SPring-8 でのGDH実験に使用する Inner Gamma Detectorの研究

山形大学
クォーク核物性研究グループ 修士2年
森谷 昌輝

平成15年2月7日

目 次

第 1 章　序論 **3**
1.1 GDH 和則 3
1.2 SPring-8 4
1.3 SPring-8 での GDH 和則検証実験 5
1.4 γ 線検出器のデザイン 6

第 2 章　γ 線検出器 **9**
2.1 原理 9
2.2 検出器の各部 10
2.2.1 電子陽電子対生成 10
2.2.2 プラスチックシンチレーター 11
2.2.3 反射材 18
2.2.4 波長変換ファイバー (WaveLength Shifter fiber = WLS Fiber) 18
2.2.5 光電子増倍管 (Photo Multiplier Tube = PMT) 19

第 3 章　β 線を使った獲得光電子数の測定 **22**
3.1 β 線源 22
3.2 光電子数の見積もり 24
3.3 β 線測定 26

第 4 章　まとめ **36**

第1章　序論

現在、兵庫県の西播磨に建設された高輝度放射光施設 Spring-8 において、Gerasimov-Drell-Hearn(以下 GDH) 和則の検証実験が計画されている。この章では、GDH 和則についてと、SPring-8 での GDH 和則検証実験の概要について述べる。

1.1　GDH 和則

GDH 和則は、1966 年に S.Gerasimov,S.D.Drell,A.C.Hearn らによって導出された核子スピンに関連する基本的な和則で、核子の光吸収全断面積のヘリシティ依存性と異常磁気モーメントとの間の関係を次の式のように示している。

$$\int_0^\infty d\nu \frac{\sigma_{Jz=3/2} - \sigma_{Jz=1/2}}{\nu} = \frac{2\pi^2\alpha}{m^2}(\kappa_{p,n})^2$$

ν = 実験室系での光子のエネルギ-
$\sigma_{Jz=3/2}$ = 光子- 核子系のヘリシティが $3/2$ の場合の光子吸収断面積
$\sigma_{Jz=1/2}$ = 光子- 核子系のヘリシティが $1/2$ の場合の光子吸収断面積
α = 微細構造定数 $= 1/137$
m = 核子の質量
κ_p = 陽子の異常磁気モ- メント $= 1.79$
κ_n = 中性子の異常磁気モ- メント = -1.91

この式の右辺は、陽子の場合で $204\mu b$、中性子の場合で $234\mu b$ となる。この和則はロ- レンツ不変、ゲ- ジ不変、因果律、相対性、ユニタリティなど物理学の一般的な原理を基礎にして、核子に対するコンプトン散乱の前方振幅を基に分散式や光学定理を適用して導き出されている。和則の導出において用いられている原理はほとんど破られているとは考えられないものであるが、この理論には唯一の仮定として「高エネルギ- 極限において前方コンプトン散乱のスピン依存性が消滅する」という事を前提としている。もし、核子のスピン構造を完全に理解できれば、理論的にスピン依存性を記述できるはずであるが、現状では不可能であり実験に頼らざるを得ない。

このスピン依存性は、核子のスピン構造において重要な意味を持っている。これまでヨ- ロッパ国際原子核研究機構 (CERN)、スタンフォ- ド線形加速器センタ- (SLAC) 等での実験で核子のスピン構造関数の決定および QCD(量子クロモ力学：クォ- クの相互作用に関する理論) 等の基礎理論の検証のために精密な測定がなされており、GDH 実験もこうした核子スピン構造解明の糸口になることが期待されている。

GDH 和則は式内の $1/\nu$ の項のため、和則に対する大きな寄与は低エネルギ- からのものであると考えられるが、この寄与が数 GeV の領域で無視できるかどうかは自明なことではない。したがってこの和則に関する実験を行なうことは、高エネルギ- での核しのスピン構造を調べるとともに、現実に得られるエネルギ- 領域の振る舞いから高エネルギ- 極限での核子のスピン構造の性質を調べることを意味する。

1.2 SPring-8

大型放射光施設の愛称で、Super Photon ring - 8GeV の略である。世界最高性能の放射光を発生させることができ、物質の分析や、反応、解析などに利用されている。

放射光とはほぼ光速で直進する電子が、その進行方向を磁石などによって変えられた際に発生する電磁波のことである。放射光は、電子の速度が速く、その進む方向の変化が大きいほど、より絞られた明るい光となり、また X 線などの短い波長の光を含むようになる。

SPring-8 の放射光の特徴として

- 真空紫外線から X 線までの広い波長範囲 ($0.01 \sim 2$nm)
- 優れた指向性 (100m 先で 2.4mm の広がり)
- 挿入光源を多数設置でき (38 台)、これらの光を同時に利用可能
- 長い磁石列を持つ挿入光源の設置 (30m) が可能

などがあげられる。

図 1.1: 上空から見た SPring-8

1.3　SPring-8 での GDH 和則検証実験

Spring-8 ではリング中を周回する 8 Gev の電子に対して偏光させたレーザーを入射し逆コンプトン散乱させることによって、高偏極の光子ビーム (レーザー電子光) を得ることができる。Spring-8 以外でも光子エネルギーの様々な領域に対してこの和則を検証する実験が提案され行われているが、我々は SPring-8 の LEP ビームラインを利用し光子エネルギーとして 1.8GeV から 2.9GeV までの光子エネルギー領域の偏極γ 線を得る。一方、偏極標的としては 2.5T の超電導ソレノイド磁石によって偏極させたポリエチレン標的を考えている。ポリエチレン標的では陽子を偏極させる。室温で準備ができること、標的の厚みが精度よく測定できるため散乱断面積の決定で誤差が小さくなることが選定理由である。

偏極γ 線と標的との衝突によって生じた全方位 (4π) に対して起こるハドロンイベントを全方位にわたってすべて捕らえることで、光吸収断面積を測定する。偏光γ 線と偏極核子とのヘリシティに依存した光子吸収断面積の差 ($\sigma_{Jz=3/2} - \sigma_{Jz=1/2}$) を測定することがこの実験の目標であるため、標的の正偏極・負偏極の場合の 2 通り測定し、その差を得ることで GDH 和則を実験的に検証する。図 1.2 に SPring-8 での GDH 実験のセットアップと Inner Gamma Detector(内部γ 線検出器) の拡大図を載せる。

γ 線検出器は偏極用のマグネットのボア (ϕ60cm) 内に設置するものである。
陽子の光子吸収反応には

$$\begin{aligned}
\gamma + p &\rightarrow \pi^+ n \\
\gamma + p &\rightarrow \pi^0 p \\
\gamma + p &\rightarrow \pi^+ \pi^- p \\
\gamma + p &\rightarrow \pi^+ \pi^0 n \\
\gamma + p &\rightarrow \pi^0 \pi^0 p
\end{aligned}$$

などがあるが、終状態に荷電粒子が現われる反応はボア内のγ 線検出器の手前と前方に荷電粒子検出器を置いて捕らえる。よってγ 線検出器の目的は、電荷をもたない粒子である π^0 が生成される反応を高い検出効率で捕らえることである。
π^0 はほとんどが

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$$

のように崩壊し、π^0 の寿命は非常に短く検出器の位置に到達する前には崩壊しているため、γ 線検出器は崩壊してできた 2 γ のうちの一つを検出できればよい。

1.4　γ 線検出器のデザイン

SPring-8 で行なわれる GDH 和則実験では、γ 線検出器をデザインするにあたって以下の要求がある。

- 検出器のγ 線入射方向の厚さは 200mm 以下

  このγ 線検出器は、ポリエチレンターゲットを偏極するためのマグネットのボア内に置かれる。ボア直径 60cm の円筒空間内に中心から動径方向へ順に、ターゲット用のクライオスタット、その周囲を円筒状に覆うプラスチックシンチレーターの荷電粒子検出器、と配置され、それからγ 線検出器が置かれることから、γ 線検出器が動径方向に対して取ることのできる長さは 200mm 程度しかない。

- 検出効率は 70MeV 以上のγ 線に対して 85 %以上

  π^0 が生成されたイベントを高い検出効率で検出するのがγ 線検出器の目的であるが、π^0 は二つのγ 線に崩壊する。 よって二つのγ 線のうち、一つでも捕らえることが出来ればそれは π^0 生成イベントを捕らえたことになる。γ 線検出器 85 %の検出効率であったとすると、$\pi^0 \rightarrow$ γ γ の場合にγ 線を一つも検出できない確率は $15\ \% \times 15\ \% = 2.25\ \%$ となる。よってγ 線を一つでも検出できる確率は 97.7 %となる。もし π^0 の 2 γ を一つも検出できなかった場合は、π ^{0} と共に生成された他の粒子を検出できてればよい。いま、他の粒子を検出する最も厳しいイベント γ $p \rightarrow \pi^0 p$ を考えると、p を検出できればよく、これはボア内や後方に置かれた荷電粒子検出器によって検出される。前方のビーム軸上には検出器を置くことはできないので、ここ

に p がくると検出できなかったことになる。しかし p がここへくる確率を非常に多く見積もって 10 %であるとしても、π^0 と p を両方とも検出できない確率は $2.25\ \% \times 10\ \% = 0.225\ \%$ である。またハドロンイベントの全断面積に対する γ $p \to \pi^0 p$ イベントの全断面積の割合は、SPring-8 の実験でのエネルギー領域では約 10 %程度である。よってハドロンイベントの全断面積に対して γ $p \to \pi^0 p$ イベントをまったく検出できない確率は $0.225\ \% \times 10\ \% = 0.0225\ \%$ である。SPring-8 の GDH 実験ではハドロンイベントの全断面積を 1 %程度の精度で測れればよいので、これに対して十分小さい値であるといえる。

以上のことにより、一つのγ 線に対するγ 線検出器の検出効率は 85 %以上あれば十分であると判断した。γ 線のエネルギーを 70MeV 以上とした理由は、実験室系において π^0 が静止した状態で 2 γ に崩壊したときのγ 線エネルギー (π^0 質量の半分) を最小γ 線エネルギーと考えたからである π^0 の質量は 135MeV であるので正確には 70MeV ではないのだが、ここでは $2 \sim 3$ MeV の違いは重要ではないので 70MeV とした。

- 不感領域を可能な限り狭くする

  全方位に対して起こるハドロニックイベントをすべて検出することが重要なこの実験において検出器に大きな不感領域があることは好ましくない。しかしマグネットのボア内に設置するという制限があるため、不感領域がまったく無いようにデザインすることは出来ないが、出来うる限り不感領域を減らすことは重要である。

- γ 線検出器と光電子増倍管を遠ざける

  検出器がマグネット内に置かれるため、光電子増倍管を磁気の及ぶ場所から遠ざける必要がある。波長変換ファイバーをクリアファイバーにつなげることで、この問題に対処する。 波長変換ファイバーの減衰長は 3m、一方クリアファイバーの減衰長は 10m である。

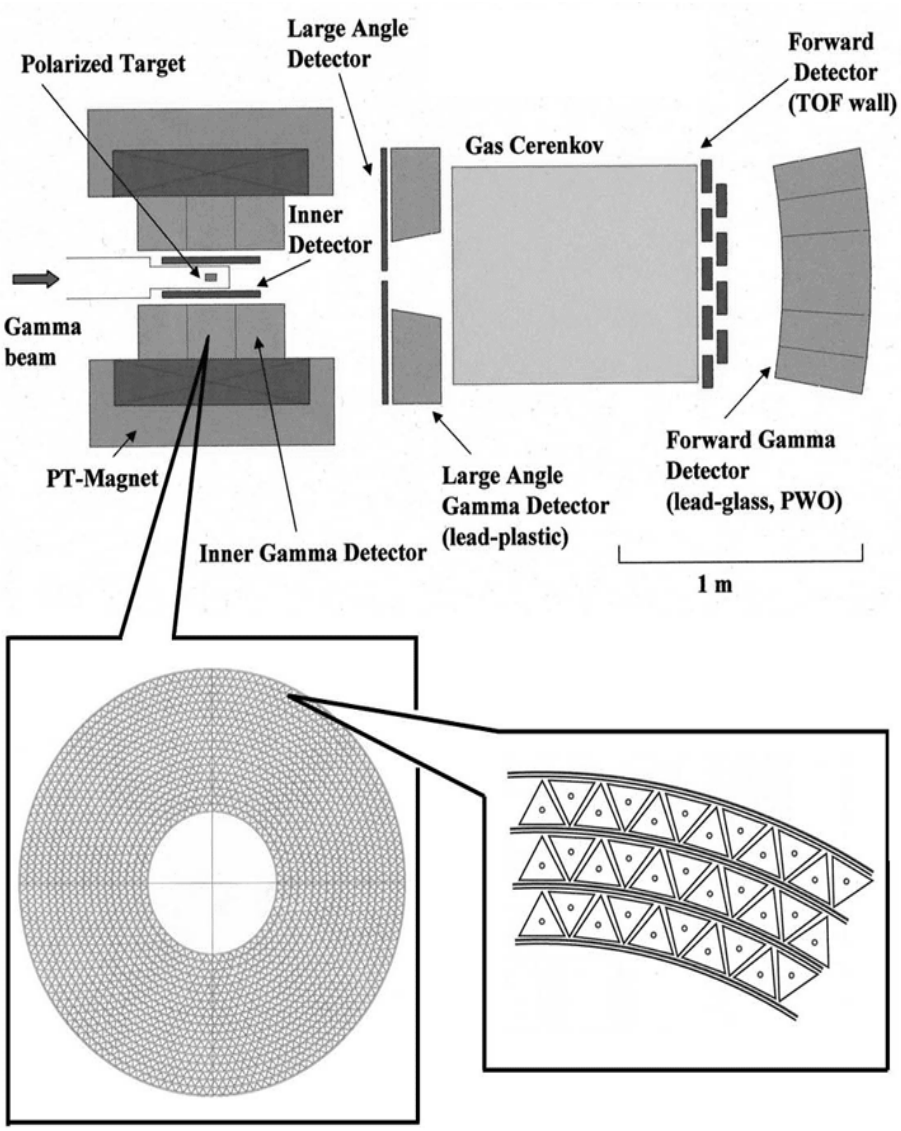

図 1.2: SPring-8 GDH 実験のセットアップ

第2章　γ 線検出器

この章では GDH 和則実験で使われるγ 線検出器の概要と要求される性能について述べる。

2.1　原理

高エネルギーのγ 線を検出するには、電磁シャワーを起こさせるために密度の高い物質を使い、シャワーによって生じた電子と陽電子を検出する。このタイプの検出器には 2 種類あって、一つは NaI 結晶や鉛ガラス等を用いて、シャワーによって生じた電子や陽電子による蛍光あるいはチェレンコフ光を観測するもの。もう一つはシャワーを起こさせるために密度の高い物質 (鉛、タングステン等) の板とシャワー電子を測定するプラスチックシンチレーター等の測定器を交互に積層したサンドウィッチ型カウンターである。

普通、γ 線はプラスチックシンチレーターとはほとんど相互作用しないか、コンプトン散乱しか起こさず、プラスチックシンチレーターにγ 線の全エネルギーが吸収されることはない。そこでプラスチックシンチレーターの間に密度が高い鉛を挟みこむことにより、γ 線が検出器内に入射すると鉛中で電子陽電子の対生成が起こり、電子・陽電子は制動放射によってγ 線を放出し、そのγ 線はさらに電子陽電子対生成へ、と次々と連鎖しカスケードシャワーが起きる。電子陽電子はプラスチックシンチレーター中でエネルギーを失いシンチレーション光を発するが、このシンチレーション光は発光量が少なく、プラスチックシンチレーター内での光の減衰長も短い。

そこでプラスチックシンチレーターに WLS Fiber を埋め込むことにより、この問題を解決する。シンチレーション光が波長変換ファイバー (Wave Length Shifter Fiber) に入ると吸収発光過程が行われ、そこで再びシンチレーション光が放出される。

そしてこの光はその先にある光電子増倍管で読み出される。

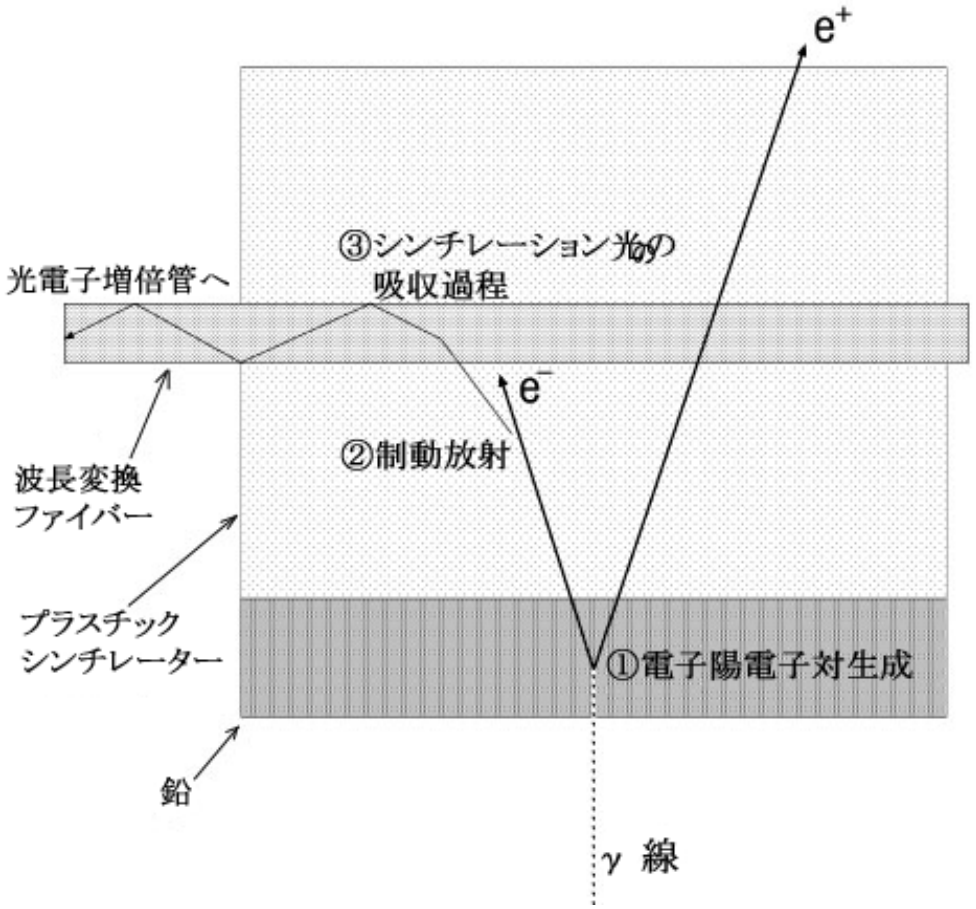

図 2.1: 波長変換ファイバーでの読み出しの過程

2.2　検出器の各部

2.2.1　電子陽電子対生成

電子陽電子対生成は光子と原子核の間の相互作用である。相互作用の結果、光子が消滅して電子・陽電子の対が発生する。ラスチックシンチレーターで高エネルギーのγ 線 (1.022MeV 以上) を測定しようとした場合、γ 線が入射してくる全面に高密度の物質を置き強制的に電子陽電子対生成を起こさせ、それによって発生した電子・陽電子をプラスチックシンチレーターで捕らえるのという方法が最も一般的である。

エネルギー保存則から電子と陽電子の運動エネルギーは、

$$T_{e^-} + T_{e^+} = E_\gamma - (mc^2)_{e^-} - (mc^2)_{e^+} = E_\gamma - 1.022MeV$$

となる。すなわち、得られる運動エネルギーは光子のエネルギーから電子と陽電子の静止質量を生成するのに必要なエネルギー $1.022\mathrm{MeV}$ を引いた値になる。電子・陽電子の運動エネルギーはそれぞれ同じ値を持っていると考えてよいため、

$$T_{e^-} = T_{e^+} = \frac{1}{2}(E_\gamma - 1.022MeV)$$

となる。

電子陽電子対生成が起こる確率は電子陽電子対生成断面積と呼ばれ、E_γ と Z の関数になる。この係数は、

$$\kappa(m^{-1}) = NZ^2 f(E_\gamma, Z)$$

の形になり、κ は単位移動距離あたりに起こる電子陽電子対生成の確率、$1.022\mathrm{MeV}$ に閾値を持ち、$f(E_\gamma, Z)$ は Z とともに少し変化し E_γ とともに増大する関数である。$10\mathrm{MeV}$ 以上のγ 線が鉛に入射した場合起こる相互作用は、電子陽電子対生成が最も支配的となる。対生成によって発生した電子・陽電子は、制動放射および対消滅によってγ 線を作る。このγ 線がまたさらに対生成を起こし電子・陽電子を発生させる、といった過程が、ある臨界エネルギーに至るまで繰り返される現象のことを電磁シャワーと呼んでいる。この電磁シャワーで発生した電子・陽電子のイオン化損失エネルギーをプラスチックシンチレーターで測ることで、はじめてこの鉛とプラスチックシンチレーターからなる構造が、γ 線検出器としての役割を果たすのである。

2.2.2　プラスチックシンチレーター

プラスチックシンチレーターはプラスチック中にシンチレータを混入した有機シンチレーターである。液体シンチレーターと同様の性質を示すが、液体に比べて容器を必要としないという利点がある。また細い線から薄い板まで任意の形状と寸法に加工できる。水、空気、多種類の化学薬品と反応しないので、放射性試料と直接接触させて使用する。プラスチックシンチレーターも溶剤と 1 種以上の溶質の混合物である。

プラスチックシンチレーターの分子の基底状態は図 2.2 の A_0 で最低エネルギーとなっており、通常分子はこのエネルギー状態になっている。プラスチックシンチレーターの発光は分子の遷移によって起こる。鉛で発生した対生成による電子陽電子がプラスチックシンチレーターに入射すると、シンチレーター内の原子核や電子との電磁相互作用によって、分子を電離させエネルギーを与えて励起状態にする。位置 A_1 はエネルギーが最低の位置ではないので分子は格子振動によって熱エネルギーを放出して、点 B_1 に移動する。点 B_1 は励起状態にあり、分子は $(E_{B_1} - E_{B_0})$ と等しいエネルギーを放出して B_1 から B_0 に遷移する[1]。この放出されたエネルギー $(E_{B_1} - E_{B_0})$ が励起エネルギー $(E_{A_1} - E_{A_0})$ と同じだとそのエネルギーは再度励起エネルギーとして吸収されてしまい、発光は永遠に起こらない。つまり、励起状態の極小値と基底状態の極小値がずれているために、放出エネル

[1] この遷移はおよそ nsec のオーダーで起こり、これがプラスチックシンチレーターの光の応答時間となる。

ギーと励起エネルギーに差が生じて、このためプラスチックシンチレーターは発光できる。このとき発光する光は物質中で吸収されやすい 300nm 以下の紫外線で、このプラスチックシンチレーターに第二溶材として POPOP などの蛍光材を混ぜることで、波長がより長い光に変換され (350nm ~ 450nm)、PMT の感度波長に合った光を放つことができる。

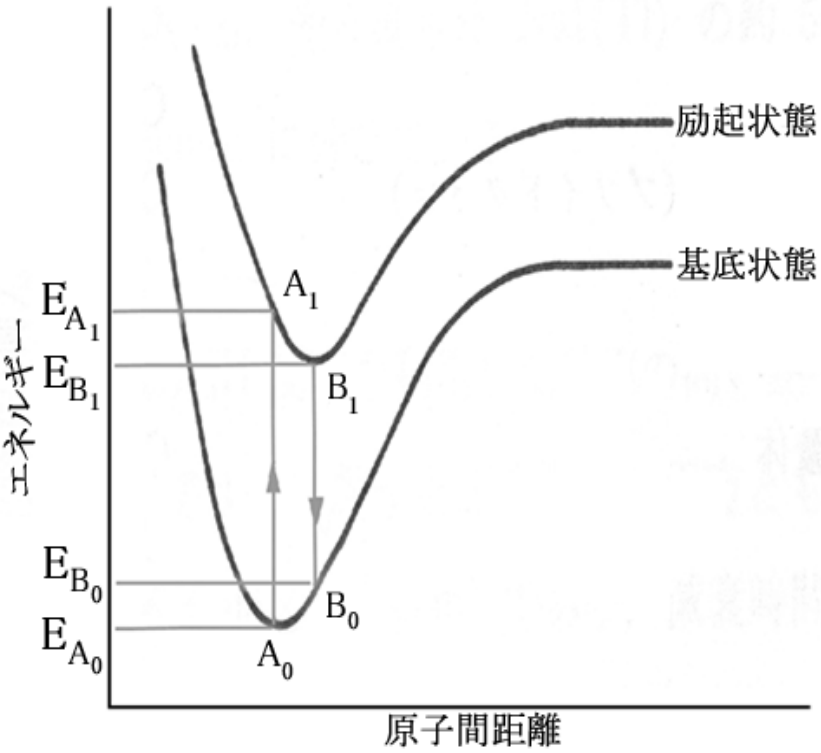

図 2.2: 分子間のエネルギー遷移の模式図

一般に物質中を移動する荷電粒子は以下の過程でエネルギーを失う。

- 物質中の電子及び原子核とのクーロン相互作用 (電子の電離・励起)
- 電磁放射線 (制動放射) の放出
- 原子核との相互作用
- チェレンコフ放射光の放出

この 4 つの中で、チェレンコフ放射光 (媒質中の光の速度よりも高速で移動する粒子から放出される可視領域の電磁波) で失われるエネルギーは極めて小さく、また原子核との相互作用も、今回扱う範囲のエネルギー領域では無視できる。そこで、残ったクーロン相互作用と制動放射について説明する。

クーロン相互作用

1 個の荷電粒子がある物質中を移動する場合、その物質の原子の一つを考えてみる。

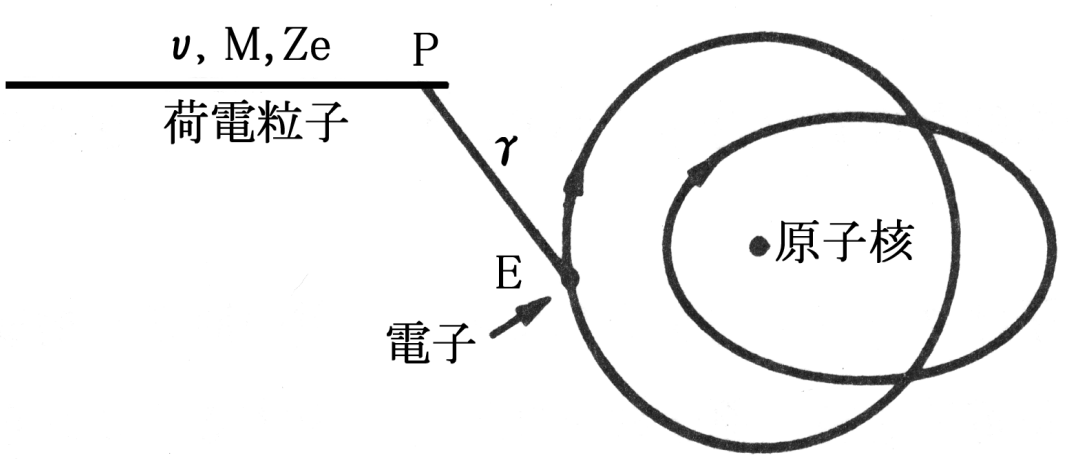

図 2.3: 質量 M と電荷 Ze の高速荷電粒子が原子の電子と相互作用を起こす

図 2.3 に示すように高速の荷電粒子は原子のまわりの電子や原子核と相互作用を起こしうる。原子核の半径は約 $10^{-14}m$ であり、原子核の半径は $10^{-10}m$ であるので

$$\frac{\text{電子と相互作用を起こす数}}{\text{原子核と相互作用を起こす数}} = \frac{(R\ \text{原子})^2}{(R\ \text{原子核})^2} = \frac{(10^{-10})^2}{(10^{-14})^2} \sim 10^8$$

となる。この簡単な議論は原子のまわりの電子との衝突のほうがずっと重要であることを示している。ここでは原子核との衝突は考えないことにする。

図 2.3 においてある時刻に粒子が点 P に、また電子が点 E にあるとする。両者の距離を r とするとクーロン力は $F = k(Ze^2/r^2)$ である。Ze は粒子の電荷、k は単位に依存する定数であるとする。ある期間にわたって電子に働くこの力の作用によって、移動している荷電粒子から束縛されている電子にエネルギーが付与されることがありうる。原子に束縛されている電子は量子化状態にあるので、荷電粒子が通過した結果、電離されたり励起されたりする。

原子から離れるに充分なエネルギーを電子が得たとき電離 (ionization) が起こり、

$$(KE)_e = (\text{粒子の付与したエネルギー}) - (\text{電離ポテンシャル})$$

に等しい運動エネルギーを持つ自由電子になる。

原子から自由になった電子は他の移動している荷電粒子と同じように振舞う。そのエネルギーが充分高ければ他の原子を電離させる。この電子は物質と相互作用を起こしてその運動エネルギーを失い最後に停止する。

電離が起こると後に正電荷を持つイオン (positive ion) が残り、このイオンは電子に比べて重い粒子である。イオンと電子が気体中を動く場合、イオンは電子よりもずっと速度が遅い。偶然にイオンがどこかで電子を捕獲すると再び中性原子に戻る。

電子がより高いエネルギーを持つ軌道の空席のある状態に移るに充分なエネルギーを得た場合に励起 (excitation) が起こる。この電子はまだ束縛されたままであるが、エネルギー E_1 の状態からエネルギー E_2 の状態に移り、励起原子を作る。より低い状態に空席がある場合にはエネルギー状態 E_2 の電子は $10^{-8} \sim 10^{-10}$s 程度の短い時間内に低いエネルギー状態に移る。E_2 から E_1 に電子が落ち込む際にエネルギー $(E_2 - E_1)$ が X 線の形で放出される。

電離や励起をもたらす衝突は非弾性散乱 (inelastic collision) という。物質中を移動する荷電粒子は原子核や電子と弾性散乱も起こす。この場合には入射粒子は運動エネルギーと線運動量の保存則に従ってエネルギーを失う。弾性散乱は荷電粒子のエネルギー損失と検出にとっては重要なものではない。

制動放射

荷電粒子が加速または減速する際に電磁放射線を放出してその運動エネルギーを失う。この放射線は制動放射 (bremsstrahlung) と呼ばれている。制動放射は単一エネルギーの放射線ではない。この光子はゼロから粒子の運動エネルギーに等しい最大値までのエネルギーを持っている

制動放射の放出は量子力学のみでなく古典力学からも予想されるものである。これらの理論によれば加速された粒子はその加速度の 2 乗に比例した強度でエネルギーを放出する。電荷 ze、質量 M を持つ荷電粒子が原子番号 Z の物質中を移動する場合、入射粒子と物質の原子核との間のクーロン力は $F \sim zeZe/r^2$ になる。ここで r は 2 個の電荷の間の距離である。入射荷電粒子の加速度は $a = F/M \sim zZe^2/M$ であるので、放出される放射線の強度 I は

$$I \propto a^2 \sim \left(\frac{zZe^2}{M}\right)^2 \sim \frac{z^2Z^2}{M^2}$$

となる。この式は

(I) . 同じ媒質中を 2 個の電荷が移動する場合、他の条件が等しいとすると軽い粒子のほうが重い粒子よりも多量の制動放射を放出する。

(II) . 原子番号の小さい物質よりも原子番号の大きい物質中を粒子が移動する場合の方が多量の制動放射を放出する。

ことを意味している。

阻止能 (stopping power)

物質中を移動している荷電粒子は多数の原子から同時にクーロン力を受ける。各原子はそれぞれ違った電離と励起のポテンシャルを持つ多数の電子を持っている。この結果、移動しつつある荷電粒子は何百万という極めて多数の電子電子と相互作用を起こす。それぞれの電子との相互作用の起こる確率および、あるエネルギーを失う確率は異なっている。個々の衝突を調べてエネルギー損失を計算することは不可能であるので、その代わりに、移動する単位距離当りの平均エネルギー損失を計算する。粒子の動いた単位距離当たりの平均エネルギー損失のことを阻止能 (stopping power) という。

荷電粒子の相互作用の大半は入射粒子と物質原子の周りの束縛電子の関係で決まる。例えば、電子の質量を 1 とすると

$$\begin{aligned} \text{電子の質量} &= 1 \\ \text{陽子の質量} &= 1840 \\ \text{重陽子の質量} &\approx 2\times 1840 \\ \alpha \text{ 粒子の質量} &\approx 4\times 1840 \end{aligned}$$

となる。入射荷電粒子が電子または陽電子である場合、原子の周りの電子の一つと衝突するが、この場合には 2 個の粒子が同じ質量であるので一回の衝突で全エネルギーを失うこともありうる。また電子や陽電子は大きな角度で散乱されやすいので、その飛跡は図 2.4 に示すようにジグザグになる。これに対して、重い荷電粒子は平均して衝突当たりに失うエネルギー量は少なく、また原子の周りの電子によってほとんど曲げられず、その飛跡はほぼ直線的になる。

図 2.4: 電子と重陽子の飛跡

今回の実験で用いられる予定のプラスチックシンチレーターは垂直方向の厚さが 6.928mm であ

る。そこで入射エネルギー最大 2.28MeV のβ 線が厚さ 6.928mm のプラスチックシンチレーターを突き抜けたときに落とすエネルギーを求めたい。

この二つによって電子が失うエネルギーの比を求めたい。詳しい計算は多少複雑なので、ここでは近似式を使ってその比を求めてみる。

電子の電離・励起によるエネルギー損失を $\left(\frac{dE}{dX}\right)_{ion}$、制動放射によるエネルギー損失を $\left(\frac{dE}{dX}\right)_{Brems}$ とすれば、この二つの比 R は以下の近似式で表すことができる。

$$R = \left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{放射}} / \left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{電離}} \sim \frac{ZE}{589MeV}$$

ここで Z は物質の原子番号で、E は電子の運動エネルギーである。プラスチックシンチレーターに入射する電子の運動エネルギーは最大 2.28MeV で、また、プラスチックシンチレーターの原子番号は、その母材となるポリスチレンの実効原子番号 $Z_{\text{実効}} = \sum_{i=1}^{2} w_i Z_i = 5.6$ を用いる。これらを式に入れて計算すると R はおよそ 2%となる。つまりクーロン相互作用と制動放射を比べた場合でも、電子のエネルギー損失はクーロン相互作用における電離・励起の寄与の方が圧倒的に大きい。なので、プラスチックシンチレーターへの deposit エネルギーを求めたい場合、電子の電離・励起によるエネルギー損失の計算を行なうだけで良いことが分かる。また、このエネルギー損失のことを阻止能と呼び、以下の式によって与えられる。

$$\frac{dE}{dx}[MeV/m] = 4\pi r_0^2 \frac{mc^2}{\beta^2} NZ \left\{ \ln\left(\frac{\beta\gamma\sqrt{\gamma-1}mc^2}{I}\right) + \frac{1}{2\gamma^2}\left[\frac{(\gamma-1)^2}{8} + 1 - (2\gamma^2+2\gamma-1)\ln 2\right]\right\}$$

$$\begin{aligned}
r_0 &= e^2/mc^2 = 2.818 \times 10^{-15}\text{m} = \text{古典電子半径} \\
mc^2 &= \text{電子の静止質量エネルギー} = 0.511\text{MeV} \\
\text{N} &= \text{粒子が通る物質中の } 1m^3 \text{ 当たりの原子の個数} \\
\text{Z} &= \text{物質の原子番号} \\
\beta &= v/c \\
\gamma &= (T+mc^2)/mc^2 = 1/\sqrt{1-\beta^2} \\
\text{I} &= \text{物質の平均励起ポテンシャル}
\end{aligned}$$

つまり阻止能は

- 粒子の質量に無関係である
- 粒子の電荷 z の 2 乗に比例している
- 粒子の速度に依存している

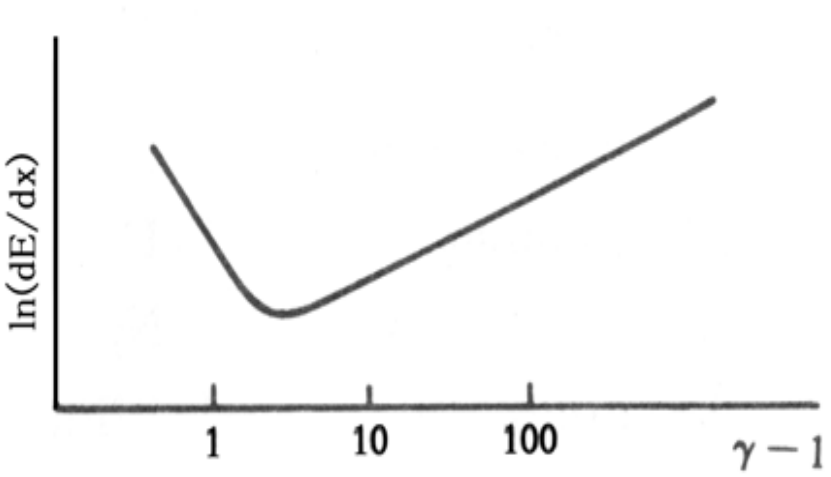

図 2.5: 粒子の運動エネルギー $T = (\gamma - 1)mc^2$ による阻止能の変化

- 物質の密度 N に比例している

ということが分かる。

粒子の運動エネルギーが低い場合には dE/dx はほぼ $1/v^2$ に比例している。v は粒子の速度である。相対論的エネルギーに達すると、括弧内の項が主要になり dE/dx は運動エネルギーとともに増える。図 2.5 は運動エネルギーの関数としての dE/dx の一般的形状を示している。電子の場合、γ = 3 は T=1.022MeV に対応する。

この阻止能の式から、β 線が 6.928mm 厚のプラスチックシンチレーターに落すエネルギーを求めるわけだが、それには

$$\Delta E = \int_0^t \frac{dE}{dx} dx$$

の様に、物質の厚さ t に対して積分しなければならない。しかし大抵の場合は厚さ t を長さ Δx_i の n 個の区間に分割して、

$$\Delta E = \sum_{i=1}^{n} \left(\frac{dE}{dx} \right)_i \Delta x_i$$

を計算すれば良い。区間の数 n の最良値についての一般的法則は無いが、今回は Δx_i = 0.01mm として、つまり $n = 500$ として計算した。また、簡単のためにプラスチックシンチレーターを炭素であると

して[2]、そのときは $Z = 6, A = 12, I = 78\text{eV}$ であり、ポリスチレンの密度は $\rho = 1.056 \times 10^3 (kg/m^3)$ であるので、$N = \rho \frac{6.022 \times 10^{23}}{A} = 5.295 \times 10^{25} atoms/m^3$ である。

以上をふまえて計算した結果は、

$$\begin{aligned} \Delta E(\text{T=1.0MeV}) &= 1.289\text{MeV} \\ \Delta E(\text{T=2.0MeV}) &= 1.192\text{MeV} \\ \Delta E(\text{T=3.5MeV}) &= 1.247\text{MeV} \end{aligned}$$

となり、よってこの実験におけるプラスチックシンチレーターの deposit エネルギーはおよそ 1.25MeV ということが分かった。

2.2.3　反射材

プラスチックシンチレーターで発光したシンチレーション光をより多くファイバーに入れるために、光を反射する物でシンチレーターを覆うことによって、より多くの光が光電子増倍管の光電面に到達する。反射材の素材としては、アルミナイズドマイラーシート (aluminized Mylar sheet)、テフロンテープ、アルミホイル、ホワイトペイントなどがある。

2.2.4　波長変換ファイバー (WaveLength Shifter fiber = WLS Fiber)

プラスチックシンチレーターは光の減衰長が短く、およそ 1.7m である。そこでプラスチックシンチレーターに 1 本の穴を開けそこに WLS fiber を埋め込む。そしてプラスチックシンチレーターで発光した光をいったん fiber 内に取り込み、その光を PMT に伝えることで光の減衰長の短さをカバーすることができる。WLS fiber の光の減衰長はおよそ 4m で、この方法を取ることにより、プラスチックシンチレーターだけの集光に比べて、長さにもよるがおよそ倍近くの光量を得ることができる。減衰長とは、fiber の中を光子が進む際にその数が $1/e$ になるまでの長さのことをいい、波長変換ファイバーには長い成分と短い成分の 2 つの成分があり、たとえば KURARAY 社の Y-11 の場合その関数は $Y(x) = 1.35 \exp\left(-\frac{x}{0.68}\right) + 1.44 \exp\left(-\frac{x}{4.48}\right)$ であることがが知られている。[1]

WLS fiber の発光過程はプラスチックシンチレーターと同様な説明ができて、プラスチックシンチレーターで光った光でファイバー中の蛍光材を励起し、基底状態に落ちる過程で波長を変換させた光を放出する。今回は特に緑側へ波長を変換させる WLS fiber を採用することで、実験で用いる予定の光電子増倍管の感度波長により近付くようにした。(図 2.6 参照)

またこのファイバーはマルチクラッドという形状をしており、ファイバー内が同心円状に 3 層に分かれている。それぞれの層は光の屈折率が異なっていて、中心の層から表面に向かう程屈折率が低くなるように作られている。光は異なった屈折率を持つ媒質内を進むとき、高い屈折率の媒質から低い屈折率の媒質へは境界面に対して、より浅い角度に屈折されて進む。すなわち、ファイバーをマルチクラッドにしたことにより、ファイバー内で発光した光は、全反射が起こりやすくなって

[2]ポリスチレンの構成要素は炭素と水素であり、その重量比は 0.923:0.077 と炭素の方が 1 桁以上大きいので、ほぼ炭素とみなして良い。また、空気中でのエネルギー損失はその密度の低さから、無視できるものとした。

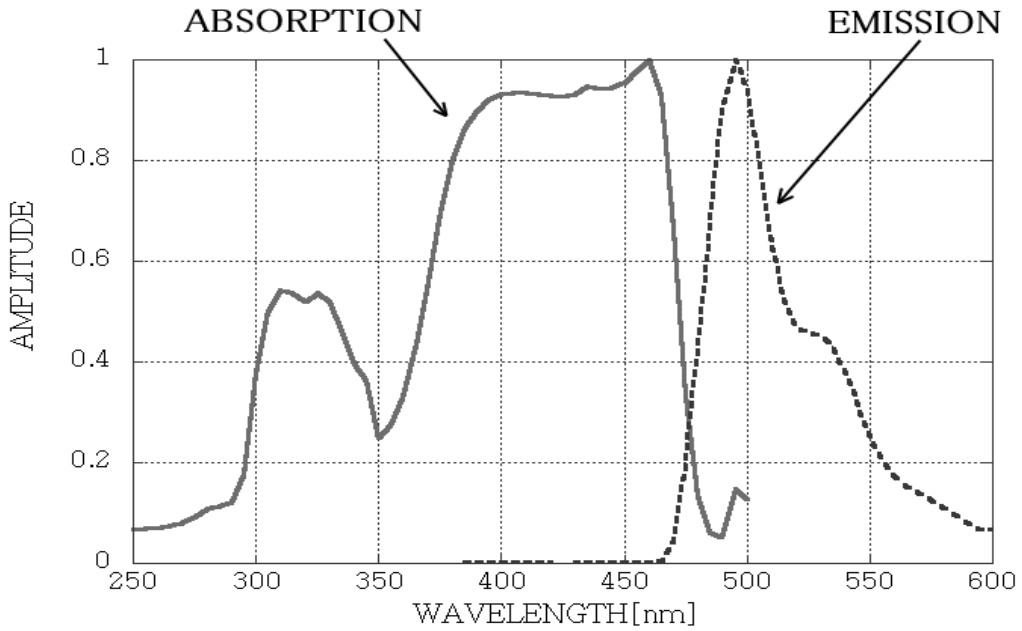

図 2.6: KURARAY Y-11 の吸収スペクトルおよび発光スペクトル。

いるために外に洩れにくく、より多くの光を集光することができる。さらに fiber の層と層の境界面に傷ができにくいというメリットもある。

2.2.5　光電子増倍管 (Photo Multiplier Tube = PMT)

光電子増倍管は、光センサーの中でも極めて高感度、高速応答な光検出器であり、図 2.8 に示すように光を電子に変換する陰極 (光電面)、集束電極、電子増倍部 (ダイノード)、電子を集める陽極を真空の容器に収めたものである。

ファイバーからの光が光電面に入射すると、光電効果により光電面から真空中に光電子 (Photo-electron) が放出される。その光電子は集束電極によって電子増幅部に導かれ、電子増幅部では二次電子放出によって電荷量が 10^5 から 10^8 倍程に増幅されていく。増幅された電子は、出力信号として陽極に集約され、最終ダイノードにたどり着いた電子群はアノードから外部へ取り出される。そして最終的にはその増幅された信号を、電気回路を通して PC などに取り込むことによって、データの解析等を行うことができる。

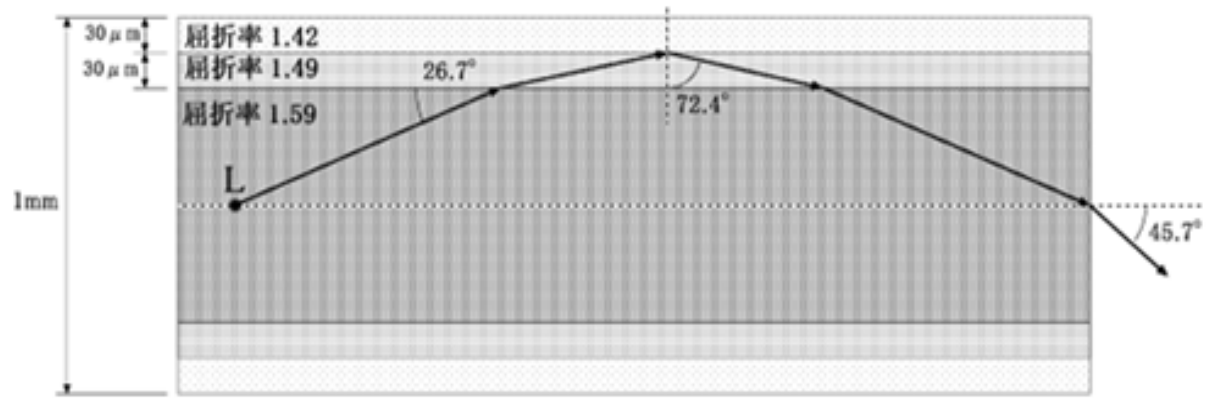

図 2.7: マルチクラッドのファイバー内を光が進む様子。点 L で光った光は全立体角に等方的に放射されるが、そのうち角度 26.7 度内の光はすべて全反射を通してファイバー内を伝わっていくことができる。(屈折率の値は KURARAY Y-11 のもの)

ある電子増幅部から次の電子増幅部に電子を導くのは電界である。よって磁場が存在すると電子が曲げられて次の電子増幅部にぶつかる電子の数が減り、増幅率が減少する。地球の弱い磁場でさえこの望ましくない効果を起こす場合がある。光電子増倍管の周囲をミューメタル (μ -metal) と呼ばれる金属の円筒で包んで磁場の影響を減らすことができる。

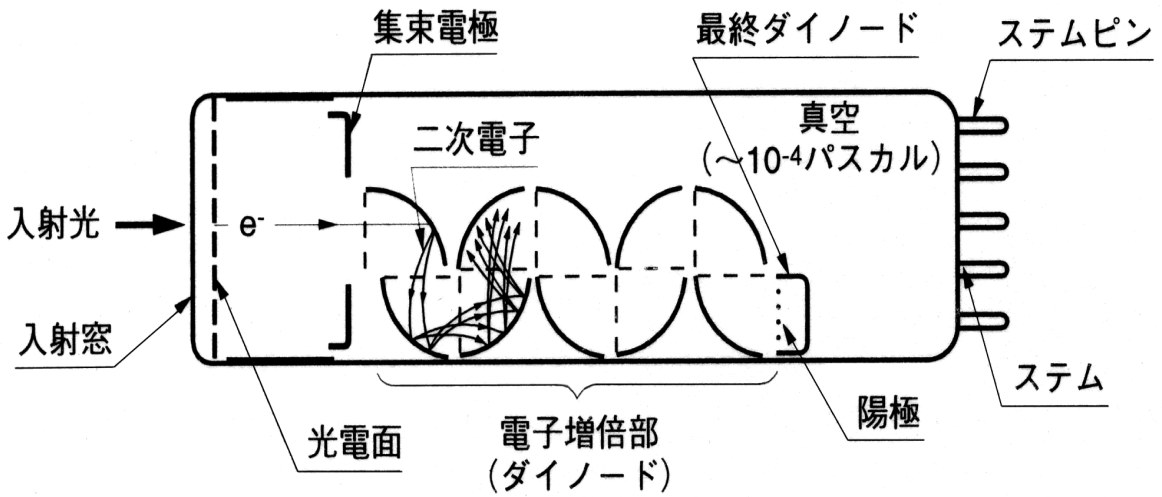

図 2.8: ヘッドオン型光電子増倍管の断面図 (ボックス型電子増倍部)。入射光が光電効果を起こし二次電子が増幅していく様子を現している。

この二次電子放出効果による増倍のため、光電子増倍管は、紫外線、可視光、近赤外光の測定に使われる受光素子の中では際だった感度と低ノイズ性を有している。また、高速時間応答特性、受光面の大きなものが出来るなどの特徴がある。

光電子増倍管の重要なパラメータは光電面のスペクトル感度 (spectral sensitivity) である。最良の結果を得るためにはシンチレータのスペクトルは光電面の感度に整合する必要がある。ほとんどの市販の光電子増倍管の光電面にセシウムとアンチモン (Cs-Sb) の化合物が用いられている。この Cs-Sb 表面はほとんどのシンチレータのスペクトル応答に良く合致して 440nm に最大感度を示す。

光電子増倍管のもう一つの重要なパラメータは暗電流 (dark current) である。暗電流は主に熱エネルギーが吸収されたあと、光電面から放出される電子からなる。この過程は熱イオン放出 (thermionic emission) と呼ばれ、例えば直 50mm の光電面は室温で毎秒 10^5 個の電子を暗電流として放出する。熱イオン放出は電子増倍部やガラス壁からも起こるが、この寄与は小さい。管内の残留ガスが電離されて作られた陽イオンが光電面に当ると電子が放出される。また、イオンが再結合した結果放出される光が光電面または電子増倍部に当る際にも電子を放出する。放射線源が非常に弱い場合には暗電流の大きさが重要になる。

第3章　β 線を使った獲得光電子数の測定

この章では、γ 線検出器に使われるプラスチックシンチレータの獲得光電子数を見積もるために行なった、β 線を用いた実験について述べる。

3.1　β 線源

一般に、不安定な原子核が粒子や電磁波を放出して、安定なエネルギーの低い状態の原子核に変わることを崩壊という。ベータ崩壊では原子核を構成している陽子 (p) と中性子 (n) のうち、1 個の中性子が電子 (e^-) と反ニュートリノ ($\overline{\nu}$) を放出して陽子に変化する。

$$ {}^{A}_{Z}X \longrightarrow {}^{A}_{Z+1}X + \beta^- + \overline{\nu} $$

の様に表せる。この崩壊モードは β^- 崩壊とよばれる。

この式で

$$ \begin{aligned} \beta^- &= \text{負のβ 粒子 = 電子} \\ \overline{\nu} &= \text{アンチニュートリノ (反中性微子)} \end{aligned} $$

である。

このとき崩壊エネルギーのほとんどを電子および $\overline{\nu}$ が運動エネルギーとして持ち去るため、放出される電子は非常に大きなエネルギーを持って飛び出してくる。これがβ 線と呼ばれる放射線である。この時一緒に飛び出すニュートリノは物質とほとんど相互作用しない。

そしてそのときのβ 線及び $\overline{\nu}$ それぞれの運動エネルギーの組合せは無限にあるので、結果としてβ 線の運動エネルギーは連続分布になる。$^{90}\mathrm{Y}$ からのβ 線で言えば、その運動エネルギーは 0 から最大 $2.28\mathrm{MeV}$ の連続分布を示す。

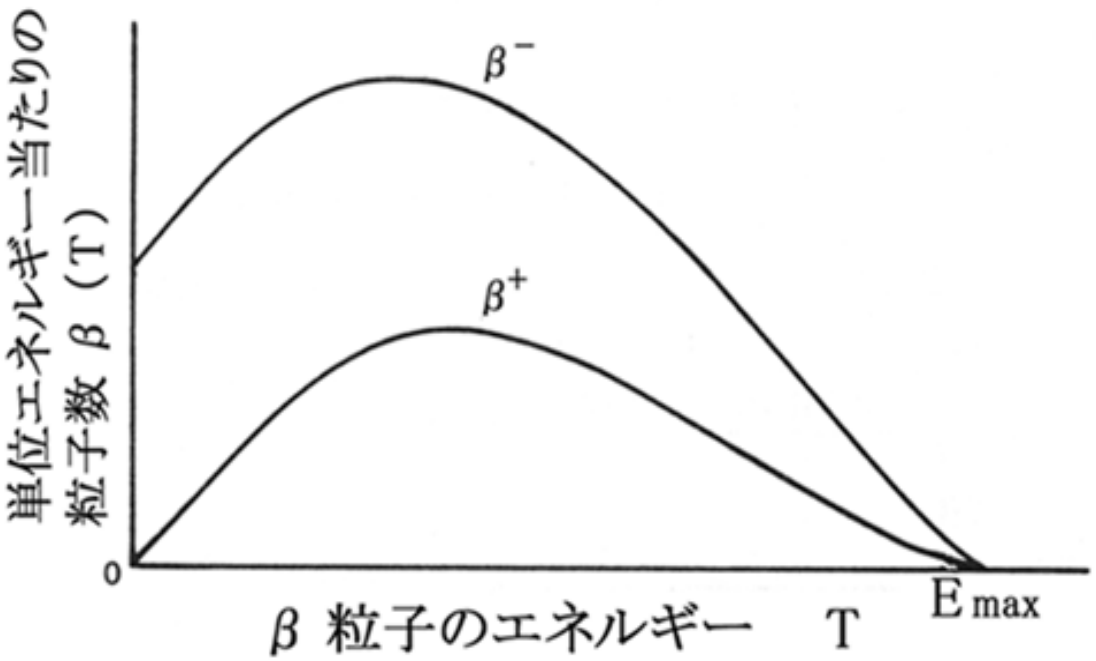

図 3.1: β 粒子のエネルギースペクトル

^{90}Sr を例にとってベータ崩壊を説明すると以下のようになる。

崩壊前の ^{90}Sr の原子核は、陽子が３８個 (原子番号といい Z=38 と表示する)、中性子５２個 (N=52 と書く) から構成されている。中性子の１個が電子とアンチニュートリノを放出して自身は１個の陽子に変化する。するとこの原子核は、陽子の数が３９個、中性子の数が５１個の ^{90}Y(イットリウム９０) という娘核になる。このとき、娘核を作って余ったエネルギーは Y の原子核、電子、ニュートリノで分け合うが電子の分け前が最大になった場合では、0.546MeV のエネルギーをもらって飛び出してくる。さらに、娘核の ^{90}Y がベータ崩壊して最後に安定な ^{90}Zr(ジルコニウム 90) になる。この場合は線源では放射平衡になっている。

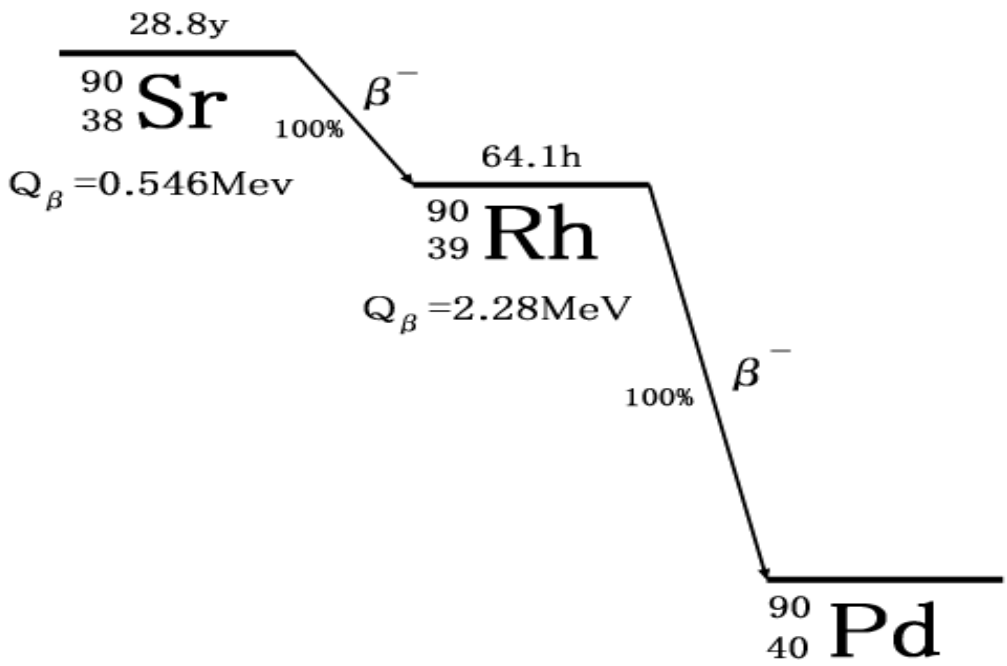

図 3.2: ${}^{90}_{38}Sr$ の崩壊図

3.2　光電子数の見積もり

この実験で得られたヒストグラムから光量を求めるため、ヒストグラムに対して以下のような関数を用いてフィッティングを施した。

電子がプラスチックシンチレーターに入射した際に放出されるシンチレーション光は、エネルギー損失 100eV に対して、およそ 1 つである。これは変換効率約 2%に相当し、このことから、先程求めたβ 線の deposit エネルギー 1.MeV に対しては、およそ 12500 個のシンチレーション光が放出されることになる。この 12500 個のシンチレーション光がファイバーに入り、ファイバーの中を減衰しながら進み、最後に光電子増倍管の光電面で光電効果を起こして光電子に変換される数は、およそ数個 ~ 数十個と予想される。つまりプラスチックシンチレーターが放出したシンチレーション光のうち、最終的に光電子として計測される確率はほんの 0.001 程度にしかならない。シンチレーション光への変換効率はおよそ 2%だったので、結局、β 線がプラスチックシンチレーターに入射して、それを信号として計測できる確率はおよそ 2×10^{-5} 程度と言うことになる。この確率は明らかに、1 に比べて極めて小さく、この様に母集団は多いがそれに比べて、現象が起こる確率が極めて低い場合、その確率分布はポアソン統計に従うことが知られている。よって、この実験で観測できる平均光電子のスペクトルはポアソン分布をするはずである。

ここで、確率の母集団、つまりこの実験で言えばβ 線がプラスチックシンチレーターにエネルギーを付与する確率を n とし、付与されたエネルギーが光電子として観測できる確率を p とすれば、ポアソン分布とは、二項分布の平均値 $\bar{N} = np$ の値を一定に保ちながら $n \to \infty, p \to 0$ とすることで得られる確率密度関数で、

$$R(N) = \frac{e^{-\bar{N}}\bar{N}^N}{N!}$$

の形をしている。ここで N は光電子数である。ポアソン分布は離散分布を示し、N = 1,2,3,... の各々の値は広がりを持たないが、実際実験で得られる分布は光電子増倍管の分解能等のせいでそれぞれ広がりを持ち、そのスペクトルはポアソン分布とガウス分布を重ね合わせたような形になる (図 ??)。そこで N = 1,2,3,... の値を標準偏差が $\sqrt{N}\sigma$(σ は N=1 のピークの標準偏差) としたガウス分布と仮定すれば、実験で得られる分布は以下のような関数になる。

$$R(x) = A\sum_{N=1}^{N_{max}} \frac{e^{-\bar{N}}\bar{N}^N}{N!} \frac{1}{\sqrt{2\pi N}\sigma} \exp\left\{-\frac{(x-pN-q)^2}{2N\sigma^2}\right\}$$

x	:	ADC channel
N_{max}	:	ヒストグラムに含まれている光電子の最大数
A(p1)	:	Normalization Factor
$\bar{N}$(p2)	:	平均光電子数
σ(p3)	:	標準偏差
p(p4)	:	各ピーク間隔
q	:	ペデスタルピークの channel

よって、実験で得られたスペクトルから平均光電子数を見積もるには、この関数へ fitting することで求めることができる。このとき、A,$\bar{N}$,σ,p,q をパラメーター p1,p2,p3,p4 とする。この fitting では、$\bar{N} > 5$ 程度を越えると光電子数 N の各ピークは見えにくくなり (各光電子増倍管による)、この方法では誤差が大きくなってしまう。有効な範囲は平均光電子数 0.5∼5 程度である。

今後は獲得光電子を求めるときは、ほとんどにおいてこの関数へ fit させることで求めていく。

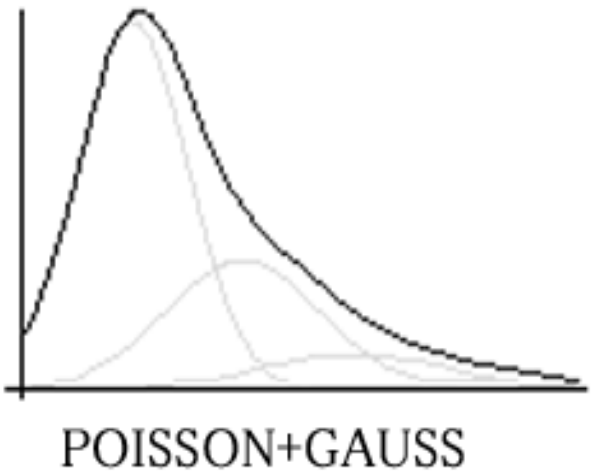

図 3.3: 図の太い線が実験で得られるスペクトルの代表的な形である。獲得光電子 1 つ 1 つはガウス分布をしている。その重ね合わせとして太線のスペクトルが得られる。

3.3　β 線測定

測定は放射線源 ^{90}Sr のβ 線を用いて行なう。β 線がプラスチックシンチレーターを突き抜けたときに発したシンチレーション光を、WLS Fiber で光電子増倍管に導いてその光電子数を測定する。

図 3.4: 三角形シンチレーターの写真

この実験に使用したシンチレーターの形状は一辺が 8mm、長さ 60cm の三角柱である。中心には WLS fiber を通すための穴があり、外周には反射材としてアルミナイズドマイラーシートがまかれている。

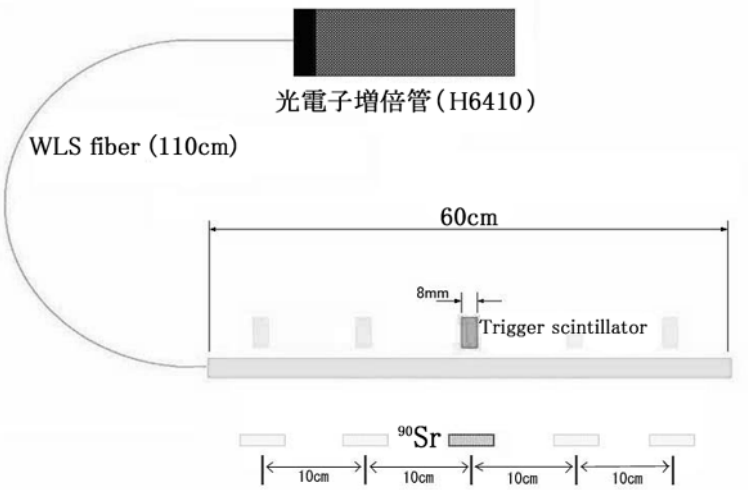

図 3.5: β 線測定実験のセットアップ図

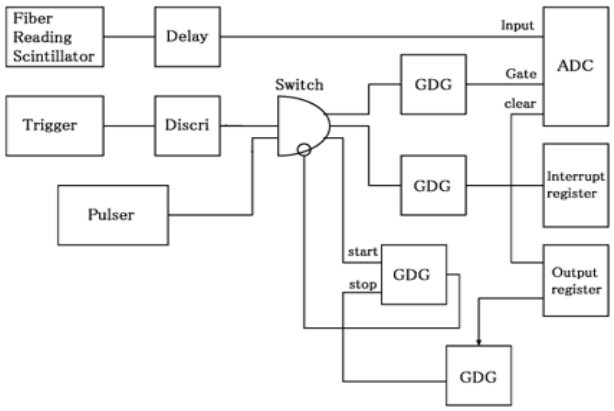

図 3.6: ロジック図

使用した光電子増倍管はHAMAMATSU 製 H6410 で、これは一般的に用いられている H1161(R329) と全く同じ内部構造である。WLS fiber は光電子増倍管の中心一点で固定し、fiber と光電子増倍管の間にはシリコングリス (OKEN6262A) と用いた。WLS fiber を 180 ° 曲げたのはプラスチックシンチレーターの直接光が光電子増倍管に入らないようにするためである。

セットアップ図の左端より 10cm のところから測定し、1 つの測定が終わる度に放射線源 ^{90}Sr と Trigger scintillator を次の測定点に移動していく。

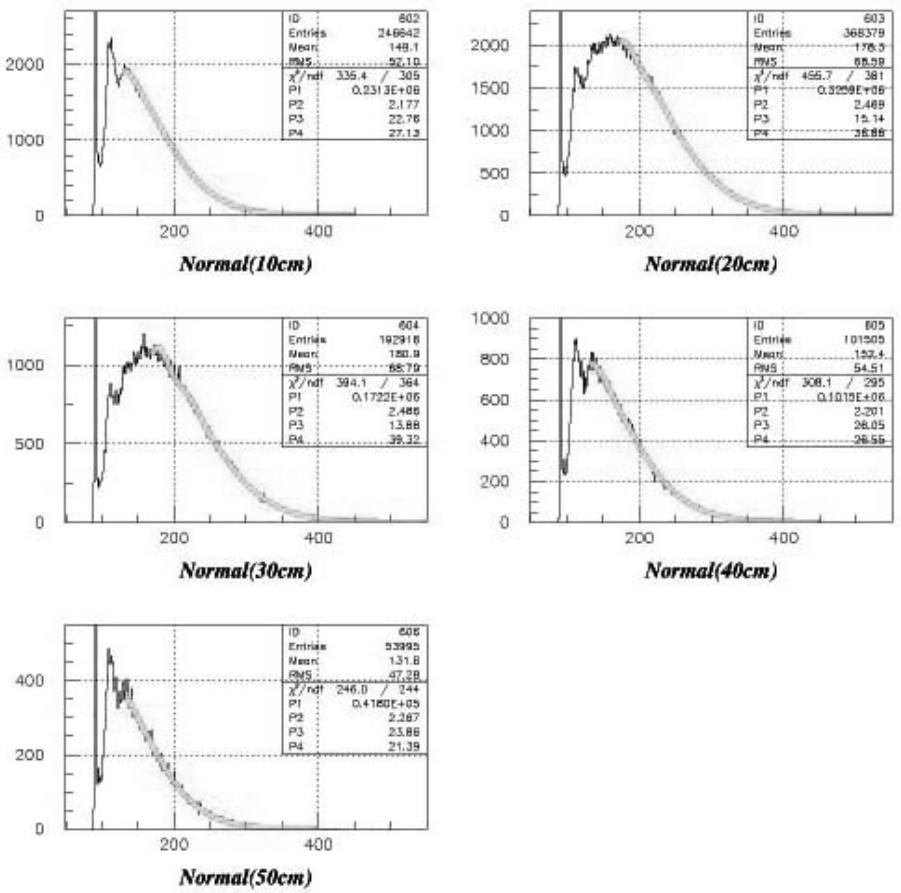

図 3.7: 光量の比較

図 3.7 が各場所による光量の比較である。この結果を見ると、中央部に比べて両端での光量が少ないことが分かる。

Fitting 剤

プラスチックシンチレーターと WLS fiber の間には僅かではあるが隙間がある。そのため、プラスチックシンチレーターでのシンチレーション光は図 3.8 のように全反射をしてしまい、WLS fiber で吸収される確率が落ちてしまう。よってここに Fitting 剤を注入することにより、全反射を起こりにくくし、光量を増やそうと考えた。Fitting 剤としてシリコンオイル (信越シリコーン KF-96-30CS) とシリコングリス (OKEN6262A) を選択した。

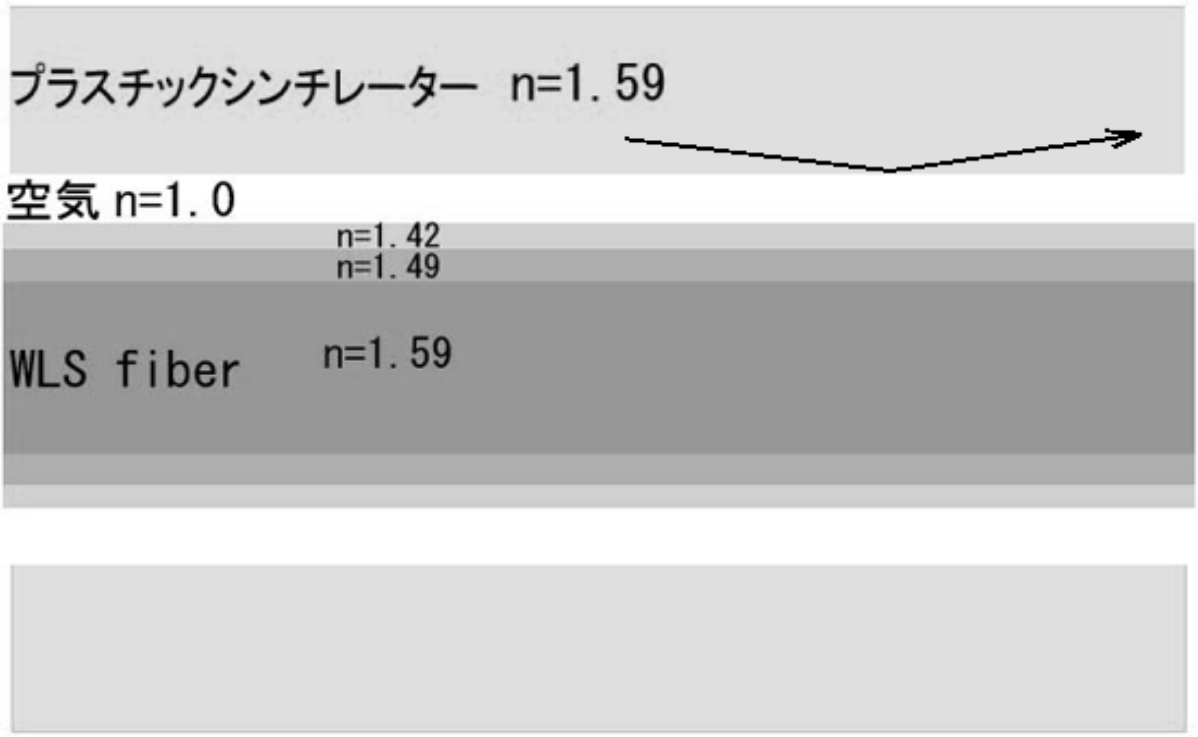

図 3.8: プラスチックシンチレーターの断面とそれぞれの屈折率

図 3.9 は「なにも処理していない場合 (Normal)」「シリコンオイルを注入した場合 (Silicon oil)」「シリコングリスを注入した場合 (Silicon grease)」の 3 パターンで測定した結果である。

点線は「なにも処理していない場合 (Normal)」で座標 30cm のときの光電子数を基準にした WLS fiber の減衰長 (Attenuation length) である。シリコンオイルとシリコングリスを注入した場合はほぼこの Attenuation length に沿っているのに対し、なにも処理していない場合は両端での光電子数が少なくなっている。

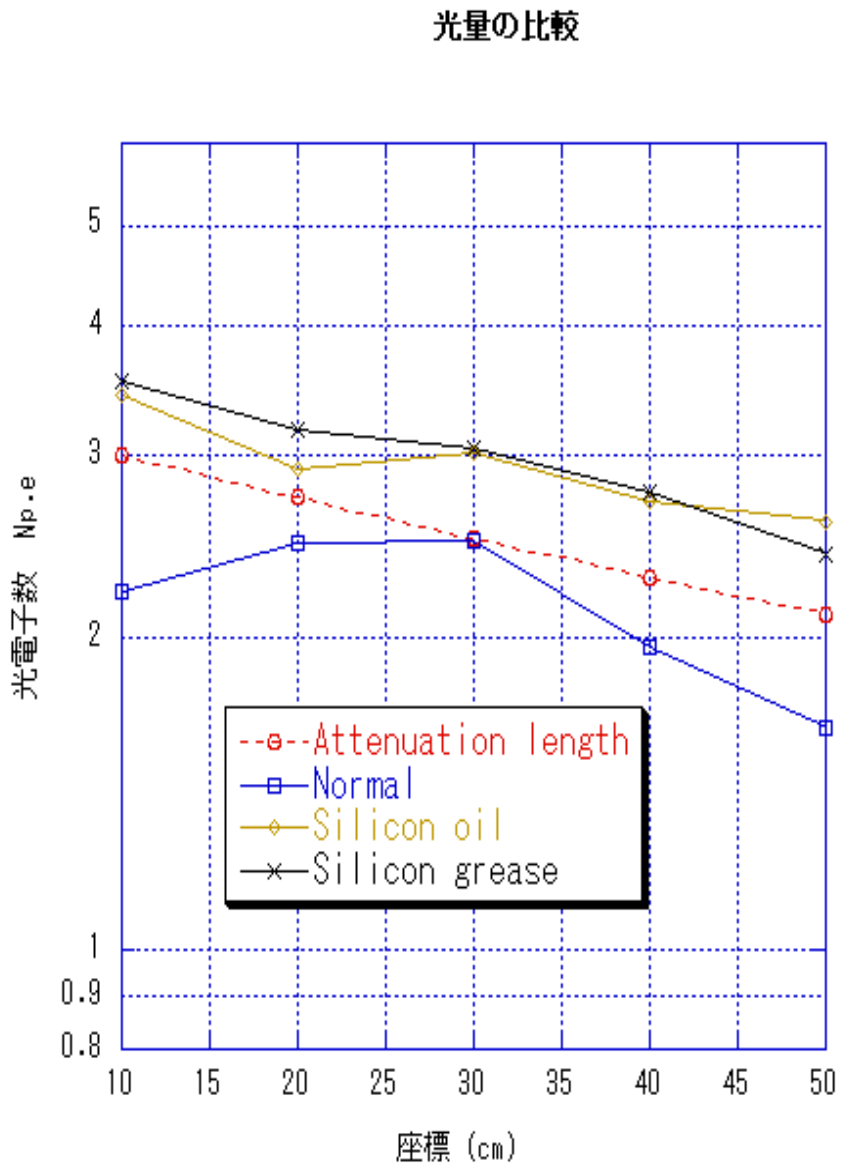

図 3.9: 3 パターンでの座標と光量の比較

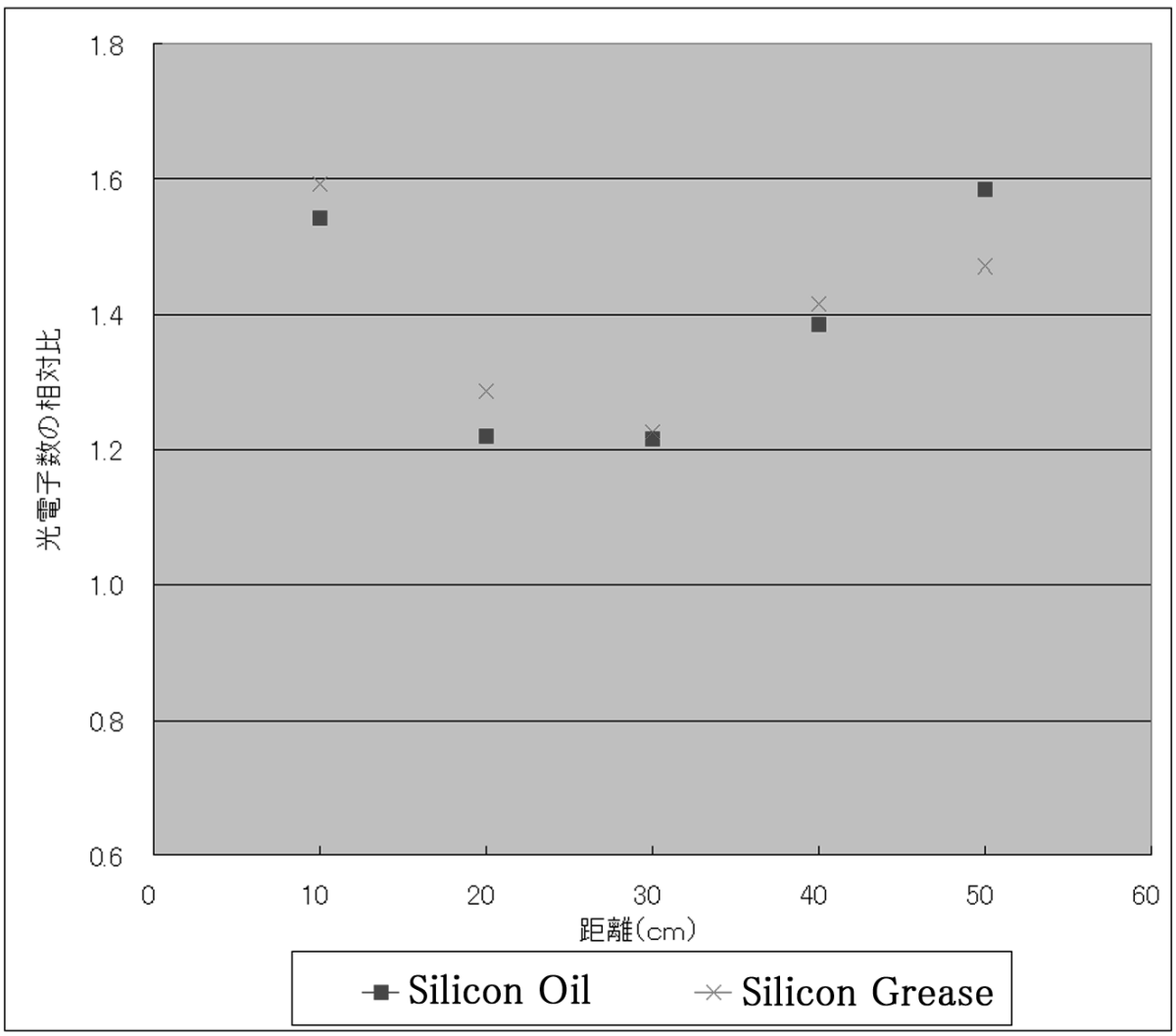

図 3.10: 相対比

図 3.10 はなにも処理していない場合の光電子数を 1 としたときの、Silicon Oil と Silicon Grease の場合の光電子数の比較である。

これからの結果から、本来プラスチックシンチレーターの両端から洩れ出ていた光が注入処理を施すことによって WLS fiber に吸収される確率が上がっているということがわかる。

端面処理

プラスチックシンチレーターの両端からの光の洩れ出しをさらに少なくするために、端面にアルミナイズドマイラーシートを貼ることにより光量を増やそうと考えた。アルミナイズドマイラーシートは 2 種類用意し (図 3.11)、「なにも処理していない場合 (Normal)」「全面に貼った場合」「fiber 部のみ貼った場合」の 3 パターンで測定した。端面とアルミナイズドマイラーシートとの接着にはシリコングリス (OKEN6262A) を用いた。

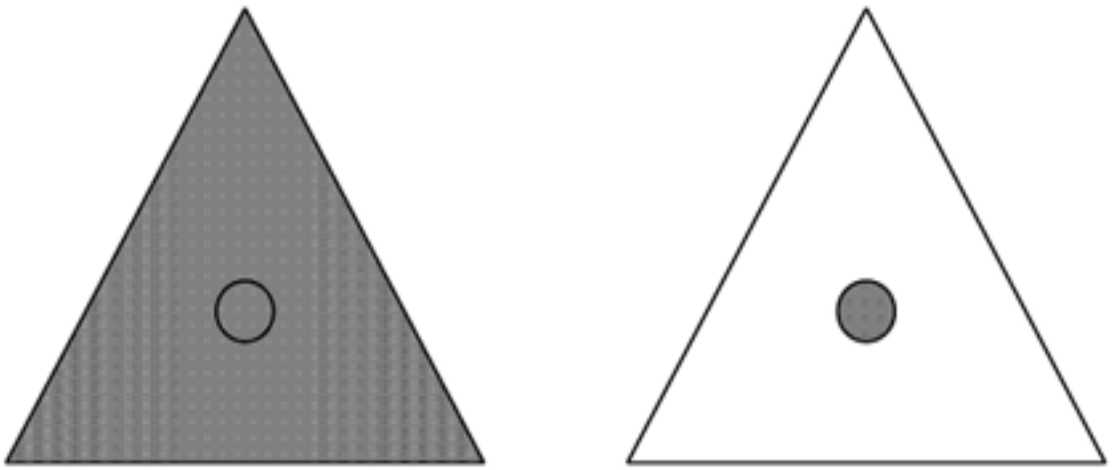

図 3.11: 2 種類のアルミナイズドマイラーシートの貼り方

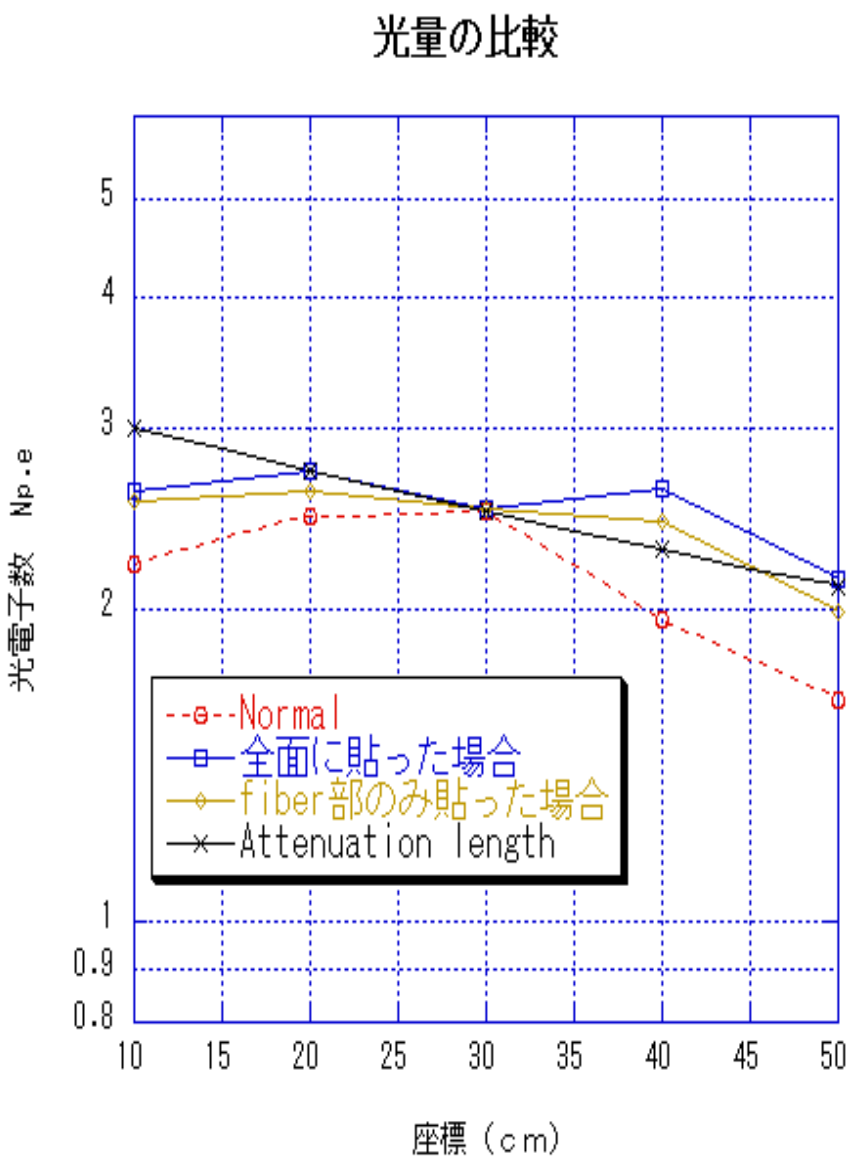

図 3.12: 3 パターンでの座標と光量の比較

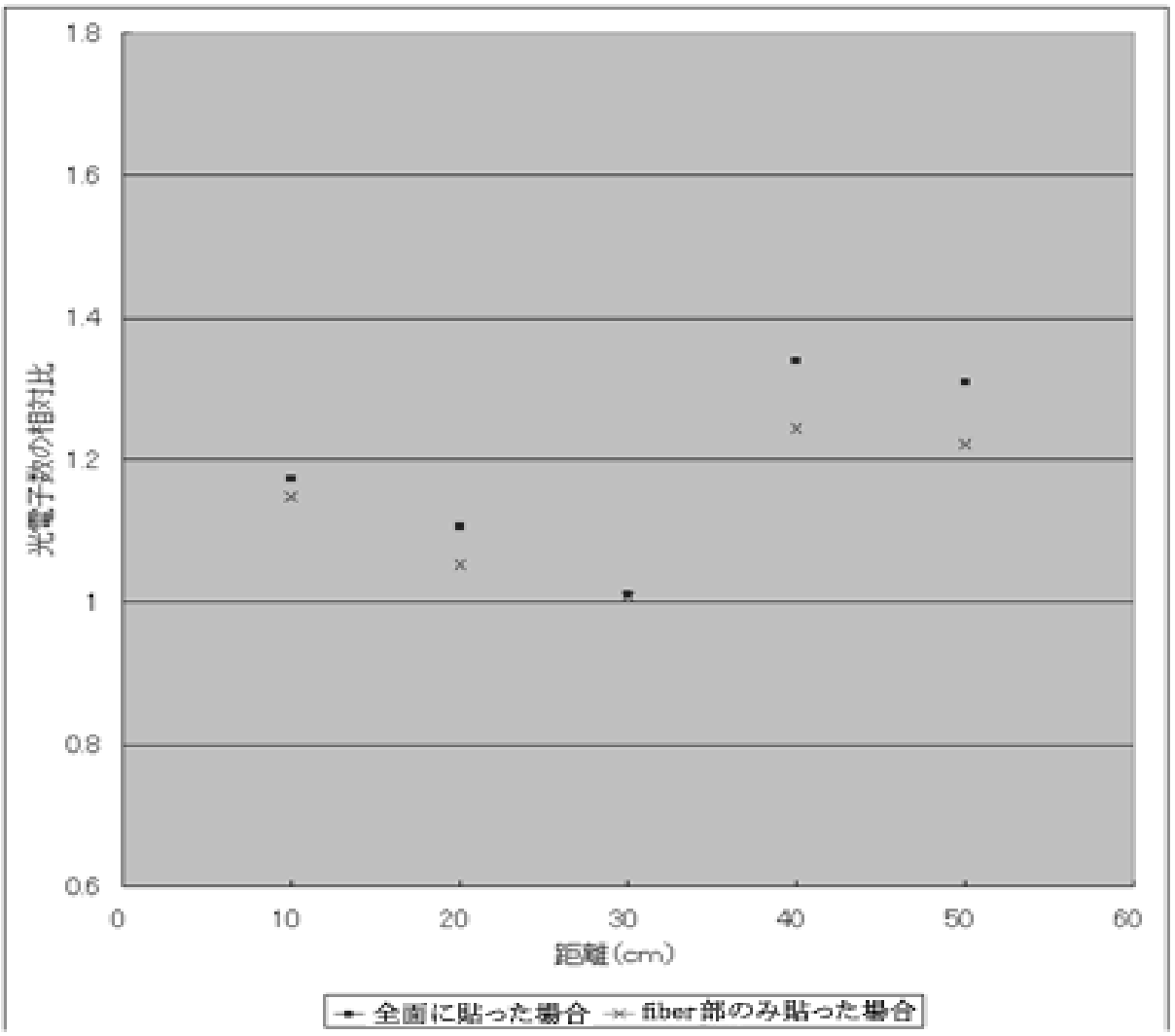

図 3.13: 相対比

図 3.13 はなにも処理していない場合の光電子数を 1 としたときの、全面に貼った場合と fiber 部のみ貼った場合の光電子数の比較である。

Fitting 剤を注入したときと同じように光電子数が増加しているのが分かる。Fitting 剤を注入したときも端面にアルミナイズドマイラーシートを貼ったときも、中央部より両端での光電子数の増加が大きいといえる。

最後にシリコングリスを注入し、端面全体にアルミナイズドマイラーシートを貼ったプラスチックシンチレーターの光電子数を測定した。これら 2 つの処理を同時に施したプラスチックシンチレーターは、何も処理しないときに比べて約 1.6 倍光電子数が増えることが分かった。(図 3.14)

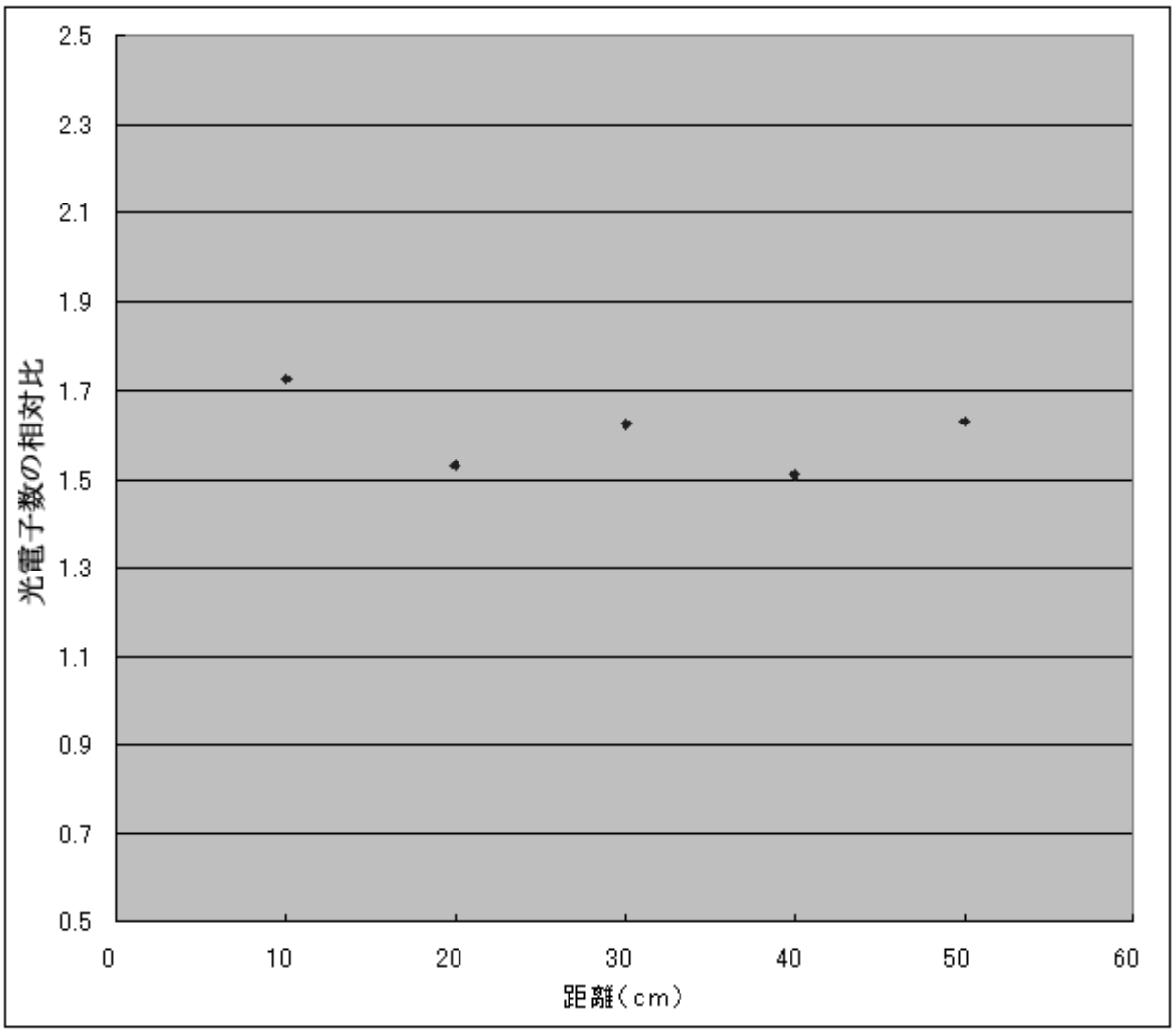

図 3.14: Fitting 剤を注入し端面にアルミナイズドマイラーシートを貼ったときと、何も処理しないときの相対比

第4章　まとめ

本論文では、SPring-8 で行なわれる GDH 和則検証実験において偏極標的用超電導ソレノイドマグネット内部に設置するγ 線検出器 (Inner Gamma Detector) について述べた。また、このγ 線検出器として使われる三角形プラスチックシンチレーターにβ 線を当て、様々な処理を施しながら獲得光電子数を求めた。

その結果、プラスチックシンチレーターと WLS fiber の間の空間には Fitting 剤を注入したほうが獲得光電子数が増加した。また端面にアルミナイズドマイラーシートを貼ることによっても獲得光電子数が増加した。

この 2 つの処理を施すことにより、プラスチックシンチレーターの両端で著しく少なくなっていた獲得光電子数は、WLS fiber の Attenuation length で見積もった光電子数に限りなく近いところまで増加することがわかった。2 つの処理を同時に施したプラスチックシンチレーターは、何も処理しないときに比べて約 1.6 倍光電子数が増え、処理の効果がとても大きく現われた。

Fitting 剤としてシリコングリスとシリコンオイルを採用したが、シリコングリスは注入作業ならびに WLS fiber の挿入作業に大変時間がかかり、1 本のプラスチックシンチレーターにこの処理を施すのに 15∼20 分もかかってしまう。SPring-8 で行なわれる GDH 和則検証実験では三角形シンチレーターが 3000 本も使われるため、作業時間は大変大きな問題である。よって粘性の低いシリコングリスか、シリコンオイルを Fitting 剤に採用したほうが良いと思われる。

謝辞

大学 4 年生から大学院 2 年生までの 3 年間、色々な形で大変多くの方々のお世話になりました。この場を借りて感謝の言葉を伸べたいと思います。

本論文を執筆するにあたって岩田高広先生にはすべてにおいて直接御指導頂き、心より感謝しています。本当にありがとうございました。

加藤静吾先生、清水肇先生、吉田浩司先生にはゼミを通じて物理の基礎から加速器実験に至るまで、大変多くのことを教えて頂きました。また田島靖久先生には、日頃から PC 関係や実験に付き添ってくださり様々な助言を頂きました。本当にありがとうございました。

同研究室 M2 の板谷道隆君、針生智夫君、山本正和君、吉田祐樹君には研究室内外問わずお世話になりっぱなしだったように思います。この 3 年間はとても良い経験になりました。

改めまして皆様方にお礼を申し上げます。本当にありがとうございました。

関連図書

[1] 有賀雄一、 E391a バレル部カウンターの応答特性の研究、山形大学修士論文 (2002)

[2] Nicholas Tsoulfanidis ． 阪井 英次 訳 ． 放射線計測の理論と演習上下巻 ．

[3] Yu.Kudenko and O.Mineev, Extruded grooved scintillator with WLS fiber readout

[4] Toby Beveridge,An Attempt to Resolve the Nucleon Spin Crisis,University of Melbourne