

平成 25 年度 修士論文

Search for low mass particles coupling to two photons
via four-wave-mixing in the vacuum

広島大学大学院 理学研究科物理科学専攻 博士課程前期

長谷部 孝

要旨

1eV 未満の軽い質量領域において、2光子と結合するスカラー・擬スカラー粒子が予言されている。例えば、スカラー粒子の Dilaton や、擬スカラー粒子の Axion などであり、これらは暗黒エネルギー源や軽い暗黒物質の候補と考えられている。本研究は、光子同士を平行に近い形で衝突させる「準平行光子散乱系」を用い、これら軽い場の共鳴を介した2光子崩壊過程を観測することを目的とする。そこで、光子-光子散乱のための「生成用レーザー」と、共鳴を崩壊へと誘導する「誘導用レーザー」の2色のレーザーを用いる。崩壊光子対の片方は、生成用・誘導用レーザーの両者とも異なる波長の光子（以下、信号光）として観測される。これは光と物質の非線形相互作用である四光波混合過程が、あたかも真空中で発生していると解釈できることから、我々はこの現象を「真空内四光波混合」と呼ぶ。

本研究では、スカラー粒子探索のセットアップを構築し、その探索実験を行った。生成用・誘導用レーザー自身の残余光子、レーザーと物質との相互作用による四光波混合から発生する光子等のバックグラウンドを除去した後、真空度 $7.3 \times 10^{-7} \text{ bar}$ 環境下で約 6×10^4 事象の測定を行った結果、有意な信号量は観測されなかった。本研究の結果より、2光子と結合するスカラー粒子において、質量 0.27 eV 以下の領域で、質量と結合の強さの関係について制限が得られた。

目次

1	序論	5
1.1	2光子と結合する低質量粒子	5
1.2	暗黒物質候補	5
1.3	Axion 探索実験	6
1.4	準平行光子衝突系	7
1.5	真空内四光波混合	7
1.6	真空内四光波混合における散乱確率	10
1.7	交換される場の種類と光子の偏光との関係	10
1.8	質量-カップリング曲線	12
2	実験セットアップ	14
2.1	レーザー偏光調整	16
3	予備測定	18
3.1	1光子相当電荷量測定	18
3.2	検出器検出効率	25
3.3	PD キャリブレーション	28
3.4	信号光検出効率	30
3.5	偏光経路別検出効率比	30
3.6	生成用、誘導用レーザーの波長スペクトル	31
4	物理データ測定	32
5	データ解析	34
5.1	ノイズイベント選別	34
5.2	ピーク探索・電荷量算出手法	35
5.3	信号光の観測が期待される時間範囲	37
5.4	ピーク探索閾値の決定	38
6	結果	39
6.1	トリガーパターン選別	39
6.2	トリガーパターン毎の観測光子数	40
6.3	観測信号光子数	41
6.4	生成用、誘導用レーザーの平均エネルギー	42
6.5	探索対象粒子の棄却領域	45
7	まとめと今後の展望	47
8	謝辞	48

目次

1.1	太陽 Axion 探索実験の概念図	6
1.2	LSW 実験の概念図	7
1.3	QPS の概念図 [9]	7
1.4	QPS における光子散乱	8
1.5	真空内四光波混合による散乱確率 [9]	10
2.1	直線偏光子の透過軸調整方法	16
3.1	1 光子相当電荷量測定実験セットアップ	18
3.2	波形データからの電荷量算出方法	19
3.3	0 光子電荷量分布	20
3.4	3 ガウスフィッティング結果	20
3.5	1 光子電荷量分布の mean の比較	21
3.6	1 光子電荷量分布の sigma の比較	21
3.7	$\lambda=0.206$ におけるフィッティング結果	22
3.8	$\lambda=0.206$ のポアソン分布	22
3.9	$\lambda=10.99$ におけるフィッティング結果	23
3.10	$\lambda=10.99$ におけるポアソン分布	23
3.11	平均入射光子数 λ と電荷量の関係	24
3.12	検出器の検出効率測定セットアップ	25
3.13	ND フィルター透過率測定のためのセットアップ	26
3.14	ND フィルターなし (左), ND フィルターあり (右) の CMOS カメラ出力比較	26
3.15	PMT の波長感度曲線 [12]	27
3.16	生成用レーザー波形	29
3.17	誘導用レーザー波形	29
3.18	生成用レーザーの電荷量とエネルギーの相関	29
3.19	誘導用レーザーのピーク電圧と平均出力の相関	29
3.20	偏光経路毎の光量の比較	31
3.21	生成用レーザーの波長スペクトル	31
4.1	取得データパターン概念図	33
5.1	ノイズ事象の波形例	34
5.2	非ノイズ事象の波形例	35
5.3	ピーク探索方法	35
5.4	ピーク半値探索方法	36
5.5	積分範囲決定方法	36
5.6	信号光ピーク位置の到達時間分布	37
5.7	検出された波形のピーク電圧と電荷量の相関	38
6.1	生成用レーザーと誘導用レーザーのモニター PD 出力相関	39

1 序論

1.1 2光子と結合する低質量粒子

2光子と結合する中性ボソンとして100GeVの質量領域にスカラー粒子であるHiggs粒子が、100MeVの質量領域には擬スカラー粒子である π_0 粒子や η 粒子が発見されている。これらの他に1eV未満の軽い質量領域においても、2光子と結合するスカラー、擬スカラー粒子が预言されている。

例えば、宇宙物理の分野ではneV以上の質量領域でDilatonといわれるスカラー粒子が预言されている。これは、スケール変換不変性が自発的に破れる際に生じる南部・ゴールドストーン粒子であり、暗黒エネルギーの源になり得るとされる[1]。

素粒子物理の分野では、擬スカラー粒子であるAxionが预言されている。Axionの質量領域が1meV以下にあるとき、Axionは軽い暗黒物質の有力な候補になると考えられている。そのため、数々のAxion探索実験が行われているものの、未だ発見には至っていない。

宇宙の全エネルギー密度のうち、通常物質が占める割合はわずか $\sim 4\%$ 程度で、残り $\sim 23\%$ を暗黒物質、 $\sim 73\%$ を暗黒エネルギーが占めると考えられている。よって、これらの候補と考えられる軽い粒子の探索は宇宙物理、素粒子物理両方の側面から重要な課題であるといえる。

1.2 暗黒物質候補

これまでの宇宙の構造解析から暗黒物質のほとんどは”冷たい暗黒物質-cold dark matter-”(CDM)から成ると考えられている[2]。CDMは宇宙の組成初期において非相対論的な運動をしていた暗黒物質を指す。バリオンではない暗黒物質の満たすべき条件として、宇宙的な時間スケール上で安定に存在することや、電磁波と極めて微弱な相互作用しかしないこと等が挙げられる。素粒子物理学の観点から、暗黒物質の候補として有力視されているものとして、WIMPs(weakly interacting massive particles)とAxionが挙げられる。

WIMPsは10GeVから数TeVの質量領域に存在し、かつ他の物質と微弱な相互作用しかしない素粒子を指し、超対称性理論によって预言されるニュートリノのパートナー粒子であるスニュートリノや、電氣的に中性な超対称性粒子であるニュートラリーノが、WIMPsの有力な候補と考えられている。

Axionは、物質に働く基本的な相互作用の1つ、強い相互作用(QCD)において存在する”強いCP問題”という未解決問題を解決するために導入された粒子である。強いCP問題とは、QCDにおいてCP対称性が成り立つ必然性が無いにもかかわらず、実験的に高い精度でCP対称性が成立しているという問題である。この事実を自然に解釈するために新しいU(1)ゲージ対称性であるPQ対称性が考案された[3]。このPQ対称性が自発的に破れるとき、CP対称性の破れのパラメータが0となり、CP対称性が回復するというシナリオである。このPQ対称性の自発的破れによって生じる擬スカラーの南部・ゴールドストーン粒子がAxionである[4]。Axionの質量が1meVを下回るならば、AxionはCDMの有力な候補となる。

1.3 Axion 探索実験

Axion と 2 光子の相互作用ラグランジアンは

$$-L_\sigma = gM^{-1} \frac{1}{4} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} \sigma = -gM^{-1} \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} \sigma \quad (1)$$

と書ける。 gM^{-1} は Axion と光子の結合定数、 σ は Axion 場、 $F_{\mu\nu}$, $\tilde{F}^{\mu\nu}$ は電磁場の強さを表すテンソル対である。Axion と結合する 2 光子の内 1 つは外部磁場で置き換えることが可能である。すなわち、光子に外部磁場を加えることによって、光子から Axion への転換が起こると予想される。また、Axion に外部磁場を加えることで Axion から光子への転換も起こるとされる [5]。

この性質を利用した Axion 探索実験の例として、太陽 Axion 探索実験が挙げられる。太陽 Axion 探索実験の概念図を図 1.1 に示す。強大な磁場を持つ太陽コア内部では、光子から Axion への転換が起こると考えられ、太陽から地上に飛来した Axion に強磁場を加えることで、Axion から転換した光子を検出するという手法をとっている [6][7]。

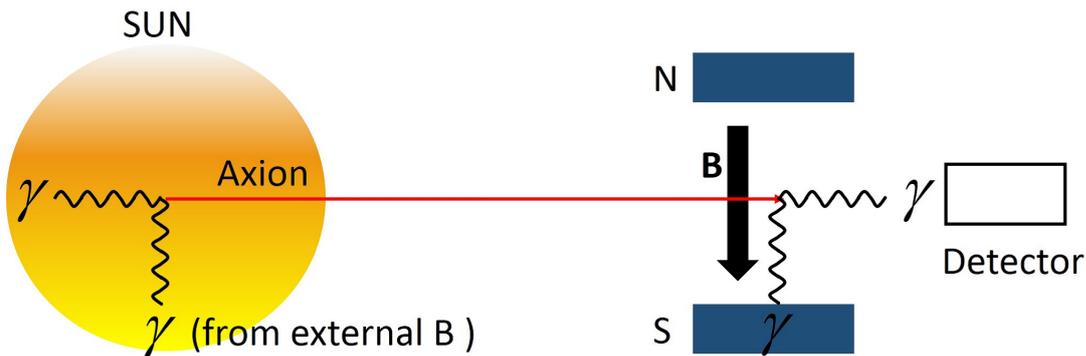


図 1.1: 太陽 Axion 探索実験の概念図

また、実験室内で Axion を生成し、その光子への転換を検知する LSW(light shining through a wall) 実験 [8] が存在する。LSW 実験の概念図を図 1.2 に示す。LSW 実験は 2 光子の内の 1 光子をレーザーによって与え、外部磁場によって Axion に転換する。磁石の後段に設置されたアブソーバーによってレーザーは完全に遮蔽され、透過力の高い Axion のみがアブソーバーを透過する。透過した Axion は再び磁石を通過することで光子に転換され、この光子を検出する。光子-Axion 間の転換確率は磁場の強さ・磁場の長さ・レーザー強度に依存する。

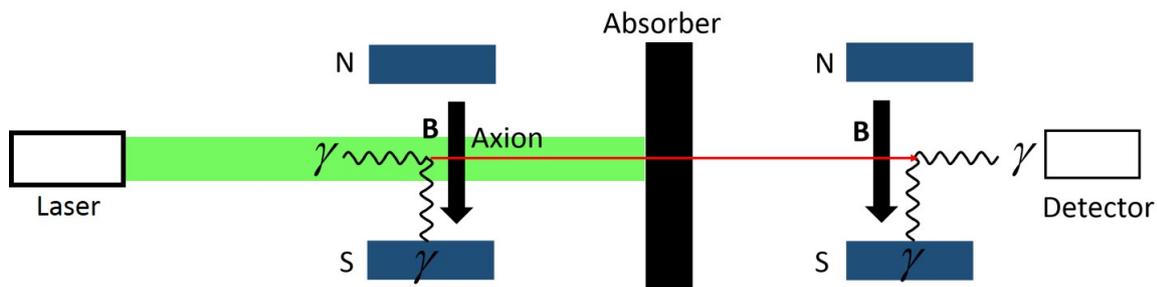


図 1.2: LSW 実験の概念図

1.4 準平行光子衝突系

本研究では、2光子と結合する粒子の探索方法として、準平行光子衝突系 (quasi parallel colliding system:QPS)[9] という新しい実験手法を用いる。QPSは2光子と結合する低質量粒子の共鳴生成を可能とする系であり、重心系衝突エネルギーの極めて小さい光子-光子衝突器と見なすことができる。QPSにおける重心系衝突エネルギー E_{cms} は

$$E_{cms} = 2\omega \sin \vartheta \quad (2)$$

と表すことができる。ここで、 ω は入射光子の周波数、 ϑ は光子の入射角である。QPSは実験的には、1本のレーザーを集光することによって実現される。

1.5 真空内四光波混合

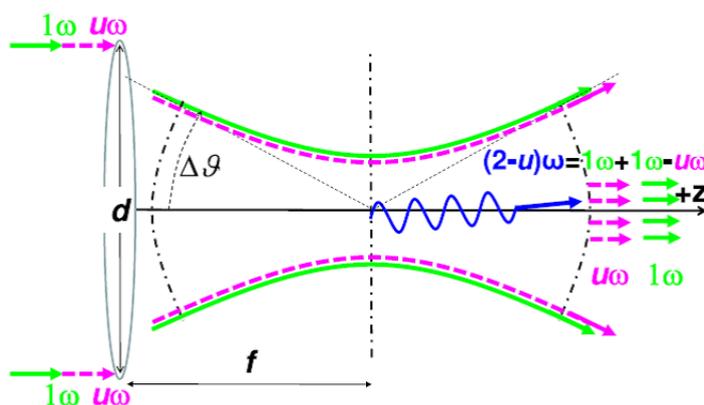


図 1.3: QPS の概念図 [9]

2光子とスカラー場 ϕ 、または擬スカラー場 σ との相互作用ラグランジアンは以下のように表すことができる。

$$-L_\phi = gM^{-1}\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}\phi \quad \text{or} \quad -L_\sigma = gM^{-1}\frac{1}{4}F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu}\sigma \quad (3)$$

M はエネルギーの次元を持っており、 g は無次元量である。 M が大きい場合、粒子の寿命は極めて長いと考えられるため、2光子への自然崩壊を検知することは難しい。この困難を克服するため、散乱の終状態に別の縮退場を用意することで、共鳴を強制的に背後の縮退場へ誘導して崩壊させる。すなわち、同軸上に別の誘導レーザーを流し込むことで、共鳴からの崩壊光子対の一方は、誘導レーザーと等しい波長に誘導される。もう一方の光子の波長はエネルギー・運動量保存則によって一意に決定される。これは、従来の Axion 探索実験において、Axion の光子への誘導崩壊に外部磁場を用いる手法を、レーザーによる誘導崩壊に置き換えたものとみなすことができる。ここで、共鳴を生成するためのレーザー（以下、生成用レーザー）と敢えて異なる波長の誘導用レーザーを用いれば、共鳴が生成されたとき、生成・誘導レーザーの両者とも異なる波長の光子（以下、信号光）が観測されるはずである。誘導場による崩壊を利用した QPS の概念図を図 1.3 に示す。始状態と終状態の光子のエネルギー保存の関係は以下の式で表せられる。

$$\omega + \omega = \omega_3 + \omega_4 \quad (4)$$

ω は始状態、 ω_3 and ω_4 は終状態の光子のエネルギーである。 ω_3 と ω_4 は $0 < u < 1$ を満たす任意の数 u を用いて、

$$\omega_3 \equiv (2 - u)\omega \quad \text{and} \quad \omega_4 \equiv u\omega \quad (5)$$

と置き換えられる。図 1.4 は QPS による光子散乱の模式図である。

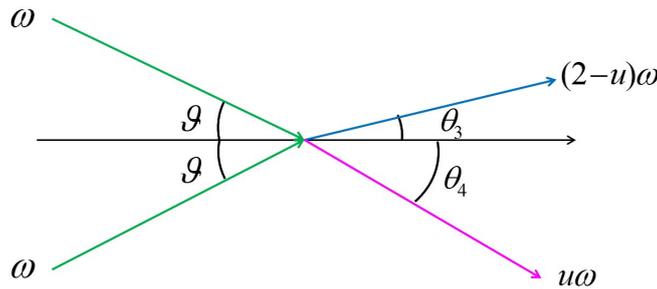


図 1.4: QPS における光子散乱

エネルギー・運動量保存則 は以下のように書ける。

$$(2 - u)\omega + u\omega = 2\omega \quad (6)$$

$$(2 - u)\omega \cos \theta_3 + u\omega \cos \theta_4 = 2\omega \cos \vartheta \quad (7)$$

$$(2 - u)\omega \sin \theta_3 = u\omega \sin \theta_4 \quad (8)$$

θ_3, θ_4 は ω_3, ω_4 の光子の散乱角である。 ω_4 の値は、誘導レーザーの周波数を選択することで実験的に決定することができる。それゆえ、 ω_3 の光子は共鳴生成の信号光と見なすことができる。このような入射した2光子と異なる波長の2光子を生成する過程は、四光波混合過程 [10] と呼ばれる光と物質の3次の非線形相互作用と酷似している。そのため、我々はこの現象を「真空内四光波混合」と呼ぶ。

1.6 真空内四光波混合における散乱確率

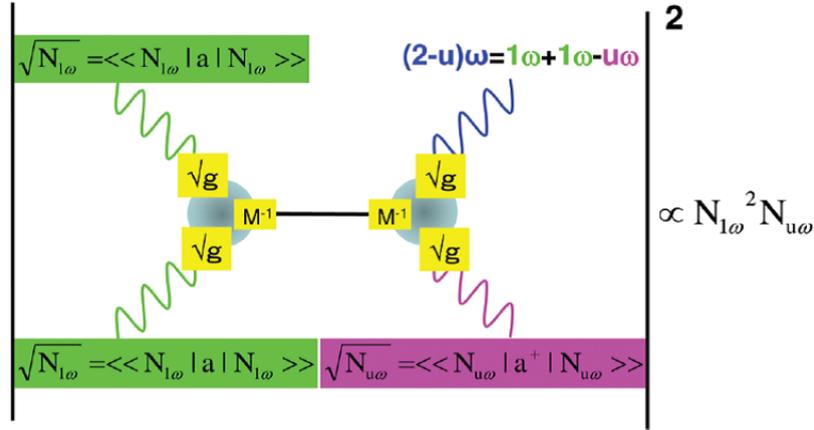


図 1.5: 真空内四光波混合による散乱確率 [9]

真空内四光波混合におけるファインマンダイアグラムを図 1.5 に示す。共鳴の生成段階では、レーザー場というコヒーレント場から 2 光子を消滅させる必要がある。生成用レーザー場が N_ω 個の光子から成るコヒーレンス場であるとする、消滅演算子 a の期待値は

$$\langle\langle N_\omega | a | N_\omega \rangle\rangle = \sqrt{N_\omega} \quad (9)$$

となるので、2 光子消滅させる場合の散乱振幅の期待値は N に比例する。崩壊過程では、真空状態から 2 光子を生成する必要がある。誘導用レーザー場を $N_{u\omega}$ 個の光子から成るコヒーレンス場であるとしたとき、誘導場中における崩壊によって生成される光子の生成演算子 a^\dagger の期待値は、

$$\langle\langle N_{u\omega} | a^\dagger | N_{u\omega} \rangle\rangle = \sqrt{N_{u\omega}} \quad (10)$$

と書くことができる。もう片方の光子は真空状態に対して生成するとして、その期待値は

$$\langle\langle 1 | a^\dagger | 0 \rangle\rangle = 1 \quad (11)$$

となるので、真空四光波混合過程の散乱振幅は $\sqrt{N_\omega} \sqrt{N_\omega} \sqrt{N_{u\omega}}$ に比例する。散乱確率はこの 2 乗をとって、 $N_\omega^2 N_{u\omega}$ に比例することになる [11]。

1.7 交換される場の種類と光子の偏光との関係

交換される場がスカラー場か擬スカラー場であるかは、始状態の 2 光子の直線偏光状態の関係性に依存している。スカラー場交換の場合、始状態と終状態の光子の直線偏光の関係は、互いに直交する直線偏光状態 $\{1\}, \{2\}$ を用いて、以下のように表すことができる。

$$\omega\{1\} + \omega\{1\} = \omega_3\{1\} + \omega_4\{1\} \quad or \quad \omega\{1\} + \omega\{1\} = \omega_3\{2\} + \omega_4\{2\} \quad (12)$$

擬スカラー場交換の場合は

$$\omega\{1\} + \omega\{2\} = \omega_3\{1\} + \omega_4\{2\} \quad or \quad \omega\{1\} + \omega\{2\} = \omega_3\{2\} + \omega_4\{1\} \quad (13)$$

ここで、 ω_4 の光子の偏光は誘導レーザーの直線偏光を指定することで選択可能であるので、信号光である ω_3 の光子の直線偏光は $\{1\}, \{2\}$ から任意に指定することができる。

1.8 質量-カップリング曲線

場の交換によって生じる信号光子数 \mathcal{Y} を実験パラメータを用いて表すと、

$$\mathcal{Y} = \left(\frac{\lambda_c}{c\tau_c}\right)\left(\frac{\tau_c}{\tau_i}\right) \frac{1}{1024\sqrt{2\pi^4\Delta\theta^2}} \tan^{-1}\left(\frac{\pi d^2}{4f\lambda_c}\right) \delta u \mathcal{U} \left(\frac{gm[eV]}{M[eV]}\right)^2 \left(\frac{m[eV]}{\omega[eV]}\right)^2 \mathcal{F}_S C_{mb} N_c^2 N_i \quad (14)$$

と書ける。これは参考文献 [9] を基礎に、ルミノシティ補正係数の修正を施した関係式に基づく。

$$\frac{\lambda_c}{c\tau_c} \quad (15)$$

この因子は生成用レーザーのパルス長 $c\tau_c$ が短くなり、生成用レーザー波長 λ_c と等しくなるととき最大のゲインが得られることを表している。誘導用レーザーのパルス時間幅 τ_i の内、誘導崩壊に利用できる光子は生成用レーザーのパルス時間幅 τ_c と重複している部分のみであることにより

$$\frac{\tau_c}{\tau_i} \quad (16)$$

の因子がかかる。

$$\frac{1}{1024\sqrt{2\pi^4\Delta\theta^2}} \tan^{-1}\left(\frac{\pi d^2}{4f\lambda_c}\right) \quad (17)$$

これは gaussian ビーム中の光子の密度関数を時間-空間積分することによって得られるルミノシティ補正因子である。 d はビーム径、 f はビームの集光距離である。 $\delta u \mathcal{U}$ は誘導用レーザーの波長の揺らぎによって、誘導可能な光子数が変化することを考慮したパラメーターであり、 u のとり得る上限値 \bar{u} と、下限値 \underline{u} を用いて、

$$\delta u \mathcal{U} \equiv \left(\sqrt{\frac{2-\underline{u}}{\underline{u}}} - \sqrt{\frac{2-\bar{u}}{\bar{u}}}\right)(\bar{u} - \underline{u}) \quad (18)$$

で定義される。 \mathcal{F}_S は始状態、終状態の光子の偏光状態の組み合わせによって決まる、軸対称因子と呼ばれるもので、終状態の 2 光子の運動量ベクトルを含む平面がとり得る自由度によって決定される。 $\omega\{1\} + \omega\{1\} = \omega_3\{2\} + \omega_4\{2\}$ のスカラー場交換の場合、

$$\mathcal{F}_S \sim 2\pi\left(\frac{3}{8} + 3\hat{\mathcal{R}}^2 - \hat{\mathcal{R}}\right) \quad (19)$$

と表せられる。ここで、

$$\mathcal{R} \equiv \frac{\sin \theta_3}{\sin \theta_4} = \frac{\omega_4}{\omega_3} \quad (20)$$

$$\hat{\mathcal{R}} \equiv \frac{1}{2}(\mathcal{R} + \mathcal{R}^{-1}) \quad (21)$$

と定義する。 N_c, N_i は生成用、誘導用レーザーのパルス当たりの光子数で、 C_{mb} は生成用レーザー中から異なる波長の2光子を選ぶコンビネーションによって生じる無次元のルミノシティ因子で、 $C_{mb} = \frac{1}{2}$ である。生成される粒子と光子との結合の強さを表すパラメーター g/M を実験パラメーターで表すと次のように書ける。

$$\frac{g}{M} = \frac{\omega}{m^2} \sqrt{\frac{\mathcal{Y}}{\left(\frac{\lambda_e}{c\tau_c}\right)\left(\frac{\tau_c}{\tau_i}\right) \frac{1}{1024\sqrt{2}\pi^4\Delta\theta^2} \tan^{-1}\left(\frac{\pi d^2}{4f\lambda_c}\right) \delta u \mathcal{U} \mathcal{F}_S C_{mb} N_c^2 N_i}} \quad (22)$$

2 実験セットアップ

2.1 レーザー偏光調整

本実験では、PBSの透過成分の偏光を{1}、反射成分の偏光を{2}と定義した。レーザーの偏光は $\text{pol}\{1\}, \text{pol}\{2\}$ の透過軸によって決定した。まず、 $\text{pol}\{1\}$ の透過軸を{1}偏光に調整する。校正用光源に633nmのヘリウムネオンレーザーを使用し、 $\text{pol}\{1\}$ とPBSに入射する(図2.1-左)。PBSからの透過光が最大になるように $\text{pol}\{1\}$ のクリスタルを回転させ、透過軸を調整する。これで、 $\text{pol}\{1\}$ の透過軸はPBSの透過偏光成分{1}と一致する。

次に、 $\text{pol}\{1\}$ の後段に $\text{pol}\{2\}$ を設置し(図2.1-右)、 $\text{pol}\{2\}$ からの透過光が最小になるように $\text{pol}\{2\}$ のクリスタルを回転させる。このとき、 $\text{pol}\{1\}$ と $\text{pol}\{2\}$ の透過軸は直交している。すなわち、 $\text{pol}\{2\}$ の透過軸はPBSの反射偏光成分{2}と一致する。

以上のような手法で互いに直交する{1},{2}の透過軸を持つ直線偏光子対を用意した。

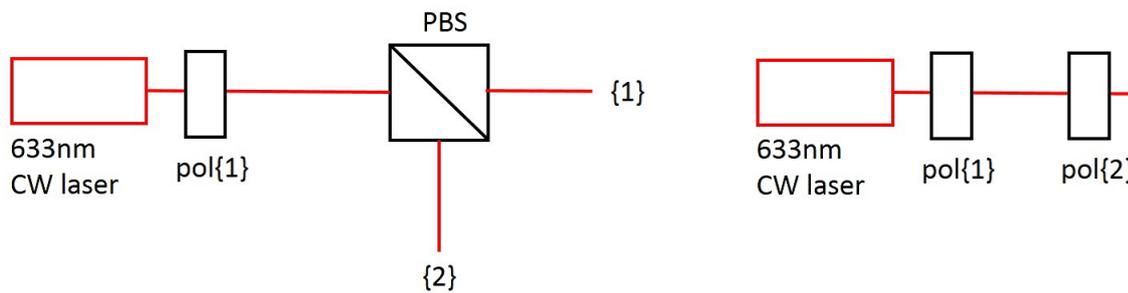


図 2.1: 直線偏光子の透過軸調整方法

3 予備測定

3.1 1光子相当電荷量測定

本研究では信号光検出器に入射した光子数のカウンティング精度が重要である。本実験では、単一光子検出感度をもった光電子増倍管:浜松ホトニクス社製 R7400-01 を信号検出器および、キャリブレーション光量測定用検出器として採用した。まず、実際に使用する PMT の 1 光子相当の波形電荷量を評価した。波長 532nm の小型パルスレーザーを使用し、減光フィルターを重ねて平均入射光子数 0 - 1 程度に調整する。直線偏光子 (pol) の前に半波長板 ($\lambda/2$ plate) を置き、レーザー入射偏光面を回転させることで光量の微調整を行う。PMT への印加電圧は-800V に固定する。

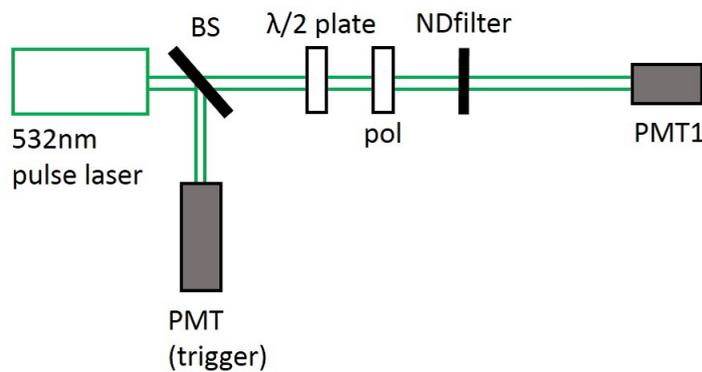


図 3.1: 1 光子相当電荷量測定実験セットアップ

PMT からの出力波形をデジタルオシロスコープに記録する。波形データから入射光子の電荷量を次のようにして算出する。記録された波形データのピーク位置から前後 20ns 程度の範囲を積分領域とし、それ以外の範囲をペDESTAL領域と定義する。ペDESTAL領域のデータ点の平均値をペDESTAL値 V_0 とする。積分領域内の波形を積分し、積分領域内のペDESTAL値積分量を差し引く。積分範囲時間を t_1-t_2 , 抵抗値 R として、電荷量 Q は

$$Q = \sum_{t=t_1}^{t_2} \frac{V_t \Delta t}{R} - \frac{V_0(t_2 - t_1)}{R} \quad (23)$$

によって算出する。抵抗値は $R = 50\Omega$ とする。

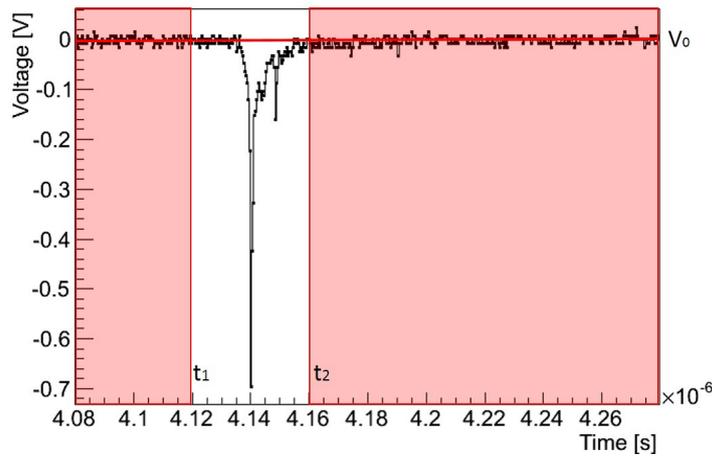


図 3.2: 波形データからの電荷量算出方法

1 光子相当電荷量を評価するために、平均入射光子数と波形電荷量の関係を求める。そのために以下のモデルを仮定する。

- ・ある特定の光子数で入射したときの電荷量分布はガウス分布に従う。
- ・波形電荷量分布は 0 光子, 1 光子, 2 光子 … の電荷量分布の重ね合わせで構成される。
- ・入射光子数の分布はポアソン分布に従う。

まず、0 光子電荷量の分布を求めるために、レーザーをシャットダウンした状態で PMT からの波形を記録する。得られた電荷量分布をガウス関数でフィッティングし、ガウス関数の中心値 $mean_0$ と標準偏差 $sigma_0$ を求める。

結果、

$$mean_0 = -2.60 \pm 0.05 \times 10^{-15} [C]$$

$$sigma_0 = 1.106 \pm 0.004 \times 10^{-14} [C]$$

となった。

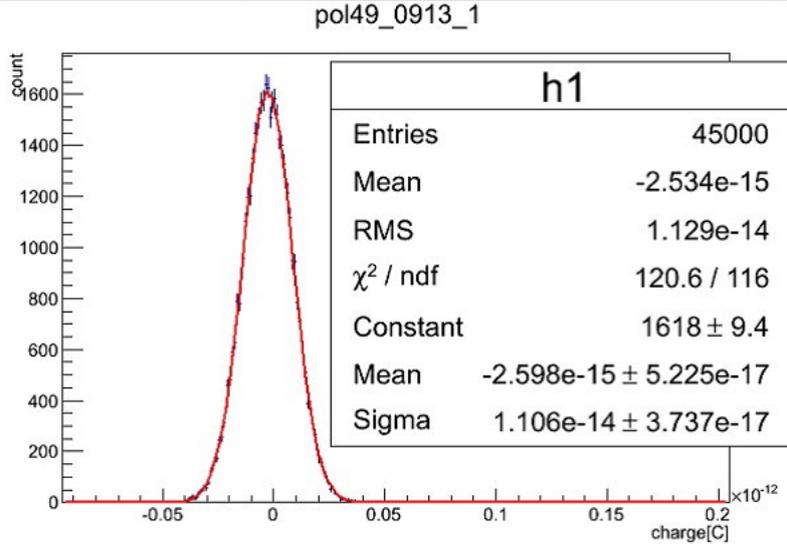


図 3.3: 0 光子電荷量分布

次に微弱光の波形を記録する。半波長板を回転させることで、強度の異なるデータセットを7点記録した。0光子の mean と sigma は固定して3 ガウス分布の重ね合わせでフィッティングを試みた。このとき、1光子、2光子分布の mean, sigma はフリーパラメーターとした。フィッティングの結果を図 3.4 に示す。

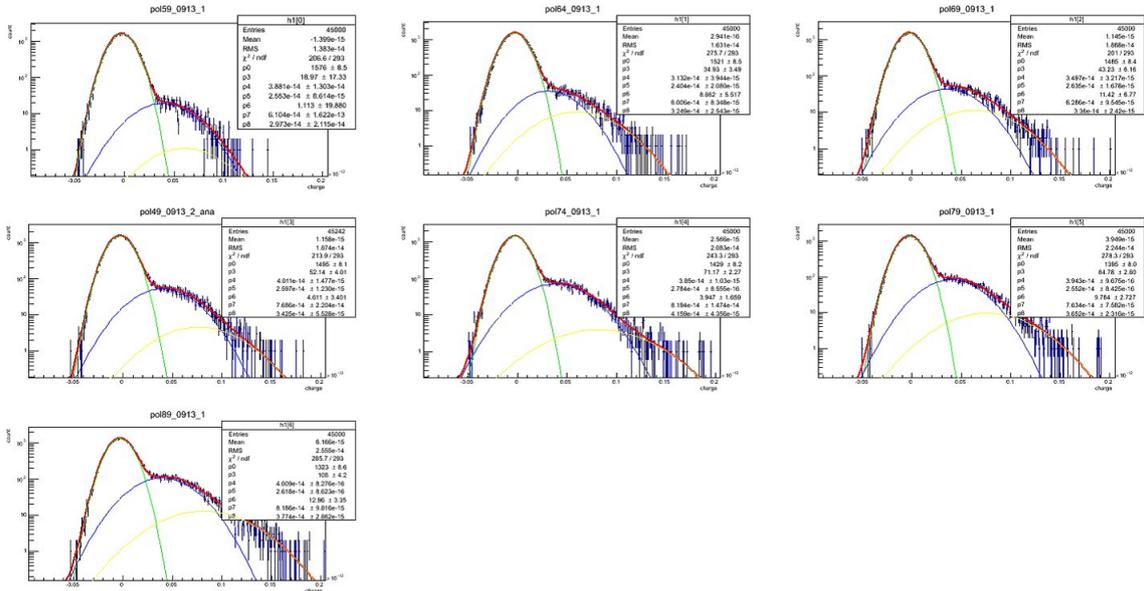


図 3.4: 3 ガウスフィッティング結果

0 光子 (緑) 分布は固定し、1 光子 (青)、2 光子 (黄) の分布を任意に設定した。赤線は全ての分布を足し上げたものである。

図 3.5,3.6 は微弱光入射データセット間での 1 光子分布の mean,sigma を比較したものである。十分な光量下で、1 光子の mean と sigma は一定の値を示した。右 4 点の平均値をとり、1 光子分布の mean,sigma を

$$\text{mean}_1 = 3.95 \pm 0.05 \times 10^{-14} [C]$$

$$\text{sigma}_1 = 2.94 \pm 0.05 \times 10^{-14} [C]$$

と決定した。

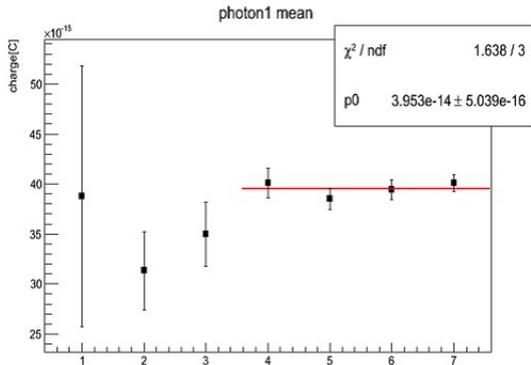


図 3.5: 1 光子電荷量分布の mean の比較

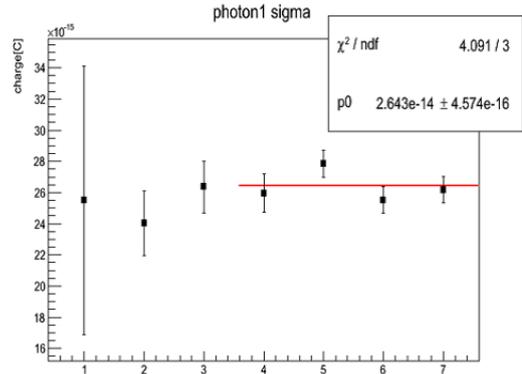


図 3.6: 1 光子電荷量分布の sigma の比較

0 光子, 1 光子の分布が決定したところで、2 光子以上の分布について以下の条件を課す。

- n 光子分布の mean は $n(\text{mean}_1 - \text{mean}_0)$ で固定する。
- n 光子分布の sigma は $\sqrt{n} \times \text{sigma}_1$ で固定する。
- 平均入射光子数 λ を与えたとき、フィッティングする光子分布の上限値 k は

$$k = \begin{cases} \lambda + 5\sqrt{\lambda} & (\lambda \geq 1) \\ 4 & (\lambda < 1) \end{cases}$$

とする。

- 各ガウス分布の積分値の相対比は平均値 λ のポアソン分布に従う。
- これらの条件の下、得られた電荷量分布に複数のガウス分布の重ね合わせによるフィッティングを実行する。 λ を変化させながら複数回のフィッティングを試行し、最小の χ^2 値が得られる λ を最適値とする。

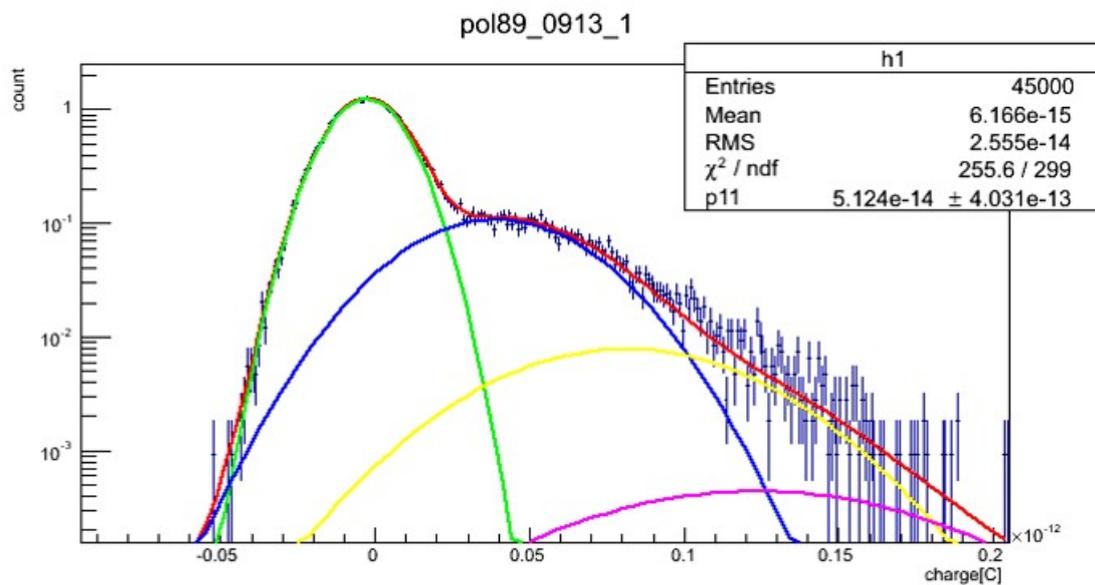


図 3.7: $\lambda=0.206$ におけるフィッティング結果

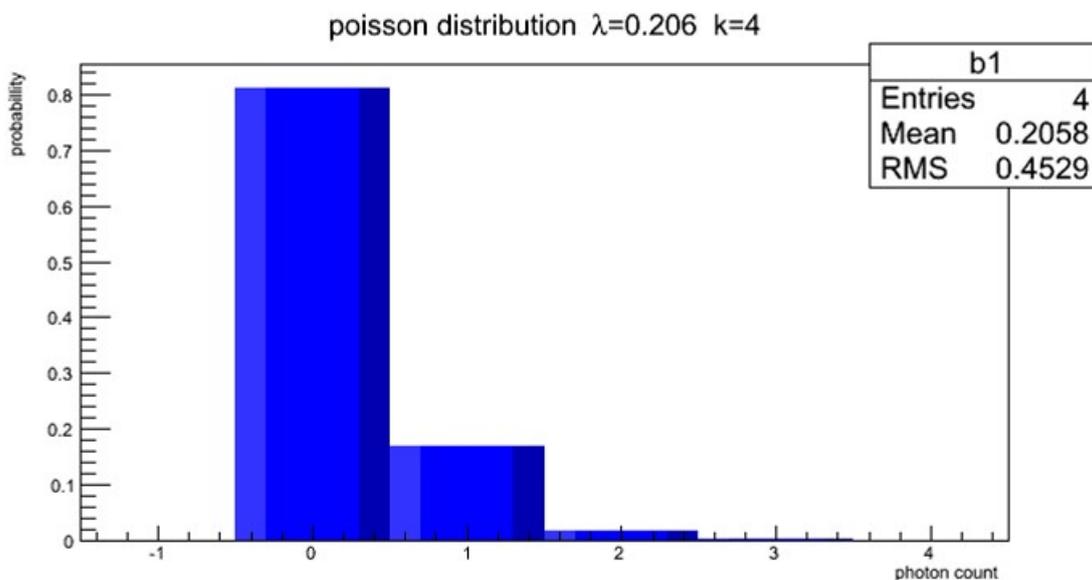


図 3.8: $\lambda=0.206$ のポアソン分布

図 3.7 は 0 光子 (緑)、1 光子 (青)、2 光子 (黄)、3 光子 (マゼンタ) の分布の重ね合わせによるフィッティング結果である。赤線は全ての分布を足し上げたものである。各分布の積分値の相対比は図 3.8 に示す平均値 0.206 のポアソン分布に従っている。

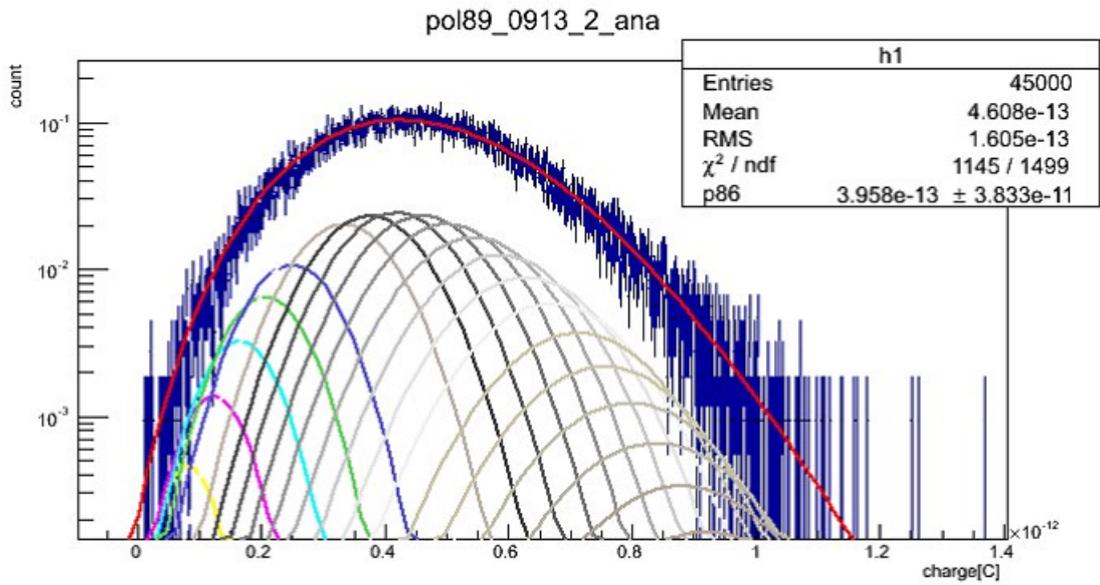


図 3.9: $\lambda=10.99$ におけるフィッティング結果

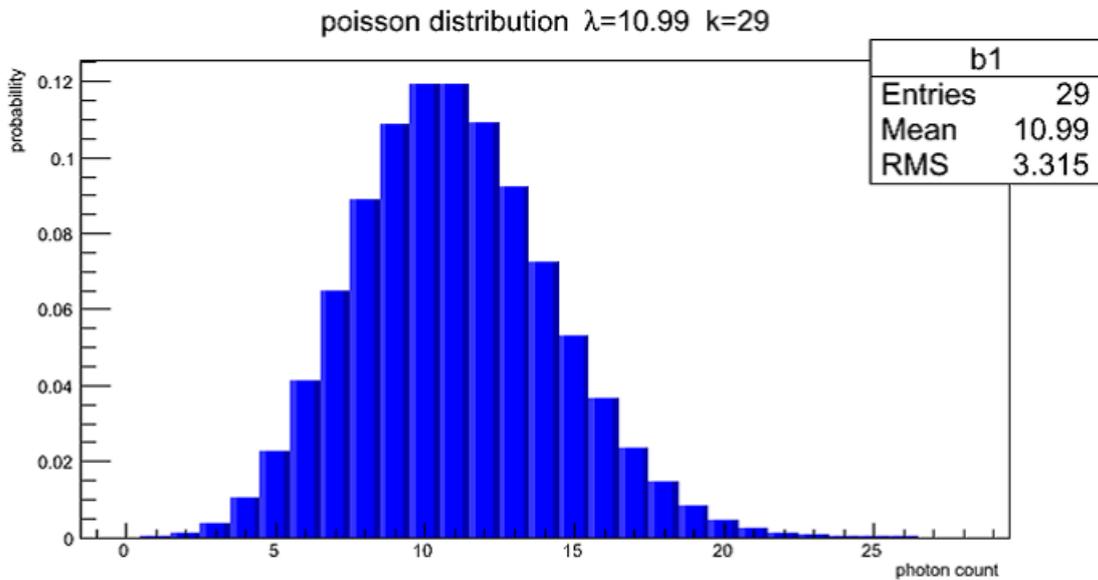


図 3.10: $\lambda=10.99$ におけるポアソン分布

図 3.9 は合計 29 個の光子分布の重ね合わせによるフィッティング結果で、赤線は全ての分布を足上げたものである。各分布の積分値の相対比は 3.10 に示す平均値 10.99 のポアソン分布に従っている。

図 3.11 に λ と電荷量の関係を示した。1 次関数でフィッティングし、その傾きを 1 光子相当電荷量とした。以上より、検出器に用いた PMT の 1 光子相当電荷量を

$$4.212 \pm 0.002 \times 10^{-14} [C]$$

とした。

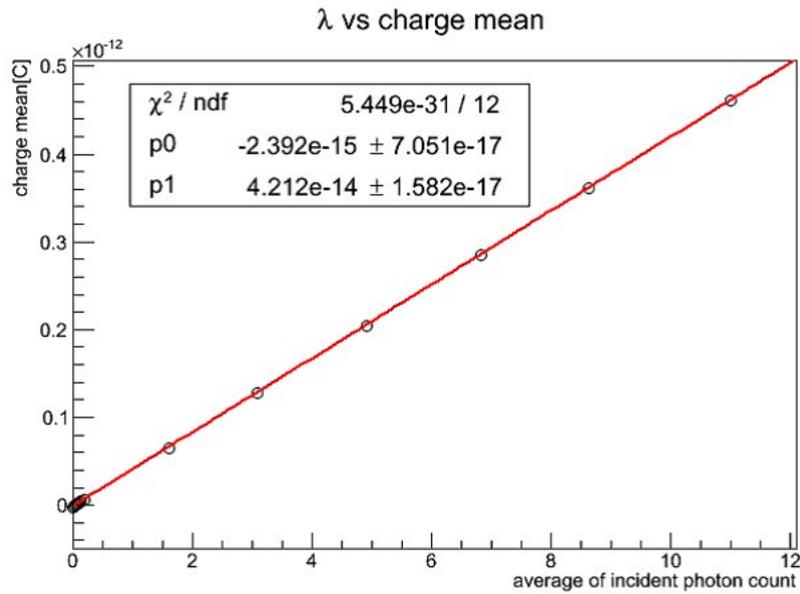


図 3.11: 平均入射光子数 λ と電荷量の関係

3.2 検出器検出効率

観測された光子数から、検出器に入射した光子数を求めるために、検出器の検出効率を実測する。532nm レーザーをビームスプリッター (BS) で 1:1 に分岐し、一方の光量をパワーメータで測定する。もう一方の経路には 3 枚の ND フィルター (OD3.0+OD2.5+OD2.5) を設置し、十分に減光した後 PMT1 へ入射する。これはパワーメータと PMT で測定のダイナミックレンジに 10 桁程の差があるためである。信号検出器の PMT1 とキャリブレーション光測定用検出器 PMT2 の 2 種の PMT について同様の測定を行った。

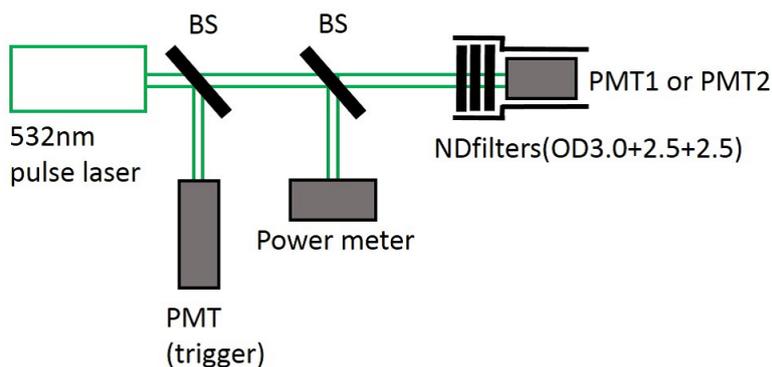


図 3.12: 検出器の検出効率測定セットアップ

パワーメータで得られた平均パルスエネルギーと、PMT1,2 から得られたパルス当たりの平均光子数の結果を以下に示す。

表 1: レーザーの平均パルスエネルギーと平均観測光子数の比較

	PMT1	PMT2
平均パルスエネルギー	5.51 ± 0.05 [J]	5.55 ± 0.05 [J]
平均観測光子数	16.0 ± 0.07 [photon/pulse]	7.28 ± 0.03 [photon/pulse]

次に減光に用いた ND フィルターの透過率を 1 枚ずつ実測する。そのために広範囲で高感度を持つ CMOS カメラを用い、フィルターの有無によるビームの強度の比較を行った。CMOS カ

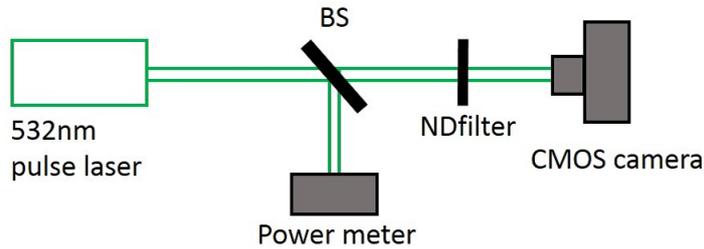


図 3.13: ND フィルター透過率測定のためのセットアップ

メラの出力から、図の赤枠で示した範囲内のピクセル出力の積分値を比較した。結果、仕様した 3 枚の ND フィルターの透過率は表 2 のようになった。

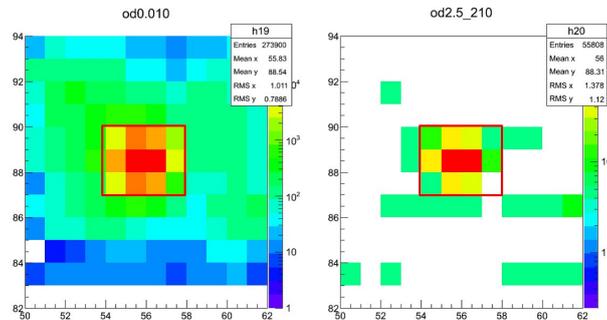


図 3.14: ND フィルターなし (左), ND フィルターあり (右) の CMOS カメラ出力比較

表 2: ND フィルターの透過率

OD3.0	0.0006
OD2.5-1	0.0020
OD2.5-2	0.0036

測定時と同様にフィルターを 3 枚重ねたときの透過率は

$$4.56 \times 10^{-9}$$

と見積もられた。

PMT への入射光子数は (平均パルスエネルギー [J]) × (1J 当たりの光子数)、フィルター無しと仮定したときの観測光子数は (平均観測光子数)/(フィルター透過率) で求めることができる。

また、このとき用いた光源の波長は 532nm であるが、我々に必要なのは 640nm における検出効率である。そこでメーカー公表の波長感度曲線 (図 3.15) より、観測光子数に 60% の補正をかけた。波長 532nm の光子の 1J 当たりの光子数を 2.7×10^{18} 個とし、PMT1,2 それぞれの入射光子数と観測光子数を表 3 に示す。

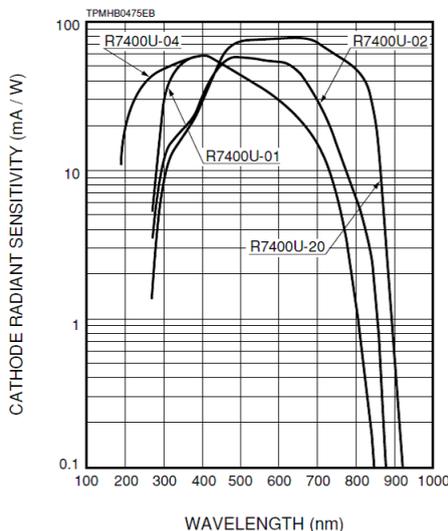


図 3.15: PMT の波長感度曲線 [12]

表 3: 入射光子数と観測光子数の比較

	PMT1	PMT2
入射光子数	$(1.49 \pm 0.01) \times 10^{11}$	$(1.50 \pm 0.01) \times 10^{11}$
観測光子数@532nm	$(3.51 \pm 0.02) \times 10^9$	$(1.60 \pm 0.01) \times 10^9$
観測光子数@640nm	$(2.11 \pm 0.01) \times 10^9$	$(9.60 \pm 0.06) \times 10^8$

検出効率は (観測光子数@640nm) / (入射光子数) で定義し、PMT1, PMT2 の検出効率 $\epsilon_{d1}, \epsilon_{d2}$ はそれぞれ、

$$\epsilon_{d1} = 1.41 \pm 0.01\%$$

$$\epsilon_{d2} = 0.64 \pm 0.01\%$$

となった。

3.3 PD キャリブレーション

本測定後、生成用、誘導用レーザーモニター用 PD の波形とレーザーパワーのキャリブレーションを行った。真空チェンバーを外し、集光点手前にパワーメーターを設置し、ND フィルターの減光率を変化させ、パワーの異なる数点のデータを記録した。

生成用レーザー波形については、図 3.2 に示した手法と同様にして電荷量を求めた。誘導用レーザー波形は時間的に広範囲にわたっているため、波形積分値による評価では良い線形性が得られない。そのためピーク電圧値を用いて校正した。

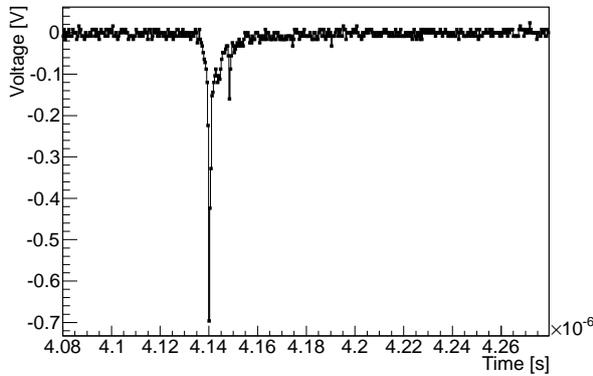


図 3.16: 生成用レーザー波形

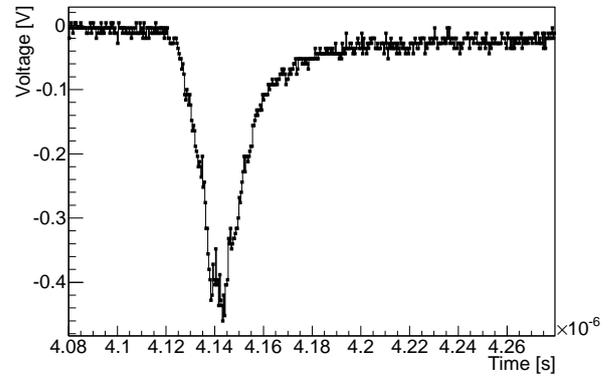


図 3.17: 誘導用レーザー波形

1 次関数でフィッティングした結果、以下の校正式が得られた。

生成用レーザー : $\text{PulseEnergy}[\mu\text{J}] = (0.09 \pm 1.14) + (3.44 \pm 0.14) \times 10^{12} \times \text{Charge}[\text{C}]$

誘導用レーザー : $\text{PulseEnergy}[\text{mJ}] = (-8.11 \pm 1.69) + (52.57 \pm 3.13) \times 10^{12} \times \text{Peak voltage}[-\text{V}]$

3.4 信号光検出効率

640nm 光源を用いて、信号光の検出効率を求める。本実験のセットアップでは、信号光は {2}-偏光であるので、PBS に入射する信号光は全て path{2} を経由するものとして考える。検出効率はチェンバー内の集光点と PMT1 での光量比によって定義されるが、チェンバー内に PMT を設置することが困難なため、チェンバー手前のサンプリング位置に設置した PMT2 と PMT1 での光量比を測定する。その後チェンバーを撤去し PMT2 をサンプリング位置から集光点に移動し、それぞれの位置での光量比を測定する。さらに、PMT1, PMT2 間での検出効率比 $\epsilon_{d2}/\epsilon_{d1}$ の補正も加える。

(PMT1 の電荷量)/(PMT2 の電荷量)	0.0088±0.0002
(集光点での電荷量)/(サンプリング位置での電荷量)	0.1272±0.0002
$\epsilon_{d2}/\epsilon_{d1}$	0.452±0.006

以上より、集光点で発生した信号光が path{2} を経由して PMT1 に入射する確率を ϵ_{opt2} として、

$$\epsilon_{opt2} = \frac{(PMT1 \text{ の電荷量}) / (PMT2 \text{ の電荷量})}{(\text{集光点での電荷量}) / (\text{サンプリング位置での電荷量})} \cdot \frac{\epsilon_{d2}}{\epsilon_{d1}} \quad (24)$$

より求める。結果、

$$\epsilon_{opt2} = 0.0313 \pm 0.0008$$

となった。

3.5 偏光経路別検出効率比

信号光は偏光成分によって、短ファイバーの経路 path{1} と長ファイバーの経路 path{2} に分岐される。原理的には、同じ強度の光であればどちらの経路を通過しても観測される光量は等しいはずである。しかし、実際にはファイバーと光学素子の接続部分での減衰等の影響で、経路によって観測される光量に差が生じる。測定データから正確な分岐比を求めるために、path{1}, path{2} の検出効率比を測定する。光源の偏光角を半波長板で回転させ両経路での光量の変化を記録する。信号光波長に最も近い 632nm 光源用の半波長板を使用するため、キャリブレーション光用バンドパスフィルターを 640nm 透過から 632nm 透過に変更し、632nm 光源を用いる。測定の結果、各経路のデータについて sin 関数でフィッティングしたものが図 3.20 である。

偏光経路別検出効率比 $B \equiv \frac{\text{path}\{1\} \text{ における } \sin \text{ 関数の最大値}}{\text{path}\{2\} \text{ における } \sin \text{ 関数の最大値}}$ として、

$$B = 0.976 \pm 0.003$$

となった。

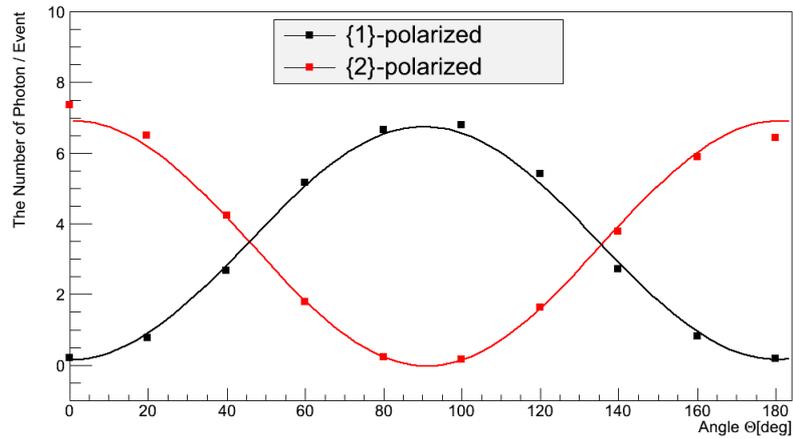


図 3.18: 偏光経路毎の光量の比較

3.6 生成用、誘導用レーザーの波長スペクトル

生成用レーザーの線幅を測定するため、真空チェンバーを撤去し、波長計を集光点に設置しレーザー波長を測定した。結果、図 3.21 のような波長スペクトルが得られた。図 3.21 より生成用レーザーの線幅を 10nm とした。誘導用レーザーは Nd:YAG レーザーのため、線幅が極めて小さい。波長計での測定が困難なため、レーザー本体のスペック値を採用し、誘導用レーザーの線幅を 0.11nm とした。

4 物理データ測定

真空チャンバー内の圧力 7.3×10^{-7} bar のもとで、物理データ測定を行った。実験のセットアップ図を図??に示す。物理データ測定では、信号検出器 PMT1、生成用レーザー強度モニター PD1、誘導用レーザー強度モニター PD2 の 3 チャンネル分の波形データをデジタルオシロスコープに記録する。生成用レーザーは 1kHz、誘導用レーザーは 10Hz で駆動しており、生成用レーザーのパルス同期信号のうちの 10Hz 分を誘導用レーザー発振器が受信することで、誘導用レーザーが射出される。すなわち誘導用レーザーは生成用レーザーと完全にパルス同期している。データトリガーは誘導用レーザーの周期の倍、20Hz に設定する。生成用レーザーライン最上流の自動シャッターの開閉により、生成用レーザーの ON,OFF を周期的に行う。本実験では 5 秒毎に開閉する設定にした。これらの機構により、取得されたデータは以下 4 つのトリガーパターンに分類される。

- ・ S:生成用、誘導用レーザーが同期して入射したパターン
- ・ C:生成用レーザーのみが入射したパターン
- ・ I :誘導用レーザーのみが入射したパターン
- ・ P:どちらのレーザーも入射しなかったパターン

S は信号光の生成されるイベントであり、C,I はそれぞれ生成用、誘導用レーザー単体に起因するノイズやバックグラウンド光の見積もりに使用される。P は実験室の環境ノイズ、PMT の熱ノイズ、宇宙線からの信号等の影響をチェックするために使用する。

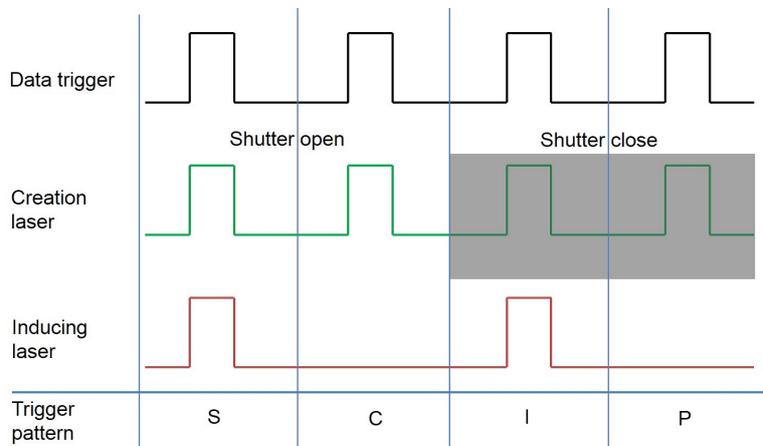


図 4.1: 取得データパターン概念図

5 データ解析

5.1 ノイズイベント選別

取得データのうち、PMT出力チャンネルに特徴をもったノイズ波形が複数イベント混入していることが確認されたため、これらのイベントのみを自動選別し解析データから除去するアルゴリズムを作成した。波形を5つの領域に均等に分割し、それぞれの領域における電圧の平均値を求める。平均値の最大値と最小値の差が0.5mV以上であるものをノイズ事象と判定する。このとき3領域目は信号観測が期待される領域のため、この領域の平均値は比較対象から除外する。本アルゴリズムによってノイズ事象として判定された波形と、非ノイズ事象として判定された波形の例をそれぞれ図5.1, 図5.2に示す。

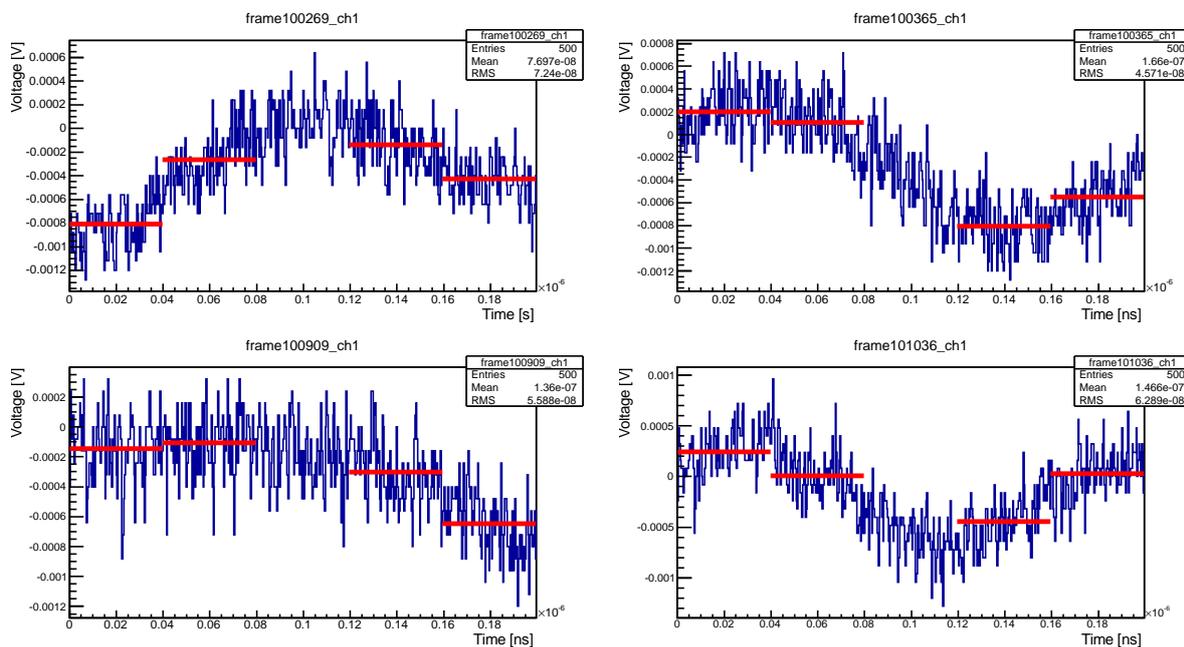


図 5.1: ノイズ事象の波形例

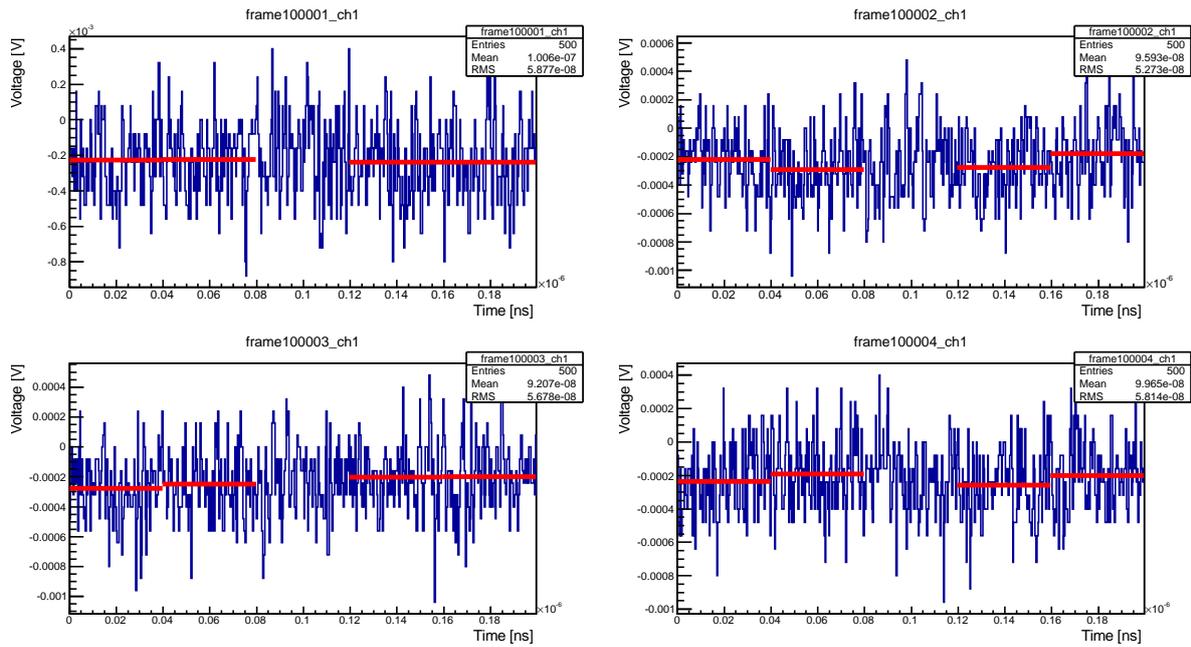


図 5.2: 非ノイズ事象の波形例

5.2 ピーク探索・電荷量算出手法

ノイズ事象以外の全てのPMT出力波形について、ピーク構造を持った信号の探索を行う。波形データは500個のサンプリング点によって構成されており、点間の時間幅は0.4nsである。閾値(Threshold)を定め、それを上回る電圧値をもつサンプリング点の中から、最大振幅の点をピーク点(P_0)とする。(図 5.3)

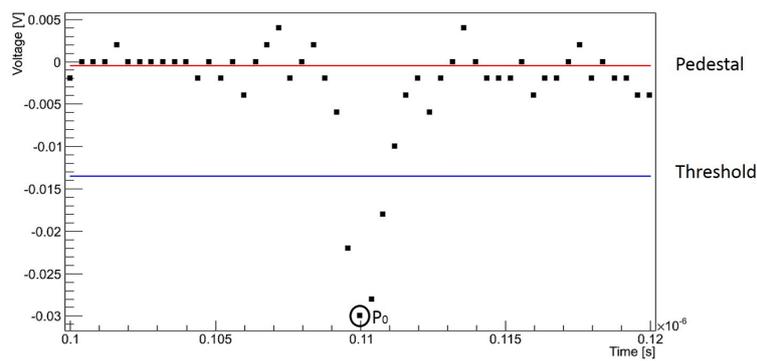


図 5.3: ピーク探索方法

1-100bin,400-500bin の電圧値平均を Pedestal(V_0) とする。ピーク電圧の半値 V' を下回る点で P_0 に最も近い点 P_1, P_2 を決定する。 P_1, P_2 間を 1 次関数でフィッティングし、 $V = V'$ となる点を探す。その点の時間の値をピークの立ち上がり時間として定義する。(図 5.4)

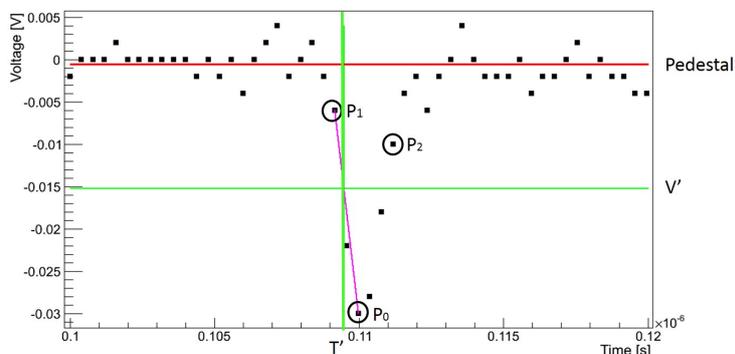


図 5.4: ピーク半値探索方法

P_0, P_1, P_2 の bin 番号をそれぞれ bin_0, bin_1, bin_2 とすると、波形の積分開始点 P_{min} と積分終了点 P_{max} の bin 番号 bin_{min}, bin_{max} は次のように決定される。(図 5.5)

$$bin_{min} = 2(bin_0 - bin_1) - 1$$

$$bin_{max} = 2(bin_2 - bin_0) + 1$$

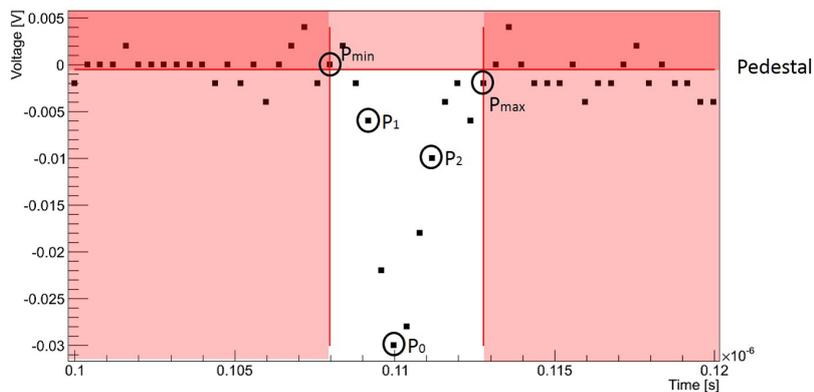


図 5.5: 積分範囲決定方法

5.3 信号光の観測が期待される時間範囲

光学系を固定すれば、信号光の集光点から検出器までの到達時間は一意に決まるので、データトリガー開始から信号光観測までの時間は一定になるはずである。そこで、真空チャンバー内の圧力を大気圧に上げ、原子を媒介した四光波混合を発生させることで、信号光の観測が期待される時間範囲を見積もった。ピーク探索を行った結果、ピークの時間分布について図 5.6 のような 2 つの構造が見られた。早い時間に見られる構造は、短いファイバーの経路である path{1} を、遅い時間に見られるのは、長いファイバーの経路である path{2} をそれぞれ経由した光子である。よって、真空内四光波混合による信号光の観測されるべき時間範囲として、{1}-偏光光子について 85-89ns, {2}-偏光光子について 108-112ns をそれぞれ要求した。

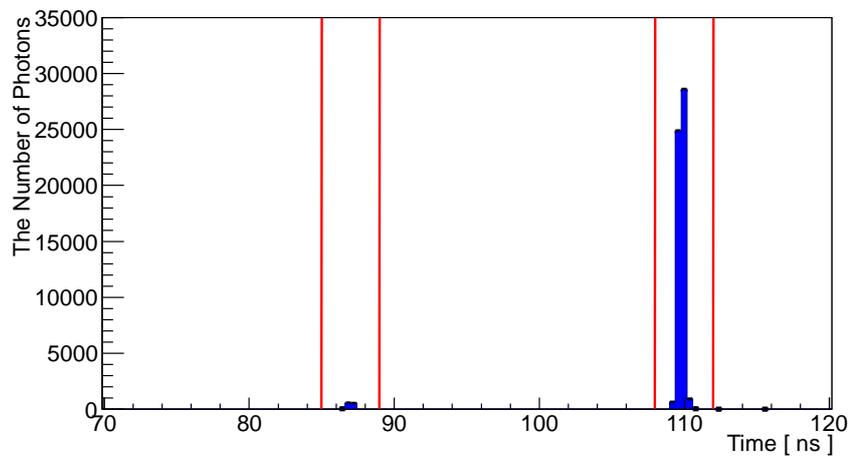


図 5.6: 信号光ピーク位置の到達時間分布

5.4 ピーク探索閾値の決定

ピーク探索のための閾値が高すぎると信号のピークを見落とす可能性が高まり、観測光子数を本来より少なく見積もってしまう。閾値が低すぎるとノイズの揺らぎをピークと誤認識してしまい、光子数が不当に多く見積もられる。閾値が適切であれば、信号波形のピーク電圧値と電荷量には正の相関が見られ、かつ電荷量は0より大きい領域に分布を持つと予想される。そこで、閾値-0.4mV に設定しピーク探索を行い、ピーク電圧値と電荷量の相関を調べた。図 5.7 より、閾値の最適値を-1.3mV とした。

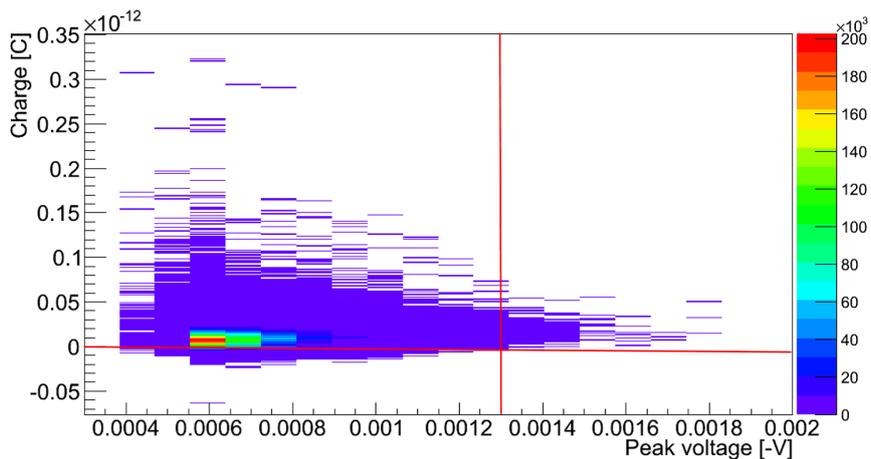


図 5.7: 検出された波形のピーク電圧と電荷量の相関

6 結果

6.1 トリガーパターン選別

事象ごとに、生成用レーザーと誘導用レーザーのモニター用 PD からの出力を確認し、それぞれの PD の出力相関を見ると、図 6.1 のような分布が得られた。表 4 に示す条件をかけた、事象ごとに S,C,I,P の 4 種のトリガーパターンに分類した。

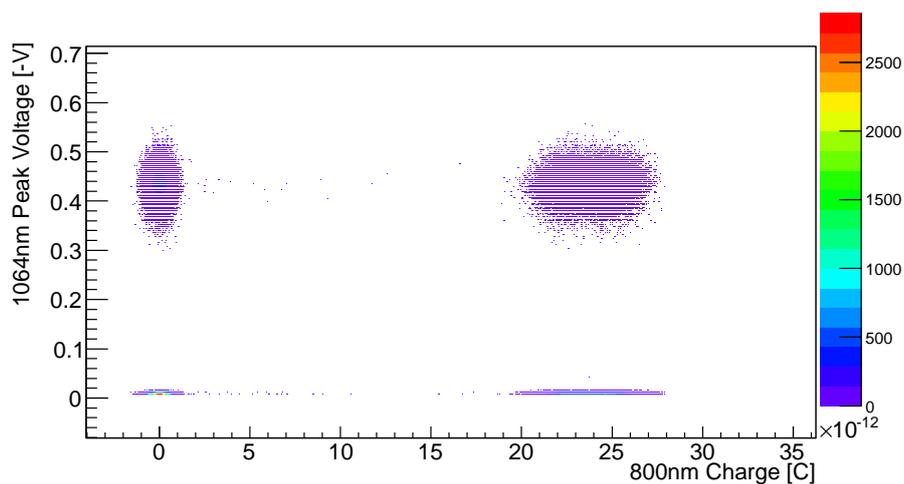


図 6.1: 生成用レーザーと誘導用レーザーのモニター PD 出力相関

表 4: トリガーパターン分類のための条件と分類された事象数

トリガーパターン	800nm Charge[C]	1064nm Peak voltage[-V]	事象数
S	$> 15 \times 10^{-12}$	> 0.2	64136
C	$> 15 \times 10^{-12}$	< 0.2	64597
I	$< 15 \times 10^{-12}$	> 0.2	64122
I	$< 15 \times 10^{-12}$	< 0.2	64532

6.2 トリガーパターン毎の観測光子数

PMT1からの全波形データについて、閾値-0.13mVのもとでピーク探索を行い、事象毎に4つのトリガーパターンに分類した。観測されたピーク構造の電荷量を計算し、光子数に換算したものの時間分布を図??に示す。

{1}-偏光光子、{2}-偏光光子の観測が期待される時間幅を赤枠で示した。{1}-偏光光子数、{2}-偏光光子数をトリガーパターン毎にカウントした結果を表5にまとめる。

表 5: {1}-偏光光子数、{2}-偏光光子数のトリガーパターンによる比較

6.3 観測信号光子数

表5の結果より観測信号光子数を算出する。まず、4種のトリガーパターンS,C,I,Pにおいて観測される光子数を n_S, n_C, n_I, n_P とすると、各観測量は以下の要素で成ると考えられる。

$$\begin{aligned} n_S &= N_P + N_S + N_C + N_I \\ n_C &= N_P + N_C \\ n_I &= N_P + N_I \\ n_P &= N_P \end{aligned}$$

N_P : 熱光子や環境ノイズなどのレーザー入射に起因しない光子の数

N_S : 生成用レーザーと誘導用レーザーが同期して入射したときのみ観測される光子の数

N_C : 生成用レーザー単体に起因して観測される光子の数

N_I : 誘導用レーザー単体に起因して観測される光子の数

よって N_S が観測信号光子数となる。式より、 n_S, n_C, n_I, n_P から N_S を算出することが可能である。

$$\begin{aligned} N_S &= n_S - \frac{W_S}{W_P} n_P - \frac{W_S}{W_C} (n_C - n_P) - \frac{W_S}{W_I} (n_I - n_P) \\ &= n_S - \frac{W_S}{W_C} n_C - \frac{W_S}{W_I} n_I + \frac{W_S}{W_P} n_P \end{aligned} \quad (25)$$

ここで、 W_S, W_C, W_I, W_P はトリガーパターン S, C, I, P の事象数である。 N_S の時間分布を図?? に示す。

{1}-偏光,{2}-偏光の観測信号光子数 N_{S1}, N_{S2} を求めると、

(26)

となる。系統誤差は、{1}-偏光,{2}-偏光光子の観測時間範囲外の N_S の二乗平均平方根とした。結果、今回のスカラー粒子探索実験で統計的に有意な量の信号は観測されなかった。

6.4 生成用、誘導用レーザーの平均エネルギー

トリガーパターンCの事象のPD1の出力から平均電荷量を求め、生成用レーザーの平均パルスエネルギーに換算する。同様に、トリガーパターンIの事象のPD2の出力から平均ピーク電圧値を求め、誘導用レーザーの平均パルスエネルギーに換算する。

焦点前に信号カットフィルターを設置したところ、これらのバックグラウンド光は排除され、 10^{-2}bar 以下で信号光は観測されなかった。測定の結果、バックグラウンド光子数に圧力の2乗スケールリングの振る舞いが見られた。 N_{S1} , N_{S2} の圧力依存性をプロットしたものが図??である。縦軸は事象当たりの光子数である。

N_{S1}, N_{S2} それぞれのデータ点に対して、圧力 P の 2 次関数でフィッティングしたところ、

(27)

となった。上式に物理データ測定時の圧力 $7.3 \times 10^{-7} \text{bar}$ を代入して、事象当たりの残余原子からのバックグラウンド光子期待値は、

(28)

となり、無視できるほど小さいといえる。

6.5 探索対象粒子の棄却領域

本実験によって、探索対象となる粒子は発見されなかったため、光子との結合の強さと質量の関係について制限を与えることができる。まず、2-偏光の観測光子数 N_{S2} の統計的な揺らぎがガウス分布に従うとして、その 95% 信頼区間を満たす N_{S2} の上限値を求める。

$$1 - \alpha = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{\mu-\delta}^{\mu+\delta} e^{-(x-\mu)^2/(2\sigma^2)} dx \quad (29)$$

の関係が成り立つ。 $2\alpha=0.05$ のとき $\delta = 2.24\sigma$ より、ガウス分布の中心値 $\mu = N_{S2}$ から 1σ の揺らぎを δN_{S2} とすると、95% 信頼区間を満たす N_{S2} の上限値は $2.24\delta N_{S2}$ となる。集光点で発生した信号光子数 \mathcal{N}_{S1} , \mathcal{N}_{S2} は、観測信号光子数 N_{S1} , N_{S2} , 検出器検出効率 ϵ_D , 信号光検出効率 ϵ_{opt2} , 経路別検出効率比 B を用いて以下のように表すことができる。

$$\mathcal{N}_{S1} = \frac{N_{S1}}{B\epsilon_{opt2}\epsilon_D}$$

$$\mathcal{N}_{S2} = \frac{N_{S2}}{\epsilon_{opt2}\epsilon_D} \quad (30)$$

$$(31)$$

よって、信頼区間 95% における \mathcal{N}_{S2} の上限値は

$$\mathcal{N}_{S2} = \frac{2.24\delta N_{S2}}{\epsilon_{opt2}\epsilon_D} \quad (32)$$

より求めることができ、

$$\mathcal{N}_{S2} = 147 \quad (33)$$

を得る。事象当たりの生成信号光子数上限値 \mathcal{Y} は

$$W_S \mathcal{Y} = \mathcal{N}_{S2} \quad (34)$$

により求めることができ、

$$\mathcal{Y} = 0.0023 \quad (35)$$

となる。

式 (22) の実験パラメータに表 7 にまとめた値を代入することで、2 光子と結合するスカラー粒子の結合と質量の関係について、95% 信頼区間での棄却領域を求める。

本実験の結果より、2光子と結合するスカラー粒子について図??の赤で示した領域を棄却した。青の領域はLSW(ALPS)実験でのスカラー粒子棄却領域を示す [8]。参考として、理論で予言される Axion の存在範囲 [13] を水色で示す。

7 まとめと今後の展望

本研究で確立された測定手法やデータ解析手法は、擬スカラー粒子探索実験や、さらに高強度のレーザーを用いた実験に対しても適用可能であると考えられる。本研究で使用したレーザーに対し、約1000倍のエネルギーを有するレーザーを使用した実験がすでに計画されており、特に擬スカラー粒子については過去の探索領域を大きく更新することが期待されている。

8 謝辞

本研究を遂行するにあたり以下の方々のお力添えを頂きました。広島大学大学院理学研究科の本間謙輔先生は本研究を行うきっかけを与えてくださり、研究の具体的な指導をしていただきました。また、共同研究者として多くの議論に付き合ってくださいました。同じく広島大学大学院理学研究科の久米一輝君は、私がこの研究を開始した当初から苦楽を共にした中で、実験作業のほとんどが彼との協力によってなされたものです。次に実験施設として利用させていただいた、京都大学化学研究所レーザー物質科学研究領域の方々にお礼を申し上げます。宮坂泰弘さんは、ご自身の研究でご多忙にも関わらず、レーザーが不調に見舞われた際、我々のためにレーザーの修理・復旧にご尽力いただきました。井上峻介先生には、レーザー実験に必要な多くの知識や技術について丁寧に教えていただきました。橋田昌樹先生は、我々が常に快適に実験できるよう取り計らってください、必要な実験機器を用意してくださったり、実験方法についてアドバイスしてくださいました。阪部周二先生は、我々の研究計画全体にわたってご支援とご指導をしてくださいました。阪部先生をはじめとする研究室の皆様が我々を快く受け入れてくださったおかげで、非常に充実した研究を行うことができました。最後に、広島大学理学研究科の杉立徹先生は、指導教官として日々の研究生活全般にわたりご指導してください、研究者としてのあるべき姿勢について多くのことを学ばせていただきました。皆様のご助力なくして本論文を完成させることはできませんでした。ありがとうございました。

参考文献

- [1] Y. Fujii and K. Maeda, *The Scalar-Tensor Theory of Gravitation* Cambridge Univ. Press (2003).
- [2] The section DARK MATTER in J. Beringer et al. (Particle Data Group), *Phys. Rev. D*86, 010001 (2012).
- [3] R. D. Peccei and H. R. Quinn, *Phys. Rev. Lett.* 38, 1440 (1977).
- [4] Mark P.Hertzberg, Max Tegmark, and Frank Wilczek, *Phys.Rev.D* 78, 083507 (2008).
- [5] P. Sikivie, *Phys. Rev. Lett.* 51, 1415 (1983).
- [6] Zioutas, K. et al., *Phys. Rev. Letters*, 94, 121301 (2005).
- [7] Y.Inoue. et al., arXiv:0806.2230 [astro-ph] (2008).
- [8] K. Ehret et al. (ALPS Collab.), *Phys. Lett. B*689, 149 (2010).
- [9] K. Homma, *Prog. Theor. Exp. Phys.* 04D004 (2012).
- [10] S. A. J. Druet and J.-P. E. Taran, *Prog. Quant. Electr.* 7, 1 (1981).
- [11] Y. Fujii and K. Homma, *Prog. Theor. Phys.* 126: 531-553 (2011)
- [12] 浜松ホトニクス, R7400U シリーズ データシート
- [13] The section AXIONS AND OTHER SIMILAR PARTICLES in J. Beringer et al. (Particle Data Group), *Phys. Rev. D*86, 010001 (2012).