

UVSOR-II におけるコヒーレントシンクロトロン光の研究

加藤政博^{1,2,3}, 島田美帆^{1#}, 持箸晃^{1,2*}, 阿達正浩¹,
保坂将人³, 高嶋圭史³, 山本尚人³

¹自然科学研究機構分子科学研究所極端紫外光研究施設

²総合研究大学院大学物理科学研究科

〒444-8585 岡崎市明大寺町字西郷中38

³名古屋大学小型シンクロトロン光研究センター

〒464-8603 名古屋市千種区不老町

#現在は、高エネルギー加速器研究機構物質構造科学研究所

*現在は、高輝度光科学研究センター

要旨 「シンクロトロン光は電波から X 線までを含む極めて広帯域の白色光である」というのがいわば教科書的な常識であるが、我々は一様磁場中で準単色のシンクロトロン光を発生することに世界で初めて成功した。レーザーを用いて電子パルスを整形する独自の技術を開発し、UVSOR-II 電子蓄積リングを周回する電子バンチ上に 1 ミリメートル程度の周期の密度変調を作り出したところ、この電子バンチは偏向電磁石中で準単色のテラヘルツ光を放出した。また、レーザーパルスの形状を制御することで放射波長を変えることにも成功した。放出された光は準単色であるばかりでなく、位相のそろったコヒーレント光であり、また、通常放射光に比べて桁違いに大強度であった。放射の原理はコヒーレントシンクロトロン放射である。この手法を用いれば、シンクロトロン光の位相や振幅を制御することが可能となる。

1. はじめに

分子科学研究所の UVSOR は約 25 年前に建設されたいわゆる第 2 世代のシンクロトロン光源である。2003 年の光源加速器本体の大改造を機に UVSOR-II と改名されたが¹⁾、その後も断続的に加速器及びビームラインの改良が行われ、電子エネルギー 1 GeV 以下のシンクロトロン光源の中では世界的にも最高レベルの性能を維持している²⁾。UVSOR-II は電子ビームが高品質であることに加え、電

子エネルギーが比較的低く、小型で小回りが利くことから、加速器の一部を用いて光源開発研究を行うには最適な施設である。大規模な施設では、新しい研究のために加速器の一部を改造しようとする資金も時間もかかる。一方で、あまりに小型過ぎると、空間的な制約などでできることが限られてしまう。実際、UVSOR では運転開始後間もない時期から、共同利用と並行して、自由電子レーザーの開発が行われ、数多くの成果を生み出してきたことはよく知られている通りである³⁾。



Fig. 1 UVSOR-II Storage Ring and Beam-lines at Institute for Molecular Science.

我々は、UVSOR-II (Fig. 1) の運転維持改良や中部地域における新しいシンクロトロン光源⁴⁾の設計・建設に取り組むつつ、UVSOR-II を用いて新しい光発生法の研究を行っている。今回報告する研究も、既存の自由電子レーザー装置の一部や既設ビームラインを最大限活用し、大規模な設備投資をすることなく、比較的短期間で行うことができた。一方、限られたマンパワーを補うために、施設内のシンクロトロン光を利用する側の研究者を始め、国内外の研究者の協力を積極的に受け入れながら研究を進めている。

2. コヒーレントシンクロトロン放射とは

シンクロトロン光はレーザー光と並んで、今日の光を用いた学術研究に不可欠の道具となっている。電波から X 線までの広大な波長域の光を高い強度で発生可能であり、レーザーほどではないものの、通常光源に比べて指向性が高く、また、偏光特性にも優れている。真空紫外・X 線、また、遠赤外・テラヘルツ波など、良質な光源の少ない波長域で活発に利用されている。シンクロトロン光がそのライバルともいえるレーザーと最も大きく異なるのは、光の波の位相がそろっていない、すなわち、コヒーレントでないという点である。

通常のシンクロトロン光を模式的に書くと Fig. 2(a) のようになる。個々の電子の出す光の波の位相がそろっていないという意味でコヒーレントではない。しかし、もし、電子が波長よりも短い領域に集群すると (Fig. 2(b))、全ての電子の出す光の位相がそろいコヒーレントとなる。また、電子が波長の間隔で集群したような場合にもコヒーレントとなる (Fig. 2(c))。

コヒーレントシンクロトロン放射 (Coherent Synchrotron Radiation; CSR) は、シンクロトロン放射が理論的に研究されるようになった当初から予見されていたが⁵⁾、実験的に確認されたのは、1980年代の終りの頃である。東北大学の原子核理学研究施設の直線加速器から供給される電子パルスを用いてミリ波の領域で観測が行われたのが世界で初めてであった⁶⁾。

CSR が通常のシンクロトロン光と異なるのは、光の位相がそろっていることに加え、桁違いに大強度となることである。個々の電子から放射された光の電磁場が同位相で重なり合うことから、その強度は電子数に比例して大きくなり、その結果、放射強度は電子数の二乗に比例して大きくなる。通常の加速器では、電子の塊 (バンチ) 1 個に含まれる電子数は10の10乗から11乗個にも達するために、CSR は桁違いの大強度となる。

電子バンチからのシンクロトロン放射強度は下記のように定式化できる⁵⁾。

$$P(\lambda) = P_0(\lambda) (N_e + N_e^2 f(\lambda)) \quad (1)$$

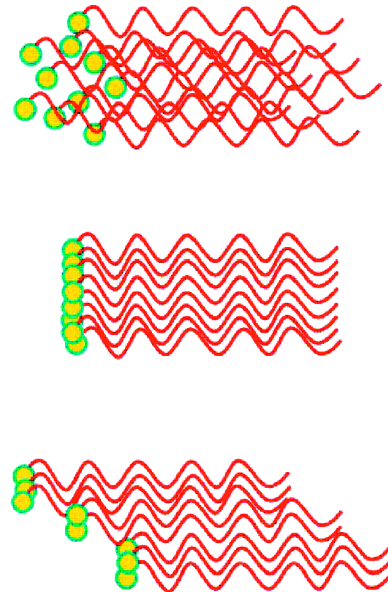


Fig. 2 (a); (upper) Normal synchrotron radiation, (b); (middle) synchrotron radiation emitted by an electron bunch shorter than radiation wavelength, (c); (bottom) synchrotron radiation emitted by periodically micro-bunched beam. Electrons are illustrated as green circles and radiation fields as red lines.

ここで λ は放射波長、 N_e はバンチ中の電子数、 $P_0(\lambda)$ は単一の電子からの放射強度、また $f(\lambda)$ はバンチ形状因子と呼ばれ、以下のように与えられる。

$$f(\lambda) = \left(\int \cos(2\pi z/\lambda) S(z) dz \right)^2 \quad (2)$$

ここで、 $S(z)$ は電子バンチの進行方向 (z) の電子密度分布である。

式(1)の第1項は通常のシンクロトロン放射に対応する。この場合、放射強度は電子数に比例する。第2項がCSRに対応する項である。この項が優勢となると放射強度は電子数の二乗に比例するようになる。電子蓄積リングを周回する電子バンチの長さは数 cm から数10 cm であり、シンクロトロン光源で通常利用されるテラヘルツ波から X 線の波長に比べて十分に長い。これらの波長域ではバンチ形状因子は完全にゼロとなり、シンクロトロン光強度は単純に電子数に比例する。一方、もし、電子バンチの長さが放射波長よりも短くなった場合、例えばバンチ長が1 mm 以下となった場合、ミリ波・テラヘルツ波の領域ではバンチ形状因子 $f(\lambda)$ が1に近い値をとる。この場合、CSR、すなわち式(1)の第2項が主要となる。

直線加速器では長さ1 mm 以下の電子パルスを作ることとはそれほど難しくなく、ミリ波・テラヘルツ波の領域で広帯域のコヒーレント放射は多数の施設で観測されており、利用に供されている場合もある⁵⁾。また最近では電子蓄積リングでも低 α モードと呼ばれる特殊な運転モードを導

入することで、非常に低電流ではあるが、1 mm 以下の電子バンチを周回させ CSR を発生することに成功している例も出てきている⁵⁾。

式(1)、(2)によれば、バンチ形状因子がゼロでなくなると CSR が放出される。電子バンチ長が放射波長よりも短い場合はその最もわかりやすい例であるが、それ以外にも、電子バンチ上に放射波長と同程度の大きさの密度構造(例えばディップ構造や周期構造など)が形成されると、バンチ形状因子はゼロではなくなり、CSR の放出が起きることを示している。

3. 自発的なコヒーレントシンクロトロン放射

電子バンチが波長程度の密度構造を持つだけで、通常放射に比べて桁違いに大強度の放射が起きる可能性について述べたが、本当にそのようなことが起きるのであろうか? 我々は、人為的に CSR を発生させる実験を開始する前に、ある種のビーム不安定性によって自発的に CSR が発生している、と思われる現象の観測に成功した⁷⁾。UVSOR-II 電子蓄積リングにいわゆるシングルバンチモードで大電流を蓄積すると、ある閾値を超えるとバースト的な大強度の放射がテラヘルツ波の領域で観測される。バーストはビーム電流値によって不規則に現れることもあれば準周期的に現れることもある (Fig. 3)。個々のバーストの持

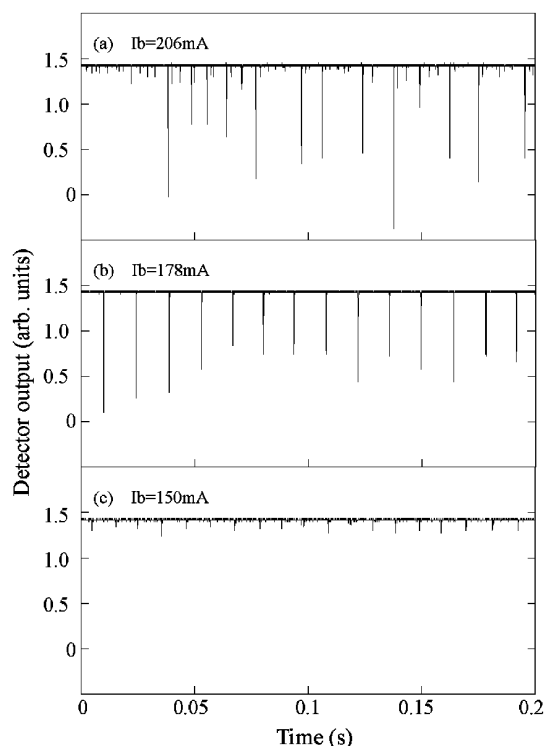


Fig. 3 Bursts of Terahertz Radiation observed in the single bunch operation of UVSOR-II, at around 200 mA (upper), at around 180 mA (middle) and at around 150 mA (lower)⁷⁾. The detector signal is negative in polarity.

続時間は100マイクロ秒程度であるが、驚くべきなのはその強度であり、通常放射の 10^5 倍にも達するものであった。

このような現象を観測したのは国内では我々が初めてであったが、実は2000年代に入って複数の電子蓄積リングで観測されている⁸⁾。ある種のビーム不安定性により、電子バンチ上に放射波長程度のスケールで密度揺らぎが形成され、それによってコヒーレント放射が起きているのであろう、という解釈がなされている⁸⁾。

4. レーザーバンチスライス法によるコヒーレントシンクロトロン放射

前節で述べた CSR はビームが自発的に放出するものであり、大電流を蓄積する以外には何の仕掛けも必要ないが、CSR の発生は基本的に無秩序であり、利用法も限定的となる。我々は人為的にバンチ上に密度構造を作り出し CSR を発生することを目指して研究を進めた。用いた手段はいわゆるレーザーバンチスライス法である⁹⁾。これは、本来、極短パルスレーザーと電子バンチをアンジュレータ中で相互作用させることでバンチの一部を切り出し、そこからのシンクロトロン光を取り出すことで極短パルス光を作るというものであった。実際に Advanced Light Source などで行われている¹⁰⁾。一方、一部が切り取られたバンチ上には電子密度の低い領域、すなわちディップ構造が形成されることになる。このような構造から CSR が生成されることは当初から予想されていた¹⁰⁾。我々は、大強度が期待できる CSR 生成により強い関心を持ち、レーザーバンチスライス実験を開始した。国内では初、世界では ALS, BESSY に次ぐ 3 例目となる実験であった。

実験のセットアップを Fig. 4 に示す。UVSOR-II の高周波加速周波数90 MHz に同期可能なチタンサファイアモードロックレーザーと再生増幅器を組み合わせて、パルスエネルギー2.5 mJ、パルス繰り返し 1 kHz のレーザーシステムを構築した。UVSOR-II には自由電子レーザーが構築されているが、その光共振器を流用することで、外部か

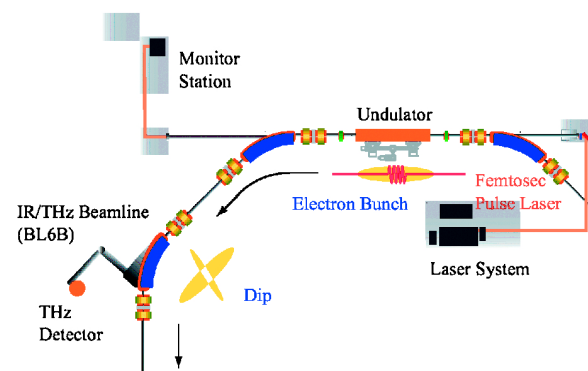
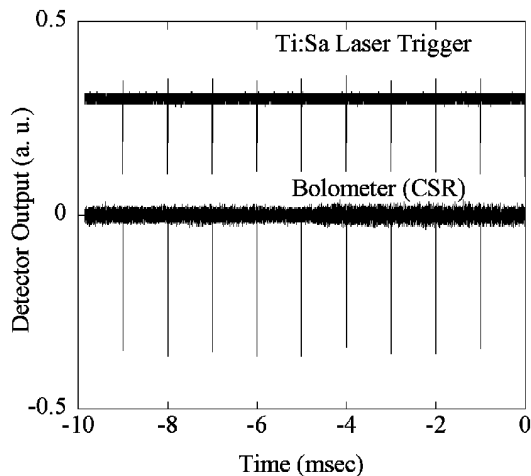


Fig. 4 Experimental setup of laser bunch slicing at UVSOR-II¹³⁾.

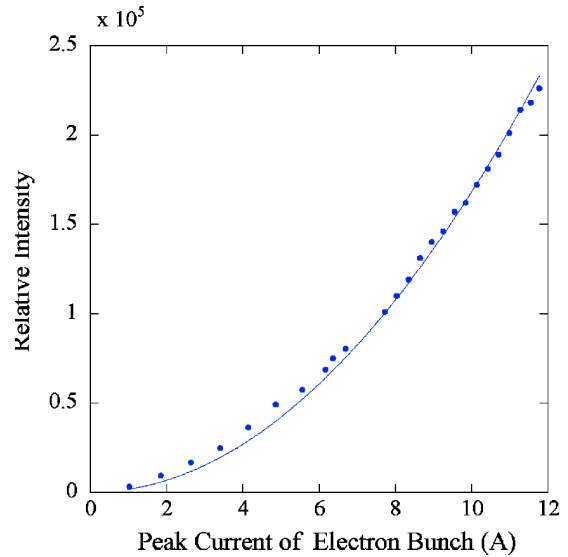
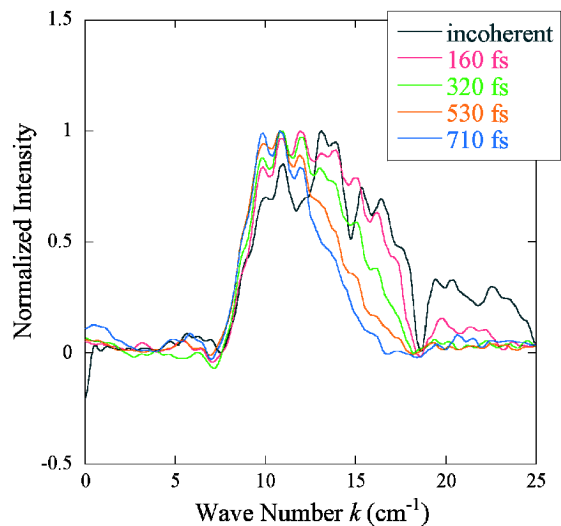
Table 1 Main parameters of UVSOR-II during the experiments

Electron beam energy	600 MeV
Circumference	53.2 m
Natural emittance	17.4 nm-rad
Natural energy spread	3.4×10^{-4}
Momentum compaction factor	0.028
RF accelerating voltage	55 kV
RF frequency	90.1 MHz
Natural bunch length	3.1 cm
Synchrotron frequency	14.4 kHz
Damping time (longitudinal)	19 msec
Bending radius	2.2 m

**Fig. 5** Intense terahertz emission observed at BL6B¹³⁾. The terahertz emission (lower) is coincident with the laser injection presented by laser trigger pulses (upper). The trigger signal and the detector signal are negative in polarity.

らレーザーをリング中に打ち込む光学路は容易に建設できた。自由電子レーザーにも用いられているアンジュレータはその基本波長をチタンサファイアレーザーの波長800 nm に合わせることが可能であり、そのまま流用することができた。ただしビームエネルギーは通常運転よりも低い600 MeV とする必要があった (Table 1)。

レーザーバンチスライス法では、極短パルスレーザーと電子バンチを重ね合わせアンジュレータ中を走らせる。アンジュレータの基本波長とレーザー波長が一致していると電子とレーザー場の間でエネルギー交換が起きる。電子の位置とレーザー場の位相の関係で電子は加速されたり、減速されたりする¹¹⁾。サブピコ秒のレーザーパルスを用いると、電子バンチ上のレーザーと相互作用したサブピコ秒の領域に強いエネルギー変調がかかることになる。通常、電子蓄積リングではエネルギーの高い電子は遅く進む、低い電子は速く進む。このため、電子バンチがリング内を進むにつれ、強いエネルギー変調を受けた電子は、元の場所から飛び出し、バンチ上にレーザーパルスと同程度の大きさのディップ構造が形成される。CSR はアンジュレータ

**Fig. 6** Terahertz intensity versus peak current of the electron bunch¹³⁾. The measured data (blue dots) are well fitted with a quadratic function (blue line).**Fig. 7** Spectra of THz CSR obtained with various laser pulse durations, i.e., 160 (red), 320 (green), 530 (orange), and 710 fs (blue)¹³⁾. The spectrum of the normal SR measured using the same system is plotted for comparison. The intensities of the spectra are properly normalized for comparison. The sharp cut-off at the low frequency side is due to the beam-line optics. Some sharp dips around 20 cm^{-1} are due to the absorption by the air.

のセクションから2つ目の偏向電磁石に設けられている赤外ビームライン BL6B¹²⁾を用いて計測した。

実験結果¹³⁾を Fig. 5 に示す。レーザーの入射と同期して、強いテラヘルツ波が放出された。そのパルスあたりの強度は電流値の二乗に比例して増大し (Fig. 6), コヒーレント放射が起きていることが確認できた。その強さは同じ電流値の通常放射光の 10^5 倍程度にも達するものであった。また、レーザーパルス長を変えることで、CSR のス

ペクトルが変化することも確認できた (Fig. 7)。レーザーパルスが短いほど、短い波長域までスペクトルが伸びる。これはバンチ上に形成されるディップの幅がレーザーパルス長に応じて変化するためである。

5. 準単色 CSR の発生

通常、電子蓄積リングの電子パルス長は数10ピコ秒程度であるが、UVSOR-II の場合は高周波加速周波数が90 MHz と低いこともあり電子パルス長は100ピコ秒を超える (Table 1)。したがって、レーザーバンチスライス法においてフェムト秒レーザーと相互作用し CSR の生成に関与するのは電子バンチのごく一部にすぎない。前節で述べた実験に向けて予備的検討を行っている段階で我々はこの問題を認識していた。そこで、CSR の発生効率を向上するために、ひとつではなく多数のディップ構造を周期的に形成するという着想を得た¹⁴⁾。これは Fig. 2(c) のような状況を作り出すことに相当する。この場合、バンチ全体が放射に関与することで CSR が増大することに加え、発生する CSR のスペクトルが狭帯域、すなわち準単色となる¹⁴⁾。なぜ単色の CSR が得られるかは式 (1), (2) を見ると容易に理解できる。周期的なディップ構造を持つ電子バンチのバンチ形状因子は、その周期のところで鋭い極大を持つことになる。個々の電子から放出されるシンクロトロン光は広帯域でも電子バンチ全体からの放射は狭帯域となるはずである。

周期的なディップ構造を作り出すには、もっとも単純には周期的な間隔で並んだ極短レーザーパルス列もしくは周期的な振幅変調を持つレーザーパルスを電子バンチと相互

作用させればよい。このようなレーザーパルスを作り出すには様々な手法が考えられるが、我々はリール工科大学 (仏) の研究グループと協力して、Chirped Pulse Beating¹⁵⁾ と呼ばれる手法を導入した。光学系の構築、調整、操作が比較的簡単であることが最大の理由である。フェムト秒レーザーパルスを chirp することで引き伸ばし、2つにわけると。これらにある時間差を与えたのちもう一度重ね合わせるとビートにより振幅変調レーザーパルスが生成できる。振幅変調の周期は2つのパルス間の時間差により変えることができる。

上記のようにして生成した振幅変調パルスを電子バンチと相互作用させると、電子パルス上にエネルギー変調が生成されるが、その変調の振幅がさらに周期的に変調している (Fig. 8(b))。すなわち、大きな変調を受けた部分と小さな変調を受けた部分が交互に電子バンチ上に現れる。このような電子バンチが蓄積リング内を進んでいくと、エネルギーの高い電子はバンチ後方へ、低い電子は前方へ移動することから、バンチ上に周期的な密度変調が形成される (Fig. 8(c))。

UVSOR-II に振幅変調レーザーパルスを打ち込み、CSR のスペクトルを計測した結果¹⁶⁾ を Fig. 9 に示す。単一のディップ構造を形成した場合 (Fig. 7) とは大きく異なり、スペクトル幅 1 cm^{-1} 程度の準単色のスペクトルとなっている。密度変調の周期を変えると波長は変わり、両者は非常によく一致した (Fig. 10)。また、ここではデータは示さないが、モジュレーションの数が少ないとスペクトル幅が広く、モジュレーションの数を増やすとスペクトル幅が狭くなった。

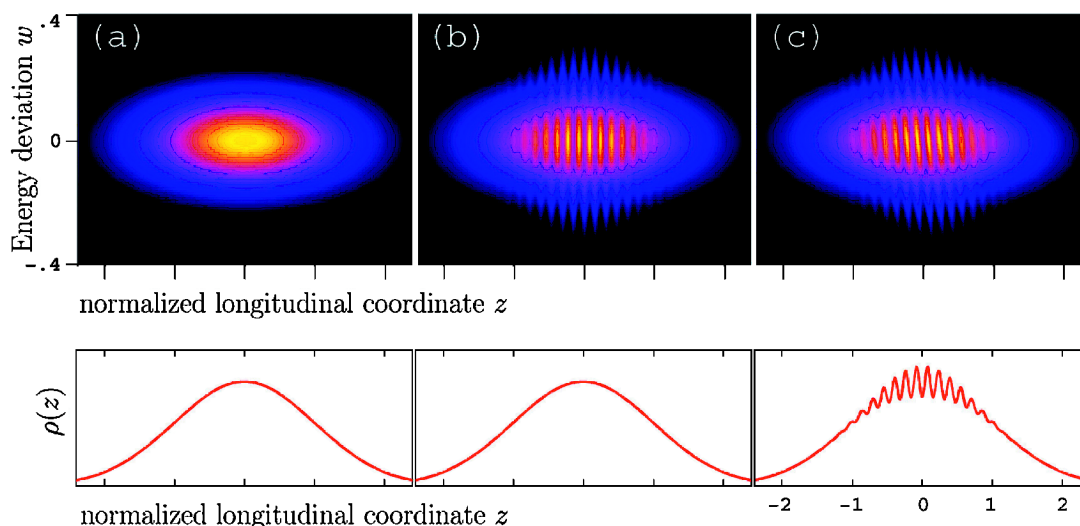


Fig. 8 Formation of periodic density structure on an electron bunch (simulation)¹⁶⁾. The upper figures show electron distribution in longitudinal phase space. The horizontal axis is for the longitudinal coordinate normalized by the bunch length (the head of the bunch is right) and the vertical for the energy deviation. The lower figures are projections onto real space. The vertical axis is for the electron density. From left to right, (a) before the interaction, (b) just after the interaction, (c) after traveling some distance in the ring.

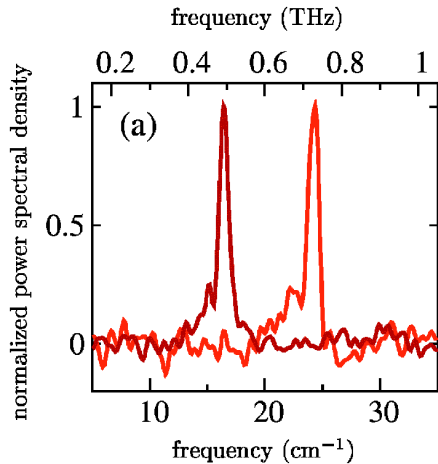


Fig. 9 A few examples of the spectra of monochromatic CSR¹⁶⁾.

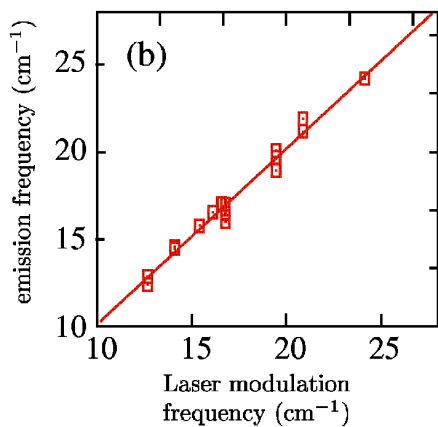


Fig. 10 Tunability of monochromatic CSR¹⁶⁾. The observed emission frequency is plotted versus the laser modulation frequency.

6. まとめ

我々はレーザーを用いて電子蓄積リングを周回する電子バンチ上に様々な密度構造を作り出す手法を開発し、テラヘルツ領域で通常放射に比べて桁違いに大強度のコヒーレントシンクロトロン放射 (CSR) を生成することに成功した。入射するレーザーパルス形状を制御することで、白色あるいは準単色且つ波長可変のテラヘルツ光を作り出せることを実験的に示した。この研究は、シンクロトロン光のコヒーレント制御、すなわち、光の振幅や位相の制御に道を切り拓くものであると考えている。

電子バンチ上に形成された密度構造は、バンチがリングを周回するにつれて壊れてしまう。UVSOR-II の現在の実験条件では、リングを1周する間にほぼ失われてしまう。今回は示さなかったが、超高速のテラヘルツ検出器を用いることで、この点は実験的にも確認されている。したがって、パルス強度は桁違いに強いものの、平均強度は打ち込むレーザーの繰り返しで制限されている。レーザーの繰り返しを増やしていくと、平均強度は上がるはずである

が、一方で電子ビームへの影響が蓄積するために CSR の発生効率が低下することが予想される。この問題は蓄積リングでは避けたいが、エネルギー回収型ライナックのような新しいタイプの加速器を用いることで避けることができるのではないかと考えている。

謝辞

これらの研究成果は、分子科学研究所・木村真一氏、京都大学・高橋俊晴氏、理化学研究所・原徹氏、リール工科大学 (仏)・S. Bielawski 氏、C. Szwaj 氏、C. Evain 氏らとの共同研究によるものである。これらの研究の一部は、科学研究費補助金 (基盤研究 B)、分子科学研究所国際共同研究、日本学術振興会・外国人招へい研究者 (短期) などの補助を得て行われた。また、実験に際しては分子科学研究所・山崎潤一郎氏、林憲志氏、中村永研氏、千葉寿氏らの協力を得た。この場をお借りしてお礼を申し上げる。

なお、本記事の図の一部は Japanese Journal of Applied Physics 誌より許可を得て転載した。

参考文献

- 1) 加藤政博: 放射光 Vol. 17, No. 1, 10-16 (2004).
- 2) M. Katoh, E. Shigemasa, S. Kimura and N. Kosugi: AIP Conf. Proc. **879**, 192-195 (2007).
- 3) e.g. M. Hosaka, S. Koda, M. Katoh, J. Yamazaki, K. Hayashi, Y. Takashima, T. Gejo and H. Hama: Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, **483**, 146-151 (2002).
- 4) 高嶋圭史, 加藤政博, 渡邊信久, 保坂将人, 竹田美和, 山根 隆, 曾田一雄: 放射光 Vol. 21, No. 1, 10-19 (2008).
- 5) e.g. 高橋俊晴: 加速器 Vol. 2, No. 1, 11-19 (2005).
- 6) T. Nakazato, M. Oyamada, N. Niinura, S. Urasawa, O. Konno, A. Kagaya, R. Kato, T. Kamiyama, Y. Torizuka, T. Nanba, Y. Kondo, Y. Shibata, K. Ishi, T. Ohsaka and M. Ikezawa: Phys. Rev. Lett. **63**(12), 1245 (1989).
- 7) Y. Takashima, M. Katoh, M. Hosaka, A. Mochihashi, S. Kimura and T. Takahashi: Jpn. J. Appl. Phys. **44**(35), L1131-1133 (2005).
- 8) e.g. G. Stupakov and S. Heifets: Phys. Rev. ST-AB **5**, 054402 (2002).
- 9) A. A. Zholents and M. S. Zolotarev: Phys. Rev. Lett. **76**, 912 (1996).
- 10) R. W. Schoenlein, S. Chattopadhyay, H. H. W. Chong, T. E. Glover, P. A. Heimann, W. P. Leemans, C. V. Shank, A. Zholents and M. Zolotarev: Appl. Phys. B **71**, 1-10 (2000).
- 11) e.g. 加藤政博, 原 徹, 保坂将人: 放射光 Vol. 20, No. 4, 226-232 (2007).
- 12) S. Kimura, E. Nakamura, T. Nishi, Y. Sakurai, K. Hayashi, J. Yamazaki and M. Katoh: Infrared Phys. Tech. **49**, 147-151 (2006).
- 13) M. Shimada, M. Katoh, S. Kimura, A. Mochihashi, M. Hosaka, Y. Takashima, T. Hara and T. Takahashi: Jpn. J. Appl. Phys. **46**(12), pp. 7939-7944 (2007).
- 14) Y. Takashima, M. Katoh, M. Hosaka and A. Mochihashi: UVSOR Activity Report 2002, 56-57 (2003).
- 15) A. S. Weling and D. H. Auston: J. Opt. Soc. Am. B **13**, 2783-1971 (1996).
- 16) (In alphabetic order) S. Bielawski, C. Evain, T. Hara, M. Hosaka, M. Katoh, S. Kimura, A. Mochihashi, M. Shimada, C. Szwaj, T. Takahashi and Y. Takashima: Nature Physics, (30 March 2008), doi:10.1038/nphys916.

● 著者紹介 ●



加藤政博

自然科学研究機構分子科学研究所極端紫外光研究施設・教授

E-mail: mkatoh@ims.ac.jp

専門：加速器科学，ビーム物理学

【略歴】

1986年東京大学大学院理学系研究科物理学専門課程中退，理学博士。高エネルギー加速器研究機構物質構造科学研究所助手，分子科学研究所助教授を経て，2004年より現職。2008年7月現在，分子科学研究所分子制御レーザー開発研究センター教授（併任），総合研究大学院大学物理科学研究科教授（併任），名古屋大学大学院工学研究科客員教授，高エネルギー加速器研究機構物質構造科学研究所客員教授。



島田美帆

高エネルギー加速器研究機構物質構造科学研究所放射光源研究系・博士研究員

E-mail: miho.shimada@kek.jp

専門：加速器科学，ビーム物理学

【略歴】

2001年筑波大学工学研究科博士課程修了，工学博士。東京都精神医学総合研究所，高エネルギー加速器研究機構加速器研究施設，分子科学研究所極端紫外光研究施設を経て2008年4月より現職。



持箸 晃

岐阜高度光科学研究センター 加速器部門 研究員

E-mail: mochi@spring8.or.jp

専門：加速器科学

【略歴】

2001年大阪大学大学院理学研究科博士後期課程修了。博士（理学）。日本学術振興会・特別研究員，岡崎国立共同研究機構（現・自然科学研究機構）分子科学研究所極端紫外光研究施設・助手（助教）を経て，2007年9月より現職。



阿達正浩

自然科学研究機構分子科学研究所極端紫外光研究施設・助教

E-mail: adachi@ims.ac.jp

専門：加速器科学，ビーム物理学，レーザー・プラズマ

【略歴】

2006年広島大学大学院先端物質科学研究科量子物質科学専攻修了，博士（理学）。2006年-2008年日本原子力研究開発機構高崎量子応用研究所博士研究員。2008年3月より現職。総合研究大学院大学物理科学研究科助教を併任。



保坂将人

名古屋大学大学院工学研究科 准教授

E-mail: m-hosaka@nucl.nagoya-u.ac.jp

専門：加速器科学

【略歴】

1994年東北大学理学研究科博士課程修了，博士（理学），分子科学研究所極端紫外光研究施設を経て2006年11月より現職。名古屋大学小型シンクロトン光研究センター准教授を併任。



高嶋圭史

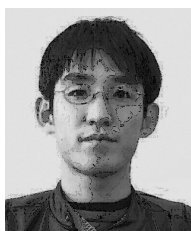
名古屋大学大学院工学研究科・准教授

E-mail: takasima@numse.nagoya-u.ac.jp

専門：加速器

【略歴】

1998年3月広島大学大学院理学研究科博士課程修了，博士（理学）。名古屋大学工学研究科助手，分子科学研究所助手，名古屋大学工学研究科助手を経て，2006年6月より現職。名古屋大学小型シンクロトン光研究センター 准教授を併任。



山本尚人

名古屋大学大学院工学研究科マテリアル理工学専攻 助教

E-mail: naoto@nagoya-u.jp

専門：加速器科学，ビーム物理学

【略歴】

2007年名古屋大学大学院理学研究科素粒子宇宙物理学博士課程満了，理学博士。2007年11月より現職，名古屋大学小型シンクロトン光研究センター 助教を併任。

Studies on Coherent Synchrotron Radiation at UVSOR-II

Masahiro KATOH^{1,2,3}, Miho SHIMADA^{1#}, Akira MOCHIHASHI^{1,2*},
Masahiro ADACHI¹, Masahito HOSAKA³, Yoshifumi TAKASHIMA³,
Naoto YAMAMOTO³

¹UVSOR Facility, Institute for Molecular Science, National Institutes of Natural Sciences,
38 Nishigo-Naka, Myodaiji, Okazaki 444-8585, Japan

²School of Physical Sciences, The Graduate University for Advanced Studies
38 Nishigo-Naka, Myodaiji, Okazaki 444-8585, Japan

³Synchrotron Radiation Research Center, Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya 464-8603, Japan

#Present Adress; Institute of Materials Structure Science, High Energy Accelerator Research Organization

*Present Adress; Japan Synchrotron Radiation Research Institute

Abstract It is well known that “synchrotron radiation is broadband in nature, from radio-wave to X-rays”. However, we have succeeded in producing quasi-monochromatic synchrotron radiation in a uniform magnetic field. We have developed a new method to modulate longitudinal density distribution of electron beam by using laser. We have produced sinusoidal density modulation on an electron bunch circulating in the UVSOR-II electron storage ring. We have observed that this bunch emitted quasi-monochromatic synchrotron radiation in a uniform magnetic field. It was demonstrated that, by controlling the pulse shape of the laser, we could control the radiation wavelength. The radiation mechanism was coherent synchrotron radiation. The emitted light was not only monochromatic but also coherent. In addition, the intensity was much greater than normal synchrotron radiation by many orders of magnitudes. By using this method, we can control the amplitude and the phase of synchrotron radiation.
