

はじめに

VUVは真空紫外 (Vacuum Ultra-Violet) 領域の、SXは軟X線 (Soft X-Ray) 領域の電磁波の略称である。光子のエネルギーで表せば、非常におおまかには、VUVが数eVから100~200eV、SXが100~200eVから5~6keV に対応する。ただし、真空紫外線物理国際会議では、VUVの上限を2keVとしている。物性研究のプロブとしては物質の内殻電子を励起するという共通点があり、また、取扱いにおける技術的側面からは、光路の排気が必要であること、光の分散および伝達はVUVの低エネルギー領域と特殊な光学素子を用いる場合を除いては斜入射の反射によることという共通点があるため、VUV/SXという一つの範疇で表現されることが多い。本講義では、シンクロトロン放射光 (以下SRと略す) を用いたVUV/SX領域の研究を前提とした、ユーザーとして実際に放射光を用いる際に必要となる光源に関する知識、光学素子の作用と分光器およびビームラインの実際について述べる。

§ 1 . 光源の性質と取扱い

放射光源の性質や取扱いに関しては、専門家による論文、講習会のテキスト、ハンドブック等が既に多く存在しているので¹⁻⁶⁾、一ユーザーである著者の経験から、VUV/SX領域に限らずSR利用者の立場から最低限知っておくべきと思われる光源に関する知識とその取扱いを、簡約して述べる。

1-1 . 位相空間 (Phase Space) によるビームの表現

光源から放射される光束は有限な太さと角度拡がりを必ず持っている。正しい表現ではないが、一個の電子から放射される光子数は決まっているので、決まった数の電子から (決まった蓄積電流

から) 放射される光束を検出するとき、光源の大きさが小さければ小さいほど、かつ、平行性が良ければ良いほど単位受光面積当たりの検出光子数は多くなる。

光源の特性をわかりやすく記述するために、「位相空間 (Phase Space)」という概念がよく用いられる。簡単のために、一次元の粒子の運動を考える。図1-1 (a) はZ軸に対してほぼ平行に進む粒子の軌道を描いたものである。

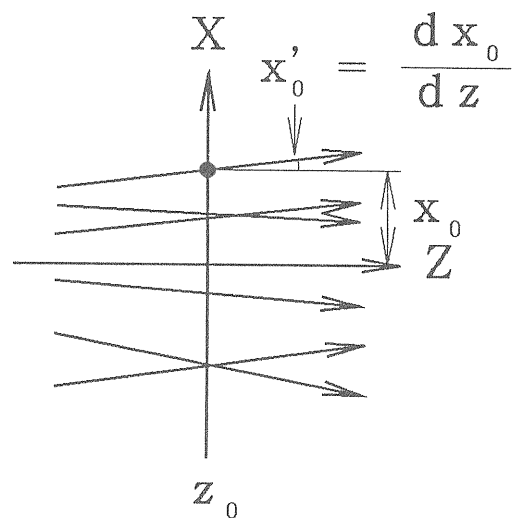


図1-1 (a)

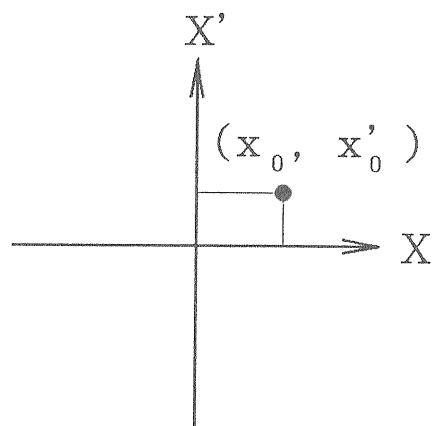


図1-1 (b)

図1-1 . Z軸方向に進む粒子の軌道

粒子は電子であっても光子であってもよいが、各々の粒子はZ軸に対してある距離を隔てて、ある傾きを持って進行している。位相空間とは、各々の粒子のこの

$$\text{距離: } x(z) \quad (1)$$

と

$$\text{傾き: } x'(z) = \frac{dx}{dz} \quad (2)$$

からなる2次元空間である。このふたつの量はzの関数であるが、(z)を省略して単にx、x'と書かれることが多い。このように定義された空間では、図1-1(b)に示したように、一つの粒子の軌道が1個の点で表され、その点はzとともにこの平面内を動いていくことになる。同様な操作を $z = z_0$ における多数の粒子(ビーム)の軌道に対してプロットすると、図1-1(c)のようになる。

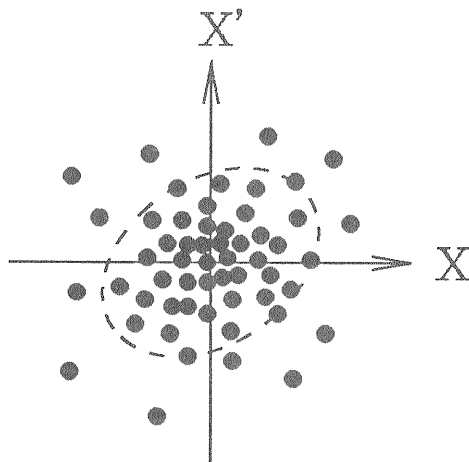


図1-1(c). 位相空間における電子の分布

この点の分布は、我々に関係のある電子ビームや光束では2次元的なガウス分布をしている。ただし、人為的にビームを切り取ったりするとガウス分布ではなくなる。一般には、点を多数プロットするのではなく、ガウス分布の分散 σ に対応する境界を、図1-1(c)の点線のように楕円で示

すことによってその軌道を表している。

1-2. 放射光とエミッタンス

エミッタンスは、対象とする粒子群の位相空間内の面積を π で割ったもので定義される。例えば傾いていない楕円の場合、その分散を σ_x と $\sigma_{x'}$ と表すと、エミッタンスWは

$$W = \sigma_x \sigma_{x'} \quad (3)$$

で表される。ただし、Z軸に対して垂直な方向はX軸とY軸の2方向があるので、エミッタンスは (x, x', y, y') という4次元空間で定義される。通常はX軸が軌道面内(水平)方向、Y軸がそれに垂直(鉛直)な方向にとられ、それぞれ独立な値として示される。

SRのユーザーからみて重要なのは、蓄積リング内の電子ビームのエミッタンスである。電子ビームの太さは軌道上の位置によって変化するが、エミッタンスは軌道上の位置によらず不変である。電子ビームの太さの分散(以後、ビームサイズまたは単にサイズ)と角度発散の分散(以後、角度発散)をX、Y方向についてそれぞれ $\sigma_x, \sigma_{x'}, \sigma_y, \sigma_{y'}$ と表すと、両方向のエミッタンス ϵ_x, ϵ_y は次式で表される。

$$\epsilon_x = \sigma_x \sigma_{x'}, \quad \epsilon_y = \sigma_y \sigma_{y'} \quad (4)$$

単位は $\text{nm} \cdot \text{rad}$ がよく用いられる。通常、蓄積リングで示されるエミッタンスは、電子ビームの水平方向に関するもので、通常は数百~数十 $\text{nm} \cdot \text{rad}$ のオーダーである。高輝度光源と呼ばれる蓄積リングでは、水平方向のエミッタンスが数 $\text{nm} \cdot \text{rad}$ 程度以下に設計される。

今までは電子ビームのエミッタンスを考えてきたが、放射光の場合に移る。放射光のエミッタンスは、電子ビームの分布と放射光の固有の分布との、”畳み込み”(convolution)で与えられる。放射光の固有の分布は、放射のプロセスと波長に

よって決まる量である。これに関しては次節でまとめる。

さて、放射される光子のエミッタンスはどのような値を持つのであろうか。ここでは、やや天狗的ではあるが、その値は光子のサイズを σ_p 、角度発散を $\sigma_{p'}$ とすれば

$$\sigma_p \sigma_{p'} \gtrsim \frac{\lambda}{4\pi} \quad (5)$$

で与えられるとする。この式は光子の不確定性を表したもので、有限な波長を持つ光子のサイズと角度発散を同時にゼロにすることはできなく、その積の下限は波長を 4π で割った程度であることを示している。この値は、単色平面波が単スリットに入射したときの回折現象から見積もることができる。図1-2 (a) は、幅 d の単スリットに波長 λ の平面波が入射したときの様子を示している。

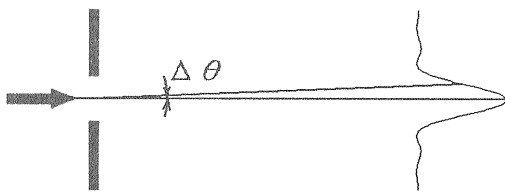


図1-2 (a) . 単スリットによるフラウンホーファー回折

回折パターンの角度分布の半値半幅 (HWHM) $\Delta\theta$ は、フラウンホーファー (Fraunhofer) 回折の公式から

$$\Delta\theta \sim \frac{\lambda}{2d} \quad (6)$$

が得られる。この式を書き換えれば光子のエミッタンス ε_p が次式のように求められる。

$$\varepsilon_p = \frac{d}{2} \cdot \Delta\theta \sim \frac{\lambda}{4} \quad (7)$$

正確なエミッタンスの値は、スリット位置での光子の強度分布をガウス分布と仮定することによって得られ、その値は

$$\varepsilon_p = \frac{\lambda}{4\pi} \quad (8)$$

である。

何らかの方法で $\sigma_{p'}$ が与えられれば、 σ_p が(5)式から得られる。放射光の実効的なサイズ $\Sigma_{x,y}$ と実効的な角度発散 $\Sigma_{x',y'}$ は、電子ビームのサイズと光子のサイズおよび電子ビームの角度発散と光子の角度発散の畳み込みで与えられる。すなわち

$$\Sigma_{x,y} = \sqrt{\sigma_{x,y}^2 + \sigma_p^2} \quad (9)$$

$$\Sigma_{x',y'} = \sqrt{\sigma_{x',y'}^2 + \sigma_{p'}^2} \quad (10)$$

さて、SRのユーザーとして気になるのは光源の明るさである。この”明るさ”という表現が曖昧で注意が必要である。放射光分野で光源の”明るさ”を表すものとして一般的なものに、全光束 F_t 、光束密度 D 、輝度 B の3つがある。全光束は単位時間当たり、相対的エネルギーバンド幅0.1%当たり ($\Delta\varepsilon/\varepsilon=0.001$)、単位蓄積電流あたりに、全立体角に放射される全光子数、光束密度は単位時間当たり、相対的エネルギーバンド幅0.1%当たり ($\Delta\varepsilon/\varepsilon=0.001$)、単位蓄積電流あたり、単位立体角に放射される光子数、輝度は単位時間当たり、相対的エネルギーバンド幅0.1%当たり ($\Delta\varepsilon/\varepsilon=0.001$)、単位蓄積電流あたり、単位位相空間体積に放射される光子数であり、単位はそれぞれ次に示した通りである。

F_t : photons/s/0.1% band width/mA

D : photons/s/mrad²/0.1% band width/mA
 B : photons/s/mm²/mrad²/0.1% band width/mA

$$\frac{1}{\gamma} = \frac{0.511}{E \text{ (GeV)}} \text{ (mrad)} \quad (14)$$

全光束 F_t を用いて輝度 B と光束密度 D はそれぞれ

$$B = \frac{F_t}{4\pi^2 \Sigma_x \Sigma_x' \Sigma_y \Sigma_y'} \quad (11)$$

$$D = \frac{F_t}{2\pi \Sigma_x' \Sigma_y'} \quad (12)$$

で与えられる。また、輝度 B と光束角密度 D は

$$B = \frac{D}{2\pi \Sigma_x \Sigma_y} \quad (13)$$

の関係にある。

光源の大きさが小さければ小さいほど、かつ、平行性が良ければ良いほど単位受光面積当たりの検出光子数は多くなることは、直観的に容易に理解できるが、このことはすなわち輝度 B が高いことを示している。このことを位相空間で表現すると、「楕円の面積が小さければ小さいほど」輝度 B が高いということになる。

1-3. 偏向磁石からの放射光

図1-3 (a) に示すように相対論的運動をする電子（または陽電子；以下省略）の軌道放射光の放射パワーは、電子の静止エネルギー比を γ とすると、ほぼ $\pm 1/\gamma$ に集中している。従って、実際に用いることのできる放射光の強度は、水平方向に関しては取り込む角度に依存するが、垂直方向は電子ビームのエミッタンスをゼロと仮定すれば、後に述べる(15)式中の λ 。近傍の波長においては、 $\pm 1/\gamma$ 以上取り込んでも意味がないことがわかる。 $1/\gamma$ は、電子の蓄積エネルギーを E (GeV) とすれば

で与えられる。放射光実験施設（以下PF）では $E=2.5$ (GeV) なので $1/\gamma \sim 0.2$ (mrad)、トリスタン入射蓄積リング（以下AR）では $E=6.5$ (GeV) なので $1/\gamma \sim 0.08$ (mrad) である。

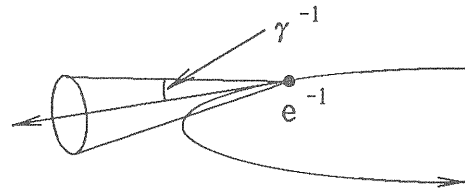


図1-3 (a) . 軌道放射の角度分布

偏向電磁石からの軌道放射光のスペクトルは、図1-3 (b) に示したように、広いエネルギー範囲に渡る白色スペクトルである。

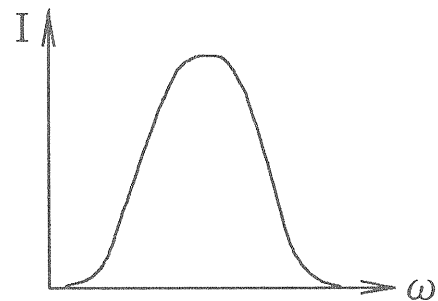


図1-3 (b) 円軌道放射光のスペクトル

さて、偏向電磁石からの軌道放射光をビームラインに導くとき、実際に得られる光子数を見積もるにはどうしたらよいのであろうか。偏向電磁石からの軌道放射光の角度発散 σ_p は

$$\sigma_p \approx 0.565 \gamma^{-1} (\lambda / \lambda_c)^{0.425} \quad (15)$$

$$\lambda_c = \frac{4\pi\rho}{3\gamma^3}$$

で与えられる (Green の近似式)。すなわち、P Fリングにおいては λ_c は短いので、VUV/S X領域では角度発散は γ^{-1} より大きくなる。 ρ は円軌道の曲率半径で、 λ_c は臨界波長と呼ばれる。光子サイズ σ_p は(5)式から得られる。

$$\sigma_p = \frac{\lambda}{4\pi\sigma_p'} \quad (16)$$

光束密度 D や輝度 B は、解析的に得られるが、これは専門家にまかせるとして、施設の適当な資料から数値として得られるものとする。また、電子ビームのパラメータ (σ_x 、 σ_y 、 σ_x' 、 σ_y') も既知とする。放射の全フラックス F_t は、偏向磁石からの放射光の場合水平方向に放射が均一であることを考慮して、水平方向の取り込み角度を $\Delta\theta$ とすると

$$F_t = \sqrt{2\pi} \Sigma_y \Delta\theta D \quad (17)$$

$$= (2\pi)^{3/2} \Sigma_x \Sigma_y \Sigma_y' \Delta\theta B$$

で与えられる。

例としてPFのB01について、水平方向の取り込み角度 ($\Delta\theta$) が1 mradの場合、200 eVの全光束 F_t はビームパラメータ

$$\sigma_x = 0.398 \text{ mm}, \sigma_y = 0.111 \text{ mm}$$

$$\sigma_x' = 0.390 \text{ mrad}, \sigma_y' = 0.0346 \text{ mrad} \quad (18)$$

と、光束密度 $D = 1.24 \times 10^{13}$ は既知として

$$\lambda = \frac{12.4}{0.2} = 62 \text{ \AA} \quad (19)$$

$$\sigma_p' = \frac{0.565}{4892} \left(\frac{62 \times 10^{-10} \text{ m}}{3.1 \times 10^{-10} \text{ m}} \right)^{0.425} \quad (20)$$

$$= 0.413 \text{ mrad}$$

$$\sigma_p = \frac{\lambda}{4\pi\sigma_p'} \quad (21)$$

$$= \frac{62 \times 10^{-10} \text{ m}}{4 \times 3.142 \times 0.413 \times 10^{-3} \text{ rad}}$$

$$= 1.19 \times 10^{-3} \text{ mm}$$

$$\Sigma_x \approx \sigma_x, \Sigma_y \approx \sigma_y$$

$$\Sigma_y' = \sqrt{0.0346^2 + 0.413^2} = 0.414 \text{ mrad} \quad (22)$$

$$F_t = \sqrt{2\pi} \times 0.414 \text{ mrad} \times 1 \text{ mrad} \times$$

$$1.24 \times 10^{13}$$

$$= 1.29 \times 10^{13} \text{ phs/s/0.1\% b.w.} \quad (23)$$

が得られる。

1-4. アンジュレータ放射光

アンジュレータは、図1-4 (a) に示したような極性が交互に変わる周期磁石列を、電子の直線軌道部を挟んで上下 (または左右) に配置した磁石列対の構造体である。

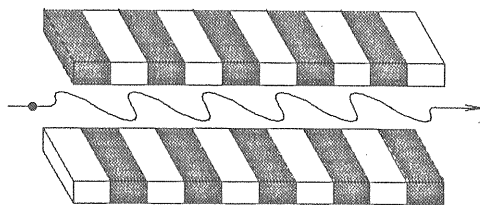


図1-4 (a) . アンジュレータ

準単色、高輝度放射光を発生する挿入光源であり、そこから放射される光をアンジュレータ放射光と

いう。図1-4 (b) にアンジュレータ内を蛇行運動しながら進行する電子とその軌道の軌跡を示す。

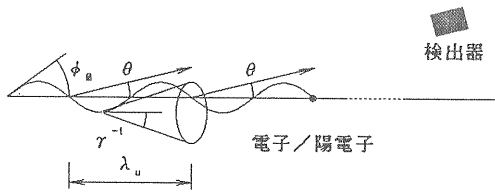


図1-4 (b) . アンジュレータ放射光の観察

アンジュレータを特徴つけるパラメータは偏向定数と呼ばれ通常 K を用いて

$$K = 0.934 B_0 (T) \lambda_u (cm) \quad (24)$$

と定義される。ここで、 B_0 は磁場の強さ、 λ_u は周期長である。 K の値は蛇行運動の最大偏角 ϕ_0 と軌道放射の角度発散 γ^{-1} の比である。 $K \leq 1$ の時をアンジュレータ、 $K \gg 1$ の時をウィグラーと呼ぶ。アンジュレータ放射光のスペクトルは、電子の周期運動による干渉効果によって特定の波長にピークを持つ。従って、周期数 N が大きければ大きいほど、干渉効果が顕著になり、ピーク値は増大し、ピーク幅は狭くなる。一方、ウィグラーは、磁場による周期運動の振幅が大きく干渉効果は起きなくなるが、そのスペクトルは偏向電磁石の場合を高エネルギー側にシフトしたものになる。

アンジュレータ放射光は、基本波 ($n=1$) の他に高次のピーク波長を持つ。 n 次光の波長 λ_n は次式で与えられる。

$$\lambda_n = \frac{\lambda_u}{2n\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} + \gamma^2 \theta^2 \right) \quad (25)$$

$$n = 1, 3, 5, \dots$$

ここで、 θ は軌道面に対する観測角度である。ただし、もし電子ビームのエミッタンスがゼロでな

いならば、偶数次光も観測される。

通常は磁石列を軌道面に平行な面内に配置する。この時、周期磁場は軌道面に垂直 (鉛直) 方向になり、縦磁場と呼ぶ。加えられる磁場が縦磁場だけの場合は、電子の周期運動は同一平面 (軌道面) 内のみなので、観測される電場の振幅は同一軸内のみになり、放射される光は直線偏光になる。これを通常型のアンジュレータと呼ぶとすると、縦磁場に直交する周期磁場 (横磁場) を縦磁場に対して $\pi/2$ だけ位相をずらして配置すると、電子の軌道は螺旋運動になる。この時観測される電場は回転し、放射される光は円偏光になる。このようなアンジュレータを円偏光アンジュレータと呼ぶ。円偏光アンジュレータの場合、(24) 式に対応した縦・横の磁場についての偏向定数 K_x 、 K_y を導入して、得られるピーク波長は

$$\lambda = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K_x^2 + K_y^2}{2} + \gamma^2 \theta^2 \right) \quad (26)$$

$$K_x = 0.934 B_{x0} (T) \lambda_u (cm) \quad (27)$$

$$K_y = 0.934 B_{y0} (T) \lambda_u (cm)$$

で与えられる。円偏光アンジュレータには、電子ビームのエミッタンスが十分に小さければ、軸上では高次光が存在しないという特徴がある。

アンジュレータ光の自然角度発散 σ_p は

$$\sigma_p \approx \sqrt{\frac{\lambda_n}{N\lambda_u}} \quad (28)$$

で与えられ、(5) 式から自然サイズ σ_p は

$$\sigma_p = \frac{\sqrt{N\lambda_u\lambda_n}}{4\pi} \quad (29)$$

で与えられる。

アンジュレータの場合も、全光束 F_t 、光束密

度 D 、輝度 B には(11)~(13)の関係が成り立つので、適当な資料から光束数を見積もることができる。

$$\delta = \frac{N r_0 \lambda^2 f_1}{2\pi} \quad (32)$$

$$\beta = \frac{N r_0 \lambda^2 f_2}{2\pi}$$

§ 2. 光学素子の作用と分光器

放射光用に用いられる光学素子は、反射率の制限から入射角の大きい、いわゆる斜入射領域で用いられる。全反射を起こす臨界斜入射角（斜入射角：鏡面と入射X線とのなす角）が波長の増加にともなって大きくなるので、X線に比べればVUV/SXは比較的入射角の制限がゆるい。しかしながら、いずれにせよ直入射光学系にはない収差が著しくなり、光学系の設計や製作が面倒になる。

本章では、光学素子の作用の基本である屈折率と反射率、および代表的な光学素子である球面ミラーと球面回折格子について簡約する。光学素子の解析、種類、用途等はいくつかの代表的論文やテキストに詳述されているので詳しい内容についてはそれらを参考されたい⁷⁻¹¹⁾。

2-1. 複素屈折率と反射率

屈折率は、物質と電磁波の相互作用を表す基本的なパラメータである。通常は、物質による吸収と位相変化を同時に取り扱うために複素屈折率を用いる。複素屈折率 n は、

$$n = 1 - \delta - i\beta \quad (30)$$

で表され、 δ と β は、主として内殻励起によって吸収、位相変化がおきる短波長領域では、原子散乱因子 f

$$f = f_1 + i f_2 \quad (31)$$

を用いて次式で表される。

ここで N は単位体積中の原子数、 $r_0 = e^2/mc^2 = 2.8 \times 10^{-13} \text{ cm}$ (古典電子半径) である。 f は原子によるX線の散乱能を表すパラメータで、波長と散乱角の関数である。通常の鏡面反射の場合は正反射を前提としているので、散乱角については、断りのない場合は、前方散乱に対する値を示している。 n については、 δ が位相変化を、 β が吸収を与える。 β は線吸収係数 μ_1 と

$$\beta = \frac{\mu_1 \lambda}{4\pi} \quad (33)$$

の関係にある。 δ 、 $\beta \ll 1$ で、例えば波長 3.5 nm のX線に対しての金の値は、 $\delta = 0.01$ $\beta = 0.009$ である。すなわち n の実部は1よりわずかに小さい値になり、これが後で述べる斜入射での全反射を可能とする。例として、図2-1(a)、(b)に金の原子散乱因子のエネルギーによる変化を示す¹²⁾。 f_2 は吸収に対応するので、吸収端では不連続な変化を示している。

VUVの低エネルギー側を除いた電磁波に対しては、物質(鏡面)の直入射領域での反射率はほとんどゼロである。しかしながら、反射面にすれすれに入射する斜入射を用いれば比較的実用的な反射率が得られる。これは、物質の屈折率が真空のそれより小さいので、ある角度で全反射を起こすからである。この時の斜入射角(鏡面と入射X線とのなす角)を臨界入射角 θ_c と呼ぶ。吸収がないと仮定すると、スネルの法則から

$$\cos \theta_c = n = 1 - \delta \quad (34)$$

となる。例として、金の θ_c は、波長 3.5 nm のX線に対して 8.1° (140 mrad) である。X線領域

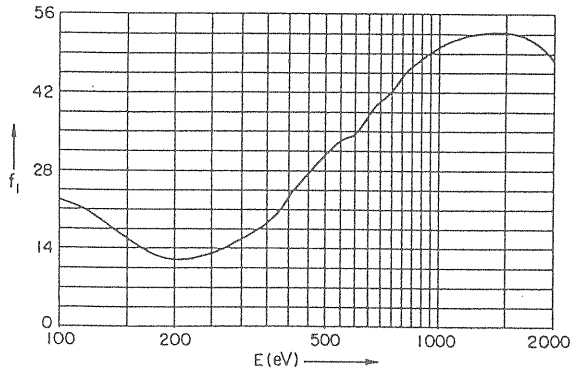


図2-1 (a) 金の原子散乱因子 f_1

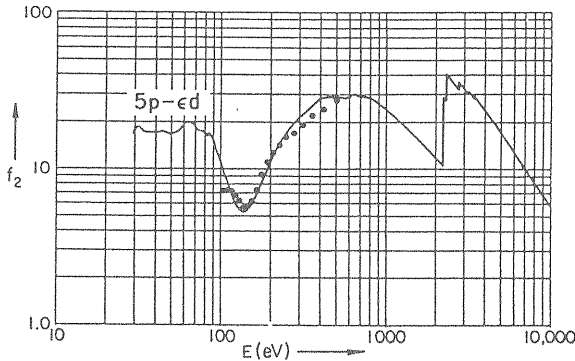


図2-1 (b) 金の原子散乱因子 f_2

のように θ_c が十分に小さいときは、近似的に

$$\theta_c = \sqrt{2\delta} = 1.6 \times 10^{-2} \lambda \sqrt{\rho} \quad (35)$$

と書ける。ここで、 ρ は密度、 λ は波長 (nm) である。

実際の反射率は鏡面の吸収により臨界角より小さな角度から反射率が低下しはじめる。反射率は偏光の状態によって変わる。振動面が入射面に対して平行な p 偏光の反射率 R_p と振動面が入射面に垂直な s 偏光の反射率 R_s は

$$R_p = \left| \frac{n^2 \sin \theta_i - (n^2 - \cos^2 \theta_i)^{1/2}}{n^2 \sin \theta_i + (n^2 - \cos^2 \theta_i)^{1/2}} \right|^2 \quad (36)$$

$$R_s = \left| \frac{\sin \theta_i - (n^2 - \cos^2 \theta_i)^{1/2}}{\sin \theta_i + (n^2 - \cos^2 \theta_i)^{1/2}} \right|^2 \quad (37)$$

で、それぞれ表される。ここで、 θ_i は斜入射角

を表す。X線領域のように θ_i が十分に小さい場合は、 $n \approx 1$ なので、 $n^2 \sin \theta_i \approx \theta_i$ と近似できる。この場合、 $R_p \approx R_s$ となる。 $n^2 \approx 1 - 2\delta - 2i\beta$ 、 $\cos^2 \theta_i \approx 1 - \theta_i^2$ の近似を用いると、反射率 R は

$$R = \frac{(\theta_i - a)^2 + b^2}{(\theta_i + a)^2 + b^2} \quad (38)$$

と書ける。ここで、

$$a^2 = (\sqrt{(\theta_i^2 - 2\delta)^2 + 4\beta^2} + \theta_i^2 - 2\delta) / 2$$

$$b^2 = (\sqrt{(\theta_i^2 - 2\delta)^2 + 4\beta^2} - \theta_i^2 + 2\delta) / 2 \quad (39)$$

である。図2-1 (c) に波長 3.5 nm の X線に対するベリリウム、カーボン、金の R_s を示す¹³⁾。

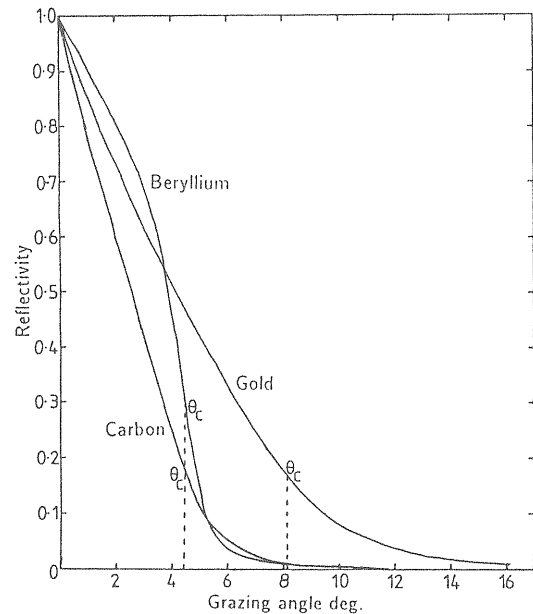


図2-1 (c) . Be、C、Au の反射率

2-2. 球面ミラー

SRのビームライン光学素子のなかで最も基本的な光学素子は球面ミラーである。球面ミラーは加工が容易で形状精度が高く面粗さも小さい。斜

入射光学系では著しい非点収差を生じるが、理論的には収差が小さいものの現状では加工精度が低く面粗さも大きい非球面2次曲面を用いるよりは、むしろ球面ミラーを組み合わせた方が結果的によいビームライン光学系を組むことができる。

球面ミラーの結像作用は、フェルマーの原理から調べることができる⁷⁾。図2-2 (a) にその座標系を示す。球面ミラーの法線方向にX軸をとり、物点をA (x, y, z), 像点をB (x', y', z') とする。AからXY面に下ろした垂線との交点から原点Oまでの距離をr、X軸となす角をαとする。同様に、Bからの垂線との交点から原

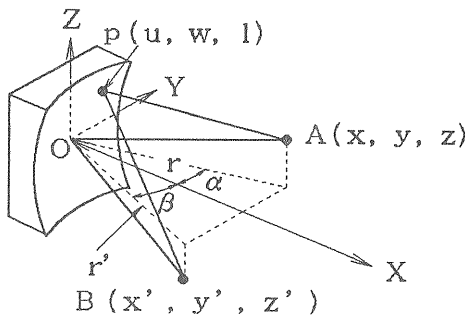


図2-2 (a) . 球面ミラーの座標系

点Oまでの距離をr'、X軸となす角をβとする。曲率半径Rの中心はX軸上にあるとする。球面鏡上の任意の点をP (u, w, l) で表す。フェルマーの原理は、光路関数をF (=AP+BP) とすると

$$\frac{\delta F}{\delta w}=0, \quad \frac{\delta F}{\delta l}=0 \quad (40)$$

の時満足される。r, r' ≪ u, w, lとして近似計算すると

$$F=r+r'+wC_{10}+w^2C_{20}+l^2C_{02}+w^3C_{30}+wl^2C_{12}+w^4C_{40}+\dots \quad (41)$$

の多項式で表される。C_{ij}は光学系配置r、r'、α、βおよび球面ミラーの曲率半径Rで定まり、以下ようになる。

$$\begin{aligned} C_{10} &= -\sin \alpha - \sin \beta \\ C_{20} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) \\ &\quad + \frac{1}{2} \left(\frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) \\ C_{02} &= \frac{1}{2} \left(\frac{1}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) \\ &\quad + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) \\ C_{30} &= \frac{1}{2} \frac{\sin \alpha}{r} \left(\frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) \\ &\quad + \frac{1}{2} \frac{\sin \beta}{r'} \left(\frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) \\ C_{12} &= \frac{1}{2} \frac{\sin \alpha}{r} \left(\frac{1}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) \\ &\quad + \frac{1}{2} \frac{\sin \beta}{r'} \left(\frac{1}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) \\ C_{40} &= \frac{1}{8} \left[\frac{4 \sin^2 \alpha}{r^2} \left(\frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{r} \left(\frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right)^2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{R^2} \left(\frac{1}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) \right] \\ &\quad + \frac{1}{8} \left[\frac{4 \sin^2 \beta}{r'^2} \left(\frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{r'} \left(\frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right)^2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{R^2} \left(\frac{1}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) \right] \end{aligned} \quad (42)$$

C₁₀は反射の法則、C₂₀は経線方向のフォーカス、C₀₂は緯線方向のフォーカスに対応する。また、C₃₀はコマ収差、C₄₀は球面収差に対応する。C₁₀=0の条件から、

$$\sin \alpha + \sin \beta = 0 \quad (43)$$

となる。すなわち、 $\alpha = -\beta$ となり反射の法則が満足される。

$C_{20} = 0$ の条件から、 $\alpha = -\beta$ のとき

$$\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} = \frac{2}{R \cos \alpha} = \frac{1}{f_m} \quad (44)$$

が成り立つ。ここで f_m は経線方向の焦点距離となる。

$C_{02} = 0$ の条件から、 $\alpha = -\beta$ のとき

$$\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} = \frac{2 \cos \alpha}{R} = \frac{1}{f_s} \quad (45)$$

が成り立つ。ここで f_s は緯線方向の焦点距離となる。

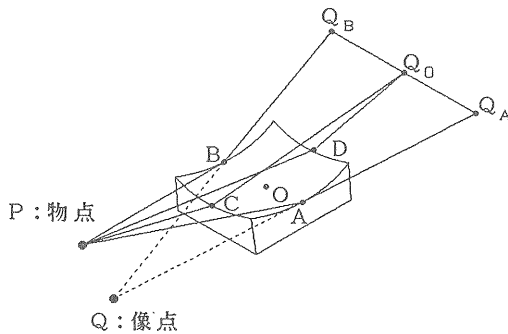


図2-2 (b) . 球面ミラーの結像

このように経線方向、緯線方向では焦点距離が大きく異なる。このため球面ミラー単独では二次元的な集光はできない。一般には、図2-2 (b)のように、点Pは Q_A と Q_B を結ぶ直線になる。

2-3. トロイダルミラー

トロイダルミラーは、球面ミラーの経線方向と緯線方向の焦点距離を等しくして、非点収差をなくすために用いられる。(44), (45)式からも明らか

かなように、これ満たすには経線、緯線方向の曲率半径が異なることになる。身近な例では、タイヤの外周やラグビーボール等がある。トロイダル面の経線、緯線方向の曲率半径を、それぞれ R_m 、 R_s とすると(44), (45)式を等しいとして

$$\frac{R_s}{R_m} = \sin^2 \theta \quad (46)$$

の関係を満たす必要がある。 θ は斜入射角である。集光能力が大きく研磨加工が比較的容易なため、ビームラインの振り分け兼集光ミラーとしてしばしば用いられる。

2-4. 楕円面ミラー

回転楕円面の一部を用いた楕円面ミラーは、楕円の一方の焦点を物点とし他方の焦点を像点とした場合、点物体に対しては理想的な結像をする。しかしながら、有限な大きさを持つ物体の結像には収差が大きいため向かない。集光能力が大きいので結像の目的ではなく、集光の目的の用いた方がよい。

2-5. 球面回折格子分光器

球面回折格子は、それ自身が波長分散と収束の両作用を合わせ持ち、また、高い加工精度が得られるためVUV/SXでの分光に最もよく用いられる。球面回折格子の結像性能は、3-2節で用いた手法と全く同じ手法で調べることができる。ただし、光路関数 F に波長分散を生じさせる光路長を加えなければならない。すなわち、光路関数を次のように定義する。

$$F = AP + PB + nm\lambda \quad (47)$$

ここで、 n は点Pにおいて原点Oから数えた格子溝の番目数、 m は回折次数、 λ は回折波長である。光路関数の展開式は(41), (42)式と C_{10} を除いて

同じである。 C_{10} は溝間隔を σ として

$$C_{10} = -\sin\alpha - \sin\beta + \frac{m\lambda}{\sigma} \quad (48)$$

で与えられる。これは回折の式である。

回折光の収束条件は、(42)式の C_{ij} を全てゼロにすることであるが、一般の球面回折格子分光器ではこれは不可能である。目的が分光なので、波長分散方向に鮮鋭なスペクトル像を得ることが最も重要である。従って、 $C_{20}=0$ を最優先し、その他の C_{ij} をできるだけ小さくすることを考えることになる。 $C_{20}=0$ を満たす解の一つは、

$$r = R \cos\alpha, \quad r' = R \cos\beta \quad (49)$$

である。 r と r' は回折格子の曲率半径 R を直径とする円上にあり、図2-5(a)に示した、よく知られたローランドマウント (Rowland mount) である。ローランドマウントの特徴は、 r は α のみに、 r' は β のみに依存し、かつその軌跡が同一円上にあることである。さらに、任意の波長で $C_{30}=0$ も同時に成り立つので、コマ収差のないスペクトル像が得られる。しかしながら、この配置では C_{40} 、 C_{02} は0にならないので、球面収差、非点収差等は除去できない。

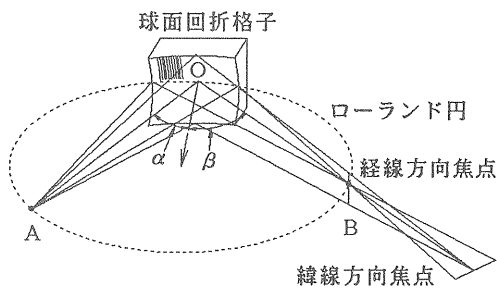


図2-5(a) . 球面回折格子のローランドマウント

ローランドマウントは高い分解能を持ち、直入射、斜入射域ともによく用いられるが、ローラン

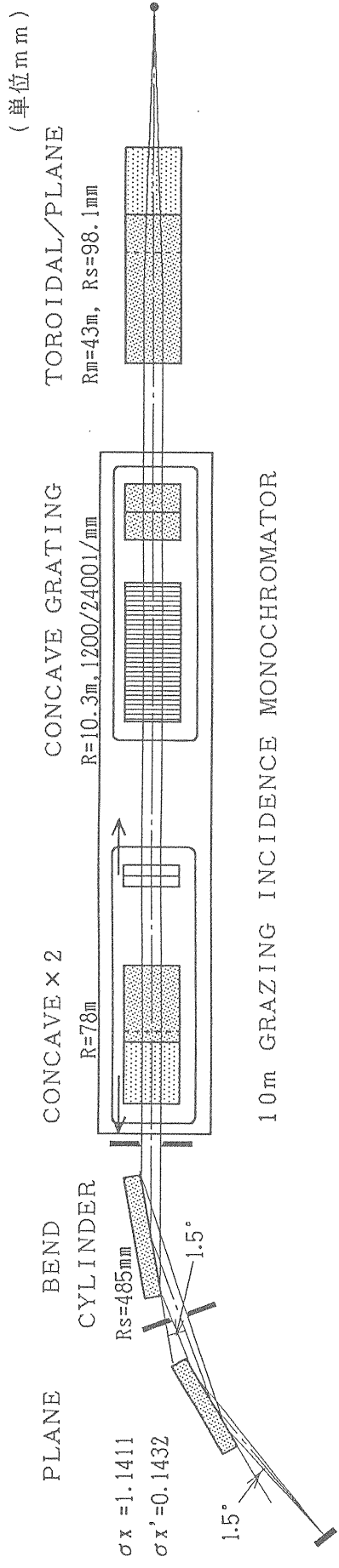
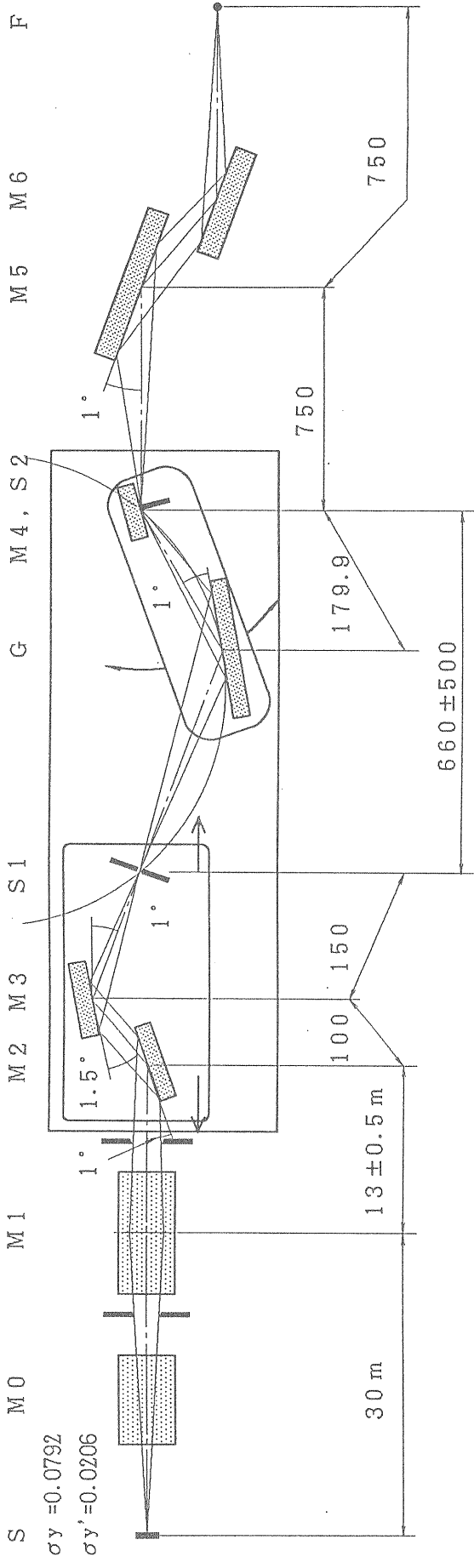
ド円条件を完全に満たしながら波長を走査するには、複雑な機械的構造が要求される。

§3. VUV/SXビームラインの実際

さて、実際のビームラインの例として、高エネルギー物理学研究所のトリスタン入射蓄積リング (AR、蓄積エネルギー：6.5 GeV) の直線部に設置してある楕円マルチポールウィグラーEMPW#NE1のビームライン、NE1Bについて触れる。EMPW#NE1には、楕円偏光硬X線を発生するウィグラーモードと円偏光軟X線を発生するアンジュレータモードの二つの運転モードがある。NE1Bは後者用のビームラインで、約250 eVから1.5 keVの円偏光軟X線を利用するビームラインである。

3-1. 一例として：AR-NE1Bの光学系⁴⁾

図3-1(a)にビームラインNE1Bの光学系を示す。放射光はまず、光源から約20m下流にある水冷SiC平面鏡M0によってX線ラインと分岐される。これはARトンネル内にある。そこから約10m下流のベントシリンダリカルミラーM1によって、水平・垂直両方向に収束されながら分光器に導かれる。入射角はともに88.5°である。分光器はインバースボダールタイプと呼ばれる型式である。前置集光系の2枚の球面ミラーM2及びM3と上流のM1の3枚のミラーによって光源の垂直方向の縮小像を入射スリットS1上に形成する。3-2節でも述べたように、球面ミラーは緯線方向にはほとんど集光作用がないので、M2とM3による水平方向の集光作用は無視できる。回折格子Gは、曲率半径が10.31mで刻線密度が1200 lines/mmのものと2400 lines/mmの2枚があり、用いる波長によって適宜選択する。回折次数には-1次を採用している。Gは出射スリットS2を回転中心とする回転運動をする。S2、M4はコドリリングミラーで、分光光が波長によらず常に水



OPTICAL SYSTEM OF NE1B

図3-1 (a) . NE1Bの光学系

上: 側面図、下: 平面図

平に出射するようにGの回転に対しての半角機構を採用している。出射角 β は 89° で固定されている。M2、M3、S1は一体のステージに固定されていて、そのステージの光軸方向の位置とGの回転角はそれぞれ独立に定めることができる。パーソナルコンピュータを用いて、S1、G、S2がローランド条件を満たすように、M2、M3、S1は直線駆動によって、GはS2を回転中心とする回転駆動によって制御する。後置鏡にはトロイダルミラーM5を用いて、サンプル上への水平・垂直の集光を行う。出射光が水平になるよう平面ミラーM6によって偏向させている。後置鏡後には実験装置を設置して実験を行う。

実際にビームライン光学系を調整する手順をまとめる。ビームライン光学系は、気温差等外的要因による光源とビームラインの相対的位置の変動など、系全体に影響を及ぼす条件が変化するので、一度調整すればあとは不変というものではない。調整法はビームライン担当者によってそれぞれ工夫されており、あるいは用いる放射光のエネルギーによっても、さらには光源がアンジュレータかウィグラーかまたは偏光電磁石かによっても違い、必ずしも統一されかつ完全な手法があるわけではない。要は設計光学系により近づけるということである。

VUV/SX領域のビームラインでは、光学系の要所要所にスリットやフォトダイオード（とは言っても、金などを蒸着した金属板を電氣的に浮かせてそこから放出される光電子電流を検出する簡便なもの）や蛍光板を設置して適宜ビームプロファイルの測定やビーム形状の観察ができるようにしてある。NE1BではM1ミラーの直前に4象限スリット(4DSLIT)とその直後にフォトダイオードおよび蛍光板を置いて、M0を反射してきたアンジュレータ光のビームプロファイルをとらえて、大まかな光軸出しを行う。

まず、アンジュレータのギャップを設定する。アンジュレータの場合は、アンジュレータ光自体が準単色光なので、実験に用いたいエネルギー領域にアンジュレータ光のピークエネルギーが合う

ようにアンジュレータのギャップを予め設定する必要がある。

光源から l だけ離れたところでのビームサイズ(全幅を D とする)は簡単な幾何学から次式で与えられる。

$$D_{x,y} = 2(\Sigma_{x,y} + l \Sigma_{x',y'}) \quad (50)$$

NE1BのC-K(44Å)での実効ビームパラメータはそれぞれ

$$\begin{aligned} \Sigma_x &= 1.14 \text{ mm}, \quad \Sigma_y = 0.0799 \text{ mm} \\ \Sigma_{x'} &= 0.148 \text{ mrad}, \quad \Sigma_{y'} = 0.0433 \text{ mrad} \end{aligned} \quad (51)$$

なので³⁾、4DSLITのある光源から30m地点でのビームサイズは(50)式から

$$\begin{aligned} D_x &= 2(1.14 + 30 \times 0.148) = 11.16 \text{ mm} \\ D_y &= 2(0.0799 + 30 \times 0.0433) = 2.76 \text{ mm} \end{aligned} \quad (52)$$

である。これはビームプロファイルが偏平な楕円であることを示している。ビームプロファイルをとるときには(52)式の約 $1/10$ くらいのスリット幅にして、X方向とY方向それぞれに、ビームに対してスリットをスキャンしながらスリットを通過する強度を測定する。得られるビームプロファイルは理想的にはガウス分布のはずであるが、実際にはアンジュレータ前後の偏向電磁石からの放射光の影響と考えられる理由で偏ったプロファイルになる。

次に、S1とGの間に置かれたフォトダイオードを用いてS1を通る強度が最大になるようにM1ミラーを調整する。ビーム形状が縦方向に細いので、M1の調整ではあおりの方が敏感である。次に、M6の鏡面をフォトダイオードに用いて分光光の強度が最大になるように、再度M1ミラーを調整する。鏡面は通常金か白金を用いているので、フォトダイオードに用いたい鏡面を電氣的に浮かせて鏡面から放出される光電子電流を検出す

る。光軸が極端には狂っていない場合は、S1-G間のフォトダイオードを用いる調整は必要ない。この調整が終わったら取りあえず分光器を作動してアンジュレータ光のプロファイルを測定する。アンジュレータ光の特徴的なプロファイルが測定されれば、ここで大まかな光軸調整は終了である。

アンジュレータ光の特徴として、(25)、(26)式からもわかるように、光軸から外れて観察すると (Off axis) ピーク波長 (エネルギー) が、長波長 (低エネルギー) 側にシフトするということがある。この特性を利用して4DSLITの位置を再調整する。すなわち、4DSLITの垂直方向の位置を少しずつ変えてアンジュレータ光のプロファイルを測定し、ピークエネルギーが最も高エネルギーのときに、On axisとなる。このことを確認して光軸出しが終了する。図3-1 (b) にBL28Aで測定された、On axisとOff axisの場合のアンジュレータプロファイルの形状変化を示す¹⁵⁾。

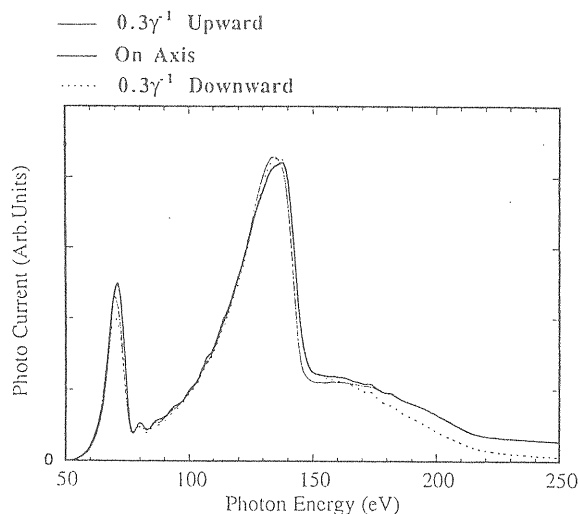


図3-1 (b) . BL28Aの円偏光アンジュレータの On axis と Off axisのときのスペクトルプロファイルの比較¹⁵⁾

おわりに

シンクロトロン放射光、特にVUV/SX領域の放射光を用いてこれから研究を始めようとする、

主に初心者を対象として、一ユーザーとしての経験に基づいて必須事項と考えられる内容を記述した。さらに専門的な知識を必要とする読者の方は、参考文献に挙げた出版物を参照されることをおすすめする。

参考文献

- 1)北村英男：日本物理学会誌、44(1989)574.
- 2)山本 樹：日本放射光学会第2回講習会予稿集 (1989) 、p.19
- 3)北村英男：放射光実験施設挿入光源ハンドブック ('90) ,KEK Report 89-24.
- 4)宮原恒晃：第2回放射光基礎技術講習会テキスト (1992) 、p.110
- 5)北村英男：第3回放射光基礎技術講習会テキスト (1993) 、p.13
- 6)土屋公央：OHO' 93テキスト
- 7)T.Namioka:J. Opt. Soc. Am. 49(1959)446.
- 8)原田達男：第1回放射光基礎技術講習会テキスト (1991) 、p.88
- 9)石黒英治：第2回放射光基礎技術講習会テキスト (1992) 、p.64
- 10)青木貞雄：第3回放射光基礎技術講習会テキスト (1993) 、p.68
- 11)軟X線光学の教科書として、A.G.Michette: *Optical Systems for Soft X Rays*, Plenum Press, New York and London, 1986. を挙げる。
- 12)B.L.Henke, P.Lee, T.J.Tanaka, R.L. Shimabukuro and B.K.Fujikawa: At. Data Nucl. Data Tables. 27(1982)1.
- 13)A.G.Michette: *Optical Systems for Soft X Rays*, (Plenum Press, New York and London, 1986), p.32.
- 14)H.Kawata *et al.*:Rev. Sci. Instrum. 60 (1989)1885.
- 15)S. Muto:Doctor Dissertation, The Graduate University of Advanced Studies,1991,p.56.