指導教員:角野秀一

改良型 UNI 検出器による ポジトロニウム5光子崩壊事象探索実験

学籍番号 17879332

首都大学東京 理工学研究科 物理学専攻 吉川 広陽

平成31年1月10日

論文要旨

ポジトロニウムは電子と陽電子の電磁相互作用による束縛状態である。レプトン系で 1022 keV と低エネ ルギーなことから、強い相互作用や弱い相互作用の影響が少なく、量子電磁力学のみで記述することがで きる。ポジトロニウムにはトータルスピン0の1重項状態と、トータルスピン1の3重項状態があり、そ れらはそれぞれパラポジトロニウム、オルソポジトロニウムと呼ばれる。オルソポジトロニウムは荷電共 役不変性により奇数本のγ線に崩壊する。ポジトロニウムの5光子崩壊過程は高次 QED 現象であり、直 接観測は世界でもまだ実現されていないユニークな実験である。

我々は多光子崩壊検出器 UNI III を用いて 5 光子崩壊事象の検出実験を行っている。UNI III 検出器は 32 面構造体の 30 面にそれぞれ NaI シンチレーターを配置し、構造体中心で生成したポジトロニウムの崩 壊光子を検出する。この検出器は前身である UNI II にポジトロニウム生成量の増加とバックグラウンド事 象低減を目指し、陽電子線源を中心に配置するポジトロニウム生成部の改良、コンプトン散乱遮蔽用鉛シー ルドの延長を行ったものである。これにより UNI II 検出器で大きなバックグラウンド事象となっていた 3 光子崩壊事象由来のイベントを抑制することができ、より効果的な 5 光子崩壊事象の検出が可能になって いる。

UNI III 検出器を用いたデータ取得は、2017 年 1 月より開始され、これまでに陽電子トリガー数にして 8.1×10¹² のイベントを得た。我々は得られたデータに対し、性能評価のための 3 光子崩壊事象の解析と 5 光子崩壊事象の解析の 2 種を行った。解析においては、分解能の向上のために、より精密なエネルギーキャ リブレーションおよび時間情報補正を行った。また、5 光子崩壊事象解析には、3 光子崩壊再構成エネル ギーを利用したバックグラウンド排除のための新たなセレクション手法を用い、検出効率の向上を図った。

その結果、2 つの5 光子崩壊事象候補を検出した。GEANT4 を用いたシミュレーションによる5 光子崩 壊事象検出数の期待値は 0.97 ± 0.06 イベント、バックグラウンド事象の混入数の上限は 0.70 イベントと 見積もられた。これは観測された結果に無矛盾である。

目次

論文要旨

第1章	序論	1
1.1	背景	1
1.2	ポジトロニウムの性質	1
1.3	パラポジトロニウムにおける2光子崩壊率	3
1.4	オルソポジトロニウムにおける3光子崩壊率	4
1.5	ポジトロニウムの多光子崩壊	4
1.6	研究目的	4
第2章	これまでの研究	5
2.1	UNI 実験概要	5
2.2	UNI I 実験	5
	2.2.1 UNI I 検出器	5
	2.2.2 結果	5
2.3	UNI II 実験 1	5
	2.3.1 UNI II 検出器	5
	2.3.2 結果	5
	2.3.3 課題	6
第3章	UNI III 実験 1	9
3.1	実験装置の改良 1	9
	3.1.1 ポジトロニウム生成部の改良による生成量の増加 1	9
	3.1.2 鉛シールドの強化によるバックグラウウンド事象の抑制 2	1
3.2	UNI III 検出器	1
	3.2.1 ポジトロニウム生成部	1
	3.2.2 鉛シールド	2

i

			iii
	3.2.3	シンチレーションカウンター、トリガーカウンター	25
	3.2.4	データ収集システム	26
3.3	実験の	実施	31
第4章	解析		32
4.1	キャリ	ブレーション	32
	4.1.1	時間ゼロの決定	32
	4.1.2	タイムウォーク補正	32
	4.1.3	エネルギーキャリブレーション	34
4.2	3 光子	崩壊事象の解析	35
	4.2.1	3 光子崩壞事象選択手法	37
	4.2.2	結果	39
4.3	5 光子	崩壞事象解析	40
	4.3.1	イベント選択....................................	40
	4.3.2	結果	44
第5章	4.3.2 結果の	結果	44 47
第5章 5.1	4.3.2 結果の シミュ	結果	44 47 47
第5章 5.1	4.3.2 結果の シミュ 5.1.1	 結果	44 47 47 47
第5章 5.1	4.3.2 結果の シミュ 5.1.1 5.1.2	 結果	 44 47 47 47 47 47
第5章 5.1	 4.3.2 結果の シミュ 5.1.1 5.1.2 5.1.3 	 結果	44 47 47 47 47 47 49
第5章 5.1	 4.3.2 結果の シミュ 5.1.1 5.1.2 5.1.3 5.1.4 	 結果	44 47 47 47 47 47 49 49
第5章 5.1 5.2	 4.3.2 結果の シミュ 5.1.1 5.1.2 5.1.3 5.1.4 検出効 	結果	44 47 47 47 47 47 49 49 49
第5章 5.1 5.2	 4.3.2 結果の シミュ 5.1.1 5.1.2 5.1.3 5.1.4 検出効 5.2.1 	 結果	44 47 47 47 47 47 49 49 49 50
第5章 5.1 5.2	 4.3.2 結果の シミュ 5.1.1 5.1.2 5.1.3 5.1.4 検出効 5.2.1 5.2.2 	結果	44 47 47 47 47 47 49 49 49 50 50
第5章 5.1 5.2 5.3	 4.3.2 結果の シミュ 5.1.1 5.1.2 5.1.3 5.1.4 検出効 5.2.1 5.2.2 5.光子 	 結果 株証 レーション手法 陽電子エネルギーシミュレーション 陽電子消滅点分布シミュレーション ポジトロニウムの多光子崩壊シミュレーション マ線シミュレーション オンマ線シミュレーション マキとポジトロニウム生成率 ポジトロニウム生成率 ポジトロニウム生成率 ポジトロニウム生成率 	44 47 47 47 47 49 49 49 49 50 50 50
第5章 5.1 5.2 5.3 5.4	 4.3.2 結果の シミュ 5.1.1 5.1.2 5.1.3 5.1.4 検出効 5.2.1 5.2.2 5.光子 バック 	 結果 休証 レーション手法 陽電子エネルギーシミュレーション 陽電子消滅点分布シミュレーション ポジトロニウムの多光子崩壊シミュレーション オンマ線シミュレーション シンマ線シミュレーション シンマ線シミュレーション ホジトロニウム生成率 ポジトロニウム生成率 ポジトロニウム生成率 ポジトロニウム生成率 ポジトロニウム生成率 ポジトロニウム生成率 ポジトロニウム生成率 ポジトロニウム生成率 ポジトロニウム生成率 	44 47 47 47 47 49 49 49 49 50 50 50 51 52
第5章 5.1 5.2 5.3 5.4	 4.3.2 結果の シミュ 5.1.1 5.1.2 5.1.3 5.1.4 検出効 5.2.1 5.2.2 5 光子 バック 5.4.1 	 結果 休証 レーション手法 陽電子エネルギーシミュレーション 陽電子消滅点分布シミュレーション 陽電子消滅点分布シミュレーション ボジトロニウムの多光子崩壊シミュレーション オンマ線シミュレーション キャンポジトロニウム生成率 3 光子崩壊事象検出効率 ポジトロニウム生成率 ボジトロニウム生成率 オンマション 第次子崩壊事象の検出期待値 グラウンド事象の見積もり 3 光子崩壊事象由来バックグラウンド 	44 47 47 47 47 49 49 49 49 50 50 50 51 52 52
第5章 5.1 5.2 5.3 5.4	 4.3.2 結果の シミュ 5.1.1 5.1.2 5.1.3 5.1.4 検出効 5.2.1 5.2.2 5 光子 バック 5.4.1 5.4.2 	 結果 株証 レーション手法 陽電子エネルギーシミュレーション 陽電子消滅点分布シミュレーション 湯ジトロニウムの多光子崩壊シミュレーション オンマ線シミュレーション ギジトロニウム生成率 3 光子崩壊事象検出効率 崩壊事象の検出期待値 グラウンド事象の見積もり 3 光子崩壊事象由来バックグラウンド 2 つの 3 光子崩壊事象の偶然同時バックグラウンド 	44 47 47 47 49 49 49 49 50 50 50 51 52 52 52
第5章 5.1 5.2 5.3 5.4	 4.3.2 結果の シミュ 5.1.1 5.1.2 5.1.3 5.1.4 検出効 5.2.1 5.2.2 5 光子 バック 5.4.1 5.4.2 5.4.3 	 結果	44 47 47 47 49 49 49 49 49 50 50 50 51 52 52 52 52 52 52

口八		iv
6.1	今後	58
	6.1.1 今後 5 年間で期待される検出数	58
	6.1.2 バックグラウンドシミュレーション数の増加によるバックグラウンド事象混入数	
	の見積もりの改善・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	58
	6.1.3 陽電子トリガー検出効率の改善	59
	6.1.4 4 ヒット事象を利用した 5 光子崩壊事象の機械学習による選択	59
付録 A	解析実行方法	64
A.1	データ所在	64
	A.1.1 リアルデータ (生データ)	64
	A.1.2 シミュレーションデータ	64
	A.1.3 解析 (セレクション) 後データ	65
A.2	キャリブレーション方法	65
A.3	データ解析方法	65
A.4	MC シミュレーション方法	66
A.5	TMVA を用いた多変量解析方法	66
	A.5.1 入力データ生成	66
	A.5.2 MC データ入力による機械学習 (Train) と Test	67

謝辞

図目次

1.1	ポジトロニウム概念図	2
1.2	パラポジトロニウム2光子崩壊過程の最低次のダイアグラム..........	3
1.3	オルソポジトロニウム3光子崩壊過程の最低次のダイアグラム...........	4
2.1	UNI I 検出器	6
2.2	切頂 20 面体 (サッカーボール型)、20 面の六角形と 12 面の五角形からなる	7
2.3	NaI(Tl) 結晶とそのケースのレイアウト	10
2.4	NaI(Tl) + 光電子増倍管ケース	11
2.5	鉛シールドのレイアウト	12
2.6	UNI I 鉛シールド概念図	12
2.7	⁶⁸ Ga の崩壊様式。下向きの矢印はガンマ線を表す。エネルギー単位は keV。	13
2.8	²² Na の崩壊様式	13
2.9	UNI I ポジトロニウム生成部	14
2.10	UNI II 検出器	16
2.11	UNI II 陽電子磁場輸送系	17
2.12	鉛シールド (左:短い鉛シールド (全長 100 mm), 右:長い鉛シールド (全長 316 mm)) .	17
2.13	3 光子崩壞由来 BG	18
3.1	ポジトロニウム生成部	20
3.2	ポジトロニウム生成部支持構造体概念図..............................	20
3.3	作成したシリカエアロゲル(横から)。ポジトロニウム生成に用いる。	22
3.4	球殻内部で赤い糸が交差する様子。	22
3.5	レーザーを糸の交点で交差させた様子。・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	23
3.6	レーザーの交点に合うよう、ポジトロニウム生成部の位置を調整した様子。	23
3.7	取り付けられたエアロゲル(上から)	23
3.8	取り付けられたエアロゲル(横から).................................	24

3.9	ポジトロニウム線源部をアルミナイズドマイラーで巻く	24
3.10	窒素出口用ストロー	24
3.11	ポジトロニウム生成部との接触を防ぐため先端部がけずられているもの	25
3.12	鉛シールド固定方法概念図....................................	26
3.13	固定された鉛シールド(球殻外側).................................	26
3.14	上半球のみ鉛シールドを取り付けた(下から球殻内部を見ている)	27
3.15	最上部以外すべての鉛シールドを取り付けた(最上部から球殻内部を見ている)	27
3.16	UNI III 検出器概観。中央の三角形の部品はトリガー用光電子増倍管支持具......	28
3.17	UNI III 検出器外側、トリガーカウンター部。塩化ビニルパイプに入れた光電子増倍管を、	
	球殻外側の三角形金属部品にボルトで固定している。	29
3.18	トリガー用光電子増倍管周りに施した光遮蔽	29
3.19	トリガーシステムブロック図	30
3.20	シンチレーションカウンターシステムブロック図。...............	30
4 1	出海正用测力瓶之网	22
4.1		აა იი
4.2	1DU 側上ナーダビストクラム例 (取入のビークは即时朋康に田本9 \circ)	33
4.3	人力信号の仮向によるタイミングの94 ι の成志凶。上が、Nai(11) シンテレーターがらの 信号 てポディスクリンテ カーの山土信号	94
4.4		34
4.4	タイムリオーク補正則のエネルキー対時間 ヒストクラム。チャンネル10000。テータは	
		35
4.5	タイムウォーク補止後のエネルギー対時間 ヒストクラム。チャンネル1のもの。テータは	
	3 ヒットトリガーイベント。	35
4.6	各エネルギー領域における時間の一次元ヒストグラム。25 keV ごと。	36
4.7	時間とエネルギーの関係を表すグラフ。フィット関数は式 4.2 および式 4.3。	36
4.8	時間分解能とエネルギーの関係を表すグラフ。フィット関数は式 4.4 および式 4.5。	37
4.9	ペデスタル信号に対応する ADC チャンネルの経時変化	37
4.10	511 keV 信号に対応する ADC チャンネルの経時変化	38
4.11	取得した ADC データにエネルギーキャリブレーションをして得られたエネルギー分布の	
	一例。2018 年 2 月のデータのチャンネル 1 から 8。	38
4.12	3 ヒット以上でトリガー、グッドヒット数が3 であるイベントのエネルギー和分布、運動	
	量和分布、崩壊時間分布、ヒット時間のばらつき分布。	41

vi

4.13	3 ヒット以上でトリガー、3 光子崩壊事象解析における全セレクションを適用した後のイ	
	ベントのエネルギー和分布、運動量和分布、崩壊時間分布、ヒット時間のばらつき分布。	42
4.14	3 ヒット以上でトリガー、グッドヒット数が3 であるイベントの運動量和とエネルギー和	
	の二次元分布。	42
4.15	3 ヒット以上でトリガー、3 光子崩壊事象解析における運動量和とエネルギー和以外のセ	
	レクションを適用した後の運動量和とエネルギー和の二次元分布。	43
4.16	4 ヒット以上でトリガー、グッドヒット数が5 であるイベントのエネルギー和分布、運動	
	量和分布、崩壊時間分布、ヒット時間のばらつき分布。	45
4.17	4 ヒット以上でトリガー、グッドヒット数が5 であるイベントの運動量和とエネルギー和	
	の二次元分布。	45
4.18	4 ヒット以上でトリガー、5 光子崩壊事象解析における運動量和とエネルギー和、および陽	
	電子トリガー数以外のセレクションを適用した後の運動量和とエネルギー和の二次元分布。	46
F 1		10
5.1	²² Na の β^+ 崩壊で発生する陽電子のエネルギースペクトル	48
5.2		48
5.3	陽電子の消滅点分布 (シリカエアロゲル中で停止したもののみ)	49
5.4	Geant4 を用いて再現された UNI III 検出器	50
5.5	イベント選択で排除されない3光子崩壊事象偶然同時バックグラウンド。陽電子トリガー	
	の時間分解能以内に2つの陽電子。	54
5.6	イベント選択で排除されない 3 光子崩壊事象偶然同時バックグラウンド。1 つの陽電子が	
	検出されない場合。	55
5.7	イベント選択で排除されない3光子崩壊事象と2光子崩壊事象の偶然同時バックグラウンド	56
6.1	シミュレーションによる5光子崩壊4ヒット事象の運動量和とエネルギー和	60
6.2	シミュレーションによる5光子崩壊4ヒット事象の再構成エネルギー	60
6.3	一年間で検出が期待される4ヒット事象の再構成エネルギー分布。	61
6.4	5 光子崩壊 4 ヒット事象とバックグラウンド事象における諸変数	62
6.5	5 光子崩壊 4 ヒット事象とバックグラウンド事象における多変量解析出力	63
6.6	観測された4ヒット事象に機械学習結果を適用して得られた値の分布.......	63

表目次

1.1	パラポジトロニウムとオルソポジトロニウムの性質......................	2
2.1	中心から各 NaI の方向	8
2.2	各シンチレーターの性質。Light output は NaI(Tl) のものを 100 とする。	9
2.3	511 keV ガンマ線を各直径の NaI(Tl) 結晶中心に入射した際、フルエナジーデポジットが	
	起きる率。シンチレーターの深さは無限長。	9
2.4	511 keV ガンマ線を各深さの NaI(Tl) 結晶中心に入射した際、フルエナジーデポジットが	
	起きる率。シンチレーター直径は3インチ。	10
2.5	陽電子線源 ²² Na と ⁶⁸ Ge の性質	13
3.1	各 PMT の HV 値。上段は光電子増倍管番号、下段は印加電圧値 (V)。	27
4.1	3 光子崩壊事象セレクションにおける、セレクション通過イベント数と残存率。残存率は	
	全測定イベント (20,744,236 イベント) に対する割合。セレクションの詳細は 4.2.1 を参	
	照。	40
4.2	5 光子崩壊事象セレクションにおける、セレクション通過イベント数と残存率。残存率は	
	全測定イベント (1.6 × 10 ⁸ イベント) に対する割合。セレクションの詳細は 4.3.1 を参照。	44
4.3	5 光子崩壊事象解析における全セレクションを適用した後に残った 2 イベントの詳細。	44
5.1	シミュレーションで生成された 3 光子崩壊事象が、3 光子崩壊事象選択を通過するイベン	
	ト数と残存率。残存率は全測定イベント (663,301,391 イベント) に対する割合。セレク	
	ションの詳細は 4.2.1 を参照。	51
5.2	シミュレーションで生成された 5 光子崩壊事象が、5 光子崩壊事象選択を通過するイベン	
	ト数と残存率。残存率は全測定イベント(1.5×10 ⁸ イベント)に対する割合。セレクショ	
	ンの詳細は 4.3.1 を参照。	52

viii

5.3	シミュレーションで生成された 3 光子崩壊事象が、5 光子崩壊事象選択を通過するイベン	
	ト数と残存率。残存率は全測定イベント(7.6 × 10 ¹¹ イベント)に対する割合。セレク	
	ションの詳細は 4.3.1 を参照。	53
5.4	シミュレーションで生成された 2 つの 3 光子崩壊事象が、5 光子崩壊事象選択を通過する	
	イベント数と残存率。残存率は全測定イベント(9.8 × 10 ⁸ イベント) に対する割合。セ	
	レクションの詳細は 4.3.1 を参照。	54
5.5	5 光子崩壊事象観測結果と期待値および主なバックグラウンド事象の混入数の見積もり	
	(実験結果以外は全てシミュレーションによる)	56
5.6	5 光子崩壊事象およびバックグラウンド事象の各検出数における確率	57

第1章

序論

1.1 背景

陽電子の存在は、1930年に Dirac の空孔理論により予言された [1] が、その翌年に Weyl が、Dirac の空 孔は逆の電荷をもつ以外、電子と同じ性質を持つことを示した [2]。1933年には、Anderson によって陽電 子が実験的に観測された [3]。その後、Mohorovicic が電子と陽電子の束縛状態の存在を示唆し [4]、Ruark がそれをポジトロニウムと名づけた [5]。1951年には Shearer と Deutsch が初めてガス中でポジトロニウ ムを生成することに成功した [6]。1987年、Ann Arbor のグループがオルソポジトロニウムと呼ばれるス ピン三重項状態の寿命を精密に測定したが、その結果は当時の理論値より短く、その相違は 6.2σであった [7]。そのことから、1990年代、オルソポジトロニウムの寿命測定は盛んに行われた。2008年、東大グルー プによってポジトロニウムの熱化過程を考慮した寿命測定がなされ、理論値と相違ない寿命が測定されて いる [8]。本研究はその 1990年代の寿命測定に起因したものである。ポジトロニウムの稀崩壊事象である 5 光子崩壊事象は高次 QED 事象であり、その観測で純粋な高次 QED のみを検証可能である。5 光子崩壊 事象は 1996年に本研究の前身である UNI I 検出器を用いた実験で1イベントが観測され [16]、2002年に Vetter らによって2イベントが観測された [17]。しかし、統計量が少なく明確な議論はいまだなされてい ない。本研究は、そのポジトロニウム 5 光子崩壊事象の検出を目指すものである。

1.2 ポジトロニウムの性質

ポジトロニウムは電子と陽電子の電磁相互作用による束縛状態である。イオン化ポテンシャルは 6.8 eV、 ボーア半径は 106 pm であり、換算質量とイオン化ポテンシャルは水素原子のそれの半分である。ポジト ロニウムはレプトン系であり質量 1022 keV と極めて軽いことから、強い相互作用や弱い相互作用の影響が 少なく、量子電磁力学のみで記述できる。基底状態におけるポジトロニウムの状態はトータルスピン s に



図 1.1 ポジトロニウム概念図

よって以下のように分類される。

$$\psi_T(m=1) = \uparrow \uparrow \uparrow, \quad \psi_T(m=-1) = \downarrow \downarrow \downarrow$$
 (1.1)

$$\psi_T(m=0) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\uparrow \Downarrow + \uparrow \downarrow) \tag{1.2}$$

$$\psi_S(m=0) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\uparrow \Downarrow - \uparrow \downarrow) \tag{1.3}$$

ここで、↑、↑ はそれぞれ電子と陽電子のスピンを表し、*m* はスピンの量子化軸への射影成分を表す。トー タルスピン *s* = 1 の三重項状態はオルソポジトロニウム (*o-Ps*) と呼ばれ、*s* = 0 の一重項状態はパラポジ トロニウム (*p-Ps*) と呼ばれる。QED 計算による真空中でのオルソポジトロニウムの寿命は 142.005 ns、 パラポジトロニウムの寿命は 125.164 ps であり [18]、真空中ではオルソポジトロニウムの寿命はパラポジ トロニウムの寿命より 1000 倍程度長い。また、ポジトロニウムは固有値 (*-*1)^{*l+s*} の荷電共役変換 *C* の固 有状態である。

$$\hat{C}\psi(n,l,s) = (-1)^{l+s}\psi(n,l,s)$$
(1.4)

ここで、*n、l、s*はそれぞれ主量子数、相対軌道角運動量、トータルスピンである。N個の光子は (-1)^Nの 荷電共役変換の固有状態であるため、荷電共役変換の保存によりパラポジトロニウムは偶数本、オルソポ ジトロニウムは奇数本の γ線に崩壊する (ただし運動量保存により1本の γ線への崩壊は禁止される)。表 1.1 にパラポジトロニウムとオルソポジトロニウムの性質を示す。

	パラポジトロニウム	オルソポジトロニウム
スピン	0(1 重項)	1 (3 重項)
崩壊光子数	偶数個	奇数個(1 個は禁止)
寿命	125.164 ps	142.005 ns

表 1.1 パラポジトロニウムとオルソポジトロニウムの性質

次にオルソポジトロニウムの物質との主な相互作用について述べる。オルソポジトロニウムは下記の物 質効果により、物質中で真空中より短い寿命で消滅する。

ピックオフ消滅:ポジトロニウムが周りの原子と衝突する際、原子中の電子と対消滅を起こすことがある。 この確率は物質中の自由空間の体積が小さいほど増大する。 スピン交換:ポジトロニウム中の電子が周囲の分子の持つ不対電子と電子のスピンを交換する。この反応 により、オルソポジトロニウムは、より寿命の短いパラポジトロニウムになり崩壊する。大気中では酸素 が不対電子を持つため、大気中の実験では QED 計算より短い寿命が得られる。

1.3 パラポジトロニウムにおける2光子崩壊率

*p-Ps*の2光子崩壊の輻射補正を含まない最低次の崩壊率は、Pirenne[9]によって以下のように計算された。

$$\lambda_0(p \cdot Ps \to 2\gamma) = 4\rho\sigma(2\gamma)v \sim 8 \times 10^9 \ sec^{-1} \tag{1.5}$$

この式でρはポジトロニウムにおける電子密度を表し、

$$\rho = \frac{1}{\pi} \left(\frac{\alpha m_0 c}{2n\hbar} \right)^3 \tag{1.6}$$

である。これは崩壊率に対して α^3 の寄与をする。また、 $\sigma(2\gamma)$ は静止状態の電子とエネルギー E を持った陽電子における 2 光子崩壊の Dirac 平面波断面積であり、

$$\sigma(2\gamma) = \pi r_0^2 \frac{1}{\gamma + 1} \left[\frac{\gamma^2 + 4\gamma + 1}{\gamma^2 - 1} \ln\left(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}\right) - \frac{\gamma + 3}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \right]$$
(1.7)

となる [10]。ここで $r_0 = e^2/4\pi\epsilon_0 m_0 c^2$ は古典的電子半径で、 $\gamma = E/m_0 c^2$ である。非相対論的極限 $\gamma \to 1$ では、この断面積は

$$\sigma(2\gamma) = \pi r_0^2 \frac{c}{v} \tag{1.8}$$

となり、v は電子と陽電子の相対速度である。これらより $\lambda_0(p-Ps \rightarrow 2\gamma)$ は

$$\lambda_0(p - Ps \to 2\gamma) = \frac{\alpha^5}{2} \left(\frac{m_0 c^2}{\hbar}\right) = 8032.5 \ \mu s^{-1} \tag{1.9}$$

と書き直せる。この計算を示すファインマンダイアグラムを図 1.2 に示す。また、1957 年には Harris と Brown[11] が *p-Ps* の崩壊率に対する *α* 次の輻射補正を計算し

$$\lambda(p - Ps \to 2\gamma) = 7989.5 \ \mu s^{-1} \tag{1.10}$$

と求められた [12]。その後、この崩壊率は実験によって 7990.9 ± 1.7 μs^{-1} と測定されている [13]。



図 1.2 パラポジトロニウム 2 光子崩壊過程の最低次のダイアグラム

1.4 オルソポジトロニウムにおける3光子崩壊率

1949 年、Ore と Powell[14] は *o-Ps* の 3 光子崩壊過程 (図 1.3) の輻射補正を含まない崩壊率を計算した。 最低次の崩壊率 λ_0 は

$$\lambda_0(o-Ps \to 3\gamma) = \frac{2}{9\pi} \alpha^6 \frac{m_0 c^2}{\hbar} \left(\pi^2 - 9\right) = 7.21117 \ \mu s^{-1} \tag{1.11}$$

である。



図 1.3 オルソポジトロニウム 3 光子崩壊過程の最低次のダイアグラム

1.5 ポジトロニウムの多光子崩壊

1.2 節で示したように、パラポジトロニウムは偶数本、オルソポジトロニウムは奇数本の γ 線に崩壊する。最低次 $O(\alpha^3)$ のオルソポジトロニウムの 3 光子崩壊率の QED 計算値は式 1.11 の通りである。崩壊率に関して、それぞれの崩壊点は α の 1 乗の寄与をし、5 光子崩壊事象は $O(\alpha^5)$ 過程である。また終状態の光子の数が増えるにつれ位相空間は小さくなるので、多光子崩壊は次の関係によって抑制される。

$$\frac{\lambda(Ps \to (n+2)\gamma)}{\lambda(Ps \to n\gamma)} \sim 10^{-6} \tag{1.12}$$

ここで $\lambda(Ps \rightarrow n\gamma)$ はn本の γ 線に崩壊する崩壊率である。特に最低次の4光子崩壊と2光子崩壊の分岐 比、最低次の5光子崩壊と3光子崩壊の分岐比それぞれ

$$\frac{\lambda_{4\gamma}}{\lambda_{2\gamma}} = (1.4796 \pm 0.0006) \times 10^{-6} \quad [15]$$
(1.13)

$$\frac{\lambda_{5\gamma}}{\lambda_{3\gamma}} = (0.9591 \pm 0.0008) \times 10^{-6} \quad [16]$$
(1.14)

と理論的に予想される。

1.6 研究目的

式 1.14 にあるように、オルソポジトロニウムの 5 光子崩壊事象は、非常に稀な現象であり多くのバッ クグラウンド事象を持つ。また、この崩壊過程は *O*(α^5) 過程といった高次 QED 現象である。我々の研究 の目的は、改良型検出器 UNI III を用いてこのオルソポジトロニウムの 5 光子崩壊事象を観測することで ある。

第2章

これまでの研究

2.1 UNI 実験概要

UNI 実験では、ポジトロニウムの崩壊事象を測定することにより、高次 QED 過程の検証を行うことを 目指している。5 光子崩壊事象は $O(\alpha^5)$ 過程である。3 光子崩壊事象と 5 光子崩壊事象の比をとることに より高次 QED 過程の直接検証が可能である (式 2.1)。

$$\frac{\lambda(o-Ps \to 5\gamma)}{\lambda(o-Ps \to 3\gamma)} = \frac{N_{5\gamma} \times \frac{1}{\epsilon_{5\gamma}}}{N_{3\gamma} \times \frac{1}{\epsilon_{3\gamma}}}$$
(2.1)

ここで $N_5\gamma$ 、 $N_{3\gamma}$ はそれぞれ 5 光子崩壊事象検出数、3 光子崩壊事象検出数である。 $\epsilon_5\gamma$ 、 $\epsilon_{3\gamma}$ はそれぞ れ 5 光子崩壊事象検出効率、3 光子崩壊事象検出効率であり後述のシミュレーションによって求められる。 QED 理論によるポジトロニウムの崩壊分岐比の理論値は式 1.13、式 1.14 に示した通りである。UNI 実験 では 1990 年に世界で初めて 4 光子崩壊事象の分岐比を

$$\frac{\lambda_{4\gamma}}{\lambda_{2\gamma}} = [1.30 \pm 0.26(stat.) \pm 0.16(syst.)] \times 10^{-6}$$
(2.2)

と求めた [15]。これは QED 理論値 (式 1.13) と一致している。また 1994 年にも測定を行い、

$$\frac{\lambda_{4\gamma}}{\lambda_{2\gamma}} = [1.19 \pm 0.14(stat.) \pm 0.22(syst.)] \times 10^{-6}$$
(2.3)

を得た [19]。その後、5 光子崩壊事象をより効率的に検出するためにアップグレードを繰り返し、各検出器 を UNI I、UNI II、UNI III と呼んでいる。それぞれの検出器の詳細と測定結果を以下に示す。

2.2 UNII 実験

2.2.1 UNI I 検出器

ここでは UNI I 検出器の概要を述べる。UNI I 検出器を用いた研究は 1989 年より行われている。なお、 UNI I 検出器の多面体構造およびガンマ線検出器は後述の UNI II、UNI III 検出器でも共通して使用され る。図 2.1 に UNI I 検出器の外観写真を示す。



図 2.1 UNI I 検出器

多光子検出器

UNI I 検出器はポジトロニウムの 4 光子崩壊、5 光子崩壊といった稀崩壊事象の検出を目的に建設され た多光子検出器である。ガンマ線検出器を多数配置することで、様々な運動量分布のイベントを検出する ことができ、運動学的なスタディが可能となる。ガンマ線検出器の配置について、いくつかの多面体上へ の配置が検討されたが切頂 20 面体上への配置が選ばれた [16]。切頂 20 面体は正 20 面体の頂点を切った、 サッカーボール型の多面体である。この多面体は 20 面の正六角形と 12 面の正五角形から成る 32 面体で ある。図 2.2 に、この多面体の例を示す。切頂 20 面体には、16 組の向き合う面と、多面体中心を含む同一 平面上の面が 51 組存在する。向き合う面を多く持っていることで 2 光子崩壊事象の排除を効果的に行う ことができ、これがこの多面体が選ばれた主な理由である。五角形面は六角形面よりも中心からやや離れ ているが、ガンマ線検出器は中心から同じ距離になるように配置される。内部には鉛シールドを取り付け、 多面体中心からガンマ線検出器までの距離は 262 mm とした。3 インチガンマ線検出器一本の立体角 Ω は $0.52\%(\times 4\pi)$ であり、32 本のガンマ線検出器の総立体角 Ω_T は $16.6\%(\times 4\pi)$ となる。4 本 (5 本)のガン マ線がそれぞれ異なるシンチレーターで検出される幾何学的アクセプタンス $A_4(A_5)$ は

$$A_4 = 6.3 \times 10^{-4} \tag{2.4}$$

$$A_5 = 9.1 \times 10^{-5} \tag{2.5}$$

と計算される。以上の考察をもとに UNI I 検出器は建設され、32 個の NaI(Tl) シンチレーターが多面体中 心を向いて各面の中央に配置されている。NaI(Tl) シンチレーターの後方には光電子増倍管がある。表 2.1 に各シンチレーターの中心からの方向を示す。この検出器には、16 組の向き合う NaI(Tl) シンチレーター と、それぞれ 8 つの NaI(Tl) シンチレーターから成る多面体中心を含む平面が 15 組ある。



図 2.2 切頂 20 面体 (サッカーボール型)、20 面の六角形と 12 面の五角形からなる

ガンマ線検出器 (シンチレーションカウンター)

本実験で用いるガンマ線検出器は、シンチレーターと光電子増倍管という二つのパーツで構成される。シ ンチレーターには、光出力 (すなわち光子数)の大きさという観点、使用する光電子増倍管の感度と出力光 子波長との適合から NaI(Tl)結晶を使用する。表 2.2 に主なシンチレーターの性質を挙げる。NaI(Tl)は これらの中で最も大きな光出力を持っている。シンチレーター径は、511 keV ガンマ線を入射する EGS4 シミュレーションより検討された。シミュレーションではガンマ線がシンチレーターで全エネルギーを落 とす割合、またはガンマ線が側方へリークする割合、前方へ反射する割合が測定された。その結果を表 2.3 に示す。この結果から 511 keV ガンマ線において約 85% のガンマ線が全エネルギーを落とすこと、および 光電子増倍管サイズとの適合から直径 3 インチと決められた [16]。シンチレーターの深さについても、直 径 3 インチ NaI(Tl) シンチレーターの中央へ 511 keV ガンマ線を入射するシミュレーションによって決

	Unit vector of NaI scintillator		
No. of NaI	x-component	y-component	z-component
1	0.000000	0.000000	1.000000
2	0.607062	0.000000	0.794654
3	0.187593	0.577350	0.794654
4	-0.491123	0.356822	0.794654
5	-0.491123	-0.356822	0.794654
6	0.187593	-0.577350	0.794654
7	0.658137	0.478165	0.447213
8	-0.251386	0.773687	0.447213
9	-0.813503	0.000000	0.447213
10	-0.251386	-0.773687	0.447213
11	0.658137	-0.478165	0.447213
12	0.982247	0.000000	0.187592
13	0.303531	0.934172	0.187592
14	-0.794654	0.577350	0.187592
15	-0.794654	-0.577350	0.187592
16	0.303531	-0.934172	0.187592
17	0.000000	0.000000	-1.000000
18	-0.607062	0.000000	-0.794654
19	-0.187593	-0.577350	-0.794654
20	0.491123	-0.356822	-0.794654
21	0.491123	0.356822	-0.794654
22	-0.187593	0.577350	-0.794654
23	-0.658137	-0.478165	-0.447213
24	0.251386	-0.773687	-0.447213
25	0.813503	0.000000	-0.447213
26	0.251386	0.773687	-0.447213
27	-0.658137	0.478165	-0.447213
28	-0.982247	0.000000	-0.187592
29	-0.303531	-0.934172	-0.187592
30	0.794654	-0.577350	-0.187592
31	0.794654	0.577350	-0.187592
32	-0.303531	0.934172	-0.187592

表 2.1 中心から各 NaI の方向

定された。その結果を表 2.4 に示す。これより、直径 3 インチ、深さ 4 インチの NaI(Tl) 結晶で 511 keV ガンマ線の 80% が全エネルギーを落とすと見積もられた [16]。我々の研究で検出したいガンマ線のエネル ギーは 100 - 511 keV 程度であることを考慮し、このサイズのシンチレーターが採用された。図 2.3 に示 すように、NaI(Tl) 結晶は反射材に覆われてアルミニウムケースに入れられる。本実験では低エネルギーの ガンマ線を検出する必要があるため、この反射材の物質量はできるだけ抑えることが望まれる。前面の入 射窓には高純度のアルミニウム (密度 2.69 g/cm³) が使用され、前面の反射材には厚さ 0.22 mm、密度 0.432 g/cm³ の紙が使われている。シンチレーター側面の反射材には MgO パウダーを用いる。NaI(Tl) 結晶の後方には、光電子増倍管 (PMT: HAMAMATSU R1911) がオプティカルグリースを用いてマウ ントされている。この光電子増倍管の感度波長領域は 300 nm~650 nm であり、420 nm で最も感度が高 い。本実験では、これらの NaI(Tl) シンチレーターと光電子増倍管を鉄シールドケースに入れ、多面体構 造体へ取り付けている。ケースに入れられた NaI(Tl) シンチレーターおよび光電子増倍管の写真を図 2.4 に示す。

Constal	Dongitar(m/om3)	Light output	Decour constant(mg)	Wave length of
Crystar	Density(g/cm [*])	Light output	Decay constant(ns)	maximum emission(nm)
NaI(Tl)	3.67	100	230	415
$\operatorname{CsI}(\operatorname{Tl})$	4.51	40	1050	550
BGO	7.13	7-10	300	480
BaF_2	4.90	5	0.6,620	220

表 2.2 各シンチレーターの性質。Light output は NaI(Tl) のものを 100 とする。

表 2.3 511 keV ガンマ線を各直径の NaI(Tl) 結晶中心に入射した際、フルエナジーデポジットが起き る率。シンチレーターの深さは無限長。

		Ratio of	
NaI(Tl) 結晶直径 (inch)	Full energy deposit	Side leak	Forward reflection
1.0	0.5556	0.4133	0.0313
2.0	0.7532	0.2082	0.0386
3.0	0.8537	0.1082	0.0383
5.0	0.9314	0.0302	0.0384
10.0	0.9600	0.0009	0.0391

鉛シールド

バックグラウンドの抑制のために図 2.5 に示すような鉛シールドをシンチレーターに取り付けている。 これにより、入射したガンマ線が NaI(Tl) 中でコンプトン散乱し他の NaI(Tl) に入射することを防ぐこと ができる。例えば 3 光子崩壊事象において、コンプトン散乱による光子が別の NaI(Tl) 結晶に入射するこ とが二度あれば、5 つの光子として観測され、これは 5 光子崩壊事象の大きなバックグラウウンド事象とな

	Ratio of				
NaI(Tl) 結晶深さ (inch)	Full energy deposit	Forward reflection	Backward leak	Side leak	
1.0	0.3421	0.0404	0.6045	0.0130	
2.0	0.5982	0.0425	0.3130	0.0463	
3.0	0.7285	0.0421	0.1553	0.0741	
4.0	0.7949	0.0413	0.0724	0.0914	
5.0	0.8201	0.0434	0.0327	0.1038	
7.0	0.8466	0.0414	0.0063	0.1057	
10.0	0.8540	0.0381	0.0003	0.1076	
20.0	0.8537	0.0383	0.0000	0.1080	

表 2.4 511 keV ガンマ線を各深さの NaI(Tl) 結晶中心に入射した際、フルエナジーデポジットが起き る率。シンチレーター直径は 3 インチ。



図 2.3 NaI(Tl) 結晶とそのケースのレイアウト



図 2.4 NaI(Tl) + 光電子増倍管ケース

る。鉛シールドはこのようなバックグラウウンド事象を抑制する。図 2.6 に鉛シールドを取り付けた UNI Iの断面の概念図を示す。

陽電子線源

本実験では、放射線源が放出する陽電子を用いてポジトロニウムを生成する。代表的な陽電子線源とし て ²²Na と ⁶⁸Ge がある。表 2.5 にそれらの性質を示す。またこれら二つの線源の崩壊様式を図 2.7、2.8 に それぞれ示す。²²Na は半減期 2.6 年で ²²Ne に β^+ 崩壊し、最大エネルギー 545 keV の陽電子を放出する。 その際に ²²Ne は 1275 keV の遷移ガンマ線を放出する。⁶⁸Ge は電子捕獲を介して ⁶⁸Ga に崩壊する。半 減期は 288 日である。⁶⁸Ga の 89% は β^+ 崩壊をし ⁶⁸Zn の基底状態へ崩壊する。また、1.3% は β^+ 崩壊 で ⁶⁸Zn の励起状態へ崩壊し、1077 keV の遷移ガンマ線を放射して基底状態へ遷移する。

²²Na からの 1275 keV 遷移ガンマ線、⁶⁸Ge からの 1077 keV 遷移ガンマ線はポジトロニウム崩壊からのガ ンマ線に対してバックグラウウンドとなる。⁶⁸Ge では、陽電子放出に対する遷移ガンマ線放出は 1% 程度 なのでバックグラウンドは小さい。一方、²²Na では陽電子放出に対して遷移ガンマ線が 100% 放出される のでバックグラウンド的には不利である。しかし、²²Na の場合、陽電子の最大エネルギーが小さく、後述 のポジトロニウム生成ターゲットを小さくできる。また、半減期が長く、長期間の実験に向いているなど の利点がある。



図 2.5 鉛シールドのレイアウト



図 2.6 UNI I 鉛シールド概念図

表 2.5 陽電子線源 ²²Na と ⁶⁸Ge の性質。 E_{e^+} (MeV) と $E_{trans.\gamma}$ (MeV) はそれぞれ放出する陽電子 のエネルギーの最大値、遷移時に放出するガンマ線のエネルギー。

	半減期	β^+ 崩壊率	$E_{e^+}(\mathrm{MeV})$	$E_{trans.\gamma}(MeV)$
²² Na	2.6 年	0.90	0.545	1.275
$^{68}\mathrm{Ge}$	288 日	0.89	1.899/0.77	-/1.077



図 2.7 ⁶⁸Ga の崩壊様式。下向きの矢印はガンマ線を表す。エネルギー単位は keV。





ポジトロニウム生成

この実験では、陽電子を多孔質であるシリカエアロゲルに入射することでポジトロニウムを生成する。シ リカエアロゲルに入射された陽電子は、シリカエアロゲル中の電子と繰り返し衝突し熱エネルギースケー ルまで減速する。減速した陽電子は、シリカエアロゲル中の電子とポジトロニウムを形成するか、ポジト ロニウムを形成せずにガンマ線を放出して消滅する(即時消滅)。形成されたポジトロニウムの25%はパ ラポジトロニウムであり、形成後すぐに2つのガンマ線に崩壊する。残りのポジトロニウムはオルソポジ トロニウムで、そのうち 80% は SiO2 の粒子で囲まれた空間に逃げる。これは、SiO2 がポジトロニウムに 対して負の仕事関数を持っているためである。残りのオルソポジトロニウムは SiO₂ 粒子中で 2 つのガンマ 線に崩壊する。また、形成されたポジトロニウムは周囲の物質と相互作用をすることがある。これは、1.1 で述べたとおりである。以上のようにシリカエアロゲルは、その多孔質ゆえの表面積の大きさ、ポジトロ ニウムに対する負の仕事関数など、ポジトロニウムの形成に適している。UNI I 検出器では陽電子線源と して ⁶⁸Ge を用いている。⁶⁸Ge の溶液を塩化ビニル(直径 4 mm、厚さ 0.25 mm、密度 1.39 g/cm³)に たらし、蒸発させた後、同様の塩化ビニルではさんだものを陽電子線源として用いた。それを二枚のプラ スチックシンチレーター (NE102A, 密度 1.032 g/cm³、0.5×10× 15 mm³)の間に配置する。プラスチッ クシンチレーターの外側には、ポジトロニウム生成に用いる二つのシリカエアロゲル (19×10.6×19 mm³、 Gadelius Co. Ltd., 製)を塩化ビニルケースに入れて配置する。陽電子線源から放射された陽電子はシン チレーターを通り、シリカエアロゲルに入射する。この過程で発生したシンチレーション光は、アクリル ライトガイドでトリガー用の光電子増倍管へ運ばれトリガー信号となる。以上のポジトロニウム生成部構 造の概念図を図 2.9 に示す。





2.2.2 結果

4 光子崩壊と2 光子崩壊の崩壊分岐比を式 2.2、2.3 と求め、QED 理論と矛盾ない結果を得た。また、 $o-Ps \rightarrow 4\gamma$ という荷電共役変換の保存を破る過程の測定も行い、

$$\frac{\lambda(o \cdot Ps \to 4\gamma)}{\lambda(o \cdot Ps \to all)} = 2.6 \times 10^{-6} \quad (at \ 90\% \ confidence \ level)$$
(2.6)

と求め、この過程に上限を与えた [16]。5 光子崩壊事象を 1 イベント検出し、 $o-Ps \rightarrow 5\gamma$ と $o-Ps \rightarrow 3\gamma$ の 崩壊分岐比を

$$R = \frac{\lambda(o - Ps \to 5\gamma)}{\lambda(o - Ps \to 3\gamma)} = (2.2 \ ^{+2.6}_{-1.6} \ (stat.) \pm 0.5(syst.)) \times 10^{-6} \quad (at \ 68\% \ confidence \ level)$$
(2.7)

と求めた。

2.3 UNI II 実験

2.3.1 UNI II 検出器

UNI II 検出器は高統計で5光子崩壊事象を観測することを目指して UNI I 検出器に改良を行ったもの であり、2002 年よりデータを収集している。主にポジトロニウム生成手法の改良がなされた。UNI II 検 出器では、これまで構造体中心にあった陽電子線源を構造体外へ出し、遷移ガンマ線によるバックグラウ ウンドの抑制を図った。また、陽電子線源は UNI I 検出器では非密封の⁶⁸Ge を用いていたが、UNI II 検 出器では放出陽電子の最大エネルギーが⁶⁸Ge よりも小さく、半減期の長い²²Na を採用し、安全のために 金属製容器で遮蔽された密封線源を使用する。この金属によるコンプトン散乱を避けるためと、陽電子放 出と同時に放出される 1275 keV の遷移ガンマ線を取り除くため、陽電子を磁場によって真空パイプ中を 約700 mm 輸送し、構造体中心でシリカエアロゲルに入射するようになっている。線源部で発生した陽電 子がポジトロニウム生成部まで達し、トリガーされる率は 1.2% 程度となる。図 2.11 に磁場輸送系の概念 図を示す。また、鉛シールドを短いものに変更し、NaI(Tl) 結晶とポジトロニウム生成部との距離を 160 mm と、これまでの 262 mm よりも近づけた。これにより NaI(Tl) シンチレーター一つ当たりの立体角は 1.42%(×4π) と大きくなり、イベントレートの増加を図った。図 2.12 に長い鉛シールド及び短い鉛シール ドの写真を示す。

2.3.2 結果

8 年間の観測の結果、14 イベントの 5 光子崩壊事象イベント候補を検出した [22]。しかし、2014 年の実験 [20] において 5 光子崩壊事象検出効率が新たに 3.6 × 10⁻⁶ と見積もられ、8 年間の検出期待値と 3 光子崩壊事象によるバックグラウウンド混入数はそれぞれ 0.035 イベント、20 イベントと計算された。ここで

の5光子崩壊事象検出効率は3.6×10⁻⁶である。5光子崩壊事象の検出効率、バックグラウンドの抑制、 統計量の向上が求められる結果となった。

2.3.3 課題

先に述べたように、UNI II 検出器で5光子崩壊事象を検出するには、多くのバックグラウンド事象、統 計量の少なさが課題となった。特にバックグラウウンド事象については、3光子崩壊事象由来のバックグラ ウンド事象が非常に多い。このバックグラウンド事象は3光子崩壊由来のガンマ線がコンプトン散乱した 結果、複数のシンチレーターに入射することで、5光子崩壊事象のように測定されるものである (図 2.13)。 これらの課題を解決するべく、神田によって検出器の改良が考案されシミュレートされた [22]。UNI III は それをもとに建設されている。この改良については次章に詳細を記す。



図 2.10 UNI II 検出器



図 2.11 UNI II 陽電子磁場輸送系



図 2.12 鉛シールド (左:短い鉛シールド (全長 100 mm), 右:長い鉛シールド (全長 316 mm))



図 2.13 3 光子崩壊由来 BG

第3章

UNI III 実験

この章では本研究で用いた UNI III 検出器について述べる。特に、UNI II 検出器からの改良点と検出器の組み立て作業について記述する。また、UNI III 検出器の多面構造体、シンチレーションカウンターはUNI I および UNI II 検出器と同様のものを使用している。その詳細は 2.2.1 に記述した。

3.1 実験装置の改良

5 光子崩壊事象の検出のために UNI II 検出器に改良が加えられた。この節では、その改良点について記 す。なお、神田らによってこれらの改良による観測シミュレーションと評価が行われている [22]。

3.1.1 ポジトロニウム生成部の改良による生成量の増加

UNI II 検出器では、外部で生成した陽電子を磁場輸送系で中心部へ輸送し、シリカエアロゲルに入射す ることでポジトロニウムを生成していた。この方法は遷移ガンマ線の影響を少なくすることができる一方 で、金属製の真空パイプは物質量が多いため、コンプトン散乱の確率を増やす原因となる。また、陽電子の 利用効率は1.2% 程であり、トリガーレートが少なくなってしまう。UNI III では、トリガーレート向上の ため陽電子線源を検出器中心に配置することに加え、ポジトロニウム生成部の物質量を小さく抑える改良 を行った。陽電子線源には UNI II と同様に²²Na を使用するが、物質量の少ないカプトン製の線源(日本 アイソトープ協会 NA351)を用いる。これをアルミナイズドマイラー(厚さ15 µm)ではさみ、その両面 に円形のプラスチックシンチレーター(厚さ0.15 mm)を接着する。その両プラスチックシンチレーター の上に半径 6 mm の半球型シリカエアロゲルをテープで固定する。この構造において、陽電子がシリカエ アロゲル内で停止する確率は29.29%と見積もられている[22]。このポジトロニウム生成部の概念図を図 3.1 に示す。以上のポジトロニウム生成部を多面構造体中心で支えるために、カーボンロッドとアルミナイ ズドマイラーを使用する。32 面体のうち、向かい合う一対の平面に光電子増倍管(1.5 inch / R580)を光 電面を中心から 40 mm 離してそれぞれ配置する。この一対の光電子増倍管は陽電子トリガー信号検出に用 いる。これにカーボンロッド(直径0.15 mm)を4本架け、表面をアルミナイズドマイラー(厚さ15 µm))で覆い、ポジトロニウム生成部支持構造体とする。この構造体の概念図を図 3.2 に示す。このようにポ ジトロニウム生成部付近の物質量を小さく抑えた構造となっている。陽電子線源から放出された陽電子は シンチレーターを通過しシリカエアロゲルに入射する。その際にシンチレーターで発せられたシンチレー ション光は、筒状のアルミナイズドマイラー内部で反射し両側のトリガー用光電子増倍管へ伝搬され、陽 電子トリガーを検出する。従来のアクリルライトガイドを用いて伝搬する方法に比べ、物質量を小さく抑 えられる方法となっている。また検出器中心に陽電子線源を配置することで、トリガーレートは 2017 年 2 月において 230 kHz(陽電子線源強度は 380 kBq)となり、UNI II でのトリガーレート 0.42 kHz と比較 すると大きな改善がみられた。以上のように、UNI III におけるポジトロニウム生成部は物質量を小さく抑 えた構造に改良され、トリガーレートもより高いものとなった。一方、²²Na 線源を中心部に配置する構造 のため、遷移ガンマ線がバックグラウンドとなる。解析時は、これに留意する必要がある。





図 3.2 ポジトロニウム生成部支持構造体概念図

3.1.2 鉛シールドの強化によるバックグラウウンド事象の抑制

2章に記述したように、3光子崩壊事象由来のバックグラウンド(図 2.13)を抑制するために鉛シール ドを用いている。UNI II ではイベントレートの増加のために短い鉛シールド(図 2.12)を用い、NaI(Tl) シンチレーターをポジトロニウム生成部に近づけていた。しかしこの方法では 3 光子崩壊事象由来のバッ クグラウウンド事象が非常に多く、5 光子崩壊事象の検出は難しかった。UNI III 実験では、UNI I で使わ れていた長い鉛シールドを再び使用し、ポジトロニウム生成部と NaI(Tl) シンチレーターとの距離を 262 mm に戻す。これにより NaI(Tl) シンチレーターの立体角が小さくなり、アクセプタンスは減少する。こ の効果で 5 光子崩壊事象の検出期待値は 1/10 ほどとなるが、3 光子崩壊事象由来のバックグラウンド事象

3.2 UNI III 検出器

この節では、上記の改良を基に建設された UNI III 検出器の各部詳細を述べる。組み立て手順について も記述するが、より詳しい組み立て手順については私の卒業論文 [23] に載せた。

3.2.1 ポジトロニウム生成部

3.1.1 で、その概念を説明したポジトロニウム生成部について述べる。図 3.1 に示したように、ポジトロ ニウム生成部はカプトン製の陽電子線源²²Na をアルミナイズドマイラーではさみ、さらに円形のプラス チックシンチレーターを上から配置し、その上に半球形のシリカエアロゲルを配置する構造になっている。 これらは透明テープによって接着した。シリカエアロゲルは半径 6 mm の半球形であり、カミソリで成形 し作成した。作成したシリカエアロゲルの写真を図 3.3 に示す。

次に、ポジトロニウム生成部の組み立て過程について述べる。始めにポジトロニウム生成部を検出器の中 心に配置するためにセンター出し作業を行った。まず、検出器構造体に2本の糸を張り、その交点を中心 とした。これには UNI I でトリガー用に利用していた2対の向かい合う穴を利用する。各穴に中心に小さ な穴の開いたアクリル板を配置し、それに糸を通す。糸が中央で交差している様子の写真を図 3.4 に示す。 糸が張られている状態ではポジトロニウム生成部を配置することはできないため、この一対の糸の交点を、 一対のレーザーの交点に移し替える作業を行った。二つのレーザーのうち一つは緑色レーザーポインター である。これを球殻に固定し、三軸調整可能なミラーで反射させ、糸の交点に照射した。もう一方のレー ザーには赤色のレーザー墨出し器を用いた。二本のレーザーを糸の交点に照射している様子の写真を図 3.5 に示す。ここで糸を外し、線源部を球殻中央に配置する。プラスチックシンチレーターの中心がレーザー の交点に当たるように支持具を調整しながら、線源部(ここではシリカエアロゲルはまだ接着していない。)を配置する(図 3.6)。次に、球殻内部でシリカエアロゲルをプラスチックシンチレーター上に接着する。 接着には、粘着テープ(厚さ 72 μm、ポリプロピレン製、ゴム系粘着剤使用、ニチバン製)を用いた。シ リカエアロゲルを取り付けた写真を図 3.7、図 3.8 に示す。

このようにして組み立てられたポジトロニウム生成部を、トリガー用シンチレーション光伝搬のためにア ルミナイズドマイラーで包んだ(図 3.9)。ここで、酸素による物質効果の影響を抑えるためアルミナイズ ドマイラー円筒内に窒素を流入した。円筒片側上部から窒素を流入し、反対側下部にストロー(直径 4 mm)で出口を確保した(図 3.10)。窒素流入圧は 0.15 kgf/cm³ とした。



図 3.3 作成したシリカエアロゲル(横から)。ポジトロニウム生成に用いる。



図 3.4 球殻内部で赤い糸が交差する様子。写真上下には一対のトリガー用光電子増倍管。光電子増倍 管に架けられているのはポジトロニウム生成部支持用カーボンロッド4本。

3.2.2 鉛シールド

3.1.2 で述べたように、UNI III 検出器では UNI I 検出器で使用されていた鉛シールドを再び用いている。鉛シールドの外観については図 2.5、図 2.12(右) に示した。鉛シールドはトリガー用光電子増倍管が



図 3.5 レーザーを糸の交点で交差させた様子。



図 3.6 レーザーの交点に合うよう、ポジトロニウム生成部の位置を調整した様子。



図 3.7 取り付けられたエアロゲル(上から)



図 3.8 取り付けられたエアロゲル(横から)



図 3.9 ポジトロニウム線源部をアルミナイズドマイラーで巻く



図 3.10 窒素出口用ストロー

設置されている二面を除いた、30 各面に配置される。しかし、トリガー用の二面に接する計 12 面では、長 い鉛シールドはそのままの形状だとポジトロニウム生成部に接触してしまう。そのため、これらの鉛シー ルド 12 本には先端部を削る加工がされている。その先端部が削られた鉛シールドの写真を図 3.11 に示す。 各鉛シールドは、球殻に取りつけられた円筒形の金属部品に挿入され、その上部から円環状の金属部品に より固定される (図 3.12、図 3.13)。鉛シールドを取り付けた様子の写真を図 3.14、図 3.15 に示す。



図 3.11 ポジトロニウム生成部との接触を防ぐため先端部がけずられているもの

3.2.3 シンチレーションカウンター、トリガーカウンター

UNI III で用いるシンチレーションカウンターは UNI I、UNI II で使用していたものと同様のものであ る。その詳細は 2.2.1 に記した。すべてのシンチレーションカウンターを取り付けた UNI III 検出器の写 真を図 3.16 に示す。各光電子増倍管の印加電圧値は、511 keV 信号が ADC(12bit 電荷積分型)の 2500 CH から 3000 CH に相当するように決められ、表 3.1 のように決定した。トリガー用光電子増倍管は図 3.2、図 3.4 のように、一対配置されている。これは図 3.17 に示すように、塩化ビニルパイプに入れた光 電子増倍管を、球殻外側の三角形金属部品にボルトで固定している。光漏れ対策のために隙間の多いトリ ガー用光電子増倍管周りには光遮蔽具を取り付けた(図 3.18)。この遮蔽具は黒く塗った段ボールを組み



図 3.12 鉛シールド固定方法概念図



図 3.13 固定された鉛シールド(球殻外側)

合わせたもので、表面をアルミホイルで覆っている。また、二本のトリガー用光電子増倍管の印加電圧値 は、プラトーを見ることによって、どちらも 1800 V と決めた。なお、以上の検出器組み立て後、ケーブル 配線を行い、検出器全体を暗幕で覆い光を遮蔽している。

3.2.4 データ収集システム

次に UNI III 検出器のデータ収集システムについて述べる。データ収集システムは NIM および CAMAC モジュールで構成されている。


図 3.14 上半球のみ鉛シールドを取り付けた(下から球殻内部を見ている)



図 3.15 最上部以外すべての鉛シールドを取り付けた(最上部から球殻内部を見ている)

表 3.1 各 PMT の HV 値。上段は光電子増倍管番号、下段は印加電圧値 (V)。

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1620	2130	1785	1620	1550	1460	1840	1525	1550	1630	1725
12	13	14	15	$16(\mathrm{Trigger})$	17	18	19	20	21	22
1600	1760	1765	1700	1800	1630	1800	1900	2000	1955	1700
23	24	25	26	27	28	29	30	31	32(Trigger)	
1900	1840	1880	1750	1840	1970	1830	1800	1460	1800	



図 3.16 UNI III 検出器概観。中央の三角形の部品はトリガー用光電子増倍管支持具

陽電子トリガーシステム

トリガーシステムのブロック図を図 3.19 に示す。二つのトリガー用の光電子増倍管は、ポジトロニウム 生成部を含む陽電子線源部をはさみ、向かい合うように配置されている。二つの光電子増倍管への印加電 圧値はともに 1800 V である。二つの光電子増倍管からの出力信号はそれぞれディスクリミネーターを通 り、コインシデンスモジュールに入力される。コインシデンスモジュールからの出力信号は分けられ、一 部は CAMAC スケーラーに入力され、残りはトリガー信号として利用される。



図 3.17 UNI III 検出器外側、トリガーカウンター部。塩化ビニルパイプに入れた光電子増倍管を、球 殻外側の三角形金属部品にボルトで固定している。



図 3.18 トリガー用光電子増倍管周りに施した光遮蔽

シンチレーションカウンターシステム

30 本の NaI(Tl) シンチレーターからの信号を処理するブロック図を図 3.20 に示す。30 本の出力信号は 二つに分けられ、一つは 600 ns のケーブルディレイを通り二台の Analog-to-Digital Converter (ADC)(12-bit 16 channel 電荷積分型、豊伸電子 C009) に入力される。もう一方の出力信号は、ダブルパルスを取 り除くために出力幅の広いディスクリミネーター(Width ~ 1 µs) に入力され、続いて幅の狭いディスク リミネーターに入力される。ここで出力信号は再び分けられ、一つは Back-to-Back 信号排除システムに 入力される。ここでは 30 本の出力信号のうち、15 組の向かい合う NaI いずれかから同時出力があった場 合、データトリガーシステムに VETO 信号を入力する。これにより、高頻度の2光子崩壊バックグラウン ド事象を抑制することができる。分けられたもう一つの出力信号は、32入力マルチプリシティロジックモ ジュール(REPIC RPN-130)に入力される。このモジュールは、入力信号のうちN本(任意のN、モ ジュールのロータリースイッチで変更可能)より多くの同時入力があったとき、パルス信号を出力するも のである。5光子崩壊事象の検出実験では、N=4に設定している。このモジュールからの出力信号はコイ ンシデンスモジュールに入力され、前述のトリガー信号との同時性をとる。コインシデンス出力は分けら れ、Time-to-Digital Converter (TDC、12-bit 8 channel REPIC RPC-060, 061)のスタート信号とADC のゲート信号に利用される。30本の出力信号の残りは、それぞれのチャンネルの TDC ストップ信号とな る。この12-bit TDC は 4095 チャンネルが 500 ns に相当する。



図 3.19 トリガーシステムブロック図



図 3.20 シンチレーションカウンターシステムブロック図。太い矢印は 30 本あるいは 15 本のケーブル を表す。Back to Back Coin. では、15 組の向かい合う NaI 入力信号のコインシデンスをとっている。

3.3 実験の実施

UNI III 検出器を用いたポジトロニウム崩壊光子観測実験は 2017 年 1 月より開始された。実験開始時の 陽電子線源強度は 380 kBq、トリガーレートは 230 kHZ であった。これまでに測定されたデータの解析手 法と結果は、4 章に記述する。

第4章

解析

ここでは、これまでの測定で得られたデータの解析結果とその手法について述べる。なお、本研究では5 光子崩壊事象の解析の他に、検出器性能評価のための3光子崩壊事象の解析も行っている。

4.1 キャリブレーション

4.1.1 時間ゼロの決定

時間情報について、時間ゼロすなわちポジトロニウム生成時間には、ポジトロニウムの即時消滅タイミン グを用いる。これより各ヒットにおけるポジトロニウム崩壊時間 t ns は、TDC の 0 チャンネルから 4095 チャンネルを 500 ns 間とし、即時崩壊信号のタイミングとの時間差を用いて、

$$t(ns) = \frac{500 \times (\mathrm{CH} - \mathrm{CH}_{\mathrm{prompt}})}{4095}$$
(4.1)

となる。ここで CH は観測された TDC チャンネル値、CH_{pronpt} は各 NaI の即時崩壊タイミングに対応す る TDC チャンネル値である。図 4.1 に崩壊時間測定の概念図を示し、図 4.2 に TDC 測定データのヒスト グラムを例示する。

4.1.2 タイムウォーク補正

NaI(Tl) シンチレーターからのアナログ信号が検出される時間は、検出されるエネルギーすなわち波高に よって変化する。これは図 4.3 に示すように、波高の低い信号はディスクリミネーターの閾値電圧に達する のが遅いためである。このエネルギーに依存した時間情報のずれをタイムウォークと呼ぶ。本研究ではこ のタイムウォークの補正を 3 ヒットトリガーイベントを用いて、チャンネルごとに行った。補正を行う前 のエネルギーと時間の二次元ヒストグラムの一例を図 4.4 に示す。図 4.4 で、密度の高い部分は本来 *t* = 0 上の直線になるはずであるが、タイムウォークによって曲線になっていることが分かる。チャンネル 1 で は低エネルギー側で約 30 ns ほどのずれが生じている。これを補正により直線に戻す必要があり、その補 正を行った後のヒストグラムを図 4.5 に示す。次に、この補正の方法について述べる。まず、図 4.4 をエネ ルギー 25 keV ごとに区切るようにして、各エネルギー領域の時間 1 次元ヒストグラムを得る (図 4.6)。

0^E



図 4.2 TDC 測定データヒストグラム例 (最大のピークは即時崩壊に由来する)

得られた一次元ヒストグラムをガウス関数でフィットし、その Mean 値をそのエネルギー領域での代表的 なヒット時間とする。また、フィット関数のシグマは各エネルギー領域における時間分解能として利用す る。こうしてエネルギーと時間の関係を表すグラフが得られ、このグラフを

$$f(E) = aE + b$$
 (87.5 keV $\leq E \leq 112.5$ keV) (4.2)

$$f(E) = cE^2 + \frac{d}{\sqrt{E}} + \frac{e}{E} + f \quad (112.5 \text{ keV} \le E \le 512.5 \text{ keV})$$
(4.3)

という関数でフィットする。この関数でフィットされた時間対エネルギーグラフを図 4.7 に示す。このよ うにして得られた時間とエネルギーの関数を用いて (100 keV 未満では式 4.2、100 keV 以上では式 4.3 を 用いる)、測定で得られた時間に対して補正を行う。また、図 4.8 のグラフのようにエネルギーと時間分解 能の関係も各チャンネルで求め、データ解析に使用している。エネルギーと時間分解能の関係を示すフィッ ト関数は

$$f(E) = aE + b$$
 (87.5 keV $\leq E \leq 112.5$ keV) (4.4)

$$f(E) = \frac{c}{\sqrt{E}} + \frac{d}{E} + e \quad (112.5 \text{ keV} \le E \le 512.5 \text{ keV})$$
(4.5)

であり、データ解析では 100 keV 未満では式 4.4、100 keV 以上では式 4.5 を用いて時間分解能としている。



図 4.3 入力信号の波高によるタイミングのずれの概念図。上が、NaI(Tl) シンチレーターからの信号。 下がディスクリミネーターの出力信号。

4.1.3 エネルギーキャリブレーション

エネルギーキャリブレーションは、ペデスタルと 511 keV 信号を用いて、チャンネルごと、ランごとに 行っている。ペデスタルは、ヒットしていない NaI(Tl) シンチレーターの ADC データを取得することに より測定しているため、入射エネルギーゼロに対応する ADC チャンネルのピークがみられる。図 4.9 にペ デスタル信号に対応する ADC チャンネルの経時変化、図 4.10 に 511 keV 信号に対応する ADC チャンネ ルの経時変化を示す。この経時変化はシンチレーションカウンターの光学的接触の劣化によるものや、温



図 4.4 タイムウォーク補正前のエネルギー対時間 ヒストグラム。チャンネル1のもの。データは3 ヒットトリガーイベント。



図 4.5 タイムウォーク補正後のエネルギー対時間 ヒストグラム。チャンネル1のもの。データは3 ヒットトリガーイベント。

度変化が光電子増倍管や電源などに影響を与えた結果と考えられる。取得した ADC データにエネルギー キャリブレーションをした後のエネルギー分布の一例を図 4.11 に示す。

4.2 3光子崩壊事象の解析

UNI III 検出器の性能評価を目的に 3 光子崩壊事象の解析を行った。3 光子崩壊事象の測定では、NaI3 ヒット以上でトリガーし約 90 時間の観測で約 2×10^7 のイベントを得た。また、この観測における陽電子 トリガー数は 5.8×10^{10} である。測定期間における線源強度から計算した発生陽電子数は 9.8×10^{10} であ



図 4.6 各エネルギー領域における時間の一次元ヒストグラム。25 keV ごと。



図 4.7 時間とエネルギーの関係を表すグラフ。フィット関数は式 4.2 および式 4.3。



図 4.8 時間分解能とエネルギーの関係を表すグラフ。フィット関数は式 4.4 および式 4.5。



図 4.9 ペデスタル信号に対応する ADC チャンネルの経時変化

り、陽電子トリガー検出効率は60%と計算された。ここでは、その解析手法と結果を述べる。

4.2.1 3光子崩壊事象選択手法

一連のデータ収集システムにより得られたデータはコンピューター内に保存され、解析される。我々は3
 光子崩壊事象選択のために、6つのセレクションを順にかけていき、最後まで残ったイベントを3光子崩壊
 事象とした。セレクションに用いる情報は、各ヒットの幾何学的情報(NaI ナンバー)、各ヒットのエネル
 ギー値(ADC 情報)、各ヒットのヒット時間(TDC 情報)である。各イベントの崩壊時間 τ は、各ヒッ



図 4.10 511 keV 信号に対応する ADC チャンネルの経時変化



図 4.11 取得した ADC データにエネルギーキャリブレーションをして得られたエネルギー分布の一例。2018 年 2 月のデータのチャンネル 1 から 8。

トのヒット時間を時間分解能の重みをつけて平均することで求め、

$$\tau (ns) = \frac{\sum_{i=1}^{3} \frac{t_i}{\sigma_i^2}}{\sum_{i=1}^{3} \frac{1}{\sigma_i^2}}$$
(4.6)

と計算される。ここで*i*はヒット番号、 t_i は各ヒットのポジトロニウム生成からの時間、 σ_i は時間分解能である。また、各イベントにおける3つの NaI(Tl)のヒット時間のばらつき ΔT は時間分解能を単位として、

$$\Delta T = \sqrt{\frac{1}{3} \sum_{i=1}^{3} \left(\frac{t_i - \tau}{\sigma_i}\right)^2} \tag{4.7}$$

と定義する。3光子崩壊事象解析のセレクション条件は以下のとおりである。

- 各ヒットにおいて、TDC および ADC の値がオーバーフローしておらず、エネルギーが 75 keV 以 上のヒットをグッドヒットと定義し、グッドヒット数 = 3 のイベントを選択
- 同一直線上逆向き(Back-to-Back)のヒットを含まないイベントを選択:2光子崩壊事象は Back-to-Backに崩壊するためこれを排除する。
- 3.3つのヒット全てがポジトロニウム生成部を含む同一平面上にあるイベントを選択:3光子崩壊事象は3光子の運動量ベクトルが同一平面上に崩壊するため、これを選択する。
- 4. 崩壊時間(式 4.6)が 10 ns 以上かつ、3 つのヒット時間のばらつき(式 4.7)が 1.5σ 以内のイベントを選択: 陽電子の即時消滅や寿命の短いパラポジトロニウム(寿命 125 ps)由来のイベントを排除するため、崩壊時間が 10 ns 以上かつ同時性の高いイベントを選ぶ。
- 5. 3 つのヒットの運動量和 P_{sum} が $P_{sum} < 90$ keV/c であるイベントを選択
- 6.3 つのヒットのエネルギー和 E_{sum} が 922 keV < E_{sum} < 1122 keV であるイベントを選択

4.2.2 結果

3 光子崩壊事象の解析で用いられるデータは、NaI 3 ヒット以上でトリガーされた約 2 × 10⁷ のイベン トであり、測定時間は約 90 時間、陽電子トリガー数は 5.8 × 10¹⁰ である。これらのイベントに前述のセ レクションを適用した。セレクションによるイベント数の変化と残存率は表 4.1 に示す通りとなった。こ こで残存率とは全測定イベントのうち各セレクションを通過したイベントの割合である。全イベントから グッドヒット数が 3 であるイベントのみを選択した場合の、エネルギー和分布、運動量和分布、崩壊時間分 布、ヒット時間のばらつき (Residual Time)分布を図 4.12 に示し、運動量和とエネルギー和の二次元分 布を図 4.14 に示す。すべてのセレクションを適用した後のイベントのエネルギー和分布、運動量和分布、 崩壊時間分布、ヒット時間のばらつき (Residual Time)分布を図 4.13 に示す。また、運動量和とエネル ギー和のセレクション以外のセレクションを適用したイベントの運動量和とエネルギー和の二次元分布を 図 4.15 に示す。セレクション後のエネルギー和は約 1040 keV にピークを持ち、運動量和は約 40 keV/c にピークを持つ。

3 光子崩壊事象由来のガンマ線のエネルギー和は理論的に 1022 keV であるが 1040 keV と測定された原因として、エネルギーキャリブレーションの非線形性が挙げられる。この測定ではペデスタルと 511 keV 信号の二点でエネルギーキャリブレーションを行っているが、3 光子崩壊事象由来の各ガンマ線のシングルエネルギーは 511 keV よりも小さい。ADC チャンネルとそれに対応するエネルギーの相関は非線形であるため 511 keV 以下のガンマ線のエネルギーが高く測定された。崩壊時間分布から得られた寿命 τ は $\tau = 110.9 \pm 0.3$ ns となった。1.2 で述べたように、物質中のオルソポジトロニウムの寿命はシリカエアロゲルや窒素などの物質効果により真空中よりも短く観測されるため、真空中の寿命 142 ns よりも短く測定されたと考えられる。

以上のように3光子崩壊事象は期待通り検出され、UNI III 検出器はポジトロニウムの多光子崩壊事象を 期待通り検出する性能を有していると言える。

	通過イベント数	イベント残存率
セレクションなし	20,744,236	1.00
# of good hits = 3	$9,\!546,\!642$	0.46
Back-to-Back rejection	$8,\!246,\!570$	0.40
Coplanar selection	$3,\!861,\!344$	0.19
Time selection	$2,\!415,\!717$	0.12
$P_{sum} < 90 \ \mathrm{keV/c}$	$1,\!372,\!898$	0.07
922 keV $< E_{sum} < 1122$ kev	1,338,467	0.06

表 4.1 3 光子崩壊事象セレクションにおける、セレクション通過イベント数と残存率。残存率は全測定 イベント(20,744,236 イベント)に対する割合。セレクションの詳細は 4.2.1 を参照。

4.3 5光子崩壊事象解析

5 光子崩壊事象の測定では、5本のガンマ線のうち1本が低エネルギーでディスクリミネーターの閾値を 超えないことも考慮し、NaI 4 ヒット以上でトリガーし 2017 年 1 月から約 568 日間の観測で約 1.6 × 10⁸ のイベントを得た。また、この観測における陽電子トリガー数は 8.1 × 10¹² である。ここでは、その解析 手法と結果を述べる。

4.3.1 イベント選択

5 光子崩壊事象解析においても 3 光子崩壊事象解析と同様に、いくつかのセレクションを行う。セレク ションに用いる情報はヒットの幾何学的情報 (NaI ナンバー)、各ヒットのエネルギー値 (ADC 情報)、



図 4.12 3 ヒット以上でトリガー、グッドヒット数が 3 であるイベントのエネルギー和分布 (左上)、 運動量和分布 (右上)、崩壊時間分布 (左下)、ヒット時間のばらつき分布 (右下)。

各ヒットのヒット時間(TDC 情報)である。崩壊時間は

$$\tau (ns) = \frac{\sum_{i=1}^{5} \frac{t_i}{\sigma_i^2}}{\sum_{i=1}^{5} \frac{1}{\sigma_i^2}}$$
(4.8)

で求め、ヒット時間のばらつきは

$$\Delta T (\sigma) = \sqrt{\frac{1}{5} \sum_{i=1}^{5} \left(\frac{t_i - \tau}{\sigma_i}\right)^2}$$
(4.9)

で求める。5 光子崩壊事象の解析では、頻繁な3光子崩壊由来のバックグラウンド事象の排除を目的とし て、再構成エネルギーを利用したセレクションを行っている。その方法は、5 本のヒットのうち2 本の全て の組み合わせ(₅C₂ = 10 通り)に対して、2 本のエネルギーと運動量を利用した再構成エネルギー

$$E_{recon} = E_1 + E_2 + |\vec{P_1} + \vec{P_2}| \tag{4.10}$$

が 1022 keV に近い値になるものを排除するというものである。3 光子崩壊のうち 2 本のガンマ線を検出 し、1 本が検出されなかったとき、その 2 本の再構成エネルギー *E_{recon}* は 1022 keV になるため、この方 法では 5 本のヒットのうち 3 光子崩壊事象由来のガンマ線を少なくとも 2 本検出したイベントを排除する



図 4.13 3 ヒット以上でトリガー、3 光子崩壊事象解析における全セレクションを適用した後のイベントのエネルギー和分布 (左上)、運動量和分布 (右上)、崩壊時間分布 (左下)、ヒット時間のばらつき分布 (右下)。エネルギー和分布におけるフィット関数は f(E) = p0E + p1Gauss($\mu = p2, \sigma = p3$) + p4、崩壊時間分布におけるフィット関数は $f(t) = A \exp(-\frac{t}{\tau} + C)$ 。



図 4.14 3 ヒット以上でトリガー、グッドヒット数が3 であるイベントの運動量和とエネルギー和の二次元分布。



図 4.15 3 ヒット以上でトリガー、3 光子崩壊事象解析における運動量和とエネルギー和以外のセレク ションを適用した後の運動量和とエネルギー和の二次元分布。赤枠は運動量和とエネルギー和セレク ションにおける選択範囲。

ことが可能である。また、5 光子崩壊事象の解析では陽電子トリガー数を用いたセレクションも行ってい る。これは陽電子トリガー数が時間中に2以上のイベントを排除するもので、時間中に2つのポジトロニ ウム崩壊があったことによるアクシデンタルバックグラウウンドの排除を目的とする。以下に5光子崩壊 事象解析におけるセレクションを示す。

- 各ヒットにおいて、TDC および ADC の値がオーバーフローしておらず、エネルギーが 100 keV 以 上かつ 450 keV 以下のヒットをグッドヒットと定義し、グッドヒット数 = 5 のイベントを選択
- 2. 同一直線上逆向き(Back-to-Back)のヒットを含まないイベントを選択
- 3. 5 本のヒットのうちいずれかの組み合わせ ($_5C_2$)で再構成エネルギー E_{recon} (式 4.10)が 942 keV < E_{recon} < 1082 keV であるイベントを排除
- 4. 崩壊時間 (式 4.6) が 10 ns 未満かつ、3 つのヒット時間のばらつき (式 4.7) が 1.5σ 以内のイベントを選択
- 5.3 つのヒットの運動量和 P_{sum} が $P_{sum} < 90$ keV/c であるイベントを選択
- 6.3 つのヒットのエネルギー和 E_{sum} が 922 keV < E_{sum} < 1122 keV であるイベントを選択
- 7. 陽電子トリガー数が2以上であるイベントを排除:時間中に複数の崩壊事象が偶然起きることによるアクシデンタルバックグラウウンドを排除する。

4.3.2 結果

これまでの測定で得られた4ヒットトリガーイベントに前述のセレクションを適用した。セレクション によるイベント数の変化と残存率は表4.2に示す通りであり、全セレクションの適用で2イベントの5光 子崩壊事象候補が選ばれた。グッドヒット数が5であるイベントのエネルギー和分布、運動量和分布、崩 壊時間分布、ヒット時間のばらつき(Residual Time)分布を図4.16に示し、運動量和とエネルギー和の 二次元分布を図4.17に示す。運動量和とエネルギー和セレクション以外のセレクションを適用したイベン トの運動量和とエネルギー和の二次元分布を図4.18に示す。また、全セレクションの結果として残った2 イベントの5光子崩壊事象候補のイベントの詳細を表4.3に示す。

表 4.2 5 光子崩壊事象セレクションにおける、セレクション通過イベント数と残存率。残存率は全測定 イベント(1.6×10⁸ イベント)に対する割合。セレクションの詳細は 4.3.1 を参照。

	通過イベント数	イベント残存率
セレクションなし	156,367,823	1.00
# of good hits = 5	486,828	$3.1 imes 10^{-3}$
Back-to-Back rejection	277,311	1.8×10^{-3}
Reconstructed Energy 3g refection	$15,\!100$	$9.7 imes 10^{-5}$
Time selection	306	2.0×10^{-6}
$Psum < 90 \ \mathrm{keV/c}$	4	2.6×10^{-8}
922 keV $< E_{sum} < 1122$ kev	2	$1.3 imes 10^{-8}$
multi- e^+ trigger rejection	2	$1.3 imes 10^{-8}$

表 4.3 5 光子崩壊事象解析における全セレクションを適用した後に残った 2 イベントの詳細。

エネルギー和 (keV)	運動量和(keV/c)	崩壞時間(ns)	ヒット時間のばらつき (σ)
954	81	56	1.4
1040	53	140	1.0



図 4.16 4 ヒット以上でトリガー、グッドヒット数が5 であるイベントのエネルギー和分布 (左上)、 運動量和分布 (右上)、崩壊時間分布 (左下)、ヒット時間のばらつき分布 (右下)。



図 4.17 4 ヒット以上でトリガー、グッドヒット数が5 であるイベントの運動量和とエネルギー和の二次元分布。



図 4.18 4 ヒット以上でトリガー、5 光子崩壊事象解析における運動量和とエネルギー和、および陽電 子トリガー数以外のセレクションを適用した後の運動量和とエネルギー和の二次元分布。赤枠は運動量 和とエネルギー和セレクションにおける選択範囲。

第5章

結果の検証

我々は測定結果と GEANT4 シミュレーションを用いて、バックグラウウンド事象の見積もり、5 光子崩 壊事象検出の期待値の見積もりを行った。この章ではその結果を記す。なお、UNI III 検出器を用いたシ ミュレーションは [22] に詳細が載っている。

5.1 シミュレーション手法

陽電子発生からポジトロニウムの崩壊光子を UNI III 検出器で検出するまでのシミュレーションは

- 1. 陽電子エネルギーシミュレーション
- 2. 陽電子消滅点分布シミュレーション
- 3. ポジトロニウムの多光子崩壊シミュレーション
- 4. ガンマ線シミュレーション

の4段階でシミュレーションされる。それぞれの詳細を以下に示す。

5.1.1 陽電子エネルギーシミュレーション

²²Naから発生する陽電子のエネルギースペクトルは、ベータ崩壊のフェルミの理論に従い、

$$N(\epsilon) = C\sqrt{\epsilon^2 + 2\epsilon m_e c^2} (Q - \epsilon)^2 (\epsilon + m_e c^2) F(Z', \epsilon)$$
(5.1)

と表される。ここで、 $F(Z', \epsilon)$ は原子核と陽電子とのクーロン相互作用による補正を表す。本研究では $F(Z', \epsilon) = 1$ を仮定して、図 5.1 のエネルギースペクトルを得た。

5.1.2 陽電子消滅点分布シミュレーション

陽電子の消滅点分布シミュレーションには Geant4 を用いてターゲット部の物質と構造を再現した。先 に述べたエネルギー分布に従い、線源中心から全方向にランダムに陽電子を発生させ、陽電子がエネルギー を失い物質中で止まる位置を観測した。本研究のシミュレーションでは、ポジトロニウムを形成したら移



図 5.1 22 Na の β^+ 崩壊で発生する陽電子のエネルギースペクトル

動しないと仮定して行った。シミュレーションの結果得られた消滅点の分布を図 5.2 に示し、シリカエアロ ゲル内で消滅した陽電子のみの分布を図 5.3 に示す。結果より、30% の陽電子が半径 6 mm 球のシリカエ アロゲル中で消滅することが分かった。



図 5.2 陽電子の消滅点分布



図 5.3 陽電子の消滅点分布 (シリカエアロゲル中で停止したもののみ)

5.1.3 ポジトロニウムの多光子崩壊シミュレーション

ポジトロニウムの多光子崩壊のシミュレーションには GRACE というツールを用いた。このシミュレーションにおいて崩壊事象の生成は、運動エネルギーがそれぞれ 1eV の電子と陽電子を衝突させることに よって行った。電子と陽電子のヘリシティを変更し、スピン $S_z \pm 1$ と $S_z = 0$ を 2:1 で混合したイベント をポジトロニウム崩壊光子の 4 元運動量として使用した。3 光子崩壊、5 光子崩壊事象のシミュレーショ ンにおいては疑似乱数の精度ために、このイベント数は 10⁸ 程度が上限となるが、これらのイベントを 4 π 方向にランダムに回転させることによって、10¹¹ 程のイベントを得た。

5.1.4 ガンマ線シミュレーション

上記のように作成した崩壊点分布と運動量を用いて、ガンマ線シミュレーションを行う。Geant4 を使用 して検出器の構造を再現し、ガンマ線のふるまいをシミュレーションして、30 本の NaI(Tl) シンチレー ターに落とすエネルギーなどを測定する。図 5.4 に、Geant4 で再現された UNI III 検出器を示す。このシ ミュレーションでは高速化を目的に、ガンマ線を発生させる段階で 2 本以上のガンマ線が NaI(Tl) シンチ レーター方向を向いている場合のみガンマ線シミュレーションを行うようにした。これによりシミュレー ションが要する時間は約 1/10 になった。

5.2 検出効率とポジトロニウム生成率

シミュレーションによって求まる3光子崩壊事象と5光子崩壊事象検出効率について述べる。また、ポ ジトロニウム生成率は3光子崩壊事象シミュレーションと、実際の測定結果より求めた。



図 5.4 Geant4 を用いて再現された UNI III 検出器

5.2.1 3光子崩壊事象検出効率

 $3 光子崩壊事象の検出効率 <math>\epsilon_{3\gamma}$ は

$$\epsilon_{3\gamma} = \frac{N_{3\gamma}}{N_{simu.\ 3\gamma}} \tag{5.2}$$

によって求まる。ここで $N_{simu. 3\gamma}$ はシミュレートされた 3 光子崩壊事象の総数であり、 $N_{3\gamma}$ はシミュレートされた 3 光子崩壊事象のうち解析の結果 3 光子崩壊事象として検出される事象数である。本研究では $N_{simu.3\gamma} = 6.6 \times 10^8$ の 3 光子崩壊事象シミュレーションを行い、そのデータに 4.2.1 で述べた 3 光子崩壊事象選択を適用する。各選択段階において残存する事象数、残存率を表 5.1 に示す。全ての選択を適用した後に残った 3 光子崩壊事象数は $N_{3\gamma} = 4.5 \times 10^5$ であり、これより 3 光子崩壊事象検出効率を

$$\epsilon_{3\gamma} = (6.78 \pm 0.01) \times 10^{-4} \tag{5.3}$$

と求めた。

5.2.2 ポジトロニウム生成率

ポジトロニウム生成率とは、発生した陽電子がポジトロニウムを形成する確率である。これは3光子崩 壊事象シミュレーションによって求めた3光子崩壊事象検出効率 $\epsilon_{3\gamma}$ と、実際の実験で得られた陽電子ト

表 5.1 シミュレーションで生成された 3 光子崩壊事象が、3 光子崩壊事象選択を通過するイベント数 と残存率。残存率は全測定イベント(663,301,391 イベント)に対する割合。セレクションの詳細は 4.2.1 を参照。

	通過イベント数	イベント残存率
全生成イベント	663,301,391	1.00
# of good hits = 3	$1,\!143,\!523$	1.7×10^{-3}
Back-to-Back rejection	817,329	$1.2 imes 10^{-3}$
Coplanar selection	$747,\!128$	1.1×10^{-3}
$Psum < 90~{\rm keV/c}$	460,332	$6.9 imes 10^{-4}$
922 keV $< Esum < 1122$ kev	449,715	$6.8 imes 10^{-4}$

リガー数 N_e+、3 光子崩壊事象検出数 N_{3γ}の関係式

$$N_{3\gamma} = N_{e^+} \times R_{o \cdot Ps} \times \epsilon_{3\gamma} \tag{5.4}$$

から求められ、 $N_{3\gamma} = 1.3 \times 10^6$ 、 $N_{e^+} = 5.8 \times 10^{10}$ 、 $\epsilon_{3\gamma} = 6.8 \times 10^{-4}$ を代入して、

$$R_{o-Ps} = 3.40 \pm 0.05\% \tag{5.5}$$

を得た。

5.3 5光子崩壊事象の検出期待値

5 光子崩壊事象の検出期待値 *E*_{5γ} は、

$$E_{5\gamma} = N_{e^+} \times R_{o\text{-}Ps} \times F_{o\text{-}Ps \to 5\gamma} \times \epsilon_{5\gamma} \tag{5.6}$$

から求められる。ここで $F_{o-Ps \to 5\gamma}$ はオルソポジトロニウムが 5 光子崩壊する理論的な確率で $F_{o-Ps \to 5\gamma} = 10^{-6}$ である。 $\epsilon_{5\gamma}$ は UNI III 検出器の 5 光子崩壊事象検出効率で 3 光子崩壊事象検出効率と同様に

$$\epsilon_{5\gamma} = \frac{N_{5\gamma}}{N_{simu.\ 5\gamma}} \tag{5.7}$$

で求められる。 $N_{simu.5\gamma} = 1.5 \times 10^8$ のシミュレーションを行い、4.3.1 で述べたイベント選択を適用した 結果、5 光子崩壊事象検出数は表 5.2 のように変化した。最終的に残存した 5 光子崩壊事象数は $N_{5\gamma} = 524$ イベントであり、これより 5 光子崩壊事象検出効率を

$$\epsilon_{5\gamma} = (3.5 \pm 0.2) \times 10^{-6} \tag{5.8}$$

と求めた。5 光子崩壊事象検出実験においては、トリガー数 $N_{e^+} = 8.1 \times 10^{12}$ であり、これらの値から、

$$E_{5\gamma} = 0.97 \pm 0.06 \tag{5.9}$$

と、5 光子崩壊事象の検出期待値を見積もった。4.3.2 で示したように、実際の5 光子崩壊事象検出実験で 検出された5 光子崩壊事象候補は2 イベントである。 表 5.2 シミュレーションで生成された 5 光子崩壊事象が、5 光子崩壊事象選択を通過するイベント数 と残存率。残存率は全測定イベント(1.5×10⁸ イベント)に対する割合。セレクションの詳細は 4.3.1 を参照。

	通過イベント数	イベント残存率
全生成イベント	150,000,000	1.00
# of good hits = 5	1,864	1.2×10^{-5}
Back-to-Back rejection	780	$5.2 imes 10^{-6}$
Reconstructed Energy 3g refection	730	4.9×10^{-6}
$Psum < 90 \ \rm keV/c$	529	$3.5 imes 10^{-6}$
922 keV $< Esum < 1122$ kev	524	3.5×10^{-6}

5.4 バックグラウンド事象の見積もり

5 光子崩壊事象検出実験における主なバックグラウンド事象としては、3 光子崩壊事象コンプトン散乱に よるもの、二つの3光子崩壊事象の偶然同時バックグラウンド、3 光子崩壊事象と2 光子崩壊事象の偶然同 時バックグラウンドの三つが挙げられる。この節では、それぞれのバックグラウンドについて、その詳細 と事象数の見積もりを述べる。

5.4.1 3 光子崩壊事象由来バックグラウンド

このバックグラウンドは3光子崩壊事象由来のガンマ線がコンプトン散乱をし、5 つのガンマ線として検 出されるというものである。3.1.2 で述べたように、このバックグラウンド事象は鉛シールドを強化するこ とにより抑制しているが、3 光子崩壊事象の頻度は5 光子崩壊事象の約 10⁶ 倍であるため主なバックグラ ウンドとなりうる。

3 光子崩壊事象が5 光子崩壊事象として検出される事象数 BKG_{3γ} は、

$$BKG_{3\gamma} = N_{e^+} \times R_{o \cdot Ps} \times \epsilon_{3\gamma} \tag{5.10}$$

で求められる。ここで $\epsilon_{3\gamma}$ は 3 光子崩壊事象が 5 光子崩壊事象として検出される確率で、シミュレーションによって生成された 3 光子崩壊事象に 5 光子崩壊事象のイベント選択を適用することで求まる。その結果、シミュレーションで生成された 7.6 × 10¹¹ の 3 光子崩壊事象のうち 5 光子崩壊事象のイベント選択を通過するイベントは 0 となった。各選択における通過事象数の変化を表 5.3 に示す。この結果より、3 光子崩壊事象由来バックグラウンド事象の混入数 *BKG*_{3γ} の上限を 68% 信頼区間で 0.67 と求めた。

5.4.2 2 つの 3 光子崩壊事象の偶然同時バックグラウンド

このバックグラウンド事象は2つの3光子崩壊事象が同時に起き、5光子崩壊事象として観測されるというものである。このような偶然同時バックグラウンドは、4.3.1で述べた複数陽電子トリガーイベントの

表 5.3 シミュレーションで生成された 3 光子崩壊事象が、5 光子崩壊事象選択を通過するイベント数と 残存率。残存率は全測定イベント (7.6 × 10^{11} イベント)に対する割合。セレクションの詳細は 4.3.1 を参照。

	通過イベント数	イベント残存率
全生成イベント	$7.6 imes 10^{11}$	1.00
# of good hits = 5	3	3.9×10^{-12}
Back-to-Back rejection	0	0
Reconstructed Energy 3g refection	0	0
$Psum < 90 \ \mathrm{keV/c}$	0	0
922 keV $< Esum < 1122$ kev	0	0

排除で抑制されるが、陽電子トリガーの時間分解能以内で複数の陽電子が発生し、ポジトロニウムを形成 し、偶然同時に崩壊したイベントは排除できない。このバックグラウンド事象の検出概念図を図 5.5 に示 す。他にも、1 つの陽電子がトリガーされポジトロニウムを形成した後、別の一つの陽電子もポジトロニウ ムを形成し、偶然同時に 2 つのポジトロニウが 3 光子崩壊をする時、2 つ目の陽電子が検出されなかった場 合は、このイベントは排除されない (図 5.6)。

以上の2つの場合において、このバックグラウンド事象が5光子崩壊事象として検出される事象の数は、 各測定ランごとの足し合わせで、前者の場合、

$$BKG_{3\gamma\times3\gamma} = \sum_{run} R_{3\gamma}^2 \times 2\Delta t_\gamma \times P(\Delta t_\gamma, \Delta t_{e^+}) \times RunTime \times \epsilon_{3\gamma\times3\gamma}$$
(5.11)

後者の場合、

$$BKG_{3\gamma\times3\gamma} = \sum_{run} R_{3\gamma}^2 \times 2\Delta t_{\gamma} \times (1 - P(\Delta t_{\gamma}, \Delta t_{e^+}))(1 - \epsilon_{e^+ \to Ps}) \times RunTime \times \epsilon_{3\gamma\times3\gamma}$$
(5.12)

と計算される。ここで $R_{3\gamma}$ は 3 光子崩壊事象レートで、オルソポジトロニウム生成率と観測における陽電 子トリガー数及び測定時間より求まる。全測定期間平均で $R_{3\gamma} = 5.7$ kHz である。 Δt_{γ} は NaI の時間分 解能であり、6 ns としている。 Δt_{e^+} は陽電子トリガーの時間分解能で、 $P(\Delta t_{\gamma}, \Delta t_{e^+})$ は δt_{γ} 以下の時間 差で崩壊した 2 つのオルソポジトロニウムの生成時間差が δt_{e^+} 以下である確率である。これは、オルソ ポジトロニウムの寿命を仮定した乱数を使ったシミュレーションによって 6.77% と求められた。 $\epsilon_{e^+ \to Ps}$ はポジトロニウムを形成する陽電子の検出効率で、測定で得られたトリガー数から求めた陽電子全体の検 出効率 $\epsilon_{e^+} = 60\%$ (§4.2) を用いている。この非検出効率 40% には陽電子がシンチレーターを通過しない 事象も含まれている。実際には、ポジトロニウムを形成する陽電子はシンチレーターを通過してエアロゲ ルの中心付近に入射したものと考えられるため、この陽電子全体の検出効率 60% よりも大きな値となる。 $\epsilon_{3\gamma\times3\gamma}$ はこの事象が 5 光子崩壊事象として検出される確率で、シミュレーションで発生させたこのイベン トに 5 光子崩壊事象のイベント選択を適用することで求まる。各選択における通過事象数の変化を表 5.4 に示す。これらより、このバックグラウンド事象の混入数は、2 つの陽電子が時間分解能以内にあるものは $BKG_{3\gamma\times3\gamma} = 0.023 \pm 0.005$ 、1 つの陽電子が検出されない場合は $BKG_{3\gamma\times3\gamma} < 0.15$ と求めた。後者を



上限として求めているのは、前述の陽電子トリガー検出効率の見積もりによる。

図 5.5 イベント選択で排除されない 3 光子崩壊事象偶然同時バックグラウンド。陽電子トリガーの時間分解能以内に 2 つの陽電子。

表 5.4 シミュレーションで生成された 2 つの 3 光子崩壊事象が、5 光子崩壊事象選択を通過するイベント数と残存率。残存率は全測定イベント (9.8 × 10⁸ イベント)に対する割合。セレクションの詳細 は 4.3.1 を参照。

	通過イベント数	イベント残存率
全生成イベント	9.8×10^8	1.00
# of good hits = 5	82,456	8.5×10^{-5}
Back-to-Back rejection	$52,\!384$	5.4×10^{-5}
Reconstructed Energy 3g refection	705	$7.2 imes 10^{-7}$
$Psum < 90 \ \mathrm{keV/c}$	26	$2.7 imes 10^{-8}$
922 keV $< Esum < 1122$ kev	17	1.7×10^{-8}

5.4.3 3光子崩壊事象と2光子崩壊事象の偶然同時バックグラウンド

3 光子崩壊事象と、2 光子崩壊事象が偶然同時に起きる事象も、5 光子崩壊事象の主なバックグラウウン ド事象となりうる。ここで述べる 2 光子崩壊事象とは、陽電子がポジトロニウムを形成せずに電子と消滅 し 2 光子を放出する現象と、パラポジトロニウムを形成し 2 光子に崩壊する現象のことである。これら 2 つの事象はどちらも、陽電子の放出から短い時間で起きるという特徴があり、陽電子線源の遷移ガンマ線 (1275 keV) と同時に検出される。このバックグラウンド事象事象は、4.3.1 で述べた複数陽電子トリガー



図 5.6 イベント選択で排除されない 3 光子崩壊事象偶然同時バックグラウンド。1 つの陽電子が検出されない場合。

イベントの排除で抑制されるが、2 光子崩壊をする陽電子が検出されなかった場合、この事象は排除されない。このバックグラウンド事象が検出される際の概念図を図 5.7 に記す。

この事象が5光子崩壊事象として検出される事象数は、各測定ランごとに検出される事象数の足し合わ せで、

 $BKG_{3\gamma(2\gamma+trans.\gamma)} = \sum_{run} R_{3\gamma} \times R_{2\gamma+trans.\gamma} \times 2\Delta t_{e^+} \times (1 - \epsilon_{e^+}) \times RunTime \times \epsilon_{3\gamma \times (2\gamma+trans.\gamma)}$ (5.13) で計算される。ここで $R_{3\gamma} \geq R_{2\gamma+trans.\gamma}$ はそれぞれ 3 光子崩壊事象、2 光子崩壊事象のレートで、観測さ れた陽電子トリガー数、オルソポジトロニウム生成率、測定時間より求まる。 Δt_{e^+} は陽電子トリガーの時 間分解能で、 ϵ_{e^+} は陽電子の検出効率で、測定で得られたトリガー数より 60% としている。 $\epsilon_{3\gamma \times (2\gamma+trans.\gamma)}$ はこの事象が 5 光子崩壊事象として検出される確率で、シミュレーションの結果より求まる [22]。これ らの値より、このバックグラウンド事象が 5 光子崩壊事象として検出される数の上限を 68% 信頼区間で $BKG_{3\gamma \times (2\gamma+trans.\gamma)} < 0.17$ と求めた。

5.5 測定結果と期待値

上記のように、これまでの測定における5光子崩壊事象検出期待値と主なバックグラウンド事象の混入 数を見積もった。これらの値を、測定結果とともに表5.5に示す。これまで約568日間の測定で観測され た5光子崩壊事象候補数は2でありGEANT4シミュレーションにより見積もられた5光子崩壊事象検出



図 5.7 イベント選択で排除されない 3 光子崩壊事象と 2 光子崩壊事象の偶然同時バックグラウンド

期待値は 0.97±0.06、主なバックグラウンド事象の混入数は 0.32 ±0.44 ウンド混入数の誤差は、3 光子崩壊由来のバックグラウウンド事象の見積もりによるものが支配的である。 今後この事象のバックグラウンドシミュレーションをさらに行うことで、混入数をより精度高く見積もる ことができる。この見積もりをもとに、5 光子崩壊事象およびバックグラウンド事象が検出される数ごとの 確率は、ポアソン分布に従って計算すると、表 5.6 のようになった。これより見積もりと無矛盾な測定結果 を得たといえる。

実験結果	2
5γ 検出期待値	0.97 ± 0.06
$BKG_{3\gamma}$	< 0.67
$BKG_{3\gamma \times 3\gamma}$	< 0.16
$BKG_{3\gamma \times (2\gamma + trans.\gamma)}$	< 0.17
全 BKG	< 0.70

表 5.5 5 光子崩壊事象観測結果と期待値および主なバックグラウンド事象の混入数の見積もり (実験結 果以外は全てシミュレーションによる)

検出数	5光子崩壊事象検出確率 (期待値 0.97)	バックグラウンド事象検出確率 (見積もり 0.70)
0	38%	50%
1	37%	35%
2	18%	12%
3 以上	7%	3.4%

表 5.6 5 光子崩壊事象およびバックグラウンド事象の各検出数における確率

第6章

考察と今後の計画

我々は、改良を加えた多光子崩壊検出器 UNI III を用いて、オルソポジトロニウムの5光子崩壊事象の 観測を 2017 年 1 月から 2018 年 12 月 (線源強度 380 kBq から 220 kBq) の間で約 568 日間行った。その 結果、2 つの5 光子崩壊事象候補を得た。GEANT4 シミュレーションによる見積もりでは、5 光子崩壊 事象の検出期待値は 0.97±0.06 イベント、主なバックグラウンド事象の混入数の上限は 0.70 イベントと なっている。

6.1 今後

6.1.1 今後5年間で期待される検出数

今後 2019 年 1 月 1 日 (線源強度 220 kBq) から 5 年後の 2024 年 1 月 (線源強度 56 kBq) までに期待さ れる 5 光子崩壊事象の検出数は 1.42 ± 0.08 イベント、主なバックグラウンド事象の混入数の上限は 1.0 イ ベントと見積もられた。このバックグラウンド事象のうち多くは 3 光子崩壊事象由来のバックグラウンド による。

6.1.2 バックグラウンドシミュレーション数の増加によるバックグラウンド事象混入数 の見積もりの改善

5.4.1 で述べたように、現状のバックグラウンド事象混入数の見積もりにおいては、バックグラウンド事 象が5光子崩壊のイベント選択を通過する数が0であるため、正確な混入確率が求められていない。特に、 混入数が最も多く見積もられた3光子崩壊事象由来のバックグラウンド事象は、イベント選択の早い段階 である Back-to-Back 事象排除でその事象数が0となり、シミュレーション数をさらに多くすることでそ の混入数のはさらに小さく制限されると考えられる。今後、シミュレーション数を増加させるために、シ ミュレーションの更なる高速化が必要となる。

もしシミュレーションを現状の10倍行い、3光子崩壊バックグラウンド事象の5光子イベント選択結果が 依然として0であったとすると、3光子崩壊バックグラウンドの混入数の上限は今後5年間で0.099とな り、全体のバックグラウンド事象の上限値は0.18イベントまで改善する。

6.1.3 陽電子トリガー検出効率の改善

5.4.2、5.4.3 で示したように、偶然同時バックグラウンドは陽電子トリガーの検出効率を上げることで減 らすことができる。現在、陽電子トリガーの検出効率として用いている値は、2017 年 5 月時点の陽電子線 源強度計算値 345 kBq と当時のトリガーレート 203 kHz から算出した値 $\epsilon_{e^+} = 60\%$ である。この値は全 陽電子の検出効率 (ϵ_{e^+}) であり、ポジトロニウムを形成する陽電子に限れば、その検出効率 ($\epsilon_{e^+ \to Ps}$) はこ の値よりも大きくなる。2 つの 3 光子崩壊事象の偶然同時バックグラウンドを見積もる計算には $\epsilon_{e^+ \to Ps}$ を用いるが、この値を実験的に求められていないため、その最大値として ϵ_{e^+} と同じ 60% を使用している。 この値を正確に計算することができ、例えば $\epsilon_{e^+ \to Ps} = 90\%$ となれば今後 5 年間のこのバックグラウンド 事象の混入数の上限は 0.10 イベントから 0.025 イベントと改善する。

また、トリガーに不感である陽電子はシンチレーション光の光量不足によると考えられる。そのため、ト リガーカウンターの光電子増倍管を、より量子効率の高いものに変更することで陽電子検出効率を改善す ることができる。この換装により、全体の陽電子検出効率 ϵ_{e^+} が 80% となるとすると、3 光子崩壊と2 光 子崩壊の偶然同時バックグラウンド事象の上限値は 0.11 から 0.097 へ改善し、5 光子崩壊事象の検出期待 値も 1.42 ± 0.08 から 1.90 ± 0.11 へ向上する。先に述べた 3 光子崩壊バックグラウンドシミュレーション 数を 10 倍にすることも考慮し、 $\epsilon_{e^+} = 80\%$ 、 $\epsilon_{e^+ \to Ps} = 90\%$ となったとすると、今後 5 年間の測定におけ る全バックグラウンド事象混入数の上限は 0.17 イベントと見積もられる。

6.1.4 4 ヒット事象を利用した5光子崩壊事象の機械学習による選択

5 光子崩壊事象の検出効率を改善するために、5 本のガンマ線のうち1 本が NaI(Tl) シンチレーション カウンターで検出されなかった4 ヒット事象を利用して5 光子崩壊事象の検出を行う方法が挙げられる。 図 6.1 に GEANT4 シミュレーションによる5 光子崩壊4 ヒット事象の運動量和とエネルギー和の二次元 分布を示す。5 光子崩壊4 ヒット事象には運動量和とエネルギー和に強い相関がみられる。これは、検出で きなかった光子が一本の場合は、検出されなかった光子のエネルギーは他4 本の運動量和により再構成さ れるからである。すなわち、

$$E_{Recon.} = \sum_{i=1}^{4} E_i + \left| \sum_{i=1}^{4} \vec{P_i} \right|$$
(6.1)

となる。図 6.2 にこの方法で再構成された 5 光子崩壊 4 ヒット事象のエネルギーを示す。この解析におけ る検出期待値とバックグラウウンド事象数は [22] で見積もられており、500 kBq の ²²Na 陽電子線源を用 いて一年間の検出期待値は 413±20、*S/N* は 0.19±0.01 である。図 6.3 に一年間で期待される再構成エネ ルギーの分布を、バックグラウウンド事象とともに示す。 しかしこのイベントはバックグラウンド事象の 理解の難しさや、シグナル選択の難しさから、実際にこの方法で 5 光子崩壊事象とバックグラウンド事象を



図 6.1 シミュレーションによる 5 光子崩壊 4 ヒット事象の運動量和とエネルギー和



図 6.2 シミュレーションによる 5 光子崩壊 4 ヒット事象の再構成エネルギー



図 6.3 一年間で検出が期待される 4 ヒット事象の再構成エネルギー分布。

選別することは困難である。そこで機械学習による多変量解析を用いた事象選別を検討した。この多変量 解析には CERN ROOT に付属するパッケージである The Toolkit for Multivariate Data Analysis with ROOT (TMVA)を利用する。この解析では、まずシミュレーションで生成した信号とバックグラウンド 事象が持つ任意の変数を機械学習させる。その結果を実験データに適用することで、信号とバックグラウ ンド事象の選別が可能となる。入力する変数は任意であり、今回の解析では4本のシングルエネルギー、 エネルギー和、運動量和、3つのイベントシェイプ情報といった、9変数を用いて解析を行った。ここで3 つのイベントシェイプ情報とは、各ガンマ線の運動量による行列

$$S^{\alpha\beta} = \frac{\sum_{i} \vec{p_{i}}^{\alpha} \vec{p_{i}}^{\beta}}{\sum_{i} \left(\vec{p_{i}}\right)^{2}} (\alpha, \beta = 1, 2, 3 \text{ correspond to } x, y, z)$$
(6.2)

の3つの固有値 $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ ($\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$) である。これらの値で、真球度は $\frac{3}{2}(\lambda_2 + \lambda_3)$ で表せ、この値が 0 であれば直線上 (Back-to-Back) のイベント、1 であれば真球状のイベントとなる。また、 $\frac{3}{2}\lambda_3$ は非平面 度を表し、0 であれば平面上のイベント、0.5 であれば真球状のイベントである。5 光子崩壊 4 ヒット事象 とバックグラウンド事象におけるこれらの変数を図 6.4 に示す。このバックグラウンド事象とは 3 光子崩 壊 4 ヒット事象、2 つの 3 光子崩壊事象の偶然同時 4 ヒット事象、3 光子崩壊事象と 2 光子崩壊事象の偶然 同時 4 ヒット事象を合わせたものである。ここで 4 ヒットの定義は、4 本の光子のエネルギーがそれぞれ 100 keV 以上であることで、実験データにおいてはそれに加えて TDC がオーバーフローしていないこと



も条件に加えた。これらの変数を機械学習させ、イベントの選択に用いる一つの変数をイベントごとに得

図 6.4 5 光子崩壊 4 ヒット事象とバックグラウンド事象における諸変数。バックグラウウンド事象は 3 光子崩壊 4 ヒット事象、2 つの 3 光子崩壊事象の偶然同時 4 ヒット事象、3 光子崩壊事象と 2 光子崩 壊事象の偶然同時 4 ヒット事象を合わせたもの。上段 3 つと中段左は 4 本のガンマ線それぞれのエネル ギー分布、中段中央はエネルギー和分布、中段右は運動量和分布、下段はイベントシェイプ情報で左か ら順に $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ 分布

る。シミュレーションイベントのこの変数の分布を図 6.5 に示す。この機械学習では、あらかじめ用意され た分別メソッドを用いる。今回の解析では Boosted Decision and Regression Trees (BDT) というメソッ ドを使用した。このメソッドは、イベントを適切な変数を用いて 2 項に分け、さらにそれをストップ条件 を満たすまで繰り返していき、最終的にシグナルらしいイベントとバックグラウンドらしいイベントに分 離するものである。図 6.5 を見ると、シグナルとバックグラウンド事象が効率的に分離されていることが分 かる。この学習結果を実験データに適用した結果を図 6.6 に示す。今後この方法をさらに正確に行ってい くことで、5 ヒットイベントを利用した 5 光子崩壊事象の検出ができることが期待される。


図 6.5 5 光子崩壊4 ヒット事象とバックグラウンド事象における多変量解析出力。バックグラウウンド事象は3 光子崩壊4 ヒット事象、2 つの3 光子崩壊事象の偶然同時4 ヒット事象、3 光子崩壊事象と2 光子崩壊事象の偶然同時4 ヒット事象を合わせたもの。



図 6.6 観測された 4 ヒット事象に機械学習結果を適用して得られた値の分布

付録 A

解析実行方法

研究室解析サーバー内における、本研究に関連した各解析実行方法等について示す。

A.1 データ所在

A.1.1 リアルデータ(生データ)

実験室 (8 号館 149 室) の UNI 検出器で取得されたデータは、同室の PC (hep-user@uniexp) に蓄積さ れる。解析においては、これらのデータを hep149 サーバーへ scp コピーした後、解析サーバーへ scp コ ピーするという 2 段 scp によってデータを移動する。解析サーバー内における、データの所在は

$$/data/user/yoshikawa/data/{DATE}_4g$$
 (A.1)

である。データ名末尾の_4gは4ヒットトリガーで取得したことを意味する。これらのそれぞれのデータに 対応するキャリブレーションファイルは、

$$/data/user/yoshikawa/calibrationdata/{DATE}_4g.cal$$
 (A.2)

である。

A.1.2 シミュレーションデータ

シミュレーション結果データは、例えば3光子4ヒット事象の場合、

$$/data/user/yoshikawa/simu/3g4hits/Uni{DATE}.root$$
 (A.3)

であり、拡張子が.txt のものは対応する root ファイルをテキストに変換したものである。この変換については後述する。また同ディレクトリには、これらの root ファイルに対応する Log ファイル (拡張子は.out) も存在しており、シミュレーション試行数や時間などの情報を含んでいる。

A.1.3 解析 (セレクション) 後データ

データを解析して出力されるセレクション後のファイルは、

 $/home/user/yoshikawa/yoshikawaUNI/analysis/[3 - 5]gamma/{DATE}/$ (A.4)

内にあり、ここで {DATE} は解析した日付である。このディレクトリ内で、例えば5光子崩壊事象解析の場 合、5gamma_all_data.dat は5-good hit 事象のデータファイルで、5gamma_BtoB_RE3g_time_mom_esum.dat は Back-to-Back、3光子再構成エネルギー、時間、運動量、エネルギーのセレクションを行った後のファ イルになる。いずれもテキストファイルで、中身は Esum, Psum, DecayTime, Res.Time(σ), PMT#, SingleE, HitTime, \cdots (×5本), # of e^+ の順に並んでいる。なお、# of e^+ は、全セレクションを適用し たファイルにのみ含まれる。

A.2 キャリブレーション方法

キャリブレーションを行うには

において、

root 'ADC.c("{DATA FILE NAME}")'

と実行する。すると、{DATA FILE NAME}.cal というファイルが生成されているので、これをディレクトリ (A.2) ヘ手動で移動する。

A.3 データ解析方法

実験データの解析は解析サーバー内

```
/home/user/yoshikawa/yoshikawaUNI/analysis/ (A.6)
```

にて行う。その中に解析ソフトがあり、例えば unianalysis5g9 は5 光子崩壊事象解析の解析ソフト ver. 9 である。各バージョンでの変更点は、同ディレクトリ内ファイル version_notes に一部記してある。解析を 行うには、単に

./unianalysis5g9

と実行する。この時、リアルデータと MC データのどちらを解析するかを問うメッセージが表示されるの で、どちらかを選択する。ここで MC データが選択された場合、TDC 情報とスケーラー情報は読み込まれ ず、時間に関するセレクションは行われない。

実行の際、解析されるデータ名は同ディレクトリ内のテキストファイル inputfiles から読み込まれる。す なわち、解析したいデータはこの inputfiles 内にリストしておけばよい。MC データを選択した場合は、 inputfileMC から読み込まれる。またタイムウォーク補正に使われるパラメーターは、同ディレクトリ内 テキストファイル timewalk から読み込まれる。時間分解能に関するパラメーターも同様にして、テキスト ファイル timeresolution から読み込まれる。

A.4 MC シミュレーション方法

シミュレーションは

/localdata/user/yoshikawa/Tuni3_LonPb26.16cm_Type03_Poly03_6mm/ (A.7)

にて行う。例えば、3 光子崩壊事象 4 ヒット事象のシミュレーションを行うにはこのディレクトリ以下の

 $KndDev_rdm3/KndDev_rdm3/worker_grid/job/start_myjob.sh \tag{A.8}$

を実行すればよい。シミュレーションの方法については [22] の付録に詳しく載っているのでそちらを参照。 シミュレーションデータは root ファイル形式でディレクトリ (A.3) に蓄積される。現状の解析においてリ アルデータはテキスト形式であるため、MC データを同じ解析ソフトで処理するために、この root ファイ ルをテキストに変換している。これには、

/data/user/yoshikawa/simu/ (A.9)

にて、

source ./treeTotxt_2.sh

を実行する。

A.5 TMVA を用いた多変量解析方法

次に多変量解析の方法について記す。

A.5.1 入力データ生成

多変量解析に入力するデータは、ディレクトリ (A.6) 内で、

./unianalysis4g9_converter_for_MVA analysis3

を実行することで生成される。ここで、MVA には MC シグナルデータ、MC バックグラウンドデータと リアルデータの三種類を同じ形式で用意する必要があるので、その 3 つを生成しておく。生成されたテキ ストファイルは、MVA に用いる各パラメーターを含んでいる。含まれるパラメーターは、同ディレクトリ 内 version_notes 内に記述してある。このファイルは、MVA を行うディレクトリ に移動しておく。ここで、この入力テキストファイルは同ディレクトリ内の txttotree.c を実行すること で root ファイルに変更する (テキストのままでも MVA を行うことはできるが、root 形式の方が扱いやす い)。この時、MC シグナルと MC バックグラウンドのデータは同一ファイル内の別 Tree に入れる。

A.5.2 MC データ入力による機械学習 (Train) と Test

まず、MC データを入力することで機械学習とテストを行う。まず、環境設定のためにディレクトリ (A.10)にて

source setup.sh /soft/root/latest/

をした後、同ディレクトリで

root 'TMVAClassification.C("{METHOD}")'

を実行する。ここで {METHOD} には使用したい分類メソッドを入れる。例えば、("BDT,Likelihood") とすれば、BDT 解析と Likelihood 解析が同時に行われる。この実行の際の入力ファイル名は TMVAClassification.C 内で指定され、シグナルとして使う Tree 名、バックグラウンドとして使う Tree 名もこの中 でそれぞれ指定される。この実行が終了すると、自動的に GUI ウィンドウが立ち上がり結果を見ること ができる。この GUI は同ディレクトリ内 TMVAGui.C で動いている。また実行後、同ディレクトリ内に weights/TMVAClassification_BDT.class.C 等のファイルが出力されており、これが後でリアルデータの MVA にて使用される。

A.5.3 リアルデータの多変量解析

機械学習した結果をリアルデータに適用して解析するには、同ディレクトリにて

root 'TMVAClassificationApplication.C("{METHOD}")'

を実行する。入力するリアルデータファイル名は TMVAClassificationApplication.C 内で指定する。実行 後、生成される root ファイルにて各結果が閲覧できる。

謝辞

まず初めに、住吉孝行先生には本研究に携わる機会を与えていただき、またご指導いただきましたこと、 深く感謝いたします。角野秀一先生には、終始ご助言をいただき課題解決に多くのお力添えをいただきまし た。感謝申し上げます。汲田哲郎先生には、たくさんのご指導とアドバイスをいただきました。研究活動 を楽しみながら行うことができたのは、いつでも丁寧に議論してくださった汲田先生によるものと深く感 謝しております。また、千葉雅美先生には常に研究進捗を気にかけていただき、UNI 実験について大変多 くのことを教えていただきました。心より感謝申し上げます。浜津良輔先生には特に Geant4 シミュレー ションについて非常に多くをご教授いただきました。深く感謝申し上げます。

3年間の研究室生活をともに過ごした研究室同期の柿本さん、小西くん、為近さんは、この三年間を私に とって忘れ得ぬものにしてくれた、素敵な研究室仲間でした。本当にありがとうございました。

最後に、どんな時であっても一番の支えとなってくれた私の家族に、深い感謝の気持ちを表します。あ りがとうございました。

参考文献

- [1] P.A.M.Dirac, Proc. Roy. Soc. A126(1930) 360.
- [2] H.Weyl, Gruppentheorie und Quanten mechanik (2nd ed.,Leipzig,1931) p.234 [transl.to English by H.P.Robertson, The Theory of Groups and Quantum Mechanics (Methuen & Co. Ltd., London, 1931) p.263, 264]
- [3] C.D.Anderson, Phys. Rev. 35(1930) 939.
- [4] S.Mohorovicic, Astron. Nachr. (1934) 94.
- [5] A.W.Ruark, Phys. Rev. 68(1945) 278.
- [6] M.Deutsch, Phys. Rev. 82(1951) 455.; Phys. Rev. 83(1951) 866.;
- [7] C. I. Westbrook, D. W. Gidley, R. S. Conti, and A. Rich, Phys. Rev. A 40, 5489.
- [8] Y.Kataoka, S. Asai and T.Kobayashi, Phys. Lett. B 671(2009)219.
- [9] J.Pirenne, Arch. Sci. Phys. Nat. 28(1946) 233.
- [10] P.A.M.Dirac, Proc. Camb. Phil. Soc. 26(1930) 361.
- [11] I.Harris and L.M.Brown, Phys. Rev. 105(1957) 1656.
- [12] I.B.khriplovich and A.S.Yelkhovsky, Phys. Lett. B 246(1990) 520.
- [13] A.H.Al-Ramadhan and D.W. Gidley, Phys. Rev. A 20(1979) 36.
- [14] A.Ore and J.L. Powell, Phys. Rev. 75(1949) 1696.
- [15] S.Adachi et al. 1990 Phys. Rsv. 2634, 2637.
- [16] 松本利広,博士論文
- [17] P.A.Vetter et al. Phys. Rev. A 66, 052505 (2002).
- [18] A.Rich, Rev. Mod. phys. 53(1981) 127.
- [19] S.Adachi et al. 1994 Phys. Rsv. 3201, 3208.
- [20] 山見仁美, 修士論文 (2014 年度)
- [21] 津川天祐, 修士論文 (2002 年度)
- [22] 神田泰地,修士論文(2015年度)
- [23] 吉川広陽, 卒業論文(2016年度)