉” FC孔における放射線位置検出スペクトル(PSF-2.5m)

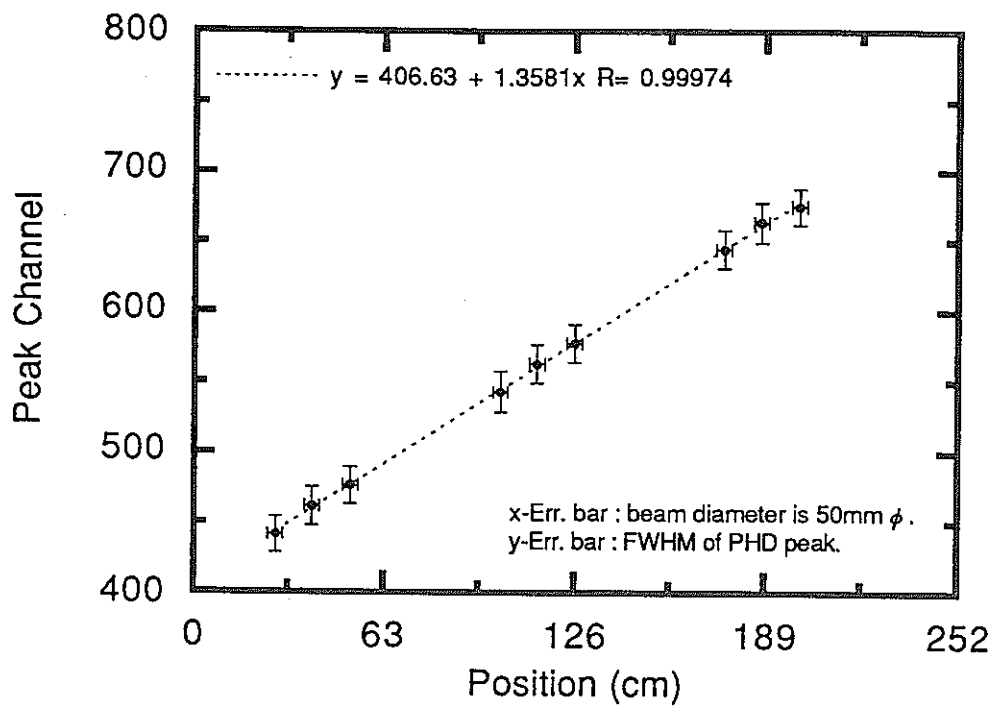


図 3-3-3 照射位置とピークチャンネルの関係

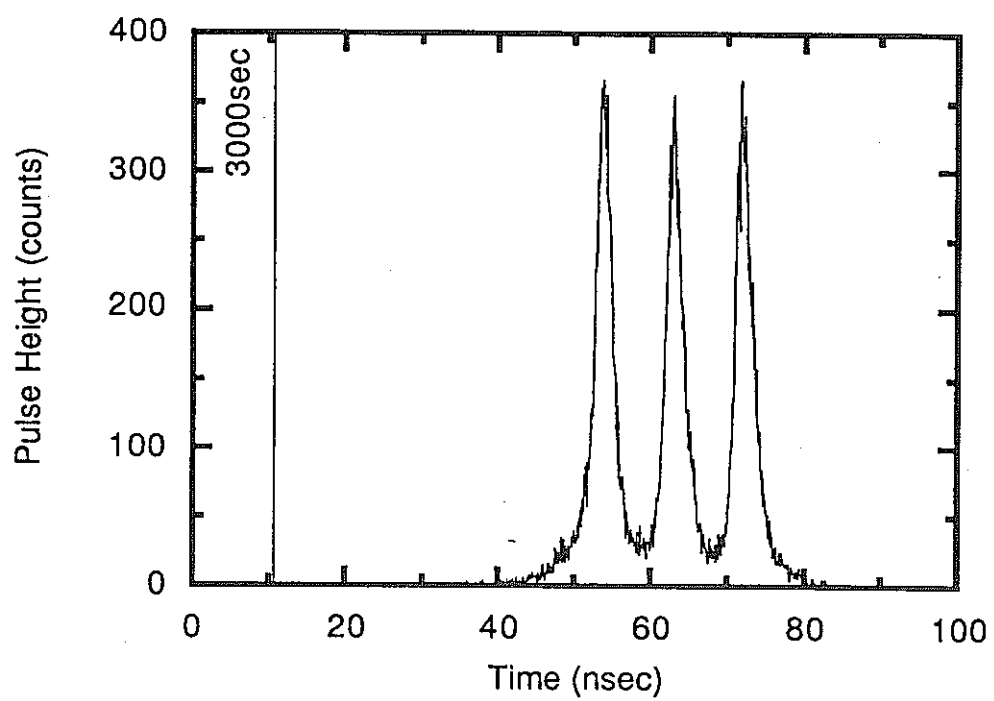


図 3-3-4 図 3-3-2 の Channel Number を時間に変換したスペクトル

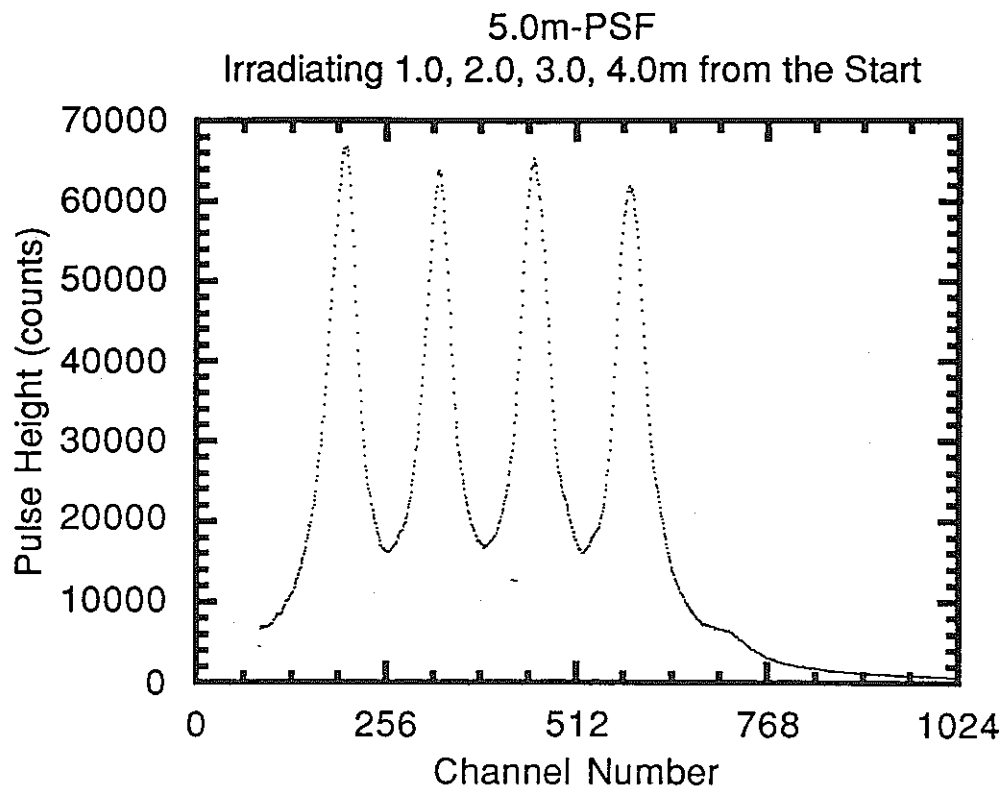


図 3-3-5 ” 弥生” FC孔におけるTAC出力スペクトル(PSF-5m)

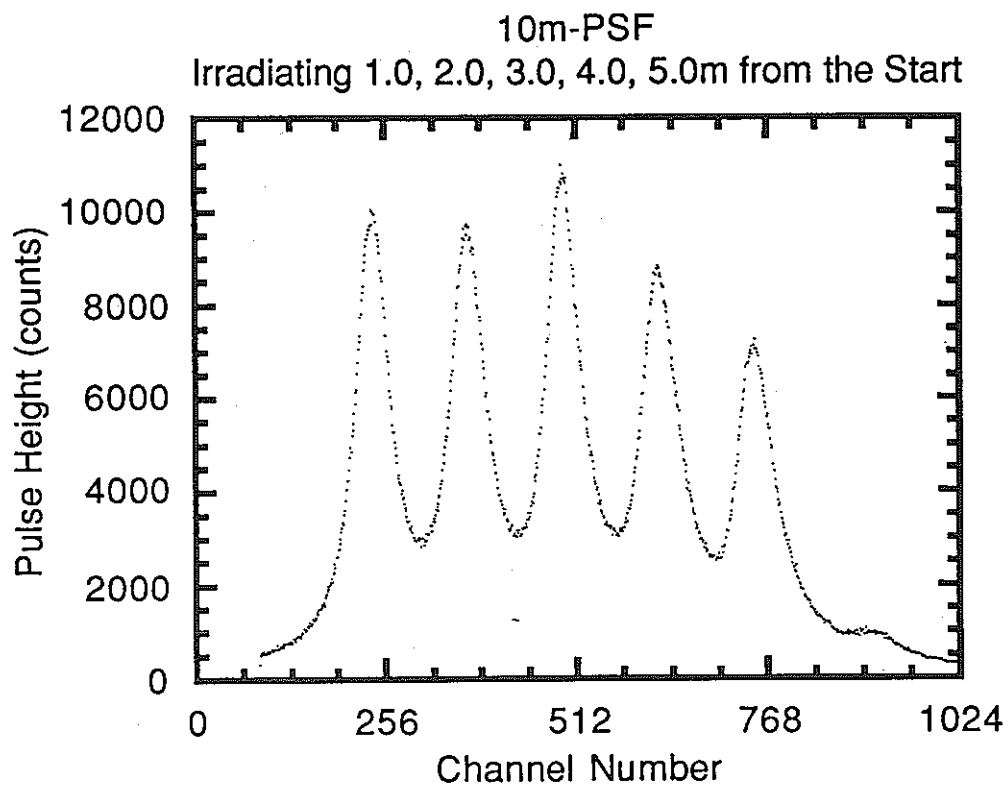


図3-3-6 "弥生" FC孔におけるTAC出力スペクトル(PSF-10m)

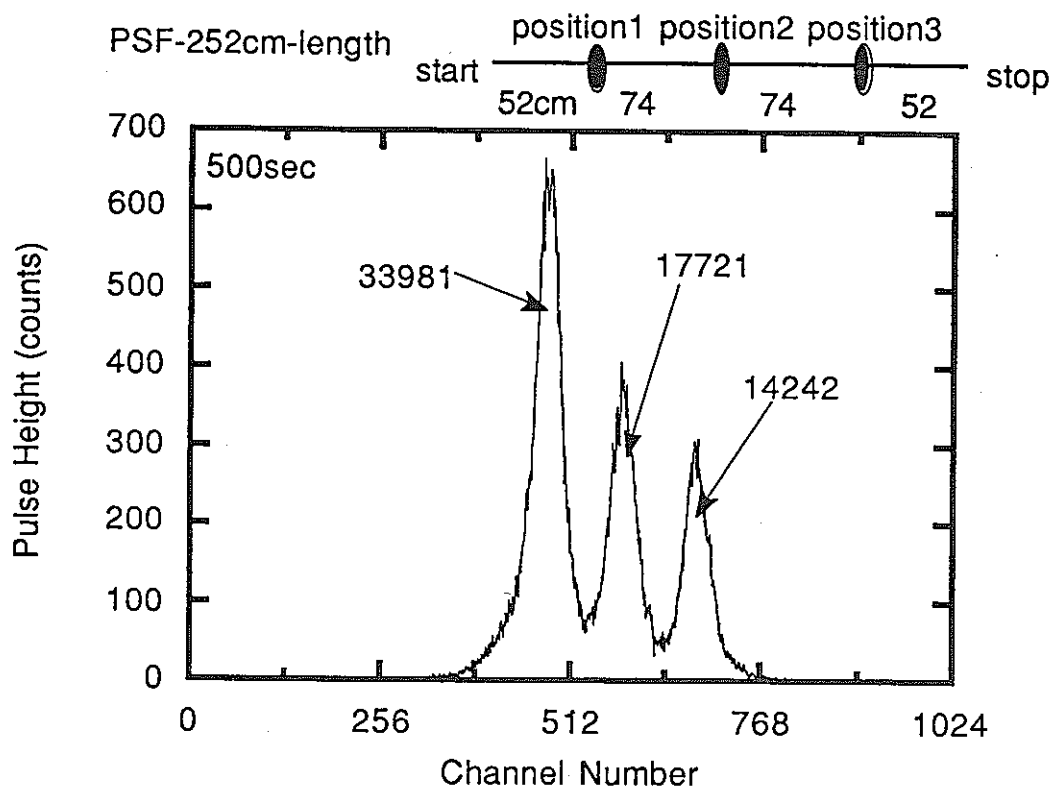


図 3-3-7 ^{60}Co 線源照射によるTAC出力スペクトル(PSF-2.5m)

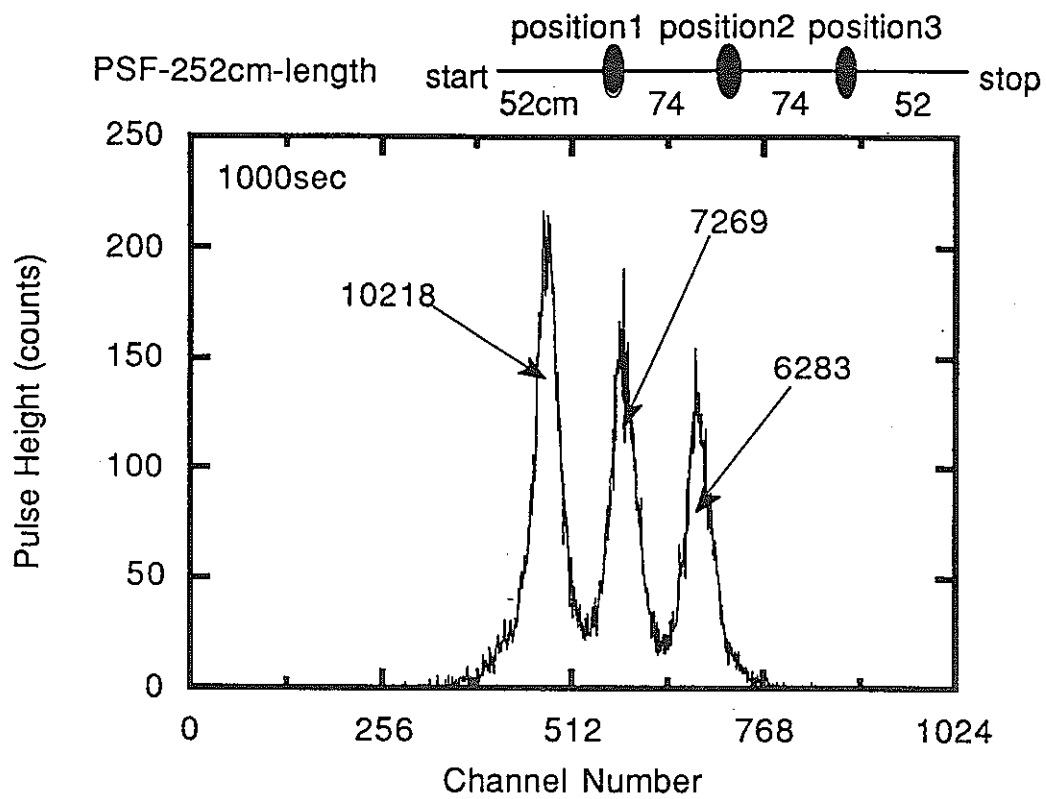


図3-3-8 ^{252}Cf 線源による照射TAC出力スペクトル(PSF-2.5m)

PSF-10.0m Irradiating 2.0,4.0,6.0,8.0m from the Start

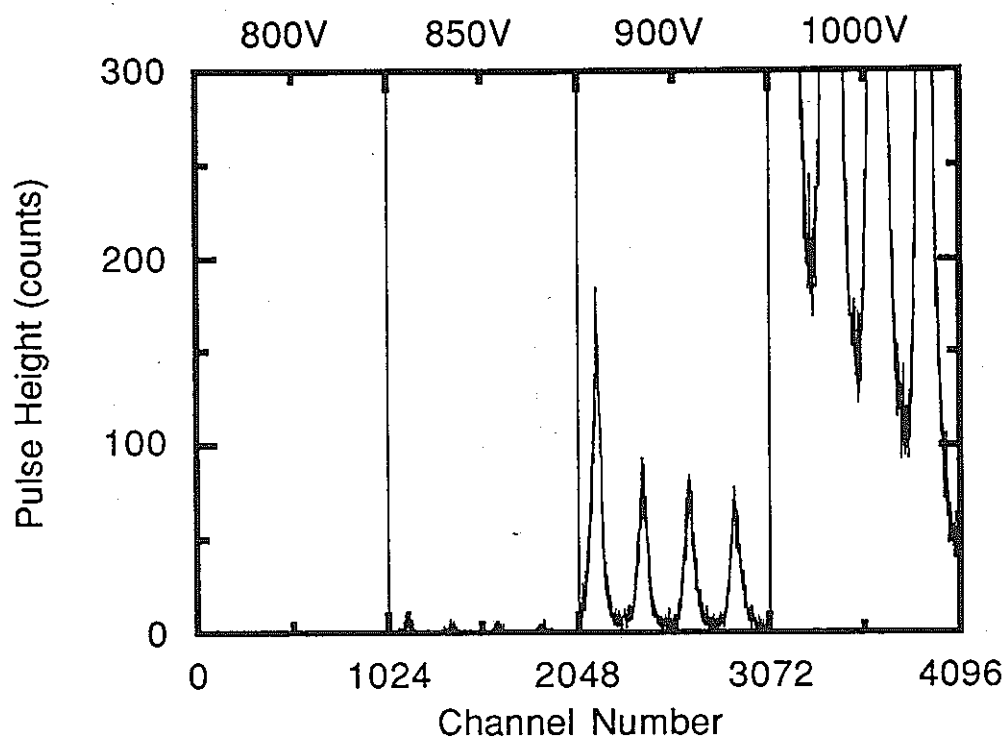


図3-3-9 光電子増倍管の高圧電源の変化による⁶⁰Co- γ 線のカウント数の相違

PSF-10.0m Irradiating 2.0,4.0,6.0,8.0m from the Start

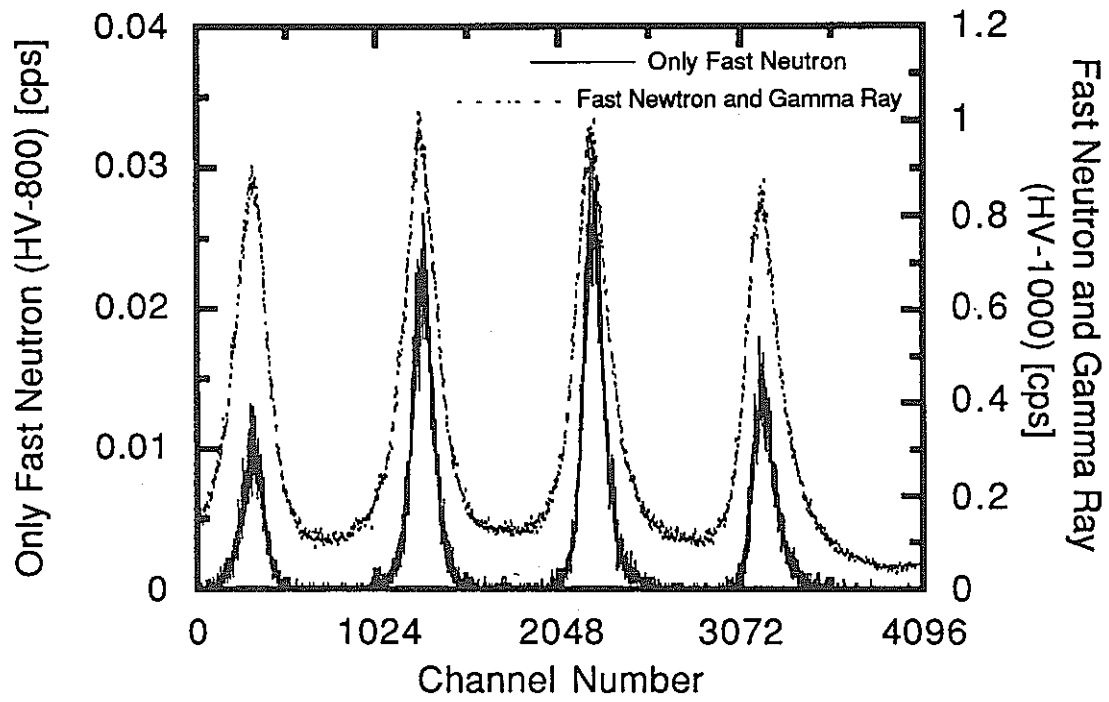


図3-3-10 ディスクリレベルを変えた場合の位置分解能の相違

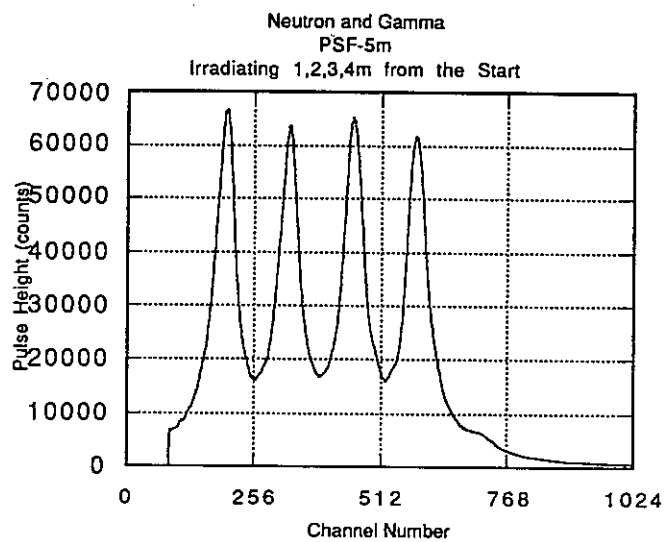
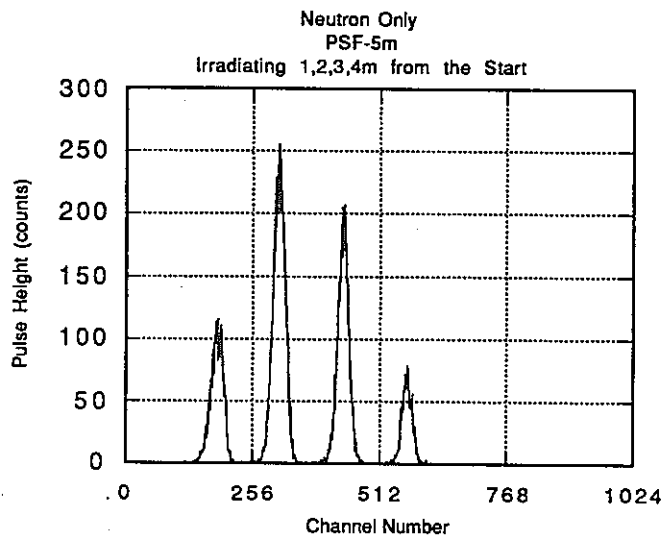


図 3-3-1 1 位置分解能の向上

ファイバー長		2.5m	5.0m	10.0m
位置分解能 (FWHM)	中性子のみ	9cm	13cm	25cm
	中性子+ γ 線	23cm	26cm	47cm

表3-3-1 PSF長と線種による位置分解能

3-4.TOFスペクトルの解析

有機シンチレータは時間応答性に優れ、一般にシンチレーションパルスの時間応答は数百psecオーダーの立ち上がり および数nsecの減衰時間を示す。これは3準位系における励起、遷移および蛍光を考慮すると、時間応答は次式のように示される[11]。

$$I(t) = I_0 \{ \exp(-\lambda_1 t) - \exp(-\lambda_2 t) \} \quad (3-4-1)$$

$$\lambda_1 = \frac{1}{\tau_1} \quad \lambda_2 = \frac{1}{\tau_2}$$

ただし τ_2 は蛍光準位への遷移を表す時定数であり、 τ_1 は蛍光を表す時定数である。

ここで、シンチレーションパルスの時間応答に基づいて位置検出スペクトルの解析を行う。

図3-5-1に示す様にファイバーの一点で発生したシンチレーションフォトンがファイバー両端A,Bにおいてシングルフォトンカウンティング状態である場合について示す。ファイバー端での光パルスの検出時刻の確率分布はもとのシンチレーション光放出確率分布[式(3-4-1)]に依存しており、AとBでの検出時刻の差 Δt は次式で表される。

$$\Delta t = (t_A - t_B) = (t_3 - t_1) + (t_4 - t_2) \quad (3-4-2)$$

ここで、 c をファイバー中での光速とすると t_1, t_3 は

$$t_1 = \frac{x}{c}, \quad t_3 = \frac{L-x}{c} \quad (3-4-3)$$

となり、 t_1, t_3 はシンチレーション光の発生位置 x に依存するのでここでは考慮しなくてよい。 t_2, t_4 は検出されたシンチレーションフォトンのもとのシンチレーション応答でのスタート点を基準とする発光時刻で、式(3-4-1)の関数分布に依存する。そこで、TOF法における出力波形を分析する上で、簡単のため次のような分布関数を仮定する。

$$F(t) = \exp(-\lambda_1 t) - \exp(-\lambda_2 t) \quad (3-4-4)$$

この関数を1000群に分割し、 $t_n = 10 \cdot n \cdot 10^{-5}$, $t_m = 10 \cdot m \cdot 10^{-5}$ とすると、Aにおいて t_n をとる確率及びBにおいて t_m をとる確率はそれぞれ次式で表される。

$$P_A(n) = \frac{\int_{t_n-5}^{t_n+5} F(t) dt}{\int_0^{\infty} F(t) dt}, \quad P_B(m) = \frac{\int_{t_m-5}^{t_m+5} F(t) dt}{\int_0^{\infty} F(t) dt} \quad (3-4-5)$$

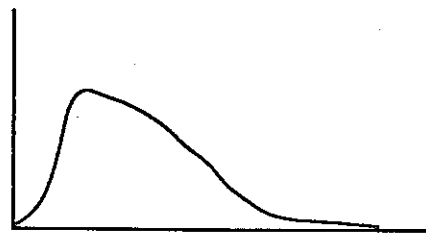
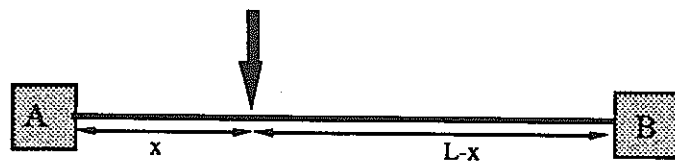
したがって、Aで t_n かつBで t_m をとる確率は

$$P_A(n) \cdot P_B(m)$$

となる。

そこで、 n, m に対してそれぞれ1~1000まで代入し、 t_n と t_m の時間差と $P_A(n) \cdot P_B(m)$ を計算して横軸に t_n と t_m の時間差を縦軸に $P_A(n) \cdot P_B(m)$ を蓄積したものを表示すれば、実験結果に近似したスペクトルすなわちPSF両端における検出シンチレーション光の自己相関関数スペクトルが得られるはずである。

シンチレーション発光における時定数を $\tau_1=2.4(\text{nsec}), \tau_2=0.1(\text{nsec})$ と仮定し計算したところ、図3-5-2に示す様な実験で得られたスペクトルの特徴をよく表したスペクトルが得られた。



シンチレーション発生点での分布

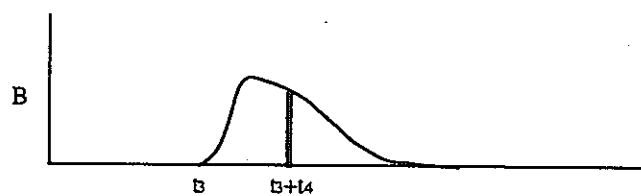
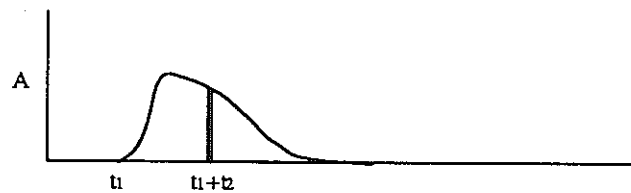


図 3-4-1 TOFスペクトル解析の説明図

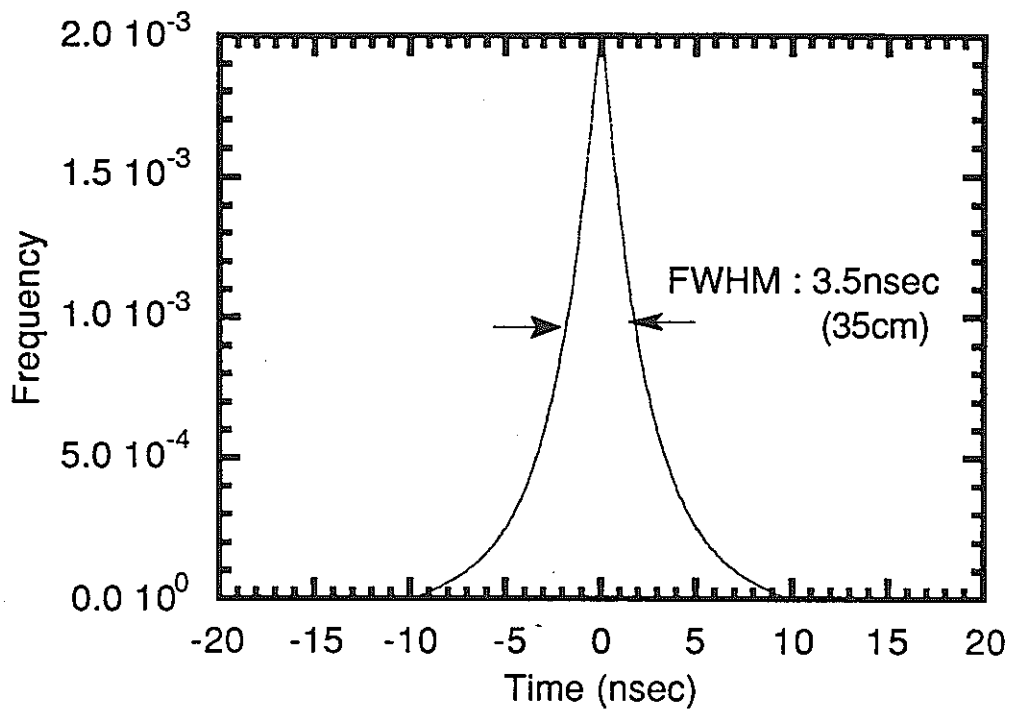


図 3-4-2 TOFスペクトル解析結果

3-5. 感度劣化特性

PSFの照射による伝送特性の変化については多くのファクターが絡んでくるので単純に見積ることは難しい。光ファイバーの伝送特性に最も大きな影響を及ぼす要因としては、線量及び線量率が挙げられる。光ファイバーの伝送損失変化はマクロ的には、照射によって変化した欠陥が新たな色中心(color center)となって生成したり、欠陥の移動によって色中心の緩和が起こったりする競合過程であり、一般には、照射が進むに伴い損失が増加し、照射停止後緩やかに損失が減少に向かう特性を示す。しかし、両者の程度は照射条件や光ファイバーの種類により大きく異なる。光ファイバーの伝送損失変化に影響を及ぼすパラメータを次に挙げる。

(1) 線質

照射線の線質により色中心の形成機構が異なるため、損失増加・回復の状況も同様に異なったものになる。中性子やイオンビームの照射ではフレンケル型の欠陥が、またγ線や電子線の照射ではラジカルや自由電子による欠陥が主に発生するが、後者に比べ、前者の方がコア中における移動速度が小さく、放射線照射に伴う損失増加及び回復の時定数が大きい。

(2) 照射等の前処理

照射を行う前の光ファイバーがどのような照射履歴を経てきたかにより、損失増加・回復の状況が変化する。特に予め照射を行うことにより照射時の損失増加が抑えられる現象は放射線ハードニング(radiation hardening)と呼ばれる。放射線ハードニングに関しては、高線量率の照射後において、650nmより長波長側で効果のあることが確認されている。

(3) 温度

伝送損失の原因となる欠陥のコア中における移動速度は温度に依存するため、再結合による欠陥の緩和率は高温において高くなる。従って高温下での照射により、損失増加が抑えられ回復が早まると考えられる。γ線パルス照射に対する回復状況では、高温下における光ファイバーが耐放射線性で優れていることが分かる。

(4) 伝送損失測定の際のプロープ光強度

照射により発生した光損失を伴う損傷が光入射により回復される現象をフォトブリーチング (photobleaching) と言う。伝送損失測定においてはプロープ光自体によりフォトブリーチングが引き起こされるため、正確な測定を行うためにはプロープ光強度には配慮する必要がある。

(5) 光ファイバーの機械的状態 (曲げ、応力など)

ステップインデックス型 (SI) 光ファイバーの場合、照射による損失増加は光ファイバー巻径の小さな場合程大きくなる傾向がある。その原因としては異なる光伝播モードにおける損失増加特性の相違が考えられる。また光ファイバーに対して応力が加わった場合にも損失増加が大きくなると考えられる。

(6) 光ファイバーの種類

光ファイバーは構造的にはシングルモード型 (SM)、ステップインデックス型 (SI)、グレーテッドインデックス型 (GI) 等にわかれるが、これらの構造も放射線照射による光ファイバーの伝送特性変化に影響を及ぼす。一般には、SI型に比べGI型やSM型の方が損失増加が大きくなる傾向にある。

(7) ドーバント・不純物の影響

ドーバントを加えた場合、純石英系光ファイバーと比べその損失増加・回復特性変化は複雑である。一般にはドーバントにより損失増加が大きくなる。またクラッド部に不純物が加わった場合の損失増加についても報告されている。

PSFの照射による感度の劣化を確かめるため、2.5mのPSFに対して高速中性子源炉"弥生"のFC孔で数時間数百W (4.0×10^3 [n/cm²·sec/W]) で照射した。その感度の時間変化を図3-4-1に示す。これを見るかぎり照射による感度の劣化はほとんどないと言って良いであろう。

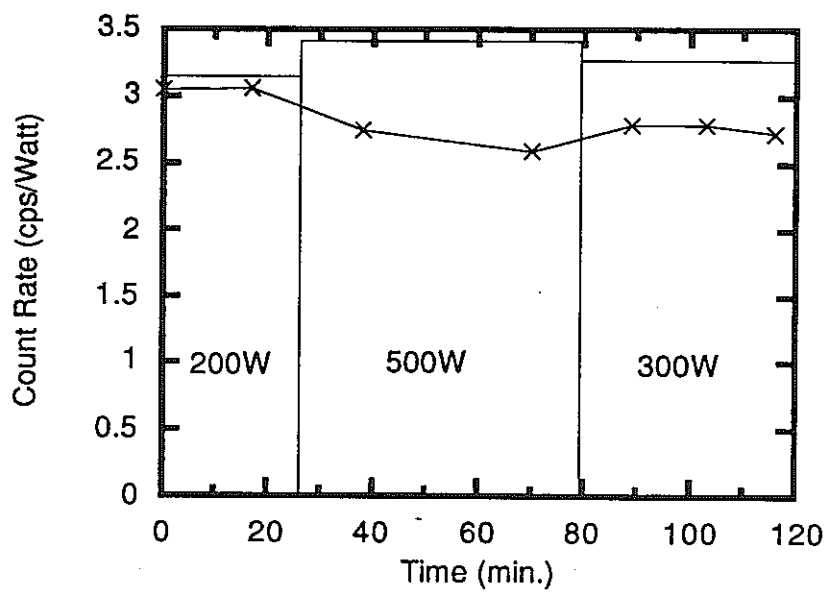


图 3-5-1 感度劣化特性

4. 放射線分布センシング

4-1. PSFと標準プラスチック光ファイバーとの 接続による損失

PSFと標準プラスチック光ファイバーとの接続による損失には次のようなものが挙げられ[1], それぞれの損失を計算すると以下ようになった。

(1) 反射による損失

光は屈折率の異なる境界面を通過するときにフレネルの法則から反射現象が起こる。屈折率 n_1 、 n_2 の境界面を垂直に通過する光の反射率は、

$$R = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad (4-1-1)$$

である。

PSFのコアの屈折率 $n_1=1.60$ 、空気の屈折率 $n_2=1.0$ とから、 $R \approx 0.053$ となり、94.7%の光が透過することになる。すなわち、反射による損失 L_1 は次式で表わせる。

$$L_1 = -10 \log \left\{ 1 - \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \right\} \quad [\text{dB}] \quad (4-1-2)$$

したがって、 $L_1 \approx 0.238 \text{dB}$ になる。また、斜め入射光に対しても $20^\circ \sim 30^\circ$ 近くまで上式の適用が可能であり、プラスチック光ファイバーの開口角 $2\theta_{\text{max}}=60^\circ$ であるから、これを適用する。したがって、光ファイバー同士を整合液を使わずにうまく接続しても、2回の反射により0.476dBの接続損失を生ずることになる。

(2) 間隙による損失

まず、コア径の等しい光ファイバー同士の接続については間隙が大きくなると、ファイバー内を伝送されてきた光は、そのファイバーの開口角で広がり、次のファイバーで全て伝送され

なくなる。間隙 S 、コア径 $2a$ とすると、微小な間隙に対する接続損失 L_2 は次式で表わせる。

$$L_2 = -10 \log \left(1 - \frac{S \cdot NA}{4a} \right) \quad [\text{dB}] \quad (4-1-3)$$

ここで、 $NA=0.58$ 、 $2a=1.0\text{mm}$ 、 $S=0.5\text{mm}$ として、 $L_2 \approx 0.680\text{dB}$ になる。したがって、 NA の小さなファイバーからの伝送が有利となる。

(3) 軸ずれによる損失

(2)と同様に、コア径の等しい光ファイバー同士の軸ずれによる損失 L_3 は、軸ずれ量 X 、コア径 $2a$ とすれば次式で表わせる。

$$L_3 = -10 \log \left[\frac{2}{\pi} \left\{ \cos^{-1} \frac{X}{2a} - \frac{X}{2a} \sqrt{1 - \left(\frac{X}{2a} \right)^2} \right\} \right] \quad [\text{dB}] \quad (4-1-4)$$

ここで、 $2a=1.0\text{mm}$ 、 $X=0.01\text{mm}$ であるので、 $L_3 \approx 0.0557\text{dB}$ になる。

(4) 異種光ファイバーによる損失

コア径の等しい光ファイバー同士の接続において、送信ファイバーの開口数 NA_T 、受信ファイバーの開口数 NA_R とすれば、接続損失 L_4 は次式で表わせる。

$$L_4 = -10 \log \left(\frac{NA_R}{NA_T} \right)^2 \quad [\text{dB}] \quad (4-1-5)$$

$NA_T=0.58$ 、 $NA_R=0.48$ であるから、 $L_4=1.64\text{dB}$ となる。

また、コア径が異なる光ファイバーとの接続では、コア径 $2a_1$ の大きなファイバーからコア径 $2a_2$ の小さなファイバーへ伝送するときに損失が生ずる。このときの接続損失 L_4 は次式で表わせる。

$$L_4 = -10 \log \left(\frac{2a_2}{2a_1} \right)^2 \quad [\text{dB}], \quad (a_1 > a_2) \quad (4-1-6)$$

今回使用したPSFと標準プラスチック光ファイバーのコア径は等しいのでこの効果による損失

は考慮しなくても良い。

また、コア間に屈折率差があるときにも損失 L_s が生ずる。この場合は(1)のケースと考えればよいので、PSFのコアの屈折率 $n_1=1.60$ 、プラスチック光ファイバーのコアの屈折率 $n_2=1.49$ より、 $L_s \approx 0.00551\text{dB}$ となる。

この他にも研磨の状態によっては、端面の傾斜、端面のうねり、端面の荒さなどやファイバー間の軸曲がりによっても接続損失が発生する。

4-2. 分布型放射線センシング模擬実験

位置検出実験を行った際に図4-2-1に示すような照射体系で ^{22}Cf 線源[線源より1cm点： 3.16×10^5 (n/cm²sec), 1.75×10^6 (photons/cm²sec)]を用いて測定を行ったところ図4-2-2に示すような予想されたピーク以外に二つの小さなピークがTAC出力スペクトルに現われた。この二つの小さなピークは図4-2-2におけるPositionAとPositionBでのものと考えられる。そこでこの二つのピーク面積の比と距離の二乗の比をとって比較してみるとほぼ一致した。このことからファイバーのフレキシビリティを利用した複雑な形状に対する分布型センサーとしての応用性が十分期待できることが認められる。

分布型放射線センサーとして利用できることは確認されたが、測定距離という点ではPSFのみでは限界がある(～10m)。そこで、図4-2-3に示す様なファイバーをバンドル化したシステムによって長距離に渡るセンシングを試みた。まずは、長距離分布型放射線センシングの模擬実験として、

(1)PSF(2.5m)のみのもの、
(2)PSF(2.5m)に標準プラスチック光ファイバー(伝送特性1.3dB/10m)を両端に各10m接続したもの、
各々に対して同体系で照射位置検出を行った。その照射体系図を図4-2-4に、結果のTAC出力スペクトルをそれぞれ図4-2-5、図4-2-6に示す。

(2)のファイバー同士を接続したものは(1)のPSFのみのものに対して分解能の劣下、感度の低下が認められ、TAC出力スペクトルのピーク面積の比位置を見ると70%程度であった。これについては前節で述べたファイバー同士の接続による種々の損失と接続した標準ファイバーの伝送特性による影響が大きいと考える。

しかし、位置検出に置ける照射位置とピークチャンネルの線形性は十分保持されており、今回使用した標準ファイバーに換え、伝送特性の優れた石英系光ファイバー(<20dB/km)を用いるこ

とにより、位置分解能、感度の向上及び測定距離の延長(100m程度)が可能である。

また高速中性子および⁶⁰Co-γ線に対する感度はPSF長1cmに対して、

高速中性子 : $10^{-6} \sim 10^{-5}$ [cps/(n/cm²sec)]

⁶⁰Co-γ線 : $10^{-6} \sim 10^{-5}$ [cps/(photon/cm²sec)]

であった。

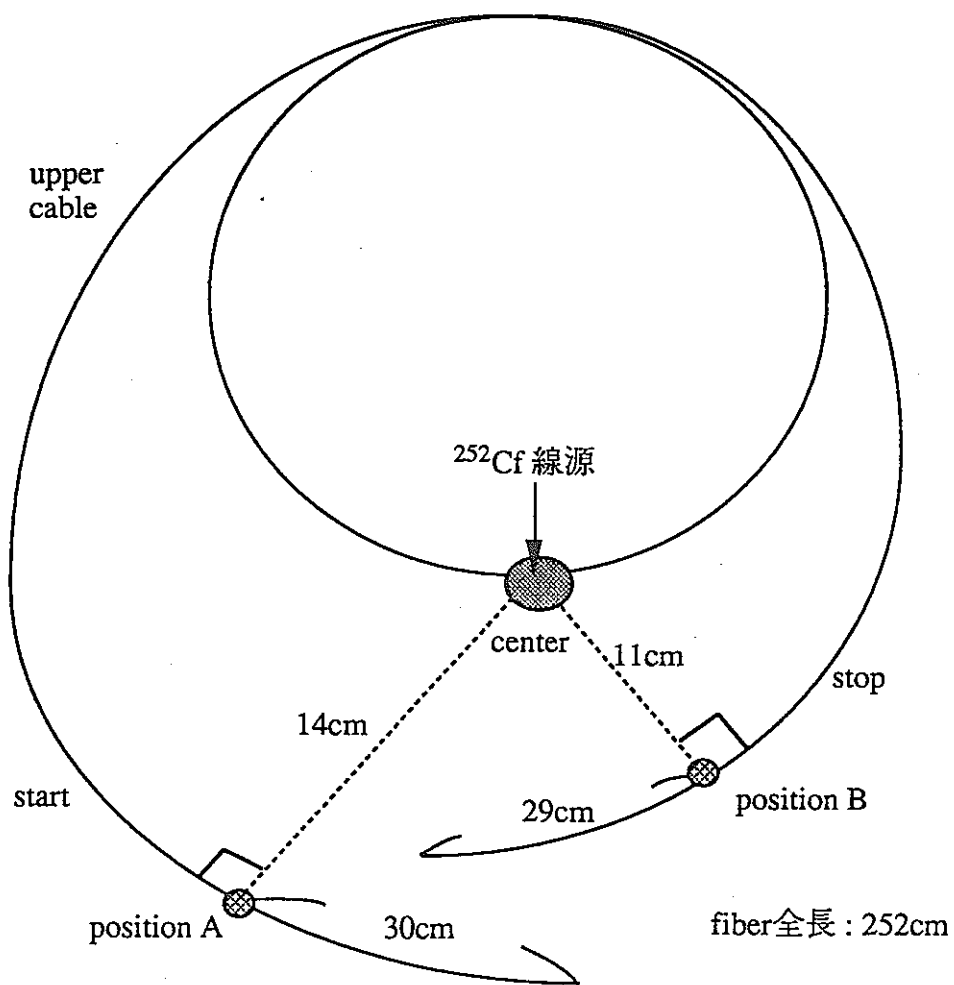


図 4-2-1. ^{252}Cf を線源に用いた照射体系

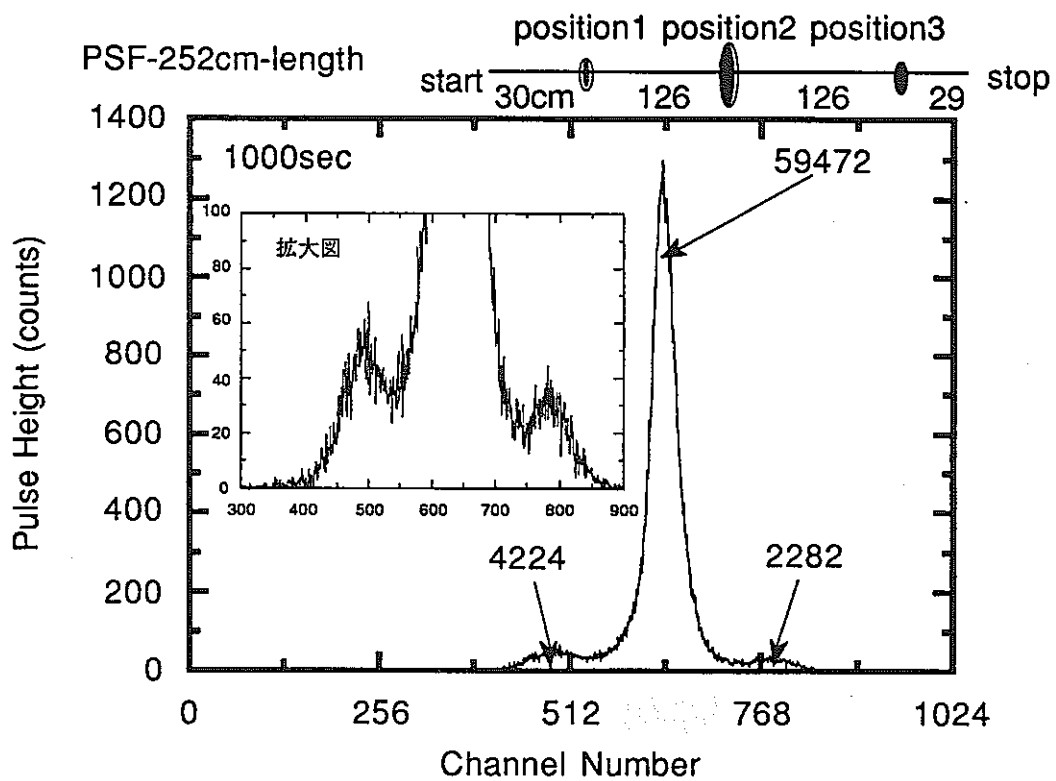
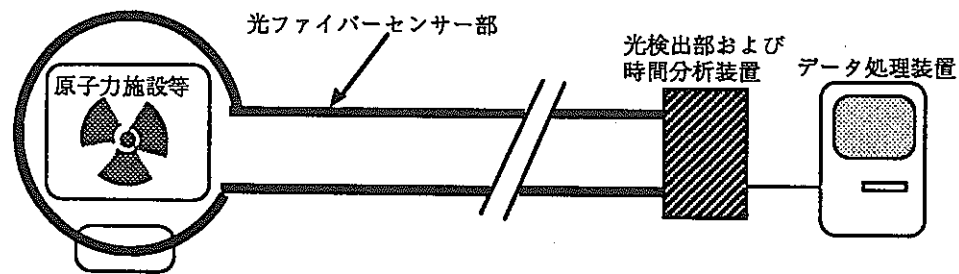


図4-2-2. ^{252}Cf 線源に対するTAC出力スペクトル



使用ファイバー： PSF+ 純石英系ファイバー
 測定可能距離： 100m[~]
 位置分解能： 10[~]30cm
 測定対象： 高速中性子・ γ 線・
 高エネルギー荷電粒子 (β 線)

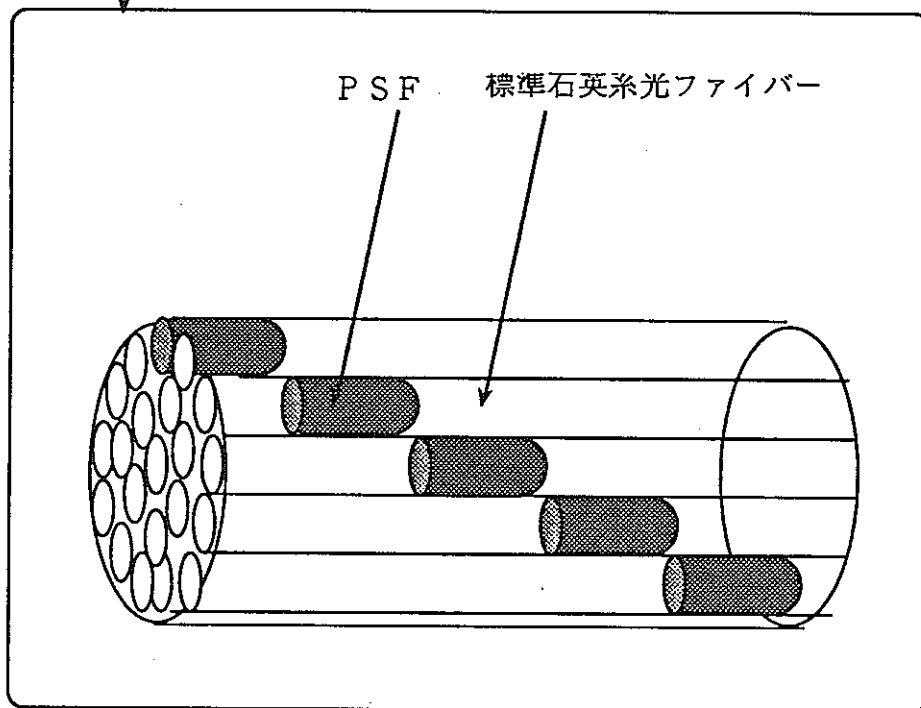
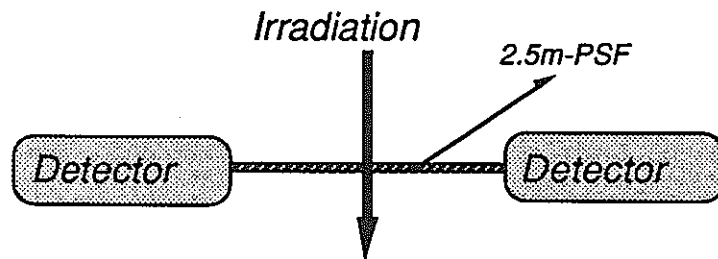


図 4-2-3.分布型放射線センシング体系図

(1) PSFのみ



(2) ノーマルファイバー+ PSF+ノーマルファイバー

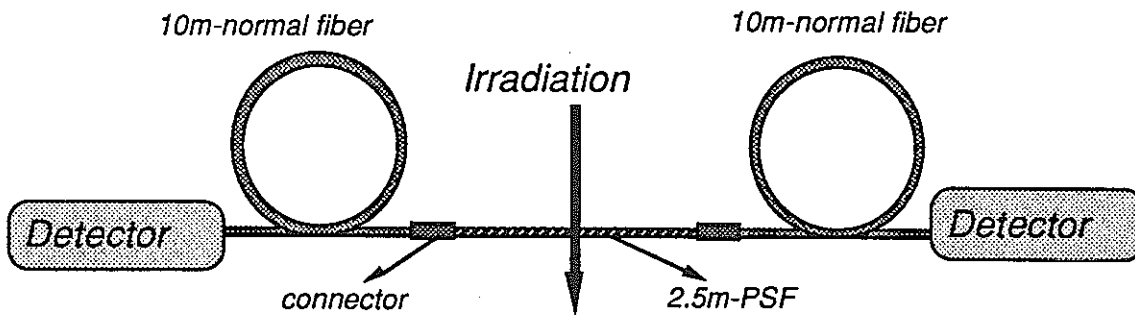


図 4 - 2 - 4 . 照射体系図

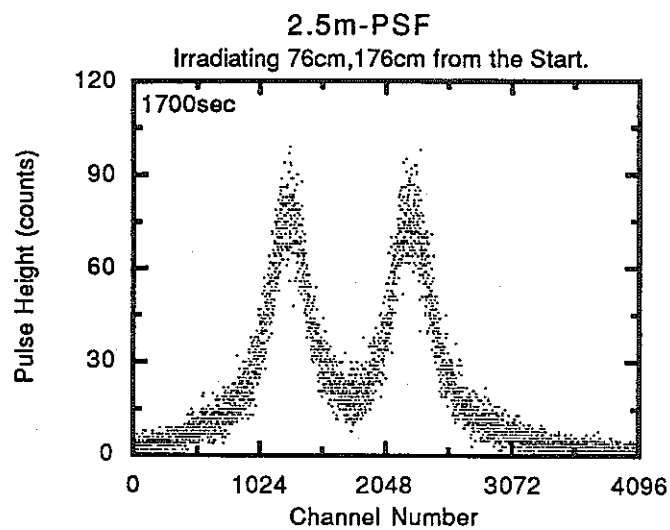


図 4-2-5. 2.5m-PSFのみのスペクトル

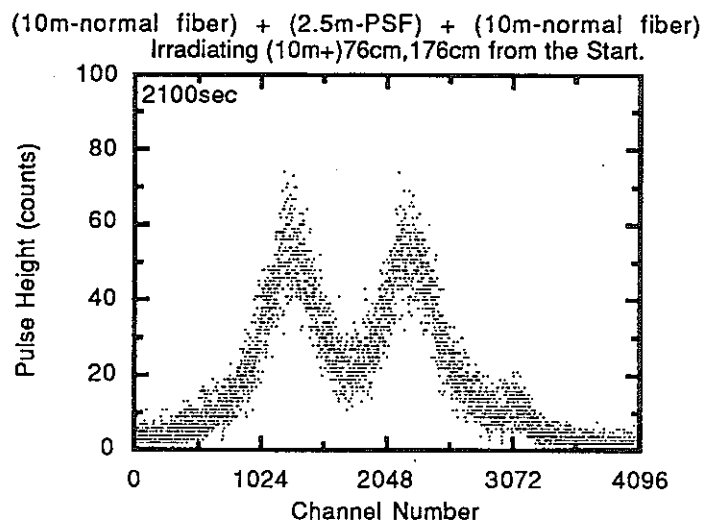


図 4-2-6. 2.5m-PSFの両端にノーマルファイバーを接続した場合のスペクトル

5. 結論

本研究において、プラスチックシンチレーション光ファイバー (PSF) の発光特性を再検討し、PSFを用いたTOF法による放射線位置検出及び分布センシングについて実験的・解析的検討を行った。

まず、プラスチックシンチレーション光ファイバー (PSF) の発光特性の測定では、ファイバー端におけるシンチレーション光検出において、単一光電子に相当するシングルピークが検出され、PSF端における検出状態が確認された。またモンテカルロシミュレーションによりPSFの発光特性が解析的に検証され、実験との一致を得ることができた。

一方、PSFを用いたTOF法による放射線位置検出において、パルスの検出系に時間応答性の優れたPMT及びFast Pre-Amp.を使用し、低損失の端面処理を施したPSFを直接PMTに接続したことで位置分解能が大幅に向上した (FWHM:10cm~30cm)。またノーマルファイバーとの接続により長距離(100m~)測定への適用性も実験的に検証され、特に中性子・ γ 線・高エネルギー荷電粒子(β 線等)を測定対象とした放射線分布センシングシステムとして、十分その利用可能性が示された。またTOF法による放射線位置検出スペクトルの特性を解析的にとらえることにより、本検出法における位置分解能の限界が明らかになり、解析結果と実験結果との一致を得ることができた。

(参考文献)

- [1] 宮地杭一：プラスチック光ファイバの応用技術（電気書院、1988）
- [2] J.P. Dakin：The Distributed Fiber Optic Sensing Handbook, IFS Publication, UK(1990).
- [3] T.O.White：Nucl. Instrum. Meth. Phys.Res. A273,820(1988)
- [4] G.T.Reynolds and P.E.Condon：Rev.Sci.Instrum. 28,1098(1957)
- [5] Scintillation Roundtable Update Report (BICRON Corporation, Sept.,1989)
- [6] 今井俊一：光ファイバーを用いた時間分析型放射線分布センシングの基礎研究
（東京大学工学部原子力工学科 修士論文、1992）
- [7] 今井俊一：シンチレーション光ファイバを用いた放射線検出器の開発
（東京大学工学部原子力工学科 卒業論文、1990）
- [8] Seiki Soramoto：A Study on Radiation Detection Methods Using Optical Techniques
（東京大学工学部原子力工学科 博士論文、1991）
- [9] Sunichi Imai, Seiki Soramoto, Koichi Mochiki, Tetuo Iguchi, and Masaharu Nakazawa：
New radiation detector of plastic scintillation fiber (Rev.Sci.Instrum.62 (4)、April 1991)
- [10] Charles Hurlbut and Michael Kunsner：Organic Scintillators Tools For Research and Industry
（BICRON CORPORATION、日本BICRON有機シンチレーター技術セミナー、1992）
- [11] G.F.Knoll：放射線計測ハンドブック（日刊工業新聞社、1991）
- [12] C.Chen, J.A.Lockwood and L.Hsieh：Monte Carlo Calculation of the Energy Loss Spectrum
for Gamma Ray Incident on an Organic Scintillator (Nuclear Instruments and Methods 138、1976)
- [13] 山崎文男：放射線（共立出版株式会社、1973）
- [14] 杉山治男：放射線基礎定数表I（電総研調査報告170号、1970）
- [15] Nicholas Tsoufanidis：放射線計測の理論と演習（現代工学社、1986）
- [16] 関口晃：放射線計測概論（東京大学出版会、1979）
- [17] 光電子増倍管と関連部品（浜松ホトニクス株式会社、1989）
- [18] 大久保勝彦：ISDN時代の光ファイバ技術（理工学社、1989）
- [19] 深野義隆：光ファイバーによる放射線分布センシングの研究
（東京大学工学部原子力工学科 卒業論文、1993）