

波長安定化 He-Ne 横ゼーマンレーザ と光ヘテロダイン計測解説

1. 波長安定化 He-Ne 横ゼーマンレーザとは

単一縦モード発振でありながら、ゼーマン効果によりそのモードが僅かに周波数分離した直交直線偏光 2 周波レーザであり、その縦モードがレーザ利得の中央部近辺に安定化されたレーザ装置のことを言います。その特長は、外部に周波数シフタなどの高価な変調器を追加することなく簡単に光ヘテロダイン干渉計測が可能であることです。

その原理は、1975 年～1978 年頃にかけて米国 R. H. Morison, J. B. ferguson らによって見いだされ、実証実験もなされました[1], [2]。その後、日本の高崎先生、梅田先生らによって、その実用化研究、応用研究が精力的に展開され数多くの成果が挙げられています ([3][4] など多数)

2. その原理

内部鏡型 He-Ne レーザに光軸に直角方向に磁界を印加すると、レーザ上下準位にゼーマン分離が生じます。633nm レーザ遷移の上準位の全角運動量量子数は $J=1$ 、下準位は $J=2$ なので、ゼーマン効果により上準位は 3 本に、下準位は 5 本に分離しますが、下準位の寿命時間は短く、線幅は大きく広がっているの下準位ではゼーマン分離が重なりあい、かつランデの g 因子も上下両準位ではほぼ等しいので、図 1 のように簡略化モデルで考えることができます。図中 π 遷移は磁界と平行な直線偏光、 $\pm\sigma$ 遷移は、磁界と垂直な面内で回転する左右円偏光となりますが、光軸方向（レーザ発振軸方向）から見ると直線偏光として出力されます（図 2）。

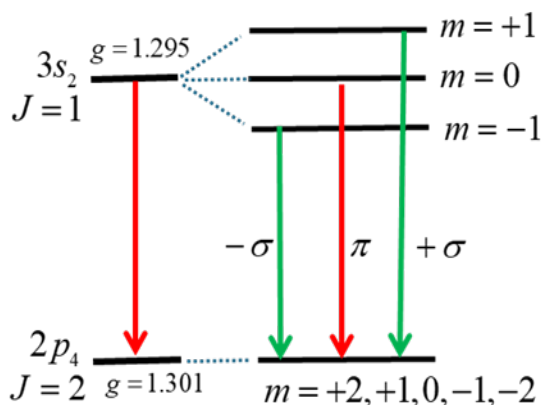


図 1 633nmHe-Ne レーザのゼーマン効果を表す簡略化準位図

従って、図 3 に示すように、適切な磁界強度の場合、レーザ利得分布の中央付近に存在するすべての縦モードは π 遷移成分と $\pm\sigma$ 遷移成分の両成分を持ち、直交直線偏光となっています。さらに磁界によって誘起されたレーザガスの複屈折性により、 σ 偏光と π 偏光と

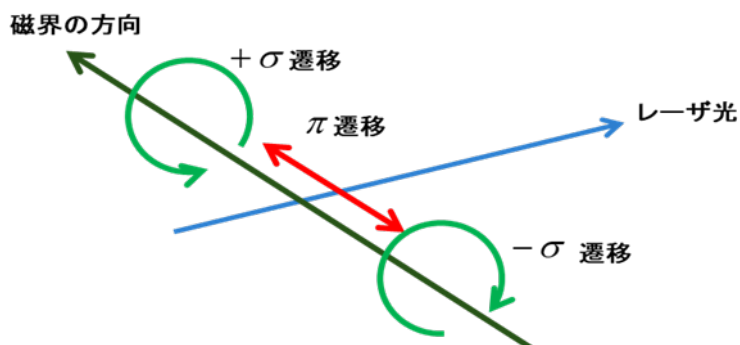


図 2 横磁界と偏光の関係

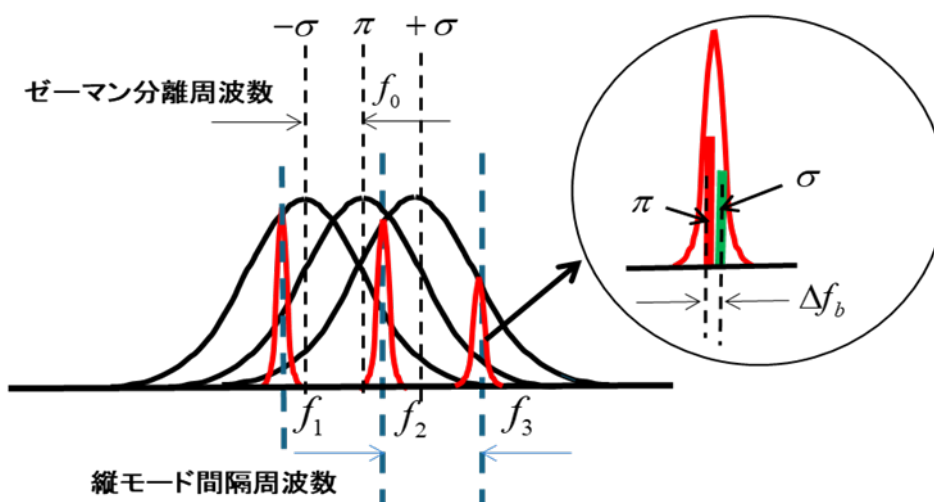


図 3 横磁界中のレーザ利得分布と縦モード配置の模式図

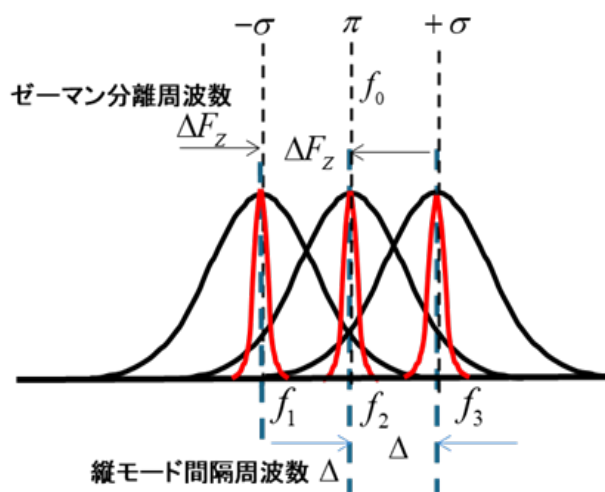


図 4 $\Delta F_z = \Delta$, $f_2 = f_0$ の場合のレーザ利得分布と縦モード配置の関係

で屈折率が異なり, かつ $J=1 \leftrightarrow J=2$ 遷移では結合が弱いので直交偏光成分の発振周波数がわずかに異なる独立した発振であることが知られています[1] [2] [5].

このわずかな発振周波数の差をビート周波数 Δf_b と言い, 数 100kHz から数 MHz となります. ここで縦モードが 3 本 (f_1, f_2, f_3) で発振できるような共振器長の He-Ne レーザを考え, これにゼーマン分離周波数 ΔF_z が縦モード間隔周波数 Δ に等しくなる強度の横磁界を印加した場合を考えます, この状態で例えば中央の縦モード f_2 がレーザ利得中心周波数 f_0 に一致した場合を図 4 に示します. この状況を原子の速度分布で考えると, レーザ管軸方向速度がほぼゼロに近い原子集団のみから 3 本の縦モードが発振利得を得ようとして強い飽和(ホールバーニング)が生じるとともに強い利得の競合が生じます. 結果として利得線幅の中心 f_0 に最も近い f_2 モードのみが生き残り f_1 および f_3 モードは抑圧され出力は f_2 モードに集中する単一縦モード発振となります(単一モード内 σ/π 遷移同時発振状態) [1] [2].

レーザがフリーランニングの状態では, レーザ管の発熱で共振器長がわずかながら伸び続けるので, 発振周波数が高い側から低い側へ縦モードが流れつづけ, ”3 モード発振→単一モード発振→3 モード発振” を繰り返します. この時, 単一モード内 σ/π 遷移間ビート信号強度は単一縦モード時に最も強く, その周波数 Δf_b も先鋭なスペクトルとなります.

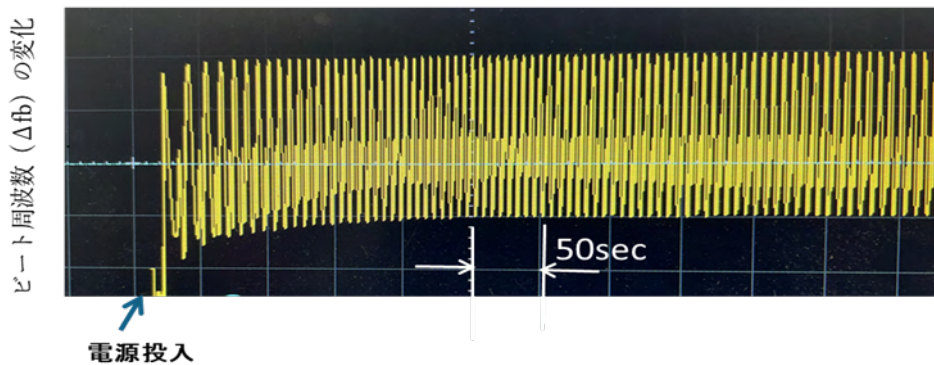


図 5 フリーランニング時のビート周波数 Δf_b の経時変化.

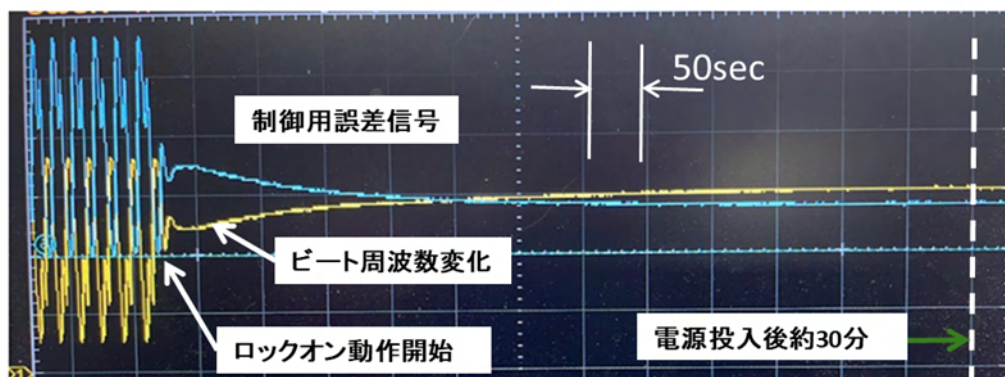


図 6 波長安定化時のビート信号と制御用誤差信号

なお直交直線偏光性の良さやビート周波数 Δf_b は、磁界強度やレーザ管製作時にレーザミラー面にもたらされる損失異方性と磁界方位との角度、共振器離調度(cavity detuning)に依存することが文献[5]で詳しく調べられています。

図5は、フリーランニング時のビート周波数 Δf_b (F-V 変換値)の経時変化実測の一例です。放電によるレーザ管の伸びと管長制御用のペルチェ素子、ヒータ、ファン等の能力とが釣り合うタイミングで制御を開始すると図6のようにビート信号が安定となり、レーザが波長安定化されることになります。

図7に波長安定化 633nmHe-Ne 横ゼーマンレーザのブロック図を示します。レーザ管の全反射鏡からの漏れ光を直線偏光板を介して受光することによりビート信号を検出できます。これをF-V変換、増幅してペルチェ素子、ファン、ヒーター等を駆動してレーザ管長を制御します。

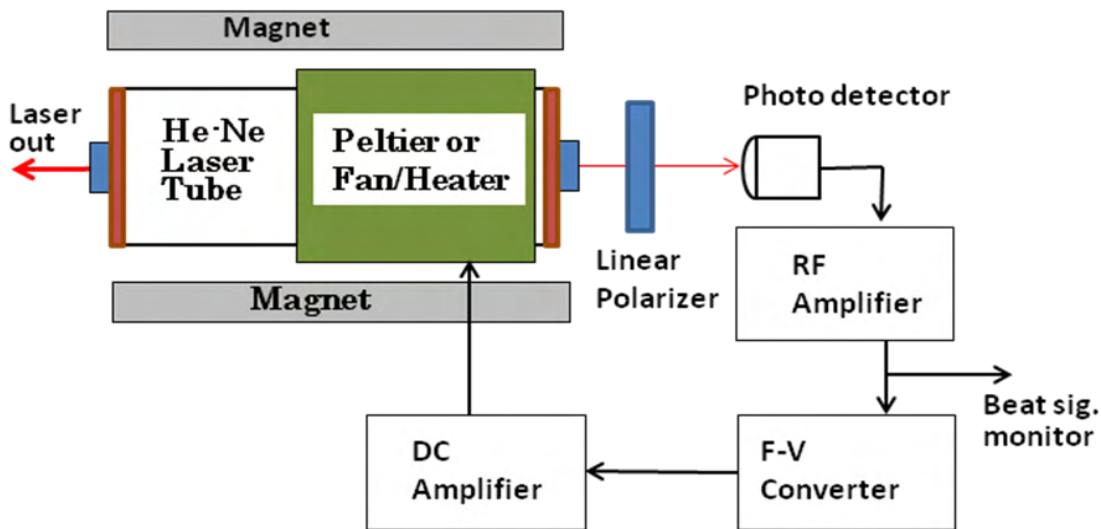


図7 波長安定化 633nmHe-Ne 横ゼーマンレーザのブロック図

なお波長安定化 633nmHe-Ne 横ゼーマンレーザを冗長さを避けるため、以下では、STZL(Stabilized Transverse Zeeman Laser)と略称します。

3. 光ヘテロダイン計測

3.1 光ヘテロダイン計測の原理

周波数のわずかに異なる2光波が次式のように与えられているとします。

$$E_1 = A_1 \cos(\omega_1 t + \varphi_1) \quad (1)$$

$$E_2 = A_2 \cos(\omega_2 t + \varphi_2) \quad (2)$$

この2光波が干渉の結果得られる光強度 I は、次式に比例します。

$$\begin{aligned} I &\propto A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos[(\omega_1 - \omega_2)t + (\phi_1 - \phi_2)] \\ &= A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\Delta\omega t + \delta) \end{aligned} \quad (3)$$

ここで、 $\Delta\omega$ は、2光波の差周波数（ビート周波数）で、横ゼーマンレーザの場合、数百kHz～数MHzの高周波領域周波数となります。 $\delta = \phi_1 - \phi_2$ は、2光波間の位相差です。例えば、一方の光波が屈折率の異なる物質を通過する場合2光波間に位相差（Retardation）が発生します。この δ が計測情報に対応します。なお、

$$\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2 \ll \omega_1, \omega_2, (\omega_1 + \omega_2), \omega_1^2, \omega_2^2$$

であり、この右辺の光周波数を含む項を無視し、直流項、高周波項を残すことにより式(3)が得られます。式(3)の意味するところは、

“光周波数での位相変化（計測情報）を高周波領域周波数での位相変化に移している“

ことを示しています。”

一方、従来の干渉法では、光源は単一周波数であり、 $\omega_1 = \omega_2$ となるので、干渉の結果得られる光強度 I は式(3)より

$$I \propto A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\delta) \quad (4)$$

となり、直流計測であることを意味します。

すなわち、光ヘテロダイン計測は、直流計測型干渉計に比べ以下に示す利点があります。

- 1) ビート信号（高周波）の位相は0.5度～0.001度程度の分解能で計測可能なので高精度計測となる。
- 2) 外乱光、背景光の影響が大幅に軽減される。

3.2 STZLを用いた光ヘテロダイン変位計測

最も典型的な例として変位計測を例に取って説明します。図8にそのブロック図を示します。STZLからの直交直線偏光はPBSで偏光が分離され各々1/4波長板QP1、QP2で円偏光に変換された後、反射鏡M1、M2で反射され再度1/4波長板を通過します。1/4波長板の進相軸が適切に設定されていると復路の偏光は往路の偏光とは直角の方位の直線偏光に変換されるので2つのアームからの反射光はPBSを介して光検出器に向かいます。光検出器出力をビート周波数 $\Delta\omega$ に通過帯域をもつ増幅器を通して位相計の一方のチャンネルに入力します。STZLが内蔵する基準ビート信号を位相計のもう一方のチャンネルに入力し、これらビート信号の位相差を測定することにより高精度に可動鏡M1の変位量が計測出来ることとなります。

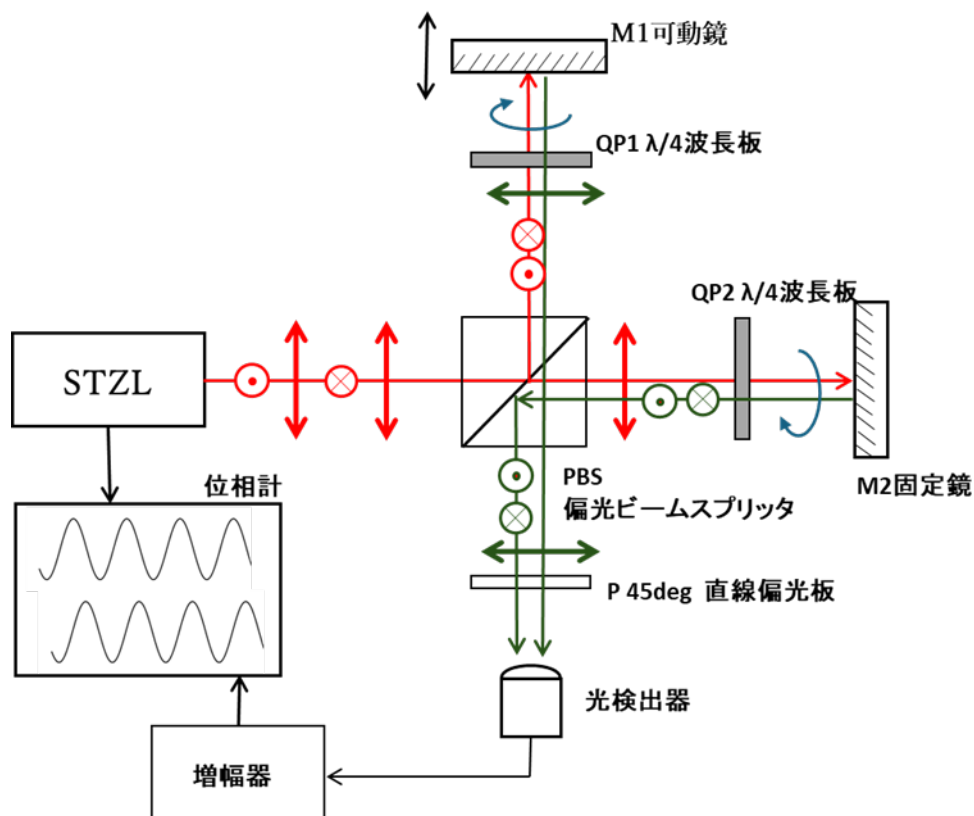


図8 STZLを用いた光ヘテロダイン変位計の例。図では、わかりやすくするため光の往路，復路で光軸をずらして表示。

3.3 STZLを用いた光ヘテロダイン複屈折計測

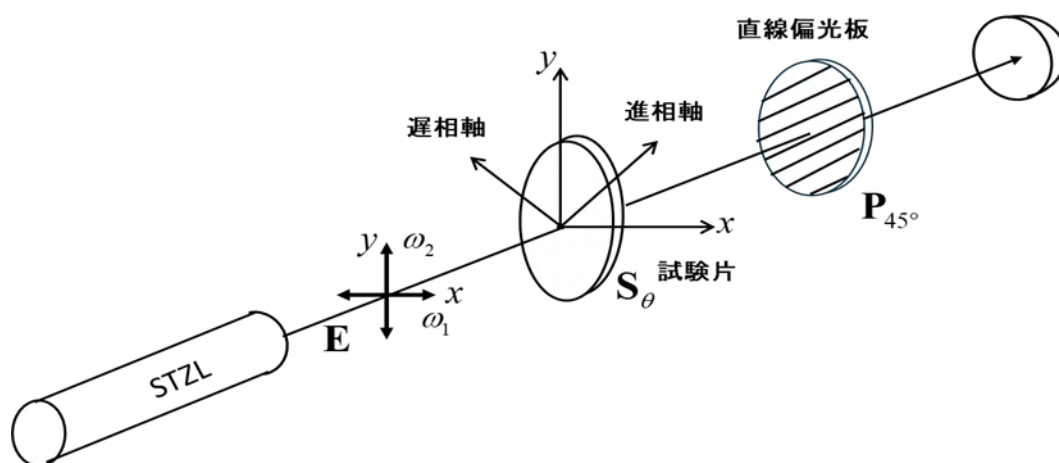


図9 STZLを用いた複屈折計測の原理図

ここでは透明物質に STZL 光を通過させるだけのシンプルな構成を例にとって説明します。図 9 にその原理図を示します。試験片は、複屈折が残留する透明物質とします。このような物質は、ジョーンズ解析では一般的に進相軸が x 軸に対し角度 θ 傾いている直線移相子と解釈することができ、これに対応するジョーンズ行列 S_θ は、次式で与えられます[6]。

$$S_\theta = \begin{pmatrix} e^{i\delta} \cos^2 \theta + \sin^2 \theta & (e^{i\delta} - 1) \cos \theta \sin \theta \\ (e^{i\delta} - 1) \cos \theta \sin \theta & e^{i\delta} \sin^2 \theta + \cos^2 \theta \end{pmatrix} \quad (5)$$

ここで、 δ は試験片の屈折率変化に由来する retardation (位相差) です。

一方、STZL からのレーザ光に対するジョーンズベクトル E は、簡単のため、次式で与えられるとします。

$$E = \begin{pmatrix} e^{i\omega_1 t} \\ e^{i\omega_2 t} \end{pmatrix} = e^{i\omega_1 t} \begin{pmatrix} 1 \\ e^{i\Delta\omega t} \end{pmatrix} \quad (6)$$

また試験片後部に置かれた直線偏光板 P_{45° は、x 軸に対し 45° に配置され、光検出器との組み合わせでゼーマンビート周波数を観測します。そのジョーンズ行列は次式で与えられます。

$$P_{45^\circ} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \quad (7)$$

この直線偏光子から出射するレーザ光電界のジョーンズベクトル E' は、

$$E' = P_{45^\circ} S_{\theta, \delta} E \quad (8)$$

により計算され、さらにその光強度 I は次式によって得られます。

$$I = (E')^t * E' \quad (9)$$

ここで、 $(E')^t *$ は、 E' の転置共役ベクトルです。計算結果は次式となります。

$$I = [1 + 4 \sin^2 \theta \cos^2 \theta \cos \Delta\omega t + (\cos^2 \theta - \sin^2 \theta) \times (\cos^2 \theta \cos(\Delta\omega t - \delta) - \sin^2 \theta \cos(\Delta\omega t + \delta))] \quad (10)$$

一見複雑な式ですが、

- ・試験片の進相軸が x 軸と一致する場合 $\theta = 0^\circ$ なので、

$$I = 1 + \cos(\Delta\omega t - \delta) \quad (11)$$

- ・試験片の進相軸が y 軸と一致する場合 $\theta = 90^\circ$ なので、

$$I = 1 + \cos(\Delta\omega t + \delta) \quad (12)$$

となり、この時ビート信号の位相変化が δ そのものになります。

通常、試験片の主軸方位は知られていないので、試験片を z 軸のまわりに回転して δ の最大値を求める必要があります。しかし、これは実際には面倒な作業であり、これを解決する手法が梅田先生らによって開発されています[7]。その原理を図 10 に示します。STZL と試験片の間に 1/2 波長板を入れ回転させます。回転角 θ の 2 倍の角度で STZL の偏光方位が回転するので、これに同期して直線偏光板を 2θ で回転させれば、相対的に試験片を z 軸の

まわりに回転したと等価になります。これで試験片を回転させずに δ の最大値を調べることができます。

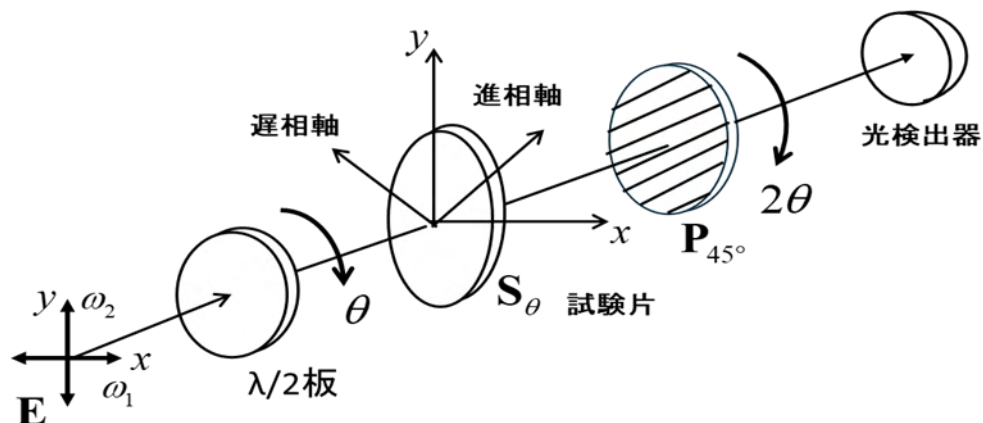


図 10 試験片回転不要の光ヘテロダイン複屈折計測法[7].

4. 具体例

4.1 ハロゲンランプ点灯中の電極部動的ひずみ測定

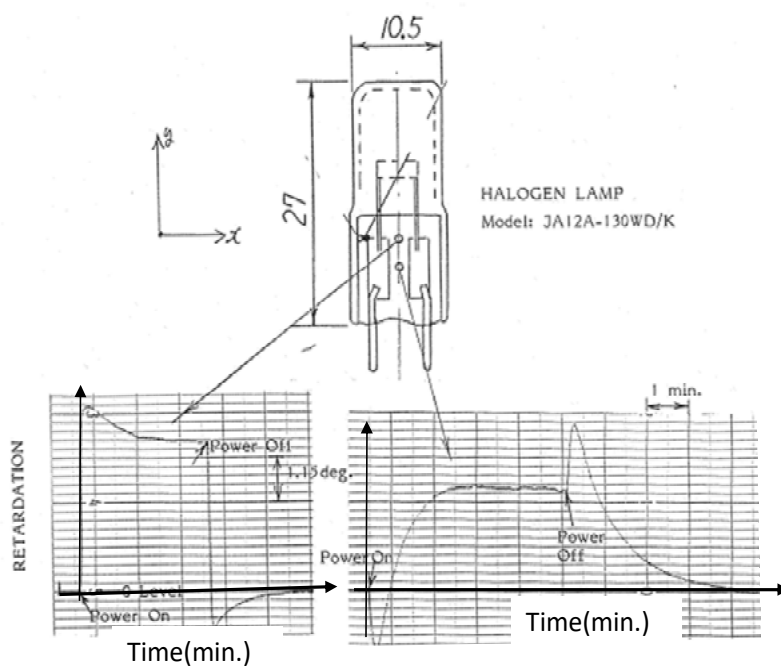


図 11 ハロゲンランプ電極近傍の動的ひずみ計測[8].

前述のように、通常の直流的な干渉計測、例えばセナルモン補償法等では干渉光強度の強弱が問題になるため、ハロゲンランプ点灯中の歪みの時間変化の観測は非常に困難です。一方、STZL を用いる光ヘテロダイン計測では、装置本体からの基準ビート周波数と試験片を通過した光のビート周波数との位相差を測定します。光強度変化の測定ではないのでランプからの強い光の影響を受けず、管球外囲器（ガラス）と電極部の発熱による熱応力発生 of 動的振る舞いが観測可能です。図 11 にハロゲンランプの動的ひずみ（ランプ点灯直後からのひずみの時間変化）を図 9 の系を用いて観測した例を示します。調べたい部位、例えば電極近傍ガラスをピンポイントでねらって観測できています[8]。

4.2 石英板の光弾性定数の測定

ガラスなど透明物質の精密な光弾性定数の測定法は図 10 の測定系を用い文献[9]で詳しく述べられています。しかし、およその値を得るのであれば、図 9 の系を用いた方法も有効だと考えられます。

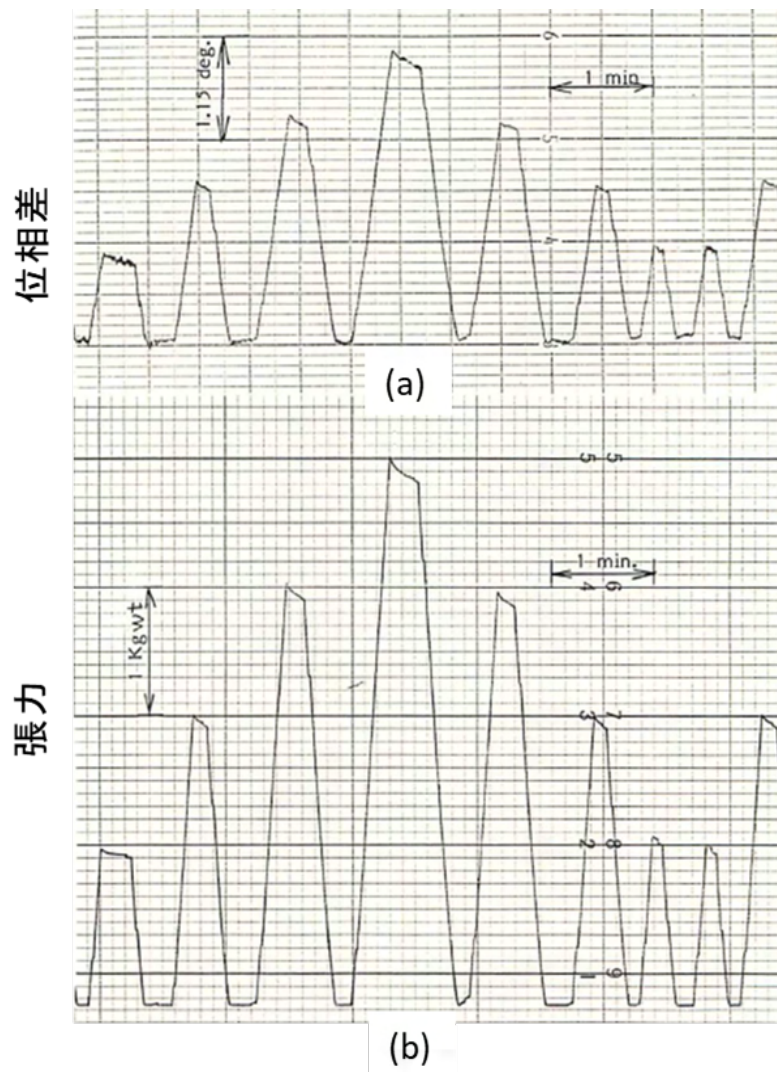


図 12 (a)石英板の張力歪による位相差変化, (b)引っ張り試験機張力変化.

石英板に引っ張り試験機で張力を加え、石英板からの透過光のビート周波数と装置本体からの基準ビート周波数との位相差を計測することで、石英の光弾性定数を計測します。図 12(a)は、その位相差信号の時間変化で、(b)は引っ張り試験器からの張力モニタ信号です。両者 1 対 1 に対応しています。位相差対張力をグラフ化したものを図 13 に示します。このグラフから、GE 社製石英の試験片の光弾性定数はおよそ $4.11 \pm 0.01 \times 10^{-10} [\text{cm}^2 / \text{dyn}]$ であると知ることができます[8]。

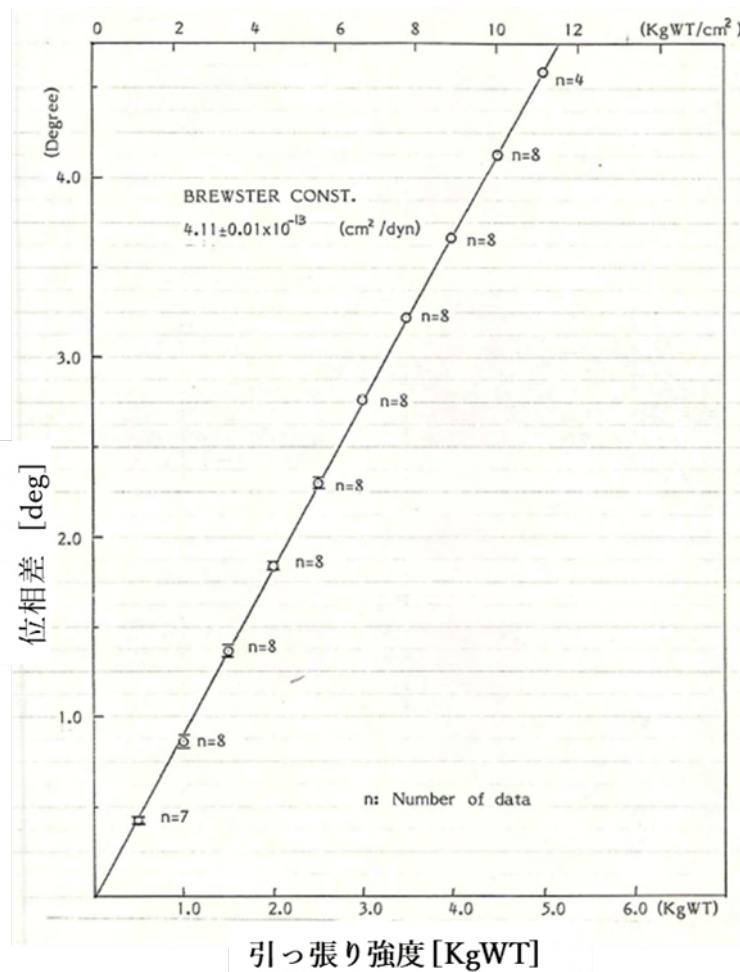


図 13 位相差 vs. 引っ張り強度

4.3 非線形結晶のフォトリフラクティブ効果の測定

レーザ光の透明結晶への照射により、局部的屈折率変化が発生する、いわゆる photorefractive 効果が多くの非線形結晶に現れます。この現象は 1965 年 Ashkin によって発見されました[10]。集光された細いレーザビームの場合、この現象は光軸に沿って内部に進行するので、Zygo の干渉計など表面を全体的に観測する測定器での観測では非常に困

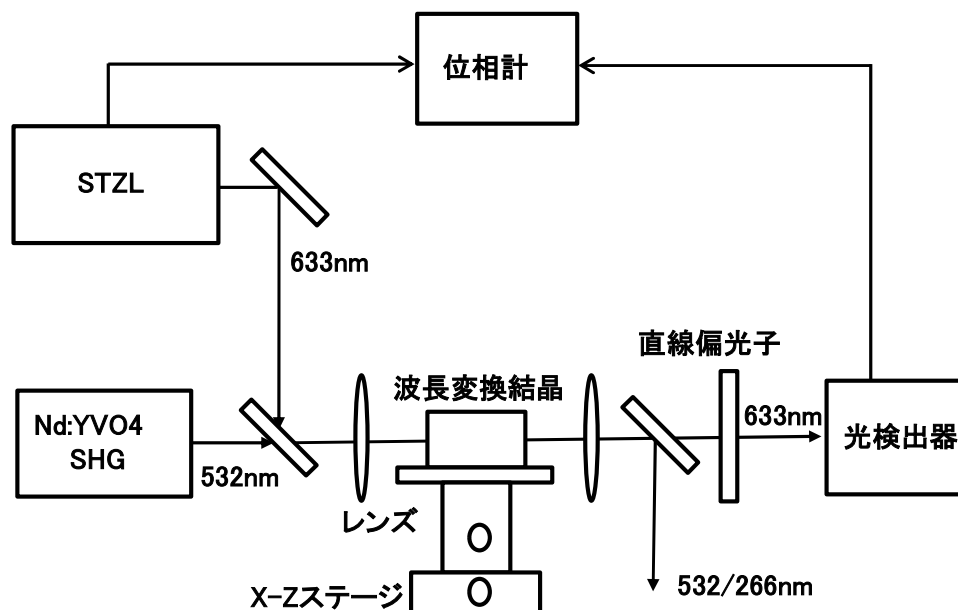


図 14 STZL による波長変換結晶のフォトリフラクティブ効果の実験系

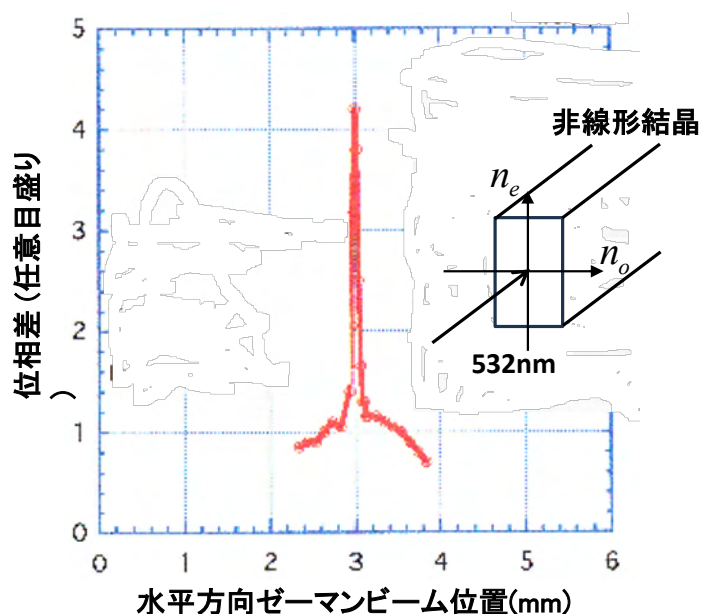


図 15 波長変換部位における屈折率変化 (photorefractive effect).

難です. STZL を図 14 のように用いることにより, 光軸方向の屈折率変化の積算値をビート信号の位相変化として検出できます[11]. 図 14 では, Nd:YAG/YVO4 の 4 倍波発生中でも簡単に観測可能であることを示しています. Nd:YAG/YVO4 の FHG 光 (266nm) の発生実験を終えたあとの非線形結晶の残留屈折率変化に対応するゼーマンビート間の位相差変化の結晶面内分布 (水平方向に結晶を移動) を図 15 に示します. 532nm 集光部位 (同時に 266nm 発生部位) に鋭い屈折率変化があることが見て取れます. 例えば, 非線形結晶が一軸性, $o+o \rightarrow e$ の波長変換結晶の場合, 図 15 の位相差変化 δ には, 次式の物理量が対応します.

$$\delta = \left| \frac{2\pi}{\lambda} (\Delta n_o(633nm) - \Delta n_{e,\theta}(633nm)) \right|$$

ここで、 λ は STZL 波長 633nm, $\Delta n_o(633nm)$ は、633nm における常光線屈折率のフォトリフレクティブ効果による変化分, $\Delta n_{e,\theta}(633nm)$ はその異常光線屈折率の変化分です。

ピコ秒レーザのようにピークパワーが大きなレーザの波長変換の場合、ビーム径を大きく広げる場合があります、その場合には光軸と垂直な面内屈折率変化の分布を観測することも可能です。折井らは、STZL ビームまたは結晶ステージの 2 次元移動によりこの面内分布を観測する装置を開発しています[12]。

4.4 表面プラズモン共鳴(SPR)センサへの適用

通常の SPR (表面プラズモン共鳴) センサでは、金属表面からの全反射光強度の強弱や波長シフト量が“メジャー”(測度)として用いられます。光強度を“メジャー”にするのではなく、s 波、p 波間の位相シフト量を“メジャー”にすれば、光強度の反射率変化を検出するより感度が向上することは図 16 から容易に理解できます。実験手段には STZL が用いられます[13][14][15]。文献[13],[14]では、内分泌攪乱物質(環境ホルモン)であるビ

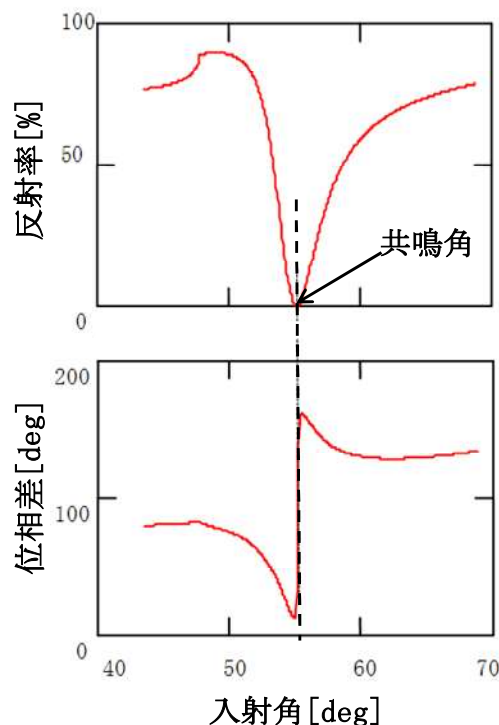


図 16 SPR 信号の計算例 (金薄膜 50nm)

スフェノール A や牛アルブミン抗原抗体反応が従来法に比べ 1 桁以上高感度で計測可能なことを実証しています。実験配置の概略を図 17 に示します。SPR 共鳴は p 波でしか生じないので、共鳴吸収にともなう異常分散が s 波-p 波間の位相差として検出が可能です。s 波、p 波に STZL の直交直線偏光を対応させればシンプルな実験系で SPR センサの感度向上が可能となります。

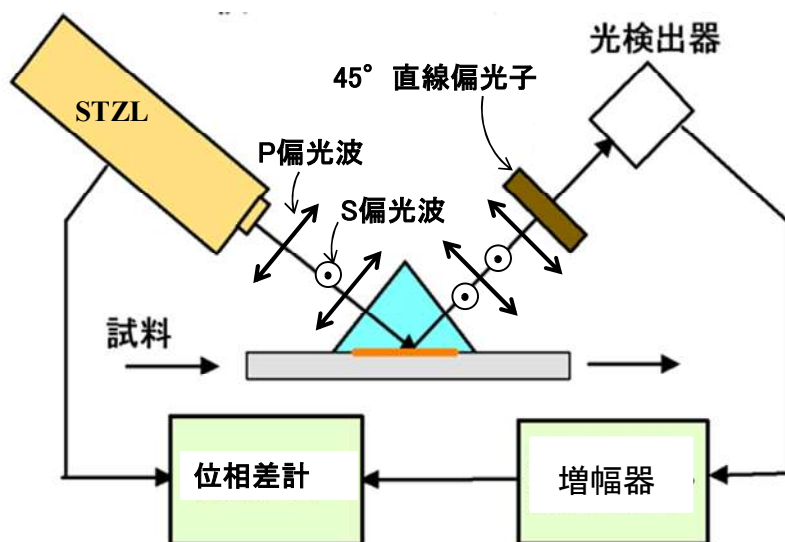


図 17 STZL を用いた SPR センサの実験配置図

文献

- [1] R. H. Morris et al.; Appl. Opt. vol. 14, No. 12 (1975) 1975.
- [2] J. B. Ferguson and R. H. Morris ; Appl. Opt. vol. 17, No. 18 (1978) 2924.
- [3] 梅田倫弘他；応用物理 47(1978)432.
- [4] H. Takasaki et al. ; Appl. Opt. vol. 19 (1980)435.
高崎宏，梅田倫弘；O plus E (1981 6 月) 66.
高崎宏，梅田倫弘；O plus E (1981 7 月) 77.
高崎宏，梅田倫弘；レーザー研究，vol. 9 no. 1 (1981) 11 など.
- [5] 梅田倫弘，真田晋；光学 vol. 18, no. 10 (1989) 577.
M. Sargent III et al. ; "LASER PHYSICS" Addison-Wesley(1974)Chap. 12, 192.
- [6] P. S. Theocaris and E. E. Gdoutos; "Matrix Theory of Photoelasticity" ,
Springer (1979) Chap. 7, 115.
- [7] 梅田倫弘，高和宏行；電子情報通信学会論文誌 C-1 vol. J73-C-1(10) (1990) 652.
- [8] 出来恭一；"ゼーマンレーザを用いた光ヘテロダイン歪計"，ウシオ電機技術研究報

告(1985).

- [9] 高和宏行, 梅田倫弘 ; “周波数安定化横ゼーマンレーザーによる光弾性定数測定”, 光学, vol. 20, No. 2 (1991) 112.
- [10] A. Ashkin et al.; Appl. Phys. Lett. Vol. 9 (1966) 72 .
- [11] 出来恭一他 ; 電子情報通信学会技術研究報告 LQE97-74 (1997-10).
- [12] 折井庸亮他 ; “深紫外ピコ秒パルスレーザ光源の実用化に向けた非線形光学結晶の寿命評価装置の開発 “第 61 回応用物理学会春季学術講演会 講演予稿集 18a-E18-3 (2014 春青山学院大学) .
- [13] 高瀬剛他 ; レーザー学会第 30 回年次大会(2010 年 2 月, 講演番号 4p II 5).
- [14] 出来恭一他 ; 有明高専 2009 年度地場産業振興支援研究報告.
- [15] W. C. Kuo et al.; Opt. Lett. Vol. 28 (2003) 1329.

Ver.1 2025/4/11

Ver.2 2025/10/15

文責 出来恭一