

Comparison between JAERI FEL and other high power FELs

N. Nishimori, R. Hajima and R. Nagai

Japan Atomic Energy Research Institute

2-4 Shirane, Shirakata, Tokai, Naka, Ibaraki 319-1195, Japan

ABSTRACT

At the JAERI FEL, anomalous increase of the FEL efficiency was observed near perfect synchronism of the optical cavity. To understand the phenomenon, comparison of FEL parameters between JAERI and other high power FELs was done. The anomalous efficiency increase will be due to high gain and long macropulse at the JAERI FEL.

原研 FEL と他の高出力 FEL の性能比較

1. はじめに

原研自由電子レーザー (JAERI FEL) では 1998 年 2 月の発振 [1] 以降、電子銃の改良、縦方向のビームサイズを小さくするための bunching scheme の最適化 [2] 等を経て、2000 年 2 月にマクロパルス内の平均出力 2kW 程度の発振に成功した [3]。この時、電子ビームのエネルギーロスの測定から、電子ビームから FEL への変換効率 (η) は 5% にもなっていた。また、平均出力の増えて行く過程で現れて来たのだが、光共振器の detuning (δL) の $0\mu\text{m}$ 付近において η が急速に立ち上がる現象が見られている [3]。これが、JAERI FEL に特有に現れている現象なのか非常に興味深い。

ここでは、従来的高出力 FEL [FELIX, Thomas Jefferson National Laboratory (TJNL) 等] と JAERI の性能を比較し、JAERI FEL の $\delta L \sim 0\mu\text{m}$ 付近の η 増が他の研究所でも観測されているかを調べる。また、定常的な発振状態からリミットサイクル発振を経てカオス的な発振に至る FEL の発振状態の変化を観測できるか調べる。これらの検討に、FELIX の実験結果をよく説明している Piovela 達の supermode 理論に基づく計算 [4]、Hahn 達の non linear 計算結果 [5] を用いる。

2. JAERI, TJNL, FELIX のパラメーター比較

JAERI, TJNL, FELIX について FEL、電子ビームそれぞれについてのパラメーターを Table 1 にまとめる。ここに各パラメーターの意味をまとめる。 N_w : アンジュレーター周期数、 λ_w : アンジュレーター周期長、 a_w : 規格化されたアンジュレーターの強さ、 Z_R : レイリー長、 E : 電子ビーム運動エネルギー、 γ_0 : $m_e c^2$ で規格化された全エネルギー、 λ : 発振波長、 Q : パルス当たりの電荷量、 I : ピーク電流、 $[JJ]^2$: 平面アンジュレーターの係数、 Σ : 横方向の光サイズ、 $I(\text{ave})$: 平均電流量、 $P(\text{ave})$: 電子ビーム平均パワー、 η : 電子ビームから FEL への変換効率、 $L_b(\text{rms})$: 縦方向のビームサイズ、 L_g : ゲイン長、 L_c : cooperation 長、 L_s : slippage 長、

S: slippage パラメーター、K: superradiant パラメーター、 g : small signal gain、 ν : 規格化光共振器 detuning 長、 γ : 式 (9) 参照、 α_0 : 光共振器全ロス、 α : 規格化 光共振器全ロス。

Table 1: JAERI, TJNL, FELIX それぞれについての FEL のパラメーター

	JAERI	TJNL [6]	FELIX [7]
N_w	52	40.5	38
λ_w (cm)	3.3	2.7	6.5
a_w	0.7	0.98	1.2
Z_R (m)	1.00	0.4	1.2
E (MeV)	16.4	47.8	22.5
γ_0	33	95	45
λ (μm)	22.4	3.1	39
Q (nC)	0.51	0.06	0.2
I (A)	100	60	70
$[JJ]^2$	0.830	0.746	0.693
Σ (mm^2)	18.6	1.01	41.8
$I(\text{ave})$ (mA)	5.4	4.4	200
$P(\text{ave})$ (kW)	88.6	210	4500
FEL Power (kW)	1.7	1.72	
η (%)	4.6	0.82	
$L_b(\text{rms})$ (mm)	0.63	0.12	0.38
ρ	0.0043	0.0035	0.0044
L_g (cm)	61.6	61.6	118.3
L_c (mm)	0.418	0.071	0.710
$L_s = \lambda N_w$ (mm)	1.16	0.124	1.48
$S = L_s / L_b$	0.75	0.42	1.59
$K = L_c / L_b$	0.27	0.24	0.76
g	21.6	5.58	9.10
$\nu @ 1\mu\text{m}$ ($\times 10^{-3}$)	0.15	2.93	0.58
γ	11.6	5.45	2.33
α_0 (%)	5	10	5
α	0.0043	0.018	0.021

以下は Table 1 に表記されているパラメーターで余り一般的でないものの定義式。詳しくは論文 [4,5] 参照。ここで、 I_A : 17000 A、 C : 光速が式に使われている。

$$g = 4\pi^2 (a_w \lambda_w J J)^2 \left(\frac{N_w}{\gamma_0}\right)^3 \frac{I}{I_A \Sigma} \quad (1)$$

$$= (4\pi \rho N_w)^3 \quad (2)$$

$$L_b = \frac{cQ}{I} \quad (3)$$

$$L_b(\text{rms}) = \frac{L_b}{\sqrt{6}} \quad (4)$$

$$L_g = \frac{\lambda_w}{4\pi\rho} \quad (5)$$

$$L_c = L_s \frac{L_g}{N_w \lambda_w} = \frac{\lambda}{4\pi\rho} \quad (6)$$

$$\rho = \frac{1}{\gamma_0} \left(\frac{a_w^2 J J^2 \lambda_w^2 I}{16\pi \Sigma I A} \right)^{1/3} \quad (7)$$

$$\nu = \frac{2\delta L}{gL_b(\text{rms})} \quad (8)$$

$$\gamma = \frac{L_b(\text{rms})}{L_s} g \quad (9)$$

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{\gamma} \quad (10)$$

3. supermode 理論との比較

supermode 理論に基づく Piovela の計算結果に基づき考察する。FELIX の実験結果を再現している計算。横方向の光サイズ: Σ とビームの z 方向のサイズ: L_b に関して、どのように得たか簡単に断っておく。

$\Sigma = \lambda(Z_R + (\lambda_w N_w)^2 / 12 Z_R) / 2$ となるはずだが、FELIX に対しては論文 [4] に従い、 $\Sigma = \frac{\lambda Z_R}{0.356\pi}$ を適用する。JAERI でもエミッタンスから考えて Σ を 0.75 で割ったものを使用する。TJNL に対してはそのような補正はしない。

L_b の定義は $L_b = \frac{cQ}{I}$ となっている。ここで、c は光速、Q は電荷量、I はピーク電流。ところが、[4] を参照すると $L_b = 0.38\text{mm}$ と表記されている。FELIX は 3ps 程度の半値幅なので $L_b = 1\text{mm}$ 程度になるはず。従ってここで使われている L_b は rms 値と判断した。ビームが 3 角形に近いと考え半値幅を $\sqrt{6}$ で割ったものを rms 値として、JAERI、TJNL 共に計算した。

Fig. 1 に [4] から引用した GAIN と ν の関係図を示す。 ν は無次元パラメーターで δL の代わりに使用している ((8) 式参照)。 ν が小さい程 supermode 数が増

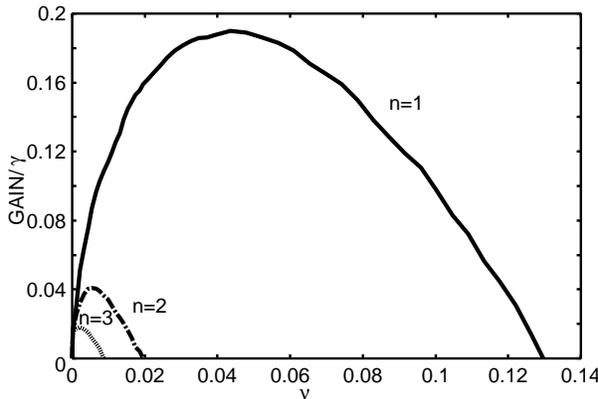


Fig. 1: 論文 [4] から引用した GAIN/γ と ν の関係図。 ν が小さい程多くの supermode が現れるが、GAIN が小さくなる。

え、 η が増す。ただし、GAIN が小さくなるのでロス α ((10) 式参照) が小さいことが必要になる。

(8),(10) 式からわかるように ν と α を小さくするには gL_b が大きくなる必要がある。 gL_b を式 (11) のように書き下して眺めると、パルス当たりの電荷量 Q が大きいことが必要で、 Σ や $a_w, N_w, \lambda_w, \gamma_0$ 等にも依存することがわかる。

$$gL_b = 4\pi^2 (a_w \lambda_w J J)^2 \left(\frac{N_w}{\gamma_0} \right)^3 \frac{cQ}{I A \Sigma} \quad (11)$$

JAERI では g が TJNL, FELIX に対してそれぞれ 4.2 倍大きくなっている。また、 $L_b(\text{rms})$ に関しても FELIX に対して 1.6 倍、TJNL に対して 5 倍、JAERI が大きい。これは Q が大きいことと関連している。従って、 $\delta L = -1\mu\text{m}$ で比較した場合、 $\nu = 0.15 \times 10^{-3}$ (JAERI)、 2.93×10^{-3} (Jeff.)、 0.58×10^{-3} (FELIX) となる。[4] では $\nu = 1 \times 10^{-3}$ までしか計算していないが、JAERI の場合さらに一桁下まで計算する必要がある。

同じ δL に対して TJNL の場合は、 ν で 20 倍も異なる。従って δL を $1/20\mu\text{m}$ の精度で調整しないと、JAERI の $\delta L = -1\mu\text{m}$ の現象は確認できないだろう。FELIX の場合は、長いマクロ長にして $1/4\mu\text{m}$ の精度で共振器を調整する必要がある。このような高精度の調整が可能であってもそれぞれの δL で発振するだけのゲインが残っていることが不可欠となる。 $\delta L \sim 0\mu\text{m}$ 付近ではゲインが小さくなっていくので、ロスがゲインより小さくないといけない。Table 1 で α を比較すると、ここでも JAERI が TJNL の 4 倍、FELIX の 5 倍小さい値となっている。JAERI では ν の小さいところまで入って行けることを意味する。以上のように、FELIX や TJNL では $\nu = 0.1 \times 10^{-3}$ での η を観測するのは今のままでは困難と思われる。他の研究所に関しては、RAFEL [8]、UCLA [9] 等が small signal gain が大きいいため、JAERI と同じ現象を観測する可能性がある。

JAERI、TJNL、FELIX それぞれについて、ある特別な ν に対する δL を求めたものを Table 2 にまとめる。 $\nu = 0.001$ は [4] で η の最大になる付近。0.01, 0.02, 0.03 はそれぞれ 3, 2, 1 ヶの supermode が発生する点。ただし、ロス α が 0 の場合。

波長スペクトルのデータから JAERI では $\delta L = -160\mu\text{m}$ より長い所で発振し始め、 $\delta L = -120\mu\text{m}$ で 2 つモードが現れ、 $\delta L = -80\mu\text{m}$ で 3 つめが現れる。 $\delta L = -30\mu\text{m}$ では 4 つ以上モードが現れ、 $\delta L = -10\mu\text{m}$ では 10 ヶ程度になる。Table 2 に示すように、ロスの無い場合の理論値は 1 つめが現れるのは $-885\mu\text{m}$ 、2 つめは $-136\mu\text{m}$ 、3 つめは $-68\mu\text{m}$ となり、ロスやビームのエネルギー広がりを考えるとほぼ合っている。ただし、 $\nu = 0.001$ 以下は彼らは計算していない (理論の適用範囲外?) ので、JAERI のデータで $\delta L = -10$

Table 2: $\alpha=0$ の場合の各 ν に対応する δL 。単位は μm 。 $\nu = 0.13$ は 1 つ、 0.02 は 2 つ、 0.01 は 3 つ それぞれ supermode が現れる ν の値。括弧内は実験的に得られているスペクトルが 1、2、3 本現れる δL を示す。

ν	JAERI	TJNL	FELIX
0.001	6.8	0.33	1.7
0.01	68 (80)	3.3	17
0.02	136 (120)	6.7	35
0.13	885 (160)	44 (16)	225 (185)

μm 以下のデータは理論的にも未知の領域のようだ。また、既に述べたように JAERI における $\delta L = -10 \mu\text{m}$ 以下のデータは TJNL や FELIX では到達するのが難しい。従って、TJNL[10] や FELIX[11] と detuning curve の形が違うのも頷ける。TJNL の場合 [10]、 $\delta L = -16 \mu\text{m}$ で発振が始まり、 $\delta L = -3 \mu\text{m}$ で η の増え方が急速になってくる。 η 最大は $\delta L = -1 \mu\text{m}$ 程度。FELIX の場合 [11]、 $\delta L = -185 \mu\text{m}$ で発振が始まり、 $\delta L = -20 \mu\text{m}$ で η の増え方が急速になってくる。 $\delta L = -5 \mu\text{m}$ で最大の η が得られている (常伝導加速器でマクロ幅を余り増やせないの、これ以上 δL を短くしても飽和しない)。TJNL、FELIX 共にモードが 3 つ立ち出すと η の増え方が速くなるようだ。JAERI では $-80 \mu\text{m}$ で既にその領域に達していることになる。

4. non-linear な計算との比較

S.J. Hahn 達が S(slippage parameter)、K(superradiant parameter)、D(detuning parameter) を用いて定常的な発振、リミットサイクル発振、カオス的な発振と発振状態の変化を数値計算で調べている。FEL が光共振器内を往復する際の往復回数に対する η の変化から導き出しているが、カオス状態であることを実験的に導くことは今のところ JAERI でも成功していない。ただ、preliminary だがリミットサイクル的な発振状態は観測されている。JAERI、TJNL、FELIX の S、K パラメーターから、それぞれの発振状態がどこまで行けるか示した図を論文 [5] から引用し Fig. 1 に示す。S と K の定義は Table 1 中に示してあるが、注意する点は $L_b(rms)$ ではなく L_b を使っていることである。それぞれのパラメーターを図に記入すると、JAERI が最もカオス的な発振状態に到達可能なことがわかる。

5. まとめ

JAERI で達成された高出力 FEL 性能について、FELIX、TJNL 等、従来の高出力 FEL と比較し、特に JAERI FEL で観測されている $\delta L \sim 0 \mu\text{m}$ 付近での η の増大現象について考察した。JAERI FEL ではパルス当たりの電荷量が多くそれを縦方向に十分に圧縮し、100A 以上のピーク電流としているため大きな gL_b が得られる。従って、 α が小さくなり $\delta L \sim 0 \mu\text{m}$ 付近まで十分に GAIN が得られる。また同じ δL で小さな ν が得られることから高い効率 η が得られる。従って、 $\delta L \sim 0 \mu\text{m}$ 付近で観測されている η の

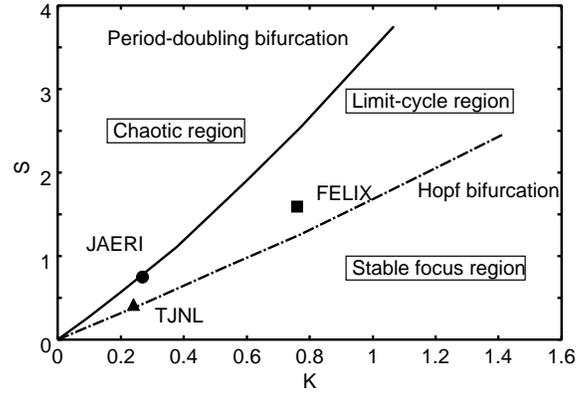


Fig. 2: 論文 [5] から引用した S と K の相関から FEL の発振状態を求めた図。最もカオス的な発振が可能なのは JAERI である。ここで、分岐曲線は $\delta L = \lambda$ ($D=1$) の時のもの。

増大現象はおそらく JAERI FEL に固有に観測されているもので、そのメカニズムを理解する必要がある。リミットサイクルからカオス状態への遷移が起きている可能性もあるが、今のところ実験的な証拠は掴めていない。実験的に導き出すには加速器の安定性をより高めて、安定な FEL 発振を行なう必要があると思われる今後の課題である。

参考文献

- [1] E.J. Minehara et al., NIM A **429** (1999) 9.
- [2] N. Nishimori et al., NIM A **445** (2000) 432.
- [3] N. Nishimori et al., "Improvement of JAERI high power FEL", in this proceedings.
- [4] N. Piovello et al., Phys. Rev. E **52** (1995) 5470.
- [5] S.J. Hahn and J.K. Lee, Phys. Lett. A **176** (1993) 339.
- [6] G.R. Neil et al., Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 662.
- [7] D.A. Jaroszynski et al., Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 3412.
- [8] D.C. Nguyen et al., SPIE Vol. 3154 (1997) 39.
- [9] M. Hogan et al., NIM A **407** (1998) 257, M. Hogan et al., Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 289.
- [10] S.V. Benson et al., NIM A **429** (1999) 27.
- [11] D.A. Jaroszynski et al., NIM A **393** (1997) 332.