

〔研究〕

自由電子レーザー専用電子蓄積リングNIJI-IVの開発

Development of the Electron Storage Ring NIJI-IV Dedicated to Free Electron Lasers

清 紀 弘	山田 家和勝	大 垣 英 明	三 角 智 久
N. SEI	K. YAMADA	H. OHGAKI	T. MIKADO
鈴 木 良 一	大 平 俊 行	豊 川 弘 之	山 崎 鉄 夫
R. SUZUKI	T. OHDAIRA	H. TOYOKAWA	T. YAMAZAKI
富 増 多 喜 夫	河 合 正 之	横 山 稔	杉 山 卓
T. TOMIMASU	M. KAWAI	M. YOKOYAMA	S. SUGIYAMA
		野 口 勉	千 脇 光 國
		T. NOGUCHI	M. CHIWAKI

An electron storage ring NIJI-IV dedicated to free electron lasers (FELs) was developed in cooperation with Kawasaki Heavy Industries, Ltd. The NIJI-IV has a compact racetrack type with a triple-bend-achromat lattice. Although its circumference is only 29.6 m, it has two 7.2-m straight sections. A 6.3-m optical klystron was installed in one of the straight sections in 1992, and FEL oscillations were achieved in two visible regions in the same year. In order to shorten the wavelength of the FEL oscillations, the NIJI-IV was modified to realize the lower-emittance mode. The first lasing in the ultra violet (UV) region was achieved at around 350 nm in 1994. Sextupole-quadrupole-sextupole (SQS) magnets were designed so as to suppress a head-tail instability which limited the peak electron density in a bunch. They were installed in all of the short-straight sections of the NIJI-IV in 1997. They corrected the horizontal and vertical chromaticities perfectly, so that the peak electron density after the installation of the SQS magnets was 5 times higher than that before the installation. This improvement realized to shorten the wavelength of the FEL oscillation in the UV region, and the shortest wavelength was down to 212 nm in 1998.

§ 1 はじめに

高速で運動する電子からエネルギーを取り出すには様々な方法があり、どのような状態のエネルギーを取り出したいかでその方法が選ばれることになる。自由電子レーザー (FEL: Free Electron Laser) はそうした方法の中の一つで、時間的・空間的にコヒーレントな電磁波を得ることができるものである¹⁾。FEL

では電子を周期磁場中で運動させることにより、レーザー媒質を用いることなく直接的に電磁波の自発放出や誘導放出を行うため、波長を比較的容易に調整できるという優れた特徴を有している。この性質のため、原理的にはX線から遠赤外に渡る広い波長領域で光源として利用可能なのである。また、レーザー媒質を用いないため、これによる熱損失がなく、高効率で高出力の電磁波を得ることも可能である。

KEY WORDS : 蓄積リングNIJI-IV, 自由電子レーザー, 電子ビーム

通常FEL装置は、高速電子パンチを生成する加速器、高輝度な光を生成し増幅する挿入光源、光増幅の効率を高める光共振器で構成されている。中には光共振器を必要としないSASE (Self-Amplified Spontaneous Emission) 型のFEL装置もあるが、X線領域や大出力を狙うための装置であり、特殊なものであると言える。従って、高品質のFELを創出するには、“高電子密度が可能な加速器”に“高利得が可能な挿入光源”を設置し、“低損失な光共振器”を使用することがポイントになる。そして前述したように、原理的には広範囲で波長可変・高出力となり得るが、実際には使用する装置によって発生し得るFELは限定される。殊に電子パンチの性質は加速器の種類によって大いに異なっており、波長や出力といったFELの基本的な性質は選択した加速器に依存している。

当所の電子加速器グループでは小型蓄積リングの開発が盛んであったため、蓄積リングを用いたFEL (SRFEL) の研究が進められていた²⁾。蓄積リングを用いた場合、FELの増幅によりエネルギー広がりが増大した電子パンチを繰り返し使用するため、出力が比較的小さい傾向がある。しかし、蓄積リングでは比較的高エネルギーで質の良い電子パンチが得られることから、通常可視域以下の短い波長領域が研究の対象になり、紫外域から真空紫外域での波長可変光源として期待できる。本研究の開始当初は汎用電子蓄積リングTERASを用いてSRFEL技術の実証実験が行われていた。1991年には国内で初めての可視域FEL (波長592~599 nm) 発振に成功し³⁾、マクロパルスの時間構造やQスイッチングによるピーク出力の増大など、SRFELの性質が調べられた⁴⁾。しかし、TERASはシンクロトロン放射を利用することを目的とした第二世代の蓄積リングであり、直線部が1.8 mと短く、挿入光源である光クライストロン (OK) の全長は1.4 mしかなかった。さらに、エミッタンスが大きいため高い電子パンチ密度は得られなかった。従って、短波長化を進め紫外域以下の波長でFEL発振を実現するには不向きであった。

そのため、エミッタンスが小さくて長い直線部を持つ小型蓄積リングNIJI-IVが、当所と川崎重工(株)との協力で開発されることとなった⁵⁾。蓄積リングタイプのFEL装置としては、蓄積リングNIJI-IVは世界で初めてのFEL専用装置である。NIJI-IVの周長は

TERASよりもやや短い29.6 mであるが、4極磁石を除いた長さが7.2 mの直線部が二つあり、レーストラックタイプである。NIJI-IVは1991年2月に初めて電子ビームが蓄積され、1992年4月に6.3 mのOKが長直線部の一方に設置されてFEL実験の環境が整った。この年の8月には僅か0.2 mAのビーム電流で波長590 nm付近のFEL発振に成功し⁶⁾、9月には488 nmまで短波長化を行った⁷⁾。その後蓄積リングや光共振器の改良を行うことで、1994年4月には発振波長が紫外域(350 nm)に突入し⁸⁾、1998年では300 nm付近(3月)、240 nm付近(5月)そして215 nm付近(10月)と立て続けに短波長化を成功させた^{9,10)}。殊に蓄積リングNIJI-IVのFELシステムで得られた最短波長212 nmは、当時のFEL最短波長記録である。NIJI-IVに対して行った様々な改良の結果、電子パンチ密度が飛躍的に増大し、可視域での初発振から最短波長発振に至るまでにFEL実験に使用可能な利得は数十倍も向上している。

本稿では、当所が行ってきた蓄積リングNIJI-IV電子ビームの高度化の経緯を紹介する。初めにFEL実験が開始された当時のNIJI-IVの概略を説明し、電子ビーム特性の測定について述べる。さらに、電子パンチ密度の向上に寄与した低エミッタンス化と電子ビーム不安定性への対策について述べ、さらなる高度化に必要な蓄積リングの改良を明らかにしたい。

§ 2 電子蓄積リングNIJI-IV

初めに、FEL専用リングとして要求される性質から議論を始める。十分なFEL利得を実現するためには、時間的・空間的に高い電子密度が必要である。具体的にいえば、エミッタンスが低くてパンチ長が短く、かつエネルギー広がりが小さくできれば良い。単に発振を目指すのではなく高出力のFELを取り出すのであれば、さらに高い電子エネルギーが必要になってくる。ただし、電子エネルギーが高ければ比較的電子パンチも安定で長寿命になるという有利な点もあるのだが、FELの利得は電子エネルギーの3乗に反比例して減少するので注意が必要である。また、挿入光源の部分では運動量分散関数をゼロにする方がよい。異常なエネルギー広がりの増大が発生しても電子ビームサイズに影響を与えないからである。挿入光源との関わりからは、長い直線部が要求

される。SRFEL の利得は挿入光源の長さの 3 乗に比例するので、電子バンチの劣化による利得の飽和が生じない限り、長い直線部は極めて重要である。光共振器との関わりからは、回折損失が大きくならないような真空チェンバーが要求されるが、短波長 FEL 装置では通常問題になることはない。

蓄積リング NIJI-IV の設計・製作にあたっては、上で述べた他に小型であるという要求も付加していた。これは、将来的に SRFEL が産業応用として波及できることを睨んでの配慮であったが、小型であると低エミッタンス化が難しくなることも考慮しなければならない。これらの要求と実験室の寸法上の制約から、NIJI-IV は Triple-bend-achromat のラティスを採用し、レーストラックタイプとした⁵⁾。このため、リング周長は 29.6 m と小型ながら直線部の長さは 7.2 m もとることができた。その一方の直線部に 6.3 m の OK が設置されている。偏向電磁石の軌道半径は 1.2 m で、そのエッジには 16.1 度の角度を付けて上下方向への収束力を持たせてある。シンクロトロン放射で失わ

れるエネルギーを補給するための加速空洞は、以前 TERAS で使用されていたものを流用した。投入する高周波の周波数は 162.2 MHz で、最大 16 個の電子バンチがリングに存在できる。加速空洞用の高周波電源は最大 2 kW 出力のものを使用し、加速空洞のシャントインピーダンスが $\sim 1 \text{ M}\Omega$ なので、加速電圧は最大で $\sim 40 \text{ kV}$ である。リニアックからの電子ビームを NIJI-IV へ入射し蓄積するために、セプタムコイルとキッカコイルが各々一つずつ対称の位置に挿入されている。長直線部の分散関数をゼロにするための収束電磁石 (QF2) と、組になっている収束電磁石 (QF1 と QD) の中間にはビーム位置を計測するためのボタン電極がある。そして偏向磁石間の 3 カ所にクリアリング電極が取り付けられている。しかしながら、FEL 実験を開始した 1992 年 8 月にはまだ非線形磁石 (6 極磁石, 8 極磁石など) は取り付けられておらず、NIJI-IV には最小限の要素しか存在していなかった。当時の NIJI-IV の概略を図 1 に示す。

リニアックから入射される電子ビームのエネル

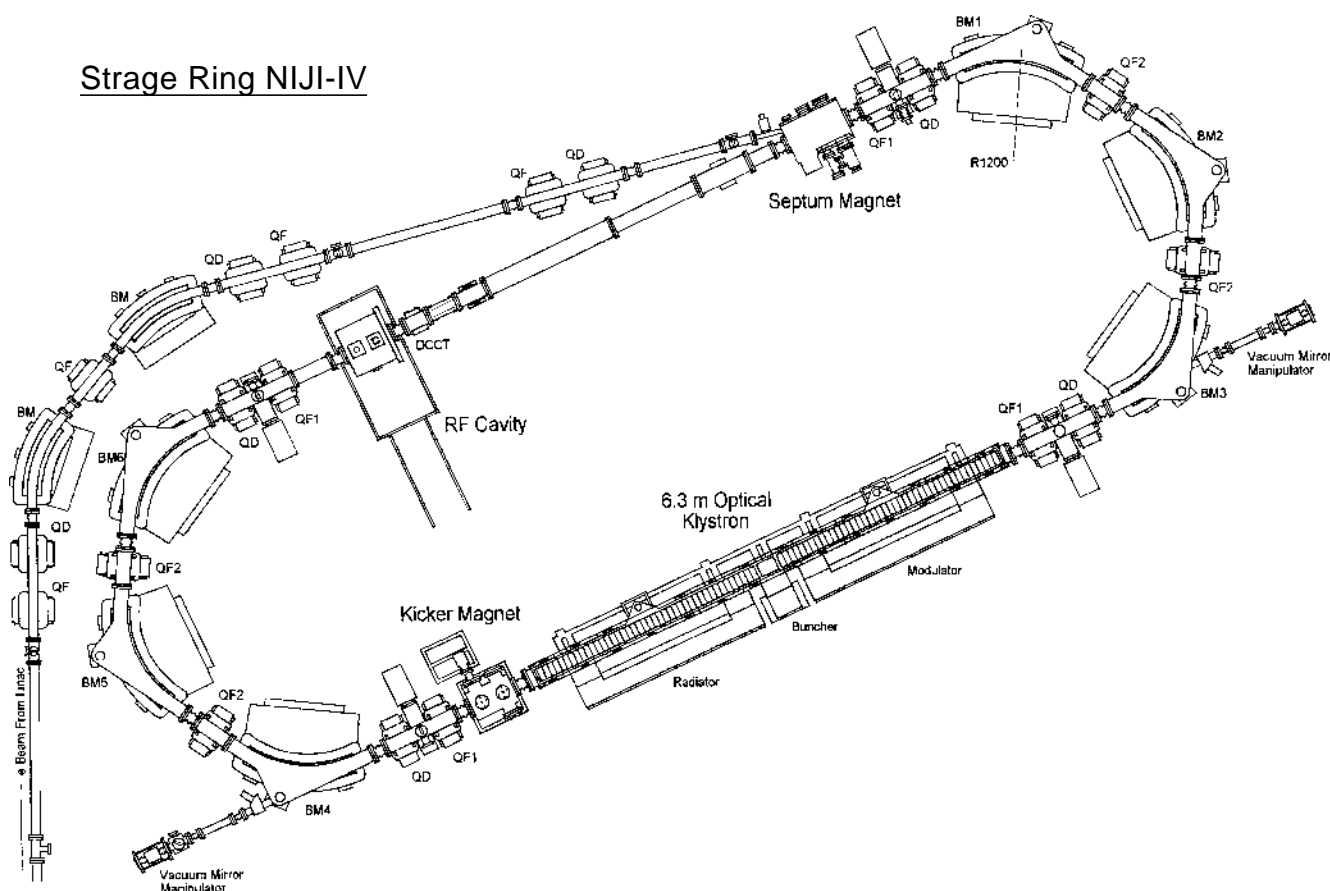


図 1 可視域FEL実験当時の蓄積リングNIJI-IVの概略

ギーは TERAS と同様に約 310 MeV である。可視から真空紫外域までの FEL 発振が可能のように、最大電子エネルギーは 500 MeV と設定された。蓄積リングの場合、電子エネルギーを上げると電子ビーム不安定性が抑制されるようになるが、電子ビームの時間的・空間的な広がりが拡大するので、FEL 利得は急激に減少する。このために、電子エネルギーをどのように設定するかは重要な問題である。NIJI-IV を用いた FEL 実験の第一目標は紫外域・波長 350 nm での発振であり、入射エネルギーで電子ビームを調整することは容易であったため、310 MeV の電子エネルギーと波長 350 nm の FEL 発振とが実現するときに OK のギャップ間隔が最小（つまり磁場は最大）となるように設計された¹¹⁾。従って、350 nm 以上の波長を持つ FEL を発振させるためには電子エネルギーを下げるしか方法はなく、一方で 350 nm 以下の場合には電子エネルギーと OK ギャップを組み合わせて調整できる。蓄積リング NIJI-IV を用いた最初の FEL 実験は、波長 590 nm 付近で行われたため、電子エネルギーは 240 MeV まで下げて使われていた⁶⁾。

リニアックから入射される電子ビームのマクロパルスは 1 μ s ほどあるので、蓄積リングには 16 個の電子バンチが存在する。しかし、NIJI-IV の光共振器の長さは 14.8 m であり、光パルスが相互作用する電子バンチは 1 個（つまり自分自身）しかない。しかも電子バンチは蓄積リング内を運動するとき、真空チェンバーと相互作用して電場を生じ（wake field と呼ばれる）、これが自分自身や他のバンチに影響を及ぼす。特に、リング内に複数のバンチが存在する場合はバンチ間の複雑な作用を受け、エミッタンスの増大やバンチ長の増加を引き起こす（multi-bunch instability）。また、不要なバンチからの放射光は共振器ミラーの劣化を早めてしまう。そのため、加速空洞への高周波とトラッキングとを組み合わせた RF-KO（radio-frequency knock out）法で、単バンチもしくは 2 バンチに落としている。平均蓄積電流は multi-bunch instability によって制限されているので、入射をしながら RF-KO 法を用いて残したいバンチの電子数を稼いでおき、蓄積と減衰が釣り合ってから入射を止め、本格的な RF-KO 法によるシングルバンチ化を行っている¹²⁾。

§ 3 電子ビーム特性の測定

実際の電子ビーム蓄積では、主電磁石の製作精度や設置誤差のために設計した電子ビーム特性とは異なることが多い。例えば主電磁石の設置誤差は COD（Closed Orbit Distortion）を大きくするが、NIJI-IV では COD が大きくキッカコイルも一つだけであるために、設計したベータトロチューンでの蓄積が困難で、初期の FEL 実験では設計よりも小さなベータトロチューンで蓄積していた。ベータトロチューンは、蓄積リングに設置された電極に RF 入力を送り、シンクロトロン放射光の横振動を四分割ダイオード検出器にてスペクトル測定することで求められる¹²⁾。一般的には、収束電磁石の磁場を大きくしベータトロチューンを大きくすると、低いエミッタンスが得られる。しかし当時は水平チューン (v_x) が 1.59、垂直チューン (v_y) が 1.30 であり、エミッタンスも 1.7×10^{-7} m-rad と大きくなっていった。

他にも様々な電子ビームパラメータの測定を行っているが、FEL 発振を評価するのにあって重要なのは電子バンチの電子密度とエネルギー広がりである。電子密度は電子ビームの断面であるビームサイズと進行方向のサイズであるバンチ長を測定することで求められる。これらのパラメータには、高電流領域（NIJI-IV では ~ 1 mA/bunch 以上）で電流依存性が認められる。これは蓄積電流が増加して電子密度が大きくなると電子バンチ内に不安定性が誘起され、電子ビームの性質が変化するためである。従って、短波長 FEL 発振の閾値を正確に求める場合には、これらの電流依存性の情報もまた必要である。ただし、可視域 FEL 実験が行われていた低電流領域では、変化量も小さいと考えられる。ここでは、ビームサイズおよびバンチ長、エネルギー広がり測定方法と波長 590 nm 付近の FEL 実験時に測定された結果について以下に述べる。

3.1 ビームサイズ

電子ビームは蓄積リング内でベータトロチューン振動を行うため、ビームサイズは場所によって異なっている。FEL の利得を求める目的でビームサイズを測定するのであれば、光ビームと相互作用する領域のビームサイズの情報が必要である。そこで、光クライス

トロンの分散部の中央に結像するよう光学系を組み、CCD カメラで分散部から放射されるシンクロトロン光のスポットサイズを測定している。電子ビームのプロファイルはおおよそ楕円形をしており、その強度はガウス分布をしている。ガウス分布の標準偏差がビームサイズとして定義されている。シングルバンチ状態で 1 mA 以下の電流時に測定したところ、水平ビームサイズ (σ_x) は 0.75 mm、垂直ビームサイズ (σ_y) は 0.31 mm であった。

3.2 バンチ長

バンチ長 (σ_t) は、後述するエネルギー広がり他に加速空洞の電場強度に依存している。電場強度はシンクロトロン振動数より評価でき、可視域の FEL 実験時では約 20 kV であった。バンチ長の測定はシンクロトロン放射をストリークカメラで観測して行う。電子ビームに不安定性が誘起されていないときは、シンクロトロン放射の時間分布がガウス分布になり、この標準偏差を長さ置き換えたものがバンチ長である。当時はシングルバンチ化によるバンチ純度が必ずしも良くなかず、バンチ間の相互作用によりバンチが長大化したために $\sigma_t \sim 53$ mm と大きかった。

3.3 エネルギー広がり

通常、蓄積リングでは設計軌道の周りに電子が分布を持ち、このためにエネルギーも中心値の近傍で有限の幅を持って分布している。このエネルギー広がり (σ_γ / γ) は、上で述べた他のパラメータ同様に FEL にとって重要である。エネルギー広がり分散関数の明らかな場所で中心軌道からのずれを測定すると求めることができる。また、OKを用いた場合には、その放射光スペクトルから測定が可能である。電子バンチと光ビームとが相互作用する場の情報を測定できるため、通常はこの方法でエネルギー広がりを測定している。OKの放射光スペクトルは、その周期数 (N) と電子の蛇行中に光パルスが電子を追い越す波長数 (N_d) の比によって微細構造が決められる。放射光スペクトルの一例を図2に示す。微細構造の隣り合う極大値 (S_+) と極小値 (S_-) によって定義される modulation factor f は、

$$f = \frac{S_+ - S_-}{S_+ + S_-} \quad (1)$$

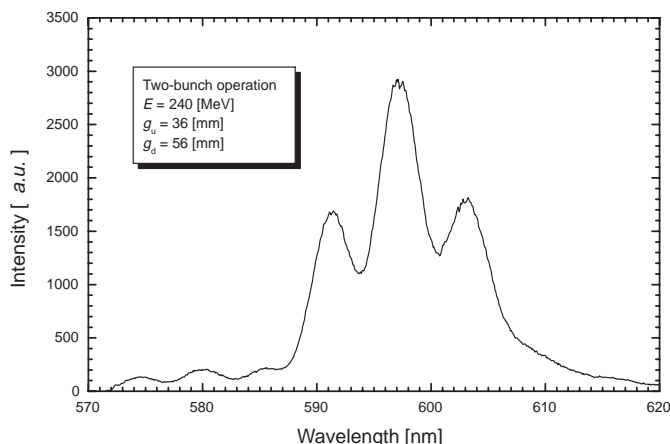


図2 OKより照射される放射光の典型的なスペクトル。この図では $N=42$, $N_d=57$ である。

で与えられる¹³⁾。このパラメータは、エネルギー広がり起因する要素 f_γ 、光クライストロン磁場の誤差に起因する要素 f_i 、電子ビームのエミッタンスに起因する要素 f_e 、測定系に起因する要素 f_m で構成されている。ここで f_γ は、

$$f_\gamma = \exp \left[-8\pi^2 (N + N_d)^2 \left(\frac{\sigma_\gamma}{\gamma} \right)^2 \right] \quad (2)$$

である。従って、分散部ギャップを動かすことで N_d を変化させ、 f の変化を測定すると、 σ_γ / γ が求められる。ただし、 f_m にも σ_γ / γ の寄与があるので、補正が必要になる場合もある。

OK 自発放出光のスペクトルは、モノクロメータで分光した後にモノクロメータに接続された光電子増倍管がダイオードアレイにより測定された。スペクトル測定から計算された相対的なエネルギー広がり は、 4.2×10^{-4} であった。

3.4 FEL利得

上記の各パラメータの値を用いて、波長 590 nm の SRFEL 発振に必要な電流値を評価してみる。実際には多少の近似条件が入るのであるが、SRFELの利得は次式で評価できる¹³⁾。

$$G_o \cong 1.12 \times 10^{-13} \frac{\lambda_0^2 N^2 (N + N_d)}{\gamma^3} K^2 [JJ]^2 f \rho_e F_f \quad (3)$$

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

ここで λ_0 は OK の周期長であり, K は deflection factor と呼ばれ, OK 磁場の強度を表すパラメータである。 F_f は filling factor で, 電子ビームと光パルスとの重畳率である。波長 590 nm 付近で FEL 発振する設定では $K = 2.29$, $F_f = 0.455$ であった。 ρ_e はピーク電子密度と呼ばれ, 次式で与えられる。

$$\rho_e = \frac{I}{(2\pi)^{3/2} e f_{rev} \sigma_x \sigma_y \sigma_l} \quad (5)$$

ここで e は素電荷を, f_{rev} および I はそれぞれ回転周波数およびビーム電流を表している。従って式 (3) より, 電子ビームパラメータが電流値に依存していないという仮定のもとで,

$$G_o \cong 6.3 \times 10^{-3} I \quad (6)$$

となる。ただし電流は mA 単位で表している。一方, 誘電体多層膜ミラーで構成された光共振器の共振器損失は, アンジュレーター光の照射によって劣化が進み, $\sim 0.1\%$ 程度まで上昇する。従って, FEL 発振の閾電流値は ~ 0.16 mA 程度と予想される。1992年にこの波長で初発振したとき, FEL 発振は ~ 0.2 mA まで持続した⁶⁾。OK内でのビームサイズの拡大や, 電子ビームと光パルスのミスアライメント等により実効的な FEL 利得が減少したと考えられるが, 上記の利得評価は実験結果とほぼ一致しているとみなして良いだろう。

§ 4 低エミッタンス化

1992年8月の初発振に続き, 9月には電子エネルギーを 265 MeV に設定することで波長 488 nm 付近での FEL 発振に成功した⁷⁾。このときの FEL 発振のための閾電流値は ~ 0.8 mA であり, 波長 590 nm 付近の FEL 発振に対する閾電流値よりもかなり高くなった。電子

ビームが OK の中心軸から外れていたことも影響しているが, 電子エネルギーが高くなったことが主因である。それは, 式(3)に γ^3 として現れているだけでなく, 電子ビームのパラメータがエネルギーの上昇とともに増加するためでもある。さらに, 電流が増加すると様々なビーム不安定性が誘発されてピーク電子密度の増加率が鈍化してくる傾向がある。短波長化を進めて波長 350 nm の FEL 発振を行う場合, 電子エネルギーは 310 MeV に設定され, 単位電流あたりの利得はさらに小さくなることが予想される。しかも紫外域に入ると低共振器損失ミラーの入手が難しく, アンジュレーター光によるミラーの劣化のために共振器損失は $\sim 0.6\%$ まで上昇することが明らかになった。

このために設計に近いチューン ($v_x = 2.23$, $v_y = 1.34$) で電子ビームを蓄積し, 低エミッタンス化を図った⁸⁾。具体的には収束コイルの磁場をダブレットで約 1.5 倍, QF2 で 2.8 倍程度強い設定で蓄積した。新旧の machine function を図 3 に示す。この図から気づくように, 新チューンでは長直線部において分散関数 η がゼロである。従って OK の中ではエネルギー広がりの影響を受けてビームサイズが増大することはない。解析によるとエミッタンスは電子エネルギーが 310 MeV の時に, 4.91×10^{-8} m·rad と小さくなった。この効果は OK 自発放出光スペクトルのモジュレーションに現れた。図 4 に新チューンにおける典型的な OK 自発放出光スペクトルを示す。図 2 と比較すると, 旧チューンでは f 値が小さく, 特に長波長側の極小値が大きくなっていることが判る。これはエミッタンスが大きいためビームサイズも大きくなり, 大きな発散角を持った自発放出光の成分が増加するためである。ビームサイズは低カレント時に垂直方向のサイズが半分程度の $\sigma_y = 0.19$ mm となり, 電子バンチ内の電子密度を増加できた。ただしエミッタンスとベータatron 関数の変化から予想されるほどには水平方向のサイズは減少せず, $\sigma_x = 0.98$ mm であった。このことは, COD 等によるエミッタンスの増加があることを示唆している。

実際のエミッタンス (水平: ε_x , 垂直: ε_y) を概算するために, OK 中央部における電子ビームの発散を測定した。電子ビームの発散 (水平: σ_{bx} , 垂直: σ_{by}) は OK 自発放出光スペクトルを観測することで導出でき, f

値と以下の関係がある¹⁴⁾。

$$-\lambda \log f = A + 2\pi^2(L+d)^2(\theta_x^2\sigma_{\theta_x}^2 + \theta_y^2\sigma_{\theta_y}^2) \quad (7)$$

ここに A は他の f 因子によって決まる定数であり、 L と d はそれぞれOK と分散部の長さを、 θ はアンジュ

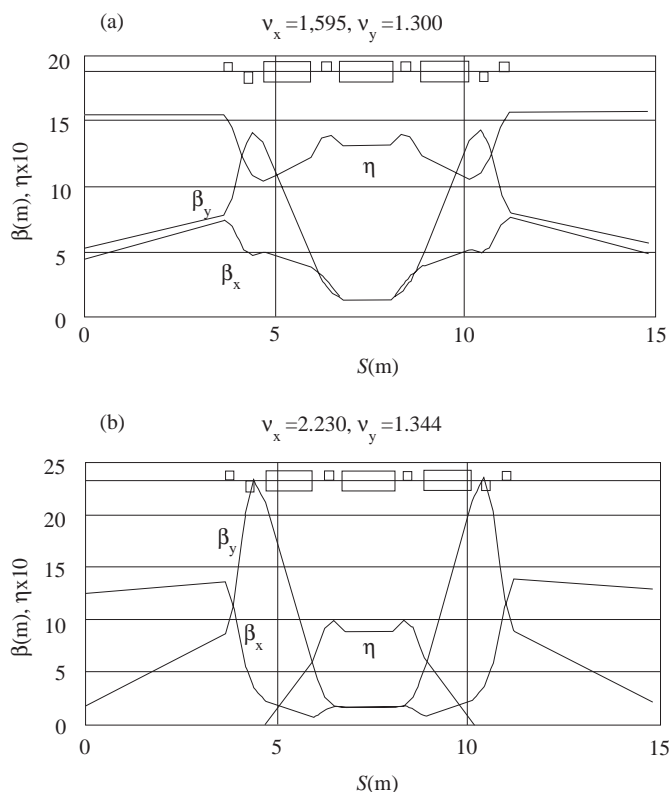


図3 低エミッタンス化の前(a)と後(b)での machine function

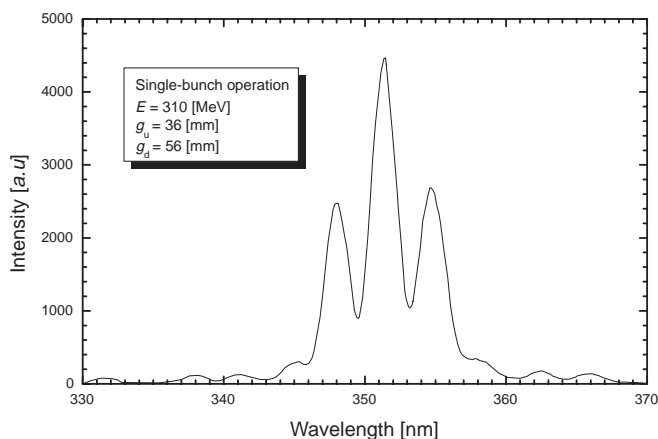


図4 低エミッタンス後の典型的なOK光スペクトル

レータ光の光軸と測定器とがなす角を表している。 θ を変化させて f をプロットすれば発散が求められる。測定の一例を図5に示す。OKの分散部ではTwiss パラメータの α がほぼゼロに等しいので、エミッタンスはビームサイズと発散との積で近似できる。従って $\varepsilon_x \sim 7.0 \times 10^{-8}$ m-rad、 $\varepsilon_y \sim 0.7 \times 10^{-8}$ m-rad であり、やはり水平方向のエミッタンスが増加していることが確認された。

同時に行われたセプタムチェンバー改良により入射効率が飛躍的に向上し、最大蓄積電流は 376 mA を記録した。FEL 実験の設定においても、シングルバンチで 10 mA を越す電流が得られるようになり、ビームサイズやバンチ長の電流依存性が測定できるようになった。図6はこれらの測定をもとに計算されたピーク電子密度の電流依存性をプロットしている*1。

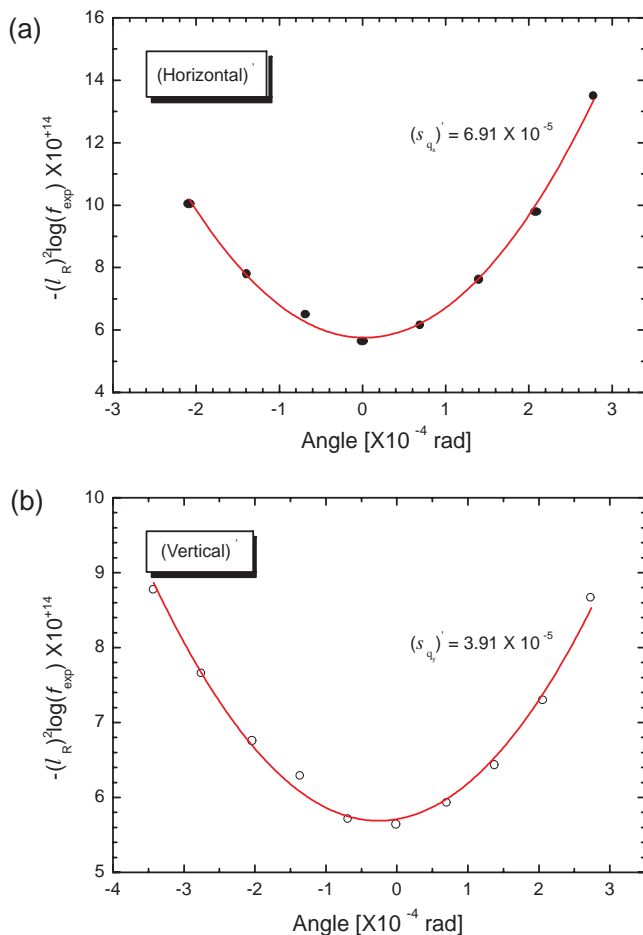


図5 電子ビーム発散の測定結果。分光器直前のミラーをそれぞれ水平方向(a)と垂直方向(b)に回転させて modulation factor を測定した。光学系による混合角は 0.3 であり、これを考慮すると $\sigma_{\theta_x} = 7.16 \times 10^{-5} \cdot \sigma_{\theta_y} = 3.43 \times 10^{-5}$ となる

*1 この図は1996年のデータを元にして作成された。波長350nmで紫外FEL初発振した'94年頃には RFキャビティ電極のトラブルの影響もなく、ピーク電子密度は20~30%ほど高かった。

パンチ長だけでなくビームサイズ（特に垂直方向）も電流の増加とともに増加する傾向が観測されたため、ピーク電子密度は 5 mA 程度の電流値で増加率の鈍化がはっきりと認められる¹⁵⁾。それでも最大で $\sim 1.3 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ 程度のピーク電子密度が可能になり、低エミッタンス化した効果は充分にあった。波長 350 nm の FEL 利得は最大で約 1.0% ほどになることが判った。前述したとおり照射後の共振器損失は 0.6% 程度なので、NIJI-IV の FEL 利得はこれを十分に上回っていた。1994年4月に波長 350 nm 付近で初めて発振に成功し、NIJI-IV FEL 装置の波長可変域も紫外域に到達

した⁸⁾。

§ 5 電子ビーム不安定性とその抑制

紫外域 FEL の特性を調べた後に、波長 300 nm まで短波長化する試みが続けられたが実現することはできなかった。この実験を始めた初期の頃は、照射後の共振器損失が 0.8% にもなるミラーしか入手できなかったが、NIJI-IV の FEL 利得も波長 300 nm では 0.8% 程度しか得られなかったのである。その原因は NIJI-IV の電子ビームに観測されているビーム不安定性にあった。NIJI-IV では様々なビーム不安定性が観測されており、電子ビームの質を劣化させたり、あるいは電子密度を制限していた¹⁶⁾。例えば、ビームサイズの増大には multiple Touschek effect や transverse microwave instability が影響していると考えられ、パンチ長の増大には後述するように microwave instability が関与していた。シングルバンチ運転で 10 mA を越すようになると、シンクロトロン振動数で電子バンチの縦方向に多重極振動する coupled bunch instability が顕著になり、ピーク電子密度の低下を引き起こす。この不安定性を抑制するために、図 7 のような簡易 RF 位相フィードバックシステムを構築した。この RF 位相フィードバックは電子バンチの 2 重極振動に対してはある程度

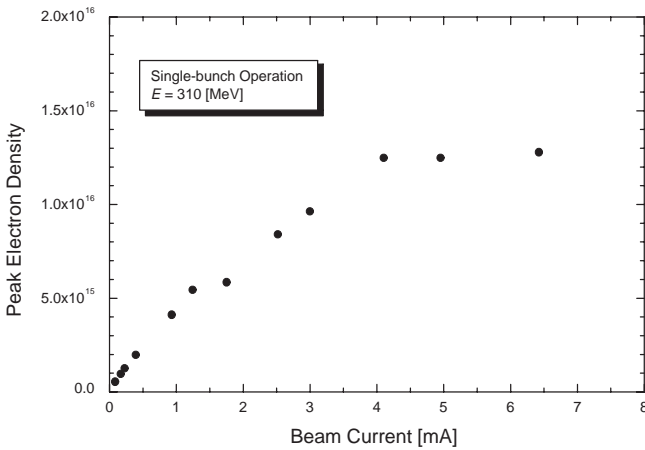


図 6 1996年当時のピーク電子密度の電流依存性

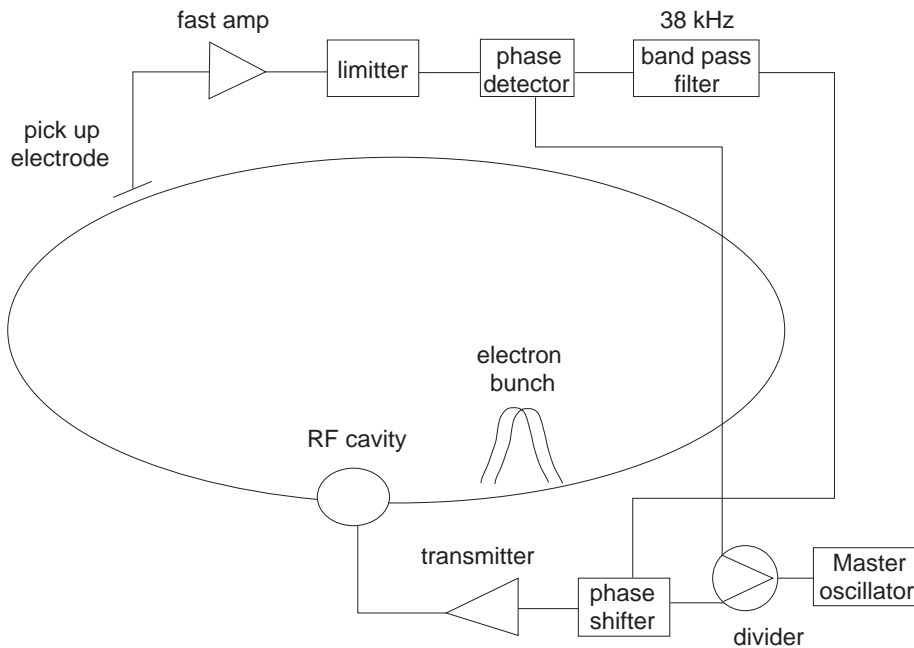


図 7 簡易RF位相フィードバックシステム

の安定化を実現できたが(図8),それ以上の多重極振動の抑制には効果的ではなかった。さらに,10 mA以上の電流値で2重極振動を抑制しても,バンチ長が短くなりすぎるとビームロスが生じてしまうため,ピーク電子密度には上限が存在していることが明らかになった。このような性質は head-tail instability が生じたときに起こる現象である。当時のNIJI-IVにはクロマティシティを効果的に補正する6極磁石(sextupole magnet)が存在しなかったため,必然的に head-tail instability が生じたと考えられる。この不安定性を抑制するためには,分散関数の大きなところに6極磁石を挿入する必要がある。しかしながら,NIJI-IVの蓄積モードにおいて分散関数が高いところは短直線

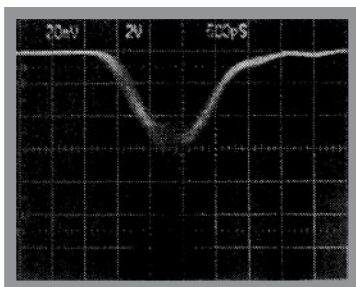
部および中央の偏向磁石でしかない。短直線部には既に QF2 磁石が設置されているため,クロマティシティを補正できるだけの十分なスペースを確保することはできなかった。

そこで,この短直線部に設置できるように二つの6極磁石と一つの QF2 磁石を設計し, QF2 磁石および真空チャンバーを更新することになった。この新しい一組の磁石は,その並びから SQS (Sextupole-Quadrupole-Sextupole) 磁石と呼ばれている。47 cmの短直線部に3台の磁石を挿入するために,6極磁石と QF2 磁石の有効長をそれぞれ5 cmと14 cmにした。また,有効長を短くしても十分な磁場勾配を得られるように,ボア径は半分以下の45 mmにしている。ただし,水平方向のアーチャーを確保するため真空チャンバーは菱形をしており,その長径(水平方向)は65 mmである。SQS 磁石の概要を図9に示す。このボア径でも電子ビームを入射・蓄積できることは,トラッキングコード TRACY2 を用いて確かめた。シミュレーションによると,短直線部では40 mmあれば真空壁にぶつかることなく電子ビームが周回でき,6極磁石を励磁しても十分なダイナミックアーチャーを得られることが判った。二つの6極磁石 SF・SD はそれぞれ5 A ずつ電流を流したときに,クロマティシティを完全に補正できるように設計された。

SQS 磁石の性能を検査する目的で,1996年12月に偏向磁石1と2の間の短直線部に一台だけ SQS 磁石が挿入された。ここでクロマティシティを変化できることを確認し,1997年12月に全ての短直線部に SQS 磁

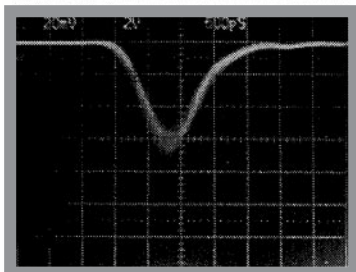
a) natural single bunch shape

$I_{av} = 15.0$ [mA]
FWHM = 964 [ps]



b) positive feedback on

$I_{av} = 14.3$ [mA]
FWHM = 807 [ps]



c) negative feedback on

$I_{av} = 13.9$ [mA]
FWHM = 1.12 [ns]

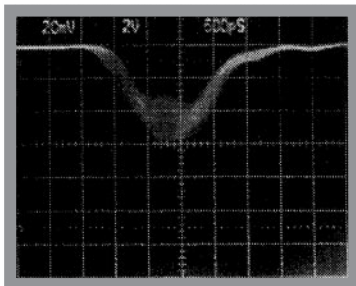


図8 簡易R F 位相フィードバックによる電子バンチの2重極振動の抑制。自然な状態(a)からフィードバックを正方向にかけた場合(b),不安定性が抑制されるだけでなく,バンチ長も短くなる。逆にフィードバックを負方向にかけると(c),バンチ長も長くなることが判る

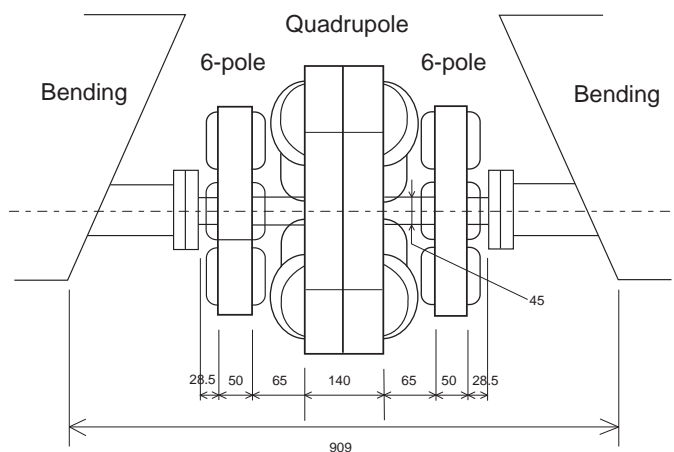


図9 SQS磁石の概要

石を設置するよう蓄積リング NIJI-IV を改造した。改造後はより多くの電流を蓄積できるように若干ベータトロンチューンを変更し ($v_x=2.29, v_y=1.21$), OKギャップを閉じた状態では改造前とほぼ同程度の最大蓄積電流値である 250 mA の蓄積を記録した。クロマチシティはRF 周波数を微小量変化させたときのチューンシフトを測定することで算出される。SF・SD それぞれについて, 一方の電流だけを変化させてクロマチシティの変化を測定した結果を図 10 に示す。この測定によれば, SF = 5.09 A・SD = 5.00 A のときに水平・垂直方向のクロマチシティ (ξ_x, ξ_y) はともにゼロになり, 設計値と非常によい一致をしている。head-tail instability を抑制するには $\xi_x \cdot \xi_y$ をともに小さな正数にすることが効果的であるので, 実際

の運転では SF = 5.29 A・SD = 5.18 A にしている。この場合のクロマチシティは, $\xi_x=0.077 \cdot \xi_y=0.154$ である。クロマチシティ補正を行っている蓄積モードでは, シングルバンチで 30 mA 以上の電流を得ることができた。しかもバンチ長を測定した図 11 が示すように, 高電流領域になっても比較的バンチ長は短くなっている。さらにビームサイズも高電流領域でもほぼ一定であることが確認された(図 12)。このことはクロマチシティ補正によって head-tail instability が十分に抑制されていることを示唆している。SQS 磁石の挿入と同時に高周波空洞電極の修理も行い, 電極間により高い電圧 (~30 kV) を印加することが可能になったので, バンチ長は改造前に比べて ~30%程度短くなっている¹⁷⁾。

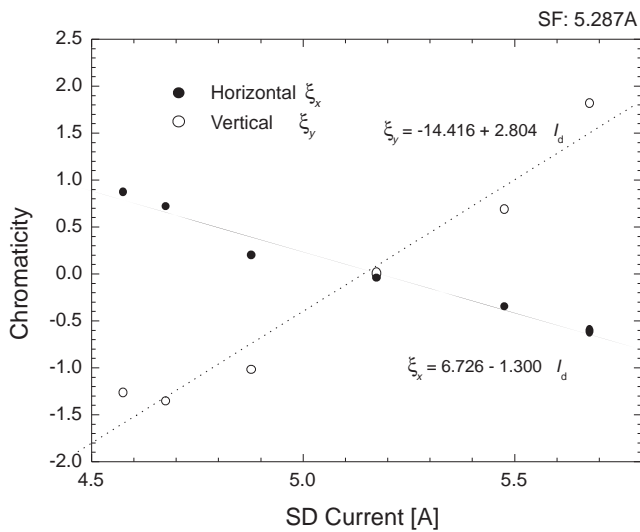
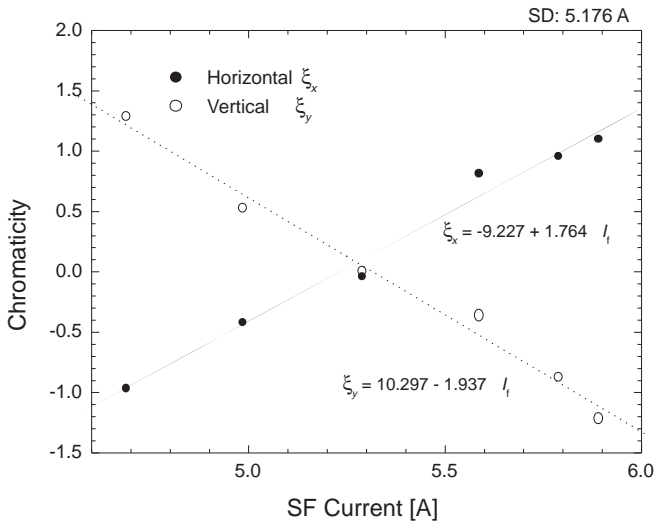


図 10 SQS磁石によるクロマチシティ補正。SFによる効果(a)とSDによる効果(b)

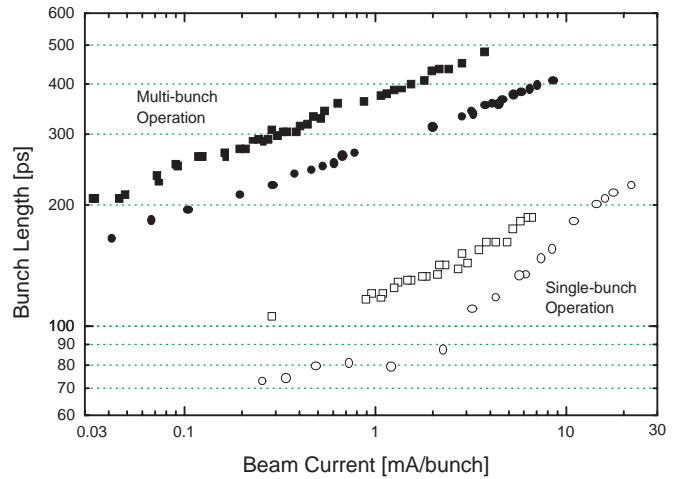


図 11 シングルバンチ運転時におけるバンチ長測定結果。印はSQS磁石挿入後に測定、印はSQS磁石挿入前に測定したもの

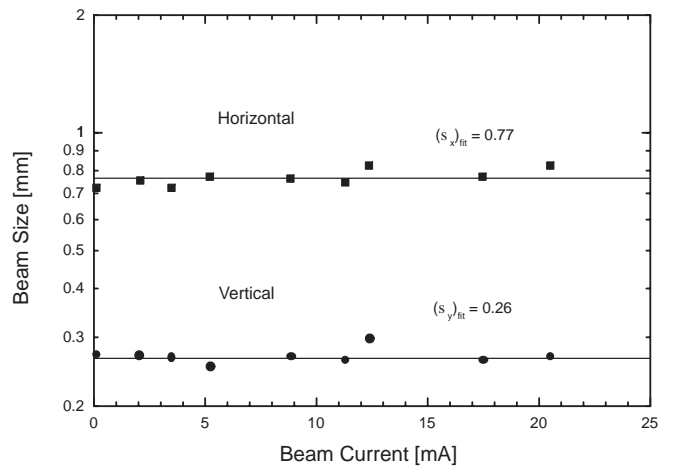


図 12 シングルバンチ運転時におけるビームサイズ測定結果

しかしながら，SQS 磁石の挿入では他の電子ビーム不安定性を抑制することはできない。図 13 はエネルギー広がり電流依存性を表しているが， ~ 2 mA 以上から増加の傾向があることを示している。シングルパンチのパンチ長にも同様の傾向がみられることから，microwave instability が生じていると考えられる。この不安定性は真空チェンバーと電子ビームとの相互作用が原因で発生する。wake field を Fourier 変換によって周波数領域で記述したものを impedance と定義している。Impedance は様々な電子ビーム不安定性の生じ易さの指標となるが，NIJI-IV では microwave instability の閾電流値から longitudinal impedance が $\sim 20 \Omega$ であると考えられる。この値は，最近の蓄積リングが $2 \sim 3 \Omega$ 以下であることを考量すれば，かなり大きい（即ち，不安定性が起こり易い）と言える。またマルチパンチ運転時では，coupled bunch instability によるパンチ長の増大も改造前と同様に観測されている。しかし，クロマティシティ補正により head-tail instability が抑制されたことで，ピーク電子密度は電流値の増加とともに増加を続けて $6 \times 10^{16} \text{m}^{-3}$ を越え（図 14），最大 FEL 利得は改造前に比べて飛躍的に増大した。波長 300 nm，240 nm，215 nm に対して期待される最大 FEL 利得を，図 15 にプロットした。この図が示しているように，波長 300 nm での最大 FEL 利得は 3% を越え，入手可能な誘電体多層膜ミラーによる共振器損失を大きく上回っている。1998年3月にこの波長付近でのFEL発振に成功したが，発振可変波長域は 287～315 nm とかなり広げることができた。

FEL 発振は電流値が ~ 1.2 mA になるまで持続したことから，図 15 に示した最大利得の評価は実験による結果とほぼ一致していると考えて良い。その後 5 月には 240 nm 付近で，10 月には 215 nm 付近で FEL 発振に成功した¹⁰⁾。このときに記録した波長 212 nm での発振は，当時の FEL 最短波長発振でもある。波長 215 nm 付近では，最大 FEL 利得が 2% 強なのに対してアンジュレーター照射後の共振器損失が $\sim 1.7\%$ 程度もあり，有効利得の小ささが発振可変波長域の狭さ（212～215 nm）として現れている。

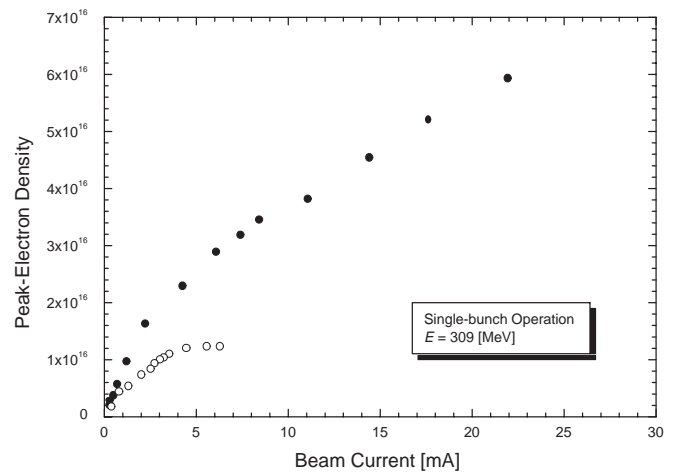


図 14 ピーク電子密度の電流依存性。印が SQS 磁石挿入後、印が SQS 磁石挿入前を表す。測定は 22 mA までであるが，FEL 実験では ~ 30 mA まで利用可能である

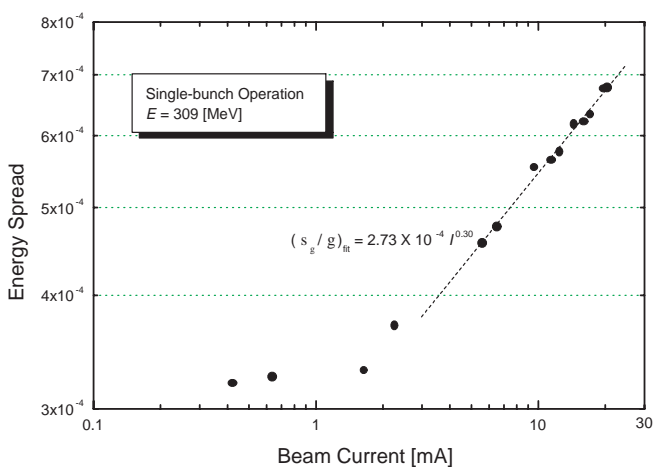


図 13 シングルパンチ運転時におけるエネルギー広がり測定結果

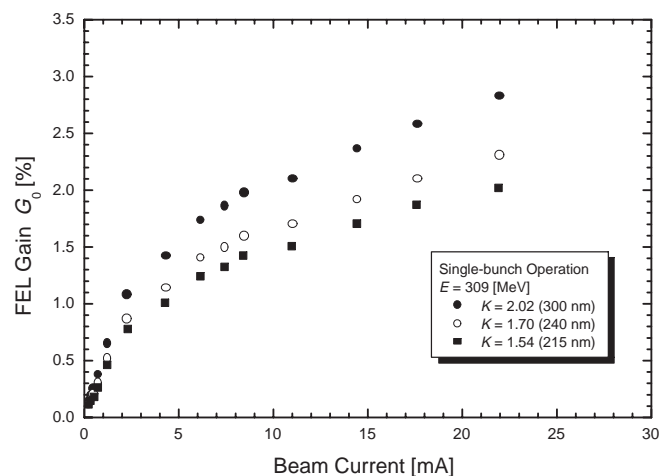


図 15 電子ビーム特性より評価された FEL 利得の電流依存性

§ 6 まとめ - さらなる高度化にむけて -

高いベータトロンチューンでの蓄積による低エミッタンス化, SQS 磁石の導入による head-tail instability の抑制を実現し, NIJI-IV FEL システムの最大利得は建設当初に比べて飛躍的に増大した。低エミッタンス化ではビームサイズの減少や入射効率の向上, ヘッドテイル不安定性の抑制ではバンチ電流の安定化と増大をもたらし, ピーク電子密度が数十倍に増大したからである。発振波長も可視域から遠紫外域まで拡大し, 目標としている真空紫外域での発振にあと一步というところまで近づいた。波長 200 nm での最大 FEL 利得は約 2% であると評価されている。

しかしながら真空紫外域になると高反射率のミラーを入手することが難しくなり, この領域で安定した FEL 発振を実現するためには, さらに NIJI-IV FEL システムの利得を増大させねばならない。即ち, 電子ビームの特性を向上させる必要があるのだが, より有効なのはビームの縦方向の性質を改善することである。電子ビームサイズが既に FEL のビームサイズと同程度に小さいので, さらに低エミッタンス化を進めて電子ビームサイズを小さくしても, filling factor も小さくなってしまい, 利得への影響は小さいのである*²。一方で, バンチ長やエネルギー広がりを小さくすることに対しては, 通常の SRFEL では負方向に働く要素がないので, そのまま利得の増大につながるのである。

電子ビームの縦方向の性質を改善するのも二通りの方法が考えられる。一つは蓄積リングの性能を変更することで電子ビームの質そのものを改善することである。1999年現在, NIJI-IV FEL システムの高周波系の改造に取り組んでおり, 加速空洞への入力電力を現行の 2 kW から 10 kW へ増大することで自然バンチ長を約 1/2 に短縮することが期待されている。もう一つの方法は, 電子ビーム不安定性による電子ビームの質の劣化を抑制することである。特に microwave instability はバンチ長のみならずエネルギー広がりをも増大させるため, 電流に対する利得の増加率が低く抑えられてしまう。この不安定性を抑制できればかなりの利得の増大を期待できるので,

NIJI-IV FEL システム改造における今後の課題となっている。上記した二つの改善は図 13 に示した利得曲線において, 前者がゼロ点付近の傾きを大きくすることに, 後者が増加率を維持することに対応している。これら二つの改善を実現することで, FEL 利得を飛躍的に増大することが可能になり, 目標としている真空紫外域での安定な FEL 発振が得られるであろう。

参 考 文 献

- 1) J. M. J. Madey : J. Appl. Phys. 22 (1971) 1906.
- 2) T. Yamazaki, K. Yamada, S. Sugiyama, T. Tomimasu, T. Mikado, M. Chiwaki, R. Suzuki and H. Ohgaki : Proc. 2nd Int. Symp. on Advanced Nucl. Energy Research, JAERI (1990) 308.
- 3) T. Yamazaki, K. Yamada, S. Sugiyama, H. Ohgaki, T. Tomimasu, T. Noguchi, T. Mikado, M. Chiwaki and R. Suzuki : Nucl. Instr. and Meth. A309 (1991) 343.
- 4) K. Yamada, T. Yamazaki, S. Sugiyama, H. Ohgaki, T. Noguchi, T. Mikado, M. Chiwaki, R. Suzuki and T. Tomimasu : Nucl. Instr. and Meth. A331 (1993) 103.
- 5) M. Kawai, K. Aizawa, S. Kamiya, M. Yokoyama, Y. Oku, K. Owaki, H. Miura, A. Iwata, M. Yoshiwa, T. Tomimasu, S. Sugiyama, H. Ohgaki, T. Yamazaki, K. Yamada, T. Mikado and T. Noguchi : Nucl. Instr. and Meth. A318 (1992) 135.
- 6) T. Yamazaki, K. Yamada, S. Sugiyama, H. Ohgaki, N. Sei, T. Mikado, T. Noguchi, M. Chiwaki, R. Suzuki, M. Kawai, M. Yokoyama, S. Hamada, K. Aizawa, Y. Oku, A. Iwata and M. Yoshiwa : Nucl. Instr. and Meth. A331 (1993) 27.
- 7) N. Sei, T. Yamazaki, K. Yamada, S. Sugiyama, H. Ohgaki, T. Noguchi, T. Mikado, M. Chiwaki, R. Suzuki, M. Kawai, M. Yokoyama, S. Hamada and K. Owaki : Proc. of the 9th Symp. Accel. Sci. & Tech., (1993) 452.
- 8) T. Yamazaki, K. Yamada, N. Sei, H. Ohgaki, S. Sugiyama, T. Mikado, R. Suzuki, T. Noguchi, M. Chiwaki, T. Ohdaira, M. Kawai, M. Yokoyama, S. Hamada and A. Iwata : Nucl. Instr. and Meth. A358 (1995) 353.
- 9) K. Yamada, N. Sei, T. Yamazaki, H. Ohgaki, V. N. Litvinenko, T. Mikado, M. Kawai and M. Yokoyama : Nucl. Instr. and Meth. A429 (1999) 159.

*2 ただし、水平・垂直エミッタンスのカップリングを変えることは有効であろう。

- 10) K. Yamada, N. Sei, H. Ohgaki, T. Mikado, S. Sugiyama, T. Yamazaki : paper presented at the 21st International Free Electron Laser Conference, Hamburg, Germany, 1999.
- 11) T. Yamazaki, K. Yamada, S. Sugiyama, H. Ohgaki, T. Tomimasu and M. Kawai : Nucl. Instr. and Meth. A318 (1992) 142.
- 12) M. Yokoyama, M. Kawai, K. Owaki, S. Hamada, K. Aizawa, Y. Oku, A. Iwata, M. Yoshiwa, T. Yamazaki, S. Sugiyama, H. Ohgaki, K. Yamada, N. Sei, T. Mikado, T. Noguchi, R. Suzuki, M. Chiwaki and T. Tomimasu : Nucl. Instr. and Meth. A331 (1993) ABS34.
- 13) P. Elleaume : J. Physique Colloq. 44 (1983) C1-333.
- 14) D. A. G. Deacon, M. Billardon, P. Elleaume, J. M. Ortega, K. E. Robinson, C. Bazin, M. Bergher, M. Velghe, J. M. J. Madey and Y. Petroff : Appl. Phys. B34 (1984) 207.
- 15) N. Sei, T. Yamazaki, K. Yamada, S. Sugiyama, T. Mikado and H. Ohgaki : Nucl. Instr. and Meth. A407 (1998) 187.
- 16) N. Sei, H. Ohgaki, K. Yamada and T. Yamazaki : Nucl. Instr. and Meth. A393 (1997) 38.
- 17) N. Sei, K. Yamada, H. Ohgaki, V. N. Litvinenko, T. Mikado and T. Yamazaki : Nucl. Instr. and Meth. A429 (1999) 185.

(1999.11.30受付)