

アンジュレータ極短周期化のための、誘電体二重周期微細構造を用いる

レーザー電磁場空間位相変調法の開発 II

VERY SHORT PERIOD UNDULATOR BASED ON SPATIAL PHASE MODULATION OF LASER FIELDS GIVEN BY DIELECTRIC DOUBLY PERIODIC FINE STRUCTURE II

益田伸一^{A)}, 三浦永祐^{B)}, 山本樹^{#, A)}

Shinichi Masuda^{A)}, Eisuke Miura^{B)}, Shigeru Yamamoto^{#, A)}

^{A)} High Energy Accelerator Research Organization

^{B)} National Institute of Advanced Industrial and Technology

Abstract

We are developing a new type of extremely short-period undulator based on spatial phase modulation of laser electromagnetic fields by a dielectric material with doubly periodic fine structures. The undulator field generated by this method is fixed in space but varies in time with the frequency of the laser electromagnetic field, and it is expected that the electron trajectories and radiation characteristics in the undulator field will be significantly different from those in undulator fields generated by conventional static magnetic fields. The electron is transversely kicked at the entrance of the undulator depending on the timing of injection into the undulator. The transverse kick can be suppressed by placing a fine structure with half period length at upstream of the undulator to give opposite kick. It was confirmed that fundamental and higher resonant frequency of radiation becomes independent on the injection timing when transverse kick is suppressed.

1. はじめに

高輝度放射光はさまざまな分野において有用な分析手段として広く利用されている。しかしながら、現在の放射光施設は巨大施設であり、研究室や工場の製造ラインに設置することは難しいため、放射光施設の小型化が望まれている。放射光施設の主要な装置であるアンジュレータは、光速で進む電子に対してその進行方向に垂直方向の磁場を進行方向に沿って一定の周期で交互に磁場方向が反転するよう配置することによって、電子を周期的に蛇行させ単色度が強く指向性が高い高輝度放射光を発生させる装置である。アンジュレータ周期長の短縮化は、従来よりも低エネルギーの電子ビームから高エネルギー放射光発生を可能にするので、放射光施設において電子ビームを供給する加速器の小型化にも寄与するのみならず、アンジュレータの小型化に直接に寄与する。アンジュレータからの放射強度や放射のスペクトル特性は、アンジュレータの磁場周期長と磁場強度の積に比例する K 値と呼ばれるパラメータによって特徴付けられる。 K 値を維持したまま周期長の短縮化を行うためには磁場強度の増強が必要になる。

現在、通常のアンジュレータは磁石材料を着磁した永久磁石のブロックを配置して、アンジュレータ磁場を発生させている。この方法では、磁石ブロックの寸法を小さくすることによってアンジュレータの小型化が実現できるが、磁石ブロックの着磁精度と組み立て精度の問題でアンジュレータ周期長は cm オーダーの長さが限界である。

この問題を解決するため、本報告の著者の一人である山本によるモノリシック極短周期アンジュレータの開発が行われ実用化が進んでいる[1-7]。この方法によって、

shigeru.yamamoto@kek.jp

磁石ブロック方式を用いる通常アンジュレータよりも短周期化した高精度なアンジュレータ磁場が実現できるが、現在利用可能な磁性材料で達成可能な磁場強度は通常アンジュレータのそれと同程度であるため、周期長の短縮によって K 値も減少する。実用的なアンジュレータとして働くために必要な K 値(～1 程度)を保つためには mm オーダーの周期長が限界である。

必要な K 値を維持したまま 1 mm 以下のアンジュレータ場を生成する新しい方式として、我々は、レーザー電磁場を使用することを提案した。この方式に基づく我々の検討によれば周期長 0.1 mm のアンジュレータ磁場を生成することが可能である。レーザー電磁場の集光強度に原理的に限界がないので、磁場強度を永久磁石方式よりも大幅に強くできるためである。

レーザー光と電子ビームの相互作用によって放射光または散乱光を得る方法は幾つか提案されている。レーザー電磁場中での相対論的電子の振動によって放射されるトムソン散乱による方法では[8]、アンジュレータ周期長(レーザー波長で規定される)が非常に短くなるため必要な K 値を得ることが困難である。また、電子と光子の衝突で生じる逆コンプトン散乱による X 線発生[9]については、多くの加速器施設で実験的研究が行われている。アンジュレータ放射とは発生過程が異なるが、 K 値に相当するパラメータが非常に小さくなるため、極短周期アンジュレータの代わりに利用することは難しい。

微細周期構造体によるレーザー波面の空間位相変調を利用すると、変調された波面に沿って光速で運動する電子に持続的に同じ方向に磁場を作用させることができる。これを発展させて、二重周期を持つ微細周期構造体による空間位相変調極短周期アンジュレータ開発の着想を得た。以上の検討に基づき、空間位相変調レーザ

一電磁場をアンジュレータ場の生成に使用できれば、アンジュレータの極短周期化の実用化が期待できる。

2. レーザー電磁場空間位相変調アンジュレータ場

本方式の原理[10,12]は、「短」・「長」二重の微細周期構造を持つ誘電体にレーザー光を照射し透過レーザー電磁場に与えられる空間位相変調を利用して極短周期アンジュレータ場を生成することである。 x 方向に進行し電場が z 方向に直線偏光している平面波レーザー光を、レーザー波長と同じ周期長の微細周期構造を z 方向に施した誘電体に照射すると、その透過光の波面上に z 方向に沿ってレーザー波長の半周期の長さで波面の位相が反転する様に「短」周期の空間位相変調が与えられる。そのレーザー光と対向して $-x$ 方向に進行するもう一つのレーザー光に同様の空間位相変調を与える。二つのレーザー光同士を $x = 0$ の平面上で、それらの電磁場同士が電場は相殺し磁場は増強する様にレーザー位相を調整して配置する。この空間位相変調されたレーザー電磁場中の $x = 0$ 平面上を z 方向に光速で通過する電子は、レーザー波面の変調された位相と同期し持続的に y 方向の磁場を受け続けるので同じ方向に偏向され続ける。この「短」微細構造周期の位相をアンジュレータの半周期長毎に反転させる様に「長」微細周期構造により空間位相変調を与える[10-12]。それにより、アンジュレータの半周期長毎に電子の偏向方向が反転するので、電子は蛇行し放射光を発生する。我々は、この様なアンジュレータ場中の電子軌道解析と電子からの放射特性の解析を行なった[10,11]。

本方式により生成されたアンジュレータ場は空間的には固定されるが時間的にレーザー電磁場の周波数で変動しており、従来の静磁場方式によるアンジュレータ場と比較して、アンジュレータ場中の電子の軌道および電子からの放射特性が大きく異なることが予測される。時間変動する空間位相変調レーザー場中の電子の運動について解析し、その結果を使用して電子からのシンクtron放射の解析を行いアンジュレータ放射特性の詳細を調べた。

最も簡単なアンジュレータ周期長がレーザー波長の倍の場合における空間位相変調レーザー電磁場中の単電子の運動の解析を行なった。対向する空間位相変調レーザー電磁場が作るアンジュレータ場を、

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{E}^+ + \mathbf{E}^- = \mathbf{0} \\ \mathbf{B} &= \mathbf{B}^+ + \mathbf{B}^- = \hat{y}B_0 \cos(k_u z + \phi_u) \sin(\omega_L t + \phi_L) \end{aligned} \quad (1)$$

の様に表す。 B_0 は磁場強度の振幅、 ω_L はレーザー電磁場の角周波数、 k_u はアンジュレータ周期長 λ_u と $k_u = 2\pi/\lambda_u$ の関係にある波数、 ϕ_u 、 ϕ_L は任意の初期位相を与える。ここで、対向する空間位相変調レーザー電磁場の進行方向はそれぞれ $\pm x$ 方向であり、 $x = 0$ の平面上で電場 \mathbf{E} (z 方向)は相殺し磁場 \mathbf{B} (y 方向)は増強するようにそれぞれの直線偏光方向および位相のレーザーが対向して配置されているものとしている。その結果、 z 方向に空間位相変調が与えられる。

3. レーザー電磁場空間位相変調アンジュレータ場中の電子軌道と放射スペクトル

$x = 0$ 平面上で z 方向に光速で運動する電子が式(1)のアンジュレータ場に入射する場合について、放射の発生する時間 t' における電子の軌道 (x', z') および真空中の光速で規格化した速度 (β_x, β_z) に関する解析を行った[10,11]。電子の規格化したエネルギーを γ として、放射の発生する時間 t' における電子の軌道 (x', z') および真空中の光速で規格化した速度 (β_x, β_z) は式(2)および(3)のようになる。 t'_0 は電子がアンジュレータ場に入射する時刻を示し、 x'_0, z'_0, β_{x0} は入射時刻とアンジュレータ場の配置の境界条件で決まる積分定数である。ここで、

$$z'_0 = -\bar{\beta}_z c t'_0 \quad (4)$$

である。

入射電子は入射時刻 t'_0 に依存して速度 β_{x0} の横方向のキックを受けるが、アンジュレータ上流に逆方向のキックを与える微細構造を設けることにより、横方向キックは抑制可能である。Figure 1 に入射時刻 t'_0 に依存した電子軌道を示す。横方向キックは抑制されて $\beta_{x0} = 0$ としている。電子は入射タイミングに依存して異なる軌道を取るが、蛇行運動の基本周期は変化しないことがわかる。ここでは、アンジュレータ周期長 $\lambda_u = 100 \mu\text{m}$ 、仮想的なレーザーとして波長 $\lambda_L = 50 \mu\text{m}$ を仮定した。また電子のローレンツ因子 $\gamma = 500$ 、アンジュレータ周期数 $N_u = 10$ 、および $K = 0.1$ とした。入射電子は入射時刻 t'_0 に依存して速度 β_{x0} の横方向のキックを受けるが、アンジュレータ上流に逆方向のキックを与える微細構造を設けることにより、横方向キックは抑制可能である[11,12]。Figure 1 に入射時刻 t'_0 に依存した電子軌道を示す。横方向キックは抑制されて $\beta_{x0} = 0$ としている。電子は入射タイミングに依存して異なる軌道を取るが、蛇行運動の基本周期は変化しないことがわかる。

さらに、式(5)に示す放射スペクトルに基づいて、電子の入射時刻 t'_0 に依存した放射スペクトル(軸上)の解析を行い、結果を Fig. 2 に示した[10,11]。Figure 1 に示した電子軌道と入射タイミングを対応させている。また、Fig. 1 と同様に $\beta_{x0} = 0$ として計算した。基本共鳴周波数の奇数次の周波数にピークが観測される。横方向キックを抑制($\beta_{x0} = 0$)することにより、電子の入射時間に関係無く基本共鳴周波数は一定となるので、放射スペクトル上のピーク周波数は電子の入射時間に依存しない[11,12]。

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\frac{e}{cR} \frac{\mathbf{n} \times [(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}}]}{(1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})^3}$$

$$\begin{aligned} E(r, \omega) &= i\omega \frac{e}{cR} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{n} \\ &\quad \times [\mathbf{n} \times \boldsymbol{\beta}] e^{i\omega(t'+R/c)} dt' \end{aligned}$$

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{c}{4\pi} |E(\omega)|^2 R^2 \quad (5)$$

$$\begin{aligned}
 x' &= -\frac{c^2 k_u K}{2\gamma} \bar{\beta}_z \left[\frac{\sin(\omega_L t' + \phi_L + k_u \bar{\beta}_z c t' + k_u z'_0 + \phi_u)}{(\omega_L + k_u \bar{\beta}_z c)^2} \right. \\
 &\quad \left. + \frac{\sin(\omega_L t' + \phi_L - k_u \bar{\beta}_z c t' - k_u z'_0 - \phi_u)}{(\omega_L - k_u \bar{\beta}_z c)^2} \right] + \beta_{x0} c t' + x'_0 \\
 z' &= \beta c \left[1 - \frac{c^2 k_u^2 K^2}{16\gamma^2} \frac{\bar{\beta}_z^2}{\beta^2} \left(\frac{1}{(\omega_L + k_u \bar{\beta}_z c)^2} + \frac{1}{(\omega_L - k_u \bar{\beta}_z c)^2} \right) - \frac{\beta_{x0}^2}{2\beta^2} \right] t' + z'_0 \\
 &\quad - \beta c \left[\frac{c^2 k_u^2 K^2}{16\gamma^2} \frac{\bar{\beta}_z^2}{\beta^2} \left(\frac{\sin 2(\omega_L t' + \phi_L + k_u \bar{\beta}_z c t' + k_u z'_0 + \phi_u)}{2(\omega_L + k_u \bar{\beta}_z c)^3} \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + \frac{k_u \bar{\beta}_z c \sin 2(\omega_L t' + \phi_L) + \omega_L \sin 2(k_u \bar{\beta}_z c t' + k_u z'_0 + \phi_u)}{\omega_L k_u \bar{\beta}_z c (\omega_L^2 - k_u^2 \bar{\beta}_z^2 c^2)} \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + \frac{\sin 2(\omega_L t' + \phi_L - k_u \bar{\beta}_z c t' - k_u z'_0 - \phi_u)}{2(\omega_L - k_u \bar{\beta}_z c)^3} \right) \right. \\
 &\quad \left. - \frac{c k_u K}{2\gamma} \frac{\bar{\beta}_z \beta_{x0}}{\beta^2} \left(\frac{\sin(\omega_L t' + \phi_L + k_u \bar{\beta}_z c t' + k_u z'_0 + \phi_u)}{(\omega_L + k_u \bar{\beta}_z c)^2} \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + \frac{\sin(\omega_L t' + \phi_L - k_u \bar{\beta}_z c t' - k_u z'_0 - \phi_u)}{(\omega_L - k_u \bar{\beta}_z c)^2} \right) \right] \tag{2}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \beta_x &= -\frac{K}{2\gamma} k_u \bar{\beta}_z \left[\frac{\cos(\omega_L t' + \phi_L + k_u \bar{\beta}_z c t' + k_u z'_0 + \phi_u)}{\omega_L + k_u \bar{\beta}_z c} \right. \\
 &\quad \left. + \frac{\cos(\omega_L t' + \phi_L - k_u \bar{\beta}_z c t' - k_u z'_0 - \phi_u)}{\omega_L - k_u \bar{\beta}_z c} \right] + \beta_{x0} \\
 \beta_z &= \beta \left[1 - \frac{K^2}{8\gamma^2} k_u^2 \frac{\bar{\beta}_z^2}{\beta^2} c^2 \left(\frac{1 + \cos 2(\omega_L t' + \phi_L + k_u \bar{\beta}_z c t' + k_u z'_0 + \phi_u)}{2(\omega_L + k_u \bar{\beta}_z c)^2} \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + \frac{\cos 2(\omega_L t' + \phi_L) + \cos 2(k_u \bar{\beta}_z c t' + k_u z'_0 + \phi_u)}{\omega_L^2 - k_u^2 \bar{\beta}_z^2 c^2} \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + \frac{1 + \cos 2(\omega_L t' + \phi_L - k_u \bar{\beta}_z c t' - k_u z'_0 - \phi_u)}{2(\omega_L - k_u \bar{\beta}_z c)^2} \right) \right. \\
 &\quad \left. + \frac{K}{2\gamma} k_u \frac{\bar{\beta}_z \beta_{x0}}{\beta^2} c \left(\frac{\cos(\omega_L t' + \phi_L + k_u \bar{\beta}_z c t' + k_u z'_0 + \phi_u)}{\omega_L + k_u \bar{\beta}_z c} \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + \frac{\cos(\omega_L t' + \phi_L - k_u \bar{\beta}_z c t' - k_u z'_0 - \phi_u)}{\omega_L - k_u \bar{\beta}_z c} \right) - \frac{\beta_{x0}^2}{2\beta^2} \right] \tag{3}
 \end{aligned}$$

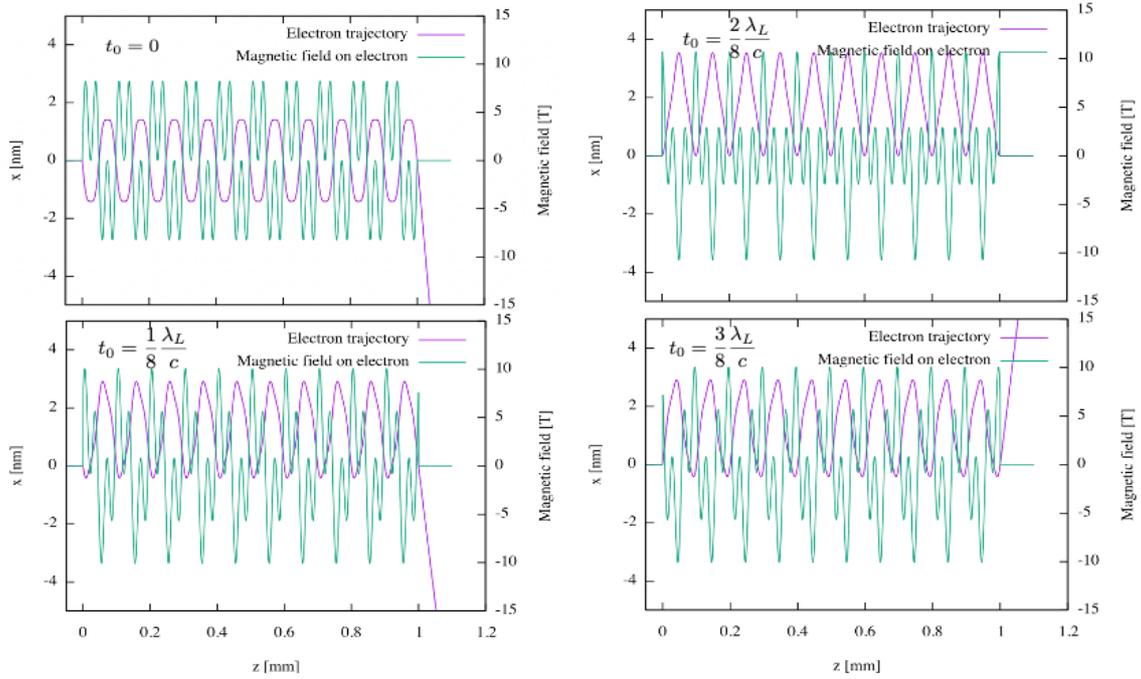


Figure 1: Electron trajectories in the undulator field produced by spatial phase modulation of laser electromagnetic field and magnetic fields acting on the electrons along their trajectories. Transverse kick is suppressed in this calculation ($\beta_{x0} = 0$). The electron takes different trajectories depending on the timing t'_0 of injection into the undulator field. However, the fundamental period of quiver motion is independent on t'_0 . Here, $\lambda_u = 100 \mu\text{m}$, $\lambda_L = 50 \mu\text{m}$, $\gamma = 500$, $N_u = 10$, and $K = 0.1$.

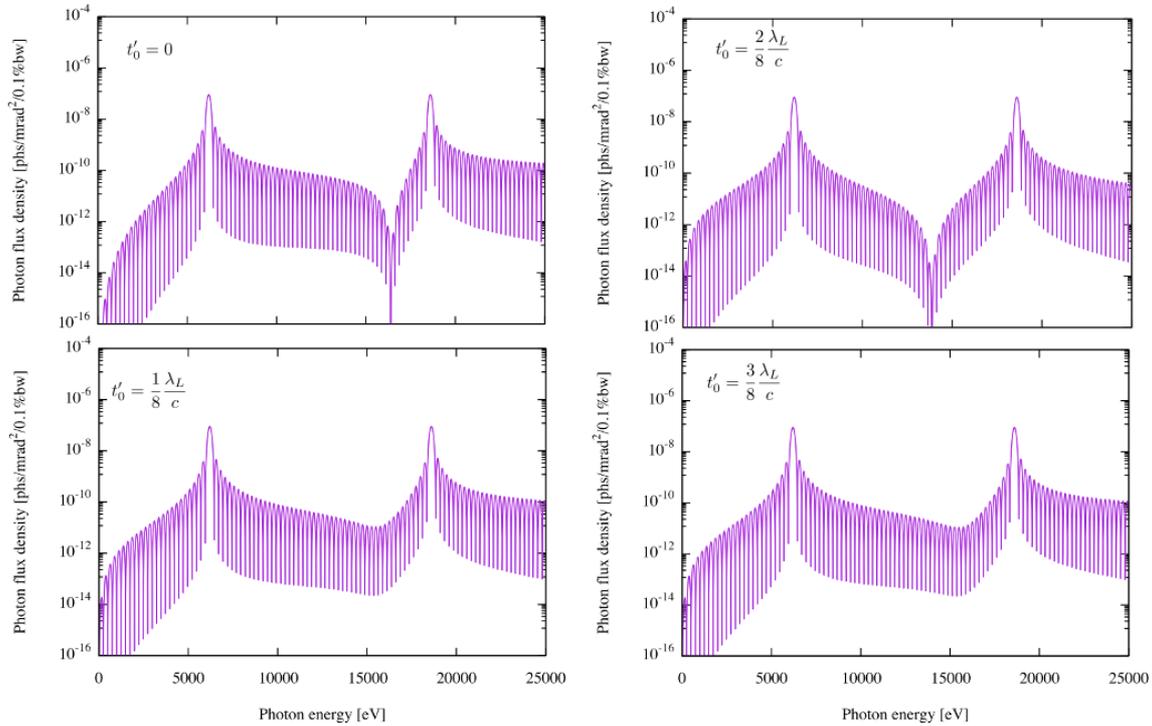


Figure 2: On-axis radiation spectra from a single electron in the undulator field produced by spatial phase modulation of laser electromagnetic field. When transverse kick is suppressed ($\beta_{x0} = 0$), fundamental (and higher) resonant frequency of radiation becomes independent on the timing t'_0 of injection into the undulator field. Here, $\lambda_u = 100 \mu\text{m}$, $\lambda_L = 50 \mu\text{m}$, $\gamma = 500$, $N_u = 10$, and $K = 0.1$.

4. まとめ

我々は、誘電体二重周期微細構造によるレーザー電磁場の空間位相変調を利用した新方式のアンジュレータ開発を行った。時間変動する空間位相変調レーザー電磁場中の電子の運動および電子からの放射特性を調べた。電子入射時の横方向キックを抑制することにより、電子の入射タイミングによらずスペクトル上の一定の周波数にピークを得られることを確認した。

謝辞

本研究は JSPS 科研費 20K20524 の助成を受けたものです。

参考文献

- [1] S. Yamamoto, Journal of Phys., Conf. Ser. 425 032014 (2013).
doi: 10.1088/1742-6596/425/3/032014
- [2] S. Yamamoto, WEOAA02, Proc. IPAC2014, pp.1845-1857, Dresden, Germany (2014).
- [3] S. Yamamoto, Synchrotron Radiat. News, 28(3), pp.19-22. (2015).
- [4] S. Yamamoto, AIP Conf. Proc. 1741, 020029 (2016).
doi:10.1063/1.4952808
- [5] S. Yamamoto, WEXGBD1, Proc. IPAC2018, pp.1735-1739, Vancouver, BC, Canada (2018).
- [6] S. Yamamoto *et al.*, J. Synchrotron Rad. 26, pp.1902-1910 (2019).
doi:10.1107/S1600577519013031
- [7] S. Yamamoto, Journal of Phys. Conf. Ser. 3010 012028 (2025).
doi:10.1088/1742-6596/3010/1/012028
- [8] P. Sprangle *et al.*, Phys. Rev. ST. Accel. Beams 12, 050702 (2009).
doi:10.1103/PhysRevSTAB.12.050702
- [9] D. Seipt *et al.*, Phys. Rev. A 91, 033402 (2015).
doi:10.1103/PhysRevA.91.033402
- [10] 山本 樹、益田伸一、三浦永祐、第 38 回日本放射光学会年会、12E4-03, つくば (2025).
- [11] 益田伸一、三浦永祐、山本 樹、第 38 回日本放射光学会年会、12E4-04, つくば (2025).
- [12] 山本 樹、益田伸一、三浦永祐、第 22 回日本加速器学会プロシーディングス、FRP035, 東京 (2025).