

アンジュレータ

本講義では、X線自由電子レーザーにおいて、高エネルギー電子ビームからX線レーザーを取り出すための装置であるアンジュレータに関して、その一般的な技術やレーザー発振を実現するためのコミッショニング手法について解説する。

1 はじめに

アンジュレータとは、図1に示した通り、周期的な磁場を発生し、入射した電子を蛇行させることによって放射光を取り出すための装置であって、放射光施設などでは、隣り合う2つの偏向磁石の間に存在する直線部に「挿入される」ことから、挿入光源などとも呼ばれている。挿入光源には、アンジュレータの他にウィグラと呼ばれる装置が存在する。これらは周期的磁場を発生する装置という意味では同義であるが、今日ではインコヒーレントな挿入光源をウィグラ、コヒーレントな光源をアンジュレータと称する。コヒーレント光を利用するという機能を考慮すれば、自由電子レーザー（Free Electron Laser: FEL）で利用される挿入光源は「アンジュレータ」と呼ぶべきである。

一般的に周期的な磁場を発生するための磁石としては、電磁石や永久磁石などが利用できるが、高速偏光切替などの特殊な用途以外では、ほぼ例外なく永久磁石が利用されている。これは、コイルに電流を流すための電力が必要である電磁石に比べて、永久磁石のほうが圧倒的にランニングコストが低いということ、また、後に2.1節で述べるように、挿入光源軸上でのピーク磁場で比較した場合の磁場性能では、周期長が短いほど永久磁石が有利になること、という2つが主な理由であ

る。挿入光源の短周期化は、発振に必要な電子エネルギーの削減と、これに伴う施設のダウンサイジングという大きな利点があり、このことが挿入光源における永久磁石の普及を進めたと言っても過言ではない。

次節ではまず、アンジュレータに関連する技術や工学の一般論から解説を始める。正弦波を発生するための磁気回路の種類や、これらが発生する磁場分布を計算するための近似式を紹介するとともに、吸引力の評価方法や永久磁石の選定基準などについて解説する。また、上下磁石列間の距離（ギャップ）を調整するための駆動架台の基本構造を紹介する。また、アンジュレータとして要求される磁場性能について、光の特性と電子ビームへ与える影響という2つの観点から解説するとともに、誤差磁場の影響を測定するための磁場測定装置の概要とその補正方法について紹介する。

3節では、SACLAを特徴づける装置の一つである真空封止型アンジュレータについて解説する。その利点や、構造の概略、また、加速器での運転に対応するための超高真空を実現するための真空技術や、放射線照射による永久磁石減磁などの影響、さらに、必須の技術となりつつある「その場磁場測定」について解説する。

最後の4節では、アンジュレータに関連する各種のパラメータを調整し、レーザー発振を実現するための各種最適化（コミッショニング）について、SACLAにおいて確立された、自発放射を用いる手法について解説する。

ちなみに、アンジュレータに入射された電子から放出される放射光の特性に関する一般的な理論は、それだけで一つ分野を形成する[1]-[6]ため本稿では詳しくは触れないが、興味のある読者の方は文献[7]を一読されることをお勧めする。

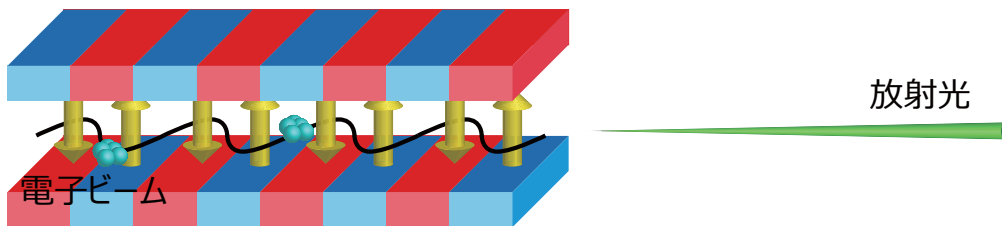


図1: アンジュレータ概略図。S極とN極の磁石を交互に配置し、周期的磁場を発生し、電子を蛇行させて放射光を取り出す。

なお本稿では、電子軌道の上下に磁石列を配置することによって垂直方向に主要な磁場を発生する、最も基本的なアンジュレータに関して解説する。これはリニアアンジュレータと呼ばれ、電子は水平面内において正弦波軌道に沿って運動し、水平偏光をもつ放射光を発生する。電子が螺旋軌道を描くヘリカルアンジュレータや、その他の特殊なアンジュレータについては文献 [9] を参照されたい。また、アンジュレータにおける各種パラメータが XFEL のレーザー増幅とどのような関係にあるかについては、OHO'13「X線自由電子レーザー理論」講義テキスト [8] を適宜参照されたい。

2 アンジュレータ工学一般論

本節では主に工学的な観点から、周期的磁場発生装置としてのアンジュレータについて解説する。

2.1 周期的磁場の発生

既に述べたように、アンジュレータの基本的かつ最も重要な役割は周期的な磁場を発生することである。そこでまず、アンジュレータで採用されている周期的磁場の発生方法について解説する。

図 2(a)~(c) に、周期的磁場を発生するための代表的な磁気回路の概念図を示す。図に示したとおり、アンジュレータの軸方向を z 座標、鉛直方向を y 座標で表し、 y の原点を上下磁石列のギャップの中点に取る。

(a) では永久磁石を磁場発生源として利用しているが、単純に S 極及び N 極の磁石が交互に配置されているわけではなく、矢印で示した磁化ベクトルが 90° 度ずつ回転している。アンジュレータの周期長は図中 λ_u で示された距離に相当し、この長さの中で 4 個の永久磁石が配置されている。このような磁気回路は、最初に提唱した [10, 11] 人物の名前を取ってハルバック (Halbach) 型磁気回路と呼ばれている。

(b) でも同様に永久磁石が利用されているが、永久磁石のうちの半数 (磁化ベクトルが紙面の上下方向を向いているもの) を、飽和磁束密度の高い材質に置き換える (これらを磁極と呼ぶ) ことに

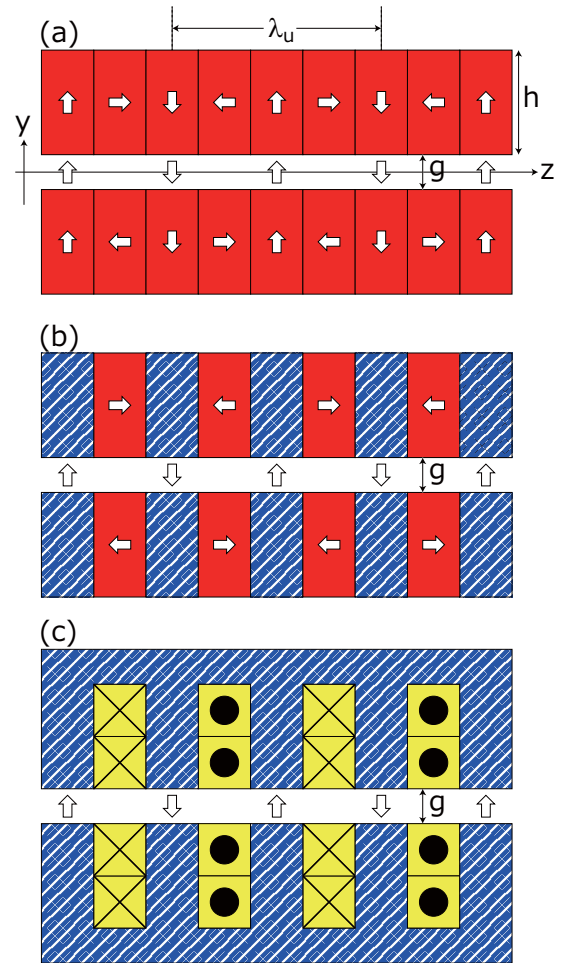


図 2: アンジュレータ磁気回路模式図。(a) 永久磁石型ハルバック、(b) 永久磁石ハイブリッド、(c) 電磁石。ハッチを掛けた領域は飽和磁束密度の高い材質で、磁極あるいはヨークなどと呼ばれる。

よってより高い磁場を得ることができる。磁極にはパーメンジュールと呼ばれる鉄とコバルトの合金が標準的に利用される。永久磁石と磁極を組み合わせることで磁場を発生する方式であるため、ハイブリッド型磁気回路と呼ばれている。

(c) は永久磁石の代わりに電磁石を利用しており、紙面に垂直な方向に電流が流れている。通常は図で示したようにヨークでコイルを取り囲む形状を採用するが、これは磁気回路を閉じることによって磁場を増強するためである。ただし、センチメートルオーダーの周期長を持つ一般的なアンジュレータにおける磁気回路を考えた場合、通常の冷却方式で許される電流密度で電磁石によって発生可能な磁場は、永久磁石のそれに及ばない。

一般的にこれらの磁気回路による磁場分布を計算するためには、有限要素法などによって数値計算を行う必要があり、そのための計算ソフトが商用のものを含めて多数存在する。一方で、ハルバック型磁気回路の場合には、永久磁石の比透磁率が1である、即ち各永久磁石が発生する磁場がリニアに積算されるという線形近似と、永久磁石が紙面に垂直な方向に無限に長いという2次元近似を適用することによって、磁場ベクトルを、以下に示す式によって解析的に計算することができる [11]。

$$B_y = \sum_{n=1} B_{n,0} \cos nk_u z \cosh nk_u y \quad (2-1)$$

$$B_z = \sum_{n=1} B_{n,0} \sin nk_u z \sinh nk_u y \quad (2-2)$$

ここで、 B_y 及び B_z は磁場ベクトルの y 及び z 成分、 $k_u = 2\pi/\lambda_u$ はアンジュレータ基本周期磁場の波数である。また、 n は k を整数として $n = 1 + 4k$ で表される。即ち、 $n = 1$ に相当する基本正弦波に加えて、5次、9次、13次などの高調波成分も含まれることがわかる。また、各次数の磁場振幅に相当する $B_{n,0}$ は次式で与えられる。

$$B_{n,0} = 2B_r F_n(4) G_n H_n \quad (2-3)$$

ここで B_r は永久磁石の残留磁束密度であり、また因子 F_n 、 G_n 、 H_n はそれぞれ以下の式で定義される。

$$F_n(M) = \frac{\sin n\pi/M}{n\pi/M}$$

$$G_n = e^{-\pi n g/\lambda_u}$$

$$H_n = 1 - e^{-2\pi n h/\lambda_u}$$

g は上下磁石列のギャップ、 h は磁石列の高さである。

図3に、式(2-1)及び(2-2)を用いて計算した、基本波の磁場分布を示す。座標は λ_u で、磁場は $B_{1,0}$ でそれぞれ規格化されている。鉛直方向の磁場 (B_y) に関しては、 z に沿って正弦波が形成されていること、また $|y|$ の増加とともに、その振幅が緩やかに増加することに注意されたい。これは、電子の入射位置がアンジュレータの中心から鉛直方向にずれた場合、その電子がより強い磁場を感じることを意味する。

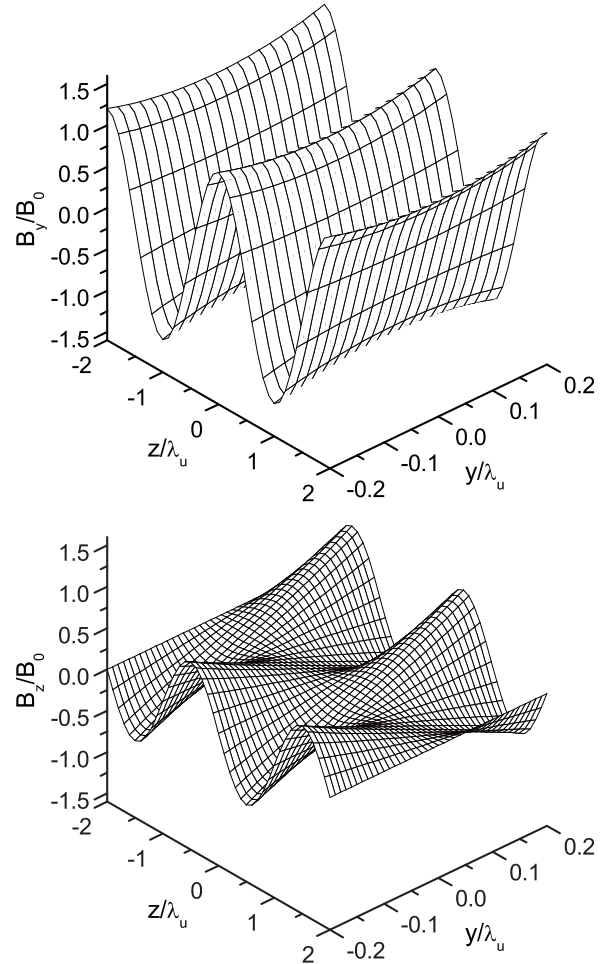


図3: アンジュレータ基本波磁場分布。

一方、アンジュレータ軸方向の磁場 (B_z) は、ギャップ中心 ($y = 0$) において消滅している。これは、上下磁石列から発生する軸方向の磁場が、それぞれ相殺するような対称的な配置となっているためである。 $|y| \neq 0$ ではこの対称性は崩れ、 B_z が有限の振幅を持つ正弦波を形成するとともに、ほぼ線形にその振幅が増加することがわかる。このような磁場特性のため、アンジュレータ内部においては鉛直方向への電子ビーム収束力が発生する。これをアンジュレータ磁場による自然収束と呼ぶが、この効果は電子エネルギーの平方に反比例するため、XFELにおいて必要な GeV 領域のエネルギーを持つ電子ビームにおいてはあまり有効な収束方法ではない。通常はアンジュレータセグメントの間に設置される四極磁石が収束の役割を担う。

さて、先頭の係数 $2B_r$ を除くと、 $B_{n,0}$ は3つ

の因子の積で構成されていることがわかるが、これらの各因子の意味についてそれぞれ以下で説明する。

2.1.1 第1因子 F_n

一つ目の因子 $F_n(4)$ は、一周期に4個の永久磁石が90度ずつ回転して配置されていることを反映している。実は一周期あたりの磁石の個数 M は任意であって、これよりも少なくとも多くとも周期的磁場の発生は可能である。例えば $M = 2$ の場合は、一周期が互いに極性が反転する2個の磁石で構成される場合を意味する。また、 $M = 6$ の場合は、一周期に6個の永久磁石が60度ずつ回転して配置されることを意味する。即ち、一周期に M この永久磁石を配置する場合、隣り合う磁石ブロックの磁化ベクトルは $360/M$ 度だけ回転させれば良い。 M が多ければ多いほど、正弦波磁場の振幅がより大きくなるのが分かっており、この効果を表すのが関数 $F_n(M)$ である。

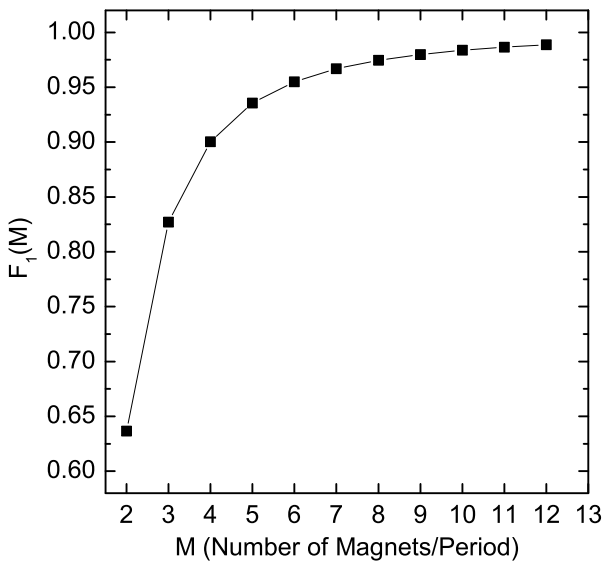


図 4: アンジュレータ正弦波磁場の基本波における分割数の効果を現す関数 $F_1(M)$ 。

図 4 に、基本波 ($n = 1$) についての、関数 F_1 を分割数 M の関数としてプロットした。これを見ると、 $M = 2$ では理想値の6割程度までしか到達しないが、分割数を $M = 4$ まで増やすことにより、理想値の9割を超えることが分かる。これを超えて M を増やした場合、得られる磁場ゲイン

は僅かである一方、磁石ブロックの総数が増えるとともに、基準線（通常はアンジュレータ軸）から傾けて着磁する必要が生ずる¹という欠点が生まれる。従って通常は $M = 4$ を採用する。

2.1.2 第2因子 G_n

二つ目の因子 G_n は、ギャップに対する磁場振幅の依存性を示す。ギャップと周期長の比を引数にもつ指数減少関数で表されており、周期長のスケールでギャップを開けるにつれて急激に磁場が失われることがわかる。また、高調波次数 n が引数に含まれていることにも注意されたい。このため、ギャップが周期長に比べて極端に狭くなければ、アンジュレータ磁場分布への高調波の寄与は実質的には無視することができる。

図 5 に、規格化ギャップ g/λ_u の関数として計算された基本波に対する第2因子 G_1 を示す。周期長の半分程度までギャップを開けると磁場振幅はほぼ0となるのがわかる。

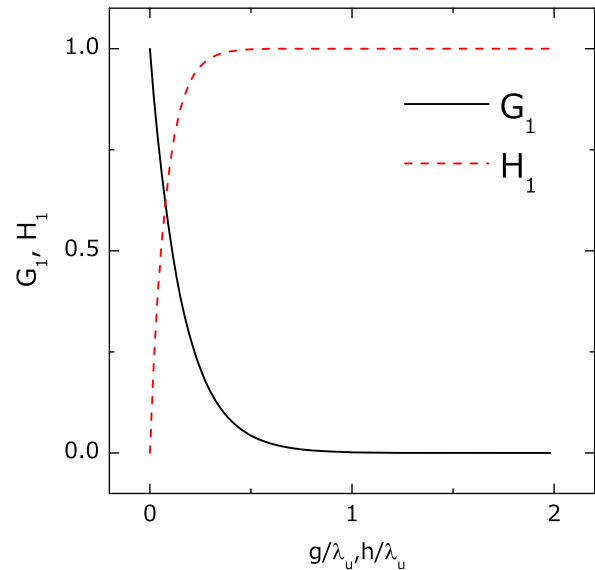


図 5: アンジュレータ正弦波磁場の基本波におけるギャップと磁石の厚みに対する磁場振幅の依存性を示す関数 G_1 及び H_1 。

¹これは磁化ベクトルの誤差（大きさと角度）が大きくなる可能性を生む。

2.1.3 第3因子 H_n

三つ目の因子 H_n は磁石の厚みに対する磁場振幅の依存性を示す。理想的には $h = \infty$ において $H_n = 1$ であるが、厚みが有限であるために理想値からは低下する。ただし、理想値からの磁場低下率は厚みと周期長の比を引数にもつ指数減少関数であるため、周期長程度の厚みがあればこの因子は実効的には無視できる。

図5に、規格化厚さ h/λ_u の関数として計算された基本波に対する第3因子 H_1 を示す。周期長の半分程度まで磁石の厚みを増やすと磁場振幅は飽和することがわかる。

2.2 偏向定数 (K 値) と電子の運動

ここで、偏向定数あるいはK値と呼ばれる重要なパラメータ K を導入する。 K は次式で定義される、アンジュレータの磁場振幅を表す無次元のパラメータである。

$$K = \frac{eB_{1,0}\lambda_u}{2\pi mc} \quad (2-4)$$

以下で示す様に、偏向定数を用いることにより、アンジュレータに入射された電子の運動を簡単に表すことができる。まず、2.1.2節で述べたように磁場高調波の寄与が無視できると仮定し、電子の運動方程式を解くことにより ([8] 参照) 水平方向への電子の相対速度 β_x は次式で表される。

$$\beta_x = \frac{K}{\gamma} \sin k_u z \quad (2-5)$$

ここで γ は電子のローレンツ因子を表す。

式 (2-5) を z について積分すれば、電子の水平方向への位置が得られる。

$$x_e = -\frac{\lambda_u K}{2\pi\gamma} \cos k_u z \quad (2-6)$$

式 (2-5) 及び (2-6) から、電子の最大の偏向角 (アンジュレータ軸となす角度) と軌道振幅がそれぞれ $K\gamma^{-1}$ 及び $\lambda_u K/(2\pi\gamma)$ で表されることに注目されたい。このように、偏向定数はアンジュレータにおける電子軌道の尺度を表す。

次に、電子と同じ (z 軸) 方向に進行する光を考える。電子と光はアンジュレータ入口に同時に到

達したとする。電子の速度の z 成分 v_z は光の速度 c よりも必ず小さいので、電子はアンジュレータを進むにつれて少しずつ光から遅れていく。詳しい計算によると ([8] 参照) 電子は一周期進むごとに、次式で定義される長さ λ_1 だけ遅れていく。

$$\lambda_1 = \frac{\lambda_u(1 + K^2/2)}{2\gamma^2} \quad (2-7)$$

さて電子と同期してアンジュレータに入射された光の波長が λ_1 に等しい場合、アンジュレータを一周期進む毎に波長と同じ距離だけ光から遅れていくから、相対的な位相関係は保たれる。実はこれがXFELの発振条件を決定する。即ちXFELにおける発振波長は λ_1 に等しい。また、アンジュレータ軸上で測定した自発放射光のスペクトルは λ_1 において鋭いピークを持つ [7]。これらのことから、 λ_1 をアンジュレータの基本波長、またこれに対応する振動数 $\omega_1 = 2\pi c/\lambda_1$ を基本振動数と呼ぶ。

このように偏向定数 K はアンジュレータの光源性能と密接な関係がある。 K は周期長 λ_u と磁場振幅 $B_{1,0}$ に比例するが、通常は λ_u は固定されているので、ギャップを開閉することによって K を制御し、発振波長や放射光の波長を調整する。

2.3 吸引力の評価

前節で解説した、正弦波磁場を発生するための永久磁石列には、互いに対向する磁石列が発生する磁場によって吸引力が働く。吸引力の大きさは、磁石の寸法や磁気回路の種類によって異なるが、本節ではそのおおよその値を計算するための式を紹介する。

電磁気学の教科書によれば、磁場 B が持つエネルギー密度 dE/dV は次式で与えられる。

$$\frac{d^3E}{dxdydz} = \frac{1}{2}BH = \frac{1}{2\mu_0}B^2$$

従って、アンジュレータ内部において蓄えられている磁場エネルギーは、式 (2-1) 及び (2-2) を代入し、高調波の影響を無視することによって次のよ

うに得られる。

$$\begin{aligned}
 E &= \frac{LW}{4\mu_0} B_{1,0}^2(g) \\
 &\quad \times \int_{-g/2}^{g/2} (\cosh^2 k_u y + \sinh^2 k_u y) dy \\
 &= \frac{LW}{2\mu_0} B_{1,0}^2(g) \int_0^{g/2} \cosh 2k_u y dy \\
 &= \frac{LW}{4\mu_0} g B_{1,0}^2(g)
 \end{aligned}$$

ここで、 W は x 軸方向の磁石の幅、 L は z 軸方向の磁石の全長であり、 $B_{1,0}$ が g の関数であることを明示的に書いた。また、最後の式変形において、 $g \ll \lambda_u$ であることを仮定している²。さて吸引力は、ギャップを g から $g + \Delta g$ に開けることによって増加するエネルギー ΔE をもとめ、その変化率の $\Delta g \rightarrow 0$ の極限をとればよい。即ち、 E を g について微分することによって得られる。

$$\begin{aligned}
 f(g) &= \frac{LW}{4\mu_0} \left[B_{1,0}^2(g) + g \frac{dB_{1,0}^2(g)}{dg} \right] \\
 &= \frac{LW}{4\mu_0} B_{1,0}^2(g) \left(1 - \frac{2\pi g}{\lambda_u} \right) \\
 &\sim \frac{LW}{4\mu_0} B_{1,0}^2(g)
 \end{aligned}$$

この式は磁場吸引力が、アンジュレータの軸上磁場振幅の平方と、ギャップ面を向いた磁石の総面積との積で与えられることを意味している。たとえば、SACLA で利用されているアンジュレータでは、 $L = 5$ m、 $W = 30$ mm、で $B_{1,0} = 1.3$ T (ギャップ 3.7 mm のとき) であるから、吸引力は 5 トンと計算される。

2.4 永久磁石の選定

アンジュレータに用いられる永久磁石に要求される仕様は以下の通りである。

- 1) 強力な磁場が発生できること。
- 2) 放射線や逆磁場による減磁に強い耐性があること。

²逆に $g \geq$ である場合はアンジュレータ軸における磁場は弱く、吸引力を精度よく求める必要性は無い。

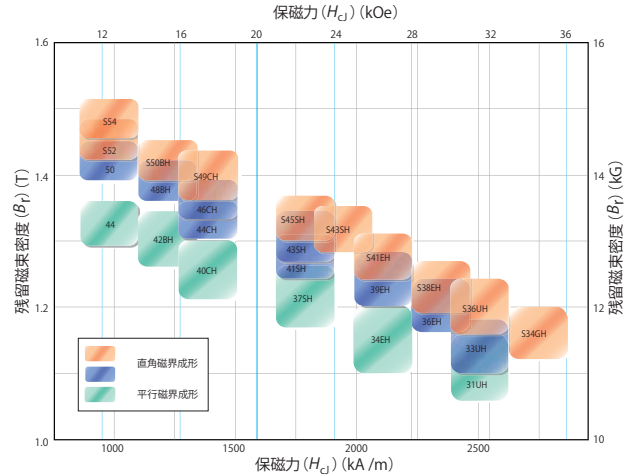


図 6: 希土類永久磁石の磁場特性例 (日立金属株式会社のカatalogから許可を得て転載)。

項目 1) のためには大きな残留磁束密度 B_r が、項目 2) のためには大きな保磁力 iH_c が必要である。一方で永久磁石に固有の性質として、 B_r と iH_c は互いに反比例の関係にある。このため、永久磁石メーカーからは、図 6 に示すように、用途に応じた B_r と iH_c の組み合わせで磁石の材質が提供されている。アンジュレータに利用される永久磁石では、たとえば磁気回路に組み立てる工程で逆磁場が加わる可能性があること、また、電子ビームやガンマ線の照射によって減磁する可能性があることなどから、保磁力にウエイトを置いて磁石材質を選択することが多い。

2.5 駆動架台の概要

図 5 に示したように、アンジュレータの磁場振幅はギャップに強く依存し、磁場振幅はレーザーの発振波長を決定する ([8] 参照)。従って、安定的なレーザー発振を実現するためには、ギャップを精度よく制御する必要がある。一方、2.3 節で述べたように、アンジュレータの磁石列には強力な吸引力が働く。従って、上下の磁石列を保持し、かつギャップを制御するための駆動課題には、強力な吸引力負荷の下で精密なギャップ精度を可能にするための高い剛性が必要である。

図 7 にアンジュレータ駆動架台の基本構造を示す。周期磁場を発生する磁石列が、真空槽 (電子ビームが実際に通過する部分) の上下に配置され

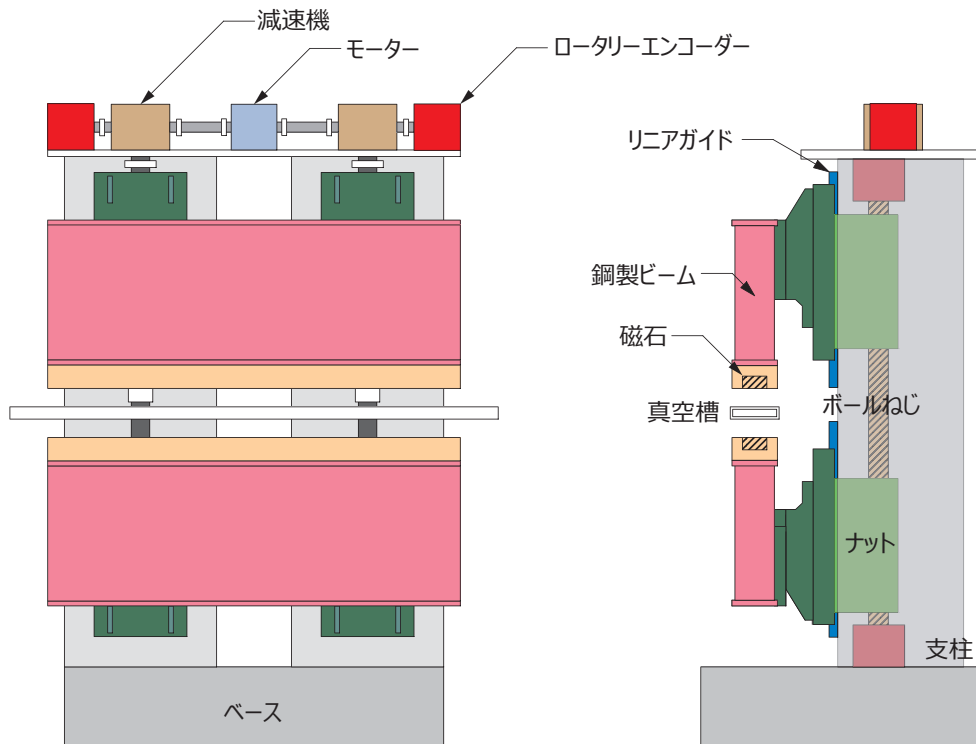


図 7: アンジュレータ駆動架台の基本構造。

ている。鋼製ビームは磁石列を構成する各磁石ユニット（永久磁石とこれを保持するホルダー）を精度よく並べるとともに、ブラケットを介してボールねじのナットに連結されている。ボールねじは回転運動を上下運動に変換するための部品であって支柱内部に組み込まれている。ボールねじを回転することによってナット部分が上下し、鋼製ビームを介してナットと機械的に連結されている磁石列の上下運動を行う。また、ボールねじの極性は上下で反転しているため、これを回転することによって上下の磁石列が逆方向に移動する、即ちギャップの開閉運動を行う。

ボールねじはウォームギアとシャフトによって高トルクを発生するモーターと連結されている。従って、モーターの回転角がボールねじの回転角、従ってナットの y 軸方向への位置を決める。即ち、ギャップの値とモーターの回転角は 1 対 1 の関係がある。そこで、モーターのシャフトに取り付けられた絶対値型ロータリーエンコーダーでモーターの回転角を測定することによってギャップの値を測定する。

狭いギャップ領域において発生する強力な吸引力による機械負荷は、ナットを介してボールねじ

に圧縮あるいは引張負荷を与えるが、これはボールねじを収納かつ保持している支柱部分が支える。2.3 節で解説したように、磁場吸引力は数トンにも及ぶため、支柱部分にはこの強力な吸引力に耐えられるように剛性の高い構造が採用される。ちなみに支柱の本数はこの図の構造では 2 本であるが、総吸引力が大きい場合にはこれ以上の本数によって支えるように設計される。

磁石列を支える鋼製ビームには、磁石列に働く吸引力によって、その全面に機械的負荷が加えられる。一方でこれを保持するのはボールねじが収納された支柱部分（この図では 2 箇所）のみであり、これ以外の領域は束縛されることがないため、吸引力によって変形する。即ち上側磁石列では下方へ、下側磁石列では上方へ変形する。この結果、 z 軸に沿ったギャップの均一度が損なわれる。この影響は局所的な磁場の増大をもたらし、後に 2.6.1 節で説明する位相誤差を劣化させる。

このような影響を最小限に抑制するため吸引力による磁石列の（即ち鋼製ビームの）変形は可能な限り小さくする必要がある。このために有効な手段は、図 7 で示したように y 軸方向に長い形状をもつ鋼製ビームを採用することである。これは、

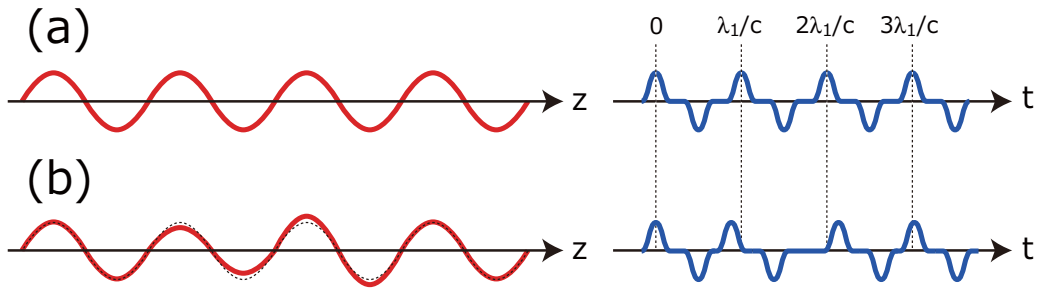


図 8: 磁場誤差による位相誤差の発生。(a) 誤差磁場がない理想的な場合、(b) 誤差磁場によって発生する位相誤差。左図の破線は理想軌道を示している。

y 軸方向に負荷が加わった場合の撓み量が、鋼製ビームの厚さ d の 3 乗に反比例するという、構造力学でよく知られた事実に基づいている。また撓み量を最小化するために、支柱の位置、即ち 2 つの支持点の間隔は最適化されている。

ちなみに図 7 に示すように、駆動架台が方持ち支持である理由は、後に 3.5 節で説明するとおり、磁場測定の際に片側から磁石列にフリーにアクセスすることが必要であるためである。

2.6 誤差磁場の影響

アンジュレータには大量の永久磁石が利用されるが、それぞれの特性にはばらつきがある。これは、寸法や設置位置などの一般的な誤差だけではなく、磁化ベクトルの大きさや角度なども含む。アンジュレータに一般的に利用される永久磁石における磁化ベクトルの典型的な誤差は、大きさが 1%、角度で 1 度程度である。これらの誤差のため、アンジュレータの磁場分布は完全な正弦波とはならない。

誤差磁場による影響には大別して 2 つの種類がある。一つは光源性能に関わる位相誤差、他方は電子ビームへの影響に関わる磁場積分である。

2.6.1 位相誤差

位相誤差について説明するため、2.2 節で説明した λ_1 の意味を思いだそう。即ち、電子は一周期進むたびに光から λ_1 だけ遅れるのであった。ただしこれは、アンジュレータの磁場分布が完全に正弦波で表される理想的な場合でのみ成立する。実際

には、アンジュレータの各周期における磁場振幅や周期長にはばらつきがあるので、遅延距離は

$$\begin{aligned} \Delta l(z) &= \int_0^z \left(\frac{c}{v_z} - 1 \right) dz - \lambda_1 z \\ &= \int_0^z \left(\frac{1}{2\gamma^2} + \frac{\beta_{\perp}^2}{2} - \lambda_1 \right) dz \end{aligned}$$

だけばらつく。これを、基本波長 λ_1 で規格化した位相を位相誤差と呼ぶ。即ち、

$$\phi(z) = \frac{2\pi\Delta l(z)}{\lambda_1}$$

さて、理想的な場合は $\phi(z) = 0$ であって、電子は一周期経過するごとに λ_1 だけ遅れるとともに、磁場で曲げられることによって電場のパルスを形成する。従って電場は、図 8(a) に示すように λ_1/c という時間間隔で周期的に並ぶパルスで構成される。一方、 $\phi(z) \neq 0$ である実際の場合には、図 8(b) に示すように、各周期で形成される光の電場は本来の周期的な位置からずれることになる。電場の時間依存をフーリエ変換したものが、ある波長における光の強度（フラックス）であるから、(b) は (a) に比べてフラックスが劣化する。また、XFEL の場合には、光と電子の相互作用の位相関係が周期ごとに変動するためレーザー増幅率の低下につながる。

2.6.2 磁場積分

磁場積分とは、以下の式で定義される量であって、アンジュレータを通過する前後での電子の軌

道変化を表す。

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

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

ここで L はアンジュレータの全長である。 $I_{1x,1y}$ は磁場の一次積分と呼ばれ、アンジュレータ磁場によって電子に与えられる偏向角を表す。一方 $I_{2x,2y}$ は磁場の二次積分と呼ばれ、電子に与えられる変位を表す。これらを図 9 に図示して示す。

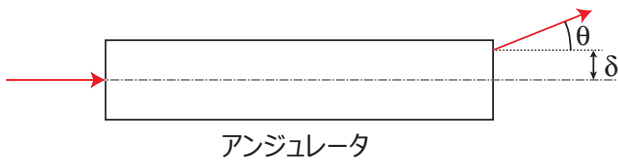


図 9: アンジュレータの磁場積分による偏向角 θ と変位 δ 。

詳しい計算によれば ([8] 参照)、偏向角 θ と変位 δ はそれぞれ $I_{1x,1y}$ 及び $I_{2x,2y}$ を用いて次式で与えられる。

$$\theta_{x,y} = \frac{e}{\gamma mc} I_{1y,1x}$$

$$\delta_{x,y} = \frac{e}{\gamma mc} I_{2y,2x}$$

アンジュレータによる偏向角及び変位は、電子ビーム軌道に影響を及ぼすが、その影響は SPring-8 などの放射光施設で稼働している蓄積リングと、SACLA などの XFEL で稼働している線形加速器とで異なる。前者では COD (閉軌道変動) が生じることでリング全周に渡って軌道が変化し、この結果全ビームラインの光軸が変動する。一方後者では、当該アンジュレータよりも下流において軌道変動 (ベータatron 振動) が起こり、レーザーゲインが低下する。

一般に、一次積分と二次積分の補正は、当該アンジュレータの上流及び下流に設置される補正用電磁石で行われる。発振波長などを変更するためにギャップを調整する際には、これらの磁場積分も変化するため、補正用電磁石の電流値を調整して、電子の軌道がある参照となる軌道からずれないように補正を行う。このために予め各アンジュ

レータのギャップを開閉して電子軌道を測定し、その応答関数から補正電流値とギャップの値を示すテーブルを作成しておく。ユーザー運転中はギャップの値に応じて電流値を変更するフィードフォワード制御を行う。

2.7 磁場測定と調整手法

前節で解説した位相誤差や磁場積分による光源性能やレーザー増幅率の劣化あるいは光軸変動といった問題を避けるためには、1) アンジュレータの磁場を精密に測定すること、2) 測定データに基づき、適切な方法によってこれを補正すること、の 2 点が必要である。本節ではその手法について簡単に述べる。

2.7.1 磁場積分の測定手法

まず、磁場積分の測定手法について述べる。一般的にはフリップコイル及び直動ワイヤーという 2 種類の測定法があるが、いずれもコイルやワイヤーをアンジュレータ磁場中で移動することによって生じる誘導起電力を測定し、これを磁場積分の値に換算する。前者では、図 10(a) に示すように、幅数ミリメートルでアンジュレータ磁石列の全長よりも長いコイルをギャップに挿入し、これを回転する。一方後者では、図 10(b) に示すように、ギャップに挿入されたワイヤーを水平あるいは垂直方向に移動する。

これらの手法で二次積分を測定するためには、たとえばフリップコイルの場合は図 10(c) に示すようにコイルの片方の端面を反転し、ねじったコイルを作成し、これを回転することによって発生する起電力を測定する。この場合、コイルを貫く磁束 Φ は以下の式で与えられる。

$$\Phi = \int_{L/2}^{-L/2} \frac{zW}{L/2} B_y(z) dz$$

ただし、コイルは水平面に位置しているとする。この式は、部分積分により以下のように変形できる。

$$\Phi = \frac{2W}{L} \left(\frac{L}{2} I_{1y} - I_{2y} \right)$$

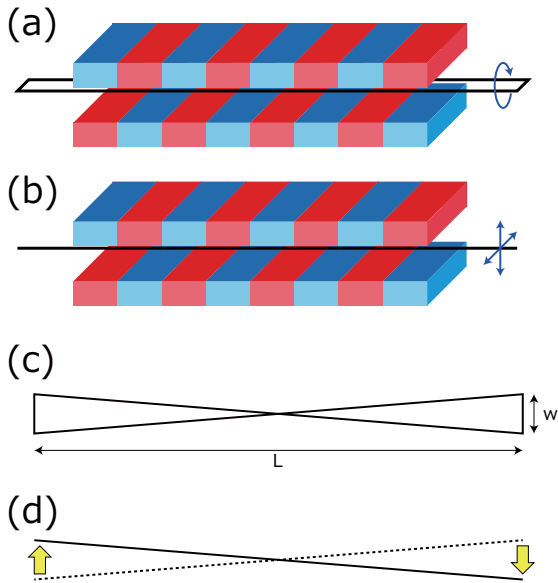


図 10: 磁場積分の測定手法。(a) フリップコイル、(b) 直動ワイヤー、(c) フリップコイルにおける二次積分測定法、(d) 直動ワイヤーによる二次積分測定法。

従って、 y 方向の二次積分は次式で与えられる。

$$I_{2y} = \frac{L}{2} I_{1y} - \frac{L}{2W} \Phi$$

即ち、図 10(c) に示すねじりコイルによって磁束 Φ を測定し、かつ通常のコイルで一次積分を求めれば二次積分を評価できる。全く同じ原理で、直動ワイヤーの上流と下流の端面を逆方向に移動してその間の誘導起電力を測定することで磁束 Φ が測定できるので、二次積分を評価できる。

2.7.2 ホール素子による磁場分布の測定

アンジュレータの磁場分布を測定するためによく使用されるのがホール効果を利用した磁場センサーである。ホール効果とは、半導体素子などに電流を印加しこれを磁場中に置くことによって、磁場と電流のいずれにも直交する方向へ起電力が発生する現象である。アンジュレータの磁場分布測定にホール素子が利用される理由は、感應部の面積を $50\mu\text{m} \times 50\mu\text{m}$ 程度まで小さくできるためであり、これはアンジュレータのように磁場勾配が大きな磁場分布を測定するために重要である。一方でホール素子には 1) 磁場の絶対値を測定でき

ない、2) ホール係数（単位磁場強度あたりのホール電圧）が素子の温度に依存する、3) オフセット電圧（磁場が 0 のときのホール電圧）が時間的にドリフトする、などの欠点がある。これらの欠点を克服するために、以下の準備や対策が取られている。

1) 絶対磁場の測定については、磁場強度とホール電圧の関係を予め較正しておく。このためには、磁場の絶対値を精度良く測定するための別の磁場センサーが必要である。よく利用されるのが、核磁気共鳴（NMR）を利用した絶対磁場測定用のセンサーである。このセンサーは極めて精密に磁場の絶対値を測定することができるが、測定対象となる磁場が広い範囲にわたって均一であること（100ppm/cm 程度）と、測定に時間を要すること（数秒程度）から、アンジュレータの磁場測定自体には利用できない。較正データの例を図 11 に示す。このセンサーの場合は、1T の磁場を印加すると 0.1V のホール電圧が得られる。ちなみに制御電流は 10mA である。

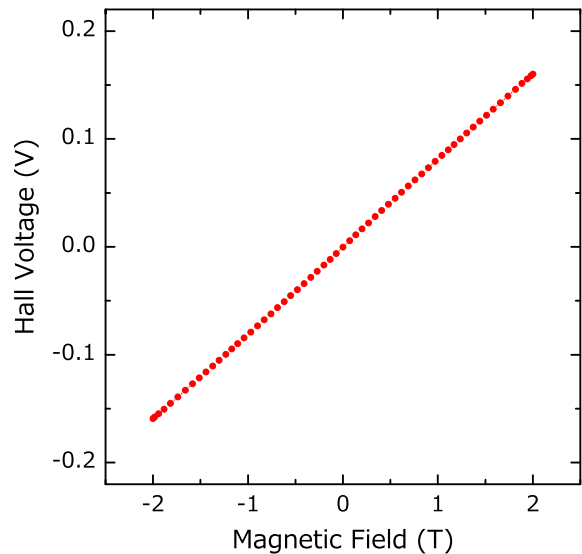


図 11: ホール素子の較正曲線測定例。

2) ホール係数の温度依存については、2通りの手法がある。ひとつは、ホール素子自体の温度を安定化する手法である。この場合は、ホール素子をヒーターと温調器で温度を安定化させた環境に設置して磁場測定を行う。他方は、異なる温度で較正曲線を測定しておく、即ち、磁場 B と温度 T の関数としてホール電圧を測定しておく。そして、

磁場測定中のホール素子の温度を測定し、作成しておいた2次元の校正テーブルから磁場強度を求めるという手法である。SPring-8では、例えばクライオアンジュレータなどの低温環境下などでの測定にも対応するように、後者の手法を採用している。

3) オフセット電圧のドリフトについては、以下の手法によって補正する。まず、測定された磁場分布を z 方向に積分することによって、磁場積分を求める。この磁場積分は、オフセット電圧のドリフトやその他の測定誤差が全て積算されるため、前節で解説したワイヤーやコイルなどによる測定値よりも精度が悪い。逆に言うと、2つの手法で求められた磁場積分値の相違がオフセット電圧の誤差であると考えて良い。従って、これらの差を取り、適切な操作をすることでオフセット電圧を補正することができる。

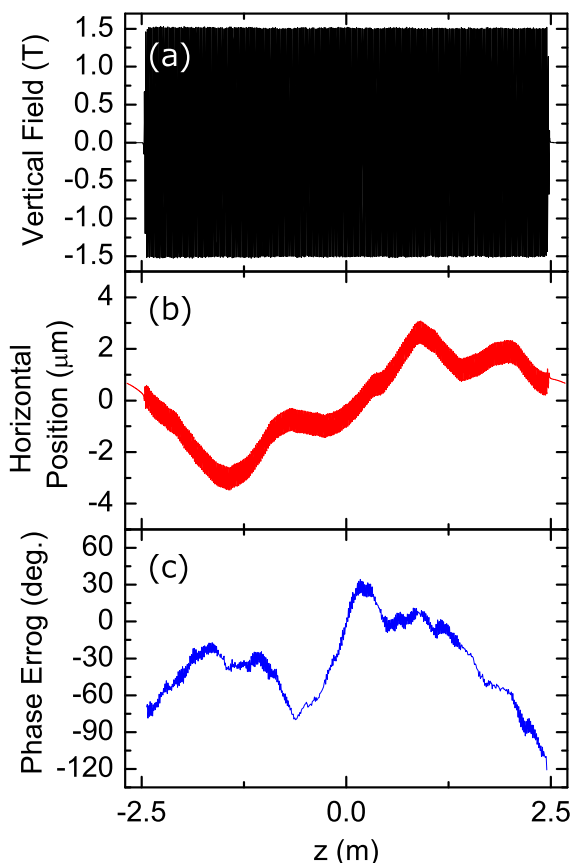


図 12: ホール素子による磁場分布測定例。(a) アンジュレータ軸に沿って測定された磁場分布と、測定データから計算された (b) 水平電子軌道、及び (c) 位相誤差。

SACLA アンジュレータについて実際に測定された磁場分布と、これを電子ビームの水平軌道及び位相誤差に換算したものを図 12 に示す。測定時のギャップは 3.5 mm であり、平均磁場振幅は 1.47T であった。磁場分布を見る限りはっきりとしない誤差磁場が、電子軌道誤差や位相誤差に換算することで修正すべき誤差として明確に表れている。これらは次節で説明する磁場調整によって補正される。

2.7.3 その場ソーティングによる磁場調整

アンジュレータにおける磁場調整とは、前節で紹介した誤差磁場による軌道誤差や位相誤差を補正するためのプロセスである。理想的にはアンジュレータの磁場は完全な正弦波であることが望ましいが、実際にはこれは不可能である。そこでユーザーがアンジュレータを光源として利用する目的に応じて、可能な限り理想的な磁場に近づけるように調整する。例えば、アンジュレータ放射光のスペクトルでは、基本波長 λ_1 だけではなく、その高調波に相当する波長 λ_1/n においてもピークが表れる。仮にユーザーがこれらの高調波でかつ次数の高い光を利用する場合には、位相誤差を可能な限り抑制する必要がある。これは n 次高調波における位相誤差は、基本波におけるその n 倍となり、その影響を受けやすいからである。

磁場調整には様々な手法がある。最も容易なものは、例えば磁場強度の弱い磁石ユニットの表面に磁性体の薄板(シム)を貼付する手法である。これによって補助的な磁場を発生する。また、磁石列の下部にシムを挿入することでも可能である³。これは磁石列が大気中に設置されている通常のアンジュレータでは最も一般的な手法であり、古くから利用されている。このため、磁場調整のプロセスを一般にシミングなどと呼ぶことが多い。一方この手法は、次節で説明する真空封止型アンジュレータでは利用することができない。これは真空中に設置される磁石列へシムを貼り付けるための接着剤が利用できないこと、またシミングによって磁石列に作られる表面の凸凹がさまざまな悪影響をもたらす(例えば実効的なギャップが損なわれ

³但しこの場合には多極磁場と呼ばれる、特に蓄積リングの安定運転を阻害する要因を補正することは困難である。

る)ことなどが要因である。そこで SPring-8 ではシミングの代わりに「その場ソーティング」と呼ばれる手法を利用している [12]。その場ソーティングでは、永久磁石列を較正する磁石ユニットを再配置することによって、各種誤差を補正する。ここで「その場」という枕詞を用いる理由は以下の通りである。

磁石列を構成する個々の磁石ユニットの磁場強度などの測定に基づく通常のソーティングでは、例えば測定誤差(時に人為的要因を含む)や永久磁石の比透磁率が完全には1でないことによる(即ち、重ね合わせの定理が完全には適用できないために発生する)誤差磁場までは補正することができない。そこで SPring-8 におけるアンジュレータの磁場調整では、このような通常のソーティングには比重を置かず、最低限の選別(平均的な磁場性能から大きく逸脱した磁石ユニットの排除)のみを行う。この後、磁石ユニットを組み立てて磁石列を完成し、これを架台に設置することでアンジュレータとして一旦完成した後に、精度の良い磁場測定を行う。このようにして測定されたデータを元に永久磁石ユニットの再配置を行うが、磁石列を元の多数の磁石ユニットへ分解するわけではなく、磁場データを解析した結果、必要と判断された磁石ユニットのみについて反転や交換を行う。すなわち、磁石列は「その場に=架台に」設置した状態で、最低限必要な磁石ユニットの再配置を行い、その効果を確認するために磁場測定を行う。一回で再配置を行う磁石ユニット数は高々10個程度であり、1回の再配置だけで必要な磁場性能を達成することはできないため、測定及び再配置というプロセスが多数必要となる。

一見したところこの手法は非効率に思われるかもしれないが、アンジュレータとしての磁場性能を確認しながら位相誤差や磁場積分が仕様を満たすように再配置(即ちソーティング)を繰り返すため、確実に目標の磁場性能を達成することができる。もちろんこのためには適切なデータ処理の手法と、磁石ユニットの再配置を効率的に実行する手法が確立されている必要がある。今日では、SPring-8 における標準的なアンジュレータの磁場調整はおおよそ2週間程度で完了する。

その場ソーティングによる磁場調整による磁場

性能の改善例を図13に示す。

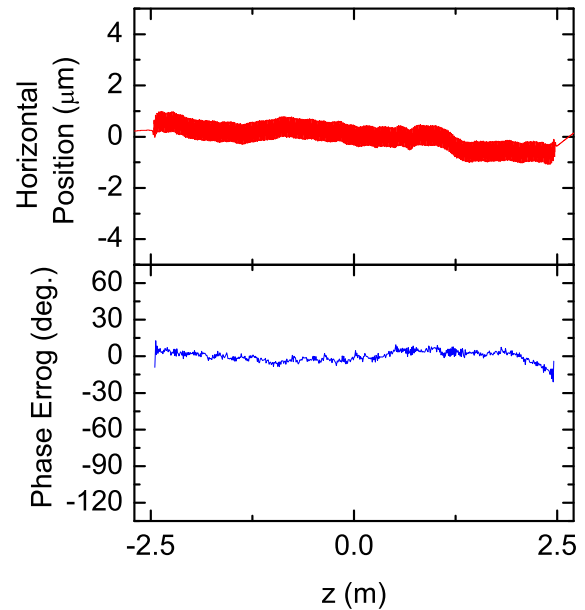


図13: 磁場調整による軌道誤差(上段)及び位相誤差(下段)の改善。図12(b)及び(c)と比較して、いずれも大きく改善されていることが分かる。

3 真空封止型アンジュレータ

前節では、磁石列が大気中(真空槽の上下)に設置される一般的なアンジュレータについて解説した。一方 SACLA では、これとは構造が異なる、真空封止型アンジュレータと呼ばれる特殊なアンジュレータ [13]-[15] が設置されており、SACLA の特徴の一つとなっている。本節ではこのアンジュレータの利点や構造の詳細などについて解説する。

3.1 利点

真空封止型アンジュレータとは、通常は大気中に設置される磁石列を真空槽内部に設置し、より狭いギャップまで磁石列を閉じることによって磁場強度を改善するアンジュレータ手法である。まず、その利点について簡単に解説する。

蓄積リングでも直線加速器でも、電子ビームが安定的に(即ち周囲の環境と干渉すること無く)ビームダクトを通過することのできる最小開口は決まっている。蓄積リングの場合は、入射効率や

ビーム寿命から最小開口が決まる一方、直線加速器では電子ビームが磁石列によって削られるためにおこるビーム損失や永久磁石の減磁などがの上限值が最小開口を決める。この最小開口を h_{min} としよう。磁石列が大気中に設置されている場合、磁石列の最小ギャップ g_{min} は次式で決まる。

$$g_{min} = h_{min} + 2(t_d + d_{sp})$$

ここで、 t_d は真空槽壁の厚さであり、 d_{sp} は真空槽と磁石列の間に必要なクリアランスである。通常、 $t_d + d_{sp}$ は 2 mm 程度である。一方、磁石列が真空中に設置されている場合、原理的には最小開口 h_{min} までギャップを閉じることが可能である。即ち、大気中に設置されている場合に比べて 4mm 程度ギャップを閉めることができる。このことによる磁場の増強は非常に大きく、磁場振幅のギャップ依存を示す因子 G_n (2.1.2 節参照) が指数関数で表されていることを思い出せば、例えば SACLA アンジュレータにおける周期長 18mm の場合には、

$$e^{2\pi(t_d+d_{sp})/\lambda_u} = e^{2\pi \times 4/18} \sim 2$$

であり、2 倍もの磁場増強が得られる。この磁場増強効果は特に周期長が短い程顕著であり、短周期アンジュレータにおいて標準的に真空封止型アンジュレータが採用される要因となっている。

3.2 構造の概略

図 14 に真空封止型アンジュレータの構造を示す。駆動架台部分については一般的なアンジュレータと共通であるので、これ以外の真空槽やその内部の磁石列について示す。

3.2.1 ベローズシャフトと真空内ビーム

真空槽内部に設置された磁石列は 2 種類のビームによって保持されている。一つは既に述べた鋼製ビームであり、これは大気中に設置されており、駆動架台のボールネジと連結されている。他方は磁石ユニットを保持するための真空槽内部に設置されたビームであり、その材質には通常、アルミニウム合金が採用される。これら真空槽内外に設置された 2 つのビームは、ベローズシャフトと呼ば

れるコンポーネントで連結される。これはベローズニップルの内部に剛性の高いシャフトを収納した機器であり、ギャップの開閉に応じてベローズが伸縮する。

剛性の高い鋼製ビームに磁石列が直接固定される一般のアンジュレータとは異なり、真空封止型アンジュレータにおける磁石列はベローズシャフトを介して鋼製ビームと連結される。即ちベローズシャフトの位置が磁石列の固定点を決定する。言い換えるとベローズシャフト間の領域にある部分には束縛力が働かず、磁場吸引力によって変形する。これによる系統的な誤差磁場が大きい場合には、 z 方向に沿ってベローズシャフトの数を増やすことで支持点の間隔を狭くする必要あるが、この場合には精密な加工精度を要求する部品 (ベローズシャフト) 点数が増加するだけでなく、組立の工程を複雑化する。従って、過度にベローズシャフトの数を増やすのではなく、光の利用者の要望に応じて臨機応変に設計をする必要がある。

3.2.2 リニアガイド

また、ベローズシャフトと鋼製ビームの間には z 方向にスライドするリニアガイドが挿入されており、加熱排気をする場合の熱膨張の違いによる機械負荷を逃がす役割を担っている。ちなみに直線加速器などのように真空度に対する要求が高くなく、このため加熱排気が必要でない場合でも、周辺温度の変動による熱膨張の変化に対応するためリニアガイドは必要である。ちなみに、ギャップの z 方向に沿った均一性は、真空内外の 2 つビームの平面度とベローズシャフトの製作精度に依存する。

3.2.3 冷却水

真空封止型アンジュレータでは、永久磁石が熱的に絶縁された真空槽内部に設置されているので、後述するウェイク場や、(蓄積リングの場合は) 上流側からの放射光による熱からの入熱によって温度が上昇する可能性がある。永久磁石は 10^{-3} 程度の温度係数を持つので、温度が上昇すると磁場が変化する。これは、放射光施設の場合には波長の変動を、XFEL ではレーザー増幅率の低下を引き

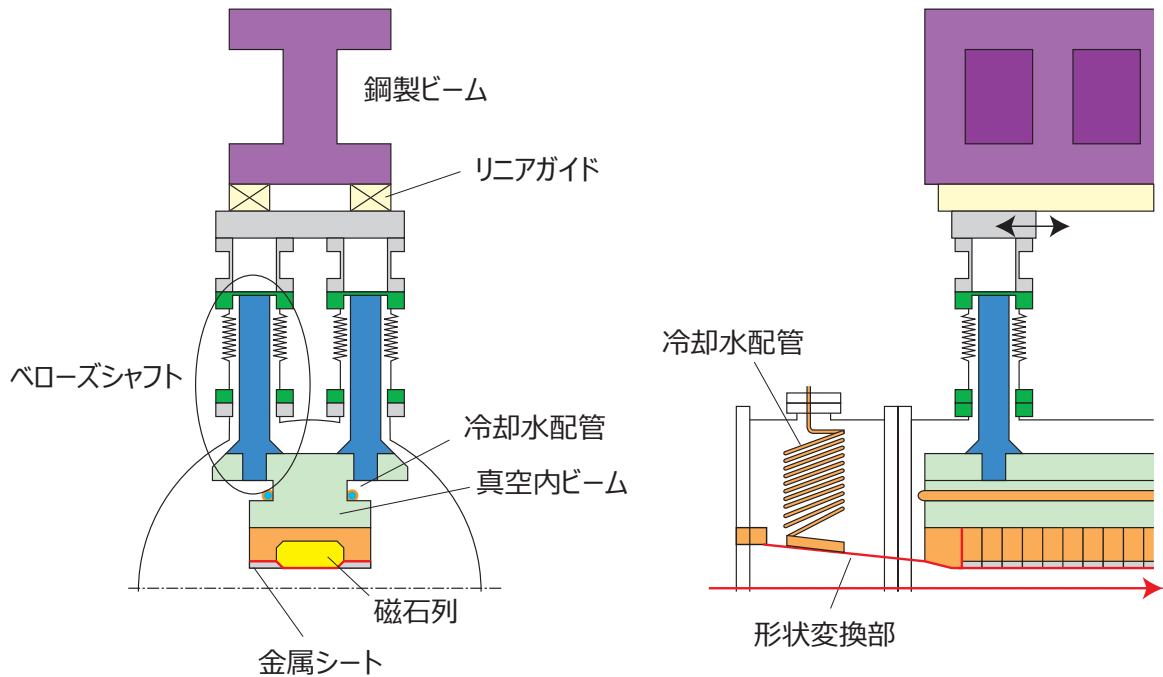


図 14: 真空封止型アンジュレータの構造。

起こす。このような問題を避けるために、永久磁石列には冷却水が取り付けられており、精度 ± 0.1 で温度安定化制御がなされている。

3.2.4 インピーダンス軽減用金属シート

アンジュレータの磁石列を校正する永久磁石ユニットの間には、短いながらも若干のスペースがある。言い換えると、永久磁石の製作公差は必ずマイナス側と決められている。これは、決められた周期で精密に磁石ユニットを並べるためと、2.7.3 節で解説したその場ソーティングによる磁場調整を可能にするためである。このため、永久磁石列の近傍を通過する電子ビームにとっては、多数の隙間がビーム軸に沿って並んだ様に見える。これは、インピーダンスが増加する、言い換えると、電子バンチの通過による発生するウェイク場が増大することを意味する。そこで通常は、磁石列を金属製のシートによって覆うことによって、インピーダンスを軽減する。材質としては $50\mu\text{m}$ 程度の厚さの銅に $30\mu\text{m}$ 程度の厚さでニッケルメッキを施したものが利用される。ニッケルメッキを行う理由は、ウェイク場や上流側からの放射光による熱を除去するために、発生する磁場吸引力によって

冷却されている磁石列と十分な熱的接触を得るためである。

3.2.5 形状変換部

形状変換部は、磁石列端面における長方形の断面と、真空ダクトの楕円あるいはレストラック形状とを電氣的に滑らかに接続するためのコンポーネントであって、厚さ 0.1mm の柔軟性のあるベリリウム銅製のフォイルを両端に固定することによって、ギャップ開閉の動作に追随するように設計されている。また蓄積リングに設置される場合、条件によっては熱負荷が大きくなることがあるので、冷却水が配管されている。

3.3 超高真空を可能にする技術

真空封止型アンジュレータを実用化するためには様々な技術が必要である。中でも重要なものは、本来超高真空環境には適さない永久磁石⁴を真空槽内部に設置した状態で、蓄積リングの運転が可能

⁴永久磁石は焼結体である上、熱的にデリケートな扱いを要する。

能な超高真空環境を実現するための各種技術である。以下の節でこれらについて解説する。

3.3.1 磁石コーティング

前述したように永久磁石は焼結体である。言い換えると、(内部に無数の孔が存在する)ポラス構造をしている。このため、表面積が非常に大きくなり、そのまま真空槽に設置すると大量を脱ガスを発生するため、超高真空環境を実現することは困難である。そこで、磁石表面を窒化チタンによってコーティングすることによって脱ガス量を大幅に軽減している。窒化チタンは硬度が高い安定な物質で、工具などのコーティングに用いられる。永久磁石のコーティングに用いられる窒化チタンの膜厚は約 $5\mu\text{m}$ である。

3.3.2 加熱排気

加熱排気とはベークングとも呼ばれる超高真空環境を実現するためのプロセスのうちの一つである。真空槽内部に設置されたコンポーネントを100以上で熱することで、表面に吸着している残留分子を除去するために行う。加熱排気自体は加速器機器や表面分析装置などでも行われる一般的な手法であるが、真空封止型アンジュレータで行う際に特に注意を要することは、内部に設置された永久磁石を、加熱排気が有効である程度の高い温度にまで加熱する一方で、その磁場特性が変化しない程度の低い温度に保持する必要があるということである。

SPring-8で標準的に行われている加熱排気における永久磁石の温度は125である。これは一般的なネオジム磁石のキュリー温度300よりも遙かに低い。また、一般的にステンレス製の真空槽と、磁石列を保持しているアルミニウム合金製の真空内ビームの熱膨張の差による機械的な負荷が大きくなるように、双方の温度を精密に制御する必要がある。熱的に絶縁された真空槽内部に設置された永久磁石の温度を制御するために、加速器運転時には冷却水を循環するために用いられる銅配管に、永久磁石よりも僅かに温度の低い熱

水を循環させる⁵ことで精密な温度調整を行っている。

ちなみにSACLAでは真空度に対する要求が緩い(SPring-8と比較して2桁程度)ため加熱排気は必要ない。

3.3.3 永久磁石エージング

エージングとは、アンジュレータの磁場測定や調整を実施する前に、加熱排気の際に設定される温度よりも僅かに高い温度(例えば140)まで磁石列を加熱し、かつ一定時間保持する作業を指す。エージングを行う理由は、永久磁石を前もって高温まで加熱して痛めつけることで、その後必要となる加熱排気の際に起こる熱減磁を無視できるレベルにまで軽減することにある。

3.4 放射線減磁

永久磁石は放射線に照射されることで減磁することはよく知られている。加速器収納部という放射線量が高い環境に設置されるアンジュレータ、特に電子ビームの近傍にまで永久磁石が接近する真空封止型アンジュレータでは、特にその影響が懸念される。

このためSPring-8では、アンジュレータに利用される永久磁石の放射線減磁を定量的に評価するための各種実験が行われた。この結果として、放射線減磁に対する永久磁石の耐性は保磁力に依存する、即ち、保磁力の高い磁石ほど減磁率が低いことが明らかとなった[16]。この結果を受けて、真空封止型アンジュレータに利用される永久磁石は、保磁力が2000kA/m以上のものが利用されている。また、3.3.3節で述べたエージングが、耐放射線特性を改善するのにも有効であることが確認された[17]。このことは、超高真空環境に対応するための処理が、結果的に放射線対策にも有効であるということを示している。実際、SPring-8におけるこれまでの運転経験からは、スペクトルの形状に変化が現れるほど著しく減磁したという事例は確認されていない。

⁵実際には、循環を制御するバルブの開閉状態を制御している。

3.5 その場磁場測定

本節では、SPring-8 で開発された新たな磁場測定手法 [18, 19] について解説する。これは「その場磁場測定」と呼ばれ、特に真空封止型アンジュレータの短周期化には必要不可欠なものである。

3.5.1 その場磁場測定とは？

最初に、「その場磁場測定」が開発された背景について説明する。

2.7.2 節で説明したホール素子による磁場分布の測定は、石定盤製のストロークの長い長尺ステージのテーブルに 2 軸ステージを設置し、これにホール素子を保持するアームを取り付け、ホール素子の感应部中心とをアンジュレータの磁場中心を一致した状態で長手 (z 軸) 方向に掃引することによって行う。図 15 に測定の様子を示す。

テーブルを z 軸方向へ移動させる際のピッチング (x 軸周りの回転)、ヨーイング (y 軸周りの回転) 及びローリング (z 軸周りの回転) は、ホール素子の位置変動を起し、特にローリングがもたらす y 方向への位置誤差によって、式 (2-1) に従って本来の値 (中心磁場) よりも高い値が測定値として系統的に記録される。これは見かけ上大きな位相誤差を発生する。

高い剛性と機械精度を持つ石定盤製の長尺ステージが利用される理由は、このようなホール素子による位置誤差を避けるためであって、アンジュレータを長尺ベンチの隣に設置した後に長尺ステージを最アラインメントすることによって、ホール素子を 5 m 程度 z 方向に移動するときの x 及び y 方向への位置変動を $30 \mu\text{m}$ 以内に抑えることができる。これは周期長 18mm のアンジュレータのときの磁場測定誤差に換算すると 50ppm 程度であり、ほとんど無視できる程度の値である。

このように、石定盤製の長尺ステージを利用することで精度の高い磁場測定が可能となる。一方でこの手法は、真空封止型アンジュレータに適用できない。即ち、真空槽内部に磁石列が設置された状態ではホール素子のアームを磁石のギャップ面に挿入できないため、磁場測定は不可能である。そこで、真空封止型アンジュレータの製造過程では、真空槽を駆動架台に設置する前に磁石列のみ



図 15: 高剛性かつ精密な石定盤に基づく従来型磁場測定ベンチ。

を架台に設置し、その状態で磁場測定や磁場調整を行う。その後、磁石列を一旦取り外した後に真空槽を設置し、磁石列を再度真空槽内部に設置する、という工程を採用している。しかしながらこの場合には、磁石列を脱着作業した後の磁場分布の再現性を確認する手段がなく、仮にこの過程で著しい磁場誤差が生じたとしても、これを検知することは不可能であり、従って補正することもできない。言い換えると、真空封止型アンジュレータの磁場性能を担保するためには、磁場測定及び磁場調整の時の磁石列の設置状態を再現することが不可欠である。

図 16 に、磁石列の脱着作業によって起こる可能性のあるギャップ誤差を模式的に示す。図 16(a) は磁場調整直後の状態であって、 z 方向に沿ってギャップが均一に保たれている。実際にはこの図のように磁石列のギャップ側の面が完全に均一というわけではなく、真空内ビームの製作誤差や各磁石ユニットの磁場のばらつきがうまくキャンセルされることによって、位相誤差という観点で見た磁場性能が仕様を満たすように磁場調整された状態である。さて、真空槽を設置するために、一旦

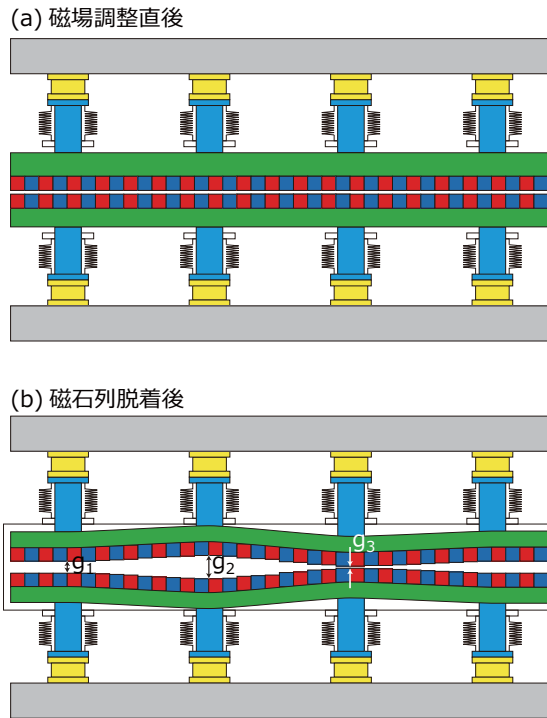


図 16: 磁石列の脱着によるギャップ誤差の発生。

磁石列を撤去した後、設置された真空槽の内部に磁石列を再度設置した状態が図 16(b) である。例えばこの場合では、左から 2 番目のシャフト位置におけるギャップ g_2 は平均的なギャップよりも広く、3 番目のギャップ g_3 は狭い。このため、前者の付近では磁場が弱く、後者の付近では磁場が強い。このような広範囲にわたる磁場の強弱は位相誤差を著しく劣化させる。また、磁場強度のギャップ依存の因子 G_n の表式を思い出せば、短周期のアンジュレータほどこの影響は大きいことがわかる。

SPring-8 における標準的真空封止型アンジュレータの周期長は 32mm と比較的長いため、上記の問題が顕著に現れることはなかった。しかしながら、SACLA において周期長 18mm の真空封止型アンジュレータを光源として採用するにあたり、真空槽脱着作業による影響を確認するという目的のためだけではなく、加速器収納部に設置した後の磁場分布の最終的な確認や、ビーム運転後に、減磁や機械的な故障などの何らかの原因でレーザー発振が停止した場合の原因究明を容易にするために、磁石列を真空槽内部に設置した状態で（即ち、In-situ = その場で）磁場分布を測定する技術が必要であるという認識が生まれたのである。

SPring-8 ではこの磁場測定手法の開発に数年前から取り組み、レーザー計測による動的アライメントを導入することで、精度の高いその場磁場測定を可能にするとともに、可搬性に優れたコンパクトな装置を開発した。これは SPring-8 では SAFALI と呼ばれている。次節でその原理について解説する。

3.5.2 SAFALI の原理

従来型の磁場測定装置における石定盤の役割は、 z 方向へホール素子を移動する際に生ずる x 及び y 方向への位置変動を抑制する点にあった。言い換えると、そのような位置変動を動的に補正することができさえすれば、石定盤に基づく長尺ベンチは必ずしも必要なコンポーネントではない。この基本コンセプトをベースにして、SPring-8 で開発された磁場測定装置の概要を図 17 に示す。

この測定装置では、コンパクトなガイドレールを真空槽内部に設置し、これをガイドにしてホール素子を z 方向へ駆動する。そして、 $\phi 5\text{mm}$ 程度まで拡大したレーザー光を真空槽外部から導入し、ホール素子モジュールに取り付けられた径 2mm のアイリスを照射する。アイリスによって切り取られたレーザースポットの重心位置を、下流側に設置された光位置検出器（Position Sensitive Detector: PSD）で測定することにより、 z 方向へ移動中のホール素子の、 x 及び y 方向への位置変動を測定する。真空槽内部に設置されたガイドレールは、何力所かで 2 軸ステージによって保持されており、移動中のホール素子位置変動を補正するようにガイドレールの位置を制御する。こうすることによって、ホール素子感应部の中心位置とアンジュレータの磁場中心とが常に一致することを担保する。さらに、 z 方向におけるホール素子の位置は干渉計を利用したレーザー測長器により測定する。

本装置は、Self-Aligned Field Analyzer with Laser Instrumentation の頭文字を取り、SAFALI と命名されている。また、既存のアンジュレータ磁気回路を用いた各種試験の結果、SAFALI による磁場測定で、石定盤を利用する従来の測定手法と同程度の精度が得られることが確認されている。

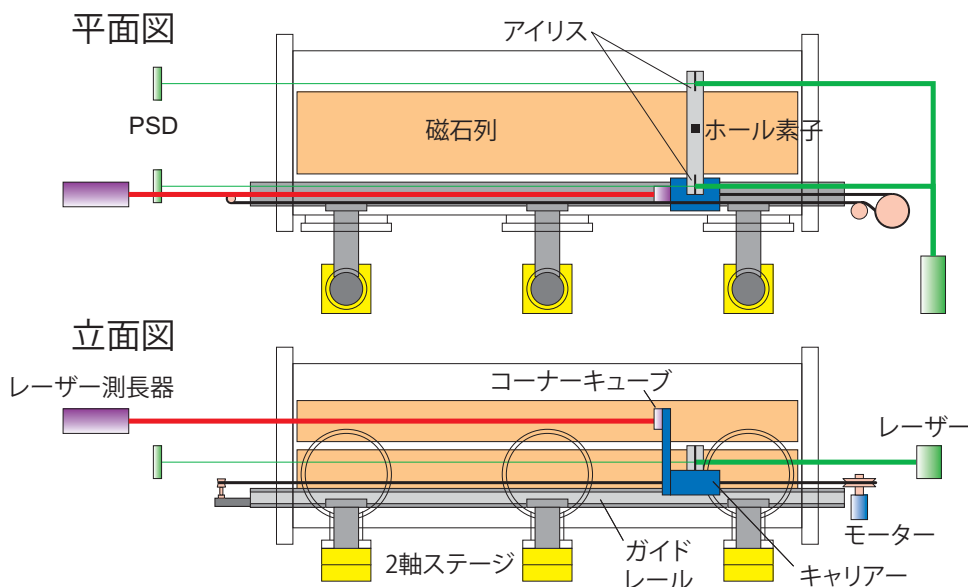


図 17: その場磁場測定システム SAFALI の概要。

3.5.3 磁石列脱着の影響の実測例

前述したとおり、その場磁場測定の本来の目的は、真空封止型アンジュレータにおける磁石列脱着作業による磁場特性変化を測定することにある。ここでは、SACLA 用アンジュレータのプロトタイプ機を利用して行った試験結果について述べる。

まず真空槽を設置する前に、従来の測定手法による磁場測定及びそれに基づく磁場調整を行った。この後、磁石列を一旦取り外して真空槽を設置した後、内部に磁石列を再度設置し、SAFALI の各種機器を装着して磁場測定を行った。それぞれの磁場測定の結果を、測定された磁場分布から計算された位相誤差として図 18(a) 及び (b) に示す。磁場調整直後で 3.3° であった位相誤差（標準偏差）が、磁石列の脱着作業により 7.2° まで悪化していることがわかる。

この原因を調査するために位相誤差の形状を解析すると、磁石列のギャップに微妙な差異が生じていることが確認された。これは、SACLA 真空封止型アンジュレータでは、磁石列が 5 m の一体物ではなく、3 つのユニットに分割され、それらを支える駆動架台の支柱と、ギャップ開閉を行うボールネジが総形でそれぞれ 6 本あるため、ユニット毎にギャップのオフセットやテーパが生じているためであると考えられる。このためこれらのオフセットやテーパを、ボールネジによる支持点にお

ける磁場振幅をホール素子で監視しながら、ボールネジの回転角を微調して補正することを試みた。この結果、位相誤差は図 18(c) に示すように、磁場調整直後（磁石列脱着作業前）のと同程度にまで回復することが確認された。このことは、仮に磁石列脱着によって磁場特性が劣化したとしても、精密な測定とこれに基づく機械的補正を施すことによって、本来の磁場特性に修正が可能であることを示している。

上記のことから、SACLA では光源収納部に設置された 18 台のアンジュレータについて、その場磁場測定を実施するとともに、必要に応じて調整を行っている。

4 アンジュレータコミッションング

XFEL で利用されるアンジュレータは、オンゲストローム領域において出力飽和（[8] 参照）を達成するために、全長で 100 m にも達する。実用的な観点から、このような長いアンジュレータは多数のセグメントに分割される。これは、アンジュレータ自体の製作を容易にするためだけでなく、各セグメントの間に収束磁石やビーム診断機器を設置するためにも必要である。分割された個々のアンジュレータは通常の長さのアンジュレータと同等であり、従来の手法によって位相誤差や軌道

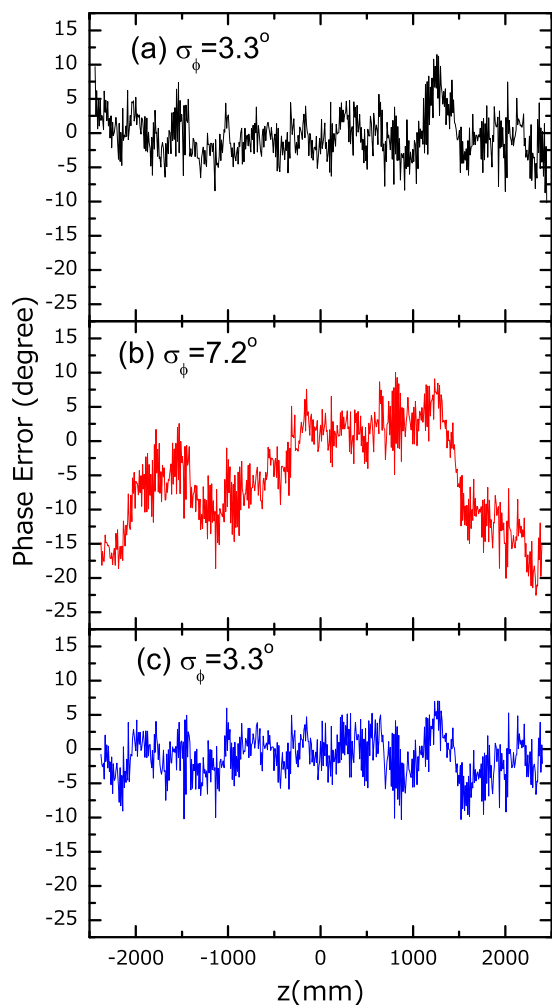


図 18: SAFALI による磁石列脱着の位相誤差への影響。(a) 磁場調整直後、(b) 磁石列再設置後、(c) ボールネジ調整後。

誤差を補正し、理想的な状態に近づけることは可能である。一方でこのような分割構造が元凶となり、これらのアンジュレータがコヒーレントに機能することを妨げ、結果としてゲインの劣化につながる多数のエラー要因が存在する。これらの多数のエラーを除去し、理想的なレーザー増幅を得るために、アンジュレータに関連する全ての機器のアライメントや動作点の調整をまとめてアンジュレータコミショニングと呼ぶ。

アンジュレータコミショニングは加速器のコミショニングと並んでレーザー発振に向けての重要なステップである。SACLA では、アンジュレータの自発光を利用したコミショニングの手法が、最初のレーザー発振を目指す過程において

確立され [20]、安定的なレーザー出力を得るために、現在でもある期間ごとに定期的に行われている。本節ではこのコミショニングの手法について解説する。

4.1 レーザー増幅を劣化させる要因

コミショニング手法の解説に移る前に、アンジュレータの分割に伴ってレーザー増幅を劣化させる各種要因について説明する。本稿では、軌道誤差、K 値不整合及び位相不整合の 3 つの要因について説明する。

4.1.1 軌道誤差

XFEL 発振を実現するためには、アンジュレータの全長 100 m に渡って電子ビーム軌道が直線に保たれている必要がある。このために最も直接的な方法は、各ドリフト部に設置されたビーム位置モニタ (BPM) の原点が一直線に並ぶように精度良く設置し、電子ビームがこれらの原点を通過するように、アンジュレータの上下流に備え付けられているステアリング磁石の電流値を調整すれば良い。実際にはこれは非常に困難である。なぜならば、従来の機械的手法に基づくアライメントの精度は、XFEL 発振に要求される BPM の設置精度よりも悪いため、BPM の原点を参照して軌道を調整したとしても、直線性は担保されないためである。従って、別の高精度なアライメント手法を導入する必要がある。

4.1.2 K 値不整合

式 (2-7) から明らかな通り、XFEL における発振波長はアンジュレータの K 値に依存する。このため、各セグメント毎に K 値が異なると発振波長が一致せず、増幅率が劣化する。式 (2-4) から、K 値は磁場振幅 $B_{1,0}$ に比例すること、即ちギャップに対して指数関数的に依存することが分かる。また、電子の入射位置がアンジュレータの磁場中心から外れている場合、特に y 方向にずれている場合には、電子は式 (2-1) に応じて強めの磁場を感じるため、K 値は実効的に大きくなる。即ち、K 値はアンジュレータのギャップと、電子ビームが

ら測定した磁場中心位置（アンジュレータの高さ）の関数であって、これらのばらつきがK値の偏差を生む要因である。これを抑制するためには、各セグメントのK値を如何に正確に測定するかがポイントである。重要なことは、全セグメントのK値の絶対値を測定することではなく、参照となる（例えば最上流の）セグメントに対して、他のセグメントのK値が持つ相対的な誤差を測定することである。

4.1.3 位相不整合

アンジュレータの全長に渡って電子と光の位相が一致することを担保するためには、上記で述べたような、K値の精密な調整に加えて、セグメント間のドリフト部におけるスリッページ⁶による位相シフトが発振波長の 2π の整数倍となるように調整する（位相整合）必要がある。このために、ドリフト部には移相器（位相調整器）と呼ばれる装置が設置される。これは機能的には1周期分のアンジュレータと同等であり、電子軌道にバンブを作り、その振幅を調整することによってスリッページを制御する。位相整合条件が満たされない場合、即ち、極端な条件としてドリフト部において位相が反転した場合、電子は光を増幅する代わりに、光からエネルギーを奪い取って自身が加速されてしまう。これはレーザー増幅率の大幅な低下につながる。

4.2 コミッショニング目標値の設定

前節で述べたレーザー増幅率を劣化させる要因を効果的に補正するためには、それぞれの許容誤差について検討する必要がある。本節では、この目的のために行った数値計算に基づく評価について述べる。

4.2.1 ゲイン劣化の評価

まず、個々の要因によるゲイン劣化について、数値計算に基づく手法によって定量的に評価した。計算は、SPring-8で開発されたFELシミュレー

表 1: ゲイン劣化評価計算に用いたパラメータ。

電子ビームパラメータ	
エネルギー	8 GeV
有効バンチ電荷	75 pC
バンチ長 (FWHM)	20 fsec
ピーク電流	3.5 kA
規格化エミッタンス	0.7 mm·mrad
エネルギー幅	10^{-4}
アンジュレータパラメータ	
周期長	18 mm
K 値	2.18
セグメント長	5 m
セグメント間隔	6.15 m
セグメント総数	18

ションコードSIMPLEX[21]を利用し、表1に要約したパラメータを用いて行った（これらのパラメータの妥当性については[8]参照）。ちなみに、発振波長は0.124nm（光子エネルギー10keV）である。

一例として、軌道エラーによるゲイン劣化の評価方法について以下で解説する。

議論を簡潔にするため、電子軌道はドリフト部に設置されたBPMの原点を通過すると仮定する。即ち、 i 番目のドリフト部における電子ビームの水平位置は次式で与えられる。

$$x_i = R_i \sigma_x$$

ここで、 R_i は平均0、分散1のガウス乱数であり、 σ_x は標準偏差で表したBPMの位置誤差、あるいはアラインメントの精度であり、垂直方向についても同様の式が適用される。次に、さきほど定義したBPMの設置誤差を考慮に入れてFELシミュレーションを行い、レーザー出力を計算する。この数値計算プロセスを、位置誤差生成用の乱数初期値を変えながら100回繰り返す。

アラインメント精度 $\sigma_{x,y} = 10 \mu\text{m}$ のときの計算例について、レーザー出力のヒストグラムとして図19に示す。参考のため、 $\sigma_{x,y} = 0$ 、即ち軌道誤差がないときのレーザー出力0.19 mJを点線で示してある。この理想値と比較すると、 $\sigma_{x,y} = 10$

⁶光が電子を追い抜いていく距離。[8]参照。

μm という軌道誤差によって、レーザー出力の平均値は大きく低下するとともに、乱数の初期値、即ち BPM のアラインメント条件に応じて大きく変動することが分かる。言い換えると、 $\sigma_{x,y} = 10 \mu\text{m}$ というアラインメント精度の下では、運良く理想に近いレーザー出力が得られる場合もあれば、全く発振しない場合もある。従って、この値はアラインメントの精度として十分ではない。

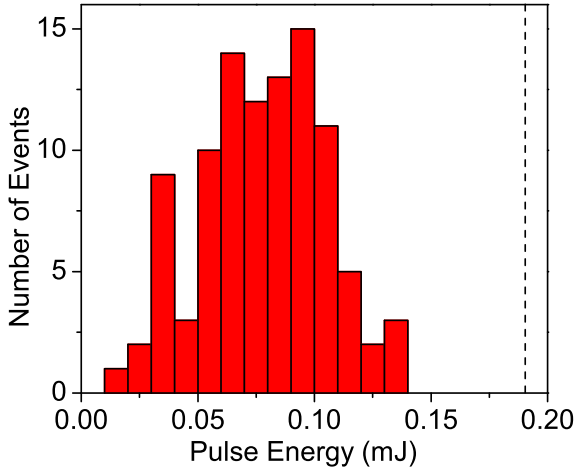


図 19: アラインメント精度 $\sigma_{x,y} = 10 \mu\text{m}$ の条件におけるレーザー出力計算値のヒストグラム。

軌道誤差によるゲイン劣化は、上記のプロセスによって計算されるレーザー出力の平均値と標準偏差を、 $\sigma_{x,y}$ の関数として計算することによって得られる。図 20 に結果を示す。ここで、 σ_x と σ_y は等しい、即ち軌道誤差は等方的であると仮定している。横軸は、BPM の設置誤差 $\sigma_{x,y}$ で示されているが、一方で軌道誤差を各アンジュレータセグメントへの入射角度 x'_i でも表すことができる。即ち、

$$x'_i = \frac{x_i - x_{i-1}}{D}$$

ここで D は隣接する BPM 間の距離である。また、 y 方向についても同様である。入射角度誤差の標準偏差 $\sigma_{x',y'}$ は $\sigma_{x,y}$ と以下の関係にあることは容易に理解できる。

$$\sigma_{x',y'} = \frac{\sqrt{2}\sigma_{x,y}}{D}$$

ここで係数 $\sqrt{2}$ は誤差伝播の法則から導出される係数である。

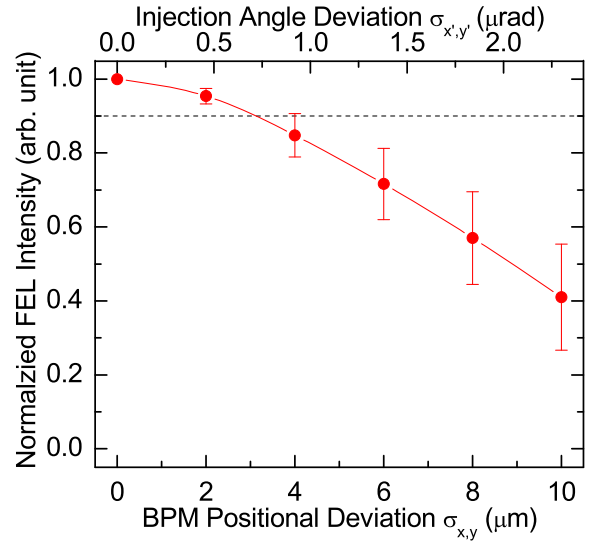


図 20: アラインメント精度 $\sigma_{x,y}$ の関数として計算されたゲイン劣化。破線は今回用いた許容誤差の上限を表す。

4.2.2 許容誤差の決定

前節で解説したゲイン劣化の評価に基づき、各種機器のアラインメントに必要な精度を求めることができる。例として、先ほど解説した軌道誤差に関する許容値あるいは必要なアラインメント精度の決定方法について説明する。

図 20 に示した通り、100 通りの軌道誤差モデルについてのレーザー出力の平均値 $\langle \mathcal{E} \rangle$ は、アラインメント精度の悪化に伴って低下する一方、その標準偏差 $\Sigma_{\mathcal{E}}$ は増大する。従って、 $\langle \mathcal{E} \rangle - 2\Sigma_{\mathcal{E}}$ で計算されるレーザー出力が、理想的な場合に期待される値と比べて、ある基準値を上回るように許容誤差の上限を設定することが合理的である。ここで強調すべきことは、 $2\Sigma_{\mathcal{E}}$ を差し引くことで、軌道誤差を含んだ FEL システムによって得られるレーザー出力が、設定した基準を上回る確率が 50% から 97.5% にまで改善されるということである。これはガウス分布の統計的性質を思い出せば容易に理解できる。

上記の議論に基づき、理想値の 90% 以上のレーザー出力を得るために必要なアラインメント精度を、ゲインを劣化させる各種要因について求めた。結果を表 2 にまとめる。K 値偏差については、高さのミスアラインメントとギャップ偏差の 2 つが要因であり、これらを合わせて 5×10^{-4} 以下でな

誤差種別	要求精度	達成精度	単位
軌道			
BPM	2.2	-	μm
入射角	0.50	0.22 (x) 0.48 (y)	μrad
K 値			
合計	5.0	1.8	10^{-4}
ギャップ	1.9	0.6	μm
高さ	60	10	μm
スリッページ	30	15	degree

表 2: SACLA アンジュレータコミッショニングにおけるアラインメントの目標値と達成値。達成値については 4.4 節を参照。

なければならない。この値は、SACLA アンジュレータの場合にはギャップで $1.0\mu\text{m}$ 、高さで $60\mu\text{m}$ という許容精度に換算される。

4.3 コミッショニング手法と結果

SACLA では表 2 に示した精度で各種機器の調整やアラインメントを行うために、レーザー強度を最適化するとともに、各セグメントからの自発光を利用する手法を確立した。本節でその詳細について解説する。

4.3.1 光診断系

アンジュレータコミッショニングに利用される診断系の概略を図 21 に示す。レーザーあるいは自発放射光は最下流のアンジュレータから 80 m の

位置に設置された可動式スリットによって成形される。その開口は測定の目的に応じて調整される。光のパワーは可動スリットの下流側に設置された、強度モニターとしても機能する光位置モニターで測定される。さらにその下流には二結晶分光器が設置され、これによって単色化された光のフラックスを光ダイオードによって測定するか、あるいはその空間分布を X 線プロファイラーで測定する。

4.3.2 軌道アラインメント

ドリフト部に設置された BPM を用いて電子軌道を直線にアラインメントするためには、全ての BPM が $\pm 2\mu\text{m}$ 以内の精度で（表 2 を参照）一直線上に並んでいなければならない。これは従来の手法に基づくアラインメントのみでは不可能であるため、別の手法を用いて軌道の直線性を改善する必要がある。

LCLS では、電子ビームのエネルギーを変化させて BPM の応答を測定し、これを解析することによって直線軌道上からの BPM の位置誤差（オフセット）を割り出す、Beam Based Alignment と呼ばれる手法を確立し、軌道の直線性を保つために定期的に行われている。この手法では、132 m のアンジュレータライン全体にわたって誤差 $5\mu\text{m}$ 以下という軌道直線性が達成されているが、電子のエネルギーの変更や、多数の BPM データの取得とこれに基づく複雑な数値解析が必要である。さらに、各々の BPM は、分解能、再現性及び直線性という観点から高度に信頼できるものでなければならない。

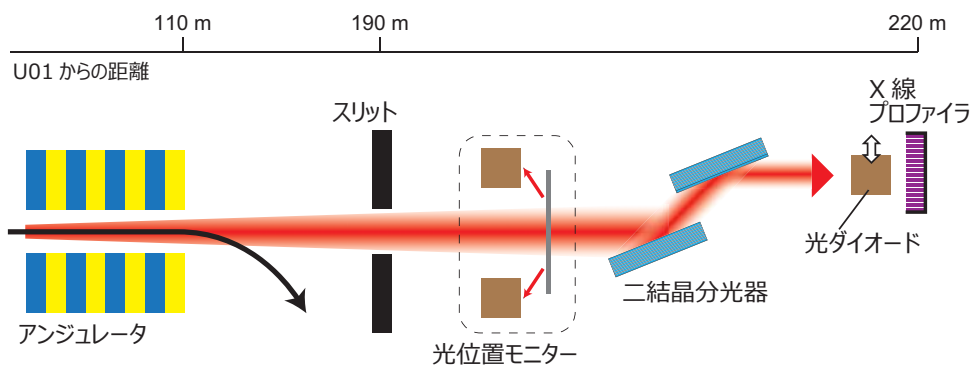


図 21: アンジュレータコミッショニングに利用された SACLA の光診断系。

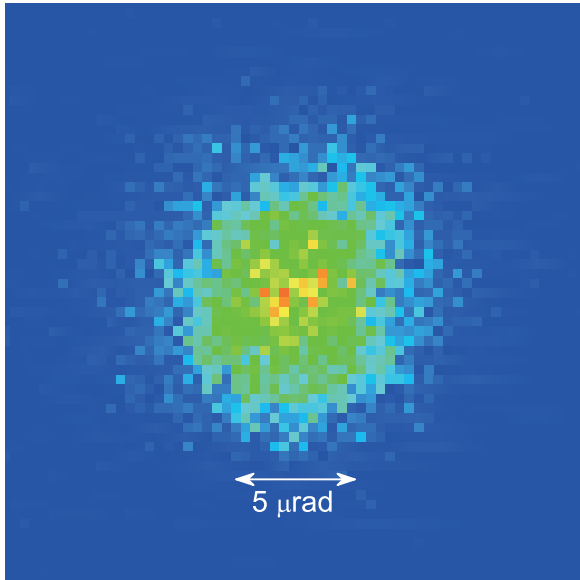


図 22: アンジュレータ第一セグメントからの、単色化された自発放射光の角度分布測定例。

一方 SACLA ではよりシンプルで直接的な手法が用いられている。即ち、各セグメントへの電子の入射角を、結晶分光器によって切り出した(即ち単色化した)自発放射光の角度プロファイルを測定することで割り出し、上流側のステアリング磁石でこれを補正するという手法である。分光器が必要な理由は、自発光のパワーの角度分布は $\gamma^{-1} \sim 60 \mu\text{rad}$ 程度の広がりがあり、軌道アラインメントを行うために十分な角度分解能が得られないため、単色化することによってこれを数 μrad 程度まで狭くする必要があるためである。一方、分光器を利用することで検出可能な光のフラックスが大きく低下するため、この手法において最も重要なことは、X線プロファイラの検出効率である。SACLA におけるアンジュレータコミッシングの初期段階では、実験用に新規開発された光検出能力の高いマルチポート CCD が利用されていたが、その後コミッシングが進み、検出器に求められる仕様が確定していく中で、検出効率は劣るものより安価なマイクロチャンネルプレートに置き換えられた。いずれの検出器においても、図 22 に示す様に、単色化された自発放射光について、単一ショット毎に明瞭なイメージ(角度分布)を取得することが可能となっている。

また、この手法において重要なことは、光ビーム

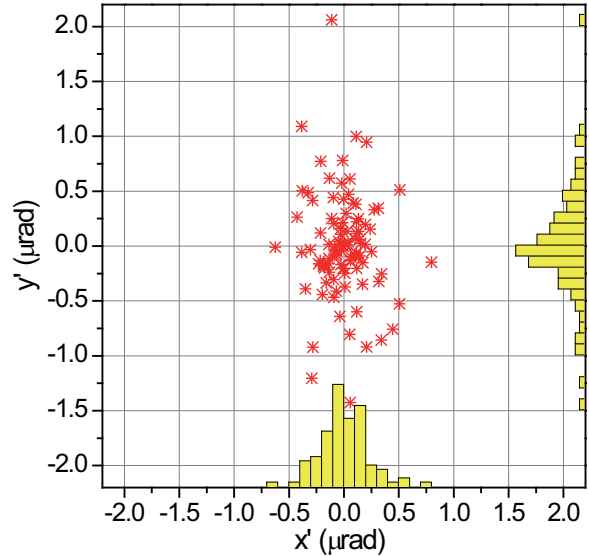


図 23: 単色化された自発放射光の角度分布の重心安定性。

の位置安定性である。図 23 に、100 ショットに渡って測定された角度分布の重心の安定性を示す。重心位置の標準偏差は、水平及び垂直方向にそれぞれ $0.22 \mu\text{rad}$ 及び $0.48 \mu\text{rad}$ であることが分かった。これは、入射角に換算した軌道アラインメントの要求精度 $0.50 \mu\text{rad}$ よりも小さい。従って SACLA における軌道アラインメントを、自発放射光の角度分布測定によって実施することは十分可能であると結論できる。ちなみにここで示した光ビームの位置安定性は、分光器の安定性(振動などによる角度変動)をも含んでいることに注意されたい。即ち SACLA では、電子ビームの位置安定性に加えて分光器の安定性にも十分な配慮がなされている。

4.3.3 K 値精密調整

2.6.1 節で解説したように、アンジュレータ軸上で測定した自発放射光のスペクトルは、エネルギー $\hbar\omega_1$ において鋭いピークを持つ。従って原理的には、軸上においてスペクトルを測定し、そのピークエネルギーを同定することで K 値を精密に測定することができる。

それでは、軸外で測定した場合はどうであろうか? 詳しい議論は [7] を参照頂くことにして結論を述べると、自発光は観測角度に応じた赤方変移を

起こす。即ち、

$$\omega_1 = \frac{4\pi c\gamma^2}{\lambda_u(1 + K^2/2 + \gamma^2\theta^2)}$$

で定義されるエネルギーピークがシフトする。このことは、スリットの開口で決まる分光器への取り込み角に応じて、スペクトルのバンド幅が広がることを意味する。従ってより精密な測定をするためには、スリットの開口を可能な限り狭くするほうが望ましいように思える。

上記の一般的な議論とは反して、SACLA アンジュレータコミッションにおいては、スリットの開口を全開し、可能な限り取り込み角を大きくしている。この理由を以下に述べる。

アンジュレータからの自発放射光のフラックスは、電子ビームの特性や観測条件などに関連する多数のパラメータの関数である。即ち次式のように表される。

$$f(\hbar\omega, K, Z, \Delta X, \Delta Y, E, \sigma_e, x, y, x', y', \sigma_x, \sigma_y, \sigma_{x'}, \sigma_{y'})$$

ここで、 $\hbar\omega$ は光のエネルギー、 Z はアンジュレータからスリットまでの距離、 ΔX 及び ΔY はスリットの開口、 E 及び σ_E は入射電子ビームの平均エネルギー及びエネルギー幅、 x, x', σ_x 及び $\sigma_{x'}$ はそれぞれ、水平方向の電子ビームの入射位置、入射角度、ビームサイズ、及び角度発散であり、垂直方向についても同様である。このように、アンジュレータ自発放射光のスペクトルは、非常に多数のパラメータに依存する。

ここで、実効的に全立体角を取り込む程度までスリットを開いた場合のスペクトルについて考察する。このような条件における光のフラックスを全フラックスと呼ぶが、これはスリットに関する条件 $Z, \Delta X$ 及び ΔY 、また 4 次元位相空間における電子ビーム特性に関連するパラメータ $x, y, x', y', \sigma_x, \sigma_y, \sigma_{x'}$ 及び $\sigma_{y'}$ には依存しなくなる。即ち、4 つのパラメータのみを含む、以下の式に帰着する。

$$f(\hbar\omega, K, E, \sigma_e)$$

この条件におけるスペクトルは、セグメント番号（即ち距離 Z ）やビームのエミッタンス、Twiss パラメータ及び入射条件には依存しない。言い換え

ると、 K 値測定の精度は電子ビームのエネルギーに関する特性 E 及び σ_E にのみに依存し、スリット開口が狭い通常の測定条件に比べて、安定かつ精密な測定が期待できる。これが SACLA において全フラックスのスペクトルから K 値を測定する理由である。

ここで、全フラックスのスペクトルを利用する長所について例を挙げて説明する。図 24(a) に、スリット開口を x, y 両方向とも 10mm に設定したときの、電子ビーム入射角によるスペクトル変化の計算結果を示す。計算には SPring-8 で開発された放射光計算コード SPECTRA を用いた [22]。

この条件ではスリット開口が十分に広く、実効的に全立体角を取り込んでいると見なせるため、スペクトルはほとんど変化しない。一方、図 24(b) に示す、スリット開口を両方向とも 0.5mm に設定したときの計算では、入射角が 0 のときに鋭いピークが得られているものの、ピーク位置やバンド幅とも入射角に対して大きく依存することが分かる。

この方式における最大の難点は、図 24(a) に示したようにスペクトル幅が広がっているため、単純なピーク検知手法が機能しないという点にある。しかしながらこの問題点は、後述する手法で簡単に克服が可能である。

ギャップ精密調整

まず、ギャップを精密に調整する手法、即ちある K 値に相当するギャップを同定する手法について述べる。この手法では、ある特定のエネルギーに分光器を設定した条件でアンジュレータギャップの関数としてフラックスを測定する。この場合、図 24(a) に見られる、基本エネルギー ω_1 に相当する高エネルギー側の急激な立ち上がり（スペクトル端）は、ギャップを閉めていくのに伴い（即ち、 K 値を大きくするのに伴い）、高エネルギーから低エネルギーへシフトする。このため、測定結果は図 24(a) を左右に反転したプロファイルとなる。そして測定結果を解析することにより、ある特定の K 値に相当するギャップを決定する。このプロセスを全セグメントについて繰り返す。最上流のセグメントに関する測定結果の一例を図 25 に示す。このときの電子エネルギーは 7.8 GeV であって、また分光器のエネルギーは 10keV に設定されている。そして式 (2-7) から、相当する K 値が 2.1

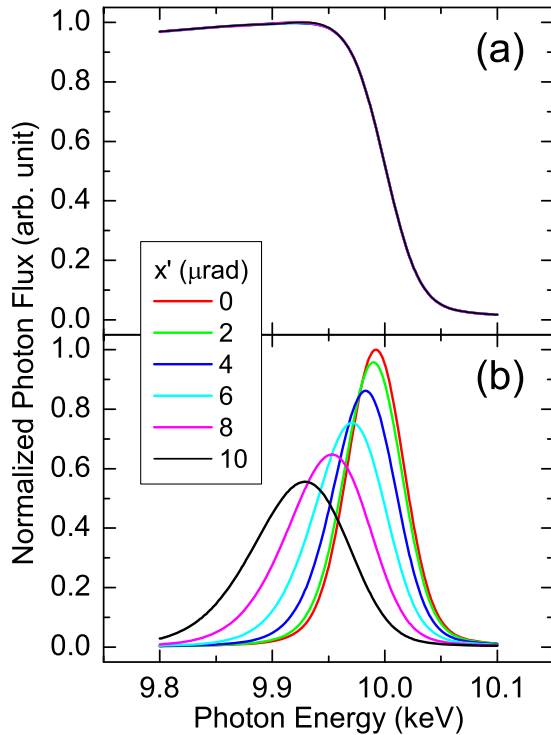


図 24: アンジュレータ自発放射光のスペクトル計算例。(a) スリット開口 10mm×10mm、(b) スリット開口 0.5mm×0.5mm。

であることが分かる。測定結果から、フラックスがギャップ 3.88 mm と 3.87 mm の間で劇的に変化していること、即ちこの近傍のギャップにおいて K 値が 2.1 に到達することがわかる。

さらに高精度にギャップを決定するために、以下のような経験式によって測定結果のフィッティングを行う。

$$f(g) = (a_1 + a_2g)\text{erf}\left(\frac{a_3 - g}{a_4}\right) + a_5 \quad (4-1)$$

ここで erf はガウスの誤差関数、 $a_1 \sim a_5$ はフィッティングパラメータであって、そのなかで a_3 がスペクトル端の中心位置を表し、従って最適なギャップ値に対応する。図 25 の実線がこの測定結果に対するフィッティング曲線であり、 $a_3 = 3.8736$ mm という解析結果が得られた。このプロセスを繰り返すことによって、全てのセグメントが同一の K 値に設定するためのギャップを決定することができる。ここで強調すべきことは、K 値の絶対値の精度自体は分光器の設定エネルギーや電子ビームのエネルギーに依存するという点であり、実は

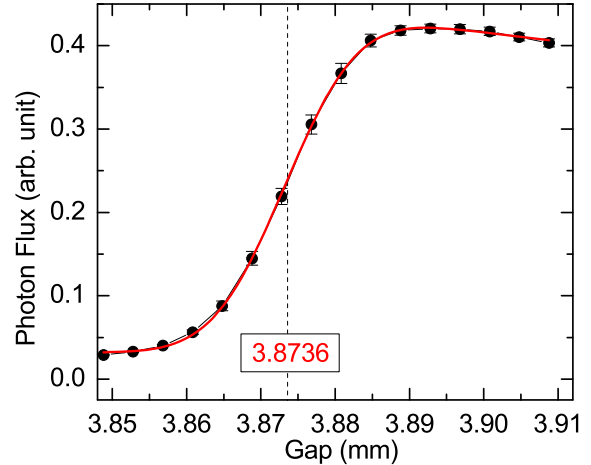


図 25: 10keV におけるフラックスのギャップを関数とした測定値 (丸印) とフィット曲線 (実線)。

さほど重要ではない。必要なことは、全てのセグメントが相対的に同じ K 値に設定される、ということである。

高さ精密調整

次に、電子ビーム軌道とアンジュレータの磁場中心を一致する、即ち高さ方向の精密なアライメントを行う方法について述べる。結論から述べると、先ほどと同様にアンジュレータの高さの関数としてフラックスを測定する。ただしギャップは先ほど決定した最適値 (パラメータ a_3) に設定しておく。電子ビームと磁場中心にオフセットがある場合、K 値は本来の値 (電子が磁場中心を通過する場合) に比べて高く、スペクトル端は低エネルギー側に位置はシフトする。即ち、フラックスが最大となったアンジュレータ高においてオフセットが 0 であると考えられることができる。

図 26 に測定結果の一例を示す。この例では、アンジュレータの磁場中心が電子軌道よりも約 0.1mm 程度高いことが確認された。このミスアライメントは、アンジュレータに備え付けられている遠隔操作が可能な昇降装置によって補正された。

4.3.4 位相整合

位相整合条件を特定するために、2 台の隣接したセグメントから放出される自発光のスペクトル特性が利用できる。図 27(a) に一例を示す。これ

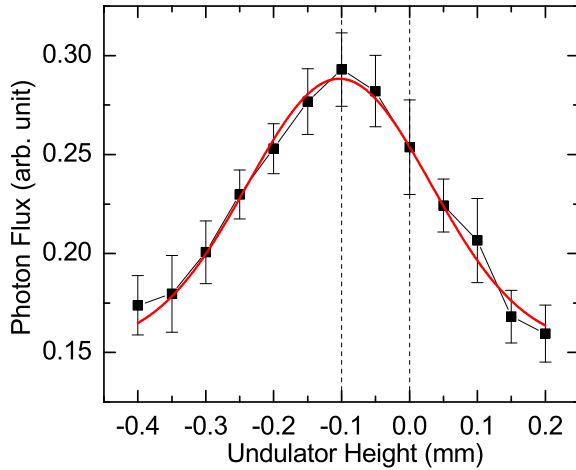


図 26: 10keV におけるフラックスのアンジュレータ高を関数とした測定値 (四角印) とガウスフィット (実線)。

はドリフト部におけるスリッページを 2 つの異なる値に設定した時のスペクトルの相違を示す。スリッページの制御は移相器のギャップによって調整できる。この図では、30.4 mm と 32.4 mm という値に設定したときについて示してある。後者の方が前者よりもスペクトル端が鋭くなっていることが分かる。

最適な移相器ギャップを調べるためには、点線で示したエネルギーに分光器を設定し、フラックスがどのように変化するかを測定する。結果を図 27(b) に示す。横軸には、移相器のギャップとともに、磁場測定の結果から評価した位相の相対的なシフト量⁷を示している。予測されるとおり、正弦波的な応答が観測されている。位相整合はスペクトル端が最も鋭いとき、即ち図 27(b) で示したフラックスが最大値を示すときであるから、この条件では移相器ギャップを 30.4 mm (あるいは 34.2 mm、39.6 mm) に設定したときであることが分かる。

4.4 アラインメント精度の評価

前節で、自発光の特性評価に基づくアンジュレータコミッションングの手法と結果について解説した。最後に、これらの手法によって達成されるア

⁷移相器ギャップが 30.4mm のときの位相スリッページからの相対的な位相シフト。

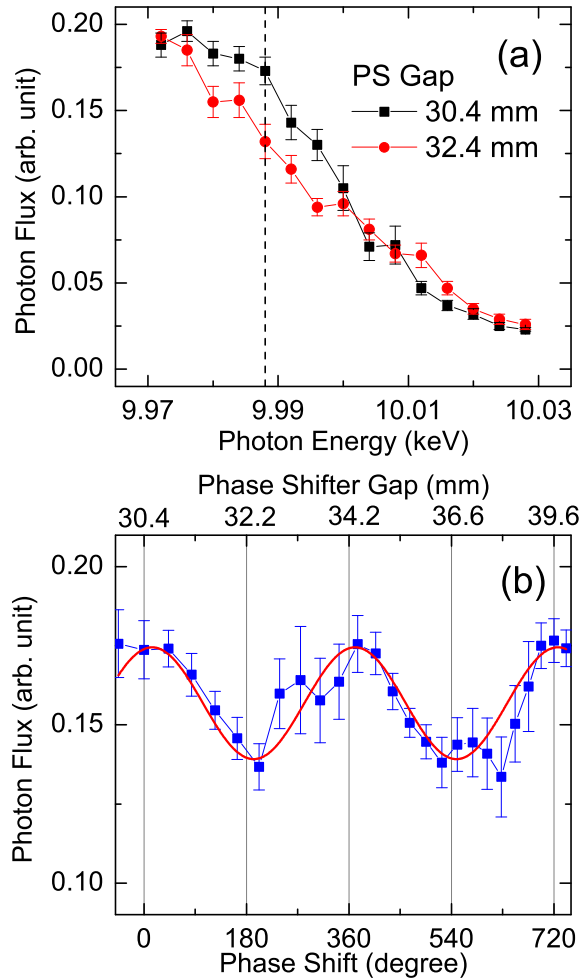


図 27: 位相整合を実現するための条件特定。(a) 移相器のギャップを 2 つの異なる値に設定したときのスペクトルの相違。(b) (a) の点線 (9.988keV) に分光器を設定し、移相器のギャップを関数として測定したフラックス。

ラインメント精度について考察しよう。言うまでもないことであるが、精度は各データ点での平均回数を増やすことによって改善することができる。一方で、コミッションングに要する時間を節約するため、またそれ以上に、加速器の長期間にわたるドリフトによる影響を避けるためには、なるべく少ない平均点数、即ちショット数でコミッションングを行うことが望ましい。従って、平均化を全く行わないとき、即ち各データ点につき 1 ショットのみが記録される場合に期待される精度を評価する必要がある。

軌道補正については、図 23 に示した光ビームの位置安定性を精度と定義することができる。他

の項目については、測定データをフィットする関数、例えば図 25 や図 26 の実線で示された関数のフィッティングパラメータの偏差をアラインメントの精度とすることが合理的である。このため、100 ショットにわたる実測データの統計に基づいた解析を行い、これらのパラメータの偏差を求めた。これらの結果をまとめて表 2 に達成精度として示す。いずれのコミッショニング項目においても、許容精度よりも良好であることが分かる。

5 おわりに

本稿では、SACLA を始めとする XFEL において、高品質な電子ビームから実際に X 線レーザーを取り出すための機器であるアンジュレータについて解説した。アンジュレータ自体は SPring-8 等の放射光施設で高輝度放射光を生成するために長年にわたって利用されてきた機器であって、電子を周期的に偏向させるという機能自体に大きな違いはない。特に SACLA では、SPring-8 で培ってきた経験を元に真空封止型アンジュレータを採用することによって施設のダウンサイジングを図っており、これがコンパクト XFEL という日本発のコンセプトの一翼を担っているため詳しく紹介した。また、4 節で紹介したアンジュレータコミッショニングは XFEL に特有のものであって、レーザー発振への重要な最終ステップであるため、実例を交えて詳しく解説した。

本年の OHO が SACLA への関心を高め、若手研究者の参入を促すことを期待して筆を置くことにします。本稿がその一助になれば幸いです。

参考文献

- [1] H. Motz, J. Appl. Phys. 22 (1951) 527.
 - [2] B. M. Kincaid, J. Appl. Phys. 48 (1977) 2684.
 - [3] D. Attwood et al., Science 228 (1985) 1265.
 - [4] K. J. Kim, Nucl. Instrum. Meth. A246 (1986) 71.
 - [5] D. F. Alferov et al., Sov. Phys. Usp. 32 (1989) 200.
 - [6] R. P. Walker, Nucl. Instrum. Meth. A335 (1993) 328.
 - [7] K. J. Kim, in Physics of Particle Accelerators, AIP Conf. Proc. 184 (Am. Inst. Phys., New York, 1989), p. 565.
 - [8] 田中隆次, OHO'13「X線自由電子レーザー理論」講義テキスト.
 - [9] H. Winick, *Synchrotron Radiation Sources - A Primer* (World Scientific, 1995), chap. 14.
 - [10] K. Halbach, Nucl. Instrum. Meth. 187 (1981) 109.
 - [11] K. Halbach, J. Physique C1 (1983) 211.
 - [12] T. Tanaka et al., Nucl. Instrum. Meth., A465 (2001) 600.
 - [13] S. Yamamoto et al., Rev. Sci. Instrum. 63 (1991) 400.
 - [14] T. Hara et al., J. Synchrotron Rad 5 (1998) 403.
 - [15] T. Tanaka et al., Proc. 27th Int. Free Electron Laser Conf. (FEL2005), 370.
 - [16] T. Bizen et al., Nucl. Instrum. Meth. A467-468 (2001) 185.
 - [17] T. Bizen et al., Nucl. Instrum. Meth. A515 (2003) 850.
 - [18] T. Tanaka et al., Proc. 30th Int. Free Electron Laser Conf. (FEL2008), 371.
 - [19] T. Tanaka et al., Phys. Rev. ST-AB, 12 (2009) 120702.
 - [20] T. Tanaka et al., Phys. Rev. ST-AB 15 (2012) 110701.
 - [21] T. Tanaka, Proc. 26th Int. Free Electron Laser Conf. (FEL2004), 435
- また、以下の URL からダウンロード可能。

[http://radiant.harima.riken.go.jp/
simplex/index.html](http://radiant.harima.riken.go.jp/simplex/index.html)

- [22] T. Tanaka et al., J. Synchrotron Rad., 8
(2001) 1221

また、以下の URL からダウンロード可能。

[http://radiant.harima.riken.go.jp/
spectra/index.html](http://radiant.harima.riken.go.jp/spectra/index.html)