

2006 年度 物理科学課題研究 P1
ニュートリノのヘリシティーの測定

杉本貴則
西岡顯道

2007 年 6 月 18 日

概要

本レポートは京都大学学部 4 回生配当科目、課題研究 P1 において、
2006 年度我々が行ったニュートリノのヘリシティーの測定実験を
記したものである。

目次

1	実験目的	3
1.1	歴史的背景	3
1.2	本実験目的	3
2	実験原理	4
2.1	ニュートリノのヘリシティ	4
2.2	Godhaber の先行実験	6
2.3	本実験と Goldhaber 実験の相違点	13
3	装置説明	16
3.1	装置概略	16
3.2	電磁石	17
3.3	シールド	20
3.4	散乱体	21
3.5	モジュールと回路	23
4	測定結果	24
4.1	測定データ	24
4.2	バックグラウンド	25
5	解析と結果	26
6	考察	27
付録 A	追記	29
A.1	謝辞	29
A.2	感想	29
A.3	参考文献	30

1 実験目的

1.1 歴史的背景

本実験は実験目的に記したように以前に行われた Goldhaber らが行った実験を参考にして行ったものである。ここではまず、その Goldhaber らが行った実験がどのような背景を下に行われたものかを簡単に説明しておく。

ニュートリノの性質は核物理学における崩壊を注意深く観測することで以前からある程度知られていた。角運動量保存則と、電荷保存則がこの崩壊によって守られているなら、ニュートリノは $1/2\hbar$ の spin を持ち、電荷ゼロの中性カレントであることが言える。1950 年代それに基づいて Fermi は崩壊を引き起こす弱い相互作用を、量子電磁理論からのアナロジーを以って、カレントカレント型相互作用と予想し、そのカレントを $\bar{\psi}\gamma_{\mu}\psi$ として理論を組み立てた。この理論は P 変換 (パリティ変換、すなわち空間反転) および C 変換 (荷電共役変換すなわち粒子反粒子交換) に対して不変である。しかしながら、1957 年 Wu が Lee と Yang の提案を受けて、弱い相互作用における P 変換の破れを実験的に示し、それに伴い、弱カレントとして $\bar{\psi}\gamma_{\mu}(1-\gamma_5)\psi$ を用いる V-A 理論が考えられた。これに基づくと弱い相互作用によって、P 変換、C 変換は最大限破れており、ベータ崩壊においては電子場とニュートリノ場は左手型成分のみしか相互作用に寄与しないことになる。こういった状況の中、Goldhaber らによる実験は行われ、実際そのベータ崩壊により出てくるニュートリノが左手型成分しか持たないことを示したわけである。

1.2 本実験目的

本実験は 1957 年に Goldhaber が行ったニュートリノのヘリシティの実験を参考にしておこなったものである。同実験は、ニュートリノが弱い相互作用しか起こさない粒子である点を巧妙且つ繊細な実験方法を用いることで上手くカバーしている。後追い実験とは言え、物理学実験を学ぶ上でそういった先行実験を模倣し、後の実験の参考にすることには意味があると思われる。

加えて、ニュートリノのヘリシティを正確に求めることは標準模型を超えた、非ゼロなニュートリノの質量を求めることにも繋がる大いに意味のあることである。残念ながら、本実験においてその正確さを得ることは叶わず、後者の目的は達成されないが、その可能性は後の実験に展望として委ねることにする。

2 実験原理

本実験は実験目的に記した通り、1957年の Goldhaber の実験を参考に行われている。もう少し正確には基本としては同 Goldhaber の実験原理を変わりはないが、用いた放射線源として別のものを使用し、そのため多少の違いが生じていることに留意して頂きたい。

2.1 ニュートリノのヘリシティ

標準模型においてニュートリノは質量ゼロの Dirac 粒子として扱われている。即ち、ニュートリノ場 ψ (4 元ベクター) が Dirac 方程式、

$$(i\partial - m)\psi = i\partial\psi = 0 \quad (2.1)$$

を満たす粒子として記述される。

さて、通常の Dirac 場 ψ において、Dirac の 行列^{*1}を用いて、 $\gamma^5 \equiv i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ として、 $\psi_{L,R}$ を、

$$\psi_L \equiv \frac{1 - \gamma^5}{2}\psi = \frac{\mathcal{N}}{2} \begin{pmatrix} 1 - \frac{\vec{\sigma}\cdot\vec{p}}{E+M} \\ -1 + \frac{\vec{\sigma}\cdot\vec{p}}{E+m} \end{pmatrix} \chi \quad (2.2a)$$

$$\psi_R \equiv \frac{1 + \gamma^5}{2}\psi = \frac{\mathcal{N}}{2} \begin{pmatrix} 1 + \frac{\vec{\sigma}\cdot\vec{p}}{E+M} \\ 1 + \frac{\vec{\sigma}\cdot\vec{p}}{E+m} \end{pmatrix} \chi \quad (2.2b)$$

と定義すると (但し、 χ は 2 成分スピノル、 \mathcal{N} は規格化因子) $\psi_{L,R}$ は、

$$\gamma^5\psi_L = -\psi_L \quad (2.3a)$$

$$\gamma^5\psi_R = +\psi_R \quad (2.3b)$$

となり、 γ^5 の固有値 ∓ 1 に対応する固有状態となっていることが分かる。ここで、この γ^5 をカイラリティの演算子と呼び、 $\psi_{L,R}$ はそのカイラリティ ± 1 の固有状態とみなすことができる。

ニュートリノの場合、即ち $m = 0$ の場合は、 $E = |\vec{p}|$ なので、

$$\psi_L = \frac{\mathcal{N}}{2} \begin{pmatrix} 1 - \vec{\sigma}\cdot\hat{p} \\ -1 + \vec{\sigma}\cdot\hat{p} \end{pmatrix} \chi \quad (2.4a)$$

$$\psi_R = \frac{\mathcal{N}}{2} \begin{pmatrix} 1 + \vec{\sigma}\cdot\hat{p} \\ 1 + \vec{\sigma}\cdot\hat{p} \end{pmatrix} \chi \quad (2.4b)$$

となる (但し、 $\hat{p} \equiv \vec{p}/|\vec{p}|$) よって、

$$\vec{\Sigma} \equiv \begin{pmatrix} \vec{\sigma} & 0 \\ 0 & \vec{\sigma} \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

として、

$$\vec{\Sigma}\cdot\hat{p}\psi_L = -\psi_L \quad (2.6a)$$

^{*1} 例えば、chiral 表示では Pauli の 行列を用いて

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix}$$

などと書ける。

$$\vec{\Sigma} \cdot \hat{p} \psi_R = +\psi_R \quad (2.6b)$$

となっていることが分かる。この $\vec{\Sigma} \cdot \hat{p}$ を上の場合に対応して、ヘリシティーの演算子と呼び、この場合、 $\psi_{L,R}$ はそのヘリシティー ± 1 の固有状態とみなすことができる。

一般に、カイラリティーは固有 Lorentz 不変^{*2}な量であるが、ヘリシティーも $m = 0$ の下では良い保存量になっていることが分かる。

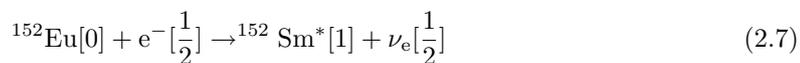
概念的な見方をすると、このヘリシティーと言う量は粒子の進行方向を軸として量子化された spin 量子数と見なせるが、質量が非ゼロな粒子に対しては、常に系を粒子の進行方向に対して追い抜くようブーストした系に取り直すことができ、この時系の取り直しの前後で、spin の方向 $\vec{\sigma}$ が変わらないのに対し運動方向 \hat{p} は正負反転してしまう。その結果非ゼロな質量を持つ粒子では、系の取り直しの前後でヘリシティーはプラスマイナス逆の量となり、固有 Lorentz 不変でないことがわかる。つまり、何度も言うが、ヘリシティーは $m = 0$ の極限でのみ有用な量なのである。

だが、本実験においては、カイラリティーは直接図ることができないがヘリシティーの固有値を測ることはでき、対象が殆どゼロ質量を持つニュートリノであるため、ヘリシティーの固有値を測ることはカイラリティーの固有値を測ることと同じ意味を持つ。よって、弱い相互作用が上のパリティが異なる固有状態 $\psi_{L,R}$ に対し、どのように作用するかを見るためには、ニュートリノのヘリシティーの固有値を測ることが重要な意味を持つことが分かる。

^{*2} Lorentz 変換 $\Lambda^\mu{}_\nu$ において、 $\det \Lambda = +1$ (proper) 且つ $\Lambda^0{}_0 \geq +1$ (orthochronous) なもの (単位元 $+1$ に連結なもの) に対して不変という意味。

2.2 Godhaber の先行実験

1957年の Phys. rev. にて発表されたニュートリノヘリシティーの計測実験において、Goldhaber は以下のような原子核反応 (EC 崩壊 崩壊) を利用した方法を用いた (Fig.2.1 参照)。



但し、[] 中の数字は全スピン量子数を表しており、 $^{152}\text{Sm}^*$ は ^{152}Sm の励起状態を表している。

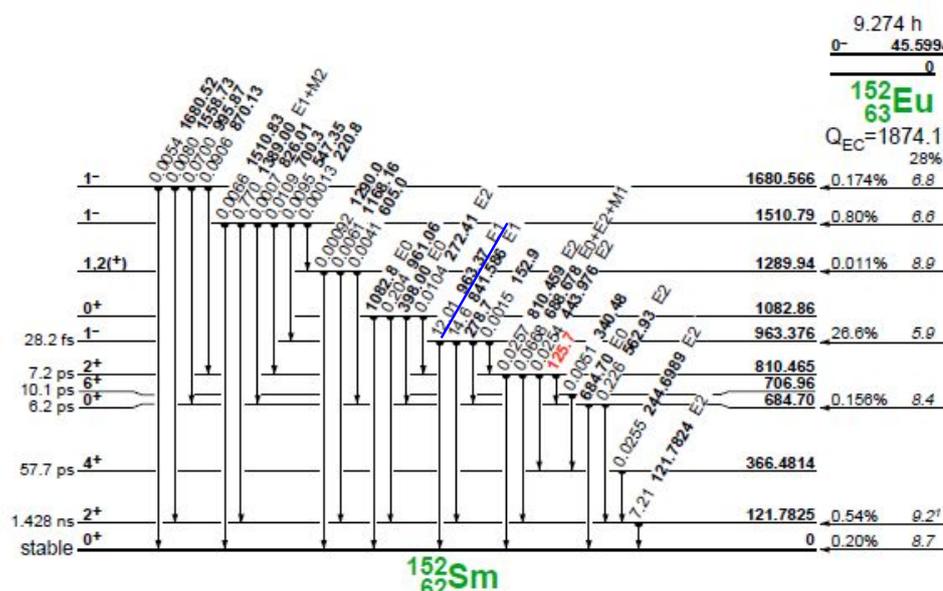


Fig.2.1 Eu の EC 崩壊 崩壊のモード

ここで、崩壊の過程でのスピンの移り変わりに注目するとある限定された状況下においてニュートリノと線のヘリシティーを関連付けることが可能になる。角運動量保存則により、Eu と電子の重心系で考えたとき、ニュートリノと線のスピンの関係は Fig.2.2 のようになる。(但し、粒子の上にかかれている矢印はスピンの向きを記す。) ニュートリノのヘリシティーが -1 or 1 で $^{152}\text{Sm}^*$ のヘリシティーも異なり、結果として崩壊を起こした後の、 $^{152}\text{Sm}^*$ の進行方向に対して前方方向に放出された線がニュートリノのヘリシティーを引き継いでいることが分かる (図中左端に行く過程と右端に行く過程)。これはただ単に角運動量保存則と運動量保存則から帰結されることであり、これを認めると何らかの手法によって、この前方に散乱された線の偏極度を調べることができれば、それが即ちニュートリノのヘリシティーを調べていることになる。

さて、上の議論から前方散乱された線の偏極度を調べれば良いが、これは「原子核における共鳴散乱」と「Compton 散乱における散乱断面積の spin 依存性」を使えば可能となる。

共鳴散乱

第一に、原子核における共鳴散乱であるが、崩壊線吸収による共鳴散乱を同粒子にお

る同励起状態が起こす過程を考える。そこで、はじめに Sm^* 静止系における崩壊を考えよう (Fig.2.3(a))。

図のように、崩壊前の4元運動量を $(m^*, 0)$ 、崩壊後の Sm 、 γ の4元運動量を $(E, p, 0, 0)$ 、 $(E_\gamma = p, -p, 0, 0)$ 、 Sm^* 静止系での Sm 静止系の速度を $\beta_1, (\gamma_1 \equiv (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}})$ とすると (但し、以降自然単位系 $c = \hbar = 1$ を用いる)、4元運動量保存則から、

$$m^* = E + E_\gamma = E + p \quad (2.9)$$

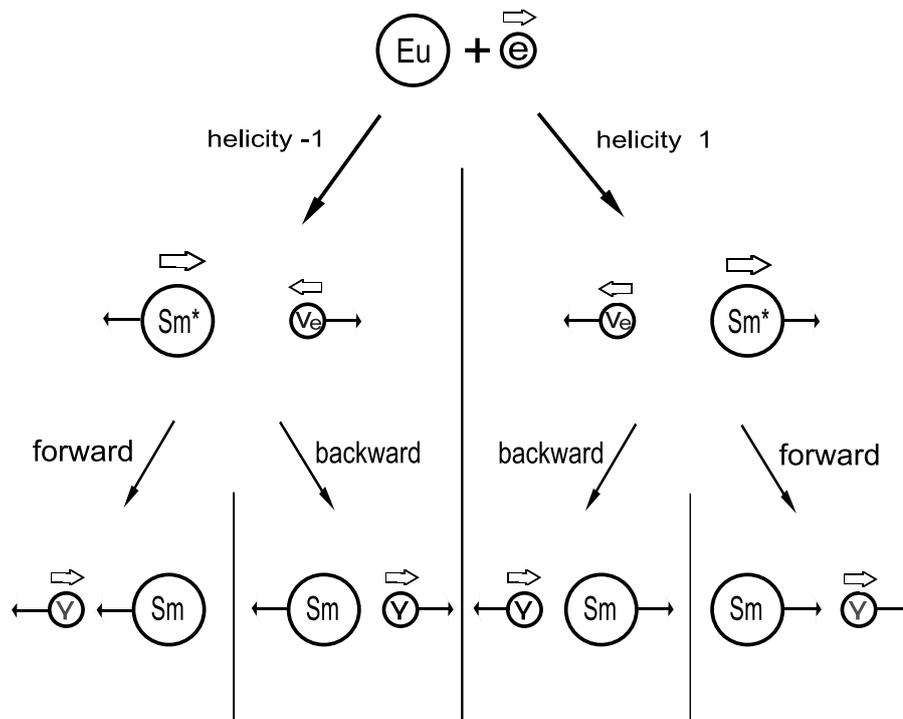


Fig.2.2 $Eu+e$ 重心系におけるヘリシティの関係

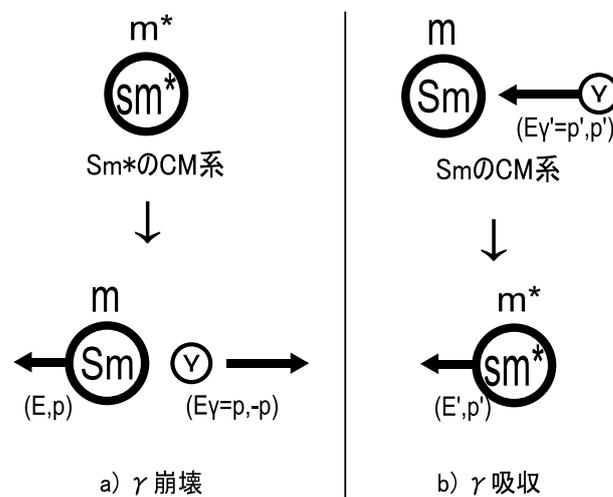


Fig.2.3 Sm^*, Sm 重心系 (=Lab 系) における崩壊、吸収

であり、また S_m 静止系からの Lorentz 変換から、

$$\begin{pmatrix} E \\ p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_1 & \beta_1 \gamma_1 \\ \beta_1 \gamma_1 & \gamma_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

なので、

$$\begin{aligned} m^* &= E + p = m\gamma_1(1 + \beta_1) \\ \Rightarrow \beta_1 &= \frac{m^{*2} - m^2}{m^{*2} + m^2} \end{aligned} \quad (2.11)$$

となつて、線のエネルギーは結局、

$$\begin{aligned} m^* &= m\gamma_1(1 + \beta_1) = \frac{1 + \beta_1}{\beta_1} E_\gamma \\ \Rightarrow E_\gamma &= \frac{\beta_1}{1 + \beta_1} m^* = \frac{m^{*2} - m^2}{2m^{*2}} m^* = \Delta E - \frac{\Delta E^2}{2m^*} \end{aligned} \quad (2.12)$$

となる（ここで $\Delta E \equiv m^* - m$ を用いた）。

続いて、 S_m 静止系における吸収過程を考えると（Fig.2.3(b)）上と全く同じ議論から、

$$\begin{aligned} m + p' &= E = \sqrt{m^{*2} + p'^2} \\ \Rightarrow E'_\gamma = p' &= \frac{m^{*2} - m^2}{2m} = \Delta E + \frac{\Delta E^2}{2m} \end{aligned} \quad (2.13)$$

となる。

さて、Eq.(2.12) と Eq.(2.13) から明らかなように同粒子の同励起状態での崩壊吸収は温度 0K では本来起こりえない（現実の系は熱的揺らぎ、もしくは励起状態が量子論的な幅を持っているため、この確率は必ずしもゼロではなくなる Moessbauer 効果）。しかし、崩壊の段階で S_m^* 静止系が Lab 系に対して速度 β_2 をもっていたとすると、lab 系における崩壊によって放出される線のエネルギー E''_γ は、

$$E''_\gamma = \gamma_2 E_\gamma - \beta_2 \gamma_2 p = \sqrt{\frac{1 - \beta_2}{1 + \beta_2}} E_\gamma \quad (2.14)$$

となり、

$$E''_\gamma = \sqrt{\frac{1 - \beta_2}{1 + \beta_2}} E_\gamma = E'_\gamma \quad (2.15)$$

となる、負の速度 β_2 で S_m^* 静止系が Lab 系に対して動いていれば、この過程が起こることになる。これが、崩壊における前方散乱だけを選びすぐるのに有用で、即ち実験装置の一部にこの共鳴散乱を起こす散乱体を置いておくことで、後方に散乱された線を素通りさせ、検出器にからないようにすることができる。

Compton 散乱

第二に、Compton 散乱の散乱断面積を考える。線はスピン 1 の粒子であるが質量ゼロのため、 S_Z の固有値 -1 と 1 の固有ベクトルの線形結合で表される。今、Z 軸を線の進行方向にとると、電子の S_Z の固有値も -1/2 と 1/2 の 2 種類しかないことから、スピン並行と反平行の散乱断面積を考えれば十分である。標準模型でのそれぞれの散乱断面積は、tree level で 2 つの Feynman

diagram の和を計算することで求められる*3。さて、その2つの diagram は Fig.2.4 であるので、その散乱振幅 \mathcal{M} は、

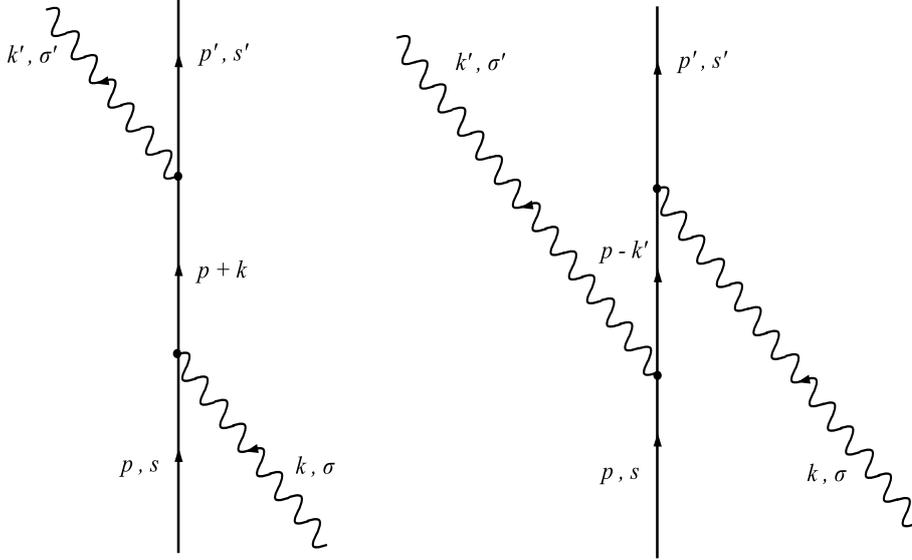


Fig.2.4 Compton 散乱の Feynmann 図

$$\begin{aligned}
i\mathcal{M} &= \bar{u}(p', s')(-ie\gamma^\mu)\epsilon_\mu^*(k')\frac{i(\not{p} + \not{k} + m)}{(p+k)^2 - m^2}(-ie\gamma^\nu)\epsilon_\nu(k)u(p, s) \\
&+ \bar{u}(p', s')(-ie\gamma^\nu)\epsilon_\nu(k)\frac{i(\not{p} - \not{k}' + m)}{(p-k')^2 - m^2}(-ie\gamma^\mu)\epsilon_\mu^*(k')u(p, s) \\
&= -ie^2\epsilon_\mu^*(k')\epsilon_\nu(k)\bar{u}(p', s')\left[\frac{\gamma^\mu(\not{p} + \not{k} + m)\gamma^\nu}{(p+k)^2 - m^2} + \frac{\gamma^\nu(\not{p} - \not{k}' + m)\gamma^\mu}{(p-k')^2 - m^2}\right]u(p, s) \quad (2.16)
\end{aligned}$$

となる。ここで $u(p, s)$ などはそれぞれの粒子の状態ベクトル、 ϵ_ν などはそれぞれの photon の偏方向ベクトルを表している。ここで、

$$(p+k)^2 - m^2 = 2p_\mu k^\mu \equiv 2p \cdot k \quad (2.17)$$

$$(\not{p} + m)\gamma^\nu u(p, s) = 2p^\nu u(p, s) - \gamma^\nu(\not{p} - m)u(p, s) = 2p^\nu u(p, s) \quad (2.18)$$

に注意すると、

$$i\mathcal{M} = -ie^2\epsilon_\mu^*(k')\epsilon_\nu(k)\bar{u}(p', s')\left[\frac{\gamma^\mu \not{k} \gamma^\nu + 2\gamma^\mu p^\nu}{2p \cdot k} + \frac{-\gamma^\nu \not{k}' \gamma^\mu + 2\gamma^\nu p^\mu}{-2p \cdot k'}\right]u(p, s) \quad (2.19)$$

となる。この散乱振幅を用いて、実験室系 ($k = (\omega, 0, 0, \omega)$ 、 $p = (m, 0, 0, 0)$ 、 $k' = (\omega', \omega' \sin\theta, 0, \omega' \cos\theta)$) における散乱断面積 $d\sigma$ は、

$$\begin{aligned}
d\sigma &= \frac{d^3p'}{(2\pi)^3} \frac{1}{2p'_0} \frac{d^3k'}{(2\pi)^3} \frac{1}{2k'_0} \frac{|\mathcal{M}|^2}{4\sqrt{(p \cdot k)^2}} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p' + k' - p - k) \\
&= \frac{d^3k'}{(2\pi)^2} \frac{1}{8m\omega\omega'} \int_{-\infty}^{\infty} d^4p' \delta(p'^2 - m^2) \Theta(p'_0) |\mathcal{M}|^2 \delta^{(4)}(p' + k' - p - k) \\
&= \frac{d^3k'}{(2\pi)^2} \frac{1}{8m\omega\omega'} \delta((p+k-k')^2 - m^2) \Theta(m + \omega - \omega') |\mathcal{M}|^2 \quad (2.20)
\end{aligned}$$

*3 正確に言えば、tree level のみの計算では正しい数値を求めることはできないが、今回の場合そもそも、得られる測定データが良い精度を持ったものではないので第ゼロ近似のみで十分とした。また、精度が足りないと感じれば第一次以降を逐次加えれば良いので、今の議論においてはさして問題にならないと思われる。

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{d\Omega} &= \int_0^\infty \frac{|k'|^2 d|k'|}{(2\pi)^2} \frac{1}{8m\omega\omega'} \delta((p+k-k')^2 - m^2) \Theta(m+\omega-\omega') |\mathcal{M}|^2 \\ &= \frac{1}{32\pi^2 m} \frac{\omega'^2}{\omega^2} |\mathcal{M}|^2\end{aligned}\quad (2.21)$$

と書ける。今の場合、始状態の photon、electron の偏極は決まっているが、終状態の photon、electron の偏極は判らないので spin \pm について微分断面積を足しあげる事にする。そこで、

$$u(p, s = \pm) = \sqrt{\frac{m}{2}} \begin{pmatrix} 1 \pm 1 \\ 1 \mp 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}\quad (2.22)$$

$$\epsilon(k, \sigma = \pm) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ \pm i \\ 0 \end{pmatrix}\quad (2.23)$$

に注意して、始状態が正の helicity をもつ光子による微分断面積は、

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{d\Omega}(\sigma = +, s = \pm) &= \sum_{s'=\pm} \sum_{\sigma'=\pm} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\sigma = -, s = \pm, \sigma', s') \\ &= \frac{e^2}{64\pi^2 m} \left[\frac{3m + 3\omega - 4\omega \cos \theta + (m + \omega) \cos 2\theta}{[m + \omega(1 - \cos \theta)]^2} - \frac{m\omega(1 \pm \cos 2\theta)}{[m + \omega(1 - \cos \theta)]^3} \right]\end{aligned}\quad (2.24)$$

となる。これを全立体角について積分すれば、電子の spin が \pm である状態に対応して異なった散乱断面積が得られる。この散乱断面積が spin 平行、反平行で異なった値を持つことによって、

線が正の helicity を持つ場合と負の helicity を持つ場合とで差を与えることが可能で、具体的には 線が Eu 線源から出てきて Sm 散乱体に入る経路の途中に偏極した電子、即ち電磁石をおけば良い。そして、その電磁石に、線の進行方向に対して平行反平行に磁場をかけた場合の、線の透過率を調べれば 線の偏極度がわかることになる。

観測量との関係

今、進行方向に対して正負の spin を持った 線の数^{*4} をそれぞれ γ_+ 、 γ_- 、電磁石を電子の spin が 線の進行方向に対して平行反平行になるようにしたときの 線の観測された数を N_+ 、 N_- 、電子の spin が平行反平行の時の 線の電磁石透過率を P_{par} 、 P_{ant} 、とすると、

$$N_+ = A_{sca}(P_{par}\gamma_+ + P_{ant}\gamma_-)\quad (2.25)$$

$$N_- = A_{sca}(P_{ant}\gamma_+ + P_{par}\gamma_-)\quad (2.26)$$

となることに注意すると（但しここで A_{sca} は、散乱体で共鳴散乱され観測機に入る確率である。）

4 もう少し正確に言えばここでの 線の数は、上で述べた Sm^ の 崩壊の際、前方散乱された 線の個数、即ち、 $\dot{\nu}$ トリノと同じベリシテニーを持つ 線の個数のみ を表している。

$$\begin{aligned} \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} &= \frac{A_{sca}(P_{par}\gamma_+ + P_{ant}\gamma_-) - A_{sca}(P_{ant}\gamma_+ + P_{par}\gamma_-)}{A_{sca}(P_{par}\gamma_+ + P_{ant}\gamma_-) + A_{sca}(P_{ant}\gamma_+ + P_{par}\gamma_-)} \\ &= \frac{(P_{par} - P_{ant})\gamma_+ - (P_{par} - P_{ant})\gamma_-}{(P_{par} + P_{ant})\gamma_+ + (P_{par} + P_{ant})\gamma_-} \\ &= \left(\frac{P_{par} - P_{ant}}{P_{par} + P_{ant}} \right) \left(\frac{\gamma_+ - \gamma_-}{\gamma_+ + \gamma_-} \right) \end{aligned} \quad (2.27)$$

$$(2.28)$$

となることが分かる。

平均自由行程

ここで、上の透過率 P_{par} 、 P_{ant} と、散乱断面積 σ_+ 、 σ_- の関係について、簡単な平均自由行程の話から説明する。

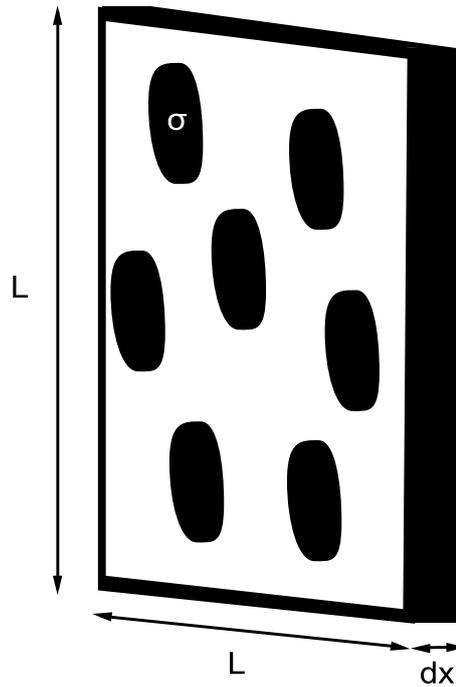


Fig.2.5 散乱断面積 の粒子を持つ物質

Fig.2.5 のような散乱断面積 σ 、粒子の数密度 n [m^{-3}]、をもつ体積 $L^2 dx$ の物質中には、 $nL^2 dx$ 個の粒子が存在するので、その全捕獲断面積は $n\sigma L^2 dx$ [m^2] であり、この微小距離 dx 間に散乱される確率 $P(dx)$ は、

$$P(dx) = \frac{n\sigma L^2 dx}{L^2} = n\sigma dx \quad (2.29)$$

となる。入射粒子数が I であるとするこの微小距離を経た後の粒子の変化分 dI は、

$$dI = I_{trans} - I_{int} = I(1 - P(dx)) - I = -n\sigma I dx \quad (2.30)$$

となり、これを解いて、

$$I = I_0 \exp(-n\sigma x) \quad (2.31)$$

が得られる。ここで、

$$\lambda \equiv \frac{1}{n\sigma} \quad (2.32)$$

を平均自由行程と呼ぶ。さて、即ち本実験の場合、電磁石において磁場により偏極した電子の数密度を n_{pol} 、偏極していない電子の数密度を n_{oth} 、 $\bar{\sigma} \equiv \frac{1}{2}(\sigma_+ + \sigma_-)$ として、線が通過する距離を l とおくと、

$$P_{par} = \frac{I_0 \exp[-(n_{pol}\sigma_+ + n_{oth}\bar{\sigma})l]}{I_0} = \exp[-(n_{pol}\sigma_+ + n_{oth}\bar{\sigma})l] \quad (2.33)$$

$$P_{ant} = \frac{I_0 \exp[-(n_{pol}\sigma_- + n_{oth}\bar{\sigma})l]}{I_0} = \exp[-(n_{pol}\sigma_- + n_{oth}\bar{\sigma})l] \quad (2.34)$$

であるから、

$$P_{asym} \equiv \frac{P_{par} - P_{ant}}{P_{par} + P_{ant}} = \tanh\left[-\frac{n_{pol}l}{2}(\sigma_+ - \sigma_-)\right] \quad (2.35)$$

$\tilde{\sigma} \equiv \frac{1}{2}(\sigma_+ - \sigma_-)$ とすると、

$$P_{asym} = \tanh[-n_{pol}\tilde{\sigma}l] \quad (2.36)$$

と書ける事がわかる。

もうひとつ、後の計算で必要なので、電子の偏極がない場合の平均的な透過率が

$$P_{ave} \equiv \exp[-n_{all}\bar{\sigma}l] \quad (2.37)$$

となることにも注意してもらいたい。

実験装置と結果

上で行った議論から実験装置の概略は Fig.2.6 であれば良いことがわかる。

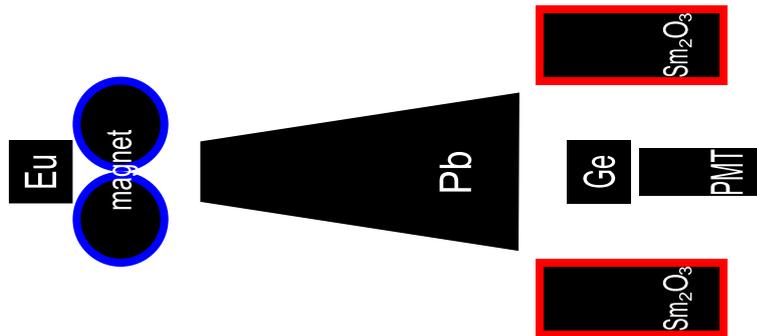


Fig.2.6 Goldhaber の実験装置概略

多少を説明を加えておくと、図中左の Eu で EC 崩壊 崩壊によって生成されたガンマ線が Sm_2O_3 が詰まった散乱体で前方散乱したものだけ選りすぐられて散乱し、Ge に入り観測される仕組みになっている。ここで、線が直接観測機にひっかからないよう、真ん中に Pb 製のシールドが置かれていることに留意されたい。

結果としては、Goldhaber らの行った実験で、

$$helicity_{\nu_e} = -1.0 \pm 0.3 \quad (2.38)$$

という、当時の観測器ないしは計算機の技術から考えて非常に正確な値が得られている。

2.3 本実験と Goldhaber 実験の相違点

本実験は先に記したように基本として Goldhaber 実験をもとに行っている。勿論、同じく先に記した実験目的の箇所を見ていただけたのなら分かるように、本来 Goldhaber 実験との相違点を明確に作る必要はなかった訳である*5。しかしながら、我々には学生実験（のみならず一般化できることかも知れないが）には常について回る事情があった訳である。

Goldhaber 実験で用いられる線源 ^{152}Eu は Fig.2.1 を見れば分かるように半減期が 9.274 h と、我々が行おうとする実験のタイムスケールから見ればやや短すぎるという特徴がある。Goldhaber 実験もこの制約を受け原子炉などの施設で行い、まず ^{152}Eu を作ることから始めているわけである。しかしながら、先程も述べたように我々には幾分かの制約が必ずあり、こういった施設を使えるとは必ずしも言えない訳である。そして全く同様の理由で、我々の実験においては、他の線源（ ^{152}Eu と同じ性質を持った崩壊をし、比較的崩壊の寿命が長いもの）を見つけるか、他の実験を行うかの二者択一を行う必要が生じたわけである。

さて、退屈な我々の実験背景はさておき、ここで Goldhaber 実験に必要な線源の性質を挙げておく。Goldhaber 実験に必要な線源の性質として

1. 崩壊若しくは EC 崩壊後、短時間で崩壊を行う。

Goldhaber 実験の目的を考えれば、この条件は必要不可欠であることが明らかである。実際観測する対象が線である以上、弱い相互作用をしたニュートリノの性質を受け継いだ線が速やかに放出される必要がある。

2. 崩壊核の全 spin が崩壊の過程で $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$ と変化する。

正確には、これは必要条件とは言えない。一見当たり前に見えるが、例えば $1 \rightarrow 0 \rightarrow 1$ の過程を経るものは勿論、その他の過程を経るものであっても初期状態を決めることができれば、即ち強い磁場をかけて始状態の spin の偏極を十分にそろえることができれば、かなり幅広い過程を許容できる。しかし、これはまた実験をする上で制約を与え、この場合、原子核の spin の磁化率というのは非常に低く、磁場をかけた場合その磁化の殆どは電子の spin あるいは軌道からの寄与であるため、先ず極低温にてできるだけ高い磁化を実現した後、断熱過程でその磁化を電子から原子核の方に移すという作業が必要となる。これには当然、極低温（液体窒素では厳しく液体ヘリウムなどの寒剤を必要とする程度の）を維持するのに十分な設備もしくは費用が必要となることを意味する。

3. 崩壊後の核が十分に安定でそれを含んだ十分に純度の高い物質を、散乱体として十分な量用意できる。

Fig.2.6 を見れば、線が散乱体にて共鳴散乱を起こす対象が十分な量なければこの実験が成立しないことが明白である。

4. 線源強度が十分強く、また上の崩壊過程の確率も十分な量存在する。

これは説明するまでもなく、十分な実験精度を実現する上で不可欠である。

*5 真剣に、ニュートリノの質量を求めることを主たる目的においた実験ならいざ知らず（と言ったならいささか、間の抜けたことを言っているように聞こえるかもしれないが）今回の主たる目的は Goldhaber 実験の確認、およびそれによる弱い相互作用における P 対称性の破れの確認であったので。

5. 別の崩壊過程から生ずる 線のエネルギーが観測器の誤差に入らない程度十分に異なっている。
これは、この実験の性質上必要不可欠な要素である。実際に観測するのはあるエネルギー領域にいくつの 線が観測されたかであって、もし同じエネルギーを持つ 線を放出する過程が他にも存在するば、当然散乱体においても共鳴散乱を起こすわけであり観測器にも当然かかる。これがバックグラウンドとしてある 線と決定的に違うのは、明確な崩壊過程により 線のヘリシティーにあるバイアスがかかっており*⁶、電磁石での Compton 散乱で透過してくる 線の数が電磁石にかけた電流の向きによって異なる場合が存在するという点である。こうなると、手としてその崩壊過程を考慮に入れ解析段階である種のファクターを乗ずることで、正しい議論はできるだろうが、それによって生ずる誤差が大きくなることは免れないであろう。

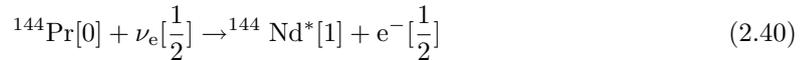
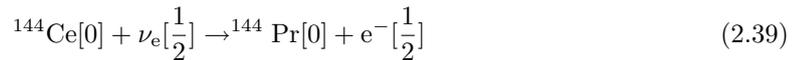
6. 崩壊若しくは EC 崩壊後の状態の寿命が極端に短くない。

これは、付録 A に示した Moessbauer 効果対策、若しくは正確に前方散乱された 線のみを捕獲、共鳴散乱するために必要である。極端に寿命が短いと、不確定性原理のため、捕獲できるエネルギー幅が極端に広がり、後方に散乱されたものまで拾ってしまうことになる。これはこの実験の性質上好ましくないのは明らかであろう。

などが考えられる。

以上の性質を踏まえた上で、該当する線源を探したところ、JRIA（日本アイソトープ協会）で市販されている ¹⁴⁴Ce が同様の性質を持っていることを見つけることができた。

その ¹⁴⁴Ce は以下のような崩壊を起こす。（Fig.2.7、Fig.2.8 参照）



但し、[] 中の数字は全スピン量子数を表しており、¹⁴⁴Nd* は ¹⁴⁴Nd の励起状態を表している。

ここで、Ce の 崩壊は線源の強度を長期間一定に保つために必要な過程*⁷ で、重要な課程は Pr の崩壊となる。これが上の条件をほぼ満たしていることは確認してもらえば分かると思うが、注意しなければならないのは、Goldhaber 実験の Eu が EC 崩壊 崩壊を起こしていたのに対し、今回は崩壊 崩壊となっている点である。これにより、線が持つ helicity はニュートリノが持っていたものの逆となり、線の helicity を求めた後、最終的に-1 を乗じなければならない。これが本実験と Goldhaber 実験との本質的な相違点となる。

*⁶ ヘリシティーが 1 と-1 とで放出される 線の数が明らかに異なるということ

*⁷ Ce の半減期は 284.893 d と比較的寿命が長く、実験期間中安定して Pr を提供してくれると言う意味。

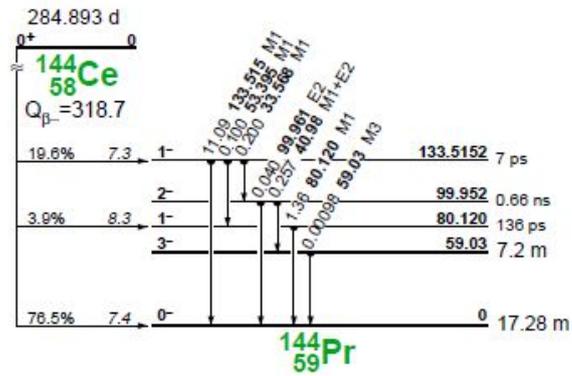


Fig.2.7 Ce の崩壊のモード

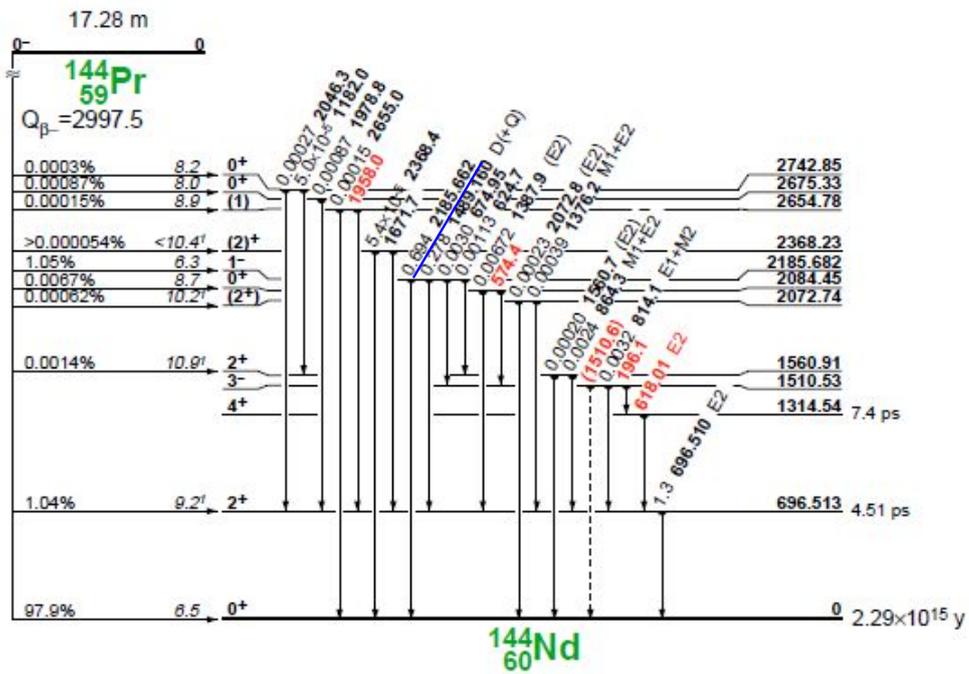


Fig.2.8 Pr の崩壊 崩壊のモード

3 装置説明

3.1 装置概略

本実験は 2003 年度に行われた課題研究 P3 の実験器具の一部をお借りし、当実験を雛形に行われている。けれども、当実験は Goldhaber 実験と同じ線源を用いて行われたものであるため、2.3 節に示した相違点が本実験との間に生じている。結果として、散乱体は多少異なったものを設計し、また観測対象となる線のエネルギーが異なるため、Ge シンチレーターの代わりに BGO シンチレーターを用いた。装置外観を Fig.3.9、装置概念図を Fig.3.10 に示す。

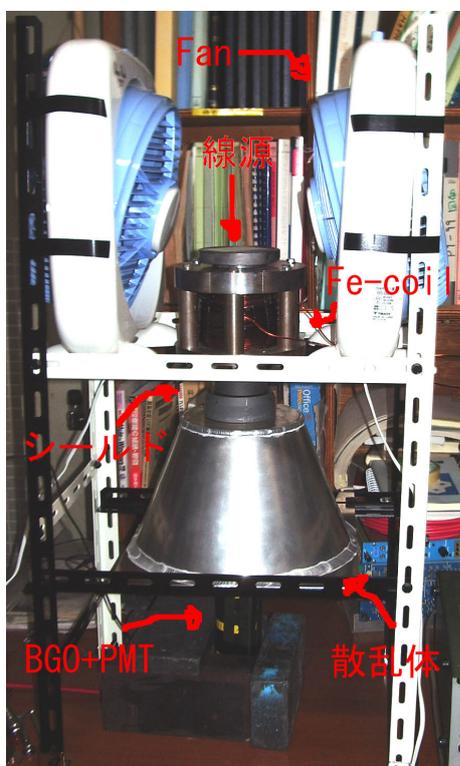


Fig.3.9 本実験装置外観

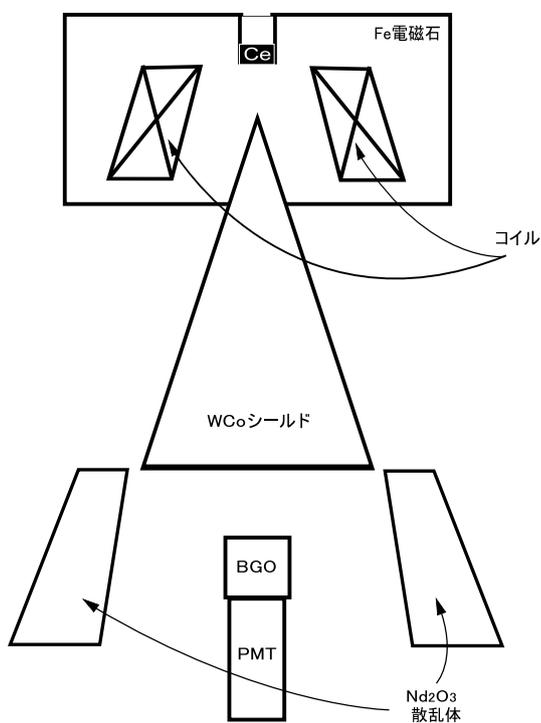


Fig.3.10 本実験装置概念図

3.2 電磁石

電磁石に関しては、2003 年度に行われた課題研究 P3 で使われていたものを加工し、コイルを巻き直して使用した。その概念図、断面設計図は Fig.3.11、Fig.3.12 に示す。外側にある（パルテノン風の？）6本の柱はリターンヨークと呼ばれるもので磁束が鉄内部で閉曲線を描けるよう付けられており、鉄は空気より透磁率が高いので、こうすることで内部の磁束密度をより大きくすることができる。因みにコイルはは 1.5 PEW を 400 回程度巻き、10A 電流を流した。

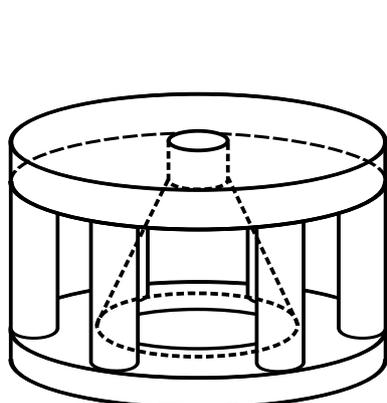


Fig.3.11 電磁石概念図

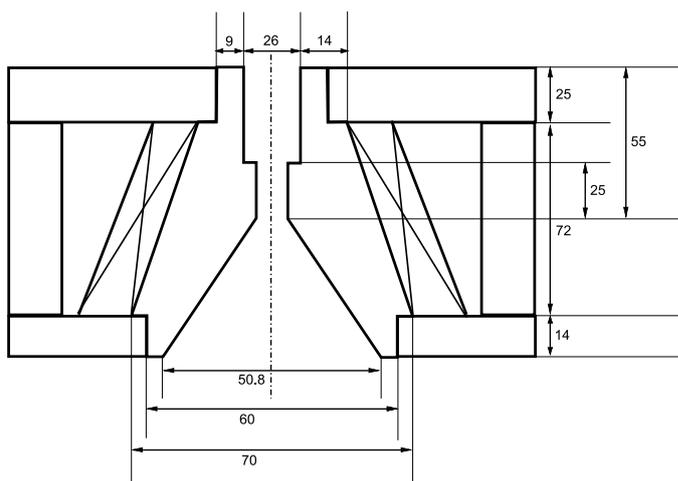


Fig.3.12 電磁石断面設計図

さて、上にも書いたとおり、本実験で使用した電磁石は 2003 年度に行われた課題研究 P3 で使われていたものを加工したものであるため、電磁石の中の線が通過する経路の長さが、本実験においてはその統計的誤差を最小にするよう最適化されている訳ではない。だが、ここでその誤差を最小にする計算がどのような考えでなされたか記しておくことは無駄でないと思われるので、その計算を記しておくことにする。

まず、2.2 節「観測量との関係」の Eq.2.27 の表式から始める。

$$N_{asym} \equiv \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}$$

$$P_{asym} = \frac{P_{par} - P_{ant}}{P_{par} + P_{ant}}$$

$$\gamma_{asym} \equiv \frac{\gamma_+ - \gamma_-}{\gamma_+ + \gamma_-}$$

を用いると、Eq.2.27 は、

$$N_{asym} = P_{asym} \gamma_{asym} \quad (3.42)$$

となるが、今知りたいのは線の asymmetry の誤差なので、

$$\gamma_{asym} = \frac{N_{asym}}{P_{asym}} \quad (3.43)$$

としておく。誤差の伝播式

$$\left(\frac{\Delta \gamma_{asym}}{\gamma_{asym}} \right)^2 = \left(\frac{\Delta N_{asym}}{N_{asym}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta P_{asym}}{P_{asym}} \right)^2 \quad (3.44)$$

において、第 2 項が第 1 項に対して十分に小さいとして落とすと、

$$\Delta\gamma_{asym} = \left(\frac{\Delta N_{asym}}{N_{asym}} \right) \gamma_{asym} = \frac{\Delta N_{asym}}{P_{asym}} \quad (3.45)$$

となる。ここで、 ΔN_{asym} は、同じく誤差の伝播式を用いて、

$$\begin{aligned} \Delta N_{asym} &= \Delta \left(\frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \right) \\ &= \left(\frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \right) \sqrt{\left(\frac{\Delta(N_+ - N_-)}{N_+ - N_-} \right)^2 + \left(\frac{\Delta(N_+ + N_-)}{N_+ + N_-} \right)^2} \end{aligned} \quad (3.46)$$

と表せる。さて、 N_{\pm} がガウス分布していると仮定すると、その標準偏差 ΔN_{\pm} は、 $\sqrt{N_{\pm}}$ なので、 $N_+ \equiv N + \Delta N$ 、 $N_- \equiv N$ と置きなおすと、

$$\begin{aligned} \Delta N_{asym} &= \left(\frac{\Delta N}{2N + \Delta N} \right) \sqrt{\left(\frac{\sqrt{N + \Delta N} + \sqrt{N}}{\Delta N} \right)^2 + \left(\frac{\sqrt{N + \Delta N} + \sqrt{N}}{2N + \Delta N} \right)^2} \\ &= \frac{\sqrt{N + \Delta N} + \sqrt{N}}{(2N + \Delta N)^2} \sqrt{(2N + \Delta N)^2 + \Delta N^2} \end{aligned} \quad (3.47)$$

となり、 $\frac{\Delta N}{N}$ が微小量であるとして、2 次以降を無視すると結局、

$$\begin{aligned} \Delta N_{asym} &= \frac{2\sqrt{N} \left(1 + \frac{1}{4} \frac{\Delta N}{N}\right)}{4N^2 \left(1 + \frac{\Delta N}{N}\right)} \cdot 2N \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta N}{N}\right) \\ &= \frac{1}{\sqrt{N}} \left(1 + \frac{1}{4} \frac{\Delta N}{N}\right) \left(1 - \frac{\Delta N}{N}\right) \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta N}{N}\right) \\ &= \frac{1}{\sqrt{N}} \left(1 - \frac{1}{4} \frac{\Delta N}{N}\right) \end{aligned} \quad (3.48)$$

となる。括弧の中は定数なので、

$$\Delta N_{asym} \propto \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (3.49)$$

であることに注意すればよい。

今、この N は大まかには、2.2 節「平均自由行程」で述べた、電子の偏極を無視した平均的な透過率の式 Eq.2.37 に比例するはずなので γ_{asym} の誤差は、

$$\Delta\gamma_{asym} \propto \frac{1}{\sqrt{NP_{asym}^2}} = \exp\left[\frac{1}{2}n_{all}\bar{\sigma}l\right] \coth[-n_{pol}\bar{\sigma}l] \quad (3.50)$$

と書ける。さて、2003 年度に行われた課題研究 P3 の際、この特徴的な値はそれぞれ、 $n_{all} = 2.21 \times 10^{24}[cm^{-3}]$ 、 $n_{pol} = 1.70 \times 10^{23}[cm^{-3}]$ 、 $\bar{\sigma} = 0.170[b]$ 、 $\bar{\sigma} = -0.008[b]$ であったので、Fig.3.13 を見れば大よそ、5.3cm の時最小になることが分かる。即ち、電磁石はこの値をもとに設計されたわけである。

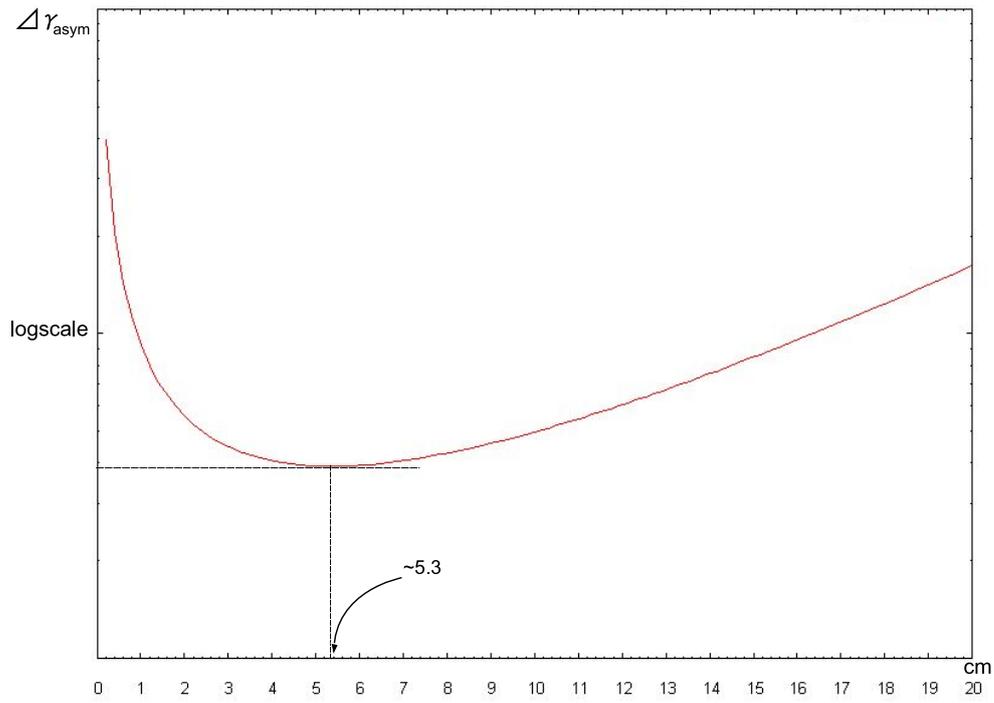


Fig.3.13 電磁石の長さに対する 線の asymmetry の統計誤差

3.3 シールド

本実験で使用したシールドは、2003年度に行われた課題研究 P3 で使用したものをそのまま借用したものである。その概念図、設計図を Fig.3.11、 Fig.3.12 に示す。ただし、材質は WCO であるそうである。

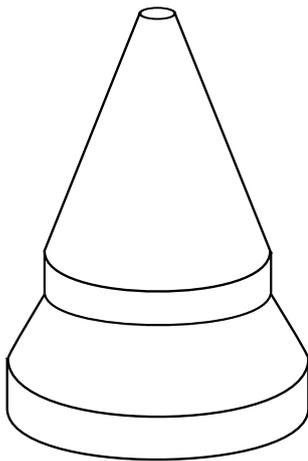


Fig.3.14 シールド概念図

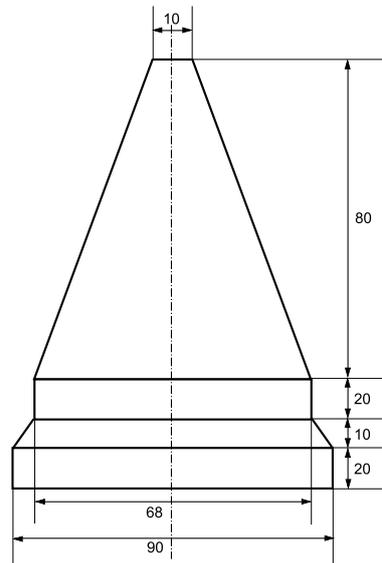


Fig.3.15 シールド断面設計図

$$62 \div 60 = 1.033 \quad (3.52)$$

より、酸化サマリウムの方が 1.22 培散乱されやすいことが分かる。よって、本実験では 2003 年度に行われた課題研究 P3 で使っていたものより、線の経路が 1.22 培長くなるよう寸法を調整しておけば同様の議論ができるようになることが分かる。

3.5 モジュールと回路

最終的な線の測定は、BGOシンチレーターとPMTにFig.3.18のような回路を組んで行った。ここでは、それぞれのmoduleの概念的な役割を示すことにする。

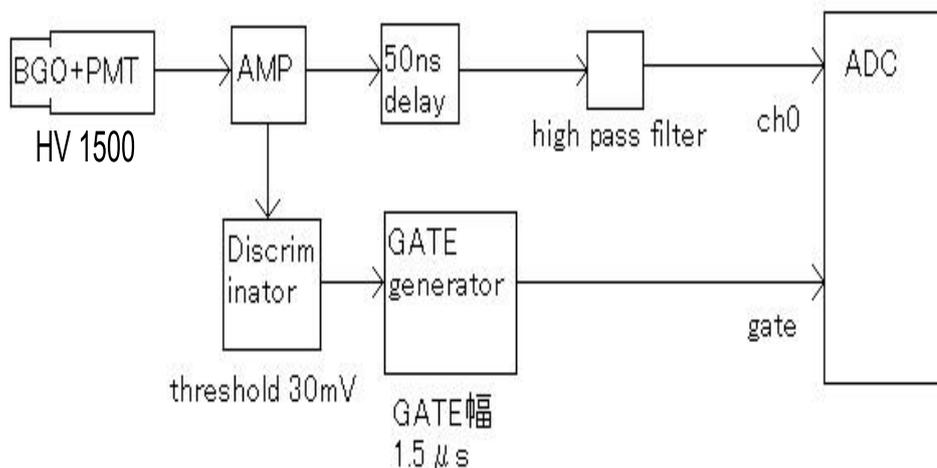


Fig.3.18 線の測定に使用した回路図

Discriminator

検出器からの信号を受け付け、ある一定以上の波高を持つ信号に対して矩形波を発生する電子回路である。次の GATE generator と併せて用いることで ADC の gate を開く為に用いる。

GATE generator

Discriminator から来る矩形波の幅を広げるために用いる。

high pass filter

HV が高いためにイベント数を取りすぎてしまい、そのテール部分が重なり合って GND がずれているので GND を 0 に戻すために用いる。

4 測定結果

4.1 測定データ

本実験における測定は 2007 年 3 月 9 日～3 月 22 日の中の 12 日間 (24h × 14 回) にわたって行った。この際、線源の寿命による観測対象となる 線の影響がほとんど無視できるとして、1 回の操作で電磁石に一定の電流を 24 時間かけ続けた測定を、電流の向きを 1 回毎に変えてそれぞれ 7 回ずつ行った。3 月 9 日時に測定したデータを Fig.4.19 に示す。ここで、横軸は観測された 線のエネルギーであり、縦軸はそのカウント数を示す。横軸のエネルギーは、他の線源 ^{22}Na 、 ^{60}Co 、 ^{137}Cs を用いて同条件下で測定を行い、予め得られている値 (Table.4.3 参照。) から、そのエネルギーに合うよう線形フィットを行った値として示している。

線源	崩壊過程	エネルギー [keV]
^{22}Na	崩壊、崩壊	540, 1274
^{60}Co	崩壊、崩壊	1173, 1333
^{137}Cs	崩壊、崩壊	662

Table.4.2 線源とエネルギー

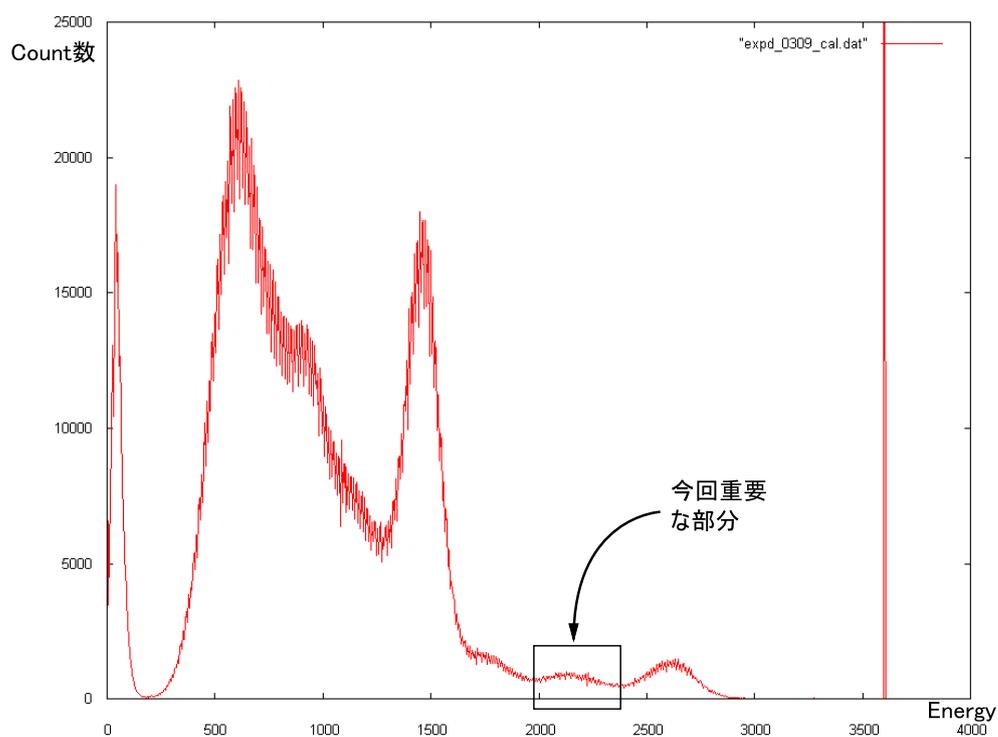


Fig.4.19 3月9日時に測定したデータ

4.2 バックグラウンド

バックグラウンドの測定に関しては、線源を外して電磁石にかける電流の向きを変えてそれぞれ 24 時間ずつ 3 月 24 日と 25 日に分けてとったものを平均化して見積もった。そのうち、3 月 24 日の測定データを Fig.4.20 に示す。Fig.4.19 を見てもらえば分かるように、見た目では線源がある場合との差がほとんど分からない。因みに、図中に見えるそれぞれのピークは、そこに示した通りの放射性同位体から得られるものである。

線源	崩壊過程	エネルギー [keV]
^{40}K	EC 崩壊、崩壊	1461
^{208}Bi	EC 崩壊、崩壊	2615
^{228}Ac	崩壊、崩壊	911, 969

Table.4.3 線源とエネルギー

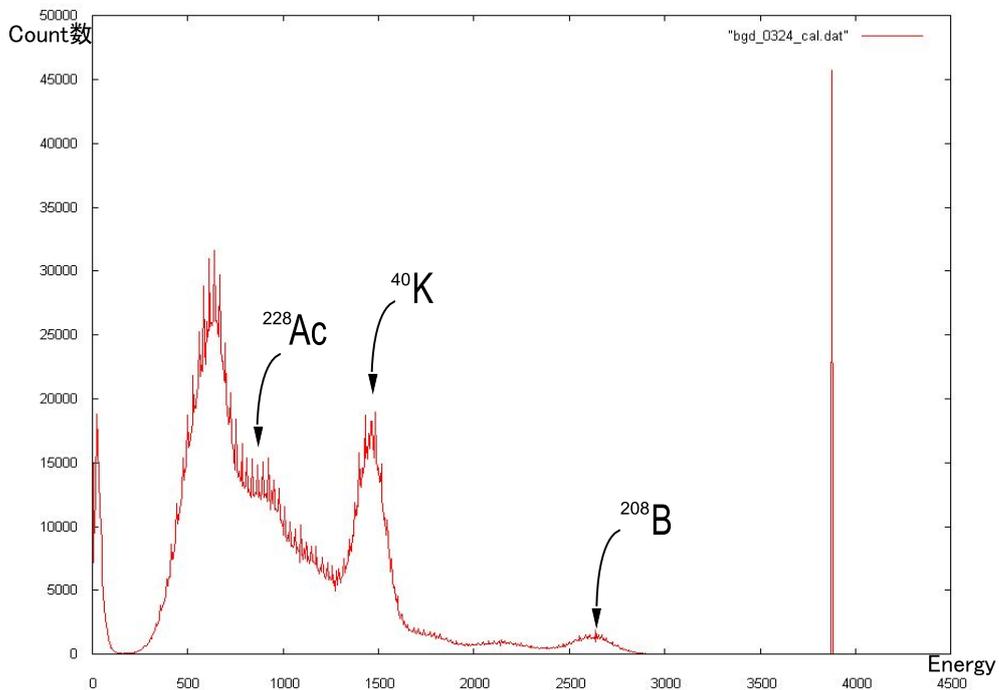


Fig.4.20 3月24日時に測定したバックグラウンドのデータ

5 解析と結果

2.2 節「観測量との関係」の Eq.2.27 の表式を見れば、今求めたい最終的な値は γ_{asym} なので、観測値から、 N_{asym} を計算すればそれに P_{asym} を除して求めればよいことが分かる。ここで、 P_{asym} は同じく 2.2 節の、「平均自由行程」での Eq.2.36 で与えられるので、 $n_{pol} = 1.70 \times 10^{23} [cm^{-3}]$ 、 $\tilde{\sigma} = -0.0244 [b]$ 、 $l = 7.69 cm$ より、今実験においては、

$$P_{asym} = 0.0318 \quad (5.53)$$

となる。

さて、あとは N_{asym} であるが、前の章で書いた 12 日間のデータにおいてバックグラウンドを予め引いておいて、磁場を線のヘリシティーに対して平行にしておいたデータから反平行にしておいたデータを引いたもの、あるいは足したものは計算の結果、Table.5.4 のようになった。ただし、目的の 2186keV の線の領域として、1995keV ~ 2395keV を選んだ。

測定日	差	和
3/9,3/10	188 ± 341	850 ± 482
3/11,3/12	1075 ± 344	2357 ± 484
3/13,3/15	-697 ± 344	2297 ± 483
3/16,3/19	675 ± 343	1689 ± 483
3/20,3/21	-458 ± 344	2898 ± 484
3/22,3/13	-429 ± 342	1289 ± 482
計	354 ± 840	11380 ± 1183

Table.5.4 平行-反平行、平行 + 反平行

よって、 N_{asym} は、

$$N_{asym} = \frac{N_{par} - N_{ant}}{N_{par} + N_{ant}} = 0.0312 \pm 0.0709 \quad (5.54)$$

となり、最終的な結果として、

$$\nu_{asym} = -\gamma_{asym} = -\frac{N_{asym}}{P_{asym}} = -0.981 \pm 2.23 \quad (5.55)$$

というニュートリノのヘリシティーが得られた。

6 考察

ここでは、上で行った議論では足りていなかった議論を含め、誤差が割合大きくなってしまった理由について述べたいと思う。

まず、必要であったが仕方なく省いてしまった議論をしよう。それは大きく分けて 2 つあるが、「ニュートリノのヘリシティーと 崩壊して生ずる 線のヘリシティーの関係」と、「電磁石における電子の磁化率」である。

まず、「ニュートリノのヘリシティーと 崩壊して生ずる 線のヘリシティーの関係」であるが、これは、参考文献にもあげている課題研究 P3 や P2 のレポートを見てもらえば分かりやすいが、線のヘリシティー - が Moessbauer 効果や熱揺らぎのために正確にニュートリノのヘリシティーを受け継いでいないことに起因する効果を記述するものである。これは、先のレポートでは予め得られている EC 崩壊における Q 値や 崩壊によって生ずる 線のエネルギー、崩壊を起こす励起状態の寿命をもとに解析的な計算によって導かれている。特に分かりにくい議論でもないので、本実験の解析にも同様の議論に基づいて、この効果を評価する予定であったのであるが、上の 2 つの実験値のうち、励起状態の寿命にあたる数字を資料調査によって見つける事ができなかったため本実験においてはこの効果を考えないものとしている。そこで、気になるのはこの効果が最終的な数値にどの程度効いてくるのかということであるが、当然上の寿命が大きく影響するので何ともいえないが、大まかに言って、寿命が ps (ピコ秒) の order を割ると^{*9}、最終的な数値に order 単位の修正を加えなければならないものになることに注意しなければならない。

次に、「電磁石における電子の磁化率」であるが、本レポートでは鉄内部において鉄が飽和磁化に達していて、その結果、鉄原子に含まれる 26 個の電子のうち 2 個がその磁化に寄与しているとして計算している。どうして、このような解釈が出てくるかは同様に P3 や P2 のレポートを参考にしてもらうと分かりやすいが、ここで大まかに言うならば、「鉄は飽和磁化に達すると、その 26 個の電子のうち 2.2 個が磁化に寄与している状態になることが知られている。今回の場合、外部磁場の測定と数値シミュレーションの結果から、鉄の飽和磁化に当たる磁場の 90 % 程度の磁場が電磁石内部にかかっていることが予測され、そのため 26 個中 2 個が磁化していると判断した。」というようなことになると思う。

上の話は解析段階で行うべき議論についてであったが、実験段階でやむなく増やしてしまった誤差への寄与についても、述べておこうと思う。これについては大きく分けて、「線源強度」と「散乱体」、「電磁石」の 3 つがある。

まず、「線源強度」であるが、今回の線源は、IRIA 製の 線標準線源 CE401 (1MBq) というタイプを使用した。在庫の関係上、Ce144 の純度が良いものが手に入らず、発注段階ですでに 90 % 以下の純度になってしまっていた。線源強度は当然ながら、一定期間の実験での目的とする 線のカウント数を増やし、統計誤差を減らす役割をすることは言うまでもない。

次に、「散乱体」であるが、これについては、上の装置説明で書いたものに関して疑わしい値があることに起因する。散乱体のケースは上の設計図をもとに外注したのであるが、納品された商品の重さが軽すぎるのが気になり、内部に梱包した酸化ネオジウムの余りを用いてその密度を計算し、ケースのおおよその重さから内部に梱包された酸化ネオジウムの重さ、閉めている体積等を概算した結果、どうも、梱包されている酸化ネオジウムの密度、そしてケースの外壁のアルミの厚さが違うらしいことが分かった。

^{*9} 即ち数百 fs あるいは、それ以下。

その値を述べておこなら、酸化ネオジの密度は $1.3[g/cm^3]$ であり、上で示した値の約 0.18 倍、ケースの外壁の厚さは設計図では 3mm としたが、どうやら 10mm となっているらしく、これらによって設計時に予定していた量の約 0.45 倍の量しか詰められていなかったことが分かった。統計誤差を如何にして減らすかを重要視している実験において、この効果がどれ程大きいとも言えないであろう。最後に「電磁石」であるが、これは実験をするにあたり、以前課題研究 P3 にて使われたものを使用すると決めた段階で分かっていたことであるが、今実験において目的とする線のエネルギーが先の実験と異なっていたため、Compton 散乱の散乱断面積が異なり、統計誤差を最小にするような電磁石の設計が本来必要であった訳である。それを出来合いのもので済ませず、改めて作り直しておけば多少誤差を減らせていたと期待できる。

このような背景のため、最終的な数値において誤差が大きくなってしまったと思われるが、今後の課題として以降この実験に携わる人々にとって、参考となれば有難い限りである。

付録 A 追記

A.1 謝辞

一年間ゼミを通じて指導をして下さった京都大学大学院理学研究科物理学第二教室高エネルギー物理学研究室助教授の中家剛先生、同助手の横山将志先生に感謝致します。

また、TAの松岡さん、西村さんにも実験器具の扱いやデータ測定のプログラム等様々な面で御助力頂き誠にありがとうございました。

そして、理論ゼミを通じて間接的にこの実験に関わって下さった京都大学大学院理学研究科物理学第二教室素粒子論研究室教授の川合光先生に御礼申し上げます。

最後に 1998 年度 P2 の方々、2003 年度 P3 の方々へ。実験の様々な場面で参考にさせて頂きました、本当にありがとうございました。

A.2 感想

多くの至らないところがあったことに対して反省の念が絶えない。もう少し工夫できたはずだ。あるいは、もう少し早く実験に取り掛かり、もう少し長く実験を行い統計誤差を少しでも減らすよう努力できたはずだ。数少ないニュートリノを学部生レベルで扱える実験として、且つ特別な施設を要求せずお手軽に(?)できる実験として、割合良い形を提供できたのではないかと内心喜んでいただけに、結果が自身の足りなかった考えの所為で詰らないものになったことに残念でならない。願わくは、秀でた後継者(?)が現れんことを。

実験計画をたてた時点では自分自身この実験に結構期待していただけに、実験結果が悪かった時は非常に残念でした。この実験が改良され、より良い結果が得られる事を期待しています。

A.3 参考文献

最後にごく一部に過ぎないが、このレポートを書くにあたって参考にさせて頂いた文献・資料を載せて終わることとする。

参考文献

- [1] M.Goldhaber et al Phys.Rev.109 (1958) 1015
- [2] 京都大学理学部 2003 年度物理学課題研究 P3 「ニュートリノのヘリシティーの測定」
- [3] 京都大学理学部 1998 年度物理学課題研究 P2 「ニュートリノヘリシティーの測定」
- [4] 「2005 年 理科年表」 丸善株式会社
- [5] G.F.Knoll 「RADIATION DETECTION AND MEASUREMENT SECOND EDITION」 WILEY,SONS,INC.
- [6] M.E.Peskin D.V.Schroeder 「An Introduction to Quantum Field Theory」 ABP
- [7] 九後 汰一郎 著 「ゲージ場の量子論 , 」 培風館
- [8] W.N. コッティンガム D.A. グリーンウッド 著 樺沢宇紀 訳 「素粒子標準模型入門」 シュプリンガー・ジャパン
- [9] 渡邊 靖志 著 「素粒子物理入門」 培風館
- [10] 大阪大学 「相対論的多体系としての原子核 -相対論的平均場理論とカイラル対称性-」 (土岐 博、保坂 淳) 講義ノート
- [11] 奥村 晴彦 著 「 $\text{\LaTeX} 2_{\epsilon}$ 美文書作成入門第 3 版」 技術評論社
- [12] 大竹 敢 著 「使いこなす gnuplot」 TECHNO PRESS