超短光パルス測定法

菊池 和朗

東京大学 先端科学技術研究センター (〒153-8904 東京都目黒区駒場4-6-1)

Method of Ultrashort Optical Pulse Measurement

Kazuro KIKUCHI

Research Center for Advanced Science and Technology, University of Tokyo
4-6-1 Komaba, Meguro-ku, Tokyo 153-8904

(Received June 28, 1999)

This paper describes the principle of ultra-short optical pulse measurement including novel measurement methods that have recently been developed. The SHG auto-correlation method is most widely used to estimate the short optical pulse width. However, two-photon absorption in LED's and photodiodes has been applied to generate the nonlinear correlation signal instead of SHG, and has revealed remarkable performance in the short pulse measurement. On the other hand, the cross-correlation method such as the optical sampling method has been introduced into the measurement of transient response of optical devices and the pulse pattern measurement in ultra-high speed optical transmission systems. The reconstruction of the waveform and phase from the measured correlation signal is also an important problem. This paper deals with the FROG (Frequency Resolved Optical Gating) developed for this purpose.

Key Words: Ultrashort optical pulse, Auto-correlation, Cross-correlation, SHG, Two-photon absorption

1. はじめに

フェムト秒領域に達する超短光パルスを発生する技術は、パルス波形や周波数チャープの測定法の開発と一体になって発展してきた。このような超短光パルスに適用可能な測定法は非線形相関法に限られるが、中でもSHG結晶を用いた強度自己相関法が、超短光パルス波形の測定に広く用いられている。この方法では、測定対象の光パルスに可変な遅延を加え、2つのパルスの重なりを非線形光学結晶から発生する二次高調波を用いて測定する。正確なパルス波形は測定できないが、おおよそのパルス幅を知ることができる。

これに対して、近年、フォトダイオードや発光ダイオードの二光子吸収過程を用いた自己相関測定法が提案されている。この方法では、二光子吸収電流の測定によりSHGの測定と同等な情報が得られるため、従来の非線形光学結晶を用いた方法に比べて測定系の構成が簡易となる。従来の非線形光学結晶を用いたシステムでは、結晶の位相整合条件を満足する必要があるが、この条件が測定可能なパルス幅を制限する。しかし、二光子吸収を用いた場合には、位相整合条件による制約を受けないので、極めて広帯域なシステムを構築できるという特徴もある。また、偏波依存性を持たないことも、二光子吸収を用いた方法の大きな利点の一つである。

光ファイバ通信システムにおいても、波長 $1.5\mu\text{m}$ 帯でのピコ秒～サブピコ秒領域の超短光パルスを用いた光領域時間多重システムの研究開発が進んでおり、超短光パルス計測システムを開発する必要性が高まっている。これらの応用ではとくに、比較的低パワーの光パルスを扱うため、システムの高感度性が要求される。また、システムの簡易さ、操作性、低価格なども重要な要素であり、この種の応用には、二光子吸収を用いた自己相関法は好適な測定法である。

一方、光サンプリング法などの相互相関を用いた光パルス測定法も重要性を増している。相互相関測定を行うには、被測定パルスに同期した、幅が十分に狭いパルスを必要とするが、自己相関法とはことなり、非対称性を含めパルス波形を正確に決定することができる。この方法は、光デバイスの過渡応答や光ファイバ中での光パルス伝搬特性の測定に適用されている。

また、光パルス波形のみならずチャープ特性を測定することも重要な課題である。チャープ特性を正確に把握することにより、パルス幅を圧縮することが可能となるからである。この目的のために、FROG (Frequency Resolved Optical Gating) と呼ばれる測定法が開発され、広く用いられつつある。

本論文では、このような超短光パルス測定法の原理を、最近の動向も含めながら解説する。

2. SHG 自己相関測定法

2.1 測定法の概要

超高速フォトダイオードによっても検出できないピコ秒以下の光パルスの波形を知るには、非線形相関測定を行う必要がある。この中で、同一のパルス同士で相関をとる方法が自己相関法と呼ばれる。非線形自己相関測定には、二次以上の光学的非線形性を必要とするが、これまで二次高調波発生 (SHG) が最も一般的に用いられている。

自己相関法では、2つの光パルスを時間をずらして重ね合わせる。この際、遅延時間差は2つのパルスの光路差を光速で割ったものである。光路差の精度は容易に1 μm 以下にできるから、fsの精度を持つ時間軸を作ることができる。このような可変時間差は、通常、Fig.1に示すマイケルソン型の光学遅延線を用いて実現される。

Fig.1には、2つのビームの光軸が一致していない非共軸配置の例を示しているが、ここではまず、2つの光軸が一致した共軸配置 (マイケルソン干渉計) を考えよう。このとき、信号光電界の複素振幅を $E(t)$ 、キャリア角周波数を ω_0 とすると、時間差 τ を持つ干渉計から射出する光の複素振幅は

$$e(t) = E(t)\exp(-j\omega_0 t) + E(t-\tau)\exp[-j\omega_0(t-\tau)] \quad (1)$$

となる。この光電界をSHG結晶に導き、二次高調波をパルス幅よりも十分長い時間応答特性をもつ光検出器で測定する。測定されるSH光強度は

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |e(t)|^2 dt \quad (2)$$

に比例する。この式に(1)を代入すると

$$S_2(\tau) = 1 + 2G_2(\tau) + 4\text{Re}[F_1(\tau)\exp(-j\omega_0\tau)] + \text{Re}[F_2(\tau)\exp(-2j\omega_0\tau)] \quad (3)$$

Fig.1 SHG intensity auto-correlator in the non-collinear configuration.

となる。ここで

$$G_2(\tau) = \langle |E(t)|^2 |E(t-\tau)|^2 \rangle \quad (4)$$

$$F_1(\tau) = \frac{1}{2} \langle (|E(t)|^2 + |E(t-\tau)|^2) E(t) E^*(t-\tau) \rangle \quad (5)$$

$$F_2(\tau) = \langle E^2(t) E^{*2}(t-\tau) \rangle \quad (6)$$

である。ただし光電界は、 $G_2(0) = 1$ となるように規格化してある。式(3)がフリンジ分解SHG自己相関信号と呼ばれ、マイケルソン干渉計において、遅延時間差 τ を一定速度で掃引することにより測定できる。式(3)の第一項は、個々のパルスが独立に発生するSH光強度であり、測定の際のバックグラウンドとなる。第二項 $G_2(\tau)$ は、二次の強度自己相関関数と呼ばれる。第三項と第四項は、干渉項である。

一方、Fig.1のように2つのビームの光軸を非共軸にしてSHG結晶に入射し、2つのビームの重なりから生じるSH光のみを検出することも可能である。この場合には共軸配置の場合とは異なり、式(3)においてバックグラウンドや干渉項が除去され、 $G_2(\tau)$ のみが直接測定される。

SH光強度は通常微弱であるので、高い感度を有する光電子増倍管を用いて検出することが多い。また光ファイバ通信などで使用する光パルスは、ピークパワーが低いので、さらに検出感度をあげるために光子計数受信器を用いることもある。

2.2 パルス波形、チャープの測定

Fig.1に示す非共軸配置のSHG自己相関測定により $G_2(\tau)$ が測定されると、これを用いてパルス波形を推定することができる。SH光強度は2つのパルスの強度の積に比例するから、パルスの重なりが大きいときに大きなSH光強度が得られ、パルスが重ならないときにはSH光が生じない。したがって $G_2(\tau)$ の半値幅とパルス幅は、比例関係にあることが推察される。しかし、この比例定数を求めるにはパルス波形をあらかじめ仮定する必要がある。パルス波形を仮定すれば、強度自己相関波形 $G_2(\tau)$ の半値幅 $\Delta\tau$ と実際のパルス幅 t_p の比が決定できる。Table 1に、種々の仮定された波形に対する $\Delta\tau/t_p$ を示す。しかし実際には、被測定光パルスの波形は未知であることが多く、被測定パルスが非対称である場合もある。このような場合、 $G_2(\tau)$ によるパルス波形の評価は、厳密なものではなくパルス幅の目安を与える程度の意味を持つ。

一方、共軸配置の自己相関測定により得られるフリンジ分解自己相関信号(3)は、 $G_2(\tau)$ 以外に干渉項を含むのでより情報量が多い。干渉項のうち、 $F_2(\tau)$ がパルスの評価のた

Table 1 Relation between the actual pulse width and the FWHM (full width at half maximum) of the autocorrelation trace for various intensity waveforms.

Intensity waveform	$\Delta\tau/t_p$
Rectangular	1
Gaussian	1.41
sech ²	1.55
Lorentzian	2

めに重要である。長沼らは、フリンジ分解SHG自己相関信号から抽出される $G_2(\tau)$ および $F_2(\tau)$ 、さらに電界に対する自己相関関数 $G_1(\tau) = \langle E(t)E^*(t-\tau) \rangle$ を用いれば、非対称パルスを含む任意のパルス波形および位相を時間軸方向の不確定性を除いて完全再生できることを証明し、干渉相関繰り返し計算法と呼ばれる再生のためのアルゴリズムを示した¹⁾。また対称パルスに限定すれば、 $G_2(\tau)$ および $|F_2(\tau)|$ のみから完全再生が可能となる。この種の再生問題は、一般的には“一次元位相再生問題”として知られている。

式(3)より、 τ を等速で掃引したとき、フリンジ分解SHG自己相関信号はDC成分、 ω_0 成分、 $2\omega_0$ 成分の3つのスペクトル成分からなることがわかる。このため $G_2(\tau)$ および $|F_2(\tau)|$ は、フリンジ分解SHG自己相関信号からフィルタを用いて容易に抽出できる。このうちDC成分である $G_2(\tau)$ は、低域フィルタにより分離できる。高域フィルタを用いれば $2\omega_0$ 成分である $\text{Re}[F_2(\tau)\exp(-2j\omega_0\tau)]$ が分離され、これを包絡線検波することにより $|F_2(\tau)|$ が求まる。

すでに述べたように対称パルスに関しては、このようにして抽出された $G_2(\tau)$ および $|F_2(\tau)|$ から、繰り返し計算によりパルス波形と位相を完全再生できる。しかしより簡便には、 $G_2(\tau)$ と $|F_2(\tau)|$ の比較により、チャープと呼ばれる位相の時間変化の大雑把な評価を行うこともできる²⁾。チャープがないパルスでは電界 E が実数なので $G_2(\tau) = |F_2(\tau)|$ であるが、チャープを持つパルスでは $|F_2(\tau)|$ の半値幅は $G_2(\tau)$ の半値幅より必ず狭くなる。これらの半値幅の比により、チャープパラメータのおおよその大きさを推定することができる(3.2節参照)。

3. 二光子吸収を用いた自己相関測定

3.1 二光子吸収とSHGの比較

前章ではSH光強度の測定により、二次の自己相関が得られることを示した。これは、SH光電界が $e(t)^2$ に比例し、SH光強度が $\int_{-\infty}^{\infty} |e(t)|^2 dt$ に比例することに起因する。この式は、

$$\int_{-\infty}^{\infty} \{ |e(t)|^2 \} dt \quad (7)$$

と表すこともできる。 $|e(t)|^2$ は基本波の光子数に比例するから、基本波光子数の2乗に比例して二次高調波光子が生成されることを示している。

次に半導体中の二光子吸収過程について考えよう。半導体にバンドギャップエネルギー E_g より大きなエネルギー($\hbar\omega > E_g$)を持つ光子が入力すると、光子の吸収がおき、電子・正孔対が生成される。一方、 $E_g > \hbar\omega > E_g/2$ のときには、二光子吸収がおきる。すなわち、2個の光子エネルギーにより、はじめてバンドギャップをこえるエネルギーが得られる。したがって、二光子吸収によって生じる光電流は入射光子数の2乗に比例し、その大きさは二次高調波強度を表す式(7)と同一である。

SHGでは、基本波光子2個で二次高調波光子1個が生成され、これが光検出器で電子・正孔対に変換され、光電流が

測定される。二光子吸収では、光子2個で直接、電子・正孔対が作られ、これが光電流となる。したがってどちらの場合でも、同じ自己相関信号が得られることは明らかである。

二光子吸収電流は、フォトダイオードやLEDなどを用いて検出可能である。この方法を用いると、従来のSHG結晶と高感度光検出器がフォトダイオードやLEDに置換できるため、システム構成が大幅に簡略化できる。近年、GaAsPフォトダイオード³⁾およびAlGaAs LED⁴⁾を用いた800nm帯でのフェムト秒パルスの測定が報告がなされている。また、波長1.5 μm 帯では、Siフォトダイオード⁵⁾およびSi-APD⁶⁾を用いた報告がある。

これらの方式は、入射光の偏波に検出感度が依存しないという特徴がある。また、SHG結晶を用いた場合には、SH光の高効率発生のために結晶の位相整合条件を満足させねばならず、この条件が測定可能なパルス幅を制限していた。しかし二光子吸収を用いた方法では、このような条件が課せられないので本質的に広帯域となり、フェムト秒パルスでも容易に測定可能となる。

また、導波路構造を用いて二光子吸収の相互作用長を長くすれば、検出感度をあげることができる。このような試みとしては、AlGaAs導波路を用いた1.06 μm 帯パルス測定の報告^{7,8)}、InGaAsP導波路を用いた1.5 μm 帯光パルス測定の報告⁹⁾、1.3 μm 帯半導体レーザーを用いた1.5 μm 帯光パルスの報告¹⁰⁾がある。しかしこれらの方法では、偏波依存性や導波路の分散による測定限界などが問題点となり得る。

SHG強度自己相関法では、非共軸配置をとることにより干渉項やバックグラウンドが除去可能であり、 G_2 のみを直接測定できる。これに対して二光子吸収を用いた自己相関法では、非共軸配置をとったとしても個々のパルスが独立に発生する二光子吸収信号を除去できないので、常にバックグラウンドが存在する。このため、二光子吸収を用いた強度自己相関測定では非共軸配置をとるメリットがなく、多くの場合共軸配置が用いられる。

3.2 Si-APDにおける二光子吸収を用いた高感度自己相関測定器

本節では、筆者が研究しているSi-APDにおける二光子吸収を用いた光パルス相関測定法について説明する⁶⁾。Si-APDを二光子吸収体を用いると、二光子吸収光電流はなだれ増倍されるために、導波路構造を用いることなく検出感度を極めて向上させることができる。従来のSHG結晶と光電子増倍管の機能は、APD1個で実現され、システム構成が簡易化される。

Si-APDに波長1.55 μm のCW光を入射した時の二光子吸収特性を、Fig.2の黒丸で示す。APDの負荷抵抗は1M Ω であり、低雑音演算増幅器により出力電圧は20dB増幅される。APDの電流増倍率は100に設定している。Fig.2の実線は $V[\text{mV}] = 13.0 + 22.7P[\text{mW}] + 1.82P^2[\text{mW}^2]$ と表される。第1項は背景光、第2項は線形吸収、第3項は二光子吸収の寄与を示す。

Fig.3に自己相関光パルス測定器の構成を示す。マイケルソン干渉計の出力が、Si-APDからなる二光子吸収光受信

Fig.2 Two-photon absorption characteristics of a Si APD. The output voltage of the APD receiver is measured as a function of the input CW power at 1.55 μm . The solid curve shows a theoretical fit.

Fig.3 Experimental setup for the interferometric autocorrelator using a Si APD. It consists of the Michelson interferometer, the APD receiver, and the signal-processing circuit.

器に導かれる。フリンジ分解自己相関信号を与えるAPD受信器の出力の一方(Ch.1)は、低域フィルタに導かれる。このチャンネルからは強度自己相関関数 $G_2(\tau)$ が出力される。一方、他方のチャンネル(Ch.2)では、APD受信器の出力はフリンジ周波数の2倍の中心周波数を持つ帯域フィルタでろ波された後、包絡線検波される。このチャンネルの出力は $|F_2(\tau)|$ である。

上記の装置を用いて測定された、1.5 μm 帯光パルスの $G_2(\tau)$ 、 $|F_2(\tau)|$ の例をFig.4に示す。強度自己相関幅は半値全幅で0.31psであり、sech²型パルス波形を仮定するとパルス幅200fsとなる。実線と破線がほぼ一致していることから、このパルスにはチャープがほとんどないことがわかる。

この装置では、APDの増倍率をあげることにより、測定感度を向上させることができる。自己相関測定系の感度は、平均パワーとピークパワーの積で表される。本装置の測定感度限界は、2mW²以下であり、光電子増倍管を用いたSHG自己相関測定装置に匹敵する感度を達成している。

4. 相互相関測定法

自己相関測定法は、未知の光パルス波形を知るための強

Fig.4 Intensity auto-correlation trace of 1.5- μm optical pulses measured by two-photon absorption in a Si APD. The broken curve shows $|F_2(\tau)|$. Since $|F_2(\tau)|$ is in good agreement with $G_2(\tau)$, we find that the pulses are almost chirp-free.

力な方法である。しかし、光デバイスの過渡応答特性の評価や光ファイバ中を伝送した光パルス波形の評価などには、相互相関測定を用いたい場合も多い。特に最近、光ファイバレーザや半導体レーザを用いた能動モード同期レーザ技術が進歩し、時間ジッタの小さい超短パルス列の発生が可能になってきた。これに伴い、モード同期レーザを用いた相互相関測定の重要性が高まっている。

Fig.5は、相互相関を用いた光ファイバの伝送波形の測定系である¹¹⁾。外部共振器型モード同期半導体レーザから生成される中心波長1553nm、パルス幅1.7ps繰り返し周波数10GHzの光パルスを、被測定用とサンプリング用に二つに分岐する。サンプリング用光パルスに対しては、相互相関測定の時間分解能を上げるために、0.2psまで非線形圧縮を行っている。可変遅延を加えた後このサンプリング用光パルスと被測定光パルスを合波し、両者はSi-APDからなる二光子吸収光受信器に導かれる。電気信号に変換された信号は低域濾過され、オシロスコープに相互相関波形が直接表示される。相互相関測定器の時間分解能は、サンプリングパルスのパルス幅とジッタの和で決定され、本測定器では約0.3psとなる。

この装置を用いて、零分散波長1553nmの光ファイバ中を80km伝送した後の光パルス波形が測定されている。Fig.6にその相互相関波形を示す。光パルスの波長がほぼ光ファイバの零分散波長に一致しているので、分散スロープの影響を受けて光パルスは非対称になり、光パルスの後端にエネルギーがシフトしていることが明確に測定されている。

この実験のように、繰り返し周波数が高い能動モード同期レーザパルスを用いる場合には、出力パルスと相関をとるサンプリングパルスが、同一のパルスである必要はない。能動モード同期レーザパルス列の時間ジッタは十分に抑圧されており、パルス間隔も短いので、何周期も離れたパルス間で相互相関をとることが可能である。このため、ファイバのような大きな時間遅延を伴う素子の評価を行うことができる。

また、被測定パルス列からクロック抽出回路を用いて、クロック信号を抽出し、これを用いて被測定レーザに同期したサンプリングパルス列を発生させることもできる。このサンプリングパルス列と被測定パルス列の相互相関を、SHGや二光子吸収を用いて測定すればよい。これはサ

Fig.5 Experimental setup of the cross-correlator for the measurement of picosecond-pulse transmission characteristics.

Fig.6 Cross-correlation trace of the pulse transmitted through a 80-km-long dispersion-shifted fiber.

ンプリングオシロスコープの原理を光測定に適用したもので、光サンプリング法と呼ばれる。

これらの方法でパルス波形が測定できれば、被測定パルスのスペクトルもしくは電界自己相関関数 $G_1(\tau)$ を用いた繰り返し計算により、位相を再生することができる¹²⁾。これも一次元位相再生問題の一種である。

5. 短時間フーリエ変換によるパルス解析法

チャープをとまなう信号の解析法として、短時間フーリエ変換という手法が知られている¹³⁾。信号に時間ゲートをかけ、各時刻ごとのスペクトルを求める方法である。この手法に基づき、FROG (Frequency Resolved Optical Gating) と呼ぶ自己相関光パルス解析法が開発され、広く用いられつつある¹⁴⁾。

信号 $s(\tau)$ に対して時間窓 $h(\tau-t)$ をかける。

$$s_i(\tau) = s(\tau)h(\tau-t) \quad (8)$$

信号と時間窓の相対的な時間差 t を可変とする。式(8)をフーリエ変換すると時間ゲートされた信号のスペクトル

$$S_i(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int \exp(-j\omega\tau) s(\tau)h(\tau-t) d\tau \quad (9)$$

が得られる。 $|S_i(\omega)|^2$ は短時間フーリエ変換(あるいはスペクトログラム)と呼ばれる。これを用いれば、スペクトルの時間変化を表示できるので、パルスの性質を直感的に把握

できる。

光パルス測定に短時間フーリエ変換を適用するには、SHGを用いた相互相関測定系で、各時間差ごとにSH光のスペクトルを測定すればよい。これは、式(8)で $s(\tau)$ を信号パルス電界、 $h(\tau-t)$ をゲートパルス電界とすれば、 $s_i(\tau)$ がSH光電界をあらわすことから明らかであろう。このときゲートパルス電界が既知であれば、短時間フーリエ変換から信号を完全再生する公式が存在する¹³⁾。

これに対して、ゲート信号 h として自分自身の電界を用いるのがSHG-FROGと呼ばれる測定法である。すなわち

$$s_i(\tau) = s(\tau)s(\tau-t) \quad (10)$$

である。この測定は、非共軸のSHG自己相関測定系(Fig.7)において、SH光のスペクトルを測定することにより簡単に実現できる。この場合には、ゲート信号が既知である場合のような直接的な再生公式は存在しないが、繰り返し計算により短時間フーリエ変換から信号を再生するアルゴリズムが発見されている。

このようなアルゴリズムでは、 ω, τ を変数とする二次元データから信号を再生する。この手法は、一般に“二次元位相再生問題”と呼ばれる。これに対して第2章で述べたフリンジ分解SHG自己相関信号からの信号再生や、第4章で述べた相互相関により測定された信号波形と信号スペクトルからの信号再生は“一次元位相再生問題”に属する。二次元位相再生法の方が、一次元位相再生法よりも解の収束性が遥かに優れていることが知られている。このため、測定法の簡便さと相俟って、SHG-FROGは標準的な超短光パルス測定法としての地位を確立しつつある。

一方、二光子吸収を用いた相関測定法は、SHGとは異なり相関信号のスペクトルを測定できないので、FROGを構成することはできないという欠点がある。

6. むすび

非線形自己相関、相互相関に基づく超短光パルス測定法について解説した。

現在超短光パルス技術は、超高速現象の観測から超高速

光ファイバ通信まで、広く応用されているが、これを支えるのが超短パルス計測技術である。今後、超短光パルス発生技術と測定技術が両輪となって、さらに新しい応用分野が開拓されることを期待したい。

参考文献

- 1) N. Naganuma, K. Mogi, and H. Yamada: IEEE J. Quantum Electron. **25** (1989) 1225.
- 2) K. Mogi, K. Naganuma, and H. Yamada: Jpn. J. Appl. Phys. **27** (1988) 2078.
- 3) J. K. Ranka, A. L. Gaeta, A. Baltuska, M. S. Pshenichnikov, and D. A. Wiersma: Opt. Lett. **22** (1997) 1344.
- 4) D. T. Reid, M. Padgett, C. McGowan, W. E. Sleat, and W. Sibbett: Opt. Lett. **22** (1997) 233.
- 5) J. M. Dudley, L. P. Barry, P. G. Bollond, J. D. Harvey, and R. Leonhard: Optical Fiber Communication Conference, vol. 6 of 1997 OSA Technical Digest Series, paper ThL4.
- 6) K. Kikuchi: Electron. Lett. **34** (1998) 123.
- 7) M. M. Karkhanehchi, C. J. Hamilton, and J. H. Marsh: IEEE Photonics Technol. Lett. **9** (1997) 645.
- 8) F. R. Laughton, J. H. Marsh, D. A. Barrow, and E. L. Portnoi: IEEE J. Quantum Electron. **30** (1994) 838.
- 9) H. K. Tsang, L. Y. Chan, J. B. D. Soole, H. P. LeBlanc, M. A. Koza, and R. Bhat: Electron. Lett. **31** (1995) 1773.
- 10) L. P. Barry, B. C. Thomsen, J. M. Dudley, and J. D. Harvey: Electron. Lett. **34** (1998) 358.
- 11) K. Kikuchi, F. Futami, and K. Katoh: Electron. Lett. **34** (1998) 2161.
- 12) R. W. Gerchberg and W. O. Saxton: Optik **35** (1972) 237.
- 13) L. Cohen: *Time-Frequency Analysis* (1995) Prentice Hall.
- 14) R. Trebino, K. W. Delong, D. N. Fittinghoff, J. N. Sweetser, M. A. Krumbügel, B. A. Richman, and D. J. Kane: Rev. Sci. Instrum. **68** (1997) 3277.

レーザーワード

超短光パルス測定 (ultrashort optical pulse measurement)

フェムト秒領域に達する超短光パルスを発生する技術が近年急速に発展している。超高速フォトダイオードによっても検出できないピコ秒以下の光パルスの波形を知るには、非線形相関測定を行う必要がある。中でも、SHG結晶を用いた強度自己相関法が、パルス波形の測定に広く用いられている。この方法では、測定対象の光パルスに可変な遅延を加えたのち、光パルスを非線形光学結晶に入射する。遅延を変化させながら、非線形光学結晶から発生す

る二次高調波強度を用いて2つのパルスの重なり具合を測定することによって、おおよそのパルス幅を知ることができる。

また、正確なパルス波形および周波数チャープを完全再生できる非線形相関測定法も重要であり、これまで数多くの研究がなされている。近年この目的のためにFROG (Frequency Resolved Optical Gating) と呼ばれる優れた測定法が開発され、広く用いられつつある。(菊池 和朗)