

解説

挿入光源

佐々木 茂美

日本原子力研究所

Insertion Device

Shigemi SASAKI

Japan Atomic Energy Research Institute

Insertion device, which is installed in a straight section of the electron storage ring, is giving a chance to explore the new horizon in many branches of science and technology by offering photon beams of immense flux and brightness. In this article we present a brief overview of some fundamental characteristics of radiation from an insertion device, and the present status of R & D on various types of insertion device.

1. はじめに

現在ヨーロッパ、米国、そして日本で第3世代光源と呼ばれる大型放射光施設が建設されつつある。これらの施設は挿入光源を主な放射光発生源とする高輝度光源である。

挿入光源(Insertion Device)はストレージリングの偏向電磁石間にある直線部に挿入して光を発生させる装置であるためこのように呼ばれる。なお余談ではあるが、ダンピングウイグラーなど光を発生させることを目的としないものは挿入装置と呼ぶ。挿入光源からの光は従来から利用されている偏向電磁石からの光に較べて数桁強くかつ偏光特性の制御も可能なことから、多くの放射光利用研究者から期待を集めている。偏向電磁石や挿入光源からの放射光発生の原理については本誌の放射光基礎講座でKEKの宮原恒晃氏による詳しい講

義があるほか、これまでに多くの解説や書籍で詳しく説明されている¹⁻⁹⁾。従って、本稿では原理についてはなるべく簡単に概略的な説明を行い、次に挿入光源の具体例について述べてみたい。

2. 挿入光源による放射の原理

周知のとおり挿入光源はウイグラーとアンジュレータに大別することができる。これらの名前は、電子が元の直線軌道からはずれて蛇行する程度に由来することは容易に想像できるであろう。挿入光源中で電子が蛇行する程度を表わす重要なパラメータにディフレクションパラメータ(K パラメータ)があり、次のように定義される。

$$K = \gamma\varphi_0 = \frac{e\lambda_u B_0}{2\pi mc} = 93.4 B_0 [\text{T}] \lambda_u [\text{m}] \quad (1)$$

ここで、 $\gamma = E/mc^2 = 1957E[\text{GeV}]$ 、 E は電子のエネルギー、 φ_0 は電子の中心軌道に対する最大傾角、 B_0 は電子軌道上のピーク磁場、 λ_w は挿入光源の磁場周期長である。 K パラメータはもともと Kincaidが螺旋磁場の場合に対して導入し⁹⁾、アンジュレータの特徴を記述するために導入されたものであるが、ウイグラーに対しても使える。通常ウイグラーでは K 値は10以上の値をとり、アンジュレータでは1の程度である。

以下に、それぞれの光源の特徴について概説する。

2.1 ウイグラー放射の特徴

ウイグラーには超伝導電磁石を用いて強力な磁場を発生し、より短い波長の放射光を発生するための波長シフターと、強力な永久磁石（電磁石でもよい）を電子が蛇行するように数多く並べて偏向電磁石に較べて数十倍強い放射光を発生するためのマルチポールウイグラー(MPW)がある。波長シフターは基本的には磁場強度が大きいくだけで偏向電磁石と同等なので、ここではMPWについてのみ考える。

MPWからの軸上放射の強度(Angular Flux Density)は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} & \left(\frac{d^3N}{dt d\lambda d\Omega} \right) [\text{s}^{-1} \text{mrad}^{-2} (0.1\% \text{b.w.})^{-1}] \\ &= 6.92 \times 10^3 \gamma^2 N_w I F^\sigma(u) \\ & F^\sigma(u) = u^2 K_{2/3}^2(u/2) \end{aligned} \quad (2)$$

ここで、 N_w は磁場周期数、 I はビーム電流(mA)、 $K_{2/3}$ は $u(=\lambda/\lambda_w)$ を変数とする変形ベッセル関数である。また、軸上放射の臨界エネルギーはピーク磁場を B_0 とすると偏向電磁石の場合と同じく、 $\varepsilon_c[\text{keV}] = 0.665E^2[\text{GeV}]B_0[\text{T}]$ で表わされる。MPWからの放射光を利用した実験を計画するに当たって注意しなければならないことは、偏向電磁石と異なり電子軌道面内でMPWの軸から外れる

に伴い次式に従って臨界エネルギーが小さくなることである。

$$\varepsilon(\theta) = \varepsilon_c \sqrt{1 - (\gamma\theta/K)^2} \quad (3)$$

これを忘れてビームラインを設計すると、開口を大きくしても期待したほどのフラックスが得られないとか、ビームラインを2本に分岐した場合に十分な光子数が取れない等の不都合が生じる可能性がある。もうひとつ忘れてはならないことは、光源のサイズのことである。MPW中での電子の中心軌道(z軸)からの変位 x は次式で表わされる。

$$x(z) = \frac{e}{\gamma mc} = \int_0^z du \int_0^z B_y dl \quad (4)$$

磁場が、 $B_y = B_0 \sin(2\pi z/\lambda_w)$ で変化する場合は、変位の振幅は、

$$x_0 = \frac{e\lambda_w^2 B_0}{4\pi^2 \gamma mc} = 7.574 \times 10^{-3} \frac{\lambda_w^2[\text{m}]B_0[\text{T}]}{E[\text{GeV}]} \quad (5)$$

となる。

この変位の振幅がエミッタンスで決まる電子ビームのサイズより小さい場合にはこの光源は一応点光源とみなせるが、第3世代光源のような低エミッタンススリングではこの条件を満たさない場合が出てくる。たとえばSPring-8に磁場周期長30cmピーク磁場強度1.2Tのウイグラー($K=33.6$)を挿入すると変位の振幅はおよそ0.1mmとなり、発光点の間隔は0.2mmとなる。一方、電子ビームのサイズはウイグラー用直線部で約0.07mm(1 σ)となり僅かながら電子の蛇行の範囲の方がビームのサイズより大きくなる。

実際にはSPring-8では、 $K=16$ までのMPWしか挿入しないことになっているのでこのような問題は生じないが、低エネルギーの第3世代光源にMPWを挿入する際には注意を要する。

2.2 アンジュレータ放射の特徴

アンジュレータからの軸上放射の強度は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} & \left(\frac{d^3N}{dt d\lambda d\Omega} \right) [\text{s}^{-1} \text{mrad}^{-2} (0.1\% \text{b.w.})^{-1}] \\ & = 4.56 \times 10^4 \gamma^2 N_u^2 I F_k(K) \\ & F_k(K) = \xi_0^2 K^2 [J_{(k-1)/2}(Y_0) - J_{(k+1)/2}(Y_0)]^2 \quad (6) \\ & \xi_0 = k/(1+K^2/2) \\ & Y_0 = \xi_0 K^2/4 \end{aligned}$$

ここで、 N_u はアンジュレータの磁場周期数、 k は高調波成分の次数、 J_m はベッセル関数である。この式からアンジュレータ放射のスペクトルは離散的であることが解る。軸上での基本波、高調波の波長は、

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

と表わされる。光エネルギーについては実用的な単位を用いて次式で表わされる。

$$\varepsilon_k [\text{keV}] = 0.0095 \frac{kE^2 [\text{GeV}]}{(1+K^2/2)\lambda_u [\text{m}]} \quad (8)$$

ここまでは軸上放射のみを見てきたが、アンジュレータ放射を実際に利用するに当たっては、強度の空間分布および偏光特性についてよく知っておく必要がある。

参考までに、図1にSPring-8に標準的なアンジュレータを挿入した際に得られるであろう放射の角度分布を示す。高調波のうち偶数次の放射は電子ビームに拡がりがない場合は軸上で強度が0となるが、実際には有限のエミッタンスのため図1(c)に見られるように僅かながら強度を持つ。表1に計算に用いたパラメータを示す。

アンジュレータ光の偏光特性は、強度の空間(角度)分布に劣らず重要な要素である。図2に基本波と第2次高調波の偏光特性の角度分布を示

す¹⁰⁾。従来型のアンジュレータからの放射は高調波の次数、観測の位置(光軸からのずれ)によらず常に直線偏光しているが、偏光面は場所によって大きく変化するので細心の注意を要する。

3. 挿入光源の実用例

これまでに実用化し放射光利用に供されている挿入光源は、超強磁場を発生できる超伝導ウイグラーを除けば、ほとんどが永久磁石を用いたタイプのものである。使用する磁石として始めはSmCo等の希土類磁石が用いられてきたが、最近ではより残留磁束密度の大きいNd-Fe-B系磁石を用いることが多い。以下では永久磁石を用いた挿入光源について述べる。

挿入光源の磁石の配列のしかたには2種類ある。ひとつは、永久磁石のみで構成される磁気回路で通常4つの磁石ブロックで1磁場周期を構成する(図3(a))。これをハルバックタイプもしくはピュアタイプと呼んでいる。もうひとつは、パーメンジュール等の磁極を永久磁石ではさんだものでハイブリッドタイプと呼んでいる。後者のタイプはさらに、ストレートな磁極を用いる従来タイプと(図3(b))、電子軌道軸方向に向かって開いた形状の磁極を用いる楔型磁極タイプ(図3(c))に分けて考えることができる。

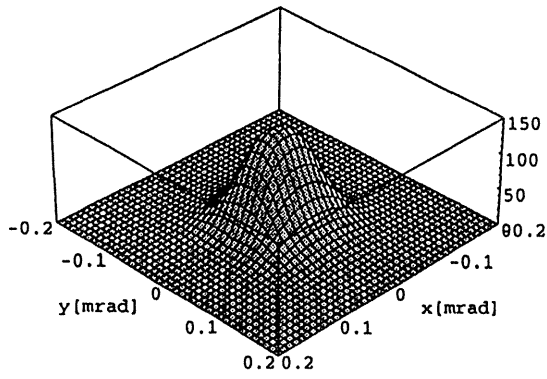
これら3つのタイプのデバイスが電子軌道軸上に発生できるピーク磁場強度とギャップの関係について以下に示す。

ピュアタイプのピーク磁場強度のギャップ依存性については次式の関係が成り立つ¹¹⁾。

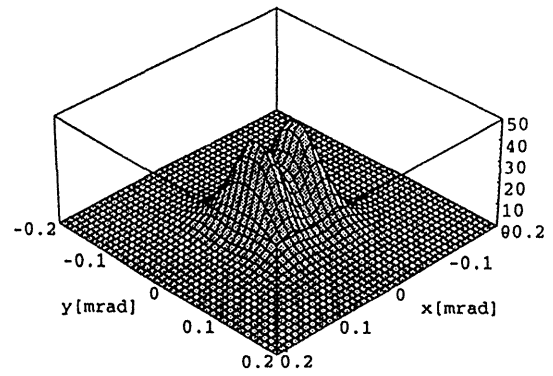
$$B_0 = 2B_r \frac{\sin(\pi/4)}{(\pi/4)} \exp\left(-\pi \frac{g}{\lambda_u}\right) \left\{ 1 - \exp\left(-2\pi \frac{h}{\lambda_u}\right) \right\} \quad (9)$$

ここで、 B_r は残留磁束密度、 h は磁石の高さである。

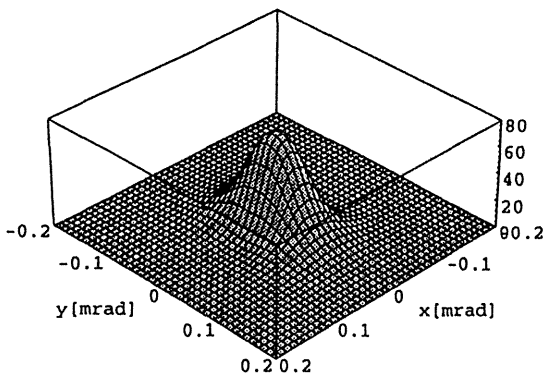
また、従来型ハイブリッドタイプのピーク磁場強度のギャップ依存性についてはHalbachが半経



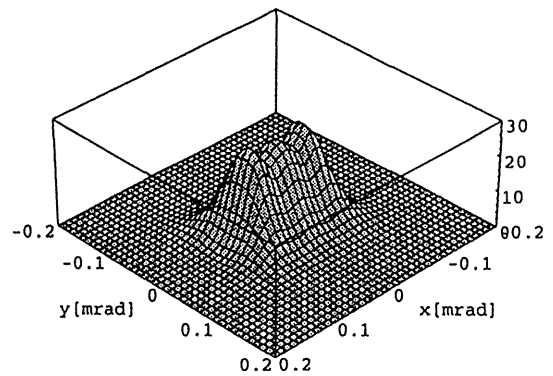
(a)
UNIT : [KW/MRAD^2]
FULL HARMONICS Kx=0 Ky=1.06



(c)
UNIT : [KW/MRAD^2/eV]
2nd HARMONIC Kx=0 Ky=1.06



(b)
UNIT : [KW/MRAD^2/eV]
1st HARMONIC Kx=0 Ky=1.06



(d)
UNIT : [KW/MRAD^2/eV]
3rd HARMONIC Kx=0 Ky=1.06

Fig.1 Angular distribution of power density from a 35 mm period undulator installed in the SPring-8. : (a) total power distribution, (b) fundamental radiation, (c) second harmonic, (d) third harmonic.

Table 1

<u>アンジュレータ :</u>		
磁石周期長	$\lambda_u = 35 \text{ mm}$	
周期数	$N = 114 (L = 3990 \text{ mm})$	
磁石寸法	$w = 80 \text{ mm}$	
	$h = 20 \text{ mm}$	
使用永久磁石	Nd-Fe-B	
残留磁束密度	$B_r = 1.3 \text{ T}$	
K 値	$K = 1.06$ (ギャップ 20mm 時)	
<u>SPring-8 の電子ビーム (High-β) :</u>		
エネルギー	$E = 8 \text{ GeV}$	
電流	$I = 100 \text{ mA}$	
ビームサイズ	$\sigma_x = 0.3482 \text{ mm}$	$\sigma_y = 0.0776 \text{ mm}$
角度拡がり	$\sigma'_x = 0.0145 \text{ mrad}$	$\sigma'_y = 0.065 \text{ mrad}$

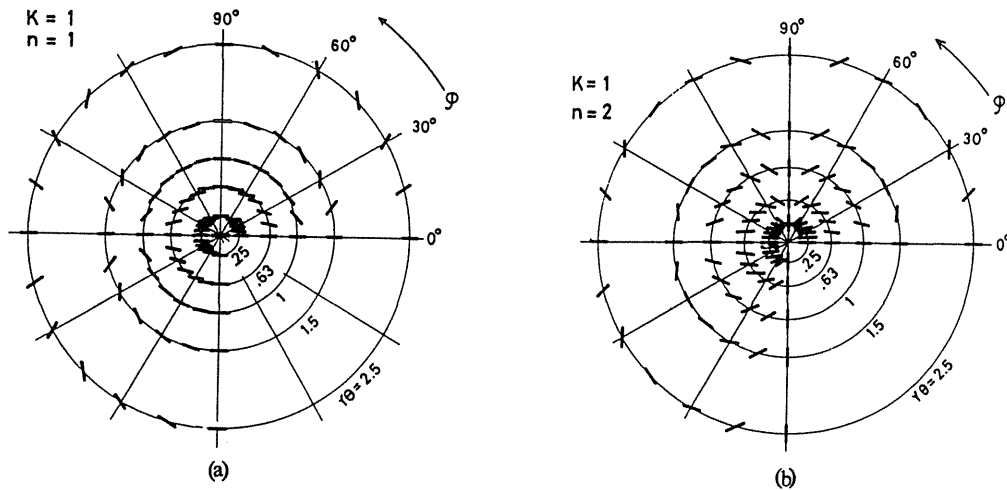


Fig.2 Dependence of the direction of linear polarization on the observing direction. : (a) fundamental radiation with $K=1$, (b) second harmonic with $K=1$.¹⁰⁾

験的な式を提唱しており、次の式で表わされる¹²⁾。

$$B_0[T] = 0.95a[T] \exp\left\{-b \frac{g[m]}{\lambda_u[m]} + c \left(\frac{g[m]}{\lambda_u[m]}\right)^2\right\} \quad (10)$$

ここで、 $a=0.55B_r[T]+2.835$ 、 $b=-1.95B_r[T]+7.225$ 、 $c=-1.3B_r[T]+2.97$ である。

楔型磁極ハイブリッドタイプについては(10)式の a 、 b 、 c に、それぞれ3.02、4.12、0.63を代入することによりよく磁場強度が再現される²⁶⁾。ピーク磁場強度に関しては、同じ残留磁束密度の磁石を用いた場合、楔型磁極ハイブリッドタイプが最も強い磁場を発生可能であるが、現在までにこの磁極構造が採用されたデバイスは、放射光利用を目的としたものとしては SPring-8プロトタイプアンジュレータのみである。

実際に挿入光源を製作するに当たっては、すべての機械装置と同じく製作誤差が付き物であり、場合によっては装置の性能に重大な影響を及ぼす。なかでも磁場強度の誤差は放射光強度の減少をもたらす場合があるので、製作、磁石の配列には十分な注意が必要である^{13), 14), 15), 27)}。

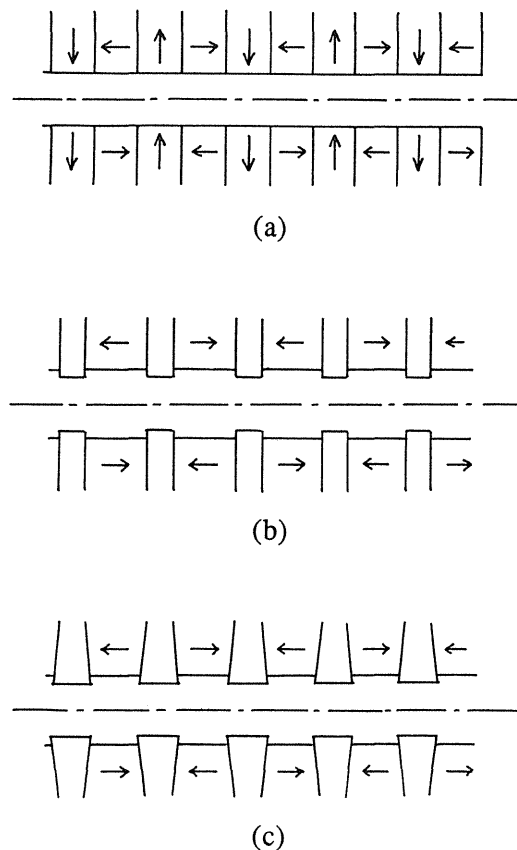


Fig.3 Schematic drawing of the magnet block arrangement. : (a) Halbach type with pure permanent magnet blocks, (b) conventional hybrid type with magnetic poles and permanent magnet blocks, (c) wedged-pole-hybrid type.

4. 特殊な挿入光源

ここまでは現在までに広く一般に利用されている挿入光源について述べてきたが、以下では現時点ではまだ一般的とは言い難いが、今後広く利用されるであろう新しい種類の挿入光源についていくつか紹介する。

最近、放射光利用研究者が自由に偏光特性を操作したいという要求が高まりつつある。たとえば磁気散乱やスピン偏極光電子分光などの研究には円偏光した光が必要であり、構造相転移や散漫散乱などの研究では垂直面内に直線偏光した光が利用できることが望まれている。このような要求に対し、直交直列型アンジュレータ¹⁶⁾、直交遅延磁場型アンジュレータ^{17, 19)}、楕円偏光ウイグラー^{20, 21)}、非対称ウイグラー^{22, 23)}、平板型ヘリカルアンジュレータ^{24, 25)}、平板型可変偏光アンジュレータ等が考案され²⁸⁻³⁰⁾、あるものはすでに製作され利用に供されている。これら新奇な挿入光源のうち、最近原研・理研大型放射光施設計画推進共同チームで開発した平板型可変偏光アンジュレータは、電子軌道面内に磁石構造を持たず、電子ビームの水平面内の開口を制限しないため、容易に電子蓄積リングに挿入することが可能である。また、類似の平板型構造を持つデバイスと比べて最も効率よく螺旋磁場を発生できるほか、ギャップを一定に保ったまま磁石の位相を変えることにより垂直磁場、水平磁場も発生できる。すなわち、この装置ひとつで左右円偏光、楕円偏光、水平・垂直直線偏光を利用することが可能である。図4に試作した平板型可変偏光アンジュレータの写真を載せる。本装置は最近原研小型電子ストレージリングJSRに挿入し、実験を行い偏光した放射光発生に成功した。図5は本装置に採用した磁気回路の概念図で、磁石ブロックの磁化の方向が傾いていることに特徴がある。図6には改良型の磁気回路を示す。こちらは、各磁石列の磁石の磁化方向が従来型と同じであるため、製作が容易である。また、この方が効率よく水平磁場を

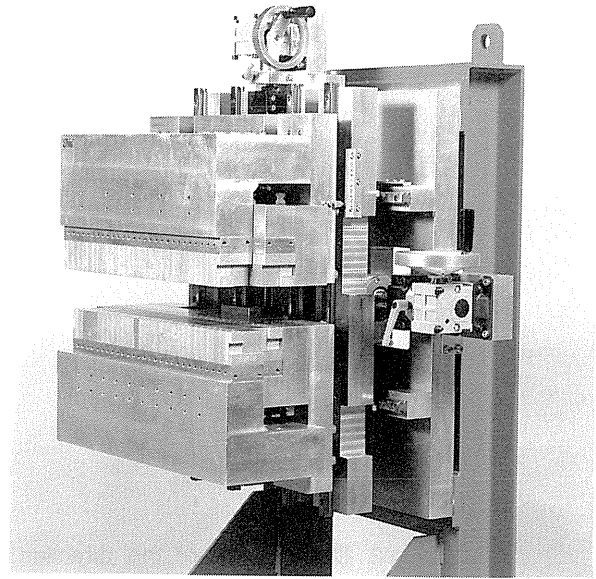


Fig.4 Photograph of the new type undulator APPLE-1 (Advanced Planar Polarized Light Emitter - 1) for generating variably polarized radiation.

生できるため、垂直直線偏光、円偏光を発生させるには適している。この改良型の装置は現在米国のスタンフォード放射光施設SSRLで製作が進行中である³¹⁾。

5. おわりに

薄学をかえりみず挿入光源の原理について概説し、これまでに開発された実用的なデバイスの主要なものについて紹介した。紙面の都合でここに紹介できなかったもので、将来有望と思われるものもいくつかある^{32, 33)}。また、薄学ゆえにここで取り上げることができなかった重要な問題のうちのひとつに挿入光源が電子ビームに与える影響がある。この問題についてはいずれ加速器物理の専門家が本誌にやさしい解説を書いてくれることを期待したい。円偏光発生用挿入光源については文献(34)及び(35)に詳しく解説されているのでそちらを参照されたい。

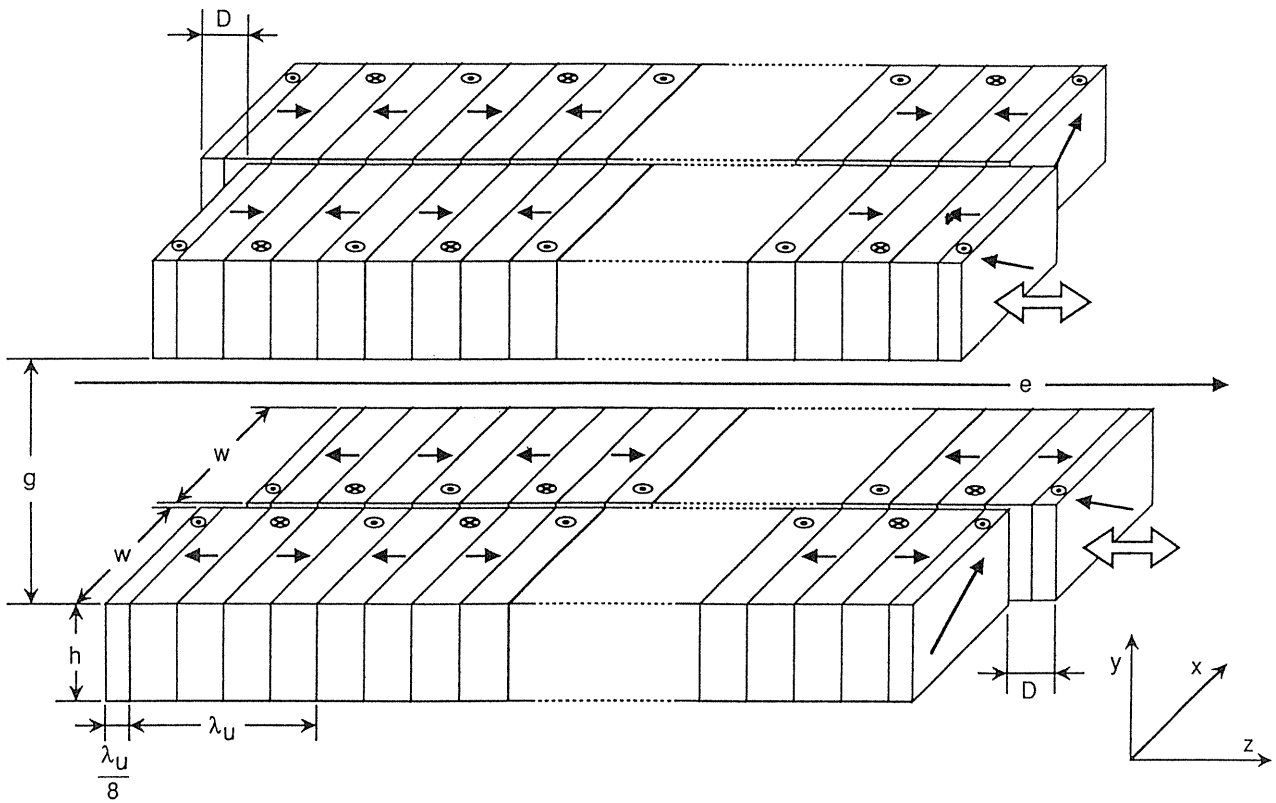


Fig.5 Schematic drawing of the magnetic structure of APPLE-1.

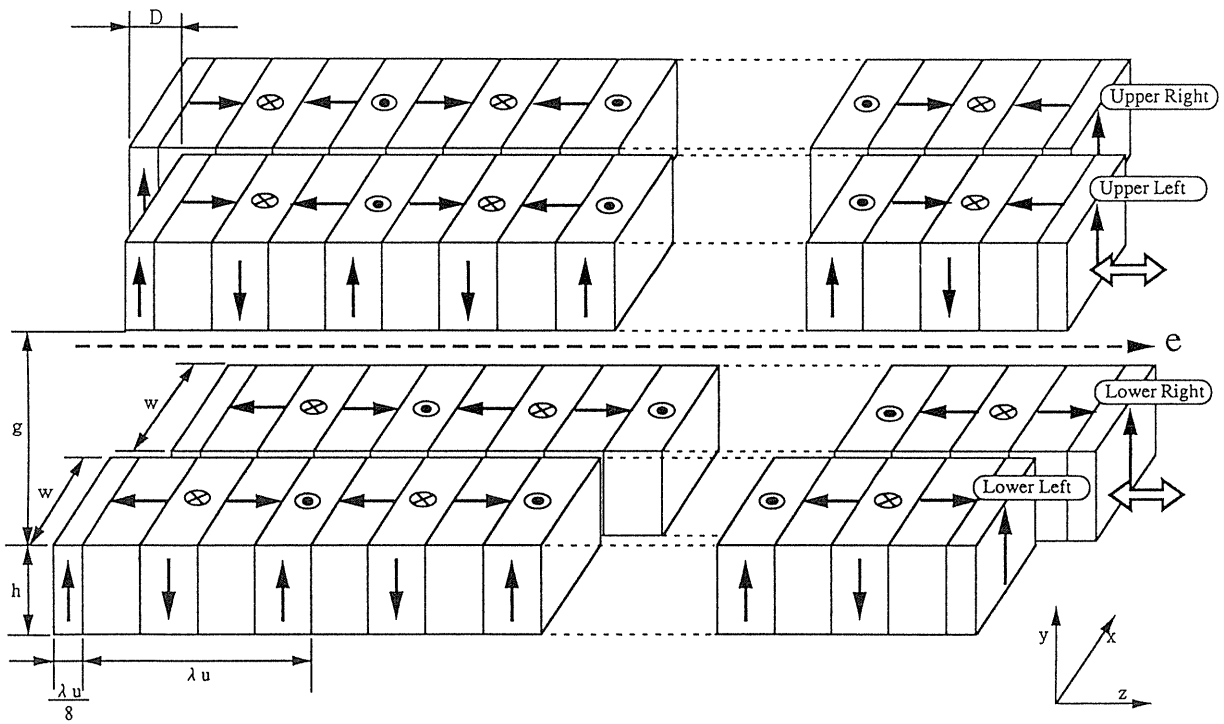


Fig.6 Schematic drawing of the magnetic structure of APPLE-2. Horizontal magnetic field generated with this device is stronger than that with APPLE-1.

文献

- 1) S. Krinsky, M. L. Perlman and R. E. Watson: E. E. Koch, ed. Handbook on Synchrotron Radiation Vol. 1A, p.140, (North Holland, 1983).
- 2) 宮原義一：固体物理, **20**, 263, (1985).
- 3) 北村英男：日本物理学会編「シンクロトロン放射」第2章(培風館, 1986).
- 4) 山本樹：「放射光ユーザーのための光源論」, 日本放射光学会第2回講習会予稿集 p.19, (1989).
- 5) 北村英男：高良和武監修「シンクロトロン放射利用技術」第2章第3節(サイエンスフォーラム, 1989).
- 6) 北村英男：日本物理学会誌, **44**, 574, (1989).
- 7) 小貫英雄：富増多喜夫編著「シンクロトロン放射技術」第5章(工業調査会, 1990).
- 8) 小貫英雄：分光研究, **39**, 217, (1990).
- 9) B. Kincaid: J. Appl. Phys., **48**, 2684, (1977).
- 10) H. Kitamura: Jpn. J. Appl. Phys., **19**, L185, (1980).
- 11) K. Halbach: Nucl. Instrum. & Methods, **A187**, 109, (1981).
- 12) K. Halbach, et. al: Nucl. Instrum. & Methods, **A208**, 117, (1983).
- 13) B. M. Kincaid: SPIE Proc., **582**, 72, (1985).
- 14) A. D. Cox and B. P. Youngman: SPIE Proc., **582**, 91, (1985).
- 15) G. Isoyama: Rev. Sci. Instrum., **60**, 1826, (1989).
- 16) K.-J. Kim: Nucl. Instrum. & Methods, **A219**, 425, (1984).
- 17) H. Onuki: Nucl. Instrum. & Methods, **A246**, 94, (1986).
- 18) H. Onuki, N. Saito, and T. Saito: Appl. Phys. Lett, **52**, 173, (1988).
- 19) H. Onuki, N. Saito, T. Saito, and M. Habu: Rev. Sci. Instrum., **60**, 1838, (1989).
- 20) S. Yamamoto and H. Kitamura: Jpn. J. Appl. Phys., **26**, L1613, (1987).
- 21) S. Yamamoto, H. Kawata, H. Kitamura, and M. Ando: Phys. Rev. Lett, **62**, 2672, (1989).
- 22) J. Goulon, P. Elleaume, and D. Raoux: Nucl. Instrum. & Methods, **A254**, 192, (1987).
- 23) J. Pflüger and G. Heintze: Nucl. Instrum. & Methods, **A289**, 300, (1990).
- 24) P. Elleaume: Nucl. Instrum. & Methods, **A291**, 371, (1990).
- 25) B. Diviacco and R. P. Walker: Nucl. Instrum. & Methods, **A292**, 517, (1990).
- 26) S. Sasaki, T. Takada, N. Matsuki, S. Sasaki, and H. Ohno: Proc. IEEE Particle Accelerator Conf., San Francisco (May 1991).
- 27) S. Sasaki, N. Matsuki, and T. Takada: Rev. Sci. Instrum., **63**, 409, (1992).
- 28) S. Sasaki, K. Miyata, and T. Takada: Jpn. J. Appl. Phys., **31**, L1794, (1992).
- 29) 角野和義, 佐々木茂美：JAERI-M Report **92-157**, (1992).
- 30) S. Sasaki, K. Kakuno, T. Takada, T. Shimada, K. Yanagida, and Y. Miyahara: Proc. 14th Int'l Free Electron Laser Conf., Kobe, (August 1992), Nucl. Instrum. & Methods, **A331**, 763 (1993).
- 31) R. Carr: private communication.
- 32) T. Shintake, K. Huke, J. Tanaka, I. Sato, and I. Kumabe: Jpn. J. Appl. Phys., **21**, 211, (1982).
- 33) R. Carr and H.-D. Nuhn: Rev. Sci. Instrum., **63**, 347, (1992).
- 34) 八木一寿, 小貫英雄, 杉山卓, 山崎鉄夫：分光研究, **40**, 281, (1991).
- 35) 小貫英雄：放射光, **5**, 1, (1992).