

ヘリカルアンジュレータ

原 徹

理化学研究所播磨研究所*

Helical Undulators

Toru HARA

Harima Institute, RIKEN

Helical undulators play a main role as a circularly polarized light source in third generation synchrotron radiation facilities. Recent development of experimental techniques, such as MCD, requires a good polarization state and prefers fast switching of helicity. In this paper, we describe various configurations of the helical undulators and ideas of the helicity switching proposed and developed so far.

1. はじめに

放射光が光源として利用された当初、偏光度というパラメータはさほど注目されなかったが、実験技術や手法の高度化が進むにつれ、特に円偏光を用いた MCD の測定等では、偏光度が重要なパラメータとなっている。一般に偏光度を表すパラメータとして、ストークスパラメータがよく用いられる¹⁾。

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 + S_4^2$$

S_0 は光の全強度、 S_1 は水平と垂直方向の直線偏光の強度差、 S_2 は水平方向に対して $\pm 45^\circ$ 傾いた直線偏光の強度差、 S_3 は左右円偏光の強度差、そして S_4 が無偏光成分の強度である。各偏光成分を S_0 で割ってやると、偏光度が求められ、完全円偏光とは、 $S_3/S_0=1$ である光のことを指す。

放射光施設で最も簡単に円偏光を得るには、光軸から上下に外れた偏向電磁石放射光をスリットを通して用いればよい。**Figure 1** はこれらの様子を簡単に描いたもので、電子の軌道面上の点 B ($y=0$) から眺めると、光源点である電子の動きは軌道面を直線にそってはじめ左へ行き、そして右へ折り返すため、水平方向 (x 方向) の直線偏光となる。これに対し軌道面より上の A 点 ($y>0$) から同じ電子の動きを見ると、光源点は反時計回りに動いているように見え、逆に軌道面下 ($y<0$) の C 点から見ると

光源点の動きは時計回りとなる。これら A 点と C 点で観測される放射光は、各々左回りと右回りの円偏光成分をもつ。

同じ原理で円偏光を出す挿入光源に、非対称ウィグラー (asymmetric wiggler) がある²⁾。通常の直線ウィグラーの場合、磁場は垂直方向のみのサイン場であるため、**Fig. 2A** に示すように電子軌道は水平面内のサインカーブになる。この場合、電子軌道面から上下に離れた z 軸上の点で放射光を観測しても、**Fig. 2A** 中正負の軌道のピーク (1) と (2) からの光の円偏光成分は、方向が逆であるため互いに打ち消し合って円偏光は得られない。そこで電子軌道を、**Fig. 2B** に示すようにビーム軸 (z 軸) に対して非対称にしたものが非対称ウィグラーである。非対称ウィグラー内の電子軌道では、正負の軌道ピーク (3) と (4) の電子軌道の曲率半径が違いため、放射光の臨界エネルギー ($E_{c+} < E_{c-}$) が異なる。例えば、 $E_{c+} < E < E_{c-}$ なる光を電子軌道面の上下で観測すると、(3) からの光は弱く、ほとんどが (4) からの光となり、負 ($x < 0$) の軌道ピークから同じ偏光方向をもつ光が重なるため円偏光が得られる。非対称なビーム軌道は、垂直磁場の上下方向のピーク値が異なれば実現出来るが、ウィグラー中心軸 (z 軸) に沿って電子が蛇行するよう、磁場の積分値はゼロでなければならない。磁石配置の一例を **Fig. 3** に示す²⁾。非対称ウィグラーは、フランスの LURE や ESRF などでも実用化されている³⁾。

サイン磁場を用いつつ、ウィグラーで円偏光成分を得る

* 理化学研究所播磨研究所 X 線超放射物理学研究所 〒679-5148 兵庫県佐用郡三日月町光都 1-1
TEL 0791-58-2809 FAX 0791-58-2810 e-mail toru@spring8.or.jp

他の光源に楕円ウィグラーがある⁴⁾。楕円ウィグラーは、垂直磁場に、周期長 (λ_u) が同じで位相が $\lambda_u/4$ ずれた弱い水平磁場を加えた磁場をもち、ウィグラー内の電子軌道は水平方向につぶれた楕円になる (Fig. 4)。z 軸上にある観測点から電子の動きを見ると、Fig. 4B に示すようにピーク(1)とピーク(2)の電子の動きが同じ方向に見える。これは即ち、偏光電磁石からの放射光を傾けて軌道面より上 ($y > 0$) で観測した光(1)と、電子ビームの向きを反対にして軌道面より下 ($y < 0$) で観測した光(2)を、z 軸上で重ねていることを意味し、(1)と(2)からの光の偏光方向は同じであるため z 軸上で円偏光が得られる。実際の磁石配置に

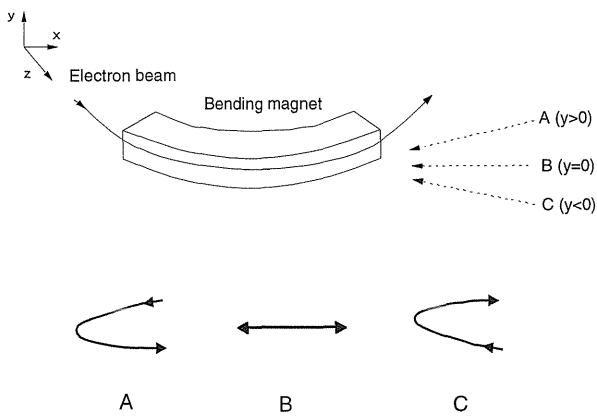


Figure 1. Polarization of bending magnet radiation depending on the observation angle, from upside (A, $y > 0$), on the same level (B, $y = 0$) and from bottom side (C, $y < 0$) of the electron orbit plane.

は、下記3.3に記す Onuki 型や、3.4の SPring-8 型と同じ磁石配列のものが PF や SPring-8 などで実際に使われている^{4,5)}。

しかしながら、第三世代の放射光施設において上に挙げたようなウィグラーは、高エネルギー領域を除いては、放射光の輝度や光束密度という面からヘリカルアンジュレータに比べ効率的ではない⁶⁾。以下に、電子ビームをアンジ

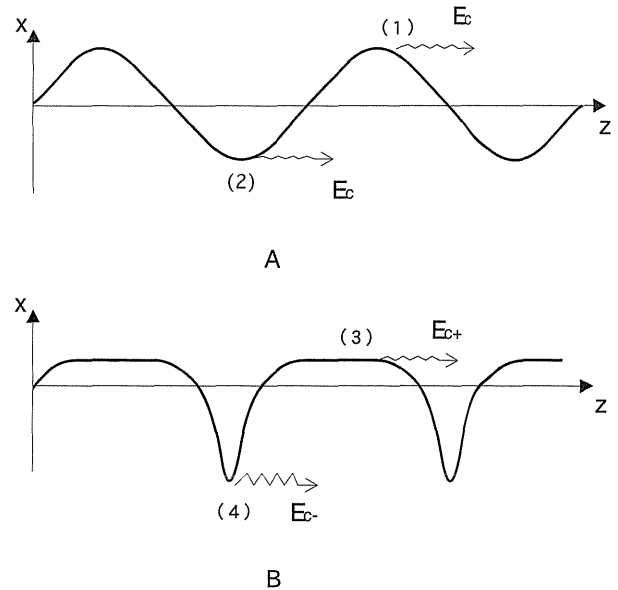


Figure 2. Electron beam orbits in a conventional planar wiggler (A) and an asymmetric wiggler (B). E_c , E_{c+} and E_{c-} represent critical energies of radiation from corresponding orbit peaks.

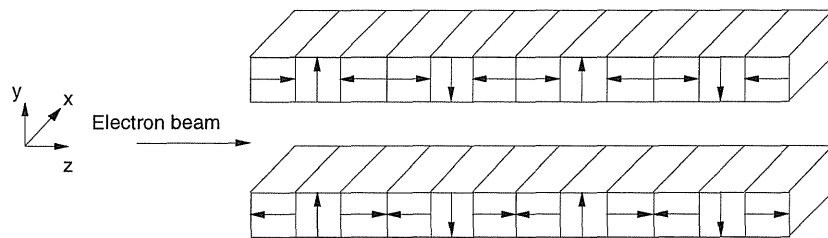


Figure 3. An example of magnet configuration which realizes an asymmetric wiggler²⁾.

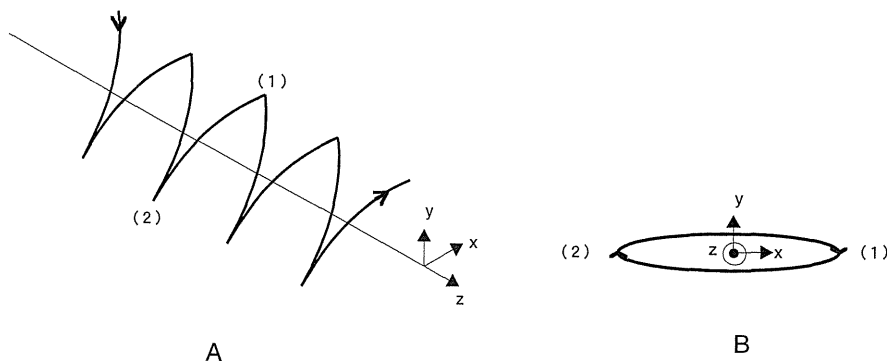


Figure 4. Electron orbit in an elliptical wiggler (A) and observed electron motion on the z-axis (B).

アンジュレータ内で螺旋状に回し円偏光放射光を得るヘリカルアンジュレータと、左右円偏光を切り替える手法についての現状を紹介する。

2. ヘリカルアンジュレータの特徴

2.1 円偏光

ヘリカルアンジュレータ最大の特徴は、もちろん円偏光アンジュレータ光が得られることである。ヘリカルアンジュレータ以外にも、円偏光を得る手段として位相子 ($\lambda/4$ 波長板) がある。例えば硬 X 線領域の 6~15 keV では、ダイヤモンド位相子を用いて直線アンジュレータからの直線偏光を円偏光に変えることができる⁷⁾。また位相子を機械的に切り替えれば、左右円偏光を周期的に得ることも可能であり、放射光のエネルギー帯と実験によっては、位相子を用いればヘリカルアンジュレータを必要としない場合もある。しかし現状では、まだ位相子が使用できるエネルギー帯が限られていることや、一つの位相子が特定の波長でしか使用できないこともあり、特に軟 X 線領域では、エネルギー可変な円偏光を光源から出す意義は大きい。

2.2 低熱負荷

低熱負荷という意味は、直線アンジュレータに比べ全放射光パワーが小さいということではなく、軸上放射パワー密度が小さいということである。即ち直線アンジュレータでは、実験に利用する基本波の強度ピークと、高次光の強度ピークがともに重なって軸上にくるのに対し、ヘリカルアンジュレータでは基本波のピークが軸上に、高次光のピークは軸外にある (文末付録参照)。このため、放射パワーの大部分を占める軸外の高次光をフロントエンドで受け止めることにより、分光器などの光学系に与える熱負荷を軽減することができる。これは、高エネルギー電子の放射光施設では非常に重要な点である。SPring-8 では熱負荷が特に厳しくなる軟 X 線ビームライン用光源に、ヘリカルアンジュレータや、直線偏光が得られかつ軸外に放射パワーのピークをもつ figure-8 アンジュレータを採用している⁸⁾。また、ビームラインに分光器を置かず、硬 X 線領域のアンジュレータ基本波スペクトルをそのまま利用実験にもちいる高フラックスビームラインが SPring-8 で実現されている。直線アンジュレータにくらべ軸上基本波の輝度が高く (文末付録参照)、かつ軸上の高次高調波が少ないという特徴から、このビームライン用の光源には真空封止型ヘリカルアンジュレータが採用されている。

3. ヘリカルアンジュレータの種類

ほとんどのヘリカルアンジュレータは、電子をアンジュレータ内で螺旋状に回らすことによって、軸上放射光を円偏光にしている。前に述べた楕円ウィグラーの場合は、光軸から見た電子軌道が平べったい楕円でも円偏光度 (S_3/S_0) が 1 に近い光が得られるが、ヘリカルアンジュレー

タの場合は、軸上の観測点から見た電子軌道の円の完全性がそのまま偏光度となる。

アンジュレータ内で電子を螺旋状に回すためには、垂直サイン磁場と、同じ大きさと周期をもつ水平サイン磁場を、位相を 90° ずらして重ね合わせればよい。このような磁場を、永久磁石や電磁石を用いて作り出す様々な方法やアイデアがこれまで出されている。

3.1 ダブルヘリックス

ヘリカルアンジュレータが最初に登場したのは、放射光施設ではなく、自由電子レーザー (FEL, Free Electron Laser) 用のアンジュレータである⁹⁾。ダブルヘリックス型ヘリカルアンジュレータは、2つのコイルを Fig. 5 のように 2重螺旋状に巻き、各々に反対方向の電流を流す。電子ビームが通過する z 軸上の磁場は、電流の向きによって右または左回りの磁場となるため、電子軌道が螺旋を描いて円偏光が得られる。このダブルヘリックス型は、おもにマイクロ波領域の FEL で現在も用いられているが、得られる磁場が小さいこともあり、放射光施設では用いられていない。

3.2 クロスアンジュレータ

Figure 6 に示すように、直線アンジュレータと、これを 90° 回転させた水平磁場を作り出す直線アンジュレータを、一つの直線部に設置したものをクロスアンジュレータという¹⁰⁾。2つのアンジュレータ間に、3極の分散区間 (dispersion section) を設け電子軌道を伸ばすことによって、2台のアンジュレータから放射される水平偏光と垂直偏光の光に位相差をつける。例えば、アンジュレータスペクトル幅よりもバンド幅の狭い分光器を通すと、位相差がちょうど

$$\left(N + \frac{1}{2}\right)\pi \quad (N \text{ は整数})$$

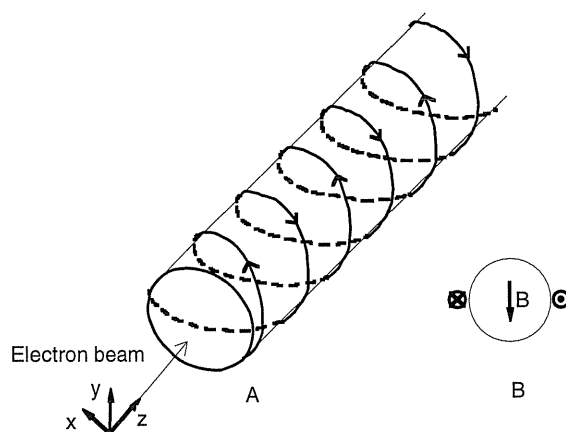


Figure 5. Schematic view of a double helix undulator (A) and its cross section (B).

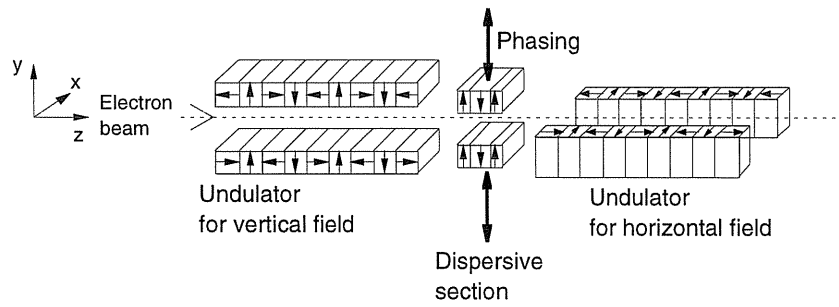


Figure 6. Magnet block configuration for a crossed undulator.

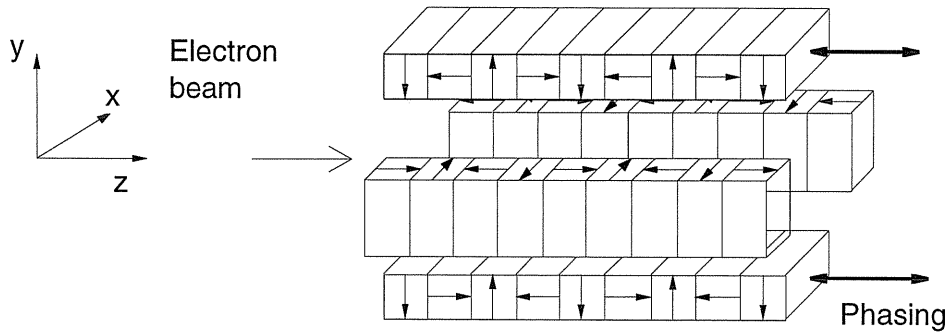


Figure 7. Magnet configuration of the Onuki type undulator.

の時、軸上で円偏光を得ることができる。他のヘリカルアンジュレータと違い、2つの光の干渉を用いているため、特に分散区間の N が大きい場合は、観測位置やビームエミッタンスなどによって偏光度が敏感に変化する。また3.3で述べるように、真空槽の水平方向の幅によって最小アンジュレータギャップが制限される。

3.3 Onuki 型アンジュレータ

Figure 7 のように、クロスアンジュレータの2台のアンジュレータを1台にまとめた磁石配列をもつ¹¹⁾が、Onuki 型では電子軌道が螺旋状になり、クロスアンジュレータのように干渉を用いなくても円偏光が直接得られる。

Onuki 型アンジュレータの短所は、水平方向にある磁石列の最小ギャップが制限される点である。第3世代の放射光蓄積リングの真空槽断面は、水平方向 (x 方向) に長い楕円形とするのが一般的である。これは電子ビームの断面形状が水平方向に広い楕円であることや、入射時の電子ビーム軌道が水平方向に広がるため、水平方向の真空槽のアーチャーが狭いと、ビーム寿命や入射効率の低下につながり好ましくない。この点から、Onuki 型アンジュレータやクロスアンジュレータは、真空槽の水平方向の幅によって最小ギャップ値が制限され、水平磁場強度に限界がある。

偏光方向を変えるには、例えば上下磁石列を左右の磁石列に対し、ビーム軸方向 (z 方向) に $\pm\lambda_u/2$ (λ_u はアンジ

ュレータ周期長) 動かすと左右円偏光を切り替えることができる。永久磁石タイプの Onuki 型アンジュレータは、電総研の蓄積リングに設置され、偏光度の測定も実際に行われている¹²⁾。またフランスの LURE では、電磁石タイプのものが利用実験に使われている¹³⁾。

3.4 SPring-8 型ヘリカルアンジュレータ

SPring-8 において採用されているヘリカルアンジュレータは、上下各3列ずつの合計6列の磁石列で構成されている¹⁴⁾。外側4列の磁石列で水平磁場を発生させ、中央2列が垂直磁場を与える (Fig. 8)。左右円偏光の切り替えには、上下の中央磁石列を外側の磁石列に対して $\pm\lambda_u/2$ ビーム軸方向 (z 方向) に動かす。

SPring-8 型の場合、水平方向に真空槽のアーチャーを制限する磁石列がなく、機械構造も簡単になる。また磁石形状は、アンジュレータギャップの変化に対して、水平と垂直磁場の大きさの比が常に 1 ± 0.05 程度以下に収まるように設計されている。SPring-8 の他、HiSOR や UVSOR でも SPring-8 型ヘリカルアンジュレータが稼働しており、UVSOR ではアンジュレータとしてだけでなく光クライストロンモードでも使用し、FEL の発振に成功している^{15,16)}。

3.5 Helios アンジュレータ

ESRF において採用されているヘリカルアンジュレー

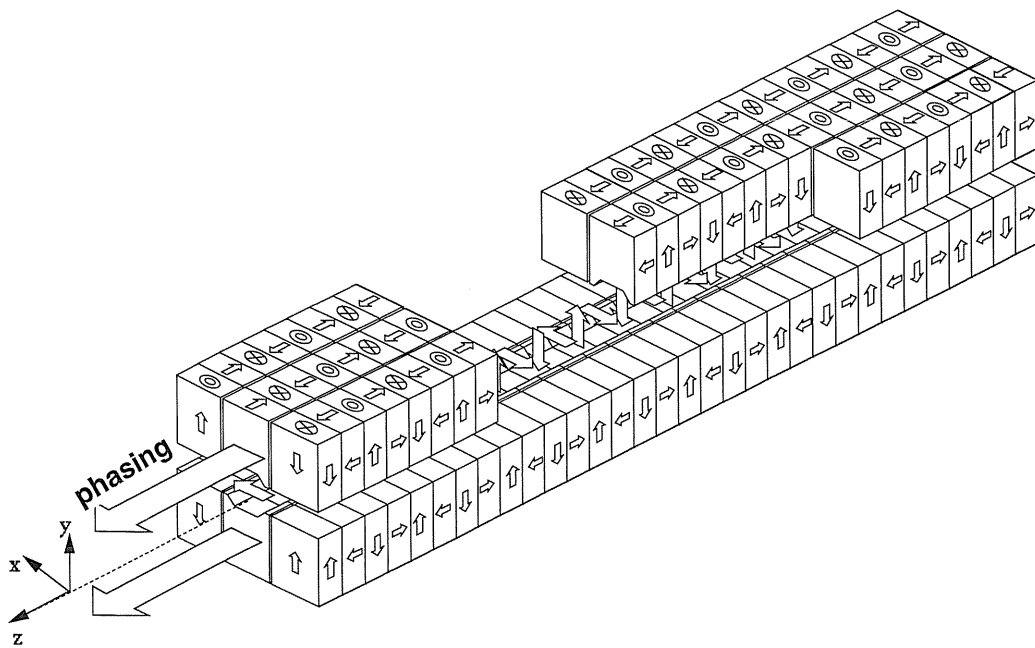


Figure 8. Magnet block configuration of the SPring-8 type helical undulator.

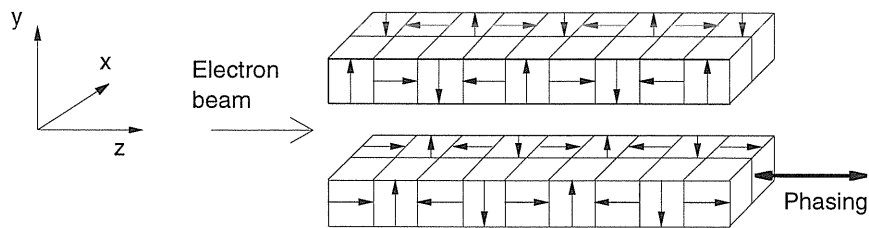


Figure 9. Magnet scheme of the Helios undulator.

は、**Fig. 9** に示す上下各2列、計4列の磁石列からなる¹⁷⁾。上2列が水平磁場を、下2列が垂直磁場を形成し、偏光方向の切り替えは上2列と下2列の相対位置を、ビーム軸方向(z方向)に $\pm\lambda_u/2$ 動かして行う。SPring-8型と同じく水平方向の真空槽のアーチャーには制限がない。

3.6 Sasaki型 (APPLE II) アンジュレータ

Helios アンジュレータと同じく、上下各2列、計4列の磁石列からなる¹⁸⁾。アンジュレータ磁場は、**Fig. 10** のように互いに対角にある2組の磁石列が、ビーム軸(z軸)上で斜め方向の磁場をつくり、その方向が回転している。円偏光の向きを変えるには、対角の磁石列ペアを、もう一方の対角ペアに対して、ビーム軸方向(z方向)に $\pm\lambda_u/2$ 動かせばよい。Sasaki型アンジュレータの右または左半分の上下磁石列を $\lambda_u/4$ ずらすと、Helios アンジュレータと同じ磁石配列となる¹⁹⁾。

3.7 Walker and Diviacco型アンジュレータ²⁰⁾

上下各2列、計4列の磁石列を**Fig. 11**のような配置とすることにより、水平と垂直方向の磁場を、交互にビーム軸上に形成する。このアンジュレータの短所は偏光方向が固定されてしまうことであり、左右どちらかの円偏光しか使用できない。

4. 第3世代放射光源としての要求

SPring-8, ESRF, APSをはじめとする第3世代放射光蓄積リングは、低エミッタンス、低カップリングなど、空間コヒーレンスのよい高輝度放射光を実現している。特にビーム垂直方向は、光源の回折限界近くにまで電子ビームのサイズを下げるができるようになってきた。これによって、垂直方向の空間コヒーレンスを利用した実験も行われるようになり、光源の安定性が追求されている。例えば、SPring-8では電子ビーム軌道の変動を、フィードバックによって数 μm 程度にまで抑え込んでいる²¹⁾。当然のことながら、挿入光源がビーム軌道に

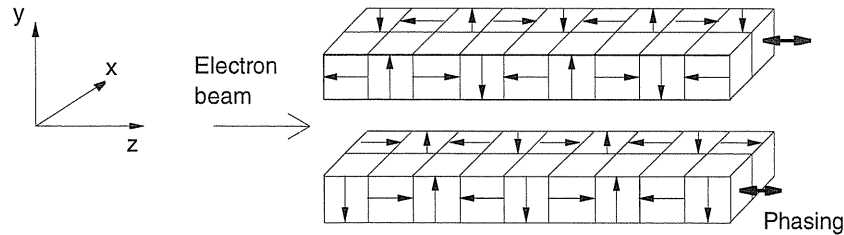


Figure 10. Magnet scheme for the Sasaki type undulator.

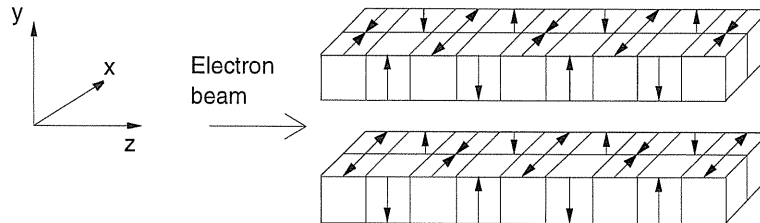


Figure 11. Magnet scheme of the Walker and Diviacco type undulator.

与える影響も同程度に抑え込む必要がある。また第3世代放射光施設では、挿入光源を設置する直線部が長くまたその数も多いことから、アンジュレータが電子ビームに与える収束力（磁場の多極成分）が無視できない。特にねじれ四極成分があると、カップリングを増大させビームが垂直方向に広がることから、放射光輝度の低下につながる。

以上のことは、あらゆる挿入光源に求められていることであるが、特にヘリカルアンジュレータは直線アンジュレータに比べ、一般に磁場の一様性が劣るため問題となりやすい。例えば、タウシェックビーム寿命の短い低エミッタンス低エネルギーリングでは、アンジュレータを閉じたままビーム入射を頻繁に行うトップアップ運転が考えられている。入射直後の電子ビームは、平衡軌道に落ち着くまでの間、平衡軌道を中心に大きく振動するが、アンジュレータ磁場の一様性が悪いと、軌道中心から離れた電子に対する収束力が異なるため、入射電子が失われてしまう。

これらの問題は、第三世代放射光施設の性能の向上とともに、将来のヘリカルアンジュレータにおいて定量的な考慮が必要になってくる点であろう。

5. 円偏光方向スイッチング

最後に、ヘリカルアンジュレータと非常に密接な関係にある、円偏光方向のスイッチングについて述べる。MCD実験などでは、左右円偏光を周期的に切り替えてデータを取ることににより、S/N比を上げ実験データ取得時間の短縮が期待できる。

5.1 磁石列の機械駆動

SPring-8 BL23の光源であるSasaki型ヘリカルアンジュレータは、対角の2つの磁石列を周期的に動かして、

偏光方向を変える方法を取っている²²⁾。この方法には、駆動の際の機械部分の劣化、駆動時に発生するCOD（電子軌道変位）の補正などの問題点があり、高速での切り替えには限界がある。SPring-8では、0.1 Hzの切り替え速度を目標に準備が進んでいる。

5.2 電磁石アンジュレータ

水平と垂直磁場のどちらか、または両方を電磁石によって発生させれば、励磁電流の向きを周期的に切り替えることによって、放射光の偏光方向を変えることができる^{13,23)}。通常、各ポールの電磁石を直列に接続するため、切り替え速度はコイルのインダクタンスと電源の性能に依存する。また、クロスアンジュレータにおいても、分散区間（dispersion section）に電磁石を用いて磁場を変化させれば、偏光方向を切り替えることができる。切り替えの際に発生する渦電流、切り替え途中で直線アンジュレータとなるため、ビームラインの光学系に熱負荷がかかるなどの点を考慮しなければならない。

5.3 バンプ電子軌道による切り替え

2台のヘリカルアンジュレータと5台のキッカー電磁石を、Fig. 12のように直線部に設置して、電子ビームのバンプ軌道（Fig. 12 orbit AとB）を交互に励起することでビームライン側から見た偏光方向を切り替える¹⁴⁾。この方法の問題点は、バンプ軌道を直線部内で完全に閉じることができるか、いいかえると電子ビーム軌道を直線部内で変化させたとき、他のビームラインにおける放射光光軸を動かさないか、という点である。

偏向電磁石光源では、3台のキッカー電磁石を用いた左右円偏光の切り替えがすでにSRRCで行われており、フ

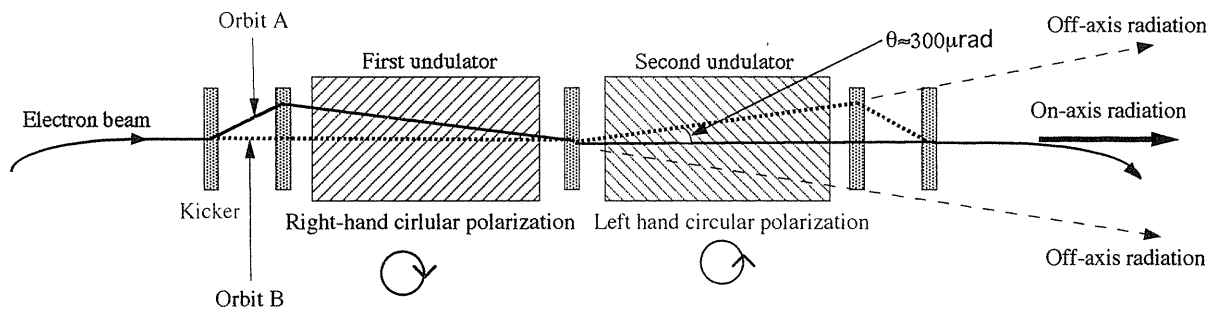


Figure 12. SPring-8 twin helical undulator switching system.

ィードバックによってキッカー電磁石による COD を補正している¹⁹⁾。

5.4 ミラーとチョッパーによる切り替え

2 台のヘリカルアンジュレータから出る左右円偏光の光軸をずらし、集光ミラーを用いてビームライン試料上で光のスポットが重なるように集光する。そして集光ミラーと試料との間にチョッパーを置き、左右の偏光をもつ光を交互に試料に照射する。この方法は、スイスの SLS やドイツの BESSY が採用しており、電子ビームに影響を与えないという利点があるが、左右円偏光の照射角は微妙に異なる。

6. まとめ

ヘリカルアンジュレータは、円偏光放射光を得る挿入光源として第 3 世代放射光施設を中心に現在広く用いられている。蓄積リングの高性能化と安定化に伴い、挿入光源磁場補正精度の向上や多極磁場成分の補正などがこれからさらに求められるようになるであろう。偏光方向の切り替えもまた、電子ビームに影響を与えることなく行う必要がある。

付録

ヘリカルアンジュレータにおいて、軸上では基本波（一次光）のみが放射され、高次光がなぜ出ないのかということをよく質問される。また、磁場周期長と周期数が同じ直線アンジュレータとヘリカルアンジュレータを用いて、同じ基本波エネルギーの放射光を出したとき、ヘリカルアンジュレータのほうが軸上の輝度が大きくなるが、これはなぜか、以下に直感的な説明を試みる。但し、相対論的エネルギーをもつ電子ビーム、ゼロエミッタンス、光源から無限遠の観測点と、観測点の前には無限小のピンホールを置くものと仮定する。また、直線アンジュレータの K 値 (K_p) とヘリカルアンジュレータの水平、垂直方向の K 値 ($K_h=K_v$) は、基本波エネルギーを同一にするため、 $K_p = \sqrt{K_h^2 + K_v^2} = \sqrt{2} K_h = \sqrt{2} K_v$ とする。但し、

$$K_p = 93.4 B_u \lambda_u, \quad K_h = 93.4 B_h \lambda_u, \quad K_v = 93.4 B_v \lambda_u,$$

B_v は直線アンジュレータ垂直磁場のピーク値 [T], B_h はヘリカルアンジュレータの垂直、水平磁場のピーク値 [T] で、 λ_u は周期長 [m] である。

本文中 1. で述べたように、偏向電磁石放射光を電子ビーム軌道面の上下から観測すると円偏光成分が得られる。しかしこの時、ビーム軸からの上下の観測角は、臨界エネルギー付近の光を観測した場合、 $1/\gamma$ (γ = 電子ビームエネルギー/電子静止質量) 程度の角度である。偏向電磁石内の電子軌道を真上からみると円弧の一部になっているが、この電子ビーム座標系で真上に出る双極放射を、相対論を用いて実験室座標系に変換すると、軌道面から上下 $1/\gamma$ 程度の角度をもつ光となる。楕円ウィグラーの水平磁場が垂直磁場に対して小さく、電子軌道が楕円であっても 1 に近い円偏光度が得られるのも同じ理由による。

さて、アンジュレータ内での電子の放射場を議論する場合も、相対論が必要となる。相対論については文献²⁴⁾を参照されたいが、直線アンジュレータの放射電場 (E_x) の時間波形を、アンジュレータから離れた z 軸上の点で観測すると Fig. 13 のようになる。ビーム進行方向に z 、アンジュレータ磁場方向に y (垂直方向)、磁場とビーム軸に直行するように x (水平方向) をとると、電場は水平方向成分のみをもつ直線偏光となる。アンジュレータの K 値が $K \ll 1$ である場合、観測点での電場 (E_x) の時間波形は Fig. 13A のように電子軌道と同じサイン場となるが、 $K > 1$ の時は電場のピークが強調された Fig. 13B のような形となる。これは、電子の速度ベクトルの大きさは光速 C にほぼ等しく常に一定であるが、アンジュレータ内での蛇行軌道により、Fig. 13C のように電子速度ベクトルの z 成分 (V_z) が変化するためである (但し電子の放射エネルギーロスは無視する)。この時、 V_z と V_x の 2 乗和が一定であることから、 V_z は V_x の半分の周期で変化する。観測点が電子から離れていれば、電子と観測点を結ぶベクトルの方向は z 軸と同一とみなせるため、Fig. 13C 中 V_z のピークである $z1$ や $z2$ において相対論的時間収縮

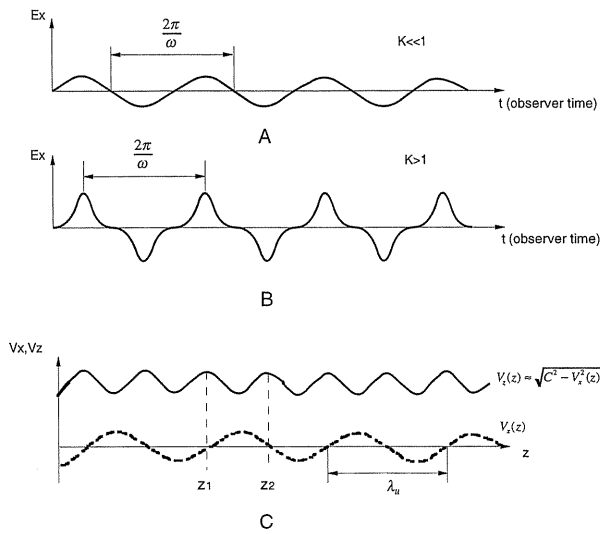


Figure 13. Electric field from a planar undulator in time domain, $K \ll 1$ (A), $K > 1$ (B), and longitudinal and horizontal electron velocities in the undulator (C). Vertical velocity is always zero. λ_u is an undulator period, C is the speed of light and ω is an angular frequency of the emitted photon.

$$\left(\propto 1 - \frac{V_z}{C} \right)$$

がより激しくおきる。これらの点は x 方向の加速度が最大となる点でもあるため、軸上で観測した実験室系での電場時間波形のピークが **Fig. 13B** のように強調されるのである。 K 値が大きいほど、電子軌道のサインカーブ振幅（電子軌道の水平方向振幅）が大きくなり、 V_z の変化も大きくなるためこの効果はより顕著に顕れる。放射光のスペクトルは、**Fig. 13A** や **B** をそのままフーリエ変換して 2 乗すれば求められる。当然 **Fig. 13A** のサインカーブをフーリエ変換すると基本波のみのスペクトルが得られ、**Fig. 13B** の場合は奇数次の高調波が基本波とともに現れる。

一方ヘリカルアンジュレータの場合、軌道は螺旋状であり (**Fig. 14A**)、電子速度ベクトルの各成分の大きさは、 V_x と V_y が変化し (**Fig. 14B**) V_z は常に一定である。これは、アンジュレータ内での時間収縮が常に一定であることを示し、 x - z 平面と y - z 平面に投影した観測点での電場の時間波形は、互いに位相が 90° ずれたサイン場となる。これがヘリカルアンジュレータでは、 K 値によらず軸上で高次光が観測されない理由である。一方、 z 軸外で観測した場合は、 V_z の時間変化が見えるため高次光が現れる。

また、磁場周期長と周期数が同じ直線アンジュレータとヘリカルアンジュレータを用いて、同じ基本波エネルギーの放射光を出したとき、先に述べたように直線アンジュレータの K 値は、ヘリカルアンジュレータの K_x, K_y の $\sqrt{2}$ 倍となるため、軸上のパワー（電場の 2 乗を時間積分し

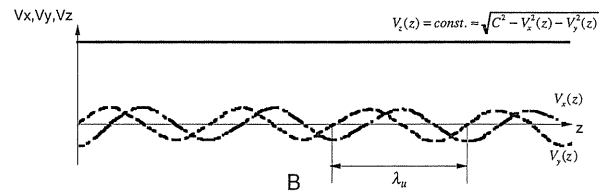
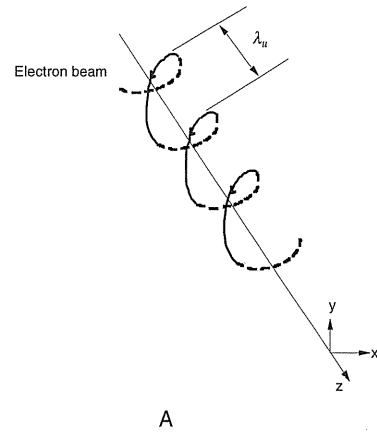


Figure 14. Electron orbit (A) and longitudinal and transverse electron velocities (B) in a helical undulator. λ_u is an undulator period and C is the speed of light.

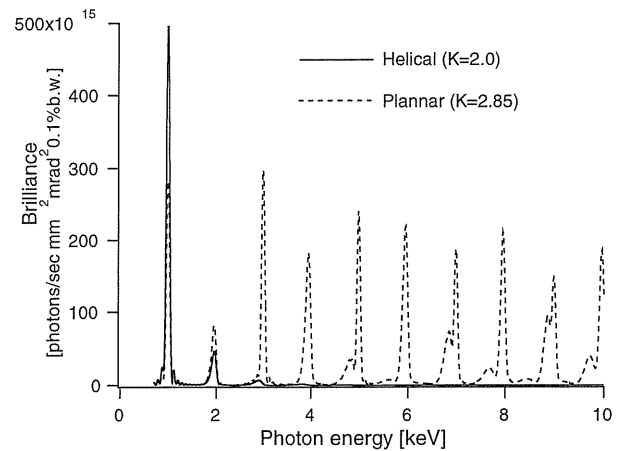


Figure 15. Comparison of the on-axis radiations of helical and linear undulators, calculated with the SPring-8 ring parameters (8 GeV, 100 mA).

たもの) は等しくなる。しかし、直線アンジュレータはパワーを高調波としても放射するのに対し、ヘリカルアンジュレータは基本波にのみ放射するため、基本波の輝度を比較した場合、ヘリカルアンジュレータのほうが大きくなる。Madey の定理²⁵⁾による FEL ゲインが、直線アンジュレータよりもヘリカルアンジュレータのほうが大きくなるのもこのためである。一方で **Fig. 13A** のような、直線アンジュレータの K 値が小さく高次光があまり出ない領域で 2 つを比較すると、基本波の輝度の差は小さくなる。

Fig. 15に、同じ周期長と周期数をもつヘリカルアンジュレータと直線アンジュレータを用いて、同じ基本波エネルギーの軸上放射光を出した場合のスペクトルの計算例を示す。計算は、SPRING-8 BL25真空外ヘリカルアンジュレータのパラメータを用いて行った。

参考文献

- 1) 例えば Born and Wolf, Principle of Optics, (Pergamon Press, 1980).
- 2) J. Goulon, P. Elleaume and D. Raoux: Nuclear Instruments and Methods **A254**, 192 (1987).
- 3) M. Barthes, A. Dael, P. Elleaume, C. Evesque, J. Goulon, G. Krill, C. Laffon, L. Leclerc, J. Michaut and D. Raoux: IEEE Transactions on Magnetics **28(1)**, 601 (1992).
- 4) S. Yamamoto and H. Kitamura: Japanese Journal of Applied Physics **26**, L1613 (1987).
- 5) X. M. Marechal, T. Hara, T. Tanabe, T. Tanaka and H. Kitamura: Journal of Synchrotron Radiation **5**, 431 (1998).
- 6) H. Kitamura: Review of Scientific Instruments **66(2)**, 2007 (1995).
- 7) 鈴木基寛氏の本誌記事参照.
- 8) T. Tanaka and H. Kitamura: Nuclear Instruments and Methods **A364**, 368.
- 9) B. Kincaid: Journal of Applied Physics **48**, 2684 (1977).
- 10) K. J. Kim: Nuclear Instruments and Methods **A219**, 425 (1984).
- 11) H. Onuki: Nuclear Instruments and Methods **A246**, 94 (1986).
- 12) K. Yagi, H. Onuki, S. Sugiyama and T. Yamazaki: Review of Scientific Instruments **63(1)**, 396 (1992).
- 13) L. Nahon, M. Corlier, P. Peupardin, F. Marteau, O. Marcouille and C. Alcaraz: Journal of Synchrotron Radiation **5**, 428 (1998).
- 14) T. Hara, T. Tanaka, T. Tanabe, X. M. Marechal, K. Kumagai and H. Kitamura: Journal of Synchrotron Radiation **5**, 426 (1998).
- 15) A. Hiraya, K. Yoshida, S. Yagi, M. Taniguchi, S. Kimura, H. Hama, T. Takayama and D. Amano: Journal of Synchrotron Radiation **5**, 445 (1998).
- 16) S. Kimura, M. Kamada, H. Hama, K. Kimura, M. Hosaka, J. Yamazaki, X. M. Marechal, T. Tanaka and H. Kitamura: Journal of Synchrotron Radiation **5**, 453 (1998).
- 17) P. Elleaume: Nuclear Instruments and Methods **A291**, 371 (1990).
- 18) S. Sasaki, K. Miyama and T. Tanaka: Japanese Journal of Applied Physics **31**, L1794 (1992).
- 19) Ch. Wang, L. H. Chang, M. C. Lin and J. R. Chen: Journal of Synchrotron Radiation **5**, 423 (1998).
- 20) B. Diviacco and R. P. Walker: Nuclear Instruments and Methods **A292**, 517 (1990).
- 21) N. Kumagai: SPRING-8 Highlights 1997/1998, p. 56.
- 22) T. Bizen, T. Shimada, M. Takao, Y. Hiramatsu and Y. Miyahara: Journal of Synchrotron Radiation **5**, 465 (1998).
- 23) J. Chavanne, P. Elleaume and P. Van Vaerenbergh: Proceedings of European Accelerator Conference, p. 317 (1998).
- 24) 例えば J. D. Jackson: Classical Electrodynamics, (Wiley, 1975).
- 25) J. M. J. Madey: Nuovo Cimento **50B(1)**, 64 (1979).