

アナログ光コンピューティングとその後

谷田 貝 豊 彦

Fruits of Analogue Optical Computing

Toyohiko YATAGAI

Analog optical computing is mainly based on optical Fourier transform. Optical joint Fourier transform correlators are one of the most useful techniques in optical computing. Evolution of joint transform correlators including femto-second pulse processors is discussed. Finally Fourier domain optical coherence tomography is described related to joint optical correlators.

Key words: analog optical computing, joint Fourier transform correlator, femto-second pulse shaper, Fourier domain optical coherence tomography

光コンピューティング, 特にアナログ光コンピューティングは, アップの顕微鏡の結像理論までさかのぼることができる。そして, 1960年代に入り, 種々のレーザーが開発され, ホログラフィーが情報処理に利用されるようになり, それと並行して情報処理理論の光学結像論への適応により, 空間周波数領域による光学的フィルタリング技術の芽生え, 画像情報が直接的に(並列的に)処理できるようになった¹⁾。デジタル計算機が脆弱であった時代には, この光学情報処理がきわめて有望な技術として期待されていた。1980年代に入ると, 二次元的な画像情報を記録再生できるデバイスとして, 写真的な感光材料以外にもさまざまな特性をもった空間光変調器が次々に開発された。さらには, 半導体レーザーが実用化を迎え, この技術を発展させ, 光信号のスイッチング, 変調, 記録, 増幅技術なども次々と光通信分野で実用化されてきた。このころまでは集積化や高速化技術によって急速に発展してきたデジタル計算機技術も, ようやくその進歩に限界が議論され始め, 新しい情報処理技術が模索された。光技術が情報処理技術の中で本格的に検討され始めたのである。デジタル光並列演算, 光ニューラルネットワーク, 光インターコネクションなどが活発に研究され, 光コンピューティングへの期待が大きく高まった²⁻⁹⁾。

1990年代に入っても, 周知のようにデジタル計算機

技術は飛躍的な発展をつづけ, 現在に至っている。一方, 光コンピューティングは, 一部の分野を除き, 実用化されることはなかった。光学技術(デバイスも含め)の汎用性の欠如, 光の波長で決まる集積化の限界など, 技術的に克服が困難な課題が山積していた。しかし, 光インターコネクションはスーパーコンピュータ開発には不可欠な技術となり, 次世代のシリコン集積化回路での実用化研究が進んでいる¹⁰⁾。

アナログ光信号処理においても, 姿を変えた生存者はいる。その一例が空間的相関器や時間的相関器である。ここではその一例を述べ, 今後の展開についてふれ, 私見を述べたい。

1. 結合フーリエ変換相関器

マッチトフィルタリングをはじめとした空間周波数フィルタリングでは, 入力物体とフィルターが直列的に配置され, 相互相関などが計算される^{11,12)}。図1に示すように, 両者を入力面に並列配置して, 相互相関を計算することができる。結合フーリエ変換相関器(joint transform correlator)とよばれている¹³⁻¹⁶⁾。いま, 2つの入力物体 $f_1(x, y)$ と $f_2(x, y)$ を考えよう。これを互いに距離 $2d$ において入力面 P_1 に配置する。これをコヒーレント光で照明すると, フーリエ変換面 P_2 では

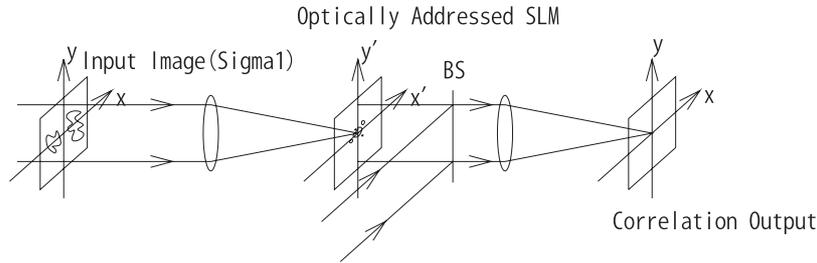


図1 結合フーリエ変換相関器. 入力面に間隔 $2d$ をおいてふたつの入力物体 $f=1(x, y)$ と $f=2(x, y)$ が配置されている. このフーリエ変換像の強度分布が空間変調器 (SLM) に記録され, これをコヒーレント光で読み出し, フーリエ変換レンズにより出力面に相関像を得る.

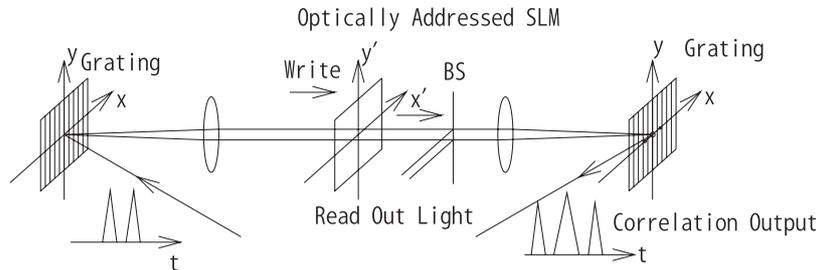


図2 時間領域結合フーリエ変換相関器. 入力光パルスを回折格子にあて, 得られたスペクトル分布を空間光変調器 (SLM) に記録する. これをパルス光で読み出し回折格子でスペクトル合成する. 時間パルス列信号の相関が時間信号として得られる.

$$\begin{aligned}
 F(v_x, v_y) &= F[f_1(x-d, y) + f_2(x+d, y)] \\
 &= \exp(-i2\pi d v_x) F_1(v_x, v_y) \\
 &\quad + \exp(i2\pi d v_x) F_2(v_x, v_y) \quad (1)
 \end{aligned}$$

ただし, $F[...]$ はフーリエ変換演算子を表し,

$$\begin{aligned}
 F_1(v_x, v_y) &= F[f_1(x, y)] \\
 F_2(v_x, v_y) &= F[f_2(x, y)] \quad (2)
 \end{aligned}$$

である. これを一度写真や空間光変調器に記録すると, 記録される強度分布は,

$$\begin{aligned}
 |F(v_x, v_y)|^2 &= |F_1(v_x, v_y)|^2 + |F_2(v_x, v_y)|^2 \\
 &\quad + \exp(-i4\pi d v_x) F(v_x, v_y) F_2^*(v_x, v_y) \\
 &\quad + \exp(i4\pi d v_x) F(v_x, v_y)^* F_1(v_x, v_y) \quad (3)
 \end{aligned}$$

となる. これを再び光学的にフーリエ変換すると, 出力面 P_3 では

$$\begin{aligned}
 F[|F(v_x, v_y)|^2] &= f_1(x, y) * f_1^*(x, y) + f_2^*(x, y) * f_2(x, y) \\
 &\quad + f_1(x-2d, y) * f_2^*(x-2d, y) \\
 &\quad + f_1^*(x+2d, y) * f_2(x+2d, y) \quad (4)
 \end{aligned}$$

が得られる. ただし, $f_1(x, y) * f_2^*(x, y)$ は関数 $f_1(x, y)$ と関数 $f_2(x, y)$ の相関関数を表す. 式 (4) の第3項と第4項が $f_1(x, y)$ と $f_2(x, y)$ の相互相関関数になる. 第3項と第4項は空間的に分離されているので, この部分を取り出せば, 相互相関関数 $f_1(x, y) * f_2^*(x, y)$ を求めることができる.

2. 時間領域相関器と時空間結合フーリエ変換相関

時間信号に対しても, スペクトル展開, 空間周波数フィルタリングや相関技術などを光学的手段で実現することができる. その例に, フェムト秒パルスの波形計測や波形整形技術がある¹⁷⁻²¹⁾. 超短パルス計測における時間領域相関技術の一例を図2に示す. フェムト秒パルスが回折格子レンズ対によってスペクトル分解され, CCDで検出され, パワースペクトル分布がSLMに表示される. もしくは, スペクトル分布を直接光書き込み型のSLMに入力してもよい. SLMに表示されたパワースペクトル分布を別の光パルスで読み出し, 第2の回折格子レンズ対を用いて時間パルスに変換する. この系は図1の空間的結合相関器の時間版と解釈される. すなわち, 時間信号のパワースペクトル分布をフーリエ変換して入力時間信号の時間的相関関数を求めている.

次に, 図1の空間的結合相関器の後半分と図2の時間結合相関器の前半分を結合することを考えよう^{22, 23)}. すなわち, 図3である. この系では, フェムト秒パルス列を入力してこの時間的パワースペクトルを求め, これを空間的信号としてSLMに表示し, さらに空間的にフーリエ変換する. 入力パルス列の時間的信号の相関関数が空間的に得られることに注意を要する.

時空間結合相関器の実験結果について述べる. 実験光学

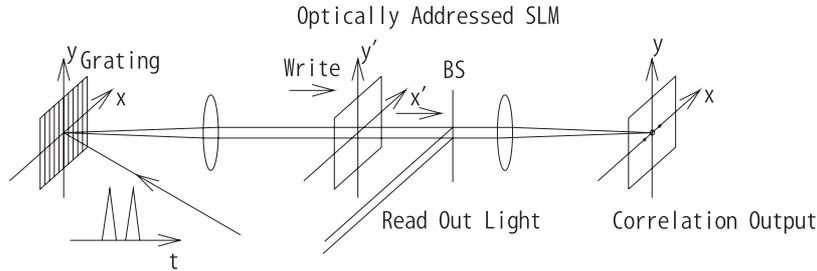


図3 時空間結合相関器. 入力パルス列のワースペクトラムが空間光変調器 (SLM) に記録され, これをコヒーレント光で読み出しレンズでフーリエ変換する. 時間パルス列信号の相関が空間的分布として得られる.

系を図4に示す. 回折格子と円柱レンズ対によってフェムト秒レーザーパルスのスペクトルを光書き込み型空間光変調器 (AO-SLM) に書き込み, これを He-Ne レーザ光で読み出し, 円柱レンズで空間的にフーリエ変換してこれを一次元 CCD カメラで読み取る.

ここで, 回折格子に入射する直前のフェムト秒パルスを $E_1(x, t) = S(x)T(t)$ と書くことにしよう. ただし, $S(x)$ と $T(t)$ はそれぞれ, パルスの空間的, 時間的の形状を表す関数である. 回折格子を反射後の光波の振幅は,

$$E_2(x, z = 0, t) = S(\alpha x)T(t - \beta x) \exp\left(i2\pi \frac{c}{\lambda_w} t\right) \quad (5)$$

と表すことができる⁹⁾. ただし, $\alpha = \cos \theta_i / \cos \theta_d$, $\beta = \lambda_w N / \cos \theta_d$ であり, θ_i と θ_d は回折格子に入射するパルスの入射角と回折角である. また, N は格子定数, λ_w はパルスの中心波長, c は光速である. 次に, E_2 はフーリエ変換され, SLM に記録される振幅は,

$$E_3 \propto \hat{S}\left(\frac{\alpha}{\lambda_w f_w} x\right) \cdot \hat{T}\left(-\frac{\alpha}{\beta \lambda_w f_w} x\right) = \hat{T}\left(-\frac{\alpha}{\beta \lambda_w f_w} x\right) \quad (6)$$

となる. ただし, f_w は円柱レンズの焦点距離である. このときの近似は, パルスの空間的な広がりの方がパルスの時間幅で決まる回折格子での広がりよりも大きい場合に成立する. 式(6)からわかるように, パルスの時間的なフーリエスペクトルが空間的に得られる. 振幅 E_3 の強度分布が SLM に記録され, これを読み出し円柱レンズ CL_2 でフーリエ変換すれば, CCD で検出される信号の振幅分布は,

$$E_4 \propto T\left(-\frac{\beta \lambda_w f_w}{\alpha \lambda_r f_r} x\right) \otimes T\left(-\frac{\beta \lambda_w f_w}{\alpha \lambda_r f_r} x\right) \quad (7)$$

で与えられる. ただし, $T_1(x) \otimes T_2(x)$ は $T_1(x)$ と $T_2(x)$ の相関関数を表す. 入力時間信号の時間相関関数が空間分布として得られることがわかる.

3. フーリエ領域 OCT へ

次に, 光源を白色光源に変えてみよう. 白色光で物体表面を照明する. 物体に $1 \mu\text{m}$ の凹凸があると, 物体からの

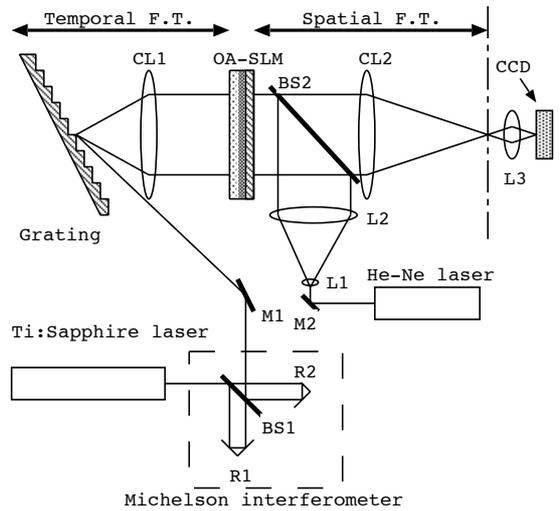


図4 時空間結合相関器の実験配置. CL: 円柱レンズ, BS: ビームスプリッター, OA-SLM: 光書き込み型空間光変調器, Ti:Sapphire レーザーは 800.0 nm , パルス幅 120 fs .

反射光には 6.7 fs の時間遅れが発生する. 反射光の位相にこの 6.7 fs に相当する変化が生じる. この位相変化は, 図5に示す干渉計によって干渉信号として取り出すことができる. フェムト秒程度の光波の時間遅れを観測するには, 図4に示した時空間結合相関器を用いればよいことに気が付く²²⁻²⁶⁾. 図5には形状計測のための光学系全体を示した. 干渉計と時空間結合相関器から成っている.

はじめに, 光源のスペクトル分布をガウス分布の形状をもっているとして,

$$\hat{E}_0^i(\nu) = \exp\left\{-\pi\left(\frac{\nu}{\gamma}\right)^2\right\} \exp\{i\phi(\nu)\} \quad (8)$$

と表すことにする. ただし, ν は時間周波数, γ はスペクトル広がりを表す定数, $\exp\{i\phi(\nu)\}$ はスペクトルの位相である. 実験では, 光源としてスーパーluminescentダイオード (SLD) (中心波長 851 nm , 波長広がり 12 nm) を使うので $\gamma = 5.37 \times 10^{12}$, $\phi(\nu)$ は ν のランダム関数となる. 式(8)のフーリエ変換が光源からの光波の時間信号を表す.

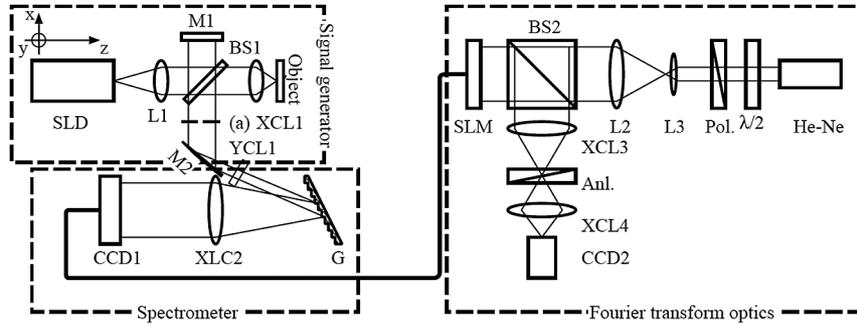


図5 スペクトル干渉結合変換相関器. SLD: スーパーluminescentダイオード, XCLとYCLはxとy方向に曲率をもつ円柱レンズ.

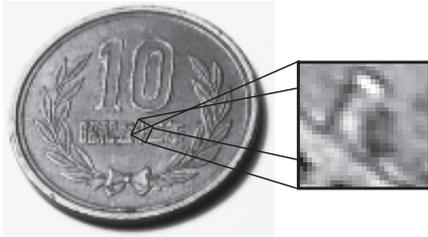


図6 十円硬貨と表面形状の測定 (一部).

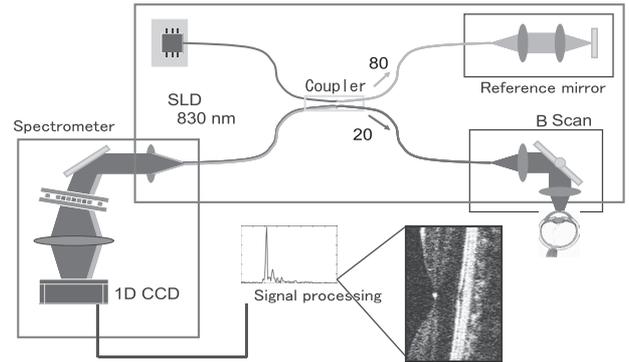


図7 FD-OCTの構成.

$$E_0'(t) = \gamma \exp\{-\pi(\gamma t)^2\} * \Phi(t) \quad (9)$$

ただし、 $\Phi(t)$ は $\exp\{i\phi(v)\}$ のフーリエ変換、*はコンボリューション積分を表す。干渉計の参照アームと物体アームとの長さの差を l とする。このとき干渉計から出た光波は、

$$E_1'(t) = \gamma \exp\left[-\pi\left\{\gamma\left(t + \frac{l}{2c}\right)\right\}^2\right] * \Phi\left(t + \frac{l}{2c}\right) + \gamma \exp\left[-\pi\left\{\gamma\left(t - \frac{l}{2c}\right)\right\}^2\right] * \Phi\left(t - \frac{l}{2c}\right) \quad (10)$$

と表すことができる。この式から、物体の凹凸情報は時間的な遅延に変換されていることがわかる。

この信号が分光されCCD1で検出されるスペクトル強度信号は、

$$|\hat{E}_2^s(x)|^2 \propto \exp\left\{-2\pi\left(\frac{v_1\alpha}{cf_1\beta}\gamma x\right)^2\right\} \left\{1 + \cos\left(2\pi\frac{v_1 l \alpha}{c^2 f_1 \beta} x\right)\right\} \quad (11)$$

ただし、 v_1 はSLDの中心周波数、 f_1 はXCL2の焦点距離、 α と β は回折格子Gによって決まる定数で $\alpha = \cos \theta_i / \theta_d$ 、 $\beta = N / (v_1 \cos \theta_d)$ である。この式の第1項はSLDのスペクトル強度分布を表す。第2項は干渉縞の成分で物体形状情報 l を含んでいる。

CCD1で検出されたスペクトル強度分布をSLMに表示して、これを光学的にフーリエ変換すると

$$E_3^s(x) \propto \exp\left\{-2\pi\left(\frac{v_2 f_1 \beta}{v_1 f_2 \alpha}\gamma x\right)^2\right\} * \left\{\frac{1}{2}\delta\left(\frac{v_2}{cf_2}x - \frac{v_1 v_2 \alpha}{2c^3 f_1 f_2 \beta \gamma}l\right) + \delta\left(\frac{v_2}{cf_2}x\right) + \frac{1}{2}\delta\left(\frac{v_2}{cf_2}x + \frac{v_1 v_2 \alpha}{2c^3 f_1 f_2 \beta \gamma}l\right)\right\} \quad (12)$$

ただし、 v_2 は読み出しレーザー(He-Neレーザー)の中心周波数、 $\delta(x)$ はデルタ関数である。式(12)は空間的に分離した3つのデルタ関数からなり、その間隔から物体形状情報 l を求めることができる。表面形状の測定例を図6に示す。測定領域の高低が明暗で示されている。

この原理は、FD-OCT (Fourier domain optical coherence tomography) とよばれている生体断層可視化技術の原理にほかならない^{27,28)}。通常FD-OCTでは、式(11)の検出されたパワースペクトルを光学的にフーリエ変換することではなく、数値的にフーリエ変換する。表面形状の測定ばかりでなく、対象物が多層構造をしている場合には、干渉計のアーム長さの差 l に奥行き方向に分布があると考えれば、同様の原理で奥行き構造が可視化できることがわかる。

生体断層映像化を目的としたFD-OCTの光学系を図7に示す。干渉計はファイバー干渉計が用いられる。断面画像

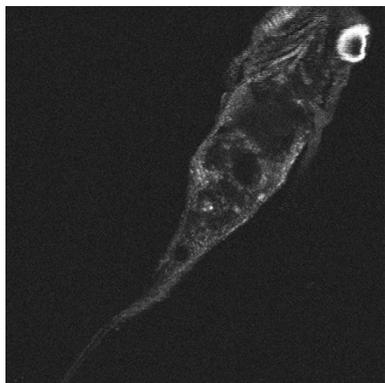


図8 FD-OCTによるメダカの断層映像.

を得るためにガルバノ鏡で対象物を操作する機構が用いられる。図8にメダカの断層映像を示す。内臓や眼球が見える。

4. アナログ光コンピューティングの今後

アナログ光コンピューティングの代表的な手法である結合フーリエ変換相関器が空間情報の処理や認識に有効であることは広く知られている。しかし、同様のことがデジタル計算機によってより正確に、より高速に実現されている。しかし、フェムト秒パルスの処理のように、超高速の光学信号の処理には、現在でも光学的アナログ光コンピューティング技術が利用されている。空間的なアナログ光コンピューティング技術と時間領域光信号処理の適切な融合から新しい計測技術 (FD-OCT) が生まれた。この例が示すように、適切な領域においてはアナログ光コンピューティング技術、あるいは、その原理が有効に活用されるであろう。この技術が、デジタル処理技術の汎用性と高速性を適切に導入することにより、計測イメージング分野や超高速信号処理分野をはじめとする一層多くの分野で発展し続けることを祈る。

文 献

- 1) 辻内順平, 村田和美編: 光情報処理 (朝倉書店, 1974).
- 2) 稲葉文男編著: 光コンピュータ (オーム社, 1985).
- 3) 谷田貝豊彦: “光コンピュータ研究の現状と課題”, 応用物理, **57** (1988) 1136-1150.
- 4) 辻内順平, 一岡芳樹, 峯本 工: 光情報処理 (オーム社, 1989).
- 5) 谷田貝豊彦, 岡田正勝, 谷田 純, 一岡芳樹, 久間和生: 光コンピュータ読本 (サイエンス社, 1989).
- 6) A. D. McAulay: *Optical Computing Architectures* (John Wiley &

- Sons, New York, 1991).
- 7) F. T. S. Yu and S. Jutamulia: *Optical Signal Processing, Computing and Neural Networks* (John Wiley & Sons, New York, 1992).
- 8) 谷田貝豊彦: 光情報処理の基礎 (丸善出版, 1998).
- 9) 谷田貝豊彦: 光コンピューティング (共立出版, 2004).
- 10) 和田 修: “光インターコネクション”, 応用物理, **62** (1993) 2-9.
- 11) 谷田貝豊彦: “光情報処理におけるフーリエ変換”, 光学, **21** (1992) 392-399.
- 12) 谷田貝豊彦: 光とフーリエ変換 (朝倉書店, 2012).
- 13) C. S. Weaver and J. W. Goodman: “A technique for optically convolving two functions,” *Appl. Opt.*, **5** (1966) 1248-1249.
- 14) J. E. Rau: “Detection of differences in real distributions,” *J. Opt. Soc. Am.*, **56** (1966) 1490-1492.
- 15) F. T. S. Yu and J. E. Ludman: “Microcomputer-based programmable optical correlator for automatic pattern recognition and identification,” *Opt. Lett.*, **11** (1986) 395-397.
- 16) B. Javidi and S. F. Odeh: “Multiple object identification by bipolar joint transform correlation,” *Opt. Eng.*, **27** (1988) 295-300.
- 17) A. M. Weiner, J. P. Heritage and J. A. Salehi: “Encoding and decoding of femtosecond pulses,” *Opt. Lett.*, **13** (1988) 300-302.
- 18) A. M. Weiner, J. P. Heritage and E. M. Kirschner: “High-resolution femtosecond pulse shaping,” *J. Opt. Soc. Am. B*, **5** (1988) 1563-1572.
- 19) A. M. Weiner, D. E. Leaird, J. S. Patel and J. R. Wullert: “Programmable shaping of femtosecond optical pulses by use of 128-element liquid crystal phase modulator,” *IEEE J. Quant. Electron.*, **28** (1992) 908-920.
- 20) K. Ema: “Real-time ultrashort pulse shaping and pulse-shape measurement using a dynamic grating,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, **30** (1991) L2046-L2049.
- 21) M. C. Nuss, M. Li, T. H. Chiu, A. M. Weiner and A. Partovi: “Time-to-space mapping of femtosecond pulses,” *Opt. Lett.*, **19** (1994) 664-666.
- 22) Y. Yasuno, Y. Sutoh, N. Yoshikawa, M. Itoh, M. Mori, K. Komori, M. Watanabe and T. Yatagai: “Time-space conversion of femtosecond light pulse by spatio-temporal joint transform correlator,” *Opt. Commun.*, **177** (2000) 51-56.
- 23) Y. Yasuno, M. Nakama, Y. Sutoh, M. Itoh, M. Mori and T. Yatagai: “Optical coherence tomography by spectral interferometric joint transform correlator,” *Opt. Commun.*, **186** (2000) 51-56.
- 24) P. A. Flournoy, R. W. McClure and G. Wyntjes: “White-light interferometric thickness gauge,” *Appl. Opt.*, **11** (1972) 1907-1915.
- 25) B. S. Lee and T. C. Strand: “Profilometry with a coherence scanning microscope,” *Appl. Opt.*, **2** (1990) 3784-3788.
- 26) B. Bowe and V. Toal: “White light interferometric surface profiler,” *Opt. Eng.*, **37** (1998) 1796-1799.
- 27) 安野嘉晃: “フーリエドメイン光コヒーレンストモグラフィ—方式と特性—”, 応用物理, **75** (2006) 707-712.
- 28) 谷田貝豊彦: “光で生体を探る—フーリエ領域コヒーレンストモグラフィ—”, 電気学会誌, **128** (2008) 28-31.

(2013年11月18日受理)