

## 高輝度広帯域光源による低コヒーレンス干渉法

伊東 一良・渡辺 歴

レーザーが実用化されるまでの光学干渉法は、低コヒーレンス干渉法がもっぱらの主体であったわけであるが、基本的に光源の明るさに問題があり、レーザーの実用化後は日陰の存在となっていた。しかし、少し以前から熱的な光源に比べて輝度が高く、しかも小型のスーパーluminescent diode (SLD) が入手可能になり、生体内部の低コヒーレンス干渉法などに盛んに利用されている<sup>1,2)</sup>。また一方で、OTDR (optical time domain reflectometry)<sup>3)</sup> から進化していったと考えられる短光パルスによる低コヒーレンス干渉法は、チタンサファイアレーザー等の出現により、すでにこの SLD 光による干渉法の奥行き分解能を凌駕してしまっている<sup>4,5)</sup>。このように、輝度の高いレーザー光などを光源とする新しい低コヒーレンス干渉法が世界で注目されはじめている。この中には、超短光パルスを液体や固体中に集光することにより得られる白色短光パルス (supercontinuum: SC, または, white-light continuum)<sup>6)</sup> を利用することや、光の周波数変調による実効的なコヒーレンスの低下を利用する手法も含めることができると考えられる<sup>7,8)</sup>。重要な点は、輝度 (= 指向性) が高い、すなわち空間コヒーレンスが高いにもかかわらず、時間コヒーレンスの低い光源が得られるようになったことである。誤解を恐れず一言でいえば、高輝度の白色点光源が得られるようになったというわけである。最近、この広帯域の白色光や広帯域の超短光パルスに分散素子を用いる光学系がいくつかみられるようになった。利用方法はさまざまであるが、光源の白色化にともなって拡大されたスペクトル幅を利用しようという新しい傾向である。ここでは、これらの新しい低コヒーレンス干渉

計について解説を試みる。

### 1. 低コヒーレンス干渉法による物体内部の計測

低コヒーレンス干渉法の原理を図1のマイケルソン型干渉計をもとに説明する。計測対象は、干渉計の片腕に置かれる。光源を出た光は干渉計に入射し、ビームスプリッターにより二光束に分けられる。計測対象からの反射光または後方散乱光は、参照面からの反射光と重ね合わされる。参照ミラーまたは試料を光軸に沿って駆動することにより、時系列データを得る。時間を  $t$ 、試料の移動距離を  $z$  として、 $V_r(t)$  と  $V(t, z)$  がそれぞれ、参照光と試料からの後方散乱光の振幅を表すものとする、検出器面上の光の強度は、 $z$  の関数として次のように与えられる。

$$I(z) = \langle |V_r(t) + V(t, z)|^2 \rangle \\ = \langle |V_r(t)|^2 \rangle + \langle |V(t, z)|^2 \rangle + 2\text{Re}[\Gamma(z)] \quad (1)$$

ただし、

$$\Gamma(z) = \langle V_r(t) V^*(z, t) \rangle \quad (2)$$

ここで、 $\langle \rangle$  は時間平均または集合平均を表すものとする。 $\text{Re}[\ ]$  は実数部を、 $*$  は複素共役を表す。式(1)の第1、第2項はそれぞれ参照光と信号光のみによる光強度を表し、第3項が2つの光束の相互相関関数の実数部、すなわち干渉信号を表している。相互スペクトル密度  $G(\sigma)$  を用いると、

$$\Gamma(z) = \int G(\sigma) \exp(2\pi i \sigma z) d\sigma \quad (3)$$

と書くことができる (今後、 $\int$  は  $\int_{-\infty}^{+\infty}$  を意味するものとする)。ただし、

$$G(\sigma) = \tilde{S}(\sigma) \int_0^d H^*(\xi, \sigma) \exp(-2\pi i \sigma \xi) d\xi \quad (4)$$

ここで、 $\sigma$  は波数、 $\tilde{S}(\sigma)$  は光源を出た光のスペクトル密度、 $d$  は試料の厚さ、 $H(\xi, \sigma)$  は試料中深さ  $\xi/2$  にお

大阪大学大学院工学研究科応用物理学専攻 (〒565-0871 吹田市山田丘 2-1)  
E-mail: itoh@ap.eng.osaka-u.ac.jp

いて、反射あるいは後方散乱される波数  $\sigma$  の光の振幅反射率を表す。  $\xi$  に関する積分は試料から反射または後方散乱されるすべての光の振幅の総和を示す。なお、ここでは非常に弱い散乱媒質を仮定しており、試料中での照明光の減衰は無視している。試料として鏡を想定する場合は、  $H(\xi, \sigma)$  にデルタ関数を代入すればよく、式 (3), (4) より鏡の位置に光源のコヒーレンス長程度の幅の干渉信号が現れることがわかる。この局在した干渉縞により反射面の位置を特定することができる。光源のスペクトル分布が半値全幅  $\Delta\lambda$  のガウス型と仮定した場合、奥行き方向の分解能は、

$$\Delta z = \frac{2 \ln 2}{\pi} \frac{\lambda^2}{\Delta \lambda} \quad (5)$$

で与えられる。

最近生体医用分野で注目されている光干渉トモグラフィ (optical coherence tomography; OCT)<sup>9,10</sup> は低コヒーレンス干渉法そのものである。試料を奥行き方向に走査すると同時に、ビームをそれに垂直な方向にも走査することにより、断層像を得る。Huang らは、SLD を光源として、光ファイバー型干渉計を用いて網膜組織内部の深さ方向の光学的構造を映像化している<sup>9</sup>。SLD はコンパクトかつ安定な光源であるが、その出力光強度は低く、帯域幅で決まる奥行き方向の分解能は 10~15  $\mu\text{m}$  程度である。このため Bouma らは、高出力で帯域の広いレーザー光パルスを用いて、4  $\mu\text{m}$  以下の分解能を実現している<sup>4,5</sup>。さらに最近になって、Morgner らは、時間幅が約 5 fs のチタンサファイアレーザーを光源として用い、波長 650 nm から 1000 nm の領域の分光学的 OCT を実現している<sup>11</sup>。原理は次に述べる干渉分光トモグラフィと同じである。

筆者らは従来から、低コヒーレンス光源を用いて計測対象の深さ情報と同時に分光情報を計測する干渉分光トモグラフィ (coherence spectrometry; CST) を提案している<sup>12-21</sup>。CST で得られる干渉信号は従来の OCT と同等の信号であるが、これを空間周波数フィルタリングすることにより、反射光の分光情報をも抽出することができる。分光情報の抽出には、例えば波数領域で中心波数の異なる連続した矩形のフィルター関数群による干渉信号のフィルタリング処理を行う。いま、等しい通過帯域幅をもつ  $N$  個の連続した帯域通過フィルター  $w_n(z)$  ( $n = 1, 2, 3, \dots, N$ ) が用意されているものとする。このとき、  $\Gamma_n(z)$  ( $n = 1, 2, 3, \dots, N$ ) がこの  $n$  番目のフィルターによって処理した信号であるとすると、

$$\Gamma_n(z) = \Gamma(z) * w_n(z) \quad (n = 1, 2, 3, \dots, N) \quad (6)$$

と書くことができる。ここで  $*$  は畳み込み積分を意味する

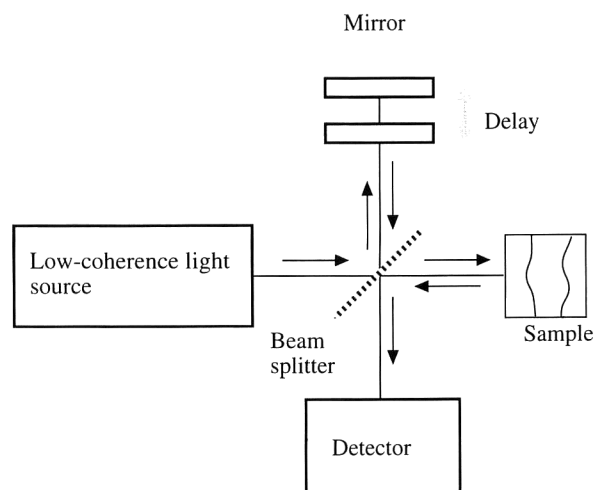


図1 低コヒーレンス干渉計の概念図。

ものとする。ここでは、  $\Gamma_n(z)$  をスペクトロトモグラム (spectrotomogram) と呼ぶことにする。式 (3), (4), (6) より、スペクトロトモグラムは各帯域内の後方散乱光に関する位置情報を与えることがわかる。奥行き方向の空間分解能を高くするには、フィルター関数の帯域を広くすればよい。しかし、一方で分光情報に関する分解能が低下する。すなわち、CST では計測対象の空間情報と分光情報を同時に抽出することが可能であるが、奥行き方向の解像度と波数分解能を同時に高めることはできない<sup>13,17</sup>。

南らは多層媒質中の中間層の位置と分光情報を抽出し CST の原理確認を行っている<sup>12,13</sup>。さらに、媒質中での光の吸収と境界面での反射率と透過率を考慮することにより、着色層状媒質の屈折率と吸収を考慮した分光透過率が算出されている<sup>14,15</sup>。また渡辺らは、光源として広帯域かつ高輝度の SC を用いて、多層媒質内部の分光情報と深さ情報を同時に測定している<sup>16,17</sup>。

従来の OCT は機械的な走査を必要とするため、計測に時間が掛かり周囲の影響を受けやすい。光軸方向の走査が不要な周波数領域の OCT として、(a) スペクトル干渉法 (spectral interferometry; SI) に基づく手法<sup>22-26</sup> と、(b) 光周波数領域反射測定法 (optical frequency-domain reflectometry; OFDR) に基づく手法<sup>27-30</sup> が提案されている。SI では、干渉計からの出力である干渉光を光学的に各波数成分に分解したチャネルドスペクトル (channeled spectrum) として検出する。これをフーリエ解析することにより、深さ方向の走査を行わずに計測対象の深さ情報を得る。この手法に基づき、多層媒質や眼球<sup>23,24</sup>、散乱媒質の断層画像の深さ方向の構造測定<sup>25,26</sup> が行われている。スペクトル干渉法における奥行き方向の最大測定範囲  $z_{\text{max}}$  は分光器のスペクトル分解能によって以下のように

表1 各種の低コヒーレンス干渉法.

手法	光源	奥行き方向 機械的走査	非走査 並列/多重	分光情報	備考	文献
Optical coherence tomography	SLD, LED, 超短光パルス	○			パルス幅; 数十~数百 fs	4, 5, 9, 10
Spectroscopic optical coherence tomography	極短光パルス	○		○	パルス幅; 数 fs	11
Coherence spectrometry & DCST	白熱灯 & 超短白色光パルス (Supercontinuum)	○	○	○		12-18
Spectral radar (Spectral interferometry)	SLD		○			22-26
Grating-generated interference microscopy	SLD		○			31,32
二光束干渉型 OCT	SLD		○			33
光周波数変調法	波長可変 LD		○			8, 27-30
光波コヒーレンス関数合成法	波長可変 LD		○			7

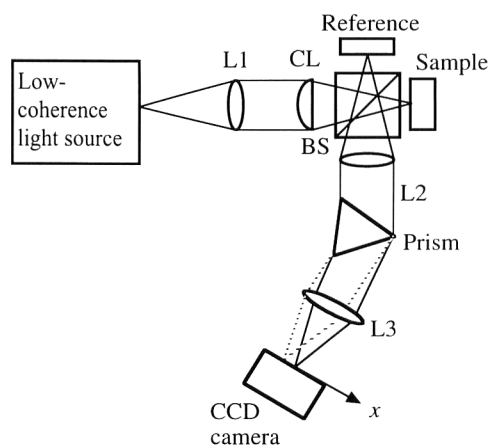


図2 分散型干渉分光トモグラフィー光学系. BS: ビームスプリッター, L1, L2, L3: レンズ, CL: シリンドリカルレンズ.

決定される.

$$z_{\max} = \frac{\lambda^2}{4n\delta\lambda} \quad (7)$$

ただし,  $\delta\lambda$  は検出器によって決まる波長分解能である. また, 深さ方向の分解能は光源のコヒーレンス長で制限される. OFDR では, 周波数変調可能な狭帯域光を利用して, 上のチャンネルスペクトルと同等な信号を得ている. したがって, 測定範囲は, SI と同様に, 測定系の周波数分解能で決まり, 分解能は周波数変調の幅で決まる.

周波数領域の OCT は, 断層像が表示されるまでにフーリエ解析の時間を必要とする. 後で述べるが, Zeylikovich らは, 実時間の測定が可能な回折格子遅延を用いた干渉計 (grating-generated interference microscopy; GIM) を提案している<sup>31,32</sup>. また, 井上らも最近非走査方式の二光束干渉型 OCT を提案している<sup>33</sup>. 参照光と物体光をわずかな角度をもたせて干渉させると, 検出器面上の

一軸方向に線形な光路差が生じる. 検出器面上のもう一軸は試料上の位置に対応する. したがって, CCD (charge coupled device) 面上では, 試料の一軸の断層画像が機械的走査なしに実時間で表示される. SLD を光源とした実験により, 深さ  $100 \mu\text{m}$ ,  $100 \mu\text{m} \times 2 \text{mm}$  の石英板の試料を  $0.54$  秒で観測している.

これら低コヒーレンス干渉法による物体内部計測の最近の研究を表 1 にまとめた. 機械走査を行うものを行わないもの, また分光情報を得るものと得ないものに分類ができる. 光源の種類による分類も可能である. このうち, 分散素子を用いて高い信号対雑音比を実現した分散型干渉分光トモグラフィー (dispersive coherence spectro-tomography; DCST)<sup>18)</sup> を 2 章で, 回折格子遅延を用いた GIM を 3 章で取り上げる.

## 2. 分散型干渉分光トモグラフィー

分散型干渉分光トモグラフィー<sup>18,20)</sup> では, 計測対象を試料表面に垂直な平面内に限定することにより, その領域における分光反射率の空間分布を一挙に獲得する. この DCST には (1) スペクトル干渉法に基づく方式と (2) 走査方式の 2 種類がある.

### 2.1 スペクトル干渉法に基づく分散型干渉トモグラフィーの原理

SI 手法に基づく DCST を図 2 を用いて説明する<sup>20)</sup>. この方式では, 光源に高輝度かつ広帯域の SC 光を利用する. SC 光はレンズを通過後, 円筒レンズにより一方は参照面上に, もう一方は試料内部の一直線上に集光されている. 参照面からの反射光と, 試料からの反射光はコリメートされた後プリズムにより分光され, CCD 面上で各波数成分ごとに干渉する. 参照面と CCD 面は結像関係にある

ので、試料の1点からの信号は干渉計を射出後、分散素子により検出器上の一方に広がる。この軸が波数軸である。SC光を光源に用いているため、対象に合わせて光源強度を高め、検出器のダイナミックレンジ一杯まで光を入射させ、信号対雑音比を高めることができる。試料の奥行き情報と同時に分光情報を抽出する信号処理法について次に述べる。分光情報の抽出には、CST同様、帯域通過フィルター群を用いる。検出器面上の光の強度を波数軸方向にサンプルし、先に述べた帯域通過フィルターによる積算処理の後、それぞれの信号を逆フーリエ変換することにより、各帯域ごとに試料の奥行き情報を得ることができる。測定可能な最大の奥行きは、SIと同様に分光光学系の波数分解能で決まる。また、再生断層像の重なりを防ぐために、参照面は試料より手前か後方に位置させる必要がある。これらの理由で、広帯域光源を用いた場合、測定可能な最大の奥行きは事実上相当制限される。

## 2.2 走査方式分散型干渉分光トモグラフィー

走査方式DCSTの原理とその信号処理手順<sup>18)</sup>について説明する。走査方式DCSTの光学系はSIに基づくDCSTと同様の光学配置を用い、計測対象を光軸に沿って走査しながら、分光した干渉信号を検出する。

検出上の波数方向の要素数を $N$ 、波数を $\sigma$ で表し、 $\sigma_n$  ( $n=1,2,3,\dots,N$ )を $n$ 番目の検出器要素で検出される光の中心波数とする。 $A_n(\sigma)$  ( $n=1,2,3,\dots,N$ )を各検出器要素に入射する波数分布とすると、 $n$ 番目の画素で得られる信号の交流成分は、次の量の実数部に比例する。

$$\Gamma(z, \sigma_n) = \int A_n(\sigma) G(\sigma) \exp(2\pi i \sigma z) d\sigma \quad (8)$$

この信号は試料(直線)上の1点に関する干渉信号を表しているが、式(6)の $w_n(z)$  ( $n=1,2,3,\dots,N$ )の帯域が非常に狭い場合( $A_n(\sigma)$ の幅)の信号に相当していると考えてよい。したがって、波数分解能は非常に高いが、奥行き方向の分解能は非常に低い。スペクトロトモグラムを得るには、非走査型と同様にこの信号を適当に設計された重み関数を用いて足し合わせる必要がある。結果として式(6)のような特定の帯域に対応したスペクトロトモグラムが得られることになる。いま、適当に設計された重み関数の $m$ 番目の $W_m(z)$  ( $m=1,2,3,\dots,M$ )関数を用いて積算処理した場合を考えてみよう。この場合、

$$\begin{aligned} \Gamma_m(z) &= \sum_{n=1}^N \tilde{w}_m(\sigma) \Gamma_n(z, \sigma_n) \\ &= \int \left[ \sum_{n=1}^N \tilde{w}_m(\sigma) A_n(\sigma) \right] G(\sigma) \exp(2\pi i \sigma z) d\sigma \\ &\quad (m=1,2,3,\dots,M) \quad (9) \end{aligned}$$

が得られ、前節で述べたCSTのスペクトロトモグラムと

等価であることがわかる。波数軸方向に連続した要素からの出力信号を積算することによって帯域幅を広げ、奥行き方向の分解能を向上させ、同時に信号対雑音比を向上させることができる。一方で、スペクトル分解能は低下する。このように、従来のCSTと同様に、計測対象の奥行き空間情報と分光情報を同時に抽出することが可能であるが、奥行き方向の分解能と波数分解能を同時に高めることはできない。

## 2.3 着色層状媒質の実験結果

実験光学系のシステム構成<sup>18)</sup>について述べる。中心波長が800nm、パルス時間幅が約130fs、繰り返し周波数が1kHz、パルスのエネルギーが $4\mu\text{J}/\text{pulse}$ のチタンサファイアレーザー光パルスを焦点距離が10mm、開口の大きさが $300\mu\text{m} \times 300\mu\text{m}$ のマイクロレンズを用いて、長さ5mmの熔融石英セル中のイオン交換水に集光しSC光を得ている。フィルターにより励起光パルスを除去しているため、SCの波長領域は400nm~700nmに限定されている。試料はピエゾ素子を用いた微動装置上に設置し、光軸方向の移動を行っている。分光された干渉信号はCCDカメラで検出し、パーソナルコンピュータで解析している。信号対雑音比を向上させるため、フレームメモリー上で各干渉信号を、100パルス分積算している。

カラーOHP(over head projector)シートの内部の形状と分光特性の同時測定実験の結果を紹介する。OHPシートの赤、濃緑、緑の着色層を試料とし、参照面には吸収型ND(neutral density)フィルターの表面を用いている。測定の対象は長さが $500\mu\text{m}$ の直線状の部分である。干渉計から出た光は、波数方向に256画素に分光される。CCD中の連続した32画素で検出された干渉信号を、式(9)の要領で、一定の重みを掛けて足し合わせ、波数方向には8バンドの信号を得ている。図3に、各バンドのスペクトロトモグラムの振幅を示した。各図の縦が物体上の位置を示し、横が奥行きを示す。シートは奥行き方向に2層で構成され、紙面の上から下に、赤、濃緑、緑の3つの部分に分かれている。左側の2本の縦縞と右側の2本の縦縞はそれぞれ着色層の表面と裏面に対応している。振幅が2本に分かれている原因は、光がベース層を往復する間に受けた屈折率分散の影響であろうと考えられている。赤色層では、層内での短波長成分の吸収により裏面からの信号が得られていない。また、赤色層と緑色層の境界部分は濃緑色のため長波長の光は吸収され裏面からの反射光が得られていない。着色層状媒質の各帯域での分光情報が試料内の位置の関数として示されていることがわかる。

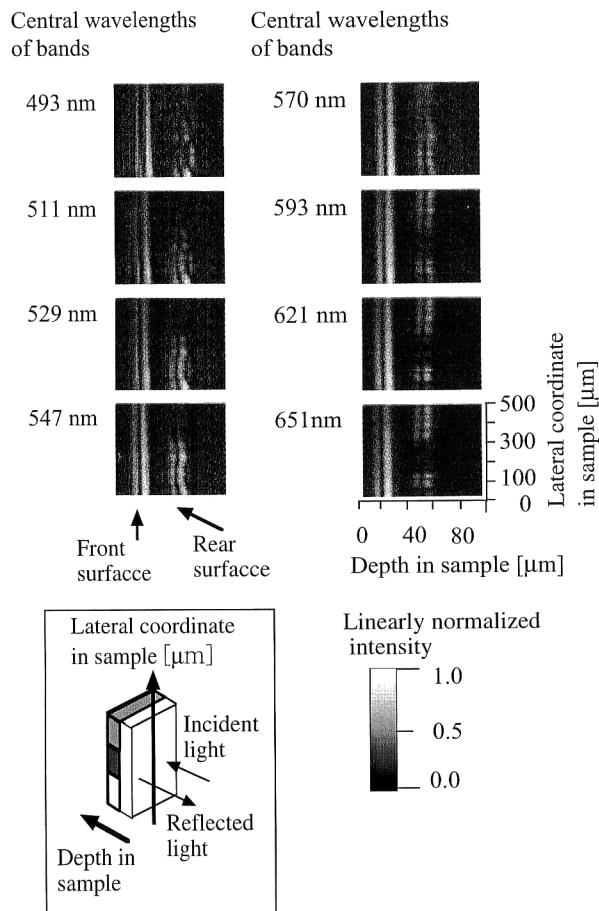


図3 分散型干渉分光トモグラフィーによる着色層状媒質のスペクトロトモグラム。

### 3. 回折格子遅延を用いた超短光パルスによる干渉計測

回折格子遅延を用いた低コヒーレンス干渉計 (grating-generated interference microscopy)<sup>31,32)</sup> の原理を概説する。超短光パルスを光源に用いており、またこれを用いて説明するが、原理的にはパルス光である必要はない。図4に光学系の概念図を示す。反射型回折格子は参照光に対して Littrow 配置で置かれている。物体光は円筒レンズにより試料を紙面に垂直な直線状に照明する。回折格子と試料表面は対物レンズにより CCD 面上に結像されている。ここで、 $x$  を回折格子面上の座標、 $\tau$  を参照光パルスと物体光パルスとの時間差とすると、2つのパルスの光路差  $A$  は、

$$A = c\tau = 2x\sin\alpha = \lambda x/p \quad (10)$$

と与えられる。ここで、 $p$  は回折格子の溝の間隔、 $\alpha$  は入射角、 $\lambda$  は波長である。このように、回折格子を用いることにより連続した相当大きな光路差の生成が可能であることがわかる。回折格子の分散方向 ( $x$  方向) が、試料の深さ方向に対応するが、基本的には格子表面の傾きによっ

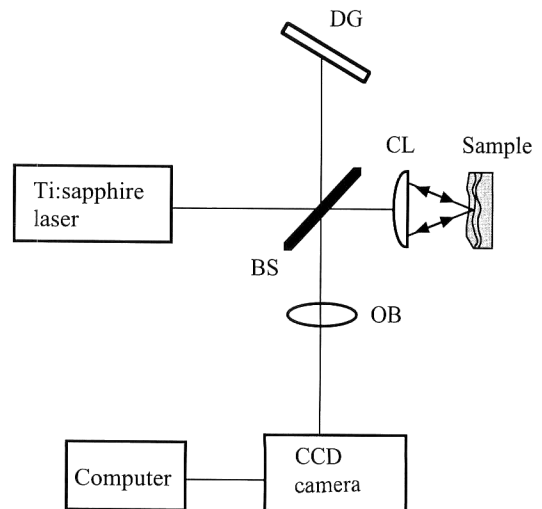


図4 回折格子遅延を用いた grating-generated interference microscopy 光学系の概念図。BS: ビームスプリッター, DG: 反射型回折格子, CL: シリンドリカルレンズ, OB: 対物レンズ。

て、光路差が発生している。この結果2次元の干渉縞パターンが CCD に記録される。ビームの直径を  $D$  とすると、パルス間の最大の遅延時間は、

$$\tau_a = D \cos\alpha / c \quad (11)$$

と与えられる。このシステムでは、 $\tau_a = 13.5$  ps と計算され、最大 2 mm の深さまで測定可能である。

Zeylikovich らは、散乱媒質である鶏肉の測定を行っている<sup>32)</sup>。光源としてチタンサファイアレーザー (中心波長: 800 nm, パルス幅: 60 fs, ビーム径: 2.5 mm) を用いている。また回折格子のピッチは 600 本/mm, レーザーの出力は 30 mW, データの取得時間は 20 ms である。深さ 1 mm までの内部構造を得られることを報告している。

広帯域高輝度白色光パルスの広い帯域を生かすために分散素子を利用するいくつかの方法を取り上げた。目的、方法はさまざまであったが、共通する点は、光源が新しいという点である。これらの新しい光源の特徴は、高い空間コヒーレンスと低い時間コヒーレンスにある。また、SLDを除いてすべてがパルス光であり、ピークパワーが高いことも特徴的である。今後、高輝度低コヒーレンス光として、数波長程度の長さの極短光パルスや、超短白色光パルスの利用、シンクロトロン放射光の普及が進んでいくと考えられる。いままで、高い空間コヒーレンスと低い時間コヒーレンスを与える光源といえば、ピンホールを通過した熱的な光のみであって、パワー密度が低くランダムな振幅をもっていた。そのため光学系の調整が大変で、高速測定

も不可能であった。これからは、広いスペクトル幅を利用した干渉法が、非常に短時間で可能となる。ひとつのパルスが十分なエネルギーをもっているため、単発の計測も可能となり、100 MHz といったレーザー光源の繰り返し周期での高速計測も原理的に可能である。今後、ここで紹介した広いスペクトル幅を利用した新しい計測法も含めて、高速大容量の測定系を構築することが可能である。情報技術 (IT) 革命が始まろうとしている現代において、このような高速大容量計測の方向は、時代の流れに沿っていると思われる。今後、高速大容量化のネックになると考えられる検出系の周辺部の高速大容量化に注力していく必要がある。

今後の問題として、もうひとつ重要な点は、式 (4) の相互スペクトル密度の計算に、媒質の屈折率の空間分布や分散特性が無視されている点である。 $H(\xi, \sigma)$  の正確な回復にはこれらの推定を可能にする工夫が必要である。残念ながら、これを考慮した再生結果を示しているグループはいまのところいないと思われる。吸収の強い帯域付近の計測を行うときには特に重要になると考えられる。光源の帯域が広がったために、式 (4) のように相互スペクトル密度を用いた解析が必要になり、媒質の屈折率についても空間分布と分散特性の把握が必要になってきたというわけである。先にも述べたように、光源の広い帯域を生かす上で、計測システム周辺機器の大容量高速化とともに、今後の重要な課題である。

## 文 献

- 1) 丹野直弘：“光コヒーレンス断層映像化法と生体映像への応用”，*光学*, **28** (1999) 116-125.
- 2) 春名正光：“医療分野における光断層画像”，*O plus E*, **21** (1999) 800-807.
- 3) 倉嶋利雄：“リフレクトメトリーを用いた構造物損傷モニタリング”，*光学*, **28** (1999) 131-136.
- 4) B. E. Bouma, G. J. Tearney, S. A. Boppart, M. R. Hee, M. E. Brezinski and J. G. Fujimoto: “High-resolution optical coherence tomographic imaging using mode-locked Ti: Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> laser source,” *Opt. Lett.*, **20** (1995) 1486-1488.
- 5) B. E. Bouma, G. J. Tearney, I. P. Bilinsky, B. Golubovic and J. G. Fujimoto: “Self-phase-modulated Kerr-lens mode-locked Cr:forsterite laser source,” *Opt. Lett.*, **21** (1996) 1839-1841.
- 6) R. R. Alfano, ed.: *The Supercontinuum Laser Source* (Springer-Verlag, New York, 1989).
- 7) K. Hotate and O. Kamatani: “Reflectometry by means of optical coherence modulation,” *Electron. Lett.*, **25** (1989) 1503-1505.
- 8) 小野寺理文, 石井行弘：“半導体レーザーを用いる選択的イメージング法によるリフレクトメトリーへの応用”，*光学*, **28** (1999) 137-142.
- 9) D. Huang, E. A. Swanson, C. P. Lin, J. S. Schuman, W. G. Stinson, W. Chang, M. R. Hee, T. Flotte, K. Gregory, C. A. Puliafito and J. G. Fujimoto: “Optical coherence tomography,” *Science*, **254** (1991) 1178-1181.
- 10) 丹野直弘, 市村 勉, 佐伯昭雄：特許第 20100425 号.
- 11) U. Morgner, W. Drexler, F. X. Kärtner, X. D. Li, C. Pitris, E. I. Ippen and J. G. Fujimoto: “Spectroscopic optical coherence tomography,” *Opt. Lett.*, **25** (2000) 111-113.
- 12) K. Minami, T. Inoue, K. Itoh and Y. Ichioka: “Coherence spectroscopy with reflected light from colored layers,” *Proc. SPIE*, **2778** (1994) 7P-PD-7.
- 13) 南 浩治, 菅 武志, 井上 卓, 伊東一良, 一岡芳樹：“コヒーレンス・スペクトロトモグラフィ—低干渉光干渉計測法による多層膜中間層の分光吸収率の測定—”，*光学*, **25** (1996) 156-160.
- 14) 菅 武志, 井上 卓, 伊東一良, 一岡芳樹：“層状媒質のコヒーレンス分光トモグラフィ” 第 43 回応用物理学学会学術講演予稿集, No. 3, 28a-STE-19 (1996) p. 939.
- 15) 渡辺 歴, 伊東一良：“多層媒質のコヒーレンス分光トモグラフィ”，第 17 回光波センシング技術研究会講演論文集 (1996) pp. 69-72.
- 16) 伊東一良, 渡辺 歴：“コヒーレンス分光トモグラフィとコンフォーカルアレイ干渉計”，第 21 回光波センシング技術研究会講演論文集 (1998) pp. 7-12.
- 17) W. Watanabe, Y. Masuda and K. Itoh: “Coherence spectroscopy of layered medium with white-light continuum,” *Opt. Rev.*, **6** (1999) 71-76.
- 18) W. Watanabe, Y. Masuda and K. Itoh: “Dispersive coherence spectroscopy with white-light continuum,” *Opt. Rev.*, **6** (1999) 455-458.
- 19) 渡辺 歴：“連続スペクトル白色光源を用いた干渉分光トモグラフィ”，*光学*, **28** (1999) 143-144.
- 20) 渡辺 歴, 伊東一良：“干渉分光トモグラフィ”，*O plus E*, **21** (1999) 857-862.
- 21) W. Watanabe and K. Itoh: “Coherence spectroscopy: Optical spectroscopic tomography with low-coherence interferometry,” *Opt. Rev.*, **7** (in press).
- 22) G. Häusler: German patent DE 41 08 944 (1991).
- 23) A. F. Fercher, C. K. Hitzenberger, G. Kamp and S. Y. El-Zaiat: “Measurement of intraocular distances by back-scattering spectral interferometry,” *Opt. Commun.*, **117** (1995) 43-48.
- 24) A. F. Fercher: “Optical coherence tomography,” *J. Biomed. Opt.*, **1** (1996) 157-173.
- 25) M. Bail, A. Eigensee, G. Häusler, J. M. Hermann and M. W. Lindner: *Proc. SPIE*, **298** (1997) 64-75.
- 26) G. Häusler and M. W. Lindner: “Coherence radar” and “spectral radar”—New tools for dermatological diagnosis,” *J. Biomed. Opt.*, **3** (1998) 21-31.
- 27) D. Uttam and B. Culshaw: “Precision time domain reflectometry in optical fiber systems using a frequency modulated continuous wave ranging technique,” *J. Lightwave Technol.*, **3** (1985) 971-977.
- 28) U. Harberland, P. Jansen, V. Blazek and H. J. Schmitt: “Optical coherence tomography of scattering media using frequency modulated continuous wave techniques with tunable near-infrared laser,” *Proc. SPIE*, **2981** (1997) 20-28.
- 29) S. R. Chin, E. A. Swanson and J. G. Fujimoto: “Optical coherence tomography using optical frequency domain reflectometry,” *Opt. Lett.*, **22** (1997) 340-342.
- 30) T. Yoshimura, N. Masuzumi and T. Shigematu: “Imaging a

reflecting plate located in scattering media using near-infrared continuous wave tunable semiconductor laser," *Opt. Rev.*, **4** (1997) 221-227.

- 31) I. Zeylikovich, A. Gilerson and R.R. Alfano: "Non-mechanical grating-generated scanning coherence microscopy," *Opt. Lett.*, **23** (1998) 1797-1799.
- 32) I. Zeylikovich, A. Gilerson and R.R. Alfano: "Three-

exposure interferometric histological image reconstruction of biological tissue," *Proc. SPIE*, **3250** (1998) 190-195.

- 33) 井上将吾, 近江雅人, 春名正光, 伊東一良: "二光束干渉型 OCT", 第 47 回応用物理学会学術講演予稿集, No. 3, 29a-ZE-2 (2000) p. 1028.

(2000 年 6 月 23 日受理)