

# 磁気光学効果の高感度計測

室尾 和之\*・波川 壮智\*・田久保嘉隆\*・山本 学\*\*

\*東京農工大学工学部応用物理学教室 〒184 小金井市中町 2-24-16

\*\*東京経済大学 〒185 国分寺市南町 1-7-34

## High-Sensitivity Detection of the Magneto-Optic Effect

Kazuyuki MUROO,\* Morisato NAMIKAWA,\* Yoshitaka TAKUBO\* and Manabu YAMAMOTO\*\*

\*Department of Applied Physics, Faculty of Technology, Tokyo University of Agriculture and Technology, 2-24-16, Naka-machi, Koganei 184

\*\*Tokyo Keizai University, 1-7-34, Minami, Kokubunji 185

We improved the sensitivity for the detection of optical anisotropy induced by the magneto-optic effect. Elliptically polarized light with a small and properly adjusted ellipticity was incident upon a gaseous sample in a magnetic field. The change of the light ellipticity was analyzed by a perfectly-crossed polarization-analyzer placed behind the sample. We obtained the light extinction ratio of  $1 \times 10^{-9}$  by the use of high-quality optical elements with small optical anisotropy. We used a temperature-stabilized diode laser as a light source. Noise due to fluctuations of the light source intensity was suppressed by the modulation of the applied magnetic field. The minimum value of the ellipticity change that could be detected was  $1 \times 10^{-8}$  under the following experimental conditions; incident light intensity: 2.0 mW, quantum efficiency of the light detector: 0.03, photon detection time: 137 s. The sensitivity attained in the experiment was approximately equal to the theoretical value expected at the shot noise limit.

### 1. はじめに

入射光路に対して横方向に磁場を印加した試料が示す光学異方性にはフォークト (Voigt) 効果およびコットン-ムートン (Cotton-Mouton) 効果がある。原子共鳴フォークト効果を応用した高感度分光測定については、その検出限界が報告されている<sup>1)</sup>。また非常に強い横磁場のもとで生じる真空の磁気光学効果を検出しようとすると、超高真空中に残留する気体の磁気光学効果が系統誤差の原因になるために、それを評価するという観点から酸素、窒素などの大気構成気体、あるいはアルゴン、ネオン等の希ガスの横磁場中における磁気光学効果が注目を集めようになつた<sup>2-5)</sup>。これらの気体の磁気光学効果は小さく、その測定については高感度の偏光測定装置が必要になる。

本研究においては、酸素気体などを対象として、横磁場中での磁気光学効果によって生じる入射光の微少な梢

円率変化を測定することを目的に、装置の高感度化を図る。分光計測においては、原理的に光子検出の際のショット雑音によって最終的に検出感度が決定される。本装置においては、検出感度をショット雑音限界に到達させることを目的として、測定系全体の消光比をよくすること、光源強度を安定化することの2点に留意して偏光測定装置を設計、製作した。また、製作した装置の測定感度の評価のために、大気圧酸素分子の磁気光学効果を測定した。

### 2. 偏光測定の感度

光路に対して垂直方向の磁場中に置かれた試料に、微少梢円率  $\Delta\alpha$  の梢円偏光が入射する場合を考える<sup>1)</sup>。入射梢円偏光の主軸は磁場に対して  $\pi/4$  の方向を向いているものとする。このとき試料の磁気光学効果によって生じた入射光梢円率の変化  $\psi$  を、試料背後に置いた検光子により解析する。検光子の透過軸は、入射梢円偏光の主軸に対して垂直方向に向けておく。単位時間あたり

E-mail: muroo@cc.tuat.ac.jp

の入射光子数の期待値を  $I_0$  とすると、検光子透過後の単位時間あたり光子数  $I$  は、

$$I = (\psi^2 + 2\psi\Delta\alpha + \Delta\alpha^2 + a)I_0 \quad (1)$$

と表される<sup>6,7)</sup>。ここで、 $a$  は検光子の消光比である。式(1)右辺の括弧中、第1項は横円率の変化  $\psi$  の2乗に比例する項、第2項は  $\psi$  に比例する項で、この2つの項が信号となる。直線偏光ではなく、横円偏光を入射させることにより、上式に示すように  $\psi$  に比例する信号項が加わる。また第3項以下は背景光を表す。入射光の横円率  $\Delta\alpha$  に比べて十分小さな横円率の変化  $\psi$  を測定する場合( $\psi \ll \Delta\alpha$ )、式(1)は

$$I = (2\psi\Delta\alpha + \Delta\alpha^2 + a)I_0 \quad (2)$$

と近似することができる。検光子を透過した光を量子効率  $\eta$  の光検出器を用いて時間  $\tau$  のあいだ検出する。このとき検出される光子数  $P$  は、

$$P = 2\psi\Delta\alpha I_0 \tau \eta + (\Delta\alpha^2 + a)I_0 \tau \eta \quad (3)$$

となる。式(3)右辺第1項は信号の光子数  $P_{\text{Sig}}$  であり、第2項は背景の光子数  $P_{\text{BG}}$  である。この第2項の背景光子数の変動が  $\psi$  の検出下限を決定する。光源のレーザーが理想的なコヒーレント状態にあれば、入射光子数の量子力学的変動および光を検出する際の確率過程において導入される変動の2つの原因により背景の光子数は変動し、いわゆるショット雑音が発生する。このときショット雑音に起因する背景光子数変動の大きさは、式(3)右辺第2項の平方根、すなわち

$$\Delta P_{\text{S}} = \sqrt{P_{\text{BG}}} = \sqrt{(\Delta\alpha^2 + a)I_0 \tau \eta} \quad (4)$$

と求められる。一方レーザー光源が理想的なコヒーレント状態ではない、すなわち入射光子数の期待値  $I_0$  が一定ではない場合、上記のショット雑音にさらにゆらぎが加わり背景光子数変動が増大する。 $I_0$  の変動による背景光子数への影響は、ショット雑音を除いた光強度変動  $\Delta I_0$  から求めることができる。ここで  $\Delta I_0$  は  $I_0$  の変動のうち、その周波数成分が光子観測時間  $\tau$  に対応する観測周波数帯域内(帯域幅:  $1/(2\tau)$ )に含まれる部分である。 $I_0$  の変動による背景光子数の変動は、 $\Delta I_0$  と  $I_0$  との比  $\gamma \equiv \Delta I_0/I_0$  すなわち入射光強度変動率を用いて、

$$\Delta P_{\text{I}} = \gamma P_{\text{BG}} = \gamma(\Delta\alpha^2 + a)I_0 \tau \eta \quad (5)$$

と表すことができる。 $I_0$  の変動に起因する背景光子数変動  $\Delta P_{\text{I}}$  がショット雑音に起因する背景光子数変動  $\Delta P_{\text{S}}$  と比較して十分小さい場合、すなわち

$$\gamma \ll \frac{1}{\sqrt{(\Delta\alpha^2 + a)I_0 \tau \eta}} \quad (6)$$

という条件を満たしている場合、背景光子数変動の大きさはショット雑音に支配され、ショット雑音限界に到達

する<sup>1)</sup>。このとき信号対雑音比は、式(3)の信号項(右辺第1項)と式(4)とを比較することにより

$$S/N = 2\psi\Delta\alpha \sqrt{\frac{I_0 \tau \eta}{\Delta\alpha^2 + a}} \quad (7)$$

と求められる。不等式(6)が成立する限りにおいて、入射光横円率  $\Delta\alpha$  を  $\sqrt{a}$  よりも十分大きく設定するとき最大の信号対雑音比

$$(S/N)_{\max} \approx 2\psi\sqrt{I_0 \tau \eta} \quad (8)$$

を得る。一方、入射光強度変動  $\Delta I_0$  が背景光子数変動の主要因となる場合には、式(3)の信号項と式(5)の比較から、 $\Delta\alpha = \sqrt{a}$  としたときに最大の信号対雑音比

$$(S/N)_{\max} = \psi / (\gamma \sqrt{a}) \quad (9)$$

を得る。式(1)～(7)を適用するとき、消光比  $a$  は、偏光子と検光子のみの場合の消光比ではなく、すべての光学素子を含めた測定系全体の消光比を用いる。信号を検出すべく光子観測時間  $\tau$  を設定した場合、それに応じた入射光強度変動率  $\gamma$  に対して消光比  $a$  が十分小さい検光子を用い、かつ  $\Delta\alpha$  を適当に選べば不等式(6)を満たし、ショット雑音限界を達成することが可能となる<sup>1)</sup>。

### 3. 実験装置

#### 3.1 装置の構成

実験装置を Fig. 1 に示す。光源 (LD) としては発振波長 780 nm、最大出力 10 mW の単一縦モード GaAlAs 半導体レーザー (シャープ LT027MD) を用いた。光源からの光を偏光プリズムを用いて直線偏光にし、位相板に入射させて微少横円率を与えたのち試料セルに入射させる。試料セルには電磁石を用いて 50 mm の距離にわたって磁束密度  $B = 0.9$  T の横磁場を加えておく。試料の背後に、入射横円偏光の主軸に対して垂直方向に偏光軸を向けた偏光プリズム(検光子)を置き、透過後の光子を光電子増倍管(浜松ホトニクス: R955)により検出する。光電子増倍管からの光電子電流を、応答時間 0.5 s の電流電圧変換器を用いて電圧に変換したのちデジタル電圧計(ADVANTEST: Model R6551)を用いて計測する。このとき、入射レーザー光強度の長期変動の影響を除くために、印加する磁場を 14 s 周期で断続変調し、それと同期して光電子増倍管の出力を計測する。磁場印加時の出力は式(3)右辺の第1項と第2項の和(信号+背景)であり、非印加時の出力は第2項(背景)のみである。計測した検光子透過光強度はコンピューターに記録されデータ処理される。

前節に示したように、Fig. 1 に示す偏光測定装置の測

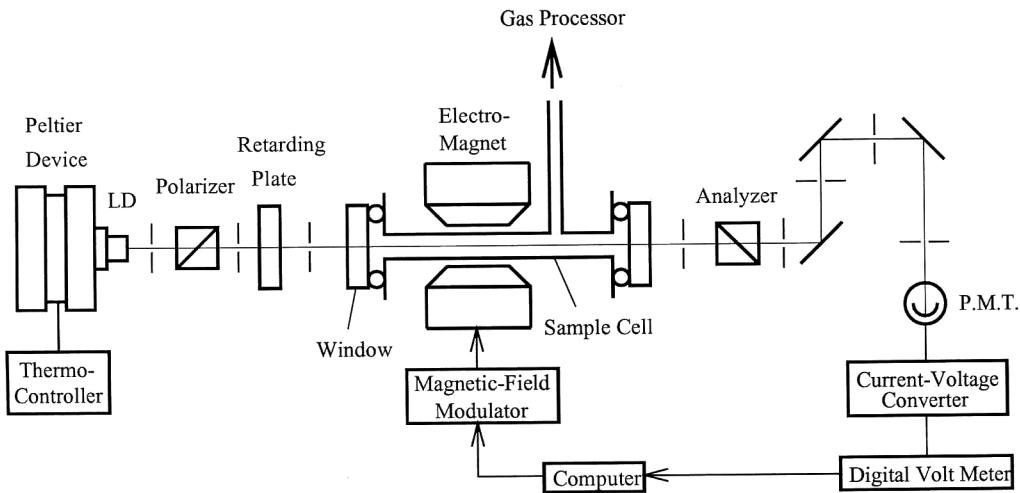


Fig. 1. Experimental setup.

定感度は、入射光強度変動率  $\gamma$  および測定系全体の消光比  $a$  の大きさに関係する。消光比  $a$  が小さければ、ショット雑音限界に到達するための入射レーザー光強度の安定性に関する条件（不等式(6)）を満たすことができる。したがって本研究における偏光測定装置の測定感度を向上させるとき、最も重要な点は測定系全体の消光比の大きさである。したがって本研究における偏光測定装置においては、それぞれの光学素子において消光比を悪化させないようにすることが重要となる。以下に各部分の構造、および消光比に関して留意した点について示す。

### 3.2 偏光子および検光子

偏光子および検光子としては、消光比がよいといわれている人工方解石製のグラン-テラー型偏光プリズム（応用光電：GTA-8-UV）を用いる。また消光比が最もよくなるように、両プリズムにおいて、レーザー光の通過する位置および光路に対する入射面の角度を調整した。検光子は、入射光の偏光主軸に対して垂直方向に向けるために回転ステージに取り付けてある。検光子を回転させるために、回転ステージにアームを取り付け、回転軸から 50 mm 離れた場所を電動アクチュエーターで押してステージを回転させるような構造にした。このとき、アームの変位を電気マイクロメーターで測定して検光子の回転角を求めた。電気マイクロメーターはマイケルソン干渉計を用いて較正した。回転ステージの回転角の測定精度は電気マイクロメーターの精度で決まり、誤差は  $2.4 \times 10^{-7}$  rad である。

### 3.3 試料セル

試料セルは、試料ガスへの不純物混入を防ぐために、真空に排気できる構造にする必要がある。磁場を印加する部分は内径 6 mm、長さ 500 mm の非磁性（アルミニウム）のパイプでできている。パイプの中央部分からセル内の気体を排気する構造となっており、1 Pa 以下の圧力まで排気することができる。残留気体が空気である場合、文献 3) から圧力 1 Pa、印加磁場 0.9 T、試料長 50 mm、波長 514.5 nm において、横円率の変化は  $-1.7 \times 10^{-12}$  程度である。同じ波長で、1 気圧のアルゴンによる横円率の変化は  $1.7 \times 10^{-9}$  (文献 5) と予想される。この値は本装置での残留空気による値の  $10^3$  倍（絶対値）である。本研究で対象とする気体試料のうち、磁気複屈折性が最も小さい気体はアルゴンである。したがって残留気体の影響は無視できることがわかる。

アルミパイプの両端には光学窓が取り付けてある。光学窓としては、面精度  $\lambda/100$ 、厚さ 7 mm の BK 7 光学ガラス製の窓板を用いた。レーザービームの通過する位置および入射角を、気密を保ったまま調整できるように、光学窓とアルミパイプ部分はペローズを用いて連結する構造にした。測定系全体の消光比を悪化させないように、レーザービーム通過位置と入射角を調整した。また、試料セルの窓板によって入射光に余分な横円率が加わらないように、光の入射光路を軸に窓板を回転できるようにした。

### 3.4 位相板

本研究の偏光解析においては、入射光に加える微少な横円率を高精度で制御する必要がある。入射光横円率を

制御するための位相板としては、厚さ 7 mm、面精度  $\lambda/100$  の BK 7 ガラス製光学板を用いた。この光学板の内部には、残留歪みによるわずかな光学異方性が生じている。この光学異方性を利用して、入射直線偏光に楕円率  $\Delta\alpha$  を加える。偏光子と検光子を直交状態に調整しておき、光路中にこの位相板を挿入する。位相板を回転させると、楕円率  $\Delta\alpha=0$  となるとき検光子透過光強度は極小すなわち消光状態となる。消光状態となる方向から位相板を回転させると、透過光は楕円率  $\Delta\alpha$  が加わり、検光子透過光強度は  $\Delta\alpha^2 I_0$  の大きさだけ消光状態から増加する。この検光子透過光強度の増加の大きさから、楕円率の絶対値 ( $|\Delta\alpha|$ ) が求められる。また位相板を逆方向に回転させると、逆符号の楕円率を加えることができる。位相板の回転方向と加わった楕円率の符号との間の関係については、既に理論的に確立されているアルカリ金属原子の共鳴フォークト効果を用いて調べる<sup>1)</sup>。共鳴フォークト効果においては、入射光楕円率の符号に応じてスペクトルの正負が逆転する。光学異方性の軸方向がわかっている  $\lambda/1000$  板と、本実験で用いる位相板とを用いて共鳴フォークトスペクトルを測定し、その比較から位相板によって加えられる楕円率の符号を求めた。偏光子、検光子の場合と同様に、位相板に関してもレーザービームが透過する位置および入射角を調整して、測定系の消光比が最小となるようにした。

### 3.5 測定系の消光比

測定系の消光比は、消光状態近傍における透過光強度の、検光子方位角  $\Delta\theta$  への依存性を測定することにより求める。磁場を印加せず ( $\psi=0$ )、かつ直線偏光を用いた場合、検光子透過光強度は  $I=I_0(\sin^2 \Delta\theta + a)$  と表される。この理論曲線を、 $a$  を最適化因子として実験値に合わせることにより消光比を求めることができる。前述のすべての光学素子を配置した上で、測定系全体の消光比を測定した。電動アクチュエーターを用いて検光子方位角を変化させ、検光子透過光強度を測定した。Fig. 2 にその結果を示す。図中実線は、最小2乗法により  $a$  の値を最適化した理論曲線を示す。この曲線から、消光比は  $a=(9.34 \pm 0.04) \times 10^{-10}$  と求められる。また、偏光子と検光子のみを設置し他の光学系を除いた場合には、消光比は  $2.5 \times 10^{-10}$  であった。試料セルの光学窓および位相板を加えたことによる消光比の増大は、偏光子、検光子のみの場合の4倍程度に留まっていることがわかった。消光比の測定は楕円率変化測定を行なうたびに、その直前に行っている。楕円率変化測定終了後、再度消光比を測定したところ、消光比  $a$  および消光状態の方位角

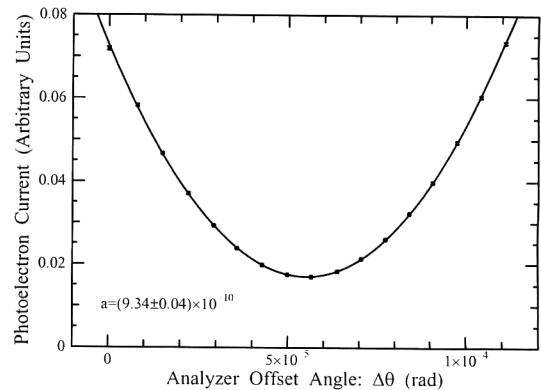


Fig. 2. Transmittance of the polarization analyzer as a function of the analyzer offset angle,  $\Delta\theta$ . Dots: experimental points, solid curve: theoretical curve. The light extinction ratio of the analyzer,  $a=(9.34 \pm 0.04) \times 10^{-10}$ , is obtained by fitting the theoretical curve to the experimental result.

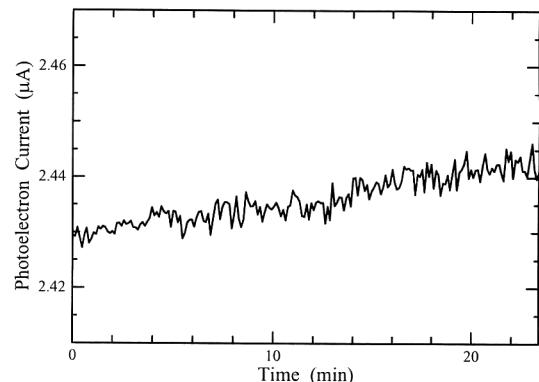


Fig. 3. Fluctuations of the incident photon flux density.

は上述消光比の測定誤差の範囲内で測定前の値と一致した。このことから楕円率変化観測中の消光状態のドリフトの影響は無視できると考えられる。

### 3.6 光 源

光源の半導体レーザーは、発振波長および光出力を一定にするために定電流で駆動した。使用した駆動電流源の長期安定度は、駆動電流 65 mA のとき 1 時間あたり  $0.1 \mu\text{A}$  以下であった。また半導体レーザー素子の温度変化は発振波長の長期的なドリフトを引き起こし、偏光子、検光子、位相板、試料セルの窓板等、光学素子の多重干渉によって光強度の変動を生じさせる。この強度変動を除くために、半導体レーザー素子を熱浴に取り付け、熱浴の温度をペルティエ素子を用いて  $\pm 0.01^\circ\text{C}$  の精度で制御した。Fig. 3 に全光学素子を透過したレーザー

光強度の時間変化の測定結果を示す。測定では、光電子増倍管の出力電流を 5.7 s 積分したものを 7 秒ごとに記録した。Fig. 3 から、光学素子の多重干渉効果による影響を含めて、レーザー光強度の長期的変動率は 1 時間あたり 1.5% であった。入射光強度 10 mW、光検出器の量子効率  $\eta = 3 \times 10^{-2}$ 、測定系の消光比  $a = 1 \times 10^{-9}$  の場合、 $\Delta\alpha = \sqrt{a}$  に設定すると積分時間  $\tau$  が 100 s 程度の測定を行う場合、ショット雑音による背景光子数の変動は  $\Delta P_s/P_{BG} = 6.5 \times 10^{-5}$  と見積もられ、実験で用いたレーザー光源はショット雑音限界に到達するのに必要な安定度がないことがわかった。したがって、式(6)を満たしショット雑音限界に到達するために次節で述べる磁場変調法を用いる。

### 3.7 磁場の断続変調

3.6 節に示したレーザー光強度の長期変動による背景光子数変動  $\Delta P_i$  が、ショット雑音による変動  $\Delta P_s$  と同程度の大きさになるのは積分時間  $\tau = 37$  s の場合である。したがって、レーザー光強度の長期変動を抑えるために、印加磁場を 37 s よりも短い時間間隔で断続変調し、それと同期して光強度を計測する変調法を採用した。変調の周期は 14 s で、7 s ごとに磁場の印加と遮断を繰り返す。電磁石に流す電流の過渡特性の影響を除くために、1.3 s の移行期間を挟んで、磁場印加 (ON) 時 5.7 s、磁場遮断 (OFF) 時 5.7 s、透過光子数を計測する。このような測定を繰り返し行い、それぞれ平均して、ON 信号と OFF 信号として、その差を記録することにより、長期的レーザー光強度変動による雑音を取り除く。光電流を測定するデジタル電圧計の計測繰り返し回数は 20 Hz、1 回の計測の積分時間は 20 ms である。ただし光電子電流計測器の前段に配置した電流電圧変換器の応答時間を、電流計測器の計測周期よりも大きく、磁場変調の周期よりも小さくなるよう 0.5 s に設定した。Fig. 3 に示すレーザー光強度変動率は、磁場 ON と磁場 OFF の間の時間間隔 (7 s) あたりに直すと  $\gamma = 2.9 \times 10^{-5}$  となる。3.6 節に示した測定条件において光子計測時間  $\tau = 100$  s の場合、ショット雑音に起因する背景光強度変動率は  $\Delta P_s/P_{BG} = 6.5 \times 10^{-5}$  であり、 $I_0$  の変動による  $P_{BG}$  の変動をショット雑音によるものより小さく抑えることができることを示している。ところで磁石から離れた光学素子の位置で漏れ磁場が存在し、このために各光学素子の磁気光学効果、および光学素子の機械的振動が生じて系統誤差の原因となった。これに対しては磁気シールドを設置して漏れ磁場の低減を図った。磁石に最も近い光学素子の設置位置において、漏れ磁場の磁

束密度は  $B = 0.4 \times 10^{-4}$  T 以下に抑えた。

### 3.8 検出感度

測定した消光比の大きさから、ショット雑音限界を達成するための入射レーザー光強度の安定度を評価する。レーザーの出力が 10 mW の場合、量子効率  $\eta = 3 \times 10^{-2}$  の光電子増倍管を用いて入射光を直接計測したすると、検出される 1 sあたりの光子数は  $I_0\eta = 1.2 \times 10^{15}$  個となる。信号対雑音比を大きくするためには、入射光の橋円率  $\Delta\alpha$  は少なくとも  $\sqrt{a}$  以上にする必要がある。したがって  $\Delta\alpha = \sqrt{a}$  の場合、式(6)により、ショット雑音限界に到達するためにはレーザー光の強度変動率  $\gamma$  を  $0.65 \times 10^{-3} \times \sqrt{10/W}/\sqrt{\tau}$  よりも小さく抑える必要がある。ここで、 $W$  は入射レーザー光強度を mW 単位で表した値、 $\tau$  は計測時間を秒の単位で表した値である。強度変動率が上に示した条件よりも十分小さい場合には、 $\Delta\alpha = \sqrt{a}$  よりも大きくことにより、 $\Delta\alpha = \sqrt{a}$  の場合の  $\sqrt{2}$  倍の信号対雑音比を達成することができる。このときショット雑音限界における検出可能な橋円率変化 (信号対雑音比 = 1) は式(8)を用いて、 $\psi_0 = 1.46 \times 10^{-8} \times \sqrt{10/W}/\sqrt{\tau}$  となる。また、光電子パルスを計数せず、光電子電流を計測する場合には、光電子数の統計的ゆらぎの他に光電子パルス高のゆらぎによる雑音が加わる。測定に用いた光電子増倍管においては、光電子パルス高ゆらぎによる雑音の増加はショット雑音の大きさの 10% 程度である。したがって、この場合においても検出感度は主として光電子パルス数の統計的ゆらぎにより決定される。

## 4. 微少橋円率変化の測定

製作した偏光測定装置の系統誤差 (誤信号) を評価するために、試料セルを排気し、入射光橋円率の変化を測定した。Fig. 4 に入射光橋円率と検光子透過光強度の関係を示す。図中横軸は入射光の橋円率  $\Delta\alpha$ 、縦軸は入射光子束密度  $I_0$  と検光子を透過する光子束密度  $I$  の比  $I/I_0$  から背景 ( $\Delta\alpha^2 + a$ ) を差し引いたものを示す。その値は、式(1)からわかるように、 $\psi = 0$  であれば  $\Delta\alpha$  に対する依存性を示さないはずである。図中測定値は磁場の変調回数 12 回にわたって積算して得られたものである。磁場印加時および磁場遮断時の総積分時間はそれぞれ 68 s である。このような測定を 1 つの入射光橋円率に対して 9 回ずつ行い、その標準偏差を図中の誤差棒として示してある。このときの 9 回の測定の標準偏差は、平均光電子電流と積分時間とから求めたショット雑音の大きさと比較して 1.5~2.5 倍程度の大きさであった。

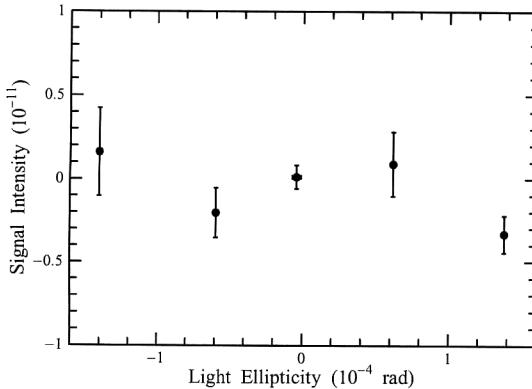


Fig. 4. Polarization change with no sample. Horizontal axis: ellipticity of incident light,  $\Delta\alpha$ ; vertical axis:  $I/I_0 - (\Delta\alpha^2 + a)$ .

本測定では、機械的振動を避けるために、測定中は真空ポンプを停止し、その結果測定終了時においては試料セル内の圧力は 400 Pa に増大した。セル内の 400 Pa の空気による楕円率の変化は、波長 514.5 nm の光に対しては  $6.9 \times 10^{-10}$  程度である<sup>2)</sup>。このとき入射光の楕円率  $\Delta\alpha = 1.4 \times 10^{-4}$  に対しては、信号の大きさは  $\Delta I/I_0 \sim 1.9 \times 10^{-13}$  程度の大きさとなる。空気を構成する酸素分子、窒素分子は光の波長が長くなるとともに磁気複屈折性が小さくなる傾向があるため<sup>2-4)</sup>、波長 780 nm の場合は楕円率の変化  $\psi$  は上記の値よりも小さいであろう。したがって残留空気による信号はショット雑音よりも小さく、検出されないと予想される。Fig. 4 に示すように、縦軸の量が  $\Delta\alpha$  に依存しないということは、入射光の楕円率が誤差の範囲内で変化していないことを意味している。以上の結果から、本装置では、ショット雑音を超えるような系統誤差（誤信号）は生じていないことが示される。

次に横磁場中の大気圧酸素によって生じる入射楕円偏光の偏光状態の変化を測定した。試料セルに純度 99.99% 以上の純酸素ガスを  $1.0 \times 10^5$  Pa の圧力で封入した。このときのガス温度は 283 K であった。印加した横磁場の磁束密度は平均して 0.9 T、実効的な光路長は 50 mm である。楕円率  $\Delta\alpha = -(0.988 \pm 0.015) \times 10^{-4}$ 、光強度 2.0 mW の楕円偏光を入射し、試料がない場合と同様に磁場変調 12 回にわたって検光子透過光子数を積算する測定を 9 回行った。消光比は  $a = (2.075 \pm 0.008) \times 10^{-9}$  である。9 回の測定において楕円率の変化  $\psi$  の平均値は  $-3.9 \times 10^{-7}$ 、標準偏差は  $1 \times 10^{-8}$  であった。12 周期の磁場変調の間、磁場が印加され信号を

観測している時間の積算値は 68 s である。一方、ショット雑音を生じる背景光子については、磁場印加時、磁場遮断時の両方で観測されるため、観測時間の積算値は 137 s となる。このとき背景の総光子数からショット雑音の大きさを評価すると、 $0.61 \times 10^{-8}$  となる。上に示したように 9 回の測定の標準偏差  $1 \times 10^{-8}$  はショット雑音の大きさの 1.6 倍であり、主にショット雑音が測定下限を決定しているということがわかる。

本研究で得られた酸素の磁気光学効果の数値を、別の波長で測定した既存のデータ<sup>3,4)</sup>と比較検討することが今後の課題である。

## 5. まとめ

横磁場中の磁気光学効果を測定するための高感度偏光測定装置を製作した。偏光子および検光子に人工方解石製グラン-テーラープリズムを用い、位相板および試料セルの窓に残留光学異方性の小さい光学素子を用いた。これらの光学系の配置を調整し測定系全体の消光比  $a = (9.34 \pm 0.04) \times 10^{-10}$  を達成した。また入射光楕円率を制御し、楕円率の大きさを消光比の平方根程度に設定した。小さな消光比の実現および入射光楕円率の最適化により、入射光強度変動に由来する背景のゆらぎを抑え、信号対雑音比を向上させることができた。光源として用いた単一縦モード GaAlAs 半導体レーザーは、素子温度を制御して発振周波数を安定化することにより多重干渉による光強度変動を抑制した。また印加する磁場を断続変調し、変調に同期して信号を積算することにより光強度の長期変動による影響を取り除いた。小さな消光比の実現および入射光楕円率の最適化という 2 つの偏光制御、および磁場変調を含めた入射光強度の安定化を行った結果、磁場 ON と OFF の間の光強度変動を抑え（変動率： $\gamma = 2.9 \times 10^{-5}$ ）、光子計数の統計的ゆらぎの大きさよりも小さくすることができた（入射光強度：2.0 mW、光検出器の量子効率：0.03、計測時間：137 s）。製作した偏光測定装置を用いて、酸素分子の磁気光学効果を計測時間 137 s で測定した。楕円率の変化は  $\psi = -3.9 \times 10^{-7}$ 、測定結果の標準偏差は  $1 \times 10^{-8}$  であった。標準偏差の大きさは、検出光子の総数から評価した光子統計ゆらぎの大きさにほぼ等しく、主としてショット雑音が検出下限を決定していることと結論した。

## 文 献

- K. Muroo, S. Nakamura, H. Ishizaka, Y. Takubo and M. Yamamoto: "Limit of sensitivity in the detection of sodium atoms in a flame with the resonant Voigt effect,"

- J. Opt. Soc. Am. B, **12** (1995) 5-8.
- 2) A. D. Buckingham, W. H. Prichard and D. H. Whiffen: "Magnetic birefringence of some diamagnetic gases," Trans. Faraday Soc., **63** (1967) 1057-1064.
  - 3) S. Carusotto, E. Polacco, E. Iacopini, G. Stefanini and E. Zavattini: "Measurement of the magnetic birefringence in oxygen and nitrogen gases," Opt. Commun., **42** (1982) 104-108.
  - 4) P. B. Lukins and G. L. D. Ritchie: "Magneto-optical Cotton-Mouton effect of molecular oxygen. A comparison," Chem. Phys. Lett., **180** (1991) 551-555.
  - 5) S. Carusotto, E. Iacopini, E. Polacco, F. Scuri, G. Stefanini and E. Zavattini: "Measurement of the magnetic birefringence of noble gases," J. Opt. Soc. Am. B, **1** (1984) 635-640.
  - 6) M. Yamamoto and S. Murayama: "Analysis of resonant Voigt effect," J. Opt. Soc. Am., **69** (1979) 781-786.
  - 7) K. Muroo, T. Matsunobe, Y. Shishido, Y. Takubo and M. Yamamoto: "Resonant Voigt-effect spectrum of the rubidium  $D_2$  transition," J. Opt. Soc. Am. B, **11** (1994) 409-414.