

# 超短パルス自由電子レーザー光のチャープの評価

永井 良治<sup>1)</sup>、羽島 良一、沢村 勝、西森 信行、菊澤 信宏、峰原 英介  
日本原子力研究所 光量子科学研究センター 自由電子レーザー研究グループ  
〒319-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根 2-4

## 概要

日本原子力研究所では超伝導リニアック駆動型の遠赤外線自由電子レーザーを用いて完全同期発振により超短光パルスの発生に成功している。この光パルスの形状を chirped-sech パルスであると仮定し、計測で得られた 2 次のオートコリレーション干渉波形からチャープパラメータを求めた。また、1 次元の数値シミュレーションからも光パルスのチャープパラメータを求め計測結果と比較した。その結果、計測とシミュレーションそれぞれから算出したチャープパラメータはよく一致しており、自由電子レーザーで得られた超短光パルスはダウンチャープしていることが分かった。

## 1. はじめに

近年においては、自由電子レーザーでも通常のレーザー同様に超短光パルスの生成が可能になった<sup>[1-4]</sup>。もともとリニアック駆動型の自由電子レーザーは電子ビームそのものの幅が短いので超短光パルスの生成に適している。さらに超伝導リニアックは高ピーク電流の電子ビームを低ジッタで安定に供給することが出来るので、超短パルス自由電子レーザーの駆動源としては最適である。また、通常のレーザーでは遠赤外領域の超短光パルスを生成することは困難であるので、自由電子レーザーで生成された遠赤外・高強度・超短パルスは非常に有用である。このような超短光パルスの利用は、光パルスの詳細な波形、とりわけ位相の積極的利用へと進んできている。

このような超短光パルスの位相の積極的利用には、単なるパルス幅の見積もりに留まっていた従来のパルス測定では全く不十分である。そこで、光パルスの瞬間周波数の時間的変化、すなわちチャープを定量的に決定することが求められている。

そこで、日本原子力研究所の超伝導リニアック駆動型自由電子レーザーで発生した超短光パルスに関して、光パルスの形状を chirped-sech パルス ( $E(t)=\text{Sech}^{1+iA}(t/\tau_d)$ ) であると仮定し、計測した 2 次のオートコリレーション干渉波形からチャープパラメータ  $A$  を求める。また、1 次元の数値シミュレーションから求めた光パルスについてもチャープパラメータを算出し計測の結果と比較する。

## 2. チャープしているパルスと 2 次のオートコリレーション干渉波形

チャープしている光パルスの解析的形狀としてよく知られているのは chirped-Gaussian パルスと chirped-sech パルスである<sup>[5-6]</sup>。自由電子レーザーの光パルスの形状は chirped-sech パルスにより近いのでここでは chirped-sech パルスを採用した。chirped-sech パルスの電場  $E(t)$ 、位相  $\phi(t)$ 、瞬間周波数  $\omega(t)$ 、強度  $I(t)$  はそれぞれ次のように表される。

$$E(t) = E_0 \text{sech}^{1+iA}(t/\tau_d) \\ = E_0 \text{sech}(t/\tau_d) \exp[iA \ln\{\text{sech}(t/\tau_d)\}]$$

$$\phi(t) = A \ln\{\text{sech}(t/\tau_d)\}$$

$$\omega(t) = \frac{d\phi}{dt} = -\frac{A}{\tau_d} \tanh(t/\tau_d)$$

$$I(t) = |E_0|^2 \text{sech}^2(t/\tau_d)$$

$A=5$  のときの位相、瞬間周波数、強度の変化の様子を図 1 に示す。 $A$  の絶対値と極性はそれぞれチャープの程度と方向を示している。すなわち、チャープの無い sech パルス (transform-limited-sech パルス) では  $A=0$  であり、 $A$  が正の場合がダウンチャープを表している。また、強度の半値全幅  $\tau_p$  と  $\tau_d$  とは

$$\tau_p = 1.7627 \tau_d$$

なる関係にある。chirped-sech パルスの time-bandwidth-product (TBP)<sup>[5]</sup> は

$$\Delta t \Delta f = \left[ \frac{2 \text{arcosh}(\sqrt{2})}{\pi^2} \right] \text{arcosh}(\cosh(\pi A) + 2) \\ = 0.1786 \text{arcosh}(\cosh(\pi A) + 2)$$

と表されるので、チャープの補償により  $A=0$  とすると  $\Delta f$  は変わらないが  $\Delta t$  が変化する。すなわちチャープ補償により小さくなった TBP の分だけパルス幅が狭くなる。よって、chirped-sech パルスの半値全幅  $\tau_p$  と transform-limited-sech パルスの半値全幅  $\tau_{p0}$  とは

$$\tau_p = \tau_{p0} \frac{\text{arcosh}(\cosh(\pi A) + 2)}{\text{arcosh}(3)}$$

なる関係にある。

<sup>1</sup> E-mail: r\_nagai@popsvr.tokai.jaeri.go.jp

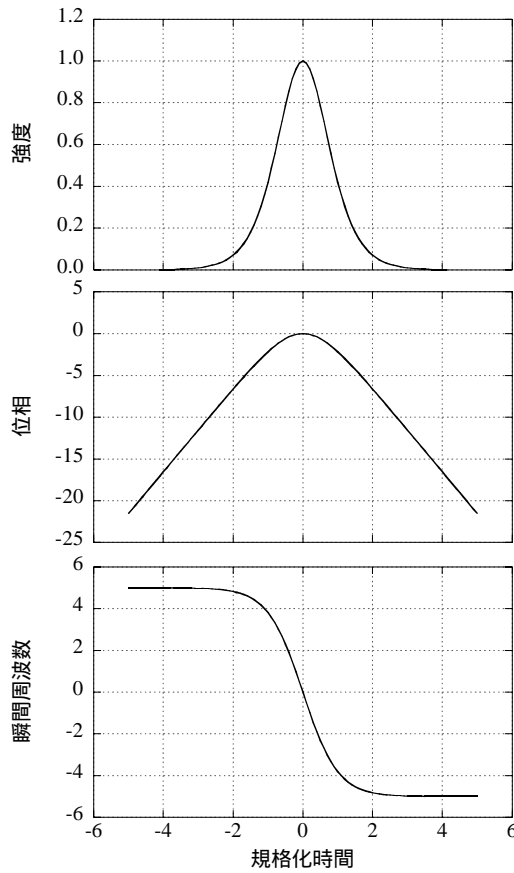


図 1 : chirped-sech パルスの強度、位相、瞬間周波数

一方、2 次のオートコリレーション干渉波形  $S_2(\tau)$  は

$$S_2(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ E(t)e^{-i\omega t} + E(t-\tau)e^{-i\omega(t-\tau)} \right\}^2 dt$$

であり、規格化し整理すると以下のように表される<sup>[7]</sup>。

$$S_2(\tau) = 1 + 2G_2(\tau) + 4\text{Re}[F_1(\tau)\exp(-i\omega\tau)] + \text{Re}[F_2(\tau)\exp(-2i\omega\tau)]$$

ただし、 $G_2(\tau)$ 、 $F_1(\tau)$ 、 $F_2(\tau)$ はそれぞれ、

$$G_2(\tau) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t-\tau)dt}{\int_{-\infty}^{\infty} I^2(t)dt}$$

$$F_1(\tau) = \frac{1}{2} \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \{I(t) - I(t-\tau)\} E(t)E^*(t-\tau) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} I^2(t)dt}$$

$$F_2(\tau) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} E^2(t)E^{*2}(t-\tau) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} I^2(t)dt}$$

であり、 $E(t) = \text{sech}^{1+iA}(t/\tau_0)$ としたときの  $S_2(\tau)$ が解析的に求められる。そこで、計測した 2 次のオートコリレーション干渉波形に chirped-sech パルスについての  $S_2(\tau)$ を fitting することによりチャープパラメータやパルス幅等を求めることができる。

### 3 . 計測結果から求めたパルスのチャープ

日本原子力研究所の超伝導リニアック駆動型自由電子レーザーでは高強度の超短光パルスの発振に成功した<sup>[1]</sup>。しかし、このときのパルス幅の評価ではチャープに関して十分な考慮が成されていなかった。そこで、より正確な光パルス形状について明らかにするために、チャープを考慮したパルス形状を計測結果から求める。

計測から得られた 2 次のオートコリレーション干渉波形に前述の関数  $S_2(\tau)$ を fit した結果を図 2 に、求められた各パラメータを表 1 にそれぞれ示す。点と線はそれぞれ計測結果と fitting により得られた関数を示している。

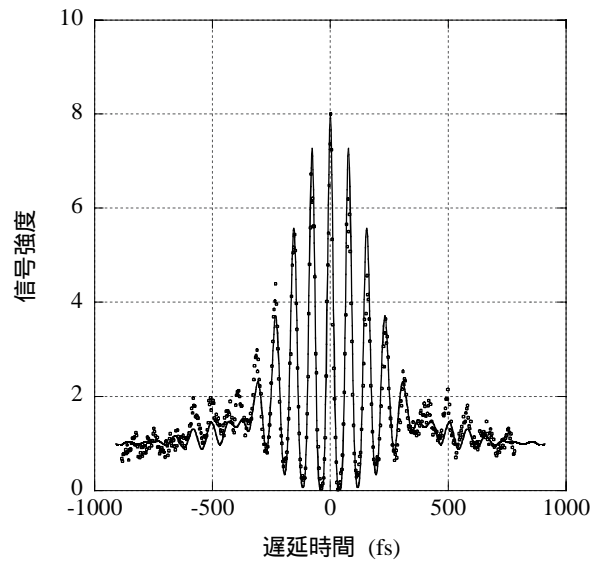


図 2 : fitting の結果

表 2 : fitting により得られたパラメータ

チャープパラメータ、 $A$	1.47
パルス幅、 $\tau_p$	318.5 fs
パルス幅(transform-limited)、 $\tau_{p0}$	120.6 fs (1.55 $\lambda$ )
波長、 $\lambda$	23.34 $\mu\text{m}$

しかしながら、2 次のオートコリレーション干渉波形は  $S_2(\tau) = S_2(-\tau)$ なる性質を持っているので、ひとつのオートコリレーション干渉波形からはチャープの方向は分からない。チャープの方向を実験的に明確にするには、光パルスが既知の分散を持つ材料中を通過した後の、チャープの変化の様子を観測すればよい。この実験の際にはそのような計測はされていなかったためチャープの方向を実験的に確定することはできなかった。

そこで、自由電子レーザーの相互作用の様子からチャープの方向を推察してみる。自由電子レーザーでは光パルスが電子パルスを追い越していきながら相互作用している。従って、光パルスの後方の部分は前方の部分との相互作用でエネルギーを失った電

子ビームと相互作用をすることになる。エネルギーの低い電子と相互作用で発せられる光の波長は長くなるので、光パルスの後方部分では前方部分より波長が長くなる、すなわち自由電子レーザーで発生された超短光パルスはダウンチャープしていると推察される。

#### 4 .1 次元数値シミュレーションから求めたパルスのチャープ

計測から求めた結果と比較するために、1次元の数値シミュレーションで得られた光パルスからチャープなどのパラメータを求める。数値シミュレーションから得られた光パルスの強度と位相の変化の様子を図3に示す。

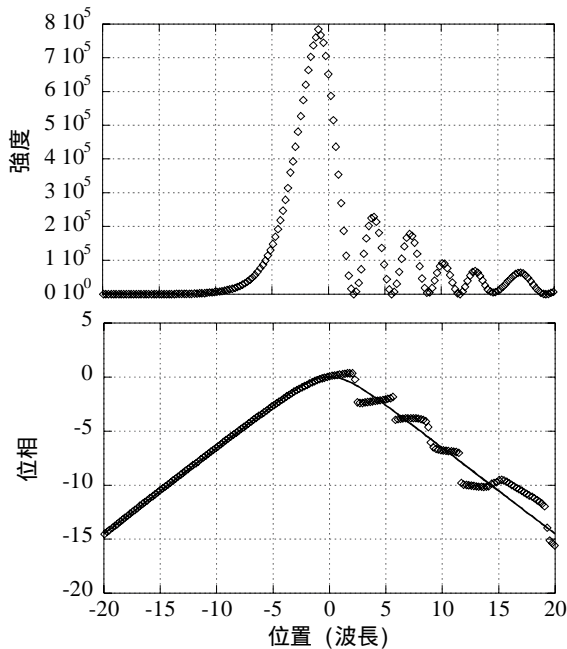


図3：数値シミュレーションにより得られた光パルスの強度と位相および fitting の結果

パルスの形状を chirped-sech パルスとすると、その位相は  $\phi(t) = A \ln\{\text{sech}(t/\tau_d)\}$  のように表されるので、この結果に位相の関数を fit することによりチャープパラメータ、パルス幅を求めることができる。図2の実線が fit した関数である。この結果  $A=1.99$ 、 $\tau_p=4.41$

$\lambda$ 、 $\tau_{p0}=1.24 \lambda$  となった。チャープパラメータ、パルス幅ともに計測結果から求めたものとほぼ一致していると言える。また、チャープの方向についても前述のとおりダウンチャープであった。

このように日本原子力研究所超伝導リニアック駆動型自由電子レーザーでは生成された高強度の超短光パルスはダウンチャープしている。従って、チャープを補償することにより、さらに短いパルスを得ることができ、最短では 1.5 サイクル程度の超短光パルスを得ることができる。

#### 5 .まとめ

光パルスの形状を chirped-sech パルス ( $E(t) = \text{Sech}^{1+iA}(t/\tau_d)$ ) であると仮定し、2次のオートコリレーション干渉波形計測と1次元の数値シミュレーションからチャープパラメータ  $A$  を求めた結果、自由電子レーザーの完全同期発振で得られる超短光パルスはダウンチャープしていることが分かった。また、このチャープを補償することにより 1.5 サイクル程度という非常に短いパルスを生成できることも分かった。

このように光パルスの形状を仮定することで、自由電子レーザーで得られた超短光パルスのチャープを求めることができる。しかし、光パルスの位相情報をより積極的に活用するには、波形の仮定なしに振幅と位相の両者を完全に決定することが求められる。このためには1次と2次の相関を同時に取り光パルスを再構築する方法が知られている<sup>[7]</sup>。次の自由電子レーザーの超短光パルス計測の機会には是非この方法によるパルスの再構築を行いたい。

#### 参考文献

- [1] R. Nagai, et al., Nucl. Instr. and Meth. **A483** (2002) 129-133.
- [2] E. R. Crosson et al., Nucl. Instr. and Meth. **A358** (1995) 216-219.
- [3] F. Glotin et al., Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 2587-2590.
- [4] G. M. H. Knippels et al., Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 1755-1758.
- [5] P. Lazaridis, et al., Opt. Lett. **20** (1995) 1160-1162
- [6] J-C. M. Diels, et al., Appl. Opt. **24** (1985) 1270-1282
- [7] K. Naganuma, et al., IEEE J. Quantum Electronics **25** (1989) 1225-1233