永久磁石を使用したアンジュレータ (高輝度放射光発生装置)

北村 英 男*

1. はじめに

放射光とは、高エネルギー電子が磁場あるいは電場中で偏向を受ける時に発生する電磁放射で、指向性に優れ、赤外から可視光、紫外、真空紫外、軟X線、X線を経てガンマ線に至る幅広い波長領域において強烈な白色光が得られるものである⁽¹⁾⁽²⁾。この放射光は物質科学の広範な領域で極めて有用で、特に、原子・分子・固体の分光学的研究、タンパク質等の構造研究は放射光の利用により飛躍的に発展しており、規模の大きさの違いはあるが世界各国において30以上の放射光施設が稼働している。我が国においては、高エネルギー加速器研究機構(KEK)のフォトンファクトリー(PF)、分子科学研究所の UVSOR、立命館大学 SR センター、広島大学放射光科学研究センター、そして兵庫県西播磨には世界最大の SPring-8(Super Photon ring 8 GeV)が稼働中で、共同利用研究によって広い科学技術分野が大きな恩恵を受けている。特に1997年から供用を開始した SPring-8 は、欧州共同の ESRF(6 GeV, European Synchrotron Radiation Facility, Grenoble, France)、米国の APS(7 GeV, Advanced Photon Source, Argonne, USA)と並んで第3世代の大型放射光施設に位置づけられている。

以上の放射光施設において中核的役割を果たす装置は電子蓄積リング(電子シンクロトロン的一种)と呼ばれる加速器で、一部の例外を除いて偏向部と直線部で構成されるのが普通である(図1参照)。高エネルギーの電子ビームを周回軌道上に長寿命で蓄積するために電子軌道に沿って超高真空域に排気された真空槽が繋がれている。図1は1974年に完成、1999年にその役目を終えた世界最初の光源専用蓄積リング SOR-RING である⁽³⁾。軌道周長は僅か 17 m 程度しかない

図1 SOR-RING: 1974年に完成した世界最初の放射光源専用リング。ビームエネルギーは 0.4 GeV, 周長は 17.4 m. 偏向角45°の偏向電磁石 8 個で構成される。直線部は 8 箇所あるがこのうち 4 箇所は収束電磁石, 1 箇所は高周波加速空洞, 2 箇所はビーム蓄積のための装置で占有されている。残る 1 箇所がアンジュレータ等の特殊光源の設置が可能となる自由な直線部である。

が、1436 m の SPring-8 も基本的には同じ原理でつくられている。偏向部には電磁石が設置され、ここから放射光を取り出すことができる。一方、直線部にはビーム収束用 4 極電磁石、入射部、パルスマグネット、電子が放射光を出すことによって失ったエネルギーを補充するための高周波加速空洞等の装置が置かれるが、全ての直線部が加速器の運転上欠

* 独立行政法人 理化学研究所・播磨研究所主任研究員, 財団法人高輝度光科学センター(〒679-5148 兵庫県佐用郡三日月町光都1-1-1) Permanent Magnet Undulators; Hideo Kitamura(RIKEN Harima Institute SPring-8/JASRI, Mikazuki-cho, Sayo-gun, Hyogo)
Keywords: synchrotron radiation, undulator, permanent magnet, ultrahigh vacuum, cryogenics
2004年4月14日受理

かせない機器によって占められることはない。例えば SOR-RING では 1 箇所の自由な直線部が存在し、ここにアンジュレータ等の特殊な光源装置を設置することができる。アンジュレータ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放射光を繰り返し発生し、前方に単色性に優れた輝度の高い放射光を発生することができる⁽⁴⁾。SOR-RING の設計思想は明らかに偏向部からの放射光を得ることに限定されており、この意味で第 2 世代の放射光施設と呼ばれるものである。一方、四半世紀後に設計された SPring-8 は高輝度放射光が得られるアンジュレータを主力光源装置としている⁽⁵⁾。したがって、加速器の設計はアンジュレータの性能が最大限に得られるべく最適化されており、また、これを設置するための自由な直線部の数は意図的に多数となるよう工夫されている(38カ所)。このような思想に基づく光源施設は第 3 世代放射光源と分類され、1990 年代以降に建設された放射光施設の大部分がこの世代に属する。

電子蓄積リング等の環状加速器では電子を磁場で偏向するための偏向磁石が中核的装置であって、磁場発生のために採用されるのは例外なしに電磁石(超伝導型も含む)である。しかしながら、今日では、アンジュレータの磁気回路として採用されるのは希土類永久磁石が普通であって決して超伝導磁石ではない。いいかえれば、アンジュレータが持つべき機能、設置条件、利用条件等に希土類永久磁石が最適であり、特に 1980 年代になって発明されたネオジム系希土類永久磁石⁽⁶⁾は今日の放射光科学の発展に重要な役割を果たしてきた最重要素材であるといえる。この稿は、近年における高輝度放射光源の技術的発展の原動力となっているアンジュレータについて、主として永久磁石素材の応用という観点からその実際について述べるものである。

2. アンジュレータの原理とその黎明期の開発

アンジュレータは今日の放射光科学にとって欠かせない装置として位置づけられているが、そのルーツは第 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開発・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⁽⁷⁾。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⁽⁸⁾の主要テーマとして再登場、さらにヨーロッパにおいて第 3 世代放射光施設のコンセプト(現 ESRF)が提案されるに至って脚光を浴びるようになった。放射光の発生原理を図 2 に示す。偏向部の放射は軌道面内で発散しているが、アンジュレータにおいてはレーザー的な指向性を持つ単色性に優れた輝度の高い放射光が得られ、電子ビームのエネルギーが十分であれば相対論効果によりその放射波長は X 線域に達する。一般にこの放射は高調波を含み、周期磁場が正弦波的であると仮定すると基本波の放射波

長は以下の式で得られる。

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

$$K = 93.4 B_p \lambda_u$$

ただし、発生する放射波長を λ 、磁場周期長を λ_u 、磁束密度の最大値(正弦波の極値)を B_p 、電子ビームのローレンツ因子を γ とする。 γ は電子の静止エネルギー(0.511 MeV)に対する加速エネルギーの比である。SPring-8 の場合、加速エネルギーは 8 GeV であるからそのローレンツ因子 γ は概ね 16000 という膨大な数値となる。これが高々数 cm の磁場周期長で波長 0.1 nm の X 線が得られる理由である。上式において K は偏向定数と呼ばれる無次元の定数で、アンジュレータとしては $K \sim 1$ 付近に設定することによって最良の放射光特性を得ることができるが、放射光利用の現場においては波長の選択が不可欠となるから、この場合、磁場強度を可変とすることによって K 値を選び必要な放射波長を得る。また、放射光実験のテーマによっては放射の偏光性が必要とされる場合がある。図 2(b)の例は蛇行面内に平行な直線偏光が得られるが、図 3 のような磁気回路を持つヘリカルアンジュレータでは電子はラセン軌道上を運動し円偏光放射光を発生する。左回り/右回り円偏光の選択は直交する周期磁場の位相関係を選ぶことによって可能である⁽⁹⁾。

周期磁場/電場を発生する手段としては電磁石、超伝導電磁石、永久磁石、静電場、マイクロ波⁽¹⁰⁾あるいはレーザー等のコヒーレント光が考えられるが、現状では永久磁石の採用が一般的である。ところが最初につくられたアンジュレー

図 2 簡単な放射光の原理。(a) 偏向部の放射(一般的な放射光)、(b) アンジュレータの放射(この図では蛇行面に平行な直線偏光)。

図 3 円偏光放射光が発生可能なアンジュレータの原理図。

タは超伝導型であったのである。1976年の最初の自由電子レーザー実験は2重ラセンコイル型の超伝導型ヘリカルアンジュレータが主役を務め⁽¹¹⁾、また、最初の蓄積リング設置のアンジュレータも超伝導型であった。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、試験運転が行われたのである⁽¹²⁾(ただし、これは永久磁石型の台頭によりまもなく撤去された)。筆者は1978年頃からアンジュレータ研究を行っている⁽¹³⁾が当時の考えの中に永久磁石という概念は全くなかった。超伝導型しか思い浮かばなかったのである。ところが1980年になって米国ローレンスバークレー研究所の Halbach が衝撃的な発表を行った。サマリウム系希土類永久磁石を採用したアンジュレータを開発したのである⁽¹⁴⁾。以後、永久磁石型が超伝導型にとってかわりアンジュレータ磁気回路のための主流となったのである。その理由は以下の通りである。

同一周期長、同一磁石ギャップの条件で Orsay の超伝導型と磁場強度で比較すると30%程度超伝導型が優れている。しかし、蓄積リングには放射光が充満しているということ、電子ビームが軌道周辺に存在する導体にパワーを与えるという現実の条件では液体ヘリウム温度の磁極面に対して十分な熱シールドを施す必要があり、これによって蓄積した電子ビームに対する有効な開口が狭められてしまうことになる。したがって有効開口同一という条件では永久磁石型の方が高い磁場を発生できるという結論になる(図4参照)。これがアンジュレータの世界において永久磁石型が超伝導型を駆逐した主たる理由である。

もちろん超伝導型を前提としていた我が国のアンジュレータ研究もこの衝撃に強い影響を受けたが、永久磁石の門外漢であった我々が直面した問題はサマリウム系永久磁石の入手方法であった。米国でしか入手できないと思い込んでいたのである。Halbach の共同研究者であり、我々と懇意でもあった Winick(米国 SLAC 研究所)に尋ねたところ意外な答えが返ってきた。「高性能永久磁石の本場は日本であり、アンジュレータの磁石供給に対応できる製造会社は少なくとも3社ある」と。かくして1981年、長さ30 cm という超小型で

あったが我が国最初の永久磁石アンジュレータ試作型が SOR-RING 唯一の自由な直線部に設置された。目的はあくまで放射の基本的な性質を調べることと実用型を開発するためのデータ取得であったが偏光特性⁽¹⁵⁾や放射強度の絶対値測定⁽¹⁶⁾が行われ、理論が予測するものと極めて良い一致を得た。この成果は我が国ばかりでなく国際的にも高い評価を受けるとともに重要な波及効果を与えた。1983年には長さ3.6 m、周期長6 cm、周期数60の世界最初の実用型アンジュレータが筑波の PF に設置され⁽¹⁷⁾、以来、軟X線領域の高輝度放射光を供給し、主として原子・分子・固体の分光学的研究に利用されている。

3. 永久磁石型アンジュレータ技術の発展

開発当初の磁石素材は全てサマリウム系であったが、当時のサマリウム系永久磁石は今日の相場と比較して極めて高価であったこと、かつ壊れて粉になるという欠点を持っていたのでこれに取って代わるべき新しい素材を待ち望んでいたところ、1984年頃、ネオジムと鉄を主成分とするネオジム系永久磁石が NEOMAX 社(旧住友特殊金属株式会社)から発表された。エネルギー積はサマリウム系よりも遙かに高くかつ機械的強度に優れていること、その原材料はいずれも戦略物質ともいえるコバルト(サマリウム系の主成分)とは違って入手が極めて容易であることから、温度依存性が高いという欠点を持ちつつも、以後、アンジュレータ用として主要な磁石材料として使用されるようになった。図5に永久磁石型アンジュレータ用磁気回路の二つの典型例を示す。図5(a)は永久磁石だけで構成される回路(ハルバック型)、図5(b)は磁極材を使用したもの(ハイブリッド型)である。

1980年代後半になってアンジュレータを主力とする第3世代放射光施設への希求が高まり、生命科学分野で必須の手法、タンパク質の構造解析が可能となるX線が発生できるアンジュレータが必要とされるようになった。式(1)が示すようにアンジュレータの放射波長はローレンツ因子(ビームエネルギー)の自乗に反比例、周期長に比例する。したがって、短波長のX線を得るにはビームエネルギーを高く設

図4 超伝導型アンジュレータ(a)と永久磁石型アンジュレータ(b)の比較。超伝導型では液体ヘリウム温度の磁石を熱シールドする必要があるため有効な開口が狭められている。

図5 代表的永久磁石アンジュレータの二つのタイプ(ハルバック型と Hybrid 型)。ハルバック型では磁気回路は永久磁石だけ、ハイブリッド型ではパーマジェニール等の磁極材が使用される。

定するのが手っ取り早い、施設のコストもエネルギーの自乗から3乗に比例して高くなるという致命的問題点が生じる。残る解は磁場周期長を短くすることである。しかしながら、図6に示すように、発生磁場は磁石ギャップを周期長で除した規格化ギャップに依存するので、周期長が短くなれば同じ磁場を得るために磁石ギャップも比例して小さくしなければならないという原理的制約がある。例えば、周期長を20 mmに設定すると磁場強度0.8 Tを得るための磁石ギャップは5 mmとなる。もし、図4(b)に示すような磁石ギャップ内に真空槽をもつアンジュレータを設計すると真空槽の板厚等で失うスペースを4 mmとすれば電子ビームに残された開口は僅か1 mmとなってしまう、加速器の基本的な運転さえも不可能になってしまうことになる。もし、図7に示すように、磁石列全体を加速器運転に必要な超高真空雰囲気に置くことができれば磁石ギャップ内の真空槽は不要となり、電子ビームのための開口は磁石ギャップと同じ値まで拡大される。これが1990年にKEKから発表された真空封止アンジュレータのコンセプトである⁽¹⁸⁾。もちろん、磁石列を真空内に設置するというアイデアそのものはアンジュレータ技術に従事すれば誰もが考えつくものである。しかし、放射光源としての精密さを損なうことなく 10^{-9} Pa領域の超高真空を達成することは容易なことではない。当時のKEKグループがこの開発に成功したのはこのグループだけがこれを実現できる真空技術・機械技術の水準に達していたこと、多様な特性を有するネオジム系磁石素材が選択可能になったという好条件が揃っていたことによる。

真空封止アンジュレータを開発する上で最重要課題となったのは超高真空対応となる永久磁石素材の選択とその表面処

理技術の確立である。よく知られているように超高真空を達成するには加熱排気が前提となる。特に 10^{-9} Paの極高真空領域に達するためには真空槽内に設置された永久磁石列を低くとも393 Kで加熱排気する必要があるが、よく知られているようにネオジム系永久磁石はキューリー温度(600 K付近)以下でも非可逆減磁を引き起こす。例え超高真空が達成されたとしても、磁場を失ったりあるいはアンジュレータとしての磁場の精密さを失ってしまえば元も子もない。これを避けるためには高温保磁力特性の優れた永久磁石を採用するとともに393 Kの真空加熱排気を経ても減磁が0.05%以下となるよう予め418 Kで熱履歴(エージング)を加える必要がある。また、ネオジム系は鉄を主要成分とするため錆びやすいという欠点があり、さらに焼結合金であるため素材内部からのガスの発生が超高真空を得る上で大きな障害となり得る。これを解決するには適切な表面処理が必要である。初期の真空封止アンジュレータではニッケルメッキを実施していたが厚さが50ミクロンに達するため磁石寸法精度が低下するとともにメッキ層にひび割れが生じるという欠点があった。これを解決するため、現在では磁石表面に窒化チタンを厚さ5ミクロン程度でイオンプレーティングする方法を採用している⁽¹⁹⁾。このコーティングは本来切削工具や刃物製品に応用されてきたもので硬度が高く、かつ超高真空に適合しているという長所がある。図7に示すように真空槽内にある永久磁石列のミクロン単位の精密ギャップ駆動はペローズを介して大気環境にて行う。この方法によって、高い機械精度が期待できないという超高真空雰囲気の精密位置決めの問題点を解決している。

図6 永久磁石アンジュレータ(ハルバック型)磁場強度のギャップ依存性。ただし、永久磁石の残留磁束密度を1.19 Tとし、磁気回路の寸法は図内に示すものを採用した。また、ギャップ値を含めて全ての寸法はアンジュレータ周期長で規格化してある。

図7 真空封止アンジュレータの原理図。

図8 SPring-8の標準型真空封止アンジュレータ。磁石列の総長は4.5 m (1.5 m ユニットを3台連結)、周期長: 32 mm, 周期数: 140, 最小ギャップ: 8 mm, 最大磁場: 0.85 T.

図9 SPring-8に設置した長尺アンジュレータ。装置総長は27 m (磁石列総長: 25 m), 周期長: 32 mm, 周期数: 781.

図10 SPring-8 アンジュレータ (長尺アンジュレータと標準型真空封止アンジュレータ) のスペクトル。参考として ESRF のアンジュレータスペクトルも示してある。

KEK で開発された真空封止アンジュレータはあくまで単発型の試作器という色合いが濃い。しかし、SPring-8 では最終的に38台のアンジュレータが設置可能となっており、採用すべき真空封止アンジュレータもこの台数に見合うだけの大量生産可能な設計であると共に高い信頼性を有している必要がある。これを実現するために、KEK 型の大気環境の駆動をベローズ経由で真空内に伝えるという原理部分だけを踏襲した以外は全て新しい設計を採用した。例えば KEK 型では直径 600 mm の大口径真空槽を採用したが SPring-8 ではその半分の 300 mm を採用することによって超高真空機器としてのハンドリングの容易性と信頼性を向上させている。また、KEK 型では真空槽内の磁石列取付ビームを長さ 3.6 m の一体型としたが、SPring-8 では扱いやすい 1.5 m

長のものを1ユニットとし、3ユニット連結させて4.5 m 長のアンジュレータとした⁽²⁰⁾ (図8参照)。この考え方で SPring-8 のために建設した真空封止アンジュレータは平成 16 年 4 月現在で20台に達しており、このうち1台は総長 27 m の世界最長かつ世界最高の放射輝度を誇る長尺アンジュレータとして順調に動作している⁽²¹⁾ (図9参照)。なお、図10に長尺型、標準型真空封止アンジュレータの放射スペクトルを ESRF のそれと比較しつつ紹介する。

SPring-8 において完成した真空封止アンジュレータ技術は今や日本国内ばかりでなく海外にも波及しつつある。現在までに SPring-8 が関与した他施設用の真空封止アンジュレータは岡崎分子研用が2台、スイスポールシェラー研究所用が3台⁽²²⁾、韓国浦項放射光研究所用が1台あり、さらに米国ローレンスパークレー研究所用1台を予定している。なお、フランス ESRF には5台の真空封止アンジュレータが稼働しているが、明らかに SPring-8 型の設計を細部にわたって踏襲したものであると見受けられる。

4. 永久磁石の放射線減磁

ネオジム系永久磁石の発明は放射光科学の基幹ともいえるアンジュレータ技術の発展に重要な波及効果を与えた。今後この磁石素材を中心として放射光技術は発展していくであろうが、最近になって重要な欠点として指摘されていることがある。それは放射線減磁の問題である。この問題はネオジム系磁石素材の誤った選定によるものであろうが、以上のクレームには正しく対応していく必要がある。放射線減磁のメカニズムは完全には明らかになっていないが、電子ビームが永久磁石あるいはその周辺の構造物に照射されることによって発生した中性子が減磁の原因となっていることだけは確からしい。放射線減磁が報告された最初の例は ESRF に設置したアンジュレータ (ネオジム系永久磁石、非真空封止型) である。これは加速器運転のミスによって高エネルギー電子ビームがアンジュレータ真空槽あるいは永久磁石に照射されたのが原因である。次の例は米国 APS のアンジュレータ (ネオジム系永久磁石) である。これも非真空封止型であるが開

口の狭い真空槽を採用することにより狭い磁石ギャップを実現している。しかし、それだけに狭い真空槽で遮られた電子ビームが中性子発生の原因となっているのであろう。以上の経験から ESRF のグループは「ネオジム系はアンジュレータに適していない。サマリウム系(特に $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$)を採用すべきである」との結論に至っている。この結論に対して我々 SPring-8 グループの意見は「この結論は早急すぎる。減磁のメカニズムあるいは減磁の傾向を正しく把握すれば別な結論が得られるはずである」である。このような見解を支持するものとして、以下の事実がある。それは、SPring-8 のアンジュレータでは減磁の兆候が見られないことである。電子ビームの直撃を最も受けやすい真空封止型が数多く設置されているにも拘わらずである。

我々 SPring-8 のグループは、韓国浦項放射光研究所と共同研究を行い、ネオジム系、サマリウム系の各種永久磁石について系統的な放射線減磁試験を行ってきた⁽²³⁾⁽²⁴⁾。電子ビーム源としては同所の 2 GeV 電子線形加速器である。この実験により明らかになったことは、ネオジム系については①保磁力の高い磁石ほど耐放射線に優れていること(図11)、②熱処理を経ることによって耐放射線が飛躍的に向上すること(図12)である。SPring-8 の真空封止アンジュレータに採用した磁石には高温加熱排気に対する減磁対策として、まさに上記条件を考慮しており、偶然の所産であるが同時に耐放射線特性を得ることにも成功しているのである。ESRF や APS の放射線減磁が SPring-8 で見られないのは以上の理由による。一方、サマリウム系磁石については評判どおり $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ の優れた耐放射線を確認したが、保磁力の極めて高いネオジム系磁石 NEOMAX-27VH(NEOMAX 社)もこれと同等以上の耐放射線を有することがわかった(図13)。この 27VH 材は高保磁力 $\mu_0 H_c = 3.6 \text{ T}$ を得るために残留磁束密度特性を犠牲にしており、磁気特性に限定すれば $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ のそれとほぼ同等となっている。したがって、アンジュレータ用としてはいずれの選択も可能であるように見受けられるが、壊れれば粉になってしまうというサマリウム系磁石の欠点は超高真空雰囲気では致命的となるから、真空封止アンジュレータ用としては迷わずネオジム系を選択すべきであろう。

5. クライオ型永久磁石アンジュレータの開発

X 線領域の高輝度アンジュレータ放射光は世界の 3 極と呼ばれる大型放射光施設 SPring-8, ESRF, APS が稼働して初めて利用可能となった。そして、近年になって生命科学分野の主要テーマであるタンパク質の構造解析を遂行するためにこの放射光の需要が急速に高まりつつあり、これに応えるために各国で新しい放射光施設が建設あるいは計画されている。しかしながら、SPring-8 のような大型施設を建設できるような予算規模(概ね1000億円)はもはや許される時代ではなくなってきているという事情があり、ビームエネルギーを 4 GeV 以下に抑えた中規模施設がこれからの放射光施設建設の主流となりつつある。したがって、式(1)から理解

図11 保磁力の異なるネオジム系永久磁石の放射線(電子線)減磁。サンプル磁石は NEOMAX-44H, 35EH, 27VH。

図12 熱処理による放射線減磁耐性の向上例。サンプル磁石は NEOMAX-35EH。415 K 付近の熱処理で顕著な向上が見られる。513 K は高すぎるようである。

図13 ネオジム系高保磁力磁石(NEOMAX-27VH)とサマリウム系磁石(240HR)との放射線減磁比較。ただし、27VH には前もって熱処理を実施してある。

できるようにアンジュレータの周期長としてはますます短いものが必要とされるようになってきた。この要請にすぐさま応えられるのが真空封止アンジュレータであるが、さらに高い磁場を得るための技術革新も間断なく推進されており、この流れのひとつとして超伝導型を再登場させようという動きが活発になっている⁽²⁵⁾。1970年代後半に現れ、そして消えていった初期超伝導型アンジュレータは同一磁石ギャップという条件では永久磁石型を凌ぐ磁場性能を持ちつつも液体ヘリウム温度を維持するための熱シールドが必要なため電子ビームに対する有効開口が同一という条件では後者に劣っていた(図4(a)参照)。しかしながら、新しい(後期)超伝導型のコンセプトでは熱シールドを取り除くことによって有効開口を磁石ギャップまで広げることが提案されており、同一周期長、同一磁石ギャップの条件で後期超伝導型の磁場強度は真空封止型のそれを2倍程度上回ることが報告されている。もしこれが技術的に可能ならば永久磁石型から見て大きな脅威となることは必定である。しかしながら、20年前の初期型と比べて超伝導技術の飛躍的な進歩があったとはいえ、過酷な蓄積リング環境において熱流入を抑えつつ液体ヘリウム温度を維持しなければならないという本質的な問題点は解決されていない。

熱流入の原因としては以下が考えられる。①アンジュレータの上流側に位置する偏向部からの放射光が磁石列を照射すること(図1参照)、②放射光加速器の原理(高周波加速)により、電子ビームは一樣に繋がった連続的なものではなく、バンチと呼ばれる長さ数mmの電子団に圧縮されている。したがって、バンチがアンジュレータ磁石列を通過する時にパルス状の電場を与え、これがアンジュレータ系の持つ各種の固有電気振動を励起し、結果として磁石列に熱を与えること、③上下の磁石列に電子ビームの鏡像電流が生じジュール熱を発生する。この鏡像電流も高周波成分を含んだ鋭いパルスであるから表皮抵抗は極めて高く、最悪の場合は1mあたり100W程度の発熱となることである。現在入手可能な機器取付型小型冷凍機の冷却能力は液体ヘリウム温度にて高々1.5W程度である。つまり、熱流入量をこの値以下に抑えなければ実用機としての後期超伝導型の成功はない。上述した各種の熱流入のうち、①および②の解決に成功しても③のそれはとても難しい。しかも熱の発生はギャップ値に反比例して大きくなることに留意しなければならない。それにも拘わらず超伝導型には大きな期待が寄せられているようである。熱流入の問題を無視すればとても魅力的に見えるのが第一の理由であるがネオジム系の放射線減磁問題もこのフィーバーの原因となっている。たしかに、高保磁力の27VH等を採用すれば減磁する可能性は極めて低くなるが同時に高磁場特性を犠牲にせざるを得ない。高残留磁束密度と高保磁力が両立した永久磁石は現在のところ存在しない。しかし、答えはある。それは永久磁石を冷却することである。

ネオジム系永久磁石の欠点としてその特性の温度依存性が著しいことが挙げられる。残留磁束密度は $-0.1\%/K$ 、保磁力は $-0.6\%/K$ という温度に対して負の依存性を持ってい

る。しかし、この欠点は逆に大きな長所であるともいえる。磁石を冷却することによって諸特性を高性能化するという逆転の発想が成り立つ。図14に代表的な希土類永久磁石についての残留磁束密度の低温特性を示す。ネオジム系は予想通り極低温領域で磁場強度は著しく向上しているのがわかる。ただし、140K付近で最大値に達し、これより低温側では逆に磁場は低下していく。この理由はネオジム系の特徴として150K付近でC軸に対して磁化容易軸が傾き始めるという物性的性質に依るものである⁽²⁶⁾。同図にはネオジンをプラセオジムに置き換えたNEOMAX-53CRの残留磁束密度温度依存性も示してある。図に示すように53CRにはネオジム系に見られるような転移点は存在せず、冷却するにしたがって単調的に磁場強度が向上する。一方、永久磁石のもうひとつの重要特性である保磁力の低温特性も測定した。結果を図15に示す。転移点を持つ残留磁束密度の温度依存性とは異なり、温度を下げるにしたがって単調的にその特性が向上するのがわかる。特筆すべきは50BHの室温時保磁力が僅か $\mu_0 H_c = 1.3\text{ T}$ 程度であったのが140Kにおいては約3倍の4Tに向上することである。この保磁力は放射線減磁に高い耐性をもつ27VHの保磁力3.6Tを超えるものであり、しかもこの温度で50BHは最大の残留磁束密度1.58Tを示す(図14参照)。

前述の測定結果に示すように、極低温におけるネオジム系磁石の特性はアンジュレータ技術にとって極めて魅力的である。しかも、液体窒素温度よりも高い温度で必要な特性が得られていることは実用上の観点から大変好ましい。というのは、このような温度域では液体ヘリウム温度域とは異なり、冷却能力200Wを優に超える小型冷凍機が容易に入手できるからである。しかも、真空封止アンジュレータにおいてはすでに永久磁石列が真空断熱されており、図16に示すように、これを液体窒素温度に対応させることは極めて容易である。クライオ型永久磁石アンジュレータ(Cryogenic permanent magnet undulator, CPMU)のコンセプトは以上の背景の元で創出された⁽²⁷⁾。図17に50BHを使ったCPMU(周期長14mm、ハルバック型あるいはハイブリッド型)における

図14 ネオジム系磁石(NEOMAX-35EH, 50BH)とプラセオジム系磁石(NEOMAX-53CR)の残留磁束密度の低温特性。

図15 ネオジム系磁石(NEOMAX-35EH, 50BH)とプラセオジム系磁石(NEOMAX-53CR)の保磁力の低温特性.

図16 クライオ型永久磁石アンジュレータ2例. (a)は磁石列に液体窒素リザーバーを, (b)は小型冷凍機を取り付けたもの.

磁場の磁石ギャップ依存性の計算結果を示す. 同図には比較のため従来型真空封止アンジュレータの磁場も示してある. 従来型よりもハルバック型 CPMU が35%程度, ハイブリッド型 CPMU が75%程度磁場が高いことがわかる. 次に超伝導型との性能比較を表1に示す. この表では超伝導型, 従来型, クライオ型2種について偏向定数 $K=1.8$ を得るために必要な磁石ギャップ値を比較してある. 超伝導型は最も広いギャップ5 mm で必要な K 値が得られるが従来型では1.9 mm に縮めなければならない. しかし, ハルバック型 CPMU では3.2 mm, ハイブリッド型 CPMU では4 mm の磁石ギャップまで上げられる. つまり, 超伝導型は相変わらず優位であるけれど CPMU との差はギャップにして僅か1

図17 クライオ型永久磁石アンジュレータ磁場のギャップ依存性. (a)は NEOMAX-53CR のハイブリッド型磁気回路, (b)は NEOMAX-50BH のハイブリッド型磁気回路, (c)は NEOMAX-50BH のハルバック型磁気回路を採用. 参考として通常型真空封止アンジュレータ(NEOMAX-35EH のハルバック型磁気回路)のギャップ依存性(d)も示した.

表1 二つのタイプのクライオ型永久磁石アンジュレータ(CPMU ハルバック型, CPMU ハイブリッド型)と超伝導型アンジュレータ(SCU)との性能比較. 参考のため通常型の真空封止アンジュレータ(IVU)の性能も示した. 共通条件として周期長を14 mm, 偏向定数 K を1.8とした. なお, Br は各ネオジム系磁石の残留磁束密度である. ピーク磁場の値が異なるのは磁場分布がアンジュレータ形式によって若干の相違があるため.

	SCU	IVU ハルバック型 35EH ($Br=1.19$ T)	CPMU ハルバック型 50BH ($Br=1.58$ T)	CPMU ハイブリッド型 50BH ($Br=1.58$ T)
偏向定数, K			1.8	
ピーク磁場, B_p (T)	1.3	1.35	1.37	1.39
磁石ギャップ, G (mm)	5	1.9	3.2	4.0

mm である. ここで再度強調するが超伝導型の磁石温度は液体ヘリウム温度であり, CPMU のそれは液体窒素温度以上である. この動作温度の違いとアンジュレータが設置される熱的環境条件とを考慮すると以上の差は無きに等しいばかりでなく実用的には性能の逆転がある. というのは, 超伝導型磁石部温度を液体ヘリウム温度に維持するために熱シールドを与えてしまうと例えその厚さが僅か1 mm であったとしても有効開口は上下合計で2 mm も狭められて3 mm になってしまい, 明らかに CPMU よりも実用性能が劣ってしまうことになるからである.

6. 今後の展望

X線構造解析等の手法に基づいた生命科学研究や材料科

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。さらに、現状の放射光とは異なる性質をもつ新しい光源、X 線自由電子レーザー施設を建設しようという動きが米国 SLAC 研究所⁽²⁸⁾、ドイツ DESY 研究所⁽²⁹⁾、SPRING-8/理化学研究所⁽³⁰⁾において活発であり、また、エネルギー回収型線形加速器(ERL, Energy Recovery Linac)に基づく新型光源の建設が米国コーネル大学から提案されている⁽³¹⁾。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ことは確かである。しかし、現状ではこの要請に即座に応えられるのは真空封止アンジュレータだけである。例として挙げると、中規模施設第 1 号ともいえるスイス SLS(Swiss Light Source)には SPRING-8 と共同製作した真空封止アンジュレータが 3 台稼働しており、米国 LBNL(Laurence Berkeley National Lab.)の放射光施設にも SPRING-8 と共同製作のものがまもなく設置される。しかしながら、さらに高性能であると期待されている後期超伝導型アンジュレータの放射光源施設での稼働例は未だに報告されていない。熱問題対策が確立されていないからである。この点、クライオ型永久磁石アンジュレータの未来は明るい。このコンセプトの開発は 2003 年秋に始まったばかりである。現在入手可能な市販永久磁石の採用でも超伝導型を実用性能で上回ることがわかっている。しかも、磁石メーカー各社の極低温対応永久磁石への取組は一部の例外を除けばこれまで皆無であった。この意味でもクライオ型は開発の余地が十分ある。上記の例外とは NEOMAX 社が開発したプラセオジム系磁石のことである。この素材は 10 年以上も前に発表されていたにも拘わらず需要がないということで以後の改良はなされなかった。しかし、ネオジム系とは異なり 150 K 付近の転移点がないということでクライオ型対応の磁石としてたいへん魅力がある。メーカーの今後の取組に期待するものである。

この稿を完成するにあたり、原 徹氏(理化学研究所)、備前輝彦氏(高輝度光科学センター)から貴重な資料の提供を受けたことを感謝する。

文 献

- (1) J. Schwinger: Phys. Rev., **75**(1942), 1912.
- (2) A. A. Sokolov and I. M. Ternov: Sov. Phys. -JETP, **4**(1957), 396.
- (3) T. Miyahara, H. Kitamura, S. Sato, M. Watanabe, S. Mitani, E. Ishiguro, T. Fukushima, T. Ishii, S. Yamaguchi, M. Endo, Y. Iguchi, H. Tsujikawa, T. Sugiura, T. Katayama, T. Yamakawa, S. Yamaguchi and T. Sasaki: Particle Accelerators, **7**(1976), 163.
- (4) 北村英男: 日本物理学会誌, **44**(1989), 574.
- (5) 北村英男: 放射光, **9**(1996), 403.

- (6) M. Sagawa, S. Fujimura, N. Togawa, H. Yamamoto and T. Matsuura: J. Appl. Phys., **55**(1984), 2083.
- (7) H. Motz: J. Appl. Phys., **22**(1951), 527.
- (8) D. F. Alferov, Y. A. Bashmakov and E. G. Bessonov: Sov. Phys. Tech. Phys., **18**(1974), 1336.
- (9) 原 徹: 放射光, **13**(2000), 3.
- (10) T. Shintake, K. Huke, J. Tanaka, I. Sato and I. Kumabe: Jpn. J. Appl. Phys., **21**(1982), L601.
- (11) L. R. Elias, W. M. Fairbank, J. M. L. Madey, H. A. Schwettman and T. I. Smith: Phys. Rev. Lett., **36**(1976), 717.
- (12) M. Bazin, Y. Farge, M. Lemonnier, J. Perot and Y. Petroff: Nucl. Instrum. & Meth., **172**(1980), 61.
- (13) H. Kitamura: Jpn. J. Appl. Phys., **19**(1980), L185.
- (14) H. Winick, G. Brown, K. Halbach and J. Harris: Physics Today, **34**(1981), 50.
- (15) 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: Jpn. J. Appl. Phys., **21**(1982), 1728.
- (16) H. Maezawa, S. Mitani, Y. Suzuki, H. Kanamori, S. Tamamushi, A. Mikuni, H. Kitamura and T. Sasaki: Nucl. Instrum. & Meth., **208**(1983), 151.
- (17) H. Maezawa, Y. Suzuki, H. Kitamura and T. Sasaki: Nucl. Instrum. & Meth., **A246**(1986), 82.
- (18) S. Yamamoto, T. Shioya, M. Hara, H. Kitamura, X. W. Zhang, T. Mochizuki, H. Sugiyama and M. Ando: Rev. Sci. Instrum., **61**(1992), 400.
- (19) 池上雅子, 菊井文秋, 岡田重益, 幸田 勉: 住友特殊金属技報, **12**(1997), 41.
- (20) T. Hara, T. Tanaka, T. Tanabe, X. M. Marechal, S. Okada and H. Kitamura: J. Synchrotron Radiation, **5**(1998), 403.
- (21) T. Hara, M. Yabashi, T. Tanaka, T. Bizen, S. Goto, X. M. Marechal, T. Seike, K. Tamasaku, T. Ishikawa and H. Kitamura: Rev. Sci. Instrum., **73**(2002), 1125.
- (22) T. Schmidt, G. Ingold, A. Imhof, B. D. Patterson, L. Patthey, C. Quitmann, C. Schulze-Briesse and R. Abela: Nucl. Instrum. & Meth., **A467**(2001), 126.
- (23) T. Bizen, T. Tanaka, Y. Asano, D. E. Kim, J. B. Bak, H. S. Lee and H. Kitamura: Nucl. Instrum. & Meth., **A467-8**(2001), 185.
- (24) 備前輝彦, 北村英男: 放射光, **17**(2004), 53.
- (25) R. Rossmanith, A. Geisler, A. Hohl, D. Krischel, M. Schillo and H. O. Moser: Proceedings of EPAC2002, (2002), 2628.
- (26) L. M. Garcia, J. Chaboy, F. Bartolomé and J. B. Goedkoop: Phys. Rev. Lett., **85**(2000), 429.
- (27) T. Hara, T. Bizen, T. Tanaka, T. Seike, X. Maréchal, T. Kohda, Y. Matsuura and H. Kitamura: Phys. Rev. ST-AB, **7**(2004), 0507021.
- (28) J. Arthur: Rev. Sci. Instrum., **73**(2002), 1393.
- (29) J. Rossbach: Proceedings of PAC2001 (2001), 11.
- (30) 北村英男, 新竹 積, 石川哲也: 放射光, **16**(2003), 65.
- (31) S. M. Gruner, D. Bilderback, I. Bazarov, K. Finkelstein, G. Krafft, L. Merminga, H. Padamsee, Q. Shen, C. Sinclair and M. Tigner: Rev. Sci. Instrum., **73**(2002), 1402.

★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★
北村英男

1975年 京都大学大学院理学研究科物理学第一専攻博士課程終了
1976年 東京大学物性研究所助手
1990年 高エネルギー物理学研究所放射光実験施設教授
1991年 仁科記念賞受賞
1993年 理化学研究所主任研究員現在に至る
専門分野: 放射光科学
高輝度放射光源の開発に従事。SPRING-8において永久磁石を使用したアンジュレータ開発や次世代放射光源といわれる X 線自由電子レーザー開発を実施中。

★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★