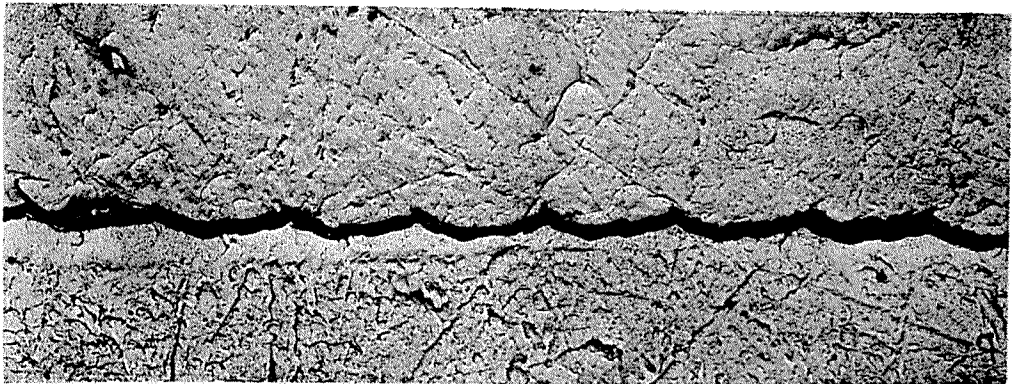


Echelette Grating における Spectrum と Blaze 角および溝の斜面の平滑度と Ghost との関係

*高野 昭 **宮坂 忠昭

1. ま え が き

電子顕微鏡によって Echelette Grating の表面の垂直切断面の写真を撮ってみると、その溝の斜面（以下単に斜面という）が、第1図のように平滑でなく、凹凸のある不規則な面になっている。⁽¹⁾



第 1 図

この斜面の不規則性と、Grating によって生ずるスペクトルにおける Ghost との間に関係あるものと考え、それについて検討してみた。また斜面による反射方向とスペクトルの方向との間の角と Blaze 角 θ_B との関係について研究し、その理論的結果を実験的に確かめてみた。

その結果についてここに報告する。

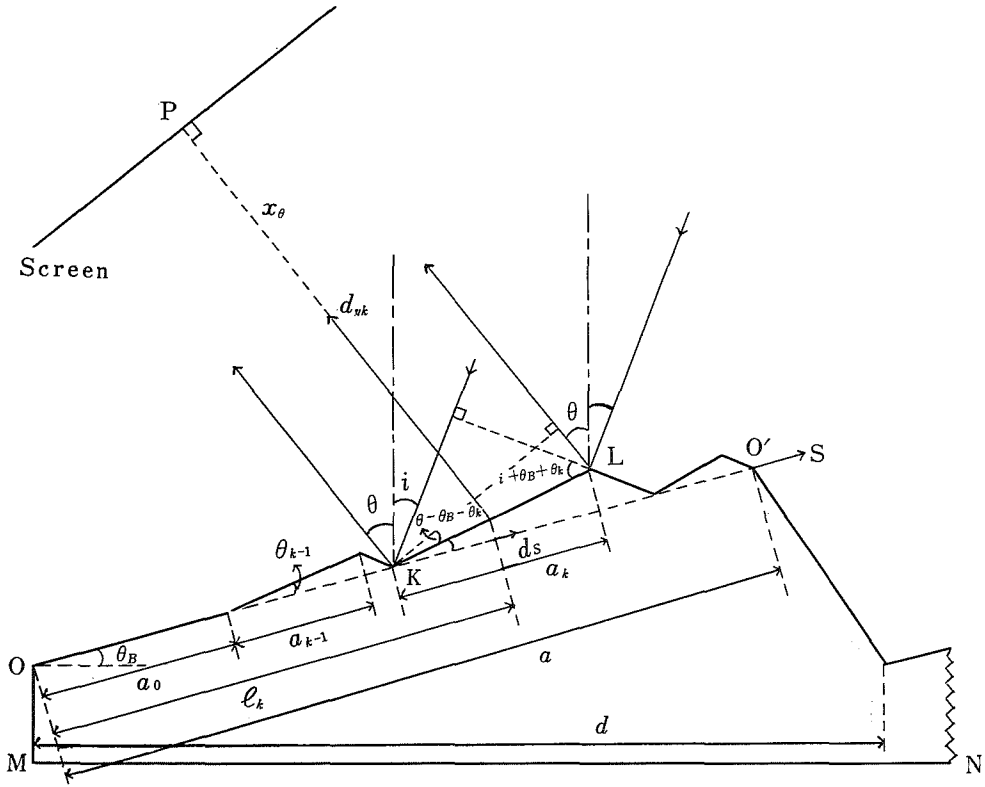
2. Echelette Grating による Spectrum の方向と Blaze 角、および斜面の凹凸と Ghost の位置との関係.

刻みの工具の形状は刻んでいる間はほぼ一定と考えられるので、Echelette Grating には似た形状をもった斜面が多数存在するものと仮定し、その一つの垂直切断面を第2図のようになっているものとする。

ここで θ_B は Blaze 角、 θ_k は k 番目の小凸面 KL と斜面 $o o'$ とのなす微小角、 i は入射角 (Grating の平面 MN の法線に対して右側を正とする)、 θ は回折角 (Grating の平

* 信州大学教養部物理学教室, 講師

** 信州大学工学部精密工学科, 助手



第 2 図

面MNの法線に対して左側を正とする), a は一つの斜面の長さ, a_k は k 番目の凸面の o o' 方向の正射影の長さ (これはほぼ \overline{KL} に等しいと見てよく, Ghost の強度に関する量で, この研究においてはさほど重要な量ではない), l_k は座標原点 o から k 番目の小凸面 KL の中心までの距離, d は格子定数, dy_k は ds の部分より θ 方向に回折した光の振幅, P は θ 方向に回折した光の Screen 上の像の位置 ($x_\theta \rightarrow \infty$ のとき, あるいはレンズを用いたとき), x_θ は回折角 θ の方向の斜面の中央と Screen との間の距離である.

まず k 番目の小凸面 KL の部分によって θ 方向に回折した光の Screen 上の P 点における振幅の合成結果は, 簡単に光を正弦波とすれば, 近似的に

$$\begin{aligned}
 y_k &= C \sum_{n=0}^N \int_K^L dy_k, \\
 &= C \sum_{n=0}^N \int_{l_k - \frac{a_k}{2} + nd \sec \theta_B}^{l_k + \frac{a_k}{2} + nd \sec \theta_B} \sin 2\pi \left[\frac{t}{T} - \frac{x_\theta}{\lambda} - \frac{nd}{\lambda} \{ \sin \theta - \sin i \} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{s}{\lambda} \{ \sin (\theta - \theta_B - \theta_k) - \sin (i + \theta_B + \theta_k) \} \right] ds \quad \dots\dots(1)
 \end{aligned}$$

で表される. ここに C は θ 方向に回折される光波の単位長さ当りの強さを表す定数, N は溝

の数, t は経過時間, T は光波の周期, λ は光波の波長, s は $o o'$ 方向にとった座標原点 o よりの距離である.

いま

$$\begin{aligned} s_k^+ &= l_k + \frac{a_k}{2} + nd \sec \theta_B, \\ s_k^- &= l_k - \frac{a_k}{2} + nd \sec \theta_B, \\ \phi_n &= 2\pi \left\{ \frac{t}{T} - \frac{x_\theta}{\lambda} - \frac{nd}{\lambda} (\sin \theta - \sin i) \right\}, \\ \Psi_k &= \frac{2\pi s}{\lambda} \{ \sin (\theta - \theta_B - \theta_k) - \sin (i + \theta_B + \theta_k) \} \end{aligned}$$

とおくと,

$$d\Psi_k = \frac{2\pi}{\lambda} \{ \sin (\theta - \theta_B - \theta_k) - \sin (i + \theta_B + \theta_k) \} ds = C_k ds$$

となる. ただし C_k は s に独立な定数である. したがって (1) 式より

$$\begin{aligned} y_k &= C \sum_{n=0}^N \int_{s_k^-}^{s_k^+} \sin (\phi_n - \Psi_k) ds \\ &= \frac{C}{C_k} \sum_{n=0}^N \int_{C_k s_k^-}^{C_k s_k^+} (\sin \phi_n \cos \Psi_k - \cos \phi_n \sin \Psi_k) d\Psi_k \\ &= \frac{C}{C_k} \sum_{n=0}^N [\sin \phi_n \sin \Psi_k + \cos \phi_n \cos \Psi_k] \begin{matrix} C_k s_k^+ \\ C_k s_k^- \end{matrix} \end{aligned}$$

さらに

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{\pi}{\lambda} \{ \sin (\theta - \theta_B) - \sin (i + \theta_B) \} \\ &= \frac{\pi}{\lambda} \{ (\sin \theta - \sin i) \cos \theta_B - (\cos \theta + \cos i) \sin \theta_B \}, \quad \dots\dots(2) \end{aligned}$$

$$\beta = \alpha d \sec \theta_B, \quad \dots\dots(3)$$

$$\gamma_k = 1 - \theta_k \cot \left(\frac{\theta - i}{2} - \theta_B \right) \quad \dots\dots(4)$$

とおくと, $\theta_k \ll 1$ なので近似的に

$$\begin{aligned} \Psi_k &\approx \frac{2\pi s}{\lambda} \{ \sin (\theta - \theta_B) - \sin (i + \theta_B) - \theta_k \{ \cos (\theta - \theta_B) + \cos (i + \theta_B) \} \} \\ &= \frac{2\pi s}{\lambda} \{ \sin (\theta - \theta_B) - \sin (i + \theta_B) \} \left\{ 1 - \theta_k \cot \left(\frac{\theta - i}{2} - \theta_B \right) \right\} \\ &= 2s\alpha\gamma_k \end{aligned}$$

となる. したがって

$$\begin{aligned} y_k &= \frac{C}{2\alpha\gamma_k} \sum_{n=0}^N \{ \sin \phi_n \sin \{ \alpha\gamma_k (2l_k + a_k) + 2\gamma_k n\beta \} \\ &\quad + \cos \phi_n \cos \{ \alpha\gamma_k (2l_k + a_k) + 2\gamma_k n\beta \} \\ &\quad - \sin \phi_n \sin \{ \alpha\gamma_k (2l_k - a_k) + 2\gamma_k n\beta \} \\ &\quad - \cos \phi_n \cos \{ \alpha\gamma_k (2l_k - a_k) + 2\gamma_k n\beta \} \} \\ &= \frac{C}{2\alpha\gamma_k} \sum_{n=0}^N \{ \sin \phi_n \cdot 2 \cos (2\alpha\gamma_k l_k + 2\gamma_k n\beta) \cdot \sin (a_k \alpha\gamma_k) \\ &\quad - \cos \phi_n \cdot 2 \sin (2\alpha\gamma_k l_k + 2\gamma_k n\beta) \cdot \sin (a_k \alpha\gamma_k) \} \\ &= \frac{C}{\alpha\gamma_k} \sin (a_k \alpha\gamma_k) \sum_{n=0}^N \sin (\phi_n - 2\alpha\gamma_k l_k - 2\gamma_k n\beta). \end{aligned}$$

さらに

$$\phi_k = 2\pi \left\{ \frac{t}{T} - \frac{x_\theta}{\lambda} \right\} - 2\alpha\gamma_k l_k, \quad \dots\dots(5)$$

$$\beta_k = -\frac{\pi d}{\lambda} (\sin \theta - \sin i) + \gamma_k \beta \quad \dots\dots(6)$$

とおくと,

$$y_k = C \frac{\sin(a_k \alpha \gamma_k)}{\alpha \gamma_k} \sum_{n=0}^N \sin(\phi_k - 2n\beta_k)$$

$$= C \frac{\sin(a_k \alpha \gamma_k)}{\alpha \gamma_k} \cdot \frac{\sin(N\beta_k)}{\sin\beta_k} \cdot \sin\{\phi_k - (N-1)\beta_k\} \cdots (7)$$

となる。したがって、いま Screen 上の P 点での回折光の全振幅をとすれば

$$y = \sum_{k=0}^K y_k$$

$$= C \sum_{k=0}^K \frac{\sin(a_k \alpha \gamma_k)}{\alpha \gamma_k} \cdot \frac{\sin(N\beta_k)}{\sin\beta_k} \cdot \sin\{\phi_k - (N-1)\beta_k\} \cdots (8)$$

となる。ただし K は各溝の斜面 α の θ_k なる角をなす小凸面の総数である。

いま

$$\theta = i + 2\theta_B$$

なる場合を考えれば（これは斜面による反射の場合である）、(2) 式、(3) 式より

$$\alpha = 0, \text{ したがって } \beta = 0,$$

$$\tan \theta_B \{\cos(i + 2\theta_B) + \cos i\} = \sin(i + 2\theta_B) - \sin i$$

となる。よってこの場合の ϕ_k, β_k をそれぞれ ϕ_r, β_r とおけば (5) 式、(6) 式より

$$\phi_r = 2\pi \left\{ \frac{t}{T} - \frac{x\theta}{\lambda} \right\},$$

$$\beta_r = \frac{\pi d}{\lambda} \{\sin(i + 2\theta_B) - \sin i\} = \frac{\pi d}{\lambda} \{2 \sin \theta_B \cdot \cos(i + \theta_B)\}. \cdots (9)$$

したがって (8) 式より

$$y = C \sum_{k=0}^K a_k \frac{\sin(N\beta_r)}{\sin\beta_r} \cdot \sin\{\phi_r - (N-1)\beta_r\}$$

$$= C a \frac{\sin(N\beta_r)}{\sin\beta_r} \cdot \sin\{\phi_r - (N-1)\beta_r\}. \cdots (10)$$

よって $\theta = i + 2\theta_B$ なる場合の回折光の強度を I_r とすれば、(10) 式より

$$I_r = C^2 a^2 \frac{\sin^2(N\beta_r)}{\sin^2\beta_r}$$

となり、 θ_k は影響しない。さらに

$$\beta_r = m'\pi, \quad m' = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

のとき、 I_r は極大値をとり (9) 式より

$$\lambda = \frac{d}{m'} \{2 \sin \theta_B \cdot \cos(i + \theta_B)\} \cdots (11)$$

となる。（ただし $m' = 0$ は除き、 $m' = M_1$ のときのスペクトルをここでは M_1 次の主スペクトルと呼ぶことにする）

この条件を満足する λ, i をそれぞれ λ', i' とし、 I_r が極大のとき $\theta = i' + 2\theta_B$ 以外の方向での斜面と θ_k の角をなす小凸面による回折光の強度を $I'_k(\theta)$ 、これに対応する $\alpha, \beta_k, \gamma_k$ を $\alpha', \beta'_k, \gamma'_k$ とすれば (2) 式、(3) 式、(4) 式、(6) 式、(7) 式、(11) 式より

$$I'_k(\theta) = C^2 \frac{\sin^2(a_k \alpha' \gamma'_k)}{\alpha'^2 \gamma'^k{}^2} \cdot \frac{\sin^2(N\beta'_k)}{\sin^2\beta'_k}, \cdots (12)$$

$$\alpha' = \frac{m'\pi}{d} \left\{ \frac{\sin(\theta - \theta_B) - \sin(i' + \theta_B)}{2 \sin \theta_B \cdot \cos(i' + \theta_B)} \right\}, \cdots (13)$$

$$\beta'_k = m'\pi \left\{ \frac{(\sin \theta - \sin i') (1 + \gamma'_k) - \gamma'_k \tan \theta_B (\cos \theta + \cos i')}{2 \sin \theta_B \cos(i' + \theta_B)} \right\}, \cdots (14)$$

$$\gamma'_k = 1 - \theta_k \cot \left(\frac{\theta - i'}{2} - \theta_B \right) \cdots (15)$$

となる。したがって $I'_k(\theta)$ が極大となるのは

$$\beta'_k = m''\pi, \quad m'' = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

なる場合のときである。（ただし $m'' = M_2$ のときのスペクトルをここでは M_2 次の副スペ

クトルと呼ぶことにする) このときは (14) 式より

$$\begin{aligned} & 2m'' \sin \theta_B \cdot \cos (i' + \theta_B) \\ & = m' \{(\sin \theta - \sin i') (1 + \gamma'_k) - \gamma'_k \tan \theta_B (\cos \theta + \cos i')\} \\ & = m' \{(1 + \gamma'_k)^2 + \gamma'^2_k \tan^2 \theta_B\}^{1/2} \{\sin (\theta - \delta_k) - \sin (i' + \delta_k)\}. \end{aligned}$$

よって

$$\sin (\theta - \delta_k) = \frac{2m'' \sin \theta_B \cdot \cos (i' + \theta_B)}{m' \{(1 + \gamma'_k)^2 + \gamma'^2_k \tan^2 \theta_B\}^{1/2}} + \sin (i' + \delta_k).$$

ただし

$$\tan \delta_k = \frac{\gamma'_k \tan \theta_B}{1 + \gamma'_k} \quad \dots\dots(16)$$

である.

いま $m''=0$ のときの θ を θ''_{0k} (斜面と θ_k の角をなす小凸面による 0 次の副スペクトル線の方向を表わしている) とすれば,

$$\begin{aligned} & \sin (\theta''_{0k} - \delta_k) = \sin (i' + \delta_k), \\ & \therefore \theta''_{0k} = i' + 2\delta_k \quad \dots\dots(17) \end{aligned}$$

となる. いま上記の斜面と θ_k の角をなす小凸面による 0 次の副スペクトル線の方向と, 斜面による反射方向との差を θ_{0k} で表わせば,

$$\theta_{0k} = \theta''_{0k} - (i' + 2\theta_B) = 2(\delta_k - \theta_B)$$

となる. $\theta_B \ll 1$ のときは (16) 式より

$$(1 + \gamma'_k) \delta_k \doteq \gamma'_k \theta_B. \quad \dots\dots(18)$$

$\theta_k = 0$ のときの $\delta_k, \gamma'_k, \theta_{0k}$ を $\delta_0, \gamma'_0, \theta_{00}$ とすれば

$$\begin{aligned} & \gamma'_0 = 1, \quad \therefore 2\delta_0 \doteq \theta_B \\ & \therefore \theta_{00} = 2\delta_0 - 2\theta_B \doteq \theta_B - 2\theta_B = -\theta_B \end{aligned}$$

となる. すなわち斜面による反射方向 (この方向で回折光は極大となっている) と斜面による 1 次の主スペクトルの方向との差は近似的に Blaze 角を表わしていることがわかる.

つぎに θ_k の影響を考え,

$$\theta_{gk} = \theta''_{0k} - \theta''_{00} \quad \dots\dots(19)$$

とおく. ここに θ''_{00} は $m''=0, \theta_k=0$ のときの回折角, すなわち斜面による 1 次の主スペクトルの方向で, (17) 式より

$$\theta''_{00} = i' + 2\delta_0 = i' + \theta_B. \quad \dots\dots(20)$$

(17) 式, (18) 式, (20) 式より

$$\theta_{gk} = i' + 2\delta_k - (i' + \theta_B) = 2\delta_k - \theta_B \doteq \left(\frac{2\gamma'_k}{1 + \gamma'_k} - 1\right) \theta_B$$

となる. さらに (15) 式, (17) 式を代入することによって

$$\theta_{gk} = \frac{-\theta_k \cot (\delta_k - \theta_B)}{2 - \theta_k \cot (\delta_k - \theta_B)} \theta_B$$

となる. ところで $\theta_k \ll 1$ であるから

$$\theta_{gk} \doteq \frac{-\theta_k \cot (\delta_0 - \theta_B)}{2 - \theta_k \cot (\delta_0 - \theta_B)} \theta_B \doteq \theta_k \frac{\theta_B}{2} \cot \frac{\theta_B}{2} \doteq \theta_k. \quad \dots\dots(21)$$

よって (19) 式より

$$\theta_k = \theta''_{0k} - \theta''_{00} \quad \dots\dots(22)$$

を得る.

斜面における小凹凸の影響によって Ghost が生ずるものと考えれば, (22) 式は $m''=0$ に対応する Ghost の一つの線についての関係を表している. 一般に $m'' \neq 0$ のときの $I'_k(\theta)$

の極大値を与える θ''_{mk} は θ_k が与えられれば (12) 式より計算によって求めることができる。

よって 1 スペクトル線の近傍に生ずる 1 群の Ghost に属する他の線についても一般式

$$\theta_{mk} = c_m \theta_{0k} = \theta''_{mk} - (i' + 2\theta_B) \quad \dots\dots(23)$$

とおき、(θ_{mk} は斜面と θ_k の角をなす小凸面による m 次の副スペクトル線の方向と、斜面による反射方向との差を表わす) この (23) 式から c_m を求めることができ、この関係を実験によって確かめることができる。

3. 実験結果

Echelette Grating の斜面の垂直切断面の電子顕微鏡写真 (第 1 図) より, Blaze 角 θ_B を各々の溝について測定し, その平均値として 約 $12^\circ 36'$ ($=0.2199$ rad) を得た。

この実験において Echelette Grating の格子定数 d は $\frac{1}{240}$ mm, 分光計のコリメーターおよび望遠鏡の口径は約 25mm なので格子数 N はだいたい 6×10^3 であり, 光源としてナトリウムランプを用いたので, 波長は 約 5893\AA である。

いま $m'=1$ とすると (11) 式より $i'=58^\circ 29'$ ($=1.021$ rad) となる。また (12) 式で $\theta_k=0$ のとき (これを添字 $k=0$ とおいて表わす) は,

$$\beta'_0 = \pi \left\{ \frac{2 (\sin \theta - \sin i') - \tan \theta_B (\cos \theta + \cos i')}{2 \sin \theta_B \cdot \cos (i' + \theta_B)} \right\}$$

となる。したがって

$$I_0(\theta) = C_2 \frac{\sin^2(a_0 \alpha')}{\alpha'^2} \cdot \frac{\sin^2(N\beta'_0)}{\sin^2 \beta'_0} \quad \dots\dots(24)$$

この式に前記の電子顕微鏡写真より得た θ_B の値を用い, θ の値を変動させて, $m''=0$, $m''=1$, $m''=2$, $m''=3$ に対応する $I_0(\theta)$ の極大値を求め (電子計算機による), それら各々に対応する θ の値と副スペクトル線から求めた θ の測定値とを比較すると第 1 表のようになる。

第 1 表 ($m'=1$ の場合)

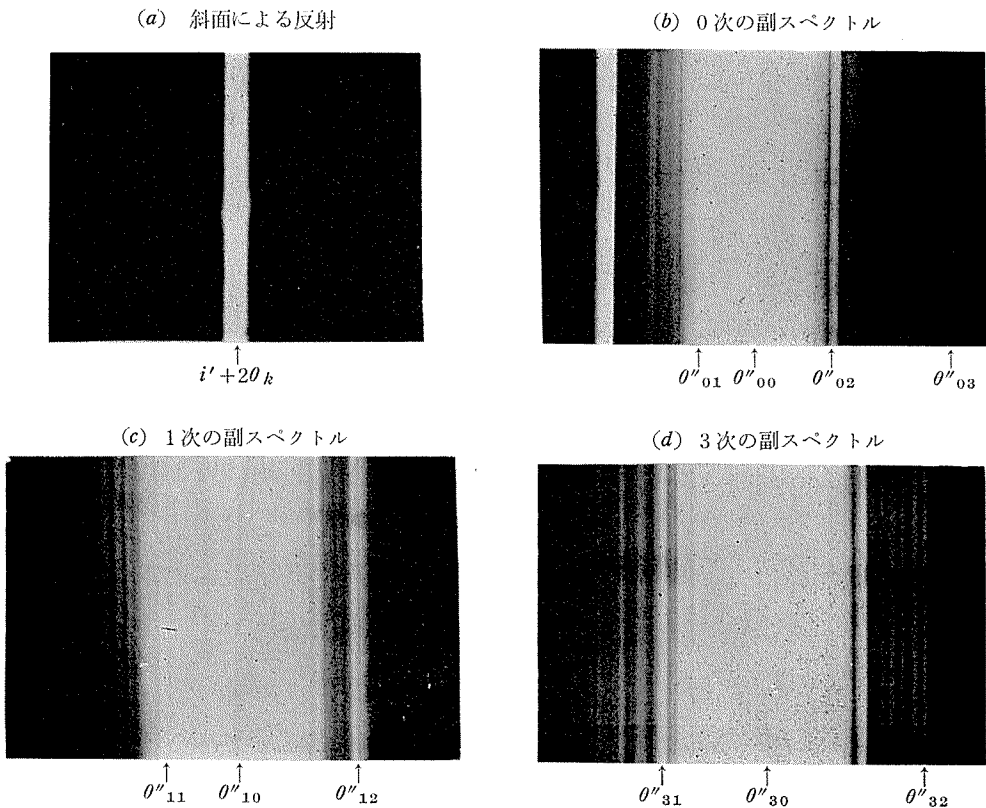
| 副スペクトル の 次 数 | $I_0(\theta)$ の極大値を与える θ (計 算 値) | 副スペクトル線から求めた θ (測 定 値) |
|-----------------|--|---------------------------------------|
| 反 射 | $i' + 2\theta_B = 83^\circ 41'$ | $i' + 2\theta_B = 83^\circ 41'$ |
| $m'' = 0$ | (θ''_{00} に対応) $71^\circ 14'$ | (θ''_{00} に対応) $70^\circ 54'$ |
| $m'' = 1$ | (θ''_{10} に対応) $63^\circ 0'$ | (θ''_{10} に対応) $60^\circ 32'$ |
| $m'' = 2$ | (θ''_{20} に対応) $56^\circ 16'$ | (θ''_{20} に対応) $51^\circ 18'$ |
| $m'' = 3$ | (θ''_{30} に対応) $50^\circ 22'$ | (θ''_{30} に対応) $42^\circ 44'$ |

この第 1 表によると $i'+2\theta_B$ と $m''=0$ に対応する $I_0(\theta)$ の極大の方向との差は, 計算では $12^\circ 27'$, 観測では $12^\circ 47'$ であり, これらの値は (24) 式を導く途中の近似, 実験誤差などの範囲内で相一致するものと考えてよい。このことはまた逆に θ_B を測定するに用いた宮坂・森本の金属表面の垂直切断面の形状を検査する電子顕微鏡写真の方法⁽¹⁾ が実用に耐え得ることを示すものといえる。

また Echelette Grating によって生ずる 1 次の主スペクトル線の方向 θ''_{00} と斜面の小さ

い凹凸から生ずる雑線 (Ghost) の方向 θ''_{0k} ($m''=0$), θ''_{1k} ($m''=1$), θ''_{2k} ($m''=2$), ...などを測定すれば, (21) 式より前者と後者の差として $\theta_{gk}=\theta_k$, (23) 式より斜面の反射の角と後者との差 $c_m \theta_{0k}$ を求めることができる. ところでこれらの雑線については第3図の写真のようにぼやけていて, その位置を正確に測定することが困難であった. しかし比較的明確にその位置を観測することができるものもあるので, それらについて測定してみた. そして, これらの各線を区別するため任意に $k=1, k=2, k=3$ なる添字を用いて表わした. ただし第3図 (b) において θ''_{01} の場合は肉眼では測定できたが θ''_{00} に近過ぎ写真では区別できなかった. また (c), (d) における $\theta''_{13}, \theta''_{33}$ も肉眼では測定できたがこれらの写真では視野外にある.

第 3 図



上記の結果を第2表に示す.

第 2 表

| | θ_{0k} | θ_{1k} | C_1 | θ_{3k} | C_3 |
|---------|----------------|----------------|-------|----------------|-------|
| $k = 0$ | $12^\circ 47'$ | $23^\circ 9'$ | 1.81 | $40^\circ 57'$ | 3.21 |
| $k = 1$ | $12^\circ 44'$ | $23^\circ 2'$ | 1.81 | $40^\circ 45'$ | 3.20 |
| $k = 2$ | $12^\circ 53'$ | $23^\circ 23'$ | 1.81 | $41^\circ 20'$ | 3.21 |
| $k = 3$ | $13^\circ 2'$ | $23^\circ 47'$ | 1.82 | $42^\circ 0'$ | 3.22 |

この表において2次の副スペクトルに関する値を示さず3次の副スペクトルに関する値が示してあるのは、スペクトルの方向でその強度分布が異なり3次の方が強度が大で、測定が容易なためである。^[2] この表から Ghost の位置が各次の副スペクトルにおいて規則的に現われ、 c_m はだいたい一定で (23) 式の関係に従っていると考えてよい。しかしこれらの Ghost の各線を生ずる原因と考えられる Grating の斜面の小凹凸の角 θ_k の値を Grating の表面の垂直切断面の電子顕微鏡写真から十分の確さをもって求めることはできなかった。これは第1図の写真からも見られるように斜面の小凹凸はなだらかな山形の曲線をなして、 θ_k や a_k は明確でない。このことがまた雑線の多くがぼやけていることの原因とも考えられる。このため (19) 式や (23) 式から計算によって θ_{gk} や c_m を求めることができず、クトスベルからの観測値を計算値と比較することはできなかった。

4. あとがき

Grating の溝の斜面において溝に沿う方向に規則的に現われる凹凸の影響についての研究もなされている^[3] が、ここではその影響は考えなかった。今後は θ_k の測定に光源としてレーザー光を使用し、上記の凹凸も加えて更に研究を発展させていきたいと思っている。

終りに、この問題を提起され、研究を終始細かに全般にわたって御指導下さった森本彌三八先生に対し深く謝意を表します。

5. 参考文献

- [1] 宮坂忠昭・森本彌三八：電子顕微鏡による資料表面の切断面形状の測定法：Journal of Electron Microscopy Volume 20, Number 4, 1971.
- [2] Masao SEYA and Katsuya GOTO：On the Energy Distributions of Diffracted Light from Plane Gratings：Science of Light, Volume 5, Number 3, 1956.
- [3] J. F. VERRILL：Some observation on scattered light and Lyman ghost given by diffraction gratings：Optica Acta, Volume 17, Number 10, 1970.

Summary

Relations between Spectrum and Blaze-angle, and between Smoothness of Groove Slope and Ghosts, from Echelette Gratings

Akira TAKANO* and Tadaaki MIYASAKA**

It has been known that the slopes of the grooves (In the following these are named merely as the slopes.) are not smooth but irregular and uneven, according to the photograph of the electron microscope of the vertical section of the surface of the echelette gratings.

Therefore we investigate that the calculated results of the relations between the unevenness of these grooves and the ghosts around the spectrum from this grating, and also of those between the angle between the direction of reflection by the slopes and the direction of the spectrum and the blaze-angle coincide with the experiment, using such an approximate model as to be calculated easily.

The results are as follows :

1. Let the angle between the slope of the grating and a small convex surface on the slope be θ_k , the difference between the direction of the maximum intensity of the diffracted light (the line of the ghost) from the small convex surface and that of the principal spectrum (the first order) is approximately equal to θ_k .

2. The difference between the direction of reflection of the grating and that of the principal spectrum of the first order is approximately equal to the blaze-angle θ_B . The calculated value agrees with the measured value from the experiment, within the approximations in the process of guiding the expressions and the experimental errors.

3. The existence of regularity in the measured value by the experiment is ascertained in the relations of the lines of the ghosts around the spectrums of each order.

4. In this investigation, it is indicated that Mr. Miyasaka and Prof. Morimoto's method of the inspection of the vertical section of the surface of the metal by the electron microscope is usable to practically.

* Physical Institute, Faculty of Liberal Arts, Shinshu University

** Department of Precision Engineering, Faculty of Engineering, Shinshu University