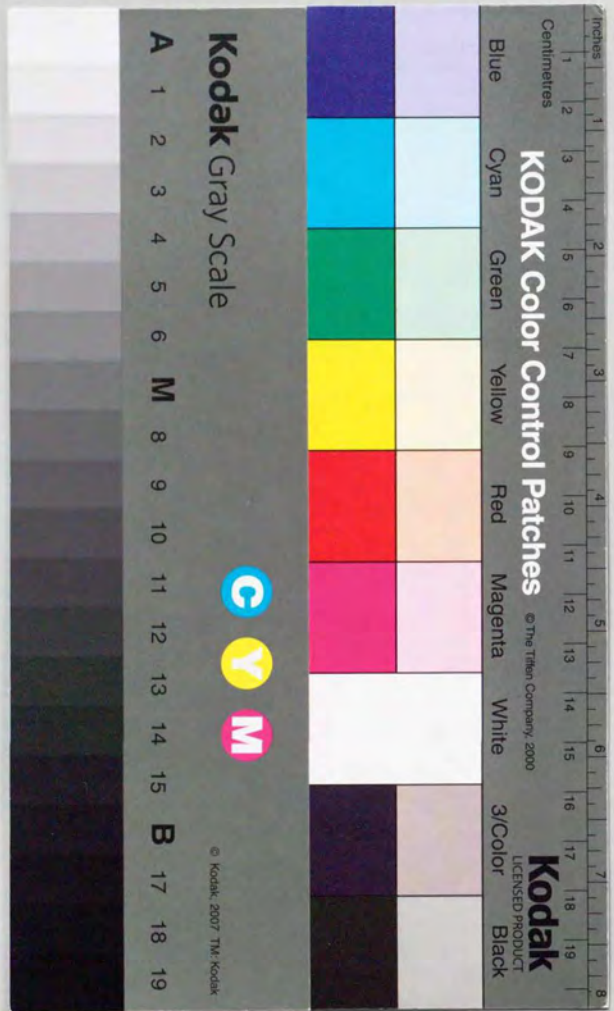


X線移相子の開発とその応用

一 野 平



①

X線移相子の開発とその応用

平野 馨一

X線移相子の開発とその応用

目次

1章 序論	1
1.1 はじめに	1
1.2 歴史的背景	1
1.3 本論文の内容および構成	3
2章 X線移相子の原理	4
2.1 緒論	4
2.2 動力学的回折理論	4
2.2.1 基本方程式	
2.2.2 ブラッグケース	
2.2.3 ラウエケース	
2.3 動力学的X線回折の偏光特性	9
2.4 ブラッグケースのX線移相子	10
2.4.1 回折波	
2.4.2 透過波	
2.5 ラウエケースのX線移相子	13
2.5.1 回折波	
2.5.2 透過波	
2.6 X線移相子の検討	17
3章 移相子の製作と評価	19
3.1 緒論	19
3.2 薄いシリコン結晶の作成	19
3.3 計算	21
3.4 実験	22
3.5 実験結果	23
3.6 結論	23
4章 実験装置	25
4.1 緒論	25
4.2 ディフラクトメーター	25
4.2.1 概観	
4.2.2 2結晶コリメーター調整機構	
4.2.3 2結晶偏光子調整機構	

4.2.4	精密4軸ゴニオメーター	
4.3	測定システム	32
4.3.1	ハードウェア	
4.3.2	ソフトウェア	
5章	波長可変左右円偏光X線の生成	34
5.1	緒論	34
5.2	X線移相子の波長可変性	34
5.3	波長可変左右円偏光X線生成実験	36
5.3.1	実験配置	
5.3.2	計測系	
5.3.3	実験手順	
5.4	実験結果と解析	39
5.4.1	偏光解析測定の結果	
5.4.2	実験データの解析	
5.5	結論	44
補足	: 光学系の偏光特性	44
6章	左右円偏光X線の高速スイッチング	47
6.1	緒論	47
6.2	移相子振動台	48
6.2.1	移相子振動台の機構	
6.2.2	移相子振動台の動作特性	
6.3	円偏光変調のためのタイミング・チャート	52
6.4	実験	53
6.4.1	実験配置	
6.4.2	実験手順	
6.5	実験結果	55
6.6	結論	56
7章	偏光状態の完全決定	57
7.1	緒論	57
7.2	原理	57
7.3	計算	60
7.4	実験	61
7.5	実験結果および解析	62
7.6	議論	65
8章	SRでの高輝度円偏光X線生成光学系	66
8.1	緒論	66

8.2	放射光での円偏光X線生成光学系	66
8.3	議論	70
9章	総括	71
	謝辞	73
	参考文献	74
	研究業績	81

1章 序論

1.1 はじめに

偏光は、光の基本的な性質の一つである。また、偏光は普通の光(自然偏光)よりも物理的・数学的な取り扱いが簡単である。物理学・化学の領域では、偏光は偏っていない光よりもはるかに有用である。また、生物学・天文学・工学の分野では、偏光は他の方法では解けない問題を解くのに利用される。今日偏光は、物理学、化学、生物学、金属学、鉱物学、機械工学、電子工学などの分野で広く用いられている。

X線の波長領域においても偏光は重要である。近年、顕著な偏光特性を有するシンクロトロン放射の登場により、偏光X線の有用性は益々認識されるようになった。放射光の偏光性を有効に利用するためには、偏光を制御する光学素子、すなわち、移相子が必要不可欠である。そこで本研究では、硬X線の波長領域($\lambda < 0.3\text{nm}$)で利用可能な移相子の検討・開発・評価・応用を行う¹⁻⁶⁾。

本研究は、X線移相子の開発と応用を行うことにより、X線偏光光学の歴史に新たなページを開くと同時に、放射光の特性の一つである『偏光性』を制御可能にすることによって、放射光科学の発展に貢献しようとするものである。

1.2 歴史的背景

硬X線の波長領域では、動力的X線回折に伴う複屈折効果を利用して移相子をつくる事が出来る。

動力的X線回折理論⁷⁻²¹⁾は今世紀初頭、Darwin^{7, 8)}、Ewald^{9, 10)}、Laue¹¹⁾らによって定式化された。動力的X線回折に伴う複屈折効果を理論的に初めて指摘したのはMolier(1939年)¹²⁾であるが、その当時は完全に近い結晶が得られなかったため、実験による検証は行われなかった。

1960年代になり、シリコンやゲルマニウム等の完全に近い単結晶が得られるようになると、X線複屈折効果に関する研究が行われた。まず最初に、くさび型ラウエ配置結晶の回折波に関する複屈折が報告され²²⁻²⁴⁾、次いでラウエ配置の反射型移相子が作製された²⁵⁻²⁷⁾。また、1981年にBaranovaとZel'dovichらはオフ・ブラッグ条件下で透過波(前方回折波)が示す複屈折について考察し、X線移相子の可能性を指摘した²⁸⁻³¹⁾。

1960年代以降、動力的X線回折に伴う偏光現象の研究と偏光子³²⁻³⁴⁾・検光子・移相子等の偏光光学素子の開発が進められていく一方で、1970年代には物性研究の分野で円偏光X線・ γ 線に対する要求が高まり始めた。その契機となったのが、1970年に出版されたPlatzmanとTzoarの論文 "Magnetic Scattering of X Rays from Electrons in Molecules and Solids"である³⁵⁾。彼らはこの論文の中で、磁性

体中の電子による高エネルギー偏光X線の散乱現象について論じ、(a)楕円偏光X線のコンプトン散乱により強磁性体中の磁性電子の運動量分布を知ることができること、また(b)X線ブラッグ散乱によりネール温度以下の反強磁性体の磁気構造を決定できること等を示した。PlatzmanとTzoarの指摘は、その後まもなく実験によって実証された。すなわち、(b)については1972年にBergevinとBrunelが、封入管球X線発生装置を用いて反強磁性NiOの磁気ブラッグ散乱を検出し³⁶⁾、また(a)については1976年にSakaiとOnoが、低温偏極核からの円偏光 γ 線を用いて強磁性鉄の3d磁性電子のコンプトンプロファイルを測定した³⁷⁻⁴⁰⁾。これらの研究により、X線が磁性研究に有効であることが証明された。しかし、X線磁気散乱の散乱振幅はトムソン散乱に較べて、 $\sim h\nu/mc^2$ ($h\nu$ はX線のエネルギー、 mc^2 は電子の静止エネルギー)程度と非常に小さいため、従来のX線・ γ 線源よりもはるかに強力な線源が望まれた。

1970年代後半から80年代前半にかけて、世界各地でGeV級の放射光専用の実験施設が建設された。日本でも、筑波の高エネルギー物理学研究所にフォトン・ファクトリー(PF)が建設され、1982年に稼働を開始した。放射光は、極紫外線から軟X線、X線までの波長領域で、強度が他の光源に較べて $10^3\sim 10^6$ 倍位、桁違いに大きい上に、GeV級のリングでは電波からX線領域にまで及ぶ広大な連続スペクトルを持つ。また、放射光には高度の偏光性があり、主成分は軌道面内に電場ベクトルを持つ直線偏光である。このように様々な優れた性質を持つ、放射光の出現により、X線、軟X線、極紫外線の領域における光学や物性研究は、目ざましい発展を遂げた。

X線の磁気による散乱⁴¹⁻⁶⁶⁾・回折⁶⁷⁻¹⁰¹⁾・吸収¹⁰²⁻¹²⁸⁾、2色性¹²⁹⁻¹⁴⁹⁾、ファラデー効果¹⁵⁰⁻¹⁵²⁾、旋光性¹⁵³⁻¹⁵⁵⁾、円2色性、カー効果等に関する研究も、放射光の登場により長足の進歩を遂げた。放射光が登場した当初、楕円偏光X線を生成するのに、i)オフ・アクシス光を利用する方法、ii)ラウエ配置の反射型移相子を利用する方法、の二つが用いられた。ところが、i)では得られるX線強度がオン・アクシス光の数%程度に弱くなるという問題点があり、また、ii)では偏光度の低いX線束しか得られないという問題点があった。

1987年に山本と北村は、高輝度楕円偏光X線を生成する画期的な挿入型光源—楕円マルチポールウィグラー(E-MPW)—を提案した¹⁵⁶⁾。このE-MPWは、筑波の高エネルギー物理学研究所の蓄積リング(AR)に設置され、1989年に世界で初めて硬X線領域で楕円偏光を生成することに成功した¹⁵⁷⁻¹⁵⁹⁾。しかし、E-MPWの登場後、ミラーやモノクロメーター等の後置光学系による偏光解消効果が指摘された。この問題を解決するため偏光保存光学系がいくつか提案されたが、得られるX線の強度が弱くなるという短所があった¹⁶⁰⁻¹⁶¹⁾。

本研究では、X線移相子を用いた光学的なアプローチによって放射光の偏光を制御/解析することを試みる。本研究により、X線移相子を用いた偏光光学系の有効性が示される。

1.3 本論文の内容および構成

本研究の目的は、a)各種X線移相子の性能の検討・比較、b)X線移相子の開発と評価、c)X線移相子の放射光への応用、の3つである。

本論文ではまず、X線の動力学的回折理論から各種のX線移相子の性能を評価し、透過型X線移相子の有効性を示した(2章)。次に、シリコン結晶を化学エッチングによって数十 μm の厚さに均一に薄くする技術を確立し、研究室線源を用いてブラッグ配置の透過型X線移相子の機能を実証した(3章)。また、X線移相子を放射光で利用して偏光の制御/解析を行うための実験装置を設計・製作した(4章)。そして、その装置により、波長可変左右円偏光X線の生成(5章)、光子ヘリシティーの高速スイッチング(6章)、偏光状態の完全決定(7章)等の実験を行った。最後に、X線移相子を用いた放射光での高輝度円偏光生成光学系について検討した(8章)。

2章 X線移相子の原理

2.1 緒論

本研究で扱う硬X線の波長領域の移相子は、動力的X線回折に伴う複屈折効果を利用するものである。そこで、本章ではまずX線の動力的回折理論について述べる。次に、ラウエ配置とブラッグ配置の反射波および透過波の偏光特性について考察し、透過波を利用することにより優れた性能のX線移相子が得られることを示す。

2.2 動力的回折理論

2.2.1 基本方程式

動力的回折理論はDarwin^{7, 8)}、Ewald^{9, 10)}らにより独立に提唱された後、Laue¹¹⁾がほぼ現在広く用いられている形に体系化した。すでに、詳しい解説記事が多数出ているが⁷⁻²¹⁾、ここでは石川と高良の解説²⁰⁾にしたがって説明する。

X線が完全結晶に入射して、一つの格子面で回折を生じる場合を考える。この時、結晶内には強い波として透過波と回折波の2つが存在する。それぞれの場の強さを D_o 、 D_h とすると、Takagi-Taupin方程式²¹⁾から

$$\frac{\partial D_h}{\partial s_h} = -i\pi K C \chi_h D_o + (2\pi i K \beta_h + \pi K \chi_o) D_h \quad (2-1)$$

$$\frac{\partial D_o}{\partial s_o} = \pi K \chi_o D_o - i\pi K C \chi_h D_h \quad (2-2)$$

が導かれる。ただし、 s_o 、 s_h はそれぞれ入射波、回折波の波数ベクトルと同じ向きの単位ベクトルである。Cは偏光因子であり、 θ_B をブラッグ角として

$$C = \begin{cases} 1 & \text{for } \sigma\text{-polarization} \\ \cos(2\theta_B) & \text{for } \pi\text{-polarization} \end{cases} \quad (2-3)$$

と与えられる。 χ_h は逆格子ベクトルhに対応する電気感受率のフーリエ成分であり、結晶構造因子 F_h を用いて、

$$\chi_h = -\frac{\lambda^2 r_e}{\pi V} F_h \quad (2-4)$$

と表される。ただし、 λ はX線の波長、 r_e は古典電子半径、Vは単位胞の体積である。結晶構造因子 F_h は原子散乱因子

$$f_j = f_j^o + f_j^i + i f_j^a \quad (2-5)$$

により、

$$F_h = F_h^o + i F_h^a = \sum_j^{\text{unit cell}} (f_j^o + f_j^i + i f_j^a) \exp(2\pi i \mathbf{h} \cdot \mathbf{r}_j) e^{-M_j} \quad (2-6)$$

と表される。ただし、 F_h^o と F_h^a は

$$F_h^o = \sum_j^{\text{unit cell}} (f_j^o + f_j^i) \exp(2\pi i \mathbf{h} \cdot \mathbf{r}_j) e^{-M_j} \quad (2-7)$$

$$F_h^a = \sum_j^{\text{unit cell}} f_j^a \exp(2\pi i \mathbf{h} \cdot \mathbf{r}_j) e^{-M_j} \quad (2-8)$$

で定義される量である。(2-6)-(2-8)より χ_h は

$$\chi_h = \chi_h^o + i \chi_h^a \quad (2-9)$$

$$\chi_h^o = -\frac{\lambda^2 r_e}{\pi V} F_h^o \quad (2-10)$$

$$\chi_h^a = -\frac{\lambda^2 r_e}{\pi V} F_h^a \quad (2-11)$$

となる。 β_h^o は入射角のブラッグ角からのずれ $\Delta\theta = \theta_o - \theta_B$ の関数であり、新たに変数Wを導入することにより、次のように表わされる。

$$\beta_h^o = -\sqrt{\frac{\epsilon_{yh}}{\gamma_o}} C |\chi_h^o| W \quad (2-12)$$

$$W = \frac{1}{2C |\chi_h^o|} \sqrt{\frac{\gamma_o}{\epsilon_{yh}}} \left(2(\theta_o - \theta_B) \sin 2\theta_B + \chi_o^o \left(1 - \frac{\gamma_h}{\gamma_o} \right) \right) \quad (2-13)$$

ただし γ_o 、 γ_h は、表面に垂直で結晶内部に向かう単位ベクトルnと s_o 、 s_h の内積である。また、ブラッグケースでは $e=-1$ であり、ラウエケースでは $e=+1$ である。(2-1)(2-2)の特解は、

$$D_o(z) = d_o \exp(2\pi i \delta k_{zz}) \quad (2-14)$$

$$D_h(z) = d_h \exp(2\pi i \delta k_{zz}) \quad (2-15)$$

の形で表される。ここで新たな変数として ξ と g を次のように導入する。

$$d_h = \xi d_o \quad (2-16)$$

$$g = \frac{\epsilon \chi_o''}{2C |\chi_h'|} \left(\epsilon \sqrt{\frac{\gamma_o}{\epsilon \gamma_h}} - \sqrt{\frac{\epsilon \gamma_h}{\gamma_o}} \right) \quad (2-17)$$

(2-12)(2-14)(2-15)(2-16)式を(2-1)及び(2-2)式に代入し、

$$\frac{\partial}{\partial s_o} = \gamma_o \frac{d}{dz} \quad (2-18)$$

$$\frac{\partial}{\partial s_h} = \gamma_h \frac{d}{dz} \quad (2-19)$$

の関係式を用いると、

$$2\pi i \delta k_z \gamma_o - \pi K \chi_o'' = -\pi i K C \chi_h' \xi \quad (2-20)$$

$$\left(2\pi i \delta k_z \gamma_h + 2\pi i K C |\chi_h'| \sqrt{\frac{\epsilon \gamma_h}{\gamma_o}} W - \pi K \chi_o'' \right) \xi = -\pi i K C \chi_h' \quad (2-21)$$

が得られる。(2-20)(2-21)式を解くことにより、

$$\delta k_z^{(j)} = -\frac{\epsilon K C |\chi_h'|}{2\sqrt{\epsilon \gamma_o \gamma_h}} \left[W + i g \pm \sqrt{(W + i g)^2 + \epsilon \frac{\chi_h \chi_h'}{|\chi_h'|^2}} \right] - \frac{i K \chi_o''}{2\gamma_o} \quad (2-22)$$

$$\xi^{(j)} = \epsilon \frac{|\chi_h'|}{\chi_h} \sqrt{\frac{\gamma_o}{\epsilon \gamma_h}} \left[W + i g \pm \sqrt{(W + i g)^2 + \epsilon \frac{\chi_h \chi_h'}{|\chi_h'|^2}} \right] \quad (2-23)$$

が得られる。

以上で、方程式(2-1)(2-2)の特解が得られた。一般解は、これらの特解の線型結合として表され、

$$D_o(z) = d_o^{(1)} \exp(2\pi i \delta k_z^{(1)} z) + d_o^{(2)} \exp(2\pi i \delta k_z^{(2)} z) \quad (2-24)$$

$$D_h(z) = \xi^{(1)} d_o^{(1)} \exp(2\pi i \delta k_z^{(1)} z) + \xi^{(2)} d_o^{(2)} \exp(2\pi i \delta k_z^{(2)} z) \quad (2-25)$$

となる。ただし、 $d_o^{(1)}$ 、 $d_o^{(2)}$ は結晶表面での電場に対する境界条件から決定される量である。

2.2.2 ブラッグケース

ブラッグケースでは、 $\gamma_o > 0$ 、 $\gamma_h < 0$ より $\epsilon = -1$ であり、(2-22)(2-23)式は、

$$\delta k_z^{(j)} = \frac{K C |\chi_h'|}{2\sqrt{\gamma_o |\gamma_h|}} \left[W + i g \pm \sqrt{(W + i g)^2 - \frac{\chi_h \chi_h'}{|\chi_h'|^2}} \right] - \frac{i K \chi_o''}{2\gamma_o} \quad (2-26)$$

$$\xi^{(j)} = -\frac{|\chi_h'|}{\chi_h} \sqrt{\frac{\gamma_o}{|\gamma_h|}} \left[W + i g \pm \sqrt{(W + i g)^2 - \frac{\chi_h \chi_h'}{|\chi_h'|^2}} \right] \quad (2-27)$$

となる。

ここで、結晶が厚さ t の平行平板の場合について考える。入射X線、回折波、透過波の電場の振幅をそれぞれ、 1 、 E_h 、 E_o とすると、結晶の表面($Z=0$)での境界条件は

$$D_o(z=0) = d_o^{(1)} + d_o^{(2)} = 1 \quad (2-28)$$

$$D_h(z=0) = \xi^{(1)} d_o^{(1)} + \xi^{(2)} d_o^{(2)} = E_h \quad (2-29)$$

である。また、 $Z=t$ での境界条件は、

$$D_o(z=t) = d_o^{(1)} \exp(2\pi i \delta k_z^{(1)} t) + d_o^{(2)} \exp(2\pi i \delta k_z^{(2)} t) = E_o \quad (2-30)$$

$$D_h(z=t) = \xi^{(1)} d_o^{(1)} \exp(2\pi i \delta k_z^{(1)} t) + \xi^{(2)} d_o^{(2)} \exp(2\pi i \delta k_z^{(2)} t) = 0 \quad (2-31)$$

である。(2-28)-(2-31)を解くと、 E_h と E_o は次のようになる。

$$E_h = \frac{\xi^{(1)} \xi^{(2)} (\exp(2\pi i \delta k_z^{(1)} t) - \exp(2\pi i \delta k_z^{(2)} t))}{\xi^{(1)} \exp(2\pi i \delta k_z^{(1)} t) - \xi^{(2)} \exp(2\pi i \delta k_z^{(2)} t)} \quad (2-32)$$

$$E_o = \frac{(\xi^{(1)} - \xi^{(2)}) \exp(2\pi i \delta k_z^{(1)} t) - \exp(2\pi i \delta k_z^{(2)} t)}{\xi^{(1)} \exp(2\pi i \delta k_z^{(1)} t) - \xi^{(2)} \exp(2\pi i \delta k_z^{(2)} t)} \quad (2-33)$$

2.2.3 ラウエケース

ラウエケースでは、 $\gamma_o > 0$ 、 $\gamma_h < 0$ より $\epsilon = +1$ であり、(2-22)(2-23)式は、

$$\delta k_z^{(j)} = -\frac{KC|\chi_h'|}{2\sqrt{\gamma_o\gamma_h}} \left[W + ig \pm \sqrt{(W + ig)^2 + \frac{\chi_h\chi_h''}{|\chi_h'|^2}} \right] - \frac{iK\chi_o''}{2\gamma_o} \quad (2-34)$$

$$\xi_j^{(j)} = \frac{|\chi_h'|}{\chi_h''} \sqrt{\frac{\gamma_o}{\gamma_h}} \left[W + ig \pm \sqrt{(W + ig)^2 + \frac{\chi_h\chi_h''}{|\chi_h'|^2}} \right] \quad (2-35)$$

である。

ここで、結晶が厚さ t の平行平板の場合について考える。入射X線の電場の振幅を1とすると、結晶の表面($Z=0$)での境界条件は

$$D_o(z=0) = d_o^{(1)} + d_o^{(2)} = 1 \quad (2-36)$$

$$D_h(z=0) = \xi^{(1)}d_o^{(1)} + \xi^{(2)}d_o^{(2)} = 0 \quad (2-37)$$

である。(2-36)と(2-37)を解くと、

$$d_o^{(1)} = \frac{\xi^{(2)}}{\xi^{(1)} - \xi^{(2)}} \quad (2-38)$$

$$d_o^{(2)} = \frac{\xi^{(1)}}{\xi^{(2)} - \xi^{(1)}} \quad (2-39)$$

が得られる。したがって、回折波と透過波（前方回折波）の振幅は次のようになる。

$$E_o = \frac{\xi^{(2)} \exp(2\pi i \delta k_z^{(1)} t) - \xi^{(1)} \exp(2\pi i \delta k_z^{(2)} t)}{\xi^{(1)} - \xi^{(2)}} \quad (2-40)$$

$$E_h = \frac{\xi^{(1)} \xi^{(2)} (\exp(2\pi i \delta k_z^{(2)} t) - \exp(2\pi i \delta k_z^{(1)} t))}{\xi^{(1)} - \xi^{(2)}} \quad (2-41)$$

2.3 動力的X線回折の偏光特性

入射X線、回折波および透過波の電場ベクトルをそれぞれ、 E_i 、 E_h 、 E_o とする。 E_i 、 E_h 、 E_o は入射面に垂直な成分（ σ 偏光成分）と平行な成分（ π 偏光成分）に分解して、位相を振幅の中を含めた形で

$$E_i = \begin{pmatrix} E_i^\sigma \\ E_i^\pi \end{pmatrix} \exp(2\pi i(\omega t - \mathbf{K}_o \cdot \mathbf{r})) \quad (2-42)$$

$$E_h = \begin{pmatrix} E_h^\sigma \\ E_h^\pi \end{pmatrix} \exp(2\pi i(\omega t - \mathbf{K}_h \cdot \mathbf{r})) \quad (2-43)$$

$$E_o = \begin{pmatrix} E_o^\sigma \\ E_o^\pi \end{pmatrix} \exp(2\pi i(\omega t - \mathbf{K}_o \cdot \mathbf{r})) \quad (2-44)$$

と表される。偏光ミキシングの効果が十分に小さいと見なせる通常の場合には、 E_i と E_h 、そして、 E_i と E_o の間には、

$$E_h = \begin{pmatrix} \zeta_h^\sigma & 0 \\ 0 & \zeta_h^\pi \end{pmatrix} E_i \quad (2-45)$$

$$E_o = \begin{pmatrix} \zeta_o^\sigma & 0 \\ 0 & \zeta_o^\pi \end{pmatrix} E_i \quad (2-46)$$

という関係式が成り立ち、動力的X線回折の前後での偏光状態の変化の様子は偏光遷移行列

$$\begin{pmatrix} \zeta_h^\sigma & 0 \\ 0 & \zeta_h^\pi \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \zeta_o^\sigma & 0 \\ 0 & \zeta_o^\pi \end{pmatrix} \quad (2-47)$$

によって記述される。ここで新たに変数 R_h 、 R_o 、 δ_h 、 δ_o を導入する。

$$\frac{\zeta_h^\sigma}{\zeta_h^\pi} = R_h \exp(i\delta_h), \quad \frac{\zeta_o^\sigma}{\zeta_o^\pi} = R_o \exp(i\delta_o) \quad (2-48)$$

$$R_h = \begin{vmatrix} \zeta_h^\sigma \\ \zeta_h^\pi \end{vmatrix}, \quad R_o = \begin{vmatrix} \zeta_o^\sigma \\ \zeta_o^\pi \end{vmatrix} \quad (2-49)$$

R_h 、 R_o は回折波と透過波（前方回折波）の電場振幅の変化を表し、 δ_h 、 δ_o は結晶内部で σ 、 π 偏光成分の間に生じる位相差を表す。

2.4 ブラッグケースのX線移相子

X線がブラッグ配置の結晶で回折する時の、分散面と部分波を図2.1に示す。結晶中では回折波方向に4個、透過波方向に4個の部分波が励起される。各々の部分波の波数ベクトルは僅かに異っており、この複屈折効果(Diffractive Birefringence)を利用することにより、ブラッグ配置の結晶をX線移相子として機能させることができる。

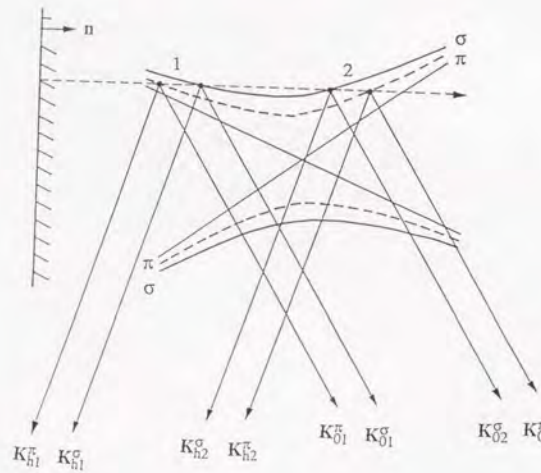


図2.1 ブラッグ・ケースの分散面と結晶中に生じる部分波
実線は σ 偏光成分、点線は π 偏光成分の分散面を表す。

2.4.1 回折波

ブラッグケースの回折波では、 σ 偏光と π 偏光で回折強度曲線の半値幅が異なるために、結晶内で位相差 δ_h が生じる¹⁶²⁾。図2.2(a)は、 σ 偏光と π 偏光の回折強度曲線と位相差 δ_h を W_o について計算したものである。 W_o スケール上で σ 偏光の半値幅は2であり、 π 偏光の半値幅は $2|\cos(2\theta_B)|$ である。実際に回折波を利用してX線移相子を得る時には、 π 偏光の選択反射領域を用いるのが実用的である。重い物質を利用すると、利用可能な角度幅を広げることができる。

σ 偏光、 π 偏光の両方とも、選択反射領域内で相対的な位相が0から π まで変化する。従って、位相差 δ_h は近似的に

$$\delta_h = \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{1}{|\cos(2\theta_B)|} \right) W_o \quad \text{for } -|\cos(2\theta_B)| \leq W_o \leq +|\cos(2\theta_B)| \quad (2-50)$$

となる。ただし、この式は π 偏光の積分反射強度がゼロになる $\theta_B = 45$ 度では成立しない。 π 偏光の選択反射領域で位相差 δ_h は $+\pi(1-|\cos(2\theta_B)|)/2$ から $-\pi(1-|\cos(2\theta_B)|)/2$ まで変化する。したがって、1回のブラッグ反射では1/4波長板を得ることはできない。 $\pm\pi/2$ の位相差を生成する方法の一つとして、チャンネルカット結晶内での多重反射により、位相差 δ_h を累積する方法がある¹⁶³⁾。位相差 $\pm\pi/2$ を生成するのに必要なブラッグ反射の回数は

$$N_{\min} = \frac{1}{1 - |\cos(2\theta_B)|} \quad (2-51)$$

で与えられる。 N_{\min} は、入射X線のエネルギーが高くなるにつれて大きくなる。図2.2(b)に多重ブラッグ反射についての計算を示す。位相差 δ_h は選択反射領域内で急激に変化するので、平行性の良い入射ビームが必要である。エネルギーが高くなるほど選択反射の角度幅は狭くなり、入射ビームの平行性に対する要請は厳しくなる。

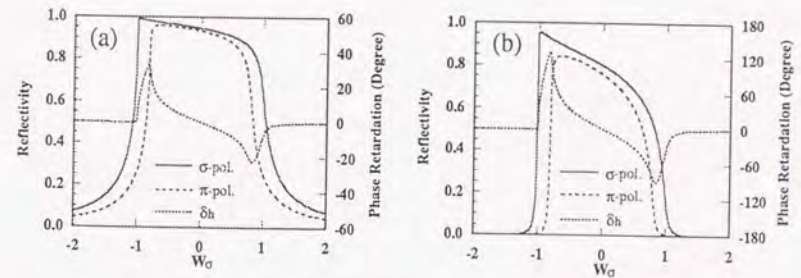


図2.2 ブラッグ・ケースの回折波の偏光特性
10 KeVのX線が、ゲルマニウムで220反射を生じる場合について。
(a) 1回反射、(b) 4回反射

2.4.2 透過波

ブラッグケースの透過波では、選択反射の角度領域外で位相差 δ_o が生じる²⁸⁻³¹⁾。図2.3(a)は、 σ 、 π 偏光の透過強度曲線と位相差 δ_o を W_o について計算したものである。 $-1 < W_o < +1$ の領域では、 σ 、 π 偏光とも透過率はほとんどゼロにな

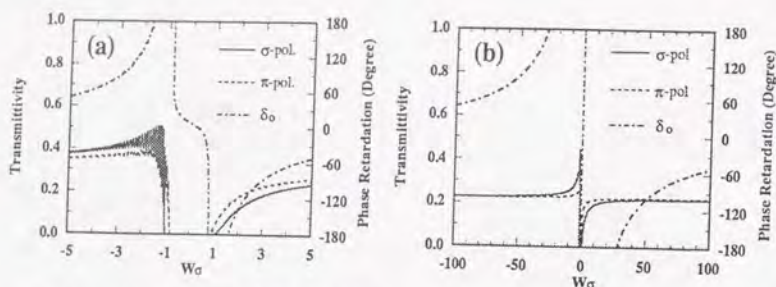


図2.3 ブラッグ・ケースの透過波の偏光特性
 (a) 10 KeVのX線が厚さ50 μmのシリコン結晶で前方回折を生じる場合(220反射)
 (b) 10 KeVのX線が厚さ1mmのダイヤモンド結晶で前方回折を生じる場合(220反射)

る。\$W_{\sigma} < -1\$と\$W_{\sigma} > +1\$で透過率が少し異なるのはボルマン効果のためである。選択反射領域外で生ずる位相差\$\delta_0\$を利用することによりX線移相子が得られる。ブラッグ条件から離れた角度で位相差\$\delta_0\$は緩やかに変化するので、この領域を利用することにより、偏光の精密な制御と解析を行うことができる。また、位相差\$\delta_0\$が入射角によって可変であるために、この型のX線移相子は波長可変である。さらに、入射角を変えることによって、位相差\$\delta_0\$を\$+\pi/2\$と\$-\pi/2\$の間で高速に切り替えることもできる。

結晶中で位相差\$\delta_0\$が生じる仕組みは、図2.1より定性的に理解することができる。入射角が選択反射領域外の時(\$|W_{\sigma}| > +1\$)、部分波\$K_{02}^{\sigma}\$と\$K_{02}^{\pi}\$とが透過波を形成する上で有力になる。\$K_{02}^{\sigma}\$と\$K_{02}^{\pi}\$との差は、

$$\Delta k \equiv K_{02}^{\sigma} - K_{02}^{\pi} = \pm \frac{k|\chi_h|}{2\sqrt{\gamma_0|\gamma_h|}} \left[\sqrt{W_{\sigma}^2 - 1} - \sqrt{W_{\sigma}^2 - \cos^2(2\theta_B)} \right] n \quad (2-52)$$

で与えられる。ここで複号は\$W_{\sigma} < -1\$の時は正、\$W_{\sigma} > +1\$の時は負である。厚さ\$t\$の平行平板結晶中で生じる位相差\$\delta_0\$は

$$\delta_0 = 2\pi(\Delta k)t \cdot n = \pm \frac{\pi k t |\chi_h|}{\sqrt{\gamma_0|\gamma_h|}} \left[\sqrt{W_{\sigma}^2 - 1} - \sqrt{W_{\sigma}^2 - \cos^2(2\theta_B)} \right] \quad (2-53)$$

となる。実用上は1/4波長板が重要である。結晶が厚い時、位相差\$\pm \pi/2\$はブラッグ角から離れたある角度で生成され、入射ビームの角度発散による偏光解消効果は小さくなる。したがって、X線移相子には厚い結晶を用いることが望ましい。吸収の影響は、ダイヤモンド、LIF、CaF等の軽い物質を利用することにより小さくすることができる。X線移相子の材質にダイヤモンドを使用した場合の計算例を図2.3(b)に示す。計算は10KeVのX線が厚さ1mmの結晶に入射して220反射に伴う前

方回折を生じる場合について行った。位相差\$\pm \pi/2\$は\$W_{\sigma} = \pm 56\$の点で生成され、その点での透過率は\$\sigma, \pi\$偏光共に0.23である。入射ビームが30秒の角度発散を持つ時、\$W_{\sigma} = -56\$の近傍で位相差\$\delta_0\$は74度から116度の範囲内に分布する。したがって、この型の1/4波長板は、発散角が数十秒程度のビームに対しても、充分利用可能である。

2.5 ラウエケースのX線移相子

X線がラウエ配置の結晶で回折する時の分散面と部分波を図2.4に示す。結晶中では回折波方向に4個、透過波方向に4個の部分波が励起される。各々の部分波の波数ベクトルは僅かに異なり、この複屈折効果(Diffractive Birefringence)を利用することにより、ラウエ配置の結晶をX線移相子として機能させることができる。

良く知られているように、ラウエ配置の結晶内で波数ベクトル\$K_{nj}^{\sigma}\$と\$K_{nj}^{\pi}\$ (\$\gamma = \sigma, \pi, j=1,2\$)の部分波は定在波\$E_j^{\gamma}\$を形成する。定在波\$E_2^{\gamma}\$ (\$\gamma = \sigma, \pi\$)では腹が原子面上に位置するため、通常よりも大きな吸収を受ける(異常吸収)。これに対して、定在波\$E_1^{\gamma}\$ (\$\gamma = \sigma, \pi\$)では節が原子面上に位置するため、通常よりも小さい吸収しか受けない(異常透過)。したがって、吸収が大きい場合には分散点2の影響をほとんど無視することができる。以下では、回折波と透過波について、吸収の大きい場合と小さい場合に分類して議論する。

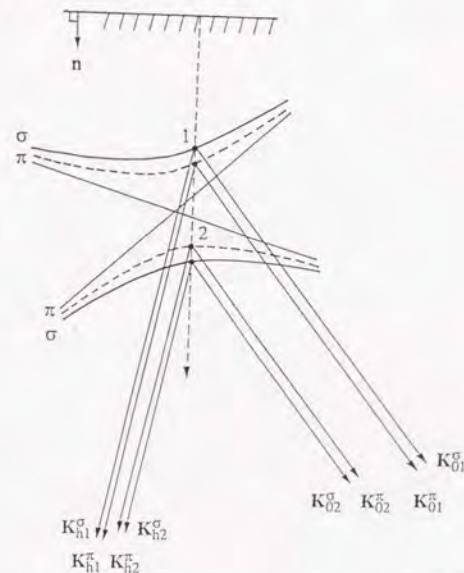


図2.4 ラウエ・ケースの分散面と結晶中に生じる部分波
 実線は\$\sigma\$偏光成分、点線は\$\pi\$偏光成分の分散面を表す

2.5.1 回折波

A. 吸収が小さい場合

吸収が小さい時、回折強度曲線と位相差 δ_h のグラフ中には、4個の部分波 K_{hj}^ν ($\nu = \sigma, \pi; j=1,2$) の干渉により細かい振動が現れる(図2.5)。この振動のためにX線移相子を得ることは困難である。

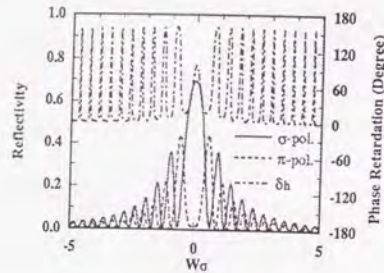


図2.5 ラウエ・ケースの回折波の偏光特性 (吸収が小さい場合)
10 KeVのX線が厚さ50 μmのシリコン結晶で
220反射を生じる場合

B. 吸収が大きい場合

吸収が大きい時、異常吸収効果で分散点2の寄与は小さくなるので、回折強度曲線と位相差 δ_h のグラフ中の細かい振動はほとんど見られなくなる(図2.6(a))。この場合、部分波 K_{h1}^σ と K_{h1}^π が回折波を形成する上で有力になる^{2.5-2.7}。 K_{h1}^σ と K_{h1}^π との差は近似的に

$$\Delta k \equiv K_{h1}^\sigma - K_{h1}^\pi = \frac{k|\chi_{h1}'|}{2\sqrt{\gamma_0\gamma_h}} \left[\sqrt{W_0^2 + 1} - \sqrt{W_0^2 + \cos^2(2\theta_B)} \right] n \quad (2-54)$$

となり、また厚さtの平行平板結晶中で生じる位相差 δ_h は

$$\delta_h = 2\pi(\Delta k t) \cdot n = \frac{\pi k t |\chi_{h1}'|}{\sqrt{\gamma_0\gamma_h}} \left[\sqrt{W_0^2 + 1} - \sqrt{W_0^2 + \cos^2(2\theta_B)} \right] \quad (2-55)$$

となる。さらに $W_0 = 0$ で位相差 $(n-1/2)\pi$ (nは整数) を生成するのに必要な晶の厚さ t_n は

$$t_n = \frac{(n - \frac{1}{2}) \sqrt{\gamma_0\gamma_h}}{k|\chi_{h1}'|} \left[1 - |\cos(2\theta_B)| \right]^{-1} \quad (2-56)$$

となる。ただし、この式は π 偏光の積分反射強度がゼロになる $\theta_B = 45$ 度では成立しない。入射ビームの角度発散による偏光解消効果を小さくするには、反射領域内で位相差 δ_h が緩やかに変化することが必要である。それには、『吸収が大きい』という仮定が成り立つ範囲内で、結晶の厚さ t_n を小さくすれば良く、重い物質がX線移相子の材質として適することになる。X線移相子にゲルマニウム結晶を用いた場合の計算例を図2.6(b)に示す。計算は、20KeVのX線が厚さ180 μmの結晶に入射して220反射を生じる場合について行った。 σ 偏光と π 偏光の反射率曲線は、ほぼ同じ形である。位相差 δ_h は反射領域内で65度から90度の範囲内に分布している。通常、位相差 δ_h のこの広がりさはほど大きくないと見せるので、入射ビームの平行化は必要でない。したがって、非常に単純な光学系により偏光の制御を行うことができる。

位相差 δ_h は結晶の厚さに比例する。結晶の実効的な厚さは、結晶を逆格子ベクトルを軸として回転することにより調整できる。この種類のX線移相子は波長可変である。

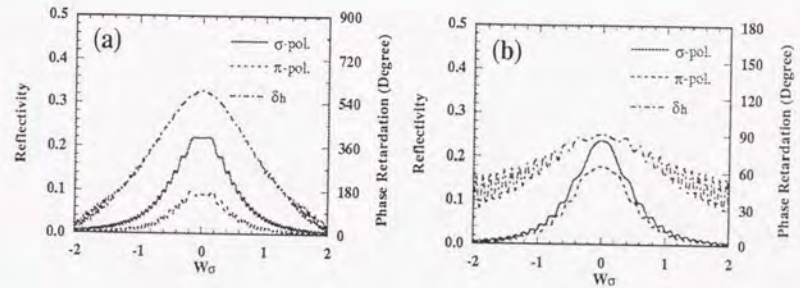


図2.6 ラウエ・ケースの回折波の偏光特性 (吸収が大きい場合)
(a) 10 KeVのX線が厚さ500 μmのシリコン結晶で220反射を生じる場合
(b) 20 KeVのX線が厚さ180 μmのゲルマニウム結晶で220反射を生じる場合

2.5.2 透過波

A. 吸収が小さい場合

この時のX線移相子の性質は、ブラッグ配置結晶の透過ビームを利用するX線移相子(2.4.2節参照)とはほぼ同じである。計算例を図2.7に示す。図2.3と比較すると、透過強度曲線と位相差 δ_0 はほとんど同じ形をしていることがわかる。

位相差 δ_0 が生成される仕組は、図2.4より定性的に理解することができる。ブラッグ条件より低角の入射条件では分散点1の影響が強いのにに対して、ブラッグ条件より高角では分散点2の影響が大きくなる。このことを考慮すると、波数ベクトルの差は

$$\Delta k \equiv K^\sigma - K^\pi = \pm \frac{k|\chi_h'|}{2\sqrt{\gamma_o\gamma_h}} \left[\sqrt{W_o^2 + 1} - \sqrt{W_o^2 + \cos^2(2\theta_B)} \right] n \quad (2-57)$$

となる。ただし複号は $W_o < -1$ では正であり $W_o > +1$ では負である。厚さ t の平行平板結晶中で生じる位相差 δ_o は

$$\delta_o = 2\pi(\Delta k t) \cdot n = \pm \frac{\pi k|\chi_h'|}{\sqrt{\gamma_o\gamma_h}} \left[\sqrt{W_o^2 + 1} - \sqrt{W_o^2 + \cos^2(2\theta_B)} \right] \quad (2-58)$$

となる。2.4.2節での議論と同じ理由から、X線移相子には軽くて厚い結晶が適する。X線移相子にダイヤモンドを用いた時の計算例を図2.7(b)に示す。計算は10KeVのX線が厚さ2mmの結晶に入射して220反射に伴う前方回折を生じる場合について行った。位相差 $\pm \pi/2$ は $W_o = \pm 63$ の点で生成され、この点での透過率は σ 偏光、 π 偏光共に0.19である。入射ビームの発散角が30秒のとき、 $W_o = -63$ の近傍で位相差 δ_o は75度から115度の範囲内に分布する。したがって、この型の1/4波長板は、発散角が数十秒程度のビームに対しても充分利用可能である。

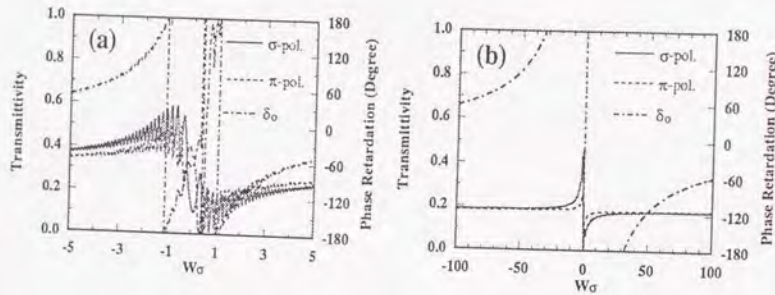


図2.7 ラウエ・ケースの透過波の偏光特性 (吸収が小さい場合)
 (a) 10 KeVのX線が厚さ150 μmのシリコン結晶で前方回折を生じる場合 (220反射)
 (b) 10 KeVのX線が厚さ2 mmのダイヤモンド結晶で前方回折を生じる場合 (220反射)

B. 吸収が大きい場合

結晶中で分散点2の影響は無視できるほど小さいので、分散点1だけを考慮すれば良い。 K_{o1}^σ と K_{o1}^π の差は

$$\Delta k \equiv K_{o1}^\sigma - K_{o1}^\pi = \frac{k|\chi_h'|}{2\sqrt{\gamma_o\gamma_h}} \left[\sqrt{W_o^2 + 1} - \sqrt{W_o^2 + \cos^2(2\theta_B)} \right] n \quad (2-59)$$

となり、厚さ t の平行平板結晶中で生じる位相差 δ_o は

$$\delta_o = 2\pi(\Delta k t) \cdot n = \frac{\pi k|\chi_h'|}{\sqrt{\gamma_o\gamma_h}} \left[\sqrt{W_o^2 + 1} - \sqrt{W_o^2 + \cos^2(2\theta_B)} \right] \quad (2-60)$$

となる。この式は(2-55)と同じであるため、2.5.1Bでの議論がここでも成り立つ。

X線移相子にゲルマニウムを利用した時の計算例を図2.8(a)に示す。計算は20KeVのX線が厚さ180 μmの結晶 (1/4波長板) に入射して220反射に伴う前方回折を生じる場合について行った。透過波の方が回折波 (図2.6(b)参照) よりも積分強度は大きい。しかし透過強度曲線が低角側に尾を引くことにより、偏光解消効果は大きくなる。図2.8(b)は結晶の厚さが540 μm (3/4波長板) の場合である。積分強度は減少するが、偏光解消効果は改善される。

この型のX線移相子では結晶の実効的な厚さを変えることにより位相差 δ_o を制御することができ、波長可変である。さらに、結晶学的に等価な面での反射を利用すれば、透過波の光子のヘリシティーを高速に切り替えることができる。ただし偏光の高速可変性と波長可変性を両立させることはできない。

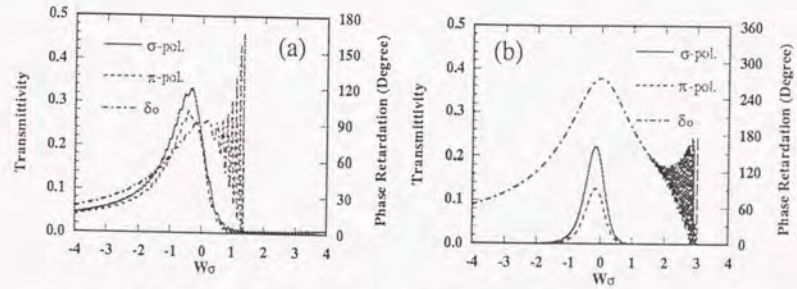


図2.8 ラウエ・ケースの透過波の偏光特性 (吸収が大きい場合)
 20 KeVのX線が、ゲルマニウム結晶で220反射に伴う前方回折を生じる場合
 (a) 180 μm (1/4波長板)、(b) 540 μm (3/4波長板)

2.6 X線移相子の検討

表2.1は、X線移相子の性能評価結果である。入射ビームの角度発散による偏光解消効果を抑えるには、位相差 δ_o が入射角に対して緩やかに変化することが必要である。したがって、位相差 δ_o が振動してしまうLaue-Reflection (small absorption)の場合と、位相差 δ_o が急激に変化するBragg-Reflectionの場合はX線移相子として不適当である。この要請を最も良く満足するのはBragg-TransmissionとLaue-Transmission (small absorption)の場合である。更にこの二つの場合は波長可変性と偏光可変性についても優れた性能を示す。本研究では、Bragg-Transmissionの場合に注目して、X線移相子の開発・評価・応用を行った。

表2.1 各種X線移相子の性能について

	Material	Variation of δ	Energy Tunability	Polarization Switching
Bragg-Reflection	High-Z	Fast	Δ	\circ
Bragg-Transmission	Low-Z	Slow	\odot	\odot
Laue-Reflection small absorption	—	Oscillate	—	—
Laue-Reflection large absorption	High-Z	Slow	\circ	Δ
Laue-Transmission small absorption	Low-Z	Slow	\odot	\odot
Laue-Transmission large absorption	High-Z	Slow	\circ	\circ

3章 移相子の製作と評価¹⁾

3.1 緒論

2章では、薄い平行平板の完全結晶がオフ・ブラッグ条件下で入射角によって位相差可変なX線移相子として機能することを理論的に示した。本章の目的は、この予測を実験的に検証することである。

そこでまず最初に、シリコンウェファを広領域にわたって均一に薄膜化するためのエッチング装置を製作し、それにより薄いシリコン結晶を準備した。次に、この結晶に平面波に近いX線を入射させて、前方回折波(透過波)の偏光状態を測定し、理論との比較を行った。

3.2 薄いシリコン結晶の作成

実験に使用する結晶は、フラックスを大きくするために、広い領域にわたって均一に薄いことが望ましい。本研究では、松下・青木・岸野らの報告¹⁶⁴⁻¹⁶⁵⁾に基づいてエッチング装置の製作を行った。製作したエッチング装置は以下の点を考慮している。

- (1)エッチング液の劣化を少なくし、均一組成を得るため、容器を大きくすること。
- (2)エッチング液及び試料の自転・公転によって溶液を均一に攪拌し、溶液内の局所的なエッチング速度の変化を少なくすること。
- (3)シリコンが薄膜化するにつれて可視光の透過能が増大することを利用して、エッチング進行中に試料厚さを検知可能にすること。
- (4)エッチング液中への試料の挿入及び取り出しを容易にするため、試料ホルダーをカセット化すること。
- (5)エッチングは試料の片面のみ行われ、試料の端はエッチングされず厚い状態で残るようにし、薄膜化した試料の取り扱いを容易にすること。

エッチング装置の概略を図3.1に示す。容器は弗硝酸系のエッチング液に腐食されない必要があるため、耐酸性の強い塩化ビニルで作製した。また、容器の底は可視光が透過するように透明な塩化ビニルを用いた。試料の回転機構に関しては、金属以外の材質に限定され、精密加工が難しくなるため、事実上の運動は試料の自転のみとし、攪拌液流との関係で実効的に公転の効果が現れるようにした。すなわち、図3.1に示すようにインダクダンスモーターで容器外の磁石歯車を回転させ、容器内の磁石により動力伝動歯車を回転し、試料カセットを回転する。これによって、エッチング液を容器に対して同心円上に攪拌させる。さらに、試料カセット台の上に置かれた試料が自転を行うことによって、実効的に試料が自公転を行うことと

等な効果が現れるようにした。また、インダクダンスモーターから動力伝動歯車への回転力の伝動に磁力を採用することによって、動力部を容器内部と完全に分離することができ、エッチング液による動力部の腐食をなくすることができる。インダクダンスモーターは、試料の回転をモニターしながら、0~40rpmまで変速可能とした。

このエッチング装置を用いて、シリコンウェファの広領域薄膜化を行った。用いた試料は、チョコラルスキー法で育成したシリコンの(110)面、直径3インチ、N型、0.6-1.2Ωcm、厚さ600μm、片面鏡面のウェファである。薄膜化する前に、鏡面でない方の面(裏面)を軽くエッチングして、切削歪みを除去した。ウェファの外殻は試料ホルダーカセットのふたで押えてエッチングされないようにし、中央の直径15mmφの領域のみエッチングを行った。エッチングは全てウェファの裏面側より行った。

エッチング液は、強い酸化剤と酸化膜を溶解する酸とがその主成分をなし、それに反応促進剤、反応減速剤を混合して作られる。酸化剤としては主に、硝酸、過酸化水素水が、酸化物溶解用に弗酸が、反応減速剤として酢酸が用いられる。本研究では、弗酸、硝酸、氷酢酸の混酸液を使用した。エッチングされた試料の膜厚・平坦性の測定は、ダイヤルゲージとX線の吸収を利用して行った。膜厚の一様性はエッチング液の組成、試料の回転速度、エッチング面積等のパラメーターに著しく影響される。試行錯誤の結果、エッチング液の組成は弗酸600ml、硝酸1800ml、氷酢酸500mlが適当であり、またエッチング面積が15mmφの場合、回転速度を23rpmにすると良いことが判明した。この条件下で、薄いシリコン結晶(厚さ約60μm)を数枚作製した。

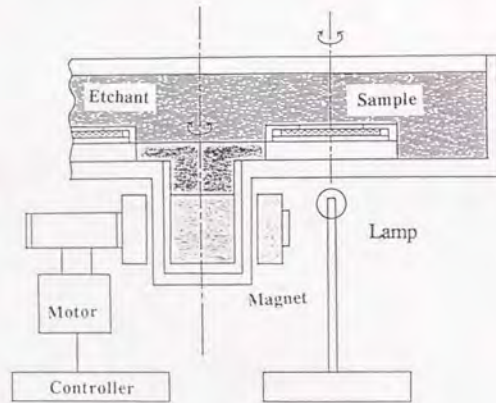


図3.1 エッチング装置

3.3 計算

結晶に入射するX線が直線偏光で、電場ベクトルの σ 、 π 偏光成分が同じ振幅を持つ場合、すなわち、結晶に入射するX線が散乱面に対して45度傾いた直線偏光の場合について考察する(図3.2)。図3.3は、波長0.154nmのX線が厚さ62μmの結晶に入射して220反射に伴う前方回折を生じる場合について、(a)σ偏光の透過率(実線)とπ偏光の透過率(点線)、(b)位相差 δ 、(c)透過波の円偏光度 P_c を、入射角のブラッグ角からのずれ $\Delta\theta$ について計算したものである。オフ・ブラッグ条件ではσ偏光とπ偏光の透過率はほぼ等しく、位相差 δ は $\Delta\theta$ に対して緩やかに変化する。また、 $\Delta\theta = -12$ 秒では $P_c = -1$ であり、 $\Delta\theta = +12$ 秒では $P_c = +1$ である。

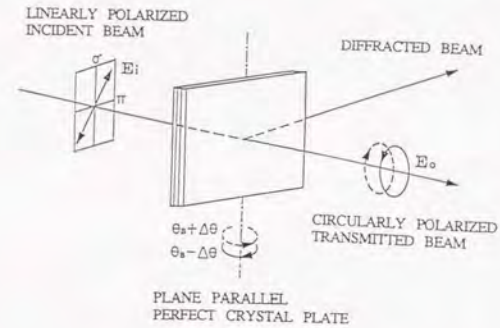


図3.2 X線移相子

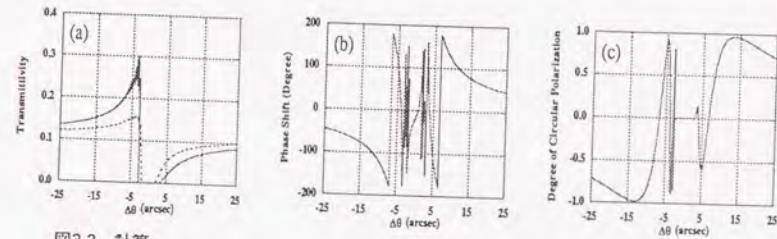


図3.3 計算

波長0.154nmのX線が、厚さ62μmのシリコン結晶に入射して、220反射に伴う前方回折を生じる場合について。(a)σ偏光(実線)とπ偏光(点線)の透過率、(b)位相差 δ 、(c)透過波の円偏光度 P_c

3.4 実験

実験は、東京大学総合試験所の強力X線実験室にある1アンペアの回転対陰極型X線発生装置を用いて行った。実験では、銅ターゲットからの $K\alpha$ 特性X線($\lambda = 0.1543\text{nm}$)を使用した。また実験中、X線発生装置の出力は管電圧を40KV、管電流を700mAとした。光学系の配置を図3.4に示す。鉛入り透明アクリル板で囲った恒温槽の中に光学系を置き、実験中の室温変化を ± 0.1 度以内に保った。X線発生装置からのビームはまず、非対称220反射(非対称度 $b=0.42$)を与えるシリコンのコレリメータ結晶Cによって単色・平行化する。Pはチャンネルカットのゲルマニウム結晶であり、333反射を2回生じる。結晶Pのブラッグ角は 45.02 度であり、散乱面を水平面から 45 度傾けているので、2回反射ビームは 45 度傾いた直線偏光になる。結晶Sは厚さ $600\mu\text{m}$ のシリコン(110)ウェファアの中心部分を窓状(直径 $15\text{mm}\phi$)にエッチングして $62\mu\text{m}$ の厚さにしたサンプル結晶である。結晶Sは結晶Cと平行配置で、220反射を生じる角度近傍に調整されている。サンプル結晶からの透過波の偏光状態は、ゲルマニウム結晶Aにより解析する。結晶Aは、 x 軸と ϕ 軸の回転機構を有するゴニオメーター上に固定されており333反射を与える。

結晶Sのブラッグ角からのずれ $\Delta\theta$ は、NaIシンチレーションカウンターD1で測定した220反射の回折強度曲線から決定した。また、このカウンターD1によって光学系の安定性をモニターした。結晶Sの角度を、 $\Delta\theta = \pm 14.2^\circ$, $\pm 23.3^\circ$, $\pm 60.0^\circ$ としたそれぞれの場合について、透過波の偏光状態を結晶Aにより解析した。偏光解析は、 x 軸の角度を 0 度から 180 度まで 10 度おきに変えた各点で、結晶Aの333反射の ϕ 軸に関する積分反射強度を測定することにより行った。

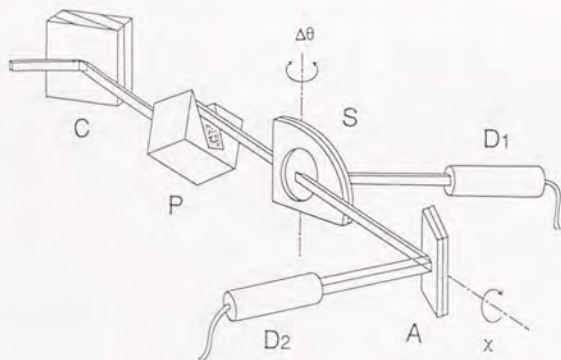


図3.4 実験配置

C: コリメーター結晶 (非対称 Si 220 反射)、P: チャンネルカット偏光子結晶 (Ge 333 反射)、S: サンプル結晶 (Si 220 前方回折)、A: 偏光アナライザー (Ge 333 反射)、D1とD2: NaIシンチレーションカウンター

3.5 実験結果

実験結果を図3.5に示す。黒丸は実験値、実線は計算値である。計算には結晶Sに入射するビームの水平方向の発散角(約7秒)を考慮した。図3.5より、透過波の偏光状態が $\Delta\theta$ と共に変化する様子が見られる。特に $\Delta\theta = \pm 14.2$ 秒の時は、積分反射強度が x 軸に対してほとんど一定になっているが、これは円偏光が生成されたことを意味する。この時の円偏光度 P_c を見積もると、絶対値の大きさは 0.90 以上である。実験結果から、電場ベクトルの回転方向は分からないが、理論的には $\Delta\theta = +14.2$ 秒の時には右回り、 $\Delta\theta = -14.2$ 秒の時には左回りになっているはずである。

3.6 結論

本章では、ブラッグ配置の薄いシリコン結晶を透過するビームの偏光状態が入射角によって変化すること、また、ある角度で直線偏光が円偏光に変換されることを実験より示した。これより、薄い平行平板の完全結晶が $\Delta\theta$ によって位相差可変な移相子として機能することが実証された。

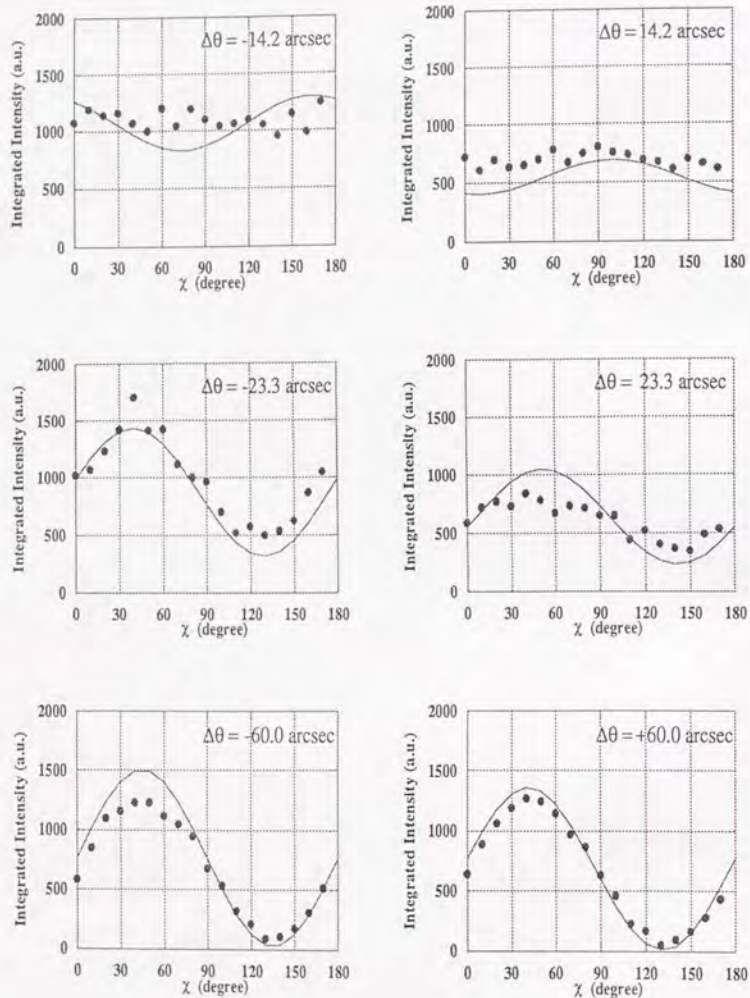


図3.5 実験結果
●は実験値、実線は計算値。

4章 実験装置³⁾

4.1 緒論

シンクロトロン放射は、高輝度・連続スペクトル等の優れた特性を持つ。移相子をシンクロトロン放射で利用すると、放射光の偏光性を制御することが可能になり、様々な応用への道が拓かれる。

放射光でのX線移相子の利用法として最も重要なのは、直線偏光を左右円偏光に変換することである。これは、3章で述べた光学系を以下の点に留意して改良することにより実現される。

- i) 波長を変えた時に、コリメーターで反射したビームの位置と方向が変化しないこと。
- ii) 直線偏光子とX線移相子が波長可変であること。

また、X線移相子と直線検光子を組み合わせると、偏光状態の完全決定を行うことができる。この手法により、最近世界各地で開発が進められている、楕円偏光X線を生成する挿入型光源のキャラクタリゼーションを行うことができる。

そこで本研究では、シンクロトロン放射で円偏光X線の生成と偏光状態の完全決定を行うための実験装置を開発した。実験装置は、完全結晶光学素子を調整するためのディフラクトメーターと、測定システムとから構成されている。

4.2 ディフラクトメーター

4.2.1 概観

シンクロトロン放射で円偏光X線生成と偏光解析を行うために開発したディフラクトメーターを、図4.1に示す。このディフラクトメーターは、コリメーター、直線偏光子、X線移相子用の3つの精密ゴニオメーターと、偏光解析用の精密4軸ゴニオメーターとから構成されている。円偏光X線を入射ビームとして利用する実験ではこの装置を試料の上流に置き、また、散乱ビームの偏光解析を行う場合には試料の下流に置く。そのために定盤の幅は出来るだけ短いことが望ましい。そこで4個のゴニオメーターを載せる定盤を使用する代わりに3個のゴニオメーターを載せる定盤を用い、最下流のゴニオメーターは実験目的に応じて交換可能とした。

定盤は鋳造であり、精密X線光学の実験を行うのに十分な安定性を有している。また、定盤は10cmの高さ調整機構と、4個の水平調整ネジ及び4個の平行調整ネジとを備えている。さらに、水平方向に6度回転することができる。

3個の精密ゴニオメーターは、タンジェンシャルバーの回転機構を用いており、

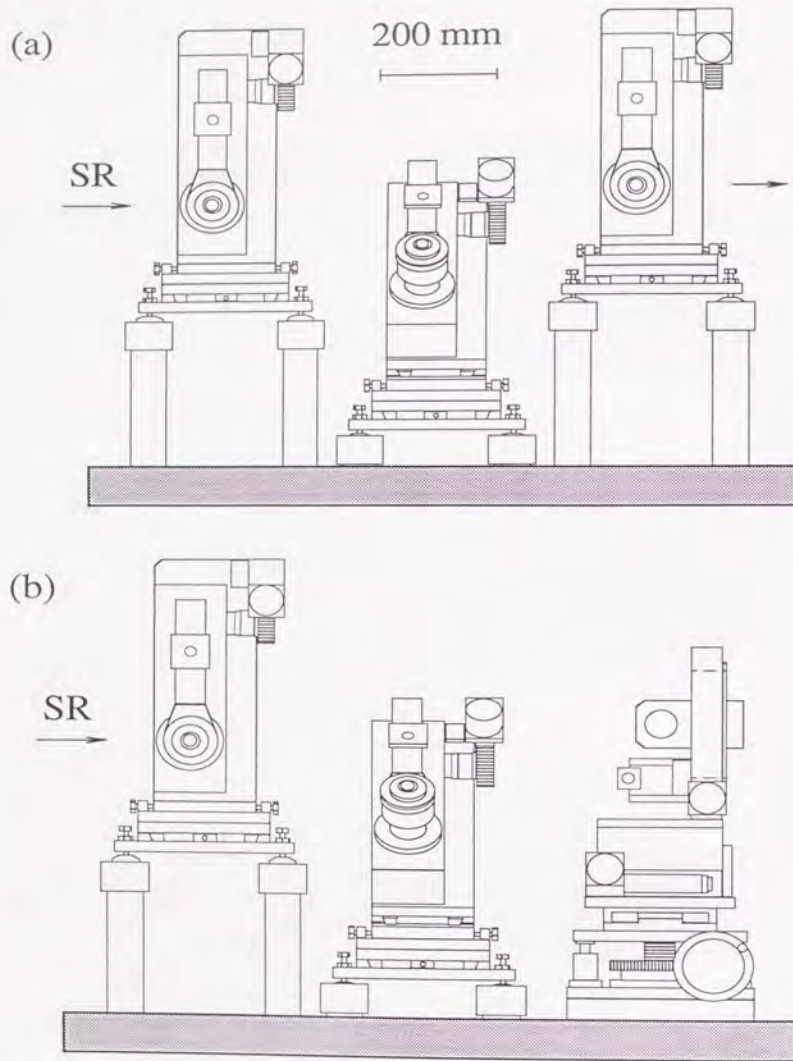


図4.1 偏光実験のためのディフラクトメーター
 (a) 円偏光X線生成用、
 (b) 偏光解析用

ステッピングモーターにより最小送り角0.005秒で回転可能である。3個のゴニオメーターの内、2個は定盤上に固定されている。一番上流のゴニオメーターは、円偏光X線を生成するときには2結晶コリメーターを取り付け、偏光解析を行うときには移相子結晶を取り付ける。このゴニオメーターはX-平行移動台の上に乗っており、手で結晶の位置を入射ビームに合わせることができる。2番目のゴニオメーターは、円偏光X線を生成するときだけに使用する。このゴニオメーターは、直線偏光子を回転するためのものであり、45度傾いた直線偏光を生成するために、回転軸を水平から45度の方向に傾けている。このゴニオメーターには、X方向の平行移動台と45度傾いた方向の平行移動台を取り付ける。

図4.1のディフラクトメーターを、円偏光X線の生成に用いるときは、精密ゴニオメーターを最下流に置く。このゴニオメーターは、一番目のゴニオメーターと同じX-平行移動台の上に乗っており、移相子の角度調整に使用する。偏光解析を行うときには、最下流に精密4軸ゴニオメーターを置く。精密4軸ゴニオメーターは、ステッピングモーター駆動のX-平行移動台と、手動のZ-平行移動台の上に乗せる。

4.2.2 2結晶コリメーター調整機構

任意の波長で入射ビームを平行化するために、平行配置2結晶の対称反射と非対称反射を用いる。2結晶を固定・調整するために、図4.2の調整機構を開発した。この2結晶コリメーター調整機構は、精密ゴニオメーターに直接取り付け可能である。また、入射X線の波長が変化しても出射X線の高さがほとんど変化しないように設計されている。図4.3のように、2結晶コリメーター調整機構の回転中心Pと、2番目の結晶の中心は、1番目の結晶の表面に関して鏡面対称の関係にある。1番目の結晶と、2番目の結晶の中心との間隔をdとおくと、入射ビームと出射ビームの高さの差hは、 $h=2d\cos\theta_B$ で与えられる。シリコン220反射で $d=1.5\text{cm}$ の場合では、波長が0.14nmから0.16nmまで変化したときの、出射ビームの高さの変化は0.66mmとなる。PFのBL-15Cで、入射X線の波長を変えて2結晶コリメーターを出射するビームの高さ変化を調べたところ、図4.4のような結果が得られた。波長0.14nmから0.18nmの間で、出射ビームの高さはほとんど変化していない。

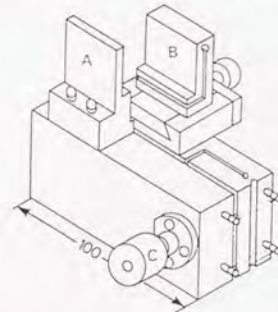


図4.2 2結晶コリメーター調整機構

- A : 第1対称結晶固定ホルダー、
- B : 第2非対称結晶固定ホルダー、
- C : オフセット角調整用ウォームギヤ

2結晶コリメーター調整機構では、ピッチ0.5mmの押しネジを、ギヤ比1/20のウォームギヤを介して、ステッピングモーターで回転して板バネを押すことにより、2結晶の格子面間のオフセット角を微調整する。ただし、板バネの弾性変形限界のために、調節可能なオフセット角には限界がある(約1度)。2結晶コリメーター調整機構の材質はSUS303である。板バネの部分は、放電加工で加工し、電解研磨で仕上げている。ステッピングモーターの送りパルス数と、オフセット角の関係を、オートコリメーターを用いて数回繰り返して校正した結果を図4.5に示す。これによると、オフセット角の最小送り角は、0.0295秒である。

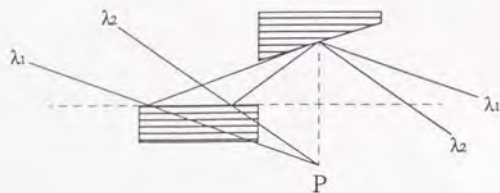


図4.3 コリメーター2結晶の配置図

回転中心Pと2番目の非対称結晶の中心は1番目の対称結晶の表面に対して鏡面対称の位置関係にある。

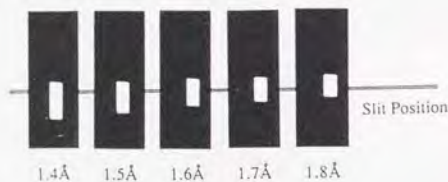


図4.4 2結晶コリメーターで2回反射されたビームのポラロイド写真(波長0.14~0.18nm) 波長が変化すると非対称度が変わり、像の縦方向の長さが変化する。

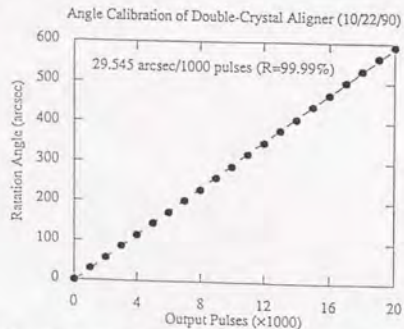


図4.5 ステッピングモーター送りパルス数とオフセット角の関係

4.2.3 2結晶偏光子調整機構¹⁶⁶⁾

HartとRodrigues^{3,4)}は、シリコン単結晶からモノリシック(monolithic)に2結晶を切り出して、波長可変な直線偏光子を作製した。それに対して本研究では、2個の結晶を別々に切り出して分離型の偏光子を作製した。モノリシック型では、反射面が変わる毎に別の結晶を切り出してバネの部分等を加工しなくてはならないので、手間が非常にかかるのに対して、分離型では、結晶の準備・交換を容易に行うことができる。さらに現在大きな単結晶が得られる物質はシリコンとゲルマニウムの2つに限られており、モノリシック型ではこの2つの物質しか使用できない。それに対して、分離型では様々な物質を利用することができる。例えばInSbのような重い物質を使用することが可能であり、50KeV以上の高エネルギーX線領域でも効率の高い偏光子が得られる。

分離型波長可変直線偏光子に使用する2つの結晶を固定し調整するために、図4.6の調整機構を製作した。この2結晶偏光子調整機構は、ピッチ0.5mmの押しネジをギヤ比1/20のウォームギヤを介してステッピングモーターで回転して2重の板バネを押すことにより、2結晶の格子面間のオフセット角を微調整する。ただし、板バネの弾性変形限界のために、調節可能なオフセット角の大きさには限界がある(約1度)。2結晶偏光子調整機構の材質はSUS303であり、板バネの部分は放電加工で加工し電解研磨で仕上げている。ステッピングモーターの送りパルス数と、オフセット角の関係を、オートコリメーターを用いて数回繰り返して校正した結果を図4.7に示す。これによると、オフセット角の最小送り角は、0.044秒である。

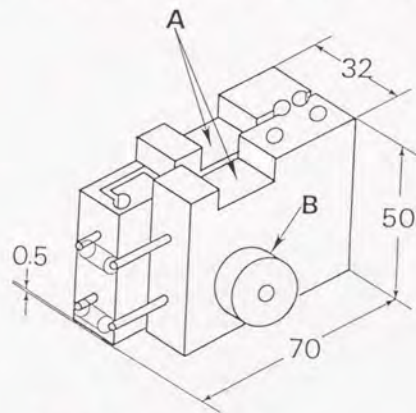


図4.6 2結晶偏光子調整機構

A: 結晶固定ホルダー取り付け溝、
B: オフセット角調整用ウォームギヤ

この分離型直線偏光子のテストを、実験室X線源を用いて行った。実験配置を図4.8に示す。光学系に入射するX線の波長は、0.154nm(CuK α 特性X線)である。偏光子には、シリコン単結晶の対称440反射($\theta_B=53.32^\circ$)を用い、偏光アナライザ結晶には、ゲルマニウムの333反射を用いた。偏光子2結晶の間のオフセット角を変えた各点で、2回反射ビームの垂直偏光成分と水平偏光成分とをアナライザ結晶で測定した。その結果を図4.9に示す。白丸が実験値、点線が計算値であり、両者は良く一致している。実験的に得られた偏光X線の直線偏光度は0.97以上であった。

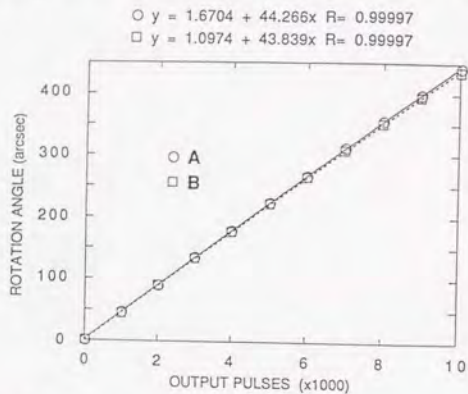


図4.7 ステッピングモーター送りパルス数とオフセット角の関係

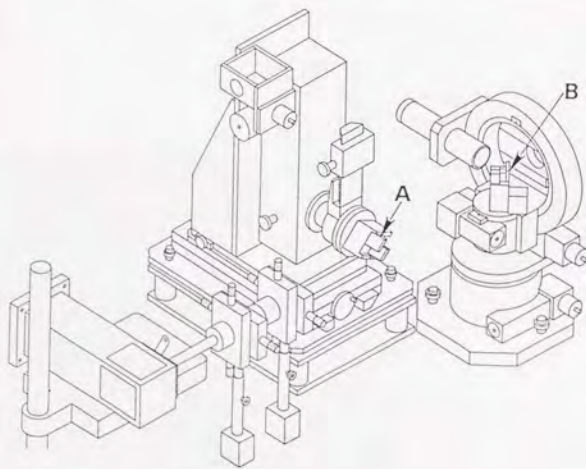


図4.8 2結晶偏光子を評価するための実験配置
 CuK α 特性X線 ($\lambda=0.154\text{nm}$) を使用。
 A: 2結晶偏光子 (Si 440 反射)、B: 検光子 (Ge 333 反射)

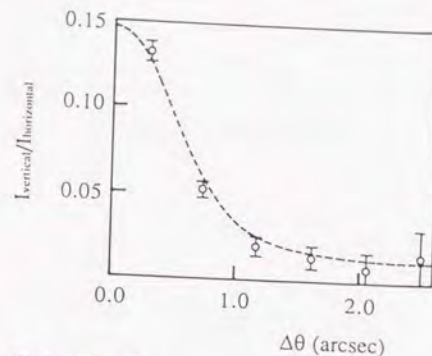


図4.9 評価結果
 検光子を水平・垂直に置いた時の積分反射強度の比を、
 2結晶オフセット角 $\Delta\theta$ についてプロットした。
 ○は実験値、点線は計算値。

4.2.4 精密4軸ゴニオメーター

偏光解析に使用する精密4軸ゴニオメーターを写真4.1に示す。この精密4軸ゴニオメーターに2結晶検光子調整機構を載せることにより、任意波長でX線偏光解析を行うことができる。ただし写真4.1には、検光子に45度に近いブラッグ反射を与える結晶を1個だけ使用した場合について示している。この4軸ゴニオメーターは、4台のステッピングモーターにより、 ω 軸、 ϕ 軸、 χ 軸、 2θ 軸の4つの回転軸の角度調整を行うことができる。最小送り角はそれぞれ、1/5000度、1/40000度、1/500度、1/2500度である。偏光解析では、 χ 軸の様々な角度で、 ϕ 軸に関する検光子結

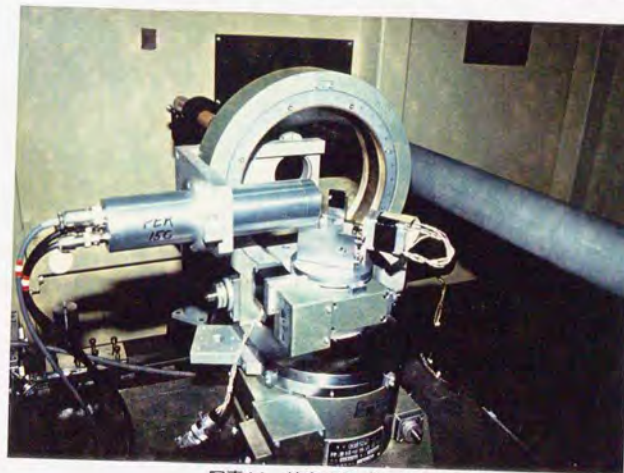


写真4.1 精密4軸ゴニオメーター

晶の回折強度曲線を測定して積分反射強度を求めるので、 x 軸と ϕ 軸が多用される。通常イントリンシックな回折強度曲線の半値幅は数秒のオーダーであるから、この回転精度で高エネルギーX線領域でも十分に偏光解析を行うことができる。 ω 軸は、 x 軸と入射ビームの光軸を合わせる時に用いる。2 θ 軸は偏光解析の実験ではほとんど使用しない。

4.3 測定システム

シンクロトロン放射で精密X線光学の実験を行うための汎用計測システム(以下、PXO計測システムと称す)について述べる。

4.3.1 ハードウェア

PXO計測システムのブロック図を図4.10に示す。CPUと周辺機器間の信号の送受信にはインターフェースボードを用いる。16台の5相ステッピングモーター制御にはCONTECのPCモジュールPO-48T(98)を使用し、また、スケーラー・タイマー制御にはPIO-24/24T(98)を使用している。

ステッピング・モーターの駆動は、PIOボードを介してソフト的に駆動パルスを作り、これを直接ステッピングモータードライバーのCW端子、CCW端子に入力することによって行う。ステッピングモータードライバーとしては、大電力モ-

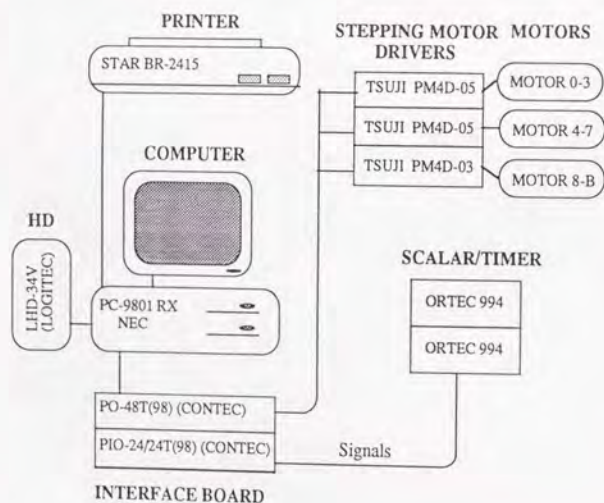


図4.10 PXO計測システムのブロック図

ター用(MELEC D541)8台と小モーター用(MELEC D510)4台の合計12台を使用する。8台のD541は、2個のツジ電子製のPM4D-05 4ch Pulse Motor Driverボックスの中に格納されており、CPUからの制御信号はボックス背面のCONTROL SIGNAL端子(50pinアンフェノール)を介して中のモータードライバーに送信する。同様に4台のD510は、ツジ電子製のPM4D-03 4ch Pulse Motor Driverボックスの中に格納されており、CPUからの制御信号はボックス背面のPULSEIN.LIMITOUT端子(36pinアンフェノール)を介して中のドライバーに送信する。

光子計測系はORTEC製の計測機器で統一し、スケーラー・タイマー(ORTEC994)の制御にはORTEC社独自のプリントループを使用した。ORTEC994の制御はCPUから994背面のIN/OUT SYSTEM CONNECTORに信号を送信することにより行う。計測はCPUからORTEC994のピン10(System Reset)にシグナルを送ることにより始まり、Preset Timeで設定した時間の間X線の数をカウントする。カウントが終了するとピン9(System Preset)がHIGH LEVELになり、これによりCPUは1回の測定が終了したことを判定し、スケーラー・タイマーのデータを順番に読み込む。

4.3.2 ソフトウェア

精密X線光学測定ソフトウェアの開発にはC言語を用いた。まず最初に、ステッピングモーター、光子計測系等の周辺機器を制御するためのサブルーチン(PXOライブラリ)を開発し、次にゴニオメーターを制御するソフト(GSET)、回折強度曲線を測定するソフト(RC)、測定データを表示・解析するソフト(GRAPH)などのソフトウェアの開発を行った。そして最後に、計測システムの仕様書および使用説明書を作成した。

5章 波長可変左右円偏光X線の生成⁴⁾

5.1 緒論

円偏光X線は、磁気散乱、磁気吸収等の測定手段によって磁性研究において中性子と相補的な役割を果たすだけでなく、核共鳴散乱に用いると円偏光入射でのメスバウア分光を可能にするなど、物性研究での幅広い応用が期待されている。シンクロトロン放射の出現以前は純粋状態の円偏光X線を作ることはともかくとして、それを入射線として回折・散乱・吸収測定を行うことは、ほとんど不可能であった。ところが、楕円偏光ウィグラーの開発によって、ある程度の円偏光度を持つ大強度X線の利用が可能になってきたし、またX線移相子の開発によって純粋状態に近い円偏光X線の取り出しが可能になってきた。

散乱振幅が入射線の偏光状態に依存する(すなわち、偏光ミキシングを生じる)共鳴磁気散乱や磁気吸収等の実験では、入射線の偏光状態を保持したまま波長をスキャンする必要がある。ところが、楕円ウィグラー等のような白色の楕円偏光を生成する挿入型光源では、ミラーやモノクロメーター等による偏光解消効果のために、偏光状態を保持しながら波長を変えることは困難である。また、ストレージリング内を周回している(陽)電子ビームの軌道変化によって出射ビームの偏光状態が変化するという問題がある。X線移相子を用いて偏光ビームを生成する光学系は、ベンディングマグネット等からの直線偏光を任意の偏光状態に変換するものであるから、(陽)電子ビームの軌道変化に影響を受けることなく、偏光状態の安定したビームを供給することが出来る。さらに、移相子が光学系の最後(つまり、試料の直前)の素子であり、他の光学素子による偏光解消効果の影響を受けないので、偏光状態を保持したまま波長をスキャンすることが可能である。

そこで本研究では、X線移相子を利用した偏光X線生成光学系をフォトン・ファクトリー(PF)のBL-15Cに組み立て、連続波長域で左右円偏光を生成する実験を行った。その結果、波長0.14~0.16nmで円偏光度Pcの絶対値が0.98以上の左右円偏光が生成された。

5.2 X線移相子の波長可変性

ブラッグ配置の薄い平行平板の完全結晶は、入射角のブラッグ角からのずれ $\Delta\theta$ により、位相差可変なX線移相子として機能する。このことを利用すると、 $\Delta\theta$ を調節することにより、位相差を一定に保ったまま波長をスキャンすることが出来る。すなわち、ビームの偏光状態を保ったまま波長をスキャンすることが出来る。

物性研究に応用する上では左右円偏光X線が重要であるので、移相子により連続波長域で左右円偏光を生成することを考える。硬X線領域では、薄い平行平板結晶における σ と π 偏光成分の透過率はほとんど等しいので、透過波(前方回折波)に円偏光を得るためには、入射ビームの電場ベクトルの σ と π 偏光成分の振幅が等しい

必要がある。この条件は、入射X線が散乱面に対して約45度傾いた直線偏光の場合に満足される。また、結晶内部で σ 、 π 偏光成分間に生じる位相差 δ_0 が

$$\delta_0 = \left(n + \frac{1}{2}\right)\pi \quad (n: \text{Integer})$$

のときに、透過波(前方回折波)は円偏光になる。連続波長域で円偏光を生成するには、各波長毎に $\Delta\theta$ を調整して、上式を満たすようにすれば良い。

図5.1は、散乱面に対して45度傾いた直線偏光X線が、厚さ62 μm の平行平板シリコン(110)結晶に220反射のブラッグ条件をほぼ満たすように入射した時の、透過波の円偏光度Pcを、波長 λ 及び入射角のブラッグ角からのずれ $\Delta\theta$ の関数として計算したものである。波長0.13~0.19nmでPc=+1(右回り円偏光)あるいはPc=-1(左回り円偏光)となるような $\Delta\theta$ が、ブラッグ角から数秒~十数秒離れた点に存在する。したがって、 $\Delta\theta$ をこれらの点に調整することにより、任意の波長で左右円偏光が得られる。これと同様の計算を波長0.05~0.13nmでも行くと、厚さが約150 μm のシリコン(110)結晶が1/4波長板として機能することが示される。従って、厚さが約60 μm と約150 μm の2枚のシリコン(110)結晶で、硬X線の波長域全体をカバーすることが出来る。

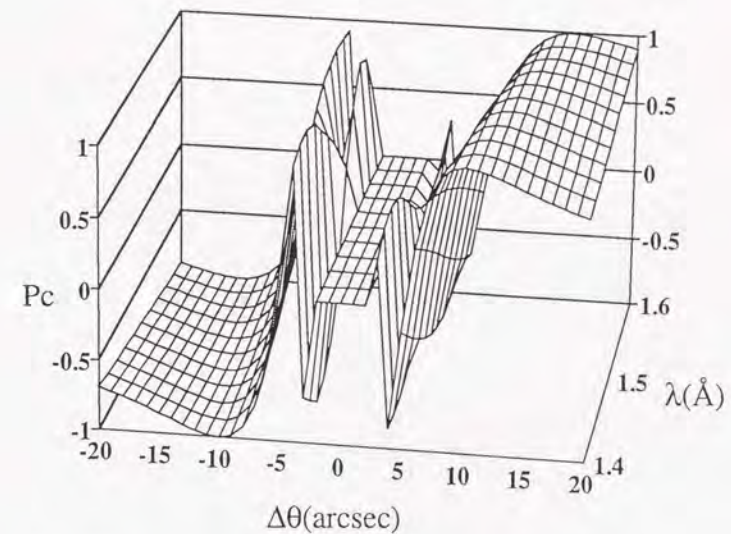


図5.1 計算

散乱面に対して45度傾いた直線偏光X線が、厚さ62 μm の平行平板シリコン(110)結晶に220反射のブラッグ条件をほぼ満たすように入射した時の、透過波の円偏光度Pcを、波長 λ 及び入射角のブラッグ角からのずれ $\Delta\theta$ の関数として計算した

5.3 波長可変左右円偏光X線生成実験

波長可変で左右円偏光X線を生成することは、例えば遷移金属(鉄、コバルト、ニッケル等)の共鳴磁気散乱・磁気吸収において必要とされる。そこで実験では、ニッケルのK吸収端の波長0.1478nmに着目し、0.14~0.16nmの波長領域で0.0025nm刻みに左右の円偏光を生成することを目指した。

実験は筑波の高エネルギー物理学研究所(KEK)にある放射光実験施設フォトンファクトリー(PF)のBL-15Cを利用した。PFは2.5GeVの陽電子蓄積リングである。また、BL-15Cはベンディングマグネットからの放射光を取り出すビームラインの一つであり、光源点から22.5mの位置に、定位置射出型2結晶モノクロメーターが設置されている。ここで単色化されたX線は、光源点から30mの点を中心とする放射線防御用ハッチ内に導かれ、その中で実験が行われる。

5.3.1 実験配置

PFのBL-15Cの実験ステーション内に設置した光学系の結晶配置を図5.2と写真5.1に示す。ベンディングマグネットからの白色光はまず、平行配置シリコン(111)のビームラインモノクロメーターで単色化され、実験ステーション内に入射する。モノクロメーター結晶の角度はエンコーダーに表示され、ブラッグの式 $2d\sin\theta_B$

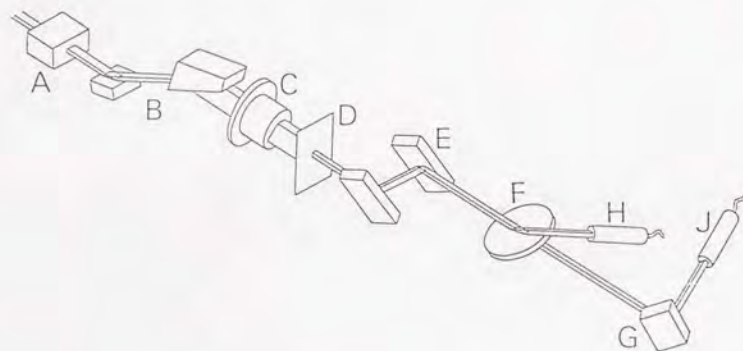


図5.2 実験配置

- A: イオンチェンバー、B: 2結晶コリメーター (対称-非対称 Si 220 反射)、
 C: イオンチェンバー、D: スリット (0.5mm×0.5mm)、
 E: 2結晶偏光子 (Si 422 反射)、F: 移相子 (Si 220 前方回折、厚さ64μm)、
 G: アナライザー結晶 (Si 333 又は Si 422 反射)、
 H: NaIシンチレーションカウンター (移相子結晶角度モニター用)、
 J: NaIシンチレーションカウンター (積分反射強度測定用)

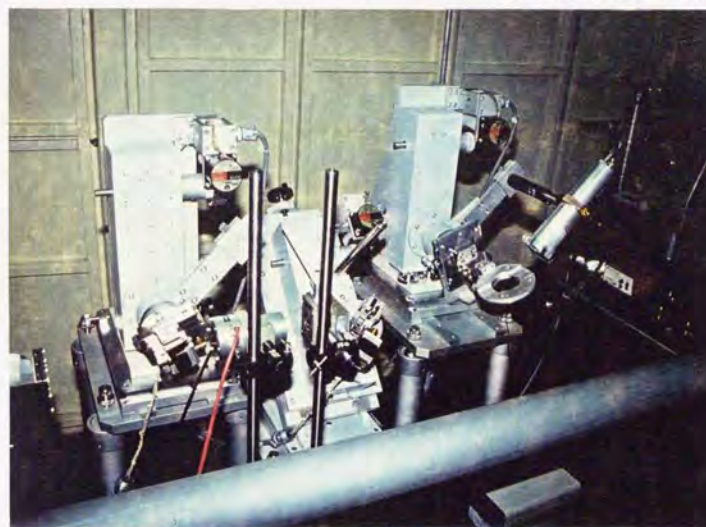


写真5.1 実験ハッチ内に設置した光学系の写真

$=\lambda$ から波長を知ることができる。波長の較正にはニッケル・フォイルのK吸収端を利用した。単色化されたビームは第1イオンチェンバーAを通過し、2結晶コリメーターBに入射する。2結晶コリメーターBは、シリコンの(110)面が結晶表面に対して平行な第1結晶と、(110)面が結晶表面より14.6度傾いた第2結晶とからなる。コリメーターの2結晶は平行配置で220反射を与える。2結晶コリメーターにより、ビームの垂直方向の発散角は数秒程度に小さくなり、同時にビームの大きさは垂直方向に拡大する。コリメーターで2回反射されたビームは、強度モニター用の第2イオンチェンバーCを通過し、4象限スリットDでビーム径を0.5mm×0.5mmに絞られた後、2結晶偏光子Eに入射する。偏光子Eにはシリコン(111)結晶の333反射等を用いた。偏光子によってビームの偏光面は、上流から見て時計回りに45度回転する。このビームが移相子Fに入射する。移相子Fは、チョクラルスキー法で育成した直径3inch、N型、0.6-1.2Ωcm、厚さ400μmの両面鏡面シリコン(110)ウェファ어의中心の直径15mmφの領域を化学エッチングで62μmの薄さにしたものであり、220反射を生じる角度の近くに置かれている。移相子Fの角度は精密ゴニオメーター(最小送り角0.01秒)により調整する。移相子Fの透過波の偏光状態は、シリコン結晶Gにより解析する。結晶Gは精密4軸ゴニオメーター上に固定されている。結晶Gには、波長に応じてシリコン(111)または(211)結晶の、333あるいは422反射を用いる。

移相子Fのブラッグ角からのずれの角 $\Delta\theta$ は、220反射の回折強度曲線をNaIシンチレーションカウンターHで測定して決定した。また、カウンターHによって光学系全体の安定性をモニターした。

5.3.2 計測系

計測系を図5.3に示す。

イオンチェンバー(A,B)で検出した微小電流信号は、イオンチェンバーAでは 10^7 倍に、イオンチェンバーBでは 10^6 倍に、電流増幅器(KEITHLEY427)により増幅し、電圧信号として出力する。この電圧信号を、電圧-周波数変換器(OKEN733-1)で電圧に比例した周波数の信号に変換し、レートメーター(ORTEC449)とスケーラー(ORTEC994)に同時に出力する。スケーラーに入力された信号はパソコン(PC-9801RX)に読み込まれる。

NaIシンチレーションカウンタ(H,I)で検出した電圧信号は、電圧増幅器(ORTEC570)で増幅する。増幅信号を、シングルチャンネルアナライザ(ORTEC550)に入力し、パルスの波高がLower LevelとUpper Levelで設定した値の間にある場合に限り、ロジックパルスを出力する。(Lower Levelは信号の電気的な雑音を除去するように、Upper Levelは高調波を除去するように設定する)こうして得た信号を、レートメーター(ORTEC449)とスケーラー(ORTEC994)に同時に出力する。最終的に、X線強度がレートメーターに表示され、スケーラーに入力された信号はパソコン(PC9801RX)に読み込まれる。

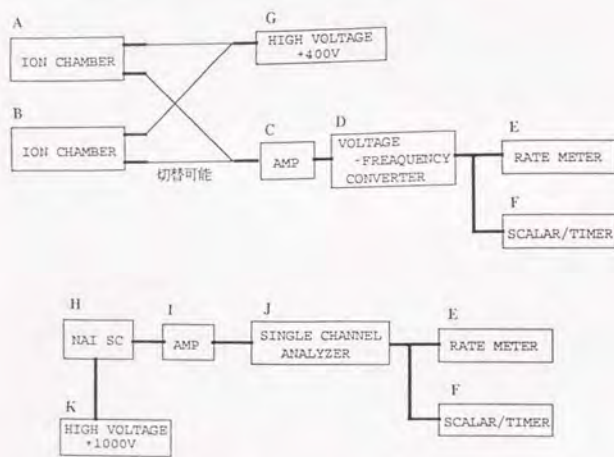


図5.3 計測系のブロック図

5.3.3 実験手順

以下の手順に従い、入射X線の波長を0.14nmから0.16nmまで0.0025nmおきに変えた各点で、移相子を透過するX線の偏光状態を測定した。

【手順1】光学系に入射するX線の波長の調整

波長 λ のX線を得るには、シリコン111反射のブラッグ角 θ_B を求め、X線が照射角 θ_B で入射するようにモノクロメーターを回転する。次に、モノクロメーターの2結晶が平行配置になるように、オフセット角の微調整を行う。

【手順2】光学系の調整

入射ビームの波長を変える度に、2結晶コリメーターB、2結晶ポラライザーE、移相子Fおよび偏光アナライザ結晶Gの再調整が必要になる。光学系の上流から各結晶の調整を行う。

【手順3】移相子の角度($\Delta\theta$)の調整

移相子結晶Fの220反射の回折強度曲線を測定し、ブラッグ角 θ_B を見出す。次に、移相子をブラッグ角 θ_B より $\Delta\theta$ だけ回転する。実験の目的は、各波長で純粋状態に近い左右円偏光を生成することであるので、この要請を満たすように $\Delta\theta$ を設定する。

【手順4】移相子を透過するビームの偏光解析

移相子を透過するビームの偏光状態を測定するために、 χ 軸の角度を0度から100度まで10度おきに変えた各点で、アナライザ結晶の333または422反射の、 ϕ 軸に関する積分反射強度を測定する。

5.4 実験結果と解析

5.4.1 偏光解析測定の結果

偏光アナライザ結晶の ϕ 軸に関する積分反射強度は、光学系に入射するX線強度に比例する。ストレージリング内を周回する陽電子の数は時間と共に減衰するので、測定値を入射ビーム強度で規格化する必要がある。入射ビーム強度としては、イオンチェンバーCの測定値を用いた。測定データを規格化した結果を図5.4に示す。四角や丸等が実験値であり、実線や点線などが計算値である。実験値と理論値は良く一致している。波長0.1475nmで実験値にばらつきが見られるが、これは、アナライザ結晶で同時反射が生じたためである。

5.4.2 実験データの解析

移相子を透過するビーム、すなわち、アナライザ結晶に入射するビームが平面波であると仮定すると、電場ベクトルEは、散乱面に対して垂直な σ 偏光成分と、平行な π 偏光成分とに分解して、

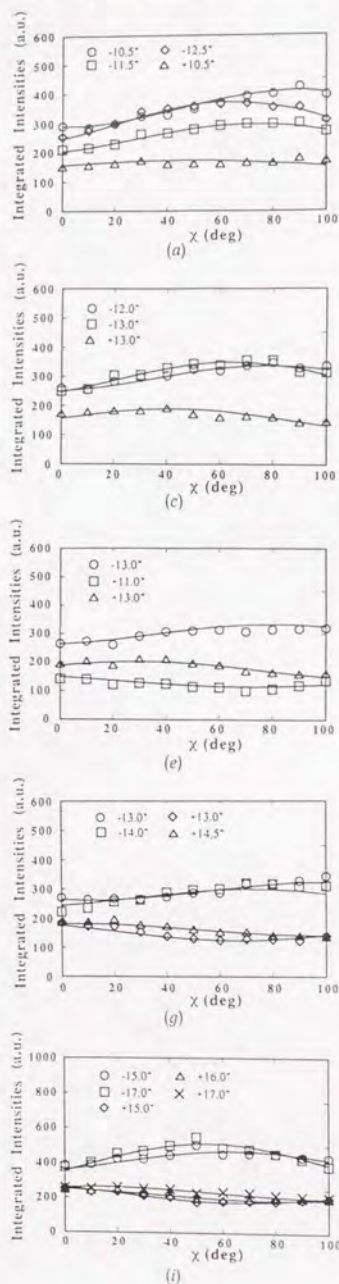


図5.4 実験結果
アナライザ結晶の積分反射強度を
χ軸の角度に対してプロットした。
(a)0.1400nm, (b)0.1425nm, (c)0.1450nm
(d)0.1475nm, (e)0.1500nm, (f)0.1525nm
(g)0.1550nm, (h)0.1575nm, (i)0.1600nm

$$E = \begin{pmatrix} E_{\sigma} \exp(i\omega(t - \frac{z}{c}) + i\delta_{\sigma}) \\ E_{\pi} \exp(i\omega(t - \frac{z}{c}) + i\delta_{\pi}) \end{pmatrix} \quad (5-1)$$

と表される。

ここで、偏光アナライザ結晶にσ偏光が入射したときと、π偏光が入射したときの、積分反射強度の比をαと置く。

$$\alpha = \frac{[\pi \text{ 偏光に対する積分反射強度}]}{[\sigma \text{ 偏光に対する積分反射強度}]} \quad (5-2)$$

偏光アナライザ結晶が理想的な場合、すなわち、ブラッグ角が45度で、σ偏光成分だけを反射するような場合には、α=0である。

さて、偏光アナライザ結晶に、(5-1)式の平面波が入射する時、積分反射強度は、

$$I(\chi) = E_{\sigma}^2 \cos^2 \chi + E_{\pi}^2 \sin^2 \chi + E_{\sigma} E_{\pi} \cos \delta \sin 2\chi + \alpha (E_{\pi}^2 \cos^2 \chi + E_{\sigma}^2 \sin^2 \chi - E_{\sigma} E_{\pi} \cos \delta \sin 2\chi)$$

$$= \frac{1+\alpha}{2} (E_{\sigma}^2 + E_{\pi}^2) + \frac{1-\alpha}{2} (E_{\sigma}^2 - E_{\pi}^2) \cos 2\chi + (1-\alpha) E_{\sigma} E_{\pi} \cos \delta \sin 2\chi \quad (5-3)$$

という量に比例する。ただし、

$$\delta \equiv \delta_{\sigma} - \delta_{\pi} \quad (5-4)$$

とした。ここで、新たにパラメーターA、B、Cを次のように導入する。

$$A \equiv \frac{E_{\sigma}^2 - E_{\pi}^2}{2} \quad (5-5)$$

$$B \equiv E_{\sigma} E_{\pi} \cos \delta \quad (5-6)$$

$$C \equiv \tan^{-1} \frac{A}{B} \quad (5-7)$$

パラメーターA、B、Cを用いて、(5-3)式を書き換えると、

$$I(\chi) = \frac{1+\alpha}{2} (E_{\sigma}^2 + E_{\pi}^2) + (1-\alpha) \sqrt{A^2 + B^2} \sin(2\chi + C) \quad (5-8)$$

となる。

次に、正弦曲線で実験値のフィッティングを行う。

$$I(\chi) = m_1 \sin(2\chi + m_2) + m_3 \quad (5-9)$$

ここで、 m_1 、 m_2 、 m_3 はフィッティングパラメーターである。(5-8)式と(5-9)式を比較することにより、

$$\frac{1+\alpha}{2}(E_0^2 + E_\pi^2) = m_3 \quad (5-10)$$

$$(1-\alpha)\sqrt{A^2 + B^2} = m_1 \quad (5-11)$$

$$\tan^{-1} \frac{A}{B} = m_2 \quad (5-12)$$

が成り立つ。(5-10)(5-11)(5-12)を解くことにより、

$$E_0^2 = \frac{m_3}{1+\alpha} + \frac{|m_1 \sin m_2|}{|1-\alpha|} \quad (5-13)$$

$$E_\pi^2 = \frac{m_3}{1+\alpha} - \frac{|m_1 \sin m_2|}{|1-\alpha|} \quad (5-14)$$

$$|\delta| = \cos^{-1} \left[\frac{|(1+\alpha)m_1 \cos m_2|}{\sqrt{(1-\alpha)^2 m_3^2 - (1+\alpha)^2 m_1^2 \sin^2 m_2}} \right] \quad (5-15)$$

が得られる。直線偏光アナライザーによる偏光解析では、位相差 δ の符号は判定できない。そこで、 δ の符号に関しては理論的な予測を行った。(5-13)(5-14)(5-15)式より、ストークスパラメーター S_0 、 S_1 、 S_2 、 S_3 はそれぞれ

$$S_0 = I_0 = E_0^2 + E_\pi^2 \quad (5-16)$$

$$S_1 = \frac{I(E_0) - I(E_\pi)}{I_0} = \frac{E_0^2 - E_\pi^2}{E_0^2 + E_\pi^2} \quad (5-17)$$

$$S_2 = \frac{I(E_{\pi/4}) - I(E_{-\pi/4})}{I_0} = \frac{2E_0 E_\pi}{E_0^2 + E_\pi^2} \cos \delta \quad (5-18)$$

$$S_3 = \frac{I(E_R) - I(E_L)}{I_0} = \frac{2E_0 E_\pi}{E_0^2 + E_\pi^2} \sin \delta \quad (5-19)$$

となる。ただし、 $I(E_{\pi/4})$ と $I(E_{-\pi/4})$ は、電場ベクトルを+45度傾いた直線偏光成分と、-45度傾いた直線偏光成分とに分解したときのそれぞれの成分の強度であり、また、 $I(E_R)$ と $I(E_L)$ は、電場ベクトルを右回り円偏光成分と回り円偏光成分とに分解したときのそれぞれの成分の強度である。円偏光度 P_c は、

$$P_c = \frac{S_3}{S_0} \quad (5-20)$$

で表される。

以上の手順により得られた結果を表5.1に示す。また、各波長で得られた最も良い円偏光度を図5.5に示す。波長0.14nmから0.16nmで、円偏光度の絶対値は0.98以上である。

λ (nm)	$\Delta\theta$ (arcsec)	P_c	λ (nm)	$\Delta\theta$ (arcsec)	P_c
0.1400	-12.5	0.969	0.1525	-14.0	0.996
	-11.5	0.980		-13.0	0.982
	-10.5	0.985		13.0	-0.991
	-9.0	0.966		14.0	-0.983
	10.5	-0.999			
0.1425	-13.0	0.949	0.1550	-14.0	0.984
	-11.0	0.986		-13.0	0.992
	-9.0	0.978		13.0	-0.976
	10.0	-0.918		14.5	-0.987
	11.5	-0.984			
0.1450	-13.0	0.976	0.1575	-15.0	0.996
	-12.0	0.990		14.0	-0.985
	13.0	-0.990		15.0	-0.985
0.1475	-12.0	0.992	0.1600	-22.5	0.847
	10.0	-0.942		-17.0	0.955
	12.0	-0.987		-15.0	0.985
	14.0	-0.956		15.0	-0.982
	16.0	-0.981		16.0	-0.990
	20.0	-0.834		17.0	-0.994
			22.5	-0.889	
0.1500	-13.0	0.995			
	11.0	-0.986			

表5.1 実験値から評価した円偏光度 P_c

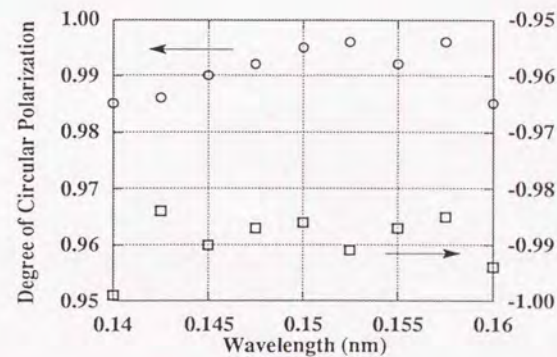


図5.5 各波長で得られた最も良い円偏光度
○は右回り円偏光、□は左回り円偏光に対応する

5.5 結論

薄い平行平板の完全結晶をブラッグ配置に置く型のX線移相子は、入射角のブラッグ角からのずれによって、 σ 、 π 偏光成分間の位相差を調整することが可能である。この位相差可変性は、移相子の波長可変性へと通じるものであり、X線の偏光状態を保ったまま、波長をスキャンすることを可能ならしめるものである。物性研究に応用するには、左右の円偏光を連続波長域で生成することが必要になるが、X線移相子はこの要請に充分に応えるものである。

PFのBL-15Cで行った、移相子により左右の円偏光を生成する実験では、波長0.14nmから0.16nmで、円偏光度の絶対値が0.98以上の右回り・左回り円偏光が生成され、X線移相子の波長可変性が実証された。ただし、波長を変える時に、光学系の再調整に若干手間がかかったが、この点は今後の改良を要するところである。

位相差可変性、波長可変性といった種々の利点を有する、X線移相子を用いた偏光光学系は、将来的に、磁気散乱や磁気吸収等の、散乱振幅が入射ビームの偏光状態に依存する現象のスペクトロスコピーに、威力を発揮するものと期待される。

補足 : 光学系の偏光特性

本節では、X線移相子に入射するビームは平面波であると近似した。図5.2の光学系では、シンクロトン放射光を、2結晶モノクロメーターで分光し、2結晶コリメーターで垂直方向の平行性を良くした後(垂直方向の発散角が数秒程度)、さらに45度傾いた2結晶ポラライザーで水平方向の発散角を数秒程度にしている。従って、この平面波近似は妥当である。

しかし、X線移相子を透過するビームの偏光状態を厳密に計算するためには、各結晶での反射のコホレンションを行う必要がある。ここでは、そのための計算式を導出する。導出にあたり、結晶は完全であり、歪みや欠陥等は全くないと仮定する。

入射ビームの中心が、2結晶コリメーター、2結晶ポラライザーでブラッグ条件を丁度満たすと仮定する。ビームの中心の波数ベクトルを k_1 とすると、それから僅かに異なる方向を向くビームの波数ベクトル k_1' は、ずれを表すベクトル Δ により、

$$k_1' = k_1 + \Delta \quad (\text{A-1})$$

と表される。

PFのBL-15Cの入射X線は、水平方向に偏った直線偏光であるから、入射X線の電場ベクトル $E_1(\Delta)$ は、水平成分と鉛直成分とに分けて書くと、

$$E_1(\Delta) = \begin{pmatrix} E_1(\Delta) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A-2})$$

となる。また2結晶コリメーターに入射するビームが回折格子面となす角 θ_{c01}

は、逆格子ベクトル g_{c01} により、

$$\theta_{c01}(\Delta) = \theta_{Bc01} - \frac{g_{c01} \cdot \Delta}{\cos \theta_{Bc01} |g_{c01}| |k_1|} \quad (\text{A-3})$$

と表される。従って、2結晶コリメーターで2回反射されたビームの電場ベクトル $E_{c01}(\Delta)$ は、

$$E_{c01}(\Delta) = \begin{pmatrix} \zeta_{h-c012}^{\sigma}(\theta_{c01}) & 0 \\ 0 & \zeta_{h-c012}^{\pi}(\theta_{c01}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \zeta_{h-c011}^{\sigma}(\theta_{c01}) & 0 \\ 0 & \zeta_{h-c011}^{\pi}(\theta_{c01}) \end{pmatrix} E_i(\Delta) \quad (\text{A-4})$$

となる。ただし、ここで ζ_{h-c011}^{σ} と ζ_{h-c011}^{π} はそれぞれ、コリメーター第1結晶における、 σ 偏光と π 偏光に対する複素反射係数であり、 ζ_{h-c012}^{σ} と ζ_{h-c012}^{π} はそれぞれ、第2結晶における σ 偏光と π 偏光に対する複素反射係数である。

次に、2結晶ポラライザーで2回反射されたビームの電場ベクトルに対する表式を求める。ポラライザー結晶の逆格子ベクトル g_{p01} は水平面に対して45度傾いているために(2結晶ポラライザー及び移相子では逆格子ベクトルは鉛直面内にある)、若干取り扱いが複雑になる。まず、 $E_{c01}(\Delta)$ の2結晶ポラライザーへの入射角 θ_{p01} は、

$$\theta_{p01}(\Delta) = \theta_{Bp01} - \frac{g_{p01} \cdot \Delta}{\cos \theta_{Bp01} |g_{p01}| |k_1|} \quad (\text{A-5})$$

となる。従って、2結晶ポラライザーで2回反射されたビームの電場ベクトル $E_{p01}(\Delta)$ は、

$$E_{p01}(\Delta) = R(45^\circ) \begin{pmatrix} \zeta_{h-p01}^{\sigma}(\theta_{p01}) & 0 \\ 0 & \zeta_{h-p01}^{\pi}(\theta_{p01}) \end{pmatrix}^2 R(-45^\circ) E_{c01}(\Delta) \quad (\text{A-6})$$

となる。ただし、 R は回転行列を表し、 ζ_{h-p01}^{σ} 、 ζ_{h-p01}^{π} は、それぞれ、ポラライザー結晶での σ 偏光と π 偏光に対する複素反射係数である。ポラライザーが理想的な場合(ブラッグ角が45度の時)、 ζ_{h-p01}^{π} はゼロになる。

移相子を透過するビームの電場ベクトルを求める。移相子の逆格子ベクトルを g_{pr} とし、ブラッグ角からのずれを $\Delta\theta$ とすると、 $E_{p01}(\Delta)$ の移相子への入射角 $\theta_{pr}(\Delta, \Delta\theta)$ は、

$$\theta_{pr}(\Delta, \Delta\theta) = \theta_{Bpr} + \Delta\theta - \frac{g_{pr} \cdot \Delta}{\cos \theta_{Bpr} |g_{pr}| |k_1|} \quad (\text{A-7})$$

となる。この時、移相子の透過波の電場ベクトル $E_{pr}(\Delta, \Delta\theta)$ は、

$$E_{pr}(\Delta, \Delta\theta) = \begin{pmatrix} \zeta_{h-pr}^{\sigma}(\theta_{pr}) & 0 \\ 0 & \zeta_{h-pr}^{\pi}(\theta_{pr}) \end{pmatrix} E_{pol}(\Delta) \quad (A-8)$$

となる。ただし、 ζ_{h-pr}^{σ} と ζ_{h-pr}^{π} はそれぞれ、移相子での σ 偏光と π 偏光に対する複素透過係数である。

以上で、移相子を透過するビームの電場ベクトル $E_{pr}(\Delta, \Delta\theta)$ に対する表式(A-8)が得られたわけであるが、これは Δ によって異なる値を持つ。言い替えると、光学系に入射するビームの波数ベクトルが僅かな拡がりを持つために、移相子を透過するビームの偏光状態もある程度の拡がりを持つ。しかし、初めに述べたように、この拡がり、ほとんど無視できるほど小さいと見なすことができる。

(A-8)式より、移相子を透過するビームの偏光状態を計算すると、純粋状態に近い左右の円偏光を生成する上で最も重要な条件は、2結晶ポラライザーで完全に近い直線偏光を生成することであることがわかる。この条件は、ブラッグ角が45度に近くなる波長では容易に実現できるし、またブラッグ角が45度から少し離れる波長では、2結晶を平行配置から僅かにずらすことで対応することができる(ただしこの場合、ポラライザーで2回反射されたビームの強度は平行配置の時と比較して数分の1以下になってしまう)。

最後に、偏光アナライザ結晶による回折波の電場ベクトル E_A を求める。偏光アナライザ結晶が (χ, ϕ) の角度位置にあるとする。その時、 $E_A(\Delta, \Delta\theta, \chi, \phi)$ は、

$$E_A(\Delta, \Delta\theta, \chi, \phi) = R(\chi) \begin{pmatrix} \zeta_{h-A}^{\sigma}(\phi) & 0 \\ 0 & \zeta_{h-A}^{\pi}(\phi) \end{pmatrix} R(-\chi) E_{pr}(\Delta, \Delta\theta) \quad (A-9)$$

となる。ただし、 ζ_{h-A}^{σ} と ζ_{h-A}^{π} はそれぞれ、偏光アナライザ結晶における、 σ 偏光と π 偏光に対する複素反射係数である。アナライザ結晶が理想的な場合(ブラッグ角が45度の時)には、 ζ_{h-pr}^{π} はゼロになる。

実際の偏光解析測定では、偏光アナライザ結晶の ϕ 軸に関する回折強度曲線 $R(\phi)$ を測定し、積分反射強度 I を求めている。これらは、それぞれ、

$$R(\phi) = \int |E_A(\Delta, \Delta\theta, \chi, \phi)|^2 d\Delta \quad (A-10)$$

$$I = \iint |E_A(\Delta, \Delta\theta, \chi, \phi)|^2 d\Delta d\phi \quad (A-11)$$

で与えられる。

6章 左右円偏光X線の高速スイッチング⁶⁾

6.1 緒論

可視・真空紫外の波長域では、円偏光の生成・検出に直線偏光子と1/4波長板とを組み合わせた円偏光子を用いる。円偏光子の左右は、1/4波長板の速い(屈折率が小さい)軸と、遅い(屈折率が大きい)軸を交互に入れ換えることによって切り替えられる。そのような円偏光変調素子には、i)雲母や水晶等の1/4波長板を機械的に回転するもの、ii)ポッケルス・セルに交流電圧を印加するもの、iii)複屈折を利用した歪み波長板等があり、i)では0~数百Hz、ii)では0~1MHz、iii)では数KHz~数十KHzの変調周波数が得られる¹⁶⁹⁾。これらの円偏光変調素子は、円偏光変調分光法に利用される。円偏光変調分光法とは、右回り円偏光(RHC)と左回り円偏光(LHC)を交互に試料に入射させてスペクトルの微分形を観測することにより、小さなスペクトル構造を著しく強調しバックグラウンドを除去するという測定方法であり、固体光物性の研究などに幅広く利用されている¹⁷⁰⁻¹⁷⁶⁾。

硬X線領域で左右円偏光を入射ビームとして用いる実験では、RHCとLHCを試料に入射させた時に得られるそれぞれの反射・吸収スペクトルの僅かな差を問題にする場合が多い。そのような測定では、可視・真空紫外と同様に円偏光変調分光法が有効である。円偏光変調分光法を硬X線領域にまで拡張するためには、円偏光の左右を高速に切り替えられるデバイス(円偏光変調デバイス)を開発する必要があり、現在、i)挿入型光源を用いる方法、ii)X線移相子を用いる方法の2つが提案されている。

挿入型光源は、(陽)電子ストレージリングの直線部分に多数の磁石を極性を交互に変えて配列して(陽)電子を蛇行させ、そこからの放射光を利用する。挿入型光源は、放射光の光源分野において大きな潮流を形成しており、SPring8(日本)、APS(アメリカ)、ESRF(ヨーロッパ)等の挿入型光源を主力とする第3世代リングが目下建設中である。X線領域で円偏光を生成する挿入型光源には、楕円ウィグラー(Elliptical Wiggler)¹⁵⁶⁻¹⁵⁹⁾、非対称ウィグラー(Asymmetric Wiggler)¹⁷⁷⁻¹⁸²⁾、交差型アンジュレーター(Crossed Undulator)¹⁸³⁻¹⁸⁶⁾等の種類がある。1988年、筑波の高エネルギー物理学研究所にあるTRISTAN-AR(8GeV蓄積リング)のBL-NE1の楕円マルチポールウィグラー(EMPW)が世界で最初に楕円偏光X線の発生に成功したのに引き続き、1989年にはドイツのDORISでも非対称ウィグラーによって同様の放射光が得られているが、現時点(1992年)で稼働しているのはこの2機のみであり、他の方式の挿入型光源は未だ検討中もしくは建設中の段階である。これらの挿入型光源を円偏光変調の観点から眺めると、まず楕円ウィグラーでは、磁石列の空間的な配置を変える必要があるため、期待できる変調周波数は1Hz程度である。永久磁石に代えて電磁石を利用するという案も提出されている

が、実用化されていない。次に非対称ウィグラーでは、観測角を変える必要があるため、やはり期待できる変調周波数は1Hz程度である。偏光変調に最適とされているのが交差型アンジュレーターであり、1KHz程度の変調周波数が見込まれているが、まだ実用化されていない。総じてこれらの挿入型光源には、高輝度の楕円偏光が得られるという長所はあるが、円偏光度が良くないこと、後置光学系による偏光解消効果を受けること、偏光変調を行うときにストレージリング内を周回している荷電粒子の軌道を乱す危険性があること等、今後解決すべきいくつかの問題点を抱えている。

一方、X線移相子を用いた偏光光学系では円偏光変調を容易に行うことができるだけでなく、安定した偏光ビームを供給することができる。ブラッグ配置の平行平板結晶における動力学的回折では、結晶内での透過波方向の部分波の波数ベクトルは σ 偏光と π 偏光で異なり、その大小関係はブラッグ角の高角側と低角側で逆転する。すなわち、結晶内で σ と π 偏光成分間に生じる位相差 δ の符号は、ブラッグ角の高角側と低角側で反転する。通常、ブラッグ角をはさんでほぼ対称な角度位置に、位相差 δ が $\pi/2$ 、 $-\pi/2$ となる2点が存在する。図3.3を見ると、この2点の角度間隔は数秒から数十秒程度である。したがって、移相子をこの2点間で振動させることにより、円偏光変調を行うことができる。

本研究では、X線移相子により円偏光変調を行うことを試みた。まず初めにピエゾ素子を用いた移相子振動台を作製し、その動作チェックを行った。次に、左右円偏光を交替的に生成する実験を、PFのBL-15Cで行い、変調周波数10~100Hzを達成した。

6.2 移相子振動台

6.2.1 移相子振動台の機構

移相子振動台を図6.1に示す。移相子振動台は、2個のステンレススチール製のブロックと、それらを結合するリン青銅の板バネ、およびサンプルホルダーとから構成されている。図6.1で手前のブロックはネジで底板に固定されており、もう一方のブロックをピエゾ素子(Physik Instrumente社製P-840.30)で押すことによって移相子の角度を調整する。ピエゾ素子は12ビットD/Aコンバーター(CONTEC製DA12-4D(98))の出力電圧をピエゾドライバー(Physik Instrumente製P863)で10倍に増幅した信号で駆動する。

周期的台形電圧信号をピエゾ素子に出力すると、移相子を台形信号の"High Level"と"Low Level"に対応する2つの角度間で振動させることができる。この2つの角度を、それぞれRHCとLHCの生成条件を満たすように設定すれば、円偏光変調が可能になる。

ピエゾ素子に出力する電圧信号をつくるためのプログラムのソース・リストを図6.2に示す。ピエゾ素子に出力する駆動波形は以下の5個のパラメータによって決まる。

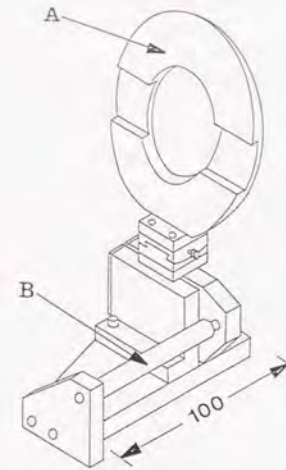


図6.1 移相子振動台
A : 移相子結晶ホルダー、
B : ピエゾ素子

```
#include <conio.h>
#include <stdio.h>
#include <process.h>
#define DAPORT 0x03d0

void dout(int ch,int code)
{
    int code_l,code_h;
    code_l=code & 0xff; /* DATA CALCULATION*/
    code_h=(code>>8) + ch*0x40; /* DATA CALCULATION*/
    outp(DAPORT,code_l); /* DATA OUTPUT*/
    outp(DAPORT+0x1,code_h); /* DATA OUTPUT*/
}

void daini(void)
{
    int ch;
    outp(DAPORT+0x2,0x0); /*RELAY OFF*/
    outp(DAPORT+0x3,0x0); /* DMA PORT RESET*/
    for(ch=0xch<4;ch++) dout(ch,0x800); /*INITIALIZATION*/
    outp(DAPORT+0x2,0x3); /*RELAY ON*/
}

void main(void)
{
    int j,step,ch,a,b,c,nd;
    long i,w1,w2;
    daini();
    scanf("%d%d%10d%10d%10d%10d%10d%10d",&ch,&a,&b,&c,&nd,&w1,&w2);
    step=(b-a)/nd;nd=(b-a)/step;
    dout(ch,a);
    while(1){
        for(j=a;j<b;j+=step){for(i=0;i<w1;i++)dout(ch,j);}
        dout(ch,b);
        for(i=0;i<w2;i++);
        if((kbhit() != 0){dout(ch,c);break;})
        for(j=b;j>a;j-=step){for(i=0;i<w1;i++)dout(ch,j);}
        dout(ch,a);
        for(i=0;i<w2;i++);
        if((kbhit() != 0){dout(ch,c);break;})
    }
}
```

図6.2 ピエゾ素子への信号出力用プログラムのソースリスト

- A(B): 台形の駆動波形における"Low Level"("High Level")の電圧に対応する数値
W1 : A、Bに対応する電圧を出力する時間
W2 : AB間を昇り降りする時の待ち時間
ND : AからB(またはAからA)に昇り(降り)する時のステップ数

ピエゾ素子はA、Bに対応する電圧によって周期的に伸縮し、移相子振動台を駆動する。Duty比は、駆動パルスの一周期に占める"High Level"と"Low Level"の合計

出力時間の割合で定義され、Duty比が高いほど円偏光変調の効率は良くなる。

図6.2のプログラムを実行したときの、電圧信号の周波数 f は、CPUの処理スピードに依存する。CPUにPC-9801RXを使用したときには周波数 f は次式で与えられる。

$$1/f = 0.0114 \times ND \times W1 + 0.0113 \times W2 + 0.092 \times ND \quad (6-1)$$

6.2.2 移相子振動台の動作特性

【準静的動作特性】

ピエゾ素子に与える電圧と移相子の回転角の関係をオートコリメーターで測定した結果を図6.3に示す。図6.3には、ピエゾ出力電圧を徐々に上げていった場合と、下げていった場合の両方についての測定結果が示されており、ピエゾ特有のヒステリシスが見られる。20~80Vの線形な部分では、移相子の回転角は、電圧上昇時で16.7秒/10V、電圧下降時で15.7秒/10Vである。

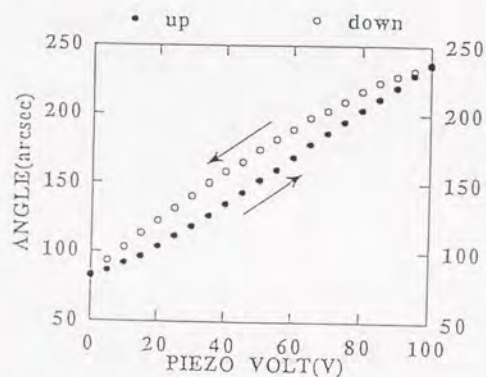


図6.3 ピエゾ素子への出力信号と移相子の回転角との関係

【振動特性】

ピエゾに出力する台形電圧信号の形は、5個のパラメーターA、B、W1、W2、NDによって決定される。高変調周波数、高Duty比を実現するためには、これらのパラメーターを適切に設定することが必要である。

まず初めに図6.4の測定系により振動パラメーターの探索を行った。この測定系では、PC-9801RXからピエゾ素子に台形の周期的電圧信号を出力し、振動の様子をリニア近接センサ(Omron製E2CA-X5A)で検出する。センサからの出力電流はアンプ(Omron製E2CA-AN4E)で増幅し、さらに2K Ω の抵抗により電圧信号としてオシロスコープ上で観察する。結果を図6.5に示す。これを見ると、振動波形の“山”と“谷”の部分にrippleが現れている。偏光状態は移相子の角度によって変

化するため、rippleの振幅は数秒以内に抑える必要がある。なお、100Hz以下の周波数では、ピエゾに出力する電圧波形と、振動台の振動波形との間に位相差はほとんど見られなかった。

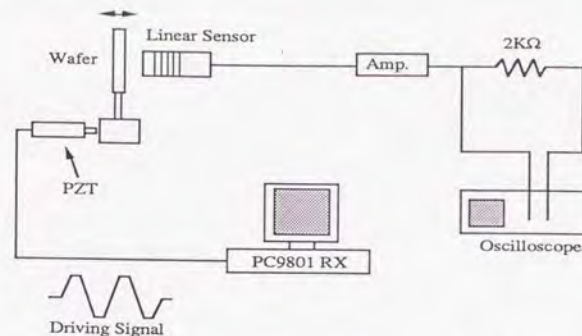


図6.4 移相子振動台の振動特性を評価するための測定系

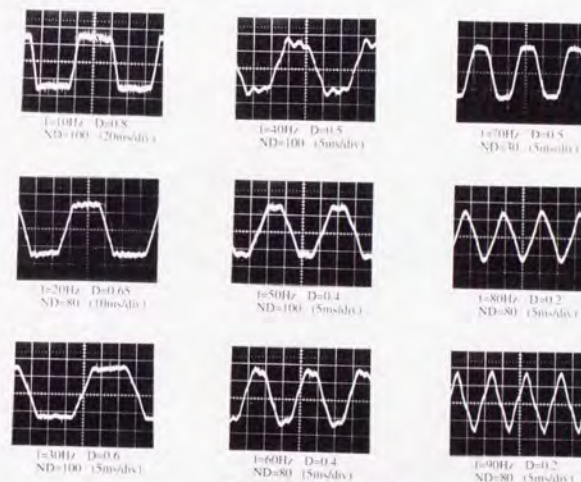


図6.5 振動波形の観察結果

次に図6.6の光学系により、rippleを小さくする駆動パラメーターの探索を行った。封入管X線発生装置からのCuK α 特性X線(波長0.154nm)を、平行配置(110)シリコンの220反射により単色・平行化した後、シリコン(110)ウェファに入射させる。シリコンウェファは振動台のホルダー上に固定されており、移相子振動台は精密ゴニオメーターの上に取り付けられている。ウェファを静止させた状態で220反射の回折強度曲線を測定したところ、その半値幅は約5.8秒であった。次に、振動台でウェファを振動させながら回折強度曲線を測定した。この時、ピエゾ素子に出

力する電圧と同期したゲート信号をスケーラーに送り、移相子が"High Level"に対応した位置にあるときのシグナルと、"Low Level"に対応した位置にあるときのシグナルとを同時に分離して計測した。その結果、0~100Hzでウェファを振動させた時の回折強度曲線の半値幅の広がり、最大でも約1.5秒程度であった。振動周波数が低い時には、Duty比が振動波形の形状の主な決定要因であり、NDは比較的大きな選択の自由度を有しているが、振動周波数が高くなるにつれて、Duty比、NDともに波形の良否を決定する主要因となり、パラメーター選択の自由度は狭くなる。

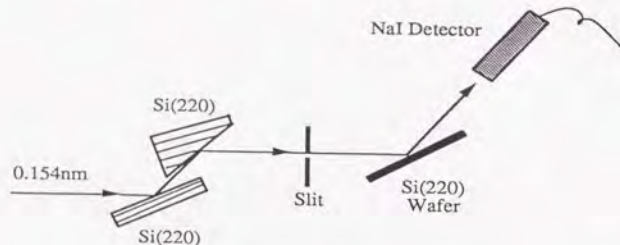


図6.6 振動パラメーター探索のための光学系

6.3 円偏光変調のためのタイミング・チャート

円偏光変調を行う時に、ピエゾ素子に出力する電圧信号と、2台のスケーラーに加えるゲート信号のタイミング・チャートを図6.7に示す。図6.7では、ピエゾ素子に出力する台形の周期的電圧信号の"High Level"では右回り円偏光、"Low Level"では左回り円偏光が生成される。また、1台目のスケーラーにはピエゾ出力電圧が"Low Level"の時だけゲート信号が加えられ、2台目のスケーラーにはピエゾ出力電圧が"High Level"の時だけゲート信号が加えられる。こうして、1台目のスケーラーは左回り円偏光入射のときだけX線を計測し、2台目のスケーラーは右回り円偏光入射のときだけX線を計測する。

(注) 図6.7では、ピエゾ出力電圧が"Low Level"の時にGATE1の信号を、"High Level"の時にGATE2の信号を出力しているが、これは、移相子振動台がピエゾ出力電圧に対して遅れることなく振動している場合についてだけ正しい。6.2.2節の『移相子振動台の動作特性』で述べたように、振動周波数が0~100Hzの時は、この場合に当たる。しかし、振動周波数がさらに高くなると振動の位相遅れが無視できなくなるため、ゲート信号をかけるタイミングを補正する必要性が生じる。

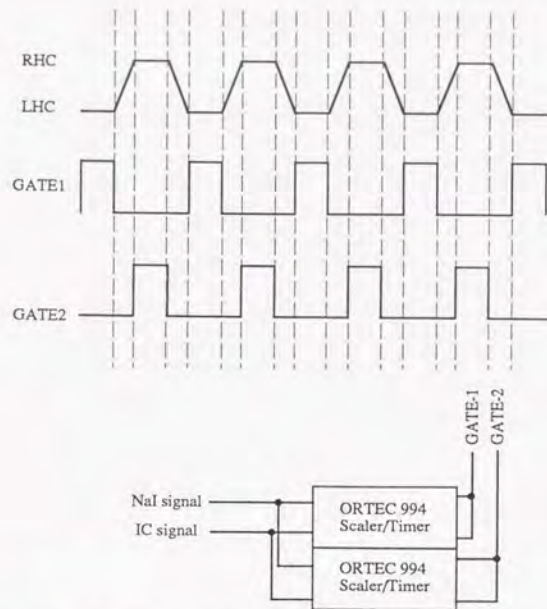


図6.7 円偏光変調のためのタイミングチャート
RHC、LHCと同期したゲート信号をスケーラー/タイマーに出力する。

6.4 実験

6.4.1 実験配置

X線移相子により左右円偏光を交互に生成する実験をPFのBL-15Cで行った。実験配置を図6.8に示す。光学系は基本的には、5章の図5.2に示したものと同じである。相違点は、今の場合移相子が振動台の上に固定されていることである。

ベンディングマグネットからの白色光は、平行配置シリコン(111)の2結晶ビームラインモノクロメーターで波長0.1463nmに単色化され、実験ステーション内に入射する。入射ビームは第1イオンチェンバーAを通過し、2結晶コリメーターBに入射する。2結晶コリメーターBは、シリコンの(110)面が結晶表面に対して平行な第1結晶と、(110)面が結晶表面より14.6度傾いている第2結晶とからなる。コリメーターの2結晶は平行配置で220反射を与える。コリメーターにより、ビームの垂直方向の発散角は1秒程度になり、同時にビームの大きさは垂直方向に拡大する。コリメーターで2回反射されたビームは、強度モニター用の第2イオンチェンバーCを通過し、4象限スリットDでビーム径を0.5mm±0.5mmに絞られた後、2結晶偏光子Eに入射する。2結晶偏光子にはシリコン(111)結晶の333反射を用いている。偏光子に

よってビームの偏光面は、上流から見て時計回りに45度回転する。このビームが移相子Fに入射する。移相子Fは、チョクラルスキー法で育成した直径3inch、N型、 $0.6\text{--}1.2\Omega\text{cm}$ 、厚さ $400\mu\text{m}$ の両面鏡面シリコン(110)ウェファアの中心の直径 15mm の領域を化学エッチングで $62\mu\text{m}$ の薄さにしたものであり、220反射を生じる角度の近くに調整されている。移相子結晶Fは振動台の上に少量のビーズワックスで取り付けられており、さらに振動台は精密ゴニオメーター上に固定されている。移相子Fの透過波の偏光状態は、シリコン(111)結晶Gの333反射を用いて解析した。

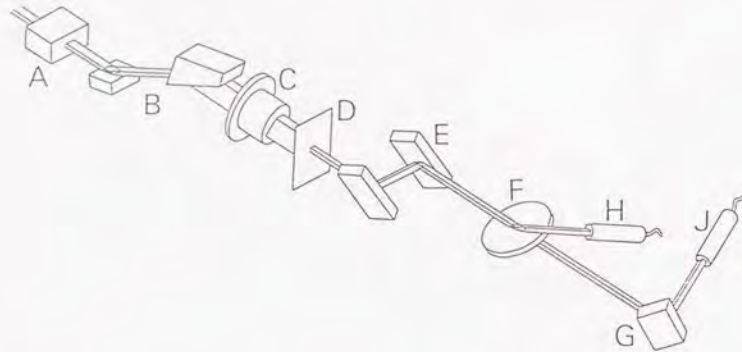


図6.8 実験配置

- A : イオンチェンバー、B : 2結晶コリメーター (対称-非対称 Si 220 反射)、
 C : イオンチェンバー、D : スリット ($0.5\text{mm} \times 0.5\text{mm}$)、
 E : 2結晶偏光子 (Si 333 反射)、F : 移相子 (Si 220 前方回折、厚さ $64\mu\text{m}$)、
 G : アナライザー結晶 (Si 333 反射)、
 H : NaI シンチレーションカウンター (移相子結晶角度モニター用)、
 J : NaI シンチレーションカウンター (積分反射強度測定用)

6.4.2 実験手順

以下の手順に従って、左右円偏光生成条件を満足する入射条件の間で移相子を振動させながら、偏光解析を行った。偏光解析は、変調周波数10、20、30、40、60、80、100Hzの場合について行った。

【手順1】ピエゾ出力電圧の調整

今の実験条件では、左右円偏光X線を交差的に生成するために、移相子を $\Delta\theta = -13$ 秒と $\Delta\theta = +13$ 秒の間で振動させることが必要である。そのためにはピエゾ素子に出力する周期的台形電圧信号の"High Level"と"Low Level"を適切に設定して、振動波形中にリップルが現れないようにする必要がある。

そこで、移相子を振動させながら220反射の回折強度曲線を測定した。この時、図6.7の測定系を用いると、"High Level"と"Low Level"に対応する2つの回折強度曲線が得られる。この2つの回折強度曲線のピークの角度位置の差から、移相子の振動の振幅を知ることができるので、この差が26秒になるまで"High Level"と"Low Level"の調整を行う。また、この2つの回折強度曲線の形を、移相子を静止させて測定した回折強度曲線の形と比較することにより、リップルの大きさを判断することができる。実験では、半振幅の拡がり1.5秒以下であることを基準として、駆動パラメーターの選択を行った。

【手順2】移相子の透過波の偏光解析

移相子を振動させながら、透過X線の偏光状態を測定する。偏光測定は、 χ 軸の角度を0度から100度まで10度おきに変えた各点で、アナライザー結晶の333反射の ϕ 軸に関する積分反射強度を測定することにより行う。この時、図6.7の測定系により、移相子が $\Delta\theta = -13$ 秒にある時と $\Delta\theta = +13$ 秒にあるときのシグナルを同時に分離して計測した

6.5 実験結果

測定結果の一例を図6.9に示す。●は移相子が $\Delta\theta = -13$ 秒にある時の実験値であり、□は $\Delta\theta = +13$ 秒の時の実験値である。実線は、実験値を

$$I(\chi) = m_1 \sin(2\chi + m_2) + m_3$$

という正弦曲線でフィッティングしたものである。ここで、 m_1 、 m_2 、 m_3 はフィッティング・パラメーターである。図6.9で、 $\Delta\theta = -13$ 秒の時の方が $\Delta\theta = +13$ 秒の時よりも積分反射強度が大きいのは、ボルマン効果による。

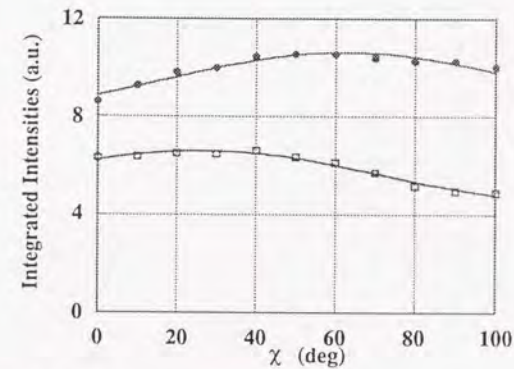


図6.9 実験結果の例

変調周波数100Hz。●は移相子が $\Delta\theta = -13$ 秒の時の実験値、□は $\Delta\theta = +13$ 秒の時の実験値。実線は正弦曲線によるフィッティングカーブ。

Frequency (Hz)	Duty Ratio	$\Delta\theta = -13''$			$\Delta\theta = +13''$		
		S ₁	S ₂	S ₃	S ₁	S ₂	S ₃
10	0.8	-0.054	0.158	-0.986	0.142	0.013	0.990
20	0.65	-0.070	0.070	-0.995	0.132	0.048	0.990
30	0.6	-0.057	0.062	-0.996	0.148	-0.018	0.989
40	0.5	-0.080	0.107	-0.991	0.121	0.029	0.992
50	0.4	-0.078	0.092	-0.992	0.121	0.048	0.991
60	0.4	-0.048	0.071	-0.996	0.156	-0.043	0.987
80	0.2	-0.063	0.051	-0.997	0.126	0.093	0.988
100	0.2	-0.068	0.096	-0.993	0.105	0.139	0.985

表6.1 透過ビームのストークスパラメーター

表6.1は、ストークスパラメーターの評価結果である。評価に当たっては、理論的推察により、移相子がブラッグ角の低角側($\Delta\theta = -13$ 秒)にある時は $\delta_0 \approx \pi/2$ であり、高角側($\Delta\theta = +13$ 秒)にある時は $\delta_0 \approx -\pi/2$ であると仮定した。表6.1では、X線の全強度を1に規格化してストークスパラメーターを表示しているため、 S_3 は円偏光度である。全ての場合について、円偏光度の絶対値は0.98以上である。

6.6 結論

3章と5章では、薄い平行平板の完全結晶をブラッグ配置に置くX線移相子が、位相差可変・波長可変であることが示されたが、本章ではさらに、X線移相子により円偏光変調が可能になることが示された。

PFのBL-15Cで行った実験では、変調周波数100Hzまで達成された。また、得られたビームの円偏光度の絶対値は全て0.98以上であった。Duty比を見ると、10Hzの時は0.8と効率が良いが、30Hzの時は0.6、60Hzの時は0.4、さらに100Hzの時は0.2というように、変調周波数が高くなるにつれて効率が悪くなっている。これは、変調周波数が高くなるにつれて、振動波形の立ち上がる(または、下がる)時間が短くなり過振動を起こすためである。ピエゾ素子を用いた振動台では、これ以上、変調周波数とDuty比を高くするのは困難であろう。しかし、さしあたって、円偏光変調を利用する実験では変調周波数は30Hz程度あれば十分である。

可視・真空紫外の円偏光変調分光法では、入射光の強度が左右円偏光を切り替えても一定に保たれるために、バックグラウンドの除去およびスペクトルの微分形の観測が可能になる。これに対して、X線移相子を用いる方法には、左右円偏光で強度が異なるという問題点がある。この点は、移相子からのX線強度をイオンチェンパー等によりモニターし、試料からの散乱X線・電子・蛍光X線等のシグナルを規格化することにより、避けることができる。

7章 偏光状態の完全決定⁵⁾

7.1 緒論

今日まで、硬X線領域での偏光解析は、直線検光子により行われてきた。直線検光子としては、45度のブラッグ反射を利用するものが一般的に利用されるが、利用できる物質と反射面に限りがあるために、ブラッグ条件 $2d\sin 45^\circ = \lambda$ (d は反射面の間隔、 λ は波長)が成り立つ波長でしか使用することができない。それに対して最近、波長可変な直線検光子が提案され、連続波長域で精密な偏光解析測定が行えるようになった。可視領域では、移相子と直線検光子を組み合わせることにより、偏光状態の完全決定が行われるが、その原理を応用すれば、X線領域でも偏光状態の完全決定を行えるはずである。

最近、楕円偏光X線を生成する新しいタイプの挿入型光源が種々提案され、世界各地で建設されている。筑波の高エネルギー物理学研究所にあるTRISTAN-ARのBL-NE1の楕円マルチポールウィグラー(EMPW)は、1988年世界に先駆けて高輝度楕円偏光X線の発生に成功した。現在、この挿入型光源からの楕円偏光X線を用いて、磁気散乱や磁気吸収等の研究が精力的に進められている。これらの研究では、入射ビームの円偏光度が最重要なパラメーターである。しかしこれまでのところ、楕円マルチポールウィグラーからの放射光の円偏光度は、磁気コンプトン散乱の実験データから間接的に見積もられているだけである。磁気ブラッグ散乱のように、微分散乱断面積が入射ビームの偏光状態に依存する(偏光遷移行列の非対角成分がゼロでない)場合には、入射ビームの偏光状態についてさらに詳しく知る必要がある。

そこで本研究では、X線移相子と直線検光子を組み合わせることで、楕円マルチポールウィグラーからのビームの偏光状態を測定する実験を行った。その結果、波長0.1483nm(ニッケルのK吸収端近傍)、0.1608nm(コバルトのK吸収端近傍)、0.1762nm(鉄のK吸収端近傍)の3点で、挿入型光源からのビーム及びモノクロメーターで単色化されたビームの偏光状態を完全に決定することができた。

7.2 原理

放射光で偏光状態の完全決定を行うための光学系を図7.1に示す。この光学系は2結晶モノクロメーター、X線移相子、直線検光子から構成されている。移相子によって直交偏光成分間の位相差を制御しながら直線検光子で偏光解析を行うと、連立方程式の組が得られ、それを解くことにより全ての未知数を決定することができる。図7.1の光学系に、2結晶モノクロメーターを含めているのは、モノクロメーターでの偏光解消効果を考慮する必要があるためである。

まず初めに、平面波X線の偏光状態が、図7.1の光学系によりどのように変化していくかを考察する。光源からの光の電場ベクトルは、水平成分 E_y と鉛直成分 E_z

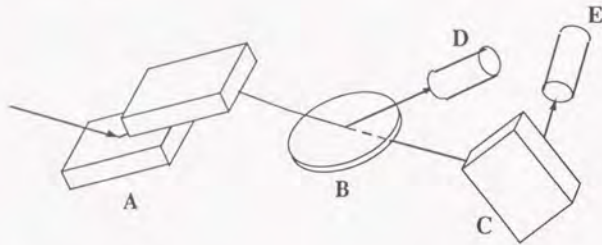


図7.1 偏光状態完全決定のための光学系
 A : 2結晶コリメーター、B : X線移相子 (2結晶コリメーターと平行配置)、
 C : 直線検光子 (45度のブラッグ反射を利用)、
 D : NaIディテクター (移相子結晶の角度モニター用)、
 E : NaIディテクター (直線検光子からの積分反射強度測定用)

とに分解することができる。ただし、 E_{σ}^{\parallel} と E_{π}^{\perp} は位相も含んでおり、複素数である。次に、水平回転軸の2結晶モノクロメーターを考える。モノクロメーターは完全結晶で対称ブラッグ反射を生じること、また、2結晶は平行配置からオフセット角 α だけずれていると仮定する。平面波X線が、モノクロメーターにブラッグ角から β ずれた角度で入射する時、2回反射されたX線の電場ベクトルの水平成分 E_{σ}^{\parallel} と鉛直成分 E_{π}^{\perp} は、

$$E_{\sigma}^{\parallel} = \zeta_{\sigma}(\beta) \zeta_{\sigma}(\beta + \alpha) E_{\sigma}^{\parallel} \quad (7-1)$$

$$E_{\pi}^{\perp} = \zeta_{\pi}(\beta) \zeta_{\pi}(\beta + \alpha) E_{\pi}^{\perp} \quad (7-2)$$

で与えられる。ここで、 ζ_{σ} と ζ_{π} とは複素反射係数であり、動力的回折理論から導かれる。 σ と π の添え字は偏光成分を表す。

ブラッグ配置のX線移相子の複素透過係数 $D_{\sigma}(t, \gamma)$ と $D_{\pi}(t, \gamma)$ は、入射角のブラッグ角からのずれ γ と結晶の厚さ t の関数である。 $D_{\sigma}(t, \gamma)$ と $D_{\pi}(t, \gamma)$ は動力的回折理論から導かれる。モノクロメーターと移相子のブラッグ角からのずれは独立に調整することができるので、 $\gamma = \beta + \delta$ とおくことにする。ここで、 δ は移相子の回折強度曲線から決定されるブラッグ角からのずれである。移相子を透過したX線の電場ベクトルの成分 E_{σ}^{\parallel} と E_{π}^{\perp} は

$$E_{\sigma}^{\parallel} = D_{\sigma}(t, \beta + \delta) \zeta_{\sigma}(\beta) \zeta_{\sigma}(\beta + \alpha) E_{\sigma}^{\parallel} \\ = R_{\sigma}^{\parallel} \exp(i\psi_{\sigma}^{\parallel}) E_{\sigma}^{\parallel} \quad (7-3)$$

$$E_{\pi}^{\perp} = D_{\pi}(t, \beta + \delta) \zeta_{\pi}(\beta) \zeta_{\pi}(\beta + \alpha) E_{\pi}^{\perp} \\ = R_{\pi}^{\perp} \exp(i\psi_{\pi}^{\perp}) E_{\pi}^{\perp} \quad (7-4)$$

となる。ただし R_{σ}^{\perp} と ψ_{σ}^{\perp} は、2結晶モノクロメーターと移相子から成る光学系の複素透過率の振幅と位相である。

E_{σ}^{\parallel} と E_{π}^{\perp} の間の位相差を Δrm とする。完全な直線検光子を用いて、この平面波の偏光解析を行うと、反射強度は検光子の χ 軸の角度に依存していて、次のようになる。

$$F_{\text{pol}}(\chi) = |E_{\sigma}^{\parallel}|^2 \sin^2\chi + |E_{\pi}^{\perp}|^2 \cos^2\chi + \text{Re}(E_{\sigma}^{\parallel} E_{\pi}^{\perp*}) \sin(2\chi) \\ = |E_{\sigma}^{\parallel}|^2 \sin^2\chi + |E_{\pi}^{\perp}|^2 \cos^2\chi + |E_{\sigma}^{\parallel}| |E_{\pi}^{\perp}| \cos\Delta\text{rm} \sin(2\chi) \quad (7-5)$$

次に、光源からの光のスペクトルの広がりや角度発散の効果を考える。スペクトルの広がりの効果、すなわち分散は、モノクロメーターと移相子を平行配置にすることによって無視することができる。以下では、この場合について考察する。角度発散については、異なる波数ベクトルを持つ平面波は可干渉ではないので、平均操作は電場の振幅ではなく強度について行うべきである。従って角度発散を持つビームに対して、(7-5)式は、

$$\bar{F}_{\text{pol}}(\chi) = \left(\int |E_{\sigma}^{\parallel}|^2 d\beta \right) \sin^2\chi + \left(\int |E_{\pi}^{\perp}|^2 d\beta \right) \cos^2\chi + \text{Re} \left(\int E_{\sigma}^{\parallel} E_{\pi}^{\perp*} d\beta \right) \sin(2\chi) \quad (7-6)$$

に変更される。

ζ_{σ} と ζ_{π} とが有意な値を持つ領域(すなわち、モノクロメーターの回折領域)で、 E_{σ}^{\parallel} と E_{π}^{\perp} が β に関してゆっくりと変化する関数である場合、(7-6)式は

$$\bar{F}_{\text{pol}}(\chi) = \left(\int R_{\sigma}^{\parallel 2} d\beta \right) |E_{\sigma}^{\parallel}|^2 \sin^2\chi + \left(\int R_{\pi}^{\perp 2} d\beta \right) |E_{\pi}^{\perp}|^2 \cos^2\chi \\ + \text{Re} \left[\int R_{\sigma}^{\parallel} R_{\pi}^{\perp} \exp(i\psi_{\sigma}^{\parallel} - i\psi_{\pi}^{\perp}) d\beta E_{\sigma}^{\parallel} E_{\pi}^{\perp*} \right] \sin(2\chi) \quad (7-7)$$

となる。通常、光源からの光は無偏光成分を含んでいる。この無偏光成分は位相変化の影響を受けないが、光学系によって強度が変化する。光源からの光の無偏光成分の強度が $|Eu|^2$ に比例する場合に、 $F(\chi)$ の最終的な表式は、

$$\begin{aligned} \bar{F}_{\text{pol}}(\chi) &= \left(\int R_{\text{m}}^{\parallel 2} d\beta \right) (|E_{\text{s}}^{\parallel}|^2 + |E_{\text{d}}^{\parallel}|^2) \sin^2 \chi + \left(\int R_{\text{m}}^{\perp 2} d\beta \right) (|E_{\text{s}}^{\perp}|^2 + |E_{\text{d}}^{\perp}|^2) \cos^2 \chi \\ &\quad + \text{Re} \left[\int R_{\text{m}}^{\parallel} R_{\text{m}}^{\perp} \exp(i\psi_{\text{m}}^{\parallel} - i\psi_{\text{m}}^{\perp}) d\beta E_{\text{s}}^{\parallel} E_{\text{s}}^{\perp *} \right] \sin(2\chi) \\ &= \left(\int R_{\text{m}}^{\parallel 2} d\beta \right) (|E_{\text{s}}^{\parallel}|^2 + |E_{\text{d}}^{\parallel}|^2) \sin^2 \chi + \left(\int R_{\text{m}}^{\perp 2} d\beta \right) (|E_{\text{s}}^{\perp}|^2 + |E_{\text{d}}^{\perp}|^2) \cos^2 \chi \\ &\quad + \text{Re} \left[\int R_{\text{m}}^{\parallel} R_{\text{m}}^{\perp} \exp(i\psi_{\text{m}}^{\parallel} - i\psi_{\text{m}}^{\perp}) d\beta \right] \exp(i\Delta_{\text{s}}) |E_{\text{s}}^{\parallel}| |E_{\text{s}}^{\perp}| \sin(2\chi) \end{aligned} \tag{7-8}$$

となる。これが実験値と比較すべき式である。ここで Δ_{s} は E_{s}^{\parallel} と E_{s}^{\perp} との間の位相差である。

7.3 計算

波長0.1608nm、 $|E_{\text{s}}^{\parallel}| = |E_{\text{s}}^{\perp}|$ 、 $\Delta_{\text{s}} = \pm\pi/2$ の場合(左右円偏光に対応する)について行った計算を図7.2に示す。光源からの光は完全偏光であり($|E_{\text{u}}|^2 = 0$)、2結晶モノクロメーターと移相子ではシリコン111反射を用いると仮定した。また、2結晶モノクロメーターのオフセット角 α は5.0秒、移相子結晶の厚さは64 μm とした。(a) は移相子を入れない場合で、(b)-(e) は移相子を入れてオフセット角を変えた場合である。実線と点線はそれぞれ、 $\Delta_{\text{s}} = +\pi/2$ と $\Delta_{\text{s}} = -\pi/2$ に対応する。 $\Delta_{\text{s}} = \pm\pi/2$ に対応する曲線は、 $\chi = 90$ 度に関して左右対称であるので、移相子を用いば電場ベクトルの回転方向を容易に判別することができる。

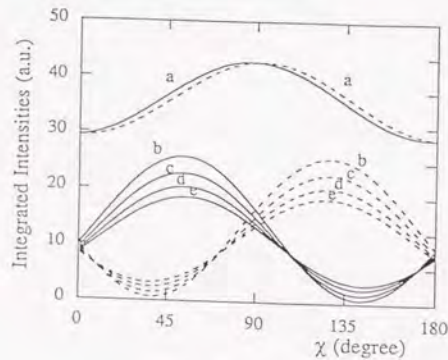


図7.2 $F(\chi)$ の計算例

7.4 実験

高エネルギー物理学研究所(KEK)にある、TRISTAN-ARのBL-NE1の楕円マルチポールウィグラー(EMPW)からの放射光の偏光状態を、波長0.1483nm(ニッケルのK吸収端近傍)、0.1608nm(コバルトのK吸収端近傍)、0.1762nm(鉄のK吸収端近傍)の3点で測定した。実験配置を図7.3に示す。楕円マルチポールウィグラーからの白色楕円偏光は、シリコン111反射を利用した2結晶モノクロメーターで単色化される。2結晶モノクロメーターは、高調波を除去するために平行配置から5秒ずらしている。実験ステーション内に入射した単色X線は、4象限スリットで0.5mm \times 0.5mmの大きさに絞られる。移相子には厚さ64 μm のシリコン(111)ウェファを用いた。直線検光子には、波長0.1483nmの時にはシリコンの333反射($\theta_{\text{B}} = 45.12^\circ$)、波長0.1608nmの時には422反射($\theta_{\text{B}} = 46.49^\circ$)、波長0.1762nmの時には331反射($\theta_{\text{B}} = 45.00^\circ$)を利用した。実験中ウィグラーのパラメーターは垂直方向のGapを30mm、水平方向のGapを130mmとし、また磁石列が空間的な位相差 $\pi/2$ を生じるように両者のずれをZ=40mmに固定した。なお波長0.1608nmでは、Z=-40mm(この時、磁石列は空間的な位相差 $+\pi/2$ を生じる)の場合についても偏光測定を行った。

まず初めに、垂直方向のスリットを、最も高い円偏光度が得られるビームの中心に調整した。実験ステーション内に入射するX線の強度は、イオンチェンバーでモニターした。移相子のブラッグ角からのずれは、NaIシンチレーションカウンターで測定した回折強度曲線の形から求めた。偏光解析は、 χ 軸の角度を-10度から100度まで10度おきに変えた各点で、直線検光子結晶の ϕ 軸に関する回折強度曲線を測定して積分反射強度を求めることによって行った。また、偏光解析は、それぞれの波長で、移相子のブラッグ角からのずれを変えた数点について行った。

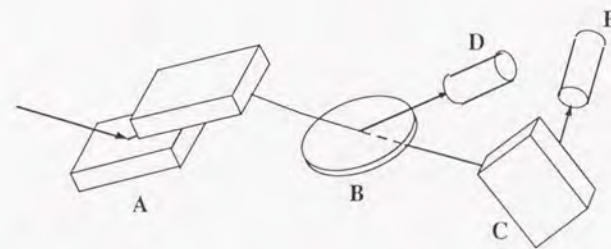


図7.3 実験配置

- A: ビームライン2結晶モノクロメーター (Si111反射)、
- B: 移相子結晶(厚さ64 μm 、Si111前方回折)、
- C: 直線検光子(波長0.1483nmの時Si333反射、波長0.1608nmの時Si422反射、波長0.1762nmの時Si620反射)、
- D: NaIディテクター(移相子結晶の角度モニター用)、
- E: NaIディテクター(直線検光子からの積分反射強度測定用)

7.5 実験結果および解析

図7.4に実験結果の一例を示す。点は実験値、線はフィッティング曲線である。

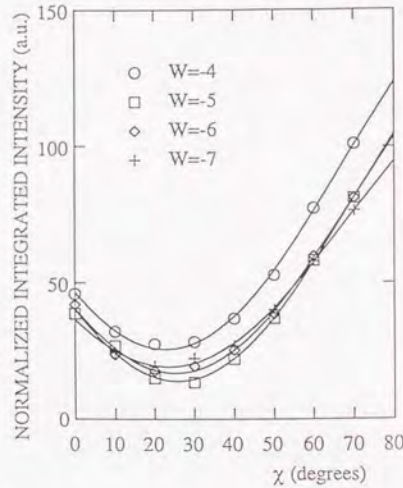


図7.4 実験結果
 移相子結晶の角度 $W\sigma = -4, -5, -6, -7$ で測定した $F(\chi)$ 曲線(波長0.1608nm)
 実線は、正弦曲線によるフィッティング・カーブ。

(7-8)式より、測定された積分反射強度は、

$$\bar{F}(\chi) = A + B\cos(2\chi) + C\sin(2\chi) \quad (7-9)$$

という式で表すことができる。ここで、A、B、Cはフィッティングパラメーターであり、

$$A = \frac{1}{2} \left(\int R_{\parallel}^2 d\beta \right) (|E_s^{\parallel}|^2 + |E_d^{\parallel}|^2) + \frac{1}{2} \left(\int R_{\perp}^2 d\beta \right) (|E_s^{\perp}|^2 + |E_d^{\perp}|^2) \quad (7-10a)$$

$$B = -\frac{1}{2} \left(\int R_{\parallel}^2 d\beta \right) (|E_s^{\parallel}|^2 - |E_d^{\parallel}|^2) + \frac{1}{2} \left(\int R_{\perp}^2 d\beta \right) (|E_s^{\perp}|^2 - |E_d^{\perp}|^2) \quad (7-10b)$$

$$C = \text{Re} \left(\int R_{\parallel}^{\perp} R_{\perp}^{\parallel} \exp(i\psi_{\parallel}^{\perp} - i\psi_{\perp}^{\parallel}) d\beta \right) \exp(i\Delta_s) |E_s^{\parallel}| |E_s^{\perp}| \quad (7-10c)$$

で与えられる。

実験データから求めたパラメーターA、B、Cの値と、動力学的回折理論から計

算した(7-10)式中に現れる積分の値を表7.1に示す。

W	A	B	C	$\int R_{\parallel}^2 d\beta$	$\int R_{\perp}^2 d\beta$	$\int R_{\parallel}^{\perp} R_{\perp}^{\parallel} \exp(i\psi_{\parallel}^{\perp} - i\psi_{\perp}^{\parallel}) d\beta$
-4	95.33	-48.85	-49.99	1.321	0.785	$0.983 \exp(-1.384i)$
-5	83.28	-43.10	-54.50	1.204	0.733	$0.922 \exp(-1.087i)$
-6	82.08	-41.54	-50.44	1.124	0.697	$0.873 \exp(-0.898i)$
-7	73.59	-37.18	-39.93	1.068	0.671	$0.836 \exp(-0.763i)$

表7.1 実験値から求めたフィッティング・パラメーターA、B、C、及び、動力学的回折理論から計算した(7-10)式中に現れる積分の値。(波長0.1608nm)

$|E_s^{\parallel}/E_s^{\perp}|$ は(7-10)式より、次のような2通りの方法で表すことができる。

$$\left(\frac{|E_s^{\parallel}|}{|E_s^{\perp}|} \right)_a = C/R_{\text{cross}} \cos(\Delta_m + \Delta_s) \quad (7-11a)$$

$$\left(\frac{|E_s^{\parallel}|}{|E_s^{\perp}|} \right)_b = \left\{ [(A-B)/I_{\sigma} - |E_d^{\parallel}|^2] [(A+B)/I_{\pi} - |E_d^{\perp}|^2] \right\}^{1/2} \quad (7-11b)$$

ただしここで、

$$R_{\text{cross}} \exp(i\Delta_m) = \int R_{\parallel}^{\perp} R_{\perp}^{\parallel} \exp(i\psi_{\parallel}^{\perp} - i\psi_{\perp}^{\parallel}) d\beta \quad (7-11c)$$

$$I_{\sigma} = \int R_{\parallel}^2 d\beta \quad (7-11d)$$

$$I_{\pi} = \int R_{\perp}^2 d\beta \quad (7-11e)$$

とおいた。未知変数である $|E_u|^2$ と Δ_s は、束縛条件

$$-1 \leq R_{\text{cross}} \left(\frac{|E_s^{\parallel}|}{|E_s^{\perp}|} \right) / C \leq +1 \quad (7-12a)$$

の下で、次の関数を最小するように決定した。

$$\text{Err}(|E_d^{\parallel}|^2, \Delta_s) = \sum_w \left(\left(\frac{|E_s^{\parallel}|}{|E_s^{\perp}|} \right)_a - \left(\frac{|E_s^{\parallel}|}{|E_s^{\perp}|} \right)_b \right)^2 \quad (7-12b)$$

このような解析手順を経て得られた結果を表7.2及び表7.3に示す。またこの結果を利用して描いた偏光楕円を図7.5に示す。

W	$ E_u ^2$	Δ_s	$ E_r ^2$	$ E_i ^2$
-4	19.88	-2.18	89.21	39.30
-5	19.88	-2.18	85.08	34.91
-6	19.88	-2.18	90.05	38.28
-7	19.88	-2.18	83.84	34.39

表7.2 (7-10)式から求めた、 $|E_u|^2$ と $|E_r|^2$ の値。(波長0.1608nm)

	1.483 Å	1.608 Å ($z = -40$)	1.608 Å ($z = 40$)	1.762 Å
S_0	1.00	1.00	1.00	1.00
S_1	0.52	0.53	0.46	0.62
S_2	0.03	-0.11	0.08	-0.05
S_3	0.56	0.48	-0.43	0.54

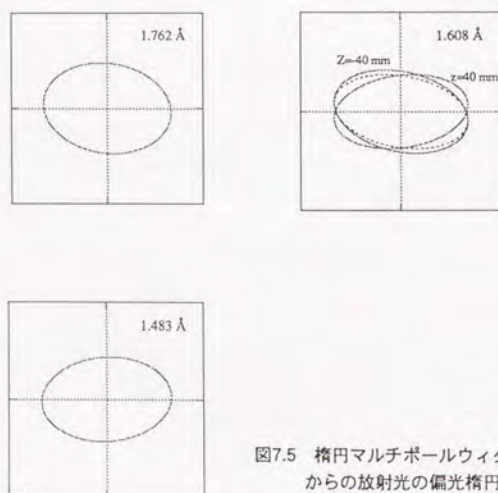
表7.3 楕円マルチポールウィグラー (EMPW) からの放射光のストークス・パラメーター ($S_0 = 1$ に規格化した値)

図7.5 楕円マルチポールウィグラーからの放射光の偏光楕円

7.6 議論

以上の結果より、移相子と直線検光子を組み合わせるによって、硬X線領域で偏光状態の完全決定を行えるということが示された。実験に使用した移相子は、X線の動力的回折効果を利用するものであるから、入射ビームは単色・平行である必要がある。しかしながらこの問題は、移相子と2結晶モノクロメーターを平行配置にすることで解決され、任意の波長での偏光解析が可能である。

このような偏光解析法は、以下の研究に適用できるであろう。

- (a) 種々の挿入型光源の偏光特性のキャラクタリゼーション
- (b) 磁気散乱や核共鳴散乱等の、散乱ビームの偏光解析が必要な研究。
- (c) X線天文学

etc.

今回の実験では、吸収の大きなシリコンを移相子として利用したので収量はさほど多くないが、この点はLiF等のような軽い物質を用いることで大幅に改善できるであろう。

ここで示した偏光解析法は、移相子として多相膜を用いることによって、軟X線領域にまで拡張することができる。

実験結果から、EMPWの偏光特性として以下のような興味深い結果が導かれた。

- (a) モノクロメーターで単色化されたX線の偏光度は0.5以下。
- (b) 偏光楕円の軸は水平から少し傾いている。
- (c) 磁石列の位相を逆転しても、X線光子のヘリシティは完全には反転しない。

8章 SRでの高輝度円偏光X線生成光学系

8.1 緒論

磁気Bragg/Compton散乱、磁気吸収、核共鳴散乱等の、光子スピン（角運動量）が関与するX線の回折・散乱・吸収では、散乱断面積がトムソン散乱に比べて桁違いに小さいため、高輝度のX線源を必要とする。現在、最も強力なX線源は放射光であり、実験室線源よりも3桁以上強い高輝度X線が得られる。また、光子スピンの固有状態はRHCとLHCであり、RHCとLHCを入射プローブとすることにより、物質中の角運動量S（スピン角運動量）、L（軌道角運動量）、I（核の角運動量）に関する知見を得ることが出来る。そこで、『放射光を用いて、如何にして高輝度円偏光X線を生成するか？』ということが問題になる。

放射光で円偏光X線を生成する方法には、a)オフアキシ放射光、b)特殊な挿入型光源、c)X線移相子を用いる方法等がある。これまでb)の方法が最も有望視され、世界各地で楕円マルチポールウィグラー(EMPW)や非対称ウィグラー等の挿入型光源の建設が行われてきた。ところが近年、X線移相子研究の進展により、c)の光学的方法が有効であることが明らかにされた。X線移相子は結晶の配置・種類・厚さ等により様々な特性を示すため、移相子を利用した円偏光X線生成光学系には色々なバリエーションが考えられる。本章では、X線移相子を用いた高輝度円偏光X線生成光学系の検討を行う。

8.2 放射光での円偏光X線生成光学系

通常、放射光は水平面内に偏った直線偏光であり、また、有限の角度発散を持つ。移相子により水平偏光を円偏光に変換するためには、i)移相子結晶の散乱面を水平面から α 度傾けて出射ビームの σ 成分と π 成分を等しくすること、ii)移相子結晶で $\delta = (n-1/2)\pi$ (n は整数)の位相差を生じさせること、の2つの条件を満たすことが必要である。さらに、入射ビームの角度拡がりによる偏光解消効果を小さくするために、移相子結晶と平行配置のコリメーター結晶が必要になる場合もある。

図8.1(a)は、ブラッグ-ラウエ配置の円偏光X線生成光学系である。この光学系により白色・水平偏光の放射光を単色化すると同時に円偏光に変換する。2番目のラウエ配置結晶内で位相差 $(n-1/2)\pi$ (n :整数)が生成される(2.5.1B参照)。1番目のブラッグ配置結晶は、2回反射ビームを入射ビームと平行にするためのものである。また、1番目の結晶に冷却機構を取り付けることにより熱負荷の問題にも対応することができる。屈折率補正のために、第1結晶と第2結晶間のオフセット角調整が必要である。この偏光光学系は、最初Golovchenkoらによって提案され、その後Millsらが光学系最適化の検討を行った。移相子結晶を逆格子ベクトルのまわりで

回転して実効的な厚さを変えることにより、偏光状態の制御を行うことができる。光子ヘリシティのスイッチングは、移相子結晶の厚さを変える、あるいは、反射面の方位を切り替えることにより行える。ただし、前者ではビーム強度、後者ではビーム位置/方位が変化するという問題がある。光学系に入射するX線が角度拡がりを持つ時、出射ビームは部分偏光になる。そこで平均の円偏光度を次のように定義する。

$$\overline{P_c} \equiv \frac{\int P_c(\Delta\theta)R(\Delta\theta)d(\Delta\theta)}{\int R(\Delta\theta)d(\Delta\theta)}$$

ここで $\Delta\theta$ はずれの角度であり、 $R(\Delta\theta)$ と $P_c(\Delta\theta)$ はそれぞれ偏光の変換効率と円偏光度 P_c の角度分布を表す。計算例を図8.1(b)に示す。計算は、20KeVのX線がブラッグ-ラウエでGe(220)の対称反射を生じる場合について行った。なお、移相子結晶(第2結晶)の厚さは $180\mu\text{m}$ ($\lambda/4$ 板)とした。この時、 $\overline{P_c} = 0.98$ である。

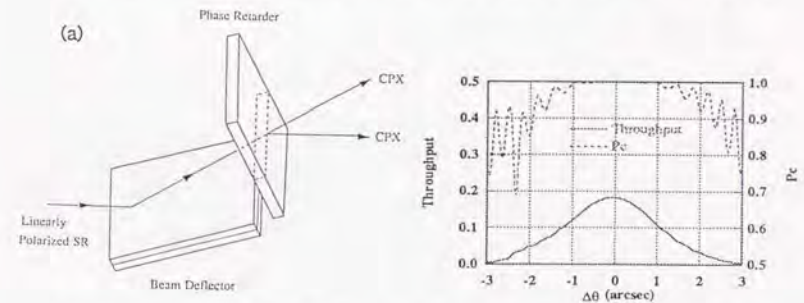


図8.1 (a) ブラッグ-ラウエ配置の円偏光X線生成光学系：2番目のラウエ配置結晶内で、位相差 $(n-1/2)\pi$ (n :整数)が生成される(2.5.1B参照)。1番目のブラッグ配置結晶により、2回反射ビームを入射ビームと平行にする。
(b) 計算例：20KeVのX線が、ブラッグ-ラウエでGe220の対称反射を生じる場合について。移相子結晶(第2結晶)の厚さは $180\mu\text{m}$ ($\lambda/4$ 板)とした。

図8.2(a)は、(+,-,+配置)の2結晶モノクロメーターと移相子からなる円偏光X線生成光学系である。最初の2結晶モノクロメーターはコリメーターとしての役割も果たす。この光学系ではX線移相子にブラッグ透過型(2.4.2参照)または吸収が小さいときのラウエ透過型(2.5.2A参照)を使用する。X線移相子により、直線偏光X線をRHCまたはLHCに変換する。位相差は移相子結晶のブラッグ角からのずれ $\Delta\theta$ によって制御することができ、広い波長領域で $\lambda/4$ 板として機能する。また $\Delta\theta$ を

左右円偏光生成条件を満たす2点の間で往復させることにより、光子ヘリシティの高速スイッチングを行える。計算例を図8.2(b)に示す。計算は、20KeVのX線がダイヤモンドの2結晶モノクロメーターで220反射をした後、厚さ1.8mmのラウエ配置ダイヤモンド結晶で220反射に伴う前方回折を生じる場合について行った。なお、移相子結晶の角度は $\Delta\theta = -4''$ とした。この時、 $\overline{Pc} = 0.96$ である。2結晶モノクロメーターに非対称反射を用いて、移相子結晶に入射するビームの発散角を小さくすれば、円偏光度を改善することが出来る。ただし、光子密度は減少する。

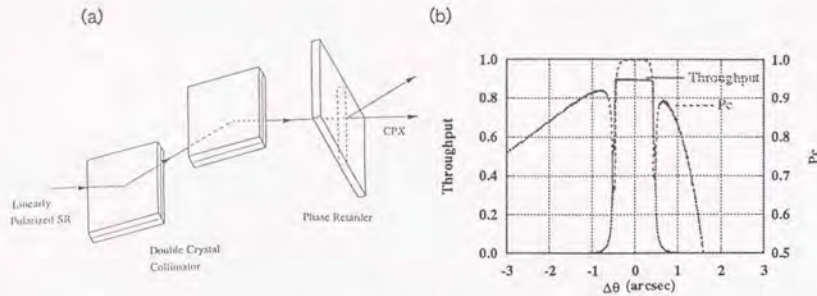


図8.2 (a) (+, -, +) 配置の2結晶モノクロメーターと移相子からなる円偏光X線生成光学系：X線移相子には2.4.2あるいは2.5.2Aで論じたものを使用する。
(b) 計算例：20KeVのX線が2結晶モノクロメーターで220反射をした後、厚さ1.8mmのラウエ配置結晶で220反射に伴う前方回折を生じる場合について。なお、移相子結晶の角度は、 $\Delta\theta = -4''$ とした。

図8.2(a)の光学系の移相子には、吸収が大きい場合のラウエ透過型移相子(2.5.2B参照)を用いることもできる。この光学系は、図8.1(a)のブラッグラウエ配置光学系においてブラッグ結晶を2結晶モノクロメーターで置き換えたものに相当する。したがってブラッグラウエ光学系と同様に波長可変ではあるが、光子ヘリシティのスイッチングは困難である。この型のX線移相子(吸収が大きい場合のラウエ透過型移相子)は、通常の水平軸2結晶モノクロメーターを備えたX線ビームラインにおいても使用することができる(図8.3(a))。図8.3(a)の光学系により、単色・水平偏光の入射X線は円偏光に変換される。移相子結晶の厚さは、前方回折のピークで位相差 $(n-1/2)\pi$ (n :整数)を生じるように設計する。ボルマン効果により入射X線の狭い発散角領域だけを切り取るので、偏光解消効果は抑制される。しかし2次元的な発散角のコリメーションにより、得られる円偏光X線の強度は弱くなる。この光学系では透過ビームを利用するため、入射ビームの位置と方向は保存される。また、反射面の方角を切り替えることにより、光子ヘリシティのスイッチングを行うことができる。特に結晶学的に等価な面を利用すると、高速のヘリシティ・スイッチングが可能になる。さらに、移相子結晶を逆格子ベクトルのまわりで回転して実効的な厚さを変えることにより、偏光制御を行うこともできる。計算例を図8.3(b)に示す。計算は、20KeVのX線が厚さ540 μ mのGe結晶(3 $\lambda/4$ 板)に

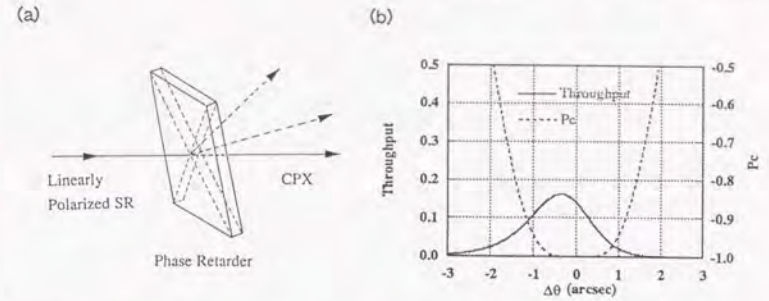


図8.3 (a) 円偏光X線生成光学系：単色・水平偏光の入射X線は、ラウエ配置のX線移相子(2.5.2B参照)により左右円偏光に変換される。移相子結晶の厚さは、前方回折のピークで位相差 $(n-1/2)\pi$ (n :整数)を生じるように設計する。
(b) 計算例：20KeVのX線が、厚さ540 μ mのGe結晶(3 $\lambda/4$ 板)に入射して、対称220反射に伴う前方回折を生じる場合について

入射して、対称220反射に伴う前方回折を生じる場合について行った。この時、 $\overline{Pc} = 0.89$ である。540 μ mのGe結晶(3 $\lambda/4$ 板)の代わりに、180 μ mのGe結晶($\lambda/4$ 板)を用いると、円偏光度を犠牲にする代わりに、偏光の変換効率を向上させることができる。

水平軸2結晶モノクロメーターを備えたX線ビームラインで使用可能な円偏光X線生成光学系を図8.4(a)に示す。この光学系により、単色の水平偏光X線が円偏光に変換される。移相子にはブラッグ透過型(2.4.2参照)または吸収が小さいときのラウエ透過型(2.5.2A参照)を使用する。この光学系は、モノクロメーターからのビームの発散角が十分に小さく移相子結晶での偏光解消効果が抑制される場合に有効であり、特にアンジュレータービームラインで有効である。移相子結晶に軽くて厚い物質を用いると、 $\pm\pi/2$ の位相差がブラッグ条件から数分離れたある角度で生成

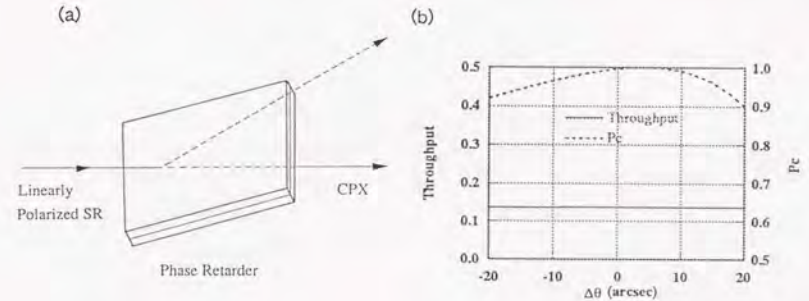


図8.4 (a) 円偏光X線生成光学系、
(b) 計算例：20KeVのX線が、厚さ8mmのブラッグ配置のダイヤモンド結晶に入射して、220反射に伴う前方回折を生じる場合について。なお、結晶の角度は、 $\Delta\theta = -70''$ とした。

されるため、入射ビームの角度発散による偏光解消効果は小さくなる。この光学系では、入射角のブラッグ条件からのずれ $\Delta\theta$ により偏光の制御を行うことが出来るので、波長可変であり、さらに光子ヘリシティーの高速スイッチングも容易に行うことが出来る。計算例を図8.4(b)に示す。計算は、20KeVのX線が厚さ8mmのブラッグ配置のダイヤモンド結晶に入射して、220反射に伴う前方回折を生じる場合について行った。なお、結晶の角度は、 $\Delta\theta = -70^\circ$ とした。この場合、入射ビームの発散角が40秒程度の時でも、円偏光度は0.9以上で偏光変換効率14%になる。入射ビームの発散角が更に小さい場合には、結晶の厚さを薄くすることにより、円偏光度を損なうことなく、偏光変換効率を向上することが出来る。例えば、この光学系をアンジュレーターラインで使用すると、偏光の変換効率を90%以上にすると同時に円偏光度の絶対値を0.9以上にすることができる。このように、高い円偏光度と偏光変換効率を誇る、図8.4(a)の光学系は、放射光で円偏光X線を生成する方法として、最も有望である。

8.3 議論

完全結晶における、動力学的複屈折効果を利用したX線移相子は、結晶の種類・反射面・厚さ等のパラメーターによって、多様な特性を示す。したがって、放射光で円偏光X線を生成する光学系にも、様々なバリエーションが考えられる。本章で考察した円偏光X線生成光学系は、その中でも特に典型的なものである。X線移相子を用いれば、実験目的に最も適合する光学系を容易に構成することができる。

図8.1-4に示した円偏光X線生成光学系の中で、最も優れた特性を示すのは、図8.4の光学系である。この光学系は結晶配置が単純であるだけでなく、輝度・円偏光度・偏光の制御しやすさ、といった点においても最高の性能を示す。この光学系をアンジュレーターラインで使用すれば、挿入型光源よりも輝度が大きく、しかも、円偏光度の良いX線ビームを得ることができる。ただし、移相子結晶に対する制約上、有効エネルギー領域は、およそ数KeVから30KeV位までである。30KeV以上のエネルギー領域では、図8.1の光学系が最も有効である。

一般的に、結晶光学素子を利用した光学系の効率は、低エミッタンスのストレージリングほど高くなる。本章で述べた円偏光X線生成光学系は、現在建設中の、ESRF(ヨーロッパ)、APS(アメリカ)、SPring-8(日本)といった第3世代のストレージリングにおいて、特に有効である。

9章 総括

本研究では、硬X線の波長領域($\lambda < 0.3\text{nm}$)で利用可能な移相子の検討・開発・評価・応用を行った。

まず初めに、動力学的回折に伴う複屈折効果を利用することによりX線移相子が得られることを理論的に示した。そして、ラウエ配置とブラッグ配置の結晶の反射波透過波(前方回折波)の偏光特性について詳細に検討し、透過波の有効性を明らかにした。

次に、透過波を利用する型のX線移相子を作成し、その性能を評価する実験を行った。移相子には、ラウエとブラッグの両方の結晶配置が考えられたが、本研究では特にブラッグ配置の移相子に注目した。厚さが数十 μm の薄いシリコン結晶を用意し、透過波の偏光状態を解析する実験を研究室線源を使用して行ったところ、i)透過波の偏光状態が動力学的回折理論の予測通り入射角のブラッグ角からのずれ $\Delta\theta$ に依存すること、また、ii)ある $\Delta\theta$ で直線偏光が円偏光に変換されること、等が確認された。こうして、薄い完全結晶が動力学的回折条件下で位相差可変なX線移相子として機能することが実証された。

X線移相子を、高輝度の直線偏光X線が得られるシンクロトロン放射で利用すると、偏光制御と偏光の完全決定が可能になり、磁性研究等への応用の道が拓かれる。そこで、シンクロトロン放射で偏光制御と偏光解析を行うための、ディフラクトメーターの設計と測定システムの開発を行った。また、2結晶コリメーターと分離型2結晶偏光子/検光子等の開発を行い、これらの波長可変性を示した。

フォトン・ファクトリー(PF)のBL-15Cに、放射光の偏光制御を行うための光学系を組み立てた。この光学系を用いて、波長0.14~0.16nmで左右円偏光を生成する実験を行い、各波長で円偏光度の絶対値が0.98以上の純粋状態に近い左右円偏光を得た。これは、X線移相子が波長可変であることを示すものである。さらに、2~3枚の厚さの異なる移相子により、硬X線の波長領域全体をカバーできるということを計算より示した。

また、これと同じ光学系で左右円偏光を交替的に生成することを試みた。ピエゾ素子を用いた移相子振動台により、変調周波数10~100Hzを達成した。生成された左右円偏光の円偏光度の絶対値は、0.98以上である。Duty比は、10Hzの時は0.18、30Hzの時は0.6、60Hzの時は0.4、100Hzの時は0.2であった。これより、X線移相子の偏光変調性能が実証された。

X線移相子と直線検光子とを組み合わせて偏光計を構成し、硬X線の波長領域で偏光状態の完全決定を行うための測定法を確立した。そして、この偏光計により、楕円マルチポールウィグラー(EMPW)からの放射光の偏光状態を測定し、波長0.1483nm (NiのK-吸収端)、0.1608nm (CoのK-吸収端)、0.1762nm (FeのK-吸収端)の3点で、ストークスパラメーターを決定した。

最後に、シンクロトロン放射光で、高輝度円偏光X線を生成する光学系の検討を行った。X線移相子は、結晶の種類・反射面・厚さ等によって、多様な特性を示す

め、放射光での円偏光生成光学系には多くのバリエーションが考えられる。本研究で述べた各種の円偏光生成光学系をアンジュレーターラインで使用すれば、挿入型光源よりも輝度が大きく、しかも、円偏光度の良いX線ビームを得ることができる。X線移相子を用いた円偏光生成光学系は、現在世界各地で建設が進められている、第3世代ストレージリングのアンジュレーターラインにおいて最大の威力を発揮する。

シンクロトロン放射光の偏光特性が注目を集めつつある今、X線移相子を用いた偏光X線光学は、将来磁性などの物性研究に重要な役割を果たすであろう。

謝辞

本研究を進めるにあたって格別の御指導を賜った菊田愷志教授に深く感謝申し上げます。また、本研究の遂行にあたり、あらゆる面で御指導と御助言を頂いた石川哲也助教授に厚くお礼申し上げます。

東京商船大の安中正一教授には、実験装置を提供して頂いただけでなく、貴重な御教示をも受けました。心より感謝致します。

高エネルギー物理学研究所放射光実験施設のBL-NE1において実験の御世話をさせて頂いた、河田洋助教授、岩住俊明博士に感謝いたします。

本研究の一部(4.2.3節、及び、5章と6章)は、卒論研究の一環として、馬淵圭司君、三浦道雄君、玉作賢治君、三上昌義君、神崎清志君、是枝智君、淵上勝弘君らの協力を得ています。ここに感謝の意を表します。

最後に、菊田研究室、石川研究室の皆様のおかげで励ましと様々な議論に、また、工学部強力X線実験室の小野勝男氏の御協力に感謝いたします。

参考文献

- 1) K. Hirano, K. Izumi, T. Ishikawa, S. Annaka and S. Kikuta : Jpn. J. Appl. Phys., 30 (1991) L407.
- 2) 平野 馨一、石川哲也、菊田惺志 : ” 硬X線領域での移相子の開発とその応用 ”、放射光 4 (1991) 357-364.
- 3) T. Ishikawa, K. Hirano, K. Kanzaki and S. Kikuta : Rev. Sci. Instrum., 63 (1992) 1098.
- 4) K. Hirano, K. Kanzaki, M. Mikami, M. Miura, K. Tamasaku, T. Ishikawa and S. Kikuta : J. Appl. Cryst., 25 (1992) 531.
- 5) T. Ishikawa, K. Hirano and S. Kikuta : J. Appl. Cryst., 24 (1991) 982.
- 6) K. Hirano, T. Ishikawa, S. Koreeda, K. Fuchigami, K. Kanzaki and S. Kikuta : Jpn. J. Appl. Phys., 31 (1992) L1209.
- 7) C. G. Darwin : Philos. Mag., 27 (1914) 315, 675.
- 8) C. G. Darwin : Philos. Mag., 43 (1922) 800.
- 9) P. P. Ewald : Ann. Phys., 49 (1916) 1, 117.
- 10) P. P. Ewald : Ann. Phys., 54 (1917) 519.
- 11) M. von Laue : Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, 10 (1931) 133.
- 12) G. Moliere : Ann. Phys., 35 (1939) 297.
- 13) 高良和武 : X線結晶学 (下)、仁田勇編、丸善、東京 (1961) p.849.
- 14) 三宅静雄 : X線の回折、朝倉書店、東京 (1969).
- 15) 加藤範夫 : 回折と散乱、朝倉書店、東京 (1978).
- 16) B. W. Batterman and H. Cole : Rev. Mod. Phys., 36 (1964) 681.
- 17) M. von Laue : *Röntgenstrahl-Interferenzen* (Akademische Verlagsgesellschaft, Frankfurt, 1960).
- 18) W. H. Zachariasen : *Theory of X-Ray Diffraction in Crystals* (John Wiley, New York, 1945).
- 19) R. W. James : *Optical Principles of Diffracted X-Rays* (Bell and Sons, London, 1950).
- 20) T. Ishikawa and K. Kohra : *Handbook on Synchrotron Radiation*, eds. G. Brown and D. E. Moncton (North-Holland, Amsterdam, 1991).
- 21) D. Taupin : Bull. Soc. Fr. Min. Crist., 88 (1964) 374.
- 22) H. Hattori, H. Kuriyama and N. Kato : J. Phys. Soc. Jpn., 20 (1965) 1047.
- 23) M. Hart and A. R. Lang : Acta Cryst., 19 (1965) 73.
- 24) P. Skalicky and C. Malgrange : Acta Cryst., A28 (1972) 501.
- 25) S. Annaka, T. Suzuki and K. Onoue : Acta Cryst., A36 (1980) 151.
- 26) S. Annaka : J. Phys. Soc. Jpn., 51 (1982) 1927.
- 27) O. Brümmer, Ch. Eisenschmidt and H. R. Höche : Z. Naturforsch., 37a (1982) 524.

- 28) N. B. Baranova and B. Ya. Zel'dovich : Sov. Phys. JETP, 52 (1980) 900.
- 29) V. E. Dmitrienko and V. A. Belyakov : Sov. Tech. Phys. Lett., 6 (1980) 616.
- 30) V. A. Belyakov and V. E. Dmitrienko : Sov. Phys. Crystallogr. 27 (1982) 6.
- 31) V. A. Belyakov and V. E. Dmitrienko : Sov. Phys. Usp., 32 (1989) 697.
- 32) H. Cole, F. W. Chambers and C. G. Wood : J. Appl. Phys., 32 (1961) 1942.
- 33) M. Hart : Phil. Mag. B, 38 (1978) 41.
- 34) M. Hart and A. R. D. Rodrigues : Phil. Mag. B, 40 (1979) 149.
- 35) P. M. Platzman and N. Tzoar : Phys. Rev. B, 2 (1970) 3556.
- 36) F. De Bergevin and M. Brunel : Phys. Lett., 39A (1972) 141.
- 37) N. Sakai and K. Ono : Phys. Rev. Lett., 37 (1976) 351.
- 38) N. Sakai and K. Ono : J. Phys. Soc. Jpn., 42 (1977) 770.
- 39) 坂井信彦、大野和郎 : 応用物理 46 (1977) 739.
- 40) S. Wakoh and Y. Kubo : J. Magnetism magnetic Matter, 5 (1977) 202.
- 41) P. Rennert, G. Carl and W. Hergert : Phys. Stat. Sol. (b), 120 (1983) 273.
- 42) G. Bhatt, H. Grotch, E. Kazes and D. A. Owen : Phys. Rev. A, 28 (1983) 2195.
- 43) H. Grotch, E. Kazes, G. Bhatt and D. A. Owen : Phys. Rev. A, 27 (1983) 243.
- 44) N. Sakai, O. Terashima and H. Sekizawa : Nucl. Instrum. & Methods, 221 (1984) 419.
- 45) N. Sakai : J. Phys. Soc. Jpn., 56 (1987) 2477.
- 46) N. Sakai and H. Sekizawa : Phys. Rev. B, 36 (1987) 2164.
- 47) P. M. Platzman : *Compton Scattering*, eds. B. Williams (McGraw-Hill, New York, 1977).
- 48) P. M. Platzman and N. Tzoar : J. Appl. Phys., 57 (1985) 3623.
- 49) R. S. Holt, D. Laundry, D. A. Cardwell, M. J. Cooper, T. Naylor, S. Manninen and P. Hatton : Nucl. Instrum. & Methods, A243 (1986) 608.
- 50) M. J. Cooper, D. Laundry, D. A. Cardwell, D. N. Timms, R. S. Holt and G. Clark : Phys. Rev. B, 34 (1986) 5984.
- 51) J. A. Golovchenko, B. M. Kincaid, R. A. Levesque, A. E. Meixner and D. R. Kaplan : Phys. Rev. Lett., 57 (1986) 202.
- 52) D. M. Mills : Phys. Rev. B, 36 (1987) 6178.
- 53) D. M. Mills : Nucl. Instrum. & Methods, A266 (1988) 531.
- 54) M. J. Cooper, S. P. Collins, D. N. Timms, A. Brahmia, P. P. Kane, R. S. Holt and D. Laundry : Nature, 333 (1988) 151.
- 55) D. N. Timms, A. Brahmia, P. Collins, S. P. Collins, M. J. Cooper, R. S. Holt, P. P. Kane, G. Clark and D. Laundry : J. Phys. F: Met. Phys., 18 (1988) L57.
- 56) J. Poulter and J. B. Staunton : J. Phys. F: Met. Phys., 18 (1988) 1877.
- 57) A. Brahmia, M. J. Cooper, D. N. Timms, S. P. Collins, P. P. Kane, R. S. Holt and D. Laundry : J. Phys.: Condens. Matter, 1 (1989) 3879.
- 58) S. P. Collins, M. J. Cooper, D. N. Timms, A. Brahmia, D. Laundry and P. P. Kane : J. Phys.: Condens. Matter, 1 (1989) 9009.

- 59) M. J. Cooper : *Physica B*, 159 (1989) 137.
 60) N. Sakai, N. Shiotani, M. Ito, F. Itoh, H. Kawata, Y. Amemiya, M. Ando, S. Yamamoto and H. Kitamura : *Rev. Sci. Instrum.*, 60 (1989) 1666.
 61) S. Yamamoto, H. Kawata, H. Kitamura, M. Ando, N. Sakai and N. Shiotani : *Phys. Rev. Lett.*, 62 (1989) 2672.
 62) D. N. Timms, A. Brahmia, M. J. Cooper, S. P. Collins, S. Hamouda, D. Laundry, C. Kilbourne and M-C.S. Lager : *J. Phys.: Condens. Matter*, 2 (1990) 3427.
 63) N. Sakai, M. Ito, H. Kawata, T. Iwazumi, M. Ando, N. Shiotani, F. Itoh, Y. Sakurai and S. Nanao : *Nucl. Instrum. & Methods*, A303 (1991) 488.
 64) N. Sakai, Y. Tanaka, F. Itoh, H. Sakurai, H. Kawata and T. Iwazumi : *J. Phys. Soc. Jpn.*, 60 (1991) 1201.
 65) 坂井信彦 : 日本結晶学会誌 33 (1991) 13.
 66) 坂井信彦, 田中良和 : 応用物理 61 (1992) 226.
 67) F. De Bergevin and M. Brunel : *Acta Cryst.*, A37 (1981) 314.
 68) M. Brunel and F. de Bergevin : *Acta Cryst.*, A37 (1981) 324.
 69) M. Brunel and F. de Bergevin : *Acta Cryst.*, A39 (1983) 84.
 70) M. Brunel, G. Petraff, F. de Bergevin, F. Rousseau and M. Lemonnier : *Acta Cryst.*, A39 (1984) 83.
 71) M. Brunel and F. de Bergevin : *Acta Cryst.*, A42 (1986) 299.
 72) O. L. Zhizhimov and I. B. Khriplovich : *Sov. Phys. JETP*, 60 (1984) 313.
 73) M. Blume : *J. Appl. Phys.*, 57 (1985) 3615.
 74) M. Blume and D. Gibbs : *Phys. Rev. B*, 37 (1988) 1779.
 75) S. W. Lovesey : *J. Phys. C*, 20 (1987) 5625.
 76) K. Namikawa, M. Ando, T. Nakajima and H. Kawata : *J. Phys. Soc. Jpn.*, 54 (1985) 4099.
 77) 並河一道 : 日本結晶学会誌, 27 (1985) 99.
 78) 並河一道 : 応用物理, 55 (1986) 962.
 79) 並河一道 : 固体物理, 22 (1987) 345.
 80) 白根元 : 固体物理, 22 (1987) 706.
 81) D. Gibbs, D. E. Moncton, K. L. D'Amico, J. Bohr and B. H. Grier : *Phys. Rev. Lett.*, 55 (1985) 234.
 82) D. Gibbs, D. E. Moncton and K. L. D'Amico : *J. Appl. Phys.*, 57 (1985) 3619.
 83) J. Kwo, E. M. Gyorgy, D. B. McWhan, F. J. DiSalvo, M. Hong, C. Vettier and J. E. Bower : *Phys. Rev. Lett.*, 55 (1985) 1402.
 84) J. Bohr, D. Gibbs, D. E. Moncton and K. L. D'Amico : *Physica A*, 140 (1986) 349.
 85) D. E. Moncton, D. Gibbs and J. Bohr : *Nucl. Instrum. & Methods*, A246 (1986) 839.
 86) D. Gibbs, J. Bohr, J. D. Axe, D. E. Moncton, K. L. D'Amico : *Phys. Rev. B*, 34 (1986) 8182.
 87) C. Vettier, D. B. McWhan, E. M. Gyorgy, J. Kwo, B. M. Buntschuh and B. W.

- Batterman : *Phys. Rev. Lett.*, 56 (1986) 757.
 88) R. Galera, D. P. Osterman, J. D. Axe, S. Kunii and T. Kasuya : *J. Appl. Phys.*, 63 (1988) 3580.
 89) D. Gibbs, M. Blume, D. R. Harshman and D. B. McWhan : *Rev. Sci. Instrum.*, 60 (1989) 1655.
 90) D. Gibbs, D. Harshman, E. Isaacs, D. B. McWhan, D. M. Mills and C. Vettier : *Phys. Rev. Lett.*, 61 (1988) 1241.
 91) J. P. Hannon, G. T. Trammel, M. Blume and D. Gibbs : *Phys. Rev. Lett.*, 61 (1988) 1245.
 92) A. Goldman, K. Mothany, G. Shirane, P. Horn, R. L. Greene, C. Peters, T. Thurston and R. J. Birgeneau : *Phys. Rev. B*, 36 (1987) 5609.
 93) T. Thurston, C. Peters, R. J. Birgeneau and P. Horn : *Phys. Rev. B*, 37 (1988) 9559.
 94) D. Gibbs : *Physica B*, 159 (1989) 145.
 95) J. Bohr, D. Gibbs, J. D. Axe, D. E. Moncton, K. L. D'Amico, C. F. Majkrzak, J. Kwo, M. Hong, C. L. Chien and J. Jensen : *Physica B*, 159 (1989) 93.
 96) C. Vettier and D. B. McWhan : *Physica B*, 159 (1989) 106.
 97) E. D. Isaacs, D. B. McWhan, C. Peters, G. E. Ice, D. P. Siddons, J. B. Hastings, C. Vettier and O. Vogt : *Phys. Rev. Lett.*, 62 (1989) 1671.
 98) E. D. Isaacs, D. P. McWhan, D. P. Siddons, J. B. Hastings and D. Gibbs : *Phys. Rev. B*, 40 (1989) 9336.
 99) D. B. McWhan, C. Vettier, E. D. Isaacs, G. E. Ice, D. P. Siddons, J. B. Hastings, C. Peters and O. Vogt : *Phys. Rev. B*, 42 (1990) 6007.
 100) D. Laundry, S. P. Collins and A. J. Rollason : *J. Phys.: Condens. Matter*, 3 (1991) 369.
 101) D. Gibbs, G. Grubel, D. R. Harshman, E. D. Isaacs, D. B. McWhan, D. Mills and C. Vettier : *Phys. Rev. B*, 43 (1991) 5663.
 102) G. Schütz, E. Zech, E. Hagn and P. Kienle : *Hyperfine Interact.*, 15/16 (1983) 1039.
 103) B. T. Thole, G. van der Laan and G. A. Sawatzky : *Phys. Rev. Lett.*, 55 (1985) 2086.
 104) G. van der Laan, B. T. Thole, G. A. Sawatzky, J. B. Goedkoop, J. C. Fuggle, J. Esteva, R. Karnatak, J. P. Remeika and H. A. Dabkowska : *Phys. Rev. B*, 34 (1986) 6529.
 105) G. Schütz, W. Wagner, W. Wilhelm, P. Kienle, R. Zeller, R. Frahm and G. Materlik : *Phys. Rev. Lett.*, 58 (1987) 737.
 106) G. Schütz, R. Wienke, W. Wilhelm, W. Wagner, P. Kienle and R. Frahm : *Z. Phys. B*, 73 (1987) 67.
 107) G. Schütz, M. Knulle, R. Wienke, W. Wilhelm, W. Wagner, P. Kienle and R. Frahm : *Z. Phys. B*, 73 (1988) 67.

- 108) K. Knorr, R. Feile, J. K. Kjems and W. Assmus : Z. Phys. B, 73 (1988) 81.
 109) J. B. Goedkoop, J. C. Fuggle, B. T. Thole, G. van der Laan and G. A. Sawatzky : Nucl. Instrum. & Methods, A273 (1988) 429.
 110) J. B. Goedkoop, B. T. Thole, G. van der Laan, G. A. Sawatzky, F. M. F. de Groot and J. C. Fuggle : Phys. Rev. B, 37 (1988) 2086.
 111) J. B. Goedkoop, J. C. Fuggle, B. T. Thole, G. van der Laan and G. A. Sawatzky : J. Appl. Phys., 64 (1988) 5595.
 112) H. Ebert, P. Strange and B. L. Gyorffy : J. Appl. Phys., 63 (1988) 3055.
 113) H. Ebert, P. Strange and B. L. Gyorffy : Z. Phys., B73 (1988) 77.
 114) H. Ebert, B. Drittler, R. Zeller and G. Schutz : Solid State Commun. 69 (1989) 485.
 115) P. Strange, H. Ebert, J. B. Staunton and B. L. Gyorffy : J. Phys. Condens. Matter, 1 (1989) 2959.
 116) H. Ebert and R. Zeller : Physica B, 161 (1989) 191.
 117) G. Schütz, R. Frahm, R. Wienke, R. Wilhelm, W. Wagner and P. Kienle : Rev. Sci. Instrum., 60 (1989) 1661.
 118) G. Schütz, R. Frahm, P. Mautner, R. Wienke, W. Wagner, W. Wilhelm and P. Kienle : Phys. Rev. Lett., 62 (1989) 2620.
 119) G. Schütz, R. Wienke, W. Wilhelm, W. Wagner, P. Kienle, R. Zeller and R. Frahm : Z. Phys. B, 75 (1989) 495.
 120) H. Ebert and R. Zeller : Phys. Rev. B, 42 (1990) 2744.
 121) G. Schütz, R. Wienke, W. Wilhelm, W. B. Zeper, H. Ebert and K. Sporl : J. Appl. Phys., 67 (1990) 4456.
 122) F. Baudelet, E. Dartyage, G. Krill, J. P. Kappler, C. Brouder, M. Piecuch and A. Fontaine : Phys. Rev. B, 43 (1991) 3809.
 123) F. Baudelet, E. Dartyage, A. Fontaine, C. Brouder, G. Krill, J. P. Kappler and M. Piecuch : Phys. Rev. B, 43 (1991) 5857.
 124) C. Brouder and M. Hikam : Phys. Rev. B, 43 (1991) 3809.
 125) J. B. Goedkoop, M. Grioni and J. C. Fuggle : Phys. Rev. B, 43 (1991) 1179.
 126) H. Ogasawara, A. Kotani and B. T. Thole : Phys. Rev. B, 44 (1991) 2169.
 127) M. Sacchi, R. J. H. Kappert, J. C. Fuggle and E. E. Marinero : Appl. Phys. Lett., 59 (1991) 872.
 128) S. Ruegg, G. Schütz, P. Fischer, R. Wienke, W. B. Zeper and H. Ebert : J. Appl. Phys., 69 (1991) 5655.
 129) E. Alexander, S. Feller, B. S. Fraenkel and J. Perel : Nuovo Cim., 35 (1965) 311.
 130) E. Alexander, B. S. Fraenkel, J. Perel, K. Rabinovitch : Phys. Rev., 132 (1963) 1554.
 131) T. A. Boster and J. E. Edwards : J. Chem. Phys., 36 (1962) 3031.
 132) D. E. Sayers, E. A. Stern and F. W. Lytle : Phys. Rev. Lett., 27 (1971) 1204.
 133) D. E. Sayers, F. W. Lytle and E. A. Stern : Adv. X-ray Analysis, 13 (1972) 248.

- 134) D. E. Sayers, F. W. Lytle and E. A. Stern : J. non-crystalline Solids, 8-10 (1972) 401.
 135) L. V. Azaroff and D. M. Pease : X-ray Spectroscopy, eds. L. V. Azaroff (McGraw-Hill, New York, 1974).
 136) E. A. Stern : Phys. Rev. B, 10 (1974) 3027.
 137) P. A. Lee and J. B. Pendry : Phys. Rev. B, 11 (1977) 2795.
 138) S. M. Heald and E. A. Stern : Phys. Rev. B, 16 (1977) 5549.
 139) S. M. Heald and E. A. Stern : Phys. Rev. B, 17 (1978) 4069.
 140) J. C. Phillips, D. H. Templeton, L. K. Templeton and K. O. Hodgson : Science, 201 (1978) 257.
 141) A. D. Cox and J. H. Beaumont : Phil. Mag. B, 42 (1980) 115.
 142) D. H. Templeton and L. K. Templeton : Acta Cryst., A36 (1980) 237.
 143) D. H. Templeton, L. K. Templeton, J. C. Phillips and K. O. Hodgson : Acta Cryst., A36 (1980) 436.
 144) D. H. Templeton and L. K. Templeton : Acta Cryst., A38 (1982) 62.
 145) D. H. Templeton and L. K. Templeton : Acta Cryst., A41 (1985) 365.
 146) D. H. Templeton and L. K. Templeton : Acta Cryst., A41 (1985) 133.
 147) L. K. Templeton and D. H. Templeton : Acta Cryst., A44 (1988) 1045.
 148) D. H. Templeton and L. K. Templeton : J. Appl. Cryst., 21 (1988) 151.
 149) D. H. Templeton and L. K. Templeton : Acta Cryst., A45 (1989) 39.
 150) M. Sauvage, C. Malgrange and J. F. Petroff : J. Appl. Cryst., 16 (1983) 14.
 151) D. P. Siddons, M. Hart, Y. Amemiya and J. B. Hastings : Phys. Rev. Lett., 64 (1990) 1967.
 152) J. Bonarski and J. Karp : J. Phys. Condens. Matter, 1 (1989) 9261.
 153) G. G. Cohen and M. Kuriyama : Phys. Rev. Lett., 40 (1978) 957.
 154) M. Hart and A. R. D. Rodrigues : Phil. Mag. B, 43 (1981) 321.
 155) Yu. V. Ponomarev and Yu. A. Turutin : Sov. Phys. Tech. Phys., 27 (1982) 129.
 156) S. Yamamoto and H. Kitamura : Jpn. J. Appl. Phys., 26 (1987) L1613.
 157) S. Yamamoto, T. Shioya, S. Sasaki and H. Kitamura : Rev. Sci. Instrum., 60 (1989) 1834.
 158) S. Yamamoto, H. Kawata, H. Kitamura, M. Ando, N. Sakai and N. Shiotani : Phys. Rev. Lett., 62 (1989) 2672.
 159) H. Kawata, T. Miyahara, S. Yamamoto, T. Shioya, H. Kitamura, S. Sato, S. Asaoka, N. Kanaya, A. Iida, A. Mikuni, M. Sato, T. Iwazumi, Y. Kitajima and M. Ando : Rev. Sci. Instrum., 60 (1989) 1885.
 160) T. Ishikawa : Rev. Sci. Instrum., 60 (1989) 2058.
 161) C. Malgrange, C. Carvalho, L. Braicovich and J. Goulon : Nucl. Instrum. & Methods, A308 (1991) 390.
 162) O. Brümmer, Ch. Eisenschmidt and H. R. Höche : Acta Cryst., A40 (1984) 394.
 163) B. W. Batterman : Phys. Rev. B, 45 (1992) 12677.

- 164) B. O. Kollbesen, K. R. Mayer and G. E. Schuh : J. Phys. E, 8 (1975) 197.
 165) 松下嘉明, 青木茂, 岸野正剛 : 日本結晶学会誌, 21 (1979) 358.
 166) 馬淵圭司, 三浦道雄 : 東京大学工学部卒業論文 (1990).
 167) 玉作賢二, 三上昌義 : 東京大学工学部卒業論文 (1991).
 168) 是枝智, 淵上勝弘 : 東京大学工学部卒業論文 (1992)
 169) 福田敦夫 : 固体物理, 8 (1973) 35.
 170) 小川智哉 : 固体物理, 7 (1972) 683.
 171) R. S. Ploss : Opt. Spectry., 3 (1969) 63.
 172) M. Billardon and J. Badoz : Compt. Rend., 262 (1966) 1672.
 173) L. F. Mollenauer, D. Dowine, H. Engstrom and W. B. Grant : Appl. Opt., 8 (1969) 661.
 174) J. G. Kemp : J. Opt. Soc. America, 59 (1969) 950.
 175) S. N. Jaspersen and S. E. Schnatterly : Rev. Sci. Instrum., 40 (1969) 761.
 176) M. F. Russel, M. Billardon and J. P. Badoz : Appl. Opt., 11 (1972) 2376.
 177) J. Goulon, P. Elleaume and D. Raoux : Nucl. Instrum. & Methods, A254 (1987) 192.
 178) P. Elleaume : Rev. Sci. Instrum., 60 (1989) 1830.
 179) J. Pflüger and P. Gurtler : Nucl. Instrum. & Methods, 287 (1990) 628.
 180) J. Pflüger and G. Heintze : Nucl. Instrum. & Methods, A289 (1990) 300.
 181) J. Pflüger : Rev. Sci. Instrum., 63 (1992) 295.
 182) P. Elleaume : Rev. Sci. Instrum., 63 (1992) 321
 183) M. B. Moiseev, M. N. Nikitin and N. I. Fedosov : Soviet Phys. J, 21 (1978) 332.
 184) K. Je Kim : Nucl. Instrum & Methods, 219 (1984) 425.
 185) M. A. Green, K. Je Kim, P. V. Vicaro, E. Gluskin, K. Halbach, R. Savoy and W. S. Trzeciak : Rev. Sci. Instrum., 63 (1992) 336.
 186) J. Bahrtdt, A. Gaupp, W. Gudat, M. Mast, K. Molter, W. B. Peatman, M. Scheer, Th. Schroeter and Ch. Wang : 63 (1992) 339.

研究業績

本研究に関する発表論文

- (1) Keiichi HIRANO, Koichi IZUMI, Tetsuya ISHIKAWA, Shoichi ANNAKA and Seishi KIKUTA
 "An X-Ray Phase Plate Using Bragg-Case Diffraction"
 Jpn. J. Appl. Phys., 30 (1991) L407-L410
- (2) Tetsuya ISHIKAWA, Keiichi HIRANO and Seishi KIKUTA
 "Applications of perfect crystal X-ray optics"
 Nucl. Instrum. & Methods, A308 (1991) 356-362
- (3) Tetsuya ISHIKAWA, Keiichi HIRANO and Seishi KIKUTA
 "Complete Determination of Polarization State in the Hard X-ray Region"
 J. Appl. Cryst., 24 (1991) 982-986
- (4) 平野 馨一, 石川哲也, 菊田 惺志
 "硬X線領域での移相子の開発とその応用"
 放射光 4 (1991) 357-364
- (5) Tetsuya ISHIKAWA, Keiichi HIRANO, Kiyoshi KANZAKI and Seishi KIKUTA
 "A multiple crystal diffractometer for generation and characterization of circularly polarized x rays at the Photon Factory"
 Rev. Sci. Instrum., 63 (1992) 1098-1103
- (6) Keiichi HIRANO, Kiyoshi KANZAKI, Masayoshi MIKAMI, Michio MIURA, Kenji TAMASAKU, Tetsuya ISHIKAWA and Seishi KIKUTA
 "Tunable-Wavelength Production of Circularly Polarized X-rays with a Perfect-Crystal Quarter-Wave Plate"
 J. Appl. Cryst., 25 (1992) 531.
- (7) Keiichi HIRANO, Tetsuya ISHIKAWA, Satoshi KOREEDA, Katsuhiko FUCHIGAMI, Kiyoshi KANZAKI and Seishi KIKUTA
 "Switching of Photon Helicities in the Hard X-Ray Region with a Perfect Crystal Phase Retarder"
 Jpn. J. Appl. Phys., 31 (1992) L1209.

本研究以外の発表論文

- (1) Tomoaki KAWAMURA, Yukio FUKUDA, Masaharu OSHIMA, Yoshiro OHMACHI, Koichi IZUMI, Keiichi HIRANO, Tetsuya ISHIKAWA and Seishi KIKUTA
"X-ray standing wave analysis of the GaAs/Si interface"
Surface Science 251/252 (1991) 185-190

