

[F16p28]

## EVALUATION OF TIME RESOLUTION OF SUBPICOSECOND ELECTRON DIAGNOSTICS BY COHERENT TRANSITION RADIATION INTERFEROMETRY

J.Sugahara, T.Watanabe, M.Uesaka, K.Yoshii, T.Ueda,  
\*Y.Shibata, \*K.Ishi, \*M.Ikezawa.

NERL, Univ. of Tokyo, 2-22 Shirakata-Shirane, Naka-gun, Ibaraki-ken, 319-1106, Japan,  
\*Res. Inst. Sci. Meas., Tohoku Univ., 2-2-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai, 980-77, Japan,

**Abstract** We performed the experiment and analysis for subpicosecond electron diagnostics by the coherent transition radiation interferometry. We confirmed its reliability for the diagnostics from comparison with the results obtained by the femtosecond streak camera. Further the interferometer for the measurement of 100fs electron pulse is discussed.

### コヒーレント遷移放射干渉法によるサブピコ秒電子ビーム診断の時間分解能評価

#### 1. 序論

線形加速器(ライナック)の分野では過去より電子パルスの圧縮の研究が行なわれ、短パルスは放射線化学など幅広い分野で利用されてきた。すでに、東大院・工・原施ライナックでは、サブピコ秒電子シングルパルスの生成が可能であり、将来的には10fs~100fsの電子ビームの生成を計画している[1]。現在、電子パルス長計測には高時間分解能を持つフェムト秒ストリークカメラが使用されているが、その限界時間分解能は200fsであり、ビーム圧縮システムの発達に伴う、計測システムの開発、改良が重要な課題となってきた。このような背景から、サブピコ秒電子パルスを対象としたコヒーレント遷移放射干渉法による電子パルス計測法を導入し、現在計測不可能である100fs電子パルス計測への応用を検討する。

#### 2. 原理

荷電粒子が誘電率の異なる媒質間の境界面を通過する場合、電磁界の不連続性を補うために電磁波が放出される。この放射を遷移放射と呼ぶ。一つの電子から放出される遷移放射の強度を $I_e(v)$ とし、N個の電子で構成された電子パルス全体の遷移放射の強度を $I_{total}(v)$ とすると、

$$I_{total}(v) = N[1 + (N-1)f(v)]I_e(v) \quad (1)$$

と表せる。ここで、 $f(v)$ は遷移放射のコヒーレントの程度を示す値で、バンチ形状因子と呼ばれる。 $f(v)$ はパルス内電子の確率密度関数 $S(x)$ のフーリエ変換である構造因子 $F(v)$ の2乗として次のように定義されるため、 $f(v)$ を求めることでパルス内電子分布を計算できる。

$$f(v) = |F(v)|^2 = \left| \int_{-\infty}^{\infty} S(x) \exp(i2\pi vx \cdot n) dx \right|^2 \quad (2)$$

マイケルソン干渉計のビームスプリッターの反射率をR、透過率T、光路差を $\delta$ とすると、実験により得られるデータは光路差に対する検出器の出力として、

$$I(\delta) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} TRE(t) + RTE\left(t + \frac{\delta}{c}\right) dt \right|^2 \quad (3)$$

と表される。これをフーリエ変換により周波数ドメインにすると、位相差 $e^{-i\omega\delta/c}$ を考慮して、

$$I(\delta) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} TR\tilde{E}(\omega) + RT\tilde{E}(\omega)e^{-i\omega\delta/c} d\omega \right|^2 \quad (4)$$

となる。ここで、 $\delta \rightarrow \pm\infty$ の場合の $I_{\infty}$ をベースラインとし、 $I(\delta)$ からこれを引いたものを干渉パターンと定義すると、干渉パターン $S(\delta)$ は、

$$S(\delta) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} |RT|^2 |\tilde{E}(\omega)|^2 e^{-i\omega\delta/c} d\omega \quad (5)$$

と表される。 $I_{total}(v) \propto |\tilde{E}(2\pi cv)|^2$ の関係から、

$$I_{total}(v) = |\tilde{E}(v)|^2 = \int_{-\infty}^{\infty} S(\delta) e^{i2\pi\delta v} d\delta \quad (6)$$

となり、 $I_{total}(v)$ を得ることができる。

次に、本研究の実験における一つの電子が放出する単位波数当たりの遷移放射の強度  $I_c(\nu)$  は、ビーム出口のチタン窓からの前方放射とアルミニウム放射体からの後方放射の重ね合わせとして計測されるので、2つの放射体間の距離  $L$ 、形成層の長さ  $L_f$ 、微細構造定数  $\alpha$ 、電子の軌道方向に対する遷移放射の角度  $\theta$  を用いて、

$$I_c(\nu) = \frac{2\alpha\beta^2 \sin^2 \theta}{\pi^2 \nu (1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2} \left( 1 - \cos \frac{2\pi L}{L_f} \right) \quad (7)$$

と表される。また、パルス内電子数  $N$  は実験装置から直接計測により得ることができるので、以上のパラメータを(1)式に代入することで、 $f(\nu)$  を得ることができる。

パルス内電子分布が円筒対称であり、径方向分布と軸方向分布が独立であると仮定すると、得られた  $f(\nu)$  は、縦方向パンチ形状因子  $f_L(\nu)$  と横方向パンチ形状因子  $f_T(\nu)$  の積で表される。円筒座標系において、 $f_L(\nu)$ 、 $f_T(\nu)$  はそれぞれ、

$$f_L(\nu) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} h(z) \exp(i2\pi\nu z) dz \right|^2 \quad (8)$$

$$f_T(\nu) = 4\pi^2 \left| \int_{-\infty}^{\infty} g(\rho) J_0(2\pi\nu\rho) \rho d\rho \right|^2 \quad (9)$$

で与えられており、電子ビーム断面での電子分布  $g(\rho)$  から  $f_T(\nu)$  を計算し、 $f_L(\nu)$  が得られる。ここで、 $f_L(\nu)$  は実偶関数であり、その平方根は複素関数である縦方向構造因子  $F_L(\nu)$  の虚部、つまり位相情報が欠落している。したがって、クラマース・クローニヒの関係により位相情報を復活させた後逆フーリエ変換し、縦方向パルス内電子分布  $h(z)$  の再構成を行う。

$$h(z) = \int_{-\infty}^{\infty} f_L^{1/2} \exp[i(\phi(\nu) - 2\pi\nu z)] d\nu$$

$$\phi(\nu) = -2\nu \int_0^{\infty} \frac{\ln[f_L^{1/2}(\nu') - f_L^{1/2}(\nu)]}{\nu'^2 - \nu^2} d\nu' \quad (10)$$

### 3. 実験

図1に示す体系にて実験を行なった。検出器である Si ボロメータを二つ設置し、一方を干渉実験途中のビームの揺れの計測用、他方をコヒーレント遷移放射の干渉パターンの計測用とし、それぞれをモニター、メインと呼ぶ。ライナック 35L で生成した電

子ビームを Al ミラー(厚さ 100  $\mu\text{m}$ )に衝突させ、発生した遷移放射をマイケルソン干渉計に導く。凹面ミラーで集光した後、ビームスプリッター(厚さ 100  $\mu\text{m}$  の Mylor)で二分する。それらの一方は干渉させずに直接モニター側の Si ボロメータで受光し、他方は固定鏡と可動鏡から生じる光路差により干渉させてからメイン側の Si ボロメータで受光した。それぞれの Si ボロメータの出力をロックインアンプで計測し、モニター側の Si ボロメータの信号によりビームの揺れを補正することで干渉パターンを取得した。また、フェムト秒ストリークカメラ (FESCA)でも測定を行い、結果を比較した。ビーム出口の Ti 窓と Al ミラーとの距離は 360 mm、ビームのパラメータは(パルス幅:800 fs $\sim$ 1.7 ps、電荷量:30 pC $\sim$ 250 pC、繰り返し:12.5 pps、エネルギー:32 MeV)で行なった。

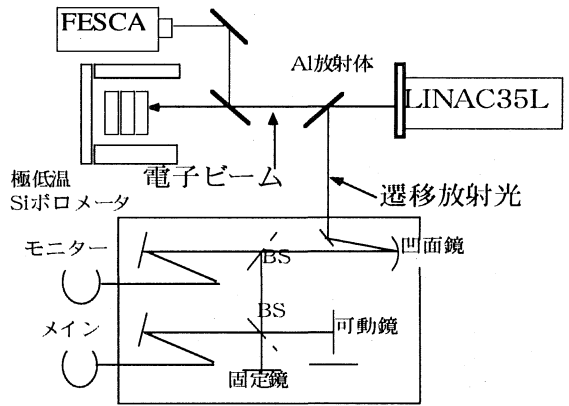


図1. 実験体系図

### 4. 結果と考察

実験によりサブピコ秒電子パルスの干渉パターンを取得した(図2)。干渉計精度の評価基準として、 $V = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}) \geq 0.6$ 、 $I_{\max} / I_0 \geq 1.90$  を用いて調整を行い、 $V = 0.62$ 、 $I_{\max} / I_0 = 1.92$  の精度の干渉パターンを取得した。

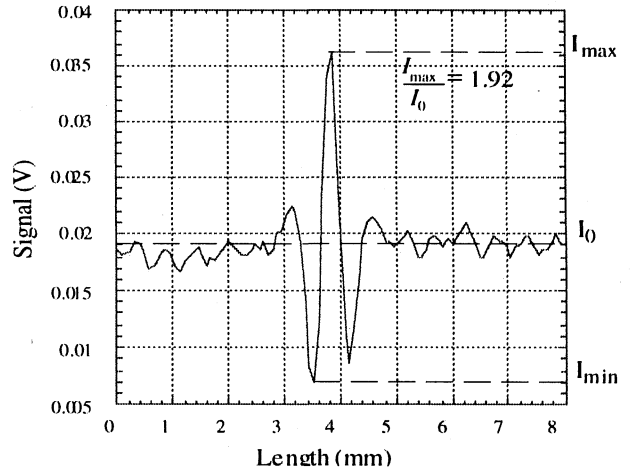


図2. サブピコ秒電子パルスの干渉パターン

この干渉パターンをフーリエ変換し標準光源により強度校正を行ったスペクトルを  $I_{total}(v)$  とし、パルス内電子数  $N = 1.75 \times 10^8$  個、横方向電子分布を  $\sigma = 3.5$  mm のガウス分布として縦方向バンチ形状因子  $f_L(v)$  を計算した(図3)。実線は実験により取得した値であり、破線は電子パルスをそれぞれ400 fs, 500 fs, 600 fs のガウス分布であるとして計算した縦方向バンチ形状因子の理論値である。

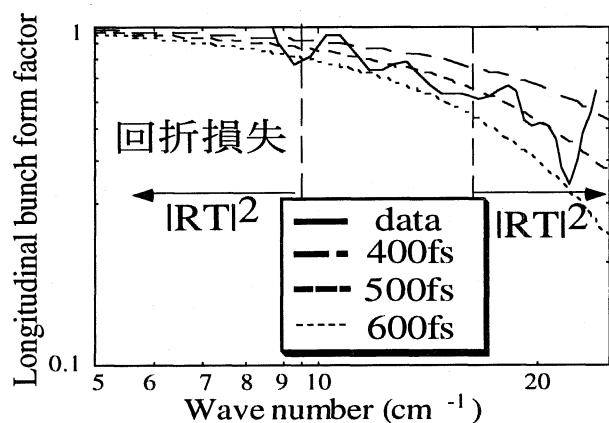


図3. サブピコ秒電子パルスの縦方向バンチ形状因子

実験により計測可能な波長領域はビームスプリッターの効率、平面ミラーでの回折損失、検出器の感度等により有限である。本研究における解析では、得られたスペクトルから波数  $9.5 \sim 18.0 \text{ cm}^{-1}$  を有意な波長領域と設定し、それ以外の領域については理論値を補完した。理論値については、同時測定をしていたフェムト秒ストリークカメラの測定結果からパルス波形をガウス分布と設定し、その中で最適と考えられる500fsの理論値を使用した。こうして得られた縦方向バンチ形状因子  $f_L(v)$  の平方根をとった後、クラマース・クローニッヒの関係を用いて位相情報の復活を行い、逆フーリエ変換してパルス内電子分布の再構成を行った(図4)。

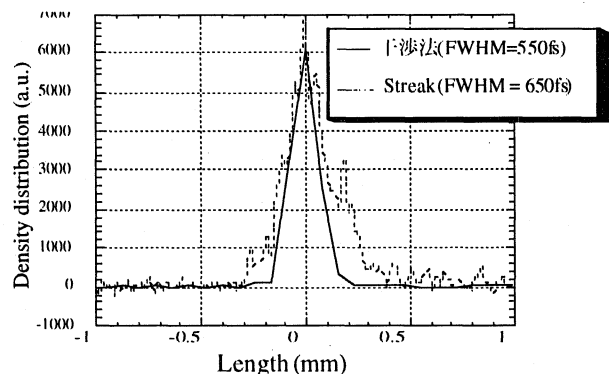


図4. サブピコ秒電子パルスの再構成結果とフェムト秒ストリークカメラによる測定結果

測定結果は干渉法による再構成結果の550 fsに対して、ストリークカメラの測定結果は650 fsであった。チタン・サファイアレーザーによるストリークカメラの誤差測定の結果から、そこでの計測誤差は370 fs(FWHM)であるので、以下の誤差の伝搬則

$$FWHM_{real} = \sqrt{FWHM_{measure}^2 - FWHM_{error}^2}$$

に従い校正を行うと、パルス長は550 fsであった。また、同様の比較をピコ秒電子パルス計測についても行ったところ、干渉法の1.6 psに対してストリークカメラでは1.5 psであった。

このように、サブピコ秒、ピコ秒ともに干渉法による測定結果とストリークカメラの測定結果は良好に一致し、コヒーレント遷移放射干渉法によるサブピコ秒電子パルス評価は有効な計測法であることが確認できた。

今後の100 fs電子ビームの計測においては、縦方向バンチ形状因子  $f_L(v)$  は短波長側にシフトしていく。短波長領域では回折損失が減少するため、ビームスプリッターの効率の最適化により有意な波長領域を広く設定することが可能となる。今回の実験では厚さ100  $\mu\text{m}$  のMylorを使用したけど25  $\mu\text{m}$  のものを使用することで100 fs電子パルス計測に対応可能と考えられる(図5)。

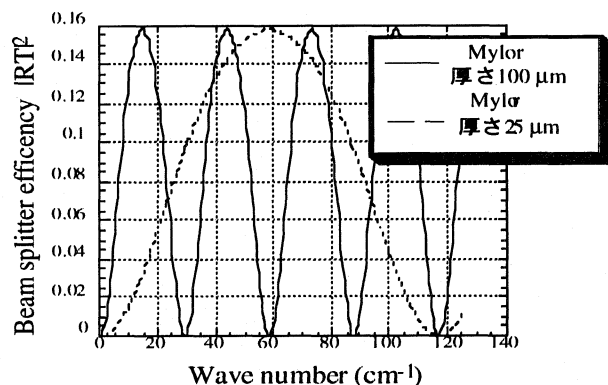


図5. 厚さによるビームスプリッターの効率の変化

## 5. 結論

ストリークカメラの測定結果との比較から、干渉法が電子ビーム計測に有効な手段であることを確認した。今後は、ビームスプリッターの改良、光学系のアライメント精度の向上、さらには遠赤外ポリクロメーターの導入等によりさらなる短パルスのより有効な測定を行う。

## 参考文献

- [1] M.Uesaka et al., in this proceeding.
- [2] Y.Shibata et al., Phys. Rev. E50(1994)p1479.
- [3] H.Lihn et al., Phys. Rev. E53(1996)p6413.