

アンジュレータ分割と位相制御による放射光特性の改善

田中隆次

理化学研究所・播磨研究所*

Improvement of Optical Properties of Synchrotron Radiation
by Undulator Segmentation and Phase Control

Takashi TANAKA

Harima Institute, The Institute of Physical and Chemical Research

Abstract

Two simple schemes to improve optical properties of undulator radiation (UR) are reported. One is to suppress the intensity of higher harmonics, and the other is to obtain variable polarization. Both of them are based on a segmentation of undulator and control of the relative phase between segments. A simple analysis of UR emitted from the segmented undulator is made to explain the principle of the two schemes, which is followed by a detailed discussion on the effects of the finite emittance of the electron beam and angular acceptance of the beamline. Several practical examples are shown to reveal the effectiveness of the proposed schemes.

1. はじめに

SPring-8, ESRF, APS などの第三世代放射光施設が稼動し始めてから5~10年が経過したが、放射光施設の建設はとどまるどころを知らず、最近ではSLS (Swiss Light Source) やCLS (Canadian Light Source) などをはじめとする軟X線をターゲットにした中規模の施設¹⁾が稼動・建設をはじめ、さらにオーストラリアのBoomerangや、国内の軟X線・VUV施設などが計画中である。これらの施設の蓄積リングはいずれも、低エミッタンス電子ビームを用いて、アンジュレータにより高輝度光を供給することを念頭において設計されており、4~5 m (あるいは15 m) といった、長いアンジュレータを直線部に設置できるようになっている。このようないわゆる蓄積リングベースの放射光施設に加えて、最近では線形加速器において供給される高品質な(エミッタンス・エネルギー広がりが小さく、ピーク電流が高い)電子ビームを用いた、ERL (Energy Recovery Linac) やSASE-FEL (Self Amplified Spontaneous Emission Free Electron Laser) による高輝度X線発生を目指す装置・施設が新たに多数計画されている^{1,2)}。これらの計画においては20 m~100 mにも及ぶアンジュレータが必須であり、その開発はこれらの計画の成功の可否を握る要因の1つであるといつてよい。

*1 SLSはむしろ積極的に短周期の真空封止アンジュレータを導入することによりX線領域をも視野に入れているが、ここでは中規模の施設として例に挙げた。

このような、全長5 mから100 mにも及ぶアンジュレータは、設計・建設の観点から考えると、いくつかのセグメントに分割されている方が好ましいが、その場合必然的に位相整合の問題が生ずる。即ち、アンジュレータを分割することにより生ずる、各セグメント間の干渉効果によってピークエネルギーにおける強度が損なわれないためには、セグメント間に存在するドリフトスペースにおける光の位相を 2π の整数倍にしておく必要がある(位相整合)が、この位相は光の波長によって異なるため、すべてのギャップにおいて位相整合を実現することができない、という問題である。SPring-8ではこの問題を避けるため、BL45XUでの2色実験や、BL25SUでの円偏光切り替えといった特殊な用途を除いて、直線部の長さに対応するアンジュレータを分割せずに1台設置している。その際たる例が長直線部に設置された挿入光源であって、真空封止構造を採用することにより、磁石列長25 mものアンジュレータを開発することに成功している³⁻⁵⁾。

一方、SASE-FELなどにおいては、電子ビームモニタや収束磁石を設置するためのドリフトスペースが必要であり、そのためにはアンジュレータを複数のセグメントに分割しなければならない。この場合、セグメント間のドリフトスペースに磁場強度を変えられる磁石を設置し、これにより作られる電子軌道のバンプの高さを調節することにより、すべてのギャップにおいて位相整合を実現することができる。また、アンジュレータの端部の磁石構造を最適化

* 理化学研究所播磨研究所 〒679-5148 兵庫県佐用郡三日月町光都 1-1-1
TEL: 0791-58-2809 FAX: 0791-58-2810 E-mail: ztanaka@spring8.or.jp

することによりなるべく広いギャップで位相整合の条件を満たすようにする方法なども提案されている⁶⁾。

理化学研究所・播磨研究所では、SCSS (Spring-8 Compact SASE Source) と呼ばれる、SASE-FEL に基づいた X 線レーザ計画が進行中である⁷⁾。筆者らは最近、SCSS 計画において用いられる 25 m アンジュレータを分割したときに生ずるさまざまな問題点について検討していく過程⁸⁾において、分割されたアンジュレータからの放射光について、興味深い現象を発見した。即ち、アンジュレータセグメント間の位相をある値に設定することにより、アンジュレータ放射光 (Undulator Radiation, 以下 UR) のピークエネルギーをシフトさせることができるというものである。本稿では、この現象を応用した UR の改善方法について述べる。即ち、「アンジュレータを分割することにより生ずる位相整合の問題を解決し、ピーク強度を改善する」ことを論じるのではなく、むしろ、「積極的にアンジュレータを 2 つ以上のセグメントに分割し、セグメント間の位相を制御することより放射光ユーザにとって有益な光を作り出す」ことを論じるものであり、具体的には高調波の抑制と偏光制御の方法について述べる。

2. 分割化アンジュレータからの放射光の一般式

まずはじめに、分割されたアンジュレータからの放射光の一般的な式を導出する。それぞれ N の周期を持つアンジュレータセグメントが M 台同じ間隔で並んだような挿入光源からの放射光を考える。このような場合の放射光の電場は、ある時間間隔 ΔT によって分割された M 個の波連によって構成され、またそのフーリエ変換は以下のように計算される。

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_\omega &= \int_0^{NT} \mathbf{E}(t) e^{-i\omega t} dt \\ &+ \int_{\Delta T+NT}^{\Delta T+2NT} \mathbf{E}(t-NT-\Delta T) e^{-i\omega t} dt + \dots, \\ &= \sum_{m=0}^{M-1} e^{-im\omega(NT+\Delta T)} \int_0^{NT} \mathbf{E}(t) e^{-i\omega t} dt, \\ &= TMN \sum_{k=1}^{\infty} \mathbf{E}_k \times P_1[N, (k\omega_1 - \omega) T] \\ &\quad \times P_2[M, \omega (NT + \Delta T)]. \end{aligned} \quad (1)$$

ここで、 $\mathbf{E}(t)$ はアンジュレータの 1 セグメントを通過す

るときの電子による放射電場、 $\omega_1 = 2\pi/T$ は UR の基本エネルギー、また \mathbf{E}_k は $E(t)$ を $0 \sim T$ の区間で展開したフーリエ級数の k 次の成分である。関数 P_1 及び P_2 は、 N 周期のアンジュレータのスペクトル形状及び M セグメントの干渉効果を記述する因子であって次式で定義される。

$$\begin{aligned} P_1(N, \xi) &= \frac{1 - e^{i\xi N}}{i\xi N}, \\ P_2(M, \eta) &= \frac{1 - e^{-i\eta M}}{M(1 - e^{-i\eta})}. \end{aligned}$$

次に、**Fig. 1** のようにアンジュレータセグメントを配置した装置からの放射光について考える。これは、2 種類のアンジュレータが交互に同数設置されたものであり、これらのアンジュレータは同じ周期数を持ち、同じ基本エネルギーの光を供給するものとする。この場合、全セグメント数 M は必然的に偶数となる。このような挿入光源からの放射光を考えるためには、奇数番目のアンジュレータからの放射電場と偶数番目からのそれとを重ね合わせればよい。各セグメントからの波連の時間間隔を同図に示されたように定義すると、電場のフーリエ変換が以下のように得られる。

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_\omega &= T(M/2)N \sum_{k=1}^{\infty} (\mathbf{E}_{1k} + \mathbf{E}_{2k} e^{-i\omega(NT+\Delta T_1)}) \\ &\quad \times P_1[N, (k\omega_1 - \omega) T] \\ &\quad \times P_2[M/2, \omega (2NT + \Delta T_1 + \Delta T_2)]. \end{aligned} \quad (2)$$

ここで $\mathbf{E}_{1k, 2k}$ はそれぞれ、奇数・偶数番目のアンジュレータの放射電場を $0 \sim T$ の区間で展開したフーリエ級数の k 次の成分である。関数 P_1 、 P_2 の意味は前述のとおりであり、1 番目の因子が隣り合った異種のアンジュレータセグメント間の干渉を表す。式(2)は式(1)において $\Delta T = \Delta T_1 + \Delta T_2 + NT$ 、及び $\mathbf{E}_k = \mathbf{E}_{1k} + \mathbf{E}_{2k} e^{-i\omega(NT+\Delta T_1)}$ を代入し、 M を $M/2$ に置き換えることにより得られるが、その意味は自明であろう。

3. 放射光特性の改善

本稿で述べる放射光特性の改善手法は、セグメント間の干渉を表す因子 P_2 により、セグメント数 (M) およびセグメント間位相 ($\omega_1 \Delta T$) に依存して、ピークエネルギー

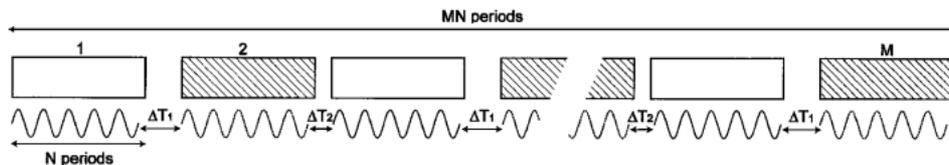


Figure 1. Schematic illustration of the segmented undulator consisted of two different undulator types. The electric field of radiation emitted from each segment is separated by some time duration ΔT_1 and ΔT_2 .

がシフトするということを基本としている。以下でその詳細について説明する。

3.1 高調波抑制

よく知られているように、URは周期数の逆数のバンド幅を持つ、エネルギー ω_1 の準単色光である。通常はさらに狭いバンド幅の光を分光器により切り出してから実験に用いるが、URのスペクトルは ω_1 以外にその整数倍のエネルギーにおいてもピークを持つため、これらのエネルギーの光は分光した後でも高調波として混入することになる。2結晶分光器が適用できるX線領域においては、デチューニングとして知られる手法によりこれらの高調波を除去することは可能であるが、軟X線領域においてはそうはいかない。筆者らは最近、分光するエネルギーを ω_1 より若干高く設定することにより同様なことが可能であること、しかしながらこの方法は周期数が多くなってくると実用的ではないということを描した。そこで考案されたのが本節で述べる手法⁹⁾である。

まず、同種のアンジュレータを M 個設置した場合について考える。このようなアンジュレータからのURを、エネルギー $\omega_m = \omega_1(1 + \varepsilon)$ において分光した場合について考える。分光器の k 次高調波のエネルギー $k\omega_m$ におけるURの強度は、

$$|E_{\omega}|^2 = \left(\frac{2\pi M N E_k}{\omega_1} \right)^2 I_k(\varepsilon) \quad (3)$$

と表せる。ここで $I_k(\varepsilon)$ はURの規格化強度であり、次式で表される。

$$I_k(\varepsilon) = S_2[M, k(1 + \varepsilon) (2\pi N + \omega_1 \Delta T)] S_1[N, 2\pi k \varepsilon],$$

$$S_1(N, \xi) = |P_1(N, \xi)|^2 = \left[\frac{\sin(N\xi/2)}{N\xi/2} \right]^2,$$

$$S_2(M, \eta) = |P_2(M, \eta)|^2 = \left[\frac{\sin(M\eta/2)}{M \sin(\eta/2)} \right]^2.$$

ここで、近似として $N \gg 1$ 及び $\omega_1 \Delta T \ll 2\pi N$ を用いた。

さて理由はさておき、セグメント間の位相 $\phi = \omega_1 \Delta T$ を $4\pi/3$ に設定したものとす。このときに $I_k(\varepsilon)$ を、セグメント数 M をいろいろと変えて計算したものを、1次及び3次光についてFig. 2に示す。総周期数 MN は100で固定してある。これを見れば明らかなように、1次光では高エネルギーへとピークがシフトしているのに対して、3次光のスペクトルプロファイルは通常のアンジュレータのものと同じである。これは、 $I_3(\varepsilon)$ が $S_1[MN, 3 \times 2\pi \varepsilon]$ 、即ち通常のURのプロファイルに帰着することからも明らかである。通常のアンジュレータでは偶数次光は軸上では観測されないため、問題になる高次光は3次光である。従って、このシフトしたエネルギーにおいて1次光を分光すれば、分光器による高次光強度が大幅に軽減され

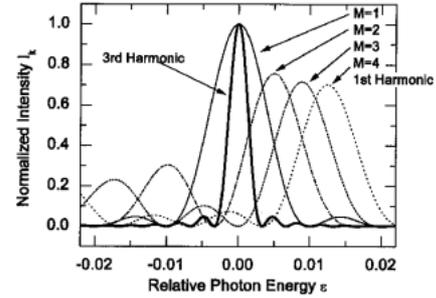


Figure 2. Harmonic suppression by an insertion of the relative phase $4\pi/3$ between undulator segments.

るということになる。

このような、URの高調波強度を抑制するための挿入光源としてよく知られているものとして準周期アンジュレータ¹⁰⁻¹²⁾がある。これは磁場の強度あるいは周期長が準周期的な配列をなすように磁石を設置するものであり、この結果得られる放射電場が準周期性を有することにより、URの高調波のエネルギーが基本エネルギーの非整数倍になるというものである。この場合、あるピークを分光すれば、高調波の無い単色光が得られることになる。準周期アンジュレータの最大の欠点は、通常型アンジュレータへ復帰することができないということである。最近では電磁石を用いた準周期アンジュレータ¹³⁾も製作されており、この場合は通常型アンジュレータを実現することが可能であるが、電磁石を用いる限り、短周期のもの(<5 cm)を製作することは困難である。これに対して本節で提案した方法は、たやすく通常型アンジュレータへと復帰することができるだけでなく、どのような種類のアンジュレータにも適用できる。ただし、直線部の長さに対してセグメント数を大きくした場合は、ドリフトスペース、即ち放射光に寄与しないデッドスペースが増加し輝度の低下を招くため、ある程度の妥協が必要となる。

3.2 偏光制御

3.2.1 原理

前節では、アンジュレータを複数のセグメントに分割し、かつセグメント間の位相を制御することにより、URの高次光のピークにあまり影響を与えずに、1次のピークエネルギーをシフトさせ、高調波抑制に用いた。本節では同様な手法を用いてURの偏光を制御する方法¹⁴⁾について説明する。

あらゆる偏光状態は、他のある2つの偏光状態へ分解することができる。即ち、円偏光は垂直・水平の2つの直線偏光を位相 $\pm\pi/2$ をもって重ね合わせたものとみなせるし、逆に直線偏光は左右の円偏光を重ね合わせたものとみなすことができる。例として円偏光をもつURについて考える。この場合、直交する2つの直線偏光がまったく同じスペクトルプロファイルを持って重なったものと考えられることができる。もし、これらの2つの偏光成分を持

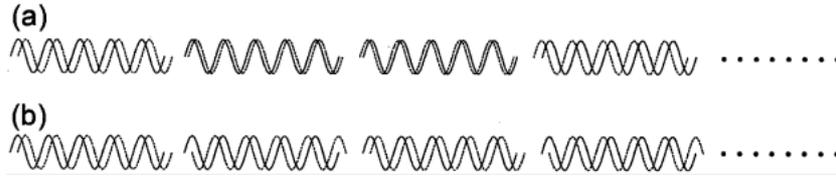


Figure 3. Relation between two opposite components of the electric field of radiation emitted from each segment. The relative phase between the two components is shifted at every segment. In figure (b), the phase shift is equal to π .

つ光のピークエネルギーを別々にシフトさせることによりピークを分離することができれば、円偏光から2つの直線偏光を作り出すことが可能となる。このためには、電場の水平成分からみたセグメント間位相と、垂直成分から見たセグメント間位相が異なるようにすればよい。例えば **Fig. 3(a)** に示したように、電場の水平・垂直成分の位相差を、少しずつずらせていけばこのようなことが可能になる。位相の選び方は無限にあるが、もっとも簡単で実現性が高いのは、**Fig. 3(b)** のように π ずつ位相をずらせていく方法である。この場合、反対のヘリシティを持つ円偏光アンジュレータが1セグメントおきに並ぶことになる。また、同様な考察により、垂直・水平アンジュレータを互い違いに並べた場合、円偏光が得られることがわかるが、これは K. J. Kim らによるクロスアンジュレータ¹⁵⁾ を拡張したものと考えることが出来る。後述するように、この場合には通常のクロスアンジュレータよりもずっと高い円偏光度を得ることができる。

偏光特性を定量的に考察するために **Fig. 3(b)** における放射光のスペクトルについて考える。この場合、式(2)に以下のような関係式を代入すればよい。

$$E_{1kx} = iE_{1ky} = E_k, \quad E_{2kx} = -iE_{2ky} = E_k.$$

これは、円偏光 UR においては、電場の振幅の水平・垂直成分が等しいこと、しかしながら位相が $\pm\pi/2$ だけずれていることからの帰結である。1次光 ($k=1$) におけるスペクトルを考えると、

$$\begin{aligned} E_{\omega x} &= T(M/2)N \cdot E_1(1 + e^{-i\psi_1\omega/\omega_1}) \\ &P_1 \left[N, 2\pi \left(k - \frac{\omega}{\omega_1} \right) \right] P_2 [M/2, (\psi_1 + \psi_2)\omega/\omega_1], \\ E_{\omega y} &= \tan \left(\frac{\psi_1\omega}{2\omega_1} \right) E_{\omega x}. \end{aligned} \quad (4)$$

なる式が導出される。ここで位相 $\psi_{1,2}$ は次式で定義される。

$$\psi_{1,2} = 2\pi N + \phi_{1,2}, \quad \phi_{1,2} = \omega_1 \Delta T_{1,2}$$

式(4)は、水平電場のフーリエ成分 $E_{\omega x}$ と垂直電場のフー

リエ成分 $E_{\omega y}$ が同位相であることを示している。即ち、この場合にはいかなる光子エネルギーにおいても直線偏光が得られることがわかる。ストークスパラメータ²¹⁾を計算すると、

$$\begin{aligned} s_0 &\equiv |E_{\omega}|^2 = \left(\frac{2\pi M N E_1}{\omega_1} \right)^2 I(\varepsilon) \\ s_1 &\equiv (|E_{\omega x}|^2 - |E_{\omega y}|^2)/s_0 = \cos[\psi_1(1 + \varepsilon)] \\ s_2 &\equiv 2\text{Re}(E_{\omega x}^* E_{\omega y})/s_0 = \sin[\psi_1(1 + \varepsilon)] \\ s_3 &\equiv 2\text{Im}(E_{\omega x}^* E_{\omega y})/s_0 = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

となる。ここで、規格化強度 $I(\varepsilon)$ は次式で表される。

$$I(\varepsilon) = S_1[N, 2\pi\varepsilon] S_2[M/2, (1 + \varepsilon)(\psi_1 + \psi_2)] \quad (6)$$

次に、左右の円偏光アンジュレータの代わりに、水平・垂直偏光アンジュレータを交互に設置した場合について考える。ストークスパラメータ、及びスペクトルを計算するためには、式(2)に以下のような関係式^{*2)}を代入すればよい。

$$E_{1kx} = iE_{2ky} = E'_k, \quad E_{2kx} = E_{1ky} = 0.$$

全く同じ手続きにより次式を得る。

$$\begin{aligned} s_0 &= \left(\frac{2\pi M N E'_1}{\sqrt{2}\omega_1} \right)^2 I(\varepsilon) \\ s_1 &= 0 \\ s_2 &= \sin[\psi_1(1 + \varepsilon)] \\ s_3 &= \cos[\psi_1(1 + \varepsilon)] \end{aligned}$$

即ち、円偏光アンジュレータを用いようが、直線偏光アンジュレータを用いようが、スペクトルプロファイルに違いはなく、単に s_1 と s_3 が入れ替わるだけである。今後はこれを s_i で表し、様々な条件下でのその振る舞いについて調べる。即ち、左右円偏光アンジュレータを設置した場合の水平・垂直偏光成分 (s_1)、あるいは水平・垂直偏光ア

*2) E_{1kx} と E_{2ky} の位相差 (i) は任意である。ここでは後の議論をしやすくするためにこのようにおいた。

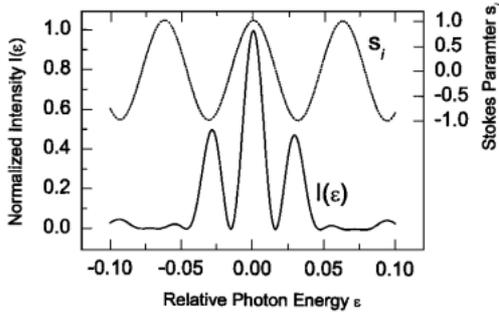


Figure 4. Normalized spectrum and Stokes parameter calculated with $\phi_1 = \phi_2 = \pi$, $M=4$ and $N=15$.

ンジュレータを設置した場合の左右円偏光成分 (s_3) に着目することとする。

式(5)及び(6)を見ると、スペクトルプロファイルを表す $I(\epsilon)$ が位相 $\phi_1 + \phi_2$ に依存するのに対し、ストークスパラメータは位相 ϕ_1 のみに依存することがわかる。即ち、 $\phi_1 + \phi_2$ を一定に保ちつつ ϕ_1 を調節することにより、あるエネルギーにおけるフラックスを保ったまま偏光特性だけを制御することができる。位相 ϕ_1 , ϕ_2 はセグメント間にバンパ軌道を作ることにより調節できるが、これを電磁石で行うことによって偏光切替を行うことができるであろう。この方法では、電磁石アンジュレータの極性反転や、キッカー磁石によるシケイン軌道の切替よりも高速な偏光切替が期待できる。

Fig. 4 に $\phi_1 = \phi_2 = 2\pi$, $M=4$, $N=15$ のときのスペクトル及びストークスパラメータ s_i を示す。この場合、3つのピークが基本エネルギー ω_1 付近に現れ、また中央のピークエネルギー ($\epsilon=0$) における偏光特性は、他の2つのピークエネルギーにおけるその逆になっていることがわかる。

3.2.2 有限角度発散・立体角の影響

Fig. 4 は、すべてのものを理想化して行った計算結果である。即ち、以下の事実を無視している。

1. 電子ビームのエミッタンス
2. 電子ビームのエネルギー広がり
3. 光を切り出すためのスリットの立体角
4. アンジュレータの誤差磁場

周期数が極端に大きくなく、また一次光に着目する限り、項目2及び4は実際上無視できる。項目1及び3は軸外の光を取り込むということに帰着し、URの低エネルギーへのピークテイルを引き起こす。この影響によりストークスパラメータ s_i は前節で計算されたものと異なる値を持つことになるが、これを実効的ストークスパラメータと呼び、 s_i と区別するために s_e と名付けることにする。 s_e を評価するためには、用いる挿入光源の種類、K値、電子エネルギー、エミッタンスなどの多数のパラメータを指定して計算する必要があるが、ここでは以下のような簡略化したモデルを用いて計算を行う。まず、電子ビームが角度発

散 σ' の円形プロファイルを持ち、またスリットも円形であって開口角 $\Delta\theta$ を持つものとする。さらに、位相が $\phi_1 = \phi_2 = \phi$ を満たすとする。これらの仮定の下で、実効的ストークスパラメータ s_e は以下のように計算される。

$$s_e = \frac{F_a - F_b}{F_a + F_b}$$

ここで、 $F_{a,b}$ はスリットを通過する規格化フラックスであり、次式で与えられる。

$$F_{a,b} = \int_0^\infty E_1(\Theta) I_{a,b}(\Theta) \left[\operatorname{erf}\left(\frac{\Delta\Theta - \Theta}{\sqrt{2}\Sigma'}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{\Delta\Theta + \Theta}{\sqrt{2}\Sigma'}\right) \right] \Theta d\Theta, \quad (7)$$

ここで、 $\Delta\Theta = \gamma\Delta\theta/\sqrt{1+K^2}^{*3}$, $\Sigma' = \gamma\sigma'/\sqrt{1+K^2}$ はそれぞれ規格化されたスリットの開口角及び電子ビームの角度発散、 γ は電子のローレンツ因子である。また $\operatorname{erf}(x)$ は、

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-x^2} dx,$$

で定義される誤差関数である。関数 $I_{a,b}(\Theta)$ は、観測角 $\Theta = \gamma\theta/\sqrt{1+K^2}$ に依存した規格化フラックス角密度であり、

$$I_a(\Theta) = S_2[M, (2\pi N + \phi)(1 + \epsilon)(1 + \Theta^2)] S_1[N, 2\pi(\epsilon + \Theta^2)] \quad (8)$$

$$I_b(\Theta) = \tan^2[(\pi N + \phi/2)(1 + \epsilon)(1 + \Theta^2)] I_x(\Theta) \quad (9)$$

によって計算される。

式(7)を計算するためには、電場の振幅 E_1 を計算しなければならない。しかしながら、 $\Delta\theta$ が極端に大きくない限り、積分に寄与するのは $\Theta \sim 0$ の近傍のみであるので、 E_1 を定数とみなして計算してもかまわない。この場合、(7)を計算するのはさほど困難ではない。以下では、この式を用いてセグメント数や光子エネルギーに対する s_e の依存性について調査し、本手法の有効性について述べる。

まず、十分なフラックスを得るためにスリットの開口角 $\Delta\theta$ を光の実効的な角度発散 σ'_b の2倍に設定する。通常のアンジュレータの場合と同じように、光の実効角度発散は、URの自然角度発散 σ'_r と電子ビームの角度発散 σ' のコンボリューション、

$$\sigma'_b = \sqrt{\sigma_r'^2 + \sigma'^2}$$

*3 ヘリカルアンジュレータの場合。平面アンジュレータでは $1 + K^2/2$ 、その他の一般のアンジュレータでは $1 + K_r^2/2 + K_y^2/2$ 。以下も同様。

で与えられる。自然角度発散 σ'_r は

$$\sigma'_r = \frac{1}{2\gamma} \sqrt{\frac{1+K^2}{MN}}$$

によって計算される¹⁶⁾。従って、スリットの立体角は

$$\Delta\theta = \frac{2\gamma\sigma'_p}{\sqrt{1+K^2}} = \sqrt{\frac{1}{MN} + 4\Sigma'^2} \quad (10)$$

と決定される。式(7)~(10)は、アンジュレータの偏向定数 K を含んでいないことに注意されたい。結局、 s_i を計算するために必要なパラメータとしては、セグメント数 M 、1セグメントあたりの周期数 N 、光子エネルギー ε 、および電子ビームの規格化角度発散 Σ' である。以下では $\phi=2\pi$ とおく。このとき、規格化強度 $I(\varepsilon)$ は、

$$I(\varepsilon) = S_2[M/2, 4\pi\varepsilon(N+1)]S_1[N, 2\pi\varepsilon]$$

と表される。この関数は、Fig. 4 に示したように、3つの主要なピークを持ち、それぞれのエネルギーは

$$\varepsilon = \begin{cases} 0, \\ \frac{1}{2(N+1)} \equiv \varepsilon_{p+}, \\ -\frac{1}{2(N+1)} \equiv \varepsilon_{p-}. \end{cases}$$

と表すことができる。また、これらのエネルギーにおいて(理想条件下での)ストークスパラメータは $s_i = \pm 1$ と計算されるため、 σ' ならびに $\Delta\theta$ による偏光度の悪化を $P = |s_e|$ として評価することができる。

Fig. 5(a)~(b)に、 $\phi=2\pi$ のときの偏光度のセグメント数に対する依存性を、 $\varepsilon=0$ 及び $\varepsilon=\varepsilon_{p+}$ において計算した結果を示す。電子ビームの規格化角度発散としては $\Sigma' = 0, 0.05, 0.1$ の3つの値をとった。また、全周期数 MN は60とした。いずれの場合も、セグメント数が増加するに従って偏光度が改善している。セグメント数 M が2に等しいときはクロスアンジュレータに帰着するが、この場合、たとえ $\Sigma' = 0$ においても高い偏光度は得られない。これはスリットの開口角をフラックスが十分に得られるような値に設定したからである。即ち、いかに質のよい電子ビームを使ったとしても、フラックスを十分に得ようとする限り、クロスアンジュレータでは高い偏光度は期待できないと言うことができる。これを改善する唯一の方法はセグメント数を増やすことである。また、高エネルギー側のピーク ($\varepsilon = \varepsilon_{p+}$) における偏光度の方が、中央のピーク ($\varepsilon = 0$) におけるそれよりも高く、偏光度の観点から見ると好ましいことがわかる。しかしながら Fig. 4 でみたよ

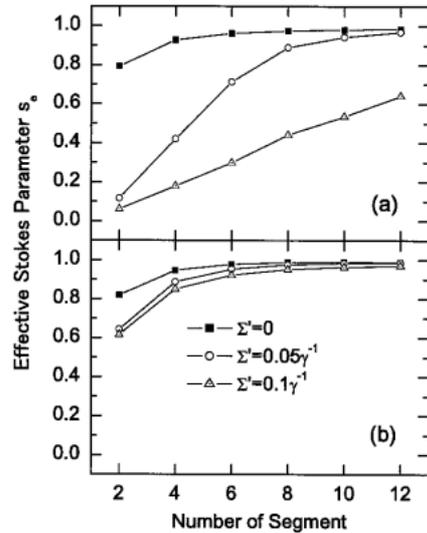


Figure 5. Effective Stokes parameter s_e as a function of the number of segments at the energy of (a) $\varepsilon=0$ and (b) $\varepsilon=\varepsilon_{p+}$ for three values of the normalized angular divergence of the electron beam.

うに、中央のピークの方がフラックスが高いのでどちらを使う方がよいかは実験により異なるであろう。ちなみに、低エネルギー側のピーク ($\varepsilon = \varepsilon_{p-}$) はフラックス及び偏光度のどちらも中央のピークのそれらよりも低く、利点は全くない。これらの性質はすべて、有限角度発散・立体角がもたらす低エネルギーピークテイルによるものである。

4. 適用例

ここで、これまで述べてきた放射光特性の改善手法を適用した場合の実際的な光源特性について報告する。用いた光源加速器のパラメータは Table 1 のとおりであり、高エネルギー施設として SPring-8^{*4}、中エネルギー施設として、国内で計画中の極紫外・軟 X 線放射光源計画¹⁷⁾ のものを挙げた。また、アンジュレータのパラメータをまとめて Table 2 に示す。本節における計算はすべて、放射光計算プログラム SPECTRA¹⁸⁾ を用いて行ったものであり、電子ビームのエミッタンス、エネルギー広がり、スリ

Table 1. Accelerator parameters used in the calculation

	Facility A	Facility B
Electron Energy	8 GeV	1.8 GeV
Average Current	100 mA	400 mA
Natural Emittance	5.9 nmrad	8 nmrad
Coupling	0.003	0.01
Energy Spread	1.1×10^{-3}	7×10^{-4}
β_x	22.6 m	17.4 m
β_y	5.6 m	4.3 m

*4 2002年10月現在の値。同年11月に低エミッタンス化が成功し、ここで挙げたものよりも改善している。

Table 2. Light-source parameters used in the calculation

Name	Facility	Type	Period (cm)	MN	M	K Value(s)	$\hbar\omega_1$ (eV)
a	B	Linear	5	100	4	2	200
b	A	Figure-8	10	44	4	K_x 3.0 K_y 3.2	560
c	A	Helical	10	240	12~20	2.25	1000
d	B	Vertical & Horizontal	5	100	4	2	200

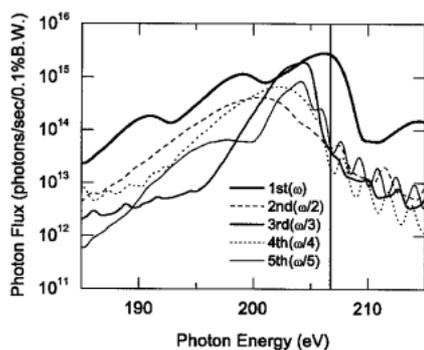


Figure 6. Example of the harmonic suppression scheme applied to a conventional linear undulator.

ットの立体角などをすべて考慮している。スリットは長方形のものを仮定し、水平・垂直方向の開口角は、3.2.2節で用いたのと同様に半幅で $2\Sigma_{x,y}$ に設定している。

4.1 平面アンジュレータにおける高調波抑制

まず、通常の平面アンジュレータに3.1節で説明した高調波抑制手法を適用した場合について述べる。用いたアンジュレータパラメータは Table 2(a) である。Fig. 6 に、縦軸にフラックス、横軸に光子エネルギーを高調次数で除いたものをもってプロットしたものを示す。1次光のみが高エネルギー側にピークシフトを起しており、このエネルギーにおいて分光すれば他の高調光の混入を抑制できることがわかる。

4.2 8の字アンジュレータにおける高調波抑制

8の字アンジュレータとは、SPring-8のような高エネルギー施設において、軟X線領域の直線偏光を供給するために考案された直線偏光アンジュレータであり¹⁹⁾、偏向定数 K が大きいときに、ヘリカルアンジュレータと同様、軸上パワー密度を低く抑えることができるというものである。スペクトルには基本波に加えて、2, 3, 4次などの整数次、及び0.5次、1.5次などといった半整数次の高調波が現れ、前者は水平偏光、後者は垂直偏光をもつ。SPring-8では、これらの次数を使い分けることにより水平・垂直の偏光切り換えも行っているが、特に0.5次光を使うときにはアンジュレータの1次光が分光後の2次光となって混入し、かつ強度も大きい問題となっている。そこで、0.5次光に対して、特に1次光強度を抑制することを試みた。用いたアンジュレータパラメータは Table 2

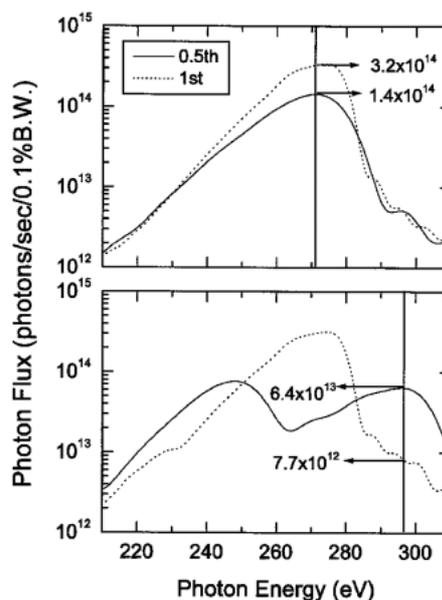


Figure 7. Example of the harmonic suppression scheme applied to the figure-8 undulator.

(b) である。Fig. 7 に結果を示す。分割化と位相制御により、0.5次光に対する1次光の強度比が1桁程度軽減されていることがわかる。

4.3 分割ヘリカルアンジュレータによる任意直線偏光

前節で紹介した8の字アンジュレータは効果的に熱不可を軽減するが、高調波混入という観点から見ると理想的ではない。一方、ヘリカルアンジュレータの場合は軸上には基本波しか観測されず、まさに理想的な挿入光源といえるが、直線偏光は生成できない。そこで本稿で紹介した偏光制御の手法を用いて、ヘリカルアンジュレータの分割による直線偏光の生成について考察した。特にここでは、SPring-8蓄積リングに4つある30 m長直線部の1つに軟X線用挿入光源を設置する場合について考える。分割数をいろいろと変えてスペクトルと直線偏光度 $P_L = \sqrt{s_1^2 + s_2^2}$ を計算した結果を Fig. 8 に示す。用いたアンジュレータパラメータは Table 2(c) である。3.2.2節で示したように、高エネルギー側のピークにおいて高い直線偏光度が得られており、また偏光面の傾きがほぼ0となっている。いうまでもなくこの偏光面の傾きは位相 $\phi_{1,2}$ を調整することにより制御可能である。ドリフトセクションの増加に

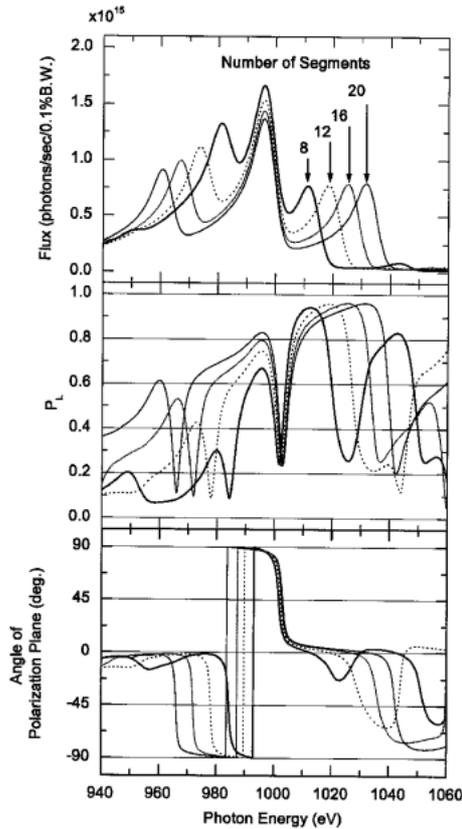


Figure 8. Example of the polarization control scheme applied to production of linearly polarized radiation.

よる輝度の低下を防ぐためには、セグメント数は少ない方が好ましいので、この場合には12セグメントに分割するのが妥当であるといえる。

4.4 改良型クロスアンジュレータ

最後に、水平・垂直アンジュレータを交互に設置した場合について考える。この場合には円偏光が得られるが、すでに見てきたようにセグメント数を4以上に設定することにより、通常のクロスアンジュレータよりも高い円偏光度が得られる。これを改良型クロスアンジュレータと呼ぶことにする。Table 2(d)で示されたアンジュレータパラメータを用いてスペクトルと円偏光度 $P_C = s_3$ を計算した結果をFig. 9に示す。ヘリカルアンジュレータと異なり、スペクトルに3, 5次といった高調波が現れる。3次光については、光子エネルギーを3で割った値の関数としてプロットしてある。まず円偏光利用の可能性について考える。矢印で示した、フラックスがピークになる光子エネルギーにおいて1次光では0.87, 3次光では0.83の円偏光度が得られており、十分実用に足るものであることを示している。言うまでもなく、位相 ϕ_1, ϕ_2 を電磁石などにより高速に変化させることにより左右の円偏光の切替が可能である。さらに、セグメント数を増加することによってより高い円偏光度を得ることが期待される。また、1次光を利用する場合、矢印で示したピークの光を分光すること

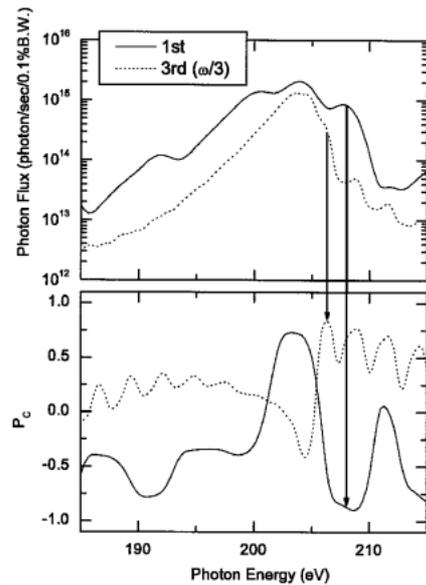


Figure 9. Example of the performance of the improved crossed undulator.

により、高い偏光度が得られるだけではなく、3次光の抑制効果も期待することができる。3次光についてはピーク分離が明確ではないため、利用するエネルギーを決定するためには、円偏光度(相対的なものでよい)の測定が必要であると思われる。

5. おわりに

URの高調波抑制ならびに偏光制御は、硬X線領域では光学素子を使うことにより既の実現されているものである。硬X線領域における標準分光器である二結晶分光器ではデチューニングにより高調波を抑制することが可能であるし、また偏光制御を可能にする透過型X線位相子も実用化され着実に成果を挙げている²⁰⁾。従って本稿で紹介したURの改善手法が本来成果を挙げるのは、これらの手法が適用できないVUV・軟X線領域であるといえる。現在計画中の放射光施設の多くはまさにこの領域の光をターゲットにしているものであり、本手法がこれらの計画における光源開発の一助になれば幸いである。

参考文献

- 1) J. Arthur, G. Materlik, A. R. Tatchyn and H. Winick: *Revi. Sci. Instrum.* **66**, 1987 (1995).
- 2) J. Rossbach: *Nucl. Instrum. Meth.* **A375**, 269 (1996).
- 3) H. Kitamura, T. Bizen, T. Hara, X. Maréchal, T. Seike and T. Tanaka: *Nucl. Instrum. Meth.* **A467-468**, 110 (2001).
- 4) T. Tanaka, T. Seike, X. Maréchal, T. Bizen, T. Hara and H. Kitamura: *Nucl. Instrum. Meth.* **A467-468**, 149 (2001).
- 5) T. Hara, M. Yabashi, T. Tanaka, T. Bizen, S. Goto, X. M. Maréchal, T. Seike, K. Tamasaku, T. Ishikawa and H. Kitamura: *Rev. Sci. Instrum.* **73**, 1125 (2002).
- 6) J. Chavanne, P. Elleaume and P. V. Vaerenbergh: *J. Synchro-*

- tron Rad.* **5**, 196 (1998).
- 7) T. Shintake, H. Matsumoto, T. Ishikawa and H. Kitamura: in Proceedings of the SPIE's 46th Annual Meeting, San Diego, CA, 2001 (SPIE-International Society for Optical Engineering, Bellingham, WA). 北村英男, 新竹 積, 石川哲也: 放射光 **16**, 65 (2003).
 - 8) T. Tanaka, H. Kitamura and T. Shintake: *Phys. Rev. ST. AB* **5**, 040701 (2002).
 - 9) T. Tanaka and H. Kitamura: *J. Synchrotron Rad.* **9**, 266 (2002).
 - 10) H. Hashimoto and S. Sasaki: JAERI-M Report 94-055, 1994 (1994).
 - 11) J. Chavanne, P. Elleaume and P. V. Vaerenbergh: Proc. of the 6th EPAC, Stockholm, Sweden 2213 (1998).
 - 12) S. Sasaki, B. Diviacco and R. P. Walker: Proc. of the 6th EPAC, Stockholm, Sweden 2237 (1998).
 - 13) T. Schmidt, G. Ingold, A. Imhof, B. D. Patterson, L. Patthey, C. Quitmann, C. Schulze-Briese and R. Abela: *Nucl. Instrum. Meth. A* **467-468**, 126 (2001).
 - 14) T. Tanaka and H. Kitamura: *Nucl. Instrum. and Meth. A* **490**, 583 (2002).
 - 15) K. J. Kim: *Nucl. Instrum. and Meth.* **219**, 425 (1984).
 - 16) K. J. Kim: Proc. 1986 US Particle Accelerator Summer School (1986).
 - 17) 極紫外・軟X線放射光源計画デザインレポート (2002).
 - 18) T. Tanaka and H. Kitamura: *J. Synchrotron Rad.* **8**, 1221 (2001).
また, 次の WEB ページを参照。
<http://radiant.harima.riken.go.jp/spectra/>最新版については, 本稿で紹介したような分割型アンジュレータの計算も可能になっている。
 - 19) T. Tanaka and H. Kitamura: *Nucl. Instrum. and Meth. A* **364**, 368 (1995).
 - 20) 鈴木基寛: 放射光 **13**, 12 (2000).
 - 21) 例えば以下を参照: マックス・ボルン, エミル・ウォルフ 光学の原理, 東海大学出版会.