

NEW SCHEME OF QUASI-PERIODIC UNDULATOR DESIGN

Shigemi Sasaki

Hiroshima Synchrotron Radiation Center

Hiroshima University

2-313 Kagamiyama, Higashi-Hiroshima, Hiroshima 739-0046

Abstract

A new scheme of quasi-periodic undulator (QPU) is proposed. Already existing and widely used quasi-periodic undulators are designed so that a smaller phase slip is introduced at each characteristic quasi-periodic lattice point. On the other hand, the new scheme introduces a larger phase slip at each characteristic quasi-periodic lattice point that is determined by a different quasi-periodicity with different parameters. This new scheme enables us to create different magnetic configurations for realizing a QPU by just introducing a small number of additional magnets on a periodic undulator at appropriate the quasi-periodic positions.

準周期アンジュレータの新しい方式

1. 序論

無理数次の高調波を発生する準周期アンジュレータは現在欧米をはじめとする主要な放射光施設で建設され利用に供されている。準周期アンジュレータでは放射スペクトルの高次光の位置が基本波の周波数の整数倍位置からずれており、モノクロメーターを通した後の光が整数次の高次光を含まないため、単色性の高い光を利用することが可能である。また、円偏光アンジュレータと異なり、軸上に無理数次の高次光もあるため、これを利用することも可能である。

準周期アンジュレータの原型は、磁極を1次元準結晶の格子点上に配置し準周期スペクトルを実現したが[1-4]、その後従来型の周期的アンジュレータの磁石配列の電子ビーム軸方向の空間的周期を保ったまま準周期に特徴的な格子位置の磁場強度を減ずることにより、電子軌道の準周期性を導入することが可能であることが見出された[5]。この実用的な改良に加え、準周期生成のための理論に新たなパラメータを導入することにより[6,7]、準周期アンジュレータの製作が容易になり、現在世界の放射光施設に挿入されている準周期アンジュレータはほとんどすべてこのタイプである。

本論文では、準周期アンジュレータを建設するに当たり出発点となる理論的背景について概説した後、新しい方式による準周期アンジュレータの構築法について述べる。

2. 準周期創生法

一次元準周期の創生法についてはいくつか分かりやすい解説が出版されている[8,9]。Al-Mn急冷合金等、自然界に存在する準結晶の特定の結晶軸方向の格子点の並び方は、フィボナッチ数列で表すことが出来るが、準周期格子を作る見通しのよい方法は投影法と呼ばれるものである。その中でも最も簡単な

例は、2次元正方格子を傾いた直線に投影する方法である。投影する直線の傾き $\tan\alpha$ を黄金比の逆数 $1/\tau$ に取り、この直線からの距離が w の位置にある平行線ともとの直線の間バンド内に入っている格子点を元の直線に投影するとこの直線上に現れる準周期はフィボナッチ数列と等価である。アンジュレータ中の電子の運動を模擬的に1周期の間にN極とS極の上で左右に蹴られるとみなすと、これは $+1$ と -1 の値の原子散乱因子を持つ原子による散乱と等価なのでX線(あるいは電子線)散乱に用いられる式がそのまま適用できる。実際のアンジュレータへの適用に際しては、2次元格子を長方格子へ拡張し[7]、直線の傾きも $1/\tau$ とは異なった無理数の値を取るのが現実的である[1]。

3. 新しい一次元準周期構造

一次元準周期格子点の規格化した座標は、次の式で表わされる：

$$\hat{z}_m = m + (r \tan \alpha - 1) \left\lfloor \frac{\tan \alpha}{r + \tan \alpha} m + 1 \right\rfloor \quad (1)$$

ここで、 m は整数、 r は次ページに示す図1の2次元格子の縦と横の格子間隔の比 b/a 、 α は水平軸と傾いた直線のなす角である。 $\lfloor x \rfloor$ は、 x を超えない最大整数を表す(ガウスの記号)。

式(1)左辺の \hat{z}_m は m に関する増加関数であるが、各ステップの増加の割合は次式で表わされ：

$$\Delta \hat{z}_m = \hat{z}_{m+1} - \hat{z}_m \quad (2)$$

この式に(1)式を代入することにより、 $\Delta \hat{z}_p = 1$ 及び $\Delta \hat{z}_q = r \tan \alpha$ の2種類のステップが存在することが分かる。

実際のアンジュレータに準周期を適用する場合、(1)式で決まる準周期列の順番に従って、アンジュレータ内での電子軌道周期の半周期毎の光と電

子の位相差 $\Delta\phi_p$ が、 $\Delta\phi_p = \pi \Delta \hat{z}_p$ 、 $\Delta\phi_q = \pi \Delta \hat{z}_q$ となるように磁場構造を調整する。

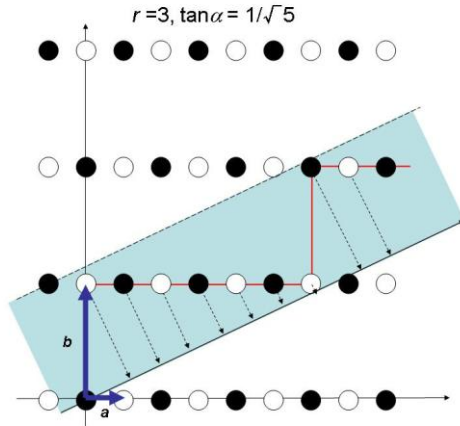


図1 : Example of projection method for creating 1D-quasi-periodic lattice applied for a new type QPU.

図1は2次元長方格子から1次元準周期格子を生成する方法の例である。ここでは、 $r=b/a$ を大きくとることにより、 $\Delta \hat{z}_p < \Delta \hat{z}_q$ となっていることに注意されたい。

4. 新しい磁場構造とスペクトル

4.1 一軸磁場成分のアンジュレータ

アンジュレータ中の光と電子の位相差を調整するには、磁場強度を変えるのが最も簡便な方法である。

よく知られているように、1軸方向（通常は垂直方向）にのみ磁場成分を持つアンジュレータ内の光と電子の位相差は、

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{photon}}} \left(\frac{z}{2\gamma^2} + \frac{\int x'^2 dz}{2} \right), \quad (3)$$

で表わされる[11]。ここで λ_{photon} は放射される光の波長、 x' は電子軌道のアンジュレータ軸に対する角度である。

電子の各半周期内の軌道が余弦波であると仮定して(3)式に代入し、半周期毎の位相差の比を計算すると次の式ようになる。

$$\Delta\phi_q / \Delta\phi_p = \frac{\pi r \tan \alpha}{\pi} \cong (B_{0q} / B_{0p})^2 \quad (4)$$

この式から明らかなように、 $r \tan \alpha$ が1より大きくなるように r 及び $\tan \alpha$ を選ぶと q 位置の磁場 B_{0q} が p 位置の磁場 B_{0p} より大きくなり、従来型と異なったスペクトルを持つ準周期アンジュレータを作ることが出来る。

図2に、(1)式と(4)式、及び図1のパラメータを用いて作った準周期磁場分布を示す。なお、磁場周期長を100 mm、全長を3.2 m、元の周期的ア

ンジュレータのピーク磁場強度(B_{0p})を0.3 Tと仮定し、両端の磁場分布は積分磁場強度を零にする目的で、単純にピーク磁場位置でカットオフした。

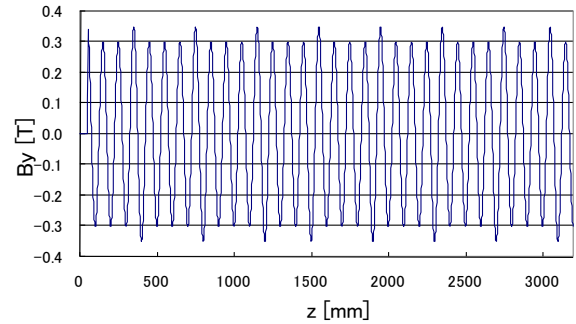


図2 : Magnetic field distribution of a new type quasi-periodic undulator. $L=3.2$ m, $\lambda_u=100$ mm, $B_{0p}=0.3$ T.

この磁場分布を持つアンジュレータからの放射スペクトルを図3に示す。

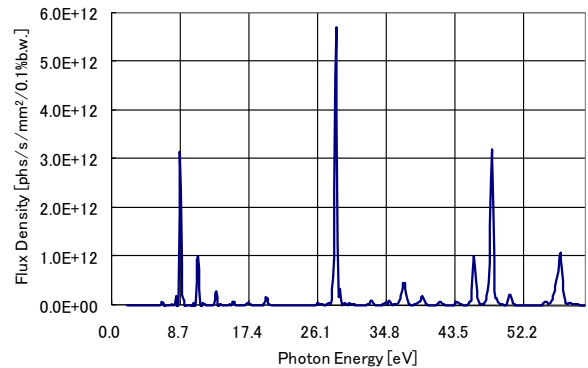


図3 : On-axis flux density spectrum of the QPU with the field distribution in Fig. 2. Observation point locates at 30-m from the source.

計算に当たっては、広島大学放射光科学研究センターで次期高輝度VUV光源として設置を計画しているHiSOR-IIのビームパラメータ：電子エネルギー0.7 GeV、電流300 mA、エミッタンス14 nmrad、カップリング1%、 $\beta_x=3.4$ m、 $\beta_y=1.4$ m、 $\eta_x=0.5$ mを用いた。

4.2 二軸磁場成分のアンジュレータ

前章及び4.1節で見たように、無理数次高次光を持つスペクトルを得るためには、アンジュレータ内の準周期に特徴的な場所の半周期での光と電子の位相差を $\pi r \tan \alpha$ になるように磁場を調整すればよい。

従来型の準周期アンジュレータで行われてきたように、この値を π より小さくする（光に対する電子の位相遅れを少なくする）には磁場を小さくするしかないが、 π より大きくするには図2のように磁場を大きくする方法に加えて、本来のアンジュレータ磁場の方向に直交する方向に磁場を発生させて、目的とする半周期内の電子の軌道距離を伸ばすことに

より光に対する電子の位相遅れを大きくすることが可能である。

図4は、前節で用いたのと同じ準周期パラメータを用いて作った2軸磁場成分準周期アンジュレータの磁場分布である。

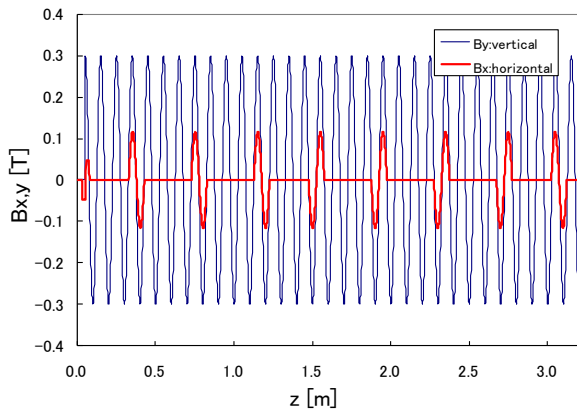


図4 : Magnetic field distribution of a new orthogonal-field quasi-periodic undulator. $L=3.2$ m, $\lambda_u=100$ mm, $B_{0p}=0.3$ T.

上図で、垂直方向の磁場分布はピーク磁場強度0.3 Tの周期的アンジュレータのものであり、水平方向に新たに磁場を加えることにより電子軌道の準周期性を実現している。水平磁場を加える位置は、図2の大きめのピーク磁場のある場所と全く同じ場所である。

図5にこの新しいタイプの準周期アンジュレータからの放射スペクトルを示す。

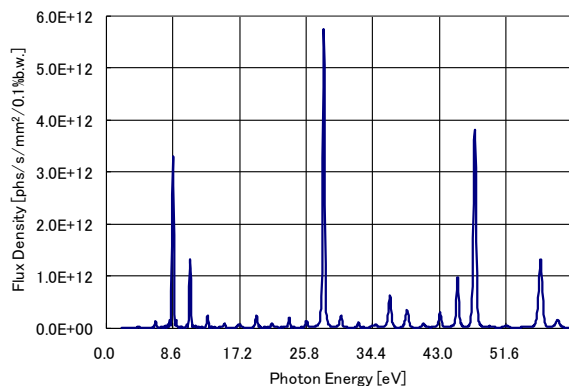


図5 : On-axis flux density spectrum of a new-type QPU with the field distribution in Fig. 4. Observation point locates at 30-m from the source.

このスペクトル分布は、図3のものとはほぼ同じであるが、1次光のピーク強度が僅かであるが大きくなっていることが分かる。

5. 結論

本論文では、新しいタイプの準周期アンジュレータを提案した。2軸磁場成分準周期アンジュレータ

方式の利点は、通常のアンジュレータの周期的磁場構造を崩すことなく、付加的に本来の磁場と直交する1周期分に相当する磁場を発生する磁気回路を準周期生成理論により示される各位置に配置することで無理数次の高調波を発生する準周期アンジュレータとすることが出来る点である。

図6にピュアタイプのアンジュレータで可能な磁石配置の一例を示すが、この例に限らず多様な磁石配置が可能である。

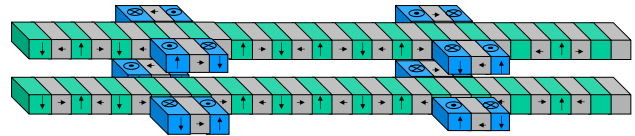


図6 : A possible magnet configuration for the orthogonal-field QPU (pure type, partial view).

直交磁場を発生する磁気回路を電磁石で作れば、コイルの電流をオンオフすることにより、周期的アンジュレータと準周期アンジュレータ双方の利点を利用でき、種々の放射光実験への利用範囲が広がることが期待される。なお、今回提案した新しい方式は直線偏光アンジュレータのみならず、円/楕円偏光アンジュレータにも適用できることを付け加えておく。

従来型の準周期アンジュレータとの放射スペクトルの違いについては、参考文献[10]を参照されたい。

参考文献

- [1] S. Hashimoto and S. Sasaki : Nucl. Instrum. Methods **A361** (1995) 611.
- [2] S. Sasaki, H. Kobayashi, M. Takao, Y. Miyahara and S. Hashimoto : Rev. Sci. Instrum. **66** (1995) 1953.
- [3] M. Takao, S. Sasaki and S. Hashimoto : Phys. Rev. **E52** (1995) 5454.
- [4] M. Kawai, M. Yokoyama, K. Yamada, N. Sei, T. Yamazaki, T. Shimada, M. Takao, Y. Miyahara, S. Hashimoto, S. Sasaki, T. Koseki, K. Shinoe, Y. Kamiya, and H. Kobayashi: Proceedings of European Particle Accelerator Conference, Barcelona, June, 1996, p2549.
- [5] B. Diviacco, R. P. Walker, ELETTRA Technical Note ST/M-TN-97/11, 1997, Chavanne, et al, Proc. of EPAC98, p.2213, Diviacco, et al, ibid., p.2216.
- [6] S. Sasaki, B. Diviacco, R. P. Walker, Proc. of EPAC98, p.2237.
- [7] S. Sasaki, "Exotic insertion devices," in "Undulators, wigglers and their applications," eds. H. Onuki and P. Elleaume, Taylor & Francis (2003) 237.
- [8] 米沢富美子:"準結晶", 大槻義彦編「物理学最前線」19 (共立出版, 1988)
- [9] 竹内伸, 枝川圭一:"結晶・準結晶・アモルファス" (内田老鶴圃, 2008)
- [10] S. Sasaki, Proc. of PAC09, Vancouver, May, 2009, in press.
- [11] R. P. Walker, Nucl. Instr. Methods, **A335** (1993) 328.