

東京大学 大学院新領域創成科学研究科
基盤科学研究系物質系専攻

平成 21 年度

修士論文

X 線 Talbot 干渉計における
Visibility 低下のイメージング応用

2010年1月26日提出
指導教員：百生 敦 准教授

086013 : 河端 克幸

目次

第 1 章 序論	1
1.1 研究の背景	1
1.2 研究の目的	1
1.3 本論文の構成	2
第 2 章 X 線小角散乱コントラストの計測	3
2.1 X 線小角散乱の一般的な表式	3
2.2 代表的な X 線小角散乱コントラスト計測の手法	4
2.2.1 アナライザ結晶を用いる方法 (DEI)	4
2.2.2 結晶干渉計を用いる方法	5
2.3 X 線 Talbot 干渉計	6
2.3.1 X 線 Talbot 干渉計開発の背景	6
2.3.2 X 線 Talbot 干渉計によるイメージングの概要	8
第 3 章 X 線 Talbot 干渉計の理論的記述	10
3.1 Talbot 効果	10
3.1.1 回折格子による Fresnel 回折	10
3.1.2 Talbot 効果	11
3.1.3 分数 Talbot 効果	14
3.1.4 球面波による Talbot 効果	15
3.1.5 Talbot 効果と光のコヒーレンス	16
3.2 X 線 Talbot 干渉計	18
3.2.1 物体挿入による自己像の変形	18
3.2.2 X 線 Talbot 干渉計の原理	19
3.3 X 線 Talbot-Lau 干渉計	22
3.4 縞走査法	23
3.5 CT 再構成	23

第 4 章	Visibility とそのイメージング応用	27
4.1	Visibility を用いたイメージング	27
4.1.1	Visibility	27
4.1.2	縞操作法による Visibility map の取得	28
4.2	物体による Visibility 低下の原理	29
第 5 章	実験と結果	32
5.1	実験の光学系	32
5.2	Visibility 比の p 依存性の測定	37
5.3	Visibility map を用いた CT 再構成	40
5.3.1	Visibility 比の試料の厚さ依存性	40
5.3.2	メラミンスポンジの CT 再構成	43
5.3.3	複合試料の CT 再構成	44
5.3.4	CR ゴムスポンジの構造の異方性	45
5.3.5	CR ゴムスポンジの CT 再構成	46
第 6 章	実験結果の解析と考察	48
6.1	Visibility 比の p 依存性のフィッティング	48
6.2	Visibility 比の波長依存性	50
6.3	Visibility 比の pd 依存性	52
6.4	アーティファクトについて	53
第 7 章	まとめと今後の展望	56
7.1	まとめ	56
7.2	今後の展望	56
	参考文献	57
	謝辞	59

第 1 章 序論

1.1 研究の背景

1895年にレントゲンに発見されて以来、X線は幅広い分野へ応用が広まり、現代社会において欠かせないものとなっている。今日の医療診断におけるX線イメージングは、X線の吸収率の違いを利用しているが、生体軟組織など軽元素から成る物体を観察する場合、コントラストが付きづらいという問題がある。その問題を解決する手法として近年注目されているのがX線位相イメージングである。X線が物体を透過する際には、振幅減衰（吸収に相当）だけでなく位相変化（屈折に相当）も起きている。軽元素に対しては、振幅減衰より位相変化の方が格段に大きいので、X線位相イメージングによってより感度の高い測定が可能となる。これにより、これまで観察できなかった生体軟組織の観察が可能となり、また造影剤を用いずに撮影できるようになる。

近年注目されているX線位相イメージングの手法として、X線 Talbot 干渉計による方法がある[1]。X線 Talbot 干渉計は2枚の回折格子を用いた簡単な光学系であり、高い機械的安定性が不要、高い空間分解能の検出器を必要としない、格子を大きくすることで大視野化が可能、準単色の球面波 X 線源に対しても適用できるといった特徴を持っているため、医学分野への応用が期待されている。

X線 Talbot 干渉計では、一度の測定で位相イメージングと従来の吸収イメージングを同時に行うことができる。これらに加え近年 X 線 Talbot 干渉計を用いた新たなイメージングの手法として、物体の小角散乱に起因するとされる局所的な Visibility の低下を利用する手法が提案された[2]。X 線 Talbot 干渉計における位相イメージングと吸収イメージングでは、回折格子の周期（一般に数 μm ）より小さい構造を観察することはできない。一方、小角散乱は物体の数 μm 以下の構造を反映しているため、Visibility の低下を利用する新たなイメージング手法は、これまで X 線 Talbot 干渉計では得られなかった、物体に関する新たな情報を得ることができるようになる可能性を示している。

1.2 研究の目的

X線 Talbot 干渉計における物体による Visibility 低下のメカニズムは未だ明らかにされていない。定量的な計測手法として実用化を目指すためには、Visibility 低下のメカニズムを解明する必要がある。本研究では、当研究室において提案された Visibility 低下の理論[3]が実験データと整合することを示す。さらにイメージングへの応用を視野に入れ、Visibility 低下の情報を CT に応用することを目的とする。

1.3 本論文の構成

本論文の構成を以下に記す。

第2章

まずX線小角散乱について簡単に説明し、代表的な小角散乱コントラストイメージングの手法をいくつか紹介する。その上で、X線 Talbot 干渉計について、開発の背景およびイメージング手法の概要を述べる。

第3章

X線 Talbot 干渉計の理論について述べる。

第4章

Visibility について説明した上で、Visibility を用いたイメージングの方法および物体透過による Visibility 低下の原理について述べる。

第5章

実験方法および実験結果を示す。

第6章

実験結果に対する解析、考察を示す。

第7章

本研究で得られた成果のまとめと今後の展望について述べる。

第2章 X線小角散乱コントラストの計測

Visibility 低下は、物体による X 線の小角散乱と関係していると考えられている[2]。本章では、X 線小角散乱についての簡単な説明を行った上で、代表的な X 線小角散乱コントラスト計測の手法について説明する。さらに、X 線 Talbot 干渉計によるイメージングについて述べる。

2.1 X線小角散乱の一般的な表式

まず、X 線散乱の原理について簡単に説明する[4]。X 線が物体に入射すると、X 線の振動電場により、物質中の電子の電荷のために双極子振動が誘起される。この加速度を持つ電子から同じ振動数を持つ新たな電磁波が周囲の空間に放射される。これが散乱波である。電子の存在する位置は電子雲という形で表現されるが、この電子雲の密度に長さ d の周期性があるとき、X 線の波長を λ 、散乱角を 2θ とすると、ブラッグの条件式

$$\lambda = 2d \sin \theta \quad (2.1)$$

の関係で結び付けられる回折が起こる。よって、X 線散乱は物質の電子密度の周期構造についての情報を含んでいるため、物質の構造を調べる手段として用いられている。

X 線小角散乱は、散乱角が数度以下の X 線散乱である。ブラッグの条件式から分かるように、散乱角が小さいほど物体内の大きな構造を反映している。小角散乱で測定される一般的なスケールは 1-100 nm 程度である。ここから、X 線小角散乱の基本的な事項について、数式を交えて説明する。図 2.1 のように散乱体に X 線が入射した場合について考える。散乱 X 線を入射 X 線から角度 2θ のところで観測する。このときの入射波の波数ベクトルを k_i 、散乱波の波数ベクトルを k_s とし、散乱ベクトル q という量を $q = k_s - k_i$ で定義する。散乱ベクトルの大きさは $|q| = 4\pi \sin \theta / \lambda$ で表される。 r だけ離れた二点を通る X 線の間には光路差があり、その位相差は $r \cdot q$ である。したがって、電子密度分布が $\rho(r)$ である試料からの散乱 X 線の振幅 $F(q)$ は、位相差を考慮して系内の全ての散乱波を足し合わせて

$$F(q) = \int_V \rho(r) \exp(-iq \cdot r) dr \quad (2.2)$$

と表される。観測される散乱 X 線の強度 $I(q)$ は

$$I(q) \propto F(q) F^*(q) = |F(q)|^2 \quad (2.3)$$

である。また、散乱強度 $I(q)$ は、電子密度分布の自己相関関数

$$\gamma(r) = \int_V \rho(r') \rho(r+r') dr' \quad (2.4)$$

を用いて

$$I(q) = \int_V \gamma(r) \exp(-iq \cdot r) dr \quad (2.5)$$

と表せる。すなわち、散乱強度は電子密度分布の自己相関関数の Fourier 変換であることが分かる。

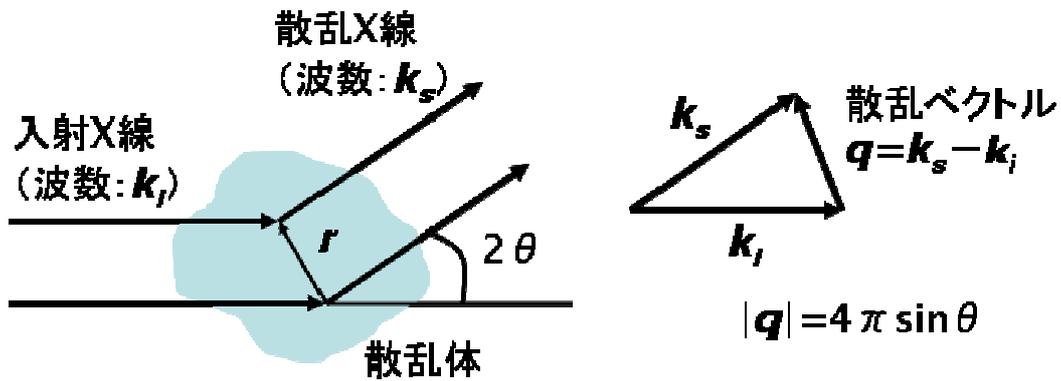


図 2.1 X 線散乱の模式図

2.2 代表的な X 線小角散乱コントラスト計測の手法

小角散乱コントラストを得るためには、光学系を工夫する必要がある。本節では、代表的な小角散乱コントラスト計測の手法について簡単に説明する。

2.2.1 アナライザ結晶を用いる方法 (DEI)

DEI (Diffraction Enhanced Imaging) は、アナライザ結晶と呼ばれる Si 等の単結晶から切り出した結晶によるブラッグ回折を利用してコントラストを得る手法である[5,6]。光学系の模式図を図 2.2 に示す。単結晶による X 線のブラッグ回折は秒オーダーの狭い角度幅で起こる。X 線を試料に照射し、その下流にアナライザ結晶を置くことで、透過 X 線をブラッグ回折させ検出する。X 線が試料により散乱されると、検出される強度分布はアナライザ結晶固有の回折強度分布よりも角度幅の広がり大きい分布となる。画素毎に強度分布の半値幅の値をパラメータとして測定することで、小角散乱コントラストを得ることができる[7,8]。

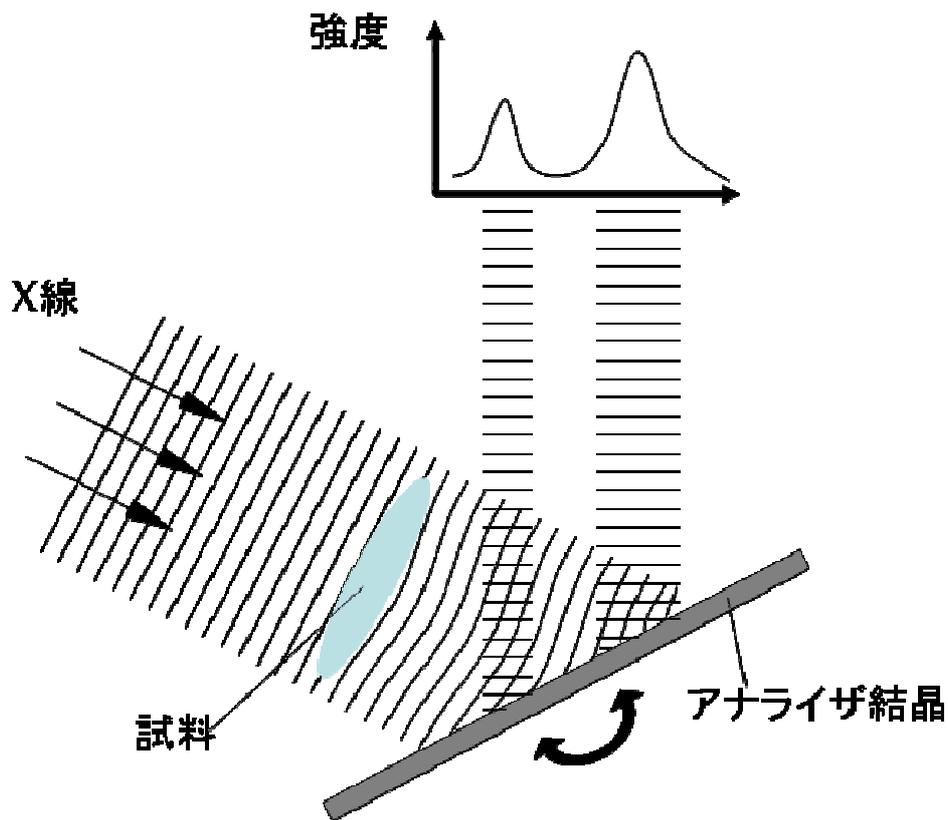


図 2.2 DEI の模式図

2.2.2 結晶干渉計を用いる方法

結晶干渉計の例として、Bonse-Hart 型干渉計の光学系の模式図を図 2.3 に示す[9]。Bonse-Hart 型干渉計は、ラウエケースのブラッグ回折を起こす三枚の結晶板を単結晶塊から一体で削り出したものである。それぞれの結晶板は全て等間隔かつ平行で、結晶板の面は格子面に対して垂直になるように削り出されている。入射した X 線は 1 枚目の結晶板で、結晶板に垂直な格子面で反射されるものと透過するものの 2 つに分けられる。その後 2 枚目の結晶板でも同様に分割され、それらのうち内側へ進む X 線が 3 枚目の結晶板上で干渉する。2 つに分かれた光線のうちの片方の光路に試料を挿入する。試料を透過した光線（物体波）と透過していないもう一方の光線（参照波）が重ね合わさることで、干渉縞として強度分布を得ることができる。試料を X 線が透過するとき、小角散乱が起こり一部の光線は伝播方向が変化する。それにより、検出器上において物体波と参照波の入射位置にずれが生じる。そのとき生じる干渉縞の Visibility 低下の情報から小角散乱コントラストを得ることができる[10]。

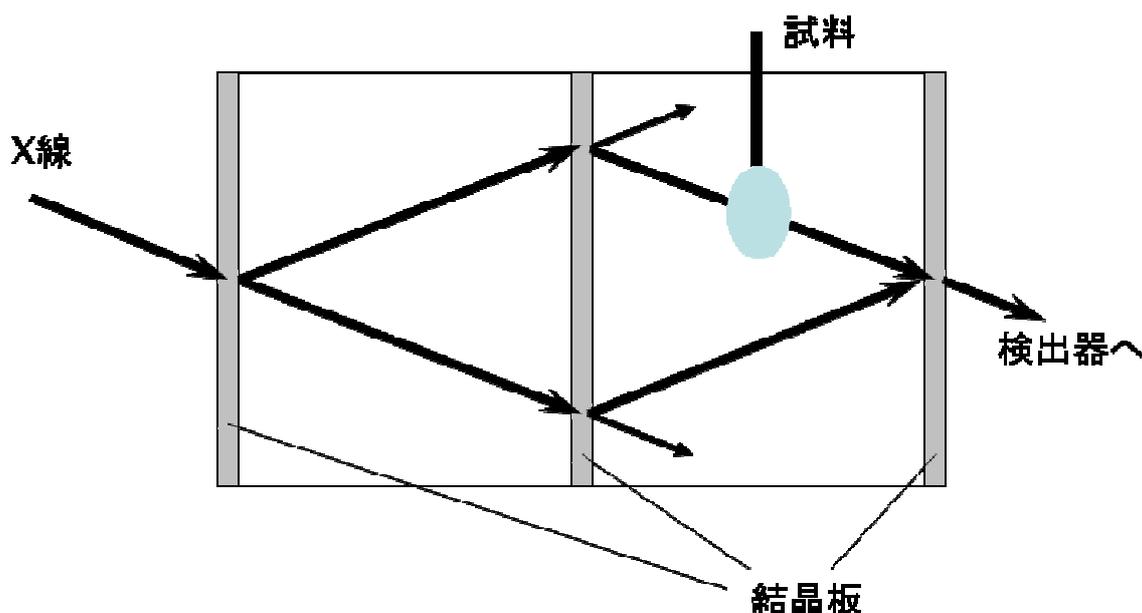


図 2.3 Bonse-Hart 型干渉計の模式図

2.3 X線 Talbot 干渉計

本節では、まず X 線 Talbot 干渉計開発の背景について述べた上で、本研究のテーマである X 線 Talbot 干渉計を用いた新たなイメージング手法の概要について説明する。

2.3.1 X 線 Talbot 干渉計開発の背景

物体を透過した X 線は振幅の減衰（吸収に相当）と共に位相シフト（屈折に相当）を起こすが、硬 X 線領域では物体と X 線の位相シフト相互作用は吸収相互作用に比べてはるかに大きい。そのため位相シフト量を検出することで、軽元素から成る物体に対して感度の高い測定を行うことができる。

しかし一般に検出器を用いて検出できる量は X 線の強度だけである。よって X 線の位相の情報を検出するには、強度の情報から位相の情報を得られるように光学系を工夫する必要がある。現在ではそのための様々な手法が提案されており、X 線 Talbot 干渉計を用いる方法もその一つである。X 線 Talbot 干渉計を用いる方法では、サイズの小さい光源を必要とするものの平行性や単色性は必要としない。さらに、空間分解能の高い検出器を必要としない、高い機械的安定性が要求されない、回折格子を大きくすることで大視野化が可能といった利点がある。したがって、X 線 Talbot 干渉計は医療応用の観点から大きな注目を集めている。

以下で、従来の X 線吸収イメージングに対する X 線位相イメージングの利点について説明する。X 線領域において、複素屈折率は一般に

$$n = 1 - \delta + i\beta \quad (2.6)$$

という式で表される[4]。屈折率の虚部 β は X 線の振幅減衰に対応し、実部 $1 - \delta$ は X 線の位相シフトに対応している。 β は線吸収係数 μ を用いて

$$\beta = \frac{\lambda}{4\pi} \mu \quad (2.7)$$

と表される。ただし λ は X 線の波長である。 μ と δ は原子レベルではそれぞれ

$$\mu = \sum_k N_k \mu_k^a \quad (2.8)$$

$$\delta = \frac{r_e \lambda^2}{2\pi} \sum_k N_k (Z_k + f_k^r) \quad (2.9)$$

$$= \frac{\lambda}{2\pi} \sum_k N_k p_k \quad (2.10)$$

である。ここで N_k は元素 k の単位体積あたりの個数、 μ_k^a は原子吸収係数、 r_e は古典電子半径、 Z_k は一原子あたりの電子数、 f_k^r は原子散乱因子の異常分散項の実部であり、 $p_k = r_e \lambda (Z_k + f_k^r)$ は原子一個あたりの位相シフトの相互作用断面積というべき量である。

ここで、 z 軸方向に進行する X 線が物体を透過したときの強度透過率の 2 次元分布を $T(x, y)$ 、位相シフトの 2 次元分布を $\Phi(x, y)$ とする。このとき $\log T(x, y)$ 、 $\Phi(x, y)$ はそれぞれ μ 、 δ の 3 次元分布の (x, y) 平面への投影となっており

$$\log T(x, y) = - \int \mu(x, y, z) dz \quad (2.11)$$

$$\Phi(x, y) = - \frac{2\pi}{\lambda} \int \delta(x, y, z) dz \quad (2.12)$$

と表される。(2.6)式、(2.7)式に(2.3)式、(2.5)式をそれぞれ代入すると

$$\log T(x, y) = - \int \sum_k N_k(x, y, z) \mu_k^a dz \quad (2.13)$$

$$\Phi(x, y) = - \int \sum_k N_k(x, y, z) p_k dz \quad (2.14)$$

となる。(2.8)式、(2.9)式より、 $\log T(x, y)$ と $\Phi(x, y)$ の違いは μ_k^a と p_k の違いに帰着されることが分かる。図 2.4 は、 μ_k^a と p_k を波長 0.3 Å、0.5 Å、0.7 Å の X 線について計算し、原子番号に対してプロットしたものである。なお、 p_k 及び f_k^r は佐々木テーブル[11,12]の値を用いた。図 2.4 から、軽元素では位相シフトの相互作用断面積が吸収のものより約 1000 倍大きいことが分かる。これが吸収イメージングに対する位相イメージングの利点である。

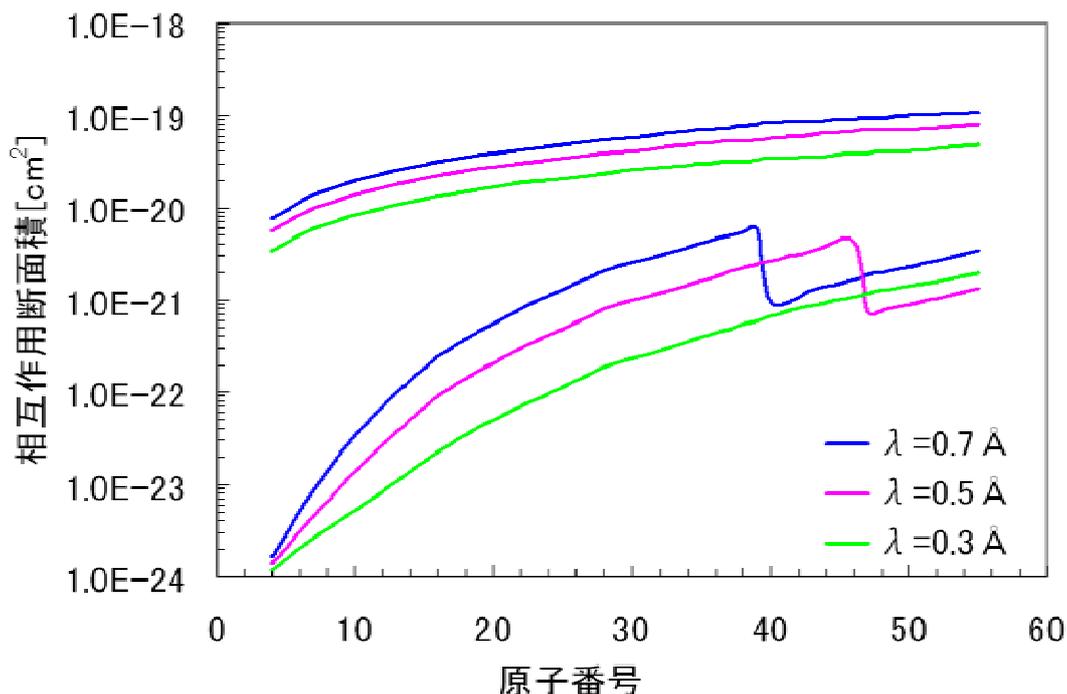


図 2.4 原子番号に対して相互作用断面積 μ_k^a 、 p_k をプロットしたもの

2.3.2 X線 Talbot 干渉計によるイメージングの概要

光学系の模式図を図 2.5 に示す。回折格子に光が入射すると多数の回折波が生じる。回折格子の周期が波長に比べ十分大きいとき、回折角は非常に小さくなり、ほぼ前方に回折される。この回折された光は干渉し合い、回折格子から下流に一定距離離れた場所に回折格子透過直後と同じパターン（自己像）が生じる。この現象は Talbot 効果として知られている[13]。一枚目の回折格子の上流に試料を置くと、試料による位相シフトによって自己像が変形する。その変形した自己像に、変形前の自己像と同じパターンの振幅型回折格子を重ねることで、自己像の変形をモアレ縞として検出することができ、そこから位相情報が得られる。ここまでが位相イメージングの手法であるが、このとき、X線が試料を透過したことによりモアレ縞の Visibility が低下するという現象も起こっている。この Visibility 低下の情報からコントラストを計測するという手法が、本研究のテーマである X線 Talbot 干渉計を用いた新しいイメージング手法である。X線 Talbot 干渉計を用いた位相イメージング及び本研究で扱う新しいイメージングの詳細は第 3 章、第 4 章で述べる。

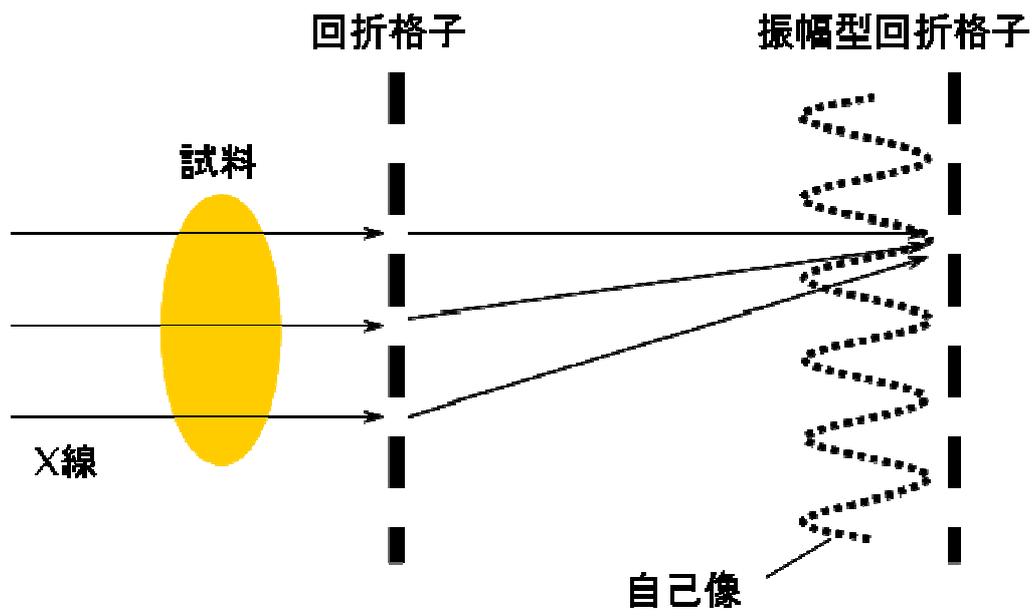


図 2.5 X線 Talbot 干渉計の模式図

第3章 X線 Talbot 干渉計の理論的記述

Talbot 干渉計は Talbot 効果[13]を利用した干渉計であり、かつて可視光領域で研究されてきたが、硬 X 線領域においても Talbot 効果が確認され[14]、Talbot 干渉計を構成できることが報告された[1]。本章では Talbot 効果およびそれを利用した X 線 Talbot 干渉計の理論について説明する。

3.1 Talbot 効果

Talbot 効果とは、光が回折格子を透過した後、特定の距離だけ離れた位置において回折格子と同じパターンが形成されるという現象であり、1836 年に Talbot によって発見された[13]。その後の研究により、光の波長を λ 、回折格子の周期を d とすると、 $2md^2/\lambda$ (m は自然数)であることが Rayleigh によって明らかにされた[15]。さらに、分数 Talbot 効果と呼ばれる現象が発見され[16]、Patorski によって Talbot 効果に関する成果がまとめられた[17]。

以下、この Talbot 効果について重要な事柄を説明する。

3.1.1 回折格子による Fresnel 回折

z 方向に伝播してきた波長 λ の単色平面波が周期 d ($\gg \lambda$) の回折格子に入射した時の、回折格子による Fresnel 回折を考える。回折格子の周期方向を x 軸、光軸方向を z 軸にとる (図 3.1)。

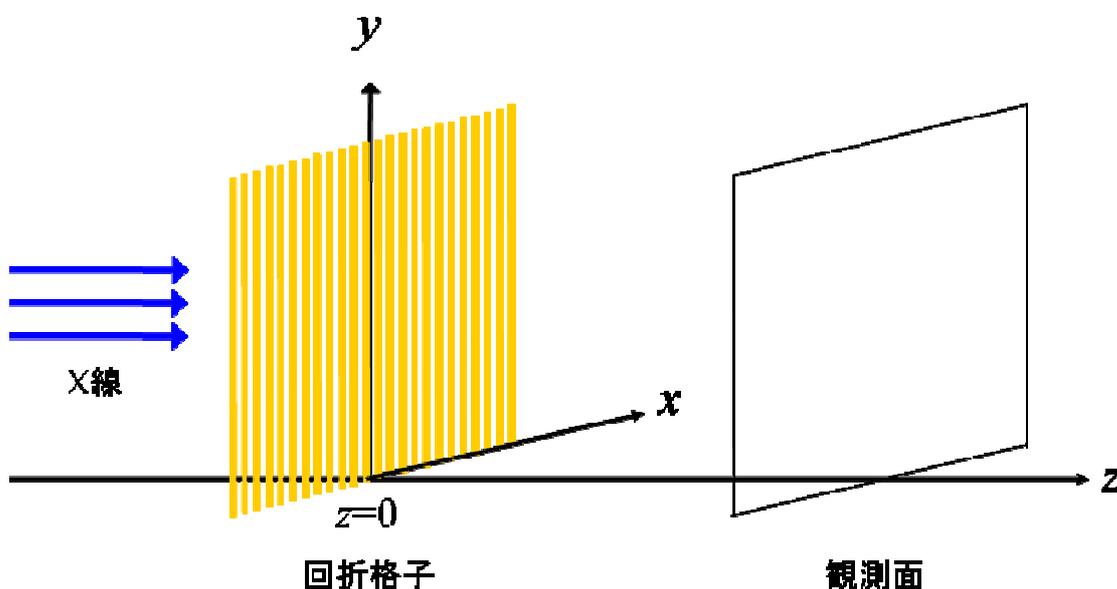


図 3.1: Talbot 効果の座標系

回折格子の振幅透過率を $T(x)$ とおくと、この単色平面波が回折格子を透過した後、距離 z だけ伝播した時の複素振幅分布 $E(x,y,z)$ は、

$$E(x, z) = \frac{1}{\sqrt{i\lambda z}} \int T(x') \exp\left[\frac{i\pi}{\lambda z}(x-x')^2\right] dx' \quad (3.1)$$

と表される Fresnel 回折積分を解くことによって求めることができる。一般にはこの積分は解析的に解くことは困難であるが、回折格子が x 方向に周期的であるときは振幅透過率 $T(x, y)$ は

$$T(x) = \sum_n a_n \exp\left(i2\pi \frac{n}{d} x\right) \quad (3.2)$$

という Fourier 級数展開で表される。 a_n は回折格子の透過関数の n 次の Fourier 係数である。(3.2) 式を用いると(3.1)式は解析的に解けて

$$E(x, z) = \sum_n a_n \exp(-i\pi\lambda \frac{n^2}{d^2} z) \exp(i2\pi \frac{n}{d} x) \quad (3.3)$$

のようになる。(3.3)式において $a_n \exp[-i\pi\lambda z n^2/d^2]$ をまとめて Fourier 係数と見なすと、この式は光の複素振幅分布の Fourier 係数が伝播によって変化していくことを表している。また、回折格子から z だけ伝播した時の強度分布は

$$\begin{aligned} I(x, z) &= |E(x, z)|^2 \\ &= \sum_l \sum_m a_l a_m^* \exp\left(-i\pi\lambda \frac{l^2 - m^2}{d^2} z\right) \exp\left(i2\pi \frac{l-m}{d} x\right) \\ &= \sum_n b_n(z) \exp\left(i2\pi \frac{n}{d} x\right) \end{aligned} \quad (3.4)$$

となる。ここで

$$b_n(z) = \sum_{n'} a_{n'+n} a_{n'}^* \exp\left(-i\pi\lambda \frac{(n'+n)^2 - n'^2}{d^2} z\right) \quad (3.5)$$

であり、 $b_n(z)$ は強度分布の n 次の Fourier 係数となっている。

3.1.2 Talbot 効果

式(3.3)において

$$z = p \frac{d^2}{\lambda} \quad (3.6)$$

である場合を考える。 p は Talbot 次数と呼ばれる。

p が偶数の場合、(3.3)式は

$$\begin{aligned} E\left(x, p \frac{d^2}{\lambda}\right) &= \sum_n a_n \exp\left(i2\pi \frac{n}{d} x\right) \\ &= T(x) \end{aligned} \quad (3.7)$$

となり、回折格子透過直後と同じ複素振幅分布及び強度分布が得られることが分かる。この現象は Talbot 効果と呼ばれており、この時の回折格子のパターンと同じ強度分布を自己像と呼ぶ。また、 $p=2$ のときの $z=z_T$ は特に Talbot 距離と呼ばれている。

p が奇数の場合、(3.3)式は

$$\begin{aligned}
E\left(x, p \frac{d^2}{\lambda}\right) &= \sum_n a_n \exp(-i\pi n^2) \exp\left(i2\pi \frac{n}{d} x\right) \\
&= \sum_n a_n \exp(i\pi n) \exp\left(i2\pi \frac{n}{d} x\right) \\
&= \sum_n a_n \exp\left[i2\pi \frac{n}{d} \left(x + \frac{d}{2}\right)\right] \\
&= T\left(x + \frac{d}{2}\right)
\end{aligned} \tag{3.8}$$

となり、生じる像は回折格子透過直後の像に対して半周期分ずれた像となる。一般にはこれも含めて Talbot 効果と呼ぶことが多いため、本論文でもそれに従うこととする。これを踏まえると、Talbot 効果は回折格子からの距離が

$$z = p \frac{d^2}{\lambda} \quad (p = 1, 2, \dots) \tag{3.9}$$

の観測面で起こることが分かる。

Talbot 効果には Ronchi 回折格子を用いることが多い。Ronchi 回折格子とは、開口比が 1:1 であり、開口部の振幅透過率が 1、それ以外の部分の振幅透過率は 0 であるような振幅型の回折格子である。その自己像の強度分布 I^R は、 p が奇数のときの x 方向の半周期のずれを無視すると

$$I^R\left(x, p \frac{d^2}{\lambda}\right) = \frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2n+1} \sin\left(2\pi \frac{2n+1}{d} x\right) \tag{3.10}$$

となる。

ここまでは波動光学的に Talbot 効果を見てきたが、理解を深めるためここで幾何光学的に考えてみることにする。図 3.2 のように、0 次回折光と n 次回折光が点 $P(x, y)$ で干渉する状況を考える。周期 d の回折格子を透過した波長 λ の単色平面波の n 次回折角は、回折角が十分小さいとして近軸近似を用いると $n\lambda/d$ となるので、点 $P(x, y)$ を通る n 次回折光の回折格子上での x 座標は $x - n\lambda z/d$ となる。よってこの n 次回折光の回折格子透過直後の複素振幅分布は

$$a_n \exp\left[i2\pi \frac{n}{d} \left(x - \frac{n\lambda}{d} z\right)\right] = a_n \exp\left(-i2\pi \lambda \frac{n^2}{d^2} z\right) \exp\left(i2\pi \frac{n}{d} x\right) \tag{3.11}$$

と表される。また、点 $P(x, y)$ に至るまでの 0 次回折光と n 次回折光の光路差を l_n とすると、放物近似を用いて

$$\begin{aligned}
 l_n &= \sqrt{z^2 + \left(\frac{n\lambda}{d}z\right)^2} - z \\
 &\cong z \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{n\lambda}{d}\right)^2 \right] - z \\
 &= \frac{n^2 \lambda^2}{2d^2} z
 \end{aligned} \tag{3.12}$$

となる。点 $P(x, y)$ での回折光の複素振幅分布 $E(x, z)$ は、光路差による位相差 $\exp(i2\pi l_n / \lambda)$ を掛けたものを全ての整数 n について足し合わせればよく

$$\begin{aligned}
 E(x, z) &= \sum_n a_n \exp\left(-i2\pi\lambda \frac{n^2}{d^2} z\right) \exp\left(i2\pi \frac{n}{d} x\right) \exp\left(i2\pi \frac{l_n}{\lambda}\right) \\
 &= \sum_n a_n \exp\left(-i\pi\lambda \frac{n^2}{d^2} z\right) \exp\left(i2\pi \frac{n}{d} x\right)
 \end{aligned} \tag{3.13}$$

となり、(3.3)式と一致する結果が得られる。

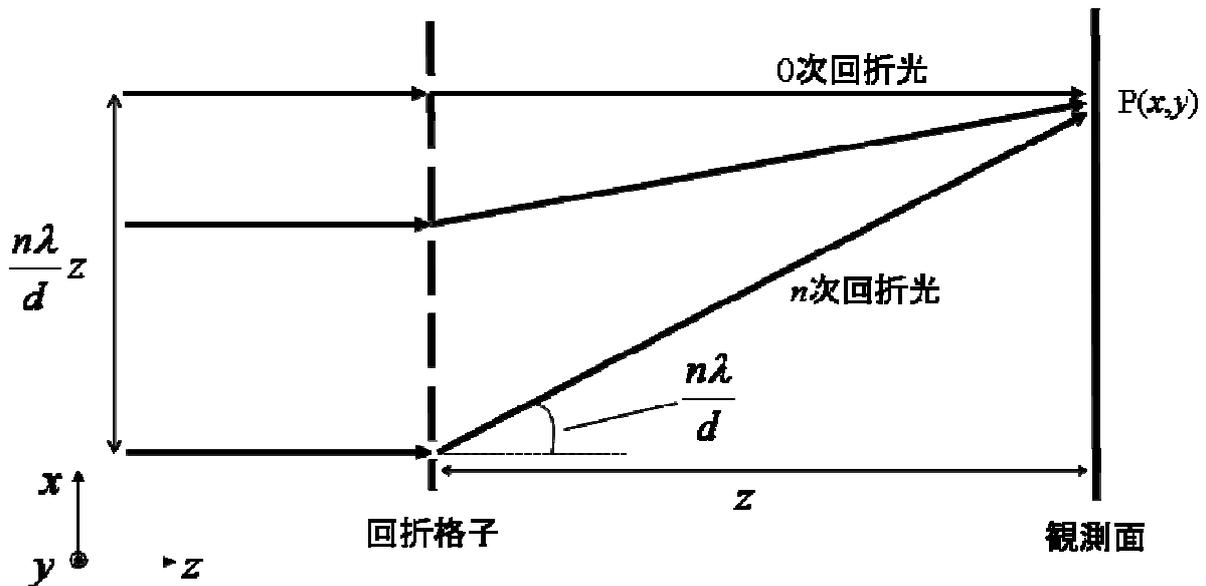


図 3.2: Talbot 効果の幾何光学的解釈

3.1.3 分数 Talbot 効果

前節で回折格子から $z = pd^2/\lambda$ だけ離れた観測面で Talbot 効果が生じることを確認できた。実際にはこれらの間の観測面でも x 方向に周期的な回折パターンが生じることが知られており、これを分数 Talbot 効果と呼ぶ[19]。特に位相型回折格子を用いたときに、 $z = (p + 1/2)d^2/\lambda$ の位置でコントラストの高いパターンが現れることが知られている。この節では、これについて説明する。

観測面が回折格子から

$$z = \frac{1}{2} \frac{d^2}{\lambda} \quad (3.14)$$

だけ離れているとき、(3.3)式の位相項は

$$\exp\left(-i\pi\lambda\frac{n^2}{d^2}z\right) = \exp\left(-i\pi\frac{n^2}{2}\right) = \begin{cases} \exp(-i\pi/2) & (n: \text{奇数}) \\ 1 & (n: \text{偶数}) \end{cases} \quad (3.15)$$

となり、(3.3)式は

$$E\left(x, \frac{d^2}{2\lambda}\right) = \exp\left(-i\frac{\pi}{2}\right) \sum_{n=\text{奇数}} a_n \exp\left(i2\pi\frac{n}{d}x\right) + \sum_{n=\text{偶数}} a_n \exp\left(i2\pi\frac{n}{d}x\right) \quad (3.16)$$

と表せる。ここで、(3.2)式を偶数と奇数の部分に分けて表すと

$$T(x) = \sum_{n=\text{奇数}} a_n \exp\left(i2\pi\frac{n}{d}x\right) + \sum_{n=\text{偶数}} a_n \exp\left(i2\pi\frac{n}{d}x\right) \quad (3.17)$$

と表せる。また

$$T\left(x + \frac{d}{2}\right) = - \sum_{n=\text{奇数}} a_n \exp\left(i2\pi\frac{n}{d}x\right) + \sum_{n=\text{偶数}} a_n \exp\left(i2\pi\frac{n}{d}x\right) \quad (3.18)$$

であるから

$$T(x) - T\left(x + \frac{d}{2}\right) = 2 \sum_{n=\text{奇数}} a_n \exp\left(i2\pi\frac{n}{d}x\right) \quad (3.19)$$

$$T(x) + T\left(x + \frac{d}{2}\right) = 2 \sum_{n=\text{偶数}} a_n \exp\left(i2\pi\frac{n}{d}x\right) \quad (3.20)$$

が成り立つ。(3.19)式、(3.20)式を(3.16)式に代入すると

$$E\left(x, \frac{d^2}{2\lambda}\right) = \frac{1}{\sqrt{2}} \exp\left(-i\frac{\pi}{4}\right) T(x) + \frac{1}{\sqrt{2}} \exp\left(i\frac{\pi}{4}\right) T\left(x + \frac{d}{2}\right) \quad (3.21)$$

が得られる。ここで位相型回折格子による位相シフトを $\phi(x)$ とすると

$$T(x) = \exp[i\phi(x)] \quad (3.22)$$

であるので、観測面での強度分布は(3.20)式、(3.21)式より

$$I\left(x, \frac{d^2}{2\lambda}\right) = \left|E\left(x, \frac{d^2}{2\lambda}\right)\right|^2 = 1 + \sin\left[\phi(x) - \phi\left(x + \frac{d}{2}\right)\right] \quad (3.23)$$

と表せる。この式から、位相型回折格子から観測面までの距離が $z = d^2/2\lambda$ のとき回折格子による位相シフトを表す強度パターンが生じることが分かる。また(3.23)式より、回折格子面上のある点と、そこから半周期分ずれた点での透過波の位相差が $\pi/2$ のときに最大強度と最小強度の差が最も大きくなり、最もコントラストの高いパターンが得られることが分かる。ここで、位相シフトが $-\pi/2$ の部分と 0 の部分が開口比率 1:1 であるような回折格子（以後 $\pi/2$ 位相型回折格子と呼ぶ）を用いると、Ronchi 回折格子による自己像と類似した強度分布が得られ、次式のようにその強度は 2 倍となることがわかる。

$$I\left(x, \frac{d^2}{2\lambda}\right) = 1 + \frac{4}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2n+1} \sin\left(2\pi \frac{2n+1}{d} x\right) \quad (3.24)$$

本論文ではこの像も自己像と呼ぶことにする。

3.1.4 球面波による Talbot 効果

前節までは入射波が平面波である場合について考えてきたが、球面波の場合でも Talbot 効果が生じる。この節では球面波を入射する場合について考えることにする。

点光源から発生した球面波の複素振幅分布は点光源からの距離 r の関数として

$$E(r) = \frac{1}{r} \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} r\right) \quad (3.25)$$

と表される。いま、点光源から回折格子までの距離を R とし、回折格子面上の点 (x, y) での複素振幅は、(3.25)式に $R \ll x, y$ とする近軸近似を用いると

$$E(x, y, R) \cong \frac{1}{R} \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} R\right) \exp\left(i\pi \frac{x^2 + y^2}{\lambda R}\right) \quad (3.26)$$

と書ける。回折格子透過直後の複素振幅分布は、回折格子の透過関数 $T(x)$ と $E(x, y, R)$ の積で表せるので、回折格子から z だけ下流の位置における複素振幅分布は Fresnel 回折積分より

$$\begin{aligned} E(x, y, R+z) &= \frac{1}{i\lambda z} \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} z\right) \iint T(x') E(x', y', R) \exp\left(i\pi \frac{(x-x')^2}{\lambda z}\right) dx' dy' \\ &= \frac{1}{\sqrt{i\lambda Rz(R+z)}} \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} (R+z)\right) \int T(x') \exp\left(i\pi \frac{x'^2}{\lambda R}\right) \exp\left(i\pi \frac{(x-x')^2}{\lambda z}\right) dx' \end{aligned} \quad (3.27)$$

となる。(3.2)式を(3.27)式の透過関数 $T(x)$ に代入することで解析的に解けて

$$E(x, z) = \frac{1}{R_1 + z} \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} (R_1 + z)\right) \sum_n a_n \exp\left(-i\pi\lambda \frac{n^2}{d^2} \frac{R_1 z}{R_1 + z}\right) \exp\left(i2\pi \frac{n}{d} \frac{R_1}{R_1 + z} x\right) \quad (3.28)$$

となり、強度分布は

$$I(x, z) = |E(x, z)|^2 = \frac{1}{(R + z)^2} \sum_n b_n \left(\frac{Rz}{R + z}\right) \exp\left(i2\pi \frac{n}{d} \frac{R}{R + z} x\right) \quad (3.29)$$

となる。(3.28)式から平面波の場合と同様に考えると

$$z = z_p = \frac{pd^2}{\lambda} \frac{R}{R - \frac{pd^2}{\lambda}} \quad (p = 1, 2, 3, \dots) \quad (3.30)$$

において Talbot 効果が生じ、平面波の場合とは異なる面で Talbot 効果が観測されることが分かる。このとき生じる自己像は

$$E(x, z_p) \propto \sum_n a_n \exp\left(2\pi i \frac{nx}{(1 + z_p/R)d}\right) \quad (3.31)$$

であり、自己像の周期は回折格子の周期 d の $1 + z_p/R$ 倍に拡大されている。このことは幾何光学的に考えても容易に理解できる。また、分数 Talbot 効果が生じる条件も同様にして

$$z_p = \left(p - \frac{1}{2}\right) \frac{d^2}{\lambda} \frac{R}{R - \left(p - \frac{1}{2}\right) \frac{d^2}{\lambda}} \quad (p = 1, 2, 3, \dots) \quad (3.32)$$

と求まる。

3.1.5 Talbot 効果と光のコヒーレンス

Talbot 効果は多数の回折光が干渉して起こる現象なので、形成された自己像は入射光のコヒーレンスに影響される[18]。この節では Talbot 効果とコヒーレンスの関係について述べる。

コヒーレンスとは波の干渉のしやすさのことであり、点光源からの単色光は完全にコヒーレントである[4]。しかし実際には光源は大きさを持ち、波長に幅があるので、部分的にコヒーレントとなる。時空間の 2 点 $(\mathbf{r}_1, t), (\mathbf{r}_2, t + \tau)$ の場の相互コヒーレンス関数は

$$\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau) = \langle E^*(\mathbf{r}_1, t) E(\mathbf{r}_2, t + \tau) \rangle \quad (3.33)$$

で表され、これを規格化した

$$\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau) = \frac{\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau)}{\sqrt{\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, 0)\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, 0)}} \quad (3.34)$$

を複素コヒーレンス度と呼び $|\gamma| \leq 1$ である。また同一時刻における空間的な相関

$$\mu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, 0) \quad (3.35)$$

を空間的コヒーレンス度と呼び、同一位置における時間的な相関

$$\gamma(\tau) = \gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1, \tau) \quad (3.36)$$

を時間的コヒーレンス度と呼ぶ。

Van Cittert-Zernike の定理によると、入射光が準単色の場合、空間的コヒーレンス度 μ は 2 点の差 $\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 = (\Delta x, \Delta y)$ の関数で表される $\mu(\Delta x, \Delta y)$ と正規化された光源強度分布 $S(\xi, \eta)$ は

$$\mu(\Delta x, \Delta y) = \int S(\xi, \eta) \exp\left[i2\pi \frac{(\Delta x \xi + \Delta y \eta)}{\lambda z}\right] d\xi d\eta \quad (3.37)$$

の関係がある。光源強度分布が標準偏差 σ_s のガウス分布であると仮定する。このとき、2 点間の距離を L 、2 点から光源までの距離を R とすると、光源サイズの見込み角 $\sim \sigma_s/R$ によって空間的コヒーレンス度が決まり、(3.37)式より

$$\mu(L) = \exp\left[-2\left(\frac{\pi\sigma_s L}{\lambda R}\right)^2\right] \quad (3.38)$$

で与えられる。よって光源の大きさが小さいほど空間的コヒーレンスは高くなるといえる。

ところで図 3.2 より、 n 次回折光と m 次回折光は回折格子面上で

$$L = \left|(n-m)\frac{\lambda}{d}z\right| \quad (3.39)$$

だけ離れた点から観測点に到達するので、この 2 つの光の空間的コヒーレンス度を考慮すると(3.4)式は

$$\begin{aligned} I(x, z) &= \sum_n \sum_m \mu\left(\left|(n-m)\frac{\lambda}{d}z\right|\right) a_n a_m^* \exp\left(-i\pi\lambda \frac{n^2 - m^2}{d^2} z\right) \exp\left(i2\pi \frac{n-m}{d} x\right) \\ &= \sum_n \mu\left(\left|n\frac{\lambda}{d}z\right|\right) b_n(z) \exp\left(i2\pi \frac{n}{d} x\right) \end{aligned} \quad (3.40)$$

と書き換えられる。これは強度の Fourier 係数が空間的コヒーレンス度の影響を受けて小さくなることを表している。また、 n が大きい、すなわち大きく回折されるほどコヒーレンス関数の値は小さくなり、強度の Fourier 係数が小さくなることが分かる。

次に時間的コヒーレンスの影響について考える。Winer-Khintchine の定理によると、 $\gamma(\tau)$ と光源のスペクトル密度は互いに Fourier 変換の関係にある。光源のスペクトル幅が $\Delta\nu$ のとき、可干渉時間を Δt 、それに対応する光路長である可干渉距離を l_t とすると

$$l_t = c\Delta t \approx \frac{c}{\Delta\nu} = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (3.41)$$

となる。ところで、回折格子による n 次と m 次回折光の光路差を l とすると(3.12)式より

$$l = \left|\frac{\lambda^2}{2d^2} z(n^2 - m^2)\right| \quad (3.42)$$

である。少なくとも 0 次光と ± 1 次光が干渉するためには]

$$l_t > \frac{\lambda^2 z}{2d^2} \quad (3.43)$$

が必要である。Talbot 効果が起こる $z = d^2/\lambda$ の場合を考えると、光路差は $l = \lambda/2$ と十分に短く、時間的コヒーレンスは Talbot 効果にほとんど影響を及ぼさないと考えてよい。

3.2 X 線 Talbot 干渉計

Talbot 干渉計とは、Talbot 効果により自己像が生じる面にもう一枚振幅型回折格子を置くことによってモアレ縞を発生させ、物体を挿入したときのモアレ縞の変形から物体の微分位相を求めるものである[19]。2003 年に硬 X 線領域で実現[1]されて以来、X 線位相イメージングの手法として研究されている[20-22]。本節では、物体により自己像の強度分布がどのように変化するのか述べた上で、X 線 Talbot 干渉計を用いた微分位相の検出方法について説明する。

3.2.1 物体挿入による自己像の変形

図 3.3 のように回折格子の上流に物体を挿入したときについて考える。物体による位相変化を $\Phi(x, y)$ とすると、観測面上の点 $P(x, y, z)$ における n 次光は $\Phi(x - n\lambda z/d, y)$ だけ位相が変化している。このとき、観測面上での複素振幅分布は

$$E(x, y, z) = \sum_n a_n \exp\left(-i\pi\lambda \frac{n^2}{d^2} z\right) \exp\left[i\left(2\pi \frac{n}{d} x + \Phi\left(x - \frac{n\lambda}{d} z, y\right)\right)\right] \quad (3.44)$$

となる。 $\Phi(x, y)$ の変化が緩やかであると仮定すると、 $x = n\lambda z/d$ の近傍において

$$\begin{aligned} \Phi\left(x - \frac{n\lambda}{d} z, y\right) &\cong \Phi(x, y) - \frac{n\lambda}{d} z \frac{\partial \Phi(x, y)}{\partial x} \\ &= \Phi(x, y) - 2\pi \frac{n}{d} z \varphi_x(x, y) \end{aligned} \quad (3.45)$$

とテイラー展開できる。ただし $n\lambda z/d$ は十分小さいとし、2 次以上の項は無視できるとする近似を用いた。ここで $\varphi(x, y)$ は物体透過後の x 方向の屈折角分布を表し

$$\varphi_x(x, y) = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial \Phi(x, y)}{\partial x} \quad (3.46)$$

である。(3.44)式、(3.45)式より、観測面上での強度分布は

$$I(x, y, z) = |E(x, y, z)|^2 = \sum_n b_n(z) \exp\left[i2\pi \frac{n}{d} (x - z\varphi_x(x, y))\right] \quad (3.47)$$

となり、位相シフト量の x 方向の 1 階微分に比例した分だけ元の自己像の強度分布より位相が変化していることが分かる。(3.4)式と比較すると、観測面上で像が x 方向に $z\varphi_x(x, y)$ だけ平行移動したものとなっている。これは X 線が物体を透過することにより波面が屈折した分だけ像が変位したことを表している。また、(3.45)式の近似により空間分解能が制限され、 z を Talbot 距離とすると、 x 方向の空間分解能の上限が回折格子の周期程度となることが分かる。

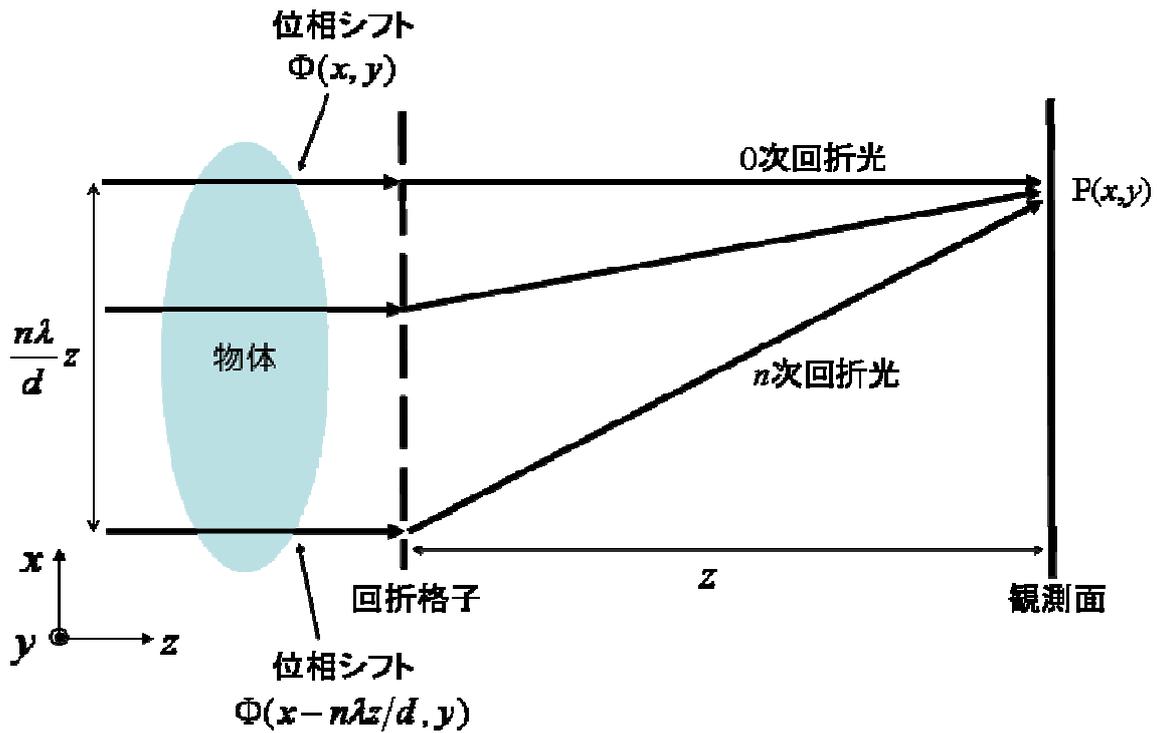


図 3.3 物体を挿入したときの Talbot 効果

3.2.2 X 線 Talbot 干渉計の原理

物体を挿入したときの自己像の変形をそのまま解像するためには、自己像の周期よりも十分小さい空間分解能を持つ検出器が必要となる。X 線 Talbot 干渉計では通常、周期数 μm の回折格子が用いられるが、その場合サブ μm オーダーの空間分解能を持つ検出器が必要となる。これに対し Talbot 干渉計では、自己像に振幅型回折格子を重ねることで生じるモアレ縞の変形を検出する。このとき検出器に要求されるのはモアレ縞の周期より十分小さな空間分解能である。通常、モアレ縞の周期は検出器の空間分解能より十分大きくできるため、Talbot 干渉計では検出器の空間分解能の制限はないと言ってよい。ただし検出器の空間分解能は、物体の像の空間分解能には寄与している。本節では Talbot 干渉計により得られる強度分布についての数式的な説明を行う。

Talbot 干渉計の模式図を図 3.4 に示す。このように、間隔をあげた回折格子 G1 と振幅型回折格子 G2 の上流に物体を置く。G1、G2 の周期は共に d とする。

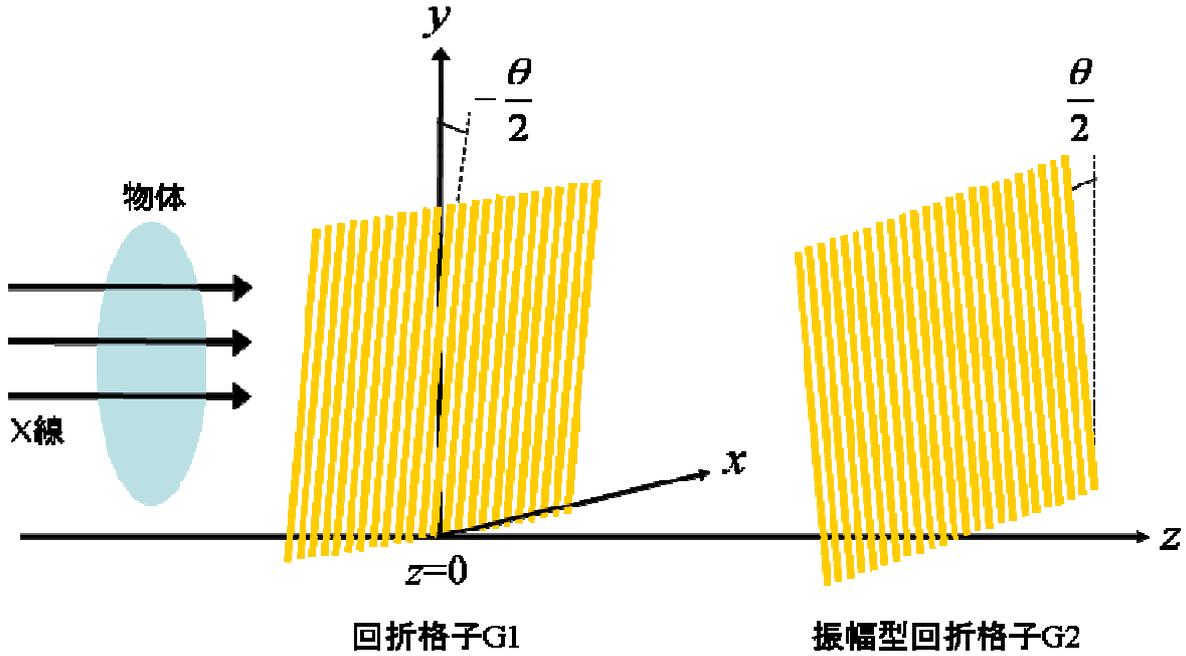


図 3.4 Talbot 干渉計の模式図

G1 の自己像の強度分布は(3.47)式で表される。ここで G1 を z 軸回りに $-\theta/2$ (ただし $\theta \ll 1$) 傾けたとすると、G1 の下流での強度分布 $I_1(x, y, z)$ は空間的コヒーレンスの影響も考慮して

$$I_1(x, y, z) = \sum_n \mu \left(n \frac{\lambda}{d} z \right) b_n(z) \exp \left[i 2\pi \frac{n}{d} \left(x - \frac{\theta}{2} y - z \varphi_x(x, y) \right) \right] \quad (3.48)$$

と表される。

次に、G2 を z 軸回りに $+\theta/2$ (ただし $\theta \ll 1$) 傾けたとする。また G2 は G1 に対して x 軸方向に χ だけずれているとする。このとき G2 の強度透過率分布 $I_2(x, y)$ は

$$I_2(x, y) = \sum_n c_n \exp \left[i 2\pi \frac{n}{d} \left(x + \frac{\theta}{2} y + \chi \right) \right] \quad (3.49)$$

と表される。ただし c_n は G2 の強度透過率分布の Fourier 係数である。

Talbot 干渉計では G1 の自己像が生じる面に G2 を配置し、 $I(x, y) = I_1 I_2$ としてモアレ縞を得る。この時、回折格子の周期より細かい構造の情報も存在しているが、モアレ縞の情報はこのような細かい構造を平均化したものであるため、観測系に回折格子の周波数以下の成分のみを通すローパスフィルタ的作用を仮定する (図 3.5)。

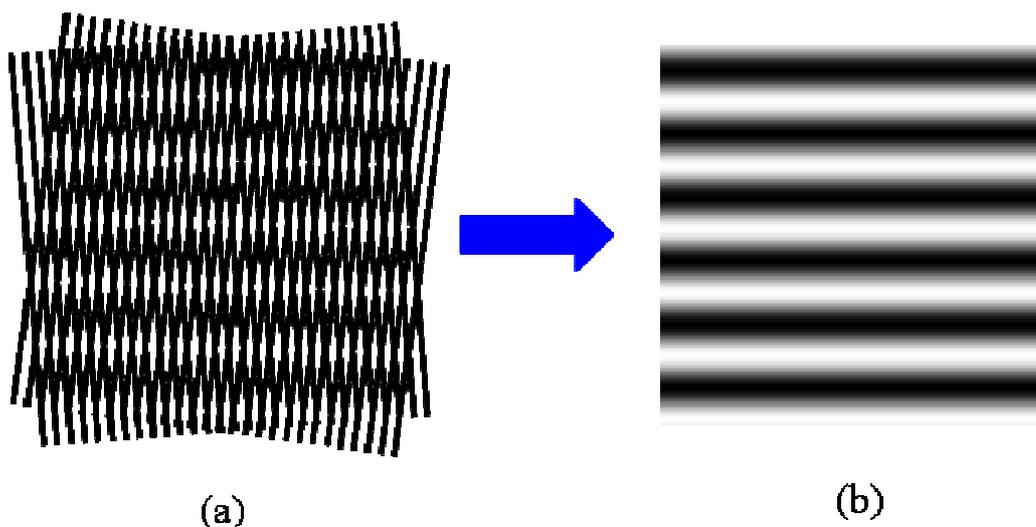


図 3.5 (a)G1 の自己像と G2 の重ね合わせ (b)細かい構造が平均化されたモアレ縞

このフィルタ操作を式で表すと

$$I(x, y) = \frac{1}{d} \int_{x-d/2}^{x+d/2} I_1(x', y, z) I_2(x', y) dx' \quad (3.50)$$

となる。ただし $I(x, y)$ はモアレ縞の二次元強度分布である。(3.48)式と(3.49)式を(3.50)式に代入して

$$I(x, y) = \sum_{n_1} \sum_{n_2} \mu \left[n_1 \frac{\lambda}{d} z \right] b_{n_1}(z) c_{n_2} \exp \left[i2\pi \frac{1}{d} \left((-n_1 + n_2) \frac{\theta}{2} y - n_1 z \varphi_x(x, y) + n_2 \chi \right) \right] \times \frac{1}{d} \int_{x-d/2}^{x+d/2} \exp \left(i2\pi \frac{n_1 + n_2}{d} x \right) dx \quad (3.51)$$

が得られる。ただし $\varphi_x(x, y)$ は変化が緩やかであるとして積分から除外している。ここで

$$\frac{1}{d} \int_{x-d/2}^{x+d/2} \exp \left(i2\pi \frac{n_1 + n_2}{d} x \right) dx = \begin{cases} 1 & (n_1 + n_2 = 0) \\ 0 & (n_1 + n_2 \neq 0) \end{cases} \quad (3.52)$$

の関係を用いると、(3.51)式は

$$I(x, y) = \sum_n \mu \left[n \frac{\lambda}{d} z \right] b_{-n}(z) c_n \exp \left[i2\pi \frac{n}{d} (\theta y + z \varphi_x(x, y) + \chi) \right] \quad (3.53)$$

となる。この式から

- ・ 物体を置いていない状態で 2 枚の回折格子が面内で傾いているとき、 y 方向にモアレ縞が生じる。
- ・ 物体を置くとその微分位相によってモアレ縞が変形する。
- ・ χ を変えることによりモアレ縞の位相を変えることができる。
- ・ z を変えることにより微分位相に対する感度を変えられる。

といったことが分かる。

具体例として、G1 に $\pi/2$ 位相型回折格子、G2 に Ronchi 回折格子を用いた場合について考えてみる。(3.9)式、(3.24)式、(3.53)式より、 $z = (p + 1/2)d^2 / \lambda$ のときのモアレ縞の強度分布は

$$I(x, y) = \frac{1}{2} + \frac{4}{\pi^2} \sum_{n=0}^{\infty} \mu(|(2n+1)pd|) \frac{1}{(2n+1)^2} \cos\left(2\pi \frac{2n+1}{d} (\theta y + z\varphi_x(x, y) + \chi)\right) \quad (3.54)$$

と求まる。この式から、モアレ縞の強度分布の Fourier 級数展開は奇数次の項だけから成り、そのプロファイルは三角波になることが分かる。

3.3 X 線 Talbot-Lau 干渉計

3.1.4 で、球面波でも Talbot 効果が生じることを説明した。これは、X 線 Talbot 干渉計において X 線管のような実験室 X 線源を用いることができることを表している。しかし、空間コヒーレンスの要請からその光源サイズは $10 \mu\text{m}$ 程度まで小さくしなければならないため、強度が小さくなってしまいう問題がある。X 線 Talbot-Lau 干渉計は X 線 Talbot 干渉計から派生した干渉計であり、実験室での X 線の強度不足を解決することができる[23]。X 線 Talbot-Lau 干渉計では回折格子 G1 の上流にマルチスリット G0 を配置する。各スリットが小さな線光源として機能してそれぞれ独自に自己像を形成し、それらの自己像が重ね合わせられる。別々の光源からの X 線は干渉しないので、自己像の重ね合わせは単純に強度の和となる。

X 線 Talbot-Lau 干渉計の光学系を図 3.6 に示す。各線光源が形成する自己像が重なり合う条件は幾何学的に考えればよく

$$d_0 = \frac{R_1}{z} d_2 = \frac{R_2}{z} d_1 \quad (3.55)$$

である。これと(3.30)式および G1 の自己像の周期は d_1 の $1 + z_p/R$ 倍に拡大されていることから

$$\frac{1}{d_0} = \frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2} \quad (3.56)$$

$$R_1 = \frac{p}{\lambda} d_0 d_1 \quad (3.57)$$

$$z = \frac{p}{\lambda} d_1 d_2 \quad (3.58)$$

という関係式が得られる。

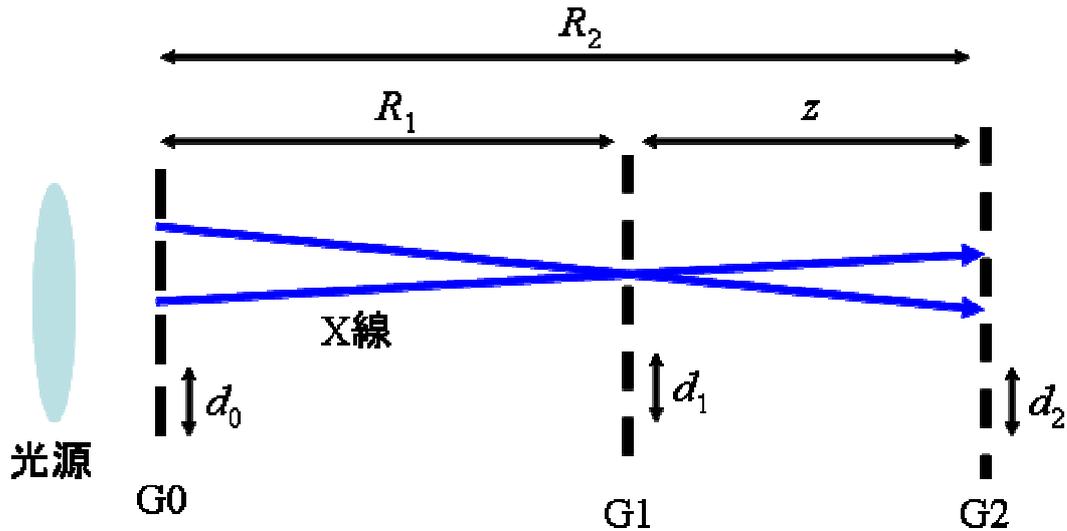


図 3.6 X 線 Talbot 干渉計の光学系

3.4 縞走査法

X 線 Talbot 干渉計によって得られる干渉縞の強度分布から干渉前の位相情報を得る手法の一つに縞走査法がある[24]。これは、干渉縞の位相を人為的に変えたときの干渉縞の変化を解析し、縞の位相を決定する手法である。

ここで、一般的な縞走査法のアルゴリズムについて説明する。干渉縞が正弦波で表されるとする。干渉縞の位相を $2\pi/M$ ずつ変化させて取得した M 枚の干渉縞のデータ列を $I_k(x, y)$ とすると、縞の位相 ϕ は

$$\phi = \arg \left[\sum_{k=1}^M I_k(x, y) \exp \left(-i2\pi \frac{k}{M} \right) \right] \quad (3.59)$$

と求めることができる。

3.5 CT 再構成

物体内の三次元構造を調べる手法として、X 線 CT がよく知られている。現在医療分野で利用されている X 線 CT は、多数の投影方向から得られた吸収画像 $\log T$ から、計算機を用いて断層像の再構成を行うものである。三次元像として再構成されるのは(2.11)式の右辺にある線吸収係数 μ となる。以後、この従来の X 線 CT を X 線吸収 CT と呼ぶことにする。

さて、物体による位相シフト量 Φ と試料の三次元屈折率分布 $1 - \delta(x, y, z)$ は(2.12)式の関係にあるため、吸収 CT と同様に多数の投影方向から得られた Φ から $1 - \delta(x, y, z)$ を再構成することが可能である。以後、これを X 線位相 CT と呼ぶことにする。実際、X 線位相 CT は Bonse-Hart 型干渉計、伝播ベースの方法、DEI、そして Talbot 干渉計の各手法で行われている[25-27]。

まず CT の原理[28]について述べる。物体内の構造分布を $f(x, y)$ とし、 $x-y$ 座標系から角度 θ だけ回転した $r-s$ 座標系を考えると、 s 軸に平行なビームを用いて $f(x, y)$ を投影したデータ $p(r, \theta)$ は

$$p(r, \theta) = \int_{-\infty}^{\infty} f(r \cos \theta - s \sin \theta, r \sin \theta + s \cos \theta) ds \quad (3.60)$$

で与えられる。ただし、

$$\begin{aligned} r &= x \cos \theta + y \sin \theta \\ s &= -x \sin \theta + y \cos \theta \end{aligned} \quad (3.61)$$

である。ビームまたは物体を回転させることで、投影データ $p(r, \theta)$ を得ることができる。 $f(x, y)$ の二次元 Fourier 変換を $F(u, v)$ とすると

$$F(u, v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \exp[-i2\pi(ux + vy)] dx dy \quad (3.62)$$

と表される。ここで $u = \omega \cos \theta$ 、 $v = \omega \sin \theta$ と変数変換して $F(u, v)$ を極座標 $\omega - \theta$ を用いて表すと

$$F(\omega \cos \theta, \omega \sin \theta) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \exp[-i2\pi\omega(x \cos \theta + y \sin \theta)] dx dy \quad (3.63)$$

となる。さらに、(3.61)式を用いて変形し、(3.60)式を代入すると

$$\begin{aligned} F(\omega \cos \theta, \omega \sin \theta) &= \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{-\infty}^{\infty} f(r \cos \theta - s \sin \theta, r \sin \theta + s \cos \theta) ds \right] \\ &\quad \times \exp(-i2\pi\omega r) dr \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} p(r, \theta) \exp(-i2\pi\omega r) dr \\ &= P(\omega, \theta) \end{aligned} \quad (3.64)$$

が得られる。ただし $P(\omega, \theta)$ は角度を θ としたときの投影データ $p(r, \theta)$ の r についての一次元 Fourier 変換である。(3.64)式は、 $P(\omega, \theta)$ が $f(x, y)$ の二次元 Fourier 変換の角度 θ 方向で切断した断面に等しいということを示している。この様子を図 3.7 に示す。したがって、 $p(r, \theta)$ を半周に渡って測定すれば、 $f(x, y)$ の二次元 Fourier 変換 $F(u, v)$ の情報が全て得られることになり

$$f(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(u, v) \exp[i2\pi(ux + vy)] du dv \quad (3.65)$$

で表される二次元逆 Fourier 変換によって $f(x, y)$ を再構成することができる。

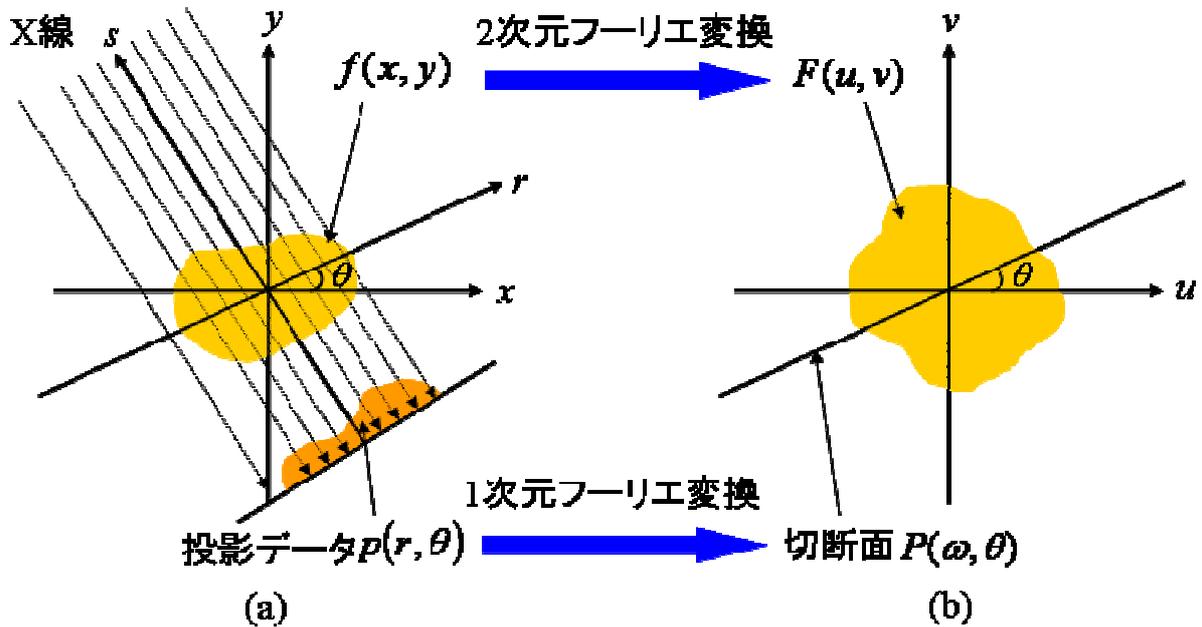


図 3.7 (a)空間領域 (b)周波数領域

次に、(3.64)式の右辺は極座標表示を用いて

$$\begin{aligned}
 f(x, y) &= \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} F(\omega \cos \theta, \omega \sin \theta) \exp[i2\pi\omega(x \cos \theta + y \sin \theta)] \omega d\omega d\theta \\
 &= \int_0^{\pi} \left[\int_{-\infty}^{\infty} P(\omega, \theta) |\omega| \exp(i2\pi\omega r) d\omega \right] d\theta \\
 &= \int_0^{\pi} q(x \cos \theta + y \sin \theta, \theta) d\theta
 \end{aligned} \tag{3.66}$$

と表される。ここで $q(r, \theta)$ は

$$q(r, \theta) = \int_{-\infty}^{\infty} P(\omega, \theta) |\omega| \exp(i2\pi\omega r) d\omega \tag{3.67}$$

であり、 $P(\omega, \theta)$ に周波数 ω の絶対値に比例した周波数特性を持つフィルタを作用させた後、逆 Fourier 変換を行って得られるデータを表している。(3.66)式は、 $q(r, \theta)$ のうち点 (x, y) を通過する全方向のデータを重ね合わせる、すなわち逆投影することによって $f(x, y)$ を再構成できることを示している。この方法はフィルタ補正逆投影法と呼ばれている。

さらに、(3.67)式の演算は実空間上で行うことも可能である。周波数空間での掛け算を行うことは実空間での畳み込み積分を行うことに等しいので

$$h(r) = \int_{-\infty}^{\infty} |\omega| \exp(i2\pi\omega r) d\omega \quad (3.68)$$

なるフィルタ関数を用いると、(3.67)式は

$$q(r, \theta) = p(r, \theta) * h(r) \quad (3.69)$$

と書き換えられる。ただし*は畳み込み演算である。

(3.68)式のフィルタ関数 $|\omega|$ は周波数と共に増大して発散してしまうが、実際に計算するときには離散的に測定された投影データを用いるので、 r に関するサンプリング間隔から決まる Nyquist 周波数以下の成分のみを考えればよい。したがって、サンプリング間隔を Δr とし、 $r = n\Delta r$ とすると、(3.68)式は

$$\begin{aligned} h(n\Delta r) &= \int_{\frac{-1}{2\Delta r}}^{\frac{1}{2\Delta r}} |\omega| \exp(i2\pi\omega n\Delta r) d\omega \\ &= \frac{1}{2(\Delta r)^2} \frac{\sin(\pi n)}{\pi n} - \frac{1}{4(\Delta r)^2} \left[\frac{\sin(\pi n/2)}{\pi n/2} \right]^2 \\ &= \begin{cases} \frac{1}{4(\Delta r)^2} & (n=0) \\ 0 & (n:\text{偶数}) \\ -\frac{1}{n^2\pi^2(\Delta r)^2} & (n:\text{奇数}) \end{cases} \end{aligned} \quad (3.70)$$

となる。(3.69)式を用いてこのようなフィルタ関数との畳み込み演算を行った後、(3.66)式の逆投影を行うことで、 $f(x, y)$ を再構成することができる。この方法は畳み込み逆投影法と呼ばれている。以上が、投影データから物体の断面の情報を得る手法の説明である。

X線位相CTの場合、計測される投影データである位相シフト量 Φ と、再構成される δ の関係は(2.12)式で表されるので

$$\delta(x, y) = -\frac{\lambda}{2\pi} \int_0^\pi \Phi(r, \theta) * h(r) d\theta \quad (3.71)$$

という関係式から δ を求めることができる。

第4章 Visibility とそのイメージング応用

X線 Talbot 干渉計は医療応用が期待できる位相イメージングの手法として研究が行われてきた。しかし、2008 年に Pfeiffer によって、X 線 Talbot 干渉計を用いた新たなコントラスト生成の手法が提案された[2]。その手法は、物体を置くことで低下する局所的な Visibility の値を利用したイメージングであるが、そのメカニズムについては未だ報告が成されていない。本章では、まずこの X 線 Talbot 干渉計を用いた新たなイメージングの方法について説明する。その後、当研究室において提案された、物体を置くことにより Visibility の低下が生じるメカニズム[3]について説明する。

4.1 Visibility を用いたイメージング

前章で述べたように、X 線 Talbot 干渉計は物体の透過により変形したモアレ縞から微分位相を計測できる干渉計である。Visibility はモアレ縞のコントラストを計測する指標であるが、物体を置くことでこの Visibility が低下することが知られている。検出器の画素毎の局所的な Visibility を計測することで、コントラスト画像を形成することができる。本節では Visibility について説明した上で、それをイメージングに応用する方法について述べる。

4.1.1 Visibility

Visibility とは干渉縞の鮮明さを表す物理量であり、X 線 Talbot 干渉計においてもモアレ縞の鮮明さを評価する指標として用いられている。Visibility を $V(x, y)$ とすると

$$V(x, y) = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (4.1)$$

で定義される。ここで、 I_{\max} および I_{\min} はそれぞれ強度の最大値と最小値である。これらの差が大きいほど Visibility の値は大きくなり、干渉縞のコントラストが鮮明になる。また、Visibility は 0 から 1 までの値をとる。

モアレ縞の高次成分の影響を無視して考えると、モアレ縞の各点での強度変化 $I(x, y, \chi)$ は

$$\begin{aligned} I(x, y, \chi) &= \sum_n a_n(x, y) \cos \left[\phi_n(x, y) + n \frac{2\pi}{d} \chi \right] \\ &\approx a_0(x, y) + a_1(x, y) \cos \left[\phi_1(x, y) + \frac{2\pi}{d} \chi \right] \end{aligned} \quad (4.2)$$

と表せる。ここで $a_n(x, y)$ はモアレ縞の各点 (x, y) における振幅係数、 $\phi_n(x, y)$ は位相項であり、 χ は G2 の G1 に対する x 軸方向のずれである。概略図を図 4.1 に示す。

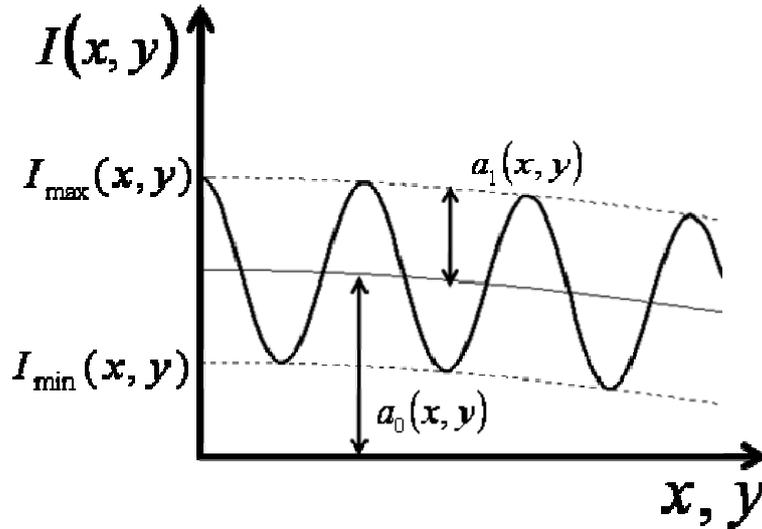


図 4.1 干渉縞の強度分布

図 4.1 から分かるように、 $I_{\max} = a_0(x, y) + a_1(x, y)$ 、 $I_{\min} = a_0(x, y) - a_1(x, y)$ であるので、Visibility は

$$V(x, y) = \frac{a_1(x, y)}{a_0(x, y)} \quad (4.3)$$

となる。これはモアレ縞の各点毎の Visibility の値を表しているが、実際は検出器の画素毎に求められる。さらに、G1 の上流に物体を挿入したときの Visibility を $V^s(x, y)$ 、物体を除いたときの Visibility を $V^b(x, y)$ とすると、物体を挿入したことによる Visibility の低下率は $V^s(x, y)/V^b(x, y)$ とそれぞれの値の比をとることで表せる。この値を Visibility 比と呼ぶことにする。Visibility 比は 0 から 1 までの値をとる。物体の存在しない場所では 1 となり、物体により Visibility が低下した場所では 1 未満の値となる。したがって、Visibility 比を画素毎に求めることでコントラスト画像を取得できる。

4.1.2 縞走査法による Visibility map の取得

前小節では、画素毎の Visibility の低下率を求めることによりイメージングが行えることを述べた。本小節では、縞走査法によって Visibility の二次元分布を得る手続きについて説明する。

ステップ数 M の縞走査における k ステップ目に得られるモアレ縞の強度分布は、全体の位相が $\exp(2\pi ik/M)$ だけ移動していることを考慮すると(4.2)式を用いて

$$I_k(x, y) \exp\left(2\pi i \frac{k}{M}\right) \approx \left[a_0(x, y) + a_1(x, y) \cos\left[\phi_1(x, y) + 2\pi \frac{k}{M}\right] \right] \exp\left(2\pi i \frac{k}{M}\right) \quad (4.4)$$

と表せる。全ステップについての和をとると

$$\sum_{k=1}^M I_k(x, y) \exp\left(2\pi i \frac{k}{M}\right) = \frac{M a_1(x, y)}{2} \exp[i\phi_1(x, y)] \quad (4.5)$$

となる。ここで $\sum_{k=1}^M \exp(2\pi ik/M) = 0$ の関係を用いた。よって

$$\begin{aligned} \left| \sum_{k=1}^M I_k(x, y) \exp\left(2\pi i \frac{k}{M}\right) \right| &= \left| \frac{Ma_1(x, y)}{2} \exp[i\phi_1(x, y)] \right| \\ &= \frac{Ma_1(x, y)}{2} \end{aligned} \quad (4.6)$$

である。次に $I_k(x, y)$ の和をとると

$$\sum_{k=1}^M I_k(x, y) = Ma_0(x, y) \quad (4.7)$$

となる。(4.6)式、(4.7)式の関係を用いると、(4.3)式より

$$V(x, y) = \frac{2 \left| \sum_{k=1}^M I_k(x, y) \exp\left(2\pi i \frac{k}{M}\right) \right|}{\sum_{k=1}^M I_k(x, y)} \quad (4.8)$$

となり、縞走査法によって Visibility の二次元分布が得られることが分かる。このようにして求めた、画素毎の Visibility の値をマッピングしたものを Visibility map と呼ぶことにする。本研究では 4.1.1 で述べたように、試料を挿入したときの Visibility map を、試料を挿入していないときの Visibility map で除算し規格化することによりイメージングを行っている。

4.2 物体による Visibility 低下の原理

前節で X 線 Talbot 干渉計における Visibility 低下の情報を用いたイメージングの方法について述べたが、試料の挿入による Visibility 低下の原理については未だ報告されていない。そのため、得られるコントラストが試料のどのような情報を表しているのかは不明であり、このことはイメージングへの応用を考える上で大きな問題であった。本節では、当研究室において提案された、試料の挿入による Visibility 低下の原理[3]について説明する。

入射 X 線が平面波であると仮定する。G2 の直前における複素振幅分布は(3.44)式より

$$E(x, y) \approx \sum_n a_n \exp(-i\pi p n^2) \exp\left[i\left\{2\pi \frac{nx}{d}\right\} + \Phi_n(x, y)\right] \quad (4.9)$$

と表せる。ここで a_n は G1 の複素透過関数の n 次の Fourier 係数である。 $\Phi(x, y)$ は試料による位相シフトであり

$$\Phi_n(x, y) \equiv \Phi(x - npd, y) \quad (4.10)$$

と定義した。次に、G2 の直前における強度分布（自己像の強度分布）を求める。3.2.1 ではここで $\Phi(x, y)$ の変化が緩やかであると仮定し、(3.45)式の近似を用いて計算を行ったが、近似を用いずに計算を行うと

$$|E(x, y)|^2 \approx \sum_{m,n} \mu_m a'_m a'_{n-m} \exp[i\{\Phi_n(x, y) - \Phi_{n-m}(x, y)\}] \quad (4.11)$$

と表せる。ここで $a'_n \equiv a_n \exp(-i\pi p n^2)$ と定義し、 μ_m は mpd だけ離れた二点間の空間的コヒーレンス度である。このとき、G2 を自己像に重ねることにより生じるモアレ縞の強度分布は、G1 を z 軸回りに $-\theta/2$ (ただし $\theta \ll 1$)、G2 を z 軸回りに $+\theta/2$ (ただし $\theta \ll 1$) 傾けたとし、G2 は G1 に対して x 軸方向に χ だけずれているとすると

$$I(x, y) \approx \sum_{N, m, n} c_N \mu_m a'_n a'_{n-m}{}^* \exp\left[i\left\{2\pi \frac{m}{d} \chi\right\}\right] \exp\left(2\pi i y \theta \frac{N-m}{2d}\right) \times \int_{-\frac{\Delta}{2}}^{\frac{\Delta}{2}} \exp\left[i\left\{2\pi \frac{(m+N)x}{d}\right\}\right] \exp[i\{\Phi_n(x, y) - \Phi_{n-m}(x, y)\}] dx \quad (4.12)$$

と表せる。ここで、 c_N は G2 の強度透過関数の N 次の Fourier 係数であり、 Δ は検出器の空間分解能である。このモアレ縞に対してステップ数 M の縞走査法を用いると

$$\sum_{k=1}^M I_k(x, y) \exp\left(-2\pi i \frac{k}{M}\right) \approx M \sum_{N, n} c_N \mu_1 a'_n a'_{n-1}{}^* \exp\left(2\pi i y \theta \frac{N-1}{2d}\right) \times \int_{-\frac{\Delta}{2}}^{\frac{\Delta}{2}} \exp\left[i\left\{2\pi \frac{(1+N)x}{d}\right\}\right] \exp[i\{\Phi_n(x, y) - \Phi_{n-1}(x, y)\}] dx \quad (4.13)$$

と計算できる。さらに、G1 に $\pi/2$ 位相型回折格子を用いるとき

$$\sum_{k=1}^M I_k(x, y) \exp\left(-2\pi i \frac{k}{M}\right) \approx M \sum_N c_N \mu_1 \exp\left(2\pi i y \theta \frac{N-1}{2d}\right) \times \int_{-\frac{\Delta}{2}}^{\frac{\Delta}{2}} \left[\exp\left[i\left\{2\pi \frac{(1+N)x}{d}\right\}\right] \times [a'_0 a'_{-1}{}^* \exp[i\{\Phi_0(x, y) - \Phi_{-1}(x, y)\}]] + a'_1 a'_0{}^* \exp[i\{\Phi_1(x, y) - \Phi_0(x, y)\}] \right] dx \quad (4.14)$$

となる。ここで、Fourier 係数 $a'_0 a'_{-1}{}^* \exp[i\{\Phi_0(x, y) - \Phi_{-1}(x, y)\}] + a'_1 a'_0{}^* \exp[i\{\Phi_1(x, y) - \Phi_0(x, y)\}]$ が他の Fourier 係数より十分大きいとき ($\Phi_0(x, y) - \Phi_{-1}(x, y)$ が積分区間内でランダムと見なせるほど Δ が十分に大きいとき)

$$\sum_{k=1}^M I_k(x, y) \exp\left(-2\pi i \frac{k}{M}\right) \approx M c_{-1} \mu_1 \exp\left(-\frac{2\pi i y \theta}{d}\right) |a'_0 a'_{-1}{}^*| \times \int_{-\frac{\Delta}{2}}^{\frac{\Delta}{2}} \left[\exp[i\{\Phi_0(x, y) - \Phi_{-1}(x, y) + \Omega_p\}] + \exp[i\{\Phi_1(x, y) - \Phi_0(x, y) - \Omega_p\}] \right] dx \approx M c_{-1} \mu_1 \exp\left(-\frac{2\pi i y \theta}{d}\right) |a'_0 a'_{-1}{}^*| \times 2 \cos \Omega_p \times \int_{-\frac{\Delta}{2}}^{\frac{\Delta}{2}} \left[\exp[i\{\Phi_0(x, y) - \Phi_{-1}(x, y)\}] \right] dx \quad (4.15)$$

と表せる。ここで $(a'_1 a'_0{}^*) = a'_0 a'_{-1}{}^* \equiv |a'_0 a'_{-1}{}^*| \exp(i\Omega_p)$ の関係を用いた。したがって Visibility 比は

$$\frac{V^s}{V^b} \approx \left| \int_{-\frac{\Delta}{2}}^{\frac{\Delta}{2}} \exp[i\{\Delta\Phi(x, y; pd)\}] dx \right| \quad (4.16)$$

となる。ただし $\Delta\Phi(x, y; pd) \equiv \Phi_0(x, y) - \Phi_{-1}(x, y)$ とした。位相シフト量 $\Phi(x, y)$ は二つの項の

和の形で

$$\Phi(x, y) = \Phi_s(x, y) + \Phi_f(x, y) \quad (4.17)$$

と表せる[29]。ここで $\Phi_s(x, y)$ 、 $\Phi_f(x, y)$ はそれぞれ、回折格子の周期のスケールで見たとき、なめらかに変化する位相（解像可能）と急激に変化する位相（解像不可能）を表している。このとき(4.16)式を

$$\frac{V^s}{V^b} \approx \overline{\exp[i\{\Delta\Phi_f(x, y; pd)\}]} \quad (4.18)$$

と表す。これは、Visibility 比が pd 離れた 2 点間の電場の相関の平均値で表せることを意味している。電場の相関関数の Fourier 変換は散乱強度分布に等しいので、Visibility 比の pd 依存性を表す関数の Fourier 変換は散乱強度分布に等しいということが分かる[3]。

さらに $\Phi_f(x, y)$ がランダムなガウス過程であるとする、(4.18)式は

$$\frac{V^s}{V^b} \approx \exp[-\sigma^2(x, y)\{1 - \gamma(pd; x, y)\}] \quad (4.19)$$

と書き換えられる[30]。ここで $\sigma^2(x, y) = \overline{\Phi_f(x, y)^2}$ はランダムな位相シフト量の分散である。また、 $\gamma(\Delta x; x, y)$ は規格化した位相シフト量の自己相関関数であり

$$\gamma(\Delta x; x, y) = \overline{\Phi_f(x, y)\Phi_f(x + \Delta x, y)} / \sigma^2(x, y) \quad (4.20)$$

である。 $\gamma(\Delta x; x, y)$ に関する単純なモデルとして Sinha が提案した式が知られており[31]

$$\gamma(\Delta x; x, y) = \exp\left[-\left\{\frac{\Delta x}{\tau(x, y)}\right\}^{2\alpha}\right] \quad (4.21)$$

と表せる。ここで $\tau(x, y)$ は位相揺らぎの相関長、 α は波面のフラクタル次元に関係した値である。 α は $0 < \alpha < 1$ の値をとり、0 に近いほどギザギザな波面を表し、1 に近いほどなめらかな波面を表す。(4.21)式を(4.19)式に代入することで、Visibility 比は

$$\frac{V^s}{V^b} \approx \exp\left[-\sigma^2(x, y)\left[1 - \exp\left[-\left\{\frac{pd}{\tau(x)}\right\}^{2\alpha}\right]\right]\right] \quad (4.22)$$

と表せる。また

$$-\ln \frac{V^s}{V^b} \approx \sigma^2(x, y)\left[1 - \exp\left[-\left\{\frac{pd}{\tau(x)}\right\}^{2\alpha}\right]\right] \quad (4.23)$$

と書き換えられる。

本節で述べた理論によると、Visibility 比の pd 依存性を表す関数は散乱強度分布の Fourier 変換に等しいということ、また回折格子の周期 d よりも小さい構造の情報を含んでいることが分かる。したがって、Visibility 低下の情報を用いるイメージングにより、従来の位相イメージング及び吸収イメージングでは得られなかった、試料に関する新たな情報を得ることができる。

第5章 実験と結果

本研究では、X線 Talbot 干渉計における Visibility 低下のイメージング応用を視野に入れ、下記のような実験を行った。

- ・ Visibility 比の Talbot 次数 p 及び回折格子の周期 d 依存性が第4章で示した(4.22)式と整合することを示すため実験データを取得した。
- ・ Visibility map を用いた CT 再構成を行った。

本章では、これらの実験と結果について述べる。

5.1 実験の光学系

実験は高輝度放射光施設 SPring-8 BL20XU、KEK Photon Factory BL14C1 (PF BL14C1)、および実験室で行った。放射光施設では非常に明るい単色の平面波を用いることができる。一方、実験室で発生させる X 線は準単色の球面波である。本節では、それぞれの場所における実験の光学系について記す。

SPring-8 BL20XU

放射光施設 SPring-8 のビームラインである BL20XU では、光源から実験ハッチまでの距離が 245m であり、空間コヒーレンスの高い X 線が得られる。光学系を図 5.1 に示す。BL20XU では、アンジュレーターと呼ばれる挿入光源から発生する高輝度の光を利用できる。アンジュレーターとは、極性を交互に変えて配列された多数の磁石列から成るもので、電子蓄積リングの直線軌道上に設置される。アンジュレーター内を電子が通過すると、電子は軌道面内上で正弦波的な蛇行運動をし、その軌道に沿って発生した互いにコヒーレントな放射光が干渉した結果、高輝度の準単色光が得られる。アンジュレーターから発生した光は、下流にある FE スリット（フロントエンドスリット）を通過する。FE スリットは、放射光に空間的制限を加え、光軸近傍のユーザーの欲する良質な光だけを切り出し、安全かつ安定に光学系に供給するという役割を果たす。FE スリットを通過した光は、さらに下流に設置している Si 単結晶の二結晶分光器によって単色化される。その後、真空中に保たれたビームパスを直進して実験ハッチへと入射する。光源から実験ハッチの入り口までの距離は 245m である。光源のサイズは、水平方向約 $380 \mu\text{m}$ 、鉛直方向約 $10 \mu\text{m}$ であり、それに対応する見込み角は伝播距離を 245m として水平方向 $1.6 \mu\text{rad}$ 、鉛直方向 $0.04 \mu\text{rad}$ となる。例えば波長 0.5 \AA の X 線を用いた場合、得られる空間コヒーレンス長は水平方向 $36 \mu\text{m}$ 、鉛直方向 1.3mm となる。このように計算では鉛直方向の方が空間コヒーレンスの高い X 線が得られるはずであるが、実際は二結晶分光器の振動により鉛直方向の空間コヒーレンスが劣化し、水平方向のコヒーレンスの方が高いことが確認されている。よって回折格子のパターンの方向は鉛直方向にして実験を行った。

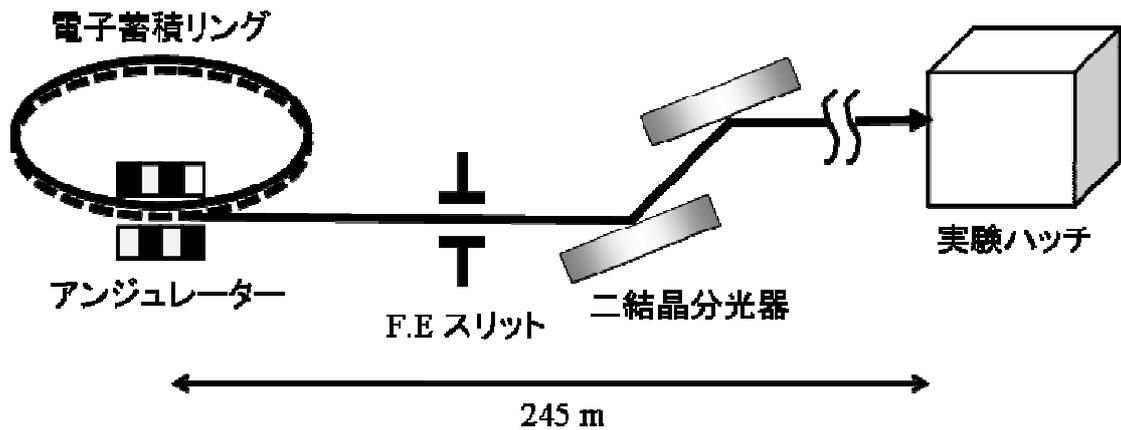


図 5.1 SPring-8 BL20XU の光学系

続いて、実験ハッチ内の光学系を図 5.2 に示す。

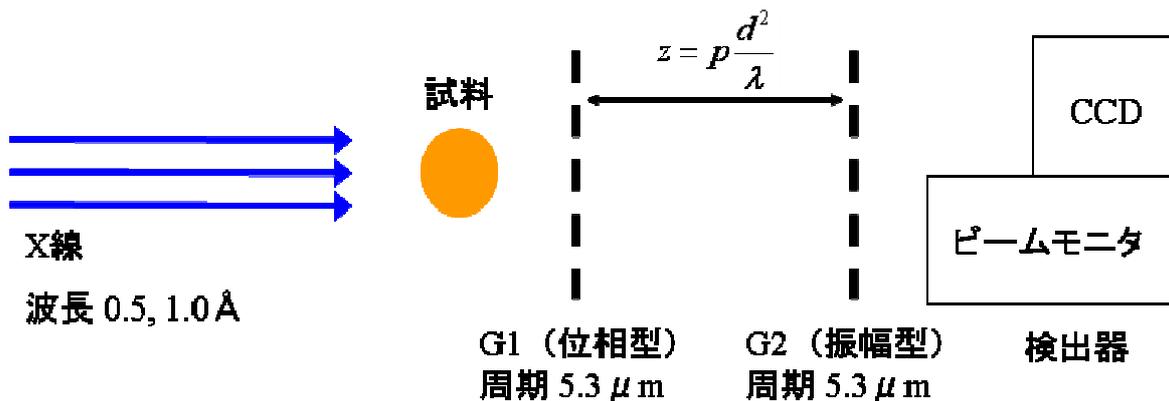


図 5.2 SPring-8 BL20XU 実験ハッチ内の光学系

実験は波長 0.5 \AA および 1.0 \AA の単色 X 線（平面波）を用いて行った。G1、G2 はそれぞれ位相型回折格子、振幅型回折格子であり、周期は共に $5.3 \mu\text{m}$ 、大きさは共に 60mm 角である。これらの回折格子は Si 基板の上に Au のパターンを形成したものである（詳細は以下で述べる）。G1 の Au の厚さは $3.0 \mu\text{m}$ であり、G2 の Au の厚さは $30 \mu\text{m}$ である。G2 検出器にはビームモニタと CCD カメラを組み合わせたものを用いた。ビームモニタは蛍光体とカップリングレンズから構成されており、入射してきた X 線を蛍光体で可視光に変換する。カップリングレンズを交換することでピクセルサイズを変更することができ、今回の実験では実効的なピクセルサイズを $3.14 \mu\text{m}$ として使用した。

ここで、回折格子の製作方法について簡単に記述しておく。

1. UV リソグラフィを用いて、回折格子のパターンを描いた X 線マスクを作成する。
2. 基板となる Si 上に Ti シード層を形成し、その上にスピコート法を用いて感光性を持つレジスト層をコートする。
3. 2 で作製した基板に、1 で作製した X 線マスクをして X 線を照射し、マスクのパターンを転写する。パターン部以外のレジストを除去することによって、レジストによる溝を形成する。溝の部分に対して目的とする厚さまで金メッキを行い、金のパターンを作成する。
4. 位相型回折格子については、位相シフト量が変わる可能性があるため、パターンの溝に残っているレジストを除去する。振幅型回折格子の場合はアスペクト比が高いため、パターンのサポートになるのであえてレジストは除去しない。レジストによる X 線の吸収は金と比べて非常に小さく、振幅型回折格子の場合は問題ないと考えられる。

PF BL14C1

光学系を図 5.3 に示す。BL14C1 は KEK Photon Factory (PF) のビームラインであり、光源から実験ハッチまでの距離は 34.9m である。BL14C1 では縦型ウィグラーという挿入光源から発生する高輝度の光を利用できる。ウィグラーとは、極性を交互に変えて配列された磁石列の対であり、ウィグラー内を電子が通過すると、電子は軌道面内上で正弦波的な蛇行運動をする。電子が正弦波的運動の頂点付近にあるとき、電子ビーム軸方向で放射光を観測できる。なお、縦型ウィグラーとは、電子の正弦波運動を鉛直面内で行わせるウィグラーである。縦型ウィグラーから発生した X 線は、下流にある EE スリットで整形され、さらに下流に設置している Si 単結晶の二結晶分光器によって単色化された後、実験ハッチへ入射する。光源のサイズは、水平方向約 $530\ \mu\text{m}$ 、鉛直方向約 $45\ \mu\text{m}$ であり、それに対応する見込み角は伝播距離を 34.9m として水平方向 $15\ \mu\text{rad}$ 、鉛直方向 $1.3\ \mu\text{rad}$ となる。波長 $0.7\ \text{\AA}$ の X 線を用いた場合、得られる空間コヒーレンス長は水平方向 $4.7\ \mu\text{m}$ 、鉛直方向 $54\ \mu\text{m}$ となる。よって Talbot 効果を生じさせるためには、回折格子のパターン（周期は $5.3\ \mu\text{m}$ または $8.0\ \mu\text{m}$ ）の方向を鉛直方向にすると、空間コヒーレンス長が不十分である。したがって、回折格子のパターンの方向は水平方向にして実験を行った。

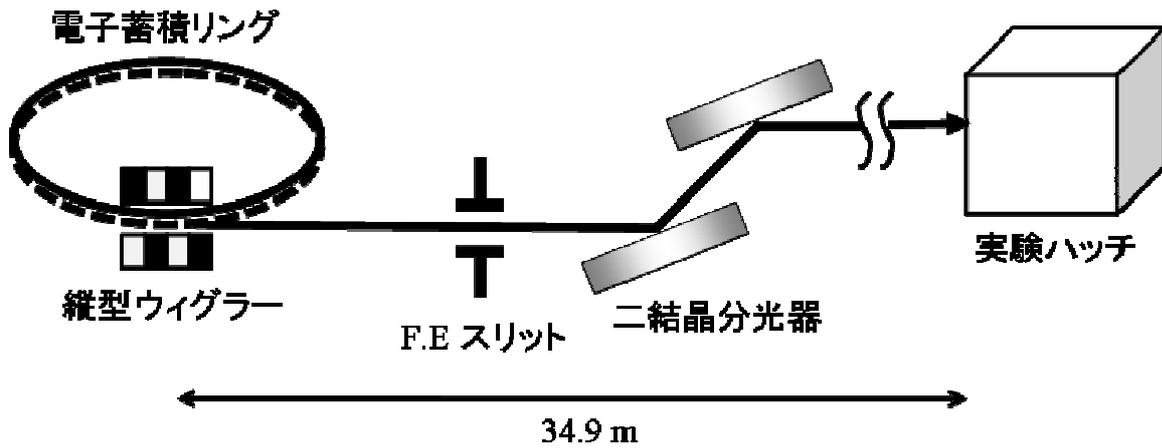


図 5.3 PF BL14C1 の光学系

続いて、実験ハッチ内の光学系を図 5.4 に示す。

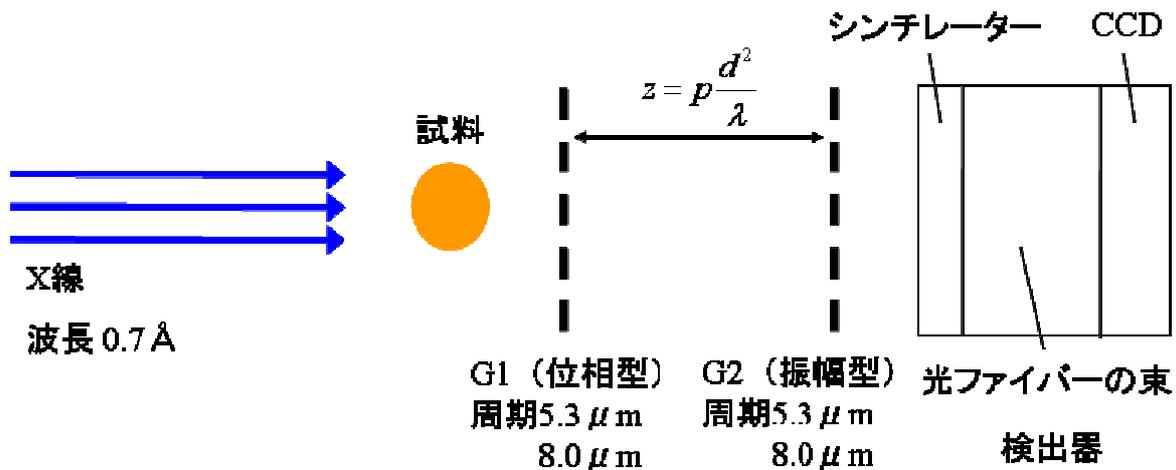


図 5.4 PF BL14C1 で行った実験の光学系

実験は波長 0.7 \AA の単色 X 線（平面波）を用いて行った。G1、G2 はそれぞれ位相型回折格子、振幅型回折格子であり、周期は共に $5.3 \mu\text{m}$ および共に $8.0 \mu\text{m}$ の条件で行い、大きさは共に 60mm 角である。G1 の厚さは $1.9 \mu\text{m}$ （周期 $5.3 \mu\text{m}$ の格子）および $2.5 \mu\text{m}$ （周期 $8.0 \mu\text{m}$ の格子）、G2 の厚さは $30 \mu\text{m}$ である。検出器にはピクセルサイズ $18 \mu\text{m}$ の CCD カメラを用いた。この検出器は、CCD と $40 \mu\text{m}$ 厚の GOS ($\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}$) のシンチレーターをファイバーカップリングにより結合したものである。

実験室 (X 線 Talbot 干渉計を用いる光学系)

実験室では二種類の光学系で実験を行った。まず、X 線 Talbot 干渉計を用いたときの光学系について説明する。光学系を図 5.5 に示す。

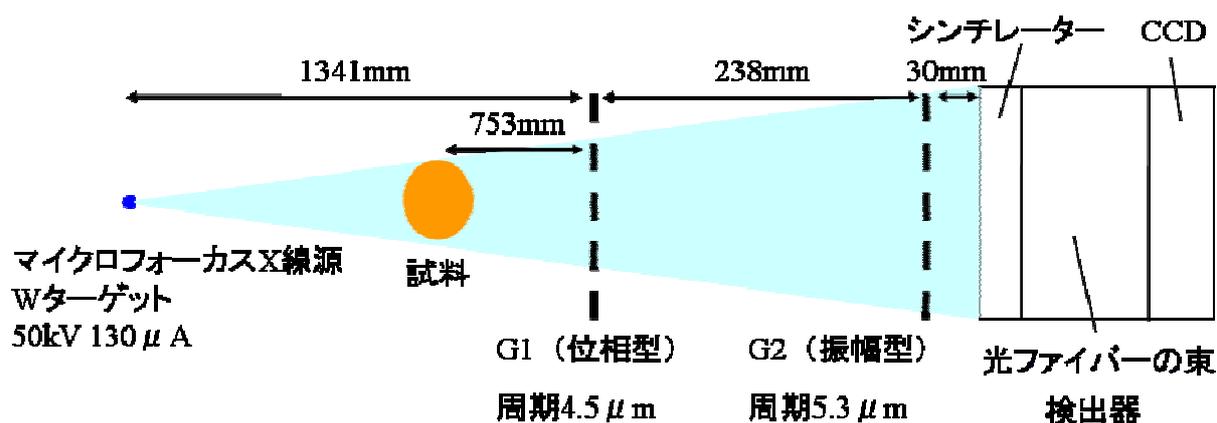


図 5.5 実験室で行った実験の光学系 (X 線 Talbot 干渉計)

光源には、Talbot 効果を生じさせるのに十分な大きさの空間コヒーレンスを得るため、W ターゲットのマイクロフォーカス X 線源を用いた。焦点サイズ 5μ m、出力 50kV、 160μ A の連続 X 線 (球面波) を用いた。G1、G2 はそれぞれ位相型回折格子、振幅型回折格子であり、周期はそれぞれ 4.5μ m と 5.3μ m、大きさは共に 60mm 角である。G1 の厚さは 3.0μ m、G2 の厚さは 30μ m である。検出器にはピクセルサイズ 18μ m の CCD カメラ (PF BL14C1 の実験で用いた検出器と同じもの) を用いた。

実験室 (X 線 Talbot-Lau 干渉計を用いる光学系)

実験室で行ったもう一つのセットアップは、3.3 節で述べた X 線 Talbot-Lau 干渉計を用いたものである。概略図を図 5.6 に示す。

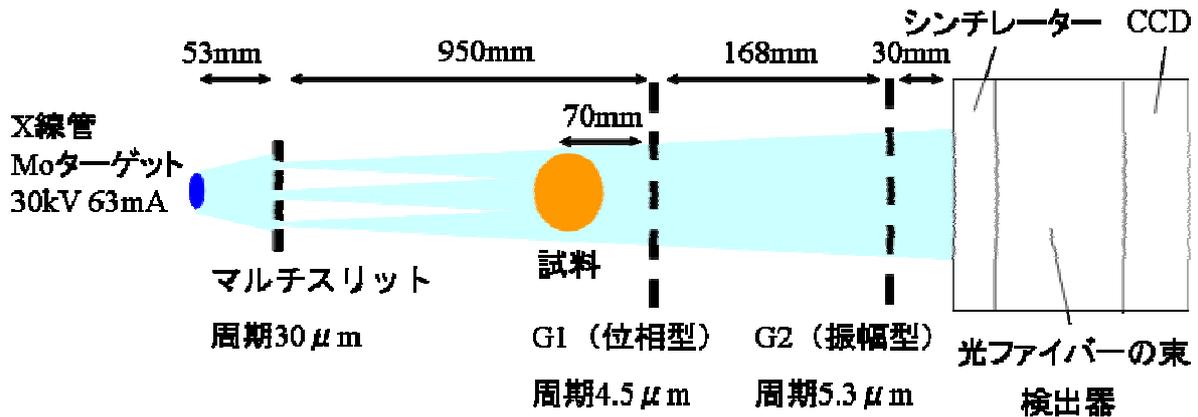


図 5.6 実験室で行った実験の光学系 (X 線 Talbot-Lau 干渉計)

光源には Mo ターゲット (特性 X 線の波長: $0.71\ \text{\AA}$) の X 線管を出力 30kV、63mA として用いた。G1、G2 はそれぞれ位相型回折格子、振幅型回折格子であり、周期はそれぞれ $4.5\ \mu\text{m}$ と $5.3\ \mu\text{m}$ 、大きさは共に 60mm 角である。G1 の厚さは $1.8\ \mu\text{m}$ 、G2 の厚さは $30\ \mu\text{m}$ である。マルチスリットには $20\ \mu\text{m}$ 厚のタンタルと $10\ \mu\text{m}$ 厚のカプトンを交互に積層した周期 $30\ \mu\text{m}$ のものを用いた。検出器にはピクセルサイズ $18\ \mu\text{m}$ の CCD カメラ (PF BL14C1 の実験で用いた検出器と同じもの) を用いた。

5.2 Visibility 比の p 依存性の測定

試料としてメラミンスポンジ (メラミン樹脂フォーム) を用いた。これは、微分位相像および吸収像ではほとんどコントラストが得られなかったが、Visibility map で強いコントラストが得られた試料である。実験室において X 線 Talbot-Lau 干渉計 (セットアップは 5.1 節参照) を用いて撮影した像を図 5.7 に示す。

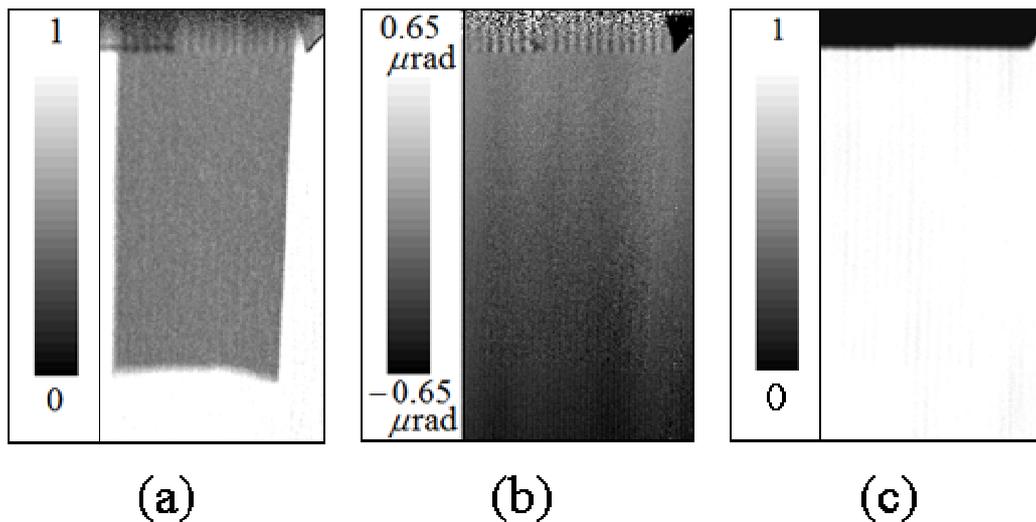


図 5.7 メラミンスポンジの撮影結果 (a)Visibility map の比 (b)微分位相像 (c)吸収像

メラミンスポンジを試料として、Visibility 比の p 依存性を測定した。実験は SPring-8 BL20XU (セットアップは 5.1 節参照) で行った。SPring-8 BL20XU では、実験ハッチ内に入射する X 線の波長を変えることができる。波長に対する依存性も測定するため、三種類の波長 0.5、0.7、1.0 Å の X 線を用いた。回折格子の周期 d は $5.3 \mu\text{m}$ 、試料の厚さは 1.6 mm である。Visibility 比 V^s/V^b を p に対してプロットしたグラフを図 5.8 に示す。

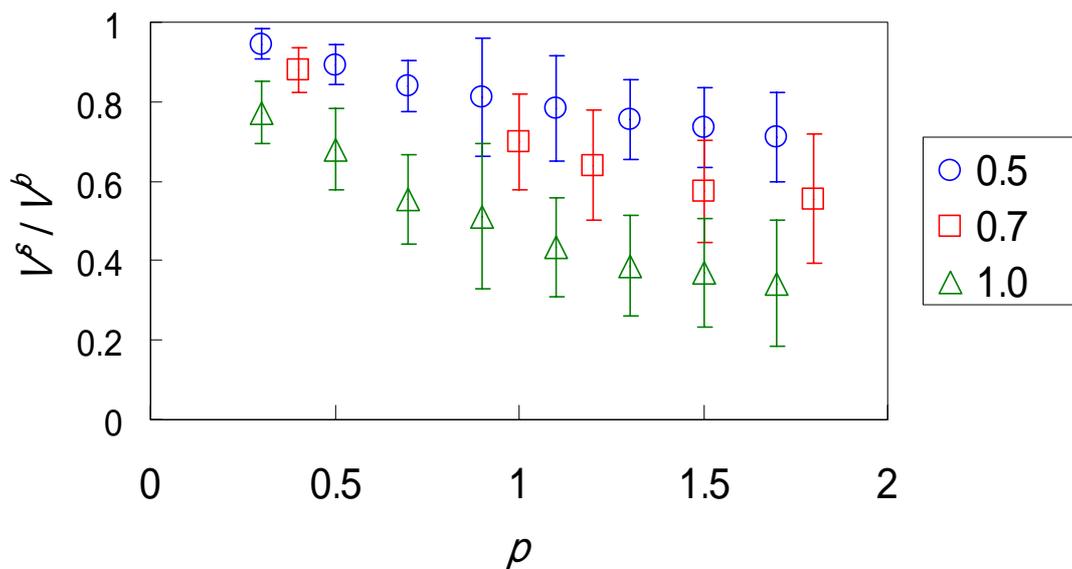


図 5.8 メラミンスポンジの Visibility 比の p 依存性 (三種の波長に対して測定)

図 5.8 から、メラミンスポンジを試料とした場合、Visibility 比には p 依存性があることが分かる。さらに、波長に対しても依存性があることが確認された。

次に、Visibility 比の回折格子の周期 d に対する依存性についても調べるため、PF BL14C1（セットアップは 5.1 節参照）において、周期の異なる回折格子を用いて Visibility 比の測定を行った。回折格子には周期 $5.3 \mu\text{m}$ 及び $8.0 \mu\text{m}$ のものを用いた。本来はさらに多くの周期に対して測定を行うべきであるが、上記二種類の回折格子しか持ち合わせていなかったため、これらを用いて測定を行った。試料として厚さ 2.2mm のメラミンスポンジを用いた。二種類の d に対して V^s/V^b を p に対してプロットしたグラフを図 5.9 に示す。

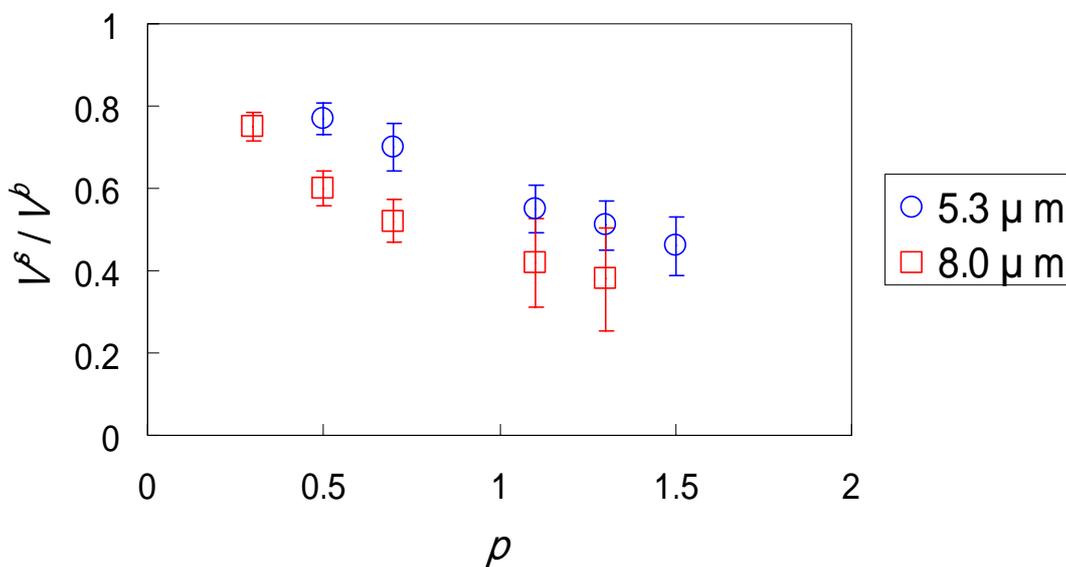


図 5.9 メラミンスポンジの Visibility 比の p 依存性（二種の格子周期に対して測定）

図 5.9 から、Visibility 比には d 依存性もあることが確認された。

また、メラミンスポンジ以外の物体を試料とした場合の一例として、CR ゴムスポンジ（クロロプレンゴムスポンジ）の Visibility 比の p 依存性の測定を行った。試料は円柱状の製品を厚さ 1.35mm にカットしたものである。実験は PF BL14C1（セットアップは 5.1 節参照）において、波長 0.7\AA の X 線、周期 $5.3 \mu\text{m}$ の回折格子を用いて行った。 V^s/V^b を p に対してプロットしたグラフを図 5.10 に示す。

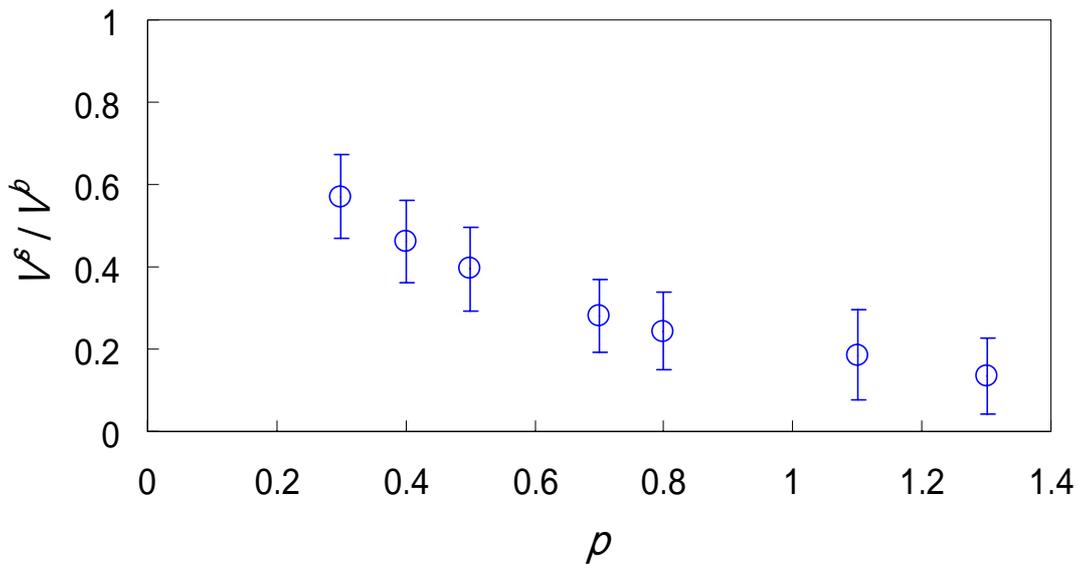


図 5.10 CR ゴムスポンジの Visibility 比の ρ 依存性

図 5.10 から、CR ゴムスポンジを試料とした場合についても、Visibility 比には ρ 依存性があることが確認された。

5.3 Visibility map を用いた CT 再構成

(2.11)式より、強度透過率の対数 $\log T$ は線吸収係数 μ を光軸方向に積分した形で表される。3.4 節で述べたように、吸収 CT の場合、投影データである $\log T$ から線吸収係数 μ を再構成することができる。同様に、もし Visibility 比 V^s/V^b を試料の厚さの関数で表すことができれば、3.4 節で述べた手続きにより CT 再構成が可能となる。そこで本実験では、まず試料の光軸方向の厚さと Visibility 比の関係を調べた。その結果、 V^s/V^b を試料の厚さの関数で表すことができた試料について、Visibility map を投影データとした CT 再構成を行った。なお、試料としてはメラミンスポンジ、CR ゴムスポンジ、紙 (Post-it) を用いた。本節では、これらの実験結果について記す。

5.3.1 Visibility 比の試料の厚さ依存性

試料として、まずメラミンスポンジを図 5.11(a)のような三角柱の形にカットしたものをを用いた。実験は PF BL14C1 (セットアップは 5.1 節参照) で行った。図 5.11 (b)のように X 線を照射し、図 5.11(c)の Visibility map の比を得た。赤線方向の画素毎の Visibility 比をサンプリングし、グラフにしたもの (各厚さにおいて画像上の試料左端から右端までの範囲の平均値をとった) を図 5.12 に示す。

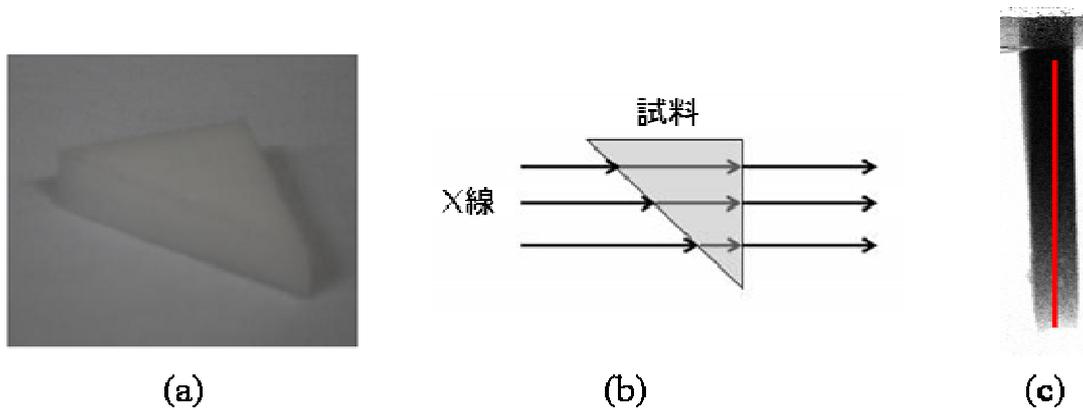


図 5.11 メラミンスポンジ (a)写真 (b)X 線照射方向 (c)Visibility map の比

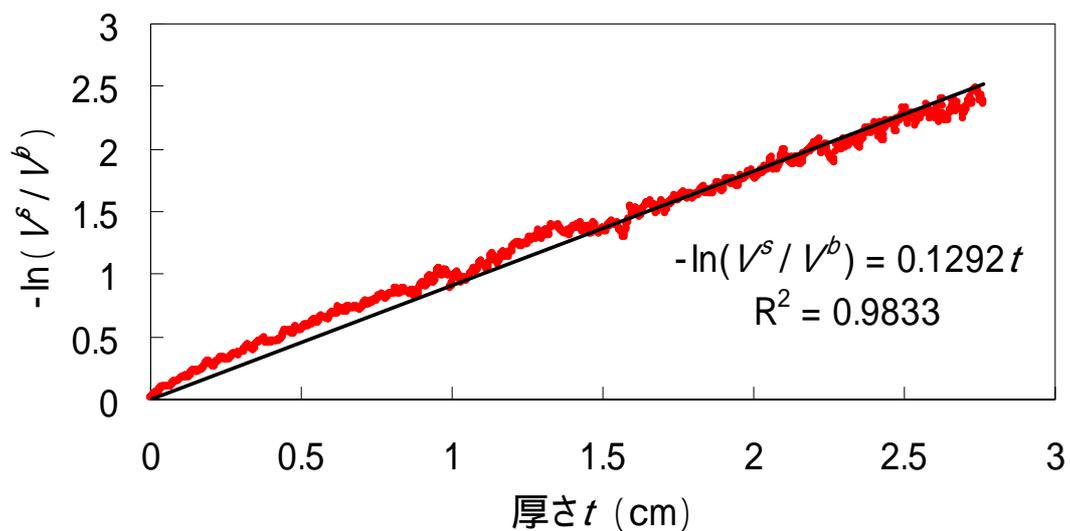


図 5.12 メラミンスポンジの Visibility 比の厚さ依存性

図 5.12 より、メラミンスポンジに関しては $-\ln(V^s/V^b)$ と試料の厚さ t の関係は線形近似することができるため、吸収 CT と同様の手続きにより CT 再構成を行うことができることが確認された。

次に、CR ゴムスポンジを試料として用いた場合の Visibility 比の厚さ依存性を、実験室において X 線 Talbot 干渉計（セットアップは 5.1 節参照）を用いて測定した。Visibility 比を六種の厚さに対してプロットしたグラフを図 5.13 に示す。

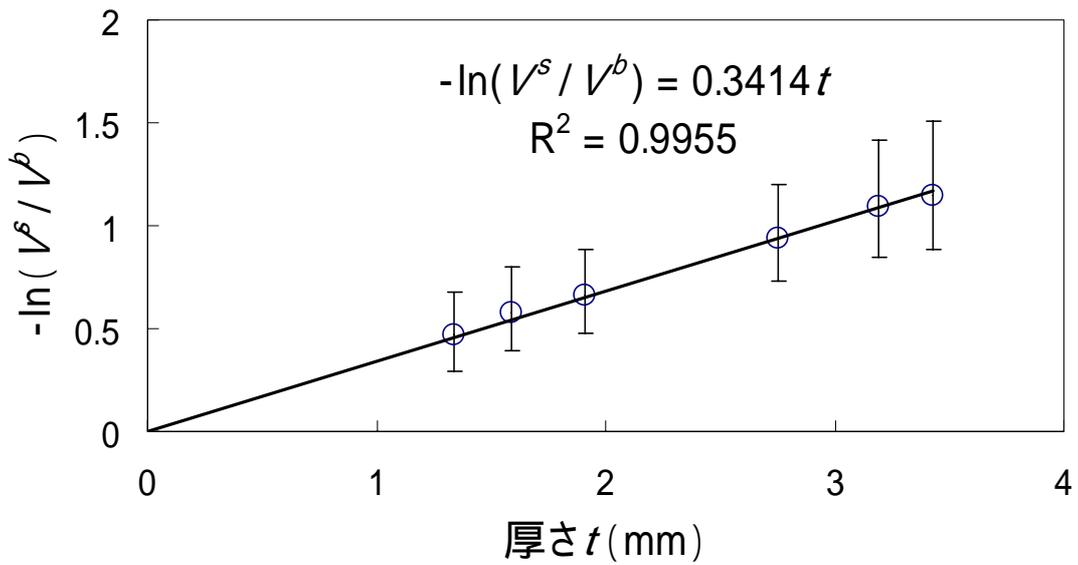


図 5.13 CR ゴムスポンジの Visibility 比の厚さ依存性

図 5.13 より、CR ゴムスポンジに関しても、 $-\ln(V^s/V^b)$ と試料の厚さ t の関係は線形近似することができるため、吸収 CT と同様の手続きにより CT 再構成を行うことができることが確認された。

また、試料として紙 (Post-it) を用いた場合の Visibility 比の厚さ依存性を PF BL14C1 (セットアップは 5.1 節参照) で測定した。Visibility 比を六種の厚さに対してプロットしたグラフを図 5.14 に示す。

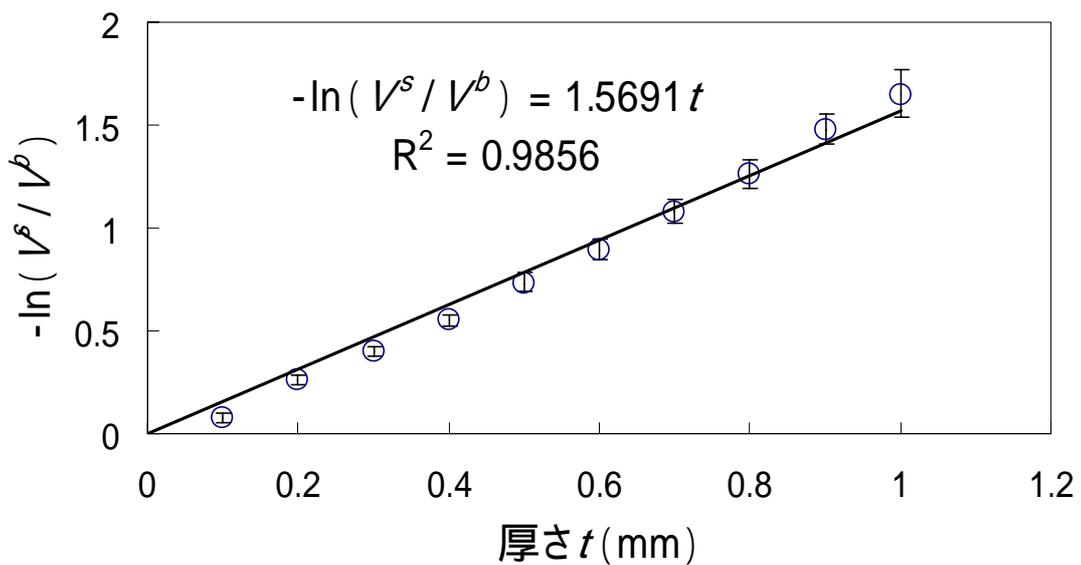


図 5.14 紙の Visibility 比の厚さ依存性

図 5.14 より、紙に関しても、 $-\ln(V^s/V^b)$ と試料の厚さ t の関係は線形近似することができるため、吸収 CT と同様の手続きにより CT 再構成を行うことができることが確認された。

5.3.2 メラミンスポンジの CT 再構成

5.3.1 において Visibility 比の厚さ依存性を確認できたメラミンスポンジの CT 撮影を行った。実験は、実験室において X 線 Talbot-Lau 干渉計（セットアップは 5.1 節参照）を用いて行った。試料のメラミンスポンジは円柱状に加工し、内部にスマイル模様の穴を開けた。試料を 0.72° 刻みで 180° 回転し、250 枚の投影データを取得し、それらを用いて断層像の再構成を行った。縞走査のステップ数は 5、露光時間はステップ当たり 8 秒で撮影した。再構成結果を図 5.15 に示す。それぞれの CT 像のグレースケールは、背景部分のノイズレベルが同じになるように調節してある。位相 CT および吸収 CT ではほとんどコントラストが得られていないが、Visibility map の比から再構成したものではコントラストが得られ、内部のスマイル模様の穴まではっきりと確認できる。

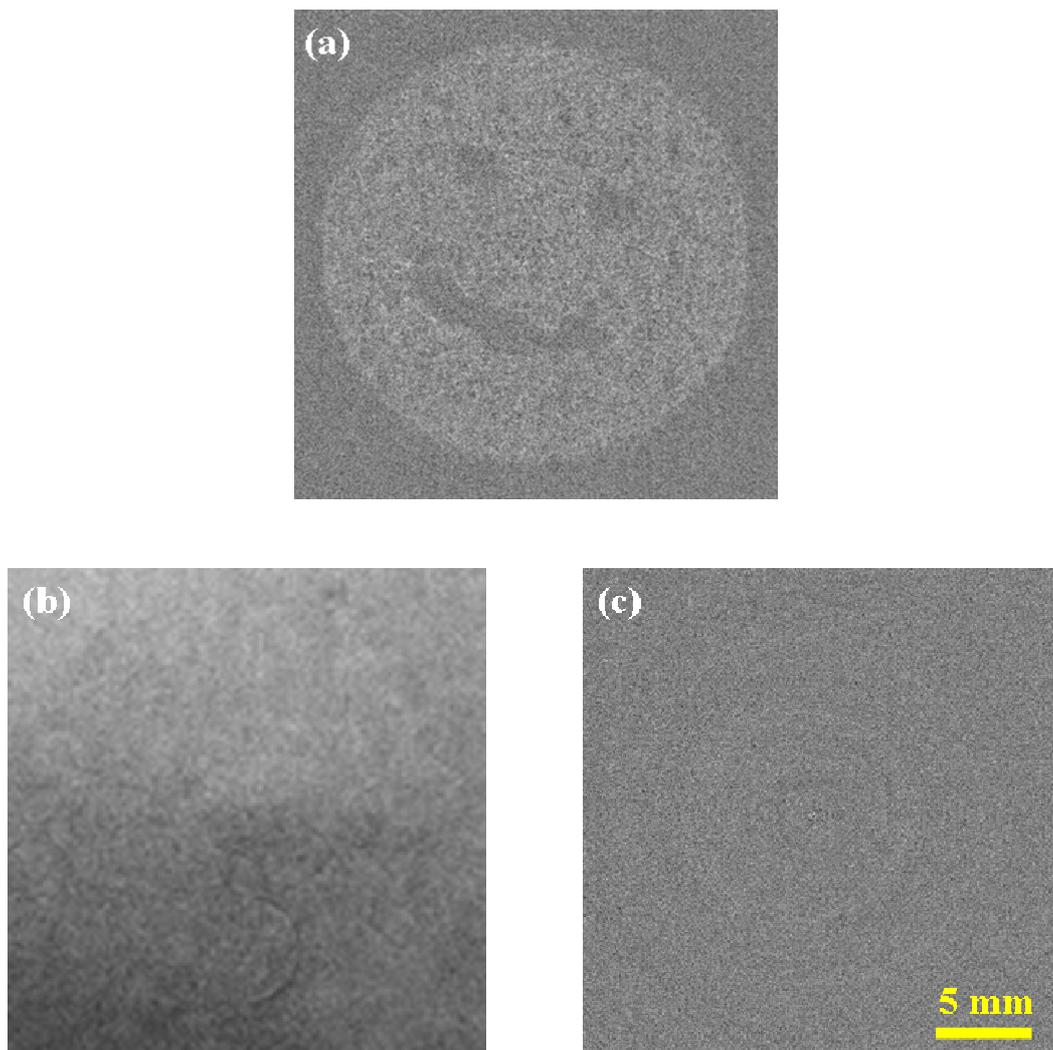


図 5.15 メラミンスポンジの CT (a)Visibility map の比から再構成した CT (b)位相 CT (c)吸収 CT

5.3.3 複合試料の CT 再構成

共に 5.3.1 において Visibility 比の厚さ依存性を確認できた試料であるメラミンスポンジと紙の複合試料の CT 撮影を、PF BL14C1（セットアップは 5.1 参照）において周期 $5.3\ \mu\text{m}$ の回折格子を用いて行った。試料は円柱状に加工したメラミンスポンジの内部に紙を埋め込むことにより作製した。試料を 0.45° 刻みで 180° 回転し、400 枚の投影データを取得し、それらを用いて断層像の再構成を行った。縞走査のステップ数は 5、露光時間はステップ当たり 2 秒で撮影した。再構成結果を図 5.16 に示す。Visibility map から再構成した CT において、メラミンスポンジと内部の紙の明瞭なコントラストを得ることができた。

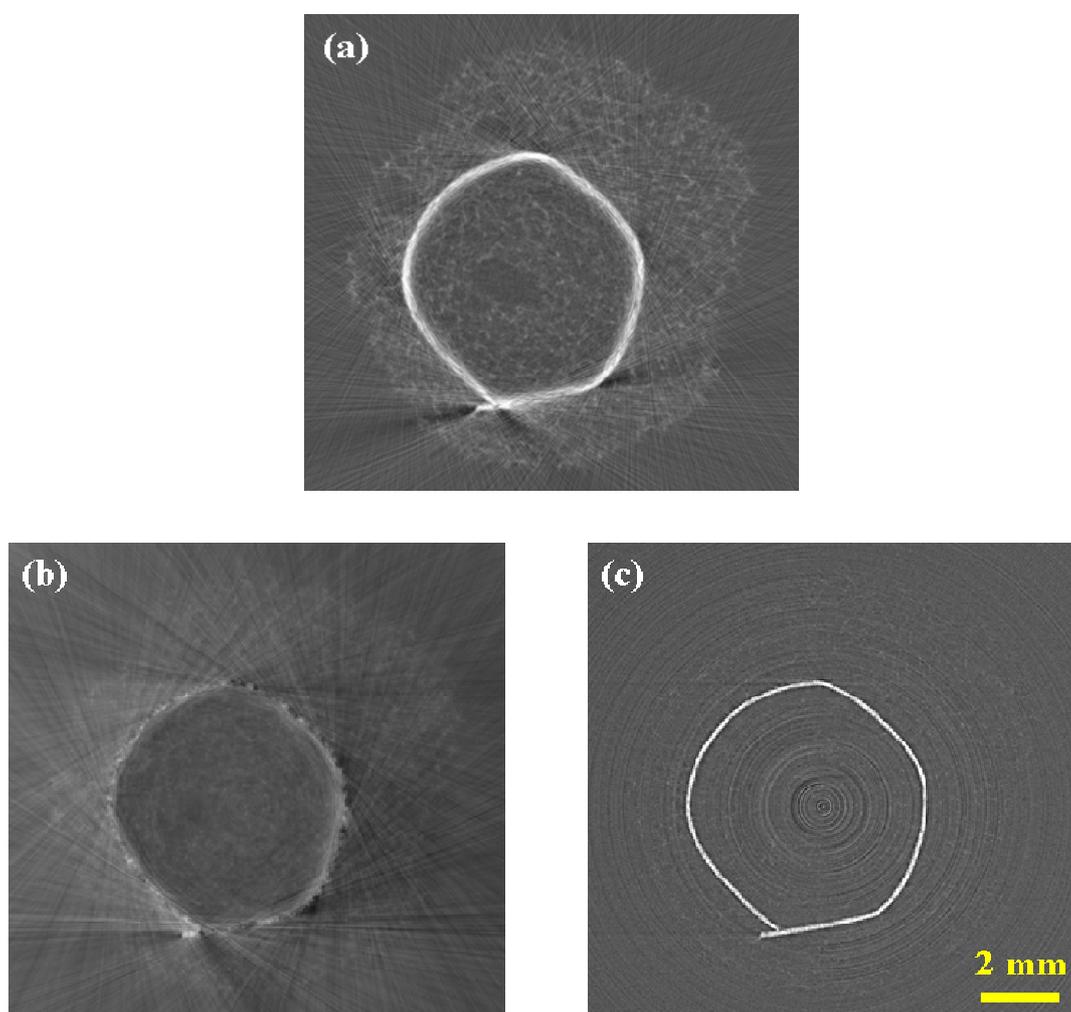


図 5.16 複合試料の CT (a)Visibility map の比から再構成した CT (b)位相 CT (c)吸収 CT

5.3.4 CR ゴムスポンジの構造の異方性

CR ゴムスポンジの撮影を行った際、その設置方向を変えると Visibility の低下率が変わるという現象が確認された。第3章、第4章で述べたように、X線 Talbot 干渉計を用いた Visibility map の測定では、試料の構造の情報に感度があるのは回折格子のパターンと直交する方向（微分方向）である。したがって、CR ゴムスポンジの構造には異方性があることが分かる。PF BL14C1（セットアップは 5.1 参照）において周期 $5.3\ \mu\text{m}$ の回折格子を用いて、図 5.17 のように円柱状の CR ゴムスポンジを設置方向を変えて撮影したときの Visibility 比の値をプロットしたグラフを図 5.18 に示す。 $\theta = 0^\circ$ のとき最も Visibility が低下し、 $\theta = 90^\circ$ に近づくと Visibility 低下率は小さくなった。これは、 $\theta = 0^\circ$ のとき微分方向で見た構造スケールが最も小さく、 $\theta = 90^\circ$ に近づくと微分方向で見た構造スケールが大きくなることを表している。したがって、試料の構造が一軸性の繊維状であると仮定すると、その繊維の方向は円柱の中心軸と平行であると考えられる。

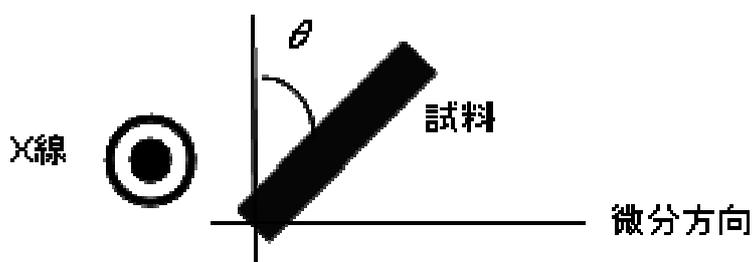


図 5.17 チューブ状 CR ゴムスポンジの設置方向の概略図

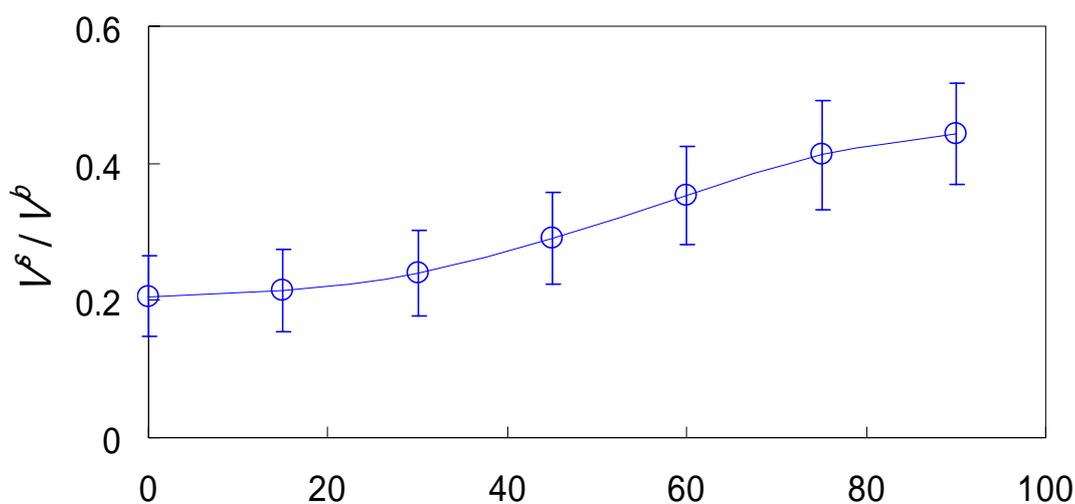


図 5.18 CR ゴムスポンジの設置方向による Visibility 比の変化 (θ は図 5.17 に対応)

5.3.5 CR ゴムスポンジの CT 再構成

5.3.1 で Visibility 比の厚さ依存性を、5.3.4 で構造の異方性を確認できた CR ゴムスポンジの CT 撮影を、実験室において X 線 Talbot 干渉計（セットアップは 5.1 参照）を用いて行った。チューブ状の CR ゴムスポンジを 0.72° 刻みで 180° 回転し、250 枚の投影データを取得し、それらを用いて断層像の再構成を行った。縞走査のステップ数は 5、露光時間はステップ当たり 30 秒で撮影した。再構成結果を図 5.18 に示す。それぞれの CT 像のグレースケールは、背景部分のノイズレベルが同じになるように調節してある。このように、Visibility map から CT 像を再構成することができた。

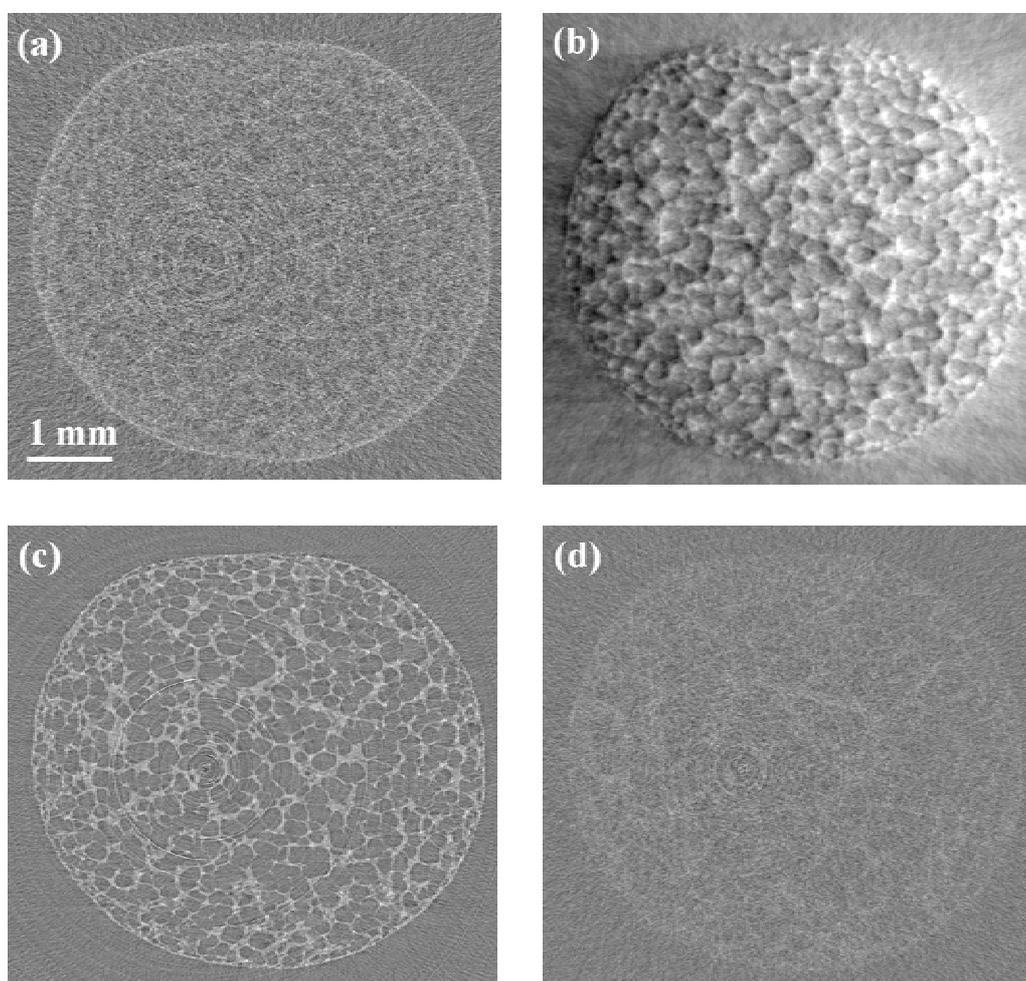


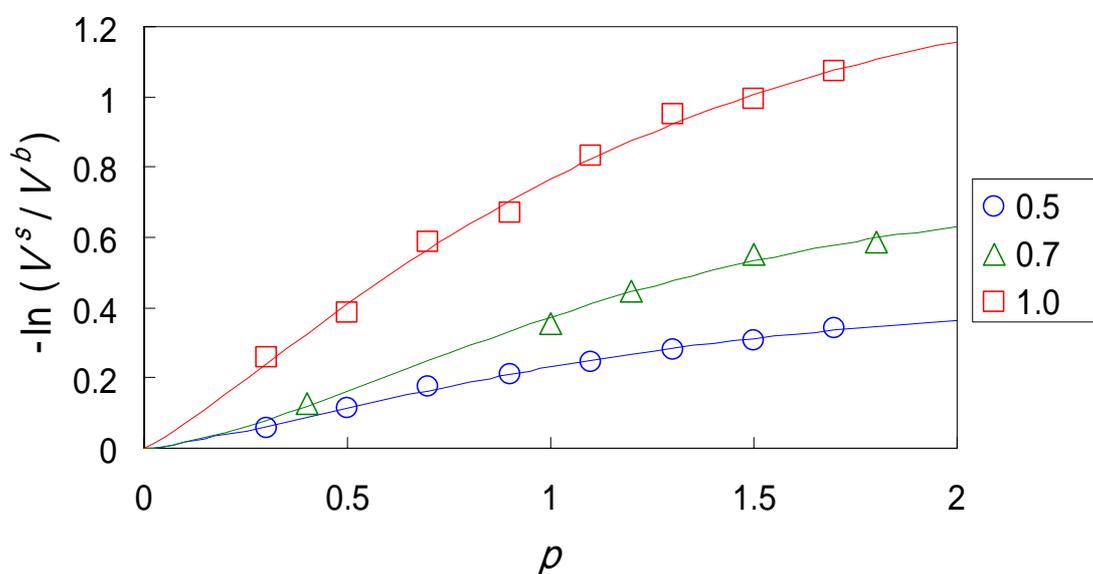
図 5.18 CR ゴムスポンジの CT (a)Visibility map から再構成した CT (b)位相 CT (c)吸収 CT (d) Visibility map から再構成した CT ((a)の撮影条件から微分方向を光軸回りに 90° 回転させて撮影)

図 5.18(d)の Visibility map から再構成した CT 像は、図 5.18(a)(b)(c)を撮影後、回折格子の設置方向を光軸回りに 90° 回転させて撮影を行ったものである（他の条件は図 5.18(a)(b)(c)の撮影と同じ）。これは、微分方向を光軸回りに 90° 回転させることに相当する。図 5.18(a)と(d)は同じグレースケールで表示してある。再構成された値の平均値は、(a)が 5.9×10^{-4} 、(d)が 4.2×10^{-4} であった。このように、構造に異方性のある CR ゴムスポンジの Visibility map を用いた CT において、微分方向を変えると再構成される値が変わることが確認された。これは、再構成される値が試料の構造の異方性の情報を反映していることを意味している。

第6章 実験結果の解析と考察

6.1 Visibility 比の p 依存性のフィッティング

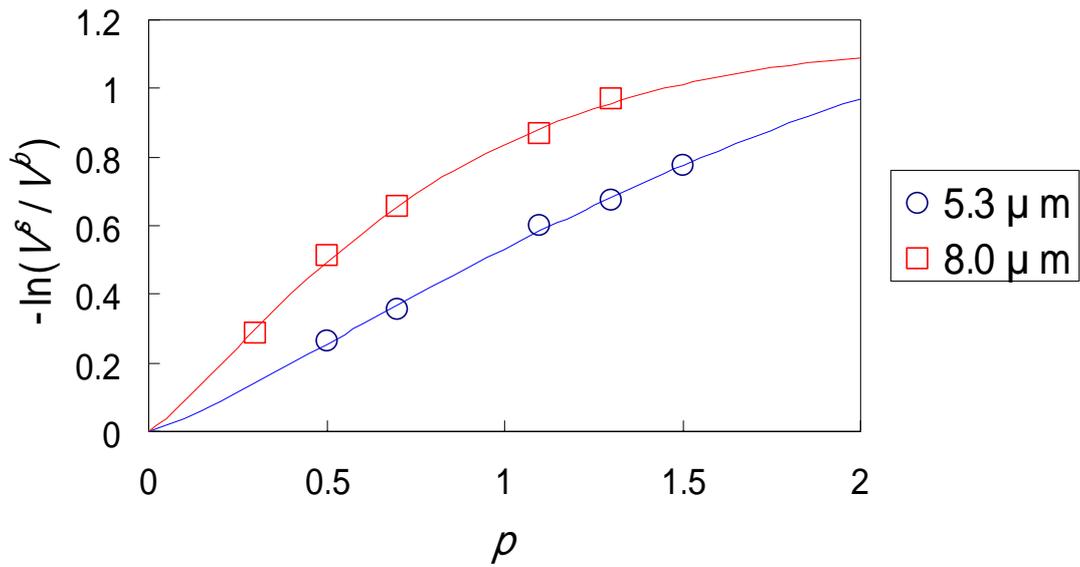
5.2 で示した Visibility 比の p 依存性の測定結果に対して、理論的に導出された(4.23)式を用いてフィッティングを行った[3]。図 5.8、図 5.9、図 5.10 の実験データについて、 $-\ln(V^s/V^b)$ を p に対してプロットし、(4.23)式でフィッティングを行ったグラフをそれぞれ図 6.1、図 6.2、図 6.3 に示す。



波長()	σ^2	$\tau(\mu\text{m})$	α	χ^2
0.5	0.42±0.046	6.3±1.0	0.66±0.056	0.00022
0.7	0.72±0.12	6.5±1.4	0.76±0.12	0.00086
1.0	1.4±0.19	6.2±1.3	0.60±0.066	0.0035

※フィッティングパラメータの誤差は標準偏差

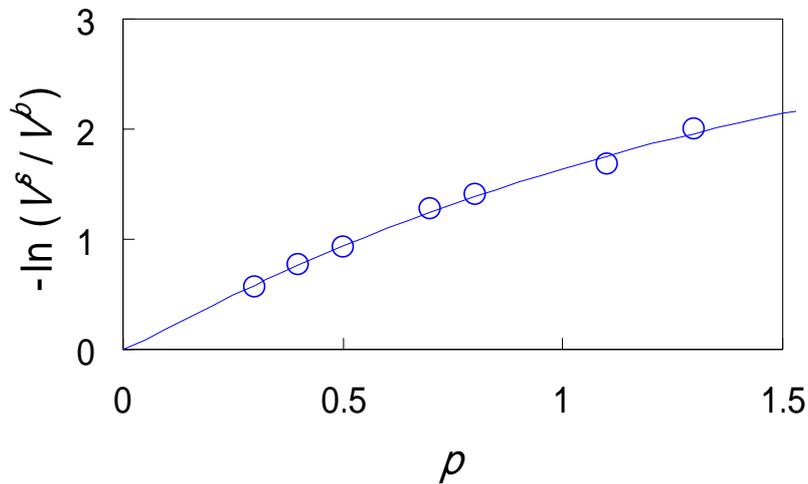
図 6.1 図 5.8 の実験データのフィッティング



格子周期(μm)	σ^2	$\tau(\mu\text{m})$	α	χ^2
5.3	1.5 ± 0.95	11 ± 8.1	0.62 ± 0.11	0.00040
8.0	1.1 ± 0.14	6.4 ± 1.2	0.61 ± 0.074	0.00077

※フィッティングパラメータの誤差は標準偏差

図 6.2 図 5.9 の実験データのフィッティング



σ^2	$\tau(\mu\text{m})$	α	χ^2
3.2 ± 1.2	7.1 ± 4.0	0.53 ± 0.083	0.0090

※フィッティングパラメータの誤差は標準偏差

図 6.3 図 5.9 の実験データのフィッティング

なお、フィッティングパラメータ σ^2 、 τ 、 α 及び χ^2 値はグラフの下の表にまとめた。図 6.1、図 6.2、図 6.3 から、メラミンスポンジまたは CR ゴムスポンジを試料とした場合、Visibility 比の p 依存性は (4.23) 式で表されることが確認された。

6.2 Visibility 比の波長依存性

図 6.1 で三種の波長に対しての Visibility 比の p 依存性の測定結果を示した。波長を変えたとき、 τ 、 α の値はほぼ変わらなかったものの、 σ^2 の値は大きく変化した。本節では、この原因について考察する。

(2.12) 式より

$$\Phi \propto \frac{\delta}{\lambda} \quad (6.1)$$

である。また(2.9)式より

$$\delta \propto \lambda^2 \quad (6.2)$$

である。したがって(6.1)式、(6.2)式より

$$\Phi \propto \lambda \quad (6.3)$$

$$\Phi^2 \propto \lambda^2 \quad (6.4)$$

となる。 σ^2 は位相シフト量の分散であるから

$$\sigma^2 \propto \lambda^2 \quad (6.5)$$

である。そこで、図 6.1 の実験データについて、縦軸を σ^2 、横軸を λ^2 としてプロットしたグラフを図 6.4 に示す。このように、実験結果が(6.5)式の関係を満たしていることが確認できた。

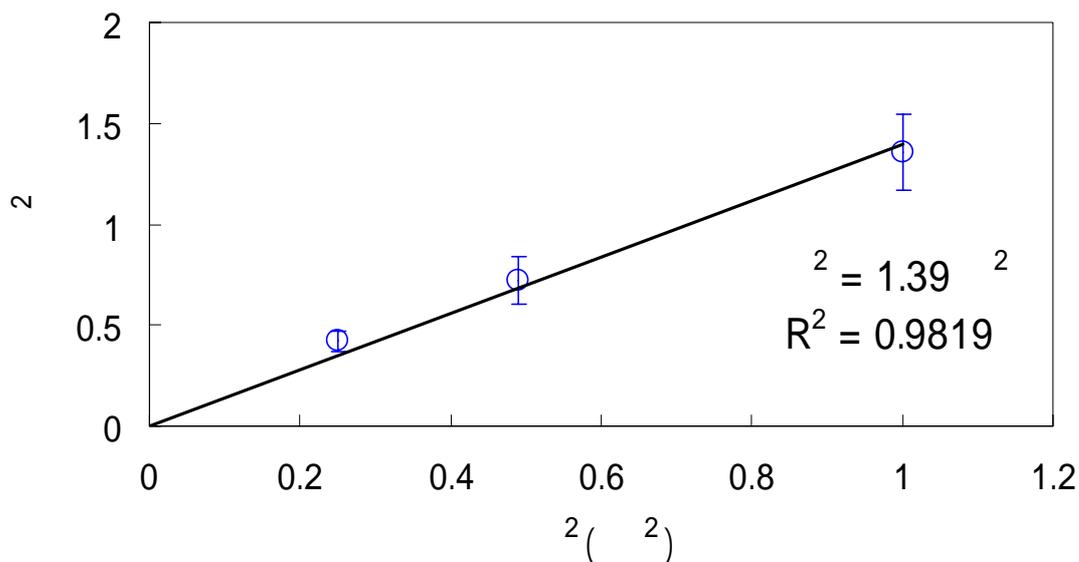


図 6.4 σ^2 の λ^2 依存性

次に、図 6.1 の実験データについて、Visibility 比の λ^2 依存性を調べてみる。例として、図 6.1 においてプロットの多い $p = 1.5$ の場合について考える。図 6.4 のフィッティングより

$$\sigma^2 \approx 1.39\lambda^2 \quad (6.6)$$

とする。また、 τ と α は一定とみなし、図 6.1 の表の値を用いてそれぞれの平均値を求めると、 $\tau = 6.35 \mu\text{m}$ 、 $\alpha = 0.674$ となる。これらの値と回折格子の周期 $d = 5.3 \mu\text{m}$ 、さらに(6.6)式を(4.23)式に代入すると

$$-\ln \frac{V^s}{V^b} \approx 1.39\lambda^2 \left[1 - \exp \left[- \left\{ \frac{1.5 \times 5.3}{6.35} \right\}^{2 \times 0.674} \right] \right] \quad (6.7)$$

$$= 1.13\lambda^2 \quad (6.8)$$

と求まる。一方、 $p = 1.5$ のときの実験データを、縦軸を $-\ln(V^s/V^b)$ 、横軸を λ^2 としてプロットしたグラフを図 6.5 に示す。(6.8)式および図 6.5 のフィッティングより、計算結果が実験値と近い値をとることが確認できる。すなわち、 p が一定のとき $-\ln(V^s/V^b) = a\lambda^2$ (a は定数) と表すことができる。

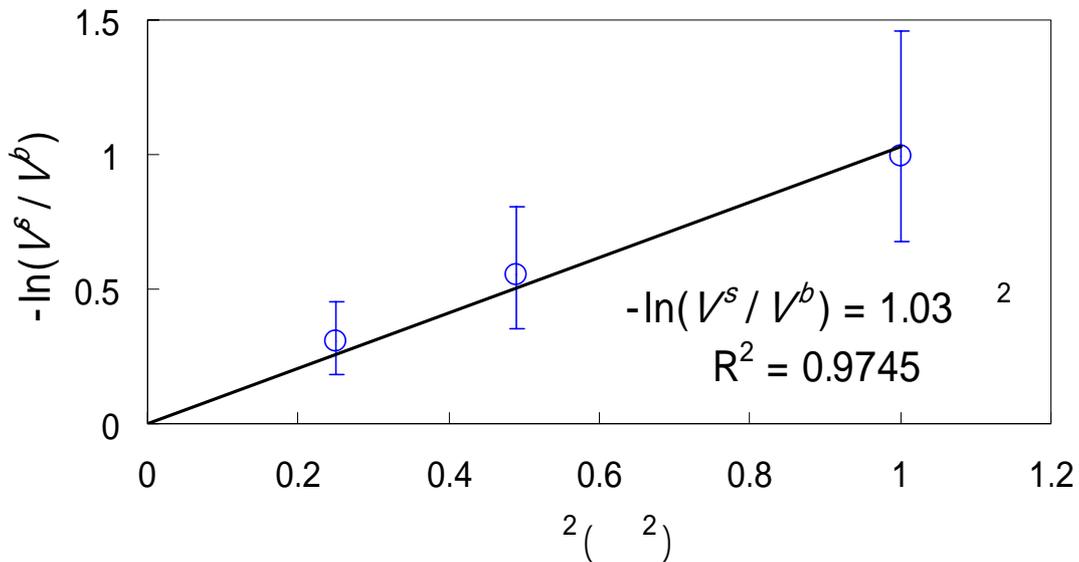
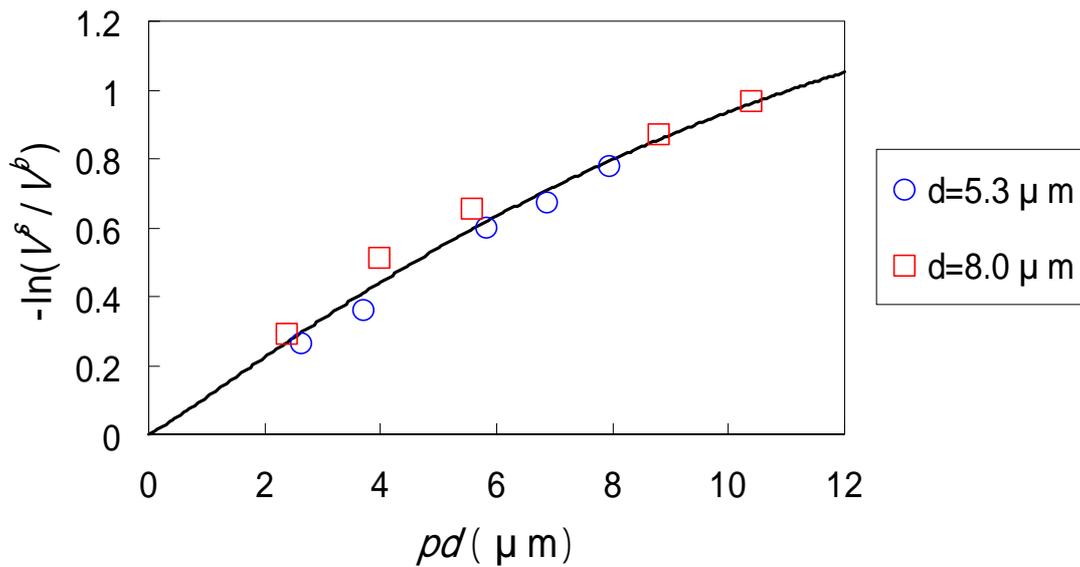


図 6.5 Visibility 比の λ^2 依存性

6.3 Visibility 比の pd 依存性

図 6.2 において、周期の異なる回折格子を用いたとき、Visibility 比の値が変わることが確認された。したがって、Visibility 比には p 依存性と共に関 d 依存性もあることが分かる。そこで、図 6.2 の実験データを横軸を pd としてプロットした。結果を図 6.6 に示す。



σ^2	$\tau(\mu\text{m})$	α	χ^2
1.6 ± 0.95	11 ± 9.6	0.55 ± 0.14	0.015

※フィッティングパラメータの誤差は標準偏差

図 6.6 メラミンスポンジの Visibility 比の pd 依存性

測定値は(4.23)式でフィッティングしてある。フィッティングパラメータ σ^2 、 τ 、 α 及び χ^2 値はグラフの下の表にまとめた。図 6.6 から、メラミンスポンジを試料とした場合、 $-\ln(V^s/V^b)$ には pd 依存性があり、その関係は (4.23)式で表されることが確認された。

6.4 アーティファクトについて

アーティファクトとは、試料の特質や撮影方法によって系統的に生じる不要な像のことである [30]。図 5.15 で示した像はアーティファクトを低減したものである。図 6.7 にアーティファクトを低減する前の、Visibility map を用いて再構成した像を示す。

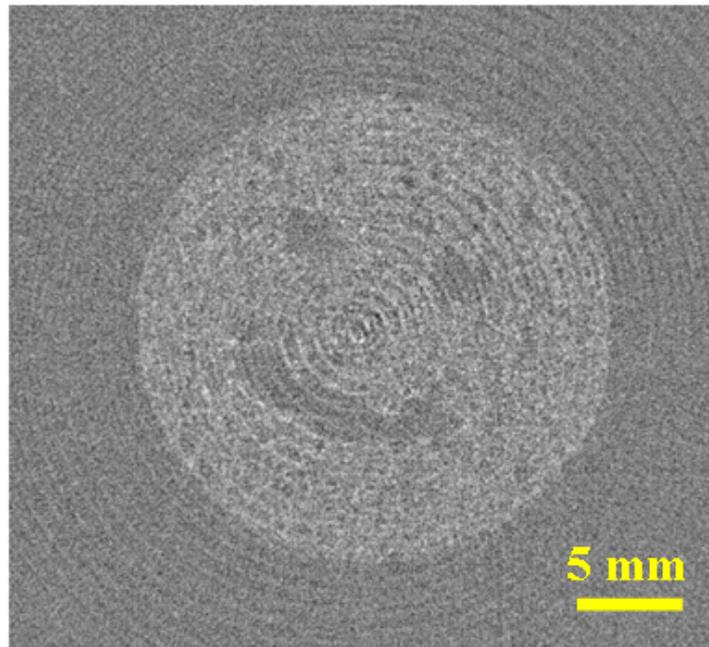


図 6.7 リングアーティファクト低減前の CT 像

図 6.7 には同心円状のアーティファクト（リングアーティファクト）が発生している。これは縞走査法によって Visibility map を取得する際、回折格子が正確に 1 周期分移動していなかったことにより画像に生じたモアレ縞の痕跡により生じたものと考えられる。このリングアーティファクトは周期的であったので、Fourier 変換による低減を試みた。以下でその手続きについて述べる。

Fourier 変換によるリングアーティファクトの低減はサイノグラム上で行った。サイノグラムとは、スキャン時に取得した角度毎の投影データについて、再構成したい断面に対応する画像上のラインのデータだけを抽出し、順に並べたものである。よってサイノグラムの縦軸は回転角に対応しており、横軸は抽出したラインである。図 6.7 の像を再構成する際に用いたサイノグラムを図 6.8 に示す。

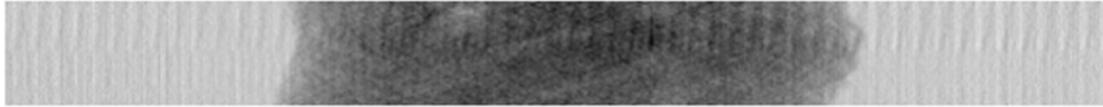


図 6.8 補正前のサイノグラム

図 6.8 には縦方向に縞の痕跡が存在している。この縞の痕跡は画像の横軸に対してほぼ垂直であるので、横軸方向に沿って一次元 Fourier 変換を施した。その結果、図 6.9(a)の画像が得られた。これは周波数空間の一部を示している。左端が原点であり、(1)(2)(3)はそれぞれ Fourier 級数の 0 次、1 次、2 次成分に対応している。図 6.9(b)は(a)の赤線上のプロファイルであり、画像上で原点から 85pixel 目と 170pixel 目にリングアーティファクトに対応するピークが存在している。

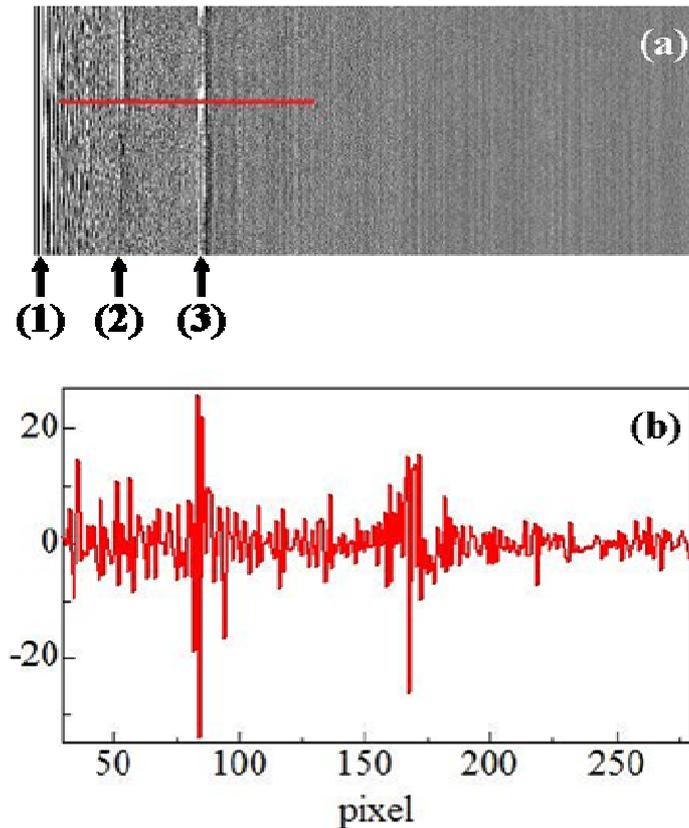


図 6.9 サイノグラムの Fourier 変換

これらのピークを線形的に内挿することで除去し、逆 Fourier 変換を行うことで得られたサイノグラムを図 6.10 に示す。このサイノグラムは図 6.8 と比較して、縞の痕跡が低減されていることが分かる。

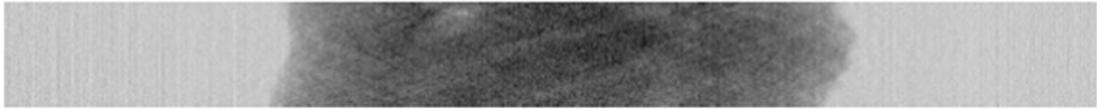


図 6.10 補正後のサイノグラム

図 6.10 のサイノグラムを用いて再構成した CT 像を図 6.11 に示す。このように、リングアーティファクトを低減することができた。

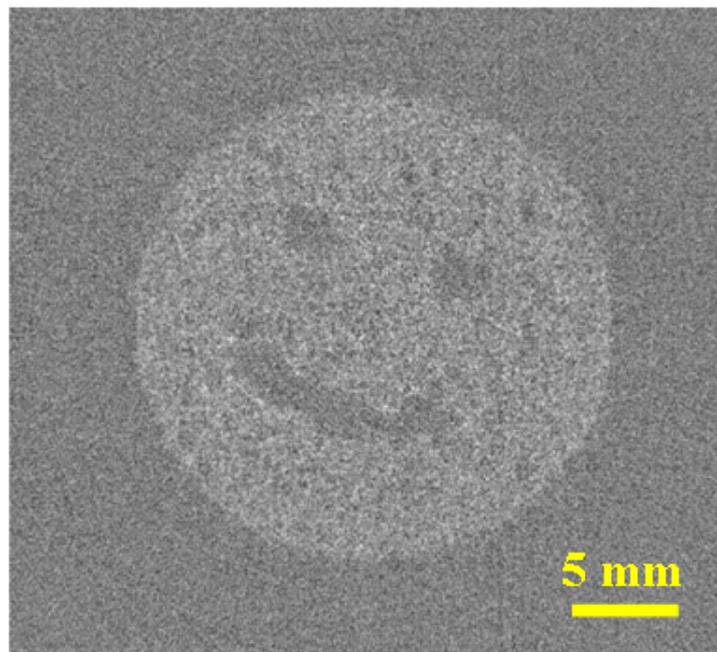


図 6.11 リングアーティファクト低減後の CT 像

第7章 まとめと今後の展望

7.1 まとめ

X線 Talbot 干渉計における Visibility 低下の情報をイメージングに応用するための研究を行った。

メラミンスポンジ及び CR ゴムスポンジについて、Visibility 比の Talbot 次数 p 依存性を測定したところ、実験データを理論的に導出された式でフィッティングすることができた。メラミンスポンジについては、Visibility 比の pd 依存性 (d は回折格子の周期) も理論式と整合していた。また、Visibility 比が波長に依存することも分かった。

Visibility map を用いた CT 再構成を行った。メラミンスポンジ、メラミンスポンジと紙の複合試料、CR ゴムスポンジについて、CT 再構成に成功した。構造に異方性のある CR ゴムスポンジについては、回折格子の設置方向によって再構成される値が異なること、すなわち再構成される値に構造の異方性の情報が含まれていることが分かった。

7.2 今後の展望

Visibility 低下の理論式の正当性を示すためには、 pd 依存性を確認すると共に、試料の散乱強度分布の Fourier 変換が $-\ln(V^s/V^b)$ と一致することを確認する必要がある。さらに、定量的な計測手法として実用化を目指すためには、Visibility 低下率と試料の構造の関係についても明らかにしなくてはならない。試料の構造との関係が明らかになれば、CT において再構成される値に物理的意味を持たせることができる。また、CR ゴムスポンジの CT 再構成において、構造の異方性の情報が含まれているという結果から、試料の構造の異方性の情報を引き出せる CT 手法への発展が期待できる。

参考文献

- [1] A. Momose, S. Kawamoto, I. Koyama, Y. Hamaishi, K. Takai and Y. Suzuki, *Jpn. J. Appl. Phys.* **42**, L866 (2003)
- [2] F. Pfeiffer, M. Bech, O. Bunk, P. Kraft, E. F. Eikenberry, CH. Bronnimann, C. Grunzweig and C. David, *Nat. Mater.* **7**, 134 (2008)
- [3] 照井勇輝, X線Talbot干渉計におけるデコヒーレンスと極小角散乱の関係, 2009年度東京大学工学部物理工学科卒業論文 (2010)
- [4] 菊田惺志, X線回折・散乱技術, 東京大学出版会(1992)
- [5] J. Davis, D. Gao, T. E. Gureyev, A. W. Stevenson and S. W. Wilkins, *Nature*, **373**, 595 (1995)
- [6] D. Chapman, W. Thomlinson, R. E. Johnston, D. Washburn, E. Pisano, N. Gm̄ur, Z. Zhong, R. Menk, F. Arfelli and D. Sayers, *Phys. Med. Biol.* **42**, 2015 (1997)
- [7] O. Oltulu, Z. Zhong, M. Hasnah, M. N. Wernick and D. Chapman, *J. Phys. D.* **36**, 2152 (2003)
- [8] L. Rigon, H. J. Besch, F. Arfelli, R. H. Menk, G. Heitner and H. Plochow-Besch, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **36**, A107 (2003)
- [9] U. Bonse and M. Hart, *Appl. Phys. Lett.* **7**, 99 (1965)
- [10] A. Yoneyama, T. Takeda, Y. Tsuchiya, J. Wu, T. Lwin and K. Hyodo, *Appl. Opt.*, **44**, 3258 (2005)
- [11] S. Sasaki, KEK Report No. 90-16, National Laboratory for High Energy Physics (1990)
- [12] S. Sasaki, KEK Report No. 88-14, National Laboratory for High Energy Physics (1989)
- [13] H. F. Talbot, *Philos. Mag.* **9**, 401 (1836)
- [14] P. Cloetens, J. P. Guigay, C. DeMartino, J. Baruchel, and M. Schlenker, *Opt. Lett.*, **22**, 1059 (1997)
- [15] L. Rayleigh, *Philos. Mag.*, **11**, 196 (1881)

- [16] J. P. Guigay, *Opt. Acta*, **18**, 677 (1971)
- [17] K. Patorski, *Progress in Optics XXVII* (Elsevier, Amsterdam, 1989)
- [18] H. Fujiwara, *Opt. Acta*, **21**, 861 (1974)
- [19] S. Yokozeke and T. Suzuki, *Appl. Opt.*, **10**, 1575 (1971)
- [20] A. Momose, W. Yashiro, Y. Takeda, Y. Suzuki and T. Hattori, *Jpn. J. Appl. Phys.* **45**, 5254 (2006)
- [21] M. Engelhardt, J. Baumann, M. Schuster, C. Kottler, F. Pfeiffer, O. Bunk, and C. David, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 224101 (2007)
- [22] Y. Takeda, W. Yashiro, T. Hattori, A. Takeuchi, Y. Suzuki, and A. Momose, *Appl. Phys. Express* **1**, 117002 (2008)
- [23] F. Pfeiffer, T. Weitkamp, O. Bunk and C. David, *Nat. Phys.* **2**, 258 (2006)
- [24] J. H. Bruning, D. R. Herriott, J. E. Gallagher, D. P. Rosenfeld, A. D. White and D. J. Brangaccio, *Appl. Opt.*, **13**, 2693 (1974)
- [25] A. Momose, T. Takeda, Y. Itai, and K. Hirano, *Nature. Med.* **2**, 473 (1996)
- [26] P. Cloetens, W. Luding, J. Baruchel, D. Van Dyck, J. Van Landuyt, J. P. Guigay and M. Schlenker, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 2912 (1999)
- [27] I. Koyama, A. Momose, J. Wu, T. T. Lwin and T. Takeda, *Jpn. J. Appl. Phys.* **44**, 8291 (2005)
- [28] 斎藤恒雄, *画像処理アルゴリズム*, 近代科学社 (1998)
- [29] Ya. I. Nesterets, *Optics Commun.* **281**, 533-542 (2008)
- [30] I. A. Vartanyants and I. K. Robinson, *Optics Commun.* **222**, 29 (2003)
- [31] S. K. Sinha, E. B. Sirota, S. Garoff and H. B. Stanley, *Phys. Rev. B* **38**, 2297 (1988)

謝辞

本研究を行うにあたり、多くの方々のお世話になり、またご協力をいただきました。ここに感謝の意をこめて御礼を申し上げたいと思います。

まず、指導教官である百生敦准教授に心より御礼申し上げます。未熟な私に対しても熱心に指導していただき、非常に有意義な2年間を送らせていただきました。百生研究室で得た多くの経験は、今後の人生で必ずや役立つものと確信しております。また、本研究はこれまでに百生准教授が行われてきた研究の成果や、その実験環境なしには成り立ち得ないものでした。今後の更なるご活躍、研究室の発展を期待し、ここに感謝の意を表します。

助教の矢代航氏には、研究に関する議論や実験のオペレーション、プログラミング等、様々な面において研究活動を支えていただきました。また、私の稚拙な質問、的を得ていない質問に対しても懇切丁寧に答えていただき、この2年間で様々なことを教わりました。心より御礼申し上げます。

KEK Photon Factory BL14Cのビームライン担当者である兵藤一行氏、SPring-8 BL20XUのビームライン担当者である鈴木芳生氏、竹内晃久氏には、ビームラインでの実験の支援をしていただきました。心より御礼申し上げます。

博士研究員のセバスチャン・ハラス氏には、プログラミングの面でお世話になりました。また、私にとって初めてのフランス人の友人であり、日常会話も楽しませていただきました。

Je vous remercie de tout mon coeur.

百生研究室秘書の榎原千晶氏には、会計処理等を通じて研究室生活を支えていただきました。特にTAの給与関連の手続きの際はお世話になりました。有り難うございました。

技術職員の王瑩佳氏には、短い間でしたが日頃の雑談等に付き合ってください、研究が行き詰まり疲れてしまった私の心を癒してくれました。太感謝您了。

修士1年の桑原宏萌氏とは、2年間共に研究室で過ごさせていただきました。実験を手伝っていただいたことも多く、大変感謝しております。また、氏の研究能力の高さには驚かされてばかりでした。今後の更なるご活躍を期待しております。

修士1年の山崎岳氏とは、実験のセッティングや、講習会や展示会の会場設営等を共に行うことが多く、何かとお世話になりました。私と境遇が似ているので、今後のご多幸をお祈り申し上げます。

学部4年の照井勇輝氏とは、私と研究テーマが同じであることもあり、共に実験や議論を行うことが多く、大変お世話になりました。しかし、私の能力不足のためご迷惑をお掛けしてしまったこともあり、申し訳なく思っています。このような私と1年間共に研究を行ってくださり、有り難うございました。

学部4年の平山望氏には、PF や実験室での実験のセッティング等を手伝っていただきました。また、共に夜中まで研究室で過ごすことが多く、研究を進める上で大変励みになりました。有り難うございました。

また、この素晴らしい環境で2年間研究を行うことができたのも、これまで25年間支えてくださった両親のおかげであり、ここに感謝の意を表します。その他、私を支えてくださった多くの方々にもこの場を借りて御礼申し上げます。