

# X 線 進 行 波

河 合 潤

京都大学大学院工学研究科材料工学専攻 ㊟ 606 8501 京都府京都市左京区吉田本町

(2000年10月17日受理)

## X-Ray Traveling Waves

Jun KAWAI

Department of Materials Science and Engineering, Kyoto University  
Sakyo-ku, Kyoto 606 8501

(Received October 17, 2000)

A novel surface sensitive experimental method, "X-ray traveling wave", is proposed. This method utilizes the total reflection of X-rays. Many difficulties are in principle arising in this method. To avoid these difficulties, it is described that the wave guide technique is useful. Errata of equations presented in published papers by the present author and others are described. The details of the total reflection of X-rays are qualitatively described using illustrations. The traveling wave can be detected when the surface is coated by thin layers in such a way that the reflected X-rays are annihilated due to the phase inversion.

### 1. は じ め に

進行波 (traveling wave) は定在波 (standing wave) と対の概念である。両方の用語とも、ラジオ波からマイクロ波にかけての無線工学で使用されてきた<sup>1,2)</sup>。X線が表面で全反射しているときには、入射波と反射波とが干渉して定在波を形成する。臨界角近傍では定在波は消えて進行波が表面に形成される可能性がでてくる。筆者らは最近、X線進行波に関する論文を数編出版した<sup>3,4)</sup>。Traveling X-rays や propagating という題目で発表されたが本質は進行波である。筆者らの論文では屈折波 (進行波と言いかえるべきである) の観測結果だけを報告した。論文の内容は基本式において種々の誤りを含んでおり Ebel ら<sup>5)</sup>は誤りを指摘するとともに筆者らの実験結果を定量的に解析する理論を提案した。この理論によると、筆者らの実験結果の角度原点をずらせば、理論との一致は極めて良いことがわかった。筆者らの実験では角度の計測に誤差があり、したがって屈折波ではなく進行波 (または反射波) と言うべきであり、報告に従って追実験を

行った方々に多大の迷惑をおかけした。このような反省を基に、X線進行波の問題点を指摘し、新しい実験法を提案するのが本稿の目的である。

### 2. X 線の吸収

Fig. 1 に示したように垂直に近い角度で真空中から物質中へ X 線を入射させたとき、X 線は物質中で指数関数的に減衰する。真空の X 線の屈折率を  $n = 1$  とすると、物質中では、 $n = 1 - \delta - i\beta$  となる<sup>6,7)</sup>。屈折率の実部が 1 より小さいのは、物質中で X 線の速度が見かけ上、光速  $c$  より大きくなることを表している。別の言い方をすれば、波の位相 (節の進む速さ) が真空中より進むことを意味している<sup>8)</sup>。

信号は光波を変調することによって伝えることができるが、この伝播速度を群速度と言ひ、真空中の光速  $c$  を超えることはできないことが証明できる<sup>9)</sup>。虚部は X 線の電場  $E_0 e^{i\omega t}$  の  $i$  と打ち消しあって  $\exp(-)$  (実数) となり、X 線が物質中で指数関数的に減衰する現象を表現している。また、 $\beta$  の前の符号は  $\pm$  の選択の余地があるが、電場として  $E_0 e^{-i\omega t}$  を採用すれば、 $+i\beta$  になる<sup>10)</sup>。

ここで、我々が通常使用する X 線の場合には、 $\delta$  と  $\beta$

E-mail: jkawai@process.mtl.kyoto-u.ac.jp

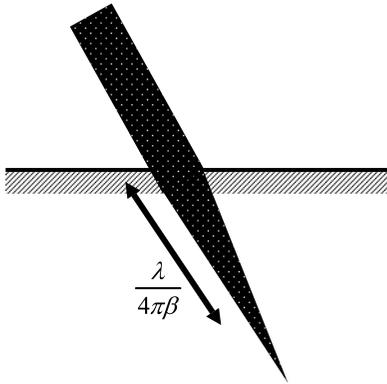


Fig. 1 Schematic illustration of exponentially decreasing X-ray intensity due to absorption.

は  $10^{-4}$  (軟 X 線) 乃至  $10^{-6}$  (硬 X 線) 程度の小さな正の数値である。β は X 線の吸収係数であるが、物質中を X 線が距離  $t$  進んだ点での強度は、

$$I_t = I_0 \exp(-4\pi\beta t/\lambda)$$

と表される。λ は X 線の波長である。線吸収係数  $\mu_l$  [ $\text{cm}^{-1}$ ] と β の関係は、 $\beta = \lambda\mu_l/(4\pi)$  である<sup>6)</sup>。また、質量吸収係数  $\mu_a$  [ $\text{cm}^2/\text{g}$ ] と線吸収係数とは、 $\mu_l t = \mu_a \rho t$  という関係にある<sup>11, 12)</sup>。ρ は物質の密度である。 $I_t = I_0 \exp(-\mu_l t)$  であるから、X 線が距離  $1/\mu_l$  だけ固体を通過すると初めの強度  $I_0$  の  $1/e$  に減衰する。X 線の波長  $\lambda/(4\pi)$  が β と  $\mu_l$  の変換式に入っているのは妙な感じがするが、波が位相速度  $c/n$  で進行しながら λ 当り  $4\pi\beta$  の割合で減衰することを表している<sup>13)</sup>。

3. X 線の全反射

入射角 (angle of incidence) と照角 (glancing angle) とは Fig. 2 に示すように、互いに余角の関係にある。つまり足して 90° の関係である。照角は視射角とも呼ぶ<sup>14)</sup>。

屈折率が  $n_1$  の媒質から  $n_2$  の媒質へ X 線が表面にすれすれの角度で透過する場合を考える (Fig. 3)。このとき全反射しないように  $\phi_1$  を必要に応じて大きくとる。入射角  $\theta_1$ 、屈折角  $\theta_2$  のとき、屈折率  $n_{1,2}$  は媒質 1 と媒質 2 の X 線の速度比で与えられる。

$$n_{1,2} = \frac{\sin\theta_1}{\sin\theta_2} = \frac{\cos\phi_1}{\cos\phi_2} = \frac{\sqrt{1 - \sin^2\phi_1}}{\sqrt{1 - \sin^2\phi_2}}$$

$$= (1 - \sin^2\phi_1)^{\frac{1}{2}} \times (1 - \sin^2\phi_2)^{-\frac{1}{2}}$$

ここで  $\phi_1, \phi_2$  はそれぞれ  $\theta_1, \theta_2$  に対する照角である。すれすれに入射するとき、 $\phi_1$  と  $\phi_2$  は小さいので、

$$(1 - \sin^2\phi)^{\pm\frac{1}{2}} = 1 \mp \frac{\phi^2}{2}$$

であるから、 $n_{1,2} = 1 - \frac{\phi_1^2}{2} + \frac{\phi_2^2}{2}$  と近似できる。したがって、屈折率の 1 からの差を δ と

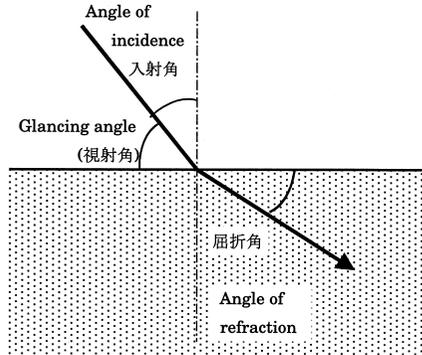


Fig. 2 Definition of angles.

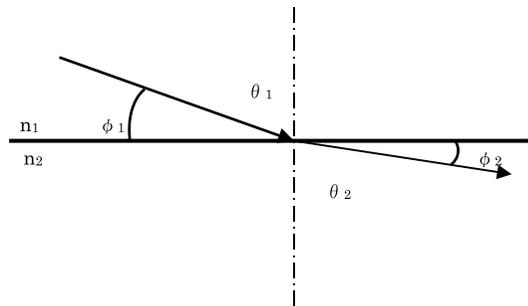


Fig. 3 X-ray refraction between two media  $n_1$  and  $n_2$ .

表せば、 $\delta = \frac{\phi_1^2 - \phi_2^2}{2}$  となる (文献<sup>3)</sup>の式 (2) は誤り)。

δ は、 $\frac{ne^2\lambda^2}{2\pi mc^2}$ 、または  $\delta = \frac{Nr_0\lambda^2 f_1}{2\pi}$  で表される<sup>7, 15)</sup>。こ

ここで、 $e$  と  $m$  は電子の電荷と質量、 $r_0 = \frac{e^2}{mc^2}$  は古典電子

半径である ( $c$  は光速)。N は単位体積中の原子数、 $n$  は単位体積中の電子数である ( $N = n/Z$ )。  $f_1$  は X 線の原子散乱因子の実部である。吸収端から十分に高いエネルギーでは、 $f_1 = Z$  ( $Z$  は原子内の全電子数) と近似でき

るので、 $\delta = \frac{ne^2 h^2}{2\pi m E^2}$  となる (文献<sup>3)</sup>の式 (3) は誤り)。

ただしここで、 $\lambda E = hc$ 、 $E = h\nu$ 、 $\lambda\nu = c$  の関係を用いた ( $h$  はプランク定数、 $\nu$  は X 線の振動数)。

X 線の全反射、あるいは光の全反射に関する解説では、全反射臨界角での光線の光路についての記述があいまいである。まじめに考えると、臨界角の光は、界面 (表面) でどのような光路をとるかわからなくなる。大抵の光学書ではその記述は似ており、例えば、「屈折率」という本では、「屈折率が大きな媒質から屈折率が小さな媒質へ光が入射するとき、屈折角は入射角より大きい。入射角を大きくしていくと、屈折角が 90° となる入射角があ

る。この入射角を臨界角という。(中略)これよりも入射角が大きいときには屈折光は存在せず、すべての光が反射光となる。」と記述されている<sup>16)</sup>(この本は可視光の全反射について述べているので、入射角  $\theta$  を大きくするというはその照角  $\phi$  を小さくすることに相当する。屈折角が  $90^\circ$  のときその照角が  $0^\circ$  になって表面に沿う光路をとる)。それでは臨界角では、屈折光は存在するのか存在しないのか？

この問いを別の角度から議論してみよう。入射光の照角が臨界照角より大きい場合、Fig. 4 (a) に示したように X 線は表面で反射せず、固体内に侵入して屈折する。入射照角を小さくして臨界(照)角直前まで下げると、Fig. 4(b) に示したように入射光はすべて表面を走る(進行波)。さらに臨界角を少しでも通りすぎると、表面を走る屈折光は突然消えて、入射 X 線照角と等しい角度ですべての入射光が等角反射される (Fig. 4 (c))。ただし、必ずしも(入射角)=(反射角)とならない場合もある。媒質が透明でない場合である<sup>17)</sup>。X 線では、 $\beta$  は十分に小さく、(入射角)=(反射角)となる。

このように、入射光の角度を連続的に変化させて行く

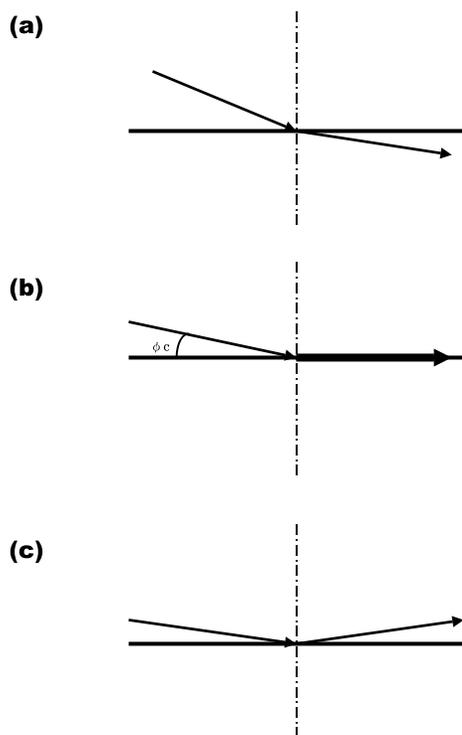


Fig. 4 X-ray reflection and refraction. The glancing angle of incident X-ray is (a) larger than, (b) equals to, and (c) smaller than the critical angle.

と、ある角度で、突然に屈折光が消えて、反射光が臨界角だけ離れた角度まで飛んで出現する。紙の上で考えている限りは、臨界角前後の無限小の角度の変化に対して、屈折光から反射光へとジャンプが生じるように考えられるが、実際に X 線の全反射実験を行ってみると、このような不連続な現象は何ら観測できない。臨界角というので何か劇的な変化を期待しても、観測される量は連続的な変化である。

Fig. 5 に、X 線の反射率のカーブを模式的に示した。十分に厚い単結晶によるブラッグ反射の場合には、反射率曲線は良く研究されており、吸収がなければシルクハット型、吸収がある場合には、シルクハットの角が丸みを帯びた形になることがわかっている。ブラッグ角から外れた角度 ( $|W| \geq 1$ ) の反射率は Darwin 曲線 ( $|W| - \sqrt{W^2 - 1}$ ) となる<sup>18)</sup>。  $-1 < W < 1$  の範囲では全反射が生じる。また  $W=0$  が  $2d \sin\theta_B = \lambda$  で表されるブラッグ角に相当し、 $W$  は入射角  $\theta$  の  $\sin$  を規格化したものである。ダーウィン曲線のダーウィンは進化論のダーウィンの孫である。

ブラッグ角での反射(これも全反射と言われる)も表面すれすれ入射のときの全反射も本質的に似た式で扱えることが高橋によって示された<sup>19)</sup>。  $W = (\sin^2 \phi - \delta) / \delta$  という変換をすれば、  $W = \sqrt{W^2 - 1} = \frac{\sin^2 \phi - \sqrt{n^2 - \cos^2 \phi}}{\sin^2 \phi + \sqrt{n^2 - \cos^2 \phi}}$  となるからである。すれすれ入射の場合の全反射臨界角は、  $\sin^2 \phi_c = 2\delta$  であるから(後出)  $W=1$  に相当する(Fig. 5 のブラッグ反射の場合の  $W \geq -1$  の側と考えれば良い)。  $W$  は照角の 2 乗を規格化したものである。臨界角より照角が大きいときにも反射率がゼロにならず、僅かながら反射する点に注目する。すなわち、臨界角よりも

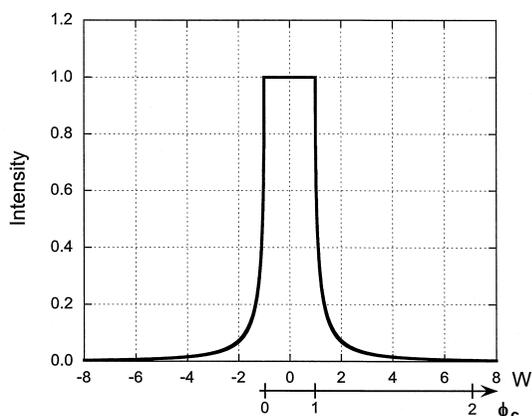


Fig. 5 Schematic line shape of the Darwin curve for X-ray reflection at Bragg angle or total external reflection.

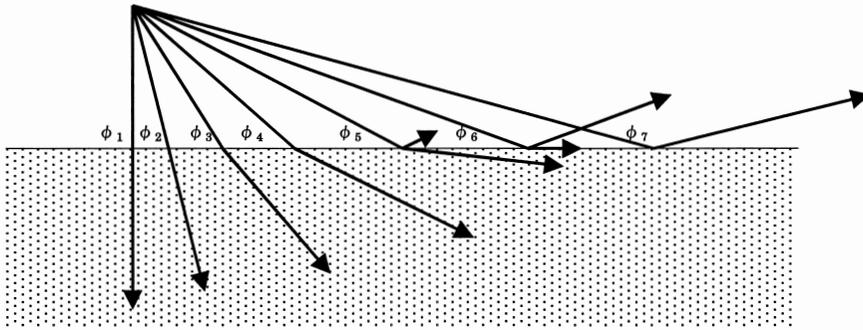


Fig. 6 X-ray reflection and refraction from the normal to the grazing incidence.

入射光照角が大きいとき (Fig. 6 の  $\phi_4$ ) には反射光はない。臨界角に近づくと ( $\phi_5$ ) 入射光は大部分屈折光となるが、僅かに反射される (これを表現するため、 $\phi_5$  の反射光は極端に短い矢印で示した)。屈折光も  $\phi_4$  より短い。反射光と屈折光の和は入射光強度に等しい。臨界角に限りなく近づくと ( $\phi_6$ )、屈折光に比べ反射光の方が強くなる。臨界角 ( $\phi_7$ ) では反射光のみが現れる。なお、Fig. 6 を作成するに当たって文献<sup>20)</sup>を参考にした。

#### 4. 表面進行波

全反射臨界角からわずかに照角を大きくし、進行波と反射波とが同じくらいの強度か、あるいは進行波の方がわずかに強くなるように分岐するような角度に合わせることができたらどうであろうか。全反射臨界角の X 線の電場は、表面から物質中へ深さ  $\frac{\lambda}{4\pi\sqrt{\beta}}$  進むと  $1/e$  に減衰する、すなわち表面に局在している (Fig. 7)。一方、直入射 X 線は距離  $1/\mu_L = \frac{\lambda}{4\pi\beta}$  進むと  $1/e$  に減衰する<sup>7)</sup>。全反射 X 線の電場が存在する表皮の厚さは、直入射 X 線の電場が存在する厚さの  $10^{-2} \sim 10^{-3}$  倍である ( $\beta$  と  $\sqrt{\beta}$  の比)。X 線が同じ体積を通過したときの減衰が等価であると仮定すれば、表面進行波は固体中よりも  $10^2 \sim 10^3$  倍の長距離まで到達するはずである。入射光の角度発散がなく、完全な平行光なら、入射した光のエネルギーは  $\frac{\lambda}{4\pi\sqrt{\beta}}$  の深さの表面に凝集する。通常 X 線の吸収長は  $1\ \mu\text{m}$  のオーダーであるから、表面進行波は  $1\ \text{mm}$  程度は減衰しないで到達するであろう。

この実験の問題点は、屈折光が表面に近づくほど、Fig. 6 に示したように物質中の屈折光 (進行波) の強度が反射波に移行してゆく点である。屈折波を表面に近づけるために、入射照角を小さくすればするほど、屈折波の強度は反射波の方へ逃げてゆく。逆に屈折波の強度を強く

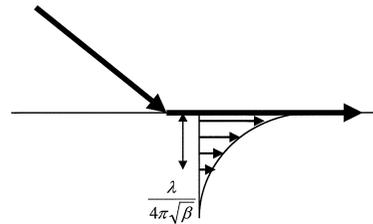


Fig. 7 Schematic X-ray electric field near the surface at the critical angle.

しようとして、入射照角を大きくすれば、屈折波は物質中により深く侵入し減衰する。原理的に進行波 (表面に沿って進む X 線) は存在しない。もし存在するなら、相反定理 (光線を逆進させても光路は同じになること) が成立しない。このように原理的にありえない光線を、人工的に作りだし、表面分析に応用しようというのが「X 線進行波」の目的である。

入射光には角度やエネルギーの広がりがあるので、X 線の一部は反射、一部は固体中で減衰する。もし十分に長い平滑な表面を光路とすることができ、かつ、表面進行波のみを残すことができれば、表面に敏感な計測が可能となる。入射光がエネルギー的にも空間的にもシャープであるほど角度合わせ、すなわち実験は難しいが入射光のエネルギーを損失させずに遠方まで輸送することができる。一方白色光のうちのある波長で全反射臨界角になるように X 線を平板に入射させ、平面の端で観測すると、単結晶のブラッグ反射に相当するきわめてエネルギー幅の狭い、位相のそろった X 線を得ることができるかもしれない。

全反射臨界角は、 $\phi_c = \sqrt{2\delta}$  であるから<sup>6,7)</sup>、白色光を入射照角  $\phi_1$  で物質に入射させたとき、全反射する X 線のエネルギーには上限がある。この上限エネルギーは、3 節の  $\delta = n e^2 h^2 / (2\pi m E^2)$  をこの式に代入して、 $E_c =$

$\frac{eh}{\phi_1} \sqrt{\frac{n}{\pi m}} = \frac{eh}{\phi_1} \sqrt{\frac{1}{\pi m} \sum N_i f_i}$  を得る (文献<sup>3)</sup>の式 (1) は誤り)、 $\delta = n e^2 h^2 / (2 \pi m E^2) = (\phi_1^2 - \phi_2^2) / 2$  により、屈折光を屈折角  $\phi_2$  の方向から見たとき、X 線のエネルギーとしては、 $E_r = eh \sqrt{\frac{n}{\pi m (\phi_1^2 - \phi_2^2)}}$   
 $= eh \sqrt{\frac{1}{\pi m (\phi_1^2 - \phi_2^2)} \sum N_i f_i}$  のものだけが観測できる (文献<sup>3)</sup>の式 (4) は誤り)。

このような現象が現れているという感触は、全反射 X 線光電子分光の実験を行っているとき感じられる<sup>21)</sup>。入射光の照角を 90° から次第に小さくしてゆきながら、真空中で試料のドレーン電流や光電子強度を測定する。全反射臨界角に近づくにつれて、 $1/\cos\theta$  以上のファクターで信号は増大してゆき、全反射臨界角 (1~2°) では直入射に比べて数桁 (通常は 100 倍程度) 強い信号が観測される。臨界角を通りすぎて、入射照角をさらに小さくすると、入射光が反射光へと逃げることによって X 線の侵入深さが浅くなるので、信号強度は急激に 0 へと落ちる。強度増幅効果は表面進行波によるものであろう。

文献<sup>3, 4)</sup>の実験では、Mo の白色 X 線をシリコンウエハーに照射した。Mo K $\alpha$  線として屈折した X 線の減衰長を見積もってみる。Mo K $\alpha$  線 (0.7107 Å) の Si 中での質量吸収係数は 6.44 cm<sup>2</sup>/g である<sup>22)</sup>。Si の密度は 2.33 g/cm<sup>3</sup> であるから<sup>23)</sup>、線吸収係数は 15.0 cm<sup>-1</sup>。したがって、Mo K $\alpha$  線は Si の内部を 0.7 mm 侵入し 1/e に減衰する。表面進行波は、基本的に屈折光であるから、物質中を通過しながら減衰する。この意味で透過距離は 0.7 mm ( $= 1/\mu_1 = \frac{\lambda}{4\pi\beta}$ ) である。したがって文献<sup>3)</sup>の Fig. 1 (本解説の Fig. 8 に再録) は屈折光がシリコンウエハーの中を通過し、その端で観測できるように描いてあるが誤解を招く不適切な図である。一方、進行波が表面近

傍の消衰距離  $\frac{\lambda}{4\pi\sqrt{\beta}}$  内の表皮を通過するならば、 $\beta = 8 \times 10^{-9}$  であるから<sup>6)</sup>、その比  $1/\sqrt{\beta}$  倍、すなわち 8 m の到達距離が可能となる。臨界角度は、この遷移領域であり、わずかの角度の変化で到達距離は数桁にわたって変化する。

このような実験を行うためには、十分に幅 (空間的な) の狭い入射光が要求される。全反射臨界角  $\phi_c$  では、幅  $w$  の X 線は表面上で  $w/\sin\phi_c = w/\phi_c$  に広がる。試料表面上での X 線ビームの広がりができるだけ小さく押さえるためには、臨界角が大きくなるような X 線波長と物質の組み合わせを選択する必要もある。同一物質に対しては、X 線の波長が長くなるほど  $\phi_c$  は大きい。Si に対して 1 keV の X 線の  $\phi_c$  は数度になる。同一の X 線波長に対しては、物質の原子番号が大きくなるほど  $\phi_c$  は大きい。

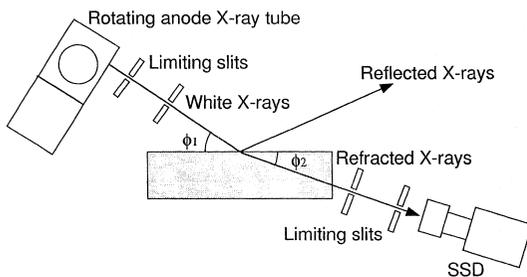
## 5. 散 漫 散 乱

X 線の全反射領域の実験に関して、興味深い実験が米田により報告されている<sup>24, 25)</sup>。Fig. 9 に示したように、X 線が全反射しているとき、等角反射以外に小さな照角の反射光が観測されるという実験結果である。米田はこれを「異常反射」と呼んだ。Warren ら<sup>26)</sup>および Guentert<sup>27)</sup> は、表面上の dirt (ほこり、酸化膜など) に散乱された X 線が低い角度で全反射するという解釈を提案したが、そうではなくて、粗い表面の散漫散乱と解釈するのが最も適切なようである<sup>28, 29)</sup>。Sinha ら<sup>28)</sup>は散漫散乱として実験に良く合う反射率曲線を計算している。入射光を  $\phi_c$  に固定し、Fig. 9 のように反射光強度の角度分布を測定したときのサブピークを「米田ウイング」と呼ぶ。その形状の類推から「天使の羽」と呼ぶ場合もある。

堀内らは、米田ウイングと本稿の進行波との類似性に着目し、本稿の進行波に相当する物理現象を X-ray surface propagation wave (XSPW) と呼んでいる<sup>30)</sup>。

## 6. 導 波 路

X 線進行波のアイデアが実験でうまく実現できないのは、Fig. 6 で説明したように屈折光が表面に近づくほど、物質中の進行波強度が等角反射波強度へ移るからである。屈折波を表面に近づけても反射波が現れないように、反射波の位相をずらして打ち消してやれば、進行波の強度は減衰しない。可視光ではこのような目的のために、反射物体の表面に薄膜をコーティングする。X 線でも薄膜を平板の表面にコーティングすれば、反射率を低減させることが可能である。最近、シリコンウエハーのような平板の上に極めて薄い膜をのせた試料に X 線を照射



**Fig. 8** Experimental setup and illustration of X-ray paths. (Reproduced from K. Hayashi et al.<sup>3)</sup> © 1999, with permission from Elsevier Science.)

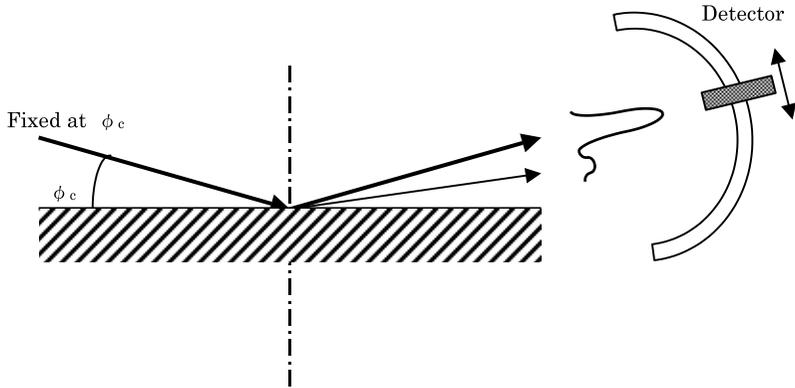


Fig. 9 Experimental setup for the measurement of Yoneda wing.

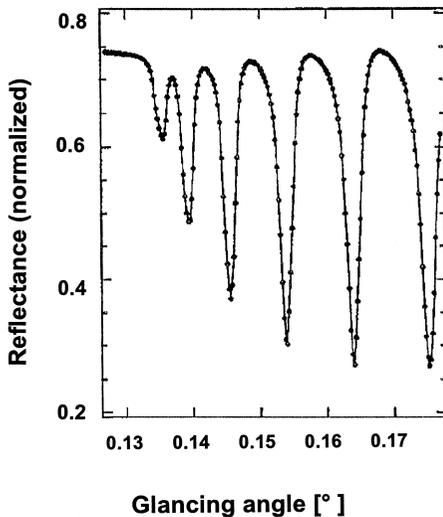


Fig. 10 X-ray reflectance of multilayer waveguide. (Reproduced from W. Jark et al.<sup>33</sup>) © 1996, with permission from American Institute of Physics.)

すると、X線の導波路としての働きを持たせることができることが報告されている<sup>31-33</sup>。光ファイバーも屈折率の異なる2種の物質の積層構造からなる光導波路と考えることができる。光ファイバーの消衰波（エバネッセント波）を表面波（surface wave）と呼ぶ場合もある<sup>34</sup>。

Fig. 10は13 keVのX線をクロムと炭素の多層膜でできた導波路に照射したときの反射率である。周期的に反射率が低下しているのは、薄膜の各界面で反射されたX線の位相が180°反転しているからである。このようなディップが現れる角度では、入射X線は反射されないため、そのエネルギーは進行波となる。その進行波が導波路の役目を果たす多層膜の中を全反射しながら伝わっ

てゆく。このときの理論的な解釈に関してはEbelら<sup>3</sup>が報告しているため本解説では述べない。Ebelらの式によると、導波路を抜け出てきたX線のエネルギーを定量的に計算することが可能である。

2枚の平板（結晶）を並行に置き、X線その間で多重反射（多重ブラッグ回折）させても反射率カーブの裾を下げるができる。2枚の平板が接近した極限では、表面多層膜と等価とみなせる。

## 7. おわりに

本解説では、筆者らが報告した論文の訂正をするともに、X線進行波実験の原理的な難点と、その難点を克服するための多層膜による実験の可能性について述べた。進行波は表面上を並行に進むX線である。単色X線を用いた実験と白色X線を用いた実験が可能である。X線の拡散深さ（数十Å）の表皮の化学状態、表面・界面粗さ、蒸着膜の密度などについての情報を空気中で得られる可能性がある。導波路からしみ出したX線（エバネッセント波）が導波路表面に吸着した化学種の影響を受けてエネルギー輸送特性が変化する可能性がある。本来は、適当な境界条件のもとにマクスウェル方程式を解いて反射波・屈折波・消衰波の物理的性質を議論すべき<sup>35</sup>ところである。将来的には様々な境界条件でマクスウェル方程式を解いて進行波に関する理論的な考察を行ってゆく予定である。

## 謝辞

投稿前に論文を送っていただき、本稿への引用を許可していただいたウーン工科大学のH. Ebel先生、X線の全反射と米田ウイングに関して有意義な議論をいただいた京都大学工学研究科 堀内俊壽先生、および全反射X線とブラッグ反射の類似性についてご教示いた

だいた東大物性研 高橋敏男先生に感謝する。

## 文 献

- 1) J.C. Slater and N.H. Frank: "Electromagnetism" (Dover, New York, 1947).
- 2) J.C. Slater: "Microwave Electronics" (Van Nostrand, Princeton, 1950) Chap. 12.
- 3) K. Hayashi, J. Kawai, Y. Moriyama, T. Horiuchi and K. Matsushige: Spectrochim. Acta B **54**, 227 (1999).
- 4) K. Hayashi and J. Kawai: Physica B **283**, 139 (2000).
- 5) H. Ebel, R. Svagera and M.F. Ebel: X-Ray Spectrom. (in press); EDXRS-2000 においてポスター発表。EDXRS-2000 国際会議に関しては、河合 潤：資源と素材，**116**, 731 (2000)に参加報告がある。
- 6) B.L. Henke, E.M. Gullikson and J.C. Davis: Atomic Data Nucl. Data Tables **54**, 181 (1993).
- 7) J. Kawai, M. Takami, M. Fujinami, Y. Hashiguchi, S. Hayakawa and Y. Gohshi: Spectrochim. Acta B **47**, 983 (1992).
- 8) R.P. Feynman, R.B. Leighton and M.L. Sands : " ファインマン物理学 II , 光 , 熱 , 波動 " 富山小太郎訳 (岩波書店, 1968) pp. 59 73.
- 9) 鶴田匡夫 : " 光の鉛筆 技術者のための応用光学 " (新技術コミュニケーションズ, 1984) p. 205.
- 10) D. Attwood: "Soft X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation, Principles and Applications" (Cambridge University Press, Cambridge, 1999) p. 20, 60.
- 11) R. Jenkins: "X-Ray Fluorescence Spectrometry", 2nd Ed. (Wiley, New York, 1999) pp. 7 11.
- 12) A. Guinier: "X-Ray Diffraction in Crystals, Imperfect Crystals, and Amorphous Bodies" (Dover, New York, 1963) p. 4.
- 13) 文献 9) p. 200.
- 14) 河合 潤 : ふんせき , 409 (2000).
- 15) 三宅静雄 : " X 線の回折 " (朝倉書店, 1969) p. 7.
- 16) 山口重雄 : " 屈折率 " 物理学 One Point-14 (共立出版 , 1981) p. 61.
- 17) L.D. Landau and E.M. Lifshitz : " ランダウ = リフシツツ理論物理学教程 , 電磁気学 = 連続媒質の電気力学 = 2 " 井上健男 , 安河内昂 , 佐々木健訳 (東京図書 , 1965) p. 341.
- 18) 文献 15) p. 157.
- 19) T. Takahashi and S. Nakatani: Surf. Sci. **326**, 347 (1995); <http://www.issp.u-tokyo.ac.jp/labs/spectroscopy/ttaka/> にわかりやすい解説がある。
- 20) 渡辺 彰 : " 見て触って考える光学のすすめ " , 「光学のすすめ」編集委員会編 (オプトロニクス社 , 1997) p. 15.
- 21) J. Kawai, H. Adachi, Y. Kitajima, K. Maeda, S. Hayakawa and Y. Gohshi: Anal. Sci. **13**, 797 (1997).
- 22) C.H. MacGillavry and G.D. Rieck (Eds.): "International Tables for X-Ray Crystallography", Vol. III (Kynoch Press, Birmingham, 1968) p. 162.
- 23) 国立天文台編 : " 理科年表 " , 第 73 冊 (丸善 , 2000) p. 445.
- 24) Y. Yoneda: Phys. Rev. **131**, 2010 (1963).
- 25) 米田泰治 : 日本結晶学会誌 **4**, 17 (1964).
- 26) B.E. Warren and J.S. Clarke: J. Appl. Phys. **36**, 324 (1965).
- 27) O.J. Guentert: J. Appl. Phys. **36**, 1361 (1965).
- 28) S.K. Sinha, E.B. Sirota, S. Garoff and H.B. Stanley: Phys. Rev. **38**, 2297 (1988).
- 29) K.N. Stoev and K. Sakurai: Spectrochim. Acta B **54**, 41 (1999).
- 30) T. Horiuchi, K. Ishida and K. Matsushige: in "Nondestructive Methods for Materials Characterization", ed. by G.Y. Baaklini, N. Meyendorf and T.E. Matikas, Materials Research Society Symposium Proceeding **591**, 15 (2000).
- 31) I.M. Tidswell, B.M. Ocko, P.S. Pershan, S.R. Wasserman, G.M. Whitesides and J.D. Axe: Phys. Rev. B **41**, 1111 (1990).
- 32) Y.P. Feng, S.K. Sinha, H.W. Deckman, J.B. Hastings and D.P. Siddons: Phys. Rev. Lett. **71**, 537 (1993).
- 33) W. Jark, S. Di Fonzo, S. Lagomarsino, A. Cedola, E. di Fabrizio, A. Bram and C. Riekel: J. Appl. Phys. **80**, 4831 (1996).
- 34) 文献 9) p. 256.
- 35) 鶴田匡夫 : " 続 光の鉛筆 技術者のための応用光学 " (新技術コミュニケーションズ, 1988) p. 413.