

## MEASUREMENT OF ELECTRON BUNCH LENGTH AT LEBRA

K.Yokoyama<sup>1\*,A)</sup>, I.Sato<sup>A)</sup>, K.Hayakawa<sup>A)</sup>, T.Tanaka<sup>A)</sup>, Y.Hayakawa<sup>A)</sup>, K.Nakao<sup>B)</sup>

<sup>A)</sup> Laboratory for Electron Beam Research and Application, Institute of Quantum Science, Nihon University

7-24-1 Narashinodai, Funabashi, 274-8501

<sup>B)</sup> College of Science and Technology, Nihon University

7-24-1 Narashinodai, Funabashi, 274 -8501 Japan

### Abstract

The bunch length of the electron beam from the FEL linac at LEBRA (Laboratory for Electron Beam Research and Application) was estimated from the phase ellipse coefficient which is deduced from the dependence of the beam spread on the accelerating phase. The bunch length of FWHM was estimated approximately 0.33mm from the results of the experiments. Besides, the pulse length of the FEL lights around the wavelength of 1.5 $\mu$ m was measured by means of the autocorrelation. The pulse length was less than 0.06mm according to the number of interfacial waves. These results indicate that the pulse length of the FEL lights isn't equivalent to the electron bunch length.

## LEBRA FEL用リニアックの電子ビームバンチ長の測定

### 1. はじめに

電子ビームのバンチ長を測定する簡単な方法は、ビームによって発生する光をストリークカメラによって測定することである。本施設では、アンジュレータを通過する電子ビームの自発放射光を使って、バンチ長の測定を行った<sup>[1]</sup>。しかし、FEL発振時の3次高調波による測定の際には、観測光がストリークカメラの分解能を超えてしまい、良いデータが得られなかった。FELシミュレーションによれば、観測されているFELは高ゲインであり、電子ビームのバンチ長は1ps程度に相当する<sup>[2]</sup>。本施設では、LINAC最終段の加速管で電子ビームの加速位相を適当に合わせると、下流のアナライザによってビームバンチコンプレッションが起こるため、このような短いバンチが生成していると思われる。そこで、加速位相を変えてエネルギースペクトルを測定し<sup>[3]</sup>、ビームの位相空間における楕円係数からFEL発振時のバンチ長を推定した。また、1.5 $\mu$ m付近のFEL光を用いて自己相関干渉法<sup>[4]</sup>によるバンチ長の推定も試みたので、これらの結果について報告する。

### 2. 測定方法

#### 2.1 FEL用LINAC

LEBRAのLINACの主加速部は、4mの加速管3本からなる。運転時は、クライストロン2本を使用しており、クライストロン#1は入射部と加速管#1へ、クライストロン#2は、出力を2分割して加速管#2と#3それぞれにRFを供給している。LINACの構成を図1に示す。クライストロン#2の入力RF位相を低速移相器で変更することができる。さらに、加速管#3に供給されるRF位相は加速管前段で独立に変えることができる。

電子ビームのバンチ長を推定するために、以下のような測定を行った。

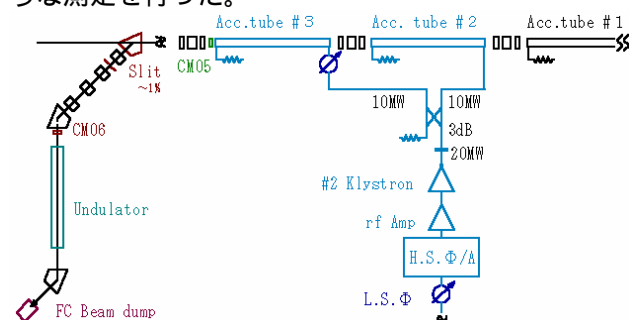


図1：加速器構成図。

#### 2.1.1 最大加速電圧 $E_p$

加速管#3の位相を変え、各々のエネルギースペクトルからRFの最大加速電圧 $E_p$ を求めた。 $E_0$ を加速管#2までの加速エネルギーと加速管#3のビームローディングの和とし、 $E_1$ を加速管#3を出た後のエネルギーとすると、加速管#3の位相 $\phi_1$ に対して、

$$E_1 = E_0 + E_p \cos \phi_1 \quad \dots (1)$$

と表せる。 $E_1$ と $\phi_1$ のデータから、(1)式の係数 $E_0$ 、 $E_p$ を求める。但し、 $\phi_1$ は、最大エネルギーが得られたところを0とおく。

#### 2.1.2 Twiss parameter

ビームの位相空間における分布を楕円と仮定すると

$$\gamma_0 \Delta l^2 - 2\alpha_0 \Delta l \Delta E + \beta_0 \Delta E^2 = \epsilon \quad \dots (2)$$

と書ける。このとき、 $\sqrt{\epsilon \beta_0}$  はバンチ長、 $\sqrt{\epsilon \gamma_0}$  はエネルギー幅を表す<sup>[5]</sup>。加速管#2の入り口における縦方向の位相空間ベク

<sup>1</sup> E-mail: [kazue.yokoyama@kek.jp](mailto:kazue.yokoyama@kek.jp)

\* Present affiliation: High Energy Accelerator Research Organization, KEK, 1-1 Oho, Tsukuba, 305-0801 Japan

トルを  $\begin{pmatrix} \Delta l_0 \\ \Delta V_0 \end{pmatrix}$  と書く。  $\Delta l_0$  は、中心軌道を通る電子に対する進行方向の位置のずれ、  $\Delta V_0$  は同じく、中心軌道を通る電子に対するエネルギーのずれを表す。これが、加速管#2、#3を通過してリニアックの出口で  $\begin{pmatrix} \Delta l \\ \Delta V \end{pmatrix}$  となるとすると、

$$\begin{pmatrix} \Delta l \\ \Delta V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ g(\theta, \Delta\theta) & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta l_0 \\ \Delta E_0 \end{pmatrix} \quad \dots(3)$$

で表されるから、(2)式の係数は、

$$\begin{pmatrix} \beta & \alpha \\ \alpha & \gamma \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ g & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \beta_0 & \alpha_0 \\ \alpha_0 & \gamma_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & g \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \dots(4)$$

のように変換される。これを解いて、  
 $\alpha(g) = \beta_0 g(\theta, \Delta\theta) + \alpha_0$

$$\beta(g) = \beta_0 \quad \dots(5)$$

$$\gamma(g) = \beta_0 g(\theta, \Delta\theta)^2 + 2\alpha_0 g(\theta, \Delta\theta) + \gamma_0$$

を得る。但し、

$$g(\theta, \Delta\theta) = -2V_2 \cos \frac{\Delta\theta}{2} \sin \left( \theta + \frac{\Delta\theta}{2} \right) \frac{2\pi}{\lambda} \quad \dots(6)$$

である。これは、次のようにして求められる。

加速管#2と#3の最大加速エネルギーは等しく  $V_2$  とおく。加速管#2の位相を  $\theta$  とすると、加速管#3の位相は  $\theta + \Delta\theta$  と書ける。(  $\Delta\theta$  は加速管#2と#3の位相差を表す。 )

加速管#2と#3を合わせた加速電圧  $V_3$  は、

$$\begin{aligned} V_3(\theta, \Delta\theta) &= V_2 \cos \theta + V_2 \cos(\theta + \Delta\theta) \\ &= 2V_2 \cos \frac{\Delta\theta}{2} \cos \left( \theta + \frac{\Delta\theta}{2} \right) \quad \dots(7) \end{aligned}$$

となり、位相が  $\delta\theta$  だけずれた電子の加速電圧は、

$$\begin{aligned} V_3(\theta + \delta\theta, \Delta\theta) &= V_2 \cos(\theta + \delta\theta) + V_2 \cos(\theta + \delta\theta + \Delta\theta) \\ &= 2V_2 \cos \frac{\Delta\theta}{2} \cos \left( \theta + \frac{\Delta\theta}{2} + \delta\theta \right) \end{aligned}$$

となる。これは最大加速エネルギーが  $2V_2 \cos \frac{\Delta\theta}{2}$

の加速管で中心加速位相が  $\theta + \frac{\Delta\theta}{2}$  のときと等価である。

$\delta\theta$  の一次の項までを取ると、

$$\begin{aligned} V_3(\theta + \delta\theta, \Delta\theta) - V_3(\theta, \Delta\theta) & \\ \approx -2V_2 \cos \frac{\Delta\theta}{2} \sin \left( \theta + \frac{\Delta\theta}{2} \right) \delta\theta & \equiv g(\theta, \Delta\theta) \quad \text{となる。} \end{aligned}$$

一方、エネルギー幅は、  $\delta E = \sqrt{\varepsilon \gamma}$  なので、(5)式より、

$$\delta E^2 = \varepsilon \beta_0 g(\theta, \Delta\theta)^2 + \varepsilon 2\alpha_0 g(\theta, \Delta\theta) + \varepsilon \gamma_0 \quad \dots(8)$$

となる。

従って、  $\theta$  と  $\Delta\theta$  に対する  $g(\theta, \Delta\theta)$  とそのエネルギースペクトルから求めたエネルギー幅  $\delta E$  から、(8)式の係数が求まる。つまり、twiss parameterも

(3)の変換行列に従って変換するから、LINACを出た後のスペクトルを  $\theta$  と  $\Delta\theta$  の様々な位相の組み合わせで測定することによって、加速管#2の入り口での twiss parameter を求めることができるので、これより下流のビームの振る舞いを知ることが出来る。

### 2.1.3 アナライザーを通過後のパンチ長

アナライザーを通過した後の twiss parameter は、次のように変換される。

$$\begin{pmatrix} \beta' & \alpha' \\ \alpha' & \gamma' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & h \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \beta(g) & \alpha(g) \\ \alpha(g) & \gamma(g) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ h & 1 \end{pmatrix} \quad \dots(9)$$

ここで、  $h \equiv \frac{2\rho(45^\circ - \sin 45^\circ)}{E_M} = 0.00125$  である。

但し、  $\rho = 550\text{mm}$ 、  $E_M$  はスペクトル測定時の中心エネルギーである。(9)式は、

$$\alpha' = \alpha(g) + h \cdot \gamma(g)$$

$$\beta' = \beta(g) + 2h \cdot \alpha(g) + h^2 \gamma(g) \quad \dots(10)$$

$$\gamma' = \gamma(g)$$

となり、(5)式に(8)式の係数と  $g(\theta, \Delta\theta)$  を代入して、  $\alpha(g)$ 、  $\beta(g)$ 、  $\gamma(g)$  が求まる。(10)式のそれぞれに  $\varepsilon$  を掛けた式から、  $\varepsilon\alpha'$ 、  $\varepsilon\beta'$ 、  $\varepsilon\gamma'$  が求まる。このとき、アナライザーを通過した後のパンチ長(半値全幅)は、  $2\sqrt{\varepsilon\beta'}$  より求まる。

FELが発振している時のパンチ長を調べるために、FEL発振波長が一定であるためのビーム条件として、  $E_M$  が一定であるような位相の組み合わせにする。つまり、これは、(7)式の  $V_3(\theta, \Delta\theta) = \text{Const.}$  の条件を満たすような  $\theta$  と  $\Delta\theta$  に対する  $g(\theta, \Delta\theta)$  とそのエネルギースペクトルから求めたエネルギー幅  $\delta E$  から(8)式を求めることに相当し、(10)式から、アナライザー通過後のパンチ長の変化がわかる。測定時には、アナライザーの偏向電磁石の励磁電流を一定にして、ビームダンプで観測される電流値が大きくなるような  $\theta$  と  $\Delta\theta$  の組み合わせを選ぶ。ただし、  $\theta$  と  $\Delta\theta$  はFEL発振が観測された付近で探す。

## 2.2 自己相関干渉法

FEL光の自己相関による干渉パターンから、パンチ長の推測を行う。干渉計はマイケルソンタイプで、半透鏡と固定鏡と操査鏡からなる<sup>[4]</sup>。入射した光束は半透鏡で2つに分割され、固定鏡と操査鏡によって生じる行路差で生じる干渉パターンから光パルスの長さを測定することができる<sup>[6]</sup>。

## 3. 結果と考察

### 3.1 測定結果

#### 3.1.1 最大加速電圧 $E_p$

加速管#3の位相を変えて測定したエネルギースペクトルから求めたピークエネルギーの結果を図2に示す。最小二乗法より、(1)式を求めると、

$$E_i = 62.02 + 40.35 \cos(\phi_i - 70)$$

となり、 $E_p = 40.35$ と求まった。LINACの構成から、この値が(6)式の $1/2$ に相当する量である。

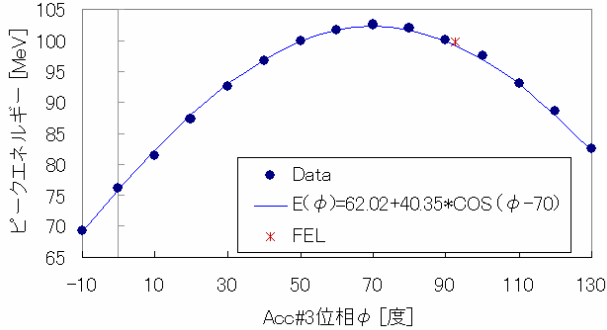


図2：加速管#3に於ける加速位相とピークエネルギー。( \*はFEL発振が最も強く観測された点。 )

### 3.1.2 Twiss parameter

$\theta$ と $\Delta\theta$ に対する $g(\theta, \Delta\theta)$ とそのときに測定したエネルギースペクトルから求めたエネルギー幅 $\delta E$ を図3に示す。最小二乗法より、(8)式を求めると、 $\delta E^2 = 1.94 \times 10^{-7} g(\phi)^2 + 2.75 \times 10^{-4} g(\phi) + 0.397$ となり、 $\epsilon\alpha$ 、 $\epsilon\beta$ 、 $\epsilon\gamma$ が求まる。このとき、LINACを出たときのバンチ長は、0.88mm(2.9ps)と求まった。

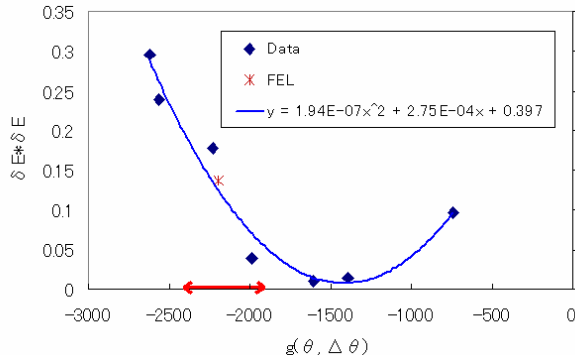


図3： $g(\theta, \Delta\theta)$ と $\delta E^2$ の測定結果と楕円係数。(  $\leftrightarrow$ はFEL発振が観測された範囲を示す。 )

### 3.1.3 アナライザーを通過後のバンチ長

アナライザーを通過した後のバンチ長とエネルギー幅を図4に示す。測定時の電子ビームのエネルギーは100MeVで、アンジュレータを通過する電流はマクロパルス内平均で80mAであった。\*点は、FEL発振がもっとも強く観測された時で、この時のエネルギー幅は半値全幅で0.74%、バンチ長は0.33mm(1.1ps)である。

### 3.2 自己相関干渉法による光パルス幅の測定結果

測定された干渉パターンの例を図5に示す。測定には、位相空間でのバンチ長測定と同じビーム条件の時に観測された約 $1.5\mu\text{m}$ (3rd: 512nm)のFEL光を用いた。干渉実験ができるFEL光強度の範囲で位相組み合わせを変えた測定も行った。操査鏡ステージの移動量は、ステップ当たり $0.1\mu\text{m}$ とした。この干渉パターンで観測された波の数にFELの半波長を掛け

た値が光パルスの幅になる。図4に、光パルス幅と電子ビームのエネルギー幅を示す。光パルス幅は0.06mm程度である。この結果から、FELの光パルス幅は電子ビームのバンチ長よりかなり短いことがわかる。

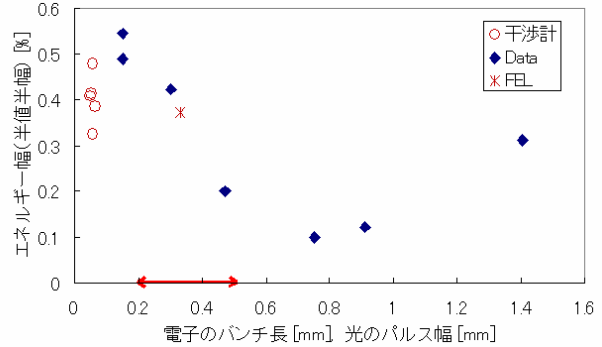


図4：電子のバンチ長及びFEL光のパルス幅とエネルギー幅。(  $\leftrightarrow$ は図3に対応したFEL発振範囲を示す。 )

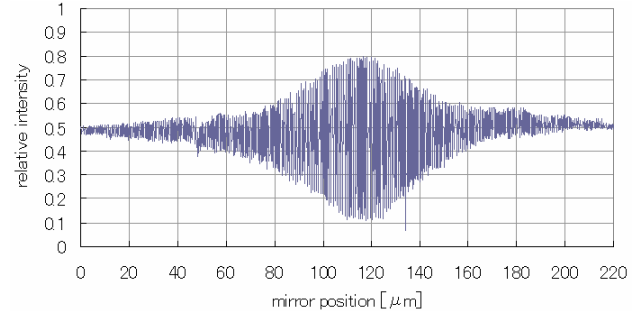


図5：FEL光の自己相関による干渉パターン。

## 4. まとめ

FEL発振時に於ける電子のバンチ長は約1psかそれ以下であり、これはFELシミュレーションの結果と矛盾しない。

位相空間から求めた電子のバンチ長とFEL光のパルス幅は5倍以上違う結果になった。今後、電子のバンチ長と光パルス幅についての解析を検討する予定である。

## 参考文献

- [1] I.Sato et al., "日本大学電子線形加速器の現状と研究計画", Proc. of the 27th Linear Accelerator Meeting in Japan, Kyoto, Aug.7-9, 2002.
- [2] Y.Hayakawa et al., "Characteristics of the Fundamental and 3rd Harmonic FEL at LEBRA", Nucl. Instr. and Meth. A507, 404-408 (2003), FEL 2002, Proc. of the 24th Int. FEL Conference and 9th FEL Users Workshop (Argonne, Illinois, U.S.A., 2002.9).
- [3] K.Yokoyama et al., "日大FEL用リニアックの加速ビーム特性", Proc. of the 23rd Linear Accelerator Meeting in Japan, Tsukuba, September.16-18, 1998.
- [4] K.Hayakawa et al., Proc. of this Meeting.
- [5] A.W.Chao, Handbook of Accelerator Physics and Engineering, World Scientific, 57(1998).
- [6] C.Settakorn et al., "Impact of Experimental Conditions on Autocorrelation Bunchlength measurements", Proc. of the 2nd APAC, Beijing, China, 2001.