

フォトリフラクティブ結晶の超短光パルス応答とその応用

富 田 康 生

フォトリフラクティブ (PR) 効果により生じる非局所的な非線形屈折率変化を利用した新規な応用がレーザービーム制御, 光信号/情報処理, 光計測などの分野において数多く報告されている¹⁾。これら応用の多くは, 酸化物強誘電体や半絶縁性半導体の連続光に対する PR 応答を用いたものであり, その応答速度はおおよそ移動度・再結合時間積 ($\mu\tau$ 積) に比例し PR 結晶への入射光強度ならびに静電誘電率に逆比例する²⁾。酸化物強誘電体では静電誘電率が大きく $\mu\tau$ 積も 10^{-10} cm²/V 程度と非常に小さいため 1 W/cm² オーダーの光強度において応答時間は数秒程度となり高速応答は期待できない。それに対して, フェルミ準位がバンドギャップの中間に位置する半絶縁性半導体は酸化物強誘電体に比べて静電誘電率が 1/10 以下で $\mu\tau$ 積も 10^3 倍以上大きいのでマイクロ秒オーダーの応答時間が期待できる^{1,2)}。

一方, ピコ秒オーダーのパルス幅をもつ互いにコヒーレントな 2 つの光パルスを PR 結晶に照射すると, 結晶内に形成される干渉縞光強度の高い場所で多くのキャリアが不純物準位から励起され, その後の拡散過程において過渡的な空間電場が生じる。その結果, 電気光学効果により干渉縞に対して位相差をもつ屈折率格子がピコ秒オーダーの時間スケールで生成される。この高速な非線形光学現象はピコ秒 PR 効果³⁾ と呼ばれ, アンドープ GaAs, InP : Fe, CdTe : V などの半絶縁性半導体において観測されている。酸化物強誘電体では $\mu\tau$ 積が小さくピコ秒 PR 効果はほとんど生じないが, 過渡的な自由

キャリア格子の存在や光パルス照射後の暗状態における PR 屈折率格子の増強現象が BaTiO₃⁴⁾ や KNbO₃⁵⁾ において観測されている。

本稿では, 励起キャリアの位相緩和時間よりは長い再結合時間よりは短いパルス幅をもつピコ秒光パルスに対する半絶縁性半導体と酸化物強誘電体の PR 応答について述べる。また超短光パルスと PR 結晶を用いたいくつかの応用についても紹介する。

1. 超短光パルスに対するフォトリフラクティブ効果

PR 効果の発現は標準的なバンド輸送モデルに従うと次の 5 つの素過程に分けることができる^{1,2)} :

- I. 光励起による不純物準位からのキャリアの生成
- II. キャリアの輸送
- III. 不純物準位でのキャリアの捕獲
- IV. 空間電場の形成
- V. 電気光学効果による屈折率変化

連続光照射の場合には上の全素過程を何度も繰り返して常状態に至る。一方, 超短光パルス照射の場合には光照射時間が素過程 III の特性時間 (サブナノ秒あるいはナノ秒オーダー) よりも短くなるので, 電子と正孔の移動度が大きく異なる場合には, これらの間に素過程 II の時間スケールで空間的な分離が生じるため, デンバー (Demmer) 電場が形成され素過程 V に至る。ただし, この電場は干渉縞暗部への電子と正孔の拡散終了後に消滅する過渡的なものである。

$\mu\tau$ 積の大きな半絶縁性半導体では素過程 II において電子・正孔間の空間的な分離が大きくなるためにデンバー電場によるピコ秒 PR 効果が顕著に現れる。さらに, 入射光パルス fluence の増加に伴い 2 光子吸収 (two-

Response of a photorefractive crystal to ultrafast optical pulses and its applications (1996 年 3 月 12 日受理)
Yasuo TOMITA 電気通信大学電気通信学部 (〒182 調布市調布ヶ丘 1-5-1)

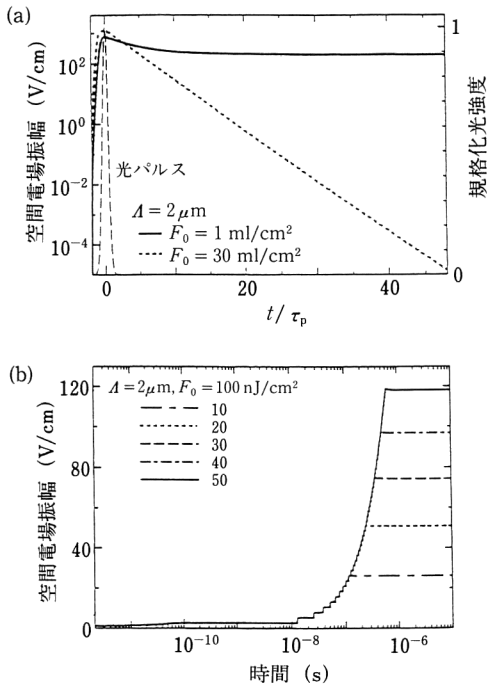


図1 アンドープGaAs結晶中の空間電場振幅の動特性。(a)単一光パルス(波長1.064 μm, 半値全幅20 ps)に対する応答。ここで、 A は干渉縞と空間電場の周期、 τ_p は光パルスの半値全幅である。(b)光パルス列(波長1.064 μm, 半値全幅100 ps, 繰返し周波数80 MHz)に対する応答。図中の数は入射光パルス数である。

photon absorption: TPA)により電子・正孔密度が急増するのでより大きなデンバー電場が形成され、自由キャリアプラズマによる屈折率/吸収格子の生成や自由キャリア吸収も fluence の増加とともに顕著になる^{4,6)}。これらの過渡的格子が消滅した後は素過程IIIからVを経て再びPR屈折率格子が生成されキャリアの熱励起レートで決まる時間スケール(アンドープGaAsではサブミリ秒オーダー)まで存続する。

図1(a)に2つの単一光パルスの干渉によりアンドープGaAs結晶中に形成される空間電場振幅ダイナミクスの計算結果を示す⁶⁾。空間電場振幅の高速な立ち上がりの理由は立ち上がりレートが電子の誘電緩和レート(電子移動度 μ_n に比例)で決まるためである。一方、空間電場振幅の緩和時間は比較的低い fluence ($F_0=1$ mJ/cm²)では正孔の拡散レート(移動度 μ_p に比例)で決まるためパルス照射時間よりもかなり長くなる。しかし、高 fluence ($F_0=30$ mJ/cm²)では空間電場振幅の緩和は大幅に速まる。この理由は、高 fluence ではTPAによる電子・正孔対の励起⁸⁾が支配的となり電子と正孔

の密度変調が2極性移動度 $\mu_a[=2\mu_n\mu_p/(\mu_n+\mu_p)]$ で決まる数十ピコ秒オーダーの拡散時間で緩和するためである。さらに、高 fluence では不純物準位であるEL2ドナーからの線形吸収の飽和により、低 fluence のときに存在したイオン化EL2ドナーの密度変調によるナノ秒オーダーの遅い立ち上がり時定数をもつ空間電場はこの場合ほとんど存在しない。したがって、高 fluence では過渡的PR屈折率格子と自由キャリア屈折率/吸収格子のみが数十ピコ秒オーダーまで存在することになる。ただし、残留自由キャリアの存在により結晶の回復時間はナノ秒オーダーとなる。以上述べたような空間電場の挙動のいくつかは、時間分解縮退4光波混合による実験において観測されている⁹⁾。図1(b)にはキャリアの再結合時間と同程度の間隔で低 fluence の光パルス列がアンドープGaAs結晶に入射したときの空間電場振幅ダイナミクスの計算結果を示す。この場合にはEL2ドナーからの線形吸収によるキャリア励起が支配的であり、キャリアは光励起・拡散・再結合を効率よく繰り返す。したがって、光パルスの入射ごとに空間電場は階段状に成長し、暗状態での準定常値は入射光パルス数(つまり露光時間)の増加に伴い連続光照射時の定常値に漸近する。

一方、酸化物強誘電体では小さな $\mu\tau$ 積のために光パルス照射時間内には励起キャリアの拡散は顕著ではないのでデンバー電場はほとんど生じない。しかし、一度捕獲されたキャリアは暗状態で熱励起により拡散・捕獲過程を何度も繰り返して干渉縞の暗部まで移動する。その結果、光パルス照射後マイクロ秒以上の時間スケールで空間電場ならびに屈折率格子が形成される。

図2(a)に2つの単一光パルスをアンドープBaTiO₃結晶に入射したときの空間電場振幅ダイナミクスの計算結果を示す⁷⁾。この計算ではA型のBaTiO₃結晶(メジャーキャリアが正孔で深いアクセプター準位と浅いアクセプター準位をもち低光強度の連続光に対して光伝導度が比例するタイプ)¹⁰⁾を仮定している。図から、光パルス照射後のナノ秒オーダー以上の時間スケールにおいて空間電場振幅が2段階にわたり形成されることがわかる。この理由は次のとおりである。線形吸収により励起された正孔の輸送が支配的となる低 fluence ($F_0=1$ mJ/cm²)の場合には、主に深いアクセプター準位から励起された正孔は干渉縞明部で浅いアクセプター準位と再結合するため、アクセプター密度の空間変調により成長する2つの空間電場の位相は互いに180度だけ異なる。その後、浅いアクセプター密度の空間変調で生じた空間電

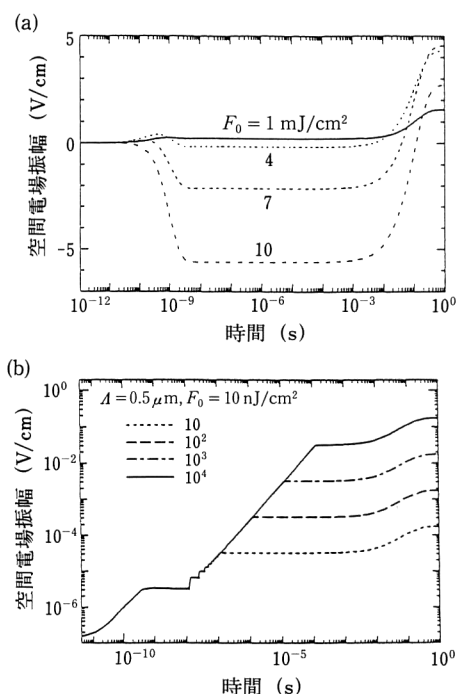


図2 アンドープ BaTiO₃ 結晶中の空間電場振幅の動特性. (a)単一光パルス (波長 0.532 μm, 半値全幅 30 ps) に対する応答. ここで, $\Delta = 0.5 \mu\text{m}$ としている. (b)光パルス列 (波長 0.532 μm, 半値全幅 70 ps, 繰返し周波数 80 MHz) に対する応答. 図中の数は入射光パルス数である.

場はより速く熱的に緩和するため, 深いアクセプター密度の空間的変調から生じた空間電場がミリ秒オーダーの時間スケールで「浮き出る」ことになり数百秒の時間スケールで熱的に緩和する. 一方, fluence の増加とともに深いアクセプター準位からの線形吸収や TPA による電子の励起が無視できなくなると, 移動度が正孔に比べて 20 倍程度大きい電子は拡散によって干渉縞暗部で深いアクセプターと再結合するようになる. その結果, 深いアクセプターの密度変調が浅いアクセプターのそれよりも低下し正味の空間電場の符号が反転する. その後, 熱的に浅いアクセプターの密度変調が減衰するために再び空間電場は反転し, その後深いアクセプターの密度変調も熱的に減衰して空間電場は最終的に消滅する. このような空間電場ダイナミクスの fluence 依存性はナノ秒光パルス照射の場合にもみられ⁷⁾, Q スイッチナノ秒光パルスを用いた 2 光波結合において光増幅方向が入射光パルス強度の増加により反転する観測結果¹¹⁾ と定性的に一致する.

図 2(b) に低 fluence の光パルス列がアンドープ

BaTiO₃ 結晶に入射したときの空間電場振幅ダイナミクスの計算結果を示す. 図から, 入射光パルス数の増加とともに空間電場の大きさもほぼ比例して増加することがわかる. この場合, BaTiO₃ 結晶では正孔の拡散距離が非常に短いため干渉縞暗部まで十分な数の正孔を移動させるには連続光照射の場合と同様に長い露光時間を必要とする.

2. ピコ秒 2 光波結合

PR 結晶中で生じる 2 つのビーム間の非対称なエネルギー結合は 2 光波結合^{1,2)} と呼ばれる. 連続光による 2 光波結合では, 拡散動作のときに干渉縞と PR 屈折率格子との位相差が定常的に 90 度となり最大のエネルギー交換が行われる. コヒーレントな 2 つのピコ秒光パルス間で干渉縞が形成される場合にも, $\mu\tau$ 積の大きな半絶縁性半導体においては過渡的に生じる屈折率格子を介して光パルス間のエネルギー交換が生じる³⁾. ただし, ピコ秒 2 光波結合では干渉縞と 90 度の位相差をもつデンバー電場から生じる PR 屈折率格子だけではなく自由キャリア屈折率格子による過渡的エネルギー移動 (transient energy transfer: TET)³⁾ の寄与も大きいのが特徴である.

図 3(a) に単一光パルス (波長 1.064 μm, パルス幅 29 ps, 繰返し周波数 10 Hz, $F_0 = 10 \text{ mJ/cm}^2$) のポンプとプローブを用いたアンドープ GaAs 結晶中のピコ秒 2 光波結合の時間分解測定結果を示す¹²⁾. 実験では干渉縞の格子ベクトルが結晶の (0 0 1) 方向で, 2 つの光パルスが作る入射面が結晶の (1 1 0) 方向に垂直方向となるように配置した. また, 入射光パルスの偏光方向が s 偏光, p 偏光, 互いに直交の 3 つの場合について, ポンプ有無でのプローブの規格化透過率変化 $\Delta T/T$ をプローブのポンプに対する時間遅延の関数として測定した. 偏光方向が互いに直交している場合には干渉縞は形成されないが時間遅延ゼロ付近でのプローブとポンプ間の相互 TPA⁸⁾ や正の時間遅延での自由キャリア吸収によるプローブの損失がみられる. 一方, 偏光方向が互いに平行な場合には PR 屈折率格子 (s 偏光の場合) や自由キャリア屈折率格子 (s および p 偏光の場合) の生成によるピコ秒 2 光波結合が生じ時間遅延 -10 ps 付近で正の利得が得られる. 次に, PR 効果が結晶の方位に対して奇関数であることを利用して, 図 3(a) から抽出した PR 効果による指数利得係数 Γ と TET や相互 TPA などの非 PR 効果による指数利得 (あるいは損失) 係数 $\Delta\alpha$ の時間分解変化をそれぞれ図 3(b) と図 3(c) に示す. これ

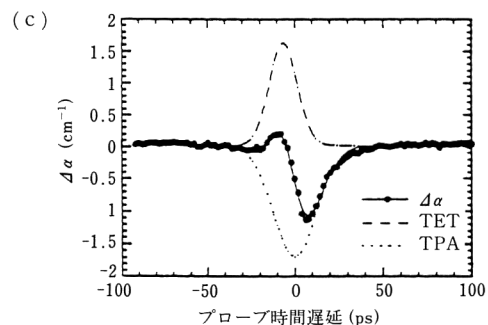
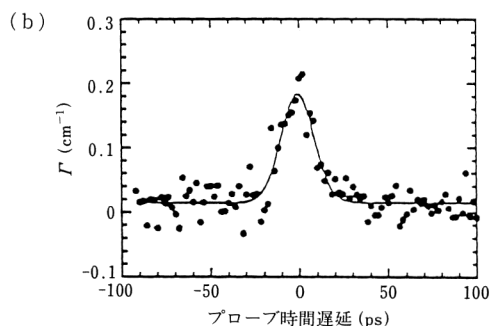
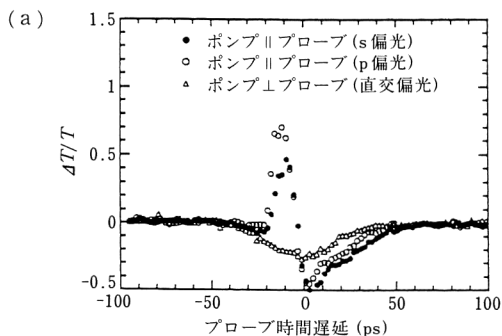


図3 アンダープ GaAs 結晶中のピコ秒 2 光波結合の測定結果。(a)時間分解規格化プローブ透過率変化¹²⁾。(b)抽出された PR 利得係数 Γ 。実線はガウス関数によるフィッティング曲線である。(c)抽出された非 PR 利得係数 $\Delta\alpha$ 。破線と点線はガウス関数によるフィッティング曲線である。実線はそれらの和である。

らの図から、 Γ の最大値は連続光での値と同程度であるもののピコ秒時間領域では自由キャリア屈折率格子による利得係数の方が 1 桁大きいことがわかる。ただし、相互 TPA による損失も加わるので非 PR 効果による正味の $\Delta\alpha$ の最大値は Γ のそれと同程度となる。

図 3(a) に示したスカラー 2 光波結合 (同一偏光成分間のエネルギー結合) ではプローブ増幅度があまり大きくないため光スイッチングへ応用した場合にオン・オフ

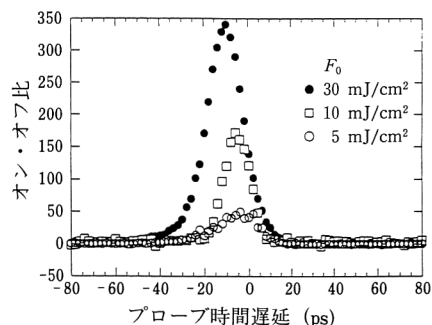


図4 CdTe:Ga 結晶中の偏光ビーム結合によるプローブ光オン・オフ比の時間分解測定結果¹³⁾。

比を大きくとれない (例えば、図 3(a) の例ではオン・オフ比は 1.7 程度である)。しかし、等方性かつ立方晶系 PR 結晶で生じる PR 効果特有の偏光ビーム結合^{1,2)} を用いると、非 PR 効果を利用した場合に比べて透過光の背景成分を検光子で除去できるのでオン・オフ比を大きく改善することができる。図 4 に偏光ビーム結合の時間分解測定結果を示す¹³⁾。実験では波長 1.064 μm でアンダープ GaAs 結晶よりも電気光学定数が高い半絶縁性 CdTe:Ga 結晶を用い、干渉縞の格子ベクトルと 2 光波の入射偏光方向はそれぞれ結晶の (110) 方向および (001) 方向と平行に設定している。この配置により偏光ビーム結合を介して結晶透過後のプローブ光パルスに入射偏光方向と直交した成分が見れる。図 4 から、 $F_0 = 30 \text{ mJ/cm}^2$ で約 350 のオン・オフ比が得られていることがわかる。

3. 応 用

3.1 自己励起型位相共役鏡

外部ポンプ光の不要な自己励起型位相共役鏡 (self-pumped phase-conjugate mirror: SPPCM)^{1,2)} をピコ秒モードロック光パルス列に対して実現した例としては、アンダープ BaTiO₃ 結晶を用いた内部全反射型 SPPCM¹⁴⁾ やリング型 SPPCM¹⁵⁾ の配置によるものが報告されている。前者の配置では透過型 PR 格子だけではなく反射型 PR 格子も重要となるので光パルス長は相互作用に要する距離と同程度である必要がある。ちなみに実験では 15 ps のパルス幅が使われている。一方、後者の配置では透過型 PR 格子のみが重要であることと共通光路の光学系であることからパルス長が相互作用長より短くても SPPCM の動作が可能で、実験では 5 ps のパルス幅が使われている。ただし、この場合にも高い位相共役反射率を得るためには Bragg 波長選択性の制限

から最小パルス幅は $\tau_{\min} \geq \lambda^3 / n \Delta n c \Lambda^2$ (ここで, Λ は格子間隔, n は結晶の屈折率, Δn は屈折率変化) となる. 例えば, $\lambda = 0.57 \mu\text{m}$, $\Lambda = 1 \mu\text{m}$, $n = 2.5$, $\Delta n = 10^{-4}$ とすると $\tau_{\min} \geq 2.6 \text{ ps}$ となる. また, 低 fluence の光パルス列により形成される BaTiO₃ 中の PR 格子は蓄積されて成長するので (図 2(b) 参照), 定常状態までに達する時間は連続光の場合と同程度になる. 一方, ナノ秒光パルスを用いた SPPCM もリング型 SPPCM¹⁶⁾ や自己励起型 4 光波混合配置¹⁷⁾ で実現されている. さらに半絶縁性半導体中の過渡的屈折率格子を利用する SPPCM も提案されている¹⁸⁾.

3.2 光パルス情報処理

これまでに PR 材料を用いた超短光パルスの診断法 (パルス幅やコヒーレンス長など) や情報処理法 (記録・再生, 増幅, 検出, 整形, 相関, 時空間変換など) が提案されている. ここでは, 後者の幾つかについて紹介する.

3.2.1 超短光パルス列の記録と再生

超短光パルスにより PR 結晶中に記録された屈折率格子が空間分布をもつことを利用すると超短光パルス列のホログラフィックな記録と再生が可能になる. Acioli らは, 450 fs 間隔の 2 つのフェムト秒光パルス (波長 $0.625 \mu\text{m}$, パルス幅 50 fs, 繰返し周波数 100 MHz, 信号光平均パワー $300 \mu\text{W}$, 書き込み・読み出し光平均パワー 1 mW) からなる信号光パルス列と単一光パルスを BaTiO₃ 結晶中で干渉させて PR 格子として記録し, 単一光パルスにより信号光パルス列の再生を行った¹⁹⁾. 信号光パルス列は, ビーム径が十分大きい場合には結晶中で図 5(a) に示すような空間的に局在した PR 格子群として記録される. これらを単一光パルスで読み出すと, 各 PR 格子からの回折光パルスが時間遅延を受けて重ね合わされ信号光パルス列が再生される. 図 5(b) に結晶透過後の信号光パルスと回折光パルスの SHG 自己相関波形を示す. この図から, 高い忠実度で信号光パルス列が再現されていることがわかる. ただし, 実験では回折効率の低下を回避するために書き込み時の結晶への入射角を小さくして十分な相互作用長をとるようにしているが, これにより結晶中に記録できる PR 格子群の数が減少するために記録可能な光パルス数が制限される. このように, 時間領域ホログラフィー法では回折効率と記録容量との間にトレードオフが存在するというのを付け加えておく.

3.2.2 超短光パルスの整形

光パルス間の 2 光波結合を用いると光パルス整形を行

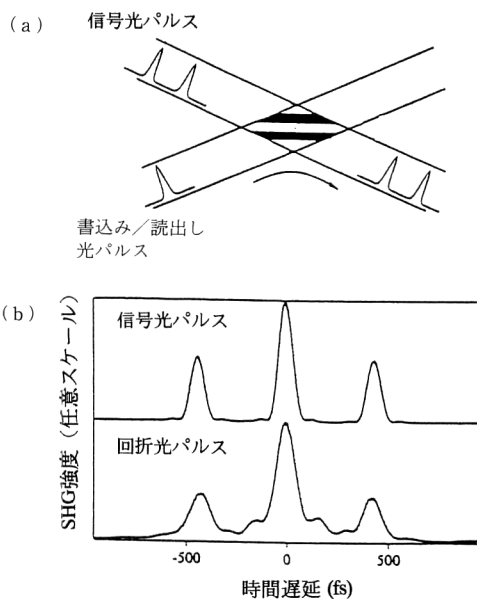


図 5 (a) 十分なビーム幅をもつ場合に 2 つの超短光パルスにより形成される PR 屈折率格子群. (b) 結晶を透過した信号光パルスと PR 格子群により回折された読み出し光パルスの SHG 強度波形.

える. Yao と Feinberg は波長 $0.603 \mu\text{m}$, 全平均パワー 15 mW のサブピコ秒モードロック光パルス列 (繰返し周波数 76 MHz) とそれを回折格子対により 12 倍に伸張した信号光パルス列とを BaTiO₃ 中で 2 光波結合させることにより信号光パルスの波形整形を実現している²⁰⁾. この方法では, 結晶方位を逆転して信号光パルスの増幅方向を変えることで信号光パルスの中心部を強調したり中心部にくぼみのある「暗い」光パルスに整形できる. ただし, この方法ではスペクトラルホログラフィー法²¹⁾ に比べてパルス整形の自由度が少ないのが欠点である.

3.2.3 超短光パルス列の時空間変換

光ファイバーの超高帯域性を十分に活用するためにテラビット/秒オーダーの時系列光信号に対する処理法の開発が望まれている. その一案として, PR 材料を実時間ホログラムとして用いて超短光パルス信号を空間情報に変換 (あるいはその逆変換) する方法が報告されている²²⁻²⁴⁾. この方法はスペクトラルホログラフィー法とフーリエ変換ホログラフィー法を組み合わせる信号情報の時空間領域での変換を実時間で行うことに特徴があり, 動的スペクトラルホログラフィー法あるいはスペクトラル非線形光学と呼ばれている. 図 6 に Sun らにより報告された方法²³⁾ を示す. 送信側では光信号に対応

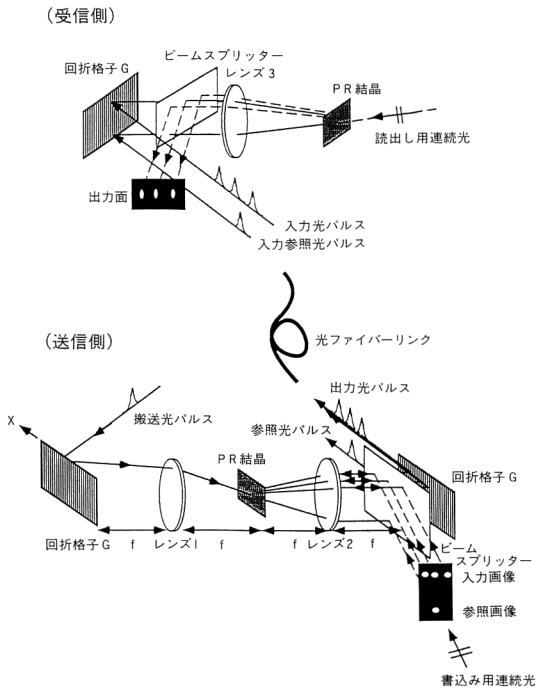


図6 PR結晶を用いた超短光パルス時系列信号の符号化と復号化のための光学系。

するビット列パターンからなる入力画像を1ビットの参照画像とともにレンズ2のフーリエ変換面に置かれたPR結晶中に連続光を用いて記録する。一方、搬送光パルスは回折格子Gによりスペクトル分解されレンズ1を介してPR結晶中に入射する。このとき、G面上のx軸方向に沿って搬送光パルスの電場は $E(t - \beta x/c)$ (ここで、 β はGの分散パラメーター、 c は光速) のようにスケール因子 β/c で空間画像に変換されるため、フーリエ変換面では搬送光パルスの時間周波数スペクトルが時間周波数フィルタとしての入力画像のフーリエ変換ホログラムにより変調される。その結果、搬送光パルスはレンズ2とGを介して時系列光信号に変換されて射出する。この操作により出力光パルスは入力画像のビット間隔に比例した時間遅延をもつ光パルス列となり空間(並列)情報が時系列(直列)光信号に変換され、参照画像に対応する方向に射出する参照光パルスとともに送信される。受信側では、符号化された信号光パルスと参照光パルスを回折格子Gにより再び空間画像へ変換し、フーリエ変換レンズ3を介してそれらの各時間周波数スペクトル成分を結晶中で干渉させてPR屈折率格子群として記録する。これを連続光で読み出すことで符号

化された時系列光信号を画像情報の形で復号化できる。実験では、パルス幅 150 fs, ピークパワー 1 kW の Ti:sapphire レーザー (波長 480 nm) を用いて、LiNbO₃ 結晶中に連続発振の Ar イオンレーザー (波長 488 nm) により記録した一次元の 4 ビット列からなる空間情報を時系列信号に符号化し、再び空間情報として復号化できることを示した。この方法では、符号化した時系列光信号と参照光パルスを同時に伝送して復号化する自己参照型方式であるため、搬送光パルスの周波数チャープや PR 材料を含む光学系や伝送路などによる群分散の影響は自動的に補償されるという利点がある。また、PR 材料に半絶縁性バルク半導体あるいは量子井戸構造半導体²⁵⁾を用いることでPR結晶の更新時間を大幅に短縮できることが期待される。

PR 結晶の超短光パルス応答とその応用について述べた。半絶縁性半導体ではデンバー電場を利用することでピコ秒オーダーでPR効果が得られる。一方、酸化物強誘電体では $\mu\tau$ 積が小さいため単一光パルスに対して形成されるPR屈折率格子は暗状態後マイクロ秒以上の時間スケールで成長する。また、低 fluence の光パルス列により十分な大きさのPR屈折率格子を得るには連続光照射時と同程度の露光時間が必要となる。今後の研究課題としては、半絶縁性PR半導体中のホットキャリアの空間電場ダイナミクスへの影響や超格子・量子井戸構造PR半導体^{25,26)}や有機PR材料^{2,27)}などバルク結晶以外の材料における超短光パルス応答の究明などがあげられよう。また、PR材料はフォトン・エコノミクスとは異なり媒質自体の波長選択性は厳しくなく室温動作も可能なので、PR材料の体積型記録や消去機能などの特性とスペクトラルホログラフィー法とをうまく組み合わせた時空間領域での新規な光パルス情報処理法の開発が期待される。

文 献

- 1) P. Yeh: *Introduction to Photorefractive Nonlinear Optics* (Wiley, New York, 1993) [富田康生, 北山研一訳: フォトリフラクティブ非線形光学 (丸善, 1995)].
- 2) 富田康生: "Photorefractive 非線形光学効果とその応用", 応用物理, **59** (1990) 1154-1174; "フォトリフラクティブ材料", オプトロニクス, 9月号 (1995) 108-119.
- 3) A. L. Smirl, G. G. Valley, K. M. Bohnert and T. F. Boggess: "Picosecond photorefractive and free-carrier transient energy transfer in GaAs at $1 \mu\text{m}$," IEEE J. Quantum Electron., **QE-24** (1988) 289-303.
- 4) A. L. Smirl, K. Bohnert, G. C. Valley, R. A. Mullen and T. F. Boggess: "Formation, decay, and erasure of photorefractive gratings written in barium titanate by

- picosecond pulses," J. Opt. Soc. Am. B, **6** (1989) 606-615.
- 5) M. Ewart, I. Biaggio, M. Zgonik and P. Günter: "Pulsed-photoexcitation studies in photorefractive KNbO_3 ," Phys. Rev., **B49** (1994) 5263-5273.
 - 6) Y. Tomita and H. Ishii: "Dynamics of photoexcited carriers and space-charge field by picosecond two-beam excitation in photorefractive semiconductors," Jpn. J. Appl. Phys., **33** (1994) 1892-1898.
 - 7) H. Ishii and Y. Tomita: "Dynamics of space-charge fields created in photorefractive barium titanate by single picosecond pulses: A computer simulation," Opt. Commun., **126** (1996) 95-102.
 - 8) Y. Tomita, M. Shibata and J. Bergquist: "Pulsewidth dependence of time-resolved two-photon absorption with picosecond pump-probe excitation," J. Appl. Phys., **71** (1992) 2101-2105; "Effects of free-carrier absorption on time-resolved pump-probe two-photon absorption in semi-insulating semiconductors," J. Appl. Phys., **72** (1992) 1075-1079.
 - 9) P. Delaye, K. Jarasunas, J.-C. Launay and G. Roosen: "Picosecond investigation of photorefractive and free carrier gratings in GaAs:EL 2 and CdTe: V," J. Phys. III (France), **3** (1993) 1291-1303.
 - 10) D. Mahgerefteh and J. Feinberg: "Explanation of the apparent sublinear photoconductivity of photorefractive barium titanate," Phys. Rev. Lett., **64** (1990) 2195-2198.
 - 11) N. Barry, L. Duffault, R. Troth, R. Ramos-Garcia and M. J. Damzen: "Comparison between continuous-wave and pulsed photorefractive in barium titanate," J. Opt. Soc. Am. B, **11** (1994) 1758-1763.
 - 12) 柴田雅章, 富田康生, ヨハン・ベルクイスト: "ピコ秒二光束励起による半絶縁性半導体中での時間分解非線形光吸収特性", 光学, **21** (1992) 620-628.
 - 13) Y. Tomita and E. Enami: "Picosecond cross-polarization beam coupling in semi-insulating Ga-doped CdTe at high fluences," Appl. Phys. Lett., **66** (1995) 914-916.
 - 14) R. K. Jain and K. Stenersen: "Picosecond pulse operation of a dye laser containing a phase-conjugate mirror," Opt. Lett., **9** (1984) 546-548.
 - 15) M. Cronin-Golomb, J. Paslaski and A. Yariv: "Vibration resistance, short coherence length operation, and mode-locked pumping in passive phase conjugate mirrors," Appl. Phys. Lett., **47** (1985) 1131-1133.
 - 16) L. Mager, C. Laquarroy, G. Pauliat, M. H. Garret, D. Rytz and G. Roosen: "High-quality self-pumped phase conjugation of nanosecond pulses at 532 nm using photorefractive BaTiO_3 ," Opt. Lett., **19** (1994) 1508-1520.
 - 17) R. C. Troth, R. Ramos-Garcia and M. J. Damzen: "Experimental investigation of phase conjugation of a single signal pulse using self-pumped four-wave mixing in a single BaTiO_3 crystal," Opt. Commun., **116** (1995) 435-442.
 - 18) G. C. Valley and T. F. Boggess: U. S. Patent No. 5023477 (1991).
 - 19) L. Acioli, M. Ulman, E. Ippen, J. Fujimoto, H. Kong, B. Chen and M. Cronin-Golomb: "Femtosecond temporal encoding in barium titanate," Opt. Lett., **16** (1991) 1984-1986.
 - 20) X. S. Yao and J. Feinberg: "Temporal shaping of optical pulses using beam coupling in a photorefractive crystal," Opt. Lett., **18** (1993) 622-624.
 - 21) A. M. Weiner, D. E. Leaird, D. H. Reitze and E. G. Peak: "Femtosecond spectral holography," IEEE J. Quantum Electron., **QE-28** (1992) 2251-2261.
 - 22) M. C. Nuss, M. Li, T. H. Chiu, A. M. Weiner and A. Par-tovi: "Time-to-space mapping of femtosecond pulses," Opt. Lett., **19** (1994) 664-666.
 - 23) P. C. Sun, Y. T. Mazurenko, W. S. C. Chang, P. K. L. Yu and Y. Fainman: "All-optical parallel-to-serial conversion by holographic spatial-to-temporal frequency encoding," Opt. Lett., **20** (1995) 1728-1730.
 - 24) K. Ema: "Real-time ultrashort pulse shaping and pulse-shape measurement using a dynamic grating," Jpn. J. Appl. Phys., **30** (1991) L 2046-2049; K. Ema, M. Kuwata-Gonokami and F. Shimizu: "All optical sub-Tbits/s serial-to-parallel conversion using excitonic giant non-linearity," Appl. Phys. Lett., **59** (1991) 2799-2801.
 - 25) A. M. Glass, D. D. Nolte, D. H. Olson, G. E. Doran, D. S. Chemla and W. H. Knox: "Photorefractive four-wave mixing in semi-insulating GaAs/AlGaAs quantum wells," Opt. Lett., **15** (1990) 264-266.
 - 26) S. E. Ralph, F. Capasso and R. J. Malik: "New photorefractive effect in graded-gap superlattices," Phys. Rev. Lett., **63** (1989) 2272-2275; *erratum*, **64** (1990) 1072.
 - 27) W. E. Moerner and S. M. Silence: "Polymeric photorefractive materials," Chem. Rev., **94** (1994) 127-155.