

# 荷電粒子リモートセンシングの基礎研究

広島大学理学研究科物理科学専攻

クォーク物理学研究室

M075730 岡田 裕介

平成21年3月18日

## 要 旨

今日の素粒子・原子核・宇宙物理学の発展において、荷電粒子検出器は、粒子識別や運動量測定のために欠かせない存在となっている。しかし、従来までの荷電粒子検出器は検出する荷電粒子による非弾性散乱過程を利用して検出するため、荷電粒子の、少なくとも数 eV 以上のエネルギー損失が必要であった。

そこで、荷電粒子の非弾性散乱過程を用いない非接触的な検出法を考える。荷電粒子が真空中を飛行するとき、その電荷により荷電粒子周辺には電場が発生する。この電場を検出できれば、それは荷電粒子が通過した証拠となり、荷電粒子に接触することなく検出できたといえる。荷電粒子が作る電場を検出するために、外部電場によって屈折率変化を起こす結晶（電気光学結晶）を利用する。結晶に走査光を透過させておき、結晶表面近傍を荷電粒子が通過するとその電場により結晶が屈折率変化を起こし、それを走査光の位相変化として検出する。この検出法では、荷電粒子のエネルギー損失を非常に小さく抑えて検出することができるため、特定の粒子を飛行経路に沿って複数回検出することが可能となり、非常に精度のよい飛行時間測定や運動量測定を実現することも可能となる。

しかし、荷電粒子が生成する電場は遠距離では微弱であるため、それによって作られる位相変化も微弱であることが予想される。そのため、微弱な電場に対して大きな反応をする結晶を使用する。本研究で使用する  $\text{KD}_2\text{PO}_4$  (DKDP) 結晶は、臨界温度<sup>-64</sup> 付近における外部電場による屈折率変化が非常に大きくなるため、荷電粒子が作るわずかな電場に反応して走査光の位相差を作り出すことができる。

本研究では、荷電粒子源に、加速電圧 4kV で半値幅  $50\mu\text{m}$  の電子ビームを射出させられる電子銃および走査光として最大出力 2.2W、波長 532nm の CW レーザーを使用することを条件として、最初に DKDP 結晶を用いた非接触的検出のためのシステムの基本設計を行った。その上で、荷電粒子が作る電場を想定して、結晶の表裏に張られた直径  $50\mu\text{m}$  のワイヤ電極に電圧をかけて局所的な電場を作り、位相変化があると思われる領域に高感度微弱光カメラを設置して観測した。この観測により、DKDP を透過した走査レーザー光の位相変化の電場依存性の兆候を確認した。さらに、DKDP が大きい屈折率変化を示す<sup>-60</sup> 付近を真空中で実現させるための冷却装置を製作し、真空かつ低温条件下での測定を可能にする光学系およびデータ収集系を構築した。

# 目次

|       |                             |    |
|-------|-----------------------------|----|
| 第1章   | 序論                          | 5  |
| 1.1   | 背景                          | 5  |
| 1.2   | 目的                          | 6  |
| 1.3   | 結晶光学                        | 7  |
| 1.3.1 | 電気光学効果                      | 7  |
| 1.3.2 | 複屈折                         | 7  |
| 1.3.3 | 屈折率楕円体                      | 7  |
| 1.4   | DKDP 結晶                     | 9  |
| 第2章   | 検出原理                        | 10 |
| 2.1   | 荷電粒子の作る電場                   | 10 |
| 2.2   | 屈折率変化による位相変化                | 11 |
| 2.3   | 回折パターン                      | 12 |
| 2.3.1 | レンズによる Fourier 変換           | 12 |
| 2.3.2 | 焦点距離での回折パターン                | 14 |
| 第3章   | DKDP 結晶による位相変化              | 16 |
| 3.1   | 単一荷電粒子に対する位相変化の見積もり         | 16 |
| 3.2   | 直流電子ビームに対する位相変化の見積もり        | 18 |
| 3.3   | 静電場に対する位相変化の見積もり            | 18 |
| 3.4   | 透過光の偏光状態を利用した検出効率向上のためのアイデア | 22 |
| 第4章   | 実験                          | 27 |
| 4.1   | ワイヤ実験                       | 27 |
| 4.1.1 | 実験セットアップ                    | 27 |
| 4.1.2 | 実験方法                        | 29 |
| 4.2   | 荷電粒子検出のための実験セットアップ          | 33 |
| 4.2.1 | 光学系                         | 33 |
| 4.2.2 | 荷電粒子系                       | 34 |

|            |                  |           |
|------------|------------------|-----------|
| 4.2.3      | 真空系              | 34        |
| 4.2.4      | 冷却系              | 34        |
| <b>第5章</b> | <b>結果と考察</b>     | <b>36</b> |
| 5.1        | DKDPによる位相変化      | 36        |
| 5.1.1      | 低電圧印加時における位相変化   | 37        |
| 5.1.2      | 高電圧印加時における位相変化   | 37        |
| 5.1.3      | 逆符号電圧印加時における位相変化 | 37        |
| <b>第6章</b> | <b>結論</b>        | <b>41</b> |
| <b>付録A</b> | <b>冷却実験</b>      | <b>44</b> |
| A.1        | 実験方法             | 44        |
| A.2        | 実験結果             | 44        |

# 第1章 序論

この章では、本研究を行う上での物理的背景や目的、また本研究を行うに当たって必要となる知識を述べる。

## 1.1 背景

今日の素粒子・原子核・宇宙物理学、特に実験分野において、荷電粒子検出器は、粒子識別や飛行時間測定、運動量測定のために必要な装置となっている。従来の荷電粒子検出器は、入射粒子が検出器媒質の軌道電子を励起させ、その電子が基底状態に戻るときに発生するシンチレーション光を利用するシンチレーションカウンター、入射粒子が媒質中の光速よりも大きな速度で入射したときに発生するチェレンコフ光を利用するチェレンコフカウンター、ガス媒質に高電圧をかけ、荷電粒子が媒質に入射したときに起こるイオン化によって発生した電子を検出するワイヤーチェンバーなどがあるが、どれも入射粒子と検出器媒質の非弾性散乱過程を利用しているため、入射荷電粒子が少なくとも数 eV のエネルギー損失をすることは避けられない。そのため、数 eV 以下の非常に小さな運動量の粒子は検出することができない。

しかし、準弾性散乱を利用した測定をすることができれば、従来の検出方法より飛躍的にエネルギー損失の少ない検出が可能になる。この検出方法では、荷電粒子の飛行軌道に沿って複数回の測定も可能になるので、従来の測定法に比べて非常に精密な運動量測定、飛行時間測定をすることができる。

このような測定方法が実現されると、何が可能になるのか。例えばニュートリノの質量測定を考える。ニュートリノ振動の発見によりニュートリノに質量が存在することが明らかになってから、その値を測定する研究が進められてきた。トリチウムの崩壊 ( $T(nnp) \rightarrow (npp) + e^- + \bar{\nu}_e$ ) では、中性子 n と陽子 p の質量差分のエネルギーが、放出される反電子ニュートリノ  $\bar{\nu}_e$  と電子の運動量に分配されるため、電子の運動エネルギーの end-point を正確に測ることによって反電子ニュートリノの質量を求めることができる。現在のところ  $m_{\bar{\nu}_e} < 2.5\text{eV}$  が与えられているが、meV オーダーのエネルギー分解能の検出ができれば、非常に精度のよい質量の絶対値あるいは上限値を得ることができる。

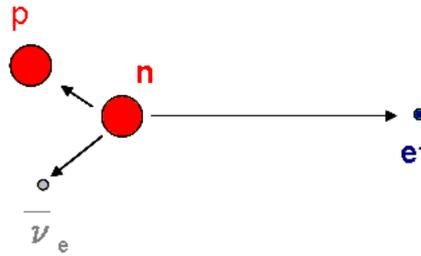


図 1.1: トリチウムの崩壊による  $\bar{\nu}_e$  の発生

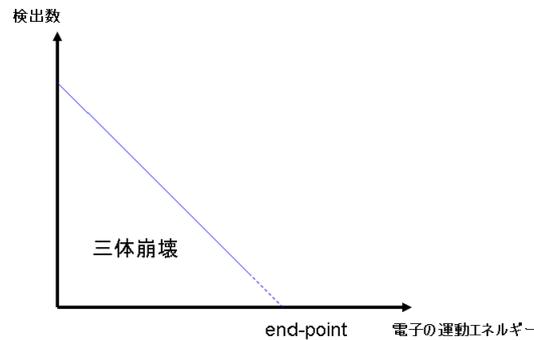


図 1.2: 崩壊によって生成される電子の運動エネルギースペクトル

## 1.2 目的

本研究では、準弾性散乱を利用した測定として、外部電場に反応して屈折率が変化する結晶（電気光学結晶）を利用し、走査光を結晶に透過させてその位相変化として屈折率変化を検出することで、電場の発生源として荷電粒子を検出する。しかし荷電粒子の電場による位相変化は非常に微弱であるため、一般的な干渉計では検出できない。これを検出するため、透過光をレンズで集光してバックグラウンド部分を集約し、シグナル部分を分離する方法を考案した。さらに、この方法での観測に適していると思われる結晶として、臨界温度付近まで結晶温度を下げることによって微弱な電場に対して大きな応答をする DKDP 結晶を採用した。

これらの方法で観測を実現させるための結晶の冷却系、被観測荷電粒子系、データ収集系を含めた一連のシステムを構築し、この観測において最も重要である DKDP の電場依存性を確認することを本研究の目的とする。

## 1.3 結晶光学

### 1.3.1 電気光学効果

ある特定の結晶は、電圧をかけたときに電場の影響で屈折率が変化する。これを電気光学効果といい、電気光学効果を起こす結晶を電気光学結晶と呼ぶ。電場の強さに比例する効果をポッケルス効果、電場の強さの2乗に比例する効果をカー効果というが、カー効果の影響はポッケルス効果に比べて非常に小さいので、本論文では電気光学効果と言ったときポッケルス効果のみ考慮することとする。

### 1.3.2 複屈折

結晶には、その結晶軸によって異なる屈折率（通常光線  $n_o$ 、異常光線  $n_e$ ）を持つものがある。2つの軸のうち屈折率の大きい方、すなわち物質中の光速の小さい方を slow 軸、屈折率が小さく物質中の光速の大きい方を fast 軸と呼ぶ。このような性質を複屈折性という。

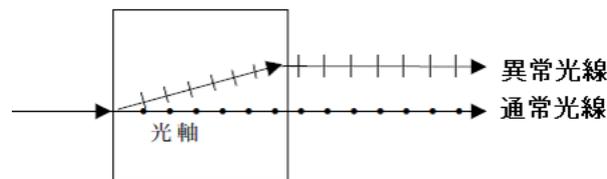


図 1.3: 複屈折を起こす結晶中では、異常光線は光軸からずれる。

複屈折性を持つ結晶において通常光線と異常光線が分かれなくなるような軸を光学軸（「光軸」とは異なる）と呼び、単軸結晶には光学軸が1本ある。

### 1.3.3 屈折率楕円体

複屈折性を持つ結晶の屈折率を表すために、次式で表される屈折率楕円体を導入する。

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (1.1)$$

単軸結晶では、その対称性から主屈折率  $n_o, n_e$  を用いて次式のように表すことができる。

$$\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1 \quad (1.2)$$

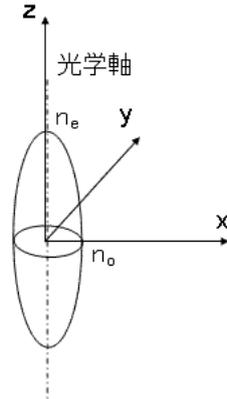


図 1.4: 単軸結晶における屈折率楕円体。z 軸が光学軸となっている。

電気光学結晶の場合、電場によって屈折率が変化する。電場が存在するときの屈折率楕円体の式は次のようになる。

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 x^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_2 y^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_3 z^2 + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 yz + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 zx + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 xy = 1 \quad (1.3)$$

外部電場がないとき、(1.3) は (1.1) に等しくなる。すなわち、(1.3) から (1.1) を引くことによって電気光学効果による屈折率変化を求めることができ、外部電場  $\vec{E} = (E_1, E_2, E_3)$  があるときの屈折率変化は次の式になる。

$$\Delta \left(\frac{1}{n^2}\right)_i = \sum_{j=1}^3 r_{ij} E_j \quad (1.4)$$

ここで  $r_{ij}$  は  $3 \times 6$  行列で表される線形電気光学テンソルであり、添え字  $j$  は  $1 = x, 2 = y, 3 = z$  を表す。

## 1.4 DKDP 結晶

本研究で主に使用する  $KD_2PO_4$ (DKDP) 結晶は、4 回回転反像軸を持っており、これを  $z$  軸とする。また  $z$  軸に垂直な面に互いに垂直な 2 回回転対称軸を持っており、これらを  $x$  軸、 $y$  軸とする。すなわち DKDP 結晶は点群  $\bar{4}2m$  に属し、DKDP の電気光学テンソルは下のようになる。

$$r_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

よって、式 (1.3) を用いると、電場  $\vec{E} = (E_1, E_2, E_3)$  があるときの DKDP の屈折率楕円体は以下の式で表すことができる。

$$\left(\frac{1}{n_o^2}\right)_1 x^2 + \left(\frac{1}{n_o^2}\right)_2 y^2 + \left(\frac{1}{n_e^2}\right)_3 z^2 + 2r_{41}E_1yz + 2r_{41}E_2zx + 2r_{63}E_3xy = 1 \quad (1.6)$$

ここで、 $n_o = 1.51, n_e = 1.47$  である。

DKDP の電気光学係数のなかで最も大きい  $r_{63}$  は常温で  $26.8[\text{pm}/\text{V}]$  程度であるが、構造相転移を起こす臨界温度  $-64$  付近で非常に大きな電気光学係数を示し、 $r_{63} = 2.5 \times 10^{-3}[\text{esu}]$  すなわち  $r_{63} = 2.4 \times 10^4[\text{pm}/\text{V}]$  に達する。

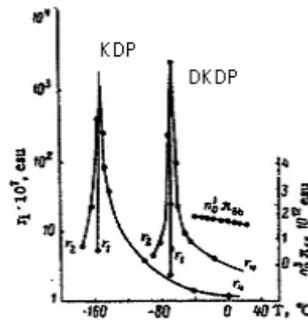


図 1.5: KDP と DKDP の電気光学係数の温度依存性を示している [2]。同じグラフ内に DKDP の piezo 光学係数  $n_o^3 \pi_{66}$  が示してあるが、 $10^{-12}[\text{esu}]$  程度と、電気光学係数に比べて非常に小さい。

## 第2章 検出原理

この章では、荷電粒子のリモートセンシングの検出原理について述べていく。本研究で考案した検出原理は、大きく次の4段階に分けられる。

1. 電気光学効果を起こす結晶を配置する。
2. 結晶表面近傍を通過する荷電粒子によって作られる電場に反応して、結晶が屈折率変化を起こす。
3. 荷電粒子の入射方向と垂直方向に走査光としてレーザー光を透過させ、屈折率変化を起こした部分を透過したレーザー光の位相が変化する。
4. 位相が変化した透過光を、レンズを通して干渉させることにより、Fourier 変換像として検出する。

位相変化は通常干渉計を用いて測定するが、本研究で予想される位相変化は非常に微弱なため、位相変化によるシグナルとバックグラウンドのコントラストが空間的に一様である一般的な干渉計では検出することができない。そのため、本研究では結晶よりも下流に凸レンズを設置して走査レーザー光のバックグラウンドを焦点に集め、周縁のシグナル - バックグラウンド比のよい部分を観測することにより、位相変化を Fourier 変換像の強度分布として検出することができる。

### 2.1 荷電粒子の作る電場

電荷  $q$  [C] の荷電粒子が真空中を速度  $v$  [m/s] で飛行するとき、荷電粒子軌道から  $R$  [m] 離れた位置に生成される電場の、軌道に垂直な方向の成分  $E_T$  は次式で表される。

$$E_T = \frac{\gamma}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{R^2} \quad (2.1)$$

ここで、 $\gamma$  は  $\gamma = 1/\sqrt{1 - (v/c)^2}$  で表されるローレンツ因子である。

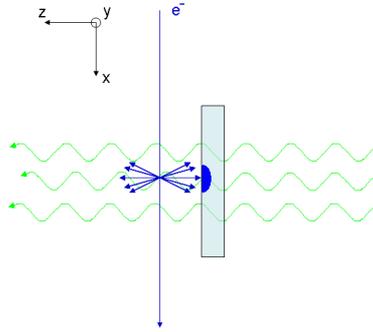


図 2.1: 荷電粒子が作る電場によって起きた屈折率変化による位相遅延。位相のそろった入射レーザーの一部が、結晶透過時に位相のずれを起こしている。

## 2.2 屈折率変化による位相変化

外部から与えられた電場により、誘電体結晶が屈折率変化を起こすことがある（電気光学効果）。この屈折率変化を  $\delta n$ 、外部電場により屈折率が変化した部分の厚さを  $\delta l$  とすると、波長  $\lambda$  の光が結晶を透過した場合、これによる位相変化  $\delta\Gamma$  は次式で表される。

$$\delta\Gamma = \delta n \frac{2\pi}{\lambda} \delta l \quad (2.2)$$

$f(r_{EO})$  を結晶の電気光学係数の関数とすると、屈折率変化は外部電場に比例するので、次式のように表すことができる。

$$\delta n = f(r_{EO}) E_T = \frac{f(r_{EO}) \gamma}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{R^2} \quad (2.3)$$

結晶が荷電粒子による電場から受ける影響の有効作用時間  $\Delta t$  は、次式のようになる。

$$\Delta t \sim \frac{R}{\gamma v} \quad (2.4)$$

よって、結晶の屈折率変化を起こしている部分の厚さは次式で表される。

$$\delta l \sim \Delta t \frac{c}{n} = \frac{R}{\gamma \beta n} \quad (2.5)$$

ここで  $\beta = v/c$  である。

したがって、結晶表面近傍を通る荷電粒子が作る電場によって引き起こされる位相変化は次式で表すことができる。

$$\delta\Gamma = \frac{f(r_{EO})}{2\epsilon_0 n \lambda \beta} \frac{q}{R} \quad (2.6)$$

## 2.3 回折パターン

屈折率変化により引き起こされた位相変化を検出するためには、位相変化を含む走査光を回折・干渉させて、回折パターンの強度分布として取り出す必要がある。走査光は Gaussian ビームであるため、Gaussian レーザービームの回折を考える。結晶表面での位相差による干渉によってできる回折の強度分布は Fresnel-Kirchhoff の回折積分で得られ、無限遠で位相差の Fourier 変換に対応する Fraunhofer 回折となる。この回折像をチェンバ内の有限距離で得るため、レンズを使用する。この節では、結晶に入射する Gaussian ビームの振幅分布と結晶の屈折率変化を起こしている部分から結晶表面での振幅分布を導き、カメラへの入力シグナルとしてどのようなパターンが得られるかを議論する。

### 2.3.1 レンズによる Fourier 変換

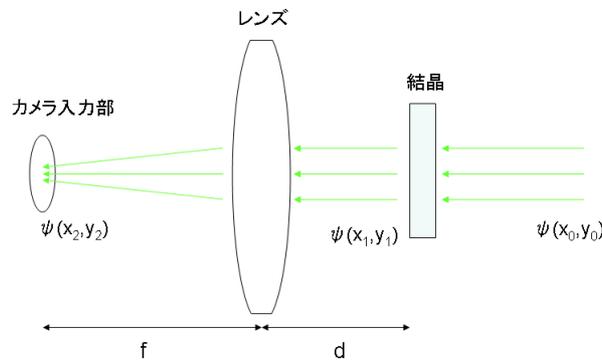


図 2.2: レンズによる透過レーザーの Fourier 変換

結晶によって生じた透過光の位相変化をカメラで検出するために、結晶から  $d$  の位置に置かれた焦点距離  $f$  のレンズを用いて Fourier 変換し、変換像の強度変化として取り出す。入射 Gaussian ビームの振幅分布を  $\psi(x_0, y_0)$ 、結晶透過直後の振幅分布を  $\psi(x_1, y_1)$ 、焦点距離での振幅分布を  $\psi(x_2, y_2)$  とすると、 $\psi(x_2, y_2)$  は  $\psi(x_0, y_0), \psi(x_1, y_1)$  を用いて以下の式で表される。

$$\begin{aligned} \psi(x_2, y_2) = & \iiint \psi(x_0, y_0) \frac{\exp\{ikd\}}{i\lambda d} \exp\left\{ik \frac{(x_0 - x_1)^2 + (y_0 - y_1)^2}{2d}\right\} dx_0 dy_0 \\ & \times \exp\left\{ik \frac{x_1^2 + y_1^2}{2f}\right\} \times \frac{\exp\{ikf\}}{i\lambda d} \exp\left\{ik \frac{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2}{2f}\right\} dx_1 dy_1 \end{aligned} \quad (2.7)$$

ここで、 $\lambda$  は走査レーザー光の波長、 $k$  は  $k = 2\pi/\lambda$  で表される波数である。第1項は結晶表面からレンズまでの Fresnel 回折、第2項はレンズによる位相変化、第3項はレンズから焦点までの Fresnel 回折を表している。この式はさらに計算することができ、次式のようになる。

$$\begin{aligned} \psi(x_2, y_2) = & \frac{-1}{\lambda df} \exp\left\{ik(d + f + \frac{x_2^2 + y_2^2}{2f})\right\} \iiint \psi(x_0, y_0) \times \\ & \exp\left\{-\frac{ik}{2d}(x_1 - (x_0 + \frac{f}{d}x_2))^2 + x_0^2 - (x_0 + \frac{f}{d}x_2)^2\right. \\ & \left. + (y_1 - (y_0 + \frac{f}{d}y_2))^2 + y_0^2 - (y_0 + \frac{f}{d}y_2)^2\right\} dx_0 dy_0 dx_1 dy_1 \end{aligned} \quad (2.8)$$

ここで、 $\int_{-\infty}^{\infty} e^{iat^2} dt = (1+i)\sqrt{\frac{\pi}{2a}}$  を用いると、次式のように書き換えることができる。

$$\begin{aligned} \psi(x_2, y_2) = & \frac{-1}{\lambda df} \exp\left\{ik(d + f + \frac{1}{2f}(i - \frac{d}{f})(x_2^2 + y_2^2))\right\} \times \\ & (1+i)^2 \frac{\lambda d}{2} \iint dx_0 dy_0 \psi(x_0, y_0) \exp\left\{-\frac{ik}{f}(x_0 x_2 + y_0 y_2)\right\} \end{aligned} \quad (2.9)$$

$\omega_{x_2} = \frac{2\pi}{\lambda f} x_2, \omega_{y_2} = \frac{2\pi}{\lambda f} y_2$  とすると、焦点距離における変位分布  $\psi(x_2, y_2)$  は以下の式で表される。

$$\psi(\omega_{x_2}, \omega_{y_2}) = \frac{-(1+i)^2}{2\lambda d} \exp\left\{ik(d + f + \frac{1}{2f}(1 - \frac{d}{f})(x_2^2 + y_2^2))\right\} F\{\psi(x_0, y_0)\} \quad (2.10)$$

ただし、 $F\{\psi\}$  は  $\psi$  の Fourier 変換を表す。よって、焦点距離における回折パターンの強度分布として次の式が得られる。

$$|\psi(\omega_{x_2}, \omega_{y_2})|^2 = (\lambda f)^{-2} [F\{\psi(x_0, y_0)\}]^2 \quad (2.11)$$

### 2.3.2 焦点距離での回折パターン

荷電粒子が作る電場が結晶に与える影響は遠距離では非常に微弱であるため、影響を受けている部分は荷電粒子の軌道に沿っていると考えられる。この部分を  $(2\mu \times 2\nu)$  の長方形に近似する。長方形部分  $rec$  とその他の部分  $\overline{rec}$  は以下の式で表すことができる。

$$rec(\mu, \nu) = \begin{cases} 1 & (|x| \leq \mu \cap |y| \leq \nu) \\ 0 & (|x| > \mu \cup |y| > \nu) \end{cases} \quad (2.12)$$

$$\overline{rec}(\mu, \nu) = \begin{cases} 0 & (|x| \leq \mu \cap |y| \leq \nu) \\ 1 & (|x| > \mu \cup |y| > \nu) \end{cases} \quad (2.13)$$

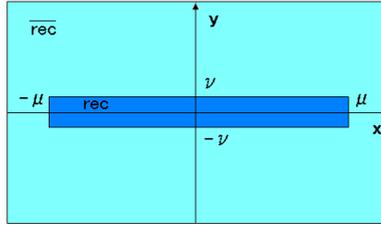


図 2.3: 荷電粒子の影響がある  $2\mu \times 2\nu$  長方形部分  $rec$  と影響がない部分  $\overline{rec}$

振幅分布が  $Ae^{-a(x_0^2+y_0^2)}$  の Gaussian レーザーを入射レーザーとして与えると、結晶の結晶透過直後の線形合成振幅は次式で表される。

$$\begin{aligned} \psi(x_0, y_0) &= Ae^{-a(x_0^2+y_0^2)} e^{ik(z+\delta)} rec(\mu, \nu) + Ae^{-a(x_0^2+y_0^2)} e^{ikz} \overline{rec}(\mu, \nu) \\ &= Ae^{-a(x_0^2+y_0^2)} e^{ik(z+\delta)-e^{ikz}} rec(\mu, \nu) + Ae^{-a(x_0^2+y_0^2)} e^{ikz} \end{aligned} \quad (2.14)$$

ここで、A は入射 Gaussian レーザービームの最大振幅、z はレーザーの位相、 $\delta$  は屈折率変化による付加位相である。焦点距離での強度分布は (2.11) で表されるので、まず  $\psi(x_0, y_0)$  の Fourier 変換を求める。

$$\begin{aligned} F\{\psi(x_0, y_0)\} &= A(e^{-ik(z+\delta)} - e^{ikz}) F\{rec(\mu, \nu)e^{-a(x_0^2+y_0^2)}\} + \\ &\quad Ae^{ikz} F\{\overline{rec}(\mu, \nu)e^{-a(x_0^2+y_0^2)}\} \\ &= A(e^{-ik(z+\delta)} - e^{ikz}) \int_{-\mu}^{\mu} \int_{-\nu}^{\nu} dx_0 dy_0 e^{-a(x_0^2+y_0^2)} e^{-i\omega(x_0+y_0)} + \\ &\quad Ae^{ikz} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx_0 dy_0 e^{-a(x_0^2+y_0^2)} e^{-i\omega(x_0+y_0)} \end{aligned} \quad (2.15)$$

簡単のため、以下で定義される  $C_1, C_2$  を導入する。

$$\begin{aligned} C_1 &= A \int_{-\mu}^{\mu} \int_{-\nu}^{\nu} dx_0 dy_0 e^{-a(x_0^2+y_0^2)} e^{-i\omega(x_0+y_0)} \\ C_2 &= A \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx_0 dy_0 e^{-a(x_0^2+y_0^2)} e^{-i\omega(x_0+y_0)} \end{aligned} \quad (2.16)$$

$C_1, C_2$  を用いると、式 (2.15) は次のようになる。

$$F\{\psi(x_0, y_0)\} = C_1(e^{ik(z+\delta)} - e^{ikz}) + C_2 e^{ikz} \quad (2.17)$$

従って、式 (2.11) に代入することにより、焦点距離での強度分布は次式で表される。

$$|\psi(\omega_{x_2}, \omega_{y_2})|^2 = \left(\frac{1}{\lambda f}\right)^2 \{2C_1(C_1 - C_2)(1 - \cos \Gamma) + C_2^2\} \quad (2.18)$$

ただし、 $\Gamma = k\delta$  である。

この式を用いて数値計算をすることにより、3章にて DKDP を用いた場合の位相変化を具体的に議論する。

## 第3章 DKDP 結晶による位相変化

DKDP 結晶の透過光の位相変化を見積もるため、解析計算による議論および数値計算を行った。

### 3.1 単一荷電粒子に対する位相変化の見積もり

DKDP の屈折率楕円体の式は (1.6) で表される。ただし荷電粒子の作る電場の対称性から、結晶に影響を与えるのは電場の  $E_3$  成分のみである。これを考慮すると、DKDP の屈折率楕円体の式は以下ようになる。

$$\left(\frac{1}{n_o^2}\right)x^2 + \left(\frac{1}{n_o^2}\right)y^2 + \left(\frac{1}{n_e^2}\right)z^2 + 2r_{63}E_3xy = 1 \quad (3.1)$$

ここで、次式で定義される新たな座標系  $(x', y')$  を導入する。

$$\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \frac{\pi}{4} & \sin \frac{\pi}{4} \\ -\sin \frac{\pi}{4} & \cos \frac{\pi}{4} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

新たな座標系を用いると、(3.1) は交差項が消えて次式のように表すことができる。

$$\left(\frac{1}{n_o^2} - r_{63}E_3\right)x'^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{63}E_3\right)y'^2 + \left(\frac{1}{n_e^2}\right)z'^2 = 1 \quad (3.3)$$

これは、DKDP 結晶表面の電場の影響を受けている部分は、電場の影響を受けていない周辺部分に対して  $z$  軸を中心に  $\pi/4$  回転した新たな屈折率楕円体を持つことを示している。

$rec$  部分の  $x'$  軸方向の屈折率と、荷電粒子の電場による影響を受けていない  $\overline{rec}$  部分の屈折率の差  $\delta n$  は次の式で表される。

$$\delta n = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{n_o^2} - r_{63}E_3}} - n_o \sim \frac{n_o^3}{2}r_{63}E_3 \quad (3.4)$$

従って (2.3) より電気光学関数は  $f(r_{EO}) = \frac{n_o^3}{2} r_{63}$  となり、(2.6) に代入することによって位相変化  $\delta\Gamma$  は以下の式で求めることができる。

$$\delta\Gamma = \frac{f(r_{EO}) q}{2\epsilon_o n \lambda \beta R} = \frac{n_o^3 r_{63} q}{4\epsilon_o n \lambda \beta R} \quad (3.5)$$

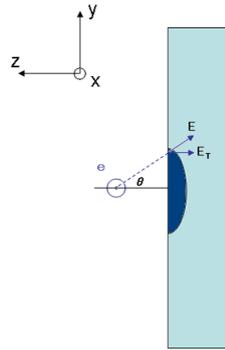


図 3.1: z 軸となす角  $\theta$  方向の電場の横方向成分  $E_T$

電場の影響を受ける部分は  $2\mu \times 2\nu$  の長方形に近似できる。x 方向の長さの半分である  $\mu$  は荷電粒子の速度とその影響時間で決定され、以下の式で表される。

$$\mu = \frac{v\Delta t}{2} = \frac{R}{2\gamma} \quad (3.6)$$

y 方向の長さの半分である  $\nu$  については、電場の結晶に対して垂直な成分を考える必要がある。図 3.1 の を用いて、電場の垂直成分  $E_T$  は以下の式で表すことができる。

$$E_T(\theta) = \frac{\gamma}{4\pi\epsilon_o} \frac{q}{R^2} \cos\theta \quad (3.7)$$

位相変化を起こす程度の影響を与えうる電場の大きさとして、y 方向の  $E_T$  分布の半値幅が妥当な近似である。よって、 $\nu$  は以下の式で表される。

$$\nu = R \tan \left( \cos^{-1} \left( \frac{1}{2} \right) \right) \quad (3.8)$$

運動エネルギー 1eV の電子が結晶近傍を通過したときの電場による影響を受けた透過レーザー光の、レンズ焦点面での強度分布シミュレーションを図 3.2, 図 3.3 に示す。

## 3.2 直流電子ビームに対する位相変化の見積もり

荷電粒子が直流電子ビームになったときの結晶に与える影響を考える。 $I[\text{A}]$ の直流電子ビームがあるとき、単位長さあたりに存在する電子数  $N$  は、電子の光速に対する速さ  $\beta$ 、電気素量  $e$  を用いて次式で与えられる。

$$N = \frac{I}{e} \times \frac{1}{\beta c} \quad (3.9)$$

電子ビーム中の電子が結晶に影響を与えられる時間は、式 (2.4) で与えられる  $\Delta t$  であるので、電子軌道上で電子が影響を与えられる長さ  $L$  は次のようになる。

$$L = v\Delta t = \beta c\Delta t \quad (3.10)$$

この長さの中に存在する電子数  $N_{eff}$  が、同時に結晶の同じ部分に影響を与えている電子の数だと考えることができる。

$$N_{eff} = \frac{I}{e\beta c} \times \beta c\Delta t = \frac{I}{e}\Delta t \quad (3.11)$$

電子ビームが結晶に与える影響は、 $N_{eff}$  個の電子の影響の重ね合わせであると考えられるので、電子ビームによる位相変化  $\delta\Gamma_b$  は式 (2.4),(3.5),(3.11) より次のように表される。

$$\begin{aligned} \delta\Gamma_b &= \frac{n_o^2 r_{63} q}{4\epsilon_o \lambda \beta R} N_{eff} \\ &= \frac{n_o^2 r_{63} q}{4\epsilon_o \lambda \beta \gamma v e} I \Delta t \end{aligned} \quad (3.12)$$

## 3.3 静電場に対する位相変化の見積もり

本研究では電子ビームを想定して、直径  $50\mu\text{m}$  のタンゲステンワイヤを電極として  $\text{kV}$  オーダーの電圧をかけ静電場を発生させる。印加電圧  $V[\text{V}]$ 、走査レーザーの波長  $\lambda = 532[\text{nm}]$ 、屈折率変化部分の厚さ  $\delta l$  を結晶厚  $2[\text{mm}]$  とすると、このとき作られる位相変化  $\delta\Gamma_s$  は、式 (2.2),(2.3) より次のようになる。

$$\begin{aligned}
\delta\Gamma_s &= \delta n \frac{2\pi}{\lambda} \delta l \\
&= f(r_{EO}) E_{sT} \frac{2\pi}{\lambda} \delta l \\
&\sim 5.4 \times 10^{-4} [V^{-1}] \times V[V]
\end{aligned}
\tag{3.13}$$

これより、kV オーダーの電圧を印加したときに作られる位相変化は  $\pi/2$  に満たない程度であるため、位相変化による透過光の強度変化は単純増加あるいは単純減少として観測されることが予想される。

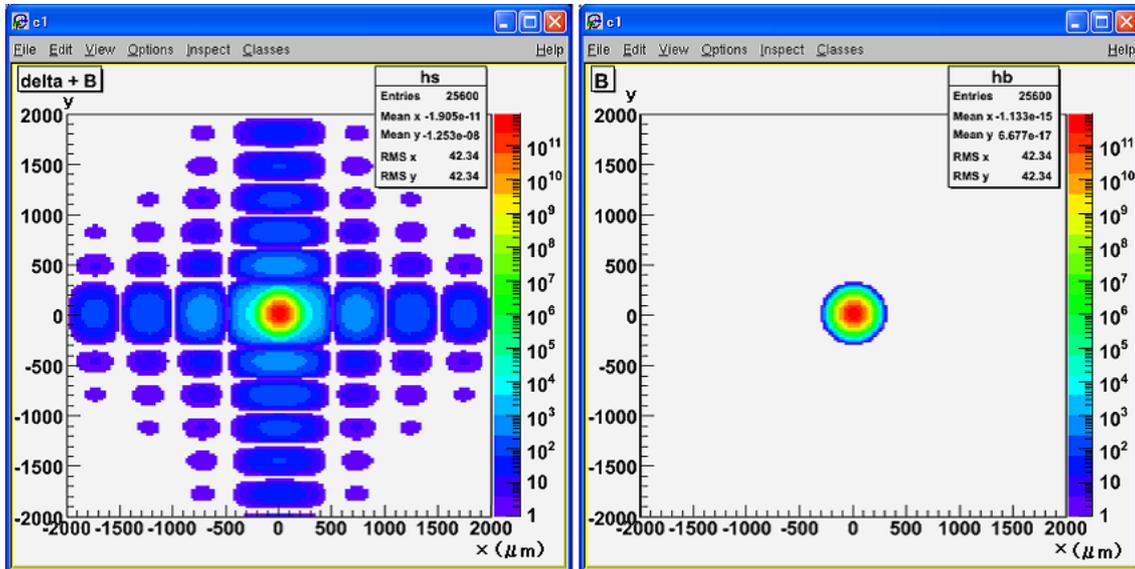


図 3.2: レンズ焦点距離における走査レーザー光の透過光の強度分布。左：電場による位相変化あり 右：位相変化なし

走査レーザー光の1標準偏差

走査レーザー光の強度

1秒に対しての走査レーザー光のパルス持続時間

走査レーザー光の波長

電子軌道からクリスタル表面までの距離

レンズの焦点距離

電子の運動エネルギー

電子の光に対する速度

DKDPの電気光学係数

位相変化

$$\sigma = 100\mu\text{m}$$

$$I = 10^{16} \text{ 光子 (=1mW の CW レーザー)}$$

$$\tau = 1.0(\text{連続光})$$

$$\lambda = 0.532\mu\text{m}$$

$$R = 106.4\mu\text{m}$$

$$f = 100\text{mm}$$

$$E_k = 1\text{eV}$$

$$\beta = 0.002$$

$$r_{63} = 2.4 \times 10^4 [\text{pm/V}]$$

$$\delta\Gamma = 0.001$$

表 3.1: 図 3.2,3.3 の各設定パラメータ

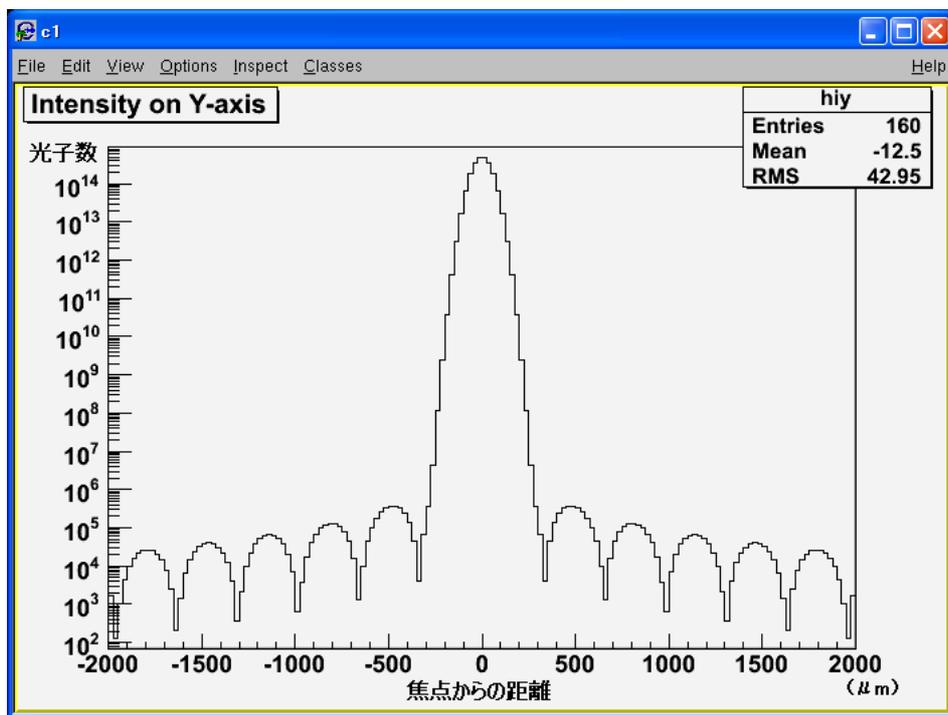


図 3.3: 電子が結晶近傍を通過した時の、レンズ焦点距離における走査レーザー光の透過光の y 軸上の強度分布。

### 3.4 透過光の偏光状態を利用した検出効率向上のためのアイデア

荷電粒子が発生させる電場による位相変化は Gaussian ビームの近傍で強度が大きくなるが、Gaussian ビームに比べて非常に微弱であることが予想されるため、効率のよい観測のためには Gaussian ビーム部分に対する、位相変化による光の強度の比（シグナル - バックグラウンド比）を上げることが考えられる。複屈折結晶の屈折率異方性による偏光状態の変化を利用し、入射光の偏光を揃えておくことにより検出効率を向上させることができる。

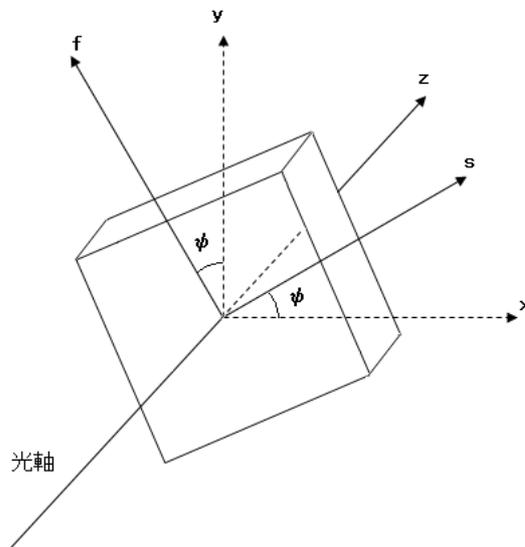


図 3.4: z 軸の周りに だけ回転させた複屈折結晶。偏光方向によって屈折率が異なるため、位相差板の役割をする。

図 3.4 のように、光軸に対して垂直な面に fast 軸 (f) と slow 軸 (s) を持つ複屈折結晶を仮定し、実験室系の  $x, y$  軸に対して  $z$  軸を中心に だけ回転させて設置する。入射光の偏光状態  $V_{in}$  を以下のように定義する。

$$V_{in} = \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

実験室系に対して だけ回転した結晶面系座標では、回転行列  $W(\psi)$  を用いて以下のように表される。

$$\begin{pmatrix} V_s \\ V_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \psi & \sin \psi \\ -\sin \psi & \cos \psi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \end{pmatrix} \equiv R(\psi)V_{in} \quad (3.15)$$

結晶の複屈折性により、入射光の偏光は f 軸成分と s 軸成分で異なった位相変化を受ける。f 軸, s 軸それぞれにおける屈折率  $n_f, n_s$  を用いて、透過光の偏光ベクトルは次式で表される。

$$\begin{pmatrix} V'_s \\ V'_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{-in_s \frac{\omega}{c} l} & 0 \\ 0 & e^{-in_f \frac{\omega}{c} l} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_s \\ V_f \end{pmatrix} \quad (3.16)$$

ここで、 $\omega$  は入射光の角周波数、 $l$  は結晶の厚さである。

f 軸と s 軸における相対的な位相差  $\Gamma$  と位相変化の平均値  $\phi$  を以下のように定義する。

$$\Gamma \equiv (n_s - n_f) \frac{\omega l}{c} \quad (3.17)$$

$$\phi \equiv (n_s + n_f) \frac{\omega l}{2c} \quad (3.18)$$

これらを用いると、式 (3.16) は次式で表すことができる。

$$\begin{pmatrix} V'_s \\ V'_f \end{pmatrix} = e^{i\phi} \begin{pmatrix} e^{-i\frac{\Gamma}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\Gamma}{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_s \\ V_f \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

実験室系における透過光の偏光状態を表すには、結晶面系を z 軸を中心に  $-\psi$  だけ回転すればいいので、透過光の偏光ベクトルは以下ようになる。

$$\begin{pmatrix} V'_x \\ V'_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \psi & -\sin \psi \\ \sin \psi & \cos \psi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V'_s \\ V'_f \end{pmatrix} = R(-\psi) \begin{pmatrix} V'_s \\ V'_f \end{pmatrix} \quad (3.20)$$

ここで

$$W_0 = e^{i\phi} \begin{pmatrix} e^{-i\frac{\Gamma}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\Gamma}{2}} \end{pmatrix} \quad (3.21)$$

とすると、式 (3.15),(3.16),(3.20) より、透過光の偏光ベクトル  $V_{out}$  を Jones 行列  $W(\psi, \Gamma)$  を用いて次式のように表すことができる。

$$V_{out} = W(\psi, \Gamma)V_{in} \quad (3.22)$$

ただし、

$$W \equiv R(-\psi)W_0R(\psi) \quad (3.23)$$

である。すなわち、Jones 行列  $W(\psi, \Gamma)$  は

$$\begin{aligned} W(\psi, \Gamma) &= \begin{pmatrix} \cos \psi & -\sin \psi \\ \sin \psi & \cos \psi \end{pmatrix} e^{-i\phi} \begin{pmatrix} e^{-\Gamma/2} & 0 \\ 0 & e^{\Gamma/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \psi & \sin \psi \\ -\sin \psi & \cos \psi \end{pmatrix} \\ &= e^{-i\phi} \begin{pmatrix} e^{-i\Gamma/2} \cos^2 \psi + e^{i\Gamma/2} \sin^2 \psi & -i \sin(\Gamma/2) \sin(2\psi) \\ -i \sin(\Gamma/2) \sin(2\psi) & e^{-i\Gamma/2} \sin^2 \psi + e^{i\Gamma/2} \cos^2 \psi \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3.24)$$

と表される。

ここで、入射光に次のような偏光ベクトルの直線偏光レーザーを選択する。

$$V_{in} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (3.25)$$

すると、透過光の偏光ベクトルは次式のようになる。

$$V_{out} = e^{i\phi} \begin{pmatrix} -i \sin(\Gamma/2) \sin(2\psi) \\ e^{-i\Gamma/2} \cos^2 \psi + e^{i\Gamma/2} \sin^2 \psi \end{pmatrix} \quad (3.26)$$

透過光の下流に  $90^\circ$  回転のアナライザを挿入すると、次の行列が掛けられることに相当する。

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.27)$$

よって、アナライザ挿入後の透過光の強度  $I_{out}$  は次式となる。

$$I_{out} = \sin^2(\Gamma/2) \sin^2(2\psi) \quad (3.28)$$

また、 $\lambda/4$  波長板を挿入すると、次の行列が掛けられることになる。

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{pmatrix} \quad (3.29)$$

よって、透過光の下流に  $\lambda/4$  波長板、 $90^\circ$  回転アナライザの順に挿入したときの強度は次式となる。

$$I_{out} = \frac{1}{2}(1 + \sin(\Gamma)) \quad (3.30)$$

DKDP の場合、電場応答している部分の屈折率楕円体は他の部分に対して  $\pi/4$  回転しているため  $\psi = \pi/4$  として考えると、アナライザのみ挿入した場合、式 (3.28) によると透過光の強度自体は小さくなるが、シグナル - バックグラウンド比は非常によくなる。一方、 $\lambda/4$  波長板も加えた場合、式 (3.30) によるとシグナル - バックグラウンド比はよくないが、大きなシグナル出力を得ることができる。よって、シグナルが非常に小さい場合はアナライザを、シグナルが十分に大きい場合はアナライザに加えて  $\lambda/4$  波長板を設置することが検出効率向上の観点から有効であると考えられる。

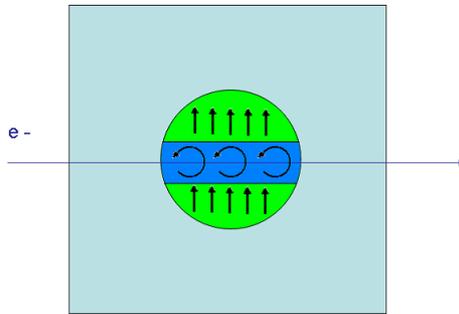


図 3.5: 荷電粒子の電場による影響を受けている部分のみ位相差が発生するため、入射した直線偏光は影響がある部分のみ楕円偏光となる。

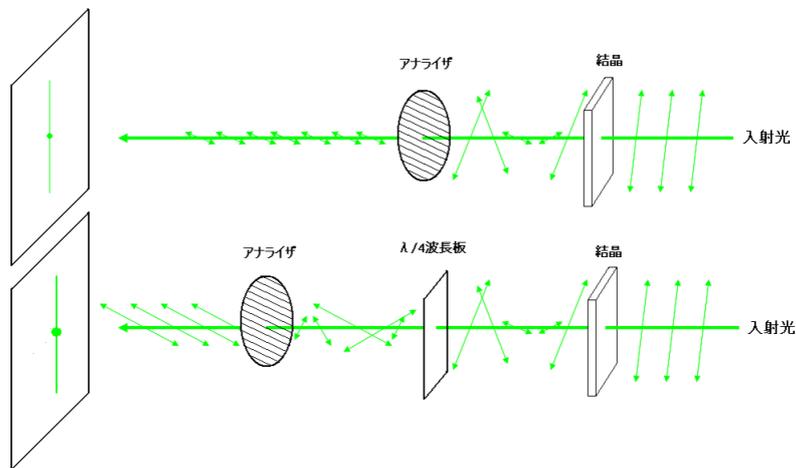


図 3.6: 位相差板としての複屈折結晶、 $90^\circ$ 回転したアナライザ及び  $\lambda/4$  波長板を挿入したときのシグナル、バックグラウンドの強度のイメージ。結晶とアナライザのみの場合に比べて  $\lambda/4$  波長板も挿入した場合はシグナル、バックグラウンドともに大きい。矢印は走査光の偏光の方向を表す。

## 第4章 実験

本研究は、荷電粒子のリモートセンシングのためのデザインを設計することを目的としている。荷電粒子検出実験の予備実験として、この検出原理による荷電粒子検出に最も重要な、電気光学結晶である DKDP の局所的電場応答を、ワイヤ状電極を用いて発生させた電場をかけることによって確認する。また、荷電粒子検出の実現のためのデザインに基づいたセットアップを構築する。

### 4.1 ワイヤ実験

本研究では、検出する荷電粒子の発生源として電子銃を使用することを条件としている。この実験では、電子銃から射出される電子ビームを模して、直径  $50\mu\text{m}$  のタングステンワイヤを結晶の表裏に配置し、そこに電位差をつけて局所的な電場を発生させた。

#### 4.1.1 実験セットアップ

- 走査レーザー

電子ビームを用いた実験での使用を予定されているものと同じ、波長  $532\text{nm}$  で  $y$  軸方向に直線偏光しているレーザーを使用した。

- ワイヤ

電子ビームの 1 標準偏差と等しい直径  $50\mu\text{m}$  のタングステンワイヤを使用した。ワイヤの先端は電極に接続され、 $\text{kV}$  オーダーの電圧がかけられる。回折模様が重なってしまわないように、ワイヤは互いにわずかに角度を持たせて固定した。

- 結晶

電子ビームを用いた実験での使用を予定されているものと同じ、 $10 \times 10 \times 2\text{mm}$  の  $z$ -cut DKDP 結晶を使用した。DKDP は  $z$  軸に平行な電場を感知した

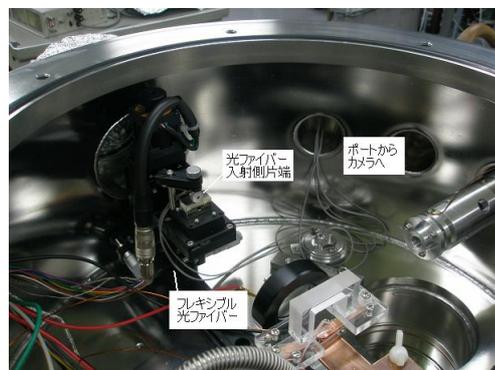
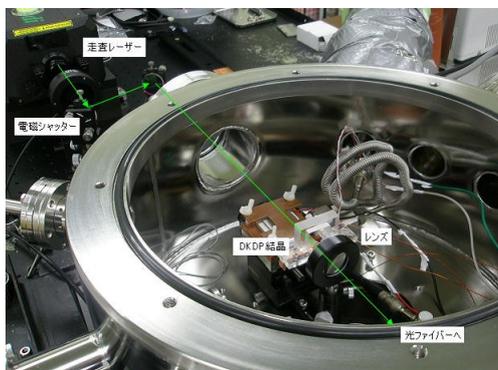


図 4.1: ワイヤ実験のセットアップ(上流側) 図 4.2: ワイヤ実験のセットアップ(下流側)

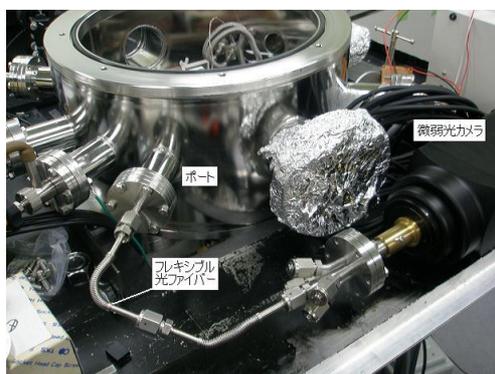


図 4.3: チェンバー外部 (ポート ~ 微弱光カメラ)

際に屈折率楕円体が  $xy$  面内で  $\pi/4$  回転するため、回転後の結晶軸がレーザーの偏光方向に合うように、実験系軸に対して  $z$  軸 (レーザーの光軸) を中心に  $-\pi/4$  回転させて設置した。

- 光ファイバー

電子ビームを用いた実験で使用するものと同じ光ファイバーを使用した。電場による位相変化が最も強く現れると予想される領域であるレンズ焦点面の  $y$  軸上に、直径 1.2mm, 中心に直径約  $180\mu\text{m}$  の遮光ファイバーが入ったものを設置した。比較対照用として、レンズ焦点面の  $y$  軸上からややずらした場所に、直径 1.2mm, 中心に直径約  $250\mu\text{m}$  の遮光ファイバーが入ったものを設置した。

- 微弱光カメラ位相変化によるわずかな透過光強度変化を捕らえる。イメージインテンシファイアサイズは直径 18mm、 $512 \times 512$  素子で素子サイズは  $24\mu\text{m}$

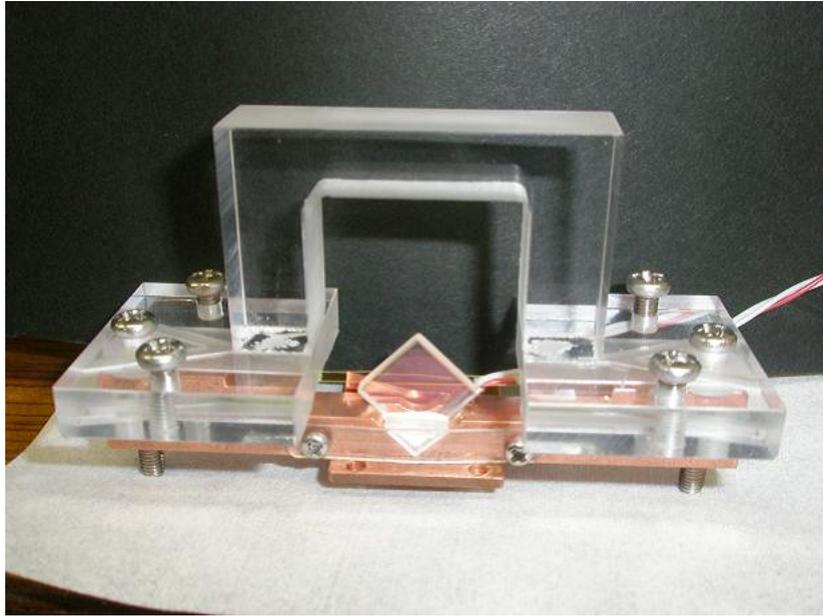


図 4.4: 治具に固定された DKDP 結晶。表裏に直径  $50\mu\text{m}$  のタンゲステンワイヤを配し、そのそれぞれの両端はネジで固定されている。固定ネジに電極を接続し電圧をかける。

$\times 24\mu\text{m}$  である。走査レーザーの波長  $532\mu\text{m}$  に対して 20%程度の量子効率を持ち、最大増幅率で 1 光電子あたり約 80 階調の感度がある。16 ビットのダイナミックレンジを有する。また、1 素子あたり毎秒  $5e^-$  の低ノイズという特徴を持つ。光ファイバーから出た光がカメラ受光面に到達するまでに拡散してしまうのを防ぐため、光ファイバーとカメラ受光面の間に焦点距離 3mm の平凸レンズを 2 つ並べて配置した。

#### 4.1.2 実験方法

以下の手順で実験を行った。

1. 走査レーザー光の高さと一致するように DKDP 結晶、ワイヤを固定し、走査レーザー光を照射する。
2. 2 本のワイヤの回折像を確認し、回折像が 2 本とも光ファイバーのアクセプタンスに入るように光ファイバーの入射側片端の位置を調節する。



図 4.5: 光ファイバーとカメラの接合部。先端の治具の中にレンズが並べてある。

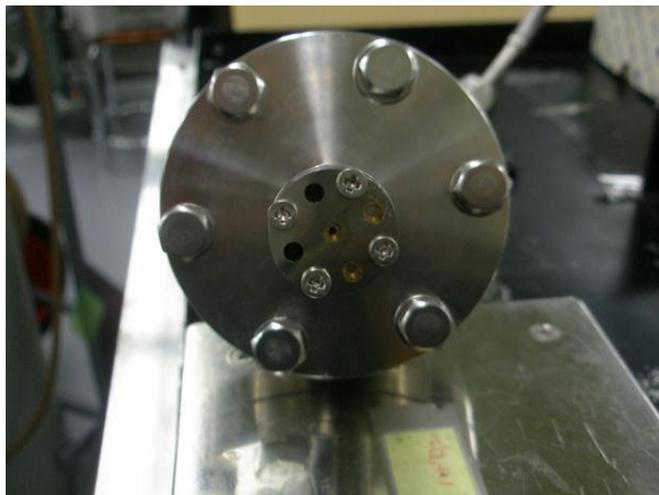


図 4.6: 接合部正面。右側 2 つの穴にファイバー片端とレンズが接続されている。

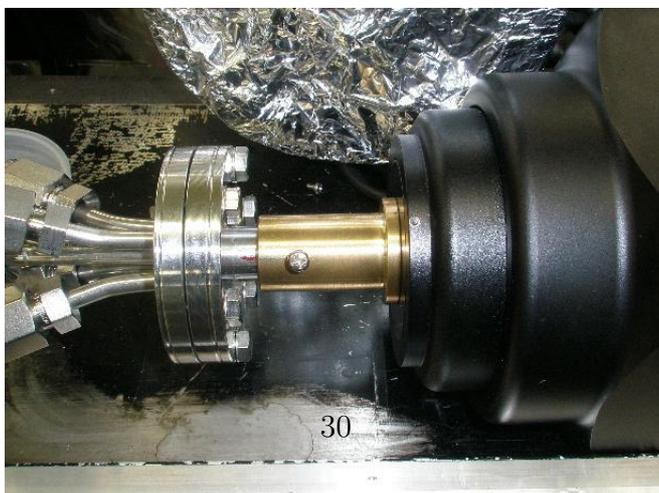


図 4.7: 接合部をカメラに接合した様子

3. 光ファイバーの出射側片端に結像用レンズをとりつけ、微弱光カメラに接続する。
4. チェンバ内を完全に遮光する。
5. 微弱光カメラで連続撮影を開始する。本実験では露光時間を 5ms に設定し、3Hz で 800 フレームの連続撮影を行った。
6. 印加電圧を変化させる。今回はまず印加電圧無しで 50 フレーム撮影し、その後 50 フレーム撮影する間に印加電圧を 500V まで上昇させ、定電圧で 50 フレームの撮影をし、再び 50 フレーム撮影する間に電圧を上昇させた。これを 1000V,1500V,1000V,500V と段階的に変化させた。
7. 逆電圧についても同様の手順で変化させる。

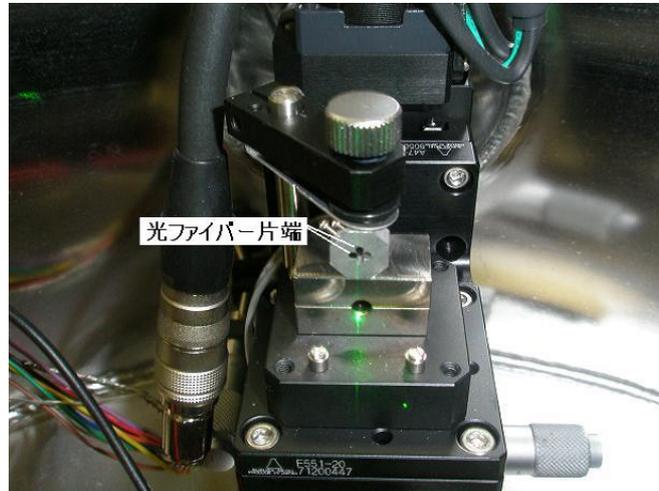


図 4.8: フレキシブル光ファイバーの入射側片端

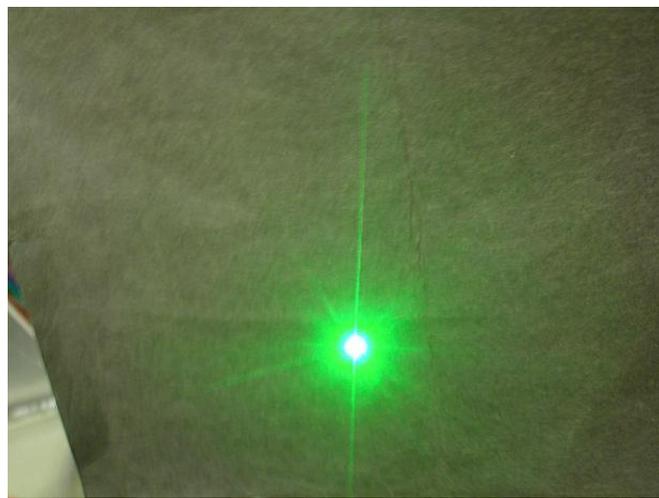


図 4.9: 光ファイバーの直前にスクリーンを置くと、走査レーザーのプロファイルから上下にワイヤの回折像が伸びているのが確認できる。

## 4.2 荷電粒子検出のための実験セットアップ

荷電粒子リモートセンシングの実現のために、電子ビームの使用を想定して実際に構築したセットアップを紹介する。

### 4.2.1 光学系

- 走査レーザー

結晶を透過させ、位相変化を見るためのレーザー。波長は 532nm、最大出力は 2.2W であり、y 軸方向に直線偏光している。

- シャッター

レーザーの射出口直後に配置し、レーザーの ON/OFF を切り替える。

- DKDP 結晶

10 × 10 × 2mm の z-cut 結晶を使用する。ワイヤ実験と同様に、z 軸を中心に  $-\pi/2$  回転させて真空中での冷却が可能なように銅製の治具に固定する。

- X ステージ

結晶を電子ビーム軸に近づけるためのステージ。2 $\mu$ m の位置分解能を持つ。

- レンズ

本研究では焦点距離 100mm の凸レンズを使用する。

- 光ファイバー

焦点近くの、位相変化の影響が現れると思われる場所に設置し、透過光の回折像をカメラに転送する。本研究では直径 1.2mm のフレキシブルファイバーを使用する。

- Y ステージ

光ファイバーの入射部の高さを調節するステージ。2 $\mu$ m の位置分解能を持つ。

- 微弱光カメラ

ワイヤ実験で使用するものと同じ微弱光カメラを使用する。

## 4.2.2 荷電粒子系

- 電子銃

観測される荷電粒子源として nA オーダーの直流電子ビームを発生させる。～ $10^{-5}$ Pa の真空で使用することができ、収束用電圧をかけることにより  $\sigma=50\mu\text{m}$  まで電子ビームを収束させられる。最大加速電圧は 4kV である。

- 補正磁場用コイル

コイルに直流電流を流すことにより一定磁場を発生させ、電子ビームの軌道を変えて結晶の表面近傍を通過するように高さを合わせる。

- マイクロチャンネルプレート (MCP)

入射電子をアバランシェ効果によって増幅し蛍光面を光らせることにより、電子ビームの位置とプロファイルの大きさを検知することができる。

## 4.2.3 真空系

- 真空チェンバ

電子ビームが空気分子と散乱を起こさないよう、チェンバ内を真空にしておく必要がある。また、DKDP には潮解性があるため、低温時に DKDP が結露して潮解するのを防ぐためにも有用である。

- ロータリーポンプ

偏心した回転軸を持ったローターと固定翼を持ち、ローターを回転させることにより内部の気体をかき出す。大気圧から 1Pa 程度まで気圧を下げる。

- ターボ分子ポンプ

高速で回転するタービンで気体分子を弾き飛ばしてを排出する。ロータリーポンプで気圧を下げた後、 $10^{-5}$ Pa 程度まで気圧を下げる。

## 4.2.4 冷却系

- エタノール冷却器

エタノールを冷媒として循環させ、結晶の土台の最下部 (ヒートシンク) を冷却する。本実験ではエタノールを -50℃ まで冷却させることができる、EYELA 社製の冷却器を採用した。

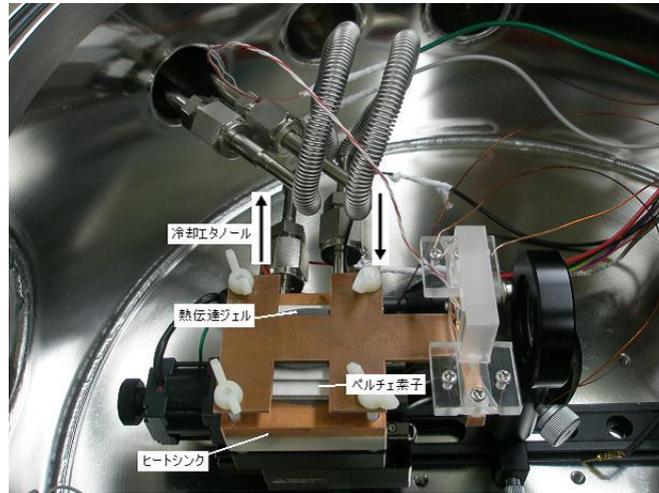


図 4.10: 冷却系の構造。エタノールは外部の冷却器で冷却されながら循環する。

- ペルチェ素子

電流を流すことによって熱を上面から下面に移動させ、冷却効果を得ることができる。

- 熱伝達ジェル

結晶を効率よく冷却するために、結晶治具とペルチェ素子上面、ペルチェ素子下面とヒートシンクの熱伝達をよくしておく必要がある。熱伝達性のよいジェルをそれぞれの間にはさみ、熱伝達を向上させる。

## 第5章 結果と考察

この章では、ワイヤ実験によって得られた結果から、DKDPの電場応答による走査レーザー光の位相変化を考察していく。

### 5.1 DKDP による位相変化

図 5.1 は、印加電圧 0V のときに微弱光カメラで撮影された画像である。ワイヤの回折像が 2 本とも確認できる。フレキシブルファイバーのねじれにより画像と実験室系の上下左右が一致していないため、実験室系での  $x$ - $y$  座標を併せて表示している。バックグラウンドとして、図中の四角で囲まれた領域を選択し強度平均を取った。

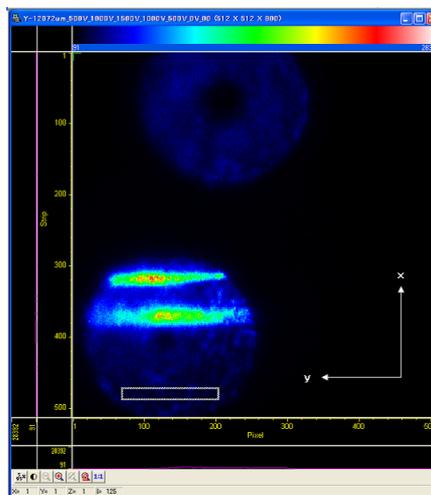


図 5.1: 印加電圧 0V において得られた画像

本実験ではワイヤそのものを電極として印加し電場を発生させているので、電場による位相変化の影響を大きく反映するのはワイヤの回折像近傍であると考えられる。しかし、本実験において電圧印加時、特に高電圧のときにワイヤの回折像そのもののプロファイルの変形が観測された。これは DKDP を電極の間に設置せずに印

加したときには観測されなかったため、DKDPの影響を表していることは間違いなが、選択する領域によって強度変化に違いが出てきてしまう。そのため、ワイヤ回折像のプロファイルに関係なく位相変化を反映する部分として2本のワイヤの回折像の間の領域を選択し、印加電圧に対する透過光の強度を調べた。

### 5.1.1 低電圧印加時における位相変化

電圧に応じた位相変化による透過光の強度変化が見られた。バックグラウンドでの強度変化と比べると、局所的に電場応答していることがわかる。

### 5.1.2 高電圧印加時における位相変化

1500V印加中に、急激に回折像のプロファイルが変化した。この現象の原因として圧電効果等が考えられるが、電場に対する応答が確認できるという点で本研究に使用する上で問題ないと言える。

### 5.1.3 逆符号電圧印加時における位相変化

逆符号の電圧の印加に対して、透過光の強度の増減が反転している。位相のずれが1000Vに対して0.5程度であるため、周期的に変化すると予想される強度変化の単調増加部分が見えていると考えられる。

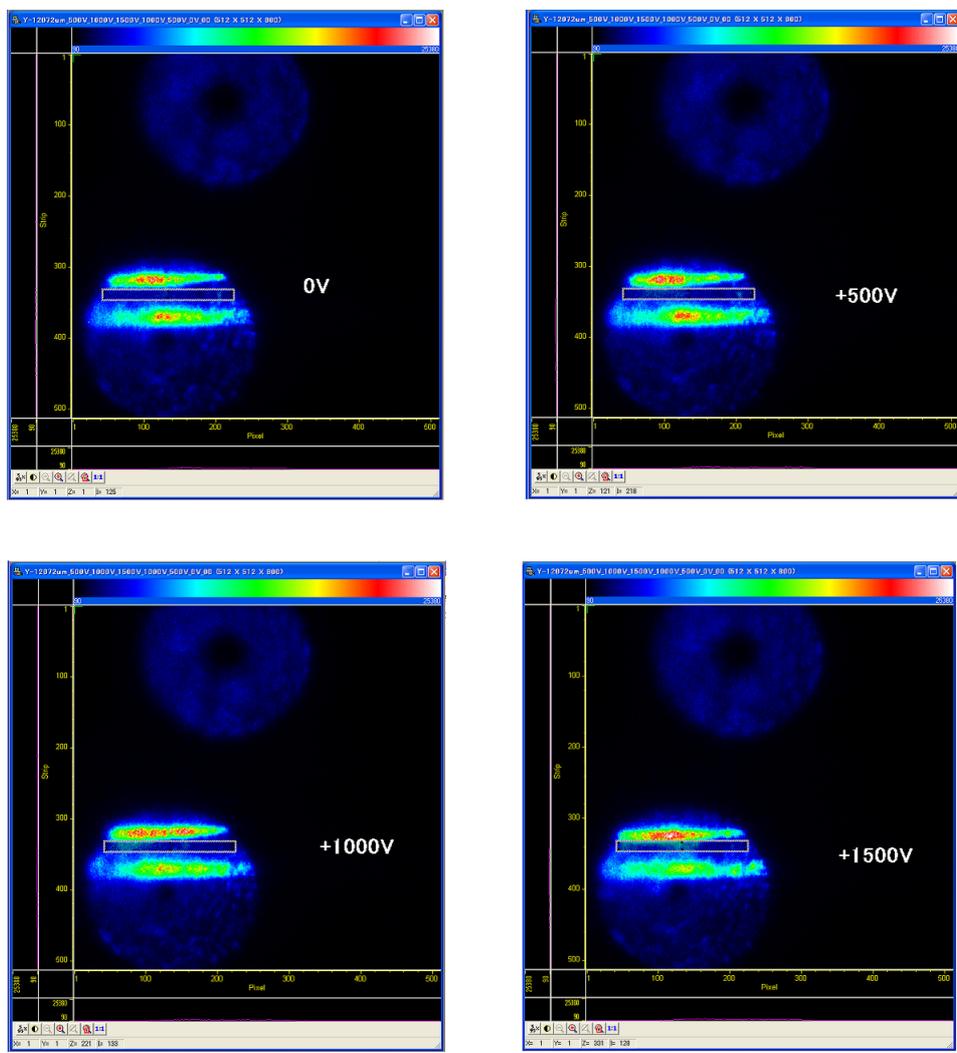


図 5.2: 0V,500V,1000V,1500V の電圧を印加したときの観測された画像。四角で囲まれた領域のピクセルあたりの強度平均を各フレームごとにとる。

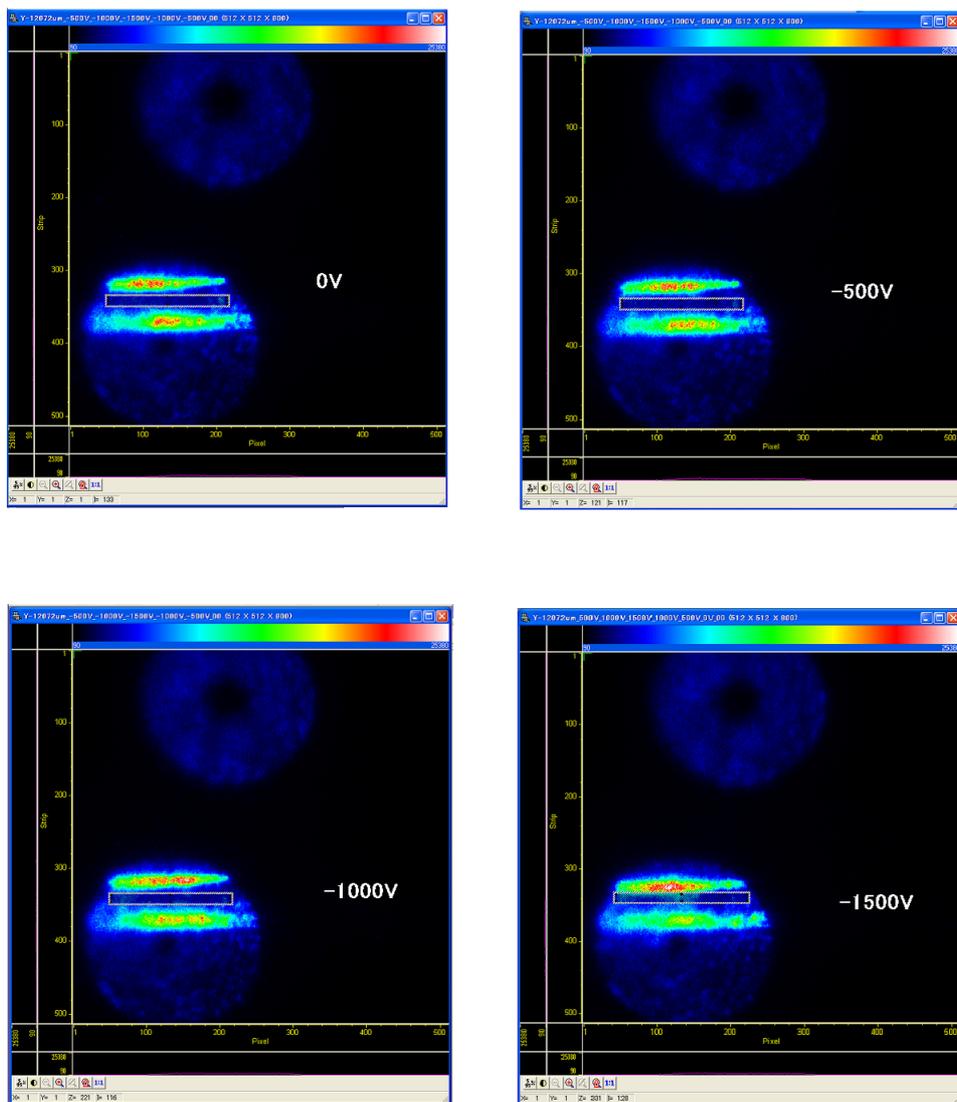


図 5.3: 0V,-500V,-1000V,-1500V の電圧を印加したときの観測された画像。

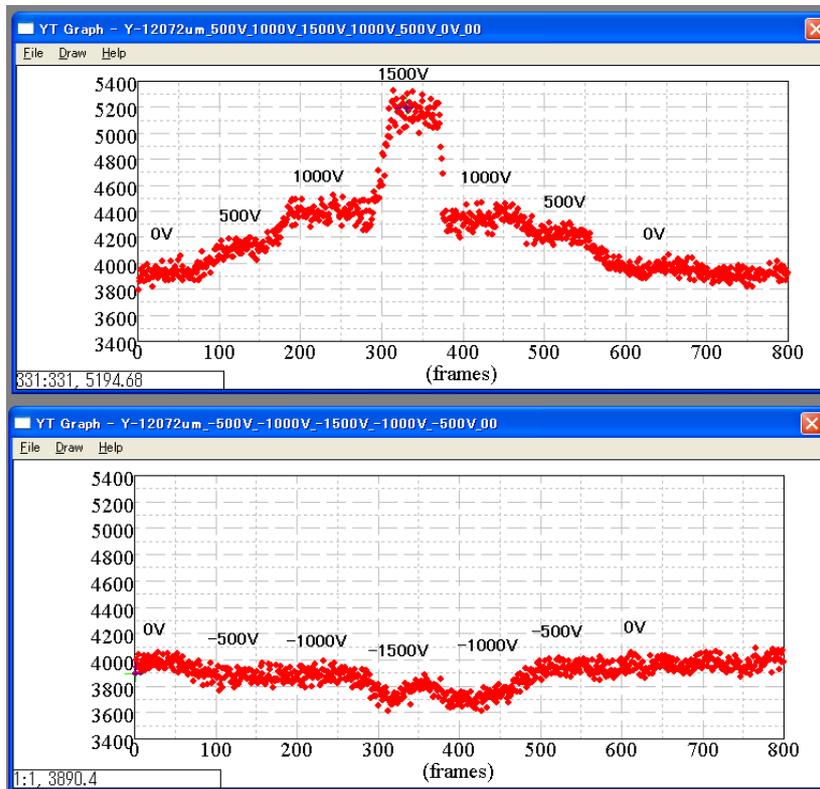


図 5.4: 各フレームごとの、選択された領域のピクセルあたりの強度平均。印加電圧の大きさに依存して変化しているが、+1500V 及び-1500V が印加されたときに大きな強度変化が見られる。

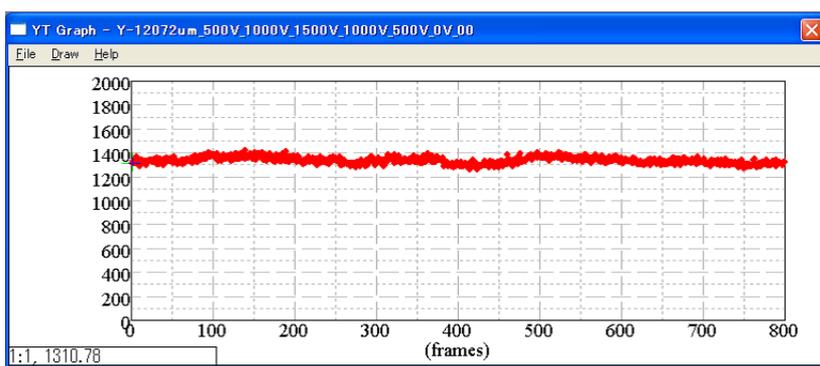


図 5.5: バックグラウンド領域の強度平均。シグナル領域に対してほとんど強度変化がないことがわかる。

## 第6章 結論

荷電粒子による非弾性散乱過程を利用せず、荷電粒子が作り出す電場を感知して検出する荷電粒子検出システムを構築した。その予備実験として、ワイヤ状電極を用いて電圧をかけた DKDP 結晶の局所的な電場応答を、屈折率変化に伴う透過光の位相変化という形で観測することに成功し、さらに印加電圧を変化させることにより位相変化の電場依存性を確認した。常温における電気光学定数の小さい状態での電場応答が確認されたことにより、今後 DKDP の冷却によるさらに大きな電気光学効果を利用した観測が期待される。

付録に掲載した冷却実験から、いくつかの課題点を明確にすることができた。

- 結晶の臨界温度付近への冷却
- 臨界温度付近での冷却系の安定性
- 結晶の状態を変化させない冷却法の確立
- ペルチェ素子による冷却に伴うプロファイルの変化の原因究明

単一荷電粒子のリモートセンシングを実現するために、これらの問題の解決並びに3章で説明した、ポーラライザー・アナライザーを含めた検出効率向上システムの構築が求められる。

# 謝辞

まず最初に、本研究を行うきっかけを与えていただき、また研究を進めるにあたって理論・実験両面において多くの議論をしていただき、細かなことまで丁寧に指導して下さった本間謙助教に心から感謝します。杉立徹教授、志垣賢太准教授には、私が気づかない観点からの貴重な意見をいただきました。研究室スタッフの鳥井さんや洞口さん、研究室の先輩方には、研究に行き詰ったときに気軽に相談に乗っていただき、必要な知識や考え方を教えて下さいました。同期の溝口君、岩永君、丸山君、研究室の後輩とは、励まし合いながら時には息抜きに付き合ってもらい、研究に対するモチベーションを保つことができました。皆様のおかげでこの論文を書き上げることができたと思っています。本当にありがとうございました。

## 関連図書

- [1] 細川和博 電気光学効果を用いた非接触型荷電粒子検出原理の検証 平成 18 年度広島大学修士論文
- [2] A.S.Sonin, A.S.Vasilevskaya, B.A.Strukov Soviet Physics-Solid State Vol.8, No.11(1967)

# 付録 A 冷却実験

本研究で構築した冷却系を用いて、DKDP の冷却実験を行った。結晶及び治具はワイヤ実験と同じセットアップを用いた。

## A.1 実験方法

実験の方法は以下の通りである。

1. エタノール冷却器内で冷媒エタノールを $-50$  まで予備冷却する
2. 結晶が結露しないようにチェンバ内を真空にし、エタノールを循環させる
3. ペルチェ素子による追加冷却を行う

本実験で扱っている DKDP 結晶は  $10 \times 10 \times 2\text{mm}$  と比較的大きいため急激な温度変化によって破損しやすい。そのため、およそ  $3$  /分程度のゆるやかな冷却をする。

## A.2 実験結果

本実験では、エタノールの循環により結晶温度 $-20$  を得られた。これ以降はペルチェ素子での冷却を行い、最低温度 $-55.3$  を記録した。

各温度でのワイヤの回折像を撮影した画像を図 1 に示す。

まず着目すべき点は、常温 ( $30$  ) からエタノール循環による温度 ( $-20$  ) に冷却したとき、ワイヤの回折像のプロファイルが移動していることである。この原因は、冷却によるワイヤの伸縮、熱伝達ジェルの固化などが考えられる。

次に、 $-20$  以下の低温時にはファイバーの入力部全体が白くぼやける現象が確認された。これは冷却により結晶が破損した可能性が指摘されている。

また、ペルチェ素子動作時に回折像のプロファイルが大きく変動する現象が確認された。プロファイルの変動は電場応答によるシグナルのバックグラウンド比を落とすので、早急に解決すべき問題である。

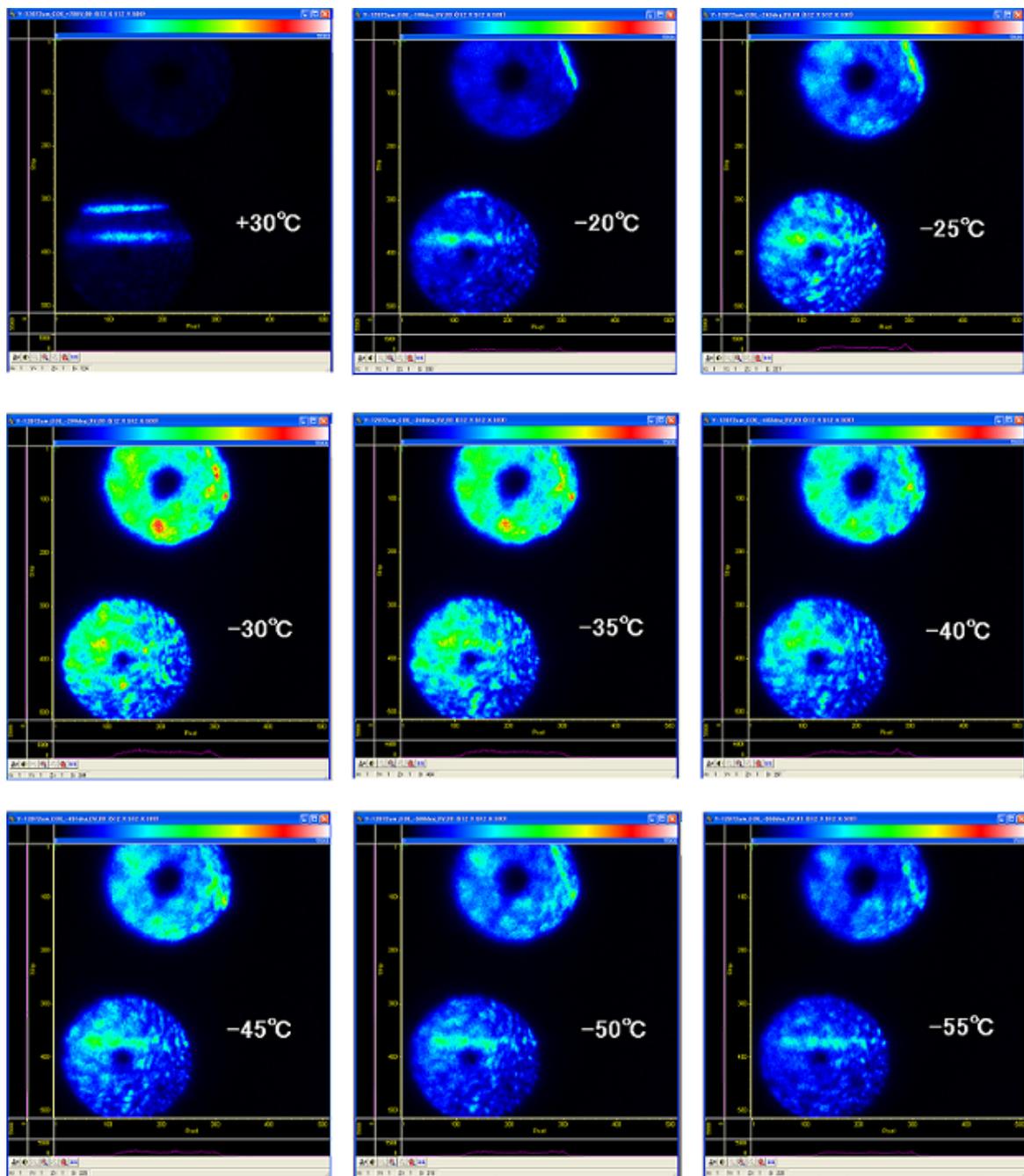


図 A.1: 印加電圧 0V での各温度で撮影された画像。サンプリングポイントはワイヤ実験と同じである。