

Optimization of an Optical Resonator for the Coherent Harmonic Generation in NIJI-IV FEL

H.Ogawa¹, K.Yamada, N.Sei, M.Yasumoto

Research Institute of Instrumentation Frontier, National Institute of Advanced Industrial Science and Technology (AIST), 1-1-1 Umezono, Tsukuba, Ibaraki 305-8568

Abstract

The coherent harmonic generation on the NIJI-IV was numerically investigated combined with the GENESIS1.3 code and its extended one. The calculated intensity of VUV photons using an asymmetric resonator was found to be substantially larger than that using a symmetric one, in spite of a reduction of gain and power at the fundamental wavelength.

NIJI-IV FELを用いたコヒーレント高調波発生における光共振器の最適化

1. はじめに

発振型の自由電子レーザー(FEL)では、共振器ミラー損失が真空紫外域に入ると急激に増加するため真空紫外域でのFEL発振は困難であった。しかしながら、蓄積リングFEL(SRFEL)の高性能・高度化により、最近、真空紫外域(<200nm)に達する発振にDUKE(米国)、ELETTRA(イタリア)、NIJI-IV(産総研)が成功している^[1,2]。昨年末には、ELETTRAにおいてフッ化物の低損失誘電体多層膜ミラーが開発され、180nmを切るFEL発振(～176nm)の短波長化が報告されている。ところが、発振型FELでは上記に述べた光共振器損失の問題があり、150nm以下の発振は困難であると考えられる。

産総研では小型電子蓄積リングNIJI-IVを用いてFEL発振の広帯域化の研究を行っているが、発振型FELでは当面150nm付近までを目標とし、それより短波長域ではコヒーレント高調波発生(CHG)法^[3-7]の採用を検討している。CHG法は、上流アンジュレータ、分散部、下流アンジュレータで構成される光クライストロンの上流アンジュレータ内の電子ビームにレーザー光を照射し、電子ビームにマイクロバンチを形成させ、このバンチ化した電子ビームが下流アンジュレータを通過する際に入射光の波長に対しコヒーレントな光高調波を発生させる方法である。このレーザー光として、外部からパルスレーザーを照射する方法^[3-5]とFEL自身を用いる^[6,7]2種類手法がある。本研究では、後者の方法について考察を行う。この方法による高調波発生はDUKEで最初に実現し、発振させた近紫外FEL(～260nm)を用いて7次高調波までのCHG(37-139nm)の観測が報告されている^[6]。また、昨年、ELETTRAにおいてもCHG法により3次高調波(220nm)の生成に成功し、高調波の時間構造やスペクトラム幅などの研究が行われている^[7]。このFEL発振のための光共振器として、これまでの研究では対称共振器が用いられていたが、本研究では非対称共振器を用いた場合にCHG強度が増大でき

るかについて考察し、上流、下流共振器ミラー曲率半径の最適化をシミュレーションにより評価した結果について述べる。

2. 非対称共振器を用いたCHG法

N_e 個の電子からアンジュレータ軸上前方に放射される n 次高調波強度 $d^2I_n/d\omega d\Omega$ は、1電子からの放射強度

$$\frac{d^2I_0}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2\omega^2}{16\pi^3\epsilon_0c^2} \times \left| \int \mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \boldsymbol{\beta}) \exp(i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \Phi_0)) dz \right|^2$$

を用いて

$$\frac{d^2I_n}{d\omega d\Omega} = \frac{1}{2} N_e^2 a_n^2 \frac{d^2I_0}{d\omega d\Omega}$$

と表される。ここで、 a_n は自発放出光からの増幅率を表す因子

$$a_n = 2J_n \left(4\pi n N_d \frac{\Delta\gamma_m}{\gamma} \right) f_n$$

であり、 J_n は n 次ベッセル関数で、 $\Delta\gamma_m$ は上流アンジュレータ内でレーザー光との相互作用により生じた電子エネルギー変調である。高調波強度を増大させるためには、上流アンジュレータ内でのレーザー強度密度を上げて $\Delta\gamma_m$ を大きくさせる必要がある。そこで、外部レーザーを照射するCHG法の場合、通常、ビームウエスト位置を上流アンジュレータの中央に設定する。しかし、FEL自身を用いるCHG法では、前節で述べたように光共振器として対称共振器を用いており、これまでビームウエスト位置は上流アンジュレータの中央ではなく、光クライストロン

¹ E-mail: ogawa.h@aist.go.jp

(分散部)中央であった。ところで、FEL利得は

$$G_0 = 1.12 \times 10^{-13} \frac{\lambda_u^2 N_u^2 (N_u + N_d)}{\gamma^3} K^2 [JJ]^2 f_0 \rho_e F_f$$

で与えられる。ここで、 λ_u はアンジュレータ周期長で N_u はその周期数、 $[JJ]$ はベッセル関数を用いて

$$[JJ] = J_1 \left(\frac{K^2}{4+2K^2} \right) - J_0 \left(\frac{K^2}{4+2K^2} \right)$$

と書け、 ρ_e はピーク電流密度、 f_0 はmodulation factorで一般に n 次のmodulation factorは

$$f_n = \exp \left[-8\pi^2 n^2 (N_u + N_d) \left(\frac{\sigma_\gamma}{\gamma} \right)^2 \right]$$

と表される。また、 F_f は光クライストロン内での電子ビームとFELの横方向サイズの重畳率を表すfilling factorで対称共振器の場合

$$F_f = \frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{w_0^2}{4\sigma_x^2} \right) \left(1 + \frac{w_0^2}{4\sigma_y^2} \right)}}$$

と電子ビームサイズ $\sigma_{x,y}$ とレーザーのビームウエストサイズ w_0 の関数で評価される。通常、SRFELでは光クライストロン内での電子ビームの焦点が光クライストロンの中央にあるので、対称共振器を用いてビームウエスト位置も光クライストロン中央にすることにより F_f 、つまりFEL利得 G_0 を最大にすることができる。この理由から、これまでの研究では対称共振器が用いられていたことが理解できる。しかし、前述したようにCHGでは、上流アンジュレータ内でのレーザー強度密度を上げてエネルギー変調 $\Delta \gamma_m$ を大きくさせる必要があるため、この目的のためには非対称共振器を用いた方が有利になると考えられる。一方、光形状が非対称になる分、filling factor F_f が小さくなりFEL利得が下がり、その結果CHG強度が低下するため対称、非対称共振器のどちらが有利であるかは不明である。そこで、本研究では、これらの効果を定量的に調べるためにNIJI-IVにおいて非対称共振器を用いたCHGの有効性をシミュレーションにより評価を行う。

3. CHGシミュレーション

近紫外域に反射率を最適化した光共振器を用いて波長300nmのFELを発振させる。このFELを光クライストロンETLOK-II(全長6.3m)^[8]内で電子ビーム($E=340\text{MeV}$)と相互作用させ、CHG法によりコヒーレント高調波を発生させる。生成された高調波は下流の穴開きミラーにより共振器の外に取り出す。このCHG法を用いて生成される3次高調波(100nm)

表 1: NIJI-IV FELのパラメータ

Energy	340 MeV
Natural energy spread	2.6×10^{-4}
Revolution frequency	10.1MHz
Beam current	20mA
Bunch length σ_l	21 mm
Synchrotron dumping time	30 ms
Magnetic period	
Undulator section	72mm
Dispersive section	216mm
Total length	6.288m
Number of period	42×2
Cavity length	14.8m
Cavity loss	1.0%

強度をGENESIS1.3^[9]を基に開発した3次元シミュレーションコード^[10]を用いて評価した。この計算に使用したNIJI-IV FELシステムのパラメータを表1に示す。NIJI-IVでは、最近、ETLOK-IIの反対側の長直線部に赤外FEL専用の光クライストロンETLOK-IIIを導入した^[11]。表1は、ETLOK-III導入後の測定結果をもとにしたパラメータである。電子ビームのパラメータは、単バンチ運転時の値であるが、その電子バンチ長 σ_l と電流値 I は次式より評価した。

$$I = \frac{\sqrt{2\pi} E}{e \alpha R^3} \left(\frac{f_s}{f_{rev}} \right)^2 \frac{\sigma_l^3 - \sigma_{l0}^2 \sigma_l}{(Z/n)_{eff}}$$

ここで、 f_s (f_{rev}) はシンクロトロン振動(リング周回)周波数、 σ_{l0} は自然バンチ長、 $(Z/n)_{eff}$ は有効縦結合インピーダンスを表す。また、ビーム内散乱によるエミッタンスの増大に関しては、ZAPコードにより評価を行った。

3.1 N_d の最適化

まず、対称共振器(上流、下流ミラー曲率半径 $R_u=R_d=8\text{m}$)を用いた場合について分散部のパラメータ

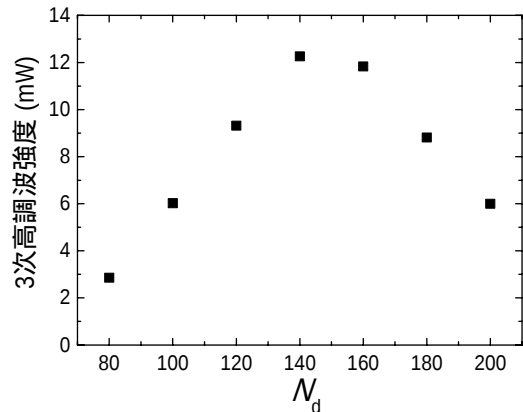


図 1: 3次高調波共振器内強度の N_d 依存性

N_d の最適化を行なう。図1は、3次高調波(100nm)共振器内強度の N_d 依存性の計算結果であるが、 $N_d=140$ が最適値であることが分かる。この値は、基本波(300nm)の利得を最大にする N_d は

$$N_d = \frac{1}{4\pi\sigma_\gamma / \gamma} - N_u$$

で与えられることが知られており、この時の最適値 $N_d \sim 260$ よりも小さいことが分かる。以下の計算では、 $N_d=140$ を用いて評価を行う。

3.2 非対称共振器

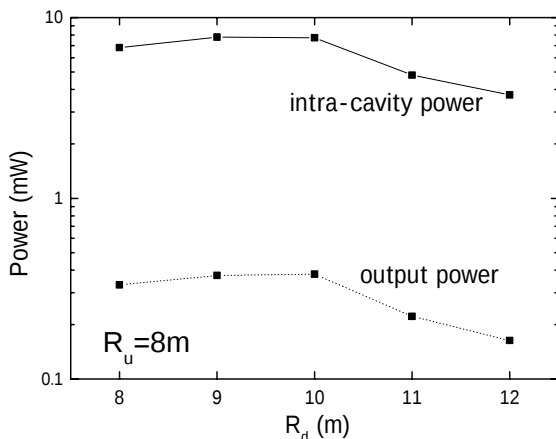


図2: 3次高調波($R_u=8m$ の時の) R_d 依存性

上流共振器ミラー曲率半径を $R_u=8m$ に固定した場合に下流共振器ミラー曲率半径 R_d を変化させた時の3次高調波(100nm)の共振器内ピーク強度と下流ミラー穴(有効ミラー穴径0.3mm)から引き出した高調波出力を図2にプロットした。対称共振器である $R_d=8m$ の場合より、非対称共振器の $R_d=10m$ の方が高調波強度が増大していることが分かる。この理由を理解するために、図3にミラー曲率半径に対するFEL総利得とレーザーのビームウエスト位置の変化をプロットした。図のビームウエスト位置は、上流アンジュレータ中央を基準にした距離であり、 R_d が対称共振器の8mより大きくなるにつれて上流側にシフトし、それに伴い利得が小さくなる。しかし、レーザー密度が大きくなるため $R_d=9 \sim 10m$ の時に高調波強度が最大になったことが理解できる。

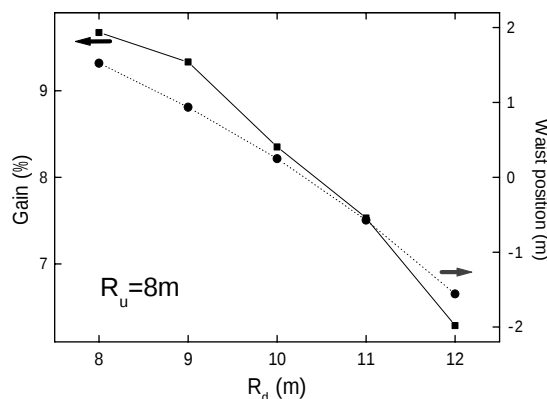


図3: FEL利得とビームウエスト位置の R_d 依存性

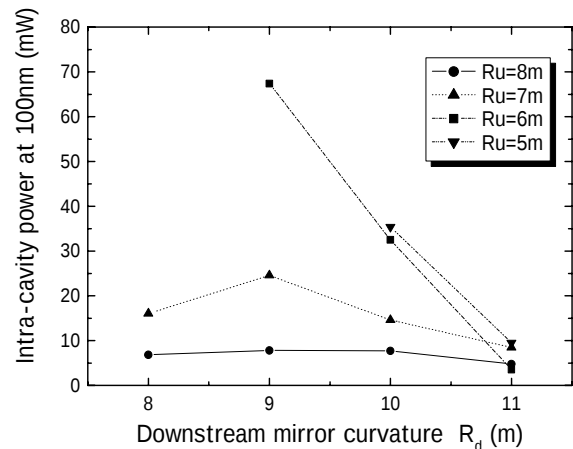


図4: 3次高調波共振器内ピーク強度の上流、下流共振器ミラー曲率半径 R_u 、 R_d の依存性

最後に、上流ミラー曲率半径 R_u が5~8mの時に得られる3次高調波共振器内ピーク強度を下流ミラー曲率半径 R_d の関数として図4にプロットした。先に述べたように $R_u=8m$ の時を比較すると従来この手法で用いられていた対称共振器($R_d=8m$)では約7mWの出力が得られるのに対し、非対称共振器 $R_d=9 \sim 10m$ では高調波強度が約8mWに増加している。さらに上流、下流ミラーの曲率半径を最適化したところ非対称共振器 $R_u=6m$ 、 $R_d=9m$ の時に3次高調波強度は対称共振器の場合に比べ約1桁増大することが分かった。

4. まとめ

NIJI-IVにおける非対称共振器を用いたCHG法の可能性を調べるためシミュレーションによる検討を行った。3次高調波(100nm)強度を増加させるために共振器ミラー曲率半径の最適化を行ったところ、これまで用いられていた対称共振器に比べ非対称共振器の方が高調波強度を増大できることが分かった。

参考文献

- [1] V.N. Litvinenko, Nucl. Instr. and Meth. A475 (2001) 195.
- [2] K. Yamada et al., Nucl. Instr. and Meth. A528 (2004) 268.
- [3] J.M. Ortega et al., IEEE J. Quantum Electron. QE-21 (1985) 909.
- [4] R. Prazeres et al., Europhys. Lett. 4 (1987) 817.
- [5] K. Yamada et al., Nucl. Instr. and Meth. A407 (1998) 193.
- [6] V.N. Litvinenko, Nucl. Instr. and Meth. A507 (2003) 265.
- [7] G.De. Ninno et al., Proceedings of the 25th Free Electron Laser Conference, (2004) 237.
- [8] T. Yamazaki et al., Nucl. Instr. and Meth. A331 (1993) 27.
- [9] S. Reiche, Nucl. Instr. and Meth. A429 (1999) 243.
- [10] H. Ogawa et al., Nucl. Instr. and Meth. A528 (2004) 301.
- [11] N. Sei et al., Proceedings of the 26th Free Electron Laser Conference (2005) 307.