NEW METHOD FOR GENERATING COHERENT THz RADIATION BY MEANS OF H/L COUPLING

Yoshihiko Shoji #,A)
A) NewSUBARU/SPring-8, LASTI, University of Hyogo
1-1-2 Kouto, Kamigori-cho, Ako-gun, Hyogo, 678-1205

Abstract

We propose a new method for generating coherent radiation in the THz region from an electron storage ring. When the horizontal chromaticity is modulated by an AC sextupole magnet, a horizontal beam deflection caused by a kicker magnet produces a density modulation in the electron bunch after a number of revolutions. This density modulation would generate strong coherent radiation in THz or sub THz region. The radiation has a band structure in wavelength with higher harmonic components. This radiation is extremely strong, can be tuned by controlling ring parameters, and is easy to generate. By appropriate choice of ring parameters it is possible to generate radiation at 1 THz.

蓄積リングの H/L カップリングを使った新しいコヒーレント THz 放射発生法の提案

1. はじめに

電子加速器からの THz 領域コヒーレント放射とその利用は比較的古くからのデーマである。「未踏光」とよばれた THz 領域は 2000 年以前には適当な光源が無く、加速器は新たな光源の一つと期待されていた。実際 10^9 個といったレベルの電子を含むバンチからのコヒーレント放射であるため、圧倒的とも言える強度が期待できる。0.1 THz 程度ならば殆どの線形加速器から放射されているし、シンクロトロンでも単バンチモードで運転すれば不安定性に起因するバースト的放射発生は容易である。それにも関わらずこの分野の加速器光源が大きく発展しなかった理由として、検出技術も利用用途も「未踏」であった点が挙げられるだろう。加速器からのコヒーレント放射が安定性に欠けていた点も問題であった。その後、THz 領域の技術や利用は急速に発展し、現在もその途上にある。光源もフェムト秒レーザーをベースにしたものなど、加速器よりコンパクトな装置が開発されて広く使われるようになっている。加速器からの THz 放射も様々な技術が開発されたが広くは普及せず、ポンププローブとの組み合わせなど特殊用途の利用に限定されているのが現状だろう。

THz 光源としての加速器は、その魅力を検討し直す時期かもしれない。高平均パワーなど、他光源と異なる特徴を持たせる事により新たな利用を呼び起す事も可能であるし、実際に新たな計画も立案されている。また、ビーム物理上の興味も開発動機となりうるだろう。こうした状況で蓄積リングの特徴を考えると、電子ビームの加工性と高い安定性を活かす事は一つの方向である。加工性と安定性は相反するように思えるが、瞬間的加工の再現性の高さや、定常的モジュレーションならば矛盾しない。

既に我々が提案した方法[1]では、交流 6 極電磁石で定常的なクロマティシティー変調をかけ、キッカーで垂直方向のベータトロン振動を起こす。瞬間的にだが波の形をしたバンチが生成され、垂直偏光のコヒーレント放射が得られるはずである。特殊なレーザーで電子ビームをスライスすれば同様なコヒーレント放射が得られるが[2]、キッカー電磁石のほうが安定で使い易い点がこの方法のメリットである。ただ、この方法は垂直偏光放射光の垂直位置依存を利用するので、位置依存のほとんど無い水平方向には使えない。

このレポートでは、水平方向に波形構造をもつバンチからも、別のメカニズムによるコヒーレント放射が発生しうる事を示し、新たな光源として提案する。鍵となるメカニズムは、水平方向ベータトロン振動とビーム軸方向の動きのカップリング（H/L coupling）である。水平方向に波形構造を持つバンチのベータトロン位相変調がバンチ内密度変調に変換され、コヒーレント放射源となる。この方法を垂直方向と比較すると、密度変調の非線形性が強い為、比較的高い周波数のコヒーレント THz 放射でも、高調波として発生可能というメリットがある。

以下では、この水平方向キックによるコヒーレント放射の原理について説明し、簡単な計算結果を紹介する。

2. 基本理論

2.1 波形バンチ生成

最も良く知られた波形バンチは、おそらく CERN PS で観測された高次モードの head-tail instability によるバンチ形状変形だろう[3]。完全に同じではないが、イメージとしてはあの形をコントロール下に作ろうというものである。

波形生成の基本原理を単純化して述べる。まず、ビームがベータトロン振動を開始したとする。クロマティシティーがあるので、ビーム周回に従って振動位相に差が出てくる。式で書くと

$$\Delta\psi = 2\pi n\xi\delta \qquad (1)$$

となる。ここで⊗/, (, ™, n はそれぞれ betatron phase shift, chromaticity, momentum displacement, revolution number である。シンクロトロン振動によって、半周期後にエネルギーのずれがビーム軸方向の位置 z（基準粒子からのタイミングのズレ /との関係は $z = c\tau$）に変わった瞬間は、

$$\Delta\psi = -(4\pi/\alpha_p)\xi(\tau/T_{rev}) \qquad (2)$$

である。ここで、 ⁄, (p, T_{rev} はそれぞれ、angular synchrotron oscillation frequency, momentum compaction factor, revolution period である。このとき、⊗/が /にのみ依存して™に依存せず、バンチの空間形状は波形になる。

W. Guo [4] はこの構造を、短パルス X 線発生に使う事を考えた。垂直方向エミッタンスの小さいビームに垂直キックを与えると、シンクロトロン振動半周後には、薄い波形のビームになる。限られた垂直位置の電子からの X 線だけを捉えれば、短パルスになっている。

2.2　H/L カップリング

このベータトロン位相変調を密度変調に変換するのが H/L coupling である。シンクロトロン内で水平方向にベータトロン振動する電子は、同時に前後にも振動する。これは、電子がベータトロン振動により、偏向電磁石内で外側の軌道を通ると通過時間が延びてバンチの後ろへ移動するからで、シンクロトロン振動とは直接の関係なく起きる。この前後の振動はベータトロン振動と同期していて、固定位置で見ると、x-z 面内の一電子の軌跡は楕円となる[5]。式では

$$x = \sqrt{J_x\beta_x}\sin\psi_x \qquad (3a)$$

$$z = \sqrt{J_x H}\sin(\psi_x + \psi_H) \qquad (3b)$$

である。ここで (x, ®x は Twiss parameters, J_x, /x は Courant Snyder Invariant と betatron phase である。H と/H は dispersion /と dispersion angle /' を使って下式で定義できる。

$$\sqrt{H}\sin\psi_H = \eta\alpha_x/\sqrt{\beta_x} + \eta'\sqrt{\beta_x}, \qquad (4a)$$

$$\sqrt{H}\cos\psi_H = \eta/\sqrt{\beta_x} \qquad (4b)$$

つまり、ベータトロン位相に応じて前後に粒子位置がずれ、密度変調を生む事になる。

変調振幅はカップリングを表す関数 H で決まるので、dispersive section でのみ変調が得られる。また、密度変調周期は⊗/の変調周期に一致し、これがコヒーレント放射の波長となる。

電子ビームが有限なエミッタンスεを持つ場合はこのカップリングによってバンチ長が

$$\sigma = \sqrt{H\varepsilon} \qquad (5)$$

広がる。これが短波長コヒーレント放射に対して強い制限を与える。H が大きな位置では大きな密度変調を得易いが、短波長放射は困難になる。

2.3 クロマティシティー変調

短波長コヒーレント放射の為には、波形の波数を増す必要がある。クロマティシティーを大きくとれば良いが、無制限に大きくするわけにはいかないので、中村剛氏が提案したクロマティシティー変調を用いる[6]。

前節で述べたシンクロトロン振動半周期後の位相変調は、続く半周期で作られる変調と打ち消し合ってゼロに戻る。しかし、クロマティシティーをシンクロトロン振動周期で変化させれば、位相変調が積算されていく。中村の提案は、位相変調の積算による Landau damping で不安定性を抑制できるというものであったが、この手法は波数の大きい波形構造生成に使う事ができる。このときの波形構造の変化を Fig. 1 に示す。

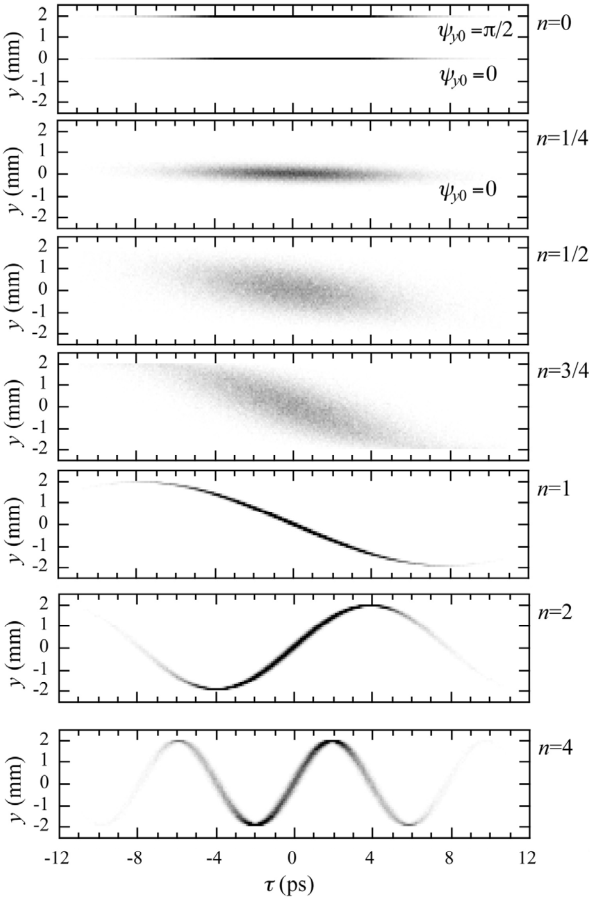

Figure 1: Evolution of bunch shape with synchrotron oscillation. n is a time corresponds to a half synchrotron oscillation period.

3.　ニュースバルのパラメーターを使った計算

ニュースバルで 1THz のコヒーレント放射を発生するケースを想定して放射パワーなどを計算した。計算に使ったパラメーターを表 1 に示す。

表 1：Parameter of NewSUBARU for 1THz radiation.

Stored electron energy	0.5 GeV
Momentum compaction factor (α_P)	0.0013
Revolution frequency ($\omega_0/2\pi$)	2525 kHz
Curvature of radius of bending magnet (ρ)	3.221 m
Natural energy spread (σ_ε)	0.024 %
Longitudinal damping time (τ_L)	96 ms
Synchrotron oscillation frequency ($\omega_S/2\pi$)	15 kHz
AC chromaticity amplitude (ξ_1)	10
Natural horizontal emittance (ε_0)	7.5 nm
H at the observation point (m)	0.2 m
Horizontal deflection (ε_{CSI})	150 nm

計算には前章で説明した理論に基づいて作った線形解析式を使った。トラッキングシミュレーションでは無く、非線形効果は入っていない。つまり、6 極電磁石の効果は線形クロマティシティーの変調としてのみ入れている。変調を乱す効果としては、放射励起を計算に入れている。放射減衰も入っているがほとんど効いていない。

Fig. 2 はシンクロトロン振動 6.5 周期後のバンチの空間分布（上）と、ビーム軸方向の密度分布（下）である。

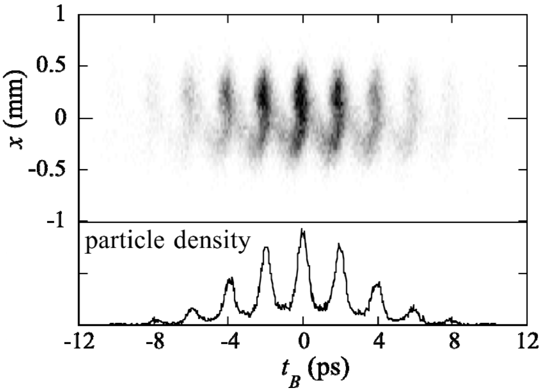

Figure 2: Spatial bunch structure in *t-x* plane and the density function N_B at $\tau = 13\pi/\omega_s$. Both the longitudinal radiation excitation and damping were considered.

ここから放射されるコヒーレント放射パワーは下式の form factor F で計算できる。

$$F = \left| \int e^{j\omega\tau} N(\tau) d\tau \right| / \int N(\tau) d\tau \qquad (6)$$

計算して得られたパワースペクトルを Fig. 3 に示す。自然バンチ長がσ=0.32 ps であり、0.05THz 以下は元々コヒーレントである。また、式(5)で与えられる自然エミッタンスによる広がりがσ=0.13 ps あるので、1.2 THz 以上の周波数のコヒーレント放射は極端に弱くなっている。

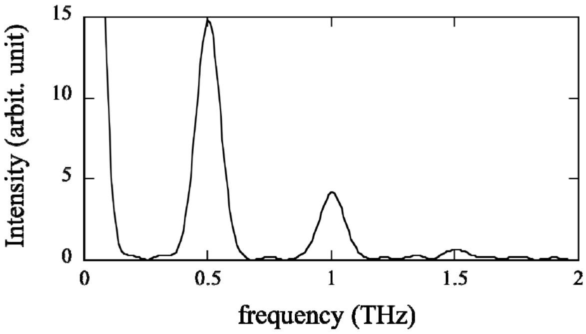

Figure 3： Power spectrum of CSR on the median plane.

4. 議論

このレポートでは、H/L カップリングを用いた新たなコヒーレント THz 光発生の原理を説明した。高次の非線形効果等を考慮しない理想的な状況では、1THz のコヒーレント放射か可能である。しかし現実には、特に高周波 THz を発生するには、様々な問題をクリアする必要があるだろう。

まず、周波数が 1THz に達するのはシンクロトロン振動 6.5 周期（周回数約 104）後であり、その間には微小な効果が積み重なって、波形構造生成を妨げる可能性がある。まず考えられるのは、ベータトロン振動とシンクロトロン振動の amplitude dependent tune shift であり、いずれも波形構造を鈍らせて高周波コヒーレント放射を妨げる。これらは 8 極電磁石で調整可能なので、原理的問題ではなく、tune spread による coherent oscillation の Landau damping を radiation damping 程度になるまで調整できれば十分である。但しこれは一例であって、amplitude dependent circumference shift や orbit shift など、更には wake や、potential well distortion もある。理想的マシンであっても全てを考慮にいれたシミュレーションが必要と考えている。

明らかに低周波数ほど放射は容易であり、様々な効果を検討し、除いていくのは到達周波数を上げる時である。

5. 謝辞

このレポートの結果を得るには、SPring-8 の中村剛氏との様々な議論が不可欠でした。ここに、氏への感謝を表します。

参考文献

[1] Y. Shoji, Phys. Rev. ST-AB 13, 060702 (2010)
[2] S.Bielawski, *et al.*, Nature Physics 4,390 (2008)
[3] R. Cappi, Particle Accelerators, 50, pp.117-124 (1995).
[4] W. Guo, B. Yang, C.-x. Wang, K. Harkay, and M. Borland, Phys. Rev. ST-AB 10, 020701 (2007)
[5] Y. Shoji, Phys. Rev. ST-AB 7, 090703 (2004).
[6] T. Nakamura, in Proceedings of the Particle Accelerator Conference, Dallas, TX(1995), p. 3100.