トピックス

斜入射球面鏡を組み合わせた球面収差補正全反射光学系によるX線の集光結像

鈴木芳生
高輝度光科学研究センター/SPring-8　〒679–5198 兵庫県佐用郡佐用町光都 1–1–1

要旨　斜入射全反射鏡はX線の集光結像用として重要な光学素子であるが，斜入射光学系に特有の強い球面収差のために，マイクロビーム集光のような高精度光学系には高精度に加工された非球面鏡が必須であると思われていた。しかしながら，単純な球面だけで構成される光学系であっても，適切な組み合わせを使えば高精度な集光結像は可能である。本報告では斜入射集光結像光学系の特性を解析的に考察する手法を示し，そこから収差補正の方法論に展開する。さらに収差補正の一例として，4枚の凹球面鏡を用いて球面収差補正集光光学系を構成し，硬X線でのマイクロビーム生成と結像が可能であることを実証した結果を紹介する。

1. はじめに

放射光学会会員諸氏にとってX線の全反射鏡はありふれた光学系であり，集光光学系として，あるいは軟X線分光器の光学素子として広く使われているものである。さらに，多くの方々は，斜入射条件で球面鏡を使う場合には球面収差による限界があり，そのために高精度集光には非球面鏡が使われていることもご存じであろう。しかしながら，この小文の題目である「球面鏡による球面収差補正」という言葉を目にする機会はあまりないかもしれない。実際には，球面のみによる球面収差補正は光学レンズでは極めて一般的な手法であり，球面収差の除去には必ずしも非球面が必須というわけではない。最近では可視光光学系でも「非球面」が宣伝文に使われることが多く，およそ非球面に意味がなさそうな光学系にも使われていることもある。無論，球面レンズだけで収差補正（球面収差以外の収差補正も含む）を行うには多段の組み合わせレンズが必要になり，大きく重いレンズになってしまうという問題はある。近年非球面レンズが多用されるようになったのはレンズ加工技術の進歩によるところが大きい。しかしながら，加工の容易さと精度の点では球面が圧倒的に優位である（したがってコストも格段に低い）。もし，球面鏡を組み合わせるだけで非球面鏡と同じような高精度集光結像が出来ればその意義は大きいだろう。このような発想で，斜入射球面鏡を組み合わせて収差補正を行い，X線集光結像光学系を構成することを試みた。ここではまず2節で斜入射光学系における球面収差について解説し，幾何光学的な方法論に基づいて球面収差を打ち消す光学系の概念を述べる。3節では光路関数を用いた波動光学的な取り扱いで球面収差補正と正弦条件（軸外結像）について解説し，4節において硬X線集光光学系と結像顕微鏡に応用した結果を示す。

2. 斜入射光学系と球面収差

球面収差除去を理解するためにはまず球面収差を正しく理解する必要がある。X線顕微鏡の斜入射全反射鏡光学系における球面収差の厳密な取り扱いはKirkpatrickとBaezによって行われた[1]。ここではその幾何光学収差を解説し，さらに虚像に対する拡張を行う。よく知られているように一枚の球面鏡（凹面鏡）で平行光（十分遠方の点光源）を集光する時，**Fig. 1**に示すようにmeridional集光（もしくはtangential集光。反射面に鉛直な面内の集光）の焦点距離f_mと，sagittal集光（鏡面に平行な面内集光）の焦点距離f_sは，それぞれ

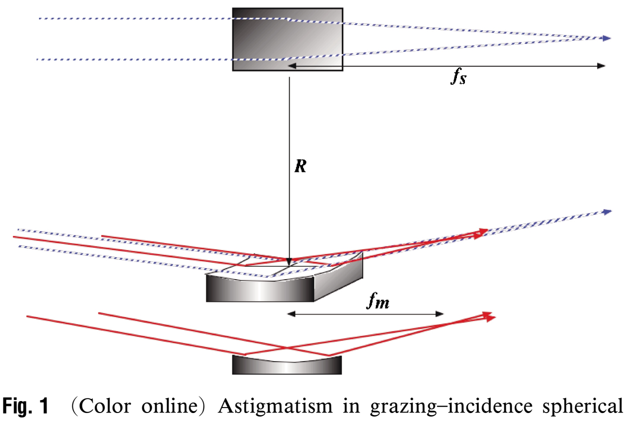


Fig. 1　(Color online) Astigmatism in grazing–incidence spherical mirror optics.

(C) 2014 The Japanese Society for Synchrotron Radiation Research

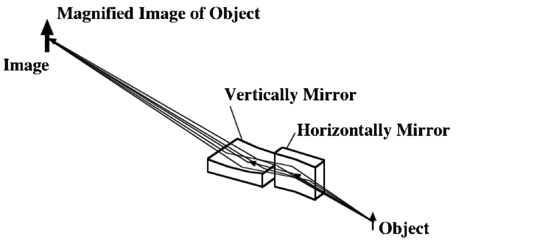


Fig. 2 Crossed mirror geometry for compensation of astigmatism in grazing-incidence spherical mirror optics.

$$f_{\mathrm{m}}=\frac{R\sin\theta}{2} \tag{1}$$

$$f_{\mathrm{s}}=\frac{R}{2\sin\theta} \tag{2}$$

となり，視射角θが小さいと二つの焦点が一致せず点集光が出来ない（非点収差）。これを解消するには **Fig. 2** に示すように，二枚の球面鏡を直交して配置すれば良い。この球面鏡直交配置が Kirkpatrick-Baez 光学系[1]と呼ばれる方法である。実はこの Kirkpatrick-Baez の論文で議論されているのは X 線顕微鏡の対物レンズとしての拡大結像光学系であって集光光学系ではない（実験的にも球面鏡二枚での拡大結像しか行われていない）。後述するようにこの光学系は軸外結像に必要な正弦条件を満たしていないため，結像顕微鏡には適していない。この直交二枚全反射凹面鏡の点集光光学系としての応用は Franks[2]によって小角散乱カメラで行われたものが最初と思われる。このため X 線顕微鏡分野では Kirkpatrick-Baez 配置と呼ぶが，X 線回折（特に小角散乱）分野では Franks ミラー（Franks double mirror optics）と呼ばれることが多い。この球面鏡交叉配置光学系で問題となるのは球面収差である（とりあえず集光光学系として考えるので，軸外収差（特にコマ）は後回しにする）。

まず，**Fig. 3** に示す楕円による集光条件を考えてみる。楕円は二つの焦点 F1, F2 からの距離の和が一定の条件を成す点の集合として定義される。光の伝搬を記述するフェルマーの原理[3]によれば，このような光路長一定の条件が完全結像になる。すなわち一方の焦点から出た光は，楕円面で反射されて，もう一つの焦点に完全に（すなわち位置だけでなく位相も完全に合って）集光される。無限遠点光源（平行光）を考えると楕円ではなく放物面になり，一点に集光していく光線束（虚焦点をもつビーム）に対しては双曲線になる。ここでは単純化するために全反射の際の位相シフトを無視しているが，この影響は鏡面が楕円面等から僅かに歪むだけであり，本質的な問題ではない。以上は二次元の思考実験であるが，F1–F2 を通る直線回りに回転させた回転楕円鏡（あるいは，回転放物面，回転双曲面）は点光源からでた光を一点に集光する完全な光学系になっている。さらに回転楕円面と回転双曲面を同軸で組み合わ

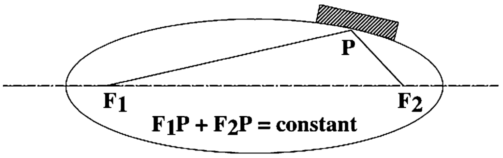


Fig. 3 Optical system of elliptical reflector.

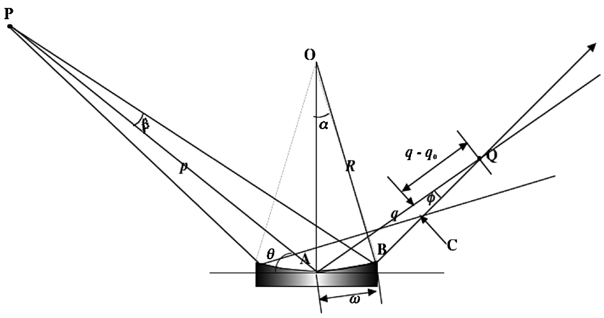


Fig. 4 Schematic diagram of spherical aberration in grazing-incidence optics with spherical mirror.

せた Wolter 光学系[4]は球面収差が無いだけでなくコマや他の収差も十分に小さく，斜入射反射鏡では今までに知られている限りでもっとも良い光学系とされている。これらの非球面光学に対して，球面（円筒面やトロイダル面を含む）を用いた場合は本来の理想反射面である楕円面などから大きくずれてしまうために，光軸上でも一点に集光することが出来ない。これがいわゆる球面収差である。この球面鏡による収差を幾何光学近似で記述すると次の様になる。詳細な証明は長くなるので文献[5–8]を参照して頂きたい。

まず **Fig. 4** に示すように一枚の球面で点 P を点 Q に結像する条件を考えると，鏡面が無限に短い時は，反射光は一点に集光し，レンズの結像公式と同じように

$$\frac{1}{p_0}+\frac{1}{q_0}=\frac{1}{f} \tag{3}$$

となる。ここで，p_0, q_0は球面鏡を中央部分だけを使った場合の物点と像点の距離（集光光学系では光源と集光点の距離）であり，fは式(1)で定義される meridional 光線に対する焦点距離である。これに対して，中央部による反射光路（主光線）と鏡面の端点からの反射光との交点の位置qは，

$$q-q_0=\frac{3\left(\dfrac{p}{2}-f\right)}{p-f}\,q_0K \tag{4}$$

になる。ここで$K=\alpha/\theta$と定義し，Kに対して冪乗展開を行い，K一次までで近似している。この式が示すよう

に，球面鏡の中心から離れた位置で反射された光は正しい焦点を結ばないが，鏡面両端で反射される光が交叉する位置が最小錯乱円(全光線のエンベロープが最小となる位置)であり，ここでのビームサイズCは，

$$C=(q-q_0)\phi \tag{5}$$

となる。これが斜入射球面鏡における球面収差量である。この式で$p=\infty$（光源が無限遠）とするとマイクロビーム集光系としての球面収差

$$C=\frac{3}{2}R\frac{\theta}{2}K(2\alpha)=\frac{3}{2}R\alpha^2=\frac{3}{2}\frac{\omega^2}{R} \tag{6}$$

が得られる。ここでωは反射鏡全長の1/2，Rは曲率半径である。また式(4)で$p=f/2$の条件ではKの一次の収差が無くなることも重要である。すなわち等倍率の光学系では斜入射条件でも球面収差は無視できる。平行光入射で集光する光学系では，一例として曲率半径30 mの球面で視射角4 mrad，全長30 mmとすると，焦点距離は60 mm，球面収差量は$3/2\times15\times15/30000$ mm $=11.25$ μmであり，マイクロビーム集光は不可能と言える。ここで一般的な球面収差（いわゆる開口収差）が開口の3次に比例することをご存じの方は，球面収差といいながら収差が開口（$\omega\theta$）の2次になっていることに疑問を持たれるかもしれないが，これは光学系が軸対称でないからである。定性的に言えば，斜入射球面鏡光学系は軸対称レンズ光学系における軸外のごく一部を使った光学系に相当しているのである。

多少横道に逸れるが，球面鏡であってもナノビーム集光が不可能ということではない。光学系の回折限界分解能（Δ）は数値開口（numerical aperture: NA）で決まり，矩形開口を持つ直交配置反射鏡光学系では，

$$\Delta=0.5\frac{\lambda}{NA} \tag{7}$$

となる（レーリーの規準）。球面鏡の数値開口は**Fig. 4**のαに一致するため，光学系全体を相似的に小さくすることによってNAを一定に保ったまま球面収差を任意の大きさまで小さく出来る。全反射鏡光学系のNAの限界を決めているのは全反射臨界角であり，斜入射球面鏡における球面収差が空間分解能（集光光学系では集光ビームサイズ限界）を制限しているとは限らない。これは球面レンズなどでもまったく同じであり，単純に球面収差を低減するには小さい光学系にすれば済む話である。しかしながら放射光ビームラインとのマッチングやワーキングディスタンス（光学素子と集光点の間隔）を考慮すると，実用的な見地からは焦点距離があまりにも短い光学系は扱いにくい。また，そのような小さい球面鏡の加工にはまた別の困難がある。このために，現在の斜入射鏡マイクロビーム集光光学系ではKirkpatrick-Baezの直交配置球面鏡光学系ではなく，Suzukiらによって開発された楕円筒面（無限遠光源に対しては放物面）を交叉配置することによって球面収差を解消した光学系[9-11]が使われている。誤解されていることがあるが，楕円筒（放物面）の交叉配置は回転楕円のような厳密解ではなく，視射角とNAが非常に小さい場合にのみ成立する近似解にすぎない。しかしながら硬X線領域の全反射鏡マイクロビーム光学系としては良い近似になっていることが多く，いわゆる回折限界までの集光が可能である。また，全反射光学系では色収差（波長による焦点の違い）が無いという記述がされることも多いが，厳密に言えば全反射光学系であっても色収差は存在する。これは全反射の際の位相シフトがあり[12]，視射角が零度から全反射臨界角に至るまでの間にほぼ線型に位相シフト量がπから0まで変化するからである。従って一回反射では最大で波長の1/2までの波面収差が生じうる（複数回反射ではさらに大きくなる）。しかしながら，この色収差が問題となることはあまり無い。その理由は，実際に使われている全反射鏡ではNAが全反射臨界角よりずっと小さいことと，ひとつの光学素子では限られた波長領域しか使われないことが多いからである。また，反射面の組み合わせによってはこの色収差を補償することも可能であり，意図してではないかもしれないが，Wolter光学系や後述する坂柳タンデムトロイダル光学系などは色収差を低減可能な光学系になっている（本報告で述べる4枚組み反射鏡も色収差補償が可能な光学系である）。

このようにして，現在では楕円筒面全反射鏡を直交配置したマイクロビーム光学系が多勢であるが[13-21]，球面収差解消には必ずしも非球面鏡は必要なく，光学レンズの場合と同じように球面を組み合わせることによって球面収差を補正することは可能である。さらに球面鏡の組み合わせだけでコマの補正や他の高次収差を補正することも不可能ではない。球面収差補正を考えるために重要なことは(4)式に示した球面収差は虚像に対しても同じように成立することである。**Fig. 5**に示すように一点に集光する虚像としての発光点を球面鏡で集光する時には，球面収差を表す式は(4)式と同様に

$$q-q_0=\frac{3\left(\frac{-|p|}{2}-f\right)}{-|p|-f}q_0K \tag{8}$$

と書くことが出来る。定性的には，発散光でも，平行光でも，収束光でも球面鏡で縮小結像する場合には同じような球面収差を示し，最小錯乱円の位置で辺縁での反射光は中央での主光線（光軸中心）に対して同じ方向にずれるのである。したがって**Fig. 6**に示すように，もう一枚の球面鏡

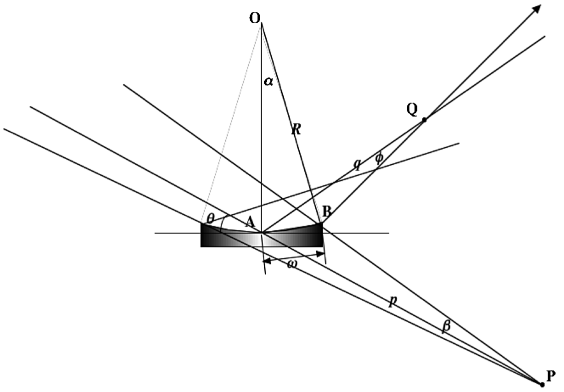


Fig. 5 Schematic diagram of image formation for virtual source image.

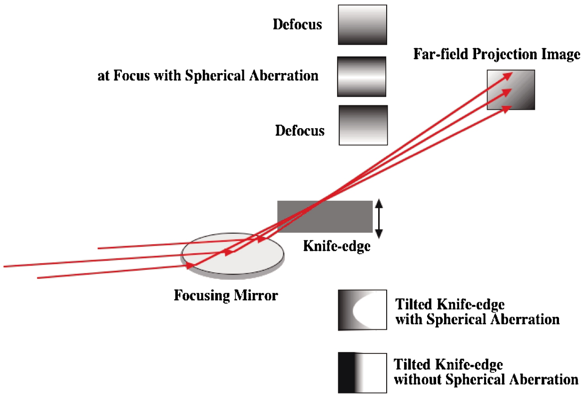


Fig. 7 (Color online) Foucault knife-edge test for evaluation of spherical aberrations.

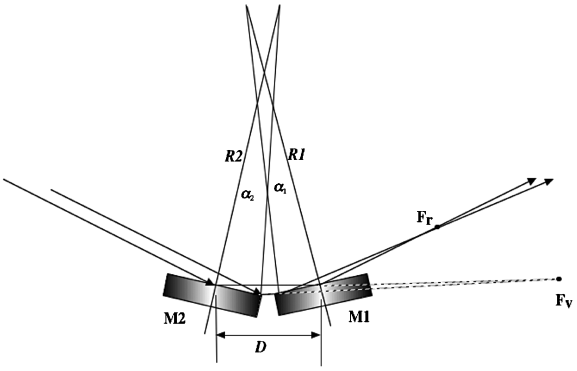


Fig. 6 Spherical-aberration correction with tandem spherical mirrors. M1 and M2 are spherical-concave mirrors, and D is the distance between two mirrors. Fv is the virtual focus of M2, and Fr is the real focus produced by M1.

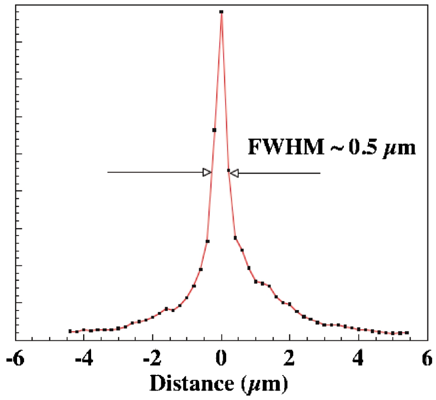


Fig. 8 (Color online) The first result of one-dimensional x-ray focusing with spherical-aberration-corrected tandem-spherical-mirrors optics. The focused beam profile is measured by knife-edge scan method. X-ray energy is 8 keV.

をすぐ下流において，一枚目の集光鏡の作った虚像をもう一度集光するような光学系を考えると（ここで集光光学系の場合に最初に反射する鏡を便宜上 M2 と名付けている），

1. M1 による収差の向きは M2 と同じであるが，一度鏡面反射で反転されているので，球面収差の方向は打ち消し合うことになる。
2. 球面収差量は無限遠の発光点を集光する場合には一定の値であるが，M1 の収差は視射角や M2 からの距離を変えることによって制御できる。

したがって，楽観的に考えると（適当な条件を見つけ出せれば）球面収差だけに限って言えば完全に打ち消し合う条件が見つけられるような気がする。マイクロビーム集光の場合，基本的に初段球面鏡（M2）の球面収差は(6)式に示すように一定である。二枚目の球面鏡（M1）の球面収差は入射角で変化するが，大まかには視射角が浅いほど収差が大きくなり，深くなれば少なくなるので，主に二枚目の鏡の視射角を変えてみればなんとかなりそうである。非常にいい加減な（粗雑な）発想ではあるが，細かい理論は後回しにしてまず実験してみた。実験に使った球面鏡は実験室の片隅にあった曲率半径30 m（実測値は25 m程度）直径30 mm の市販品の凹面鏡 2 枚である。この実験で重要な手法はフーコーのナイフエッジテストである。焦点近傍で遮光ナイフエッジを動かしながら焦点から遠く離れたスクリーン上に投影された影を観察すると，幾何光学収差を定量的に解析出来る。簡便で古典的な手法であるが，これによって容易に回折限界分解能を達成可能である（幾何光学収差が観測できないほど小さくなれば回折限界分解能になる）。実際には一次元集光であり，かつナイフエッジと反射面は完全には平行ではないため，二次元的なスクリーンへの投影像は **Fig. 7** に示すような形になり，球面収差を容易に読み取ることが出来る。ある条件で球面収差を測定すれば，そこからどのように修正すべきかの情報が得られ，それに従ってアライメント（具体的には二枚目の鏡に対する視射角）を修正する。この操作を順次繰り返すことによって逐次的に収差を減らし，最終的に球面収差を解消出来る。

Fig. 8 にその最初の実験結果を示すが，X 線エネルギー 8 keV で集光ビームサイズ0.5 μm が得られている。この実験に用いた反射鏡は市販品の白金反射面鏡であるが（シ

グマ光機製），製造からかなり（おそらく15年以上）経過していただけでなく，保存状態も悪く，白金蒸着面が劣化していたため，表面粗さにより理想的な集光には至らなかった。それでも，二枚目の視射角を変えるだけで球面収差補正が出来ることが実験的に確かめられた。

3. 球面収差補正光学系の光路関数による解析

実は，斜入射光学系における二枚の球面鏡を用いた収差補正に関する基礎理論は40年近く前のものであり，新規なものではない。その理論は坂柳によって斜入射トロイダル鏡を二枚使って正弦条件を満たす結像顕微鏡光学系を構成する方法として1976年に公表されている[22,23]。その後このタンデムトロイダル鏡が軟X線結像顕微鏡の対物レンズとして使えることも実証されている[24]。この坂柳による論文中にコマ補正の手法が解析的に示されており，さらに（明示的ではないが）球面収差補正の可能性にも言及されている。ここではその坂柳のタンデムトロイダル鏡に関する理論に従って，光路関数を用いた収差補正の方法を示す。なお，証明の詳細は長くなるので文献[5,7,22]を参照されたい。光路関数による評価は楕円面による集光を考えたときと同じであり，鏡の異なる位置での光路長（伝搬経路の長さ）を考えて，これが一定であれば完全結像になるという考え方である。実際にはレーリーの$\lambda/4$規準と呼ばれるものがあり[12]，大抵の場合光路差が波長の1/4程度までは集光結像特性に影響がないと考えられるので，光路長には多少の誤差があっても許容される。

Fig. 9に第一反射鏡，**Fig. 10**に第二反射鏡の光学系を示す。ここで坂柳の論文と共通になるよう，集光点側を第一反射鏡（M1），光源側を第二反射鏡（M2）と定義している（これは集光鏡として考えると不自然であるが，拡大結像光学系と考えると自然な名称である）。第二鏡の光路関数は，

$$F_2=\frac{\omega_2^3}{R_2^2}\frac{\left(\frac{R_2\sin\theta_2}{r_{a2}}-1\right)}{\left(1-\frac{\omega_2}{r_{a2}}\right)\left(1+\frac{\omega_2}{r_{b2}}\right)}+r_{a2}+r_{b2} \tag{9}$$

第一鏡の光路関数は，

$$F_1=\frac{\omega_1^3}{R_1^2}\frac{\left(\frac{R_1\sin\theta_1}{r_{a1}}-1\right)}{\left(1-\frac{\omega_1}{r_{a1}}\right)\left(1-\frac{\omega_1}{r_{b1}}\right)}+r_{a1}+r_{b1} \tag{10}$$

である。ここでR1, R2は鏡面の曲率半径，r_{a1}, r_{b1}およびr_{a2}, r_{b2}はそれぞれの物面–鏡面中央点，鏡面中央点–像面

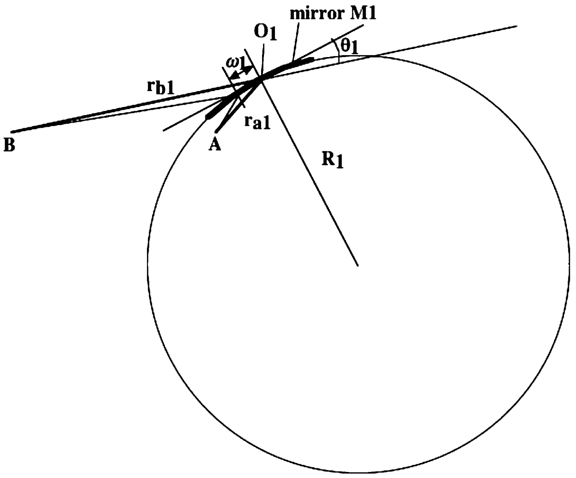


Fig. 9 Schematic diagram of optical path for spherical concave mirror. Virtual image case for mirror M1.

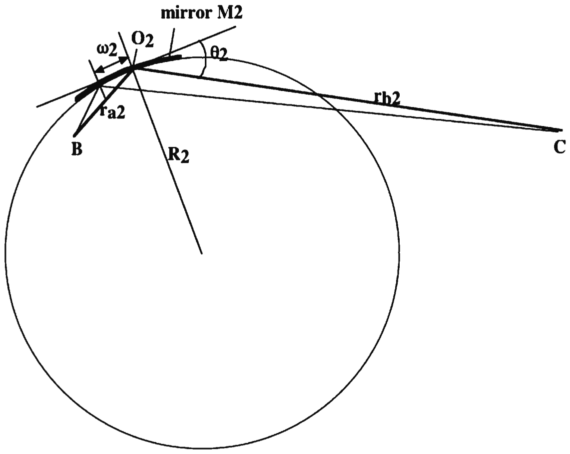


Fig. 10 Optical path for spherical concave mirror. Real image case for mirror M2.

の距離であり，ω_1, ω_2は主光線の入射点から測った軸外光線の入射点までの距離である。光路関数の和は

$$F=F_1+F_2$$
$$=\frac{\omega^3}{R_1^2}\frac{\left(\frac{R_1\sin\theta_1}{r_{a1}}-1\right)}{\left(1-\frac{\omega}{r_{a1}}\right)\left(1-\frac{\omega}{r_{b1}}\right)}+\frac{(-\gamma\omega)^3}{R_2^2}\frac{\left(\frac{R_2\sin\theta_2}{r_{a2}}-1\right)}{\left(1-\frac{-\gamma\omega}{r_{a2}}\right)\left(1+\frac{-\gamma\omega}{r_{b2}}\right)}+r_{a1}+r_{b1}+r_{a2}+r_{b2} \tag{11}$$

である。ここでM1とM2での主光線からの距離（反射鏡上のフットプリント長）の比γを次のように定義している（この場合γは正の実数になる）。

$$\gamma \equiv -\frac{\omega_2}{\omega_1}$$

また，$\omega_1=\omega$，$\omega_2=-\gamma\omega$ と置き換えている。この光路関数が主光線からの距離であるに依存せず一定であれば，完全結像であるが，完全に一定になる条件は存在しない。そこで冪乗展開した最低次（ω の三次の項）が零となる条件を考えると，

$$\frac{1}{R_1^2}\left(\frac{R_1\sin\theta_1}{r_{a1}}-1\right)=\frac{\gamma^3}{R_2^2}\left(\frac{R_2\sin\theta_2}{r_{a2}}-1\right) \qquad (12)$$

となる。これが球面収差補正の条件である。これではまだ複雑すぎて理解困難である。整理するために，まずマイクロビーム集光光学系を考えて，平行光入射を仮定して $r_{a2}=f_2$ と近似すると，

$$\frac{1}{R_1^2}\left(\frac{2f_1}{r_{a1}}-1\right)\approx\frac{\gamma^3}{R_2^2}\left(\frac{2f_2}{f_2}-1\right)=\frac{\gamma^3}{R_2^2} \qquad (13)$$

となる。ここで，二枚の鏡間距離を D とすると，幾何学的考察から，以下の近似式が得られる。

$$\gamma\approx\frac{f_2}{(f_2-D)}\frac{\sin\theta_1}{\sin\theta_2}=\frac{f_1}{(f_2-D)}\frac{R_2}{R_1} \qquad (14)$$

また第一鏡単独の結像を考えると，

$$\frac{1}{f_1}=\frac{1}{r_{a1}}-\frac{1}{(f_2-D)} \qquad (15)$$

である。式(14)を(15)に代入し，さらに(13)に代入して整理すると，

$$\left(\frac{R_1}{R_2}\right)^2\gamma^3-2\left(\frac{R_1}{R_2}\right)\gamma-1=0 \qquad (16)$$

が得られる。さらに前節で示した最初の集光テストで使われた条件である二つの球面の曲率半径が等しいという仮定を導入すると，

$$\gamma^3-2\gamma-1=0 \qquad (17)$$

が得られる。これがもっとも単純化したマイクロビーム集光の条件（二枚の鏡の曲率が同一であり，無限遠点光源を集光）での球面収差解消条件である。これを解析的に解くと，$\gamma=-1$，$(1+\sqrt{5})/2$，$(1-\sqrt{5})/2$ が得られる。それぞれの解に意味があるが，今必要な解は $\gamma=(1+\sqrt{5})/2\sim1.618$ である。これによって(14)式から球面収差解消条件が視射角の比として決められる（単純化のため，反射鏡間距離 D は固定されていると仮定している）。すなわち，球面収差の補正は片方の反射鏡の入射角の調整だけで可能であることがわかる。実際には発光点側の凹面鏡のみの調整は困難であるので（その場合，もう一方の鏡への入射角が連動して変化してしまう），集光点側反射鏡の入射角を微調整することになる。この二枚組反射鏡はそもそもコマ収差補正（正弦条件）のために開発されたものである。正弦条件は今の場合反射鏡に当たる場所（ω）によって倍率が変化しないという条件に置き換えることが出来る。坂柳の論文[22]に従えば，個々の反射鏡の幾何学的倍率は

$$M_1=m_1\left\{1+\left(\frac{1}{r_{a1}}+\frac{1}{r_{b1}}\right)\omega\right\} \qquad (18)$$

$$M_2=m_2\left\{1+\left(\frac{1}{r_{a2}}+\frac{1}{r_{b2}}\right)\gamma\omega\right\} \qquad (19)$$

であり，主光線からの距離 ω の一次の項が無視できない程度に大きい。これでは開口を広げた場合に軸外結像が出来ない。これに対して合成された倍率として

$$M=m_1m_2\left[1+\left\{\left(\frac{1}{r_{a1}}+\frac{1}{r_{b1}}\right)-\left(\frac{1}{r_{a2}}+\frac{1}{r_{b2}}\right)\gamma\right\}\omega\right] \qquad (20)$$

が得られる。ここで先ほどと同じように，ω の最低次項で近似している。これから倍率一定条件のためには

$$\left(\frac{1}{r_{a1}}+\frac{1}{r_{b1}}\right)-\left(\frac{1}{r_{a2}}+\frac{1}{r_{b2}}\right)\gamma=0 \qquad (21)$$

の条件を満たせば良いことがわかる。個々の鏡の結像条件を代入して整理すると，正弦条件を満たし，軸外結像が可能な条件として

$$\gamma\frac{R_1}{R_2}=\frac{\sin\theta_2}{\sin\theta_1}\approx\frac{\theta_2}{\theta_1} \qquad (22)$$

が得られる[25]。単純化した一例として，二つの球面の曲率が同じ場合であっても，片方の鏡の入射角を調整するだけで，コマ収差に限った補正は可能である。コマと球面収差を同時に解消するためには曲率半径の比を変える必要がある。二つの球面の曲率が等しい場合には，球面収差をとコマ収差を同時に解消するという条件は存在しないが，その場合でも球面鏡一枚の場合と比べれば球面収差を解消した上でコマ収差量もずっと小さくなっている。なぜなら，式(20)から明らかなように，それぞれの球面鏡による収差（ω による倍率の変化）が，二回反射によって常に相殺される方向になっているからである。

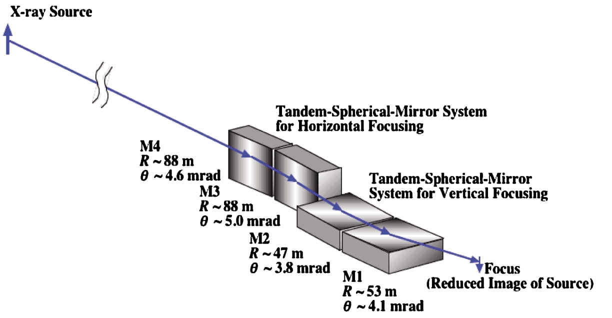


Fig. 11 (Color online) Schematic diagram of optical configuration of quad-mirror system for X-ray microfocusing.

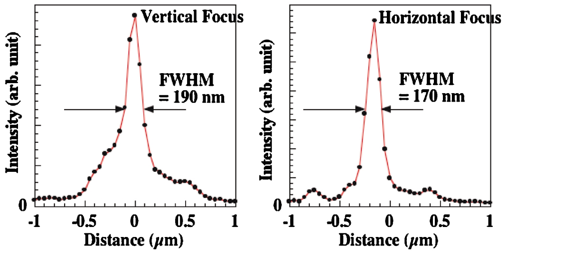


Fig. 12 (Color online) Focused beam profiles measured by knife-edge scan method. The X-ray energy is 10 keV. The knife-edge is a gold wire with a diameter of 200 μm. The beam profiles are derived from the differential of the measured edge scan profile.

4. 実験および実験結果

球面鏡二枚をタンデムに配置することで球面収差補正の一次元集光が可能であり，これを二組直交配置すれば二次元集光になるはずである。**Fig. 11** に 4 枚の球面鏡を用いて二次元集光を試みた光学系[7,8]の構成図を示す。最初の実験では古い反射鏡の反射面が劣化していた影響がみられたので，この実験では新たに製作した反射鏡を用いた。鏡は全てシグマ光機で製作された白金反射面の凹面鏡であるが，カタログ品ではなく特注であった（曲率半径だけが特殊であり，他の仕様は標準品と同等）。曲率半径90 m（設計値），長さ30 mm（円形なので実際は直径）の球面鏡 2 枚を水平方向の集光に用い，垂直方向の集光には曲率半径45 m（設計値），長さ30 mm の球面鏡 2 枚を用いている。それぞれの球面鏡の距離は約31 mm であり（それぞれの隙間が 1 mm 程度になるように配置），集光点は最下流の鏡の端から約23 mm の位置になるように調整した。反射面加工精度の保証値は $\lambda/4$（He–Ne レーザー波長）ということであったが，実際にはそれ以上の精度で製作されていた。X 線で実測した曲率半径はそれぞれ，88 m, 88 m, 47 m, 53 m であり，特に曲率半径90 m の鏡では $\lambda/20$以上の精度が出ているようであった。

実験は SPring-8 の中尺ビームラインである BL20XU[26]で行った。実験的に球面収差補正を行った結果，それぞれの鏡の視射角は，4.1 mrad（M1），3.8 mrad（M2），5..0 mrad（M3），4.6 mrad（M4）となった。これらの視射角の値は解析解からの予測値と良く合っていた[7,8]。集光実験結果の一例を **Fig. 12** に示す。X 線エネルギー10 keV（波長1.24 Å）で半値幅170 nm × 190 nm の集光ビームが得られている。**Fig. 13** に集光ビームサイズと効率（反射鏡 4 枚での反射率）の X 線エネルギー依存性を示すが，8～12 keV の領域で集光ビームサイズはほとんど変化していない。8 keV でのビームサイズが10 keV に比べて僅かに劣化しているのは回折限界によるものと考えられ，幾何光学的な収差補正がほぼ完全に出来ている証左でもある。反射率に関しては全反射臨界エネルギー付近の高エネルギー領域で急激に低下しているが，これが 4 枚鏡の弱点であり，個々のミラーの反射率が表面粗さや吸収のため少しだけ劣化していても，4 回の反射を繰り返すことでその影響が大きくなってしまう。二次元集光を確認するために，走査型顕微鏡実験を行った結果を **Fig. 14** に示す。試料は分解能評価用テストパターンである。テストパターンは NTT–AT で窒化珪素膜上のタンタル薄膜を電子線リソグラフィーと反応性イオンエッチングにより加工したものであり，100 nm 線幅のライン/スペースパターンまで描画されている。実験ではタンタルのパターンの吸収コントラストを最大にするため Ta–L_3 吸収端直上のエネルギー（9.9 keV）で測定した。図に示すように100 nm 線幅（200 nm 周期）パターンが明瞭に分解されており，二次元の空間分解能として200 nm 以下であることが確認されている。

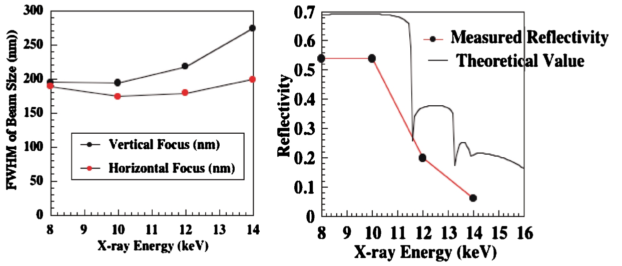


Fig. 13 (Color online) Energy dependence of focused beam size and reflectivity for quad-spherical-mirror system.

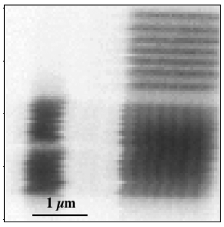


Fig. 14 Scanning microscopy image of resolution test pattern. Transmission mode. X-ray energy is 9.9 keV. Raster scan image of 81 × 81 pixels is acquired with 50 nm pixel step and 0.1 s dwell time.

Fig. 15 に別の球面鏡 4 枚を用いて二次元拡大結像実験を

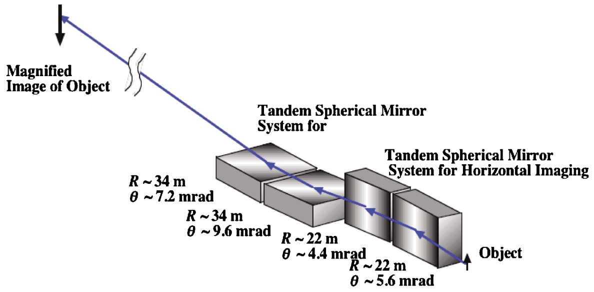


Fig. 15 (Color online) Double tandem-spherical-mirror optics for two-dimensional image magnification.

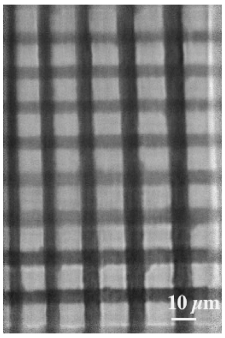


Fig. 16 Result of two-dimensional image magnification with double tandem-mirror optics. X-ray energy is 8 keV. Exposure time is 10 s.

試みた光学系の一例を示す。ここでは曲率半径35 m および22 m（いずれもX線による実測値）の二種類の球面鏡を用いている。いずれもシグマ光機製の白金反射面の凹球面鏡であり，ミラーの長さはそれぞれ20 mm である。物体面からミラー上流の端面までは約10 mm になっている。結像顕微鏡の状態での球面収差補正の手法が確立できていないため，一度集光光学系の条件で収差補正条件を探してから，それを反転させることによって（全ての反射鏡を入れ替えて，入射角も入れ替える）光学系の調整を行った。この光学系を集光条件で評価した結果では0.4 μm×0.5 μm の集光ビームサイズが得られているが[6]，拡大結像条件では倍率が有限であることと，視射角調整時の測定誤差も考えられるため，完全な補正になっていない可能性はある。それでも，単一の球面と比較すれば球面収差は小さくなっていて，コマも低減されている。**Fig. 16** に 8 keV で測定した金メッシュ（1500ライン/インチ）の像を示す。像倍率は縦横で異なり，約10倍（縦）×20倍（横）であったが，図に示した画像は縦横倍率の違いを補正した表示になっている。物体直前に回転拡散板を入れてはいるが，それでも照明光の角度広がりは対物光学系の *NA* の1/4程度（半値幅）であり完全なインコヒーレント照明ではない。視野周辺では部分的に光学系が不完全なためと思われるエッジ強調画像になっているが，80 μm×150 μm 以上の視野で，空間分解能0.5 μm 程度が達成されている。

球面鏡を4枚組み合わせた収差補正光学系は Franks ミラーのような直交二枚球面鏡光学系と比較すれば調整が難しいが，楕円筒面鏡の交叉配置光学系と比較すればそれほど大きな違いはない。光軸調整に必要な自由度はそれぞれの鏡に対して並進1軸と回転1軸だけであり，4枚でも8軸で可能である。並進軸は反射鏡をX線光軸上に置くだけの目的なのでおおざっぱな調整で十分である。注意深い調整が必要な軸は二段目の反射鏡の入射角だけである。また，楕円面等とは異なり任意の焦点距離に調整可能なため，非点収差補正も入射角の調整だけで可能であり，焦点距離の精密調整も不要である。さらに球面を用いているため面内回転の調整も不要であり，結果として楕円鏡交叉配置光学系と比べて容易な場合もある。

5. おわりに

球面鏡を4枚組み合わせて収差補正結像顕微鏡光学系を試みた例としては，既に他の報告があり，Advanced Kirkpatrick-Baez 光学系[27]と呼ばれている。彼らの光学系の概念構成図だけでは本報告で述べた4枚組み球面鏡の光学系とまったく同一に見える。ところが彼らの論文では球面収差補正が無視されており（実際の光学系のパラメータから考えても球面収差補正条件にはなっていない），また，コマ補正に関しても最適化されていない。彼らが求めたのは主に像面傾斜の補正だったと推定される。おそらく彼らは坂柳による解析解の存在を知らなかったと思われる。このため40年近くを経てようやく現実のものとしての斜入射球面鏡光学系における球面収差補正が実現したと言えるだろう。

本報告では球面鏡の組み合わせによる収差補正光学系について述べたが，これは必ずしも非球面鏡の利用を否定しているのではない。十分な精度の非球面鏡が容易に（かつ安価に）作られるのであれば，組み合わせミラーによる球面収差補正の必要はあまりない。また，球面だけによる収差補正には実用上の限界があり，回転楕円のような厳密解に到達することは現実的には不可能と思われる。理論上は多数の鏡面を組み合わせれば高次収差の補正も可能と思われるが，X線の全反射は100％の効率ではないためスループットを考慮すると極端に多数の反射面を組み合わせるのは現実的でない。それでも球面鏡を組み合わせた収差補正には色々な利点がある。主な利点は鏡面加工の容易さとそれに伴うコスト面でのメリットであるが，もうひとつは光学系の自由度である。伝統的な鏡面研磨では非球面研磨が困難であるとされているが，逆に言えば球面だけは高精度に加工できるのである。さらに重要な点は球面研磨の誤差と言われるものの大部分は曲率半径の誤差であって，「球面である」という観点での誤差はずっと小さい。例えば「高精度平面鏡」として販売されている鏡面をX線の斜入射条件で実測してみると，ほぼ間違いなく「非常に曲率半

径の大きい高精度球面」になっている。そして，その曲率半径の精度が球面鏡（あるいは平面鏡）としての公称形状精度の大部分を占めているのである。ここで示した球面収差補正法では個々の球面鏡の曲率半径に関する精度は要求されていないため，市販品の普通の球面鏡で高精度集光が達成出来たのである。また，斜入射球面鏡組み合わせ光学系は楕円面と異なり視射角や焦点距離が固定ではなく，一種類の球面だけでも（全反射臨界角以下という制約はあるが）任意の視射角や焦点距離を選ぶことが可能であり，固定焦点固定視射角で使わなければならない非球面光学系と異なり光学系に高い自由度がある。

組み合わせミラーによる球面収差補正とコマ収差補正を行う方法には色々な光学系配置が考えられ，ここで述べた光学系はその一例に過ぎない。球面鏡の配置によって様々な収差補正が可能であり，凹面だけでなく凸面の球面鏡も含めるとさらに幅広い光学系が可能になるはずである。このような手法は可視光用レンズの光学設計と共通のものであるが，軸対称系でないＸ線全反射光学系の方がより多様な可能性が考えられる。事実，これまでにも球面鏡を組み合わせて収差補正を行う光学系は存在した。例えば Goto ら[28]による対向して配置した二枚球面鏡による収差補正光学系のアイデアがあり，基本的な発想は本報告で述べた手法と共通のものがある。PF で前澤氏らが開発したボダール型分光器の前置光学系[29]も，見かけ上はかなり異なるものではあるが，基礎的な考え方としては非常に近いものである(同類と言っても過言でないかもしれない)。また，本報告で述べた球面鏡組み合わせによる収差補正光学系は一次元集光や一次元結像にも応用可能であり，既に走査結像型のＸ線顕微鏡に応用した例もある[30]。

本報告では，あえてコンピューターによる光線追跡シミュレーションや波面収差の数値解析を示していない。新しい光学系のデザインを自動生成するようなアルゴリズムは存在しないし，計算機上で出来るのはあくまでも refinement に過ぎないからである。新しい光学系を創り出すには，個々人の自由な発想と手作業に依存せざるを得ない。そして多くの光学系は計算機に頼らずとも設計可能なのである。

謝辞

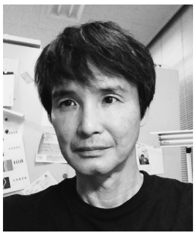
本報告をまとめるにあたっては KEK の前澤秀樹シニアフェローに貴重なコメントをいただいた。また，Franks ミラー光学系に関しては，東京大学の雨宮慶幸教授と高輝度光科学研究センターの八木直人氏に重要な示唆をいただいた。ここに感謝する次第である。**Fig. 12, 13, 14** に示した４枚球面鏡による集光実験は高輝度光科学研究センター竹内晃久氏との共同研究である。

４枚球面鏡光学系の実験は SPring-8 の共同利用実験課題（2009B1419，2010B1136および2011B1190）として行ったものである。

参考文献

1) P. Kirkpatrick and A. V. Baez: J. Opt. Soc. Am. **38**, 766 (1948).
2) A. Franks: Proc. Phys. Soc. **B68**, 1054 (1955).
3) ファインマン，レイトン，サンズ：ファインマン物理学（邦訳版） 岩波書店（1965).
4) H. Wolter: Ann. Phys. **10**, 94 (1952).
5) Y. Suzuki and A. Takeuchi: Jpn. J. Appl. Phys. **49**, 106701 (2010).
6) Y. Suzuki and A. Takeuchi: AIP Conf. Proc. **1365**, 156 (2011).
7) Y. Suzuki and A. Takeuchi: Jpn. J. Appl. Phys. **52**, 036703 (2013).
8) Y. Suzuki and A. Takeuchi: Journal of Physics: Conference Series **463**, 012019 (2013).
9) Y. Suzuki, F. Uchida and Y. Hirai: Jpn. J. Appl. Phys. **28**, L1660 (1989).
10) Y. Suzuki and F. Uchida: Jpn. J. Appl. Phys. **30**, 1127 (1991).
11) Y. Suzuki and F. Uchida: Rev. Sci. Instrum. **63**, 578 (1992).
12) ボルン，ウォルフ：光学の原理（邦訳版） 東海大学出版会 (1974).
13) A. Iida and T. Noma: Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **B82**, 129 (1993).
14) S. Hayakawa, N. Ikuta, M. Suzuki, M. Wakatsuki and T. Hirokawa: J. Synchrotron Radiat. **8**, 328 (2001).
15) A. Takeuchi, Y. Suzuki and H. Takano: J. Phys. IV **104**, 235 (2003).
16) A. Takeuchi, Y. Suzuki, H. Takano and Y. Terada: Rev. Sci. Instrum. **76**, 093708 (2005).
17) Y. Suzuki, A. Takeuchi and Y. Terada: Rev. Sci. Instrum. **78**, 053713 (2007).
18) K. Yamauchi, K. Yamamura, H. Mimura, Y. Sano, A. Saito, K. Endo, A. Souvorov, M. Yabashi, K. Tamasaku, T. Ishikawa and Y. Mori: Jpn. J. Appl. Phys. **42**, 7129 (2003).
19) H. Mimura, S. Matsuyama, H. Yumoto, H. Hara, K. Yamauchi, Y. Sano, M. Shibahara, K. Endo, Y. Mori, Y. Nishino, K. Tamasaku, M. Yabashi, T. Ishikawa and K. Yamauchi: Jpn. J. Appl. Phys. **44**, L539 (2005).
20) O. Hignette, P. Cloetens, G. Rostaing, P. Bernard and C. Morawe: Rev. Sci. Instrum. **76**, 063709 (2005).
21) W. Liu, G. E. Ice, J. Z. Tischler, A. Khounsary, C. Liu, L. Assoufid and A. T. Macrander: Rev. Sci. Instrum. **76**, 113701 (2005).
22) Y. Sakayanagi: Opt. Acta **23**, 217 (1976).
23) 坂柳義巳：日本結晶学会誌 **24**, 248 (1982).
24) Y. Sakayanagi and S. Aoki: Appl. Opt. **17**, 601 (1978).
25) この式は参考文献[5]の(3.18)式に相当するが，原論文に間違いがあり，ここで示した式が正しい。お詫びして訂正させて頂く。
26) Y. Suzuki, K. Uesugi, N. Takimoto, T. Fukui, K. Aoyama, A. Takeuchi, H. Takano, N. Yagi, T. Mochizuki, S. Goto, K. Takeshita, S. Takahashi, H. Ohashi, Y. Furukawa, T. Ohata, T. Matsushita, Y. Ishizawa, H. Yamazaki, M. Yabashi, T. Tanaka, H. Kitamura and T. Ishikawa: AIP Conf. Proc. **705**, 344 (2004).
27) R. Sauneuf, J. M. Dalmasso, T. Jalinaud, J. P. Le Breton, D. Schirmann, J. P. Marioge, F. Bridou, G. Tissot and J. Y. Clotaire: Rev. Sci. Instrum. **68**, 3412 (1997).
28) Y. Goto, T. Kaneko and N. Uesugi: Jpn. J. Appl. Phys. **35**, L1378 (1996).
29) H. Maezawa, S. Nakai, S. Mitani, H, Noda, T. Namioka and T. Sasaki: Nucl. Instrum. Meth. **A246**, 310 (1986).
30) A. Takuchi, Y. Suzuki and K. Uesugi: SPring-8 User Experiment Reports 2009A1622 (2009).

著者紹介



鈴木芳生
高輝度光科学研究センター　副主席研究員
E-mail: yoshio@spring8.or.jp
専門：X 線光学，X 線分光学，X 線顕微鏡
[略歴]
1978年東京大学教養学部基礎科学科卒，1984年東京大学理学系大学院相関理化学博士課程修了，理学博士。1984年–1997年日立製作所，1997年から現職。

Spherical-aberration-corrected total reflection mirror optics by combination of grazing-incidence spherical mirrors in hard X-ray region

Yoshio SUZUKI Japan Synchrotron Radiation Research Institute, SPring-8, Koto 1–1–1, Sayo, Hyogo 679–5198

Abstract Grazing-incidence external-total-reflection mirrors are widely used optical element in the hard x-ray region. It was believed that highly precise aspherical mirrors are indispensable for high resolution optics, such as micro-focusing optics, because of strong spherical aberrations in grazing-incident mirror systems with spherical reflectors. However, it is possible to compensate the spherical aberrations in grazing-incidence optics by combining only the spherical mirrors. An example of spherical-aberration-corrected quad-spherical-concave-mirror system is presented, and applications to micro-focusing and image-forming in the hard x-ray region are also described.