

サイクルパルス光波技術と走査トンネル顕微分光への応用

—光ミュージック“光楽”を創ろう—

山下 幹雄* · 重川 秀実** · 森田 隆二*
唐沢 直樹*** · 武内 修** · 平澤 正勝*

2色フェムト秒光パルス間の誘起位相変調を利用したオクターブを超える超広帯域コヒーレント光波の発生、空間光位相変調器を用いた能動チャープ補償法によるモノサイクル光パルスの発生について述べる。次いで、これらの定量記述に必要な、緩包絡波近似を超えた非線形光パルス伝搬理論について概説する。加えて、このような極限光波パルスの計測評価について論じる。さらに、超広帯域光波の波長多重フェムト秒光波整形について紹介する。最後に、時空間極限現象の解明制御手法を開拓することを目的として進めている、フェムト秒光パルスの走査トンネル顕微鏡への応用について述べる。

Keywords : few-optical-cycle pulse, induced-phase modulation, spatial light-phase modulator, chirp compensation, nonlinear optical-pulse propagation, ultrashort-pulse amplitude and phase characterization, wavelength-multiplex pulse shaping, scanning tunneling microscope

1. ま え が き

高速性の追求は、いつの時代にも科学技術の飛躍的発展のための原動力の一つである。レーザーをベースとしたフェムト秒 ($1\text{ fs}=10^{-15}$ 秒) 光技術はその最先端にあり、人類が創り出した最高速技術である。また、時間 t があらゆる現象を記述する基本パラメーターであるため、この技術は、自然科学の全分野でこれまで未知であった超短時間域の現象の解明と制御の研究に唯一の強力な手段を提供し、新しい学問と産業を生み出す革新的な力をもっている。すなわち、その特徴は、①時間域の顕微鏡、②時系列ダイナミクス制御性、③巨大尖頭出力性、④超高密度信号性に加えて⑤学際分野横断性にある。

本論文では、この最先端となる光パルスの1オクターブを超える超広帯域化、モノサイクル化、緩包絡波近似を超える非線形パルス伝搬、サイクルパルス光波(本稿では2サイクル台以下を指す)計測、多波長同時光波整形、走査トンネル顕微分光への応用について、最近のわれわれの研究を中心に述べる。

2. 超 広 帯 域 化

われわれが1996年春に提案したモノサイクル光(800 nm 中心波長光で2.7 fs パルス)発生法の要点は、次の2点にある¹⁻³⁾。第1は、まずオクターブを超える超広帯域でかつ全体域にわたって位相が確定した光波を発生するために、一定関係の搬送波位相差を有する二つ以上の異波長フェムト秒光パルスをシングルモードファイバーに伝搬させ、自己位相変調 (SPM) に加えて、2倍の変調効率を与えるパルス間誘起位相変調 (IPM) を利用することである。例えば、2パルスの場合、両パルススペクトル端が重なる時点でファイバーから取り出し、両者の電場スペクトル合成波として超広帯域光を得る。第2は、このファイバー出力チャープパルスを、光の空間並列制御性を生かした一次元空間光位相変調器 (SLPM) を用いて、能動チャープ補償(次章参照)を行い、極限光パルスを得ることである。本章では、第1の点を実証するために行った実験について述べる。

Ar ガス充てんキャピラリーシングルモード (SM) ファイバー (34 cm 長・100 μm 直径石英管) に、パルス半値全

* 北海道大学大学院工学研究科および科学技術振興事業団 CREST 〒060-8628 札幌市北区北13条西8丁目。 分類番号 7.8, 2.7 E-mail: mikio@eng.hokudai.ac.jp

** 筑波大学物理学系および科学技術振興事業団 CREST 〒305-8573 つくば市天王台1-1-1。

*** 前北海道大学大学院工学研究科、現千歳科学技術大学および科学技術振興事業団 CREST 〒066-8655 千歳市美々758-65。

Few-optical-cycle pulse technology and its application to scanning tunneling microscope — Let's create "optical music" —.

Mikio YAMASHITA*, Hidemi SHIGEKAWA**, Ryuji MORITA*, Naoki KARASAWA***, Osamu TAKEUCHI** and Masakatsu HIRASAWA*.

* Department of Applied Physics, Hokkaido University and Core Research for Evolutional Science and Technology, Japan Science and Technology Corporation (Kita-13, Nishi-8, Kita-ku, Sapporo 060-8628)

** Institute of Applied Physics, University of Tsukuba and Core Research for Evolutional Science and Technology, Japan Science and Technology Corporation (1-1-1 Tennodai, Tsukuba 305-8573)

*** Hokkaido University; present-address, Chitose Institute of Science and Technology and Core Research for Evolutional Science and Technology, Japan Science and Technology Corporation (758-65 Bibi, Chitose 066-8655)

幅 (τ_p) 24 fs・尖頭出力 (P_p) 1.0 GW・中心波長 (λ_0) 798 nm のパルス (繰り返し周波数 1 kHz) とその第 2 高調波パルス ($\tau_p=58$ fs・ $P_p=0.5$ GW) をファイバー出力端で重なるよう一定遅延時間を与え伝搬させた。その結果, 300~1000 nm (スペクトル幅 $\Delta\nu=700$ THz: 0.9 サイクル・1.5 fs transform limited (TL) パルスに対応) のオクターブを超える超広帯域光波が得られた (4 章の図 4 参照)⁴⁾。より長い入射パルス (基本波光とパラメトリック増幅シグナル光, および基本波光とアイドラー光) を用いた同様な実験が, SM 石英ファイバー (3 mm 長・2.7 μ m 直径) に対しても行われた^{5,6)}。これらの結果, 発生された超広帯域スペクトル幅の 2 パルス間相対遅延時間依存性は, 4 章で述べる非線形パルス伝搬理論解析の結果とよく一致することも確認された^{4,6)}。

3. モノサイクル化

本章では, 数サイクル以下の光パルス発生に最適であることをわれわれが初めて実証した⁷⁻¹⁰⁾, フーリエ変換光学系内に組み込まれた一次元 SLPM による能動チャープ補償実験について述べる。

これまでに発生された最短光パルスは, フリンジ分解強度 2 次自己相関 (FRAC) 計測法で確認された 4.0 fs パルス¹¹⁾ と第 2 高調波・周波数分解光ゲート (SH-FROG) 計測法で確認された 4.5 fs パルス¹²⁾ である。これらのパルス発生に用いられたチャープ補償法はすべて, チャープ鏡・プリズム対・回折格子対を組み合わせた, 入射角度と距離の微調により最適化する受動補償法である。このため, ①帯域幅に制限があること, ②一定の位相分散関数となり, 群速度分散 (ϕ), 3 次位相分散 (ϕ), 4 次位相分散 (ϕ) などが独立に任意波長で可変にできないことから, オクターブを超える超広帯域光波のチャープ補償を完全に行うことは不可能である。一次元 SLPM をフーリエ面に用いた波形整形法¹³⁾ を能動チャープ補償法 (SLPM 法) として利用することによって, これらの問題は解決できる。すなわち, SLPM 法は, ①帯域が非常に広い (300~1500 nm), ② ϕ , ϕ , ϕ などが独立に任意の波長中心で微調できる, ③計算機プログラム位相制御が可能である, ④光学素子の物理的移動を伴わないでチャープ補償ができるので, そのつどパルス測定光学系を再微調することなく, 位相分散の関数として *in-situ* 測定や最適化ができる, ⑤フィードバック自動制御ができる, ⑥光波断面の二次元並列性と二次元 SLPM とを組み合わせると, さらに光波機能制御 (例えば, 独立に中心波長・スペクトル帯域・繰り返し周波数が制御可能なマルチビーム波形整形: 6 章参照) が可能であるなどの特徴を有する^{7-10,14)}。

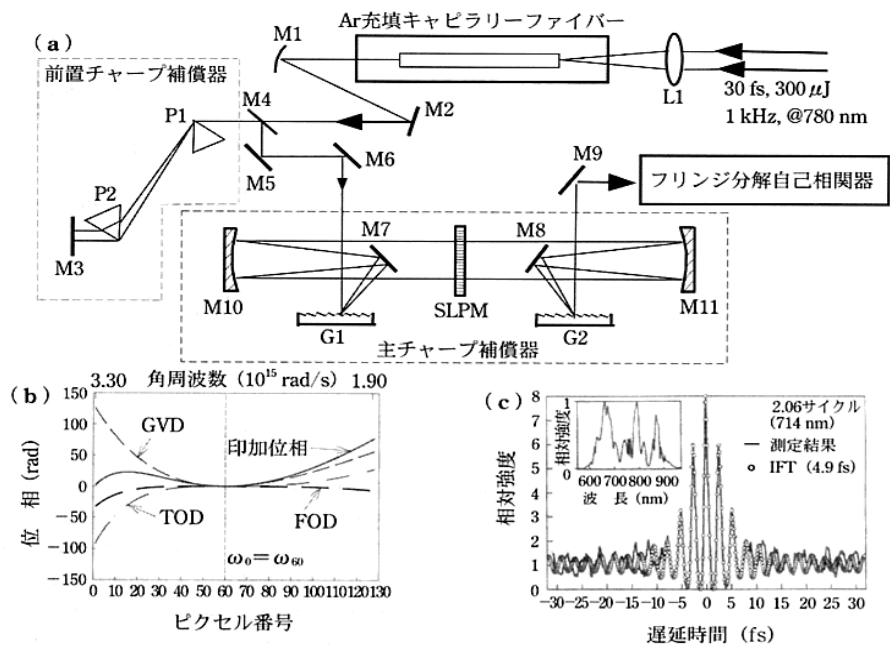


図 1 (a)空間位相変調 (SLPM) 法を主チャープ補償に用いた 4.9 fs 光パルス発生実験装置. (b)SLPM により印加された位相分散 (GVD, TOD, FOD はその 2 次, 3 次, 4 次位相分散成分). (c)発生パルスのフリンジ分解自己相関波形とスペクトル (挿入図).

SLPM 法による, 超広帯域で非線形なチャープパルスの補償の原理は以下のとおりである。回折格子対と焦点距離 f の凹面鏡対との面対称中心のフーリエ面上に, 一次元的に (x 軸方向に) N 個並んだ液晶ピクセルを有する SLPM が固定され, それら光学素子間距離が f に等しい $4/f$ SLPM 光学系を構築する (図 1 (a) の主補償部)。各液晶ピクセル (x_j) ごとに印加電圧に依存して独立に屈折率が変化するため, 第 1 回折格子と凹面鏡により全ピクセル上に空間的にフーリエ変換された被補償パルススペクトル成分 (その位相分散 $\phi_1(\omega)$: ω は光角周波数) は, それぞれ異なる位相シフト $\phi_A(\omega)$ を受け SLPM を通過する。この透過パルスの位相分散 $\phi_C = \phi_1 - \phi_A$ が ω の 1 次関数 (あるいは一定) となるように, 位相分散 $\phi_A(\omega)$ が与えられるとき, 第 2 凹面鏡・回折格子通過後のフーリエ逆変換パルスはチャープ補償される。すなわち, パルス幅最短の TL パルスが得られる。

SLPM 法による, 4.9 fs 光パルス発生の実験装置全体を図 1(a) に示す⁸⁾。パルス幅 30 fs-パルスエネルギー 300 μ J・中心波長 780 nm のパルス (繰り返し周波数 1 kHz) を焦点距離 $f=300$ mm の集光レンズで, 140 μ m コア直径の Ar (2 気圧) 充てん SM 中空ファイバー (チャンパー窓 1 mm 厚サファイア, ファイバー長 $L=60$ cm) に伝搬させ, SPM により 570 nm から 970 nm までスペクトル幅を広げる。このパルス幅 300 fs のチャープパルスを, 50 cm 間隔 BK7 プリユースタープリズム対 (折り返し型) により, 主に線形チャープ部分を前置補償する。さらに, この完全にチャープ補償しきれていない出力パルスを, 回折格子対 (150 本/mm, 800 nm プレーズ波長・入射角 3.5°)・凹面鏡対・128 ピクセル SLPM (ピクセル幅 97 μ m・ギャップ幅

3 μm ・全長幅 13 mm・633 nm で 4π 可変・12 bit 階調) から成る 4 f SLM 光学系により, 主チャープ補償する. 計算から求めたファイバー出力チャープ (4 章参照)・プリズム対分散・SLPM 基盤分散・空気分散とほぼ一致する (符号は逆), $\lambda_0 = 760 \text{ nm}$ での $\varphi = -400 \text{ fs}^2$, $\varphi = +1100 \text{ fs}^3$, $\varphi = +2000 \text{ fs}^4$ の $\phi_A(\omega)$ を, 計算機プログラム制御により ω と SLM 上の位置 x との関係が線形関係からずれていることを考慮して¹⁵⁾, SLM 上に与える (図 1 (b)). その結果, 最短 4.9 fs (図 1 (c): 2.06 サイクル) TL パルスが発生された. パルス測定は, 0.5 mm 厚基盤超広帯域多層膜ビームスプリッター・銀コート鏡・タイプ I-10 μm BBO 結晶から成る FRAC 測定装置により行われた.

次いで, より簡単により透過効率よく行うために, プリズム対前置補償器を用いずに, 上述と同様なチャープパルス (22 μJ 出力) に対して, 補償実験を行った⁹⁾ (図 2 (a)): ただし, 中空ファイバー長 34 cm・内径 100 μm : 648 ピクセル SLM・97 μm ピクセル幅・5 μm ギャップ幅・67 mm 全長幅・192 位相階調: ほかは上述と同じ). 480 nm から 900 nm に広がったチャープパルスを, 計算から求めたファイバー出力パルスの実効的分散・ファイバーチャンバーサファイア窓分散・SLPM 基盤分散・相関器ビームスプリッター基盤分散・空気の分散に等しい (符号は逆), $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$ で $\varphi = -329 \text{ fs}^2$, $\varphi = -748 \text{ fs}^3$, $\varphi = 0 \text{ fs}^4$ とする $\phi_A(\omega)$ を SLM 上に与えた. FRAC 測定の結果, 4.1 fs (1.78 サイクル) の TL パルスが発生された (図 2 (b)): 世界最短レベル. このときの 4 f SLM 光学系の出力透過効率は 30% 以上であった. 同様なパルス (チャープ補償条件などは少し異なる) に対して, 5 章で述べる SH-FROG 測定を行った結果を図 2 (c) に示す. 5.0 fs のパルスは, time smearing 効果 (5 章参照) の補正を行って, 4.7 fs を与える.

同様なチャープ補償実験は, 回折格子対の代わりにプリズム対を用いても行われ, 6.0 fs のパルスが発生されている⁷⁾. さらに, 増幅することなく直接フェムト秒レーザー出力パルスを SM 石英ファイバーに伝搬させ, その SPM 出力パルスを SLM 法でチャープ補償する実験も行われた. その結果, 7.1 fs・75 MHz 繰り返しパルス発生が確認されている¹⁰⁾.

SLM により位相シフトを正確に与える高精度チャープ補償を行うために最も重要なことは, 1 ピクセル当たりの位相シフトを π 以下に抑えることである. このために超広帯域スペクトルを有するパルスに対しては, SLM 上のピクセル位置 x と光角周波数分布 ω との非線形関係を考慮して, $\phi_A(\omega)$ のテーラー展開中心角周波数 ω_0 を, SLM への入射角 0° のときの角周波数やスペクトル中心角周波数に合わせるのではなく, さらに高周波側にシフトさせて φ , φ , φ を決めることによって, 効果的なチャープ補償が可能となる.

これまで述べてきた SLM チャープ補償法は, その超広帯域性と高柔軟性の際立った特徴から, スペクトル位相

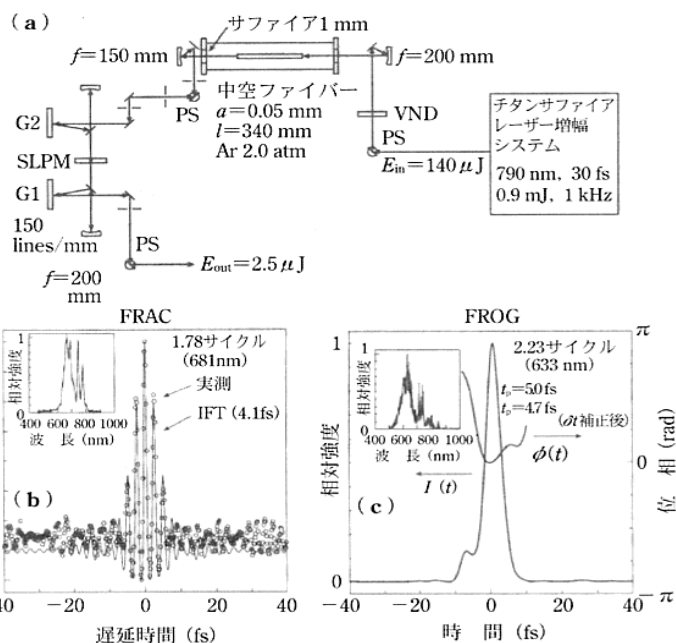


図 2 (a) 空間位相変調 (SLM) 法のみをチャープ補償に用いた 4.1 fs・1.78 サイクル光パルス発生実験装置. (b) 発生パルスのフリンジ分解自己相関波形とスペクトル (挿入図). (c) (b) とは異なった条件での発生パルスの FROG 計測による瞬時波形 $I(t)$, 時間依存位相 $\phi(t)$ とスペクトル (挿入図).

の複雑なフォトニクスクリスタルファイバー出力やテーパーファイバー出力に対しても, 唯一応用可能な手法である. 実際, つい最近, われわれは SLM 法によるテーパーファイバーパルス圧縮に成功している¹⁶⁾. さらに, より複雑なスペクトル位相を有する SM 石英ファイバーからの IPM 出力パルスに対しても, SLM 法によりパルス圧縮可能であることを, φ , φ に加えて ϕ (群遅延) の最適化を行うことによって確認している¹⁷⁾. この手法を発展させオクターブを超えるスペクトルパルスの圧縮を実現するには, 5 章で述べる計測法の問題を解決する必要がある.

4. 緩包絡波近似を超えた非線形光パルス伝搬

偏波面保持 SM ファイバー中の超短光パルス (直線偏光を仮定) 非線形伝搬現象は, 誘起非線形分極 P_{NL} を伴ってマクスウェルの非線形一次元 (z, t) 波動方程式で記述される¹⁸⁾. これまで必ず用いられてきた緩包絡波近似 (slowly-varying-envelope approximation: SVEA) は, ここでは当てはまらない. すなわち, SVEA では, 光電場包絡波部 $A(\xi, T)^{6,18)}$ の群速度座標 (ξ, T) 系での時空間変化が $((v_g(\omega_0) \equiv [\partial\beta(\omega)/\partial\omega]_{\omega_0})^{-1} \equiv (\beta_0^{(1)})^{-1}; \beta(\omega_0) \equiv \beta_0)$ は入射時の中心角周波数 ω_0 での波数: $\xi = z, T = t - \beta_0^{(1)}z$, 搬送波の時空間振動周期 $((\omega_0/2\pi)^{-1})$ と $\beta_0^{(1)}$ に比べて緩やかだと仮定して, $|\partial A/\partial T| \ll \omega_0 |A| \dots \dots \textcircled{1}$, $|\partial A/\partial \xi| \ll \beta_0 |A| \dots \dots \textcircled{2}$ と近似する^{6,18)}. 後者は, $\partial^2/\partial \xi^2$ 項を無視する結果を与え, 後退波を考えないことに対応する. さらに, パルススペクトル内での波数の周波数依存性が小さいとして, $\beta(\omega)^2 - \beta_0^2 \approx 2\beta_0(\beta(\omega) - \beta_0) \dots \dots \textcircled{3}$ とするとともに, ファイ

パー線形分散はテーラー展開して、 $\beta_0^{(2)}/2, \beta_0^{(3)}/6 \dots \textcircled{4}$ の3次までの近似をとる ($\beta_0^{(m)} \equiv \partial^m \beta(\omega) / \partial \omega^m |_{\omega_0}$). このようにして導かれた変形非線形シュレーディンガー方程式が一般に用いられる¹⁸⁾.

しかし、時間的にもスペクトル帯域的にも極限的な(本論文で取り上げている)光波の伝搬に対しては、 $\textcircled{2}$ の仮定と、群速度 $v_g(\omega)$ と位相速度 $v_p(\omega)$ とに大きな差がないとする $|v_g(\omega) - v_p(\omega)| / v_g(\omega) \ll 1 \dots \textcircled{5}$ の仮定のみを置き、基礎方程式を導き直す必要がある。これは緩発展波近似 (slowly-evolving-wave approximation: SEWA)¹⁹⁾ と呼ばれ、群速度座標系での包絡波部の空間変化のみが波長に比べて緩やかで、かつ特性伝搬長 $L_\varphi \equiv [2\pi(dn/d\lambda)|_{\lambda_0}]^{-1}$ ($n(\lambda)$ は波長依存屈折率: $\lambda_0 = 2\pi v_p / \omega_0$)、ファイバー分散長 $L_{DP} \equiv \tau_p^m / |\beta_0^{(m)}|, L_{DA} \equiv \tau_p^m / |\alpha_0^{(m)}|$ (吸収を考慮する場合、波数を複素表示し吸収係数分散 $\alpha(\omega)$ が必要: $\alpha_0^{(m)} \equiv \partial^m \alpha(\omega) / \partial \omega^m |_{\omega_0}$)、非線形長 $L_{NL} \equiv |A/P_{NL}| \times (n_0^2 / 2\pi\beta_0)$ が長い ($\beta_0 L_1 \gg 1: i = \varphi, Dp, Da, NL$) 場合、モノサイクル光伝搬に対しても成立する。このときの群速度座標系における伝搬方向 ξ と時間 T に依存する電場振幅 $A(\xi, T)$ は次の方程式に従う⁶⁾。ただし、非線形屈折率 n_2^1 の有限応答ラマン効果 ((1e)式, (1f)式), ファイバーコア断面分散 $A_{\text{eff}}(\omega)$ 効果 ((1d)式) が考慮されている (文字記号は文献6参照)。

$$\frac{\partial A}{\partial \xi} = i(\bar{D} - \beta_0 - i\beta_0^{(1)} \frac{\partial}{\partial T} + \bar{D}_{\text{corr}})A + i \frac{4g(\omega_0)\omega_0^2}{3c^2\beta_0} \times \left(1 + is \frac{\partial}{\partial T}\right) P_{NL} \quad (1)$$

$$\bar{D} \equiv \sum_{n=0}^{\infty} \frac{i^n}{n!} \left[\beta_0^{(n)} + \frac{i}{2} \alpha_0^{(n)} \right] \frac{\partial^n}{\partial T^n} \quad (1a)$$

$$\bar{D}_{\text{corr}} \equiv \left[1 + i \frac{\beta_0^{(1)}}{\beta_0} \frac{\partial}{\partial T}\right]^{-1} \left[(\bar{D} - \beta_0 - i\beta_0^{(1)} \frac{\partial}{\partial T})^2 \times (2\beta_0)^{-1} \right] \quad (1b)$$

$$s \equiv \frac{2}{\omega_0} - \frac{\beta_0^{(1)}}{\beta_0} + \frac{\partial(\ln g(\omega))}{\partial \omega} \Big|_{\omega_0} \quad (1c)$$

$$g(\omega) \equiv \frac{n(\omega)n_2^1(\omega)}{A_{\text{eff}}(\omega)} \quad (1d)$$

$$P_{NL}(\xi, T) \equiv \frac{3}{4} [(1 - f_R) |A(\xi, T)|^2 + \frac{2}{3} f_R \int_0^\infty h_R(T') \times |A(\xi, T - T')|^2 dT'] A(\xi, T) \quad (1e)$$

$$h_R(T) \equiv \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2^2} \exp\left(-\frac{T}{\tau_2}\right) \sin \frac{T}{\tau_1} \quad (1f)^{20)}$$

$f_R = 0.3, \tau_1 = 12.2 \text{ fs}, \tau_2 = 32 \text{ fs}$

右辺第1項は全次数のファイバー線形分散 (1a, 1b) を表し、第2項 s の時間微分項は、非線形分極に対して $\textcircled{1}$ の近似を行わなかったこと、およびコア断面分散効果を考慮した結果 (1c, 1d) に表れ、実効的なパルス自己急しゅん効果 (self-steepening effect) を表す。ここでは、3次非線形分極の偏光を入射光直線偏光と同一方向とし非線形屈折率効果のみを表す分極を考え、これによりSPMが生じる。

図3(a)は、2.5 mm長SM石英ファイバー(コア直径2.7 μm)に4.5サイクルパルス ($\tau_p = 12 \text{ fs}, \lambda_0 = 798 \text{ nm}, P_{in}$

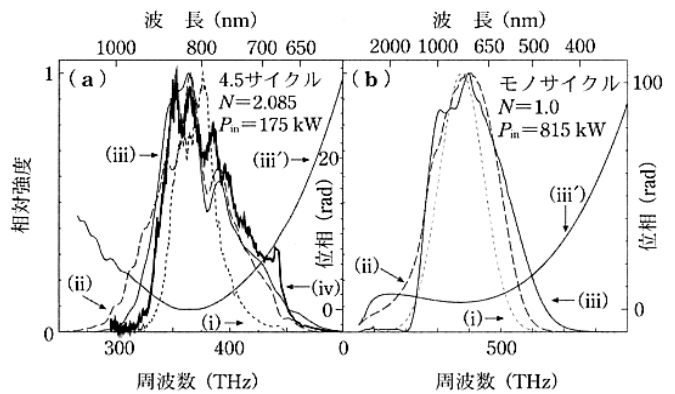


図3 4.5(a)および1(b)サイクル光パルスの2.5 mm石英ファイバー非線形伝搬。(i), (ii), (iii)はそれぞれ対応する入力スペクトル, SVEA計算とSEWA計算から求められた出力スペクトル。(iii')は対応するSEWA計算から求められたスペクトル位相。(iv)は測定出力スペクトル。

=175 kW (ソリトン数 $N=2.09$) を伝搬させたとき観測されたファイバー出力スペクトル (図(iv)太実線: 図(i)は入射スペクトル, 対応するSVEAに基づく計算結果(図(ii)破線: 有限ラマン応答は考慮されている), SEWAに基づく計算結果(図(iii)細実線: (iii')はスペクトル位相)を示す^{6,21)}。明らかに、後者の結果が実験とよく一致する。前者の結果が長波長部で大きくずれる主たる理由は、次の2点にある。第1は、パルス後部を急しゅん化し長波長側(正常分散域では)に鋭いピークを伴う非対称スペクトルを生じる自己急しゅん効果(s)の無視による。第2は、超広帯域光の長波長側で実効コア径を大きくするコア断面分散効果($g(\omega)$)の無視による。有限ラマン応答および全次数線形分散の有無は、この伝搬条件では大きく効かない。モノサイクルパルス ($\tau_p = 2.66 \text{ fs}, \lambda_0 = 800 \text{ nm}, P_{in} = 815 \text{ kW}, N = 1$) 伝搬に対する同様な場合のSVEA計算結果(ii)とSEWA計算結果(iii)を、図3(b)に示す((i)は入射スペクトル)⁶⁾。4.5サイクルパルスの場合と同様な傾向の違いを示すが、その差は著しい。しかしこの場合、SVEAにおいてラマン項の無視および全次数分散の考慮を行うと、長波長成分がさらに増加し、SEWA結果からより著しくずれる。また、SEWA結果では、スペクトル中心付近の長波長部にディップが現れるが、これは高次数線形分散によるものであり、モノサイクル伝搬では全次数の線形分散が大きく影響することを示している。

さらに同様な計算機解析は、希ガス充てんSMキャピラリーファイバー伝搬に対しても適用できる。ただし、この場合は位相線形分散が石英ファイバーに比べて1/1000以下と小さく、かつ有限ラマン応答・コア断面分散を考慮する必要はないが、吸収係数分散 $\alpha(\omega)$ を新たに考慮する必要がある。3章で述べたように、キャピラリーファイバーからのチャープパルスを補償するためにSLPMにより与えられた位相分散 $\phi_A(\omega)$ は、このSEWA計算結果をもとにして行われた。パルス圧縮実験の成功は、SEWA計算結果が妥当であることを示すものである。詳細については文献3, 4, 9, 22を参照されたい。

SEWAの下で導かれた伝搬方程式(1)は、2異波長

IPM 伝搬にも拡張される^{3,4,6,22}。詳細な理論については文献に譲るとして、2章で述べた SM 石英ファイバーの場合の実験と計算の比較、および SM キャピラリーファイバーの場合の実験と計算の比較を行った(図4)。両者とも、両パルス間の遅延時間に依存したスペクトル幅がり、およびスペクトル中央付近のスペクトル強度増加の振る舞いが、実験結果と一致した。しかし、細かなスペクトル構造については違いが現れ、これは主にコア断面方向の両パルス電場重なり積分の計算(変調効率に主に効く)が実験条件を記述しきれていない点にあると推察される。実際、キャピラリーファイバー実験において、両パルスの相対遅延時間を大きくずらして IPM 効果を小さくした場合、サブスペクトル振動構造の間隔とその強度変化の遅延時間依存性は、遅延時間値と範囲を含めて、定量的によく一致する²²。

5. サイクルパルス光波計測

現在広く用いられている FRAC 法は、測定した強度 2 次自己相関波形 $G^{(2)}(\tau)$ に対して、瞬時強度波形 $I(t)$ を仮定して最適計算することによって、発生パルス幅を決定せざるを得ない問題点を有する。例えば、 sech^2 波形を仮定すると、フリッジ数の少ない数サイクル以下の光パルスに対して、TL パルスより狭いパルス幅結果を与えることがある。さらに、小さいサブパルスを有する波形や非対称パルス波形である場合には、正確な情報を得ることが困難となってくる。これらの問題点を解決するため、最近、開発された第 2 高調波を利用した SH-FROG 法^{12,23} やスペクトル位相干渉を利用した SPIDER²⁴ 法により、パルス波形を直接決定する試みがなされている。

われわれは、ほぼ同一条件のパルス(3章で述べた SLPM チャープ補償パルス)に対して、FRAC 計測と SH-FROG 計測とを行った。その結果、前者では 4.5 fs パルスと測定され、後者では 5.0 fs の瞬時波形パルス $I(t)$ (時間依存位相 $\phi(t)$ も測定)と測定された⁹。両者の測定装置の光学素子分散特性や空気伝搬距離がわずかに異なるため、これら最短パルス時の SLPM で与えた $\lambda_0=600$ nm 展開中心の ϕ , ϕ , ϕ は少し互いに異なっていた。後者の場合、パルス幅が広がった理由は次の 3 点にある。後者に現れる、先端部のサブパルスの正確な評価および主パルスのわずかな非対称性の評価が、前者ではできない。さらに、後者では非同軸入射により第 2 高調波を発生させるため、被測定ビームの有限サイズによる遅延時間誤差を与える(time smearing effect)。この効果を考慮して補正計算を行うと、5.0 fs は 4.7 fs と補正され、この値が正しい結果である。

しかし、この SH-FROG 法も 1 オクターブを超えるスペクトルのモノサイクルパルスを計測するには、問題がある。すなわち、FROG 信号第 2 高調波スペクトルの最長波長部が、被測定パルススペクトルの最短波長部と重なるため、S/N よく正しい測定を行うことが困難となる。被測定パルス対と参照チャープとの和周波干渉スペクトルを測定する SPIDER 法は、この問題を解決する。また、非線形結晶フィルター効果や光学系の波長依存性に鈍感なこと、および測定時間が短く繰り返し最適計算を必要としない点でも FROG より優れている。試作 SPIDER 装置により測定された 5.0 fs の $I(t)$ と $\phi(t)$ とを図 5 に示す²⁵。これは、SPI-

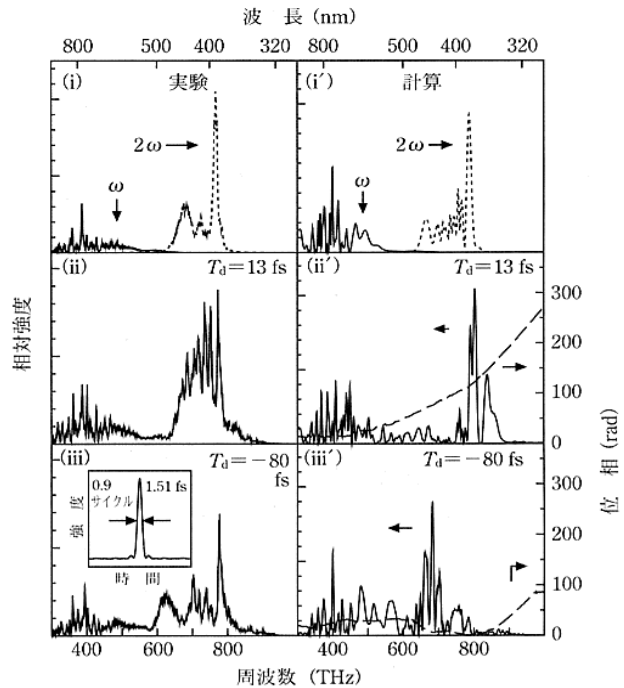


図 4 24 fs・798 nm・1 GW 光パルス (i) とその第 2 高調波 58 fs・0.5 GW 光パルス (i') の Ar 充てんキャピラリーファイバー非線形伝搬に対する、自己位相変調スペクトル ((i) と (i')) および誘起位相変調スペクトル ((ii) と (ii')) および (iii) と (iii') : t_d は i の i' に対する入射遅延時間。左は実験結果(挿入図は TL パルス)、右は計算結果(破線はスペクトル位相)。

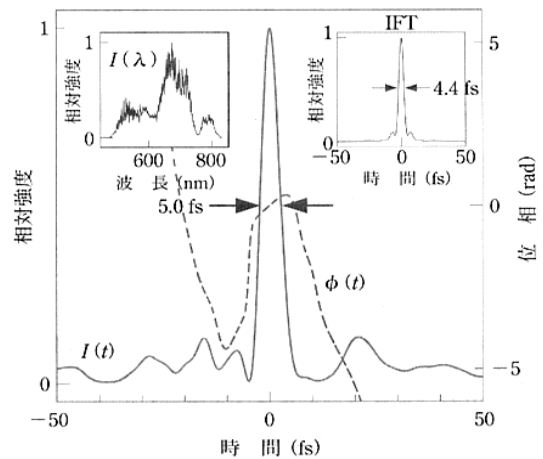


図 5 SPIDER 計測による 5.0 fs 瞬時波形 $I(t)$ と時間依存位相 $\phi(t)$ 。左と右の挿入図はスペクトルと TL パルス。

DER 法により測定されたこれまでの最短パルスである。

この方法の欠点は、SH-FROG 法より感度が劣ることである。その原因は、被測定パルスエネルギーの大部分を参照チャープパルスに使うこと、および強いチャープ後のピークパワーが著しく減少することにある。われわれは、この点を解決する変形 SPIDER 法を提案し、実証した²⁶。

図 6 (a) はその装置構成図であり、図 6 (b) は結果の一例

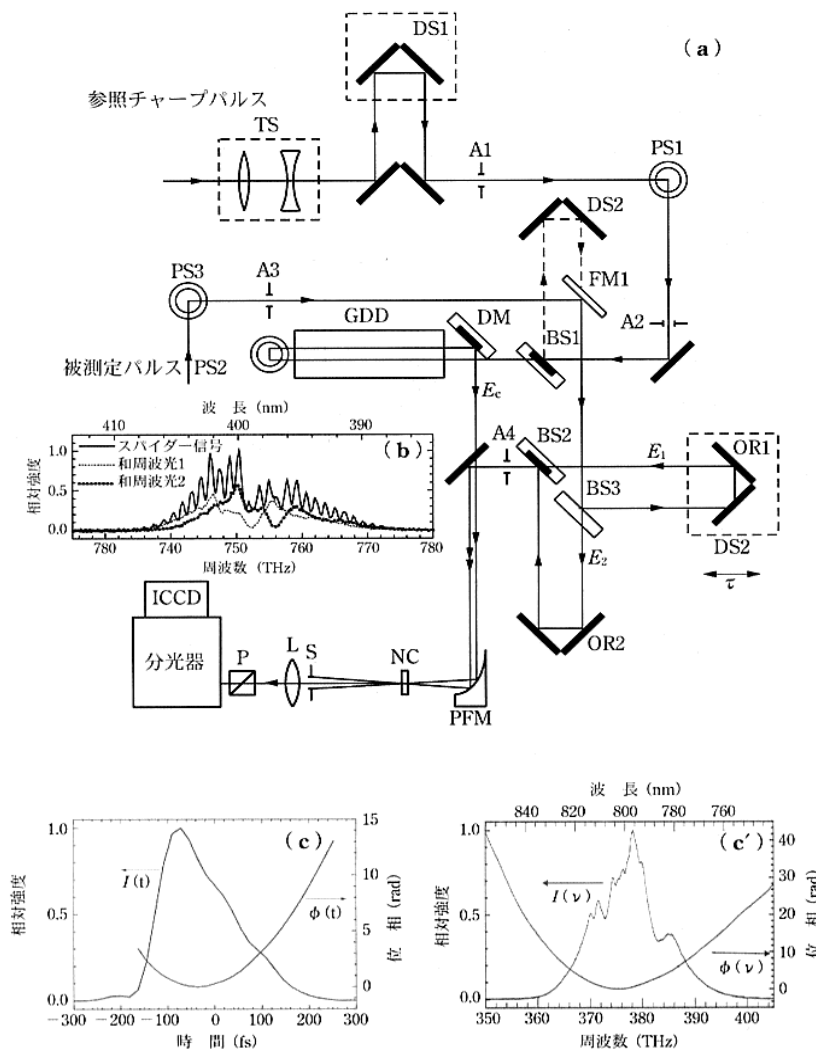


図6 (a)高強度変形 SPIDER 装置 (GDD: チャープパルス用高分散ガラス, NC: 和周波用 $10\mu\text{m}$ BBO 結晶). (b) SPIDER 信号 (実線) と二つのレプリカ和周波スペクトル (点線). (c) と (c') それぞれ測定された瞬時波形 $I(t)$ ・時間依存位相 $\phi(t)$ とスペクトル $I(\nu)$ ・スペクトル位相 $\phi(\nu)$.

である。和周波用参照チャープパルスとして、被測定パルスエネルギーをまったく利用せず、もと光源の再生増幅器からの高出力パルス (パルスエネルギー $1.2\mu\text{J}$ ・パルス幅 90fs ・中心波長 800nm ・繰り返し周波数 1kHz) を直接利用する。被測定パルスとしては、例えば再生増幅器からのパルスの一部を 3mm 長 SM 石英ファイバーに伝搬させた、SPM による 3.6nJ 低ピーク強度チャープパルス ($\sim 200\text{fs}$) を取り上げた。これまでの SPIDER 法では観測不可能であった、SPIDER 和周波信号が高 S/N で観測され、 210fs の非対称瞬時波形 $I(t)$ と位相変調 $\phi(t)$ が再現よく測定された (図6(c))。さらに、従来法と本提案法との両者に対して、SPIDER 信号の被測定パルスエネルギー依存性を測定した結果、従来法より 100 倍以上の感度向上が確認され、 $1\text{nJ}/1\text{THz}$ バンド幅の低出力フェムト秒光パルスの単一パルス測定が、現在の実験条件でも十分可能で

あることがわかった。単一パルス計測 SPIDER 装置と 3 章で述べた SLPM 能動チャープ補償装置とをパソコンで連動させると、被補償スペクトル位相 $\phi_1(\omega)$ が未知であっても、モノサイクル光実時間フィードバック制御が可能となり、汎用的なモノサイクル光波技術の確立が大いに期待できる。

6. 波長多重フェムト秒光パルス整形

われわれは、SPM によるフェムト秒光パルスの超広帯域化を行った後、空間振幅フィルターおよび二次元 SLPM (両機能が一体となった素子) を用いて位相・振幅変調を行うことにより、単一コヒーレントパルスから中心波長およびスペクトル帯域の異なる三つの波形整形ビームの同時発生に成功した。典型的な実験例は以下のとおりである。中心波長 786nm 、パルス幅 30fs 、繰り返し周波数 1kHz のチタン・サファイアレーザー増幅器からの平均パワー 210mW の光パルスを、Ar ガス充てん中空ファイバー (2.0atm 、コア径 $140\mu\text{m}$ 、長さ 600mm) に入射させ、SPM によりスペクトルを広げた後 ($500\sim 900\text{nm}$)、 $4f$ 光学系に入射させる。この $4f$ 光学系は、格子定数 $1/600\text{mm}$ の回折格子対と、焦点距離 $f=150\text{mm}$ の円柱レンズ対 (曲率方向: 水平) で構成され、フーリエ面上に空間フィルターおよび 648×3 ピクセル二次元液晶 SLPM ($66\text{mm}\times 6\text{mm}$) を配置することにより波形整形を行うことができる。入射光はフーリエ面上において二次元的に

広がっており、鉛直方向には波長は均一であるが、水平方向にはほぼ線形に波長分布する。ここで、鉛直方向に異なる三つの空間フィルタリングをかけてスペクトル切り出しを行い、鉛直方向に中心波長の異なる三つのパルスをつくり、その後、二次元 SLPM によって、それぞれ異なった位相変調を施し同時波形整形 (波長多重波形整形) を行った。整形された三つのパルスは、それぞれ異なる中心波長・スペクトル帯域・繰り返し周波数をもつ (図7)。独立に波形整形されたパルスは、例えば、(i) 中心波長 692nm 、繰り返し周波数 2.5THz 、(ii) 中心波長 619nm 、繰り返し周波数 3.3THz 、(iii) 中心波長 765nm 、繰り返し周波数 1.0THz である。

このような波長多重波形整形パルスを用いる応用例としては、中心角周波数 ω_1, ω_2 を有する二つの光パルス列を用い、その中心周波数差 $((\omega_1 - \omega_2)/2\pi)$ 、パルス繰り返し周

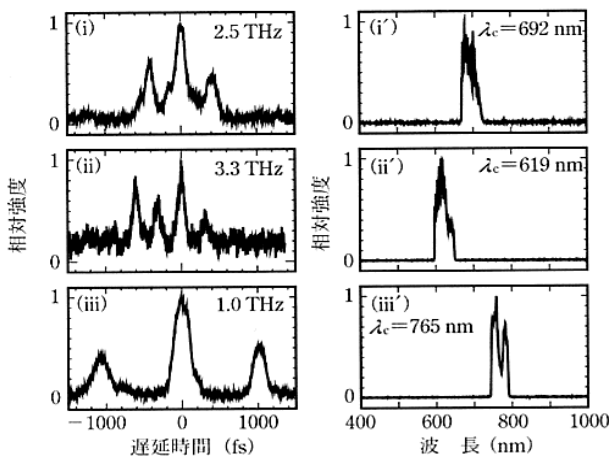


図7 独立に中心波長 (λ_c)・繰り返し周波数・スペクトル帯域が可変な3波長同時波形整形 THz パルス列光。(i), (ii), (iii)は相互相関波形, (i'), (ii'), (iii')は対応するスペクトル。

波数 (ν_{rep}) をある特定振動モード周波数 (ν_{vib}) に一致させて行う特定振動モード選択励起ポンプ・プローブ分光が考えられる。この方法は、特に高エネルギー振動モードを選択的に、かつ効率よく励起するために有効である。有限時間幅をもつパルスは、そのスペクトルの幅も有限であるため、パルス列を用いて特定振動モード周波数にパルス繰り返し周波数を一致させた場合でも、選択励起はされるもののその効率は低い。またパルス列を用いず、その中心周波数差 ($(\omega_1 - \omega_2)/2\pi$) を特定振動周波数に一致させた二つの単一パルスを用いた場合、注目するモードを高効率で励起することができるが、それぞれのパルスのスペクトル幅内のほかのモードも同時に励起することとなり、選択励起が行われない。そこで、中心波長の異なる二つの光パルス列を用い、中心周波数差を注目する振動周波数に一致させ ($(\omega_1 - \omega_2)/2\pi = \nu_{\text{rep}}$)、かつ、繰り返し周波数も同じく注目する振動周波数に一致させる ($\nu_{\text{rep}} = \nu_{\text{vib}}$) と、高効率でかつ選択励起が可能となり、この時間分解測定も可能である²⁷⁾。

7. フェムト秒光パルスの走査トンネル顕微鏡への応用

通常のポンプ・プローブ時間分解分光計測では、空間領域の分解能は、少なくとも波長程度に制限される。われわれは、この手法を走査トンネル顕微鏡 (STM) のもつ原子レベルの空間分解能と組み合わせ、極限的な時空間分解能をもつ顕微鏡「フェムト秒時間分解 STM (FTR-STM)」装置を構築し、その性能を検討した。この顕微鏡は、ナノ構造から単一分子、さらにはその特定の部位で起こる超高速光誘起現象を、実時間・実空間で観測可能とする、究極の時空間分解能を有する手法を提供する。

パルスレーザーと STM とを組み合わせる方法はいくつか考えられるが²⁸⁾、真の極限時空間分解能を得るためには、光学的なポンプ・プローブ測定と同様に二つのパルスの時間間隔 t_d を制御することで時間分解能を実現し、一方、STM と同様にトンネル電流 I_t をプローブ信号とすることで空間分解能を実現することが必須である。すなわち、ト

ンネル接合部に直接二つの光パルスを入射し、パルス間の時間間隔 t_d に依存して変化するトンネル電流 I_t を測定する。このとき t_d に対する時間分解能はパルス幅 (将来的に < 5 fs) のみにより制限され、空間分解能はトンネル電流密度の広がり (< 0.1 nm) のみに依存する。したがって、両手法の長所を利用できる。

このような試みは、これまでも行われてきたが、成功していない。既存の方法は、励起光パルスをチョッパーにより on/off する周波数、あるいはレーザーパルスの繰り返し周波数のいずれかに同期して位相敏感検出を行うことで2パルス照射時の電流値 $I_t(t_d)$ と励起光 off 時の電流値 I_a の差 $I_{\text{diff}} = I_t(t_d) - I_a$ を求め、この I_{diff} の t_d 依存性 $I_{\text{diff}}(t_d)$ を求めるものであった²⁹⁾。ところが、光の強度に変調を加える手法では、光強度が増加する際に探針が熱膨張し、トンネルギャップを超えて、試料と接触する可能性があるため、高輝度のレーザーを用いることができない³⁰⁾。今回、われわれの試作した FTR-STM は、光の強度でなく、2パルス間の時間間隔に周期的な微小変調 Δt_d を加え、これに同期した信号を位相敏感検出することで、光強度が非常に大きいときでも安定にトンネル電流が測定できるよう工夫されている。

図8(a)に、われわれの構築した FTR-STM 装置の概略を示す。現状では光源としてパルス幅 100 fs、波長 800 nm、繰り返し周波数 80 MHz のチタン・サファイアレーザーをプリズム対によりチャープ補償を行い、25 fs 程度のパルスを励起光として用いている。このパルスは干渉計型遅延回路により連続する2パルスとされ、極低温超高真空 STM の探針直下に集光される。ここで、われわれの光遅延回路は一方の光路長に振動数 ~ 100 Hz で微小遅延 Δt_d 変調を加えられるようになっており、位相敏感検出器 (ロックインアンプ) はレーザー照射下のトンネル電流からこの変調に同期した成分を検出する。このときのトンネル電流は、

$$I_t(t_d^{(0)} + \Delta t_d \sin \omega t) = I_t(t_d^{(0)}) + (\Delta t_d \sin \omega t) \times \left. \frac{dI_t}{dt_d} \right|_{t_d=t_d^{(0)}} + O^2(\Delta t_d \sin \omega t)$$

のように展開することができ、位相敏感検出により得られる信号は $\sin \omega t$ の係数に相当する。すなわち、従来の方法で得られる $I_{\text{diff}}(t_d)$ の $t_d^{(0)}$ での微係数が得られることになる。トンネルギャップに入射する二つのパルスの光強度が等しいとき、 $I_{\text{diff}}(t_d)$ が仮に図8(a)中、点線グラフで示すような変化をする場合、位相敏感検出器からの出力は実線グラフのようになる。得られた微分信号は数値的に (あるいは電気回路的に) 積分することで、実際の $I_{\text{diff}}(t_d)$ 、あるいはその減衰時間を求めることができる。

われわれの手法は、①二つの光パルス間隔を制御することで光パルスのパルス幅 (現状 25 fs, 将来的に 5 fs まで) と同程度の時間分解能を実現し、②トンネル電流を検出することで STM の空間分解能 (~ 0.01 nm) をそのまま継承するという、従来の FTR-STM と同様の利点のほかに、③高繰り返し周波数 (80 MHz) レーザーの出力を光強度に変調を加えず用いることで、探針の熱膨張によるトンネル電流変化を極限まで除去しつつ、時間分解信号を精度よく検

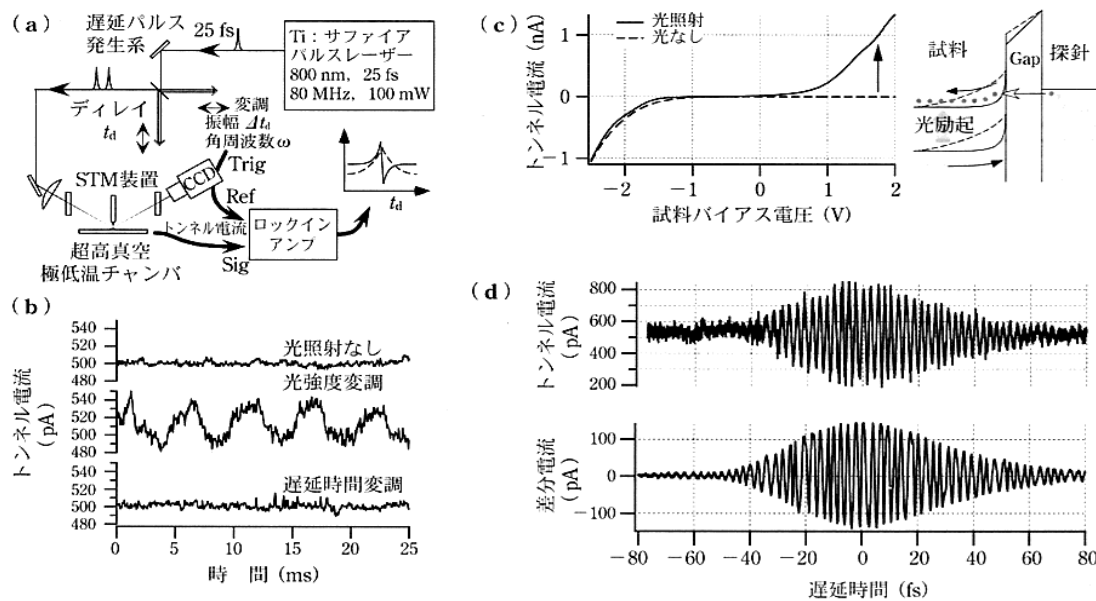


図8 (a)フェムト秒時間分解STM装置、(b)探針の熱膨張による擬似信号は、遅延時間に微小 Δt_d 変調を与えた場合には観測されない。(c)光照射によるGaAsの電流-電圧特性変化。(d)パルスの干渉に伴い、遅延時間に依存して変化するトンネル信号成分(上)と、その遅延時間微小変調ロックイン検出信号(下)。

出することが可能であるという特徴をもつ。

図8(b)は、本装置の性能評価実験結果である。試料はマイカ上にたい積したAu(111)とした(大気中、試料バイアス50 mV、平均レーザーパワー6 mW、遅延時間 $t_d^{(0)}$ =数psに固定)。金はこの波長域でほとんど光の吸収を示さないため、トンネル電流に光照射の影響は現れないことが期待される。しかし、従来型のFTR-STMのようにチョッパーで光強度に変調(~ 200 Hz)を加えると、探針の熱膨張に起因する大きなトンネル電流変化が観測される(中グラフ)。さらに光強度が高くなると、探針は試料と接触してしまう。下グラフは同じ強度のレーザーを用い遅延時間に $\Delta t_d=400$ fsの変調を加えたものであるが、光強度に変化を与えないため、レーザー光照射下でも安定してトンネル電流を測定できることが確認できる。

次に、時間分解能を確かめるため、高抵抗(キャリア濃度 $2.7 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$)のn型GaAs(100)を試料に実験を行った(大気中、平均レーザーパワー0.1 mW)。まず、STMによる電流-電圧測定を図8(c)に示す。光未照射時、試料バイアスを正にすると表面にショットキー障壁が形成され、電流は流れない(破線)。十分な濃度の光キャリアが注入されると、障壁の高さ、幅ともに減少し、電流が流れる(実線)。すなわち、トンネル電流は探針直下の実効的な光強度に依存して変化する。一方、二つのパルスの時間間隔 t_d をゼロの付近で変化させると、二つのパルスの干渉により、実効的な光強度が光電場の振動周期(2.68 fs)ごとに変化する。干渉は二つのパルスが同時に強度をもつ間、つまり t_d がパルス幅と同程度になるまで続き、それ以上では現れない。探針を試料上にとどめ、 t_d を変化させると、この光強度変化がトンネル電流変化として検出される(図8(d): 試料バイアス+2.5 V)。この結果から、われわれの

装置がパルス間隔 t_d を1 fs程度の精度で制御可能であり、装置の時間分解能が実効的なパルス幅 ~ 30 fsにのみ制限されることが確かめられる。下の図は、同じ条件で、 t_d に振幅 $\Delta t_d=0.5$ fs、周波数400 Hzの微小変調を与え、位相敏感検出(検出時定数十ms)した信号を2パルス間の遅延時間 $t_d^{(0)}$ に対してプロットしたものである。予想どおり、上のグラフの微分波形が得られ、時間間隔微小変調によるFTR-STMが正常に動作していることが確かめられた(この時の空間分解能1 Å、電流感度1 pA: 実際の実験においては $t_d^{(0)}$ 、 Δt_d はパルス幅よりも十分大きな値として、ここで見た干渉の効果に影響されないよう、留意する必要がある)。

今後、この装置を用いることで、半導体ナノ構造中の光キャリアの減衰過程や、光機能分子の励起・緩和過程などについて、実時間・実空間極限領域での解析が可能になることが期待される。

8. 結びに代えて—今後の方向—

誌面制限のため1点のみ述べたい。音楽ではなく、“光楽”を創り、“光色”を楽しもう。今後は、音楽の譜面に書かれた変幻自在な音波と同様なマニピュレート電磁波(光波束)が光周波数領域で可能となろう。これまでのように光強度パルス波形・強度スペクトル技術としてとらえるのではなく、超短時間域での光電場振幅 A ・位相 ϕ ・角周波数 ω ・偏光 e ・偏向 k を自由に連続的・複合的・四次元的(t, r)に制御・合成する技術としてとらえることによって、SVEAフリーな光サイクル線形・非線形光学の学問が生まれるであろう。この自由に操作された心地よい(音色でも好色でもない)“光色”は、ダイナミックに変化する原子分子(生体分子特定サイトを含む)の波動関数の時空間発展と調和

して、新しいハーモニーを生み出すであろう。この延長線上に、多次元MRIの光域への拡張(多重過渡光波束共鳴)、生命は初めに光ありきの解明、がんの光分子診断治療がある。

文 献

- 1) M. Yamashita, H. Sone and R. Morita : Jpn. J. Appl. Phys. **35**, L1194 (1996).
- 2) M. Yamashita, H. Sone and R. Morita : IEEE J. Quantum Electron. **34**, 2145 (1998).
- 3) N. Karasawa, R. Morita, L. Xu, H. Shigekawa and M. Yamashita : J. Opt. Soc. Am. **B 16**, 662 (1999).
- 4) N. Karasawa, R. Morita, H. Shigekawa and M. Yamashita : Opt. Lett. **25**, 83 (2000).
- 5) L. Xu, N. Karasawa, N. Nakagawa, R. Morita, H. Shigekawa and M. Yamashita : Opt. Commun. **163**, 256 (1999).
- 6) N. Karasawa, S. Nakamura, N. Nakagawa, M. Shibata, R. Morita, H. Shigekawa and M. Yamashita : IEEE J. Quantum Electron. **37**, 398 (2001).
- 7) L. Xu, N. Nakagawa, R. Morita, H. Shigekawa and M. Yamashita : IEEE J. Quantum Electron. **36**, 893 (2000).
- 8) L. Xu, L. Li, N. Nakagawa, H. Shigekawa and M. Yamashita : IEEE Photon. Technol. Lett. **12**, 1540 (2000).
- 9) N. Karasawa, L. Li, A. Suguro, H. Shigekawa, R. Morita and M. Yamashita : J. Opt. Soc. Am. **B 18**, 1742 (2001).
- 10) S. Nakamura, L. Li, N. Karasawa, R. Morita, H. Shigekawa and M. Yamashita : *Ultrafast Phenomena XII*, p. 56 (Springer-Verlag, Berlin, 2000) and Jpn. J. Appl. Phys. (2002) 印刷中.
- 11) Z. Cheng, G. Tempea, T. Brabec, K. Ferencz, Ch. Spielmann and F. Krausz : *Ultrafast Phenomena XI*, p. 8 (Springer-Verlag, Berlin, 1998).
- 12) A. Baltuska, M. S. Pshenichnikov and D. A. Wiersma : Opt. Lett. **23**, 1474 (1998).
- 13) A. M. Weiner, D. E. Leaird, J. S. Patel and J. R. Wuller : IEEE J. Quantum Electron. **28**, 908 (1992).
- 14) D. Yelin, D. Meshulach and Y. Silberberg : Opt. Lett. **22**, 1793 (1997).
- 15) 山下幹雄, 松本賢一郎, 許 林 : レーザー研究 **28**, 92 (2000).
- 16) 足立宗之, 房 暁俊, 日下 哲, 李 黎明, 平澤正勝, 中川直也, 唐沢直樹, 勝呂 彰, 小林壯一, 森田隆二, 笠松充男, 山下幹雄 : 第 62 回応用物理学学会学術講演会講演予稿集, p. 814 (2001).
- 17) M. Shibata, M. Hirasawa, N. Nakagawa, R. Morita, A. Suguro and M. Yamashita : *Tech. Dig. Ultrafast Optics 2001*, p. 67 (2001). and Appl. Phys. B. (2002) 印刷中.
- 18) G. P. Agrawal : *Nonlinear Fiber Optics*, 3rd ed., p. 31 (Academic Press, San Diego, 2001).
- 19) T. Brabec and F. Krausz : Phys. Rev. Lett. **78**, 3282 (1997).
- 20) K. J. Blow and D. Wood : IEEE J. Quantum Electron. **25**, 2665 (1989).
- 21) N. Karasawa, S. Nakamura, R. Morita, H. Shigekawa and M. Yamashita : Nonlinear Opt. **24**, 133 (2000).
- 22) N. Karasawa, R. Morita, H. Shigekawa and M. Yamashita : Opt. Commun. **197**, 475 (2001).
- 23) K. W. DeLong, D. N. Fittinghoff, R. Trebino, B. Keller and K. Wilson : Opt. Lett. **19**, 2152 (1994).
- 24) M. E. Anderson, L. E. E. de Araujo, E. M. Kosik and I. A. Walmsley : Appl. Phys. **B 70**, S. 85 (2000).
- 25) L. Li, S. Kusaka, N. Karasawa, R. Morita, H. Shigekawa and M. Yamashita : Jpn. J. Appl. Phys. **40**, L684 (2001).

- 26) M. Hirasawa, N. Nakagawa, K. Yamamoto, R. Morita, H. Shigekawa and M. Yamashita : *Tech. Dig. Ultrafast Optics 2001*, p. 241 (2001). and Appl. Phys. B. (2002) 印刷中.
- 27) R. Morita, M. Yamashita, A. Suguro and H. Shigekawa : Opt. Commun. **197**, 73 (2001).
- 28) G. P. Donati, G. Rodriguez and A. J. Taylor : J. Opt. Soc. Am. **B 17**, 1077 (2000).
- 29) V. Gerstner, A. Knoll, W. Pfeiffer, T. Thon and G. Gerber : J. Appl. Phys. **88**, 4851 (2000).
- 30) 重川秀実 : 表面科学 **20**, 336 (1999).

(2001年10月24日 受理)



やました みきお
山下 幹雄

1970年京都大学大学院工学研究科電子工学専攻修士課程修了, 工学博士. 通産省電子技術総合研究所研究員, '78~'79年ロンドン大学インペリアルカレッジ招聘研究員を経て, 現在北海道大学大学院工学研究科量子物理工学専攻教授および科学技術振興事業団CREST研究代表者. モノサイクル線形・非線形光学とその応用の研究に従事.



しげかわ ひろみ
重川 秀実

筑波大学物理工学系助教授, 1980年東京大学工学系研究科物理工学博士課程中退, 東京大学工学部助手, 筑波大学物質工学系講師, 助教授, を経て現職. '87~'88年ベル研究所客員研究員等. 走査プローブ顕微鏡や放射光を用い, 半導体, 有機・生体材料等を対象として, 単一原子・分子レベルでの物性研究や新技術・新機能素子開発に従事.



もりた りゅうじ
森田 隆二

1985年東大工・計数工卒. '87年東大大学院工学研究科物理工学専攻修士課程修了. '90年同博士課程修了. 工学博士. '90~'92年CNET(フランス国立電気通信研究センター)客員研究員. '92年北海道大学工学部講師. '96年より同大学院工学研究科助教授. 非線形光学材料, サイクル域光パルスの発生・計測ならびにその応用に関する研究に従事.



からさわ なおき
唐沢 直樹

千歳科学技術大学光応用システム学科助教授. '91年カリフォルニア工科大学応用物理学博士課程修了. '98~2001年科学技術振興事業団研究員(北海道大学). 2001年より現職.



たけうち しろう
武内 修

2000年東京大学大学院工学系研究科博士課程修了.(物理工学専攻)工学博士. 在学中'99年米国立Lawrence Berkeley研究所へ留学. 卒業後, 科学技術振興事業団CREST特別研究員として本研究に携わる. 特技はコンピュータプログラミング, 自作のSPM画像解析ソフトウェアは市販STM装置にバンドル出荷され, 多数の研究施設で利用されている.



ひらさわ まさかず
平澤 正勝

1994年東北大学大学院理学研究科博士課程修了. 同4月より東京大学物性研究所助手. '98年よりCREST, JST研究員. 2000年より北海道大学大学院工学研究科において, 光ファイバー中での非線形相互作用, 空間位相変調器を使った超短光パルス発生, 超広帯域光パルス振幅位相評価法の研究に従事.