

## 解 説

## 加速器におけるアンジュレータ (前編)

田中 隆次\*1・備前 輝彦\*2・北村 英男\*3

## Undulators in Accelerators

Takashi TANAKA\*1, Teruhiko BIZEN\*2 and Hideo KITAMURA\*3

## Abstract

The general aspects of the undulator technology are described in close relation with both the accelerator technology and the spectral performance as light sources. In addition, we show the latest technology for future synchrotron radiation facilities such as cryogenic permanent magnet undulators or HTSC (high temperature superconductor) undulators.

## 1. 序 章

加速器に依拠した我が国の高エネルギー物理学は、1960年代、田無（現在、西東京市）にあった東京大学原子核研究所の電子シンクロトロンから始まった。そして、我が国の放射光科学の始まりもこのシンクロトロンから余剰産物として得られる放射光の寄生的利用からである。以後、世界最初の放射光専用加速器としてのSOR-RINGの完成（1974年）、X線域もカバーできるフォトンファクトリー（PF）の完成（1982年）を経て、我が国の放射光科学は大きく発展することになる。

指向性の高い放射光X線は、本質的に発散光源である管球X線に比べてその実用強度は圧倒的に高い。このおかげでX線科学は飛躍的な進歩を遂げたのは紛れもない事実である。しかし、放射光X線の利用実績が重ねられるとともに偏向電磁石から得られる放射光（以後、偏向部放射光と呼ぶ）のままでは輝度不足で実施できない研究テーマが増えてきた。これに応えるために開発されたのがアンジュレータやウィグラー等の挿入光源である<sup>1)</sup>。挿入光源とは極性が周期的に交番する磁石列からなる光源装置である。これに入射した電子ビームは蛇行軌道上を運動することによって、前方に輝度の高い放射光を発生することがで

きる。特にアンジュレータの場合は、干渉効果 (interference effect) によって、単色性が高く、レーザー光的指向性をもつ放射光が得られ、その結果としての光輝度は、垂直面内だけしか良好な指向性を持たない偏向部放射光（軌道面内では発散光）のそれと比較して千倍から10万倍優れている。ただし、留意すべきはアンジュレータ放射光の性能はそれを設置する加速器のビーム性能に大きく左右されることである<sup>1,2)</sup>。

アンジュレータのルーツは第2次世界大戦直後に遡る。この大戦中に実用となったレーダーを高度化する過程でこのアンジュレータのアイデアが考え出されたのである<sup>3)</sup>。小型加速器とアンジュレータの組合せで強力なマイクロ波源を開発するというのが狙いであったが、結局この技術は日の目をみることがなかった。しかし、時代は下り、70年代後半になってAlferovを代表とする旧ソ連研究者達の光源研究<sup>4)</sup>の主要テーマとして再登場し、再び脚光を浴びるようになった。

最初に光を発生したアンジュレータはパイファイラー巻きの超伝導空芯コイル（ヘリカルアンジュレータ）である。1976年、直線加速器からの電子ビームを使用して世界最初の自由電子レーザー（FEL）の光源となった<sup>5)</sup>。世界最初の放射光発生用アンジュレータも超伝導型である。ただし、この場合は空芯コ

\*1 理化学研究所放射光科学総合研究センター RIKEN SPring-8 Center  
(E-mail: ztanaka@spring8.or.jp)

\*2 高輝度光科学研究センター JASRI/SPring-8  
(E-mail: bizen@spring8.or.jp)

\*3 理化学研究所放射光科学総合研究センター RIKEN SPring-8 Center  
(E-mail: kitamura@spring8.or.jp)

イルではなく、磁極が対面するオーソドックスな磁気回路で構成されており、1979年、フランス Orsay 研究所で稼働していた ACO という蓄積リングに設置され<sup>6)</sup>、試験運転に成功したのであるが、その直後に放射光史上最大の発明ともいえる永久磁石型のアンジュレータが米国 SLAC-SSRL にて試運転に成功し<sup>7)</sup>、これ以後、超伝導型はしばらく忘れ去られることになる。磁場的には超伝導型ははるかに優れているにも拘わらず永久磁石型が台頭した理由は、液体 He 温度を維持するために必要な熱シールドによって磁石ギャップが大きくなり、電子ビームに与えられる実効的な磁場性能が永久磁石型よりも劣っていたからである。

80年代後半、SRS (Daresbury) を除く PF (KEK) や NSLS (BNL) の第2世代放射光施設は、アンジュレータを積極的に導入し始めた。SRS が不運であったのはアンジュレータのコンセプトの流布が十分でなかった時代にその建設が着手されてしまったことである。反対に、SRS よりも数年後に建設された PF と NSLS は来るべき未来に備えてアンジュレータを設置すべき直線部を少なからず用意していた。特に PF では、次世代の放射光源のコンセプトに重要な影響を与えた真空封止アンジュレータを含むユニークなアンジュレータ開発<sup>8-12)</sup>に精力的に取り組み、世界の放射光科学の推進に大きく貢献したが、ある原理的限界を突破できずにいた。前述したように、アンジュレータ放射光の性能は使用する電子ビームの質に大きく左右される。したがって、如何に優れたアンジュレータをつくったとしても PF や NSLS の加速器性能ではアンジュレータ放射本来の性能を引き出すことはできなかった。しかし、このジレンマは90年代になって現れた我が国 SPring-8、ヨーロッパ ESRF、米国 APS 等の第三世代放射光施設の出現によって解決される。これらの施設では、アンジュレータ放射本来の性能を生かすために、高指向性と小ビーム径性能に優れた低エミッタンス電子ビームが得られるばかりでなく、多数のアンジュレータが設置できるような直線部を有する加速器設計が採用されている。特に SPring-8 はこれらの第3世代施設のなかでも最大の規模を誇っており、25-m 級のアンジュレータを設置できる長直線部が4箇所、4.5-m 級が設置できる直線部が34箇所もある。現在、25-m 部1箇所、4.5-m 部26箇所にアンジュレータが設置されており、その多くは真空封止型のアンジュレータである<sup>13)</sup>。

真空封止アンジュレータは KEK において開発され、SPring-8 に本格的に導入されたものであり、我が国独自の技術として大いに国際貢献に寄与してきたもの

である。具体的には、ESRF や典型的な中型放射光施設である BNL-NSLS、スイス PSI-SLS, SLAC-SPEAR, LBNL-ALS、オーストラリア AS、韓国 PLS への協力や技術移転を精力的に行ってきた<sup>14-15)</sup>。なぜ、この技術が必要とされるのか。真空ダクトが磁石ギャップ内に設置されている一般型のアンジュレータでは、真空ダクトの存在によって達成可能な磁石ギャップに制限があり、短周期アンジュレータでは高い磁場が得られなくなる。それに対し真空槽内に永久磁石列が設置された真空封止型では、電子ビームを削らない限り、磁石ギャップを限りなく狭めることができる。アンジュレータの放射波長はビームエネルギーの自乗に反比例、アンジュレータ周期長に比例するので、ビームエネルギーがさほど高くない中型放射光施設においては、アンジュレータによる高輝度 X 線を得るための前提として短周期特性に優れた真空封止型を採用せざるを得ない。逆に、現在世界的に流行している中型放射光施設の建設や提案は、真空封止アンジュレータの導入を最初から想定したものであると言ってよい。

同様の考え方が X 線自由電子レーザー (XFEL) のコンセプトに適用できる。現在、XFEL の世界三大計画として米国 SLAC-LCLS、ドイツ DESY-EXFEL と我が国 SPring-8 の XFEL 計画 (以後 SP8-XFEL) がある。前者二つがビームエネルギーが 15~20 GeV、施設の長さが 2~3 km という超弩級施設であるのに対し、SP8-XFEL はエネルギー 8 GeV、長さは 0.7 km というコンパクト性を特徴としている<sup>16)</sup>。その内容は、短周期特性に優れた真空封止型アンジュレータの採用によってビームエネルギーを半減できたことと、加速勾配の高い C バンド線形加速器の採用によって加速器長を 1/3 程度に短縮できたことである。

短周期型アンジュレータの一般的な問題点として、磁石ギャップが狭いがために永久磁石が電子衝撃によって被曝しやすく、結果として減磁してしまうという恐れがある (放射線減磁の問題)<sup>17)</sup>。この問題は蓄積リングで高輝度放射光を発生させるアンジュレータよりも XFEL 用のアンジュレータの方が深刻である。前者の場合は、少々の減磁が生じたとしても放射光特性に致命的な影響を与えないが、XFEL の場合は、減磁によりレーザー飽和長が長くなってしまい、十分なレーザー出力が得られなくなる恐れがある。なお、真空封止アンジュレータの欠点として「放射線減磁を受けやすい」と流布されているが、これは厳密には誤った表現である。正しくは、「真空封止型、従来型に

拘わらずギャップの狭いアンジュレータは放射線減磁の恐れが高い」というべきである。

規模を小さくして、つまり加速器のエネルギーを低く抑えて低コストの放射光施設を建設しようとする傾向は今や世界的な潮流となっている。しかしながら、同時にアンジュレータの周期をさらに縮めなければならないという困難がもたらされる。これに応える新しいアンジュレータの開発が世界中で取り組まれている。そのひとつが1998年のKarlsruhe-ANKAにおける超伝導型の提案である<sup>18)</sup>。熱シールドを取り除くことによって狭い磁石ギャップを実現しようとするものであるが、蓄積リングという高い熱負荷環境のもとで液体He温度を維持することが開発の重要な課題となっている。一方、2004年になって極低温永久磁石アンジュレータ (Cryogenic permanent magnet undulator, 略してクライオアンジュレータ) のアイデアが筆者らによって提案された<sup>19)</sup>。アンジュレータ用永久磁石には通常ネオジム系 (NdFeB) の希土類永久磁石が採用される。この磁石を冷却すると残留磁束密度や保磁力等の基本性能が飛躍的に改善されるのである。残留磁束密度が最大値を示す温度は130 K付近である。これ以下では着磁容易方向とC軸とのズレが大きくなることにより磁場特性は劣化してしまう<sup>20)</sup>。

クライオアンジュレータは真空封止アンジュレータを後継するものとして注目を浴びている。というのは、真空封止アンジュレータ内の磁石列は真空断熱されており、これに小改良を施して極低温対応 (液体窒素温度以上) とするのは極めて容易であるからである。また高い許容熱負荷特性を有していることも重要な長所である。クライオアンジュレータのアイデアから必然的に高温超伝導体を利用したアンジュレータのアイデアにつながる。ただし、その内容は超伝導線材としてではなくバルク高温超伝導体を永久磁石として利用しようとするものである<sup>21,22)</sup>。

X線構造解析等の手法に基づいた生命科学や材料科学研究を推進するためにX線領域の高輝度放射光が供給可能な中規模放射光施設が世界中で必要とされている。いずれの光源においてもビームエネルギーをできるだけ低く設定して建設コストを低くし、かつ短波長のX線を得ることを目標としている。いずれにせよ、以上の放射光施設において中心的役割を果たすことが期待される高性能の短周期型アンジュレータの需要が急速に高まりつつある。次章以下に、アンジュレータの光源性能について簡単な説明、アンジュレータ開発現場最前線の紹介、この放射光源の発

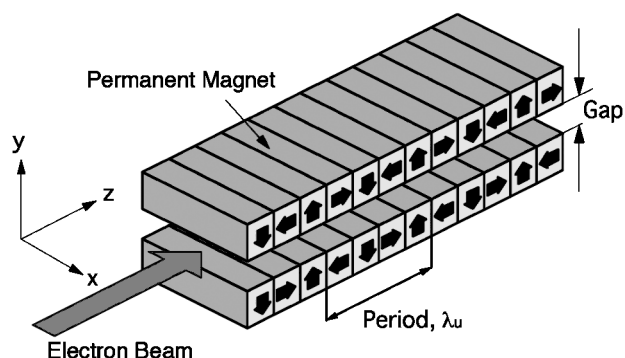


図1 アンジュレータ (平面型) の概念図

展方向についての解説を行う。

## 2. アンジュレータの光源性能

アンジュレータの放射原理やその光源性能の詳細については各種文献<sup>1)</sup>を参考にさせていただきとしてここではその結果をハンドブック的に紹介する。なお、ここで採用する座標系は、電子ビームの進行方向をz軸、これに直交する平面内で水平方向をx軸、垂直方向をy軸とする。

### 2.1 放射波長と放射パワー

yz面内にて空間的に磁場が正弦波的に分布する周期長 $\lambda_u$ 、周期数 $N$ のアンジュレータ (平面アンジュレータ、図1参照) に相対エネルギー (ローレンツ因子) $\gamma$ の電子がz軸方向に入射されると、蛇行運動によってz軸方向前方に、x軸方向に偏光し、高調波を伴った準単色の電磁波が放射される。その波長 ( $n$ 次高調波) と全放射パワー $P_T$ は以下の式で与えられる。

$$\lambda_n = \frac{\lambda_u}{2n\gamma^2} \left( 1 + \frac{K^2}{2} \right),$$

$$K = 93.4 \lambda_u B, \quad \gamma = 1957 E_b$$

$$P_T = 0.316(2N-1) \lambda_u E_b^2 B^2 I_b \quad (\text{kW})$$

上式において $B$ は正弦波磁場のピーク強度 (テスラ)、 $E_b$ はビームエネルギー (GeV)、 $I_b$ はビーム電流 (A) である。 $K$ は偏向定数と呼ばれるもので蛇行運動の偏向角は $\psi = K/\gamma$ で与えられる。(1)式に示すように、短波長を得るには磁場 $B$ を低く設定すれば良いが、同時に放射強度も無くなってしまふ。したがって、放射強度を減ることなく短波長化を実現するにはビームエネルギーを高くするかあるいは磁場の周期長を短くするかのいずれかしかない。なお、磁場が立体的に分布するアンジュレータ<sup>23-25)</sup>も存在し、その典型的なケースであるヘリカルアンジュレータでは、z軸前方に円偏光の基本波だけが放射され、その波長

と全放射パワーは以下の式で表される.

$$\lambda = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} (1 + K^2) \quad (3)$$

$$P_T = 0.732(2N - 1) \lambda_u E_b^2 B^2 I_b \quad (\text{kW}) \quad (4)$$

## 2.2 自然光源性能

光源性能を表す物理量としては, その空間および時間的形狀として光源の大きさ (x および y 方向), 角度発散 (x および y 方向), 単色性とパルス幅があり, 放射強度として全光束, 光束角密度, 輝度等の分光強度がある. 前述したようにアンジュレータの光源性能はそれを設置する加速器の電子ビームの質が低ければ低下する. アンジュレータの実効的な光源性能について言及する前に, 電子ビームが理想的な状態 (限りなく細く, 限りなく平行, 限りなく単色) であるものと仮定したアンジュレータ放射の自然性能を列記する.

### • 自然角度発散と自然光源サイズ

アンジュレータ放射波長  $\lambda$  における自然角度発散  $\sigma_r$  と自然光源サイズ  $\sigma_r$  は以下の通りである.

$$\sigma_r \approx \sqrt{\frac{\lambda}{2N\lambda_u}}, \quad \sigma_r \approx \frac{\sqrt{2N\lambda_u\lambda}}{4\pi} \quad (5)$$

もちろん, この場合に限り,  $\sigma_r$  と  $\sigma_r$  は以下の回折限界 (不確定性) 関係を満たす.

$$\sigma_r \sigma_r \approx \frac{\lambda}{4\pi} \quad (6)$$

### • 自然スペクトル幅

$n$  次高調波の自然スペクトル幅 (FWHM) は近似的に以下ようになる. 高次の高調波ほどスペクトル幅が狭くなるが, それだけ, 電子ビームの質に影響を受けやすい.

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \frac{1}{nN} \quad (7)$$

### • 自然光束角密度

$z$  軸上における自然光束角密度  $\mathcal{D}_0$  は

$$\mathcal{D}_0 = 1.74 \times 10^{14} I_b N^2 E_b^2 G_n(K) \quad (\text{photons/sec/mrad}^2 \text{ in } 0.1\% \text{ b.w.}) \quad (8)$$

ただし,

$$G_n(K) = K^2 \xi^2 \left[ J_{\frac{n+1}{2}} \left( \frac{K^2 \xi}{4} \right) - J_{\frac{n-1}{2}} \left( \frac{K^2 \xi}{4} \right) \right]^2, \quad \xi = n / (1 + K^2 / 2) \quad (9)$$

上式において  $J_i$  は  $i$  次のベッセル関数である.

### • 自然輝度

自然光束角密度と自然光源サイズから自然輝度  $\mathcal{D}_0$  が得られる.

$$\mathcal{D}_0 = \frac{\mathcal{D}_0}{2\pi\sigma_r^2} \quad (10)$$

### • 全光束

自然光束角密度と角度発散から全光束  $\mathcal{F}$  が得られる. ただし, この分光強度だけは電子ビームの質に影響を受けない不変量である.

$$\mathcal{F} = 2\pi\sigma_r^2 \mathcal{D}_0 \quad (11)$$

## 2.3 実効的な光源性能

実効的なアンジュレータ放射の光源性能はビームエミッタンスとエネルギー拡がりに依存する. エミッタンスとアンジュレータ部におけるツイスパラメータから得られる電子ビームの水平, 垂直電子サイズを  $\sigma_x, \sigma_y$ , 水平, 垂直角度発散を  $\sigma_x', \sigma_y'$ , エネルギー拡がりを  $\sigma_y/\gamma$  として光源の実効的性能を列記する.

### • 実効角度発散と実効光源サイズ

アンジュレータ放射波長  $\lambda$  における水平, 垂直実効角度発散  $\Sigma_x', \Sigma_y'$  と水平, 垂直実効光源サイズ  $\Sigma_x, \Sigma_y$  は, (5) 式の自然光源角度発散やサイズより増大し, 以下の通りとなる.

$$\Sigma_{x,y}' \approx \sqrt{\sigma_{x,y}'^2 + \sigma_r^2}, \quad \Sigma_{x,y} \approx \sqrt{\sigma_{x,y}^2 + \sigma_r^2} \quad (12)$$

### • 実効スペクトル幅

スペクトル幅に影響を及ぼす要因は電子ビームのエネルギー拡がりや角度発散である. 前者については容易に実効スペクトル幅の近似式が得られるが, 後者については直接計算法に頼るしか他に方法がない. したがって, 実効スペクトル幅  $(\Delta\lambda/\lambda)_{\text{eff}}$  はエネルギー拡がりだけを考慮したスペクトル幅よりも必ず大きくなる. この事情をあえて数式にすると以下ようになる.

$$\left( \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right)_{\text{eff}} > \sqrt{\left( \frac{1}{nN} \right)^2 + \left( \frac{4\sigma_y'}{\gamma} \right)^2} \quad (13)$$

### • 実効光束角密度, 実効輝度, コヒーレント光束

残念ながら, エミッタンスとエネルギー拡がりの両効果を同時に考慮した実効的な光束角密度  $\mathcal{D}$ , 輝度  $\mathcal{D}$  およびコヒーレント光束  $\mathcal{F}_c$  を得る便利な近似式は現在のところ見当たらない. しかし, エミッタンス効果だけを考慮するとそれぞれ以下ようになる.

$$\mathcal{D} = \frac{\mathcal{F}}{2\pi\Sigma_x'\Sigma_y'} \quad (14)$$

表1 アンジュレータ輝度の近似値(15式)と直接計算との比較(基本波と第9次光)

|      | 自然輝度 $\mathcal{D}_0$ (10式) | 近似輝度(15式) | 直接計算輝度 |
|------|----------------------------|-----------|--------|
| 基本波  | 1.9E23                     | 1.8E20    | 1.6E20 |
| 第9次光 | 2.0E23                     | 6.4E18    | 2.2E18 |

計算モデルは SPring-8 に設置した真空封止アンジュレータ。加速器パラメータは、ビームエネルギー：8 GeV，水平サイズ  $\sigma_x$ ：300  $\mu\text{m}$ ，垂直サイズ  $\sigma_y$ ：6.6  $\mu\text{m}$ ，水平角度発散  $\sigma_x'$ ：12.7  $\mu\text{rad}$ ，垂直角度発散  $\sigma_y'$ ：3.3  $\mu\text{rad}$ ，エネルギー拡がり  $\sigma_y/\gamma$ ：0.1%。アンジュレータパラメータは、周期長  $\lambda_u$ ：32 mm，周期数  $N$ ：140， $K$  値：1.34 である。輝度の単位は photons/sec/mm<sup>2</sup>/mrad<sup>2</sup> in 0.1% bandwidth。

$$\mathcal{D} = \frac{\mathcal{D}_0}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (15)$$

$$\mathcal{F}_c = (2\pi\sigma_r\sigma_r')^2 \mathcal{D} = \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2 \mathcal{D} \quad (16)$$

エネルギー拡がりを考慮すると上式の各分光強度は低下し、その度合いは自然スペクトル幅が狭い高調波ほど顕著になるはずである。正確な実効分光強度を得るには直接計算以外に良い方法がないので、便利な計算コード SPECTRA<sup>26)</sup>を使うことを推奨する。表1に輝度の近似値(15式)と直接計算との比較を基本波と第9次光について行った。予想通り、近似値のエラーは高調波において著しく、正確な光源性能を見積もる上でエネルギー拡がりの考慮が極めて重要であることがわかる。なお、SPECTRA は以下の URL から取得できる。

<http://radiant.harima.riken.go.jp/spectra/>

### 3. 実用型アンジュレータ

#### 3.1 アンジュレータ磁気回路

加速器には偏向磁石や四極磁石など多数の磁石が設置されているが、これらのほとんどは電磁石である。一方、アンジュレータの周期磁場を作り出すためには永久磁石が利用されることが多い。これは、アンジュレータの周期長が数 cm と短く、電磁石では十分な強度の放射光を発生するために必要な磁場を作り出すことができないためである。もちろん、周期長が長い場合には電磁石を利用することが可能であり、光の偏光特性を制御するような特別な目的のために開発された電磁石アンジュレータも存在する。また、4.1節で述べる超伝導アンジュレータも電磁石アンジュレータの一種である。

さて、永久磁石で周期磁場を作り出すのに最も簡単

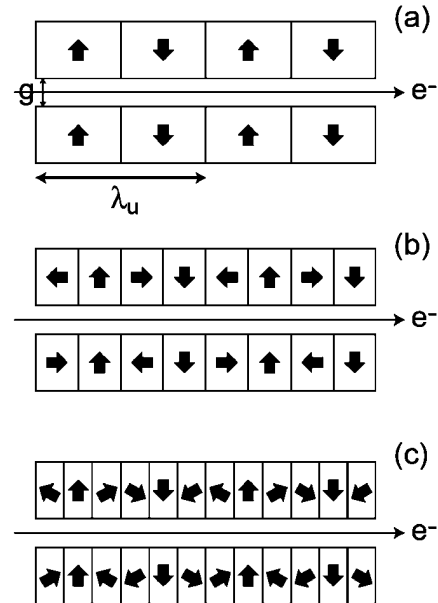


図2 アンジュレータ用永久磁石磁気回路の側面図。矢印は各永久磁石の磁化角度を示す。(a)では2個、(b)では4個、(c)では6個の磁石で1周期を構成する。隣り合った永久磁石の磁化角度はそれぞれ180°、90°、60°だけ回転している

な方法は、図2aに示すように、N極とS極の永久磁石を交互に並べた周期磁石列を、ある間隔(磁石ギャップと呼ぶ)をもって対向させて設置することである。実際には図2aのような磁気回路が用いられることはほとんど無く、磁場振幅を増強するため、図2bのように、隣り合った永久磁石の磁化方向が90°回転しているような磁気回路が用いられる。これを発明者の名をとって、Halbach型磁石列と呼ぶ<sup>27)</sup>。この磁気回路によって得られる周期磁場の振幅  $B$  は近似的に、

$$B = 1.8 B_r \exp(-\pi g/\lambda_u) \quad (16)$$

で与えられる。ここで  $g$  は磁石ギャップ、 $\lambda_u$  は周期長、 $B_r$  は永久磁石の残留磁束密度である。ギャップを開閉して磁場振幅を調整することにより、放射光の波長を必要な値に設定することができる。また、磁場振幅は磁石ギャップと周期長の比 ( $g/\lambda_u$ ) の指数減少関数で表されるため、短い周期長で同じ強度の磁場を得るためには、より狭い磁石ギャップを実現する必要がある。

図2bでは1周期を4個の永久磁石で形成しているが、さらに多数の永久磁石で1周期を構成することも可能であり、例えば6個の場合では図2cのように磁化角度が60°ずつ回転する。周期あたりの永久磁石数が増えるに従って磁場振幅は増大するが、4個以上

では磁場増加の割合は僅かであり, アンジュレータ製作に必要な永久磁石の数量が増加することや, 個々の永久磁石ブロックの着磁角度を傾ける必要があるため製作過程(着磁と加工)が煩雑になることなどを考慮するとあまり利点は無い.

上記の Halbach 型磁気回路では永久磁石のみを利用している. 一方, 飽和磁束密度の高い磁石材料を磁極材として用いることによって, より高い磁場性能を達成するための磁気回路も考案されており, Halbach 型磁石列と同様によく用いられている. これは磁極材と永久磁石を組み合わせるという意味においてハイブリッド型磁石列と呼ばれる. ここで, 「磁場性能が高い」と述べた理由は, 単に磁場振幅が大きいだけではなく, 永久磁石が本来持つ磁石としての個性, 即ち磁化ベクトルのばらつきによる誤差磁場を緩和し, アンジュレータ磁場としての磁場エラーを軽減するという性質を持つためである. 磁極材には鉄とコバルトの合金であるパーメンジュール (Permendur) が採用されることが多い.

上記で述べた磁石列は垂直方向に磁場を発生する, いわゆる平面アンジュレータの磁気回路であり, この場合, 電子は水平面内で近似的に正弦波軌道を描き, 得られる放射光は水平面内に偏光している. 一方, 水平方向に磁場を発生し, 電子が垂直面内で正弦波軌道を描くような場合(これを垂直アンジュレータと呼ぶ), 得られる放射光は垂直面内に偏光した光となる. 磁気回路に物理的な制限がない場合, 垂直アンジュレータに必要な周期的水平磁場を発生するためには, 平面アンジュレータの磁気回路を電子軌道の周りに  $90^\circ$  回転すればよい. しかしながら蓄積リングに設置されるアンジュレータでは, ビーム入射効率やビーム寿命を考慮すると水平方向に十分大きなアパーチャが必要であるため, 実現できる磁石ギャップは必然的に大きくなり, アンジュレータとして実用的ではない. そこで通常は図 3a に示すような磁気回路が垂直アンジュレータとして採用される<sup>28)</sup>. この磁気回路は上下にそれぞれ 2 列の Halbach 型磁石列が配置され, 上下に向かい合った磁石列の極性は反転している. この場合, アンジュレータ軸上では垂直磁場は消滅し, 水平磁場のみが残り, 垂直アンジュレータとして機能する.

これまで述べてきた磁気回路では, 電子軌道はある平面内(水平, 垂直)に制限され, 直線偏光の放射光が得られる. 一方, 電子に螺旋軌道を描かせることにより, 円偏光の放射光を発生するような磁気回路も存在する. このような磁気回路を有するアンジュレータ

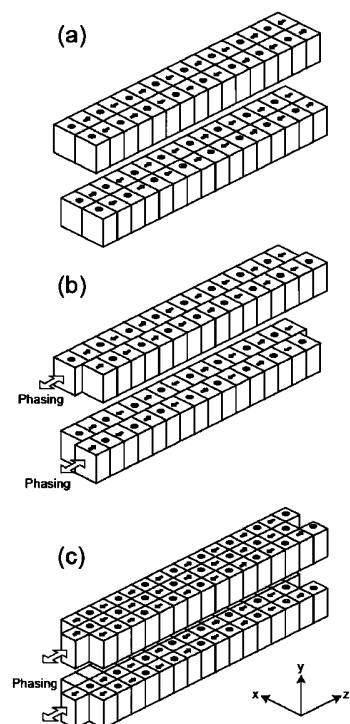


図 3 偏光特性を制御するための各種アンジュレータの磁気回路. (a)垂直アンジュレータ, (b)APPLE型アンジュレータ, (c)SPring-8型ヘリカルアンジュレータ

はヘリカルアンジュレータ<sup>23)</sup>と呼ばれる. よく採用されるものとして, 図 3a の垂直アンジュレータの磁気回路を発展させた, APPLE 型として知られる磁気回路<sup>29)</sup>を挙げておく. この磁気回路では図 3b の各磁石列がギャップ開閉のために上下に移動するだけでなく, 電子の進行方向(z軸)に沿って動かすことができるようになっている. 対角線上にある 2 つの磁石列を, 他の 2 つに対してある距離だけ同じ方向へシフトさせること(phasing と呼ばれる)により垂直磁場と水平磁場を同時に発生させ, かつこれらの相対位相が  $\pi/2$  であるため, 螺旋状の磁場が得られる. 一方, 2 つの磁石列を互いに逆の方向へシフトさせた場合, 垂直磁場と水平磁場の相対位相が  $\pi$  となり, 放射光は円偏光ではなく, 傾いた直線偏光となる.

APPLE 型ヘリカルアンジュレータにおいて円偏光のヘリシティ(光の進行方向に垂直な面内で観測した, 光の電場ベクトルが描く軌跡の回転方向)を切り替える, 即ち螺旋軌道の方法を切り替えるには磁石列をシフトさせる方向を反転する. 電子が完全な螺旋軌道を描くためには, 垂直磁場と水平磁場の振幅が一致する必要があるが, これは phasing のシフト量を最適化することによって可能である. 一般的に, 最適なシ

フト量は磁石ギャップの関数であるため、ギャップの開閉に伴ってシフト量を調整する必要がある。シフト量が最適値に設定されていない場合、放射光は円偏光ではなく楕円偏光、即ち電場ベクトルの軌跡が円ではなく扁平した楕円となる。言い換えると円偏光度が低下する。

上記で述べた APPLE 型アンジュレータでは、水平方向（図 3 における x 方向）での磁場一様性が悪く、次節で述べる静的な磁場積分の他に、いわゆる動的な磁場積分（アンジュレータ磁場中を蛇行運動する電子の軌道に沿って積分した磁場）が無視できなくなり、ダイナミックアパーチャが低下するという現象が観測されている。これを補正するために様々な手法が考案され、各国の放射光施設で適用されている。一方 SPring-8 では、このような問題を避けるために図 3c に示すようなヘリカルアンジュレータ用の磁気回路<sup>30)</sup>が考案され、実用化された。円偏光のヘリシティを切り替えるには中央部磁石列を半周期だけシフトする。この磁気回路では APPLE 型と比較して磁場一様性が改善されており、APPLE 型で見られるようなダイナミックアパーチャの低下は観測されていない。また、実用ギャップにおいて垂直磁場と水平磁場の振幅がほぼ等しくなるよう、磁石ブロックの寸法を最適化できることがわかっており、ギャップ開閉時に補正すべきパラメータとそれに伴う諸問題を回避することができる。

これまで述べてきた磁石列は全て永久磁石列を対向させる構造をしており、ギャップを閉じて周期磁場を電子軌道に発生させた場合の吸引力（ある場合には反発力）は極めて大きなものとなる。例えば SPring-8 で標準的に設置されているアンジュレータは全長 4.5 m、周期長 32 mm、磁石列の幅 46 mm であり、永久磁石として残留磁束密度 1.15 T の希土類永久磁石を用いているが、このアンジュレータのギャップを 30 mm から 6 mm まで閉じたときの吸引力と磁場振幅の変化を図 4 に示す。ギャップ 6 mm において約 1 テスラの磁場振幅が発生するが、このときの磁石の吸引力による負荷は約 4.3 トンにも達する。3.4 節で解説するアンジュレータ機械部はこのような大きな負荷に耐えうように設計されていなければならない。

### 3.2 磁場エラーによる影響

前節で述べたように、アンジュレータは周期的な磁場を発生する装置であるが、磁石列を構成する永久磁石の磁化ベクトルの角度と大きさがばらついているため、厳密な意味で周期的な磁場を作り出すことは不可能である。このような磁場のエラーは、得られる放射

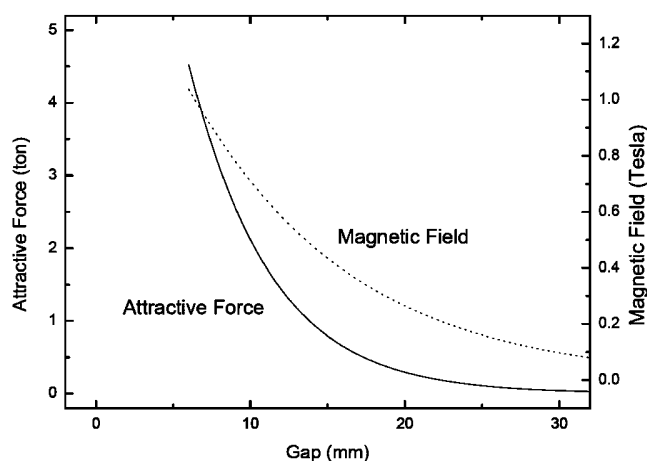


図 4 SPring-8 標準型アンジュレータにおける、吸引力とギャップの関係。参考のため、磁場のギャップ依存性も示す

光の特性を劣化させるだけではなく、加速器の運転にも影響を及ぼす。ここではこれらの影響について解説する。

#### 3.2.1 放射特性の劣化

磁場エラーが存在すると、アンジュレータの各周期において発生する放射光の位相がばらつき、ピーク強度が低下する。このような磁場エラーの影響を厳密に評価するためには、3.3 節で解説するような手法でアンジュレータ軸に沿った磁場分布を測定し、この結果得られる放射光の電場をフーリエ変換して放射光のスペクトルを計算する必要がある。実際に利用する波長における光強度の劣化が著しい場合には、これを改善するように磁場エラーを補正しなければならない。このような作業を磁場調整と呼び<sup>31)</sup>、アンジュレータの実用化には必ず必要な作業である。

上記で述べたようなスペクトル計算は、複雑な数値計算を必要とするばかりではなく、磁場調整作業の際に参照すべきデータとしては適当ではない。そこで磁場エラーの影響を簡易的に評価するために、次式で定義される位相エラー<sup>32)</sup>がよく用いられる。

$$\phi(z) = \frac{2\pi}{\lambda_u(1+K^2/2)} \int \gamma^2(\beta_{\perp}^2 - \langle\beta_{\perp}^2\rangle) dz \quad (17)$$

ここで、 $\beta_{\perp}$  はアンジュレータ磁場中を運動する電子の横方向の相対速度であり、 $\langle\beta_{\perp}^2\rangle$  はその二乗平均である。 $\phi(z)$  は、アンジュレータ軸方向のある地点  $z$  に電子が到着する時刻の、ある基準時刻からの偏差を意味し、これをアンジュレータの基本波長をもつ光の相対位相として表したものである。アンジュレータの磁場性能は  $\phi(z)$  の標準偏差  $\sigma_{\phi}$  で表すことができる

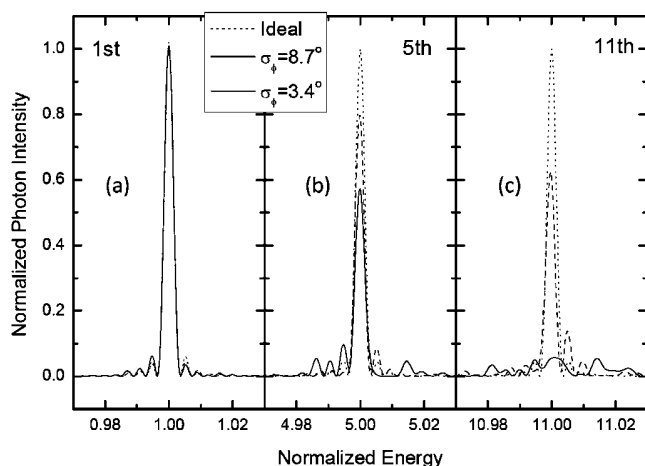


図5 磁場エラーが(a) 1次光, (b) 5次光, (c) 11次光における放射光スペクトルに与える影響. 放射光強度は理想的な磁場の場合の強度で, また放射光エネルギーはアンジュレータの基本エネルギーでそれぞれ規格化してある

( $\sigma_\phi$  そのものをアンジュレータの位相エラーと呼ぶ場合もある). あるアンジュレータの磁場を測定した結果得られる  $\sigma_\phi$  が許容値よりも大きい場合, これを改善するように  $\phi(z)$  の分布を参照しながら磁場調整を行う.

磁場エラーが放射光スペクトルに与える影響の例を図5に示す. これは SPring-8 蓄積リング用アンジュレータの, 磁場調整完了前の実測磁場から計算した放射光のスペクトルを理想的な(完全正弦波)磁場の場合と比較したものであり, 位相エラーの標準偏差  $\sigma_\phi$  が  $8.7^\circ$  及び  $3.4^\circ$  の場合について示してある. いずれの場合においても基本波(左図)では理想値と同等なピーク強度が得られているものの, 高調波の次数が増加するにつれてピーク強度は低下し, 特に  $\sigma_\phi$  が  $8.7^\circ$  の場合では, 11次光のピークはほとんど消滅してしまっている. この例からもわかる通り, アンジュレータの高次光を利用するためには位相エラーをなるべく小さくするように磁場調整を行うことが重要であり, 一般的には  $3^\circ$  以内というのが磁場調整の目標値となっている.

### 3.2.2 加速器の運転に及ぼす影響

アンジュレータの磁場エラーは, 前節で述べたような放射特性の劣化に加えて, 加速器の運転にも影響を及ぼす. 加速器の構成要素として見た場合, 理想的なアンジュレータとは電子ビームに何の影響も与えないような機器である. 実際には, アンジュレータを通過する際に, 電子ビームは軌道変動や収束力などの影響を受ける. これらの影響を評価する際に重要な磁場特

性は, 位相エラーを計算する際に用いた磁場分布ではなく, アンジュレータ全体に渡って磁場分布を積分した, 磁場積分と呼ばれる物理量であり, 次式で定義される.

$$I_{1x, 1y} = \int_{-L/2}^{L/2} B_{x,y}(z) dz \quad (18)$$

$$I_{2x, 2y} = \int_{-L/2}^{L/2} dz \int_{-L/2}^z B_{x,y}(z') dz' \quad (19)$$

ここで  $L$  はアンジュレータの全長である. これらはそれぞれ磁場一次積分, 磁場二次積分と呼ばれ, それぞれアンジュレータを電子が通過する際に受ける角度変位と位置変位に相当する. アンジュレータ磁場が完全に理想的な場合, これらの積分値は厳密にゼロとなるが, 実際には磁場エラーの影響により, 磁石ギャップと電子がアンジュレータに入射する位置に依存した有限な値を持ち, 加速器の運転に支障をきたす. 以下では蓄積リングに設置されたアンジュレータの磁場エラーによる影響について解説する.

放射光のユーザが実験に利用する光のエネルギーを調整するためにはアンジュレータの磁石ギャップを開閉する必要がある. この際, 上記で定義した磁場積分も変化するため, 蓄積リングの閉軌道が変動する, 即ち全周に渡って電子軌道が変化する. この結果, ギャップを開閉したアンジュレータを光源とするビームラインだけではなく, 他の全ビームラインの光軸に変動が生じる. ほとんどの放射光施設では, 磁石ギャップの開閉に伴ってステアリング磁石を用いて軌道を補正することにより光軸が安定するような機構を備えている.

次に, 磁場積分の多極成分について解説する. 先ほど述べたように, 磁場積分は電子の入射位置の関数である. これは電子の入射位置が変わるとアンジュレータを通過する際に受ける角度変位・位置変位が変化するということが, 即ち磁場の多極成分が存在するということを意味する. これがもたらす影響としては, 四極磁場成分によるチューンシフトや, ねじれ四極成分によるエミッタンス結合定数の悪化, さらに非線形磁場によるダイナミックアパーチャの低下などを挙げることができる. さらに, アンジュレータのギャップを閉じたままでビーム入射を行う, いわゆるトップアップ運転を行う場合, 高い入射効率を達成するためには, 広範囲に渡って磁場積分が一定な値である必要があるが, これは磁場多極成分を高次の項まで低く抑える必要があるということの意味している. このように磁場多極成分は加速器の運転に様々な影響を及ぼすた



め、磁場調整の際には、前節で述べた位相エラーだけではなく、磁場積分も修正するように作業を進めていく必要がある。

### 3.2.3 XFEL における磁場エラーの影響

XFEL では多数のセグメントからなる、全長 100 m 以上のアンジュレータが設置される。このようなアンジュレータにおいて FEL 利得が損なわれないようにするためには、個々のアンジュレータセグメントの位相エラーが小さいことに加えて、実効的な  $K$  値が全セグメントに渡って一致している必要がある。具体的な例を挙げると、SPRING-8 で建設中の XFEL では、全セグメントの  $K$  値が  $10^{-4}$  の精度で一致している必要があり、これはギャップに換算すると  $1\ \mu\text{m}$  という精度になる。このような精度でギャップを制御するためには、ギャップ設定とギャップ測定を、どちらもサブミクロンの精度で行わなければならない。また、全セグメントに渡って軌道の直線性が保たれている必要がある。SPRING-8 の XFEL で許容される軌道変位の最大値は角度に換算して  $1\ \mu\text{rad}$  であり、これを達成するためにはビームの位置モニタを精度良く設置する必要がある。これらは XFEL を実現するために必要な基盤技術であり、現在様々な方法が検討されている。

(次号、第 5 巻第 2 号に後編を掲載します)

### 参考文献

- 1) 北村英男, “高輝度放射光の技術”, 日本物理学会誌, **44**, p. 574 (1989).
- 2) 北村英男, “SPRING-8 の挿入光源”, 放射光, **9**, p. 403 (1996).
- 3) H. Motz, “Applications of the radiation from fast electron beams”, *J. Appl. Phys.*, **22**, p. 527 (1951).
- 4) D. F. Alferov, Yu. A. Bashmakov and E. G. Bessonov, “Undulator radiation”, *Sov. Phys.-Tech. Phys.*, **18**, p. 1336 (1974).
- 5) L. R. Elias, W. M. Fairbank, J. M. L. Madey, H. A. Schwettman and T. I. Smith, “Observation of stimulated emission of radiation by relativistic electrons in a spatially periodic transverse magnetic field”, *Phys. Rev. Lett.*, **36**, p. 717 (1976).
- 6) M. Bazin, Y. Farge, M. Lemonnier, J. Perot and Y. Petroff, “Design of an undulator for A.C.O. and its possible use as free electron laser”, *Nucl. Instrum. & Meth.*, **172**, p. 61 (1980).
- 7) H. Winick, G. Brown, K. Halbach and J. Harris, “Wiggler and undulator magnets”, *Physics Today*, **34**, p. 50 (1981).
- 8) H. Kitamura, “Polarization of undulator radiation”, *Japan. J. Appl. Phys.*, **19**, p. L185 (1980).
- 9) H. Kitamura, S. Tamamushi, T. Yamakawa, S. Sato, Y. Miyahara, G. Isoyama, H. Nishimura, A. Mikuni, S. Asaoka, S. Mitani, H. Maezawa, Y. Suzuki, H. Kanamori and T. Sasaki, “Observation of undulator radiation. I. operation studies and visual observation”, *Japan. J. Appl. Phys.*, **21**, p. 1728 (1982).
- 10) H. Maezawa, S. Mitani, Y. Suzuki, H. Kanamori, S. Tamamushi, A. Mikuni, H. Kitamura and T. Sasaki, “Absolute measurement of undulator radiation in the extreme ultraviolet”, *Nucl. Instrum. & Meth.*, **208**, p. 151 (1983).
- 11) S. Yamamoto, H. Kawata, H. Kitamura, M. Ando, N. Sakai and N. Shiotani, “First production of intense circularly polarized hard X rays from a novel multipole wiggler in an accumulation ring”, *Phys. Rev. Lett.*, **62**, p. 2672 (1989).
- 12) S. Yamamoto, T. Shioya, M. Hara, H. Kitamura, X. W. Zhang, T. Mochizuki, H. Sugiyama and M. Ando, “Construction of an in-vacuum undulator for production of undulator x-rays in the 5–25 keV region”, *Rev. Sci. Instrum.*, **61**, p. 400 (1992).
- 13) T. Hara, T. Tanaka, T. Tanabe, X. M. Marechal, S. Okada and H. Kitamura, “In-vacuum undulators of SPRING-8”, *J. Synchrotron Radiation*, **5**, p. 403 (1998).
- 14) P. Stefan, T. Tanabe, S. Krinsky, G. Rakowsky, L. Solomon and H. Kitamura, “Initial results from an in-vacuum undulator in the NSLS X-ray ring”, *J. Synchrotron Radiation*, **5**, p. 417 (1998).
- 15) T. Schmidt, G. Ingold, A. Imhof, BD Patterson, L. Patthey, C. Quitmann, C. Schulze-Briese and R. Abela, “Insertion devices at the Swiss Light Source (phase I)”, *Nucl. Instrum. & Meth.*, **A467**, p. 126 (2001).
- 16) 北村英男, 新竹 積, 石川哲也, “SPRING-8 におけるオンゲストローム FEL 開発”, 日本放射光学会誌, **16**, p. 1 (2003).
- 17) T. Bizen, T. Tanaka, Y. Asano, D. E. Kim, J. B. Bak, H. S. Lee and H. Kitamura, “Demagnetization of undulator magnets irradiated with Electron Beam”, *Nucl. Instrum. & Meth.*, **A467-8**, p. 185 (2001).
- 18) T. Hezel, B. Krevet, H. O. Moser, J. A. Rossmannith, R. Rossmannith and T. Schneider, “A superconductive undulator with a period length of 3.8 mm”, *J. Synchrotron Radiation*, **5**, p. 448 (1998).
- 19) T. Hara, T. Tanaka, H. Kitamura, T. Bizen, T. Seike, T. Kohda and Y. Matsuura, “Cryogenic permanent magnet undulators”, *Phys. Rev. ST-AB*, **7**, p. 050702 (2004).
- 20) L. M. García, J. Chaboy, F. Bartolomé and J. B. Goedkoop, “Orbital magnetic moment instability at the spin reorientation transition of  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ ”, *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 429 (2000).
- 21) T. Tanaka, T. Hara, H. Kitamura, R. Tsuru, T. Bizen, X. Marechal and T. Seike, “Application of high-temperature superconducting permanent magnets to synchrotron radiation sources”, *Phys. Rev. ST-AB*, **7**, p. 090704 (2004).
- 22) T. Tanaka, R. Tsuru and H. Kitamura, “Pure-type superconducting permanent magnet undulator”, *J. Syn-*

- chrotron Radiation*, **12**, p. 442 (2005).
- 23) B. M. Kincaid, "A short-period helical wiggler as an improved source of synchrotron radiation", *J. Appl. Phys.*, **48**, p. 2684 (1977).
  - 24) S. Yamamoto and H. Kitamura, "Generation of quasi-circularly polarized undulator radiation with higher harmonics", *Japan. J. Appl. Phys.*, **26**, p. L1613 (1987).
  - 25) T. Tanaka and H. Kitamura, "Figure-8 undulator as an insertion device with linear polarization and low on-axis power density", *Nucl. Instrum. Meth.*, **A364**, p. 368 (1995).
  - 26) T. Tanaka and H. Kitamura, "SPECTRA: a synchrotron radiation calculation code", *J. Synchrotron Radiation*, **8**, p. 1221 (2001).
  - 27) K. Halbach, "Permanent-magnet undulators", *J. Physique*, **C1**, p. 211 (1983).
  - 28) T. Tanaka, X. Marechal, T. Hara, T. Tanabe and H. Kitamura, "Construction of a vertical undulator at SPring-8.", *J. Synchrotron Radiation*, **5**, p. 414 (1998).
  - 29) S. Sasaki, K. Miyata and T. Takada, "A new undulator for generating variably polarized radiation", *Jpn. J. Appl. Phys.*, **31**, p. L1796 (1992).
  - 30) T. Hara, T. Tanaka, T. Tanabe, X. Marechal, K. Kumagai and H. Kitamura, "SPring-8 twin helical undulator", *J. Synchrotron Rad.*, **5**, p. 426 (1998).
  - 31) T. Tanaka, T. Seike and H. Kitamura, "Undulator field correction by in-situ sorting", *Nucl. Instrum. Meth.*, **A465**, p. 600 (2001).
  - 32) R. P. Walker, "Interference effects in undulator and wiggler radiation sources", *Nucl. Instrum. Meth.*, **A335**, p. 328 (1993).