

解説

リボルバー型アンジュレータの分光測定への利用

柿崎 明人

東京大学物性研究所

Characteristics of the Revolver undulator and its beamlines at the Photon Factory

Akito Kakizaki

Synchrotron Radiation Laboratory, Institute for Solid State Physics, University of Tokyo

The Revolver undulator and its beamlines, BL-19A and BL-19B at the Photon Factory, were constructed to be dedicated to the solid state spectroscopy in VUV region. The output photon energy of the beamline, BL-19A, has been calibrated and the resolution was measured at several photon energies. The degradation of the beamline by the heat loading of the undulator radiation was considerably reduced by adopting SiC substrate mirrors and gratings. To cover wide spectral range with the maximum intensity of the first harmonics of the undulator radiation, the simultaneous scanning of the undulator magnet gap and the output photon energy of the monochromator has been accomplished in the normal user beam time of the Photon Factory.

1. はじめに

光速に近い電子（あるいは陽電子）を周期磁場の中で運動させると、従来よりも格段にすぐれた指向性を持つ輝度の高い準単色放射光（アンジュレータ放射）が得られる。¹⁾ アンジュレータ放射の利用は特に輝度の高い放射光を必要とする分光実験に有用であるばかりでなく、従来の分光実験の精度を飛躍的に向上させることにもつながり、第三世代のVUV放射光源の主流をなすと考えられている。以下では、高い光強度と分解能とを

利用したVUV固体分光専用ビームラインとしてフォトンファクトリーに建設された、リボルバー型アンジュレータ²⁾とそのビームラインBL-19Aの性能について述べると共に、アンジュレータ放射をより有効に利用するにはどうしたらいいか考えたい。^{3,4)}

2. アンジュレータ放射

VUV領域のアンジュレータ放射を発生させる挿入光源は、数cmから数10cmの周期長を持つ永久

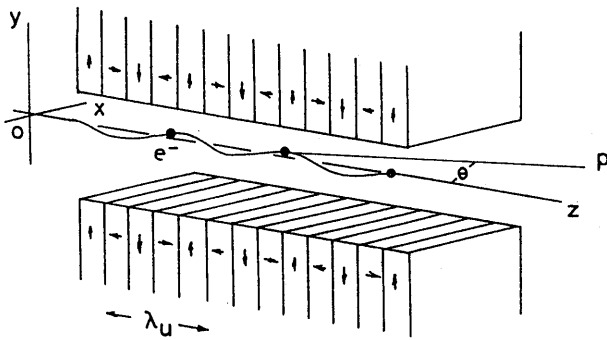


Fig.1 Schematic diagram of undulator radiation.

磁石列を使用している。図1のようにy軸方向の最大磁場B (T), 周期長 λ_u (m)の磁場がN周期ならんでいるなかを電子が運動するとき, 電子はx軸方向に蛇行しながら進行し, 前方にN周期の電磁場を放出する。z軸から θ の角度をなす点で観測したとき波束の周期は, Doppler効果により,

$$T = \lambda_u (1 - \langle v_x \rangle \cos \theta / c) / \langle v_z \rangle \text{ (sec)} \quad (1)$$

ここで, $\langle v_z \rangle$ はZ軸方向の電子の平均速度で

$$\langle v_z \rangle = \beta c (1 - K^2 / 4\beta^2 \gamma^2) \text{ (m/sec)} \quad (2)$$

$$\beta = v_z / c$$

$$\gamma = 1 / \sqrt{1 - \beta^2}$$

と与えられる。 γ は電子エネルギーE (GeV)と電子の静止質量 mc^2 (GeV)の比, Kは磁場の強さB (T)に比例し, $K = e\beta\lambda_u / 2\pi mc^2$ である。従って, 観測されるアンジュレータ放射の波長は $\theta \ll 1$ のとき,

$$\lambda_n = \lambda_u (1 + K^2 / 2 + \gamma^2 \theta^2 + \dots) / 2n\gamma^2 \text{ (m)} \quad (3)$$

$$n = 1, 2, 3, \dots$$

である。 $n = 1, 2, 3, \dots$ の項は電子がZ軸方向の振動成分が0でないことによるもので, $K \ll 1$ では $n = 1$ の基本波が, $K > 1$ では高調波が顕著になる。

式(3)からわかるように γ , λ_u が一定ならば,

Z軸方向ではKが大きいほど波長の長いアンジュレータ放射が得られる。また, アンジュレータ放射の基本波の分解能はZ軸上で観測して

$$\Delta\lambda_1 / \lambda_1 \sim 1/N \quad (4)$$

と近似され, アンジュレータ放射の自然なひろがりの中に含まれるフォトン数は $K \sim 1$ にたいして

$$I_{PH} \sim 1.7 \times 10^4 \gamma^2 N^2 \text{ (photons / (s \cdot mrad}^2 \cdot \text{mA} \cdot 0.1 \text{bw)})} \quad (5)$$

と与えられる。式(4), (5)から明らかなように, Nが大きい程アンジュレータ放射の光強度は大きく, 単色性の優れたものになる。しかも, Kは磁極間距離を小さくすると大きくなるから, 永久磁石列の磁極間距離を変化させることによりアンジュレータ放射の基本波の波長をすべてのVUV領域で自由に選ぶことができる。この点が通常の偏向電磁石から出る放射光に比べてアンジュレータ放射の優れている点である。

一方, アンジュレータ放射の指向性が優れているということは, 同時に

$$P \sim 0.6 \times E^2 \lambda_u N \text{ (watt / mA)} \quad (6)$$

で表される全放射エネルギーがアンジュレータ放射の自然幅(0.1mrad程度)の中に集中することでもある。このことは, アンジュレータ放射を導くビームラインの分光光学系におかれる光学素子の熱膨張による変形や, 分光特性の悪化をまねき, 極端な場合には光学素子の破壊やビームライン真空壁の溶解などの事故にもつながることになる。このため, アンジュレータ放射を利用するには, ビームラインの配置, 光学素子の冷却, 熱負荷に耐えうる光学素子の選定などにも注意を払う必要がある。⁵⁻¹⁵⁾

3. リボルバー型アンジュレータとビームライン BL-19A

図2はフォトンファクトリーリングのB18, B19間の直線部におかれたリボルバー型アンジュレータである。先に述べたように、アンジュレータの磁石列の磁極間距離を変えることによって基本波の光子エネルギーを10から1000eVまでのVUV全領域をカバーすることは原理的にはできる。しかし、電子加速器の真空パイプ厚み、アンジュレータを挿入する直線部の長さなどの制約のために、広い光子エネルギー範囲にわたって輝度の高いアンジュレータ放射を得るには、いくつかの異なる周期長と磁場の強さをもつ磁石列を用いなければならない。ここで採用したのは、4つの永久磁石列を上下二つの可動軸のまわりに配置す

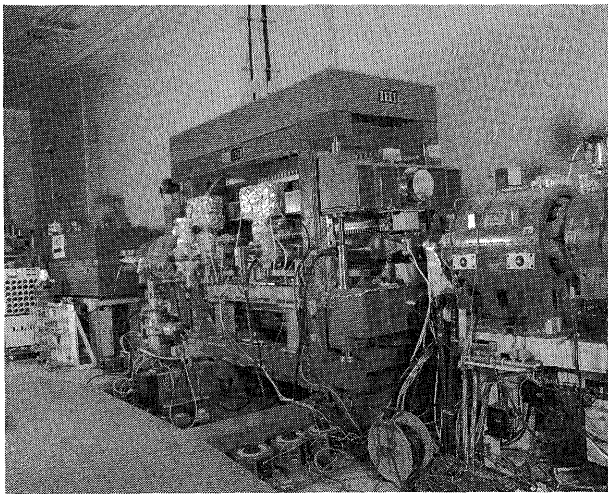


Fig.2 The Revolver undulator installed in the Photon Factory ring.

るマルチアンジュレータ方式で、可動軸の平行移動で基本波の光子エネルギーを変え、基本波の領域は対応する磁石列を上下それぞれの軸のまわりに回転して選ぶ方式である。磁石列の回転動作からこのタイプのマルチアンジュレータをリボルバー型アンジュレータと呼んでいる。リボルバー型は機構が比較的簡単で、他のスライド式¹⁶⁾などにくらべて場所をとらないなどの利点も多く、その後、HASYLABのバイパス計画のマルチアンジュレータ¹⁷⁾にも採用された方法である。

表1と図3にアンジュレータの4つの磁石列と、その磁極間距離を変えることによって得られる基

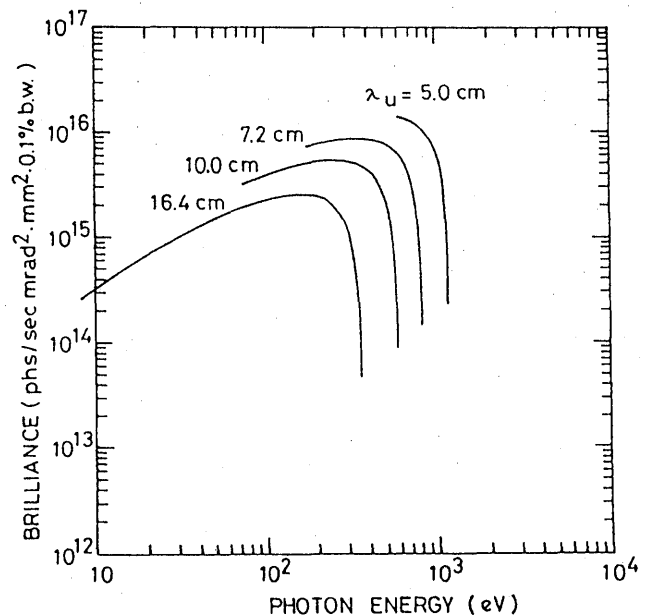


Fig.3 Energy range and the brilliance at a beam current 250 mA for the fundamental peaks covered with four pairs of undulator magnets; A, B, C and D.

Table 1 Parameters of the Revolver undulator. ϵ represents the photon energy region covered by a fundamental radiation. Total power(P) and horizontal(θ_H) and vertical(θ_V) divergences of the undulator radiation are for those at minimum magnet gap(30mm).

Magnet	Type of magnet configuration	B_{max} [T]	λu [cm]	N	ϵ [eV]	θ_H [mrad]	θ_V [mrad]	P [kW/250mA]
A	hybrid	0.278	5.0	46	644 - 1150	0.15	0.034	0.18
B	hybrid	0.407	7.2	32	173 - 733	0.16	0.058	0.38
C	hybrid	0.531	10.0	23	45 - 528	0.18	0.11	0.64
D	pure	0.622	16.4	14	7.8 - 322	0.30	0.26	0.88

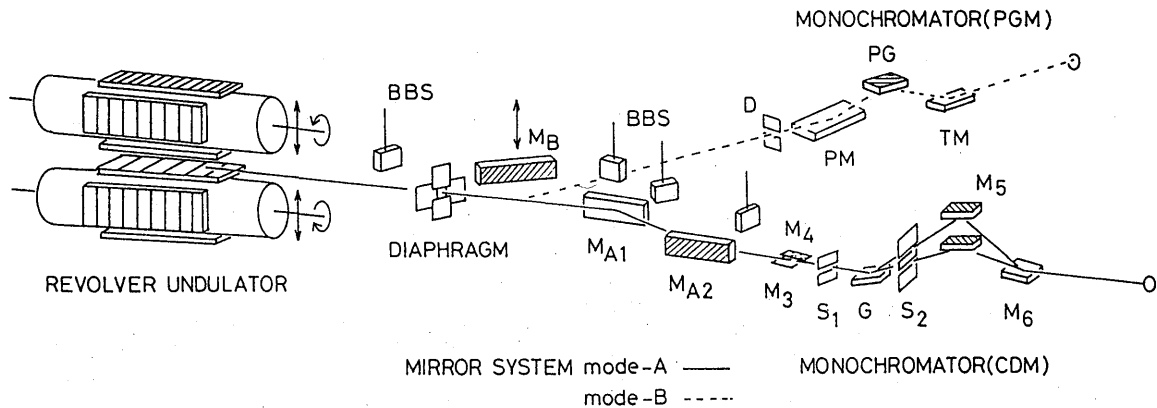


Fig.4 Schematic diagram of the Revolver undulator beamline BL-19 at the Photon Factory. In mode-A, undulator radiation is led into spherical grating monochromator(CDM), whereas in mode-B it is led into plane grating monochromator(PGM) by inserting Au coated SiC first mirror(M_B) in the beamline.

本波のエネルギー領域, 輝度, アンジュレータ放射の拡がり, 全放射エネルギーなどを示す。A-Dの磁石列と磁極間距離は, アンジュレータ放射を使って行なう固体分光実験に必要な基本波の光子エネルギーに応じて最も小さいK値となるものを選んで使用している。これは, ビームラインに設置されている光学素子への熱負荷が小さくなるようにするためである。

図4は, アンジュレータビームラインBL-19の概略図である。ビームラインはフロントエンド, 水冷ビームシャッター(BBS), 水冷4象限スリット(DIAPHRAGM), 2本のブランチビームラインに分岐するための反射鏡(M_{A1}, M_{A2}, M_B), 球面回折格子(CDM)および平面回折格子(PGM)を用いた2つの斜入射分光器などからなりたっている。BL-19AとBL-19Bへのアンジュレータ放射の導入は M_{A1} , M_{A2} 及び M_B の出し入れによって行ない, 2つのビームラインがタイムシェアリングで使える。表2に反射鏡のパラメータをあげておく。アンジュレータ放射の熱負荷を考慮して第1ミラーの基板には熱膨張率が小さく熱伝導率の大きいSiCを当初から用いた。そのほかのミラーの素材は後述のべるように, アンジュレータ放射の熱負荷による光学素子の変形を小さくするために,

Table 2 Parameters of reflecting mirrors in the beamlines BL-19 A and B.

Material (coating)	Angle of incidence	Size (W × H × T mm ³)
M_{A1} SiC plane (Au)	85°	400 × 100 × 50
M_{A2} SiC toroidal (Au) R=350,000mm r=372mm	86°	400 × 100 × 50
M_B SiC (Au) cylindrical (Au) R=500,000mm	88.5°	520 × 100 × 50

当初の石英基板から現在はSiC基板に変更されている。BL-19AのCDMは160°と170°の2つの定偏角をもち, 4つの球面グレーティングで, 20-250eVの光子エネルギー領域をカバーすることができる。BL-19BのPGMは, 1200eVまでの光子エネルギーまでをカバーできる平面回折格子分光器で, 5Aと15Aに中心波長をもつ不当刻線間隔平面回折格子を使用している。¹⁸⁾ 表3に, CDM, PGMそれぞれの光学素子のパラメータを示す。

Table 3 Parameters of the optical elements of CDM and PGM.

CDM									
Grating									
Name	Deviation angle (deg)	Coating	R (mm)	Groove density (1/mm)	Name	Type (quartz substrate)	Coating	R (mm)	R (nm)
G4	170	Au	4000	1200	M6	toroidal	Au	13,800	320
G3	170	Au	4000	600	M6	toroidal	Au	13,800	320
G2	160	Au	2000	1200	M5	plane	Au	—	—
G1	160	Al	2000	600	M6'	toroidal	Au	7230	1035
					M5'	plane	Al	—	—
					M6'	toroidal	Au	7230	1035

PGM

Grating									
Name	Coating	mean groove density (1/mm)		Name	Type (quartz substrate)	Coating	R (mm)	r (mm)	
PG1	Au	800		TM	toroidal	Au	38,200	42.4	
PG2	Au	2400							

4. アンジュレータとビームライン BL-19A の性能

図5は4象限スリットで0.2mm×0.2mmのピンホールを作ってBL-19Aで観測したアンジュレータの軸上放射である。アンジュレータの磁極列はDで磁極間距離は100mm ($K = 2.37$)、基本波の光子エネルギーは93.5eVである。図のなかの細い線は北村らによる計算値で、基本波のピーク位置、短波長側にみられる振動構造など、両者の一致はきわめてよく、Auの光電子放出強度から見積ったピーク強度の絶対値 ($\sim 2 \times 10^{10}$ photons/sec) も分光光学系の効率、分光器のアクセプタンスアングルなどを考慮したものとよく一致する。¹⁹⁾ 80eV付近でみられる観測値と計算値とのずれは、Auの光電子放出強度がこの付近で高エネルギー側よりも大きくなるためである。

ところで、ビームラインに入ってくるアンジュレータ放射にはアンジュレータの上流および下流の偏向電磁石からの放射光がまじっている。これ

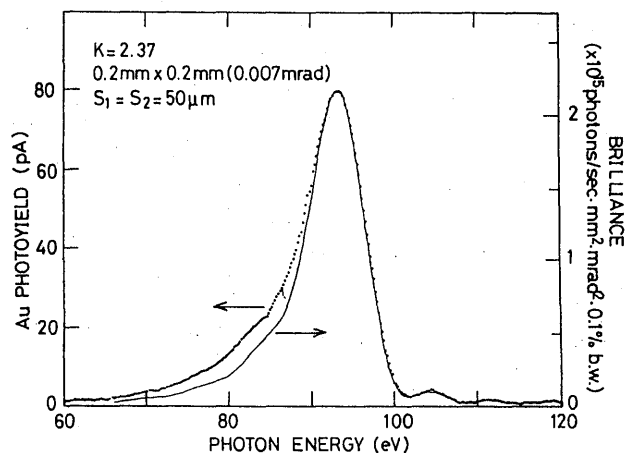


Fig.5 Photon flux spectrum of the undulator radiation of $K=2.37$ comparing with the calculated brilliance (thin line). The acceptance angle of the beamline is 0.007 mrad and the width of the entrance (S_1) and the exit (S_2) slit of the monochromator is 50 μm .

がときには基本波の光子エネルギーのずれの原因になったり、ビームライン後端の分光器から出てくる放射光に余分なバックグラウンドをあたえることになる。アンジュレータ放射を軸上放射として

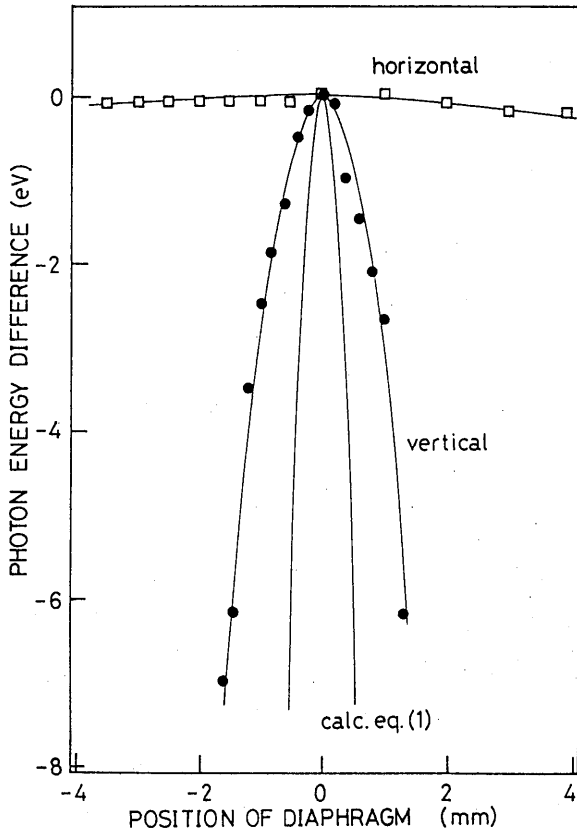


Fig.6 Deviation of the peak photon energies of the first harmonics of the undulator radiation with $K=2.37$ as moving the lateral position of the $0.2\text{mm} \times 0.2\text{mm}$ pinhole (0.007mrad) around the undulator axis. Calculated value using eq. (3) is also presented in the figure for comparison.

とらえるには、式(3)が利用できる。図6は、水冷4象限スリットで $0.2\text{mm} \times 0.2\text{mm}$ のピンホールを作ってそれを上下左右にうごかしたときの基本波のピーク強度の光子エネルギーのずれである。式(3)をつかった単純な計算とは一致しないが、ビームラインの光軸上にアンジュレータ放射がみちびかれたときに基本波の光子エネルギーは最大となる。このときの光子エネルギーの絶対値は約1%の精度で計算値に一致する。

図7は、基本波の光子エネルギーを 9.68eV にとり、4象限スリットをアンジュレータ放射の自然幅分だけ開いたときの出射光強度である。このときの K 値は1よりもかなり大きく、スペクトルには高調波による特徴ある構造がみられる。ビームラインのアクセプタンスアングルを大きくとったために、高調波のピークエネルギーが基本波の光子エネルギーの整数倍からわずかに低エネルギー側にずれている。出射光強度は極めて大きく、分光器の焦点位置でのフォトン数はリング電流が 300mA のとき約 7×10^{13} photons/secとなり、同じアクセプタンスアングルで偏向電磁石から取り出

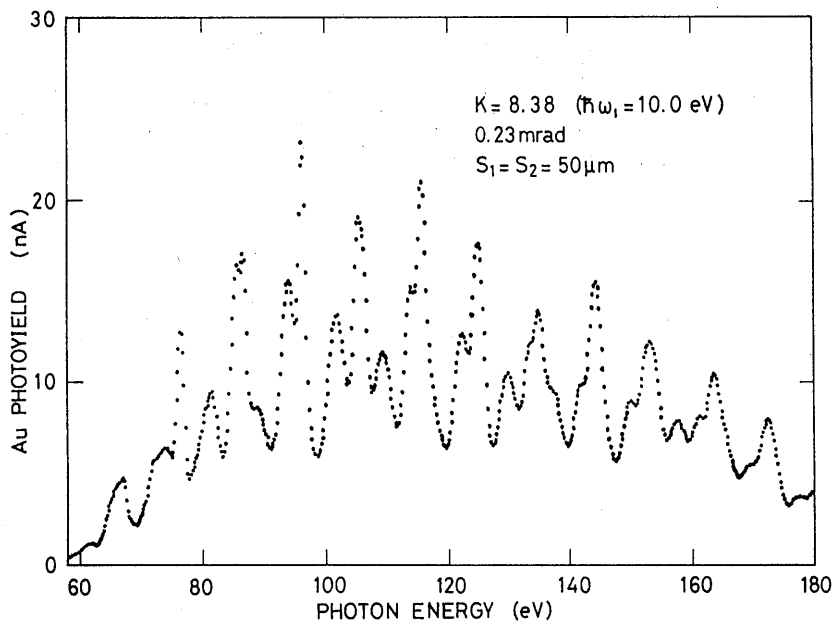


Fig.7 Photon flux spectrum of the undulator radiation of $K=8.38$ with an aperture accepting one sigma of the natural divergence of the undulator radiation.

した放射光に比べて2桁以上大きい値である。

アンジュレータ放射を分光実験に利用するには2つの方法が考えられる。一つは基本波の光子エネルギーを分光器の出射光エネルギーに同期するようにアンジュレータの磁極間距離を随時変化させる方法であり、もう一つは、図7のように基本波のエネルギーを低い光子エネルギーにとり、アンジュレータ放射の高調波を利用する方法である。前者は、通常のリング運転中に他のビームラインへ影響を与えないでアンジュレータの磁極間距離を変えることがむずかしいという難点がある。また、アンジュレータ放射をできるだけ効率よくビームラインに取り入れようとするとK値の変化に応じてビームラインのアクセプタンスアングルを変える必要がある。

後者は、そういう労力を必要としないかわりに、ビームラインの出射光スペクトルの強度が光子エネルギーによって大きく変化するため、光子エネルギー依存性のような分光測定をするときに精度のよい光強度モニターが必要になる。また、高調波の強度が大きいということは、回折格子分光器から出る高次光の強度を大きくすることになる。図8(a)、(b)は光子エネルギー70eVで測定したAuの価電子帯光電子スペクトルである。図8(a)はK=5.67で高調波を利用したもの、(b)はK=2.91、すなわち基本波のエネルギーを69.2eVに選んだ場合である。高調波を利用した図8(a)には、分光器からの2次光によるAu4f内殻光電子スペクトルが価電子帯スペクトルに重なって観測される。さらに、高次光によるバックグラウンドも大きい。アンジュレータ放射としてK=2.91の基本波をつかった場合、図8(b)には、価電子帯スペクトルにAu4f内殻光電子による構造はほとんどみられないし、バックグラウンドもきわめて小さくおさえることができる。もちろん、分光器の高次光の強度、迷光の大きさは、ビームラインの分光光学系の設計と光学素子の表面素材と表面粗さに大きく依存するが、図8(a)、(b)からわかるこ

とは、アンジュレータ放射の高調波を使用すると、分光器からの迷光が増え、光電子スペクトルに高次光による不必要な構造を与えることになるということである。従って、分光光学系の特性を悪くせずに高次光などの影響の少ない光電子スペクトルを測定するには、アンジュレータの磁極間距離を分光器の出射光エネルギーに同期させて変化させることが必要である。

式(6)によれば、K値を大きくとることは、光学素子に対するアンジュレータ放射による熱負荷を増大させることになり、高調波を利用することは不必要な熱負荷を光学素子にあたえることになる。この点からも基本波の光子エネルギーを分光器の出射光エネルギーに合わせて掃引できることが重要である。

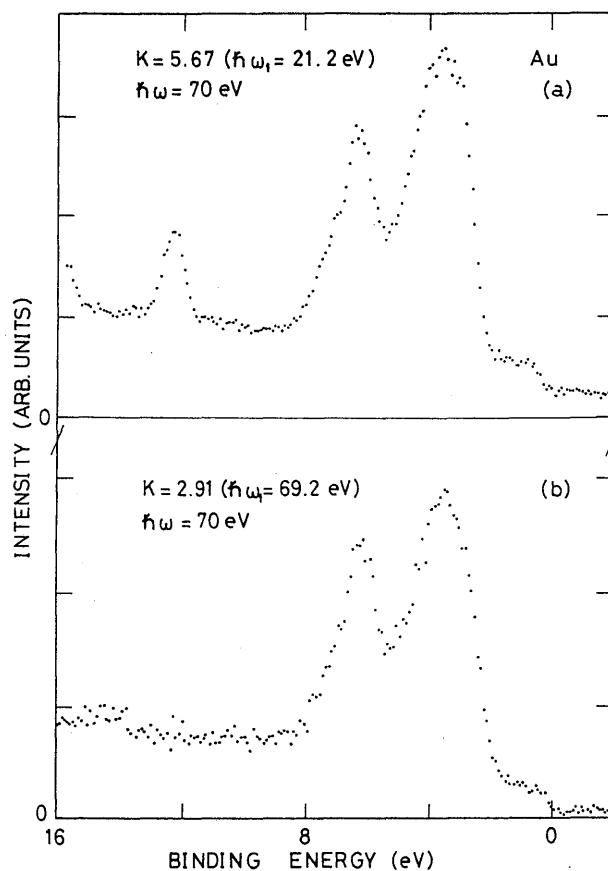


Fig.8 Valence band photoelectron spectra of gold at excitation energy of 70 eV, with two different K values; (a) K=5.67, and (b) K=2.91.

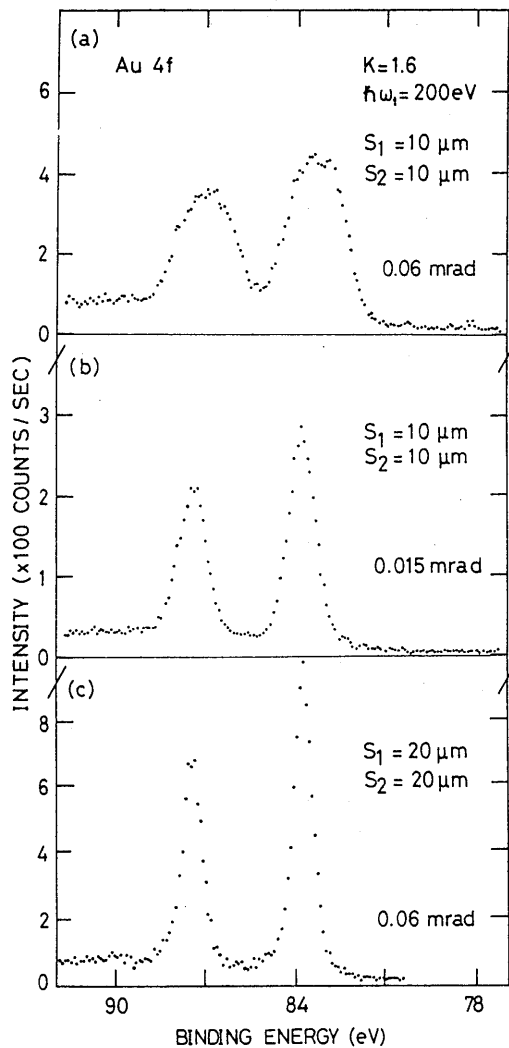


Fig.9 Photoelectron spectra of Au 4f core electrons at excitation energy of 200 eV, with two different widths of the diaphragm, 0.06 mrad and 0.015 mrad. (a) and (b) are the spectra obtained using quartz substrate mirrors and gratings, and (c) is using SiC substrate ones.

初めてアンジュレータ放射を使って測定した BL-19A CDM の分解能は、入射スリット (S_1) 及び出射スリット (S_2) の幅が $50 \mu\text{m}$ のとき 100eV で 250 となり、レイトレイスで予想した値の 25% 程度であった。いろいろテストした結果、原因がアンジュレータ放射の熱負荷による光学素子の変形にあることがわかった。これは、それぞれの光学素子の直前にビームシャッターを入れてアンジュレータ放射を照射する前後の出射光量の変化を調べることで確かめられる。実際、第一ミラー M_{A1} , M_B への熱負荷の大きさは入射角が 85° でも

$30\text{W}/\text{cm}^2$ にも達すると予想される。この熱負荷の影響は光電子スペクトルにも現われる。

図 9 (a), (b) は、第一ミラーだけが SiC 基板で、他の光学素子が石英基板のときの基本波の光子エネルギーを 200eV としたときの Au の 4f 内殻光電子スペクトルである。分光器のスリットの幅を変えずに 4 象限スリットをアンジュレータ放射の自然幅 (0.06mrad) の $1/4$ にするだけで、スペクトル強度はあまり減少せずに分解能を大きく改善することができた。図 9 (c) は第一ミラーだけでなく、 M_{A2} , M_3 , M_4 , さらに回折格子の基板を石英から SiC に交換した後のスペクトルである。4 象限スリット、分光器のスリット幅を大きくとっても分解能のいいスペクトルが得られる。光学素子を SiC 基板に交換した後の分解能は、 100eV で 0.12eV とほぼ設計値に近いものとなった。しかし、熱負荷の影響が完全になくなったわけではなく、光学素子交換後もアンジュレータ放射を照射してから出射光強度が定常値に達するまでに数 10min の時間が必要である。この影響のほとんどは光学素子が熱平衡に達するまでの時間と考えられる。

5. アンジュレータのインデペンデントチューニング^{20, 21)}

分光器の出射光エネルギーに同期させてアンジュレータの磁極間距離を変え、基本波の光子エネルギーを掃引するためには、それによって電子蓄積リング内の電子軌道に変化が生じないように電子軌道の補正をしながら (インデペンデントチューニング) を行なわなくてはならない。このため、リボルバー型アンジュレータの上流、下流には、電子軌道を水平方向、垂直方向にコントロールするための 4 つの双極子電磁石が置かれている。水平及び垂直補正用電磁石の電流はアンジュレータの磁石列を動かしたときに電子軌道の閉軌道からのずれ (COD) ができるだけ小さくなるように、かつ蓄積リング外の何箇所かで測った放射

光ビームのずれが $20 \mu\text{m}$ 以下になるように選んでいる。アンジュレータの磁石列を動かしたときの電子軌道のずれは、移動するスピードにも依存している。現在は磁石列を $4\text{mm}/\text{min}$ で動かすことになっており²²⁾、ビームラインの末端からコントロール室を通じて光子エネルギー 1 eV に相当する磁極間距離を変えるのに最低約 2min を要する。この時間は、通常の光電子分光実験にはほとんど支障がない長さである。

図 10(a), (b) は $K = 5.67$ としたときの分光器からの出射光強度と $K = 3.49$ から $K = 2.47$ まで変化させてアンジュレータ放射の基本波の光子エネルギーを掃引したときの分光器の出射光スペクトルである。アンジュレータのインデペンデントチューニングを利用して基本波を掃引したほうが、アンジュレータ放射の強度も大きく、高調波による複雑な構造をなくすることができる。図 11 は、BL-19A でカバーする光子エネルギー領域 ($20\text{--}250\text{eV}$) に渡って求めた、磁極間距離 (K 値) とそれに対応する出射光子エネルギー範囲である。横線で示した範囲は、基本波のピーク強度の 95% 以上にある光子エネルギーの領域である。実際には、分光測定に用いる光子エネルギーから図 11 をもとにしてアンジュレータの基本波の光子エネルギー、すなわち磁極間距離を決めればよいことになる。

図 12 にアンジュレータの基本波と分光器の出射光エネルギーとを同時に掃引して得られた共鳴光電子スペクトルの一例を示す。スペクトルは YbB_6 の $\text{Yb}4d$ 内殻励起しきい値の近傍で測定されたもので、 $\text{Yb}4f^{13}$ 終状態のほかに $\text{Yb}4f^{12}$ 終状態による構造がみられ、 $\text{B}1s$ 内殻しきい値よりも大きい励起エネルギーでは BKLL オージェ電子による構造がみられる。図 12 中のそれぞれのスペクトルを測定するのに要する時間は約 20min 、アンジュレータの磁極間距離と分光器の出射光エネルギーを変えるのに要する時間は約 $2\text{--}3\text{min}$ であった。

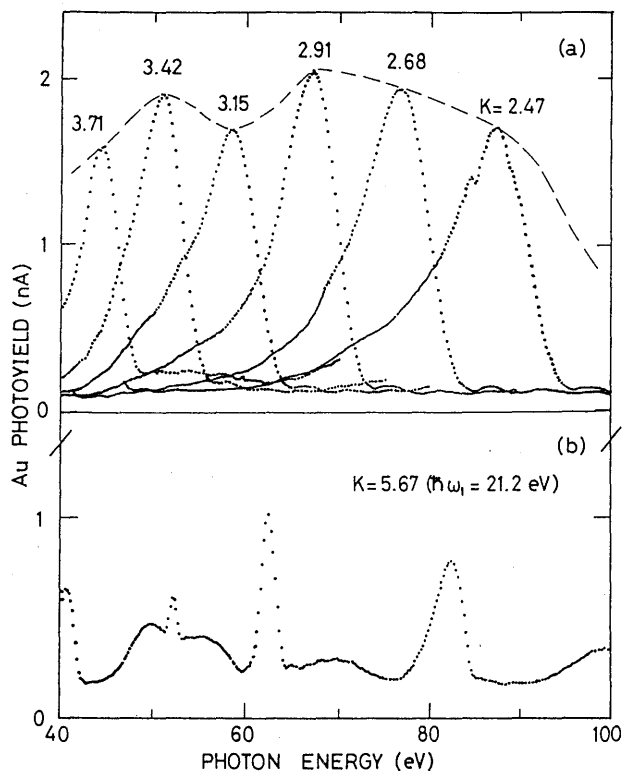


Fig. 10 Photon flux spectra of the first harmonics of five different K values; (a), comparing with the spectrum obtained by the higher harmonics of the undulator radiation of $K=5.67$; (b). The dashed curve in (a) represents the contour of the first harmonic peaks.

6. おわりに

リボルバー型アンジュレータからのアンジュレータ放射を分光器を通して初めて観測してからすでに3年を経過した。その間、光学素子の基板の SiC 化、インデペンデントチューニングのためのマシンスタディなどを経て、現在、BL-19A ではスピン偏極光電子分光実験などの分光測定がおこなわれている。ビームラインの末端からアンジュレータを完全にユーザーの手でコントロールすること (サイマルテニアススキャンニング) など、これから進展させなければならない課題はいくつかあるが、BL-19がフォトンファクトリーの他のアンジュレータビームラインと同様に共同利用にオープンされる日も近い。

本稿で述べたことは、アンジュレータの設計段階からご支援をいただいた高エネルギー研フォト

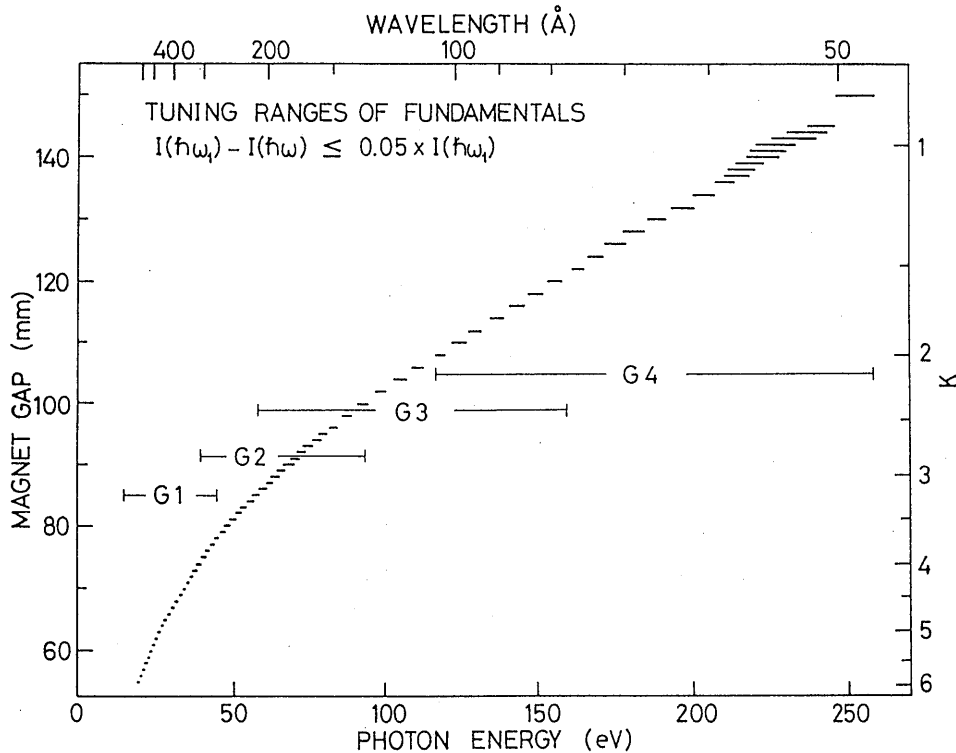


Fig.11 Experimentally determined tuning range of the undulator magnet D. Each bar covers the photon energy range where the decrease of the photon intensity to be within 5% of a fundamental peak intensity of each corresponding magnet gap. A horizontal bar with G_n ($n=1, 2, 3, 4$) indicates the photon energy region covered by G_n grating of CDM.

ンファクトリーの諸兄との共同作業であると同時に、ビームラインの整備に参加していただいた多くの方々のご努力の結果でもある。皆様に心から御礼を申し上げます。

文献

- 1) 北村英男; 日本物理学会誌 **44**, 574 (1989).
- 2) G. Isoyama, S. Yamamoto, T. Shioya, H. Ohkuma, T. Mitsuhashi, T. Yamakawa and H. Kitamura; Rev. Sci. Instrum. **60**, 1863 (1989).
- 3) A. Kakizaki, K. Soda, M. Fujisawa, S. Suga, T. Mori, Y. Watanabe, T. Ishii, M. Taniguchi, M. Ikezawa, S. Suzuki, H. Sugawara, Y. Kamiya, T. Miyahara, K. Tanaka, H. Kato, K. Ito, A. Yagishita, Y. Satow, T. Kosuge, S. Sato, S. Asaoka and N. Kanaya; Rev. Sci. Instrum. **60**, 1893 (1989).
- 4) A. Kakizaki, T. Kinoshita, A. Harasawa, H. Ohkuma, T. Ishii, M. Taniguchi, M. Ikezawa, K. Soda and S. Suzuki; Nucl. Instrum. Methods **A311**, 620 (1992).
- 5) V. Rehn; Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. **582**, 238 (1985).
- 6) R. Digennaro, B. Gee, J. Guigli, H. Hogrefe, M. Howells and H. Rarback; Nucl. Instrum. Methods **A266**, 498 (1988).
- 7) L. Hulbert and S. Sharma; Nucl. Instrum. Methods **A266**, 491 (1988).
- 8) M. Dorniani; Nucl. Instrum. Methods **A266**, 567 (1988).
- 9) S. Sato, A. Iijima, S. Takeda, M. Yanagihara, T. Miyahara, A. Yagishita, T. Koide and H. Maezawa; Rev. Sci. Instrum. **60**, 1479 (1989).
- 10) S. Mourikis, W. Jark, E. E. Koch and V. Saile; Rev. Sci. Instrum. **60**, 1474 (1989).
- 11) G. Lenardi, C. Vecile, and R. Rosei; Rev. Sci. Instrum. **60**, 1969 (1989).

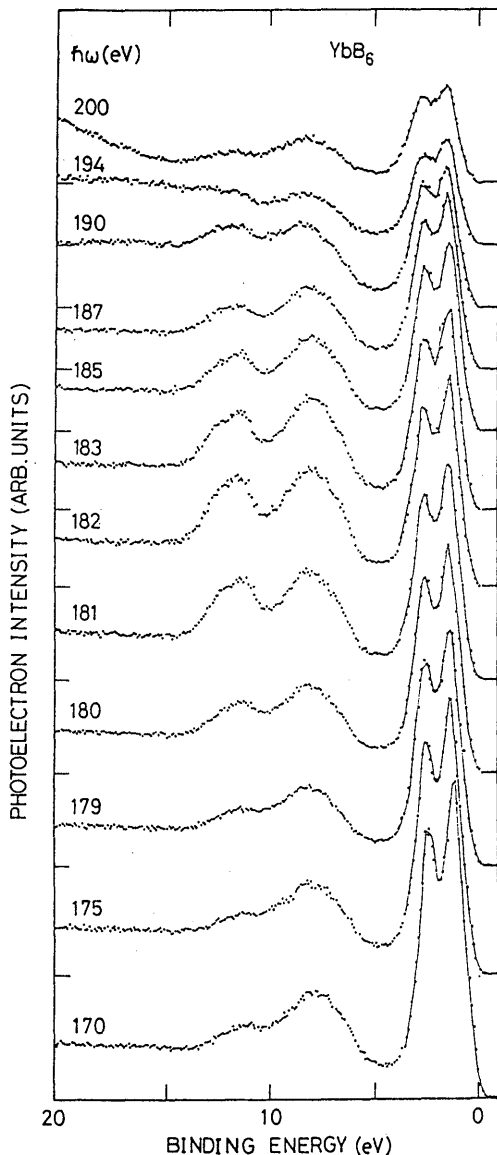


Fig.12 Photoelectron spectra of YbB_6 at excitation energy region of Yb $4d-4f$ resonance. Spectra were obtained by scanning the magnet of the Revolver undulator and the output photon energy of the monochromator, simultaneously.

- 12) D. H. Bilderback, C. Henderson and J. White; Rev. Sci. Instrum. **60**, 1973 (1989).
- 13) H. Maezawa, S. Sato and A. Iijima; Rev. Sci. Instrum. **60**, 1979 (1989).
- 14) G. Lenardi and M. Marvezzi; Nucl. Instrum. Methods **A291**, 332 (1990).
- 15) R. Digennaro and H. Swain; Nucl. Instrum. Methods **A291**, 313 (1990).
- 16) R. Z. Bacharch, R. D. Bringans, L. E. Swaltz, I. Lindau, B. B. Pate, R. G. Carr, N. Howr, B. Youngman, H. Maorales and P. Pianetta; Nucl. Instrum. Methods **A266**, 83 (1988).
- 17) J. Pfluger and P. Gurtler; Nucl. Instrum. Methods. **A287**, 628 (1990).
- 18) T. Harada, M. Ito and T. Kita; Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. **503**, 114 (1984).
- 19) *Insertion Device Handbook 1990*, edited by H. Kitamura, Photon Factory, KEK Report 89-24.
- 20) H. Ohkuma, S. Yamamoto, T. Shioya and H. Kitamura; Activity Report of SRL-ISSP **1990**, 64 (1991), and to be submitted to Nucl. Instrum. Methods.
- 21) A. Kakizaki, H. Ohkuma, T. Kinoshita, A. Harasawa and T. Ishii; Rev. Sci. Instrum. Methods **63**, 367 (1992).
- 22) 1992年秋から、16mm/minで動かすことが可能となった。

一口メモ

さざんか

つるべ落しの夕日に長い影を引くランドセルを背負った小学生が家路を急ぐ頃、ふと農家の垣根を見ると白っぽい花が咲いていた。ツバキ科の常緑亜喬木の山茶花である。八重咲と一重咲があり、また園芸品種には淡江・濃江色もある。材は建築・器具・彫刻などに利用され、実からは油がとれると共に、キジ・ヒヨドリなどの鳥類に好まれる。

放射光シンポジウム予稿集

EXAFSでどこまで分かるか

主催 日本放射光学会

体裁 B5判, 111頁 定価 2,000円 (送料込)

- | | | | |
|----|-------------------|------------|--------------------|
| 内容 | 1. はじめに | 黒田晴雄(東大理) | 大柳宏之(電総研) |
| | 2. EXAFSの理論 | 石井忠男(岡大工) | f. 表面のEXAFS |
| | 3. 放射光を用いたEXAFS | | 横山利彦(広大理) |
| | a. PFの装置の現状 | 野村昌治(高エ研) | 4. 新しいEXAFSの試み |
| | b. 触媒のEXAFS | 朝倉清高(東大理) | a. 時間分解EXAFS |
| | c. 生体・溶液のEXAFS | 山口敏夫(福岡大理) | b. X線ラマン散乱によるEXAFS |
| | d. アモルファス物質のEXAFS | 前田裕宣(岡大理) | c. 光音響EXAFS |
| | e. 半導体のEXAFS | | 5. 実験室のEXAFS |
| | | | 6. 電子線を用いたEXAFS |
| | | | 宇佐美誠二(横国大工) |

申込先 日本放射光学会事務局 〒112 文京区小石川2-3-4 川田ビル アイオニクス(株)内
TEL 03-3812-0920 FAX 03-3812-3997

☆申込用紙に必要事項をご記入の上、郵送またはFAXにてお申込み下さい。

バックナンバー購入申込用紙

ご希望書籍名 _____ ご希望冊数 _____ 冊

お名前 _____ 所属機関(部, 科, 課) _____

送付先ご住所 〒 _____

_____ 電話 _____