

フラクチュエーション法によるサブピコ秒電子パルス計測

中村 啓^{1,A)}、渡部 貴宏^{A)}、上田 徹^{A)}、吉井 康司徹^{A)}、上坂 充^{A)}

^{A)} 東京大学大学院工学系研究科附属原子力工学研究施設

〒319-1188 茨城県那珂郡東海村白方白根 2-22

概要

現在、東大原施ライナックでは、インコヒーレント放射を用いた 200fs 以下の計測技術の開発として、フラクチュエーション法による極短電子バンチ計測の研究を行っている。今回はまず、時間領域のフラクチュエーションに関する数値解析と実験を行った。その結果、フラクチュエーションの取得に成功し、1.0ps (ストリークカメラ) のパルスを約 5.0ps と測定した。更に、この誤差についての議論と、今後行う予定である周波数領域の測定のための数値解析を行った。

1. はじめに

現在の先端加速器科学、例えば X 線 FEL、リニアコライダーまたはレーザープラズマカソードの研究において、超短電子バンチ長計測システムの構築は非常に重要な研究テーマ、課題の一つである。現在その計測は主にストリークカメラ^[1,2]によって成されており、またその時間分解能は 200fs である。当施設では、これに代わる計測手段として、また、異なる物理から計測することによる信頼性構築のため、コヒーレント遷移、回折放射(CTR, CDR)を利用した計測システムを開発してきた^[3]。この手法は理論的には無限の分解能をもつのだが、ストリークカメラの分解能を越える領域では、他の計測手法との比較を行うことができない(図 1)。また、当施設ではレーザープラズマカソードによる電子バンチ生成の研究も行われており^[4,5]、~10fs という超極短電子バンチが生成されるというシミュレーションが報告されている^[6]。そういった流れを背景に、M. Zorotorev らによって提唱されたインコヒーレント光を利用する計測方法、フラクチュエーション法^[7]の開発研究を現在当施設で行っているのである。この方法は、理論的には無限大の時間分解能を持つので、200fs 以下の電子パルス計測においてコヒーレント放射光を用いた計測との直接比較が可能であると考えている。

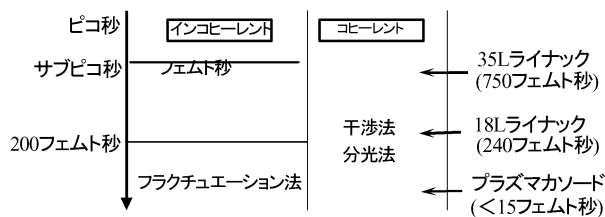


図 1 : パルス長、計測手法と分解能

2. 理論

フラクチュエーション法には、時間領域の測定によるものと、周波数領域の測定によるもののが存在する。まず時間領域の測定についてであるが、本来インコヒーレント放射とは、コヒーレンス時間 τ_{coh} がとても小さいものである。しかしバンド幅 $\Delta\omega$ のバンドパスフィルターを用いると、インコヒーレント放射は、(1)式で示されるコヒーレンス時間を持つ。

$$\tau_{coh} \propto 1/\Delta\omega \quad (1)$$

そのパルスは、図 2 で示されるように N 個の独立なパート(コヒーレントスライス)から成り立っており、また N はバンチ長 τ_b (FWHM) より (2) 式で与えられる。

$$N = \tau_b / \tau_{coh} \quad (2)$$

実験においては、図 2 に示す抱絡が得られるのではなく式(3)に示す時間積分された強度のみが測定される。

$$I = \int |E(t)|^2 dt \quad (3)$$

ここで、 $E(t)$ は放射の電場である。それぞれのコヒーレントスライスが独立に揺らぐので、(3)式の値は $N^{1/2}$ のオーダーの揺らぎを見せる。そのパルス毎の揺らぎ σ は(4)式で表される。

$$\sigma[\%] = 1/\sqrt{N} \propto 1/\sqrt{\tau_b \Delta\omega} \quad (4)$$

バンドパスフィルターを選んで揺らぎを測定してやるとにより、バンチ幅 τ_b が得られるのである。

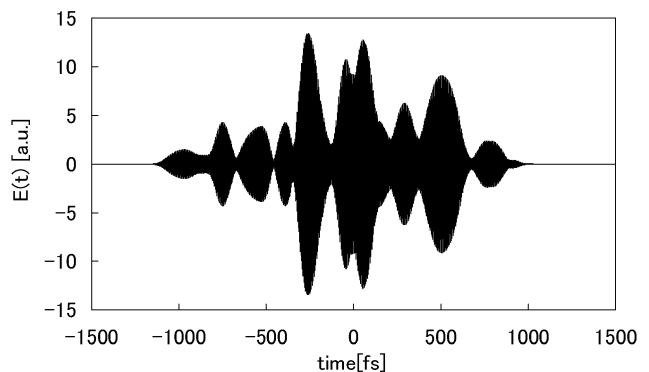


図 2 : パルス幅 800 フェムト秒、 $N=11$ の放射電場例

¹ E-mail: kee@tokai.t.u-tokyo.ac.jp

次に周波数領域の計測についてであるが、インコヒーレント放射のスペクトルは図3に示すようなスパイクからなる。パルス毎のパルス幅を、このスパイクの幅 $\delta\omega$ から(5)式で見積もることができる。

$$\tau_b = 1/\delta\omega \quad (5)$$

式(5)から分かる通り、スパイクの幅はパルス幅が短いほど広い。これは、パルス幅が短いほどスパイクを計測しやすい、ということで、この手法最大の長所である。パワースペクトルのフーリエ変換は、式(6)で定義される相関関数を与える。

$$\Gamma(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} E(t)E^*(t-\tau)dt \quad (6)$$

最後に、相関関数の統計的分散を取ることにより、時間方向のバンチ分布情報が(7)式のように得られる。

$$d_r(\tau) = \left\langle \left| \Gamma(\tau) - \langle \Gamma(\tau) \rangle \right|^2 \right\rangle$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} |K(\xi)|^2 d\xi \times \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t-\tau)dt \quad (7)$$

ここで角括弧は統計平均を表している。平均化されたバンチの電子分布が放射強度の畳み込みの形で得られるのである。

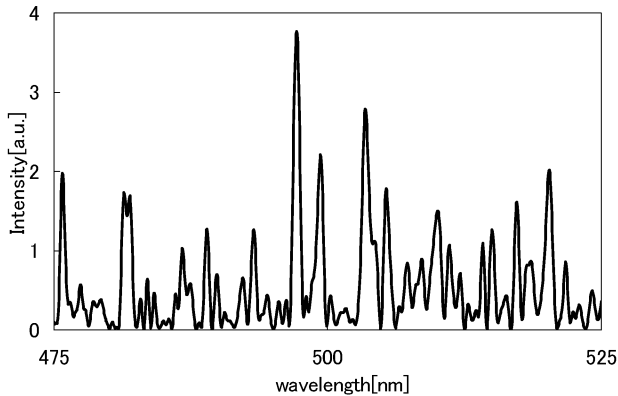


図3：スペクトル例(パルス幅 800fs)

3. 数値解析

数値解析のコードを作成し、時間領域の計測に関するシミュレーションを行った。コードは、半値全幅 τ_b のランダムなガウシアン分布を持った N_e 個の放射光源(この場合は電子)から放出される電場を生成する。このインコヒーレント放射の平均強度は(8)式で与えられる。

$$I(t) = I_0 \exp \left[- \left(\frac{t}{\tau_b/2} \right) \ln 2 \right] \quad (8)$$

このコードを用いて、バンドパスフィルターのバンド幅に対する揺らぎの量のシミュレーションを行った。結果の一つを図4に示す。用いたパラメータは、電子バンチ幅が 1.0ps、フィルターの中心波長は 500nm、その形はガウシアンを仮定した。 N_e は一つの

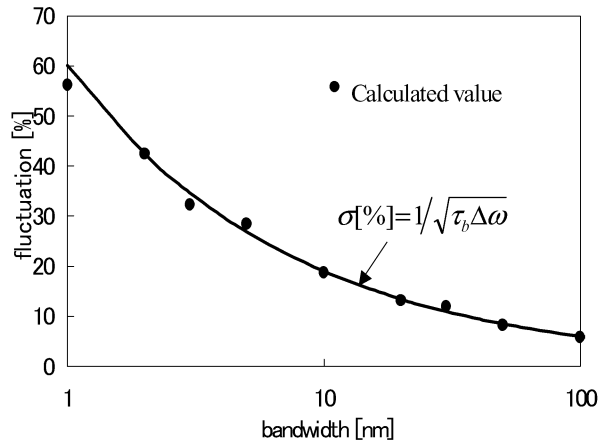


図4：フィルターバンド幅に対する揺らぎのシミュレーション結果、 τ_b は 1.0ps。

バンチにつき 500 とし、フィルターそれぞれのバンド幅に対して、300 のパルスが統計されている、この数は別のシミュレーションよりその妥当性が確かめられている。シミュレーションより、パルス形がガウシアンの場合には揺らぎが(9)式で与えられることが確かめられた。

$$\sigma [%] = 1/\sqrt{\tau_b \Delta\omega} \quad (9)$$

4. 実験

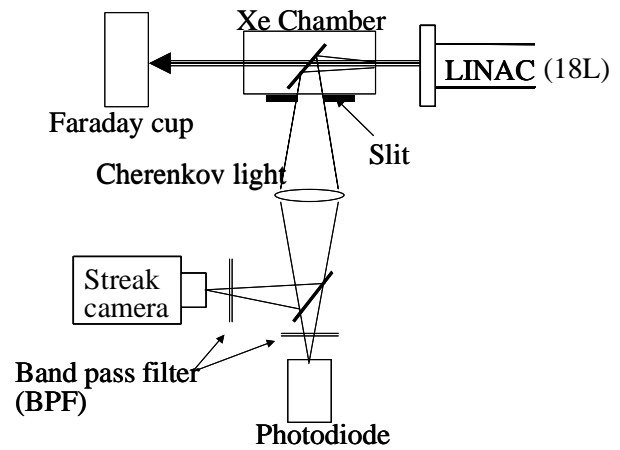


図5：セットアップ

実験のセットアップは図5に示す通りである。電子ビームは、半値前幅 3.0ps の Ti:Sapphire レーザーパルスによって Cu フォトカソード上で生成される。この電荷量 6.0nC/パルスを持った電子バンチは、1.6セル、ピーク電場 100MV/m の RF キャビティで即座に 3.5MeV まで加速される。ガンから出てきたビームはソレノイドコイルで絞られ、2856MHz 線形加速管に入り、20MeV まで加速される。最後に、電子パルスはシケインタイプ磁気圧縮器で圧縮され、サブピコ秒パルスとなる。Xe チャンバー内で電子から放出されたチェレンコフ光を計測することにより、実験

を行った。理論で述べたように、フォトダイオードが計測するのは式(3)に示す時間積分強度であり、パルス毎の揺らぎを評価した。また、電化量の変化による時間積分強度の変化を、ファラデーカップによる計測によって即時補正をかけた。計測の結果を図6に示す。ストリークカメラでの計測は1.0psであったのに対し、フラクチュエーション方によるバンチ長は4.5psと見積もられた。

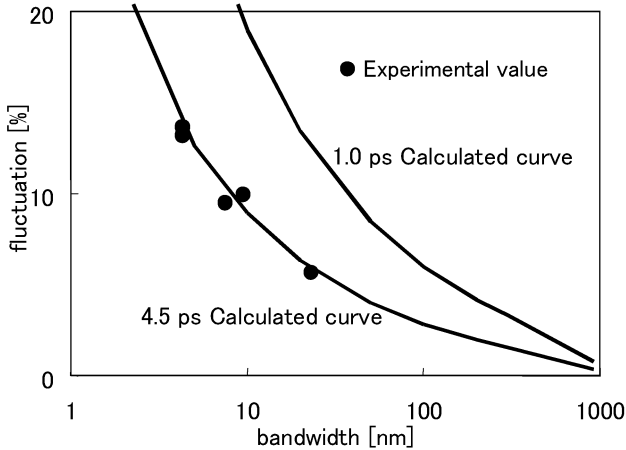


図6：実験結果と計算値

この差の主要因は、電子ビームが大きな空間サイズを持っていることにあると考えられる。理論では無限小の電子ビームサイズが仮定されているため、空間的に唯一つの放射ソースしかないと見なしているのだが、実際はいくつかのソースからの光をディテクター上で平均化しているとみなせる場合があるのである。ビームサイズが大きい場合、図1で示した電場は平均化されていき、独立なスライスが見えにくくなっていく。究極的には、電子分布と同じガウシアン形になり、揺らぎが無くなるのである。図7に、ビームサイズがショット毎の揺らぎに与える影響をシミュレーションした結果を示す。この図では、揺らぎが独立とみなせる放射ソースの数の増加にともない、揺らぎが抑圧されていく様子が示さ

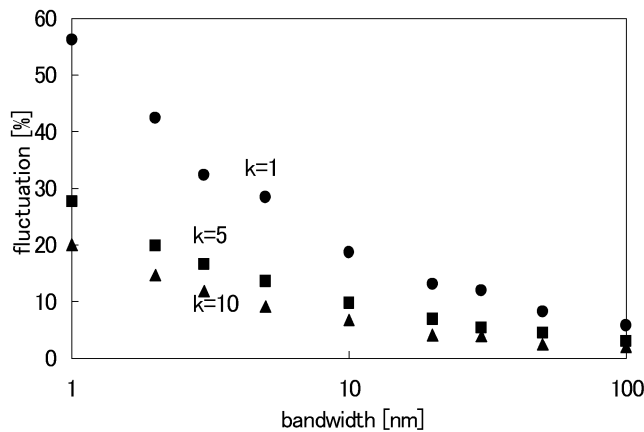


図7：ビームサイズが揺らぎに与える影響のシミュレーション結果

れている。k=1 とは、理論で仮定されてきた唯一つの放射ソースしかない場合を示しており、また、同じパルス幅でもビームサイズが大きい場合は揺らぎが小さくなるということである。

5. 結論

1.0psの電子バンチの計測をフラクチュエーション法で行い、ストリークカメラとの比較がなされた。両手法の間には、数ピコ秒の差が見られた。これらより、我々は時間領域のフラクチュエーションの測定によるバンチ計測は、ビームサイズ、つまりは空間方向エミッタンスが揺らぎに与える影響を定量的に評価する必要があると認識した。今後この評価を行った上でこの手法の評価を行う。時間領域の測定は、バンチ分布の仮定、例えばガウシアン形、を必要とする。しかし、周波数領域の測定では、バンチ分布の情報も得ることができる。次回以降の実験では、周波数領域の測定をすすめていく予定である。既に理論の章で述べたが、パルス幅が短いほど測りやすくなるということが、この手法の大きな利点の一つである。

参考文献

- [1] M. Uesaka et al., Nuclear Instruments and Methods A 406 (1998) 371.
- [2] T. Watanabe, et al., Nuclear Instruments and Methods A 437 (1999) 1.
- [3] T. Watanabe, et al., Nuclear Instruments and Methods A (in press).
- [4] D. Umstadter, et al., Science. 273 (1996) 472.
- [5] E. Esarey, et al., Nuclear Instruments and Methods A 331 (1993) 545.
- [6] H. Nasr, et al., Nuclear Instruments and Methods A 455 (2000) 148.
- [7] M. S. Zolotarev and G. V. Stupakov, SLAC-PUB-7132, (1996).