宮城教育大学大学 教育学部 中等教育教員養成課程 理科教育専攻

卒業論文

宇宙線ミューオンの時間波形を用いたチェレ ンコフ光の角度依存性の研究

安齊 太亮

平成30年2月8日

要旨

ニュートリノ振動の発見は,現在支持されている標準理論の枠組みを 超える発見であり,そのニュートリノの絶対質量を知るための手段として ニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊の探索実験があり,世界中の物 理学者が関心を寄せている。

本研究室では将来的に計画している ZICOS 実験において, 低バック グラウンド環境を実現するためにバックグラウンドによるチェレンコフ放 射の時間波形を観測し, シンチレーション光との弁別を行うことでバック グラウンド事象の除去を行うことを目的としている。

本研究ではミューオンが発生させるチェレンコフ光,シンチレーショ ン光の時間波形を観測し,またシンチレーション光についてその平均波形 (テンプレート)を作成した。先行研究による低エネルギー電子のテンプ レートと比較するとその時間波形の形に差が見られた。これより時間波形 が異なることから電子の走行時間により,シンチレーション光の形が変化 していく可能性が示唆された。

目 次

第1章	序論	4
1.1	宇宙線	4
1.2	ニュートリノ	5
1.3	ニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊	6
	1.3.1 二重ベータ崩壊の研究目的	6
	1.3.2 世界における二重ベータ崩壊探索実験	9
第2章	本研究の目的	11
2.1	ZICOS 実験	11
2.2	バックグラウンドの除去	11
2.3	チェレンコフ放射.....................	12
第3章	実験方法	14
3.1	測定原理とセットアップ	14
3.2	本研究で用いる測定装置................	15
	3.2.1 光電子増倍管	15
	3.2.2 シンチレーション検出器	16
	3.2.3 ADC, FADC および TDC	16
	3.2.4 モジュール	17
3.3	測定を行う際の機器の調整................	18
	3.3.1 光電子増倍管の零点補正	18
	3.3.2 光電子増倍管のゲイン合わせ	18
第4章	ミューオンによるシンチレーション光の測定	21
4.1	FADC の取得データ	21
4.2	シンチレーション光の測定................	22
	4.2.1 シンチレーション事象の選別	22
	4.2.2 時間波形の平均スペクトルの作成	24
第5章	結論	27

第1章 序論

1.1 宇宙線

新星および超新星の爆発によって放出された高速度の陽子と軽い原子 核は,宇宙空間の磁場によって加速され地球大気の上層にまで飛来する。 これを一次宇宙線といいその9割を陽子が占めている。地球の大気上に降 りそそいでいる一次宇宙線中の陽子の数は毎秒約10¹⁸ 個ほどで個々のエ ネルギーは非常に大きい。

この一次宇宙線が空気中の原子と核反応を起こすと,高い励起状態と なり多くの中性子や陽子,アルファ線などが一斉に放出され飛散する。ま た一次宇宙線は空気原子との核反応によってπ中間子を放出する。π中間 子のうち荷中間子は発生後,直ちに成層圏の中で

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu + 33 MeV \ \pi^- \to \mu^- + \bar{\nu_\mu} + 33 MeV$$
 (1.1)

のように荷電ミューオンとニュートリノに変化する。このミューオンと ニュートリノは地上にまで到達する。地上まで到達したミューオンは更に,

$$\mu^{+} \rightarrow e^{+} + \nu_{e} + \bar{\nu_{\mu}} + 105 MeV \quad \mu^{-} \rightarrow e^{+} + \nu_{\mu} + \bar{\nu_{e}} + 105 MeV \quad (1.2)$$

という崩壊をする。

一方,中性中間子は,以下に記すように成層圏で2つの高エネルギーの 光子に変化する。

$$\pi^0 \to 2 \ \gamma + 133 MeV \tag{1.3}$$

これらの光子は相互作用によって,高エネルギーの電子対に変化し,そ の電子対が空気との相互作用で制動X線を放出,または二次電子を放出す る。同様にこのX線が再び電子対を放出する,という過程を何回も繰り返 す。エネルギーが低くなった電子の多くは空気を電離し二次電子を放出し, この過程で発生した運動エネルギーを失った陽電子は電子対消滅を起こし て 0.51MeV の光子に変化する。これらの過程を何度も繰り返すことで成 層圏で発生した1個の中性中間子から,多数の電子と光子が発生して地上 に到達する。この電子と光子の流れを,カスケードシャワーと呼ぶ。



図 1.1: カスケードシャワーの概略図

1.2 ニュートリノ

物質は全て素粒子という最小単位に分類される。我々の身近なもので は電子がその一例である。これらの素粒子はその性質によって分類されて おり,まずそのスピン角運動量がプランク定数の半整数倍になっているも のをフェルミオン,整数倍になっているものをボソンと呼ぶ。フェルミオ ンはさらにその性質によりクォークとレプトンに分けられ,ミューオンや ニュートリノはレプトンに分類される。以下表1.1 に素粒子の一覧を示す。

フェルミオン					ボン	ソン	
ク	オー	・ク	レ	プト	ン	γ	g
u	c	t	ν_e	$ u_{\mu}$	$\nu_{ au}$	W	Z
d	s	b	e	μ	au	H	

表 1.1: 標準模型における素粒子

ニュートリノはその質量の違いにより電子ニュートリノ, ミューニュー トリノ, タウニュートリノという3世代が存在する。世代間は質量のみが 異なり全ての基本相互作用や量子数は等しい。また, ニュートリノは, 電荷 を持たず1/2のスピン角運動量を持ち弱い相互作用でしか反応しない,といった性質が知られている。

ニュートリノは、ベータ崩壊で放出されるエネルギースペクトルが連 続スペクトルになるという 1924 年の J.Chadwick の発見を論理的に説明 するために提唱された粒子である。放射線崩壊には主にアルファ崩壊、ガ ンマ崩壊、ベータ崩壊の3つが存在する。アルファ崩壊はヘリウムの原子 核を、ガンマ線は励起状態にある原子核がエネルギーの低い順位に遷移す るときに光子を放出するものである。これらの2つの放射線は核種によっ てエネルギーが一定の値をとる。一方ベータ崩壊とは、原子核がベータ線 を放出してより安定な原子核となる核変換のことをいう。発見当時はアル ファ線やガンマ線と同様にベータ線の持つエネルギーも核種によって決 まった値を持つと考えられ、ベータ崩壊を以下のように考えていた。

$$n \rightarrow p + e^{-} \tag{1.4}$$

しかし, 先述の通りベータ線のエネルギーが連続スペクトルになるこ とを考えると, この反応式ではエネルギー保存則が成り立たない。そこで 1930 年に W.Pauli はある粒子がベータ崩壊の際にエネルギーを持ち出し ているとし, その粒子をニュートリノッとしてエネルギー保存則を満たし た(1.2)で表される新たな反応式を提唱した。

$$n \rightarrow p + e^- + \nu \tag{1.5}$$

ニュートリノは電荷も持たず,非常に透過性の高い粒子であるためなかな か検出されず, 検出されたのは Pauli の予言から 25 年たった 1955 年で あった。

式(1.5)は現在,相互作用の前後でレプトン数が不変であるというレ プトン数保存則を正しく満たすため,また電子とともに放出されるという 観点から反電子ニュートリノ *v*_e を用いて

$$n \to p + e^- + \bar{\nu_e} \tag{1.6}$$

と表される。ニュートリノと反ニュートリノの違いはスピンの向きの違 いのみである。

1.3 ニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊

1.3.1 二重ベータ崩壊の研究目的

素粒子を記述する理論としては,現在指示されている標準理論では, ニュートリノは質量を持たないものとして記述されている。 しかしニュートリノ振動に関する実験の結果からニュートリノは微少 な質量を持つことが示された。。ニュートリノに質量がない場合は粒子は 光速で運動し、それを追い抜くことはできない。しかしこの実験結果は、 ニュートリノが光速を超えて運動することができないことを示し観測者 の運動によって右巻きニュートリノや左巻き反ニュートリノも観測される はずであることを示している。これは、左巻きニュートリノと、右巻き反 ニュートリノのみが観測されているという実験結果と矛盾しており、この 矛盾を解決するためにはニュートリノがマヨラナ粒子でなければならな い。マヨラナ粒子とは、粒子と反粒子が同一の粒子である。

ニュートリノがマヨラナ粒子であることを確認するための方法として, ニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊の観測があげられる。娘核のエ ネルギー準位が親核のエネルギー順位よりも大きい場合,通常のベータ崩 壊を起こすことはない。しかし,弱い力が同時に二重に作用する場合のみ 同一原子内で2つのベータ崩壊が起こることがある。これを二重ベータ崩 壊という。二重ベータ崩壊はその過程から,通常ベータ崩壊が起こらない 核種についてのみ発生し,またその確率はきわめて小さい。以下表 (1.2) に 現在確認されている二重ベータ崩壊核種について記す。

表 1.2:	二重ベータ	崩壊核種
--------	-------	------

核種	自然存在比(%)	Q-値 (kev)
${\rm ^{48}Ca} \rightarrow {\rm ^{48}Ti}$	0.19	4271
$^{150}\mathrm{Nd} \rightarrow ^{150}\mathrm{Sm}$	5.6	3367
$\rm ^{96}Zr \rightarrow \rm ^{96}Mo$	2.8	3351
$^{100}Mo \rightarrow ^{100}Ru$	9.6	3034
$^{82}\mathrm{Se} \to {}^{82}\mathrm{Kr}$	79.2	2995
$^{116}\mathrm{Cd} \rightarrow ^{116}\mathrm{Sn}$	7.5	2805
$^{130}\mathrm{Te} \rightarrow ^{130}\mathrm{Xe}$	34.5	2529
$^{136}\mathrm{Xe} \rightarrow {}^{136}\mathrm{Ba}$	8.9	2476
${\rm ^{76}Ge} \rightarrow {\rm ^{76}Se}$	7.8	2039
$^{128}\mathrm{Te} \rightarrow {}^{128}\mathrm{Xe}$	31.7	867

二重ベータ崩壊は通常2つの電子と2つの電子ニュートリノを放出する(2νββ)。これは標準理論において許される反応である。しかし,ニュートリノがマヨラナ粒子であった場合,ひとつの中性子から放出される反ニュートリノが別の中性子に吸収され,2つの電子のみが放出される二重ベータ崩壊が許されることとなる。これをニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊(0νββ)という。



図 1.2: 二重ベータ崩壊のモード

0νββにおいてエネルギーを持ち出すニュートリノが存在しないので,放 出される2つの電子のエネルギーの和は親核と娘核の質量差に等しい。こ れより,連続スペクトルとして観測される2νββとは容易に区別すること が可能である。



図 1.3: 二重ベータ崩壊のエネルギー分布

しかし,その発生確率の低さから,未だ観測された証拠は存在しない。また、半減期は最も短い核種でも 10^{19} 年以上であり、非常に長い半減期を 観測しなくてはならない。半減期 $T_{1/2}^{0\nu}$ は自然存在率 a,ターゲット質量 M,観測時間 t,エネルギー分解能 ΔE ,バックグラウンドの事象率 B を 用いて

$$T_{1/2}^{0\nu} \sim a \frac{M \cdot t}{\Delta E \cdot B} \tag{1.7}$$

となることが実験的に予想される。そのため、0νββの観測には存在率

の高い核種を大量に用いること,極低バックグラウンド環境を作ること, 検出器のエネルギー分解能を高めることが要求される。

ニュートリノがマヨラナ粒子であることが確かめられればシーソー機構によってニュートリノが極小の質量を持つことを自然に説明できる。また、シーソー機構ではステライルニュートリノという右巻きの非常に重いニュートリノの存在が予言され、これは暗黒物質の候補にもなり得る。

さらに、 $0\nu\beta\beta$ の半減期 $T^{0\nu}_{1/2}$ の逆数は位相空間体積 $G^{0\nu}$ 、核行列要素 M^0

,電子の質量m_e,ニュートリノの有効質量 < m_v > を用いて

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2 \frac{\langle m_{\nu} \rangle^2}{m_e^2}$$
(1.8)

と表されるので, 0*νββ*の半減期を測定することでニュートリノの絶対 質量を示すことができる。また, 0*νββ*はレプトン数が保存しないことか ら宇宙物質優勢の謎についての解明に繋がる。

1.3.2 世界における二重ベータ崩壊探索実験

ニュートリノレス二重ベータ崩壊の探索は世界中で行われている。以 下に世界で行われている主な二重ベータ崩壊探索実験についてまとめる。

KamLAND-Zen

KamLAND-Zen とは日本の神岡山地にて行われているニュートリノ レス二重ベータ崩壊の探索実験である。3000トン陽子崩壊実験装置を,新 技術の導入によって世界で例のない極低放射能環境空間に改善した。この 環境空間内に 1000トン液体シンチレータ検出器を設置したことでこれま で実現しなかった 100KeV までの超低エネルギー素粒子,ニュートリノ反 応の検出を可能にした。

NEMO

フランスのモダーヌにある LSM(Modane Underground Laboratory) で行われている探索実験である。NEMO実験は 1989 年から始まり NEMO1, NEMO2, NEMO3 を経て,現在は SuperNEMO を計画している。他の探 索実験とは異なり,検出器の周りに崩壊核を含んだ薄い金属膜を設置する という検出器と崩壊核とが独立した手法を取っている。そのため複数の核 種に対して同時に測定を行える。NEMO3 により,崩壊核¹⁰⁰ Moの 0νββ について $T_{1/2}^{0\nu} > 1.1 \times 10^{24}$ 年 (90 %C.L.), $m_{\nu} < 0.33 - 0.62$ eV という結果を得ている。

EXO-200

アメリカ・ニューメキシコの WIPP(Waste Isolation Pilot Plant) に て行われている液体の ¹³⁶Xe を 200 kg 用いた探索実験である。粒子によ りキセノンがイオン化された際に電離した電子を TPC(time projection chamber) により捕らえるとともに、キセノンによるシンチレーション光 を APDs(avalanche Photodiodes) により捉えることで高いエネルギー分 解能を得ている。2014 年には、 $T_{1/2}^{0\nu} > 1.2 \times 10^{24}$ 年 (90% C.L.) という制 限を与えている。

Heidelberg-Moscow

イタリアのグランサッソにある LNGS(Gran Sasso National Laboratory) にて 1990 年から 2003 年まで行われていた実験である。 $0\nu\beta\beta$ 崩壊 核である ⁷⁶Ge を使用した半導体検出器を用いており,低バックグラウンドかつ高いエネルギー分解能を得ている。2004 年には $0\nu\beta\beta$ を発見したと主張し,2006 年に発表した結果では半減期 $T_{1/2}^{0\nu} = 2.23^{+0.44}_{-0.31} \times 10^{24}$ 年を得たとしている。この主張には懐疑的な見方が強く,KK-claim と呼ばれている。KamLAND-Zen と EXO の結果は KK-claim を棄却している。

GERDA

LNGS にて行われている ⁹⁷Ge を用いた探索実験である。同一核種 を使用しており, Heidelberg-Moscow 実験の検証実験として重要である。 2013 年には $T_{1/2}^{0\nu} > 2.1 \times 10^{25}$ 年 (90% C.L.) という結果を得ている。これ は 2004 年の KK-claim を棄却するものである。

SNO+

カナダのサドバリー近くの鉱山地下にて行われる SNO の後継実験で ある。フェーズ1として崩壊核である¹³⁰Te を 800 kg 溶かした液体シン チレータを用いた検出器で探索を 2017 年から行う予定である。実験感度 は 55 - 133 meV で質量逆階層型の領域に達することが期待され,以降さ らに感度を高めていくという。また,液体シンチレータとして新たに直鎖 アルカリベンゼン (LAB)を導入する。

第2章 本研究の目的

2.1 ZICOS 実験

本研究室ではニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊の探索実験 として ZICOS 実験 (Zirconium Complex in Organic Liquid Scintillator for double beta decay experiment) を計画している。1章で述べたとおり, ニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊の探索実験のためには低バック グラウンドかつ検出機器において高いエネルギー分解能が要求される。本 研究ではバックグラウンドの除去についての方法を確立することを目標に ミューオンを用いたチェレンコフ光の観測を行う。

ZICOS 実験においては、二重ベータ崩壊の Q 値が標的原子核の中では 3 番目に高い⁹⁶Zr を1トンを用いることを計画している。検出装置として は、高さ 10m、半径 5m の円筒形の水槽の中に、半径 3.5m の内部検出装置を 用いる。使用する液体シンチレタはテトラキス(アセト酢酸イソプロピル) ジルコニウム (略式:Zr(iprac)4、化学式:Zr(CH3CCOCHCOOCH(CH3)2)4、 分子量:63.87)をアニソールに 10wt. %溶解させ、更に PPO (2,5-Diphenyloxazole) を 10wt. %,POPOP (1,4-Bis(5-phenyl-2-oxazolyl)benzene)を 1wt. %溶 解させた液体シンチレータの開発に成功し、汎用の液体シンチレーターで ある BC505 に対して 49 %の集光量、かつ ⁹⁶Zr の Q 値である 3350KeV に おけるエネルギー分解能を 3.5 %とすることに成功している。

2.2 バックグラウンドの除去

ニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊の探索においては, 低いバッ クグラウンド環境が求められる。⁹⁶Zr の Q 値である 3350KeV 付近に観 測されている事象は, 主に内部バルーンに付着した²⁰⁸Tl のベータ崩壊の 電子と^{208Pb}の基底状態へ遷移する際に放出する複数のガンマ線から構成 されていることが KamLAND-Zen のシミュレーションからわかっている。



図 2.1: シミュレーションにより作成した KamLAND-Zen のエネルギー スペクトル

この内部バルーンに付着した²⁰⁸*Tl*は,崩壊すると放出されるベータ線 により,3.7MeV 付近にピークを持つ。さらに²⁰⁸*Tl*は崩壊後 2.6146MeV のガンマ線を放出する。ZICOS 実験においてはこれらのバックグラウン ドを除去しなければならない。またシンチレーション光は等方的に放出さ れるため,²⁰⁸*Tl*による一連の反応が実際に起こった点の中点における事象 と見なされ,0νββと区別できなくなるという問題が生じる。

そこでバックグラウンドを除去するためにチェレンコフ光の時間波形 を観測する。チェレンコフ光には方向性があり、また電磁相互作用による 発光現象であるため、シンチレーション光よりも短い時間幅で波形の立ち 上がり、立ち下がりが観測される。チェレンコフ光とシンチレーション光 を弁別することで、バックグラウンドにおける一連の反応点を特定するこ とができ、それによってバックグラウンドを取り除くことができる。

当研究室では,低エネルギー電子を用いてシンチレーション光のテン プレートを作成し,シンチレーション光とチェレンコフ光の弁別をするこ とに成功している。本研究の目的としては,低エネルギー電子よりも長い 飛程を持つミューオンを用いた際,その走行距離によってシンチレーショ ンが変化するのかについて,またミューオンが低エネルギー電子に比べ直 進性が強いことを考え,そのチェレンコフ光の角度依存性についてという 点を観測することを目的としている。

2.3 チェレンコフ放射

チェレンコフ放射とは,荷電粒子が光学的に透明な屈折率が1より大き い物質中を通過する際に,媒質中の光速を越えて移動する場合に発光する 現象のことである。その際発せられる光を,1933年に水中に置かれた放射 線物質から青い光が発生することからこの現象を発見した P.Cherenkovの 名を取りチェレンコフ光と呼ぶ。理論的には1937年に I.Tamm と I.Frank によって説明されている。 チェレンコフ放射が発生する原理については, まず荷電粒子が物質中を移動する際に,電磁相互作用によって周辺の原子 が偏極され,その偏極が元に戻る際に微弱な電磁波が発生される。荷電粒 子が物質中の光速を超えて移動する際,発生した電磁波よりも光の発生点 である荷電粒子に追いつくことができず,次々に作られる電磁波はある方 向θに向けて重なり合う (図 2.1 左図)。その結果強められた電磁波とな り,チェレンコフ光として観測される。チェレンコフ光は発光時間が短く 光量も非常に小さい。また,その発生過程から発光に方向性があり,その角 度のことをチェレンコフ角という。その角度は,物質の屈折率と,荷電粒子 の速度と高速の比をβとして

$$\cos\theta_c = \frac{1}{n\beta} \tag{2.1}$$

と表すことができる。この式からもわかるように屈折率,またはβが大き いほどチェレンコフ核は大きくなる。チェレンコフ光波図 (2.1)の右図の ように円錐型に放出され,またチェレンコフ角の違いによって *A*, *B* のよう な広がり方の違いが出ることとなる。



図 2.2: チェレンコフ放射

また,電荷 *ze* の荷電粒子によって,単位長あたりにチェレンコフ放 射で放射される光子の数 *N* は,微細構造定数 α ,チェレンコフ角 θ_c ,チェ レンコフ光の波長 λ を用いて

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \sin^2\theta_c \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{d\lambda}{\lambda^2} = 2\pi\alpha z^2 \sin^2\theta_c (\frac{1}{2} - \frac{1}{\lambda_1})(2.2)$$

と表せる。

第3章 実験方法

3.1 測定原理とセットアップ

ミューオンによる角度依存性の実験を行うために図で示すようなトリ ガロジックを用い実験を行った。



図 3.1: トリガロジックの概略図

トリガに用いるシンチレーションカウンタには, 汎用シンチレータで ある BC-505 をバイアル瓶に 20mL 計り取り使用した。この上下のシンチ レーションカウンタにおける信号をコインシデンスに入れ,2 つの信号が 重なったときのみゲートが作られるようにしてある。このようにすること で, ミューオン以外によるノイズ事象を除去している。

中心には液体シンチレータを中心に180度反対方向になるように2本 の光電子増倍管を取り付けたカウンタを設置する。これは主にチェレンコ フ光を観測するために用いる。これら3つのカウンタを直線状になるよう に配置することで,3つのバイアル瓶をすべて通過するミューオンについて のみ観測を行うことで特定の進路を進むミューオンについてのみの観測を 行うことを目的としている。また上下2つのプラスチックシンチレータに おいては,TDCによってミューオンが通過した際の走行時間を測定することを目的としている。



図 3.2: 測定装置のセットアップ

以降は,上下に取り付けている BC-505 を用いたシンチレーションカウ ンタを上から No.1,No.2,液体シンチレータを中心に 180 度反対方向になる ように 2 本の光電子増倍管を取り付けたカウンタを No.3,No.4, プラスチッ クシンチレータを用いたシンチレーションカウンタを上から No.5,No.6 と する。

3.2 本研究で用いる測定装置

3.2.1 光電子增倍管

光電子増倍管 (Photomultiplier Tube) とは,光子を電子に変換し,電 気信号として出力する検出器のことをいう。光子は入射窓より入射し,光 電面に到達する。その際,光電面では外部光電効果によって電子を放出す る。光電面は陰極となっており,放出された電子は加速され第1ダイノー ドに衝突する。そこで多数の電子が放出され,その電子がさらに加速され 次のダイノードに衝突するという過程を繰り返すことで最終的に 10⁷ 個 程度まで電子は増幅される。この電子を陽極から取り出すことで光子を 電気信号に変換している。したがって入射光子の数と電気信号は比例して いる。

3.2.2 シンチレーション検出器

特定の物質中に荷電粒子,または電離性放射線が入射した際に周辺電 子が励起され,それらが基底状態に戻る際に発生する光のことをシンチレー ション光と呼ぶ。その際発光物質のことをシンチレータと呼ぶ。荷電粒子 の場合は,シン チレータとの電磁相互作用によってシンチレータの束縛粒 子が励起され,ガンマ線の場合には光電効果やコンプトン散乱によって発 生した自由電子がシンチレータの束縛電子との電磁相互作用を行うことで シンチレーション光を発光する。

放射線計測においては,その目的に応じて様々な種類のシンチレータ が用いられている。本実験では,有機シンチレータである液体シンチレー タとプラスチックシンチレータを用いて計測を行う。有機シンチレータに は発光効率の高い芳香族化合物を用いたものが多い。本研究で用いる液 体シンチレータは液体のために衝撃や強い放射線に対して強度があり,プ ラスチックシンチレータは加工や取り扱いが容易である。また,液体であ るので,シンチレータを大量に用意する必要がある実験などに優れており, また放射性試料を直接溶かすことができるため,通常の計測で問題となる 放射線検出装置に至るまでの散乱の愛嬌の少なさや,4π 計測を行うことが できるという利点もある。

一方で,ガンマ線による光電効果の割合は小さく低エネルギーの分析 には不適,放射線量自体や不純物などによってクエンチングが発生すると いった短所もある。

3.2.3 ADC,FADC および TDC

ADC とは Analog to Digital Convertor の略で,アナログ-デジタル 変換回路のことをいう。実験装置から出力されるデータは主にアナログ信 号であるが,そのままではコンピュータで処理することはできない。その ためアナログ信号をデジタル信号に変換するために ADC を用いる。一般 には入力電圧に対し,基準となる電圧と比較してその電圧が高いか低いか をコンパレータで判断しこれを元にアナログ信号をデジタル信号に変換し ている。また FADC とは ADC の一種であり,コンパイラを並列に接続す ることで入力信号を同時に比較することができ,より高い時間分解能を得 ることができる。本研究室の ADC については,ゲートが開いている間の 電荷の積分値をデジタル信号として出力し,その信号に対応するチャンネ ルに測定値が記録される。

また,TDCとは2つの入力信号に対する時間差を測定し,その時間差 に対応するチャンネルに測定値が記録されるというものである。本研究で は2つの入力信号それぞれの入力時間とゲート信号が入力されたときの時 間差を測定し記録されるようにして実験を行った。

3.2.4 モジュール

モジュールとは測定システムを構成している各要素のことをである。原 子核物理学や高エネルギー物理学において用いられる装置は,NIM 規格に 準じている。NIM とは Nuculear Insutrument Module の略で,詳細な仕 様は 1964 年 7 月に初め て刊行された,USAEC レポート ID-20893 に示さ れている。

アッテネータ

入力される信号が大きすぎてオーバーフローしてしまうことを防ぐた めに信号を減衰させる装置である。信号をどの程度減衰させるかについて は、単位に db を用い、以下の式を用いて求めることができる。

$$db = 20\log \frac{V_{in}}{V_{out}} \tag{3.1}$$

ここで Vin は入力信号の電圧, Vont は出力信号の電圧である。

ディバイダ

入力した信号を複数の信号に分配し,別々の装置に出力するための装置 である。1つの信号を分配するため分配するほど信号は小さくなる。

ディスクリミネータ

ある閾値を超えた信号が入力した際,任意の時間幅を持つ矩形波を出 力する装置である。その際の出力矩形波の大きさはNIM 規格によって 0.7v と決められている。スレッショルド以下の信号に対しては矩形波を出力し ないので,ノイズ を除去する目的などで使用される。

コインシデンス

2つの入力信号が時間的に重なった際に,任意の時間幅を持つ矩形波 を出力する装置である。時間的にほぼ同時に起きることが期待される事象 を観測する際,同時にコインシデンスに入射した信号についてのみ矩形波 を出力させること でノイズ事象の除去などに用いる。

ゲートジェネレータ

入力信号に対して,任意の時間幅で信号を出力する装置である。

3.3 測定を行う際の機器の調整

3.3.1 光電子増倍管の零点補正

光電子増倍管のデータはチャンネルで比較するが,その際零点補正(ペ デスタル)を必要とする。ペデスタルとは,イベントが発生していないと きに意図的にゲートを開いた際に測定される数値のことである。各測定 の際に測定し,ガウシアンでフィッティングをかけた後,その平均値をペデ スタルとして用いる。測定されたデータからペデスタル値を引き解析を 行う。

3.3.2 光電子増倍管のゲイン合わせ

光電子増倍管はそのひとつひとつにおいてどの程度電子を増倍できる かが異なる。第1ダイノードに入射するときの光電子の数と陽極から出力 される光電子の数の比をゲインµといい,以下の式で表される。

$$\mu = AV^{kn} \tag{3.2}$$

ここでAは定数でありnはダイノードの数,kは電極の材質や構造によっ て決まる定数であり,通常 0.7 から 0.8 の値をとる。この式からもわかる ように,光電子増倍管のゲインは電圧に依存し電圧を大きくすればゲイン も大きくなることがわかる。

本実験に用いる光電子増倍管において,BC-505 を用いたシンチレー ションカウンタ No.1,NO.2 においてゲイン合わせを行った。

¹³⁷*Cs* を近距離からシンチレータに当て, コンプトンエッジとなるチャンネルが上下で等しくなるようにゲイン合わせを行った。その際 ¹³⁷*Cs* から放出されるガンマ線が光電子増倍管に直接入射しないよう鉛でコリメートする。



図 3.3: ゲインあわせのためのセットアップ

一般ににコンプトン散乱したガンマ線のエネルギーは,

$$E = \frac{E_r}{1 + (1 - \cos\theta)E_r/mc^2}$$
(3.3)

で表される。ここで、 E_r は飛来したガンマ線のエネルギー、 mc^2 は電子の質量エネルギー、 θ は散乱角である。 一方散乱された電子はコンプトン電子と呼ばれ、そのエネルギーが最大となるのは散乱光子が入射した方向 ($\theta = 10$)) に散乱される場合である。シンチレーション検出器などの波高分析器で光子のエネルギースペクトルを見ると、このときのコンプトン電子のエネルギーに対応するスペクトルが観測され、これをコンプトンエッジという。コンプトンエッジのエネルギーは

$$E = E_r - \frac{E_r}{1 + 2E_r/mc^2}$$
(3.4)

と表される。 $mc^2 = 511 KeV, E_r = 662 KeV$ として上の式に代入し、

$$662 - \frac{662}{1 + 1324/511} = 478 KeV \tag{3.5}$$

が¹³⁷Csのコンプトンエッジとなる。コンプトンエッジは検出器のエネ ルギー分解能の影響を受け連続した分布となって観測される。その際プ ラトー値の半分まで落ちるチャンネルがコンプトンエッジであることがわ かっている。

図 (3.4) に測定で得られたエネルギースペクトルを記載する。



図 3.4: ¹³⁷Cs によるエネルギースペクトル

図より,シンチレーションカウンタ No.1 では 1100ch 付近に,シンチレー ションカウンタ NO.2 では 560ch 付近にコンプトンエッジが存在している。 これより,シンチレーションカウンタ No.2 のゲインが 2 倍程度大きくな れば両方の PMT のゲインが等しくなることがわかる。

式より,変更前の電圧をV₁,求める電圧をV₂とすると,

$$2AV_1^{kn} = AV_2^{kn} \tag{3.6}$$

という関係が得られるので, $k = 0.7, n = 12, V_1 = 2000V$ を用いて計算 すると $V_2 = 2172V$ という値を得ることができる。したがってシンチレー ションカウンタの電圧はそれぞれ NO.1=1850V,No.2=2172V として以降 の解析を行う。

第4章 ミューオンによるシンチレー ション光の測定

本章では,液体シンチレータにアニソールに PPO を 1.0022g,POPOP を 9.3mg 波長変換剤として加えたものを用い,そのシンチーレーション光 の時間波形を観測した。チェレンコフ光の発光量はシンチレーション光の 発光量に比べ非常に小さいが,チェレンコフ光による影響を小さくするた めである。アニソールの発光波長は 300nm 付近であるが,光電子増倍管の 吸収効率は長波長の方が高く,波長変換剤である PPO と POPOP を溶解 させることでシンチレーション光の吸収効率を高めている。

4.1 FADCの取得データ

液体シンチレータにおけるシンチレーション光およびチェレンコフ光 の時間波形解析には FADC を用いる。FADC は 2ns ごとに電圧を1 サン プルとして記録する。したがって, サンプル番号を横軸に, 縦軸に FADC で記録された値をとることで,2nsec ごとの時間波形を観測することができ る。波形の入力されるタイミングはその事象によって異なるため, 波形の ピークとなるチャンネルを 30 サンプル目となるようにし, 解析を行った。



図 4.1: FADC 取得データのサンプル

また得られた波形を時間積分した値は FADC で観測された波形のエネ

ルギーに相当する。今回は 27 サンプルから 42 サンプルまでの波形の積分 値を解析に用いる。

4.2 シンチレーション光の測定

4.2.1 シンチレーション事象の選別

まず全てのシンチレータを鉛直直線上に並べ,No.3 と No.4 に対し垂 直方向にミューオンが入射する場合のシンチレーション光の観測を行う。 バイアル瓶を通過した事象に関してはシンチレーション光は等方的に放出 されることを考え,1 事象に付き NO.3 と NO.4 の両方にシンチレーション 光が入射することが期待される。以下にこの測定で得られた No.3,No.4 の 時間波形の積分値についての相関図を記す。



図 4.2: No.3 と No.4 の積分値の相関図

シンチレーション光が等方的に放出されることを考えれば,No.3のみま たはは No.4 のみに信号が入力されない,つまり一方の積分値のみが0にな るということはない。相関図を見ると,積分値が両チャンネルで200より 小さくなる範囲についてみると,一方のカウンタで積分値が0となるイベ ントが観測されている。これについては No.3 および No.4 のライトガイ ドを通過したイベントによるチェレンコフ光である可能性が考えられる。 またこの範囲について両カウンタともに積分値が0でないイベントについ てはが記録されているイベントについて見ると,両 PMT で観測されてい る波形について,ピークが2度観測されているイベントや,波形の形が左 右で異なる事象も含んでしまう。



図 4.3: No.3,No.4 において積分値が0以上 200以下となったイベントの時間波形

したがってシンチレーション光の観測を行うことを目的としている今回 の測定では測定データの質を高めることを目的に両カウンタの積分値が 200以下となるイベントについては解析に用いない。

また,積分値が1000以上となるイベントはFADCの測定値がオーバー フローしてしまっている。オーバーフローとは入力信号が測定機器の検出 できる限界値を超えてしまった際に,測定値にその上限値が記録されてし まっている場合のことをいう。したがって,FADCの測定値がオーバーフ ローしている事象に関しては波形解析には用いない。

これより今回解析に用いる範囲としては,No.3,No.4 の積分値が200 以 上 1000 以下となる 51 イベントについて解析を行う。

4.2.2 時間波形の平均スペクトルの作成

次に前述の範囲の事象について NO.3 および No.4 の分布図を示す。



図 4.4: No.3 と No.4 の積分値

今回,NO.4 における時間波形について平均スペクトルの作成を行う。この積分値の分布図を見ると,積分値が 600ch 付近を中心にして分布して知ることがわかる。そこでそれぞれ積分値が 600 になるチャンネルを基準にし,全ての事象において積分値が 600 となるように各サンプルを調節し,波形の平均を求めた。積分値をそろえるためには,個々の測定サンプルを Vsample,基準となる積分値 Q,各事象における積分値を Qsample とした際,

$$V = V_{sample} \times \frac{Q}{Q_{sample}} \tag{4.1}$$

という計算式で各サンプルに対して補正をかける。その際の各サンプル ごとに波高についてのヒストグラムを作り,それぞれの分布を見ていくと 立ち上がり部分で2つの構造が見られた。



図 4.5: No.4 の各サンプルにおける波高のヒストグラム

そこで2つの構造がよく見られた29サンプル目における波高が72と なるものを基準にそれよりも波高が大きいものと小さいものの立ち上がり の早い成分と遅い成分の2つの成分にわけそれぞれの波形の平均値を求め た。その際,波形に乱れのなかった25から45サンプル目についてのみの 平均をとっている。



図 4.6: No.4 における波形の平均

またこの際の波形の崩壊部 (31 から 41 サンプル) について指数関数で フィッティングし, 波高がネイピア数の逆数にまで減少する崩壊時間をそ れぞれ求めると,No.4 については

 $\tau_{early} = 9.256 ns(4.1)$

$$\tau_{late} = 9.224ns \tag{4.2}$$

と求まった。 低エネルギー電子を用いてテンプレートを作成した際の 崩壊時間は 6nsec 程度であったことを考えると, 崩壊時間に対して 3nsec 程度の差が生じたことになる。

第5章 結論

今回観測されたシンチレーション光とチェレンコフ光の時間波形を見 るとチェレンコフ光はシンチレーション光と比較して非常に早く減衰して おり,波形の形が大きく異なることがわかる。これはチェレンコフ光とシ ンチレーション光の発光機構によるものであり,時間波形によって2つの 波形を弁別することは可能であると考えられる。また低エネルギー電子を 用いた際のテンプレートと比較した際,その崩壊時間は3nsec 程度異なっ ている。これは低エネルギー電子によりテンプレートを作成した際の電子 の飛程は約5mmなのに対して今回用いたミューオンは液面の高さ3.3cm バイアル瓶を通過する事象について観測している。したがってミューオン がバイアル瓶を通過する間にいくつものシンチレーション光を発すること でシンチレーション光が重なり,シンチレーション光の時間波形が変化し たことが考えられる。

参考文献

- [1] 那仁格日楽, ジルコニウムを用いた二重ベータ崩壊実験用液体シン チレータの開発,修士論文,宮城教育大学 (2015)
- [2] キシダ化学株式会社, 製品安全データシート アニソール 整理番号 0511 (2005)
- [3] 東京化成工業株式会社, Anisole, http://www.tcichemicals.com/eshop/ja/jp/commodity/A0492/ (2017/01/04閲覧)
- [4] H.Yoshida, Limit on Mjonara Nutrino Mass with Nutrinoless Doubule Beta Decay from KamLAND-Zen, PhD thesis, 東北大学 (2013)
- [5] 国立天文台 編, 理科年表 平成 26 年 (2013)
- [6] 福田善之, EGS5 シミュレーションコードを用いた²⁰⁸Tl 崩壊事象を 除去する手法の開発, 宮城教育大学紀要,
- [7] 浜松ホトニクス, 光電子増倍管 その基礎と応用 第 3a 版 (2007)
- [8] G.Knoll, 放射線計測ガイドブック 第二版
- [9] 石川寛昭, 最新液体シンチレーション測定法
- [10] 飯田博美,放射線概論
- [11] 飯田博美, 放射線物理学
- [12] 亀井雄斗,FADCを用いた低エネルギー電子により放射されるチェレンコフ光の波形観測,学位論文,宮城教育大学(2017)

謝辞

今回の卒業研究を行うに当たって指導教官である福田善之先生には大変 お世話になりました。ご自身がお忙しい中でも親身にご指導してくださ り,また学業のみならず人間として様々な部分でも非常に多くのことを学 ばせていただきました。何をとっても不足していた私ですが一年間本当に ありがとうございました。この研究室で得た経験をいかし,これからの人 生を進んでいきたいと思います。