

第2章 軟X線光源と光学結像

本章では、軟X線の光学結像に関連する性質を述べた後、ゾーンプレートとアンジュレータ光の基本的な性質を公式を中心に簡単にまとめる。

§ 1. 軟X線の性質

軟X線は物質と3通りの相互作用をする。すなわち、弾性散乱 (elastic, coherent or Rayleigh scattering)、非弾性散乱 (inelastic, incoherent or Compton scattering) と光吸収 (photoabsorption) である。弾性散乱においては、入射X線の振動電場によって物質中の電子が双極子的な振動を励起され、入射波と同じ振動数の電磁波を放出する。散乱波が入射波と同じ波長を持ち、散乱の前後で一定の位相関係を持っているので、互いに干渉しあい、回折現象が生ずる。非弾性散乱は、電子とX線光子の粒子的な衝突である。散乱の際にエネルギーを失って波長の変化を生じ位相が不規則になるので、散乱波と入射波の間には干渉は起きない。従って、回折現象に注目するときにはバックグラウンドになる。光吸収では、X線が原子内に束縛された電子にエネルギーを与えて電子を外に飛び出させ (光電子)、X線自身は消滅する。電子を失ったあとの殻の空孔には、高いエネルギー準位にある外側の殻の電子が蛍光X線を放射して遷移する。

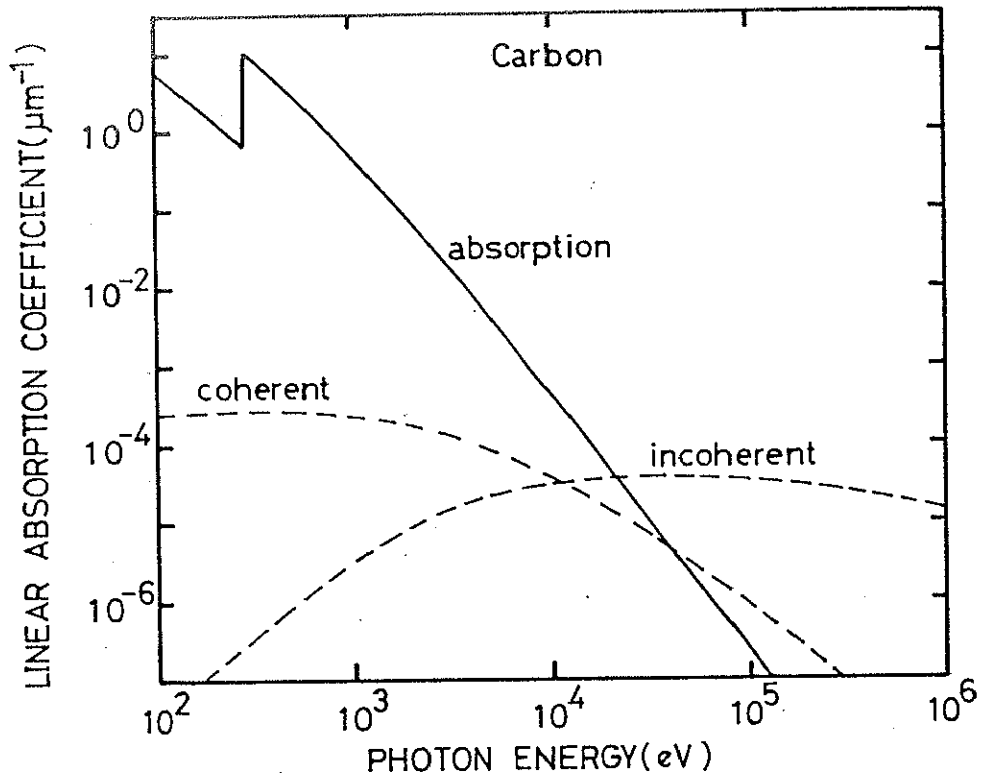
弾性、非弾性散乱の断面積は、 $Z = 1$ から100までの元素のついて、光子エネルギーが $10^2 \sim 10^8$ eVの範囲について計算されている¹⁾。また、光吸収の断面積の計算結果も、エネルギー範囲が $100 \sim 2000$ eVについて $Z = 1 \sim 94$ の元素について報告されている²⁾。図2-1に炭素と金の、エネルギーが $10^2 \sim 10^6$ eVの光子に対するそれぞれの断面積を線吸収係数に換算した値を示す³⁾。100~2000 eVの軟X線領域では非弾性散乱は無視でき、弾性散乱もほとんど無視できることがわかる。このように軟X線の物質との相互作用は光吸収だけと考えるとよい。

物質を透過するときの入射光の振幅の変化を計算するには屈折率を知る必要がある。一般に、X線領域での物質の屈折率は、複素表示で

$$n = 1 - \delta - i\beta$$

2-1

a.



b.

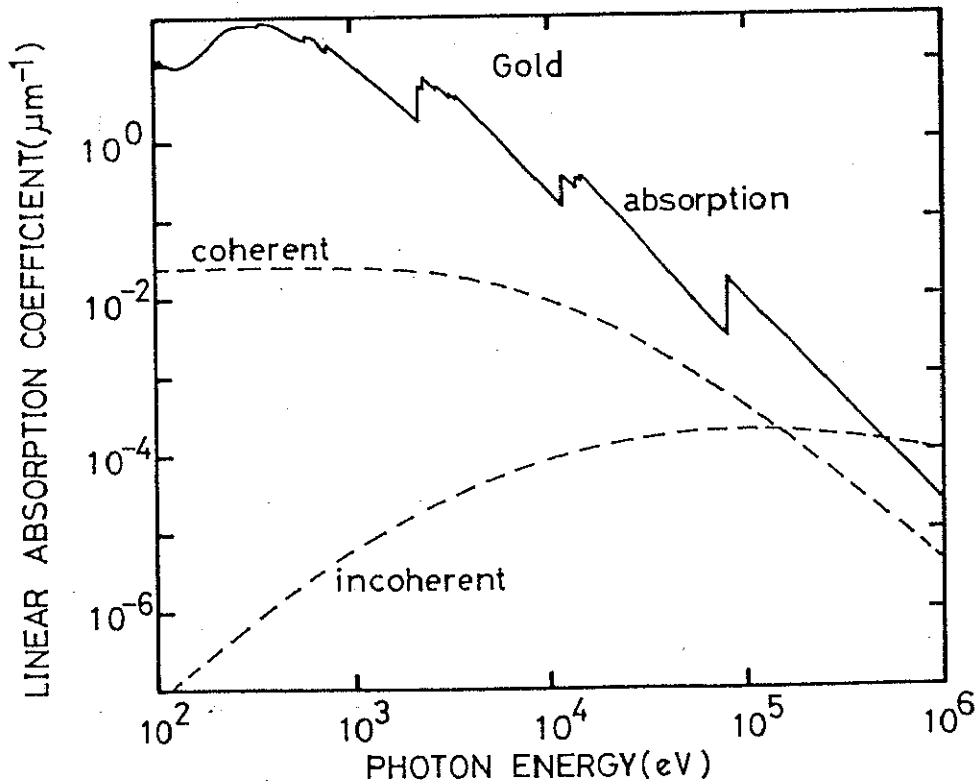


図 2 - 1. 光子エネルギー $10^2 \sim 10^6$ eV における光吸収、弾性散乱、非弾性散乱の線吸収係数の値 (a) 炭素 (b) 金

と表わされる⁴⁾。ここで、 δ と β は

$$\delta = N r_0 \lambda^2 f_1 / 2\pi \quad 2-2$$

$$\beta = N r_0 \lambda^2 f_2 / 2\pi \quad 2-3$$

と表わされる。 δ は位相変化を、 β は吸収の大きさを与える。 N は単位体積中の原子数で、原子量 A とアボガドロ数 N_0 と密度 ρ を用いれば $N = N_0 \rho / A$ である。 r_0 は古典電子半径で $r_0 = e^2 / m_0 c^2 = 2.82 \times 10^{-15} \text{ m}$ である。 $f = f_1 + i f_2$ は複素原子散乱因子である。 δ の値は比較的波長の長い軟X線領域でも、1に比べてはるかに小さいので、屈折率はきわめて1に近い。また、波長が短くなるにつれて、屈折率はますます1に近づき、通常の屈折レンズは存在しなくなる。

原子散乱因子は光吸収断面積 μ_a から計算することができ、Kramers-Kronigの分散式によって

$$f_1 = Z + C \int_0^\infty \frac{\epsilon^2 \mu_a(\epsilon) d\epsilon}{E^2 - \epsilon^2} \quad 2-4$$

$$f_2 = (1/2) \pi C E \mu_a(E) \quad 2-5$$

と書ける²⁾。ここで、 E は入射光のエネルギー、定数 C は $(\pi r_0 h c)^{-1}$ 、 Z は全電子数である。

屈折率が n で厚さが t の物質にX線が入射するときの、入射光の振幅を A_0 、透過光の振幅を A とすれば、

$$\begin{aligned} A &= A_0 e^{-i k n t} \\ &= A_0 e^{-2\pi i (1 - \delta) t / \lambda} e^{-2\pi \beta t / \lambda} \end{aligned} \quad 2-6$$

が成り立つ。透過光の強度 I は、振幅の絶対値の2乗をとって

$$\begin{aligned}
 I &= |A|^2 \\
 &= I_0 e^{-4\pi \beta t / \lambda}
 \end{aligned}
 \tag{2-7}$$

となる。上式の $4\pi \beta / \lambda$ は線吸収係数 μ_1 を与える。吸収断面積 μ_a と質量吸収係数 μ (cm^2/g)、線吸収係数 μ_1 ($1/\text{cm}$) の間には次式の関係がある。

$$\begin{aligned}
 \mu_a (\text{cm}^2/\text{atom}) &= (A/N_a) \mu \\
 &= (A/N_a \rho) \mu_1
 \end{aligned}
 \tag{2-8}$$

以上のように、軟 X 線と物質の相互作用を決めるのは光吸収の散乱断面積 μ_a である。

§ 2. ゾーンプレート

1) 光学特性

ゾーンプレートは図 2-2 に示すような、入射光に対して透明、不透明の輪帯を交互に繰り返した透過型円形回折格子である。奇数番目の輪帯が透明なものを正のゾーンプレートといい、偶数番目の輪帯が透明なものを負のゾーンプレートという。ゾーンプレートの焦点距離は、入射光の波長を λ としたとき図 2-3 に示すように、隣り合う境界による光路差が $\lambda/2$ であるという条件から導くことができる。すなわち、物体と像がともに光軸上にあるとし、物体からゾーンプレートまでの距離とゾーンプレートから像までの距離をそれぞれ z_1 及び z_2 、ゾーンプレートの n 番目の境界の半径を r_n とすると

$$z_1 + z_2 + n\lambda/2 = (z_1^2 + r_n^2)^{1/2} + (z_2^2 + r_n^2)^{1/2}
 \tag{2-9}$$

が成り立てばよい。右辺を展開して整理すると、

$$n\lambda = r_n^2 \left(\frac{1}{z_1} + \frac{1}{z_2} \right) - \frac{1}{4} r_n^4 \left(\frac{1}{z_1^3} + \frac{1}{z_2^3} \right) + \dots
 \tag{2-10}$$

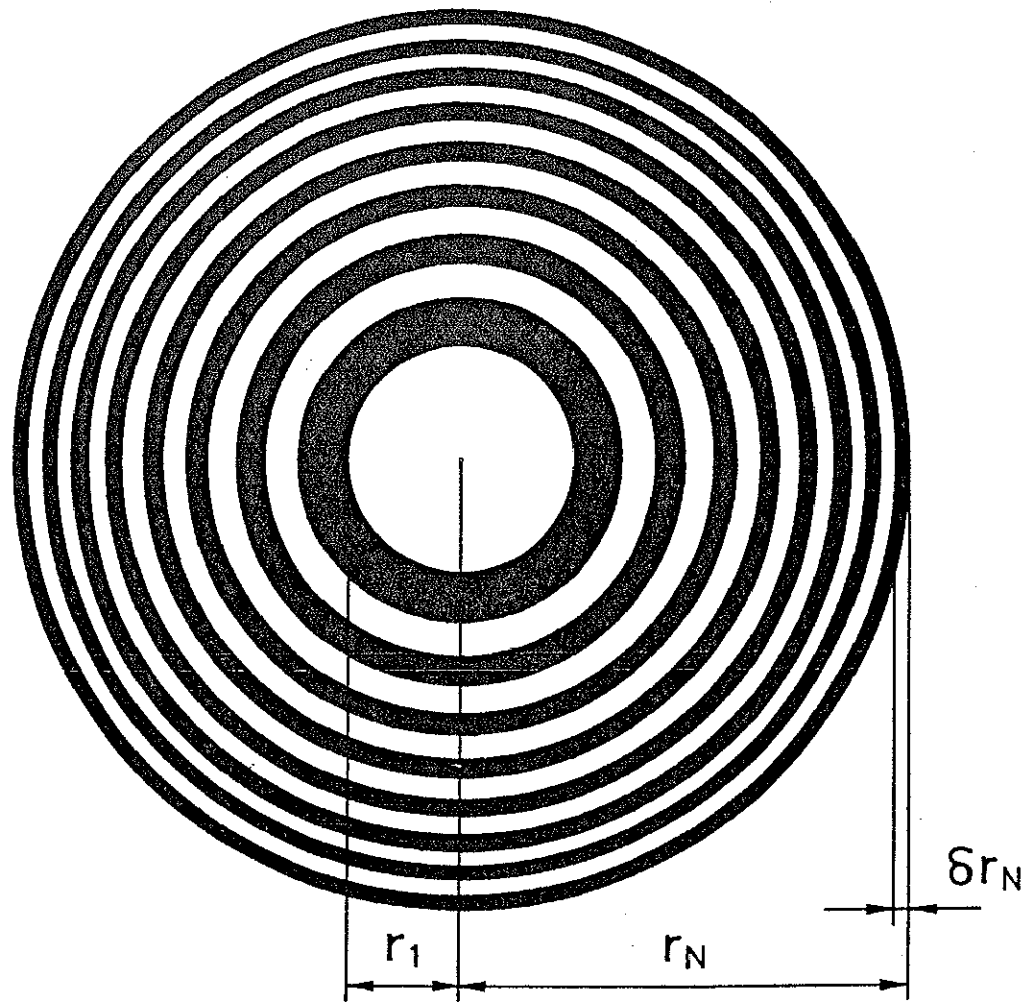


図 2 - 2. ゾーンプレート

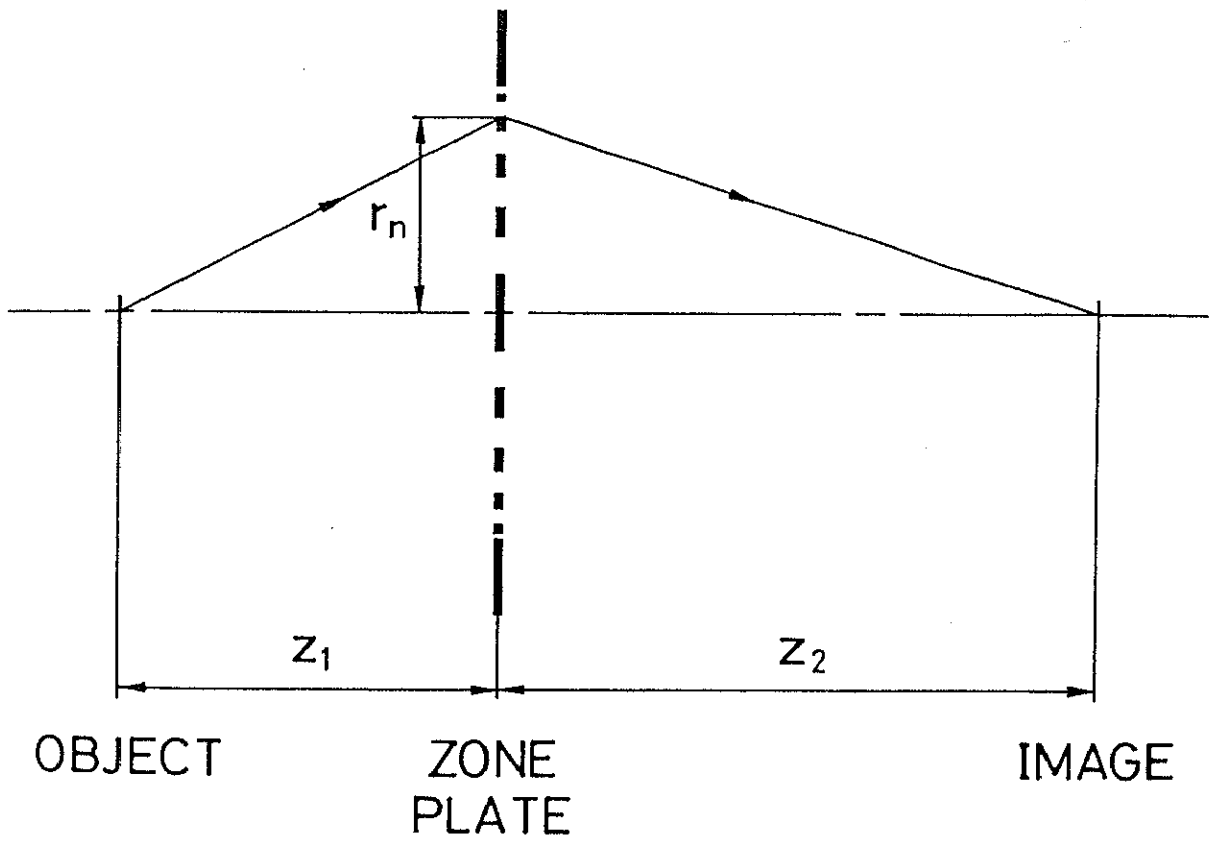


図 2 - 3. ゾーンプレートの結像作用

となり、 $r_n \ll z_1, z_2$ ならば

$$\begin{aligned} f &= r_n^2 / n\lambda \\ &= r_1^2 / \lambda \end{aligned} \quad 2-11$$

とおけば、薄レンズの結像公式

$$1/z_1 + 1/z_2 = 1/f \quad 2-12$$

が成立ち、ゾンプレートがレンズの働きをすることがわかる。n番目の境界の半径は、2-11式から

$$r_n = (n f \lambda)^{1/2}, n = 1, 2, \dots, N \quad 2-13$$

で与えられる。ゾンプレートの結像作用は回折光の干渉によって起こるので、高次の焦点も存在する。2-9式において $n\lambda/2$ の代わりに $n(2m+1)\lambda/2$ とすれば、 $2m+1$ 次の焦点距離は

$$f_{2m+1} = f / (2m+1), m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad 2-14$$

で与えられる。

ゾンプレートの振幅透過率はフーリエ級数で表わすことができ、半径 r における値 $T(r)$ は⁵⁾、

$$\begin{aligned} T(r) &= \frac{1}{2} \pm \frac{2}{\pi} \sum_{K=0}^{\infty} \frac{1}{2K+1} \sin \frac{2\pi(2K+1)r^2}{2\lambda f} \\ &= \frac{1}{2} \mp \frac{i}{\pi} \sum_{K=0}^{\infty} \frac{1}{2K+1} \exp \frac{2\pi i(2K+1)r^2}{2\lambda f} \end{aligned}$$

$$\pm \frac{i}{\pi} \sum_{K=0}^{\infty} \frac{1}{2K+1} \exp \frac{-2\pi i(2K+1)r^2}{2\lambda f} \quad 2-15$$

で表わされる (Appendix 1)。ここで複号は、それぞれ正のゾンプレート及び負のゾンプレートについてのものである。2-15式から、図2-4に示すようにゾンプレートに波長 λ の平面波を垂直に入射させると、第2項は f_{2K+1} の各点に焦点を結ぶ収束球面波、第3項は $-f_{2K+1}$ の各虚焦点から発散する球面波を生ずることがわかる。各次数の回折効率は、2-15式の各項の係数の絶対値の2乗で与えられるので、0次光、すなわち光軸方向に進む平面波の効率 E_0 は、

$$E_0 = (1/2)^2 = 25\% \quad 2-16$$

2m+1次光の効率 E_{2m+1} は、

$$E_{2m+1} = |i / (2m+1)\pi|^2 \quad 2-17$$

で与えられる。従って、

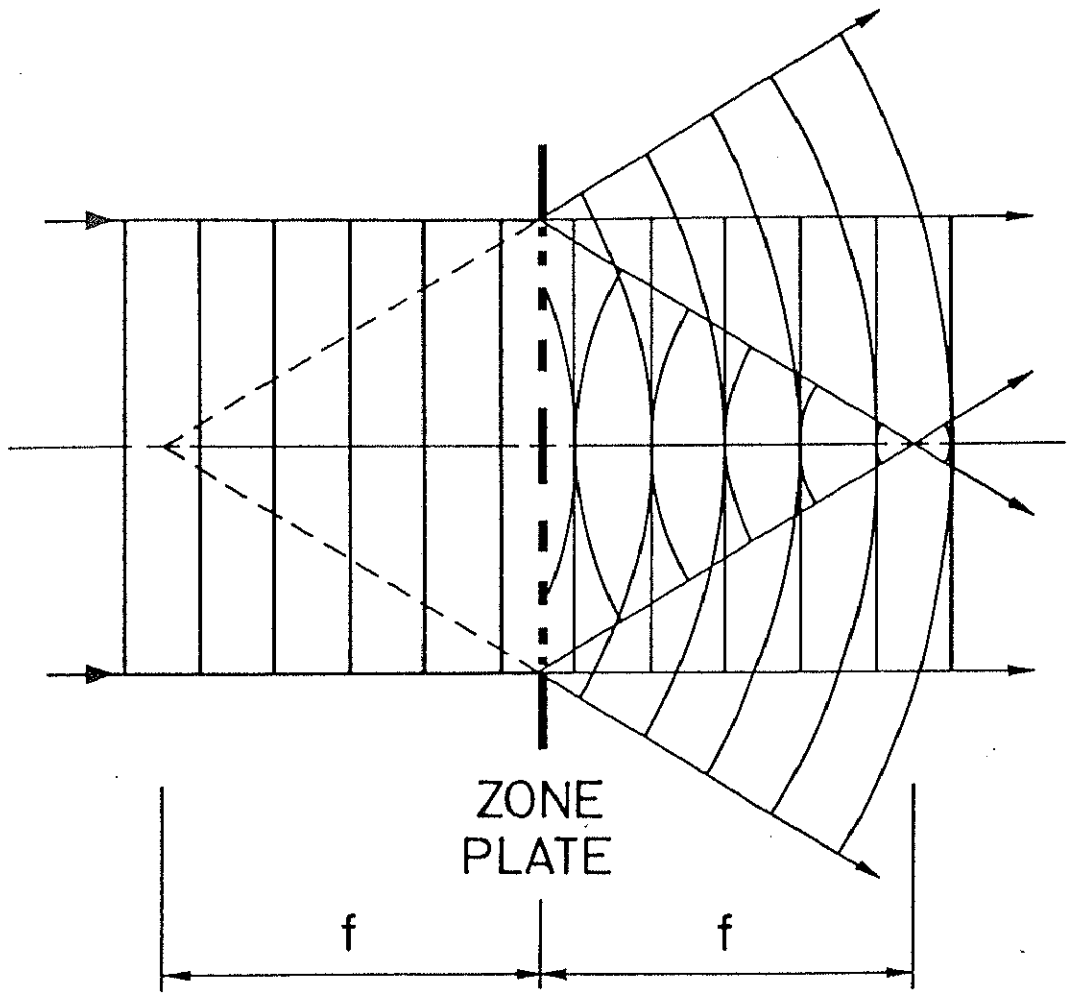
$$E_1 = 10.1\%、E_3 = 1.12\%、E_5 = 0.4\% \dots\dots \quad 2-18$$

となる。また、不透明部分によって、入射光の50%のエネルギーが失われる。

ゾンプレートをレンズとして用いたときの点像関数⁶⁻⁸⁾は、ゾーン数 N が $N \geq 100$ ならば、等しい開口を持つレンズとほぼ同じ関数になることが確かめられている。従って、ゾンプレートの空間分解能 Δ はRayleighの定義、すなわち

$$\Delta = 0.61\lambda / N.A. \quad 2-19$$

を用いて求めることができる。ここで、 $N.A.$ は開口数である。ゾンプレートの $N.A.$ は、 $r_N \ll f_{2m+1}$ ならば次式で近似できる。



☒ 2 - 4. ゾーンプレートに平面波が入射したときの収束及び発散球面波の形成

$$\begin{aligned} N.A. &= \sin(r_N / f_{2m+1}) \sim r_N / f_{2m+1} \\ &\sim (2m+1) N \lambda / r_N \end{aligned} \quad 2-20$$

ゾンプレーートの最外輪帯幅 δr_N は、

$$\delta r_N = r_N - r_{N-1} \sim r_N / 2N \quad 2-21$$

と表わすことができるので、2-20、21式から開口数 $N.A.$ は、

$$N.A. = (2m+1) \lambda / 2\delta r_N \quad 2-22$$

で与えられる。従って、2-22式を2-19式に代入して

$$\Delta \sim 1.22 \delta r_N / (2m+1) \quad 2-23$$

という結果が得られる。このように、ゾンプレーートを結像素子に用いた顕微鏡においては、ゾンプレーートの最外輪帯幅を狭くすればするほど高い分解能が得られることになる。また、利用する回折次数を高くすればより高い分解能が得られる。

ゾンプレーートは回折効果を利用した光学素子であるので、色収差を避けるには入射光に単色性が必要である。入射光の波長変化分を $\Delta \lambda$ とし、それに伴う焦点距離の変化分を Δf とすると2-11、2-14式から、

$$|\lambda / \Delta \lambda| = |f_{2m+1} / \Delta f_{2m+1}| \quad 2-24$$

が得られ、軸上強度が焦点の80%を下らない範囲という焦点深度の定義⁹⁾

$$|\Delta f_{2m+1}| = \frac{\lambda}{2} \left(\frac{f_{2m+1}}{r_N} \right)^2 \quad 2-25$$

を用いれば、入射光に求められる単色性 $\lambda / \Delta \lambda$ は、

$$\lambda / \Delta \lambda \geq N (2m+1) \quad 2-26$$

となる。従って、2-23式の分解能を得るためには、この条件が満足されていなければならない。逆に、入射光の単色性が2-26式を満たしていないときには色収差の影響が無視できなくなる。ゾーンプレートの色収差は、入射光の単色性を用いて表わすことができ、縦方向及び横方向の色収差を、図2-5に示すようにそれぞれ Δz 、 Δx とすると、

$$\Delta z = f_{2m+1} / (\lambda / \Delta \lambda) \text{ incidence} \quad 2-27$$

$$\Delta x = r_N / (\lambda / \Delta \lambda) \text{ incidence} \quad 2-28$$

であたえられる¹⁰⁾。

一方、焦点距離が波長によって異なることを利用すれば、ゾーンプレートを分散素子として用いることができる。これは直線型分光器 (Linear Monochromator) と呼ばれている。その原理を図2-6に示す¹¹⁾。直径Dのゾーンプレートが白色入射光を集光する場合を考える。入射光の波長によって焦点を結ぶ位置が異なるので、ゾーンプレートの後方の光軸上にピンホールを置けば、ゾーンプレートとピンホールとの間の距離を焦点距離とする波長だけがピンホールを通過することになる。ピンホールの直径をdとすれば、得られる波長分解能は横方向の色収差の大きさがdに等しいとおけばよいので、2-28式から

$$\frac{\lambda}{\Delta \lambda} \approx \frac{r_N}{d} = \frac{D}{2d} \quad 2-29$$

となる。この直線型分光器はドイツのGöttingen大学のグループが開発しもので⁶⁾、BESSYで稼働中の軟X線顕微鏡に応用されている¹²⁾。

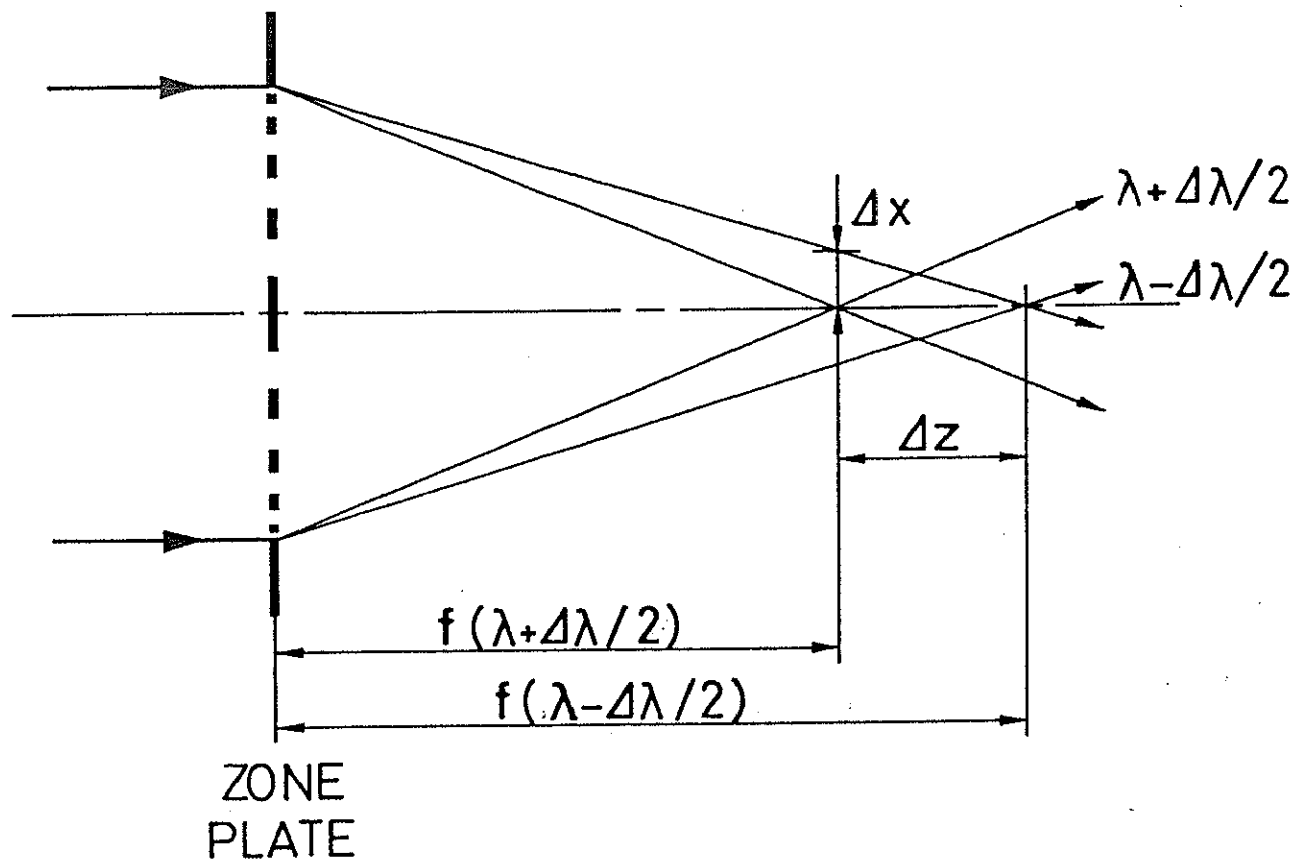
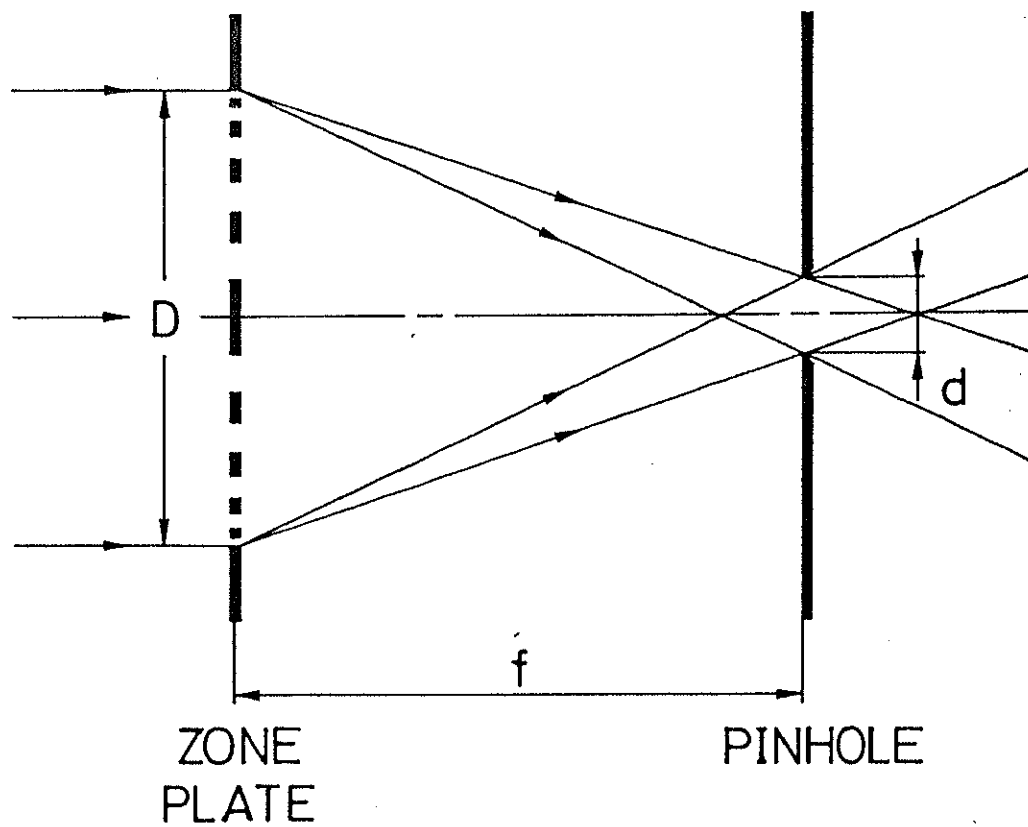


図 2 - 5. ゾーンプレートの縦と横の色収差



☒ 2 - 6. ゾーンプレートによる直線型分光器の原理

2) 軟X線顕微鏡に用いたゾーンプレート

本研究で用いたゾーンプレートは、NTT・LSI研究所によって開発されたものである^{13,14)}。このゾーンプレートは、X線吸収体にタンタルを用い、電子ビーム描画法によって製作されている。

吸収体材料としてはX線吸収率が大きく比較的加工性のよい金が従来から用いられており、吸収パターンの形成法としては電気メッキ法が一般に利用されている。しかしながら、大きなパターンと小さなパターンが混在する場合には金の膜厚を一定にすることが難しいことや、作製過程が複雑などの問題点もある。

タンタルを用いた場合、1) 金と同程度のX線吸収率を持つ、2) 金の4倍の強度を持つ、3) 微細加工に適した反応性イオンエッチング(RIE: reactive ion etching)が利用でき、さらにパターン形成過程の簡素化とドライ化が図れる等の利点がある。

図2-7にタンタル製ゾーンプレートの製作過程を示す。まず始めに、シリコン基板の両面に $0.5\mu\text{m}$ 厚のSiN膜を減圧CVDを用いて形成する。次に $0.5\sim 1\mu\text{m}$ 厚のタンタルをRFスパッタリングを用いてSiN膜に蒸着する。 $0.3\mu\text{m}$ 厚のSiO₂をECR-CVDによって蒸着し、この上にレジストをスピコートする。レジストに電子ビームでパターンを描画し現像する。SiO₂をC₂F₆ガスを用いてエッチングし、次にそれをマスクにタンタルをCBrF₃でエッチングしてX線吸収パターンを形成する。裏面のSiN膜にCF₄を用いたエッチングによってSi基板エッチング用の窓を作る。この窓からSi基板をKOH溶液を用いてバックエッチングしゾーンプレートができあがる。SiN膜は、タンタルパターンを支持するために残しておくが、free-standing構造にするときはこれをエッチングする。図2-8に軟X線顕微鏡に用いたゾーンプレートの拡大写真を示す。

§ 3. アンジュレータ光¹⁵⁾

1) 諸性質

蓄積リングなどの円形加速器の偏向電磁石により得られるシンクロトロン放射光は、輝度が高い、連続スペクトルである、偏光特性がある、パルス光であるな

2) 軟X線顕微鏡に用いたゾーンプレート

本研究で用いたゾーンプレートは、NTT・LSI研究所によって開発されたものである^{13,14)}。このゾーンプレートは、X線吸収体にタンタルを用い、電子ビーム描画法によって製作されている。

吸収体材料としてはX線吸収率が大きく比較的加工性のよい金が従来から用いられており、吸収パターンの形成法としては電気メッキ法が一般に利用されている。しかしながら、大きなパターンと小さなパターンが混在する場合には金の膜厚を一定にすることが難しいことや、作製過程が複雑などの問題点もある。

タンタルを用いた場合、1) 金と同程度のX線吸収率を持つ、2) 金の4倍の強度を持つ、3) 微細加工に適した反応性イオンエッチング(RIE: reactive ion etching)が利用でき、さらにパターン形成過程の簡素化とドライ化が図れる等の利点がある。

図2-7にタンタル製ゾーンプレートの製作過程を示す。まず始めに、シリコン基板の両面に $0.5\mu\text{m}$ 厚のSiN膜を減圧CVDを用いて形成する。次に $0.5\sim 1\mu\text{m}$ 厚のタンタルをRFスパッタリングを用いてSiN膜に蒸着する。 $0.3\mu\text{m}$ 厚のSiO₂をECR-CVDによって蒸着し、この上にレジストをスピコートする。レジストに電子ビームでパターンを描画し現像する。SiO₂をC₂F₆ガスを用いてエッチングし、次にそれをマスクにタンタルをCBrF₃でエッチングしてX線吸収パターンを形成する。裏面のSiN膜にCF₄を用いたエッチングによってSi基板エッチング用の窓を作る。この窓からSi基板をKOH溶液を用いてバックエッチングしゾーンプレートができあがる。SiN膜は、タンタルパターンを支持するために残しておくが、free-standing構造にするときはこれをエッチングする。図2-8に軟X線顕微鏡に用いたゾーンプレートの拡大写真を示す。

§ 3. アンジュレータ光¹⁵⁾

1) 諸性質

蓄積リングなどの円形加速器の偏向電磁石により得られるシンクロトロン放射光は、輝度が高い、連続スペクトルである、偏光特性がある、パルス光であるな

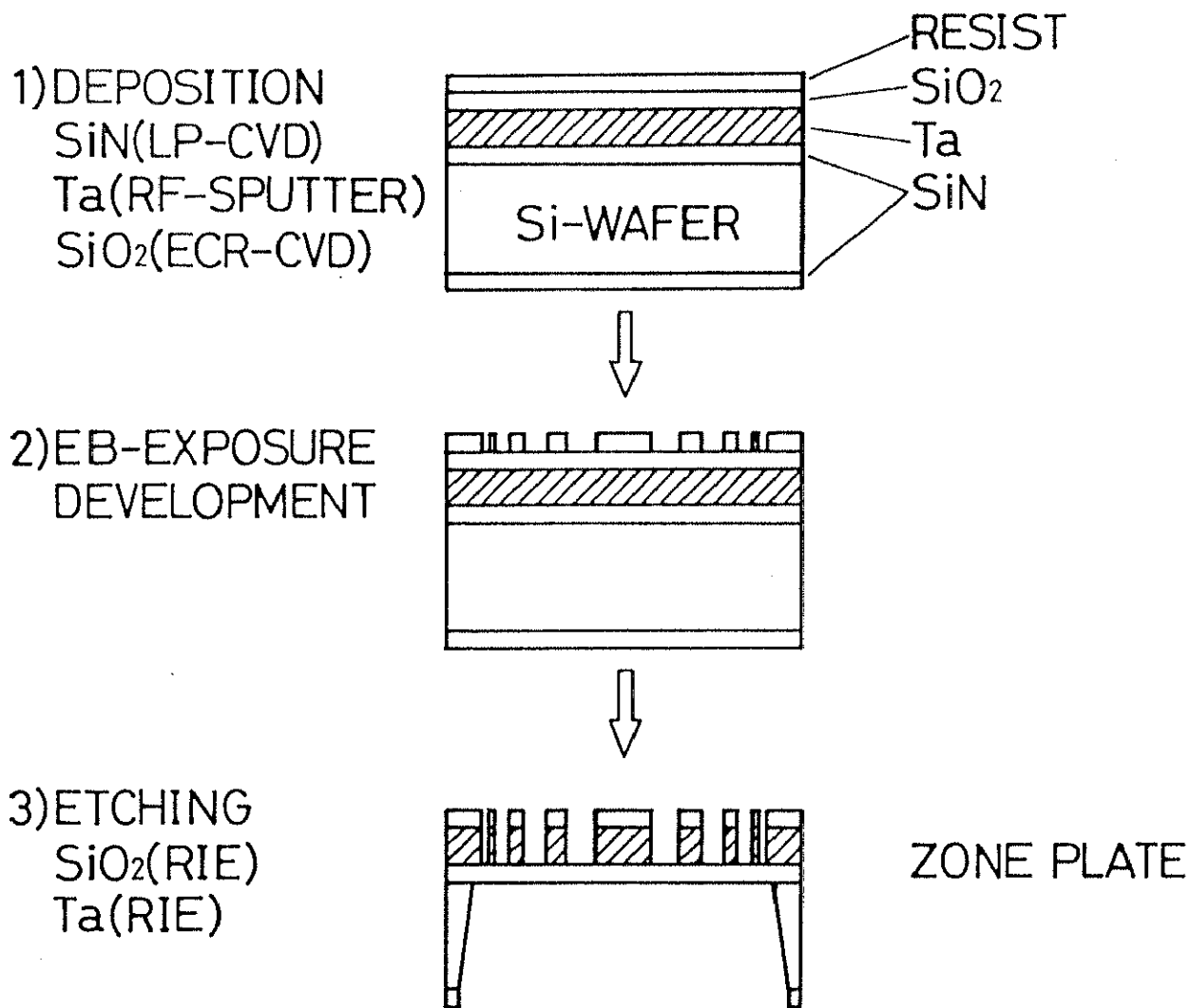
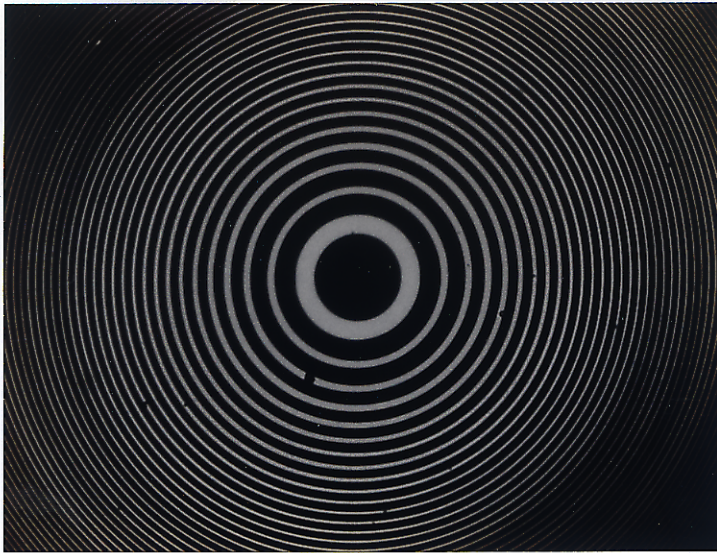


図 2 - 7. 軟 X 線顕微鏡に用いたゾーンプレートの製作過程

a.



b.

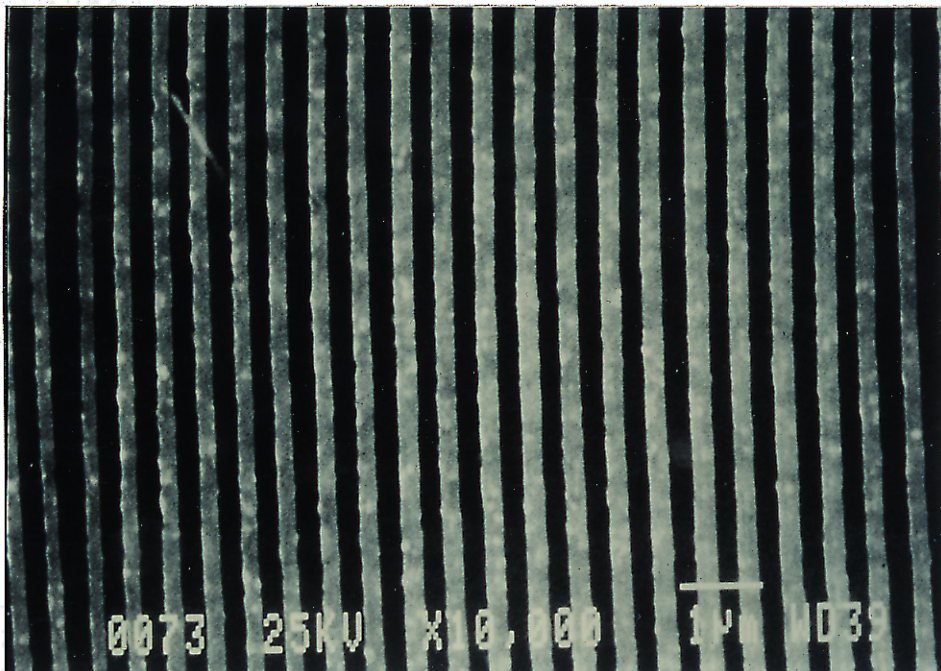


図 2 - 8. 軟 X 線顕微鏡に用いたゾーンプレート

(a) 中心付近: $r_1 = 15.8 \mu\text{m}$ 、光学顕微鏡写真

(b) 最外周付近: $\delta r_N = 0.25 \mu\text{m}$ 、電子顕微鏡写真

どの特長を持っている。一方、周期磁場を持つ挿入型光源により得られる蛇行軌道放射光は、磁場の強さと周期長との積が比較的小さい場合のアンジュレータ放射光と、大きい場合のウィグラー放射光とに分けられ、それぞれシンクロトロン放射光とは異なった優れた特長を持っている。

周期磁場を特徴づける重要なパラメータとして、field parameter K があり、図 2-9 に示すように蛇行する電子の Z 軸に対する最大偏角 ϕ_B と相対論電子の放射の自然拡がり γ^{-1} (γ は電子の相対論的エネルギー; $\gamma = E / m_0 c^2$) との比で定義される。すなわち、

$$K = \phi_B / \gamma^{-1} \quad 2-30$$

と書ける。また K は、周期長 λ_u (nm) と磁場 B_B (Tesla) によって

$$K = 0.0934 B_B \lambda_u \quad 2-31$$

とも表わされる。図 2-10 は、観測位置を Z 軸上と仮定したときの、 K パラメータの大きさと観測されるスペクトルとの関係を示している。 $K \leq 1$ の場合がアンジュレータ放射光であり、 $K \gg 1$ の場合がウィグラー放射光である。アンジュレータ光は基本波とその高調波から成っているのに対して、ウィグラー光は連続スペクトルである。

アンジュレータ光の n 次の高調波の波長 λ_n は、光軸に対して角度 θ で観測したとすると、

$$\lambda_n = \frac{\lambda_u}{2n\gamma^2} (1 + K^2/2 + \gamma^2\theta^2) \quad 2-32$$

で表わされる。 n は $\theta = 0$ のとき奇数だけをとる。

光子密度 (Flux Density) D は、周期磁場の繰返し数を N とすると各奇数次高調波成分について

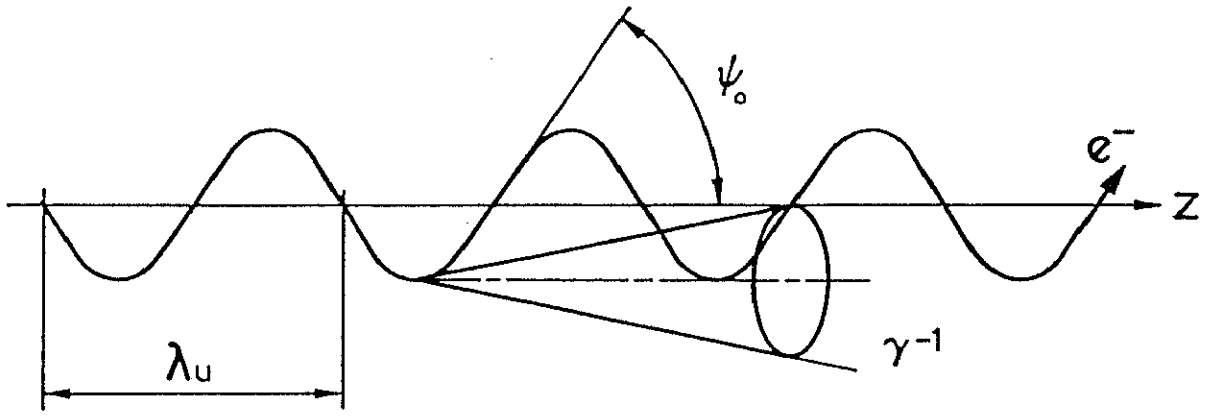


図 2 - 9. 蛇行運動する相対論電子の放射

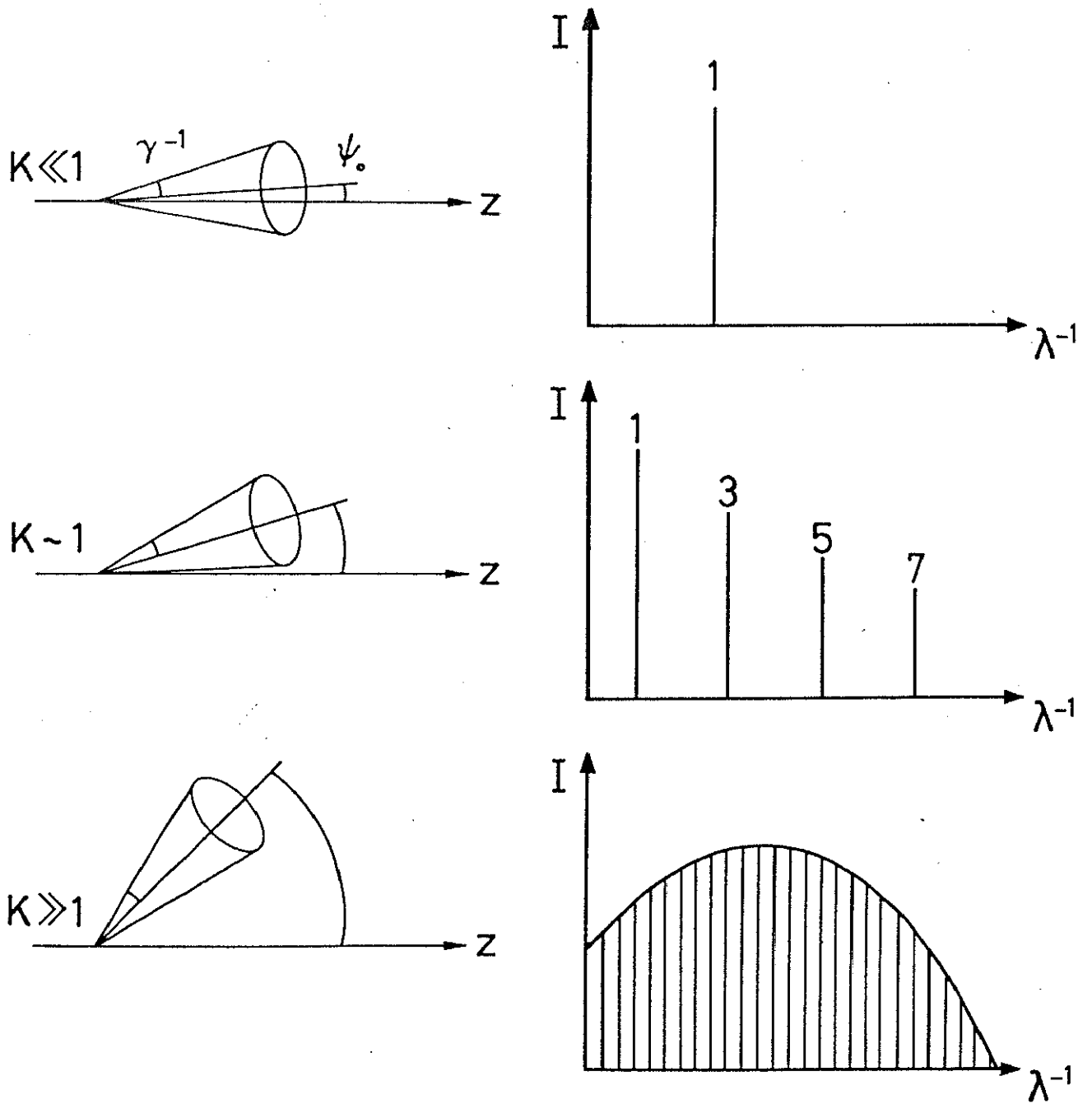


図 2 - 1 0. 挿入型光源の K パラメータとスペクトルの関係

$$D = 4.5 \times 10^6 \gamma^2 N^2 F_n(K) \frac{\sin^2(N\pi\lambda_1/\lambda)}{\pi^2(n - \lambda_1/\lambda)^2}$$

photons/sec/mrad²/0.1%b. w./100mA

2-33

$$F_n(K) = \frac{n^2 K^2}{(1+K^2/2)} \left[J_{(n-1)/2} \left(\frac{nK^2/4}{1+K^2/2} \right) - J_{(n+1)/2} \left(\frac{nK^2/4}{1+K^2/2} \right) \right]^2$$

と表わせる。各高調波の強度は波長が2-32式の時極大となり、その値は、

$$D_0 = 4.5 \times 10^6 \gamma^2 N^2 F_n(K)$$

photons/sec/mrad²/0.1%b. w./100mA

2-34

となる。

スペクトル幅は、z軸上で観測したとき2-33式から、

$$\lambda / \Delta\lambda \approx nN$$

2-35

と求められるが、実際には、観測時の取り込み角が有限の値を持つのでその角度を θ_{ob} とすればスペクトル幅は

$$\lambda / \Delta\lambda = \left[\left(\frac{1}{nN} \right)^2 + \left(\frac{\gamma^2 \theta_{ob}^2}{1+K^2/2} \right)^2 \right]^{-1/2}$$

2-36

となる。

光子の放射方向の確率はz軸方向を中心とした Gauss分布をしており、その標準偏差 σ_p を固有角度拡がりといい

$$\sigma_{p'} \sim \gamma^{-1} [(1+K^2/2) / 2nN]^{1/2} \quad 2-37$$

で与えられる。 $\sigma_{p'}$ は Z 軸を中心とする放射位置分布の標準偏差 σ_p (固有サイズ) と不確定性によって

$$\sigma_p \sigma_{p'} \sim \lambda / 4\pi \quad 2-38$$

なる関係を満たしている。この値は光子の固有エミッタンスを与えており、すなわち回折限界を示している。

全放射光子数 F_t (Total Flux) は、規格化係数 $\sqrt{2\pi}$ を考慮して

$$F_t = 2\pi \sigma_{p'}^2 D_B \quad \text{photons/sec/0.1\% b. w. / 100mA} \quad 2-39$$

で与えられる。

以上の議論は電子が完全に z 軸上を進んでいると仮定したものであるが、実際の電子ビームはその断面の密度分布が有限の拡がりを持ち、さらに角度発散も持つのでその影響を考慮する必要がある。蓄積リング内の電子ビームの位置分布と角度分布はともに Gauss 分布に従っており、x 方向と y 方向の位置及び角度分布の標準偏差 σ_x 、 σ_y 、 $\sigma_{x'}$ 、 $\sigma_{y'}$ が光源の性能を決める。この性能を表わす量としてエミッタンス (Emittance) があり、x、y 両方向について次式で与えられる。

$$E_{x,y} = \sigma_{x,y} \sigma_{x',y'} \quad 2-40$$

このように電子ビームには有限のエミッタンスが存在するので、実効的な光源の角度拡がり $\Sigma_{x',y'}$ は電子ビームの角度拡がり $\sigma_{x',y'}$ と光子の固有角度拡がりとのコンボリューション

$$\Sigma_{x',y'} = (\sigma_{x',y'}^2 + \sigma_p^2)^{1/2} \quad 2-41$$

によって与えられる。実効的な光源サイズ $\Sigma_{x,y}$ は電子ビームのサイズと光子の固有サイズに、さらにアンジュレータの z 軸方向の長さ L も考慮して

$$\Sigma_{x,y} = (\sigma_{x,y}^2 + \sigma_p^2 + L^2 \sigma_{x',y'}^2 / 4)^{1/2} \quad 2-42$$

$$L = N \lambda_u$$

で与えられる。ここで、光源の位置はアンジュレータの中心としている。エミッタンスの影響により光子密度は2-34式より低くなり、実効光子密度 B_R (Brightness) は、

$$B_R = F_t / 2\pi \Sigma_x \Sigma_y \quad \text{photons/sec/mrad}^2 / 0.1\% \text{ b. w. } / 100 \text{ mA} \quad 2-43$$

と表わされる。また、輝度 B_L (Brilliance) は、

$$B_L = F_t / 4\pi^2 \Sigma_x \Sigma_y \Sigma_{x'} \Sigma_{y'} \quad \text{photons/sec/mm}^2 / \text{mrad}^2 / 0.1\% \text{ b. w. } / 100 \text{ mA} \quad 2-44$$

で与えられる。実効光子密度 B_R は光源の単位立体角当りの放射光子数を表わしており、輝度 B_L は単位面積当り、単位立体角当りの放射光子数を表わしている。

2) 高エネルギー物理学研究所放射光実験施設のアンジュレータ^{16,17)}

高エネルギー物理学研究所 (KEK) 放射光実験施設 (PF) の 2.5 GeV 電子・陽電子蓄積リングは、長径 68m、短径 50m の楕円型で、28個の偏向電磁石と 58個の4極電磁石からなっている。アンジュレータは、蓄積リングの 5 m の直線部分に設置してある。

KEK・PF・BL-2 のアンジュレータに関する主要なパラメータを表 3-1 にまとめる。

表 3 - 1. P F · B L - 2 のアンジュレータのパラメータ

Length of period λ_u (mm)	60
Number of period N	60
Total length L (m)	3.8
Magnetic field B_0 (T)	0.318 ~ 0.019
K parameter	1.78 ~ 0.10
Wavelength of the first harmonic (Å)	13 ~ 31

※ $E = 2.5 \text{ GeV}$, $\gamma = 4890$

表 3 - 1. を基にして得られるパラメータを列記する。

- ① $F_1(K)_{\max} \sim 0.38$ at $K \sim 1.2$
- ② $D_{0\max} \sim 1.5 \times 10^{17}$ photons/sec/mrad²/0.1% b. w./100mA
- ③ $\sigma_{p'} \sim 0.019 \sim 0.030$ mrad, $\sigma_p \sim 5.4 \sim 8.6 \mu\text{m}$
- ④ $F_t(K \sim 1.2) \sim 5.6 \times 10^{14}$ photons/sec/0.1% b. w./100mA

蓄積リングの B L - 2 における電子ビームのパラメータは

$$\sigma_x = 0.63\text{mm}, \sigma_y = 0.22\text{mm}, \sigma_{x'} = 0.20\text{mrad}, \sigma_{y'} = 0.017\text{mrad}$$

であるので¹⁸⁾、2-41、42式から実効光源サイズ及び実効拡がりは

$$\Sigma_x \sim 0.75\text{mm}, \Sigma_y \sim 0.23\text{mm}, \Sigma_{x'} \sim 0.20\text{mrad}, \Sigma_{y'} \sim 0.03\text{mrad}$$

である。従って、2-43、44式から、光源の実効光子密度 B_R と輝度 B_L は $K \sim 1$ のとき

$$B_R \sim 1.6 \times 10^{16} \text{ photons/sec/mrad}^2/0.1\% \text{ b. w./100mA}$$

$$B_L \sim 1.5 \times 10^{16} \text{ photons/sec/mm}^2/\text{mrad}^2/0.1\% \text{ b. w.}/100\text{mA}$$

となる。図 2 - 1 1 に 1 次光が 400 e V のときのアンジュレータ光のスペクトルの計算値を示す¹⁹⁾。

$E=2.5\text{GeV}, I=250\text{mA}$

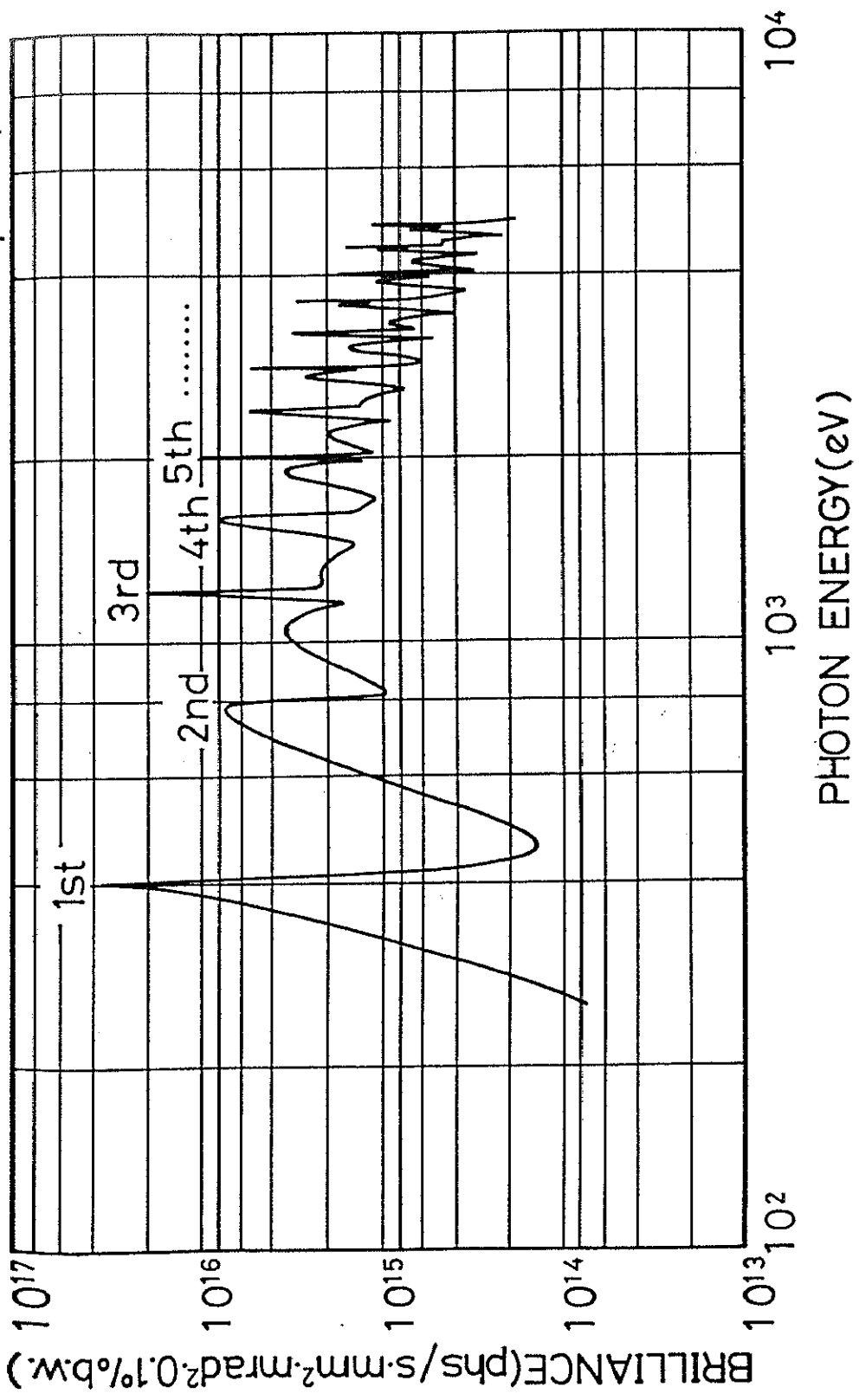


図 2-11. KEK・PF・BL-2 のアンジュレータのスペクトルの計算値
 $K=1.7$, low-emittance mode ($\epsilon_x=1.3 \times 10^{-7}$, $\epsilon_y=4 \times 10^{-9}$ m·rad)

References

- 1) J. H. Hubbell, W. J. Veigele, E. A. Briggs, R. T. Brown, D. T. Cromer and R. J. Howerton: *J. Phys. Chem. Ref. Data* 4(1975)471.
- 2) B. L. Henke, P. Lee, T. J. Tanaka, R. L. Shimabukuro and B. K. Fujikawa: *At. Data Nucl. Data Tables* 27(1982)1.
- 3) A. G. Michette: *Optical Systems for Soft X Rays* (Plenum Press, New York, 1986). p. 2.
- 4) R. W. James: *The Optical Principles of the Diffraction of X-Rays* (Ox Bow Press, Connecticut, 1982)p.133.
- 5) 辻内順平: 光学概論Ⅱ (朝倉書店、1985) P. 109
- 6) O. E. Myers, Jr.: *Am. J. Phys.* 19(1951)359.
- 7) A. Boivin: *J. Opt. Soc. Am.* 42(1952)60.
- 8) D. J. Stigliani, Jr., R. Mittra and R. G. Semonin: *J. Opt. Soc. Am.* 57(1967)610.
- 9) 久保田広: 波動光学 (岩波書店、1974) P. 321.
- 10) A. G. Michette: *Optical Systems for Soft X Rays* (Plenum Press, New York 1986)p. 177.
- 11) B. Niemann, D. Rudolph and G. Schmahl: *Opt. Commun.* 12(1974)160.
- 12) B. Niemann, D. Rudolph and G. Schmahl: *Nucl. Instr. Meth.* 208(1983)367.
- 13) M. Sekimoto, A. Ozawa, T. Ohkobo, H. Yoshihara, M. Kakuchi and T. Tamamura: in *X-Ray Microscopy II*, edited by D. Sayre, M. Howells, J. Kirz and H. Rarback (Springer, Berlin, 1988)p. 178.
- 14) M. Kakuchi, H. Yoshihara, T. Tamamura, H. Maezawa, Y. Kagoshima and M. Ando: *J. Vac. Sci. Technol.* B6(1988)2167.
- 15) アンジュレータ光に関する文献として、日本物理学会編: シンクロトロン放射 (培風館、1986)、北村英男: 光学 13(1984)2、北村英男: 日本物理学会誌 44(1989)574. などがある。
- 16) H. Maezawa, Y. Suzuki, H. Kitamura and T. Sasaki: *Appl. Opt.* 25(1986)3260.
- 17) H. Maezawa, Y. Suzuki, H. Kitamura and T. Sasaki: *Nucl. Instr. and Meth.* A246(1986)82.

18) H. Kitamura, S. Yamamoto and S. Kamada: Rev. Sci. Instrum. 60(1989)1407.

19) Photon Factory Activity Report #4(1986)79.