

重叠微李晶界面条纹象的电子显微镜观察 与强度计算

张修睦 杨奇斌 常 昕 郭可信

(中国科学院金属研究所)

1982年9月21日收到

提 要

观察了面心立方镍基合金中重叠微李晶界面的各种条纹象，发现它们与 α 条纹及 δ 条纹不同。当改变基体或李晶偏离参量的正负号时，重叠区域条纹的衬度会发生明显的改变。本文将多束动力学衍射理论的叠代法用于重叠李晶界面几种条纹强度的模拟计算，计算束数包括基体、李晶及其二次衍射在内共九束。计算的强度曲线与实验强度曲线符合良好。分析结果指出，重叠李晶界面条纹衬度的明显变化是异常吸收或异常透射效应及基体-李晶-基体三层晶体多束动力学交互作用的结果。

一、引言

自然界的晶体中有四分之一有李晶，金属、合金及非金属材料中李晶也普遍存在。在透射电子显微镜中，李晶的共格界面与非共格界面常常以条纹象的形式出现。重叠李晶界面形成的条纹与众所熟知的 α 条纹及 δ 条纹不同，有着自己的特点。通过衍衬分析和模拟计算可以对条纹的形成和性质进行探讨，另一方面，将计算结果与实验结果进行比较，可以进一步验证和发展衍衬理论。

六十年代，Landuyt 等人^[1-3]用双光束近似法对微李晶条纹象进行了观察，对条纹间距，重叠及未重叠部分条纹的平均强度及重叠部分第一个和最后一个条纹的性质等作了分析，理论与实验得到较好的符合。但他们仅处理了李生矢量极小（约为点阵常数的 0.01）的李晶衍衬效应，由于基体和李晶强衍射斑点靠得很近，可用双光束近似法计算，这种条纹实际上与 δ 条纹无本质区别。但是在面心立方金属中，以{111}为李生面的李生矢量为 $\frac{1}{6}\langle 112 \rangle$ （约为点阵常数的 0.4），这种具有大的李生矢量的李晶界面条纹与 δ 条纹有着本质的区别，不能用双光束近似法来处理。Corbett 及 Sheinin^[4,5] 观察和分析了面心立方金属中基体和李晶都接近布拉格衍射位置各有一个不相重的衍射斑点时产生的条纹象，他们用多束动力学衍射理论的本征值方法进行了分析。然而，他们仅观察和分析了单个共格李晶界面的条纹象，在微李晶较薄（2000 Å 左右）时还经常观察到基体-李晶-基体这种三层晶体间二个界面重叠的条纹象，如图 4 示意图中 AB 段，而 CD 段为李晶-基体-李晶重叠（M 表示基体，T 表示李晶），这种重叠李晶界面形成的条纹象与单一界面条纹

有着明显的区别。在我们前一篇文章中^[6]曾报道对于界面条纹强度的计算, Van Dyck 的叠代法^[7]比本征值方法^[8]具有较快的计算速度, 故本文采用多束动力学衍射理论的叠代法对上述重叠李晶界面的条纹象进行了模拟计算, 并与实验结果对比, 二者符合较好。

二、实验方法

所用材料为一种镍基合金, 其成份(原子百分数)如下:

| Ni | Cr | W | Al | Ti |
|-------|-------|------|------|------|
| 63.26 | 30.00 | 4.92 | 1.16 | 0.65 |

将其轧制成 $40\mu\text{m}$ 薄带, 在真空中加热到 1180°C 保温 30min , 然后水淬, 从而得到含有大量微李晶的单相固溶体, 经电解减薄后, 用 H-700 电子显微镜在 200kV 下进行观察。

李晶界面条纹的强度用测微光度计进行测量, 对于不同衍射条件下拍摄的条纹象, 在相同的位置进行测量, 测量点的数目均为 112 个。

模拟计算在 NORD-100 计算机上进行, 计算束数为九束, 计算方法中采用了柱体近似和分层法, 从而在输出计算的条纹强度曲线时, 同样可以按 112 个点进行打印, 以便将模拟计算的曲线与实验曲线作一一对应的定量比较。

三、结果与讨论

1. 实验结果

图 1, 2, 3 为两个微李晶在不同衍射条件下拍摄的明场象, 右上角为相应的衍射图, 其晶带轴为 $[012]_M//[210]_T$, 李生面 (111) 面与膜面夹角为 29.23° 。图 4 上部为图 1 中 $OABCD$ 处两个微李晶界面重叠的断面示意图, 其中 OA 和 BC 段为单一李晶界面区域, AB 和 CD 段为重叠李晶界面区域。由图 1, 2, 3 可以看出单一李晶界面条纹与厚度条纹相似, 而重叠李晶界面区域条纹衬度则明显地不同于单一界面条纹, 随着偏离参量 s_g 的变化, 重叠区域条纹的衬度甚至会发生反转, 其平均强度或明显地高于或明显地低于单一界面条纹的强度, 特别是单一界面与二重界面交界处, 强度往往发生突变, 这显然是

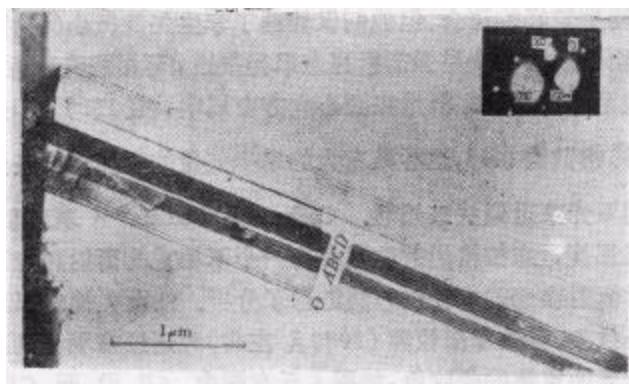


图 1 D 为二次衍射;
基体偏离参量为 $s_{200M} > 0$; 李晶偏离参量为 $s_{002T} > 0$

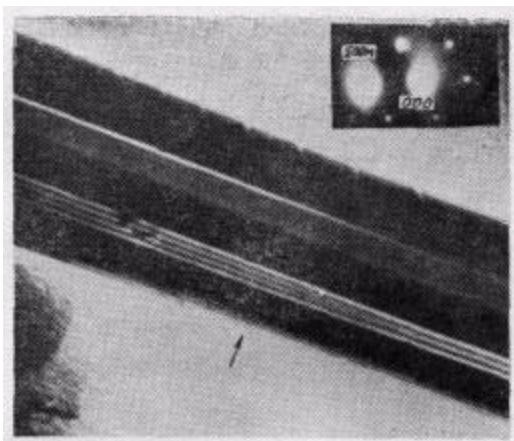


图 2
 $s_{\bar{1}00M} > 0; s_{002T} < 0$

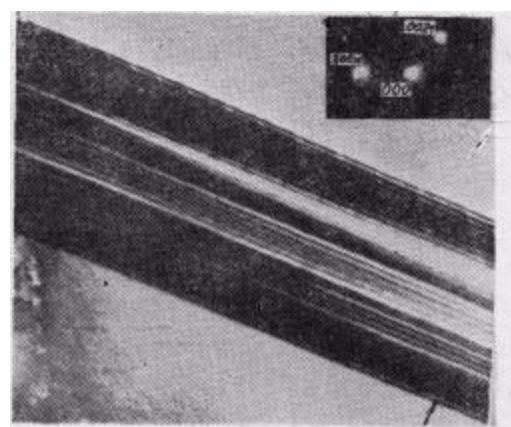


图 3
 $s_{\bar{1}00M} < 0; s_{002T} < 0$

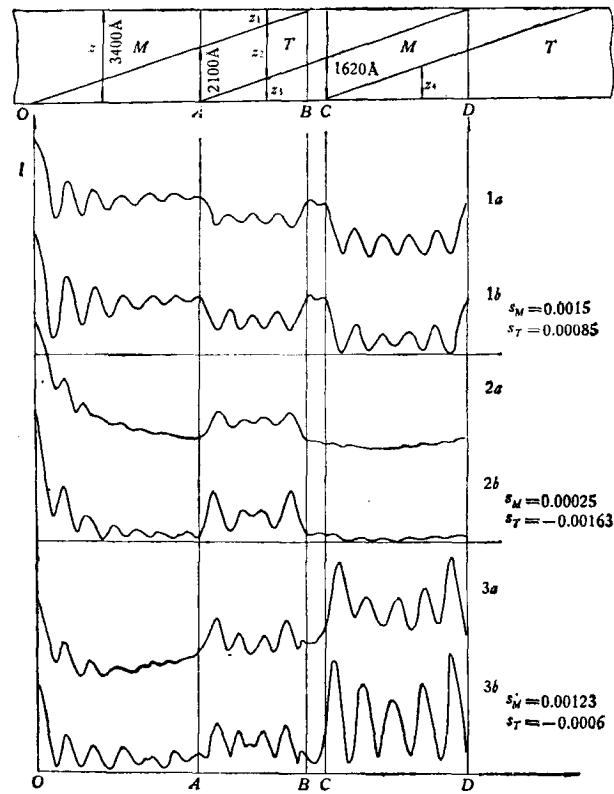


图 4 1a, 1b 分别为图 1 中 $OABCD$ 处测量的实验强度曲线和计算曲线;
2a, 2b 为图 2 $OABCD$ 处的实验曲线和计算曲线; 3a, 3b 为图 3 $OABCD$ 处的实验曲线和计算曲线

动力学交互作用的结果,故试通过模拟计算予以定性和定量的解释。

2. 计算方法

当基体和李晶同时接近布拉格衍射位置时,由于二次衍射效应使禁止衍射位置出现

衍射斑点。示意图 5 中以 \circ 代表入射束，1 代表基体产生的一次衍射束，它进入李晶后将产生二次衍射束 4。同样，当透射束 \circ 穿过基体进入李晶时产生的李晶衍射束 3，再次进入底层基体 M 时，也会产生二次衍射束 4。虽然基体和李晶一次衍射方向不同，但产生的二次衍射斑点可以是同一个。如将基体和李晶一次衍射束的 $\pm g$ 都考虑进去，将会产生

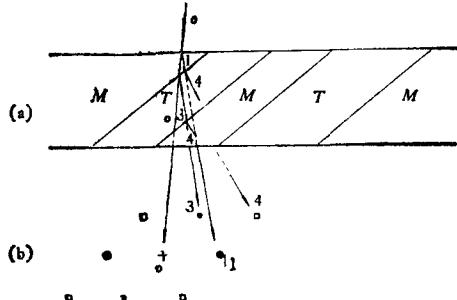


图 5 (a) 为经过基体-李晶-基体产生二次衍射的示意图；(b) 为电子衍射示意图

四个二次衍射斑点，加上透射束共九束，如图 5(b) 及图 1 中衍射图所示。二次衍射与一次衍射间的交互作用可以在基体和李晶散射矩阵中一起考虑进去。设基体散射矩阵为 S_M ，李晶散射矩阵为 S_T ，现以九束为例，我们有

$$S_M = \begin{bmatrix} U_0 & U_1 & U_2 \\ U_1 & U_0 + s_1 & 0 \\ U_2 & 0 & U_0 + s_2 \end{bmatrix} \quad \begin{bmatrix} 0 \\ U_0 + s_3 & U_1 & U_2 \\ U_1 & U_0 + s_4 & 0 \\ U_2 & 0 & U_0 + s_5 \end{bmatrix} \quad \begin{bmatrix} 0 \\ U_0 + s_6 & U_1 & U_2 \\ U_1 & U_0 + s_7 & 0 \\ U_2 & 0 & U_0 + s_8 \end{bmatrix}$$

$$\square^5 - \bullet^3 - \square^4$$

$$2\bullet - + - \bullet^1$$

$$8\square - \bullet^6 - \square^7$$

此矩阵实际上是 AB 段中经过基体、李晶之后底部基体的散射矩阵，因为顶部基体散射矩阵中只有第一个分块矩阵有值，其余均为零，但考虑到边界条件中

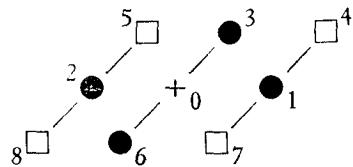
$$\widetilde{\Phi}(0) = [100000000],$$

故可共用一个散射矩阵 S_M 。其中 $U_0 = V_0/k_0$, $U_1 = V_1/k_1$, $U_2 = V_2/k_2$, V_0, V_1, V_2 分别为透射束和基体 $\pm 200_M$ 衍射(右面所附衍射图中斑点 1 和 2) 的晶体复势的傅里叶展开式的系数，故有 $V_1 = V_2$ 及 $U_1 = U_2$ 。 k_0, k_1 和 k_2 分别为入射波及 $\pm 200_M$ 衍射波的波矢量。 $\pm 200_M$ 衍射之间的二级衍射交互作用在九束情况下不予考虑。 $s_g (g = 1, 2 \dots 8)$

为各衍射斑点的偏离参量, 它们可以由衍射图中基体或李晶的二对不平行的菊池线到同级衍射斑点的距离求出。

李晶的九束散射矩阵为

$$\mathbf{S}_T = \begin{bmatrix} U_0 & 0 & U_3 & 0 & U_6 & 0 \\ U_0 + s_1 & U_0 + s_2 & U_3 & U_3 & U_6 & U_6 \\ 0 & U_0 + s_2 & 0 & U_3 & 0 & U_6 \\ \hline U_3 & 0 & U_0 + s_3 & & & \\ U_3 & U_3 & U_0 + s_4 & & 0 & \\ 0 & U_3 & U_0 + s_5 & & & \\ \hline U_6 & 0 & & U_0 + s_6 & 0 & \\ U_6 & U_6 & 0 & U_0 + s_7 & & \\ 0 & U_6 & & 0 & U_0 + s_8 & \end{bmatrix}$$



其中 $U_3 = V_3/k_3$, $U_6 = V_6/k_6$, V_3 , V_6 分别为李晶 $\pm 002_T$ 衍射 (衍射图中斑点 3 和 6) 的晶体复势的傅里叶展开式的系数, 故有 $V_1 = V_2 = V_3 = V_6$ 及 $U_1 = U_2 = U_3 = U_6$ 。从矩阵右边所附的衍射图可看出, \mathbf{S}_M 中只有横向的交互作用(如横线所示), 上下方向的交互作用为零。 \mathbf{S}_T 中与此相反, 只有上下方向的交互作用, 而横向的互作用为零。

按照 Van Dyck 解动力学衍射矩阵公式的方法, 经过厚度为 z 的晶体, 底表面出射波波函数 $\Phi(z)$ 为

$$\Phi(z) = e^{iz\mathbf{s}}\Phi(0),$$

其中 \mathbf{S} 为晶体散射矩阵, $\Phi(0)$ 为晶体上表面入射波函数。

现采用分层法将晶体分成具有厚度为 Δz 的 n 个薄层 ($z = n\Delta z$), 则

$$\Phi(z) = (e^{i\pi\Delta z\mathbf{S}})^n\Phi(0) = \mathbf{W}^n\Phi(0),$$

其中

$$\mathbf{W} = e^{i\pi\Delta z\mathbf{S}} = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(i\pi\Delta z\mathbf{S})^m}{m!}$$

可用叠代法求出。

对于 OA 段单一李晶界面(图 4), 经过厚度分别为 z_1 , z_2 的基体和李晶后, 出射波波函数为

$$\Phi(z_1, z_2) = \mathbf{W}_T^{n_2}\mathbf{W}_M^{n_1}\Phi(0),$$

其中

$$z_1 = n_1\Delta z, z_2 = n_2\Delta z, n = n_1 + n_2.$$

对于 AB 段重叠李晶界面, 经过 z_1 , z_2 , z_3 (基体、李晶、基体)三层晶体后, 出射波波函数为

$$\Phi(z_1, z_2, z_3) = \mathbf{W}_M^{n_3}\mathbf{Q}\mathbf{W}_T^{n_2}\mathbf{W}_M^{n_1}\Phi(0),$$

其中 $z_3 = n_3 \Delta z$, $n = n_1 + n_2 + n_3$. \mathbf{Q} 为位相因子矩阵, 对角元素 $q_{gg} = e^{i\alpha_g}$, $\alpha_g = 2\pi\mathbf{g} \cdot \mathbf{R}$, \mathbf{R} 为孪生矢量, 由夹在中间的孪晶层数决定, 上下两部分基体间的位相差只有三种可能, 即 $\alpha_g = 0$, $\frac{2}{3}\pi$ 或 $-\frac{2}{3}\pi$ ^[2]. 重叠孪晶界面的计算过程与单一孪晶界面的计算过程相同, 只不过增加了二个计算步骤.

对于 CD 段重叠孪晶界面, 经过 z_2 , z_3 , z_4 (孪晶、基体、孪晶) 三层晶体后, 出射波波函数为

$$\Phi(z_2, z_3, z_4) = \mathbf{W}_T^{n_1} \mathbf{Q} \mathbf{W}_M^{n_3} \mathbf{W}_T^{n_2} \Phi(0).$$

此时 $z = z_2 + z_3 + z_4$, $n = n_2 + n_3 + n_4$. 将孪晶和基体散射矩阵 \mathbf{S}_T 和 \mathbf{S}_M 互换后, 可用求 $\Phi(z_1, z_2, z_3)$ 的程序进行运算.

图 1, 2, 3 均为明场象, 因此最后应求出出射晶体底表面的透射束振幅 φ_0 , 对 AB 段为

$$\varphi_0 = \sum_{j=0}^8 w_{M0j} q_{jj} w_{Tik} w_{Mk0},$$

透射束强度 I 为

$$I = \varphi_0 \varphi_0^*.$$

并由计算机输出强度曲线或模拟图象.

通过引入虚势 V'_g 处理吸收问题, 本文根据 Hashimoto 等人^[9]给出的近似值, 取虚势与实势之比 $V'_g/V_g = 0.1$.

3. 计算结果与衬度分析

1) 基体和孪晶同时处于布拉格衍射位置

图 1, 2, 3 都有一个不相重的基体和孪晶衍射斑点接近布拉格衍射位置, 图 1 中二者的偏离参量都大于零, 即 $s_{200M} > 0$, $s_{002T} > 0$, 重叠区域 AB 段显示 4 条暗条纹, CD 段为 5 条暗条纹, 单一界面区域 OA 段为单方向衰减的 6 个暗条纹, BC 段为一条. 图 4 中 1a 为图 1 $OABCD$ 处测量的条纹截面强度的实验曲线, 从 O 点到 D 点共有 16 个暗条纹, 15 个亮条纹. D 点之后主要是单一界面区域, 重叠处很窄并只有一个条纹, 其性质与 AB 段条纹类同, 故不再考虑. 图 4 中 1b 为计算的强度曲线. 由晶体取向测出偏离参量 $s_{200M} = 0.0015$, $s_{002T} = 0.001$. 由消光距离 ($\xi_{g200} = 377 \text{ \AA}$) 求出的晶体厚度约 3400 \AA 左右. 计算结果表明, 当晶体厚度 $z = 3400 \text{ \AA}$, 第一个微孪晶厚度为 2100 \AA , 基体夹层厚度为 1620 \AA (图 4), 偏离参量 $s_{200M} = 0.0015$, $s_{002T} = 0.00085$ ¹⁾, 而位相差 $\alpha_{200M} = \frac{2}{3}\pi$, $\alpha_{002T} = \frac{2}{3}\pi$ (即 $R = \frac{1}{6}[11\bar{2}]$) 时, 计算的强度曲线与实验曲线中 16 个暗条纹及 15 个亮条纹峰值的位置和相对强度一一对应, 相符较好(见图 4 中曲线 1a 和 1b).

图 2 的衍射条件为基体偏离参量 $s_M > 0$, 孪晶偏离参量 $s_T < 0$, AB 段条纹性质反转为 4 条亮条纹, CD 段仍为暗条纹. 图 4 中曲线 2a 为图 2 中 $OABCD$ 处(与图 1 中位

1) 在拍摄的衍射图和明场象之间, 偏离参量有时有微小变化.

置相同)测量的实验曲线。曲线 2b 为计算强度曲线, 计算中所用各部分晶体厚度同上, 但基体处于 $-\mathbf{g}$ 布拉格衍射位置, 所以 $\alpha_{200M} = \frac{1}{3}\pi$, 偏离参量

$$s_{200M} = 0.00025, s_{002T} = -0.00163,$$

计算强度曲线与实验曲线相符(图 4 中 2a 和 2b)。

图 3 的衍射条件为 $s_M < 0, s_T < 0$, AB 段和 CD 段条纹全部反转为亮条纹。图 4 中 3a 为图 3 OABCD 处测量的实验曲线(与图 1,2 位置相同), 图 4 中 3b 为计算的强度曲线, 计算中所用各部分晶体厚度同上, 偏离参量 $s_{200M} = -0.00125, s_{200T} = -0.0006$, 计算曲线与实验曲线亦完全吻合。

通过上述计算说明, 忽略二次微商项的 Van Dyck 叠代法用于衍衬象的动力学计算可以获得相当满意的结果, 同时也计算出有关微李晶的一些晶体学参数和几何参数。

2) 基体和李晶之一偏离布拉格衍射位置, 另一个处于强衍射位置

图 6(a), (b), (c), (d) 与图 1,2,3 同区, 图 6(a), (b) 为基体远远偏离布拉格衍射位置, 而李晶处于强衍射时的明场象, 其中 6(a) 的李晶偏离参量 $s_T > 0$, 6(b) 的 $s_T < 0$,

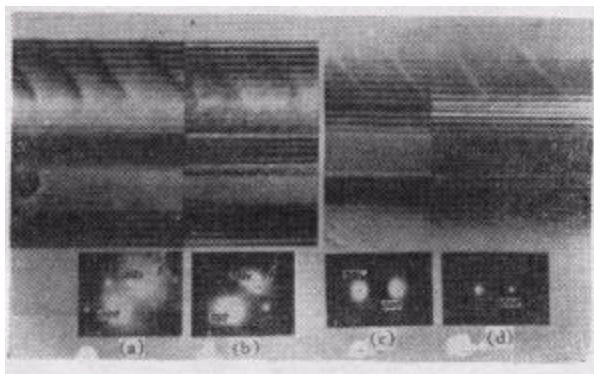


图 6

由菊池线位置(如图 6(a), (b) 中箭头所示)求出的李晶及基体偏离参量分别为: (a) 中 $s_T = 0.00035, s_M = 0.0085$; (b) 中 $s_T = -0.00065, s_M = 0.0145$ 。图 7 中 1a 和 1b 为图 6(a) 和 (b) 中 OABCD 处测量的实验曲线, 图 7 中 2a 和 2b 为由上面求出的偏离参量, 选择 5 束计算的强度曲线, 实验曲线与计算曲线基本相符。从这些曲线和照片可以看出, 当 s_T 由大于零变到小于零时, CD 段重叠李晶界面区域的第一个和最后一个条纹的强度由低于背底(AB 段)变到高出背底, 形成明显的亮条纹。这可作如下定性的解释。由于基体远远偏离布拉格衍射位置, 可视为真空层, 因此 AB 段无条纹, 构成背底(如图 6(a), (b) 所示)。在图 6(a) 中 AB 段的平均强度高于 CD 段, 当李晶偏离参量由大于零变到小于零时, 李晶已由异常透射变为异常吸收^[8], 但 AB 段李晶厚度 2100 Å 大于 CD 段(1780 Å), 因此 AB 段异常吸收效应大于 CD 段, 其强度下降较大, 从而 CD 段第一个和最后一个条纹的峰值有可能高出背底, 形成亮条纹。计算结果也指出, CD 段第一个和最后一个峰的强度值变化较小, 而 AB 段背底强度值下降较大, 从而支持了上述的定性解释。

图 6(c), (d) 是李晶远远偏离布拉格衍射位置, 而基体偏离参量由大于零变到小于零

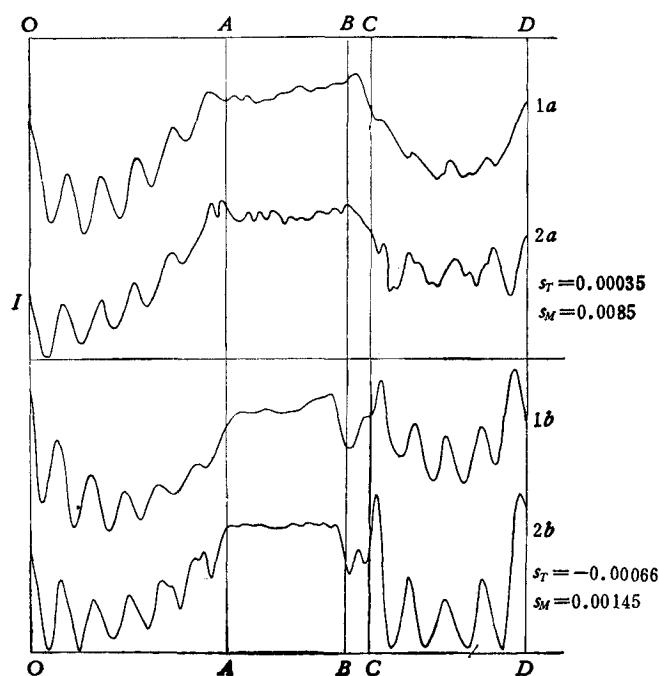


图 7

体、李晶、基体重叠区域产生的条纹强度将高出背底，形成亮条纹。这种影响与夹层李晶的厚度有关，若李晶减薄，这种效应将减弱。上述分析说明，异常吸收或异常透射效应可以改变重叠与未重叠区域条纹的相对强度，因此当改变基体或李晶偏离参量的正负号时，重叠李晶界面区域条纹的衬度将发生明显的变化。现将基体和李晶偏离参量正负值对重叠李晶界面条纹性质的影响列于表 1 中。

表 1 基体和李晶偏离参量正负值对重叠李晶界面条纹性质的影响

| 偏 离 参 量 | | 条 纹 性 质 | |
|---------|---------|---------|------------------|
| s_M | s_T | AB 段 | CD 段 |
| + | + | 暗 | 暗 |
| - | - | 亮 | 亮 |
| + | - | 亮 | 暗 |
| - | + | 半暗 | 亮 |
| $\gg 0$ | + | — | 半暗 ¹⁾ |
| $\gg 0$ | - | — | 亮 |
| + | $\gg 0$ | 半暗 | — |
| - | $\gg 0$ | 亮 | — |

1) 以下指第一个和最后一个条纹。

重叠李晶界面的条纹数目随晶体厚度的增加而增加，如图 1, 2 中 CD 段左上部条纹数目由 5 条增加到 6 条。当厚度相同时，对基体、李晶、基体重叠区域，条纹数目随基体偏离参量的加大而增加，同时也与李晶的偏离参量有关。图 2 中 AB 段右下方条纹数目由 4 个亮条纹变到 3 个，而图 1 中相同区域条纹数目不变，说明李晶厚度变化不大。通过模

时的二张明场象。此时李晶可视为真空层，因此 CD 段无条纹，OA 段楔形膜方向与图 6(a), (b) 的正相反，因此等厚条纹的衰减方向亦相反。从照片中远可看出，AB 段第一个和最后一个条纹强度的变化与图 6(a), (b) 中李晶处于强衍射的情况相似，并可作类似的解释。

基体和李晶同时接近布拉格衍射位置时，也可作类似的定性解释，如图 1, 2 中基体偏离参量 $s_M > 0$ ，李晶偏离参量 s_T 由大于零变到小于零，即李晶由异常透射变到异常吸收，这将使整个背底强度下降，而 AB 段背底下降较低，从而基

拟计算我们认为, 图 2 中条纹数目的变化是由于晶体翘曲中李晶偏离参量的微小变化引起的。图 8 中 a 为图 2 中 AB 段 3 个亮条纹处测量的实验强度曲线, 图 8 中 b 为取 $s_t = -0.002$ 时计算的强度曲线, 两者相符。这说明当基体偏离参量大于零, 李晶偏离参量小于零时, 重叠区域条纹数目对 s_t 的变化非常敏感。图 9 是 s_t 由 -0.00163 连续变到 -0.002 时计算机输出的模拟象, 与照片图 2 相符。

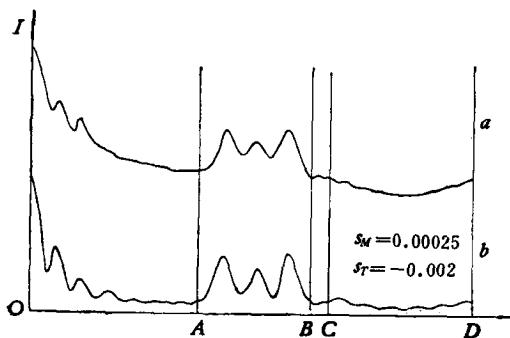


图 8

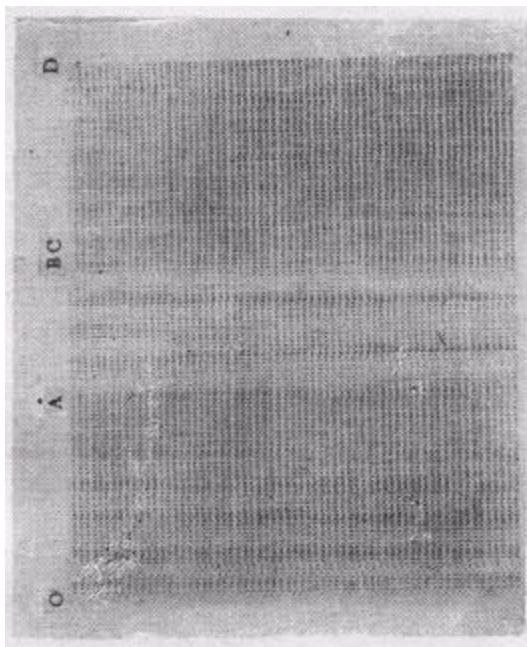


图 9 图 2 的计算机模拟象

四、结 论

本文将 Van Dyck 多束动力学衍射理论的叠代法用于单一李晶界面和二重李晶界面条纹象的衬度分析, 得到了计算与实验一致的结果。重叠李晶界面条纹象的变化是复杂的, 通过初步的观察和计算, 可以得出下面的一些结论。

1. 面心立方金属中李生矢量较大 ($R = \frac{1}{6} \langle 112 \rangle$) 的微李晶重叠界面区域条纹的性质与一般等厚条纹、 α 条纹及 δ 条纹不同, 有着自己的特点, 它的条纹性质与基体和李晶偏离参量的正负值有关。
2. 基体和李晶二者都接近布拉格衍射位置时, 通常的禁止衍射也将出现, 它与各束间的交互作用及其对成象的贡献, 可在基体和李晶的散射矩阵中直接考虑进去。计算结果表明, 二次衍射较强时, 它的贡献不可忽略。
3. 当基体处于强衍射位置, 而李晶偏离参量改变符号时, 基体、李晶、基体重叠区域条纹性质发生反转; 基体和李晶偏离参量同时改变符号时, 无论基体、李晶、基体重叠, 还是李晶、基体、李晶重叠, 其条纹性质全部反转, 并且单一界面与重叠界面交界处条

纹衬度发生突变,这是异常吸收或异常透射效应及三层晶体多束动力学交互作用的结果(见表 1)。

北京理化测试中心孟宪英同志在电子显微镜试验工作上给予很大的帮助,深表谢意。

参 考 文 献

- [1] R. Gevers, *Phys. Stat. Sol.* **3**(1963), 1672.
- [2] J. Van Landuyt, R. Gevers, and S. Amelinckx, *Phys. Stat. Sol.* **9**(1965), 135.
- [3] G. Remaut, R. Gevers, A. Lagasse, and S. Amelinckx, *Phys. Stat. Sol.* **13** (1966), 125.
- [4] J. M. Corbett and S. S. Sheinin, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **38**(1976), 151.
- [5] S. S. Sheinin and J. M. Corbett, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **38**(1976), 675.
- [6] 杨奇斌、张修睦、常昕,中日电子显微学讨论会文集(待发表).
- [7] A. Amelinckx, R. Gevers and J. Van Landuyt, *Diffraction and Imaging Techniques in Material Science*, North-Holland Publishing Company, (1978), p. 355.
- [8] P. B. Hirsch, A. Howie, R. B. Nicholson, D. W. Pashley and M. J. Whelan, *Electron Microscopy of Thin Crystals*, London Butterworths, (1971).
- [9] H. Hashimoto, A. Howie and M. J. Whelan, *Proc. Roy. Soc. A*, **269** (1962), 80.

OBSERVATION AND CALCULATION OF FRINGE IMAGES OF OVERLAPPING MICRO-TWIN BOUNDARIES

ZHANG XIU-MU YANG QI-BING CHANG XIN

GUO KE-XIN (K. H. Kuo)

(Institute of Metal Research, Academia Sinica)

ABSTRACT

Fringe images of overlapping micro-twin boundaries in a f.c.c. Ni-Cr alloy have been observed by transmission electron microscopy. It is shown that the average intensity of the fringe images in the overlapping boundary is either much higher or much lower than that of the single boundary depending on the sign and value of the deviation parameters. The contrast of fringes will reverse when one changes the sign of deviation parameters for the matrix and/or the twin. Comparing with the well-known α -fringe and δ -fringe, overlapping twin fringes have special features which may arise from the anomalous absorption-anomalous transmission effects and the clyndamic multiple beam interference among the matrix-twin-matrix or twin-matrix-twin. Using Van Dyck's iterative method, simulation images were calculated which are in good agreement with experimental observations.