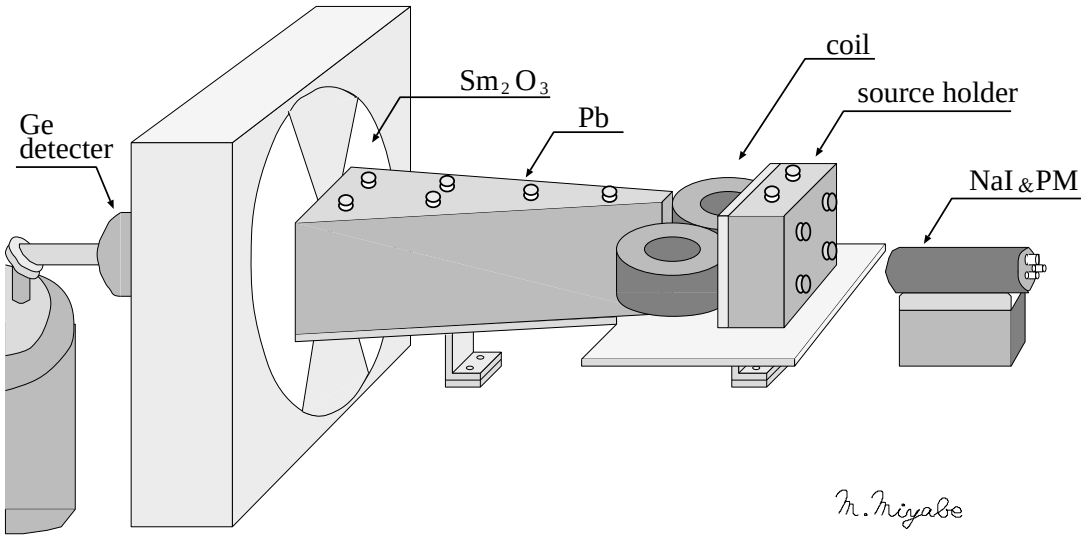
課題研究 P2 98 年度
ニュートリノ ヘリシティの測定

abstract

我々は、$^{152m}_{63}\mathrm{Eu}+\mathrm{E.C.}\rightarrow^{152}_{62}\mathrm{Sm}^{*}+\nu_e$の反応で放出される$\nu_e$の Helicity を測定し、それが$-1$ に、ほぼ100%偏極しているという結果を得た。なお、Goldhaber らも同様の実験を行ない、われわれと矛盾しない結果を得ている。このことは、弱い相互作用において P 変換が完全に破れていることをあらわし、V-A 理論を支持するものである。



本田 洋介

関 大介

高橋 博志

宮部 学

Chapter 1

はじめに

1.1 歴史的導入

Q.E.D. との類推から、Fermi は、弱い相互作用をカレント·カレント型とし、カレントを$\overline{u}_f\gamma_\mu u_i$ の形で導入してβ崩壊の理論を組み立てた。この理論は、P 及び C 変換に対して不変である。ところが、Lee と Yang[3] が弱い相互作用における P 変換の破れを提案し、実験によってもこれが確認された。これにともない、弱カレントを$\overline{u}_f\gamma^\mu(1-\gamma_5)u_i$ 型とした V-A 理論 [4] が提案された。この理論によると、P 及び C 変換は完全に破れており、質量を持たないνは、Helicity が-1 のものしか存在しないことになる。

最近の実験によって、ν振動の存在の可能性が確認され [5]、νが質量を持つことが認識された。これは Helicity が$+1$ のνの存在を示唆するものである。

νに対する認識の大きな転換期にあたる現在、Goldhaber の実験 [1] として知られるν_eの Helicity を測定する実験を検証することは意味のあることであると思われる。

1.2 目的

今回、我々の行なった実験の目的は、^{152}Eu の electron capture による崩壊、

$$^{152}\mathrm{Eu} + e^- \rightarrow {}^{152}\mathrm{Sm}^* + \nu_e \tag{1.1}$$

と、それに続いて起こる、

$$^{152}\mathrm{Sm}^* \rightarrow {}^{152}\mathrm{Sm} + \gamma \tag{1.2}$$

の遷移を用いた、

1. ニュートリノのヘリシティの値の測定
2. 右巻きニュートリノの探索

である。

この実験は、Goldhaber [1] の実験、及び Page [2] の実験の再検証である。

我々の実験は、[1] や [2] の実験と比較すると、^{152}Eu source の強度は 1/10 以下であるものの、Sm_2O_3 Scatterer の量では 2 倍強であり、また、検出器に Germanium 検出器を使用することによってエネルギー分解能が大幅に向上している。その他、コンピュータ関係の処理速度等もかなり進歩していると思われる。

ところで、^{152}Eu を作るために、実験は熊取の原子炉を使わせていただいた。

Chapter 2

原理

2.1 Helicity

粒子や光子の **Helicity** を次のように定義する。

$$\textbf{Helicity} = \hat{\mathbf{r}} \cdot \hat{\mathbf{p}} \tag{2.1}$$

ここで $\hat{\mathbf{r}}$ はスピン方向の、 $\hat{\mathbf{p}}$ は運動量方向の単位ベクトルである。

2.2 ν_e の Helicity の測定手段 (その１)

ν_e の **Helicity** を直接的に測定するのは難しいが、次のような decay chain (Figure 2.1 参照) を用いれば間接的に ν_e の **Helicity** を測定することができる。

$$^{152}\mathrm{Eu}(0) + e_K(\frac{1}{2}) \longrightarrow {}^{152}\mathrm{Sm}^*(1) + \nu_e(\frac{1}{2}) \tag{2.2}$$

$$^{152}\mathrm{Sm}^*(1) \longrightarrow {}^{152}\mathrm{Sm}(0) + \gamma(1) \tag{2.3}$$

[( ) 内はスピンの大きさ]

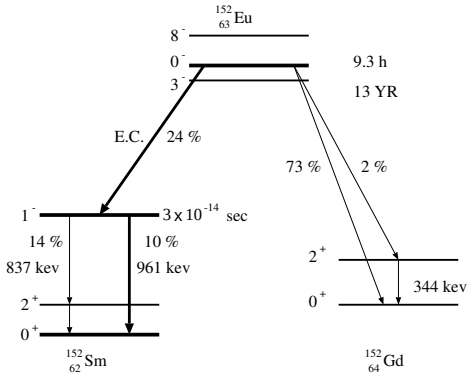


Figure 2.1: Eu の崩壊モード

特に $^{152}\mathrm{Sm}^*$ の進行方向 ($\theta = 0^\circ$: Figure D.1 参照) に放出される γ と$^{152}\mathrm{Sm}^*$ の進行方向と逆 ($\theta = 180^\circ$) に放出されるγ を考える。前者を forward γ、 後者を backward γ と呼ぶことにする。

運動量保存則と角運動量保存則を考慮すると

$$\widehat{\mathbf{p}}_{forward\gamma} = -\widehat{\mathbf{p}}_{\nu_e} \tag{2.4}$$

$$\widehat{\mathbf{p}}_{backward\gamma} = \widehat{\mathbf{p}}_{\nu_e} \tag{2.5}$$

$$\widehat{\mathbf{r}}_{forward\gamma} = -\widehat{\mathbf{r}}_{\nu_e} \tag{2.6}$$

であることがわかる (Figure 2.2 参照)。これより

$$Helicity_{forward\gamma} = \widehat{\mathbf{p}}_{forward\gamma} \cdot \widehat{\mathbf{r}}_{forward\gamma} = (-\widehat{\mathbf{p}}_{\nu_e}) \cdot (-\widehat{\mathbf{r}}_{\nu_e}) = \widehat{\mathbf{p}}_{\nu_e} \cdot \widehat{\mathbf{r}}_{\nu_e} = Helicity_{\nu_e} \tag{2.7}$$

である。今のところν_e の **Helicity** は -1 もしくは $+1$ であると考えられるが、どちらの場合でも forward γ の **Helicity** は ν_e の **Helicity** と等しいことがわかる。

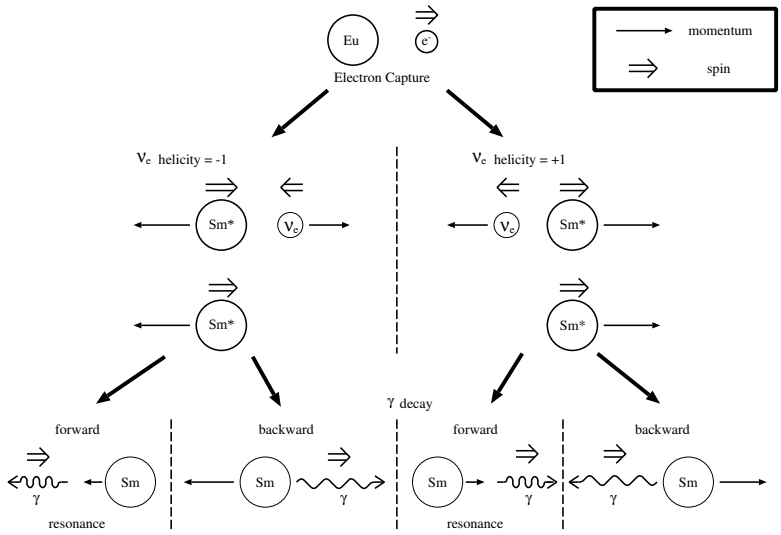


Figure 2.2: Electron Capture

従って **forward** γ の **Helicity** を測定すれば ν_e の **Helicity** がわかる という結論が得られる。

2.3 ν_e の Helicity の測定手段 (その２)

forward γ の **Helicity** を測定するためには

1. sourse ^{152}Eu が出す放射線の中から forward γ を選別し、
2. forward γ の **Helicity** を測定する

ことが必要である。

1. のために Resonance Scattering を利用する。 (Figure 2.3 参照) Resonance Scattering は scatterer

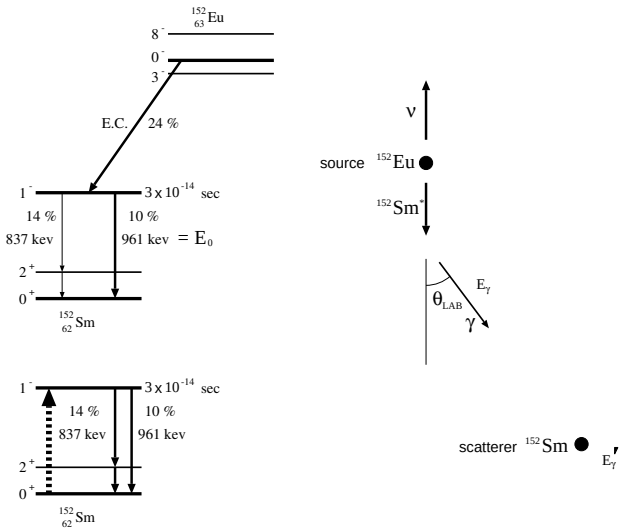


Figure 2.3: ^{152}Eu の崩壊の運動学的考察

^{152}Sm に、吸収されるエネルギーが E_0 に近い γ が入射した時でないと起こらない。scatterer ^{152}Sm に吸収される γ のエネルギー $\Delta E(\theta) + E_0$ (式 D.5参照) は $\theta = 0°$ のとき最大で、このことと Figure D.2 より、$\theta \cong 0°$ (Figure D.1 参照) の γ が入射したとき Resonance Scattering が起こることがわかる。

2. のために、Compton 散乱を利用する。scatterer ^{152}Sm に入射しようとする γ の前に偏極した電子を置いておけば、 γ のうちのいくらかは弾き飛ばされて scatterer に入射しなくなる。Compton 散乱の断面積は入射する γ のスピンと標的粒子である電子のスピンとが反平行であるとき大きく、平行である時小さいので、γ の **Helicity** が $-$ のときは Figure 2.4 のようになる。$+$ のときはその逆になるので、このこと

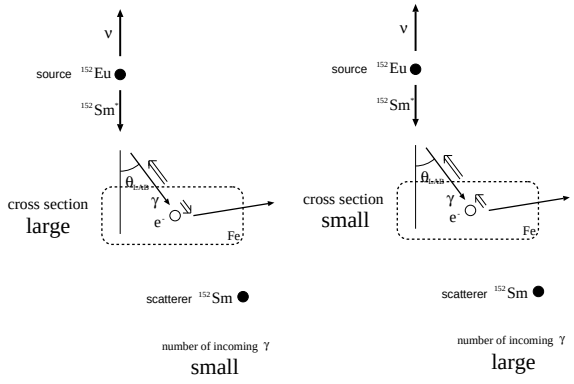


Figure 2.4: Compton 散乱を利用したγ 線の **Helicity** の測定

から γ の **Helicity** を知ることができる。

以上より、Figure 3.1 及び 表紙図 のような set up において、Resonance Scattering によって生じた 837 keV、 961 keV の γ の入射個数の、鉄の中の電子の偏極を入れ替えることによる増減を測定することによって、forward γの **Helicity**、すなわちν_eの **Helicity** を知ることができることがわかる。

Chapter 3

実験装置

3.1 Setup

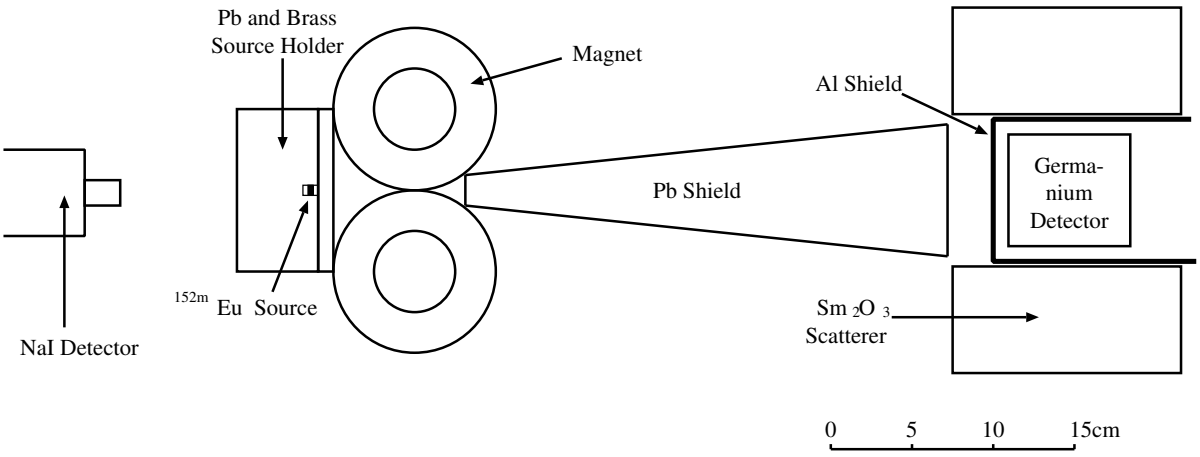


Figure 3.1: Setup

3.1.1 概要

Source からの Photon の内、magnet を通過しサマリウムで散乱したものが、Germanium 結晶に入射する。coil に流す電流は、PC 制御で 5 分ごとに 10 秒の sleep time を挟んで向きが変わるようになっている。後方の NaI は、source 強度のモニターのために使用した。

また、room background を除くために、装置全体を 5 cm 程度の鉛で覆ってある。この結果、Germanium Detector の拾う Noise は、解析に必要な energy で約 0.03 Hz となった。

3.1.2 各部品

Source

$Eu_2O_3$10 mg 程度を、内径 2 mm 外径 5 mm のポリエチレンチューブに詰め、密封したものを使用。^{152m}Eu からの放射線強度は、各 run の開始直後で 1 mCi 程度とした。また、安全とセットの固定ために source は鉛製のホルダーに入れてある。

Germanium Detector

結晶の直径：67 mm、幅：70.5 mm、EnergyResolution：2.0 keV(FWHM)at 1.33 MeV。

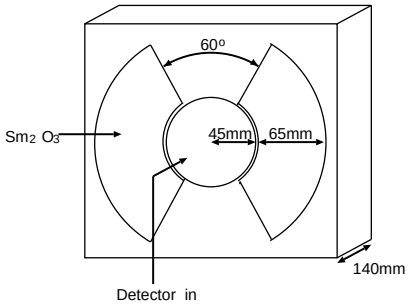


Figure 3.2: Scatterer Case

Magnets

内径 50 mm、外径 25 mm、高さ 50 mm の鉄芯に 1ϕ銅線を約 400 巻きした toroidal coil。印加電圧は 8 V で、4 A の電流を流した。内部磁場は 1.3 T。

Scatterer

粉末状の酸化サマリウムを固定するために発泡スチロール製のケースを製作した。ケースは Fig3.2 の様な形状で、酸化サマリウムが 5.1 kg 収まる。

NaI Detector

1 inch の NaI(Tl)Scintillator を、PMT にグリースで直付けしたもの。1.5 kV の電圧をかけた。

Pb Shield

Source からの Photon が直接検出器に入らないように、厚さ 31 cm の鉛シールドを挿入した。

3.2 回路

Germanium 系回路

Spectoroscopy Amp の shaping time は 2 μsec とし、unipolar 信号には Gate との timing を合わせるために 2 μsec の delay をかけた。必要のない energy の data を除くために、Timing SCA で 600 keV 以下か 1400 keV 以上の信号をカットした。Timing SCA で Threshold をかけれるので、Discriminator は Pulse を NIM に変換することだけに用いた。Gate Generater では、delay はかけず、Gate 幅は 2 μsec とした。

NaI(Tl) 系回路

NaI からの信号が長く Discriminator で複数の NIM pulse がたつので、Gate Generater を挿入した。Threshold は約 600 keV にセットした。

磁石のための回路

Toroidal coil の電流を制御するための回路。

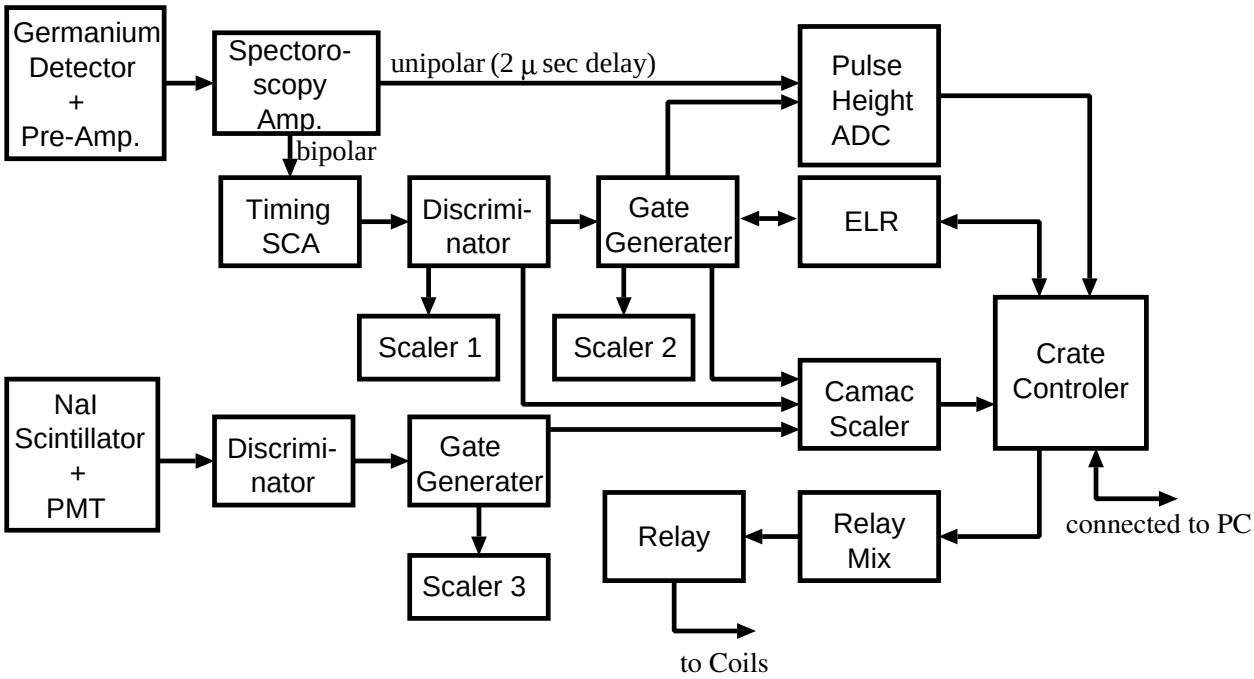


Figure 3.3: 回路図

3.3 各モジュールの型番

Germanium Detector	GC5020
Germanium Crystal	7600SLS
Power Supply of Germanium	ORTEC 459
Spectroscopy Amp	ORTEC 572
Timing SCA	ORTEC 553
Discriminator	KAITSU1500
Gate Generator	KAITSU 0240
PMT	HAMAMATSU R594-09
NaI(Tl)Scintillater	HORIBE 2A4
Power Supply of NaI	ORTEC 557
Pulse Height ADC	HOHSHIN CO11
Relay MIX	HOHSHIN C010
CAMAC Scaler	HOHSHIN C1013
ELR	DEGITEX 1768
Crate Controler	HOUSHIN CCP-F

Chapter 4

予備的な実験

4.1 ^{137}Cs を用いた Null Asym. の測定

装置で測定された Asymmetry が正しいものであることを確認するために、Asymmetry が生じないはずの線源をもちいて、本番と同様に磁場を反転させながらスペクトルを測定し、Asymmetry が出ないことを確認した。

鉛シールドを外し、そこに^{137}Cs のγ線源をおいた他は、本番と同じ状態でスペクトルを測定した (勿論、このとき Eu はおいていない)。

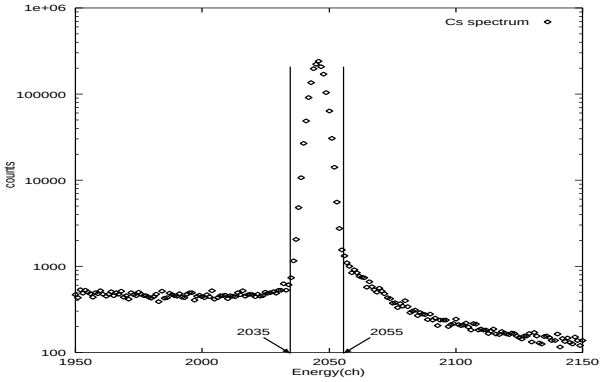


Figure 4.1: ^{137}Cs の光電ピーク付近のスペクトル

Fig.4.1のようなスペクトルが得られた。2035ch∼2055ch を光電ピークとみなし、この間のイベント数を足し合わせ、磁場の向きによる Asymmetry を求めた。

約 10 時間の測定で、カウント数は、

$$Cs(u) = 1,580,493[event] \tag{4.1}$$

$$Cs(d) = 1,580,797[event] \tag{4.2}$$

であった。($Cs(u)$ は鉄中の電子スピンが source holder 方向、$Cs(d)$ は鉄中の電子スピンが Scatterer 方向のカウント数を表す。) これより、Asymmetry は、

$$Asym_{Cs} = \frac{Cs(u) - Cs(d)}{Cs(u) + Cs(d)} \tag{4.3}$$

$$= (9.6 \pm 56) \times 10^{-5} \tag{4.4}$$

誤差の範囲内で Asymmetry はないことが分かった。

4.2 鉛シールドの効果の確認

この実験では、Eu ソースから出たγが、直接に Detector に入らないことが重要である。このために、厚さ 31cm の Pb Shield を設置した (Figure3.1)。この鉛シールドで、直接 Detector に入るγを完全に除けていることを確認しておく必要がある。

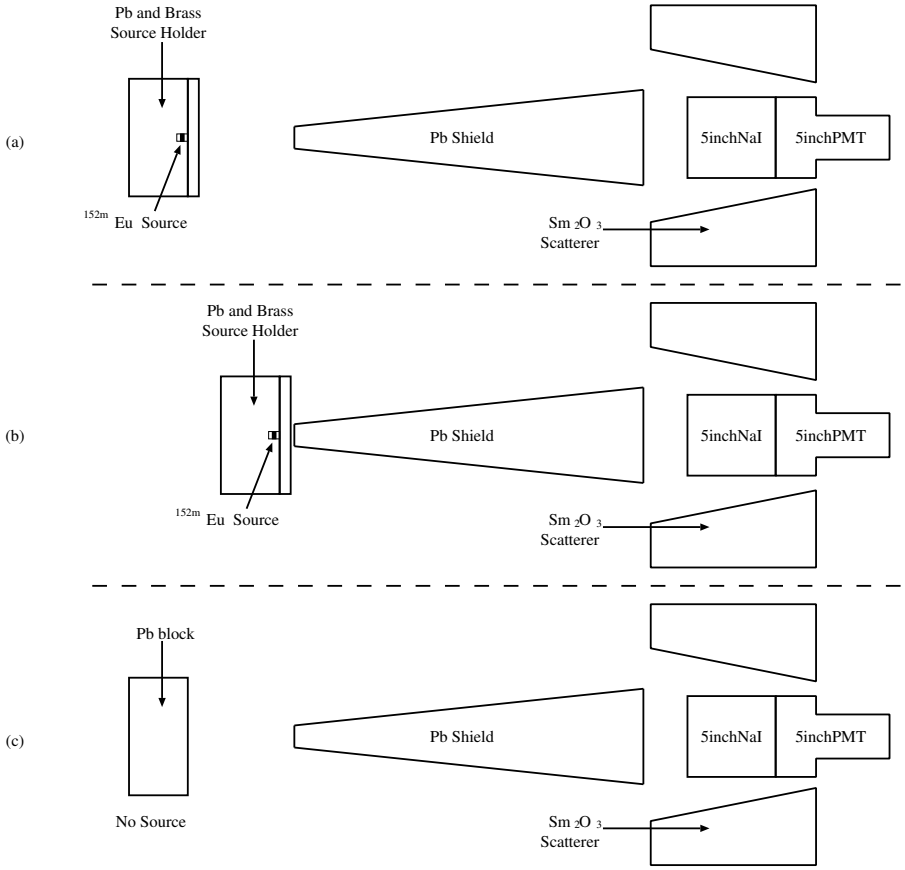


Figure 4.2: 鉛シールドの効果確認時の Setup

実験の手順は以下のようにした。

- まず Figure4.2(a) のような Setup で、Eu の光電ピークが見えることを確認する。ここで見えるピークは、Scatterer からの Resonance のγによるものの他に、鉛シールドを通過してきたγによるものがあるかも知れない。さらにルームバックグラウンドがの っている。
- 次に、Figure4.2(b) のようにソースの位置を変えて、Resonanceγが無くなるようにした。もし、この時にピークが見えたら、鉛シールドを通過してきたγがあるということになってしまう。
- ルームバックグラウンドの効果は Figure4.2(c) のようにして測定した。

Figure4.3のように 2 つの光電ピークは 1400ch∼1800ch にあるのでこの範囲で比較する。
Figure4.2(a)(b)(c) のそれぞれの場合での測定結果は Table4.1のとおりである。
Figure3.3の Scaler1 のカウント数を signal と呼び、実際にγが検出器にかかった回数を表す。gate の作られた回数は Scaler2 に現れるが、コンピュータの dead time があるために、signal 数よりも少なくなる。

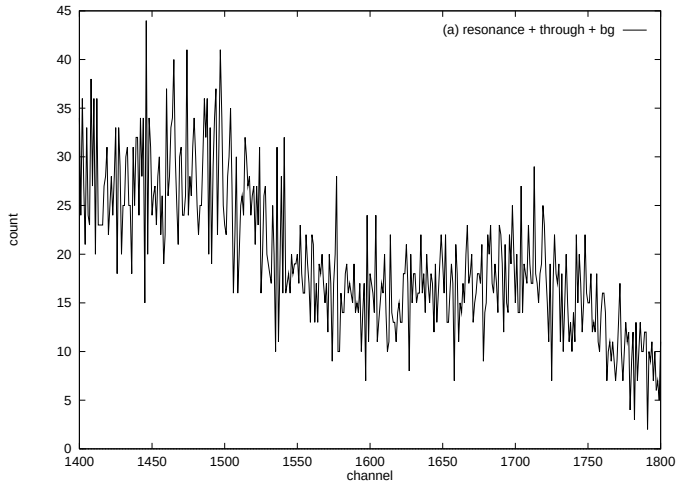


Figure 4.3: Figure4.2 (a) のときのピーク

Table 4.1: イベント数

Setup	開始時間	時間	1400-1800ch[count]	signal/gate	真の count 数/sec
(a)	1/8 12:21:13	3491[sec]	7816	1.707	3.8210±0.05
(b)	1/8 13:40:33	1844[sec]	3513	1.260	2.4002±0.04
(c)	1/8 12:03:40	620[sec]	1372	1.057	2.3387±0.07

dead time の効果を考慮して、得られた count 数に signal/gate を掛ける補正をしたものを真の count 数とした。さらにソース強度が変化するので、(a) と (b) を比較するにはその効果も考える必要がある。

[(a) の真の count 数/sec]×0.9(ソースの強度変化分) から [(b) の真の count 数/sec] を引いたものを一秒あたりの resonance の検出数とし、N_Rと表す。[(b) の真の count 数/sec] から [(c) の真の count 数/sec] を引いたものを一秒あたりの鉛シールドを直接通過してきたγの検出数とし、N_Dと表す。

$$N_R = 1.039 \pm 0.064[count/sec] \tag{4.5}$$

$$N_D = 0.0612 \pm 0.081[count/sec] \tag{4.6}$$

よって、

$$N_R/N_D > 6.9 \tag{4.7}$$

となる。

ところが、本番のセットアップでは、Scatterer へ向かう γは磁石を約 2m.f.p. 通過するので、一桁程度減少する。このため、$N_R/N_D > 100$ ぐらいの結果が得られないと安心できない。この予備実験ではルームバックグラウンドの測定時間が短かすぎたために、誤差が大きくなってしまった。

実験的に、鉛シールドの効果を見積もることができなかったが、一応計算上は、鉛シールドを通過するγがほとんどないことが示せる。

960keV のγの鉛における m.f.p. は、1.4cm なので、31cm の鉛シールドは 20m.f.p. になる。このことと、

ソースに対する detector の立体角を用いると、鉛を通過して、detector に入るγのカウントレートは、

$$2 \times 10^{-4}[1/sec \cdot mCi] \tag{4.8}$$

である。本番の実験では、シグナルのカウントレートが約 1Hz だったので、Scatterer で resonance したγは直接鉛シールドを通過してきたγ に比べて十分多いと結論してよいだろう。

4.3 ソースの強度について

今回の実験では、ゲルマニウム検出器のほかに NaI を用いてソースの強度を観察した。NaI シンチレーターからフォトマルを通してディスクリ、ゲートを通し、ゲートが立った回数を五分間ずつ測定した。その結果 (3 週目) は、

測定開始時間	ゲート回数 (5 分間)
1/22 10:31	26046
	26904
	26992
	26625
	...

このデータをグラフにして、減衰の様子を調べると、次の図 4.4の様に関数フィットをして、寿命$\tau = 13.6[hour]$ になる。実際、Eu の半減期は$\tau_{1/2} = 9[hour]$ なので、寿命は$\tau = 13[hour]$ となって、ほぼ一致する。

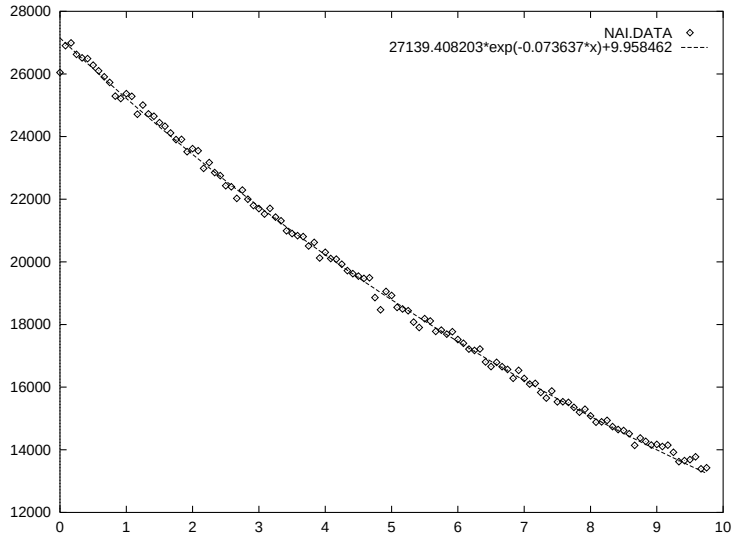


Figure 4.4: ソース強度の時間変化

Chapter 5

結果と解析

5.1 データ

今回、熊取で行った 4 週間の実験で得られたデータの内、ゲルマニウム検出器に変えた 3 − 4 週目の照射 (計 4 回) によって得たデータを用いる。
それぞれの測定時間は、Table 5.1に示す。

5.2 順番による補正

データの、採取は常に同じ方向の偏極から始めていたので、それによるずれの補正をする。Appendix A を見れば、

$$total(u) \rightarrow total(u) \times 0.99375 \tag{5.1}$$
$$total(d) \rightarrow total(d) \tag{5.2}$$

とすれば良いことが分かる。

5.3 バックグラウンドカット

ADC によって得られたデータは、ピーク付近にもバックグラウンドノイズがある。
今回ノイズは、背景に関数フィットをして、それを引くことにした。
fig 5.1 , 5.2 参照。
最後に、バックグラウンドを引いた後のデータで、各々、
下ピーク $(837keV) \rightarrow 2570ch - 2585ch$
上ピーク $(961keV) \rightarrow 2930ch - 2945ch$
の範囲で総数を数えた。(Table 5.2)
結果、

$$total(u) = 13810.1 \pm 165.6$$
$$total(d) = 14018.2 \pm 165.9$$

さらに、5.2 の処理を行うと、

$$total(u) = 13810.1 \times 0.99375 \tag{5.3}$$
$$= 13723.78 \pm 165.8 \tag{5.4}$$

Table 5.1: 照射時間

	照射	Eu の量 [mg]	照射時間 [sec]	照射からの時間 [min]	測定時間 [min]
第三週	一回目 1/21 11:33	29.7	3	15	525
				555	720
	二回目 1/22 10:10	32.2	3	21	290
				312	300
				632	800
第四週	一回目 1/28 10:47	34.5	10	19	390
				410	160
				590	808
				1420	160
				1581	82
	二回目 1/29 15:22	41.2	8	15	267
				285	851
				1136	10
				1150	630

Table 5.2: イベント数

偏極方向			ピークの総数
第三週	u	下ピーク	1482.6±58.4
		上ピーク	1161.5±46.9
	d	下ピーク	1524.7±58.8
		上ピーク	1117.7±46.2
第四週	u	下ピーク	6854.5±123.7
		上ピーク	4311.5±80.7
	d	下ピーク	6676.9±122.8
		上ピーク	4698.9±82.8
Total	u		13810.1±165.6
	d		14018.2±165.9

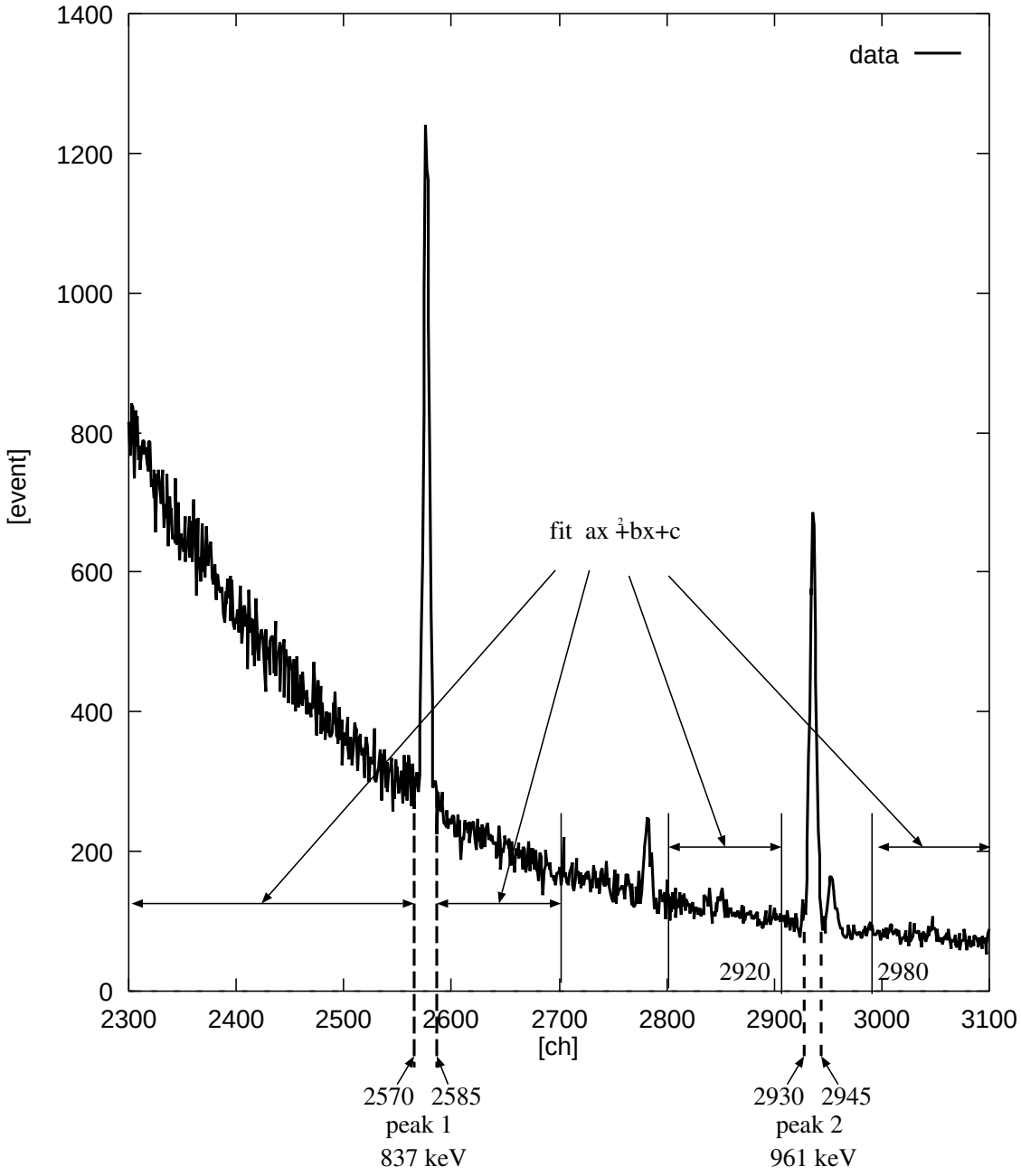


Figure 5.1: データの解析

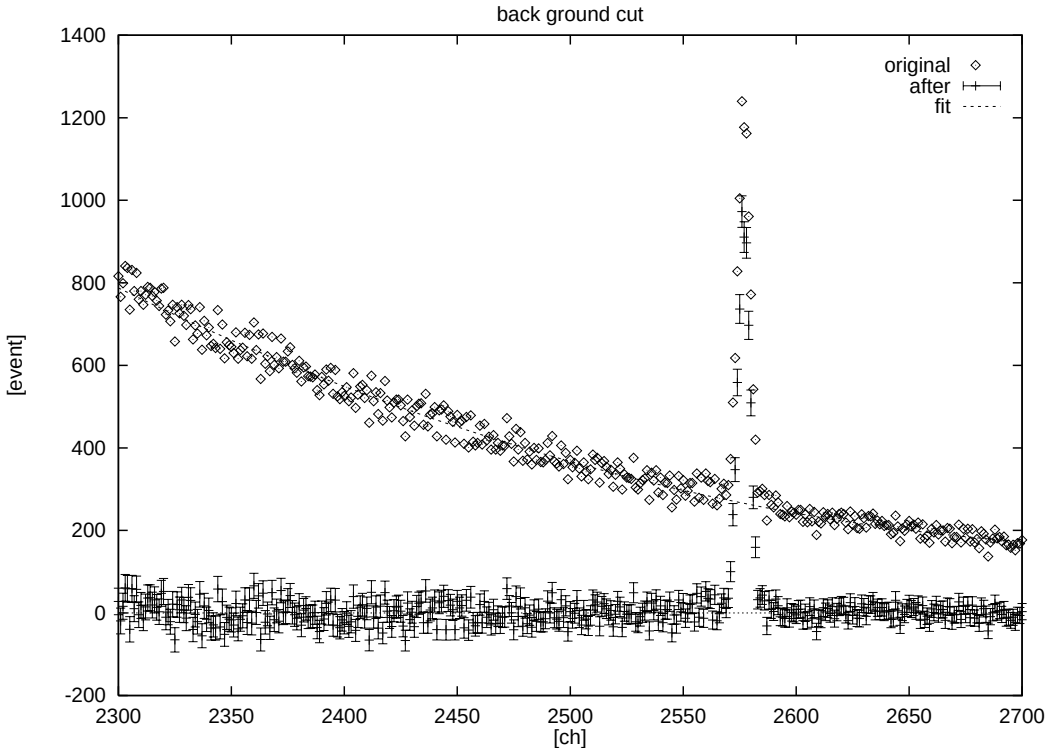


Figure 5.2: バックグラウンドのカット ($\chi = 1.54$)

$$total(u) = 13723.78 \pm 165.8 \tag{5.5}$$

$$total(d) = 14018.2 \pm 165.9 \tag{5.6}$$

となる。

Asymmetry の値は、

$$\text{Asymmetry}_{exp} = \frac{total(u) - total(d)}{total(u) + total(d)} = -0.0106 \pm 0.0060 \tag{5.7}$$

である。

＊補足１　Asymmetry の値

ピーク、採取週それぞれ別々に Asymmetry を出した場合を Table 5.3 示す。

＊補足２　上下ピークの比較

今回の実験ではピークが 840[kev]（下ピーク）と 960[kev]（上ピーク）付近に出るが、その比は 14:10 になるはずである。実際の結果は次の Table 5.4 の通りになった。

Table 5.3: 各々の Asymmetry

測定週	ピーク	Asymmetry	誤差
第三週	下ピーク	-0.017133	0.027535
第三週	上ピーク	0.016083	0.028885
第四週	下ピーク	0.010006	0.012882
第四週	上ピーク	-0.046123	0.012826
Total	下ピーク	0.005070	0.011673
Total	上ピーク	-0.033567	0.011779
Total	両ピーク	-0.0106	0.0060

Table 5.4: 分岐比

測定週	偏極方向	ピーク比 (下 :上)
第三週	u	12.8:10
	d	13.6:10
	total	13.2:10
第四週	u	15.9:10
	d	14.2:10
	total	15.4:10
Total	u	15.2:10
	d	14.1:10
	Total	14.6:10

Chapter 6

結論

実験による Asymmetry の値は、

$$\mathrm{Asymmetry}_{exp} = \frac{total(u) - total(d)}{total(u) + total(d)} = -0.0106 \pm 0.0060 \tag{6.1}$$

であった。

また、モンテカルロ (Appendix C) による値、

$$\mathrm{Asymmetry}_{monte} = -0.0050 \pm 0.00027 \tag{6.2}$$

との比較から、γ のヘリシティの値は、

$$\begin{aligned} \mathrm{Helicity}_{\gamma} &= \frac{\mathrm{Asymmetry}_{exp}}{\mathrm{Asymmetry}_{monte}} & (6.3)\\ &= -2.12 \pm 1.22 & (6.4) \end{aligned}$$

である。よって、ニュートリノのヘリシティは、AppendixD の処方によって求まり、

$$\begin{aligned} \mathrm{Helicity}_{\nu_e} &= \frac{1}{0.8549}\mathrm{Helicity}_{\gamma} & (6.5)\\ &= -2.48 \pm 1.43 & (6.6) \end{aligned}$$

である。

現在のところ、誤差はほとんどが統計によるものである。

以上より、$^{152}\mathrm{Eu} + e^- \rightarrow {}^{152}\mathrm{Sm}^* + \nu_e$ の崩壊でできるν_eのヘリシティは左巻きにほぼ 100%偏極していることが分かった。

Chapter 7

考察

7.1 Toroidal coil 内部の磁場について

7.1.1 測定の方法

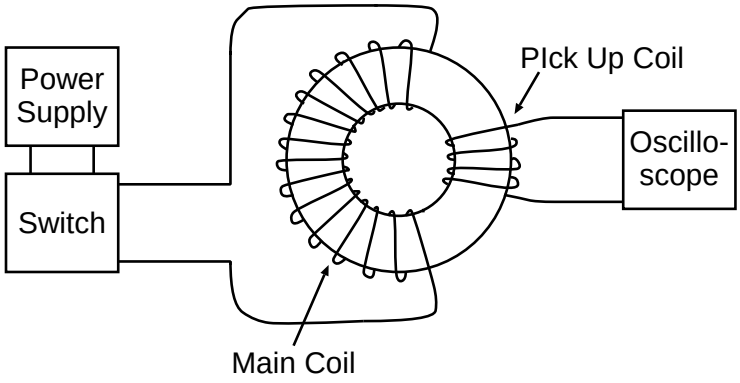


Figure 7.1: Setup for Magneticfield Measurment

鉄芯内部の磁場は直接測りにくいので、電磁誘導を利用した。main coil を流れる電流の向きは switch で切替えることができる。電流の切替え時からの pick up coil の起電力を測定し、誘導磁束を求めた。

7.1.2 データと解析

鉄芯がサチュレイトする様子を見るために、main coil には本実験とは異なり、12 A までの電流を流した。このときの pick up coil での起電圧は、Fig.7.2 の様になった。

これより各 A 数での磁場

$$B = \frac{\Phi}{2NS} = \frac{1}{2NS}\int_t V(I)dt \tag{7.1}$$

(S 鉄心の断面積、N pick up coil 巻き数) は、Fig7.3 の様になり、実験中 (4 A) での磁場は 1.30±0.01 T となった。

7.1.3 問題点

理論上は、鉄は最大 2 T 以上まで磁化するはずであるにもかかわらず、今実験では 1.3 T までしか磁化しなかった。磁化率に Helicity の誤差が比例することを考えると、このことは今実験での誤差が大きかった理由のひとつになっている。また、Fig.7.3 をみると鉄は、ほぼサチュレイトしているように思えるので、この磁場不足は、芯に使用した鉄の性質等に由来すると思われる。

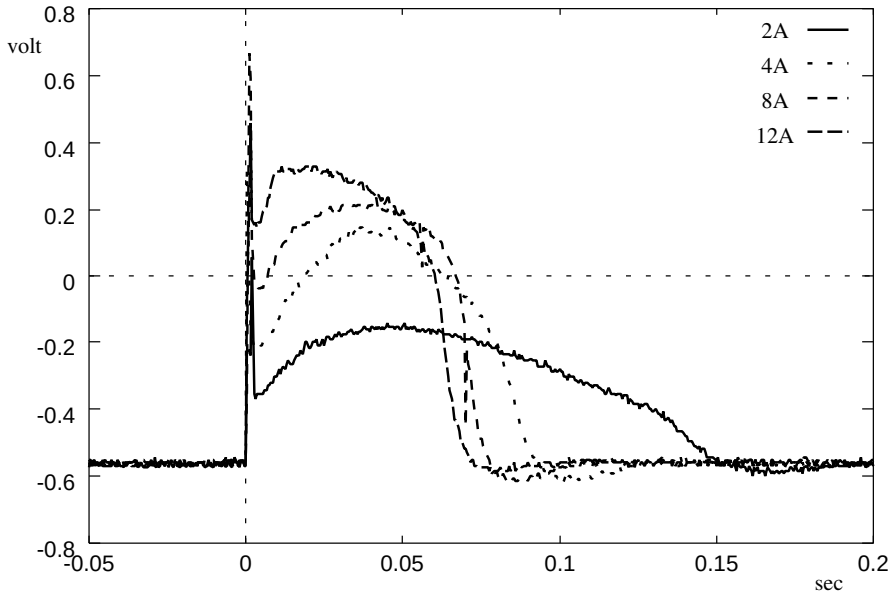


Figure 7.2: pick up coil での起電力

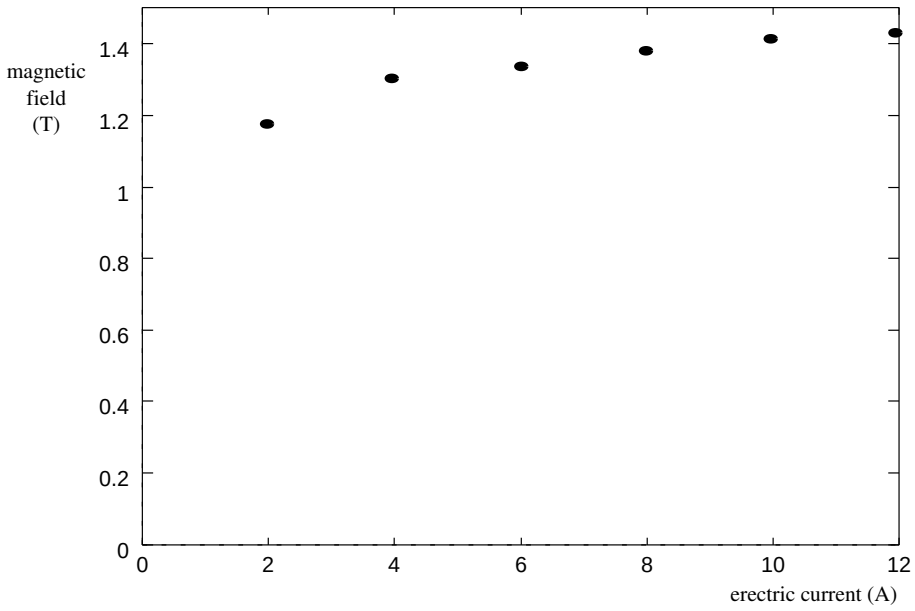


Figure 7.3: 鉄芯内部の磁場

7.2 ^{151}Eu の散乱断面積

7.2.1 理論と実験とのずれ

Table of Isotopes によると、

$$^{151}_{63}Eu + ^{1}_{0}n(thermal) \rightarrow ^{152m}_{63}Eu + \gamma \tag{7.2}$$

の散乱断面積σ_{m1}は 3.300 b である。このとき、実験で使用した $1.9 \times 10^{13} sec\ cm^{-2}$ の熱中性子ビームを、14.3 mg ($^{151}_{63}$Eu 原子個数 ; N=2.4×10^{19}) の Eu_2O_3に 4 sec の照射をすると、

$$M_f = (flux) \times (time) \times N\sigma_{m1} \tag{7.3}$$

$$= 6.0 \times 10^{12} \tag{7.4}$$

の$^{152m}_{63}$Eu 原子ができるはずである。このときの source の強度 I は、$^{152m}_{63}$Eu の寿命をτとして、次のようになる。

$$I_f = \frac{M_f}{\tau} \tag{7.5}$$

$$= 1.2 \times 10^{8} Bq \tag{7.6}$$

$$= 3.7 mCi \tag{7.7}$$

しかし、実際にこの条件で作った source の強度を、あらかじめ強度の分かっている^{137}Cs と比較測定すると、0.62 mCi しかなかった。

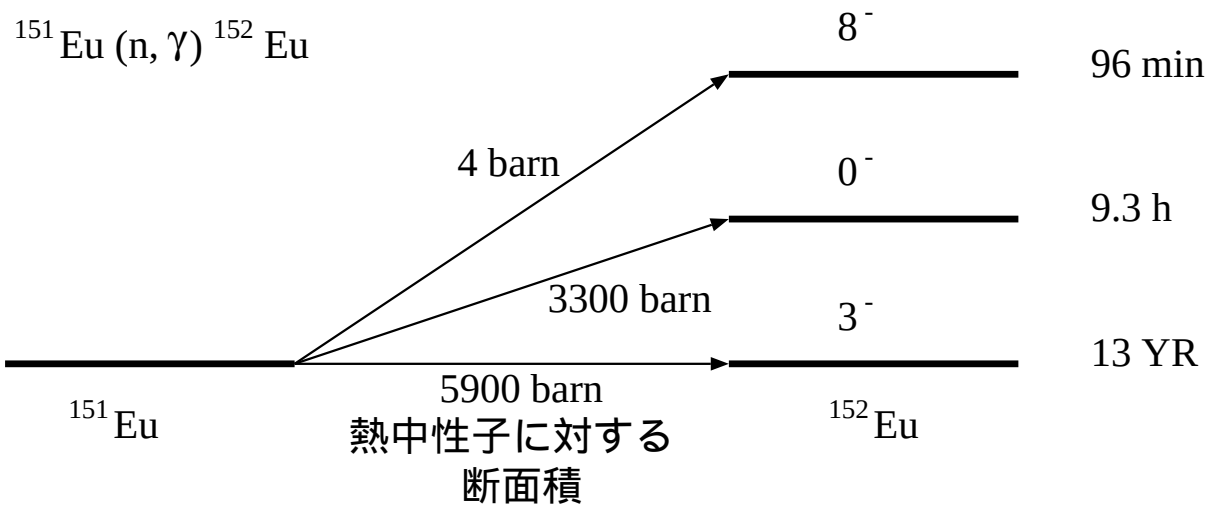


Figure 7.4: ^{151}Eu の散乱断面積

7.2.2 Eu が予定どおり放射化しなかった理由についての考察

熱中性子の Eu_2O_3 での平均自由行程λは、

$$\lambda = \frac{1}{AN_A\sigma_{all}} \tag{7.8}$$

$$= 5.5 \times 10^{-2}\mathrm{cm} \tag{7.9}$$

(σ_{all} ;Eu_2O_3の散乱断面積) となる。

一方、Eu_2O_3は内径 2 mm のポリエチレンの管に押し込められているので、中性子の大部分は source の表面近くで吸収されることになり、Eu_2O_3は、eq.7.7 の見積りほど放射化されないことになる。

source に入射した全ての中性子 (等方的な flux とする) が Eu_2O_3に吸収されると仮定したとき、source の表面での flux は半分になるので、生成された$^{152m}_{63}$Eu 原子数は、

$$M_t = \frac{(flux)}{2} \times (time) \times S\ \frac{r\sigma_{m1}}{\sigma_{all}} \tag{7.10}$$

$$= 1.2 \times 10^{12} \tag{7.11}$$

(r=1.0 ; Eu_2O_3 1 分子あたりに含まれる 63^{152m}E の数、S=0.13 cm^2 ;source の表面積) であり、このときの強度は、

$$I_t = \frac{M_t}{\tau} \tag{7.12}$$

$$= 3.25 \times 10^7 Bq \tag{7.13}$$

$$= 0.88mCi \tag{7.14}$$

となる。この値は測定値とおおむね consistent である。

Chapter 8

おわりに

8.1 謝辞

^{152}Eu の作成を始め、多くのことに御助力頂いた京都大学原子炉実験所応用原子核科学部門核放射線計測分野教授 川瀬 洋一 先生、同助手 谷口 秋洋 先生に感謝致します。

また、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グループ教授 笹尾　登 先生、同助手 野村　正 先生には一年間の手厚い御指導を頂きました。

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助教授 畑 浩之 先生 に御礼申し上げます。

また前年度 P2 メンバーで高エネルギーグループ M1 の 横山 弘和 さん、素粒子論研究室 M1(本年度 P2 TA) の 篠原俊一 さんにお世話になりました。ありがとうございました。

最後になりましたが、自分たちのことよりも我々の実験を再優先に考え、実験器具を惜しみなく提供してくれ、その無限の知恵や体力、時間を割いてくれた同年度の P2_98電子レンジ 班 ?の皆さん、加藤君、木村君、新家君、二元君に感謝致しますぅ？

8.2 感想

- 12 月、1 月の間に頑張って実験した甲斐あって、年度内に結果をまとめることができてよかった。やはり、期限を守るというのは気持ちがいいものです。免許はまだとれてません。
- 宇曽保物語に感動した。それはさておき、私も立派な蟻になりたい。
- 早く終って、よかったよかった。
- 実験については、あまり知識がなくほとんど一から始めたようなものでしたが、おかげで少しは分かるようになったように思います。
- 鉛運び、測定装置の Setup など、いわゆる力仕事をやらせて頂きました。あとは、こちらの実験を手伝って欲しいだけです。(電子レンジ 班より)

Appendix A

順番による補正

次の図を見れば、

$$u : d = \int_0^T \mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau}} dt : \int_T^{2T} \mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau}} dt \tag{A.1}$$

、今 $\mathrm{T} = 5$ [min] ,$\tau = 798$ [min] なので、

$$u : d = 1 : \mathrm{e}^{-\frac{5}{798}} \tag{A.2}$$

$$= 1 : 0.99375 \tag{A.3}$$

これより、 u のデータには 0.99375 を掛けることで補正することにする。

$$u \rightarrow u \times 0.99375$$
$$d \rightarrow d$$

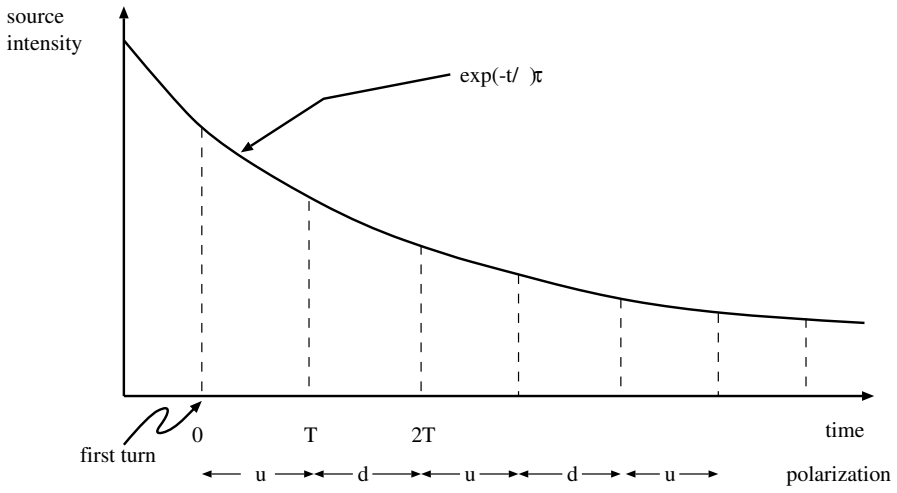


Figure A.1: 補正

Appendix B

Compton 散乱の散乱断面積

我々の実験では、鉄の偏極方向によるγの散乱断面積の違いを利用して、 γの偏極度を求めている。偏極方向によってどれだけの散乱断面積の違いがあるか以下に導く。

961keV 程度のγと物質の相互作用は電子との Compton 散乱が主に効く。

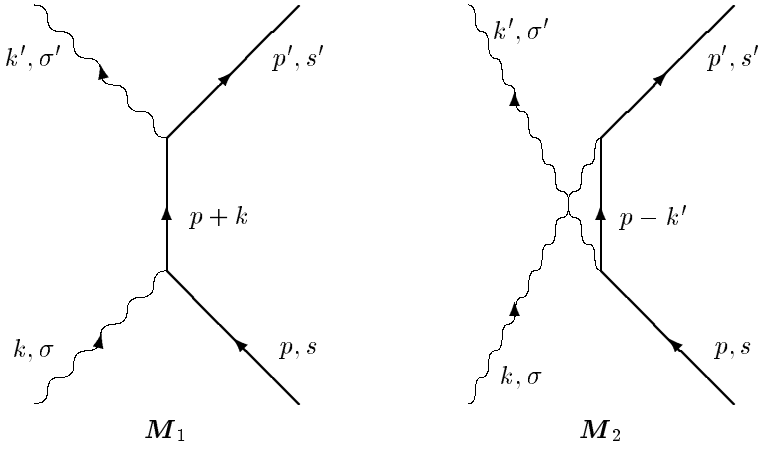


Figure B.1: 最低次の Feynman 図

FigureB.1の最低次のダイアグラムの振幅は、

$$\boldsymbol{M}_1 = \overline{u}(\boldsymbol{p}', s')\varepsilon_\nu^{(\sigma')^*}(\boldsymbol{k}')e\gamma^\nu \frac{1}{m - (\not{p} + \not{k})} e\gamma^\mu \varepsilon_\mu^{(\sigma)}(\boldsymbol{k})u(\boldsymbol{p}, s) \tag{B.1}$$

$$= -\frac{e^2}{2m}\overline{u}(\boldsymbol{p}', s')\frac{\not{\varepsilon}^{(\sigma')^*}(\boldsymbol{k}')\not{k}\not{\varepsilon}^{(\sigma)}(\boldsymbol{k})}{\omega}u(\boldsymbol{p}, s) \qquad \text{(実験室系)} \tag{B.2}$$

$$\boldsymbol{M}_2 = \overline{u}(\boldsymbol{p}', s')\varepsilon_\mu^{(\sigma)}(\boldsymbol{k})e\gamma^\mu \frac{1}{m - (\not{p} - \not{k}')} e\gamma^\nu \varepsilon_\nu^{(\sigma')^*}(\boldsymbol{k}')u(\boldsymbol{p}, s) \tag{B.3}$$

$$= -\frac{e^2}{2m}\overline{u}(\boldsymbol{p}', s')\frac{\not{\varepsilon}^{(\sigma)}(\boldsymbol{k})\not{k}'\not{\varepsilon}^{(\sigma')^*}(\boldsymbol{k}')}{\omega'}u(\boldsymbol{p}, s) \qquad \text{(実験室系)} \tag{B.4}$$

である。不変振幅は、

$$\boldsymbol{M} = \boldsymbol{M}_1 + \boldsymbol{M}_2 \tag{B.5}$$

となる。

不変振幅を用いて、実験室系 (Fig.B.2) で散乱の微分断面積を書くと、

$$d\sigma(\sigma, \sigma', s, s') = \frac{d^3p'd^3k'}{(2\pi)^3 2p'^0 (2\pi)^3 2k'^0} \cdot \frac{|\boldsymbol{M}|^2}{4\sqrt{(p \cdot k)^2}}(2\pi)^4\delta^4(p' + k' - p - k) \tag{B.6}$$

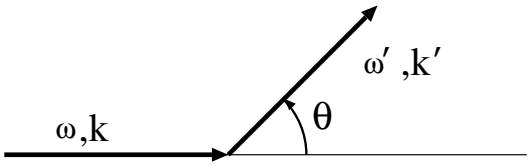


Figure B.2: 散乱角θの定義

$$= \frac{d^3k'}{(2\pi)^2 8m\omega\omega'}\int_{-\infty}^{\infty} d^4p'\delta(p'^2-m^2)\Theta(p'^0)|\boldsymbol{M}|^2\delta^4(p'+k'-p-k) \tag{B.7}$$

$$= \frac{d^3k'}{(2\pi)^2 8m\omega\omega'}\delta((p+k-k')^2-m^2)\Theta(m+\omega-\omega')|\boldsymbol{M}|^2 \tag{B.8}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\sigma,\sigma',s,s') = \int_0^{\infty}\frac{|k'|^2d|k|'}{(2\pi)^2 8m\omega\omega'}\delta((p+k-k')^2-m^2)\Theta(m+\omega-\omega')|\boldsymbol{M}|^2 \tag{B.9}$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^2 8m}\cdot\frac{\omega'^2}{\omega^2}\cdot|\boldsymbol{M}|^2 \tag{B.10}$$

と書ける。いま、始状態の光子、電子の偏極は決まっているが、終状態の偏極については観測しないので、微分断面積を足し合わせる。始状態の光子のヘリシティーが-1のとき、足し合わせた微分断面積は、

$$\frac{d\overline{\sigma}}{d\Omega}(\sigma=-,s=\pm) = \sum_{s'=\pm}\sum_{\sigma'=\pm}\frac{d\sigma}{d\Omega}(\sigma=-,\sigma',s=\pm,s') \tag{B.11}$$

$$= \frac{e^2}{64\pi^2 m}\cdot\{\frac{3m+3\omega-4\omega\cos\theta+(m+\omega)\cos 2\theta}{(m+\omega(1-\cos\theta))^2} \tag{B.12}$$

$$-\frac{mw(1\mp\cos 2\theta)}{(m+\omega(1-\cos\theta))^3}\} \tag{B.13}$$

である。

散乱断面積は、立体角で積分して、

$$\sigma(\sigma=-,s=\pm) = \int\frac{d\overline{\sigma}}{d\Omega}(\sigma=-,s=\pm)d\Omega \tag{B.14}$$

となる。

961keV のγに対する、電子の散乱断面積の Asymmetry は、数値計算によって、

$$\frac{\sigma(\sigma=-,s=+)-\sigma(\sigma=-,s=-)}{\sigma(\sigma=-,s=+)+\sigma(\sigma=-,s=-)} = 0.04807 \tag{B.15}$$

となる。鉄が、100%偏極したとして、鉄中の 26 個の電子の内、偏極に寄与するのは 2 個なので、実効的な Asymmetry は、0.003698 である。

なお、今回の実験では、鉄が 65%しか偏極しなかった為、Asymmetry は、0.002392 になる。

Appendix C

Monte Carlo 法による期待される Asymmetry の導出

我々の実験装置は複雑な形状をしているので、γが鉄中を通った距離や、Resonance Scatter したγが検出器に入る確率などを簡単に計算することができない。その為、Monte Carlo シミュレーションを行なって必要な数値を求めた。

γの Helicity が-1 に 100%偏極しているとする。このとき、我々の実験装置の形状を考慮して、期待される Asymmetry を導出した。測定された Asymmetry をここで得られる値と比較することによって、偏極度が求められる。Fig.C.1の手順に従って計算した。

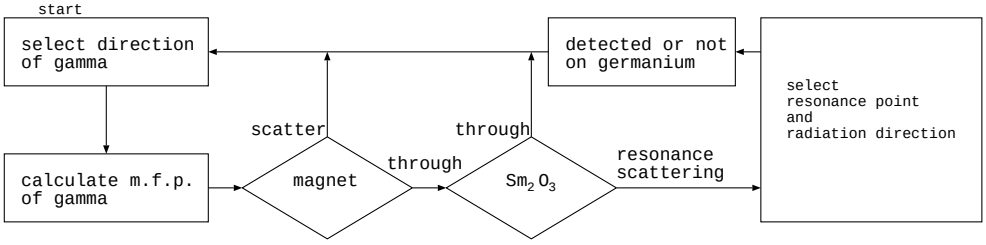


Figure C.1: Monte Carlo のフローチャート

C.1 磁石の m.f.p とγの入射角との関係

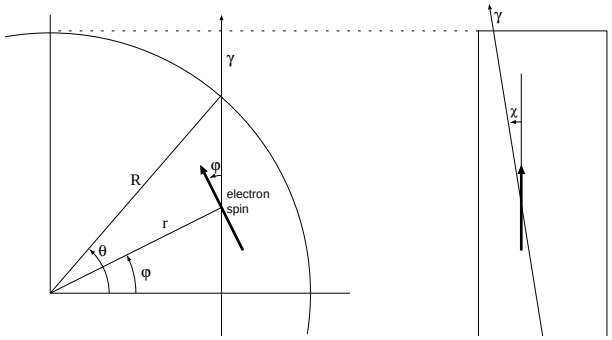


Figure C.2: 磁石中の電子とγの関係

磁石中の電子は Fig.C.2のように偏極をうける。この時、電子スピンの量子化軸をγの運動量方向にと

ると、

$$|\text{電子スピン}\rangle = \sqrt{\frac{1+\cos\chi\cos\varphi}{2}}\,|\uparrow\rangle + \sqrt{\frac{1-\cos\chi\cos\varphi}{2}}\,|\downarrow\rangle \tag{C.1}$$

とあらわされる。

γの経路全体において、γの運動量方向に沿って平行な (up) 電子スピンの量と、反平行な (dn) 電子スピンの量は、Cをある定数として、

$$N_{up} = C\int_{-\theta}^{\theta} d\varphi r\,\frac{1+\cos\chi\cos\varphi}{2} \tag{C.2}$$

$$N_{dn} = C\int_{-\theta}^{\theta} d\varphi r\,\frac{1-\cos\chi\cos\varphi}{2} \tag{C.3}$$

γの運動量方向に対して、電子スピンが完全に平行に偏極している時の m.f.p. を$\lambda_{\uparrow}$、完全に反平行に偏極している時の m.f.p. を$\lambda_{\downarrow}$とすると、いま考察している平行と反平行が $N_{up}:N_{dn}$で混ざっている状態の m.f.p. は、

$$\lambda_{mix} = \frac{\lambda_{\uparrow}\lambda_{\downarrow}(N_{up}+N_{dn})}{\lambda_{\downarrow}N_{up}+\lambda_{\uparrow}N_{dn}} \tag{C.4}$$

このλ_{mix}を用いてγの磁石に対する透過率は、

$$\exp(-\frac{2R\sin\theta}{\lambda_{mix}}) \tag{C.5}$$

なお、$\lambda_{\uparrow}$と$\lambda_{\downarrow}$については、Chapter Bで導かれる。

C.2 Scatterer での Resonance scattering

磁石を通過してきた各々のγは、Scatterer に入射する。このとき、Sm で散乱されることによって、強度が減衰していく。予備実験をした結果、Sm によるγの m.f.p.(λ_{Sm}) は、14cm であった。この減衰の効果も考慮し、一定の確率で、ランダムな方向に Resonance Scatter をおこすとした。

C.3 Germanium での検出

Germanium 結晶に対する 961keV のγの m.f.p. を 4cm とする。Sm で Resonance scatter した各々のγにたいし、その方向ベクトルが Germanium 結晶を横切る長さに対応した確率で検出されるとした。

C.4 結果

$\lambda_{\uparrow} = 2.1100$cm、$\lambda_{\downarrow} = 2.1201$cm, $\lambda_{Sm} = 14.4$cm をもちいて、以下の結果が得られた。

$$Asymmetry = -0.0050 \pm 0.00027 \tag{C.6}$$

Appendix D

γの偏極とν_eの偏極の関係

正確に Sm の速度方向に放出されたγの偏極は、ν_eの偏極と一致する。ところが、速度方向と、ある角度をもって放出されたγの偏極は、ν_eの偏極とは、正確には一致しない。一方、Resonance Scatter のエネルギー差と共鳴幅との関係で、これらの角度をもったγも Resonance Scatter することができ、検出されることになる。この為、測定される Asymmetry は、ν_eの Helicity の Asymmetry よりも、小さいものになる。測定されたγの Asymmetry から、ν_eの Helicity の Asymmetry を求める関係式を以下に導く。

^{152}Eu の質量を M、^{152}Sm*の質量を m^*、^{152}Sm の質量を m とする。

^{152}Eu の静止系に対する、^{152}Sm*の静止系の相対速度をβ_1とし、$\gamma_1 = 1/\sqrt{1-{\beta_1}^2}$とする。特殊相対論の計算によって、Eu+e$\rightarrow$Sm* + ν_eの崩壊を考えると、

$$\beta_1 = \frac{M^2 - m^{*2}}{M^2 + m^{*2}} \tag{D.1}$$

となる。

次に、Sm* $\rightarrow$Sm+γの崩壊を考える。Sm*と Sm のエネルギー準位差を E_0とする。Sm*の静止系におけるγのエネルギー E'_γは、Sm の反跳による効果を考慮すると、

$$E'_\gamma = E_0 - \frac{E_0^2}{2m^*} \tag{D.2}$$

である。

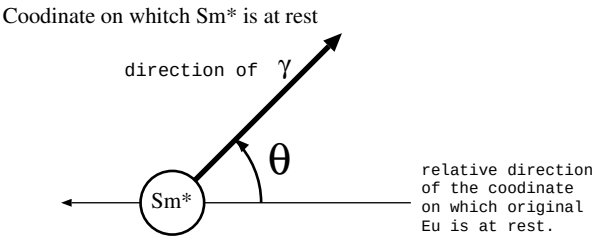


Figure D.1: θの定義

実験室系 (^{152}Eu の静止系) におけるγのエネルギー E_γ と、^{152}Sm*の静止系におけるγの放出角θの関係は、

$$E_\gamma(\theta) = E'_\gamma \gamma_1 (1 + \beta_1 \cos\theta) \tag{D.3}$$

である。

つづいて、Sm+γ $\rightarrow$Sm*の反応を考える。

実験室系に対する、Sm^*の相対速度をβ_2とし、$\gamma_2 = 1/\sqrt{1-\beta_2^2}$とする。運動量の保存から、

$$\beta_2 = \frac{E_\gamma(\theta)}{E_\gamma(\theta) + m} \tag{D.4}$$

である。反応の前後でのエネルギー差をΔEとすると、

$$\Delta E(\theta) = -m^*\gamma_2 + (E_\gamma(\theta) + m) \tag{D.5}$$

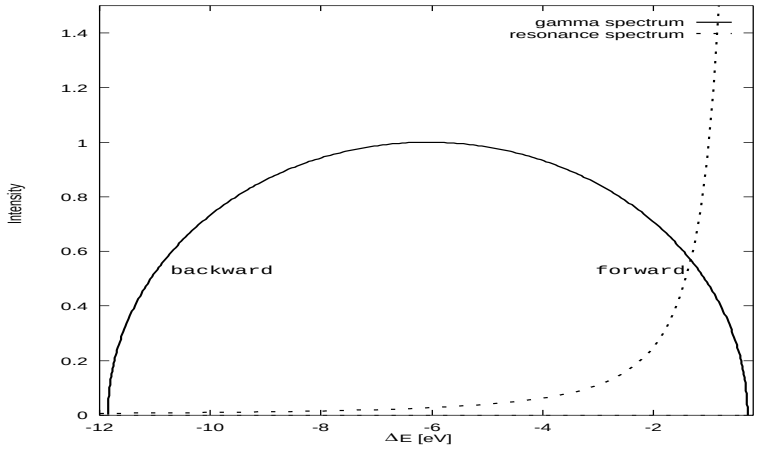


Figure D.2: γのエネルギースペクトルと resonance 吸収スペクトル

$^{152}Sm^*$の励起状態の寿命をτとすると、崩壊幅Γは

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \tag{D.6}$$

である。$^{152}Sm+\gamma \longrightarrow ^{152}Sm^*$反応の断面積の$\gamma$エネルギー E_γ依存性は、吸収幅Γのローレンツ型をしており、

$$\rho(E_\gamma(\theta)) = \frac{\Gamma/(2\pi)}{(\Delta E(\theta))^2 + \Gamma^2/4} \tag{D.7}$$

と書かれる。

θの角度をもって放出されるγは、Helicity $-$と$+$が、$\cos^2(\theta/2) : \sin^2(\theta/2)$ の割合で混ざっている。このことを考慮して、resonance 散乱をおこす Helicity$-$のγと Helicity$+$のγの比 A は、

$$A = \frac{\int d\Omega \cos^2(\theta/2)\rho(E_\gamma(\theta))}{\int d\Omega \sin^2(\theta/2)\rho(E_\gamma(\theta))} \tag{D.8}$$

となる。Eu+e$\rightarrow Sm^* + \nu_e$反応の Q 値を 1874.1keV、E_0を 961keV、τを 3×10^{-14}sec で計算すると、Resonance Scatter するγの Asymmetry は、

$$Asymmetry_\gamma = 0.8549 \tag{D.9}$$

である。

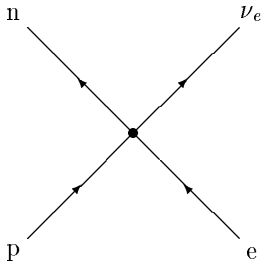
$$\text{Helicity}_{\nu_e} = \frac{1}{0.8549}\text{Helicity}_\gamma \tag{D.10}$$

が、求める関係式である。

Appendix E

V-A カレント

我々は、ν_eの Helicity が-1 に 100%偏極しているという実験結果を得たのであるが、これがどのようにV-A 理論を支持しているかを簡単に述べる。



弱い相互作用をカレント·カレント型とし、弱カレントを$\bar{u}_f \hat{O} u_i$の形とする。このとき、電磁相互作用と同様に、弱い相互作用の振幅は、

$$\boldsymbol{M} = G(\bar{u}_n \hat{O} u_p)(\bar{u}_{\nu_e} \hat{O} u_e) \tag{E.1}$$

と書かれる。

カレントが Lorentz 共変になる$\hat{O}$としては、S,V,T,A,P の 5 つが考えられる。射影演算子を

$$\hat{P}_\pm = \frac{1 \pm \gamma_5}{2} \tag{E.2}$$

とする。ν_eの Helicity が-1 であるという実験結果を取り込むと、左巻きのν_eのみが理論に現れるようにすることを考えて、Spinor は次のように置き換えられる。

$$\bar{u}_{\nu_e} \hat{O} u_e \quad \rightarrow \quad (\overline{\hat{P}_- u_{\nu_e}}) \hat{O} (\hat{P}_- u_e) \tag{E.3}$$

$$= \quad u^\dagger_{\nu_e} \hat{P}^\dagger_- \gamma^0 \hat{O} \hat{P}_- u_e \tag{E.4}$$

$$= \quad \bar{u}_{\nu_e} \hat{P}_+ \hat{O} \hat{P}_- u_e \tag{E.5}$$

$$\hat{O}' = \hat{P}_+ \hat{O} \hat{P}_- \tag{E.6}$$

とすると、$\hat{O}$の各々の形に対して、$\hat{O}'$は次のようになる。

変換性	$\hat{O}$	$\hat{O}'$
Scalar (S)	1	0
Vector (V)	γ^μ	$\frac{1}{2}\gamma^\mu(1-\gamma_5)$
Tensor (T)	$\sigma^{\mu\nu}$	0
Axial vector (A)	$\gamma^\mu\gamma_5$	$-\frac{1}{2}\gamma^\mu(1-\gamma_5)$
Pseudoscalar (P)	γ_5	0

いずれにせよ、V-A 型のカレント、

$$J^\mu = \bar{u}_{\nu_e} \gamma^\mu (1-\gamma_5) u_e \tag{E.7}$$

が弱い相互作用において意味がある。

おまけ

蟻とキリギリス

(この物語はフィクションであり、登場する虫たちは、実在の人物、団体とは一切関係ありません。)

昔あるところに、4 匹の蟻と 4 匹のキリギリスがいました。
年の瀬も詰まったころ、蟻たちは目前に迫った実験のため、日々一生懸命働いていました。一方その頃、キリギリス達は、働く蟻たちを横目にゆっくりと日々を過ごしていました。蟻はキリギリスに尋ねます。
「君達そんなにゆっくりしてていいのかい？」すると、キリギリスたちは口々にこう言います。
「今は、まず君達って感じだから。」
そうこうしている内に年が明けました。年が明けると、蟻たちはますます忙しくなります。
「ああ忙しい！」
蟻達がそう言うと、キリギリス達は、
「どうせ一月いっぱいまでじゃん。」
と言って相変わらずでした。
そうしてついに蟻達の実験本番がやってきました。蟻達は、毎週遠くへ出かけて一生懸命働きます。その時もキリギリスはゆったりと過ごします。たまに帰ってきた蟻がキリギリスに聞きます。
「進んでるの？」
すると、
「君達が終わらないと…。」
とあまり歯切れがよくないままでした。こうしているうちに、蟻達の仕事も終わりが近づいてきました。
そんなある日、蟻達のところにキリギリス達がやってきました。しばらくキリギリス達は蟻たちの様子を見ていましたが、夜になると蟻 T を巻き込んで大騒ぎをはじめます。酒も入って好調な彼らは明け方の五時まで騒いでいました。
次の日、蟻 T を除いた三匹の蟻がおきて帰ろうとすると、部屋の管理人が出てきて、
「昨日はなんてうるさかったの…!!」
と言って、怒り始めます。
何の事かわからない蟻達は黙って聞いています。
「朝の五時までなんて…!!」
「はあ」
「…!!」
「すいません…」
「…!!」
「はい…」
こうして蟻達は長いこと愚痴を聞く羽目になりました。後になって蟻がキリギリスに事情を聞くと、
「もう会わないからいいんだ。」
二月になりました。ついに蟻達は仕事が終わりゆっくりと仕上げをしていました。そこへキリギリス達がやってきて言います。
「ひまそうだね。」
「ひまなら手伝ってよ。」
「ねえ」

こうして頑張った蟻達はゆったりとした気持ちで新しい季節を迎えることができました。

Bibliography

[1] M.Goldhaber,L.Grodzins and A.W.Sunyar, Phys.Rev.109,1015 (1958)

[2] I.Marklund and L.A.Page, Nuclear Physics 9 (1958/59) 88-93

[3] T.D.Lee and C.N.Yang,Phys.Rev.104,254 (1956)

[4] R.P.Feynman and M.Gell-Mann,Phys.Rev.109,193 (1958)

[5] Y.Fukuda et al,Phys.Rev.Lett. 81, 1158(1998)

[6] Georg Trumpy,Nuclear Physics 2 (1956/57) 664-679

[7] R.B.Firestone and V.S.Shirley ed, 『Table of Isotopes eighth edition』(Jhon Wiley & sons Inc. ,1996)

[8] 国立天文台 編, 『理科年表』(丸善, 東京,1993)

[9] W.R.Leo, 『Techniques for nuclear and particle physics experinents』(Springer-Verlag,1987)

[10] F.Halzen and A.D.Martin, 『QUARKS AND LEPTONS』(John Wiley & Sons,Inc ,New York,1984)

[11] Greiner, 『Quantum Electrodynamics』(Springer,1986)

[12] Greiner, 『Gauge Theory of Weak Interactions』(Springer,1986)

[13] 九後汰一郎, 『ゲージ場の量子論』(培風館, 東京,1989)

[14] Jacobs,Joseph ed.Caxton's Fables of Aesop.New York,1889