レーザーオリジナル

2 重波面位相共役干渉計と火炎温度分布の計測

丹野直弘*・福田英寿*

(1987年7月20日 受理)

Dual-Wave-Front Phase-Conjugate Interferometer and Measurements of Flame-Temperature

Naohiro TAN-NO* and Hidetoshi FUKUDA*

(Received July, 20, 1987)

A new interferometer by dual-wave-front generation in degenerate four-wave mixing is described with measurements of flame-temperature. The dual wave front created in a nonlinear medium automatically yields a self-referencing operation for a given phase of an incident probe beam. A phase-mismatching problem for non-conjugate wave generation is also considered. The experimental observations are shown using a dye-laser and Na-vapor system.

Key Words: Nonlinear optics, Interferometer, Phase-conjugation.

1. はじめに

位相共役波の発生と応用について種々の試みがなされ、位相共役光学と呼ばれる学術分野が確立しつつある。位相共役波の干渉計に対する応用についての研究も報告されている¹⁻⁴⁾。その位相共役干渉計として提案されているものは、マイケルソンやファブリー・ペローといった従来の光学系で構成される。すなわち、その反射鏡を位相共役反射鏡と置き換えることによって構成されている。

一方、我々は縮退4光波混合で、位相共役波の他に非共役波も同時に発生すること及びそれらの干渉を利用した2重波面位相共役干渉計について研究して来た⁵⁾。この干渉計は従来の干渉

計と根本的に異なるものである。2重波面(入射プローブ光の位相共役波と非共役波)は、原子あるいは原子集団の同一3次分極の2成分を波源として発生し、それらが自動的に干渉することを利用するものである。それ故、干渉のための外部光学系が不必要である。さらに、高感度、高コントラストといった特徴をもっている。

しかし、非共役波の発生については以下に述べる4光波混合における位相不整合の問題がある。今、対向伝搬する2つのポンプ波とプローブ波及び位相共役波の波数ベクトルを、それぞれ k_1 , k_2 , k_3 , k_4 とする。4光波混合に基づく位相共役波の発生には、 $k_1 + k_2 = k_3 + k_4$ なる位相整合を満足する必要がある。Fig. 1に示す対向伝搬するポンプ波では、 $k_1 + k_2 = 0$ である故

* 山形大学工学部電子工学科 (〒992 米沢市城南4-3-16)

* Department of Electronics, Yamagata University(Johnan 4-3-16, Yonezawa-shi 992 Japan)

に, $k_4 = -k_3$ となり, 位相共役波はプローブ波と全く反対方向に放射されることは周知である。一方, 非共役波の波数ベクトルを k_6 とすると, 非共役波は, $k_1 + k_3 = k_2 + k_6$ なる位相整合条件を満足する時発生する。その放射方向は Fig. 1 に示すように, 対向伝搬するポンプ波の作る定在波によるプローブ波のブラッグ反射の方向に等しい。この時, 同時に k_5 の方向にも放射が生じる。

プローブ波とポンプ波のなす角 θ が零でない限り, 位相不整合 $\Delta k = (k_1 + k_3) - (k_2 + k_6)$ が生じる。したがって, 非共役波は, Δk の大小に依存して発生効率に変化するという問題が生じる。本報告ではこれを考慮した場合の干渉についても検討する。

さらに, この干渉計を火炎燃焼状態の温度分布計測へ応用する。その測定では, 温度の空間分布を, 従来の干渉法より2倍の空間分解能で求められることを示す。

2. 理論的検討

縮退4光波混合における2重波面発生に関するパラメトリック結合方程式等については文献5)に詳述してあるので, ここではその結果を用いた干渉計の構成について簡単に述べる。

今, 縮退4光波混合に関与する光電界を次式で定義する。

$$E(r, t) = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^6 A_j(r) \exp[i(\omega t - k_j r)]. \quad (1)$$

光電界のうち, Fig. 1 に示すように A_1, A_2 は

Fig. 1 Geometry of six wave vectors configuration in the non-linear medium(NLM). Beams A_1, A_2 and A_3 are the incident beams. Beams A_4, A_5 and A_6 show the radiated beams. k_i shows the wave vector.

対向伝搬するポンプ波, A_3 はプローブ波で, ポンプ波とは数 mrad 以内で交差する。 A_4 はその位相共役波, A_6 は位相整合が成り立つ場合共役波と同様に後方に放射される非共役波である。さらに, A_5 は対称関係から付加的に放射される光波を表わす。3次の非線形分極とマクウエルの波動方程式を結合して, 6光波の混合するパラメトリック方程式を次式のように得る⁵⁾。

$$\frac{dA_3}{dz} = -i[\chi_c A_4^* + \chi_s A_6 \exp(-i\Delta k z)], \quad (2a)$$

$$\frac{dA_4}{dz} = i[\chi_c A_3^* + \chi_s^* A_5 \exp(i\Delta k z)], \quad (2b)$$

$$\frac{dA_5}{dz} = -i[\chi_c A_6^* + \chi_s A_4 \exp(-i\Delta k z)], \quad (2c)$$

$$\frac{dA_6}{dz} = i[\chi_c A_5^* + \chi_s^* A_3 \exp(i\Delta k z)], \quad (2d)$$

ここで, 光電界の振幅は波数に比較し緩やかに変化すること, またポンプ波は充分強く減衰は無視できると近似した。 $\chi_c = \chi A_1 A_2$, $\chi_s = \chi A_1 A_2^*$, $\chi = \mu \epsilon_0 \chi^{(3)} / 2k \cos \theta$, $\Delta k = 2k_1 - (k_3 + k_5)$, θ はポンプ波とプローブ波の交差角を表わす。 $\chi^{(3)}$ は3次の非線形感受率, Δk は位相不整合量を意味する。

位相不整合量 Δk を考慮して(2)式の近似解を求めると, 入射プローブ電界 $A_3(0)$ に対して, 各光波の出力端の光電界は次式のように求められる⁶⁾。

$$A_3(L) = A_3(0) + |\chi_c|^2 A_3(0) \times \left(\frac{L^2}{2} + \frac{\exp(-i\Delta k L) - 1}{(\Delta k)^2} + i \frac{L}{\Delta k} \right), \quad (3a)$$

$$A_4(0) = -i \chi_c L A_3^*(0), \quad (3b)$$

$$A_5(L) = \chi_c \chi_s A_3^*(0) \times \left(\frac{L^2}{2} + \frac{\exp(-i\Delta k L) - 1}{(\Delta k)^2} + i \frac{L}{\Delta k} \right) \quad (3c)$$

Fig. 2 Schematic of self-interfering operation for the incident object pattern at the X -plane. Dual-wave-front waves A_4 and A_6 are reflected from the NLM and provide the self-interference pattern at the X_0 -plane. Lenses L_1 and L_2 yield the Fourier transformation.

$$A_6(0) = \kappa_s^* [A_3(0) \frac{1 - \exp(i \Delta k L)}{\Delta k}] \quad (3d)$$

これより、 $A_4(0)$ は $A_3(0)$ の位相共役波、 $A_6(0)$ は非共役波で、共に後方に放射され2重波面を構成することがわかる。したがって、 $\theta \approx 0$ の時、この互いに共役な波面は自動的に干渉して、外部光学系を必要とせずに干渉計を構成できる。

今、Fig. 2に示すように物体光をフーリエレンズ系で、非線形媒質へ入射し、その2重波面反射光を X_0 平面で観測することを考えよう。物体光をフレネル領域で非線形媒質へ投射しても良いが⁵⁾、実像を投射する方が余分な位相項が除去できることから、本研究ではFig. 2に示す方法で実験を行なった。実際のポンプ波を含めた実験系は後章のFig. 3に示す。

コヒーレントな平行光束で照射した物体光を $|g(X)| \exp[-i \Phi(X)]$ とする。 $\Phi(X)$ は位相を表わす。 X 平面はレンズ L_1 の前焦点にあり、従って後焦点にフーリエ変換像ができる。さらに、レンズ L_2 で逆変換が実行され、実像が下式のように、非線形媒質(NLM)の入射端面に照射される。

$$F^{-1} \left[F \left\{ A_3 |g(X)| \exp[-i \Phi(X)] \right\}_{f_x} \right]_{f_x} \\ = A_3 \frac{f_1}{f_2} |g(\frac{f_1}{f_2} X)| \exp[-i \Phi(\frac{f_1}{f_2} X)] \quad (4)$$

ここで、 F, F^{-1} は空間周波数 $f_x = X_1/\lambda f_1$ 、 $f_{x1} = X_2/\lambda f_2$ でのフーリエ変換および逆変換を意味する。 A_3 は X 平面での照射光強度を表わす。 $f_1 > f_2$ とすると実像は f_2/f_1 だけ縮小されて投影される。この時、縮退4光波混合によって(3b)式および(3d)式で与えられる2重波面が次式のように発生する。

$$A_4(X_2) = -i \kappa_c L A_3 \frac{f_1}{f_2} |g(\frac{f_1}{f_2} X)| \exp[i \Phi(\frac{f_1}{f_2} X)], \quad (5a)$$

$$A_6(X_2) = \kappa_s^* L A_3 \frac{f_1}{f_2} |g(\frac{f_1}{f_2} X)| \exp[-i \Phi(\frac{f_1}{f_2} X)] \\ \times \frac{1 - \exp(i \Delta k L)}{\Delta k L}, \quad (5b)$$

これらの2重波面は、非線形媒質よりプローブ光と全く逆向きに、波面の各点がFig. 2の点線で示すように伝搬し、観測面 X_0 に表われる。この過程は、(4)式のフーリエ変換の逆過程であるから位相も保存され、結局観測面の干渉縞の強度は次式となる。

$$I = |A_4(X_0) + A_6(X_0)|^2 \\ = (\kappa L A_1 A_2 A_3)^2 |g(X)|^2 \left\{ 1 + \frac{\sin^2(\Delta k L / 2)}{(\Delta k L / 2)^2} \right. \\ \left. - 2 \frac{\sin(\Delta k L / 2)}{(\Delta k L / 2)} \sin[2 \Phi(X) - (\Delta k L / 2)] \right\} \quad (6)$$

(6)式より、フリンジの移動は、位相 $\Phi(X)$ の2倍で、従来の干渉計に比較し感度が良いことがわかる。しかし、4光波混合の位相が不整合($\Delta k \neq 0$)の場合には、フリンジが乱されかつ干渉に寄与する空間周波数が低次域に限定されることになる。また、干渉のコントラストは次式となる。

$$C = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{2 \sin(\Delta k L / 2)}{(\Delta k L / 2)^2 + \sin^2(\Delta k L / 2)} \quad (7)$$

これより、 $\Delta k \rightarrow 0$ の場合は $C = 1$ となるが、

Fig. 3 Experimental arrangement for observing the self-interferograms of a flame by the dual-wave-front generation.

$\Delta k \neq 0$ の場合はコントラストは低減することとなる。一方、通常の干渉計と異なり、フリンジのコントラストは入射波面の強度に全く依存せず、常に所定の明瞭さで干渉縞が観測できる利点があることが判る。

3. 2重波面干渉実験

ナトリウム原子蒸気の D_1 線共鳴効果を利用して、波長可変色素レーザーパルスを用い、2重波面を発生して、干渉特性や火炎温度分布計測等の実験を試みた。

3.1 干渉計の実験方法

Fig. 3に実験装置全体の概略図を示す。レーザーは窒素レーザー励起色素レーザーで、波長589.2nm、最大出力20kW、パルス幅約6nsec、スペクトル幅約9GHzである。色素レーザーは直線偏光で発振するので、 $\lambda/4$ 板を用い円偏光にしてからグラプリズムを用いて互いに直交する直線偏光のポンプ光とプローブ光に分けた。ポンプ光はさらにビームスプリッターを用いて、ほぼ同強度の直径1mm程度のビームにして、ナトリウムセル中を対向伝搬するように構成した。

一方、プローブ光はビームエキスパンダーを用いて、直径10mm程度に拡大して、平行光束を火炎に照射、透過させた。その物体光はフーリエ変換レンズ系($f_1=30\text{cm}$, $f_2=5\text{cm}$)を経てナトリウムセル中に入れられた。ポンプ光との交差角 θ は適宜変え測定した。プローブ光の後方に放射された2重波面はビームスプリッターを経て、写真フィルム等で観測された。この時、グラプリズムはポンプ光の2重波面放射光への混入を除去する役目をする。この実験では、ヒートパイプ型のナトリウムセル温度を制御して原子密度をほぼ $3 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ と一定に保って実験を行なった。

3.2 干渉パターンを観測

入射プローブ光とポンプ光の交差角を小さくすると、観測面に位相共役波と非共役波が徐々に重なり合い、その部分に干渉縞が観測される。このような2重波面発生的基本的な諸特性については既に報告している⁶⁾のでここでは触れないことにする。交差角 θ を変化して観測された干渉パターンをFig. 4に示す。この場合は火炎は入れておらず、入射プローブ光のガウシアン

Fig. 4 Observed self-interferograms of incident Gaussian probe waves without the flame. (a)-(c) show the interferograms when the incident angle of the probe beam is changed from $\theta \simeq 1$ mrad. to $\theta \simeq 0$. (d) indicates an interferogram of a different Gaussian beam profile from the (a)-(c) by inserting a suitable convex-lens into the path of the probe beam.

ビームの性質を利用して干渉パターンを観測した。プローブ光がガウシャンビームのため干渉縞は同心円状になっている。入射プローブ光が $+z$ 方向へ収束する波面のガウシャンビームとすると位相共役波は $-z$ 方向へ発散する波面となり、非共役波は $-z$ 方向へ収束する波面となる。この両波面の作る干渉縞は、したがって同心円状になる。Fig. 4(a)から(c)に示すように $\theta \simeq 0$ とすると 0 次フリンジが観測される。入射ガウシャンビームの光路中に薄肉凸レンズを

入れ、観測面における共役波と非共役波の波面の曲率を変化させると、Fig. 4(d)に示すようにフリンジ間隔が狭くなり高次のフリンジも観測されるようになる。

これらの干渉縞は外部光学系を必要とせず、1 原子（実際は原子集団）からの 2 重波面の発生に基づいて自動的に干渉した結果、観測されたものである。

3.3 火炎温度分布の測定

Fig. 5 Observed self-interferograms of the testing flame. (a) shows the pattern of a nearly plane wave without the flame. (b)-(d) show the patterns for the portions of the flame.

本システムは、位相変化を2倍の精度で測定できる特徴があるので、従来の干渉法による温度分布計測法より2倍の空間分解能で温度の空間分布を求めることができる。この特徴を以下の実験で確かめた。

本システムで、干渉計として計測に入るには入射プローブ光はできるだけ平面波とする必要がある。入射レーザービームの中心部分のみ用いるようにして平行光束を作り、火炎燃焼状態

の測定を試みた。火炎としては、炎の高さが約2mm、直径1mm程度ของガスライターの炎を用いた。

はじめに、プローブ光の光路中の火炎を入れずに2重波面を発生させ観測面で重畳し、視野内に干渉縞が表われないことを確認した。その観測例をFig. 5(a)に示す。次に、直径約10mmのプローブビームの断面に対し、火炎を光ビームの中心より下部に配置した。その時観測され

干渉パターンをFig. (b)に示す。写真の中心より下部のフリンジが切れて見える部分に火炎の中心がある。火炎の周囲の空気が温められ対流が生じ、その結果干渉縞が火炎の周囲にも観測されている。プローブビームを火炎の上部を通過させ、観測した干渉パターンが、Fig. 5(c)である。同様に火炎の側面にビームを通過させ、観測した場合がFig. 5(d)である。プローブ光のビーム断面を大きくすることができなかったため、このような部分的観測となった。

干渉縞のコントラストと温度分布を算出するため、Fig. 5(d)のフィルムより得た強度断面トレースをFig. 6に示す。フィルムの γ 補正をして表示してある。これより、干渉縞のコントラストは0.6～0.8以内にあると見積られる。

燃焼場の反応を計測、理解する非接触計測法として、この様なコヒーレントレーザーを用いる光学的手法が、これまで種々試みられている⁷⁻¹⁰⁾。ホログラフィ干渉法⁸⁾、ラマン散乱やレイリー散乱を利用する方法⁹⁾、OLD(Optical Laser-beam Deflection)法¹⁰⁾などがある。散乱法では信号強度が弱いためノイズの影響を受け易いこと、ホログラフィ干渉法では撮影やデータ処理の複雑さなどが欠点としてあげられる。

干渉法では、温度場の各光路における屈折率の違いが位相づれとなって現われることを利用するため、温度場中の各光路長を知る必要がある。一方向からの干渉像では光路長を知ること

Fig. 6 Sectional light intensity of the observed fringe pattern of the portion of the flame[Fig. 5(d)].

ができないため、一般に、多方向から干渉像を得るか、温度場を軸対称と仮定することが行なわれている。本計測では、火炎を軸対称定常火炎として温度場モデルを考え、実験データより温度分布を算出した。

火炎断面を光路差が $\lambda/2$ 毎に変化する部分で区切ると、各領域の温度 T_i は簡単に次式で与えられる⁸⁾。

$$\frac{1}{T_i} = \frac{P_0 K_0 G_i}{P_i K_i G_0} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{R_i}{\rho_0 K_0 T_0} \right), \quad (8)$$

ただし、 $R_i = n_0 - n_i$ 、 T は温度、 P は圧力、 K はGladstone-Dale定数、 ρ は密度、 n は屈折率である。添字 i は i 番目の領域、添字0は基準状態(常温空気、大気圧)を表わす。基準状態は室温20℃、1気圧と仮定して、基準状態より順次Fig. 6の各フリンジ毎に温度を算出した。その結果をFig. 7に示す。横軸の半径は火炎中心よりの距離を表わす。火炎が小さいため、内

Fig. 7 Calculated flame-temperature from the observed fringe pattern[Fig. 6] by the present method of dual-wave-front self-referencing interferometry.

Fig. 8 Calculated flame-temperature from the observed fringe pattern (photograph) by the usual Mach-Zehnder interferometer.

部温度分布までは計測できていないが、火炎近傍で 650°K の温度と算出されている。これは、ガスライターの予想温度より大分低く、他の計測法との比較が必要と考えられる。このため、別途 He-Ne レーザを用い通常の Mach-Zehnder 干渉計を構成して、同様の火炎の観測を試みた。レーザービーム径を 20mm、火炎高さ約 5mm、露光時間 1/60 秒で測定した結果を Fig. 8 に示す。干渉縞数の関係で算出点数は少くないが、熱電対による最高温度とはほぼ一致しており、温度分布は妥当なものと考えられる。本研究による測定法との違いの原因としては次の 2 点が考えられる。一つは、光学系の違いによること、二つ目は位相共役法ではビーム径を充分大きくとれなかったため、基準状態まで充分視野に入れられなかったこと等があげられる。

Fig. 7 と Fig. 8 から比較して判るように空間分布の測定点 (横座標) の間隔即ち空間分解能は、本方法による Fig. 7 の方が、2 倍の空間分解能で測定できていることが判る。これは理論解析で示したように、位相の変化を従来の干渉

法より 2 倍の精度で測定できることに依るものである。

一般に光路は屈折率分布があれば偏向しづれる。2 重波面干渉計ではフーリエレンズ系による実像の投影干渉であるから、光学系における位相づれは小さいと考えられる。火炎中の光路のづれは、火炎が小さいので無視したが、精度をあげる場合には補正が必要となろう。

4. まとめ

位相共役波の最も理想的な発生方法である縮退 4 光波混合において、非共役波も同時に発生することを見出し、その一つの応用として 2 重波面位相共役干渉計について報告した。ほぼ同強度で発生するこの 2 重波面は、共役対である故に自動的に干渉でき、従来の干渉計とは異なる構成に基づくものであることを示した。非共役波の発生に必要な位相不整合問題についても理論的検討を加えた。実際に 2 重波面干渉計を構成し、種々の基礎実験を行なった。簡単な応用例として、火炎の温度分布計測を試みた。その結果、従来の干渉法による温度計測法に比較し、空間分解能を 2 倍程あげられる特徴のあることを示した。入射プローブ光のビーム径の不足等の問題から、充分な観測結果でなかったが、今後いろいろな応用が期待されるものである。

謝 辞

常日頃、御指導御便達を賜る東北大学稲場文男先生と本学横戸健一先生に謝意を表します。本研究は文部省科学研究費によるもので、関係各位に謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) Y. Fainman, E. Lenz and J. Shamir: Appl. Opt., **20** (1981) 158.
- 2) J. Feinberg: Opt. Lett., **8** (1983) 569.
- 3) M.D. Ewbank, P. Teh, M. Koshnevisan and J. Feinberg: Opt. Lett., **10** (1985) 282.
- 4) M. Nieto-Vesperinas: J. Opt. Soc. Am. A, **2** (1985) 427.
- 5) N. Tan-no, K. Kawauchi and K. Yokoto: J. Opt.

- Soc. Am. B, **3** (1986) 60.
- 6) 丹野, 福田: レーザー研究, **15** (1987) 55.
- 7) 飯沼編: 燃焼のレーザー計測とモデリング, (日本機械学会, 丸善1987).
- 8) 佐藤, 熊倉, 羽島: 第35回船舶技研研究発表会講演集 (1980) 144.
- 9) M.B. Long, P.S. Levin and D.C. Fourquette: Opt. Lett., **10** (1985) 267.
- 10) D.F. Grosjean, B. Sarka and L.P. Gross: Opt. Lett., **10** (1985) 324.