

静磁場を用いたパラポジトロニウムの寿命測定

岡崎 智久、小幡 一平、北尾 太市、萩原 亜子、古村 大樹

2011 年 10 月 31 日

目次

1	理論	3
1.1	ポジトロニウムの生成	3
1.2	ポジトロニウムのスピン	3
1.3	光子への崩壊様式	4
1.4	崩壊の記述	5
1.5	磁場による状態の混合	5
1.6	パラメーターの大きさ	8
1.7	磁場による諸量の変化	9
1.8	物質の影響	13
2	実験装置と方法	14
2.1	実験の原理	14
2.2	真空中・磁場中の SiO ₂ パウダーの設定	14
2.3	実験装置	14
2.4	ロジック回路	17
3	解析	18
3.1	キャリブレーション	18
3.2	T-Q 補正	20
3.3	カッティング	22
3.4	寿命の測定	23
4	考察	28
4.1	理論値との誤差の原因	28
4.2	3つの Coincidence が取れなかった原因	29
4.3	50mm が大きくずれた理由	30
5	結論と改善点	30
5.1	結論	30
5.2	改善点	30

1 理論

ポジトロニウムとは一対の電子と陽電子が結合した粒子である。陽電子は電子の反粒子で、電子とは質量が等しく、電荷は逆符号で同じ大きさをもつ。この複合粒子は水素原子とよく似た構造を持つが、すぐに電子と陽電子が対消滅して光子に崩壊してしまう点が大きく異なる。

本実験ではポジトロニウムが生成してから消滅するまでの寿命を測定する。後で述べるようにポジトロニウムにはスピンによる2つの状態（オルソ、パラ）があり、量子電磁力学（QED）によって寿命はそれぞれ142ns, 125psと計算されている。前者の寿命は直接測れるが、後者は短命すぎて用いる機器の精度では正確に測定できない。そこで磁場を用いて両者の状態を混合し、その寿命を求めることでパラの寿命を間接的に求め、QEDによる理論値と比較する。

1.1 ポジトロニウムの生成

ポジトロニウムは陽電子が物質中でエネルギーを失い、電子に捕獲されて束縛状態をつくることで形成される。液体や気体など密度の低い物質中でよくつくられ、金属のような電子密度の高い物質では形成されない。これは陽電子の周りに分極した電子が集まり、束縛に足るCoulomb力が得られないからである。

1.2 ポジトロニウムのスピン

電子のスピンを表す状態空間を V^- 、スピン演算子を $\hat{S}^- = (\hat{S}_x^-, \hat{S}_y^-, \hat{S}_z^-)$ とする。電子はスピン1/2の系なので、 \hat{S}^{-2} と \hat{S}_z^- の同時固有状態

$$\begin{aligned}\hat{S}^{-2} |\uparrow\rangle &= \frac{3}{4} |\uparrow\rangle, \hat{S}_z^- |\uparrow\rangle = +\frac{1}{2} |\uparrow\rangle \\ \hat{S}^{-2} |\downarrow\rangle &= \frac{3}{4} |\downarrow\rangle, \hat{S}_z^- |\downarrow\rangle = -\frac{1}{2} |\downarrow\rangle\end{aligned}\tag{1}$$

を基底にもつ。

反粒子である陽電子についても同様に、状態空間を V^+ 、スピン演算子を $\hat{S}^+ = (\hat{S}_x^+, \hat{S}_y^+, \hat{S}_z^+)$ として

$$\begin{aligned}\hat{S}^{+2} |\uparrow\rangle &= \frac{3}{4} |\uparrow\rangle, \hat{S}_z^+ |\uparrow\rangle = +\frac{1}{2} |\uparrow\rangle \\ \hat{S}^{+2} |\downarrow\rangle &= \frac{3}{4} |\downarrow\rangle, \hat{S}_z^+ |\downarrow\rangle = -\frac{1}{2} |\downarrow\rangle\end{aligned}\tag{2}$$

を基底にもつ。

さて、電子と陽電子の束縛系であるポジトロニウムは状態空間 $V = V^- \otimes V^+$ 、スピン演算子 $\hat{S} = \hat{S}^- + \hat{S}^+ = \hat{S}^- \otimes \mathbf{1} + \mathbf{1} \otimes \hat{S}^+$ で表され、基底には

$$|\uparrow\rangle |\uparrow\rangle, |\uparrow\rangle |\downarrow\rangle, |\downarrow\rangle |\uparrow\rangle, |\downarrow\rangle |\downarrow\rangle\tag{3}$$

がとれる。ここで $|\uparrow\rangle |\uparrow\rangle = |\uparrow\rangle \otimes |\uparrow\rangle$ である。状態空間は、 \hat{S} 不変な \hat{S}^2 の固有空間の直和 $V = V_0 \oplus V_1$ に分解し、 \hat{S} を V_i に制限するとスピン i の系とみなせる ($i = 0, 1$)。1重項 V_0 の基底には

$$\hat{S}^2 |0, 0\rangle = 0, \hat{S}_z |0, 0\rangle = 0\tag{4}$$

がとれ、3重項 V_1 の基底には

$$\begin{aligned}\hat{S}^2 |1, 1\rangle &= 2 |1, 1\rangle, & \hat{S}_z |1, 1\rangle &= |1, 1\rangle \\ \hat{S}^2 |1, 0\rangle &= 2 |1, 0\rangle, & \hat{S}_z |1, 0\rangle &= 0 \\ \hat{S}^2 |1, -1\rangle &= 2 |1, -1\rangle, & \hat{S}_z |1, -1\rangle &= -|1, -1\rangle\end{aligned}\tag{5}$$

がとれる。よって、 V の基底として

$$|0, 0\rangle, |1, 1\rangle, |1, 0\rangle, |1, -1\rangle\tag{6}$$

をとることができる。はじめにとった基底との関係は（位相を適当に調節して）

$$\begin{aligned}|0, 0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle|\downarrow\rangle - |\downarrow\rangle|\uparrow\rangle) \\ |1, 1\rangle &= |\uparrow\rangle|\uparrow\rangle \\ |1, 0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle|\downarrow\rangle + |\downarrow\rangle|\uparrow\rangle) \\ |1, -1\rangle &= |\downarrow\rangle|\downarrow\rangle\end{aligned}\tag{7}$$

で与えられる。1重項をパラ、3重項をオルソと呼ぶ。

1.3 光子への崩壊様式

ポジトロニウムは短い寿命でいくつかの光子に崩壊する。運動量保存から2つ以上に崩壊しなければならないが、粒子と反粒子を交換する荷電共役変換（ C 変換）に対する対称性により、状態に応じてさらに制限が課される。

C 変換を表す演算子を \hat{C} とする。 $\hat{C}^2 = 1$ より固有値は $C = \pm 1$ のいずれかであり、この値を荷電偶奇性という*1。ポジトロニウムの荷電偶奇性を調べる。

ポジトロニウムの波動関数は軌道、スピン、荷電の3つの部分の積 $\Psi = \Psi_{\text{orbit}}\Psi_{\text{spin}}\Psi_{\text{charge}}$ で表される。電子と陽電子を入れ替えたときの波動関数の対称性を見てみる。 Ψ_{orbit} は球面調和関数 $Y_{LM}(\theta, \varphi)$ のパリティ変換 $\theta \mapsto \pi - \theta$, $\varphi \mapsto \varphi + \pi$ に対する変換性から、系の合成軌道角運動量の大きさを L として $(-1)^L$ がかけられる。 Ψ_{spin} については、(7) からスピンの交換に対して1重項は反対称、3重項は対称であることがわかる。よってスピンの大きさを S とすると $(-1)^{S+1}$ がかけられる。 Ψ_{charge} における粒子の入れ替えはまさに C 変換であり、 C がかかる。全体としては2つの Fermi 粒子を交換しているので

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

が成り立つ。

ところで、本実験で考えるのは基底状態 $L = 0$ であるから $C = (-1)^S$ 。すなわちパラ、オルソポジトロニウムの基底状態の荷電偶奇性はそれぞれ偶、奇であることがわかる。

一方光子の荷電偶奇性は -1 であり、 n 粒子系では $(-1)^n$ となる。よって、ポジトロニウムが n 個の光子に崩壊したとすると

$$(-1)^S = (-1)^n$$

*1 電荷、バリオン数、レプトン数など内部量子数が全て0になるときのみ固有状態となりうる。光子やポジトロニウムは満たしている [5]。

が成り立つ*2。つまりパラポジトロニウムは偶数個 ($n = 2, 4, \dots$) に、オルソポジトロニウムは奇数個 ($n = 3, 5, \dots$) に崩壊する。崩壊率は光子数が1つ増えるごとに $\mathcal{O}(\alpha)$ 倍 ($\alpha \sim 1/137$: 微細構造定数) になるため、パラは2個、オルソは3個に崩壊する場合が支配的である。

1.4 崩壊の記述

基底状態のポジトロニウムにはパラ、オルソの2つの状態があり、それぞれエネルギー固有値 E_0, E_1 をもつ。この差 $\omega = E_1 - E_0$ を hyperfine structure(HFS) という。系の Hamiltonian を \hat{H}_0 とし、 V の基底 $|0, 0\rangle, |1, 1\rangle, |1, 0\rangle, |1, -1\rangle$ に関して行列表示すると

$$\hat{H}_0 = \begin{pmatrix} E_0 & & & \\ & E_1 & & \\ & & E_1 & \\ & & & E_1 \end{pmatrix}$$

である。

本実験ではポジトロニウムの寿命を測定するが、パラ、オルソの寿命はそれぞれ $\tau_0 = 125\text{ps}$, $\tau_1 = 142\text{ns}$ であり、崩壊率は $\lambda_0 = 8.00 \times 10^9\text{s}^{-1}$, $\lambda_1 = 7.04 \times 10^6\text{s}^{-1}$ となる。崩壊に関わる時間発展はエネルギー固有値に虚部を導入することで記述できる*3。エネルギー E 、崩壊率 λ の固有状態 $|\psi\rangle$ の時間発展は

$$|\psi(t)\rangle = e^{-iEt} e^{-\frac{\lambda t}{2}} |\psi(0)\rangle = e^{-i(E-i\frac{\lambda}{2})t} |\psi(0)\rangle$$

となることから、崩壊も記述する Hamiltonian は

$$\hat{\Gamma} = \begin{pmatrix} \gamma_0 & & & \\ & \gamma_1 & & \\ & & \gamma_1 & \\ & & & \gamma_1 \end{pmatrix}, \quad \gamma_0 = \frac{\lambda_0}{2}, \quad \gamma_1 = \frac{\lambda_1}{2}$$

を導入して

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - i\hat{\Gamma} = \begin{pmatrix} E_0 - i\gamma_0 & & & \\ & E_1 - i\gamma_1 & & \\ & & E_1 - i\gamma_1 & \\ & & & E_1 - i\gamma_1 \end{pmatrix}$$

で与えられる。ただし、この Hamiltonian は自己共役でないことに注意*4。

1.5 磁場による状態の混合

一様で定常な磁場 $\hat{\mathbf{B}}$ 中に置かれると、Hamiltonian に $\hat{H}_B = -\hat{\boldsymbol{\mu}} \cdot \hat{\mathbf{B}}$ が加わる。ここで $\hat{\boldsymbol{\mu}}$ はポジトロニウムの磁気モーメント、 $\hat{\mathbf{B}}$ は磁束密度である。 $\hat{\boldsymbol{\mu}}$ をスピン演算子 $\hat{\mathbf{S}}^-, \hat{\mathbf{S}}^+$ を用いて表すと

$$\hat{\boldsymbol{\mu}} = -g\mu_B \hat{\mathbf{S}}^- + g\mu_B \hat{\mathbf{S}}^+ = -g\mu_B (\hat{\mathbf{S}}^- - \hat{\mathbf{S}}^+) \quad (8)$$

*2 ここでは過程の前後で荷電偶奇性が保存されることを前提としている。電磁相互作用と強い相互作用では成り立つが、弱い相互作用では破れている [4]。ポジトロニウムの崩壊は純粋な電磁相互作用である [5]。

*3 [3] によると Weisplof 等が示したらしいが、「Weisplof」で google 検索しても [3] 関連のサイトしか表示されない。

*4 一般に固有値は複素数で固有ベクトルは直交しない。固有値の実部がエネルギー、虚部が崩壊率を表すと解釈できる。

と書ける。ここで g は Lande の g 因子, μ_B は Bohr 磁子である。磁場の向きを z 軸にとり、その大きさ B とすると磁場による Hamiltonian は

$$\hat{H}_B = g\mu_B B(\hat{S}_z^- - \hat{S}_z^+) \quad (9)$$

となる。この項が状態にどのように作用するか調べる。(1)(2)(7) より

$$\begin{aligned} (\hat{S}_z^- - \hat{S}_z^+) |0, 0\rangle &= (\hat{S}_z^- - \hat{S}_z^+) \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\rangle |\downarrow\rangle - |\downarrow\rangle |\uparrow\rangle) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{2} (|\uparrow\rangle |\downarrow\rangle + |\downarrow\rangle |\uparrow\rangle - (-|\uparrow\rangle |\downarrow\rangle + |\downarrow\rangle |\uparrow\rangle)) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\rangle |\downarrow\rangle + |\downarrow\rangle |\uparrow\rangle) = |1, 0\rangle \end{aligned} \quad (10)$$

$$(\hat{S}_z^- - \hat{S}_z^+) |1, 1\rangle = (\hat{S}_z^- - \hat{S}_z^+) |\uparrow\rangle |\uparrow\rangle = \frac{1}{2} (|\uparrow\rangle |\uparrow\rangle - |\uparrow\rangle |\uparrow\rangle) = 0 \quad (11)$$

$$\begin{aligned} (\hat{S}_z^- - \hat{S}_z^+) |1, 0\rangle &= (\hat{S}_z^- - \hat{S}_z^+) \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\rangle |\downarrow\rangle + |\downarrow\rangle |\uparrow\rangle) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{2} (|\uparrow\rangle |\downarrow\rangle - |\downarrow\rangle |\uparrow\rangle - (-|\uparrow\rangle |\downarrow\rangle + |\downarrow\rangle |\uparrow\rangle)) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\rangle |\downarrow\rangle - |\downarrow\rangle |\uparrow\rangle) = |0, 0\rangle \end{aligned} \quad (12)$$

$$(\hat{S}_z^- - \hat{S}_z^+) |1, -1\rangle = (\hat{S}_z^- - \hat{S}_z^+) |\downarrow\rangle |\downarrow\rangle = \frac{1}{2} (-|\downarrow\rangle |\downarrow\rangle + |\downarrow\rangle |\downarrow\rangle) = 0 \quad (13)$$

ゆえに、磁場の影響を含めた崩壊するポジトロニウムの Hamiltonian は

$$\hat{\mathcal{H}} = \hat{H} + \hat{H}_B = \begin{pmatrix} E_0 - i\gamma_0 & & g\mu_B B & \\ & E_1 - i\gamma_1 & & \\ g\mu_B B & & E_1 - i\gamma_1 & \\ & & & E_1 - i\gamma_1 \end{pmatrix} \quad (14)$$

で与えられる。 $|1, \pm 1\rangle$ の状態は磁場によって影響を受けないが、 $|1, 0\rangle, |0, 0\rangle$ の状態は磁場によって混合することがわかる。そこで $|1, 0\rangle, |0, 0\rangle$ を基底にもつ $\hat{\mathcal{H}}$ 不変な部分空間での固有値と固有状態を考える。

$$|1, 0\rangle, |0, 0\rangle \quad (15)$$

を基底にとり、エネルギーの基準値を

$$E_0 = -\frac{\omega}{2}, E_1 = \frac{\omega}{2} \quad (16)$$

となるようにずらして、パラメーター

$$x = \frac{2g\mu_B B}{\omega} \quad (17)$$

を導入すると、Hamiltonian は

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{H}} &= \hat{H}_0 + \hat{H}_B - i\hat{\Gamma}_0 \\ &= \frac{\omega}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} + \frac{\omega}{2} \begin{pmatrix} 0 & x \\ x & 0 \end{pmatrix} - i \begin{pmatrix} \gamma_1 & 0 \\ 0 & \gamma_0 \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \omega - 2i\gamma_1 & x\omega \\ x\omega & -\omega - 2i\gamma_0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (18)$$

となる。

次に $\hat{\mathcal{H}}$ の固有値を求める。固有値を $\eta/2$ とすると η は次の固有方程式を満たす。

$$\det\left(\hat{\mathcal{H}} - \frac{\eta}{2}I\right) = \left(\frac{1}{2}\right)^2 [(\omega - 2i\gamma_1 - \eta)(-\omega - 2i\gamma_0 - \eta) - (x\omega)^2] = 0 \quad (19)$$

これを解くと

$$\eta = -i(\gamma_0 + \gamma_1) \pm \sqrt{[\omega + i(\gamma_1 - \gamma_0)]^2 + (x\omega)^2} \quad (20)$$

となるので $\hat{\mathcal{H}}$ の固有値 E'_\pm は

$$E'_\pm = \frac{1}{2} \left[-i(\gamma_0 + \gamma_1) \pm \sqrt{[\omega + i(\gamma_1 - \gamma_0)]^2 + (x\omega)^2} \right] \quad (21)$$

である。

固有値 E'_+ に属する固有状態を $|+\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\alpha_+|^2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \alpha_+ \end{pmatrix}$ と書くと α_+ は次のようになる。

$$\begin{aligned} (\hat{\mathcal{H}} - E'_+I) \begin{pmatrix} 1 \\ \alpha_+ \end{pmatrix} &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \omega - 2i\gamma_1 - 2E'_+ & x\omega \\ x\omega & -\omega - 2i\gamma_0 - 2E'_+ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \alpha_+ \end{pmatrix} = 0 \\ \alpha_+ &= \frac{-1}{x\omega} (\omega - 2i\gamma_1 - 2E'_+) \\ &= \frac{-1}{x\omega} \left[\omega + i(\gamma_0 - \gamma_1) - \sqrt{[\omega + i(\gamma_1 - \gamma_0)]^2 + (x\omega)^2} \right] \end{aligned} \quad (22)$$

また、固有値 E'_- に属する固有状態を $|-\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\alpha_-|^2}} \begin{pmatrix} \alpha_- \\ 1 \end{pmatrix}$ と書くと α_- は次のようになる。

$$\begin{aligned} (\hat{\mathcal{H}} - E'_-I) \begin{pmatrix} \alpha_- \\ 1 \end{pmatrix} &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \omega - 2i\gamma_1 - 2E'_- & x\omega \\ x\omega & -\omega - 2i\gamma_0 - 2E'_- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_- \\ 1 \end{pmatrix} = 0 \\ \alpha_- &= \frac{1}{x\omega} (\omega + 2i\gamma_0 + 2E'_-) \\ &= \frac{1}{x\omega} \left[\omega + i(\gamma_0 - \gamma_1) - \sqrt{[\omega + i(\gamma_1 - \gamma_0)]^2 + (x\omega)^2} \right] \\ &= -\alpha_+ \end{aligned} \quad (23)$$

ここで次のパラメータを導入する。

$$\gamma' = \gamma_0 - \gamma_1 \quad (24)$$

$$\kappa = \frac{\gamma'}{\omega} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon = \alpha_+ &= \frac{-1}{x\omega} \left[\omega + i(\gamma_0 - \gamma_1) - \sqrt{[\omega + i(\gamma_1 - \gamma_0)]^2 + (x\omega)^2} \right] \\ &= \frac{-1}{x} \left[1 + i\kappa - \sqrt{(1 + i\kappa)^2 + x^2} \right] \end{aligned} \quad (26)$$

$B \rightarrow 0$ (すなわち $x \rightarrow 0$) のとき

$$\varepsilon = \frac{x}{1 + i\kappa + \sqrt{(1 + i\kappa)^2 + x^2}} \rightarrow 0 \quad (27)$$

である。これらを用いて E'_{\pm} は

$$E'_{\pm} = \frac{1}{2} [-i(\gamma_0 + \gamma_1) \pm [(\varepsilon x + 1)\omega + i\gamma']] \quad (28)$$

となり、 ε を $\varepsilon = \varepsilon_1 - i\varepsilon_2$ と実部、虚部に分けると E'_{\pm} は次のように表される。

$$E'_+ = \frac{1}{2} [(\varepsilon x + 1)\omega_0 - 2i\gamma_o] = \frac{\omega_0}{2}(\varepsilon_1 x + 1) - i(\gamma_o + \frac{1}{2}\varepsilon_2 x \omega_0) \quad (29)$$

$$E'_- = \frac{1}{2} [-(\varepsilon x + 1)\omega_0 - 2i\gamma_p] = -\frac{\omega_0}{2}(\varepsilon_1 x + 1) - i(\gamma_p + \frac{1}{2}\varepsilon_2 x \omega_0) \quad (30)$$

また固有状態 $|_{\pm}\rangle$ は

$$|+\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}}(|1,0\rangle + \varepsilon|0,0\rangle), \quad |-\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}}(|0,0\rangle - \varepsilon|1,0\rangle) \quad (31)$$

である。以上の結果をまとめると、静磁場の影響によってポジトロニウムのスピン固有状態のうち $|1,0\rangle$ と $|0,0\rangle$ が混合し新たな固有状態 $|_{\pm}\rangle$ になることがわかる。

	固有状態	$ 1,0\rangle$	$ 0,0\rangle$
$B = 0$	固有値	$E'_1 = \frac{\omega}{2} - i\gamma_1$	$E'_0 = -\frac{\omega}{2} - i\gamma_0$
	エネルギー	$E_1 = \frac{\omega}{2}$	$E_0 = -\frac{\omega}{2}$
	崩壊率	$\lambda_1 = 2\gamma_1$	$\lambda_0 = 2\gamma_0$
	固有状態	$ +\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+ \varepsilon ^2}}(1,0\rangle + \varepsilon 0,0\rangle)$	$ -\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+ \varepsilon ^2}}(0,0\rangle - \varepsilon 1,0\rangle)$
$B \neq 0$	固有値	$E'_+ = \frac{\omega}{2}(1 + \varepsilon x) - i\gamma_1$	$E'_- = -\frac{\omega}{2}(1 + \varepsilon x) - i\gamma_0$
	エネルギー	$E_+ = \frac{\omega}{2}(1 + \varepsilon_1 x)$	$E_- = -\frac{\omega}{2}(1 + \varepsilon_1 x)$
	崩壊率	$\lambda_+ = 2\gamma_+ = 2\gamma_1 + \varepsilon_2 \omega x$	$\lambda_- = 2\gamma_- = 2\gamma_0 - \varepsilon_2 \omega x$

ただし $\varepsilon = \varepsilon_1 - i\varepsilon_2$

ここで基底に

$$|1,1\rangle, |+\rangle, |1,-1\rangle, |-\rangle \quad (32)$$

をとって Hamiltonian を行列表示すると

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} E_1 - i\gamma_1 & & & \\ & E_+ - i\gamma_+ & & \\ & & E_1 - i\gamma_1 & \\ & & & E_- - i\gamma_- \end{pmatrix} \quad (33)$$

となる。

1.6 パラメーターの大きさ

ここで今までに導入したパラメーター $x, \gamma', \kappa, \varepsilon$ のオーダーを評価しておく。計算に必要な物理定数の値は以下のものを用いる。

$$\hbar = 6.582\,118\,99(16) \times 10^{-22} \text{ MeV s} \quad (34)$$

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 5.788\,381\,7555(79) \times 10^{-11} \text{ MeV T}^{-1} \quad (35)$$

$$g = 2(1.001\,159\,652\,181) \quad (36)$$

本実験は $B \simeq 0.1 - 0.3\text{T}$ で行うので、この値を (17) に代入すると ($\omega \rightarrow \hbar\omega \sim 8.4 \times 10^{-10}\text{MeV}$ より)

$$x \sim 0.028 - 0.083 \quad (37)$$

となる。また $\gamma_0 = \lambda_0/2 \sim 4.0 \times 10^9 \text{sec}^{-1}$, $\gamma_1 = \lambda_1/2 \sim 3.5 \times 10^6 \text{sec}^{-1}$, $\omega \sim 1.3 \times 10^{12} \text{sec}^{-1}$ であるから

$$\gamma' = \gamma_0 - \gamma_1 \sim 4.0 \times 10^9 \text{sec}^{-1} \quad (38)$$

$$\kappa = \frac{\gamma'}{\omega} \sim 3.1 \times 10^{-3} \quad (39)$$

となる。また ε については $\kappa x \sim 4.3 \times 10^{-4}$ よりも小さい項は無視するとして、 $x^4 \sim 3.8 \times 10^{-4}$ までは考えるので

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \frac{-1}{x} \left[1 + i\kappa - \sqrt{(1 + i\kappa)^2 + x^2} \right] = \frac{-1}{x} \left[1 + i\kappa - \sqrt{1 + (x^2 - \kappa^2 + 2i\kappa)} \right] \\ &\simeq \frac{-1}{x} \left[1 + i\kappa - 1 + \frac{1}{2}(x^2 - \kappa^2 + 2i\kappa) - \frac{1}{8}(x^2 - \kappa^2 + 2i\kappa)^2 \right] \\ &\simeq \frac{-1}{x} \left[i\kappa - \frac{1}{2}(x^2 + 2i\kappa) + \frac{1}{8}(x^4 + 4i\kappa x^2) \right] \\ &= \frac{-1}{x} \left[-\frac{1}{2}x^2 + \frac{1}{8}x^4 + \frac{1}{2}i\kappa x^2 \right] \\ &= \frac{x}{2} \left(1 - \frac{1}{4}x^2 \right) - \frac{i}{2}\kappa x \end{aligned} \quad (40)$$

これより

$$\varepsilon_1 \simeq \frac{x}{2} \left(1 - \frac{1}{4}x^2 \right) \simeq \frac{x}{2} \sim 0.07 \quad (41)$$

$$\varepsilon_2 \simeq \frac{1}{2}\kappa x \sim 2.2 \times 10^{-4} \quad (42)$$

となる。

1.7 磁場による諸量の変化

磁場の強さによって、様々な量や割合がどのように変化するかをグラフで示していく。

1.7.1 磁場による混合の割合

新しい固有状態に $|0, 0\rangle$ がどれだけ混ざるのかを調べる。 $|+\rangle$ に占める $|0, 0\rangle$ の割合は

$$\frac{|\varepsilon|^2}{1 + |\varepsilon|^2} \simeq \frac{\frac{x^2}{4}(1 - \frac{x^2}{4})^2 + \frac{(\kappa x)^2}{4}}{1 + \frac{x^2}{4}(1 - \frac{x^2}{4})^2 + \frac{(\kappa x)^2}{4}} \simeq \frac{\frac{x^2}{4}(1 - \frac{x^2}{4})^2}{1 + \frac{x^2}{4}(1 - \frac{x^2}{4})^2} \quad (43)$$

となる。0.1-0.3T では 0.02-0.17% である。同様に $|-\rangle$ に占める $|0, 0\rangle$ の割合は

$$\frac{1}{1 + |\varepsilon|^2} = 1 - \frac{|\varepsilon|^2}{1 + |\varepsilon|^2} \simeq \frac{1}{1 + \frac{x^2}{4}(1 - \frac{x^2}{4})^2} \quad (44)$$

となり、同じ磁場の範囲で 99.83-99.98% である。

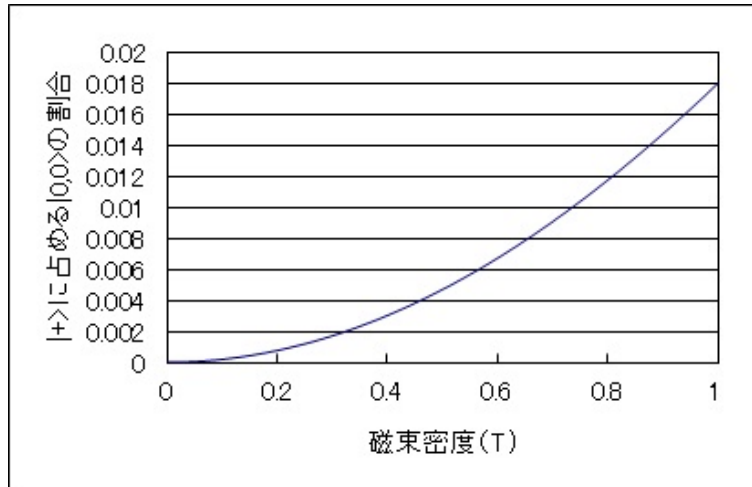


図1 磁場強度と |+> に占める |0,0> の割合の関係

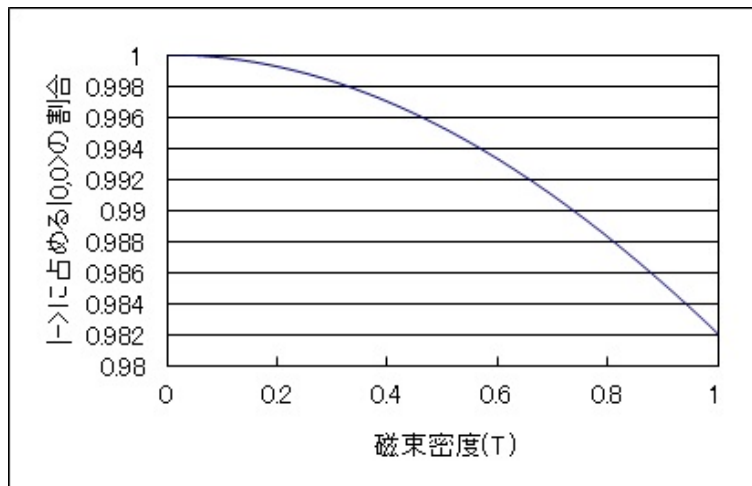


図2 磁場強度と |-> に占める |0,0> の割合の関係

1.7.2 |±> 状態の寿命

|+> 状態の崩壊率は

$$\begin{aligned}
 \lambda_+ &= \lambda_1 + \varepsilon_2 x \omega \\
 &\simeq \lambda_1 + \frac{\kappa x^2}{2} \omega \\
 &= \lambda_1 + \frac{x^2}{2} (\gamma_0 - \gamma_1) \\
 &= \lambda_1 + \frac{x^2}{4} (\lambda_0 - \lambda_1) \\
 &= \frac{4 - x^2}{4} \lambda_1 + \frac{x^2}{4} \lambda_0
 \end{aligned} \tag{45}$$

であり、 $|-\rangle$ 状態の崩壊率は

$$\begin{aligned}\lambda_- &= \lambda_0 - \varepsilon_2 x \omega \\ &\simeq \lambda_0 - \frac{\kappa x^2}{2} \omega \\ &= \frac{x^2}{4} \lambda_1 + \frac{4-x^2}{4} \lambda_0\end{aligned}\tag{46}$$

である。これより寿命を求めると、 $|+\rangle$ の寿命は 0.1-0.3T 程度の磁場で直接測定可能な範囲の中で大きく変わり、都合がよい。一方 $|-\rangle$ の寿命はパラポジトロニウムとほとんど変わらない。これらはパラの崩壊率がオルソよりも非常に大きいことから理解できる。

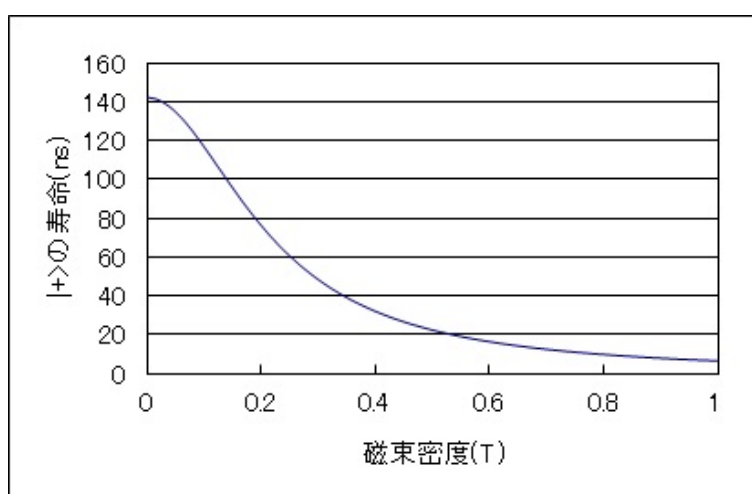


図3 磁場強度と $|+\rangle$ の寿命の関係。磁場が大きくなると寿命は急激に低下する。

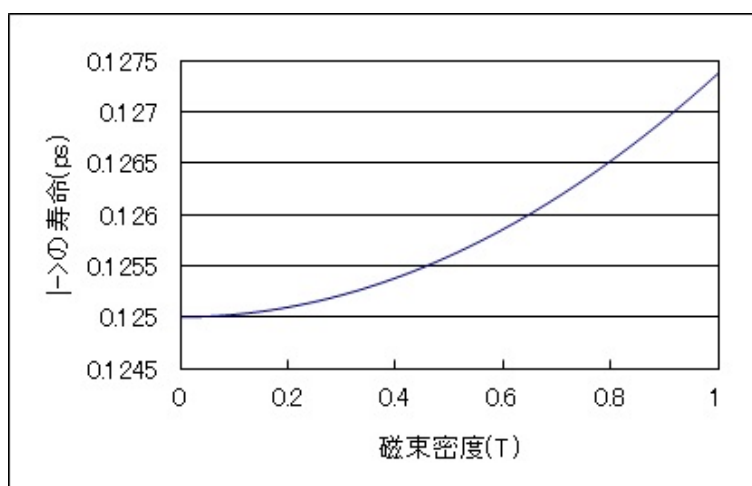


図4 磁場強度と $|-\rangle$ の寿命の関係。寿命はパラのときとほとんど変わらない。

1.7.3 2 γ 崩壊の割合

本実験では 2 γ 崩壊するポジトロニウムの寿命を測定する。2 γ 崩壊では 2 つの光子が互いに逆向きに 511keV のエネルギーをもって出てくるため、無関係な信号から区別しやすいからである。

そのため、それぞれの状態からの 2 γ 崩壊の割合を求めておく。まず $|+\rangle$ 状態から 2 γ 崩壊に寄与する崩壊率を $\lambda_+^{2\gamma}$ とすると $|+\rangle$ 状態からの 2 γ 崩壊の割合は、

$$\frac{\lambda_+^{2\gamma}}{\lambda_+} = \frac{\frac{|\epsilon|^2}{1+|\epsilon|^2} \lambda_0}{\frac{1}{1+|\epsilon|^2} \lambda_1 + \frac{|\epsilon|^2}{1+|\epsilon|^2} \lambda_0} \simeq \frac{\frac{x^2}{4} \lambda_0}{(1 - \frac{x^2}{4}) \lambda_1 + \frac{x^2}{4} \lambda_0} \quad (47)$$

となり、0.1-0.3T では 6 分の 1 から 3 分の 2 が 2 γ 崩壊する。同様に $|-\rangle$ 状態から 2 γ 崩壊に寄与する崩壊率を $\lambda_-^{2\gamma}$ とすると、 $|-\rangle$ 状態からの 2 γ 崩壊の割合は

$$\frac{\lambda_-^{2\gamma}}{\lambda_-} = \frac{\frac{1}{1+|\epsilon|^2} \lambda_0}{\frac{|\epsilon|^2}{1+|\epsilon|^2} \lambda_1 + \frac{1}{1+|\epsilon|^2} \lambda_0} \simeq \frac{(1 - \frac{x^2}{4}) \lambda_0}{\frac{x^2}{4} \lambda_1 + (1 - \frac{x^2}{4}) \lambda_0} \quad (48)$$

となり、ほぼ全てが 2 γ 崩壊する。

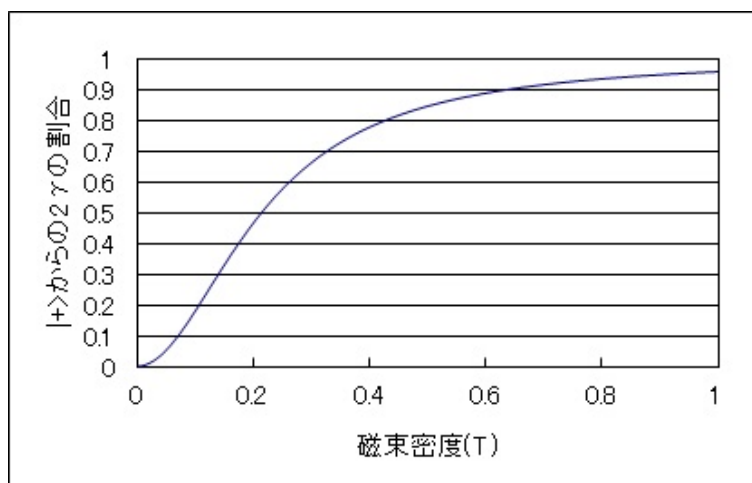


図5 磁場強度と $|+\rangle$ に占める 2 γ 崩壊の割合の関係。磁場が強いと 2 γ 崩壊が支配的になる。

1.7.4 パラポジトロニウムの寿命

$|+\rangle$ 状態の寿命からパラポジトロニウムの寿命を導く。まず、 $|+\rangle$ 状態の崩壊率は次のように書ける。

$$\begin{aligned} \lambda_+ &= \frac{1}{1+|\epsilon|^2} \lambda_0 + \frac{|\epsilon|^2}{1+|\epsilon|^2} \lambda_p \\ &\simeq \frac{1}{1 + \frac{x^2}{4} (1 - \frac{x^2}{4})^2 + \frac{(\kappa x)^2}{4}} \lambda_0 + \frac{\frac{x^2}{4} (1 - \frac{x^2}{4})^2 + \frac{(\kappa x)^2}{4}}{1 + \frac{x^2}{4} (1 - \frac{x^2}{4})^2 + \frac{(\kappa x)^2}{4}} \lambda_p \end{aligned} \quad (49)$$

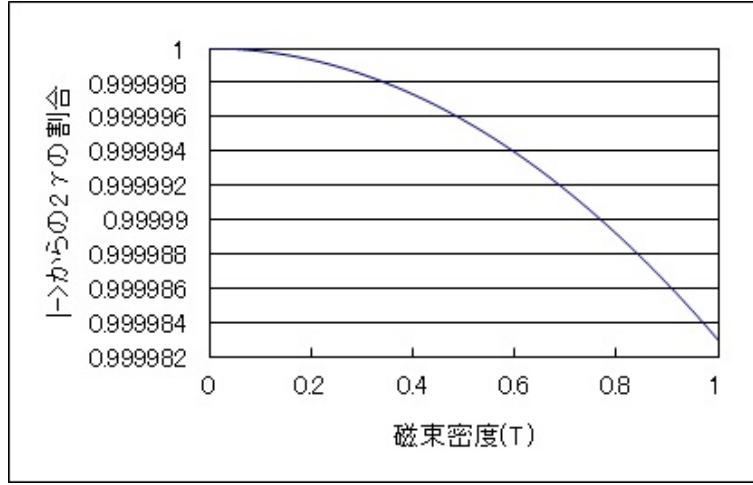


図6 磁場強度と|->に占める2γ崩壊の割合の関係。ほぼ全てが2γ崩壊する。

ここで $\kappa = (\gamma_0 - \gamma_1)/\omega$ は $(\kappa x)^2 \sim 2 \times 10^{-7}$ より、 $x^2 \sim 2 \times 10^{-2}$ と比べても十分無視できるので

$$\lambda_+ \simeq \frac{1}{1+y^2} \lambda_0 + \frac{y^2}{1+y^2} \lambda_p \quad (50)$$

$$y = \frac{x}{2} \left(1 - \frac{x^2}{4}\right) \quad (51)$$

$$x = \frac{2g'\mu_B B_z}{\hbar\omega_0}$$

と書ける。 λ_1 を既知として λ_+ を測定すればパラポジトロニウムの寿命 τ_0 は

$$\tau_0 = \frac{1}{\lambda_0} \simeq \frac{y^2}{(1+y^2)\lambda_+ - \lambda_1} \simeq \frac{y^2}{\lambda_+ - \lambda_1} \simeq \frac{\left(\frac{g\mu_B B}{\hbar\omega}\right)^2}{\frac{1}{\tau_+} - \frac{1}{\tau_1}} \quad (52)$$

と求められる。

1.8 物質の影響

ポジトロニウムは物質と反応して真空中の寿命よりも短い寿命で消滅する。物質中で崩壊率を大きくする効果として次の3つが知られている。

- Pick-off: ポジトロニウムの中の陽電子が物質中の電子と対消滅する。Pick-off が起こる確率は物質との衝突頻度に比例すると考えられるので、Ps が十分に熱化していれば物質の密度に比例する。
- Spin flip: オルソ状態の中の電子が物質中の不対電子とスピンを交換しパラになり、短い寿命で崩壊する。空気中の酸素分子のもつ不対電子によって起こりやすい。
- 化学反応: ポジトロニウムは水素に似ているため、酸化反応などが起こる。酸化によって電子が奪われると陽電子は自由な状態になり消滅する (再び e^- を捕らえ Ps を作る可能性もある)。

本実験では物質の影響を低くするため、密度が低く安定な物質 SiO_2 パウダーを使って Pick-off を減らし、真空ポンプを使って Spin flip や化学反応の影響を極力減らすように努めた。

2 実験装置と方法

2.1 実験の原理

パラポジトロニウムの寿命は短いため、直接測定することはできない。したがって、磁場をかけ、パラポジトロニウムとオルソポジトロニウムの混合状態を作り、その混合状態の寿命を測定することで、間接的にパラポジトロニウムの寿命を求める。ポジトロニウムを生成するため、 ^{22}Na 線源から β^+ 崩壊により放出される陽電子 (e^+) を磁場中の SiO_2 パウダー中の電子 (e^-) と反応させる。ポジトロニウムの生成時間を測るためには生成した時間を測る必要があるため、 ^{22}Na 線源と SiO_2 パウダーの間に、プラスチックシンチレーターを設置し、陽電子がプラスチックシンチレーターを通過した時刻をポジトロニウムが生成した時刻とする。その時刻と NaI シンチレーターで観測された時刻との時間差、および γ 線のエネルギーを測定する。

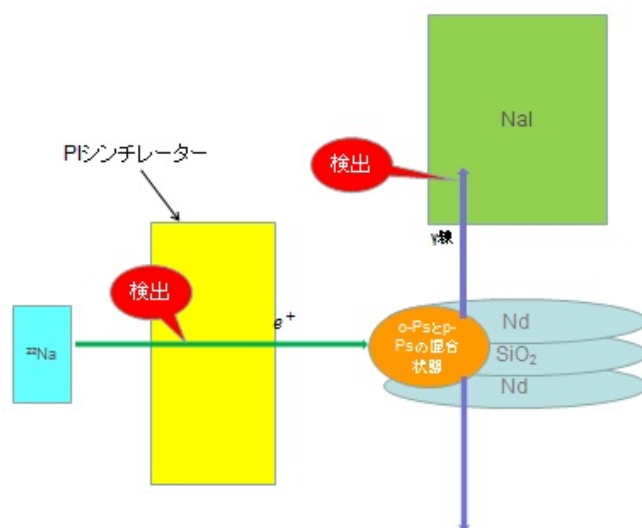


図 7 実験原理

2.2 真空中・磁場中の SiO_2 パウダーの設定

SiO_2 パウダーは単体ではセッティングができないため、 SiO_2 パウダー容器を作り、その容器の上下にネオジム磁石を設置して磁場をかけた。 SiO_2 パウダー容器はオーブントースターで約 2 時間焼き乾燥させたシリカパウダーを入れ、パイプをつないで真空を引けるように作成した。内径 5.0cm、高さ 10cm 円柱形のアルミニウム容器内にネオジム磁石と SiO_2 パウダー容器を固定した。その際、プラスチック板を使い、磁石間の距離を 60mm, 50mm, 40mm, 30mm, に調整できるようにした。

2.3 実験装置

以下に、実験に使用したものを挙げる。

- 線源 ^{22}Na

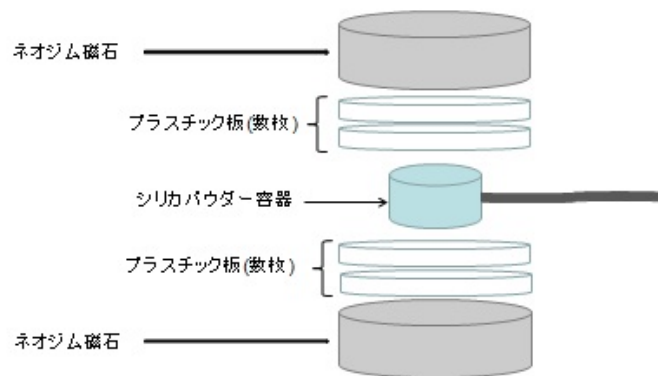


図8 標的



図9 標的(写真)

- NaI シンチレーター
- プラスチックシンチレーター
- SiO₂ パウダー入り真空容器
オープンで焼き、乾燥させた SiO₂ パウダーを容器に入れたもの。
- ネオジウム磁石
- アルミニウム容器(円柱形)
- プラスチック板
アルミニウム容器内で磁石間の距離を調整した。
- 真空ポンプ
- 鉛板

- 暗箱と暗幕

光を遮断するため、装置全体を段ボール箱で囲み、暗幕で覆った。

以上の実験装置の模式図を図 10 に示す。実際には図に示すように装置全体を暗箱で囲い、さらにその上から暗幕で覆って測定を行った。また、図 11 に実験装置の写真を添付する。

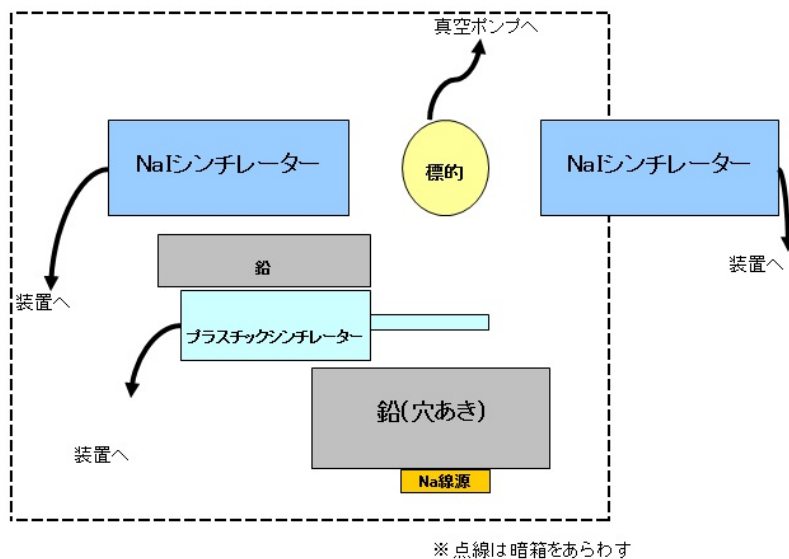


図 10 実験装置の模式図

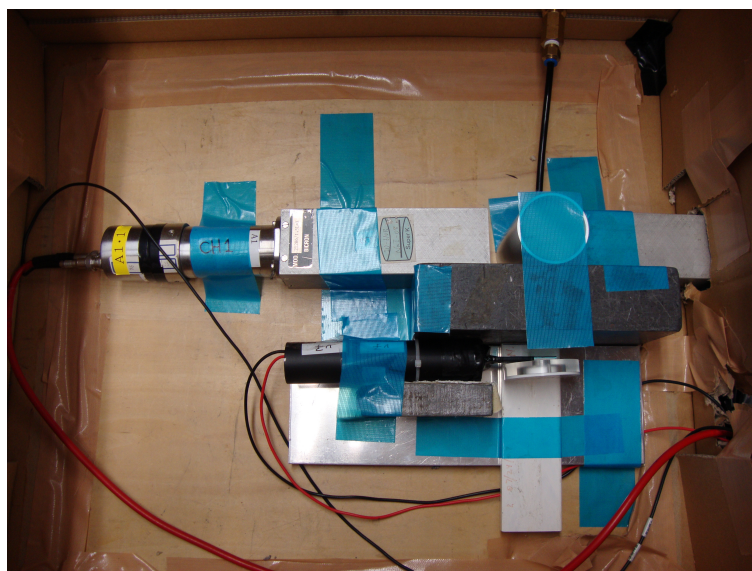


図 11 実験装置の写真 (上)

2.4 ロジック回路

2.4.1 回路図

図 12 に本実験での回路図を示す。

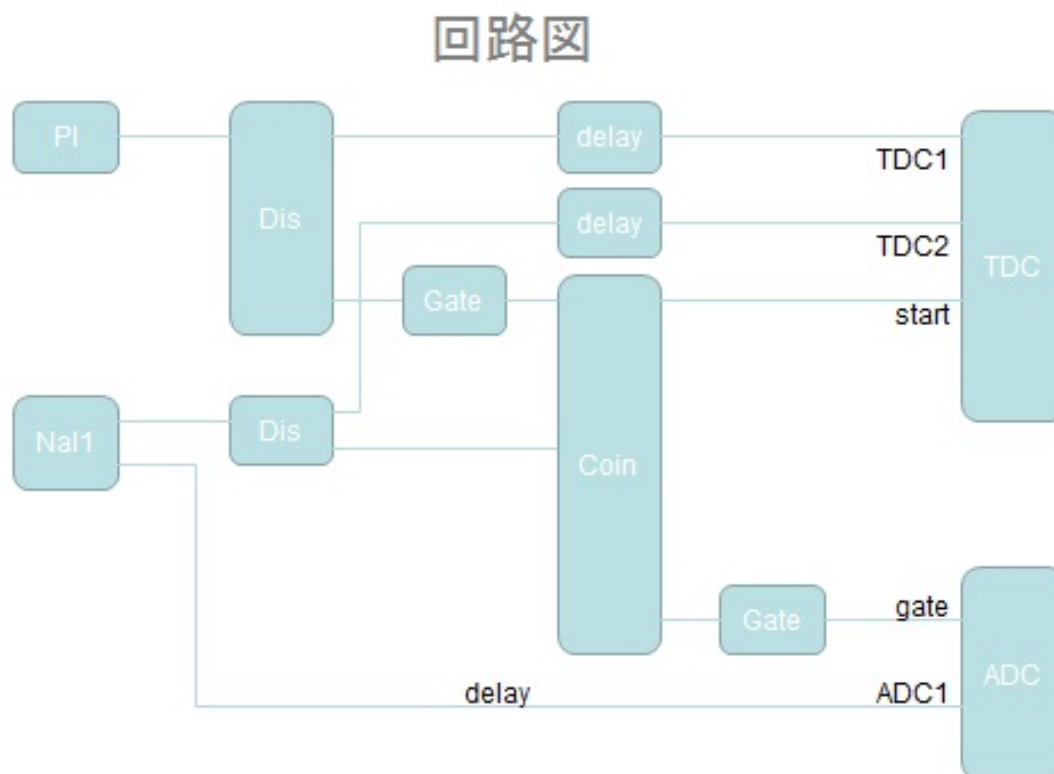


図 12 回路図

- ・ Discriminator: Threshold をかけ、閾値以上の信号がきた場合にロジックパルスを返す。
- ・ Coincidence: ロジックパルスの論理積を出力する。
- ・ ADC: ゲートパルスの入力がある場合に、他端子からのアナログ信号の積分値に対応した ch 数を返す。
- ・ TDC: スタート信号が入力されてから、ストップ信号が入るまでの時間に線形に対応した ch 数を返す。
- ・ Gate generator: 入力をデジタル信号に変換し、任意のゲート幅と遅れを指定して出力できる。

2.4.2 Coincidence

2つの NaI シンチレーターおよびプラスチックシンチレーターの信号がすべて来る場合のみを測定すれば、よい精度でポジトロニウムを測定できる。なぜなら、3つすべてに信号が来るのはおよそ β 線がプラスチックシンチレーターを通過し、ポジトロニウムを生成し、 2γ に崩壊して2つの NaI シンチレーターを通過する場合であるからである。そのため、当初は2つの NaI シンチレーターとプラスチックシンチレーターの Coincidence をとって測定を行ったが、イベント数が非常に少なかった上、途中でポジトロニウムが測定できていなかったことがわかり、最終的には1つの NaI シンチレーターとプラスチックシンチレーターの

Coincidence をとるように変更して測定を行った。

2.4.3 回路の設定

- ・プラスチックシンチレーターには 1103[V] の電圧をかけた。
- ・NaI シンチレーターには 1150[V] 電圧をかけた。
- ・Discriminator の threshold は 11[mV] に設定した。

3 解析

3.1 キャリブレーション

3.1.1 ADC のキャリブレーション

ADC は設定した範囲内に入力されたアナログ信号を積分した値を返すが、これは実際のエネルギーの値とは異なるので、 γ 線のエネルギーの値と ADC の出力値の相関を調べる。実験では ^{22}Na 線源が放出する 511keV, 1274keV と、 ^{60}Co 線源が放出する 1173keV, 1332keV、 ^{137}Cs 線源が放出する 662keV のエネルギーと、実際に測定された ADC の値をグラフにプロットし、それが一次関数であると仮定して ADC と実際のエネルギーの変換式を得た。変換式は、

$$E[\text{keV}] = p \times \text{ADC} + q \quad (53)$$

とおくと、

$$\begin{cases} p = 0.58812 \pm 0.01137 \\ q = -195.367 \pm 23.83 \end{cases} \quad (54)$$

となった。以下に変換に使用したデータとグラフを示す。

	511keV	662keV	1173keV	1274keV	1332keV
ADC	1109	1463	2310	2532	2577

表1 ADC キャリブレーション

3.1.2 TDC のキャリブレーション

TDC も実際の時間の値と、出力値が異なる。そこで ADC と同様に、ケーブルの長さを変えることにより実際の時間と出力値の変換式を得た。変換式は、

$$T_i[\text{keV}] = a_i \times \text{TDC}_i + b_i \quad (i = 1, 2) \quad (55)$$

とおくと、

$$\begin{cases} a_1 = 0.244635 \pm 0.0001812 \\ b_1 = -126.26 \pm 0.1966 \end{cases} \quad (56)$$

$$\begin{cases} a_2 = 0.246583 \pm 0.000183 \\ b_2 = -127.87 \pm 0.1981 \end{cases} \quad (57)$$

となった。以下に変換に使用したデータとグラフを示す。

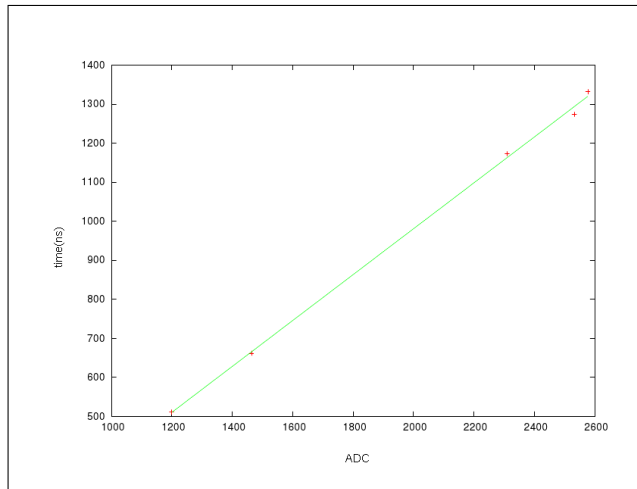


図 13 ADC キャリブレーション

ケーブル長の差	0	50ns	100ns	150ns	200ns	250ns
TDC1	516	721	924	1130	1333.5	1538
TDC2	518.5	722	923.5	1127	1329	1533

表 2 TDC キャリブレーション

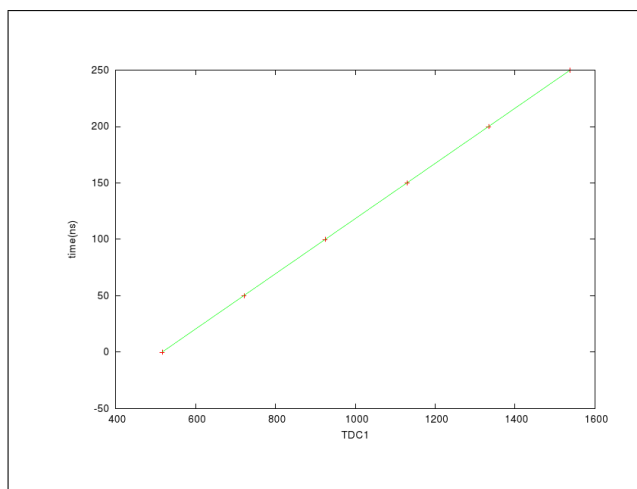


図 14 TDC 1 キャリブレーション

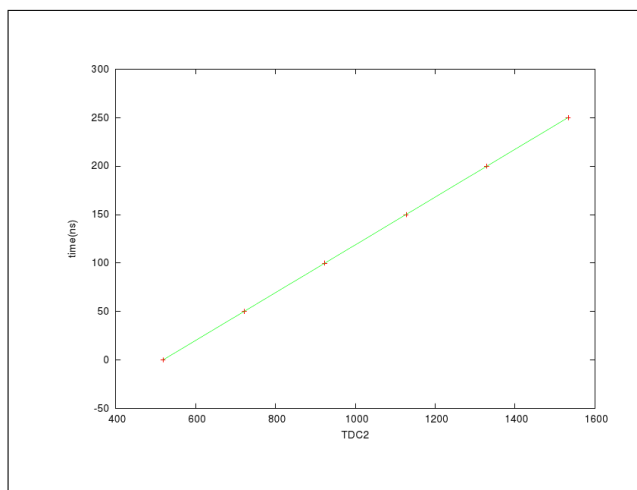


図 15 TDC 2 キャリブレーション

以下の議論では、出てくる値はキャリブレーション後の値である。

3.2 T-Q 補正

今回の実験では NaI シンチレーターを用いているが、この NaI は時間の応答（分解能）が悪いという問題点がある。そのため、実際は反応が起こっているのに対し、NaI では threshold を超えてから反応するため、タイムラグが生じてしまう。そこで、このタイムラグを補正するために T-Q 補正を行う。

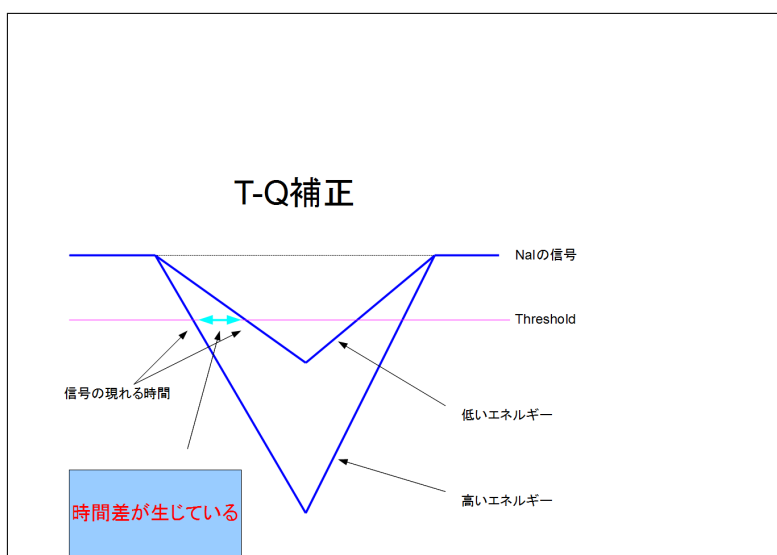


図 16 信号図

ADCとTDCの相関をグラフにプロットしたものを図 17 に示す。

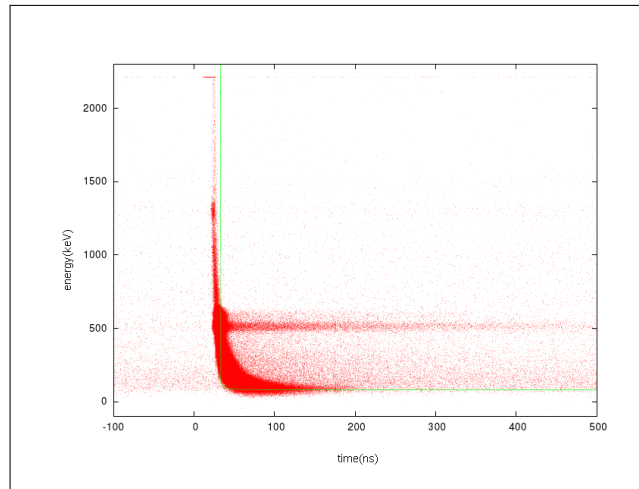


図 17 ADCとTDCの相関

密度が高いところが、ADCの値が小さいところではTDCの値が大きいほうへずれていることがわかる。この曲線を、

$$ADC = \frac{a}{(x - b)^c} + d \quad (58)$$

という式で表せるとして、Fitting を行うと、

$$\begin{cases} a = 350000 \\ b = 20.96 \\ c = 2.73 \\ d = 92.812 \end{cases} \quad (59)$$

となった。曲線とともにプロットした図と、T-Q 補正を行った後の図を図 18、図 19 に示す。 図 18 がずれ

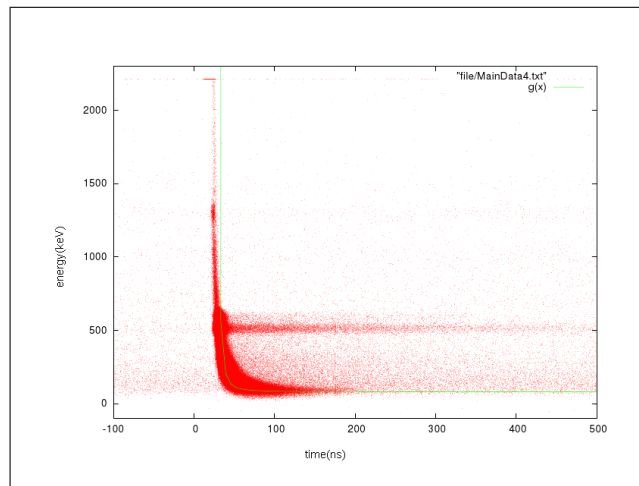


図 18 Fitting されている？

ているように見えるのは、Fitting は点の数が多くよく Fit するようになっているためである。図 18 の密度の違いを色で表したものを図 20 に示す。

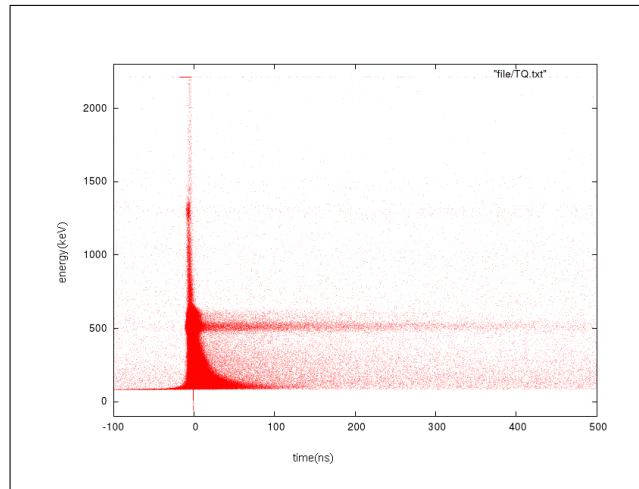


図 19 T-Q 補正後。補正されているのがわかる

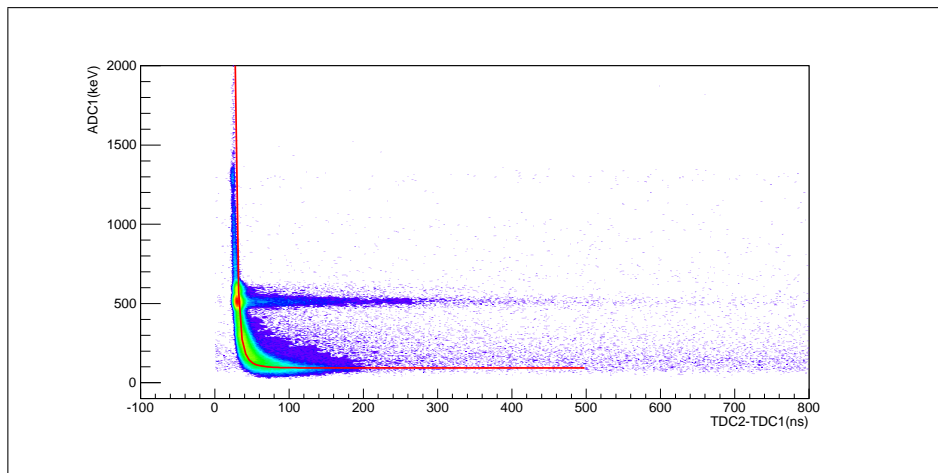


図 20 色の赤っぽいところを通っている。

3.3 カットニング

得られたデータの中には予期したもの以外も混ざっており、それらを除外する必要がある。また、関係ないデータではないとしても、正確さなどの理由で使いにくいデータも除外する。今回除外するデータは、

1. ADCが使いにくいエネルギー領域であるもの
2. TDC 2がある領域にないもの
3. TDC 1が0であるもの
4. TDC 2 - TDC 1が負になるもの

である。3つ目と4つ目は明らかに今回の実験の目的とは関係ないデータなので除外し、また、回路の構造からTDC 2は常に一定の値をとるはずなので、TDC 2のピーク以外は除外することにする。TDC 2の値を

ヒストグラムにしたものを図 21 に示す。一番高いピークの、915～921 を利用することにする。

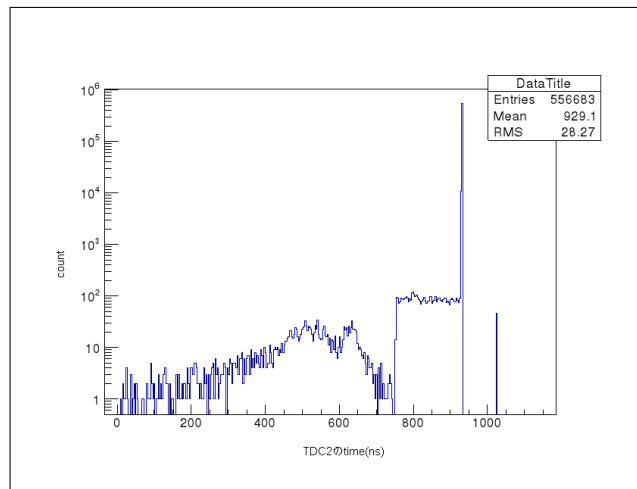


図 21 TDC 2 のヒストグラム

今回測定するデータは 511 keV のものなので、511 keV 付近と、コンプトン散乱によりそれより小さくなった値を測定すればいいことになるが、エネルギーの小さいものは時間の分解能がよくないため、511 keV 付近を採用することにする。

結局今回採用するデータは、

$$\begin{cases} 400 \leq ADC \leq 600 \\ 915 \leq TDC2 \leq 921 \\ 0 < TDC1 \leq TDC2 \end{cases} \quad (60)$$

である。

3.4 寿命の測定

寿命の測定は、二つの TDC の時間差をヒストグラムにし、それに

$$y = a \times \exp(x/b) + c \quad (61)$$

という関数を Fitting することによって求める。このとき問題なのは、

- Fitting する範囲をどうするか
- ヒストグラムの幅をいくりにするか

という点である。まず Fitting する範囲の終点は少し動かしても Fitting にほとんど影響しなかったので、終点は 750 で固定することにする。Fitting の始点は {40,60,80,100,140,200} の 6 つを、同時にヒストグラムの幅を {1.5,3,6,12} と動かして、数値にどう影響するかをみる。後述するが、幅は 3 を、Fitting の始点は 40 を採用するので、それらをそれぞれ図 22、図 23、図 24、図 25 に示す。

次に、ヒストグラム幅と Fitting の始点をいろいろかえて測定した結果を表 4、図 26 に示す。

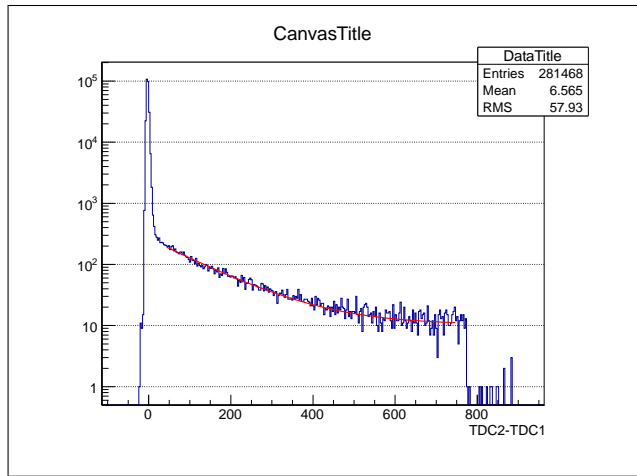


図 22 磁場無しするとき

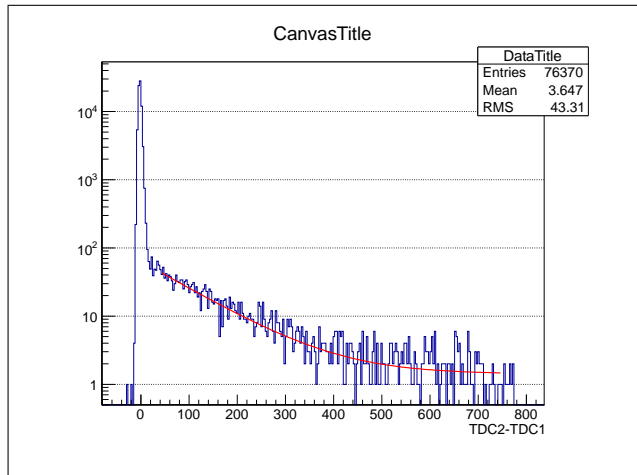


図 23 磁石間距離 60mm のとき

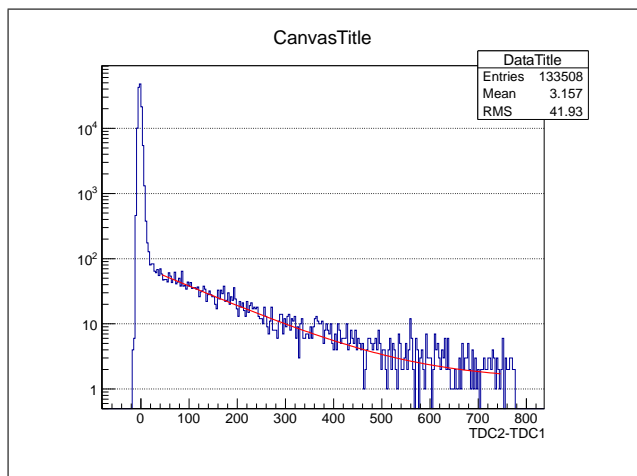


図 24 磁石間距離 50mm のとき

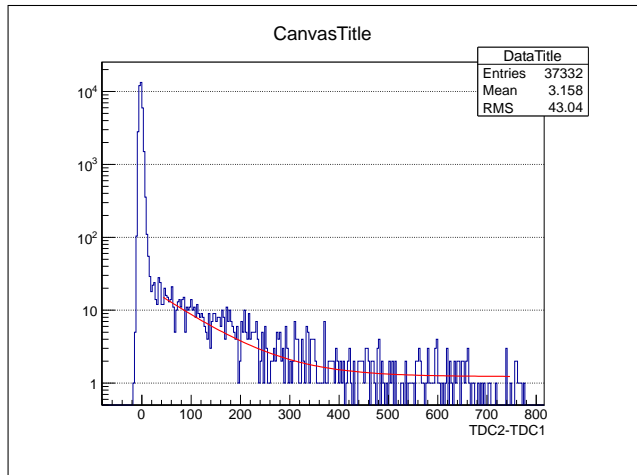


図 25 磁石間距離 40mm のとき

	40	60	80
1.5	135.062 ± 3.20014	139.676 ± 3.79719	144.707 ± 4.50735
3	128.790 ± 3.07589	132.777 ± 3.67717	137.720 ± 4.41632
6	128.362 ± 3.15666	131.662 ± 3.67744	136.137 ± 4.49055
12	126.094 ± 2.97258	130.540 ± 3.64243	137.720 ± 4.41632
	100	140	200
1.5	152.717 ± 5.51672	155.518 ± 7.20496	163.051 ± 11.3360
3	143.822 ± 5.23040	144.510 ± 6.71564	142.903 ± 10.1480
6	142.127 ± 5.31367	142.295 ± 6.67100	143.318 ± 10.0626
12	140.822 ± 5.05504		139.868 ± 10.2695

表 3 ヒストグラム幅、Fitting 範囲を動かした結果

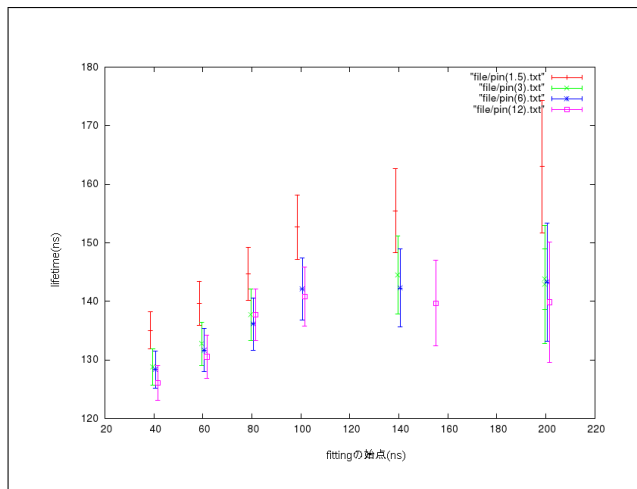


図 26 ヒストグラム幅と Fitting 範囲

まずヒストグラム幅に注目すると、1.5 のときだけ他と大きく離れている。ヒストグラム幅を小さくすると、データ数が少ない場合ブレが大きくなるためであると考えられる。よってこの測定ではヒストグラム幅は 3 を採用することにする。

この図は磁石をおかなかった場合のものであるが、磁石をおいた場合でもヒストグラム幅を 3 にする。この場合も Fitting の始点を変えながら同様にプロットした結果を以下に示す。

	40	60	80
60mm	105.925 ± 4.71358	106.578 ± 5.45504	102.826 ± 6.14604
50mm	137.806 ± 5.28830	135.671 ± 5.86129	136.181 ± 6.69244
40mm	93.0779 ± 8.22300	91.7969 ± 9.40442	81.6246 ± 9.71096
30mm	42.6994 ± 9.01227	43.5798 ± 13.0191	34.2959 ± 12.9674
	100	140	
60mm	106.054 ± 7.21945	110.894 ± 9.93329	
50mm	136.070 ± 7.47645	133.729 ± 9.61075	
40mm	74.3538 ± 10.4614	53.7910 ± 10.4735	
30mm			

表 4 ヒストグラム幅、Fitting 範囲を動かした結果

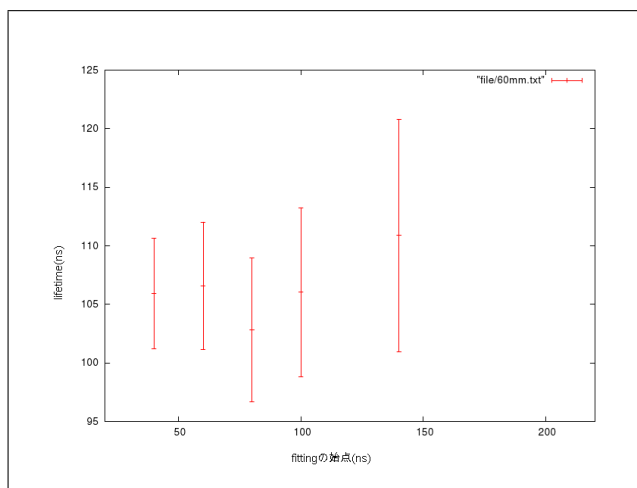


図 27 磁石間距離 60mm

次に Fitting の範囲の始点に注目すると、いずれの場合も始点を変えると値が大きくずれていることがわかる。Fitting の範囲を変えてもそれほど大きく値がずれるとは考えにくいので、Fitting する場所によって形が安定していない、つまりデータ数が少ないことが原因であると考えられる。そこで今回は、少しでも Fitting に使うデータ数を増やすためにできるだけ広い範囲で解析を行う。つまり、Fitting の始点には 40 を採用する。

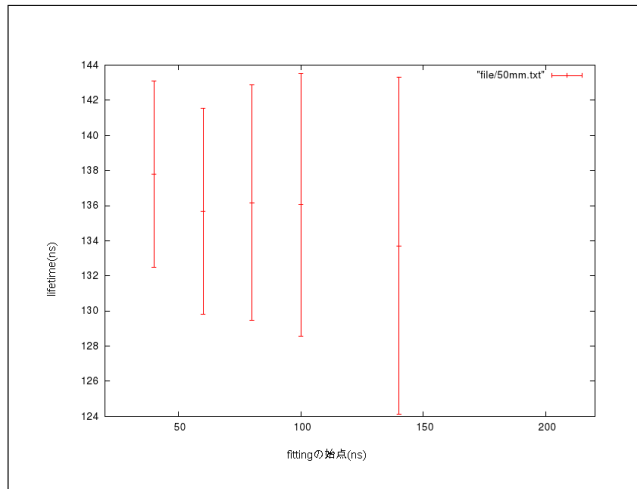


図 28 磁石間距離 50mm

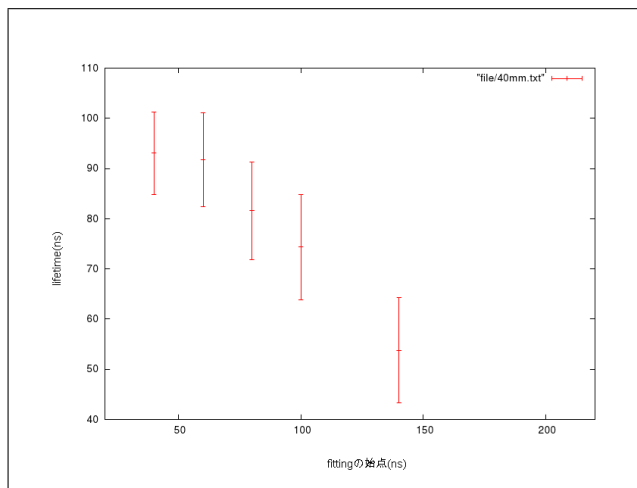


図 29 磁石間距離 40mm

それによって得られたそれぞれの場合での寿命を表 5、図 31 に示す。

磁石間距離	30mm	40mm	50mm	60mm
磁場	350	253.1	196.9	149.4
b	42.6994 ± 9.01227	102.199 ± 16.7026	114.927 ± 7.55354	101.072 ± 6.79017
寿命 Γ	141.96 ± 42.85	354.93 ± 91.01	3433.15 ± 4460.67	176.63 ± 30.94

表 5 寿命測定結果

結果、寿命は $178.2664973836 \pm 24.1807247067$ となった。

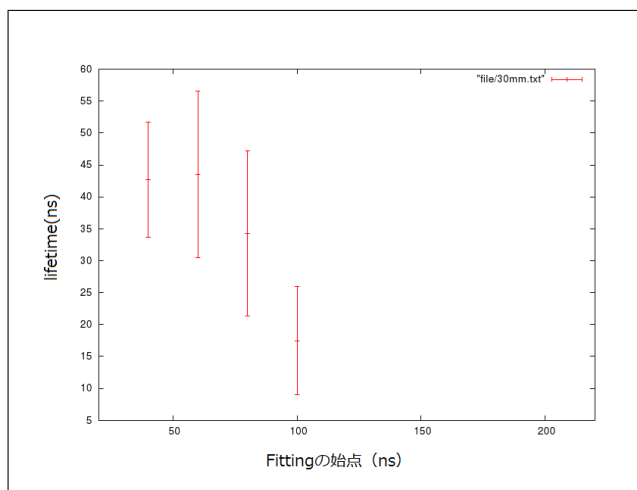


図 30 磁石間距離 30mm

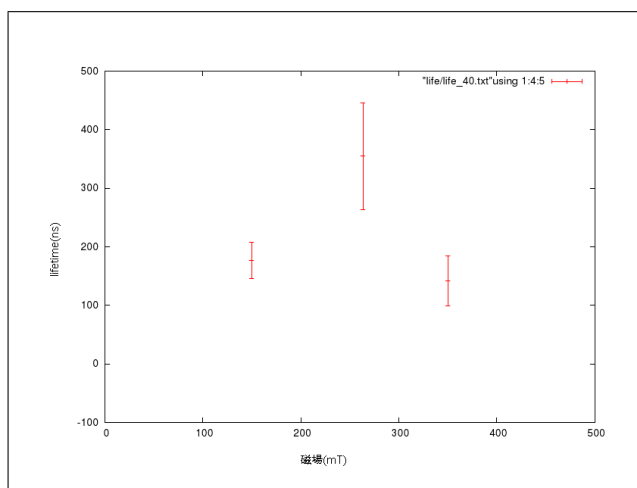


図 31 それぞれの磁場での寿命

4 考察

正直に言うと、考察できる段階を踏めるほどに十分なデータ数や定量的な測定がとれておらず、至らない結果となってしまったのは否めない。しかしながら、そうなってしまった原因こそが正に今回の実験の考察対象であり、次に似たような実験を行うグループがあれば、彼らの為にも想定できるだけの理由を考察し、改善策や解決法を提案したい。

4.1 理論値との誤差の原因

まずは系統誤差として主に考えられるのは、磁場の一様性、真空の度合いからくる物質中の pick off やスピン交換反応といった二次反応、キャリブレーション、t-Q 補正等様々ある。最初に挙げた2つは今回はこれ

らの値を精密に定量的に測れていない、もしくは測る時間がとれなかった為、その分誤差に表れているのは明白だと思う。

次に統計誤差としては、解析で寿命を求める際に用いた bin 幅や Fitting を始める時間 (ns)、ADC や TDC のデータ Cut 等で生じる Error(標準偏差)がある。Fitting の始点は 40 からを結果として採用したが、他の始点 (60、80 等)でも全体的に理論値より大きな寿命のズレが求められた。これはおそらく Coincidence を 2 つでしかとっていなかった為に、3 つの場合よりも o-Ps の寄与が多くなってしまい混合状態の寿命が永くなってしまった事が原因だと思われる。

しかしながら一番の原因は、なんといっても採用したエネルギー範囲のデータ数が大変少なく、それ故求めた p-Ps の寿命の Error が非常に大きくなってしまった事だと考えられる。特に磁石間の距離が 50mm のものは、精度が悪いところの話ではない。

それでは、なぜデータ数が少なかったのかを具体的に検討していく。次の表は、今回解析で使用したエネルギーの範囲が 400~600KeV でのデータ数と磁石間距離との関係である。

表 1 磁石間の距離とデータ数の関係

磁石間の距離 (mm)	400~600KeV のデータ数/日 ($\times 10^4$)
60mm	3.8
50mm	2.2
40mm	1.9

上の表から、まずはデータ数の絶対量に注目すると、オーダーとして 10^4 個、上記の値から換算するとだいたい 2、3 秒に 1 つカウントされる事になる。次にデータ数の相対量に注目すると、磁場が強くなるに従ってデータ数が減少しているのが見て取れる。その理由としては、観測すべき p-Ps の 2 γ は o-Ps の 3 γ に比べると単位立体角当たりに測定される確率 (NaI に入る確率) が小さくなるので、磁場をかけるにつれ o-Ps よりも p-Ps の寄与が支配的になる為に観測されるデータ数が少なくなるからだと思われる。勿論、生成した 3 γ の運動量やエネルギーの配分によっては、NaI にひっかからなかったり測定するエネルギーの範囲未満としてデータに採用されない事態が生じる事を考慮すると、o-Ps が測定される確率が p-Ps が測定される確率よりも大きいと安易に決めつける事は間違っているのも、今後実験としてより精密に検証すべき事柄だと思われる。

更に、2 つの Coincidence だと 3 つの時に比べて Na 線源からのバックグラウンドの影響を受けやすかったり、別の時間に起こった関係ない 2 つの事象をたまたま同時に計測しやすくなる事も考えられられ、こういった事態が結果として系統誤差に大きく関わって来ることになってしまう。3 つの Coincidence が 2 つの場合に比べて少なかった事からも、測定した 2 γ の多くは直接関係のないもの (Na 線源からの back to back の 2 γ など) を観測していたのではないかと危惧される。

4.2 3 つの Coincidence が取れなかった原因

推測の域をでないものの、考えられる事としては実験装置の配置が p-Ps の 2 γ 線を測定する環境として適切でなかった事が挙げられる。確率的にも 3 つ同時に現象をとらえるのは、線源からシンチレータ及び標的、NaI までの距離が離れ、装置のスケールが大きくなるほど難しくなる。他にも回路の組み立て方に誤りがあった、2 つ目の NaI に不具合があった等考えられなくはないが、回路の設定や gate の幅、スレッシュホールド、High Vol. の値は以前それらが原因で失敗していたので何度か確認はしており、NaI 同士の Coincidence、もしくはシンチレータと 2 つ目の NaI との Coincidence も測れていたもので、これらが原因としての可能性と

しては低い。

4.3 50mm が大きくずれた理由

50mm は2回測定しており、いずれの場合も理論値を大きく飛び越えていた。データ数は相対的には多いので、考えられる原因としては系統誤差であろう。なかでも磁場の測定を正確にしていなかった為になった可能性が大きい。一番ズレが目立っているものの、ズレが大きいのは何もこれだけではなく、40mm も理論値から大きく離れている。全体的に磁場の誤差の影響がある事を考えると、磁場の測定をするのに十分な時間を充てる事をしなかったのが悔やまれる。もとよりデータ数からの Error も大きいので、あまり信用できない結果だと言ってしまえばそれまでではあるのだが。

5 結論と改善点

5.1 結論

本実験の結論としてパラポジトロニウムの寿命は
 $178.2664973836 \pm 24.1807247067$
という結果がでた。

しかし、非常に誤差の範囲が広い結果となり、理論値からも大きく外れている。
以下では本実験での結果を踏まえて改善すべきと思われる点について述べる。

5.2 改善点

今回の実験を踏まえて、よりよい測定を行うために以下のような工夫を行うとよい。

- coincidence の取り方

今回は、PI シンチレータと NaI の2つの coincidence をとった。しかし、これではたまたま線源から直接入ってきた γ 線などを見てしまい、見たい混合状態以外の background を多く見てしまうことになる。このような事態を回避するためには、NaI を2つを SiO_2 パウダーについて対称な位置に置き、それらと PI シンチレータの3つの coincidence をとり、back to back による γ 線を見るようにするのがよい。

- データ数

上で述べたように background を多く見ていたため、データからそれらをカットすると、統計数が少なくなり fitting 誤差が大きくなってしまった。磁石間距離ごとに2~4日間、9000~18200 イベントとったが、イベント数を増やした方がよい。

- SiO_2 パウダー

より精度の高い実験を行うには、pick off 反応やスピン交換反応、化学反応を減らすため、真空を引いたまま磁石の距離設定などの作業をするのがよい。

- 測定と解析

間違いに早く気付けるように、測定と解析は並行してする。今回は、NaI の High Vol が足りないことに後から気づき、測定をいちからやり直した。そのため、時間的余裕がなくなってしまった。

謝辞

今回の実験にあたり、ご指導してくださった中家先生、TA の高橋さん、合田さんに感謝いたします。本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] グレン・F・ノル著大村逸郎, 坂井英次訳『放射線計測ハンドブック第3版』(日刊工業新聞社, 2001)
- [2] 2008 年後期 A2 レポート
<http://www-he.scphys.kyoto-u.ac.jp/gakubu/A2/reports/a2report08b.pdf>
- [3] 2000 年度 P2 レポート
<http://www-he.scphys.kyoto-u.ac.jp/gakubu/p1p2.html>
- [4] L.D. ランダウ、E.M. リフシツ著；好村滋洋，井上健男訳『量子力学:ランダウ＝リフシツ物理学小教程』筑摩書房(2008)
- [5] 長倉三郎 [ほか] 編集『岩波理化学辞典第5版』岩波書店(1998)