

解説

超短光パルスの測定

小林 哲郎

大阪大学基礎工学部電気工学教室 〒560 豊中市待兼山町 1-1

(1986年5月6日受理)

Measurements of Ultrashort Optical Pulses

Tetsuro KOBAYASHI

Department of Electrical Engineering, Faculty of
Engineering Science, Osaka University,
1-1, Machikaneyama-Cho, Toyonaka 560

最近の光パルス技術の進歩には目を見張るものがある。とくに光パルス発生技術の進歩は著しく、現在では幅が数光サイクル程度という色が識別できる限界に近い極短光パルスさえ実現されるに至っている^{1,2)}(パルス幅が光の1周期に近くなると光スペクトルの広がり非常に広がるため)。

短光パルスは時間的、空間的短さのほかに、高いピークパワーももち、計測、通信、情報処理のほかに、分光、物性、プラズマ物理、さらに、化学、生物、医学と他方面で利用され始めている^{1,3-10)}。短光パルスがこれらの分野で十分効果的に活用されるには、光パルス発生技術のみならず超短パルス光の計測技術の進歩が不可欠である。光パルス発生技術の著しい進歩と半導体エレクトロニクスの高速化に刺激されて、光パルス計測技術も進歩を続けてはいるが、パルス発生に比べかなり立ち後れていることは否めない。ここでは、超短パルス光の計測について現状を解説し今後を展望する。

1. 概 論^{1,11-14)}

短光パルスの測定では、光子数の時間的変化、光強度の時間的変化を直接測定する波形観測(直接法)の他、測定したい光パルス自体の自己相関波形、あるいは参照基準パルスとの相互相関波形よりパルスの幅、波形を換算する相関法がおもなものとなっている。

波形観測の場合、検出器の応答速度もさることながら、電氣的にそれを表示、記録するディスプレイ機器、あるいは記録装置の時間応答に問題がある。光エレクト

ロニクスでの主流となるであろう半導体光検出器はこの点で問題があり、現在のところ、ピコ秒からそれ以下の時間域で直接波形観測が可能なのはストリークカメラのみである。一方、相関幅(自己、および相互、1次~高次)とパルス幅、波形には密接な関係があるので、ピコ秒領域からフェムト秒領域ではこれらの測定結果よりパルス幅や波形を換算する間接的な方法が有効であり、そのなかでもとくに光強度波形の自己相関を利用するSHG相関法が最もよく利用されている。

表1はピコ秒あるいはそれ以下の領域での短パルス光の測定法の代表例を示したものである¹⁴⁾。

2. 線形相関、スペクトル幅とパルス波形 —Transform limited pulse—

光波波形と光周波数スペクトル分布は互いにフーリエ変換の関係にあり(Appendix (A.1)), 光周波数スペクトル分布が正確に測定できればパルス波形を求めることができよう。しかし、現実には測定できるのは光周波数スペクトルの強度分布のみでその位相分布を知ることは困難であり、これからパルス波形や幅を直接見積もることはできない。光周波数スペクトルの各周波数成分の相対位相が最適の関係(多くの場合、周波数に対して直線関係)にあると仮定してフーリエ合成した場合に、同一のスペクトル分布をもつ場合において可能な最短幅をもつパルス波形が合成される。このような、パルスのことを一般に transform limited pulse と呼んでいる。Transform limited pulse ではパルス幅はスペクトル幅の逆数

表 1 超短パルス光の代表的な測定法

方 法	分 解 能	特 徴
直 接 法		
ホトダイオード	~5 ps	} エレクトロニクスの本命
光導電検出器	~3 ps	
ストリークカメラ	0.3 ps	時間分解分光可能
シンクロスキャン	2 ps	高感度
非線形相関法		
2 次 相 関		
SHG 相関法	~2 fs	高分解能, 波形が直接求まらない
TPF 法	subps	単発現象観測も可能
高次 (3 次~) 相関		
光カーシャッタ	100 fs	同期したゲート光パルスが必要
光サンプリング法	ps~subps	} 光電サンプリング, あるいは光カーシャッタを利用
単一光子計数法 ³⁰⁾	ps	
線形法 (補助手段)		
スペクトル観測		} 互いに等価, 補助手段
線形自己相関		

のオーダとなるので, パルス幅とコヒーレント時間はほぼ等しい. パルス幅より長いコヒーレント時間はないので transform limited pulse は最もコヒーレントなパルスといえる⁹⁾. パルス幅とスペクトル幅の積 $\Delta\nu \cdot \Delta t$ はパルスのコヒーレントの度合を示す重要なパラメータとなっている.

光周波数スペクトルの強度分布の観測は分光器やフェブリペロー干渉計を用いて行なわれ, これから transform limit の場合のパルス波形や幅が見積もれ, 可能な最短のパルス幅の値がわかる. 一般には瞬時周波数がパルス内で変化する, いわゆる周波数チャージング等があり, パルス幅はこれより広くなる. 一方, 線形相関はマイケルソン干渉計等で光波電界の一次自己相関関数を求めるもので, 時間コヒーレントの測定でもある. スペクトルの強度分布と一次自己相関関数は互いにフーリエ共役の関係にあり等価である (式(A.2), (A.3)). コヒーレント時間はやはり可能な最短のパルス幅を与える. 結局, 線形法ではパルス波形や幅の測定ができないが, パルスのもつスペクトル分布と可能なパルス幅の下限が求まり, パルス光測定の補助手段として有用である.

表 2 に代表的なパルス波形の transform limit の場合のパルス幅, スペクトル幅, その他のパラメータを示しておく^{12,14,15)}.

3. 直 接 法

光強度波形を直接電気信号に変換検出する方法で, 光電管, ホトダイオード等を用いるものである. 現在, 光

電管では, 100 ps 程度, ホトダイオードでは, 5 ps (100 GHz) 程度¹⁶⁾の応答のものまで開発されている. 波形観測においては, 光電素子の時間分解能よりむしろオシロスコープやサンプリングオシロスコープの応答速度が測定下限を規定しており, 光電素子の能力が十分に活かされていない. このため現在では, ピコ秒領域での光パルス波形観測には主として, ストリークカメラが利用されている.

3.1 ホトダイオード

最もオーソドックスな観測法であり, PN, PIN, ショットキー接合形のほかに利得のあるアバランシェ形のものもある. 一般に入手可能なのは応答時間で 50 ps 程度, 周波数帯域で 10 GHz 程度のものであるが, 数 ps, 100 GHz 程度のショットキー形のものも市販されようとしている. 光電効果はサブピコ秒以下でも応答可能であり¹⁷⁾, 光電変換部の応答を決定するのは生成キャリアの走行時間, 緩和時間等である. 微細加工技術等の進歩によりさらに高速化が期待できる. とはいえ, 接合容量, 電極間容量やリード線のインダクタンス, さらに伝送線の分散等の問題もあり, 素子としての応答をピコ秒以下にすることは容易でない. 現在では, さらに波形を表示するエレクトロニクス機器 (たとえば, オシロスコープ) の応答が悪く, 単発パルスでは通常のオシロスコープ (応答 300 ps 程度) で制限され, 繰返しパルスではサンプリングオシロスコープ (応答 20 ps 程度) で制限されている. しかしまだ一般化されていないが後述の光サンプリング技術と組み合わせるならば, ピ

表 2 代表的な光パルス波形のパルス幅, スペクトル幅, 自己相関幅 (transform limited pulses)

$I(t)(=A^2(t))$	$F(\nu)$	$\Delta t \cdot \Delta \nu$	$G_2(\tau)/G_2(0)$	$\Delta \tau/\Delta t$
$1(t < t)$ (方形)	$\text{sinc}(\pi W)$	0.886	$1 - T$ (三角形 $T \leq 1$)	1
$\exp\{-4 \ln 2 (t/\Delta t)^2\}$ (ガウス形)	$\exp\left(-\frac{(\pi W)^2}{2 \ln 2}\right)$ (ガウス形)	0.441	$\exp(-2 \ln 2 \cdot T^2)$ (ガウス形)	$\sqrt{2}$
$\text{sech}^2(1.76t/\Delta t)$	$\text{sech}(5.60W)$	0.315	$\frac{3\{(1.76T)\cosh(\) - \sinh(\)\}}{\sinh^3(\)}$	1.55
$1/\{1+(2t/\Delta t)^2\}$ (ローレンツ形)	$\exp(\mp \pi W)$ (片指数形 $W \geq 0, W \leq 0$)	0.11	$1/(1+T^2)$	2
$\exp(-2 \ln 2 t/\Delta t)$ (両指数形)	$1/\left\{1 + \left(\frac{2\pi W}{\ln 2}\right)^2\right\}$	0.142	$(1+2 \ln 2 \cdot T)\exp(-2 \ln 2 \cdot T)$	2.42
$\exp(-(\ln 2)t/\Delta t)$ (片指数形 $t > 0$)	$1/\left(1 + j\frac{4\pi W}{\ln 2}\right)$	0.110	$\exp(-\ln 2 \cdot T)$	2
$\cos^2(\pi t/2\Delta t)$	$\frac{\cos(2\pi W)}{1-(4W)^2}$	0.594	$\frac{(2-T)(1+\cos(\pi T))}{3} + \frac{\sin(\pi T)}{2\pi}$	1.28
$1 - t/\Delta t (t < \Delta t)$ (三角形)		0.540		1.44

パルス幅 Δt , スペクトル幅 $\Delta \nu$, 相関幅 $\Delta \tau$ はいずれも半値全幅 (FWHM) である. なお, ここで $W=(\nu-\nu_0)\Delta t$, $T=|\tau/\Delta t|$ である.

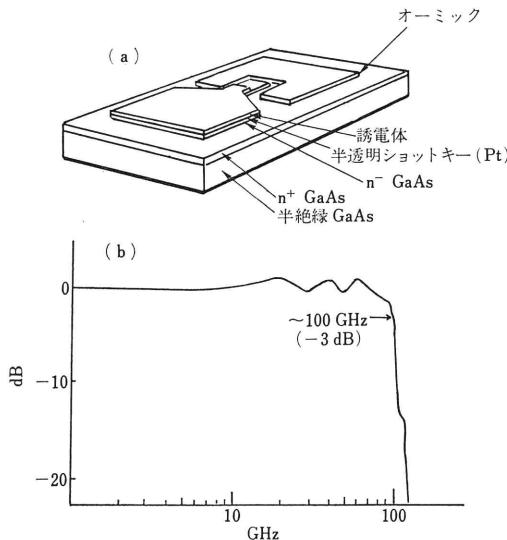


図 1 100 GHz ショットキーホットダイオードとその周波数特性¹⁶⁾

(a) プラナー形 GaAs ショットキーホットダイオード, (b) 周波数特性 (光サンプリングで測定¹⁹⁾)

コ秒パルス観測も可能である^{8,18,19)}. 図 1 は現在最も高速応答とみられるショットキーホットダイオードの周波数応答を光サンプリング技術を用いて測定したものである¹⁶⁾. 現状はともかく, ホットダイオードによる方法は, 最もエレクトロニクス的であり, 将来が最も有望視されている.

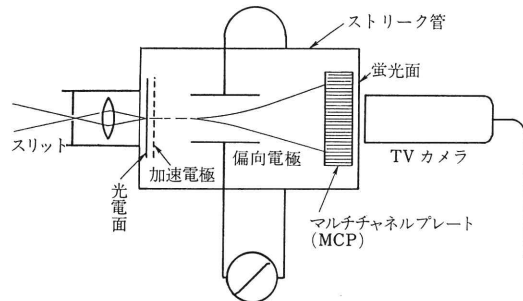


図 2 ストリークカメラの基礎構造²⁰⁾

3.2 ストリークカメラ²⁰⁾

現在, 実際にピコ秒領域での光パルス波形測定によく利用されるのは, 電子ビームの高速掃引を利用したストリークカメラである^{11,17,20)}. 超短電気パルスの検出, 表示の困難さを避け, 光電変換後の電子ビームパルスをそのまま蛍光板上に照射, 表示するイメージコンバータストリーク管を用いるもので, 通称ストリークカメラと呼ばれている. 図 2 はストリークカメラの基本構造を示したものである. まず, 被測定光をスリット状にして光電面に入射する. 光電面をでたパルス電子ビームは加速電極で加速された後, 偏向電極により高速に横方向に偏向され蛍光板上に照射される. 偏向電極間を通過する時刻により偏向角が異なり, 蛍光板上では時間の差が位置の差となって表示される. 蛍光板上での蛍光強度の空間分布が光強度の時間分布, つまり光強度波形に対応する.

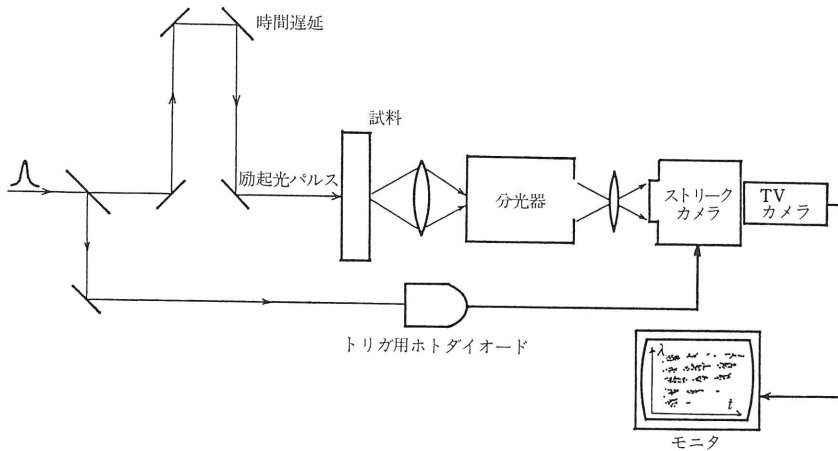


図 3 ストリークカメラを用いた時間分解分光計測の例

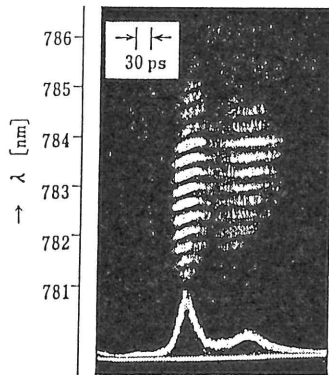


図 4 LD の過渡発振の時間分解スペクトル観測例²¹⁾

この蛍光強度分布をテレビジョンカメラやオプティカルチャンネルアナライザなどによって読み取ればよい。さらに蛍光板の前面に2次電子増倍用マイクロチャンネルプレート(MCP)を挿入したり、イメージンテンシファイアを用いたりして感度を上げている。時間分解能は光電面の時間応答のほかに、光電子の初速度分布および電子レンズの収差などに由来する電子ビームの時間的、空間的広がりと偏向速度によって決定される。現在、0.3 ps の分解能のものも開発されている。一般には単掃引(一回偏向)で動作させるが、繰返し現象に対しては同期掃引(シンクロスキャン)動作も可能でこの場合は感度が上昇する²⁰⁾。同期掃引の位相を変化させ、偏向電子ビームをスリットでサンプリングするタイプのものも繰返し現象の観測には利用できよう。

利用波長域は光電極材料によって制限され、現在近赤外、可視、近紫外域のものが得られており、さらにシン

チレータを併用して、紫外、X線領域も観測可能となっている。ストリークカメラは2次元画像観測が可能で時間のほかにスリット横方向(偏向方向と直角な方向)にも一つの情報を乗せることができる。したがって、たとえば、図3に示すように分光器を併用すれば時間分解分光が可能になり、さらに、高速で偏向される光ビームの動きなども観測できる。図4は、ストリークカメラに分光器を併用して得たレーザーダイオード過渡発振の時間分解スペクトルの例である^{13,21)}。時間分解分光等では、波長の高分解能と高時間分解能は不確定性原理から両立しえないことに注意が必要である²¹⁾。

4. 非線形相関法 (SHG 相関法, TPF, 光カーシャッタ等)

前述のように線形相関は光パルス波形測定に直接には利用できない。一方、非線形光学を利用した非線形相関法は、光強度などの相関をとるので、原波形 $I(t)$ は一義的には求まらないものの、線形相関よりは直接的にパルス幅などの情報を与える。分解能はサブピコ秒からフェムト秒と高く、手軽で高性能な光パルス計測システムが構成できる。非線形光学媒質中に二つの光パルスを伝播させると、二つのパルスが重なって伝播する場合と、そうでない場合では、通過光エネルギーが同じでも非線形効果は異なり、これに起因する発光(第2高調波, 2光子吸収蛍光, 和周波等)の量が異なる。したがって、二つのパルス相対遅延を変えて、この発光の量の変化を測定すれば、二つのパルスの重なり具合、つまり、相関関数が求まり、これから、元のパルスの波形や幅を見積もることができる。これが、非線形相関法の原理である^{11,12)}。

4.1 SHG 法および TPF 法

非線形相関のうち最も一般的なのは2次自己相関

$$G_2(\tau) = \int I(t)I(t-\tau)dt \quad (1)$$

を利用するものである。2次相関を求める方法の代表的なものは2次非線形を用いた2光子吸収蛍光 (TPF) 法と第2高調波発生 (SHG) 法である。図5、図6にそれらの構成法を示す。いずれの場合も測定すべき光パルスを2等分し両者に適当な遅延時間差を与えた後、それらを合わせて、非線形光学媒質を通過させこれにより発生する2光子蛍光や第2高調波の積分強度 (あるいは2乗検波平均出力) を検出する。

TPF 法では2光子蛍光パターンの軸方向位置がそのまま時間遅延に対応するので可変時間遅延部は必要でない。中心位置からのずれ z に対し遅延時間は $\tau = 2nz/c$ (n : 屈折率) となる。蛍光パターンは通常写真記録され解析される。単発、繰返しいずれのパルスにも利用でき、簡便であるが感度はよくなく、また分解能もサブピコ秒が限度であろう。

これに対して SHG 相関法の場合は、単一ショットでは一般には一つの遅延時間に対する相関しか得られず、相関波形全体を知るには繰返しパルス入力が必要である。一つの遅延時間に対していくつかのショットが入る程度に緩やかに遅延時間を変化させ (図6ではミラーを移動させる。移動距離 z に対し遅延時間は $2z/c$ となる)、第2高調波出力を (積分) 検出して記録する。したがって、一般には低速で時間のかかる測定となるが、ロックインアンプ等が使え高感度となる。また精度、分

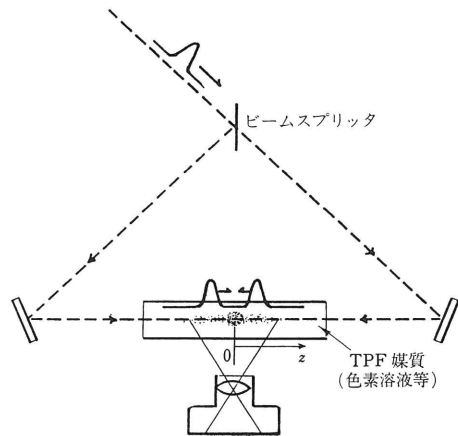


図5 TPF (2光子蛍光) 相関法による短光パルスの測定

解能も高く、薄い非線形媒質を用いれば、数フェムト秒の分解能も可能である。現在最短の 8 fs パルスもこの方法で測定されたものである²⁾。最近では、ミラーやプリズムを掃引や回転して遅延時間を変化させる高速の測定法も考案され、パルス幅の実時間モニタも可能になっている。さて、検出される信号は相関波形 $G_2(\tau)$ のものではなく、

$$S(\tau) = K(G_2(0) + 2G_2(\tau) + R(\omega, \tau)) \quad (2)$$

となる (式 (A. 4))。ここで、式 (2) の右辺第1項は背景項であり、第3項 $R(\omega, \tau)$ は基本周期 $2\pi/\omega$ の干渉項で、平均値は0である (式 (A. 6))。つまり、検出出力には必要な相関値 $G_2(\tau)$ 以外に背景項、干渉項も存在することになる。通常は R 項は応答されず平均されて観

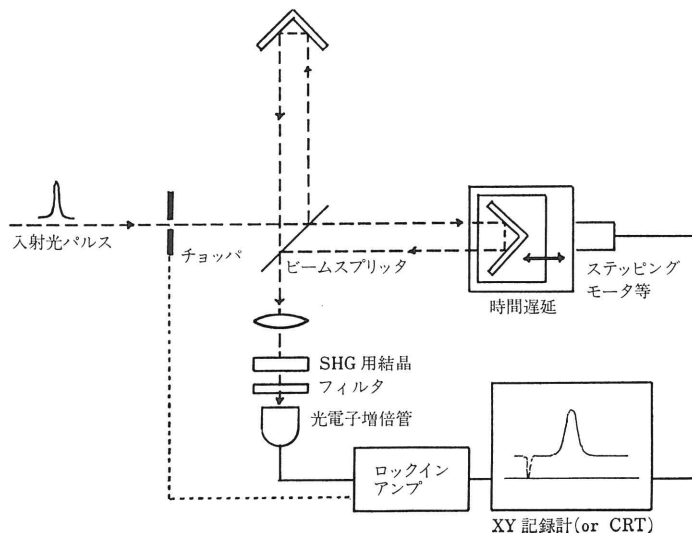


図6 SHG 相関法による短光パルスの測定

測されないが SHG 法でとくに低速安定な掃引を行なえば記録することも可能である。さて、雑音光にも強い相関ピーク(コヒーレントピーク)があるので、 $S(\tau)$, $G_2(\tau)$ の幅だけでパルス幅を云々することは早計であり、信号における背景光 $S(\infty)$ とピーク $S(0)$ の比(コントラスト比)を吟味して、入射光パルスの性質を明確にすることが必要である。たとえば有限幅のパルス(裾では 0 となっている)では、 $G_2(\infty)=0$ であるためコントラスト比 γ は

$$\gamma = S(0)/S(\infty) = 3G_2(0)/G_2(\infty) = 3 \quad (3)$$

となるが(R 項を含めると, 8), cw 雑音では 1.5 にすぎない。

コントラスト比の検討等の面倒さを避けるために第 2 種や第 1 種非平行形の SHG 相関法を考案されており、これを用いれば、背景項や干渉項を除去できる(background free と呼ばれている)。非平行形ではさらに、空間的に微小ながらも時間遅延が生じているので、第 2 高調波の空間強度分布から相関波形が得られサブピコ秒域の実時間パルスモニタに利用できる²¹⁾。図 7 に一般形、無背景項形の比較的良好に現われる信号の例を示す¹²⁾。図 8 に干渉項も含め測定した信号波形を示す。干渉項は時間コヒーレンスに対応しており、干渉縞の大きく現われる時間幅はコヒーレント時間(スペクトル幅の逆数程度)に対応し、これが SHG 相関幅に近いほど transform limit に近い。干渉項を考察すれば周波数チャージングの定量的評価も可能である^{22,23)}。2 次相関波形の半値幅は入射パルスの幅と一定の関係で対応づけられるのではなく、入射パルス波形によっても異なる。よく現われるパルス波形に対するこの両者の幅の比は前掲の表 2 に合わせて示している¹⁵⁾。

SHG 結晶としては SHG テンソル成分が大きく位相整合条件を満足させることが可能で、かつ基本波(ω)、第 2 高調波(2ω) いずれの波長域でも透明であることが必要とされる。0.5~1.0 μm では KDP, ADP, LiIO₃ 等がよく利用されている。

TPF 蛍光物質としては 2 光子吸収係数が大きく蛍光強度の大きい有機色素系やシンチレータ材料が利用できる。たとえば波長 1 μm 付近ではローダミン 6G が、0.6 μm 近傍では POPOP, α -NPO がよく使われる。TPF は最近ではあまりポピュラーではない。また、最近半導体の TPC(2 光子吸収光導電)を用いた TPF に類似したピコ秒パルス測定装置も考察されている。

いままで述べてきた SHG 相関法、TPF 法は被測定パルスを二つにわけける自己相関形の場合であったが、も

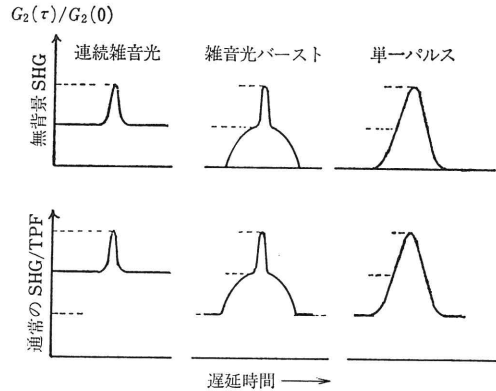


図 7 TPF, SHG 相関測定で観測される波形例

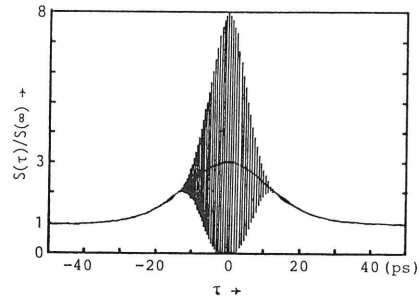


図 8 干渉項も検出した SHG 相関波形例(周波数チャージングを含む sech^2 パルス)^{22,23)}

し被測定光パルスと同期したパルス(参照パルス)が別であれば類似の構成でそれらの和周波成分を測定することにより相互相関関数を求めることも可能である。この場合参照パルスの波形がわかればディコンボリューションにより被測定パルス波形を見積もることができる。

4.2 光カーシャッタによる方法

3 次非線形の大きい光カー媒質では光電界の 2 乗に比例して屈折率が変化するので、光による光の変調、スイッチが可能になる。制御光に超短光パルスを用いれば、高速の光ゲートができ(光カーシャッタ)、サンプリングオシロスコープと類似の構成で短パルス光の観測が可能になる。さらに応用すれば高速写真、時間分解分光などにも利用できる¹²⁾。図 9 に光カーシャッタによる短パルス測定装置構成例を示す。直交して置かれた偏光子と検光子の間に光カー媒質をいれたセルを配している。ゲート光のない場合、入力光は出力側に現われないが、強力なゲート光が入射すると複屈折が生じ(光カー効果)、検光子を通過する偏向成分が生じる。このときの透過率は

$$T = \sin^2(\pi \Delta n l / \lambda) \quad (4)$$

となる。ここで l はカー媒質の長さ、 λ は入射光の波長、

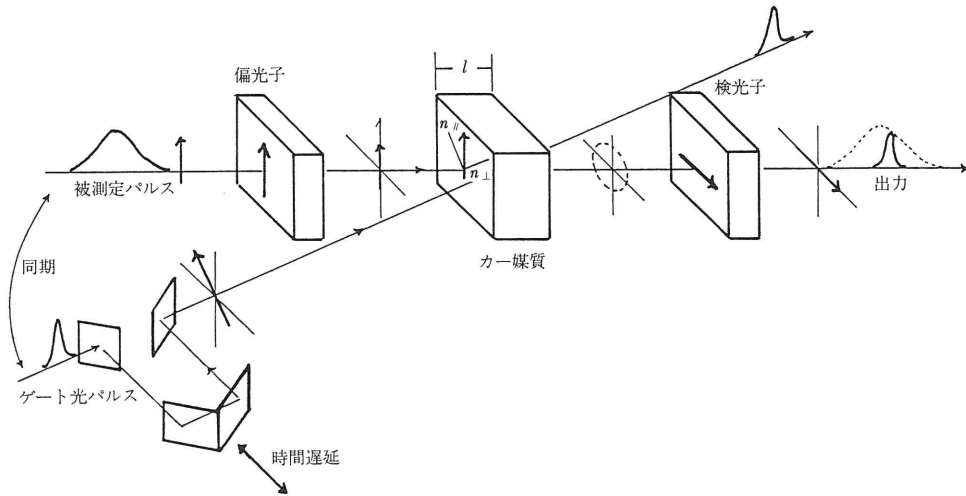


図9 光カーシャッタの基本構成

Δn は光カー効果による誘導複屈折の大きさを

$$\Delta n(t) = n_{||} - n_{\perp} = n_{2B} \overline{E^2(t)} \quad (5)$$

ここで、 $\overline{E^2}$ は媒質中の光電界の2乗平均値、 n_{2B} は光カー効果の大きさを示す定数である。通常 $\Delta n l / \lambda \ll 1$ のため透過率はゲート光のパワー密度の2乗に比例するとみなせる。ゲート時間幅はゲートパルスの幅、カー媒質の緩和時間、ゲート光と被測定光の群速度の差、さらにビーム径や軸の傾きに関係する。光カーシャッタに最もよく用いられるカー媒質は CS_2 である。入手が容易、広い透明域（可視から赤外）、大きい n_{2B} 、緩和時間も2psと短いためである。より高速のサブピコ秒光シャッタには CS_2 のような分子回転を伴うものでなく、 β カロチンのような電子緩和形のカー媒質を用いるとよい。実際これにより100fsのパルス測定がなされている²⁴⁾。

波形観測には被測定パルスと同期した強力なゲートパルスが必要である。適当な遅延回路を用いて、これらのパルス間に時間差を与え、この遅延長さを少しずつ変えて波形全体を知ることができる。ほかに、被測定光を一定時間ずつ遅らせた多数のビームに分割し一度にゲートする方法等を用いれば単発パルスの測定も可能である。

光カーシャッタが十分応答する時間域では、前述のように光透過度がゲート光パルスの強度波形の2乗に比例して変化するので観測される波形はゲートパルス(2乗)と被測定パルス(1乗)の3次相互相関関数となる。非測定パルスの波形はディコンボリューションを介して求められる。またゲート光パルスに被測定パルスを兼用させると3次自己相関関数が測定される。

光カーシャッタ以外にも3次以上の高次非線形相関を用いる光パルス測定法があるが²⁵⁾、まだあまり普及して

いない。2次の自己相関波形は必ず対称になり、光パルスの非対称性に対する情報を与えないが、高次の自己相関波形はその情報を含んでいる。したがって、高次相関法は2次相関のもつあいまいさを補うのに効果的である。

5. 光導電検出器、新光電気半導体デバイス

光導電効果は光电効果と高速性において本質的には同じであり、光導電スイッチ等でピコ秒動作が確認^{26,27)}されて以来急速に高速化が図られている。キャリアの生成時間には問題は少なく、生成キャリアをいかにはやく除去するかが問題であった。最近、アモルファス半導体を用い数ピコ秒応答という高速のものも実現しており²⁸⁾ホトダイオード同様今後の光エレクトロニクスで有用となろう。また、光導電素子を並べ、光の相関器も構成されており、光波形計測のみならず、信号処理やエレクトロニクスデバイスの動作測定等にも利用でき今後が楽しみである^{8,10,27)}。検出後の高速電気信号波形も短光パルスと広帯域光変調器を組み合わせ光サンプリング法で観測表示する方法もいくつか開発されており(変調感度はとくに必要でない)、ピコ秒、サブピコ秒時間応答のものも実現されている^{8,18)}。図10はその構成例である。光サンプリング技術は非常に有用であり、これをうまく活用すれば、光導電検出器と直接に関連しないが、たとえば、半導体表面にパルスを照射し、表面のプラズマの変化を100fsのこま送りストロボ動画で観測するというような離れ技さえ現在可能なのである²⁹⁾。

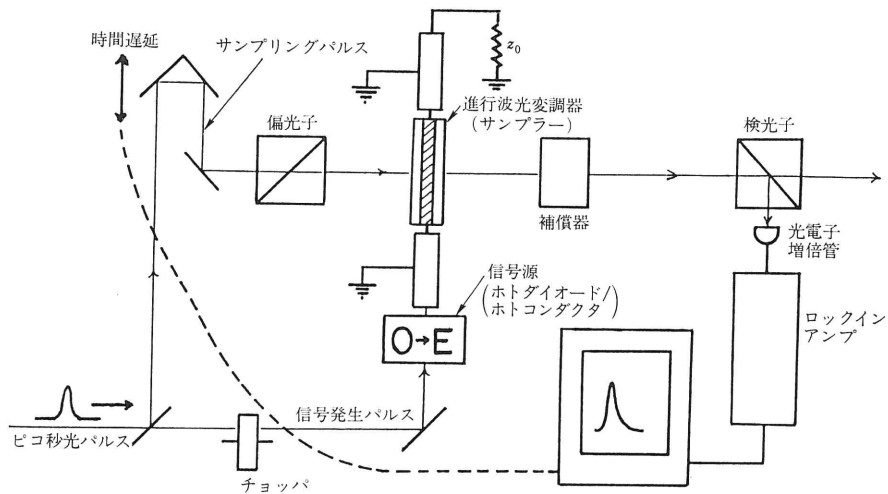


図 10 ピコ秒光電サンプリングシステムの構成例¹⁸⁾

6. 今後の課題

一般に光電効果の究極の応答時間は光電面 (部) の光周波数応答の帯域の逆数程度といわれ、可視域ではフェムト秒程度 (ほぼ光 1 周期程度) と非常に高速である。現実には光電面等の光電変換部の厚さや広がりや生成キャリアの速度が限界を決定している。光電変換部の厚さを薄く、面積を小さく、キャリア密度は高く、キャリア速度を速くというのが今後の改良の方向であろう。

高速検出器の波長域の拡大も大きな課題である。レーザー波長が紫外、X線域へと短くなれば、原理的には可視域より短い幅の光パルスが得やすい。短波長域の高速光検出器の開発が待たれる。さらに赤外、遠赤外域の高速光検出器の開発も急務である。光ファイバ通信が低損失の長波長側に移動しつつある現在、数 μm 以上の赤外領域でサブナノ秒応答の光検出器がやっとならぬのでは、どうにもならないのである。

また何度も述べてきたように電気信号の記録装置、ディスプレイ機器の高速化も欠くべからざることであろう。

その幅が数光サイクルしかないというような極短光パルスでは光電界に包絡線が引けず光強度波形、パルス幅の定義も不明確になる。フェムト秒光パルスは光速で飛ぶシャボン玉のかけらのような薄い光の膜であり、波面が曲がっている場合は光パルス幅は広く観測される。さらに、回折の波長依存性に起因する分散効果 (真空中の伝播にさえ生じる) のため空間伝播にパルス広がり⁹⁾は避けられない。

このように超短光パルスの計測には極短パルス特有の未解決の問題がまだ多く残されており、これからの研究進展が楽しみでもある。

本稿をまとめるにあたり、貴重な助言をいただいた本学末田正教授、森本朗裕氏、天野一彦氏に謝意を表します。

Appendix

光波電界と周波数スペクトル

$$E(t) = A(t)\exp(j(\omega_0 t + \phi(t))),$$

$$= \int f(\nu)\exp(j2\pi\nu t) d\nu \quad (\text{A. 1})$$

光波電界の 1 次相関

$$\int |E(t) + E(t-\tau)|^2 dt$$

$$= \int 2A^2(t) + 2A(t)A(t-\tau)\cos(\omega_0\tau + \phi(t) - \phi(t-\tau)) dt$$

$$= 2\{G_1(0) + G_1(\tau)\} \quad (\text{A. 2})$$

$$G_1 = \int A(t)A(t-\tau)\cos(\omega_0\tau + \phi(t) - \phi(t-\tau)) dt$$

$$= \int |f^2(\nu)| \exp(j2\pi\nu\tau) d\nu \quad (\text{A. 3})$$

$|f^2(\nu)| \leftarrow$ フーリエ共役 $\rightarrow G_1(\tau)$

2 次相関

SHG 相関信号 (バックグラウンドあり)

$$S(\tau) \propto \int |E(t) + E(t-\tau)|^2 dt$$

$$= \int \{A^4(t) + A^4(t-\tau) + 4A^2(t)A^2(t-\tau)\}$$

$$\begin{aligned}
& +4[A^2(t)+A^2(t-\tau)] \\
& \times A(t)A(t-\tau)\cos(\omega_0 t+\phi(t)-\phi(t-\tau)) \\
& +2A^2(t)A^2(t-\tau)\cos 2(\omega_0 t+\phi(t)-\phi(t-\tau))\} dt \\
& =K(G_2(0)+2G_2(\tau)+R(\omega, \tau)) \quad (A.4)
\end{aligned}$$

2次相関関数

$$G_2(\tau)=\int I(t)I(t-\tau)dt, \quad I(t)=A(t)^2 \quad (A.5)$$

干渉項

$$\begin{aligned}
R(\omega, \tau) & =\int 2(I(t)+I(t-\tau))\sqrt{I(t)I(t-\tau)}\cos\{\omega\tau+\phi(t) \\
& -\phi(t-\tau)\} dt \\
& +\int I(t)I(t-\tau)\cos 2\{\omega\tau+\phi(t)-\phi(t-\tau)\} dt \quad (A.6)
\end{aligned}$$

文 献

- 1) S. L. Shapiro ed.: *Ultrashort Light Pulses* (Springer Verlag, Berlin, 1977).
- 2) W. H. Knox, R. L. Fork, M. C. Downer, R. H. Stolen, C. V. Shank and J. A. Valdmanis: "Optical pulse compression to 8 fs at 5 kHz repetition rate," *Appl. Phys. Lett.*, **46** (1985) 1120-1121.
- 3) C. V. Shank, E. P. Ippen and S. L. Shapiro eds.: *Picosecond Phenomena* (Springer Verlag, Berlin, 1978).
- 4) R. M. Hochstrasser, W. Kaiser and C. V. Shank eds.: *Picosecond Phenomena II* (Springer Verlag, Berlin, 1980).
- 5) K. B. Eisenthal, R. M. Hochstrasser, W. Kaiser and A. Laubereau eds.: *Picosecond Phenomena III* (Springer Verlag, Berlin, 1982).
- 6) D. H. Auston and K. B. Eisenthal eds.: *Ultrafast Phenomena IV* (Springer Verlag, Berlin, 1984).
- 7) E. P. Ippen ed.: Special issue on picosecond phenomena, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-19** (1983).
- 8) C. H. Lee ed.: *Picosecond Optoelectronic Devices* (Academic Press, Orland, 1984).
- 9) 小林哲郎, 森本朗裕, 末田 正: "超短光パルス", *レーザー研究*, **13** (1985) 948-958.
- 10) G. A. Mourou, D. M. Bloom and C.-H. Lee eds.: *Picosecond Electronics and Optoelectronics* (Springer Verlag, Berlin, 1985) pp. 188-191.
- 11) D. J. Bradley and G. H. C. New: "Ultrashort pulse measurements," *Proc. IEEE*, **62** (1974) 313-345.
- 12) E. P. Ippen and C. V. Shank: "Techniques for measurements," in Ref. 1) (1977) pp. 83-112.
- 13) 小林哲郎, 末田 正, 張 吉夫, 黒堀利夫, 土屋 裕, 森本朗裕: "ピコ秒パルス光の測定", *応用物理*, **49** (1980) 39-42.
- 14) レーザー学会編: *レーザーハンドブック* (オーム社, 東京, 1981) pp. 443-446, 335-338.
- 15) K. L. Sala, G. A. Kenney-Wallace and G. E. Hall: "Cw autocorrelation measurements of picosecond laser pulses," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-16** (1980) 990-996.
- 16) S. Y. Wang and D. M. Bloom: "100 GHz bandwidth planar GaAs Schottky photodiode," *Electron. Lett.*, **19** (1983) 554-555.
- 17) E. K. Zavoisky and S. D. Fanchenko: "Image converter high-speed photography with 10^{-9} ~ 10^{-14} sec time resolution," *Appl. Opt.*, **4** (1965) 1155-1167.
- 18) J. A. Valdmanis, G. A. Mourou and C. W. Gabel: "Picosecond electro-optic sampling system," *Appl. Phys. Lett.*, **41** (1982) 211-212.
- 19) B. H. Kolner and D. M. Bloom: "Direct electro-optic sampling of transmission-line signals propagating on a GaAs substrate," *Electron. Lett.*, **20** (1984) 818-819.
- 20) 土屋 裕, 犬塚英治: "ピコ秒ストリークカメラとその応用", *レーザー研究*, **10** (1982) 148-164.
- 21) 小林哲郎, 末田 正: "半導体レーザーのピコ秒パルス発生", *応用物理*, **50** (1981) 951-959.
- 22) J.-C. Diels, J. J. Fontaine, I. C. McMichael and F. Simoni: "Control and measurement of ultrashort pulse shapes (in amplitude and phase) with femtosecond accuracy," *Appl. Opt.*, **24** (1985) 1270-1282.
- 23) T. Kobayashi, F. C. Guo, A. Morimoto, T. Sueta and Y. Cho: "Novel method of waveform evaluation of ultrashort optical pulses," in Ref. 6) (1984) pp. 93-95; *Digest WC 20*.
- 24) J. Etchepare, G. Grillon, A. Migus, J. L. Martin and G. Hamoniaux: "Efficient femtosecond optical Kerr shutter," *Appl. Phys. Lett.*, **43** (1983) 406-407.
- 25) J. Buchert, R. Dorsinville, P. Delfyett, S. Krimchansky and R. R. Alfano: "Determination of temporal correlation of ultrafast laser pulses using phase conjugation," *Opt. Commun.*, **52** (1985) 433-437.
- 26) D. H. Auston: "Picosecond opto-electronic switching and gating in silicon," *Appl. Phys. Lett.*, **26** (1975) 101-103.
- 27) C. V. Shank and D. H. Auston: "Ultrafast phenomena in semiconductor devices," *Science*, **215** (1982) 797-801.
- 28) A. M. Johnson, D. W. Kisker, W. M. Simpson and R. D. Feldman: "Picosecond photoconductivity in polycrystalline CdTe films prepared by UV-enhanced OMCVD," in Ref. 10) (1985) pp. 188-191.
- 29) M. C. Downer, R. L. Fork and C. V. Shank: "Imaging with femtosecond optical pulses," in Ref. 6) (1984) pp. 106-110.
- 30) 榑田孝司, 木下修一: "単一光子計数法によるピコ秒分光", *応用物理*, **52** (1983) 920-930.
- 31) Y. Ishida, T. Yajima and A. Watanabe: "A simple monitoring system for single subpicosecond dye laser pulses using an SH spatial autocorrelation method and CCD image sensor," *Opt. Commun.*, **56** (1985) 57-60.