

ポジトロニウムの超微細構造測定
2017 年度卒業研究

上野龍一，塩沢知晃，説田暉，中村拓馬
神戸大学理学部物理学科粒子物理学研究室

2018 年 3 月 31 日

概要

ポジトロニウム (Ps) は電子・陽電子の電磁相互作用による束縛状態であり，全スピンによってオルソポジトロニウム (o-Ps) とパラポジトロニウム (p-Ps) の二状態に分類される．この二状態のエネルギー準位の差を超微細構造と呼び，量子電磁力学によって約 203 GHz (= 0.84 meV) と計算されている．超微細構造は磁場をかけることによって寿命の変化として間接的に測定可能であり，本研究は将来的に超微細構造の測定を目指すものである．

本研究ではポジトロニウムの超微細構造の測定に向けて，大気中におけるオルソポジトロニウムの寿命を測定し，その結果を解析することで真空中におけるオルソポジトロニウムの寿命を求めた．具体的な実験としては，昨年度までの研究の再現実験として「 γ トリガー実験」，ポジトロニウムを生成するための陽電子のターゲット及びトリガーシステムに改良を加えた「 β トリガー実験」の二つの実験を行い，上記測定を行った． γ トリガー実験では真空中におけるオルソポジトロニウムの寿命を $356.2 \pm 91.5(stat.)_{-47.1}^{+2.1}(sys.)$ ns と求め，理論値と 2.3σ の差で大きく矛盾しない結果を得た． β トリガー実験では $144.5 \pm 11.1(stat.)_{-7.1}^{+7.7}(sys.)$ ns と求め，理論値と誤差の範囲でよく一致する結果を得ることができた．

目次

概要	i
第 1 章 実験理論 (担当：中村)	1
1.1 ポジトロニウム	1
1.2 ポジトロニウムの崩壊	2
1.3 ポジトロニウムの超微細構造	2
1.4 磁場中のポジトロニウムの振る舞い	3
1.5 物質中のポジトロニウム	5
第 2 章 実験原理・装置 (担当：中村)	6
2.1 実験原理	6
2.2 装置	7
2.3 実験の回路	11
第 3 章 装置の評価 (担当：上野)	13
3.1 新旧デザインの比較	13
3.2 ターゲット (担当：説田)	14
3.2.1 シリカエアロゲル	14
3.2.2 ターゲット	14
3.3 トリガーの製作	15
3.4 印加電圧とゲイン変化	16
3.5 計測率	16
3.6 β トリガー実験のトリガーデザイン	18
3.7 検出効率	19
第 4 章 γ トリガー実験 (担当：説田・塩沢)	21
4.1 エネルギー較正	21
4.2 エネルギースペクトル	23
4.3 事象選別	24
4.4 空気中でのオルソポジトロニウムの寿命解析	31
4.5 真空中における寿命への変換	32
4.5.1 空気中の寿命から真空中の寿命への変換式の導出	32
4.5.2 領域ごとのオルソポジトロニウムの崩壊数 (理論)	33

4.5.3	領域ごとのオルソポジトロニウムの崩壊数 (結果)	34
4.6	考察	36
第 5 章	β トリガー実験 (担当: 塩沢)	38
5.1	エネルギー較正	38
5.2	エネルギースペクトル	39
5.3	窒素ガスフロー中でのオルソポジトロニウムの寿命解析	40
5.4	真空中の寿命	43
5.4.1	モンテカルロシミュレーション	43
5.4.2	シミュレーション設定	43
5.4.3	シミュレーション結果	46
5.4.4	領域ごとのオルソポジトロニウムの崩壊数 (結果)	47
5.5	考察	49
第 6 章	今後の展望 (担当: 上野・塩沢)	52
6.1	トリガーの最適化	52
6.2	磁場強度	52
6.3	空気中の寿命から真空中の寿命への変換	52
6.4	物質の効果の考慮	53
6.5	まとめ	53
謝辞		54
参考文献		55

目次

1.4.1	+) 状態の寿命	4
1.4.2	-) 状態の寿命	4
2.2.1	γ トリガー実験装置図 [2] を一部改変	7
2.2.2	γ トリガー実験装置図上部	7
2.2.3	γ トリガー実験装置図下部	7
2.2.4	γ トリガー実験装置下部, シンチレータと PMT を覆うコリメーター (真鍮)	8
2.2.5	γ トリガー実験装置下部, シンチレータと PMT を覆うコリメーター (真鍮)	8
2.2.6	γ トリガー実験装置上部, 線源を覆うコリメーター (真鍮)	8
2.2.7	γ トリガー実験装置上部, 線源を覆うコリメーター (真鍮) の断面図	8
2.2.8	γ トリガー実験装置中央部, コリメーター (鉛)	9
2.2.9	γ トリガー実験装置中央部, コリメーター (鉛)	9
2.2.10	β 実験装置図	9
2.2.11	β 実験装置図, ターゲット・トリガー周辺	9
2.2.12	β トリガー実験装置, 線源を覆うコリメーター (鉛)	10
2.2.13	β トリガー実験装置, 線源を覆うコリメーター (鉛) の断面	10
2.3.1	γ トリガー実験回路図	11
2.3.2	β トリガー実験回路図	12
3.1.1	昨年度デザイン.	13
3.1.2	本年度デザイン.	13
3.2.1	ターゲットとして使用したシリカエアロゲル	14
3.2.2	ターゲット部分のデザイン.	15
3.3.1	左: 新たに製作したトリガー部分の概念図. 反射材に覆われていない面にはライトガイドが接合される. 右: 製作したターゲットの写真. 測定の際にこれを反射材によって覆った.	15
3.4.1	トリガーの評価テストの大まかなジオメトリとデータ収集系.	16
3.4.2	PMT Y の印加電圧を固定して PMT X の印加電圧を変化させたときのヒストグラム. PMT Y は変化なく, PMT X の信号は印加電圧を上げることでゲインが大きくなっていることがわかる.	17
3.4.3	PMT X の印加電圧を固定して PMT Y の印加電圧を変化させたときのヒストグラム. PMT X は変化なく, PMT Y の信号は印加電圧を上げることでゲインが大きくなっていることがわかる	17

3.6.1	β トリガー実験に用いる設定で取得したヒストグラム.	18
3.7.1	有効面の概念図. 薄い黄色で塗られた三角錐状の領域内を通る放射線が SCtrig 有効面に入射する.	19
4.1.1	キャリブレーションにおけるトリガー	21
4.1.2	シンチレータ A のエネルギーヒストグラム, およびフィッティングの結果.	22
4.1.3	シンチレータ A のエネルギー較正の結果	22
4.1.4	シンチレータ S のエネルギーヒストグラム, およびフィッティングの結果.	23
4.1.5	シンチレータ S のエネルギー較正の結果	23
4.2.1	全てのシンチレータのエネルギースペクトル	24
4.3.1	測定された時間分布	25
4.3.2	γ 線によるエネルギー付与の差異による信号波形の違い	26
4.3.3	Δt に関する分布 (全事象)	27
4.3.4	シンチレータ S で観測された 1275 keV のピークに対するフィッティング	27
4.3.5	Δt に関する分布 (光電効果とみなした事象のみ)	28
4.3.6	事象選別適用前 (左) および後 (右) の崩壊時間とシンチレータ S でのエネルギーの分布	29
4.3.7	正しくアナログ信号を積分できている例	30
4.3.8	アナログ信号を正確に積分できていない例	30
4.3.9	事象選別適用前 (青) および後 (赤) のポジトロニウムの崩壊に関する時間分布	30
4.4.1	1 bin = 12 ns での事象選別後の時間分布へのフィッティング例	31
4.5.1	先行研究 [1] で得られたエネルギーヒストグラムを引用し改変したもの	33
4.5.2	3γ 領域 (左) および 2γ 領域 (右) の時間分布およびフィッティング結果	35
5.1.1	シンチレータ D の ADC ヒストグラムへのフィッティング例	39
5.1.2	シンチレータ D のエネルギー較正の結果の例	39
5.2.1	得られたエネルギースペクトル	40
5.3.1	ポジトロニウムの崩壊に関する時間分布	41
5.3.2	1 bin = 25 ns の時間分布およびこの分布の $t \in [37 \text{ ns}, 562 \text{ ns}]$ の範囲に関するフィッティング結果	42
5.4.1	シミュレーションのジオメトリ	43
5.4.2	シミュレーションで得られた陽電子のターゲット内部での停止位置に関するヒストグラム (ターゲット深さ方向)	44
5.4.3	シミュレーションで得られた陽電子のターゲット内部での停止位置に関するヒストグラム (ターゲット水平方向 (左), およびターゲット鉛直方向 (右))	45
5.4.4	実験で使用した NaI(Tl) シンチレータ +PMT のエネルギー分解能 (半値全幅) の一例	46
5.4.5	3γ 崩壊 (左) および 2γ 崩壊 (右) のシミュレーションで得られたエネルギー分布	47
5.4.6	3γ 領域 (左) および 2γ 領域 (右) の時間分布およびフィッティング結果	48

表目次

2.3.1	モジュールの仕様	12
3.5.1	印加電圧と計数率の関係. いずれの場合も偶発同時計数率は十分少ない.	18
3.6.1	β トリガー実験に用いるトリガーの諸パラメータ.	19
4.2.1	γ トリガー実験の実験諸元	23
4.4.1	bin 幅によるフィッティングパラメータの変化	32
4.5.1	先行研究で得られた各エネルギー領域での崩壊割合 (各崩壊各領域での事象/全事象)	33
4.5.2	bin 幅によるフィッティングパラメータの変化 (3γ 領域)	35
4.5.3	bin 幅によるフィッティングパラメータの変化 (2γ 領域)	36
5.0.1	β トリガー実験の実験諸元	38
5.3.1	bin 幅とフィット範囲を変えた時のフィッティングパラメータの変化	42
5.4.1	各エネルギー領域での崩壊割合 (各崩壊各領域での事象/全事象)	47
5.4.2	bin 幅によるフィッティングパラメータの変化 (3γ 領域)	48
5.4.3	bin 幅によるフィッティングパラメータの変化 (2γ 領域)	49
5.5.1	$\tau_{3\gamma\text{Air}}$ の相対誤差および 3γ 領域, 2γ 領域それぞれの各 bin 幅における $N_{\text{Coef.}}$ の相対誤差	49
5.5.2	γ トリガー実験で採用したものと同一 bin 幅それぞれにおけるフィット結果および相対誤差	50
5.5.3	γ トリガー実験での $\tau_{3\gamma\text{Air}}$ の相対誤差および 3γ 領域, 2γ 領域それぞれの各 bin 幅における $N_{\text{Coef.}}$ の相対誤差	50
5.5.4	γ トリガー実験と β トリガー実験の時間に依存しない背景事象	51

第 1 章

実験理論 (担当 : 中村)

1.1 ポジトロニウム

ポジトロニウムとは電磁相互作用により電子と陽電子が束縛された状態である。陽電子とは電子の反粒子であり、電子と同じ質量、逆の電荷を持つ。ここで電子のスピン演算子を $\mathbf{S}^- = (S_x^-, S_y^-, S_z^-)$ とすると電子のスピンは $1/2$ であるので \mathbf{S}^{-2} と S_z^- の同時固有状態は

$$\mathbf{S}^{-2} |\uparrow\rangle_- = \frac{3}{4} |\uparrow\rangle_-, S_z^- |\uparrow\rangle_- = \frac{1}{2} |\uparrow\rangle_- \quad (1.1.1)$$

$$\mathbf{S}^{-2} |\downarrow\rangle_- = \frac{3}{4} |\downarrow\rangle_-, S_z^- |\downarrow\rangle_- = -\frac{1}{2} |\downarrow\rangle_- \quad (1.1.2)$$

と表すことができる。同様に陽電子も

$$\mathbf{S}^{+2} |\uparrow\rangle_+ = \frac{3}{4} |\uparrow\rangle_+, S_z^+ |\uparrow\rangle_+ = \frac{1}{2} |\uparrow\rangle_+ \quad (1.1.3)$$

$$\mathbf{S}^{+2} |\downarrow\rangle_+ = \frac{3}{4} |\downarrow\rangle_+, S_z^+ |\downarrow\rangle_+ = -\frac{1}{2} |\downarrow\rangle_+ \quad (1.1.4)$$

と表される。よってポジトロニウムの基底は

$$|\uparrow\rangle_- |\uparrow\rangle_+, |\uparrow\rangle_- |\downarrow\rangle_+, |\downarrow\rangle_- |\uparrow\rangle_+, |\downarrow\rangle_- |\downarrow\rangle_+$$

の線形結合を用いて表すことができる。全スピン $S = 0$ の 1 重項は

$$|0, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\rangle_- |\downarrow\rangle_+ - |\downarrow\rangle_- |\uparrow\rangle_+) \quad (1.1.5)$$

と書け、これをパラポジトロニウムと呼ぶ。全スピン $S = 1$ の 3 重項は

$$|1, 1\rangle = |\uparrow\rangle_- |\uparrow\rangle_+ \quad (1.1.6)$$

$$|1, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\rangle_- |\downarrow\rangle_+ + |\downarrow\rangle_- |\uparrow\rangle_+) \quad (1.1.7)$$

$$|1, -1\rangle = |\downarrow\rangle_- |\downarrow\rangle_+ \quad (1.1.8)$$

と書け、これをオルソポジトロニウムと呼ぶ。

1.2 ポジトロニウムの崩壊

一般にフェルミオン二粒子系の C パリティは相対起動角運動量 L , 全スピン S を用いて以下で与えられる.

$$C = (-1)^{L+S} \quad (1.2.1)$$

ポジトロニウムはいずれ電子と陽電子が対消滅を起こし複数本の γ 線を放出する. S 波状態を考えると $L = 0$ で, パラポジトロニウムの場合, 全スピンの $S = 0$ であるので C パリティは

$$C = (-1)^{L+S} = 1 \quad (1.2.2)$$

となる. オルソポジトロニウムの場合, 全スピンの $S = 1$ であるので C パリティは

$$C = (-1)^{L+S} = -1 \quad (1.2.3)$$

となる. ここで n 個の光子の C パリティは

$$C = (-1)^n \quad (1.2.4)$$

と表されるので C パリティの保存からパラポジトロニウムは偶数本の γ 線, オルソポジトロニウムは奇数本の γ 線を出して崩壊する. 放出する γ 線の本数が増えると微細構造定数のオーダーで崩壊率が減少するので主にパラポジトロニウムは 2γ 崩壊, オルソポジトロニウムは 3γ 崩壊をする. 量子電磁力学によりその寿命はパラポジトロニウムが $\tau_p = 125$ ps, オルソポジトロニウムが $\tau_o = 142$ ns と計算されている.

1.3 ポジトロニウムの超微細構造

スピンに依存する相互作用によって生じるパラポジトロニウムとオルソポジトロニウムの S 波状態間のエネルギー準位差

$$\Delta_{\text{HFS}} = E_{o\text{-Ps}} - E_{p\text{-Ps}} \quad (1.3.1)$$

を超微細構造 (hyperfine splitting: HFS) という [3]. これは二つの効果, すなわち spin-spin 相互作用による寄与と量子振動 $o\text{-Ps} \rightarrow \gamma^* \rightarrow o\text{-Ps}$ の寄与の和として計算される. spin-spin 相互作用による寄与は

$$\Delta_1 = \frac{2}{3}\alpha^2 R_\infty \quad (1.3.2)$$

と表される. ここで $\alpha \approx 1/137$ は微細構造定数, $R_\infty \approx 13.6$ eV は Rydberg 定数である. 一方, 量子振動の寄与は摂動理論の計算によると

$$\Delta_2 = \frac{1}{2}\alpha^2 R_\infty \quad (1.3.3)$$

で与えられる. したがってポジトロニウムの超微細構造は

$$\begin{aligned} \Delta_{\text{HFS}} &= \Delta_1 + \Delta_2 \\ &= \frac{7}{6}\alpha^2 R_\infty \\ &\approx 0.84 \text{ meV} \end{aligned} \quad (1.3.4)$$

と計算される.

1.4 磁場中のポジトロニウムの振る舞い

ポジトロニウムに磁場を印加すると Zeeman 効果によりエネルギー準位が分裂する。z 方向の磁場を印加した際の磁場によるハミルトニアンは

$$H_B = -g\mu_B(-S_z^- + S_z^+)B \quad (1.4.1)$$

と表すことができる。ここで B は磁場の大きさ、 g はランダウの g -因子、 μ_B はボーア磁子である。これをポジトロニウムのそれぞれの状態に作用させると

$$\begin{aligned} H_B |0, 0\rangle &= -\frac{1}{\sqrt{2}}g\mu_B B(-S_z^- + S_z^+)(|\uparrow\rangle_- |\downarrow\rangle_+ - |\downarrow\rangle_- |\uparrow\rangle_+) \\ &= -\frac{1}{2\sqrt{2}}g\mu_B B\{-(|\uparrow\rangle_- |\downarrow\rangle_+ + |\downarrow\rangle_- |\uparrow\rangle_+) + (-|\uparrow\rangle_- |\downarrow\rangle_+ - |\downarrow\rangle_- |\uparrow\rangle_+)\} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}}g\mu_B B(|\uparrow\rangle_- |\downarrow\rangle_+ + |\downarrow\rangle_- |\uparrow\rangle_+) \\ &= g\mu_B B |1, 0\rangle \end{aligned} \quad (1.4.2)$$

$$\begin{aligned} H_B |1, 1\rangle &= -g\mu_B B(-S_z^- + S_z^+) |\uparrow\rangle_- |\uparrow\rangle_+ \\ &= 0 \end{aligned} \quad (1.4.3)$$

$$\begin{aligned} H_B |1, 0\rangle &= -\frac{1}{\sqrt{2}}g\mu_B B(-S_z^- + S_z^+)(|\uparrow\rangle_- |\downarrow\rangle_+ + |\downarrow\rangle_- |\uparrow\rangle_+) \\ &= -\frac{1}{2\sqrt{2}}g\mu_B B\{-(|\uparrow\rangle_- |\downarrow\rangle_+ - |\downarrow\rangle_- |\uparrow\rangle_+) + (-|\uparrow\rangle_- |\downarrow\rangle_+ + |\downarrow\rangle_- |\uparrow\rangle_+)\} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}}g\mu_B B(|\uparrow\rangle_- |\downarrow\rangle_+ - |\downarrow\rangle_- |\uparrow\rangle_+) \\ &= g\mu_B B |0, 0\rangle \end{aligned} \quad (1.4.4)$$

$$\begin{aligned} H_B |1, -1\rangle &= -g\mu_B B(-S_z^- + S_z^+) |\downarrow\rangle_- |\downarrow\rangle_+ \\ &= 0 \end{aligned} \quad (1.4.5)$$

となる。よって磁場中のハミルトニアンは、

$$H' = \begin{pmatrix} E_{p-Ps} & 0 & g\mu_B B & 0 \\ 0 & E_{o-Ps} & 0 & 0 \\ g\mu_B B & 0 & E_{o-Ps} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & E_{o-Ps} \end{pmatrix} \quad (1.4.6)$$

となる。式中の E_{p-Ps} , E_{o-Ps} はパラポジトロニウム、オルソポジトロニウムそれぞれのエネルギー固有値である。ここから磁場中では $|0, 0\rangle$ と $|1, 0\rangle$ が混合して、新たな状態ができていることがわかる。この新たにできた 2 状態に対して便宜上、エネルギーが大きい方を $|+\rangle$ 、小さい方を $|-\rangle$ と名前を付けることとする。 $|+\rangle$ 状態の寿命は

$$\tau_+ = \frac{1}{\frac{4-x^2}{4} \frac{1}{\tau_o} + \frac{x^2}{4} \frac{1}{\tau_p}} \quad (1.4.7)$$

$|-\rangle$ 状態の寿命は

$$\tau_- = \frac{1}{\frac{x^2}{4} \frac{1}{\tau_o} + \frac{4-x^2}{4} \frac{1}{\tau_p}} \quad (1.4.8)$$

と表すことができる. ここで $x = 2g\mu_B B / \Delta_{\text{HFS}}$ というパラメーターを導入した. $|+\rangle$ 状態および $|-\rangle$ 状態の寿命を横軸に磁場の強さをとって図示したものが図 1.4.1, 図 1.4.2 である.

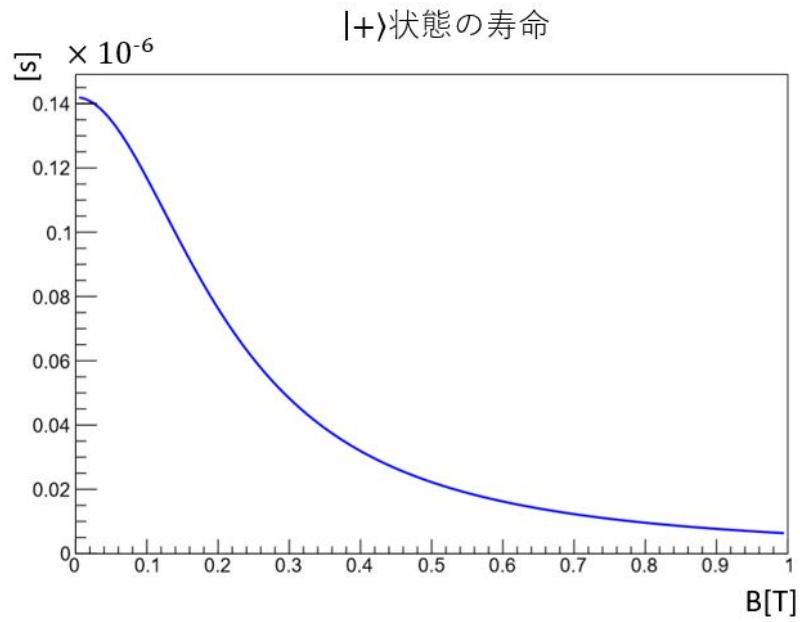


図 1.4.1 $|+\rangle$ 状態の寿命

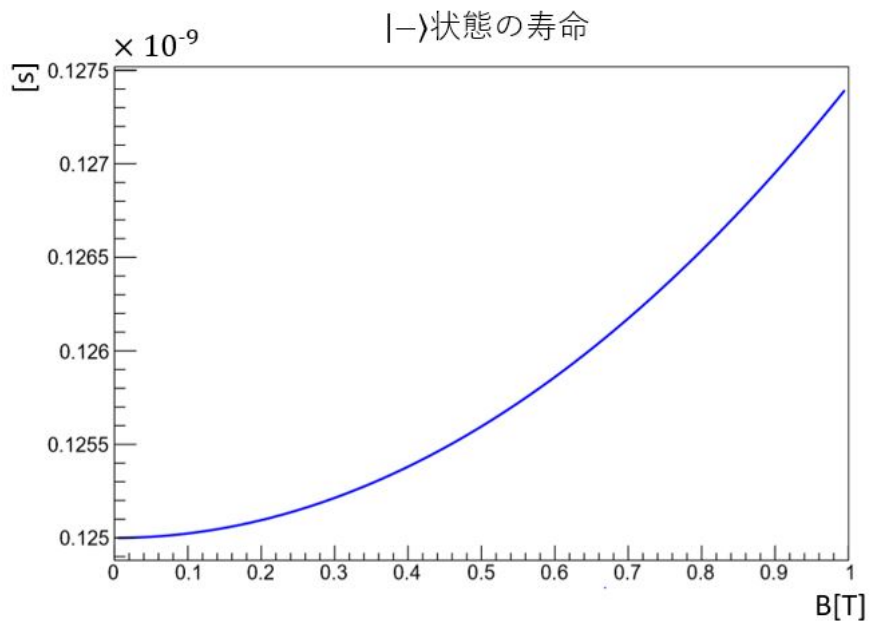


図 1.4.2 $|-\rangle$ 状態の寿命

図から読み取ることができるように、0.1 T の磁場をかけると、 $|-\rangle$ 状態はほとんど変化がないが $|+\rangle$ 状態は 142 ns から 125 ns に変化する。この変化に感度を持つような精度でポジトロニウムの寿命を測定することでポジトロニウムの超微細構造の間接測定を行うことができる。

1.5 物質中のポジトロニウム

物質中ではオルソポジトロニウムは他の物質と相互作用を起こして理論値より短くなることがある。その相互作用として考えられる 3 つの反応がある。

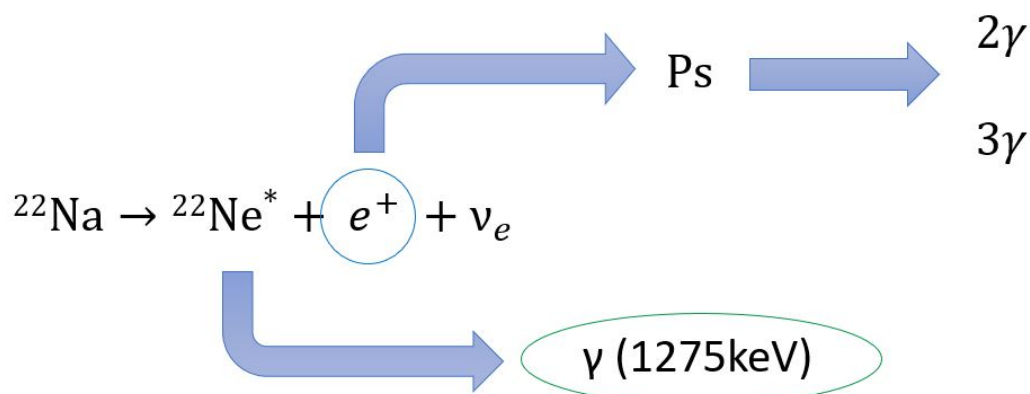
1. ピックオフ消滅：物質中の電子とポジトロニウムを構成する陽電子が対消滅を起こす反応。
2. スピン交換：物質中の不対電子とスピンを交換しオルソポジトロニウムがパラポジトロニウムとなる反応。パラポジトロニウムの短い寿命で崩壊する。
3. 化学反応：ポジトロニウムを構成する電子が酸化などの反応を起こし残された陽電子が他の電子と対消滅を起こす。

これらの相互作用を少なくするために、ポジトロニウム生成のための陽電子のターゲットとして疎水処理を施されたシリカエアロゲルを用いた。ここでシリカエアロゲルを用いたのは低密度多孔質体であり、ポジトロニウムに対して負のポテンシャルを持っているためである。

第 2 章

実験原理・装置 (担当：中村)

2.1 実験原理



本年度の卒業研究ではポジトロニウムの超微細構造測定の前段階として、磁場をかけない状態で、「 γ トリガー実験」と「 β トリガー実験」と呼ばれる 2 種類の実験を行い、それぞれでオルソポジトロニウムの寿命測定実験を行った。いずれの実験も線源には ^{22}Na (0.15 MBq) を用いた。 ^{22}Na 線源は β^+ 崩壊により励起状態の ^{22}Ne と電子ニュートリノ、陽電子に崩壊する。崩壊によりできた陽電子がターゲット中で生成するポジトロニウムの崩壊を検出する。 γ トリガー実験では ^{22}Na の崩壊によりできた励起状態の ^{22}Ne が基底状態に戻るときに放出する 1275 keV の γ 線をトリガーとする。ここでは励起状態の ^{22}Ne ができてから基底状態に戻るまでの時間はポジトロニウムの寿命と比べて十分小さく、無視できるものとしている。 β トリガー実験では崩壊によりできた陽電子が、薄いプラスチックシンチレータを通過する際の発光をトリガーとする。 β トリガー実験の方が γ トリガー実験と比べてポジトロニウムの生成に直接関わりのある陽電子をトリガーとしている分、より効率よくトリガーを発行できると期待される。いずれの実験においてもトリガーが発行された時刻からポジトロニウムの崩壊由来のもののみられる γ 線を検出した時刻までの時間差をポジトロニウムの寿命とみて測定を行った。

2.2 装置

まず初めに γ トリガー実験に用いた装置を示す。これは昨年と同様の実験であり、図 2.2.1 に実験装置図、図 2.2.2 に装置上部を撮った写真、図 2.2.3 に装置下部のみを上から撮った写真を示す。

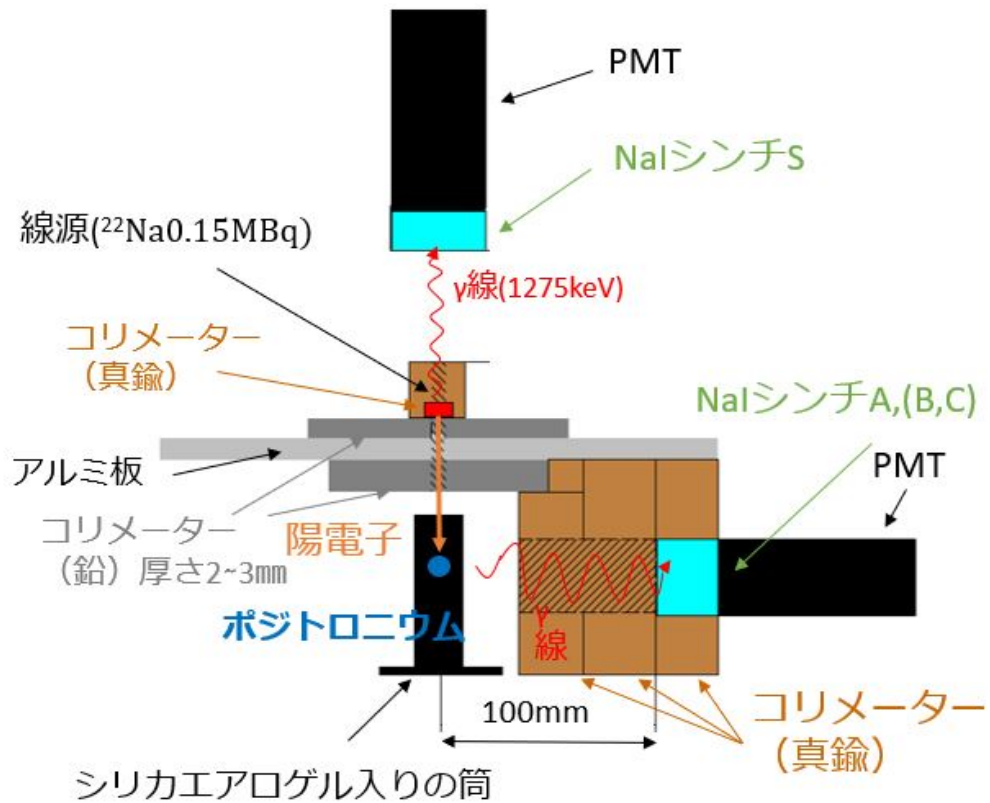


図 2.2.1 γ トリガー実験装置図 [2] を一部改変

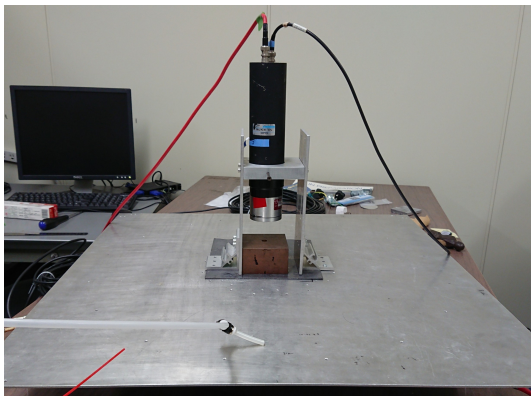


図 2.2.2 γ トリガー実験装置図上部



図 2.2.3 γ トリガー実験装置図下部

この装置では線源は中央に置かれたコリメーターの中であり、上部の NaI(Tl) シンチレータでトリガーとな

る 1275 keV の γ 線を検出する。また線源から放出された陽電子は下部に置かれたシリカエアロゲル入りの筒の中でポジトロニウムを形成する。この時にできたオルソポジトロニウム由来の γ 線を検出するために筒を囲むように等間隔で NaI シンチレータと PMT の組 (A, B, C) を配置している。シンチレータ A, B, C は線源からの γ 線が直接入らないようコリメーターで覆っている。

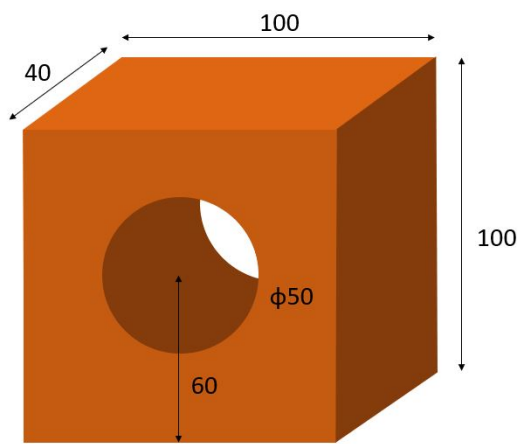


図 2.2.4 γ トリガー実験装置下部, シンチレータと PMT を覆うコリメーター (真鍮)

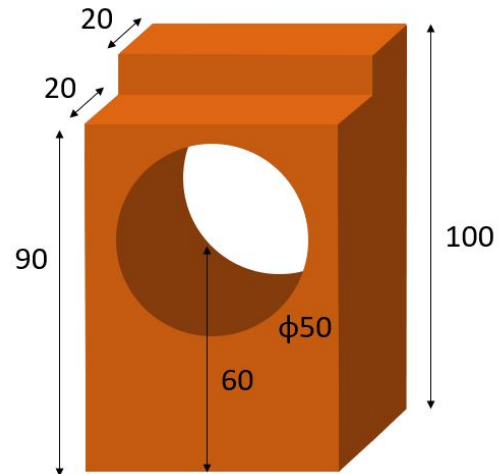


図 2.2.5 γ トリガー実験装置下部, シンチレータと PMT を覆うコリメーター (真鍮)

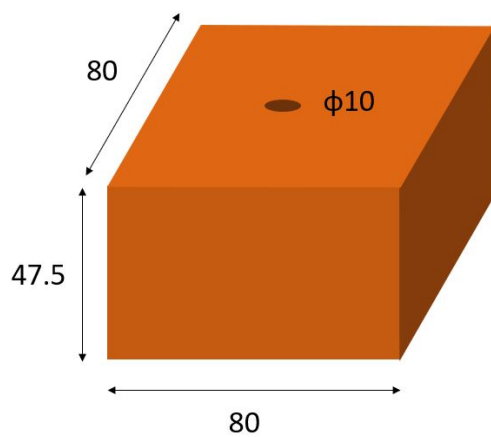


図 2.2.6 γ トリガー実験装置上部, 線源を覆うコリメーター (真鍮)

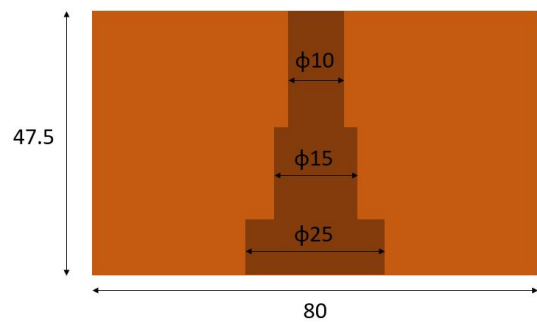


図 2.2.7 γ トリガー実験装置上部, 線源を覆うコリメーター (真鍮) の断面図

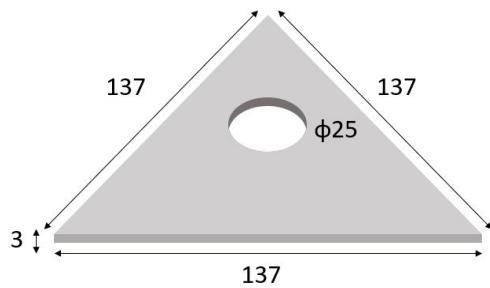


図 2.2.8 γ トリガー実験装置中央部, コリメーター (鉛)

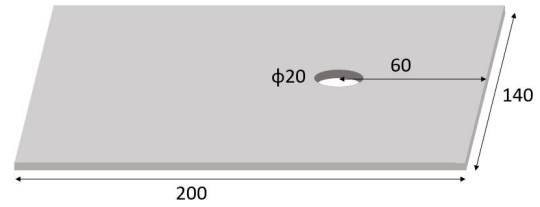
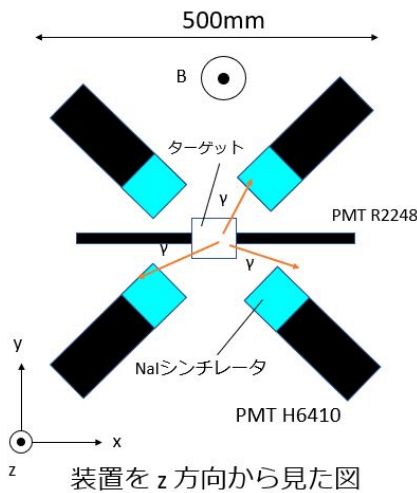


図 2.2.9 γ トリガー実験装置中央部, コリメーター (鉛)



装置を z 方向から見た図

図 2.2.10 β 実験装置図

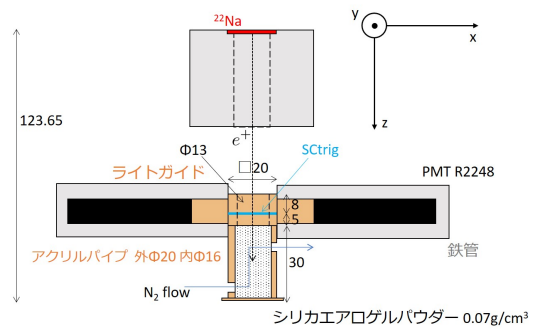


図 2.2.11 β 実験装置図, ターゲット・トリガー周辺

次に β トリガー実験の装置図を図 2.2.10 および図 2.2.11 に示す。この装置では図 2.2.11 に示す通り線源は鉛のコリメーターの中に配置されて、線源から出た陽電子が SCtrig を通過することをトリガーとする。SCtrig を通過した陽電子はシリカエアロゲルの詰まったターゲット内でポジトロニウムを形成する。また、このターゲットにはシリカエアロゲルを乾燥させるために窒素ガスを流している。 γ トリガー実験と同様ターゲットの周りにポジトロニウムの崩壊由来の γ 線を検出するための NaI シンチレータと PMT の組が等間隔で配置されている。将来的に超微細構造測定を行う際にはこの装置の z 方向に 0.1 T の磁場を印加する予定である。

今回の実験ではいずれの実験でも γ 線を検出するための装置として SCIONIX 製の NaI(Tl) シンチレータと、浜松ホトニクス製の光電子増倍管アッセンブリ H6410 を使用した。NaI(Tl) シンチレータは、直径 57 mm、長さ 58 mm の円筒形で、H6410 は外径が 60 mm、典型的な印加電圧が -2000 V、典型的なゲインが 3.0×10^6 である。また β トリガー実験において陽電子を検出する装置として厚さ 150 μm のサンゴバン社製の BC490 と、浜松ホトニクス製の光電子増倍管アッセンブリ R2248 を使用した。R2248 は管形が

9.8 mm × 9.8 mm の断面を持つ角柱，典型的な印加電圧が -1250 V ，典型的なゲインが 1.1×10^6 である．

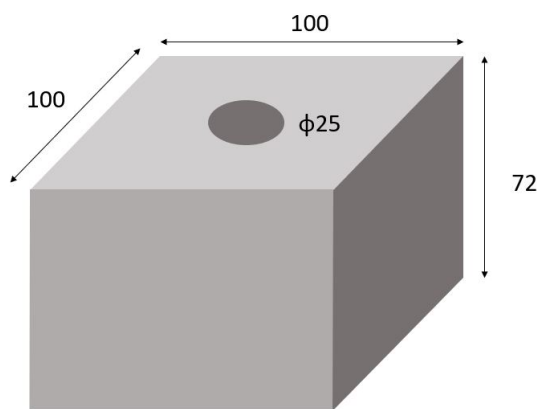


図 2.2.12 β トリガー実験装置，線源を覆うコリメーター（鉛）

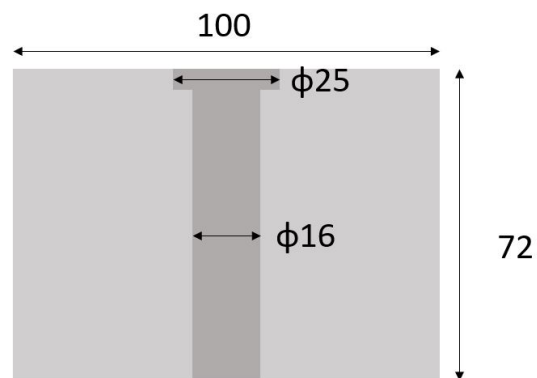


図 2.2.13 β トリガー実験装置，線源を覆うコリメーター（鉛）の断面

2.3 実験の回路

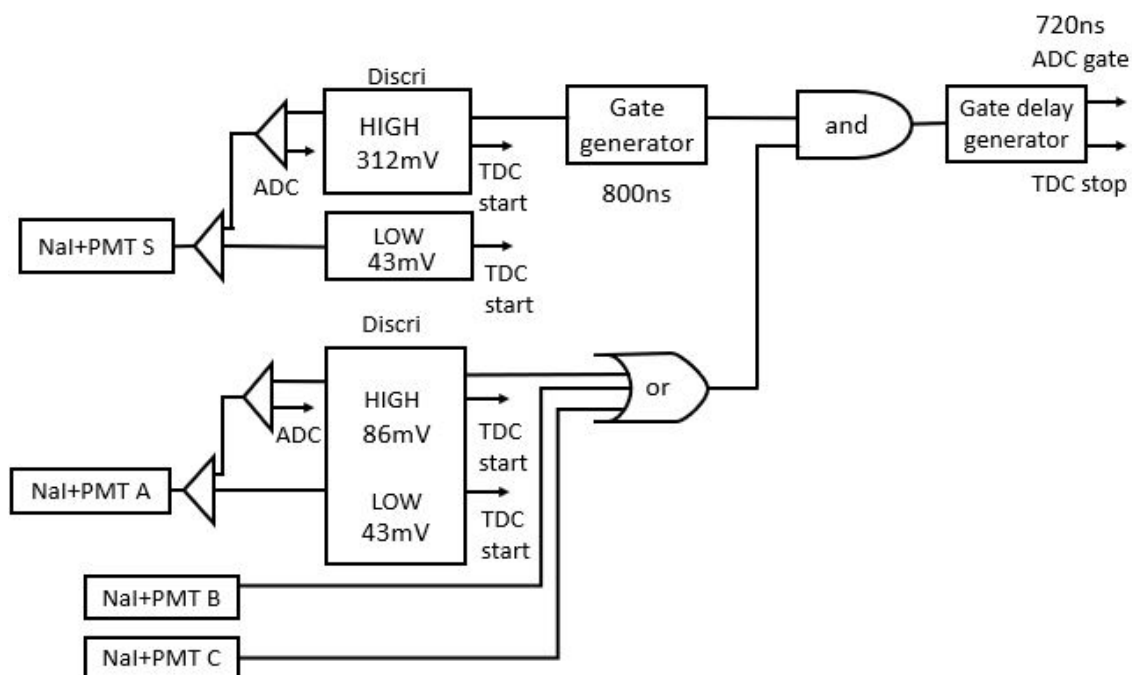


図 2.3.1 γ トリガー実験回路図

図 2.3.1 に示すのは γ トリガー実験の回路図である。シンチレータ S で検出された信号がしきい値を超えると 800 ns のゲート信号が出力される。またシンチレータ A, B, C で検出されたものの中でしきい値を超えたものが OR 回路に入る。OR 回路からでた信号とゲート信号が AND 回路に入る。この 2 つの信号が同時に来た場合のみ 720 ns のゲート信号が作られて ADCgate に入力され、遅延を挟んで TDCstop にも入力される。ディスクリミネータに書かれた電圧値はしきい値が実効値で書かれている。その用途に応じたしきい値が設けられている。シンチレータ S における HIGH は 1275 keV の γ 線を検出するためであり LOW は γ 線の入射時刻を決めるためのものである。また、事象選別にも用いる。シンチレータ A, B, C における HIGH は測定に無関係なノイズを落とすためであり、LOW はシンチレータ S の場合と同様に入射時刻を決めるためのものである。

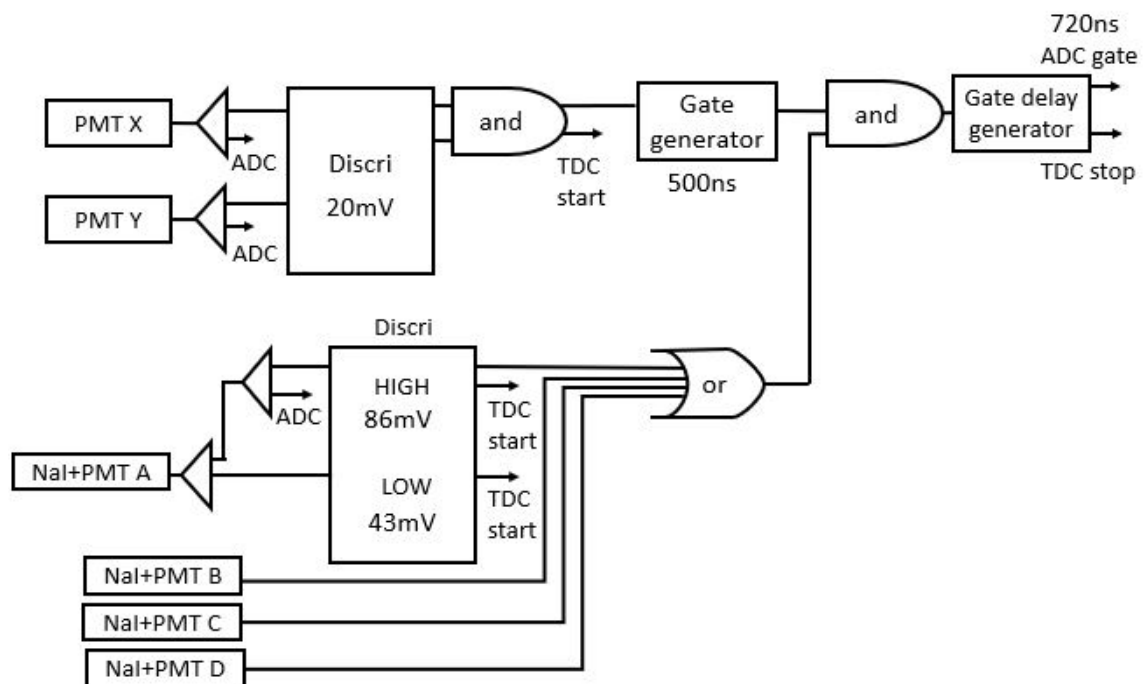


図 2.3.2 β トリガー実験回路図

図 2.3.2 に示すのは β トリガー実験の回路図である。SCTrig で検出された信号が PMT X, Y に入力される。おおまかなデータ取得の流れは γ トリガー実験と同じであるが、トリガー用の検出器から続くディスクリミネータに HIGH, LOW の区別が存在せず、しきい値を超えた信号が AND 回路に入る点が異なっている。これは暗電流によるトリガーの発行を防ぐためである。

以下に実験で用いた ADC と TDC モジュールの仕様を示す。

表 2.3.1 モジュールの仕様

モジュール	型番	full scale	resolution
ADC	V005(豊伸電子)	100 pC	0.061 pC
TDC	TMC(REPIC)	3 μ s	0.75 ns

第3章

装置の評価 (担当：上野)

ポジトロニウムの寿命測定は、ターゲットに到達した ^{22}Na 線源の陽電子が形成したポジトロニウムの崩壊による γ 線を検出することによって行う。 β トリガー実験では ^{22}Na 線源とターゲット間に設置された薄いプラスチック・シンチレータ (SCtrig^{*1}) によって陽電子の信号を検出、ポジトロニウム信号のタイミングとして使用する。 基礎的な開発を行った昨年度の研究を基に、本研究では新たにターゲットおよびトリガー部分を製作した。 本章では、改作したターゲットおよびトリガーについて、トリガーの性能評価について論じる。

3.1 新旧デザインの比較

β トリガーシステムの昨年度デザイン [2] と本年度デザインをそれぞれ図 3.1.1, 図 3.1.2 に示す。 昨年度デザインでは陽電子のターゲットであるシリカエアロゲルの容器に、SCtrig で蓋をした上で真空にすることでシリカエアロゲルが空気中の水分を吸収することを防ぐことを狙っていた。 これはシリカエアロゲルが空気中の水分を吸収することで、水分子の電気的な偏極がポジトロニウムの寿命に影響することを防ぐ狙いである。 陽電子入射口の直径は、真空との圧力差を考慮した強度計算を行い、8 mm としていた。 本年度デザインは昨年度デザイン同様ターゲットにシリカエアロゲルを採用する一方、吸湿を防ぐ手段として真空ではなく窒素ガスをターゲット容器中に流すこととした。 本デザイン採用により圧力差を考慮する必要がなくなるため、ターゲットの陽電子入射口の大きさの制限がなくなる。 したがってターゲットはシリカエアロゲルパウダーを内封できて、かつ治具に収まる大きさならば形状は自由であり、入射口やターゲット形状の自由度は増える。 ター

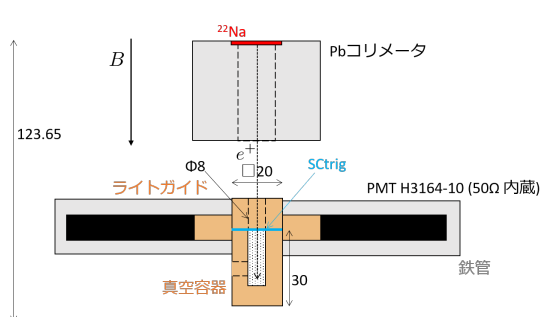


図 3.1.1 昨年度デザイン。

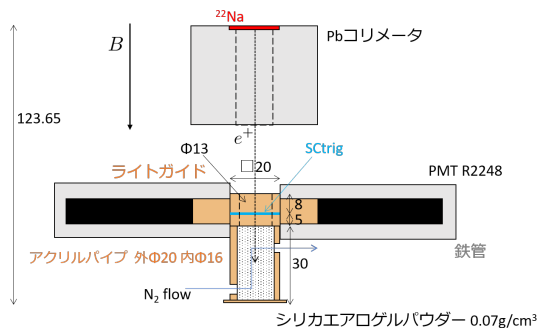


図 3.1.2 本年度デザイン。

*1 SCintillator for trigger

ゲット部分の具体的な形状およびその製作については 3.2 節で述べる。

ターゲットの改作に応じてトリガー部分も新たに製作した。昨年度デザインではトリガー部分もターゲット部分同様、陽電子通過口が圧力差のため制限されていた。本年度デザインは陽電子通過口として実験室で加工可能な最大の大きさである直径 13 mm の穴を 2 cm 角の亚克力板 (厚さ 5 mm と 8 mm) に開け、トリガー部分として SCtrig をこれらの亚克力板二枚で挟む構造とした。また、シンチレーション光の集光率向上のためライトガイド接合面除く周囲の面を反射材で覆った。トリガー部分の具体的な形状およびその製作については 3.3 節で述べる。

3.2 ターゲット (担当：説田)

まずターゲットとなるシリカエアロゲルについて述べた後、そのシリカエアロゲルを入れる容器 (ターゲット部分) について説明する。

3.2.1 シリカエアロゲル

シリカエアロゲルとは微細な SiO_2 の粒子が 3 次元の鎖を構成しており、体積のほとんどを空気が占める低密度な物質である。コロイド状の SiO_2 で作られた湿潤ゲルを超臨界乾燥*2することで作られる。[6]

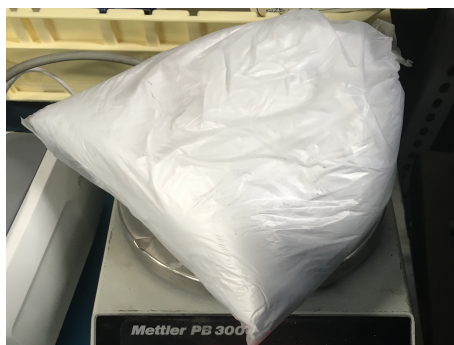


図 3.2.1 ターゲットとして使用したシリカエアロゲル

本研究で用いたものは、図 3.2.1 に示す通りの白色の粉末状でその密度は 0.07 g/cm^3 である。*3

シリカエアロゲルをポジトロニウムを生成するためのターゲットに採用した理由は、1.5 節で述べたように、ピックアップ消滅などによってオルソポジトロニウムの寿命が短くなってしまうことを防ぐためである。

3.2.2 ターゲット

ターゲットは、オルソポジトロニウムの酸化反応を防ぐために乾燥している必要がある。昨年度のデザインではターゲット部分を真空状態にしていたため、SCtrig を挟んだ外部との圧力差を気にする必要があった。本年度は、真空容器の代わりに窒素ガスをターゲット部分に流す設計にすることで乾燥状態を作り出した。

*2 高温高圧の特殊な流体によって溶媒を取り除き、湿潤ゲル中の液体をゲルの構造を損なうことなく気体と置換させること。

*3 密度は実測で $[(\text{測った質量}) - (\text{容器の質量})]/(\text{容器の容積})$ によって求めた。

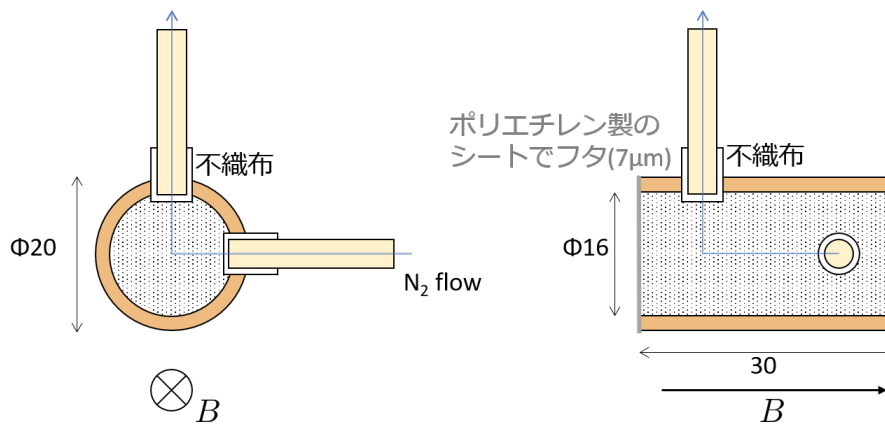


図 3.2.2 ターゲット部分のデザイン.

図 3.2.2 は製作したターゲット部分のデザイン図である．図のように外径 20 mm，内径 16 mm のアクリルパイプに窒素ガスを流すチューブ用の穴を 2 箇所あけ，アクリル円盤（直径 25 mm）とポリエチレン製のシートを蓋として接着したものを製作した．窒素ガスと共にシリカエアロゲルが流出することを防ぐために，チューブの先端には不織布を付けている．このデザインにより圧力差を気にする必要がなくなり，直径 8 mm だった入射孔を直径 16 mm へと大きくすることができた．

3.3 トリガーの製作

ターゲットの新規製作に伴い，トリガー部分も新たに製作した．概念図および写真を図 3.3.1 に示す．実験室で加工可能な最大限の直径 13 mm の穴をあけた 20 mm 角のアクリル材（厚さ 5 mm と 8 mm）で厚さ 150 μm の SCtrig を挟み，ライトガイド接合面以外の面を反射材で覆った．すべての界面はオプティカル・グリースで光学的に接合されている．

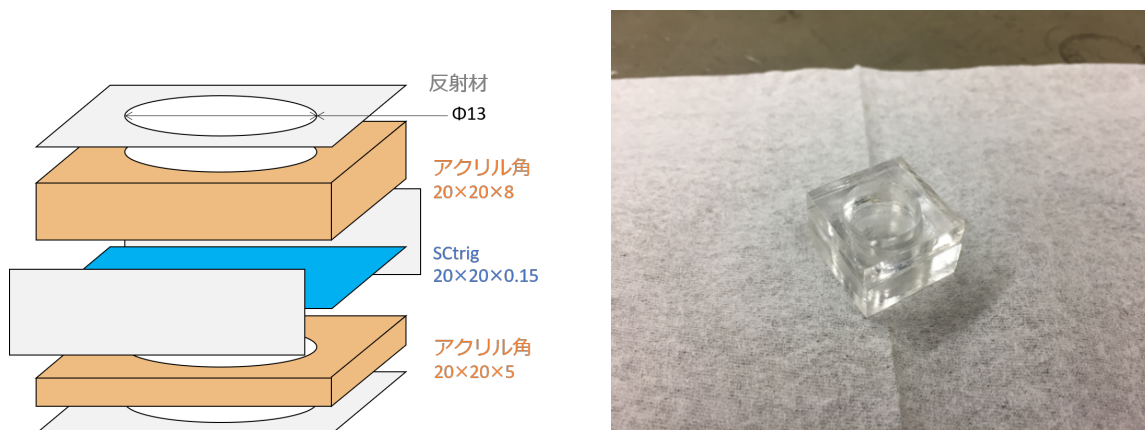


図 3.3.1 左：新たに製作したトリガー部分の概念図．反射材に覆われていない面にはライトガイドが接合される．右：製作したターゲットの写真．測定の際にこれを反射材によって覆った．

3.4 印加電圧とゲイン変化

本節では新たに製作したトリガー部分の評価について議論する。図 3.4.1 にトリガーテストの大まかなジオメトリとそのデータ収集系を示す。ジオメトリは後方にターゲットが置かれていない点を除いて β トリガー

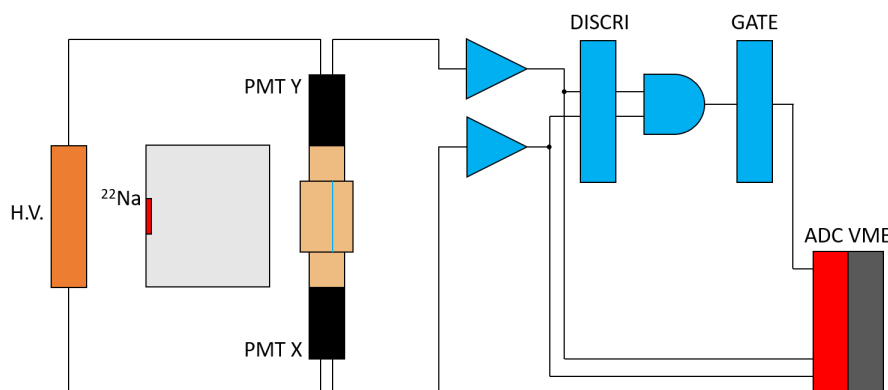


図 3.4.1 トリガーの評価テストの大まかなジオメトリとデータ収集系。

実験のデザインに則り、また使用装置も 2.2 節で論じた β トリガー実験に用いるものである。二本の光電子増倍管 (浜松ホトニクス製 R2248. それぞれ PMT X, PMT Y と呼ぶ) をトリガー部分の両側面にライトガイドと合わせて接合した。これを β トリガー実験で実際に用いる治具で固定し、その前方に厚さ 72 mm, 穴径 16 mm の鉛コリメータと ^{22}Na 線源を配置した。鉛コリメータを通過した陽電子は SCtrig に入射し、二本の光電子増倍管に入射したシンチレーション光の同時計測信号によって CSADC (豊伸電子製 V005) に対する GATE を生成した。光電子増倍管からの電荷は CSADC によって記録される。discriminator の幅はどちらも 70 ns としてあり、これは PMT X, PMT Y の信号時間のずれを考慮することで、同時計測が損なわれないように決定した。まず一方の光電子増倍管の電圧を固定し、もう一方の光電子増倍管の電圧を変化させ、電荷情報に関するヒストグラムを取得した。その結果を図 3.4.2 および図 3.4.3 に示す。図 3.4.2 は PMT Y の印加電圧を -1250 V に固定し、PMT X の印加電圧を -1250 V から最大定格付近の -1450 V まで 100 V 刻みで変化させた同時計測のヒストグラムで、左側が PMT X, 右側が PMT Y の出力信号の測定結果である。印加電圧を上げることでゲインが大きくなっていることが確認された。図 3.4.3 は同様に PMT X の印加電圧を固定し、PMT Y の印加電圧を変化させた同時計測の測定結果であるが、こちらもゲインの増大が確認できる。以上より印加電圧はどちらも大きいほうが良いと考えられるが、二本の光電子増倍管の個体差として PMT X は暗電流が少なく、PMT Y は暗電流が多い傾向が見られたため、PMT Y の印加電圧を大きく上げすぎること是不適切であるとも考えられる。したがって最終的な動作電圧は次節の計測率の議論から決定することとした。

3.5 計測率

印加電圧に対する電荷ヒストグラムの取得と並行して、それぞれの場合の光電子増倍管のシングルレート、およびそのときの同時計数率を測定した。ここで同時計数とは二つの光電子増倍管の光子検出の時間差が有限の大きさの時間幅に収まっていることを意味し、別々に発生した光子が偶発的に二つの光電子増倍管で検出さ

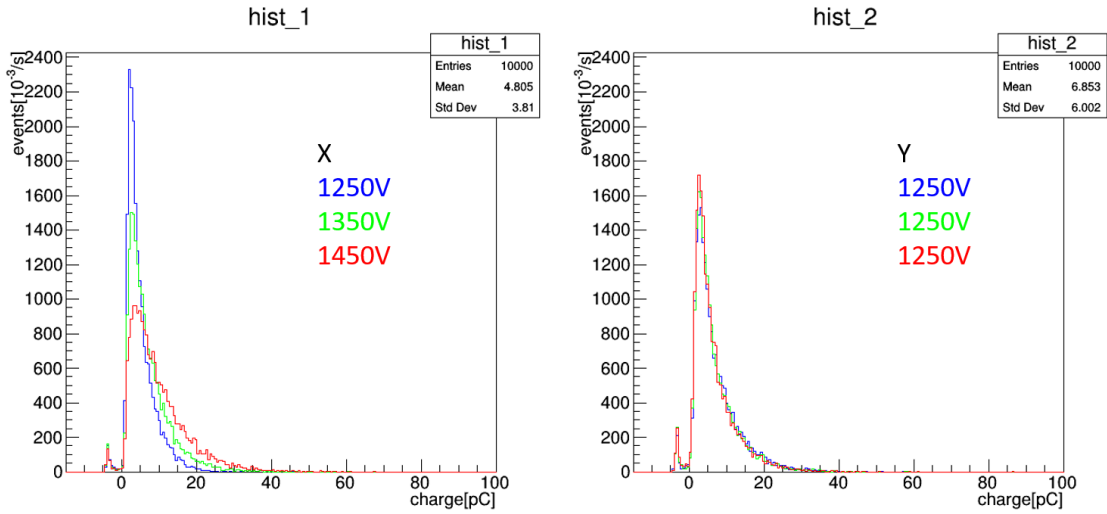


図 3.4.2 PMT Y の印加電圧を固定して PMT X の印加電圧を変化させたときのヒストグラム。PMT Y は変化なく、PMT X の信号は印加電圧を上げることでゲインが大きくなっていることがわかる。

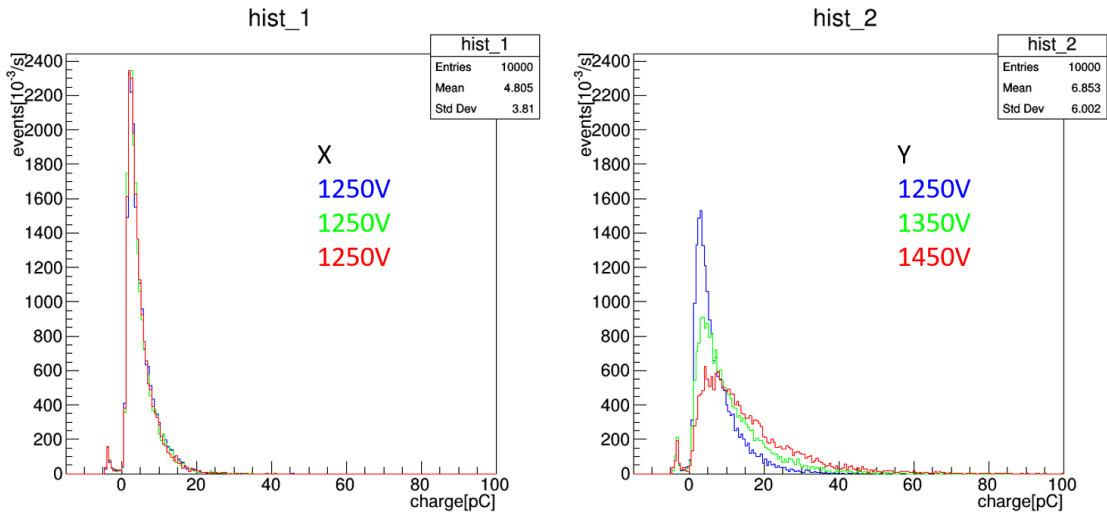


図 3.4.3 PMT X の印加電圧を固定して PMT Y の印加電圧を変化させたときのヒストグラム。PMT X は変化なく、PMT Y の信号は印加電圧を上げることでゲインが大きくなっていることがわかる。

れ、これが一つの時間幅に収まった場合も同時として計測してしまう。同時計測中のこの成分を偶発同時計数と呼び、本節ではシングルレートから計算した偶発同時計数率を実測の同時計数と比較する。偶発同時計数率 $r_{R.C.}$ は、coincidence の時間幅を T_{coinci} 、PMT X、PMT Y のシングルレートをそれぞれ r_X 、 r_Y とすると

$$r_{R.C.} = r_X \times r_Y \times T_{coinci} \quad (3.5.1)$$

で与えられる。式 (3.5.1) は PMT X の信号が r_X の頻度であるとき、これが時間幅 T_{coinci} 内に入る確率が $r_X \times T_{coinci}$ であり、もう一方の PMT Y の信号の頻度 r_Y にこの確率がかけられたものと解釈できる。計数

率の測定および偶発同時計数率の計算結果を表 3.5.1 に示す.

H.V. [V]		Rate [counts/s]			
X	Y	X	Y	偶発同時計数	同時計数
-1250	-1250	124	206	0.0018	97.5
-1250	-1350	126	359	0.0032	104
-1250	-1450	126	608	0.0054	109
-1350	-1250	160	229	0.0026	109
-1450	-1250	244	215	0.0037	120

表 3.5.1 印加電圧と計数率の関係. いずれの場合も偶発同時計数率は十分少ない.

表 3.5.1 に示したように, いずれの場合も偶発同時計数率は 10^{-3} counts/s のオーダーで, これは実測の同時計数率 $\sim 10^2$ counts/s と 5 桁の差があり, したがって偶発同時計数はまったく無視してよい.

3.6 β トリガー実験のトリガーデザイン

3.4 節, 3.5 節および 3.7 節の議論から β トリガー実験に導入するトリガー部分の最終的な動作電圧を, 二つの光電子増倍管のシングルレートがなるべく近い値になるように, PMT X の印加電圧を -1400 V, PMT Y の印加電圧を -1250 V と決定した. この設定の下で取得したヒストグラムを図 3.6.1 に示す. またこの結果から得た諸パラメータを表 3.6.1 に示す.

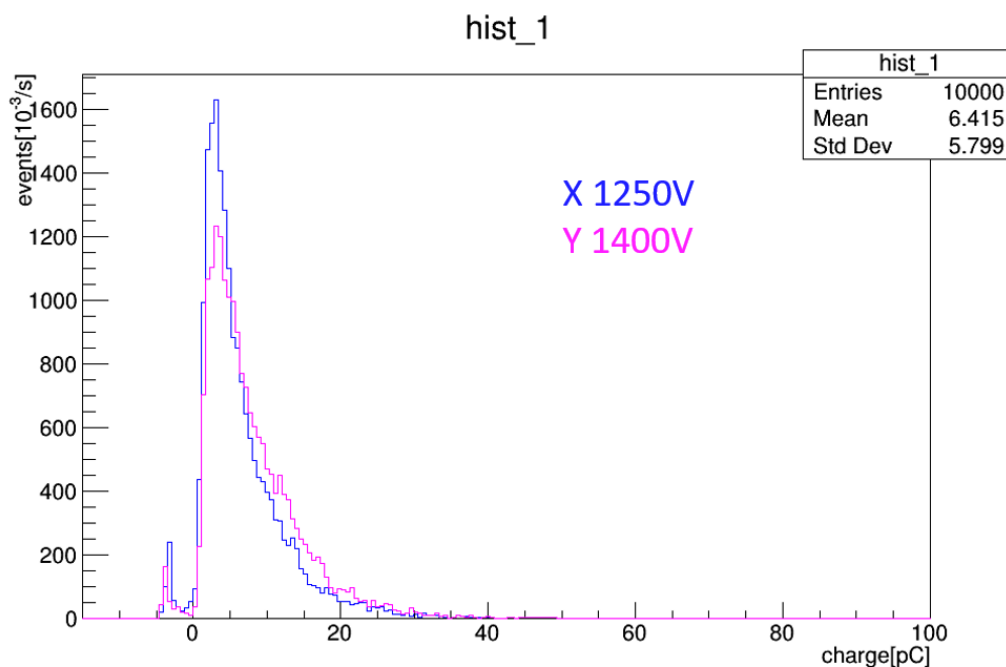


図 3.6.1 β トリガー実験に用いる設定で取得したヒストグラム.

偶発同時計数率は実測の同時計数率に対してまったく無視できる. 次々章ではこの新ターゲット・トリガーを

H.V. [V]		Rate [counts/s]			
X	Y	X	Y	偶発同時計数	同時計数
-1400	-1250	198	206	0.0029	113

表 3.6.1 β トリガー実験に用いるトリガーの諸パラメータ.

用いた β トリガー実験について論じられる.

3.7 検出効率

本節では製作したトリガーの検出効率を評価する. これは使用した線源の放射能と立体角から計算できる (図 3.7.1 参照). まず SCtrig の有効面積 S_{eff} は陽電子の通過口の面積と考えることができ,

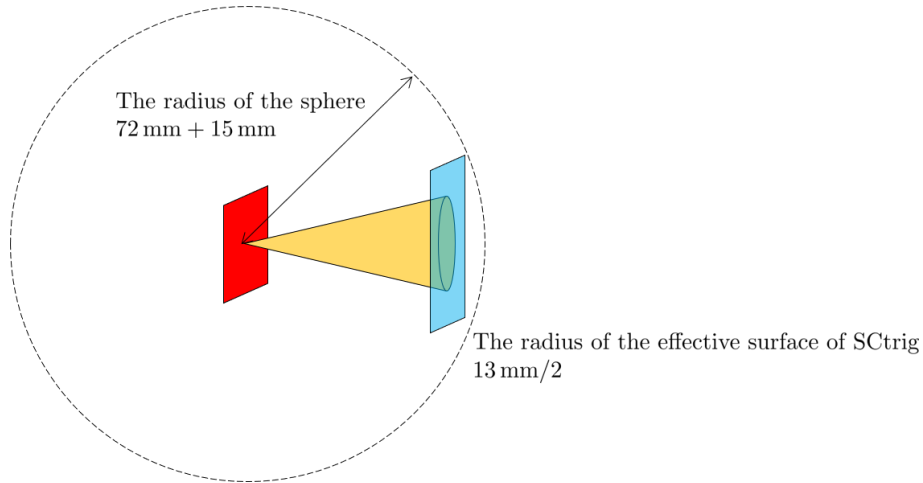


図 3.7.1 有効面の概念図. 薄い黄色で塗られた三角錐状の領域内を通る放射線が SCtrig 有効面に入射する.

$$S_{\text{eff}} = \pi \left(\frac{13 \text{ mm}}{2} \right)^2 \approx 133 \text{ mm}^2 \quad (3.7.1)$$

^{22}Na 線源中心から SCtrig 有効面までの距離は $72 \text{ mm} + 15 \text{ mm} = 87 \text{ mm}$ であり, これを半径とする球面の面積 S_{tot} は

$$S_{\text{tot}} = 4\pi(87 \text{ mm})^2 \approx 9.51 \times 10^4 \text{ mm}^2 \quad (3.7.2)$$

なので球面に対する有効面の割合は

$$\frac{S_{\text{eff}}}{S_{\text{tot}}} \approx 0.00140 \quad (3.7.3)$$

である.*4 使用した ^{22}Na 線源の放射能は 150 kBq なので,

$$150 \times 10^3 \text{ s}^{-1} \times 0.00140 \approx 2 \times 10^2 \text{ s}^{-1} \quad (3.7.4)$$

*4 立体角で考えると, sr 単位で $\pi(13 \text{ mm}/2)^2/(87 \text{ mm})^2 \simeq 0.018 \text{ sr}$.

より SCtrig の有効面には毎秒約 2×10^2 個の陽電子が入射していると考えられる。これに対して実測の同時計数率がおよそ 110 counts/s であることから検出効率 η は

$$\eta \approx 50\% \quad (3.7.5)$$

程度と計算される。すでに議論した通り偶発同時計測は無視できるので、式 (3.7.5) が SCtrig が粒子を検出した信号に対する効率であることは確かであるが、 ^{22}Na 及びポジトロニウムの崩壊に伴う γ 線によるバックグラウンドは考慮されていない。実際の陽電子に対するトリガー効率は詳細な検討が必要である。

第 4 章

γ トリガー実験（担当：説田・塩沢）

第一の実験として、 ^{22}Na から放出される 1275 keV の γ 線をトリガーとして用いる「 γ トリガー実験」を行った。 γ トリガー実験は先行研究の再現実験に相当し、その目的はポジトロニウムの崩壊由来の γ 線のエネルギースペクトルを確認することで測定の妥当性を検討し、崩壊時間の測定からオルソポジトロニウムの寿命を導出することである。本章では、まずエネルギースペクトルの確認に必要なエネルギー較正について第 4.1 節で述べた後、エネルギースペクトルについて第 4.2 節で議論する。第 4.3 節では空気中のオルソポジトロニウムの寿命を求めるために行った事象選別について述べ、第 4.4 節では前節での結果を用いて空気中でのオルソポジトロニウムの寿命を求める。続けて第 4.5.1 項で得られる式を用いて真空中におけるオルソポジトロニウムの寿命を求める。第 4.5 節ではエネルギースペクトルを踏まえた議論を行うため、第 4.2 節の結果も参照されたい。

4.1 エネルギー較正

実験原理でも述べたように、 γ トリガー実験ではシンチレータ S で ^{22}Na からの 1275 keV の γ 線を検出するタイミングをトリガーとして、シンチレータ A~C でポジトロニウムの崩壊由来の γ 線を検出する。測定は ADC で行ったので、ADC 値とエネルギー (keV) を対応付ける必要がある。その手法は以下のとおりである。

γ トリガー実験のセットアップを組んだ状態でシンチレータ A~C それぞれの傍に ^{137}Cs を置いた状態でデータを取得した。この時トリガーはシンチレータ A, B, C, S のいずれかのディレクトリミネータの信号とした。(図 4.1.1)

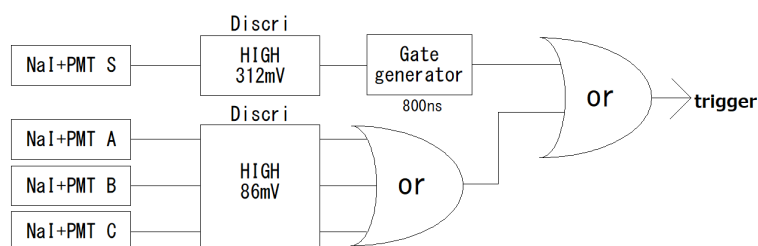


図 4.1.1 キャリブレーションにおけるトリガー

シンチレータ A~C に関しては得られたエネルギースペクトルに対して、ポジトロニウムの崩壊由来の γ 線による 511 keV のピークと、 ^{137}Cs からの γ 線による 662 keV のピークに対してガウス関数+一次関数でフィッティングした。そこで得た各ピーク位置の ADC 値とエネルギーを一次関数で対応させ、そのグラフの傾きと切片を求めることでエネルギー較正を行った。図 4.1.2 はシンチレータ A のエネルギースペクトルおよびフィッティングの結果、図 4.1.3 は ADC 値とエネルギーとを一次関数で対応付けたグラフで、横軸はピークの ADC 値、縦軸は対応するエネルギー (keV) である。ここではシンチレータ A についてのみ示しているが、シンチレータ B, C に対しても同様のことを行った。また、シンチレータ A~C はポジトロニウムの崩壊由来の γ 線のエネルギースペクトルを取得することを目的としているため、PMT の Gain が大きくなるように PMT の印加電圧を設定した。

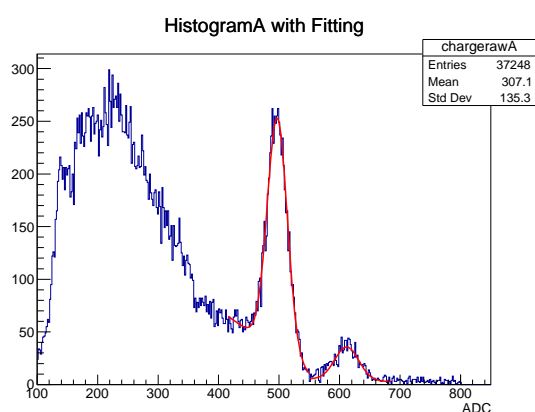


図 4.1.2 シンチレータ A のエネルギーヒストグラム、およびフィッティングの結果。

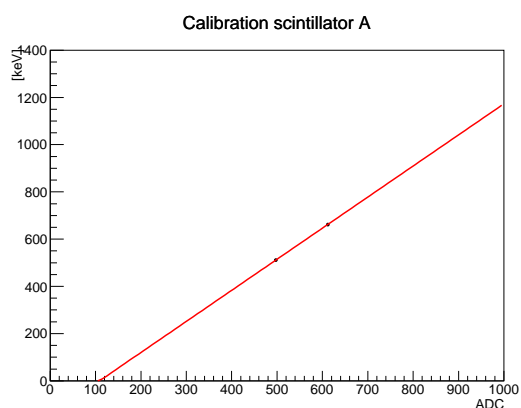


図 4.1.3 シンチレータ A のエネルギー較正の結果

シンチレータ S では ^{22}Na のみを用いて、既知の 511 keV と 1275 keV のピークに対してシンチレータ A~C と同様にしてエネルギー較正を行った。シンチレータ S ではトリガーとなる 1275 keV のスペクトルが確認できるように、シンチレータ A~C と比べると PMT の Gain が小さくなるように PMT の印加電圧を設定した。図 4.1.4 と図 4.1.5 はそれぞれ、図 4.1.2, 図 4.1.3 と同様に、シンチレータ S のフィッティングをしたヒストグラムとエネルギー較正のグラフである。

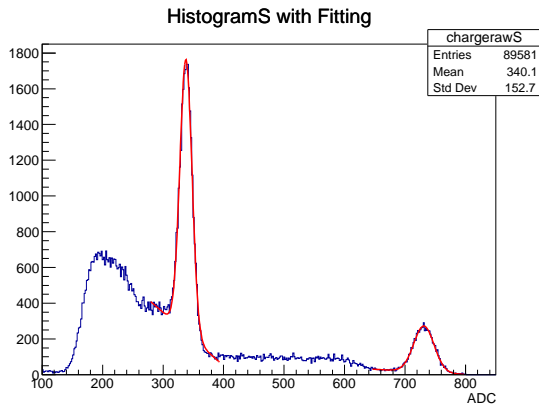


図 4.1.4 シンチレータ S のエネルギーヒストグラム、およびフィッティングの結果.

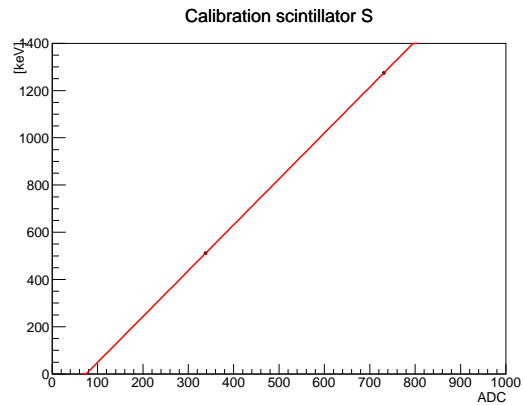


図 4.1.5 シンチレータ S のエネルギー較正の結果

4.2 エネルギースペクトル

本節で γ トリガー実験で取得されたエネルギースペクトルについて述べる. 測定時間や PMT の印加電圧などの実験諸元は表 4.2.1 の通りである.

表 4.2.1 γ トリガー実験の実験諸元

ターゲット	測定期間	測定時間	イベント数	PMT 印加電圧
シリカ エアロゲル	2017/12/28 10:50 ~12/29 20:18	33.5 hour	10^6	chA : 2120V, chB : 2170V chC : 2170V, chS : 1900V

妥当な測定が行われていれば, シンチレータ A~C では 511 keV のピークと 3γ の連続スペクトルが確認され, シンチレータ S では 1275 keV のピークが見られることが期待される. 各シンチレータで測定されたエネルギースペクトルは図 4.2.1 のような結果となった.

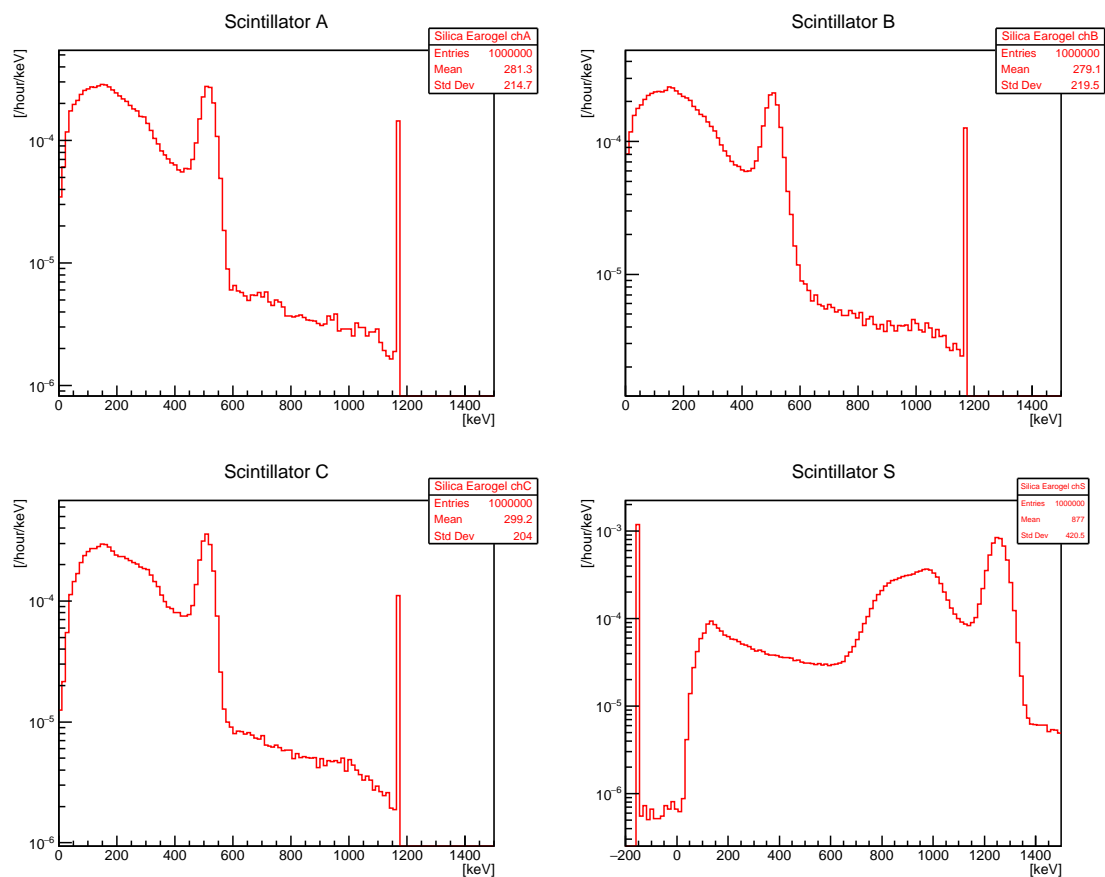


図 4.2.1 全てのシンチレータのエネルギースペクトル

シンチレータ A~C について見てみると、右端の細いピークは ADC の上限値であり、500 keV 付近のピークは 511 keV のピークである。200 keV 付近では、オルソポジトロニウムの崩壊による 3γ の構造や、コンプトン散乱などの連続スペクトル領域が確認できる。シンチレータ S では 1275 keV のピークと主にコンプトン散乱によるものと考えられる連続スペクトルが確認できる。

ポジトロニウムの崩壊由来の γ 線のエネルギースペクトルを確認し、511 keV のピークと 3γ 領域が確認できたことから、本研究では妥当な測定が行われていると考えられる。この実験データに対して次章で述べられる事象選別を行うことで寿命の評価が行えると考えられる。

4.3 事象選別

γ トリガー実験によって得られた、トリガーとなる γ 線の信号とポジトロニウムの崩壊に伴い放出される γ 線の信号の検出された時間差の分布を図 4.3.1 に示す。

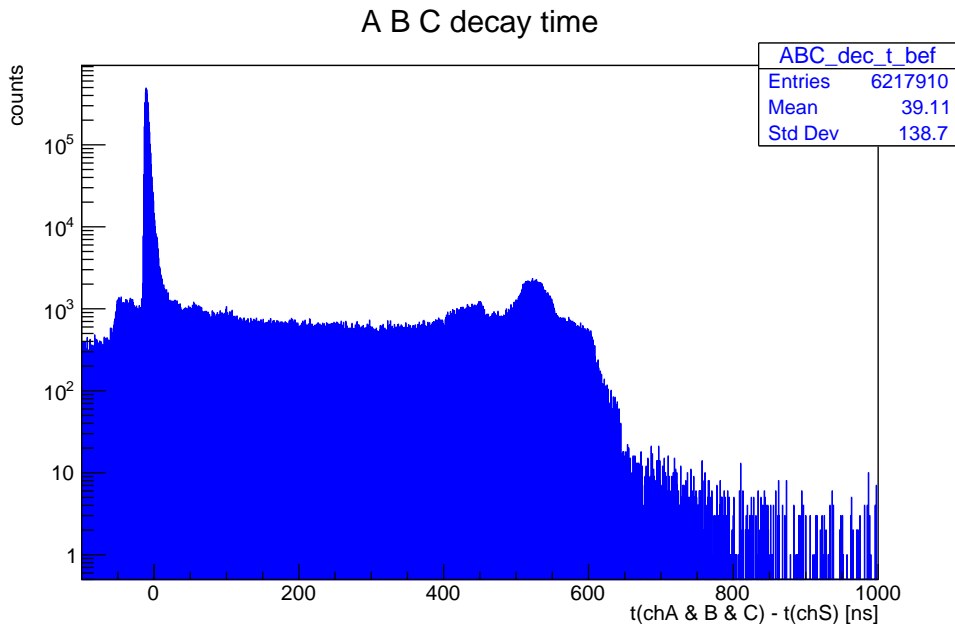


図 4.3.1 測定された時間分布

得られた時間分布中の背景事象の排除のために次の事象選別を行う。

本実験ではシンチレータ S で観測される ^{22}Na の崩壊時に放出された 1275 keV の γ 線をトリガーとしているが、その判別はディスクリミネータの閾値を超えたか否かによって行われる。この閾値を超える信号にはシンチレータ内の電子のエネルギー付与のされ方により以下のような違いがある。

- ^{22}Na の 1275 keV の γ 線由来の信号
 - ・ コンプトン散乱によるエネルギー付与
 - ・ 光電効果によるエネルギー付与
- 同時偶発的に信号が重なることで、2つの信号を1つの信号として観測 (パイルアップ) してしまった信号
 - * 波高が本来より大きく観測される。この中にはポジトロニウム起源の γ 線も含まれる。

これらは観測時の信号の波形、特に波高に違いが見られる。

コンプトン散乱による信号や同時偶発的に重なってしまった信号は ^{22}Na の崩壊により生じた 1275 keV の γ 線であるか背景事象の γ 線であるかを判別できない。こうした背景事象を低減するために、 γ 線のエネルギーが全て電子に付与される光電効果による信号のみを以下の特徴を利用して選別する。

観測される信号の特徴としては

- ・ 波高… γ 線のエネルギー付与の大きさに依存する
 - 波高の大きさ：光電効果 > コンプトン散乱, パイルアップ
- ・ ピーキングタイム…波高がピークになるまでの時間で、 γ 線のエネルギー付与の仕方に依らない。
 - ピーキングタイム：光電効果 = コンプトン散乱 = パイルアップ

が挙げられる。これを踏まえると、図 4.3.2 のような波形例が現れる。

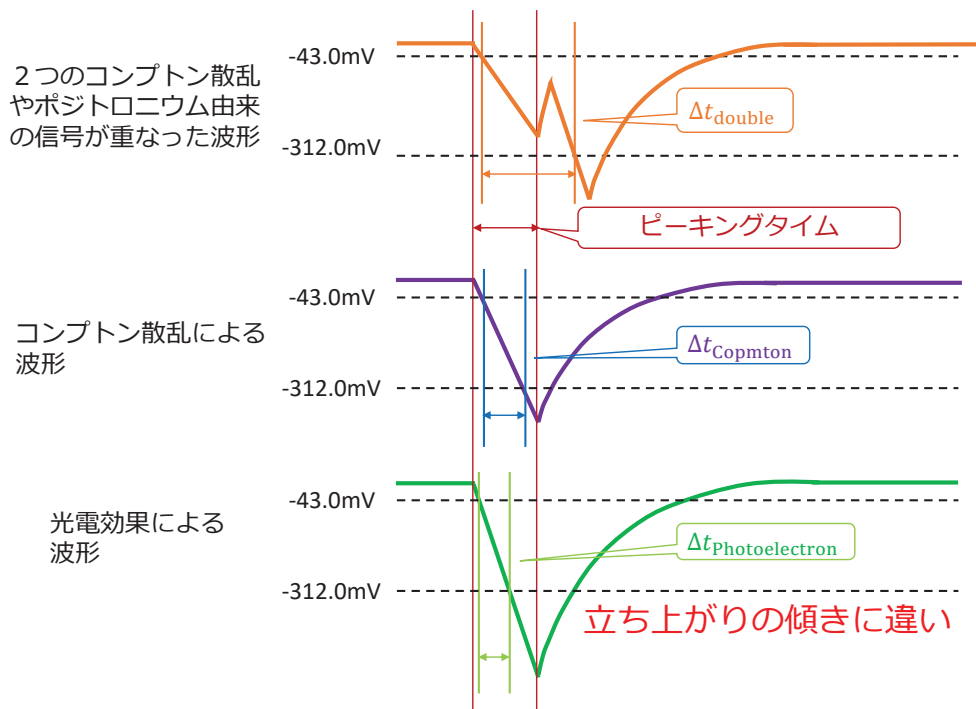


図 4.3.2 γ 線によるエネルギー付与の差異による信号波形の違い

図 4.3.2 にもあるように、信号の立ち上がりの違いによってディスクリミネータの 2 つの閾値をそれぞれ超える時間差が異なることが分かり、これを用いて光電効果による信号とそれ以外の信号に分類する。シンチレータ S のディスクリミネータの低閾値 (-43.0mV)、高閾値 (-312.0mV) をそれぞれ超えた時刻を t_{SLow} , t_{SHigh} として、

$$\Delta t = t_{\text{SHigh}} - t_{\text{SLow}} \quad (4.3.1)$$

を定義すると、同様に測定を行ったデータについて図 4.3.3 のような分布が得られる。

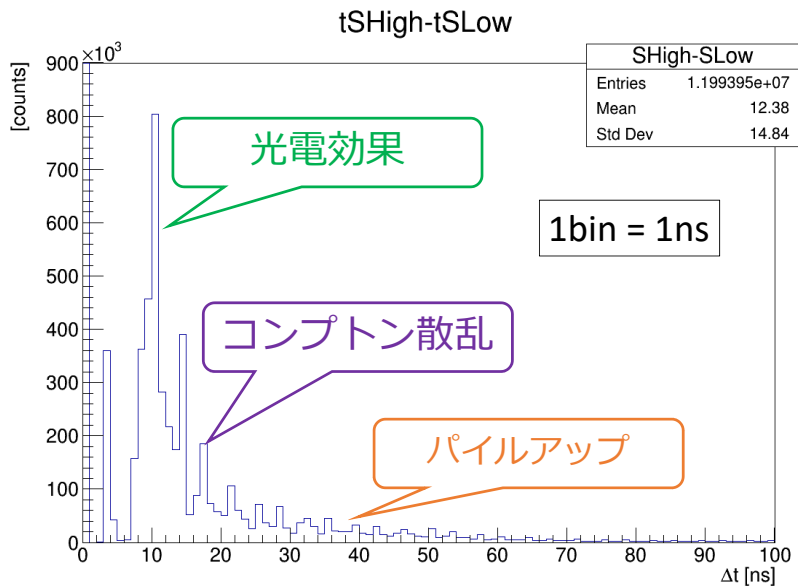


図 4.3.3 Δt に関する分布 (全事象)

図 4.3.3 では図 4.3.2 を参考にするると、 Δt の小さい順に光電効果、コンプトン散乱、パイルアップを含むその他により分布が形成されていると考えられる。ここで、シンチレータ S で測定されたエネルギーヒストグラムに対して 1275 keV の光電効果によるピークをガウス関数でフィッティングを行う。図 4.3.4 はその様子である。

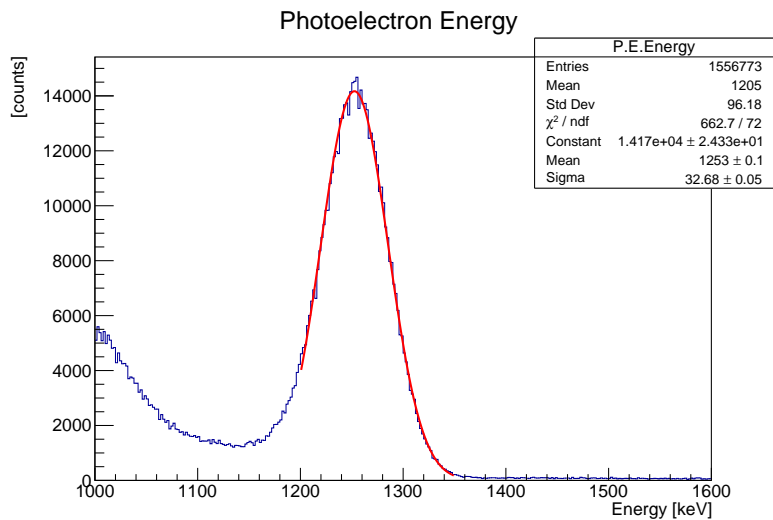


図 4.3.4 シンチレータ S で観測された 1275 keV のピークに対するフィッティング

図 4.3.4 のフィッティングの結果は

$$\text{Mean} = 1252.6 \pm 0.1 \quad \text{Sigma} = 32.7 \pm 0.0$$

である。この結果を踏まえ、ガウス関数の信頼度 99.9% 区間に対応する $\text{Mean} \pm 3.29 \times \text{Sigma}$ を光電効果によるエネルギースペクトルが表れている範囲として $1145 \text{ keV} \leq E_S \leq 1360 \text{ keV}$ を採用し、 $E_S < 1145 \text{ keV}$ をコンプトン散乱によるエネルギースペクトルが表れている区間とする (E_S はシンチレータ S で測定されたエネルギーである)。光電効果によるエネルギースペクトルが表れている区間のみを取り出した時の Δt の分布を図 4.3.5 に表す。

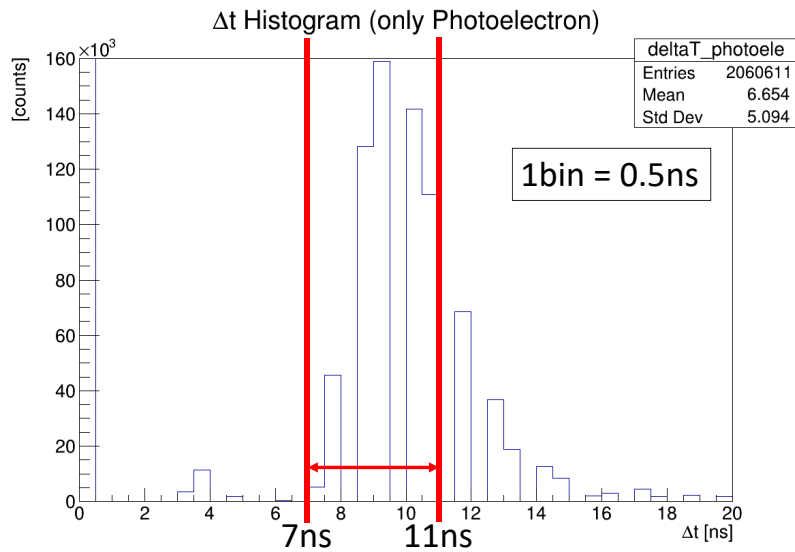


図 4.3.5 Δt に関する分布 (光電効果とみなした事象のみ)

図 4.3.5 について光電効果が支配的な事象としてみなす領域として

$$7 \text{ ns} \leq \Delta t \leq 11 \text{ ns} \quad (4.3.2)$$

を採用した。

この事象選別の効果を、トリガーとなる γ 線の信号とポジトロニウムの崩壊に伴い放出される γ 線の信号の検出された時間差とシンチレータ S で観測される γ 線のエネルギーの相関を表した図 4.3.6 により確認する。

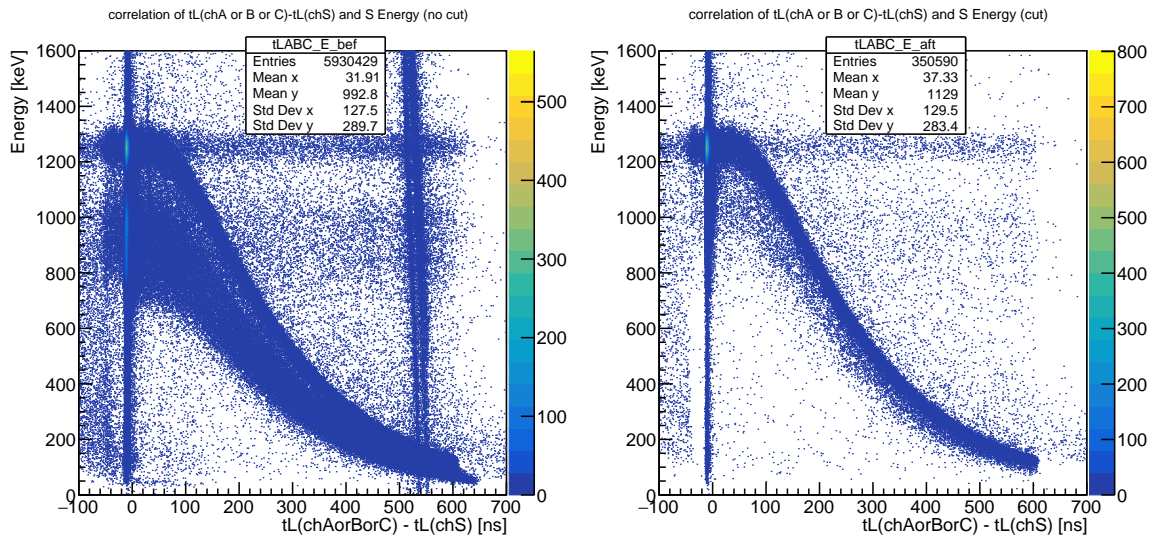


図 4.3.6 事象選別適用前 (左) および後 (右) の崩壊時間とシンチレータ S でのエネルギーの分布

図 4.3.6 から事象選別の前後で $tL(\text{chA or B or C}) - tL(\text{chS}) = 550 \text{ ns}$ 付近のノイズと思われる事象と 1275 keV の γ 線のコンプトン散乱の領域 ($tL(\text{chA or B or C}) - tL(\text{chS}) = 0 \text{ ns}$ において $700 \text{ keV} \sim 1000 \text{ keV}$ の領域) の事象の排除に成功していることが見て取れる。また $tL(\text{chA or B or C}) - tL(\text{chS}) = 0 \text{ ns}$ において 1275 keV 付近の領域は光電効果の領域であり、この領域に関しては事象選別により排除はされていないことが同様に見て取れる。

加えて図 4.3.6 では光電効果の領域、コンプトン散乱の領域のいずれも $tL(\text{chA or B or C}) - tL(\text{chS}) >$ 約 60 ns の範囲でシンチレータ S で観測されるエネルギーが滑らかに減少していることが見て取れる。これは信号のエネルギーの取得方法に原因がある。ADC は入力されたアナログ信号を、別に入力されるデジタル信号 (このデジタル信号をゲート信号という) が入力されている間電荷を積分する。信号のエネルギーはこれにより得られた電荷量を変換することで値を得ている。この際、積分したいアナログ信号が ADC に入力されている間、ゲート信号が入力され続けなければならない。本実験ではトリガー信号とポジトロニウムの崩壊などによるシンチレータ A, B, C で観測される信号のコインシデンスを取った際に得られる信号でゲート信号を作っている。このゲート信号が入力されている間、A, B, C, S 全てのアナログ信号情報に対して同時に積分が行われる (第 2.3 節参照)。このゲート信号の生成は先に述べたように、トリガー信号ではなくシンチレータ A, B, C で観測される信号のタイミングに依存するため、もし、シンチレータ A, B, C からの信号が想定しているシンチレータ S とシンチレータ A, B, C の信号の時間差より大きくなると、シンチレータ S の信号がゲート信号幅からはみ出してしまう可能性がある。(この信号例を図 4.3.7, 図 4.3.8 に示す。) この時、信号の積分値は小さくなってしまい、結果として、得られるエネルギー値も小さくなる。この積分をし損ね、得られるエネルギーの減少の程度はシンチレータ A, B, C からの信号が遅くなるほど大きくなる。この現象により図 4.3.6 のスロープの 2 次元ヒストグラムが理解される。

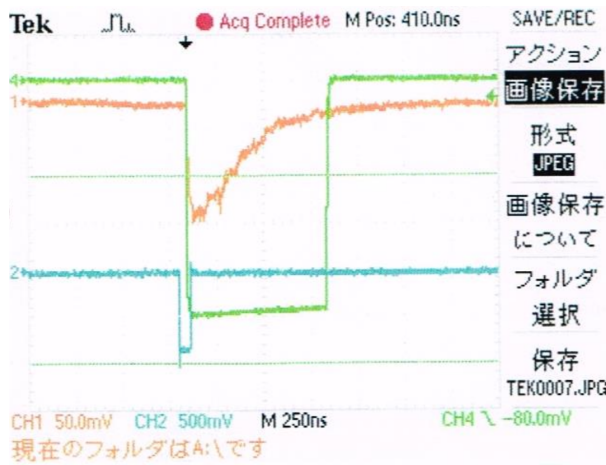


図 4.3.7 正しくアナログ信号を積分できている例

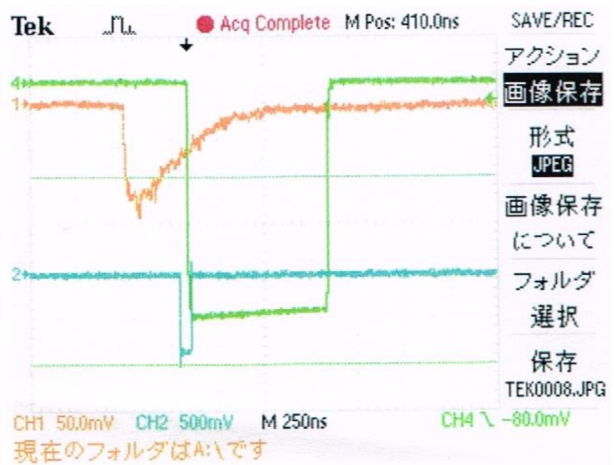


図 4.3.8 アナログ信号を正確に積分できていない例

(図 4.3.7, 図 4.3.8 においてそれぞれの信号は 黄:積分するアナログ信号, 緑:積分用のゲート信号, 青:ゲート信号生成用のデジタル信号 を表す.)

また, この事象選別により, トリガーとなる γ 線の信号とポジトロニウムの崩壊に伴い放出される γ 線の信号の検出された時間差の分布は図 4.3.9 のようになる.

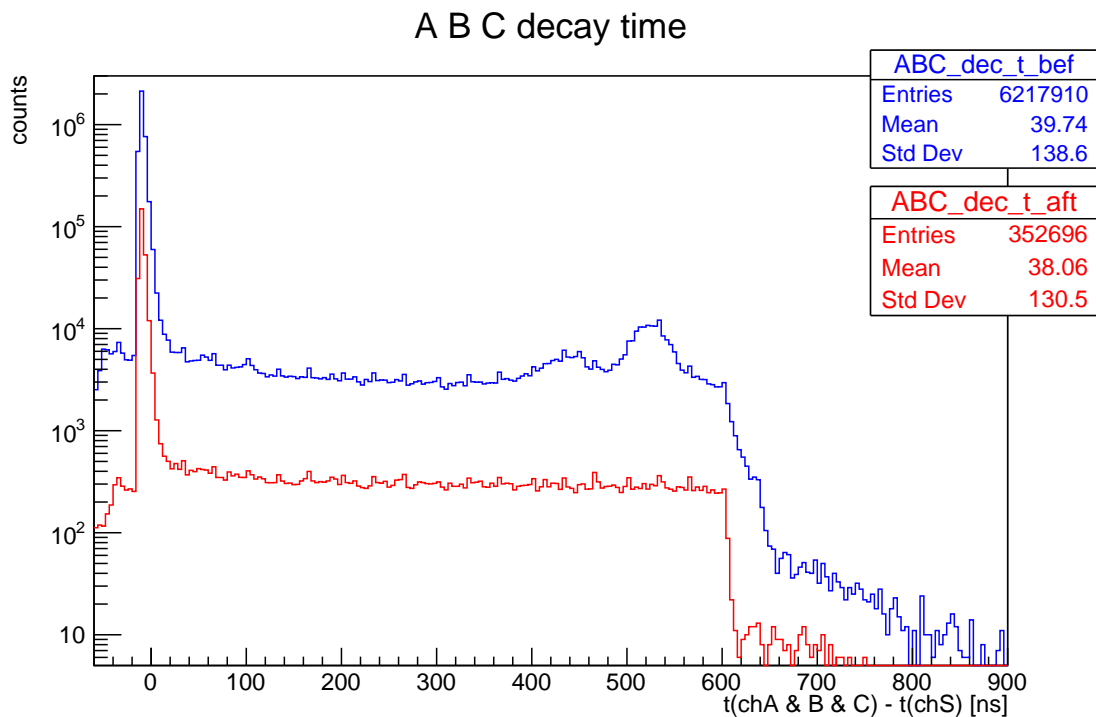


図 4.3.9 事象選別適用前 (青) および後 (赤) のポジトロニウムの崩壊に関する時間分布

図 4.3.6 と同様に $tL(\text{chAorBorC}) - tL(\text{chS}) = 450 \text{ ns}, 530 \text{ ns}$ 付近の不明なピークの排除に成功していることが見て取れる。事象選別により約 94% の事象が排除された。

4.4 空気中でのオルソポジトロニウムの寿命解析

図 4.3.9 に示す事象選別後の時間分布を、

$$N_{\text{Constant}} + N_{\text{Coefficient}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{3\gamma\text{Air}}}\right) \quad (4.4.1)$$

で $t \in [10 \text{ ns}, 600 \text{ ns}]$ に関してフィットする。なお N_{Constant} は崩壊時間に依存せずに存在する背景事象を考慮した項である。このフィッティング例は図 4.4.1 である。

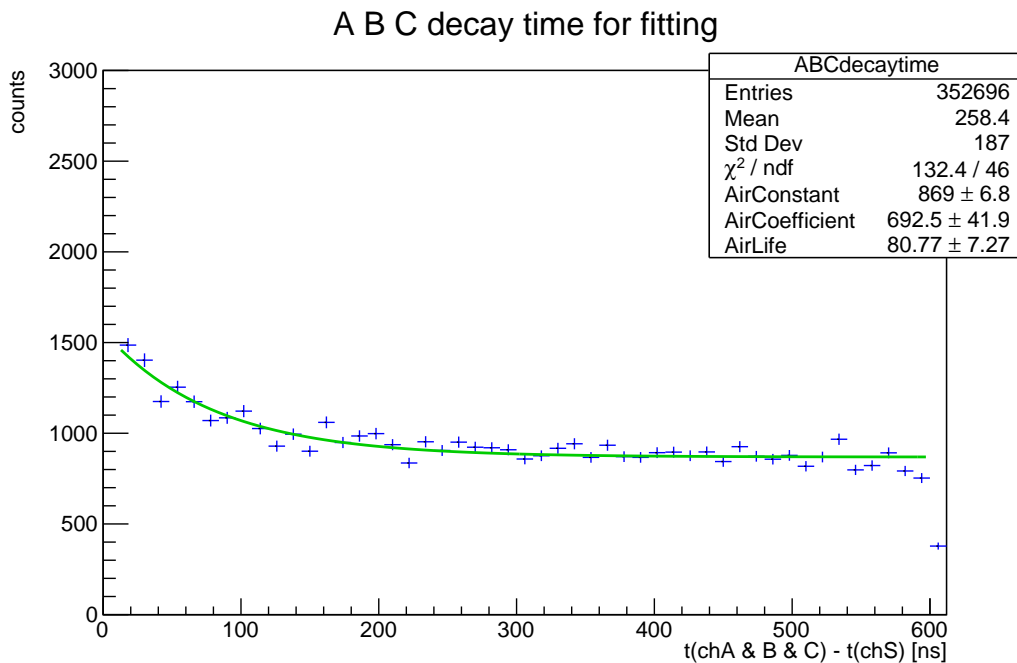


図 4.4.1 1 bin = 12 ns での事象選別後の時間分布へのフィッティング例

図 4.4.1 のフィッティング結果は

$$N_{\text{Constant}} = 869.0 \pm 6.8, \quad N_{\text{Coefficient}} = 692 \pm 42, \quad \tau_{3\gamma\text{Air}} = 80.8 \pm 7.3 \text{ ns}$$

である。

本実験ではこのフィッティングを時間分布の bin 幅を変更して行い、空気中でのオルソポジトロニウムの寿命の系統誤差の評価を行った。表 4.4.1 は bin 幅を変えてフィッティングした際の 3 パラメータ、および χ^2/ndf の一覧である。

	8 ns/bin	10 ns/bin	12 ns/bin	15 ns/bin	16 ns/bin
N_{Constant}	577.9 ± 4.5	728.8 ± 5.3	869.0 ± 6.8	1098.7 ± 7.7	1155.4 ± 9.1
$N_{\text{Coefficient}}$	464 ± 28	677 ± 42	692 ± 42	1034 ± 62	915 ± 54
$\tau_{3\gamma\text{Air}}[\text{ns}]$	80.5 ± 7.3	67.5 ± 6.0	80.8 ± 7.3	65.8 ± 5.4	83.4 ± 7.4
χ^2/ndf	213.0/71	219.9/56	132.4/46	108.0/36	120.9/34

表 4.4.1 bin 幅によるフィッティングパラメータの変化

表 4.4.1 より χ^2/ndf が 1 に最も近い 12 ns/bin の時の値である

$$\tau_{3\gamma\text{Air}} = 80.8 \pm 7.3(\text{stat.}) \text{ ns} \quad (4.4.2)$$

を採用する．また各 bin 幅での寿命と 12 ns/bin の時の寿命との差から系統誤差 ${}^{+2.7}_{-15.0}(\text{sys.}) \text{ ns}$ を決定した．

4.5 真空中における寿命への変換

4.5.1 空気中の寿命から真空中の寿命への変換式の導出

第 4.4 節で求めた $\tau_{3\gamma\text{Air}} = 80.8 \text{ ns}$ は空気中でのオルソポジトロニウムの寿命であり，周囲に物質があるため，この寿命は真空中での寿命よりも短くなるのが第 1.5 節で述べられている．本項では真空中での測定結果に相当する寿命へ変換するための式を導出する．

オルソポジトロニウムの真空中での寿命を $\tau_{3\gamma\text{Vacuum}}$ ，オルソポジトロニウムが 2γ 崩壊をしてしまう時の寿命を $\tau_{2\gamma\leftarrow 3\gamma}$ とおき，空気中である時刻 t で未崩壊のオルソポジトロニウムの数を $N(t)$ ，未崩壊のオルソポジトロニウムのうち 3γ ， 2γ 崩壊するものの個数をそれぞれ $N_{3\gamma}(t)$ ， $N_{2\gamma}(t)$ とする．この時，式 (4.5.1) が成立する．

$$-\frac{dN(t)}{dt} = -\left(\frac{dN_{3\gamma}(t)}{dt} + \frac{dN_{2\gamma}(t)}{dt}\right) = \left(\frac{1}{\tau_{3\gamma\text{Vacuum}}} + \frac{1}{\tau_{2\gamma\leftarrow 3\gamma}}\right) N(t) \quad (4.5.1)$$

(ただし，未崩壊のポジトロニウムの数は $N(t) = N_0 \exp(-t/\tau)$ ($N_0 : t = 0$ での未崩壊のオルソポジトロニウムの数， τ : 寿命) と表される．) 空気中でのポジトロニウムの 3γ 崩壊に対する寿命を $\tau_{3\gamma\text{Air}}$ に対して式 (4.5.1) より

$$\frac{1}{\tau_{3\gamma\text{Air}}} = \frac{1}{\tau_{3\gamma\text{Vacuum}}} + \frac{1}{\tau_{2\gamma\leftarrow 3\gamma}} \quad (4.5.2)$$

という関係が成立する．また同様に式 (4.5.1) より

$$\frac{dN_{3\gamma}(t)}{dN_{2\gamma}(t)} = \frac{\tau_{2\gamma\leftarrow 3\gamma}}{\tau_{3\gamma\text{Vacuum}}} \quad (4.5.3)$$

が得られる．これら式 (4.5.2) と式 (4.5.3) を用いることで

$$\tau_{3\gamma\text{Vacuum}} = \tau_{3\gamma\text{Air}} \left(1 + \frac{dN_{2\gamma}(t)}{dN_{3\gamma}(t)}\right) \quad (4.5.4)$$

が求められる．これが求めるべき空気中の寿命から真空中での測定結果に相当する寿命への変換式である．この式 (4.5.4) を用いるためには，空気中である時刻 t で未崩壊のオルソポジトロニウムのうち 3γ ， 2γ 崩壊するものの個数である $N_{3\gamma}(t)$ ， $N_{2\gamma}(t)$ を求める必要があるため，これを第 4.5.2 節で議論する．

4.5.2 領域ごとのオルソポジトロニウムの崩壊数 (理論)

全てのオルソポジトロニウムの崩壊数のうち、 γ 線を3つ放出して崩壊する 3γ 崩壊事象の崩壊数、 γ 線を2つ放出して崩壊する 2γ 崩壊事象の崩壊数をそれぞれ $N_{3\gamma}$ 、 $N_{2\gamma}$ とする。これらの崩壊数は実際の測定では 3γ での崩壊、 2γ での崩壊が混ざってしまっているため、直接は測定することが出来ない。そこで一昨年本研究室で先行研究された、シミュレーションで 2γ 崩壊、 3γ 崩壊をそれぞれ独立に発生させ、得られたエネルギー分布 [1] を用いて先の崩壊数を導く。

まず先行研究で得られたスペクトルを引用し、後の議論のため、それぞれのヒストグラムが何の崩壊を表しているかを明示し、特定のエネルギーラインを引用図の上から強調したものを掲載する。

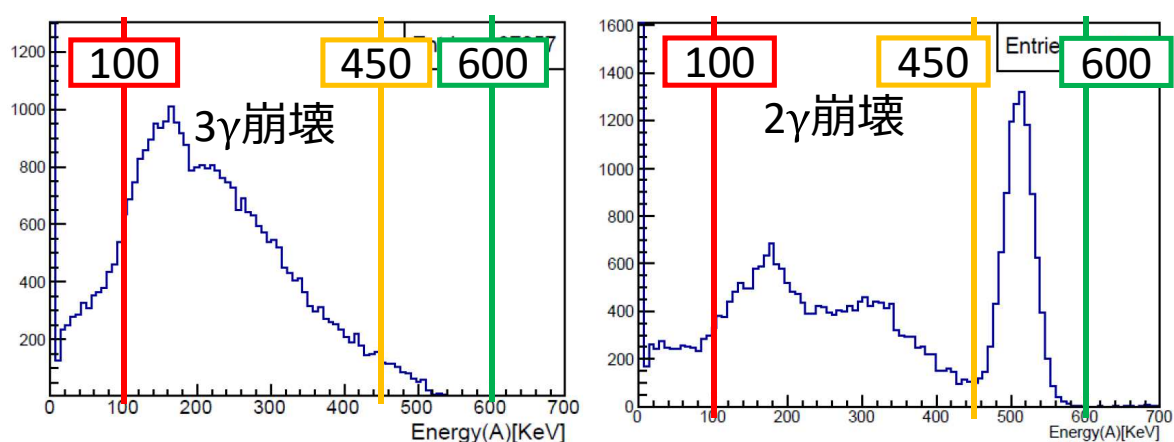


図 4.5.1 先行研究 [1] で得られたエネルギーヒストグラムを引用し改変したもの

図 4.5.1 からポジトロニウムが 3γ 崩壊する事象は100 – 450 keVに多く見られ、ポジトロニウムが 2γ 崩壊する事象は450 – 600 keVに多く見られることが分かる。よって以下では100 – 450 keVのエネルギー領域を 3γ /Low領域と呼び、450 – 600 keVのエネルギー領域を 2γ /High領域と呼ぶこととし、一昨年の本研究室での先行研究で得られた 3γ 崩壊、 2γ 崩壊する割合をまとめたものが表 4.5.1である。ただし、それぞれの値は各 3γ 崩壊、 2γ 崩壊で観測された全事象あたりの 3γ /Low領域、 2γ /High領域で観測された事象数を%で表している。

	100 keV ~ 450 keV (3γ /Low 領域)	450 keV ~ 600 keV (2γ /High 領域)
2γ 崩壊	$R_{2\gamma\text{Low}} = 19.83\%$	$R_{2\gamma\text{High}} = 10.15\%$
3γ 崩壊	$R_{3\gamma\text{Low}} = 29.65\%$	$R_{3\gamma\text{High}} = 0.85\%$

表 4.5.1 先行研究で得られた各エネルギー領域での崩壊割合 (各崩壊各領域での事象/全事象)

なお、表 4.5.1 内の R の添え字について、 $2\gamma \cdot 3\gamma$ はそれぞれ 2γ 崩壊、 3γ 崩壊を表しており、Low·High はそれぞれ 3γ /Low 領域、 2γ /High 領域を表している。ここでの R と、実際に測定される 3γ /Low 領域、 2γ /High 領域での崩壊数 N_{Low} 、 N_{High} を用いて、式 (4.5.4) を書き表すことが可能となる。以下その変形を行う。

まず N_{Low} , N_{High} については表 4.5.1 を用いて次式が成立する.

$$\begin{aligned} N_{\text{Low}} &= R_{3\gamma\text{Low}}N_{3\gamma} + R_{2\gamma\text{Low}}N_{2\gamma} \\ N_{\text{High}} &= R_{3\gamma\text{High}}N_{3\gamma} + R_{2\gamma\text{High}}N_{2\gamma} \end{aligned} \quad (4.5.5)$$

式 (4.5.5) を $N_{3\gamma}$, $N_{2\gamma}$ について解くと

$$\begin{aligned} N_{3\gamma} &= \frac{R_{2\gamma\text{Low}}N_{\text{High}} - R_{2\gamma\text{High}}N_{\text{Low}}}{R_{2\gamma\text{Low}}R_{3\gamma\text{High}} - R_{2\gamma\text{High}}R_{3\gamma\text{Low}}} \\ N_{2\gamma} &= \frac{R_{3\gamma\text{High}}N_{\text{Low}} - R_{3\gamma\text{Low}}N_{\text{High}}}{R_{2\gamma\text{Low}}R_{3\gamma\text{High}} - R_{2\gamma\text{High}}R_{3\gamma\text{Low}}} \end{aligned} \quad (4.5.6)$$

が得られる. よって式 (4.5.4) に関して式 (4.5.6) を用いて

$$\frac{N_{2\gamma}}{N_{3\gamma}} = \frac{R_{3\gamma\text{High}}N_{\text{Low}} - R_{3\gamma\text{Low}}N_{\text{High}}}{R_{2\gamma\text{Low}}N_{\text{High}} - R_{2\gamma\text{High}}N_{\text{Low}}} \quad (4.5.7)$$

と書き直せる. したがって変形した式 (4.5.7) を用いることで式 (4.5.4) による真空中のオルソポジトロニウムの寿命は 3 つの測定値 $\tau_{3\gamma\text{Air}}$, N_{Low} , N_{High} により求められるようになった. $\tau_{3\gamma\text{Air}}$ は既に第 4.4 節で求めたので, N_{Low} , N_{High} を次の第 4.5.3 節で求める.

4.5.3 領域ごとのオルソポジトロニウムの崩壊数 (結果)

N_{Low} , N_{High} を求めるために, それぞれ 3γ 領域, 2γ 領域でのポジトロニウムの崩壊に関する時間分布を作成し, それぞれに対して

$$N_{\text{Const.}} + N_{\text{Coef.}} \exp\left(-\frac{t[\text{ns}]}{80.8}\right) \quad (4.5.8)$$

の形で $t \in [10 \text{ ns}, 600 \text{ ns}]$ をフィットする. なお式 (4.5.8) 内の 80.8 は第 4.4 節で χ^2/ndf が最も 1 に近いものを選んだ時の空気中でのオルソポジトロニウムの寿命 (単位は ns) である. bin 幅を 12 ns とした時のフィット結果を図 4.5.2 に示す.

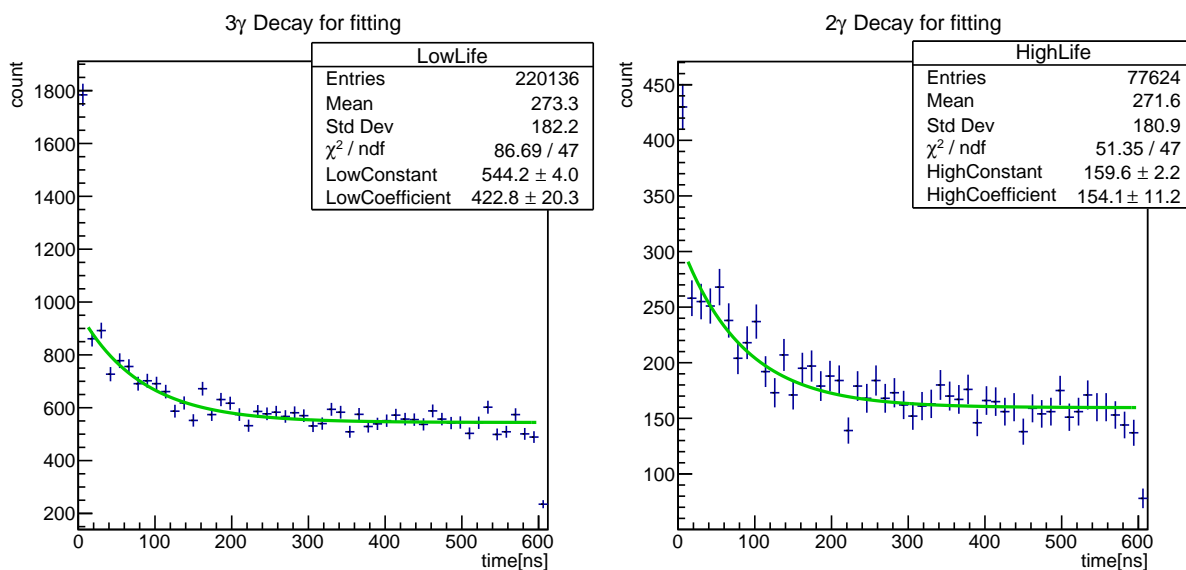


図 4.5.2 3 γ 領域 (左) および 2 γ 領域 (右) の時間分布およびフィッティング結果

図 4.5.2 のフィッティング結果は

< 3 γ 領域 >

$$N_{\text{Const.}} = 544.2 \pm 4.0, \quad N_{\text{Coef.}} = 423 \pm 20$$

< 2 γ 領域 >

$$N_{\text{Const.}} = 159.6 \pm 2.2, \quad N_{\text{Coef.}} = 154 \pm 11$$

である。

ここでも誤差評価を行うために各領域に対して bin 幅を変えてフィットを行った。その結果が表 4.5.2 と表 4.5.3 である。

	8 ns/bin	10 ns/bin	12 ns/bin	15 ns/bin	16 ns/bin
$N_{\text{Const.}}$	361.6 ± 2.6	457.1 ± 3.2	544.2 ± 4.0	689.9 ± 4.8	723.6 ± 5.3
$N_{\text{Coef.}}$	284 ± 14	392 ± 18	423 ± 20	590 ± 28	560 ± 27
χ^2 / ndf	150.3/72	129.3/57	86.69/47	67.02/37	74.60/35

表 4.5.2 bin 幅によるフィッティングパラメータの変化 (3 γ 領域)

	8 ns/bin	10 ns/bin	12 ns/bin	15 ns/bin	16 ns/bin
$N_{\text{Const.}}$	105.8 ± 1.4	134.2 ± 1.7	159.6 ± 2.2	202.2 ± 2.6	212.5 ± 2.9
$N_{\text{Coef.}}$	103.1 ± 7.5	145 ± 10	154 ± 11	220 ± 16	202 ± 15
χ^2/ndf	100.1/72	71.29/57	51.35/47	53.51/37	47.38/35

表 4.5.3 bin 幅によるフィッティングパラメータの変化 (2 γ 領域)

$\tau_{3\gamma\text{Air}}$ は bin 幅を変えた際に 12 ns/bin の時の値を採用しているため、ここでも N_{Low} , N_{High} は 12 ns/bin の時の値を採用する。表 4.5.2 と表 4.5.3 より

$$\begin{aligned} N_{\text{Low}} &= 423 \pm 20(\text{stat.}) \\ N_{\text{High}} &= 154 \pm 11(\text{stat.}) \end{aligned} \quad (4.5.9)$$

を採用する。また、第 4.4 節と同様に採用した値と各 bin 値での値との差で系統誤差を決定すると、3 γ 領域については $^{+167}_{-139}(\text{sys.})$ 、2 γ 領域については $^{+66}_{-51}(\text{sys.})$ となる。ここで求めた N_{Low} , N_{High} から式 (4.5.7) は

$$\frac{N_{2\gamma}}{N_{3\gamma}} = 3.41 \pm 1.06(\text{stat.})^{+0.30}_{-0.12}(\text{sys.}) \quad (4.5.10)$$

と求められ、式 (4.5.10) より式 (4.5.4) を用いオルソポジトロニウムの真空中での寿命は

$$\tau_{3\gamma\text{Vacuum}} = 356.2 \pm 91.5(\text{stat.})^{+2.1}_{-47.1}(\text{sys.}) \text{ ns} \quad (4.5.11)$$

と求められる。

これは理論値 142 ns との差は 2.3σ であり、大きく矛盾した結果とはなっていない。

4.6 考察

まず誤差についての議論を行う。本実験では統計誤差と系統誤差を求めた。系統誤差については時間のビンニングに依存するので、TDC の時間分解能を踏まえた詳細な調査により低減が可能であると考えられる。また、統計誤差については $\tau_{3\gamma\text{Air}}$ から $\tau_{3\gamma\text{Vacuum}}$ への変換の際に生じていることが $\tau_{3\gamma\text{Air}}$ の統計誤差から分かる。この変換における他の誤差要因は式 (4.5.10) と式 (4.5.4) より $N_{2\gamma}/N_{3\gamma}$ である。 $N_{2\gamma}/N_{3\gamma}$ の誤差は誤差伝播を考えることで式 (4.6.1) で与えられる。

$$\sigma_{N_{2\gamma}/N_{3\gamma}}(\text{stat.}) = \frac{|R_{2\gamma\text{Low}}R_{3\gamma\text{High}} - R_{2\gamma\text{High}}R_{3\gamma\text{Low}}|}{(R_{2\gamma\text{Low}}N_{\text{High}} - R_{2\gamma\text{High}}N_{\text{Low}})^2} \sqrt{N_{\text{High}}^2\sigma_{N_{\text{Low}}}^2 + N_{\text{Low}}^2\sigma_{N_{\text{High}}}^2} \quad (4.6.1)$$

この誤差が大きいということは、 R がシミュレーションで得られた定数であることを踏まえると、 $R_{2\gamma\text{Low}}N_{\text{High}} - R_{2\gamma\text{High}}N_{\text{Low}}$ が小さく、 $N_{\text{High}}^2\sigma_{N_{\text{Low}}}^2 + N_{\text{Low}}^2\sigma_{N_{\text{High}}}^2$ が大きくなっていると考えられる。この原因について測定上の単一要因を特定することは出来なかったが、どちらの項についても単一のランデータから得られた N_{Low} , N_{High} に依存しているため、3 γ 領域、2 γ 領域に分けるためのエネルギー較正が不十分であることや、3 γ 領域、2 γ 領域の決定を恣意的に行っていることが誤差要因になりうると考えられる。また、 R に関しても、一昨年の本研究室で行われたシミュレーションが本実験で適用できるか否かも不明である。以上を踏まえ、エネルギー較正の改善、3 γ 領域、2 γ 領域の決定方法の再考、シミュレーションの最適化などが必要と考えられる。

また、真空中における寿命の測定のためにシンチレータ S で観測される信号のエネルギー値を用いているが、第 4.3 節の図 4.3.6 についての議論でも述べたように、トリガーとなる γ 線の信号とポジトロニウムの崩壊に伴い放出される γ 線の信号の検出された時間差が一定以上の時に、シンチレータ S で観測された電荷を正しく積分できていない事象が存在している。これはオルソポジトロニウムの寿命を求める上で偶発的な事象となってしまう、オルソポジトロニウムの崩壊を観測するレートの減少の原因となる。ゆえに、正しく積分できるような工夫が求められる。

上記の偶発的な事象に関して、本実験ではトリガー信号とポジトロニウムの崩壊に関する信号のコインシデンスを取るために、トリガー信号により 720 ns の幅を持ったデジタル信号を生成しているが(図 2.3.1 参照)、この値は前年度の信号幅を踏襲し、特別な意図なく決定したものである。信号幅は、時間に依存しない背景事象が存在することと、オルソポジトロニウムの崩壊事象が指数関数的に減少することを踏まえて決定される必要があると考えられる。信号幅をどの程度にして全オルソポジトロニウムの崩壊事象の何 % を採用するのかということや、時間に依存しない背景事象の調査を時間分布のどの程度の時間幅に対して行うのかということを考えて決定されるとよいと考えている。

第 5 章

β トリガー実験 (担当：塩沢)

第 1.3 節および第 1.4 節で述べられているように本実験ではポジトロニウムの超微細構造を間接的に測定することを目指している。前章で真空中でのオルソポジトロニウムの寿命を求められたこと、第 1 章で磁場の有無によるポジトロニウムの寿命の測定により超微細構造を求められるという理論から、超微細構造の測定のために磁場中の寿命を測定し、ポジトロニウムの超微細構造を決定する。本章では、トリガーを ^{22}Na 由来の陽電子とした時のポジトロニウムの寿命を測定する実験について述べる。なお、実験の理論や装置は第 2 章で議論しているので、本章ではその実験結果について述べる。

今回、トリガーを ^{22}Na 由来の陽電子として取得した β トリガー実験の諸元は以下の通りである。

実験期間	測定時間	イベント数	PMT 印加電圧
2018/02/05 21 : 42 ~ 2018/02/06 12 : 15	15.13 hour	237,956	chA:2050 V, chB:2110 V chC:2170 V, chD:2180 V

表 5.0.1 β トリガー実験の実験諸元

5.1 エネルギー較正

γ トリガー実験では PMT4 本のうち、トリガー用の NaI シンチレータが取り付けられた PMT は他の 3 本と異なるエネルギーの γ 線を観測するために、PMT にかける電圧値、およびエネルギー較正に用いる γ 線は他の 3 本とは異なっていた。ここで述べる β トリガー実験では A, B, C, D の全ての NaI シンチレータと PMT はポジトロニウムの崩壊由来の γ 線を観測するため、全て同じ γ 線によりエネルギー較正を行う。

全てのエネルギー較正は ^{22}Na の崩壊により生じる陽電子由来の 511 keV の γ 線と ^{137}Cs の崩壊由来の 662 keV の γ 線を用いる。ここでも第 4.1 節での手法と同様に、ガウス関数と 1 次関数の和の形でそれぞれの γ 線のピークに対してフィッティングを行い、その際に得られたガウス関数のピークにおける ADC 値と既知の γ 線のエネルギーを対応させる。この結果を 1 次関数でフィットすることで得られるパラメータで、ADC 値からエネルギーへと変換する。この ADC ヒストグラムのフィッティング例を図 5.1.1 に、ヒストグラムへのフィッティングに対するプロットへのフィッティング例を図 5.1.2 に示す。

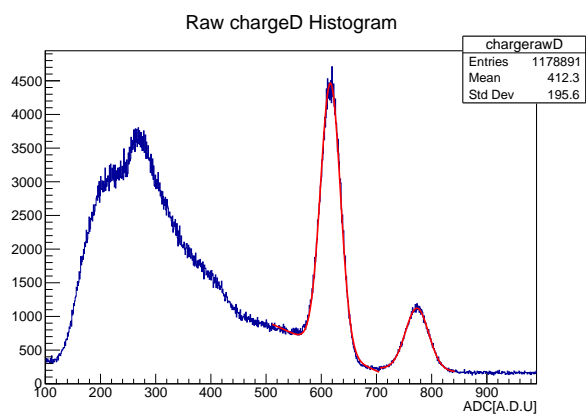


図 5.1.1 シンチレータ D の ADC ヒストグラムへのフィッティング例

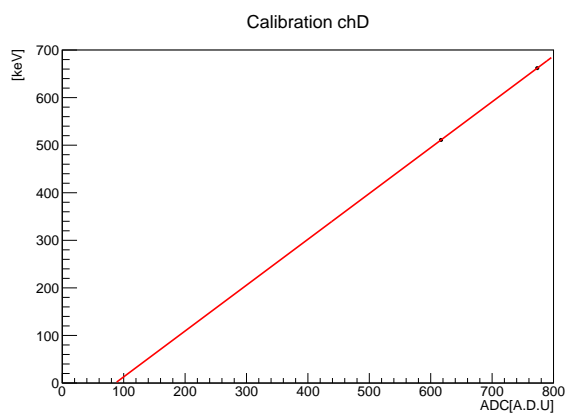


図 5.1.2 シンチレータ D のエネルギー較正の結果の例

図 5.1.1, 図 5.1.2 において, 横軸は ADC でのアナログ信号の積分値, 縦軸は図 5.1.1 については事象数, 図 5.1.2 についてはエネルギーを表している.

5.2 エネルギースペクトル

ベータトリガー実験で得られたそれぞれのシンチレータのエネルギースペクトルを図 5.2.1 に示す.

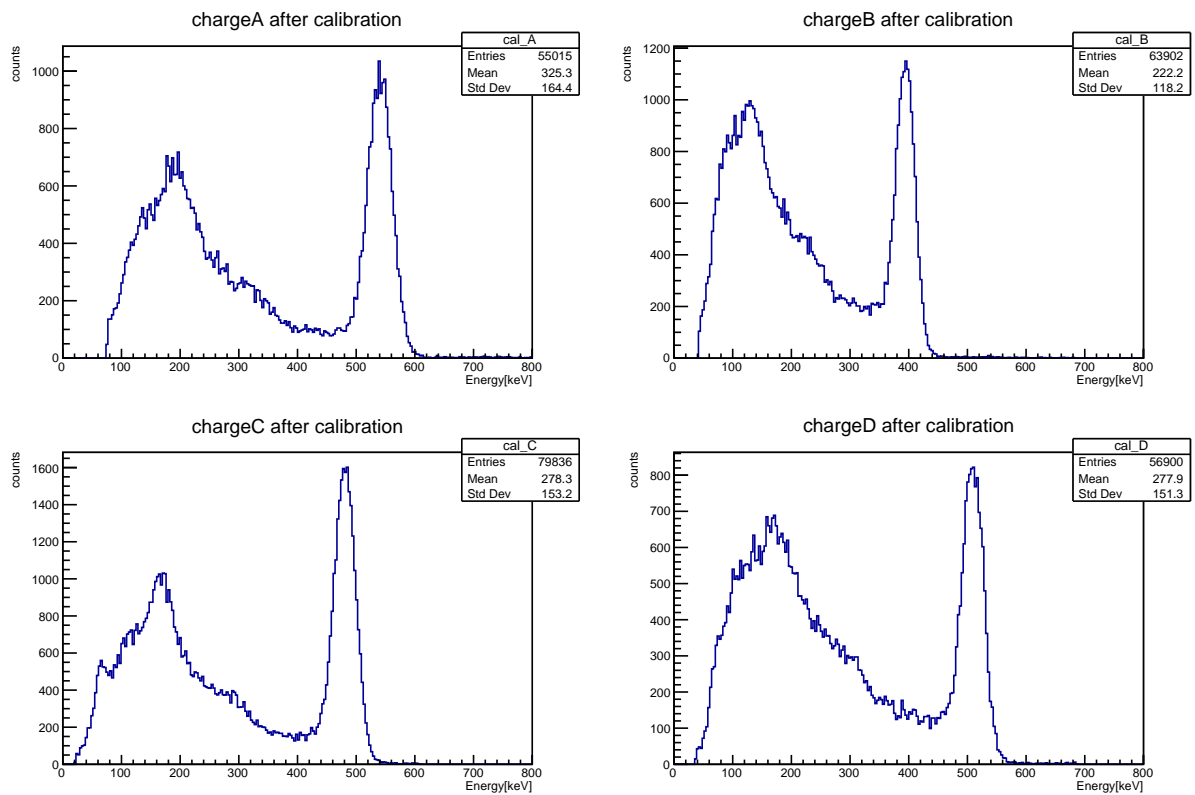


図 5.2.1 得られたエネルギースペクトル

全ての NaI シンチレータについて 1 つのピークとピーク以下のエネルギー帯で連続スペクトルが存在するという構造が見て取れる。このピークは ^{22}Na 由来の陽電子と物質中の電子が対消滅することで生じるものであるが、シンチレータ D 以外は 511 keV 付近にピークが現れていないため、エネルギー較正が正しく行われていないことが判断できる。これは、エネルギー較正と測定の間 PMT のゲインが変動してしまったことが原因であると考えられる。

4 つの NaI シンチレータは磁場をかける方向を軸に取った時、この軸に対して対称に設置されているが、これは計数率の向上を考えて 4 つ設置されている。これより後の議論では、統計数を失うがエネルギーの信頼できるシンチレータ D で観測されたデータのみを扱う。

得られたエネルギースペクトルには 511 keV 付近の対消滅によるピークおよびコンプトン散乱や、オルソポジトロニウムの崩壊による連続スペクトルが現れている。この点は第 4.2 節で議論されたエネルギースペクトルと同等の構造となっていることが見て取れる。

5.3 窒素ガスフロー中でのオルソポジトロニウムの寿命解析

今回、トリガーを ^{22}Na 由来の陽電子として得られた時間分布は図 5.3.1 である。

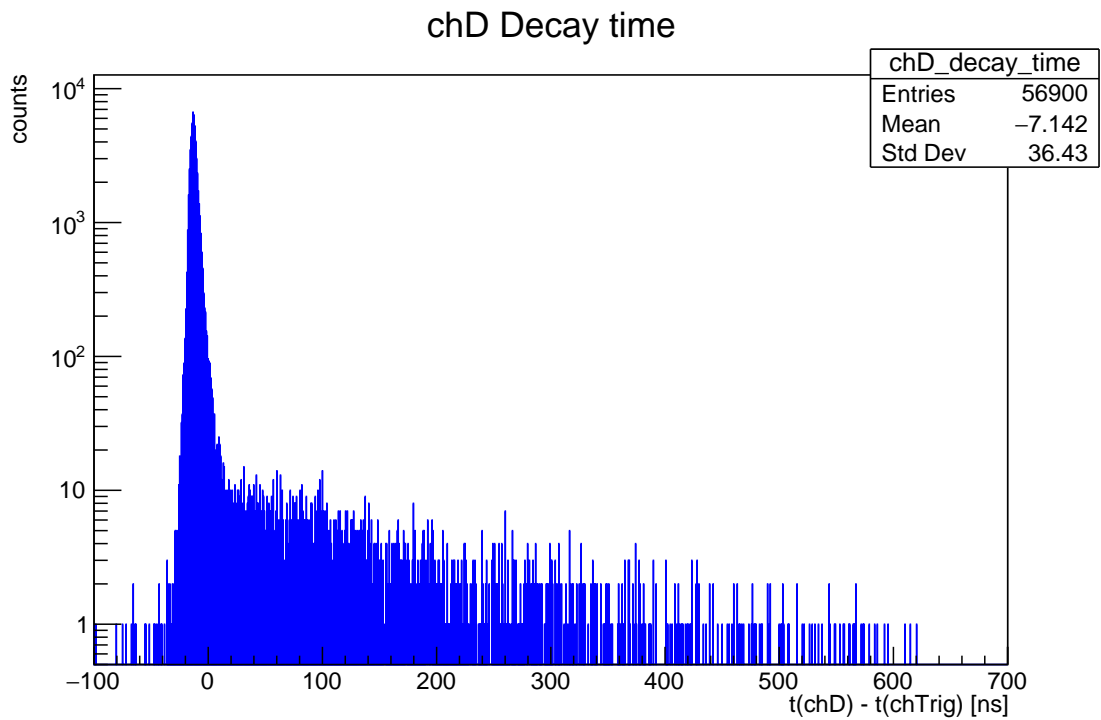


図 5.3.1 ポジトロニウムの崩壊に関する時間分布

この時間分布は γ トリガー実験で得られた図 4.3.1 のような不明な構造は見られず，物質の崩壊に見られるような指数関数的な減少が見られる．この時間分布に対して第 4.4 節で用いた

$$N_{\text{Constant}} + N_{\text{Coefficient}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{3\gamma\text{Air}}}\right)$$

を用いてフィッティングを行う．フィッティング例は図 5.3.2 である．

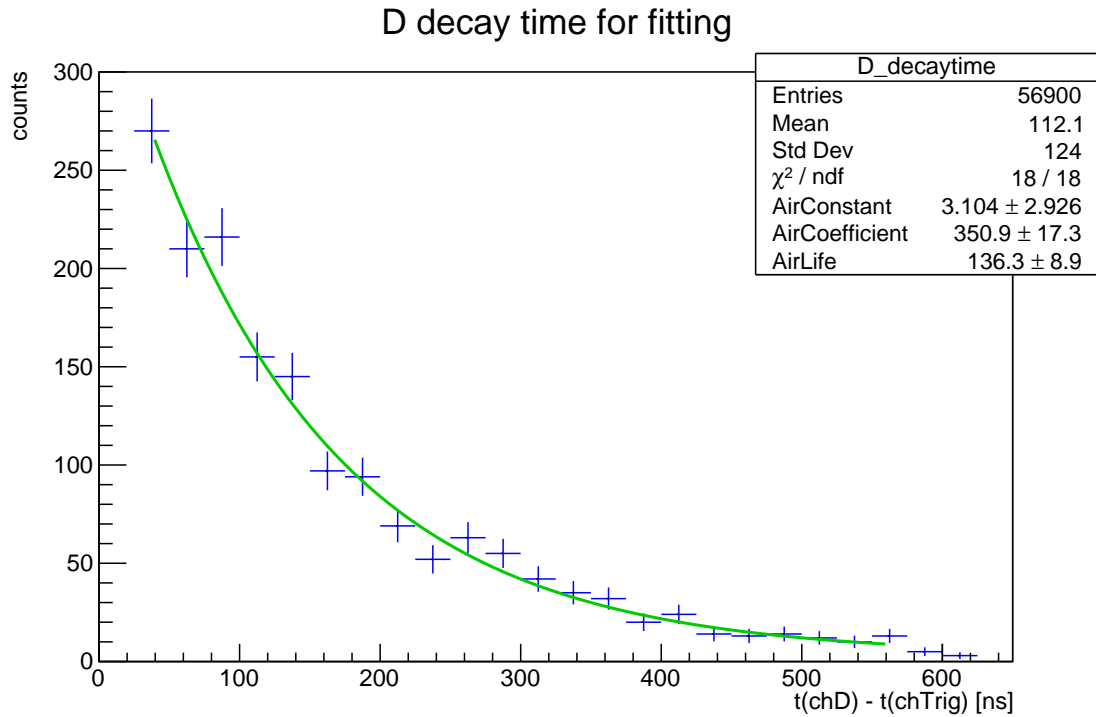


図 5.3.2 1 bin = 25 ns の時間分布およびこの分布の $t \in [37 \text{ ns}, 562 \text{ ns}]$ の範囲に関するフィッティング結果

図 5.3.2 のフィッティング結果は

$$N_{\text{Constant}} = 3.1 \pm 2.9, \quad N_{\text{Coefficient}} = 351 \pm 17, \quad \tau_{3\gamma\text{Air}} = 136.3 \pm 8.9 \text{ ns}$$

である。

β トリガー実験では窒素ガスフロー中でのオルソポジトロニウムの寿命の誤差評価を行うにあたり、bin 幅を 22 ns/bin から 26 ns/bin まで変更し、fit 領域については下限を 0 ns から 100 ns まで 1 ns おきに変更し、上限を 200 ns から 600 ns まで 1 ns おきに変更を行って寿命を求める。以下の表 5.3.1 は bin 幅と fit 範囲を変えてフィッティングした際の 3 パラメータと χ^2/ndf の一覧である。ただし、各 bin 幅において χ^2/ndf が最も 1 に近いもののみを掲載する。

bin 幅	22 ns/bin	23 ns/bin	24 ns/bin	25 ns/bin	26 ns/bin
fit 範囲 [ns]	21 ~ 592	22 ~ 482	56 ~ 559	37 ~ 562	43 ~ 328
N_{Constant}	3.9 ± 1.9	1.1 ± 4.3	2.0 ± 3.0	3.1 ± 2.9	16 ± 15
$N_{\text{Coefficient}}$	323 ± 14	322 ± 13	333 ± 20	351 ± 17	371 ± 23
$\tau_{3\gamma\text{Air}}[\text{ns}]$	129.2 ± 6.9	139.6 ± 10.4	138.7 ± 10.4	136.3 ± 8.9	119.9 ± 19.6
χ^2/ndf	28.66/23	16.95/17	18.05/18	18.00/18	7.71/8

表 5.3.1 bin 幅とフィット範囲を変えた時のフィッティングパラメータの変化

表 5.3.1 より χ^2/ndf が 1 に最も近い 25 ns/bin, $t \in [37 \text{ ns}, 562 \text{ ns}]$ の時の値である

$$\tau_{3\gamma\text{Air}} = 136.3 \pm 8.9(\text{stat.}) \text{ ns} \quad (5.3.1)$$

を中心値として採用する．また 25 ns/bin, $t \in [37 \text{ ns}, 562 \text{ ns}]$ の時の寿命と各 bin 幅で χ^2/ndf が 1 に最も近い時の寿命との差から系統誤差 ${}^{+3.3}_{-16.5}(\text{sys.}) \text{ ns}$ を決定した．

5.4 真空中の寿命

窒素ガスフロー中における寿命から真空中への寿命への変換については γ トリガー実験での第 4.5.1 節および第 4.5.2 節で導出した式 (4.5.4) および式 (4.5.7) を用いることで同様に求められる．なお β トリガー実験は実験装置のセットアップが γ トリガー実験とは異なるため (第 2.3 節参照), 第 4.5.2 節で掲載した一昨年本研究室で先行研究されたシミュレーションを β トリガー実験のセットアップで再度行い, 表 4.5.1 で表した各定数 R を β トリガー実験用に求め直した．以下ではシミュレーションの概要およびシミュレーションで得られた結果を述べ, その結果を用いて先述の式を用いて窒素ガスフロー中での寿命から真空中への寿命へ変換する．

5.4.1 モンテカルロシミュレーション

本研究では表 4.5.1 を得るため, ポジトロニウムの γ 線 3 本の崩壊と γ 線 2 本の崩壊を独立に発生させる必要があるが, これをモンテカルロシミュレーションにより発生させ, その値を求めている．モンテカルロシミュレーションには粒子が物質を通過する際の相互作用過程をシミュレートするソフトウェアである Geant4[7][8][9] を用いた．

5.4.2 シミュレーション設定

本節ではジオメトリ, γ 線の発生方法, シンチレータのエネルギー分解能について述べる．ジオメトリについては図 5.4.1 に示す．

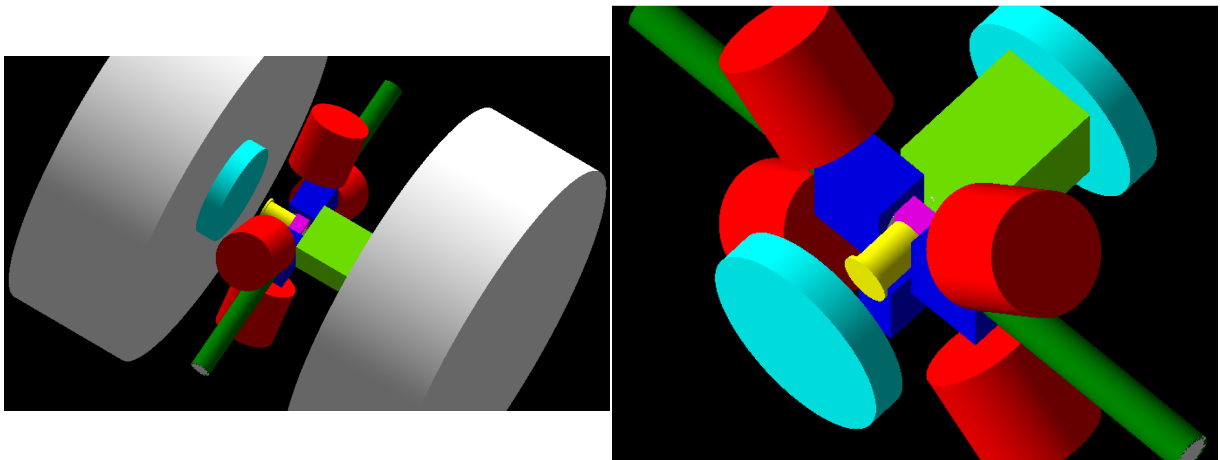


図 5.4.1 シミュレーションのジオメトリ

図 5.4.1 において

ピンク：トリガー (ライトガイド + SCtrig) 黄：ターゲット (シリカエアロゲル内包)
 赤：NaI シンチレータ 緑：磁場シールド用銅管
 黄緑：コリメータ (鉛製, 磁極と接する面に ^{22}Na 線源を配置) 青：治具 (アルミニウム製)
 水：磁極 灰：磁場発生用電磁石

を表している. なお線源については前年度のシミュレーション [2] において作成されたものを利用している. また測定ではターゲットに窒素ガスを流しているが, 本シミュレーションでは窒素ガスフローまでは再現できていない. しかし窒素ガス分子の寿命への効果は本シミュレーションには本質的に寄与しないため, ここでは問題としていない.

γ 線はエネルギー運動量保存則に従うようにモンテカルロ法により発生させる. なお, 発生位置については ^{22}Na 線源の位置から陽電子を式 (5.4.1)[10] で表される確率を用いて, モンテカルロ法で決められた運動量で放出した際にターゲット中で停止する位置を用いている.

$$P(p)dp \propto \left(\sqrt{m^2 + p_{\max}^2} - \sqrt{m^2 + p^2} \right)^2 p^2 dp \quad (5.4.1)$$

式 (5.4.1) 中で m は陽電子の質量 ($m = 511 \text{ keV}/c^2$), p は陽電子の運動量, P は単位時間あたりの運動量領域 dp に陽電子を放出する確率を表している. 式 (5.4.1) 中での p_{\max} は ^{22}Na の β 崩壊におけるエネルギー保存則から, 陽電子が持ちうる運動エネルギーの最大が $K_{\max} = 545 \text{ keV}$ であることを用いて $p_{\max} = 921 \text{ keV}/c$ と表される. なお陽電子の停止位置に関するヒストグラムは図 5.4.2, 図 5.4.3 である.

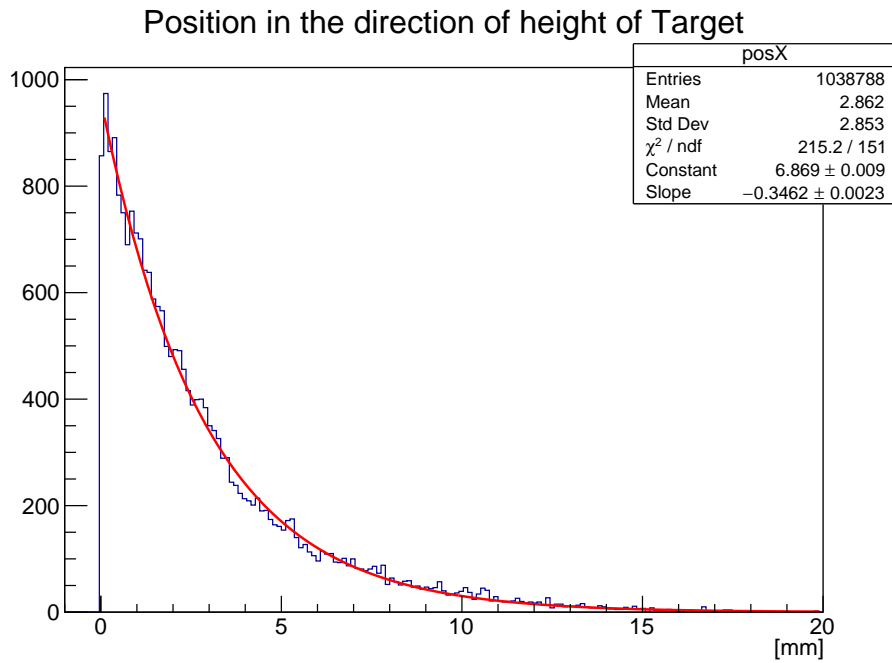


図 5.4.2 シミュレーションで得られた陽電子のターゲット内部での停止位置に関するヒストグラム (ターゲット深さ方向)

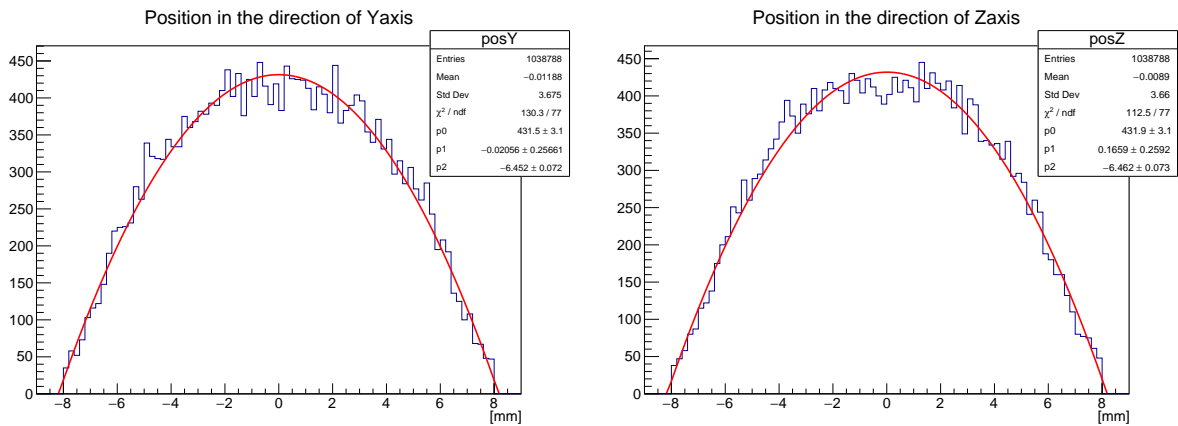


図 5.4.3 シミュレーションで得られた陽電子のターゲット内部での停止位置に関するヒストグラム (ターゲット水平方向 (左), およびターゲット鉛直方向 (右))

ただし, 図 5.4.2, 図 5.4.3 で原点はターゲットの中心軸と線源側の端面の交点としている。

シミュレーションにより得られた停止位置に関するヒストグラムに関して, ターゲット深さ方向についてのヒストグラムについては指数関数で, ターゲット水平方向および鉛直方向についてのヒストグラムは 2 次関数でフィットし, 得られたパラメータを考慮してモンテカルロ法により γ 線の発生位置を決定している。

今回行った Geant4 のシミュレーションでは, ジオメトリ内で NaI シンチレータに対応する有感検出器を置き, その有感検出器内で落としたエネルギー値を取得することで, シミュレーション結果としてのエネルギーヒストグラムを作成している。実際の測定データを再現するためにはシンチレータのエネルギー分解能を考慮しなければならないので, NaI シンチレータに対応する有感検出器にエネルギー分解能を実装する必要がある。このエネルギー分解能の実装に際して, 測定するエネルギーを E とした時 $\text{Sigma}/\text{Mean} \propto \sqrt{E}/E = 1/\sqrt{E}$ に比例することを考慮してエネルギー分解能を導入することにした。実験で使用した NaI(Tl) シンチレータと PMT の組のエネルギー分解能の一例を図 5.4.4 に示す。

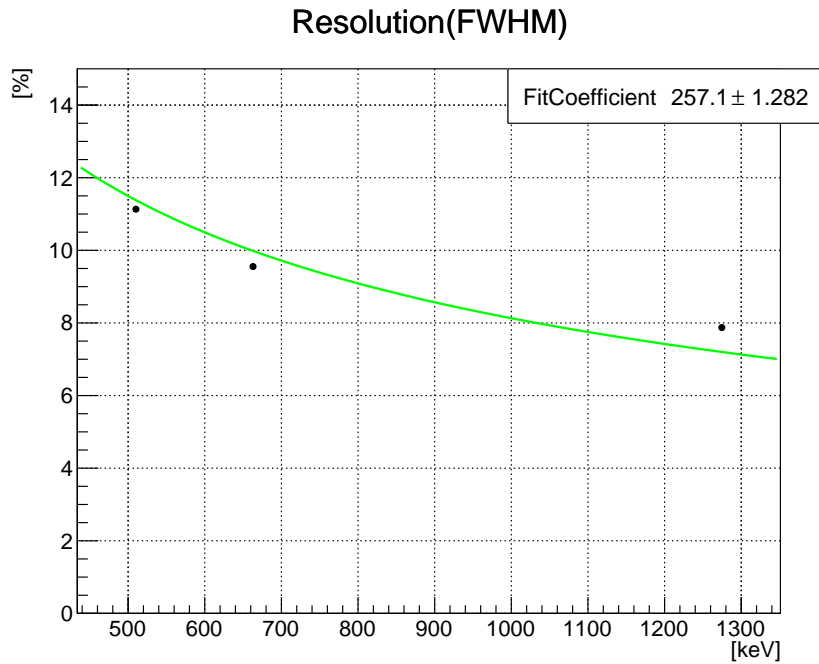


図 5.4.4 実験で使用した NaI(Tl) シンチレータ +PMT のエネルギー分解能 (半値全幅) の一例

なおフィッティングは

$$\text{Coefficient}/\sqrt{E}$$

の形で行い, その結果は

$$\text{Coefficient} = 257.1 \pm 1.3$$

であった. 今回は実際のエネルギー分解能を再現するために, この値を参考に NaI シンチレータに対応する有感検出器にエネルギー分解能を導入した.

5.4.3 シミュレーション結果

第 5.4.2 節で述べた設定の下で行ったシミュレーションで得られたエネルギーヒストグラムを図 5.4.5 に示す.

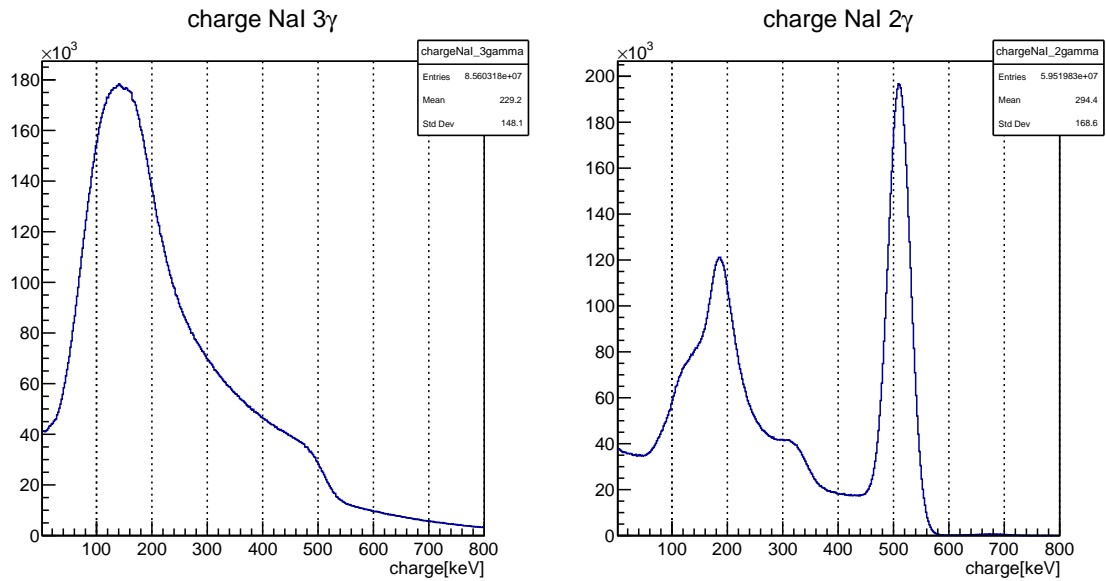


図 5.4.5 3 γ 崩壊 (左) および 2 γ 崩壊 (右) のシミュレーションで得られたエネルギー分布

第 4.5.2 節と同様に、この結果から 3 γ 崩壊、2 γ 崩壊における 3 γ /Low 領域、2 γ /High 領域の観測された割合を表 5.4.1 に示す。

	100 keV ~ 450 keV (3 γ /Low 領域)	450 keV ~ 600 keV (2 γ /High 領域)
2 γ 崩壊	$R_{2\gamma\text{Low}} = 56.59\%$	$R_{2\gamma\text{High}} = 31.31\%$
3 γ 崩壊	$R_{3\gamma\text{Low}} = 72.61\%$	$R_{3\gamma\text{High}} = 6.95\%$

表 5.4.1 各エネルギー領域での崩壊割合 (各崩壊各領域での事象/全事象)

表 5.4.1 の値と式 (4.5.4), 式 (4.5.7) を用いて真空中への変換をするために、次の第 5.4.4 節ではまず N_{Low} , N_{High} を求め、真空中における寿命を求める。

5.4.4 領域ごとのオルソポジトロニウムの崩壊数 (結果)

N_{Low} , N_{High} を求めるために、それぞれ 3 γ 領域、2 γ 領域でのポジトロニウムの崩壊に関する時間分布を作成し、それぞれに対して

$$N_{\text{Const.}} + N_{\text{Coef.}} \exp\left(-\frac{t[\text{ns}]}{136.3}\right) \quad (5.4.2)$$

の形で $t \in [10 \text{ ns}, 600 \text{ ns}]$ をフィットする。なお式 (5.4.2) 内の 136.3 は第 5.3 節で χ^2/ndf が最も 1 に近いものを選んだ時の窒素ガスフロー中でのオルソポジトロニウムの寿命 (単位は ns) である。bin 幅を 25 ns とした時のフィット結果を図 5.4.6 に示す。

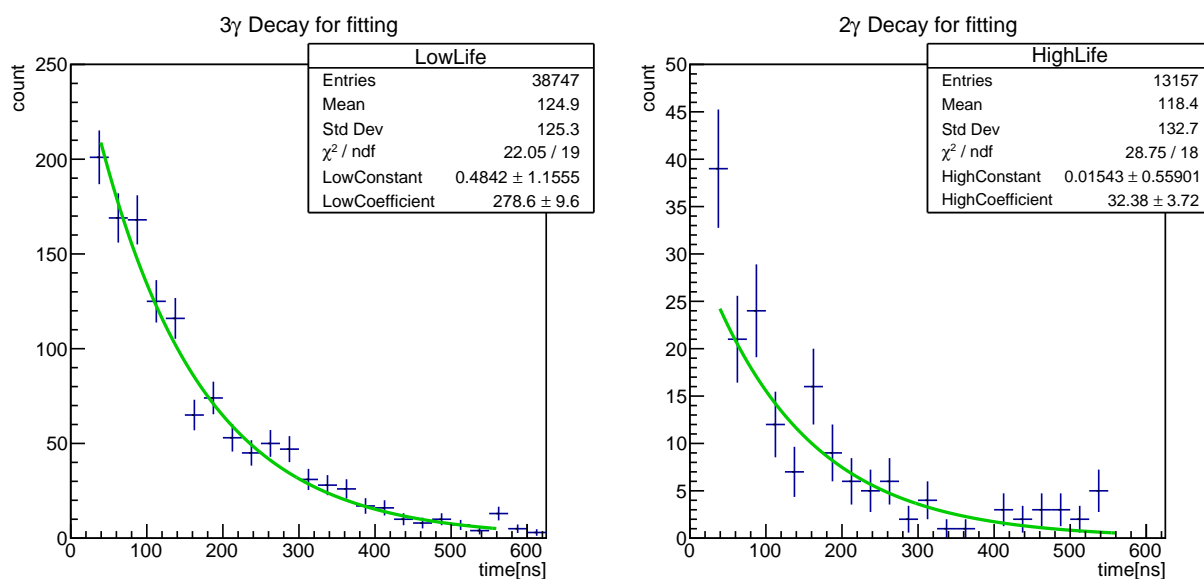


図 5.4.6 3 γ 領域 (左) および 2 γ 領域 (右) の時間分布およびフィッティング結果

図 5.4.6 のフィッティング結果は

< 3 γ 領域 >

$$N_{\text{Const.}} = 0.48 \pm 1.16, \quad N_{\text{Coef.}} = 278.6 \pm 9.6$$

< 2 γ 領域 >

$$N_{\text{Const.}} = 0.02 \pm 0.56, \quad N_{\text{Coef.}} = 32.4 \pm 3.7$$

である。

ここでも誤差評価を行うために各領域に対して bin 幅を変えてフィットを行った。その結果が表 5.4.2 と表 5.4.3 である。

bin 幅	22 ns/bin	23 ns/bin	24 ns/bin	25 ns/bin	26 ns/bin
fit 範囲 [ns]	21 ~ 592	22 ~ 482	56 ~ 559	37 ~ 562	43 ~ 328
$N_{\text{Const.}}$	1.2 ± 0.9	0.4 ± 1.6	-1.5 ± 1.0	0.5 ± 1.2	12.6 ± 4.3
$N_{\text{Coef.}}$	253.8 ± 8.0	248.6 ± 9.0	271.3 ± 9.8	279.0 ± 9.6	289.8 ± 17.0
χ^2 / ndf	41.45/24	25.56/18	28.65/19	22.05/19	10.45/9

表 5.4.2 bin 幅によるフィッティングパラメータの変化 (3 γ 領域)

bin 幅	22 ns/bin	23 ns/bin	24 ns/bin	25 ns/bin	26 ns/bin
fit 範囲 [ns]	21 ~ 592	22 ~ 482	56 ~ 559	37 ~ 562	43 ~ 328
$N_{\text{Const.}}$	0.40 ± 0.45	-0.48 ± 0.60	0.39 ± 0.55	0.02 ± 0.56	-2.28 ± 1.13
$N_{\text{Coef.}}$	29.8 ± 3.1	31.3 ± 3.3	27.7 ± 3.7	32.4 ± 3.7	45.6 ± 5.6
χ^2/ndf	17.60/22	17.49/16	21.04/18	28.75/18	14.81/9

表 5.4.3 bin 幅によるフィッティングパラメータの変化 (2γ 領域)

$\tau_{3\gamma\text{Air}}$ は bin 幅を変えた時、25 ns/bin の時の値を採用しているため、ここでも N_{Low} , N_{High} は 25 ns/bin の時の値を採用する。表 5.4.2 と表 5.4.3 より

$$\begin{aligned} N_{\text{Low}} &= 279.0 \pm 9.6(\text{stat.}) \\ N_{\text{High}} &= 32.4 \pm 3.7(\text{stat.}) \end{aligned} \quad (5.4.3)$$

を採用する。また、第 4.4 節と同様に採用した値と各 bin での値との差で系統誤差を決定すると、 3γ 領域については $^{+10.8}_{-30.4}(\text{sys.})$, 2γ 領域については $^{+13.1}_{-4.8}(\text{sys.})$ となる。ここで求めた N_{Low} , N_{High} から式 (4.5.7) は

$$\frac{N_{2\gamma}}{N_{3\gamma}} = 0.061 \pm 0.040(\text{stat.})^{+0.131}_{-0.042}(\text{sys.}) \quad (5.4.4)$$

と求められ、式 (5.4.4) より式 (4.5.4) を用いてオルソポジトロニウムの真空中での寿命は

$$\tau_{3\gamma\text{Vacuum}} = 144.5 \pm 11.1(\text{stat.})^{+7.7}_{-7.1}(\text{sys.}) \text{ ns} \quad (5.4.5)$$

と求められる。

これは理論値 142 ns と誤差の範囲でよく一致している。

5.5 考察

まず、今回のデータはエネルギー較正が不十分だったために採用した事象数は測定された全事象数の約 1/4 になってしまった。これは時間の制約によりエネルギー較正をする前に測定を行ったことが原因であると考えられるので、事前にもエネルギー較正を行ってから測定を行うことで改善されると見込まれる。また統計数の減少に伴い γ トリガー実験での寿命の誤差評価で扱った bin 幅よりも大きな bin 幅での誤差評価を行った。表 5.5.1 に示すのは β トリガー実験で寿命解析に採用した bin 幅での $\tau_{3\gamma\text{Air}}$ の相対誤差と、 3γ 領域と 2γ 領域における各 bin 幅での $N_{\text{Coef.}}$ の相対誤差の一覧であり、表 5.5.2 は γ トリガー実験で寿命解析に採用したものと同一 bin 幅での、各 bin 幅でのフィット結果と $\tau_{3\gamma\text{Air}}$ の相対誤差と、 3γ 領域と 2γ 領域における $N_{\text{Coef.}}$ の相対誤差の一覧である。

bin 幅	22 ns/bin	23 ns/bin	24 ns/bin	25 ns/bin	26 ns/bin
$\tau_{3\gamma\text{Air}}$ の相対誤差	5.3%	7.4%	7.5%	6.5%	16.3%
3γ 領域の $N_{\text{Coef.}}$ の相対誤差	3.1%	3.6%	3.6%	3.4%	5.9%
2γ 領域の $N_{\text{Coef.}}$ の相対誤差	10.3%	10.4%	13.5%	11.5%	12.2%

表 5.5.1 $\tau_{3\gamma\text{Air}}$ の相対誤差および 3γ 領域、 2γ 領域それぞれの各 bin 幅における $N_{\text{Coef.}}$ の相対誤差

bin 幅	8 ns/bin	10 ns/bin	12 ns/bin	15 ns/bin	16 ns/bin
fit 範囲 [ns]	96 ~ 583	15 ~ 341	100 ~ 329	100 ~ 447	84 ~ 339
$\tau_{3\gamma\text{Air}}$ [ns]	124.5 ± 11.5	108.4 ± 13.9	73.7 ± 18.0	124.1 ± 21.1	82.6 ± 15.3
χ^2/ndf	58.02/58	27.00/27	16.01/16	19.99/20	12.99/13
3 γ 領域の $N_{\text{Coef.}}$	95.7 ± 4.6	108.2 ± 5.8	215.2 ± 21.5	179.8 ± 10.8	242.7 ± 19.5
2 γ 領域の $N_{\text{Coef.}}$	6.3 ± 1.8	15.3 ± 2.0	23.3 ± 7.2	16.4 ± 3.7	30.3 ± 6.7
$\tau_{3\gamma\text{Air}}$ の相対誤差	9.2%	12.9%	24.5%	17.0%	18.5%
3 γ 領域の $N_{\text{Coef.}}$ の相対誤差	4.8%	5.3%	10.0%	6.0%	8.1%
2 γ 領域の $N_{\text{Coef.}}$ の相対誤差	28.7%	13.2%	30.8%	22.3%	22.2%

表 5.5.2 γ トリガー実験で採用したものと同一 bin 幅それぞれにおけるフィット結果および相対誤差

表 5.5.1, 表 5.5.2 から $\tau_{3\gamma\text{Air}}$ を求めるためのフィッティングで, χ^2/ndf が 1 に最も近い時のフィット範囲と $\tau_{3\gamma\text{Air}}$ を採用した際の 2 γ 領域に対するフィッティングにおいて, $N_{\text{Coef.}}$ の相対誤差が bin 幅を小さくすることで大きくなり, γ トリガー実験で採用した bin 幅については相対誤差が 20% を超える場合がほとんどであることが分かる. ここから 2 γ 領域について γ トリガー実験で採用した bin 幅での寿命解析では統計量が足りないと判断し, 2 γ 領域の $N_{\text{Coef.}}$ の相対誤差が約 10% となる 22 ~ 26 ns/bin を寿命解析に用いる bin 幅として採用している. なお γ トリガー実験における $N_{\text{Coef.}}$ の相対誤差を表 5.5.3 に参考として示す.

bin 幅	8 ns/bin	10 ns/bin	12 ns/bin	15 ns/bin	16 ns/bin
$\tau_{3\gamma\text{Air}}$ の相対誤差	9.1%	8.8%	9.0%	8.2%	8.9%
3 γ 領域の $N_{\text{Coef.}}$ の相対誤差	4.8%	4.7%	4.8%	4.7%	4.8%
2 γ 領域の $N_{\text{Coef.}}$ の相対誤差	7.3%	7.0%	7.3%	7.0%	7.3%

表 5.5.3 γ トリガー実験での $\tau_{3\gamma\text{Air}}$ の相対誤差および 3 γ 領域, 2 γ 領域それぞれの各 bin 幅における $N_{\text{Coef.}}$ の相対誤差

次に, 得られた時間分布が γ トリガー実験とは異なる分布となっているが, これは γ トリガー実験で存在していた時間に依存しない背景事象が, γ トリガー実験でのシンチレータ S での積分が正しくなされないことに原因するものであったことと整合するものと考えられる. 表 5.5.4 に γ トリガー実験と β トリガー実験のそれぞれで式 (4.4.1) の形でフィッティングした時の N_{Constant} の一覧を示す.

γ トリガー実験					
bin 幅	8 ns/bin	10 ns/bin	12 ns/bin	15 ns/bin	16 ns/bin
N_{Constant}	577.9 ± 4.5	728.8 ± 5.3	869.0 ± 6.8	1098.7 ± 7.7	1155.4 ± 9.1

β トリガー実験					
bin 幅	22 ns/bin	23 ns/bin	24 ns/bin	25 ns/bin	26 ns/bin
N_{Constant}	3.9 ± 1.9	1.1 ± 4.3	2.0 ± 3.0	3.1 ± 2.9	16 ± 15

表 5.5.4 γ トリガー実験と β トリガー実験の時間に依存しない背景事象

γ トリガー実験での値と β トリガー実験の値を表 5.5.4 内のいかなる bin 幅で比べても、時間に依存しない背景事象が β トリガー実験では γ トリガー実験の数 % 以下になっていることが表 5.5.4 から分かる。よってトリガーを ^{22}Na の β 崩壊で生じる 1275 keV の γ 線ではなく、陽電子を用いることでデータ取得系において生じるオルソポジトロニウムの崩壊に対する背景事象を減らすことに成功したと判断できる。

第 6 章

今後の展望 (担当：上野・塩沢)

本章では本研究の改善点，未達成事項および今後の研究において考慮されたい点について論じる。

6.1 トリガーの最適化

本研究でトリガー部分に使用した二本の光電子増倍管は四角型の R2248(浜松ホトニクス)であり，一方でライトガイドは昨年度に製作された円筒状の亚克力で接着面がのりしろのために広がっていた．接着面は直径 12 mm 程度，円筒部分の直径は 10 mm であった．四角型光電子増倍管に円筒状のライトガイドを使用したのは実験中に円筒型の光電子増倍管が故障したためであり，今後も四角型の光電子増倍管を使用するならばライトガイドは 10 mm × 10 mm × 15 mm の四角柱状の亚克力を用意すべきであろう．また SCtrig を挟む二つの亚克力板は市販されている厚さ 8 mm および 5 mm のものを使用した，ライトガイドを新たに用意すれば，厚さ 5 mm の亚克力板二枚を使用することでさらに集光率を稼ぐことができるだろう．

6.2 磁場強度

前年度の先行研究 [2] では磁極間中点における磁場強度の電磁石動径方向依存性については測定されているが，磁極間の磁場強度の磁場方向依存性については磁極間中点でしか測定されておらず，ターゲット中における磁場強度が実際にはどの程度になるかは不明である．実際には光電子増倍管を磁場から遮蔽するための鉄管や鉛のコリメータのために磁場は一様でないと予想され，1.4 節を踏まえると磁場を掛けてオルソポジトロニウムの寿命を測定する上で事前にポジトロニウムの崩壊点での磁場を知っておくことが求められ，したがって磁極間の磁場強度の磁場方向依存性を調べておく必要がある．磁場の一様性の精度は超微細構造の測定に直接影響し，その向上が期待される．

6.3 空気中の寿命から真空中の寿命への変換

本研究では空気中で求めたオルソポジトロニウムの寿命を真空中での寿命に変換するにあたり 3γ ， 2γ の崩壊をそれぞれ独立にシミュレーションによって再現し，そこで得られた特定のエネルギー帯における観測事象の全エネルギー帯に対する割合を用いている．この際， 3γ ， 2γ の崩壊の割合はシミュレーションのみで実際の測定結果を再現することは今回用いている手法では出来ず，これが系統誤差になり得る．しかし，測定によりエネルギースペクトルは得られているので，測定結果とシミュレーションで得られる 3γ 崩壊のみのエネルギー

ギースペクトル， 2γ 崩壊のみのエネルギースペクトルを用いることで， 3γ ， 2γ の崩壊の割合を推定することが出来る．この割合を推定出来れば，その比を 3γ 崩壊： 2γ 崩壊 = $(1-x) : (1+x)$ ($-1 < x < 1$) とした時に式 (4.5.5) を

$$\begin{aligned} N_{\text{Low}} &= (1-x)R_{3\gamma\text{Low}}N'_{3\gamma} + (1+x)R_{2\gamma\text{Low}}N'_{2\gamma} \\ N_{\text{High}} &= (1-x)R_{3\gamma\text{High}}N'_{3\gamma} + (1+x)R_{2\gamma\text{High}}N'_{2\gamma} \end{aligned} \quad (6.3.1)$$

と書き直すことができ，これを $N'_{2\gamma}$ ， $N'_{3\gamma}$ について解くと

$$\begin{aligned} N'_{3\gamma} &= \frac{1}{1-x} \frac{R_{2\gamma\text{Low}}N_{\text{High}} - R_{2\gamma\text{High}}N_{\text{Low}}}{R_{2\gamma\text{Low}}R_{3\gamma\text{High}} - R_{2\gamma\text{High}}R_{3\gamma\text{Low}}} \\ N'_{2\gamma} &= \frac{1}{1+x} \frac{R_{3\gamma\text{High}}N_{\text{Low}} - R_{3\gamma\text{Low}}N_{\text{High}}}{R_{2\gamma\text{Low}}R_{3\gamma\text{High}} - R_{2\gamma\text{High}}R_{3\gamma\text{Low}}} \end{aligned} \quad (6.3.2)$$

となる．式 (4.5.6) と比較して

$$\begin{aligned} N'_{3\gamma} &= \frac{1}{1-x} N_{3\gamma} \\ N'_{2\gamma} &= \frac{1}{1+x} N_{2\gamma} \end{aligned} \quad (6.3.3)$$

となり， $x = 0$ でシミュレーションと整合することがわかる．真空中の寿命への変換を与える式 (4.5.4) は

$$\tau_{3\gamma\text{Vacuum}} = \tau_{3\gamma\text{Air}} \left(1 + \frac{dN'_{2\gamma}(t)}{dN'_{3\gamma}(t)} \right) \quad (6.3.4)$$

となり， x を推定することでより正確な解析が可能になるであろう．

6.4 物質の効果の考慮

超微細構造 Δ_{HFS} は spin-spin 相互作用によって生じるため，電子・陽電子間の距離に依存する．したがって，周囲の物質の作る電場によって生じる Stark 効果によって超微細構造が小さく見積もられてしまう可能性がある．原子間相互作用のポテンシャル・エネルギーを表すモデルに Lennard-Jones ポテンシャルを採用すると，周囲の物質密度を n ，ポジトロニウムの平均速度を $v(t)$ として Stark 効果の寄与は $nv(t)^{3/5}$ に比例すると推定される [11]．また熱化によってポジトロニウムの平均速度が速くなることで Stark 効果の寄与が大きくなる可能性があり，これについて詳細な検討が望まれる．

6.5 まとめ

本研究では時間的な制約により，超微細構造を測定するまでには至らなかった．しかしながら，ターゲットおよびトリガーの改作とその評価は済んでいるので，直ちに磁場に対するエネルギー分裂を測定することができる．実際には上記数点の改良・調査によりポジトロニウムの超微細構造を間接的に測定することができるだろう．

謝辞

本論文は神戸大学理学部物理学科粒子物理学研究室在籍中の卒業研究の成果をまとめたものである。指導教員として同大学物理学専攻身内賢太郎准教授には本研究実施の機会だけでなく、実験に必要な装置を与えていただき、また様々な助言と共に最後までご指導をいただきました。同専攻藏重久弥教授にもまた、研究全般、とくにコンピュータ関係について適切なお助言をいただきました。大阪大学大学院理学研究科物理学専攻水越慧太様には、実験に用いる薄いプラスチック・シンチレータを快く提供していただきました。また神戸大学粒子物理学研究室各位には研究遂行にあたり日頃より有益なご討論ご助言をいただきました。本研究を行うにあたってご協力いただいたすべての皆様への感謝の気持ちと御礼を申し上げます。謝辞にかえさせていただきます。

参考文献

- [1] 都留晴日, 野崎誠也, 山元大生, 竹田康亮. オルソPOSITロニウムの寿命測定. 2016.
- [2] 水越慧太, 井口条蒔, 磯部裕太, 宮部裕樹, POSITロニウムの超微細構造の測定. 2016.
- [3] B. R. Martin and G. Shaw, *Particle Physics Third Edition*, Wiley, 2008.
- [4] Saint-gobain crystals web site. <http://www.crystals.saint-gobain.com/>.
- [5] 浜松ホトニクス株式会社 web site. <https://www.hamamatsu.com/jp/ja/index.html>
- [6] 片桐成人, 安達信泰, 太田敏孝, 「究極の多孔質材料 – シリカエアロゲル –」『名古屋工業大学先進セラミックス研究センター年報= Annual report Advanced Ceramics Research Center Nagoya Institute of Technology』, p.13-17, 2014.
- [7] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako et al. Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. vol.506, Issue 3, p.250-303, 2003.
- [8] J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis et al. *Geant4 developments and applications*. IEEE Transactions on Nuclear Science. vol.53, Issue 1, p.270-278, 2006.
- [9] J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis et al. *Recent developments in Geant4*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. vol.835, Issue 1, p.186-225, 2016.
- [10] エンリコ・フェルミ, 小林稔 (訳). 原子核物理学. 吉岡書店, 1981年, 383p., (物理学叢書 1)
- [11] A. Ishida, T. Namba, S. Asai, T. Kobayashi, H. Saito, M. Yoshida, K. Tanaka, A. Yamamoto, *Phys. Lett. B* 734: 338-344, 2014.