

修士学位論文

UNI 検出器によるポジトロニウム 5 光子崩壊検出実験
における解析手法の改良

指導教員：角野秀一 教授

2022 年 1 月 7 日提出

東京都立大学大学院
理学研究科物理学専攻
学修番号 20844402

安藤晴也

概要

電子と陽電子の束縛状態はポジトロニウムと呼ばれる。ポジトロニウムは低エネルギーのレプトン系であるため、強い相互作用や弱い相互作用の影響が小さい。ゆえにその崩壊過程は電磁相互作用のみによって記述することが可能であり、量子電磁力学 (QED) を検証する材料に適している。ポジトロニウムにはスピン一重項状態のパラポジトロニウムとスピン三重項状態のオルソポジトロニウムが存在し、電荷共役不変性のためそれぞれ偶数本のガンマ線と奇数本のガンマ線に崩壊する。特にオルソポジトロニウムの 5 光子崩壊は $O(\alpha^5)$ の高次 QED 過程であり、その検出により高次 QED の検証が可能である。しかしながらその直接観測の実例は少数である。

本実験では多光子崩壊検出器 UNI を用いてポジトロニウムの 5 光子崩壊事象の検出を試みている。UNI 検出器はポジトロニウム生成部の周囲に 30 本の NaI(Tl) シンチレーターを球殻状に配置した構造の装置であり、内部で生成されたポジトロニウムが崩壊するとその崩壊光子を検出する。UNI 検出器は UNI I、UNI II、UNI III と改良が重ねられ、より効率的な崩壊事象の検出が可能となっている。現行の UNI III 検出器によるデータの取得は 2017 年 1 月より開始され、2019 年 1 月までに 8.1×10^{12} 事象を取得。解析の結果、2 事象の 5 光子崩壊事象候補を発見し、これはシミュレーションにより得られた 5 光子崩壊事象検出数の期待値およびバックグラウンド事象混入数の上限値と無矛盾であった。

本実験では 2019 年 1 月から 2020 年 2 月までに UNI 検出器が取得した 2.9×10^{12} 事象のデータを解析し、0 事象の 5 光子崩壊事象候補を検出した。また 2017 年 1 月から 2020 年 2 月までの 5 光子崩壊事象検出数の期待値およびバックグラウンド事象混入数の上限値を算出し、実際の 5 光子崩壊事象検出数がこれらと矛盾していないことを確かめた。

目次

1	序論	6
1.1	背景	6
1.2	ポジトロニウムの性質	6
1.3	ポジトロニウムの崩壊	8
1.3.1	ポジトロニウムの2光子崩壊	8
1.3.2	ポジトロニウムの3光子崩壊	9
1.4	ポジトロニウムの5光子崩壊	10
1.5	本研究の概要	10
2	UNI 実験	10
2.1	UNI 検出器	11
2.1.1	ガンマ線検出器	11
2.1.2	鉛シールド	13
2.1.3	ポジトロニウム生成	15
2.2	UNI I 実験	16
2.2.1	UNI I 検出器	16
2.2.2	結果	17
2.3	UNI II 実験	18
2.3.1	UNI II 検出器	18
2.3.2	結果	19
3	UNI III 実験	20
3.1	UNI III 検出器	21
3.1.1	ポジトロニウム生成部	22
3.1.2	ガンマ線検出器	24
3.1.3	トリガー検出器	24
3.1.4	データ収集システム	25
3.2	実験の実施	26
3.3	これまでの結果	26
4	データの解析	26
4.1	事象選択	26

4.2	5 光子崩壊検出期待値	31
4.3	バックグラウンドの見積もり	31
4.3.1	3 光子崩壊事象およびコンプトン散乱によるバックグラウンド	31
4.3.2	2 個の 3 光子崩壊事象による偶然同時バックグラウンド	32
4.3.3	3 光子崩壊事象と 2 光子崩壊事象による偶然同時バックグラウンド	34
4.4	結果	35
5	考察	35

図目次

1.1	ポジトロニウムの概略図	6
1.2	ポジトロニウムの2光子崩壊のファインマン図	8
1.3	ポジトロニウムの3光子崩壊のファインマン図	9
1.4	ポジトロニウムの5光子崩壊のファインマン図	10
2.1	UNI 検出器の概念図	11
2.2	ガンマ線検出器の概観	12
2.3	切頂二十面体の概略図	13
2.4	UNI 検出器のガンマ線検出器の配置	13
2.5	鉛シールドのレイアウト図	14
2.6	鉛シールドの外観	14
2.7	3光子崩壊およびコンプトン散乱によるバックグラウンドの概略図	15
2.8	鉛シールドを取り付けた NaI(Tl) シンチレーターの概略図	15
2.9	UNI I 検出器の外観	16
2.10	^{68}Ge の崩壊様式	17
2.11	UNI I 検出器のポジトロニウム生成部の概略図	17
2.12	UNI II 検出器の外観	18
2.13	^{22}Na の崩壊様式	19
2.14	UNI II 検出器のポジトロニウム生成部の概略図	19
3.1	UNI III 検出器の外観と概略図	21
3.2	UNI III 検出器のポジトロニウム生成部の断面図	22
3.3	ポジトロニウム生成部および支持構造の透視図	23
3.4	UNI III 検出器のポジトロニウム生成部の外観	23
3.5	データ収集システムのブロック図	25
4.1	# of good hit = 5 選択を適用した段階の残存事象のエネルギー和、運動量和、崩壊時間、hit 時間のばらつき	29
4.2	# of good hit = 5 選択を適用した段階の残存事象の運動量和のエネルギー和	30
4.3	$\tau < 10\text{ ns}$ and $\Delta T < 1.5\sigma$ 選択を適用した段階の残存事象の運動量和のエネルギー和	30
4.4	2 個の3光子崩壊による偶然同時バックグラウンドのうち、トリガー検出器の時間分解能内に2個のオルソポジトロニウムが生成するもの	33

4.5	2 個の 3 光子崩壊による偶然同時バックグラウンドのうち、トリガー検出器の時間分解能外 に 2 個のオルソポジトロニウムが生成するもの	33
4.6	3 光子崩壊と 2 光子崩壊による偶然同時バックグラウンド	34

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の比較	7
2.1	各シンチレーターの性質	12
3.1	各 PMT の印加電圧	24
4.1	5 光子崩壊事象検出における事象選択通過事象数と残存率 (2019/1-2020/2)	28
4.2	5 光子崩壊事象検出における事象選択通過事象数と残存率 (2017/1-2019/1)	29
4.3	5 光子崩壊事象検出結果および検出期待値と主要なバックグラウンド事象の混入数の見積もり (2017/1-2020/2)	35

1 序論

1.1 背景

陽電子は 1930 年に Dirac により存在を予言され [1]、1933 年に Anderson により実験的に観測された [2]。Mohorovicic が電子と陽電子の束縛状態の存在を予言したのはその翌年の 1934 年のことである [3]。これは Ruark によりポジトロニウムと命名され [4]、1951 年に Shearer と Deutsch がガス中での生成に成功した [5]。1987 年に Ann Arbor のグループがオルソポジトロニウムの寿命を精密に測定し、 6.2σ の相違で当時の理論値より短い結果が得られた [6]。これをきっかけに 1990 年代にオルソポジトロニウムの寿命の測定が活発に行われ、現在はポジトロニウムの熱化過程を正確に考慮した測定により理論値と相違のない結果が得られている [7]。本実験 UNI III は 1990 年代に行われたポジトロニウムの寿命の測定を端緒としており、現在はポジトロニウムの 5 光子崩壊事象の検出を目標としている。ポジトロニウムの 5 光子崩壊は高次 QED 事象に該当する稀崩壊事象であり、これを検出することは高次 QED の純粋な検証に繋がる。1996 年に UNI III 実験の前身である UNI I 実験により 1 事象、2002 年に Vetter らにより 2 事象の 5 光子崩壊事象候補が観測された [8] が、統計量が少ないため現在のところ明確な議論は行われていない。本研究では UNI III 検出器によるポジトロニウム 5 光子崩壊事象の検出効率の向上を目標とする。

1.2 ポジトロニウムの性質

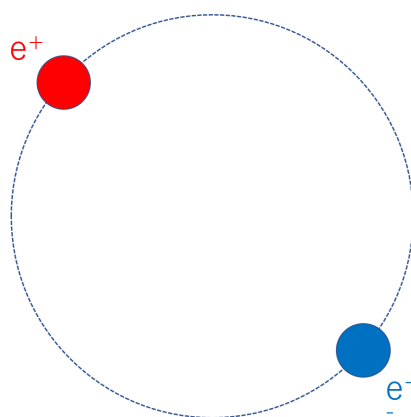


図 1.1 ポジトロニウムの概略図

ポジトロニウム (Ps) は電子と陽電子の電磁相互作用による束縛状態である。水素原子に類似するが、イオン化ポテンシャルは水素原子の半分の 6.8eV 、ボーア半径は水素原子の倍の 106pm である。ポジトロニウム

はレプトン系であり、質量は 1022 keV と極めて軽い。このため強い相互作用や弱い相互作用の寄与が小さく、量子電磁力学 (QED) のみで性質を記述することが可能である。ゆえにポジトロニウムは量子電磁力学を検証する材料に適している。

ポジトロニウムはスピン状態により以下のように分類される。

$$\psi_r(m = 1) = \uparrow\uparrow \quad (1.1)$$

$$\psi_r(m = -1) = \downarrow\downarrow \quad (1.2)$$

$$\psi_r(m = 0) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow) \quad (1.3)$$

$$\psi_r(m = 0) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow) \quad (1.4)$$

ここで \uparrow と \downarrow はそれぞれ電子と陽電子のスピンを、 m は量子化軸に対するスピンの射影を表す。トータルスピン $s = 0$ のスピン一重項状態のものはパラポジトロニウム (p-Ps)、トータルスピン $s = 1$ のスピン三重項状態のものはオルソポジトロニウム (o-Ps) と呼ばれる。

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。

$$\hat{C}\psi(n, l, s) = (-1)^{l+s}\psi(n, l, s) \quad (1.5)$$

ここで n, l, s はそれぞれ主量子数、相対軌道角運動量、トータルスピンを表す。一方で N 個の光子は固有値 $(-1)^N$ 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。このとき、運動量保存則により 1 個の光子に崩壊することは禁止されている。QED 計算によれば真空中でのパラポジトロニウムの寿命は 125 ps、オルソポジトロニウムの寿命は 142 ns である。以上のポジトロニウムの性質を表 1.1 にまとめる。

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の比較

	パラポジトロニウム	オルソポジトロニウム
スピン	0 (一重項)	1 (三重項)
崩壊光子数	偶数個	奇数個 (> 3)
寿命	125 ps	142 ns

オルソポジトロニウムはパラポジトロニウムの 1000 倍ほど寿命が長いことになるが、物質中では以下の反応により真空中より短い時間で崩壊する。

ピックオフ消滅

ポジトロニウムが物質中の原子と衝突した際に、ポジトロニウムを構成する陽電子と原子を構成する電子が対消滅することがある。この現象はピックオフ消滅と呼称され、物質中の自由空間の体積が小さいほど発生する確率が増大する。

スピン交換

ポジトロニウムを構成する電子が周囲の分子の不対電子とスピンを交換する現象はスピン交換と呼称される。スピン交換が発生するとオルソポジトロニウムはパラポジトロニウムに変化し、本来より短い時間で崩壊する。大気中では酸素の不対電子がオルソポジトロニウムとスピン交換を引き起こすため、QED 計算よりオルソポジトロニウムの寿命が短く測定される。

1.3 ポジトロニウムの崩壊

1.3.1 ポジトロニウムの 2 光子崩壊

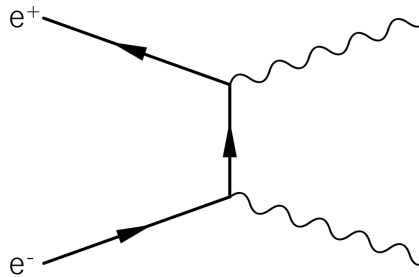


図 1.2 ポジトロニウムの 2 光子崩壊のファインマン図

パラポジトロニウムは偶数個の光子に崩壊する。パラポジトロニウムの最低次の 2 光子崩壊事象のファインマン図は図 1.2 のようになる。それぞれの崩壊点は崩壊率に対し α の一乗の寄与をし、パラポジトロニウムの最低次の 2 光子崩壊事象は $O(\alpha^2)$ 過程である。パラポジトロニウムの 2 光子崩壊の輻射補正を考慮しない最低次の崩壊率は次のように表される [9]。

$$\lambda_0(p\text{-Ps} \rightarrow 2\gamma) = 4\rho\sigma(2\gamma)v \sim 8 \times 10^9 \text{ sec}^{-1} \quad (1.6)$$

ここで ρ はポジトロニウムにおける電子密度、 σ は静止状態の電子とエネルギー E の陽電子による 2 光子崩壊の Dirac 平面波断面積、 v は電子と陽電子の相対速度である。 ρ は

$$\rho = \frac{1}{\pi} \left(\frac{\alpha m_0 c}{2n\hbar} \right)^3 \quad (1.7)$$

であり、 σ は

$$\sigma(2\gamma) = \pi r_0^2 \frac{1}{\gamma+1} \left[\frac{\gamma^2 + 4\gamma + 1}{\gamma^2 - 1} \ln(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}) - \frac{\gamma + 3}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \right] \quad (1.8)$$

である。ここで $r_0 = e^2/4\pi\epsilon_0 m_0 c^2$ は古典的電子半径であり、 $\gamma = E/m_0 c^2$ である。非相対論的極限 $\gamma = 1$ において σ は

$$\sigma(2\gamma) = \pi r_0^2 \frac{c}{v} \quad (1.9)$$

であり、以上より崩壊率 $\lambda_0(p\text{-}Ps \rightarrow 2\gamma)$ は

$$\lambda_0(p\text{-}Ps \rightarrow 2\gamma) = \frac{\alpha^5}{2} \left(\frac{m_0 c^2}{\hbar} \right) = 8032.5 \mu\text{s}^{-1} \quad (1.10)$$

と書き表すことができる。1957年に Harris と Brown がパラポジトロニウムの崩壊率を α 次の輻射補正を含めて

$$\lambda(p\text{-}Ps \rightarrow 2\gamma) = 7989.5 \mu\text{s}^{-1} \quad (1.11)$$

と計算した [10]。崩壊率は実験的に $7990.9 \pm 1.7 \mu\text{s}^{-1}$ と測定されており、誤差の範囲で一致している。

1.3.2 ポジトロニウムの3光子崩壊

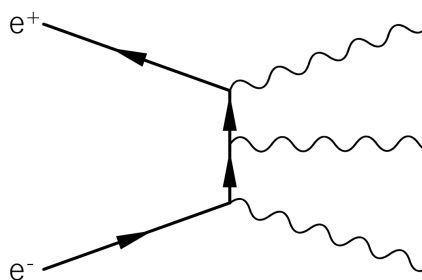


図 1.3 ポジトロニウムの3光子崩壊のファインマン図

オルソポジトロニウムは奇数個の光子に崩壊する。オルソポジトロニウムの最低次の3光子崩壊事象のファインマン図は図 1.3 のようになる。パラポジトロニウムの最低次の2光子崩壊事象と同様にそれぞれの崩壊点は崩壊率に対し α の一乗の寄与をし、オルソポジトロニウムの最低次の3光子崩壊事象は $O(\alpha^3)$ 過程である。パラポジトロニウムの3光子崩壊の輻射補正を考慮しない最低次の崩壊率は次のように表される [11]。

$$\lambda_0(o\text{-}Ps \rightarrow 3\gamma) = \frac{2}{9\pi} \alpha^6 \frac{m_0 c^2}{\hbar} (\pi^2 - 9) = 7.21117 \mu\text{s}^{-1} \quad (1.12)$$

1.4 ポジトロニウムの 5 光子崩壊

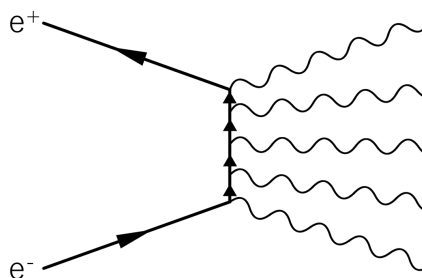


図 1.4 ポジトロニウムの 5 光子崩壊のファインマン図

オルソポジトロニウムの最低次の 5 光子崩壊事象のファインマン図は図 1.4 のようになる。オルソポジトロニウムの最低次の 5 光子崩壊事象は $O(\alpha^5)$ 過程である。オルソポジトロニウムの崩壊率は

$$\lambda(o-Ps) = \lambda(o-Ps \rightarrow 3\gamma) + \lambda(o-Ps \rightarrow 5\gamma) + \lambda(o-Ps \rightarrow 7\gamma) + \dots \quad (1.13)$$

のように各崩壊の崩壊率の和として記述され、最低次 $O(\alpha^5)$ の 5 光子崩壊事象の崩壊分岐比は最低次 $O(\alpha^5)$ の 5 光子崩壊事象の崩壊率と最低次 $O(\alpha^3)$ の 3 光子崩壊事象の崩壊率の比として

$$\frac{\lambda(o-Ps \rightarrow 5\gamma)}{\lambda(o-Ps \rightarrow 3\gamma)} = (0.9591 \pm 0.0008) \times 10^{-6} \quad (1.14)$$

のように計算される [14]。終状態の光子の個数が増加すると位相空間の体積が減少するため、崩壊光子が 2 個増加するごとに崩壊率は約 10^{-6} 倍となる。

1.5 本研究の概要

オルソポジトロニウムの 5 光子崩壊は $O(\alpha^5)$ の高次 QED 過程であり、また多数のバックグラウンド事象が存在する非常に稀な現象である。われわれはこのオルソポジトロニウムの 5 光子崩壊の検出を目的として UNI 実験を実施している。

2 UNI 実験

UNI 実験はポジトロニウムの崩壊事象の測定による高次 QED 事象の検証を目標とした実験である。具体的には多光子崩壊検出器 UNI による測定の結果から 4 光子崩壊事象および 5 光子崩壊事象と 3 光子崩壊事象

の崩壊分岐比を求め、QED 計算で求められた数値と比較する。4 光子崩壊事象については 1990 年と 1994 年に崩壊分岐比を求め、いずれも QED 計算の数値と無矛盾な結果を得ている [12][13]。また 5 光子崩壊事象についてはこれまでに 3 事象の候補を検出している。実験に使用する UNI 検出器は 5 光子崩壊事象の検出効率の改善のために UNI I 検出器、UNI II 検出器、UNI III 検出器とアップグレードが重ねられてきた。

2.1 UNI 検出器

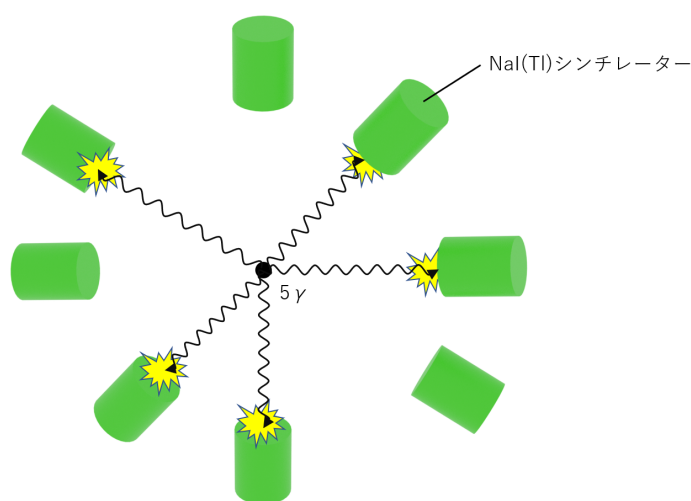


図 2.1 UNI 検出器の概念図

UNI 実験におけるポジトロニウム崩壊事象の検出は多光子崩壊検出器 UNI を用いて行われる。UNI 検出器の基本構造はポジトロニウム生成部を多角形構造体で被覆し、構造体の全周に 30 本のガンマ線検出器を配置したものである。ポジトロニウム生成部で生成されたポジトロニウムは構造体の内側で崩壊し、発生した崩壊光子を γ 線検出器で検出する。多数のガンマ線検出器を配置することで検出した光子の運動量の測定が可能となり、膨大なバックグラウンド事象から 5 光子崩壊事象を抽出することができるようになった。UNI 検出器は 5 光子崩壊事象の検出効率および信号対雑音比を改善するために UNI I、UNI II、UNI III とアップグレードが重ねられており、現在は UNI III が運用されている。

2.1.1 ガンマ線検出器

UNI 検出器はガンマ線検出器として 30 本のシンチレーションカウンターを搭載している。ガンマ線検出器の仕様と配置は UNI I、UNI II、UNI III のいずれのタイプにも共通しているためここで詳述する。

シンチレーションカウンターは NaI(Tl) シンチレーター ($\phi 3$ inch、全長 4 inch 円筒形、堀場製作所) と光電子増倍管 ($\phi 3$ inch、円筒形、浜松ホトニクス R1911) で構成されている。表 2.1 のようにシンチレーター

には複数の種類が存在するが、光出力が大きくエネルギー分解能が高い NaI(Tl) 結晶が選択された。

NaI(Tl) シンチレーターは反射材に被覆された上でアルミニウム製ケースに格納されている。NaI(Tl) シンチレーターの後方には光電子増倍管がオプティカルグリースにより接合され、ガンマ線検出器の全体は鉄シールドにより保護されている。ガンマ線検出器の外観を図 2.2 に示す。

ガンマ線検出器の配置については複数の候補が検討され、切頂二十面体の頂点に配置されることとなった。切頂二十面体は図 2.3 のような二十面体の頂点を切り取った形の三十二面体であり、20 面の正六角形と 12 面の正五角形で構成されている。典型的なサッカーボールと同様の構造と言えれば想像が容易である。この構造が採用されたのは互いに向き合う面が多いためである。切頂二十面体は正面から向き合う面が 16 組、多面体の中心を通過する同一の平面と交差する面が 51 組存在するため、2 光子崩壊事象と 3 光子崩壊事象の排除を効率的に実施することができる。UNI 検出器のガンマ線検出器の配置の概観を図 2.4 に示す。

表 2.1 各シンチレーターの性質

	density	light output	decay constant	wave length of maximum emission
	(g/cm ³)	(NaI(Tl)=100)	(ns)	(nm)
NaI(Tl)	3.67	100	230	415
CsI(Tl)	4.51	40	1050	550
BGO	7.13	7-10	300	480
BaF ₂	4.90	5	0.6,620	220



図 2.2 ガンマ線検出器の外観。光電子増倍管を上側、NaI(Tl) シンチレーターを下側にして置かれている

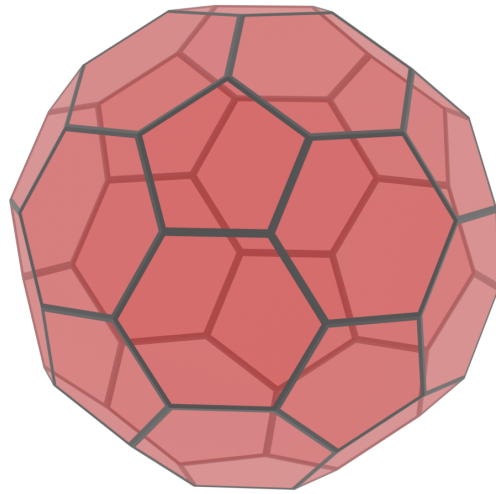


図 2.3 切頂二十面体の概略図

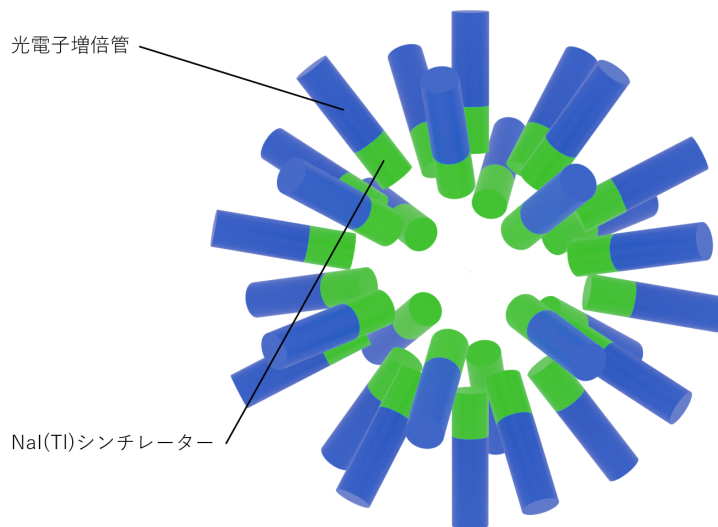


図 2.4 UNI 検出器のガンマ線検出器の配置の概観。切頂二十面体の中心からガンマ線検出器の入射面までの距離は UNI I および UNI III に準拠している

2.1.2 鉛シールド

NaI(Tl) シンチレーターにはバックグラウンドの抑制を目的として図 2.5、図 2.6 のような鉛シールドが取り付けられている。崩壊光子がシンチレーターに入射するとき、シンチレーターの表面でコンプトン散乱を起

こすことがある。このときに散乱した光子が図 2.7 のように他のシンチレーターに入射すると、3 光子崩壊や 4 光子崩壊が 5 光子崩壊として観測される原因となる。2.8 のように NaI(Tl) シンチレーターに鉛シールドを取り付けると散乱した光子が他のシンチレーターに入射することが防止され、このような事象が抑制される。

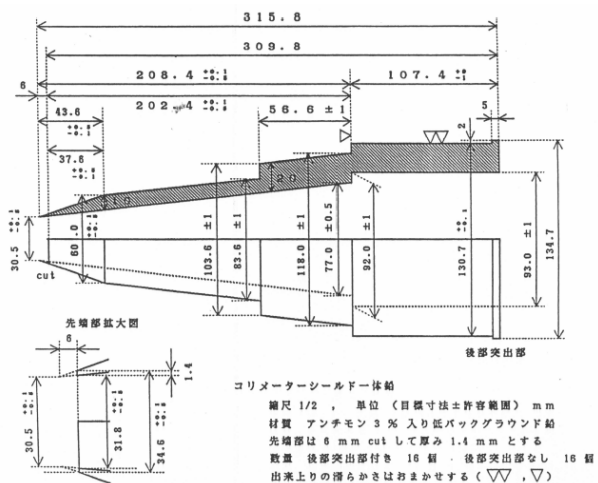


図 2.5 UNI I および UNI III で使用された鉛シールドのレイアウト図



図 2.6 鉛シールドの外観。左は UNI II で使用された鉛シールド、右は UNI I および UNI III で使用された鉛シールド

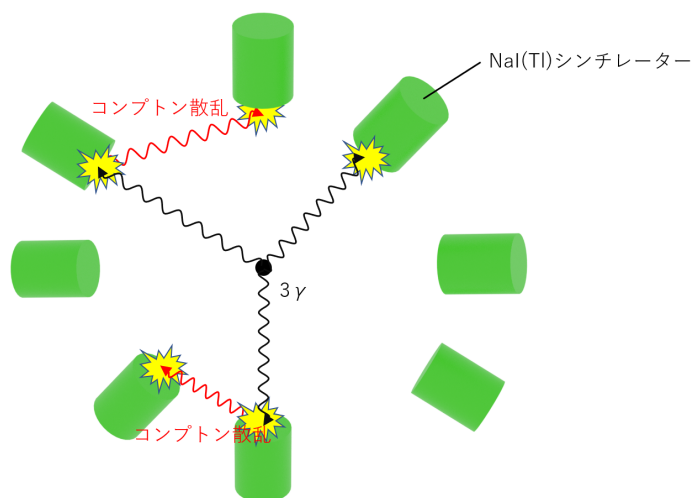


図 2.7 3 光子崩壊およびコンプトン散乱によるバックグラウンドの概略図

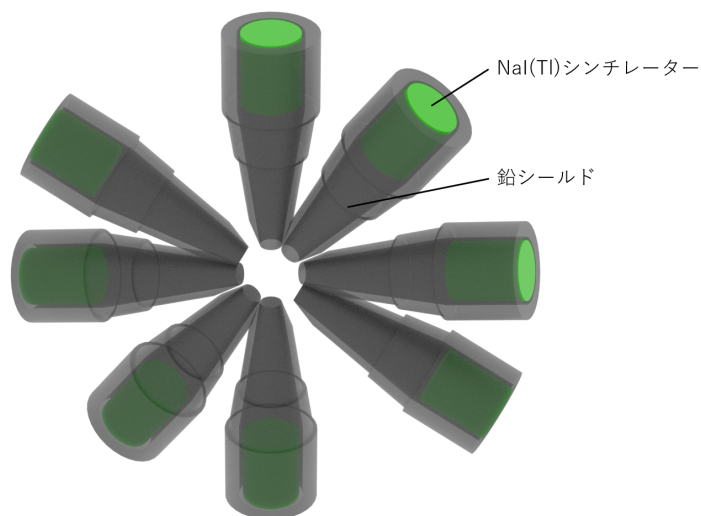


図 2.8 鉛シールドを取り付けた NaI(Tl) シンチレーターの概略図

2.1.3 ポジトロニウム生成

UNI 検出器では陽電子を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。シリカエアロゲルが採用された理由としては多孔質であり表面積が大きいこととポジトロニウムに対して負の仕事関数を持つことが挙げられる。シリカエアロゲルに入射された陽電子は電子と衝突を繰り返して熱エネルギー程度まで減

速され、最終的にシリカエアロゲル中の電子と結合し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%がパラポジトロニウム、75%がオルソポジトロニウムであり、パラポジトロニウムは形成の直後に2個の光子に崩壊し、オルソポジトロニウムのうち20%は SiO_2 粒子中で2個の光子に崩壊する。残りの80%のオルソポジトロニウムは SiO_2 が持つ負の仕事関数のためシリカエアロゲル中の空隙に逃げ込む。

2.2 UNI I 実験

UNI I 検出器を使用した実験は1989年より実施された。

2.2.1 UNI I 検出器

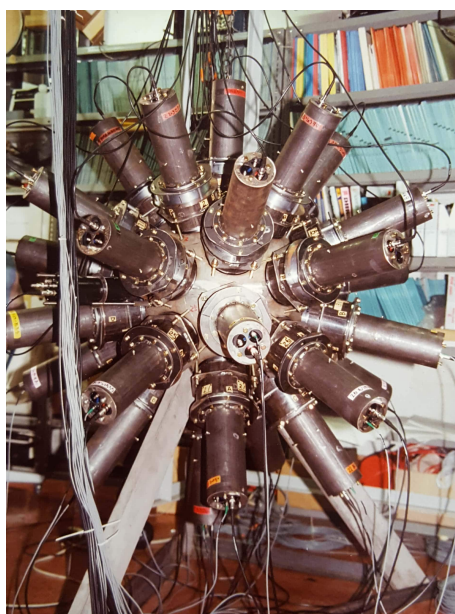


図 2.9 UNI I 検出器の外観

UNI I 検出器では陽電子線源に ^{68}Ge を使用している。 ^{68}Ge は半減期288日で電子捕獲により ^{68}Ga に崩壊、 ^{68}Ga は半減期68分で β^+ 崩壊により89%が ^{68}Zn の基底状態に崩壊し、1.3%が ^{68}Zn の励起状態に崩壊したのちに1077 keVの遷移ガンマ線を放出して基底状態に遷移する。 ^{68}Ge は陽電子の放出に遷移ガンマ線の放出を伴う確率が1%程度であるためバックグラウンドを低く抑えることができるが、半減期が短いため長期の実験には不利である。図2.10に ^{68}Ge の崩壊様式を示す。UNI I 検出器では ^{68}Ge の溶液を塩化ビニル片の片面に付着させ水分を蒸発させたのちに同様の塩化ビニル片で被覆したものを陽電子線源として使用した。この陽電子線源の外側には二枚のプラスチックシンチレーターが配置され、その外側には二個のシリカエアロゲルが配置される。線源から放出された陽電子はプラスチックシンチレーターを通過してシリカエアロゲル

ルに入射し、このときに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光電子増倍管に運搬されトリガー信号を生起させる。UNI I 検出器のポジトロニウム生成部の概略図を 2.11 に示す。

鉛シールドの全長は 316 mm とし (図 2.6 右)、ガンマ線検出器はいずれも入射面が構造体の中心から 262 mm の距離に位置するように設置された。ガンマ線検出器 1 本の立体角 Ω は 0.52% である。

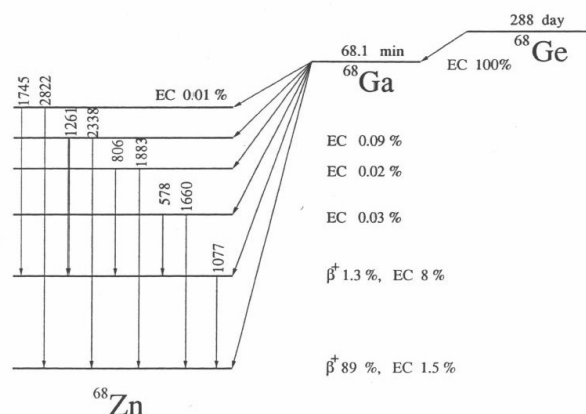


図 2.10 ^{68}Ge の崩壊様式。矢印がガンマ線を示す。エネルギーの単位は keV

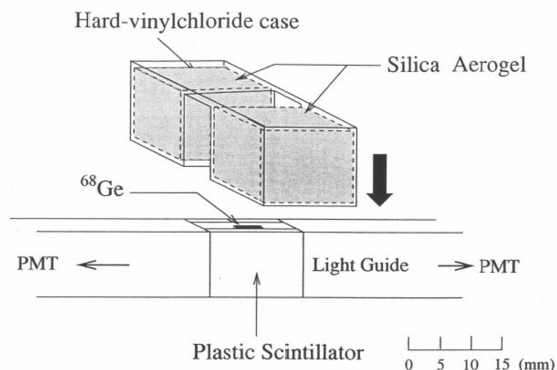


図 2.11 UNI I 検出器のポジトロニウム生成部の概略図

2.2.2 結果

UNI I 実験により 4 光子崩壊と 2 光子崩壊の崩壊分岐比を

$$\frac{\lambda_{4\gamma}}{\lambda_{2\gamma}} = [1.19 \pm 0.14(stat.) \pm 0.22(syst.)] \times 10^{-6} \quad (2.1)$$

と求め、QED 計算と矛盾の無い結果を得た [13]。また 5 光子崩壊と 3 光子崩壊の崩壊分岐比を

$$\frac{\lambda_{5\gamma}}{\lambda_{3\gamma}} = [2.2_{-1.6}^{+2.6}(stat.) \pm 0.5(syst.)] \times 10^{-6} \quad (\text{at } 68\% \text{ confidence level}) \quad (2.2)$$

と求めた [14]。さらに $o\text{-Ps} \rightarrow 4\gamma$ という荷電共役変換の保存を破る過程を検出し、崩壊分岐比を

$$\frac{\lambda(o\text{-Ps} \rightarrow 4\gamma)}{\lambda(o\text{-Ps} \rightarrow \text{all})} = 2.6 \times 10^{-6} \quad (\text{at } 90 \% \text{ confidence level}) \quad (2.3)$$

と求めてこの過程が発生する確率に上限を与えた [14]。

2.3 UNI II 実験

UNI II 検出器は 5 光子崩壊事象をより高い効率で検出することを目標に UNI I 検出器を改良したものであり、2002 年より実験を実施している。

2.3.1 UNI II 検出器

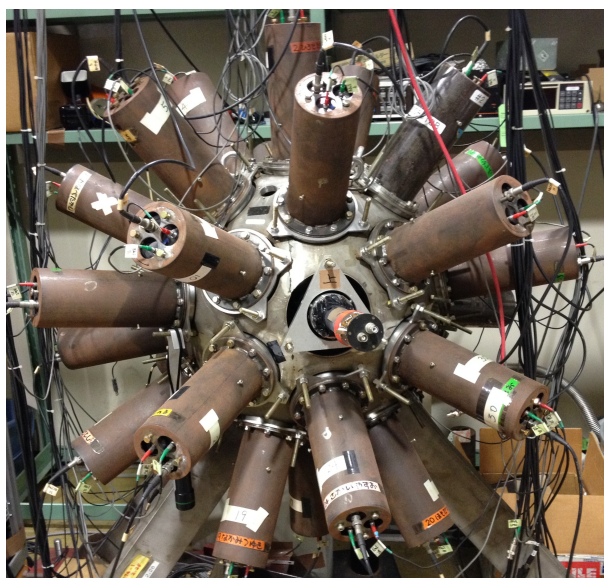


図 2.12 UNI II 検出器の外観

UNI II 検出器では主にポジトロニウム生成部が改良されている。UNI I 検出器では外殻の中心に配置されていた陽電子線源を構造体の外部に移動し、発生した陽電子のみを磁場で構造体の中心に輸送することで遷移ガンマ線によるバックグラウンドの抑制を図った。陽電子線源には ^{22}Na を使用している。 ^{22}Na は半減期 2.6 年で ^{22}Ne に β^+ 崩壊する。このとき 1275 keV の遷移ガンマ線を放出するためバックグラウンドが大きいが、放出される陽電子のエネルギーが小さいためポジトロニウムの生成に使用するシリカエアロゲルを小さくすることが可能であり、また半減期が長い長期の実験に有利である。 ^{22}Na の崩壊様式を 2.13 に示す。

UNI II 検出器は安全のために ^{22}Na を金属容器で遮蔽した密封線源を構造体の外部に配置し、約 700 mm の真空パイプ中をネオジウム磁石の磁場で輸送した陽電子を構造体の中心に配置したシリカエアロゲルに入射する構造とした。線源で発生した陽電子は 1.2% の確率でシリカエアロゲルに到達しトリガーされる。UNI II 検出器のポジトロニウム生成部の概略図を 2.14 に示す。

また UNI II 検出器では鉛シールドを 100 mm に短縮し (図 2.6 左)、ガンマ線検出器の入射面の位置を外殻の中心から 160 mm の距離まで接近させた。これによりガンマ線検出器 1 本の立体角は 1.42% となり、バックグラウンドが増大すると同時にイベントレートが増加すると予想された。

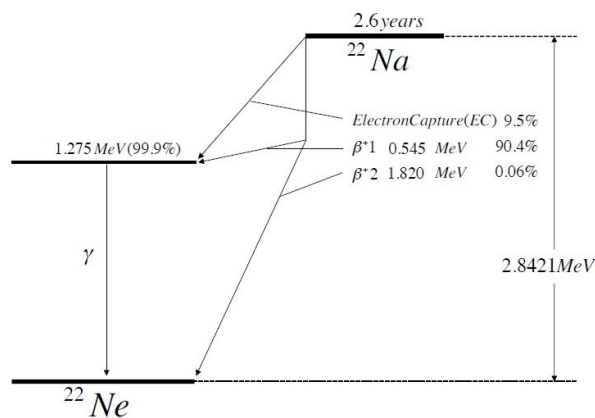


図 2.13 ^{22}Na の崩壊様式。矢印がガンマ線を示す。エネルギーの単位は keV

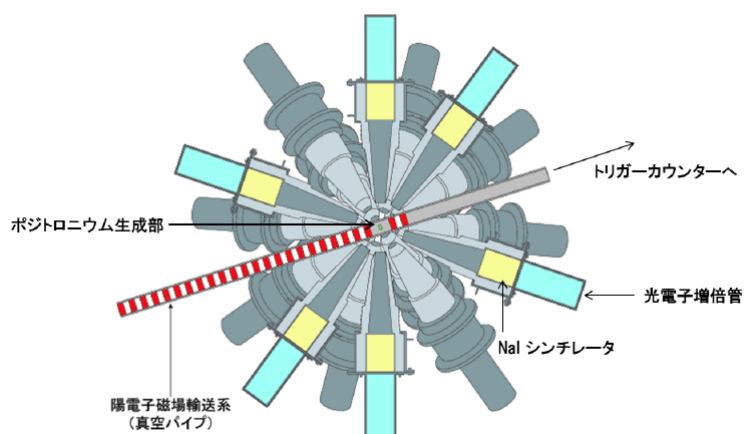


図 2.14 UNI II 検出器のポジトロニウム生成部の概略図。実際の UNI II 検出器は図とは異なり、鉛シールドが短いものに変更されポジトロニウム生成部とガンマ線検出器の距離が短縮されている

2.3.2 結果

UNI II 実験は 8 年間の観測により 14 事象の 5 光子崩壊事象候補を検出した [15]。しかし 2014 年のモンテカルロシミュレーションを使用した研究により 5 光子崩壊事象検出効率が 3.6×10^{-6} と計算され、8 年間の検出期待値が 0.035 事象、バックグラウンド事象混入数が 20 事象と見積もられた [16]。バックグラウンドの多くを占めたのは 3 光子崩壊事象で発生した光子がコンプトン散乱により複数のガンマ線検出器に入射することで 5 光子崩壊として検出される事象であり、これを抑制しながら検出効率を改善し統計を確保することが課題

となった。

3 UNI III 実験

UNI III 実験は UNI II 検出器を改良した UNI III 検出器を使用した実験であり、2017 年から現在まで継続されている。本研究ではこの UNI III 実験により取得したデータを使用している。

3.1 UNI III 検出器

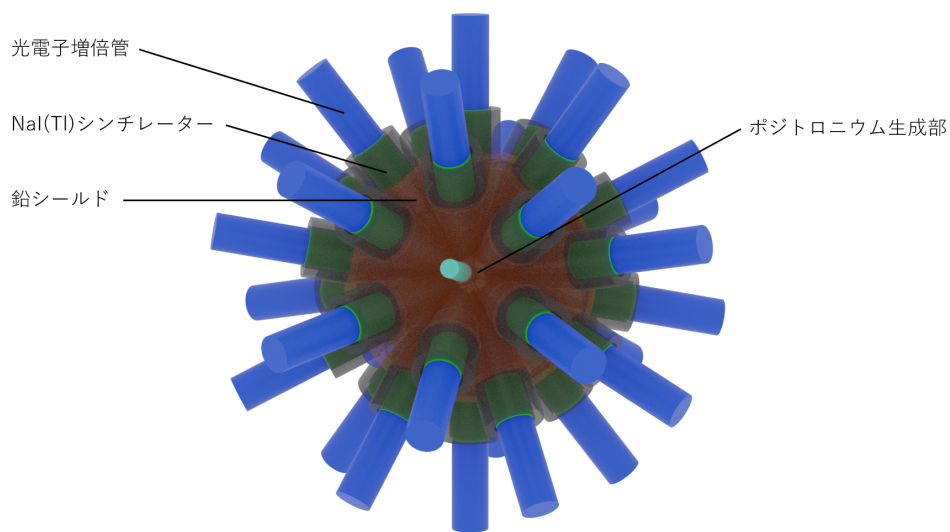
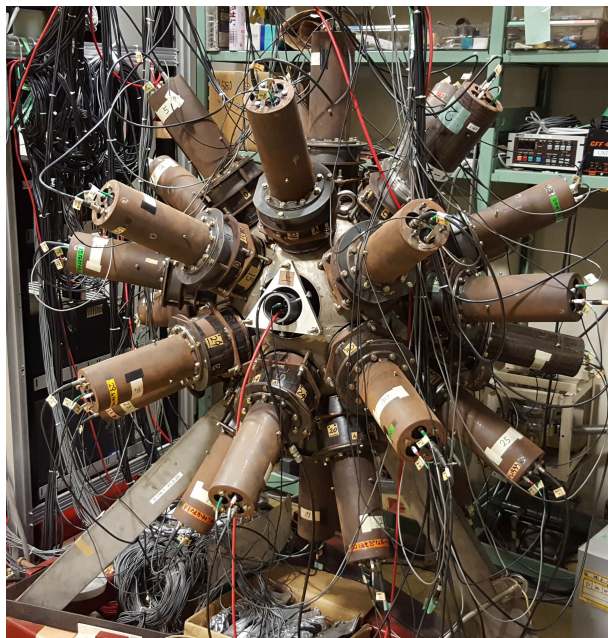


図 3.1 UNI III 検出器の外観（上）と UNI III 検出器の概略図（下）

UNI III 検出器は前述した UNI II 検出器の課題を解決するために製作された。以下に検出器の詳細を記述する。

3.1.1 ポジトロニウム生成部

前述のように UNI II 検出器で問題となったのは 3 光子崩壊事象に由来する光子が検出器の内部でコンプトン散乱を起こし複数のガンマ線検出器に入射する事象である。UNI II 検出器は陽電子を構造体の中心に輸送する真空パイプが金属製であり物質量が大きかったため、コンプトン散乱が増加する原因となっていた。また陽電子を構造体の外部の線源から構造体の中心のシリカエアロゲルに輸送する方式では陽電子の利用効率が低く、統計が不足する原因となった。このため UNI III 検出器では線源を外部に配置する方式を廃止し、UNI I 検出器と同様の線源を検出器の中心に配置する方式に差し戻した。またポジトロニウム生成部に使用される部品の物質量を低く抑えることでコンプトン散乱に由来するバックグラウンドの低減を図った。

陽電子の発生には UNI II 検出器から引き続き ^{22}Na を使用するが、物質量を低減するために金属製線源からカプトン製線源（日本アイソトープ協会 NA351）に変更した。線源の表面と裏面には厚さ $15\ \mu\text{m}$ のアルミニイズドマイラーと厚さ $0.15\ \text{mm}$ のプラスチックシンチレーターが重ねられ、その上下に半球型のシリカエアロゲル（半径 $6\ \text{mm}$ ）が固定される。線源で発生した陽電子はアルミニイズドマイラーとプラスチックシンチレーターを通過し 29.29% の確率でシリカエアロゲルに入射する。UNI III 検出器のポジトロニウム生成部の断面図を図 3.2 に示す。このポジトロニウム生成部は後述のトリガー用光電子増倍管を利用して構造体の中心に固定される。2 本のトリガー用光電子増倍管の間に 4 本のカーボンロッド（直径 $0.15\ \text{mm}$ ）を架橋し、中心にポジトロニウム生成部を固定する。カーボンロッドの外周はアルミニイズドマイラーで被覆され、物質効果の低減のために内部には窒素を流入させる。ポジトロニウム生成部および支持構造の透視図を図 3.3 に示す。またこれらの実際の概観を図 3.4 に示す。

以上のように UNI III 検出器ではポジトロニウム生成部を構造体の中心に配置し、また線源の強度が大きくなったことでトリガーレートは UNI II 検出器の $0.42\ \text{kHz}$ から $230\ \text{kHz}$ まで改善した [17]。

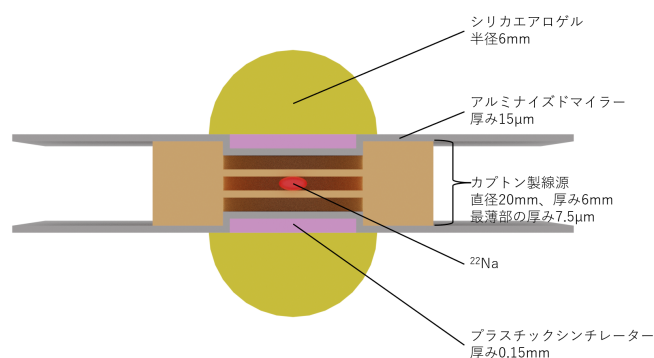


図 3.2 UNI III 検出器のポジトロニウム生成部の断面図。構造の把握を容易にするため各部の厚み等は実際とは異なる

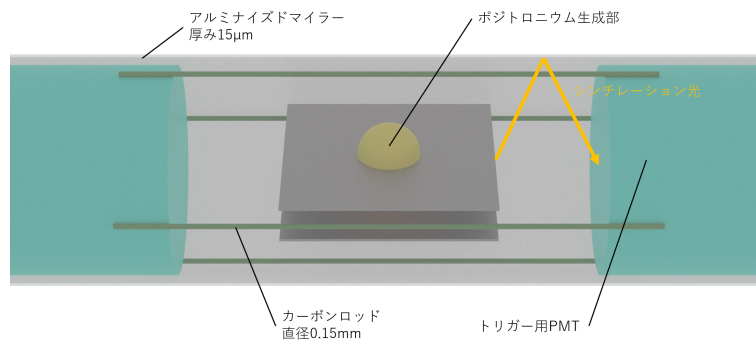


図 3.3 ポジトロニウム生成部および支持構造の透視図。構造の把握を容易にするため各部の厚み等は実際とは異なる

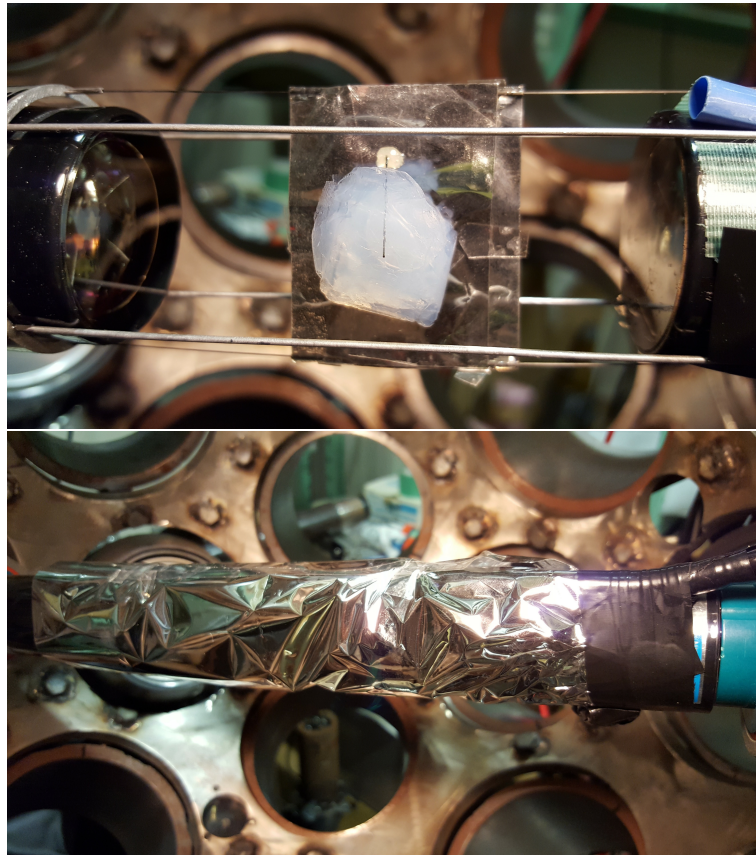


図 3.4 UNI III 検出器のポジトロニウム生成部の外観。(上) はアルミナイズドマイラーで被覆する前、(下) はアルミナイズドマイラーで被覆した後

3.1.2 ガンマ線検出器

UNI II 検出器では鉛シールドを短縮しガンマ線検出器を構造体の中心に接近させることでイベントレートの増加を試みた。しかし実際は3光子崩壊事象由来のバックグラウンドが増大し5光子崩壊事象の検出は困難となった。このため UNI III 検出器ではガンマ線検出器の入射面から構造体の中心までの距離を UNI I 検出器と同様の 262 mm に差し戻し、鉛シールドも全長 316 mm のものに変更した。これによりガンマ線検出器 1 本の立体角 Ω は 0.52% となり、ガンマ線検出器 30 本の総立体角は 15.6% となった。4 本または 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 または A_5 は

$$A_4 = 6.3 \times 10^{-4} \quad (3.1)$$

$$A_5 = 9.1 \times 10^{-5} \quad (3.2)$$

である。この変更により UNI III 検出器は UNI II 検出器と比較してアクセプタンスが減少し、5光子崩壊事象検出期待値は 1/10 程度となる。しかし線源の強度を大きくしトリガーレートを改善したことで3光子崩壊事象由来のバックグラウンドは 10^{-5} 程度になると予想され、5光子崩壊事象の効率的な検出が可能になると考えられている。光電子増倍管の印加電圧は 511 keV の信号が ADC の 2500 Ch から 3000 Ch に相当するよう表 3.1 のように決定された。

表 3.1 各 PMT の印加電圧

PMT 番号	1	2	3	4	5	6	7	8
印加電圧 (V)	1620	2130	1785	1620	1550	1460	1840	1525
PMT 番号	9	10	11	12	13	14	15	16(トリガー)
印加電圧 (V)	1550	1630	1725	1600	1760	1765	1700	1800
PMT 番号	17	18	19	20	21	22	23	24
印加電圧 (V)	1630	1800	1900	2000	1955	1700	1900	1840
PMT 番号	25	26	27	28	29	30	31	32(トリガー)
印加電圧 (V)	1880	1750	1840	1970	1830	1800	1460	1800

3.1.3 トリガー検出器

UNI III 検出器では構造体の 32 面のうち正面から相対する 2 面にトリガー用光電子増倍管 ($\phi 1.5$ inch、浜松ホトニクス R580) を設置した。構造体の中心から光電面までの距離は 40 mm としている。線源から放出された陽電子はシリカエアロゲルに入射する手前でプラスチックシンチレーターを通過し、このときにシンチレーション光を発生させる。シンチレーション光はポジトロニウム生成部を被覆するアルミナイズドマイラーにより反射・伝搬され、トリガー用光電子増倍管に入射する。2 本のトリガー用光電子増倍管から出力された

信号は Coincidence 回路により同期されトリガー信号として使用され、トリガー数として計数される。トリガー用光電子増倍管の印加電圧は 1800 V に決定された。

3.1.4 データ収集システム

各検出器が取得した信号の処理経路を図 3.5 のブロック図に示す。まず 30 本のガンマ線検出器の出力信号は A と B の 2 本の経路に分割される。経路 A は Delay 回路 (600 ns) を経由して Analog-to-Digital Converter (ADC) (12 bit/16 channel 荷電積分型、豊伸電子 C009×2) に入力される。経路 B は信号幅が広い Discriminator と信号幅が狭い Discriminator を通過して二重信号を除去したのちに B1、B2、B3 の 3 本の経路に分割される。経路 B1 は Coincidence 回路に入力され、正面から相対するガンマ線検出器に同時に光子を検出する事象 (Back-to-Back 事象) の排除に使用される。30 本のガンマ線検出器のうち正面から相対する 15 組のいずれかから同時に信号が入力すると Coincidence 回路は VETO 信号を出力する。これにより 2 光子崩壊由来バックグラウンドを強力に抑制することができる。経路 B2 は Multiplicity Logic 回路 (32 channel、REPIC RPN-130) に入力される。Multiplicity Logic 回路は任意の本数以上の信号が同時に入力したときに信号を出力する回路であり、検出する崩壊事象により出力条件の数値を変更する。Multiplicity Logic 回路からの出力は Coincidence 回路に入力され、トリガー信号と照合される。経路 B2 はさらに B2a と B2b の 2 本の経路に分割され、経路 B2a は Time-to-Digital Converter(TDC)(12 bit/8 channel、REPIC RPC-060×2/RPC-061×2) のスタート信号に、経路 B2b は ADC は Gate Generator 回路を経由し ADC のゲート信号に利用される。経路 B3 は TDC のストップ信号に利用される。本実験で使用する TDC は 4095 Ch が 500 ns に相当している。

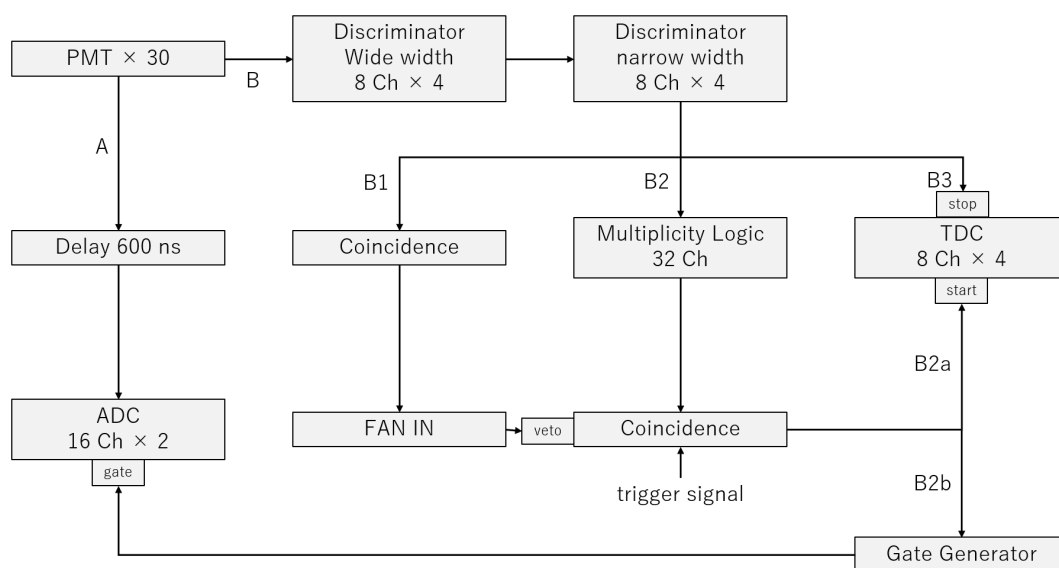


図 3.5 データ収集システムのブロック図

3.2 実験の実施

UNI III 検出器によるポジトロニウム 5 光子崩壊検出実験は 2017 年 1 月から 2020 年 2 月にかけて実施された。5 本のガンマ線のうち 1 本のエネルギーが低い場合を考慮し、Multiplicity Logic 回路の出力条件は 4hit 以上とし、実験が開始された 2017 年 1 月時点での陽電子線源の強度は 380 kBq、トリガーレートは 230 kHz であった [17]。

3.3 これまでの結果

2017 年 1 月から 2019 年 1 月までの測定データは吉川により解析され、2 事象の 5 光子崩壊事象候補を検出した [17]。一方で 5 光子崩壊検出期待値は 0.97 ± 0.06 、バックグラウンド事象混入数は 0.70 と計算され、測定結果が理論と相違ないことがわかった。解析の手法については 5 章で詳述する。

4 データの解析

2017 年 1 月から 2020 年 2 月にかけて実施された UNI III 検出器による測定のうち、2017 年 1 月から 2019 年 1 月までのデータは吉川が解析し、4 章に記載した結果を得た。ここでは本研究で実施した 2019 年 1 月から 2020 年 2 月までのデータの解析について記述する。今回の測定期間においてトリガー数は $N_{trigger} = 2.9 \times 10^{12}$ 、測定時間は $RunTime = 2.9 \times 10^7$ s であった。

4.1 事象選択

測定データを利用して検出した事象からバックグラウンド事象を排除し、5 光子崩壊事象を抽出する。排除する事象には 4 hit 事象、2 光子崩壊由来バックグラウンド、3 光子崩壊由来バックグラウンド、偶然同時バックグラウンドが存在する。偶然同時バックグラウンドは 2 光子崩壊と 3 光子崩壊、または 3 光子崩壊と 3 光子崩壊がほぼ同時に発生し同一の事象として検出される事象である。各 hit の位置は光子を検出したガンマ線検出器のナンバーから、各 hit のエネルギーは ADC 値から、ポジトロニウムの生成から hit までの時間 (hit 時間) は TDC 値から取得することができる。

最初に 4 hit 事象を排除する。ADC 値および TDC 値がオーバーフローしておらず、エネルギーが 100 keV 以上 450 keV 以下の hit を good hit と定義し、good hit 数が 5 である事象を選択する。

第二に 2 光子崩壊由来バックグラウンドを排除する。2 光子崩壊では運動量保存則からそれぞれの光子が真逆の方向に放出されるため、正面から相対するガンマ線検出器で光子を同時に検出する事象 (Back-to-Back 事象) を排除する。

第三にエネルギー和 E_{sum} を利用して 5 光子崩壊事象を抽出する。エネルギー和は 5 本の hit のエネルギー

の和であり、

$$E_{sum} = \sum_{i=1}^5 E_i \quad (4.1)$$

で求めることができる。エネルギー保存則よりエネルギー和が 1022 keV に近い値の事象を選択することで 5 光子崩壊事象を抽出する。

第四に運動量和 P_{sum} を利用して 5 光子崩壊を抽出する。運動量和は 5 本の hit の運動量の和であり、

$$P_{sum} = \left| \sum_{i=1}^5 \vec{P}_i \right| \quad (4.2)$$

で求めることができる。運動量保存則から運動量和が 0 に近い値の事象を選択することで 5 光子崩壊事象を抽出する。

第五に崩壊時間 τ を利用して偶然同時バックグラウンドを排除する。崩壊時間は hit 時間をガンマ線検出器の時間分解能で重み付けして平均することで求められるポジトロニウムの生成から崩壊までの時間であり、 t_i を hit 時間、 σ_i をガンマ線検出器の時間分解能として

$$\tau(\text{ns}) = \frac{\sum_{i=1}^5 t_i / \sigma_i^2}{\sum_{i=1}^5 1 / \sigma_i^2} \quad (4.3)$$

で求めることができる。hit 時間のばらつきはガンマ線検出器の時間分解能を単位として

$$\Delta T(\sigma) = \sqrt{\frac{1}{5} \sum_{i=1}^5 \left(\frac{t_i - \tau}{\sigma_i} \right)^2} \quad (4.4)$$

で定義されている。崩壊時間と hit 時間のばらつきが小さい事象を選択することで偶然同時バックグラウンドを除去する。

第六に再構成エネルギー E_{recon} を利用して偶然同時バックグラウンドを除去する。再構成エネルギーは 5 本の hit のうち 2 本のエネルギーと運動量から

$$E_{recon} = E_1 + E_2 + |\vec{P}_1 + \vec{P}_2| \quad (4.5)$$

と求められる。3 光子崩壊事象により発生する 3 本のガンマ線のうち 2 本を検出し 1 本が検出されなかった場合、検出した 2 本の hit による再構成エネルギーは 1022 keV となる。このため 5 本の hit から 2 本の hit を選ぶ全ての組み合わせに対して再構成エネルギーを計算し、いずれかが 1022 keV に近い値となる事象を排除することで 3 光子崩壊が関連する偶然同時バックグラウンドを排除する。

最後にトリガー検出器の情報を利用して偶然同時バックグラウンドを排除する。一回の事象の間に 2 回以上のトリガー信号を検出した事象を排除することで偶然同時バックグラウンドを排除する。

以下に 5 光子崩壊事象解析における事象選択のフローを記載する。

1. good hit 数 = 5 である事象を選択

2. Back-to-Back 事象を排除
3. いずれかの 2 hit において $942 \text{ keV} < E_{\text{recon}} < 1082 \text{ keV}$ である事象を排除
4. $\tau < 10 \text{ ns}$ かつ $\Delta T < 1.5\sigma$ である事象を選択
5. $P_{\text{sum}} < 90 \text{ keV}/c$ である事象を選択
6. $922 \text{ keV} < E_{\text{sum}} < 1022 \text{ keV}$ である事象を選択
7. トリガー数 ≥ 2 である事象を排除

以上の事象選択を 2019 年 1 月から 2020 年 2 月までのデータに適用した。事象選択による事象の残存数と残存率の推移は表 4.1 に示す通りであり、5 光子崩壊事象候補の検出数は 0 事象であった。なお 2017 年 1 月から 2019 年 1 月までのデータに事象選択を適用した結果は 4.2 に示すとおりである。今回の解析結果について、事象選択 1 を適用した段階の残存事象のエネルギー和分布、運動量和分布、崩壊時間分布、hit 時間のばらつき分布を図 4.1 に示し、運動量和とエネルギー和の二次元分布を図 4.2 に示す。また事象選択 4 を適用した段階の残存事象の運動量和とエネルギー和の二次元分布を図 4.3 に示し、図中の 5 光子崩壊事象に相当する範囲を赤枠で示す。

表 4.1 5 光子崩壊事象検出における事象選択通過事象数と残存率 (2019/1-2020/2)

	通過事象数	事象残存率
no selection	77,451,824	1.00
# of good hit = 5 selection	114,171	1.5×10^{-3}
back to back rejection	67,735	8.7×10^{-4}
$924 \text{ keV} < E_{\text{recon}} < 1082 \text{ keV}$ rejection	5,418	7.0×10^{-5}
$\tau < 10 \text{ ns}$ and $\Delta T < 1.5\sigma$ selection	108	1.4×10^{-6}
$P_{\text{sum}} < 90 \text{ keV}$ selection	0	0.00
$922 \text{ keV} < E_{\text{sum}} < 1022 \text{ keV}$ selection	0	0.00
# of trigger ≥ 2 rejection	0	0.00
5γ event candidate	0	0.00

表 4.2 5 光子崩壊事象検出における事象選択通過事象数と残存率 (2017/1-2019/1)

	通過事象数	事象残存率
no selection	156.367.823	1.00
# of good hit = 5 selection	486.828	3.1×10^{-3}
back to back rejection	277.311	1.8×10^{-3}
$924 \text{ keV} < E_{\text{recon}} < 1082 \text{ keV}$ rejection	15,100	9.7×10^{-5}
$\tau < 10 \text{ ns}$ and $\Delta T < 1.5\sigma$ selection	306	2.0×10^{-6}
$P_{\text{sum}} < 90 \text{ keV}$ selection	4	2.6×10^{-8}
$922 \text{ keV} < E_{\text{sum}} < 1022 \text{ keV}$ selection	2	1.3×10^{-8}
# of trigger ≥ 2 rejection	2	1.3×10^{-8}
5γ event candidate	2	1.3×10^{-8}

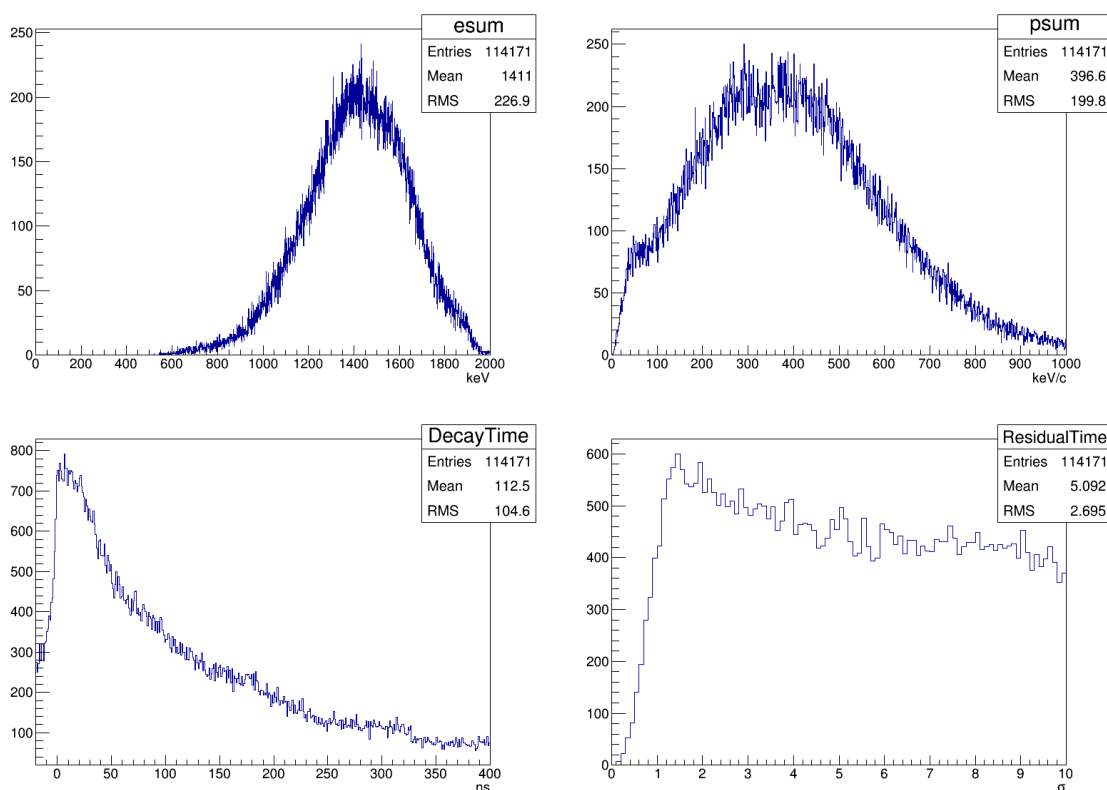


図 4.1 # of good hit = 5 選択を適用した段階の残存事象のエネルギー和分布 (左上)、運動量和分布 (右上)、崩壊時間分布 (左下)、hit 時間のばらつき分布 (左下)

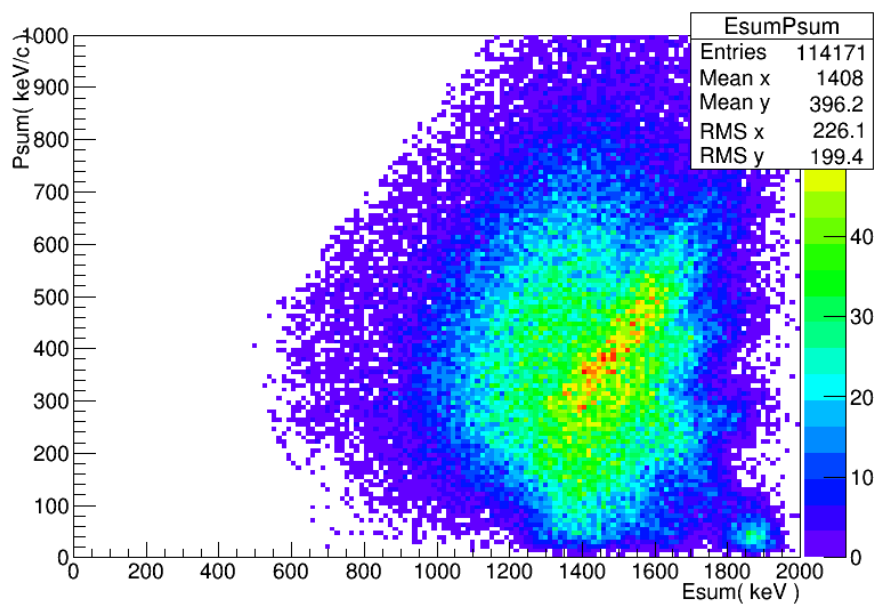


図 4.2 # of good hit = 5 選択を適用した段階の残存事象の運動量和のエネルギー和の 2 次元分布

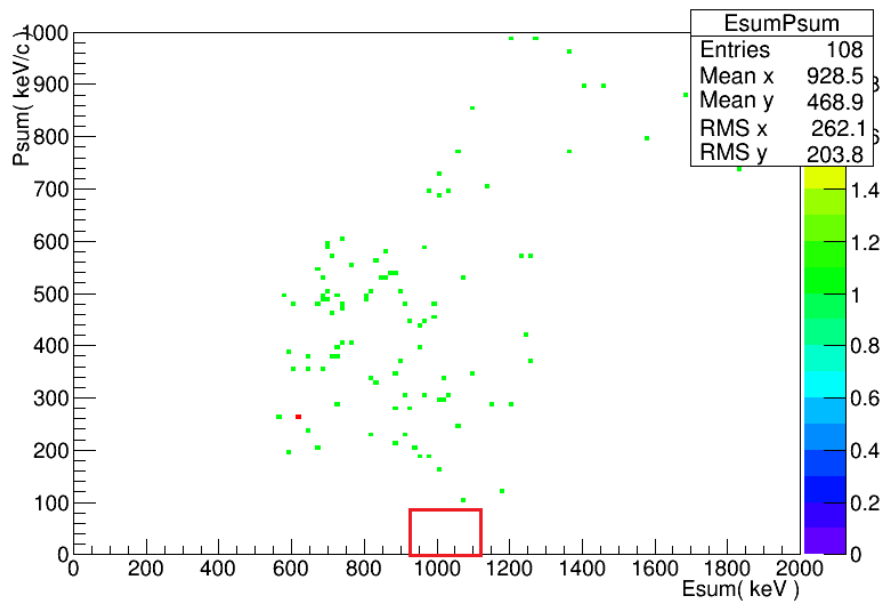


図 4.3 $\tau < 10 \text{ ns}$ and $\Delta T < 1.5\sigma$ 選択を適用した段階の残存事象の運動量和のエネルギー和の 2 次元分布。赤枠の箇所が 5 光子崩壊事象に該当する

4.2 5 光子崩壊検出期待値

5 光子崩壊検出期待値 $E_{5\gamma}$ は

$$E_{5\gamma} = N_{trigger} \times R_{o-Ps} \times F_{o-Ps \rightarrow 5\gamma} \times \epsilon_{5\gamma} \quad (4.6)$$

で求められる。 $N_{trigger}$ は測定期間のトリガー数で、今回解析した測定期間においては $N_{trigger} = 2.9 \times 10^{12}$ である。 R_{o-Ps} は陽電子がオルソポジトロニウムを生成する確率で、 $R_{o-Ps} = (3.40 \pm 0.05) \times 10^{-2}$ と求められている [17]。 $F_{o-Ps \rightarrow 5\gamma}$ 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、 $F_{o-Ps \rightarrow 5\gamma} = 10^{-6}$ である。 $\epsilon_{5\gamma}$ は 5 光子崩壊検出効率で、モンテカルロ (MC) シミュレーションにより計算された [17]。UNI 検出器の内部を再現した空間で 5 光子崩壊事象シミュレーションを実行し 4.1 で記述した事象選択を適用した結果、 1.5×10^8 事象のうち 524 事象が残存したことから $\epsilon_{5\gamma} = (3.5 \pm 0.2) \times 10^{-6}$ と求められている。以上の数値から 2019 年 1 月から 2020 年 2 月までの 5 光子崩壊事象の検出期待値を

$$E_{5\gamma} = 0.34 \pm 0.02 \quad (4.7)$$

と見積もった。また 2017 年 1 月から 2019 年 1 月までの 5 光子崩壊事象の検出期待値は

$$E_{5\gamma} = 0.97 \pm 0.06 \quad (4.8)$$

と見積もられており [17]、2017 年 1 月から 2020 年 2 月までの 5 光子崩壊事象の検出期待値は

$$E_{5\gamma} = 1.31 \pm 0.08 \quad (4.9)$$

と見積もられる。

4.3 バックグラウンドの見積もり

本章では 2017 年 1 月から 2020 年 2 月までの 5 光子崩壊事象検出実験の結果に混入しているバックグラウンド事象の数を見積もる。5 光子崩壊事象検出実験においては 3 光子崩壊事象およびコンプトン散乱によるバックグラウンド、2 個の 3 光子崩壊事象による偶然同時バックグラウンド、3 光子崩壊事象と 2 光子崩壊事象による偶然同時バックグラウンドが主要なバックグラウンド事象となる。それぞれのバックグラウンドが検出される確率はモンテカルロシミュレーションにより計算されている。UNI 検出器を再現した空間の内部でそれぞれのバックグラウンド事象のシミュレーションを実行し 4.1 に記述した事象選択を適用した結果から確率が求められた [17]

4.3.1 3 光子崩壊事象およびコンプトン散乱によるバックグラウンド

3 光子崩壊事象で発生したガンマ線が装置の内部でコンプトン散乱をした結果、5 本のガンマ線として検出されることがある。この事象が検出される混入数 $BKG_{3\gamma}$ は

$$BKG_{3\gamma} = N_{trigger} \times R_{o-Ps} \times \epsilon_{3\gamma} \quad (4.10)$$

で求められる。 $\epsilon_{3\gamma}$ は 3 光子崩壊事象がコンプトン散乱により 5 光子崩壊事象として検出される確率で、MC シミュレーションにおいて 7.6×10^{11} 事象のうち 0 事象が残存したことから 68% 信頼区間で $\epsilon_{3\gamma} = 2.42 \times 10^{-12}$ と求められている [17]。この数値を使用して今回解析された測定期間におけるこのバックグラウンドの混入数の上限 $BKG_{3\gamma}$ を 0.24 と求めた。またこれまでに解析された測定期間においては $BKG_{3\gamma}$ は 0.67 と求められており [17]、全測定期間においては $BKG_{3\gamma}$ は 0.91 である。

4.3.2 2 個の 3 光子崩壊事象による偶然同時バックグラウンド

2 個の 3 光子崩壊事象が同時に発生すると 5 光子崩壊事象として検出されることがある。こうした事象の検出は複数のトリガーを検出した事象を排除することで抑制しているが、トリガー検出器の時間分解能以下の時間に発生した複数の陽電子がそれぞれポジトロニウムを形成し 5 光子崩壊をした場合や、トリガー検出器に検出された陽電子と検出されなかった陽電子がそれぞれポジトロニウムを形成し 5 光子崩壊をした場合は排除することができない。前者の事象の混入数は各測定期間の足し合わせで

$$BKG_{3\gamma \times 3\gamma} = \sum_{run} R_{3\gamma}^2 \times 2\Delta t_{\gamma} \times P(\Delta t_{\gamma}, \Delta t_{trigger}) \times RunTime \times \epsilon_{3\gamma \times 3\gamma} \quad (4.11)$$

で求められ、後者の事象の混入数は各測定期間の足し合わせで

$$BKG_{3\gamma \times 3\gamma} = \sum_{run} R_{3\gamma}^2 \times 2\Delta t_{\gamma} \times (1 - P(\Delta t_{\gamma}, \Delta t_{trigger}))(1 - \epsilon_{trigger \rightarrow Ps}) \times RunTime \times \epsilon_{3\gamma \times 3\gamma} \quad (4.12)$$

で求められる。ここで $R_{3\gamma}$ は 3 光子崩壊事象レートで、トリガー数 $N_{trigger}$ 、オルソポジトロニウム生成率 $R_{\alpha-Ps}$ 、測定時間 $RunTime$ から $R_{3\gamma} = 3.4 \text{ kHz}$ と求められる。 Δt_{γ} はガンマ線検出器の時間分解能で $\Delta t_{\gamma} = 6 \text{ ns}$ である。 $\Delta t_{trigger}$ はトリガー検出器の時間分解能で $\Delta t_{trigger} = 10 \text{ ns}$ である。 $P(\Delta t_{\gamma}, \Delta t_{trigger})$ は崩壊時間の差が Δt_{γ} 以下の 2 個のオルソポジトロニウムの生成時間の差が $\Delta t_{trigger}$ 以下である確率で、乱数を使用したシミュレーションにより $P(\Delta t_{\gamma}, \Delta t_{trigger}) = 0.0677$ と求められている [17]。 $\epsilon_{trigger \rightarrow Ps}$ はポジトロニウムを生成する陽電子をトリガーする効率で、全陽電子をトリガーする効率 $\epsilon_{trigger} = 0.6$ を使用した。ポジトロニウムを形成する陽電子はシリカエアロゲルの中心付近に入射していると想定されるためシンチレーターを通過している確率が高く、実際は $\epsilon_{trigger \rightarrow Ps}$ は $\epsilon_{trigger}$ より大きな値となると考えられる。 $\epsilon_{3\gamma \times 3\gamma}$ は事象が 5 光子崩壊として検出される確率で、MC シミュレーションにおいて 9.8×10^8 事象のうち 17 事象が残存したことから $\epsilon_{3\gamma \times 3\gamma} = 1.7 \times 10^{-8}$ と求められている [17]。以上より今回解析された測定期間における 2 個の 3 光子崩壊事象による偶然同時バックグラウンドの混入数は前者の事象で $BKG_{3\gamma \times 3\gamma} = 0.0046 \pm 0.0010$ 、後者の事象で $BKG_{3\gamma \times 3\gamma} < 0.025$ と求められた。またこれまでに解析された測定期間においては前者の事象で $BKG_{3\gamma \times 3\gamma} = 0.023 \pm 0.005$ 、後者の事象で $BKG_{3\gamma \times 3\gamma} < 0.15$ と求められており [17]、全測定期間においては前者の事象で $BKG_{3\gamma \times 3\gamma} = 0.028 \pm 0.006$ 、後者の事象で $BKG_{3\gamma \times 3\gamma} < 0.18$ である。

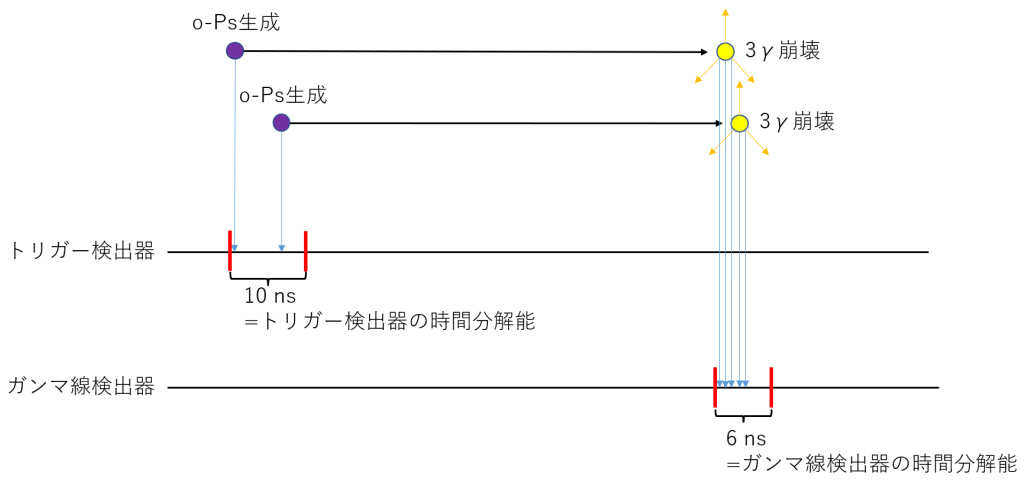


図 4.4 2 個の 3 光子崩壊による偶然同時バックグラウンドのうち、トリガー検出器の時間分解能内に 2 個のオルソポジトロニウムが生成するもの

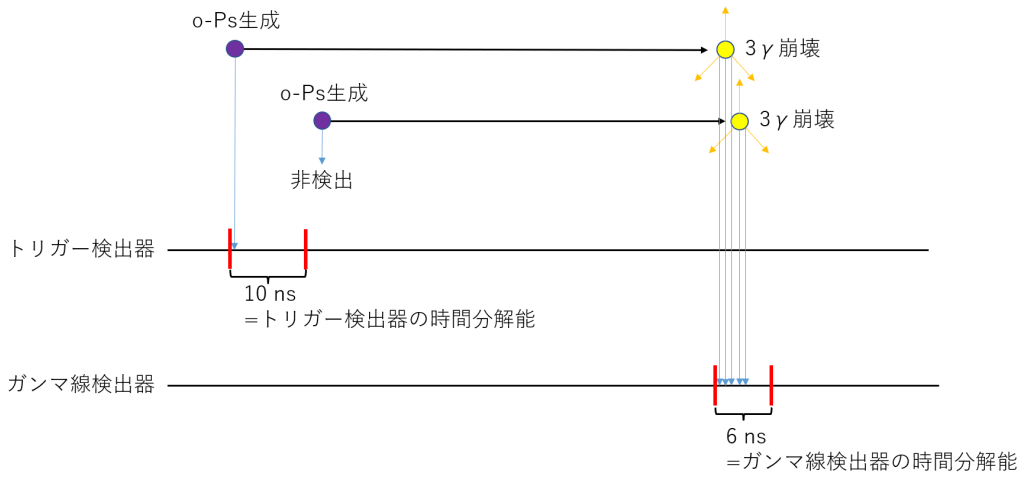


図 4.5 2 個の 3 光子崩壊による偶然同時バックグラウンドのうち、トリガー検出器の時間分解能外に 2 個のオルソポジトロニウムが生成するもの

4.3.3 3光子崩壊事象と2光子崩壊事象による偶然同時バックグラウンド

3光子崩壊事象と2光子崩壊事象が同時に発生すると5光子崩壊事象として検出されることがある。この2光子崩壊事象にはパラポジトロニウムの2光子崩壊事象だけでなく、ポジトロニウムを形成せずに陽電子が電子と対消滅し2本のガンマ線を放出する事象も含まれる。いずれも陽電子の生成から短時間のうちに発生する事象であり、陽電子線源の遷移ガンマ線と同時に観測される。この事象が5光子崩壊として検出される混入数は各測定期間の足し合わせで

$$BKG_{3\gamma \times (2\gamma + trans.\gamma)} = \sum_{run} R_{3\gamma} \times R_{2\gamma + trans.\gamma} \times 2\Delta t_{trigger} \times (1 - \epsilon_{trigger}) \times RunTime \times \epsilon_{3\gamma \times (2\gamma + trans.\gamma)} \quad (4.13)$$

で求められる。 $R_{2\gamma + trans.\gamma}$ は2光子崩壊事象レートで、トリガー数 $N_{trigger}$ 、オルソポジトロニウム生成率 R_{o-Ps} 、測定時間 $RunTime$ から $R_{2\gamma + trans.\gamma} = 97 \text{ kHz}$ と求められる。 $\epsilon_{3\gamma \times (2\gamma + trans.\gamma)}$ は事象が5光子崩壊として検出される確率で、 $\epsilon_{3\gamma \times (2\gamma + trans.\gamma)}$ はMCシミュレーションにおいて 2.4×10^9 事象のうち1事象が残存したことから68%信頼区間で $\epsilon_{3\gamma \times (2\gamma + trans.\gamma)} = 7.6 \times 10^{-10}$ と求められている [15]。以上より今回解析された測定期間における3光子崩壊事象と2光子崩壊事象による偶然同時バックグラウンドの混入数は $BKG_{3\gamma \times (2\gamma + trans.\gamma)} < 0.057$ と求められた。これまでに解析された測定期間においては $BKG_{3\gamma \times (2\gamma + trans.\gamma)} < 0.17$ と求められており、全測定期間においては $BKG_{3\gamma \times (2\gamma + trans.\gamma)} < 0.23$ である。

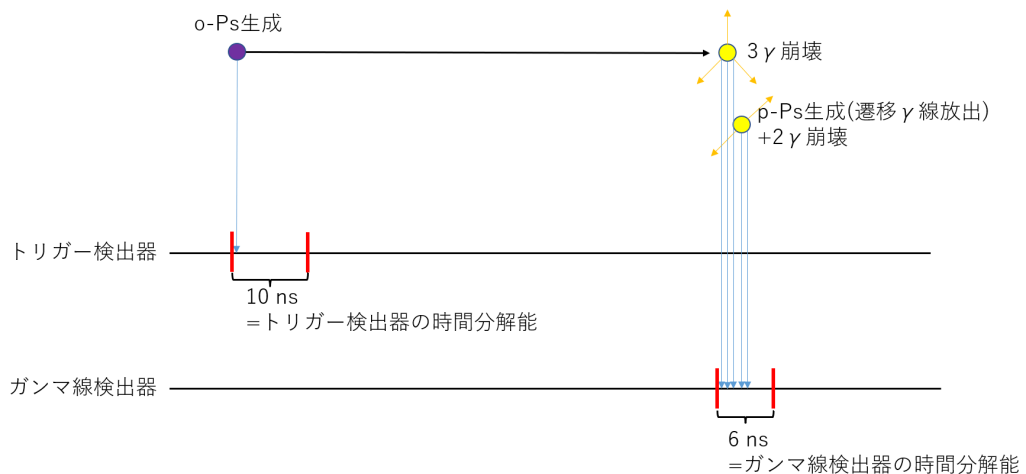


図 4.6 3光子崩壊と2光子崩壊による偶然同時バックグラウンド

4.4 結果

2017年1月から2020年2月までの全測定期間において2個の5光子崩壊事象が検出され、5光子崩壊検出期待値は 1.31 ± 0.08 、主要なバックグラウンドの混入数は0.96と見積もられた。これらの数値を表4.3にまとめる。

表 4.3 5光子崩壊事象検出結果および検出期待値と主要なバックグラウンド事象の混入数の見積もり (2017/1-2020/2)

検出結果	2
検出期待値	1.31 ± 0.08
$BKG_{3\gamma}$	< 0.91
$BKG_{3\gamma \times 3\gamma}$	< 0.18
$BKG_{2\gamma \times (2\gamma + trans.\gamma)}$	< 0.23
全 BKG	< 0.96

5 考察

本実験でわれわれは多光子崩壊検出器 UNI III が2019年1月から2020年2月にかけて取得した5光子崩壊事象観測のデータを解析し、0事象の5光子崩壊事象候補を検出した。UNI III 実験では2017年1月から2019年1月にかけての観測から2事象の5光子崩壊事象候補を検出しており、全測定期間において2事象の5光子崩壊事象候補を検出している。また全測定期間に対して5光子崩壊事象検出期待値を 1.31 ± 0.08 事象、バックグラウンド事象混入数の上限数を0.96事象と見積もった。

謝辞

この論文はわたし一人では書き上げるこのできなかつたものです。たくさんの方々に感謝の言葉を述べなければなりません。

汲田哲郎先生は研究に関して非常にたくさんの事柄をご指導・ご教授して下さい、また目の前の難題について共に悩んで下さいました。角野秀一先生は学生が心置きなく研究に邁進できる場を整えて下さり、また進捗報告の場等では様々な助言をして下さいました。深く感謝を申し上げます。

修士論文の期日の前日の夜中、研究室で日付が変わる直前まで机を並べて共に論文を執筆した朴さん、日付が変わった後まで机を並べて共に論文を書いた大島さんと渡辺さんにも感謝を申し上げます。困難を共にする同期の存在は心の支えになりました。

研究室の先輩の在原さんは質問や相談をするといつも的確な助言をして下さり、非常に助かりました。研究員の Thomas さんは修士課程の最後に様々な刺激を与えて下さいました。研究室の後輩の岩城さん、古藤さん、本橋さん、北村さん、鮫島さん、澤さん、竹淵さんも研究室での生活をとても楽しいものにして下さいました。高エネルギー物理実験研究室の皆様、ありがとうございました。

最後にわたしの人生の最大のパトロンである両親に感謝を述べたいと思います。長い間ありがとうございました。

参考文献

- [1] P.A.M.Dirac, Proc. Roy. Soc. A126, 360 (1930)
- [2] C.D.Anderson, Phys. Rev. 35, 939 (1930)
- [3] S.Mohorovicic, Astron. Nachr. 94 (1934)
- [4] A.W.Ruark, Phys. Rev. 68, 278 (1945)
- [5] M.Deutsch, Phys. Rev. 82, 455 (1951); Phys. Rev. 83, 866 (1951)
- [6] C.I.Westbrook, D.W.Gidley, R.S.Conti and A.Rich, Phys. Rev. A40,5489 (1989)
- [7] Y.Kataoka, S.Asai and T.kobayashi, Phys. Lett. B671,219 (2009)
- [8] P.A.Vetter, Rev. Mod. Phys. 53, 127 (2002)
- [9] J.Pirene, Arch. Sci. Phys. nat. 28, 233 (1946)
- [10] I.Harris and L.M.Brown, Phys. Rev. 105,1656 (1957)
- [11] A.Ore and J.L.Powell, Phys. Rev. 75,1696 (1949)
- [12] S.Adachi et al. Phys. Rev. 2634,2637 (1990)
- [13] S.Adachi et al. Phys. Rev. A66,052505 (1994)
- [14] 松本利広, 博士論文 (1996 年度)
- [15] 神田泰地, 修士論文 (2015 年度)
- [16] 山見仁美, 修士論文 (2014 年度)
- [17] 吉川広陽, 修士論文 (2018 年度)