

UVSOR シングルバンチ運転時のバンチ長及びエネルギー広がり の測定 MEASUREMENT OF BUNCH LENGTH AND ENERGY SPREAD IN SINGLE BUNCH OPERATION IN UVSOR

高橋和義^{#, A)}, 保坂将人^{B)}, 持箸晃^{B, A)}, 藤本将輝^{C)}, 高嶋圭史^{B, A)}, 加藤政博^{C, B)}

Kazuyoshi Takahashi^{#, A)}, Masahito Hosaka^{B)}, Akira Mochihashi^{B, A)},

Masaki Fujimoto^{C)}, Yoshifumi Takashima^{B, A)}, Masahiro Katoh^{C, B)}

^{A)} Graduate School of Engineering, Nagoya University

^{B)} Synchrotron Radiation Research Center, Nagoya University

^{C)} UVSOR Facility, Institute for Molecular Science

Abstract

To investigate a longitudinal single bunch instability at the UVSOR electron storage ring, we measured the electron bunch length by a streak camera and the energy spread by spectra of synchrotron radiation emitted from an optical klystron. Up to now, we observed an increase of the bunch length but not that of the energy spread. From the bunch lengthening data, we analyzed effective impedance which can cause bunch lengthening by using broad-band resonator model. We also estimated possibility of microwave instability by using an impedance model.

1. はじめに

分子科学研究所極端紫外光研究施設(以下 UVSOR)では通常はマルチバンチ運転を行っているが、時間間隔の長いパルス光利用者のため、シングルバンチ運転も年間2週程度行っている。UVSORの全体図をFig. 1に、主な運転パラメータをTable 1に示す。

UVSORでは光源加速器の高度化改造が過去2回行われているが、近年、大電流のシングルバンチビームの蓄積が困難になっている。我々は本現象を何らかのビーム不安定性によるものと推測し、その手始めとして縦方向のビーム不安定性に着目し、可視光ストリークカメラを用いた電子バンチ長及び光クライストロン型アンジュレーターから生じる放射光スペクトルを用いた電子ビームのエネルギー広がり の測定を行った。本論文では、電子バンチ長及びエネルギー広がり のビーム電流依存性についての実験結果の報告を行う。

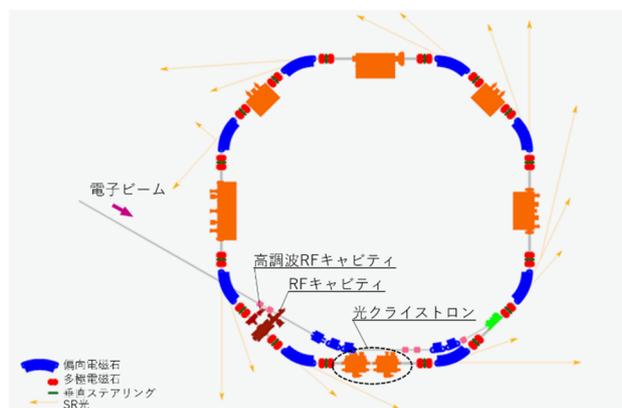


Figure 1: Over view of UVSOR electron storage ring.

Table 1: Parameter of UVSOR Electron Storage Ring [1]

| | |
|----------------------------|------------------------------|
| Beam Energy | 750MeV |
| Beam Current | 50mA(single) 300mA(multi) |
| Circumference | 53.2m |
| RF Frequency | 90.1MHz |
| Harmonic Number | 16 |
| Bending Radius | 2.2m |
| RF Voltage | 119.02kV |
| Momentum Compaction Factor | 0.0334 |
| Natural Energy Spread | 5.24×10^{-4} |
| Natural Bunch Length | 128ps |

2. 実験方法

2.1 光学経路の構築

バンチ長とスペクトルを同時測定するため、取り出した放射光をストリークカメラ及び分光器に導入するための光学経路(Fig. 2)を構築した。Figure 2において左側が光源側となっている。放射光の垂直レベルとストリークカメラの入射スリットに高低差があるため、ミラー2枚組みのペリスコープにより放射光の高さを調節した。その後、スプリッターにより放射光の進路をストリークカメラへの進路と分光器への進路に分岐させた。

2.2 バンチ長の測定

バンチ長の測定には可視光ストリークカメラ(浜松ホトニクス、C5680)を用いた。ストリークカメラは縦軸方向と横軸方向の二軸掃引を行い、縦軸方向の掃引については、ビームと同期させるためにRF周波数90.1MHzのタイミング信号を用いた。横軸方向についてはビームとの同期

[#] takahashi.kazuyoshi@b.mbox.nagoya-u.ac.jp

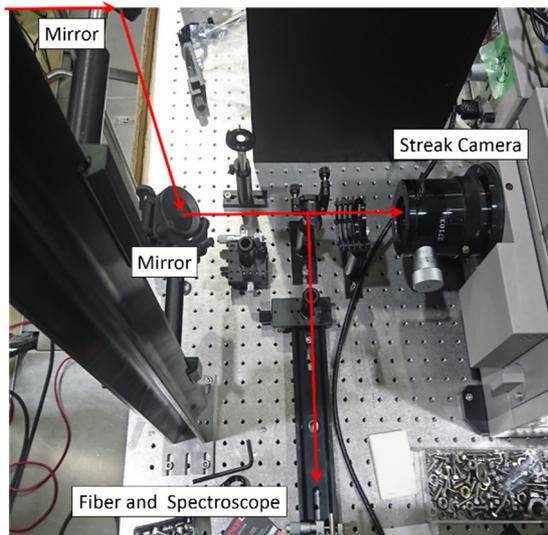


Figure 2: Optical path to streak camera and spectroscope.

を考慮せず、本実験では 1Hz のタイミング信号を用いた。

2.3 エネルギー広がり測定

エネルギー広がり測定のために、光クライストロン型アンジュレーターからの放射光スペクトルの測定を行った。光クライストロン型アンジュレーターは 2 台のアンジュレーター間に分散部と呼ばれる電磁石が挟まれた構造をした挿入光源装置である。Table 2 に UVSOR の光クライストロン型アンジュレーターの主なパラメータを示す。

光クライストロンでは 2 台のアンジュレーターからの放射光が干渉し、スペクトルに微細構造が生じる(Fig. 3)。電子ビームにエネルギー広がりがあると、分散部で生じる経路差にも広がりが生じ、スペクトルの変調度(visibility)が弱くなる。エネルギー広がりがある時(自然エネルギー広がり 5.24×10^{-4})とない時のスペクトルのシミュレーション結果を Fig. 3 に示す。従って、光クライストロンの放射光スペクトルを計測することで電子ビームのエネルギー広がりに関する情報が得られる。

計測は分光器(浜松ホトニクス、PMA-50)を使用し、分光器のグレーティングには、仕様の中で最も分解能が良い 1200/300nm を用いた。

Table 2: Parameters of Optical Klystron in UVSOR [2]

| | |
|------------------------|----------|
| Undulator | |
| Total Length | 1.056m |
| Magnetic Period Length | 0.088m |
| Number of Period | 10 |
| Magnets Array Gap | 24~200mm |
| Dispersive Section | |
| Total Length | 410mm |

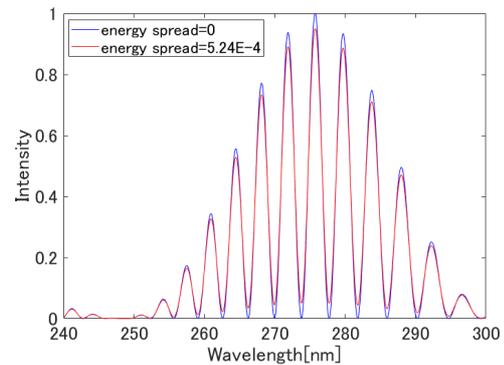


Figure 3: Simulated spectra of synchrotron radiation emitted from the optical klystron in UVSOR.

2.4 実験

光クライストロンの 2 台のアンジュレーターの磁極間隙(ギャップ)を同じ値(35mm)に設定した。このとき、アンジュレーター一次光のスペクトルの中心波長は 275nm である。この状態でシングルバンチビームを約 31mA まで蓄積し、20mA まではビーム寿命による自然減衰、20mA 以降はスクレーパーを用いた強制減衰でビーム電流を減少させながら、様々なビーム電流値でストリーク像の撮影及び光クライストロンから生じる放射光のスペクトル測定を行った。

さらに高い電流域での計測を行うべく、シングルバンチビームを約 57mA まで蓄積したが、光クライストロン型アンジュレーターのギャップを 35mm とするとビーム電流が 37mA まで失われた。ビームタイムの制約もあり、本実験ではギャップを最大の 200mm まで広げたまま、放射光スペクトルの測定は行わずにバンチ長の測定のみ高電流域で行った。

3. 実験結果

3.1 バンチ長の解析

安定周回する蓄積ビームは、シンクロナス位相を中心に正規分布している。したがって、ストリーク像からバンチ長を算出するためには、縦方向電子分布を正規関数でフィッティングして、その標準偏差 σ をバンチ長とする方法が一般的である。しかし、後で述べるように potential well distortion の効果により電子分布が正規分布と異なる場合がある。そこで本実験では正規関数のフィッティングを行わない解析を行った。

MATLAB を用いて、得られた画像データ(Fig. 4)を光強度を行列要素とする二次元配列として扱い、図中の水平方向に射影して、時間方向(電子バンチの時間方向に相当)の光強度分布(Fig. 5)を求めた。その後、光強度分布の FWHM を算出し、RMS 値に換算した値をバンチ長として解析を行った。

また、ストリークカメラに入射する光の空間的広がりすなわち、フォーカス像により観測バンチ長が本来のバンチ長よりも大きくなる。フォーカス像の時間広がり(σ_{focus})についても上記と同様に RMS 値を算出すると、36.4ps だった。その後、Eq. (1)を用いて観測バンチ長(σ_{obs})を校正し、実際のバンチ長(σ)を算出した。

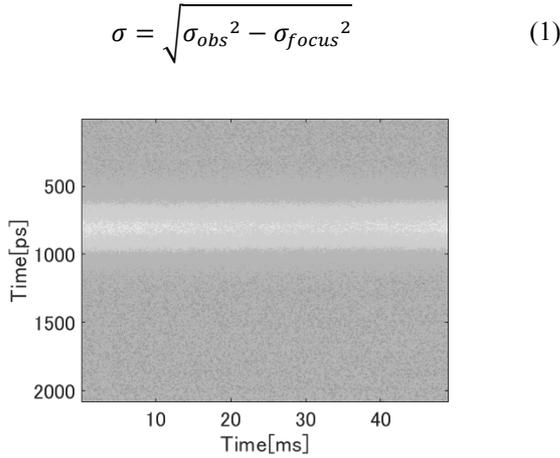


Figure 4: Streak image taken by dual axis sweep.

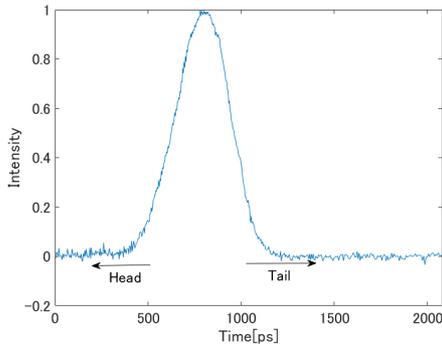


Figure 5: Distribution of SR light obtained by streak image.

3.2 エネルギー広がりへの解析

光クライストロン型アンジュレーターからの放射光のスペクトル I_{OK} は Eqs. (2) 及び (3) で表される[3].

$$I_{OK} = 2I_u \left[1 + f_{mod} \cos \left(2\pi(N_u + N_d) \frac{\lambda_r}{\lambda} \right) \right] \quad (2)$$

$$f_{mod} = \exp \left[-8\pi^2(N_u + N_d)^2 \frac{\sigma_y}{\gamma} \right] \quad (3)$$

ここで、 I_u は 1 台のアンジュレーターからの放射光スペクトル強度、 N_u はアンジュレーターの周期数、 λ_r は共鳴波長、 λ はスペクトルの波長成分、 σ_y/γ はエネルギー広がりである。 N_d は光が電子を追い越す回数であり、未知数であるため下記に示すフィッティングにおいて、フリーパラメータとして求めた。

測定した全波長領域に対して、Eq. (2) をフィッティングすると、低波長側においてピークの高さが合わなかった (Fig. 6(a)) ため、本実験ではスペクトルの最大ピークと隣り合う 2 つのピーク間の波長領域で Eq. (2) をフィッティングしてエネルギー広がりへの解析を行った (Fig. 6(b)).

3.3 解析結果

Figure 7 にバンチ長のビーム電流依存性の測定結果を示す。ビーム電流が大きくなるにつれ、バンチが伸長していることを確認した。

Figure 8 に光クライストロン型アンジュレーター光のスペクトル測定によるエネルギー広がりへのビーム電流依存

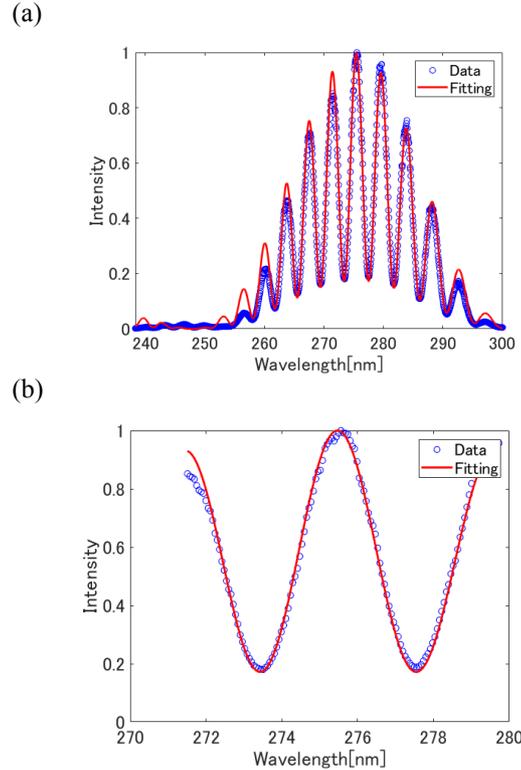


Figure 6: Spectra of synchrotron radiation emitted from optical klystron and fitting by Eqs. (2) and (3). (a) Fitting on overall wavelength range. (b) Fitting between two peaks next to the maximum peak.

性の測定結果を示す。エネルギー広がりにはビーム電流に依らず一定であるが、絶対値が自然エネルギー広がりへの設計値 5.24×10^{-4} の約 2 倍となっている。エネルギー広がり以外の要因で visibility が低下している可能性を今後検討していく。ただし有意なビーム電流依存性が見えなかったことは、計測を行ったビーム電流域ではエネルギー広がりへの増大が起きていないことを示唆している。今後は分散関数を用いた水平方向ビームサイズ測定など、他の手法も用いてエネルギー広がりへの測定及び解析を行い本測定結果の妥当性及びエネルギー広がりへのビーム電流依存性を確認する予定である。

3.4 バンチ伸長を引き起こすインピーダンス評価

バンチの伸長現象を理解するため、ビームダクトの構造に起因する broad-band resonator model[4] 及び potential well distortion によるバンチ伸長の理論モデル[5]を用いて解析を行った。蓄積リングを周回する電子バンチが様々なインピーダンスにより、その長さが増大する現象は Eq. (4) により記述される。

$$\left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^3 - \frac{\sigma}{\sigma_0} - \frac{e\alpha R^3 [Z_0^{\parallel}/n]_{eff}}{\sqrt{2\pi} E v_s^2 \sigma_0^3} I = 0 \quad (4)$$

ここで、 σ_0 は自然バンチ長、 e は電気素量、 α は momentum compaction factor、 R は蓄積リングの平均半径、 E はビームエネルギー、 v_s はシンクロトロン振動数、 I はビーム電流である。 $[Z_0^{\parallel}/n]_{eff}$ はバンチ伸長をもたらす実効インピーダンスであり、真空のインピーダンスを Z_0 、

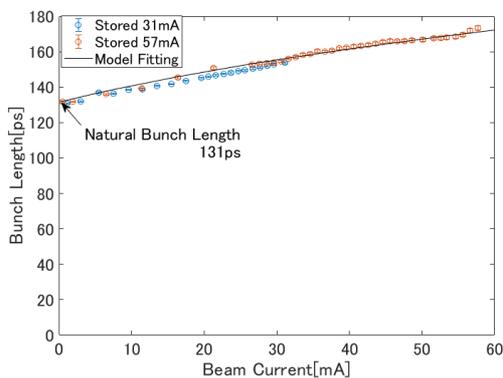


Figure 7: Dependence of measured and fitted bunch length on beam current.

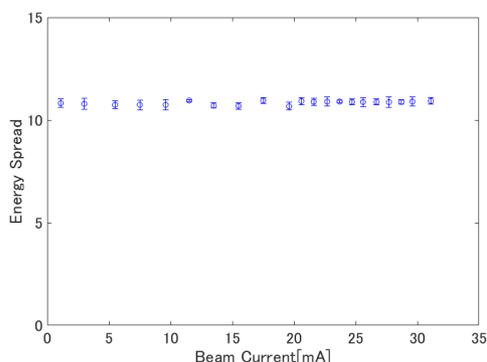


Figure 8: Dependence of measured energy spread on beam current. The energy spread was analyzed from spectral data from optical klystron.

ビームパイプ内径を b とし、長さ g 、深さ d の空洞共振器型構造を仮定すると、この構造によるインピーダンスの絶対値は

$$\left[\frac{Z_0}{n} \right]_{eff} = \frac{Z_0 g d}{2\pi b R} \quad (5)$$

で表される。

Equation (4)中の σ_0 及び $[Z_0/n]_{eff}$ をフリーパラメータとして、本実験で得られたバンチ長のビーム電流依存性(蓄積ビーム電流最大 57mA のデータ)にフィッティングしたものを Fig. 7 に示す。このフィッティングにおいて、 $\sigma_0 = 131.5[\text{ps}]$ 、 $[Z_0/n]_{eff} = 1.07[\Omega]$ である。以上から、バンチ伸長を引き起こす実効インピーダンスは 1.07Ω であり、Eq. (5)を用いて $g \times d$ を求めると $15.1[\text{cm}^2]$ となる。従って、実効インピーダンスは大きさ $15.1[\text{cm}^2]$ の空洞共振器型構造により生じるインピーダンスと等価であることが確認できた。

3.5 microwave instability が生じるビーム電流値解析

次に microwave instability が生じるビーム電流閾値の概算を行った。microwave instability は、単純化されたモデルを用いると microwave instability が発生するビーム

電流閾値を議論できることが知られている。このモデルによれば、

$$Y = \frac{acr_0 I}{\pi e b y \omega_s^2} \sqrt{\frac{g}{\sigma^3}} \quad (6)$$

において $Y > 1.45$ となるときに不安定が生じる[6]。ここで、microwave instability を引き起こすインピーダンス源は先に議論した空洞共振器型構造を仮定し、その構造におけるビーム誘導電磁場の回折現象 (diffraction model[7]による wake field)を仮定している。 g は $g \times d = 15.1$ において、 $g \approx d$ と仮定して $g \approx \sqrt{15.1} = 3.88[\text{cm}]$ を用いる。

Equation (5)を用いて Y を求めると、本実験における最大ビーム電流値において $Y = 0.34$ であった。よって、现阶段では本実験のビーム電流域において microwave instability は生じていないことが示唆される。

4. まとめ

本実験では縦方向のビームの運動に着目して、バンチ長及びエネルギー広がりビーム電流依存性を測定した。バンチ長については、実効的に 1.07Ω のインピーダンスによりバンチが伸長していることが確認できた。エネルギー広がりについては、光クライストロン型アンジュレーター光のスペクトルによる測定を試みたが、測定結果が自然エネルギー広がり約 2 倍となっているため、確認のために水平方向ビームサイズ測定によるエネルギー広がり解析を行う予定である。

今後は、例えば head-tail instability といった横方向のシングルバンチビーム不安定性に着目して研究を進めていく予定である。

謝辞

本研究を進める上で、UVSOR の技術職員の方々をはじめ、多くの加速器関係者に実験協力をはじめとした数多くのご支援、ご指示を頂きました。深く感謝申し上げます。

参考文献

- [1] <https://www.uvsor.ims.ac.jp/about/accelerator.html>
- [2] 浅野友歌, “UVSOR-IIIにおける真空紫外コヒーレント高調波発生の研究”, 名古屋大学工学部物理工学科卒業論文, 2013, pp. 5.
- [3] P.Elleaume, “OPTICAL KLYSTRONS”, JOURNAL DE PHYSIQUE, 1983, pp. 333-341.
- [4] A. W. Chao, “Physics of collective beam instabilities in high energy accelerators”, Wiley-Interscience Publication, 1993, pp. 84-87.
- [5] A. W. Chao, “Physics of collective beam instabilities in high energy accelerators”, Wiley-Interscience Publication, 1993, pp. 279-287.
- [6] A. W. Chao, “Physics of collective beam instabilities in high energy accelerators”, Wiley-Interscience Publication, 1993, pp. 324-325.
- [7] A. W. Chao, “Physics of collective beam instabilities in high energy accelerators”, Wiley-Interscience Publication, 1993, pp. 92-96.